

ESTABILIDAD TÉRMICA DE FLUJOS ESTACIONARIOS  
UNIDIMENSIONALES ÓPTICAMENTE DELGADOS DE PLASMAS  
CON ABUNDANCIAS SOLARES

CESAR A. MENDOZA B.  
Departamento de Física  
Facultad de Ciencias  
Universidad del Zulia  
Maracaibo, Venezuela

MIGUEL H. IBÁÑEZ S.  
Grupo de Astrofísica  
Facultad de Ciencias  
Universidad de los Andes  
Mérida, Venezuela

RESUMEN

Se estudia la estabilidad térmica de flujos estacionarios unidimensionales (1D) de plasmas con abundancias solares. Se aplican los resultados obtenidos por Ibáñez [25] a plasmas con enfriamiento (o calentamiento) representables mediante la función  $L(\rho, T)$  [56]. En particular se estudia la estabilidad local de flujos detrás de ondas de choque en nubes interestelares. Se determinan los rangos de masas de las inhomogeneidades que se pueden formar, sus respectivos tiempos de formación y las frecuencias asociadas con los tres modos encontrados.

ABSTRACT

The thermal stability of steady one dimensional flows of plasmas with solar abundances, is analyzed. The results obtained by Ibáñez [25] are applied to plasmas with the heat-loss function  $L(\rho, T)$  given by Vesecky, et al. [56]. In particular the postshock flows in interstellar clouds are studied. The masses rates associated frequencies of the clumpy structures that can be formed, are determined.

I. INTRODUCCION

El problema de la estabilidad térmica de gases ha sido estudiado por muchos autores, pero Field [16], en su trabajo clásico, reexaminó los criterios encontrados por Parker [43] y Weymann. El encontró tres criterios generales para la inestabilidad térmica, considerando un medio infinito, inicialmente en reposo y que se encuentra en un estado de equilibrio termodinámico definido por una presión  $p_0$ , temperatura  $T_0$  y densidad

Estos criterios son generales en el siguiente sentido, ellos no dependen de geometrías particulares ni de condiciones de fronteras. Estos criterios han sido tomados como punto de partida para el estudio de muchas situaciones astrofísicas: en flujos del medio interestelar (Hunter [22], [23], [24]; Goldsmith, Habing [19] y Field; Field [17], Goldsmith y Habing; Schwarz, [51] McCray y Stein; de Jong [14a]; Leep [32] et al.; Ibáñez [26] y Mendoza [27]; Parravano [44], en la fotosfera, cromósfera, en la región de transición y en la corona solar (Athay [3]; Antiochos [2], Vesecky, Antiochos [56] y Underwood; Priest [45]; Craig y McClymont [10]; Oran, Mariska y Boris [42]; van Hoven y Mok [53]; van Hoven [54], Tachi y Steinolfson; Chang-Hyuk [11]; van Hoven, Sparks [55] y Tachi; Bodo et al. [6]; Dahlburg [13] et al.; van Hoven, Sparks [55] y Schnack; Mariska [33]; Klimchuk, [30] Antiochos y Mariska; en flujos detrás de ondas de choque pregalácticos (Sunyaev y Zel'dovich [59]; Gurevich y Chernin; Shchekinov [50]; en nubes moleculares (Yoneyama [57]; Sabano [47] y Kananari Sofue y Sabano [52]; Graziani [20] y Black; en plasmas primordiales Goldsmith [18]; Defouw [14]; Ibáñez [28] Parravano; Fall [15] y Rees; y en jets galácticos y extragalácticos [6].

No obstante que el modelo de Field no es un modelo realista (ya que los plasmas astrofísicos no son estáticos, ni tampoco están a presión, temperatura y densidad constante), ha sido útil como una primera aproximación al problema de estabilidad térmica. Por lo tanto, sería interesante cambiar las hipótesis de Field y encontrar criterios analíticos para inestabilidad térmica para flujos generales en los cuales los gradientes de  $v_0, p_0, T_0$  y  $\rho_0$  sean permitidos, como ocurre en la realidad. [25]

En general, el problema anterior no puede ser trabajado con el grado de generalidad de Field debido al hecho de que la presencia de gradientes introduce una escala de longitud característica en el flujo; en consecuencia, condiciones de fronteras apropiadas tienen que ser dadas, es decir, se tiene que tratar con problemas particulares (Schwarz, McCray [51] y Stein; Kafatos [29]; Mufson [39,40]; McCray [35] Stein y

