

03093

1

29

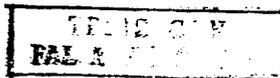
LOS HOYOS CORONALES DEL SOL COMO FUENTES DE PERTURBACIONES
DE GRAN ESCALA EN EL VIENTO SOLAR

Silvia Susana Bravo Núñez

TESIS PARA OBTENER EL GRADO DE

DOCTOR EN GEOFISICA
(Estudios Espaciales)

UACPyP - UNAM
1989





Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

RESUMEN

La tesis presentada en este trabajo es que los hoyos coronales, y no las ráfagas o las erupciones de filamentos, son las fuentes de las perturbaciones de gran escala en el medio interplanetario. Se presenta una discusión general de las características de los hoyos coronales y de las eyecciones de masa coronal - que son las manifestaciones cercanas al Sol de lo que posteriormente se manifiesta como una perturbación en el medio interplanetario - y se discuten las asociaciones de estas últimas con ráfagas y filamentos eruptivos que han sido intentadas por otros autores. Se muestran también las dificultades que se han encontrado al tratar de asociar las eyecciones de masa coronal y los choques en el medio interplanetario con ráfagas y filamentos eruptivos.

Posteriormente se muestran los resultados de una observación casi continua durante un año de las perturbaciones del medio interplanetario (agosto de 1978 a septiembre de 1979) mediante el método de centelleo interplanetario (IPS), los cuales indican que todas estas perturbaciones fueron originadas en una región del Sol donde se hallaba algún hoyo coronal. Se presentan además argumentos teóricos que apoyan la posibilidad de que los hoyos coronales sufran cambios bruscos en su flujo, capaces de producir los choques observados en el viento solar.

Finalmente se discute la posibilidad de prever, con varios días de antelación, la ocurrencia de tormentas geomagnéticas mediante el rastreo por centelleo de las perturbaciones que viajan en el medio interplanetario.

INDICE

	Pág.
PROLOGO	1
<u>CAPITULO I. HOYOS CORONALES</u>	
1) Introducción	4
2) Características Generales de los Hoyos Coronales	6
a) Tamaños	7
b) Tiempos de Vida	8
c) Características Físicas	9
d) Rotación	10
3) Relación entre los Hoyos Coronales y el Viento Solar	11
4) Los Hoyos Coronales y las Regiones "M"	13
5) Evolución de los Hoyos Coronales con el Ciclo de Actividad Solar	15
6) Modelos Empíricos de Formación y Evolución de Hoyos Coronales	19
7) Modelos de Flujo de Plasma en Hoyos Coronales	22
<u>CAPITULO II. EYECCIONES DE MASA CORONAL</u>	
1) Introducción	28
2) Clasificación de las EMC	29
a) Clases Estructurales	29
b) Categorías de Importancia	30
c) Frecuencias de Ocurrencia	31
3) Propiedades Generales de las EMC	31
a) Propiedades Globales	31
b) Geometría y Distribución de Densidad	34
4) Asociación de las EMC con Otros Fenómenos Solares	37
a) Asociación de las EMC con Protuberancias Eruptivas y Ráfagas	38
b) Emisiones Electromagnéticas Asociadas con las EMC	40
c) Correlación entre EMC y Choques en el Medio Interplanetario	44
5) Evolución Temporal de las EMC	46
a) Características Generales	46
b) Precursores	48
c) El Final de una EMC	49

<u>CAPITULO III. DETECCION DE PERTURBACIONES EN EL VIENTO</u>	
<u>SOLAR POR MEDIO DE OBSERVACIONES DE CENTELLEO</u>	
1) Introducción	52
2) Relación del IPS con el Estado del Plasma del Viento Solar	53
3) Observaciones Prolongadas de IPS con un Arreglo de Antenas de Gran Area	56
a) Elaboración de los Mapas	56
b) Interpretación de los Mapas y Localización de las Fuentes	59
<u>CAPITULO IV. RELACION DE LAS PERTURBACIONES DEL VIENTO SOLAR Y DE LAS EYECCIONES DE MASA CORONAL CON LOS HOYOS CORONALES</u>	
1) Introducción	68
2) Los Eventos Observados de Agosto de 1978 a Septiembre de 1979	69
3) Origen de las Perturbaciones del Viento Solar	72
4) Modelación de las Perturbaciones	78
5) Relación de las Eyecciones de Masa Coronal con los Hoyos Coronales	81
6) Pronóstico de Perturbaciones Geomagnéticas	84
<u>CONCLUSIONES</u>	86
<u>REFERENCIAS</u>	88
<u>FIGURAS</u>	100
<u>APENDICE I</u>	130
<u>APENDICE II</u>	150

PROLOGO

La Tierra, inmersa en el viento solar que fluye a través del espacio interplanetario, se ve afectada de muchas maneras por las perturbaciones de gran escala que este viento transporta. Hace más de 20 años que se descubrió el fenómeno del centelleo interplanetario (IPS) y se inició un esfuerzo por utilizar este efecto para estudiar el estado de perturbación del viento solar en vastas regiones de la heliósfera.

En esta tesis se presentan los resultados de un extenso estudio de las perturbaciones de gran escala del viento solar, realizado mediante las observaciones del centelleo interplanetario durante más de un año y se muestra cómo estas perturbaciones (frecuentemente ondas de choque) están relacionadas con los hoyos coronales. Se hace también un análisis de las eyecciones de masa coronal observadas durante ese período y se encuentra que un cierto tipo de estas eyecciones (las de "frente curvo") también están relacionadas con los hoyos coronales y constituyen, de hecho, la manifestación cercana al Sol de lo que después se observará como una perturbación en el medio interplanetario.

Las perturbaciones más energéticas del viento solar son los choques interplanetarios acompañados de conchas de densidad intensificada seguidas de flujo de viento rápido (Borrini et al., 1982). Durante mucho tiempo se creyó que el origen de estos choques eran las ráfagas muy intensas (Wolfe et al., 1979; Intriligator, 1980; Cane y Stone, 1984; Cane, 1985), pero el hecho de que puedan ocurrir choques fuertes en ausencia total de ráfagas ha llevado a sugerir que también están relacionados con filamentos que desaparecen y protuberancias eruptivas (e.g. Joselyn y McIntosh, 1981).

Sin embargo, es frecuente detectar choques en el medio interplanetario y registrar comienzos repentinos de tormentas geomagnéticas cuando no se han observado ni filamentos que desaparecen, ni ráfagas. Más aún, la conexión de un choque

observado cerca de la Tierra con alguna ráfaga .que ocurrió previamente en el Sol conduce en ocasiones a velocidades de tránsito para los choques que viajan en el medio interplanetario de hasta más de 1000km/s (Cane y Stone, 1984). Sin embargo, las velocidades observadas para los choques a la altura de la Tierra nunca exceden los 850 km/s de manera que es necesario invocar un mecanismo de desaceleración para los choques en el espacio interplanetario. Tal mecanismo es muy difícil de imaginar y más aún, si realmente opera, la velocidad del choque cerca de la fuente debe ser mayor aún que la velocidad de tránsito (media). Sin embargo, las observaciones de los choques en diferentes lugares del medio interplanetario, tanto más cerca como más lejos del Sol que la Tierra ,han mostrado que éstos viajan con una velocidad bastante constante (Intriligator, 1977).

Otro problema con la asociación de choques con ráfagas es que hay muchas más ráfagas que choques. Esto conduce a inferir que no todas las ráfagas producen choques que viajan en el plasma del viento solar, sino sólo algunas de ciertos tipos. Se han intentado diversas asociaciones selectivas, pero con ninguna de ellas se ha logrado obtener una asociación uno a uno. Las protuberancias eruptivas son mucho menos frecuentes que las ráfagas solares, pero algunas veces, cuando se ha observado que un choque alcanza a la Tierra, se ha observado también la desaparición brusca de un filamento unos días antes. Una asociación de las protuberancias eruptivas con los choques en el medio interplanetario es del todo imposible, pero en algunos casos particulares se les ha sugerido como fuentes de los choques. También en este caso se observan muchas protuberancias sin que ocurran choques en el viento solar, pero no se ha intentado hasta ahora ninguna selección de éstas.

La asociación propuesta en esta tesis entre los hoyos coronales y los choques, apoyada por un gran número de observaciones, promete resolver finalmente estas dificultades aunque la modelación de tales fenómenos está aún por hacerse.

En el primer capítulo se hace una descripción detallada de las características principales de los hoyos coronales, su

evolución con el ciclo solar y una breve descripción de los principales modelos que se han desarrollado para explicar sus características.

En el segundo capítulo se hace una breve recapitulación de las observaciones de eyecciones de masa coronal, sus características y las asociaciones que se han establecido entre estos fenómenos y algunas manifestaciones de actividad solar superficial.

En el capítulo tercero se describe la técnica de observación de centelleo interplanetario y su capacidad para mapear perturbaciones de gran escala que viajan en el viento solar y para rastrearlas de regreso a su lugar de origen en el Sol.

En el capítulo cuarto se presentan las observaciones realizadas y los resultados a los que conducen. Y finalmente se presentan las conclusiones del trabajo.

Se incluye además un Apéndice en el que se describen las características de las ondas de choque magnetohidrodinámicas y se hace una breve mención de los choques en plasmas sin colisiones.

Una parte substancial de los resultados presentados en esta tesis ya ha sido publicada (véase Hewish y Bravo, 1986; Bravo y Hewish, 1988; Bravo, 1988a; Bravo, 1988b; Bravo et al. 1989).

CAPITULO I

HOYOS CORONALES

1. Introducción

El término "hoyos coronales" fue acuñado por Waldmeier (1957), quien fue el primero en identificarlos en mapas sinópticos de la corona monocromática, elaborados con base en observaciones terrestres. Los que Waldmeier llamó hoyos ("Löcher", en alemán) correspondían a regiones de emisión coronal reducida en la línea verde del calcio (5303 \AA) que recurrían por varias rotaciones solares. Sin embargo en su análisis él no distinguió entre lo que ahora se llaman "hoyos coronales" y los volúmenes de densidad coronal reducida cubiertos por las líneas cerradas de campo magnético que rodean las protuberancias H α y que ahora se llaman "cavidades de filamento" (ver por ejemplo Viana et. al., 1973) a pesar de que ya sabía de su existencia (Waldmeier, 1956). Su plena identificación tuvo que esperar algunos años hasta que fue posible remontar la densa atmósfera baja de la Tierra y observar el espacio exterior en longitudes de onda muy cortas, como las del ultravioleta extremo y de los rayos X, las cuales no penetran hasta la superficie de nuestro planeta. Durante los 60's, los hoyos coronales aparecieron en las fotografías de rayos X y ultravioleta extremo tomadas con cohetes como regiones carentes de emisión, principalmente sobre los polos del Sol; una revisión de estas observaciones se encuentra en el trabajo de Broussard et al. (1978). Sin embargo, no hubo ningún interés especial en estudiarlos entonces, pues la atención estaba puesta principalmente en el estudio de las regiones activas.

En realidad no fue sino hasta finales de la década de los 60's y principios de la de los 70's que empezó a surgir el interés en los hoyos coronales gracias a las observaciones del vehículo espacial OSO-4 que desde 1968 empezó a observar

regularmente depresiones de gran escala en la emisión del Sol en el ultravioleta extremo; éstas fueron posteriormente complementadas con observaciones de los OSO 6 y 7 (ver por ejemplo Reeves y Parkinson, 1970; Munro y Withnroe, 1972; Neuper y Pizzo, 1974). Al principio de la década de los 70's Altschuler y Perry (1972) llevaron a cabo un estudio global de las distribuciones de densidad en la corona derivadas de observaciones sinópticas realizadas con un coronómetro-K, las cuales mostraron también la presencia de los hoyos, y éstos también aparecieron en las fotografías de alta resolución en rayos X obtenidas con cohetes por Vaiana et al. (1973).

Aunque los hoyos coronales se identificaron primeramente sobre los polos del Sol, su aparición también en latitudes bajas fue observada durante el eclipse del 7 de marzo de 1970. Gran cantidad de artículos hacen referencia a esta observación (ver por ejemplo Bohlin et al., 1971; Gabriel, 1971; Withbroe et al. 1971; Saito, 1972; Waldmeier, 1975) pues con ella quedó establecido que los hoyos coronales son además regiones de baja densidad en la corona. Estudios casi simultáneos de datos obtenidos con coronómetros-K (Altschuler et al., 1972) y de fotografías en rayos X (Vaiana et al., 1973) demostraron además que los campos magnéticos en los hoyos son típicamente unipolares y emergen del Sol como líneas "abiertas" que se extienden mucho más allá de la Tierra. Las propiedades físicas de un hoyo coronal son las mismas independientemente de su localización en el Sol. (Munro y Jackson, 1977).

Los primeros modelos físicos de los hoyos coronales, propuestos a partir de las observaciones en el ultravioleta extremo por Munro y Withbroe (1972) para un hoyo coronal de baja latitud y por Withbroe y Wang (1972) para un hoyo coronal polar, mostraron además que la temperatura y su gradiente con la altura en la base de los hoyos son significativamente menores que en el resto de la corona. Poco después, los hoyos coronales cobraron una mayor importancia cuando Krieger et al. (1973) identificaron un hoyo coronal observado en imágenes de rayos X suaves, obtenidas con cohetes, como la fuente de haces recurrentes de viento solar de

alta velocidad detectados en el medio interplanetario por sondas espaciales.

Estos haces de viento solar rápido producen perturbaciones geomagnéticas al cruzar la Tierra y así (ver por ejemplo Hundhausen, 1972) los hoyos coronales fueron también identificados como las largamente buscadas regiones M del Sol propuestas por Bartels (1932) para explicar las perturbaciones geomagnéticas que recurrían con un periodo de alrededor de 27 días, el periodo de rotación del Sol.

Así pues, aún antes de la misión del Skylab (mayo de 1973-febrero de 1974), los hoyos coronales ya habían sido identificados como grandes configuraciones frías y de baja densidad en la corona solar, localizadas tanto a bajas latitudes como en los casquetes polares en ambos hemisferios, poseedores de campos magnéticos predominantemente monopolares que se extienden hacia afuera del Sol como líneas de campo divergentes que dan lugar a haces de viento solar de alta velocidad y causan tormentas geomagnéticas (Bohlin, 1977a). Esta descripción sigue aún siendo válida, aunque muchos adelantos en la comprensión de su funcionamiento, su origen y su evolución en el tiempo han sido posibles gracias a la misión Skylab, y a las observaciones que desde Tierra y con aparatos a bordo de cohetes sonda se han llevado a cabo en la última década. De esto hablaremos en las secciones posteriores y trataremos de dar una imagen clara y completa de lo que es actualmente nuestro conocimiento de los hoyos coronales del Sol.

2. Características Generales de los Hoyos Coronales

Los hoyos coronales se encuentran entre las estructuras de mayor tamaño y de más larga vida en la faz del Sol. Son fenómenos predominantemente coronales pues su contraste es mayor en la radiación que se origina en la corona (rayos X, ultravioleta extremo y radioondas) y disminuye progresivamente en la radiación que proviene de la zona de transición y la cromósfera. De hecho en la cromósfera, los hoyos son virtualmente indistinguibles de

sus alrededores (Zirker, 1977) y la cromósfera que subyace debajo de un hoyo coronal es extremadamente quieta, sin playas ni filamentos (Altschuler et al., 1972). Hay poco cambio en las líneas y los continuos formados por debajo de $800,000^{\circ}\text{K}$ excepto por las características de las emisiones HeI (10830 \AA) (Munro y Withbroe, 1972). Los mapas de hoyos coronales en la línea HeII se hacen utilizando cohetes sonda y vehiculos espaciales, pues esta línea cae en el extremo ultravioleta y solo puede observarse por encima de la atmósfera. Sin embargo, las observaciones en la línea del HeI pueden hacerse desde tierra. La presencia de los hoyos coronales también puede observarse sobre el limbo solar en luz blanca (visible) durante eclipses totales de Sol o mediante el uso de coronógrafos y coronómetros-K (ver figura 1).

Como todo en el Sol, los hoyos coronales son variables y sus características evolucionan en forma notablemente ligada al ciclo de actividad solar. De esto hablaremos en detalle en otra sección de este trabajo y por ahora simplemente mencionaremos sus características generales y los rangos en los que suelen variar.

a) Tamaños: Los hoyos polares son los que llegan alcanzar mayores tamaños. Alrededor del mínimo de actividad solar pueden cubrir entre ambos hoyos casi un cuarto del área superficial total del Sol y uno de ellos puede, eventualmente, poseer lengüetas que se extiendan aún hasta el otro hemisferio, cruzando el ecuador (ver Timothy et al., 1975; 1981). Hacia el máximo de actividad solar, los hoyos coronales polares reducen su tamaño y eventualmente desaparecen durante algunos años (Sheeley, 1980; Waldmeier, 1981; Fisher y Sime, 1984). Una característica interesante es que el área total cubierta por estos hoyos coronales alrededor del mínimo de actividad solar suele permanecer constante aún cuando el área individual de cada hoyo polar cambie considerablemente. Bohlin (1977b) encontró que durante el periodo del Skylab (la fase declinante del ciclo solar 20) el área cubierta por hoyos coronales polares fue del 15% del Sol constantemente, aún cuando cada uno de los hoyos cambió en un 50% su tamaño, reduciéndose uno de ellos mientras el otro crecía.

Los hoyos coronales individuales de baja latitud ($<60^\circ$) son en general pequeños y cuando aparecen cubren en total entre el 1% y el 5% de la superficie del Sol (Bohlin, 1977b). Muy comunmente están conectados con el hoyo polar de la misma polaridad en alguna parte de sus vidas; esta conexión puede ocurrir en la formación original del hoyo de baja latitud o algunas rotaciones solares después (Bohlin, 1977a).

El descubrimiento de la vasta extensión que pueden cubrir los hoyos confirmó un resultado previo de Altschuler et al. (1972) quienes indicaron que los hoyos coronales pueden cubrir una porción significativa de la superficie del Sol y deben tomarse en cuenta para cualquier estudio global de las emisiones de la corona o de su balance de flujo. Aunque los hoyos coronales pueden permanecer con la misma área en rotaciones sucesivas, la mayoría de las veces se observa que crecen o se encogen con el tiempo a una velocidad notablemente constante de aproximadamente 1.5×10^4 km/s, tanto los hoyos polares como los de baja latitud (Bohlin, 1977b). Este valor particular tiene un antecedente en el trabajo teórico de Leighton (1964) quien describió con éxito el transporte superficial de los campos magnéticos solares usando un valor muy semejante, lo cual sugiere una fuerte asociación entre ambos fenómenos.

b) Tiempos de vida: Estudiando la evolución de los hoyos coronales durante 4 ciclos solares, Waldmeier (1981) encontró que en general los hoyos polares viven alrededor de 7 años, los cuales incluyen el mínimo de actividad. Los hoyos no polares son mucho más efímeros. Durante el Skylab, Bohlin (1977b) estudió un total de 9 hoyos coronales de baja latitud cuya evolución completó con los estudios de Timothy et al. (1975) y Sheeley et al. (1976) encontrando que sus tiempos de vida variaron entre 3 y 10 rotaciones solares. Posteriormente se observaron hoyos coronales que duraron solo una rotación solar, mientras que en la parte ascendente del ciclo solar 21 (1978-1979) se observó un hoyo ecuatorial que duró por más de un año. Sin embargo estos hoyos, aún cuando vivían largo tiempo, son muy variables en forma y extensión (Sheeley y Harvey, 1981).

c) Características Físicas: Los hoyos coronales son, por sus características, la antítesis de las regiones activas. En las regiones activas la presión y temperatura electrónicas en la corona y el gradiente de temperatura en la zona de transición son mayores, que en las áreas quietas normales (Noyes et al., 1970; Reimers, 1971). En los hoyos, estas características son menores que en las regiones quietas (p.e. Withbroe y Wang, 1972).

Más aún, en las regiones activas la emisión EUV heliosférica es más intensa mientras que en los hoyos coronales la emisión cromosférica es menor o igual que en las regiones quietas normales. Son regiones típicamente más frías que sus alrededores en unos 600,000 °K; su densidad es también menor por un factor que va de 3 a 100 y el gradiente de temperatura en la zona de transición debajo de un hoyo es un orden de magnitud menos pronunciado que en las partes sobre las que no hay hoyo (Munro y Withbroe, 1972).

La intensidad promedio del campo en un hoyo coronal varía entre 3 y 36 Gauss alrededor del máximo de actividad, y entre 1 y 7 Gauss alrededor del mínimo de actividad (Harvey et al. 1982). Estos valores no son ni muy grandes ni muy chicos comparados con cualquier otra porción quieta del disco y es la topología a gran escala del campo la que determina si existe o no el hoyo y no su intensidad (Gurman et al., 1974; Bohlin y Sheeley, 1978). Las líneas de campo en un hoyo coronal siempre son abiertas, en contraste con la corona normal (quieta) en la que los campos magnéticos son cerrados, y su polaridad normalmente coincide con la polaridad del campo general en el hemisferio en que se encuentran. Los hoyos que no cumplen esta regla (como a veces pasa con hoyos ecuatoriales) tienen tiempos de vida muy cortos.

Los hoyos están situados hacia el centro de grandes celdas magnéticas "unipolares". Existe una zona fronteriza de típicamente 10-20° heliocéntricos entre el borde del hoyo y la línea neutra adyacente, después de la cual se encuentra otra celda de polaridad opuesta (McIntosh et al., 1976). El campo magnético

del Sol se caracteriza por estar integrado por varias celdas de gran tamaño y forma irregular, cada una de las cuales tiene una polaridad magnética dominante. Las divisiones entre una y otra celda definen líneas neutras de gran escala que están marcadas por filamentos y otras estructuras cromosféricas finas. Eobcock y Bobcock (1955) llamaron a estas regiones celdas magnéticas "unipolares", pero para evitar la impresión de que en el Sol existen monopolos magnéticos suele llamárseles simplemente celdas magnéticas. Todos los hoyos coronales, tanto polares como ecuatoriales, se localizan en alguna de estas grandes celdas (Bohlin y Sheeley, 1978; Altschuler et al., 1972; McIntosh et al., 1976). Esto quiere decir que los hoyos coronales no cruzan nunca las líneas neutras, como se ha inferido de los mapas sinópticos en H α y por comparación directa con los magnetogramas (Bohlin y Sheeley, 1978; et al., 1975).

Otra característica importante de los hoyos coronales es su geometría. Munro y Jackson (1977) estudiaron un hoyo coronal particular en las imágenes del Skylab y encontraron que tenía una forma de tobera axialmente simétrica que a una altura de $2R_s$ tenía una área transversal siete veces mayor que la que hubiera tenido si el hoyo se expandiera radialmente. Las observaciones han mostrado que esta divergencia de las líneas de flujo mayor que una divergencia radial es una característica general de los hoyos coronales.

d) Rotación: El Sol, por ser un cuerpo fluido, no rota rigidamente y se ha observado desde hace mucho tiempo que el ecuador rota mucho más rápido que los polos, siendo el periodo de rotación del ecuador de aproximadamente 25 días, mientras que en las regiones polares es de alrededor de 30 días. Estos periodos, obtenidos de la observación de manchas y filamentos no son exactamente compartidos por otras estructuras que se observan en la superficie solar, pero en general todos muestran una rotación diferencial más o menos semejante. Sin embargo, los hoyos coronales parecen ser una excepción. Wagner (1975) estudió los hoyos coronales en la líneas de 284 \AA del Fe XV con el OSO-7 durante 18 meses obteniendo un decrecimiento de su periodo de rotación de

solamente 3% entre las zonas polares y el ecuador. Timothy et al. (1975) estudiaron el inmenso hoyo transecuatorial observado en la misión Skylab, clasificado como el no. 1, y compararon la deformación sufrida por el hoyo durante cinco pasos por el disco solar con la que se esperaría si su rotación diferencial fuera como la observada para las manchas.

Otros autores estudiaron también la rotación de distintos hoyos particulares (p.e. Wagner, 1975; Bohlin y Rubinstein 1975; Nolte et al., 1976; Bohlin, 1977b) y aunque sus observaciones no incluyeron latitudes muy altas, mostraron que los hoyos coronales a latitudes mayores que 25° rotan definitivamente más rápido que cualquier otra estructura solar conocida. Posteriores observaciones a latitudes altas mostraron que ahí la diferencia en la rotación es un poco mayor y aunque siguen siendo las características que giran más rígidamente sobre la superficie solar sí presentan una rotación diferencial (ver p.e. Shalke y Pande, 1985). Se ha observado además que debido a esta rotación diferencial, los hoyos coronales pueden estirarse, desgarrarse, e incluso fundirse dos de ellos en uno solo. (Sheeley y Harvey, 1981).

3. Relación Entre los Hoyos Coronales y el Viento Solar

La sugerencia de que las corrientes de viento solar de alta velocidad se pueden originar en estructuras de campo magnético coronal abierto en vez de regiones que tienen líneas magnéticas cerradas fue hecha desde 1964 por Billings y Roberts (1964). Posteriormente Wilcox (1968) dió un gran apoyo a esta proposición y finalmente Pneuman y Kopp (1971) y Noci (1973) proporcionaron evidencia teórica cuantitativa de la plausibilidad de esta idea. Una corriente de viento solar es una estructura coherente que tiene un perfil característico de temperatura, densidad, velocidad y campo magnético a la altura de la Tierra (Gosling et al. 1972). Rota con el Sol cruzando la Tierra recurrentemente con un período sinódico de 27.1 días que es el período ecuatorial de la fotosfera. Estas corrientes están constituidas por viento solar más rápido que el viento solar normal de aproximadamente 300-400

km/s. Feldman et al. (1976) estudiaron una muestra de 19 corrientes extensas con velocidades máximas superiores a los 650 km/s y encontraron que su anchura en longitud solar va de 48° a 159° con un promedio de 89° (ver figura 2). Estas corrientes se observan en todas las fases del ciclo solar, pero las más estables ocurren durante la fase declinante. Por ejemplo entre 1973 y 1974 se observó una que perduró durante 16 rotaciones solares. (Zirker, 1981).

La primera asociación observacional entre las corrientes de viento solar rápido y los grandes hoyos coronales fue manifestada por Krieger et al. (1973) quienes mostraron que un hoyo coronal observado en rayos X por medio de cohetes sonda era la fuente de una corriente de viento solar de alta velocidad que recurrió mientras el hoyo existió. No tardaron en surgir muchos otros trabajos que mostraron esta relación utilizando registros obtenidos anteriormente a la observación de Krieger y colaboradores y, posteriormente, los datos del Skylab (ver p.e. Neupert y Pizzo, 1974; Bell y Noci, 1975; Wagner, 1976; Nolte et al., 1976; Sheeley et al. 1976; Bohlin 1977a). Todos ellos confirmaron sin lugar a duda que los hoyos coronales son las fuentes de las corrientes de alta velocidad en el viento solar y mostraron que la duración y la estabilidad de éstas reflejan muy fielmente las de los hoyos coronales asociados, además de que la polaridad magnética del campo en la corriente y en el hoyo asociado son invariablemente iguales. Coles y Ricket (1976) y Ricket et al. (1976) midieron la velocidad del viento solar fuera de la eclíptica por medio del centelleo interplanetario de radiofuentes estelares y establecieron que los hoyos coronales polares son también fuentes de viento solar rápido, con velocidades de hasta 800km/s. Ante toda esta avalancha de confirmaciones, Gosling et al. (1976) manifestaron que la característica básica del viento solar en ausencia de campo magnético cerrado que lo confina es la alta velocidad. Sin embargo, posteriores observaciones han sugerido que también el viento solar lento, "normal", proviene de hoyos coronales (ver. p.e. McWhirter y Kopp, 1979; Zirker, 1981). En la figura (3) se muestra esquemáticamente la configuración de las líneas de campo

magnético de la corona en regiones activas (líneas cerradas) y hoyos coronales (líneas abiertas) según Hundhausen y Holzer (1980). Puede observarse cómo las líneas provenientes de los hoyos se expanden rápidamente para llenar todo el espacio. La polaridad de los hoyos subsecuentes va determinando una estructura sectorial del campo magnético interplanetario con sectores de polaridades bien definidas y alternadas. Esta estructura ya había sido observada con instrumentos a bordo de vehículos espaciales por Wilcox y Ness (1965) y Ness y Wilcox (1967). Actualmente parece ser que estos hoyos son las únicas fuentes del plasma que sale del Sol e inunda el medio interplanetario, aún en las condiciones eruptivas que tradicionalmente han sido asociadas con ráfagas. De esto hablaremos en detalle más adelante.

4. Los Hoyos Coronales y las "regiones M"

Desde mediados del siglo pasado se observó que existía una tendencia en las perturbaciones geomagnéticas a recurrir con un período de 27 días que es el período sinódico de rotación de las regiones ecuatoriales del Sol (ver p.e. Broun 1858). Este hecho se consideró una evidencia importante del control solar sobre las variaciones geomagnéticas y se interpretó en términos de chorros de larga vida de material solar ionizado, emitidos desde una fuente localizada fija en el giratorio Sol. Una discusión amplia del desarrollo histórico de estas ideas se pueden encontrar en Chapman y Bartels (1940) y en Meadows (1970).

La naturaleza de las regiones solares emisoras de plasma, las cuales fueron llamadas "regiones M" por Bartels(1932), constituyó uno de los misterios más intrigantes de la física solar-terrestre durante casi medio siglo. La búsqueda de la causa solar de este efecto terrestre se llevó a cabo intentando demostrar la existencia de una correlación estadística alta entre una cierta característica solar recurrente y las perturbaciones recurrentes registradas en el campo geomagnético, pues no era posible rastrear la propagación del plasma, o de cualquiera que fuera el agente perturbador emitido, a través del espacio interplanetario. Todos los intentos realizados para relacionar sin

ambigüedades las regiones M con las características observadas en la superficie solar resultaron infructuosos (Hundhausen, 1977).

Al principio de los años 60 se confirmó observacionalmente la existencia del viento solar, esto es, la presencia constante en el medio interplanetario del flujo supersónico de plasma proveniente del Sol predicho por Parker (1958) y posteriormente pudo observarse que las perturbaciones geomagnéticas estaban asociadas con corrientes de viento solar de velocidad anormalmente alta (Snyder y Neugebauer, 1963). Las observaciones subsiguientes mostraron que estos haces son una característica muy común del viento solar y que con mucha frecuencia se presentan en forma recurrente (para un resumen de las observaciones de haces de viento solar de alta velocidad ver Wilcox, 1968) y así, las regiones M, cualquier cosa que fueran, resultaban ser las fuentes solares de estas corrientes de plasma rápido.

Las observaciones del viento solar realizadas con satélites permitieron establecer un tiempo medio de tránsito de alrededor de 4 días para que el plasma rápido cruzara la distancia entre el Sol y la Tierra y esto permitió rastrear hacia atrás su origen en el Sol. Con estudios de este tipo, Snyder y Neugebauer (1966) encontraron que las fuentes estimadas no coincidían con los centros de actividad en la fotosfera y posteriormente Hundhausen (1972) encontró que más bien estaban asociados con regiones unipolares de gran escala del campo magnético fotosférico. Al ser identificados, poco después, los hoyos coronales como las fuentes de los haces de viento solar de alta velocidad, el misterio quedó finalmente resuelto, mostrando que éstos, principalmente los grandes hoyos ecuatoriales que aparecen en las fases declinante y ascendente del ciclo solar, son las tan largamente buscadas regiones M.

Estudios posteriores llevados a cabo principalmente por Sheeley et al. (1976), Sheeley et al. (1977), Sheeley y Harvey (1978) y Sheeley y Harvey (1981) han mostrado la alta correlación existente entre los patrones de hoyos coronales en el Sol, los patrones del viento en el medio interplanetario y los patrones de

perturbaciones geomagnéticas, según el índice C9, conforme éstos evolucionan a lo largo del ciclo solar. Actualmente ya no existe ninguna duda de que las perturbaciones geomagnéticas recurrentes son producidas por el paso de los flujos de viento de alta velocidad que surge de hoyos coronales de latitudes principalmente medias y bajas que persisten durante varias rotaciones solares. Más adelante veremos que estudios más recientes muestran que también las perturbaciones geomagnéticas esporádicas, generalmente asociadas con la ocurrencia de ráfagas solares, son también producidas por emisiones de plasma rápido desde los hoyos coronales.

5. Evolución de los Hoyos Coronales en el Ciclo de Actividad solar

Como ya se mencionó, los hoyos coronales son estructuras dinámicas que en forma global presentan un patrón de evolución periódica asociado con el ciclo solar. Aunque sólo se han observado directamente en forma sistemática en los últimos años, al ser identificados como las fuentes de las corrientes de viento rápido, Krieger et al. (1973) sugirieron que un análisis de la existencia de tales corrientes permitiría un estudio indirecto de las variaciones con el ciclo solar de los hoyos coronales persistentes. Basados en los datos de viento solar disponibles en esa época conjeturaron que los hoyos coronales deberían ser más grandes y vivir más tiempo cerca del mínimo solar que del máximo. Posteriormente, Bohlin y Sheeley (1978) usaron los registros disponibles de tormentas geomagnéticas recurrentes para tratar de apreciar la evolución de los hoyos coronales y con base en esta asociación sugirieron que los hoyos deberían ser poco frecuentes durante los primeros cuatro años del nuevo ciclo solar, mostrar un aumento constante hasta adquirir una frecuencia máxima alrededor de octavo año y desaparecer repentinamente en el mínimo solar. La aparente contradicción entre estos dos resultados se debe a que los hoyos coronales polares evolucionan de manera diferente que los hoyos coronales de latitudes más bajas, lo cual se aclararía posteriormente.

Broussard et al. (1976) recolectaron observaciones directas

de hoyos coronales en ultravioleta extremo y rayps X suaves durante el ciclo solar 20, obtenidas con cohetes, y aunque éstas fueron fragmentarias les permitieron percatarse de que cerca del máximo de este ciclo los hoyos coronales polares se encogieron drásticamente y probablemente desaparecieron por completo. Esto ocurrió 1 1/2 años antes en el polo norte que en el polo sur.

Sheeley y Harvey han reportado la evolución de los hoyos coronales observada en mapas sinópticos en la línea HeII (10830 Å) elaborados en Kitt Peak de 1973 a 1979, los cuales cubren la fase descendente del ciclo solar 20 (1973-1975), el mínimo de este ciclo (1976) y la fase ascendente del ciclo solar 21 (1977-1979). Encontraron que durante los primeros cinco años (1973-1977) estuvieron presentes grandes hoyos polares, los cuales empezaron a encogerse drásticamente hacia 1978. Esta variación muestra la fuerte asociación entre los hoyos coronales polares y el campo magnético polar del Sol, que precisamente está mejor definido hacia el mínimo y durante el mínimo y empeiza a debilitarse hacia el máximo de actividad. (Sheeley y Harvey, 1978 Sheeley, 1980).

Por otra parte, los hoyos coronales de baja latitud observados por estos autores fueron escasos, grandes y de larga vida en la fase descendente del ciclo, mientras que en la fase ascendente fueron apareciendo numerosos hoyos coronales pequeños y de corta vida, conforme los de baja latitud y larga vida se hicieron cada vez más escasos. (Sheeley y Harvey, 1978). En la fase ascendente del ciclo solar 21 los hoyos coronales reflejan el efecto de la rotación diferencial deformándose, rompiéndose y a veces fundiéndose dos de ellos en uno solo. Sin embargo se presentaron en un patrón que a gran escala varió muy lentamente a pesar del nivel relativamente alto de actividad en las manchas. (Sheeley y Harvey, 1981).

También reportaron estos autores que durante la fase ascendente se observaron muchos hoyos coronales "débiles" en el sentido de que sus intensidades promedio no difirieron grandemente de la intensidad de sus alrededores: estos hoyos de bajo contraste fueron raros en la fase descendente. (Sheeley y

Harvey, 1978). Esta disminución en el contraste de brillo entre los hoyos coronales y las estructuras de gran escala durante el ascenso hacia el máximo de actividad ha sido también confirmado por Kahler et al. (1983). Sin embargo, estos hoyos en apariencia débiles son igualmente eficientes como fuentes de corrientes de viento rápido y como productores de perturbaciones geomagnéticas (Sheeley y Harvey, 1978).

Sheeley y Harvey (1981) estudiaron las variaciones observadas a la altura de la Tierra en los haces de viento rápido emitidos por los hoyos coronales y encontraron que durante la fase ascendente del ciclo solar estos haces muestran velocidades entre 500 y 600 km/s, mientras que en la fase declinante alcanzan valores entre 600 y 700 km/s.

Broussard et al (1978) analizaron la evolución de los hoyos coronales durante el ciclo solar 20 (1963-1974) en base a observaciones con cohetes en EUV y rayos X suaves y encontraron el mismo tipo de variaciones reportadas por Sheeley y Harvey y además diferencias de fase en la evolución de los hoyos coronales de ambos hemisferios la cual fue la misma que se observó en otros indicadores de la actividad solar.

Hundhausen et al. (1981) realizaron un estudio muy amplio de los hoyos coronales de 1965 a 1978 usando imágenes en luz blanca obtenidas con el coronómetro-K de Mauna Loa. Sus resultados concuerdan con los obtenidos por los otros autores ya mencionados pues reportan la reducción del tamaño de los hoyos coronales polares durante la fase ascendente del ciclo solar 20 (65-67) y su total ausencia durante un período de más de dos años (69-70), justo durante y después del máximo. Estos hoyos reaparecieron nuevamente y se convirtieron en una estructura predominante de la corona de 1971 a 1978, que incluye ya la parte ascendente del ciclo solar 21. Según hacen constar estos autores, durante la época del máximo de manchas solares (1968) la corona estuvo dominada por hoyos de latitudes medias elongados en dirección paralela al ecuador solar. Grandes hoyos ecuatoriales, o extensiones ecuatoriales de los hoyos polares se observaron

durante la fase ascendente, el máximo y la fase descendente del ciclo solar 20. Los tiempos de vida de estos hoyos fueron mayores durante la fase descendente del ciclo solar, pues en esta época el campo magnético del Sol evoluciona más lentamente que al principio del ciclo.

