

電波ジェットと2温度プラズマ

大村 匠, 町田真美 (国立天文台)

アウトライン

- 電波ジェットについて
- ジェットのエネルギーの測り方
- 電波ジェットのモデルとシミュレーション
- 2温度プラズマについて
- 研究手法
- 結果
- まとめ

電波ジェット

■ 活動銀河中心核(AGN)

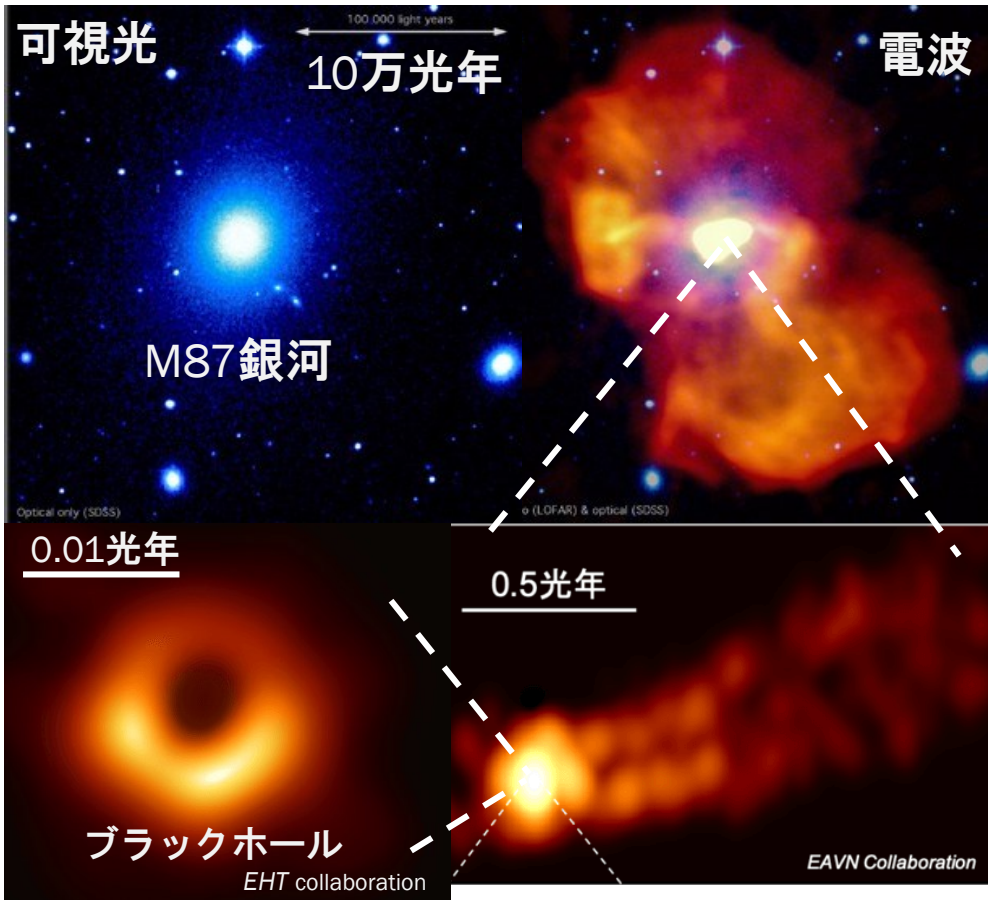
銀河の中心に位置する巨大ブラックホールの活動によって、非常に明るく輝く天体

■ AGNジェット

AGNから噴出する細く絞られたプラズマの噴流
電波からガンマ線に渡る高エネルギー放射

■ 1918年に楕円銀河M87に発見.

今日では数千天体以上発見され、宇宙において
普遍的存在



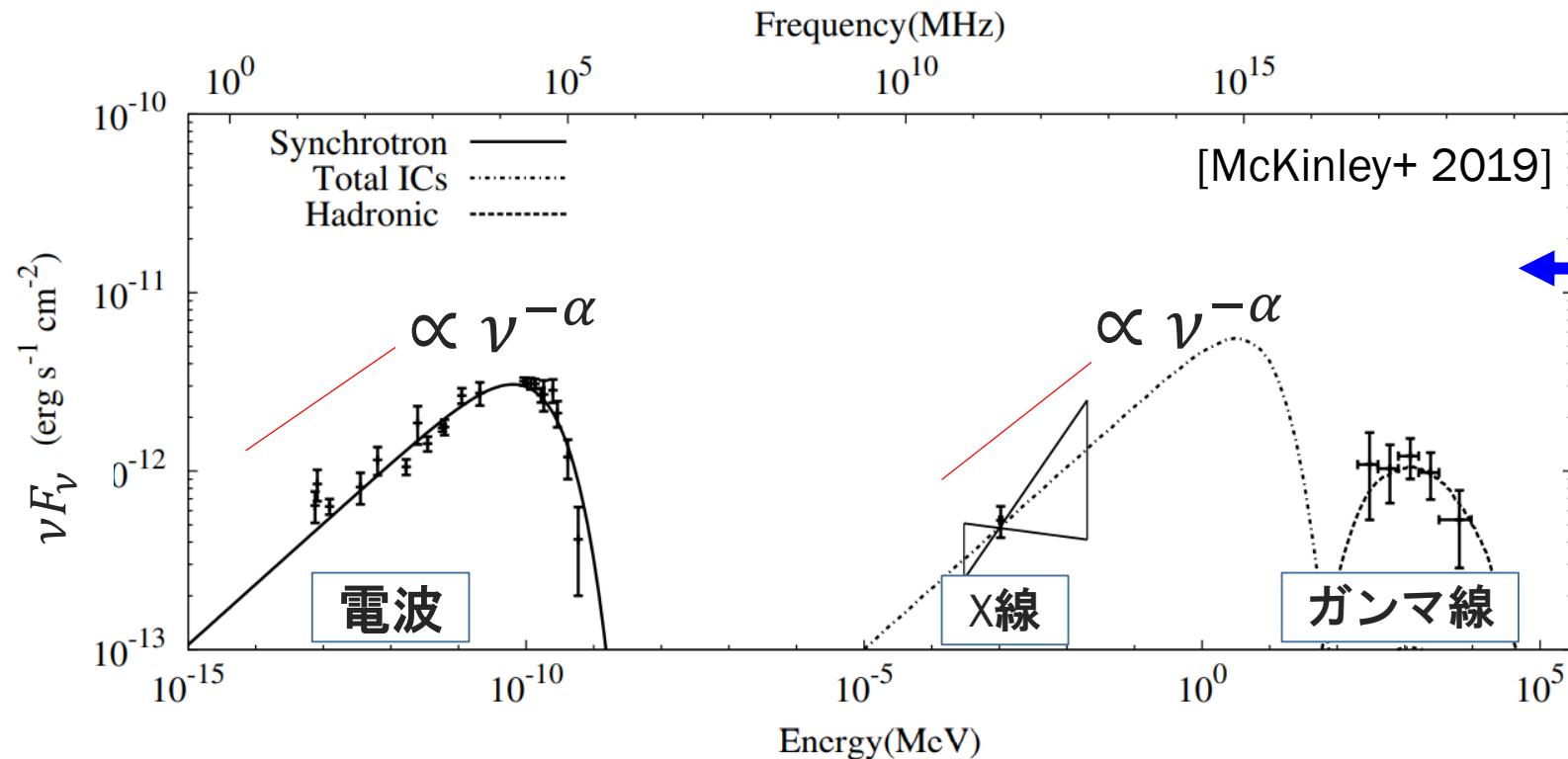
電波ローブからの多波長放射

■ 系外ジェット・ローブからの放射 . . . 非熱的放射 ($F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$)

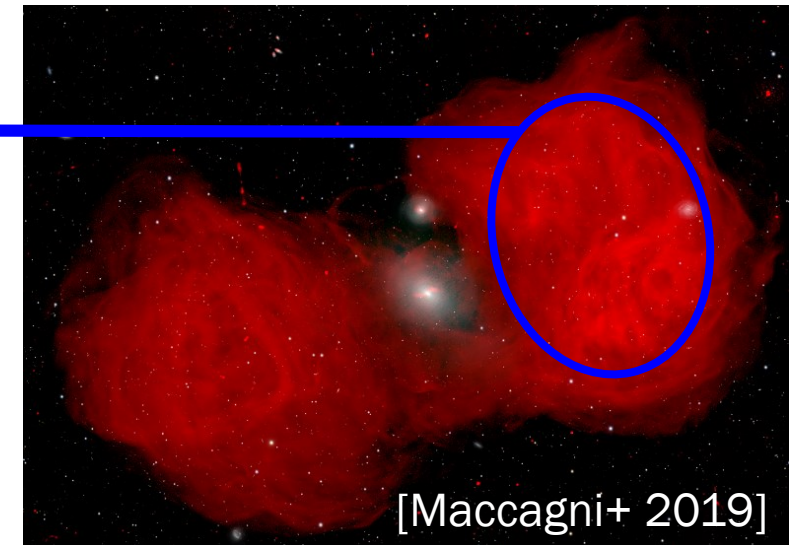
■ 電波 $\Rightarrow$ シンクロトロン放射

X線 $\Rightarrow$ 逆コンプトン散乱 (with CMB or synchrotron self Compton)

ガンマ線 $\Rightarrow$ 逆コンプトン散乱 or 陽子-陽子衝突



系外ジェット Fornax A



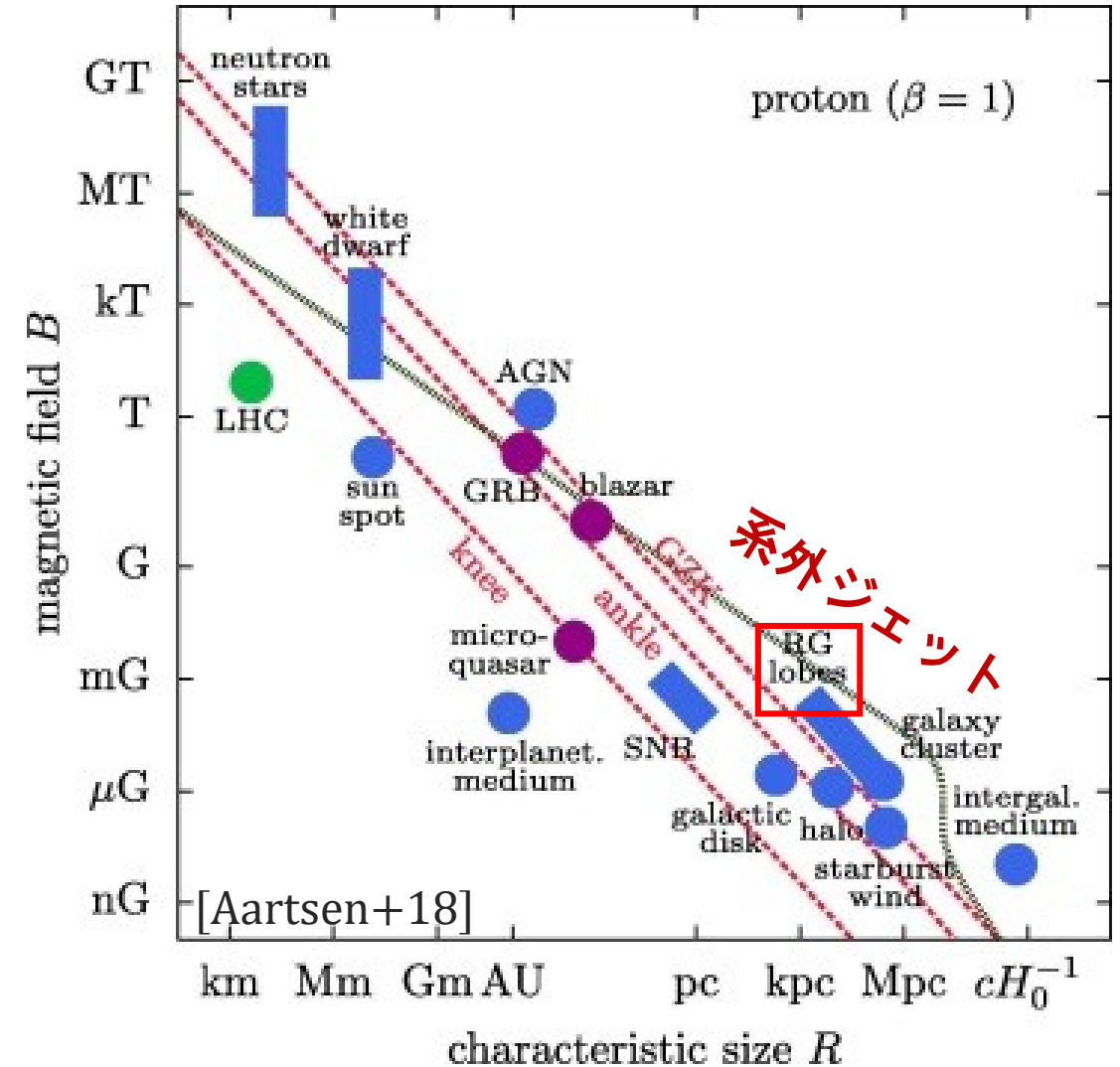
宇宙線加速場

■ 系外宇宙線加速源の候補 ($E_{\text{max}} \sim 10^{20}$ eV)

Hillas' limit (宇宙線最高エネルギー = ラーモア半径)

$$r_g = \frac{p}{eB} = \frac{E}{ecB} < R \implies E < ecBR.$$

B : 磁場, r_g : ラーモア半径, e : 電荷, c : 光速, $E = pc$: エネルギー



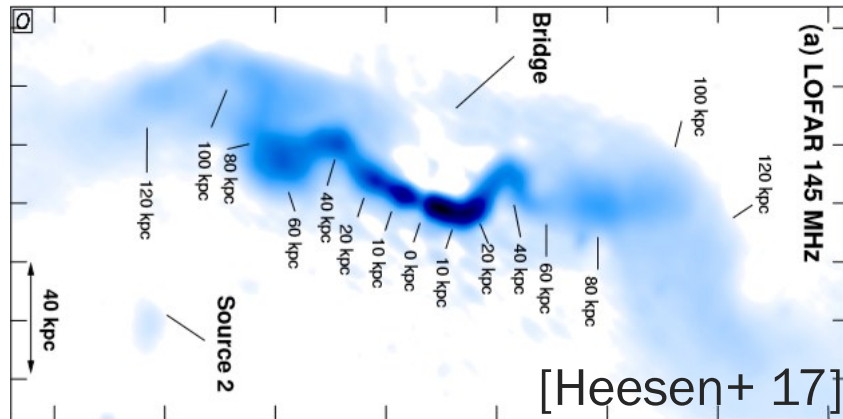
系外ジェットにおける未解決問題

- 収束・安定性
- 中心天体の10桁以上に渡る伝搬の安定性の要因
 - FR-I と FR-II を決定するメカニズムは？

- Energetics
- エネルギー(磁場,粒子,運動エネルギー)
 - プラズマ組成 ($e - p$ or $e^\pm$)

- 粒子加速
- 加速できる最高エネルギー
 - 散逸・加速メカニズム

FR I radio source

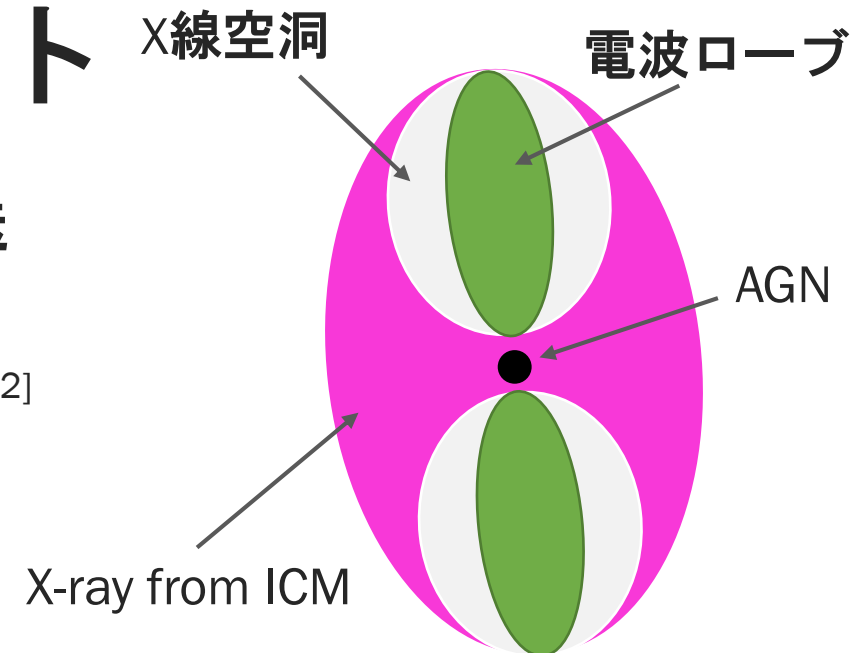


FR II radio source



大スケール(kpc)ジェット

- 中心BHの莫大な重力エネルギーを大スケールへと輸送
周辺物質の加熱・質量降着の抑制
⇒ Radio-mode AGNフィードバック機構 [McNarama & Nulsen 2012]
- フィードバック機構のより詳細な理解には、まず
ジェットのエネルギーや活動史を知る必要がある

