

輻射磁気流体シミュレーション によるブラックホールの成長と フィードバックについて

大須賀健 (国立天文台/総研大)

高橋博之, 川島朋尚, 橋詰克也, 野村真理子(国立天文台)

竹内駿, 嶺重慎 (元京都大学/京都大学)

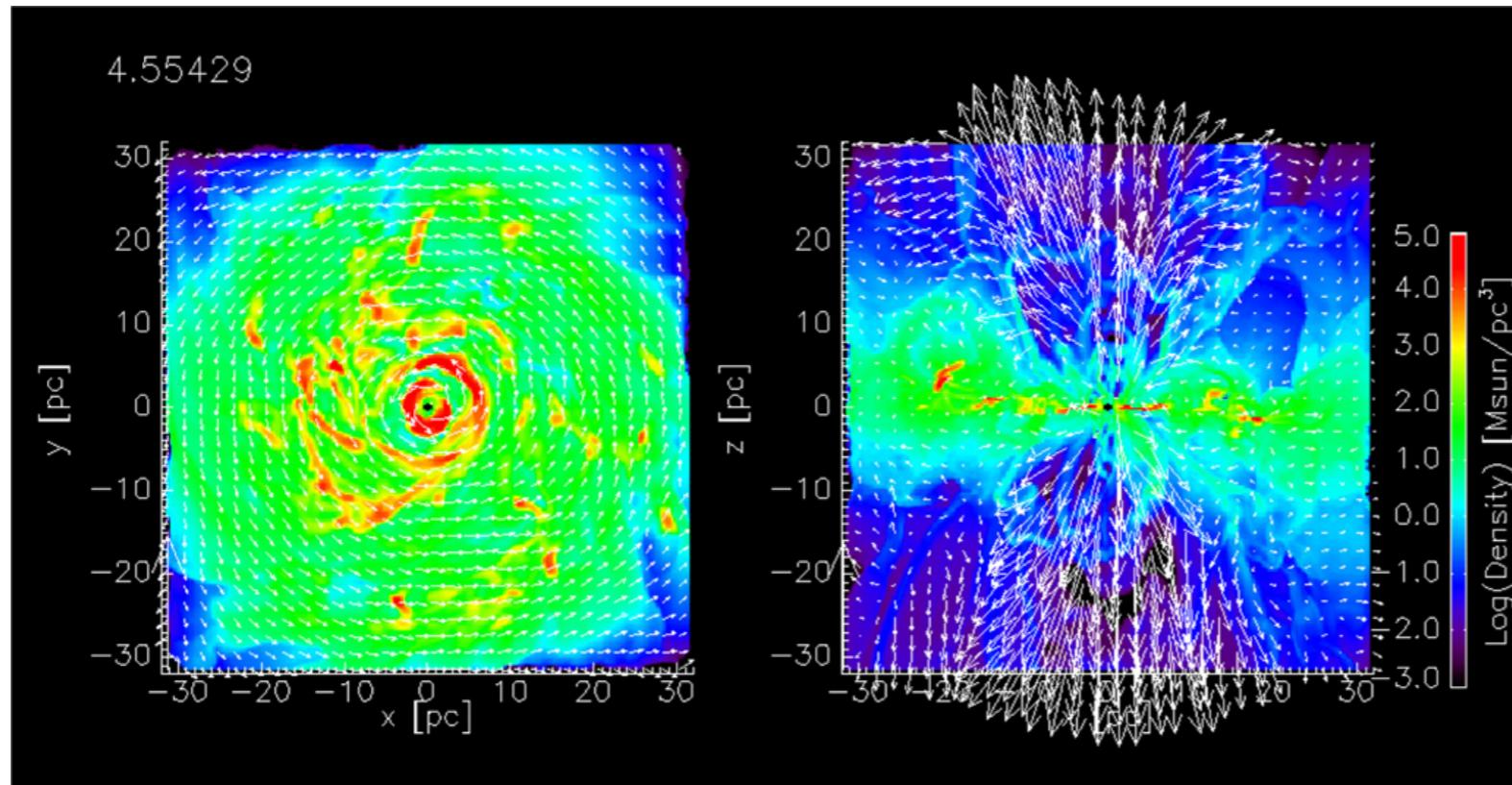
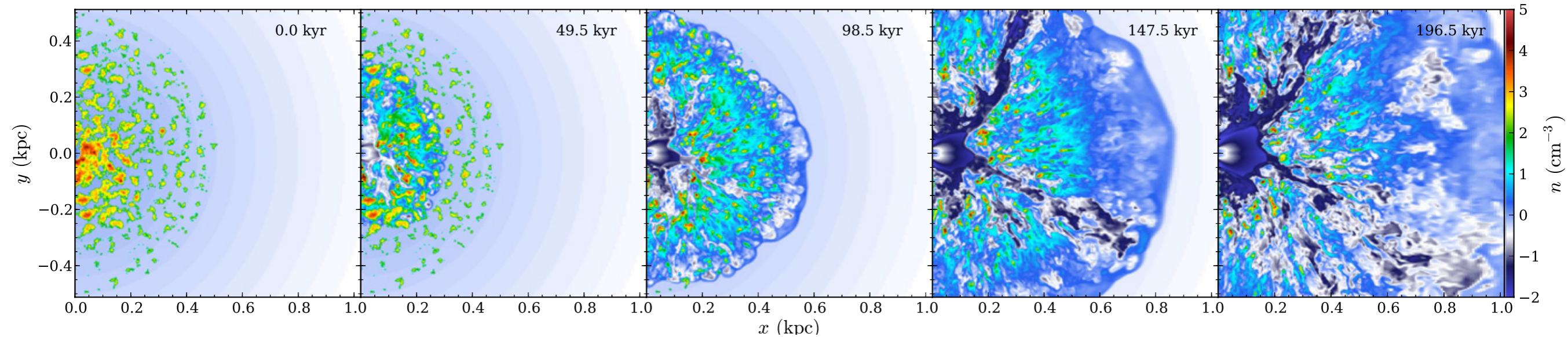
BHからのフィードバック

- 輻射, ジェット, 円盤風のどれが効くか?
- 運動量とエネルギー, どっちが効くか?
- BH質量依存性? 質量降着率依存性?
Redshift依存性? 磁場依存性?
- そもそも星形成を促進するのか阻害するのか?

→ 輻射, ジェット, 円盤風のパワーや発生条件
を調べることがBH研究の意義（役割）

Outflowが星間空間を伝搬

Wagner et al. 2013

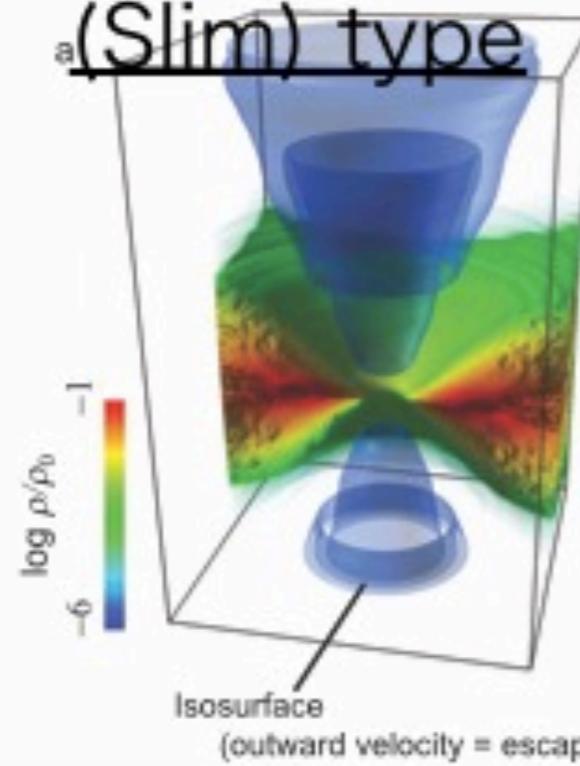


BH近傍からの
輻射でTorusが
形成！

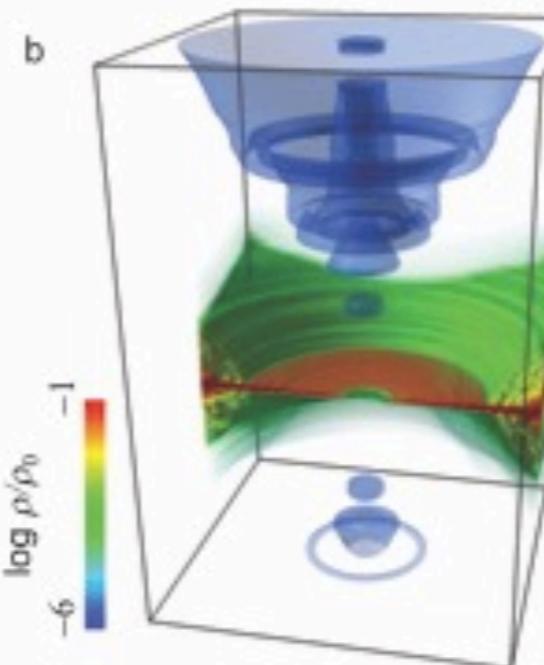
Wada 2012

Super-Eddington (Slim) type

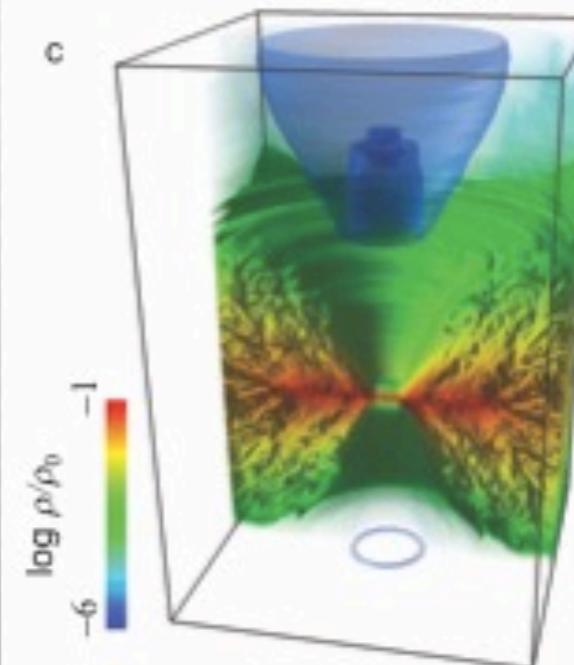
ガス密度



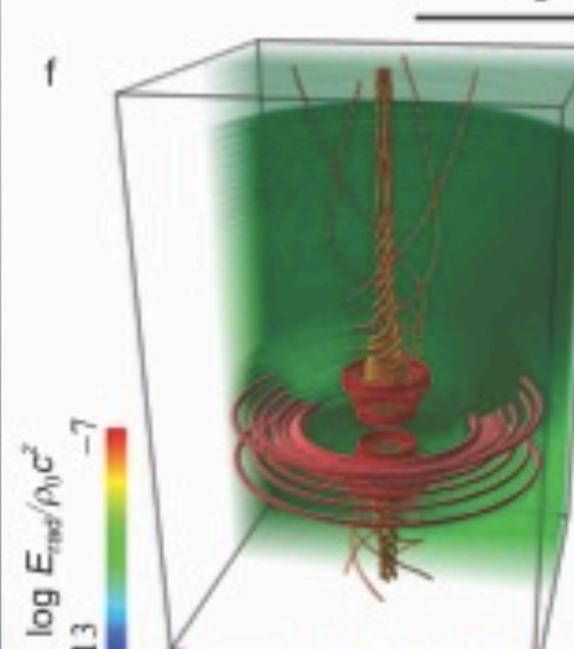
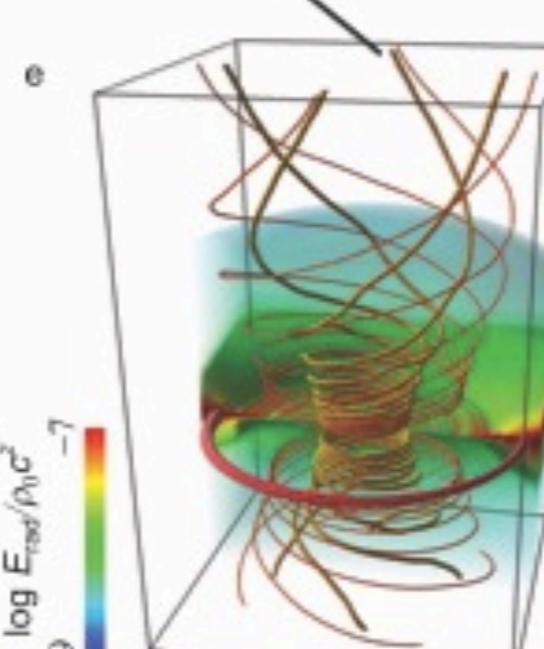
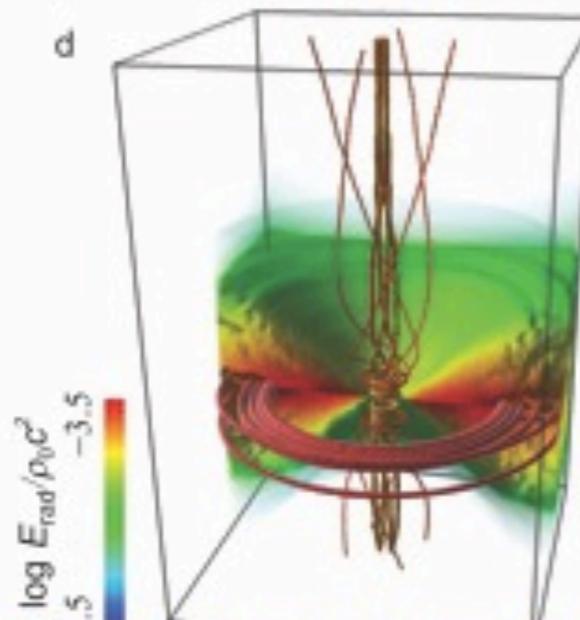
Standard type