Kafatos; Mathews [34] y Bregman; Zentsova [58] y Chernin; Chevalier [12] e Imamura; Bertschinger [5]. Sin embargo, criterios analíticos, similares a los encontrados por Field, pueden ser obtenidos para perturbaciones en sistemas con movimiento para los cuales los efectos dinámicos de las ganancias o pérdidas de calor se desprecian [4]. También para perturbaciones, en flujos supersónicos, originados fuera del punto sónico; y para perturbaciones en flujos subsónicos para los cuales la escala de tiempo de amortiguamiento (o crecimiento), así como su período, son más cortos que el tiempo característico durante el cual las condiciones del flujo inicial cambian apreciablemente.

El presente trabajo tiene como finalidad estudiar la estabilidad térmica de flujos 1D postchocados de plasmas con abundancias solares, para los cuales la pérdida de calor pueden ser representados mediante una función  $L(\rho_0, T_0)$  [56]. En particular, la teoría desarrollada por Ibáñez [25] se aplicarán.

## II. ECUACIONES BASICAS

Gases ideales con razón de los calores específicos  $\gamma$  y peso molecular medio  $\mu$ , son gobernados por las bien conocidas ecuaciones de la dinámica de gases

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \vec{v} \cdot \vec{\nabla} = 0, \quad (2.1)$$

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} + \vec{\nabla} p = 0, \quad (2.2)$$

$$p - \frac{R}{\mu} \rho T = 0, \quad (2.3)$$

$$\frac{D\rho}{Dt} - \frac{\gamma p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} + (\gamma - 1) [\rho L(\rho, T) - \vec{\nabla} \cdot (\kappa \vec{\nabla} T)] = 0. \quad (2.4)$$

Donde  $\rho$ ,  $\vec{v}$ ,  $p$ ,  $T$  y  $\kappa$  son la densidad de masa, la velocidad, presión, temperatura y el coeficiente de conductividad térmica, respectivamente;  $L(\rho, T)$  es la función de pérdida de calor definida como la tasa neta de enfriamiento, por unidad de masa y tiempo ( $L < 0$  implica calentamiento) y  $R$  es la constante de los gases.

Si se desprecia la conductividad térmica, para movimientos estacionarios planares unidimensionales, el conjunto de ecuaciones (2.1)-(2.4) pueden ser integrados en forma exacta en términos de la velocidad del flujo  $\tilde{v}_0$ , es decir

$$\tilde{\rho}_0 = \frac{1}{\tilde{v}_0}, \quad (2.5)$$

$$\tilde{p}_0 = \gamma M_*^2 (\tilde{v}_{0m} - \tilde{v}_0), \quad (2.6)$$

$$\tilde{T}_0 = \gamma M_*^2 (\tilde{v}_{0m} - \tilde{v}_0) \tilde{v}_0 \quad (2.7)$$

$$M_*^2 = \frac{\tilde{v}_0}{\gamma (\tilde{v}_{0m} - \tilde{v}_0)}; \quad (2.8)$$

$$\frac{d \ln \tilde{v}_0}{dx} = - \left[ - \frac{(\gamma - 1) \mu}{\gamma R v_*} \right] \frac{L[\tilde{\rho}_0(\tilde{v}_0), \tilde{T}_0(\tilde{v}_0)]}{[1 - M_*^2(\tilde{v}_0)] \tilde{T}_0(\tilde{v}_0) \tilde{v}_0} \quad (2.9)$$

$\tilde{v}_0 = v_0/v_*$ ,  $\tilde{\rho}_0 = \rho_0/\rho_*$ ,  $\tilde{T}_0 = T_0/T_*$ ,  $\tilde{p}_0 = p_0/p_*$  y  $M_* = M(v_*)$ . El punto en el cual  $v = v_*$  es arbitrario y puede ser escogido en forma conveniente dependiendo del problema particular. El movimiento del fluido será restringido al rango  $0 \leq \tilde{v}_0 \leq 1 + 1/\gamma M_*^2$ , siendo subsónico en el rango  $0 \leq \tilde{v}_0 < \tilde{v}_0/(\gamma + 1)$  y supersónico entre  $\tilde{v}_0/(\gamma + 1) < \tilde{v}_0 \leq \tilde{v}_{0m}$ .