Waldmeier (1981) estudió la evolución de los hoyos coronales polares durante cuatro ciclos solares (1940-1978) usando observaciones en la línea 5303 Å polarizada y concluye que en promedio los hoyos coronales polares persisten durante aproximadamente 7 años del ciclo, los que incluyen el mínimo de manchas y tienen diámetro de 40° o más. Durante aproximadamente 3 años alrededor del máximo de manchas solares no existen los hoyos coronales polares.

Webb et al. (1984) retomaron y extendieron el trabajo de Hundhausen et al (1981) y prestaron especial atención a la evolución de los hoyos coronales con el cambio de polaridad del campo general del Sol destacando que los hoyos polares del nuevo ciclo evolucionan a partir de pequeños hoyos de latitudes medias de polaridad correspondiente a la del nuevo ciclo, las cuales se extienden hacia los polos hasta que se unen y los cubren. Encontraron también que el proceso de inversión de polaridad y de desarrollo de los nuevos hoyos coronales polares es discontinuo, ocurriendo en el interior de dos o tres bandas de longitud, con surgimientos de flujo de la polaridad del viejo ciclo interrumpidos por la migración hacia el polo del flujo del nuevo ciclo. Todo esto muestra la fuerte asociación entre la evolución de los hoyos coronales y la del campo magnético general del Sol, relación que es mucho más directa en este caso que con las otras manifestaciones de actividad solar.

Otras variaciones con el ciclo solar han sido observadas en los hoyos coronales que seguramente también son indicios de la evolución cíclica del campo magnético del Sol. Harvey et al. (1982) han observado que los hoyos de baja latitud contienen mucho más flujo magnético cerca del máximo que cerca del mínimo, a pesar del hecho de que sus tamaños son esencialmente iguales. Por otra

parte, Davis (1985) encuentra que la densidad de puntos brillantes de rayos X dentro de la frontera de los hoyos ecuatoriales de larga vida de la parte descendente del ciclo solar aumenta linealmente con el tiempo, sin que esto ocurra en otras regiones; ésta es una propiedad restringida a la región longitudinal que contiene a los hoyos, los cuales acaban finalmente por desaparecer en el mínimo de actividad. Otro resultado interesante es el obtenido por Webb y Davis (1985) quienes encontraron que la emisión de los hoyos coronales en rayos X suaves varían con el ciclo de manchas solares, alcanzando un valor mínimo justo antes del mínimo de manchas para después ir en aumento hasta un año después de que se alcanza el máximo de manchas. Este aumento en la emisión de rayos X suaves acompaña al aumento de flujo magnético reportado por Harvey et al. (1982) en los hoyos cercanos al ecuador y concuerda con la pérdida de contraste de brillo en la línea HeI por Sheeley y Harvey (1978, 1981).

6. Modelos Empíricos de Formación y Evolución de Hoyos Coronales

Casi toda la evidencia observacional que se tiene de las fases iniciales de la evolución de los hoyos coronales es indirecta, y hasta ahora solo existe un reporte de observaciones de buena calidad sobre el nacimiento de un hoyo coronal las cuales fueron hechas por el Skylab (ver Solodyna et al., 1977). En vista de esto, los intentos se han concentrado en aquellos eventos que conducen a la formación de *celdas magnéticas* dentro de las cuales eventualmente surgen los hoyos coronales y en la formulación tentativa de reglas empíricas para distinguir aquellas celdas magnéticas donde posiblemente surja un hoyo coronal.

No todas las celdas magnéticas contienen eventualmente hoyos coronales por lo que se ve no es suficiente que exista predominancia a gran escala de una polaridad magnética para producir un hoyo coronal. Es además necesario que la configuración del campo magnético sea abierta. Esta asociación de los hoyos coronales con las estructuras magnéticas abiertas ha sido ya ampliamente demostrada (ver p.e. Bohlin, 1976; Bohlin y Sheeley, 1978; Munro y Jackson, 1977). Por otra parte, como ya se mencionó

el campo magnético fotosférico bajo un hoyo coronal no es significativamente diferente del campo de las regiones adyacentes por lo que el papel del campo magnético debe entonces limitarse a un papel geométrico que establece los lugares donde es posible crear un hoyo coronal mediante la interacción del plasma con el campo (Levine 1977).

La formación de un hoyo coronal puede entonces verse como una consecuencia de la formación de celdas magnéticas apropiadas. Las regiones magnéticas bipolares nuevas emergen con orientaciones determinadas de la polaridad precedente y seguidora, lo cual conduce a la formación de grandes celdas con una polaridad magnética predominante, conforme las regiones bipolares envejecen y su flujo se hace menos concentrado.

La relación entre celdas magnéticas y configuraciones abiertas del campo necesarias para la formación de hoyos coronales se puede entender de las estructuras de gran escala del campo magnético. Generalmente, las celdas están conectadas con las celdas vecinas de polaridad opuesta mediante grandes rizos o arcadas. Los arcos magnéticos anclados más hacia el centro de la celda son los más grandes y por lo tanto los más susceptibles de abrirse como respuesta a las fuerzas del plasma, puesto que se extienden a mayores alturas, donde la intensidad del campo es más débil y la temperatura del plasma es mayor. Las características principales de este proceso fueron destacadas por Timothy et al. (1975) con ejemplos específicos de situaciones que condujeron a la formación de hoyos coronales y posteriormente desarrolladas con más detalle por McIntosh et al. (1976) y Bohlin y Sheeley (1978).

Según la descripción anterior, es evidente que no todas las celdas magnéticas contendrán hoyos coronales, sino solamente aquellas lo suficientemente grandes como para que las arcadas internas alcancen grandes alturas (ver figura 4). Esto fue precisamente lo que observó McIntosh (1977) durante la época del Skylab, pues según su reporte, los hoyos coronales se formaron cuando las celdas magnéticas alcanzaron 30° de longitud o más y desaparecieron cuando las celdas se estrecharon. Un detalle

interesante de las observaciones de McIntosh, el cual aún no tiene una explicación, fue el hecho de que cada nuevo hoyo apareció en la celda magnética contigua *hacia el este* del hoyo anterior y todas las celdas donde surgieron hoyos coronales estaban conectadas o se conectaron posteriormente con la celda polar correspondiente. Esto implica que durante esta época (alrededor del mínimo solar) todos los hoyos coronales de un hemisferio tuvieron la misma polaridad que el campo polar del hemisferio correspondiente. Se ha visto que ésta es una regla general y que cuando se forman hoyos coronales de polaridad opuesta a la del hoyo coronal polar no son duraderos. (Bohlin, 1976).

Como han hecho ver Bohlin y Sheeley (1978) la formación de hoyos coronales de baja latitud esta relacionada con el surgimiento de regiones activas (bipolares) que en ciertas circunstancias pueden producir celdas magnéticas lo suficientemente grandes como para dar lugar a hoyos coronales. Por ejemplo, el surgimiento de regiones activas cercanas al ecuador en ambos hemisferios puede producir la aparición de un hoyo coronal entre ellas, o el surgimiento de una región activa con ordenamiento de polaridad contrario al normal cerca de otra región en el mismo hemisferio con ordenamiento normal. Una discusión detallada de estas posibilidades se encuentra en Bohlin y Sheeley (1978).

Nolte et al. (1978) también encontraron de las observaciones del Skylab una tendencia de los hoyos coronales a crecer o permanecer estables cuando la actividad cercana, vista en forma de playas de calcio y regiones brillantes en rayos X, está predominantemente en regiones extensas y de larga vida. Encontraron además que existe un número significativamente mayor de regiones activas pequeñas y de larga vida, indicadas por puntos brillantes en rayos X, en la vecindad de los hoyos que ya están decayendo que cerca de otros hoyos, lo cual interpretan como que los hoyos desaparecen porque se van llenando de muchas estructuras magnéticamente cerradas de pequeña escala emisoras de rayos X. Esta interpretación, junto con las observaciones previamente reportadas por Nolte et al. (1977) de que el número de puntos

brillantes en rayos X es mucho mayor durante el mínimo de actividad solar, proporciona una posible explicación para la desaparición de los grandes hoyos coronales cercanos al ecuador durante el mínimo.

Aunque estos resultados empíricos proporcionan una excelente apreciación del fenómeno de formación de hoyos coronales, algunos aspectos de los procesos dependen, obviamente, de los detalles exactos de un campo magnético global. Por ejemplo, según hace ver Levine (1977) hay ocasiones en que una gran región activa se encuentra bastante cercana a un hoyo coronal, lo que implica la existencia de un hoyo coronal en el borde de una celda magnética. Algunas regiones activas aisladas pueden incluso existir dentro de los hoyos coronales por períodos de tiempo cortos sin destruir la estructura global del hoyo. Además, los hoyos coronales se forman solamente durante una parte de la vida de las celdas magnéticas. Estos detalles, así como su localización y el balance general de todos los procesos físicos que ocurren dentro del hoyo deben ser explicados por algún modelo detallado del campo magnético general del Sol y su evolución, modelo que deberá basarse en el campo magnético observado en la fotosfera.

7. Modelos de Flujo de Plasma en Hoyos Coronales

Es claro ya que los hoyos coronales resultan de la interacción de los campos magnéticos de gran escala con el plasma solar. Sus formas y tamaños, la posición que ocupan sobre la superficie del Sol y su evolución con el ciclo de actividad solar los identifican como estructuras fuertemente asociadas al campo magnético. Así pues, su modelación precisa debe tomar en cuenta la interacción plasma-campo. Esta tarea no es sencilla ya que, en el mejor de los casos, en la parte baja de la corona donde la densidad es suficientemente alta, puede usarse una modelación magnetohidrodinámica cuyo sistema de ecuaciones es no lineal y en general bastante complejo. Sin embargo, se han llevado a cabo intentos muy diversos con diferentes tipos de aproximaciones para facilitar la solución.

Específicamente deben resolverse las ecuaciones de continuidad de masa, momento y energía y las ecuaciones de Maxwell, despreciando corrientes de desplazamiento y suponiendo que la interacción entre el campo y el flujo del plasma está adecuadamente descrita por la ecuación de inducción. Generalmente se supone, además, que la conductividad eléctrica del fluido es infinita (su valor real es del orden de 10^{25}) y que éste no es viscoso.

La mayoría de los modelos hasta ahora se han limitado a la situación estacionaria, por lo que suponen $\partial/\partial t=0$, y reducen además las ecuaciones a una sola dimensión r , la distancia radial a partir del centro del Sol. Con frecuencia se desprecia el campo magnético, obteniéndose con esto aproximaciones meramente hidrodinámicas, y muy pocos modelos han intentado verdaderos simulaciones magnetohidrodinámicas autoconsistentes.

En estas condiciones simplificadas, las ecuaciones de continuidad de masa, momento y energía toman la forma:

$$nmvA = \text{cte.} \quad (I-1)$$

$$v \frac{dv}{dr} = - \frac{1}{nm} \frac{dp}{dr} - \frac{GM_s}{r^2} \quad (I-2)$$

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{1}{2} \rho v^3 + \rho v \left(\frac{5}{2} \frac{k}{m} T - \frac{GM_s}{r} \right) - \kappa(T) \frac{dT}{dr} \right) = 0 \quad (I-3)$$

donde n =densidad numérica de electrones; m =masa de las partículas; v =velocidad del flujo; A =área de sección transversal del tubo de flujo infinitesimal; r =distancia al centro del Sol; $p=2nKT$ =presión térmica; G =constante de gravitación universal; M =masa del Sol; k =constante de Boltzmann; T =temperatura absoluta y κ =coeficiente de conductividad térmica. Por supuesto, estas ecuaciones sólo son válidas para $r > R_s$.

Si se toma en cuenta el acoplamiento plasma-campo habrá que añadir los términos correspondientes en las ecuaciones (I-2) y (I-3). En este caso también es necesario agregar las ecuaciones de campo siguientes:

$$(I-4) \quad \nabla \cdot \underline{B} = 0$$

$$(I-5) \quad \nabla \times \underline{B} = 4 \pi \underline{J}$$

donde \underline{B} es el campo magnético y \underline{J} es la densidad de corriente eléctrica.

También en ocasiones se agregan a las ecuaciones de momento y energía términos adicionales para representar depósitos tanto de momento como de energía en el plasma, principalmente debidos a ondas.

Aún en su forma simple, el sistema de ecuaciones resultante es bastante complicado y los modelos desarrollados suelen considerar situaciones aún más sencillas (aunque por supuesto menos realistas) o se ayudan de determinaciones empíricas de algunas de las funciones para limitar el número de incógnitas y facilitar la solución de las ecuaciones.

Como los hoyos coronales tienen baja densidad y baja temperatura respecto del resto de la corona, se han hecho varios análisis tratando al plasma como si estuviera en equilibrio hidrostático o en equilibrio hidrostático excepto por la advección de masa en alguna parte o en toda la corona (ver p.e. Durney y Pneuman, 1975; Richter y Suess, 1977; Pneuman, 1973; McWhirter et al., 1975, 1977; Kopp y Orral, 1976; Gabriel, 1976; Hearn, 1977). Esto significa que la ecuación de momento ha sido aproximada a la forma:

$$\frac{1}{nm} \frac{dp}{dr} + \frac{GM_s}{r^2} = 0$$

o a alguna generalización apropiada de ésta cuando se consideran múltiples especies. Esta aproximación también se conoce como la

aproximación de flujo subsónico (Kopp, 1977). ya que sólo es válida donde la velocidad del flujo es mucho menor que la velocidad del sonido dada por $c = (\kappa T/m)^{1/2}$. Esta velocidad en la fotosfera es de 10 km/s y aumenta gradualmente con la temperatura hasta alcanzar un valor de alrededor de 200 km/s en la corona. Se ha demostrado que este tratamiento no es adecuado por encima de la región de transición cromósfera-corona (ver p.e. Kopp y Holzer, 1976) y es posible que tampoco lo sea en esta región si las observaciones de Cushman y Rense (1976) se aplican a hoyos coronales, ya que ellos han encontrado flujos salientes con velocidad de 16 km/s a un nivel de temperatura de aproximadamente 10^6K , observando las líneas de emisión del SiXI, MgX y MgIX..

El uso de la aproximación de flujo subsónico (equilibrio hidrostático) ha conducido a algunas conclusiones erróneas y a varios análisis imprecisos, aunque no siempre es necesario tratar una ecuación de momento más completa para obtener conclusiones cualitativas válidas e incluso muchas pueden obtenerse sin tomar siquiera en cuenta esta ecuación, analizando solamente la ecuación de continuidad de la masa.

Otra aproximación que suele hacerse es considerar para el flujo una relación politrópica, como ecuación de energía, del tipo

$$p\rho^{-\alpha} = \text{cte}$$

donde ρ es la densidad de masa del fluido y α es el índice politrópico. Esto se hace para eliminar de las ecuaciones una de estas variables (ver p.e. Adams y Sturrock, 1975; Suess, 1976; Kopp y Holzer, 1976; Riesebieter, 1977a,b; Ripken, 1977; Fahr et al., 1977; Sues et al., 1977; Joselyn y Holzer, 1978; Steinolfson et al., 1982). Sin embargo, esta aproximación, con $\alpha=1$ o $\alpha=\gamma$, implica que la conducción de calor es despreciable, lo cual en general no es el caso. No obstante, la aproximación politrópica es útil para dar luz sobre el fenómeno real. Un exponente politrópico $\alpha = 1$ implica una situación isotérmica, mientras que $\alpha = \gamma$ (la relación de calores específicos) implica una situación adiabática. Considerando las soluciones para valores de α entre ambos extremos

y comparando con las observaciones se puede obtener una cierta sensibilidad del fenómeno.

Otros modelos han considerado distintas formas de conducción de calor, tomando incluso en cuenta el papel conductor de las líneas de campo magnético (ver p.e. Durney y Hundhausen, 1974, Durney y Pneuman, 1975; Kopp y Orral, 1976; McWhirter, 1976; Dulk et al., 1977; Steinolfson y Tandberg-Hanssen, 1977; Hearn, 1977; Holzer, 1977; Pneuman, 1980; Holzer y Leer, 1980; Wragg y Priest, 1981; Robertson, 1983; Hollweg, 1986). El problema principal con este tratamiento es que no se dispone de una expresión adecuada para la conductividad térmica en un plasma sin colisiones.

También se han desarrollado modelos semiempíricos. Estos utilizan información determinada empíricamente para incluirla en las ecuaciones y aunque no pueden dar información directa sobre el tipo de procesos físicos que tienen lugar en un hoyo coronal, sí han sido de gran utilidad para establecer constricciones a los modelos teóricos. Diversos modelos de este tipo se han desarrollado tomando en cuenta las observaciones de hoyos particulares (ver p.e. Withbroe et al., 1971; Munro y Withbroe, 1972; Mariska, 1976; Munro y Jackson, 1977; Munro y Mariska, 1977; Koutchmy, 1977; Koutchmy et al., 1977; Koutchmy et al., 1978; Crifo y Picat, 1980a,b; Lallement et al., 1986; Bravo y Mendoza, 1989). En general, estos modelos utilizan una geometría y un perfil de densidad determinados de las observaciones como condiciones ya prescritas en el modelo, con lo que se puede resolver fácilmente la ecuación de continuidad de masa y obtener así el perfil de velocidad del flujo. Con suposiciones adicionales es posible también obtener de manera sencilla los perfiles de temperatura y presión en el hoyo coronal.

Los modelos MHD autoconsistentes son hasta ahora escasos y limitados, pues resultan muy laboriosos. El primero de ellos que se elaboró en condiciones bastante restringidas, fue el de Pneuman y Kopp (1971) en el cual se suponía un campo magnético dipolar en la base de la corona y un viento solar isotérmico. Ya desde entonces, aunque nadie se percató en esa época, la aparición de

los grandes hoyos coronales polares surgen como consecuencia natural de la interacción de este tipo de campo con el plasma en expansión del viento solar, y los modelos MHD subsiguientes han sido extensiones menos restringidas de este tratamiento original, con miras a reproducir los perfiles observados o deducidos de los modelos semiempíricos.

Diversos modelos de este estilo se han desarrollado (ver p.e. Suess et al., 1977; Steinolfson et al., 1982; Robertson, 1983); aunque adolecen también del problema de no contar con expresiones teóricas adecuadas para la conducción de calor lejos del Sol donde ya la corona se convierte en un plasma sin colisiones. Sin embargo, los logros obtenidos por estos modelos dejan claro que son la modelación adecuada y que los hoyos coronales no son anomalías o inhomogeneidades de la atmósfera solar sino el resultado natural de la interacción del campo magnético solar (que domina la geometría del flujo en la parte baja de la corona) y el plasma coronal (que eventualmente logra fluir radialmente arrastrando consigo al campo).

CAPITULO II

EYECCIONES DE MASA CORONAL

1. Introducción

Los observadores solares están familiarizados con una atmósfera solar altamente dinámica y no estacionaria. En particular, fenómenos transitorios en la superficie del Sol y en la atmósfera baja tales como las ráfagas y las protuberancias eruptivas están asociados con frecuencia con movimientos de enormes masas. Sin embargo, debido a las dificultades para observar la corona no fue claro hasta hace poco tiempo qué papel jugaba la corona durante estos eventos eruptivos y si el material solar es en ocasiones realmente lanzado hacia el espacio interplanetario. La primera evidencia de esta posibilidad fue mas bien indirecta y fue el resultado de una antigua asociación entre la actividad de las manchas solares y los comienzos repentinos de tormentas geomagnéticas. Chapman (1918) decía que el Sol era el causante de estas tormentas al enviar hacia la Tierra chorros de corpúsculos eléctricos.

Las radioobservaciones del Sol revelaron la ocurrencia de diferentes tipos de estallidos de radio que son indicativos de procesos transitorios en la corona. Por medio de grandes radioheliógrafos se ha podido observar a las fuentes de los estallidos de radio tipo IV moviéndose desde aproximadamente $2R_{\odot}$ hasta más allá de $5R_{\odot}$ del centro del Sol (ver p.e. Boisshot, 1958; Wild et al., 1963; Riddle, 1970; Wild y Smerd, 1972; Pinter, 1973) con velocidades de unos cuantos cientos de kilómetros por segundo. Este tipo de estallidos cubre una ancha banda de frecuencias en un continuo (desde 200 hasta 25 MHz) cuya cota inferior disminuye con el tiempo hasta alcanzar los 25 MHz mientras que la cota superior se mantiene por los 200 MHz. Se piensa que algunos electrones acelerados a energías relativistas cerca del sitio de la ráfaga están atrapados en un plasmoide eyectado y se convierten

en la fuente móvil tipo IV emitiendo radiación sincrotrónica (Stewart et al., 1974 a y b).

Sin embargo, no fue hasta que se dispuso de coronógrafos de luz blanca orbitando alrededor de la Tierra en el OSO-7 (en 1971) y en el SKYLAB (en 1973) que se pudo establecer firmemente la existencia de eyecciones transitorias de masa desde la corona (Tousey, 1973; Mc Queen et al., 1974; Gosling et al., 1974). Fue entonces cuando se acuñó el término *eyecciones de masa coronal* (EMC) y éstas se convirtieron en un excitante tema de investigación. Las EMC consisten en la expulsión repentina de densas nubes de plasma magnetizado desde la atmósfera exterior del Sol. Estas constituyen un cierto tipo de lo que se ha dado en llamar *transitorios coronales*, que es el nombre que se usa en general para todos aquellos fenómenos que rompen temporalmente la estructura de la corona.

2. Clasificación de las EMC

a) *Clases Estructurales*

Howard et al. (1985) estudiaron casi 1000 eyecciones de masa coronal con el coronógrafo de luz blanca "Solwind" en el satélite P78-1 del Programa de Prueba Espacial de la Fuerza Aérea Norteamericana entre el 28 de marzo de 1979 y el 31 de diciembre de 1981 e hicieron una clasificación de ellas en 10 clases estructurales diferentes, nueve de las cuales se muestran en la Figura (5); el décimo tipo se reserva para los eventos cuya forma no se puede definir observacionalmente. Aunque es posible que la forma estructural de la EMC varíe al desplazarse en la corona, en general puede asignársele alguna de estas clases.

Los arcos (loops) son EMC cuyas proyecciones contra el plano del cielo son estructuras curvilíneas con dos piernas y orilla conductora y seguidora claramente definidas (Véase figura 5). Morfológicamente, una EMC de arco es distinta de la EMC llamada de "frente curvo" (curved front) las cuales consisten de una región llena de emisión cuya orilla conductora no tiene una orilla

seguidora obvia. Los eventos de halo incluyen material que rodea el disco de ocultación del coronógrafo (Howard et al., 1982) y representan material solar que se propaga aproximándose a (o alejándose de) el observador.

Los picos (spikes) son chorros estrechos de material que se mueve hacia afuera, a veces, pero no siempre, a lo largo de un casco coronal (streamer). Los picos dobles (double spikes) tienen piernas derechas que se mueven radialmente hacia afuera con la misma rapidez pero no están unidos por una emisión perceptible. Los frentes curvos tienen orillas conductoras curvas que unen dos piernas frecuentemente también curvas que se expanden lateralmente conforme se propagan hacia afuera. Los picos múltiples (multiple spikes) son simplemente EMC con más de dos picos.

Las explosiones de casco (streamer blowout) ocurren en dos fases. En la primera fase, un casco previamente existente se abrillanta grandemente y tal vez se ensancha un poco por un periodo que va de 6 horas a unos cuantos días. Diferentes imágenes muestran que se está lanzando material a lo largo del casco. En la segunda fase, se observa material lanzado a cada lado del casco y el casco mismo se desvanece en unas cuantas horas o menos.

Los abanicos (fans) tienen poca o ninguna estructura interna, una orilla conductora pobremente definida y extremos laterales relativamente rectos. Las EMC complejas (complex) son eventos cuyas formas se pueden definir pero no en términos de ninguna de las otras formas simples. Algunas de ellas tienen muchas fases en las cuales un evento "normal" es seguido de material adicional que complica la estructura en poco tiempo. Otras tienen lóbulos múltiples u otras características inusuales. Las EMC de este tipo con curvatura en la orilla son raras.

b) Categorías de Importancia

Howard et al. (1985) también definieron varias categorías de importancia para las EMC, definiéndolas como de importancia mayor, cuestionable y menor. Una eyección de masa

coronal mayor es brillante y/o grande, mientras que una menor es pequeña y pálida. Las eyecciones de masa coronal de importancia cuestionable está entre estas dos categorías. Usaron las letras Y (de yes), N (de no) y Q (de questionable) para estas tres categorías respectivamente.

c) *Frecuencia de Ocurrencia*

En la Tabla (1) se muestra la distribución porcentual de las eyecciones de masa coronal observadas por Howard et al. (1985) según su clasificación de tipo y categoría.

Aunque el periodo estudiado por Howard et al. no cubre todas las observaciones de EMC de que se dispone, sus tipos, clases y frecuencias pueden tomarse como representativas de este tipo de fenómenos en un contexto general.

TABLA 1
DISTRIBUCION PORCENTUAL DE LAS EYECCIONES DE MASA CORONAL
(Tomada de Howard et al. 1985)

CLASE ESTRUCTURAL	CATEGORIA DE IMPORTANCIA			
	Y	Q	N	TODAS
Pico	0.0	2.2	19.8	22.0
Doble Pico	1.1	4.3	6.5	11.9
Picos Múltiples	3.4	7.8	7.6	18.8
Frente Curvo	10.5	3.5	1.2	15.2
Arco	0.5	0.3	0.3	1.1
Halo	0.8	0.9	0.3	2.0
Compleja	3.2	1.4	0.5	5.1
Explosión de Casco	2.8	1.7	0.6	5.1
Abanico	0.4	3.8	5.8	10.0
Otras	1.3	6.0	1.7	9.0
Todas	24.0	31.9	44.3	100.0

3. Propiedades Generales de las Eyecciones de Masa Coronal

a) *Propiedades Globales*

En su estudio, Howard et al. también registraron ciertas propiedades de las eyecciones de masa coronal que observaron cuya

distribución ilustra muy bien el tipo de fenómeno que son estas eyecciones. En particular registraron el ángulo de posición del centro de la emisión y la extensión angular que la EMC subtendió tanto en el momento de la primera observación como en el instante de máxima extensión. Después de construir los diagramas altura-tiempo para la orilla conductora de la EMC, registraron la velocidad de esta orilla la cual en general no varió mucho durante las observaciones. En los pocos casos en los que sí se notó una aceleración de la orilla frontal, se registró como velocidad la máxima obtenida. Determinaron después la masa total incluida en cada EMC con el método descrito por Poland et al. (1982) y finalmente la energía cinética transportada en cada eyección.

Las distribuciones de estas propiedades para la muestra analizada se encuentran en la figura (6). Como puede observarse, las velocidades de la EMC van desde menos de 50 hasta 1680 km/s y tienen un valor promedio de aproximadamente 200 km/s. La distribución tiene un pico cerca de 300 km/s y decae lentamente a velocidades mayores.

El rango de extensión angular abarca de los 2° hasta los 360° (aunque todos los valores mayores de 120° están considerados en esta última categoría) y tienen un pico en 10° . La extensión promedio es de 45° y la mediana es de 30° . Así pues, la mayoría de las EMC tienden a ser relativamente estrechas.

Las latitudes centrales van de -90° a $+90^{\circ}$, mostrando que la EMC puede ocurrir a todas las latitudes. La distribución tiene un pico muy ancho centrado en el ecuador solar y cae a 25-30% de este valor en los polos. Tanto las latitudes centrales como las extensiones angulares son latitudes proyectadas, medidas sobre el plano del cielo.

La masa va de 2×10^{14} hasta 4×10^{16} gm con un valor promedio de 4.1×10^{15} gm. En la escala logarítmica usada para el histograma la distribución es simétrica respecto al valor de 2×10^{15} gm. La energía cinética, que se calculó usando la velocidad de la orilla

conductor, va desde valores menores a 1×10^{29} hasta 6×10^{31} ergs, con un valor promedio de 3.5×10^{30} ergs. La distribución tiene un máximo en 1×10^{30} ergs.

También se obtuvieron en este trabajo las distribuciones para cada clase estructural. En la Tabla (2) se muestran los promedios de velocidad, extensión, masa y energía cinética obtenidos para cada clase de eycción de masa coronal, junto con el porcentaje del total que representa cada clase.

TABLA 2
PROPIEDADES PROMEDIO DE LAS EYECCIONES DE MASA CORONAL
DESDE 1979 HASTA 1981

(Tomado de Howard et al. 1985)

FORMA	% DEL	VEL.	EXTEN.	MASA	ENERG. CIN
	TOTAL	km/s	GRADOS	10^{15} g	10^{30} ergs
Pico	22	297	15	0.93	0.44
Doble Pico	12	425	30	2.6	2.4
Pico Múltiple	19	425	45	3.5	1.9
Frente Curvo	15	584	62	8.4	6.4
Arco	1	530	44	4.7	3.7
Halo	2	630	309	21.0	18.0
Compleja	5	592	65	7.2	5.7
Explosión de Casco	5	200	44	5.4	0.56
Abanico Difuso	10	377	33	1.7	0.60
Otras	9	483	59	4.4	3.4
Todas	100	472	45	4.1	3.5

Una inspección de esta Tabla muestra ciertas características interesantes. Primero se puede ver que las EMC de pico, doble pico, picos múltiples y frente curvo representan el 68% de todas las EMC. También vemos que las explosiones de casco tienen la velocidad promedio más baja (200 km/s) mientras que las EMC de halo, frente curvo y complejas tienen las velocidades promedio más altas (~ 600 km/s). Las EMC de frente curvo y las complejas tienen extensiones angulares mayores de 60° , lo cual es un 50% más alto que la extensión promedio de 45° para todas las EMC. También sus masas y energías cinéticas son aproximadamente dos veces los

valores promedio correspondientes para todas las EMC. Como se esperaba de sus definiciones, los picos simples son estrechos (15°) y los halos muy anchos (309°). Los picos sencillos, las explosiones de casco y los abanicos difusos fueron las EMC menos energéticas (0.5×10^{15} ergs) con solo un séptimo de la energía cinética promedio para todas las EMC (3.5×10^{30} ergs). Así, desde el punto de vista de la energía cinética, las grandes masas de las explosiones de casco compensan en cierta medida su velocidad tan baja.

La masa (21×10^{15} gm) y la energía (18×10^{30} ergs) extraordinariamente grande de las EMC de tipo halo se pueden deber (según Howard et al.) a las razones siguientes. Primero, el disco ocultador del coronógrafo puede ser selectivo, excluyendo a los miembros más pequeños y menos masivos de esta distribución. Así, si estas EMC fueran de frente curvo, entonces se esperaría obtener masas y energías cinéticas del orden de 10^{16} gm y 10^{31} ergs, respectivamente, consistente con los valores de la Tabla (2) para los halos. Segundo, la perspectiva reducida muestra a la EMC de tipo halo a una distancia radial del Sol mucho mayor que una perspectiva amplia. Esta comparación ilustra un problema fundamental en la medición de la masa coronal eyectada.

Esta clasificación y la determinación de propiedades específicas de las EMC realizada por Howard et al. (1985), si bien no proporciona ninguna explicación física, sino que solamente describe observaciones, es de gran utilidad para los modelos de producción de eyecciones de masa coronal pues muestra diversos tipos que pueden tener orígenes diversos.

b) Geometría y Distribuciones de Densidad

Una de las claves para entender las eyecciones de masa coronal es su forma. Mucho se ha discutido respecto a que si son planas o tienen forma de burbuja. Las impresiones ópticas de las EMC sugieren con frecuencia una estructura arqueada plana, pero por otro lado, las formas de los choques interplanetarios causados por estas EMC son prácticamente esféricas (ver p.e. Chao y

Lepping, 1974). Con una geometría dada para las EMC podemos calcular una distribución de densidad electrónica empírica y compararla con los modelos. Los arcos planos de dos dimensiones han sido tratados con modelos de flujos magnéticos en expansión (Anzer, 1978; Mouschovias y Poland, 1978). Sin embargo, un choque esférico, con una profundidad significativa en la línea de visión, se puede iniciar ya sea por un pulso de presión (Dryer et al., 1979) o por el paso rápido a través de la corona de un tubo magnético o de una arcada completa de flujo (Gergely et al., 1984. Priest y Milne, 1980)

Las primeras imágenes de EMC invocaron el concepto de un transitorio de arco (Gosling et al., 1974; Hildner et al., 1975b) un término que tal vez impidió que se considerara la geometría de burbuja (Hildner, 1977; McQueen, 1980). Como la orientación de los campos previos al evento es aparentemente no azarosa (Dodson et al., 1982), Trottet y McQueen (1980) argumentaron que por eso no se ha visto una distribución de perspectivas de las EMC.

La medida más directa de la forma de las EMC podría obtenerse de estudios cuidadosos del porcentaje de polarización de luz blanca y de su dependencia con la distancia del centro dispersor del plano del cielo, pero este tipo de mediciones solo ha sido intentado por Crifo et al. (1983). Sin embargo el análisis de una eyección de masa en movimiento realizado por estos autores, para la que dedujeron una forma de burbuja, está sumamente limitado por algunas aproximaciones. Para una fuente extensa en profundidad se requiere un modelado muy cuidadosos, por medio de una computadora, de las variaciones de la polarización a lo largo de la línea de visión para poder comparar con datos de polarización precisos.

De la construcción de modelos empíricos basados en comparaciones de las medidas de emisión en luz blanca versus radio, Gary (1982) y Gergely et al. (1979) han obtenido argumentos a favor de que las EMC son tridimensionales. Esto también ha sido sostenido por Fisher y Munro (1984), Fisher y Poland (1981) y House et al., (1981). Si las "botellas magnéticas" de Burlaga et

al. (1973) detectadas entre 1 y 2 UA por vehículos espaciales son el resultado de las EMC, su forma en la eclíptica, que abarca 30° en latitud y 0.5 UA de extensión radial, debe ser tridimensional. Las intensificaciones no compresivas de intensidad del viento solar observadas por Gosling et al. (1977) también pueden ser evidencia de una estructura tridimensional.

Howard et al. (1982) observaron una eyección de masa dirigida hacia la Tierra con el coronógrafo Solwind, la cual se vió con un halo brillante alrededor del disco ocultador, y la interpretaron como una forma cónica tridimensional cuyo interior estaba lleno de material. Una explicación alternativa sería la de una cáscara cónica con un frente plano opaco.

De acuerdo con Munro et al. (1979), aproximadamente un tercio de todas las EMC observadas por el Skylab durante 1973-1974 tuvieron una apariencia de tipo de arco y otro tercio parecía como material inyectado en cascos o nubes amorfas. Sin embargo no se registraron EMC de tipo arco vistas de canto que mostraran su estructura plana. Trotter y MacQueen (1980) encontraron que estas EMC particulares con forma de arco están fuertemente correlacionadas con regiones de filamentos donde los ejes filamentosos están ordenados en dirección norte-sur. Como posible razón de esta extraña preferencia mencionan que las protuberancias tienden a nacer en una dirección norte-sur y que estas regiones jóvenes son más susceptibles de erupcionar que otras ver p.e. Tandberg-Hanssen, 1967). Esto se puede aplicar para la era del Skylab cercana al mínimo de actividad solar cuando la corona estuvo relativamente quieta y bien ordenada. Pero aún en épocas del máximo de actividad solar, las EMC de tipo arco nunca se han observado de lado. Las EMC de tipo pico no se pueden malinterpretar como arcos vistos de lado puesto que su masa promedio y la energía que contienen son más de un orden de magnitud menores que las de las EMC de arco o de frente curvo (Howard et al., 1985)

Por otra parte existen ciertas evidencias convincentes para

la topología de tipo burbuja tridimensional de muchas EMC, como la interpretación que ya mencionamos de la EMC tipo halo y las medidas de polarización de Crifo et al. (1983). Más aún, las recientes observaciones de Jackson (1985) que proporcionan datos de fotómetros altamente sensibles a bordo del Helios 2 pudieron probar que la interpretación tridimensional de Howard et al. (1982) para la EMC tipo halo que observaron es correcta.

Fisher y Munro (1984) desarrollaron un modelo de distribución de densidad de un transitorio con el objeto de reproducir las observaciones de una EMC particular de tipo arco. Obtuvieron un modelo consistente, llamado el modelo de barquillo, con una simetría rotacional respecto al eje radial normal al limbo y con un núcleo de muy baja densidad. Este tipo de EMC con núcleos de densidad reducida se han encontrado con mucha frecuencia (Sime et al., 1984; ver Fig. 7). Fisher y Munro sugirieron que los "transientes asociados con ráfagas son de hecho estructuras tridimensionales generadas por la deposición impulsiva de energía en la corona baja y que también se generan verdaderos arcos bidimensionales en la corona solar por mecanismos físicos enteramente diferentes".

La estructura de las EMC puede ser en realidad aún más complicada. Frecuentemente las EMC brillantes exhiben una estructura de tres partes: un núcleo brillante en el interior de una luneta oscura rodeada por un arco brillante sin estructura (Illing y Hundhausen, 1985; Athay e Illing, 1985).

La próxima misión Ulises, dedicada principalmente a los aspectos tridimensionales de la heliósfera, será de gran ayuda para determinar con detalle las verdaderas estructuras de las EMC.

