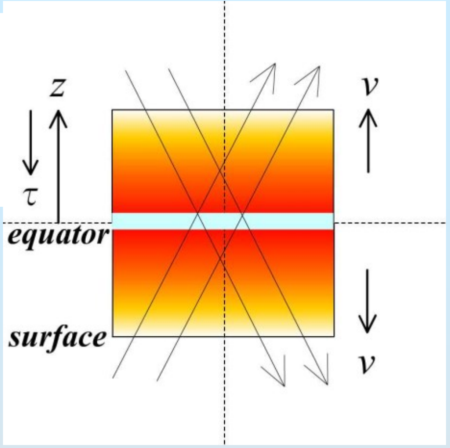
輻射圧駆動相対論的球対称風

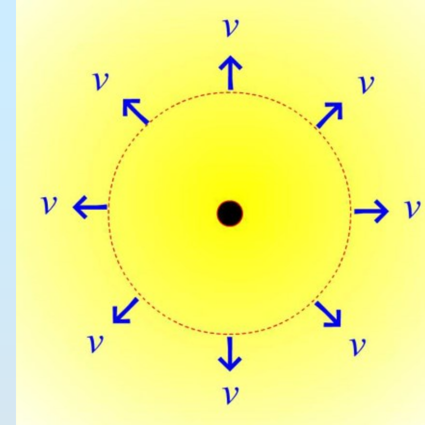
Radiatively-Driven Relativistic Spherical Wind

福江　純@大阪教育大学

目次



0　やったこと



- 相対論的平行平板流の相対論的形式解の導出
  - 速度場を与えて相対論的輻射輸送を解く

    Fukue 2014
  - 速度場と輻射場を同時に解く

    Fukue 2015
  - 重力場を入れる

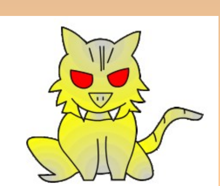
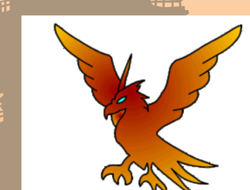
    竹田講演

- 相対論的球対称流の相対論的形式解の導出
  - 速度場を与えて相対論的輻射輸送を解く

    Fukue 2017a
  - 速度場と輻射場を同時に解く！

    Fukue 2017b
  - 重力場を入れる

    本講演

１　輻射圧で駆動される相対論的球対称風

1 Relativistic Radiation Hydrodyanmical Spherical Winds

従来の研究

相対論的輻射圧駆動球対称流

輻射圧駆動風：中性子星風、BH風

Ruggles and Bath 1979
Paczynski 1986
Paczynski and Proczynski 1985
Turolla+ 1986
Nobili+ 1994 (Eddington)

輻射優勢降着流：BH降着流

Tamazawa+ 1975
Flammang 1982
Blondin 1986
Miller 1990
Nobili 1991

$$f = \frac{1+\tau}{1+3\tau}$$

輻射圧で駆動する球対称流に関する研究は、非相対論的および相対論的を含め、数多くある。しかし大部分は、（輻射輸送方程式でなく）モーメント式とクロージャー関係を用いている。

Closure 問題

Usual closure relation for radiation

Eddington approximation

$$P^{ik}_{\mathrm{co}} = \frac{\delta^{ik}}{3} E_{\mathrm{co}}$$

Diffusion approximation

$$F^{i}_{\mathrm{co}} = -\frac{c}{\kappa_R \rho} \frac{\partial P^{ik}_{\mathrm{co}}}{\partial x^k} = -\frac{c}{3\kappa_R \rho} \frac{\partial E_{\mathrm{co}}}{\partial x^i}$$

Flux-limited diffusion

$$F^{i}_{\mathrm{co}} = -\lambda \frac{c}{\kappa_R \rho} \frac{\partial E_{\mathrm{co}}}{\partial x^i}$$

- エディントン因子

Fukue 2005

- 拡散近似

Castor 1972
Ruggles, Bath 1979
Flammang 1982
Tullola+ 1986
Paczynski 1990
Nobili+ 1993, 1994

- シミュレーション

Eggum+ 1985, 1988
Kley 1989
Okuda+ 1997
Kley, Lin 1999
Okuda 2002
Okuda+ 2005
Ohsuga+ 2005
Ohsuga 2006

Closure 問題

Usual closure relation for radiation

In the comoving frame

Eddington approximation

$$P_{\rm co}^{ik} = \frac{\delta^{ik}}{3} E_{\rm co}$$

Diffusionapproximation

$$F_{\rm co}^{i} = -\frac{c}{\kappa_R \rho} \frac{\partial P_{\rm co}^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{c}{3\kappa_R \rho} \cdots$$

