



ガス層内の輻射輸送効果を考慮
するとエディントン光度以下でも輻
射圧で駆動される球対称風が
吹くことができる！

福江 純 @ 大阪教育大学





ガス層内の輻射輸送効果を考慮
するとエディントン光度以下でも輻
射圧で駆動される球対称風が
ちょっとだけ吹くことができる。。。。

福江 純 @ 大阪教育大学





目次

- 1 輻射圧で駆動される球殻風
- 2 基礎方程式
- 3 数値解
- 4 ラフな近似と評価
- 5 まとめと今後の課題





1 輻射圧で駆動される球殻風

❁ 球対称光源

$$L^*, M, R^*; L^* = 4\pi R^{*2} \pi I^*$$

❁ 球殻風

$$R = R^* + z; z \ll R^*$$

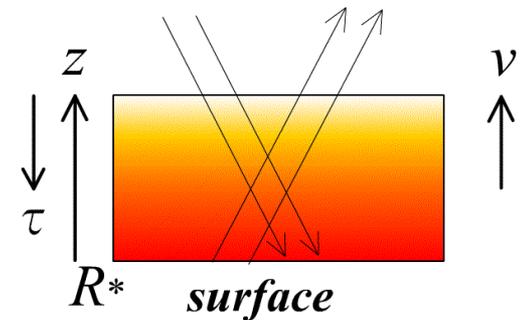
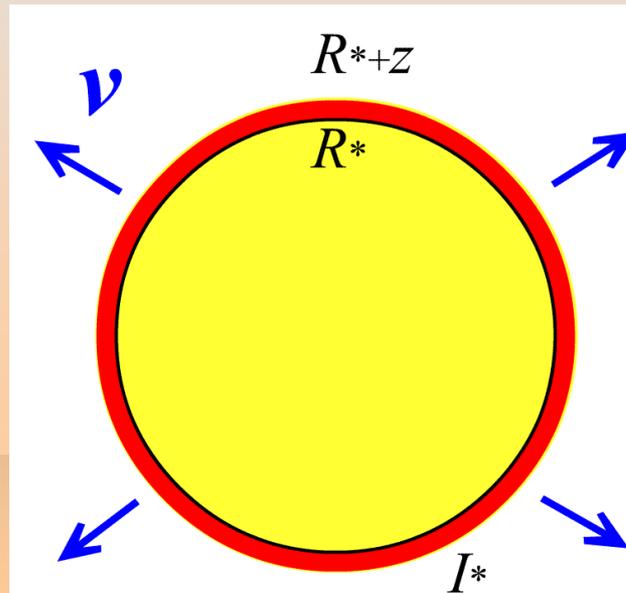
❁ パラメータ

$$R^*,$$

$$\Gamma = L^*/L_E,$$

$$\text{dot}(m),$$

$$\tau_b$$





2 基礎方程式

❁ 輻射輸送方程式

➤ 灰色近似

➤ 散乱のみ

❁ 光学的厚み

$$\mu \frac{dI}{dz} = \rho_0 \frac{1}{\gamma^3 (1 - \beta\mu)^3} \left[\frac{j_0}{4\pi} - (\kappa_0 + \sigma_0) I_0 + \sigma_0 J_0 \right]$$

$$d\tau = -(\kappa_0 + \sigma_0) \rho_0 dz,$$

$$\mu \frac{dI}{d\tau} = \frac{1}{\gamma^3 (1 - \beta\mu)^3} \left[\gamma^4 (1 - \beta\mu)^4 I - S_0 \right],$$

where

$$S_0 = \frac{1}{\kappa_0 + \sigma_0} \frac{j_0}{4\pi} + \frac{\sigma_0}{\kappa_0 + \sigma_0} J_0$$





2 基礎方程式

❁ 連続の式

➤ 球対称

➤ 単位面積

$$4\pi R^2 \rho \gamma v = \dot{M},$$

$$\rho_0 c \gamma \beta = \dot{J},$$

❁ 運動方程式

➤ 球対称

➤ 球殻の場合

$$\begin{aligned} c^2 u \frac{du}{dR} &= c^2 \gamma^4 \beta \frac{d\beta}{dR} \\ &= -\frac{GM}{r^2} - \gamma^2 \frac{c^2}{\varepsilon + p} \frac{dp}{dR} + \frac{\rho_0 c^2}{\varepsilon + p} \frac{\kappa_0 + \sigma_0}{c} \gamma 4\pi H_0, \end{aligned}$$

$$c^2 \gamma^4 \beta \frac{d\beta}{dz} = -\frac{GM}{R_*^2} \left(1 - \frac{2z}{R_*}\right) + \frac{\kappa_0 + \sigma_0}{c} \gamma 4\pi H_0,$$

$$c^2 \dot{J} \gamma^3 \frac{d\beta}{d\tau} = \frac{c}{\kappa_0 + \sigma_0} \frac{GM}{R_*^2} \left(1 - \frac{2z}{R_*}\right) - \gamma 4\pi H_0.$$





