

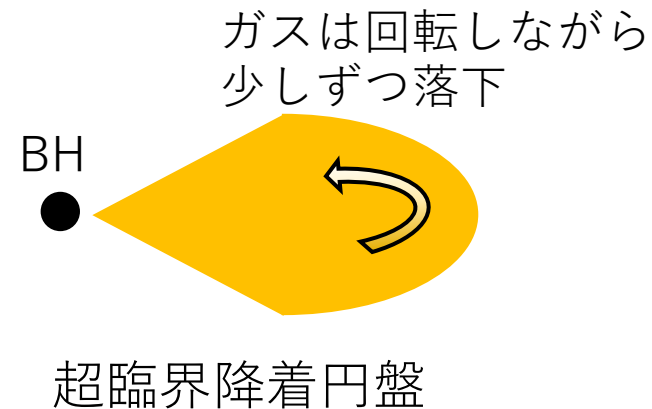
一般相対論的輻射磁気流体力学シミュレーションによる 超臨界低角運動降着の研究

島田 悠愛(筑波大学)

大須賀健 (筑波大学), 高橋博之 (駒澤大学), 朝比奈雄太 (筑波大学)

Eddington光度以上に明るく輝く天体現象のエネルギー源として、
超臨界降着円盤によるブラックホール(BH)へのガス降着が考えられる。

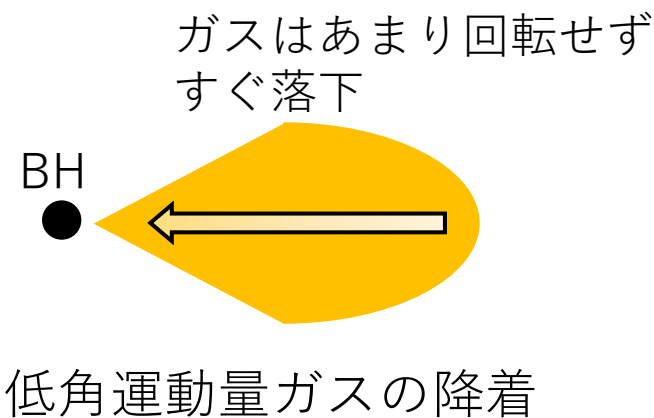
超臨界降着円盤では、
高角運動量のガスが徐々に角運動量を失いながら降着する。



一方、**低角運動量のガス**が直接BHへと超臨界降着する場合は、
どのくらい明るく光るかはよくわかっていない。

低角運動量ガスの超臨界降着が起こる可能性がある天体現象

- 超大光度X線源(ULXs)
- 潮汐破壊現象(TDE)
- BHの高密度ガス雲への突入



輻射流体力学計算を用いた低角運動量超臨界降着の先行研究(Okuda & Singh 2021)では、Eddington光度を超えた光度を発し、**ULXs**を説明できることが指摘されている。

しかし、BH近傍でのガスの振る舞いを正確に調査するには**一般相対論**を考慮する必要がある。

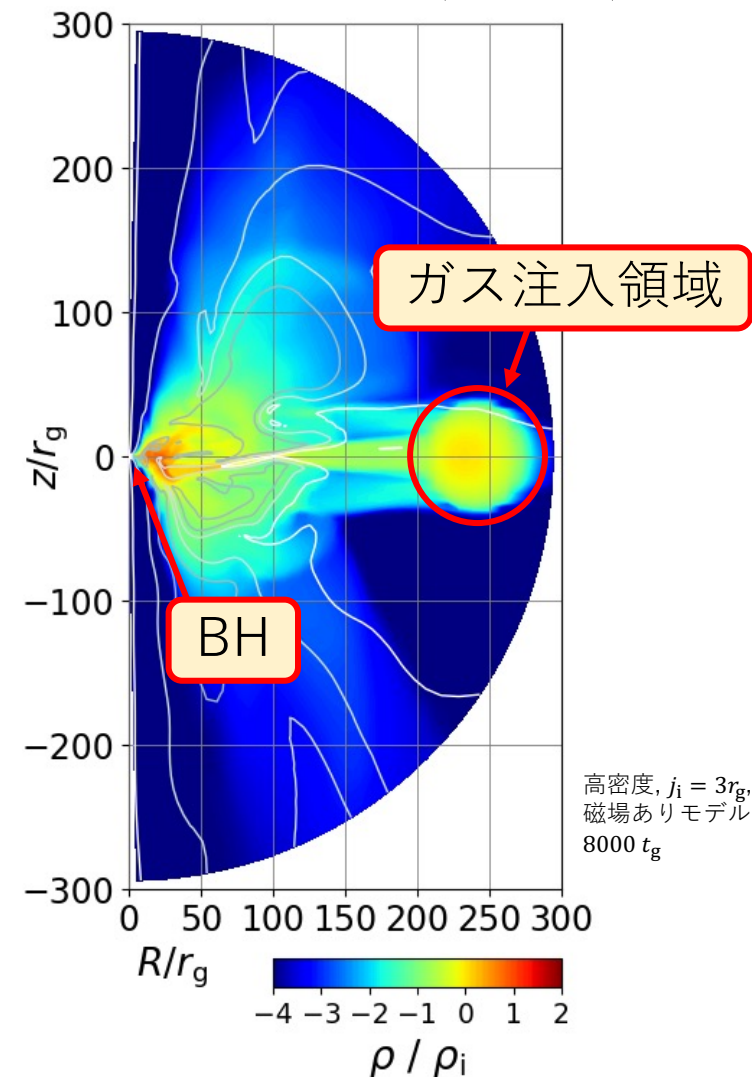
磁場が光度や降着構造に及ぼす影響も未知数である。

一般相対論的輻射磁気流体力学計算を用いて、
低角運動量超臨界降着流の性質を調査

- 超大光度X線源が示す大きな光度を再現できるか

- 使用コード : **UWABAMI** (Takahashi et al. 2016)
- グリッド : $(N_r, N_\theta, N_\varphi) = (128, 128, 1)$
- 計算ボックス : $r = (r_{\text{EH}} - 300r_g)$
- BH : 質量 $M_{\text{BH}} = 10 M_{\text{sun}}$, 自転なし
- ガスの条件 : **遠方からガスの連続注入**
- 計算時間 : 準定常状態を達成後、
 $1000 t_g$ 以上計算
- モデル数 : 合計**20モデル**を計算

