

星間現象の 磁気流体数値計算

工藤哲洋（長崎大教育学部）

(1)宇宙線パーカー不安定性の数値シミュレーション

共同研究者：横山央明，松元亮治，工藤祐己

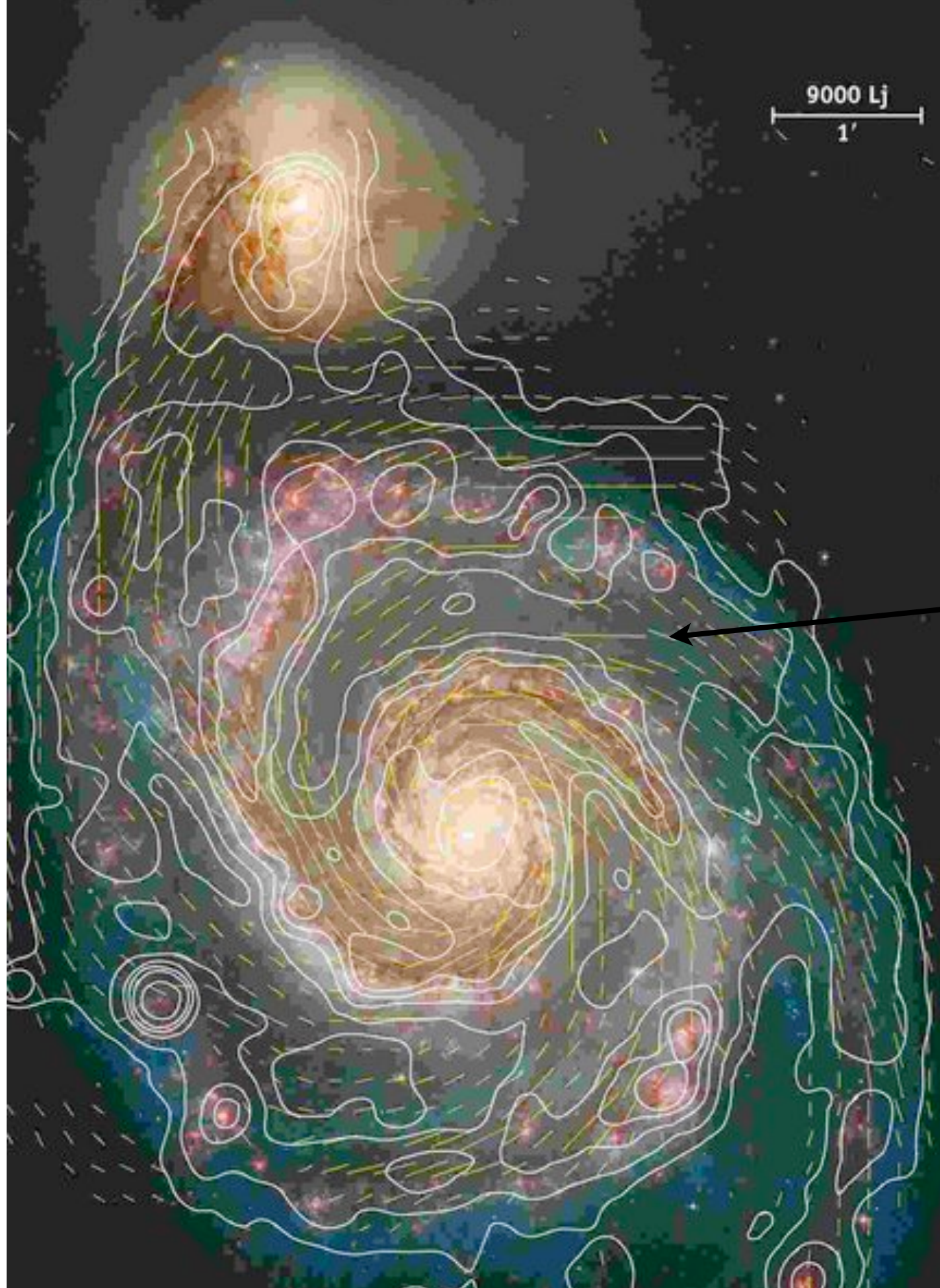
(2)分子雲の自己重力不安定性：フィラメント状分子雲

共同研究者：花輪知幸，富阪幸治

宇宙線パーカー不安定性の 数値シミュレーション

共同研究者：横山央明，松元亮治，工藤祐己

M51

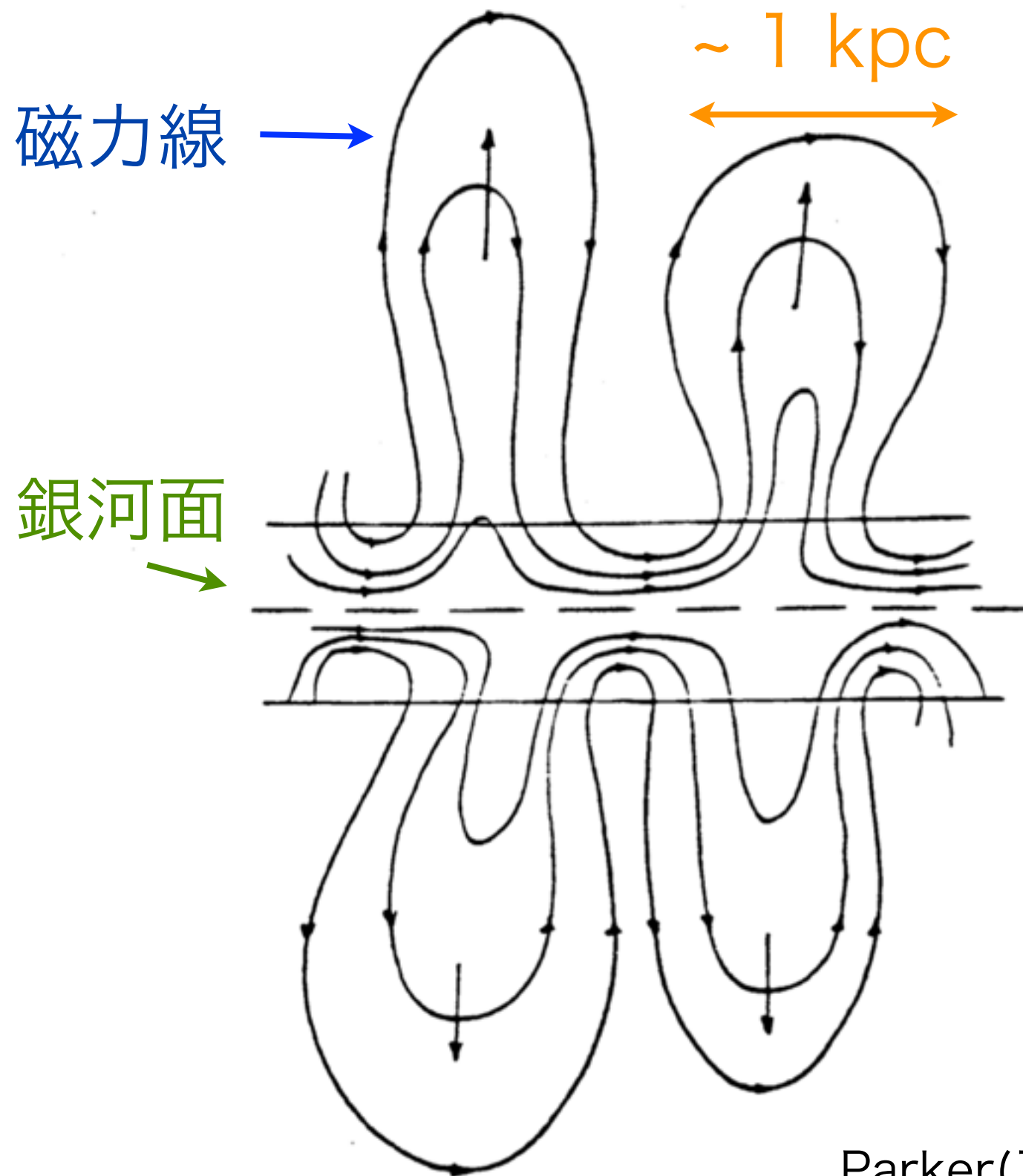


磁場の平均強度
 $\sim 6\mu G$

磁場の方向
： 銀河面に平行

Rainer Beck

星間ガスにおける重要な不安定性のひとつ



- 高密度ガスの生成
(低温HIガス、分子雲)
- 銀河ダイナモ
(磁場の増幅と維持機構)

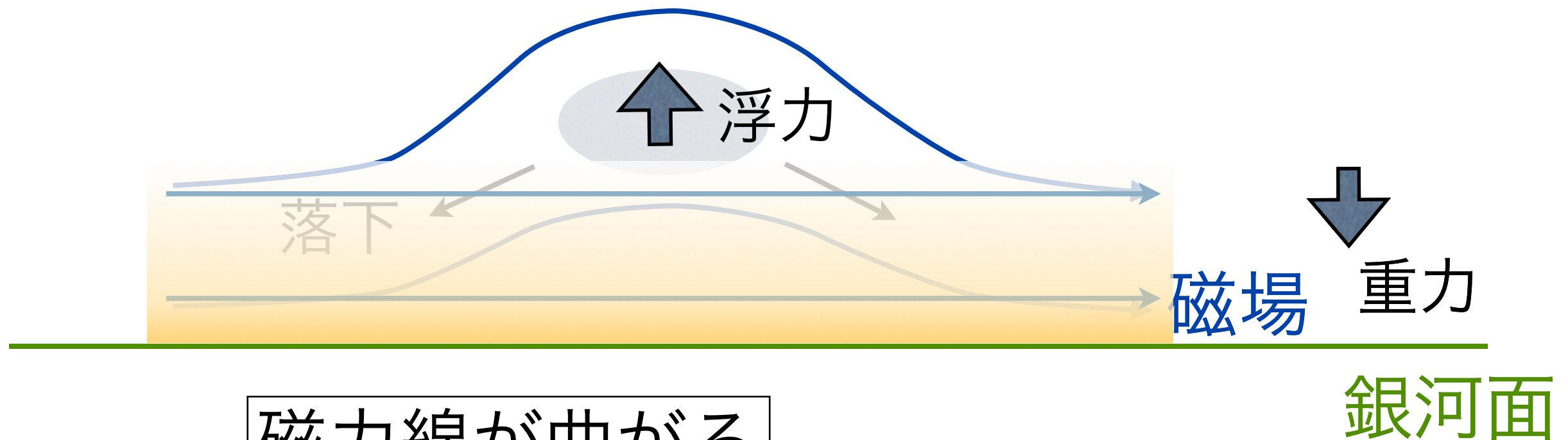
Parker(1992)

FIG. 2.—Schematic of the extended magnetic lobes inflated outward from both faces of the gaseous disk of the galaxy.

パーカー不安定性とは

Parker(1966)

重力成層したガスで発生



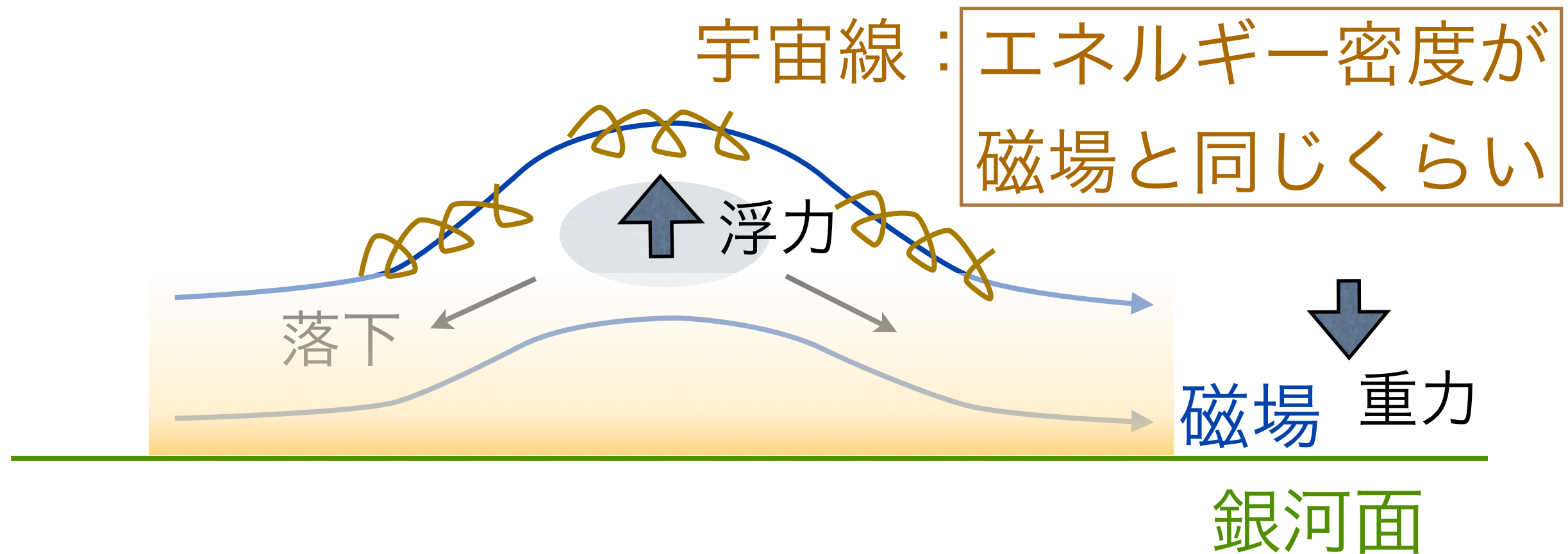
磁力線が曲がる

磁力線に沿ってガスが落下

浮力が生じ上昇する

磁力線頂上の圧力が周囲に比べて減少

宇宙線とパーカー不安定性



- 宇宙線は大局的な磁力線に沿った方向に拡散
- その結果、磁力線方向にほぼ一様（等圧）分布
- 宇宙線の圧力によって、浮力が増大

数値シミュレーションによる先行研究

Kuwabara et al. 2004

鉛直方向に一定の重力、銀河面对称

今回の研究

銀河の重力場に近い重力場を用い、銀河面对称を仮定しないで、パーカー不安定性の非線形発展を調べる。

基礎方程式

MHDの運動方程式に宇宙線の圧力が加わる

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla (p + p_{cr}) + \frac{1}{\rho} \vec{j} \times \vec{B} + \vec{g}$$

