

24/17

ESTUDIO DE HOYOS CORONALES COMO FUENTES DE
CORRIENTES DE ALTA VELOCIDAD EN EL VIENTO SOLAR

LUIS RENE ESPINOZA CALDERON

TESIS PROFESIONAL

FISICA

FACULTAD DE CIENCIAS

UNAM

1987



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

I N D I C E

INTRODUCCION

CAPITULO I.- ESTUDIO GENERAL DEL SOL

1.- Generalidades

1.1 Composición química del Sol

1.2 El interior

1.3 El exterior

1.3.1 La Fotosfera

1.3.2 La Cromósfera

1.3.3 La Corona

1.4 Campos magnéticos

1.5 Actividad solar

CAPITULO II.- EL VIENTO SOLAR

2.1 Desarrollo histórico

2.2 Características del viento solar

2.3 Aspectos macroscópicos

2.3.1 Campo magnético interplanetario

2.3.2 Momento angular

CAPITULO III.- HOYOS CORONALES Y CORRIENTES DE ALTA VELOCIDAD

3.1 Hoyos coronales

3.2 Propiedades físicas

3.3 Origen y evolución de hoyos coronales

3.4 Balance de energía

3.5 Modelos

CAPITULO IV.- SOBRE LA EXPANSION DE UN HOYO CORONAL

4.1 Introducción

4.2 Modelo de expansión

4.3 Discusión

V CONCLUSIONES

BIBLIOGRAFIA

APENDICE

I N T R O D U C C I O N

El Sol pierde masa a razón de 10^{-14} masas solares vía el viento solar. Se denomina viento solar a la expansión continua de la Corona hacia el medio interplanetario. Un aumento en la presión en la base de la Corona y un gradiente favorable con la presión del espacio exterior causa una aceleración del plasma coronal a velocidades supersónicas.

El viento solar consiste de protones, electrones y partículas alfa. A la altura de la órbita de la Tierra la densidad promedio de partículas en el viento es de 8.7cm^{-3} , su temperatura es de unos $100\ 000^\circ\text{K}$ y tiene una velocidad media de alrededor de 400Km/s con algunas variaciones de hasta 800Km/s . Los flujos de energía y momento de la radiación solar son muchos órdenes de magnitud mayor que los de la pérdida del gas coronal.

Aunque el flujo de energía del viento es muy pequeño su estudio es de gran importancia para entender las condiciones físicas y los mecanismos de producción de energía en la atmósfera solar. Desde hace relativamente poco, los estudios solares han sugerido que el viento solar de alta velocidad ($> 600\text{Km/s}$) se genera no de toda la atmósfera, sino que proviene de regiones bien localizadas que actualmente se identifican con el nombre de hoyos coronales. Es necesario entonces comprender ampliamente estas regiones, así como el flujo proveniente de ellos el cual presenta una alta velocidad. El propósito de esta tesis es el de presentar un estudio de hoyos coronales, sus condiciones y propiedades físicas, considerándose como las fuentes de las corrientes de alta velocidad.

Corriente de alta velocidad

A los flujos con velocidad mayores de 650Km/s se les denomina

corriente de alta velocidad y sólo aparecen esporádicamente a lo largo del ciclo solar. Sin embargo parece haber un mayor número de estas corrientes durante los períodos de baja actividad. Las observaciones de los flujos rápidos en el viento solar, indican que el cambio en la velocidad toma alrededor de un día permaneciendo en el medio durante uno o varios días, posteriormente hay una disminución gradual de esta velocidad, la cual toma varios días hasta alcanzar el valor promedio del viento. Acompañan a estas observaciones un pequeño crecimiento inicial de la densidad, la cual disminuye después por debajo de la densidad media, en donde permanece por espacio de tres días para alcanzar después su densidad promedio. La expansión continua de la Corona en el espacio interplanetario está distorsionada por la interacción de los flujos rápidos. En la actualidad se tiene información de las condiciones del viento desde distancias de 0.3 UA hasta 50 UA. Se espera obtener información de más de allá de 50 UA por medio de las naves Pionero 10 y 11 y Voyager 1 y 2.

Hoyos coronales.

Los hoyos coronales son amplias regiones en la Corona, que presentan una disminución anormal de la densidad electrónica y menor temperatura respecto a la Corona quieta y poseen campos magnéticos unipolares que divergen rápidamente con la altura. En el año de 1934, Bartels postuló la existencia de unas regiones denominadas M, como amplias áreas en la superficie solar para establecer su relación con perturbaciones geomagnéticas recurrentes, pero no fué sino hasta 1957 cuando se reconoció la existencia de los hoyos coronales al observarse en mapas sinópticos de líneas de emisión coronal. Actualmente existe una gran cantidad de información que establece a los hoyos coronales como la fuente de las corrientes de alta velocidad las cuales parecen estar en relación con variaciones geomagnéticas recurrentes.

Los hoyos presentan además una notable emisión reducida en todas las longitudes de onda (rayos X, EUV, luz blanca y ondas de radio) respecto a la Corona circundante. Una disminución de la densidad y de la temperatura sugiere que el calentamiento es menos eficiente en los hoyos en relación con el Sol quieto. La temperatura en un hoyo es inferior en unos 600 000°K respecto a la de la Corona circundante. Una idea muy aceptable es la de suponer que la deficiencia de radiación emitida se transforma en energía cinética de partículas.

Unas de las características más importantes de los hoyos coronales es la de poseer campos magnéticos unipolares que se ablen hacia el espacio interplanetario. La geometría divergente del campo magnético en un hoyo proporciona una clase de tobera por la cual escapa el viento solar. Es importante señalar que la acción del campo magnético es crucial en la formación de hoyos y en la expansión de la Corona. El interés por explicar la formación de los hoyos coronales ha llamado la atención de algunos teóricos interesados en la teoría del dínamo solar.

A partir del análisis de las observaciones, se han propuesto varios modelos para describir y entender adecuadamente la relación entre hoyos coronales y la expansión de la Corona. Kopp y Holzer (1976) proponen un modelo en el cual el campo magnético en un hoyo tiene una sección transversal que diverge más rápido que una divergencia de la forma r^2 hasta una distancia de al menos un radio solar; más allá el flujo se expandirá en forma radial. Este modelo sugiere que los hoyos están asociados con campos magnéticos abiertos, pero no todas las regiones abiertas pueden originar hoyos, solamente aquellos flujos cuya sección transversal que se incrementa hacia afuera con suficiente rapidez puede soportar una expansión supersónica de baja densidad en la Corona, es decir la densidad observada

en un hoyo es compatible con la densidad y velocidad de partículas medidas en la órbita de la Tierra. Otros modelos propuestos son obstruidos por su complejidad matemática.

En el primer capítulo de la presente tesis se expone brevemente un repaso general del Sol, donde se describe su interior, su atmósfera, su campo magnético y las diferentes manifestaciones de su actividad. El estudio histórico sobre la emisión corpuscular es tratado en el segundo capítulo, así como las propiedades físicas del viento solar producido por la expansión de la corona, los efectos magnéticos en el medio interplanetario, la interacción del viento con el medio interestelar, al final de este capítulo se plantea el problema del momento angular del viento solar.

En el tercer capítulo se realiza un estudio de hoyos coronales como las fuentes de las corrientes de alta velocidad del viento. Se analizan también las condiciones físicas, el desarrollo y evolución, el balance de energía y algunos modelos propuestos para predecir las propiedades físicas de los hoyos y su relación con los flujos rápidos. La consideración de una componente latitudinal de la velocidad de expansión dentro de un hoyo coronal se expone en el cuarto capítulo. En el apéndice se incluye algunos valores de las propiedades físicas del viento solar y de las corrientes de alta velocidad.

CAPITULO I.- ESTUDIOS GENERALES DEL SOL.

I. Generalidades.

La importancia que tiene el Sol para nuestro estudio es tan grande que no tenemos más remedio que describir algunas de sus características más importantes. Empezaremos por decir que el Sol es la estrella más cercana a nosotros y que controla todos los procesos físicos que se llevan a cabo en el medio interplanetario. La distancia de la Tierra al Sol o unidad astronómica (1 UA) es de 1.49×10^{13} cm. Gracias a su cercanía, nos es posible obtener datos de alta resolución de una estrella, los cuales obtenemos por medio de observaciones de emisiones electromagnéticas y corpusculares, así como de campo magnético a través de telescopios y espectrógrafos tanto en tierra como a bordo de satélites. En la tabla 1.1 se muestra algunos de estos datos:

Radio	- - - - -	$R_0 = 6.96 \times 10^{10}$ cm.
Masa	- - - - -	$M_0 = 1.99 \times 10^{33}$ gr.
Densidad media	- - - - -	$\rho_0 = 1.4$ gr/cm ³
Luminosidad	- - - - -	$L_0 = 3.9 \times 10^{33}$ erg/s
Constante Solar	- - - - -	1.90 cal/cm.mín.
Campo magnético en la superficie	- - - - -	1 - 2 gauss
Campo magnético en las manchas	- - - - -	$10^2 - 10^3$ gauss
Período de rotación media	- - - - -	27 días
Ciclo de actividad Solar	- - - - -	11.2 años
Temperatura en le centro del Sol	- - - - -	1.5×10^7 °K

Tabla 1.1.- Datos generales del Sol

El Sol no gira como si fuera un sólido, sino que el tiempo empleado en dar una rotación va creciendo con la latitud heliográfica. Este fenómeno es denominado rotación diferen

cial, observado por primera vez por Carrington en 1863. Las observaciones señalan que en el ecuador el período de rotación es de 24.2 días, para una latitud de 35° el período es de 26.2 días, mientras que cerca de los polos, es de 28 días. Además el Sol gira en el mismo sentido de rotación de las órbitas de los planetas.

La constante solar es el flujo de energía medido a la altura de la órbita de la Tierra. A partir de ella se encuentra la energía emitida por el Sol o luminosidad, la cual nos permite obtener mediante la ley de Stefan para la radiación de un cuerpo negro un valor para la temperatura efectiva de la superficie solar. Este valor resulta ser de 5780°K .

I.1 COMPOSICION QUIMICA DEL SOL.

El análisis de la luz solar nos permite conocer los elementos de que se compone el Sol. Con la obtención de espectros de la radiación es posible comparar los elementos que integran nuestro planeta con los componentes del Sol.

Mediante un minucioso análisis de los elementos que integran el globo solar, se encuentran las abundancias relativas de éstos:

El Hidrógeno con un porcentaje de 76%, el helio un 23% y un 1% de elementos pesados, entre los que destacan:

Hierro, níquel, calcio, oxígeno, magnesio y sodio. Actualmente se ha determinado un total de 46 elementos en el Sol. Se considera que en su interior la cantidad de elementos y su porcentaje en abundancia es la misma que la de su exterior.

I.2 EL INTERIOR DEL SOL.

Debido a la opacidad de la superficie, la estructura interna del Sol se deduce puramente de consideraciones teóricas. En el interior central o núcleo se lleva a cabo la combustión que origina la energía solar. Se estima que a una temperatura de 15 millones de grados Kelvin y una densidad de 158 gr/cm^3 , se tienen los requisitos necesarios para que se presenten reacciones termonucleares. Un posible mecanismo es la reacción Protón-Protón, donde la conversión de hidrógeno a helio, suministra la enorme energía que alimenta al Sol.

Por encima del núcleo existe la llamada Zona de Transferencia radiativa. En esta región la energía es transportada hacia el exterior en forma de radiación hasta una distancia de $0.89 R_0$, a partir de la cual el transporte energético se lleva a cabo por convección hacia la superficie. En esta región denominada Zona de Convección, el material es completamente opaco, y existe una fuerte absorción de la energía proveniente del núcleo. Esta absorción de la radiación es debido a la recapturación de electrones libres por parte de los núcleos de hidrógeno, provocando así una disminución notable en el perfil de la temperatura de aproximadamente $3 \times 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$ en las profundidades de esta zona, hasta $10^5 \text{ }^\circ\text{K}$ cerca de la superficie solar.

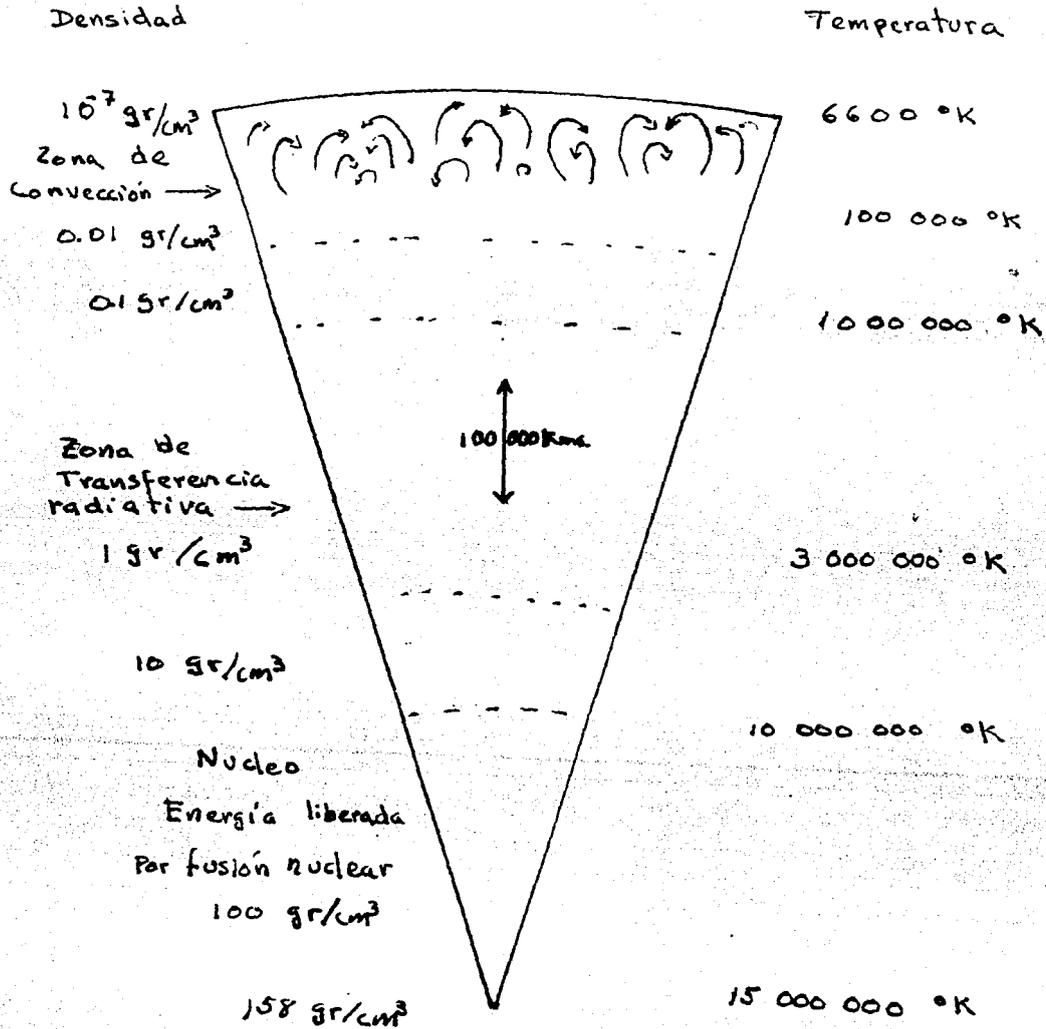


Fig. 1.1.- Perfil esquemático del interior del Sol.

En gran medida es la zona convectiva la que va a determinar la estructura de la atmósfera ya que como veremos más adelante, la turbulencia que se presenta en esta región así como el campo magnético juegan un papel muy importante en el calentamiento de la atmósfera. El fuerte gradiente de temperatura que en dicha zona es mayor que el gradiente adiabático da lugar a una situación inestable. El proceso de convección se presenta cuando un elemento de volumen asciende en forma adiabática, entonces el volumen de gas ascendente adquiere una temperatura mayor que la de sus alrededores y en consecuencia un aumento de presión, experimentando entonces una fuerza neta ascendente. Este proceso se mantiene hasta que el elemento de volumen alcanza una altura a la cual se obtiene el equilibrio. A partir de este punto el mencionado elemento cae, originándose celdas de convección cuyo flujo es radial, llevando material caliente hasta la fotosfera en donde aparece en forma de gránulos.

I.3. EL EXTERIOR

I.3.1 La Fotosfera

La mayor parte de la radiación que nos llega del Sol proviene de la fotosfera. Esta es una capa extremadamente delgada, quizá no mayor de 300 Km. de profundidad, su temperatura es, como ya se indicó antes de 5780 °K.

La fotosfera presenta un espectro de emisión, donde se observan líneas de absorción denominadas líneas de Fraunhofer. Actualmente se ha podido distinguir 20 000 líneas que se extiende desde una longitud de onda de 2967 Å en el ultravioleta hasta 9900 Å que corresponde a la región infrarroja. Con la ayuda de estas líneas ha sido posi--

ble identificar los elementos que constituyen al Sol.

Cuando se observa la fotosfera con mucho aumento, ésta presenta una estructura granular, siendo las dimensiones de estos granos de aproximadamente 700 Km, de diámetro, separados entre sí por franjas oscuras de 200 Km., llegando también observarse gránulos de 40 000 Km., de diámetro denominada supergranulación. Mediante el efecto Doppler se observa que emerge material del centro y se sumerge en las orillas, con una duración de unos 8 minutos en la granulación y aproximadamente 20 hrs. en la supergranulación. Se considera que estos gránulos corresponden a la parte superior de las celdas convectivas.

I.3.2 La Cromósfera

A un nivel superior a la fotosfera, se halla la cromósfera, esta se eleva hasta una altura de $1.02 R_{\odot}$. Su luz roja es debida al hidrógeno uno de los componentes principales. El espectro de la cromósfera en líneas de emisión muy brillantes, lo cual indica que se trata de un gas caliente a baja presión, lo que lleva a la consideración de esta región como un gas en actividad dinámica. Las líneas de emisión desaparecen a una altura de 14 000 Km., por lo que se considera a esta altura como la parte alta de la cromósfera. A alturas menores su temperatura no difiere mucho de la fotosfera, pero conforme la altura comienza a elevarse hasta alcanzar unos 50 000 °K en su parte superior.

Se ha observado que la cromósfera no es una atmósfera homogénea, ya que presentan una multitud de pequeñas llamas,

denominadas espículas. Se supone que éstas pueden ser ondas de choque moviéndose hacia arriba desde la zona convectiva y que pueden ser el medio para la transmisión de energía necesaria para el calentamiento de la Cromósfera y la Corona.

I.3.3 La Corona Solar.

La Corona es la región que se extiende más allá de la Cromósfera. Durante un eclipse total, tiene forma de un halo de débil luz blanca, pero la mayor parte es luz dispersada de la fotosfera debido a los electrones libres en la Corona. Su forma y extensión dependen fuertemente de la actividad.

En fotografías tomadas durante un mínimo de actividad se distingue una pequeña corona alargada en las regiones ecuatoriales en forma de rayos. En las regiones polares se observan rayos que divergen abriéndose en forma de abanico. Por otro lado, durante el tiempo de máxima actividad la forma de la corona es totalmente diferente pues muestra una simetría casi radial con una extensión que alcanza hasta $5R_{\odot}$.

Las observaciones espectroscópicas de la corona muestran líneas de emisión que corresponden a elementos altamente ionizados. Actualmente se han registrado 29 líneas de emisión, principalmente:

Hierro, níquel y calcio, cuyos potenciales de ionización corresponde a temperatura de 1.5×10^6 °K., lo que hace de la corona la región más caliente de la atmósfera solar.

En regiones localizadas se observan algunas veces las llamadas protuberancias* que son condensaciones locales

*Filamentos si se observan debajo del disco.

de material "frío" que aparecen en la Corona emergiendo en forma de arco, alcanzando algunas veces alturas de 100 000 Km., y pueden tener una longitud de 200 000 Km. con un espesor de 50 000 Km. La ocurrencia de condensaciones de material frío en el gas coronal sigue siendo un fenómeno no totalmente comprendido. Finalmente, debido a la alta temperatura de la corona el campo gravitacional del Sol no es capaz de mantenerla atada a nuestro astro y por lo tanto escapa hacia el espacio exterior en forma supersónica. En el siguiente capítulo describiremos con mas detalle la expansión que se conoce como viento solar

I.4 CAMPOS MAGNETICOS.

Utilizando el ensanchamiento Zeeman de las líneas espectrales, se detecta que el Sol tiene campo magnético de tipo bipolar. Las notables estructuras de las tuberancias, las espículas y los rayos de la Corona, habían sugerido la existencia de un campo que cubre completamente al Sol. Sin embargo, Babcock (1952) mostró por primera vez mediante un gran número de observaciones, la emergencia de líneas magnéticas uniformes de los polos solares, con un valor del campo del orden de 1-2 gauss, mientras que en otras regiones observó un campo sumamente irregular.

Los campos más intensos observados en el Sol se localizan en las manchas, pero como sus dimensiones son más pequeñas que el Sol, se considera al campo en las manchas como un fenómeno local. Mencionaremos más acerca de las manchas más adelante. Por último se ha observado que la polaridad del campo se invierte cada 11.2 años.

1.5 ACTIVIDAD SOLAR.

En el Sol se presentan áreas perturbadas conocidas como regiones activas las cuales están asociadas con la aparición de manchas y ráfagas y son un indicador del grado de actividad que presenta el Sol. La actividad va en el Sol desde un mínimo (cuando casi no hay manchas) hasta un máximo (cuando hay alrededor de 200 manchas). Las manchas solares son regiones oscuras que aparecen en la superficie solar. Como se mueven con el Sol y tienen una duración aproximada de un mes sirven para monitorear la rotación solar. Una mancha presenta una estructura circular, con dos regiones concéntricas. La región central denominada umbra puede tener un diámetro de 20 000 Km., la región exterior llamada penumbra es más clara y tiene un diámetro de 40-000 Km., con filamentos radiales. La luminosidad menor de la mancha se debe a una disminución de la temperatura de unos 1 500 °K en relación a sus alrededores, de ahí su apariencia oscura. Se ha propuesto que en estas regiones, fuertes campos magnéticos inhiben el flujo de materia caliente proveniente de las zonas de convección por lo que el gas fotosférico en la mancha es más frío que el circundante.

Las manchas aparecen generalmente en pares o grupos. Al iniciarse un ciclo de actividad, éstas aparecen en latitudes cercanas a los 30°, rodeados de puntos brillantes llamadas fáculas, aunque éstas últimas se presentan también en los polos. Se nota una variación notable del número de manchas mientras tienden a formarse en latitudes más bajas ya cercanas al ecuador solar. El número relativo de manchas viene dado por el número de Wolf y es una medida de la actividad solar. La oscilación entre un máximo y un mínimo de manchas tiene un período aproximado de 11.2 años.