ガス注入の様子(断面図)



$$r_g = GM_{\text{BH}}/c^2 = 1.5 \times 10^6 [\text{cm}], \quad t_g = r_g/c = 4.9 \times 10^{-5} [\text{s}] \quad G : \text{重力定数}$$

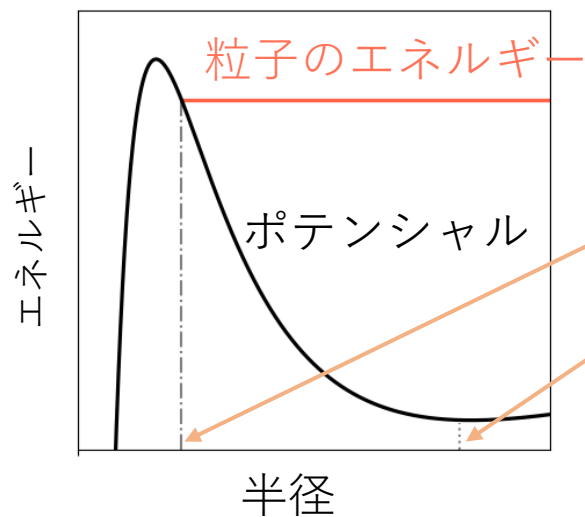
パラメータ1 : 注入ガスの最大密度 ρ_i

低密度 ($\rho_i = 1.4 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$), 高密度 ($\rho_i = 1.4 \times 10^{-1} \text{ g/cm}^3$)

パラメータ2 : 与える初期磁場

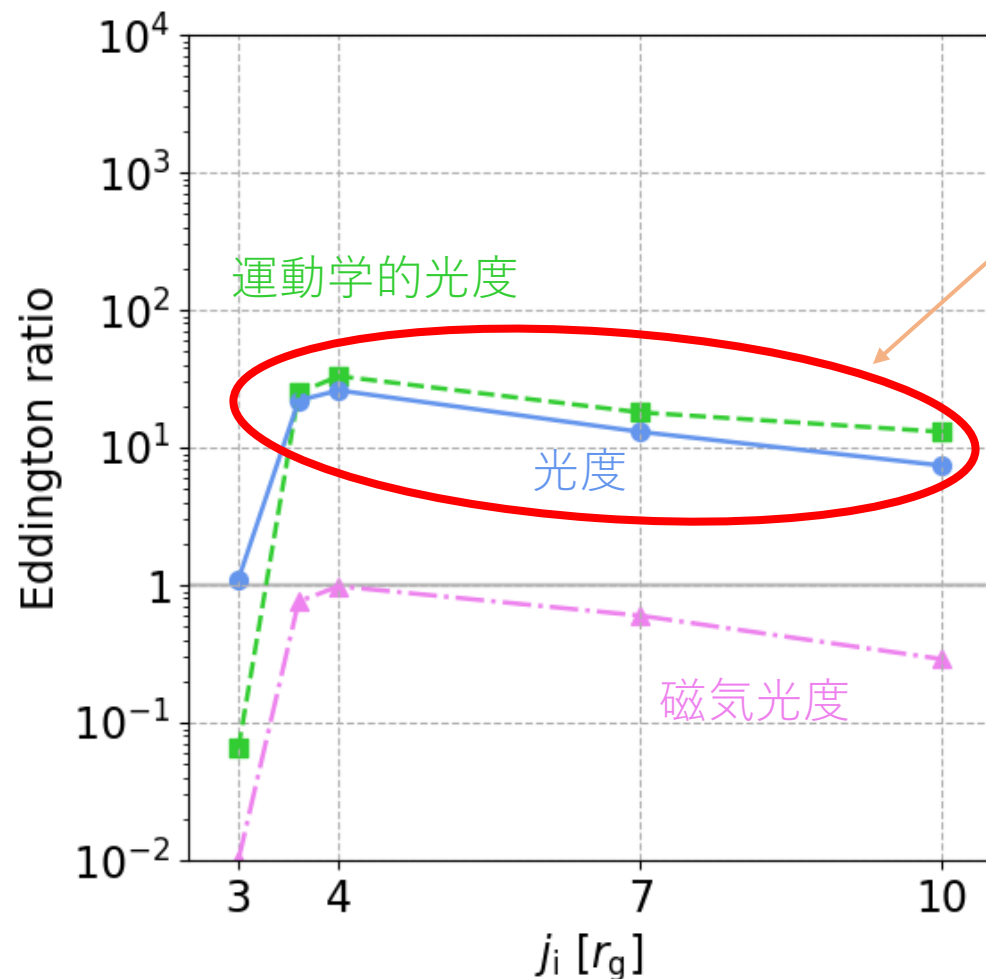
磁場なし, 磁場あり (プラズマベータ $\frac{p_{\text{gas}} + p_{\text{rad}}}{p_{\text{mag}}} = 100$)

パラメータ3 : 注入ガスの角運動量 j_i



j_i [$r_g c$]	3	3.6	4	7	10
到達可能な半径 [r_g]	0 (BHに落下)		5	22	61
安定円軌道半径 [r_g]	円軌道をとらない		12	46	97