宇宙線圧力

宇宙線の圧力は流体近似の移流拡散方程式を解く

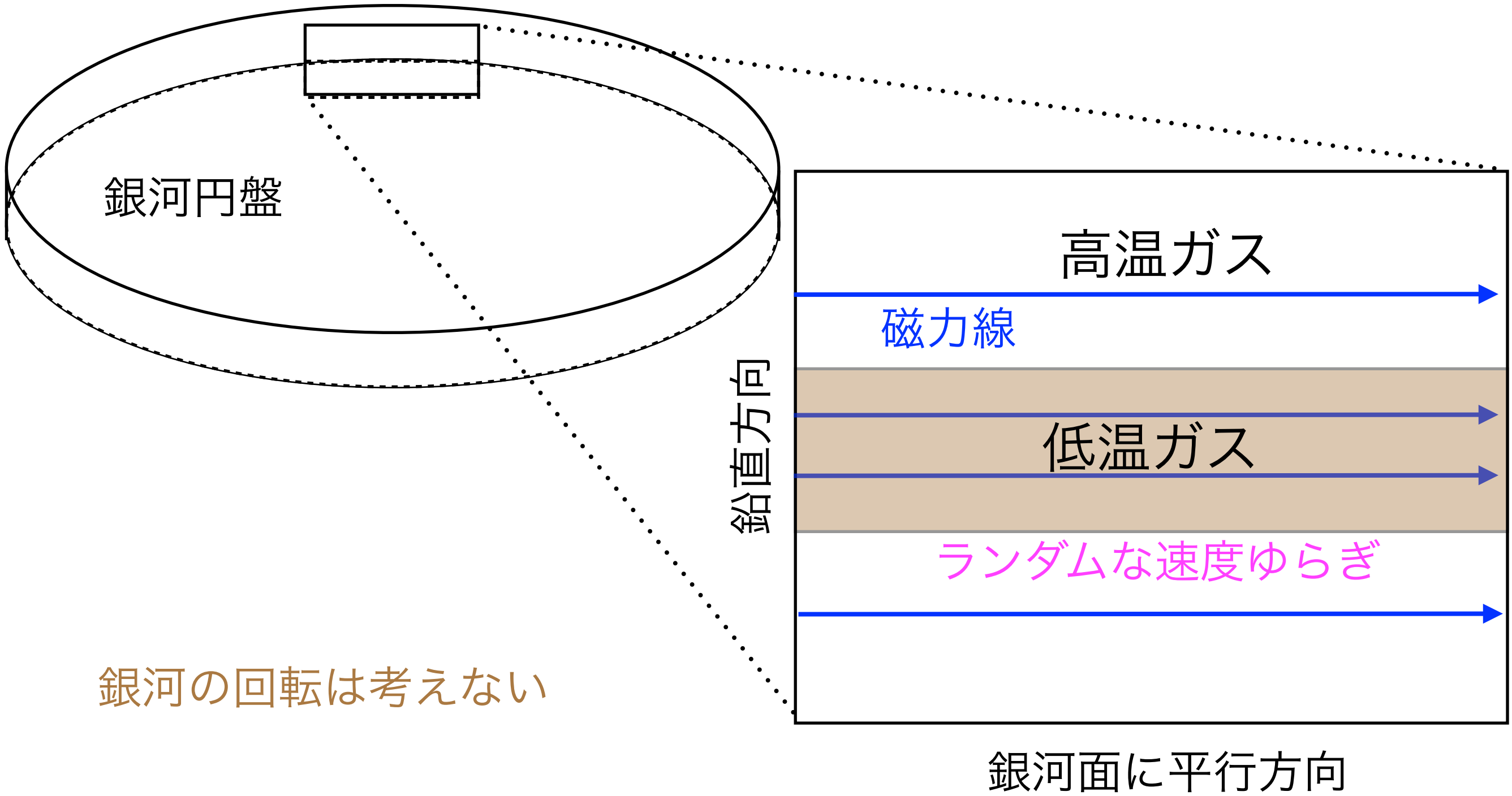
$$\frac{\partial p_{cr}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) p_{cr} + \gamma_{cr} p_{cr} (\nabla \cdot \vec{v}) = \nabla \cdot (\kappa_{\parallel} \vec{b} \vec{b} \cdot \nabla p_{cr})$$

磁力線方向への拡散

拡散係数は磁力線方向と垂直方向とで値が異なる
(今回は簡単のため垂直方向の拡散はゼロとした)

(Kuwabara et al. 2004, Hanasz & Lesch 2003)

