

非一様な密度分布の
磁化プラズマ中を伝播する
相対論的無衝突衝撃波の
Particle-in-Cell Simulation

富田 沙羅 (東北大学 学際科学フロンティア研究所)
大平 豊 (東京大学)

無衝突衝撃波で生成される磁場

高エネルギー天体现象でできる無衝突衝撃波：
宇宙線の生成機構、高エネルギー光子の放射領域
→衝撃波近傍の磁場の情報が重要。でも**非常に未知!!**

問題点：

- 1.観測から示唆される磁場の起源が不明。
典型的ISM磁場の衝撃波圧縮では不十分。
- 2.多くの天体现象で、衝撃波上流の磁場の情報は未知。

無衝突衝撃波での磁場増幅機構

- ・**プラズマ不安定性** Weibel 1959; Lucek & Bell 2000
- ・磁気流体の乱流ダイナモ **今日の話(相対論的な系の場合)**

これらが同時に働いているだろう。

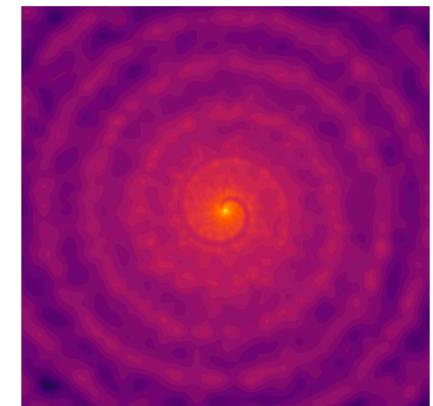
Balsara & Kim 2001; Giacalone & Jokipii 2007;
Inoue et al. 2009, 2011; Zhang et al. 2009;
Mizuno et al. 2011

上流の密度揺らぎ：

星間空間ではKolmogorov乱流($\sim 100\text{pc}$)や分子雲($>0.1\text{pc}$)。

大質量星の星風(blobサイズ $>10^{10}\text{cm}$)や連星運動(連星間距離)による
固有な密度揺らぎ。

Armstrong et al. 1995; Sakamoto & Sunada 2003;
Inoue et al. 2010; Chugai & Danziger 1994;
Smith et al. 2009; Yalinewich & Zwart 2019



衝撃波下流の乱流のエネルギー

線形解析の結果より

$$\frac{\delta u_{2s}}{u_2} \approx 2.3 \frac{\delta n_{1e}}{n_1}$$

$\frac{\delta n_{1e}}{n_1} = 0.1$ なら、

$$\varepsilon_s = \frac{\frac{1}{2} n_2 \Gamma m_p \delta u_{2s}^2}{n_2 \Gamma m_p c^2} = \frac{\delta u_{2s}^2}{2c^2} \sim 10^{-3} \left(\frac{\delta n_{1e}/n_1}{0.1} \right)^2$$

δn : 密度擾乱

n : 平均密度

δu : 速度擾乱

添字1,2,s,eは、

上流, 下流, 音波, エントロピー波。

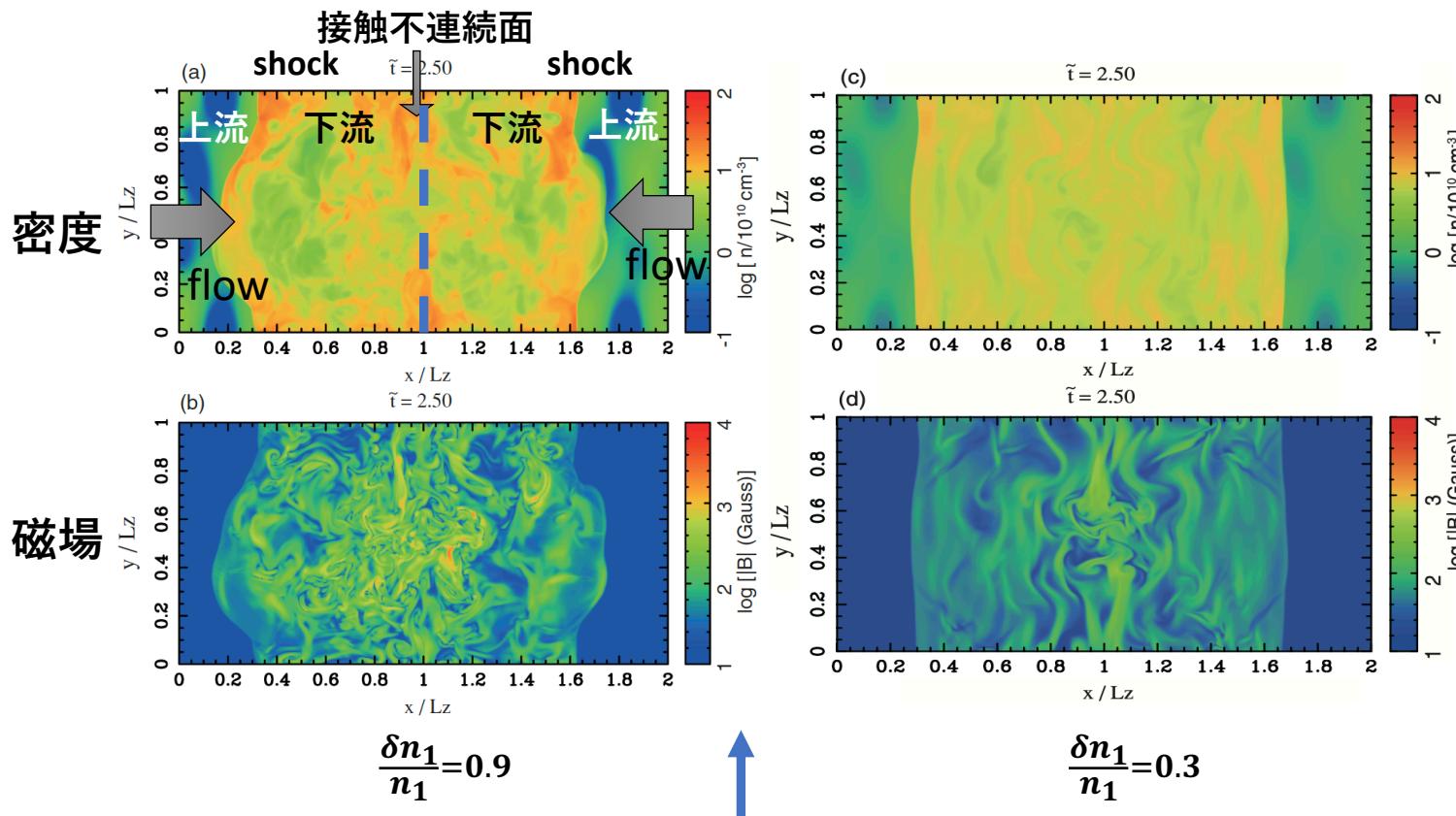
音波の持つエネルギーは、
衝撃波散逸による下流の内部エネルギーの0.1%も占める！

*GRB残光では、これに対し、

下流磁場のエネルギーは、 $\varepsilon_B \sim 10^{-5}$

非熱的粒子のエネルギーは、 $\varepsilon_e \sim 10^{-2}$

乱流ダイナモによる磁場增幅を示すMHDシミュレーション(Inoue et al. 2011)



上流のローレンツ因子 $\Gamma = 1.76$ in 下流静止系
密度擾乱が大きいほど強く増幅する。
($\varepsilon_B \sim 10^{-5}$ は達成できそう。)
上流磁場が小さいほど増幅率は大きい。

*下流で乱流が相対論的 ($\Gamma = 3$) だと、
乱流が衝撃波散逸し、
磁場は早く減衰してしまう。

無衝突衝撃波下流では、
必ず流体近似を満たしているのか。

- 無衝突衝撃波では非熱的粒子が生成される。

粒子拡散が働くなか、

下流で密度揺らぎが維持されるのか？

- 流体近似できるのは、“ジャイロ半径 < 密度揺らぎの波長”

<<?

<<<? どれくらいなのか?

乱流ダイナモによる磁場增幅で必要な密度揺らぎのサイズとジャイロ半径の比

乱流ダイナモが働く条件 “Eddy Turn Over Time \leq 衝撃波の減速時間” から、上流の密度揺らぎのサイズが決まる。

*パラメター値はガンマ線バーストの場合

相対論的場合 : $t_{\text{dec}} \approx 10^3 \text{ sec } E_{\text{iso},53} v_{\text{WR},8.3} \dot{M}_{\text{WR},-5}^{-1} \Gamma_{\text{sh},2}^{-3}, (n_1 \propto r^{-2}),$

$$\approx 10^4 \text{ sec } \left(\frac{E_{\text{iso},53}}{n_{\text{ISM},0}} \right)^{\frac{1}{3}} \Gamma_{\text{sh},2}^{-\frac{5}{3}}, \quad (n_1 \approx \text{const.}).$$

$$t_{\text{eddy}} \approx \frac{\lambda}{c} \leq t_{\text{dec}} \text{ より、 } \lambda \lesssim 10^{14} \left(\frac{E_{\text{iso},53}}{n_{\text{ISM},0}} \right)^{1/3} \Gamma_{\text{sh},2}^{-5/3} \text{ cm} \approx 10^7 \frac{c}{\omega_{\text{pi}}}. \quad (\text{In 下流静止系})$$

*Wolf-Riet wind の分光観測や理論と矛盾しない。

(In 下流静止系)

上流磁場が $3 \mu\text{G}$ の場合、熱的陽子のジャイロ半径は、 $r_{\text{gi}} \approx 10^4 \left(\frac{\sigma}{10^{-9}} \right)^{-1/2} c/\omega_{\text{pi}}$.