図は磁場ありモデル



注入ガスの角運動量 j_i (モデルパラメータ)

角運動量の比較的大きいモデルでは
光度がEddington光度を大きく超える

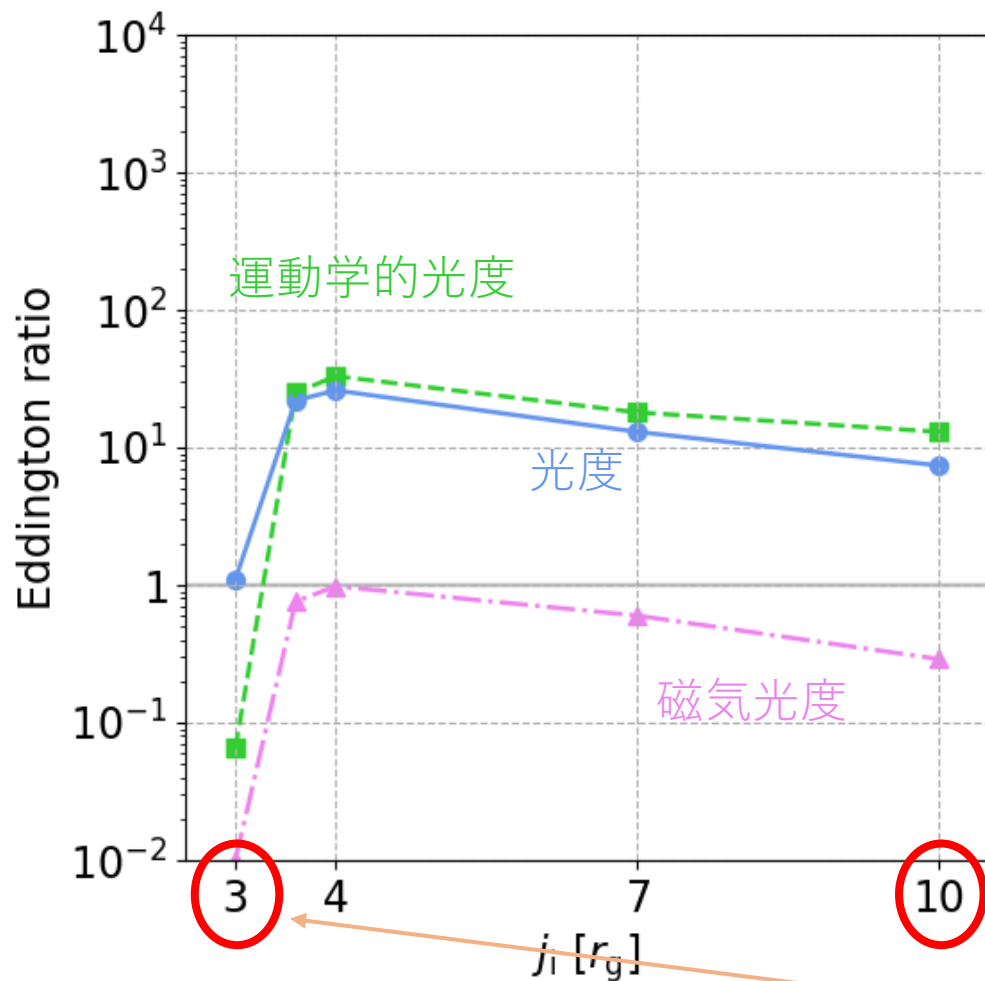
⇒ULXsを説明可能

角運動量の小さい $j_i = 3$ モデルでは
光度がEddington光度程度
ギリギリULXsを説明可能

磁場なしのモデルでも光度はあまり変わらない

⇒エネルギー生成機構に磁場は重要ではない

図は磁場ありモデル



注入ガスの角運動量 j_i (モデルパラメータ)