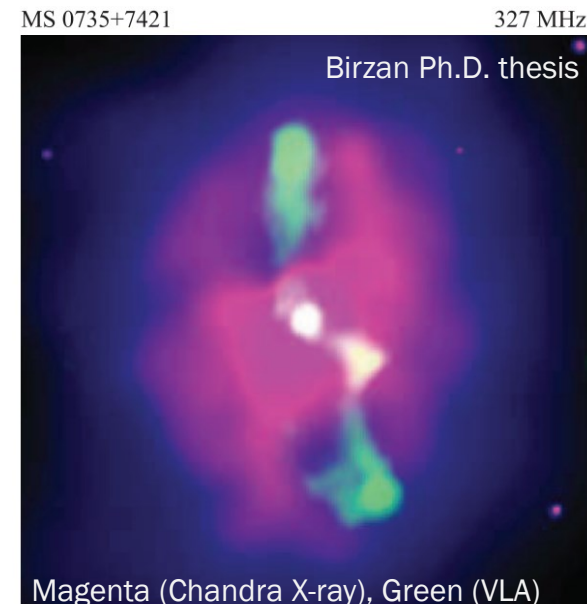


ジェット基本構造 (kpcスケール)

電波ローブとX線空洞 = コクーン (ジェットに付随するガス)
ジェットにより輸送された高エネルギーなプラズマによって形成された巨大なエネルギー貯蔵庫



ジェットの組成, 粒子・磁場エネルギーを知る手がかり



電波パワー:シンクロトロン放射

磁場による制動を受けた相対論的電子が放出する放射

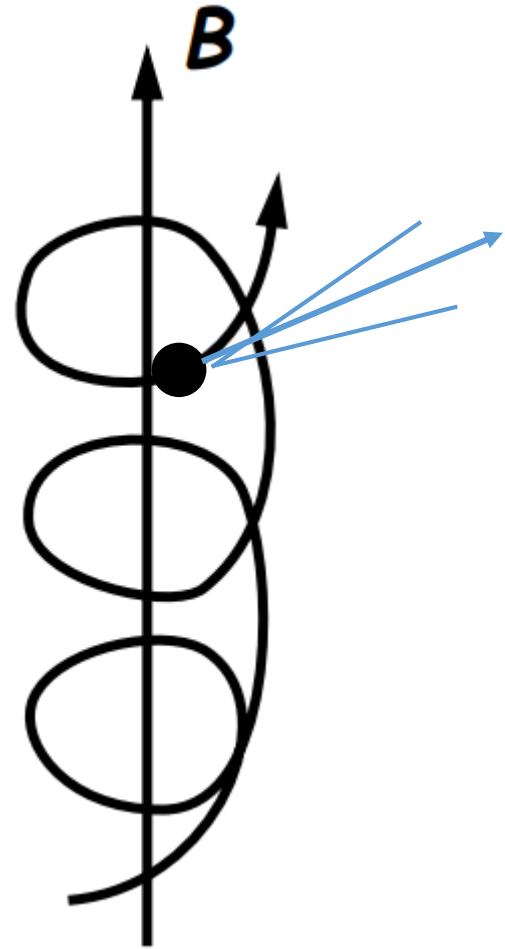
■ 単一電子からのシンクロトロン放射損失

$$-\frac{du_e}{dt} \propto u_e^2 B^2, \quad u_e = \gamma m_e c^2$$

■ 電波放射輝度 (観測量)

$$L_{\text{radio}} = \int_{\nu_1}^{\nu_2} L_{\nu} d\nu = \int_{u_{e,1}}^{u_{e,2}} -\frac{du_e}{dt} N(u_e) V du_e$$

電波放射輝度 = 相対論電子エネルギー × 磁場エネルギー



$N(u_e)$: 相対論的電子数, 電磁波の特徴的な周波数: $\nu_{\text{crit}} = \frac{3eB}{2mc} \gamma^2 \sim 10 \left(\frac{B}{\mu\text{G}} \right) \left(\frac{E}{\text{GeV}} \right)^2 \text{ MHz}$

ジェットの力学的エネルギー

■ Cavity Power (PdV Work :熱力学第一法則)

ジェットが周辺圧力に対抗して、バブル(空洞)を形成・維持するために必要な仕事量

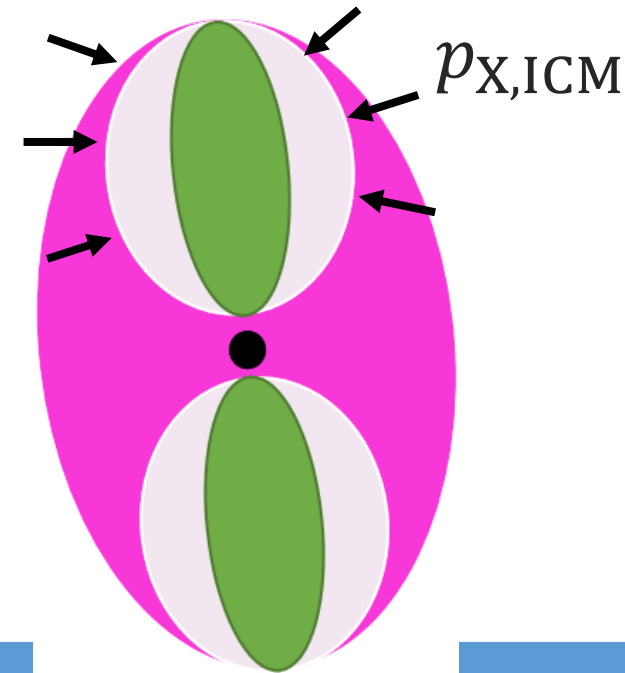
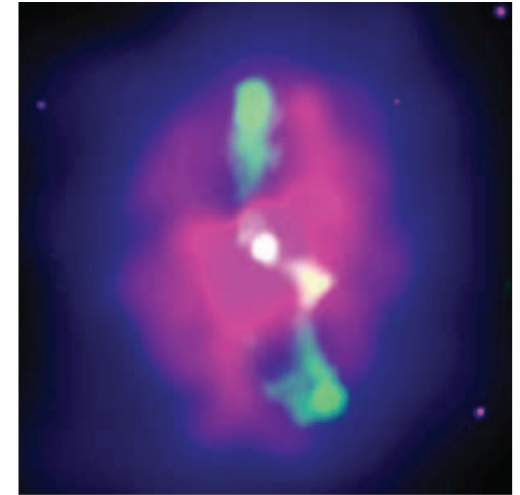
$$\text{エンタルピー} : H = U_{\text{particle}} + p_{\text{X,ICM}} V = \frac{\gamma}{\gamma - 1} p_{\text{X,ICM}} V$$

仮定：電波ローブ(X線空洞)は、
周辺のX線放射ガスと圧力平衡
⇒ 力学的エネルギーの下限值

X線空洞の体積

MS 0735+7421

327 MHz



ジェットエネルギー同定手法

■ $P_{\text{cav}} - L_{\text{radio}}$ 関係 [Birzan 2004, 2008]

P_{cav} : X線空洞を維持・形成に必要なエネルギー
 $\Rightarrow P_{\text{cav}} = 4pVt_{\text{age}}^{-1} \Rightarrow$ 力学的エネルギーの下限值

L_{radio} : 電波ローブからの
シンクロトン放射エネルギー

$$\Rightarrow P_{\text{cav}} \sim (1 - 1000)L_{\text{radio}}$$

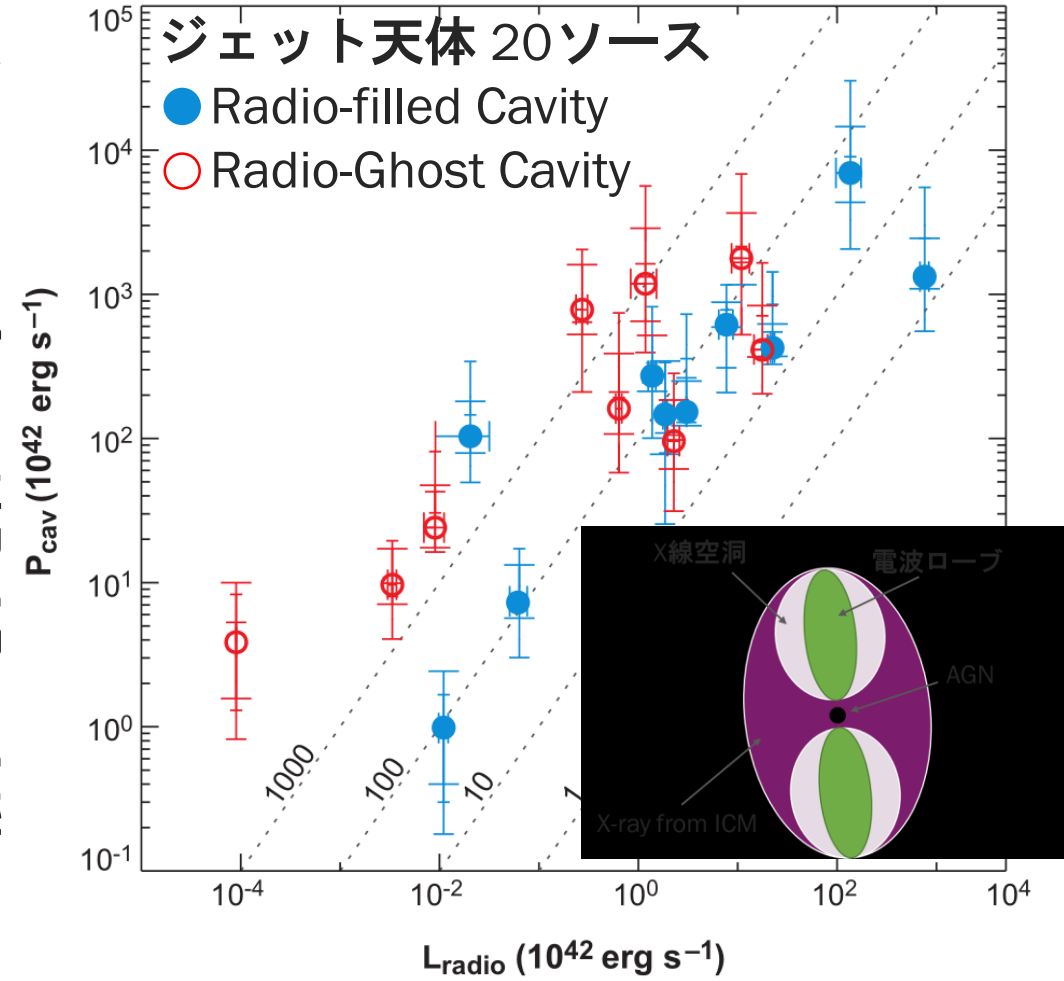
大きなバラツキ

要因：陽子と電子のエネルギー比

年齢の見積もり，

相対論電子の放射冷却 etc....

陽子・電子を含む力学的エネルギー



系外ジェット理論モデル

■ FR-II ジェットモデル (自己相似進化)

ジェット進行方向の
エネルギーバランス

$$\frac{L_{jet}}{v_{jet}} = \rho_{ICM} v_h^2 A_h$$

横方向膨張への
エネルギーバランス

$$p_c = \rho_A v_c^2$$

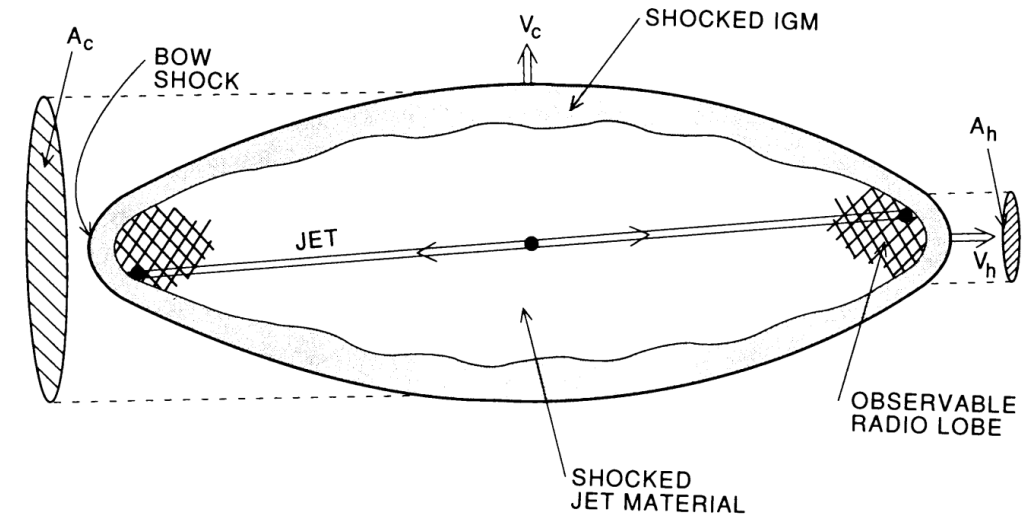
$$p_c \sim \frac{\int L_{jet} dt}{V}, \int v_h dt \sim v_h t, \int L_{jet} dt = L_{jet} t.$$

■ FR-I ジェットモデル

共通認識：強い減速によって亜音速流となっている。

⇒ 確立した理論モデルは未だない。

1. 流体力学的不安定の発達による減速 [Porth, komissarov 2015]
2. Mass-loadingによる減速 [Laing & Bridle 2002]
3. 銀河内の星との衝突 [Perucho 2020]



[Begelman and Cioffi 1989]

流体シミュレーションによる研究 (Norman et al. 1982)

2次元軸対称流体シミュレーション (メッシュ法)

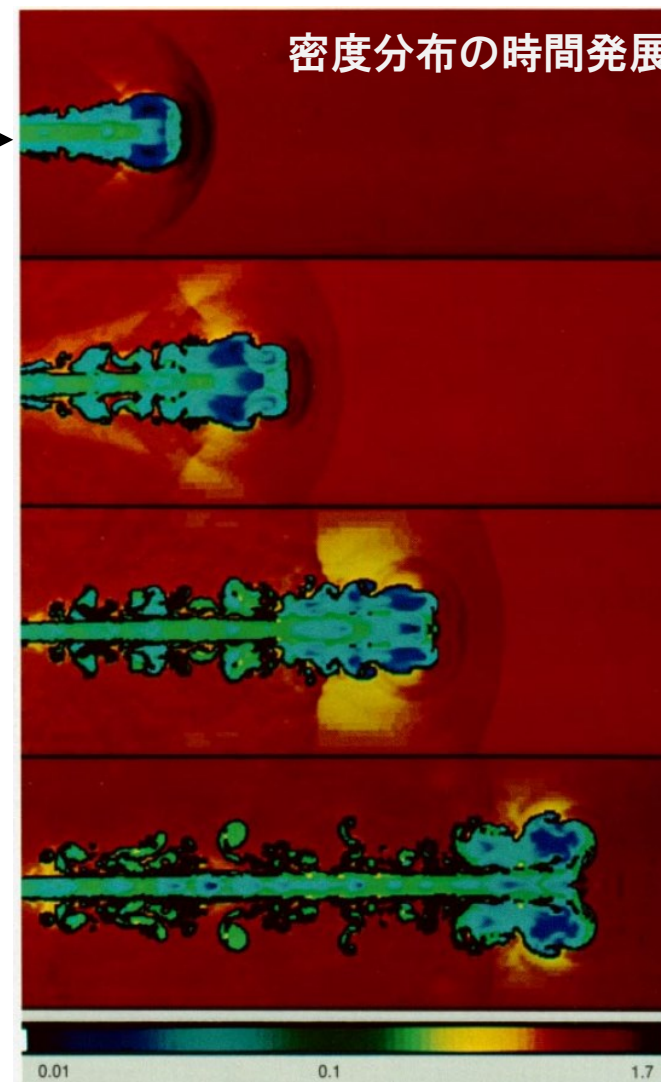
ジェットの伝搬速度 (1次元解析解)

$$v_{\text{head}} = \frac{\sqrt{\eta}}{\sqrt{\eta} + 1} v_{\text{jet}},$$

η : ジェットと外部ガスとの密度比

境界条件として、 超音速プラズマを注入

密度分布の時間発展



- 前方衝撃波(バウショック)の形成
- バックフローによる電波ローブの形成
- ジェット先端の逆行衝撃波(リバーショック)など定性的な系外ジェットの構造を再現.

