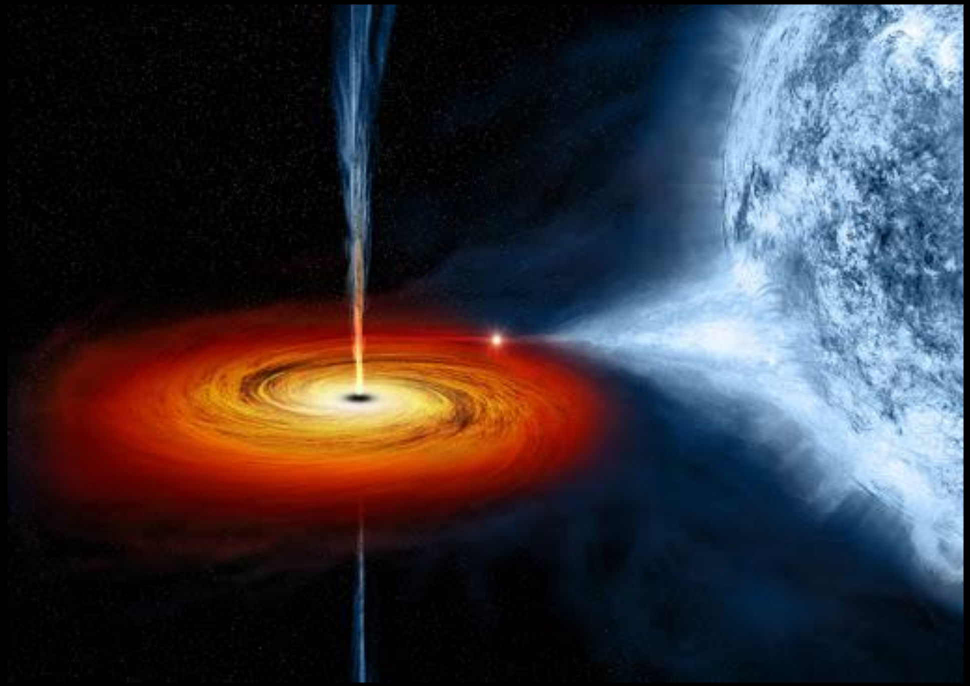
FUNDAMENTOS DINÁMICOS DE DISCOS DE ACRECIÓN

Carlos Peralta – Instituto de Física del Plasma.

¿QUÉ ES UN DISCO DE ACRECIÓN?

- Discos de gas alrededor de objetos centrales masivos, como estrellas o agujeros negros
- Dinámica principalmente gobernada por la conservación del momento angular
- Pueden generar jets de materia acelerada