Sin embargo éste período no es simétrico ya que puede tener 6.7 años de máximo a mínimo y de 4.6 años de mínimo a máximo.

El desdoblamiento Zeeman de las líneas espectrales determina que en las manchas existen campos tan intensos como de 3 000 gauss, y que un par de manchas presentan polaridades opuestas, como los polos de un imán. Se observa además que en un hemisferio, los pares tienden a alinearse de tal manera que las manchas delanteras tienen en general la misma polaridad que la del hemisferio, mientras que en el otro hemisferio las polaridades están invertidas, encontrándose que después de 11.2 años la polaridad de las manchas delanteras se invierte en cada hemisferio, por lo que la actividad solar tiene en realidad un período de 22.4 años aproximadamente.

Finalmente mencionaremos el fenómeno que da lugar a una gran emisión de radiación corpuscular y electromagnética:

Las ráfagas. Las ráfagas solares son grandes explosiones que ocurren en la cromósfera en la vecindad de las manchas. Se pueden clasificar de acuerdo con la brillantez y el área en 3^+ , $3,1,1^-$. La duración de éstas explosiones varía desde unos segundos en las micro-ráfagas hasta aproximadamente cinco - horas en las de tipo 3^+ , aunque estas son menos frecuentes. La energía emitida durante una ráfaga es del orden de 10^{28} - erg, emitiendo ondas de radio, luz ultravioleta, rayos X y radiación cósmica.

CAPITULO II.- EL VIENTO SOLAR.

En este segundo capítulo se esbozan algunos de los hechos más sobresalientes del estudio histórico del viento solar desde las primeras ideas de una radiación corpuscular proveniente del Sol a principios de este siglo, la propuesta de Bierman para explicar la desviación antisolar que experimentan las colas de los cometas. Más adelante se describe la Teoría de la Corona estática y el análisis de la expansión hidrodinámica de la Corona expuesta por Parker (1958). Posteriormente se estudian algunas propiedades y características del plasma del viento solar y finalmente se discute brevemente el momento angular del Sol.

2.1. DESARROLLO HISTORICO

Las primeras ideas de una emisión corpuscular solar fueron desarrolladas por O.K. Birkeland, mediante las observaciones de tormentas geomagnéticas y de auroras boreales durante los años 1902 y 1903. Birkeland estaba convencido de que estos fenómenos se debían a corrientes corpusculares provenientes del Sol. Sin embargo estas ideas no fueron generalmente aceptadas. Más tarde durante los años treinta, Chapman y Ferraro, hicieron notar la relación entre la aparición de auroras y tormentas magnéticas con la actividad solar. En 1938, S. Forbush realizó observaciones sobre el decaimiento de la radiación cósmica durante la aparición de tormentas geomagnéticas. Este decaimiento de la radiación cósmicas tenía una relación con la actividad de las manchas solares. Para su explicación Forbush también supuso una emisión radiación corpuscular proveniente del Sol. Tiempo después, en 1951, L. Bierman inició una serie de

trabajos para explicar la desviación antisolar que experimentan los gases en las colas de los cometas. Biermann explicaba que la aceleración de los gases se debía a la transferencia del momento de los electrones producidos en una emisión corpuscular originada en el Sol y que fluía hacia afuera en todas las direcciones. Un cálculo realizado a través de este estudio del flujo corpuscular a 1 UA arrojó un valor de 10^{10} part/cm².s. Una emisión de partículas de esta magnitud implica una densidad numérica de 10^3 cm³ para una velocidad del flujo de $\approx 10^7$ cm /s. (Hundhausen, 1972).

Años más tarde, en 1957, S. Chapman presentó su teoría de la Corona Solar Estática, en la cual la Corona invade todo el espacio interplanetario. Debido a la alta temperatura, el gas coronal está completamente ionizado, te--niéndose así un plasma con alta conductividad térmica.

La ecuación para el flujo de calor se define como

$$\bar{Q} = - K (T) \nabla T \quad (2.1)$$

donde $K (T) = K_0 T^{5/2}$, es la conductividad térmica y T la temperatura. Chapman estimó $K_0 \approx 5 \times 10^5$ ergs/cm. s. °K. de tal manera que si no se consideran fuentes de calor se tiene entonces para una distancia suficientemente grande del Sol

$$\nabla \cdot \bar{Q} = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 K_0 T^{5/2} \frac{dT}{dr} \right) \quad (2.2)$$

integrando dos veces la ecuación (2.2) con la condición de que la temperatura se aproxime a cero para distancias muy grandes del Sol, se obtiene

$$T = T(a) \left(\frac{a}{r} \right)^{2/7} \quad (2.3)$$

Para una temperatura coronal $T(a) = 1 \times 10^6$ °K y $a = 1.02 R_0$ la temperatura a la altura de la Tierra ($r = 214 R_0$) se obtiene $T = 2 \times 10^5$ °K .

Para el equilibrio estático, Chapman utilizó la relación barométrica

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{G M_0 M N}{r^2} \quad (2.4)$$

donde la presión total del gas es $P = 2NKT$, M_0 es la masa del Sol, G es la constante gravitacional, N la densidad numérica, M es la masa del Hidrógeno y K es la constante de Boltzmann. Integrando la ecuación (2.4), se establece una ecuación para la densidad N en función de la distancia heliocéntrica r , obteniéndose

$$N(r) = N_0 \left(\frac{r}{a} \right)^{2/7} \exp \left[\frac{7}{5} \frac{G M_0 M}{2K T(a) a} \left[\left(\frac{a}{r} \right)^{5/7} - 1 \right] \right] \quad (2.5)$$

donde N_0 es la densidad de la Corona $\approx 4 \times 10^2$ cm⁻³.

Se tiene entonces una Corona que se extiende hasta el infinito. El valor de N a la altura de la órbita de la Tierra es de ≈ 250 cm⁻³. Esto significa que la Tierra está envuelta por un plasma caliente (Brandt, 1970)

Ahora bien, si se combinan las ecuaciones (2.3) y (2.5), se obtiene una relación para la presión, la cual viene dada por:

$$P(r) = P_0 \exp \left[- \frac{7}{5} \frac{GM_0 M}{2KT(a)a} \left(\left(\frac{a}{r} \right)^{5/7} - 1 \right) \right] \quad (2.6)$$

donde $P_0 = 2N_0KT(a) = 0.11$ dinas/cm². Esta ecuación indica una disminución de P conforme la distancia heliocéntrica r aumenta, alcanzando un valor finito cuando $r \rightarrow \infty$, como consecuencia de la variación de la densidad dada por la ecuación (2.5).

Se ve ahora que la presión en el infinito es

$$P(\infty) = P_0 \exp \left(- \frac{7}{5} \frac{GM_0 M}{2KT(a)a} \right) \quad (2.7)$$

Aunque la presión del gas interestelar en las inmediaciones del Sistema es poco conocida, algunos estudios sobre la presión magnética galáctica y la presión ejercida por los rayos cósmicos, indican valores de 10^{-12} a 10^{-13} dinas/cm², este valor es un factor de 10^7 más pequeño que el valor estimado para la presión de la Corona estática lo cual implicará una aceleración del flujo coronal como resultado de la diferencia de presiones, concluyendo que el modelo propuesto por Chapman es inaceptable, por lo tanto la Corona no puede permanecer estática.

La existencia de una expansión del gas coronal fué propuesta en 1958 por E. N Parker. Esta teoría usa un tratamiento hidrodinámico para describir una expansión supersónica de la Corona solar, a la cual Parker le denominó viento solar.

En este modelo se considera al gas coronal con comportamiento ideal, ignorando la presencia del campo magnético solar y despreciando las fuerzas viscosas. En este estudio, las ecuaciones hidrodinámicas describen la circulación y las distribuciones de presión y temperatura en una atmósfera densa, en donde el estado del gas es dominado por los efectos colisionales.

El modelo está basado cuantitativamente en la ecuación de momento

$$NMV \frac{dv}{dr} = - \frac{dP}{dr} - GNMM_0 \frac{1}{r^2} \quad (2.8)$$

donde $P = 2NKT$ y V es la velocidad de expansión. La ecuación de continuidad para una Corona con simetría esférica es

$$\frac{d}{dr} (r^2 N V) = 0 \quad (2.9)$$

de donde se obtiene

$$N(r) V(r) = N_0 V_0 \left(\frac{a}{r} \right) \quad (2.10)$$

En este caso $N(r)$ disminuye rápidamente con la altura debido al fuerte campo gravitacional del Sol. Por lo tanto $V(r)$ deberá incrementarse con la altura.

Usando ahora la relación (2.10) para eliminar la densidad en la ecuación (2.8), se obtiene

$$\frac{dV}{dr} \left(V - \frac{2KT}{MV} \right) = - \frac{2Kr}{M} \frac{d}{dr} \left(\frac{T}{r^2} \right) - \frac{GM_0}{r} \quad (2.11)$$

relación que proporciona la velocidad del plasma coronal en función de la distancia heliocéntrica r , restringida a los modelos de temperatura en la Corona Solar. De hecho esta ecuación proporciona las condiciones para las cuales la expansión se hace supersónica. Esto sucede a una distancia crítica r_c , en donde el flujo pasade ser subsónico a supersónico. El viento solar es supersónico en el sentido de que su velocidad observada en dirección opuesta al Sol es mayor que el promedio fortuito o velocidad térmica de las partículas que lo componen. Para el caso de una Corona isotérmica, el valor de r_c se determina si el lado derecho de la ecuación (2.11) es cero, se tiene entonces

$$r_c = \frac{GM_0 M}{4KT(a)a} \quad (2.12)$$

que como vemos es función de la temperatura.

Para encontrar el valor de la velocidad V_c en el punto crítico, se requiere que el coeficiente de dV/dr sea cero, así que

$$V_c = \left(\frac{2KT(a)}{M} \right)^{1/2} \quad (2.13)$$

esto es, la velocidad varía aproximadamente como $T^{1/2}$.

Si se supone una temperatura coronal $T(a) = 1 \times 10^6$ °K en la base de la Corona donde $a \approx 7 \times 10^{10}$ cm. se tiene $V_c = 0.7$ Km/s. El valor del punto crítico se alcanza en $r_c = 4.5 R_0$, donde la velocidad de expansión es de 120 Km/s. La velocidad en el punto crítico se aproxima a la velocidad sónica dada por $C = \left(\frac{\gamma P}{\rho} \right)^{1/2} \approx \left(\frac{5KT}{3M} \right)^{1/2} = 117$ Km/s. Pero como la velocidad debería ser creciente para explicar satisfac

toriamente la hipótesis de Biermann, la velocidad de expansión de la Corona debería ser supersónica. La velocidad a la altura de la Tierra es aproximadamente de 500 Km/s. y su densidad de 7 part./cm³. El camino libre medio es ~1UA.

En el modelo de la Corona isotérmica, Parker suponía que la temperatura se mantenía constante únicamente para distancias muy cercanas al Sol, mediante la conducción térmica, pero para grandes distancias desaparece la conducción. Al integrar la ecuación (2.11) se obtiene la solución

$$\frac{V^2}{V_c^2} - \ln \frac{V}{V_c} = -3 + 4 \ln \frac{V_c^2 r}{\omega^2 a} + \frac{\omega^2 a}{V_c^2 r} \quad (2.14)$$

donde $\omega = GM_0$, como puede verse de esta ecuación, para distancias muy grandes la velocidad se incrementa como $\ln r$.

En la figura 2.1, se grafican los valores de las velocidades V del gas coronal en función de la distancia heliocéntrica, para valores razonables de la temperatura T en la Corona Solar. Se puede observar en esta figura una velocidad de expansión de varias veces 10^7 cm/s, valor que está de acuerdo con la hipótesis de Biermann.

Sin embargo en un estudio sistemático sobre la Teoría Cinética de atmósferas estelares, J. Chamberlain (1960, 1961), publicó varios artículos donde considera inválida la expansión supersónica. En estos trabajos, Chamberlain expresó claramente como la expansión hidrodinámica se limitaba a una solución evaporativa de la Corona, a la cual denominó brisa solar. En dicho estudio, el gas coronal debería tener una distribución maxwelliana de velocidades a temperaturas constantes. En tal distribución las partículas de mayor velocidad saldrían disparadas hacia el exterior,

hasta alcanzar una distancia ℓ , llamada exosfera.

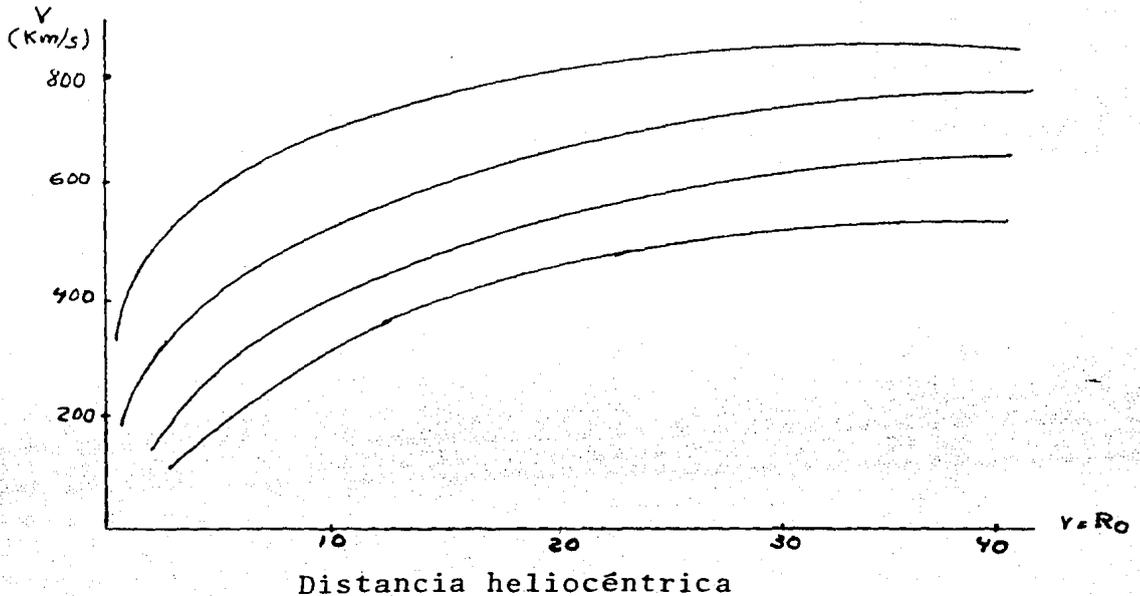


Fig. 2.1.- Gráfica de la velocidad de expansión radial para una Corona isotérmica, como función de la distancia, para diferentes valores de la temperatura coronal

Despreciando las colisiones de las partículas debido a la baja densidad, éstas se evaporarán siguiendo trayectorias hiperbólicas hasta alcanzar una velocidad máxima a pocos radios solares, para después disminuir como $r^{-1/2}$, hasta anularse conforme $r \rightarrow \infty$. Esta franca oposición a la teoría de Parker fué llamada en un tiempo controversia Parker-Chamberlain.

De hecho la ecuación (2.11) permite una familia de soluciones que tienen substancialmente diferentes significados físicos, tal como se ve en la figura 2.2.

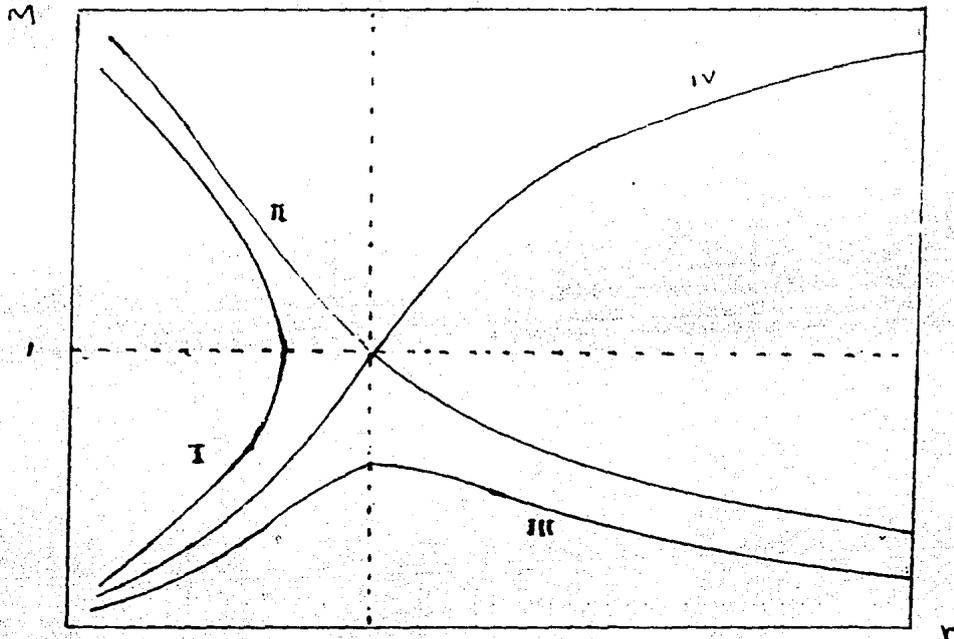


Fig. 2.2.- Soluciones topológicas del viento solar. (Brandt, 1970)

La solución I alcanza velocidades supersónicas para distancias menores que el crítico r_c , la cual no se acepta. La solución II es inadmisibles debido á que se inicia con velocidades supersónicas, para después disminuir, lo que contradice las observaciones. En cuanto a la solución III, no obstante que considera el flujo subsónico inicial, jamás alcanza una velocidad supersónica en r_c , esta solución representa la brisa solar. Así pues ninguna de estas soluciones satisface las condiciones de frontera expuestas en la Teoría de Parker. La única solución que si satisface estas condiciones es la curva IV.

Con el advenimiento en 1957 de los primeros satélites fuera de la atmósfera terrestre, se confirmaron las predicciones de Parker, los cuales registraron una velocidad radial de la Corona supersónica. La velocidad es aproximadamente ce-ro en su base y después crece con velocidades supersónicas. Es decir la expansión es continua y no es necesaria la su-posición de una exosfera.

El fenómeno es comparable al flujo de gas del motor de un cohete en donde el gas que en este caso es el viento solar, es supersónico saliendo de una serie de ~~toberas~~ tipo cohete que cubre completamente la superficie del Sol. A. Dessler (1967) ha demostrado esta analogía, señalando las caracte-rísticas correspondientes de la atmósfera solar que equiva-len a las de un motor de un cohete. Ante todo, en un motor de cohete el calor se aplica a un fluido de trabajo para aumentar su presión en la cámara de combustión. Solo es po-sible que el flujo que sale de la cámara de combustión lle-gue a la velocidad del sonido si se tiene una presión sufi-cientemente elevada con relación a la atmósfera circundante. Esto es cierto sin importar que el orificio de salida tenga o no forma de tobera, pero sólo puede lograrse si ese ori-ficio de salida es suficientemente pequeño para restringir el flujo y permitir que se forme en la cámara de combustión una presión que sea suficiente para acelerar el flujo a ve-locidad sónica en el orificio. Si el combustible en el co-hete se quema en una cámara sin orificio estrecho, como en el cilindro de un cañón, siempre resultará un flujo subsó-nico y no se obtendrá un flujo supersónico. Es decir, debe rá proporcionarse suficiente calor al interior del combusti-ble de trabajo en una cámara cerrada con un orificio de sa-lida limitado para que produzca velocidades sónicas en el mismo.

Otra de las características que debe cumplir la salida del motor del cohete para obtener el flujo supersónico es la tobera acampanada, en la cual los gases en el escape se dilatan y enfrían a medida que se aceleren fuera de la tobera. La tobera del cohete es una tobera de De Laval y tiene una semejanza física con la tobera de Venturi, en que las condiciones del flujo son completamente diferentes. El gas que sale de la garganta de la tobera de Venturi sufre una compresión, en vez de la expansión que experimenta el gas que sale de la garganta en una tobera de De Laval.

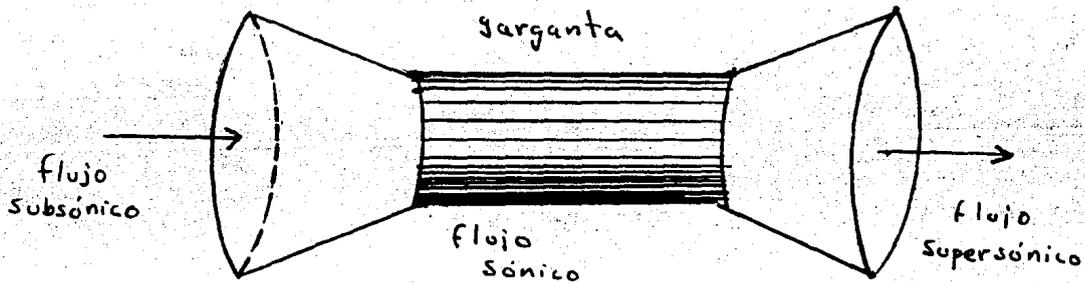


Fig. 2.3.- Tobera de De Laval.

En la tobera de Venturi la diferencia de presión simplemente no es suficiente para producir en la garganta un flujo con velocidad sónica y por lo tanto no puede ocurrir un flujo supersónico.

Ahora bien, como los gases que rodean al Sol se caracterizan por una temperatura de $1-2 \times 10^6$ °K, se produce entonces un escape substancial de gases al espacio. En dicho flujo radial las partículas adyacentes se apartan como lo hacen también en una tobera de un cohete. Así pues existe una gran semejanza entre la Corona y una tobera de un cohete.

Se requiere entonces una región de flujo comprimido equivalente a la garganta en la tobera del cohete donde debe producirse la velocidad sónica. La analogía solar que corresponde a la garganta de la tobera es la gravedad. Ella es la que permite el aumento de la presión en la parte inferior de la Corona, causando así la aceleración del plasma coronal a velocidades sónicas". Por extraño que parezca la temperatura de la Corona solo puede tener un intervalo de temperaturas, de tal manera que si se tienen temperaturas muy elevadas, se tiene valores menores del radio crítico por lo cual su temperatura máxima es cuando $r_c = R_0$, en este caso la gravedad no sería adecuada para restringir suficientemente el flujo y lograr que éste alcance la velocidad sónica y se tendría la brisa solar. Por otra parte si la temperatura fuera muy baja se tendría el caso de una Corona Estática.

Como veremos en el siguiente capítulo, la teoría básica de la expansión se ha vuelto cada vez más sofisticada. Fuerzas adicionales tales como mecánicas, hidrodinámicas y fuerzas viscosas se toman en cuenta. Algunos cálculos han sido refinados, usando ecuaciones de dos fluidos (Hartle y Sturrock, 1968; Leer y Axford, 1972), separando las ecuaciones de energía y de momento para las componentes de iones y electrones. El efecto de una simetría no esférica también ha sido investigada (Kopp y Holzer, 1976)

Es de esperarse entonces que una teoría más completa de este fenómeno pueda desarrollarse con una mejor reproducción de los datos observacionales con misiones de exploración de más allá de 50 UA y fuera de la eclíptica.

