



Estudio de la viscosidad en un disco de acreción delgado

M.F. Montero¹, M.A. De Vito^{1,2} & O.G. Benvenuto^{1,2,3}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

³ Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires, Argentina

Contacto / fmontero@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Los discos de acreción aparecen vinculados a muchos fenómenos importantes en la física del Universo. Entre ellos, los miembros de la familia *redback* (sistemas binarios con transferencia de masa en los que la estrella donante es una gigante normal, y la estrella receptora es una estrella de neutrones) han manifestado transiciones desde un estado de Rayos X (en el que la estrella de neutrones está acretando materia) a un estado de radio pulsar (en el que se observa al pulsar de milisegundo). Estas transiciones estarían ligadas a inestabilidades en el disco de acreción. En este trabajo presentamos nuestro primer estudio de las inestabilidades generadas en el disco, a nivel local, debido a la presencia de un campo de inducción magnética, y su influencia en la viscosidad. Analizamos el crecimiento del campo de inducción magnética mediante el proceso de dínamo, teniendo en cuenta los tiempos característicos de la inestabilidad de Parker, la inestabilidad magneto-rotacional y la reconexión magnética.

Abstract / Accretion disks are important at different scales in the physics of the Universe. For instance, binaries systems called *redback* (close binaries systems composed of a normal giant star and a neutron star) have shown transitions from an X-Ray emission state (the neutron stars is accreting material) to a radio pulsar state (where a millisecond pulsar is observed). This transitions would be connected with instabilities in the accretion disk. In this paper, we show our first study of local instabilities in the disk due to a magnetic field and its influence in the viscosity. We analyze the increment of magnetic field by dynamo process, taking into account the characteristic timescales of Parker instability, magnetic reconnection, and magneto-rotational instability.

Keywords / binaries: close —accretion, accretion discs

1. Introducción

Las recientes observaciones de los sistemas binarios conocidos como *redback* han impuesto nuevos desafíos a la comprensión de la física involucrada en la descripción teórica de estos objetos. Los *redback* pertenecen al grupo de sistemas binarios con transferencia de masa, en donde una de las componentes, la estrella donante, llena su lóbulo de Roche y le transfiere materia a su compañera a través del punto L_1 de Lagrange. Dicho material forma un disco de acreción alrededor de la estrella receptora. Algunos miembros de la familia *redback* han mostrado transiciones desde el estado de emisión de Rayos-X (en el que la estrella de neutrones está acretando materia y emite rayos X) a un estado pulsar (en el que se observa al pulsar de milisegundo), y/o la transición inversa, en una escala de tiempo de algunos meses a pocos años. La incorporación del efecto de irradiación del pulsar a los modelos de evolución (Benvenuto et al., 2014) ayudarían a entender estas transiciones, ya que como consecuencia de considerar este efecto, los modelos presentan episodios de transferencia de masa intermitente. Sin embargo, la escala de tiempo asociada a estos ciclos es del orden de los miles de años (Benvenuto et al., 2015). Esto nos ha llevado a analizar el rol del disco de acreción formado alrededor del pulsar.

En este trabajo presentamos nuestro primer estudio de las inestabilidades generadas en el disco, a nivel local, debido a la presencia de un campo de inducción magnéti-

ca. Estas inestabilidades podrían ser las responsables de una viscosidad turbulenta. A partir del trabajo de Tout & Pringle (1992), calculamos el crecimiento del campo de inducción magnética mediante el proceso de dínamo, teniendo en cuenta los tiempos característicos de la inestabilidad de Parker (Parker, 1979), la inestabilidad magneto-rotacional y la reconexión magnética (Balbus & Hawley, 1991). Obtuvimos una viscosidad magnética e hicimos comparaciones con la viscosidad efectiva que arroja nuestro código de integración vertical.

2. Modelado del disco y de sus inestabilidades locales

2.1. Ecuaciones del disco

Consideramos un disco de acreción delgado, en el que pueden desacoplarse la estructura vertical de la estructura radial. Suponiendo que el disco tiene simetría cilíndrica, las ecuaciones diferenciales de la parte vertical del disco son (Hameury et al., 1998):