角運動量の比較的大きいモデルでは
光度がEddington光度を大きく超える

⇒ ULXsを説明可能

角運動量の小さい $j_i = 3$ モデルでは
光度がEddington光度程度
ギリギリULXsを説明可能

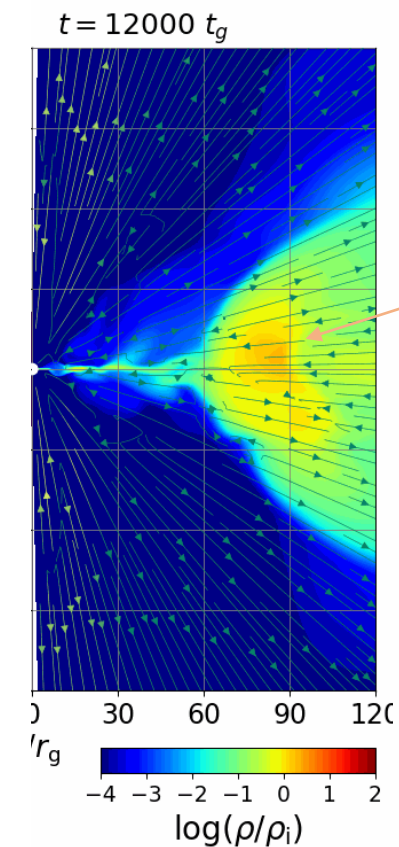
磁場なしのモデルでも光度はあまり変わらない

⇒ エネルギー生成機構に磁場は重要ではない

2モデルを詳しく見ていく

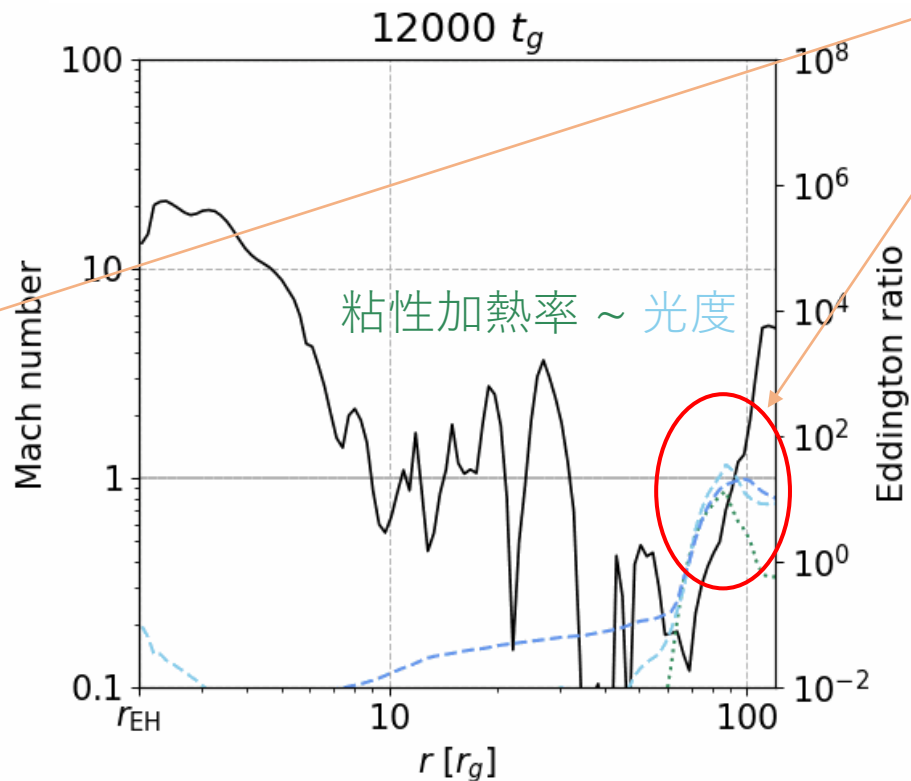
低密度, $j_i = 10$ モデルの降着構造/加熱メカニズム 7 / 13

粒子では $97 r_g$ で円軌道をとるモデル



密度分布

流線: 密度flux



左軸: 降着ガスのマッハ数

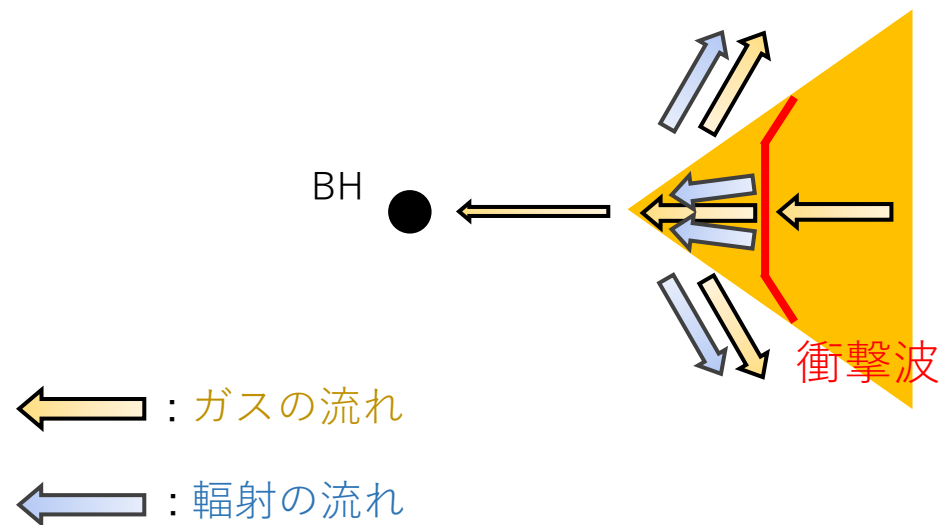
右軸: 粘性加熱率
光度(内向き) 光度(外向き)

ガスは途中までしか落ちない

衝撃波が形成 (遠心力と輻射力の影響)