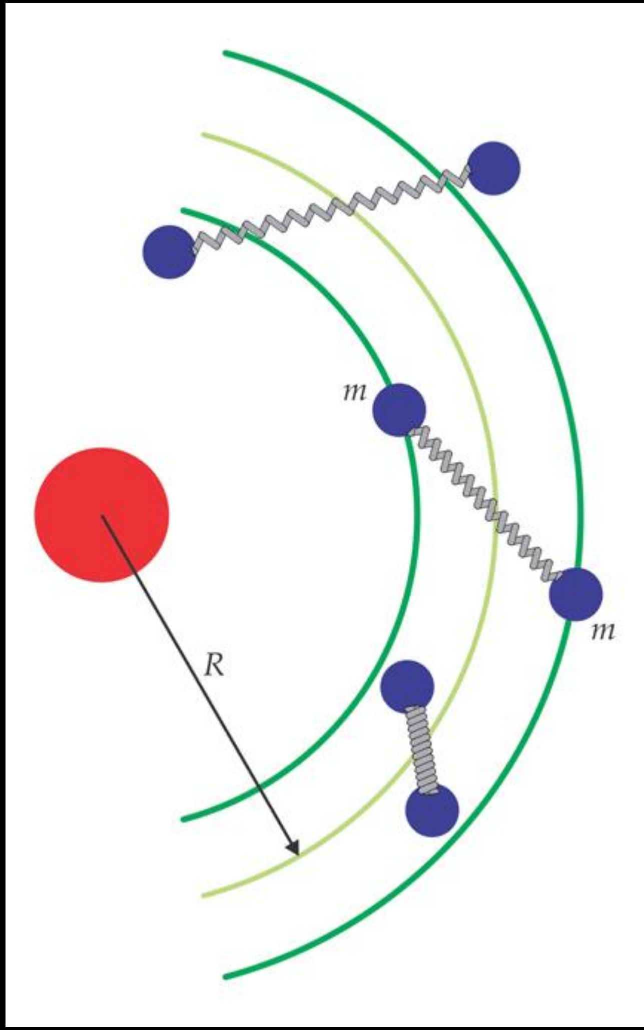
LO QUE PASA A PEQUEÑA ESCALA

- No se entiende del todo el origen del transporte turbulento, el que permite intercambiar energía, cantidad de movimiento, entre otras magnitudes.
- Para desarrollar su teoría, Shakura & Sunyaev propusieron en 1973 el modelo de disco α
- Este modelo presenta una relación entre la viscosidad y la velocidad de sonido $\nu = \alpha c_s H$

Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. (1973). Black holes in binary systems. Observational appearance. *Astronomy and Astrophysics*, *24*, 337-355.

INESTABILIDAD MAGNETOROTACIONAL

- Propuesta por Balbus y Hawley en1991
- Los requisitos se presentan en un disco de acreción, por ejemplo, que la rotación diferencial disminuya al aumentar el radio
- Experimentos y simulaciones muestran que mejora el transporte turbulento



Balbus, S. A., & Hawley, J. F. (1991). A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I-Linear analysis. II-Nonlinear evolution. *The Astrophysical Journal*, *376*, 214-233.

POR LO QUE SABEMOS ENTONCES QUE…

Inestabilidad magnetorotacional

Mejora del transporte turbulento

?

Modelo de Shakura & Sunyaev

Coincide con algunas observaciones

Balbus, S. A., & Papaloizou, J. C. (1999). On the dynamical foundations of α disks. *The Astrophysical Journal*, *521*(2), 650.

TEORÍA CLÁSICA DE DISCO VISCOSO

- Partimos de la ecuaciones de conservación de masa y de momento

$$\partial_t \rho + \partial_j(\rho v_j) = 0$$

$$\partial_t(\rho v_i) + \partial_j(\rho v_i v_j + p\delta_{ij} - \sigma_{ij}) = -\rho \partial_i \Phi$$

en la cual el tensor de esfuerzos viene dado por

$$\sigma_{ij} = \eta(\partial_j v_i + \partial_i v_j - \delta_{ij}\partial_k v_k)$$

TEORÍA CLÁSICA DEL DISCO VISCOSO

- Puedo obtener la ecuación de energía mecánica

$$\partial_t(\rho v^2/2 + \rho\Phi) + \partial_j(\rho v^2 v_j/2 + \rho\Phi + p v_j - v_i\sigma_{ij}) = p\partial_j v_j - (\partial_j v_i)\sigma_{ij}$$

los últimos términos son de trabajo sobre el fluido y calentamiento.

- De las ecuaciones anteriores también puedo conseguir la ecuación azimutal

$$\partial_t(\rho R v_\varphi) + \vec{\nabla}.(\rho R v_\varphi \vec{v} - \eta R^2 \vec{\nabla}\Omega) = 0$$

$$v_\varphi^2 = \frac{GM}{R} \qquad \Omega = \frac{v_\varphi}{R}$$

TEORÍA CLÁSICA DEL DISCO VISCOSO

- Suponiendo axisimetría y disco de acreción fino obtengo para la conservación de masa y de momento angular