2 基礎方程式

❁ パラメータ

R^* , $\Gamma=L^*/L_E$, \dot{m} , τ_b

❁ 二重逐次近似で解く

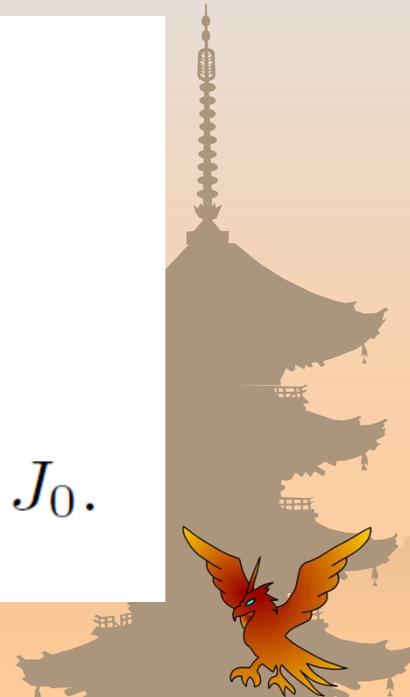
$$\Gamma \equiv \frac{L_*}{L_E},$$

$$\dot{m} \equiv \frac{\dot{M}}{\dot{M}_E} = \frac{j c^2}{\pi I_*} \Gamma.$$

$$\dot{m} \gamma^3 \frac{d\beta}{d\tau} = \left(1 - \frac{2\hat{z}}{\hat{R}_*} \right) - \Gamma \gamma \frac{4\pi H_0}{\pi I_*},$$

$$\dot{m} \frac{d\hat{z}}{d\tau} = -2\gamma\beta\hat{R}_*^2,$$

$$\mu \frac{dI}{d\tau} = \gamma(1 - \beta\mu)I - \frac{1}{\gamma^3(1 - \beta\mu)^3} J_0.$$





3 数值解



$\Gamma=1.2$

❁ 流速

$$R^*=2,$$

$$\tau_b=1$$

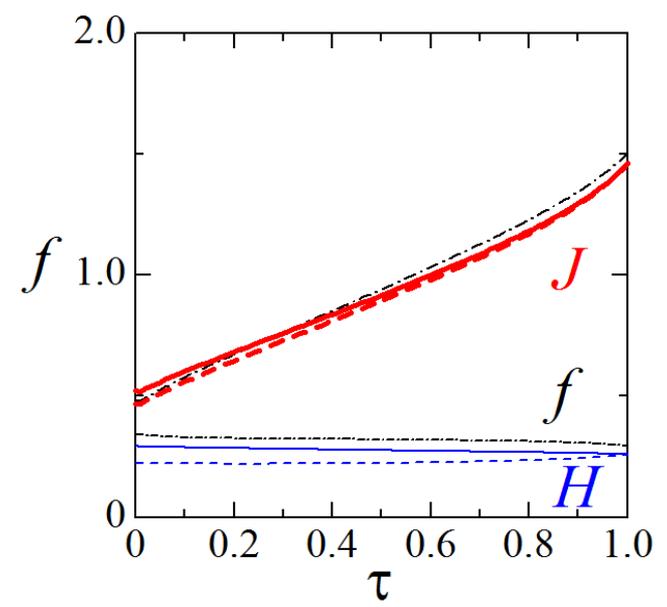
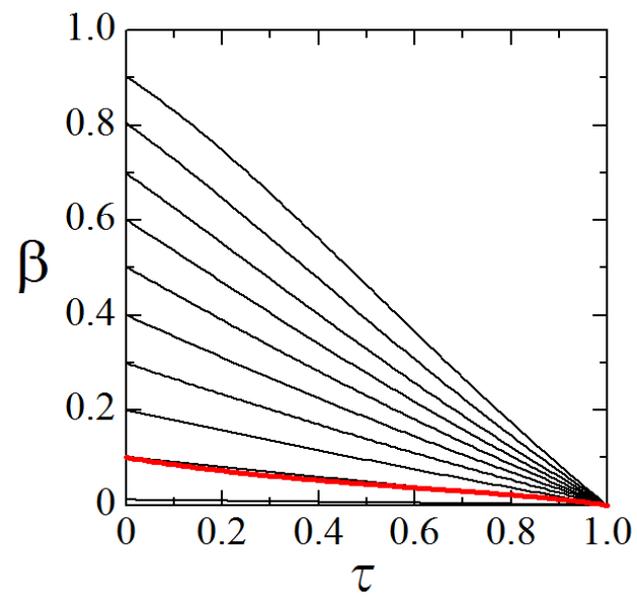
$$\Gamma=1.2$$