$$\frac{dP}{dz} = -\rho g_z = -\rho \Omega_K^2 z, \quad (1)$$

$$\frac{d\sigma}{dz} = 2\rho, \quad (2)$$

$$\frac{d \ln T}{d \ln P} = \nabla, \quad (3)$$

$$\frac{dF_z}{dz} = \frac{3}{2} \alpha \Omega_K P + \frac{dF_t}{dz}, \quad (4)$$

donde P , ρ , T y σ son la presión, la densidad, temperatura y la densidad superficial, respectivamente; ∇ es el gradiente de temperatura; F_z es el flujo de energía en la dirección vertical; Ω_K es la velocidad angular kepleriana; α es el parámetro de viscosidad de Shakura & Sunyaev (1976). En F_t se considera la dependencia temporal del flujo de energía, que incluye términos que resultan del calentamiento/enfriamiento y de la expansión/contracción. Este término es básicamente desconocido, pero frecuentemente se asume que dF_t/dz es proporcional a la presión P . En este caso, la cuarta ecuación queda,

$$\frac{dF_z}{dz} = \frac{3}{2}\alpha_{eff}\Omega_K P. \quad (5)$$

Hemos elaborado un código para integrar las ecuaciones que describen la estructura vertical. El mismo está basado en un método de empalme (*shooting*), en el que se utiliza un método de Runge-Kutta para integrar las ecuaciones diferenciales desde el plano del disco y desde el borde superior del disco hasta un punto intermedio, en el que se pide la continuidad de las soluciones. De esta manera se hallan los valores de α_{eff} y de la altura del disco H .

2.2. Ecuaciones de dínamo

Habitualmente el parámetro de viscosidad de Shakura y Sunyaev, α_{ss} , se introduce ad-hoc, de manera de compatibilizar los modelos numéricos con las observaciones. En nuestro caso lo calcularemos siguiendo el trabajo de Tout & Pringle (1992). Las ecuaciones diferenciales que describen la evolución de las componentes del campo de inducción magnética normalizado son:

$$\frac{dw_R}{d\tau} = \begin{cases} \lambda'_R w_z - \lambda_\phi w_R w_\phi, & 0 < w_z < 1/\sqrt{3}, \\ \lambda'_R \left[1 - \frac{(1-w_z\sqrt{3})^2}{(1-\sqrt{3})^2} \right]^{1/2} w_z - \lambda_\phi w_R w_\phi, & 1/\sqrt{3} < w_z < 1 \\ -\lambda_\phi w_R w_\phi, & 1 \leq w_z, \end{cases} \quad (6)$$

$$\frac{dw_\phi}{d\tau} = \lambda_\phi (w_R w_\phi^2), \quad (7)$$

$$\frac{dw_z}{d\tau} = \begin{cases} \lambda_z \left(w_\phi^2 - \frac{w_z}{\sqrt{3}w_\phi} \right) - \mu_z w_z, & 0 \leq w_z < 1/\sqrt{3} \\ \lambda_z \left(w_\phi^2 - \frac{w_z}{w_\phi} \right) - \mu'_z w_z^{3/2}, & w_z \leq 1 \end{cases} \quad (8)$$

donde $\tau = \frac{\Omega_K t}{\sqrt{2}\eta}$,

$$\begin{aligned} w_R &= \frac{v_R}{v_{zq}}, & v_R &= \frac{V_{A,R}}{C_s}, & V_{A,R}^2 &= \frac{B_R^2}{4\pi\rho}, \\ w_\phi &= \frac{v_\phi}{v_{zq}}, & v_\phi &= \frac{V_{A,\phi}}{C_s}, & V_{A,\phi}^2 &= \frac{B_\phi^2}{4\pi\rho}, \\ w_z &= \frac{v_z}{v_{zq}}, & v_z &= \frac{V_{A,z}}{C_s}, & V_{A,z}^2 &= \frac{B_z^2}{4\pi\rho}. \end{aligned}$$

Las velocidades normalizadas para el caso de dínamo en equilibrio son:

$$v_R^{eq} = 0.1 \left(\frac{\Gamma}{0.1} \right)^{2/3} \left(\frac{\eta}{3} \right)^{1/3} \left(\frac{\xi}{8} \right)^{-2/3},$$

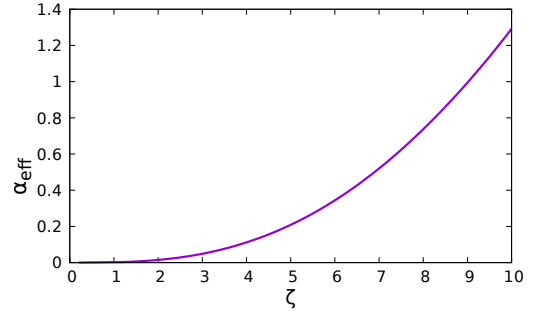


Figura 1: Parámetro de viscosidad efectiva, α_{eff} , en función de la posición en el disco, ζ .