流体シミュレーションによる研究 (Norman et al. 1982)

2次元軸対称流体シミュレーション (メッシュ法)

ジェットの伝搬速度 (1次元解析解)

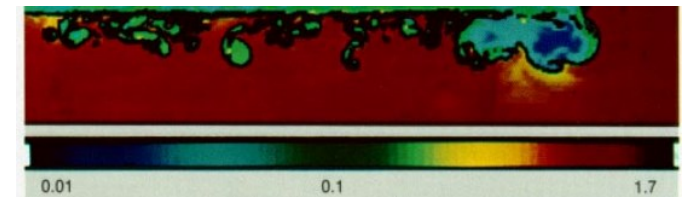
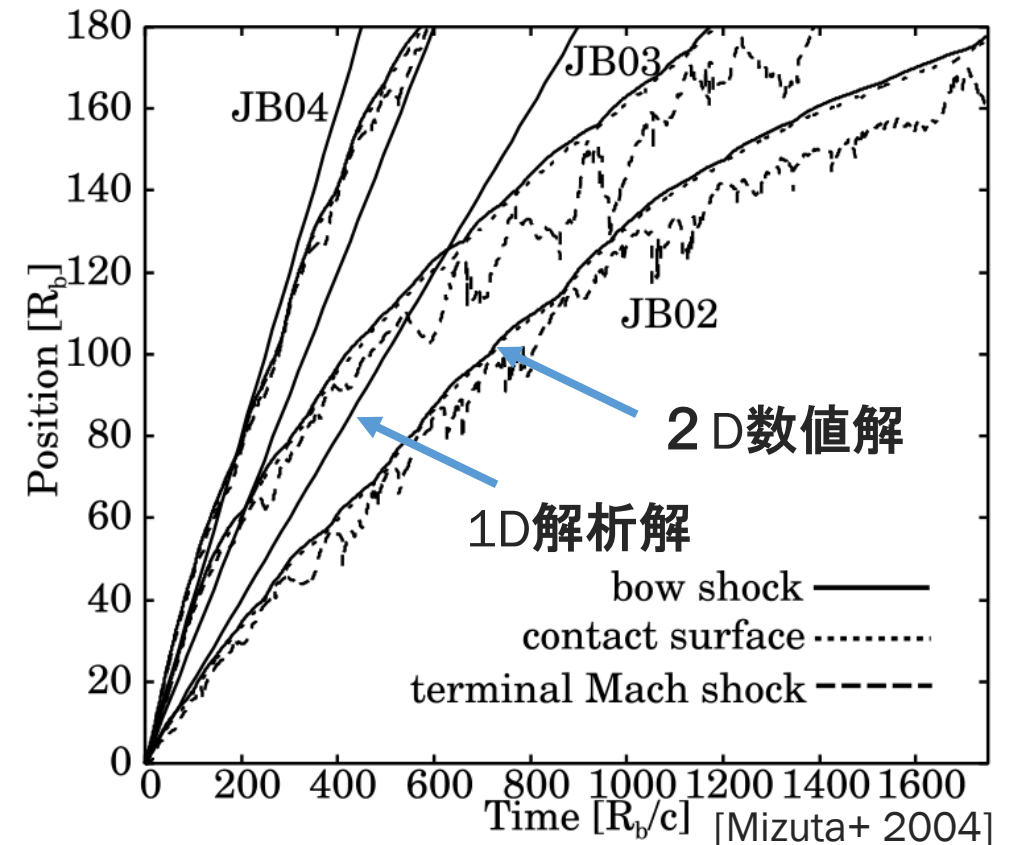
$$v_{\text{head}} = \frac{\sqrt{\eta}}{\sqrt{\eta} + 1} v_{\text{jet}},$$

η : ジェットと外部ガスとの密度比

⇒ 多次元効果によって, ジェットが減速

- ・ 前方衝撃波(バウショック)の形成
- ・ バックフローによる電波ローブの形成
- ・ ジェット先端の逆行衝撃波(リバーショック)など定性的な系外ジェットの構造を再現.

境界条
超音速



非軸対称モード不安定性の発達

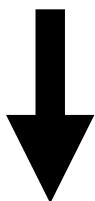
■ MHD不安定性 vs HD不安定性

電流駆動型キンク不安定性

[e.g., Nakamura & Meier 04, Mizuno+ 11, Tchekhovskoy 16]

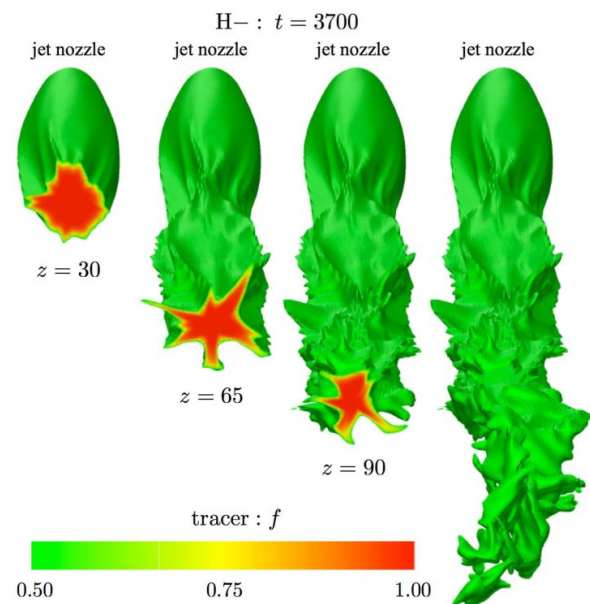
ケルビンヘルムホルツ不安定・レイリーテイラー不安定

[e.g., Bodo+ 94, Mastumoto & Masada 13, Toma+ 17]

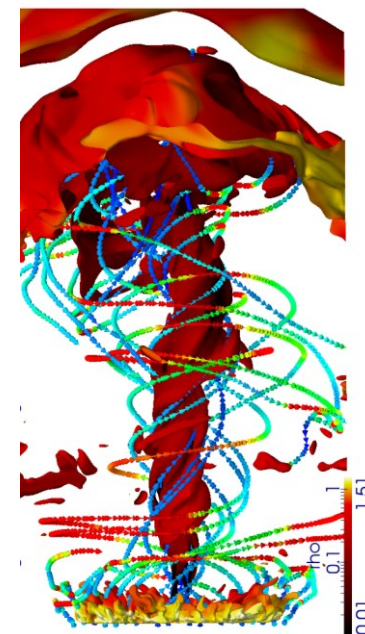


非軸対称モード発達

- ⇒
- 乱流
 - 磁気リコネクション
 - 衝撃波



[Matsumoto & Masada 2019]



[Porth 2013]

2温度プラズマ

■ 電子と陽子の(クーロン衝突による)エネルギー緩和時間

$$t_{ei} = 2.0 \times 10^8 \text{ yr} \left(\frac{n_i}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{T_e}{10^8 \text{ K}} \right)^{3/2} > 10^{10} \text{ yr} \text{ (活動年齢を超える)}$$

$$\text{ジェット： } n_i < 10^{-3}, T_e > 10^9 \text{ K}$$

一度乖離した電子と陽子の温度は、一致しない！！

2温度プラズマ

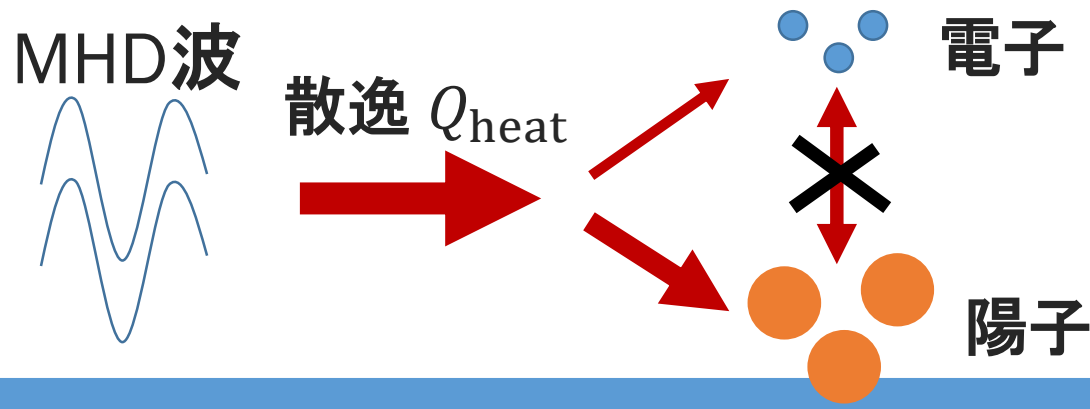
■ 電子と陽子の(クーロン衝突による)エネルギー緩和時間

$$t_{ei} = 2.0 \times 10^8 \text{ yr} \left(\frac{n_i}{10^{-3} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{T_e}{10^8 \text{ K}} \right)^{3/2} > 10^{10} \text{ yr} \text{ (活動年齢を超える)}$$

$$\text{ジェット: } n_i < 10^{-3}, T_e > 10^9 \text{ K}$$

一度乖離した電子と陽子の温度は、一致しない！！

散逸過程(ミクロなプラズマ物理)においての、
電子と陽子のエネルギー交換(分配)によって温度進化が決定づけられる。



ジェットでの散逸現象

衝撃波加熱

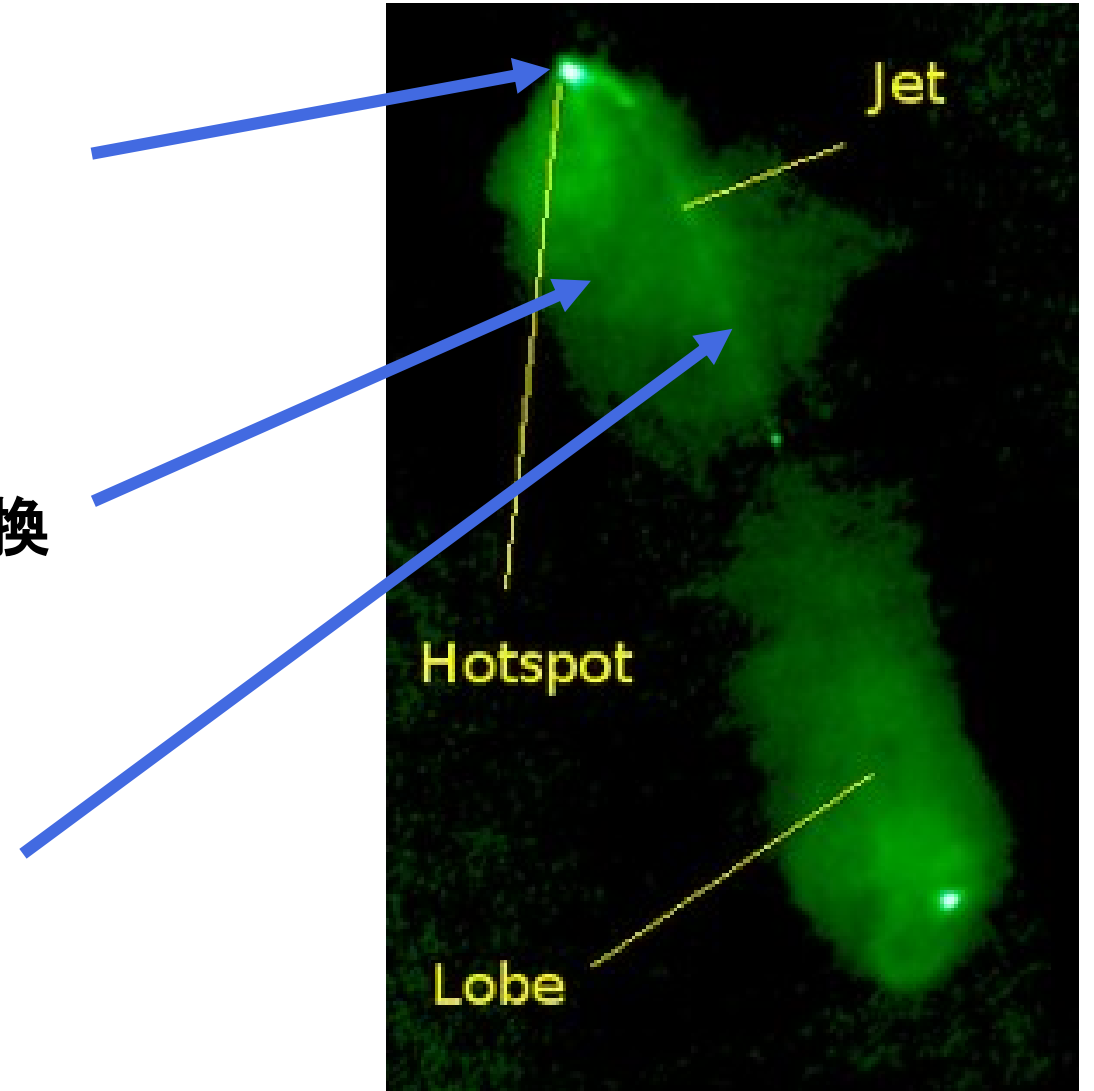
運動エネルギー $\Rightarrow$ 熱エネルギー

乱流中の散逸

運動・磁気エネルギー $\Rightarrow$ 熱エネルギーへと転換

磁気リコネクションでの散逸

磁気エネルギー $\Rightarrow$ 運動・熱エネルギーに転換



2温度プラズマ (衝撃波)

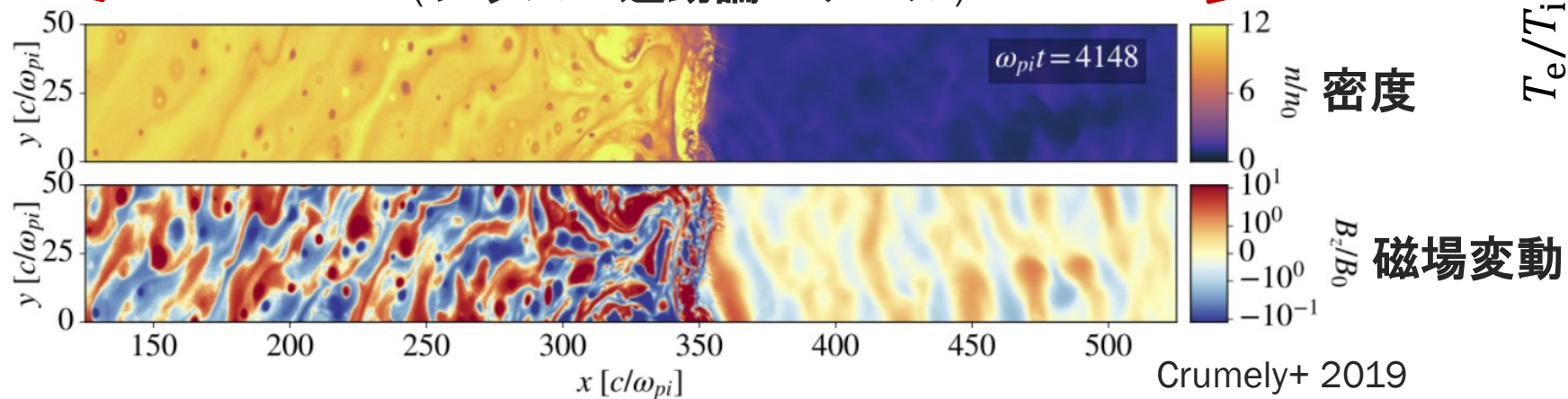
流体衝撃波

ガス密度

下流

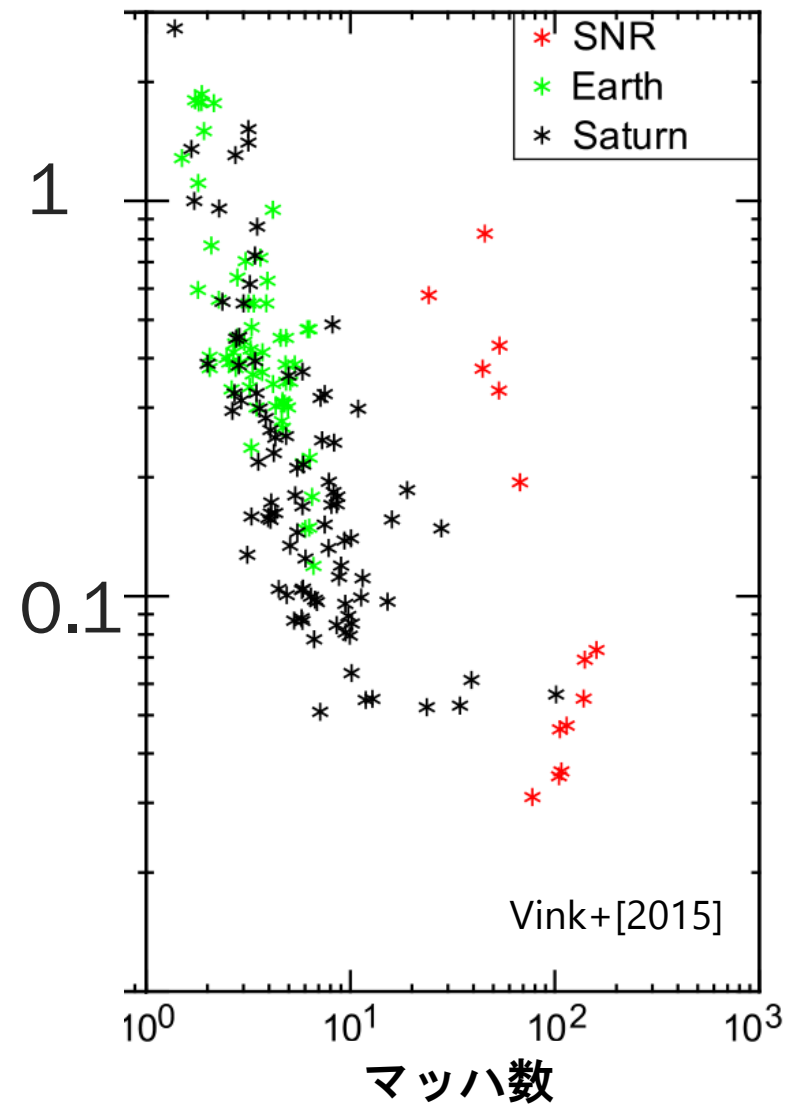
上流

衝撃波に厚みがある
(プラズマ運動論スケール)