$$m=1.69$$

$$\beta_\infty=0.1$$

$$z=0.1$$

❁ 輻射場





3 数值解

$\Gamma=2$



❁ 流速

$$R^*=2,$$

$$\tau_b=1$$

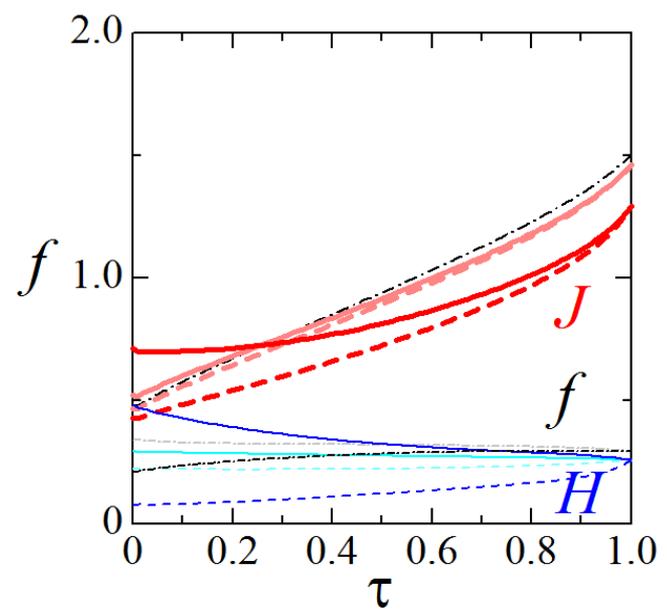
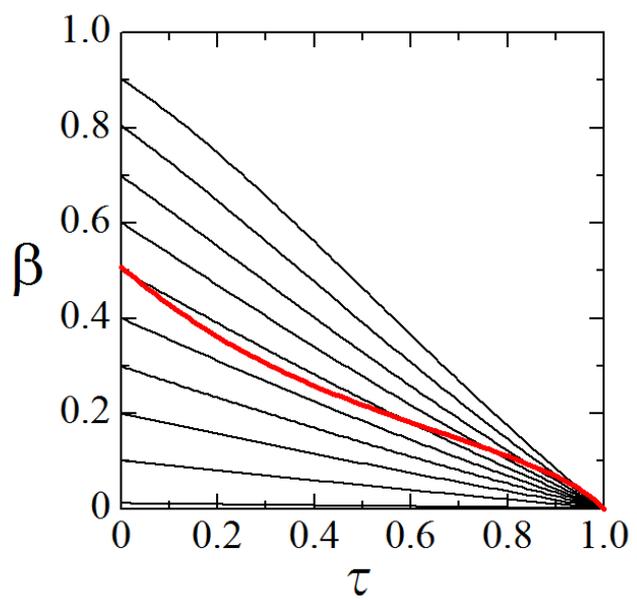
$$\Gamma=2$$

