

Flujos en acreción dominados por advección

(Advection-Dominated Accretion
Flows, ADAFs)

Gabriela S. Vila

Introducción a la Astrofísica Relativista

Marzo de 2008

Índice

1. Introducción	2
2. La ecuaciones de un ADAF	2
3. Una solución auto-similar	5
3.1. Ecuaciones de ADAF promediadas en altura	8
3.2. Vientos y eyecciones de materia	10
4. ADAFs de dos temperaturas	11
5. Espectro característico de un ADAF y aplicaciones	20
6. Conclusiones	27

1. Introducción

Se conocen cuatro soluciones auto-consistentes para el conjunto de ecuaciones hidrodinámicas que describe el flujo de materia en acreción sobre un objeto central, incluyendo rotación y viscosidad. La más famosa es la solución de disco delgado, hallada por Shakura & Sunyaev (1973). El gas forma un disco geoméricamente delgado y ópticamente denso en rotación alrededor del objeto central. El espectro de emisión de un disco delgado es el de un cuasi cuerpo negro de temperatura efectiva $T_{\text{eff}} = 10^5 - 10^7$ K. El valor de T_{eff} es inversamente proporcional a la masa M del objeto central y directamente proporcional a la tasa de acreción \dot{M} , $T_{\text{eff}} \propto M^{-1/4} \dot{M}^{1/4}$.

La segunda solución conocida fue hallada por Shapiro, Lightman & Eardly (Shapiro, Lightman & Eardly 1976, de aquí en adelante SLE). En este caso el gas en acreción forma un plasma de dos temperaturas, donde la temperatura de los iones es mucho mayor que la de los electrones, $T_i \sim 10^{11}$ K $\gg T_e \sim 10^{8-9}$ K. El plasma es ópticamente delgado y su espectro característico tiene la forma de una ley de potencias en el rango de los rayos X y los rayos gamma blandos. Esta solución presenta inestabilidades térmicas, por lo que se piensa que no puede describir flujos reales.

Las dos soluciones restantes pertenecen a un regimen distinto, donde una parte significativa de la energía en acreción no puede escapar y es advectada hacia el objeto central. Este tipo de flujo recibe el nombre de ADAF (*Advection-Dominated Accretion Flow*). Para tasas de acreción super-Eddington¹, Begelman & Meier (1982) hallaron una solución ópticamente densa, donde la mayoría de la radiación es atrapada por el gas y advectada (ADAF ópticamente densa). La dinámica de este tipo de flujo fue extensamente estudiada por Abramowicz et al. (1988). Si el valor de la tasa de acreción es sub-Eddington y la densidad del gas es baja, el plasma no tiene tiempo suficiente para enfriarse antes de caer sobre el objeto central. La energía que se libera por viscosidad se almacena como energía térmica y es advectada en lugar de ser radiada. El plasma es ópticamente delgado y de dos temperaturas, tal como en la solución de SLE. Este tipo de ADAF se denomina ADAF ópticamente delgada o ADAF de dos temperaturas. En este trabajo se estudiará esta última solución, siguiendo principalmente los trabajos originales de Narayan & Yi (1994, 1995a, 1995b) sobre el tema.

¹La luminosidad de Eddington es la máxima luminosidad que puede escapar de un objeto de masa M en equilibrio hidrostático con simetría esférica. Se obtiene igualando la presión de radiación a la atracción gravitatoria, y su expresión es $L_{\text{Edd}} = 4\pi GMm_p c / \sigma_T \approx 10^{38} M/M_{\odot} \text{ erg s}^{-1}$. La tasa de acreción de Eddington se define como $L_{\text{Edd}} = \dot{M}_{\text{Edd}} c^2$.

2. La ecuaciones de un ADAF

Consideremos un flujo con simetría axial en acreción sobre un objeto central de masa M . Su dinámica queda descrita por el conjunto usual de ecuaciones hidrodinámicas:

- Ecuación de continuidad: expresa la condición de conservación de la masa. Si llamamos ρ a la densidad de masa y \vec{v} al campo de velocidades del fluido, la ecuación de continuidad se escribe

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0. \quad (2.1)$$

- Ecuación de Navier-Stokes: es la ecuación de movimiento para cada elemento de fluido,

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = \vec{f}_V + \nabla \cdot \overleftrightarrow{T}. \quad (2.2)$$

Aquí \overleftrightarrow{T} es el tensor de esfuerzos y \vec{f}_V es la suma de las fuerzas externas por unidad de volumen. Asumiremos que \overleftrightarrow{T} está dado por la expresión usual para un fluido Newtoniano,

$$T_{ij} = -p\delta_{ij} + \rho\nu D_{ij}, \quad (2.3)$$

donde ν es el coeficiente de viscosidad cinemática y las componentes del tensor \overleftrightarrow{D} valen

$$D_{ij} = \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \nabla \cdot \vec{v} \right). \quad (2.4)$$

Por otro lado, la única fuerza externa presente en este caso es la atracción gravitatoria de la masa central M (despreciaremos la autogravedad del fluido), así que

$$\vec{f}_V = -\frac{GM\rho}{r^2} \hat{r}, \quad (2.5)$$

donde r es la distancia al objeto central. En primera aproximación asumiremos que el campo gravitacional es Newtoniano, aunque esto claramente no

será válido en las cercanías de un agujero negro. Finalmente, en términos de \vec{v} la ecuación (2.2) resulta

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\frac{GM\rho}{r^2} \hat{r} - \nabla p + \rho\nu \nabla^2 \vec{v} + \frac{1}{3}\rho\nu \nabla (\nabla \cdot \vec{v}). \quad (2.6)$$

■ Ecuación de la energía: si T es la temperatura y s es la entropía por unidad masa y de volumen del fluido, el balance de energía de cada elemento puede escribirse como

$$T\rho \frac{ds}{dt} = Q^+ - Q^-. \quad (2.7)$$

Aquí Q^- es la energía perdida por unidad de volumen debido a pérdidas radiativas, y Q^+ es la energía disipada por viscosidad que se transfiere al gas,

$$Q^+ = \frac{1}{2}\rho\nu D_{ij}D_{ij}. \quad (2.8)$$

Conviene escribir Q^- como

$$Q^- = (1 - f) Q^+, \quad (2.9)$$

de manera que

$$T\rho \frac{ds}{dt} = fQ^+. \quad (2.10)$$

El parámetro f es entonces el cociente entre la energía advectada y la energía disipada por viscosidad,

$$f = \frac{Q^+ - Q^-}{Q^+} \equiv \frac{Q_{\text{adv}}}{Q^+}, \quad (2.11)$$

y mide el grado en que el flujo está dominado por la advección. Distintos valores de f corresponden a los distintos tipos de regímenes de acreción:

- $f \ll 1$: en este caso $Q^+ \approx Q^- \gg Q_{\text{adv}}$ y toda la energía disipada por viscosidad es radiada. Aquí se encuadran las soluciones tipo disco delgado y la de plasma de dos temperaturas de SLE.

- $f \approx 1$: aquí $Q_{\text{adv}} \approx Q^+ \gg Q^-$, lo que corresponde a un flujo tipo ADAF donde el enfriamiento es despreciable y casi toda la energía disipada por viscosidad se almacena en el gas y es advectada.
- $|f| \gg 1$: corresponde al caso $-Q_{\text{adv}} \approx Q^- \gg Q^+$. En un sistema como este la generación de energía es despreciable, y la entropía del fluido en acreción se convierte en radiación. Ejemplos son la acreción en régimen de Bondi y la contracción de una nube gaseosa durante la formación de una estrella.

Puede ser útil escribir (2.7) en términos de la energía ε por unidad de masa y de volumen del fluido. De acuerdo con la Primera Ley de la Termodinámica,

$$d\varepsilon = Tds - pdv, \quad (2.12)$$

donde $v = 1/\rho$ es el volumen específico. Entonces,

$$T\rho \frac{ds}{dt} = \rho \frac{d\varepsilon}{dt} - \frac{p d\rho}{\rho dt}. \quad (2.13)$$

Notar que aquí, al igual que en (2.7), $\frac{d}{dt}$ es el operador derivada total, $\frac{ds}{dt} = \frac{\partial s}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)s$.

Asumiremos que el sistema tiene simetría axial ($\partial_\phi = 0$) y está en estado estacionario ($\partial_t = 0$). Entonces, escrita en coordenadas esféricas $r\theta\phi$, la ecuación de continuidad (2.1) resulta

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho v_\theta), \quad (2.14)$$

Fijando además $v_\theta = 0$ (ver más abajo), las tres componentes de la ecuación de Navier-Stokes (2.6) y la ecuación de conservación de la energía (2.7) se escriben como

$$\begin{aligned} \rho \left(v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_\phi^2}{r} \right) = & -\frac{GM\rho}{r^2} - \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \left[2\nu\rho \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{2}{3}\nu\rho \left(\frac{2v_r}{r} + \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) \right] \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\nu\rho}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right) + \frac{\nu\rho}{r} \left[4r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_r}{r} \right) + \frac{\cot \theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right], \quad (2.15) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho \left(-\frac{\cot \theta}{r} v_\phi^2 \right) &= -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\nu \rho}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right) \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{2\nu \rho}{r} v_r - \frac{2\nu \rho}{3} \left(\frac{2v_r}{r} + \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) \right] + \frac{3\nu \rho}{r^2} \frac{\partial v_r}{\partial \theta}, \end{aligned} \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} \rho \left(v_r \frac{\partial v_\phi}{\partial r} + \frac{v_\phi v_r}{r} \right) &= \frac{\partial}{\partial r} \left[\nu \rho r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_\phi}{r} \right) \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{\nu \rho \sin \theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{v_\phi}{\sin \theta} \right) \right] \\ &+ \frac{\nu \rho}{r} \left[3r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_\phi}{r} \right) + \frac{2 \cot \theta \sin \theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{v_\phi}{\sin \theta} \right) \right], \end{aligned} \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned} \rho \left(v_r \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} - \frac{p}{\rho^2} v_r \frac{\partial \rho}{\partial r} \right) &= -\frac{2f\nu\rho}{3} \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v_r) \right]^2 + 2f\nu\rho + \left\{ \left(\frac{\partial v_r}{\partial r} \right)^2 + 2 \left(\frac{v_r}{r} \right)^2 \right. \\ &\left. + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right)^2 + \frac{1}{2} \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_r}{r} \right) \right]^2 + \frac{1}{2} \left[\frac{\sin \theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{v_\phi}{\sin \theta} \right) \right]^2 \right\}. \end{aligned} \quad (2.18)$$

3. Una solución auto-similar

Narayan & Yi (1995a, de aquí en adelante NYa) hallaron una solución de tipo auto-similar para el conjunto de ecuaciones anterior. Esta solución es de la forma

$$v_r = r\Omega_K(r)v(\theta), \quad (3.1)$$

$$v_\theta = 0, \quad (3.2)$$

$$v_\phi = r\Omega_K(r)\Omega(\theta), \quad (3.3)$$

$$c_s = r\Omega_K(r)c_s(\theta), \quad (3.4)$$

$$\rho = r^{-3/2}\rho(\theta). \quad (3.5)$$

Aquí c_s es la velocidad del sonido isotérmica,

$$c_s^2 = \frac{p}{\rho}, \quad (3.6)$$

y $\Omega_K(r)$ es el valor Kepleriano de la velocidad de rotación,

$$\Omega_K(r) = \left(\frac{GM}{r^3} \right)^{1/2}. \quad (3.7)$$

En este modelo la única escala espacial del problema es r y la única escala temporal es $\Omega_K^{-1}(r)$, por lo que todas las velocidades escalan como $r\Omega_K(r)$. La variaciones angulares están dadas por las funciones adimensionales $v(\theta)$, $\Omega(\theta)$, $\rho(\theta)$ y $c_s(\theta)$. La variación radial de la densidad no se propone independientemente, sino que queda fijada a partir de la dependencia en r de la velocidad radial y de la constancia de la tasa de acreción,

$$\dot{M} = -2\pi \int_{\pi}^0 \rho r^2 v_r \sin(\theta) d\theta = \text{cte.} \quad (3.8)$$

Usando aquí que $v_r \propto r^{-1/2}$, se obtiene inmediatamente que $\rho \propto r^{-3/2}$. Entonces el producto $r^2 \rho v_r$ no depende de r , y de la ecuación de continuidad (2.1) se desprende que $v_\theta = 0$ es efectivamente una solución posible.