Si se escribe  $L_0 = \tilde{L}_* \tilde{L}(\tilde{\rho}_0, \tilde{T}_0) \equiv \tilde{L}_* \tilde{L}(\tilde{v}_0)$ , se puede definir una escala de longitud para toda la región que se enfría como

$$x_* = \frac{M_* c_*^3}{\gamma^{-1} L_*} \quad (2.10)$$

siendo  $c_*$  la velocidad adiabática del sonido para  $v_0 = v_*$ . Por lo tanto, la ecuación (2.9) en forma adimensional viene a ser

$$\frac{d \ln \tilde{v}_0}{d\tilde{x}} = - \frac{\tilde{L}(\tilde{v}_0)}{(1 - M_*^2) \tilde{T}_0 \tilde{v}_0}, \quad (2.11)$$

donde  $\tilde{x} = x/x_*$ .

Si pequeñas perturbaciones de la forma

$$\delta\psi(x, t) = \tilde{\psi}_1 \psi_0(x) \exp(nt + ikx), \quad (2.12)$$

se imponen en los valores locales de las situaciones estacionarias (2.5) - (2.9), la condición de compatibilidad para el conjunto de ecuaciones (2.1)-(2.4) viene a ser

$$\tilde{n}^3 + (a_1 + ib_1)\tilde{n}^2 + (a_2 + ib_2)\tilde{n} + (a_3 + ib_3) = 0, \quad (2.13)$$

donde los coeficientes  $a_j$ ,  $b_j$  se definen en el Apéndice de (3R).

En la obtención de la relación de dispersión los términos cuadráticos y superiores son despreciados. Los

alcances y limitaciones de la ecuación (2.13) son discutidos por Ibáñez (1990).

Las tres raíces del polinomio complejo pueden ser escritos en la forma

$$\tilde{n}_j = \tilde{\sigma}_j + i\tilde{\omega}_j \quad j = 1, 2, 3. \quad (2.14)$$

Aplicando los criterios de Hurwitz se encuentra que una condición suficiente para que exista una inestabilidad (un  $\sigma > 0$ ) que cualquiera de los determinantes de Hurwitz sea negativo, es decir:

$$\tilde{k}_T - \frac{2\tilde{k}_L}{1-M_0^2} \leq 0, \quad (2.15)$$

$$A\tilde{k}^2 - B \leq 0, \quad (2.16)$$

$$E\tilde{k}^4 + F\tilde{k}^2 + G \leq 0, \quad (2.17)$$

donde los números de ondas adimensionales  $\tilde{k}_T$ ,  $\tilde{k}_L$  y los coeficientes A, B, E, F, G están definidos en el Apéndice.

### III. APLICACIONES ASTROFISICAS: FLUJOS DETRAS DE ONDAS DE CHOQUE

Este capítulo será dedicado a aplicar los resultados anteriores al caso de flujos detrás de ondas de choque en nubes interestelares.

En general, se considerarán plasmas ópticamente delgados con abundancias solares cuya función de enfriamiento  $L(\rho_0, T_0)$  puede ser escrita en la forma

$$L(\rho_0, T_0) = \Lambda_1 \rho_0 \left(\frac{T_0}{T_1}\right)^{\beta_1}, \quad (3.1)$$

donde las constantes  $\Lambda_1$ ,  $T_1$  y  $\beta_1$  vienen dadas en la Tabla 1 [56, 38].

Generalmente, la velocidad del flujo  $\tilde{v}_0$  como función del espacio  $\tilde{x}$  es obtenida numéricamente de la ecuación (2.11) con la función de enfriamiento dada por la relación (3.1). La integración analítica en términos de funciones elementales solamente existe para plasmas de muy altas temperaturas donde la radiación Bremsstrahlung es el proceso dominante y  $\beta_1 = 1/2$  [25].

Sin embargo, el análisis de estabilidad en el espacio de fase  $\tilde{v}_0$  puede ser llevado a cabo sin una integración explícita de la ecuación (2.11).

Existen evidencias observacionales de que ondas de choque en el medio interestelar juegan importantes y diferentes papeles. Por ejemplo, como el mecanismo que determina toda la estructura del medio interestelar [9]; [37]; [8]; o como "pistones" que comprimen nubes interestelares e inducen en ellas a colapsar y fragmentarse para formar estrellas o nubes de estrellas [7]; [25].

Relacionado con el problema de formación de estrellas está la pregunta de la estabilidad térmica de la zona enfriándose detrás de las ondas de choque. No obstante, muchos trabajos han sido hecho relacionado con la estabilidad del choque mismo contra diferentes tipos de perturbaciones pero menos atención ha sido puesta a la estabilidad de la zona de enfriamiento donde probablemente los procesos de formación estelar se originan.