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{1}{R}\frac{\partial (R\Sigma v_R)}{\partial R} = 0$$

$$\partial_t(\Sigma R^2 \Omega) + \frac{1}{R}\partial_R\left(\Sigma R^3 \Omega v_R - \nu \Sigma R^3 \frac{d\Omega}{dR}\right) = 0$$

mientras que la energía disipada por unidad de área(emisividad) resulta ser

$$Q = \frac{9}{8}\nu\Sigma\Omega^2$$

TEORÍA CLÁSICA DEL DISCO VISCOSO

- Si miro el caso estacionario, el flujo de masa $\dot{M} = -2\pi R \Sigma v_R$ y el momento angular deben ser constantes. Si el esfuerzo viscoso se anula en el radio interno del disco de acreción entonces

$$\dot{M}\left[1 - \left(\frac{R_0}{R}\right)^{1/2}\right] = 3\pi\nu\Sigma$$

pero no sé como es la viscosidad!!! Tengo que ponerla a priori

$$\nu = \alpha c_s H$$

TEORÍA CLÁSICA DEL DISCO VISCOSO

- Si considero la dependencia temporal, obtengo ecuación para la evolución

$$\partial_t \Sigma = \frac{3}{R}\partial_R \left[R^{1/2} \partial_R (\nu R^{1/2} \Sigma) \right]$$

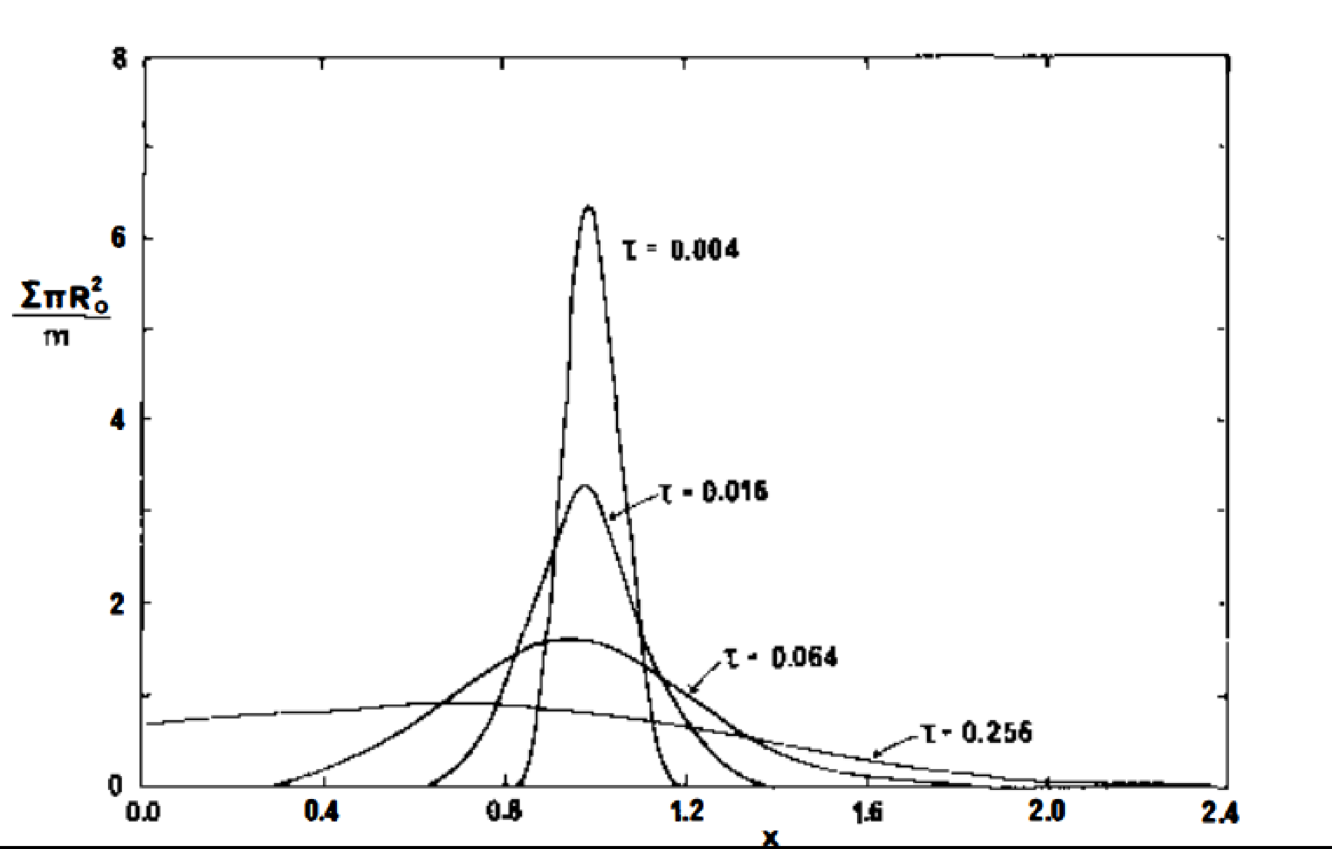
- Por ejemplo, la evolución de un anillo de masa viene dada por