$$m=1.11$$

$$\beta_\infty=0.5$$

$$z=1.78$$

❁ 輻射場





3 数值解



$\Gamma=0.99$

⚙ 流速

$$R^*=2,$$

$$\tau_b=1$$

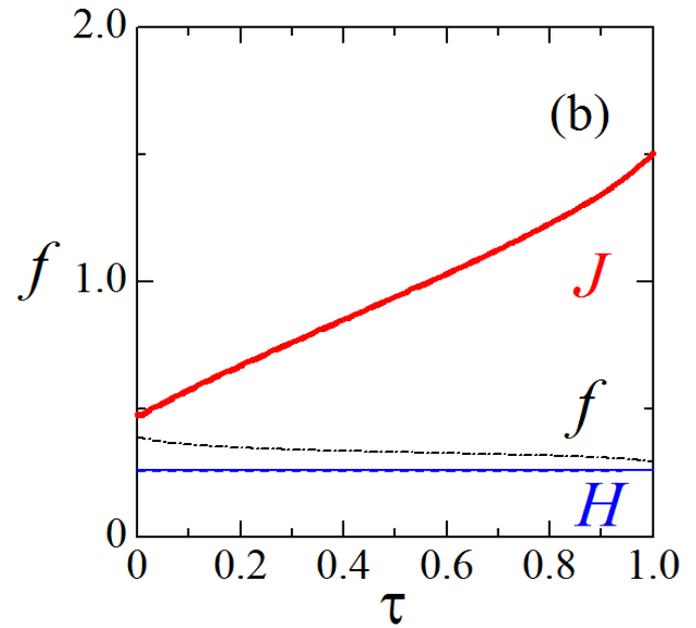
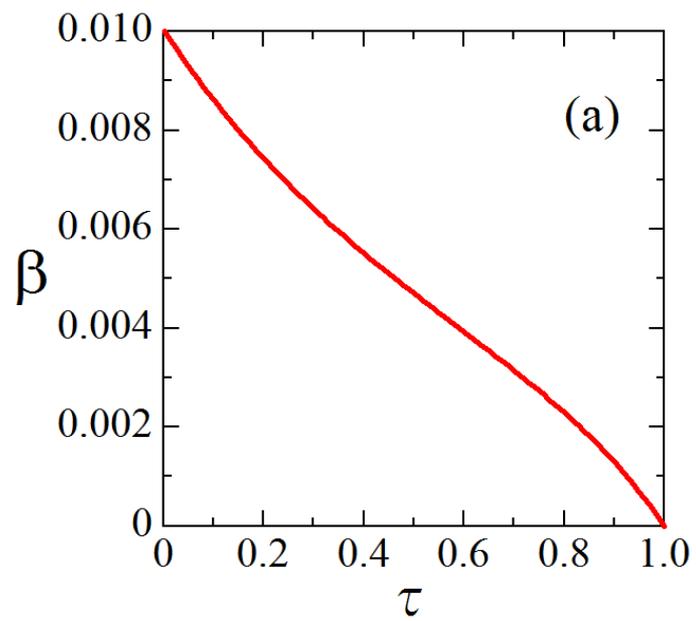
$\Gamma=0.99$