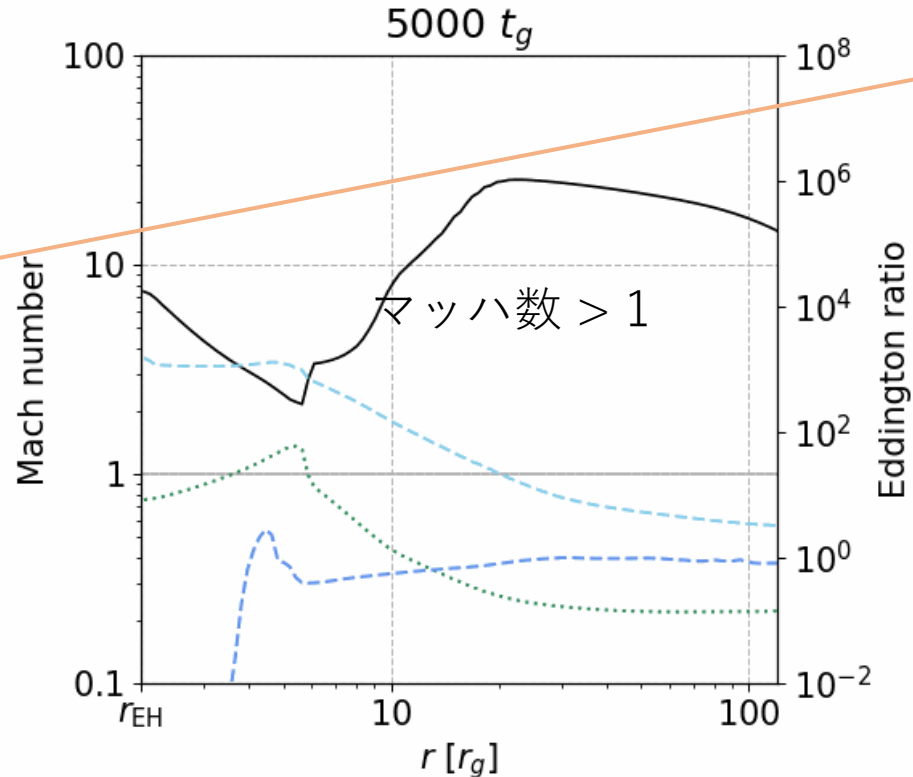
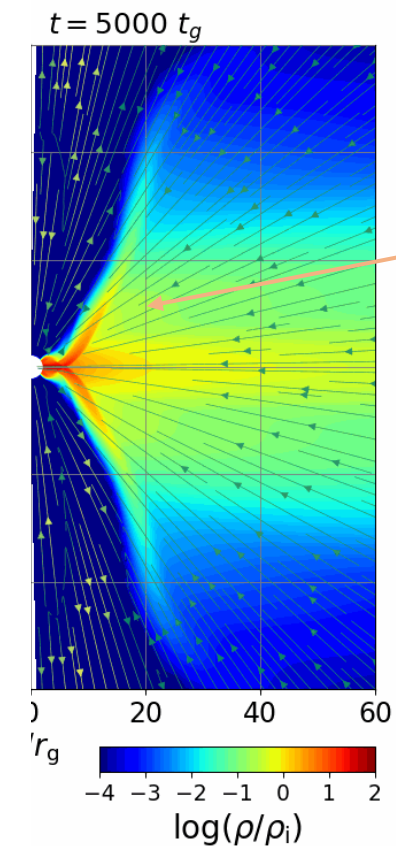
加熱メカニズムは衝撃波