CARACTERISTICAS DEL VIENTO SOLAR

La primera confirmación directa de la existencia del viento solar, fué llevada a cabo por las naves espaciales Explorer 10 y Mariner II, durante los años 1961 y 1962. Estas mediciones fueron realizadas a una altura en donde la influencia del campo magnético terrestre es insignificante para no desviar el plasma coronal.

En la tabla 2.1 se presentan algunas características del flujo coronal a la altura de la Tierra. La distribución de la velocidad ha sido realizada entre los años 1962 y 1974. En el apéndice se describen otras propiedades físicas del viento solar.

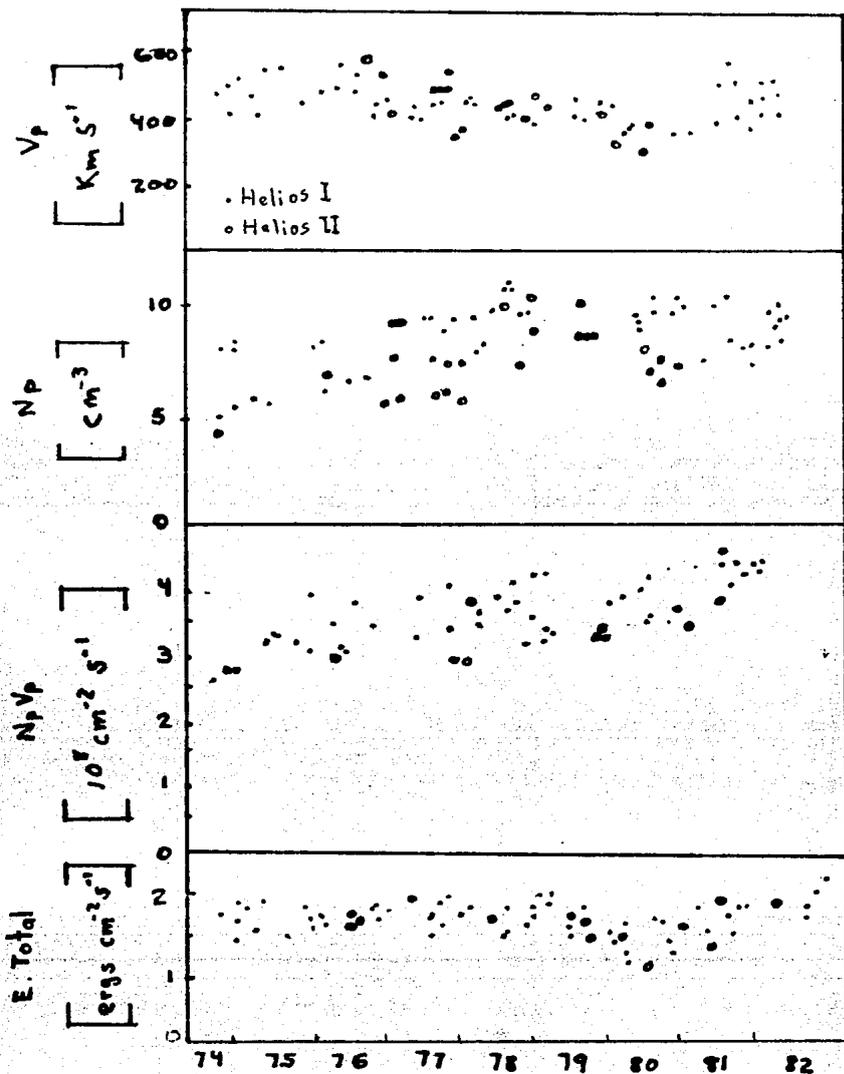
Parámetro	Promedio		Baja velocidad		Alta velocidad	
	media	σ	media	σ	media	σ
N (cm^{-3})	8.7	6.6	11.9	3.9	3.9	0.6
V (km s^{-1})	468	116	327	15	702	32
NV (cm s)	4.1×10^8	2.4×10^8	3.9×10^8	1.5×10^8	2.7×10^8	0.4×10^8
T_p ($^{\circ}\text{K}$)	1.2×10^5	0.9×10^5	0.34×10^5	0.15×10^5	2.3×10^5	0.3×10^5
T_e ($^{\circ}\text{K}$)	1.4×10^5	0.4×10^5	1.3×10^5	0.3×10^5	1.0×10^5	0.1×10^5
T_{α} ($^{\circ}\text{K}$)	5.8×10^5	5.0×10^5	1.1×10^5	0.3×10^5	1.4×10^5	3.0×10^5
Flujo de energía total ($\text{ergs cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	2.29		1.85		2.44	

Tabla 2.1.- Características del viento solar. (White, 1977)

Como se puede examinar en esta tabla, las velocidades del viento se dividen en alta y baja. Se define como baja si es menor de 350 Km/s y alta si son velocidades mayores a 650 Km/s, a los flujos de alta velocidad se les denomina corrientes de alta velocidad (High Speed Streams). Estas corrientes son particularmente importantes por su relación con la aparición de hoyos coronales y son objetos de una gran cantidad de trabajos en la investigación del viento solar. En este trabajo se enfatiza el estudio de hoyos coronales como las fuentes de las corrientes de alta velocidad en el viento solar.

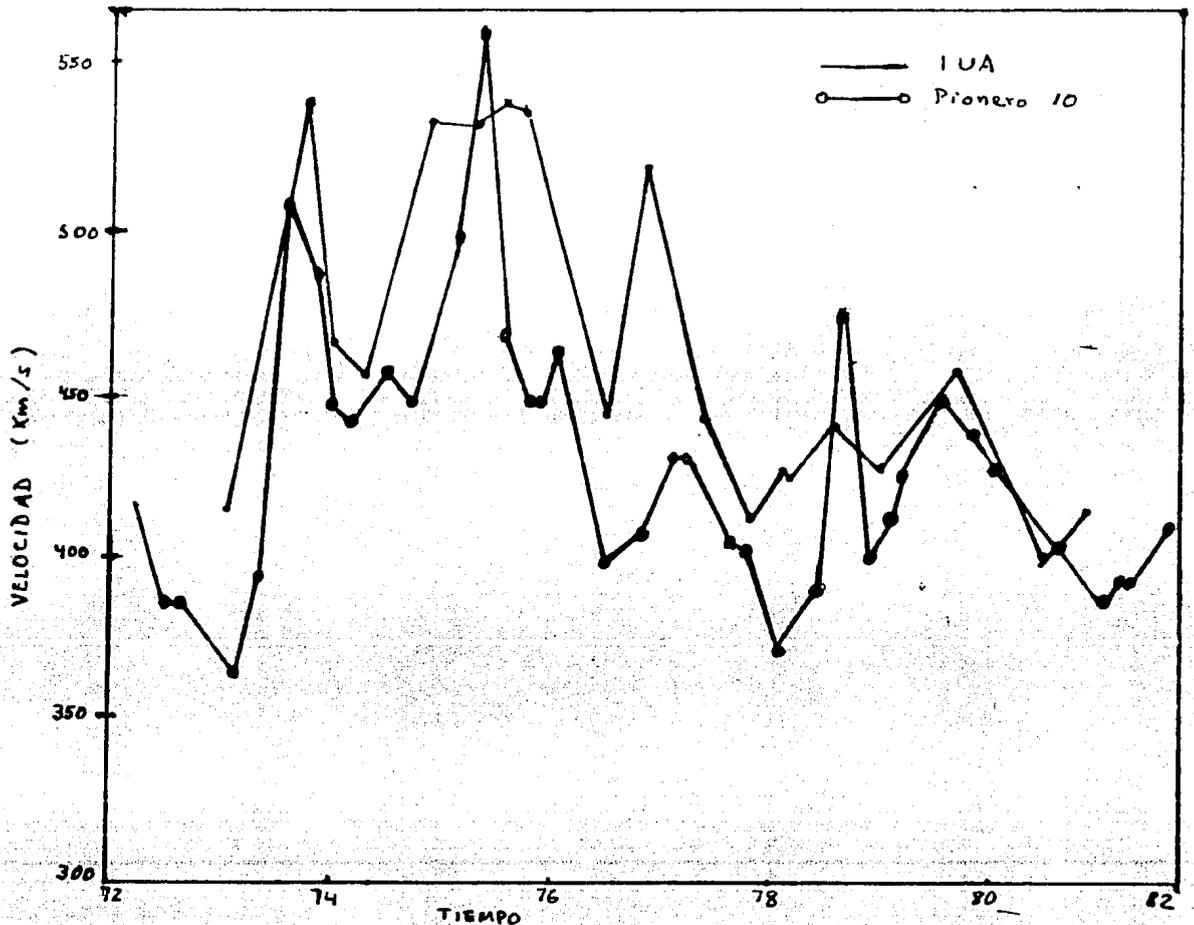
En la tabla 2.1 N y V son la densidad y la velocidad de las partículas respectivamente, NV es el flujo, T_p , T_e y T_α son las temperaturas de los protones, electrones y partículas alfa respectivamente. El flujo de energía radial del viento solar se determina sumando la energía gravitacional y cinética de los protones, electrones y partículas alfa, la entalpía de los protones electrones y partículas alfa, la conducción de calor y la turbulencia de campos magnéticos de Alfvén. Ver tabla A - II en el apéndice. Sin embargo, hay que hacer notar que el flujo de energía cinética y potencial de los protones aportan un 90% del flujo de la energía total. Las observaciones actuales se han extendido desde distancias heliocéntricas de 0,3 UA, realizadas por Helios I y II. y hasta unos 50 UA por los Pioneros 10 y 11 y los Viajeros 1 y 2.

En la gráfica 2.1, se muestran las variaciones de la velocidad del flujo de los protones V_p , densidad N_p , densidad del flujo $N_p V_p$ y densidad de energía total como función del tiempo tomadas a una distancia de 0.5 UA.



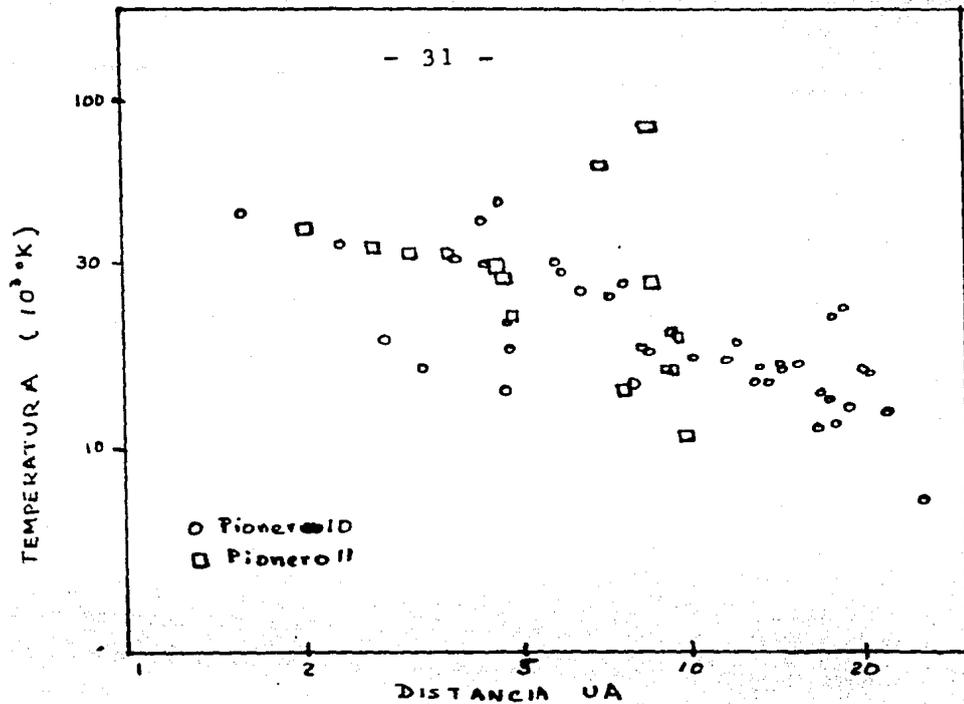
Gráfica 2.1.- Variaciones de velocidad, de densidad, de densidad de flujo y energía total de protones . Cada punto representa en promedio una rotación solar completa. (Solar Wind Five, 1982)

La siguiente gráfica muestra la velocidad promedio, tomada por pionero 10 durante los años 1972 y 1981.



Gráfica 2.2.- Velocidad promedio del viento solar a 1 UA y como se observa por Pionero 10. (Solar Wind five*, 198)

Como se puede observar en esta gráfica, la velocidad promedio del flujo a grandes distancias está correlacionada con la velocidad a 1 UA. En la siguiente gráfica se muestra el valor de la temperatura en relación con la distancia.



Gráfica 2.3.- Dependencia de la temperatura con la distancia (Solar Wind Five*, 1982)

2.3 ASPECTOS MACROSCOPICOS

Hemos visto ya algunas características de la expansión coronal a través del espacio interplanetario. No obstante que el aspecto del flujo corpuscular ha sido entendido teóricamente desde 1958, algunos detalles observados a bordo de satélites no han sido explicados por una simple descripción hidrodinámica. Mencionaremos ahora otros estudios referentes a la expansión persistente de la Corona.

2.3.1 CAMPO MAGNETICO INTERPLANETARIO

Como se señaló en el primer capítulo, se consideró al campo magnético general del Sol como un dipolo, cuya magnitud en la Fotosfera es de ~ 1 gauss, observándose en las manchas intensidades de hasta 2000 gauss. Cuando un plasma altamente conductor, como en el caso de la Corona, se mueve en presencia de un campo magnético, el plasma tiende a conservar el flujo magnético en su interior por lo que "arrastra" en su movimiento a las líneas del campo; se dice entonces que las líneas del campo están congeladas. Por consiguiente el campo magnético general del Sol es esencialmente la de un dipolo extendiéndose radialmente en el medio interplanetario, arrastrado por la expansión de la Corona. Sin embargo, la rotación solar deforman las líneas del campo las cuales adquieren un estructura llamada espiral de Arquímedes.

En la Figura 2.3 se observan las líneas del campo en el plano de la eclíptica. Como el ángulo comprendido entre el plano ecuatorial solar y la eclíptica es de 7.5° , las líneas magnéticas localizadas en el ecuador solar prácticamente yacen sobre la eclíptica.

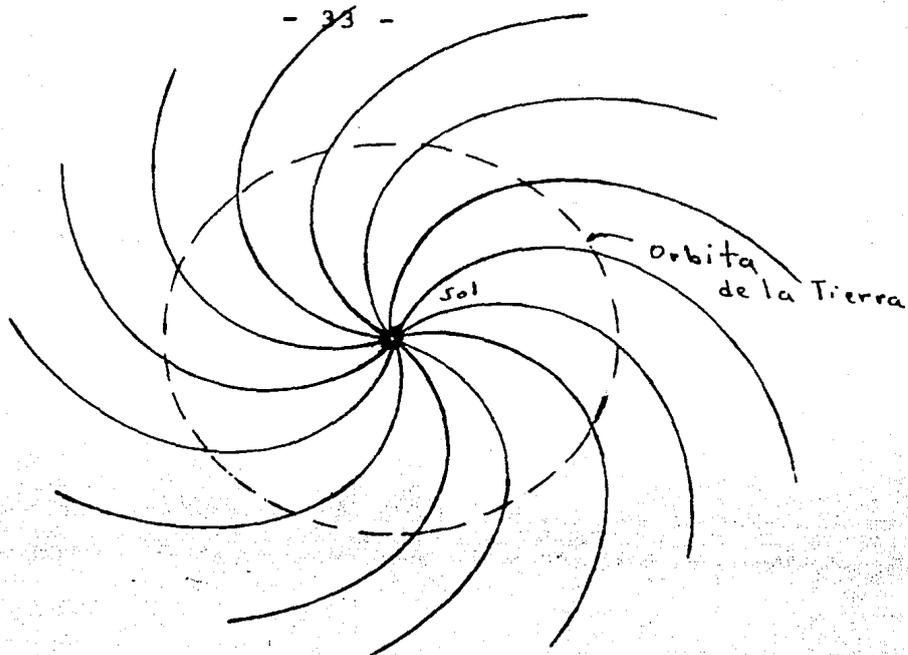


Fig. 2.3.- Líneas de fuerza debida a la rotación solar en el plano de la eclíptica. La analogía con la que forman los chorros de agua de las mangueras giratorias de los jardines es evidente.

Consideremos ahora un flujo radial, donde se supone una velocidad independiente de la distancia heliocéntrica. Las ecuaciones que describen la estructura espiral en el plano de la eclíptica en coordenadas polares son:

$$r = Vt \quad (2.15)$$

$$\phi = \Omega t \quad (2.16)$$

donde V es la velocidad de expansión del viento solar, r la distancia heliocéntrica, Ω la velocidad angular del Sol = 2.7×10^6 rad/s y ϕ el ángulo azimutal. (Parker, 1963)

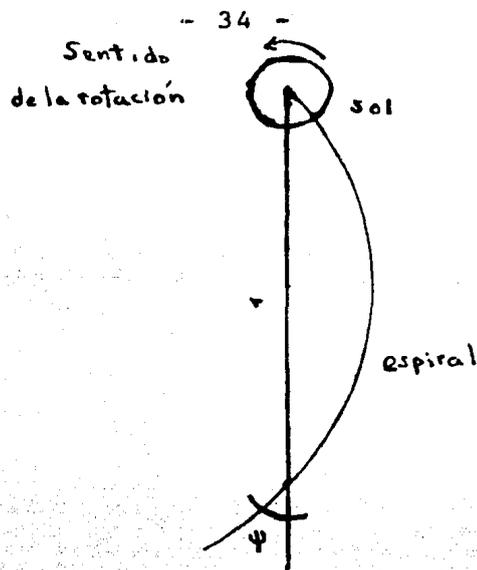


Fig. 2.4.- Representación del ángulo ψ a una distancia heliocéntrica r .

Eliminando el tiempo de las ecuaciones (2.15) y (2.16), se obtiene

$$r = \frac{V}{\Omega} (\phi - \phi_0) + r_0 \quad (2.17)$$

esta expresión describe la estructura espiral de las líneas magnéticas. El ángulo de manguera o ángulo espiral arquimediano ψ se define como el ángulo que forman la tangente de la espiral en un punto, con el radio vector solar en dicho punto, ver fig 2.3, y se expresa como

$$\text{Tan } \psi = \frac{r}{V} \Omega \quad (2.18)$$

A la altura de la Tierra y para una velocidad del flujo de 300 Km/s, el ángulo de manguera es de 50° , y con una velocidad de 1000 Km/s las líneas de fuerza son prácticamente radiales

Para evaluar la magnitud del campo magnético interplanetario, se descompone el campo en dos componentes en el plano

de la eclíptica (Parker, 1963):

Una componente radial

$$B_r = B_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \quad (2.19)$$

y una componente azimutal

$$B_\phi = B_r \tan \psi = B_0 \frac{\Omega}{V} \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 r \quad (2.20)$$

y una componente latitudinal perpendicular al plano de la eclíptica

$$B_\theta = 0 \quad (2.21)$$

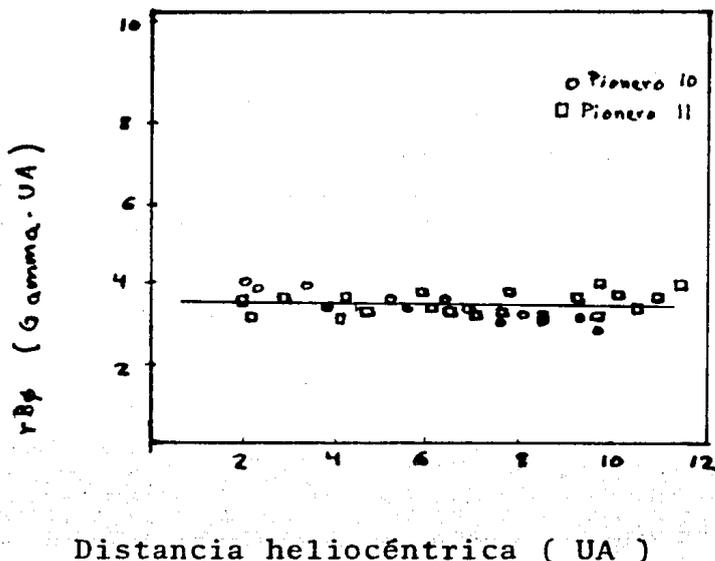
Sé tiene entonces para distancias heliocéntricas la magnitud del campo es

$$B_T = B_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \left(1 + \Omega r^2 / V^2 \right)^{1/2} \quad (2.22)$$

La cual expresa que para pequeñas distancias B varía como $1/r^2$, mientras que si las distancias son muy grandes B varía como $1/r$. Mediciones directas de la magnitud del campo en las inmediaciones de la Tierra, arrojan valores de 5 a 7 γ *. Estas mediciones del campo han sido extendidas más allá de 30 UA, llevadas a cabo por las naves Pionero 10 y 11, de 1973 a 1981, incluyendo observaciones entre el mínimo de actividad solar en 1974 y el máximo en 1980.

Un estudio de la componente azimutal B_ϕ ha sido realizado por Kayser et al en Solar Wind Five, 19821

* $1\gamma = 10^{-5}$ gauss



Gráfica 2.4.- Dependencia del campo azimutal en función de la distancia. Solar Wind Five*, 1982.

Los valores de B_{ϕ} han sido tomados en intervalos de 0.5UA. El resultado de obtener una línea recta cuya pendiente es igual a cero, muestra que en promedio B disminuye como r^{-1} , lo cual está de acuerdo con la ecuación (2.20) En el apéndice. Se muestra la magnitud del campo como función del tiempo superpuesto al campo a 1 UA.

El análisis para la componente B_r ha determinado que es consistente con la dependencia de r^{-2} , como lo predice el modelo de Parker (Solar Wind Five *, 1982). Respecto a la componente B_{θ} , también ha sido estudiada y se ha medido un valor igual a cero dentro de los errores experimentales.