模式図（２次元計算）



計算パラメータ

初期の圧力比

$$\frac{P_{mag}}{P_{gas}}$$

$$\frac{P_{CR}}{P_{gas}}$$

初期圧力

P_{mag} : 磁気圧

P_{gas} : ガス圧

P_{CR} : 宇宙線圧

宇宙線あり

$$\frac{P_{mag}}{P_{gas}} = 0.2$$

$$\frac{P_{CR}}{P_{gas}} = 0.8$$

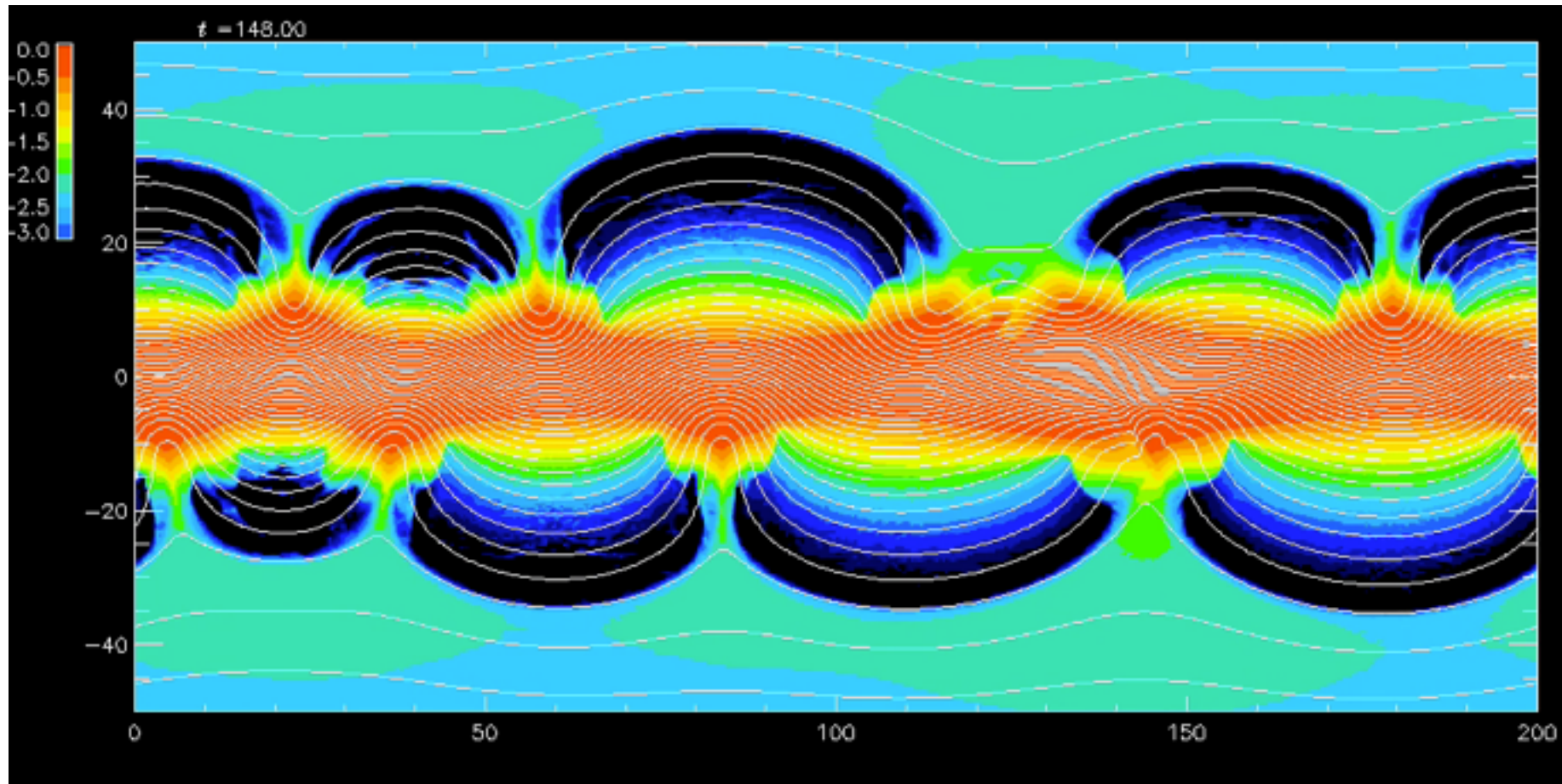
宇宙線なし

全圧力一定

$$\frac{P_{mag}}{P_{gas}} = 1.0$$

$$\frac{P_{CR}}{P_{gas}} = 0.0$$

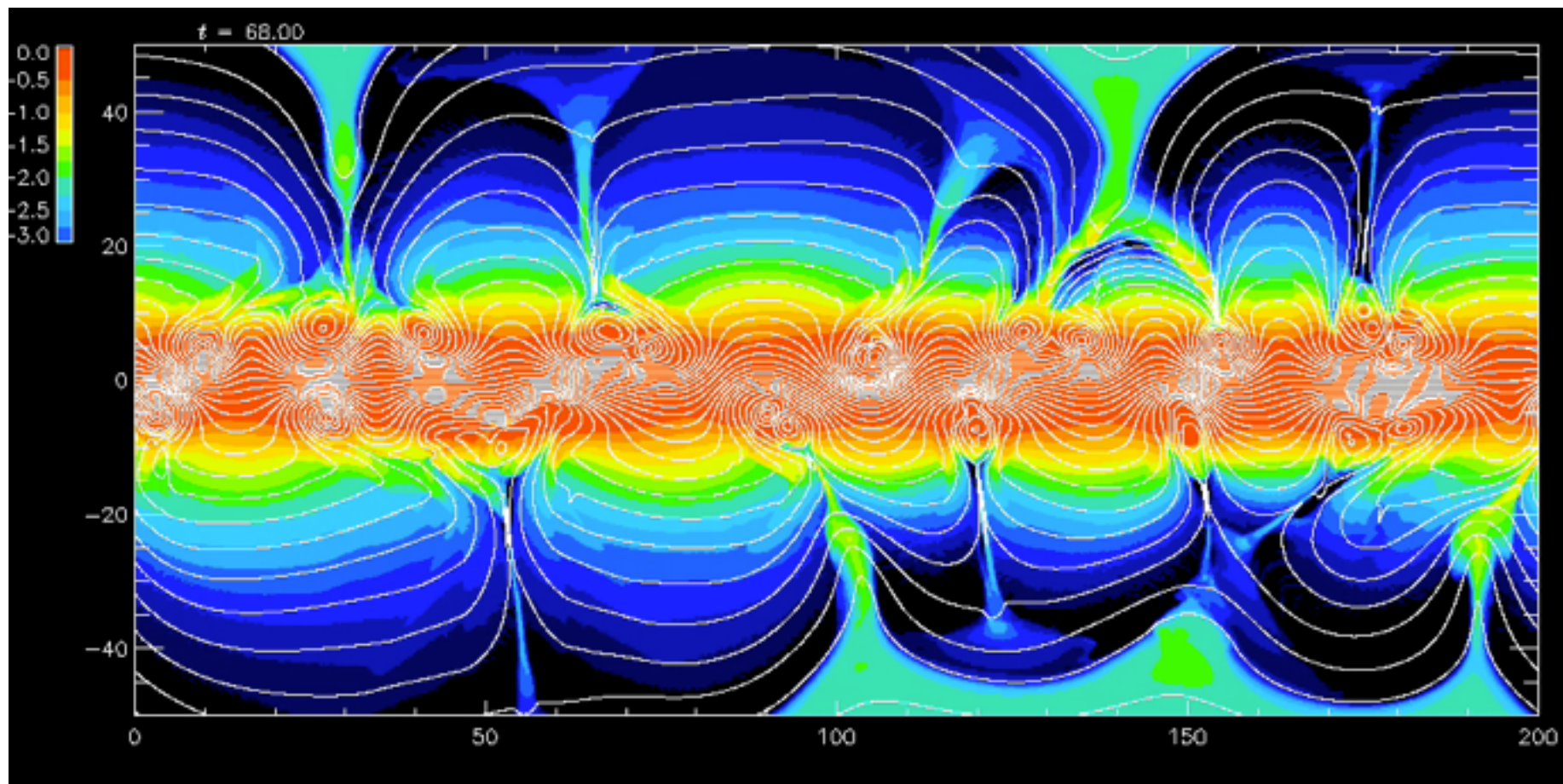
色：ガス圧 白線：磁力線



宇宙線なし

$$\frac{P_{mag}}{P_{gas}} = 1.0$$

$$\frac{P_{CR}}{P_{gas}} = 0.0$$

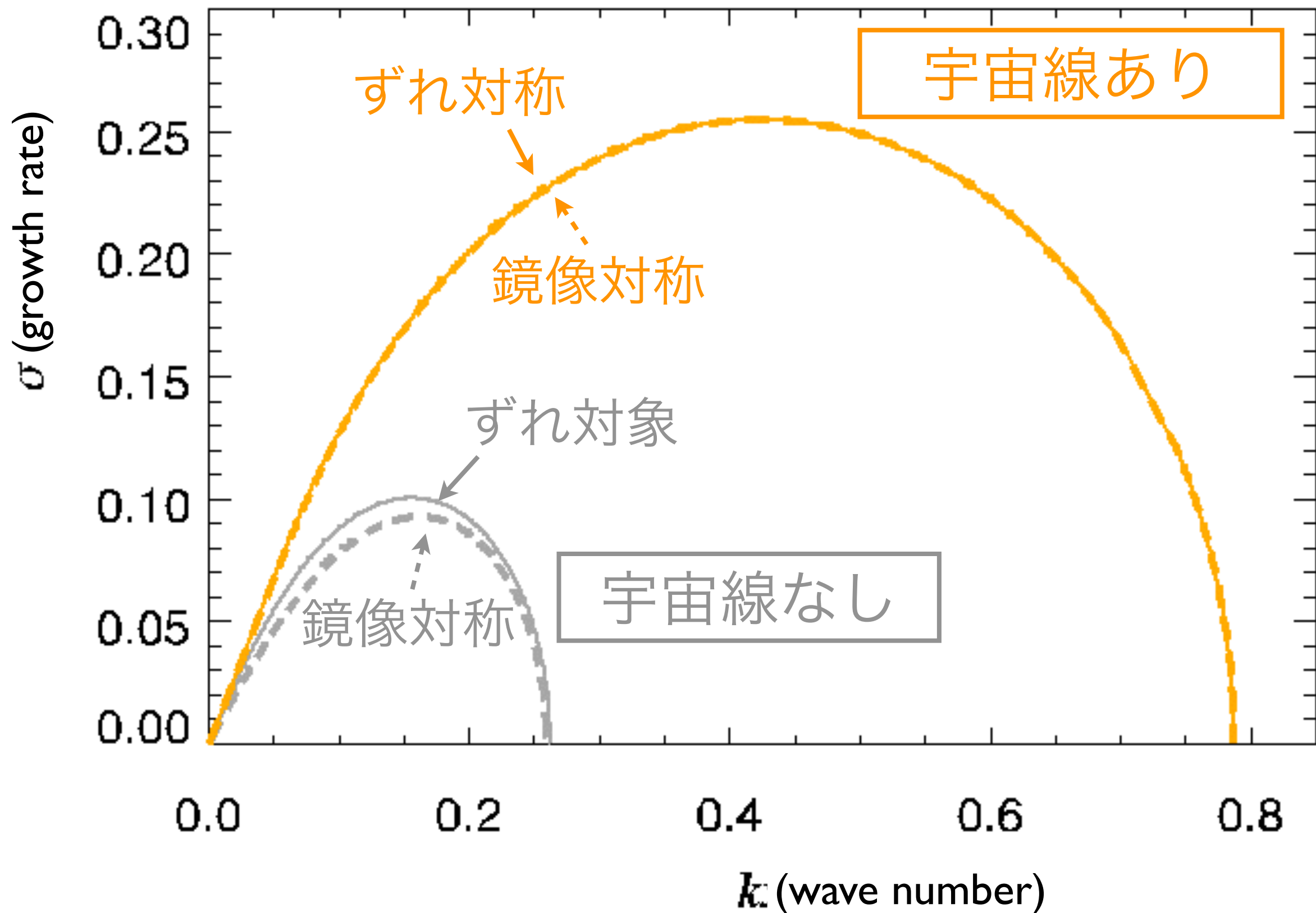