Reemplazando (3.1)-(3.7) en (2.14)-(2.18), se obtiene un sistema de ecuaciones ordinarias acopladas en la variable θ para las funciones adimensionales $v(\theta)$, $\Omega(\theta)$ y $c_s(\theta)$. Para resolverlo es necesario antes dar alguna expresión para la viscosidad ν . NYa adoptaron la llamada “prescripción α ” introducida por Shakura & Sunyaev (1973) en su modelo de disco de acreción. Basándose en argumentos dimensionales, estos autores propusieron escribir el coeficiente ν como

$$\nu = \frac{\alpha c_s^2}{\Omega_K}, \quad (3.9)$$

con α constante. Esto equivale a suponer que $\nu \sim \alpha c_s H$, donde $H \sim c_s / \Omega_K$ es la escala espacial “vertical” característica del sistema. Adoptando esta forma para la viscosidad, el sistema de ecuaciones a resolver resulta finalmente

$$-\frac{1}{2}v^2 - \sin^2 \theta \Omega^2 = -1 + c_s^2 \left(\frac{5}{2} - \alpha v + \alpha \cot \theta \frac{dv}{d\theta} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\theta} \left(\alpha \rho c_s^2 \frac{dv}{d\theta} \right), \quad (3.10)$$

$$-\cos \theta \sin \theta \Omega^2 = -\frac{1}{\rho} \frac{d}{d\theta} (\rho c_s^2) + \frac{\alpha c_s^2}{2} \frac{dv}{d\theta} + \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\theta} (\alpha c_s^2 \rho v), \quad (3.11)$$

$$\frac{1}{2} \sin \theta \nu \Omega = -\frac{3}{4} \sin \theta c_s^2 \Omega + \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\theta} \left(\alpha \sin \theta \rho c_s^2 \frac{d\Omega}{d\theta} \right) + 2\alpha \cos \theta c_s^2 \frac{d\Omega}{d\theta}, \quad (3.12)$$

$$-\frac{3}{2} \frac{\varepsilon' v}{\alpha} = 3v^2 + \frac{9}{4} \sin^2 \theta \Omega^2 + \sin^2 \theta \left(\frac{d\Omega}{d\theta} \right)^2 + \left(\frac{dv}{d\theta} \right)^2. \quad (3.13)$$

En (3.13) se introdujo el parámetro ε' , definido como

$$\varepsilon' = \varepsilon/f = \frac{1}{f} \left(\frac{5/3 - \gamma}{\gamma - 1} \right). \quad (3.14)$$

Aquí γ es el cociente de calores específicos del gas. Estas ecuaciones deben suplementarse con condiciones de contorno apropiadas. Una de ellas es la constancia de \dot{M} , que fija la normalización de $\rho(\theta)$. Las demás son condiciones en el ecuador ($\theta = \pi/2$) y en el eje de rotación ($\theta = 0$). El sistema tiene simetría de reflexión respecto del plano ecuatorial, así que en $\theta = \pi/2$ debemos pedir que

$$\frac{dv}{d\theta} = \frac{d\Omega}{d\theta} = \frac{dc_s}{d\theta} = \frac{d\rho}{d\theta} = 0. \quad (3.15)$$

En $\theta = 0$ pediremos que las soluciones sean suaves y no singulares, lo que implica

$$\frac{dv}{d\theta} = \frac{d\Omega}{d\theta} = \frac{dc_s}{d\theta} = \frac{d\rho}{d\theta} = 0, \quad v = 0. \quad (3.16)$$

La condición $v(\theta = 0) = 0$ se sigue directamente de (3.13)². No todas estas condiciones de contorno son independientes, sino que debe elegirse un subconjunto de ellas.

NYa obtuvieron soluciones numéricas para este sistema de ecuaciones, para varios valores de α y ε' . La Figura 3.1 muestra un grupo de soluciones para $\alpha = 0.1$ y $\varepsilon' = 0.1, 1, 10$. Estas soluciones pueden pensarse como soluciones con γ fijo y f decreciente (advección cada vez menos relevante), o soluciones con $f = 1$ (totalmente dominadas por advección) y $\gamma = 1.60, 1.33, 1.06$.

²Existe en principio otro valor posible para la velocidad en el polo, $v(\theta = 0) = -\varepsilon'/2\alpha$. Usando este último valor, NYa no encontraron soluciones donde el flujo estuviera en rotación. Sin embargo, si existe una solución no rotante con simetría esférica, que es una generalización de la acreción de Bondi a flujos viscosos.

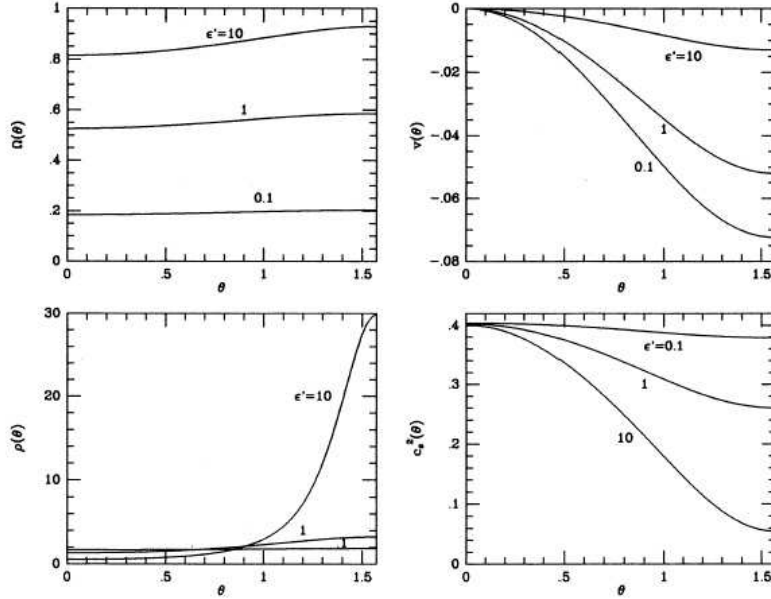


Figura 3.1: Perfiles de velocidad angular, velocidad radial, densidad de masa y velocidad del sonido para distintos valores del parámetro de viscosidad α y ϵ' en la solución autosimilar de NYa.

La velocidad angular $\Omega(\theta)$ (panel superior izquierdo) es prácticamente independiente de θ ; cada cáscara esférica rota casi rígidamente, aunque la rotación es diferencial ya que v_ϕ depende de r a través de $\Omega_K(r)$. El valor promedio de $\Omega(\theta)$ depende sin embargo de ϵ' : $\Omega(\theta) \propto \epsilon'^{1/2}$ para $\epsilon' \ll 1$, lo que implica que $\Omega(\theta) \rightarrow 0$ para $\gamma \rightarrow 5/3$. La velocidad radial $v(\theta)$ (panel superior derecho) es nula en $\theta = 0$ por condiciones de contorno, y es máxima en el ecuador. Es además casi independiente de ϵ' para $\epsilon' \ll 1$ y varía como $v \propto \epsilon'^{-1/2}$ para $\epsilon' \gg 1$.

El panel inferior izquierdo muestra la variación angular de la densidad de masa $\rho(\theta)$. Para $\epsilon' \ll 1$ se tiene una distribución casi esférica. La diferencia de densidades entre el ecuador y los polos aumenta con ϵ' creciente, hasta 50 veces para $\epsilon' = 10$. Esto se refleja directamente en la geometría del sistema como se observa en la Figura 3.2, que muestra los contornos de densidad constante en el plano meridional. Para $\epsilon' = 0.1$ los contornos son esencialmente esféricos, y son algo achatados para $\epsilon' = 1$. La geometría comienza a parecerse a la de un disco para $\epsilon' = 10$, valor que indica un f pequeño (a menos que $\gamma \sim 1$). Este límite es justamente el de un sistema dominado por el enfriamiento en lugar de la advección, tal como se espera en las soluciones de tipo disco delgado. Tanto $v(\theta)$ como $\rho(\theta)$ son máximas

en $\theta = \pi/2$, así que en la mayor parte de la acreción ocurre en por el plano ecuatorial, y es nula sobre el eje de rotación.

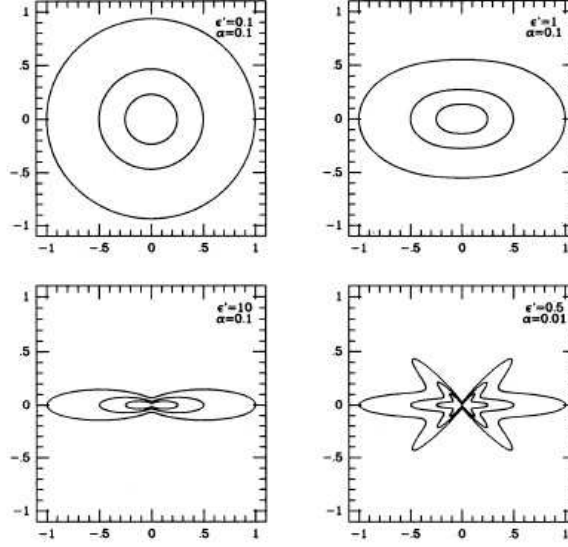


Figura 3.2: Contornos de densidad constante en el plano meridional.

El panel inferior derecho de la Figura 3.1 muestra la variación angular de la velocidad del sonido $c_s^2 = p/\rho$, que corresponde en general también a la variación de la temperatura T . Para $\varepsilon' = 0.1$, c_s^2 es casi independiente de θ y también lo es la presión p . De hecho, en este caso la velocidad de rotación es pequeña comparada con la Kepleriana ($\Omega(\theta) \ll 1$), así que el equilibrio hidrostático depende principalmente del balance entre el gradiente de presiones y la gravedad. Como la atracción gravitatoria es radial, también debe serlo el gradiente de presiones. En los casos $\varepsilon' = 1$ y $\varepsilon' = 10$ la rotación es más rápida, y se obtienen variaciones angulares más importantes de la presión y la temperatura. Es interesante notar que, aunque las soluciones con $\varepsilon' \ll 1$ se parecen a un disco delgado, siempre existe una “corona” de densidad baja y temperatura alta por encima del disco. Esto se ve claramente en la solución con $\varepsilon' = 10$ en la Figura 3.2, donde además el gas alcanza la mayor temperatura en los polos.

Las soluciones varía muy poco para distintos valores de $\alpha \ll 1$ a ε' fijo. Las diferencias son más importantes para $\alpha > 1$, pero estos valores son poco probables. Los resultados descriptos hasta aquí son válidos siempre que la viscosidad ν se modele siguiendo la prescripción α . NYa obtuvieron también soluciones auto-similares usando una ley difente, del tipo $\nu = \alpha c_s r$. Encontraron sin embargo que no diferían significativamente de las obtenidas usando las prescripción α más sencilla.

3.1. Ecuaciones de ADAF promediadas en altura

Una manera de simplificar las ecuaciones hidrodinámicas que describen el flujo en acreción es usar ecuaciones promediadas en la altura sobre el plano ecuatorial. Esta aproximación es razonable para un disco delgado. Sin embargo, hemos visto que cuando $f \sim 1$ el flujo es casi esférico, por lo que podría esperarse entonces que las ecuaciones promediadas no provean una descripción correcta de un ADAF. Este punto fue también investigado por NYa. Escritas en coordenadas cilíndricas $r\phi z$, en estado estacionario y asumiendo simetría axial, las ecuaciones hidrodinámicas promediadas en z resultan (Narayan & Yi 1994)

$$\frac{d}{dr}(\rho r H v) = 0, \quad (3.17)$$

$$v \frac{dv}{dr} - \Omega^2 r = -\Omega_K^2 - \frac{1}{\rho} \frac{d}{dr}(\rho c_s^2), \quad (3.18)$$

$$v \frac{d}{dr}(\Omega r^2) = \frac{1}{\rho r H} \frac{d}{dr} \left(\frac{\alpha \rho c_s^2 r^3 H}{\Omega_K} \frac{d\Omega}{dr} \right), \quad (3.19)$$

$$\frac{3 + 3\varepsilon}{2} 2\rho H v \frac{dc_s^2}{dr} - 2c_s^2 H v \frac{d\rho}{dr} = f \frac{2\alpha \rho c_s^2 r^2 H}{\Omega_K} \left(\frac{d\Omega}{dr} \right)^2. \quad (3.20)$$

Ahora v es la velocidad radial del fluido, $\rho(r)$ es la densidad de masa promediada en z , $c_s^2 = p/\rho$, y $\Sigma = 2\rho H$ es la densidad superficial del gas. El parámetro $H \sim c_s/\Omega_K$ es la escala característica de altura del sistema. La última ecuación es la que describe la advección de energía, donde se usó la Primera Ley para rescribir el miembro izquierdo,

$$\Sigma v T \frac{ds}{dr} = \frac{3 + 3\varepsilon}{2} 2\rho H v \frac{dc_s^2}{dr} - 2c_s^2 H v \frac{d\rho}{dr}. \quad (3.21)$$

