

REGIONES DE INTERACCION DE HACES DE VIENTO SOLAR, PARTE 1,
PREDICCIÓN DE LA VARIACION DEL FLUJO DE CALOR ELECTRONICO

Pedro Alexander y Silvia Duhau*

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires
Buenos Aires, República Argentina

RESUMEN

El estudio del comportamiento de los electrones en una región de interacción de dos haces de viento solar se ha visto limitado por la falta de ecuaciones para la energía que tengan en cuenta adecuadamente el flujo de calor. La gran variación de esta última magnitud en una región de interacción es muy adecuada para analizar la validez de diversas ecuaciones de la energía, entre ellas, las que describen el transporte de calor. Un nuevo conjunto de ecuaciones para la energía de los electrones en un plasma no colisional (en la región de interés el viento solar es de baja densidad) es utilizado en el estudio del fenómeno. A partir de ciertas simplificaciones físicas y geométricas se obtiene la predicción de la variación del flujo de calor de los electrones en función de parámetros del fenómeno. Se evalúa la fórmula por medio de datos satelitarios de una región de interacción y se compara el resultado con el que se obtiene utilizando una ecuación para el flujo de calor electrónico propuesta por otro autor, hallándose en el marco del presente trabajo un valor significativamente cercano al medido en el ejemplo analizado, no así con la otra alternativa.

ABSTRACT

The study of the electron's behaviour in a two solar wind streams interaction region has been limited by the lack of energy equations which consider appropriately the heat conduction. The great variation of this last variable in an interaction region is very proper to analyze the validity of different energy equations, i.e. those describing the heat transport. A new set of electron energy equations in a collisionless plasma (in the region of interest the solar wind has a low density) is applied in the study of the phenomenon. Starting from a few physical and geometrical

* Miembro de la Carrera de Investigador del CONICET

simplifications the prediction of the electron heat flux variation as a function of the parameters of the phenomenon is obtained. The formula is evaluated through the use of satellitary data of an interaction region and the result is compared with the one obtained using an equation for the electron heat flux proposed by another author, reaching in the framework of the present paper a value appreciably close to the one measured in the analyzed example, not so with the other alternative.

1. INTRODUCCION

La superficie solar emite partículas con diferentes condiciones iniciales, lo que da lugar a la formación de "haces" que fluyen con distinta velocidad media.

La compresión que se produce en las regiones de interacción de dos haces de viento solar da lugar a una fuente de calor, cuya magnitud determina el calentamiento de electrones y protones, siendo este efecto menor para los primeros (Hundhausen 1973b). Se observa que ambas especies hacen un reparto diferente del trabajo recibido en la compresión en cuanto al calor y la variación de energía térmica, la cual está relacionada con el cambio de temperatura. Resulta por lo tanto de interés estudiar la variación de temperatura y del flujo de calor de los protones y electrones.

La dificultad fundamental en el estudio de este problema ha sido el desconocimiento de las ecuaciones para la energía aptas para la descripción de un plasma de baja densidad como lo es el viento solar.

El flujo de calor de los iones es mucho menor que el de los electrones, por lo tanto puede considerarse que la compresión de los mismos es básicamente adiabática (ver p.e. Duhau 1984), no así la de los electrones, cuyo comportamiento está actualmente en discusión (ver p.e. Duhau 1984).

Para los electrones Hundhausen (1973b) sugiere dos alternativas, cuya validez este autor contrasta con los resultados empíricos. Supone primero válida la ecuación clásica para la conducción de calor

$$\vec{f} = -K \vec{\nabla} T \quad (1)$$

donde \vec{f} es el flujo de calor y T la temperatura de los electrones.

Para un plasma en el cual los electrones colisionan fundamentalmente con los iones a través de fuerzas coulombianas es

$$K = K_0 T^{5/2}$$

En la región interplanetaria es $K_0 \approx 8 \times 10^{-7} \text{ erg cm}^{-1} \text{ seg}^{-1} \text{ } ^\circ\text{K}^{-7/3}$

La mayoría de los modelos de la expansión de la corona predicen para grandes distancias heliocéntricas el valor de saturación (Hundhausen 1973b)

$$f = \frac{3}{2} n k T v_t \quad (2)$$

donde n es la densidad de los electrones, v_t su velocidad térmica y k la constante de Boltzmann.