RIAF type

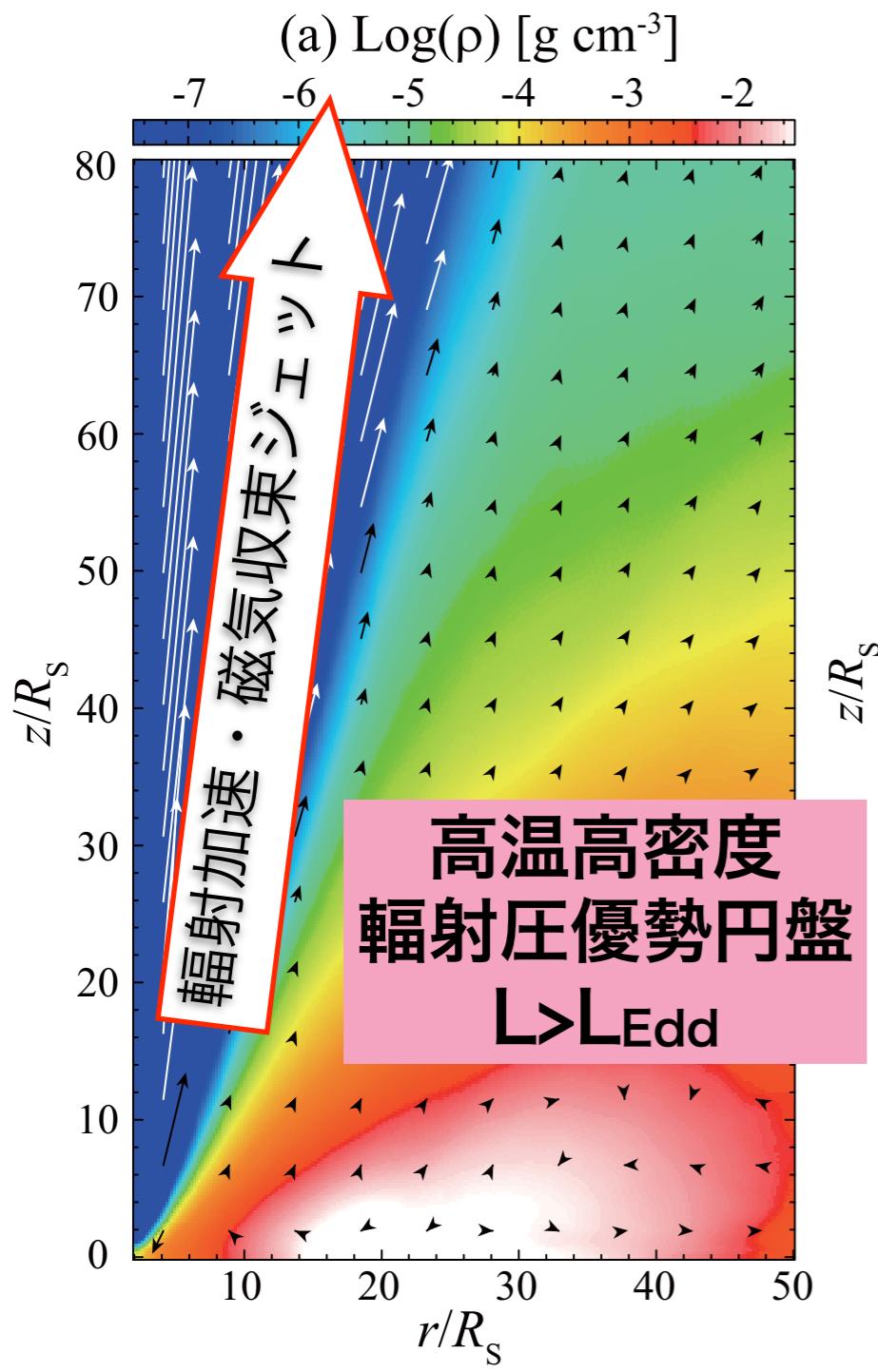


輻射工ネルギー
+ 磁力線構造

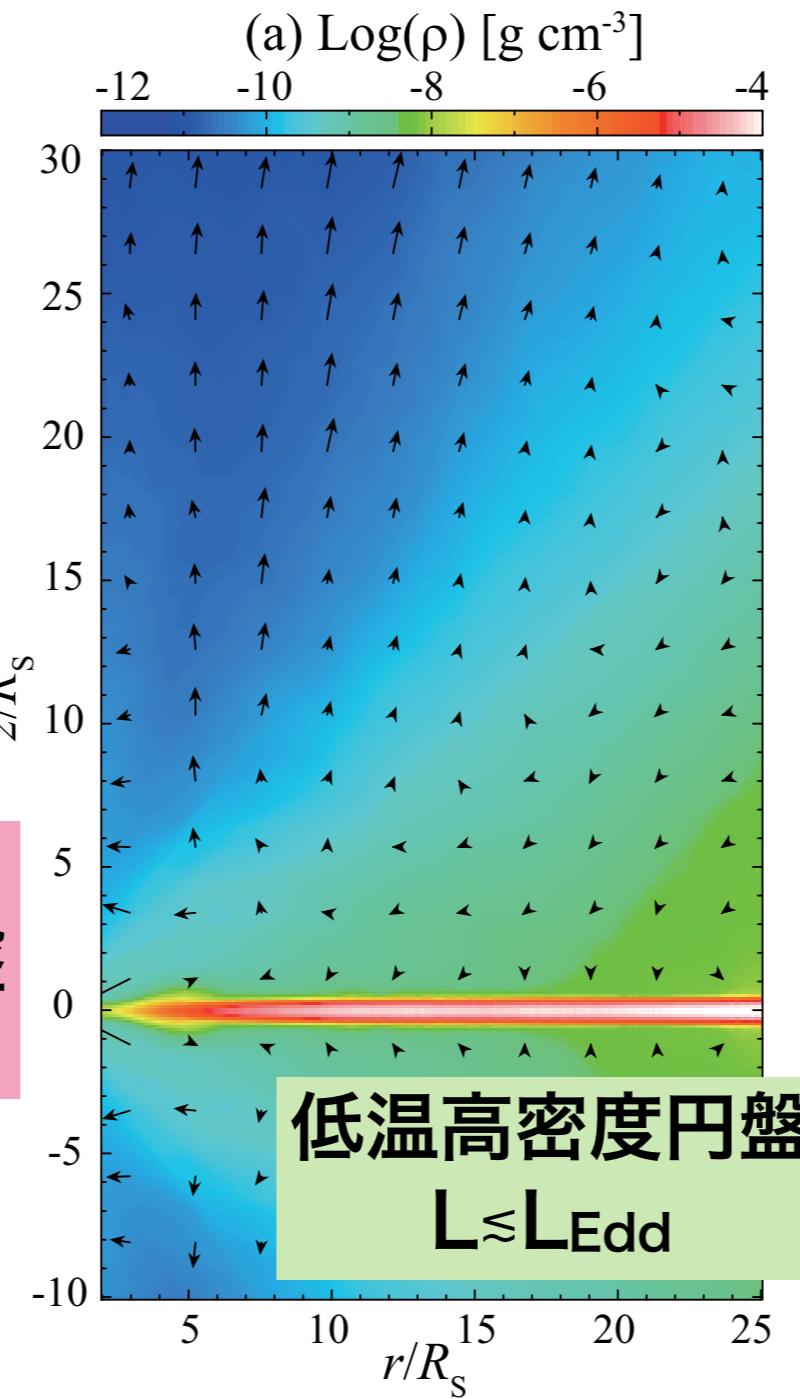


輻射磁気流体力学シミュレーション(輻射輸送, 輻射-物質相互作用, 磁場, 流体, 重力)で三つの降着モードを再現!

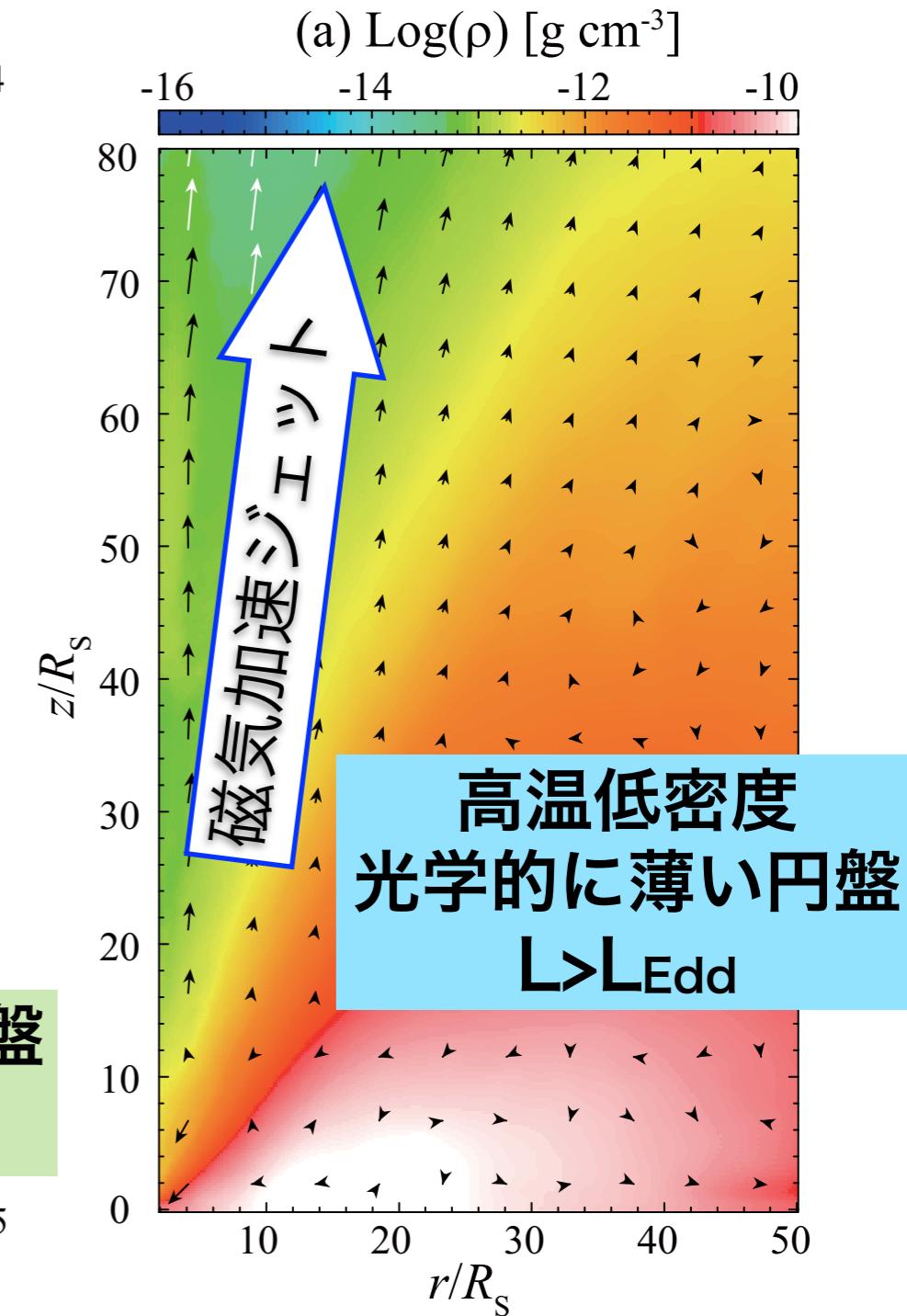
Super-Edd.