Igual que antes, la diferencia entre la energía disipada por viscosidad y las pérdidas radiativas se relacionaron mediante el factor f ,

$$Q^+ - Q^- = \frac{2\alpha \rho c_s^2 r^2 H}{\Omega_K} \left(\frac{d\Omega}{dr} \right)^2 - Q^- \equiv f \frac{2\alpha \rho c_s^2 r^2 H}{\Omega_K} \left(\frac{d\Omega}{dr} \right)^2. \quad (3.22)$$

El sistema de ecuaciones (3.17)-(3.20) admite también una solución auto-similar de la forma (Spruit et al. 1987)

$$v = -\frac{1}{3\alpha} (5 + 2\varepsilon') g(\alpha, \varepsilon') v_{\text{ff}} \approx -\frac{3\alpha}{(5 + 2\varepsilon')} v_{\text{ff}}, \quad (3.23)$$

$$\Omega = \left[\frac{2\varepsilon' (5 + 2\varepsilon')}{9\alpha^2} g(\alpha, \varepsilon') \right]^{1/2} \Omega_K \approx \left(\frac{2\varepsilon'}{5 + 2\varepsilon'} \right)^{1/2} \Omega_K, \quad (3.24)$$

$$c_s^2 = \frac{2(5 + 2\varepsilon')}{9\alpha^2} g(\alpha, \varepsilon') v_{\text{ff}}^2 \approx \frac{2\varepsilon'}{5 + 2\varepsilon'} v_{\text{ff}}^2, \quad (3.25)$$

donde

$$g(\alpha, \varepsilon') \equiv \left[1 + \frac{18\alpha^2}{(5 + 2\varepsilon')^2} \right]^{1/2} - 1, \quad (3.26)$$

y v_{ff} es la velocidad de caída libre,

$$v_{\text{ff}} = \left(\frac{GM}{r} \right)^{1/2}. \quad (3.27)$$

La densidad ρ puede obtenerse a partir de (3.23) y de la tasa de acreción,

$$\dot{M} = -4\pi r H v \rho. \quad (3.28)$$

En las ecuaciones anteriores la primera expresión es la solución exacta, mientras que la segunda es una aproximación para $\alpha^2 \ll 1$.

NYa compararon esta solución con la solución más general de la sección anterior. Obtuvieron que si se promedian en θ las soluciones exactas en coordenadas esféricas para v , Ω y c_s , este promedio no difiere de las soluciones de las ecuaciones promediadas en altura en más de un 20% para ningún valor $0 < \varepsilon' < \infty$. Esto sugiere que las soluciones integradas en altura deben interpretarse no como promedios sobre z , sino como promedios sobre θ a r fijo. En ese caso, los promedios en altura son una muy buena aproximación incluso en el caso de un flujo cuasi esférico y serán las que se usarán en el resto de este trabajo. Vale recalcar sin embargo, que esto fue probado explícitamente sólo para soluciones auto-similares como las aquí descriptas.

3.2. Vientos y eyecciones de materia

Una cantidad de interés en el estudio de flujos en acreción es el parámetro de Bernoulli Be , definido como la suma de la energía cinética, la energía potencial y la entalpía de un elemento de fluido. En un flujo adiabático, Be es constante sobre las líneas de corriente. Si $Be > 0$ sobre alguna línea y el gas en acreción pudiera de alguna manera revertir el sentido de su velocidad, podría escapar y alcanzar $r \rightarrow \infty$ con energía cinética positiva. Esto sugiere la posibilidad de que un flujo con Be positivo presente vientos o eyecciones de plasma.

Consideremos el parámetro de Bernoulli normalizado $b = Be/\Omega_K^2 r^2$,

$$b \equiv \frac{Be}{\Omega_K^2 r^2} = \frac{1}{2}v^2 + \frac{1}{2}(\Omega \sin \theta)^2 - 1 + \frac{\gamma}{\gamma - 1}c_s^2 \quad (3.29)$$

El valor de b es independiente de r , pero sí depende de θ . La Figura 3.3 muestra las curvas de $b(\theta)$ para distintos valores del parámetro de advección f . Se observa que en flujos dominados por advección existen regiones de $b > 0$. Si $f > 0.466$ incluso todo el fluido tiene $b > 0$, pero aún si $f \lesssim 1$ existe una zona con $b > 0$ cerca de $\theta = 0$. Esta es exactamente la región tipo corona caliente por encima del disco a r pequeños que se observa en los perfiles de densidad de la Figura 3.2. Esto indicaría que, de producirse eyecciones de material, ocurrirían preferentemente a lo largo del eje de rotación con una morfología bipolar. Esto abre una interesante conexión entre los flujos tipo ADAF y los *jets* que se observan por ejemplo en algunas binarias de rayos X.

Que b sea positivo no implica que la energía no se conserve, si no que se debe a que por viscosidad la energía se transfiere energía de radios pequeños a radios grandes. De hecho, incluso en un disco de acreción standard la energía radiada por un dado anillo es tres veces más grande que la energía gravitacional del mismo. Algo similar ocurre aquí, y el exceso de b para un dado r se debe a la energía transferida por los elementos de fluido a r más pequeños. Si se considera el flujo global, la energía total se conserva.

4. ADAFs de dos temperaturas

Como ya se mencionó, se conocen dos tipos de flujos tipo ADAF: una solución ópticamente densa para tasas de acreción altas, y una solución ópticamente delgada para tasas de acreción bajas. En particular esta última ha sido aplicada con éxito al estudio de binarias de rayos X y núcleos galácticos activos de baja luminosidad. Los flujos tipo ADAFs de dos temperaturas

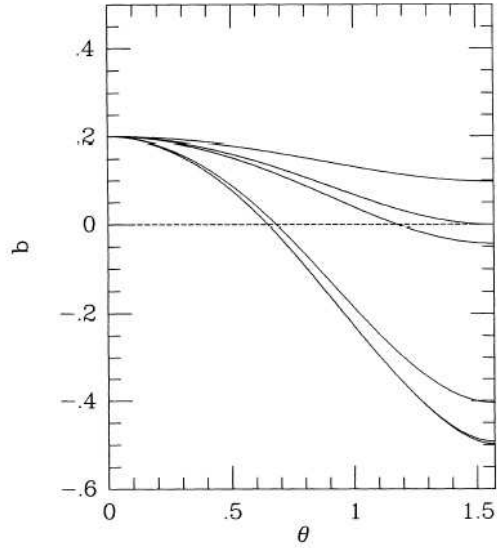


Figura 3.3: Parámetro de Bernoulli adimensional b en función del ángulo polar para soluciones autosimilares con $\alpha = 0.1$, $\varepsilon = 0.333$ y $f = 0.0011, 0.0033, 0.033, 0.330, 0.4465, 1$ de abajo hacia arriba.

fueron descritos por primera vez por Ichimaru (1977), que distinguía claramente las características de un ADAF de las de la solución sin advección de Shapiro, Lightman & Eardley (1976). El interés por este tipo de solución resurgió con los trabajos de Narayan & Yi (1994, 1995a, 1995b), Abramowicz et al. (1995), Chen et al. (1995) y Chen (1995) entre otros. Desde entonces ha sido aplicado ampliamente al estudio de objetos astrofísicos.

Los modelos de ADAF de dos temperaturas se basan en una serie de hipótesis fundamentales sobre la termodinámica del gas, la interacción entre iones y electrones en el plasma y los procesos de pérdida de energía:

- Termodinámica del plasma: se asume generalmente que la presión tiene dos contribuciones, la del gas y la del campo magnético B :

$$p = p_g + p_m. \quad (4.1)$$

La presión magnética se relaciona con el valor del campo magnético B

$$p_m = \frac{B^2}{8\pi}, \quad (4.2)$$

mientras que, si asumimos que el plasma es un gas ideal de densidad n y temperatura T ,

$$p_g = nkT. \quad (4.3)$$

La primera hipótesis importante es que la presión magnética es una fracción constante de la presión del gas,

$$p_m = (1 - \beta)p, \quad p_g = \beta p. \quad (4.4)$$

Modelos típicos de ADAF fijan $\beta = 0.5$, que corresponde a equipartición estricta. La segunda hipótesis es que la temperatura característica de iones y electrones en el plasma es diferente. En ese caso, la presión del gas está dada por

$$p_g = \beta \rho c_s^2 = \frac{\rho}{\mu_i m_H} kT_i + \frac{\rho}{\mu_e m_H} kT_e, \quad (4.5)$$

donde m_H es la masa del átomo de hidrógeno y $\mu_{i,e}$ los pesos moleculares promedio de iones y electrones, respectivamente. En principio sería necesario incluir también la presión de radiación en (4.1), pero en un flujo dominado por la advección se supone siempre que es despreciable frente a la presión del gas. La presión de radiación no puede despreciarse si se consideran flujos con tasas de acreción altas (Abramowicz et al. 1998, 1995).

- Calentamiento preferencial de los iones: debido a la gran diferencia de masa entre iones y electrones, se suele asumir que la mayor parte de la energía disipada por viscosidad se transfiere a los iones, y sólo una pequeña fracción $\delta \ll 1$ a los electrones. Generalmente se fija $\delta \sim 10^{-3} \sim m_e/m_p$. En ese caso, naturalmente resultará que $T_i \gg T_e$. De acuerdo con SLE, la energía disipada por turbulencia en un flujo viscoso subsónico se transferiría preferentemente a los iones. Si el mecanismo de disipación es otro (turbulencia en un flujo viscoso supersónico o pérdidas óhmicas relacionadas con reconexión magnética), esto podría no ser cierto. Sin embargo, aún si ambos tipos de partículas reciben la misma cantidad de energía, los electrones se enfriarán mucho más eficientemente. Entonces T_i excederá T_e probablemente en cualquier caso.

- Acoplamiento entre iones y electrones: los modelos de ADAF asumen que no existe acoplamiento no térmico entre ambas especies, que sólo interactúan por acoplamiento Coulombiano. Expresiones para la tasa de transferencia de energía por unidad de volumen $Q_{ie}(T_i, T_e)$ pueden encontrarse en Stepney & Guilbert (1983). Se han propuesto otros mecanismos de acoplamiento iones/electrones para un plasma magnetizado. Por ejemplo, Begelman &

Chiueh (1989) mostraron que, bajo ciertas condiciones, los iones adquieren grandes velocidades de deriva debido a turbulencia a pequeña escala. Esto puede dar lugar a ondas en el plasma que transfieren energía directamente de los iones a los electrones.

- Procesos radiativos: los valores de T_e y T_i , y por lo tanto el espectro final de radiación electromagnética, dependerá de qué mecanismo de enfriamiento sea el más relevante. En su modelo de ADAF, NYa sólo consideraron la contribución radiativa de los electrones, a través de tres procesos radiativos: bremsstrahlung, radiación sincrotrón y dispersión Compton inversa (IC). La tasa de enfriamiento por unidad de volumen Q_e^- para los electrones es la suma de todas estas contribuciones:

$$Q_e^- = Q_{\text{br}}^- + Q_{\text{sincr}}^- + Q_{\text{IC}}^- \quad (4.6)$$

Tanto los fotones emitidos por bremsstrahlung y radiación sincrotrón, como los campos de radiación externos pueden interactuar con los electrones mediante dispersión IC. Entonces Q_{IC}^- es la suma de tres contribuciones:

$$Q_{\text{IC}}^- = Q_{\text{IC,br}}^- + Q_{\text{IC,sincr}}^- + Q_{\text{IC,ext}}^- \quad (4.7)$$

En $Q_{\text{IC,ext}}^-$, NYb incluyeron únicamente la radiación que se produce cuando la materia en acreción impacta sobre la superficie del objeto central, en el caso en que este sea una estrella de neutrones. Esta contribución es nula si el objeto central es un agujero negro. Sin embargo, dentro de $Q_{\text{IC,ext}}^-$ debería incluirse también el campo de radiación de un disco de acreción delgado que, como se verá más adelante puede coexistir con la región del plasma en régimen de ADAF. Expresiones analíticas aproximadas para las distintas tasas de enfriamiento pueden encontrarse en NYb.