4. Asociación de EMC con Otros Fenómenos Solares

Las eyecciones de masa coronal están frecuentemente asociadas con otros tipos de manifestaciones de la actividad solar. Algunos de estos fenómenos asociados pueden ser consecuencia de las EMC,

pero otros están más bien relacionados con su origen. Entre los fenómenos con los que se han asociado las EMC están las ráfagas y las protuberancias eruptivas que ocurren cerca de la superficie solar, algunos tipos de emisión electromagnética en la corona, y ondas de choque y emisiones de radio en el medio interplanetario. Puesto que los coronógrafos orbitantes ocultan la corona por debajo de $2R_s$, las asociaciones de las EMC con fenómenos cerca de la superficie solo se pueden inferir. Al igual que sus características propias, estas asociaciones de las EMC con otros fenómenos de actividad solar deben ser considerados en los modelos que se hagan de la producción y morfología de estas eyecciones.

a) *Asociación de las EMC con Protuberancias Eruptivas y Ráfagas.*

Las imágenes en $H\alpha$ del coronómetro/polarímetro a bordo del SMM han confirmado la impresión que se tuvo desde el Skylab de que la mayor parte del exceso de masa en las EMC es de origen coronal (Webb, 1986). Sin embargo, a veces se ha observado pasar material emisor de $H\alpha$ por el campo de visión del c/p (House et al., 1981) y se ha detectado hasta por lo menos $10R_s$ con el Solwind. Este material está asociado muy probablemente con protuberancias eruptivas. Según Schwenn (1986), en aproximadamente 1.5% de todas las EMC observadas más allá de $2.5 R_s$ se puede identificar material "frío" de una protuberancia por su luz no polarizada. Algunas veces se puede observar a las protuberancias elevándose sobre el limbo solar y después moviéndose hacia afuera con velocidad creciente. El material de la protuberancia se va calentando conforme se mueve hacia afuera (Webb y Jackson, 1981). En raros casos es aún posible discernir el material de la protuberancia más allá de $10R_s$ (Shelley et al., 1981). Esto significa que para entonces el material eyectado no se ha calentado totalmente a la temperatura coronal. El material coronal viaja bastante adelante de la protuberancia (Hildner et al., 1975b; Schmahl y Hildner, 1977) casi siempre como una EMC de frente curvo brillante o de tipo de arco.

En un extenso estudio de los datos de 1973 del Skylab, Munro

et al. (1979) encontraron que 34 de 77 EMC se podían definitivamente asociar con ráfagas y más frecuentemente con filamentos eruptivos (ver también Poland et al., 1981). Más recientemente, Sawyer et al. (1984) realizaron un estudio utilizando tanto los datos del Skylab como los del SMM y verificaron estas asosiaciones con protuberancias eruptivas, pero también encontraron que prácticamente un número igual de EMC no estaban asociadas con ningún evento explosivo visible cercano a la superficie. Según Wagner (1984), entre 10 y 17% de las EMC se han asociado con ráfagas, del 30 al 34% se han asociado con protuberancias eruptivas y entre el 30 y el 48% no se han podido relacionar con eventos cercanos a la superficie (ver figura 8).

Las distribuciones latitudinales de las EMC observadas por los coronógrafos del HAO a bordo del Skylab y el SMM fueron comparadas por Hundhausen et al. (1984). La figura (9) muestra esta distribución para 65 EMC del SMM y 77 del Skylab. Durante el máximo solar las EMC estuvieron distribuidas más uniformemente en latitud y hubo más eventos centrados a altas latitudes que durante el periodo del Skylab. También se muestra en la figura la distribución latitudinal de todos los filamentos que se observaron sobre el disco solar en esas épocas. Las distribuciones para las regiones activas (manchas solares) para ambas épocas fueron similares, con un agudo pico por debajo de 30° de latitud y prácticamente ninguna región más arriba de 40° . Existe una tendencia de las EMC hacia una distribución de dos componentes: una asociada con los cinturones de regiones activas y otra a mayores latitudes asociada con filamentos.

Esta conexión con las protuberancias eruptivas también está apoyada por las comparaciones de frecuencias de ocurrencia de EMC, protuberancias eruptivas, ráfagas y regiones activas. Debido a la correspondencia espacial promedio tan cercana entre los sitios estimados para las eyecciones y las regiones activas, Hildner (1977) sugirió que la frecuencia de las EMC debería aumentar significativamente en el máximo solar. De hecho, durante 1980 hubo 3 veces más regiones activas y 6 veces más ráfagas en el Sol que

durante el Skylab. Pero la frecuencia de las EMC observadas por el SMM fue solamente un 20% mayor. Esta frecuencia concuerda más cercanamente con la de las protuberancias eruptivas que mostraron poco cambio entre estas dos épocas (Sawyer et al., 1984).

Wagner y Wagner (1984) estudiaron la distribución de intervalos de tiempo entre eyecciones sucesivas de masa coronal observadas por el SMM y el Skylab y encontraron que las EMC tienden a concentrarse en periodos de actividad y encontraron también evidencia de actividad a escala global. También encontraron que estadísticamente las regiones del limbo entre $\pm 59^\circ$ de ángulo de posición de una EMC muestran una ausencia marcada de emisiones subsecuentes observables, durante aproximadamente 10 horas. Las ráfagas de importancia ≥ 1 , esto es, aquéllas regular o intensamente visibles en la línea H α , no muestran tal déficit. Sin embargo, las grandes desapariciones bruscas de filamentos también tienden a suspenderse por 24 horas. Este resultado, junto con la asociación más cercana de las EMC con las protuberancias eruptivas que con las ráfagas (Munro et al., 1979; Sawyer et al., 1984) indica, según Wagner y Wagner (1984) que las condiciones magnetohidrodinámicas en el flujo de material posterior a una primera eyección de masa impiden eventos coronales subsecuentes.

b) *Emisiones Electromagnéticas Asociadas a las EMC*

Ciertos modelos de EMC predicen el desarrollo de una onda de choque adelante del frente de avance de las EMC (Dryer et al., 1979; Maxwell y Dryer, 1981). Se ha pensado que este choque sería el responsable de las emisiones de radio tipo II, que son poderosos estallidos de banda muy estrecha que se van corriendo hacia las frecuencias bajas tanto hasta muy afuera en la corona (estallidos de tipo II métricos, ver p.e. Wild et al., 1954, 1963) como en el espacio interplanetario (estallidos tipo II kilométricos, Cane et al. 1982, Cane y Stone, 1984). Existen algunos casos en los que las observaciones reproducen bastante bien esta imagen (Maxwell et al., 1985). Gary et al (1984) (ver también Wagner y MacQueen, 1983) superpusieron observaciones coronográficas de una EMC con datos radioheliográficos

simultáneos. De este estudio resultó que los excitadores de radioondas tipo II están centrados más en las piernas del arco de la EMC que en la parte superior. Más aún, Sheeley et al. (1985) y Kahler et al. (1984) encontraron una cierta clase de estallidos tipo II sin ninguna EMC asociada. Por otro lado, se han observado también muchas EMC sin estallidos tipo II (Gosling et al., 1976).

Kahler et al. (1984) y Webb (1986) compararon una lista muy completa de eventos de radio tipo II asociados con ráfagas en H α con las listas de las EMC del Solwind y el SMM. De esta comparación Kahler et al. (1984) concluyeron que aproximadamente el 60% de todos los eventos tipo II/H α estuvieron asociados con EMC del Solwind y que éste detectó aproximadamente 2/3 de las EMC dentro de una franja de 30° del centro del Sol. En la figura 10 se muestra la distribución longitudinal de las ráfagas tipo II/H α asociadas con o sin estas EMC para cada uno de los coronógrafos separadamente.

Los estallidos tipo II y tipo IV (Wild y Smerd, 1972) cerca del limbo solar están generalmente acompañados por una EMC. Sin embargo, la relación inversa es muy débil, como puede verse en la Tabla 3. Solo unas cuantas EMC que viajan más lento que 400 km/s están acompañadas por tipo II (Gosling et al., 1974; Gosling et al., 1976) y aunque la asociación a más altas velocidades es mayor, también se han observado EMC de 700 km/s o más sin el registro de un evento de radio (Wagner, 1984). Wagner (1983) hizo una revisión de las observaciones ópticas y de radio y encuentra discrepancias entre los tiempos de inicio y posiciones de éstas, así como en las velocidades y direcciones relativas.

Se han encontrado también eventos estacionarios de radio tipo II relacionados con EMC (Wagner et al., 1981), pero también hay otros cuya emisión se localiza en sitios donde no hay EMC (Gergeley et al., 1979; Kosugi, 1976, Stewart et al. 1974b). También se ha encontrado asociación entre las EMC y los eventos tipo IV móviles (Munro et al. 1979; MacQueen, 1980). Los datos recientes en el visible y en ondas de radio muestran una

coincidencia espacial aparente con los estallidos de este tipo Stewart et al., 1982). Estos datos muestran claramente que los estallidos tipo IV móviles son plasmoides calientes en la parte alta de la EMC (generalmente sobre su superficie aparente). El origen del material de la tipo IV móvil puede ser un chorro de material. (spray) o el plasmoides superior y más rápido de una protuberancia eruptiva que se ha ionizado rápidamente (Kosugi, 1976; Stewart et al., 1974a y b).

En la opinión de Wagner (1984) el resumen de todo esto ya no permite asociar físicamente a las EMC con la onda de explosión de la ráfaga marcada por un estallido de radio tipo II. Según él, la evidencia de la emisión tipo IV estacionaria sugiere que son fuerzas magnéticas y no hidrodinámicas las que controlan no solo las piernas, sino también la parte alta de la EMC. Las emisiones tipo IV también indican que la energía magnética puede ser la energía dominante en algunos eventos. Los plasmoides de alta energía de las emisiones tipo IV móviles se ve ahora que están a temperaturas coronales y que aparentemente son coespaciales con la parte alta de la EMC.

TABLA 3
COMPARACION DE ACTIVIDAD ASOCIADA CON EMC
(Tomada de Webb, 1986)

TIPO DE ASOCIACION	SKYLAB		SMM	
	N°	%	N°	%
Protuberancias eruptivas	30	88	43	81
Ráfagas H α	13	38	27	51
Eventos de Rayos X	17	50	36	68
Eventos de radio II y IV	14	41	18	34

Munro et al. (1979) enfatizan que las observaciones del Skylab también sugieren fuertes asociaciones de las EMC con eventos de rayos X de larga duración. Los estudios posteriores en el máximo solar (Poland et al., 1982, Sawyer et al., 1984; Webb y Hundhausen,

1987) sugieren que estas asociaciones siguen siendo también válidas en estas épocas.

La Tabla 3 compara el número y porcentaje de eventos solares de los diversos tipos asociados con EMC para el Skylab y el SMM (sin importar si se traslapa con otros tipos) (Webb, 1986). En estos porcentajes solo se incluyen aquellas EMC que estuvieron asociadas con alguna manifestación de actividad superficial y no se están tomando en cuenta las que no tuvieron ninguna actividad superficial asociada. Nótese que para ambas épocas hay un gran porcentaje de EMC asociadas con protuberancias eruptivas (incluso hay más cerca del mínimo). La siguiente asociación preferencial es con los estallidos de rayos X de larga duración, la cual aumentó considerablemente hacia el máximo al igual que la asociación con ráfagas H α .

El 79% (53 de 67) de las EMC observadas por el SMM tuvieron asociaciones con eventos cercanos a la superficie, mientras que para el Skylab solo fueron el 44% (34 de 77). Por lo tanto, hubo muchas más EMC sin asociación durante el Skylab que durante el SMM. Esto muestra que las EMC no solo están asociadas con fenómenos típicos del Sol activo, sino también con procesos magnéticos más estables del Sol, relacionados con el campo magnético a gran escala. En el Capítulo IV se discutirá la posible asociación de estas EMC con los hoyos coronales.

Otro detalle interesante es que durante el Skylab Webb et al., (1976) reportaron haber observado una clase de EMC asociadas exclusivamente con eventos de rayos X de larga duración, pero no se ha establecido una asociación uno a uno entre estos eventos de rayos X y las EMC.

Durante el Skylab, los eventos de larga duración en rayos X estuvieron altamente correlacionados con EMC, filamentos eruptivos y eventos de crecimiento y decaimiento gradual en microondas. Las asociaciones fueron suficientemente altas ($\geq 80\%$) como para concluir que estos fenómenos estuvieron relacionados físicamente. 

Posteriormente, Sheeley et al. (1983) y Webb (1986) han mostrado que la asociación de EMC con eventos de rayos X de larga duración durante el máximo solar es menor, entre 1/2 y 1/3. Esta baja correlación está influida por la falta de datos de rayos X con buena resolución espacial y por el alto nivel de actividad durante el máximo. Sheeley et al. (1983) también mostraron que la proporción de eventos de rayos X de larga duración asociados con EMC es una función monótonamente creciente de la duración de los eventos de rayos X, desde decenas de minutos hasta horas.

Recientemente Webb y Hundhausen (1987) realizaron un estudio comparativo muy extenso de todas las manifestaciones de actividad solar asociadas con el origen de las EMC en diversas épocas del ciclo solar y encontraron un alto grado de asociación de las EMC con las protuberancias eruptivas y los eventos de rayos X de larga duración en todas las épocas del ciclo. Concluyen en este trabajo que la mayoría de las EMC son el resultado de una desestabilización y erupción de una protuberancia y su estructura coronal subyacente o de alguna estructura magnética capaz de soportar una protuberancia.

c) Correlación entre EMC y Choques en el Medio Interplanetario

Siguiendo la línea de pensamiento de Chapman (1918) y Gold (1955), la idea de una asociación de eventos solares (en particular los grandes) con los choques interplanetarios es inevitable. De hecho, la literatura abunda en estudios de grandes ráfagas ópticas seguidas de choques (ver p.e. Chao y Lepping, 1974; Dryer, 1974, 1975; Pinter, 1982). Gosling et al. (1975) fueron los primeros que asociaron una eyección de masa observada en el coronógrafo que siguió a una ráfaga 2B (notablemente intensa en rayos X) con un gran choque observado a 1UA. Las estimaciones de la masa y la energía contenidas tanto en las EMC como en el choque estuvieron en razonable acuerdo. Esta clase de estudios se pudo extender considerablemente cuando el satélite P78-1 entró en operación en 1979. En esa época y durante varios años después, la sonda Helios I pasó la mayor parte de su tiempo en órbita sobre los limbos del Sol, vistos desde la Tierra, esto

es, en la línea de fuego directa de aquellas EMC que ya habían atravesado el campo de visión de los coronógrafos del PT8-1. En una serie de artículos, Schwenn (1983) y Sheeley et al. (1983, 1985) demostraron la cercana relación entre las EMC y los choques: en el caso en que la posición de la sonda espacial observadora esté incluida en la extensión angular de la EMC, la probabilidad de detección de un choque es casi 100% cuando la velocidad de la EMC excede de ≈ 400 km/s.

El choque mostrado en la figura 11 es un ejemplo de un caso extremadamente rápido: estuvo causado por una EMC de frente curvo muy brillante que empezó con una velocidad $V_{EMC} \approx 1500$ km/s, la cual fue determinada por los desplazamientos del frente conductor de la EMC en imágenes subsiguientes del coronógrafo. El Helios I registró el choque 17 horas después en 0.63 UA, lo que corresponde a una velocidad promedio de propagación $V_{prom} = 1470$ km/s. La velocidad local del plasma detrás del choque fue $V_{ch} = 1310$ km/s que es ligaramente menor que V_{EMC} y V_{prom} , indicando una pequeña deceleración en el camino.

El choque mostrado en la figura 12 estuvo asociado con una EMC del tipo de arco lleno que empezó con $V_{EMC} = 375$ km/s. Dejó el campo del coronógrafo con $V_{EMC} = 550$ km/s, indicando una aceleración de la EMC durante por lo menos 2 horas. Las velocidades aun mayores deducidas de los datos del Helios ($V_{prom} = 690$ km/s ; $V_{ch} = 635$ km/s) significan que debió haber ocurrido una aceleración posterior, más allá de $10R_s$, la cual fue después seguida por una desaceleración. El perfil de los datos del plasma (excepto por el choque mismo) se parece al de un aumento no compresivo de densidad (ANCD), como el descrito por Gosling et al. (1977). Estos autores compararon la razón de ocurrencia (aproximadamente 2 por mes), duración, contenido de masa y de energía, y velocidades de los ANCD con los de las EMC más lentas que siguieron a protuberancias eruptivas y no a ráfagas, y encontraron que la comparación sugería una asociación directa entre estos dos fenómenos. Posteriormente, Feldman et al. (1978, 1981) Borrini et al. (1981) y Gosling et al. (1981)

mostraron que la mayoría de los ANCD probablemente no están relacionados con EMC, sino más bien con estructuras transitorias tales como los cascos coronales, que son regiones de líneas magnéticas cerradas que delimitan en la corona baja la separación entre dos regiones de líneas abiertas. Esto puede explicar por qué Schwenn(1983) no pudo encontrar más de dos asociaciones probables entre EMC y ANCD en los años 1979-1981.

Los estudios de estas relaciones han indicado que pueden existir por lo menos dos clase diferentes de EMC (Gosling et al.1976; Schwenn,1983; MacQueen y Fisher,1983):

I) La clase "tipo ráfaga" cuyas características son que están relacionadas con ráfagas, tienen velocidades de eyección altas y constantes (≈ 400 a 2000 km/s), seguidas de fuertes choques interplanetarios.

II) La clase "tipo protuberancia eruptiva", que no está relacionada con ráfagas, con bajas velocidades de inyección (≈ 200 a 600 km/s), aceleradas posteriormente, seguidas por choques poco intensos y en raras ocasiones por ANCD.

Sin embargo, Schwenn (1986) hace notar que no hay una coincidencia aparente entre estas clases y las descritas por Howard et al.(1985) y sugiere que ambas, ráfagas y protuberancias eruptivas, pueden producir EMC de frente curvo de tipo pico y que cualquiera de ellas puede iniciar un choque interplanetario.

5. Evolucion Temporal de las EMC

a) *Características Generales*

La intensidad del aumento en densidad de la EMC relativa a la corona suele evolucionar. Cuando se observan al principio de su evolución con un coronómetro-K, las EMC pueden empezar a verse a $\approx 1.2R_{\odot}$ como un arco brillante bien formado (Fisher y Poland,1981; Fisher et al.1981) o como una región oscura con forma de burbuja surgiendo de un casco coronal preexistente (Low,1982). En la corona baja (1.2 a $2.2R_{\odot}$) las velocidades

radial y lateral son comparables, así como lo son el ancho y la altura (Low et al.1982; MacQueen y Fisher,1983) pero la expansión lateral cesa pronto. Posteriormente la EMC se acelera y aumenta su altitud y en algunos casos desarrolla unas piernas brillantes desde abajo hacia arriba en las orillas de la cavidad hasta que se forma un arco completo a aproximadamente $1.8R_s$. En la corona alta, después de haber alcanzado una velocidad constante, la parte superior del arco tiende a desaparecer nuevamente, dejando dos densas piernas exteriores brillantes, o picos. Estas EMC de doble pico son especialmente comunes por encima de $3R_s$. De hecho, para EMC observadas en asociación con protuberancias eruptivas, las medidas muestran que el aumento fraccional en la densidad electrónica del extremo superior del arco que se mueve por arriba de $2R_s$ disminuye hasta ser considerablemente menor que el de las dos piernas estacionarias (Sime et al.1984).

Dentro de la cavidad enrarecida que generalmente encierra al arco es común que aparezcan nubes de plasma. Los eventos de arco concéntricos son relativamente comunes. Para las EMC asociadas con protuberancias eruptivas, algunos de los plasmoides que entran son material frío $H\alpha$ (House et al.,1981) o nubes remanentes de la materia rápidamente ionizada de la protuberancia.

El material del que se forma el arco de una EMC parece haber estado ya presente en la estructura coronal preexistente (Hildner et al.,1975). Densos arcos coronales en rayos X que han erupcionado han mostrado, por lo menos en una ocasión (Rust y Hildner,1976), un contenido de masa igual al del arco acompañante de la EMC. Como el arco preexiste como material coronal tiene, por supuesto, la temperatura de la corona y no las temperaturas de la cromósfera o de las protuberancias (Hildner et al.,1975; House et al.,1981; Poland y Munro,1976; Schmahl y Hindler,1977). Valores más precisos de la temperatura electrónica y de su distribución espacial no parecen ser necesarios para ninguno de los modelos actuales de EMC en contraste con la distribución de densidad electrónica que sí resulta controversial y aún se conoce poco.

b) Precursores

Una observación curiosa fue reportada por Jackson y Hildner (1978) y Jackson (1981). Al aumentar el contraste de las fotografías de EMC del Skylab (por substracción de imágenes digitalizadas) encontraron "precursores", esto es, orillas de densidad ligeramente intensificada bordeando la porción más densa de las EMC (ver figura 13). La razón promedio del exceso de masa en los precursores respecto a la masa del evento total fue de 0.15. Estos precursores viajaron con una distancia casi constante de 1.3 Rs, en promedio, enfrente de la EMC principal. Sin embargo, sorprendentemente, su movimiento hacia afuera se inició antes que los transitorios asociados con la erupción en H α o ráfaga. Durante el Skylab se observó un precursor para cada EMC de la cual se tuvieron datos razonablemente buenos y no se observó ningún precursor sin una EMC acompañante (Jackson y Hildner, 1978). En las imágenes del SMM también se encontró un precursor (Gary et al. 1984). El comportamiento de los precursores no ha mostrado hasta ahora semejanza con un choque. La separación entre el precursor y el frente de la EMC claramente no es función ni de la velocidad, ni de la masa de la EMC a la que precede. Más aún, las 21 EMC del Skylab con precursores mostraron velocidades que van de 50 hasta más de 1000 km/s.

Jackson (1981) concluye que el rápido movimiento hacia afuera del material coronal empieza a gran altura en la corona y está seguido por más material proveniente de regiones más bajas en tiempos sucesivos posteriores, terminando con la fase impulsiva de la ráfaga cerca de la superficie del Sol. Harrison et al. (1985) reportaron pequeños aumentos discretos en rayos X que típicamente ocurrieron algunas decenas de minutos antes de la ráfaga H α . Estos estallidos se originaron en arcos coronales que tienen una relación espacial muy cercana con las estructuras de tipo arco de las eyecciones de masa coronal. Cualquier ráfaga subsecuente ocurre en un pie del arco indicando una simetría de la eyección de la ráfaga (Harrison, 1985).

Wagner y MacQueen (1983) presentaron un posible escenario que

es consistente con las observaciones que acabamos de describir. Inicialmente la EMC es lanzada, a causa de un mecanismo que no se especifica, formando posiblemente una onda de choque frente a ella. Es hasta después que la fase impulsiva de la ráfaga crea un segundo choque, probablemente una onda de explosión que avanza detrás de la EMC a más alta velocidad y eventualmente alcanza al primer choque. El material coronal comprimido por esta primera onda de choque podría ser precisamente el precursor de Jackson (1981). También podría ser este mismo choque el que empuja hacia un lado las estructuras coronales preexistentes, tales como los rayos coronales, aún cuando la parte más externa del arco de la EMC no entre en contacto directo con estos rayos como se ha observado (Gosling et al., 1974). Cane y Stone (1984) también sostienen esta idea aunque han modificado un poco el modelo para tomar en cuenta observaciones más detalladas de ondas de radio interplanetarias y coronales.

También se han observado por encima o fuera de la EMC típica señales magnetohidrodinámicas o de presión (ver figura 9) que son más notables por encima de 2R_s (Gosling et al., 1974; Hildner et al., 1975a). En los datos del Solwind, Skylab y SMM se encuentran muchos casos de este tipo de señales, las cuales no se sabe si son un fenómeno diferente a los precursores o son parte de ellos.

Se han reportado también otros efectos que anteceden a las EMC en el tiempo. Jackson et al. (1978) reportaron que existe un aumento de 2.5 veces en la razón de producción de los estallidos de radio tipo III durante 5 o 10 horas antes de las primeras observaciones de EMC, siendo menor el tiempo para los eventos más rápidos (Jackson et al., 1980). También se han reportado comienzos de señales de tormentas de ruido de rayos X suaves y de radio de 10 a 30 minutos antes de una EMC asociada con el estallido de un filamento (Lantos et al., 1981) y un cese de la emisión de tipo I, 10 minutos antes de la emisión de otra EMC (Gary, 1982).

c) El Final de una EMC

Hasta ahora no se ha realizado un estudio general

detallado de lo que ocurre después de una EMC. Se cree comunmente que la estructura posterior a la EMC toma la forma de estrias radiales, frecuentemente caracterizadas por formas más densas en cada extremo del volumen de la EMC. La separación de las piernas alcanza rápidamente una distancia constante (Simc et al., 1984). Con una fotometría cuidadosa, las piernas se pueden detectar hasta por 3 o 4 días (Anzar y Poland, 1979), pero Fisher y Poland (1981) y Michels et al., (1980) han cuestionado esta larga duración para el máximo solar. Las estrias de densidad que marcan el interior de una EMC saliente desaparecen en unas 8 horas.

Hasta hace poco no se había reportado ningún arco de luz blanca, rayos X o líneas prohibidas de emisión regresando al Sol después de una EMC. Una contracción o restauración semejante se esperaría si las líneas de campo hubieran sido barridas hacia afuera hasta que se reconectaran formando tal vez una botella magnética (Burlaga et al., 1981). En este contexto resulta muy interesante la observación reciente de Illing y Hundhausen (1983) de un posible evento de reconexión magnética mucho después de una EMC extremadamente lenta (≤ 50 km/s). Un arco invertido (un gran frente de densidad ligeramente intensificada de forma convexa visto desde el Sol) se identificó con la desconexión de arcos magnéticos a los cuales se les había visto elevarse 15 horas antes. El remanente de la EMC que se quedó en el Sol después del evento se observó que se contrajo en un estrecho rayo.

Este tipo de eventos no se han observado con frecuencia en la corona a pesar de que se esperaría que pudieran haber sido observados con el amplio campo de visión del Solwind. También el reporte de Rust y Webb (1977) de *extensiones* temporales de plasmas de regiones activas en rayos X (en vez de contracciones) que se ven típicamente entre 3 y 25 horas después de las erupciones, resulta inconsistente con las observaciones de Illing y Hundhausen.

La conclusión general de todas estas observaciones es que los mecanismos que producen las EMC no están aún bien comprendidos. Su

asociación con ráfagas o erupciones de filamentos no resulta totalmente satisfactoria debido por una parte a la cantidad de EMC que se observan sin que haya ocurrido ninguno de estos eventos eruptivos en la superficie del Sol y por otro lado a las características mismas de las EMC que como ya se ha visto no concuerdan muy bien con las esperadas de este tipo de procesos. En el siguiente capítulo de esta tesis se discutirá la existencia de otras posibles fuentes solares para estos fenómenos, esto es, los hoyos coronales.

CAPITULO III

DETECCION DE PERTURBACIONES EN EL VIENTO SOLAR POR MEDIO DE OBSERVACIONES DE IPS

1. Introducción

El centelleo interplanetario (IPS) de las señales de radio provenientes de fuentes estelares de tamaño angular muy pequeño ha demostrado en los últimos años ser una herramienta muy útil para mapear y rastrear zonas de gran escala en el viento solar con densidades mayores o menores que la densidad promedio del plasma interplanetario. El término IPS se refiere a las variaciones oscilantes en la intensidad de la señal registrada que proviene de una radiofuente estelar extragaláctica (y por lo tanto muy distante) como resultado de su paso a través de perturbaciones del plasma interplanetario en su camino a la Tierra. Este efecto es semejante al centelleo (o parpadeo) de la luz de las estrellas que resulta de su paso a través de la atmósfera terrestre.

En términos generales el IPS se debe a que la presencia de electrones en el espacio reduce la velocidad de propagación de las señales de radio, la cual decrece conforme aumenta la frecuencia de la señal. Este efecto, que se llama dispersión, produce un patrón de difracción en la Tierra que es transportado por el viento solar que se lleva consigo las irregularidades y que al cruzar por línea de visión del observador en la Tierra produce el centelleo de la señal de radio recibida. Mayores detalles respecto a la descripción matemática de este efecto se pueden encontrar en Murray y Hargreaves (1954), Readhead et al. (1978) y en el Apéndice II al final de esta tesis. Sin embargo, el empleo del centelleo como herramienta para estudiar las estructuras de gran escala en el medio interplanetario se basa principalmente en relaciones empíricas.

El fenómeno de centelleo interplanetario fue descubierto hace más de 20 años por Hewish et al. (1964) y posteriormente Dennison y Hewish (1967) propusieron el uso de observaciones de centelleo para estudiar el viento solar en vastas regiones de la heliósfera, principalmente fuera de la eclíptica, lejos del alcance de los vehículos espaciales.

Este método empezó a usarse para estudiar la estructura del viento solar a pequeña escala (vease p.e. Hewish et al., 1964; Denisson, 1969; Cohen y Gunderman 1969; Hewish y Symonds, 1969). Sin embargo, al observar las variaciones del centelleo de fuentes individuales día a día, Denisson y Weiseman (1968) descubrieron una relación de éstas con un flujo de viento rápido de larga vida y de esta manera se inició el uso de las observaciones de centelleo interplanetario para rastrear perturbaciones de gran escala que viajan en el viento solar.

El método de rastreo por centelleo es similar a las técnicas usadas para la detección de las EMC por dispersión Thomson en que la perturbación se revela mediante alteraciones en los valores ambiente y en que lo que se mide es una integración a lo largo de la línea de visión. Sin embargo, una diferencia importante en el método IPS es que la sensibilidad de detección es máxima para perturbaciones que viajan hacia la Tierra. La posibilidad de observar estas perturbaciones desde dentro, en los casos en que éstas envuelven a la Tierra, también elimina algunas de las dificultades de observación que surgen de los mapas bidimensionales proyectados sobre el cielo y proporciona una calibración útil ya que los parámetros de centelleo se pueden comparar con mediciones hechas por vehículos espaciales cerca de la Tierra.

2. Relación del IPS con el Estado del Plasma del Viento Solar

Observando el centelleo de cuatro fuentes de radio durante dos meses, Houminer (1971) dio evidencia convincente de que algunos de los aumentos en el índice del centelleo eran causados por haces de plasma corrotantes con el Scl e identificó los haces

corrotantes con la estructura sectorial magnética solar que fue claramente observada por medio de los vehículos espaciales.

Houminer y Hewish (1972) observaron 32 radiofuentes por un periodo de ocho meses y además de confirmar los resultados de Houminer, (1971) encontraron una fuerte correlación entre la velocidad del viento solar y el nivel de centelleo con un retraso de entre 2 y 3 días (el aumento de la velocidad del viento a la altura de la Tierra ocurría después del aumento en el centelleo). Estos autores propusieron que el aumento en el centelleo estaba relacionado con el incremento en la densidad del viento solar causado por la interacción de viento rápido y lento. Esta fue la primera evidencia experimental de la existencia de los frentes de choque alineados con la espiral del campo magnético interplanetario, sugeridos por Hundhausen (1971), quien había indicado que regiones activas de larga vida en el Sol deberían producir perturbaciones que siguieran la espiral de Arquimedes (véase figura 14). Houminer y Hewish (1972) también notaron que ocasionalmente ocurrirían intensificaciones en el centelleo que no correspondían a espirales corrotantes y este centelleo fue asociado a frentes de choque esféricos que Hundhausen (1971) sugería como generados por ráfagas solares (véase figura 14b y Houminer y Hewish, 1974). Un excelente trabajo de revisión sobre los estudios del medio interplanetario con técnicas de centelleo y su corroboración con mediciones realizadas a bordo de vehículos espaciales ha sido elaborado por Coles (1978).

De todos estos estudios se estableció claramente la existencia de dos tipos distintos de interacción de flujos rápidos y lentos en el viento solar, a saber, sectores alineados con la espiral arquimediana del campo magnético interplanetario corrotantes con el Sol (CIRs) y cáscaras o conchas de frente esférico moviéndose radialmente hacia afuera del sistema solar. En ambos casos, la estructura es caracterizada por una densidad de plasma mayor que las partes circundantes y por un centelleo intensificado de las radiofuentes estelares de diámetro pequeño cuya línea de visión cruza estas estructuras.

Posteriormente, Houminer (1973) utilizó observaciones de centelleo interplanetario para examinar la extensión de los sectores de centelleo intensificado fuera del plano de la eclíptica y Erskine et al. (1978) usaron observaciones de 150 fuentes en 34.3 MHz durante el periodo de mayo a diciembre de 1974 para examinar la estructura gruesa del viento solar. Aunque su análisis está limitado por el breve periodo de sus observaciones y porque finalmente solo pudo utilizarse la información obtenida de 45 fuentes de radio, estos autores encontraron algunas correlaciones significativas, principalmente en aquellos casos en los que se registró un centelleo intensificado en todo el cielo, correspondiente al cruce por la Tierra de las regiones de alta densidad de plasma. Encontraron que el nivel de centelleo se correlaciona con medidas simultáneas de densidad de plasma en el medio interplanetario cerca de la Tierra y con la velocidad del viento solar corrida por dos días.. También encontraron una alta correlación con el índice geomagnético A_p en el momento del cruce. Este índice representa el promedio diario de un índice planetario de perturbación del campo geomagnético.

Vlasov (1979) intentó mapear el viento solar usando una red de 140 fuentes que observó de noviembre de 1975 a abril de 1976 en la frecuencia de 102.5 MHz. Debido al breve periodo de las observaciones y a la pequeña densidad de fuentes estelares tampoco fue posible un buen análisis pero se pudieron registrar algunas "nubes" individuales de centelleo intensificado que variaban en el tiempo y que se asociaron a una mayor turbulencia de las regiones de viento solar observadas. En realidad el fenómeno de centelleo es debido a la microturbulencia, como se puede ver en Ananthakrisnan et al. (1980).

Recientemente se ha demostrado que el factor de perturbación g , es decir, la relación entre el centelleo observado y el centelleo normal, es función de la densidad del plasma. Una calibración directa de g contra medidas obtenidas por vehiculos espaciales a 1UA ha mostrado que la magnitud de g proporciona una estimación bastante confiable de la densidad media n del plasma (véase Hewish et al., 1985). Calibraciones hechas en 32 ocasiones

entre 1978 y 1980, cuando zonas de gran escala de densidad casi constante existían cerca de 1UA, dieron el resultado siguiente:

$$g = \left(\frac{n/cm^3}{g} \right)^{0.5}$$

Como la densidad media registrada por los vehiculos espaciales para este periodo fue de $8.3/cm^3$ (Mullan, 1983) se sigue que $g=1$ proporciona una normalización razonablemente precisa para la detección de perturbaciones en densidad.

El principal problema con las observaciones hechas en periodos breves se debe a que el centelleo de una fuente de radio es también función de su posición respecto al Sol, específicamente de su elongación (ϵ) (véase la figura 15), y si no se conoce esta dependencia para cada fuente observada no se puede saber cuál es el efecto específico de la densidad del plasma interplanetario. Para conocer esta dependencia con la elongación es necesario observar cada radiofuente durante un periodo suficientemente largo como para poder hacer una buena estadística que determine lo que sería un centelleo "normal" como función de su posición y así poder determinar el efecto debido a las irregularidades en la densidad del plasma.

En el Observatorio Mullard de la Universidad de Cambridge, Inglaterra, se llevó a cabo un ambicioso proyecto que permitió la elaboración de mapas diarios de centelleo que cubrían gran parte del cielo. Estos mapas hicieron posible el rastreo de las perturbaciones en el medio interplanetario y permitieron trazar hacia atrás la trayectoria de estas perturbaciones hasta localizar el lugar de su origen en el Sol.

3. Observaciones Prolongadas de IPS con un Arreglo de Antenas de Gran Area

a) Elaboracion de mapas

La técnica de observaciones de centelleo empleada en la Universidad de Cambridge para elaborar mapas diarios del cielo con

el propósito de rastrear las perturbaciones que viajan en el medio interplanetario, utiliza una red de 900 radiofuentes estelares de diámetro pequeño (ver figura 16), lo cual permite una definición más precisa de las estructuras de densidad intensificada o enrarecida del viento solar respecto al promedio. En ocasiones, el número de fuentes que sirvieron para el mapeo llegó a ser hasta de 2500, pues muchas fuentes débiles, difíciles de detectar normalmente, pueden ser claramente observadas cuando el centelleo se intensifica. Este método de mapeo permite registrar las intensificaciones de densidad en el medio interplanetario que se propagan del Sol hacia la Tierra a diferencia de las observaciones coronográficas de luz blanca que solo permiten detectar los transitorios en el limbo o, en el caso de los que se dirigen hacia la Tierra, solo los que tienen una amplitud longitudinal muy grande.

Estas observaciones se hicieron con un arreglo de antenas de 3.6 hectáreas el cual está descrito detalladamente en Duffett-Smith et al. (1980). Este arreglo, que registra en la frecuencia central de 81.5 MHz permite la observación simultánea del paso por el meridiano de fuentes en un gran rango de declinaciones, entre -10° y 70° (ver figura 16), utilizando simultáneamente 16 receptores y observando cada fuente durante aproximadamente 2 minutos. El centelleo registrado, el cual ocurre en una banda entre 0.1 y 3 Hz, se promedia cada 10 segundos; se eliminan los datos contaminados por interferencia, ruido de origen solar o centelleo ionosférico y se obtiene el valor rms del flujo centelleante (ΔS) para el tránsito de cada fuente durante el día. Las observaciones se realizaron por dos periodos de más de un año cada uno, siendo el primero de julio de 1978 a septiembre de 1979 y el segundo de febrero de 1980 a marzo de 1981. En esta tesis se analizan solamente los registros del primer periodo.