宇宙線あり

$$\frac{P_{mag}}{P_{gas}} = 0.2$$

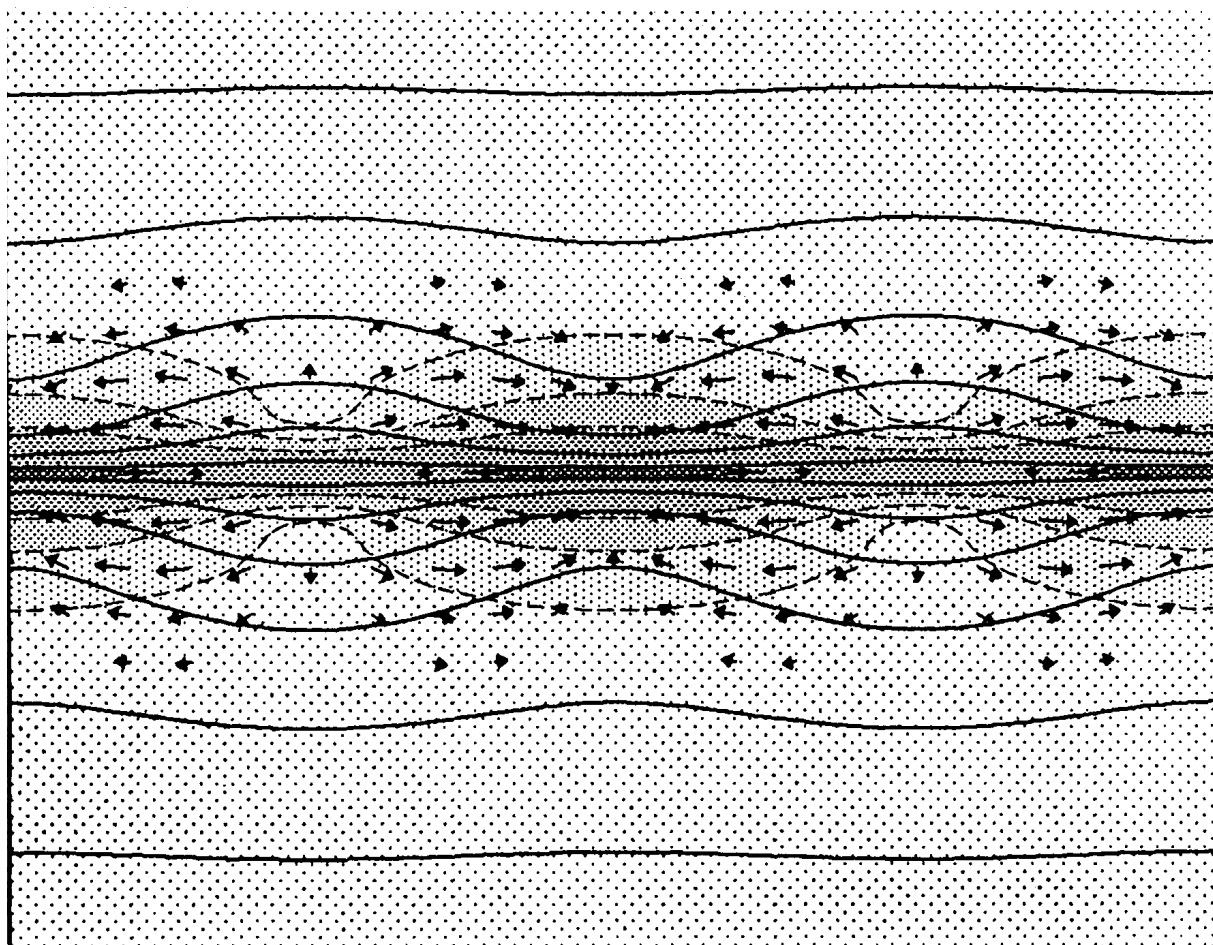
$$\frac{P_{CR}}{P_{gas}} = 0.8$$

線形解析による成長率

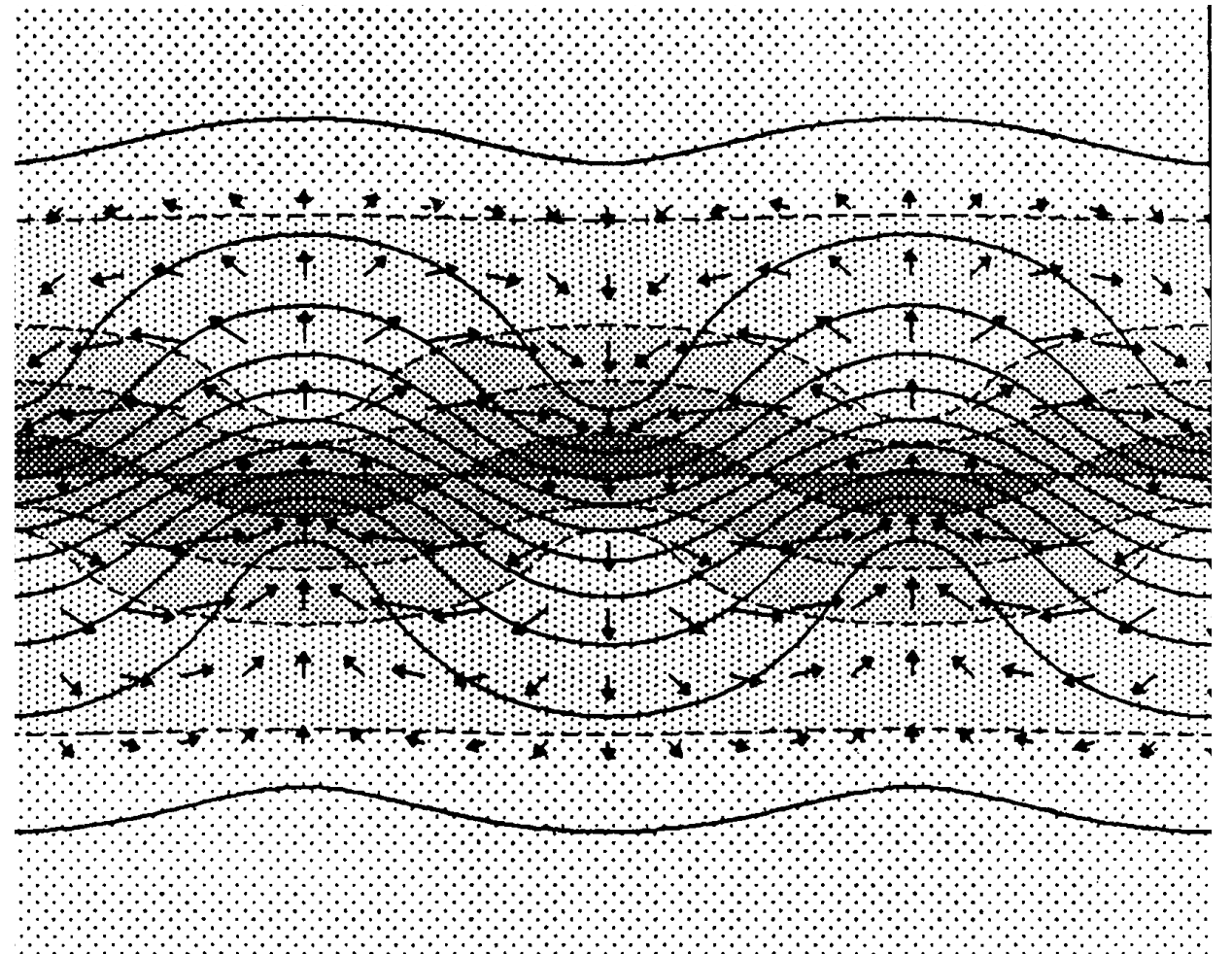


二つのタイプの対称性

鏡像対称
mirror symmetry

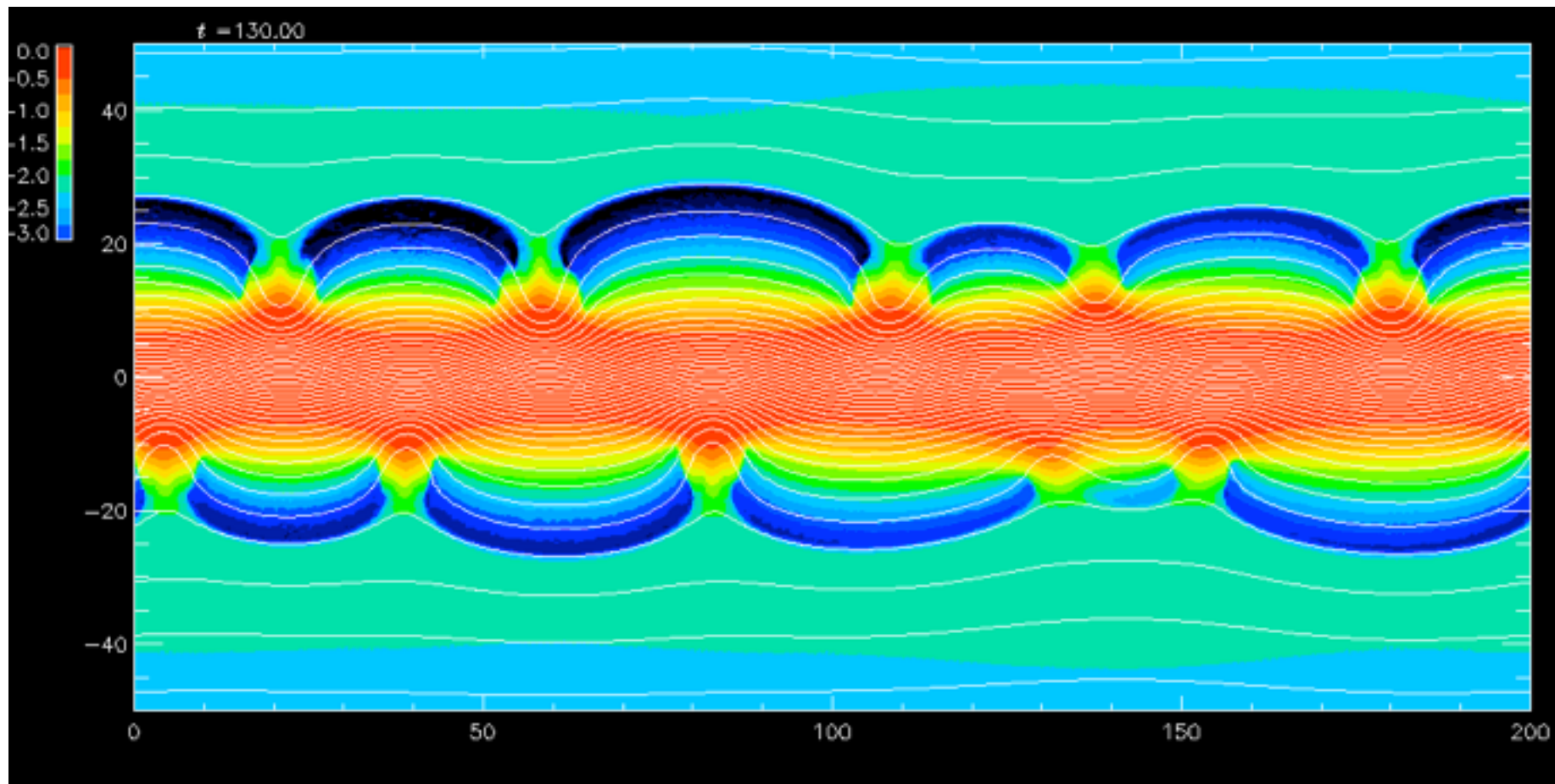


ずれ対称
glide reflection symmetry



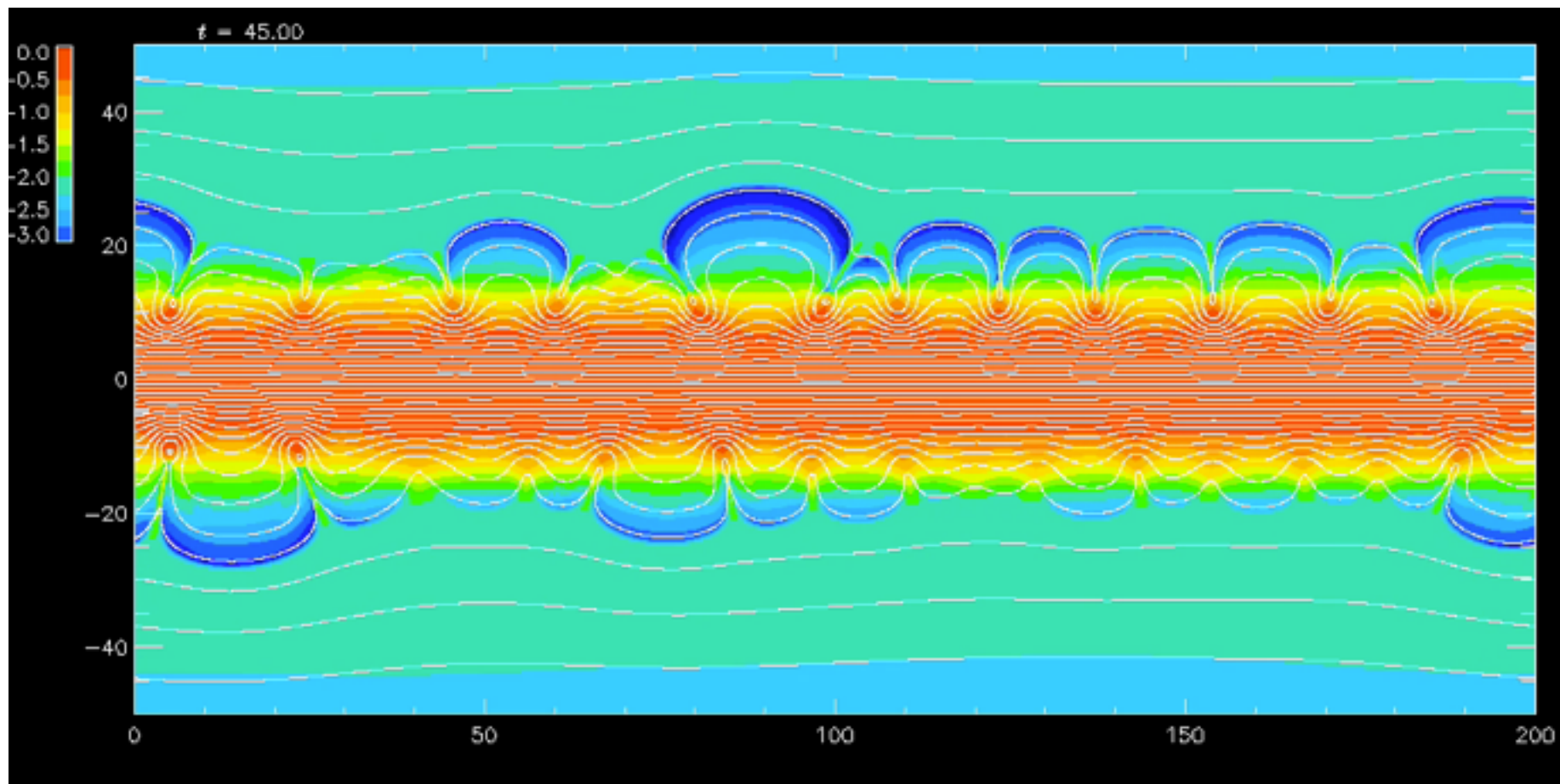
Horiuchi et al. (1988)

色：ガス圧 白線：磁力線



宇宙線なし

ずれ対称のモード
が成長している。



宇宙線あり

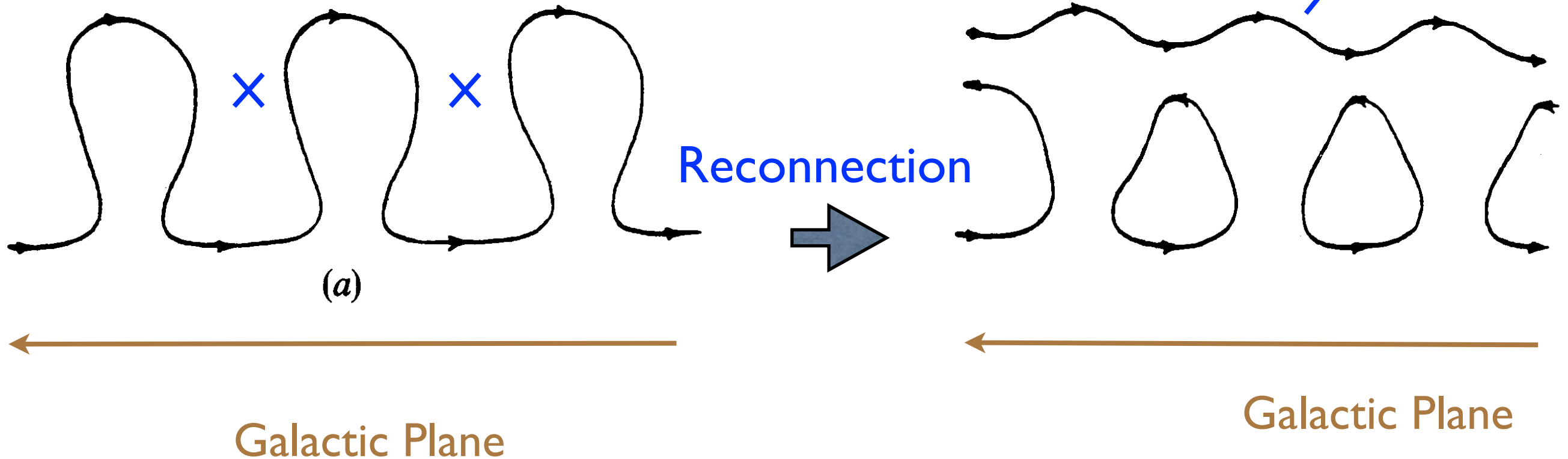
両方のモードが成長
している。

非線形段階では、線
形の最大成長波長よ
りも大きくループが
膨張する。

Parker (1992)