$$m=1.92$$

$$\beta_\infty=0.01$$

$$z=0.02$$

⚙ 輻射場





4 パラメータの関係と評価

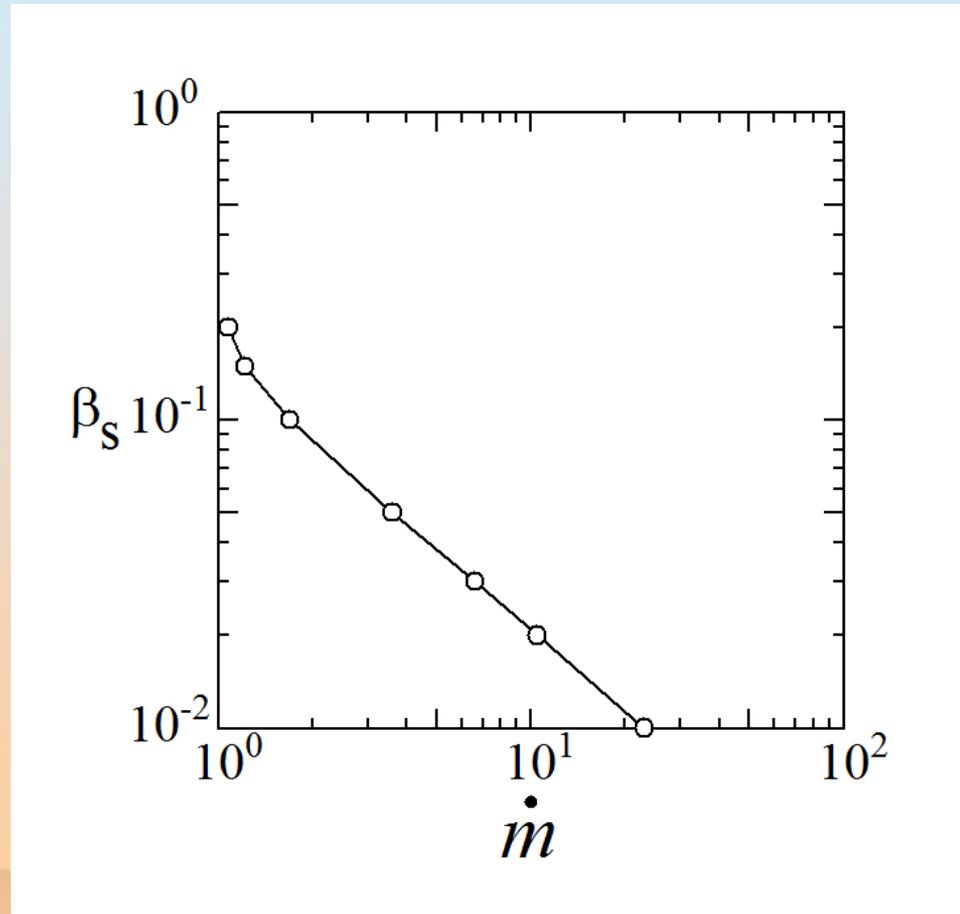
❁ パラメータ

$$R^*=2,$$

$$\tau_b=1$$

$$\Gamma=1.2$$

$$\beta \propto \tau_b / \dot{m}$$





4 パラメータの関係と評価

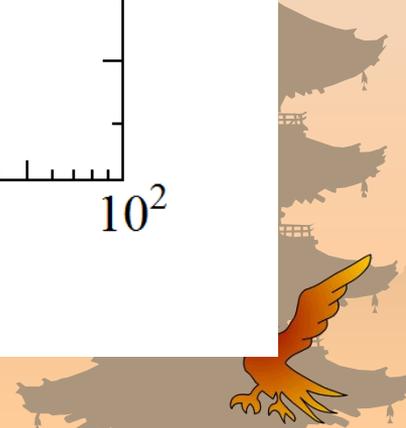
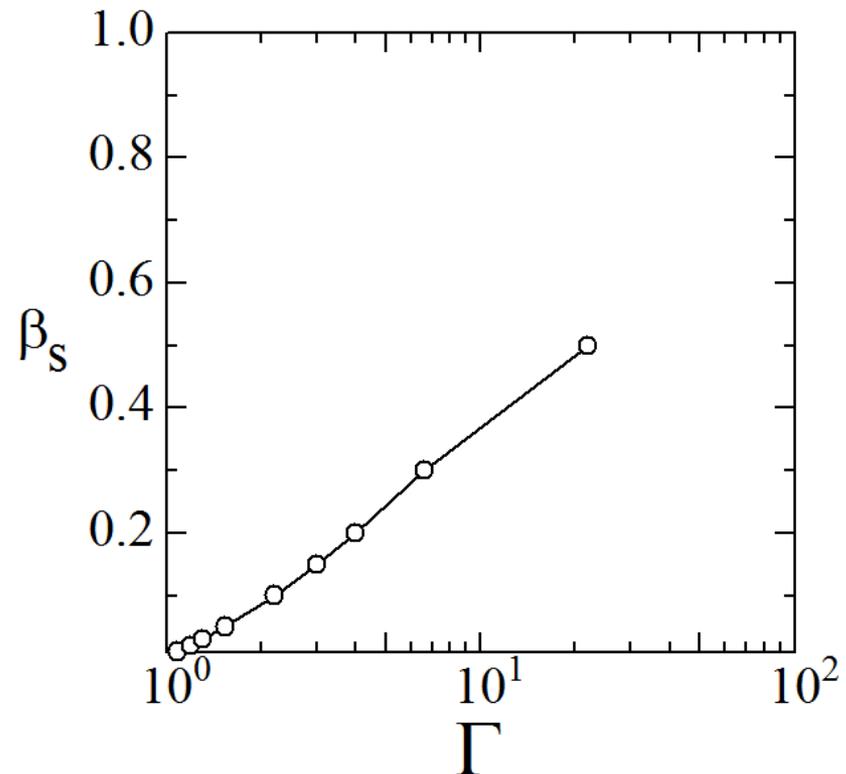
❁ パラメータ