したがって、Clump サイズ $\lambda = 10^5 - 10^6 \frac{c}{\omega_{\text{pi}}}$ とすると、

(In 下流静止系)

密度揺らぎサイズとジャイロ半径サイズの比は、 $\frac{\lambda}{r_{\text{gi}}} \approx 10-100$.

本研究

無衝突衝撃波の下流で、
乱流ダイナモによる磁場增幅が起きるかどうかを調べる。
乱流による粒子加速が見えるか？
下流で乱流ダイナモが働くために必要な上流環境に制限を与えたいたい。

手法

プラズマのミクロ($L \sim$ 慣性長)な運動を解くプラズマ粒子
シミュレーションを用いて、
マクロスケール($L \gg$ 慣性長)の非一様媒質中を伝播する
相対論的無衝突衝撃波の発展を調べる。

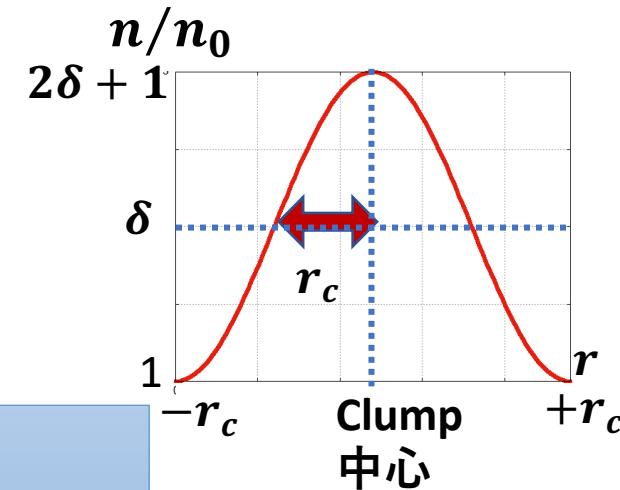
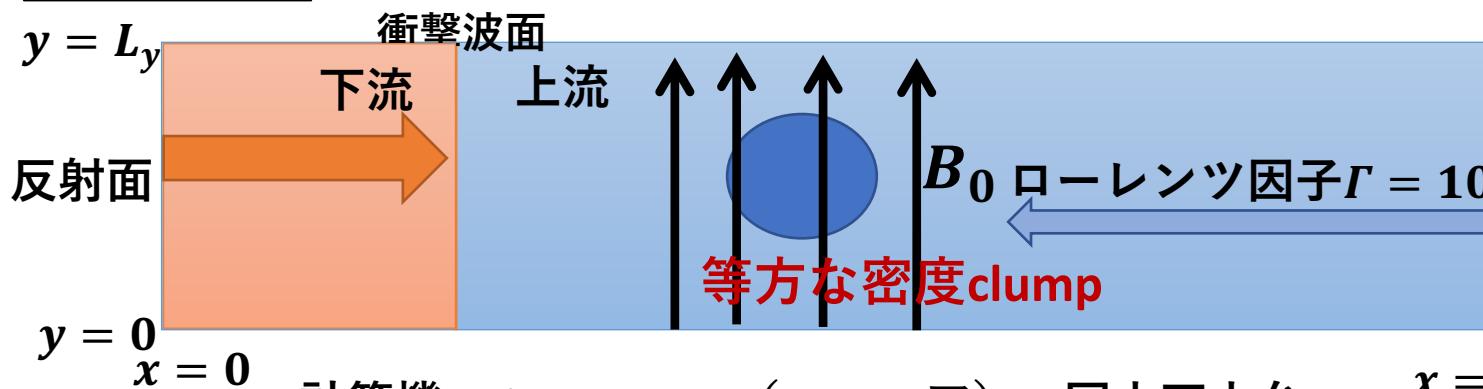
本講演で示す結果：

振幅が小さい($\frac{\delta n_1}{n_1} \leq 0.5$)密度揺らぎ中では、粒子拡散が効き、
無衝突衝撃波の下流では、MHD的な乱流が起きてない！

衝撃波のシミュレーションセットアップ

- ・松本さん(千葉大)の2次元PICコードをもとに本研究で開発したコードを使用。
- ・ローレンツ因子 $\Gamma = 10$, 熱速度 $0.18c$ で、 $-x$ 方向に流入する e^\pm プラズマ流。
- ・粒子の空間分布 : $n(x, y) = n_0 + n_0 \delta \{1 + \cos(\pi r / 2r_c)\}$,
 $n_0 = 80/\text{cell}$: 平均密度, δ : 振幅,
 r : clump 中心からの距離,
 $r_c = 300 c/\omega_{pe}$: clump の振幅が δ になる半径

下流静止系



計算機 : Cray XC50 (3000コア) @国立天文台

計算領域 : $L_x = 3120 c/\omega_{pe}$, $L_y = 1200 c/\omega_{pe}$ ($\Delta x = \Delta y = 0.1 c/\omega_{pe}$)

粒子数 : $n_0 = 80$ 個/cell, 全粒子数～ 10^{12} 個

衝撃波のシミュレーションセットアップ

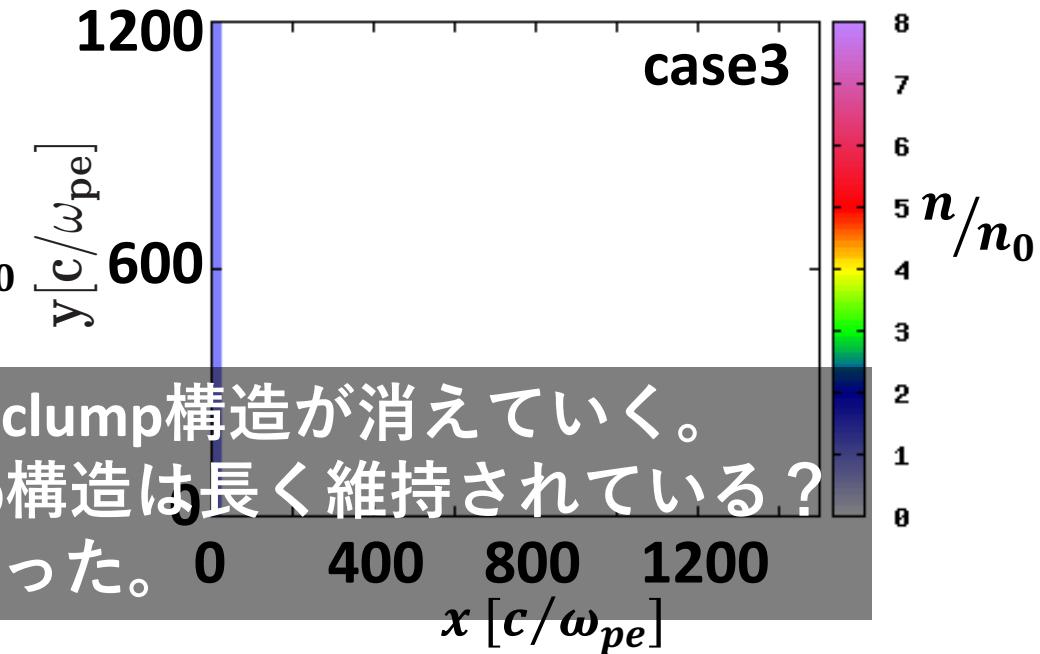
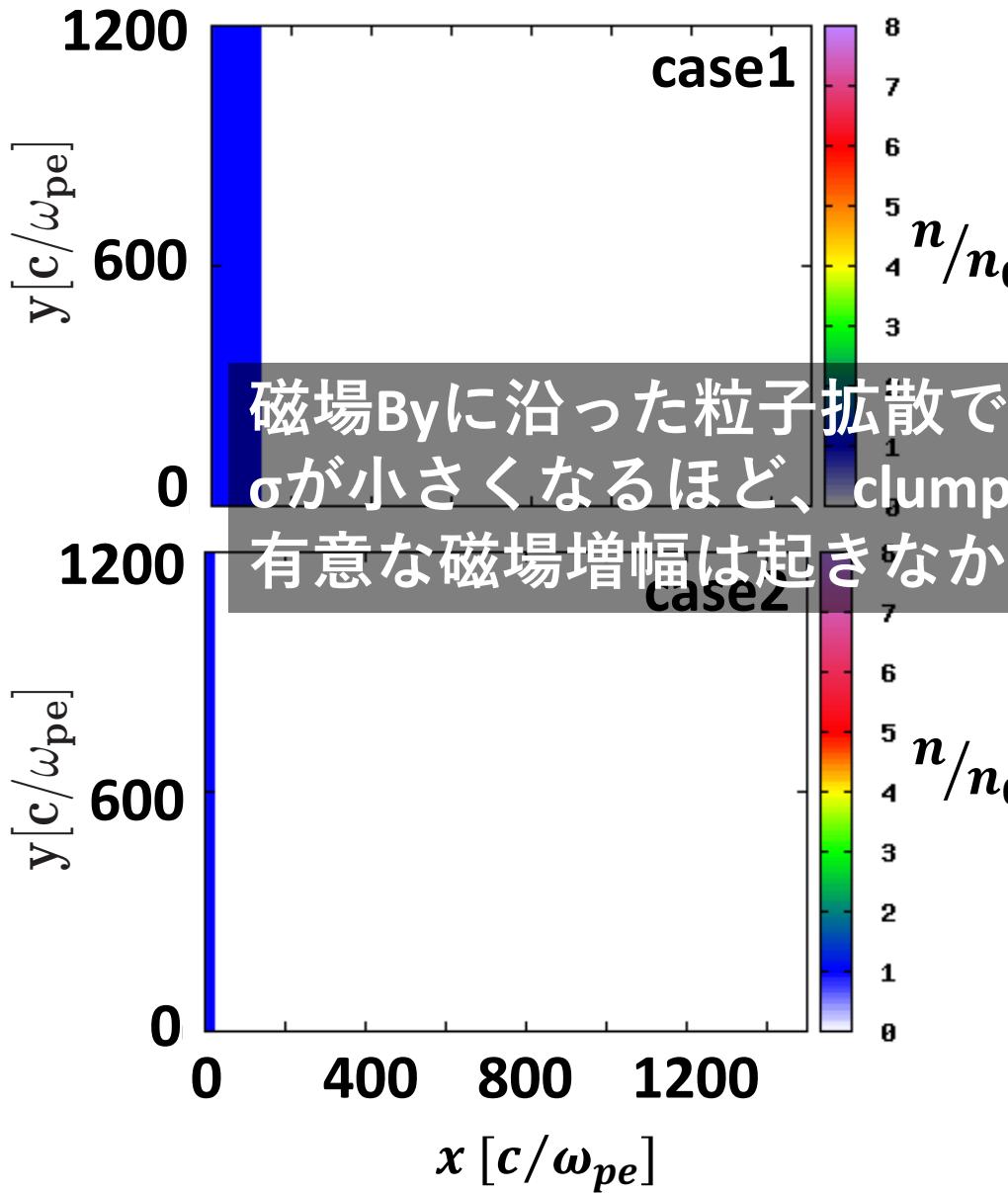
- 背景磁場 : y方向, 上流の磁化パラメター $\sigma_e = B_0^2/8\pi\Gamma n_0 m_e c^2$
- 密度clumpのサイズ $2r_c$ /ジャイロ半径 r_{ge} と振幅 δ の設定