Para poder identificar las perturbaciones en el medio interplanetario fue necesario primero determinar la dependencia sistemática promedio del valor ΔS con la elongación para cada una de las fuentes con la mayor precisión posible. Readhead (1971) mostró que la variación de ΔS con la elongación depende del tamaño

angular de la fuente, aumentando más rápidamente al acercarse al Sol en el caso de las fuentes más pequeñas. Medidas llevadas a cabo durante 8 años (1967-1974) no revelaron ninguna variación detectable con el ciclo solar, ni ninguna dependencia significativa con la latitud eclíptica (ver Readhead et al., 1978). Así, se determinó solamente la dependencia con la elongación del centelleo para cada fuente para lo cual se tomaron todas las observaciones realizadas de cada una de ellas durante 400 días y se ajustó en cada caso una curva por medio de polinomios de Chebyshev, obteniendo así una función $\overline{\Delta S}(\epsilon)$ para cada fuente. Un ejemplo se muestra en la figura 17. Más detalles pueden encontrarse en Gapper et al. (1982).

Posteriormente se determinó para cada fuente, cada día, el factor de perturbación g definido como

$$g = \frac{\Delta S_{ob.}}{\overline{\Delta S}(\epsilon_0)}$$

donde ΔS_{ob} es el valor observado en ese día para esa fuente y $\overline{\Delta S}(\epsilon_0)$ es el valor correspondiente de $\overline{\Delta S}(\epsilon)$ para esa fuente ese día. De esta manera $g = 1$ representa un centelleo normal, $g > 1$ es un centelleo mayor que el normal y $g < 1$ un centelleo inferior al normal.

Con estos valores de g para cada punto observado, se hicieron mapas diarios del cielo, mostrando los diferentes grados de perturbación de cada punto. Una discusión más detallada sobre el método de reducción de datos puede encontrarse en Gapper et al., (1982) y en Tappin et al., (1983).

En los mapas elaborados, las fuentes se encuentran lo suficientemente juntas como para poder construir mapas de contorno de g para las perturbaciones de gran tamaño, los cuales generalmente incluyen al menos entre 50 y 100 fuentes. En general, los mapas obtenidos son bastante sencillos, mostrando una o dos grandes zonas de valores de g aumentados o disminuidos; las variaciones de un día a otro observadas en estas estructuras son bastante apreciables y proporcionan información tanto respecto al

tipo de estructura (CIR o frente de choque curvo), como a su velocidad de propagación en el medio interplanetario y a su lugar de origen en el Sol.

La región del plasma solar responsable del centelleo registrado en 81.5 MHz se muestra en la figura 18. El diagrama se refiere a un modelo particular del plasma solar (Readhead, 1971), pero está controlado principalmente por la dependencia de la densidad con el inverso del cuadrado de la distancia al Sol. Se ha supuesto simetría esférica, de lo cual hay buena evidencia en latitudes heliocéntricas hasta 60° (Readhead et al., 1978; Coles y Harmon, 1978). La región punteada, que incluye valores de $c > 35^\circ$ y que va de $r = 0.6$ U.A. a $r = 1.5$ U.A., muestra la región donde se pueden utilizar los registros de centelleo para localizar perturbaciones en el medio interplanetario. A valores de ϕ mayores de 90° no es posible ya detectar las perturbaciones por este método.

b) Interpretación de los mapas y localización de las fuentes

Para una interpretación precisa de los mapas de centelleo se elaboraron en computadora mapas de g para modelos sencillos de perturbaciones y se hizo una iteración de la distribución de g para el mejor ajuste con los mapas trazados con base en las observaciones. Las perturbaciones simuladas en la computadora fueron cascarones de diferentes espesores y extensiones latitudinal y longitudinal, propagándose radialmente en una gran variedad de direcciones respecto a la línea Sol-Tierra, con velocidad de 430 km/s, y haces corrotantes de diferentes extensiones propagándose con velocidad de 350 km/s.

Los cálculos de los modelos se basaron en el modelo de viento solar de Readhead et al (1978) en la región de dispersión débil (esto es, donde el valor r.m.s. de las variaciones en fase es menor que 1 rad, lo cual, a 81.5 MHz ocurre en todas partes para elongaciones $\geq 35^\circ$). Se escogió esta aproximación porque da un buen ajuste teórico a las observaciones sobre su región de aplicabilidad.

La estructura y el movimiento del incremento de densidad se obtuvo comparando las observaciones con mapas teóricos del centelleo calculado según la expresión de Kemp (1979), que es equivalente a la de Readhead et al. (1978) con un factor f extra para especificar la estructura de la perturbación que se va a calcular, esto es:

$$\left[g(\theta, \phi) \right]^2 = \frac{\int_0^{\infty} f(r, \theta, \phi) \beta(r) U^2 a^2 dz / 4W^2 (W^2 + U^2)}{\int_0^{\infty} \beta(r) U^2 a^2 dz / 4W^2 (W^2 + U^2)}$$

donde $\beta(r)$ es el poder dispersor del medio
 $U = \lambda z / 2\pi$; $W = (a^2 + 2z^2 \theta_0^2) / 4$
 z = distancia a lo largo de la línea de visión medida desde la Tierra
 a = tamaño de escala de las irregularidades interplanetarias
 θ_0 = radio angular de la fuente de radio
 λ = longitud de onda de la señal de radio
 $f(r, \theta, \phi)$ = factor de intensificación del poder dispersor en la posición (r, θ, ϕ) en el medio interplanetario.

Como ya se mencionó, esta ecuación para $g(\theta, \phi)$ se basa en la aproximación de dispersión débil y por lo tanto no es apropiada para líneas de visión que pasan más cerca de 0.5 UA del Sol. Por lo tanto la integración se llevó a cabo para elementos de línea que yacen dentro de una zona que se extiende desde 0.5 UA hasta 3 UA. Aumentos de densidad a distancias mayores que ésta última no se pueden detectar.

En los cálculos se supuso que el factor de intensificación del poder dispersor del plasma del viento solar es directamente proporcional a n ; esto es equivalente a la relación $\Delta n \propto n^2$, donde Δn es la fluctuación rms de la densidad en el rango de números de onda responsables del centelleo.

Los cálculos se hicieron adoptando elementos de volumen donde $dr=0.1$ UA, $d\theta=d\phi=6^\circ$. La integración se llevó a cabo para líneas de visión a intervalos de 5° de latitud y de longitud eclíptica y la red resultante se usó para construir mapas de contorno de $g(\theta, \phi)$ que luego se transformaron a coordenadas de ascensión recta

y declinación para comparar con los mapas obtenidos de las observaciones.

En los cálculos se utilizaron los valores de Kemp (1979) para el tamaño de escala y el poder dispersor del viento solar normal, los cuales son :

$$a(r) = 175 r^{1/2} \text{ Km} , \text{ para } 0.2 < r < 0.6 \text{ UA}$$

$$a(r) = 250 r^{5/4} \text{ Km} , \text{ para } r > 0.6 \text{ UA}$$

$$\beta(r) = 2.73 \times 10^{-3} \lambda^2 r^4 \text{ rad}^2/\text{UA} , \text{ (}\lambda \text{ en m. y } r \text{ en UA)}$$

y se supuso que el tamaño de escala en el medio no cambia significativamente en las perturbaciones lo que se encontró previamente que es el caso (Houminer, 1971). Se consideró además un diámetro igual para todas las radiofuentes de 0.6 arcseg, ya que los cálculos no son realmente sensibles a este parámetro. Se hicieron cálculos de g para dos diferentes tipos de variaciones de la función f :

a) $f = \text{cte.}$

b) $f^{-1} \propto r^2$ para $r < 1.2 \text{ UA}$

$f = \text{cte.}$ para $r \geq 1.2 \text{ UA}$

En todos los casos $f = 9$ a 1 UA .

Más detalles de la computación y ejemplos del ajuste del modelo a algunas observaciones están descritos en Tappin et al. (1983, 1984) y Tappin (1987).

El ajuste de modelos de este tipo no es apropiado cuando se maneja una gran cantidad de datos pero no es necesario cuando sólo se buscan características burdas de las perturbaciones como en este caso, aunque si es necesaria la elaboración de una muestra amplia de mapas teóricos para identificar las estructuras. Tappin (1985) calculó una gran cantidad de mapas teóricos para conchas eruptivas de densidad creciente con diferentes espesores, extensiones angulares y direcciones de propagación y también para una amplia variedad de CIRs, los cuales fueron utilizados en esta tesis para identificar y rastrear las perturbaciones y localizar sus fuentes en el Sol.

Observando el avance diario del frente de la perturbación en

los mapas es posible estimar la velocidad de avance de los frentes de choque eruptivos y con esta información se puede estimar cuándo fue que la perturbación se originó en el Sol.

No todas las perturbaciones localizadas en la región de sensibilidades del método, mostrada en la figura 18 pueden ser detectadas. Una concha delgada que ≈ 0.05 U.A. no puede observarse aún cuando se dirija directamente hacia la Tierra, porque cubriría una longitud insuficiente a lo largo de la línea de visión. Una concha que se moviera muy rápido tampoco podrá ser observada si entra a la zona de detección después de que se ha dejado de observar esa región en ese día y sale antes de que se vuelva a observar al día siguiente. Para esto se requeriría una velocidad radial mayor de 1000 km/seg.

Por otra parte, los mapas diarios de IPS permiten ver si la perturbación que avanza se originó en el lado este u oeste del Sol, o cerca del meridiano central. También se puede apreciar si su fuente se encuentra en el norte, en el sur o cercana al ecuador solar. De esta manera, aunque la localización precisa del centro de la región fuente no puede determinarse con este método, éste puede quedar determinado dentro de una región no muy grande (dentro de un círculo de aproximadamente 20° de radio en un mapa solar tipo carrington).

Como el Sol gira conforme avanza la perturbación hacia la Tierra, es necesario tomar en cuenta el tiempo aproximado de tránsito de la perturbación del Sol a la Tierra para poder determinar la longitud solar (Carrington) que se hallaba en el lugar del surgimiento de la perturbación en el momento de su producción y de esta manera identificar las estructuras o sucesos que se encontraban ahí o tuvieron lugar en el momento del inicio del evento.

Por ejemplo, una perturbación que en los mapas de IPS y conforme al modelado teórico se identifica con un frente de choque proveniente del Este, que llega a la Tierra en el tiempo t , habiendo viajado con una velocidad promedio V , salió del Sol en un

tiempo t_0 dado por:

$$t_0 = t - D/V$$

donde D es la distancia del Sol a la Tierra, aproximadamente 150 millones de kilómetros.

Una vez que se ha estimado el tiempo de inicio del fenómeno en el Sol se puede saber, por medio de los mapas Carrington publicados en el Solar Geophysical Data, qué longitud solar se encontraba entonces en el meridiano central (el correspondiente a la línea Sol Tierra). Si, como en este ejemplo, la perturbación proviene del Este, se estima (a falta de mayor posibilidad de definición) que el centro de la perturbación se encuentra a 45° al Este (aproximadamente 3 días) del meridiano central. Lo mismo se hace, pero hacia el Oeste, si la perturbación se observa como proveniente del Oeste. En el caso de perturbaciones provenientes del meridiano central, la longitud Carrington asociada al centro de la fuente será la que aparezca cruzando el meridiano central al tiempo estimado de la producción de la perturbación.

La determinación de la latitud es más difícil, pues difícilmente se dispone de una observación latitudinal completa debido a la posición geográfica del observatorio, pero por analogía con las perturbaciones modeladas se puede estimar una latitud entre 0° , 10° , 20° o 30° grados.

Como el Sol gira hacia el Oeste, cuando la perturbación sea registrada en la Tierra su fuente habrá rotado una cantidad $\Delta\phi$ dada por la relación

$$\Delta\phi = \omega (t-t_0)$$

ω = velocidad angular del Sol

de manera que la fuente de una perturbación proveniente del Este estará pasando por el meridiano central en el momento de arribo a la Tierra de la perturbación; una originada en el meridiano central tendrá una fuente que se localice al Oeste en el momento de arribo y para una originada en el oeste es posible que su fuente ya no sea observable en el Sol cuando su efecto se haga sentir en la Tierra.

A continuación se detallará un ejemplo específico correspondiente a una perturbación que fue observada entre el 25 de agosto y el 5 de septiembre de 1978 y que dio lugar al comienzo repentino de una tormenta geomagnética el 27 de agosto a las 02:46 TU. En las figuras 19a y b se muestran los mapas del cielo indicando los diversos niveles de centelleo para los días del 24 al 29 de agosto. En estos mapas, el círculo central (que no está a escala) muestra al Sol, y las líneas de contorno corresponden a posiciones de igual elongación con valores de 30°, 60°, 90°, 120° y 150°. La línea ondulada que corre de izquierda a derecha representa a la eclíptica. El eje horizontal en cada mapa representa la ascensión recta (en horas siderales) y el eje vertical, la declinación en grados. La parte izquierda del mapa corresponde al Este y la derecha al Oeste. Nótese que el eje de la ascensión recta se ha corrido cada día (≈ 4 minutos) para que el Sol siempre quede en el centro del mapa. El rango de declinación en los mapas va de -25° a 70° para poder poner la línea de la eclíptica en forma continua aunque en realidad la radiofuentes solo pueden observarse hasta una declinación de -10° .

Para la elaboración de los mapas, se calculó el índice de centelleo de cada fuente, de la manera como se indicó con anterioridad, y los respectivos valores de g se colocaron en las regiones correspondientes del cielo, de acuerdo con el siguiente código

\boxtimes $3.5 \leq g$
 \boxplus $3.0 \leq g < 3.5$
 \boxminus $2.5 \leq g < 3.0$
 \boxdot $2.25 \leq g < 2.5$
 \boxtimes $2.0 \leq g < 2.25$
 \square $1.75 \leq g < 2.0$
 ∇ $1.5 \leq g < 1.75$
 \vee $1.25 \leq g < 1.5$
 $|$ $1.25 \leq g < 1.25$

∇ $\frac{1}{15} \leq g < \frac{1}{125}$
 ∇ $\frac{1}{175} \leq g < \frac{1}{15}$
 \square $\frac{1}{20} \leq g < \frac{1}{175}$
 \boxtimes $\frac{1}{225} \leq g < \frac{1}{20}$
 \boxtimes $\frac{1}{25} \leq g < \frac{1}{225}$
 \boxplus $\frac{1}{30} \leq g < \frac{1}{25}$
 \boxplus $\frac{1}{35} \leq g < \frac{1}{30}$
 \boxtimes $g \leq \frac{1}{35}$

ROJO

AZUL

En los mapas impresos por la computadora si se utilizan los colores rojo y azul, que en las figuras 19 no se aprecian, lo cual facilita mucho la interpretación de las estructuras. De la sucesión de mapas puede observarse el cambio en forma y tamaño de una perturbación (región con alto índice de centelleo) que surge del lado Este del Sol, cerca del ecuador, un poco al norte, y alcanza a la Tierra el 27 de agosto (cuando cruza la línea de elongación 90°). La región con el alto índice de centelleo ha sido delineada en los mapas para su mejor visualización.

Al interpretar los mapas es importante recordar que éstos no son imágenes instantáneas del cielo. Son mapas que tardan todo un día en producirse, empezando a mapear por el extremo Oeste y terminando en el extremo Este, 24 horas después.

En los casos en que, como éste, la perturbación produce el comienzo repentino de una tormenta geomagnética (los cuales se hallan consignados en el Solar Geophysical Data), se tiene mayor precisión en la estimación del tiempo de arribo de la perturbación a la Tierra y se toma éste como el del inicio de la tormenta. De los datos del medio interplanetario se puede ver, dada la velocidad de llegada del choque a la Tierra, que el tiempo de tránsito de esta perturbación fue de aproximadamente 3 días, por lo que la perturbación debió originarse en el Sol el día 24 de agosto en algún lugar al Este del meridiano central, un poco al Norte.

Para localizar la fuente en el Sol se localizó primero en el mapa que representa la rotación Carrington correspondiente, el meridiano solar que estaba en el meridiano central al tiempo estimado del estallido. A este caso le corresponde la rotación Carrington 1672, la cual se muestra en la figura 20 y sobre la que se encuentran delineados los contornos de los hoyos coronales presentes en el Sol durante esa rotación. La línea vertical a la derecha del mapa representa el meridiano solar ($\phi=357^\circ$) que era el

que estaba en el meridiano central del Sol el día del estallido. La cruz sobre el mapa representa el centro estimado de la fuente de la perturbación, el cual se localiza (como ya se indicó) tomando 45° al Este del meridiano central y una latitud (estimada) de 20° al Norte del ecuador.

Como la estimación de la longitud no puede precisarse, se dibujó un círculo de 40° de radio alrededor del centro para indicar que el centro de la fuente está en algún lugar dentro del círculo. Sin embargo, es obvio que el círculo rebasa, en latitud, las posibilidades reales de localización de la fuente, pues en este caso incluye regiones del hemisferio Sur aunque de los mapas es evidente que la perturbación se originó en el Norte; además, también en longitud es bastante generoso, pues casi cubre el meridiano central, siendo que del mapa de centelleo se ve claramente en el Este. Sin embargo, a lo largo de todo este trabajo se indicarán regiones igualmente grandes para todos los eventos estudiados por simplicidad y porque el hacerlas más reducidas, de acuerdo con las circunstancias específicas, podría parecer demasiado "ad hoc" en favor de las fuentes que de esta tesis surgen como las más probables (esto es, de los hoyos coronales).

Si entre 1 y 5 días antes del inicio de la perturbación en la Tierra ocurrió algún evento eruptivo en el Sol (como una ráfaga o el estallido de algún filamento), también se registra su posición en el mapa, consignando, así mismo, su fecha de ocurrencia. En el caso particular que estamos describiendo no ocurrió ninguna ráfaga durante el periodo mencionado, pero entre el 22 y el 23 de agosto estalló un filamento cerca del meridiano 360° ; éste también se muestra en el mapa Carrington como una estructura delgada y sombreada. Como el filamento queda dentro de la zona considerada como fuente, en la Tabla que se presenta en el siguiente capítulo (Tabla 4), donde se listan todos los eventos observados y la actividad asociada, se indica para este evento, el N^o 6, que hubo la erupción de un filamento colocando una letra F en la última columna.

Como puede observarse, en los mapas de centelleo puede distinguirse muy claramente una perturbación que se originó en el

Este (lado izquierdo del mapa) de una que se originó en el Oeste (lado derecho del mapa). Un evento originado en el meridiano central se esperaría que se distribuyera de forma más o menos igual tanto hacia el Este como hacia el Oeste al aproximarse a la Tierra. En el caso de una perturbación causada por un haz corrotante de viento rápido, que se dirige a la Tierra a causa de la rotación solar, ésta empezará a percibirse como una pequeña zona roja en el Este (Norte, Sur o ecuatorial) que va creciendo y aproximándose lentamente. En general un CIR puede empezar a observarse del orden de 5 a 6 días antes de su llegada a la Tierra.

RELACION DE LAS PERTURBACIONES DEL VIENTO SOLAR Y
LAS EYECCIONES DE MASA CORONAL CON LOS HOYOS CORONALES

1. Introducción

Las perturbaciones típicas observadas en Cambridge corresponden a los dos tipos ya mencionados. Se observaron algunas regiones corrotantes de interacción (CIR) causadas por corrientes de alta de velocidad de vida relativamente larga, pero la mayoría de los transitorios fueron conchas aproximadamente esféricas de densidad intensificada, seguidas de flujos de alta velocidad con densidad reducida que duraron algunos días; a éstos les llamaremos "flujos eruptivos" (FE). Ejemplos de cada clase han sido descritos en detalle por Gapper et al. (1982) y Tappin et al. (1983, 1984). En muchos casos la llegada a la Tierra de la orilla conductora de un cascarón de alta intensidad mapeado en IPS coincide muy estrechamente con el paso de un choque y con el comienzo de actividad geomagnética.

En un estudio minucioso de 3 eventos (Hewish et al., 1985) se encontró que cerca de las fuentes rastreadas hacia el Sol por medio de los mapas de centelleo se encontraban hoyos coronales de latitudes medias y se sugirió que la erupción de una corriente de corta vida o la aceleración del flujo ya existente en el hoyo proporcionaban una explicación de la perturbación.

El trabajo de esta tesis consistió en el estudio exhaustivo de todas las perturbaciones detectadas con claridad mediante el mapeo del centelleo durante el periodo de agosto de 1978 a septiembre de 1979, las cuales pudieron ser rastreadas por varios días antes de que desaparecieran o fueran oscurecidas por otros eventos. Esto permitió trazar hacia atrás su camino y determinar

la región en el Sol donde se habían producido las perturbaciones.

El periodo estudiado incluyó el ascenso hacia el máximo solar del ciclo 21 y fue notable por su actividad tanto solar como geomagnética. En total se mapearon 96 perturbaciones y todos los choques importantes que fueron detectados por los vehículos espaciales en el medio interplanetario estuvieron claramente asociados con eventos de centelleo.

En algunos casos las perturbaciones registradas viajaban de tal manera que no colidieron con la Tierra. Estas no causaron choques ni actividad geomagnética y fueron útiles para definir la anchura angular típica de las perturbaciones.

2. Los Eventos Observados de Agosto de 1978 a Septiembre de 1979

Los eventos registrados se encuentran listados en la Tabla 4, en la cual se indican las fechas durante las que se pudieron distinguir en los mapas de centelleo. Cada evento fue clasificado como región corrotante de interacción (CIR) o flujo eruptivo (FE). El término CIR se usó cuando un sector corrotante de densidad intensificada se observó por bastantes días proveniente del Este, antes de la llegada de la corriente de alta velocidad a la Tierra. Sin embargo, algunas veces los CIR's observados exhibieron variaciones temporales por lo que fueron clasificados como flujos eruptivos cuando se les observó en una época cambiante. En la Tabla se muestra también la fecha estimada de arribo de la orilla conductora de la perturbación a 1UA y cuando este arribo estuvo acompañado del comienzo repentino de una tormenta geomagnética (CR) se indica la hora a la que éste ocurrió en tiempo universal (TU).

Como puede observarse, de los 96 eventos registrados en centelleo, 24 corresponden a CIR's y 72 a flujos eruptivos. Aproximadamente la mitad de estas perturbaciones ocasionaron el comienzo repentino de una tormenta geomagnética y casi todas las que ocasionaron el CR fueron del tipo de flujo eruptivo.

TABLA 4

PERTURBACIONES OBSERVADAS DE JULIO 31, 1978 A SEPTIEMBRE 13, 1979

No. Evento	Año	Periodo de Observación	CR (TU)	Llegada a 1UA	Tipo	Actividad Asociada
1	1978	Jul31-Ag3		Jul 28	CIR	-
2		Ag. 1-4		Ag 4	CIR	-
3		Ag. 10-12		Ag 12	FE	-
4		Ag. 18	1242	Ag 18	FE	-
5		Ag. 18-26		Ag 23	CIR	-
6		Ag25-Sep5	0246	Ag 27	FE	F
7		Sep 6	1859	Sep 5	FE	R y F
8		Sep 8-9	0354	Sep 9	FE	R
9		Sep 9-13	0900	Sep 11	FE	-
10		Sep 4-10		Sep 8	FE	-
11		Sep.20-23		Sep 21	FE	-
12		Sep 21-23		Sep 23	FE	-
13		Sep 19-20	1417	Sep 20	FE	-
14		Sep23-Oct3	0718	Sep 25	FE	R
15		Sep 29	0301	Sep 29	FE	R
16		Oct 3-4	0047	Oct 4	FE	-
17		Oct 14-17		Oct. 14	CIR	-
18		Oct 8-16	0332	Oct 9	FE	F
19		Oct 14-24	0430	Oct 17	FE	F
20		Oct 21-24		Oct 24	FE	-
21		Oct23-Nov1		Oct 26	FE	R
22		Oct 29	1116	Oct 29	FE	-
23		Nov 2-6		Nov 4	FE	-
24		Nov 6-11	0152	Nov 8	FE	-
25		Nov 12-18	0100	Nov 12	FE	R
26		Nov 16-19		Nov 17	FE	-
27		Nov 21-23		Nov 22	FE	F
28		Nov 18-21	2320	Nov 19	FE	-
29		Nov 18-24		Nov 19	CIR	-
30		Nov 21-29	1222	Nov 25	CIR	-

31		Dic 2-5		Dic 1	FE	F
32		Dic 2-12		Dic 5	CIR	R
33		Dic 4-8		Dic 6	FE	F
34		Dic 10-13		Dic 12	FE	-
35		Dic 17-21	0036	Dic 18	FE	R y F
36		Dic 10-23		Dic 14	CIR	-
37		Dic 25-29		Dic 26	FE	-
38		Dic 23-24	1212	Dic 25	FE	-
39		Dic 26-31		Dic 29	FE	-
40	1979	Ene 1-4	1725	Ene 4	FE	R
41		Ene 5-7		Ene 5	FE	-
42		Ene 1-11	2330	Ene 6	CIR	-
43		Ene 9	0340	Ene 9	FE	R
44		Ene 10-15		Ene 14	CIR	-
45		Ene 15-20		Ene 18	FE	-
46		Ene 23-30	0139	Ene 25	FE	-
47		Ene29-Feb6	1823	Feb 3	CIR	-
48		Feb 7-12	0148	Feb 11	CIR	-
49		Feb 13-20	0304	Feb 18	CIR	-
50		Feb 20-26	0302	Feb 21	FE	R y F
51		Feb27-Mar4		Feb 28	FE	-
52		Feb26-Mar2		Feb 27	FE	F
53		Mar 5-6	0818	Mar 6	FE	F
54		Mar 3-5	0445	Mar 4	FE	-
55		Mar 8-14	0808	Mar 9	FE	F
56		Mar 17	0231	Mar 17	FE	-
57		Mar 11-20	0556	Mar 15	CIR	R
58		Mar 20-21		Mar 20	FE	-
59		Mar 20-23	0826	Mar22	FE	R
60		Mar 25-26		Mar 25	FE	-
61		Abr 3-9	0156	Abr 5	FE	R
62		Abr 7-15		Abr 11	CIR	-
63		Abr 21-24		Abr 21	FE	-
64		Abr 24-28	2358	Abr 24	FE	F
65		Abr29-May1		Abr -30	FE	R
66		May 4-6		May 4	FE	F
67		May 4-10		May 4	FE	-

68	May 5-15		May 10	CIR	-
69	May 14-20		May 16	FE	-
70	May 20-22		May 21	FE	-
71	May 25-26		May 25	FE	-
72	May27-Jun2	1851	May 29	FE	-
73	Jun 3-4		Jun 3	FE	-
74	Jun 3-12	1927	Jun 6	FE	R
75	Jun 9-14		Jun 12	CIR	-
76	Jun 16-18		Jun 17	FE	-
77	Jun 20-24		Jun 21	FE	-
78	Jun 23-30		Jun 17	CIR	-
79	Jun26-Jul1		Jun 26	CIR	-
80	Jul 4-6		Jul 6	CIR	-
81	Jul 10-13		Jul 11	FE	-
82	Jul 11-18	1240	Jul 12	FE	-
83	Jul 17-23		Jul 17	FE	R y F
84	Jul17-Ago5	1833	Jul 26	CIR	-
85	Jul31-Ago4		Ago 4	FE	R
86	Jul31-Ago1		Ago 1	FE	R
87	Ago 4-9		Ago 8	CIR	-
88	Ago 6-8		Ago 9	FE	-
89	Ago 9-12	1812	Ago 11	FE	-
90	Ago 11-18	0639	Ago 13	FE	F
91	Ago 15-21		Ago 18	FE	-
92	Ago 15-22	0625	Ago 20	CIR	R
93	Ago 23-28		Ago 25	FE	-
94	Ago 28-29	0459	Ago 24	FE	-
95	Ago 28-30		Ago 30	FE	F
96	Sep 4-13		Sep 10	CIR	-

3. Origen de las Perturbaciones del Viento Solar

Los mapas de centelleo que delimitan las perturbaciones no solo proporcionan información sobre la localización de éstas sino que además las observaciones sucesivas permiten estimar su velocidad de propagación. En general se encontró que la velocidad

de avance de los choques en el medio interplanetario está entre 400 y 500 km/s lo que implica un tiempo de tránsito desde el Sol a la Tierra entre 3 y 4 días.

También fue posible estimar la extensión angular total (sobre la eclíptica de estas perturbaciones utilizando aquéllas que cruzaron rasantes sobre la Tierra y se encontró un valor del orden de 90° . Este valor coincide con el estimado por Cane (1988) basado en observaciones de radio en el medio interplanetario.

La información obtenida permitió trazar hacia atrás el camino de cada una de las perturbaciones para localizar su fuente en el Sol, la cual pudo localizarse con una precisión de $\pm 20^\circ$ sobre los mapas sinópticos solares que usan las coordenadas Carrington. Las figuras 21 a, b, c, d muestran estos mapas para las rotaciones Carrington correspondientes al periodo estudiado y en ellos se han indicado con círculos las regiones que según las observaciones de centelleo interplanetario resultan ser los lugares donde se originó la perturbación. En el caso de los CIR's, la posición se refiere al centro de la corriente de alta velocidad y baja densidad. A veces ocurrió que varias perturbaciones surgieron de la misma región del Sol en una sola rotación, lo cual se muestra con varios números de evento en un mismo círculo. Los números en los círculos corresponden a los números en la Tabla para cada uno de los eventos.

También se han dibujado en los mapas del Sol los contornos de los hoyos coronales según se observaron durante su paso por el meridiano central durante cada una de las rotaciones comprendidas en el periodo de estudio. Estos contornos fueron derivados de las imágenes en la línea HeI de $10\ 830 \text{ \AA}$ y tomados del Solar Geophysical Data.

Como puede observarse, es evidente la asociación entre la fuente localizada de las observaciones de IPS y los hoyos coronales. En todas las regiones aparece al menos un hoyo coronal y todos los hoyos, al menos los ecuatoriales y de latitud norte

tienen asociado algún evento. Aquí cabe mencionar que las perturbaciones que se propagan demasiado al Sur no pueden ser registradas por el observatorio de Cambridge que se encuentra a una latitud de aproximadamente 52° N. La baja declinación de la eclíptica en ciertas épocas del año impide la detección de perturbaciones que ocurren en el Sur, pero en las épocas en que un registro completo fue posible, se observó que casi todos los hoyos produjeron por lo menos una perturbación en cada rotación

Vale la pena mencionar que se observó un hoyo particularmente activo en las longitudes $280-300^{\circ}$ en el hemisferio Norte durante las rotaciones CR1671-74. Este hoyo fue la fuente de una corriente de viento rápido en la primera rotación y de fuertes flujos eruptivos en las tres rotaciones siguientes. Otro hoyo notable apareció en las longitudes $180-210^{\circ}$ arriba del ecuador en la rotación CR1678 y persistió hasta la CR1686 cuando concluyeron las observaciones. Este fue un hoyo más estable que el anterior y generalmente produjo CIR's, pero en ocasiones varió lo suficiente como para dar lugar a flujos eruptivos.

En los casos en que estalló un ráfaga o desapareció bruscamente un filamento en la región estimada como fuente de la perturbación del viento solar en un periodo de entre 1 y 5 días previos a la llegada de la perturbación a la Tierra, éstos también fueron registrados en la Tabla 4, en la última columna. Las ráfagas que se consideraron para este análisis fueron las listadas como "importantes" (mayor) en el catálogo de Dodson y Hedeman (1981). Como puede apreciarse, la asociación con ráfagas o filamentos, una vez que se ha localizado la región fuente de la perturbación en el Sol, es bastante pobre, como puede apreciarse en esta última columna.

Como el área estimada para la fuente no es pequeña y los hoyos coronales se encuentran distribuidos en toda la superficie del Sol, pudiera pensarse que el que siempre se localice uno de ellos en cada región fuente podría ser simplemente un resultado al azar. Para probar esta posibilidad se hizo el siguiente análisis.

Se construyó un histograma con las diferencias angulares entre los centros de los hoyos coronales y las regiones estimadas como fuente, el cual se muestra en la figura 22a. Después se construyeron histogramas similares pero ahora respecto al centro de las regiones que resultarían si las fuentes estimadas se corrieran 90° al Este (figura 22b) o al Oeste (figura 22c). Los histogramas mucho más dispersos obtenidos para la asociación al azar eliminan toda duda respecto a que la correlación con hoyos coronales es significativa.

Por otro lado, como puede verse de la Tabla 4, de los 72 flujos eruptivos registrados, solo el 27% está relacionado con ráfagas y el 22% con filamentos que desaparecen. Esto deja un porcentaje muy alto de perturbaciones registradas para los que no ocurrió ninguno de estos eventos eruptivos en la amplia región estimada como fuente en el Sol y en el amplio rango de tiempo concedido. Más aún, para el 13% de las perturbaciones registradas no se observó ninguna ráfaga ni la desaparición de ningún filamento en toda la superficie visible del Sol durante el intervalo de tiempo considerado. Más de 200 ráfagas importantes ocurrieron en el Sol durante el periodo de observación, de manera que la probabilidad de asociación con ellas al azar es bastante alta. Sin embargo, la pobre asociación mostrada en la última columna de la Tabla 4 implica que algunas asociaciones que se han establecido anteriormente por otros autores para estas mismas perturbaciones, podrían estar equivocadas.

En particular Cane (1985) presenta una lista de 12 choques fuertes acompañados por emisión de radio tipo II interplanetaria que ocurrieron durante agosto de 1978 a septiembre de 1979 y propone ciertas ráfagas como fuentes de estos eventos. Esto se muestra en la Tabla 5.

Para comparar su correlación con la correspondiente a hoyos coronales, se dibujó también un histograma de la diferencia angular entre la posición de la ráfaga propuesta por Cane y la posición

TABLA 5

COMIENZOS REPENTINOS ASOCIADOS CON RAFAGAS POR CANE (1985)

	No Evento	Comienzo Repentino	Ráfaga	
			Fecha	Localización
1978	14	Sep 25-0718	Sep 23-0958	N35, W50
	16	Oct 04-0047	Oct 01-0718	S13, E57
	25	Nov 12-0100	Nov 10-0110	N17, E01
	36	Dic 14-0127	Dic 11-1942	S16, W50
	49	Feb 18-0304	Feb 16-0150	N16, E59
1979	54	Mar 04-0445	Mar 01-1018	S23, E58
	57	Mar 15-0556	Mar 11-1054	S24, W76
	61	Ab 05-0155	Ab 03-0111	S25, W14
	64	Ab 24-2357	Ab 23-0144	, E10
	80	Jul 06-1930	Jul 04-1921	N11, E36
	92	Ag 20-0625	Ag 18-1412	N08, E90
	95	Ag 29-0459.....	Ag. 26-1744	N05, W11

del centro de la fuente obtenido de las observaciones de centelleo y se comparó con el histrograma resultante de considerar solo estos eventos en la comparación de su fuente con el centro del hoyo coronal más cercano. Los resultados se muestran en la figura 23 de donde es aparente la correlación mucho más cercana con los hoyos coronales que con las ráfagas.

En especial se han distinguido este tipo de perturbaciones (los flujos eruptivos) pues la asociación de los CIR's con los hoyos coronales ya ha sido establecida sin lugar a dudas (véase Cap. I). Sin embargo, el origen de los frentes de choque curvos que se propagan radialmente hacia afuera del Sol por el medio interplanetario no se había podido determinar sin ambigüedades. Durante mucho tiempo se pensó que eran las ráfagas solares intensas las que lanzaban explosivamente el viento solar rápido que posteriormente forma el frente de choque y se intentaron asociaciones directas onda de choque-ráfaga para muchos eventos geomagnéticos específicos (Wolfe et al., 1979; Intriligator, 1980; Cane y Stone, 1984; Cane, 1985; Cane, 1988).

Sin embargo, dado que es frecuente observar frentes de choque

sin que se haya registrado ninguna ráfaga -hecho- que algunos autores han querido explicar forzosamente con la ocurrencia de ráfagas en el otro lado, no visible, del Sol- se ha sugerido que estos frentes pueden estar también relacionados con la desaparición brusca de filamentos (con protuberancias eruptivas), (ver Joselyn y McIntosh, 1981). Los resultados de la presente investigación, aunque no suficientes para descartar a las ráfagas o a las erupciones de filamentos como posibles fuentes de perturbaciones de gran escala en el viento solar, muestran que la única asociación consistente es con los hoyos coronales: cuando hay perturbación siempre hay un hoyo y todos los hoyos causaron por lo menos una perturbación durante su tránsito por el disco solar. Siendo éstos los emisores del viento solar normal y rápido, las causas de los flujos eruptivos que generan en el viento solar los frentes de choque deben buscarse en el mismo mecanismo de impulsión del viento.

El modelado de flujos en hoyos dependientes del tiempo no se ha intentado formalmente hasta ahora; las ecuaciones del estado estacionario son ya de por sí bastante complicadas. Sin embargo, Hasan y Venkatakrishnan (1982) han examinado la respuesta transitoria del flujo de un hoyo coronal a cambios en su geometría; en particular consideran que el área transversal del tubo de flujo es una función $A(r,t)$ que representa una divergencia mayor que la radial cerca del Sol ($r \leq 5R_s$) y que además aumenta con el tiempo.

De su estudio estos autores obtuvieron que para los casos en que la geometría cambia rápidamente se puede desarrollar en el flujo una discontinuidad de tipo de onda de choque (ver figuras 24 y 25). Aunque no realizan una simulación más larga en tiempo ni más alejada del Sol debido a limitaciones computacionales, de sus figuras es evidente que la única forma como los perfiles de velocidad y densidad pueden evolucionar hacia el estado final estacionario (líneas en trazos en las figuras) es desplazando el choque hacia afuera del Sol. Este choque en el medio interplanetario estaría seguido por un flujo de viento rápido que

duraría, desde el punto de vista de un detector cerca de la Tierra, todo el tiempo que le tomara al tubo de flujo del hoyo pasar frente a la Tierra debido a la rotación del Sol.