衝撃波で生成した輻射は主に軸方向に逃げる
エネルギー変換効率は3.7%



低密度, $j_i = 3$ モデルの降着構造/加熱メカニズム 8 / 13

粒子では円軌道をとらないモデル

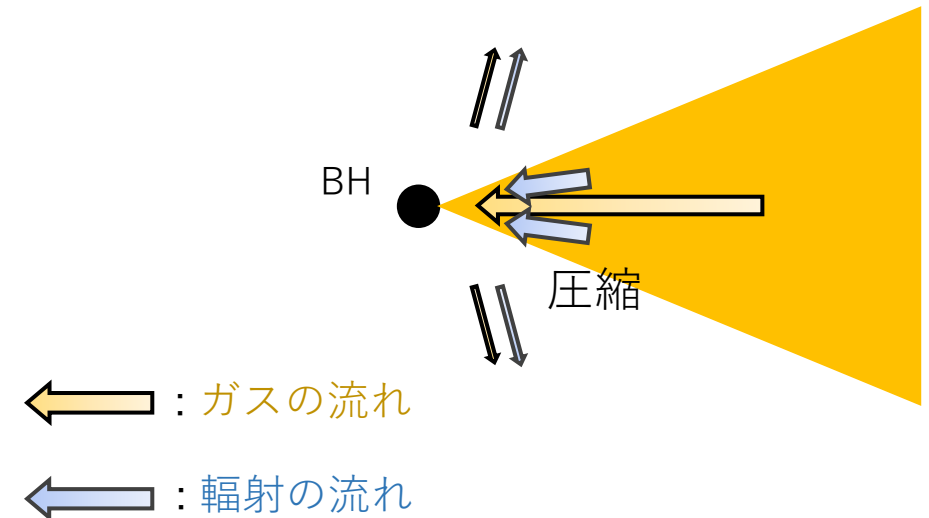


ガスは圧縮されながらすぐにBHへと落ちる

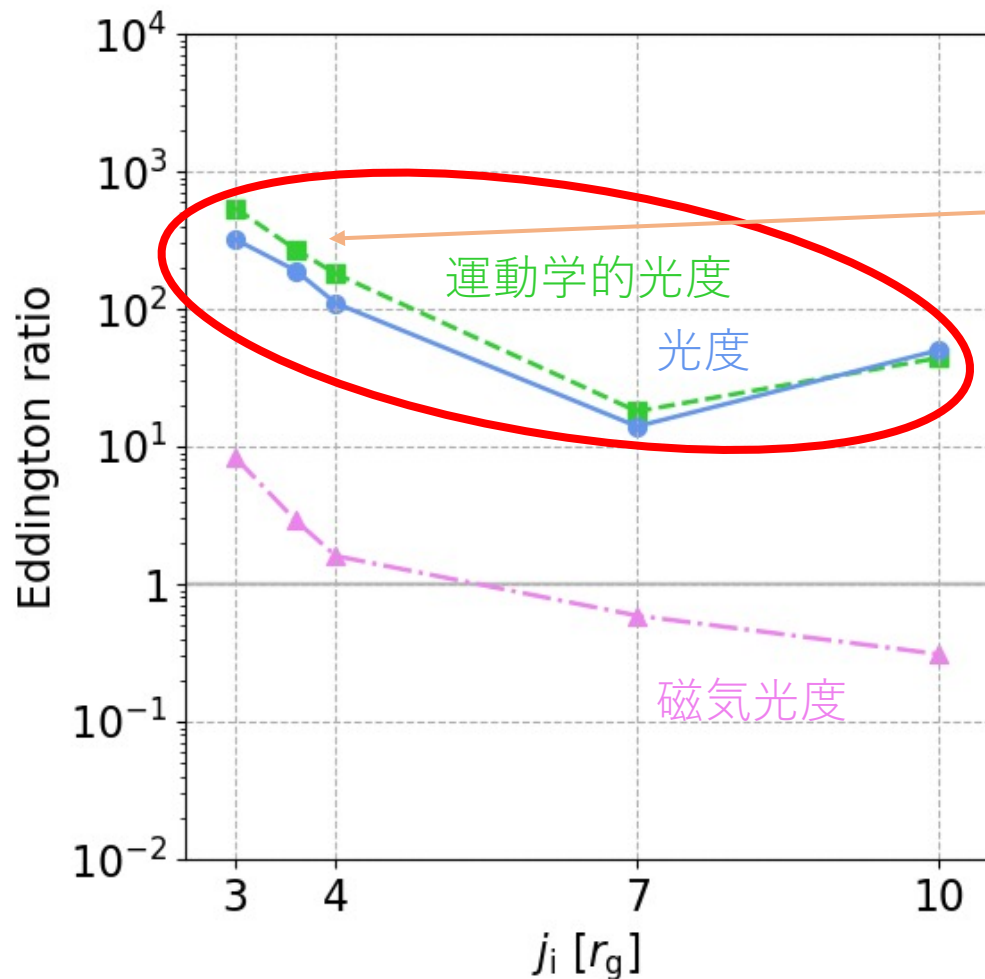
衝撃波は形成しない

加熱メカニズムは圧縮

輻射も多くがBHに吸い込まれるため、
系を脱出する光度のエネルギー変換効率が
最も悪い(0.01%)



図は磁場ありモデル



注入ガスの角運動量 j_i (モデルパラメータ)

高密度のモデルでは、
角運動量が小さい $j_i = 3$ モデルでも
光度 が Eddington 光度を大きく超える

⇒ ULXs を説明可能

高密度のモデルでも同様に、
磁場なしのモデルでも光度はあまり変わらない

⇒ エネルギー生成機構に磁場は重要ではない

高密度モデルの降着構造/加熱メカニズム

10 / 13

図は $j_i = 3$ のモデル(粒子では円軌道をとらない)

$j_i = 10$ のモデルでも同様の構造が形成される

高密度では、角運動量が小さいモデルでも、
落ちてきたガスは数十 r_g で停滞

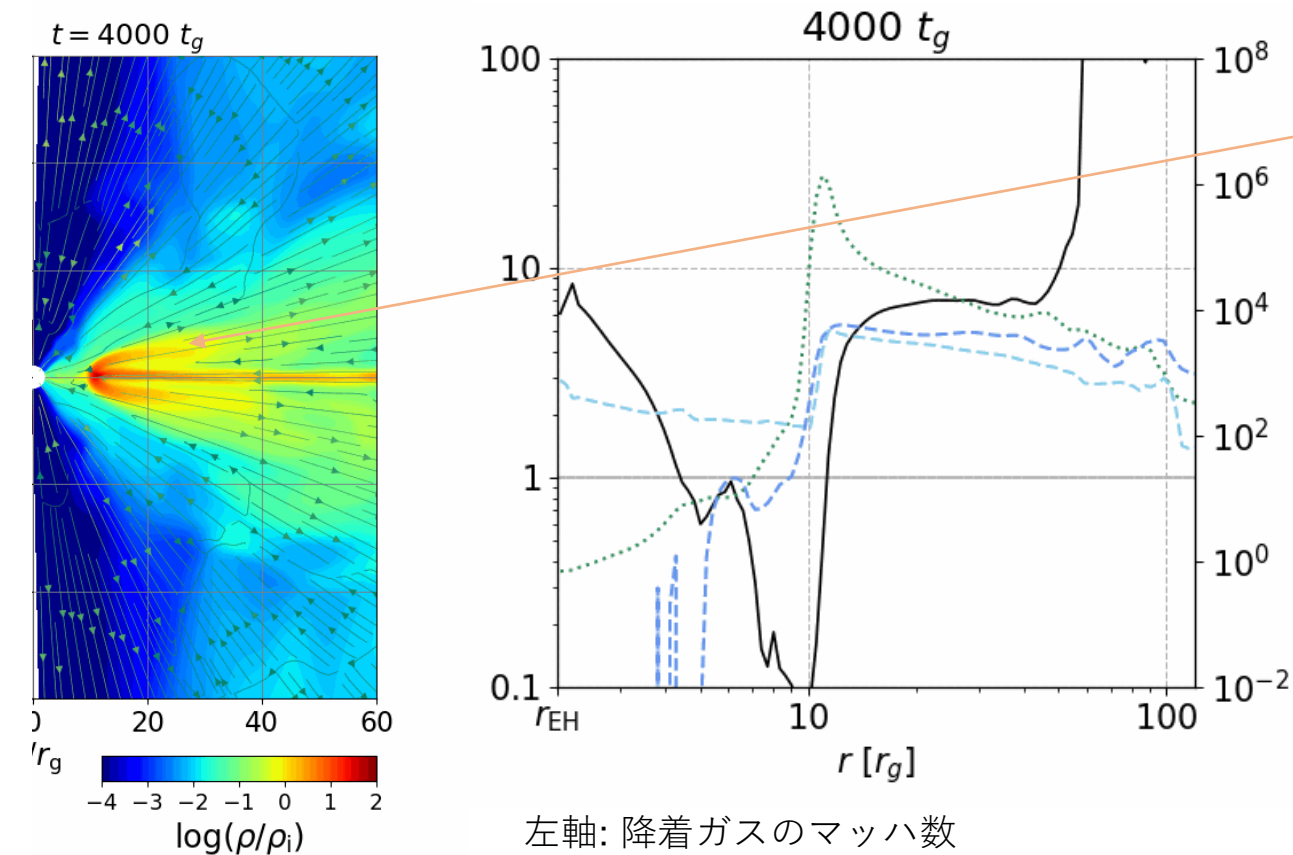
密度の高い領域が形成、その後BHに落ちる

衝撃波が形成 (より強い輻射力と遠心力の影響)