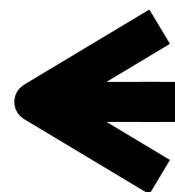
Standard



RIAF



Mass Accretion Rate



Super-Edd. diskからの フィードバック

Super-Eddington光度での輻射と、強力な輻射圧(電子散乱)によって生み出されるジェットや円盤風

BH近傍(<10²R_s):

- ・円盤とジェットの形状、ジェットのパワー、磁場形状などが明らかに。
- ・Ohsuga et al. 2009を皮切りに、Sadowski et al. 2014, Mckinny et al. 2014, Jiang et al. 2014, Takahashi & Ohsuga et al. 2014など、世界中で激しい競争。

BH遠方(10²-10⁴R_s):

- ・強力な円盤風の広がりや形状、パワーが徐々に解明されつつある(Takeuchi et al. 2013, Hashizume et al. 2014)。

GR-RMHDシミュレーション

連続の式

$$\partial_t (\sqrt{-g} \rho u^t) + \partial_i (\sqrt{-g} \rho u^i) = 0$$

Gauss's law

$$\partial_i (\sqrt{-g} B^i) = 0$$

誘導方程式

$$\partial_t (\sqrt{-g} B^i) = -\partial_j [\sqrt{-g} (b^j u^i - b^i u^j)]$$

MHDエネルギー
運動量保存

$$\partial_t (\sqrt{-g} T_\nu^t) + \partial_i (\sqrt{-g} T_\nu^i) = \sqrt{-g} T_\lambda^\kappa \Gamma_{\nu\kappa}^\lambda + \sqrt{-g} G_\nu$$

輻射エネルギー
運動量保存

$$\partial_t (\sqrt{-g} R_\nu^t) + \partial_i (\sqrt{-g} R_\nu^i) = \sqrt{-g} R_\lambda^\kappa \Gamma_{\nu\kappa}^\lambda - \sqrt{-g} G_\nu$$

輻射4元力

$$G^\mu = -\rho(\kappa_a + \kappa_s)R^{\mu\nu}u_\nu - \rho(\kappa_s R^{\alpha\beta}u_\alpha u_\beta + \kappa_a 4\pi B)u^\mu$$

M1-closure

$$R^{\mu\nu} = \frac{4}{3}\bar{E}_R u_R^\mu u_R^\nu + \frac{1}{3}\bar{E}_R g^{\mu\nu}$$

metric: Kerr-Schild座標 (固定メトリック)

div B条件: flux-CT法、輻射4元力の取り扱い : operator splitting + semi-implicit法

解くべき方程式

$$\partial_t U + \partial_x F^x = S$$

移流項

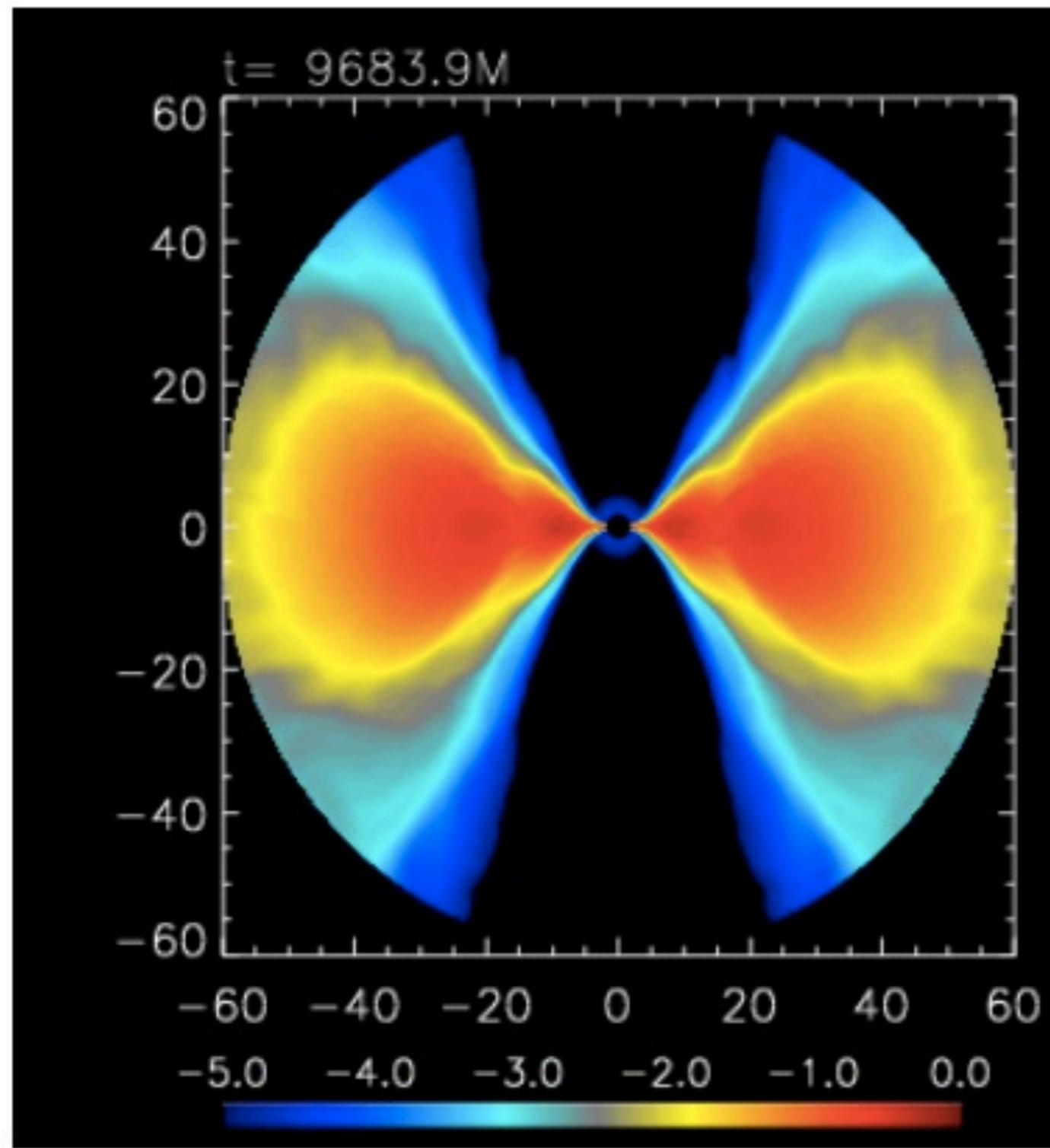
$$\partial_t U + \partial_x F^x = 0$$

陽解法

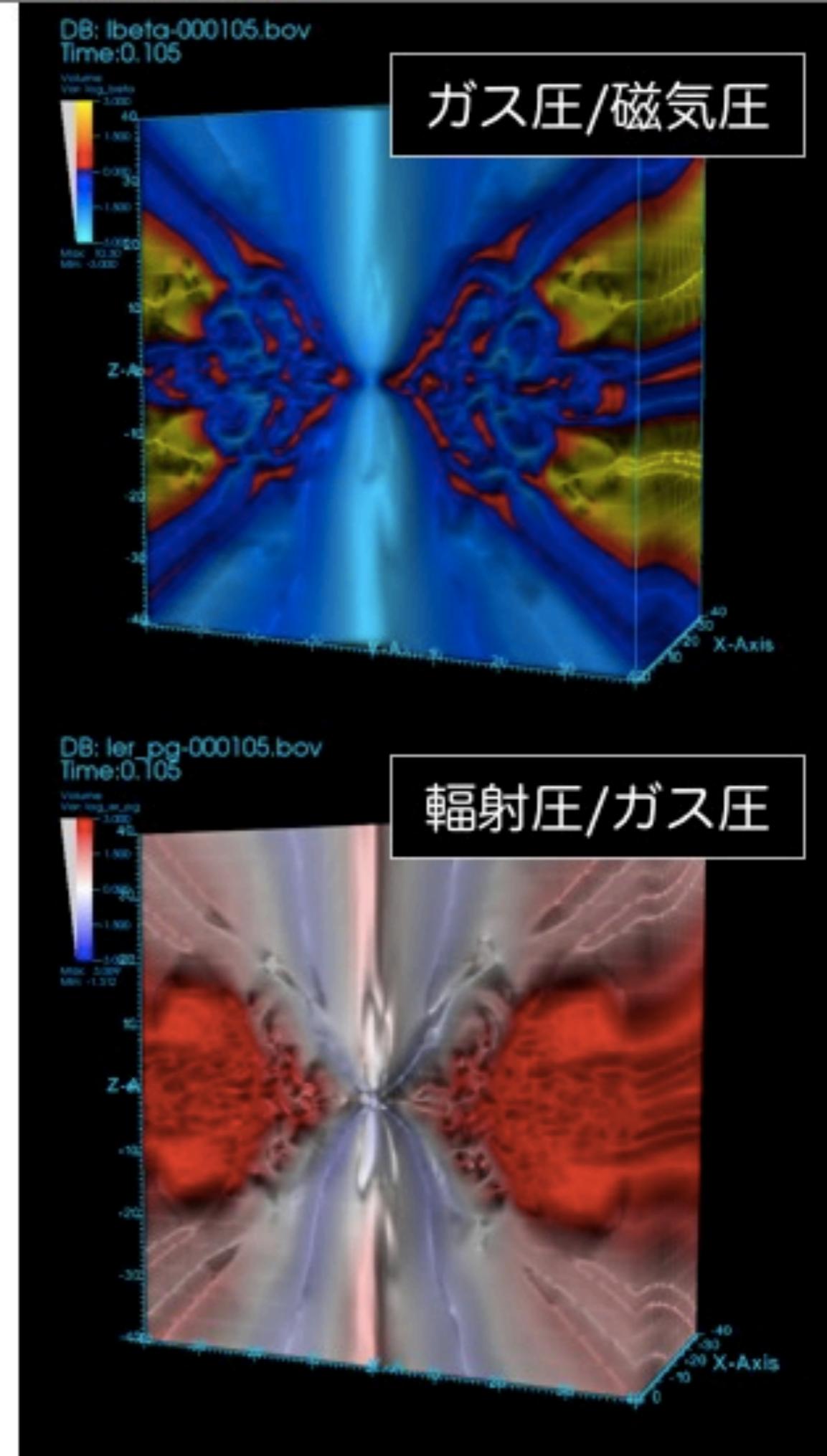
ソース項

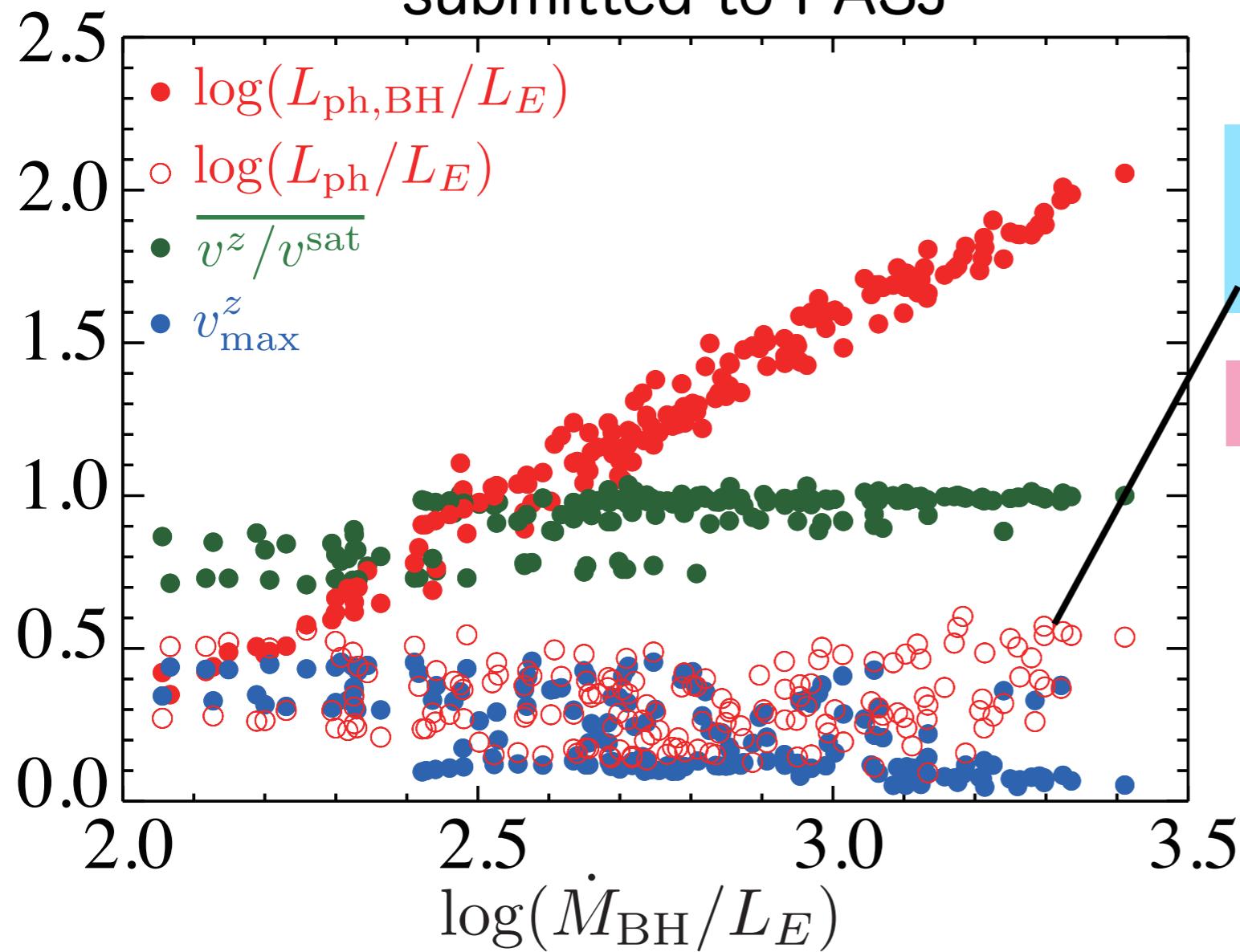
$$\partial_t U = S$$

陰解法



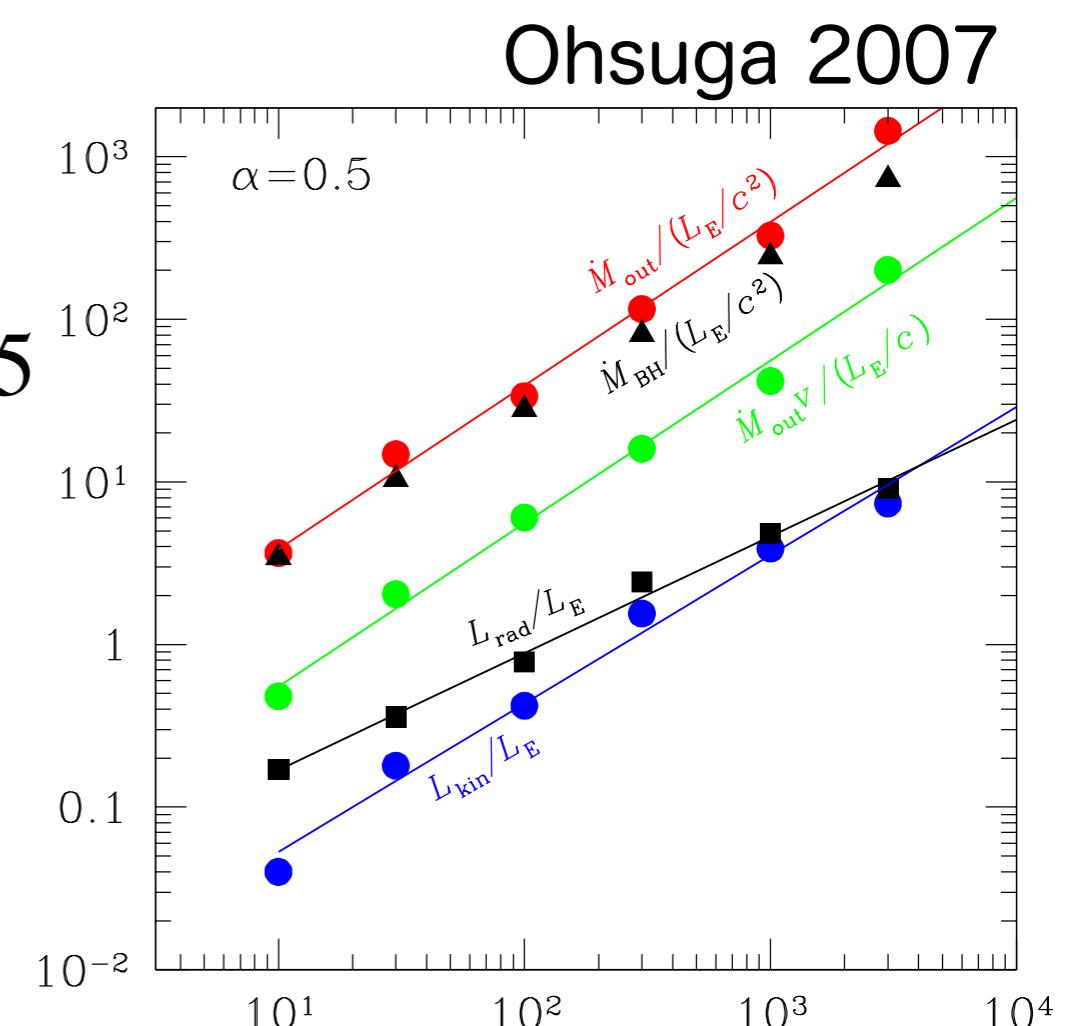
円盤内：輻射E \gg 磁気E $>$ ガスの熱E
 アウトフロー：磁気E \sim 輻射E \gg ガスの熱E