En esta sección, como una aplicación de los criterios de inestabilidad discutidos en la Sección II, la estabilidad de la zona enfriándose postchocada detrás de ondas de choque fuertes serán estudiadas.

Si denotamos con los subíndices 1 y 2 los valores de las cantidades termodinámicas antes y después de la onda de choque, respectivamente, entonces la temperatura detrás de una onda de choque muy fuerte está dada por

$$T_2 = \epsilon M_1^2, \quad (3.2)$$

$$\epsilon = \frac{2\gamma_1(\gamma_2 - 1)\mu_2}{(\gamma_2 + 1)^2 \mu_1} T_1$$

Suponiendo que el estado postchocado es un gas completamente ionizado con abundancias solares ( $\mu_2 = 0.61$ ,  $\gamma_2 = 5/3$ ) entonces,  $\epsilon = 0.68$  para nubes moleculares frías ( $T_1 = 10K$ ,  $\mu_1 = 2.33$ ,  $\gamma_1 = 7/5$ );  $\epsilon = 14.95$  para nubes atómicas neutras ( $T_1 = 10^2K$ ,  $\mu_1 = 1.27$ ,  $\gamma_1 = 5/3$ ); y  $\epsilon = 6.25 \times 10^3$  para regiones completamente ionizadas ( $T_1 = 2 \times 10^4K$ ,  $\mu_1 = 0.61$ ,  $\gamma_1 = 5/3$ ).

El punto 2 será tomado como punto de normalización. Por lo tanto,  $v_* = v_2$ ,  $M_* = M_2$ ,  $\rho_* = \rho_2$  y  $p_* = p_2$  a  $x = x/x_* = 0$ . Además, para ondas de choque muy fuertes ( $M_1 \gg 1$ ),  $M_*^2 = 1/5$ . [31]

La velocidad estacionaria  $\tilde{v}_0$  como función de la distancia adimensional  $\tilde{x}$  ha sido graficada para tres valores de la temperatura  $T_*$  en la Figura 1, de la cual se puede obtener una escala de longitud mejorada para la región de enfriamiento. Por ejemplo,  $0.50 x_*$ ,  $0.29 x_*$  y  $0.21 x_*$  para  $T_* = 10^5K$ ,  $10^6K$  y  $4 \times 10^7K$ , respectivamente.

Con la función de enfriamiento definida por la ecuación (3.1), del primer criterio de inestabilidad térmica la relación (2.15),  $\beta \leq 1 + 2/\gamma(1-M_0^2)$ , se puede

observar que debido al Número de Mach, dado por la ecuación (2.8), solamente depende de  $\tilde{v}_0$  y del parámetro  $M_*$ , para ondas de choque muy fuertes,  $M_* = (1/5)^{1/2}$ ,  $1 + 2/\gamma(1 - M_*^2) \leq 1 + 5/2\gamma$ . Por lo tanto, el flujo postchocado es inestable para  $T \geq T_B$ . Ver Tabla 1. [38]

Los números de onda críticos  $\tilde{k}_{c2}$  (definido por la ecuación (2.16)) y  $\tilde{k}_{c3}$  (definido por la ecuación (2.17)) han sido graficados como funciones de  $\tilde{v}_0$ , para  $T_* = 4 \times 10^7 K$ , en la Figura 2. En la figura anterior, el número de onda  $\tilde{k}_K(\tilde{v}_0; T_*)$  para los cuales los efectos de la conducción térmica se hacen importantes también ha sido mostrado.

La tasa  $|\tilde{\sigma}|$  y la frecuencia  $|\tilde{\omega}|$  correspondientes a las tres raíces (ecuación (2.14)) de la ecuación secular (2.13) han sido graficados como funciones del número de onda  $\tilde{k}$ , para  $T_* = 4 \times 10^7 K$ , en la Figura 3.

Para  $T_* = 4 \times 10^7 K$  la escala de longitud de la región de enfriamiento viene a ser  $0.21 x_*$ . Por lo tanto, la presente aproximación se pueden aplicar a perturbaciones con números de onda  $\tilde{k} > 2\pi/0.21 M_* = 67$ . Este límite se muestra en la Figura 2 por la línea -.-.