Flux-limiteddiffusion

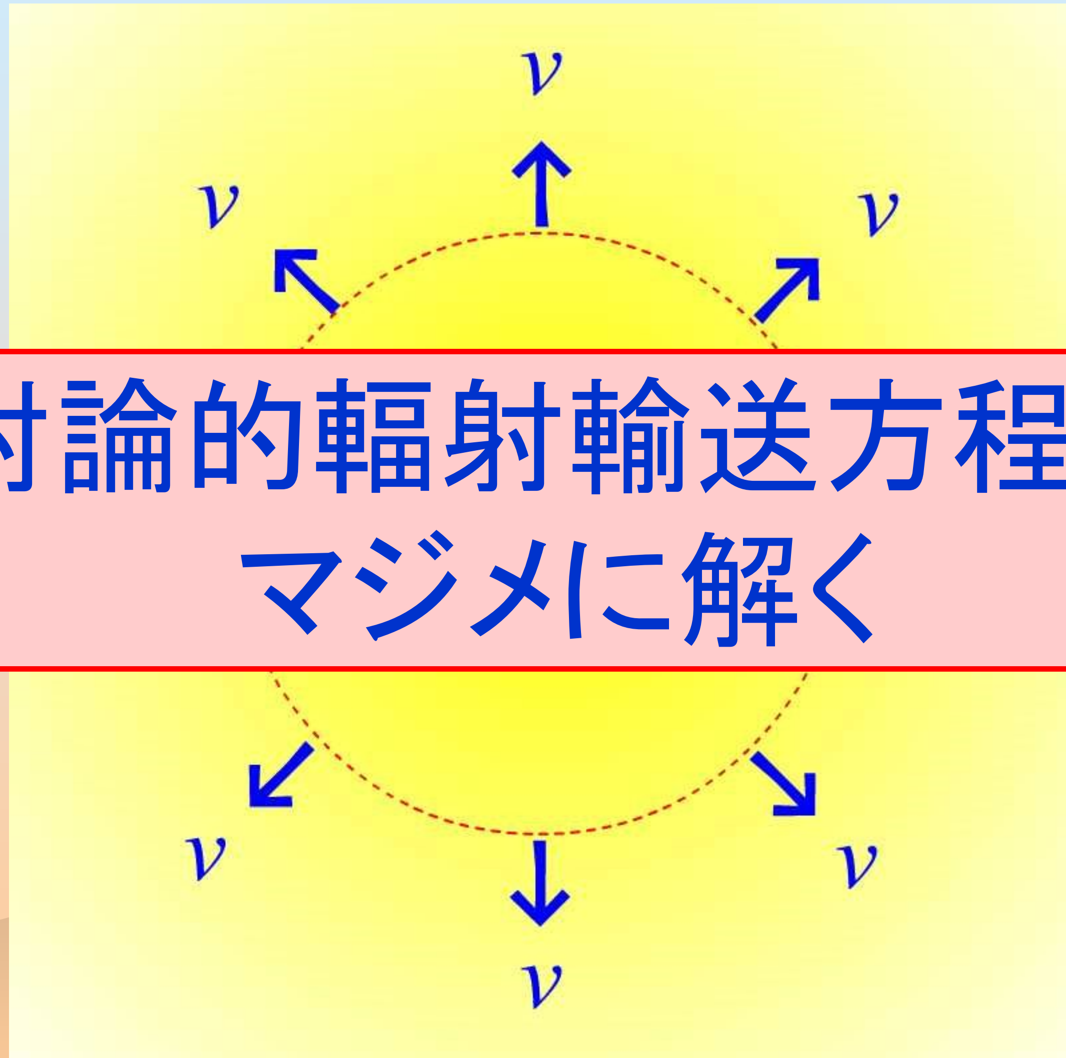
$$F_{\rm co}^{i} = -\lambda \frac{c}{\kappa_R \rho} \frac{\partial E_{\rm co}}{\partial x^i}$$

- エディントン因子
- シミュレーション

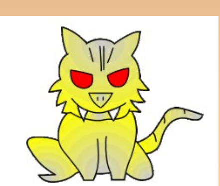
光学的に薄いと *f*=1/3 でなくなる
相対論的領域では、共動系でも等方的でなくなる
$v = c/\sqrt{3}$で病的な特異性が出現