Esta segunda alternativa implica que toda la energía térmica $(3/2)nkT$ es transportada a la velocidad v_t .

Recientemente Duhau (1984) estudió el sistema de ecuaciones hidromagnéticas para un plasma de baja densidad en el límite en el cual los parámetros ϵ y α pueden considerarse nulos ($\epsilon = r_l/L$, r_l radio de Larmor, L distancia característica del fenómeno y $\alpha = mz/M$, z el número atómico del ion, l en el presente caso, m y M la masa del electrón y del ion respectivamente). Ambas condiciones se ven satisfechas en fenómenos hidrodinámicos en el viento solar.

A diferencia de modelos precedentes, que han sido en general para un solo fluido (ver Chew, Goldberger y Low 1956), el modelo de Duhau (1984) es un modelo de dos fluidos en el cual las variables termodinámicas de electrones e iones aparecen acopladas en la ecuación de movimiento, y se proveen ecuaciones de la energía para ambas especies.

Estas ecuaciones para los electrones son las utilizadas en el presente trabajo para predecir la variación del flujo de calor en las zonas de interacción de dos haces. El resultado se compara con un evento experimental y con la estimación a partir de lo propuesto por Hundhausen (1973b).

2. MODELO TEORICO DE VARIACION DEL FLUJO DEL CALOR EN LAS REGIONES DE INTERACCION

La formación de las zonas de interacción es un problema aún no cerrado. Una de las causas de las dificultades radica en la compleja morfología del fenómeno, por lo que se necesita una gran cantidad de simplificaciones para poder resolver las ecuaciones y con ello explicar las variaciones de las propiedades del plasma en estas zonas. Si a ello se agrega el hecho de que hasta el presente se han utilizado modelos de un fluido que suponen la igualdad de temperatura electrónica y protónica, lo cual enmascara aspectos básicos del problema, puesto que no sólo la primera es bastante mayor que la segunda, sino que además ambas especies se calientan de un modo muy

distinto, y que la utilización de modelos de dos fluidos haría más dificultosa aún la resolución según afirma Hundhausen (1973b), se puede tener un cierto panorama del largo trecho por recorrer en este tema.

Estos modelos (Carovillano y Siscoe 1969, Siscoe 1969, Siscoe y Finley 1970, 1972, Hirose y otros 1970, Matsuda y Sakurai 1972, Gosling y otros 1972, Hundhausen 1973a) utilizan las ecuaciones de conservación de la masa, momento y energía de un fluido, haciendo diversas hipótesis simplificadoras. En general intentan describir el comportamiento de la temperatura, densidad y velocidad del plasma en la región de interacción, una vez precisados los valores de las magnitudes en la región ambiente (haz lento) anterior al fenómeno y algunos parámetros que definan al haz rápido (ver por ejemplo Hundhausen 1973a).

En el presente trabajo, al igual que en el de Hundhausen (1973b) se obtienen de las observaciones los valores de las magnitudes que es necesario conocer para la descripción del fenómeno (velocidad del plasma, densidad electrónica, etc.) y los valores de los parámetros que aparecen en las fórmulas de calentamiento. El objetivo de este análisis se centra exclusivamente en la predicción de la variación del flujo de calor electrónico en la zona de la compresión de la región de interacción, metodología que permite investigar la validez de las ecuaciones de la energía, como paso previo a la formulación de un modelo completo más realista que los anteriormente propuestos para estos fenómenos.

2.1. Simplificaciones

1) Simplificaciones geométricas

- Planteo bidimensional: el fenómeno es estudiado en el plano ecuatorial del sol, pues de esa región provienen los datos experimentales. El estudio en latitud haría más compleja la resolución y no agregaría elementos útiles al problema, dado que se carece de información al respecto.

- Simetría azimutal: se supone que la densidad, temperatura y flujo de calor de los electrones y el campo magnético no dependen del ángulo azimutal. El sustento de esta hipótesis no es físico, sino que facilita la resolución analítica, en forma similar a lo efectuado por Hundhausen (1973b).