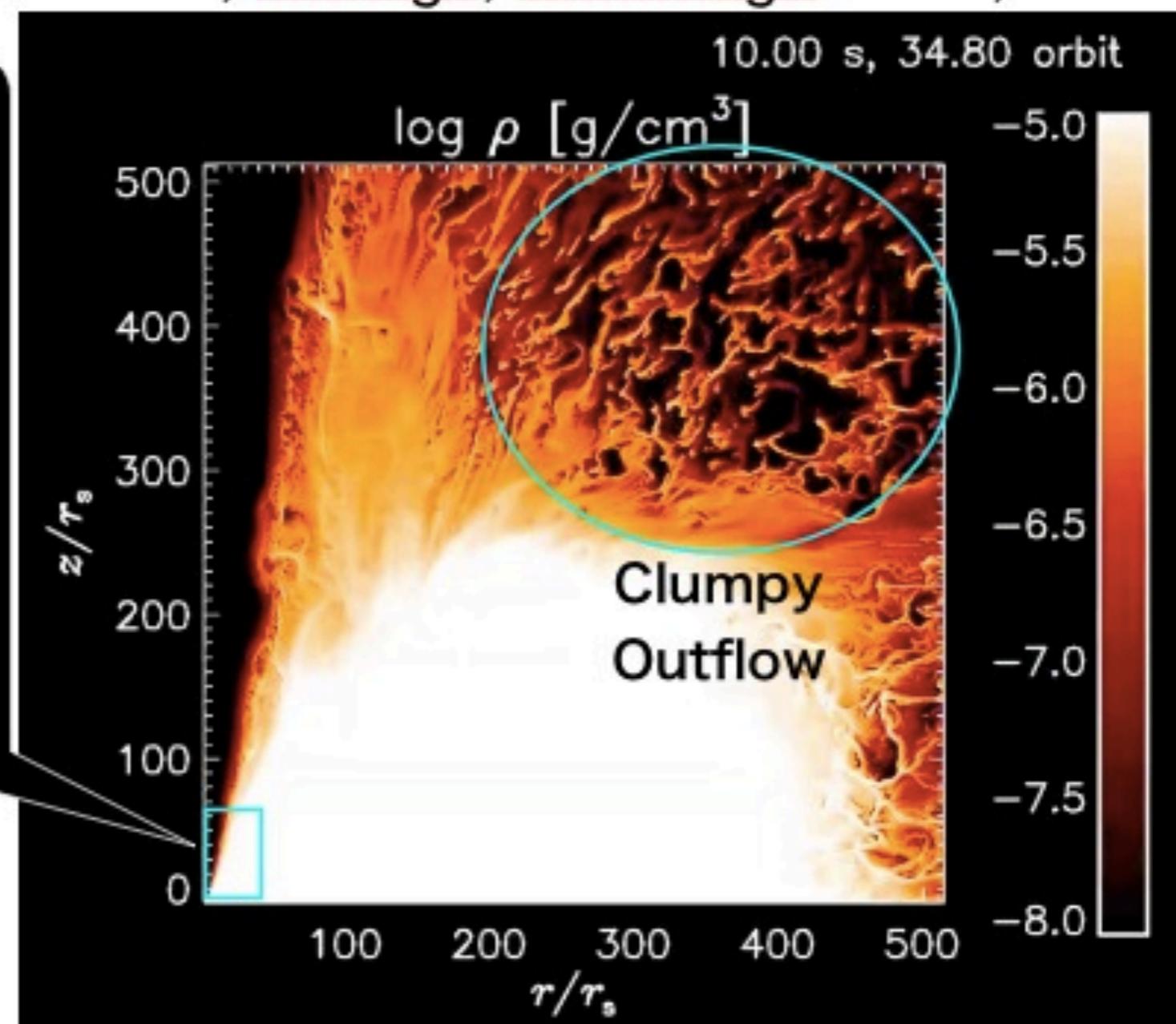
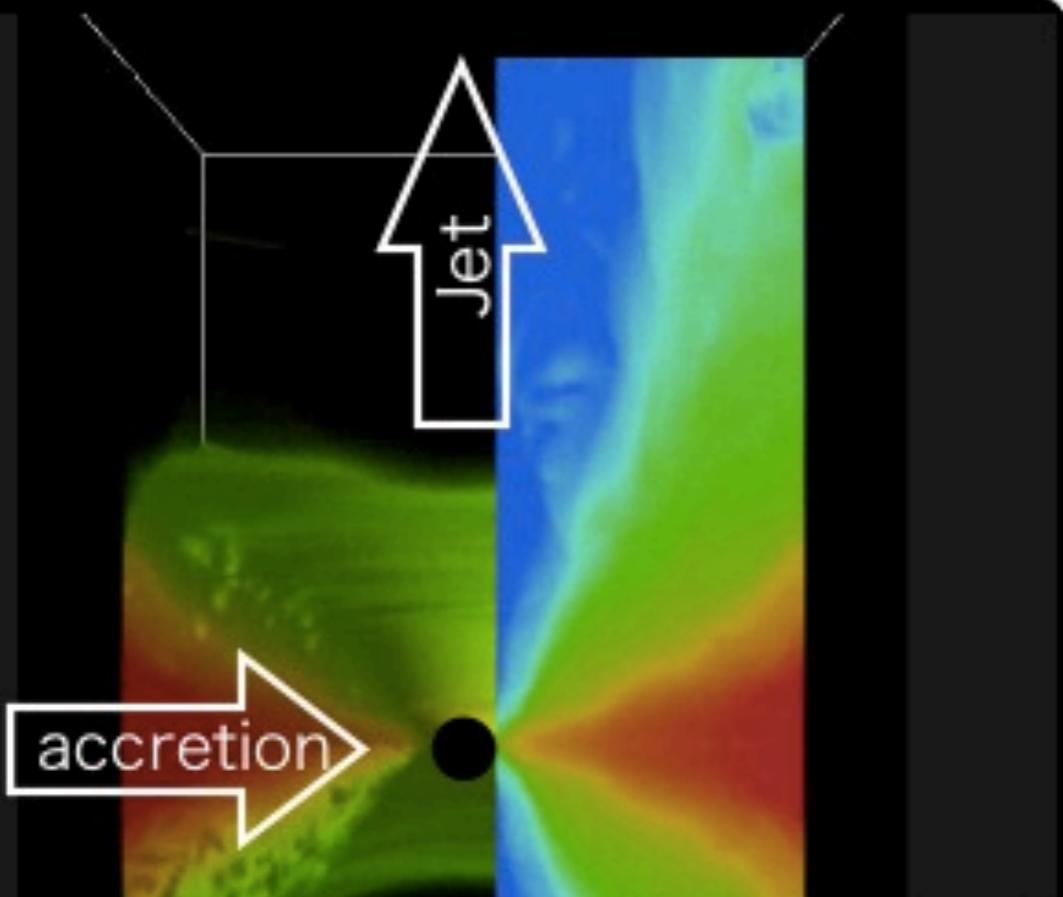
ただし, Ohsuga et al. 2007や
Sadowski et al. 2014と異なる！

光度やジェットパワーは
Mdotsにほとんど依存しない。
BHスピンの効果は計算中。



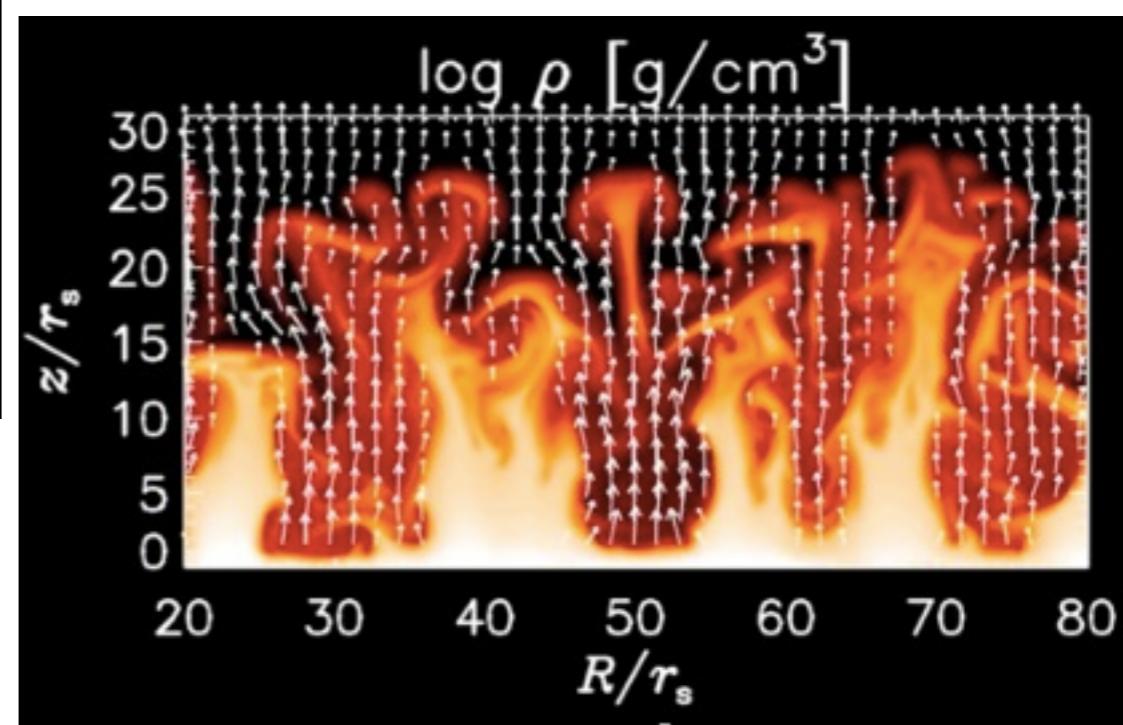
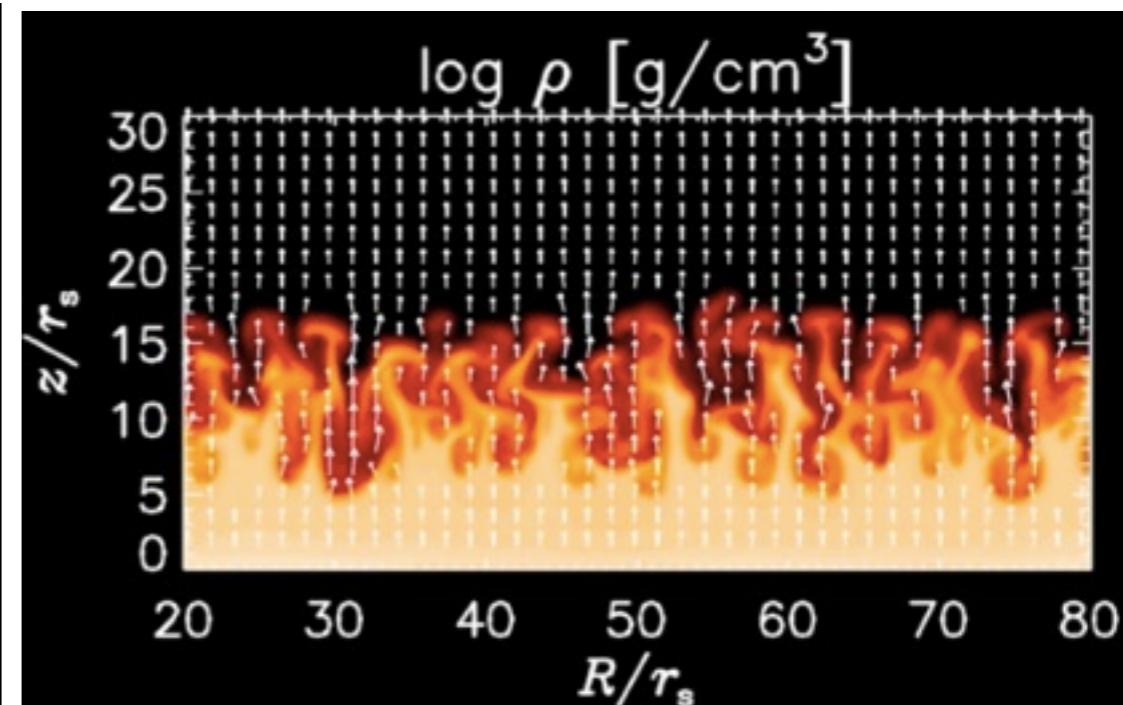
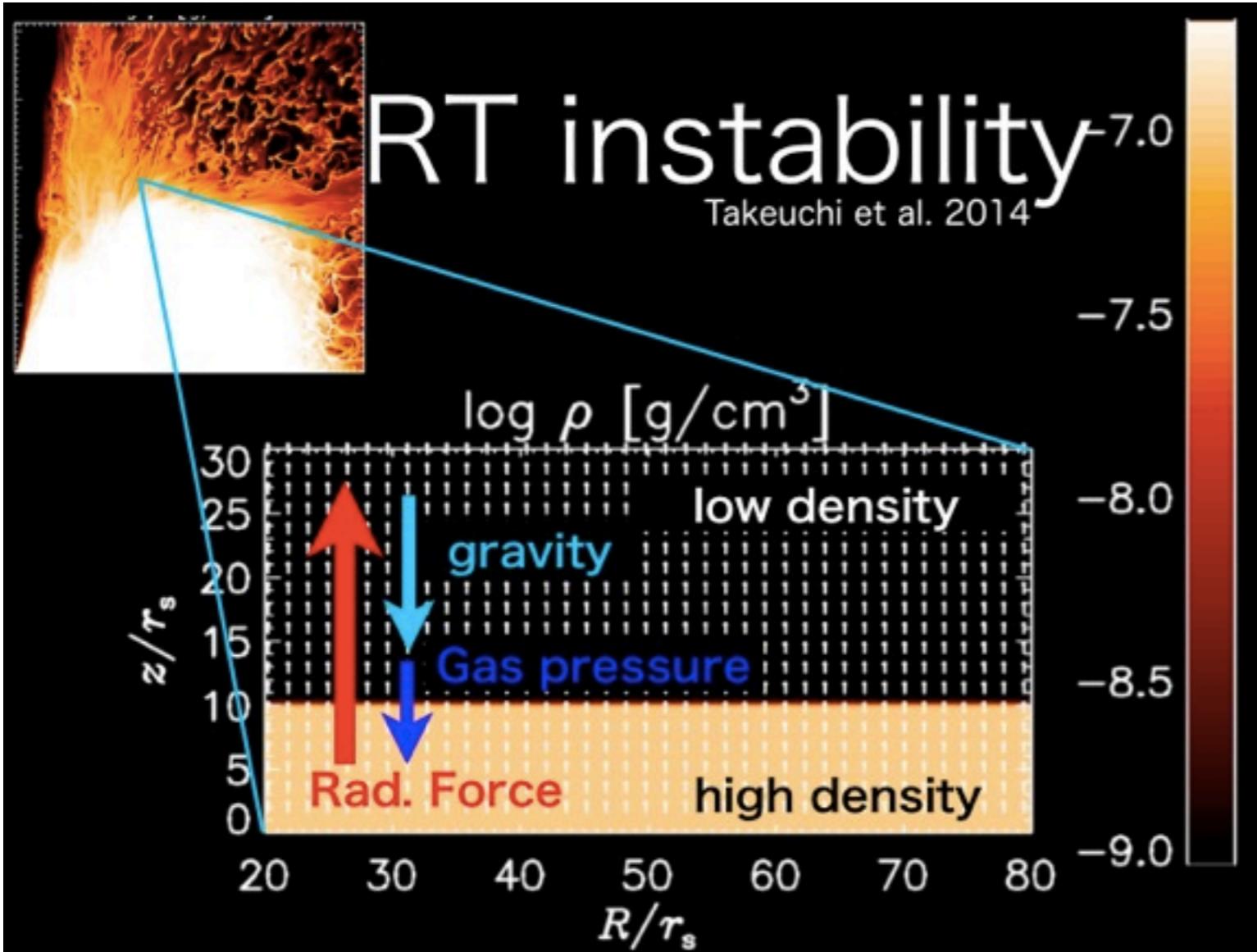
CLUMPY DISK WIND