	δ	σ_e	$2r_c/r_{ge}$
case1	0.5	10^{-3}	18.9
case2	0.5	10^{-4}	6.0
case3	0.5	10^{-5}	1.8
case4	10.0	10^{-3}	18.9
case5	2.0	10^{-3}	18.9

※現実では、
GRBの外部衝撃波で乱流ダイナモによる
磁場增幅に必要な上流の密度揺らぎと
上流の電子のジャイロ半径を比較すると、
 $2r_c/r_{ge} \sim 10^4$.
しかし、相対論的衝撃波下流では、
電子陽子の実効的質量は同等になるため、

$$\frac{2r_c}{r_{gi}} \approx \frac{2r_c}{r_{ge}} \approx 10. \quad \text{Kumar et al. 2015}$$

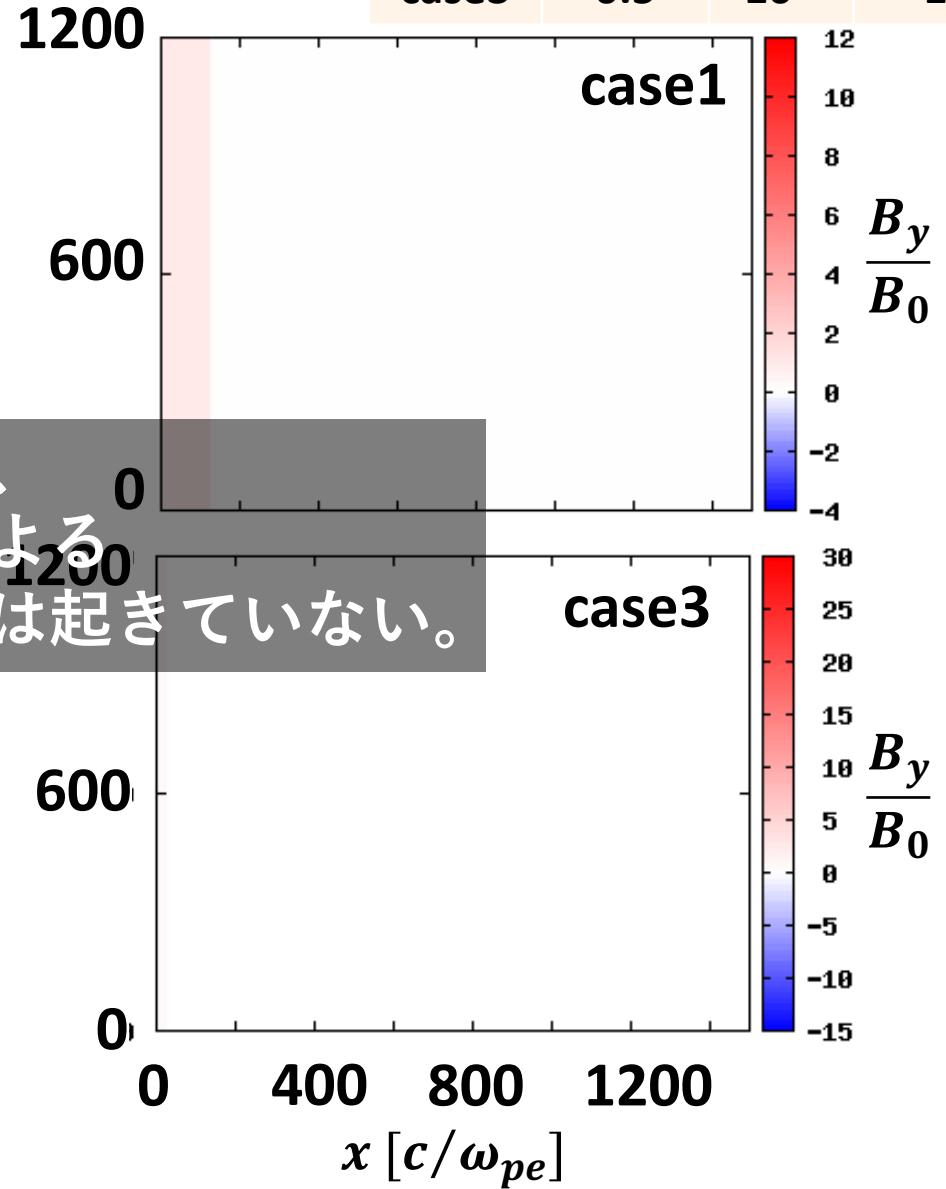
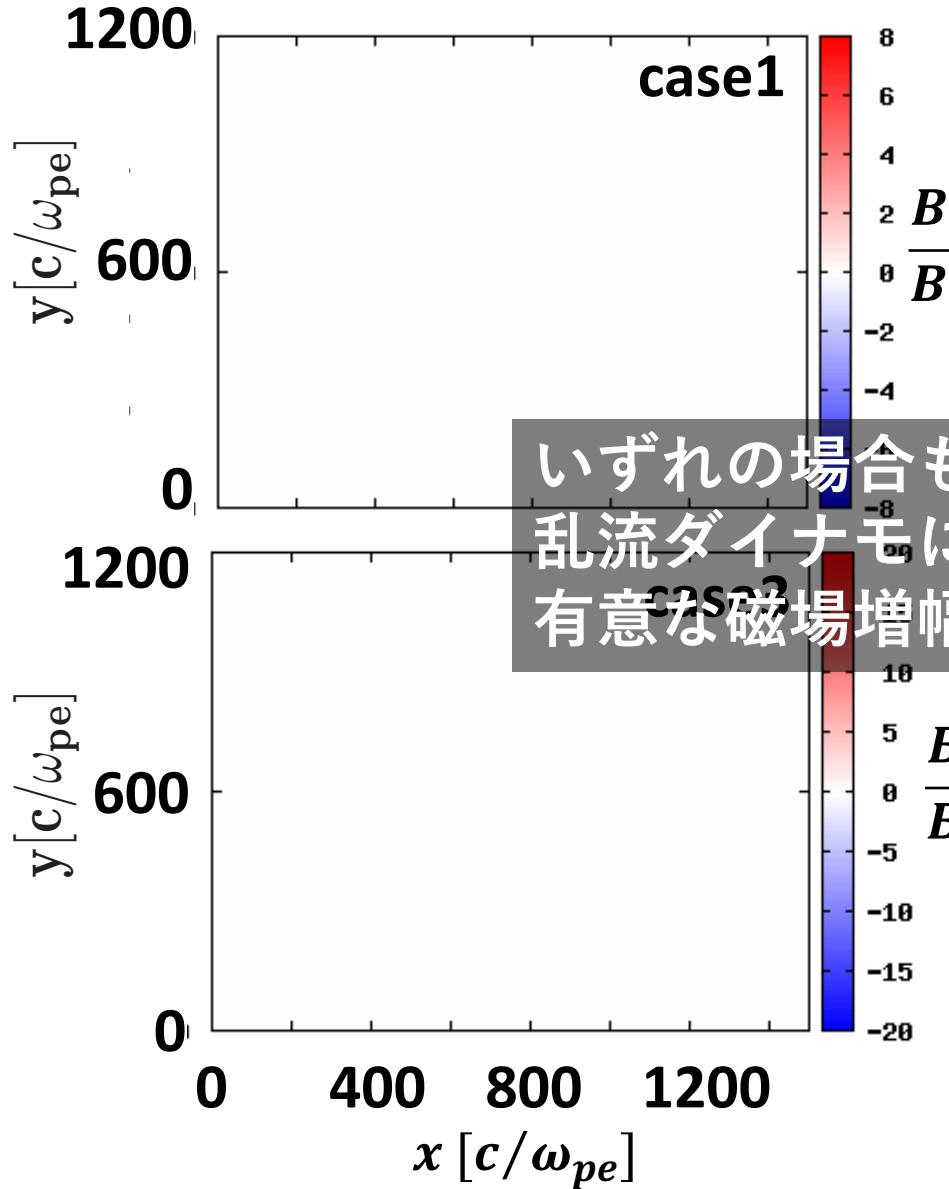
結果: σ_e 依存性 密度の空間分布