- Esquema simplificado: el entrecruzamiento de la región de interacción en la zona lenta (ver figura 1) es aproximado como una ca

pa perpendicular a la dirección radial (ver figura 2).

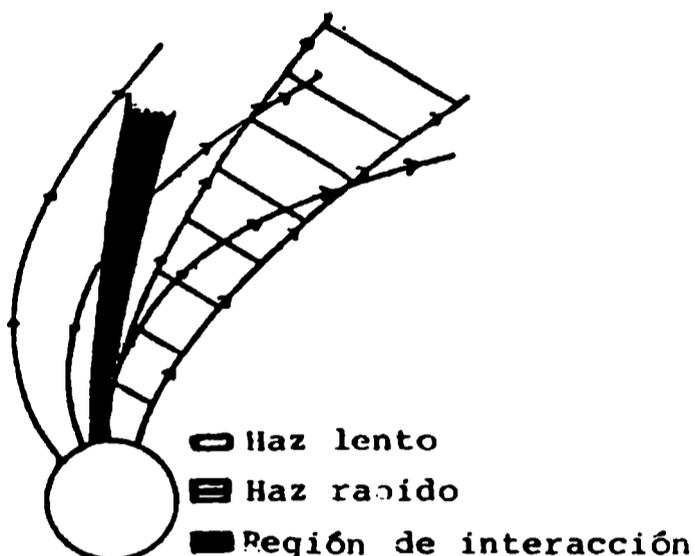


Figura 1 Interacción de un haz rápido con el viento solar ambiente (corte en el plano ecuatorial) vista desde el sistema rotante.

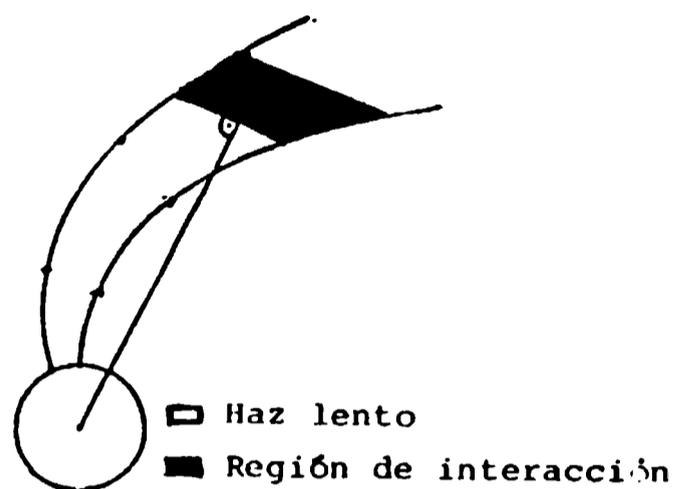


Figura 2 La región de interacción es representada por una capa perpendicular a la dirección radial.

ii) Simplificaciones físicas

- Constitución del viento solar: está formado principalmente por electrones y protones, por lo que no serán tenidas en cuenta otras partículas (de las minoritarias la de mayor densidad es la α , correspondiéndole un 2 % del total).

- Estado de equilibrio estacionario: en los datos experimentales se observa la periodicidad de semejantes estructuras cada 27 días (Hundhausen 1972, Hundhausen 1973a), lo cual corresponde a un giro completo del sol, de lo que se infiere que en realidad son las mismas. Esto incluye a los haces rápidos y regiones de interacción y por lo tanto se ve que su tiempo de vida es de unos meses, o sea que son estacionarios en el sistema rotante. Debido a que el tiempo de relajación térmica de las especies es muy inferior (Hundhausen y Montgomery 1971), se puede suponer un estado de equilibrio estable entre foco calorífico y los alrededores.