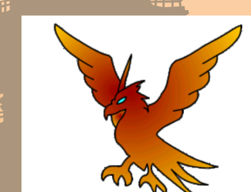
非因果的
静止大気以外での適用は危険

相対論的球対称輻射流



相対論的輻射輸送方程式を
マジメに解く



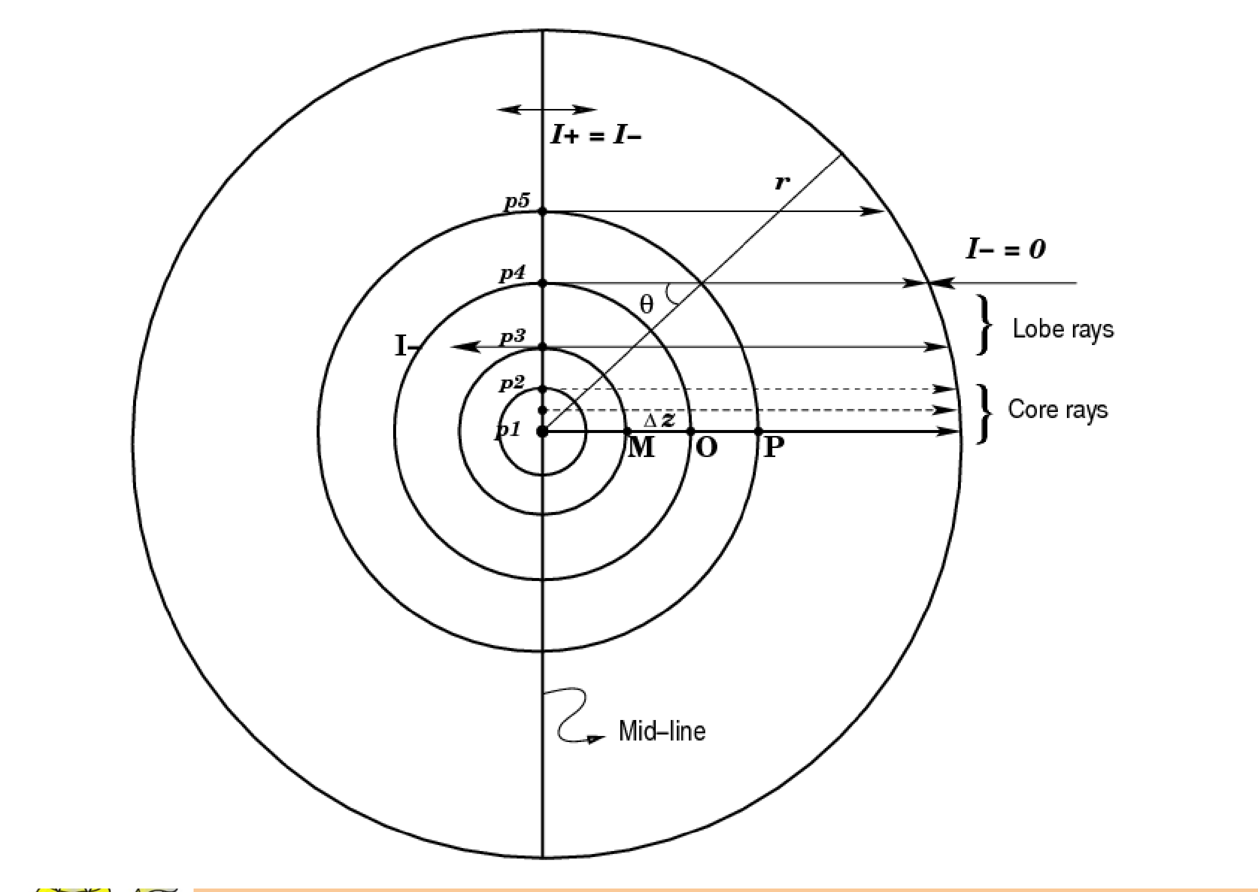


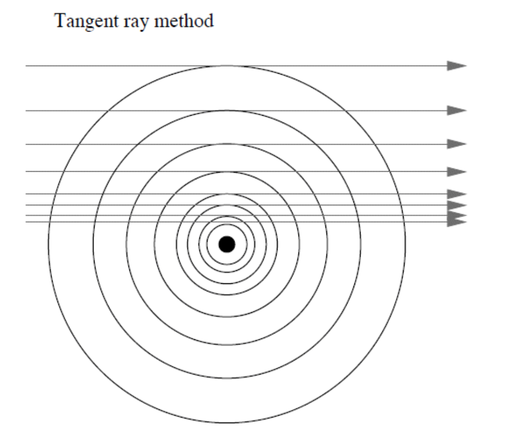
２　相対論的球対称輻射輸送方程式の形式解

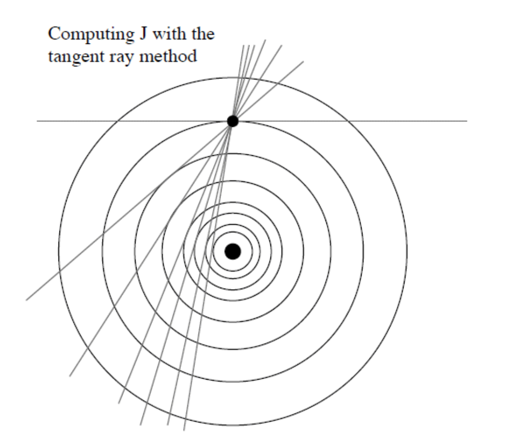
Relativistic Formal Solutions of Relativistic Radiative Transfer Equation in Relativistic Spherical Flows

Impact Parameter Method
Tangent Ray Method

- Hummer and Rybicki 1971

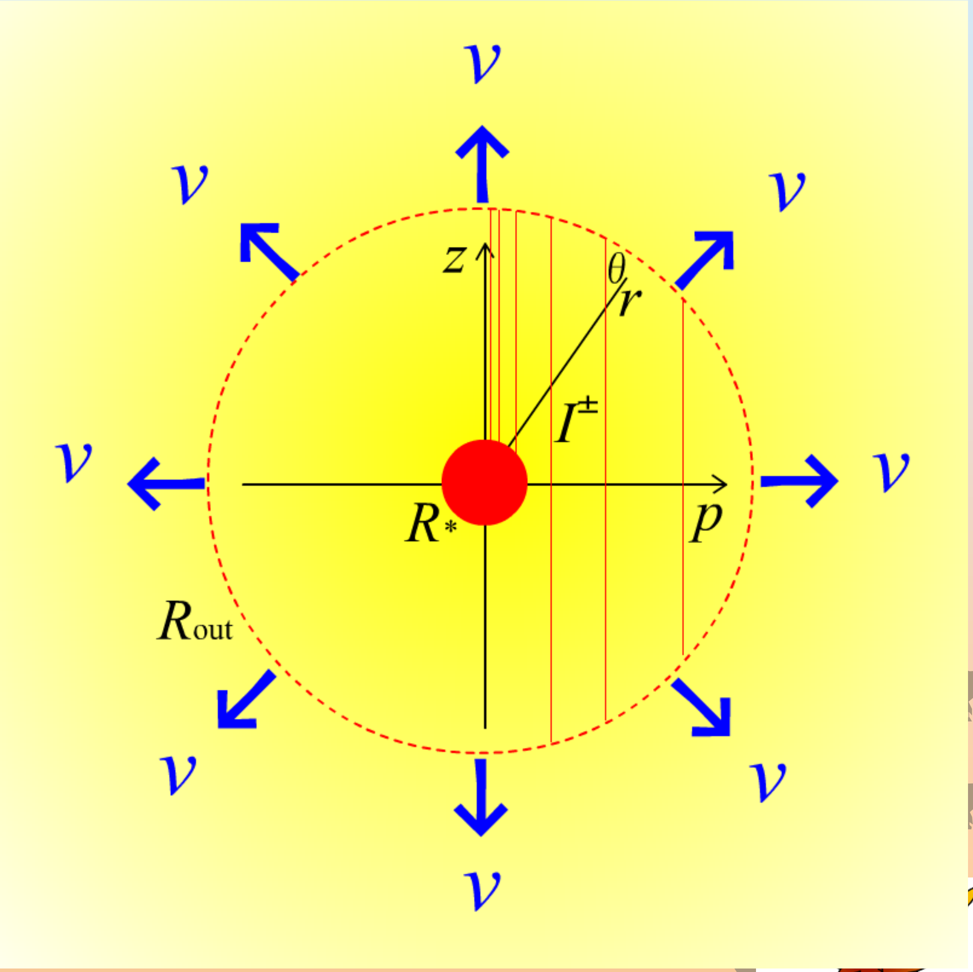






相対論的球対称流

- 定常一次元球対称流
- 灰色近似
- $v(r)$, $\rho(r)$, $S(r)$
- $I^{+}(p,z)$, $I^{-}(p,z)$
- $r^2=p^2+z^2$



相対論的輻射輸送方程式

- 定常、球対称、等方散乱

$$\pm\frac{\partial I^{\pm}(p,z)}{\partial z} = -\frac{(\kappa_0+\sigma_0)\rho_0}{\gamma^3(1-\boldsymbol{\beta}\cdot\boldsymbol{l})^3}\left[\gamma^4(1-\boldsymbol{\beta}\cdot\boldsymbol{l})^4 I^{\pm} - S_0\right], \quad (8)$$

where

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

$$S_0 = \varepsilon_0 B_0 + (1-\varepsilon_0)J_0,$$

$$\varepsilon_0 \equiv \kappa_0/(\kappa_0+\sigma_0)$$

$$I_0 = \gamma^4(1-\boldsymbol{\beta}\cdot\boldsymbol{l})^4 I,$$

$$\boldsymbol{\beta}\cdot\boldsymbol{l} = \pm\beta(r)\cos\theta = \pm\beta(r)\frac{z}{r}$$

$$J_0 = \gamma^2\left(J - 2\beta H + \beta^2 K\right),$$

$$H_0 = \gamma^2\left[\left(1+\beta^2\right)H - \beta(J+K)\right],$$

$$K_0 = \gamma^2\left(\beta^2 J - 2\beta H + K\right),$$

$$f \equiv \frac{K_0}{J_0}.$$

相対論的形式解

- 非相対論と同様に形式的に積分

$$X \equiv \exp\left[+\int^{z}(\kappa_0+\sigma_0)\rho_0\gamma d\zeta - \int^{z}(\kappa_0+\sigma_0)\rho_0\gamma\boldsymbol{\beta}\cdot\boldsymbol{l}d\zeta\right], \quad (12)$$

we rearranged equation (10) as

$$\pm\frac{\partial}{\partial z}\left(XI^{\pm}\right) = X\frac{(\kappa_0+\sigma_0)\rho_0}{\gamma^3(1-\boldsymbol{\beta}\cdot\boldsymbol{l})^3}S_0, \quad (13)$$