$$\Sigma(x, \tau) \sim x^{-1/4} e^{-\frac{1+x^2}{\tau}} I_{1/4}\left(\frac{2x}{\tau}\right)$$

$$x = \frac{R}{R_0}$$

$$\tau = t(12\nu / R_0^2)$$

TEORÍA CLÁSICA DEL DISCO VISCOSO



Pringle, J. E. (1981). *Accretion Discs in Astrophysics. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 19(1), 137–160.*

TURBULENCIA MAGNETOHIDRODINÁMICA

- Queremos explicar los fenómenos macroscópicos al darle al problema un enfoque más fundamental.

- Pensamos en dos escalas: una macroscópica, y una microscópica asociada a la turbulencia

- La ecuación dinámica en presencia de un campo magnético

$$\rho\partial_t\vec{v} + (\rho\vec{v}.\vec{\nabla})\vec{v} = -\vec{\nabla}\left(p + \frac{B^2}{8\pi}\right) - \rho\vec{\nabla}\Phi + \left(\frac{\vec{B}}{4\pi}.\vec{\nabla}\right)\vec{B} + \eta_v\nabla^2\vec{v}$$

TURBULENCIA MAGNETOHIDRODINÁMICA

- La componente azimutal me da la ecuación de momento angular

$$\partial_t(\rho R v_\varphi) + \vec{\nabla}.\left\{R\left[\rho v_\varphi \vec{v} - \frac{B_\varphi}{4\pi}\vec{B}_p + \left(p + \frac{B_p^2}{8\pi}\right)\hat{\varphi} - \eta_v R^2 \vec{\nabla}\left(\frac{v_\varphi}{R}\right)\right]\right\} = 0$$

Separando $\vec{v} = R\Omega\hat{\varphi} + \vec{u}$ y promediando en la componente azimutal

$$\partial_t < \rho R^2 \Omega >_\varphi + \vec{\nabla}.\left[R\left(< \rho R \Omega \vec{u}_p >_\varphi + \mathbf{T}\right)\right] = 0$$

$$\mathbf{T} = < \rho u_\varphi \vec{u}_p - B_\varphi \vec{B}_p / 4\pi >_\varphi$$

DISCO DE ACRECIÓN TURBULENTO

- Ahora queremos que haga contacto con la teoría clásica.

- Debemos pensar en calcular valores medios en regiones más grandes que la escala de turbulencia, que estén en función de R y sean suaves

$$< x >_\rho = \frac{1}{2\pi\Sigma\Delta R}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{R-\frac{\Delta R}{2}}^{R+\frac{\Delta R}{2}}\int_0^{2\pi} \rho x d\varphi dR dz$$

La ecuación obtenida para la conservación de la masa es

$$\partial_t\Sigma + \frac{1}{R}\partial_R(R\Sigma < u_R >_\rho) = 0$$

DISCO DE ACRECIÓN TURBULENTO

- La ecuación de momento angular resulta

$$\partial_t < \Sigma R^2 \Omega >_\rho + \frac{1}{R} \partial_R \left(R^3 \Omega \Sigma < u_R >_\rho + R^2 \Sigma W_{R\varphi} \right) = 0$$

y esto, en conjunto con la ecuación de conservación de la masa, me permite obtener una ecuación para el ratio de acreción de masa

$$\partial_t \Sigma = \frac{1}{R} \partial_R \frac{1}{(R^2 \Omega)'} \partial_R (\Sigma R^2 W_{R\varphi})$$

pero ahora no sabemos quien es W!. Esto solo representa la forma general de la ecuación partiendo de un sistema con dos escalas. Además nos interesa saber qué pasa con la termodinámica

