MODELOS DE VIENTOS ESTELARES EN LA REGION FOTOSFERICA

J.M. FONTENLA y A.D. VERGA

Instituto de Astronomía y Física del Espacio

I.

Es conocido, a partir de diversas observaciones astronómicas, que las atmósferas de las estrellas presentan frecuentemente movimientos de expansión en sus capas externas, como se manifiesta principalmente en las estrellas de tipos tempranos. En este trabajo se plantea el problema de cómo ese flujo de materia, al considerarse en las capas profundas de la fotósfera, modifica fundamentalmente la estructura de las mismas.

Para establecer esa estructura, o sea la temperatura y densidad en función de la profundidad, se resuelven simultáneamente las ecuaciones hidrodinámicas en las que se considera el transporte de impulso y energía por el campo de radiación.

$$\begin{aligned} &\text{continuidad} && \rho v = A = cte \\ &\text{impulso} && A\left(1-\frac{\theta}{v^2}\right)\frac{dv}{dm} + \frac{A}{v}\frac{d\theta}{dm} = g + f_R \\ &\text{energía} && \rho^2\left(\frac{3}{2}v\frac{d\theta}{dm} + \theta\frac{dv}{dm}\right) = q_R \end{aligned} \qquad (1)$$

siendo $p = \rho RT = \rho\theta$; $dm = -\rho dz$ y los términos radiativos

$$f_R = \frac{4\pi}{c}\int \rho\kappa_\nu H_\nu d\nu \cdot \quad q_R = 4\pi\int \frac{dH_\nu}{dz}d\nu$$

En las regiones profundas de la fotósfera se puede considerar como una buena aproximación que:

$$S_\nu = B_\nu$$

y válida la aproximación de Eddington

$$H = \frac{1}{3}\frac{dB}{d\tau}$$

donde τ está dado por la profundidad óptica media de Rosseland y

$$H = \int H_\nu d\nu \quad y \quad B = \int B_\nu d\nu = \frac{\sigma}{\pi}T^4$$

A partir de estas aproximaciones y teniendo en cuenta la definición de la opacidad de Rosseland $\bar{\chi}$ resulta:

$$f_R = \frac{16\sigma}{3c\rho}T^3\frac{dT}{dz} \qquad q_R = \frac{16\sigma}{3}\frac{d}{dz}\left(T^3\frac{dT}{dz}\right)$$

donde en q_R se considera el apartamiento del equilibrio radiativo.

La condición de contorno utilizada para la resolución del sistema (1) es que para valores de τ suficientemente pequeños la temperatura tienda a 3/4 T_{eff}.

Hemos calculado un modelo para flujo de masa A=0 con T_{eff}=40000°K y log g=4.0, que coincide bastante bien con los de Mihalas. Luego hemos calculado modelos con T_{eff}= 20000°K log g= 4.0, con distintos flujos de masa, A=0, A= 8×10^{-6} — 2×10^{-4} $\mathrm{gcm^{-2}.s^{-1}}$. De estos modelos surge que para pérdidas de masa relativamente pequeñas la distribución de temperatura con τ no varía con respecto al modelo estático, pero en cambio la distribución de la densidad se modifica notablemente cuando las velocidades se van aproximando a las velocidades térmicas. Esto implica, que si bien el flujo de radiación total no se ve afectado, su distribución en el espectro cambia debido a la diferente influencia de la densidad sobre las opacidades a distintas longitudes de onda.

II.

En todo problema hidrodinámico es necesario considerar la cuestión de la estabilidad de las distribuciones de T y ρ frente a pequeñas perturbaciones. Tomando como estado inicial al que describen las ecuaciones (1), obtenemos en primer lugar las siguientes ecuaciones de exceso, donde hemos introducido los términos dependientes del tiempo:

$$V = V_0 + \partial V \qquad \rho = \rho_0 + \partial\rho \qquad \theta = \theta_0 + \delta\theta$$

$$\begin{aligned}
&\partial_t \delta\rho - \rho_0^2\,\partial\delta V - \rho_0\,\partial V_0\,\delta\rho + \rho_0^2\,\frac{\partial V_0}{V_0}\,\delta V = 0 \\
&\frac{V_0}{\rho_0}\,\partial_t\delta\rho - \partial_t\delta V + (\theta_0 - V_0^2)\,\partial\delta\rho + \rho_0\,\partial\delta\theta - \rho_0\,\frac{\partial V_0}{\partial}\,\delta\theta - 2V_0\,\partial\rho_0\,\delta V + \partial\theta_0\,\delta\rho = \delta f_R \qquad (2)\\
&\frac{3}{2}\partial_t\delta\theta - \frac{3}{2}A\,\partial\delta\theta - \rho_0\theta_0\,\partial\delta V - \frac{3}{2}\rho_0\,\partial\theta\,\delta V - \rho_0\,\partial V_0\,\delta\theta - \frac{2q_R}{\rho_0^2}\,\delta\rho = \delta q_R
\end{aligned}$$