相対論的形式解

- 非相対論と同様に形式的に積分

$$e^{G(p,\zeta)-U(p,\zeta)} I^{\pm}\Big|^{z} = \int^{z} X \frac{(\kappa_0+\sigma_0)\rho_0}{\gamma^3(1-\boldsymbol{\beta}\cdot\boldsymbol{l})^3} S_0 d\zeta, \tag{14}$$

where

$$G(p,z) \equiv \int^{z} (\kappa_0+\sigma_0)\rho_0\gamma d\zeta, \tag{15}$$

$$U(p,z) \equiv \int^{z} (\kappa_0+\sigma_0)\rho_0\gamma\boldsymbol{\beta}\cdot\boldsymbol{l} d\zeta.$$

$$G(p,z) \equiv \tau_* \int^{z} \frac{\kappa_0+\sigma_0}{\kappa_*}\frac{\rho_0}{\rho_*}\gamma d\tilde{\zeta},$$

$$U(p,z) \equiv \tau_* \int^{z} \frac{\kappa_0+\sigma_0}{\kappa_*}\frac{\rho_0}{\rho_*}\gamma\boldsymbol{\beta}\cdot\boldsymbol{l} d\tilde{\zeta},$$

where $\tilde{\zeta} = \zeta/R_*$ and

$\tau_* = \kappa_*\rho_* R_*,$

相対論的形式解

- 非相対論と同様に形式的に積分

$$I^{+}(p,z) = e^{G(p,z_*) - G(p,z) - U(p,z_*) + U(p,z)} I^{*}(p,z_*)$$
$$+ \int_0^z \frac{e^{G(p,\zeta) - G(p,z) - U(p,\zeta) + U(p,z)}}{\gamma^3 \left(1 - \beta \dfrac{\zeta}{r}\right)^3}$$
$$\times (\kappa_0 + \sigma_0)\rho_0 S_0 d\zeta, \tag{17}$$

where $z_* \equiv \sqrt{R_*^2 - p^2}$ if the luminous core exists. On the other hand, integrating from $z_{\rm out}$ $(= \sqrt{R_{\rm out}^2 - p^2})$ to z, we have the downward intensity $I^{-}(p,z)$ as

$$I^{-}(p,z) = -\int_{z_{\rm out}}^{z} \frac{e^{[G(p,z) - G(p,\zeta)] + [U(p,z) - U(p,\zeta)]}}{\gamma^3 \left(1 + \beta \dfrac{\zeta}{r}\right)^3}$$
$$\times (\kappa_0 + \sigma_0)\rho_0 S_0 d\zeta, \tag{18}$$

相対論的流体方程式

- 定常、球対称、重力あり、ガス圧なし

$$4\pi r^2 \rho_0 \gamma v = 4\pi r^2 \rho_0 c \gamma \beta = \dot{M},$$

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

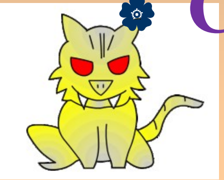
輻射輸送方程式(輻射場)
流体方程式(速度場)

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

$$\begin{aligned}\hat{r}^2\frac{\rho_0}{\rho_*}\frac{\gamma\beta}{\gamma_*\beta_*} &= 1,\\ \dot{m}\gamma^3\frac{d\beta}{d\hat{r}} &= \tau_*\frac{\kappa_0+\sigma_0}{\kappa_*}\frac{\rho_0}{\rho_*}\left(-1+\Gamma_*\gamma\frac{4\pi H_0}{\pi I_*}\hat{r}^2\right),\end{aligned}$$

- **Cycle 0** IC: β(r), $H_0(r)$
- **Cycle 1A** radiation I
- **Cycle 1B** velocity β
- **Cycle 2 to L** repeat