DISCO DE ACRECIÓN TURBULENTO

- Pero todavía tenemos las ecuaciones del campo magnético. A ver si nos ayudan en algo…

$$\partial_t \vec{B} = \vec{\nabla} \times (\vec{v}\vec{\nabla}\cdot\vec{B} - \eta_B \vec{\nabla} \times \vec{B})$$

que combinada con la ecuación dinámica nos permite obtener

$$\partial_t \left(\frac{1}{2}\rho v^2 + \rho\Phi + \frac{B^2}{8\pi}\right) + \vec{\nabla}\cdot \underbrace{\left[\vec{v}\left(\frac{1}{2}\rho v^2 + \rho\Phi + \frac{B^2}{8\pi}\right) + \frac{\vec{B}}{4\pi} \times (\vec{v} \times \vec{B})\right]}_{\text{flujo de energía}} = p\vec{\nabla}\vec{v} + \eta_v(\partial_i v_j)(\partial_i v_j) - \frac{\eta_B}{4\pi}|\vec{\nabla}\times\vec{B}|^2$$

DISCO DE ACRECIÓN TURBULENTO

- Al suponer que la perturbación de la velocidad es muy chica, el flujo radial de energía resulta

$$\Phi_R = \Sigma\left(\frac{1}{2}R^2\Omega^2 + \Phi\right) < u_R >_\rho + \Sigma R\Omega W_{R\varphi}$$

y su gradiente me da el ratio de disipación a pequeña escala

$$Q = \frac{3}{2}\Sigma\Omega W_{R\varphi}$$

en donde puedo utilizar

$$W_{R\varphi} = \frac{\dot{M}\Omega}{2\pi\Sigma}\left[1 - \left(\frac{R_0}{R}\right)^{1/2}\right]$$

EFICIENCIA EN UN DISCO DE ACRECIÓN

- Supongamos que la materia cae en una estrella de masa M y radio R. Se cumple que

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{GMm}{R}$$

Si consideramos la masa acretada en función del tiempo obtenemos

$$L = \frac{1}{2}\dot{M}v^2 = \frac{GM\dot{M}}{R}$$

- Esto es la luminosidad total del disco. Un cálculo más cuidadoso puede separarla en la caída hacia el radio interno, y de allí al centro acretor.