Takeuchi, Ohsuga, Mineshige 2013; 2014



Time-dependent, Clumpy
outflow with wide angle
(20° ~ 50°)

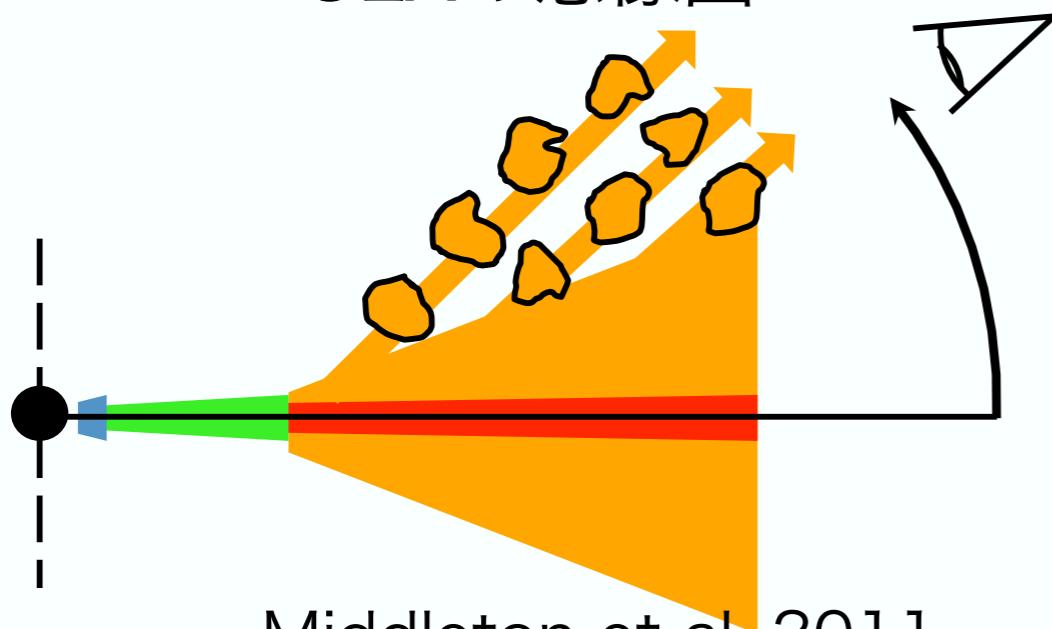
RT-instability



強輻射場中のRT不安定
→光学的厚みが1程度に分裂

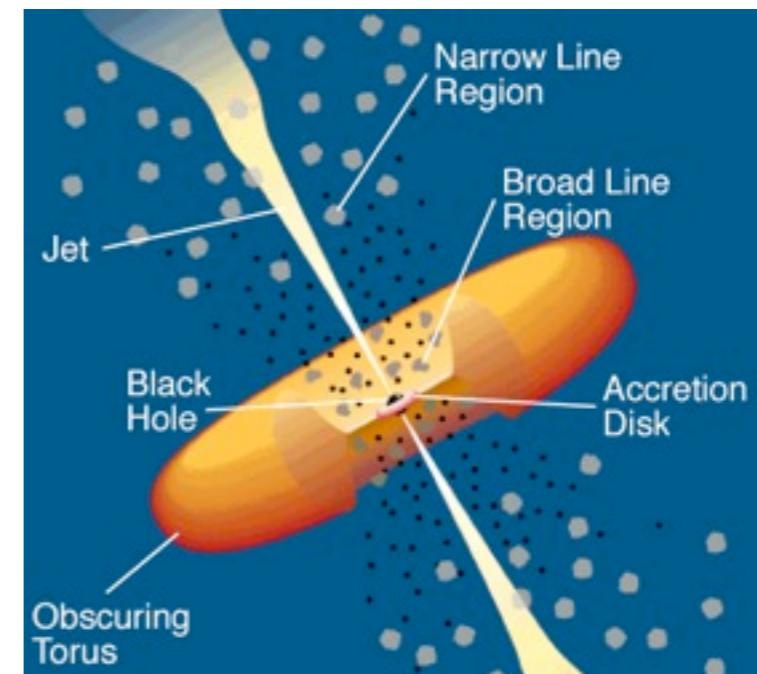
Clumpy Structure

ULXの想像図



Middleton et al. 2011

AGNの想像図



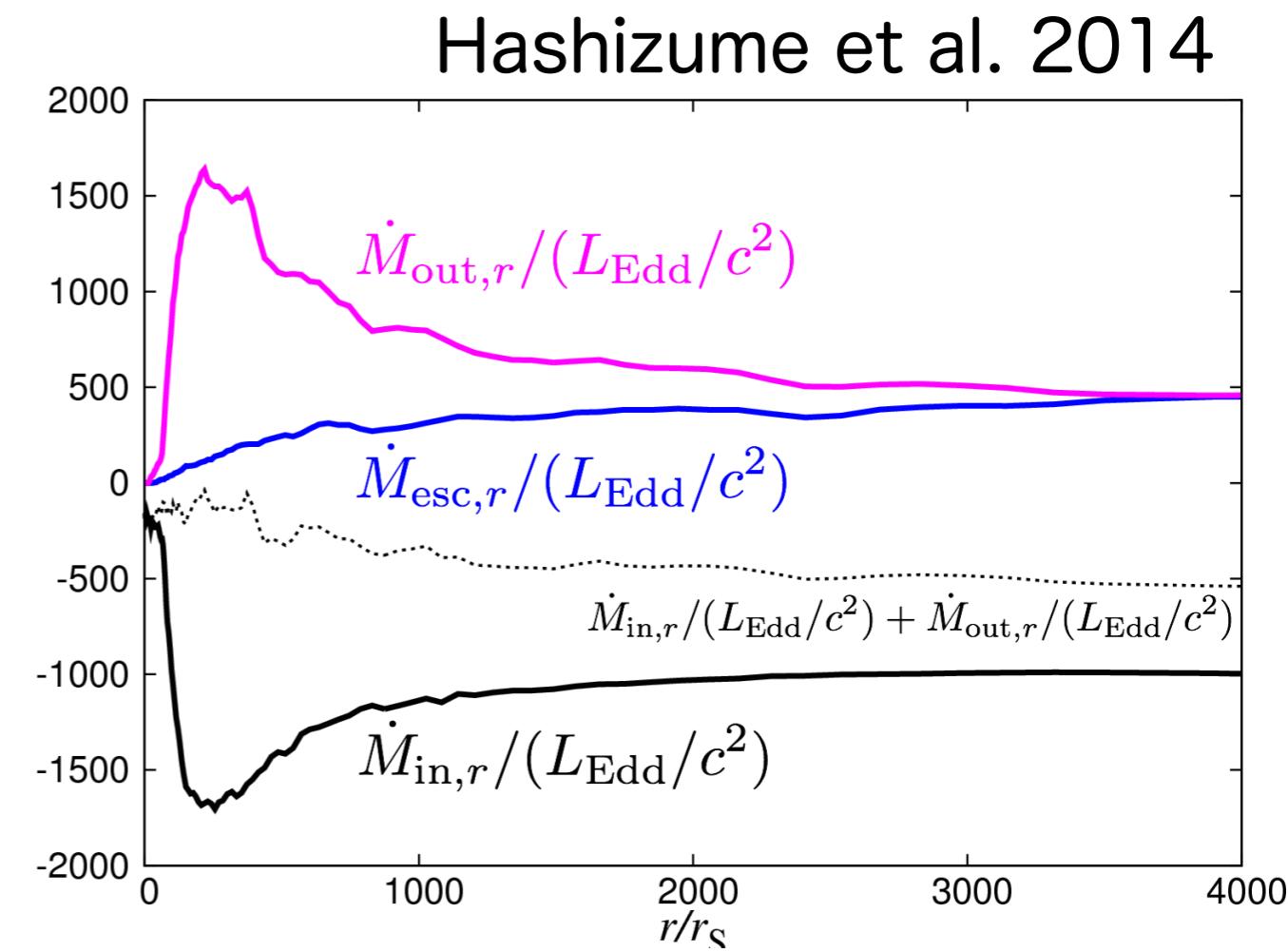
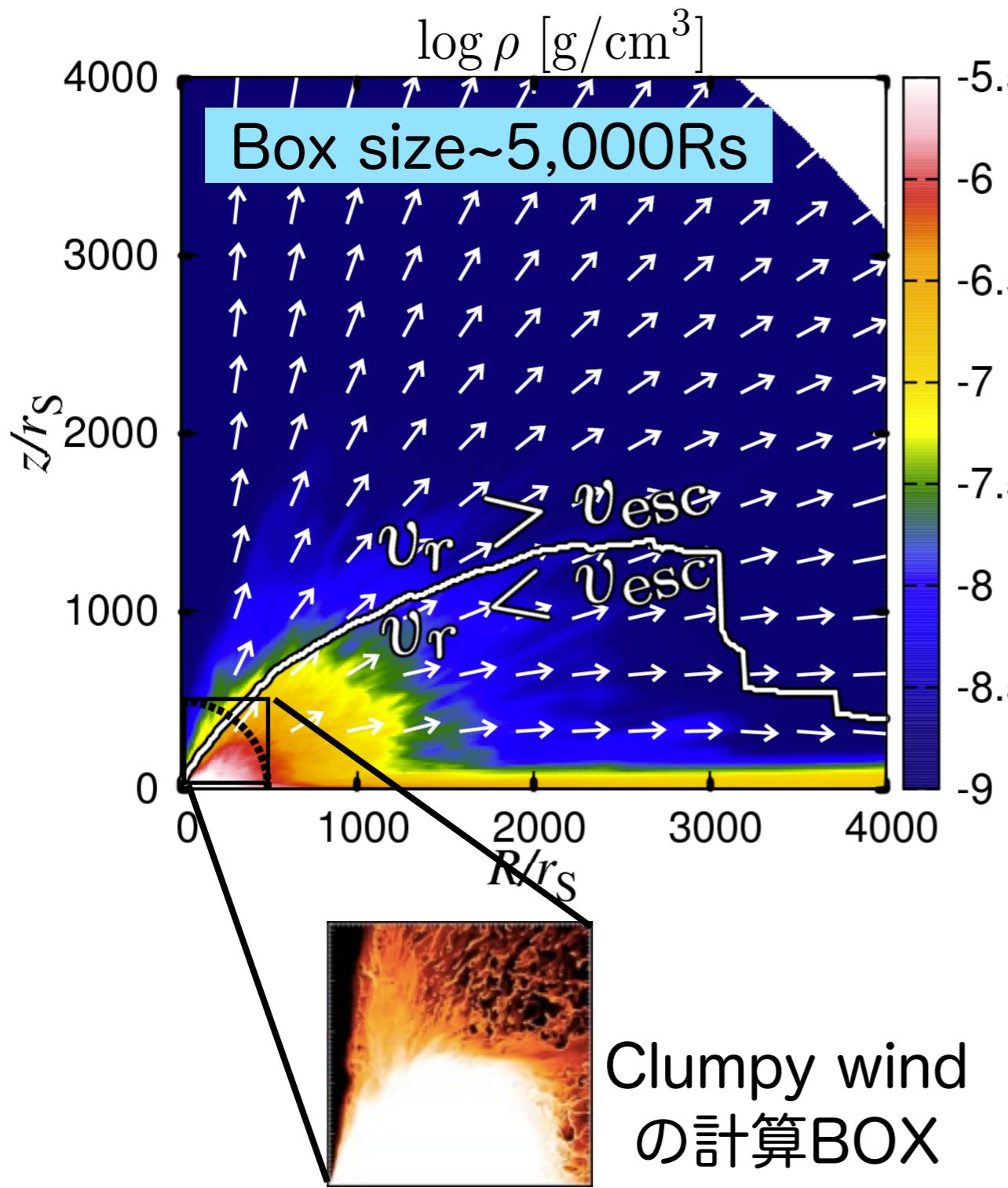
Clumpy Wind