加熱メカニズムは衝撃波

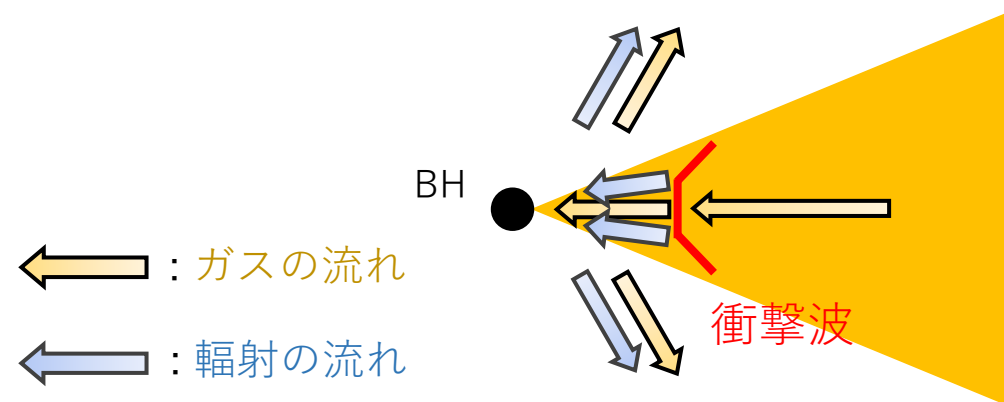
エネルギー変換効率は $j_i = 3$ モデルで0.6%

$j_i = 10$ モデルで0.1%



密度分布

流線: 密度flux



高密度モデルの降着構造/加熱メカニズム

11 / 13

図は $j_i = 3$ のモデル(粒子では円軌道をとらない)

$j_i = 10$ のモデルでも同様の構造が形成される

高密度では、角運動量が小さいモデルでも、

落ちてきたガスは数十 r_g で停滞

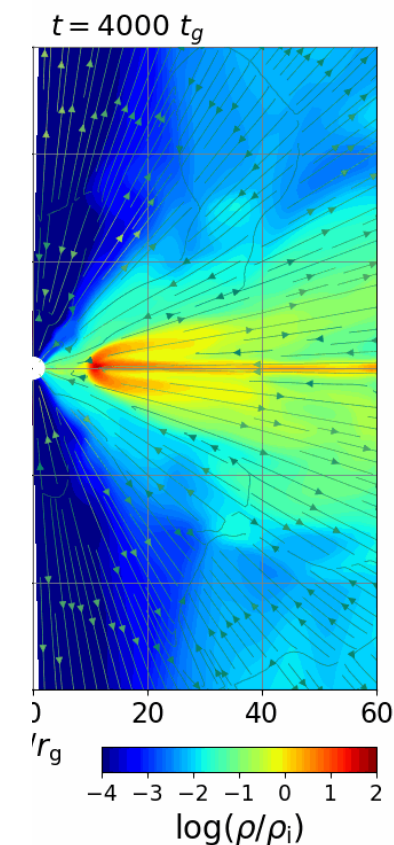
密度の高い領域が形成、その後BHに落ちる

衝撃波が形成 (より強い輻射力と遠心力の影響)