EFICIENCIA EN UN DISCO DE ACRECIÓN

- Para obtener la eficiencia, podemos escribir la última ecuación como

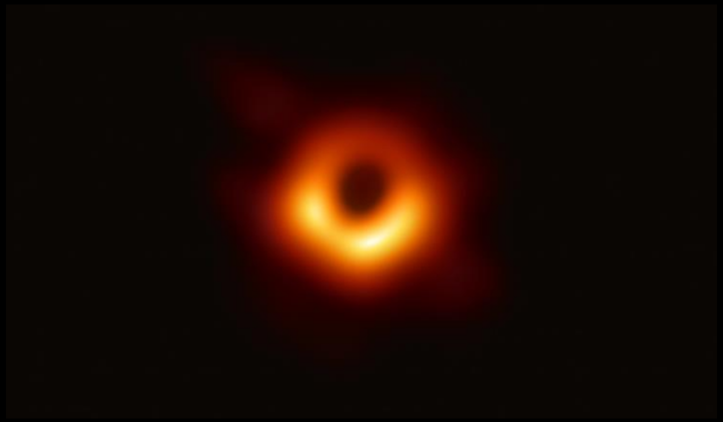
$$L = \xi \dot{M} c^2$$

- Para agujeros negros sin rotación se obtiene

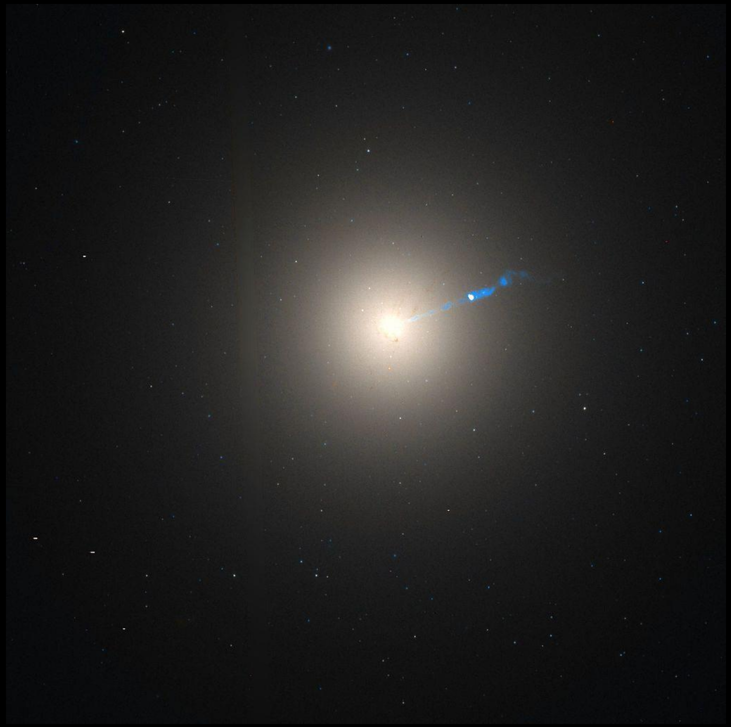
$$L \sim 0,057 \dot{M} c^2$$

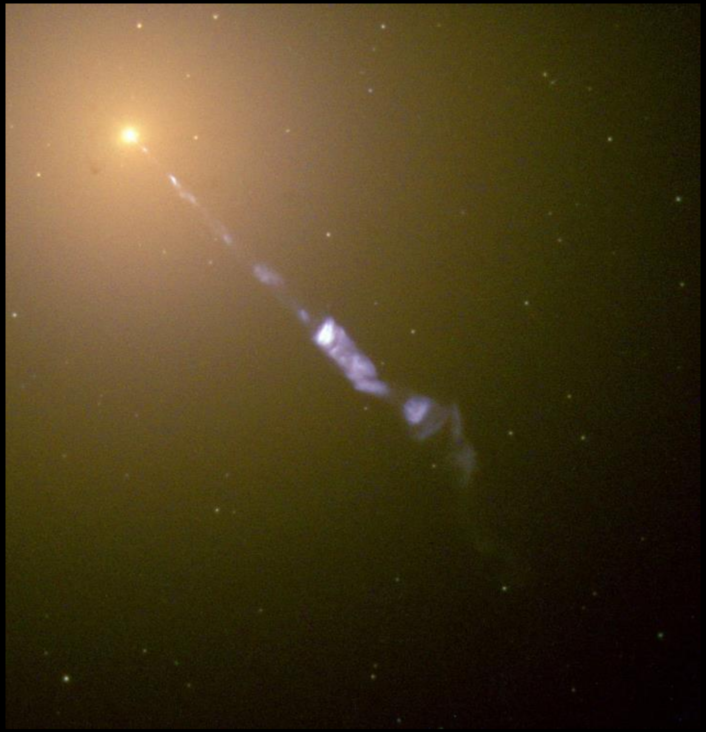
- Para agujeros negros con rotación, puede aumentar hasta ser del 40%!!
- La fusión dentro de una estrella tiene una eficiencia del 0,7%
- Si es un mecanismo tan eficiente, en dónde está toda esa energía?

EFICIENCIA EN UN DISCO DE ACRECIÓN



Sombra del agujero negro
Event Horizon Telescope





Imágenes tomadas por el telescopio Hubble

M87 tiene un radio de 120 mil años luz, y un agujero negro central de 10^9 masas solares.
Emite un chorro de plasma de 5 mil años luz, resultado de acretar 1 masa solar cada 10 años.
Estos jets de partículas pueden alcanzar el 99% de la velocidad de la luz.