ULXやUFOの観測を説明するのに都合がよい。

Clumps in AGN

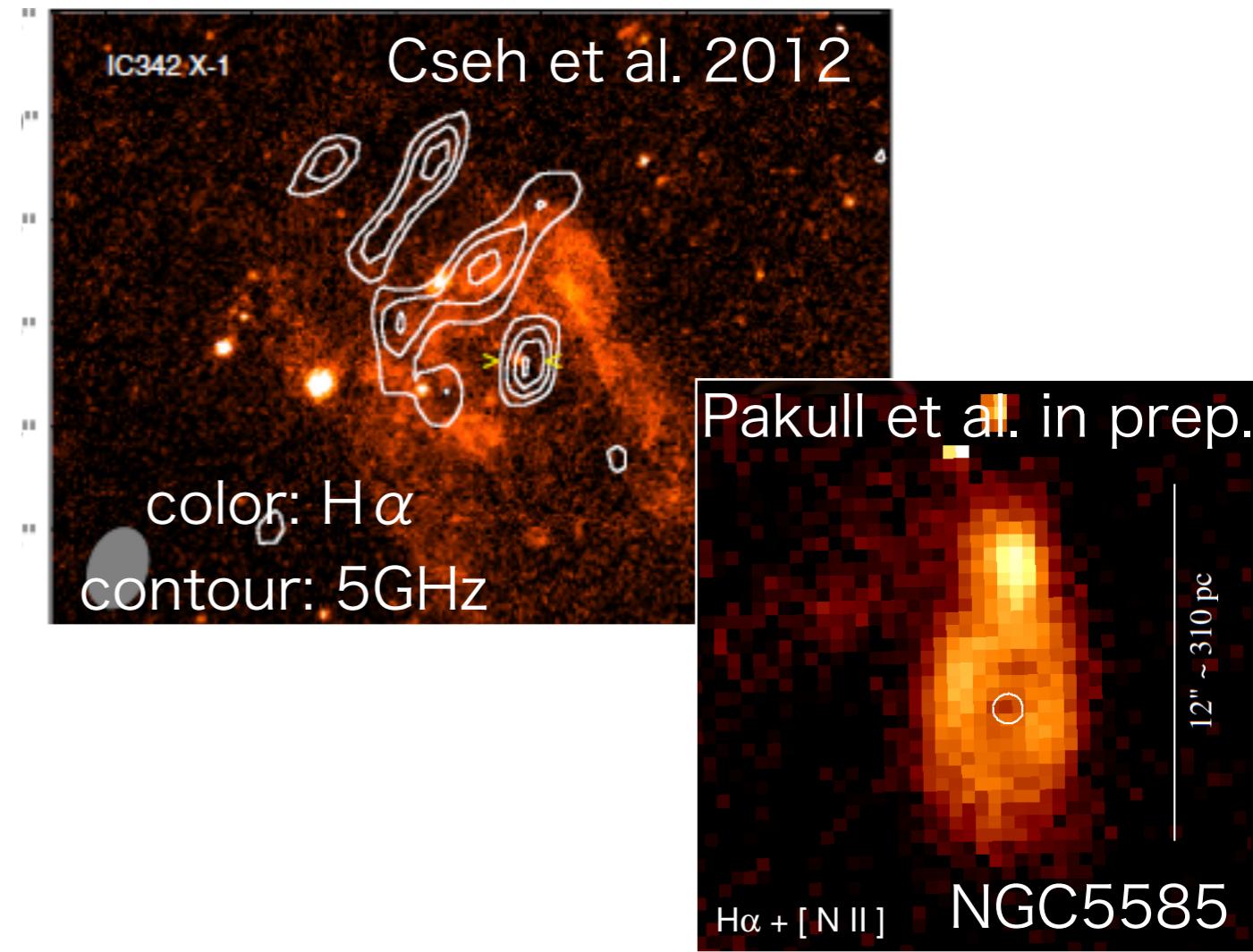
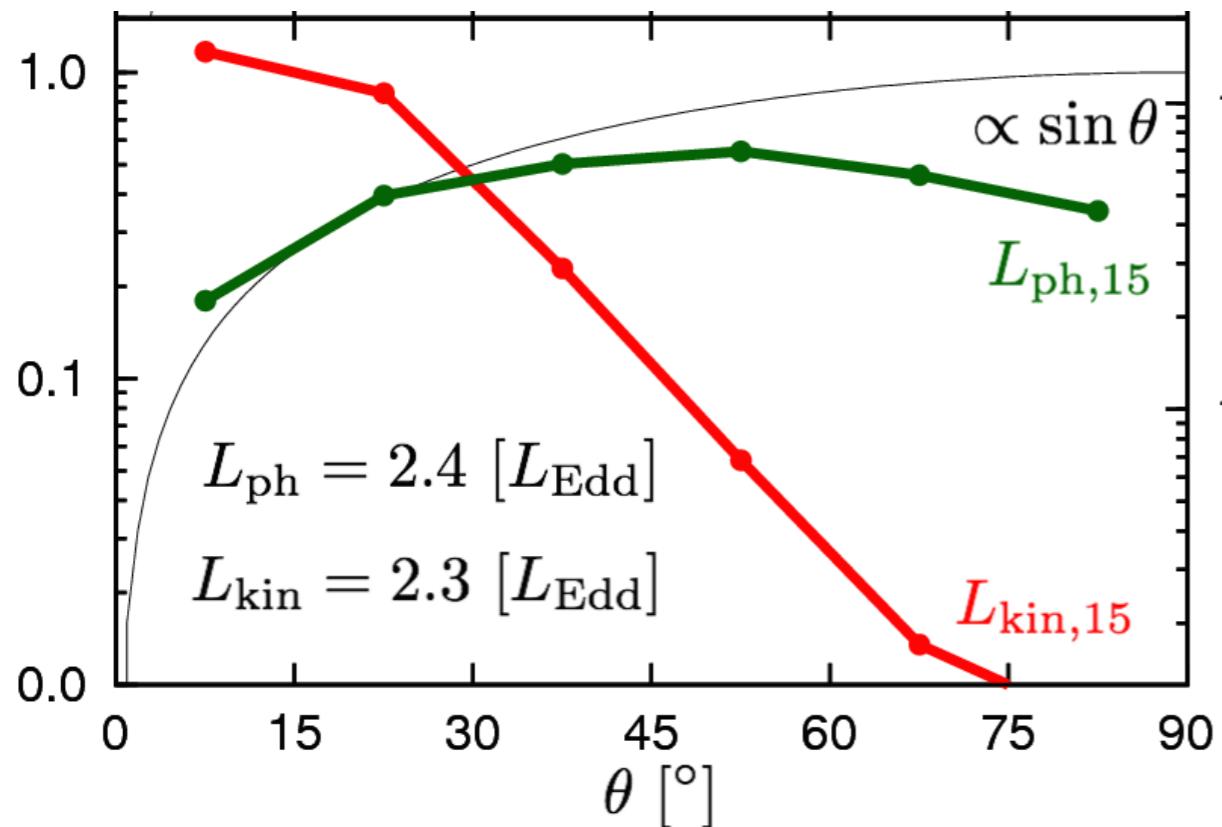
Torus, BLR, NLR, BAL,
様々な観測がclumpyな構造を示唆する

WIDE ANGLE OUTFLOW



$R > 3000R_S$ で全てのoutflowが
escape velocityを超える。

ULX BUBBLE



outflowの広がりは0度~85度
Kinetic powerは回転軸方向が最大であるが広角に広がる。
Photon LuminosityとKinetic Powerは同程度。

ULX bubbles;
 $L_{\text{kin}} \sim 3-5 \times 10^{39} \text{ erg/s}$ の outflow
が引き起こすと考えられる。

Super-Eddington Flow

- Super-Eddington Accretionは実現可能. --> 降着による SMBHの急速成長は可能(*どうやってBH近傍にガスを送り込むかは別問題).
- 輻射もアウトフローもFeedbackとして効く可能性がある.
- 輻射はEddington光度の数倍. 軸方向が強い.
- アウトフローのパワーもEddington光度の数倍. エネルギーは軸方向が強い. また, Clumpyな構造を持つ. --> ULXの観測と矛盾しない.

輻射磁気流体シミュレーション

時間依存 輻射輸送	Jiang et al. 13	新コード 大須賀 & 高橋 in prep.	最終目標
VET	Stone et al. 92		
M1	Gonzalez et al. 07	高橋 & 大須賀 14	Sadowski et al. 13; 14 McKinney et al. 14 高橋 & 大須賀 in prep.
Eddington /FLD	大須賀 et al. 09, 11	高橋 et al. 13	Farris et al. 08
非相対論		特殊相対論	一般相対論

新コード

質量保存 $\partial_t(\gamma\rho) + \nabla \cdot (\gamma\rho\mathbf{v}) = 0$

磁気流体の運動量保存

$$\partial_t \mathbf{M}_{\text{MHD}} + \nabla \cdot \mathbf{P}_{\text{MHD}} = S_{\text{mom}}(\rho, \mathbf{v}, p_g, \mathbf{B}, E_{\text{rad}}, \mathbf{F}_{\text{rad}}, \mathbf{P}_{\text{rad}})$$

磁気流体のエネルギー保存

$$\partial_t E_{\text{MHD}} + \nabla \cdot \mathbf{M}_{\text{MHD}} = S_{\text{ene}}(\rho, \mathbf{v}, p_g, \mathbf{B}, E_{\text{rad}}, \mathbf{F}_{\text{rad}}, \mathbf{P}_{\text{rad}})$$