T_e/T_i @ 衝撃波下流

衝撃波下流の温度比(観測)



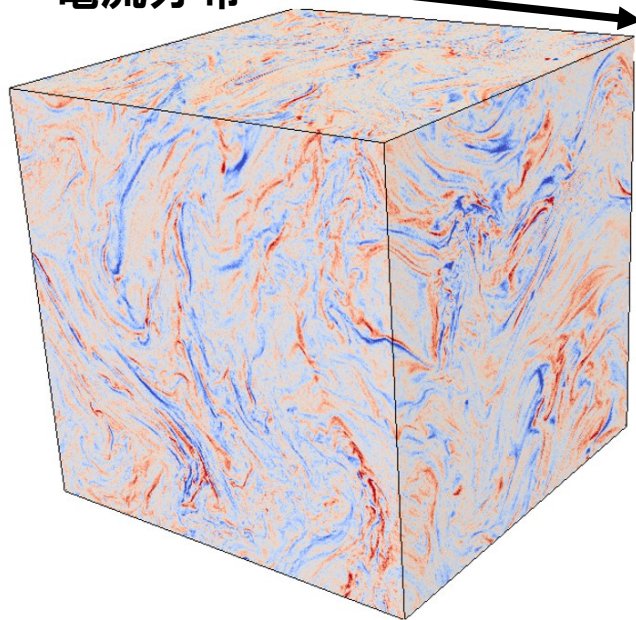
無衝突衝撃波においても. 陽子がより加熱される.
電子も断熱圧縮以上の加熱現象が報告
(観測: Vink+ 2015, 理論: Matsukiyo 2010, Tran+ 2020)

2温度プラズマ (磁気乱流)

PICシミュレーションによる乱流計算

- ・ 磁気乱流による散逸過程の中, 2温度状態が形成.
- ・ 加熱率の比は, 陽子と磁場のエネルギー比に依存 ($U_{\text{mag}} > U_{\text{proton}} \rightarrow$ 電子加熱)

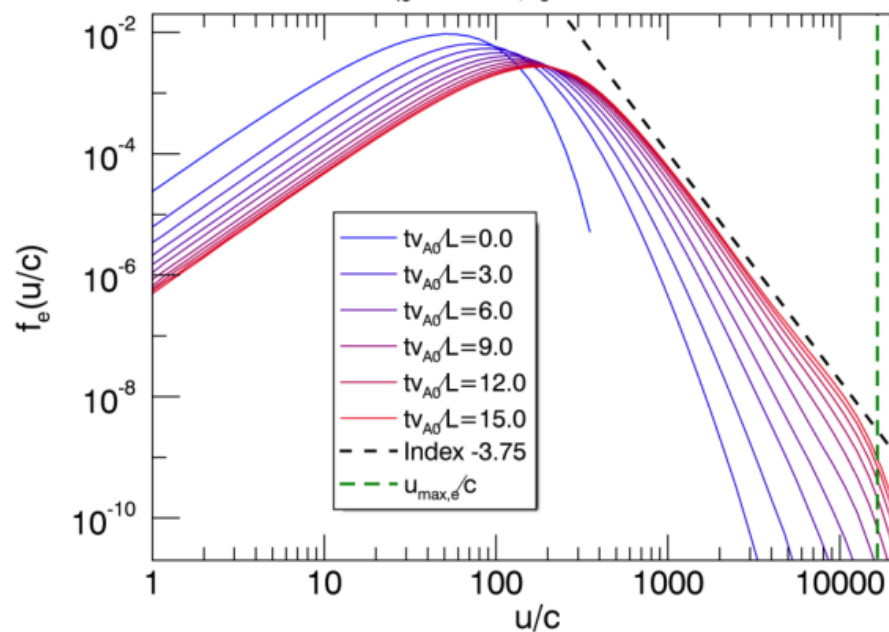
電流分布 ~ 50 イオンラーモア半径



[Zhdankin+2019]

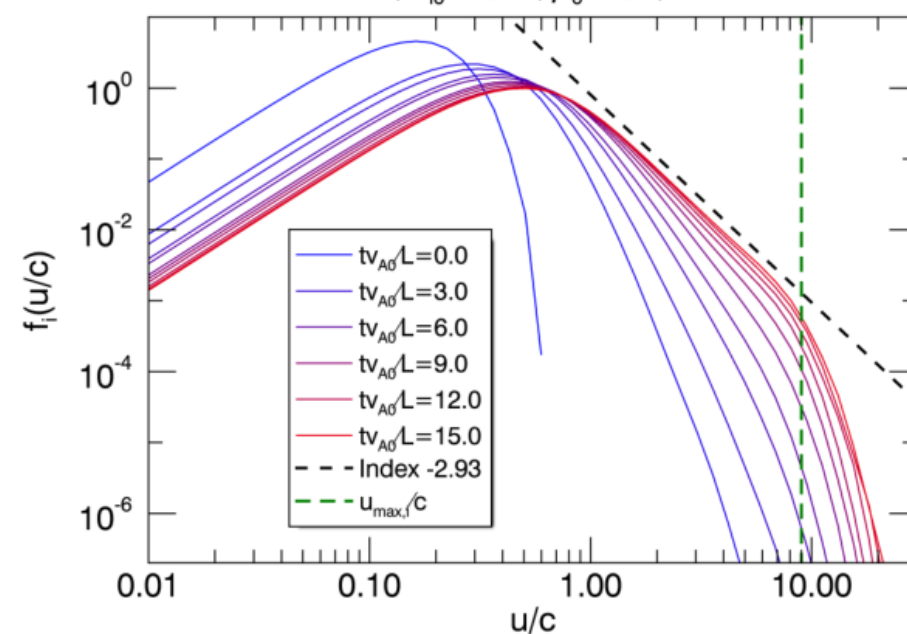
陽子分布関数 時間発展

$768^3, \theta_{i0}=1/64, \beta_0=4/3$, electrons



電子分布関数 時間発展

$768^3, \theta_{i0}=1/64, \beta_0=4/3$, ions



2温度プラズマ (磁気乱流)

■ ジャイロ運動論による無衝突乱流中での加熱比 [Kawazura+ 2018]

Alfven波の散逸のみに着目, 圧縮波は今回入っていない.

圧縮揺動は, 慣性の大きいイオンを加熱. [Kawazura+ 2019]

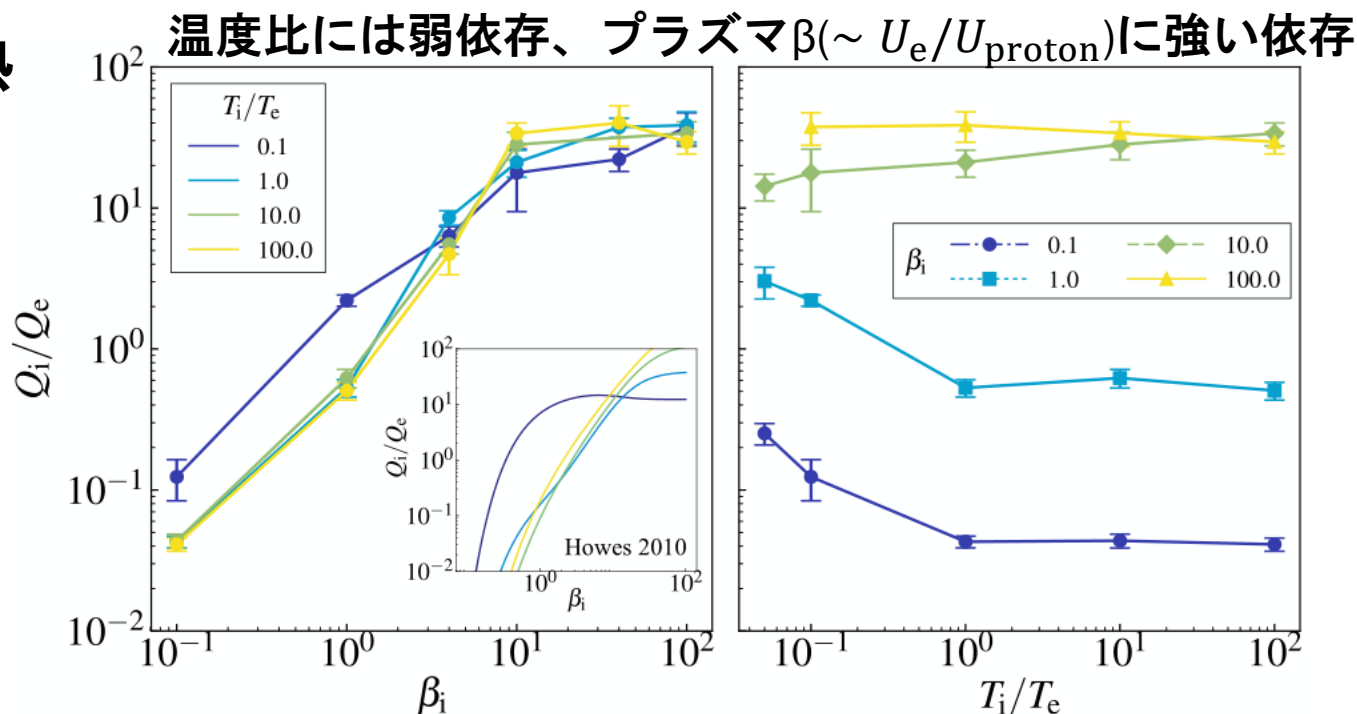
MHD物理量と電子と陽子の加熱分配式：

$$\frac{Q_i}{Q_e} = \frac{35}{1 + (\beta_i/15)^{-1.4} e^{-0.1 T_e/T_i}}$$

イオン加熱

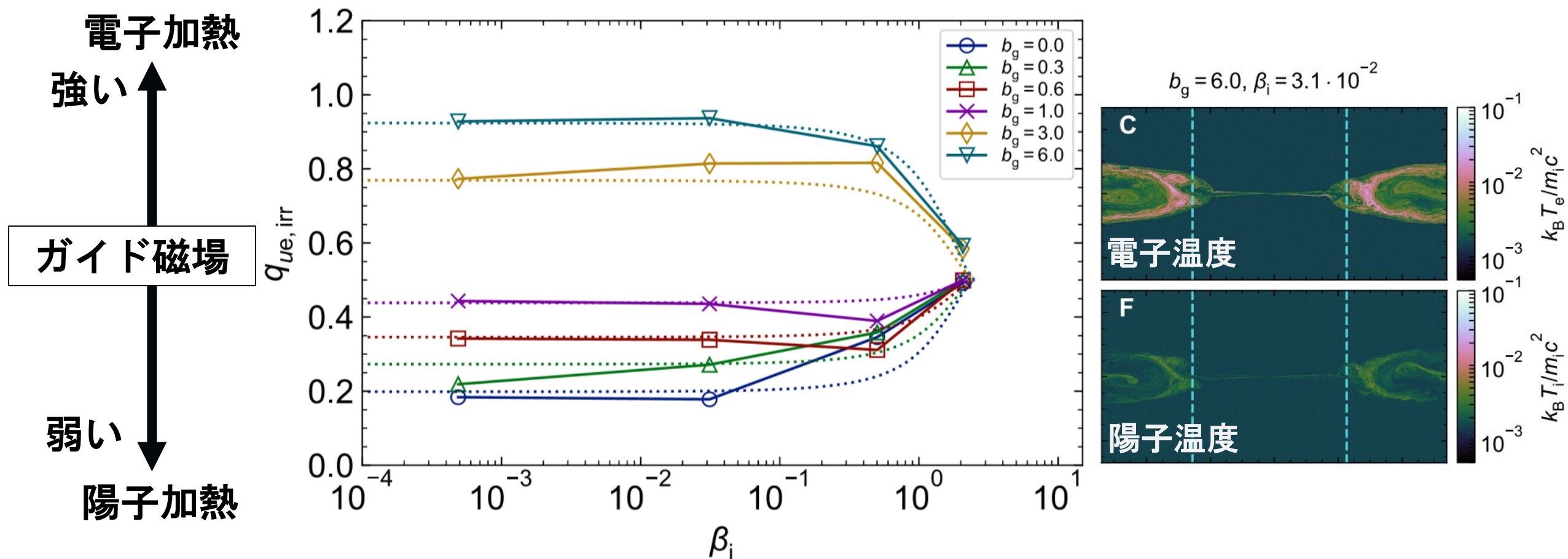


電子加熱



2温度プラズマ (磁気リコネクション)

■ 2D PICシミュレーションによる(準相対論的)磁気リコネクション加熱
 強いガイド磁場のもとでは電子が優先的に加熱 [Rowan+ 2019]



小まとめ

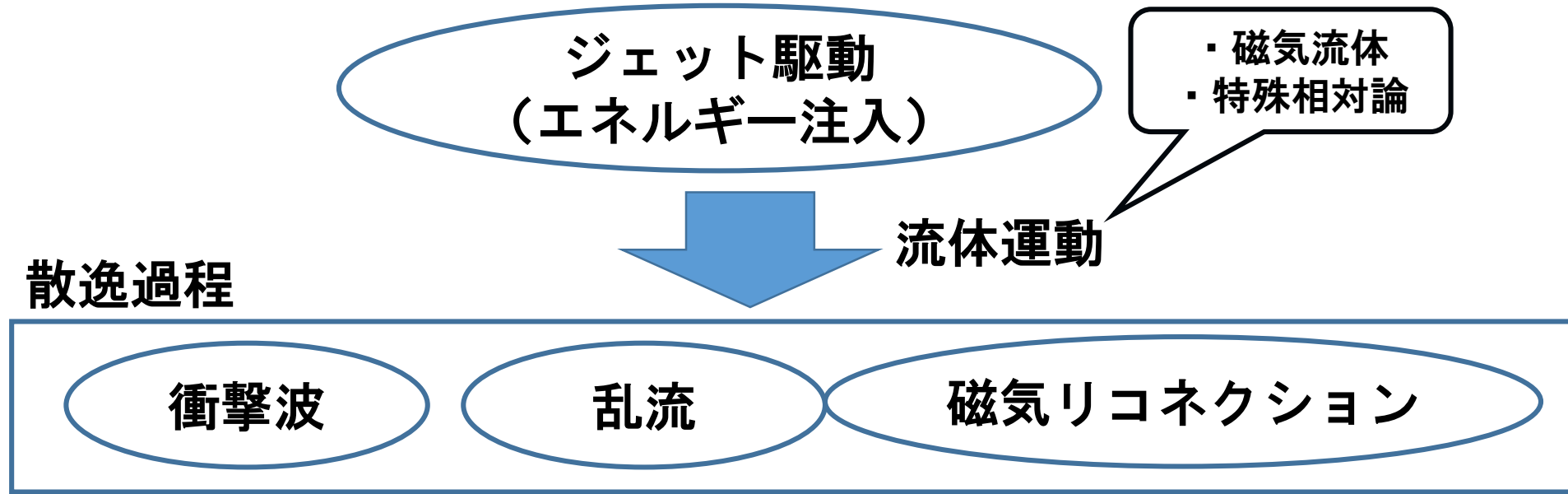
- 電波ローブ内は無衝突プラズマ（2温度）
- 電子と陽子の熱進化は、散逸過程で決定
- 最新の第一原理的計算から徐々に各過程におけるエネルギー分配率が明らかに