Basándose en magnetogramas solares, donde se mostraba al campo magnético de la Fotosfera dividida en áreas de diferentes polaridades, Ahluwalia y Dessler (1962), sugirieron que el campo magnético interplanetario debería estar dividido en sectores de diferentes polaridades,

donde el vector del campo tiene sentidos opuestos (solar o anti solar). Mediante observaciones realizadas a bordo de satélites, Wilcox y Ness (1965), encontraron una estructura sectorial en la cual la polaridad del campo en cada sector tenía el mismo signo con algunas pequeñas variaciones

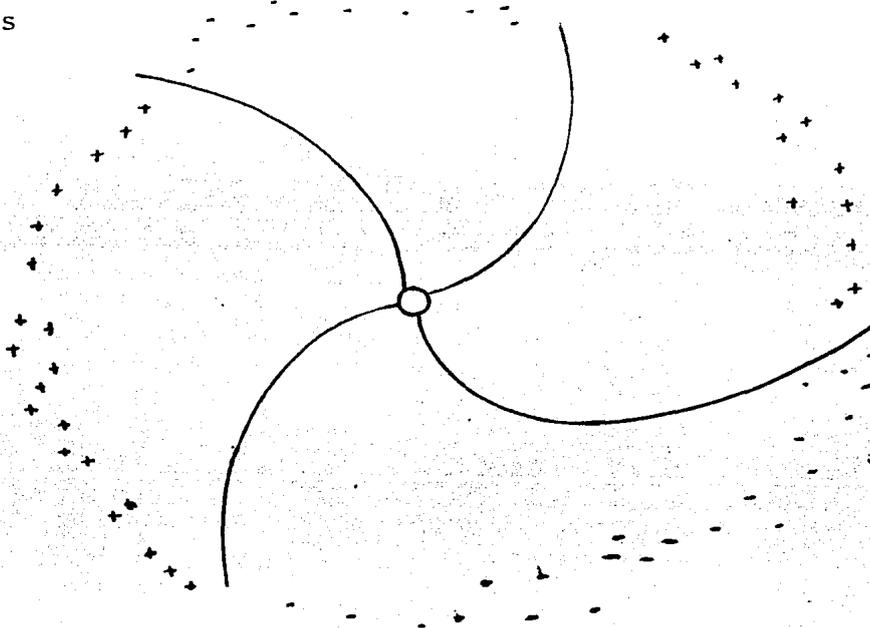


Fig. 2.5.- Diagrama esquemático del sector interplanetario. Los signos + y - significan la polaridad del campo. Wilcox y Ness, 1965.

Esta configuración sectorial corrotta con el Sol, es decir, las líneas magnéticas al irse expandiendo van rotando, entonces la estructura espiral participa en la rotación solar manteniéndose cuasiestacionaria durante tiempos relativamente largos. En el transcurso de estas investigaciones, se determinó una duración de estos sectores de hasta un año en tiempos quietos y menos de una rotación solar en tiempos de actividad. También se observó que grupos de manchas solares estaban localizadas cerca las regiones frontizas de los sectores. Los límites entre los sectores adyacentes se denominaron hojas neutras.

Dentro de cada sector se han observado corrientes de alta velocidad, mientras que en las cercanías de los límites de las fronteras sectoriales el viento fluye lentamente (Snyder y Neugebauer, (1966); Sakurai, (1974); Levine et al, (1977)). Los flujos rápidos parecen pues tener su origen en el interior de regiones unipolares del campo fotosférico, como veremos en el siguiente capítulo, esta relación de sectores unipolares con flujos rápidos

Las primeras ideas de modificar el modelo de Parker del campo magnético interplanetario, fueron sugeridas por Schulz (1973), el cual el campo magnético solar y su extensión en el viento solar podía representarse por el arrastre de un dipolo inclinado un ángulo α respecto al eje de rotación. Svalgaard y Wilcox, (1978), propusieron un modelo tridimensional, basándose en la distribución de los campos fotosféricos. Según este modelo la lámina neutra tiene una conformación ondulada. Los cruces de la hoja neutra con el plano de la eclíptica dan lugar a las fronteras observadas en el espacio interplanetario. En la fig. 2.6 se muestra una simulación de las líneas de fuerzas de formadas por la ondulación del campo.

El análisis presentado sobre el modelo del campo magnético interplanetario es muy simplificado y solo es aceptable en tiempos de mínima actividad solar. A bajas alturas en la Corona la intensidad de los campos magnéticos es suficientemente alta como para controlar el plasma. Sin embargo, las líneas de fuerza son empujadas por el viento a partir de cierta distancia r_a , donde la velocidad de Alfvén $V_a = (B/4\pi\rho)^{1/2}$ (donde ρ es la densidad y B la intensidad del campo magnético), sea comparable a la velocidad del flujo. Esta distancia se denomina punto alfvénico.

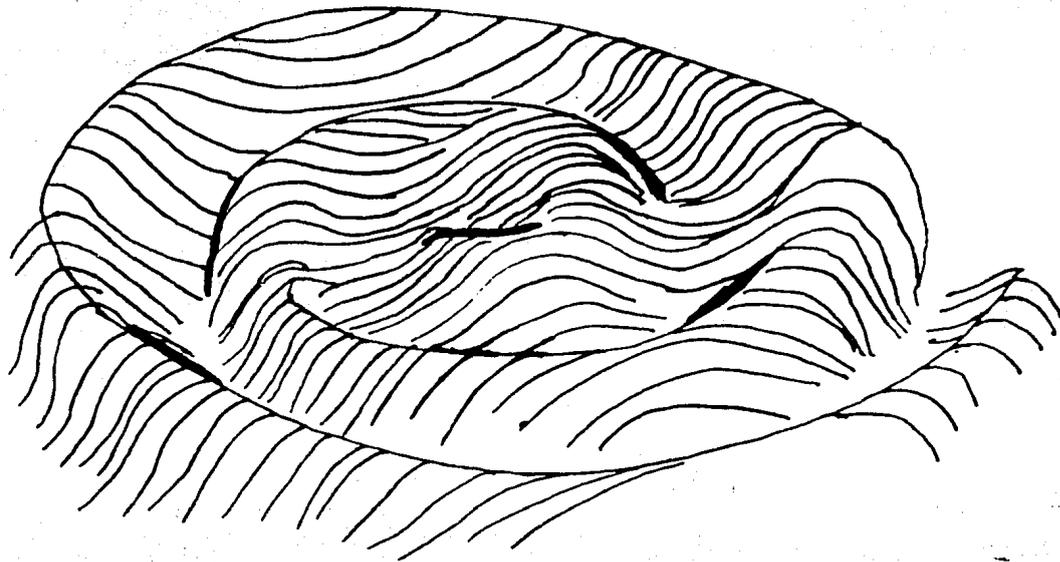


Fig. 2.6.- Una representación de la lámina neutra que separa las regiones de entrada y salida de la polaridad del campo.

La presencia de irregularidades en el viento producidos por diferencias de velocidades del plasma debidas a variaciones temporales de temperatura coronal, producción de partículas energéticas o rayos cósmico producidos en las ráfagas, causa fluctuaciones en el campo magnét interplanetario. (Hollweg,1978; Cuperman,1980; Burlaga, 1979;Feldman,1979)

Posiblemente el viento solar termine en una gran onda de choque, ocasionando un aumento en la temperatura de hasta 10^7 °K. Más allá de esta onda, el flujo se vuelve subsónico y se dispersa en el medio interestelar. Las líneas de fuerza se deforman fuertemente a consecuencia de la turbulencia inducida por la onda de choque y por las inestabilidades que ocurren cuando el plasma del viento interacciona con el medio interestelar. El flujo del plasma solar continúa hacia el exterior, aunque en proporción más lenta y sigue arrastrando consigo el

campo magnético. Finalmente el gas se enfría, y su conductividad disminuye tanto que el campo magnético puede desprenderse de él. (Axford,1973).

Es muy interesante estudiar cómo se enfría el plasma. El espacio galáctico contiene hidrógeno atómico frío a muy baja temperatura y densidad, el cual se encuentra en la región que queda atrás del frente del choque ocupada por el plasma caliente. (Axford,1976). Cuando un átomo de hidrógeno choca con un ión de hidrógeno con movimiento rápido puede ocurrir un proceso de transferencia de carga en el que el ión se neutraliza y el átomo se convierte en ión, el efecto es exactamente el mismo que si se intercambian energías entre el átomo y el ión. De esta manera, los iones calientes más allá de la onda de choque transfieren su energía a los átomos de hidrógeno neutro, lo que enfría al plasma. La concentración de los iones del viento solar un poco antes de llegar al frente de choque sólo es aproximadamente una centésima de ión por cm^3 . Por lo tanto, al atravesar el frente de onda, la concentración aumenta a fin de resistir las presiones que existen entre el frente de onda y la presión galáctica. Las mediciones de radio indican la presencia de un campo magnético galáctico cuya intensidad es $\sim 1\gamma$.

La región en la cual se extiende el plasma coronal es denominada Heliosfera. La distancia en la cual se expande el viento como flujo supersónico, viene dada por la relación del balance de presión

$$n_e m V_e / R^2 = k \left[\beta B_g^2 / 8\pi + n_g (2K T_g + mV^2) \right] \quad (2.23)$$

donde k es un factor que toma en cuenta la estimación del campo magnético interestelar debido a la presencia del viento solar, B_g es la magnitud del campo magnético galáctico, n_e es la densidad interestelar, T_g es la temperatura del gas inter-

estelar, V es la velocidad del medio interestelar relativa al Sistema Solar, k es el factor de ajuste ~ 1.13 , R es la distancia donde termina el frente del choque en UA y $n_e m V_e$ es la presión del viento a 1 UA.

Los valores de los parámetros del medio interestelar son (Axford, 1976):

$$V \approx 20 \text{ Km/s}$$

$$T_g \approx 12000 \text{ }^\circ\text{K}$$

$$\bar{n}_h \approx 0.03 \text{ cm}^3$$

$$n_g \approx 0.03 \text{ cm}^3$$

$$B_g \approx 3.5 \times 10^6 \text{ gauss}$$

La distancia mínima a la cual termina el frente de onda es del orden de 100 UA. La distancia donde termina la heliósfera es ~ 120 UA. Como la estrella más cercana se encuentra a 10^5 UA, no es posible la interacción del viento solar con otros vientos estelares. En la siguiente figura se muestra un esquema de la heliósfera.

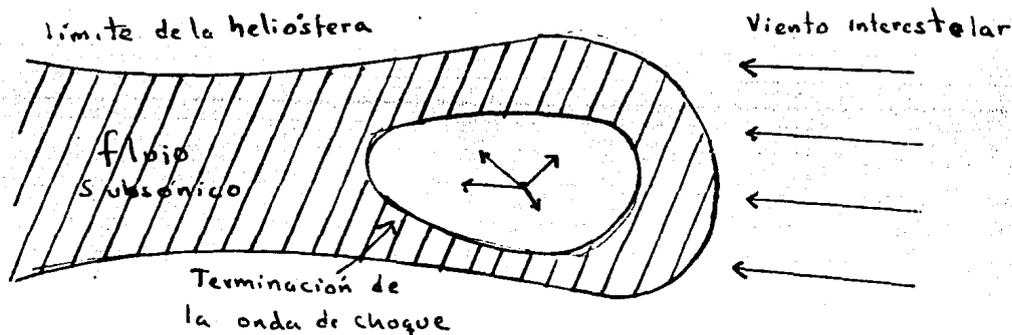


Fig.2.6.- Esquema de la Heliósfera. Debido al movimiento relativo del Sistema Solar en el medio interestelar, la Heliósfera toma una forma achatada.

Es importante señalar tres efectos que reducen la estimación de R, éstos son; a) la pérdida del momento del viento debido al intercambio de carga con el hidrógeno neutro interestelar, b) los efectos de la tensión magnética que pueden ocasionar un gradiente de presión entre la onda de choque y la Heliósfera el cual es mayor si el plasma se enfría eficientemente por intercambio de carga y c) la influencia de los rayos cósmicos de baja energía, los cuales poseen presiones suficientemente altas como para contribuir significativamente. Sólo cabe esperar las observaciones de los Pioneros y Viajeros en los límites o más allá del Sistema Solar para determinar cual es límite real de la Heliósfera.

2.3.2 MOMENTO ANGULAR

Para terminar este capítulo analizaremos cómo el flujo del viento tiene importancia en la pérdida del momento angular del Sol. Podemos estimar la razón de pérdida de masa por la expansión coronal mediante $M = 4\pi r^2 V_p n_p$. Usando los datos de la tabla 2.1 el Sol pierde masa a razón de $3 \times 10^{-14} M_0/\text{año}$, lo cual corresponde a un tiempo de vida de 3×10^{13} años. Este valor es grande comparado con la vida del Sol estimada en 5×10^9 años. Heymann (1977) supone que el flujo del viento fue mayor durante la etapa inicial del Sol. Es improbable que esta pérdida de masa afecte la presente evolución del Sol. (Scwartz, 1981).

Sin embargo el momento angular, el cual es transportado vía el viento solar puede ser significativo. Debido a la magnitud del campo magnético solar, la Corona y el viento corrotan con el Sol hasta una distancia r_a (punto alfvénico) donde la energía magnética ($B^2/8\pi$) es comparable con la densidad de energía cinética del viento ($1/2 \rho V^2$). Entonces el momento angular que pierde el Sol por este brazo efectivo viene dado por

$$\frac{dL}{dt} \sim \Omega r_a^2 \frac{dM}{dt} \quad (2.24)$$

Por tanto la expresión para determinar el tiempo para el cambio del momento angular es

$$\tau_L = \frac{L}{dL/dt} = \frac{M_0 \Omega R_0}{(dM_0/dt) \Omega r^2} = \left(\frac{R_0}{r}\right)^2 \tau_M \quad (2.25)$$

en la cual $\tau_M \sim 3 \times 10^{13}$ años, esto es el tiempo de pérdida de masa. Ahora bien, si se toma $r_a \sim 50 R_0$ se tiene $\tau_L \sim 10^{10}$ años.

La inclusión del momento angular transportado en el campo incrementa la pérdida del momento angular, mientras cálculos más detallados determinan una pérdida de momento angular menor.

No hay seguridad de que el viento solar pueda efectivamente frenar la rotación e influir en la evolución del Sol. Es necesario obtener observaciones, particularmente fuera de la eclíptica que permitan darnos una respuesta definitiva en la pérdida del momento angular del Sol vía el viento solar. En otras estrellas tales como las T-auri o algunas gigantes rojas la razón de la pérdida de masa es aún mayor, lo cual produce un cambio significativo en las masas de las estrellas y en sus procesos termonucleares, afectando directamente su evolución.

CAPITULO III.- HOYOS CORONALES Y CORRIENTES DE ALTA VELOCIDAD

En éste capítulo se describen las propiedades y condiciones físicas de hoyos coronales y su asociación con los flujos rápidos en el viento solar. El estudio de hoyos coronales es indudablemente de gran importancia en la investigación de la Física Solar, en primer lugar, por considerarse como las fuentes de flujos de alta velocidad y tal vez de todo el viento solar y segundo, por su importancia en el balance de energía en la región de transición Cromósfera- Corona y el Viento solar.

3.1 HOYOS CORONALES.

Los hoyos coronales son amplias regiones de la Corona, que presentan una disminución anormal de la densidad electrónica, menor temperatura respecto a la Corona quieta y poseen campos magnéticos unipolares que divergen rápidamente con la altura.

Los primeros estudios acerca de los hoyos, fueron realizados por Bartels en 1934, quien había denominado regiones M, a amplias áreas en el superficie solar, para establecer una relación de perturbaciones geomagnéticas recurrentes, sin embargo, Waldmeier en 1957 fué el primero que reconoció su existencia al observar mapas sinópticos de líneas de emisión coronal. En un trabajo sobre la velocidad del plasma coronal, Snyder et al (1963) concluyeron que las corrientes de alta velocidad se emitían desde las regiones postuladas por Bartels. Billings y Robersts (1964), sugirieron una relación entre la actividad geomagnética y la presencia de estructuras magnéticas abiertas en la Corona.

La misión espacial Skylab durante el período Mayo 1973-Febrero 1974, adquirió una gran cantidad de información, obteniendo quizá las mejores observaciones realizadas sobre hoyos coronales. Actualmente se ha podido establecer una conexión física entre hoyos coronales, corrientes de alta velocidad y variaciones geomagnéticas recurrentes en 27 días, (Krieger et al, 1973; Neupert y Pizzo, 1974; Nolte et al, 1976, a). En la fig. 3.1 se compara la aparición de un hoyo coronal con el viento solar y la actividad geomagnética.

3.2 PROPIEDADES FISICAS

Una de las características más importantes que presentan los hoyos es una reducida emisión en todas las longitudes de onda, respecto a la Corona quieta. Estas regiones coronales han sido indentificadas por su baja emisión en mapas de luz blanca coronal (Hansen et al, 1969), y en emisión de líneas coronales (Fisher y Musman, 1975). También ha sido posible identificar estas regiones en logitudes de ondas de radio (Dulk y Sheridan, 1974). Esta reducida emisión electromagnética es particularmente notable en fotografías de rayos X blandos (40-100 Å), tomadas a bordo de satélites (Vaiana et al, 1973) y en el extremo ultravioleta (EUV 100 - 1500 Å) (Munro y Withbroe, 1972).

El análisis de un hoyo de baja latitud (Munro y Withbroe, 1972) y el estudio de un hoyo polar (Withbroe y Wang, 1972) determinó una disminución de la temperatura y del gradiente de temperatura, a lo largo de la zona de transición Cromósfera-Corona por un factor de 1.7 y 10 respectivamente en relación con la atmósfera solar quieta. El resultado de una disminución de la densidad y de la temperatura en la base de la Corona en un hoyo coronal sugiere que el calentamiento es menos eficiente en las regiones de hoyos - respecto a las regiones circundantes (Withbroe, 1972). With

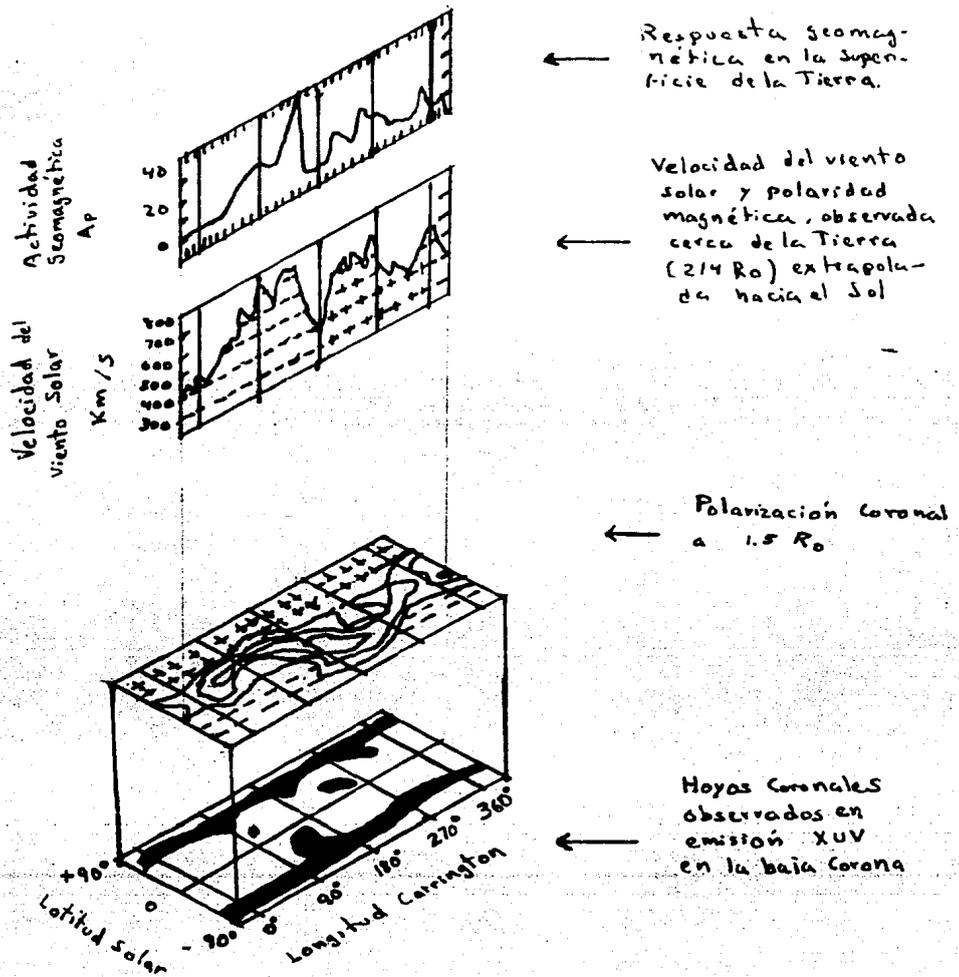


Fig. 3.1.- Relación tridimensional entre las observaciones de hoyos coronales a diferentes latitudes en la atmósfera solar, velocidad del viento solar en el plano de la eclíptica y la actividad geomagnética para la rotación Carrington 1610. Leer et al, 1982.

broe, (1971) señala que la conducción térmica es proporcional al cuadrado de la presión electrónica, la cual es muy baja en regiones de hoyos. Por otro lado las observaciones en el centro de un hoyo, realizadas en EUV y en rayos X muestran una marcada reducción de la presión de electrones por un factor de 3 comparada con la Corona quieta. Estas mismas mediciones han determinado un valor de la temperatura de 6×10^5 °K, inferior con respecto a la corona circundante (ver fig. 3.2).

En un estudio de la influencia del viento solar con las distribuciones de temperatura y de densidad en la baja Corona, Pneuman (1973) hace notar una disminución de la temperatura en regiones abiertas del campo magnético debido a una pérdida de la conducción de calor, concluyendo que en dichas regiones la energía se escurre en la expansión del viento solar. En cambio Hearn (1977) sostiene que la pérdida de energía en un hoyo mediante de los flujos de alta velocidad no es suficiente para explicar la diferencia de la temperatura entre hoyos y regiones coronales quietas. En sus resultados de cálculos sobre flujos mínimos de energía, Hearn muestra que si la conductividad térmica en la región de transición se reduce, entonces se incrementarán tanto la temperatura coronal y la presión en la región de transición y en la Corona, como el gradiente de temperatura en la región de transición. La disminución del coeficiente de conducción térmica se debe a una componente transversal del campo magnético en la región de transición en regiones quietas donde el campo es esencialmente cerrado. Sin embargo para regiones de hoyos, la conductividad térmica no se reduce ya que como veremos más adelante el campo es radial.

