ESTABILIDAD HIDROMAGNETICA DE UN PLASMA EN UN CAMPO GRAVITATORIO

José Luis Sérsic
(Observatorio Astronómico, Córdoba, y
(Consejo Nacional de Investigaciones Cientificas y Técnicas,
Buenos Aires).

A través de las ecuaciones viriales tensoriales se establecen las condiciones de equilibrio de un plasma perfecto en un campo magnético exterior, considerando la existencia de un campo gravitatorio. Este último puede tener su origen en una distribución de masa exterior (dinámicamente hablando) o provenir de la autogravitación del plasma.

Restringiendo la generalidad del problema al caso de un campo magnético uniforme de intensidad h en el infinito, las condiciones de simetría reducen a dos las ecuaciones de equilibrio

$$\frac{h^2}{8\pi}\sigma_i V = \int P dv + \Omega_i \qquad i = 1,3$$

donde P es la presión proveniente de la agitación térmica, V es el volumen de la configuración y Ω_i se define como

$$\Omega_i = \int x_i \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} dm$$

siendo $\Phi(r)$ la función potencial de la distribución de masa. Si se introduce el parámetro

$$\zeta = \frac{8\pi}{h^2 V}\int P dV$$

se demuestra que las figuras de equilibrio son elipsoides prolados, cuya excentricidad β satisface la ecuación

$$\zeta = \sigma_3 + \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{1 - \frac{\Omega_1}{\Omega_3}}$$

donde tanto las σ_i como $\frac{\Omega_1}{\Omega_3}$ son funciones unicamente de β. La expresión anterior determina la forma de la configuración.

Si se supone que el campo magnético produce una perturbación del tipo $\delta(r)\, P_2(\mu)$ en la distribución originalmente esférica de la densidad $\rho(r)$, es posible calcular β sea para el caso autogravitante como para el de un campo gravitatorio exterior de simetría esférica, concéntrico con la configuración.

En cuanto se refiere a la estabilidad, se han calculado los modos de oscilación radial y no-radial λ_R y λ_S, sometiendo a las ecuaciones viriales tensoriales a una perturbación del tipo $\delta x_i = \xi_i x_i e^{i.t}$, pero de simetría axial. Para ciertos cálculos del caso autogravitante hemos adoptado algunos resultados de Wentzel, mientras que debió calcularse integramente el caso del campo gravitatorio exterior.

Los modos de oscilación resultan ser, en primera aproximación.

$$\lambda_R^2 = -(3\Gamma - 4)\frac{\Omega}{J} + 3(2 - \Gamma)\frac{\sigma V}{J} \qquad \lambda_S^2 = -\frac{4}{5}\frac{\Omega}{J} - \frac{13}{7}\frac{\sigma_1 - \sigma_3}{J}V$$

para el caso autogravitante, mientras que resultan

$$\lambda_R^2 = (3\theta - 1)(3\Gamma - 4)\frac{\Omega}{J} + 3(2 - \Gamma)\frac{V}{J}\ , \quad \lambda_S^2 = \frac{\Omega}{J}\left(-\frac{4}{5} + \frac{1}{7}\Delta + \frac{21}{4}\theta + \frac{48}{35}\Delta\theta\right)$$

para el caso del campo exterior. El valor de θ depende de la concentración de la distribución de masa gravitante, valiendo 1 para una distribución uniforme y/o para una concentración infinita.

Un análisis en primera aproximación sugiere que el caso autogravitante es estable respecto de ambos tipos de perturbación, mientras que la estabilidad depende considerablemente de la concentración de masa en el caso de un campo gravitatorio externo, en el sentido de que las configuraciones más estables corresponden a pequeños valores de θ.

Se han calculado, finalmente, σ_i, ζ, Δ, para diversos valores del argumento β.

El autor agradece la colaboración del señor Z. Pereyra en el cómputo de algunas tablas y la gentileza del señor L. Marzulli al programar el cálculo de σ_i para la computadora Mercury, de la Facultad de Ciencias de la Universidad de Buenos Aires.