- パラメータ
  - τ＊（光学的厚み）
  - Γ＊（エディントン比）
  - β_{out}（終端速度）
- 固有値
  - dot m（質量放出率）

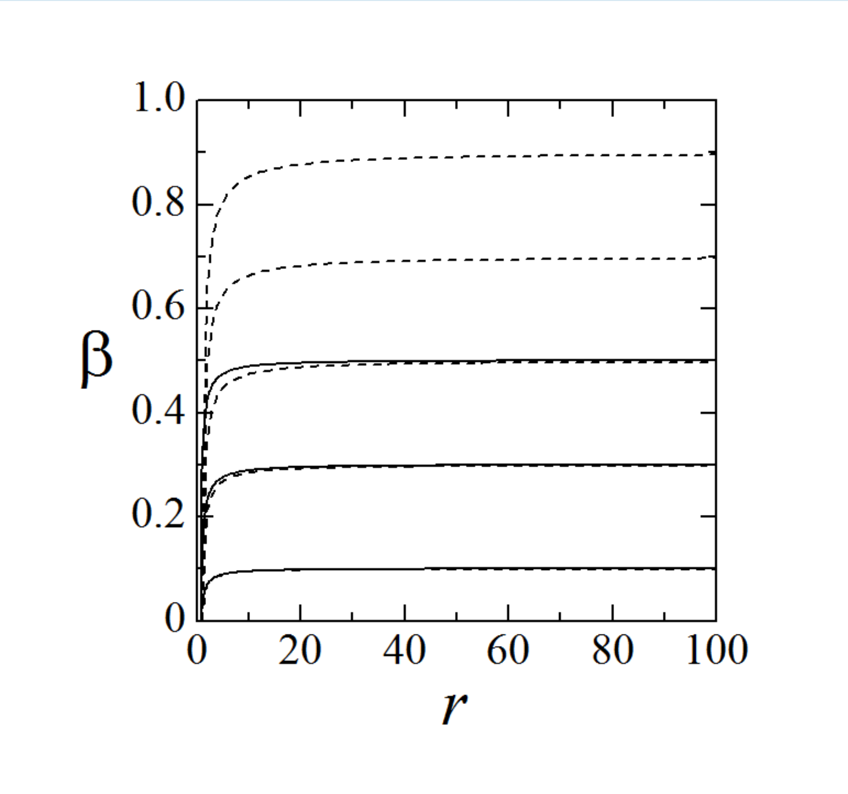


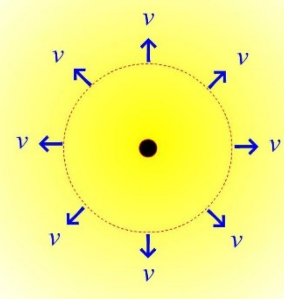
３　輻射圧駆動相対論的球対称風の性質

Relativistic Radiative Transfer in Relativistic Spherial Flows

速度場

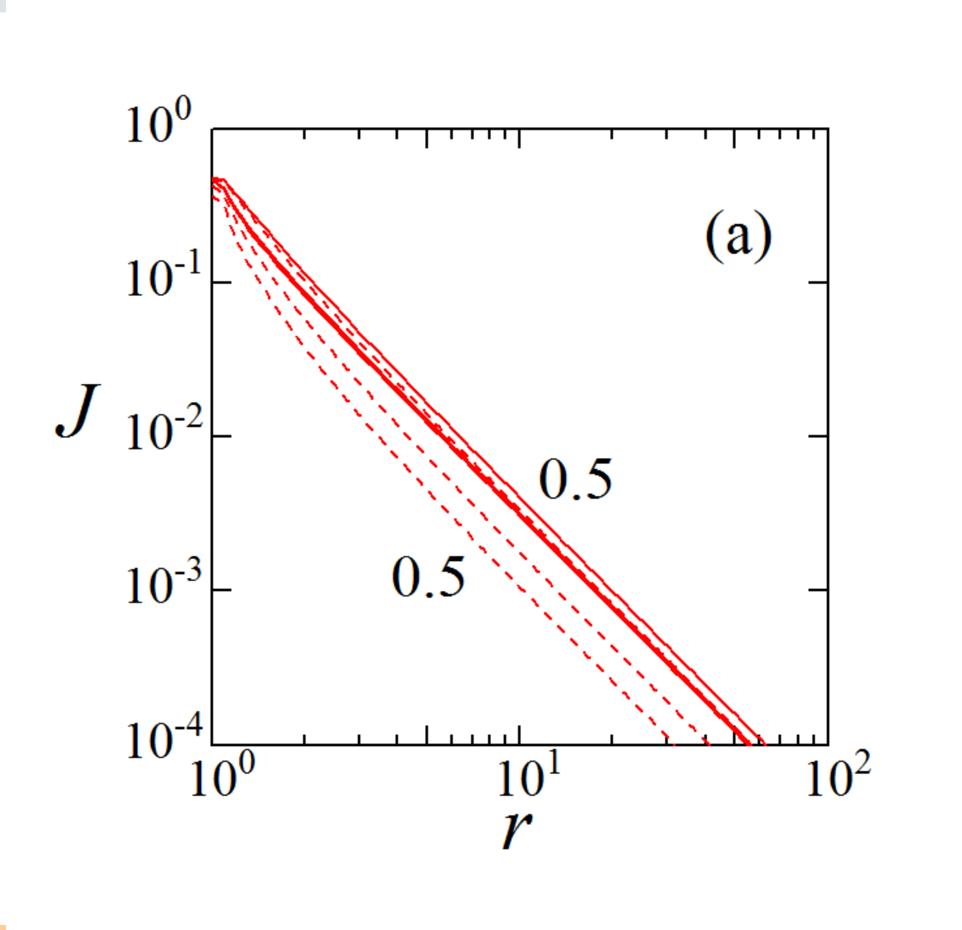
- 球状光源：R^*、I^*
- 散乱のみ：$S_0 = J_0$
- パラメータ
  - $\Gamma^* = 5$
  - $\tau^* = 3$
  - βout
- Rin=R^*; Rout=100R^*
- 破線：初期条件
- 実線：収束結果
- コア近傍で加速





モーメント量

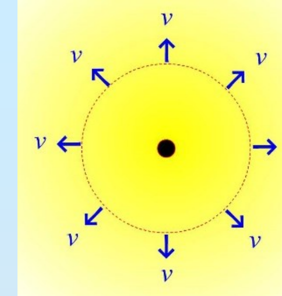
- 平均強度J(波線:共動系、実線:静止系)
- $\tau^*=3$ ($R_{\mathrm{out}}=100R^*$)