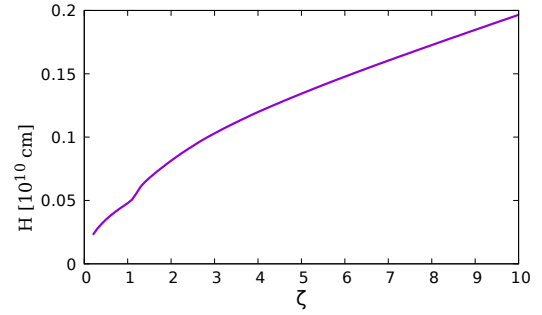


Figura 2: Altura del disco H en función de la posición ζ .

$$\begin{aligned} v_\phi^{eq} &= 0.8 \left(\frac{\Gamma}{0.1} \right)^{1/3} \left(\frac{\eta}{3} \right)^{2/3} \left(\frac{\xi}{8} \right)^{-1/3}, \\ v_z^{eq} &= 0.8. \end{aligned}$$

Por otra parte,

$$\begin{aligned} \lambda_R &= \left[\frac{2\sqrt{3}}{\sqrt{3}-1} \right]^{1/2} \frac{\gamma_{max}\eta\sqrt{2}v_z^{eq}}{v_R^{eq}}, & \lambda'_R &= \lambda_R \left[\frac{(\sqrt{3}-1)}{2\sqrt{3}} \right]^{1/2}, \\ \lambda_\phi &= v_\phi^{eq}, \\ \lambda_z &= \frac{(v_\phi^{eq})^2}{v_z^{eq}}, \\ \mu_z &= \eta \left(\frac{2\Gamma}{\pi\xi} \right)^{1/2}, & \mu'_z &= \eta \left(\frac{24\sqrt{3}\Gamma}{\pi\xi} \right)^{1/2}, \end{aligned}$$

donde $V_{A,R}$, $V_{A,\phi}$ y $V_{A,z}$ son las componentes de la velocidad de Alfvén en las direcciones R , ϕ y z ; C_s es la velocidad del sonido, y los parámetros η , γ_{max} , γ y ξ están definidos en Tout & Pringle (1992).

Finalmente, se obtiene el parámetro de viscosidad magnética de Sakura y Sunyaev,

$$\alpha_{ss} = \frac{B_R B_\phi}{4\pi\rho C_s^2}.$$

3. Resultados

Resolvimos las ecuaciones diferenciales de la estructura vertical en un rango de ζ entre 0.2 y 10 (siendo $r = r_0 \zeta$, r la coordenada radial medida desde la posición de la estrella de neutrones hasta un punto ubicado en el plano del disco, y $r_0 = 10^{10}$ cm). Hallamos el valor de α_{eff} y H para cada posición en el disco dada por ζ (ver Figuras 1 y 2).

Para encontrar el parámetro de viscosidad de Sakura y Sunyaev, resolvimos las ecuaciones de dínamo mediante un método de Runge-Kutta obteniendo la variación

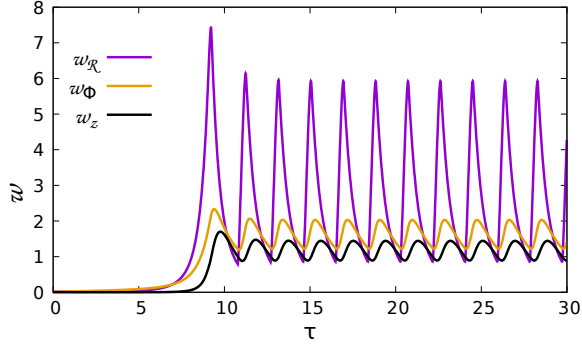


Figura 3: Campos normalizados (w_R, w_ϕ, w_z) en función del tiempo adimensional τ .