2.2. Ecuaciones para la energía de los electrones

Las ecuaciones a utilizar vinculan la presión p , la densidad n y el módulo del campo magnético B , con el vector flujo de calor $\vec{f} = (5/2) q \hat{e}$ ($\hat{e} = \vec{B}/B$, q es el único elemento no nulo del tensor del tercer momento de la función de distribución de velocidades) de la siguiente forma (Duhau 1984):

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{p}{n^{5/3}} \right) = - \frac{1}{n^{5/3}} \frac{5}{3} \dot{v} \cdot \hat{e} \quad (3a)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{B}{n^{2/3}} \right) = \frac{B}{pn^{2/3}} \frac{1}{3} (q \dot{v} \cdot \hat{e} - 2 \hat{e} \cdot \dot{v} q) \quad (3b)$$

Nótese que a diferencia de las dos ecuaciones alternativas utilizadas por Hundhausen (1973b) (ecuaciones (1) y (2)), las ecuaciones (3) vinculan el flujo de calor con el campo magnético, proveyendo así un mecanismo de intercambio inmediato entre la energía magnética y la térmica. Como es habitual, dada la baja densidad del gas en consideración, la ecuación de gases ideales $p = n k T$, vincula la presión con la temperatura.

3. PREDICCIÓN DE LA VARIACION DEL FLUJO DE CALOR ELECTRONICO

Considerando el estado estacionario, la geometría azimutal y la ecuación de estado de gases ideales la ecuación (3a) se reduce a:

$$\hat{e} \cdot \bar{v} q + q \bar{v} \cdot \hat{e} = - \frac{3}{5} n^{5/3} u_r \frac{d}{dr} \left(\frac{kT}{n^{2/3}} \right)$$

siendo u_r la velocidad radial media del plasma.

Similarmemente se obtiene de (3b)

$$3u_r \frac{n^{5/3} kT}{B} \frac{d}{dr} \left(\frac{B}{n^{2/3}} \right) = q \bar{v} \cdot \hat{e} - 2 \hat{e} \cdot \bar{v} q$$

Si se combinan ambas ecuaciones se puede arribar a

$$\hat{e} \cdot \bar{v} q = - \frac{1}{5} u_r n^{5/3} \frac{d}{dr} \left(\frac{kT}{n^{2/3}} \right) - u_r \frac{n^{5/3} kT}{B} \frac{d}{dr} \left(\frac{B}{n^{2/3}} \right) \quad (4)$$

El gran incremento que sufre el factor $n^{5/3}$ en una región de interacción magnífica el efecto de la derivada de $\frac{B}{n^{2/3}}$ que puede ser pequeña (ver trabajo 2) pero no nula.

Se desea expresar la variación del flujo de calor electrónico en la zona de compresión de la región de interacción, es decir la intensidad de la fuente, en función de parámetros que caracterizan a este foco calorífico. Si se supone que dentro del foco es preservada la misma geometría espiralada del campo magnético global (ver p.ej. Hundhausen 1972), es decir, se ha aproximado $\hat{e} \cdot \hat{r} = (1/\sqrt{2})$ a 1 UA y se integran por partes ambos términos de la derecha en (4) entre los dos extremos del foco (denominados 1 y 2), queda:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (q_2 - q_1) =$$

$$= -\frac{6}{5} \int_1^2 u_r \frac{d}{dr} (kTn) dr + \frac{1}{3} \int_1^2 u_r kT \frac{dn}{dr} dr + \int_1^2 u_r k \frac{B}{n^{2/3}} \frac{d}{dr} \left(\frac{Tn^{5/3}}{B} \right) dr$$

Los datos satelitarios indican que en estas zonas los incrementos de T entre la entrada y salida son algo inferiores a un factor 2 y los B son menores que los de n que rondan entre 2 y 6 (ver p.ej Hundhausen 1972). Puede verse también en los datos satelitarios que T, B y n crecen en forma monótona dentro de la fuente de calor (ver por ejemplo Hundhausen 1972, Feldman y otros 1975), por lo que si se tiene en cuenta que T/B puede variar en menos del 80 % mientras que $n^{5/3}$ lo puede hacer en un rango de entre 200 % y 1400 % de acuerdo a los factores de incremento detallados para cada una de las magnitudes, se puede considerar que el primero de estos términos va ría poco frente al segundo (el crecimiento monótono de T y B implica que es poco probable que haya picos de T/B y que por ello al ser $n^{5/3}$ monótono, la relación entre porcentajes indica aproximadamente la relación entre la variación de ambas magnitudes a lo largo del foco). De la ecuación anterior se obtiene, tras hacer la aproximación correspondiente en el tercer término del lado derecho:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (q_2 - q_1) = -\frac{6}{5} \int_1^2 u_r \frac{d}{dr} (kTn) dr + \frac{1}{3} \int_1^2 u_r kT \frac{dn}{dr} dr + \int_1^2 u_r kT \frac{5}{3} \frac{dn}{dr} dr$$

Nótese que la simplificación de considerar la región de interacción perpendicular a la dirección radial hace que la integración entre las dos posiciones sea independiente de su ángulo azimutal, lo cual es coherente con la simetría supuesta.