ジェットのパレームワーク（理想）

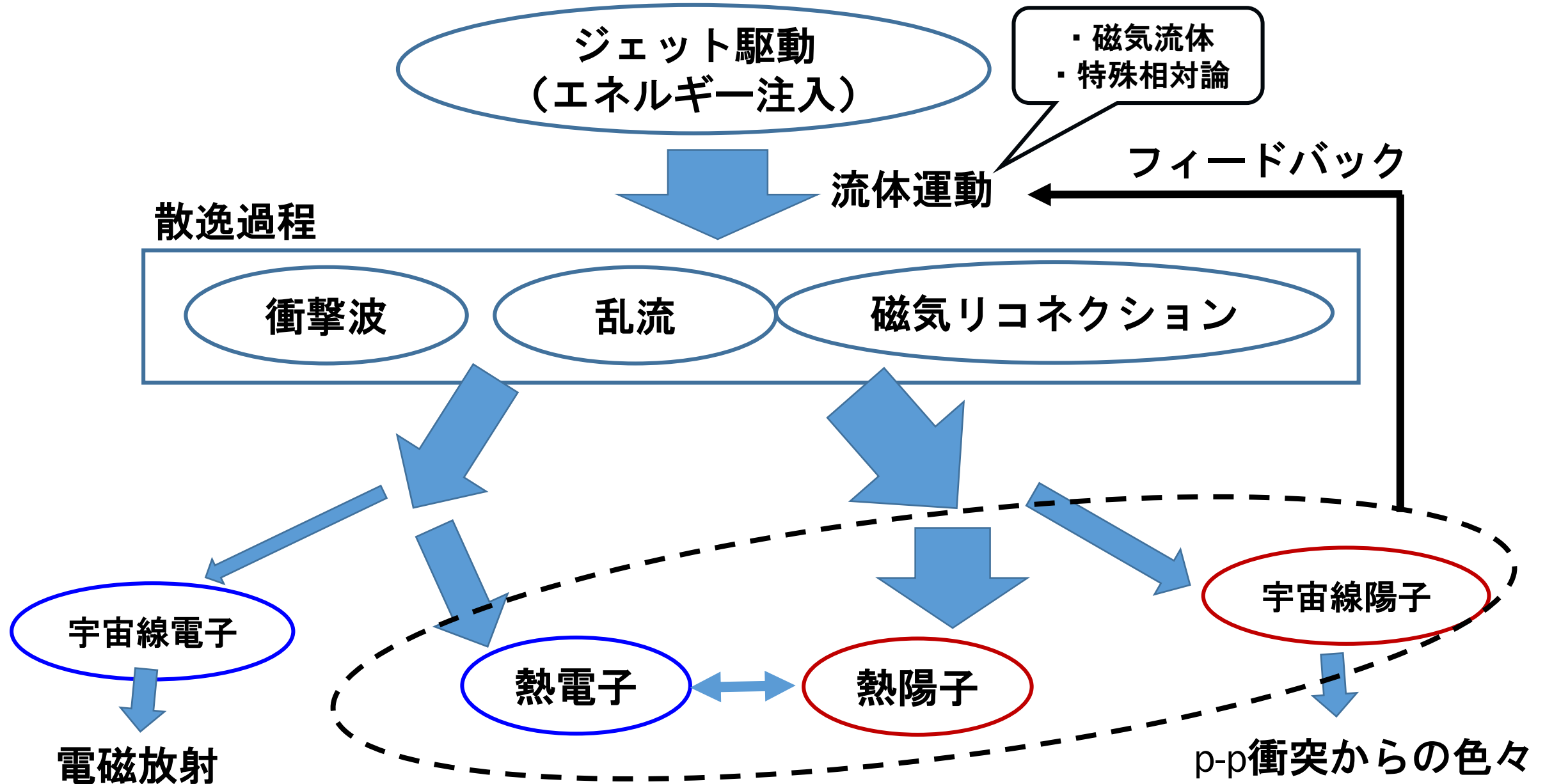


ジェット駆動
（エネルギー注入）

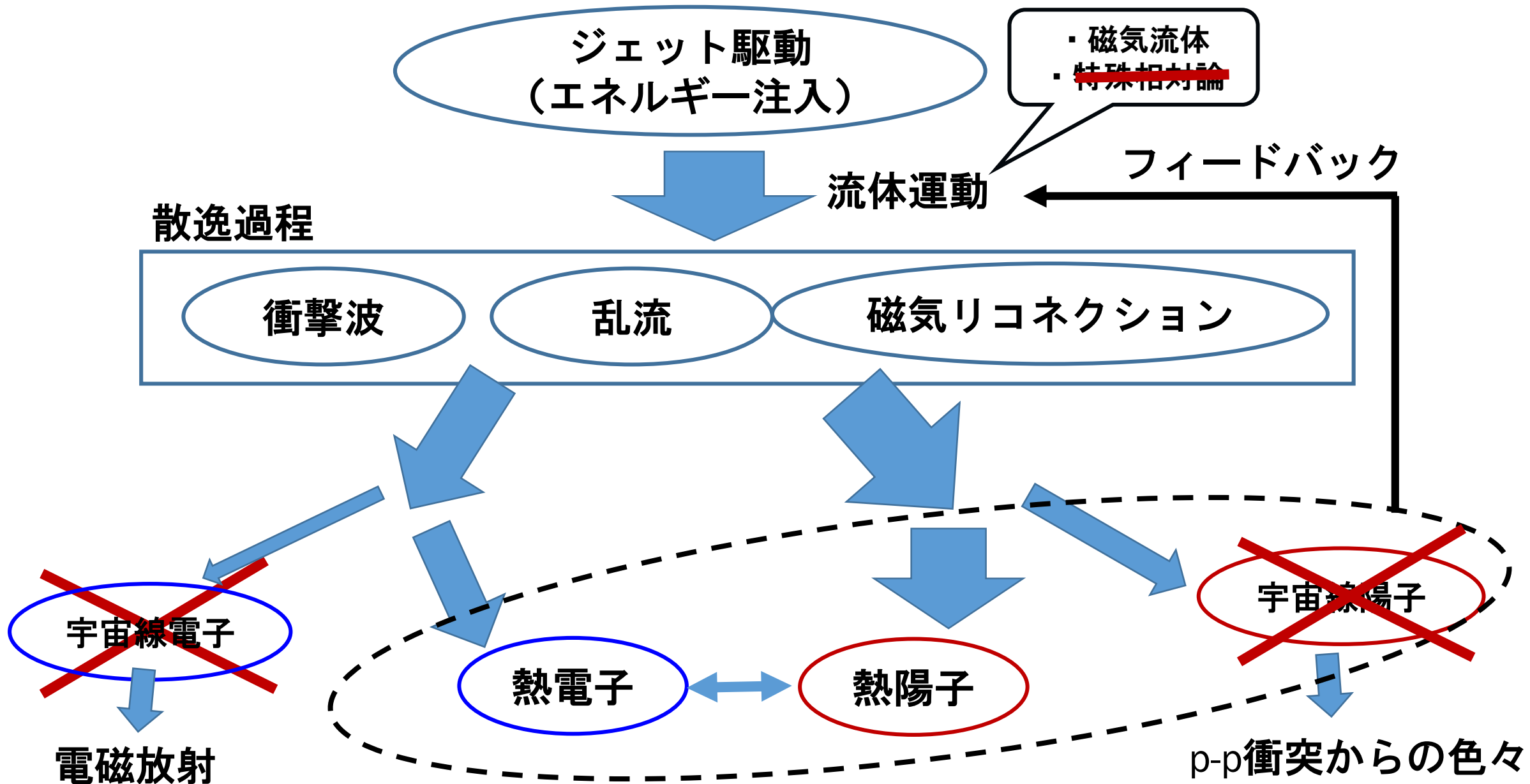
ジェットのパラメータ（理想）



ジェットのフレームワーク（理想）



ジェットのフレームワーク（本研究）



研究手法

2温度MHD方程式

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{v}) = 0, \quad m_i n \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right] = -\nabla p_{\text{gas}} - \nabla \left(\frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B},$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad \frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\mathbf{v} \left(E + p_{\text{gas}} + \frac{B^2}{8\pi} \right) - \frac{\mathbf{B}(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})}{4\pi} \right] = -q_{\text{rad}}$$

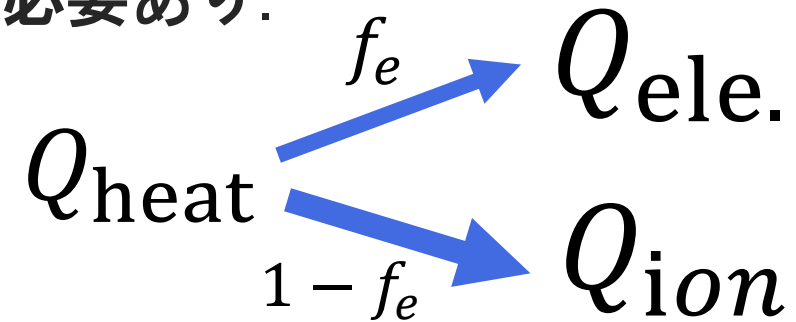
$n, m_i, \mathbf{v}, \mathbf{B}, p_{\text{gas}}, E, q_{\text{rad}}$: 数密度, 陽子質量, 流速, 磁場, ガス圧, 全エネルギー, 輻射冷却

単一温度(熱平衡)プラズマ ($p_i = p_e$) → 二温度(非熱平衡)プラズマ ($p_i \neq p_e$)

電子と陽子それぞれの熱進化(Thermodynamics)を解く必要あり.

$$p_{\text{gas}} = p_i + p_e, \quad E = \frac{\rho v^2}{2} + \frac{p_i}{\gamma_i - 1} + \frac{p_e}{\gamma_e - 1} + \frac{B^2}{8\pi}$$

$$\left[\begin{array}{l} T_e \frac{ds_e}{dt} = f_e Q_{\text{heat}} + q_{ie} - q_{\text{rad}}, \\ T_i \frac{ds_i}{dt} = (1 - f_e) Q_{\text{heat}} - q_{ie}, \end{array} \right.$$



クーロンカップリング : $q_{ie} \propto (T_i - T_e)n^2$

熱制動放射 : $q_{ie} \propto n^2 \sqrt{T_e}$ [Stepney & Guilbert 1983, Dermer+ 1991]

電子加熱モデル

磁気乱流モデル

■ 無衝突MHD乱流中での電子と陽子のエネルギー分配をジャイロ運動論を用いて調査

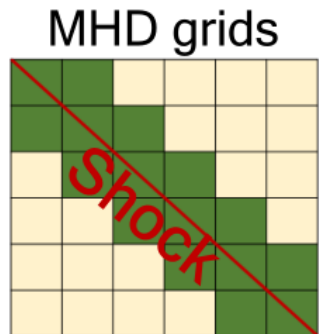
$$f_e|_{\text{turb}} \equiv \frac{Q_e}{Q_e + Q_i} = \frac{1}{1 + Q_i/Q_e}, \frac{Q_i}{Q_e} = \frac{35}{1 + (\beta_i/15)^{-1.5} \exp(-0.1T_e/T_i)} \quad [\text{Kawazura+ 18, 20}]$$

Low β_i (磁気圧 $\gg$ ガス圧) $\Rightarrow$ 電子加熱, High $\beta_i \Rightarrow$ 陽子加熱

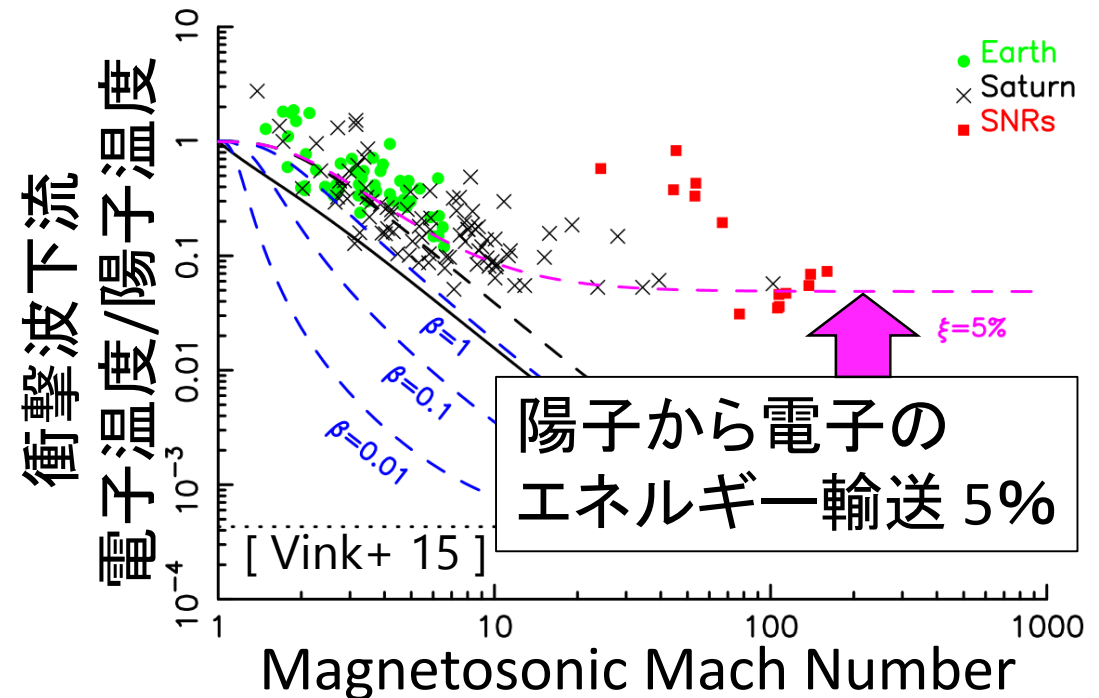
衝撃波モデル

■ 衝撃波で生じた熱エネルギーのうち5%を電子へと分配すると仮定

$$f_e|_{\text{shock}} = 0.05$$



Normal zone
■ $f_e = f_e|_{\text{turb}}$
Shock zone
■ $f_e = f_e|_{\text{shock}}$



セッティング

MHDコード：CANS+ (Matsumoto+ 19)

ICM 密度-温度 プロファイル・・・等温 β -model

$$\rho_{\text{ICM}}(r) = \rho_0 \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta/2}$$

コア密度
コア半径

$\rho_0 = 8.35 \times 10^{-26} \text{ g/cm}^3$
 $r_c = 20 \text{ kpc}$

$, \beta = 0.5$
 $, \text{温度 } T_e = T_i = 5 \text{ keV}$

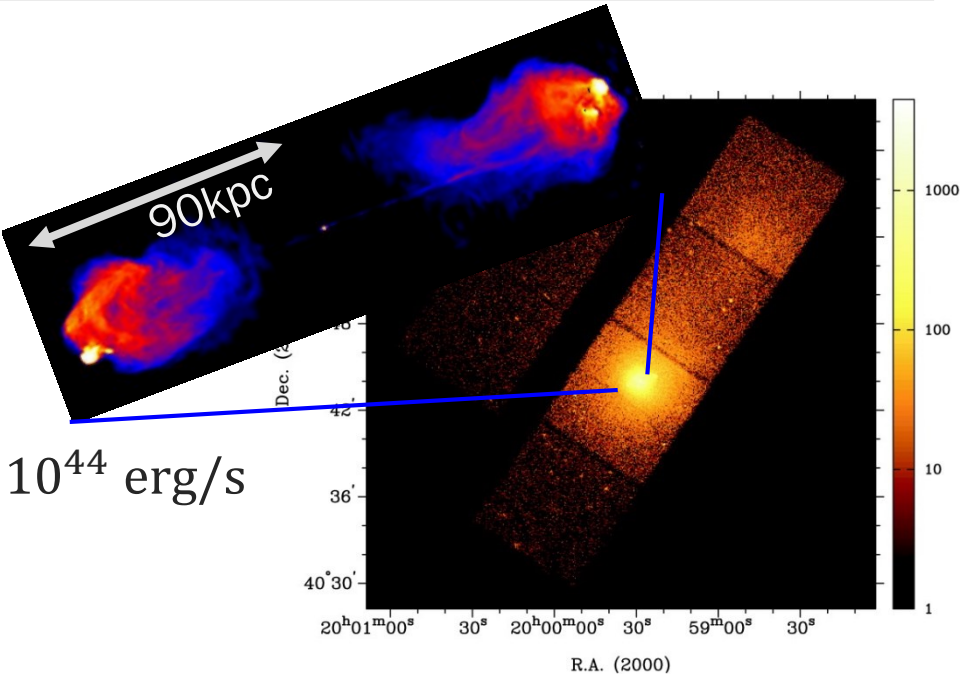
Jets Model

境界条件として超音速プラズマを注入しジェットを生成
($x^2 + y^2 < 1 \text{ kpc}$, and $z = 0 \text{ kpc}$)