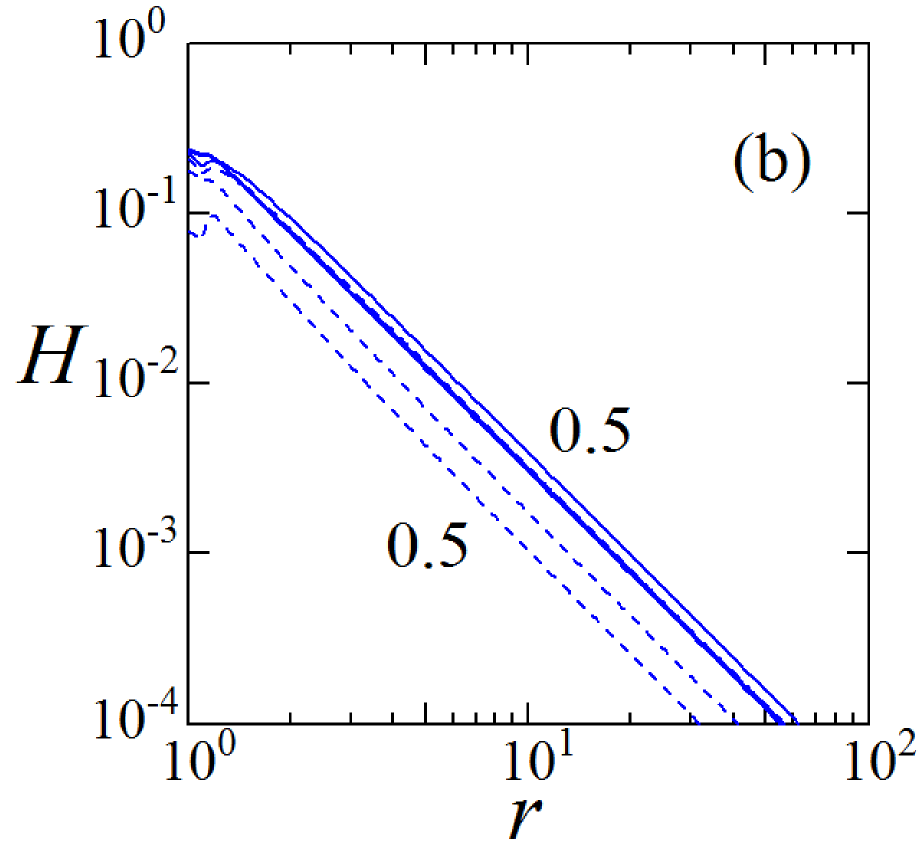
- 低速

  $J \propto r^{-3} \sim r^{-2}$
- 高速

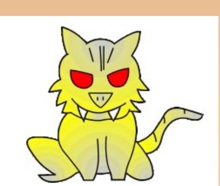
モーメント量



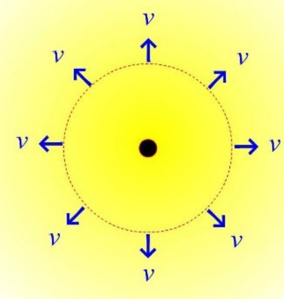
- 平均流束H（波線：共動系、実線：静止系）
- $\tau^*=3$（$R_{\mathrm{out}}=100R^*$）