Perturbaciones originadas en la región postchocada entre  $0.47 \leq \tilde{v}_0 < 1.0$  son estables de acuerdo al segundo criterio (desigualdad (2.16)) y tercer criterio (desigualdad (2.17)) de inestabilidad. Sin embargo, en la región muy cercana a la onda de choque, el amortiguamiento por conducción térmica se hace importante por  $\tilde{k} \geq 10^2$ . Por lo tanto, se requiere una generalización del presente análisis, que toem en cuenta la conductividad térmica en forma autoconsistente. Hacia el extremo de la zona de enfriamiento,  $\tilde{v}_0 < 0.460$ , perturbaciones con  $\tilde{k} \geq \tilde{k}_{c2}$  ó  $\tilde{k} \leq \tilde{k}_{c3}$  son inestables, de acuerdo al segundo y tercer criterio, respectivamente.

Como se muestra en la Figura 3a, las tasas  $|\sigma_j|'$  para los tres modos se incrementa fuertemente hacia el final de la región de enfriamiento, donde los tres modos se vuelven inestables. En cambio, cerca al frente de choque ( $\tilde{v}_0 = 0.9$ ) hay dos modos inestables y no estable. Adicionalmente, las tasas correspondientes  $|\tilde{\sigma}_j|$  depende fuertemente de  $\tilde{k}$  como se muestra para un modo en el valor particular  $\tilde{v}_0 = 0.1$ .

Las frecuencias  $|\tilde{\omega}_j|$  correspondientes a las tasas de la Figura 3a se han graficado en la Figura 3b. Ellos son funciones crecientes del número de onda. Las tasas, para el valor particular de  $\tilde{k} = 10^2$ , como funciones de  $\tilde{v}_0$ , se muestran en la Figura 3c.

Debido a que  $\tilde{k}_{c2}$  muestra un mínimo ( $1.18 \times 10^2$ ) en  $\tilde{v}_0 = 0.385$ , entonces inhomogeneidades con escala de longitud  $(\lambda/2)$  más pequeña que  $\pi/1.18 \times 10^2 k_*$  son probablemente formadas con una escala de tiempo característica  $t_\sigma < 2.9 \times 10^{-2} t_*$ , el cual corresponde a escala en masas  $M/M_\odot < 1.2 \times 10^9$  para  $n_* = 1 \text{ cm}^{-3}$  y  $M/M_\odot < 1.2$  para  $n_* = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ , con escala de tiempo  $t_\sigma < 1.8 \times 10^6$  años, respectivamente.

Por otra parte, se puede tomar como límite inferior para las dimensiones de las regiones inestables  $1/\tilde{k}_K$  como valor indicativo, por lo tanto las respectivas dimensiones en masa están dadas por:

$$\left(\frac{M}{M_\odot}\right)_K = \left(\frac{4\pi\rho_*}{3M_\odot}\right) \left(\frac{\pi}{k_*}\right)^3 \frac{1}{\tilde{v}_0 \tilde{k}_K^3} \quad (3.3)$$

Para  $n_* = 1 \text{ cm}^{-3}$  la escala de longitud de la región de enfriamiento es de 5.8 Kpc de la masa de las perturbaciones inestables estarían en el intervalo entre  $(M/M_\odot)_K \leq M/M_\odot \leq 1.2 \times 10^9$ . Por lo tanto, la fragmentación de nubes postchocadas de baja densidad galáctica es improbable que ocurra. En cambio, el mecanismo anterior podría ser importante para la fragmentación de nubes pregalácticas. En particular, cúmulos globulares podrían ser formados detrás de ondas de choque pregalácticas muy fuertes. [28; 25]