速度 $v_z = 0.3c$, 温度 $T_e = T_i = 1.0 \times 10^{10} \text{ K}$,
運動エネルギー $L_{\text{kin}} = 5 \times 10^{45} \text{ erg/s}$, 熱エネルギー $L_{\text{th}} = 4 \times 10^{44} \text{ erg/s}$

Table 5.2: Numerical Models

Model	$\beta_{\text{gas,jet}}$	$\mathcal{M}_A$	$B_{\text{jet}} [\mu\text{G}]$	$L_x \times L_y \times L_z [\text{kpc}]$	$N_x \times N_y \times N_z$
A	1	4.9	138	$64 \times 65 \times 96$	$640 \times 650 \times 960$
B	5	11	62	$64 \times 64 \times 96$	$640 \times 640 \times 960$
C	100	49	14	$64 \times 65 \times 96$	$640 \times 650 \times 960$



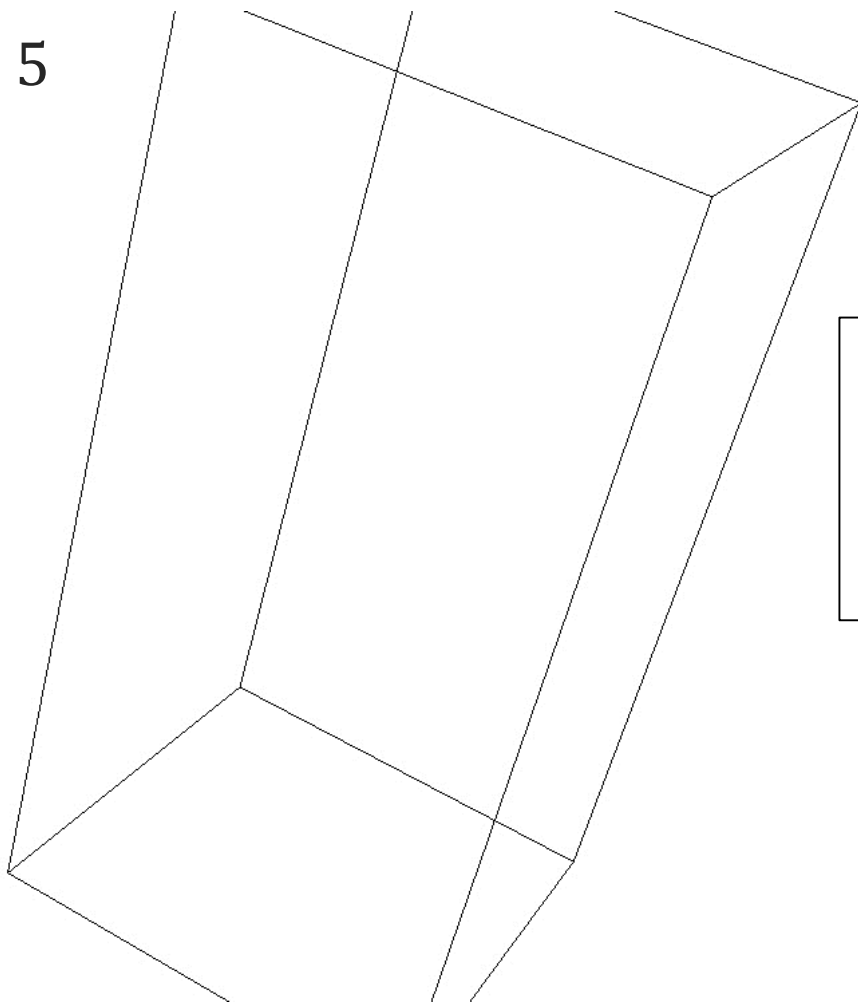
Surface Brightness map of Cygnus A
Chandra 0.75-8KeV (Smith+ 2012)

結果

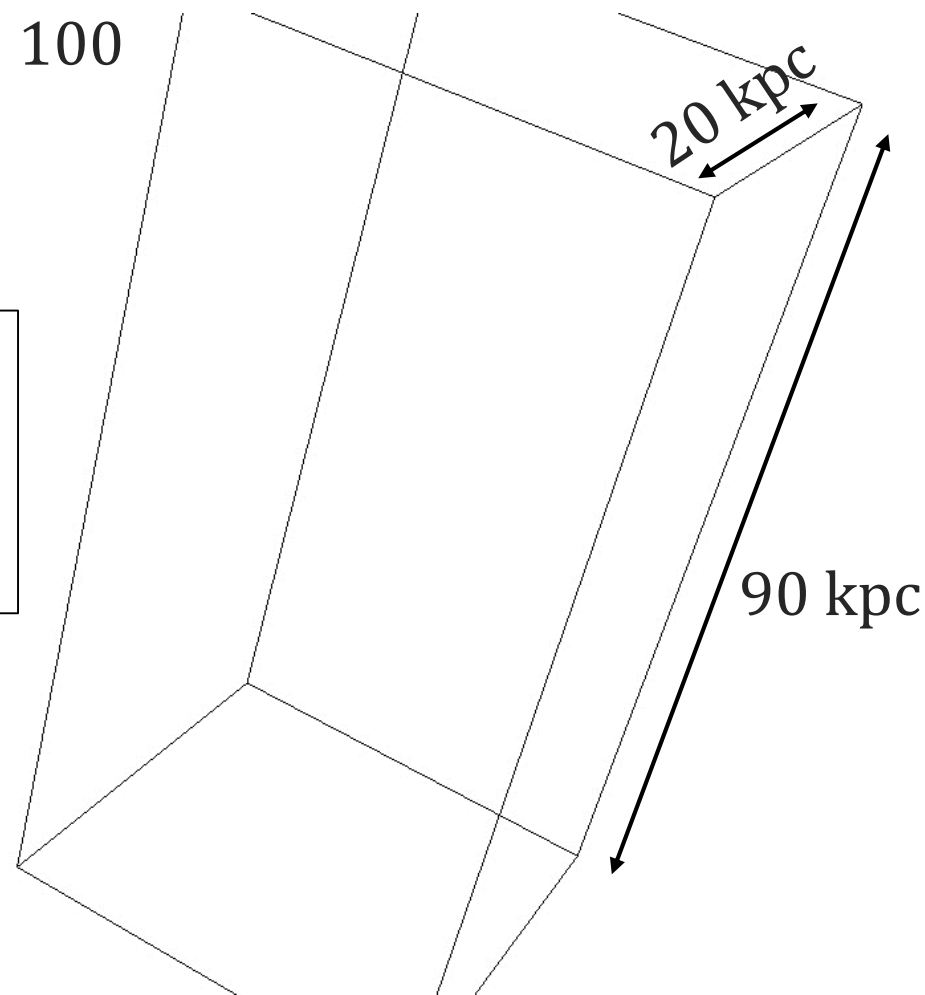
ダイナミクス

■ $\beta_{\text{gas}} = 5$: キンク不安定性 (非軸対称), $\beta_{\text{gas}} = 100$: KH・RT不安定 (軸対称)

$\beta_{\text{gas}} = 5$



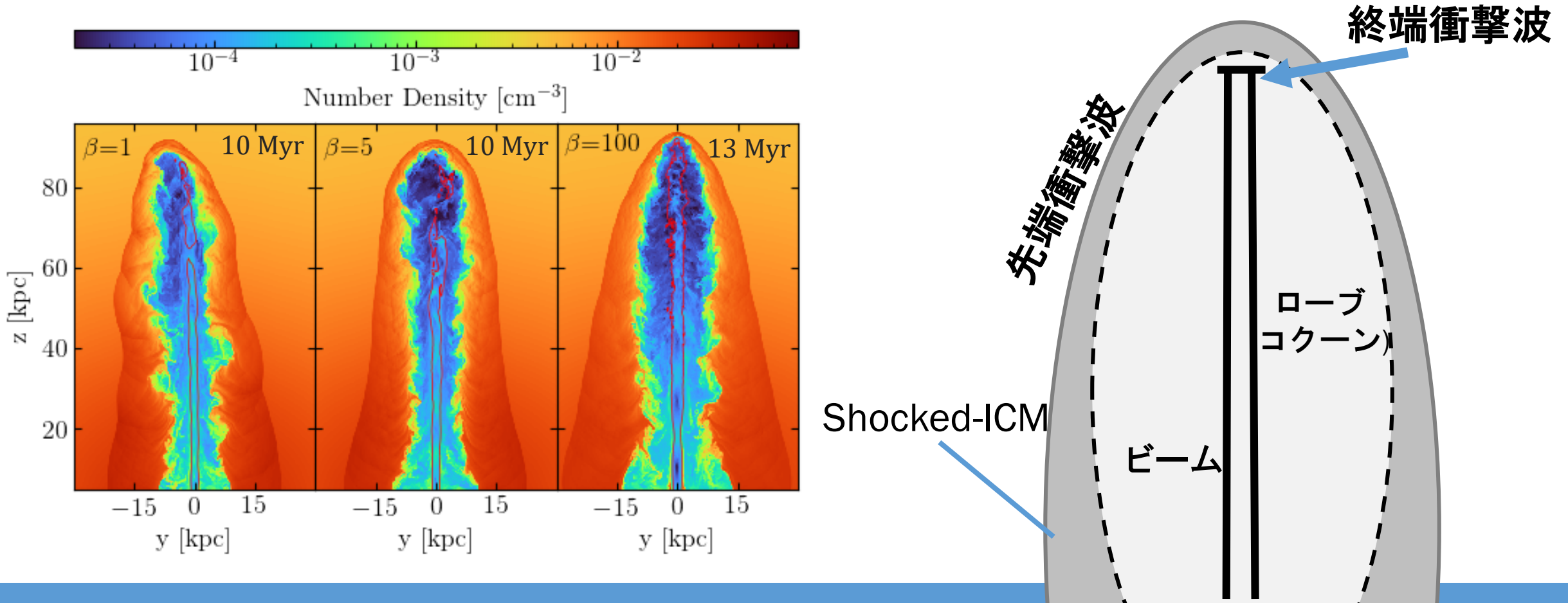
$\beta_{\text{gas}} = 100$



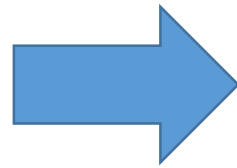
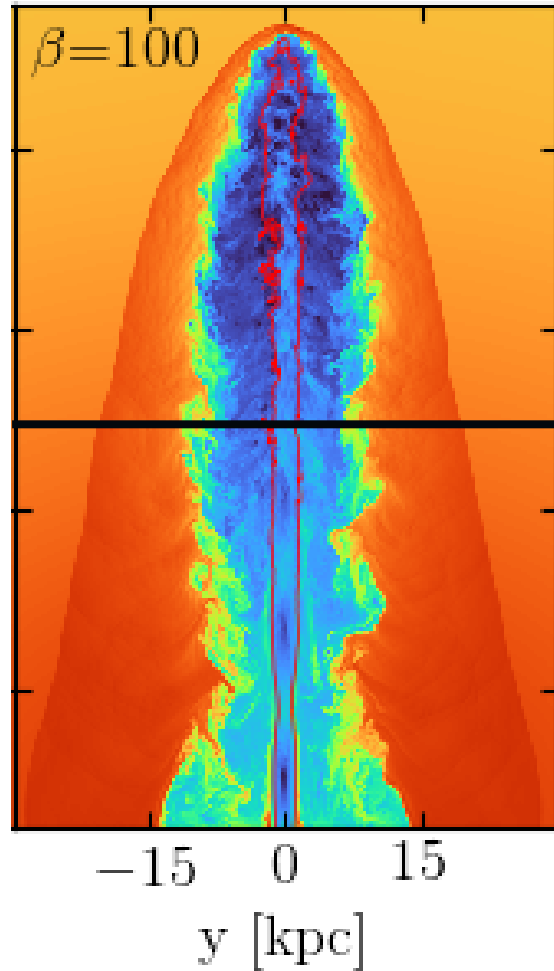
3D 等値面
オレンジ : $0.2c$
緑 : $-0.05c$
青 : $-0.1c$

形態

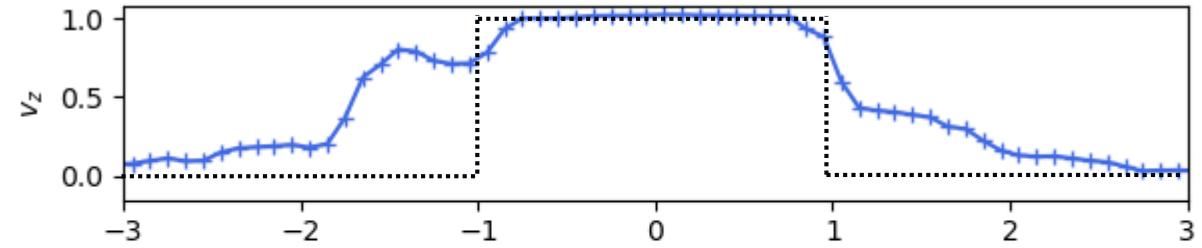
- 先端衝撃波やコクーン(X線空洞・電波ローブ)を形成
- 強磁場($\beta_{\text{gas}} = 1$ and 5)モデルでは、磁場によって非軸対称モードが成長
- 弱磁場($\beta_{\text{gas}} = 100$)ジェットは、到達時間が僅かに遅い



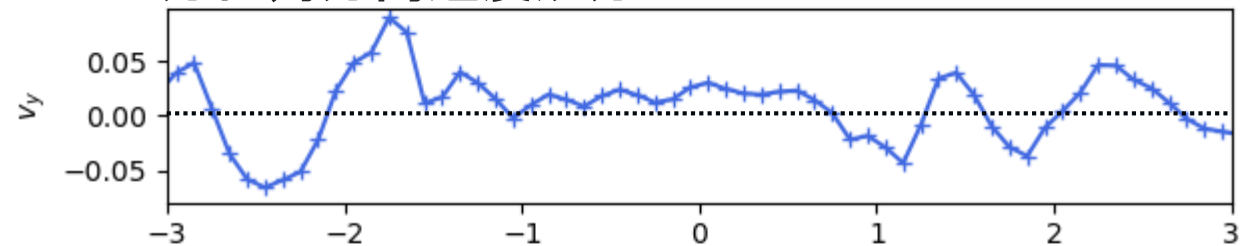
方位角方向速度の生成



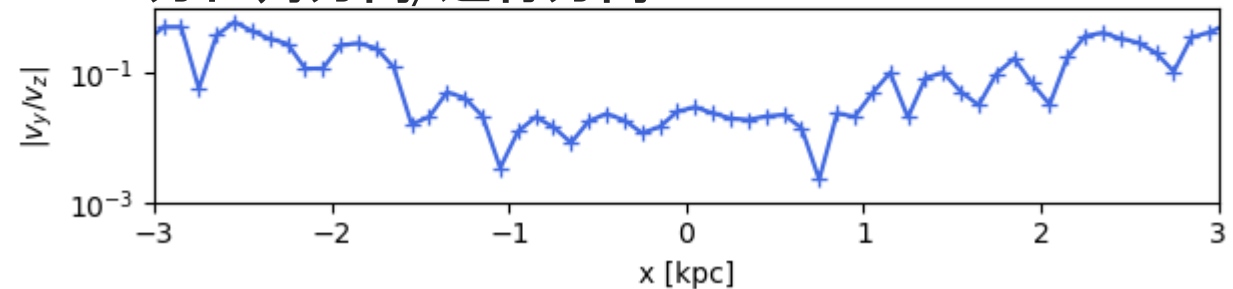
進行方向速度成分



方位角方向速度成分 x [kpc]