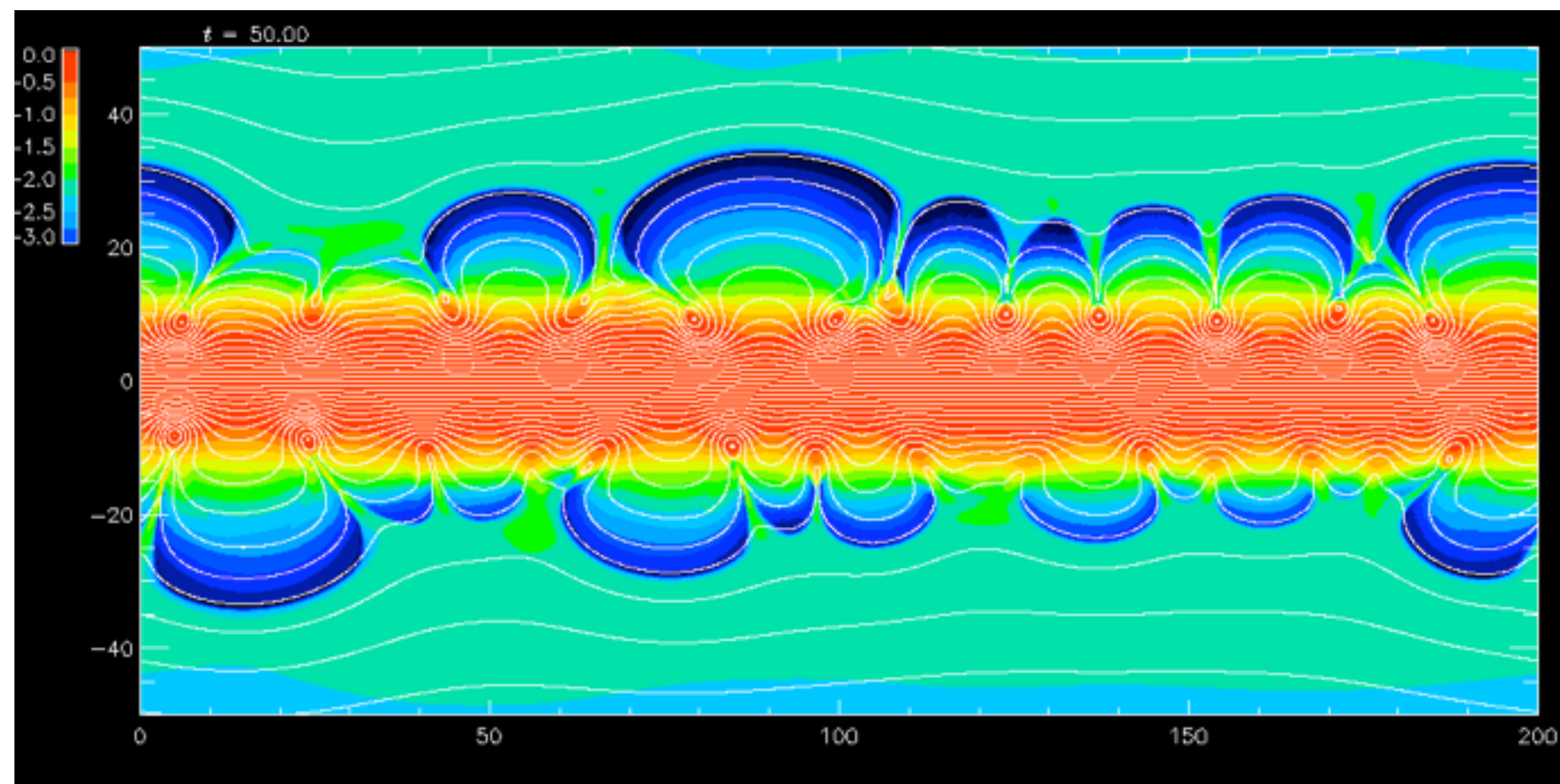
a process in $\alpha - \Omega$ dynamo

removing magnetic flux
from the galactic disk

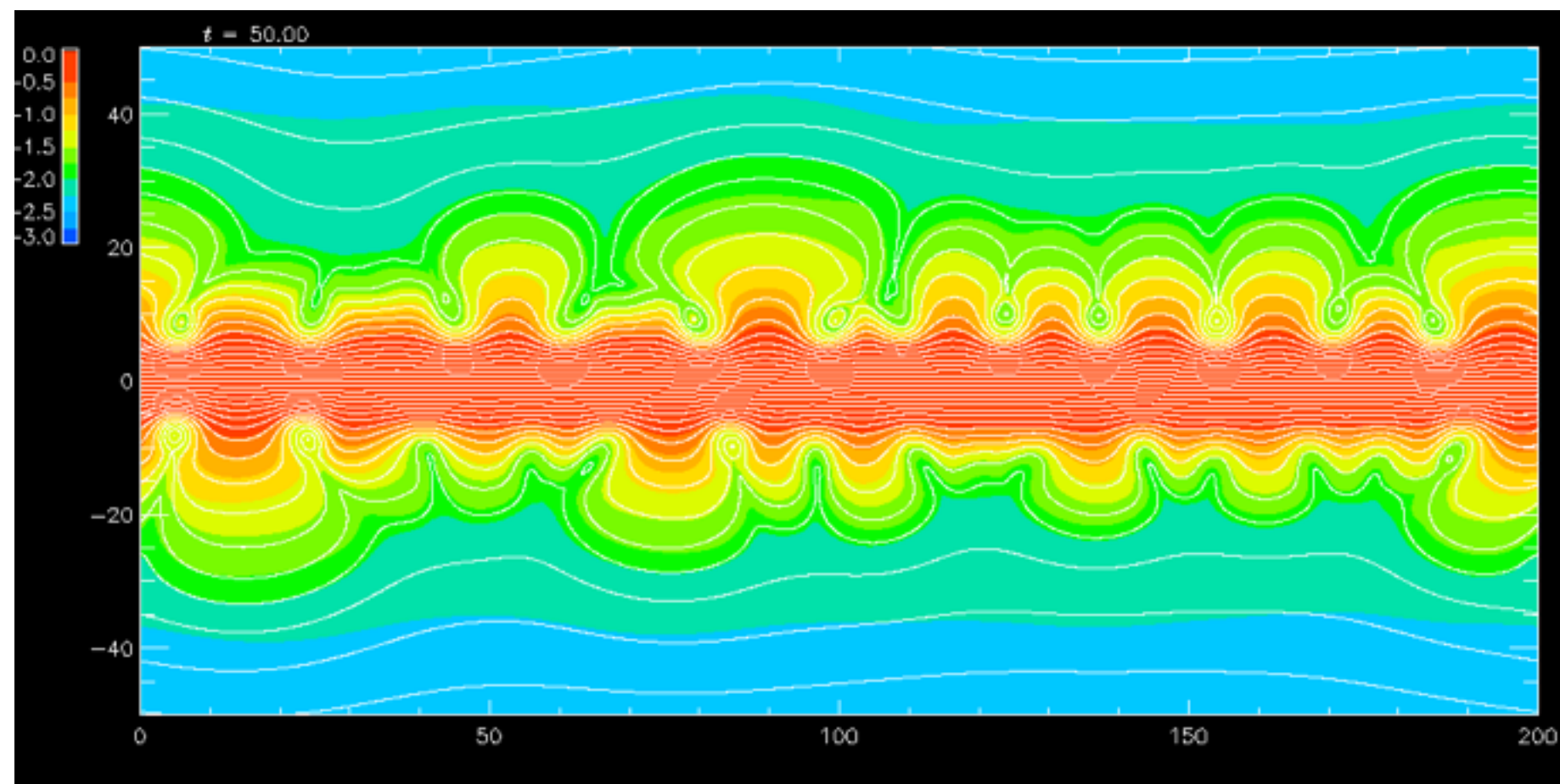


宇宙線あり

ガス圧力



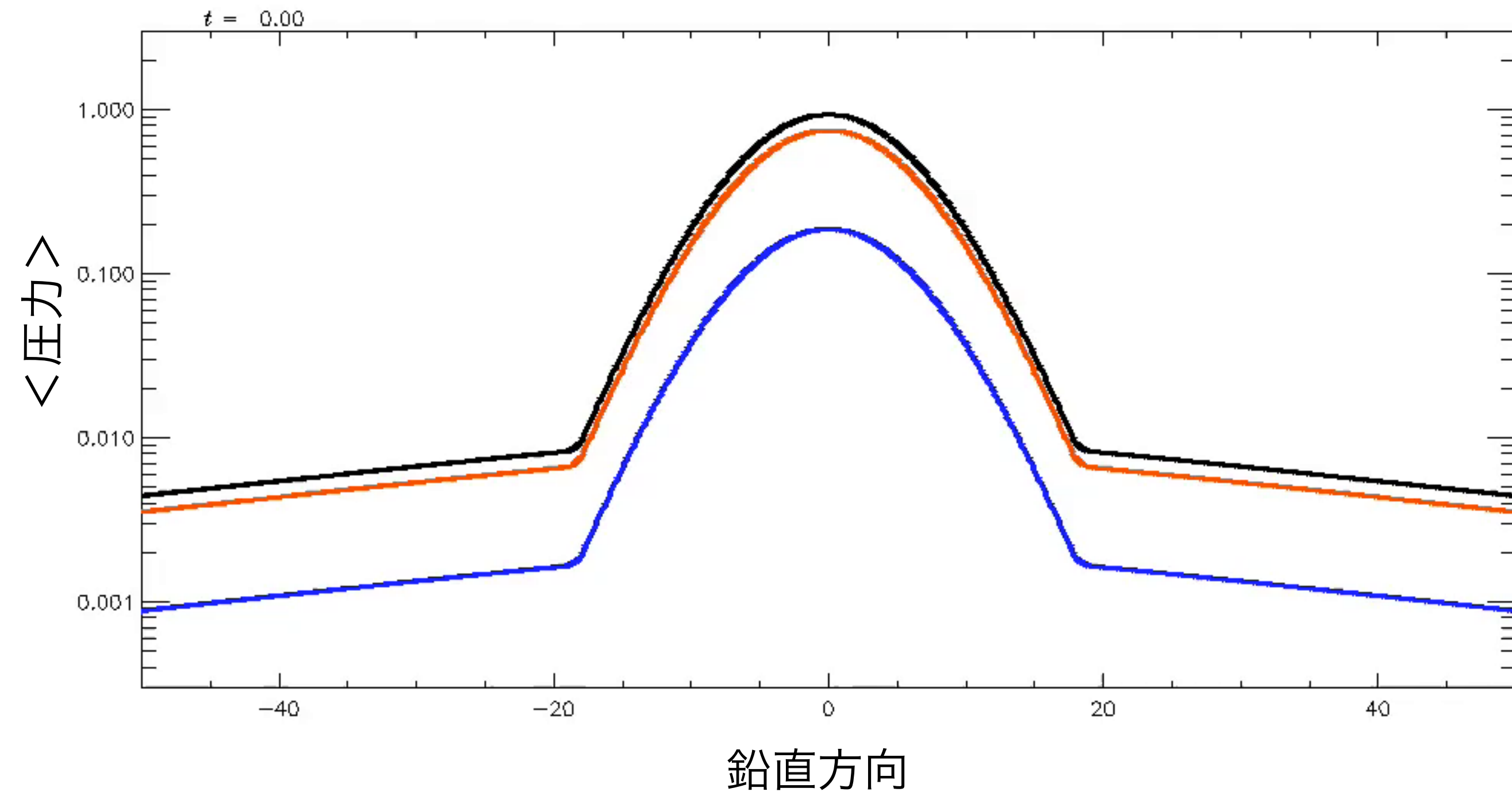
宇宙線の圧力



宇宙線あり

圧力：銀河面方向の平均値

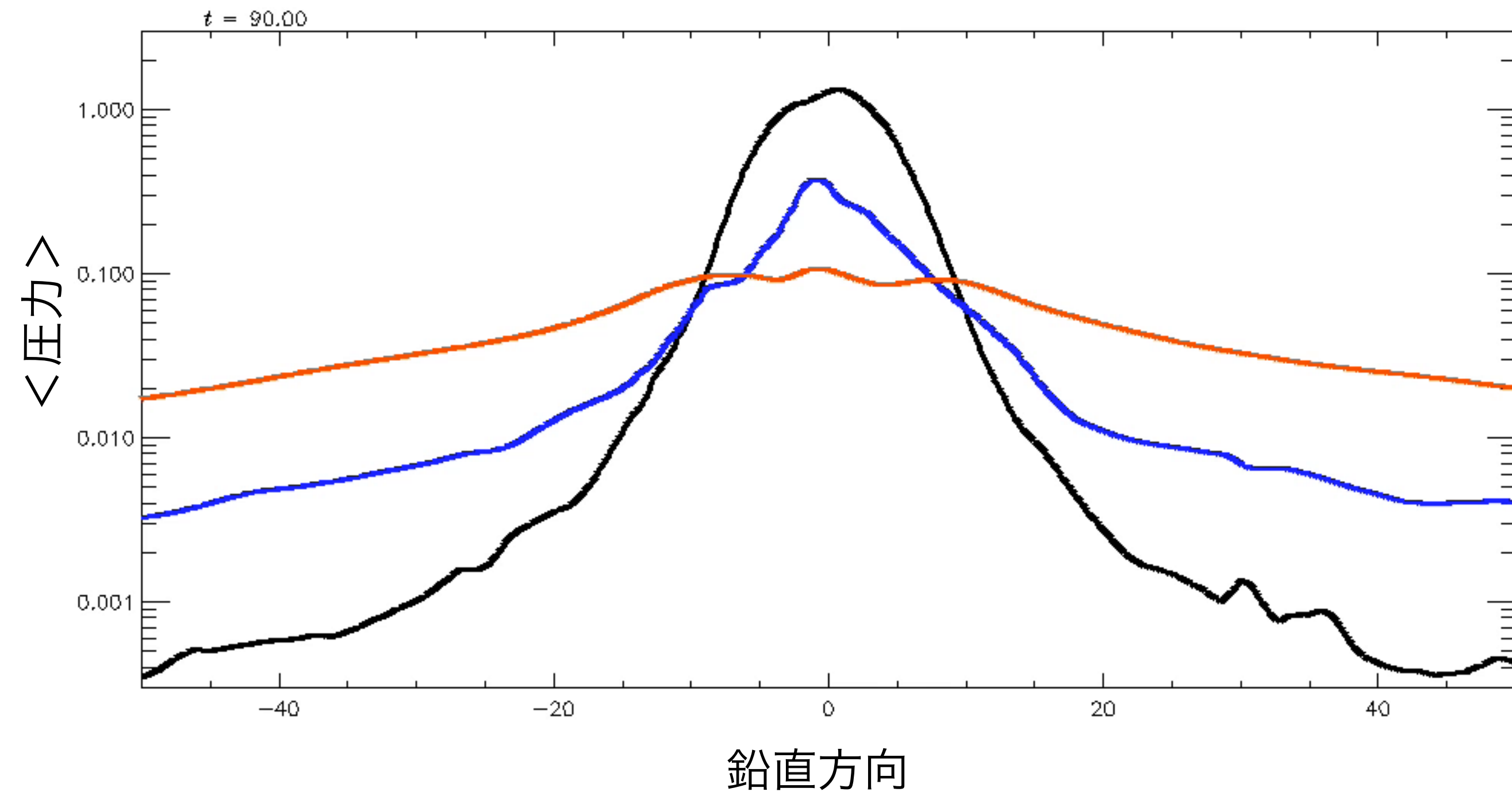
ガス圧
宇宙線圧
磁気圧



宇宙線あり

圧力：銀河面方向の平均値

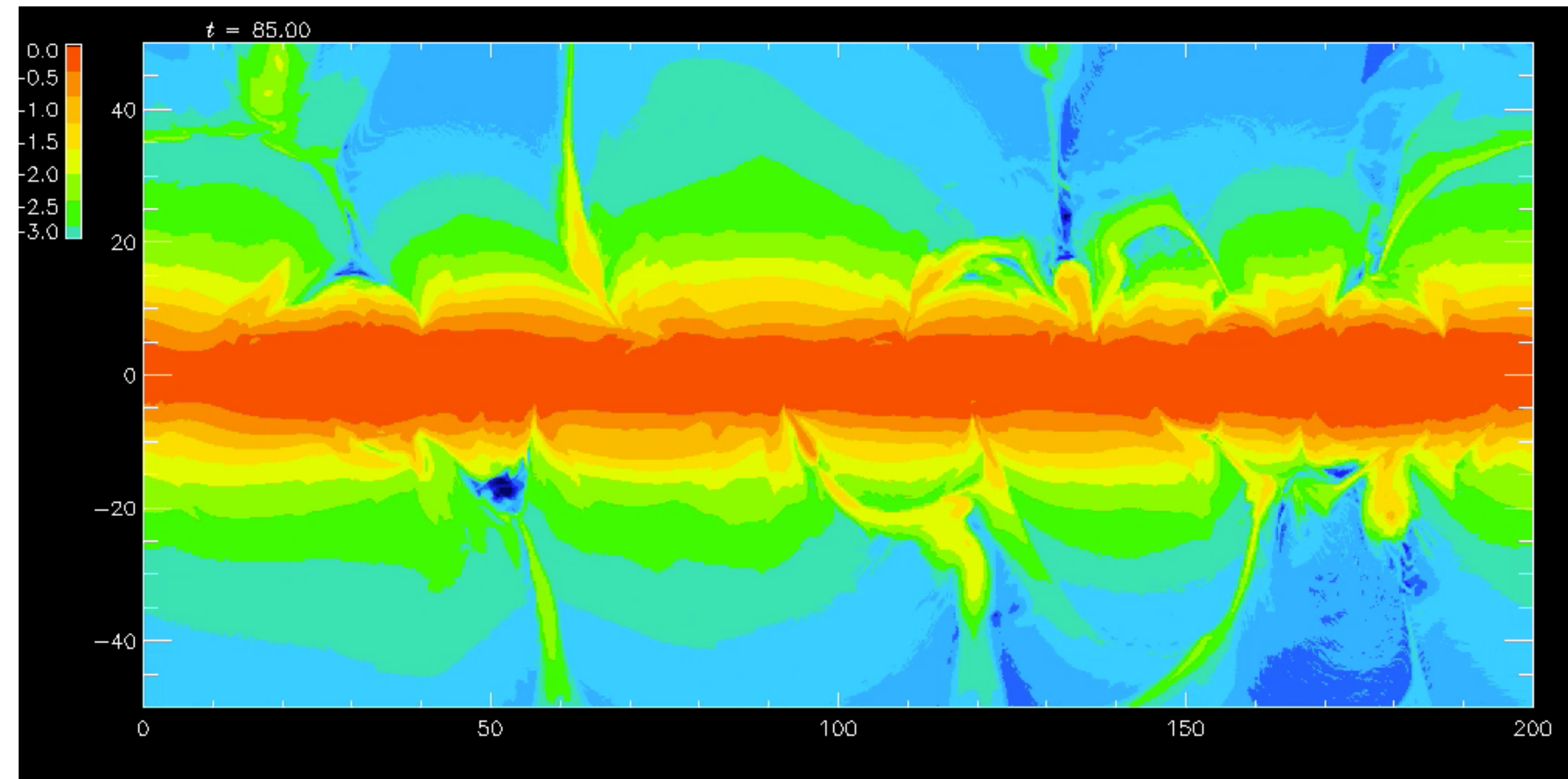
—— ガス圧
—— 宇宙線圧
—— 磁気圧



宇宙線あり

密度

磁気ループの衝突による
フィラメント構造の生成



まとめ（前半）

- 宇宙線を含めたパーカー不安定性では、磁気ループの構造に関して銀河面对称性は顕著でない。
- 高緯度で膨張する磁気ループの衝突によって、高緯度に高密度のフィラメントやループ構造が形成される。
- 宇宙線はパーカー不安定性の成長とともに銀河面から拡散していく。

分子雲の自己重力不安定性 ：フィラメント状分子雲

共同研究者：花輪知幸， 富阪幸治

分子雲

主成分：H₂（水素分子）

音速

$$c_s \simeq 0.2 \text{ km/s}$$

温度：10K

数密度： 10^2-10^4cm^{-3}

微量の固体粒子

CO等分子

放射冷却

等温

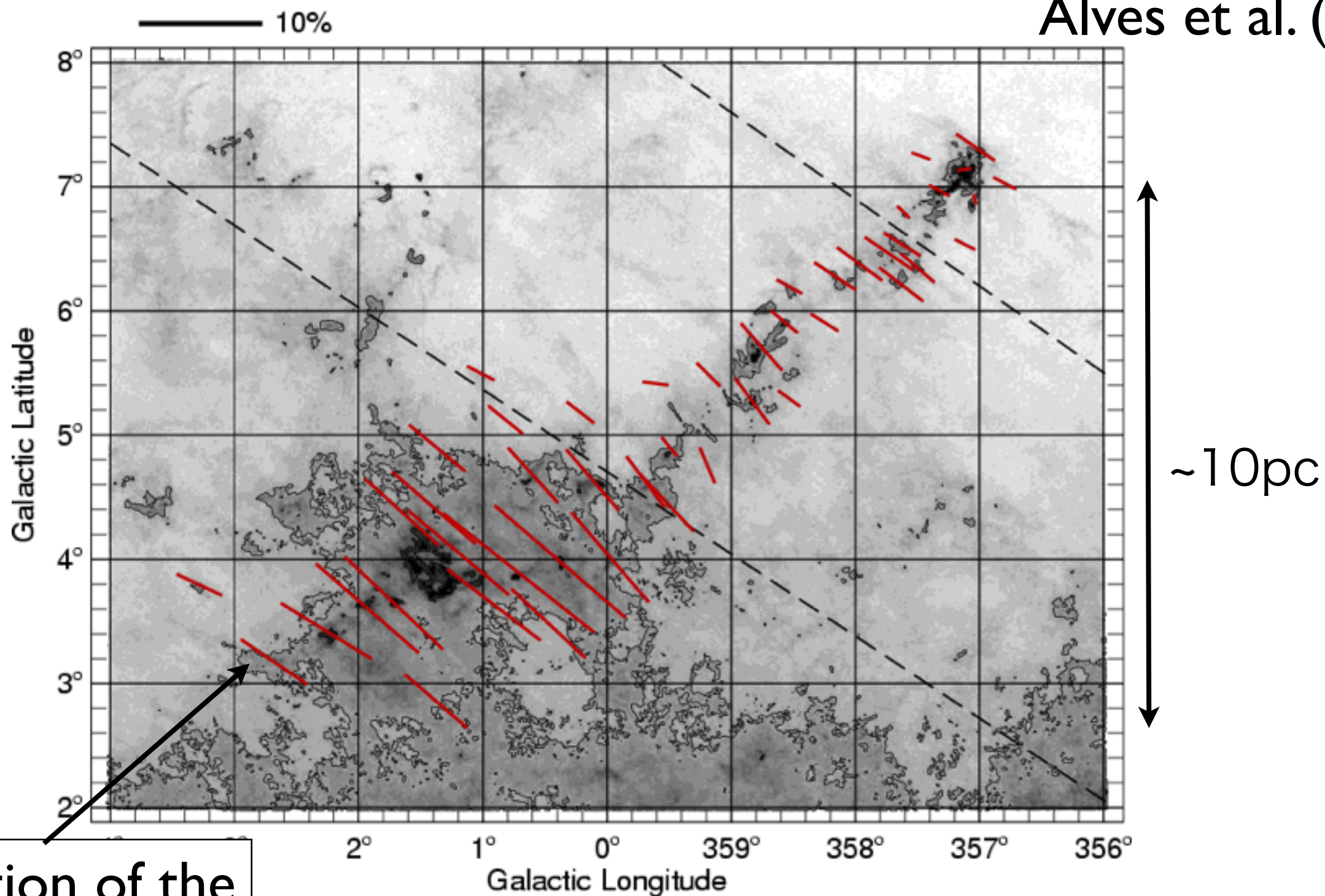
磁場

輝線 (電波:~mm)

輝線幅 $\sigma \simeq 0.6 \text{ km/s}$ $\rightarrow$ 内部の乱雑運動 (乱流)

Local magnetic field : molecular clouds

Alves et al. (2008)



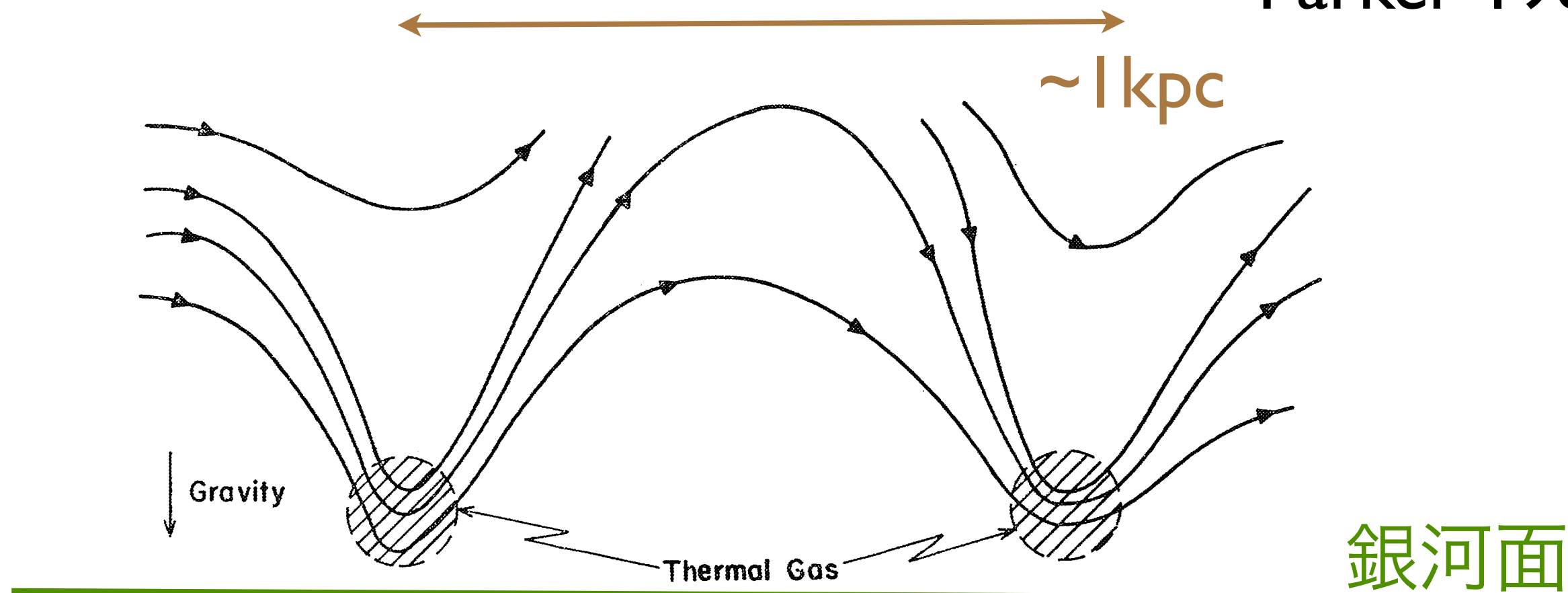
Direction of the
magnetic field

For each of the observed 46 fields, overplotted on the dust extinction map of the Pipe nebula obtained by [Lombardi](#), these vectors are proportional to the scale indicated in the top left-hand corner. Only stars showing a clear signature of the mean polarization and position angle. The dashed-lines indicate the celestial meridians defined by α and δ (see text and Fig. 2).

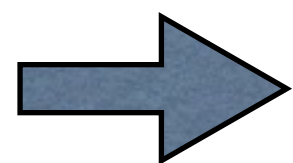
magnetic energy $\sim$ self-gravitational energy

パーカー不安定生と星間ガス雲の形成

Parker 1966



ガスが磁力線の谷に溜まる



分子雲の形成

Shibata & Matsumoto (1991)