Según los datos satelitarios (ver por ejemplo Hundhausen 1972, Feldman y otros 1975) u_r crece entre 1 y 2 en forma poco significativa frente a B, n y T y monótonamente. Puede pensarse como una buena estimación el reemplazar ciertos términos que tienen este tipo de crecimiento por el promedio de sus valores a la entrada y la salida para calcular aproximadamente las integrales. Definiendo $\Delta q = q_2 - q_1$ queda

$$\Delta q = -\sqrt{2} \frac{3}{5} k (u_{r2} + u_{r1}) (T_2 n_2 - T_1 n_1) + \sqrt{2} k (u_{r2} T_2 + u_{r1} T_1) (n_2 - n_1) \quad (5)$$

Esta igualdad da la intensidad de la fuente, Δq , en función de parámetros que la caracterizan. Es válida a 1 UA puesto que se han

utilizado para obtenerla las propiedades observadas a esa distancia del sol.

4. APLICACION DE LAS ECUACIONES EN UN EJEMPLO

No existe criterio uniforme para determinar el comienzo y el fin de la región de compresión a partir de datos satelitarios de la densidad y la velocidad del plasma (ver por ejemplo los diferentes criterios de Hundhausen 1973b, Feldman y otros 1975). Es razonable definirla entre el instante en que la densidad comienza a crecer abruptamente hasta que ésta alcanza su máximo, criterio adoptado por Hundhausen (1973b) con los datos de Gosling y otros (1972), pues es en esta región donde se realiza una gran compresión, o sea trabajo sobre el sistema. Utilizando este criterio en el ejemplo a analizar, correspondiente al 9 de abril de 1971 (ver Figura 10 en el trabajo de Feldman y otros 1975), el comienzo está donde la densidad alcanza un valor de $10/\text{cm}^3$ y el fin en los $45/\text{cm}^3$, valor este último que se ha obtenido prolongando las dos líneas casi rectas que definen a la fuente calorífica, debido a la ausencia de datos en este período.

Los electrones no cambian sensiblemente la temperatura en las horas anteriores a la región de interacción por lo que es sencillo definir su temperatura inicial.

El valor observado de q se obtiene a partir de otros parámetros medidos, mediante la fórmula de Feldman (Feldman y otros 1975, ver también Duhau 1984)

$$q = n \Delta V_N k T_N \left\{ \frac{T_H}{T_N} - 1 \right\}$$

donde T_H y T_N son las temperaturas del halo y del núcleo y ΔV_N es la velocidad media del núcleo respecto de la velocidad media. Se utilizaron los valores de estos parámetros medidos en el mismo período (ver figura 12 de Feldman y otros 1975). Todos los datos se consiguen en la Tabla I.

TABLA I

Datos, predicciones de los modelos y valor experimental de la variación del flujo de calor electrónico de la región de interacción del 9 de abril (figuras 10, 12 de Feldman y otros 1975).

	Zona 1	Zona 2
T	$(1.1 \pm 0.2) \times 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$	$(1.9 \pm 0.2) \times 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$
n	$(10 \pm 5) \text{ cm}^{-3}$	$(45 \pm 5) \text{ cm}^{-3}$
u_r	$(360 \pm 50) \text{ km/seg}$	$(400 \pm 50) \text{ km/seg}$
ΔV_N	$(25 \pm 5) \text{ km/seg}$	$(20 \pm 5) \text{ km/seg}$
T_N	$(1 \pm 0.1) \times 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$	$(1.5 \pm 0.1) \times 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$
T_H	$(7.5 \pm 0.1) \times 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$	$(12.5 \pm 1) \times 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$
	$\Delta q_{\text{medido}} = (1.2 \pm 0.5) \times 10^{-2} \text{ erg/cm}^2 \text{ seg}$	
	$\Delta q_{\text{modelo}} = (1.3 \pm 0.6) \times 10^{-2} \text{ erg/cm}^2 \text{ seg}$	
	$\Delta q_{\text{saturación}} = (2.9 \pm 1.3) \times 10^{-2} \text{ erg/cm}^2 \text{ seg}$	

Obsérvese en esta tabla que el resultado predicho por la ecuación (5) difiere en menos del 10 % con el valor medido.