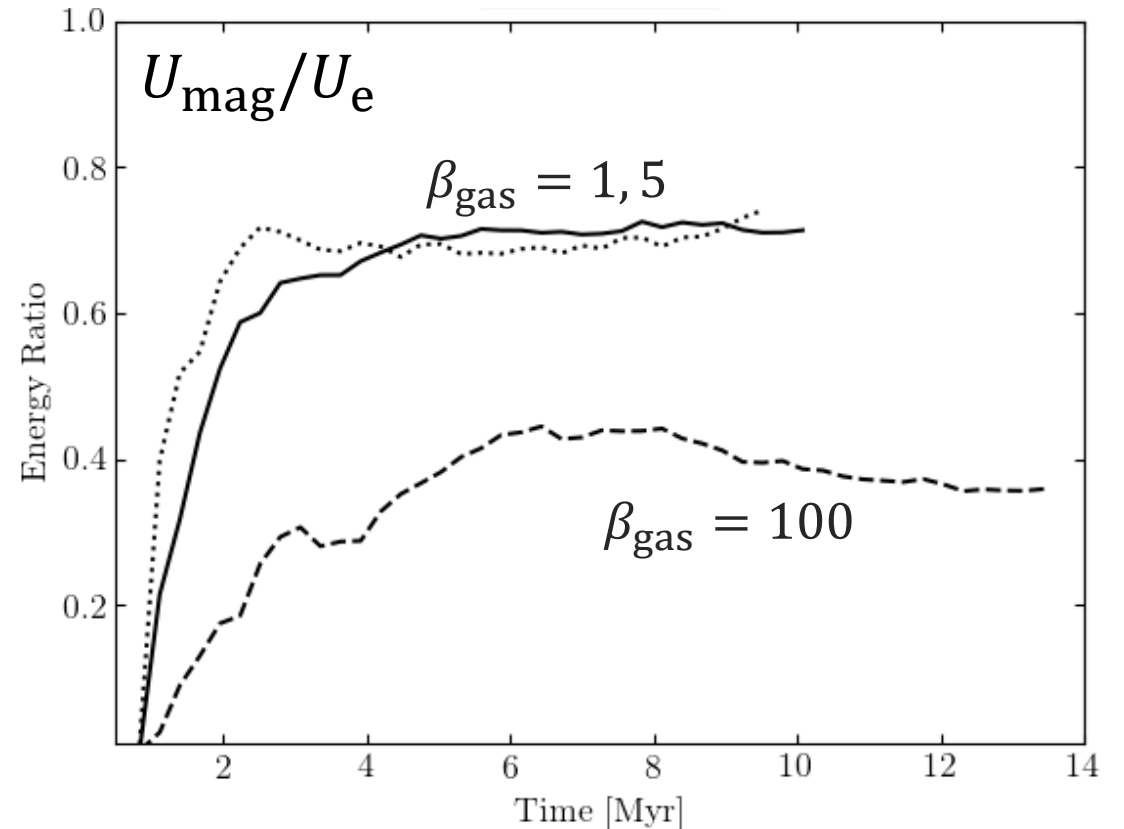
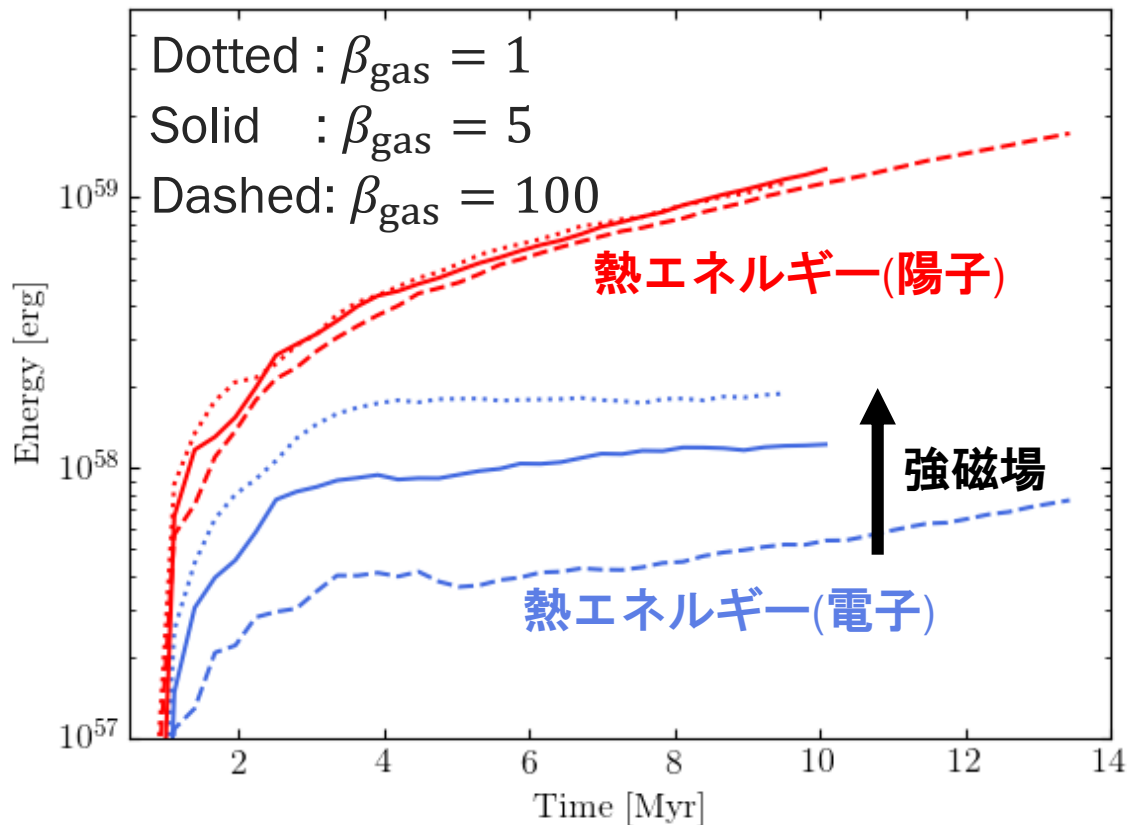


方位角方向/進行方向 x [kpc]



コクーンエネルギー進化

- コクーンの中では、超音速乱流によってエネルギー散逸が生じる
- 磁場と強さに寄らず、陽子が熱エネルギーの大半を担う
磁場が強いモデルの方が、電子エネルギーが高い (乱流モデル $f_e \propto U_{\text{mag}}$)
- モデル $\beta_{\text{gas}} = 1$ と 5 において、磁場と電子エネルギー比は一定値 ($U_{\text{mag}}/U_e = 0.7$)



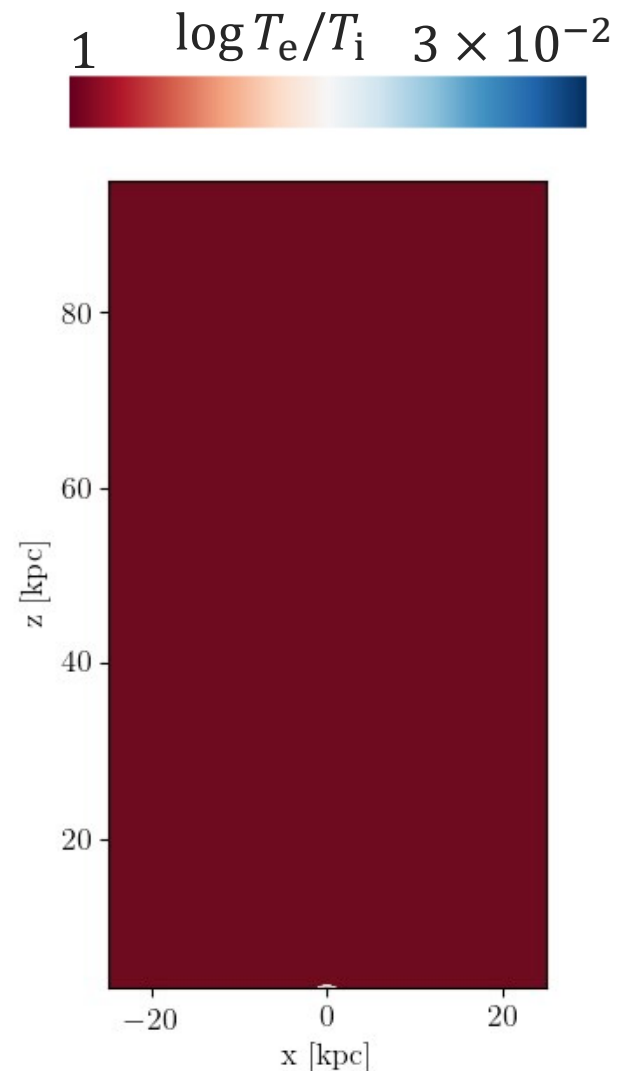
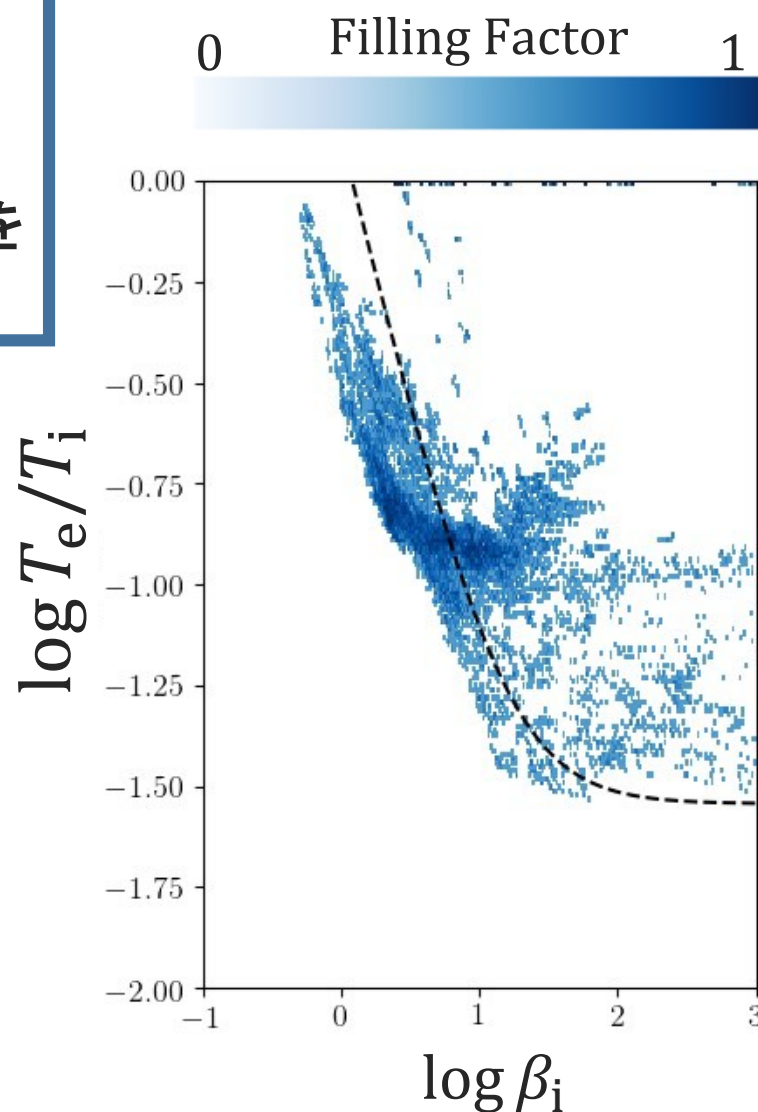
コクーンエネルギー進化

$$\frac{U_e}{U_i} \approx \left(\frac{T_e}{T_i} \right)_{eq} = \frac{f_{e,turb}(\beta_i)}{1 + f_{e,turb}(\beta_i)}, \beta_i \sim \frac{U_i}{U_m}$$

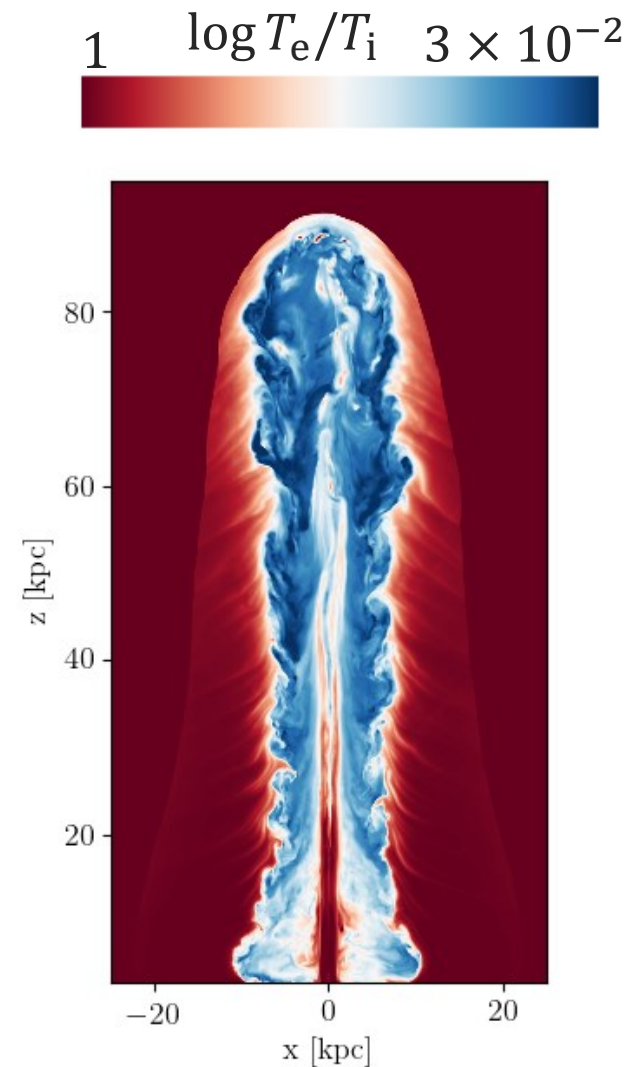
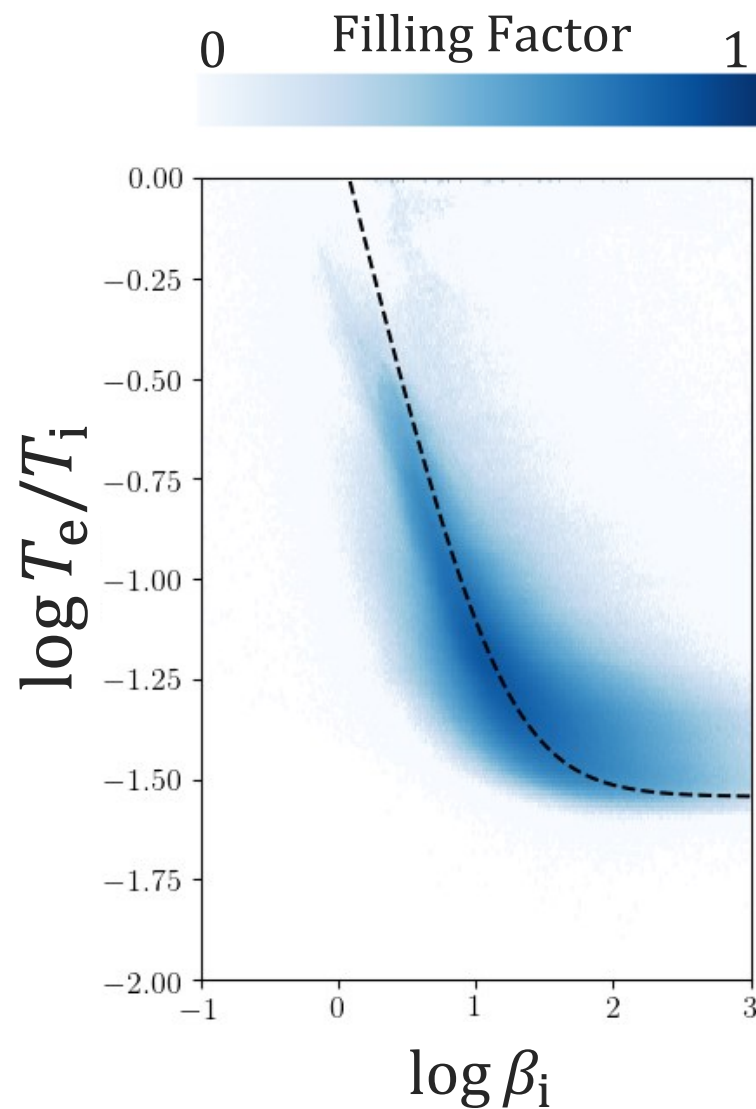
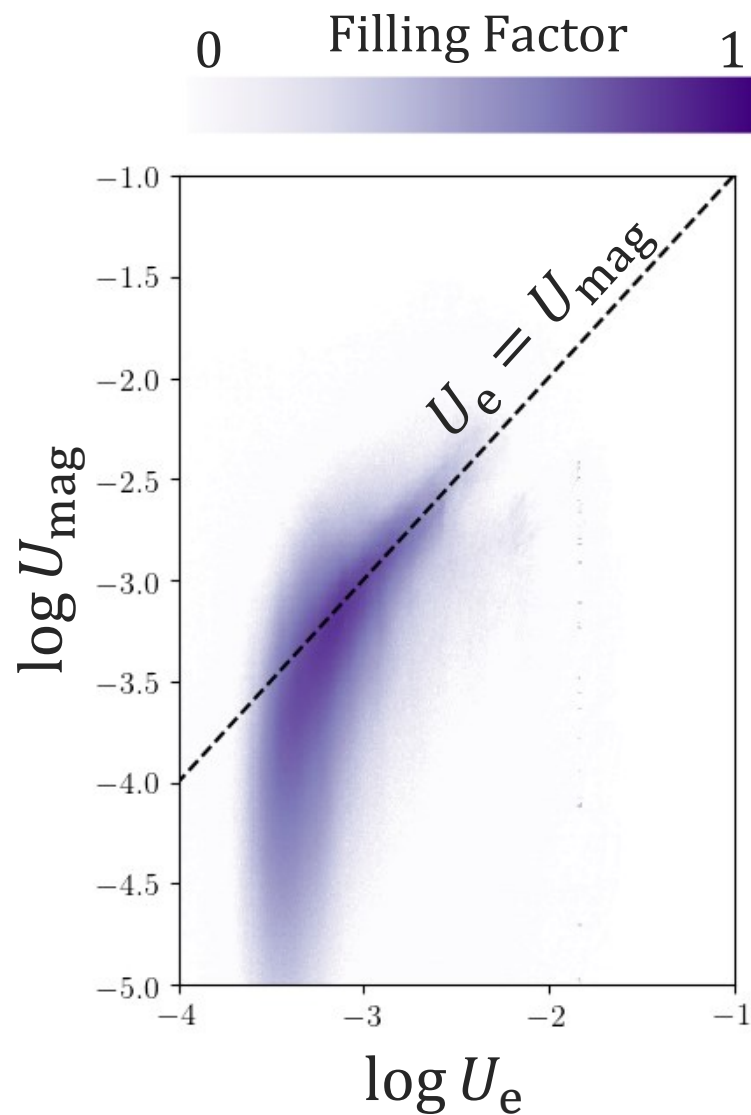
それぞれのエネルギーは、磁気乱流モデルを介して結びついている。