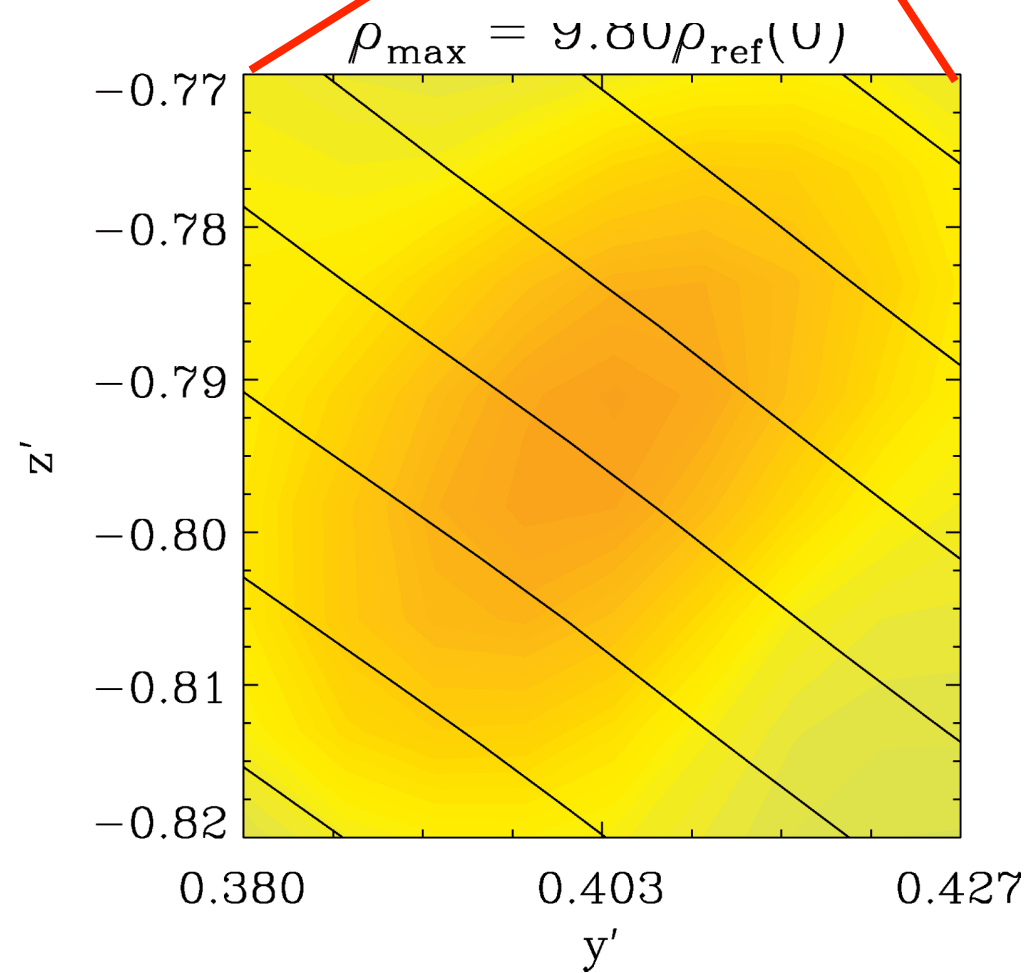
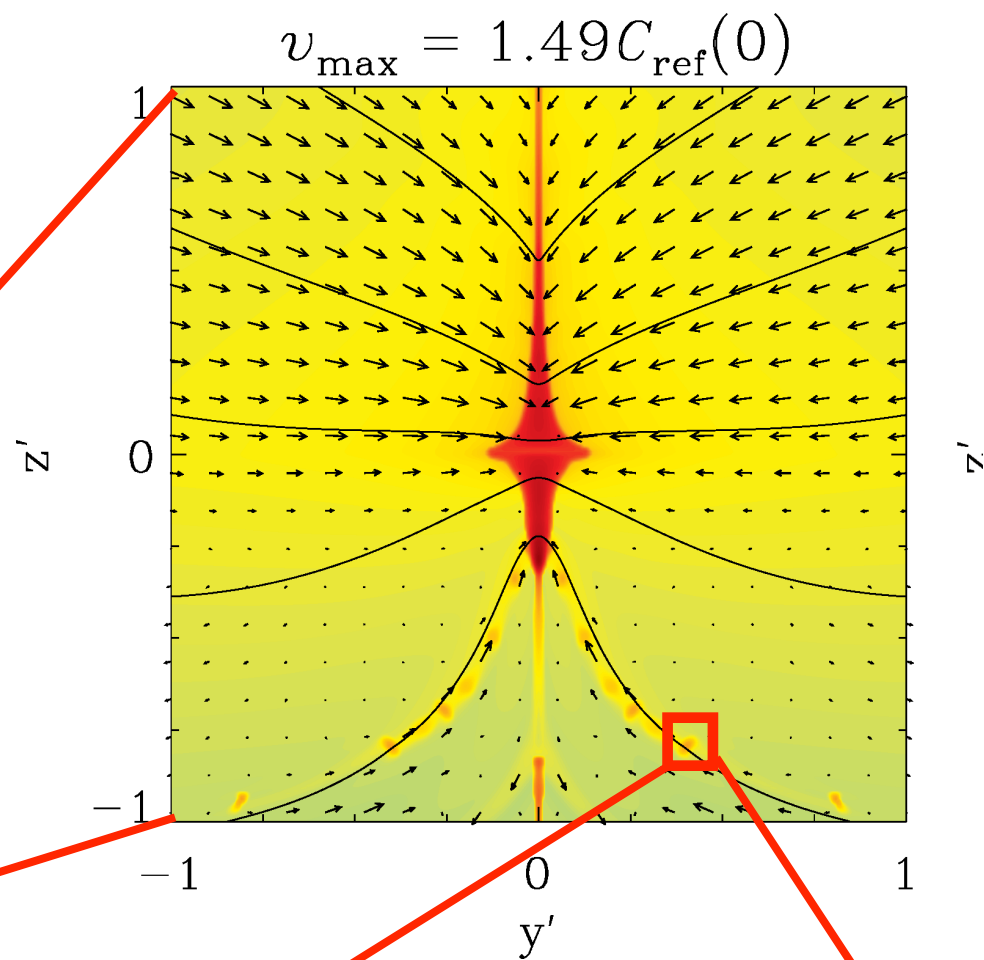
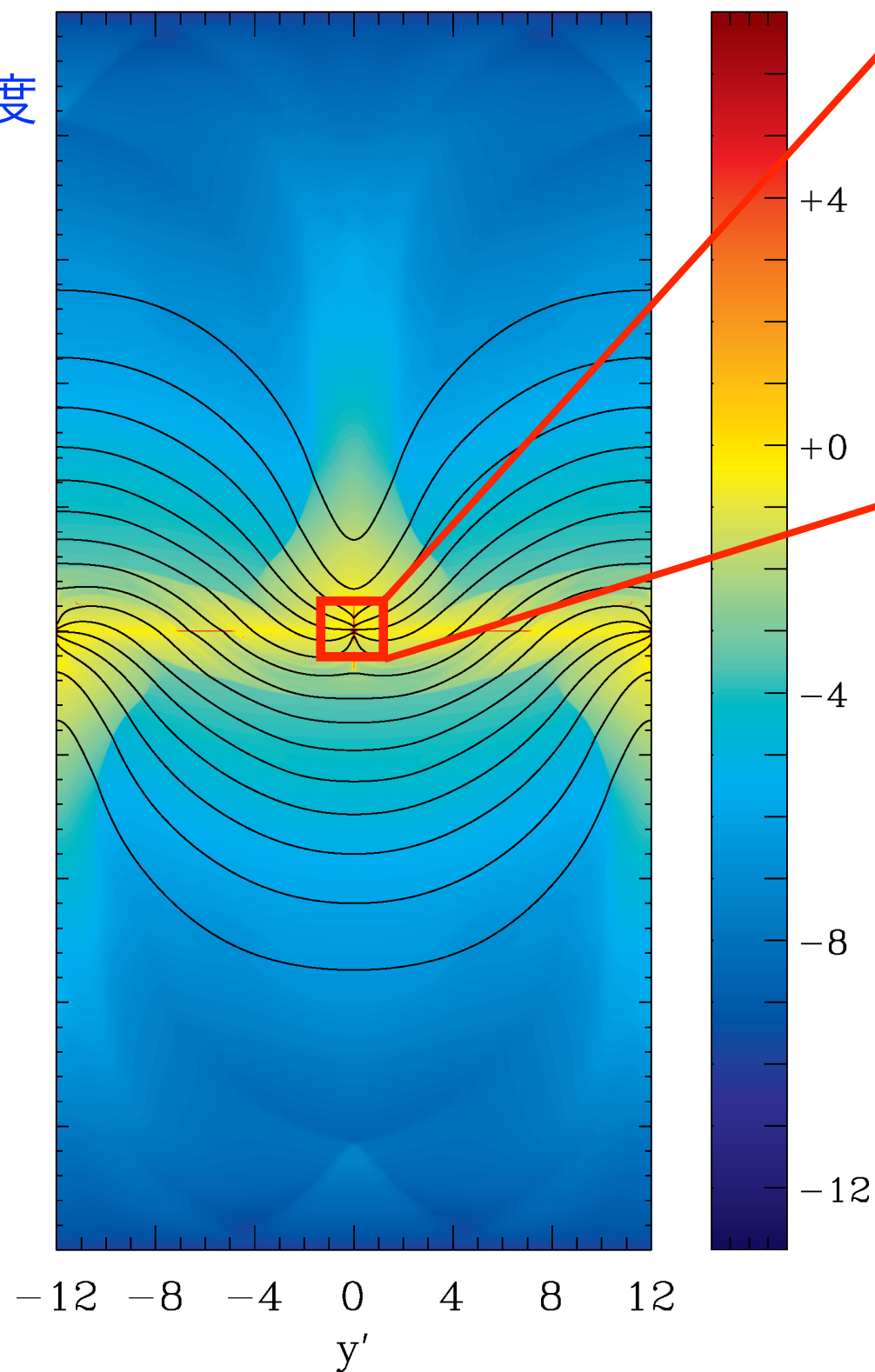
Mouschovias (2009)

Mouschovias(2009)

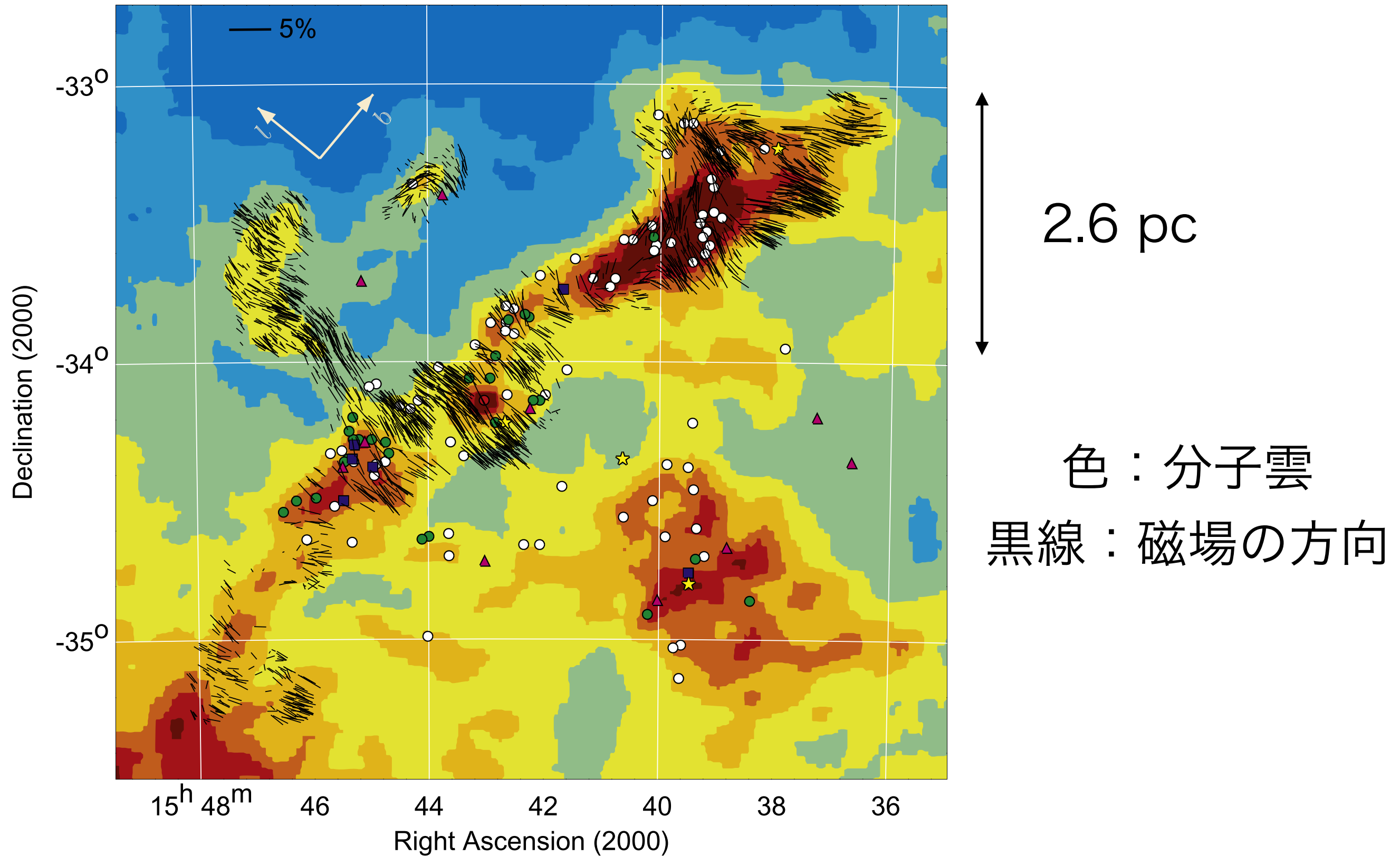
熱不安定性 $\rightarrow$ 密度大

$\tau = 12$

色は密度



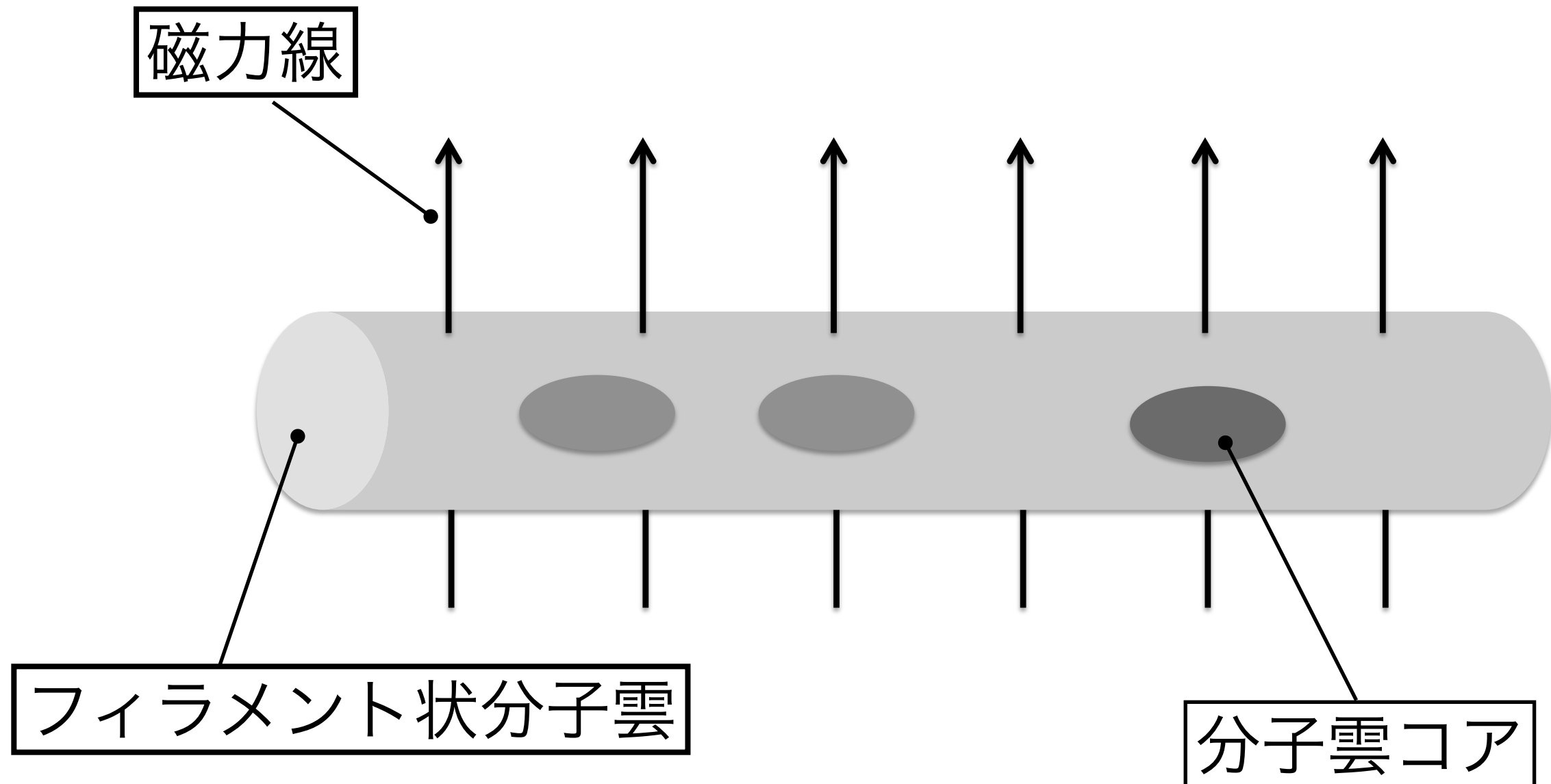
Lupus I



研究の背景と動機

- ・ 分子雲は細長いフィラメント形状をしており、フィラメントの軸に対して垂直方向に磁場が貫いている分子雲がある.
- ・ しかし、そのような磁気分子雲の自己重力不安性は理論的には解明されていない.
- ・ そこで、時間発展の磁気流体力学数値シミュレーションを用いて、実験的にその自己重力不安定性を調べることを試みた.

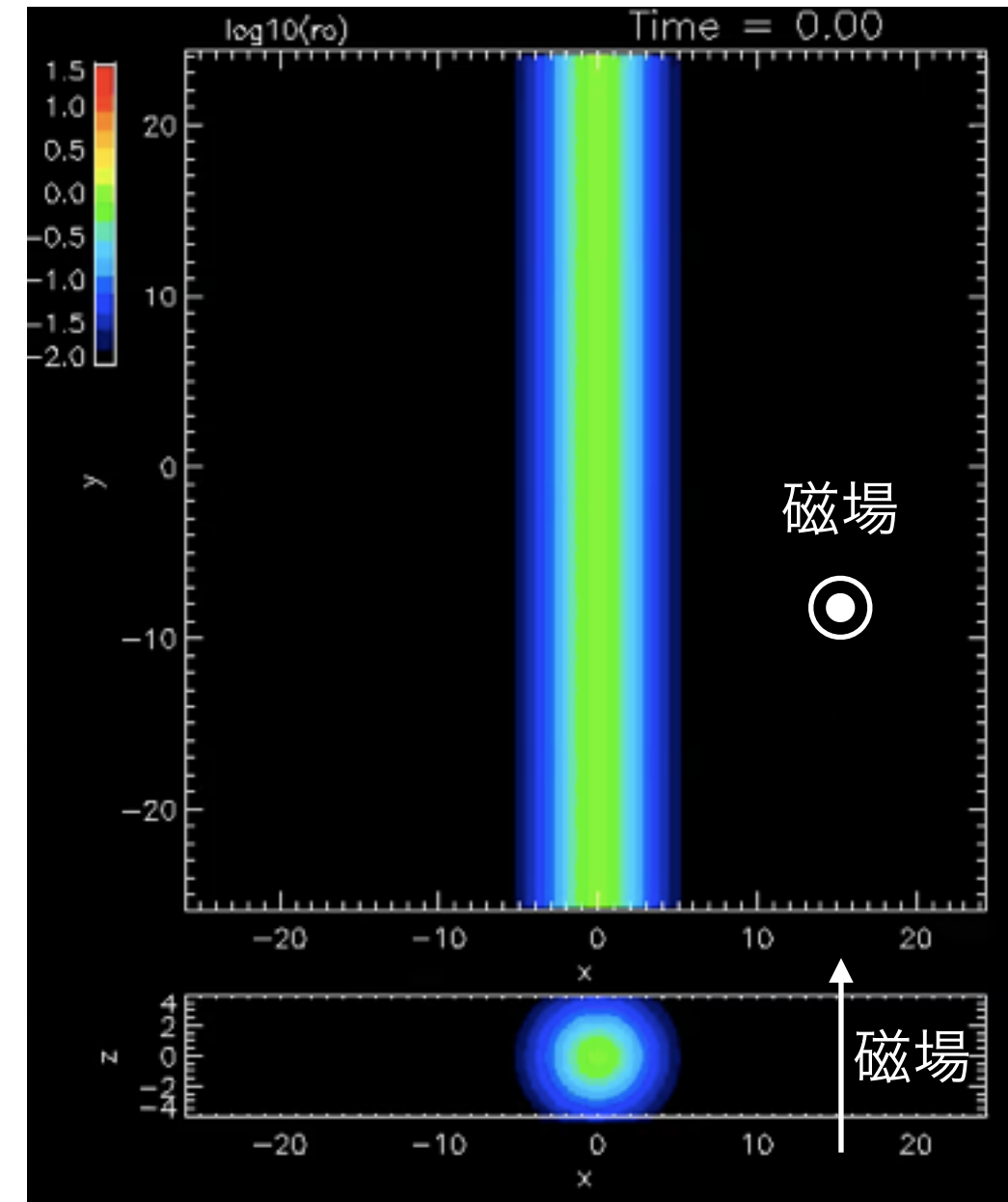
磁場に貫かれたフィラメント状分子雲の模式図



方法

- ・ 初期には力学平衡のフィラメント状分子雲（磁場なし解析解）
- ・ 磁場は一様で、フィラメントの軸に垂直.
- ・ ランダムノイズを与える.
- ・ 理想磁気流体, 自己重力, 等温