La ecuación (5) es válida sólo a 1 UA, pues a diferentes distancias del sol es necesario tener en cuenta el ángulo distinto que forma \bar{B} con la dirección radial y poseer información sobre la importancia de la anisotropía y de los elementos del tensor flujo de calor en esa región para usar las ecuaciones del modelo de dos fluidos correspondientes (ver Duhau 1984).

La variación del flujo de calor estimada por medio de la ecuación de saturación (2) en el ejemplo es elevada, lo cual está de acuerdo con la afirmación de que esta fórmula constituye un límite superior para la magnitud que describe (Hundhausen 1973b). No se ha hecho el cálculo para la ley clásica, por ser dificultosa la estimación de $\bar{v} T$ en el gráfico de T.

5. CONCLUSIONES

Se ha podido obtener una ecuación para la variación del flujo de calor electrónico en una región de interacción a 1 UA, en función de parámetros que caracterizan a ese fenómeno. El buen resultado obtenido por el presente modelo en el ejemplo analizado podría estar indicando que las ecuaciones para la energía de los electrones propuestas proveen una adecuada descripción de las variables del viento solar analizadas y es un buen punto de partida, a fin de aplicar la ecuación (5) en el análisis no sólo de una gran variedad de regiones de interacción, sino también en una segunda etapa, de otros

fenómenos de la microescala del viento solar.

BIBLIOGRAFIA

- Chew, G.F., Goldberger, M.L., Low, F.E., 1956, The Boltzmann equation and the one-fluid hydromagnetic equations in the absence of particle collisions, Proc. Roy. Soc., A23G, 112.
- Carovillano, R.L., Siscoe, G.L., 1969, Corotating structure in the solar wind, Solar Phys., 8, 401.
- Duhau, S., 1984, Hydromagnetic equations for collisionless plasmas in strong magnetic fields, Plasma Physics, 32, part 1, 23-24.
- Feldman, W.C., Asbridge, J.R., Bame, S.J., Montgomery, M.D., Gary, S.P., 1975, Solar wind electrons, J. Geophys. Res., 80, 4181.
- Gosling, J.T., Hundhausen, A.J., Pizzo, V., Asbridge, J.R., 1972, Compressions and rarefactions in the solar wind, Vela 3, J. Geophys. Res., 77, 5442.
- Hirose, T., Fujimoto, M., Kawabata, K., 1970, Magneto-hydrodynamical processes of the sector structure in the solar wind, Publ. Astr. Soc. Jap., 22, 495.
- Hundhausen, A.J., Montgomery, M.D., 1971, Heat conduction and nonsteady phenomena in the solar wind, J. Geophys. Res., 76, 2236.
- Hundhausen, A.J., 1972, Coronal expansion and solar wind, Springer, New York.
- Hundhausen, A.J., 1973a, A nonlinear model of high-speed solar wind streams, J. Geophys. Res., 78, 1528.
- Hundhausen, A.J., 1973b, Solar wind stream interactions and interplanetary heat conduction, J. Geophys. Res., 78, 7996.
- Matsuda, T., Sakurai, T., 1972, Dynamics of the azimuthally dependent solar wind, Cosmic Elect., 3, 97.
- Siscoe, G.L., 1969, Fluid dynamics of thin solar wind filaments, Solar Phys., 9, 452.
- Siscoe, G.L., Finley, L.T., 1970, Solar wind structure determined by corotating coronal inhomogeneities, 1, Velocity-driven perturbations, J. Geophys. Res., 75, 1817.
- Siscoe, G.L., Finley, L.T., 1972, Solar wind structures determined by corotating coronal inhomogeneities, 2, Arbitrary perturbations J. Geophys. Res., 77, 35.