Por otra parte, la anchura del tubo de flujo, y por lo tanto del choque, en el medio interplanetario se esperaría que fuera bastante grande pues, debido precisamente a su divergencia mayor que radial, el viento que surge de un hoyo de 10 a 20° en el Sol puede cubrir una extensión de hasta 100° en el medio interplanetario (ver Levine et al., 1977).

Además, parece ser que lo común en la evolución de los hoyos coronales son los cambios bruscos. En general los hoyos "nacen" en tiempos del orden de algunas horas (Solodyna et al. 1977) y exhiben cambios temporales rápidos especialmente en sus fases iniciales (Krieger, 1977). Más aún, Nolte et al., (1978) estudiaron la evolución temporal de los hoyos coronales de baja latitud ($\lambda \leq 40^\circ$) y encontraron que toda la evolución de estos hoyos se llevaba a cabo mediante corrimientos grandes y más bien "discretos" de la posición de sus fronteras. Estos cambios, evidentemente representan cambios bruscos de la estructura del campo magnético en la base de la corona y puesto que la geometría del tubo de flujo de un hoyo coronal (y esto implica su divergencia) está condicionada cerca del Sol por la estructura magnética, los cambios en el campo afectarán los flujos provenientes de los hoyos. De esta manera, el esperar cambios repentinos en el régimen de flujo de un hoyo coronal, lo suficientemente rápidos como para producir ondas de choque, no es nada extraordinario, especialmente en épocas de gran actividad solar y en los hoyos de baja latitud que son los más expuestos a cambios magnéticos bruscos.

4. Modelación de las Perturbaciones Producidas por Ráfagas

Por otra parte, existe evidencia observacional de los "choques generados por ráfagas" no pueden ser fácilmente atribuibles a éstas. Esta evidencia se deriva de los perfiles temporales de velocidad y densidad de los choques en el viento

solar observados a 1UA. Borrini et al.(1982) describieron el comportamiento promedio de 103 choques observados entre 1971 y 1978 y sus resultados se muestran en las figuras 26a. Por otra parte, Wu et al.,(1982) hicieron una simulación por computadora del choque que se obtendría por la liberación repentina de energía en una ráfaga y obtuvieron también perfiles de velocidad y de densidad para la evolución temporal de la estructura vista a la altura de la Tierra, los cuales se muestran en las figuras 27b. Como puede observarse, los perfiles de velocidad observado y modelado son muy diferentes. En el perfil observado, la velocidad da un gran salto muy rápidamente pero después continúa aumentando con mayor lentitud hasta llegar a un máximo que se alcanza dos días después y la velocidad se mantiene alta por aproximadamente seis días. Esto contrasta con el rápido alcance del máximo de velocidad y la rápida declinación de la misma que se obtiene como resultado de la modelación para ráfagas y con las observaciones de rayos X en las ráfagas que indican que poco tiempo después del estallido reaparece en el sitio de la ráfaga la estructura de anillos cerrados característica de la región activa (ver Svestka,1988) lo que no permite explicar un flujo de viento rápido que dure varios días surgiendo de ese lugar.

Por otra parte, el perfil de densidad observado para los choques interplanetarios muestra un prolongado decaimiento en ésta después del aumento repentino debido al choque, que tarda casi 6 días en recobrase (aproximadamente el mismo tiempo que dura el viento rápido), mientras que en la situación originada por una ráfaga la densidad se recupera aproximadamente en 3 días. Los perfiles observados concuerdan mejor con la imagen de un prolongado flujo de viento rápido con velocidad superior a la normal (y densidad inferior) que forma el choque, que con la de una perturbación violenta de corta duración, como sería el caso de la ráfaga o del estallido de un filamento. Así pues, el comportamiento observado sugiere más un cambio repentino de régimen en el flujo del viento solar proveniente de un hoyo coronal. Se pretende en el futuro realizar una simulación numérica de esta situación y comparar con las observaciones.

Sin embargo, la ocurrencia de ráfagas y erupciones de filamentos en algunas veces se da en regiones y tiempos tan cercanos a la emisión del flujo eruptivo del hoyo coronal que es posible que estos eventos estén genuinamente relacionados y no sean solo asociaciones casuales. Por lo tanto, es posible que en estos casos tanto las ráfagas como las desapariciones bruscas de filamentos sean también producidas por el mismo fenómeno subyacente que genera la perturbación en el flujo de un hoyo coronal. Esto es, el flujo eruptivo del viento solar, la ráfaga y/o la erupción de un filamento son todas *consecuencias* de un mismo proceso más fundamental y de origen más profundo que actuando sobre diferentes tipos de estructuras provoca diferentes respuestas. Específicamente, una región activa que sufra una perturbación magnética importante (como por ejemplo la intrusión de flujo magnético nuevo de polaridad opuesta) estallará en una ráfaga; un fenómeno semejante en los pies de una protuberancia la hará estallar, y el mismo efecto en un hoyo coronal cambiará drásticamente sus condiciones de flujo y puede dar lugar a la formación de ondas de choque en el viento solar que surge de él.

Desgraciadamente no se ha llevado a cabo ningún monitoreo permanente de los hoyos coronales como para percibir la ocurrencia de cambios importantes en su estructura o en sus características físicas que se lleven a cabo en tiempos lo suficientemente cortos para ser capaces de originar cambios muy rápidos en las características de su flujo. Los registros que generalmente se hacen de los hoyos coronales muestran solo su forma cuando cruzaron por el meridiano central del Sol (ya que ahí es donde son mejor detectados en la línea HeI 10 830) y no consignan sus variaciones durante su tránsito por el disco. Un análisis detallado de este tipo de variaciones resultaría muy valioso para determinar, sin lugar a dudas, si efectivamente siempre que se observa una perturbación de gran escala en el viento solar, ésta está asociada con la ocurrencia de cambios importantes en algún hoyo coronal, semejante en intensidad y violencia a las ráfagas y a las erupciones de protuberancias. Sin embargo, otra asociación

más, que a continuación mencionaremos, apoya la relación entre los hoyos coronales y las perturbaciones interplanetarias de gran escala.

5. Relación de las Eyecciones de Masa Coronal con los Hoyos Coronales

Como se mencionó en el Capítulo II, se ha encontrado una estrecha relación entre las eyecciones de masa coronal (EMC) registradas cerca del Sol por medio de dispersión Thomson de la luz blanca fotosférica y los frentes de choque registrados en el medio interplanetario (Sheeley et al., 1985). La evidencia sugiere fuertemente que las EMC representan una fase previa en el desarrollo de los frentes de choque en el viento solar, pero, como ya también se indicó en el Capítulo II, el origen de las EMC no está aún muy bien determinado. Mientras que del 10 al 17% de las EMC se han asociado únicamente con ráfagas y del 30 al 34% se han asociado con protuberancias eruptivas, una fracción que va del 30 al 48% no se ha podido relacionar con algún evento en la superficie del Sol (Wagner, 1984). Con base en lo discutido previamente respecto a la generación de los choques interplanetarios por flujos eruptivos de hoyos coronales, debería esperarse una asociación entre éstos y las eyecciones de masa coronal, por lo menos aquéllas que también están asociadas con choques.

Sin embargo, existe una dificultad en asociar las EMC con las perturbaciones registradas en IPS pues las EMC son predominantemente eventos del limbo en contraste con los transientes IPS que son detectados con mayor sensibilidad cerca del meridiano central. En la figura 27 se muestran las zonas de mayor sensibilidad para las observaciones de IPS y de dispersión Thomson. Como puede observarse, solo algunas EMC especialmente grandes o convenientemente localizadas serán detectadas por ambos métodos. Pero otra manera de verificar la asociación con hoyos coronales es hacerlo directamente, esto es, mapeando hacia atrás las EMC y verificar sus fuentes en los mapas de contornos de hoyos

coronales, como se hizo con los choques.

La Tabla 6 contiene una lista de las EMC más notables durante 1979 junto con las posiciones de los hoyos coronales que pudieron haber sido sus fuentes. También se ha listado la distancia angular del centro del hoyo al limbo solar en el momento de ocurrencia de la EMC. Se encuentran también en la Tabla los números que indican la referencia de donde se obtuvo la información sobre las EMC.

TABLA 6
EMC ASOCIADAS CON HOYOS CORONALES

Fecha	EMC	Longitud del Hoyo Coronal	$\Delta\phi$	Ref.
1979 May. 4	N20 - E	CR1681 180-210	22°	1
May. 7	N45 - W	CR1681 245-270	38°	2
May. 8	S45 - W	CR1681 315-325	25°	2
May.24	N45 - E	CR1682 250-270	10°	3
May.27	N15 - W	CR1681 80-85	30°	3
Jun. 5	N10 - E	CR1682 110-130	15°	4
Jun. 9	N40 - W	CR1682 250-270	22°	3
Jun. 9	S40 - W	CR1682 230-250	5°	3
Ago.14	S20 - E	CR1685 220-240	20°	4
Ago.18	N40 - E	CR1685 200-230	25°	4
Nov.17	N60 - W	CR1688 285-300	30°	1

- Ref. 1 Howard et al.(1985)
 2 Sheeley et al.(1980)
 3 Sheeley et al.(1981)
 4 Sheeley (comunicación privada)

Como puede verse, en la mayoría de los casos los desplazamientos angulares respecto al limbo son $\leq 30^\circ$ lo que corresponde a la zona donde se registran con más sensibilidad las EMC. Es poco probable que esta buena asociación sea simplemente casual además de que muchos de estos hoyos estuvieron también

asociados con flujos eruptivos en las observaciones de IPS (ver Tabla 4). Varias de las EMC en la Tabla 6 corresponden al tipo de "frente curvo", que, como ya se mencionó, son las EMC más energéticas. Durante el periodo de observación se encontró que éstas tuvieron una frecuencia de 0.27 por día que es comparable con la frecuencia de los flujos eruptivos en los datos de IPS. Así pues parece razonable suponer que las EMC son las manifestaciones de los flujos eruptivos provenientes de hoyos coronales vistos cerca del Sol.

En esta asociación, un factor de relevancia es la distribución de densidad observada dentro de la EMC. Como ya mencionamos en el Capítulo II, se han encontrado muchos casos en que las EMC tienen núcleos de densidad reducida (p.e. Sime et al., 1984) y que las piernas radiales de densidad intensificada que flanquean a los núcleos pueden persistir por varios días (Anzar y Poland, 1979). Esto sugiere que los núcleos residuales pueden ser corrientes de viento solar de alta velocidad y baja densidad, rodeados de zonas de compresión debidas a un exceso de presión lateral ejercida por el flujo saliente. Además, el hecho de que los transitorios de una fuente dada se supriman por un cierto periodo después de una EMC (Wagner, 1984) sería una consecuencia natural del establecimiento de un flujo de viento rápido persistente.

Otro aspecto de las observaciones de EMC que sería fácilmente explicable si fueran la fase cercana al Sol de los flujos eruptivos de hoyos coronales es la ausencia de observaciones de arcos invertidos (reconexión de líneas de campo) las cuales se esperarían si las EMC surgieran de regiones de arcos magnéticos (regiones cerradas antes y después del transitorio). Si el fenómeno surge de una región magnética ya abierta previamente y que continúa abierta después de la erupción, no debería observarse ninguna reconexión.

Por otra parte, Webb et al. (1978) superpusieron las posiciones de los transitorios coronales de rayos X, fuera de las

regiones activas, con los mapas sinópticos H α y las fronteras de hoyos coronales durante 7 rotaciones solares del periodo del Skylab y obtuvieron que la mayoría de estos transitorios estuvieron relacionados con cambios a gran escala del área de hoyos coronales y tendieron a ocurrir en los bordes de los hoyos coronales ecuatoriales en evolución.

De todo esto se concluye que los hoyos coronales del Sol son regiones mucho más activas de lo que se ha pensado, cuyo flujo sufre variaciones que se manifiestan como transitorios de diversos tipos y que eventualmente podrían conducir a la formación de choques en el medio interplanetario.

6. Pronóstico de Perturbaciones Geomagnéticas

Como hemos ya discutido, las observaciones continuas del centelleo interplanetario permiten el rastreo de perturbaciones del viento solar que viajan en el medio interplanetario. Estas observaciones, además de permitir que se haga una proyección de la perturbación hacia atrás, como se hizo en las secciones anteriores, también permite hacer una proyección hacia adelante, esto es, permite estimar si y cuando la perturbación va a colidir con la magnetósfera terrestre. De esta manera se puede predecir, con buena anticipación, la ocurrencia de perturbaciones geomagnéticas.

En el periodo de observaciones que se utilizó en esta tesis se registraron con anticipación las perturbaciones que produjeron 44 de los 48 comienzos repentinos de tormentas geomagnéticas que se registraron en la Tierra. Esto implica que solamente 4 perturbaciones no pudieron registrarse antes de su llegada a la Tierra; dos de estos casos se debieron a suspensiones temporales del sistema de detección y las otras dos no pudieron registrarse porque su centelleo quedó superpuesto al de otros choques que ocurrieron poco antes. Sin embargo, la mayoría de las perturbaciones fueron registradas con más de un día de anticipación a su arribo a la Tierra y algunas de ellas pudieron

observarse desde 4 o 5 días antes. En el histograma de la figura 28 se muestra el porcentaje de eventos con periodos de detección anticipada en IPS que van de 6 a 120 horas.

Dada la importancia que reviste en nuestro mundo moderno el pronóstico temprano de perturbaciones geomagnéticas (por las alteraciones que se producen en las comunicaciones, las líneas de alta tensión y las brújulas, entre otras) cada vez es más requerido un sistema de alarma eficiente. También el peligro que representa para los astronautas en el espacio la radiación corpuscular de alta energía que suele acompañar a las perturbaciones del viento solar, requieren de un adecuado sistema de alerta. El monitoreo continuo del centelleo interplanetario de fuentes estelares representa hasta ahora la posibilidad más prometedora.

CONCLUSIONES

De todo lo expuesto en esta tesis podemos concluir lo siguiente:

I. Las observaciones del centelleo interplanetario de las radiofuentes estelares de diámetro pequeño representan una herramienta sumamente valiosa para explorar las condiciones de perturbación del medio interplanetario, pues producen imágenes globales del estado (principalmente densidad) del plasma del viento solar que rodea a la Tierra, cosa que no es posible obtener por medio de vehículos espaciales ni con otro tipo de telescopía.

II. El uso de esta técnica para rastrear las perturbaciones del viento solar durante todo un año en la fase ascendente del ciclo solar 20 permitió rastrear de regreso hacia el Sol la fuente de estas perturbaciones y en todos los casos se encontró, dentro de la región estimada como fuente, un hoyo coronal de mediana o baja latitud, mientras que solo en algunos casos se registraron ráfagas o estallidos de filamentos en esta región en un periodo de 1 a 5 días antes del registro de las perturbaciones en la Tierra.

III. La relación entre las fuentes de las perturbaciones y los hoyos coronales no fue una relación casual por lo que este estudio establece que debe haber algún tipo de actividad de los hoyos coronales, que se manifiesta en un cambio brusco de la velocidad del viento solar que emiten, y que es capaz de producir perturbaciones de gran escala en el medio interplanetario.

IV. Este tipo de cambios bruscos parecen ser además la tónica más que la excepción en la evolución de los hoyos coronales, según indican las observaciones.

V. Cuando ocurren estos cambios repentinos en los flujos de los hoyos coronales de baja latitud, es posible que también se

disparen ráfagas en las regiones activas contiguas, o que estallen bruscamente las protuberancias que se encuentran en las cercanías. Esto sugiere que posiblemente todos estos eventos están relacionados con una misma causa, más fundamental y profunda, en el Sol.

VI. La relación entre los hoyos coronales y los choques que viajan en el viento solar está también apoyada por el hecho de que las eyecciones de masa coronal de frente curvo, que son las manifestaciones cercanas al Sol de las perturbaciones que luego se observan en el medio interplanetario, se muestra en este estudio que también pueden asociarse con erupciones de hoyos coronales.

Todo esto nos lleva a concluir que los hoyos coronales de mediana y baja latitud que aparecen en el Sol tanto en la fase ascendente del ciclo solar como durante el máximo y la fase descendente, son estructuras mucho más activas y determinantes de las características del medio interplanetario de lo que se había pensado. Por lo tanto valdría mucho la pena que se hiciera un esfuerzo para, por un lado, monitorear en forma continua estos hoyos para poder apreciar sus cambios y, por el otro, usar esta información para realizar simulaciones por computadora de la evolución del flujo de viento en tales circunstancias y determinar si es posible que se formen choques de gran escala que se propaguen en el medio interplanetario.

REFERENCIAS

- Adams, W.M. y P. A. Sturrock, *Astrophys. J.* (1975) 202,259
- Alfvén H., *Are. Mat.* (1942), 29B, no. 2
- Altschuler, M. D. y R. M. Perry, *Solar Phys.* (1972), 23,410
- Altschuler, M.D., D.E. Trotter y F.Q. Orrall, *Solar Phys.* (1972), 26,354.
- Babcock, H.W. y H.D. Babcock, *Astrophys. J.* (1955), 121,349
- Bartels, J. J., *Geophys. Res.* (1932), 39,201
- Belcher, J.W., *Astrophys. J.* (1971), 168, 509
- Bell, G.y G. Noci, *J. Geophys. Res.* (1976), 81,4508
- Billings, D. E. y W. O. Roberts, *Astrophys. Norveg.*,(1964), 9, 147
- Bohlin J.D. y D. M. Rubinstein, NOAA Report UAG-SI, (1975),.
- Bohlin, J. D., en *Physics of Solar Planetary Environments*, D.J,Williams (ed.), Publicado por la American Geophysical Union, 1976
- Bohlin, J.D., en *Coronal Holes and High-Speed Wind Streams*, J. B. Zirker (ed.), Colorado Associated University Press (1977a)
- Bohlin, J. D., *Solar Phys.*,(1977b), 51,377
- Bohlin, J.D., M.J. Koomen y R. Tousey, *Solar Phys.* (1971) 21,408
- Bohlin, J.D. y N.R. Sheeley Jr., *Solar Phys.*, (1978), 56,125
- Boisshot, A., *Ann. Astrophys.* (1958), 21,273
- Borrini, G. J. T. Gosling, S. J. Bame, W. C. Feldman y J. M. Wilcox, *J. Geophys. Res.* (1981), 86,4565
- Borrini, G., J. T. Gosling, S. J. Barnes y W. C. Feldman, *J. Geophys. Res.* (1982) 87,4365
- Boyd, T. J. M. y J. J. Sandersons, *Plasma Dynamics*, Thomas Nelson and Sons Ltd. (1969)
- Bravo, S. y A. Hewish, *Geofis. Intern.* (1988), 27, 191
- Bravo, S., *Ciencia* (1988a), 39, 131
- Bravo, S., *Ciencia* (1988b), 39, 289
- Bravo S. y E. Mendoza , *Astrophys. J.* (1989), 338 ,1171
- Bravo, S., B. Mendoza y R. Pérez-Enríquez, *J. Geophys. Res.* (1989), enviado
- Broun, J.A., *Philos. Magazine*, (1858), 16, 81
- Brousard, R. M. y J. H. Underwood, R. Tousey y N. R. Sheeley

- Jr, *BAAS*, (1976), 8,557
- Broussard, E.M., y N.R. Sheeley Jr J.H. Underwood y R. Tousey, *Solar Phys.*, (1978), 56, 161
- Burlaga, L. F. J. Rahe, B. Donn, M. Neugebauer, *Solar Phys.* (1973), 30,211
- Burlaga, L. F., E. Sittler, F. Mariani, R. Schwenn, J. *Geophys. Res.* (1981), 86,6673
- Cane, H.V., R.G. Stone, J. Fainberg, J.L. Steinberg y S. Hoang, *Solar Phys.* (1982), 78,187
- Cane, H.V. y R.G. Stone, *Astrophys. J.* (1984), 282,339
- Cane, H.V., *J. Geophys. Res.*, (1985), 90,191
- Cane, H.V., *J. Geophys. Res.*, (1988), 93, 1
- Chao, J.K. y R.P. Lepping, *J. Geophys. Res.* (1974), 79, 1779
- Chapman, S., *Montly notices Roy. Astron. Soc.*(1918), 79, 70
- Chapman, S. y J. Bartels, *Geomagnetism*, The Clarendon Press, Oxford, (1940)
- Cohen, M. H. y E. J. Gundermann, *Astrophys J.* (1969) 155,645
- Coles, W., *Space Sci. Rev.*(1978) 21,411
- Coles, W.A. y B.J. Ricket, *J. Geophys. Res.*,(1976) 81,4797
- Coles, W. y J. Harman, *J. Geophys. Res.* (1978) 83, 1413
- Coriniti, F.V., *J. Plasma Phys.* (1970) 4,265
- Couturier, P., A. Mangeney , en *Solar and Interplanetary Dynamics*, M. Dryer y E. Tandberg-Hanssen (eds.) Dordtrech, Holland , 1980
- Crifo, F. y J.P. Picat, en *Solar and Interplanetary Dynamics*, M. Dryer y E. Tandberg-Hanssen (eds.) Dordtrech, Holland, Reidel 1980a
- Crifo, F. y J.P. Picat, *Astron. Astrophys.* (1980b) 88, 97
- Cushman, G.W. y W.A. Rense, *Astrophys. J.* (1976) 207,161
- Davis, J., *Solar Phys.*, (1985), 95,73
- de Hoffman, F. y E. Teller, *Phys. Rev.* (1950) 80, 692
- Denisson, P.A., *Planet. Space Sci.* (1969) 17,189
- Dennison, P.A. y A. Hewish, *Nature.* (1967) 213,343
- Dennison, P.A. y M. Wiseman, *Proc. ASA*(1968) 1,142
- Dodson, H.W. y E. R. Hedeman, Report UAG-80, World Data Centre A for Solar-Terrestrial Physics, NOAA, Boulder Colorado, (1981)
- Dodson, H.W., E.R. Hedeman, E.C. Roelof, *EOS Trans. Am.*

- Geophys. Union* (1982) 63,156
- Dryer, M., *Space Sci. Rev.* (1974) 15,403
- Dryer, M., *Spce Sci. Rev.*(1975) 17,277
- Dryer, M. S.T. Wu, R.S. Steinolfson y R.M. Wilson, *Astrophys. J.* (1979) 227,1059
- Duffett-Smith P.J. A. Purvis y A. Hewish, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* (1980) 190,891
- Dulk, G.A., K.V. Sheridan, S.F. Smerd y G.L. Withbroe, *Solar Phys.* (1977) 52,349
- Durney, B.R., *J. Geophys. Res.*(1972) 77,4042
- Durney, B.R. y A.J. Hundhausen, *J. Geophys. Res.* (1974) 79,3711
- Durney, B.R. y G.W. Pneuman, *Solar Phys.*, (1975) 40,461
- Ericson, W.B. y J. Bazar, *Phys. Fluids* (1960) 3,631
- Erskine, F.T., W.M. Cronyn, S.D. Shawhan, E.C. Roelof y B.L. Gotwols, . *J.Geophys. Res.*(1978) 83,4153
- Farh, H.J., M.K. Bird y H.W. Ripken, *Astron. Astrophys.* (1977) 58,339
- Feldman, W.C., J.R. Asbridge, S.J. Bame y J.T. Gosling, *J. Geophys. Res.* (1976) 81,5054
- Feldman, W.C., J.R. Asbridge, S.J. Bame y J.T. Gosling, *J. Geophys. Res.* (1978) 83,2117
- Feldman, W. C., J.R. Asbridge, S.J. Bame, E.E. Fenimore y J.T. Gosling, *J. Geophys. Res.* (1981) 86,5408
- Ferraro, V.C.A. y C. Plumpton, *An Introduction to Magneto-Fluid Mechanics*, Clarendon Press, Oxford, 1966
- Fisher, R.R. y A.I. Poland, *Astrophys. J.* (1981) 246,1004
- Fisher, R.R., C.J. Garcia y P. Seagraves, *Astrophys. J. Letters* (1981) 246, L161
- Fisher, R.y D.G. Sime, *Astrophys, J.*(1984) 285,354
- Fisher, R.R. y R.H. Munro, *Astrophys. J.*(1984)
- Gabriel, A.H., *Solar Phys.*,(1971) 21,342
- Gabriel, A.H., *Phil. Trans. Roy. Soc. London Ser. A.* (1976) 281, 339
- Galeev, A.A. en *Physics of Solar and Planetary Environments*, D.J. Williams (ed.) *American Geophysical Union*, 1976
- Gapper, G.R., A. Hewish, A. Purvis y P.J. Duffett-Smith, *Nature*

- (1982) 296,633
- Gold, T., en Gas Dynamics and Cosmic Clouds, North Holland Publishing Company, Amsterdam (1955)
- Gosling, J.T., A.J. Hundhausen, V. Pizzo y J.R. Asbridge, J. *Geophys. Res.*, (1972) 77, 5442
- Gosling, J.T., E. Hildner, M.R. MacQueen, R.H. Munro, A.I. Poland, C.L. Ross, *J. Geophys. Res.* (1974) 79, 4581
- Gosling, J.T., E. Hildner, R.M. MacQueen, R.H. Munro, A.I. Poland y C.L. Ross, *Solar Phys.* (1975) 40, 439
- Gosling, J.T., E. Hildner, R.M. MacQueen, R.H. Munro, A.I. Poland y C.L. Ross, *Solar Phys.* (1976) 48,389
- Gosling, J.T., J.R. Asbridge, S.J. Bame y W.C. Feldman, J. *Geophys. Res.*, (1976) 81, 5061
- Gosling, J.T., E.Hildner, J.R. Asbridge, S.J. Bame, W.C. Feldman, *J. Geophys. Res.* (1977) 82,5005
- Gosling, J.T., G. Borrini, J.R. Asbridge, S.J. Bame, W.C. Feldman y R.T. Hansen, *J. Geophys. Res.* (1981) 86,5438
- Gurman, J.B., G.L. Withbroe y J.W. Harvey, *Solar Phys.*, (1974) 34, 105
- Harrison, R.A., *Astron. Astrophys.* (1985)
- Harrison, R.A., P.W. Waggett, R.D. Bently, K.J.H. Phillips, M. Bruner, M. Dryer y G.M. Simnett, *Solar Phys.* (1985) 97,387
- Harvey, K.L., N.R. Sheeley Jr. y J.W. Harvey, *Solar Phys.*, (1982) 79,149
- Hasan, S.S. y P. Venkatakrishnan, *Solar Phys.* (1982), 80, 385
- Hearn, A.G., *Solar Phys* (1977), 51,159
- Hewish, A., P.F. Scott y D.Wills, *Nature* (1964) 203, 1214
- Hewish, A. y M.D. Symonds, *Planet.Space. Sci.*(1969) 17, 313
- Hewish, A., S.J. Tappin y G.R. Gapper, *Nature* (1985) 314,137
- Hewish, A. y S. Bravo, *Solar Phys.* (1986) 106, 185
- Hildner, E., J.T. Gosling, M.R. MacQueen, R.H. Munro, A.I. Poland, C.L. Ross, *Solar Phys.* (1975a) 42,163
- Hildner, E., J.T. Gosling, R.T. Hansen, J.D. Bohlin, *Solar Phys.* (1975b) 45,363
- Hildner, E. en Study of Travelling Interplanetary Phenomena, M.A. Shea, D.F. Smart y S.T. Wu (eds.), D. Reidel Publishnig Company, Dordrecht, Holland (1977)

- Hollweg, J.V., *J. Geophys. Res.* (1986) 91,4111
- Holzer, T.E., *J. Geophys. Res.* (1976) 81,1649
- Holzer, T.E. y E. Leer, *J. Geophys. Res.* (1980) 85, 4665
- Houminer, Z., *Nature Phys. Sci.* (1971) 231,165
- Houminer, Z. y A. Hewish, *Planet. Space Sci.* (1972) 20, 1703
- Houminer, Z. y A. Hewish, *Planet. Space Sci.* (1973) 21, 1617
- Houminer, Z., *Planet.Space Sci.* (1974) 22,1041
- House, L.L., W.J. Wagner, E. Hildner, C. Sawyer, H.U. Schmidt,
Astrophys. J. Lett. (1981) 244,L117
- Howard, R.A., D.J. Michels, N.R. Sheeley Jr. y M.J. Koomen,
Astrophys. J. Lett (1982) 263.L101
- Howard, R.A., N.R. Sheeley Jr., M.J. Koomen y D.J. Michels, *J. Geophys. Res.* (1985) 90,8173
- Hundhausen, A.J., Aislomar Solar Wind Conference (1971) 21,
- Hundhausen, A.J., 1972. Solar Wind and Coronal Expansion,
Springer-Verlag, New York
- Hundhausen, A.J., 1977, en *Coronal Holes and High-Speed Wind Streams*, J.B. Zirker (ed), Colorado Associated University Press
- Hundhausen, A.J., R.T. Hansen y S.F. Hansen, *J. Geophys. Res.* (1981) 86, 2079
- Hundhausen, A.J., C. Sawyer, L. House, R.M.E. Illing y W. J. Wagner, *J. Geophys. Res.* (1984) 89, 2639
- Illing, R.M.E. y A.J. Hundhasen, *J. Geophys. Res.* (1985) 90, 275
- Intrilligator, D., *J. Geophys. Res.* (1977), 82, 603-617
- Intrilligator, D., en *Solar and Interplanetary Dynamics*, M. Dryer y E. Tandberg-Hanssen (eds.), Reidel Dordrecht, (1980), 357
- Jackson, B.V. y E. Hildner, *Solar Phys* (1978) 60, 155
- Jackson, B.V., K.V. Sheridan, G.A. Dulk, D.J. McLean, *Proc. Astron. Soc. Aust.* (1978) 3, 241
- Jackson, B.V., G.A. Dulk, K.V. Shendan, en *Solar and Interplanetary Dynamics*, M.Dryer y E. Tanberg-Hanssen (eds.) Dordrecht, Reidel (1980).
- Jackson, B. V., *Solar Phys.* (1981) 73, 133
- Jackson, B. V., *Solar Phys.* (1985) 95, 363
- Joselyn, J.A. y T.E. Holzer, *J. Geophys. Res.* (1978) 83,1019
- Joselyn, J.A. y R.S. McIntosh, *J. Geophys. Res.* (1981)

- Kahler, S.W., J.M. Davis y J.W. Harvey, *Solar Phys.*, (1983) 87,47
- Kahler, S.W., N.R. Sheeley Jr., R.A. Howard, M.J. Koomen y D.J. Michels, *Solar Phys.* (1984) 93,133
- Kantrowitz, A.R. y H.E. Petschek, en *plasma Physics in theory and Applications*, W.B. Kunkel (ed.), McGraw-Hill, New York (1966)
- Kemp, M.C., "Density fluctuations in the solar wind and the interpretation of IPS observations", Tesis Doctoral, Universidad de Cambridge, 1979
- Kennel, C.F., J.P. Edmiston y T. Hada, en *Geophysical Monograph* 34, R.G. Stone y B.T. Tsurutani (eds.) American Geophysical Union (1985)
- Kopp, R.A., en *Coronal Holes and High-Speed Wind Streams*, J.B. Zirker (ed.), Colorado Associated University Press, (1977)
- Kopp, R.A. y T.E. Holzer, *Solar Phys.* (1976) 49,43
- Kopp, R.A. y F.Q. Orrall, *Astron. Astrophys.* (1976) 53,363
- Kosugi, T., *Solar Phys.* (1976) 48,339
- Koutchmy, S., *Solar Phys* (1977) 51,399
- Koutchmy, S., J.P. Picat y M. Dantel, *Astron. Astrophys.* (1977) 59,349
- Koutchmy, S., P. Lamy, G. Stellmacher, O. Koutchmy, M. Dzubenko, V. Ivanchuk, O. Popov, G. Rubo, S. Vsekhsvjatsky, *Astron. Astrophys.* (1978) 69,35
- Krieger, A.S., A.F. Timothy y E. C. Roelof, *Solar Phys.* (1973) 29,505
- Krieger, A.S. (1977) en J. B. Zirker (ed), *Coronal holes and high speed wind streams*, Colorado Ass. Univ. Press, p.71
- Lallement, R., T.E. Holzer y R.H. Munro, *J. Geophys. Res.* (1986), 91,6751
- Landau, L. D. y E.M. Lifshitz, *Electrodynamics of Continuous Media*, Pergamon Press (1980)
- Lantos, P., A. Kerdraon, G.G. Rapley y R.D. Bentley, *Astron. Astrophys.* (1981) 101,33
- Leighton, R.B., *Astrophys. J.* (1964) 140,1547
- Levine, R.H., en *Coronal Holes and High Speed Wind Streams*,

- J.B. Zirker (ed.), Colorado Associated University Press (1977)
- Levine, R.H., M.D. Altschuler, J.W. Harvey y B.V. Jackson, *Astrophys. J.* (1977), 215, 636
- Levy, R.H., H.E. Petschek y G.L. Siscoe, AIAA J. (1964) 2,2065
- Low, B.C., *Astrophys. J.* (1982), 254,796
- Low, B.C., R.H. Munro y R.R. Fisher, *Astrophys. J.* (1982) 254, 335
- MacQueen, R.M., *Phil. Trans. Roy. Soc London* (1980) A297, 605
- MacQueen, R.M., J.A. Eddy, J.T. Gosling, E. Hildner, R.H. Munro et al., *Astrophys. J. Lett.* (1987) 187,L85
- MacQueen, R.M. y R.R. Fisher, *Solar Phys* (1983) 89,89
- Mariska, J.T., *Bull. Amer. Astron. Soc.* (1976) 8,338
- Marskal, W., *Proc. R. S. London Ser. A* (1955) 233,367
- Maxwell, A. y M. Dryer, *Solar Phys.* (1981) 73,313
- Maxwell, A., M. Dryer y P. McIntosh, *Solar Phys.* (1985) 97,401
- McIntosh, P.S., A.S. Krieger, J.T. Nolte y G. Vaiana, *Solar Phys.* (1976) 49,57
- McIntosh, P.S., citado por R.H. Levine en *Coronal Holes and High Speed Wind Streams*, J.B. Zirker (ed.), Colorado Associated University Press (1977)
- Mc Whirter, R.W.P., en Third Meeting of Skylab Solar Workshop on Coronal Holes, HAO, Boulder, Colo. (1976)
- Mc Whirter, R. W. P., P.C. Thonemann y R. Wilson, *Astron. Astrophys.* (1975) 40, 63
- Mc Whirter, R.W.P., P.C. Thonemann y R. Wilson, *Astron. Astrophys* (1977), 61, 859
- Mc Whirter, R.W.P. y R.A. Kopp, *Mont. Not. R. Astr. Soc.*, 1979 188, 871
- Meadws, A.J., 1970, *Early Solar Physics*, Pergamon Press, N. Y.
- Michels, D.J., R.A. Howard, M.J. Koomen, N.R. Sheeley Jr. y B. Rompolt, en *Solar and Interplanetary Dynamics*, M. Dryer y E. Tandberg-Hanssen (eds.), IUA Symp. (1980) 91,382
- Muschovias, T. y A.I. Poland, *Astrophys J.* (1978) 220,675
- Munro, R.H. y G.L. Withbroe, *Astrophys. J.*, (1972) 176, 511
- Munro, R.H. y B. V. Jackson, *Astrophys J.*, (1977) 213, 874
- Munro, R.H. y J.T. Mariska, EAAS9 (1977) 370
- Munro, R.H., J.T. Gosling, E. Hildner, R.M. MacQueen, A.I.