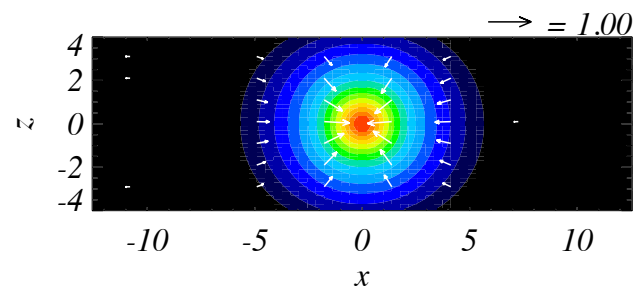
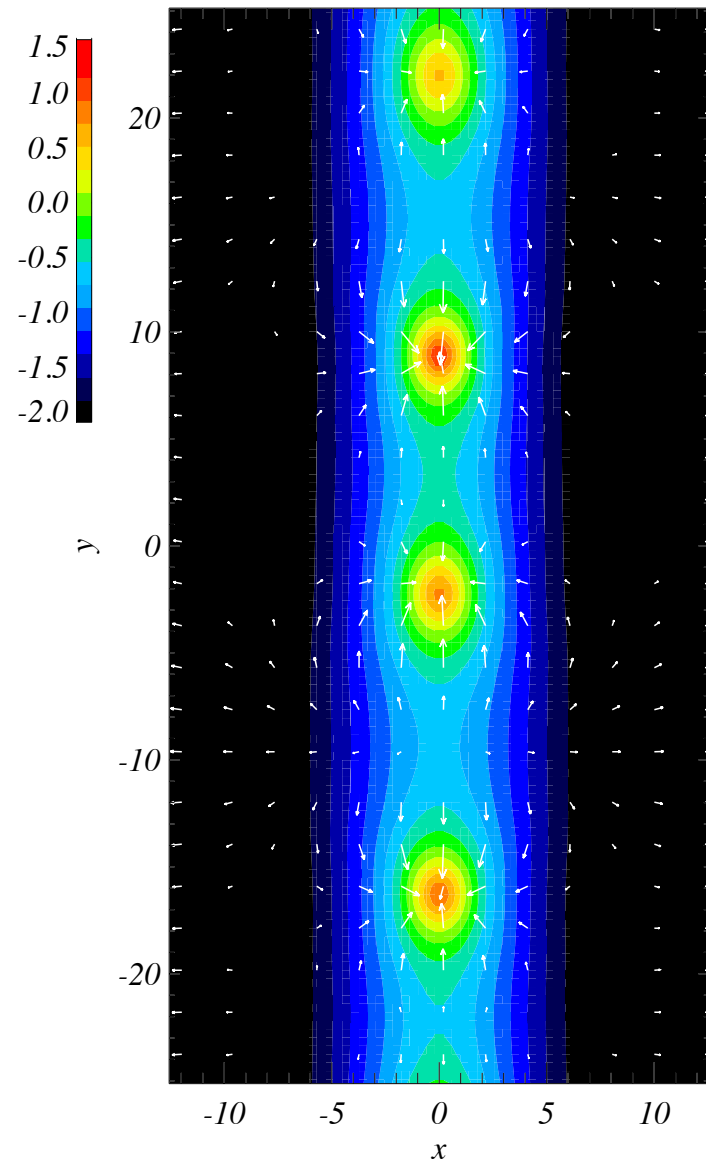
初期条件



結果

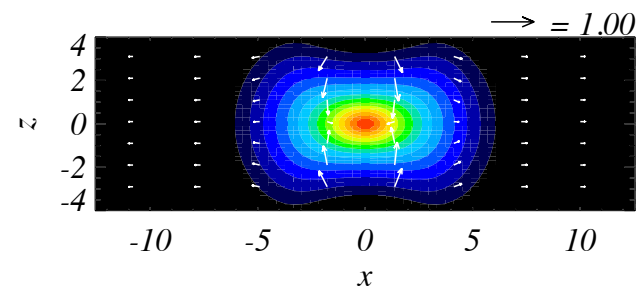
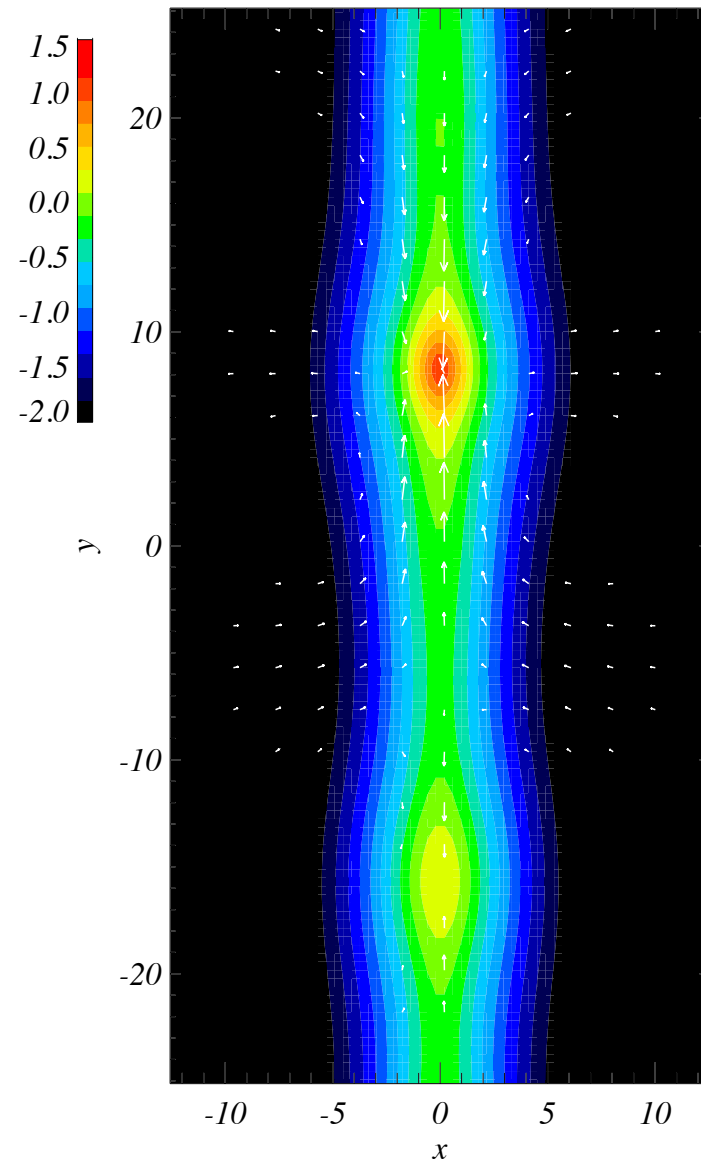
no mag. F

Time = 22.7 $\rightarrow = 1.00$



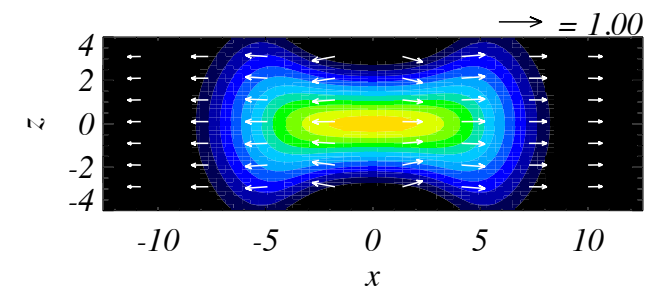
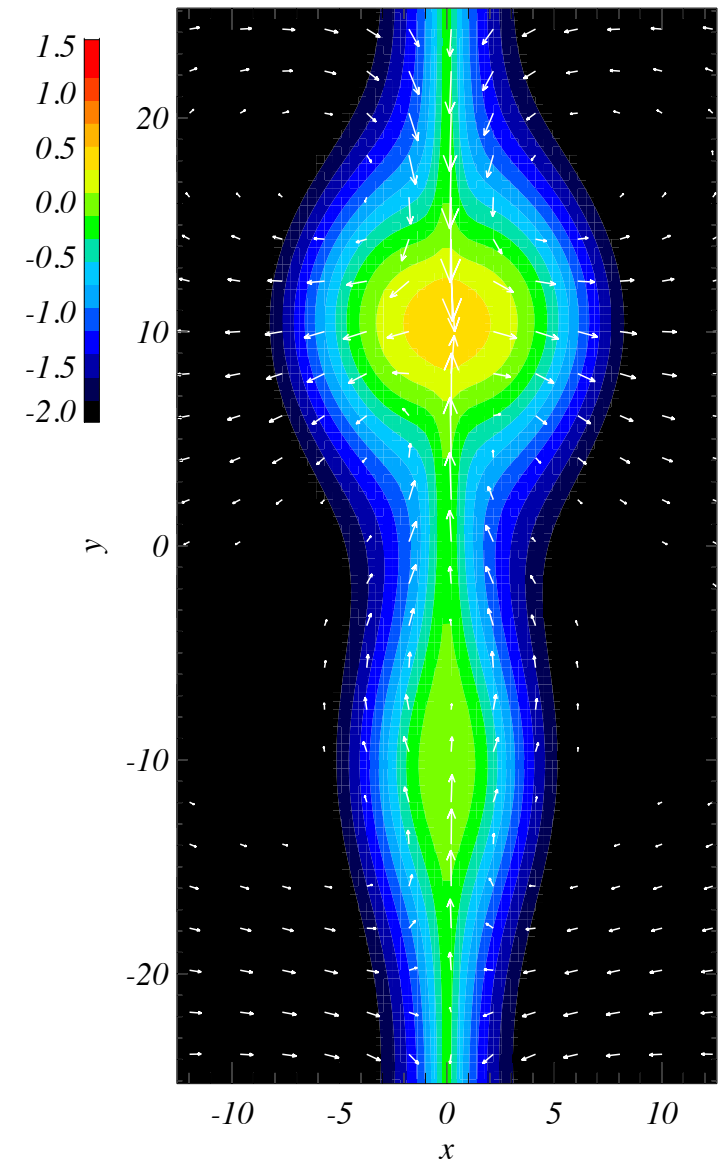
weak mag. F

Time = 35.7 $\rightarrow = 1.00$

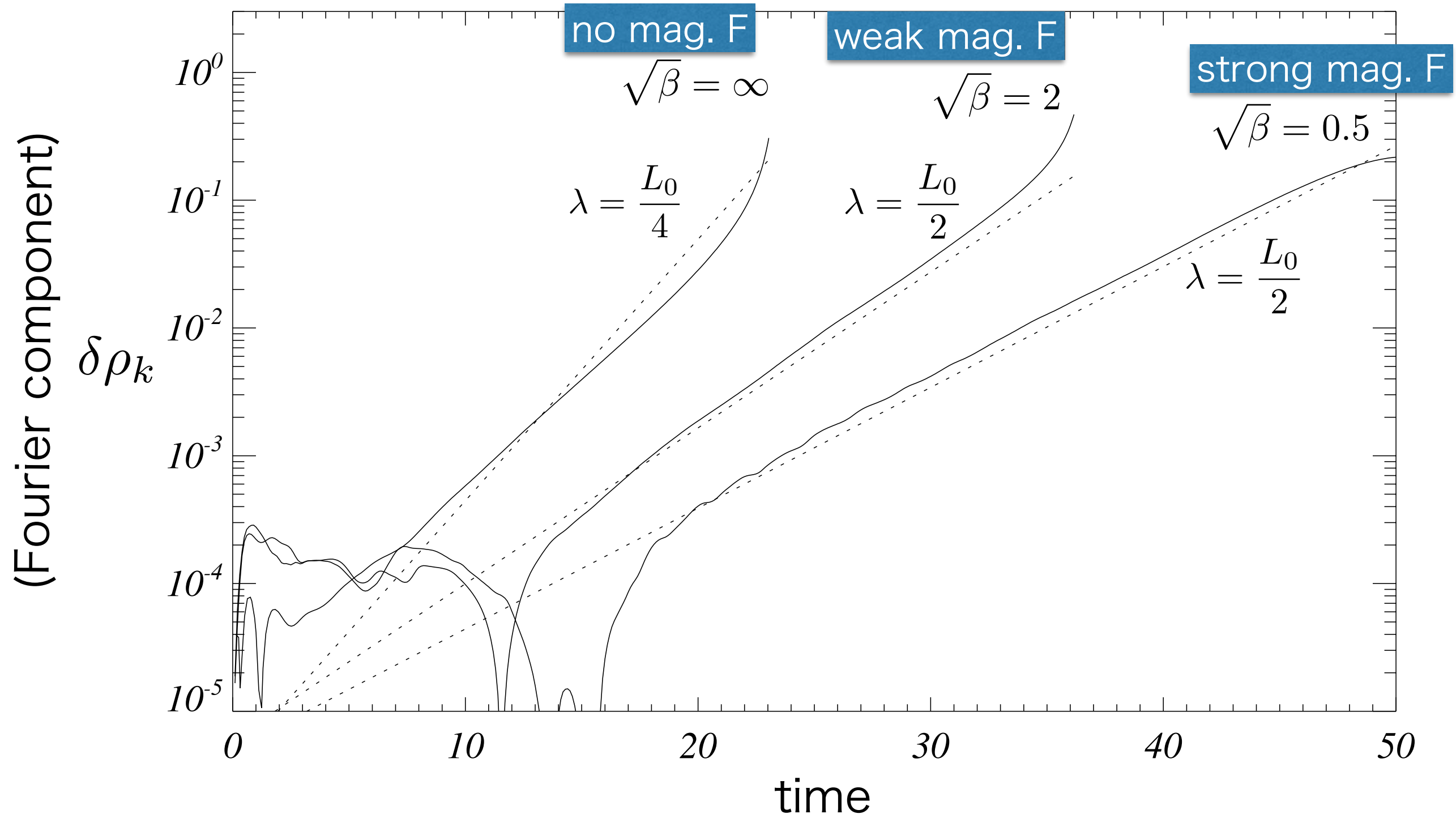


strong mag. F

Time = 50.0 $\rightarrow = 1.00$



Comparison to linear analysis (Hanawa)