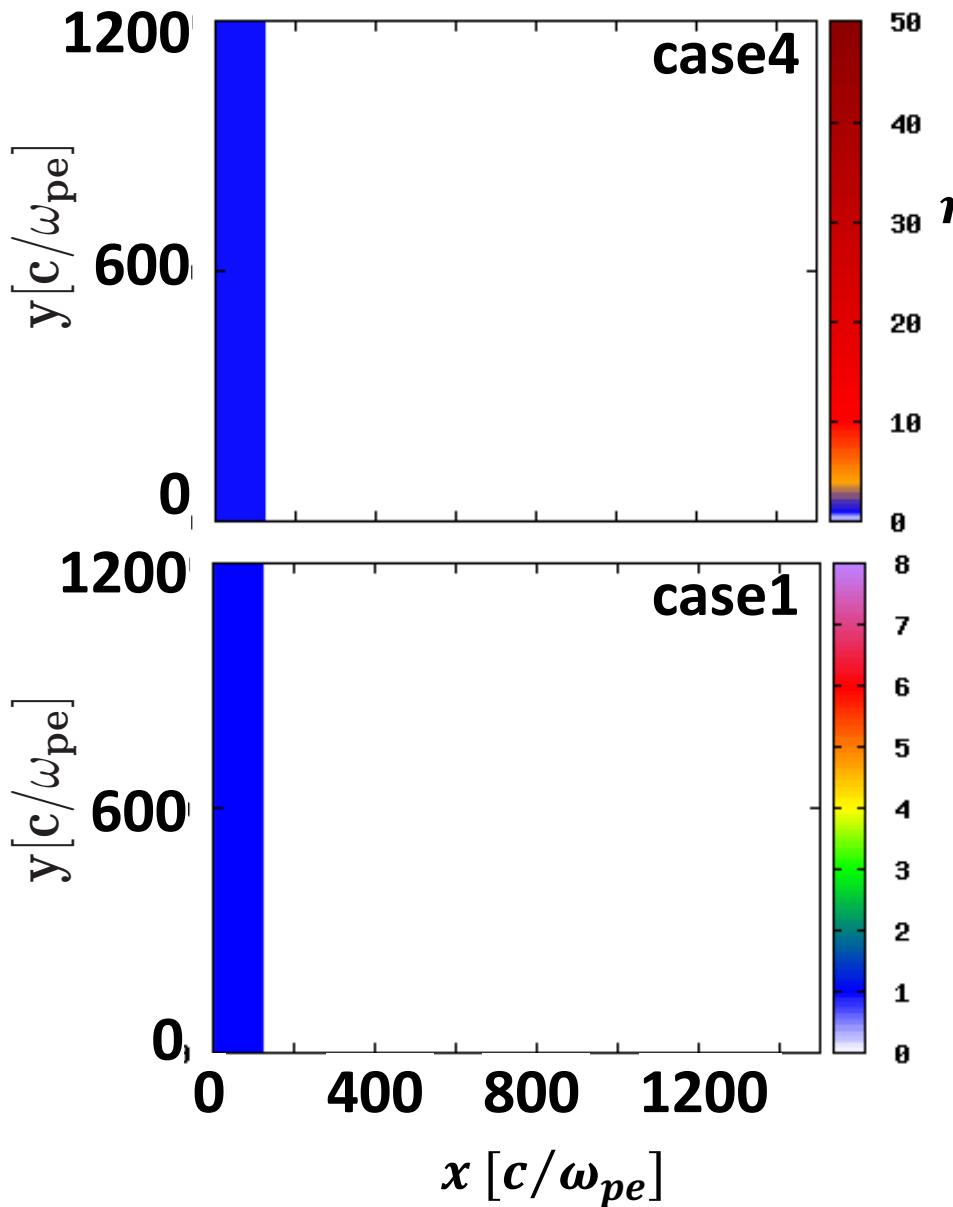
	δ	σ_e	$2r_c/r_{ge}$
case1	0.5	10^{-3}	18.9
case2	0.5	10^{-4}	6.0
case3	0.5	10^{-5}	1.8

結果: σ_e 依存性 B 空間分布

	δ	σ_e	$2r_c/r_{ge}$
case1	0.5	10^{-3}	18.9
case3	0.5	10^{-5}	1.8



結果：振幅依存性 密度の空間分布



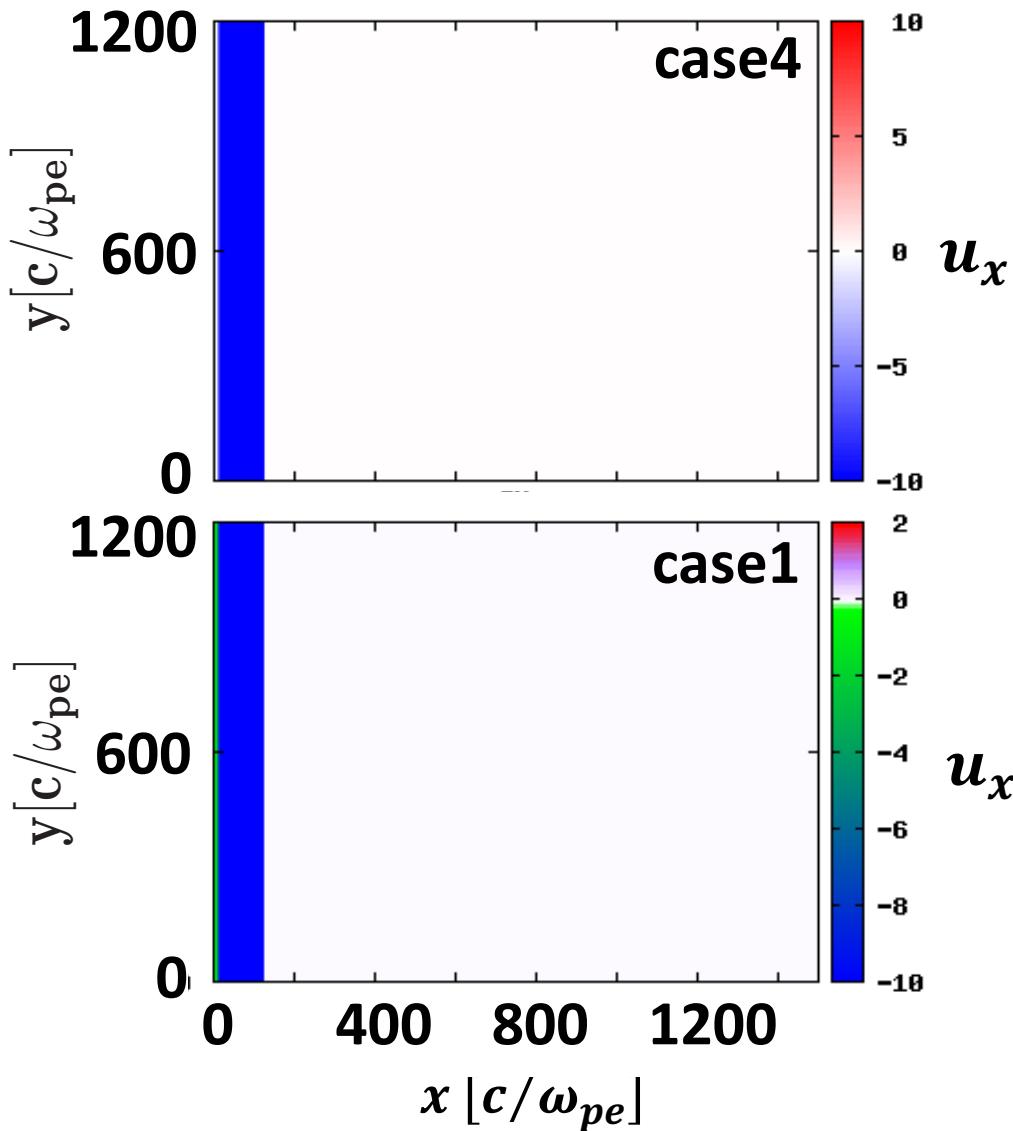
粒子拡散が抑えられ、
乱流ダイナモが駆動したため、
磁場增幅が見られた！

粒子拡散が抑えられた理由：

- $n/n_0=0.5$ の時よりも、
Clump内の粒子の温度が低くなつため？
- より高密度なClump内で、
プラズマ不安定性によってできた
ミクロな磁場生成で拡散が抑えられている？

	δ	σ_e	$2r_c/r_{ge}$
case1	0.5	10^{-3}	18.9
case4	10.0	10^{-3}	18.9

結果:振幅依存性 速度(u_x)空間分布



衝撃波がclumpを通過後、
 $y = 600$ での衝撃波面近傍で、
上流に向かう $u_x \sim +10$ の
plasma jetが見られる！
→Jet in jet ?!
Blazerの短時間変動の起源かも？