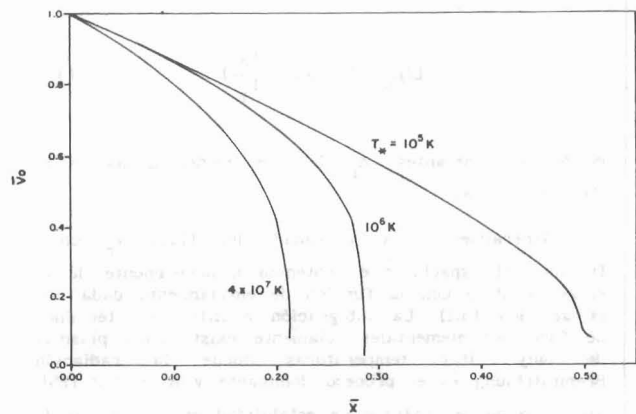


FIGURA 1.-

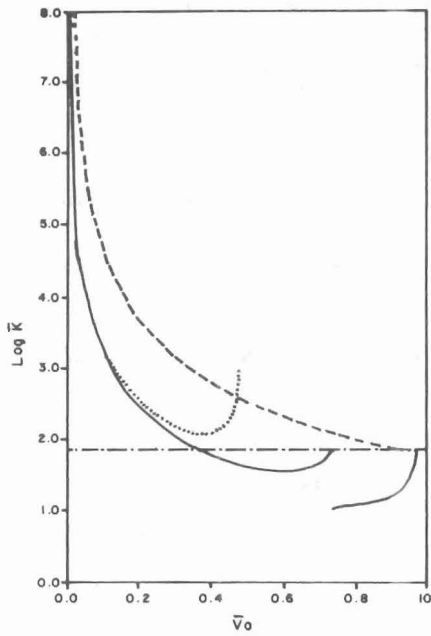


FIGURA 2.-

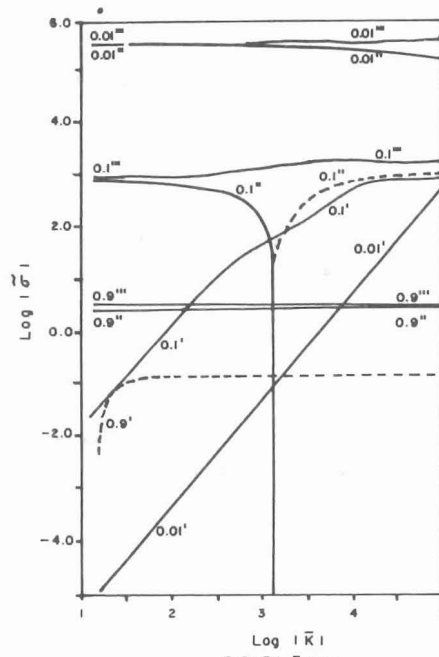


FIGURA 3. a.-

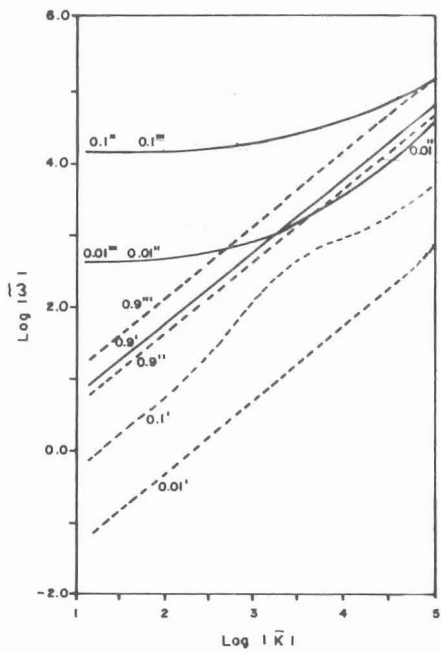


FIGURA 3. b.-

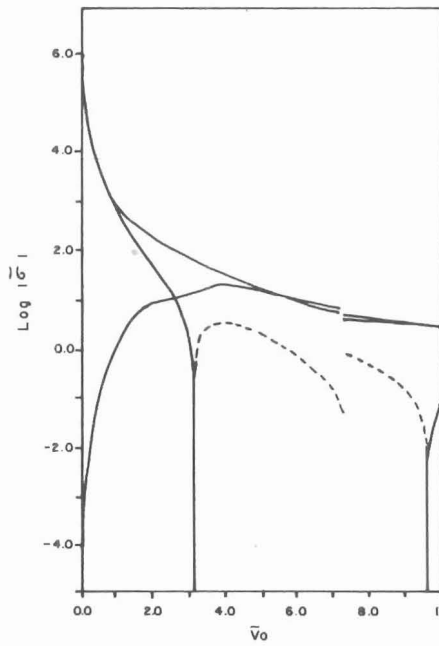


FIGURA 3. c.-

## LEYENDA DE FIGURAS

### Figura 1

La velocidad  $\tilde{v}_0$  como una función de  $\tilde{x}$ , para  $M_0 = 5^{1/2}$  y para los valores de temperatura  $T_0 = 10^5, 10^6, 4 \times 10^7$ .

### Figura 2

El límite superior  $\tilde{k}_c$  y los números de onda  $\tilde{k}_0$  como funciones de  $\tilde{v}_0$  para  $T_0 = 4 \times 10^7$  y  $M_0 = 5^{-1/2}$ . El frente de choque está localizado a  $\tilde{v}_0 = 1$ .