Para evaluar la temperatura coronal se emplea dos métodos:

- a) Mediante el análisis de mediciones de intensidad radiales de la brillantez del limbo coronal.
- b) Determinando la razón de flujos de energía medidos a través

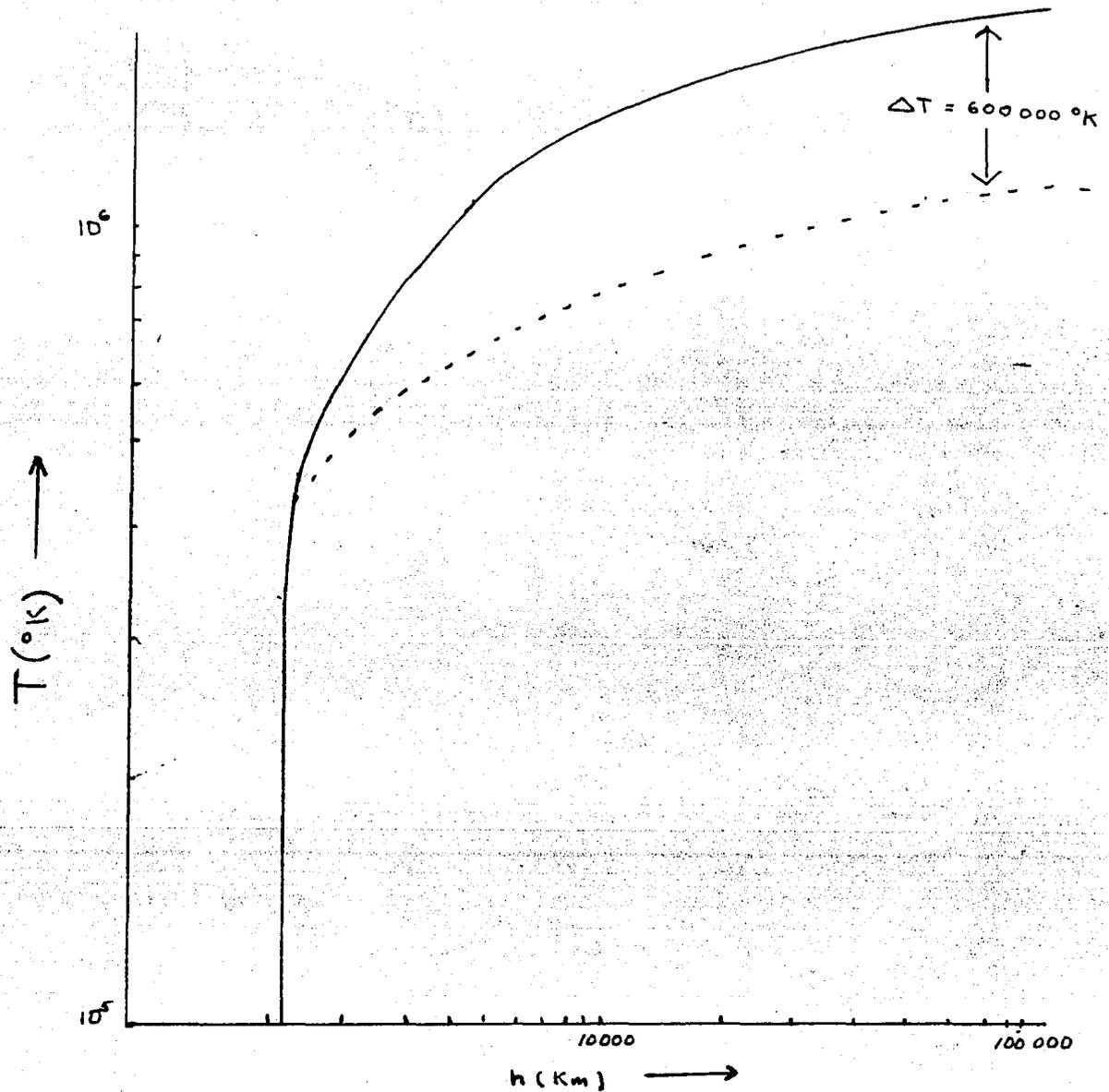


Fig. 3.2.- Comparación de la distribución de temperatura en la parte superior de la Zona de Transición y de la baja Corona para la Corona quieta y un hoyo coronal. Bohlin, 1976.

de pares de filtros de ancho de banda. Esto último requiere medir la emisión $\int N_e^2 dl$ del plasma coronal y por tanto su densidad electrónica N_e .

Unas de las propiedades más importantes de los hoyos coronales es la de poseer campos magnéticos unipolares. Cabe señalar que la acción del campo magnético es crucial para la formación de hoyos y de expansión de la Corona. Osterbrock (1961), argumenta que la intensidad del campo magnético en las regiones activas incrementa el flujo de energía mecánica en la Corona, produciendo temperaturas más altas en estas regiones y provocando un aumento de la densidad coronal. Pneuman (1968) muestra como el campo puede producir un aumento en la densidad, similar a los "rayos" coronales. Newkirk y Altschuler (1970), Bohlin (1970), Hansen et al (1971) y Altschuler et al (1972) señalan un estrecha relación entre la densidad y la intensidad del campo magnético, mostrando además cómo la baja densidad y la disminución de la temperatura están asociadas con una configuración abierta del campo. Por último, en observaciones de emisión EUV, Munro y Withbroe (1972) determinaron una temperatura de 800 000 °K, excepto para emisiones He I y He II, la reducción de emisión en Ca K revela una debilidad del campo magnético en las regiones bajas de hoyos.

Haciendo una extrapolación del campo magnético de la Fotosfera hasta la Corona se ha determinado un campo débil y radial. La determinación de las líneas del campo en la Corona es en general complicado. Sin embargo, un modelo sencillo ha sido propuesto por Altschuler y Newkirk (1969), el cual consiste en medir las componentes del campo fotosférico a lo largo de la visual. Entonces si se supone una ausencia de flujos de corrientes eléctricas en la Corona es posible resolver la ecuación de Laplace para un campo de potencial entre la Fotosfera

y una superficie de potencial esférica imaginaria situada cerca de dos radios solares desde el centro del Sol. La componente tangencial desaparece en el exterior de este contorno - (Vaiana et al, 1973) La fig. 3.3 muestra las líneas del campo po atravesando una superficie esférica imaginaria.

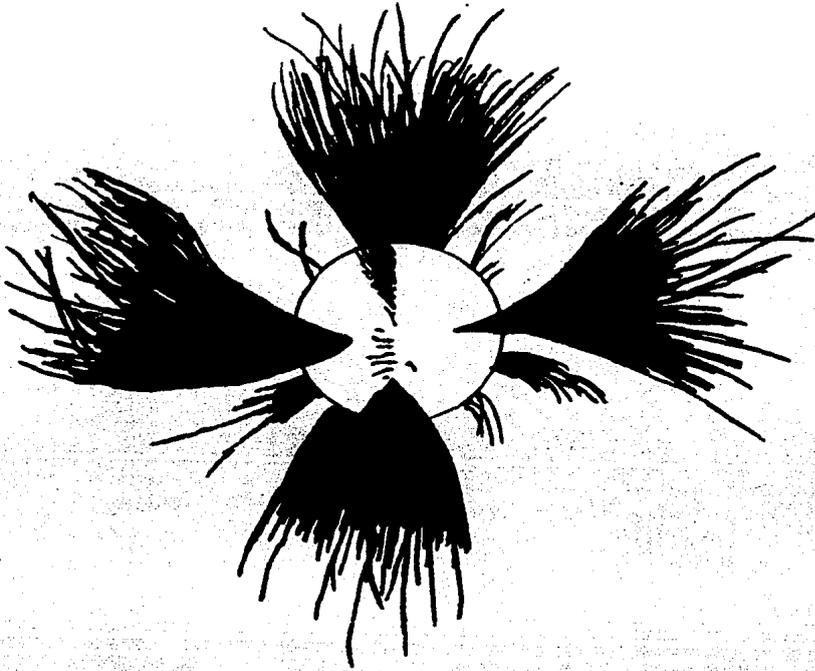


Fig. 3.3.- Potencial de líneas magnéticas en la Corona expandiéndose hacia el espacio interplanetario.

En base a estos resultados, la Corona puede dividirse en una región donde el campo es cerrado, con una densidad magnética mayor que la densidad de energía del gas, y por consiguiente puede confinar y conducir el flujo e impidiendo su expansión, y en otra región donde el campo es abierto originando

hoyos coronales y el escape de todo el viento solar. Este modelo de configuración magnética abierta ya había sido señalado por Billings y Roberts (1964) para explicar la causa de las perturbaciones geomagnéticas recurrentes cada 27 días, denominadas regiones M, postuladas por Bartels. Dichas regiones presentan una fuente diferente de los fenómenos de emisión de partículas solares, denominadas ráfagas, responsables ésta de las tormentas magnéticas esporádicas. Ver fig. 3.4.

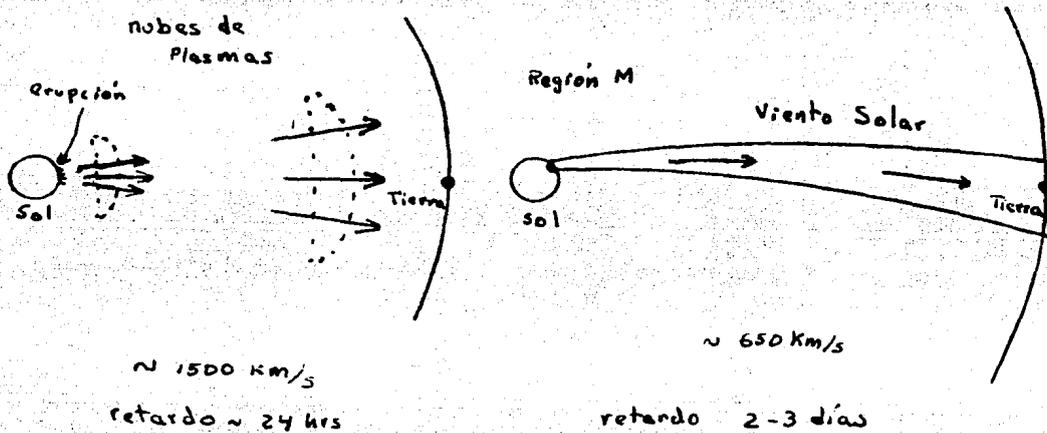


Fig. 3.4.- Emisión de materia solar al espacio.

Un patrón plausible del campo magnético sugerido por Billings y Roberts se muestra en la fig. 3.5. Las superficies isotérmicas se comprimen en la parte central de esta configuración. Tal situación se presenta por varias razones:

- a) El flujo de calor recorre una trayectoria mayor a lo largo de los flujos cerrados, hasta alcanzar una determinada altitud.

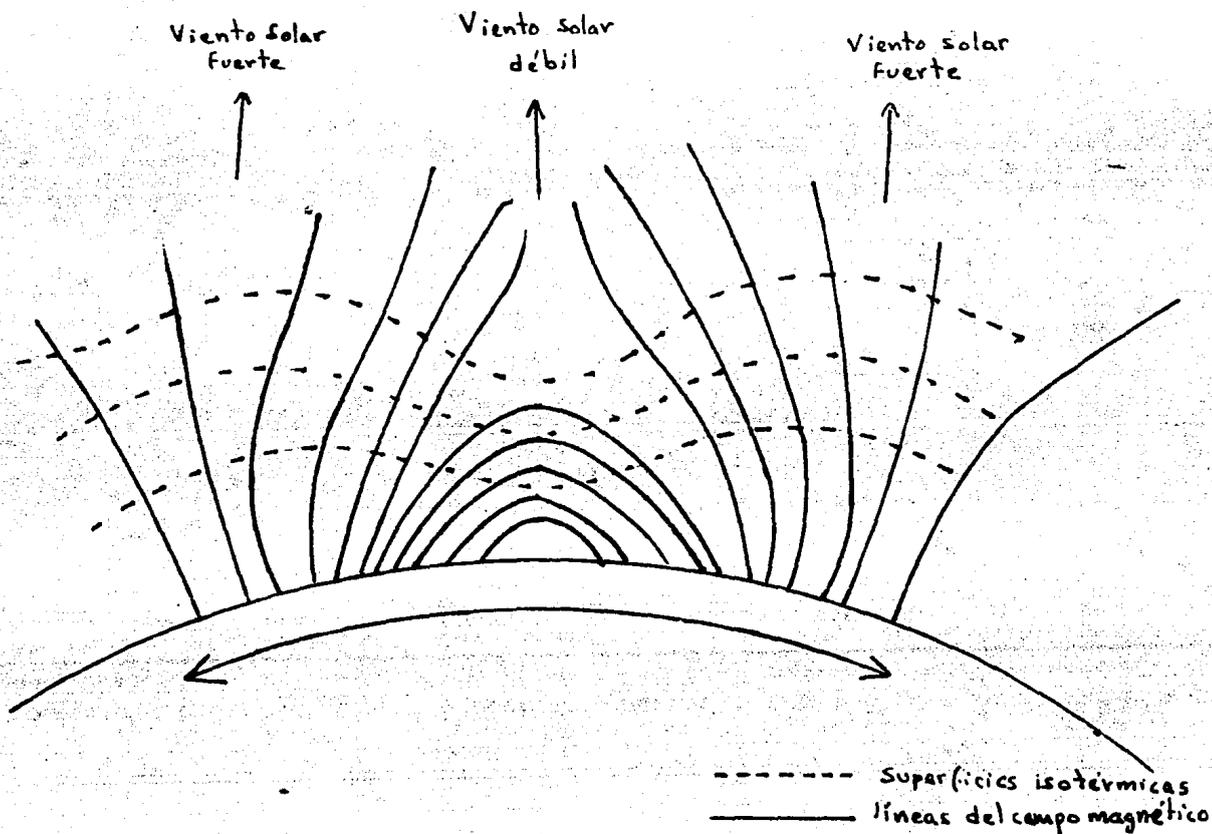


Fig.3.5.- Esquema del campo magnético, para explicar las denominadas regiones M. Billings y Roberts, 1964.

En el exterior del campo cerrado, las líneas isotérmicas tienen una inclinación mayor a causa de la baja energía que ingresa en esta región. El viento solar débil surge del centro de la configuración a causa del elevado gradiente de temperatura y por el efecto del atrapamiento del plasma coronal debido al campo magnético. En cambio, el flujo del viento solar es más intenso en los bordes provocado por el bajo gradiente de temperatura y por la ausencia de fuerzas contenedoras del plasma por el campo magnético. Este esquema se emplea para analizar cualitativamente la estructura sectorial del espacio interplanetario discutida en el capítulo anterior.

Resumiendo, la geometría divergente del campo proporciona una clase de tobera de Laval y tomando en cuenta las variaciones radiales de la energía y del momento dan lugar a una aceleración del flujo en las soluciones del modelo de Parker. Sin embargo, como veremos más adelante, no todas las regiones que poseen campos abiertos están asociados con hoyos coronales.

Un resultado interesante de las observaciones de los hoyos coronales era que aparentemente no participaban en la rotación diferencial del Sol.

Timothy et al (1975) realizaron un estudio de un hoyo que se extiende desde la capa polar norte atravesando el ecuador solar. Sus observaciones indicaron una rotación rígida solo con ligeras variaciones de su período con la latitud durante cinco apariciones sucesivas en el disco solar. Generalmente los hoyos rotaban en todas las latitudes con el mismo período sincó dico tal como una mancha recurrente en el campo fotosférico cercano al ecuador solar. Esta idea fué modificada recientemente por Sheke y Pande (1985), mediante un gran número de observaciones, analizadas en cartas sinópticas (He I 10830 A) de una secuencia de franjas de $\pm 10^\circ$, $\pm 20^\circ$, $\pm 40^\circ$ y $\pm 60^\circ$, para

varias rotaciones Carrington. Se encontró en este trabajo una relación entre el período de rotación de un hoyo con la latitud. El resultado obtenido demuestra una disminución de la rotación para latitudes mayores que en secciones ecuatoriales. Esta dependencia refleja la existencia de una rotación diferencial de hoyos coronales, lo cual no está de acuerdo con las observaciones realizadas por Timothy et al.

De nueve hoyos coronales observados en las latitudes $\pm 30^\circ$, durante los nueve meses de la misión del Skylab, dos tuvieron un tiempo de vida de tres rotaciones, cuatro tuvieron cinco rotaciones y tres lograron tener diez o más rotaciones solares (Bohlin, 1976). Durante este mismo período los polos solares presentaron hoyos permanentes, cubriendo el 15% de la superficie total del área del Sol, permaneciendo sorprendentemente constante (Bohlin, 1977). Los hoyos de mayor extensión a bajas latitudes fueron una prolongación de los hoyos polares. Sin embargo pequeños hoyos ecuatoriales se presentaron simplemente aislados contribuyendo solo un 5% de la superficie total, (Nolte et al, 1976 b).

Probablemente el área de los hoyos fluctúe sistemáticamente con el ciclo de la actividad solar. Los datos muestran una disminución del área total durante los años del máximo de manchas. Las fotografías tomadas desde cohetes y satélites indican una disminución completa de hoyos polares y sólo pequeños hoyos ecuatoriales sobreviven. Por otra parte las áreas de hoyos se incrementan durante los años de declinación y cerca del mínimo. Durante la declinación en los años 1973 - 1974, fué notable la aparición de flujos discretos de alta velocidad.

Grandes actividades geomagnéticas se han registrado entre dos y tres días después del paso del meridiano central de un hoyo coronal ecuatorial (Neupert y Pizzo, 1974).

Una situación diferente es propuesta por Bohlin (1977). El resultado es de un efecto túnel que implica una conducción de las corrientes de alta velocidad a través del filo de un hoyo polar convergiendo hacia el plano donde interactúa con la Tierra, provocando un incremento de la actividad geomagnética. Se conoce este efecto por la presencia de perturbaciones magnéticas, sucediendo dos veces al año cuando la Tierra alcanza las máximas altitudes heliográficas de $\pm 7^\circ$. Este concepto se muestra esquemáticamente en la figura 3.7.

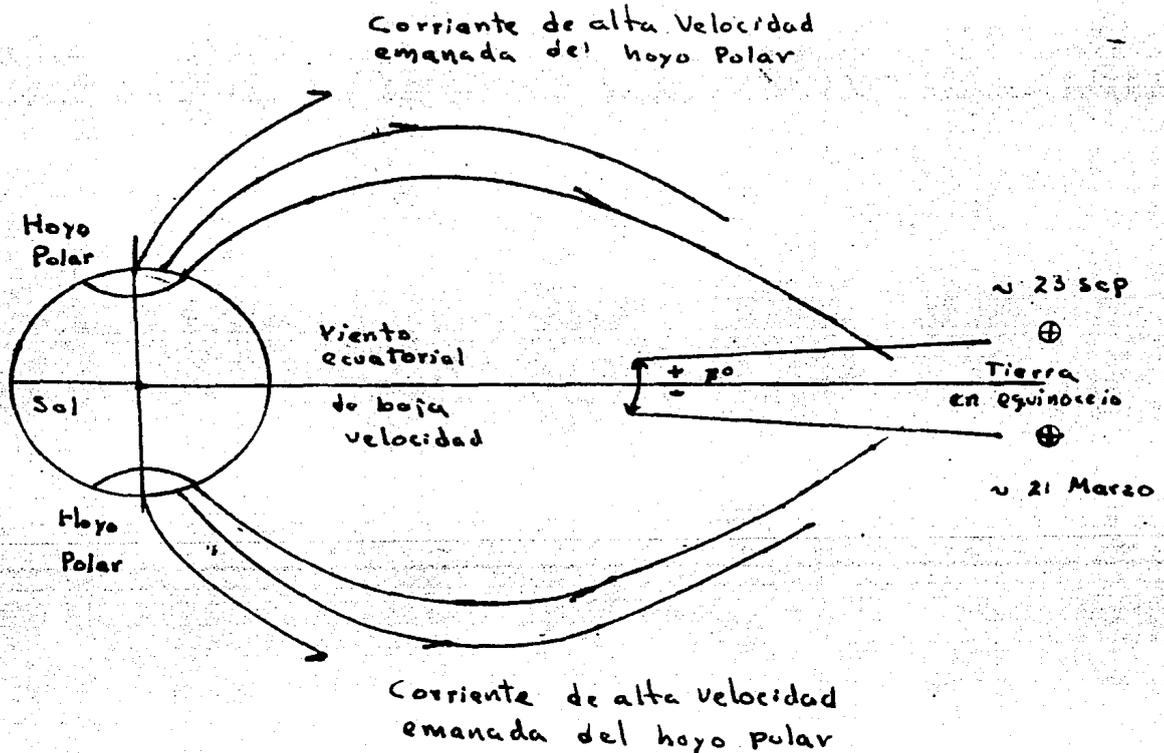


Fig. 3.7.- Descripción esquemática de como la Tierra puede ser alcanzada por un flujo rápido (>600 Km/s) desde un hoyo polar durante los equinoccios.

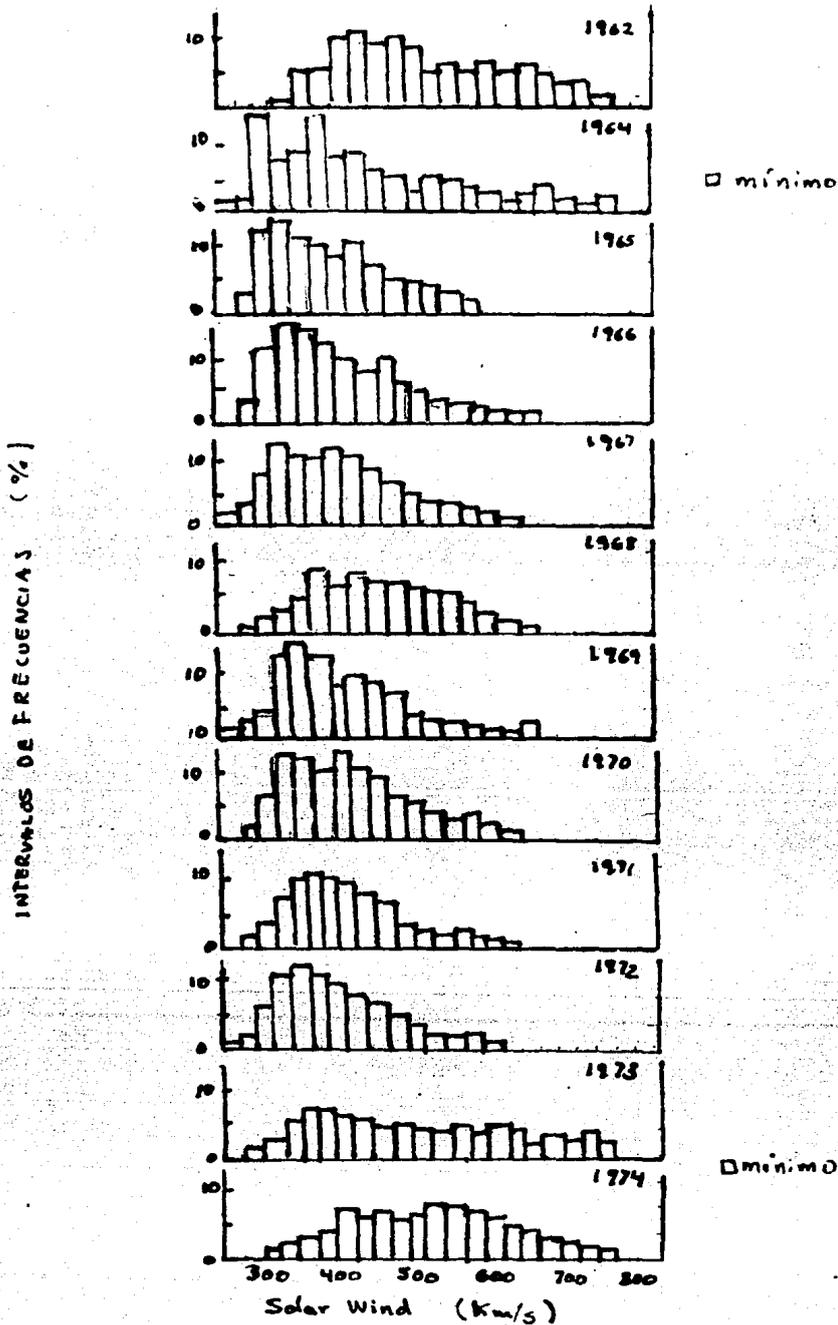


Fig. 3.6.- Distribución de la velocidad del viento durante un ciclo solar. Gosling et al, 1977.