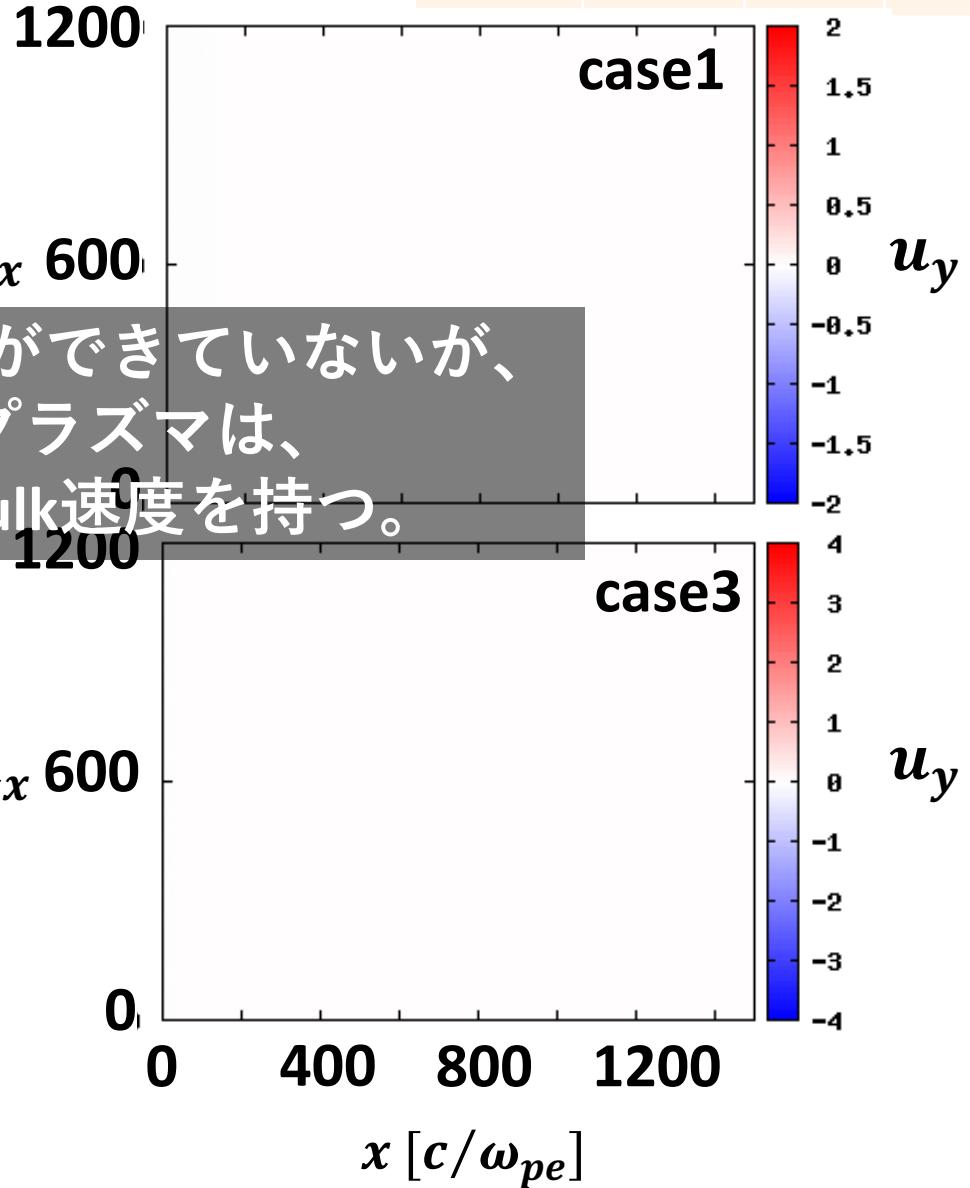
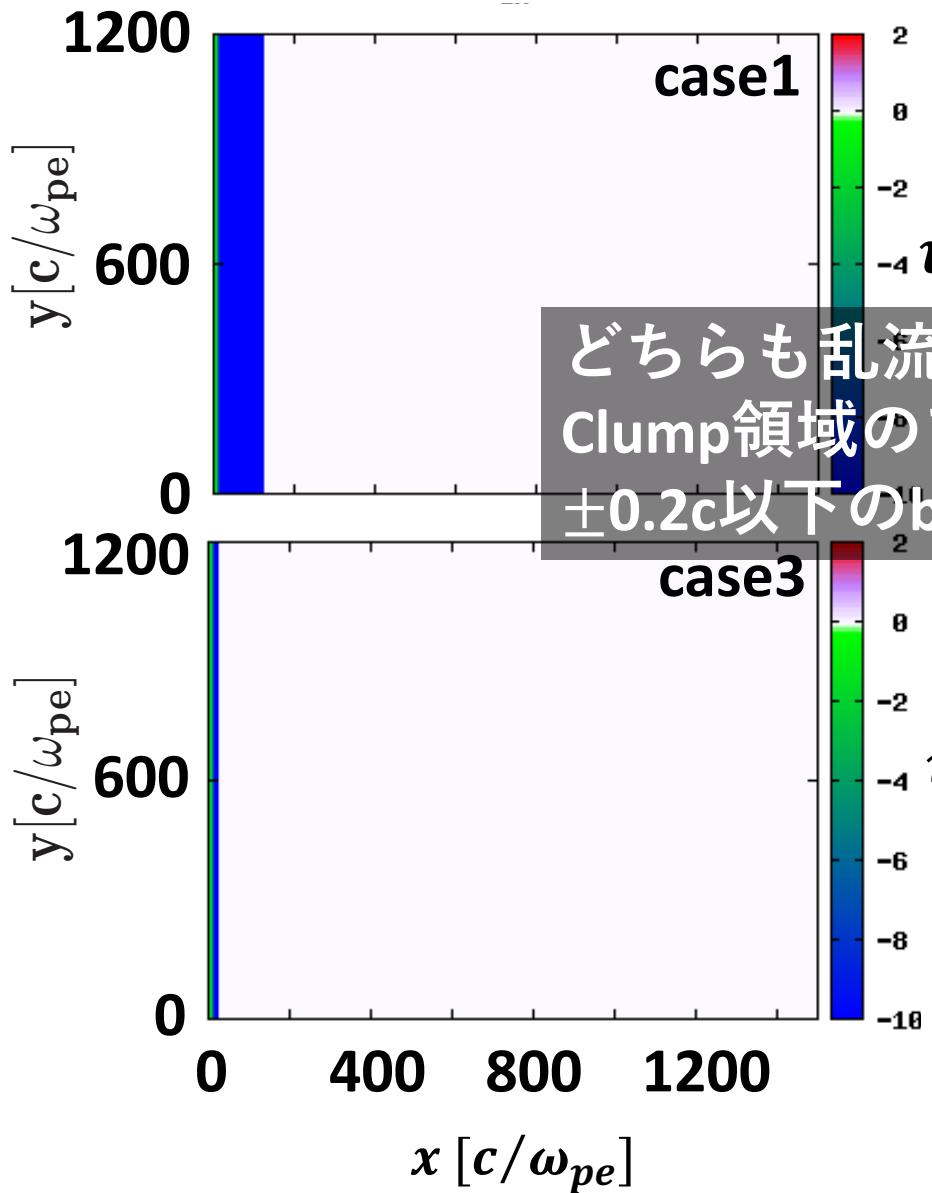
	δ	σ_e	$2r_c/r_{ge}$
case1	0.5	10^{-3}	18.9
case4	10.0	10^{-3}	18.9

まとめ

- $n/n_0=0.5$ の場合の非一様な媒質中を伝播する無衝突衝撃波のPICシミュレーションを行った。
 σ_e を変えても、粒子拡散の影響で、乱流ダイナモが駆動されず下流で磁場増幅は起きなかった。
 - $\sigma_e = 10^{-3}$, 密度揺らぎの振幅 $n/n_0=2, 10$ の場合、乱流ダイナモが駆動され磁場が増幅されることがわかった。振幅を大きくすると、粒子のエネルギースペクトルのベキが変わった。
- 今後、他の σ_e や密度振幅で、乱流ダイナモによる磁場増幅が起るかどうか、粒子のエネルギースペクトルへの影響を調べる。

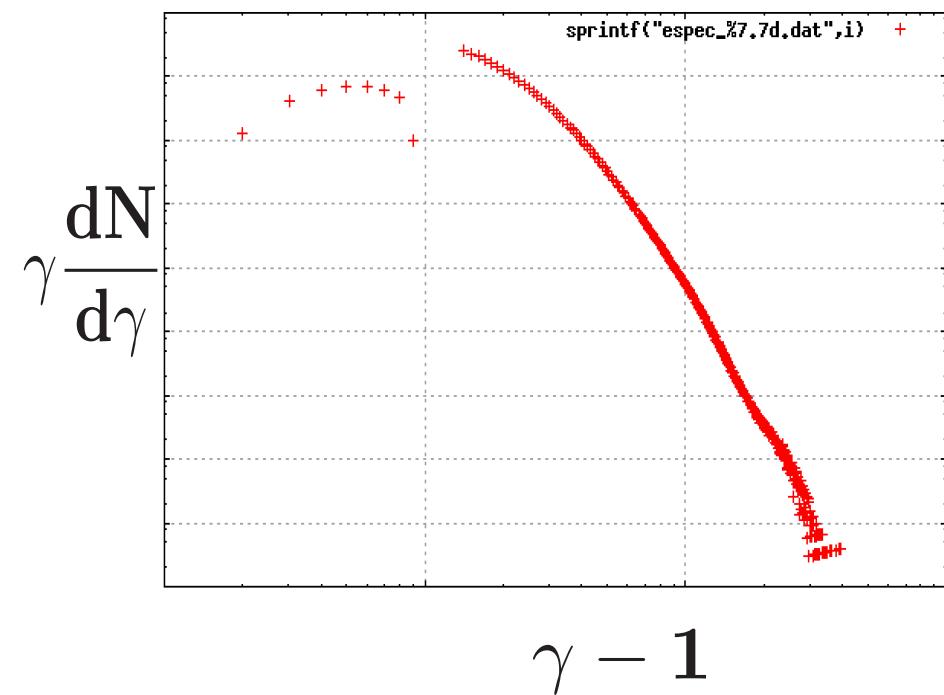
	δ	σ_e	$2r_c/r_{ge}$
case1	0.5	10^{-3}	18.9
case3	0.5	10^{-5}	1.8