La expresión anterior para la tasa de enfriamiento es apropiada si el plasma es ópticamente delgado. Un plasma ópticamente denso como el de un disco delgado radiará como un cuasi cuerpo negro. Si se quiere que la solución tipo ADAF incluya el límite de disco delgado, (4.7) debe modificarse. En el trabajo de Hubeny (1990) se demuestra que el flujo superficial de un disco de acreción está dado aproximadamente por

$$F_d \approx \frac{4\sigma T_e^4}{[3(\tau_{\text{sc}} + \tau_{\text{abs}})/2 + \sqrt{3} + 1/\tau_{\text{abs}}]}, \quad (4.8)$$

donde τ_{sc} y τ_{abs} son las opacidades del plasma al escape de los fotones debido a dispersión IC y absorción, respectivamente, y T_e es la temperatura electrónica en el plano ecuatorial. En el límite de plasma ópticamente denso, $\tau_{\text{sc}} + \tau_{\text{abs}} \gg 1$, así que $F_d \approx 4\sigma T_e^4 \tau_{\text{abs}}$. Pero en ese mismo límite, $F_d \approx H q_e^-$, con Q_e^- dada por (4.6), así que

$$\tau_{\text{abs}} \approx \frac{H}{4\sigma T_e^4} (Q_{\text{IC,br}}^- + Q_{\text{IC,sincr}}^- + Q_{\text{IC,ext}}^-). \quad (4.9)$$

Sustituyendo en (4.8) se obtiene una expresión modificada para Q_e^- válida en los límites ópticamente denso y delgado,

$$Q_e^- \approx \frac{4\sigma T_e^4}{H} \left[\frac{3}{2} (\tau_{\text{sc}} + \tau_{\text{abs}}) + \sqrt{3} + \frac{4\sigma T_e^4}{H} (Q_{\text{IC,br}}^- + Q_{\text{IC,sincr}}^- + Q_{\text{IC,ext}}^-)^{-1} \right]^{-1}. \quad (4.10)$$

Con las expresiones anteriores para las tasas de enfriamiento y transferencia de energía, se pueden escribir las ecuaciones de balance de energía que complementan el sistema de ecuaciones hidrodinámicas y permiten hallar además las temperaturas T_e y T_i . En estado estacionario, la energía ganada por los iones disipación viscosa debe ser igual a la suma de la energía que transfieren a los electrones y la energía advectada,

$$Q^+ = Q_{\text{adv}} + Q_{ie} = fQ^+ + Q_{ie}. \quad (4.11)$$

Aquí se asumió que toda la energía disipada se deposita en los iones ($\delta = 0$) y estos no tienen pérdidas radiativas. Se puede hacer el mismo tipo de balance para los electrones pidiendo que las tasas de calentamiento y enfriamiento sean iguales, o sea que la energía transferida por los iones sea igual a la energía radiada,

$$Q_{ie} = Q_e^- = Q^-. \quad (4.12)$$

La diferencia entre el modelo de ADAF de dos temperaturas y otras soluciones para un flujo en acreción se encuentra esencialmente en estas últimas expresiones. Despreciando la advección ($f \ll 1$), se supone balance local de energía; en modelos de una sola temperatura se suele pedir $Q^+ = Q^-$, mientras que en modelos de dos temperaturas se requiere $Q^+ = Q_{ie} = Q^-$.

Para valores fijos de M , \dot{M} , r , α y β , (4.5), (4.11) y (4.12) forman un sistema que puede resolverse para hallar T_e , T_i y f . Los valores de los demás

parámetros necesarios (ρ , B , etc) se obtienen las ecuaciones (3.23) a (3.28). En las ecuaciones anteriores, el valor del parámetro f caracteriza el tipo de solución: $f \sim 1$ corresponde a un flujo dominado por la advección, mientras que $f \ll 1$ describe un flujo donde el enfriamiento radiativo es importante. Sin embargo, bajo ciertas condiciones, una u otra solución o ambas, son posibles.

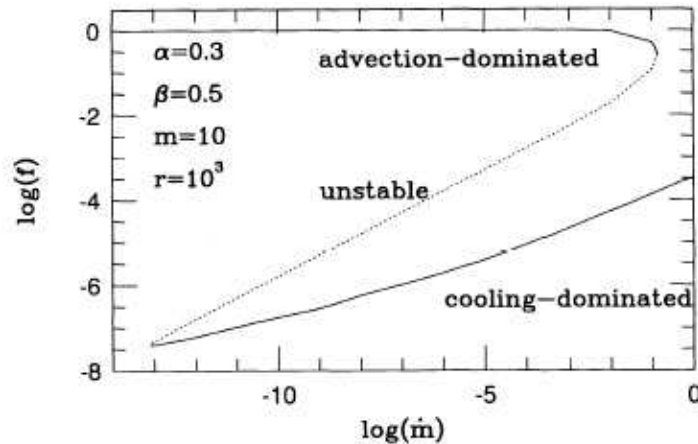


Figura 4.1: Las tres ramas de soluciones posibles para el parámetro de advección f en función de la tasa de acreción.

Conviene trabajar con variables normalizadas, así que definiremos $m = M/M_{\odot}$, $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$ y $r = R/R_{\text{Schw}}$, donde R_{Schw} es el radio de Schwarzschild del objeto central, $R_{\text{Schw}} = GM/2c^2$. Consideremos el caso $m = 10$, $\alpha = 0.3$, $\beta = 0.5$ y $r = 10^3$. Con estos parámetros fijos, se puede hallar \dot{m} como función de f o viceversa. Como se observa en la Figura 4.1, para un dado valor de \dot{m} existen distintos tipos de soluciones. Para \dot{m} muy bajas o muy altas, hay un sólo valor de f posible, pero para valores de \dot{m} intermedios hay tres soluciones posibles. La rama superior es una solución con $f \sim 1$ y el flujo está por tanto dominado por advección. La rama inferior, con $f \ll 1$, corresponde en cambio a la solución de disco delgado y ópticamente denso de Shakura & Sunyaev (1973). Ambas soluciones son estables para este valor de r . La tercera solución (rama intermedia, en línea de puntos) es en cambio térmicamente inestable. En un flujo de este tipo el enfriamiento es más importante que la advección ($f \ll 1$, aunque es mayor que en la solución tipo disco delgado). Esta solución es térmicamente inestable, ya que el plasma está mucho más caliente que en un disco delgado, y corresponde a la hallada por SLE.

La rama superior se extiende sólo hasta cierto valor máximo de $\dot{m} = \dot{m}_{\text{crit}}$.

En el caso de la Figura 4.1, $\dot{m}_{\text{crit}} = 0.16$ para $f = 0.27$. Existe también un valor mínimo \dot{m}'_{crit} por debajo del cual la solución de disco delgado deja de existir. Este valor corresponde a aquel para el que la profundidad óptica τ se hace igual a uno. Para $\dot{m} < \dot{m}'_{\text{crit}}$, $\tau < 1$ y la solución se vuelve térmicamente inestable debido al enfriamiento por bremsstrahlung (Pringle et al. 1973).

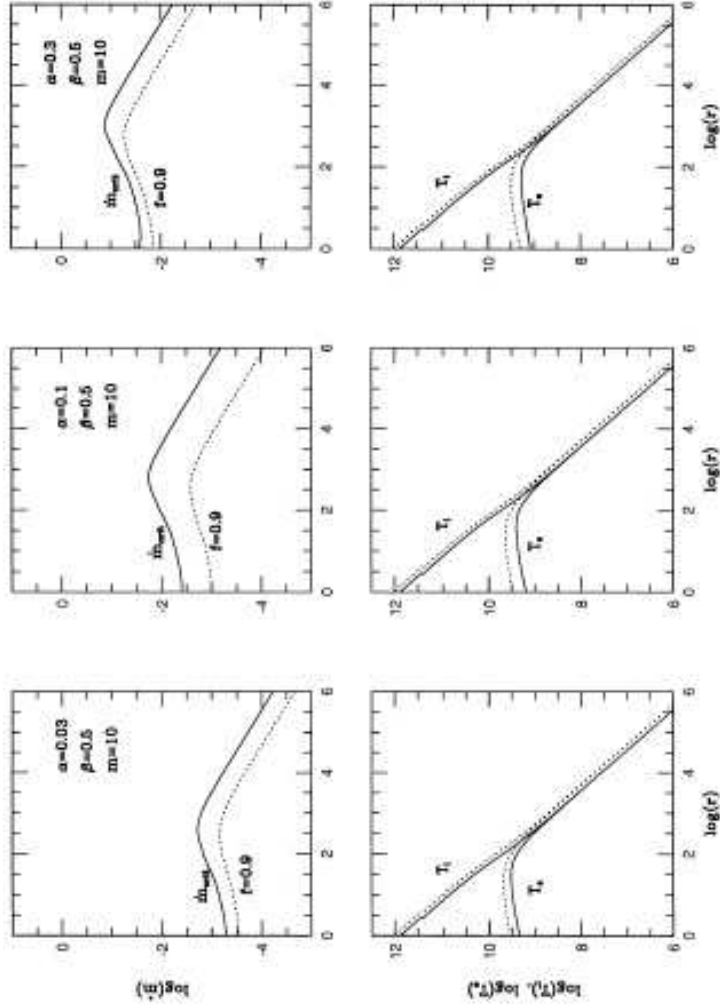


Figura 4.2: Tasa de acreción crítica \dot{m}_{crit} y perfiles de temperatura de iones y electrones $T_{i,e}$ en función del radio para distintos valores de la viscosidad α , $m = 10$ y $\beta = 0.5$.

Los tres paneles superiores de Figura 4.2 muestran la variación de \dot{m}_{crit} en función del radio r , para $m = 10^3$, $\beta = 0.5$ y distintos valores de la viscosidad

³De aquí en adelante se asumirá que el objeto central de masa m es un agujero negro.

α . El valor de \dot{m}_{crit} para cada r fijo se obtiene de una curva como la de la Figura 4.1, así que a cada par $(r, \dot{m}_{\text{crit}})$ corresponde un valor distinto de f , aunque típicamente $f \sim 0.3$. Se observa que \dot{m}_{crit} depende sensiblemente de α , esencialmente como $\dot{m}_{\text{crit}} \propto \alpha^2$. Para α grandes, el flujo está dominado por advección para tasas de acreción de hasta $\dot{m}_{\text{crit}} \sim 0.1$, mientras que para α pequeños $\dot{m}_{\text{crit}} \lesssim 10^{-3}$. La solución es en cambio muy poco sensible al valor de β ; en el rango $0.5 < \beta < 0.9$, \dot{m}_{crit} no varía más de un 10 %. Para cada caso se muestra también el valor de \dot{m} en función de r para $f = 0.9$ fijo. Vemos que apenas $\dot{m} < \dot{m}_{\text{crit}}$, la importancia de la advección aumenta rápidamente. De hecho, como se observa en la Figura 4.1, $f \sim 1$ para $\dot{m} < \dot{m}_{\text{crit}}$ y por lo tanto el enfriamiento del plasma es casi despreciable.

En los tres paneles inferiores Figura 4.2 se grafican los perfiles de temperatura de iones T_i y electrones T_e en función del radio para los dos casos analizados antes, $\dot{m} = \dot{m}_{\text{crit}}$ y $f = 0.9$. Para $r \gtrsim 10^3$, el valor de ambas temperaturas es aproximadamente igual y es próximo al valor virial. En esta región el acoplamiento entre iones y electrones es eficiente y domina el enfriamiento por bremsstrahlung. Para $r \lesssim 10^3$ en cambio, la temperatura es demasiado alta y el acoplamiento iones-electrones es débil. Los procesos de pérdida de energía dominantes son ahora la radiación sincrotrón y el scattering Compton. Como resultado, el plasma se vuelve de dos temperaturas: T_i sigue aumentando mientras que T_e se estabiliza alrededor de $\sim 10^9$ K. Cuanto más importante es la advección y menor la tasa de acreción (como en la curva punteada, donde $f = 0.9$), más alta es la temperatura electrónica en la región interna. Esto se debe a que la densidad es más baja y los procesos radiativos menos eficientes. Para $\dot{m} \ll \dot{m}_{\text{crit}}$, se tiene incluso que $T_e \gtrsim 10^{10}$ K.

En la Figura 4.3 se comparan las curvas de \dot{m}_{crit} , T_i y T_e para dos masas m muy distintas, $m = 10$ y $m = 10^8$. Se observa que cuando se escalan las variables físicas relevantes (tasa de acreción, radio) en términos de sus valores característicos (tasa de acreción de Eddington, radio de Schwarzschild), las soluciones son prácticamente iguales independientemente de la masa M , al menos cuando el flujo está dominado por advección. Esto no significa sin embargo que no puedan existir diferencias en el espectro de emisión. La frecuencia característica de la radiación sincrotrón es proporcional al valor del campo magnético, que a su vez varía como $B \propto m^{-1/2}$. De igual manera, en una solución tipo disco delgado la temperatura característica de emisión de cuerpo negro depende de la masa como $T_d \propto m^{-1/4}$.

Los resultados difieren en varios aspectos en el caso de un estrella de neutrones, ya que la energía advectada debe liberarse de alguna manera al impactar la materia sobre la superficie. Ver NYb para detalles sobre la solución en este caso.