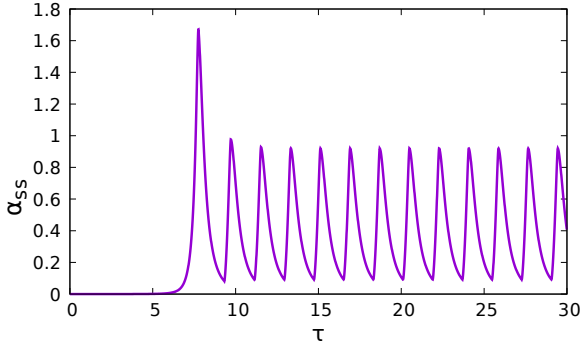


Figura 4: Parámetro de viscosidad magnética, α_{ss} , en función del tiempo adimensional τ .

de las componentes de la inducción magnética en función del tiempo adimensional τ (ver Figura 3). Nuestros cálculos se hicieron para el caso $\Gamma = 0.1$, $\gamma_{max} = 0.74$, $\xi = 8$ y $\eta = 3$, siguiendo a Tout & Pringle (1992). Obtuvimos el valor de α_{ss} en función del tiempo adimensional τ (ver Figura 4). Considerando tiempos adimensionales mayores al transitorio, calculamos un valor medio de α_{ss} en función de ζ . En la Figura 5 se muestra la diferencia entre α_{eff} y α_{ss} , que nos permite tener una cota de la variación del flujo de energía en función del tiempo.

A partir de los valores de los parámetros α_{eff} y α_{ss} , obtuvimos la viscosidad cinemática efectiva ($\nu_{eff} = \alpha_{eff} C_s^2 / \Omega_K$), la viscosidad cinemática magnética ($\nu_{ss} = \alpha_{ss} C_s^2 / \Omega_K$) y la diferencia entre viscosidades cinemáticas para cada ζ , como se muestra en la Figura 6.

4. Conclusiones y trabajos a futuro

- Hemos integrado las ecuaciones diferenciales que describen la evolución de las componentes del campo de inducción magnética en un disco delgado, obteniendo resultados similares a los hallados en la literatura.
- Hemos calculado el parámetro de viscosidad de Shakura y Sunyaev, α_{ss} , como función de la posición

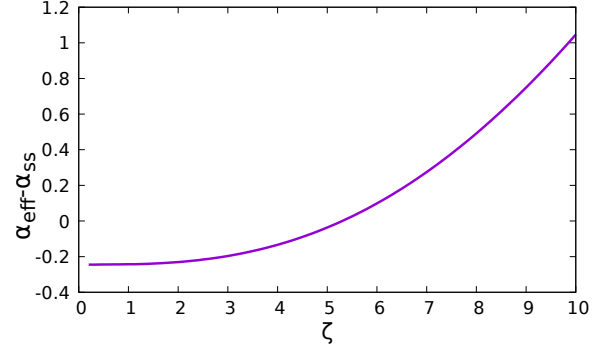


Figura 5: Diferencia entre los valores obtenidos para los parámetros de viscosidad efectiva y magnética, ($\alpha_{eff} - \alpha_{ss}$), en función de la posición ζ .

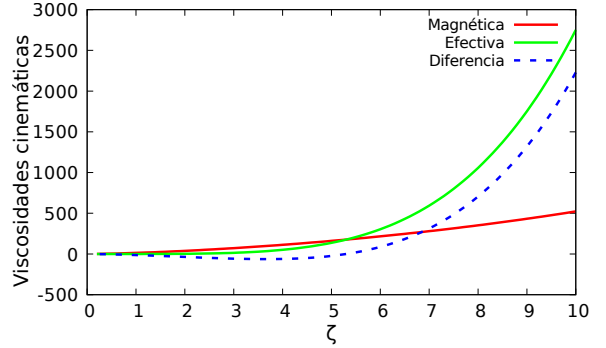


Figura 6: Viscosidad cinemática efectiva, viscosidad cinemática magnética y diferencia de viscosidades cinemáticas en función de la posición ζ .

en el disco a partir de las inestabilidad de Parker, la inestabilidad magneto-rotacional y la reconexión magnética. Calculamos la viscosidad magnética asociada.

- Desde la integración de la estructura vertical hemos calculado la viscosidad efectiva, α_{eff} .
- Hemos acotado la variación temporal del flujo de energía a partir de la diferencia de los parámetros α_{eff} y α_{ss} .
- Planeamos seguir estudiando las ecuaciones diferenciales para el campo, en distintas condiciones.

Referencias

- Balbus S.A., Hawley J.F., 1991, ApJ, 376, 214
 Benvenuto O.G., De Vito M.A., Horvath J.E., 2014, ApJL, 786, L7
 Benvenuto O.G., De Vito M.A., Horvath J.E., 2015, ApJ, 798, 44
 Hameury J.M., et al., 1998, MNRAS, 298, 1048
 Parker E.N., 1979, *Cosmical magnetic fields. Their origin and their activity*, Clarendon Press
 Shakura N.I., Sunyaev R.A., 1976, MNRAS, 175, 613
 Tout C.A., Pringle J.E., 1992, MNRAS, 259, 604