- Poland y C.L. Ross, *Solar Phys.* (1979) 61,201
- Murray, W. y J.K. Hargreaves, *Nature* (1954) 173, 944
- Ness, N.F., C.S. Scearce y J. B. Seek, *J. Geophys. Res.* (1964) 69, 3531
- Ness, N.F. y J.M. Wilcox, *Astrophys. J.* (1967) 143, 23
- Neupert, W.M. y V. Pizzo, *J. Geophys. Res* (1974) 79, 3701
- Noci, G., *Solar Phys.* (1973) 28, 403
- Nolte, J.T., A.S. Krieger, A.F. Timothy, G.S. Vaiana y M.V. Zombek, *Solar Phys* (1976) 46,291
- Nolte, J.T., J.M. Davis, M. Gerassimenko, A.J. Lazarus y J.D. Sullivan, *Geophys. Res. Letters* (1977) 4, 291
- Nolte, J.T., M. Gerassimenko, A.S. Krieger y C.V. Solodyna, *Solar Phys.* (1978) 56,153
- Nolte, J.T., J.M. Davis, M. Gerassimenko, A.S. Krieger y C.V. Solodyna, *Solar Phys* (1978) 60, 143
- Noyes, R.W., G.L. Withbroe y R.P. Kirshner, *Solar Phys* (1970) 11,388
- Parker, E.N., *Astrophys J.* (1958) 128, 664
- Petschek, H.W., *Rev. Mod. Phys.* (1958) 30, 966
- Pinter, S., *Bull. Astron. Inst. Czech.* (1973) 24,337
- Pinter, S., *Space Sci Rev.* (1982) 32, 145
- Pneuman, G.W. y R.A. Kopp, *Solar Phys.* (1971) 18, 258
- Pneuman, G.W., *Solar Phys.* (1973) 28,247
- Pneuman, G.W., *Astron. Astrophys.* (1980) 81, 161
- Poland, A.I. y R.H. Munro, *Astrophys J.* (1976) 209,927
- Poland, A.I. R.H. Howard, M.J. Koomen, D.J. Michels, N.R. Sheeley Jr., *Solar Phys.* (1981) 69, 169
- Priest, E.R. y A.M. Milne, *Solar Phys.* (1980) 65,315
- Readhead, A.C.S., *Mon.Not. R. Ast. Soc.* (1971) 155,185
- Readhead, A.C.S., M.C. Kemp. y A. Hewish, *Mon.Not. R. Ast. Soc.* (1978) 185,207
- Reeves, E.M. y W.H. Parkinson, *Astrophys J. Suppl.* (1970) 21,1
- Reimer, D., *Astron. Astrophys.* (1971) 14,198
- Richter, A.K. and S.T. Suess, *J. Geophys. Res.* (1977) 82,593
- Rickett, B.J., D.G. Sime, N.R. Sheeley Jr. W.R. Crockett y R. Tousey, *J. Geophys. Res.* (1976) 81, 3845
- Riddle, A.C., *Solar Phys.* (1970) 13, 448

- Riesebieter, W. Ph.D. Thesis, Universidad Tec. de Braunschweig (1977a)
- Riesebieter, W., *Trans. AGU* (1977b) 58,485
- Ripken, H.W., *EOS Trans. AGU* (1977) 58, 1225
- Robertson, B.J., *Solar Phys.* (1983) 83,63
- Sagdeev, R.Z. y A.A. Galeev, *Nonlinear Plasma Theory*, W.A. Benjamin, Reading, Mass. (1969)
- Sawyer, C.W.J. Wagner, A.J. Hundhausen, L.L. House, R.M. Illing, *J. Geophys. Res.* (1964)
- Schmahl, E. y E. Hildner, *Solar Phys.* (1977) 55, 473
- Schwenn, *Space Sci. Rev.* (1983) 34,85
- Sheeley Jr., N.R., *Solar Phys.* (1980) 65,229
- Sheeley Jr., N.R., J.W. Harvey y W.C. Feldman, *Solar Phys* (1976) 49, 271
- Sheeley Jr., N.R., J.R. Asbridge, S.J. Bame y J.W. Harvey, *Solar Phys* (1977) 52, 485
- Sheeley Jr. N.R. y J.W. Harvey, *Solar Phys* (1978) 59, 159
- Sheeley, N.R., Jr., Howard, R.A., Michels, D.J. y M.J. Komen (1980) en "Solar and Interplanetary Dynamics", M. Dryer and E. Tandberg-Hanssen (eds.), Reidel Publ. Co. Dordrecht, Holand.
- Sheeley Jr., N.R. y J.W. Harvey, *Solar Phys.* (1981) 70,237
- Sheeley, N.R.Jr., D.J. Michels, R.A. Howard, M.J. Koomen, *EOS, Trans. Amer. Geophys. Union* (1981) 62,153
- Sheeley, N.R.Jr., R.A. Howard, M-J- Koomen, D.J. Michels, R. Schwenn, K.H. Mülhåuser y H. Rosenbauer, en *Solar Wind Five*, NASA Conf. Pub. (1983)
- Sheeley, N.R.Jr., R.A. Howard, M.J. Koomen, D.J. Michels, R. Schwenn, K.H. Mülhåuser y H. Rosenbauer, *J. Geophys. Res.* (1985) 90,163
- Shelke, R. N. y M.C. Pande, *Solar Phys.* (1985) 95, 193
- Sime, G.D., R.M. MacQueen y A.J. Hundhausen, *J. Geophys. Res.* (1984) 89,2113
- Snyder, C.W. y M. Neugebauer, *J. Geophys. Res.* (1963) 68,6361
- Solodyna, C.V., A.S. Krieger y J.T. Nolte, *Solar Phys.* (1977) 54, 123
- Sonett, C.P. e I.J. Abrams, *J. Geophys. Res.* (1963) 68,1233
- Steinolfson, R.S. y E. Tandberg-Hanssen, *Solar Phys* (1977)

- Steinolfson, R.S., S.T. Suess y S.T. Wu, *Astrophys. J.* (1982) 255, 730
- Stewart, R.T., M.K. McCabe, M.J. Koomen, R.T. Hansen y G.A. Dulk, *Solar Phys.* (1974a) 36, 203
- Stewart, R.T., R.A. Howard, S.F. Hansen, T. Gergely y M. Kundu, *Solar Phys.* (1974b) 36,219
- Stewart, R.T., G.A. Dulk, K.V. Sheridan, L.L. House, W. J. Wagner et.al., *Astron Astrophys.* (1982) 116, 217
- Stone, R.G. y B.T. Tsurutani (eds.) *Collisionless Shocks in the Heliosphere: A Tutorial Review Geophysical, Monograph 34, American Geophysical Union* (1985)
- Suess, S.T., en *Proceedings of the International Simposium on Solar-Terrestrial Physics, Vol.1, Ed. D.J. Williams, AGU, Washington, D.C.* (1976)
- Suess, S.T., A.K. Richter, C.R. Winge y S.F. Nerney, *Astrophys. J.* (1977) 217,296
- Svestka, Z., *Adv. Space Res.*, (1988), 8, 81
- Tandberg- Hanssen, E., *Solar Activity*, Blaisdell Publishing Co. Waltham, M.A. (1967)
- Tappin, S.J., A. Hewish y G. Gapper, *Planet.Space Sci.* (1983) 31, 1171
- Tappin, S.J., A. Hewish y G. Gapper, *Planet.Space Sci.* (1984) 32,1273
- Tappin, S.J., "Transient Disturbances in the Solar Wind", *Tesis Doctoral, Universidad de Cambridge*, 1985
- Tappin, S.J., *Planet. Space Sci.* (1987) 35,271
- Timothy, A.F., A.S. Krieger y G. S. Vaiana, *Solar Phys.* (1975) 42, 135
- Tousey, R., *Space Res.* (1973) 13,713
- Trottet, G. y R.M. McQueen, *Solar Phys* (1980) 68,177
- Tsurutani, B.T. y R.G. Stone (eds.) *Collisionless Shocks in the Heliosphere: Reviews of Current Research, Geophysical Monograph 35, American Geophysical Union, 1985*
- Vaiana, G.S., A.S. Krieger y A.F. Timothy, *Solar Phys.* (1973) 32, 81
- Vlasov, V.T., *Astr. Z.* (1979) 56,96

- Wagner, W.J., *Astrophys J. Letters*, (1075), L. 141 .
- Wagner, W.J., *Astrophys J.* (1976) 206, 583
- Wagner, W.J., E. Hildner, L.L. House, C. Sawyer, K.V.
Sheridan, G.A. Dulk, *Astrophys, J. Lett* (1981) 244, L123
- Wagner, W.J., *Adv. Space Res.* (1983) 2,203
- Wagner, W.J. y R.M. MacQueen, *Astron. Astrophys* (1983) 120,136
- Wagner, W.J., *Ann. Rev. Astron Astrophys.* (1984) 22, 267
- Wagner, W.J. y J.J. Wagner, *Astron. Astrophys.* (1984) 133, 288
- Waldmeier, M., *Z. Astrophys* (1956) 38, 219
- Waldmeier, M. (1957) *Die Sonnenkorona*, 2, Verlag Birhauser, Basel
- Waldmeier, M., *Solar Phys.* (1981) 70, 251
- Webb, D.F., A.S. Krieger y D.M. Rust, *Solar Phys.*(1976) 48, 159
- Webb, D.F., P.S. McIntosh, J.T. Nolte y C.V. Solodyna, *Solar Phys.* (1978) 58, 389
- Webb, D.F. y B.V. Jackson, *Solar Phys.* (1981) 73, 341
- Webb, D.F., J.M. Davis y P.S. McIntosh, *Solar Phys.* (1984) 92, 109
- Webb, D.F. y J.M. Davis, *Solar Phys.*, (1985), 102,177
- Webb, D.F., en *Solar Terrestrial Physics*, M.R. Kundu et al. (eds.) *Nat. Phys. Lab. New Dehli, India*, (1986)
- Webb, D.F. y A.J. Hundhausen, *Solar Phys.* (1987)
- Wilcox, J.M. y N.F. Ness, *J. Geophys. Res.* (1965) 70,5793
- Wilcox, J.M., *Space Sci. Rev.* (1968) 8,258
- Wild, J.P., J.A. Roberts, J.D. Murray, *Nature* (1954) 173,532
- Wild, J.P., S.F. Smerd y A.A. Weiss, *Ann. Rev. Astron Astrophys* (1963) 1,291
- Wild, J.P. y S.F. Smerd, *Ann. Rev. Astron Astrophys* (1972) 10, 159
- Withbroe, G.L., A.K. Dupree, L. Goldberg, M.C.E. Huber, R.W. Noyes, W.H. Parkinson y E.M. Reeves, *Solar Phys* (1971) 21,272
- Withbroe, G.L. y V.M. Wang, *Solar Phys* (1972) 27,394
- Wolfe, J.H., D. Intriligator, J. Mihalov, H. Collard, D. McKibbin, R. Whitten y A. Earnes, *Science* (1979) 203,750
- Wragg, M.A. y E.R. Priest, *Solar Phys* (1981) 69,257
- Wu, S.T., M. Dryer y S.M. Han, *Solar Phys.* (1983) 84, 395

Yeh, T. y G.W. Pneuman, *Solar Phys* (1977) 54,419 .

Zhao, X.P., *J. Geophys. Res.* (1981) 86,7480

Zirker, J.B., (ed.), *Coronal Holes and High-Speed Wind Streams*,
Colorado Associated University Press (1977)

Ziker, J.B., 1981, en *The Sun as a Star*, NASA SP-450

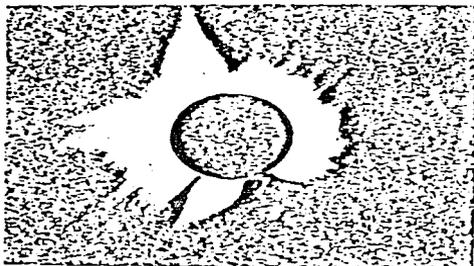


FIGURA 1 Comparación de los hoyos coronales observados durante dos diferentes eclipses. La foto superior corresponde al 7 de marzo de 1970 y en ella puede observarse un hoyo coronal en el limbo SW. La foto inferior corresponde al 30 de junio de 1973 y en ella se aprecia claramente la región polar de un gran hoyo coronal de la época del Skylab. (Tomada de Bohlin, 1977a)

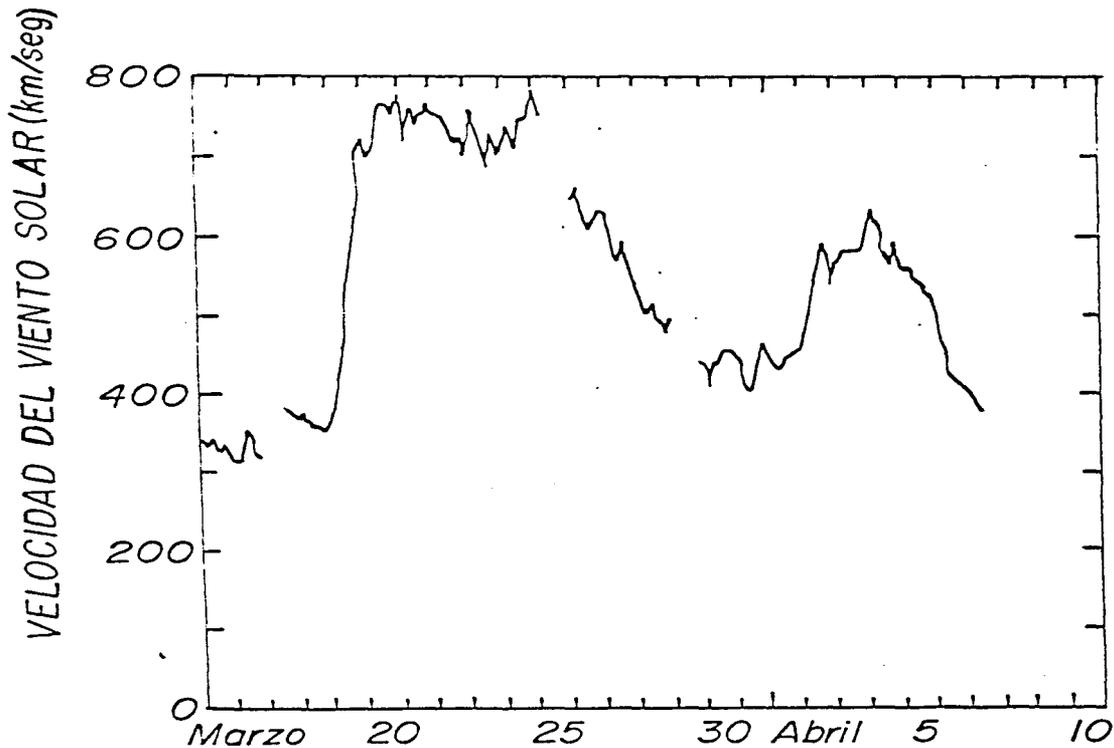


FIGURA 2 Promedios tri-horarios de la velocidad del viento solar observada cerca de la órbita de la Tierra entre el 15 de marzo y el 10 de abril de 1973. Aquí pueden observarse dos corrientes de viento de alta velocidad. (Tomada de Hundhausen, 1977)

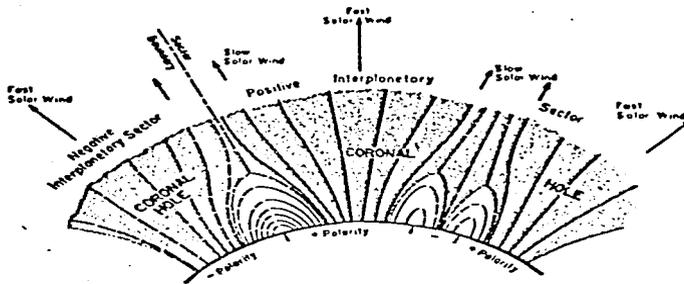


FIGURA 3 Un modelo fenomenológico de las estructuras magnéticas coronales de gran escala y los sectores magnéticos y corrientes de viento solar de alta velocidad en el medio interplanetario asociadas a ellas (Tomado de Hundhausen y Holzer, 1980)

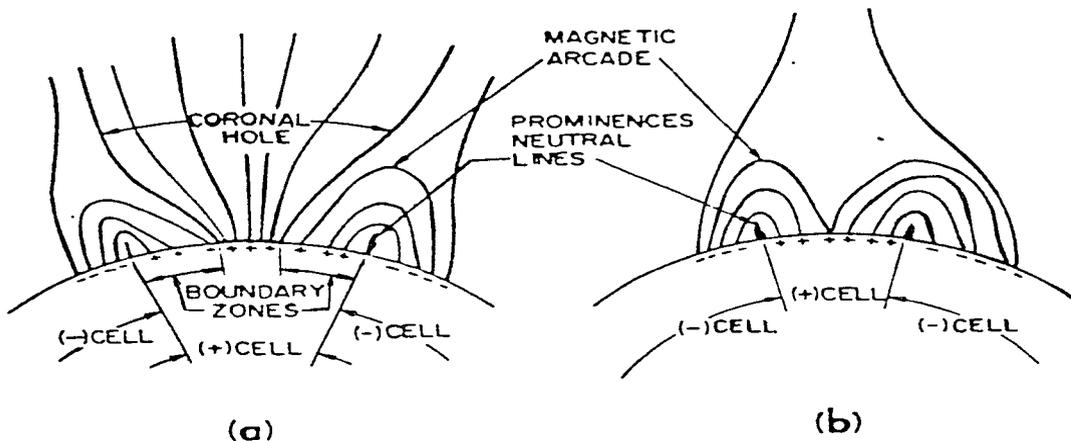


FIGURA 4 (a) Esquema de la relación de las líneas neutras magnéticas/cadenas de prominencias, los rizados (o arcadas) que conectan celdas magnéticas adyacentes a través de esas líneas neutras y las llamadas zonas fronterizas alrededor de un hoyo coronal. (b) Esquema que demuestra la ausencia de un hoyo coronal si la celda magnética no tiene tamaño suficiente ($\leq 30^\circ$). (Tomada de Bohlin y Sheeley, 1978).

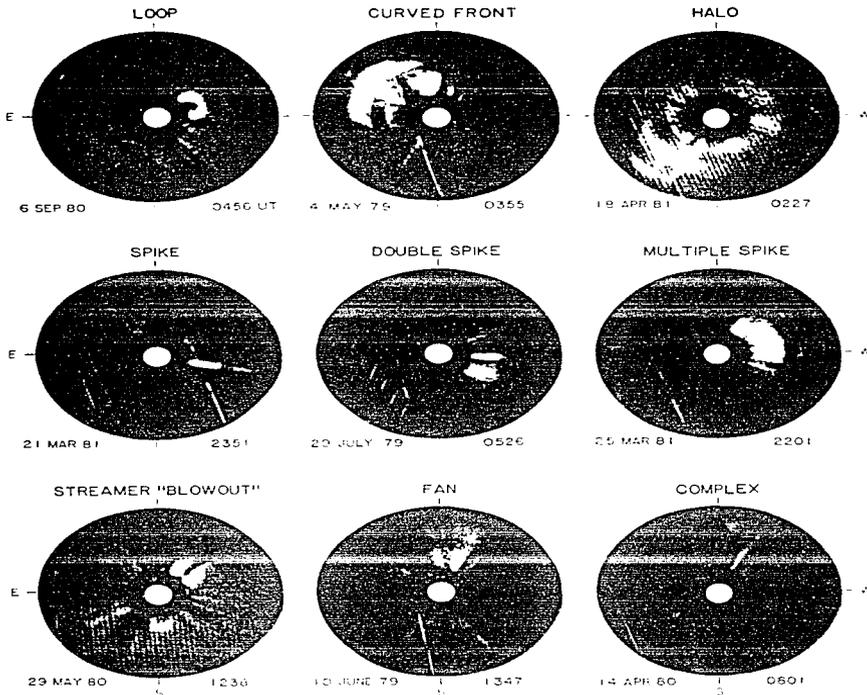


FIGURA 5 Diferentes imágenes coronales que muestran 9 de las 10 clases estructurales de eyecciones de masa coronal clasificadas por Howard et al. (1985). Las diferentes imágenes se construyeron substrayendo una imagen coronal previa al evento de la imagen tomada en la fecha y la hora que se indican bajo cada imagen. El campo de visión se extiende de 2.5 a 8 Rs. (Tomada de Howard et al., 1985).

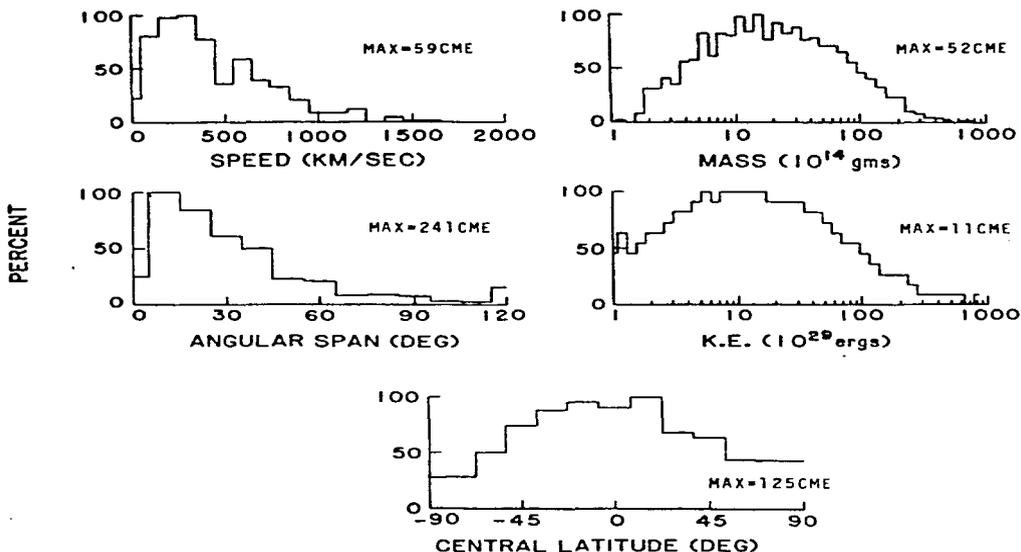


FIGURA 6 Propiedades de todas las EMC. Las distribuciones de velocidad, extensión, latitud central, masa y energía cinética están graficadas como histogramas. Cada una de las gráficas está normalizada tomando como 100% el número máximo de EMC en un intervalo. El valor máximo usado en la normalización se indica en cada gráfica. Nótese que todas las medidas angulares están proyectadas en el plano del cielo (Tomada de Howard et al., 1985).

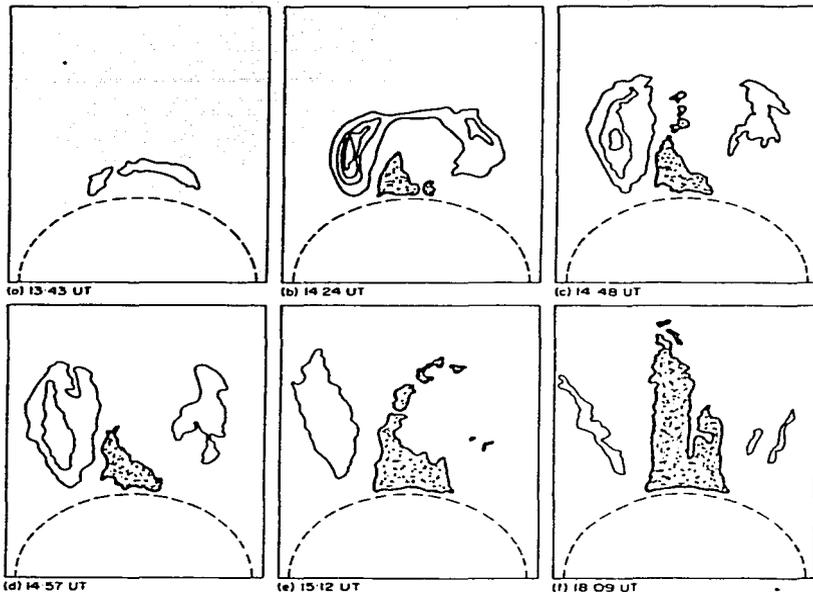


FIGURA 7 Secuencia temporal de los contornos de cambio de densidad fraccional para la EMC del 10 de agosto de 1973 vista por el coronógrafo de luz blanca del Skylab. Los círculos punteados indican el límite interior del campo de visión, 1.8 R_s . Las áreas oscuras indican regiones enrarecidas. (Tomado de Sime et al., 1984).

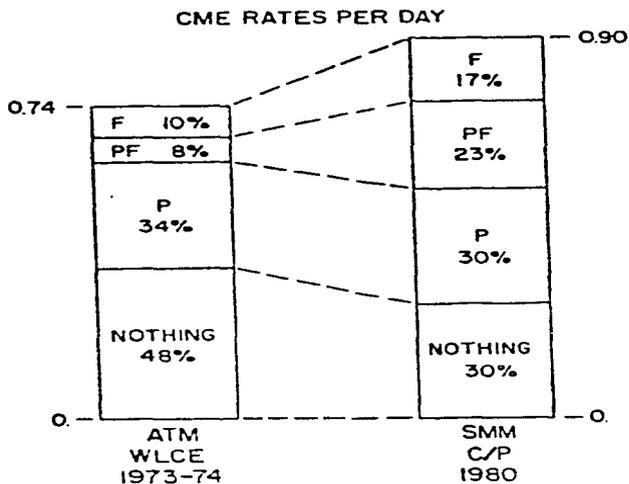


FIGURA 8 Asociación de EMC con ráfagas (F), protuberancias eruptivas (P) y protuberancias y ráfagas (PF). El recuadro indicado con NOTHING se refiere a las EMC en las que no se observó ningún evento en la superficie. La columna de la izquierda se refiere al Skylab y la de la derecha al SMM. En estas Tablas se incluyen también los eventos estimados detrás del limbo. (Tomada de Wagner, 1984).

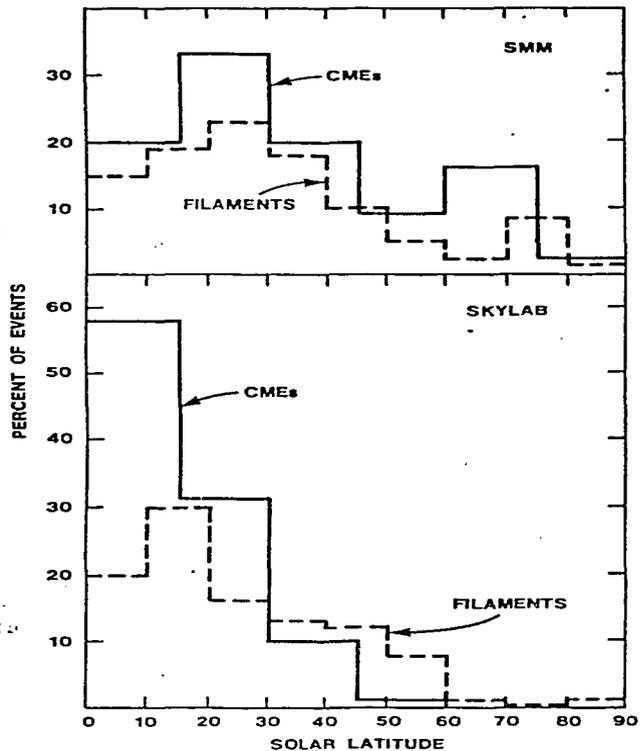


FIGURA 9 Distribución latitudinal solar de las EMC (líneas sólidas) y todos los filamentos (líneas punteadas) observados durante el SMM (arriba) y el Skylab (abajo). Las columnas de las EMC tienen 15° de ancho y las de los filamentos 10° . Las latitudes Norte y Sur se han sumado juntas. (Tomado de Webb, 1986).

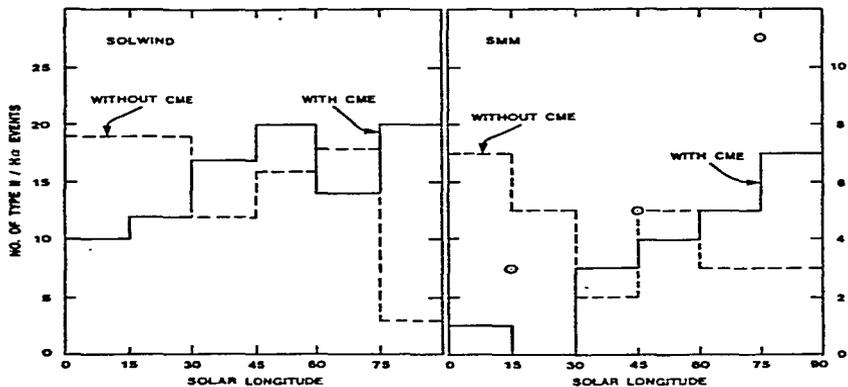


FIGURA 10 Distribución de la longitud solar de ráfagas tipo II/H α asociadas con (líneas sólidas) y sin (líneas punteadas) EMC, para los coronógrafos en el Solwind (izquierda) y SMM (derecha). La escala de las ordenadas para Solwind es 2.5 veces la del SMM. Las longitudes al Este y al Oeste del meridiano central se han sumado Juntas. (Tomado de Webb, 1986).

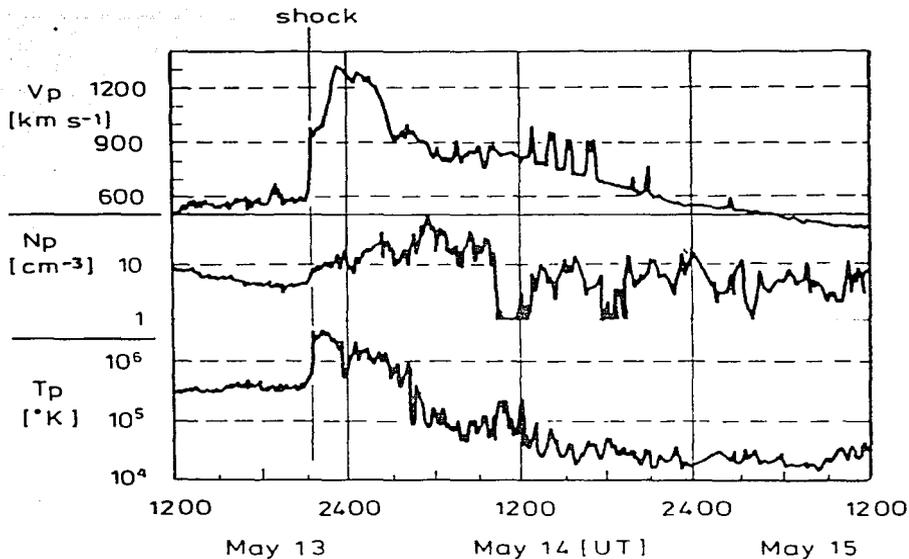


FIGURA 11 Datos del viento solar obtenidos por la sonda Helios I que exhiben una fuerte onda de choque interplanetario que siguió a una EMC muy rápida del 13 de mayo de 1981 (Tomada de Schwenn, 1983).

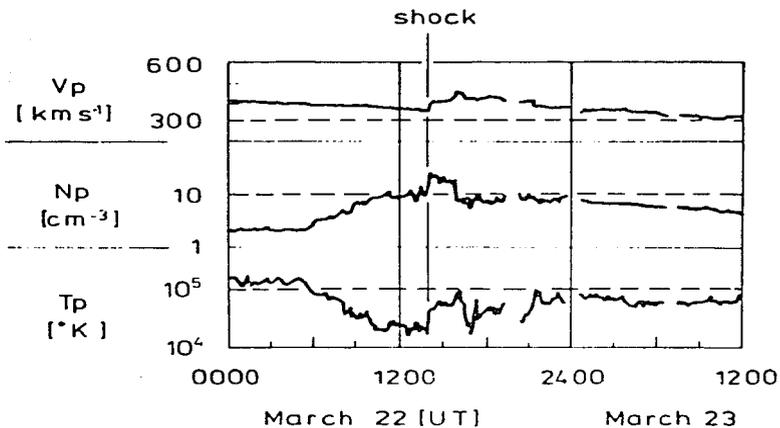


FIGURA 12 Datos de plasma del Helios I para el 22 de marzo de 1980 que muestran una onda de choque más bien débil viajando en la parte alta de lo que probablemente es un ANCD, que siguió a una EMC que se movía lentamente. (Tomado de Schwenn, 1983).

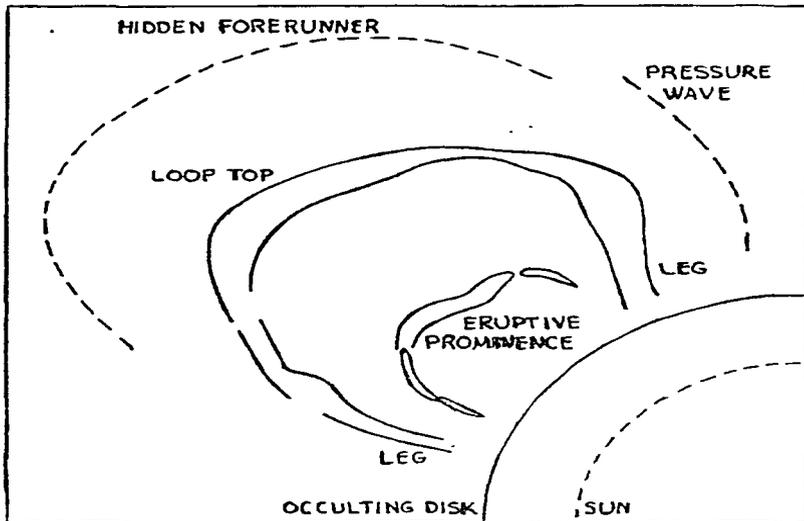


FIGURA 13 Esquema de las estructuras más sobresalientes en una EMC, indicando el frente del precursor (forerunner). (Tomado de Wagner, 1984).

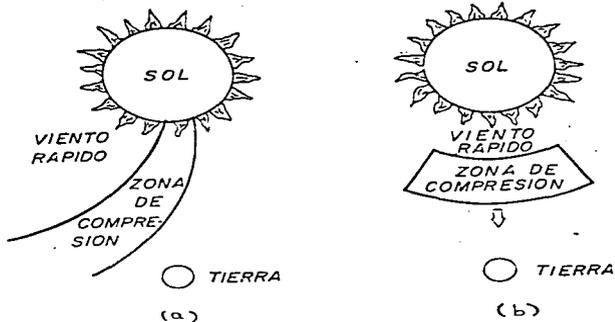


FIGURA 14 Representación esquemática de los dos tipos de perturbaciones que viajan en el medio interplanetario: a) Haz corrotante con el Sol, b) Cascarón que se desplaza radialmente.

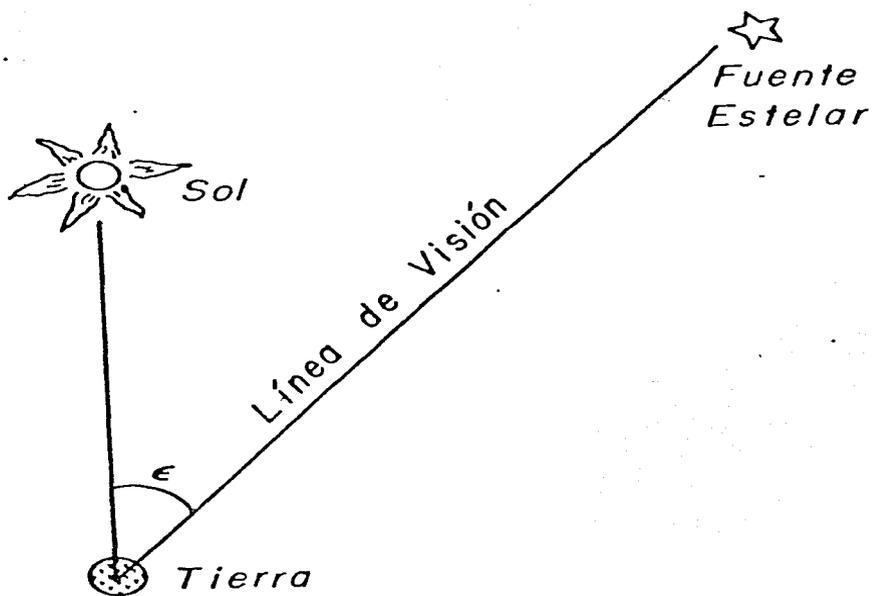


FIGURA 15 La elongación (ϵ) de una fuente estelar es el ángulo entre la línea de visión hacia la fuente y la línea Sol-Tierra.

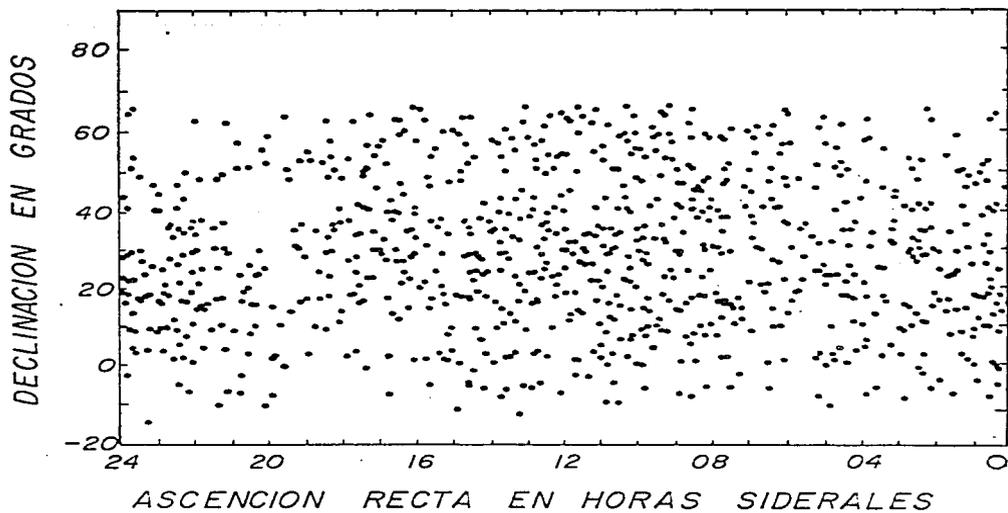


FIGURA 16 Este mapa del cielo muestra la posición (ascensión recta y declinación) de cada una de las fuentes que fueron identificadas y usadas para producir los mapas de centelleo.

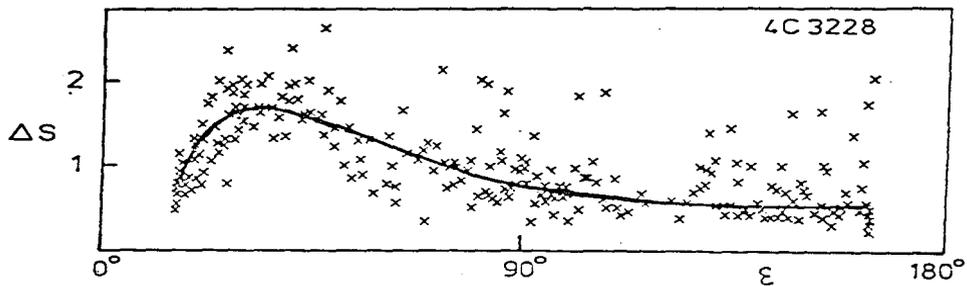


FIGURA 17 Valores diarios del promedio rms de la densidad de flujo centelleante (ΔS) graficados contra la curva promedio de centelleo como función de la elongación solar (ϵ) para una fuente típica.