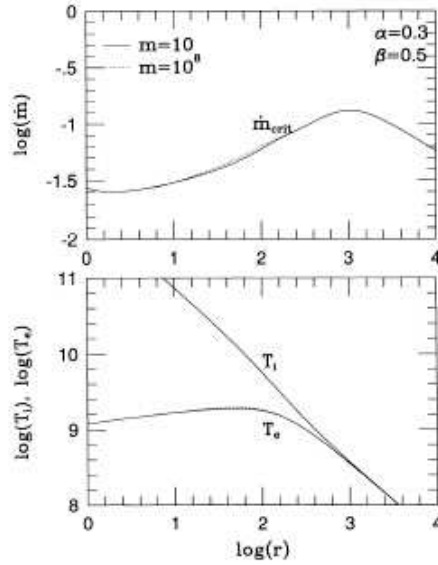


Figura 4.3: Comparación entre la tasa de acreción crítica \dot{m}_{crit} y las temperaturas iónica y electrónica $T_{i,e}$ para los casos $m = 10$ y $m = 10^8$.

La temperatura iónica en este modelo queda esencialmente determinada por el parámetro de advección f ; cuando $f \rightarrow 1$, el valor de T_i es cercano al valor virial. La temperatura de los electrones en cambio, queda principalmente determinada por los procesos radiativos y el acoplamiento con los iones. En el panel izquierdo de la Figura 4.4 se grafican las tasas de enfriamiento para los distintos procesos en función del radio r , para un objeto centra de masa $m = 10$ y campo magnético de equipartición, $\beta = 0.5$. La tasa de acreción para cada radio es igual a su valor crítico, $\dot{m}(r) = \dot{m}_{\text{crit}}(r)$. Se observa que para $r \gtrsim 10^2$ el enfriamiento está dominado por bremsstrahlung. A r más pequeños la temperatura electrónica aumenta, $T_e \gtrsim 10^9$ K, y la distribución térmica de electrones se vuelve semi-relativista. En esta región, el canal más importante de enfriamiento es la radiación sincrotrón. En el panel derecho de la Figura 4.4 se indican las regiones en el plano (\dot{m}, r) donde domina cada mecanismo, siempre para $\dot{m}(r) < \dot{m}_{\text{crit}}(r)$. Nuevamente, el enfriamiento por radiación sincrotrón y las pérdidas por bremsstrahlung dominan a radios pequeños y grandes, respectivamente. Además, se observa que la importancia del procesos de Comptonización aumenta al aumentar \dot{m} .

Dos características importantes de la solución dominada por advección es que es ópticamente delgada y que para r grandes el enfriamiento de los electrones se debe principalmente a bremsstrahlung. Justamente bajo estas

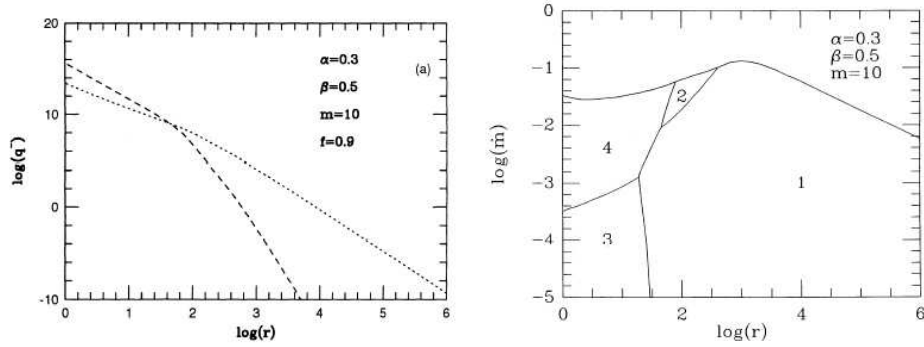


Figura 4.4: Panel izquierdo: comparación entre las tasas de enfriamiento de distintos procesos relevantes de pérdida de energía para los electrones, en función de r para $\dot{m} = \dot{m}_{\text{crit}}$ fija. Panel derecho: regiones en el plano (\dot{m}, r) donde domina cada proceso: región 1, bremsstrahlung, región 2, scattering IC del campo de fotones bremsstrahlung, región 3, radiación sincrotrón, y región 4, scattering IC del campo de fotones sincrotrón.

condiciones, los flujos en acreción son en general térmicamente inestables (Pringle et al. 1973). La razón de la inestabilidad es que la tasa de enfriamiento por bremsstrahlung es proporcional al cuadrado de la densidad. Si alguna perturbación hace que la temperatura del plasma aumente, la densidad decrece y el enfriamiento es menos eficiente. Entonces la temperatura aumenta aún más y se dispara una inestabilidad térmica. Este análisis no tiene en cuenta sin embargo los efectos de la advección.

Los gráficos de la Figura 4.5 permiten realizar un análisis de la estabilidad de los distintos regímenes de acreción. Para distintos valores de f , desde $f = 10^{-6}$ hasta $f \rightarrow 1$ se resolvieron todas las ecuaciones del sistema excepto (cooling6), que impone el balance de energía de los iones,

$$Q^+ = Q_{\text{adv}} + Q_{ie} = fQ^+ + Q_{ie}. \quad (4.13)$$

En equilibrio térmico la tasa de pérdida de energía de los iones (o sea la energía que transfieren a los electrones) debe ser igual a la tasa de enfriamiento de los electrones, $Q_{ie} = Q^-$. Por lo tanto, en equilibrio térmico,

$$\frac{Q^-}{Q_{ie}} = \frac{Q^-}{(1-f)Q^+} = 1. \quad (4.14)$$

Cualquier apartamiento de este valor indica que los iones están fuera del equilibrio térmico. En la Figura 4.5a se grafica la temperatura iónica T_i en función del parámetro $Q^- / (1-f)Q^+$, y se indican los tres casos en que se

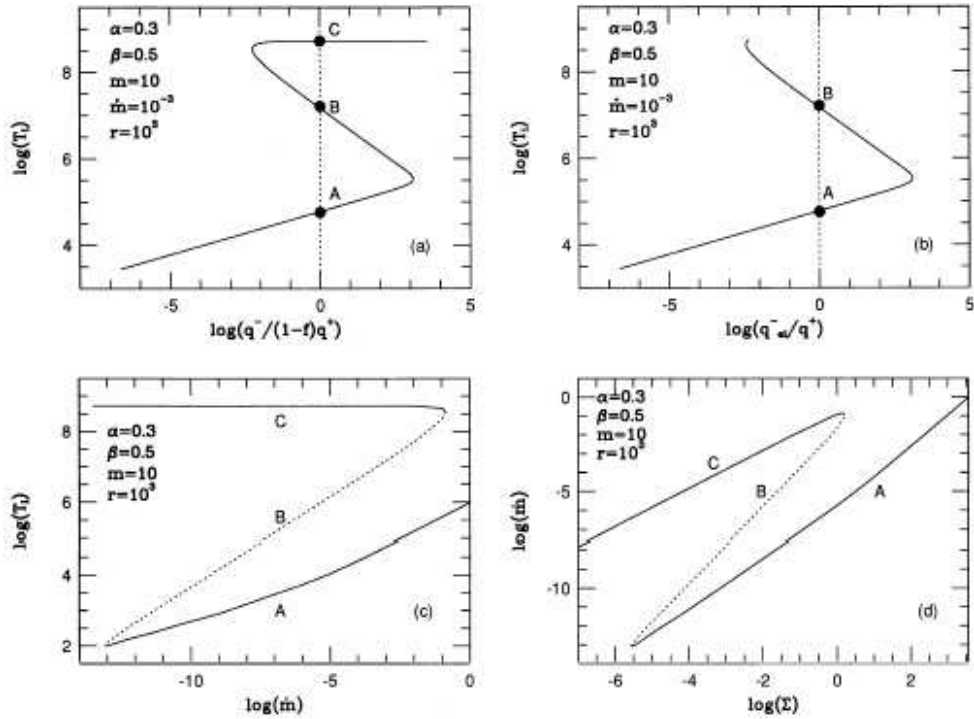


Figura 4.5: Diferentes maneras de analizar la estabilidad o inestabilidad de los distintos regímenes de acreción. Las soluciones A y C (disco delgado y ADAF, respectivamente) son térmicamente estables, mientras que la solución B es inestable. En los casos (a) y (b), los puntos indican los estados de equilibrio del sistema. Para todo valor de \dot{m} hay al menos una solución estable.

alcanza el equilibrio térmico. La solución A, con el valor de T_i más bajo, corresponde a la de disco delgado. Esta solución es térmicamente estable, lo que se puede ver en forma cualitativa analizando el comportamiento de T_i alrededor del punto de equilibrio. Supongamos que T_i aumenta levemente y que T_e se ajusta para seguir satisfaciendo $Q_{ie} = Q^-$. El nuevo estado del sistema corresponde a un valor $Q^- / (1 - f) Q^+ > 1$, es decir que $Q_{adv} + Q_{ie} > Q^+$ y los iones pierden más energía de la que reciben. El plasma se enfría y T_i vuelve a su valor de equilibrio. De forma análoga, si T_i decrece respecto de su valor de equilibrio, $Q^- / (1 - f) Q^+ < 1$ y gas se calienta. La solución A es entonces estable. El mismo análisis se aplica a la solución C, que corresponde al régimen dominado por advección. En el caso B en cambio, si por ejemplo T_i aumenta, la tasa de enfriamiento de los iones se reduce frente a la de ganancia de energía. El plasma se calienta aún más y se vuelve térmicamente inestable (Pringle et al. 1973). Esta es la solución de SLE. La razón de que la solución

C sea estable a pesar de que es más ópticamente delgada y el enfriamiento por bremsstrahlung sea más importante que en B, es la presencia del término de advección. En la Figura 4.5b se grafica el cociente Q^-/Q^+ para un modelo sin advección. En equilibrio, $Q^-/Q^+ = 1$, condición que se satisface sólo en dos puntos, A y B. La solución A es estable y corresponde a un disco delgado. La solución B es en cambio inestable. Si existiera un sistema inicialmente en equilibrio en B y T_i aumentara un poco, el plasma seguiría calentándose sin límite y nunca alcanzaría una solución estable a mayor temperatura. El mismo diagrama de tres ramas, dos térmicamente estables y una inestable, se obtiene graficando T_i en función de \dot{m} y de densidad superficial Σ , como se observa en las Figuras 4.5c y 4.5d, respectivamente. Vale aclarar que para $\dot{m} \lesssim 10^{-6}$, donde $T_i \lesssim 10^4$ K, el enfriamiento es más complicado debido a la recombinación de H y a los efectos de la presencia de moléculas, polvo, etc, que no están incluidos aquí. El modelo de NYb tampoco incluye presión de radiación, por lo que no puede describir la inestabilidad a \dot{m} suficientemente grande que presenta la solución tipo disco delgado. En el trabajo de Abramowicz et al. (1988), donde sí se tiene en cuenta la presión de radiación, los efectos de este tipo de inestabilidad se manifiestan en una curva en forma de S en la rama A, cerca de la esquina superior derecha de la 4.5d. En soluciones tipo disco de acreción, existe además un tercer tipo de inestabilidad conocida como inestabilidad viscosa, que ocurre siempre que $d\dot{m}/d\Sigma < 0$ (Lightman & Eardley 1974). En la Figura 4.5d se observa que las tres ramas de la solución de NYb satisfacen que $d\dot{m}/d\Sigma > 0$ (excepto en pequeñas regiones cerca de los puntos de retorno), y son por lo tanto estables.

Para cualquier par de puntos (\dot{m}, r) debajo de la curva de \dot{m}_{crit} en la Figura 4.2 es posible una solución estable tipo ADAF. Sin embargo, para todo $\dot{m}'_{\text{crit}} < \dot{m} < \dot{m}_{\text{crit}}$ existe una segunda solución estable, la de disco delgado. NYb sugirieron tres argumentos por los cuales un flujo en acreción podría “elegir” el régimen de ADAF frente al de disco delgado:

- ADAF debido a la inestabilidad de Lightman-Eardley: la solución de disco delgado es inestable para \dot{m} grandes y r pequeños a causa de la presión de radiación (Lightman & Eardley 1974). Siempre que la presión de radiación domine por sobre la presión del gas, un disco delgado se vuelve viscosa y térmicamente inestable. La transición ocurre cuando (Frank et al. 1992)

$$\dot{m} \approx 4.3 \times 10^{-3} \alpha^{-1/8} r^{21/16}. \quad (4.15)$$

Esta curva en el plano (\dot{m}, r) se muestra en la Figura 4.6, junto con la curva de $\dot{m}_{\text{crit}}(r)$. Por encima de la curva $P_r = P_g$, domina la presión de

radiación y la solución tipo disco se inestabiliza. Se observa entonces que para r pequeños existe una región pequeña donde un flujo tipo disco delgado es inestable, pero un flujo tipo ADAF es estable. SLE han propuesto que un disco delgado sujeto a esta inestabilidad cambiaría de régimen de acreción adoptando la solución de SLE de plasma caliente. NYb sugieren en cambio que el flujo podría pasar al régimen de ADAF.