$$f_{e|turb} \equiv \frac{Q_e}{Q_e + Q_i} = \frac{1}{1 + Q_i/Q_e}$$

$$\frac{Q_i}{Q_e} = \frac{35}{1 + (\beta_i/15)^{-1.5} \exp(-0.1 T_e/T_i)}$$



コクーンエネルギー進化



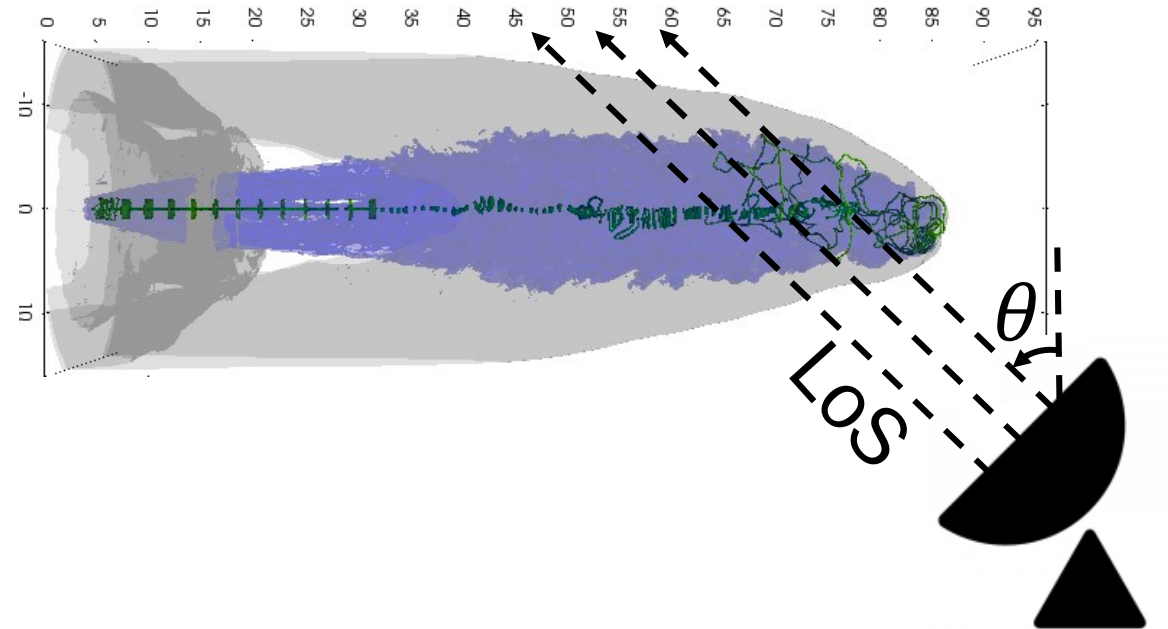
電波エネルギーの計算手法

■ 観測量 ・ ・ ・ 視線方向に沿った積分量 $L_\nu = \int_{LoS} j_\nu(x, y, z) dl$

シンクロトロン放射強度 $j_\nu \propto U_{e,NT} B_\perp^{1+\alpha} \nu^{-\alpha}$, $B_\perp$: 視線に垂直な磁場成分
非熱電子エネルギー密度 : $U_{e,NT} = \eta U_{e,TH}$ (η : パラメータ)

■ ローズ電波パワー $P_{\nu'}$ [erg s^{-1}]

$$P_{\nu'} = 4\pi \int L_\nu \nu' dS$$



力学的エネルギーの計算手法

■ 低密度領域 (Cavity or Lobe) のエンタルピー

$$H = \frac{\gamma_{\text{gas}}}{\gamma_{\text{gas}} - 1} P_{\text{gas}} V \text{ [erg]}, V: \text{低密度領域の体積}$$

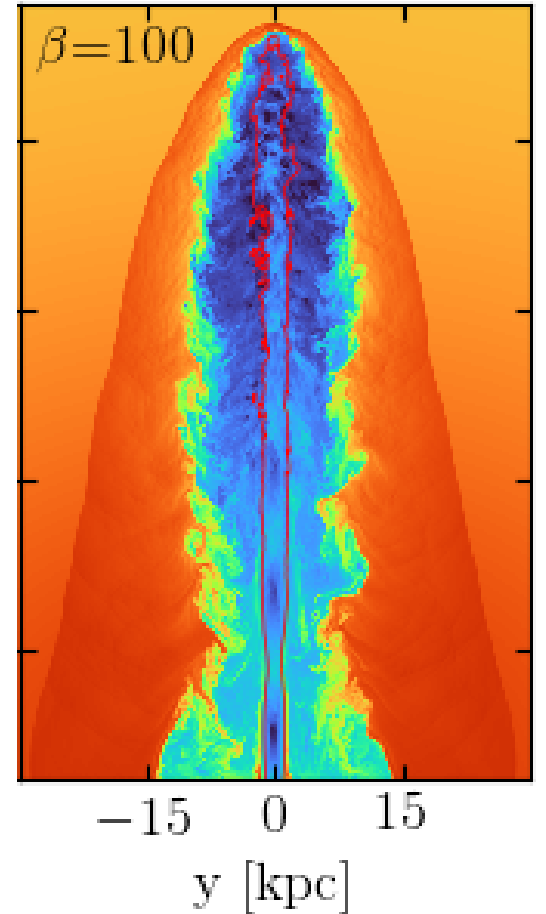
P_{gas} の見積もり手法 外部ガスの圧力 (観測手法)

■ Cavity Power P_{cav} [erg/s] への変換

$$P_{\text{cav}} = H/t_{\text{age}} \quad t_{\text{age}}: \text{ジェットの年齢}$$

t_{age} の見積もり手法 音速による評価 (観測)

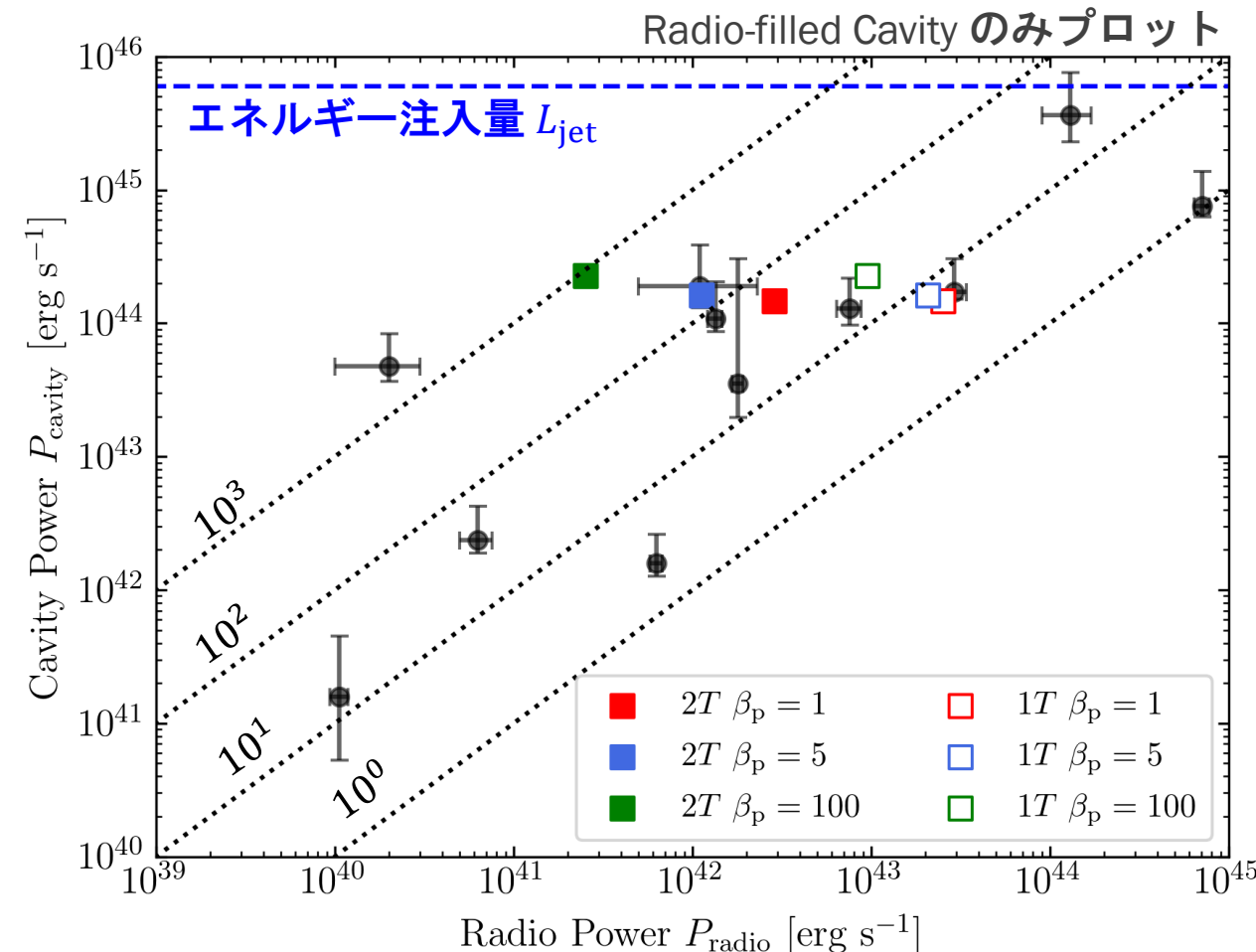
$$t_{\text{age}} = L/C_{s, \text{ICM}}, \quad L: \text{伝搬距離}, \quad C_s = \sqrt{\gamma P / \rho} : \text{外部ガスの音速}$$



$P_{\text{cav}} - L_{\text{radio}}$ 関係

結果

- $P_{\text{cav}} < 10^{-1} L_{\text{jet}}$
 - ⇒ ▪ ジェットからICMへのエネルギー輸送
 - 伝搬時間の過大評価 $t_{\text{sim}} < 0.3 t_{\text{age}}$
- 1温度モデル： 温度と磁場は独立
- 2温度モデル： 電子温度 $\propto$ 磁場
 - ⇒ 電波パワーのScatterが大きい
- 1温度モデル $L_{\text{radio}}/L_{\text{jet}} \sim 1\%$
- 2温度モデル $L_{\text{radio}}/L_{\text{jet}} \sim (0.01 - 0.1)\%$



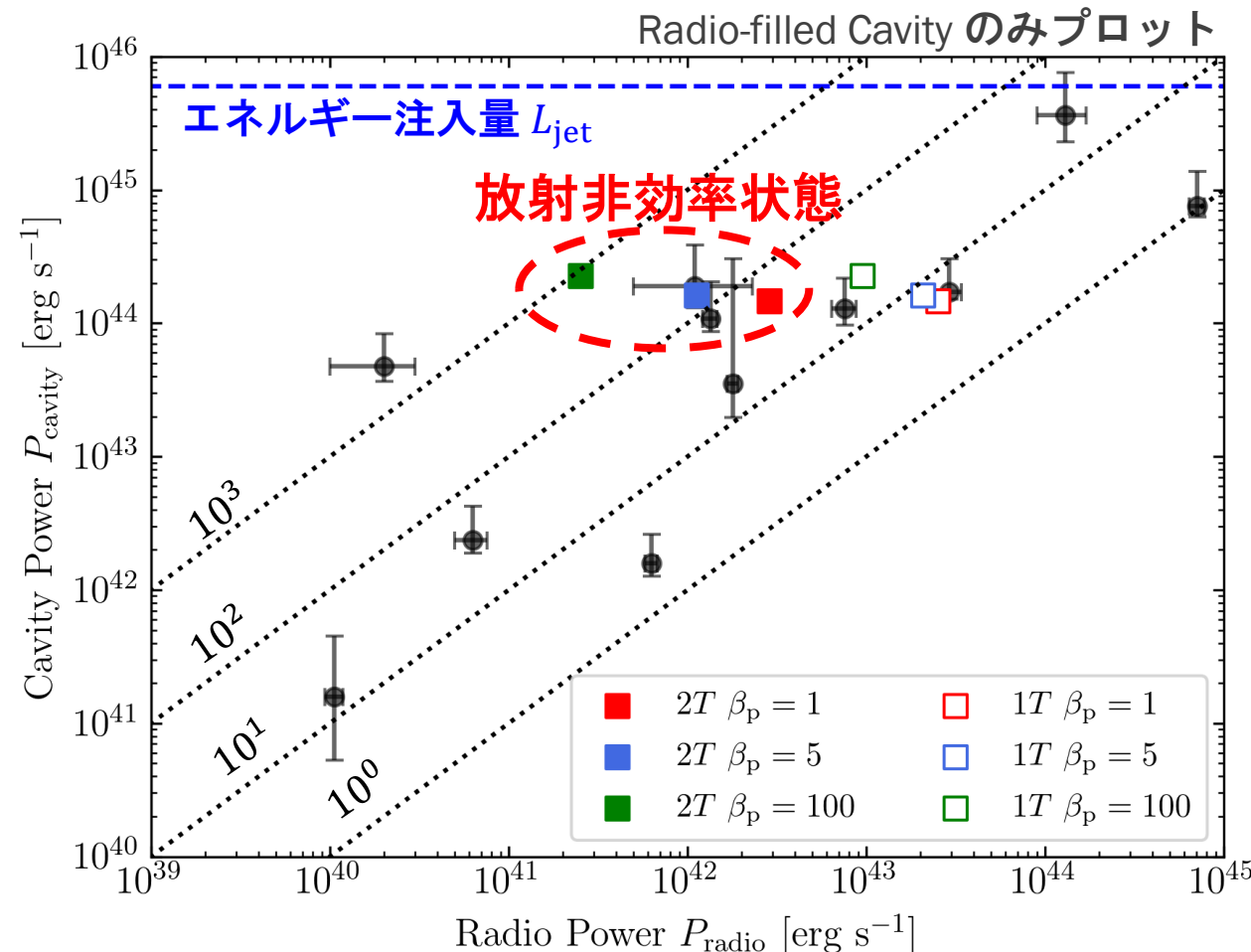
$P_{\text{cav}} - L_{\text{radio}}$ 関係

結果

- $P_{\text{cav}} < 10^{-1} L_{\text{jet}}$
 - ⇒ ▪ ジェットからICMへのエネルギー輸送
 - 伝搬時間の過大評価 $t_{\text{sim}} < 0.3 t_{\text{age}}$
- 1温度モデル： 温度と磁場は独立
- 2温度モデル： 電子温度 $\propto$ 磁場
 - ⇒ 電波パワーのScatterが大きい
- 1温度モデル $L_{\text{radio}}/L_{\text{jet}} \sim 1\%$
- 2温度モデル $L_{\text{radio}}/L_{\text{jet}} \sim (0.01 - 0.1)\%$

放射効率の良いジェットの存在

- 陽電子の存在,
- 非常に効率の良い電子加速・加熱現象



まとめ

- 乱流による電子加熱を考慮した3次元2温度ジェット伝搬MHDシミュレーションを行った
- 乱流加熱モデルを考慮し強磁場ジェットの場合においても、陽子の熱エネルギーが電子の熱エネルギーを大きく上回る。これは、ジェットの膨張は陽子が担っていることを意味する。
- 磁場は、支配的となる安定性の発展, 及び ロープ内の電子温度にも影響を与える。
低温な電子は乱流散逸による加熱が重要な熱源となり, 電子と磁場は等エネルギー状態へと向う
- 簡単な仮定を用いて3次元モデルから観測量 $P_{\text{cav}} - L_{\text{radio}}$ を計算した。
その結果, 2温度プラズマは, 電波放射エネルギーを単一温度仮定よりも1桁以上低くすることを示した。

ICRRでの研究目標（理想）