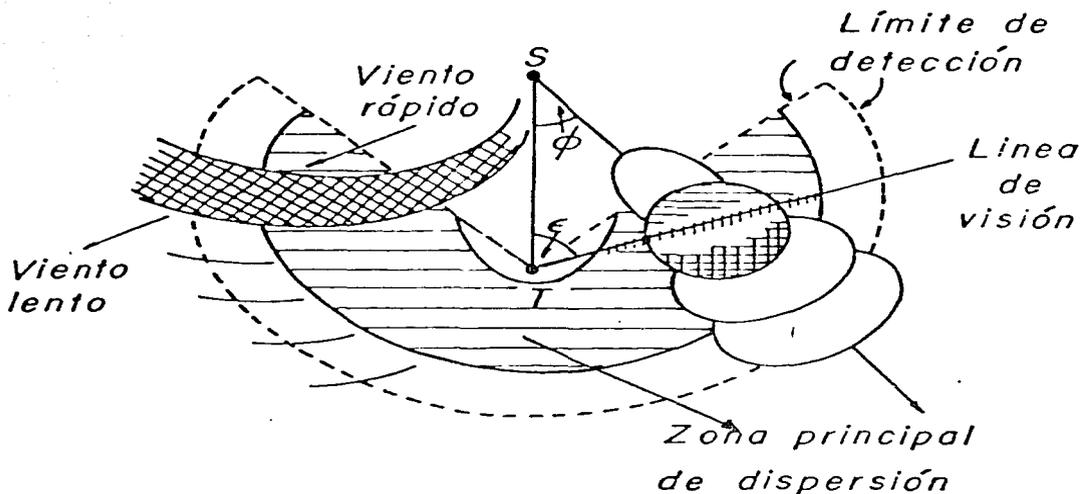


FIGURA 18 Diagrama esquemático que muestra la localización de las regiones dominantes de dispersión a lo largo de cualquier línea de visión y los límites de detección para el uso de los métodos de centelleo (línea punteada).

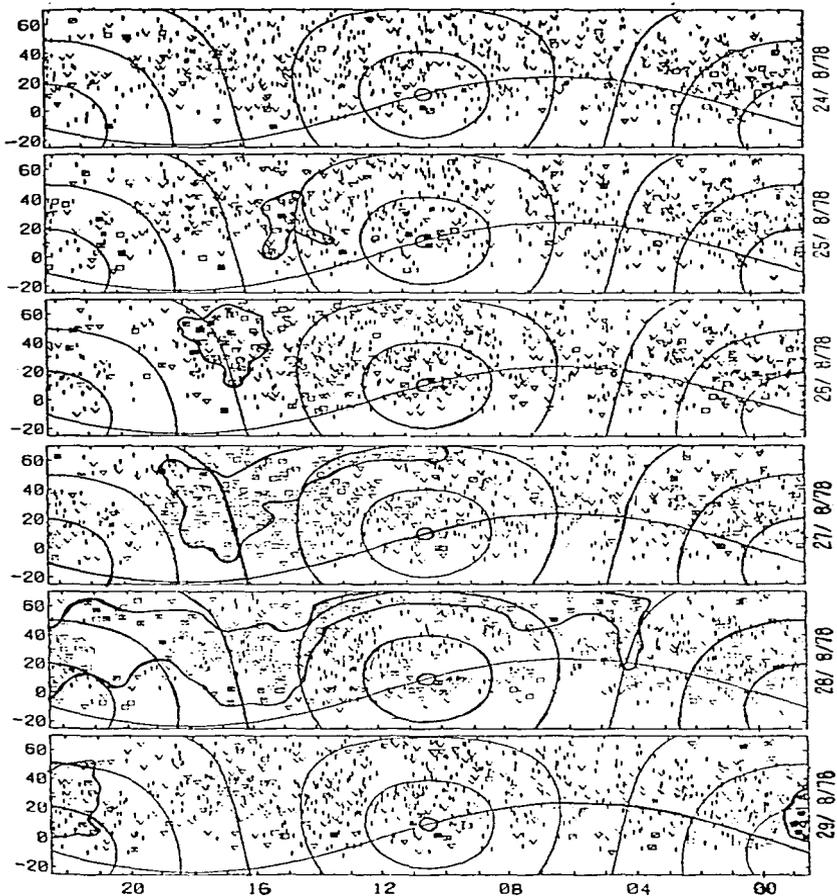


FIGURA 19 Mapas del cielo para los días 24 a 29 de agosto de 1978 mostrando el centelleo de las fuentes estelares según el código indicado en el texto. Para mayor claridad se ha delineado el contorno de centelleo más alto que muestra la aproximación de una perturbación a la Tierra proveniente del Sol.

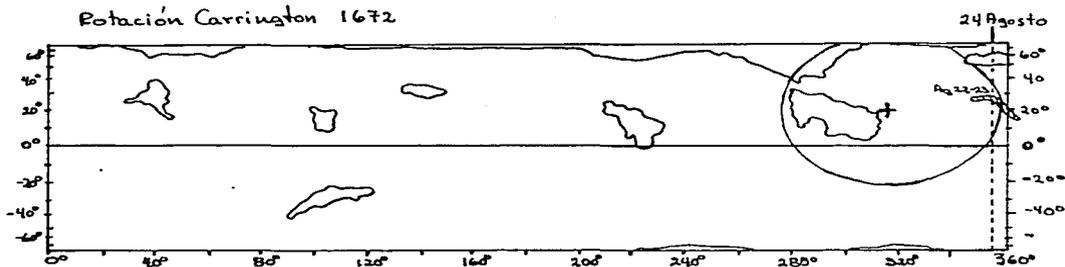


FIGURA 20 Rotación Carrington 1672 que muestra los hoyos que se encontraban presentes en el Sol en esa época. La línea vertical indica el meridiano solar (357°) que se encontraba en el meridiano central el 24 de agosto que es la fecha estimada para la ocurrencia del fenómeno solar que dió origen a la perturbación observada. La cruz indica el centro estimado para la fuente y el círculo la incertidumbre. Un filamento que estalló entre el 22 y el 23 de agosto también se muestra en el extremo derecho del mapa.

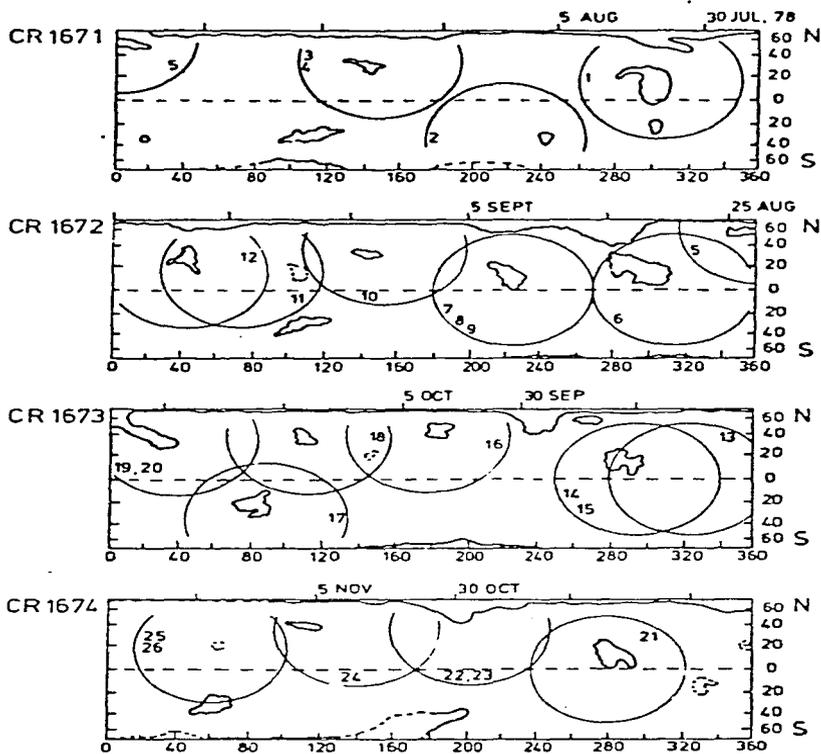


FIGURA 21(a,b,c,d) Mapas sinópticos del Sol que muestran las fuentes proyectadas hacia atrás (círculos) de las 96 perturbaciones observadas de agosto de 1978 a septiembre de 1979. Los números del evento en el círculo se refieren a los asignados en la Tabla 4. También se muestran los hoyos coronales obtenidos de las imágenes de Kitt Peak en la línea He I 10830 Å .

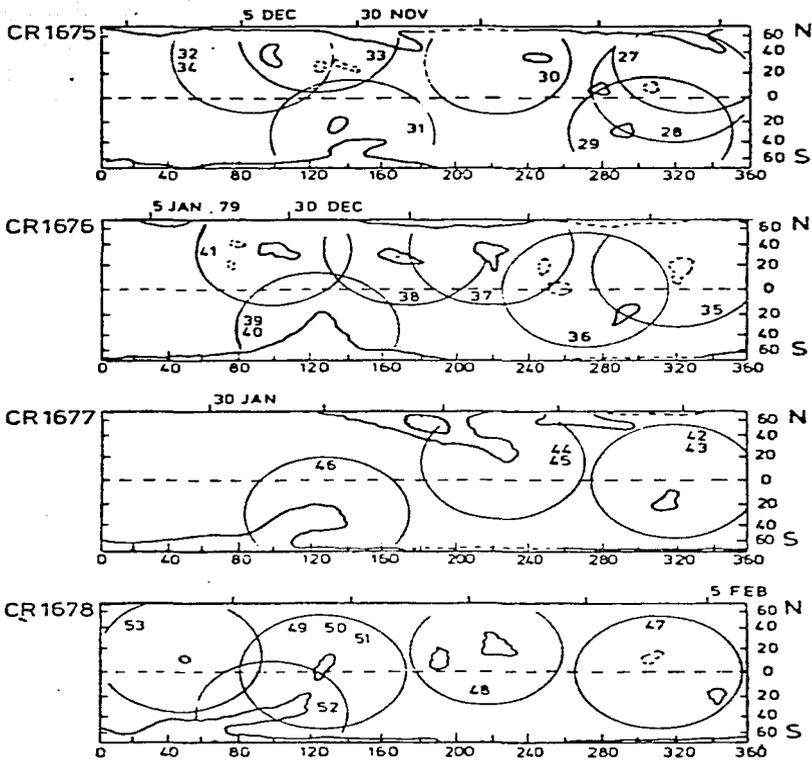
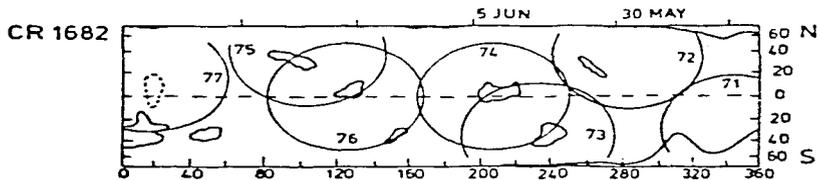
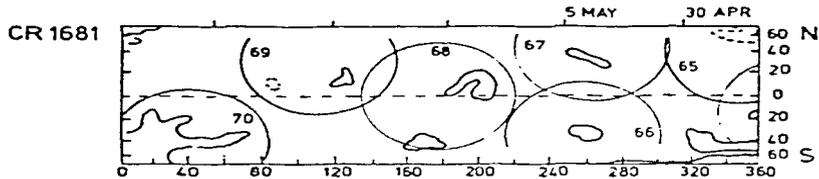
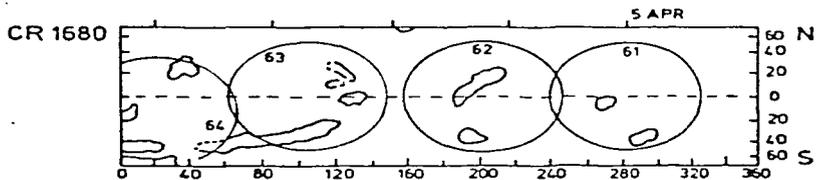
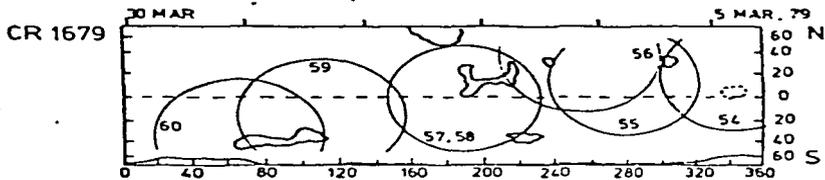
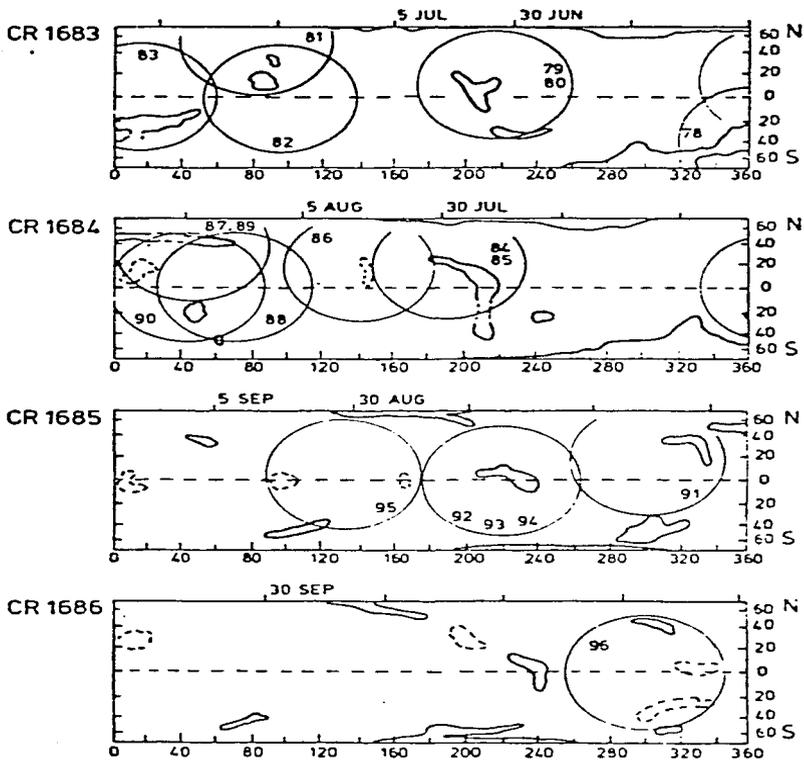


Figura 21 (b)



21 (c)



21 (d)

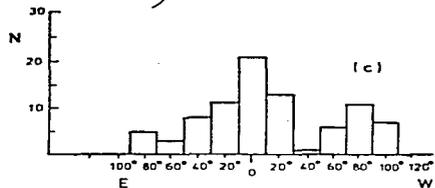
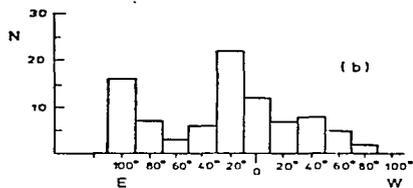
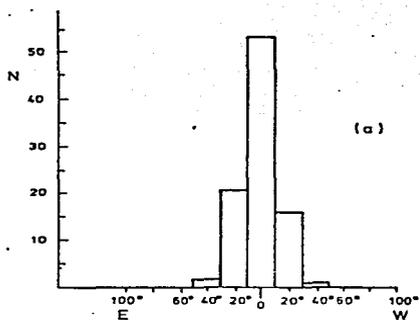


FIGURA 22 (a) Histograma de las diferencias angulares entre los centros estimados para la región fuente de las perturbaciones, que se obtienen proyectando hacia atrás las observaciones de IPS, y los centros de los hoyos localizados dentro de esa región. (b) y (c) representan lo mismo que (a) pero con las localizaciones de las fuentes desplazadas 90° al Este o al Oeste, respectivamente.

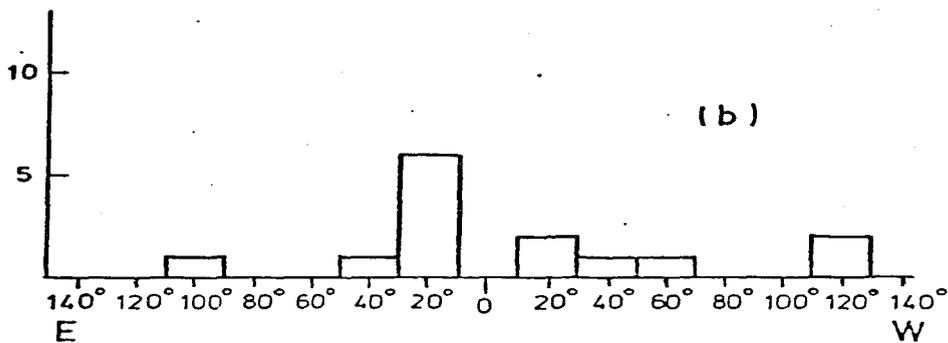
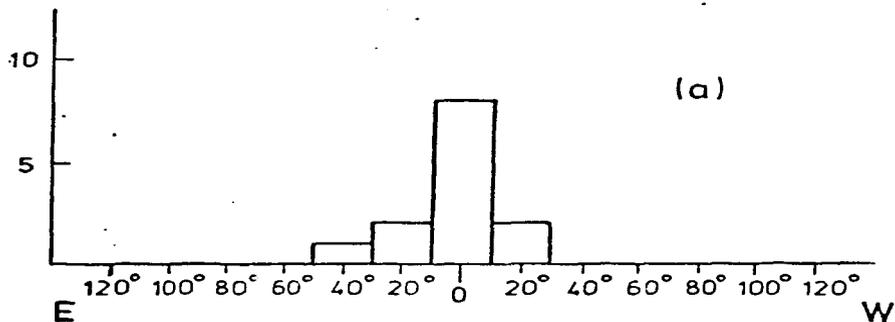


FIGURA 23 (a) Histograma de las diferencias angulares entre la fuente estimada de las observaciones y los centros de los hoyos coronales en esas regiones para una muestra de 12 choques intensos. (b) Histograma de las diferencias angulares entre las mismas fuentes y las ráfagas asociadas por Cane (1985).

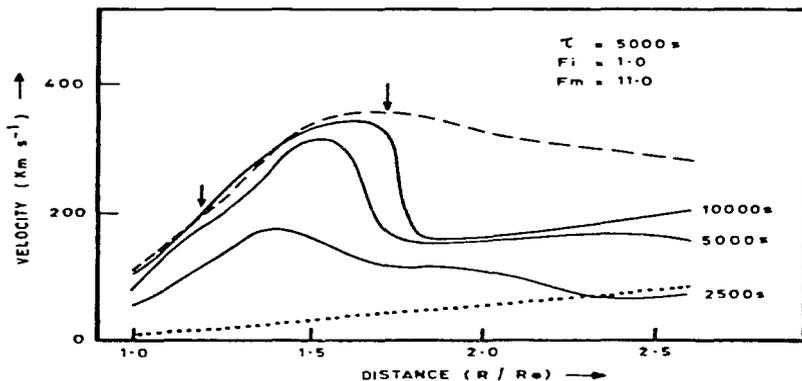


FIGURA 24 Velocidad del viento solar como función de la distancia radial en diferentes instantes de tiempo para un flujo que cambia rápidamente de una divergencia radial a una 11 veces mayor que radial. La curva punteada representa el estado inicial (de divergencia radial) y la curva discontinua representa el estado final de gran divergencia. (Tomada de Hasan y Venkatakrishnan, 1982).

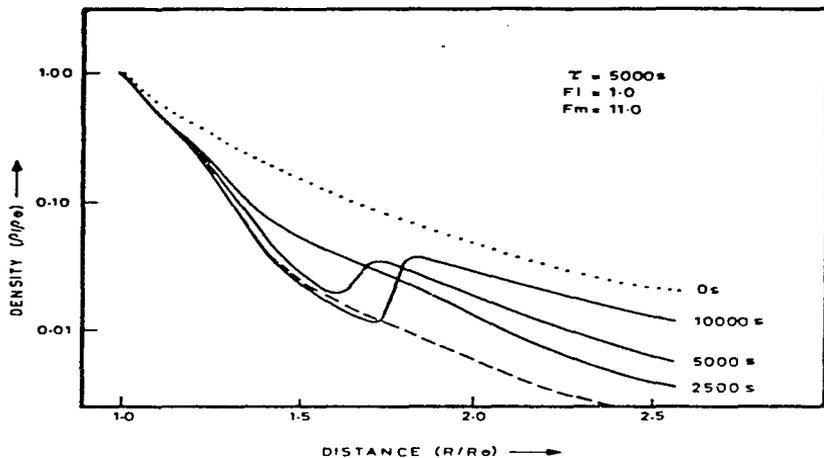


FIGURA 25 Densidad del viento solar como función de la distancia radial en diferentes instantes de tiempo para la misma situación de la figura anterior. (Tomada de Hasan y Venkatakrisnan, 1982)

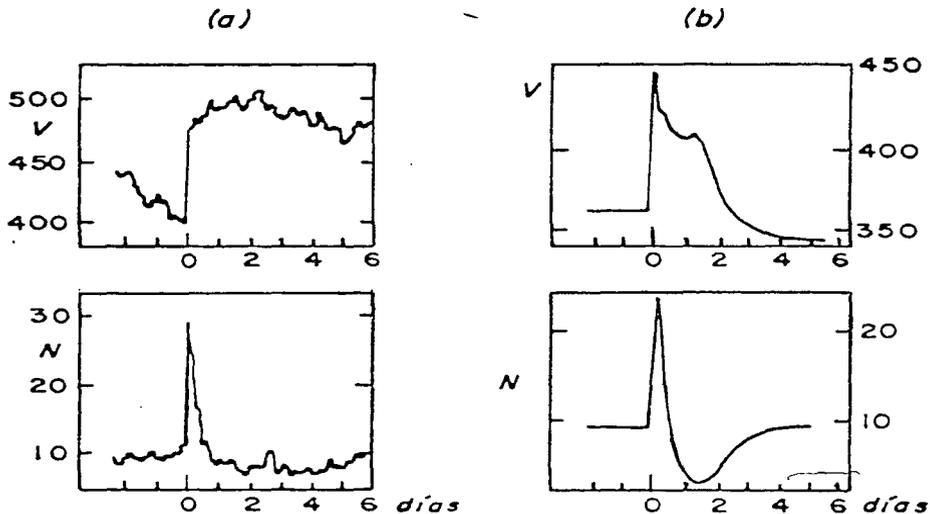


FIGURA 26 (a) Perfiles promedio de densidad de plasma N y velocidad V para 103 choques a 1UA (Tomado de Borrini et al.1982). (b) Perfiles teóricos para los choques esperados a 1UA, calculados según el modelo de Wu et al.(1983) considerando una ráfaga como fuente.

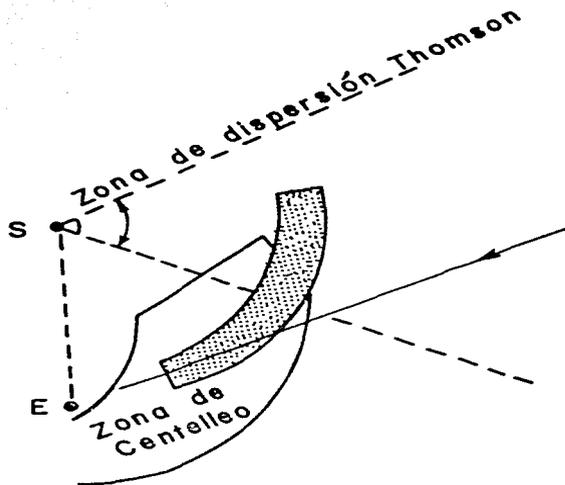


FIGURA 27 Diagrama esquemático que ilustra el traslape, relativamente pequeño, entre las zonas de observación del centelleo interplanetario y la región (proyectada hacia afuera) de la zona de detección de transientes de luz blanca por dispersión Thomson.

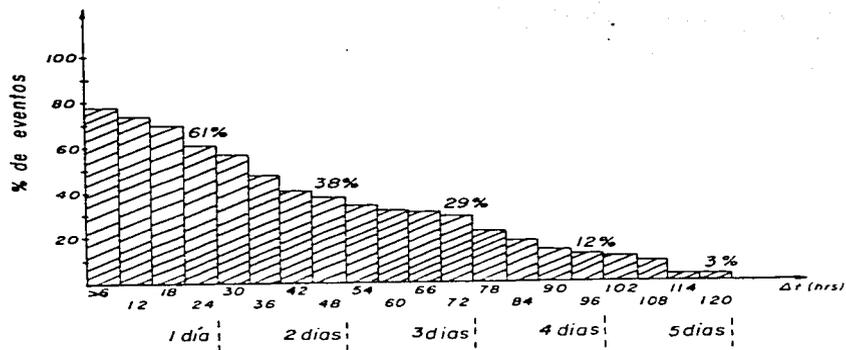


FIGURA 28 Histograma que muestra el porcentaje de eventos con diferente Δt de 6 a 120 horas. Δt es la diferencia de tiempo entre la primera detección de la perturbación en IPS y el arribo del frente a la Tierra.

APENDICE

ONDAS DE CHOQUE EN EL MEDIO INTERPLANETARIO

Las ondas de choque en plasma ocurren en forma natural en muy diversas partes del sistema solar, así como en todo el universo. El medio interplanetario está totalmente permeado por el viento solar que es el flujo supersónico de un plasma sin colisiones donde las ondas de choque se producen por interacciones de flujos rápidos con flujos más lentos, por eyecciones de masa con grandes velocidades desde el Sol, por el encuentro del flujo del viento solar con los campos magnéticos planetarios y los halos diamagnéticos de planetas y cometas, por el movimiento de la heliósfera misma a través del medio interestelar y por liberaciones rápidas de energía en el Sol o en las magnetosferas planetarias cuando hay reconexión de líneas magnéticas. Inferimos de las observaciones telescópicas que deben estar produciendo ondas de choque como resultado de eventos explosivos por todo el universo y razonablemente esperamos que los choques que ocurren en el ambiente solar-terrestre también ocurren en el interior de otros sistemas estelares. De hecho creemos que parte de la información que recibimos en la Tierra proveniente del cosmos distante (p.e. los rayos cósmicos) se generan en choques, de manera que existe una conexión entre lo que aprendemos directamente en nuestra propia vecindad y lo que podemos aprender del enorme escenario del universo.

Las ondas de choque se crean por el empujamiento no-lineal de ondas compresivas en un fluido. Típicamente estos empujamientos ocurren cuando una perturbación viaja a través de un fluido a una velocidad mayor que la velocidad característica con la que se pueden propagar ondas compresivas de amplitud pequeña. El choque que se forma al frente de tal perturbación es el medio por el cual la perturbación se comunica con el plasma ambiental en el que se propaga. En el choque, el flujo normal al choque debe cambiar de

un flujo río-arriba "supersónico" a un flujo río-abajo subsónico, donde "sónico" se refiere a la velocidad característica de las señales de presión de amplitud pequeña. Esta velocidad es generalmente la velocidad magnetoacústica. La pérdida de energía de flujo representada por esta disminución de la velocidad en el choque se convierte en otras formas de energía. Hablando burdamente, se puede definir un choque como toda la región en la cual tiene lugar cualquier porción de la conversión. En los plasmas espaciales, esta conversión debe realizarse por medio de mecanismos de disipación no colisionales.

Las ondas de amplitud pequeña se puede propagar a través de un plasma con diferentes velocidades características y se clasifican como lentas, intermedias y rápidas. Así también existen choques, intermedios y rápidos que corresponden a perturbaciones que exceden, respectivamente, la velocidad magnetoacústica lenta, la velocidad de Alfvén y la velocidad magnetoacústica rápida. En el espacio solo se han estudiado los choques rápidos aunque también se han observado choques lentos en el viento solar.

Para el caso de fluidos compresibles, cuando las perturbaciones son pequeñas tenemos:

$$\text{Ondas Intermedias (hidromagnéticas)} \left\{ \begin{array}{l} \text{Transversales} \\ v_I = v_A \cos \theta \end{array} \right.$$

$$\text{Ondas Rápidas (magnetosónicas)} \left\{ \begin{array}{l} \text{Transversales y Longitudinales} \\ v_R^2 = \frac{1}{2} \left\{ c^2 + v_A^2 + \sqrt{(c^2 + v_A^2)^2 - 4v_A^2 c^2 \cos^2 \theta} \right\} \end{array} \right.$$

$$\text{Ondas Lentas (magnetosónicas)} \left\{ \begin{array}{l} \text{Transversales y Longitudinales} \\ v_L^2 = \frac{1}{2} \left\{ c^2 + v_A^2 - \sqrt{(c^2 + v_A^2)^2 - 4v_A^2 c^2 \cos^2 \theta} \right\} \end{array} \right.$$

donde v_A es la velocidad de Alfvén, θ es el ángulo entre \underline{B}_0 y \underline{k} . \underline{B}_0 es el campo magnético no perturbado, \underline{k} es el vector de

propagación de la onda, c es la velocidad del sonido y V_I , V_R y V_L son, respectivamente, la velocidad de las ondas intermedias, rápidas y lentas.

Ondas de Choque Hidrodinámicas

Para mayor claridad, discutiremos primero la formación de ondas de choque en hidrodinámica (fluidos no conductores $\sigma = 0$, $B = 0$) y trataremos después las ondas de choque MHD.

1. Formación de las Ondas de Choque

En el caso en que la amplitud de las ondas en un fluido no sea pequeña, los términos de órdenes superiores a 1 ya no se pueden despreciar y el sistema de ecuaciones que describe la propagación de las perturbaciones es más complejo. La ecuación para x queda de la forma

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = c_0^2 \frac{\partial^2 x}{\partial x_0^2} \left(\frac{\partial x}{\partial x_0} \right)^{-(\gamma+1)}$$

donde $c_0 = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho_0}}$ es la velocidad del sonido en el medio imperturbado. Una solución de esta ecuación (dada inicialmente por Poisson) conduce a la siguiente expresión para la velocidad

$$\frac{\partial x}{\partial t} = v = f \left(x - \left\{ c_0 + \frac{1}{2} (\gamma + 1) v \right\} t \right) \quad \text{--- (A-1)}$$

Si $v \ll c_0$, la ecuación (A-1) se reduce a $v = f(x - c_0 t)$ y tenemos el caso de la propagación de ondas sonoras ordinarias, con velocidad uniforme c_0 . Sin embargo, en general la ec. (A-1) indica que una onda progresiva en un fluido no se puede propagar sin deformarse pues, si dibujamos una curva cuya ordenada represente el valor de v correspondiente a x en el instante $t=0$, entonces, la forma de la curva en una instante t posterior se obtiene moviendo cada punto de la curva original una distancia

$$\left\{ c_0 + \frac{1}{2} (\gamma + 1) v \right\} t$$

en la dirección de propagación. Esto se ilustra en la figura (A1) que muestra que la onda cambia su forma continuamente, volviéndose más inclinada conforme avanza.

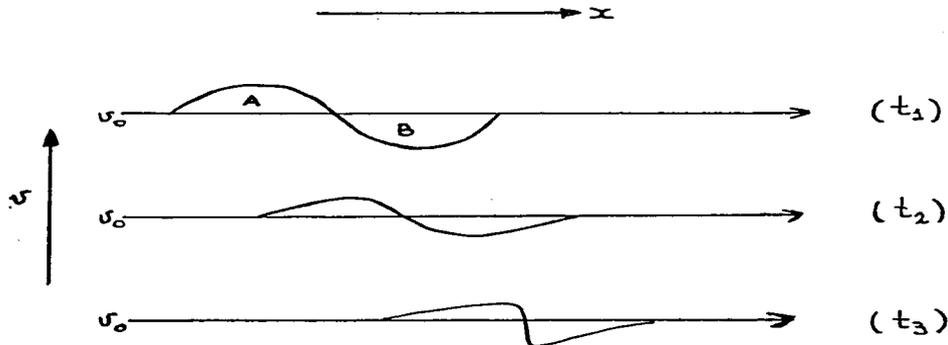


Fig. A1. Representación esquemática del empinamiento de la onda de amplitud finita que conduce a una onda de choque. (A) zona de compresión, (B) zona de rarefacción.

El empinamiento continúa hasta que se desarrolla una discontinuidad cuando la velocidad tiene una tangente vertical y las soluciones de las ecuaciones hidrodinámicas correspondientes se vuelven multivaluadas y por lo tanto sin significado físico. Esto también se puede entender del hecho de que la velocidad del sonido varía como $\rho^{(\gamma-1)/2}$ y por lo tanto es mayor donde hay una condensación que donde hay una rarefacción. Considerando el movimiento de la onda de amplitud finita, mostrada en la fig. (A1), La región de mayor condensación (A) aventajará continuamente a la región de rarefacción (B) de manera que la onda se volverá cada vez más empinada hasta que se rompa el comportamiento

adiabático . Cuando llega a este estado, la conducción de calor y la viscosidad se hacen cada vez más importantes conforme la onda se hace más empinada hasta que se desarrolla una onda de forma permanente en la cual se alcanza el equilibrio entre los efectos de no linealidad y los de disipación. La zona de transición en la cual tiene lugar este equilibrio tiene un espesor del orden de unos cuantos caminos libres medios y se le llama "zona de choque"; así pues, esta zona es indistinguible de una superficie de discontinuidad. Tal superficie se llama también "onda de choque" y las densidades, las presiones y las velocidades en los dos lados del choque son diferentes.

El estado del fluido en un lado del choque se puede calcular a partir del estado del fluido en el otro lado, usando las leyes de continuidad de los flujos de masa, momento y energía. La naturaleza particular de las fuerzas disipativas determina la forma de la onda de transición, pero no la relación entre los estados iniciales y finales.

2. Tratamiento Teórico de las Ondas de Choque

Las ecuaciones de MHD ideal no pueden tratar al fluido en la región del choque, pero sí antes y después de ella, mediante las ecuaciones de continuidad. Se considera pues, que una onda de choque es una situación del tipo mostrado en la figura (A2), que separa dos situaciones estacionarias ($\frac{\partial}{\partial t}=0$) y homogéneas ($-\frac{\partial}{\partial x}=0$) del fluido: el fluido imperturbado (no chocado), considerando como el estado (1), y el fluido a través del cual el choque ya ha pasado (fluido chocado), considerado como el estado (2). En realidad, la imagen de una onda de choque es más semejante a la mostrada en la figura (A3), en la que los efectos disipativos eventualmente hacen que el fluido chocado recupere la situación original del fluido imperturbado. Pero si el tiempo de relajación es grande, se puede usar sin problemas la aproximación de la figura (A2).

Por simplicidad, restringiremos la discusión a choques planos que se mueven en la dirección normal al plano de choque y se usará

un sistema de referencia que se mueve con el frente de choque.

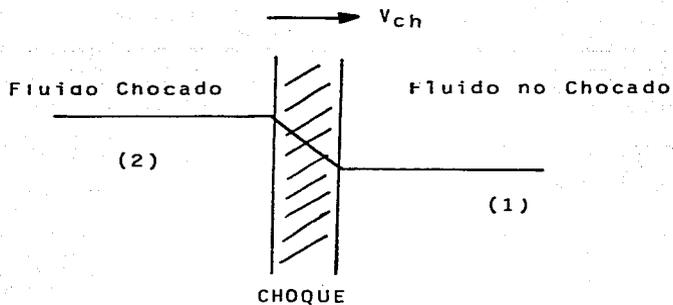


Fig A2. Imagen idealizada de una onda de choque que muestra al fluido no perturbado y al fluido chocado como estados uniformes.

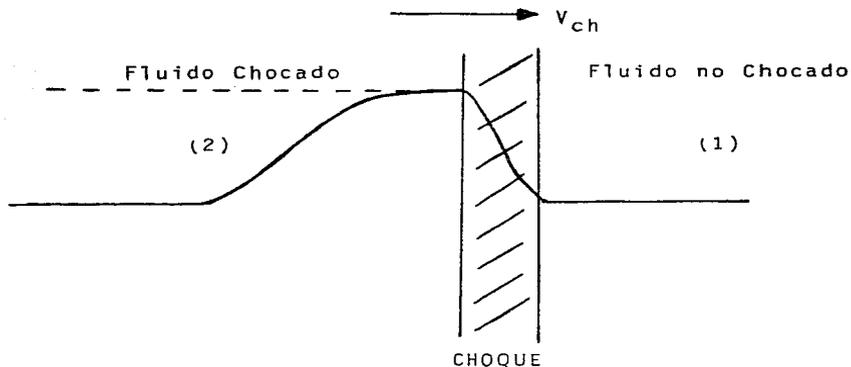


Fig A3. Imagen más realista de una onda de choque. El fluido no perturbado está en estado uniforme pero después del choque hay una región de liberación u onda de expansión de manera que la región (2) no es uniforme.

3. Relaciones de Rankine-Hugoniot

En hidrodinámica, las relaciones de salto que resultan de las condiciones de continuidad se conocen como relaciones de Rankine-Hugoniot. Es fácil ver que estas relaciones son:

$$[\rho v_n] = 0 \quad \text{continuidad del flujo de masa}$$

$$[\rho v(v_n) + P n] = 0 \quad \text{continuidad del flujo de momento}$$

$$[v_n (\rho e + \frac{1}{2} \rho v^2 + P)] = 0 \quad \text{continuidad del flujo de energía}$$

donde el sufijo n representa la componente normal, el vector n es un vector normal a la superficie de choque y e es la energía interna por unidad de masa. El símbolo $[f]$ representa la diferencia, $f_2 - f_1$, entre el valor de la función en el fluido chocado y el valor de la función en el fluido sin chocar. Si $[f]=0$ esto significa que la función no cambia con el choque.