$$R^*=2,$$

$$\tau_b=1$$

$$\text{dot}(m)=10$$

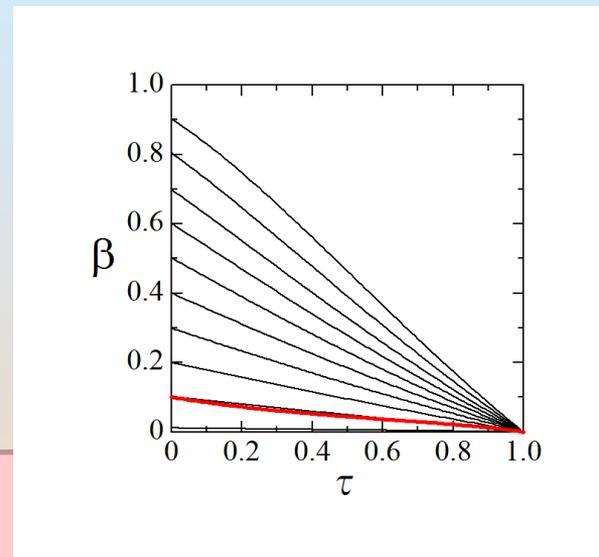
$$\beta \propto 0.35 \log \Gamma$$



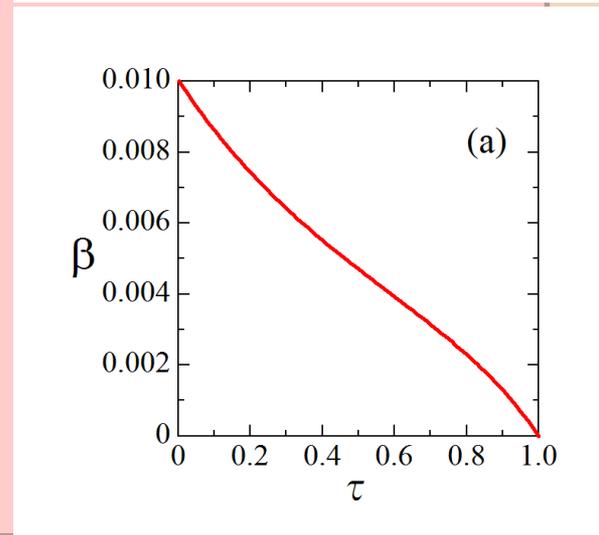


4 ラフな近似と評価

$$\begin{aligned} \dot{m}\gamma^3 \frac{d\beta}{d\tau} &= \left(1 - \frac{2\hat{z}}{\hat{R}_*}\right) - \Gamma\gamma \frac{4\pi H_0}{\pi I_*}, \\ \dot{m} \frac{d\hat{z}}{d\tau} &= -2\gamma\beta \hat{R}_*^2, \\ \mu \frac{dI}{d\tau} &= \gamma(1 - \beta\mu)I - \frac{1}{\gamma^3(1 - \beta\mu)^3} J_0. \end{aligned}$$



$$\beta(\tau) \approx \beta_\infty \left(1 - \frac{\tau_b}{\tau}\right)$$



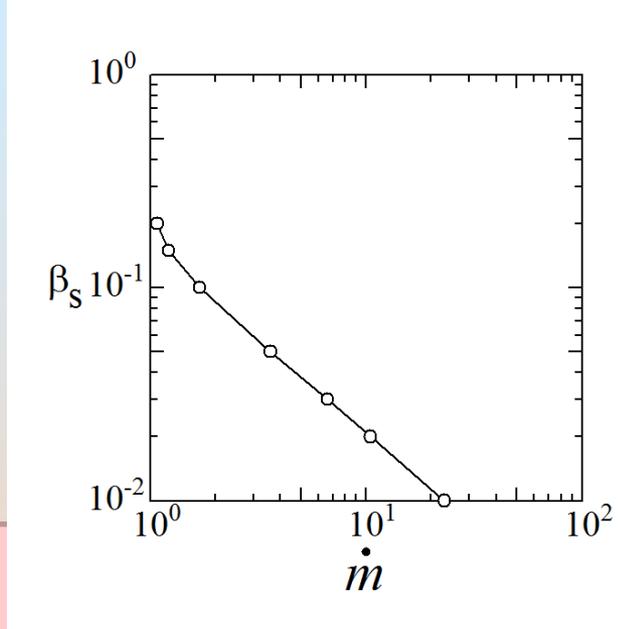


4 ラフな近似と評価

$$\dot{m}\gamma^3 \frac{d\beta}{d\tau} = \left(1 - \frac{2\hat{z}}{\hat{R}_*}\right) - \Gamma\gamma \frac{4\pi H_0}{\pi I_*},$$

