ESPECTRO DE EMISION

- El espectro continuo de emisión esta caracterizado por una temperatura T_c
  Un fotón típico tendrá una energía

$$h\bar{\nu} = kT_c$$

$$\boxed{T_c = \frac{h\bar{\nu}}{k}} \qquad T_c = \frac{\bar{\nu}}{5.88 \times 10^{10}\ Hz\ K^{-1}}$$

- Dada la luminosidad L_{acc} de una fuente con radio característico r, se define la temperatura de cuerpo negro T_b mediante

$$F = \sigma T_b^4 = \frac{L_{acc}}{4\pi r^2}$$

$$T_b^4 = \frac{L_{acc}}{4\pi\sigma r^2}$$

Usando $L_{acc} = \frac{GM\dot{M}}{r}$ se tiene

$$\boxed{T_b = \left(\frac{GM\dot{M}}{4\pi\sigma r^3}\right)^{1/4}} \qquad \sigma = 5.6 \times 10^{-5}\ \frac{erg}{cm^2\ s\ K^4\ sr}$$

Tamaño de la Fuente

La radiación de cuerpo negro permite estimar el tamaño de una fuente.
De las expresiones anteriores se tiene

$$\boxed{r_b = \sqrt{\frac{L}{4\pi\sigma T_b^4}}}$$

Como ejemplo, considere un sistema binario en nuestra Galaxia, con una luminosidad típica de $L = 10^{37}\,erg \cdot s^{-1}$
Del límite de Eddington, la masa central debe cumplir

$$M \geqslant \frac{L}{1.26 \times 10^{38}} \, [M_\odot] \sim \frac{10^{37}}{10^{38}} M_\odot \sim 0.1\, M_\odot$$

→ Si la radiación se ubica principalmente en el UV-optico, se tiene $\nu_{max} \sim 10^{15}\, Hz$ [3]
Por ello:

$$T_b \sim T_c = \frac{10^{15} Hz}{5.88 \times 10^{10}\, Hz\, K^{-1}} \sim 10^5\, K$$

De esta forma, el tamaño de la fuente es

$r_b \sim 10^{12}\, cm \sim 10^7\, km$ (Tamaño típico de una estrella)

→ Si la radiación se ubica principalmente en rayos X de 1 keV se tiene $\nu_{max} \sim 10^{17}\, Hz$ [3]
Por ello:

$$T_b \sim T_c = \frac{10^{17} Hz}{5.88 \times 10^{10}\, Hz\, K^{-1}} \sim 10^7\, K$$

De esta forma, el tamaño de la fuente es

$r_b \sim 10^{6}\, cm \sim 10\, km$ (Tamaño típico de una estrella de neutrones o AN)

La temperatura de cuerpo negro puede reescribirse al introducir el radio de Schwarzschild y la luminosidad de Eddington:

$$T_b^4 = \frac{GM\dot{M}}{4\pi\sigma r^3}$$

$$T_b^4 = \frac{GM}{4\pi\sigma}\frac{\dot{M}_E}{r_s^3}\left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_E}\right)\left(\frac{r_s}{r}\right)^3$$

$$T_b^4 = \frac{GM}{4\pi\sigma}\left(\frac{c^2}{2GM}\right)^3\left(\frac{L_E}{c^2\eta}\right)\left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_E}\right)\left(\frac{r_s}{r}\right)^3$$

$$T_b^4 = \frac{1}{8\pi\sigma\eta}\left(\frac{c^2}{2GM}\right)^2 L_E\left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_E}\right)\left(\frac{r_s}{r}\right)^3$$

$$T_b^4 = \frac{1}{8\pi\sigma\eta}\left(\frac{c^2}{2GM_\odot}\right)^2 L_E\left(\frac{M_\odot}{M}\right)^2\left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_E}\right)\left(\frac{r_s}{r}\right)^3$$

$$\boxed{T_b = 1.01\times10^6\, M_8^{-1/4}\left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_E}\right)^{1/4}\left(\frac{r}{r_s}\right)^{-3/4}\quad [K]}$$

*Suponiendo $\eta = 0.1$

Un Modelo de Disco de Acrecion con Disipasion

Una deducción más completa de la temperatura, incluyendo disipasión de energía debido a viscosidad se realiza en [Bradley 1997] y da como resultado

$$\boxed{T_b^{vis} = \left[\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma r^3} \left\{ 1 - \left(\frac{r_{in}}{r} \right)^{1/2} \right\} \right]^{1/4}}$$

donde r_{in} define el borde interno del disco de acreción.
Se suele asumir $r_H < r_{isco} \leq r_{in}$

con $r_{isco} \approx 3r_H = \frac{6GM}{c^2}$

Cuando $r \gg r_{in}$; se puede aproximar

$$T_b^{vis} = \left[\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma r_{in}^3} \left(\frac{r_{in}}{r^3} \right)^3 \left\{ 1 - \left(\frac{r_{in}}{r} \right)^{1/2} \right\} \right]^{1/4}$$

$$T_b^{vis} = \left[\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma r_{in}^3} \left\{ \frac{r_{in}^3}{r^3} - \frac{r_{in}^{7/2}}{r^{7/2}} \right\} \right]^{1/4}$$

$$T_b^{vis} \approx \left[\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma r_{in}^3} \left\{ \frac{r_{in}^3}{r^3} \right\} \right]^{1/4}$$

$$\boxed{T_b^{vis} \approx \left[\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma r_{in}^3} \right]^{1/4} \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^{-3/4}}$$