### Figura 3a

Las tasas adimensionales  $\tilde{\sigma}_j$ , como funciones del número de onda  $\tilde{k}$ , para los valores de  $\tilde{v}_0$  indicadas y a  $T_0 = 4 \times 10^7$ . Las líneas continuas corresponden a modos que crecen y las líneas discontinuas a los modos que se amortiguan.

### Figura 3b

Las frecuencias adimensionales  $\tilde{\omega}_j$  correspondientes a las tasas  $\tilde{\sigma}_j$  graficadas en la Figura 3a, como funciones del número de onda  $\tilde{k}$  adimensionales, para  $T_0 = 4 \times 10^7$ . Las líneas continuas corresponden a los modos inestables y las líneas discontinuas a los modos estables.

### Figura 3c

Las tasas adimensionales  $\tilde{\sigma}_j$ , como funciones de la velocidad adimensional  $\tilde{v}_0$  para una perturbación con  $\tilde{k} = 10^2$ . Las líneas continuas corresponden a los modos que crecen y las líneas discontinuas al modo amortiguado.

## IV. CONCLUSIONES

En resumen la relación de dispersión (2.13) que gobierna las pequeñas perturbaciones en flujos unidimensionales, fue resuelta para flujos postchocados de plasmas con abundancias solares, detrás de ondas de choque muy fuertes. Los números de onda y las tasas dependen fuertemente de la posición a lo largo del fl. postchocado donde tales perturbaciones se originan, así como también del valor particular de temperatura  $T_0$ . La

dependencia anterior sugiere, que detrás de ondas de choques en nubes interestelares, la inestabilidad térmica puede originar estructuras cuyas masas dependen fuertemente de la densidad de partículas  $n_0$  y de la temperatura  $T_0$  detrás de la onda de choque. En flujos postchocados muy calientes y de baja densidad objetos muy masivos pueden ser formados y en flujos postchocados con densidad alta y baja temperatura objetos menos masivos.

## REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

- [1] AIZU, K.: Prog. Theoret. Phys., 49, 1184; 1973.
- [2] ANTIOCHOS, S.K.: Ap.J. (Letters), 232, L125; 1979.
- [3] ATHAY, R.G.: In the Solar Chromosphere and Corona: Quiet Sun, Ap. Space Sci. Library, Vol. 53 (Dordrecht: Reidel); 1976.
- [4] BALBUS, S.A.: Ap.J. (Letters), 303, L79; 1986.
- [5] BERTSCHINGER, E.: Ap.J., 304, 154; 1986.
- [6] BODO, G.; FERRARI, A.; MASSAGLIA, S. and TSINGANOS, K.: Astr. Ap., 149, 246; 1985.
- [7] CLAYTON, D.D.: In Protostars and Planets, ed. T. Gehrels (Tucson: University of Arizona Press); 1978.
- [8] COWIE, L.L.; McKEE, C.F. and OSTRICKER, J.P.: Ap.J. 247, 908; 1981.
- [9] COX, D.P. and SMITH, B.W.: Ap. J. (Letters), 189, L105; 1974.
- [10] CRAIG, I.J.D. and McClymont, A.N.: Nature, 284, 333; 1981.
- [11] CHANG-HYUK, A.: Ap.J., 276, 352; 1984.
- [12] CHEVALIER, R.A. and IMAMURA, J.N.: Ap.J., 261, 543; 1982.
- [13] DAHLBURG, R.B.; DEVORE, C.R.; PICONES, J.M.; MARISKA, J.T. and KARPEN, J.T.: Ap.J. 315, 385; 1982.
- [14] DEFOUW, R.J.: Ap.J., 161, 55; 1970.
- [14a] DE JONG, T.: Astr.Ap., 55, 132; 1977.
- [15] FALL, S.M. and REES, M.J.: Ap.J., 298, 18; 1985.
- [16] FIELD, G.B.: Ap.J., 142, 531. 1965
- [17] FIELD, G.B.; GOLDSMITH, D.W. and HABING, H.J.: Ap.J. (Letters) 155, L149, 1969.
- [18] GOLDSMITH, G.W.: Ap.J., 161, 41; 1977.
- [19] GOLDSMITH, D.W.; HABING, H.J.; and FIELD, G.B.: Ap.J. 158, 173; 1969.
- [20] GRAZIANI, F.R. and BLACK, D.C.: Astro. Lett. and Communications, 25, 235. 1987.