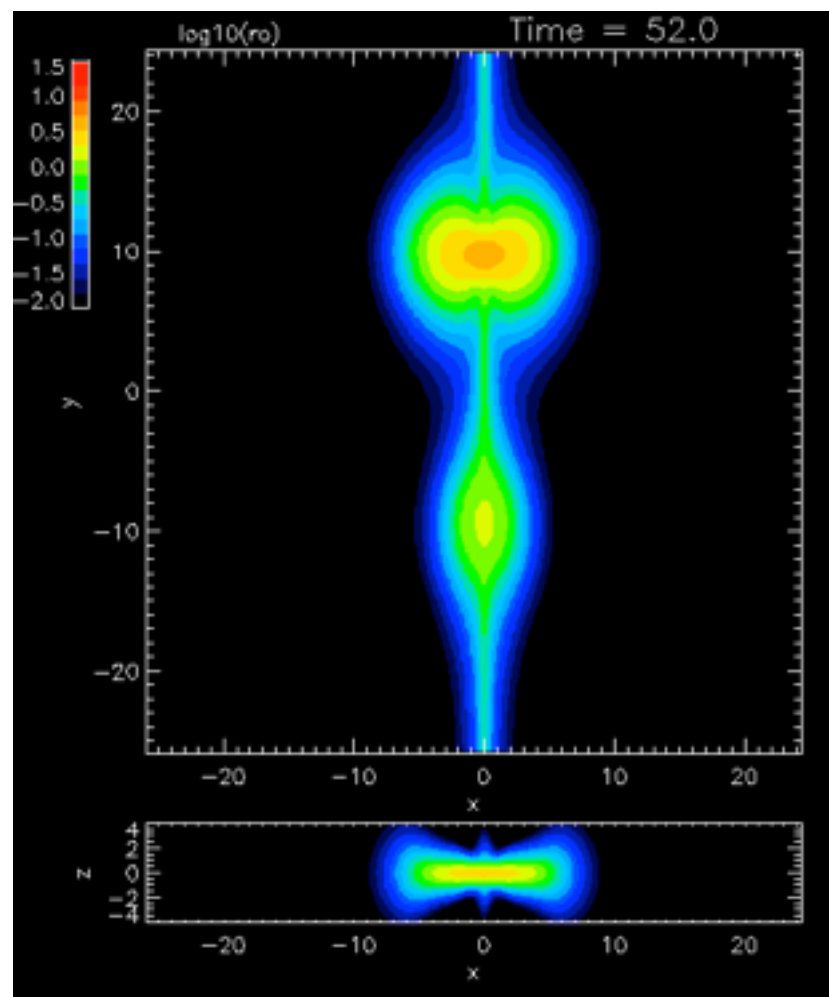
solid lines: numerical simulations
dashed lines: linear analysis

strong magnetic field

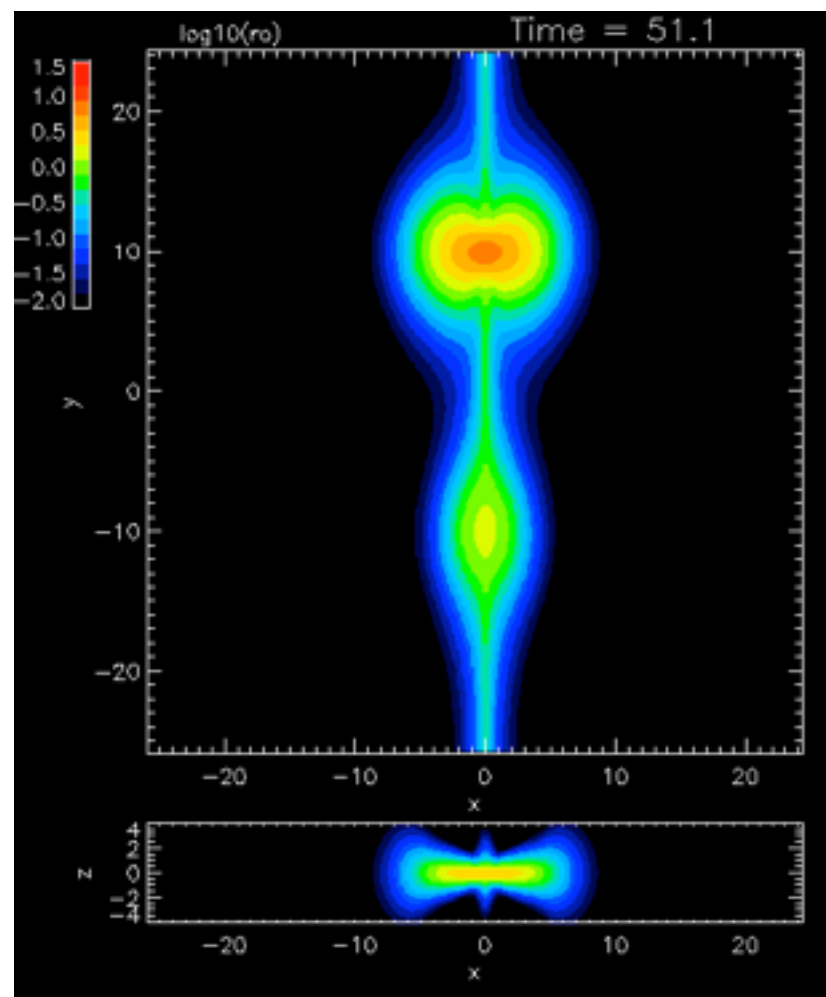


initial plasma β on the axis.

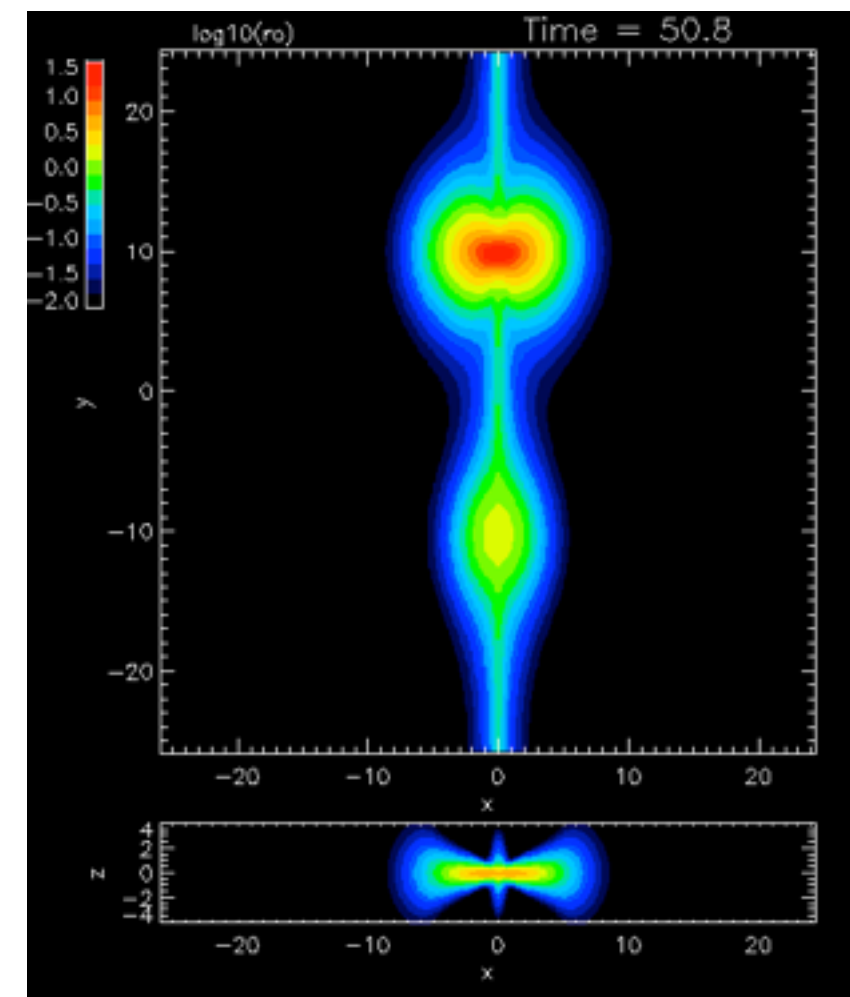
$$\beta = 0.36$$



$$\beta = 0.49$$



$$\beta = 0.64$$



no runaway collapse

runaway collapse

理論的予測

$$B_{\text{cr}} \equiv 2\pi\sqrt{G}\Sigma(0)$$

フィラメントの場合,

$$\rho(x, y) = \rho_0 \left(1 + \frac{x^2 + z^2}{8\pi H^2} \right)^{-2} \quad \left(H = \frac{c_s}{\sqrt{4\pi G\rho_0}} \right)$$

$$\Sigma(0) = \sqrt{2}\pi\rho_0 H$$

よって,

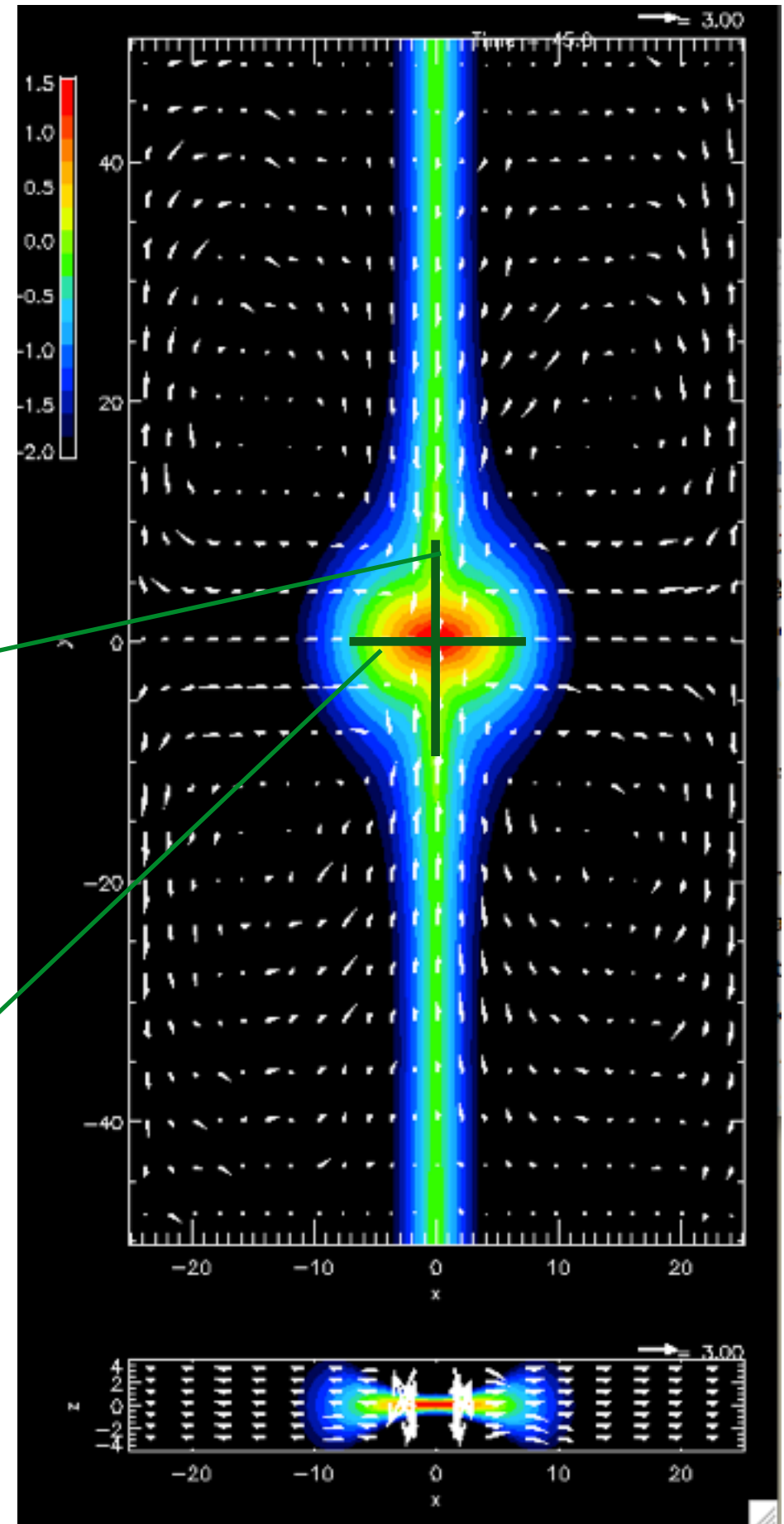
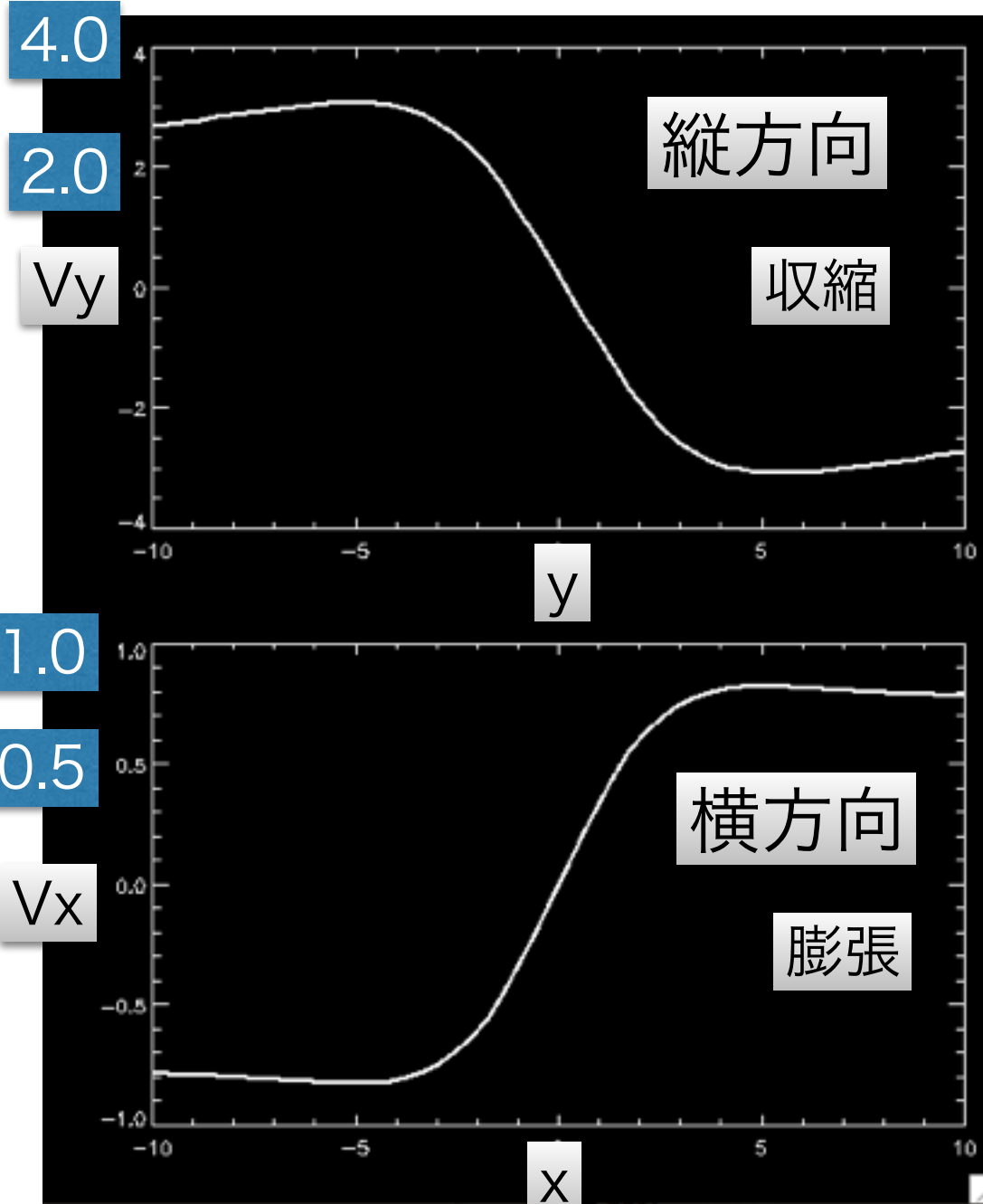
$$B_{\text{cr}} = 2\sqrt{2}\pi^2\rho_0\sqrt{G}H$$

$$\rightarrow \beta_{\text{cr}} = \frac{8\pi\rho_0 c_s^2}{B_{\text{cr}}} = \frac{4}{\pi^2} \simeq 0.405$$

$$\beta = 0.49$$

初期のゆらぎを大きな正弦波で
与えると，暴走的収縮をする

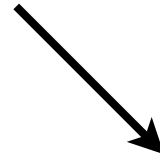
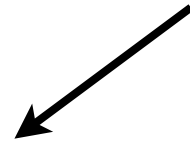
速度場



(パーカー不安定)



■ 磁場に貫かれたフィラメント状分子雲から星への経路



超臨界 (磁場弱)

亜臨界 (磁場強)

分子雲コア

分子雲コア=

星なしコア

暴走的収縮

ambipolar diffusion による

磁束の拡散

~ 10^6 年

~ 10^7 年

磁場のエネルギー ~ 重力エネルギー

星

まとめ（後半）

- ・ 磁場の強さに関わらず、フィラメントは分裂しコアが形成される。磁場があまり強くなければ、コアは暴走的収縮を起こしコア中心部に星が形成される。
- ・ 暴走的収縮が起こる臨界磁場の強さは、理論的に予想される値とおおよそ良い一致を示した。
- ・ 臨界に近いコアができる場合、フィラメントの軸方向と磁場方向には収縮するが、軸と磁場に垂直方向には膨張する。

まとめ：星間現象の磁気流体