加熱メカニズムは衝撃波

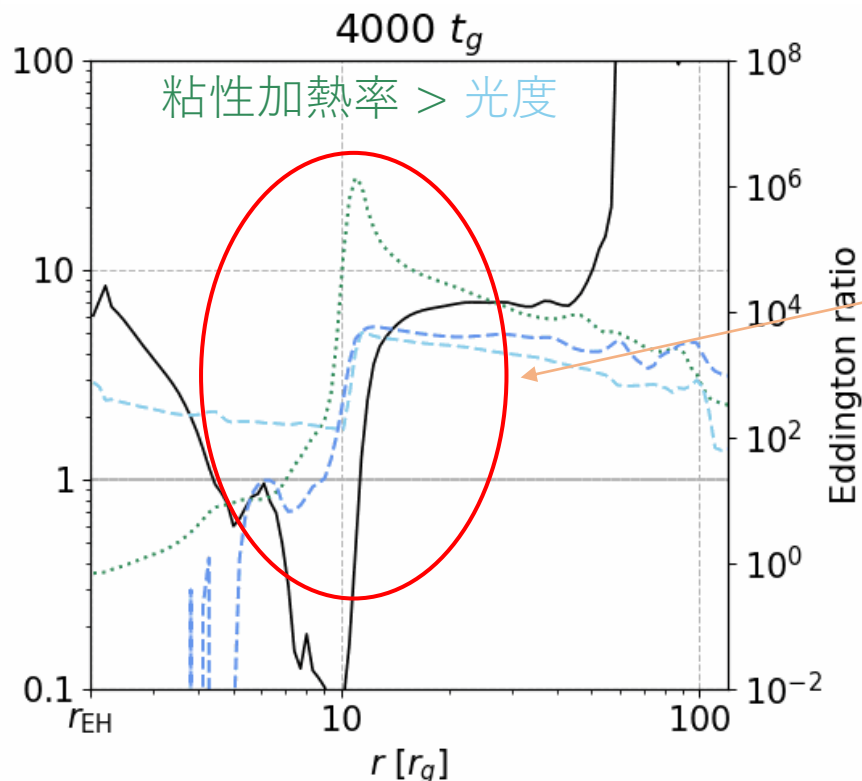
エネルギー変換効率は $j_i = 3$ モデルで0.6%

$j_i = 10$ モデルで0.1%



密度分布

流線: 密度flux

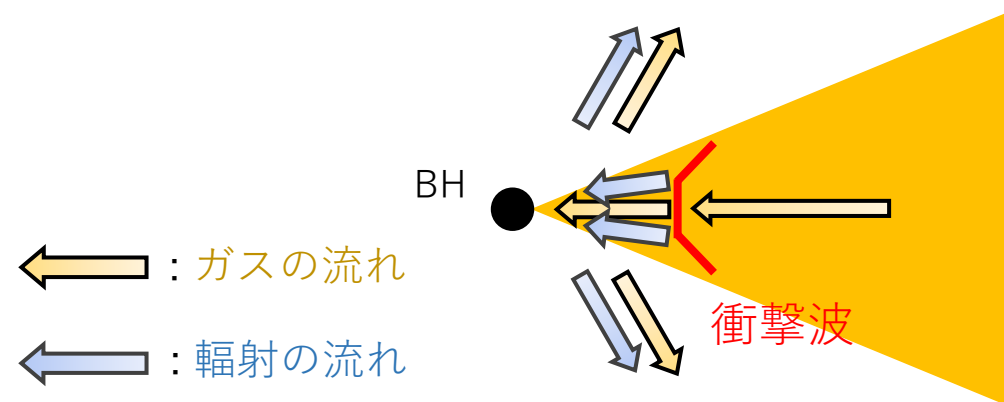


左軸: 降着ガスのマッハ数

右軸: 粘性加熱率

光度(内向き)

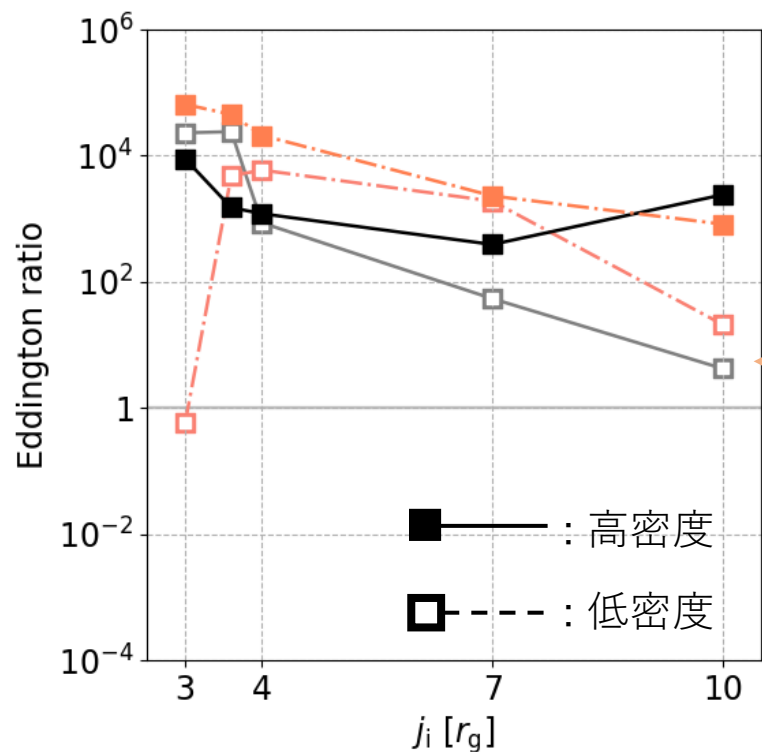
光度(外向き)



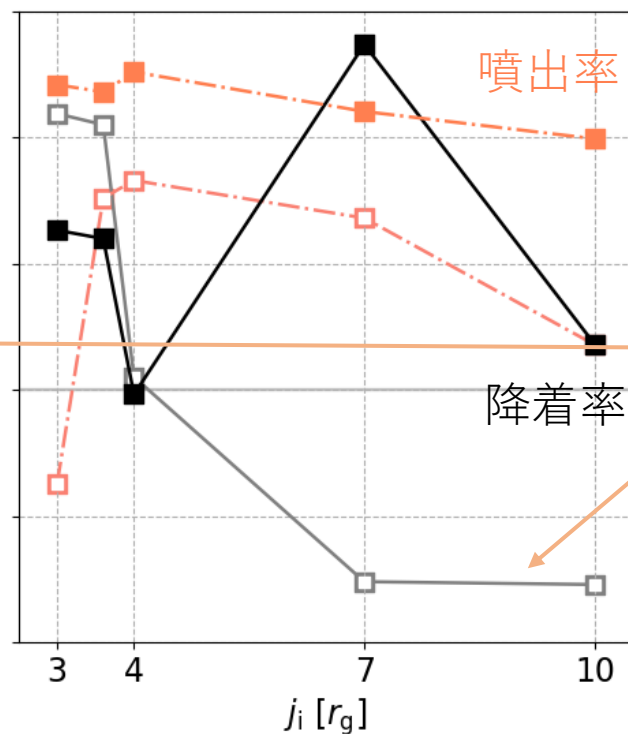
磁場の効果：降着率の変化

12 / 13

磁場ありモデル



磁場なしモデル



磁場の有無で光度に
大きな変化はなかった。

一方で降着率は
磁場があるモデルのほうが大きくなる

磁場による角運動量輸送が働くため

注入ガスの角運動量 j_i (モデルパラメータ)

一般相対論的輻射磁気流体力学計算を用いた超臨界低角運動量降着流の調査を、注入ガスの最大密度、角運動量と与える磁場強度をパラメータとして実施した。

その結果、十分な量のガス(10^{22} g/s)がBH近傍領域に落下すれば
光度はEddington光度を超えることができ、**ULXsを説明可能**だとわかった。

低密度で角運動量が大きい場合と、高密度の場合には
衝撃波により、Eddington光度より大きい光度が得られた。

低密度で角運動量が小さい場合には圧縮によりEddington光度程度の光度が得られた。