結果: σ_e 依存性 速度($\gamma\beta$) 空間分布

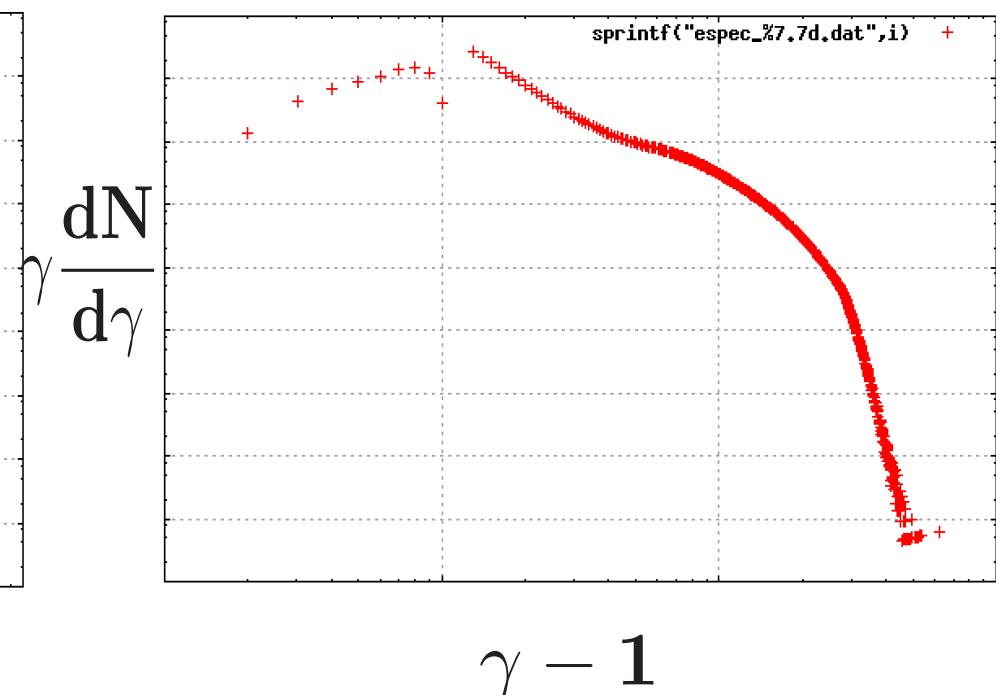


結果：エネルギースペクトル

case4



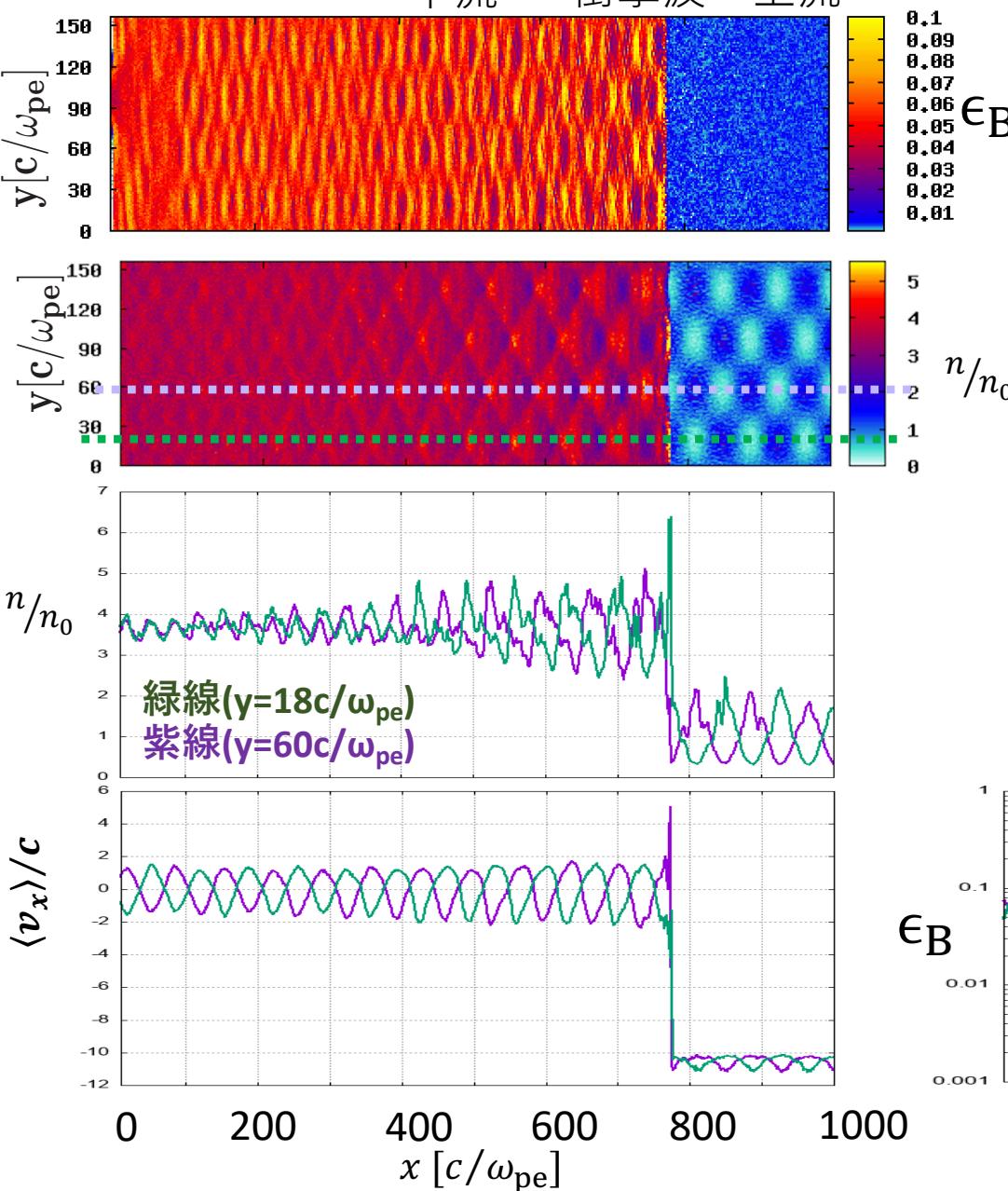
case3



乱流ダイナモで增幅された乱流磁場による加速か？？

結果

下流 衝撃波 上流



$$\sigma = B_0^2 / 8\pi\Gamma n_0 mc^2$$

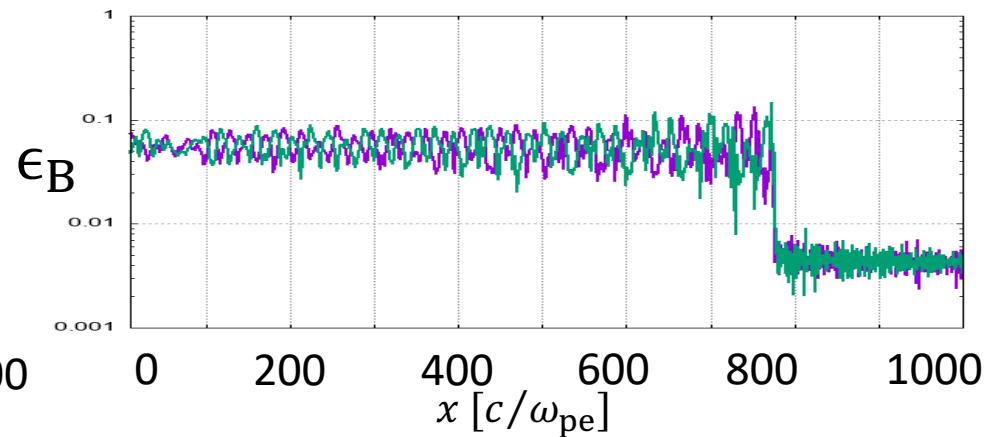
ワイベル不安定性は予想通り励起されない。

背景磁場(y 方向)は衝撃波圧縮で増加。
しかし、線形解析結果よりも低い。

衝撃波面があまり乱れていない。

密度揺らぎが下流に流されていくと共に
減衰している。乱流できていない。

→衝撃波面での粒子拡散の影響
磁気流体計算結果と全然違う！



まとめ

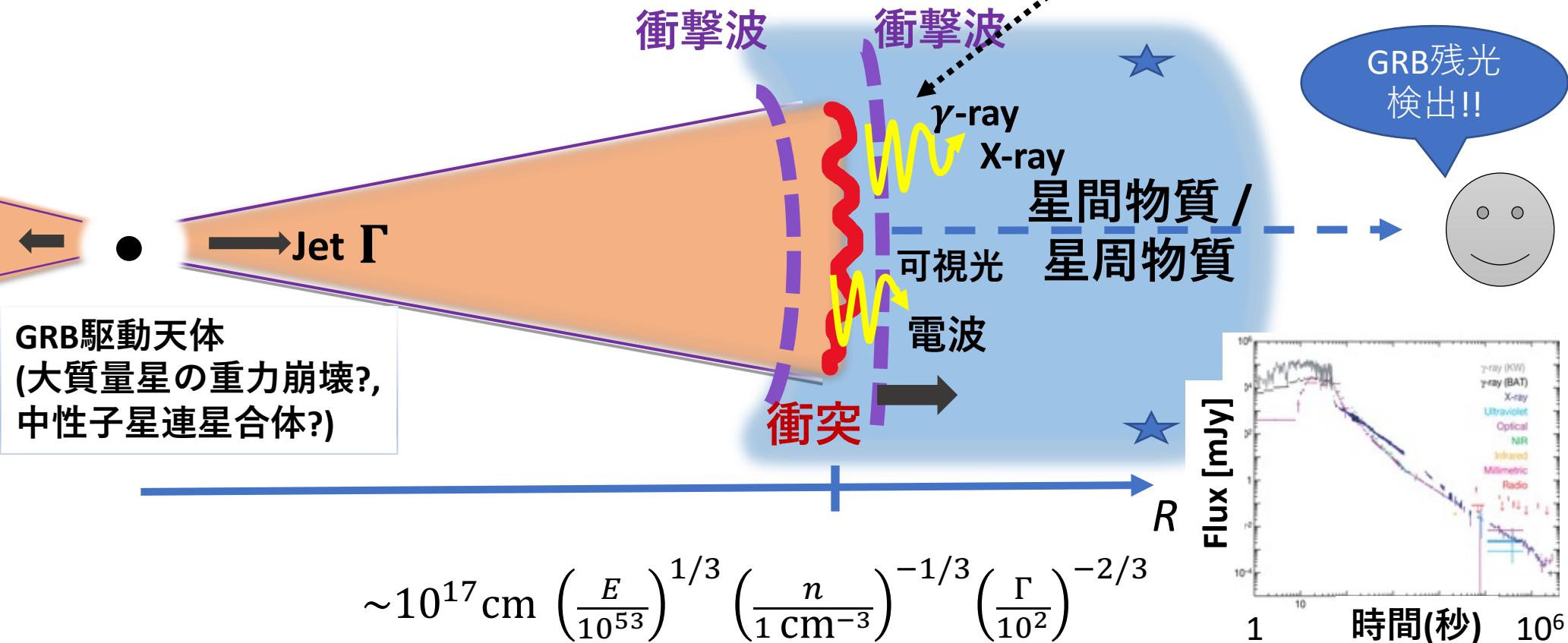
磁気流体シミュレーション結果のような衝撃波面の揺らぎや下流での乱流構造は見られなかった。