- 低速
  $H \propto r^{-2}$
- 高速



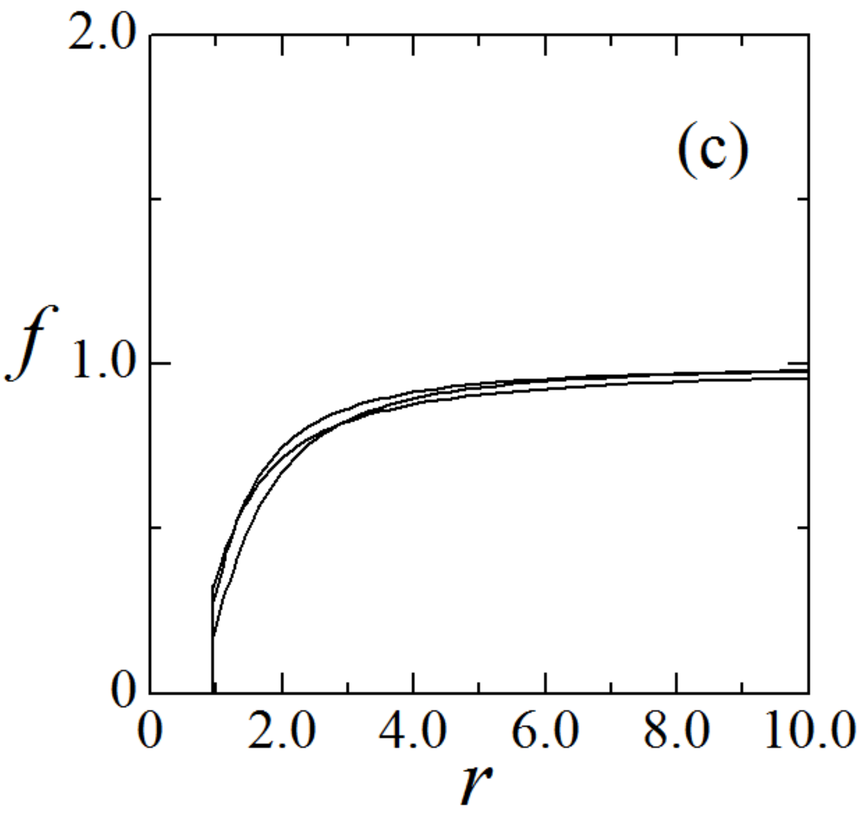
エディントン因子 $f=K_0/J_0$



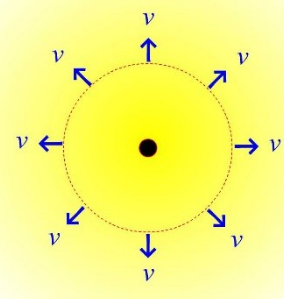
- $\tau^*=3$（$R_{\rm out}=100R^*$）
- 低速

  $f=1/3\sim1$

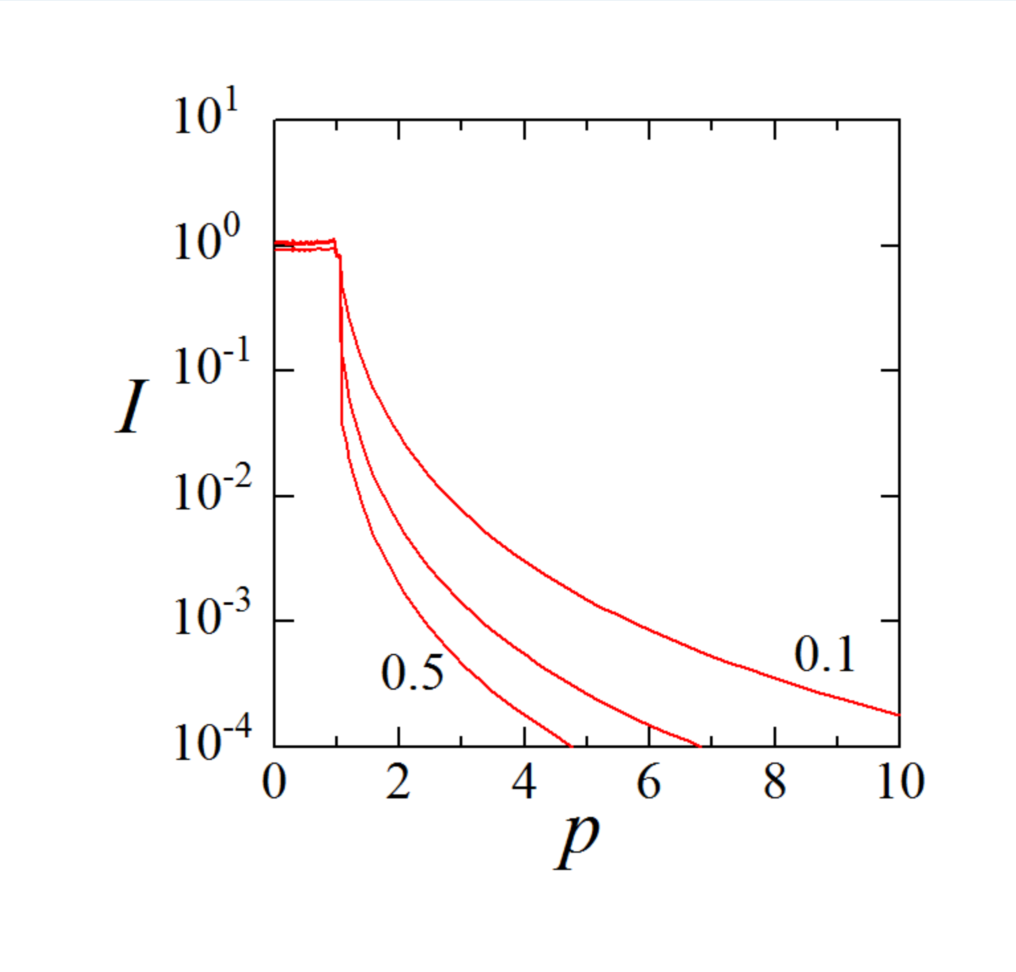
  幾何学的効果
- 高速



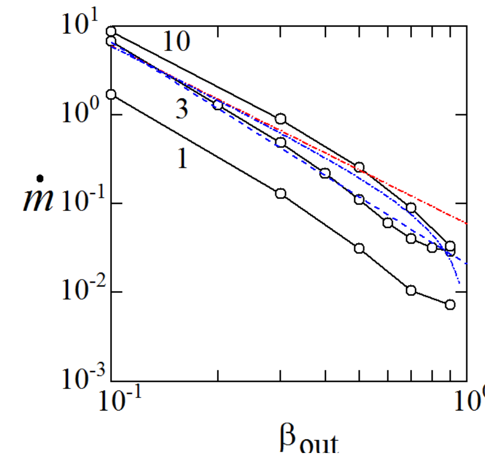
出射強度★



- 表面輝度$I^+(p, z_{\rm out})$・・・輻射輸送を解かないとわからない
- $\tau^*=3$（$R_{\rm out}=100R^*$）
- 低速
  コア~エンベロープ



物理量の関係



- 数値計算（○―○）
- フィット式（破線）

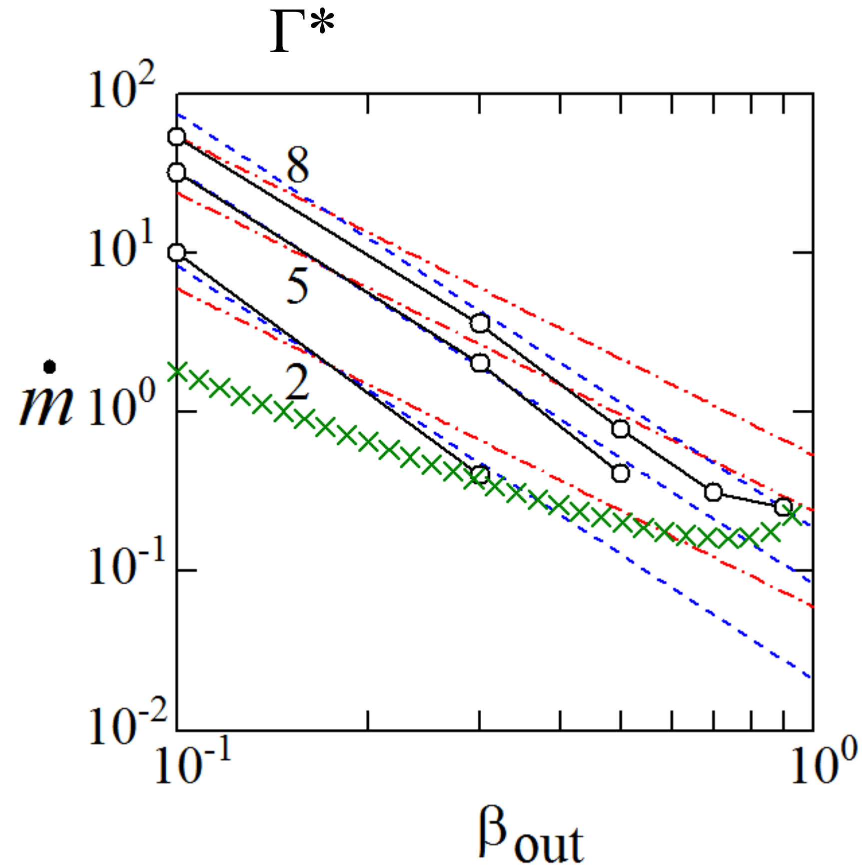
$$\dot{m} = 0.7(\Gamma_* - 1)\tau_* \beta_* \beta_{out}^{-2.6}$$

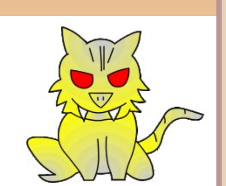
- 封筒裏計算（一点鎖線）

$$\dot{m} = 2(\Gamma_* - 1)\tau_* \beta_* \beta_{out}^{-2}$$

- net force=0（×印）

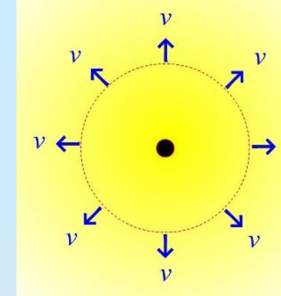
$$\Gamma_* = \sqrt{\frac{(1+\beta)^3}{1-\beta}}$$