Considerando que $r_{in} = r_{isco} = 3r_H$

$$T_b^{vis} \approx \left[\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma 27 r_H^3} \right]^{1/4} \left(\frac{r}{3r_H} \right)^{-3/4}$$

$$T_b^{vis} \approx \left[\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma r_H^3} \right]^{1/4} \left(\frac{r}{r_H} \right)^{-3/4}$$

$$T_b^{vis} \approx \left[\frac{3GM\dot{M}c^6}{8\pi\sigma 8G^3M^3} \right]^{1/4} \left(\frac{r}{r_H} \right)^{-3/4}$$

$$T_b^{vis} \approx \left(\frac{3c^6}{64\pi\sigma G^2}\right)^{1/4} M^{-1/2} \dot{M}^{1/4} \left(\frac{r}{r_H}\right)^{-3/4}$$

$$T_b^{vis} \approx \left(\frac{3c^6}{64\pi\sigma G^2}\right)^{1/4} \left(\frac{L_E}{c^2\eta}\right)^{1/4} M^{-1/2} \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_E}\right)^{1/4} \left(\frac{r}{r_H}\right)^{-3/4}$$

$$T_b^{vis} \approx \left(\frac{3c^4}{64\pi\sigma G^2\eta}\right)^{1/4} L_E^{1/4} M^{-1/2} \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_E}\right)^{1/4} \left(\frac{r}{r_H}\right)^{-3/4}$$

$$T_b^{vis} \approx \left(\frac{3}{16\pi\sigma\eta}\right)^{1/4} \left(\frac{c^4}{4G^2M_\odot^2}\right)^{1/4} L_E^{1/4} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-1/2} \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_E}\right)^{1/4} \left(\frac{r}{r_H}\right)^{-3/4}$$

$$T_b^{vis} \approx \left(\frac{3}{16\pi\sigma\eta r_{H\odot}^2}\right)^{1/4} L_E^{1/4} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{-1/2} \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_E}\right)^{1/4} \left(\frac{r}{r_H}\right)^{-3/4}$$

$$\boxed{T_b^{vis} \approx 1.12 \times 10^6 \; M_8^{-1/4} \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_E}\right)^{1/4} \left(\frac{r}{r_H}\right)^{-3/4} \quad [K]}$$

Considere un sistema con $M = 10^8 M_\odot \longrightarrow M_8 = 1$ (SMBH)

$\dot{M} = \dot{M}_E$

La emision cerca del borde interno del disco $r = r_{in} \sim r_H$ tendrá una temperatura de

$$T_b^{vis} \approx 1.12 \times 10^6 \text{ K}$$

Este continuo de radiación tiene su máximo en la frecuencia

$$\nu_0 \sim 5.88 \times 10^{10} \, [Hz \cdot K^{-1}] \, T_b^{vis} \sim 6.59 \times 10^{16} \text{ Hz}$$ (Ley de Wien)

La longitud de onda y energia correspondientes son

$\lambda_0 \sim 4.6$ nm

$E \sim 289$ eV $\longleftarrow$ UV extremos ó rayos X suaves

Considere ahora $M = 10\, M_{\odot} \longrightarrow M_8 = 10^{-7}$

$\dot{M} = \dot{M}_E$

La emision cerca del borde interno del disco $r = r_{in} \sim r_H$ tendrá una temperatura de

$$T_b^{vis} \sim 10^8 \text{ K}$$

Este continuo de radiación tiene su máximo en la frecuencia

$$\nu_0 \sim 5.88 \times 10^{10} \left[Hz \cdot K^{-1}\right] T_b^{vis} \sim 10^{18} \text{ Hz}$$ (Ley de Wien)

La longitud de onda y energia correspondientes son

$$\lambda_0 \sim 4 \text{ pm}$$

$E \sim 29 \text{ keV} \longleftarrow$ rayos X fuertes

- La temperatura que alcanzaría el gas en acreción si toda la energía gravitacional se convirtiese en energía térmica es T_{th}

Del teorema del virial:

$$2K + U = 0$$

Para cada par p^+e^- se tiene

$$U = -\frac{GM}{r}(m_p + m_e) \approx -\frac{GMm_p}{r}$$

La energía termica en este gas satisface

$$2K = 2 \times \frac{3}{2} kT_{th}$$

Así se tiene

$$3kT_{th} - \frac{GMm_p}{r} = 0$$

$$\boxed{T_{th} = \frac{GMm_p}{3kr}}$$

- Si la energía de acreción se convierte directamente en radiación que escapa sin interactuar con el gas (medio opticamente delgado), se tiene

$$T_c \sim T_{th}$$

- Si el gas es opticamente grueso, la radiación alcanzará el equilibrio térmico con el fluido antes de escapar. Por ello

$$T_c \sim T_b$$

- En general se tendrá $\boxed{T_b \lesssim T_c \lesssim T_{th}}$

Para $M = 10\,M_\odot$ y $r \sim r_H = \frac{2GM}{c^2} \sim 30$ km se tiene

$$T_{th} = \frac{GMm_p}{3kr} \sim 8.9\times10^{11}\ K$$

La energia correspondiente es

$$KT_{th} \sim 7.6\times10^{7}\ eV \sim 76\ MeV$$

De igual forma, suponiendo $L_{acc} \sim 10^{38}\ erg\cdot s^{-1}$

$M = 10 M_\odot$

$r \sim r_H \sim 30\ Km$

se tiene

$$T_b = \left(\frac{GM\dot{M}}{4\pi\sigma r^3}\right)^{1/4} \sim 1.11\times10^{7}\ K$$

que corresponde a

$$KT_b \sim 9.46\times10^{2}\ eV \sim keV$$

Estos resultados indican que, para la acreción hacia agujeros negros estelares, se esperan emisiones en el rango de energías

$$1\,keV \lesssim h\bar{\nu} \lesssim 70\ MeV$$

Rayos X Suaves

Rayos X fuertes ó rayos γ