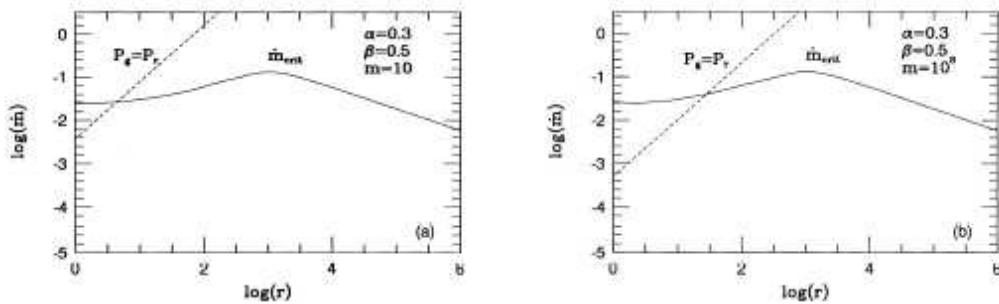


Figura 4.6: Curvas de \dot{m}_{crit} y $P_r = P_g$ para $m = 10$ (panel derecho) y $m = 10^8$ (panel izquierdo). Por encima de la recta punteada $P_r > P_g$ la solución de disco delgado se inestabiliza. Para r pequeños, la solución tipo ADAF es la única posible.

- Efecto de las condiciones iniciales: en el trabajo de NYb se sugiere también que siempre que las condiciones iniciales en el radio externo sean las apropiadas, la acreción ocurrirá en el régimen de ADAF. Consideremos el caso concreto de un sistema con una tasa de acreción $\dot{m} = 10^{-2}$. La línea de puntos en la Figura 4.7a que describe el estado del sistema, interseca a la curva $\dot{m}_{\text{crit}}(r)$ en $r_{\text{crit}} = 10^{5.5}$. Supongamos que un agujero negro central acreta materia de una estrella compañera, y que el material es inyectado en $r_{\text{out}} < r_{\text{crit}}$. Si de alguna manera el gas se encuentra caliente o puede calentarse allí hasta alcanzar la temperatura virial, entonces las condiciones iniciales serán las de un flujo tipo ADAF. Como este régimen es estable, continuará en el mismo para todo r mientras esté permitido. A pesar de que la solución de disco delgado también es posible, el sistema no la adopta debido a las condiciones iniciales. Si en cambio $r_{\text{out}} > r_{\text{crit}}$, $\dot{m} > \dot{m}_{\text{crit}}$ y la solución tipo ADAF no es posible. El flujo tendrá la forma de un disco delgado hasta que r se acerque al horizonte de eventos o bien sea lo suficientemente pequeño como para que se desarrolle la inestabilidad de Lightman-Eardley.

- ADAF siempre que sea posible: el tercer escenario propuesto por NYb es que siempre que $\dot{m} < \dot{m}_{\text{crit}}$, la acreción ocurrirá en el régimen de ADAF y no de disco delgado. Esta idea se basa en el hecho de que la superficie de

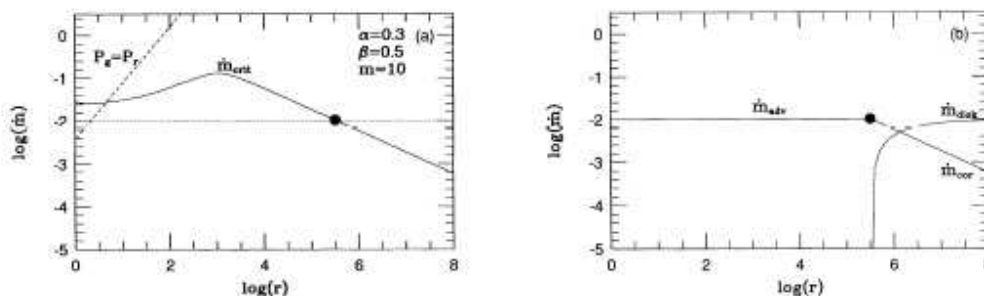


Figura 4.7: (a) Mismo caso que en la Figura 4.6b. La línea de puntos indica la tasa de acreción del sistema. Si el radio r_{out} de inyección de materia es menor que el radio r_{crit} de intersección de las curvas \dot{m} y $\dot{m}_{\text{crit}}(r)$, y la temperatura inicial del plasma es suficientemente alta, el sistema podría entrar en régimen de ADAF y no de disco delgado a pesar de ser posible. (b) Si $r_{\text{out}} > r_{\text{crit}}$ el sistema podría formar una configuración de tipo disco+corona en las regiones en que ambas soluciones son posibles.

un disco de acreción puede ser inestable. En general, los resultados para la estructura de un disco delgado se obtienen usando ecuaciones integradas en altura, o en modelo tipo “one-zone”. La solución más completa que tiene en cuenta detalladamente la estructura vertical y resuelve en forma consistente las ecuaciones hidrodinámicas, de balance de energía y transporte radiativo fue hallada por Shaviv & Wehrse (1986). La solución predice que, para varias formas razonables de la ley de disipación de energía, las capas más externas del disco son térmicamente inestables. Esto se debe a que la región superficial del disco tiene una densidad muy baja y por lo tanto es poco eficiente en enfriarse. Si se libera energía por viscosidad, el plasma no tiene forma de radiar este exceso y se calienta. Además cualquier radiación a través de la superficie sólo aumenta la inestabilidad. Esta inestabilidad térmica es la misma que se discutió antes, sólo que ahora está restringida a las capas externas del disco donde la densidad es baja y la profundidad óptica $\tau < 1$. NYb sugieren entonces que las capas superficiales del disco seguirán expandiéndose y calentándose hasta alcanzar la temperatura virial, transformándose en un ADAF de geometría tipo corona en rotación diferencial por encima del disco. Una vez que las capas más externas se hayan “evaporado”, las capas siguientes, aquellas donde $\tau < 1$, se volverán inestables y pasarán a formar parte de la corona, hasta que el disco entero se evapore y el flujo entre completamente en el régimen de ADAF. En ese caso, todo disco delgado donde $\dot{m} < \dot{m}_{\text{crit}}$ y se den las condiciones para que la superficie se inestabilice, eventualmente formará una corona. Si en cambio la superficie del disco se vuelve inestable

pero $\dot{m} > \dot{m}_{\text{crit}}$, el disco también comenzará a evaporarse para formar una corona. Sin embargo no podrá evaporarse totalmente, ya que la corona en régimen de ADAF no puede existir si es alimentada a una tasa $\dot{m} > \dot{m}_{\text{crit}}$. NYb sugieren entonces que el disco se evaporará hasta que \dot{m} alcance el máximo valor posible para cada r . El resto de la masa quedará en el disco. La geometría del sistema sería tipo “sandwich”, con una corona dominada por máxima advección y un disco dominado por enfriamiento. Soluciones de este tipo fueron obtenidas por NYa, donde un flujo con gran densidad ecuatorial coexiste con una corona de plasma caliente y muy poco densa por encima.

Como ejemplo específico, consideremos el caso de la Figura 4.7b, donde igual que antes $\dot{m} = 10^{-2}$ y $r_{\text{out}} > r_{\text{crit}}$. Para $r > r_{\text{crit}}$, \dot{m} está por encima del valor crítico. En esta región podría existir una corona saturada con $\dot{m}_{\text{cor}} = \dot{m}_{\text{crit}}$, mientras que el resto de la masa alimenta un disco delgado en el plano ecuatorial con $\dot{m}_{\text{disk}} = \dot{m} - \dot{m}_{\text{crit}}$. A medida que r decrece la fracción de masa que alimenta a la corona aumenta y la del disco decrece, hasta que para $r = r_{\text{crit}}$ el disco se evapora por completo. Entonces el flujo presenta tres regiones: para r grandes un disco delgado, una corona por encima del disco en la misma región, y para r más pequeños una zona completamente dominada por advección.

Vale recalcar algunos puntos. Primero, que el hecho de que se desarrolle o no este tipo de inestabilidad depende de los detalles del mecanismo de liberación de energía por viscosidad y de la opacidad. En la solución de NYb el régimen de disco delgado no presenta esta inestabilidad porque no se tuvo en cuenta en detalle la estructura vertical del flujo. Además, para que el mecanismo de formación de la corona sea eficiente, el tiempo de evaporación del disco debe ser menor que el tiempo de acreción. Se debe tener en cuenta también que el disco es una fuente de fotones que alimenta la corona y puede producir enfriamiento extra del plasma por scattering Compton. Esto cambiaría el valor máximo \dot{m}_{crit} que puede soportar la corona.

5. Espectro característico de un ADAF y aplicaciones

El espectro de un flujo tipo ADAF alrededor de un agujero negro va desde las frecuencias de radio ($\nu \sim 10^9$ Hz) hasta los rayos gamma ($\nu \gtrsim 10^{23}$ Hz). La emisión en radio hasta rayos X se debe a radiación sincrotrón, bremsstrahlung y scattering Compton inverso por electrones, mientras que la radiación gamma resulta del decaimiento de piones neutros creados en colisiones protón-protón (Mahadevan et al. 1997).

La Figura 5.1 muestra la contribución de los electrones al espectro de un flujo tipo ADAF, calculada por Mahadevan (1997). La emisión a frecuencias bajas (región “S” en la figura) se debe a radiación sincrotrón de una distribución térmica de electrones semi-relativistas. El pico sincrotrón proviene de la emisión de aquellos electrones cerca del agujero negro, y la emisión a más bajas frecuencias de las zonas más alejadas. La posición del pico es sensible a la masa del agujero negro y a la tasa de acreción, $\nu_{\text{peak}}^s \propto m^{-1/2} \dot{m}^{1/2}$. La luminosidad máxima en tanto depende sensiblemente de la temperatura de los electrones, $\nu L_\nu \propto T_e^7$. El scattering Compton inverso (IC) del campo de fotones sincrotrón contribuye al espectro a frecuencias más altas (región “C” en la figura), hasta aproximadamente la energía correspondiente a la temperatura electrónica, $h\nu_{\text{max}}^C \approx kT_e \sim 100$ keV. La importancia del inverse Compton depende de \dot{m} . Para \dot{m} altas, la componente IC domina el espectro; a medida que \dot{m} disminuye el enfriamiento por IC es menos eficiente y esta región del espectro se vuelve más suave y alcanza luminosidades más bajas. Para los valores más bajos de \dot{m} , el espectro en rayos X está dominado por bremsstrahlung (región “B” en la figura).

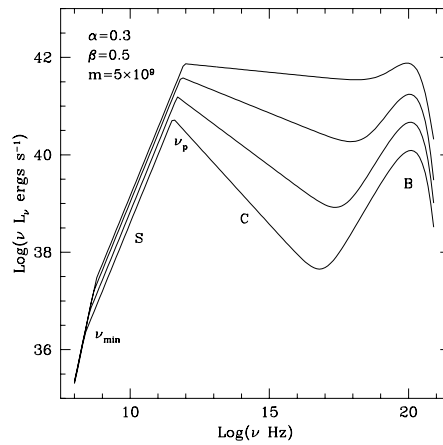


Figura 5.1: Espectro de emisión de una distribución térmica de electrones en un flujo tipo ADAF con $\alpha = 0.3$, $\beta = 0.5$, $m = 5 \times 10^9$ y $\dot{m} = 3, 6, 12, 24 \times 10^{-4}$ de abajo hacia arriba. Los tres procesos que contribuyen al espectro son la radiación sincrotrón (S), el scattering Compton inverso (C) y el bremsstrahlung (B).

La emisión en rayos gamma debido al decaimiento de piones neutros creados en colisiones protón-protón (pp) en el contexto de un flujo tipo ADAF fue estudiado por Mahadevan et al. (1997). La forma del espectro de emisión depende de la forma de la distribución en energía N_p (número de protones

por intervalo de energía por unidad de volumen) de los protones. Si la distribución es térmica, el espectro en rayos gamma tiene un pico alrededor de ~ 70 MeV, la mitad de la masa en reposo del π^0 (Figura 5.2, panel izquierdo). Si la distribución es en cambio del tipo ley de potencias, $N_p \propto E_p^{-s}$, el espectro de emisión es también una ley de potencias con el mismo índice espectral, que se extiende hasta energías altas y es más luminoso (Figura 5.2, panel derecho).