donde

$$\partial_t = \frac{\partial}{\partial t}\;,\quad \partial = \frac{\partial}{\partial m} \qquad \delta f_R = -\frac{16\sigma}{3cR}\,T^3\,\partial\delta\theta + \frac{3 f_R}{\theta}\,\delta\theta$$

$$\begin{aligned}
-\delta q_R = {}& -q_R\frac{\delta\rho}{\rho} + \frac{16\sigma}{3}\rho\frac{T^3}{\bar{\chi}R}\,\partial^2\delta\theta + \frac{16\sigma}{3}\rho\left[\partial\left(\frac{T^3}{\bar{\chi}R}\right) + \frac{T^3}{\bar{\chi}}\,\partial T\left(\frac{3}{\theta} - \frac{\bar{\chi}_\theta}{\bar{\chi}}\right)\right]\partial\delta\theta + \frac{16\sigma}{3}\rho\,\partial\Bigg[\\
& \frac{T^3}{\bar{\chi}}\,\partial T\left(\frac{3}{\theta} - \frac{\bar{\chi}_\theta}{\bar{\chi}}\right)\Bigg]\delta\theta - \frac{16\sigma}{3}\rho\,\frac{T^3}{\bar{\chi}^2}\,\bar{\chi}_\rho\,\partial T\,\partial\delta\rho + \frac{16\sigma}{3}\rho\,\partial\left(\frac{T^3}{\bar{\chi}^2}\,\bar{\chi}_\rho\,\partial T\right)\delta\rho
\end{aligned}$$

El sistema de ecuaciones (2) admite soluciones del tipo:

$$\delta V = \mathcal{V} e^{-ikm+\omega t} \qquad \delta\rho = \mathcal{D} e^{-ikm+\omega t} \qquad \delta\theta = \mathcal{T} e^{-ikm+\omega t}$$

que reemplazadas en (2) conducen a la relación de dispersión $\omega(\kappa)$, cuyas raíces son los modos normales de evolución de las perturbaciones.

Estudiamos los siguientes casos con interés:

1. Evolución temporal de las perturbaciones, $\kappa = o$: Se obtiene una re

gión de estabilidad delimitada por tres desigualdades, que corresponden a las condiciones de raíces reales negativas del polinomio en ω:

$$\partial V_0 - \frac{3}{8}\frac{1}{\rho_0^2} q_\theta < 0 \tag{3a}$$

$$\partial V_0 + \frac{3}{8\rho_0}\partial\left[4\pi H_0\left(\frac{3}{\theta} - \frac{\bar{\chi}_\theta}{\bar{\chi}}\right)\right] < 0 \tag{3b}$$

donde los subíndices indican derivación (por ejemplo $q_\theta = \frac{\partial q_R}{\partial \theta}$); las otras dos desigualdades establecen limitaciones para los valores de los gradientes de temperatura y velocidad. La ecuación (3a) es completamente general, las aproximaciones aparecen en la forma explícita de q_θ, como en (3b). Se ve que la velocidad puede crecer o decrecer de acuerdo al comportamiento de q_θ. En la región profunda aún en equilibrio radiativo, es el segundo término el dominante, por lo cual escencialmente la estabilidad del flujo depende del valor de $\bar{\chi}_\theta$.

2. Evolución espacial de las perturbaciones, ω=o: En este caso se llega a un polinomio de cuarto grado en κ, y aparece explícitamente la singularidad en $\sqrt{2} \simeq \theta$ de las ecuaciones del modelo inicial, como en la desigualdad siguiente:

$$\left\{\left[\left(\frac{\theta}{V^2}+1\right)V\partial V + \left(f_\rho - \partial\theta\right)\right] q_{\partial\theta}^2 / V - A^2\left(\frac{5}{3}\frac{\theta}{V^2} - 1\right) - \frac{2}{3}\left[\left(\frac{\theta}{V^2}-1\right)V q_{\partial\theta} - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \rho\,\theta f_{\partial\theta}\right] + \left(\rho - f_{\partial\theta}\right) q_{\partial\rho} / V\right\} \Big/ \left(\frac{\theta}{V^2} - 1\right) < 0$$

Esta condición, puesta a modo de ejemplo, refleja claramente que en la vecindad del punto $\sqrt{2} \simeq \theta$, salvo para el caso en el que el numerador se anula y cambia de signo, no existen flujos estacionarios estables. Por lo tanto en esta región es indispensable considerar los términos dependientes del tiempo.