Durante los equinoccios, la Tierra muestra estadísticamente flujos de alta velocidad emanados de hoyos polares, incrementando así los niveles de actividad geomagnética, aún en ausencia de hoyos ecuatoriales. Esta descripción puede apoyarse con las observaciones de cometas en $L \alpha$, que indican un aumento en la velocidad a altas latitudes solares. Claramente ésta idea debe ser ampliamente sostenida, si se tiene mayores observaciones de hoyos fuera de la eclíptica.

Esta investigación se ha ampliado observando hoyos coronales de alta latitud, obtenidas en mapas sinópticos (He I 10830 A) y correlacionando con corrientes rápidas del viento solar, determinadas mediante cintilación interplanetaria emanadas de estos hoyos (Baker y Papagiannis, 1982). De los 24 flujos rápidos analizados no hubo una buena correlación con los hoyos, no obstante el 75% de los casos estaban asociados con el viento solar. Las observaciones se realizaron entre 0.3 y 1 UA. Sin embargo los datos utilizados incluyen varias incertidumbres, por lo cual no siempre es válido establecer una correlación entre hoyos coronales y la velocidad del viento mediante este método.

Sin embargo, las variaciones y las propiedades de los hoyos a través de un ciclo solar no están bien establecidas. Es necesario extender las observaciones durante algunos ciclos más para entender ampliamente el comportamiento de hoyos y su asociación con las corrientes de alta velocidad.

Actualmente se ha considerado a los hoyos coronales como regiones " activas " , cuya actividad se transporta hacia el medio interplanetario a través de corrientes rápidas del viento solar, modificando la quietud del medio y causando gran-

des perturbaciones en la Heliosfera. Hundhausen et al (1980) ha encontrado una fuerte correlación positiva entre el área de hoyos coronales polares y la radiación cósmica. Por su parte Bravo et al (1986) proponen la idea de que hoyos ecuatoriales producen irregularidades magnéticas requeridas para la modulación de rayos cósmicos. La presencia de amplias áreas de hoyos polares permiten poca alteración en la intensidad de los rayos cósmicos. Al disminuir el área de los hoyos polares hacia el máximo de actividad, la aparición de pequeños hoyos ecuatoriales perturban ampliamente el medio interplanetario, provocando grandes irregularidades magnéticas en el plano de la eclíptica.

3.3. ORIGEN Y EVOLUCION DE HOYOS CORONALES

Hasta ahora nos hemos referido a las observaciones sobre hoyos coronales y su relación con los flujos de alta velocidad, trataremos ahora algunos aspectos de su formación así como algunos intentos por esclarecer su origen. Las teorías físicas están basadas en la obtención de líneas de Fe XIV 5303, Fe IV 284, He I 10830 y luz blanca obtenidas con el coronómetro K y filtrogramas H α .

Dado que una característica básica de los hoyos en su tiempo de duración; éste debe ser tomado en cuenta para los modelos. En particular McIntosh (1976) considera un modelo empírico, donde el surgimiento de hoyos exhibe un patrón global y sistemático en el tiempo y en el espacio. Este modelo está basado en una larga serie de mapas sinópticos de líneas magnéticas neutras derivadas de filtrogramas H α . En particular, estas líneas neutras tienen una duración de 25 a 40 rotaciones solares, localizadas alrededor de los polos y asociadas con una corona de filamentos polares. Otras líneas neutras limitan celdas unipolares situadas cerca del ecuador solar. Según McIntosh un hoyo nace cuando estas líneas se separan suficientemente (mayor que 30°) y decaen si se aproximan a menos de 30°. El hoyo alcanzará madurez cuando se conecta magnéticamente con la capa polar de la misma polaridad magnética. La aparición de una brecha persistente de larga duración en la corona polar de filamentos juega un papel esencial en este proceso. Estas brechas rotan más despacio que los hoyos ecuatoriales, desplazándose al Este de los hoyos, cuando la brecha y el hoyo se alinean en longitud se juntan.

Durante los años 1972 - 1973, se observó una brecha des-

plazarse en dirección Este en relación a una sucesión de hoyos ecuatoriales con la misma polaridad de la región polar en el mismo hemisferio. Cada alineación de la brecha con estos hoyos producía un gran hoyo coronal cubriendo desde zonas polares hasta latitudes ecuatoriales, rotando rígidamente, desconectándose después a causa de la rotación diferencial para posteriormente conectarse con un nuevo hoyo al Este, realizando varios circuitos completos de longitud Carrington, hasta que este proceso se detuvo en 1974. Ver fig. 3.8.

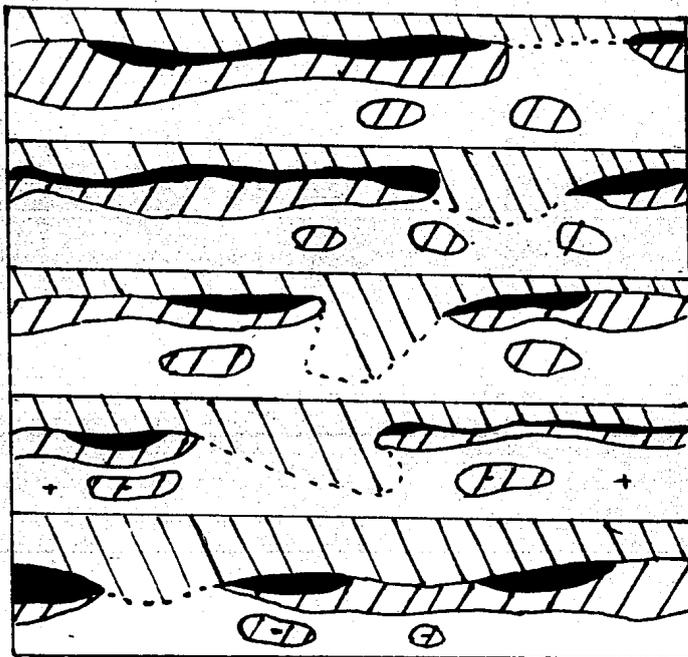


Fig. 3.8.- Evolución esquemática de un hoyo coronal de acuerdo con el modelo de McIntosh. (Zirker, 1977)

Por su parte Bohlin (1976) considera el nacimiento de hoyos cuando el flujo magnético de varias regiones bipolares interactúan para producir una gran región de flujos "desbalanceado" localmente. Bohlin (1977) ha ampliado sus investigaciones sobre las posiciones tamaños y evolución de hoyos en EUV y rayos X. Sus análisis conducen a una interacción global del campo magnético con los hoyos. Un resultado importante es la obtención de la razón $A = \text{crecimiento/decaimiento areal para hoyos}$, el valor obtenido por Bohlin fue de $1.5 \times 10^4 \text{ Km}^2/\text{s}$. cuyo valor está de acuerdo con Leighton (1964), que determinó $dA/dt = 10^4 \text{ Km}^2/\text{s}$. en su tratamiento del transporte del campo magnético solar superficial.

El interés por explicar el origen de hoyos coronales ha llamado la atención de algunos teóricos interesados en la teoría del dinamo solar, intentado explicar el surgimiento de hoyos en regiones preferenciales y su rotación "rígida". Gilman (1977) y Stix (1976) describen patrones magnético a gran escala favorables a la formación de hoyos, dominados por modos del dinamo solar.

Aunque no existe una teoría completa para explicar el origen de hoyos en latitudes preferentes, es necesario señalar algunas observaciones referente a su comportamiento:

a) Se han encontrado hoyos de polaridad contraria a la de regiones polares en cada hemisferio y que por lo tanto violan la llamada regla de polaridad del hemisferio, pero mientras estos permanecieron durante pocas rotaciones solares los que sí satisficieron esta regla lograron permanecer hasta un año.

b) La extinción repentina de algunos filamentos es acompañada por la aparición brusca de hoyos. (Sheeley y Harvey, 1981).

3.4. BALANCE DE ENERGIA.

Para establecer el balance de energía en hoyos coronales, es necesario considerar que el flujo prevaeciente en el hoyo es estacionario. Se establece entonces una ecuación para expresar la condición en la cual la energía perdida debe ser igual en cualquier punto a la energía ganada. Esta condición es:

$$\nabla \cdot (F_c + F_r + F_e + F_g + F_k + F_b + F_w + F_o) = 0 \quad (3.1)$$

donde F_c = flujo de calor por convección, F_r = radiación, F_e = entalpía, F_g = energía gravitacional, F_k = energía cinética, F_b = energía magnética, F_w = energía ondulatoria y F_o = energía dabida a corrientes eléctricas. En consecuencia es estimar la energía perdida y la energía ganada para cualquier punto para introducir las en la ecuación (3.1) y determinar así las condiciones de balance. Seguiremos aquí el trabajo de Zirker (1981).

Las observaciones espectroscópicas proporcionan información útil para determinar la pérdida total de la energía para un hoyo coronal. En general para establecer esto, debemos imaginar al hoyo y al flujo como parte de un tubo largo de flujo magnético extendiéndose desde el Sol hasta la Tierra. Las mediciones del viento cerca de la Tierra estipulan la energía perdida a través de la sección transversal del flujo.

Para estimar primeramente la pérdida por conducción en la zona de transición es necesario suponer en esta región un plano paralelo al hoyo. El flujo conductivo se expresa como :

$$F_c = 10^{-6} T^{5/2} dT/dh \quad (3.2)$$

lo cual requiere conocer la temperatura y el gradiente de temperatura. (Zirker, 1981).

Estas cantidades pueden establecerse mediante la intensidad de líneas espectrales formadas en la región de transición por medio de la expresión.

$$I = C \int N_e^2 f(T) g(T) dh/dT T d(\ln T) \quad (3.3)$$

En esta expresión f y g son funciones de la temperatura de los electrones, lo cual describe el estado de ionización y excitación de los iones en cuestión. El término C incluye constantes atómicas y las abundancias químicas de los elementos. La integral se extiende sobre un rango de temperaturas donde el ión en cuestión es abundante. Si se toman valores medios de la integral, se obtiene

$$I = C N_e^2 \bar{f} \bar{g} \langle dh/dT \rangle T \ln T \quad (3.4)$$

en donde el término $N_e^2 \langle dh/dT \rangle T$ es la emisión.

La ecuación anterior proporciona la intensidad de una línea determinada, la cual proporciona una medida del gradiente de temperaturas dentro de un intervalo de temperaturas en la cual se forma la línea. Los valores f y g se evalúan teóricamente de acuerdo con el rango de temperaturas empleado. La utilización de líneas formadas a diferentes intervalos de temperaturas suministra el inverso de temperaturas en función de la altura, así que el proceso inverso predice el perfil de temperaturas.

El empleo de observaciones realizadas en O VI, Mg X y XII, proporciona el flujo de calor por conducción cuyo valor es 5×10^4 ergs/cm²s. Esta cantidad es un orden de magnitud más pequeño que el flujo de energía en la zona de transición fuera del hoyo.

Como se mencionó anteriormente, el gradiente de temperatura en la zona de transición en un hoyo coronal es alrededor de un orden de magnitud más pequeño que en regiones quietas donde la densidad es ≈ 10 veces mayor. Dado que se ha podido determinar el flujo hacia abajo en la región de transición cuya velocidad es del orden 10 Km/s, las líneas formadas en esta región establecen una temperatura de $10^4 - 10^5$ °K.

Este flujo hacia abajo transporta energía térmica y trabajo, la suma de estas energías es la entalpía (E+U). El cálculo de flujo hacia abajo de la entalpía se determina por la razón del flujo de la entalpía al flujo de conducción térmica y se establece como:

$$R = \frac{5KTq}{6 \times 10^{-7} AT^{5/2} dT/dh} \quad (3.5)$$

donde $q = N_e V_e A$ es el flujo promedio de electrones y A es el área fraccional de la superficie del Sol ocupada por la base del hoyo.

Como la emisión por el área fraccional viene por $E = AN^2T < dh/dT >$ se puede eliminar dh/dt para obtener una relación en función de la emisión medida. Empleado entonces valores observados se encuentra que el flujo de la entalpía es de 5 a 50 veces mayor que el flujo por conducción térmica. La tabla 3.1 establece la pérdida de energía desde la zona de transición en un hoyo coronal hasta 1 UA vía el viento solar.

	Zona de transición	Flujo de alta velocidad a 1UA
Calor por conducción	5×10^4	-
Entalpía	$2.5 \times 10^5 - 2.5 \times 10^6$	-
Viento solar	-	7×10^5
Total	$3.0 \times 10^5 - 2.6 \times 10^6$	

Tabla 3.1.- Valores de la energía perdida (ergs cm^{-3}s^1) para el sistema hoyo coronal- flujo de alta velocidad. (Zirker,1981.)

La energía total necesaria que se suministra a un hoyo, consiste en 2.5×10^5 a 2.5×10^6 ergs/ cm^2s requeridas para compensar la pérdida en la zona de transición y de 7×10^5 ergs/ cm^2s para compensar la pérdida de masa en un flujo rápido. Por lo tanto se requiere un total de 1×10^6 a 3.3×10^6 ergs/ cm^2s . El valor obtenido en la región de alta velocidad ha sido multiplicado por el factor de expansión no radial de 7. Prescindiendo del flujo de entalpía, la energía transportada por el viento mayor al 90% de la energía total, lo que implica una gran eficiencia de la conversión de la energía depositada en el flujo del viento. La mayor contribución a la pérdida de energía a través del flujo de alta velocidad a 1 UA está dada por las energías cinéticas y gravitacional. (ver apéndice)

La situación es muy diferente para estimar la energía ganada. Como ya se señaló anteriormente, el viento solar se produce por una diferencia de presión entre la base de la Corona solar y el medio interestelar. La diferencia de presión es producida por el calentamiento de la baja Corona a más de un millón de grados. El mecanismo de calentamiento aún no se conoce, aunque el calor depositado por ondas disipadas (acústicas, modo rápido, modo lento o de Alfvén) generadas en la zona de convección es la idea más aceptable.

Se sabe que la energía necesaria para mantener la Corona a una temperatura de 2×10^6 °K y del transporte de energía a través del viento es de 5×10^6 ergs/cm²s. White y Athay (1979), han estudiado las propiedades de propagación de ondas de compresión y sus fluctuaciones observadas en la alta Cromósfera. La potencia total transportada por estas ondas es solo 1×10^4 ergs/cm²s en promedio sobre el Sol. Esta es una pequeña fracción de cantidad necesaria para el calentamiento de la alta Cromósfera y la Corona.

La posibilidad de que las ondas de Alfvén sean las responsables del calentamiento de la Corona, es reforzada por el hecho de que éstas han sido detectadas en el viento solar cerca de la Tierra. La amplitud de estas ondas (1-2Km/s) se interpreta como el indicio que se genera en la Fotósfera y en la Cromósfera.

El flujo de energía que transportan las ondas de Alfvén es $AV_a ((\Delta B)^2 / 8\pi)$, donde A es el área cubierta por la red, ΔB es la variación del campo magnético y V_a es la velocidad de Alfvén. Si ΔB es grande comparada con B, entonces el flujo de energía de las ondas de Alfvén es proporcional al cubo de la magnitud del campo estático, es decir, el campo magnético coronal contribuye fuertemente al transporte del momento y de energía dentro de un hoyo coronal y permite que la Corona se expanda en un flujo rápido. Las ondas de modo rápido tienden a propagarse isotrópicamente, mientras que las ondas de Alfvén y de modo lento son un ejemplo de ondas magnetohidrodinámicas que se propagan preferentemente a lo largo de las líneas magnéticas. Todo intento por detectar ondas en la Corona ha sido infructuoso.

Otra posibilidad para el calentamiento coronal es mediante disipación óhmica de corrientes eléctricas producidas ya

sea por la interacción con el campo magnético o por reconexión magnética, (Wentzel, 1978,1981). El mecanismo del calentamiento coronal no se ha establecido observacionalmente.

3.5 MODELOS

A partir del análisis observacional, se han propuesto varios modelos para describir y entender adecuadamente la relación entre hoyos coronales y la expansión coronal. Nos limitaremos ahora a presentar sólo algunos de mayor interés.

Con la ayuda de la dispersión de la luz blanca observada desde el Skylab, Munro y Jackson (1977), construyeron un modelo tridimensional para la distribución radial de la densidad de electrones desde 2 a $5R_0$, determinando también el área de la sección transversal del hoyo, mediante las observaciones del contorno del hoyo. El modelo expuesto está basado en un hoyo particular observado durante el período Junio 29 - Julio 13 (1973). El hoyo tiene esencialmente una simetría axial cerca del polo norte solar, con una sección transversal que se expande más rápido que r^2 . Esto significa un incremento del área transversal desde la base del hoyo hasta $3R_0$ de aproximadamente 7.5 veces mayor que el de un contorno con simetría radial. Es decir, el 60% de la atmósfera solar localizada a $3R_0$ está conectada con un 6% de la superficie solar.

El área de la sección transversal puede expresarse entonces como

$$A(r) = A(r/R_0)^2 f(r) \quad (3.6)$$

donde la función $f(r)$ se incrementa con la altura, y es el factor de expansión. La expresión analítica de $f(r)$ se discute más adelante.

En el análisis de esta geometría, la distribución de la densidad de electrones se obtiene mediante la relación

$$N_e(r, \lambda) = 0.774 (1 + 2.14 \cos^2 \lambda) N_e \quad (3.7)$$

donde

$$N_e(r) = 5 \times 10^9 (r/R_0)^{-1.4} + 2.41 \times 10^6 (r/R_0)^{-3.28} \quad (3.8)$$

donde $2R_0 < r < 5R_0$ y $\lambda > 45^\circ$ es la latitud heliográfica.

La fig. 3. muestra el perfil de velocidad y densidad en función de la altura dentro de un hoyo según el modelo de Munro - Jackson. La distribución de la presión se determinó suponiendo que el flujo del material coronal en el viento es una corriente de alta velocidad medida a 1 UA derivada de la conservación del flujo de masa

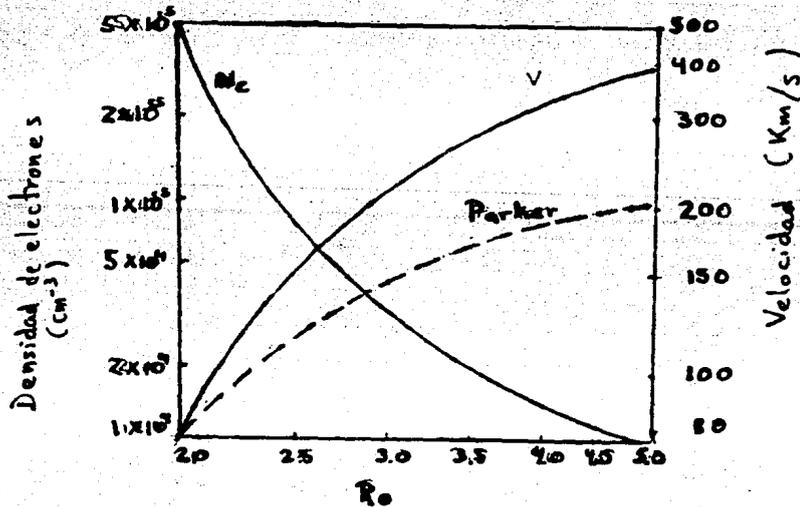


Fig. 3.9. Perfil de la velocidad y de la densidad de electrones para un hoyo polar. Munro y Jackson, 1977.

Como podemos observar, para una distancia de 5R la velocidad del flujo alcanza los 450 Km/s, mayor al valor medido a la altura de la Tierra en condiciones normales. Si se considera una temperatura máxima de los electrones en un hoyo de $\sim 2 \times 10^6$ °K la velocidad sónica alcanza los 250 Km/s. La aceleración en 2 radios solares es pues mayor que en otros modelos teóricos de la expansión coronal.

Midiendo la dispersión de ondas de radio emitidas por Helios I y el centelleo de fuentes de radio de la Galaxia emitidas detrás del Sol sobre el plano de la eclíptica, Woo (1978) derivó un perfil de velocidades del viento entre 1.2 y 20 radios solares obteniendo valores más pequeños que los obtenidos por Munro - Jackson por un factor de dos.

Discutiremos ahora el modelo propuesto por Kopp Y Holzer (1976) en el cual sugieren que la expansión coronal sólo puede ocurrir a lo largo de un flujo magnético abierto hacia el espacio cuya sección transversal se incrementa más rápido que r^2 . En este modelo se considera un flujo estacionario. El flujo se describe por la ecuación de continuidad, la ecuación de momento y una ecuación de estado politrópica

$$\frac{d}{dr} (\rho V A) = 0 \quad (3.9)$$

$$\rho V \frac{dV}{dr} + \frac{dP}{dr} + \frac{G M_0}{r^2} = 0 \quad (3.10)$$

$$\frac{d}{dr} (P/\rho^\alpha) = 0 \quad (3.11)$$

Donde ρ es la densidad, V la velocidad del flujo, P la presión, α es el índice politrópico, M_0 la masa solar, r la distancia heliocéntrica y G la constante gravitacional. Introduciendo el número de Mach M definido como

$$M = \frac{V}{c} = \rho V^2 / \alpha P \quad (3.12)$$

donde c es la velocidad del sonido, entonces, de las ecuaciones (3.9) a (3.11) se encuentra una ecuación diferencial para el número de Mach en función de la distancia radial

$$\frac{M^2 - 1}{2M} \frac{dM}{dr} = \left[\frac{1 + (\alpha - 1)M^2}{2} \right] \left[\frac{1}{A} \frac{da}{dr} - \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha + 1}{\alpha - 1} \right) \frac{GM_0/r^2}{E + GM_0/r} \right] \quad (3.13)$$

$$= \frac{1}{2} \frac{\alpha + 1}{\alpha - 1} \left[1 + \frac{-1}{2} M^2 \right] \frac{1}{g} \frac{dg}{dr} \quad (3.14)$$

donde E y $g(r)$ se definen como

$$E = \frac{1}{2} V^2 - \frac{\alpha}{\alpha - 1} \frac{P}{\rho} - \frac{GM_0}{r} \quad (3.15)$$

$$g(r) = A(r)^{2(\alpha - 1/\alpha + 1)} (E + GM_0/r) \quad (3.16)$$

La sugerencia es entonces que en un hoyo coronal el campo magnético tiene una sección transversal que diverge más rápido que una divergencia de la forma r^2 hasta una distancia de al menos un radio solar, y que más allá se expandirá en forma radial. En la siguiente figura se muestra los contornos del hoyo en este modelo.