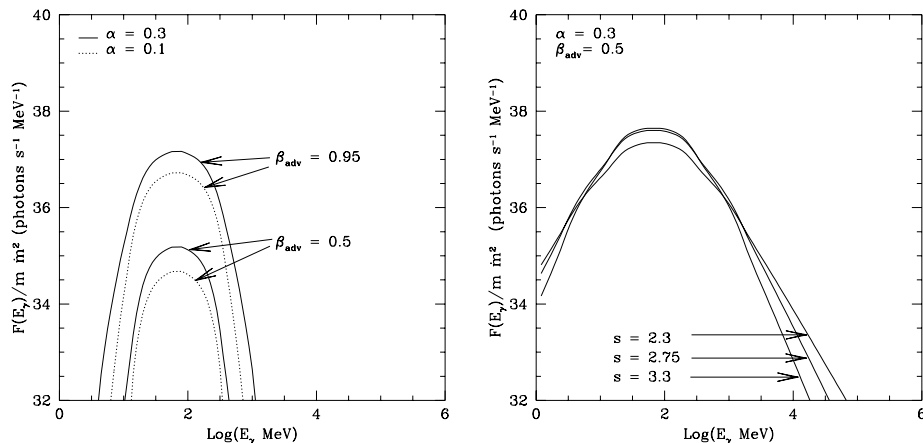


Figura 5.2: Espectro del decaimiento de piones cargados creados en colisiones pp . El panel derecho corresponde al caso de una distribución térmica de protones de temperatura $kT_i = 0.2m_p c^2 \sim 1$ GeV, y el panel izquierdo a una distribución tipo ley de potencias de índice espectral s . Aquí β_{adv} es el cociente entre la presión del gas y la presión total.

A efectos de comparación, la Figura 5.3 muestra cuatro espectros, dos correspondientes a flujos tipo ADAF (sin la componente en rayos gamma) y dos a discos delgados, para $m = 10$ (a y b) y $m = 10^9$ (c y d), y distintos valores de \dot{m} . La forma de los espectros es muy distinta, por lo que en principio sería fácil diferenciar entre sistemas en uno u otro régimen de acreción a partir de observaciones espectrales.

Para obtener las distribuciones espectrales anteriores, todos los modelos asumen que los electrones son térmicos, mientras que los protones pueden serlo o no. Como queda claro de la Figura 5.2, la forma del espectro dependerá sensiblemente de este punto. Mahadevan & Quataert (1997) analizaron dos posibles mecanismos de termalización en ADAFs: acoplamiento Coulombiano y auto-absorción de la radiación sincrotrón. Comparando los tiempos típicos de termalización con la escala temporal de acreción, determinaron para qué valores de \dot{m} es posible que el plasma llegue a termalizar. En el caso

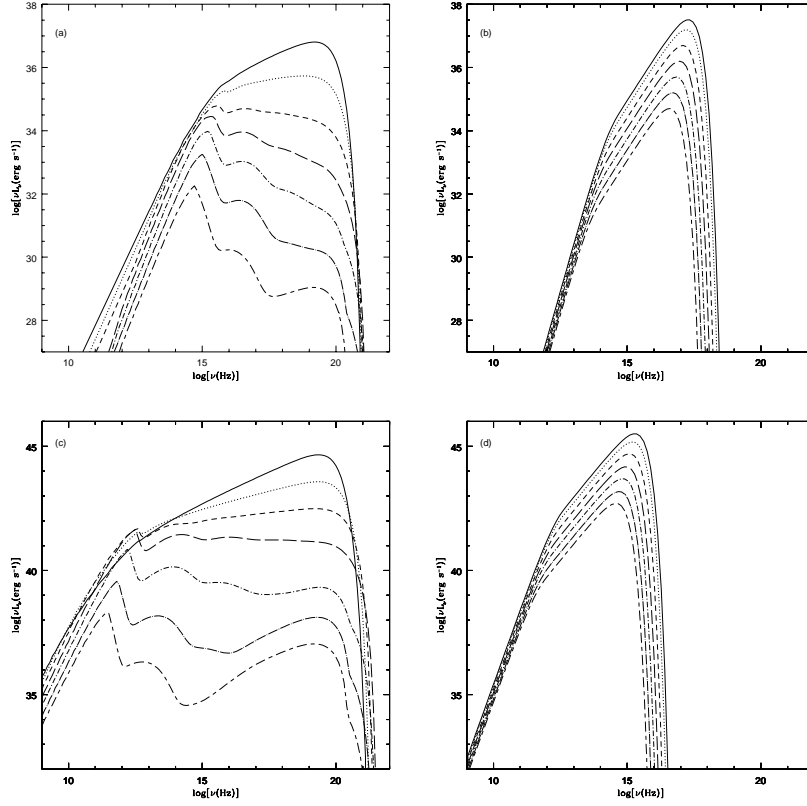


Figura 5.3: (a) Espectro de un ADAF alrededor de un objeto compacto de masa $m = 10$, para $\log \dot{m} = \log \dot{m}_{\text{crit}} = -1.1, -1.5, -2, -2.5, -3, -3.5, -4$ de abajo hacia arriba (b) Espectro de un disco delgado para los mismos valores de \dot{m} (c) y (d) Idem (a) y (b) pero para una masa $m = 10^9$.

de los protones encontraron que, para todos los valores de \dot{m} de interés, el acoplamiento Coulombiano no es un proceso de termalización eficiente. La forma de la distribución en energía de los protones depende principalmente de las características del mecanismo de disipación de energía por efectos de viscosidad. Como resultado, la distribución puede ser térmica o no térmica. Por ejemplo, de acuerdo con Quataert (1998) un mecanismo de turbulencia magnética no llevaría a una distribución no térmica; un mecanismo de aceleración del tipo Fermi podría sin embargo dar lugar a una cola no térmica en el espectro de protones. Los electrones en cambio intercambian energía con los protones eficientemente siempre que $\dot{m} \gtrsim 10^{-2} \alpha^2$, y bajo estas condiciones adquieren una distribución térmica. A \dot{m} más bajas, aunque la eficiencia del acoplamiento Coulombiano disminuye, los electrones intercambian energía entre sí por auto-absorción de su radiación sincrotrón y termalizan. Para r

fijo, esto ocurre siempre que $\dot{m} \gtrsim 10^{-5} \alpha^2 r$. Para \dot{m} más pequeñas la distribución en energía de los electrones está fuertemente determinada por la compresión adiabática (Mahadevan & Quataert 1997).

Modelos de ADAF han sido usados para explicar la emisión en fuentes transitorias de rayos X con espectros blandos (soft X-ray transients, SXT). Las SXT son sistemas binarios donde el objeto acretante es generalmente un agujero negro y la estrella compañera es una estrella de baja masa de secuencia principal. Estos sistemas permanecen la mayor parte del tiempo en estado de baja luminosidad o estado “quiescent”, pero esporádicamente entran en un estado de alta luminosidad o “outburst”. El espectro de las SXTs en estado “quiescent” no puede modelarse consistentemente mediante un disco de acreción, ya que la emisión de un disco no puede dar cuenta a la vez del flujo observado en óptico/UV y en rayos X. Por ejemplo, para explicar la emisión en óptico/UV de la fuente A0620-00 con un disco delgado se necesitaría una tasa de acreción de $\dot{M} \sim 10^{-10} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$, mientras que para dar cuenta del flujo en rayos X se requiere $\dot{M} \sim 10^{-15} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. Además, para explicar el espectro en la banda óptica la temperatura del disco debería ser de $\sim 10^4$ K, para la cual un disco delgado no sería térmicamente estable.

Narayan, McClintock & Yi (1996), y Narayan et al. (1997) propusieron un modelo tipo disco delgado+corona ADAF para tratar de explicar el espectro de dos SXT, A06200-00 y V404 Cyg. La comparación entre los datos observacionales y el flujo predicho por el modelo para cada caso se muestra en las Figuras 5.4 y 5.5, respectivamente. Tomando un valor de $r_{\text{tr}} \sim 10^4 - 10^5$ para el radio de transición entre corona y disco, el modelo reproduce razonablemente bien los datos de flujo en óptico/UV y el índice espectral en rayos X.

Se ha propuesto también que los diferentes estados espectrales en que se observan las binarias de rayos X donde el objeto compacto es un agujero negro, pueden entenderse como una secuencia de estados disco delgado+ADAF donde \dot{m} y r_{tr} varían (Narayan 1996, Esin et al 1997, 1998). La idea se esquematiza en la Figura 5.6. En este escenario, los distintas configuraciones por las que pasaría el sistema son:

- Estado “quiescent”: estado de baja luminosidad, con $\dot{m} \lesssim 10^{-2}$. Como la tasa de acreción es baja, la Comptonización no es eficiente y la emisión en rayos X es mucho menor que en el óptico. El radio de transición está lejos del objeto compacto, y la corona es muy poco densa.
- Estado “low-hard”: para $10^{-2} \lesssim \dot{m} \lesssim 10^{-1}$ la geometría es similar, pero la luminosidad y la eficiencia radiativa son mayores. El espectro en rayos X se debe a Comptonización de fotones del disco en la corona. La forma espectral

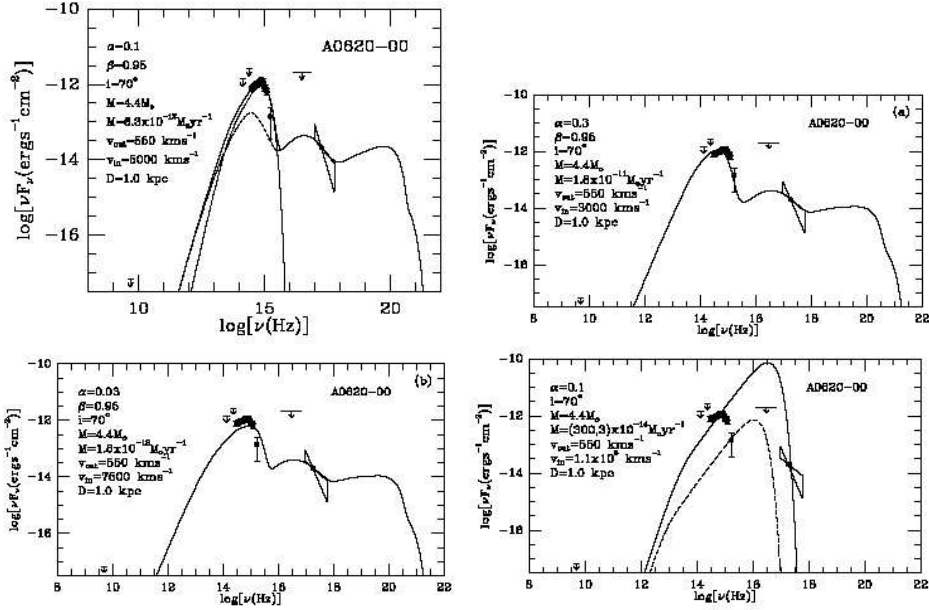


Figura 5.4: Panel superior izquierdo: espectro de la fuente A0620-00. Los círculos son observaciones tomadas por ROSAT. La curva sólida es el ajuste a los datos de un modelo de ADAF con los parámetros mencionados. La curva de puntos es la contribución al espectro de la emisión de cuerpo negro de un disco de acreción. Paneles (a) y (b): lo mismo que en el caso anterior, pero para $\alpha = 0.3$. Sólo se muestra el espectro total. Panel (c): ajuste mediante modelo de disco de acreción puro que se extiende hasta la última órbita estable, $r = 3$. No se pueden ajustar todos los datos observacionales con un sólo valor de \dot{m} .

es la de una ley de potencias de índice $\alpha \sim 1.5-1.9$ con un cutoff alrededor de los 100 keV. La luminosidad total en este estado está en general por debajo de $0.1L_{\text{Edd}}$.

- Estado intermedio: para tasas de acreción más altas, cerca de $\dot{m}_{\text{crit}} \sim 0.1$, la corona se achica, el radio de transición decrece y el espectro en rayos X pasa continuamente de un espectro duro a otro blando a luminosidad bolométrica casi constante.
- Estado “high-soft”: para $\dot{m} > \dot{m}_{\text{crit}}$ el flujo tipo ADAF no puede existir independientemente, así que el disco se acerca lo máximo posible al objeto compacto. Existe una corona poco densa por encima del disco, que se puede modelar como un ADAF con $\dot{m} \lesssim \dot{m}_{\text{crit}}$. El espectro característico de una fuente en este estado es el de un cuerpo negro con una cola a altas energías

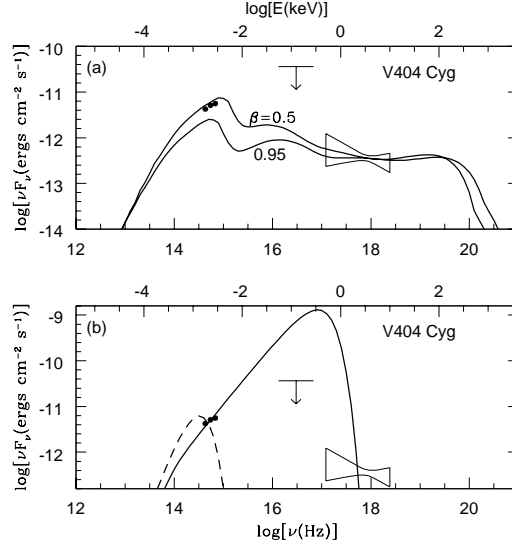


Figura 5.5: (a) Ajuste al espectro de V404 Cyg en estado “quiescent”. El pico de la izquierda se debe a radiación sincrotrón en una región ADAF, el pico a energías intermedias a scattering Compton y el pico a altas energías a bremsstrahlung. (b) Ajuste mediante dos modelos distintos de disco de acreción, con los valores de los distintos parámetros elegidos para ajustar los datos en óptico. El ajuste en rayos X es muy pobre.

debido a la emisión de la corona.