$$\dot{m} \frac{d\hat{z}}{d\tau} = -2\gamma\beta \hat{R}_*^2,$$

$$\mu \frac{dI}{d\tau} = \gamma(1 - \beta\mu)I - \frac{1}{\gamma^3(1 - \beta\mu)^3} J_0.$$



$$\dot{m} \frac{\hat{z}}{\tau_b} \approx 2\beta \hat{R}_*^2 \quad \Rightarrow \quad \frac{\hat{z}}{R_*} \approx \frac{\tau_b}{\dot{m}} 2\beta R_*$$

$$\dot{m} \frac{\beta_\infty}{\tau_b} \approx -1 + \Gamma \frac{4\pi H_0}{\pi I_*} \quad \Rightarrow \quad \beta_\infty \approx \frac{\tau_b}{\dot{m}} \left(\Gamma \frac{4\pi H_0}{\pi I_*} - 1 \right)$$



5 まとめと今後の課題

- ❁ 輻射圧駆動球殻風をきちんと解いた
- ❁ 速度の近似解および終端速度の評価を得た

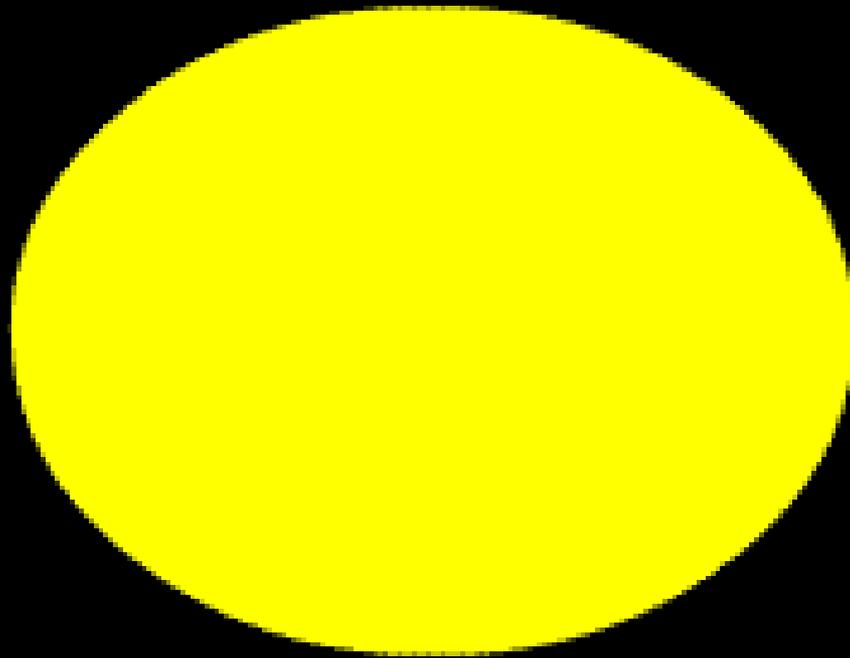
$$\beta(\tau) \approx \beta_{\infty} \left(1 - \frac{\tau_b}{\tau}\right) \quad \beta_{\infty} \approx \frac{\tau_b}{m} (\Gamma - 1)$$

- ❁ エディントン光度以下でもちよつと吹いた
 - 理由: **輻射場の非等方性**
 - 層雲との違い: **反射成分**

- ❁ 輻射圧駆動風の発展
 - ガス圧の考慮
 - 球殻近似でない場合

- ❁ エディントン限界: 再考
 - 層雲
 - 球殻





2015/9/12

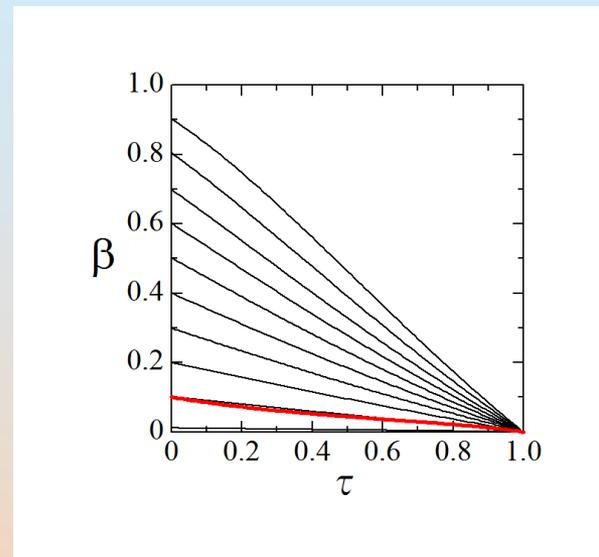


4 ラフな近似と評価

$$\dot{m}\gamma^3 \frac{d\beta}{d\tau} = \left(1 - \frac{2\hat{z}}{\hat{R}_*}\right) - \Gamma\gamma \frac{4\pi H_0}{\pi I_*},$$