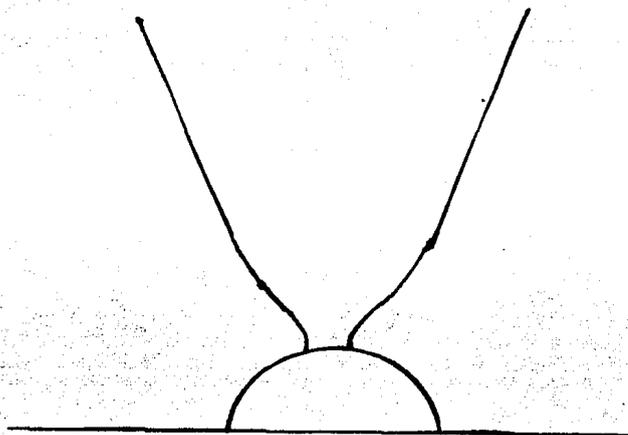


Fig. 3.10.- Sección transversal de un hoyo coronal.

Para estudiar específicamente el efecto de una geometría como ésta, se utiliza la expresión para el área del flujo de acuerdo con el modelo propuesto por Munro y Jackson, ec.(3.6) en donde $f(r)$ es el factor que permite obtener la divergencia geométrica deseada.

El valor más apropiado para la forma funcional de $f(r)$ se expresa como

$$f(r) = \frac{f_{\max} \exp (r-r_1) / \sigma + f_1}{\exp (r-r_1) / \sigma + 1} \quad (3.17)$$

donde

$$f_1 = 1 - (f_{\max} - 1) e^{(R_0 - r_1) / \sigma} \quad (3.18)$$

tomando los valores $r_1 = 1.5 R_0$, $f_{max} = 7.5$ y $\sigma = 0.1R_0$.

El valor para el índice politrópico α se toma como 1.1. La energía por unidad de gramo se escoge como 1.8×10^{15} ergs/s, la cual proporciona una velocidad de flujo de 600 Km/s. en el infinito, lo cual está de acuerdo con las observaciones para corrientes de alta velocidad. En la figura 3.11, se muestra los resultados de la distribución radial de la velocidad de flujo para diferentes valores de f_{max} .

La solución de la ecuación (3.13) exhibe puntos críticos cuando $M^2 = 1$ y el lado derecho de la ecuación se anulan. El flujo es supersónico en la misma posición para valores menores que $f = 7.5$. El punto crítico se determina si

$$\left. \frac{dg}{dr} \right|_{r=r_c} = 0$$

en donde

$$r_c = \frac{GM}{E^2} \frac{5 - 3\alpha}{4(\alpha - 1)} = 4.5 R_0 \quad (3.19)$$

Existe una transición repentina del punto crítico cuando $f_{max} = 7.5$ pues más allá de este valor, la expansión llega a ser supersónica a una altura de $1.15R_0$. Estos resultados aunque estén basados en un modelo politrópico, indican cómo la divergencia del flujo controla la posición del punto transónico.

El modelo sugiere además que, no obstante que la expansión coronal pueda ocurrir a lo largo de cualquier flujo magnético abierto al espacio interplanetario, únicamente aquellos flujos cuya sección transversal se incrementa hacia afuera con suficiente rapidez, pueden soportar una expansión supersónica de baja densidad a través de la Corona. Así se identifican tales flujos rápidos con regiones de hoyos donde la densidad es significativamente menor que en los alrededores.

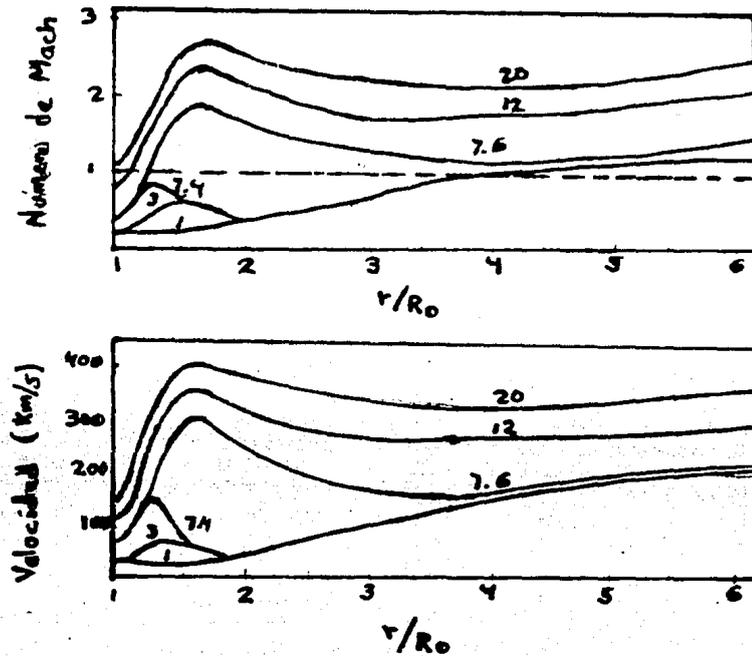


Fig. 3.11.- Perfil de la velocidad para un flujo politrópico en un campo magnético divergente.

Solamente para una expansión supersónica, la densidad observada en un hoyo coronal es compatible con la densidad y velocidad de partículas medidas en la órbita de la Tierra. Otros modelos semiempíricos de la expansión del viento en un hoyo coronal examinan las ecuaciones de un flujo hidrodinámico, tomando en cuenta una variedad de suposiciones sobre el calentamiento coronal y el efecto de una geometría divergente del campo magnético.

Kopp y Orrall (1977), establecen un modelo fundamentado en una ecuación de balance de energía, donde incluyen términos de la conductividad, la radiación y la energía perdida en el viento solar.

El mecanismo del calentamiento coronal es descrito por una función exponencial, donde el flujo mecánico y la altura se emplean como parámetros. Este modelo supone: a) El flujo del viento no repre-

senta un término significativo en la ecuación del momento, modificando entonces esta ecuación por una ecuación de equilibrio hidrostático, b) La ecuación de energía incluye el término convectivo del viento. El resultado para la geometría del campo magnético divergente en un hoyo se expresa mediante una función radial, la cual es un múltiplo de la dependencia de la sección transversal R^2 . Para los cálculos se emplea una función de expansión que se incrementa a un valor máximo de 3 en $2R_0$. De acuerdo con el modelo de Kopp y Orrall un hoyo coronal es ligeramente menos caliente y de menor densidad que la Corona quieta. El gradiente de temperatura en la región de transición en el hoyo es 5 veces más pequeño que en las regiones quietas. Esto significa que un 20% de la energía mecánica disponible para calentar la Corona, es necesaria para mantener un hoyo. La velocidad de expansión predicha por este modelo es 10 veces menor que los valores observados. La deficiencia en este modelo es básicamente la suposición de un equilibrio hidrostático y posiblemente la de tomar en cuenta una divergencia débil en la geometría del campo.

En un intento por apoyar la idea de la aceleración del viento mediante ondas de Alfvén, Mc Wirth (1976), construye un modelo basado en el balance de energía. De acuerdo con Mc Wirth las ondas de Alfvén dan toda la energía y todo el momento necesario para acelerar el viento y compensar la pérdida de energía radiativa en el hoyo. Si se considera un flujo de ondas alfvénicas inicial de 10^6 ergs/cm s y un campo de 10 G se puede determinar la posición de las variaciones de la velocidad de Alfvén y de la presión de las ondas.

Basándose en estos datos, el viento solar se acelera a 600 Km/s entre 2 y $5R_0$; el punto sónico se alcanza en $r = 1.15R_0$. La distribución de temperaturas en la región baja del hoyo se determina por el balance de energía entre la conducción de calor y la pérdida de energía. La distribución de la densidad se establece por la condición de equilibrio hidrostático para bajas alturas, más allá de $1.15R_0$ la distri-

bución de la densidad y de la velocidad del flujo es similar al modelo de Munro y Jackson. Sin embargo, el modelo es inconsistente, -- Mc Wirther ignora la presencia de ondas de presión de Alfvén las cuales son una contribución importante por su magnitud y penetración en la Corona. Por su parte Mullan y Ahmad (1982) , proponen un modelo en el que un mecanismo no térmico acelera la pérdida de masa en un hoyo. Este mecanismo es la reconexión magnética. Sus resultados se basan por la presencia de puntos brillantes en rayos X en la base de plumas solares donde la densidad es suficiente para explicar el flujo de masa, además los puntos brillantes están asociados con la aparición de nuevos flujos magnéticos. Para entender -- como puede ocurrir la emisión del plasma coronal, Mullan y Ahmad suponen el surgimiento de un rizo magnético de longitud L desde la superficie solar hasta la Corona. El campo empuja al gas coronal dando lugar a una diferencia de presión ΔP entre el interior y el exterior del rizo. El equilibrio magnetostático se rompe cuando $B = H\sqrt{\Delta P/L}$, donde H es la altura. Se establece entonces un desequilibrio provocando una fuerza flotante sobre el rizo. El empuje hacia arriba crea una cavidad que puede desprenderse cerca de la base. La fuerza flotante decrece rápidamente, creando un impulso inicial, dando por resultado un movimiento balístico sobre la burbuja

En el modelo que se expresa en la figura 3.12, los puntos brillantes en rayos X corresponden a los puntos neutros en la reconexión. En la vecindad de cierta altura R , la burbuja se disuelve. La energía magnética aparece en la forma de ondas MHD, o en otras formas e imparte energía al gas coronal y la velocidad del flujo crece. Según este modelo los puntos brillantes controlan el flujo de masa. Esto es consistente con las observaciones, es decir el incremento en la densidad del viento va acompañado de un incremento en el número de puntos brillantes.

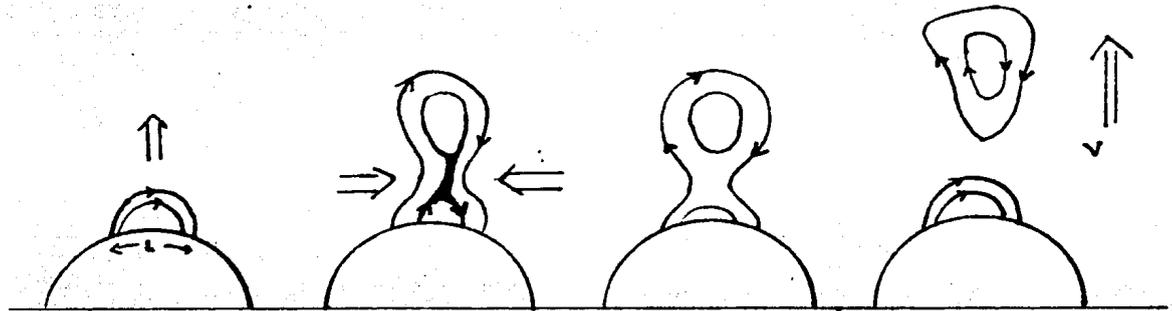


Fig. 3.12.- Ilustración de la pérdida de masa por reconexión magnética. (Mullan y Ahmad, 1982)

Hasta aquí solo se han propuesto algunos modelos más aceptables. El aceptar el modelo más convincente será solamente cuando se dispongan mediciones más precisas y el resultado de las mismas. Sin embargo, ninguno explica el mecanismo físico de la expansión de hoyos coronales. En el siguiente capítulo analizaremos este problema.

CAPITULO IV.- SOBRE LA EXPANSION DE UN HOYO CORONAL

4.1 INTRODUCCION

En el capítulo anterior discutimos algunos aspectos fundamentales de los hoyos coronales, sus propiedades físicas, así como su posible origen y evolución. También se expusieron algunos modelos de expansión del gas coronal que se originan supuestamente en regiones magnéticas abiertas en la Corona. El objetivo básico que se persiguió fué el de considerar a los hoyos como las fuentes de las corrientes de alta velocidad en el viento solar, observadas preferentemente durante los períodos de mínima actividad. Sin embargo, los modelos de flujos en hoyos coronales analizan el papel del plasma coronal como un flujo cuya velocidad depende únicamente del radio, donde las líneas de flujo divergen más rápido que las de un flujo radial; recordemos que en un flujo radial las líneas divergen de tal manera que el área de la sección transversal es proporcional al cuadrado de la distancia donde se originan las líneas. Aún cuando estos modelos predicen perfiles de velocidad, densidad y temperatura acordes con las observaciones, no considera el problema dinámico. Cabe señalar que no existe hasta la fecha una teoría de aceptación general con respecto a la dinámica de la formación de hoyos en la Corona, capaz de explicar cómo las líneas del campo tienen una divergencia no radial.

También se analizaron los modelos propuestos por Munro y Jackson y Kopp y Holzer, donde se exploran las propiedades hidrodinámicas de la expansión estacionaria de la Corona para una sección transversal mayor que la de una simetría esférica, donde la expansión radial es una conse-

cuencia del efecto geométrico del hoyo. Nuestro interés es el de proponer algunas consideraciones físicas de cómo se puede producir la expansión de un hoyo.

4.2 MODELO DE EXPANSION

Para iniciar nuestra discusión, es necesario hacer la siguiente consideración. Si las líneas del flujo se abren rápidamente en el hoyo, entonces la velocidad de expansión no sólo dependerá de la componente radial sino que también será necesario considerar la componente latitudinal de la velocidad. En estas condiciones, debe considerarse la presencia de un gradiente de presión transversal a las líneas del flujo en el interior y el exterior del hoyo, lo que permite que las líneas divergan rápidamente.

Teniendo esto en cuenta, las ecuaciones de continuidad y de momento deberán también incluir la componente latitudinal. En coordenadas esféricas las ecuaciones de continuidad y de momento se expresan de la forma:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho_r v_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho_\theta v_\theta \sin \theta) = 0 \quad (4.1)$$

$$\hat{a}_r \rho v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \rho v_\theta \frac{\partial v_\theta}{r \partial \theta} \hat{a}_\theta + \nabla P = - \frac{6 M_0}{\psi} \hat{a}_r \quad (4.2)$$

donde

$$\nabla P = \hat{a}_r \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} \hat{a}_\theta \quad (4.3)$$

Por consiguiente el problema que planteamos es el de considerar también la componente latitudinal de la velocidad,

separando apropiadamente las partes radial y latitudinal. La contribución radial es resuelta en el modelo de Kopp y Holzer (1976).

Al resolver las ecuaciones (4.1) y (4.2) se determinará la componente latitudinal de la velocidad, lo cual permitirá conocer el ensanchamiento de las líneas de corrientes y especialmente entender el proceso físico de la formación del hoyo.

Nuestro siguiente paso es ahora determinar la componente latitudinal de la velocidad V ; tomando sólo la parte no radial, es decir

$$\hat{a}_\theta \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} = - \hat{a}_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} \quad (4.4)$$

de donde

$$\frac{1}{2} \frac{d}{d\theta} (v^2) = - \frac{1}{\rho} \frac{dP}{d\theta}$$

si suponemos que $P \neq P(\theta)$ dentro del hoyo

$$v_\theta^2 = \frac{2}{\rho} \int_{P_i}^P dP$$

la velocidad v_θ será

$$v_\theta = \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho}} \quad (4.5)$$

expresión para el valor de v_θ donde ΔP es el gradiente de presión transversal dentro y fuera del hoyo, para una altura constante. El valor de la presión en el origen es la presión interna P_i , supuestamente constante hasta un determinado ángulo θ a partir del centro del hoyo, pero en la frontera del hoyo la presión es P_e igual a la presión externa, es decir la velocidad V depende de la variación

de la presión entre el interior y el exterior, y del valor de la densidad la cual varía con la altura. Por lo tanto la variación de la presión controla el mecanismo de la formación del hoyo.

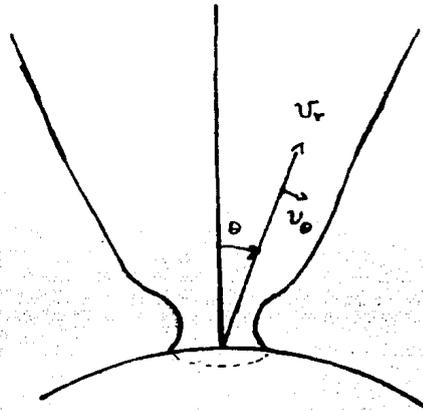


Fig. 4.1.- Componentes radial y latitudinal de la velocidad del viento en un hoyo coronal, tomando un origen centrado en el hoyo.

La geometría del hoyo coronal, se obtiene a partir de considerar que se encuentra en equilibrio con sus alrededores. El valor de la presión en la frontera se encuentra a partir del balance de presiones entre el interior y el exterior del hoyo, esto es

$$n_i k T_i + \frac{B_i^2}{8\pi} = n_e k T_e + \frac{B_e^2}{8\pi} \quad (4.6)$$

donde n_i , T_i , B_i , n_e , T_e y B_e son las densidades, temperaturas y magnitudes magnéticas dentro y fuera del hoyo coronal, k es la constante de Boltzmann, el término $n k T$ representa la presión cinética y el término $B^2/8\pi$ es la presión magnética. La expresión (4.6) nos da la condición de la frontera del hoyo, es decir, son aquellos puntos que se encuentran en su perfil.

Veamos cómo el efecto del campo magnético juega un papel importante en la formación de las líneas con divergencia muy rápida. Vamos a considerar solo la presión magnética. En regiones abiertas, la magnitud del campo viene dada por la relación (2.19) del capítulo II, $B_i = B_0 \left(\frac{a}{r} \right)^2$, donde B_0 es la intensidad del campo en la base del hoyo, $a = 1.02R$. Su intensidad decrece entonces con menor rapidez que la del campo cerrado circundante, cuya magnitud viene dada por $B_e = B_0' \left(\frac{a}{r} \right)^3$, esta relación corresponde a la de un campo dipolar. Aunque su magnitud es mayor a la altura a en relación con la región abierta, su decrecimiento será mayor con el aumento de la altura. Las variaciones de B_i y B_e con la altura obliga a establecer una situación de equilibrio, cuando las presiones magnéticas exteriores e interiores son iguales. El equilibrio tiene lugar cuando

$$\frac{B_i^2}{8\pi} = \frac{B_e^2}{8\pi}$$

el resultado de esta condición establece una altura donde el hoyo permanece en equilibrio con sus alrededores, entonces

$$B_0 \left(\frac{a}{r} \right)^2 = B_0' \left(\frac{a}{r} \right)^3$$

de donde se tiene

$$r_c = a \left(\frac{B_0'}{B_0} \right) \quad (4.7)$$

r depende entonces del cociente de las intensidades de B_0' y B_0 , determinadas a la misma altura a , dentro y fuera del hoyo. No es fácil medir la magnitud del campo magnético dentro de un hoyo, pero si consideramos el campo general del Sol en base a magnetogramas en regiones quietas, se tiene $B_0' \sim 2$ gauss y el campo en un hoyo es ligeramente menor a este valor estimándose en ~ 1 gauss, se tiene entonces $r_c = 2R_0$.

La relación (4.7) es susceptible de cambiar por dos razones; a) como sólo se ha tomado en cuenta la presión magnética es indispensable también considerar la presión térmica del gas nKT, aunque ésta es pequeña en virtud de la baja densidad y temperatura reinante en el interior del hoyo. Es de suponerse que en la base de la Corona n y T son constantes pero, para alturas mayores $T_e > T_i$, entonces la presión del gas exterior es mayor, cerrando un poco la abertura, incluso puede llegar a una situación en que el hoyo no se forme y b) también es de tener en cuenta las fluctuaciones de la intensidad del campo magnético y de la temperatura dentro y fuera del hoyo, La presión magnética depende de la acumulación de las líneas de fuerza ejercidas sobre la frontera del hoyo. Si se presentan perturbaciones en el campo magnético, entonces se provocan cambios en la densidad de las líneas, resultando así un aumento o una disminución en la densidad de las líneas, causando cambios en la presión magnética la que puede influir significativamente en la determinación de r_c . A partir de esta distancia la presión en el interior se incrementará con mayor rapidez respecto a la presión externa, causando una expansión del hoyo y resultando así un aumento considerable en su área transversal, la cual cada vez será mayor conforme crece la altura. Así pues, la presión ejercida sobre las paredes del hoyo influye en la conducta de su expansión. Por consiguiente la velocidad V dependerá de las presiones magnéticas $B_e^2/8\pi$ y $B_i^2/8\pi$.

Como un resultado interesante, se puede establecer tomando únicamente las diferencias de presiones magnéticas, un perfil de velocidades latitudinales en función de la altura. Como puede verse en la siguiente tabla las diferencias de presiones se acrecienta con el aumento de la altura, de igual manera la velocidad latitudinal se incrementa con alturas mayores.

De esta forma la velocidad de expansión del plasma dentro de un hoyo tiene dos componentes, una radial que se incrementa con la altura y una componente latitudinal que experimenta también un crecimiento para r cada vez mayor. En los cálculos realizados, el valor de V_0 se determinó utilizando las relaciones (3.7) y (3.8) del modelo de Munro y Jackson, considerando N_e constante, para $\lambda = 68^\circ$ y la densidad $\rho = N_e m_p$, donde m_p es la masa del proton, pues contribuye la mayor parte de la masa. Los valores de V_0 se incrementan para $2R_0 \leq r \leq 4.5R_0$ y están dirigidas hacia las paredes del hoyo gracias al gradiente de presión.

En la gráfica 4.1 puede verse como la variación de V_0 tiene un incremento considerable entre 2 y 3.5 radios solares, más allá la variación de la velocidad desaparece, permaneciendo la velocidad constante. Conviene tener presente que en la determinación de V_0 se considera la densidad constante para una altura constante y sin depender de θ , esto se hace para simplificar el cálculo. Es necesario determinar V_0 empleando la dependencia de la densidad con el ángulo θ .