LUMINOSIDAD DE EDDINGTON

- Existe una máxima luminosidad que puede emitir un objeto. Vamos a tener en cuenta el equilibrio entre fuerza gravitatoria y fuerza de radiación

$$F_{grav} = \frac{GMm}{R^2}$$

$$P_{rad} = \frac{L}{c}\frac{1}{4\pi R^2} = \frac{F_{rad}}{\kappa m}$$

Entonces la luminosidad viene dada por

$$L = \frac{4\pi GMc}{\kappa}$$

LUMINOSIDAD DE EDDINGTON

- Suponiendo un escenario con altas energías, la opacidad está dada por el scattering de Thomson. Con esto conseguimos la luminosidad de Eddington

$$L_{edd} = \frac{4\pi G M c m_P}{\sigma_T}$$

y el máximo ratio de acreción

$$\dot{M}_{edd} = \frac{4\pi G M m_P}{\xi c \sigma_T}$$

que para un objeto de masa solar da 10^{-7} masas solares por año

COMPARACIÓN CON OBSERVACIONES

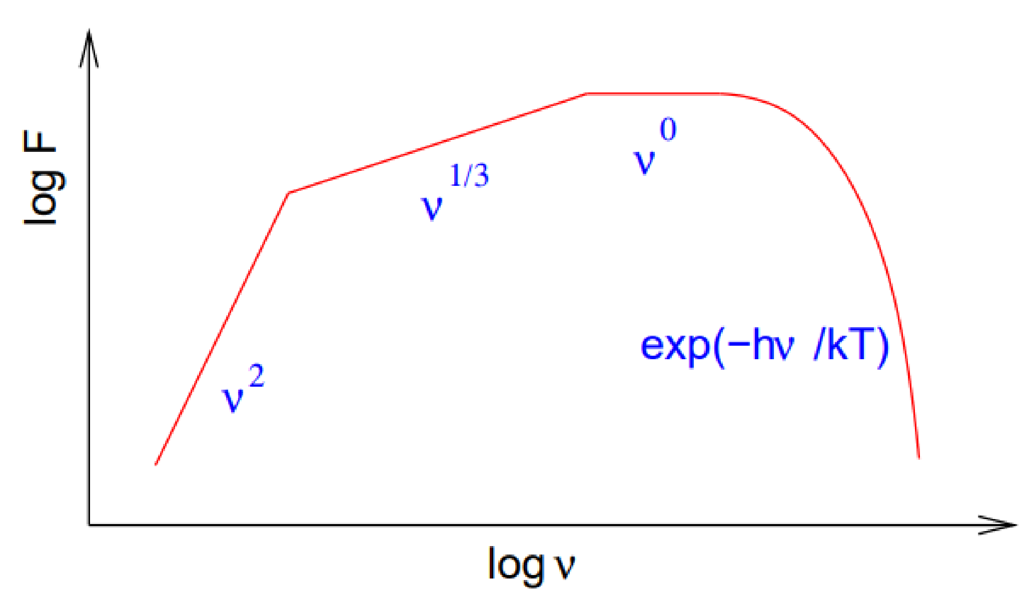
- La forma de verificar modelos, ante la incapacidad de generar sistemas similares en el laboratorio, es a través de la observación. Por lo que los espectros de emisión son muy importantes.