星間空間の磁化プラズマ中では、
粒子拡散の影響を無視できない。流体近似は悪い！

- 密度揺らぎの振幅、波長、背景磁場の向き、強度を変えて調べる。
下流で密度構造が維持されるか？乱流磁場は発達できるか？
- 電子イオン系の場合を調べる。
- 磁気流体計算を行い、その結果と運動論の結果を比較する。
- 衝撃波加速が起きている中、下流で増幅される乱流磁場で、効率的な粒子の乱流加速が起きるかどうかを調べる。

GRB残光の標準理論モデル

残光(数日～数年)



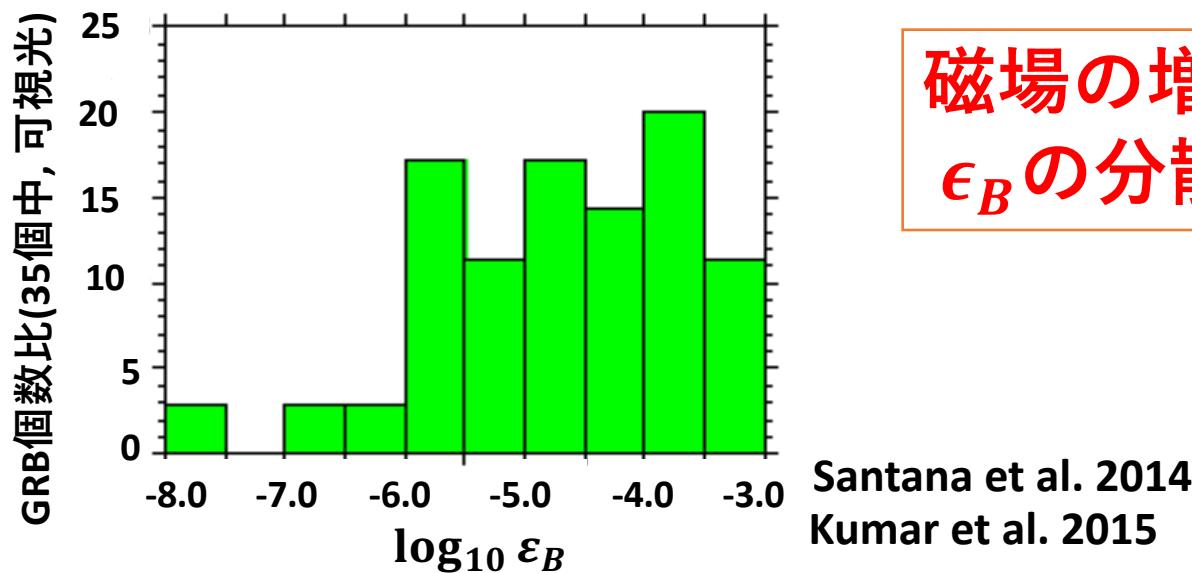
相対論的無衝突衝撃波で高エネルギー電子と強磁場が生成される。
→残光はシンクロトロン放射だろう。

ガンマ線バースト(GRB)における磁場增幅問題

GRB残光の観測：

- ◆衝撃波下流の広い放射領域で、星間磁場($\sim \mu\text{G}$)の衝撃波圧縮値($\epsilon_B \sim 10^{-9}$)より、100倍以上大きい磁場が示唆される。
- ◆ ϵ_B の分散が大きい。※下流磁場に広い分散がある。

$$\epsilon_B = \frac{\text{磁場のエネルギー}}{\text{ジェットの運動エネルギー}} \sim 10^{-8} - 10^{-3} \text{ 平均 } 10^{-5}$$



磁場の増幅機構、
 ϵ_B の分散性の起源は未解明。

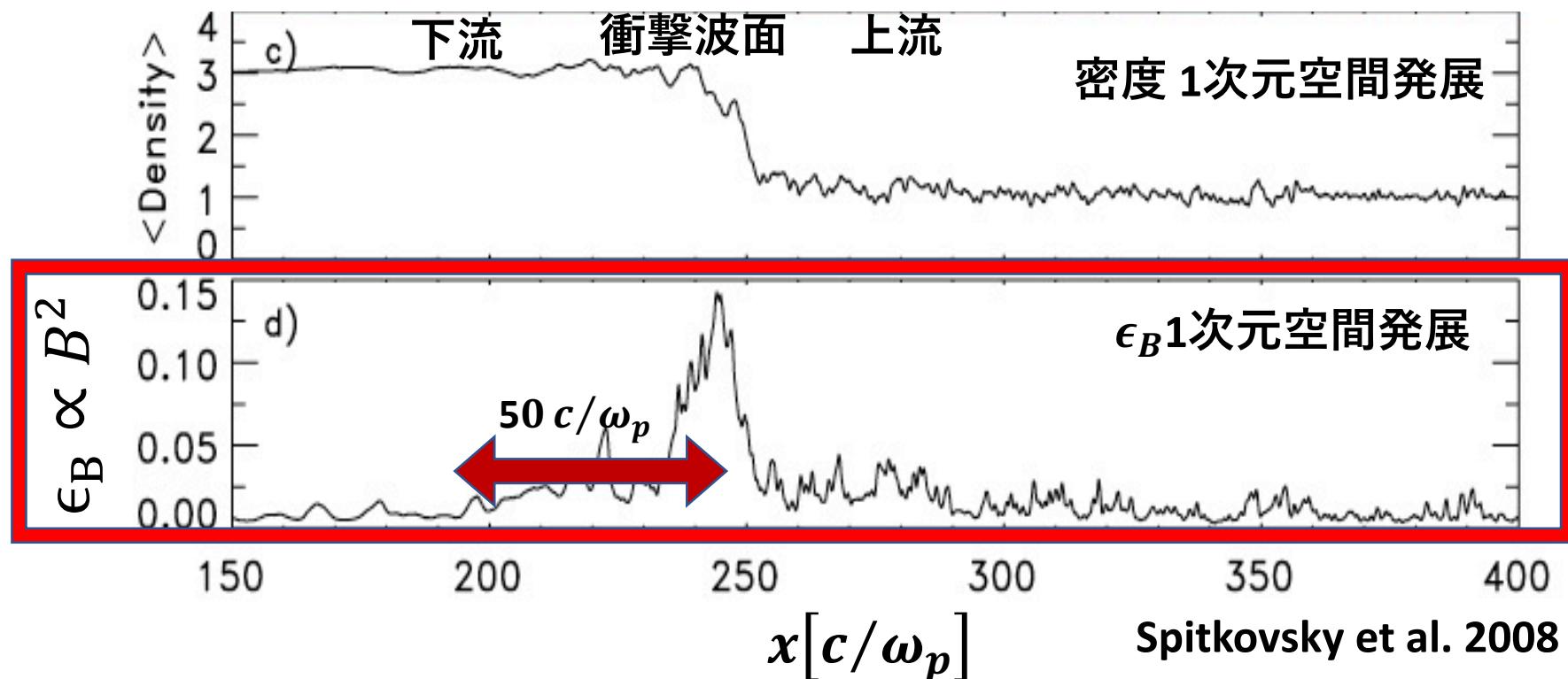
Santana et al. 2014
Kumar et al. 2015

一様に分布するプラズマ中の ワイベル不安定性による磁場増幅

相対論的無衝突衝撃波の数値シミュレーション:

ワイベル不安定性で生成される磁場は、すぐに減衰する。
衝撃波下流の広い放射領域を占めることができない。

残光の放射時間 $t_{\text{radi}} \geq 10^7 - 10^8 \omega_p^{-1} \gg$ 磁場の減衰時間 $t_{\text{decay}} \sim 100 \omega_p^{-1}$
(残光の放射時間 \geq 衝撃波の減速開始時間) (下流静止系)