4.3 DISCUSION

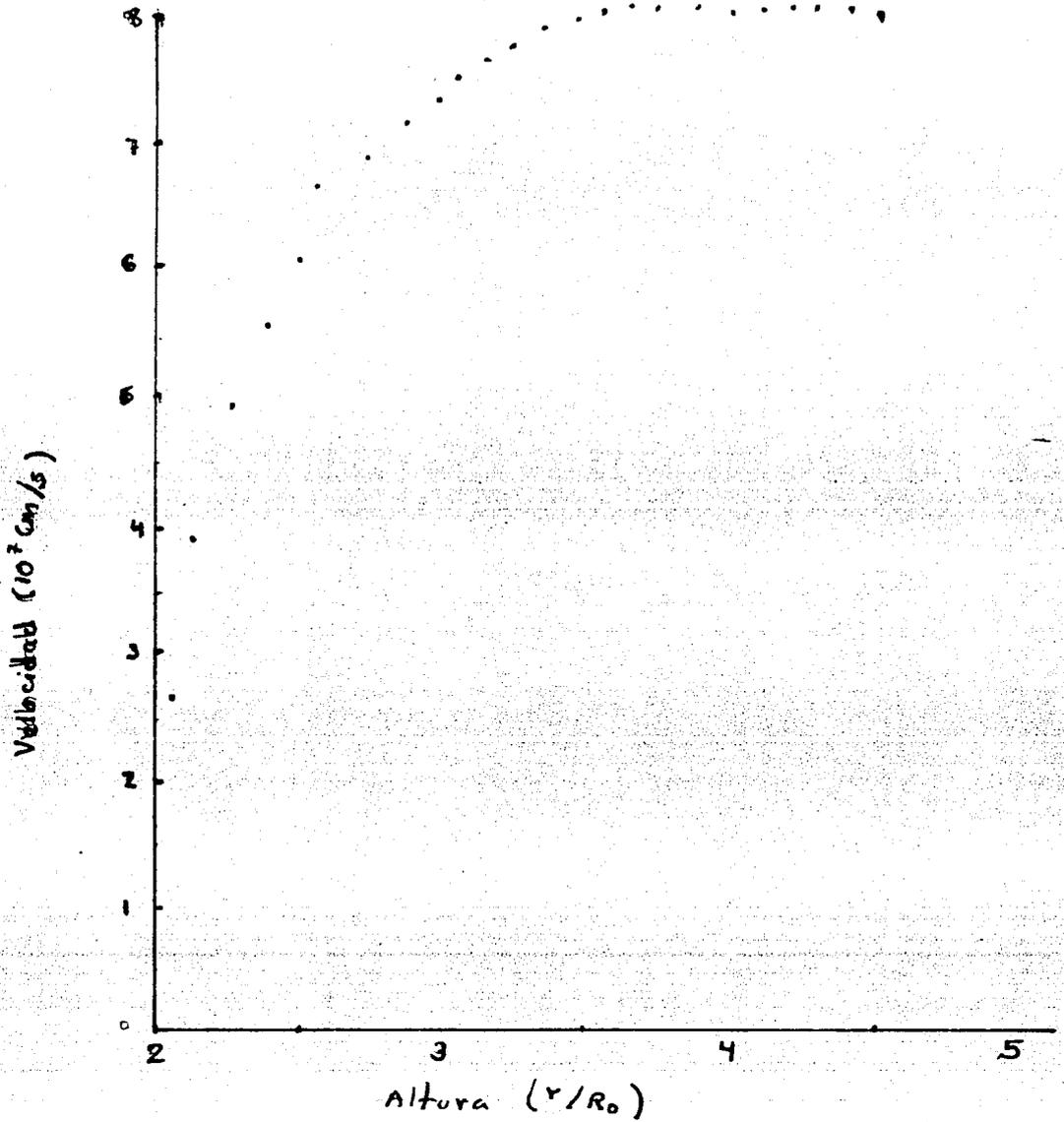
Como ya mencionamos al principio de este capítulo, este análisis fué motivado en gran parte para obtener un mayor conocimiento de la expansión del gas coronal, en la cual los modelos anteriormente descritos omiten la componente latitudinal del flujo rápido emanado de hoyos coronales. El plasma sumergido en un hoyo al ser acelerado hacia el espacio exterior, también está sometido a una diferencia de presión lateral. La diferencia de presión, en este caso magnética es causada por las variaciones del campo magnético con la altura, cuyas intensidades no son iguales debido a las diferentes configuraciones del campo dentro y fuera del hoyo.

El perfil de velocidades sugiere como puede originarse la divergencia rápida en los hoyos coronales. El incremento de la velocidad entre 2 y 3,5R. describe como la expansión es máxima en este intervalo de alturas, luego tendrá una divergencia radial. Tal situación puede explicar como una pequeña región coronal puede expanderse enormemente y el flujo del viento solar llega a cubrir grandes extensiones del espacio interplanetario.

No obstante el problema se ha simplificado, ya que solamente se ha considerado la influencia del campo magnético, pero se tiene un resultado que puede explicar el ensanchamiento de los hoyos.

r (en R _o)	ρ (gr/cm ³)	ΔP (dinas/cm ²)	v (cm/s)
2.0	9.3x10 ⁻¹⁹	0	0
2.1	6.13	2.20x10 ⁻⁴	2.69x10 ⁷
2.2	4.39	3.40	3.93
2.3	3.36	4.10	4.94
2.4	2.69	4.09	5.51
2.5	2.22	4.05	6.04
2.6	1.89	3.99	6.50
2.7	1.63	3.72	6.75
2.8	1.42	3.53	7.05
2.9	1.26	3.31	7.24
3.0	1.12	3.08	7.41
3.1	1.00	2.79	7.46
3.2	8.92x10 ⁻²⁰	2.62	7.66
3.3	8.12	2.43	7.74
3.4	7.33	2.19	7.73
3.5	6.66	2.05	7.84
3.6	6.08	1.85	7.80
3.7	5.54	1.65	7.71
3.8	5.08	1.55	7.81
3.9	4.66	1.43	7.83
4.0	4.29	1.30	7.78
4.1	3.96	1.20	7.78
4.2	3.51	1.10	7.91
4.3	3.39	1.00	7.68
4.4	3.12	9.49x10 ⁻⁵	7.80
4.5	2.90	8.67	7.73

Tabla 4.1.- Valores de la velocidad transversal entre 2.0 y 4.5R_o dentro de un hoyo coronal. Para el cálculo de la presión magnética, una intensidad de un gauss causa una presión de 0.04 dinas/cm².



Gráfica 4.1.- Dependencia de la velocidad latitudinal con la altura.

V CONCLUSIONES

El desarrollo de este trabajo, permite conocer un panorama general del estudio de hoyos coronales, donde se originan los flujos de alta velocidad. Las variaciones de la velocidad del viento solar mayores de 650 Km/s se denominan frecuentemente corrientes de alta velocidad, y aparecen en forma discreta con una notable disminución de la densidad de partículas en relación del viento solar quieto.

Las observaciones de los flujos rápidos aparecen acompañados por la presencia de hoyos coronales a lo largo del ciclo solar, pero preferentemente durante el período de mínima actividad. Tal como se ha visto, los hoyos coronales son grandes porciones de la Corona solar que aparecen como regímenes de baja emisión electromagnética, principalmente en rayos X blandos y en el extremo ultravioleta (EUV), lo cual indica su baja densidad y una reducida temperatura respecto a la Corona quieta.

El análisis de hoyos demuestra un campo magnético abierto y débil. La tendencia de hoyos ecuatoriales de rotar "rigidamente" por más de una rotación solar, establece bien su relación con flujos de alta velocidad, explicando naturalmente la actividad geomagnética recurrente cada 27 días.

El estudio de las observaciones y de algunos modelos teóricos han demostrado que la estructura y evolución de hoyos coronales están gobernadas por una distribución de gran escala del campo fotosférico. Varios modelos se han propuesto para explicar la expansión y la aceleración del plasma coronal cuyas líneas magnéticas divergen rápidamente con la altura, adentrándose en el espacio interplanetario.

Actualmente no se comprende por completo la baja emisión de hoyos coronales, pero por algún mecanismo físico, la energía depositada en el hoyo es utilizada en energía cinética de las partículas. No obstante, con las observaciones directas de hoyos, el estudio del viento solar y en especial el de flujos rápidos los progresos han sido considerables. El incremento de las observaciones mediante técnicas refinadas, han abierto nuevos caminos de investigación en el plasma solar en expansión, tanto por obtener un amplio conocimiento del medio interplanetario así como los mecanismos de aceleración y calentamiento de partículas en la atmósfera solar e inferir acerca de las condiciones físicas en el interior del Sol. Sin embargo es necesario señalar que la mayoría de las propiedades del viento observadas a 1 UA hayan cambiado en su viaje desde el Sol, por lo que es muy difícil reconstruir las condiciones en la Corona y sus mecanismos de aceleración. Con los viajes espaciales perpendiculares a la eclíptica y aproximaciones de naves hacia el Sol puedan dar respuestas a un gran número de interrogantes de la Física Solar.

En el aspecto de la expansión de un hoyo coronal se presenta el papel importante que juega el campo magnético. La expansión es provocada por las configuraciones diferentes del campo dentro y fuera del hoyo. Al tomarse sólo en cuenta la presión magnética, a partir de una distancia r_c , la presión en el interior será mayor a la del exterior, debido a las variaciones de la intensidad del campo con la altura. La presión lateral hacia las paredes hacen posible el ensanchamiento del hoyo coronal y su divergencia rápida.

B I B L I O G R A F I A

- 1.- Ahluwalia, H. S. y A. J. Dessler (1962), Planetary Space Sci. 9, 45.
- 2.- Allen, C.W. (1963), Astrophysical Quantities. Athlone.
- 3.- Altschuler, M.D. y G. Newkirk (1969), Solar Physics, 9, 131.
- 4.- Altschuler, M.D. et al (1972), Solar Physics, 26, 354.
- 5.- Axford, W.I. (1973), Space Sci. Rev. 14, 582.
- 6.- Axford, W.I. (1976), en D.J. Williams (Ed.). Proc. Int. Symposium on Solar Terrestrial Physics, Vol. I Boulder. P. 270.
- 7.- Baker, K. y M. Papagiannis (1982), Solar Physics, 78, 365.
- 8.- Billings, D. y W. Roberts (1964), Astrophys Norv. IX, 147.
- 9.- Bohlin, J. (1970), Solar Physics, 13, 153
- 10.- Bohlin, J. (1976), en D.J. Williams (Ed). Proc. Int. Symposium on Solar Terrestrial Physics, Vol. I. Boulder. P. 14.
- 11.- Bohlin, J. (1977), Solar Physics, 51, 377.
- 12.- Boley, F. (1968), Plasmas en el laboratorio y en el cosmos. Van Nostrand.
- 13.- Brandt, J. y P. Hodge (1964), Solar System Astrophysics. Mc Graw Hill.
- 14.- Brandt, J. (1970). Introduction to Solar Wind, Freeman. P.1-18
- 15.- Bravo, S. et al (1986), Instituto de Geofisica, UNAM.
- 16.- Burlaga, L. (1979), Space Sci. Rev. 23, 201.
- 17.- Chamberlain, J.W. (1961), Astropys J. 133, 675.
- 18.- Cuperman, S. (1980), Space Sci. Rev. 26, 277.
- 19.- Dessler, A.J. (1967), Rev. Geopys. 5, 1.
- 20.- Dulk, G. y K. Sheridan (1974), Solar Physics,
- 21.- Esponda, G. A. (1973), El Viento Solar, Tesis, UNAM.
- 22.- Ferninand, F. (1976) Hanbook on plasma instabilities, Vol. I Academic Press. PP. 13-28.
- 23.- Feldman, W.C. (1979) en Parker et al (Ed) Solar System Plasma Physics, North-Holland. P. 323.
- 24.- Fisher, R. y Musman (1975), Astrophys. J. 195, 801.

- 25.- Gilman, D. (1977), *Astron. Astrophys.* 58, 315.
- 26.- Gosling, J. et al, (1977), *J. Geophys. R.* 7,417.
- 27.- Hansen, R. et al, (1969), *Solar Physics.* 7,417.
- 28.- Hansen, R. et al, (1971), *Solar Physics.* 18,271.
- 29.- Hartle, R. y D. Sturrock, (1968), *Astrophys J.* 151,1155.
- 30.- Hearn, A., (1977), *Solar Physics,* 51, 159.
- 31.- Heyman, D. ,(1977), en O.R. White (Ed), *The Solar Output and its Variations.* Colorado, P. 405.
- 32.- Hollweg, J., (1978), *Rev. Geophys. and Space Physics,* 16,684.
- 33.- Hundhausen, A., (1972), *Coronal Expansion and Solar Wind.* Springer-Verlag. PP 1-11.
- 34.- Hundhausen, A. et al (1980), *Science,* 207, 761.
- 35.- Kopp, R. y T. Holzer, (1976), *Solar Physics,* 49, 43.
- 36.- Krieger, A. et al, (1973), *Solar Physics,* 29,505.
- 37.- Leer, E. y W. Axford, (1972), *Solar Physics,* 23,238.
- 38.- Leer, E. et al , (1982), *Space Sci. Rev.,* 33,161.
- 39.- Levine, R. et al, (1977), *Astrophys. J.,* 215,636.
- 40.- McIntosh, P., (1976), *Bull. Astron. Soc.,* 8,325.
- 41.- Mullan, D. y I. Ahmad, (1982), *Solar Physics,* 75, 347.
- 42.- Munro, R. y B. Jackson, (1977), *Astrophys. J.* 213,874.
- 43.- Munro, R. y G. Withbroe, (1972), *Astrophys. J.,* 176, 511.
- 44.- Neupert, W. y V. Pizzo, (1974), *J. Geophys. R.,* 79,3701.
- 45.- Newkirk, G. y M. Altschuler, (1970), *Solar Physics,* 13,131.
- 46.- Nolte, J. et al, (1976 a), *Solar Physics,* 46, 303.
- 47.- Nolte, J. et al, (1976 b), *Solar Physics,* 46, 291.
- 48.- Ostebroek, D. (1961), *Astrophysics J.,* 134,347.
- 49.- Parker, E. N., (1958), *Astrophys. J.,* 128, 664.
- 50.- Parker, E. N., (1963), *Interplanetary Dynamical Processes.* Inter - science. PP. 137-140.
- 51.- Pneuman, G. (1968), *Solar Physics,* 3,578.
- 52.- Pneuman, G. (1973), *Solar Physics,* 28,247.
- 53.- Scwartz, S. (1981), en R. Bonnet y A. Dupree (Ed), *Solar Phenomena in Stars and Stellar System.* Reidel, P. 301.
- 54.- Sheeley, N. y J. Harvey, (1981), *Solar Physics,* 70,237.

- 55.- Sheke, R. y M. Pande (1985), Solar Physics, 95,193.
- 56.- Shulz, M. (1973), Astrophys Space Sci., 24,371.
- 57.- Snyder, C. et al (1963), J. Geophys R., 68,6361.
- 58.- Snyder, C. y Neugebauer (1966), en R. Mackin (Ed), The Solar Wind. Pergamon. P.25.
- 59.- Stix, M. (1976), Astron. Astrophys., 47,243.
- 60.- Svalgaard, L. y J. Wilcox (1976) Nature, 262,766.
- 61.- Timothy, A. et al (1975), Solar Physics, 42, 135.
- 62.- Vaiana, G. et al (1973), Solar Physics, 32,81.
- 63.- Wentzel, D. (1978), Rev. Geophys and Space Physics, 16, 757.
- 64.- Wentzel, D. (1981), en C. Jordan (Ed) The Sun as Star. Monograph. - NASA, SP - 450.
- 65.- White, O.R. y R. Athay (1979), Astrophys J. 228,366.
- 66.- Wilcox, J. y N. Ness (1965) J. Geophys R., 70, 5793.
- 67.- Withbroe, G. (1971), Solar Physics, 18,458.
- 68.- Withbroe, G. (1972), Solar Physics, 25,116.
- 69.- Withbroe, G. y Y. Wang (1972), Solar Physics, 27,394.
- 70.- Woo, R. (1978), Astrophys J., 219,727.
- 71.- Wood, J. (1979), The Solar System, Prentice Hall.
- 72.- Zirker, J.B. (1977), Rev. Geophys and Space Physics 15,257.
- 73.- Zirker, J.B. (1981), en C. Jordan (Ed) The Sun as Star. Monograph. NASA, SP - 450, P.135.
- 74.- Solar Wind Five (1982), NASA CONFERENCE PUBLICATION 2280

A P E N D I C E

A P E N D I C E A

La longitud de Debye, $\lambda_D = 6.9 \times 10^{-2} (T/n)^{1/2}_m$, es la distancia mínima en la cual un plasma puede exhibir un comportamiento colectivo. La frecuencia característica de un plasma interplanetario a 1 UA se determina mediante las relaciones

$$\omega_e = \left[\frac{4\pi N_e^2}{m_e} \right]^{1/2} \quad \text{y} \quad \omega_p = \left[\frac{m_e}{m_p} \right]^{1/2} \omega_e \quad (\text{A-1})$$

donde ω_e y ω_p es la frecuencia característica de electrones y protones respectivamente.

Las relaciones para obtener la girofrecuencia de electrones y protones se expresan como

$$\Omega_e = \frac{eB}{m_e c} \quad \text{y} \quad \Omega_p = \left(\frac{m_e}{m_p} \right) \Omega_e \quad (\text{A-2})$$

Una cantidad importante que indica el comportamiento colectivo de un plasma, es el número de partículas en una esfera de Debye, $N \lambda_D^3$, si es mucho mayor que 1, los procesos colectivos dominan. Otro parámetro útil es el radio de giro, $R = \frac{mv_{\perp}}{eB}$, v_{\perp} es la componente perpendicular de la velocidad con el campo magnético, m y e son masa de la partícula y la carga del electrón, B el campo magnético y c la velocidad de la luz.

T A B L A A - I

Escala de longitud y tiempo para el viento solar medio

Parámetro	Media	σ	Mediana
λ_d (m)	9.9	3.0	9.8
ω_p (s ⁻¹)	3.7×10^3	1.2×10^3	3.5×10^3
ω_e (s ⁻¹)	1.6×10^5	0.5×10^5	1.5×10^5
$\Omega_{\tilde{p}}$ (s ⁻¹)	0.57	0.25	0.52
Ω_e (s ⁻¹)	1.1×10^3	0.5×10^3	0.95×10^3
$N \lambda_d^3$	6.7×10^9	3.0×10^9	6.2×10^9
R_p (Km)	78	36	76
R_e (Km)	2.5	-	-
R_α (Km)	177	-	-

Los valores del radio de giro de electrones y partículas alfa R_e y R_α se evaluaron multiplicando el radio de giro de los protones R_p por $\langle m_e/m_p \rangle \langle T_\alpha/T_p \rangle$ y $\langle T_\alpha/T_p \rangle$ respectivamente. O.R. White (Ed) The Solar Output and its Variation, Colorado, 1977, P. 351.

T A B L A A - II

Flujo de energía radial para varios tipos de viento solar
(ergs/cm s)

Parámetro	Promedio		Baja velocidad		Alta velocidad	
	Media	σ	Media	σ	Media	σ
NV (GM_p/R_o)	1.21	0.8	1.24	0.5	0.86	0.1
NV ($\frac{1}{2}M_p V^2$)	0.70	0.5	0.35	0.1	1.13	0.2
$N_p V_p$ (GM_p/R_o)	0.056	0.05	0.045	0.02	0.042	0.009
$N_p V_p$ ($\frac{1}{2}M_p V_p^2$)	0.033	0.03	0.013	0.008	0.054	0.01
2.5 NVKT _p	0.016	0.02	0.0043	0.002	0.023	0.05
2.5 NVKT _e	0.018	0.02	0.016	0.07	0.010	0.002
2.5 $N_p V_p$ KT _p	0.0035	0.005	0.0005	0.0004	0.0066	0.003
V ($B^2/8\pi$)	0.008	-	0.0056	-	0.012	-
1.5 NV ($M_p < \frac{1}{2} V^2$)	0.0057	0.02	0.0010	0.0006	0.0096	0.006
$\bar{Q} \cdot \hat{r}$	0.0043	0.003	0.0027	0.001	0.0032	0.006
$\bar{Q} \cdot \hat{r}$	1.3×10^4	2×10^4	2.9×10^5	2×10^5	2.3×10^4	9×10^5
Total a 1UA	2.05		1.68		2.15	
Total en el Sol	9.5×10^4		7.8×10^4		9.9×10^4	

NV (GM_p/R_o) es el flujo de energía gravitacional, NV ($\frac{1}{2}MV^2$) es el flujo de energía cinética, 2.5 NVKT la entalpía, V ($B^2/8\pi$) la turbulencia del campo magnético y $\bar{Q} \cdot \hat{r}$ la conducción de calor. El flujo de energía potencial y cinética del proton contribuye el 90% del flujo total. O. R. White (Ed) The Solar Output and its Variation, Colorado, 1977. P. 352

T A B L A A - III

Características internas del viento solar medio observadas a 1 UA.

Parámetro	media	σ	mediana
B (γ)	6.2	2.9	5.6
ϕ_s (grados)	-43	40	-45
θ_s (grados)	0.3	25	0.0
(T / T) _p	1.5	0.7	1.4
(T / T) _e	1.18	0.16	1.15
(T/T) _{α}	1.3	0.9	1.2

Para la longitud magnética ϕ_s y la latitud θ_s se establece un sistema de coordenadas de mano derecha con el eje X señalando radialmente desde el Sol y el eje Z apuntando al polo norte eclíptico... O.R. White(Ed) The Solar Output and its Variation, Colorado, 1977. P. 352.

T A B L A A - I V

DENSIDAD DE HIDROGENO NEUTRO	0.1 CM ⁻³
DENSIDAD DE HELIO NEUTRO	0.008 CM ⁻³
DENSIDAD ELECTRONICA	0.03 - 0.12 CM ⁻³
TEMPERATURA	100 - 10 000 °K
VELOCIDAD RELATIVA	20 KM/S
MAGNITUD DEL CAMPO MAGNETICO	3 x 10 ⁻⁶ γ

Propiedades del medio interestelar en la vecindad del Sol
(Axford, 1973)

A P E N D I C E B

La baja emisión radiativa de un hoyo coronal puede solo medirse mediante filtros blandos. Las mediciones de intensidades radiales, permite determinar densidades dentro de hoyos, lo cual proporciona valores de la temperatura. Si se supone que la Corona está en equilibrio hidrostático e isotérmica, la densidad de electrones puede determinarse por la fórmula barométrica

$$N_e = N_0 e^{-h/H} \quad \text{donde } H = KT / mg. \quad (\text{B - I})$$

donde K es la constante de Boltzmann, T la temperatura, la masa molecular media, g, el valor de la gravedad en la superficie solar y m la masa del electrón. La ecuación (A - I) establece que la densidad decrece en una ley exponencial para medidas de emisiones diferenciales a lo largo de la visual. Ajustando la pendiente exponencial de la intensidad con mediciones se obtiene un valor de la temperatura barométrica

	T (°K)	N_e (cm ³)	$\xi = 3N KT$ (ergs/cm ³)
HOYO CORONAL	1.3×10^6	3×10^8	0.1
REGION ACTIVA	2.6×10^6	7×10^9	7
ESTRUCTURA A	2.6×10^6	8×10^8	0.5
GRAN ESCALA			

Algunos valores típicos de temperatura, densidad electrónica y densidad de energía, para hoyos coronales, regiones activas y estructuras de gran escala. Vaiana et al, 1973.

A P E N D I C E C

Observaciones en la variación del campo magnético a 1 UA
y en Pionero 10 y 11 (Solar Wind five[^], 1982)