  Según la teoría, la temperatura viene dada por

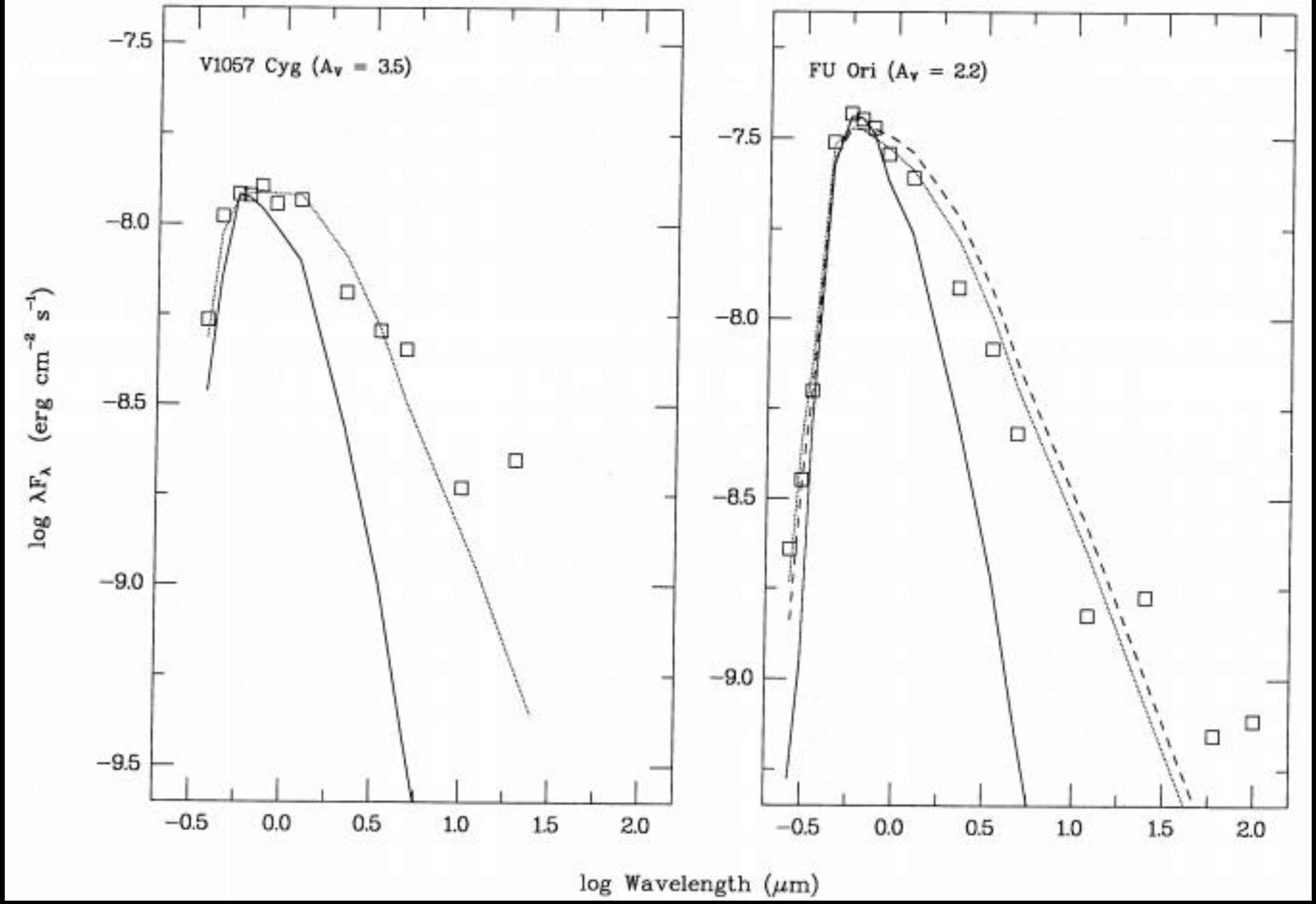
$$T(r) = \left(\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma R^3} \right)$$

y la intensidad es

$$F_\nu \propto \int_{R_i}^{R_e} 2\pi R B_\nu T(R) dR = \int_{R_i}^{R_e} 2\pi R \frac{\nu^3}{e^{\beta h\nu} - 1} T(R) dR$$



COMPARACIÓN CON OBSERVACIONES



Kenyon, S. J., Hartmann, L., & Hewett, R. (1988). Accretion disk models for FU Orionis and V1057 Cygni-Detailed comparisons between observations and theory. *The Astrophysical Journal*, *325*, 231-251.

REDONDEANDO…

- Aprendimos lo que es un disco de acreción, y lo que no se conoce de su funcionamiento

- Presentamos el modelo de disco α y la inestabilidad magnetorotacional, que podría ser la causante de ese comportamiento.

- Estudiamos la dinámica desde un punto de vista clásico(a gran escala), y desde un punto de vista turbulento(que incluye escalas pequeñas) y relacionamos ambos.

- Hicimos cálculos simplificados de la eficiencia, que llevan a encontrar valores de eficiencia muy altos comparados con los de fusión en una estrella. También de la luminosidad, lo que permitió compararlo con observaciones.

MUCHAS GRACIAS POR LA ATENCIÓN!!!