誘導方程式 $\partial_t \mathbf{B} + \nabla \times \mathbf{E} = 0$

輻射輸送方程式

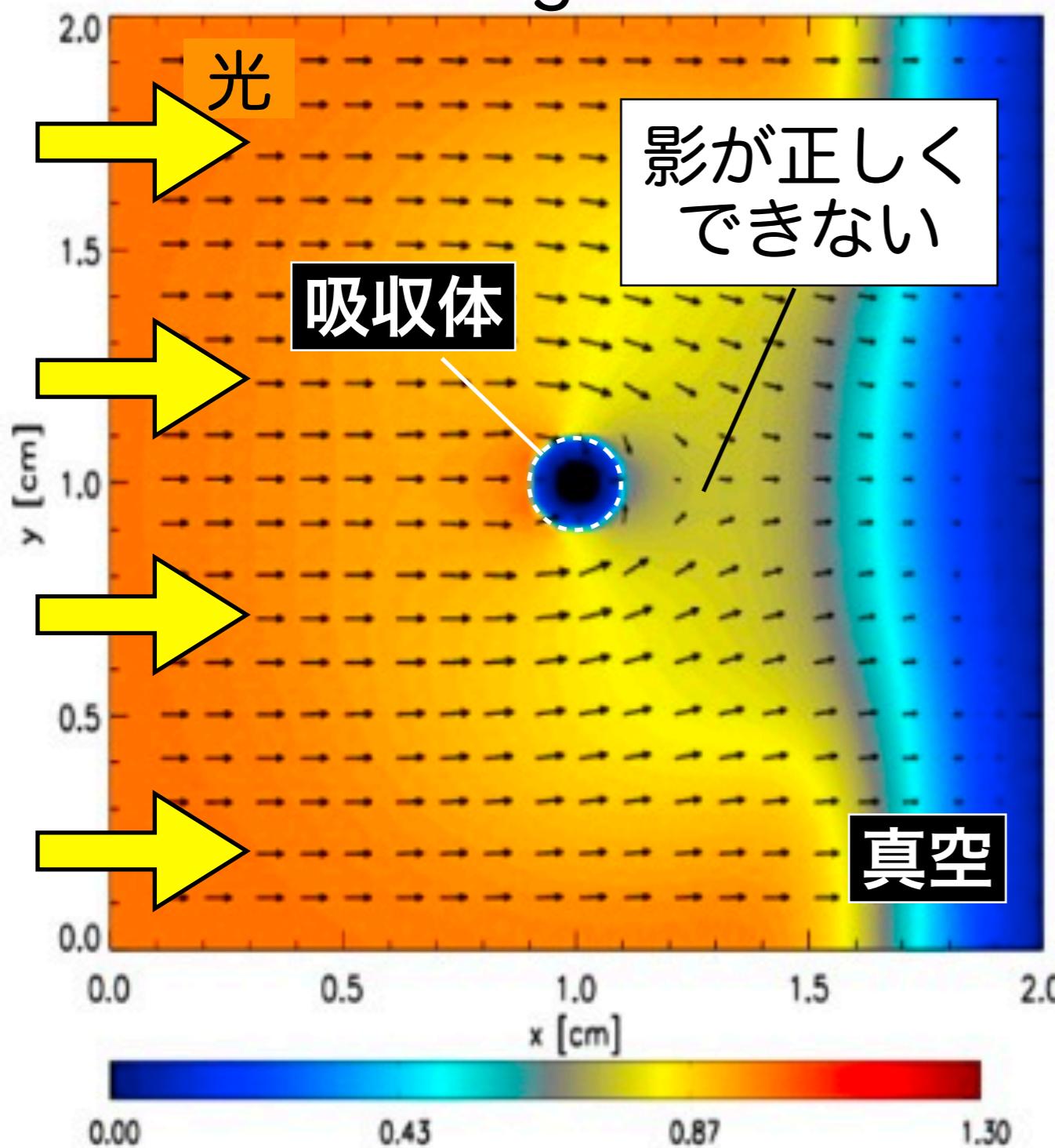
$$\partial_t I + (\mathbf{l} \cdot \nabla) I = -\gamma (1 - \mathbf{v} \cdot \mathbf{l}) (\kappa + \sigma) I$$

$$+ \gamma^{-3} (1 - \mathbf{v} \cdot \mathbf{l})^{-3} \left[\kappa B + \frac{\sigma}{4\pi} \left\{ E'_{\text{rad}} - \frac{\delta}{4} (E'_{\text{rad}} - 3\mathbf{l}'\mathbf{l}'\mathbf{P}'_{\text{rad}}) \right\} \right]$$

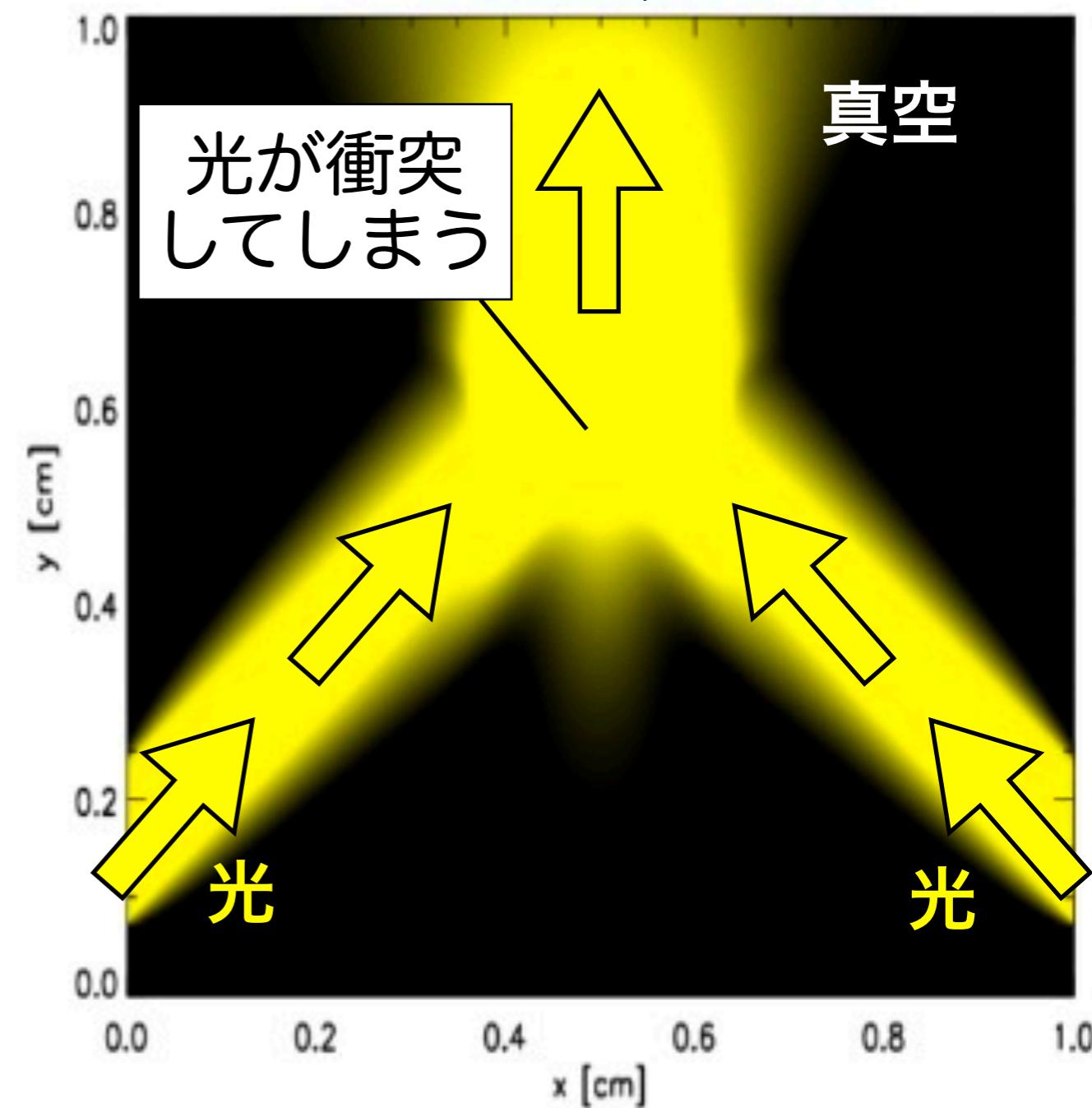
$$E_{\text{rad}} = \int I d\Omega \quad \mathbf{F}_{\text{rad}} = \int I \mathbf{l} d\Omega \quad \mathbf{P}_{\text{rad}} = \int I \mathbf{l}' \mathbf{l}' d\Omega$$