Si el fluido es un gas ideal, se tiene además la relación

$$e = \frac{P}{\rho (\gamma - 1)}$$

y entonces la ecuación de continuidad del flujo de energía es

$$[v_n (\frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} P)] = 0$$

Como un proceso de choque no es un proceso adiabático, pues la entropía aumenta, la relación

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

ya no puede usarse para relacionar presión y densidad. La relación equivalente, llamada la "adiabática" de Hugoniot o relación de Hugoniot se obtiene de la continuidad del flujo de energía, eliminando las velocidades por medio de las demás ecuaciones. Esta expresión resulta ser

$$[e] + \frac{1}{2} (P_1 + P_2) [\rho^{-1}] = 0$$

Esta relación, aunque no contiene información adicional a la de las ecuaciones de continuidad, resulta muy útil pues solo contiene variables termodinámicas.

4. Características Generales de los Choques

Mediante una manipulación conveniente de las relaciones de salto se pueden extraer las siguientes características de los choques hidrodinámicos:

- a) Para que ocurran es necesario que el flujo sea supersónico.
- b) En el choque el flujo pasa de supersónico a subsónico
- c) Siempre son compresivos

$$\rho_2/\rho_1 > 1 \quad ; \quad P_2/P_1 > 1$$

Aunque esto solo se puede probar rigurosamente para un gas ideal, parece ser cierto para todos los choques en gases. Landau y Lifshitz (1960) y Ericson y Bazar (1960) han demostrado que en general todos los choques débiles son compresivos y, haciendo algunas suposiciones adicionales, también lo muestran para choques de cualquier intensidad.

- d) También aumenta la entropía

$$s_2/s_1 > 1$$

- e) El valor de la compresión está acotado entre dos límites

$$1 < \frac{\rho_2}{\rho_1} \leq \frac{\gamma+1}{\gamma-1}$$

De aquí se puede ver que para un valor de $\gamma=5/3$ la compresión no puede ser mayor que 4.

- f) Sin embargo, el valor de P_2/P_1 no tiene límite y puede demostrarse que para choques muy intensos

$$P_2/P_1 \propto M_1^2$$

donde $M_1 = v_1/c_1$ es el número de Mach del fluido en la región (1).

- g) La razón de las temperaturas a ambos lados del choque está dada por

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{P_2}{P_1} \frac{\rho_1}{\rho_2}$$

Para choques intensos se obtiene que

$$\frac{T_2}{T_1} \cong \frac{2\gamma(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} M_1^2$$

Puesto que M_1 puede ser incluso mayor que 100, los choques fuertes se pueden usar para generar plasmas de altas temperaturas o para crear un plasma a partir de un gas neutro creando una temperatura T_2 detrás del choque lo suficiente alta como para causar ionización.

- h) Para un choque fuerte se puede mostrar que

$$\frac{1}{2} \rho v_1^2 = \frac{\gamma}{\gamma+1} P_2$$

de manera que se ve claramente cómo la energía del flujo es transformada por el choque en energía térmica.

- i) Para un choque fuerte

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \cong \frac{\gamma+1}{\gamma-1}$$

- j) La velocidad de propagación de una onda de choque respecto al fluido es siempre supersónica ($U > c$)
- l La velocidad de propagación del choque aumenta con la intensidad del mismo. Los choques más intensos se propagan más rápidamente.
- j) Las ondas de choque se disipan más rápidamente que las ondas sonoras, pues gastan mucha de su energía en calentar el fluido. Puesto que las ondas de choque son el resultado del empinamiento de ondas sonoras de amplitud finita, al debilitarse acaban por transformarse simplemente en ondas sónicas.

Ondas de Choque Magnetohidrodinámicas

En un fluido conductor también se producen empinamientos de las ondas magnetosónicas rápidas y lentas, pues la onda inicial cambia las velocidades de Alfvén, del sonido y del fluido (Petscheck, 1958).

Según Kantrowitz y Petscheck (1960) las ondas rápidas y lentas se empinan para formar ondas de choque cuando se cumple la

siguiente relación

$$\frac{\rho}{U} \frac{\gamma(U+v_{11})}{\gamma\rho} = 1 + \frac{1}{2} \frac{(\gamma-1) V_A^2 c^2 \sin^2 \theta + (U^2 - c^2)^2}{V_A^2 c^2 \sin^2 \theta + (U^2 - c^2)^2} > 0$$

Aquí U es la velocidad de la onda (rápida o lenta) relativa al fluido, v_{11} es la componente de la velocidad del fluido paralela a la onda y θ es el ángulo entre la velocidad del fluido y la normal al frente de onda: $\gamma(U+v_{11})$ es la velocidad de la segunda onda relativa a la primera y $\gamma\rho$ es el cambio en densidad por el paso de la primera onda. Como en general γ es mayor que 1, la relación anterior siempre es positiva y entonces en un plasma todas las ondas compresivas ($\gamma\rho > 0$) se empujan. Las ondas intermedias no se empujan pues no alteran la densidad, la componente normal de la velocidad del flujo ni las velocidades de Alfvén o del sonido. Estas ondas, cuando tienen amplitud finita, conducen a discontinuidades rotacionales.

Los efectos de los procesos disipativos en los fluidos conductores son esencialmente los mismos que en los fluidos no conductores y en este caso es principalmente la resistencia eléctrica la que determina la forma de la onda de transición, pero no influye en la relación entre los estados inicial y final.

En un plasma o fluido conductor la presencia del campo magnético modificará, en general, el carácter de la onda de choque. Si el campo magnético es paralelo a la dirección de movimiento del fluido, es claro que no se inducirán corrientes en el fluido y el campo magnético no influirá en la onda de choque. Pero si el campo magnético está inclinado respecto a la dirección del flujo, se inducirán corrientes que afectarán tanto el balance de momento como el de energía del fluido en ambos lados del choque. En el caso en que el campo es normal al flujo, la presión efectiva en el gas es la suma de la presión magnética y la presión de gas, la rapidez de propagación de las ondas de compresión es (como ya vimos)

$$c^* = \sqrt{c^2 + v_A^2}$$

donde c^* es la velocidad del sonido y V_A es la velocidad de Alfvén locales en el gas. Así, en este caso podemos esperar que no se desarrollará onda de choque si la velocidad del fluido es menor que c^* .

1. Relación MHD de salto

En las relaciones de salto impuestas por las condiciones de conservación de flujos, es necesario considerar ahora los términos eléctricos y magnéticos. Así pues, en una onda de choque magnetohidrodinámica deben satisfacerse las siguientes relaciones

$$[\rho v_n] = 0$$

$$\left[\rho v (v_n) + \left(P + \frac{B^2}{8\pi} \right) n - B_n \frac{B}{4\pi} \right] = 0$$

$$\left[v_n \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} P + \frac{B^2}{4\pi} \right) - B_n \frac{(B \cdot v)}{4\pi} \right] = 0$$

$$[B_n] = 0$$

$$\left[v_n B - B_n v \right] = 0$$

De la ecuación de momento pueden derivarse las relaciones siguientes

$$[v_t] = \frac{B_n}{4\pi \rho v_n} [B_t]$$

$$(\rho v)^2 \left[\frac{B_t}{\rho} \right] = \frac{B_n^2}{4\pi} [B_t]$$

donde el sufijo t indica la componente tangencial a la superficie de choque. De la ecuación de energía puede derivarse la relación de Hugoniot para choques en MHD

$$[\epsilon] + \frac{1}{2} (P_1 + P_2) [\rho^{-1}] + [\rho^{-1}] [B^2] / 16\pi = 0$$

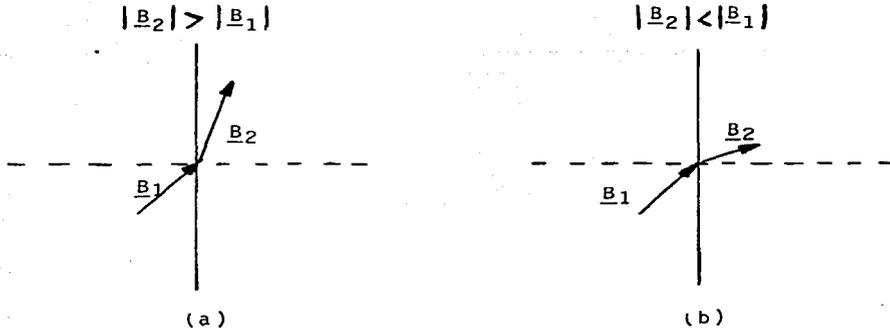


Fig. A4. Refracción de campo magnético en choques oblicuos

El hecho de que haya una discontinuidad en la componente tangencial del campo magnético implica que en una superficie de choque existe una hoja de corriente tal que la densidad de la corriente será proporcional al rotacional del campo.

4. La Estructura de los Choques Hidromagnéticos

La estructura de una onda de choque en un plasma (la variación de la presión, la densidad y demás) no se entiende aún muy bien, especialmente para los choques en plasmas sin colisiones que discutiremos después. Pero aún para choques dominados por colisiones un cálculo cuantitativo de la estructura del choque involucra una labor considerable. El procedimiento consiste en resolver las ecuaciones de transporte adecuadas dentro de la región del choque, usando ya sea la región (1) o la región (2) como un conjunto de condiciones a la frontera. Incluso no es fácil decidir en general qué forma toman las ecuaciones de transporte adecuadas. Frecuentemente, los mecanismos disipativos importantes

son la viscosidad, la conductividad térmica y la conductividad eléctrica (calentamiento de Joule). Estos términos deben introducirse en las expresiones de continuidad de momento y energía para poder tratar la situación de choque.

Marshal (1955) trabajó con un conjunto semejante de ecuaciones para discutir la estructura del choque en los límites de conductividad eléctrica alta y baja. Encontró que para conductividad eléctrica baja existe un valor crítico para el campo

$$B_c^2 = \frac{8\pi P_1 (\gamma+1) \left(\frac{v_1}{v_2} - 1\right)}{2(2-\gamma) \frac{v_1}{v_2} + 2\gamma - \gamma(\gamma-1)(v_1/v_2 - 1)^3}$$

Tal que si B es mayor que B_c el espesor del choque es muy grande, del orden de 10^4 veces el camino libre medio para colisiones λ_c , por lo que realmente no ocurre un choque. Así la velocidad, la temperatura y el campo magnético cambian muy lentamente, a lo largo de una región muy ancha. Si el campo es menor o igual que B_c , existe un choque estrecho, del orden de un camino libre medio, precedido por una zona ancha (del orden de $10^4 \lambda_c$) donde se dan cambios lentos en B, t y v. Sin embargo, en el choque el campo magnético ya no cambia.

Según los resultados de Marshal, los únicos cambios bruscos en B se dan cuando la conductividad eléctrica es muy alta. Sin embargo, hay muchas dudas respecto a si la descripción hidromagnética de un fluido que él utilizó es apropiada para la discusión de una estructura de choque. En particular, es frecuente que en un choque se caliente primero los electrones y solo hasta después de un periodo de tiempo largo alcanzan una temperatura de equilibrio con los iones. Así, comunmente es necesaria una descripción que involucre por separado la temperatura de los iones y la de los electrones. También, dependiendo de las condiciones, puede que haya otros mecanismos disipativos importantes como podría ser, por ejemplo, la ionización, en el caso de que el gas chocado tuviera cero o muy baja ionización.

Sin embargo, algunas estimaciones del orden de magnitud del espesor de la zona de transición para el campo, la velocidad y la temperatura se pueden obtener de un análisis dimensional, o por simples argumentos de órdenes de magnitud, dejando a un lado la descripción cuantitativa de la estructura del choque. Puesto que las condiciones en cada lado del choque están dadas por las condiciones iniciales junto con las soluciones de las ecuaciones de salto, se conoce la rapidez total de disipación de energía y ésta debe ocurrir dentro del espesor δ del choque. Si sabemos (o suponemos) que la disipación se debe a un mecanismo particular, podemos escribir una relación de orden de magnitud. Por ejemplo, supongamos que el proceso disipativo asociado al choque es la viscosidad y los demás son despreciables. En este caso

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} \cong \rho \nu \left(\frac{\Delta v}{\delta} \right)^2$$

pues en la ecuación de transporte de energía, el término que involucra a la viscosidad es proporcional al cuadrado del gradiente de velocidad. Por otra parte,

$$\Delta t \cong \delta / v_1$$

entonces

$$\frac{\Delta E}{\delta} v_1 \cong \rho \nu \left(\frac{v_2 - v_1}{\delta} \right)^2$$

y

$$\delta \cong \frac{\rho \nu (v_2 - v_1)^2}{v_1 \Delta E}$$

Habíamos visto ya que en los choques fuertes la energía disipada era del orden de la energía traslacional, o sea

$$\Delta E \cong 1/2 \rho_1 v_1^2$$

por lo que tenemos (recordando que $\frac{v_1}{v_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \cong \frac{\gamma+1}{\gamma-1}$) que

$$\delta \cong \frac{\nu}{v_1}$$

De la teoría cinética de los gases

$$\nu = \frac{P \tau_c}{\rho}$$

donde τ_c es el tiempo medio de colisiones ión-ión. Si tomamos $P \cong (P_1 + P_2)/2 \cong \frac{1}{2} P_2$ y usamos la relación

$$\frac{\gamma}{\gamma+1} P \cong \frac{1}{2} \rho v_1^2$$

obtenemos

$$\delta \approx \tau_c \sqrt{\frac{E_2}{\rho_2^2}} \approx \tau_c \sqrt{\frac{kT_2}{m_1}}$$

donde m_1 es la masa de los iones y k es la constante de Boltzmann. Pero sabemos que

$$\sqrt{kT/m} \approx v_{rms}$$

por lo tanto

$$\delta \approx \lambda_{col}$$

Así, el espesor del choque es del orden del camino libre medio para colisiones de iones.

Si consideramos ahora el calentamiento de Joule como el mecanismo importante, la disipación de energía ocurre a una rapidez proporcional a J^2/σ , donde J es la densidad de corriente. Entonces

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} \approx \frac{v_1}{\rho} \Delta E \approx \frac{J^2}{\sigma}$$

como

$$J = \frac{c_e}{4\pi} \nabla \times B \quad (c_e = \text{vel. de la luz})$$

entonces,

$$\frac{v_1}{\delta} \Delta E \approx \frac{1}{\sigma} \left(\frac{c_e}{4\pi} \right)^2 \left(\frac{B_2 - B_1}{\delta} \right)^2$$

por lo tanto

$$\delta \approx \frac{1}{\sigma} \left(\frac{c_e}{4\pi} \right)^2 \left(\frac{B_2 - B_1}{v_1 \Delta E} \right)^2$$

Si $\sigma \rightarrow \infty$, entonces δ es muy pequeño, del orden e incluso menor que el camino libre medio para colisiones.

Choques en Plasmas sin Colisiones

La imagen de un choque desarrollada hasta ahora es la de un cambio abrupto, no adiabático, de las variables del fluido, acompañado de la propagación supersónica de una perturbación, en la que el cambio brusco en el estado del fluido es producido por la conversión de energía ordenada (de flujo) en energía de movimiento aleatorio (térmica). En un fluido no conductor, esta conversión sólo puede tener lugar mediante colisiones y hace 30 años se debatía intensamente si podrían o no existir choques en

plasmas sin colisiones. Algunos argumentaban que lá escasez de colisiones en un plasma de alta temperatura impediría la existencia de choques, mientras que otros sostenían que la microturbulencia colectiva reemplazaría a las colisiones entre partículas para crear un choque con un espesor mucho menor que el camino libre medio para colisiones. Al descubrir el viento solar en 1960, se encontró que éste tiene una velocidad de flujo del orden de 5 a 10 veces la velocidad de propagación de las ondas rápidas y un camino libre medio enorme, comparable a la distancia del Sol a la Tierra. Sin embargo los tiempos tan rápidos de crecimiento de los comienzos repentinos que inician las tormentas geomagnéticas sugerían que la inyección de plasma solar rápido ocurrida durante la ráfaga asociada a la tormenta debería crear un choque delgado (Gold, 1955, citado por Sagdeev 1969; Levy et al. 1964). Puesto que había resultado muy difícil crear plasmas sin colisiones en el laboratorio, algunas personas previeron que los primeros choques verdaderos sin colisiones se descubrirían en el espacio. Así fue en efecto y no tardó en descubrirse una onda de choque en el viento solar frente a la magnetósfera de la Tierra (Sonett y Abrams, 1963; Ness et al. 1964). Esta onda de choque es del tipo de choque de proa (bow shock) que se forma al frente de un objeto que se desplaza supersónicamente a través de un fluido, o cuando un fluido supersónico encuentra un obstáculo en su camino (en este caso, el campo magnético de la Tierra). Las observaciones hechas por medio de satélites del choque de proa de la Tierra muestran que ocurre un salto repentino en el campo magnético promedio, el cual tiene lugar sobre una distancia de $\approx 10^3$ km, mientras que el camino libre medio del plasma es del orden de 10^8 km. Este es tal vez el ejemplo más claro de una onda de choque sin colisiones. Más recientemente este tipo de choques se han podido observar en el laboratorio.

Puesto que los choques sin colisiones han mostrado ya su existencia, es deseable construir un modelo teórico que los explique; en particular se requiere un mecanismo adecuado para la disipación sin colisiones. Desafortunadamente no existe una teoría generalmente aceptada para este tipo de choques. La situación se complica por muchos factores. Primero que nada, en cualquier

situación dada rara vez es claro, aún en forma cualitativa, qué procesos físicos proporcionan la disipación de la energía. En segundo lugar, la ausencia de colisiones permite a las partículas constitutivas comportarse en forma relativamente independiente, de manera que la descripción de un fluido es inadecuada. En tercer lugar, todas las teorías conducen a una descripción en la cual inicialmente un cambio adiabático conduce a un estado perturbado en vez de a uno uniforme. El estado final uniforme se obtiene cuando la energía de estas perturbaciones se emplea en alimentar a los movimientos aleatorios de las partículas por medio de algún proceso de amortiguamiento.

Hay dos maneras de tratar el problema, dependiendo de la naturaleza del estado perturbado. Para ondas de choque débiles es posible obtener una solución bastante regular que consiste en un largo tren de ondas de gran amplitud que son estacionarias en el sistema de coordenadas que se mueve con la onda de choque. Esto es, la energía que se disipa se convierte primero en oscilaciones de plasma. Esto puede deberse a la separación de carga, la cual da lugar a fuertes campos eléctricos que después dominan el movimiento y establecen oscilaciones de plasma. Puesto que no ha ocurrido ningún aumento en los movimientos al azar, éste es un cambio adiabático. En la presencia de cualquier rapidez finita de amortiguamiento, debido ya sea a colisiones o a amortiguamiento de Landau, estas oscilaciones son eventualmente amortiguadas, esto es, se pierde energía que se transmite a los movimientos aleatorios de las partículas, de manera que se obtiene un estado final uniforme con una entropía incrementada.

El segundo tratamiento, con más probabilidades de ser válido para choques fuertes, supone que el flujo de energía se convierte inicialmente en movimiento turbulento. Este también es amortiguado gradualmente para dar al final un estado con entropía incrementada. Para este tipo de ondas de choque turbulentas los cambios en la densidad promedio, la velocidad promedio del flujo y la intensidad promedio del campo magnético pueden ocurrir en una distancia en la cual la energía que debe disiparse en la onda de choque se pone en cierta forma de energía azarosa. Así, el espesor

de la onda de choque definido por las cantidades promedio no tiene que ser tan largo como el espesor requerido para que la energía turbulenta se amortigüe en movimientos de partículas. Por lo tanto es posible tener una onda de choque en la cual los cambios principales en densidad, velocidad del flujo y campo magnético ocurren en una región en la cual la energía azarosa está en forma de energía magnética turbulenta. La región en la cual esta energía turbulenta se amortigua para alimentar los movimientos térmicos de las partículas puede ser significativamente mayor, pero puede ser que en ella solo existan cambios pequeños en la densidad, la velocidad del flujo y en el campo magnético promedio asociado con ella.

En ambos casos, el espesor del choque está definido por el cambio inicial de plasma no perturbado a plasma perturbado. Los valores promedio de las variables del plasma en el estado perturbado (promediados sobre las oscilaciones del plasma o el movimiento turbulento) son significativamente diferentes de los del plasma no perturbado, pero cambian poco en el proceso posterior de amortiguamiento. Se encuentra que el espesor del choque así definido es del orden del *radio de Larmor para los iones* ($\delta \approx r_L^i$) lo cual no es demasiado sorprendente pues ésta es la escala de longitud que sigue en tamaño al camino libre medio. Sin embargo, para el caso particular de propagación perpendicular al campo magnético se encuentra que el espesor del choque es del orden de la media geométrica de los radios de Larmor para iones y electrones ($\delta \approx \sqrt{r_L^i r_L^e}$). El espesor de la segunda región en la cual tiene lugar el amortiguamiento, éste sí podría, por supuesto, deberse a colisiones.

Una característica muy interesante de los choques sin colisiones es que comúnmente contienen una estructura elemental conocida como el "antechoque", la cual no se presenta en los choques ordinarios. El antechoque se extiende una distancia considerable por enfrente de la transición de choque principal. Esta combinación de choque y antechoque es capaz de acelerar partículas en la heliosfera hasta muy altas energías.

La teorización de los choques sin colisiones está todavía en proceso y aún le quedan muchos problemas por resolver. Aquí no vamos a detallar más el estado actual de la modelación, pero en Galeev (1976), Stone y Tsurutani (1985) y Stone (1985) pueden encontrarse mayores detalles.

APENDICE II

CENTELLEO INTERPLANETARIO DE RADIO FUENTES ESTELARES

El centelleo observado desde la Tierra de las señales de las fuentes estelares de radio es un fenómeno similar al centelleo óptico. En un trabajo reciente, Hewish (1989)¹ hace una descripción detallada de este proceso la cual resumiremos en este Apéndice.

El fenómeno de centelleo se debe a la modulación de fase producida en los frentes incidentes de radio ondas por su paso a través del gas ionizado (plasma) que ocupa los diversos medios que cruza la señal desde su fuente hasta la superficie de la Tierra, estos medios son, específicamente, los plasmas que se encuentran en el medio interestelar, el medio interplanetario y la ionósfera terrestre. Por fortuna es posible distinguir los efectos de las diferentes regiones ya sea por sus escalas de tiempo características o por sus anchos de banda de correlación.

1. Centelleo Difractivo y Refractivo

Específicamente, el centelleo es causado por la interferencia de ondas dispersadas desde diferentes porciones del frente de onda incidente. Un medio transparente irregular (como sería el caso del medio interplanetario) puede considerarse como un ensamble de diversos lentes. Para ilustrar este efecto, consideremos el caso de una pantalla que produce un cambio de fase sinusoidal.

a) Pantalla de cambio sinusoidal de fase

Consideremos una pantalla delgada y transparente en el plano $z=0$, la cual impone una modulación de fase unidimensional sinusoidal de número de onda K . De esta manera, una onda plana incidente de amplitud unitaria descrita por

¹ A. Hewish, A User's Guide to Scintillation, J. Atm. Terr. Phys., en prensa.

$$e^{i(kz-\omega t)}$$

produce en la pantalla un campo de amplitud

$$A(x, t) = e^{i\Delta\phi \text{sen} Kx} e^{i\omega t}$$

donde el término $e^{i\Delta\phi \text{sen} Kx}$ representa precisamente la modulación de fase sinusoidal.

Si $\Delta\phi$ es pequeña (menor que 1 radián), que es lo que se llama *dispersión débil*, podemos escribir que

$$A(x, t) = (1 + i\Delta\phi \text{sen} Kx) e^{i\omega t} \quad (1)$$

Ahora bien, dos ondas planas de amplitud unitaria que viajen formando ángulos θ y $-\theta$ respecto al eje z producirán una onda resultante dada por

$$2\text{sen}(kx\text{sen}\theta) \cos(kz\cos\theta - \omega t)$$

Si consideramos que estas ondas tienen amplitud $i\Delta\phi/2$ y que $\theta = \pm \text{sen}^{-1}K/k$ (aproximadamente $= K/k$ para $K \ll k$) y sumamos a la expresión (2) la onda original, obtendremos la expresión (1). Esto quiere decir que el frente de onda que emerge de la pantalla es equivalente a la onda original, combinada con un par de ondas adicionales de amplitud $i\Delta\phi/2$ que viajan a ángulos de $\theta \approx K/k$ respecto a la dirección z (véase figura 1). Las ondas que se han añadido corresponden a radiación dispersada o refractada por la pantalla.

Si la radiación viene desde una fuente puntual en infinito, un observador que esté después de la pantalla verá a la fuente flanqueada por un par de imágenes débiles desplazadas por $\pm\theta$ a ambos lados. A través de cualquier plano después de la pantalla se observará un patrón de difracción de Fresnel que será el resultado de la interferencia mutua entre las tres ondas y que en general exhibirá variaciones sinusoidales, tanto en la amplitud como en la fase, con el número de onda K .

Nótese que la diferencia de fase entre las ondas dispersadas y la no dispersada varía con la distancia a la pantalla como

$$K^2 z / 2k$$

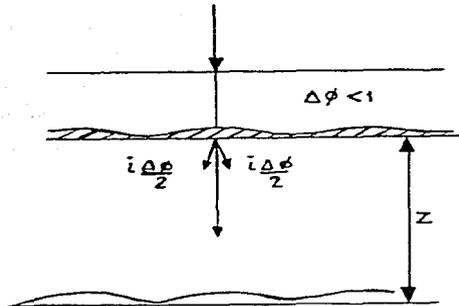


Fig.1 Espectro angular de las ondas planas difractadas por una pantalla de cambio de fase sinusoidal

La componente de las ondas dispersadas que está en fase con la onda no dispersada tiene una amplitud

$$\Delta A = \Delta\phi \operatorname{sen}(K^2 z/2k) \operatorname{sen} Kz$$

que es máxima para

$$K^2 z/2k = n\pi/2$$

con n impar. La distancia característica

$$z = \pi k/K^2$$

se llama la *distancia de Fresnel* porque denota la localización más allá de la pantalla donde ya se desarrolla totalmente por primera vez la modulación de intensidad en el patrón de difracción de Fresnel. Nótese que ésta corresponde a la distancia a la cual la escala de las irregularidades en densidad en la pantalla se vuelve más pequeña que la primera zona de Fresnel.

b) *Imposibilidad de tratar la dispersión débil con teoría de refracción*

A continuación se comparará el resultado exacto que se ha obtenido con una teoría ondulatoria con el que se esperaría con base en una teoría elemental de rayos. Un observador que viera una fuente puntual a través de la pantalla desde una posición cercana vería una sola imagen refractada un cierto ángulo θ_r correspondiente al gradiente local de fase $d\phi/dx$, donde

$$\theta_r = (1/k) d\phi/dx = (K/k) \Delta\phi \cos Kx \quad (2)$$

Lejos detrás de la pantalla, a una distancia $z \gg (K\theta_r)^{-1}$, donde los rayos refractados llegan al observador desde muchos puntos de la pantalla, debería ver muchas imágenes de la fuente contenidas dentro de un rango angular establecido por el valor extremo $\theta_r \approx (K/k)\Delta\phi$. Obviamente, las predicciones de la refracción elemental son incorrectas cuando las variaciones de fase que introduce la pantalla son suficientemente pequeñas.

Evidencia adicional de que la teoría de refracción falla en este caso se puede obtener al considerar el poder de resolución angular que se requiere para observar un ángulo de magnitud θ_r . Para poder medir $\theta_r \approx (K/k)\Delta\phi$ sería necesario usar un telescopio que tuviera una apertura $D > 2\pi/K$, lo cual excede la escala transversal de la modulación de fase. Así pues no tiene ningún sentido considerar corrimientos angulares debidos a gradientes locales de fase cuando $\Delta\phi < 1$. Este ejemplo simple destaca la necesidad de usar la teoría de difracción cuando la modulación de fase en la pantalla es pequeña.

c) El espectro dinámico del centelleo

Cuando las variaciones de intensidad se grafican como función de la frecuencia de la onda y el tiempo aparecen escalas de tiempo características, las cuales pueden proporcionar información de utilidad respecto al medio dispersor. La escala de tiempo en general la establece la deriva del patrón de centelleo.

Si θ_s es el ángulo de dispersión máximo en el espectro angular de las irregularidades que producen las variaciones de intensidad que no son afectadas por el filtrado de Fresnel, la escala del patrón de difracción es

$$-1/k\theta_s$$

y por lo tanto, la escala de tiempo será

$$\Delta t \approx 1/k\theta_s v$$

donde v es la velocidad de deriva.

El ancho de banda sobre el cual están correlacionadas las

variaciones de intensidad depende de la distancia al medio dispersor (o pantalla delgada equivalente). A una distancia dada z , las componentes en el espectro angular con ángulo θ_e están retrasadas respecto a las componentes en el centro del espectro por un tiempo

$$\delta t \propto z\theta_e^2/c$$

Entonces, el ancho de banda máximo, $\Delta\nu$, en el cual están correlacionadas las variaciones de intensidad es

$$\Delta\nu \propto c/z\theta_e^2$$

Por lo tanto el espectro dinámico tiene una estructura característica como la mostrada en la figura (2).

Cuando un medio contiene irregularidades en un amplio rango de escalas, pueden ocurrir efectos interesantes, pues el patrón de difracción causado por las irregularidades de pequeña escala es refractado por las irregularidades de gran escala. Si la distancia al medio (o pantalla delgada equivalente) está dentro de la distancia focal de las estructuras grandes y si el medio es dispersivo, el patrón de difracción de pequeña escala se desplaza transversalmente a la línea de visión por una cantidad que varía con la frecuencia ν de la onda. Para un medio que deriva a través de la línea de visión en la misma dirección que el desplazamiento, el espectro dinámico característico exhibe un recorte característico como se ilustra en la figura (2).

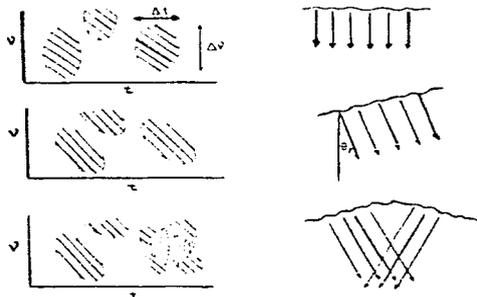


Fig 2. Representación esquemática del espectro de centelleo dinámico que muestra el efecto de las irregularidades de fase de gran escala.

Para un plasma es fácil mostrar que la pendiente del corte está dada por

$$dv/dt = Vv/z\theta_r$$

donde V es la velocidad de deriva y θ_r es la refracción angular.

A distancias un poco más allá de la distancia focal, donde empiezan a ocurrir las imágenes múltiples pero el número de imágenes es pequeño, un medio azaroso puede generar centelleo quasiperiódico. Esto ocurre cuando la refracción de gran escala θ_r involucra ángulos que exceden la difracción θ_e debida a las irregularidades de pequeña escala. En este caso, las bandas sistemáticas de interferencia debidas a las imágenes múltiples se superponen al patrón azaroso de difracción causado por las irregularidades de pequeña escala, como se muestra en la figura (2) (Hewish et al. 1985)². Para una información detallada sobre la formación de imágenes múltiples, ver Narayan y Goodman (1989).³

2. Descripción de los Medios Irregulares

En general, en el estudio del centelleo se tiene que tratar con medios en los cuales el índice de refracción cambia azarosamente en el espacio. Si ΔN es la variación de densidad respecto a su valor medio, el medio se puede describir por su transformada de Fourier $g(K_x, K_y, K_z)$ donde

$$\Delta N(x, y, z) = \iiint g(K_x, K_y, K_z) e^{i(K_x x + K_y y + K_z z)} dK_x dK_y dK_z$$

En términos del espectro de potencia

$$P(K_x, K_y, K_z) = |g(K_x, K_y, K_z)|^2$$

tenemos que

$$\langle \Delta N^2 \rangle = \iiint P(K_x, K_y, K_z) dK_x dK_y dK_z$$

Cuando se trata de un medio que se caracteriza por tener un amplio rango de escalas, con frecuencia se supone una ley potencial para

² Hewish, A., Wolszczan, A., and
1985

Graham, D., Mon. Not. R. astr. Soc., 213, 167,

³ Narayan, R. and Goodman, J., Mon. Not. R. astr. Soc., 238, 963, 1989

el espectro de potencia. La turbulencia isotrópica se describe por $P(K_x, K_y, K_z) \propto K^{-\alpha}$

donde

$$K^2 = K_x^2 + K_y^2 + K_z^2 \quad y \quad \alpha = 11/3 \quad (\text{espectro de Kolmogorov})$$

La variación de la densidad a lo largo de una línea en el medio (medida por un vehículo espacial) está dada por

$$\begin{aligned} \langle \Delta N^2 \rangle &= \int dK_x \iint P(K_x, K_y, K_z) dK_y dK_z \propto \int P(K_x, 0, 0) K_x^2 dK_x \\ &\propto \int K_x^{2-\alpha} dK_x \propto \int K_x^{-5/3} dK_x \quad (3) \end{aligned}$$

(para la turbulencia de Kolmogorov)

A veces es útil modelar un medio azaroso en términos de nubes o turbulencias de diferentes tamaños en cuyo caso es necesario saber cómo depende la densidad promedio en una nube de su escala física. En un cierto rango de longitudes de onda, de K_x a $K_x + \Delta K_x$, donde $\Delta K_x \propto K_x$, tenemos que, para la turbulencia de Kolmogorov

$$\langle \Delta N^2 \rangle \propto K_x^{3-\alpha} \propto K_x^{-2/3}$$

Así, para nubes cuya escala física sea $L \propto K_x^{-1}$ la raíz cuadrada promedio de la densidad ΔN_{rms} varía como $L^{1/3}$.

El tratamiento exacto del centelleo causado por un medio extenso que contiene irregularidades en un cierto rango de escalas es, obviamente, bastante complicado. Una aproximación útil es la de la "pantalla delgada" en la cual se supone que el total de las variaciones de fase integradas a lo largo de z ocurren en una capa delgada a mitad del camino en el medio. Para un establecimiento formal de la validez de esta aproximación ver Booker et al. (1986).⁴ Las variaciones de fase integradas están dadas por

$$\langle \Delta N^2 \rangle \propto \iint P(K_x, K_y, 0) dK_x dK_y \propto K^{1-\alpha} \quad (4)$$

(para un espectro bajo de potencia)

En condiciones de dispersión débil ($\Delta \phi_{rms} \approx 1 \text{rad}$) el patrón de difracción de Fresnel se puede considerar como la superposición de los patrones debidos a un conjunto de pantallas de fase sinusoidal

⁴ Booker, H. C., Pasricha, P. K.,

and

Powers, W. J., J. Atmos. Terr. Phys,

48, 327, 1986.

correspondientes a las componentes de Fourier que describen el medio. Extendiendo el análisis descrito en la sección anterior se encuentra que el centelleo en amplitud está dado por

$$\Delta A^2 \propto \iint \text{sen}^2 \left(z(k_x^2 + k_y^2)/2k \right) P(k_x, k_y, 0) dk_x dk_y \quad (5)$$

El término sen^2 se llama "el filtro de Fresnel" y muestra que el centelleo se desarrolla a una distancia del medio como lo haría para una pantalla sinusoidal elemental. Expresa el hecho de que el centelleo en amplitud en una escala física L requiere que el radio de la zona de Fresnel en la pantalla sea mayor que L .

Para dispersión débil es evidente de (5) que hay una estrecha correlación entre la escala de las variaciones de intensidad en el patrón de difracción y la escala correspondiente de las variaciones en fase en el medio irregular. Esto ya no es así para dispersión fuerte cuando el efecto de refracción se vuelve importante. Además de la difracción de pequeña escala, la acción de enfoque de las irregularidades de gran escala se debe tomar en cuenta. Esto puede dar lugar a variaciones de intensidad en dos escalas, donde la escala de refracción aumenta con la distancia a la pantalla debido a la distancia focal mayor de las irregularidades más grandes. En la práctica puede que no sea muy fácil reconocer los diferentes fenómenos que pueden ocurrir, pero el centelleo proporciona muchas posibilidades para el sensoramiento remoto de los plasmas distantes. A continuación consideraremos la aplicación de esto al rastreo de irregularidades en el medio interplanetario.

3. Centelleo Interplanetario

Desde principio de los años 50's ya se sabía que las fuentes de radio que se observaban a una distancia de algunos grados del Sol se veían aparentemente extendidas por refracción azarosa debida a irregularidades en la corona solar. No fue sino hasta 1964 que se descubrió que algunas fuentes de tamaño angular excepcionalmente pequeño podían observarse centelleando en frecuencias VHF en cualquier dirección desde la Tierra. Esto

proporciona un método para medir la velocidad del viento solar y para investigar la estructura de pequeña escala de las variaciones de densidad en el viento solar desde Tierra. El tiempo de escala típico de 0.5 Hz es significativamente más pequeño que el del centelleo ionosférico, mientras que la escala de difracción de ≈ 200 km es considerablemente mayor, de manera que el centelleo interplanetario normalmente no se confunde con los efectos ionosféricos. Una ventaja fundamental del método de centelleo, comparado con las mediciones desde satélites es que, a diferencia de estas últimas, no está confinado al plano de la eclíptica.

Una aplicación muy importante del centelleo interplanetario la constituye el sensoramiento remoto de las perturbaciones transitorias tales como los choques interplanetarios y los haces corrotantes de viento solar rápido. Mediante una calibración muy cuidadosa contra las observaciones in-situ realizadas por vehículos espaciales se ha encontrado que el grado de centelleo varía como $N^{1/2}$, donde N es la densidad de plasma promedio. Esto permite mapear y rastrear desde la Tierra la estructura y el desplazamiento de estas perturbaciones como se describe en forma detallada en esta tesis.