- Estado “very high”: se observa en algunos sistemas muy luminosos, donde ocasionalmente la emisión no térmica de la corona y la del disco de acreción se vuelven comparables en flujo. El índice espectral de la cola no térmica es de ~ 2.5 y no se observa un corte en el espectro hasta al menos algunos cientos de keV.

Esin et al. (1997) aplicaron el modelo anterior para explicar las transiciones espectrales de la fuente SXT Nova Muscae durante el outburst de 1991. La Figura 5.7 muestra los valores de flujo predichos por el modelo, superpuestos a los datos observacionales. El ajuste es bueno, excepto durante la etapa de “very high state”. Esin et al. (1997) sugirieron que el espectro observado en este estado aún puede explicarse mediante un modelo disco+ADAF si se asume que la disipación viscosa en la corona aumenta. El mismo modelo fue aplicado por Esin et al. (1998) a la transición low-hard/high-soft en Cygnus X-1. Como se aprecia en la Figura 5.8, la secuencia de modelos disco+ADAF

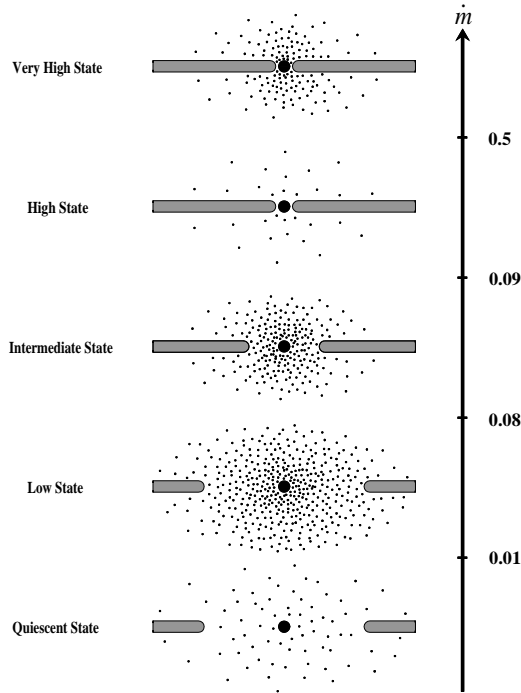


Figura 5.6: Geometría del flujo en acreción en los diferentes estados espectrales en función de la tasa de acreción \dot{m} , de acuerdo con el modelo de Esin et al. 1997.

reproduce bien las observaciones, en particular el rango de índices espectrales y la anticorrelación entre el espectro blando y duro en rayos X alrededor de 10 keV.

El modelo de ADAF también fue aplicado al estudio el espectro de núcleos galácticos, donde el agujero negro central es supermasivo. Un ejemplo es Sgr A*, en el centro de nuestra propia galaxia. La masa del agujero negro en Sgr A* se estima en $M \sim 2.5 \times 10^6 M_{\odot}$, y la tasa de acreción en el rango $6 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ año}^{-1} \leq \dot{M} \leq 2 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. La luminosidad bolométrica desde la banda de radio hasta los rayos gamma es muy baja, del orden de $\sim 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$. Modelos de disco delgado standard con los valores anteriores de la tasa de acreción predicen un espectro de cuerpo negro con un pico en el infrarrojo cercano (Frank et al. 1992), pero las observaciones ponen cotas superiores a la luminosidad en esta banda de $\sim 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$. La presencia de un disco delgado no puede explicar consistentemente por si sola el espectro observado de Sgr A*. Narayan et al. 1998 aplicaron un modelo de ADAF de dos temperaturas que explica razonablemente bien las observaciones. La Figura 5.9a muestra

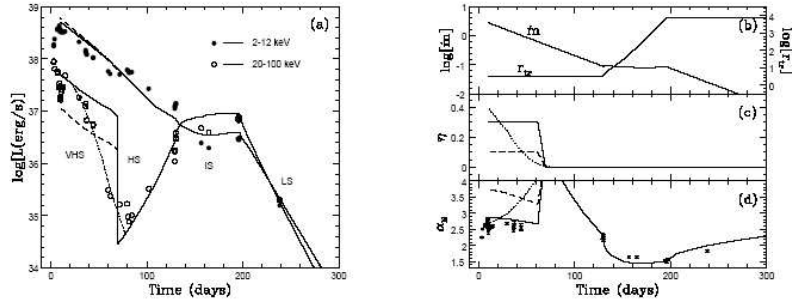


Figura 5.7: (a) Curvas de luz en la banda de los rayos X de la fuente Nova Muscae 1991 en diferentes estados espectrales. Los círculos son datos observacionales, y las curvas el ajuste realizado utilizando el modelo de Esin et al. (1997). En el estado “very high state” las diferentes curvas corresponden a distintas prescripciones para la disipación de energía por viscosidad en la corona. (b) Variación de la tasa de acreción \dot{m} y el radio de transición r_{tr} de acuerdo con el modelo. (c) Variación temporal de la fracción η de energía disipada por viscosidad en el disco que alimenta directamente la corona, para diferentes modelos con $\eta = 0.1$, 0.3 y η variable durante el “very high state” (d) Variación temporal del índice espectral de la componente tipo ley de potencias del espectro en rayos X, en el rango 10-20 keV. Los puntos son datos observacionales.

el mejor ajuste a los datos observacionales logrado. El valor de la masa se fijó en el valor medido, pero la tasa de acreción se varió para ajustar los datos en rayos X. El resultado, $\dot{m} \sim 1.3 \times 10^{-4}$, es consistente con el rango de valores inferido observacionalmente. El modelo explica también la emisión en otras bandas del espectro, aunque subpredice la emisión en radio ($\lesssim 10^{10}$ Hz). Lo más importante es quizá que un modelo tipo ADAF puede explicar naturalmente las bajas luminosidades observadas como consecuencia de la advección. Además, el modelo no funcionaría si el objeto central tuviera una superficie física donde disipar la energía advectada, lo que sugiere en efecto la presencia de un agujero negro con un horizonte de eventos. Como se observa en las Figuras 5.9a y 5.9b, tampoco modelo de disco delgado o de ADAF de una sola temperatura proveen una buena descripción del espectro observado.

6. Conclusiones

El modelo de ADAF de dos temperaturas provee una descripción adecuada de la dinámica y del espectro de agujeros negros en acreción a tasas de acreción bajas. Existen varios aspectos en que este modelo sencillo puede

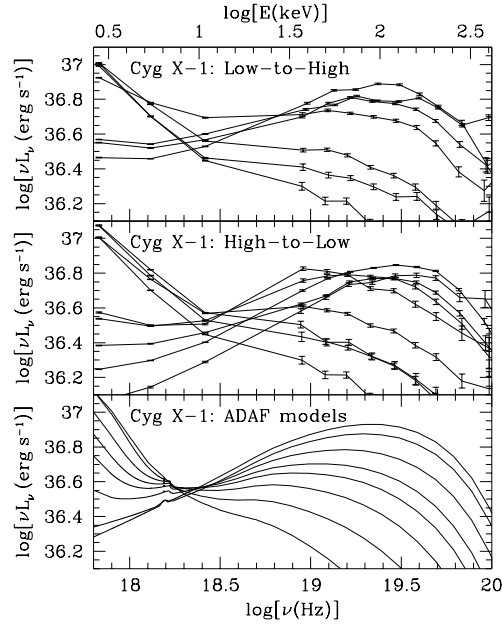


Figura 5.8: Espectro de Cygnus X-1 tomado por RXTE (1.3-12 keV) y BATSE (20-600 keV) durante el outburst de 1996. El panel superior corresponde a la transición entre los estados low-hard y high-soft, y el panel central a la transición inversa. El panel inferior es una secuencia de modelos disco+corona ADAF.

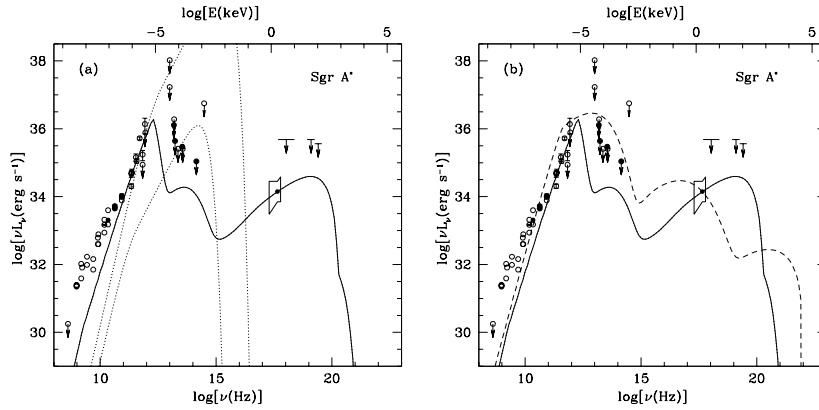


Figura 5.9: (a) Espectro predicho por un modelo ADAF de dos temperaturas para Sgr A* (línea sólida). Las curvas punteadas son los espectros predichos por dos modelos de disco delgado con diferentes tasas de acreción. (b) La curva sólida es la misma que en (a), pero ahora la curva de puntos es el espectro predicho por un modelo de ADAF de una sola temperatura.

ser mejorado. Por ejemplo, se debe ir más allá de una solución autosimilar e imponer condiciones de contorno apropiadas al flujo cerca del objeto central, y también se deben incluir los efectos del campo gravitatorio fuerte en esa misma región. Un tratamiento detallado de la viscosidad y del proceso de transferencia de energía iones-electrones son otras dos cuestiones importantes. Sin embargo, el nivel de descripción aquí presentado es suficiente para explicar al menos en forma cualitativa muchas de las características observacionales de sistemas como binarias de rayos X, como por ejemplo sus distintos estados espectrales y las transiciones entre los mismos y hasta, quizá, la posibilidad de generación de eyecciones de materia como las que se observan en algunas fuentes.

Referencias

- [1] Abramowicz M., Czerny B., Lasota J.P. & Szuszkiewicz E. 1988, ApJ, 332, 646
- [2] Abramowicz M., Chen X., Kato S., Lasota .P. & Regev O. 1995, ApJL, 438, L37
- [3] Begelman M. & Meier D.L. 1982, ApJ, 253, 873
- [4] Begelman M. & Chiueh T 1988, ApJ, 332, 872
- [5] Chen X. 1995, MNRAS, 275, 641
- [6] Chen X. et al. 1995, ApJL, 443, 61
- [7] Esin A.A., McClintock J.E. & Narayan R. 1997, ApJ, 489, 865
- [8] Esin A.A. et al. 1998, ApJ,
- [9] Frank J., King A. & Raine D. 1992, Accretion power in Astrophysics, Cambridge University Press
- [10] Hubeny I. 1990, ApJ, 351, 632
- [11] Mahadevan R. 1997, ApJ, 477, 585
- [12] Mahadevan R., Narayan R. & Krolik J. 1997, ApJ, 486, 268
- [13] Mahadevan R. & Quataert E. 1997, ApJ, 477, 585
- [14] Mahadevan R., McClintock J.E. & Yu I. 1996, ApJ, 457, 821

- [15] Narayan R. & Yi I. 1994, ApJ, 490, 605
- [16] Narayan R. & Yi I. 1995a, ApJ, 444, 231
- [17] Narayan R. & Yi I. 1995b, ApJ, 452, 710
- [18] Narayan R. 1996, ApJ, 462, 136
- [19] Pringle J.E., Rees M.J. & Pacholczyk A.G. 1973, A&A, 29, 179
- [20] Quataert E. 1998, ApJ, 500, 978
- [21] Shakura N.I. & Sunyaev R.A. 1973, A&A, 24, 337
- [22] Shapiro S.L., Lightman A.P & Eardley D.M. 1976, ApJ, 204, 187
- [23] Shaviv G. & Wehrse R. 1986, A&A, 159, L5
- [24] Spruit H.C., Matsuda T., Inoue M. & Sawada K. 1987, MNRAS, 229, 517
- [25] Stepney S. & Guilbert P.W. 1983, MNRAS, 204, 1269