- [21] GUREVICH, L.E., AND CHERNIN, A.D.: Sov. Astr. 19, 1; 1975.
- [22] HUNTER, J.H.: MNRAS, 133, 239; 1966.
- [23] ———: MNRAS, 142, 473; 1969.
- [24] ———: Ap.J., 161, 451; 1970.
- [25] IBAÑEZ, S., M.H.: MNRAS, 243, 267; 1990.
- [26] IBAÑEZ, S., M.H. and MENDOZA B., C.A.: Astrop. and Sp.Sci., 137, 1; 1987.
- [27] ———: Astrop. and Sp.Sci., 164, 193; 1990.
- [28] IBAÑEZ S., M.H., and PARRAVANO, A.: Ap. J., 275, 181; 1983.
- [29] KAFATOS, M.: Ap.J., 183, 433; 1973.
- [30] KLIMCHUK, J.A., ANTIOCHOS, S.K., and MARISKA, J.T.: Ap.J., 320, 409; 1987.
- [31] LANDAU, L.; and LIFSCHITZ, E.M.: Fluid Mechanics (London: Pergamon). 1987.
- [32] LEPP, S.; McGRAY, R.; SHULL, J.M.; WOODS, D.T., and KALLMAN, T.: Ap.J., 288, 58; 1985.
- [33] MARISKA, J.T.: Ap.J., 319, 465; 1987.
- [34] MATHEWS, W.G., and BREGMAN, J.: Ap.J., 244, 308; 1978.
- [35] McCRAY, R.; STEIN, R.F. and KAFATOS, M.: Ap.J., 196, 565; 1975.
- [36] McKEE, Ch.F. and COWIE, L.L.: Ap.J., 215, 213; 1977.
- [37] McKEE, C.F.; OSTRICKER, J.P.; Ap.J., 218, 148; 1977.
- [38] MENDOZA, B., C.A.: Tesis de Maestría, Universidad del Zulia, Venezuela; 1990.
- [39] MUFSON, S.L.: Ap.J. 193, 561; 1974.
- [40] ———: Ap.J. 202, 372; 1975.
- [41] NORMAN, M.L.: IAU Colloquium 89, Radiation Hydrodynamics in Stars and Compact Objects. ed. D. Mihalas and K-H.A. Winkler (Berlin: Springer-Verlag) p.425. 1985.
- [42] ORAN, E.S., MARISKA, J.T., and BORIS, J.P.: Ap.J., 254, 349; 1982.
- [43] PARKER, E.N.: Ap.J., 117, 431; 1953.
- [44] PARRAVANO, A.: Astr.Ap., 172, 280; 1987.
- [45] PRIEST, E.R.: In The Skylab Workshop on Active Regions, ed. E.Q. Orall (Boulder: Colorado Associated University Press), Chap. 9. 1981.
- [46] RAYMOND, J.C., COX, D.P., and SMITH, B.W.: Ap.J. 204, 290; 1976.
- [47] SABANO, Y. and KANNARI, Y.: Publ. Astron. Soc. Japan, 30, 77; 1978.
- [48] ROSNER, R.; TUCKER, W.H. and VAIANA, G.S.: Ap.J., 220, 643; 1978.
- [49] SCHREIER, E.J.; GORENSTEIN, P. and Feigelson, E.D.: Ap. J., 261, 42; 1982.
- [50] SHCHEKINOV, YU. A.: Astrofizika, 15, 347; 1979.
- [51] SCHWARZ, J.; McCRAY, R. and STEIN, R.F.: Ap.J., 175, 673; 1972.
- [52] SOFUE, Y.; and SABANO, YU: Publ. Astr. Soc. Japan, 32, 623; 1980.
- [53] VAN HOVEN, G. and MOK, Y.: Ap.J., 282, 267; 1984.
- [54] VAN HOVEN, G., TACHI, T. and STEINOLFSON, R.S.: Ap.J., 280, 391; 1984.
- [55] VAN HOVEN, G.; SPARKS, L. and SCHNACK, D.D.: Ap.J.(Letters), 317, L91; 1987.
- [56] VESECKY, J.F.; ANTIOCHOS, S.K. and UNDERWOOD, J.H.; Ap.J., 233, 987; 1979.
- [57] YONEYAMA, T.: Publ.Astr.Soc. Japan, 25, 349; 1973.
- [58] ZENTSOVA, A.S. and CHERNIN, A.D.: Sov. Astron., 23, 271; 1979.

Recibido el 18 de Junio de 1990

Faint, illegible text, possibly bleed-through from the reverse side of the page.