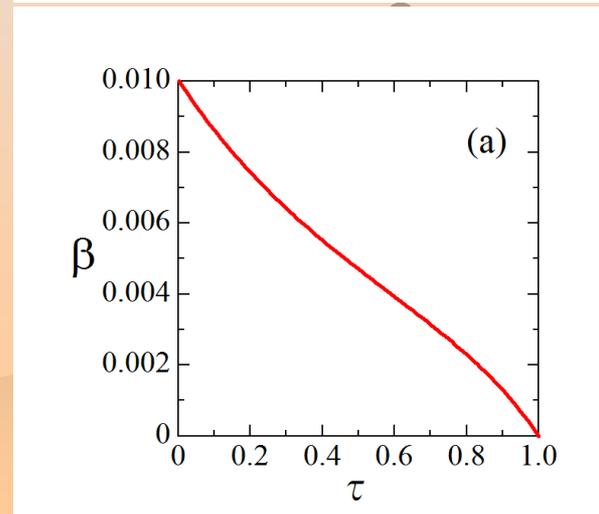
$$\dot{m} \frac{d\hat{z}}{d\tau} = -2\gamma\beta \hat{R}_*^2,$$

$$\mu \frac{dI}{d\tau} = \gamma(1 - \beta\mu)I - \frac{1}{\gamma^3(1 - \beta\mu)^3} J_0.$$



$$\beta(\tau) = \beta_\infty \left(1 - \frac{\tau_b}{\tau}\right)$$

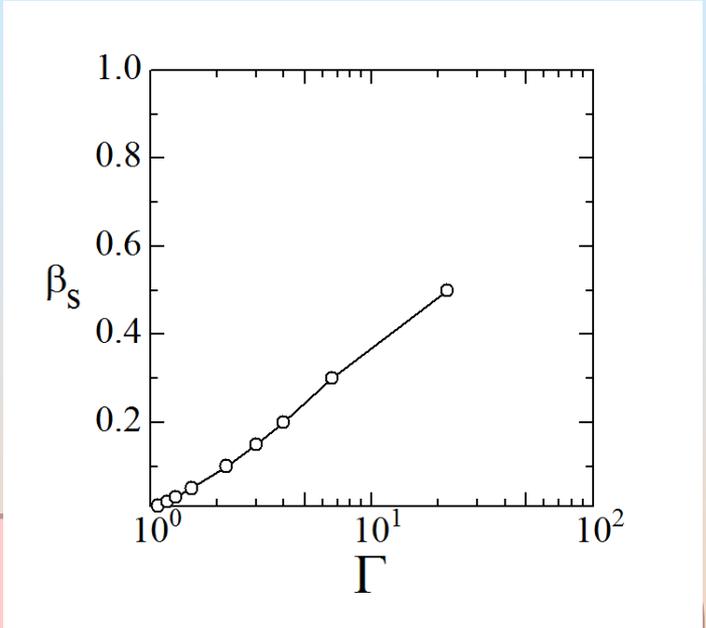
エディントン近似での
解析解





4 ラフな近似と評価

$$\begin{aligned} \dot{m}\gamma^3 \frac{d\beta}{d\tau} &= \left(1 - \frac{2\hat{z}}{\hat{R}_*}\right) - \Gamma\gamma \frac{4\pi H_0}{\pi I_*}, \\ \dot{m} \frac{d\hat{z}}{d\tau} &= -2\gamma\beta\hat{R}_*^2, \\ \mu \frac{dI}{d\tau} &= \gamma(1 - \beta\mu)I - \frac{1}{\gamma^3(1 - \beta\mu)^3} J_0. \end{aligned}$$



$$\frac{\beta_\infty}{1 - \beta_\infty^2} \approx \frac{\tau_b}{m} \left(\Gamma \frac{4\pi H_0}{\pi I_*} - \frac{1}{\gamma} \right)$$