近似法がうまく解けない例

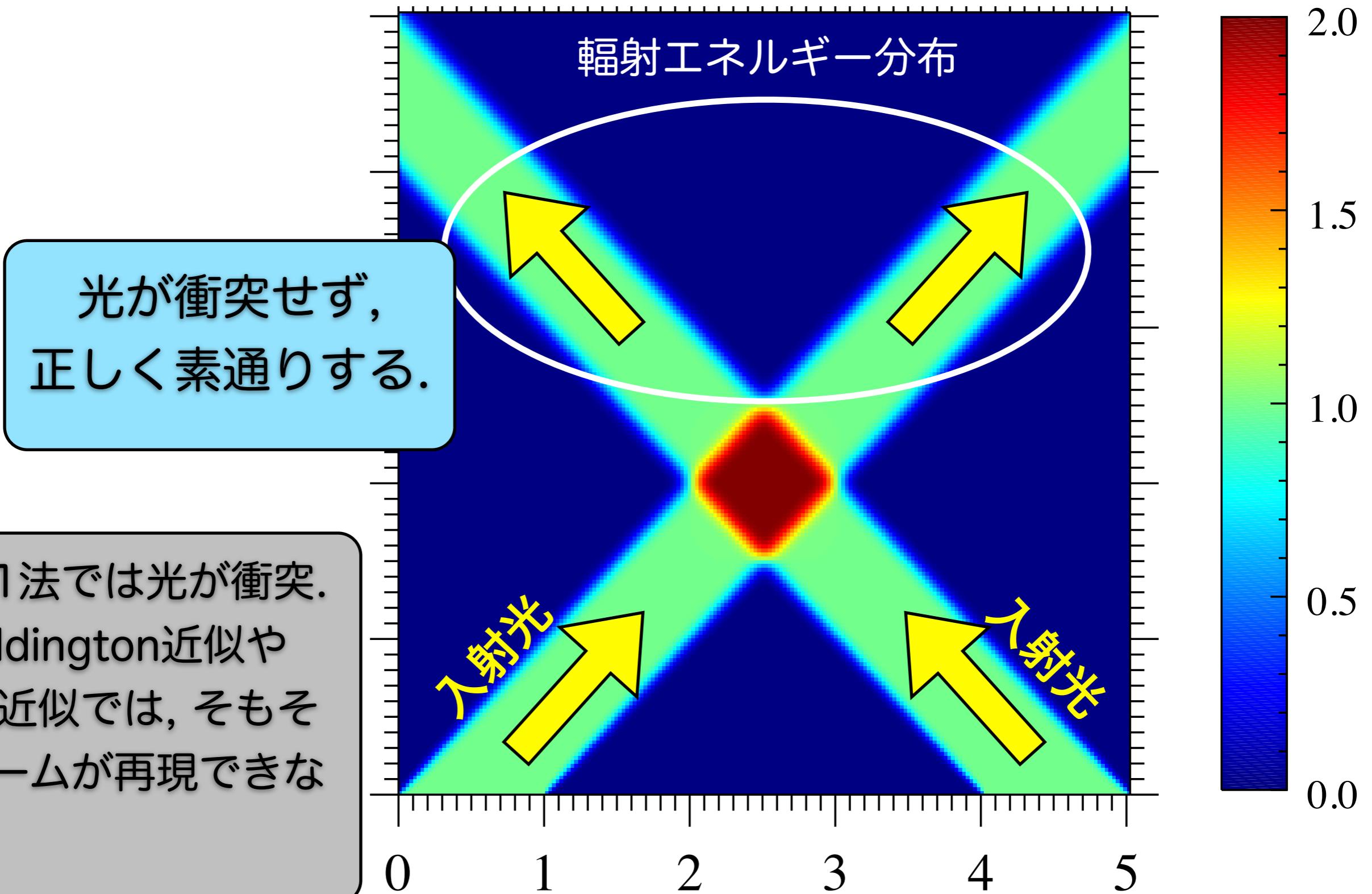
Eddington近似



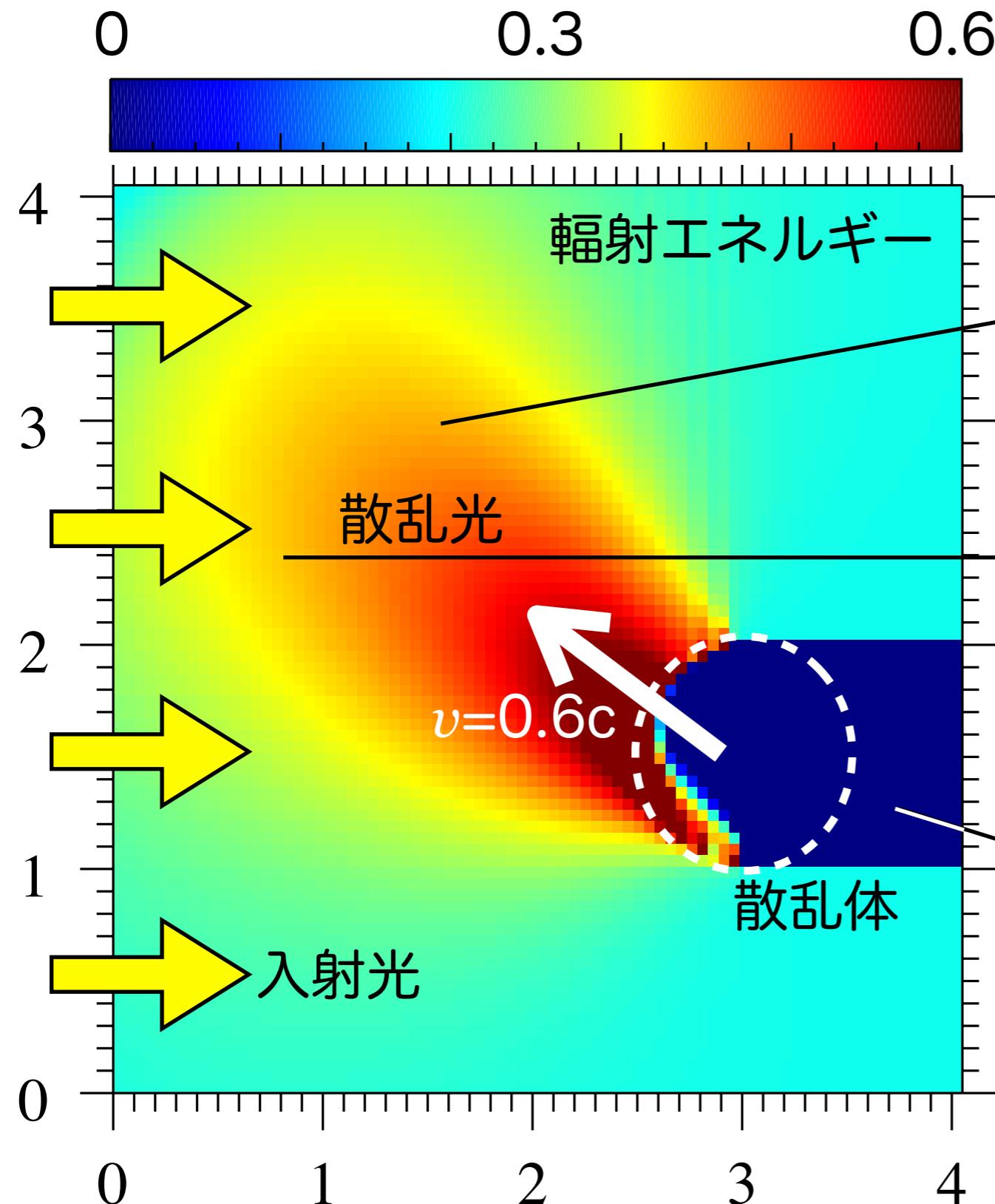
M1法



テスト計算：光ビームの交差



テスト計算：相対論的な散乱効果と影

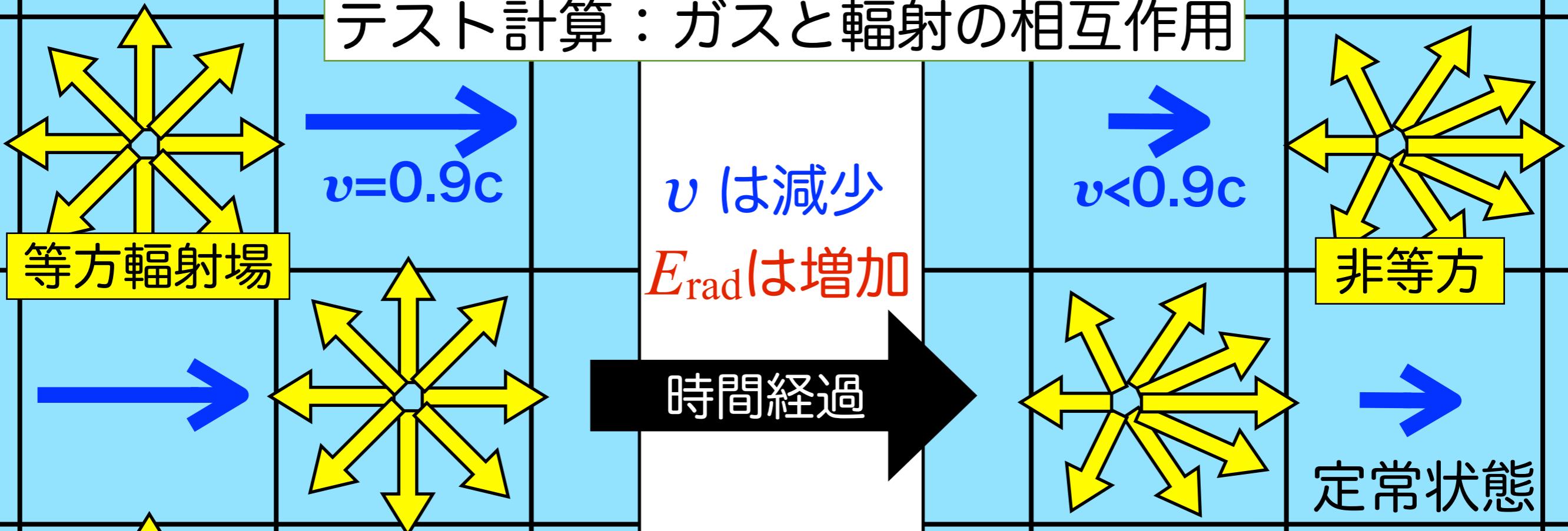


物体の運動方向に強く散乱光が現れる（相対論効果）。

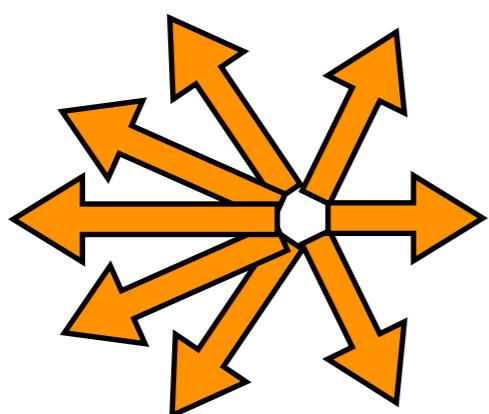
散乱光と入射光が衝突しない。

影が正しく解けている。

テスト計算：ガスと輻射の相互作用



流体静止系

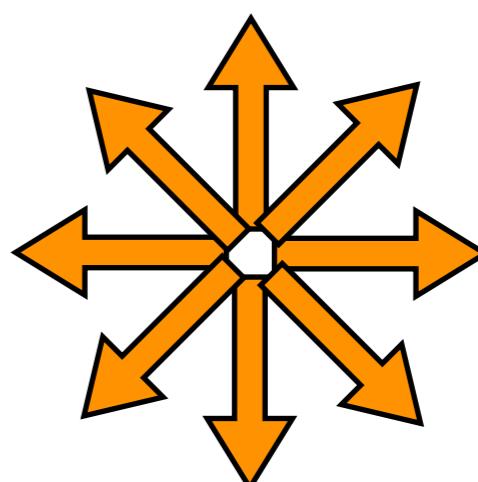


非等方輻射場

$$F'_{\text{rad}} < 0$$

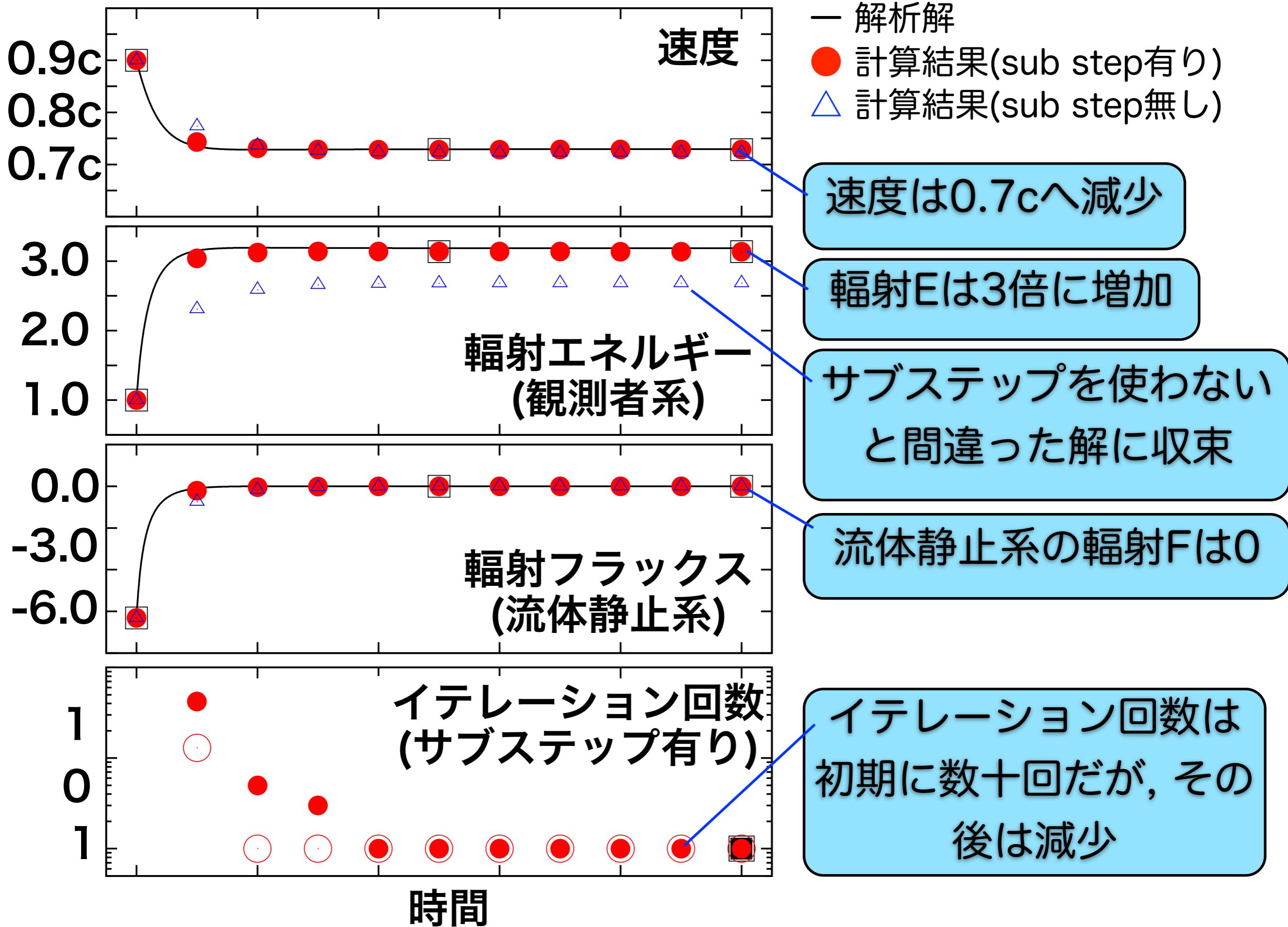
時間経過

流体静止系

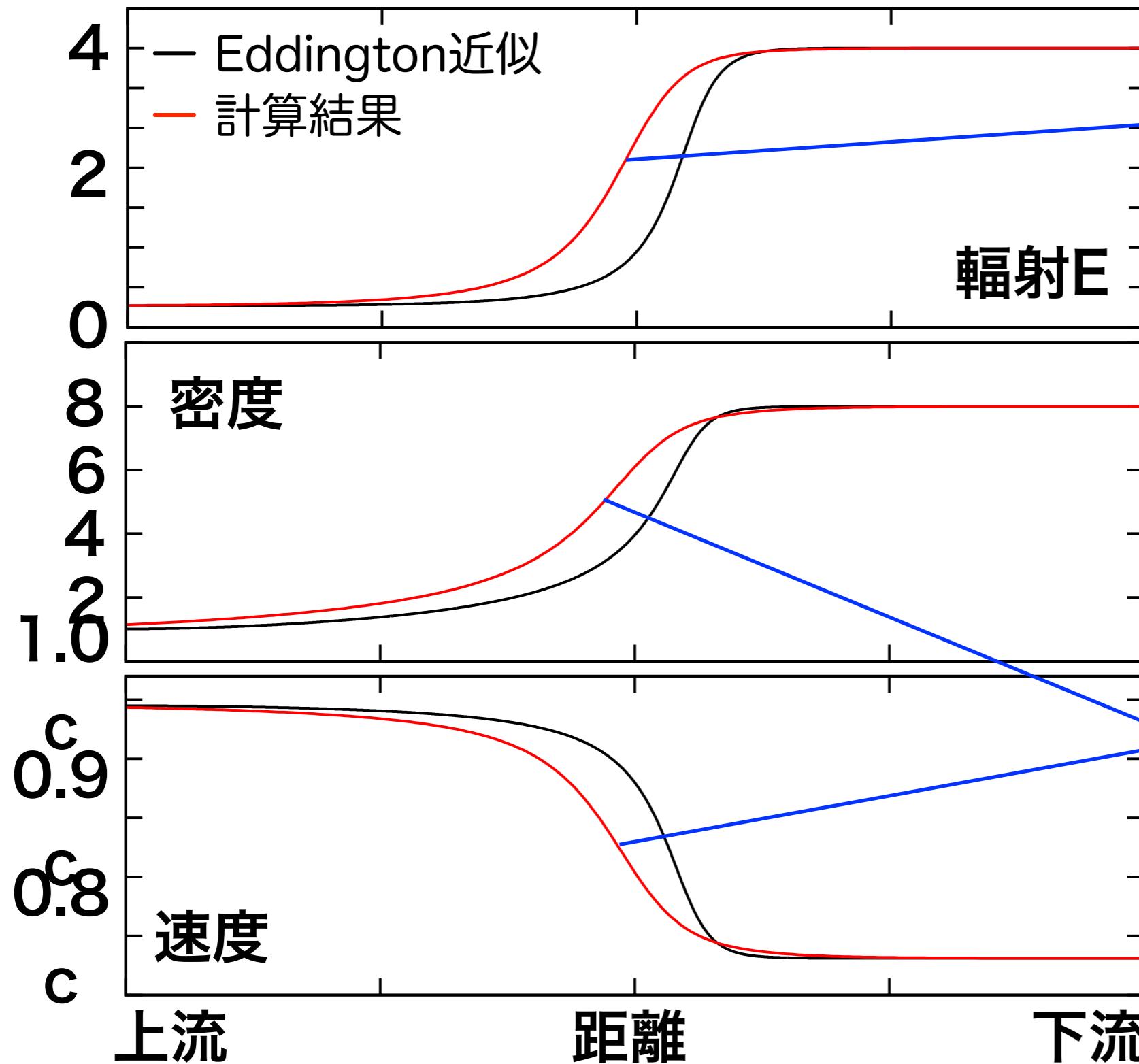


等方輻射場

$$F'_{\text{rad}} = 0$$



テスト計算：相対論的衝撃波 ($\gamma=10$)



Eddington近似より
輻射Eが大きい。

衝撃波面の上流に向
かって進む光を正し
く解いたため。

上流側でよりブ
レーキが効いて減速
し、密度が上昇して

まとめ

- 輻射輸送方程式を直接解く特殊相対論的輻射磁気流体コードが完成 (*非相対論版の先行研究は Jiang et al. 2013.)
- Closureを使わずに正しい輻射場を解きつつ, エネルギー・運動量を保存系で解く.
- 従来の近似法で解けない問題の解決. 従来の計算が正しいか否かの検証.
- 計算量は従来の計算法の数百倍であるが, 巨大行列反転を避けて大規模並列計算が可能に.