ASJ M

まとめ

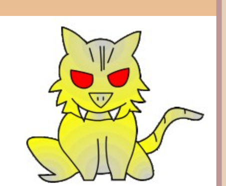


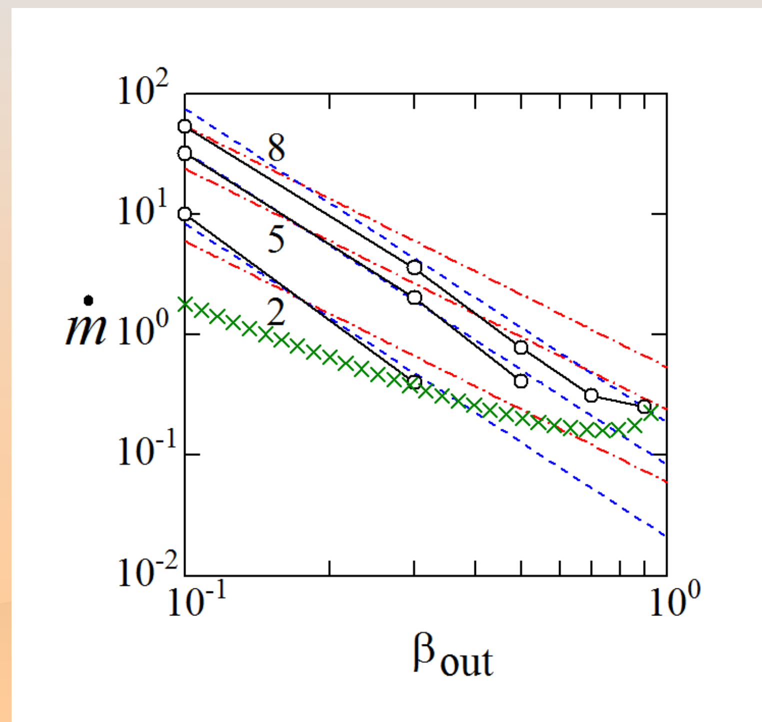
- 光学的厚さが1のオーダーの流れ
- エディントン因子の変化
- 関係式や加速限界が得られた

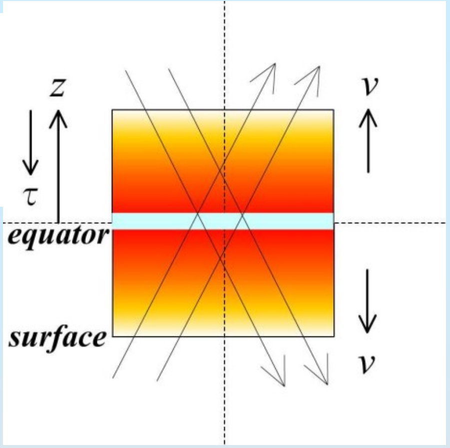
$$\dot{m} = 0.7(\Gamma_* - 1)\tau_* \beta_* \beta_{\mathrm{out}}^{-2.6}$$

$$\dot{m} = 2(\Gamma_* - 1)\tau_* \beta_* \beta_{\mathrm{out}}^{-2}$$

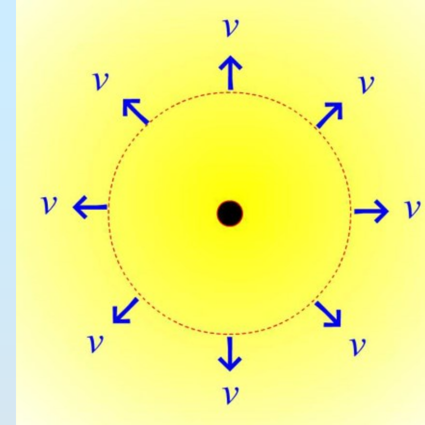
$$\Gamma_* = \sqrt{\frac{(1+\beta)^3}{1-\beta}}$$



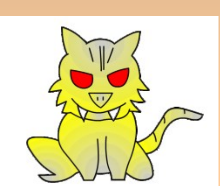


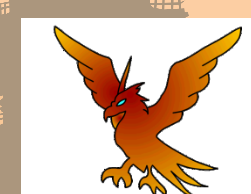


4　次の課題

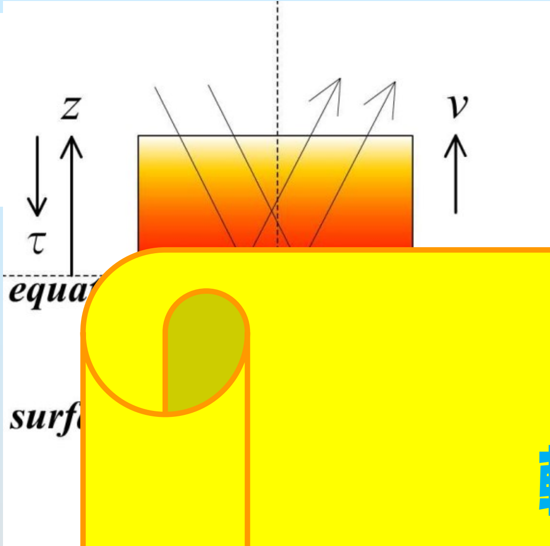


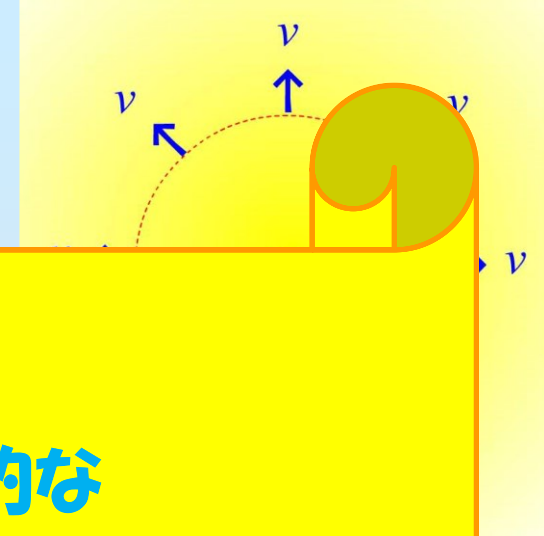
- 相対論的平行平板流の相対論的形式解の導出
  - 速度場を与えて相対論的輻射輸送を解く
    Fukue 2014
  - 速度場と輻射場を同時に解く
    Fukue 2015
  - 重力場を入れる
    竹田講演
- 相対論的球対称流の相対論的形式解の導出
  - 速度場を与えて相対論的輻射輸送を解く
    Fukue 2017a
  - 速度場と輻射場を同時に解く！
    Fukue 2017b
  - 重力場を入れる
    本講演



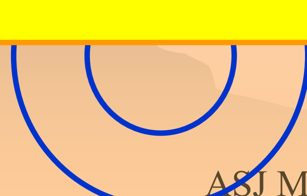


4　次の課題

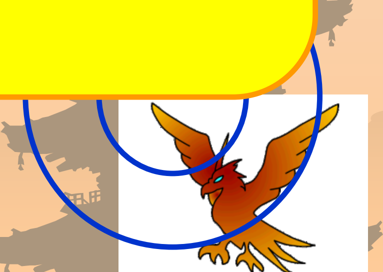




圧力勾配力を入れた
輻射圧で駆動する相対論的な
球対称風
球対称降着
降着円盤風
振動数依存性を入れた
球対称風のスペクトル
球対称降着のスペクトル
降着円盤風のスペクトル



Fukue 2015



Fukue 2017?