Spitkovsky et al. 2008

乱流ダイナモによる磁場增幅

GRB駆動天体の周辺環境は全く不明。
大質量星の星周空間や星間空間には密度ゆらぎがある。

Chugai & Danziger 1994, Smith et al. 2009, Yalinewich & Zwart 2019,

上流密度が非一様な時、
衝撃波下流では乱流ダイナモで、慣性長より十分大きい空間
スケールの磁場ができる(Inoue et al. 2011)。

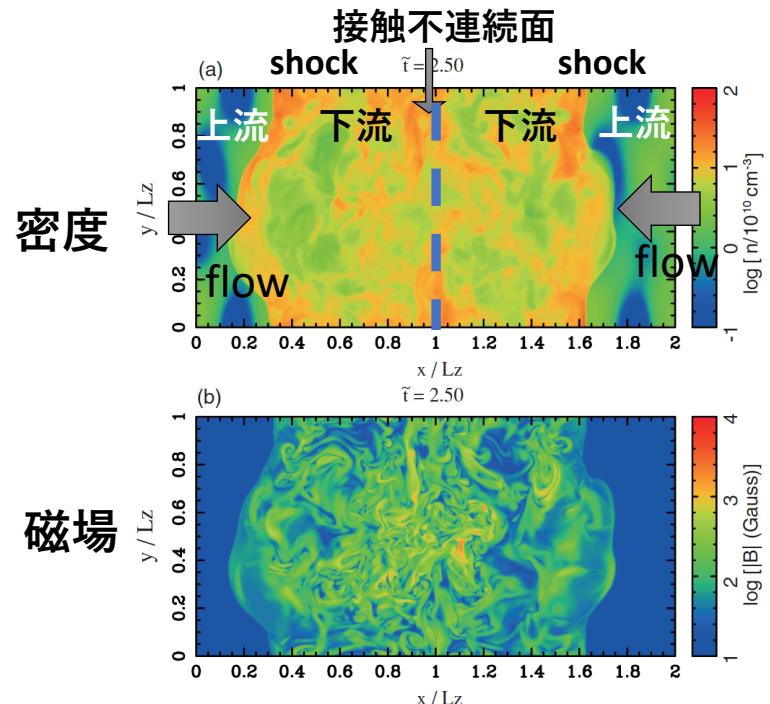
しかし、

- 粒子加速は同時に解けない。
- 無衝突な系でも、

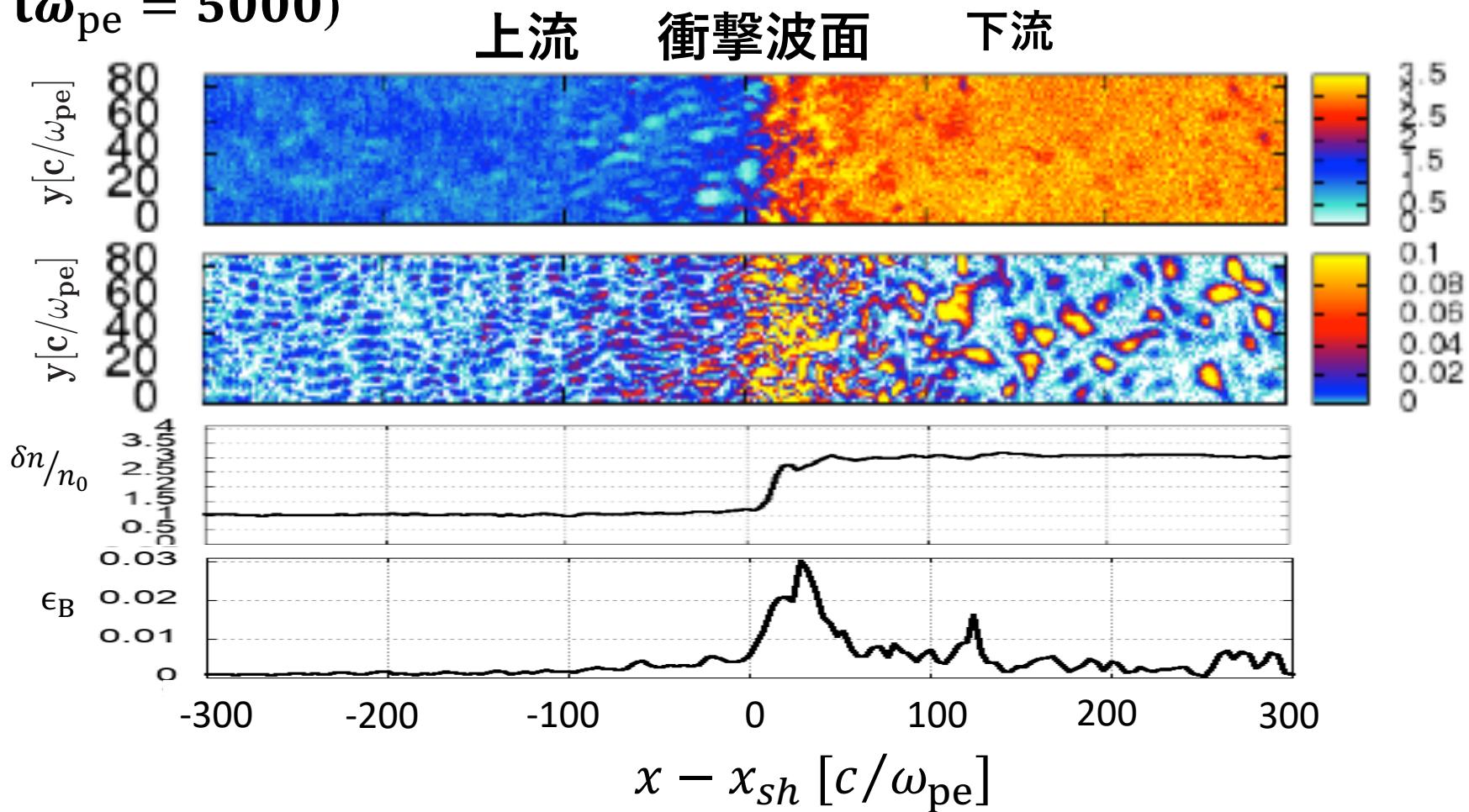
密度構造は下流で維持される？

粒子拡散の効果は？

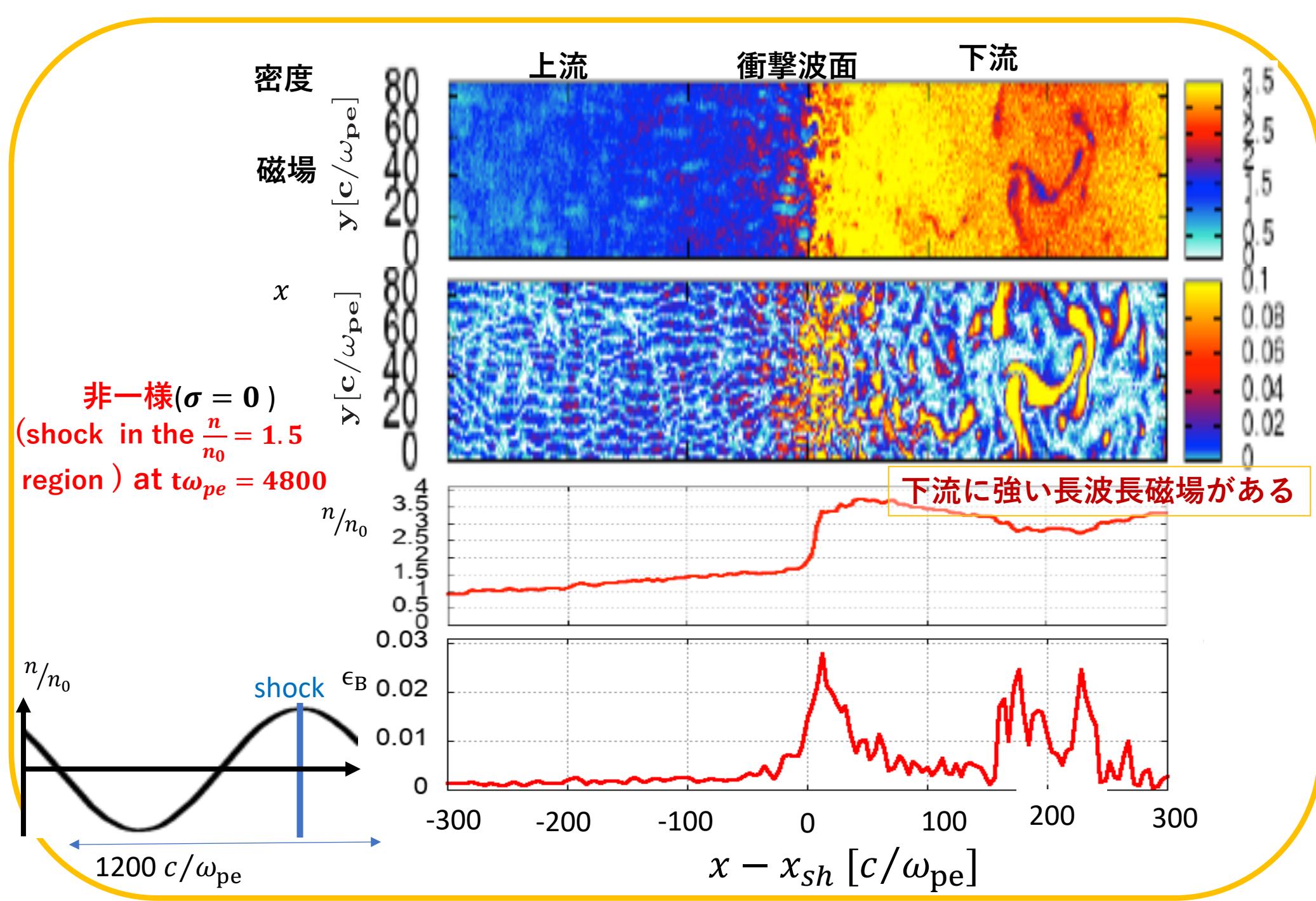
- 非熱的粒子の磁場增幅への影響は？



一様密度 ($\sigma = 10^{-5}$)
(at $t\omega_{pe} = 5000$)



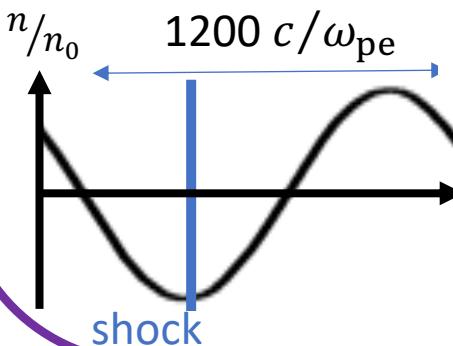
下流磁場は、下流で単調に減衰。先行研究と一致。



密度

磁場

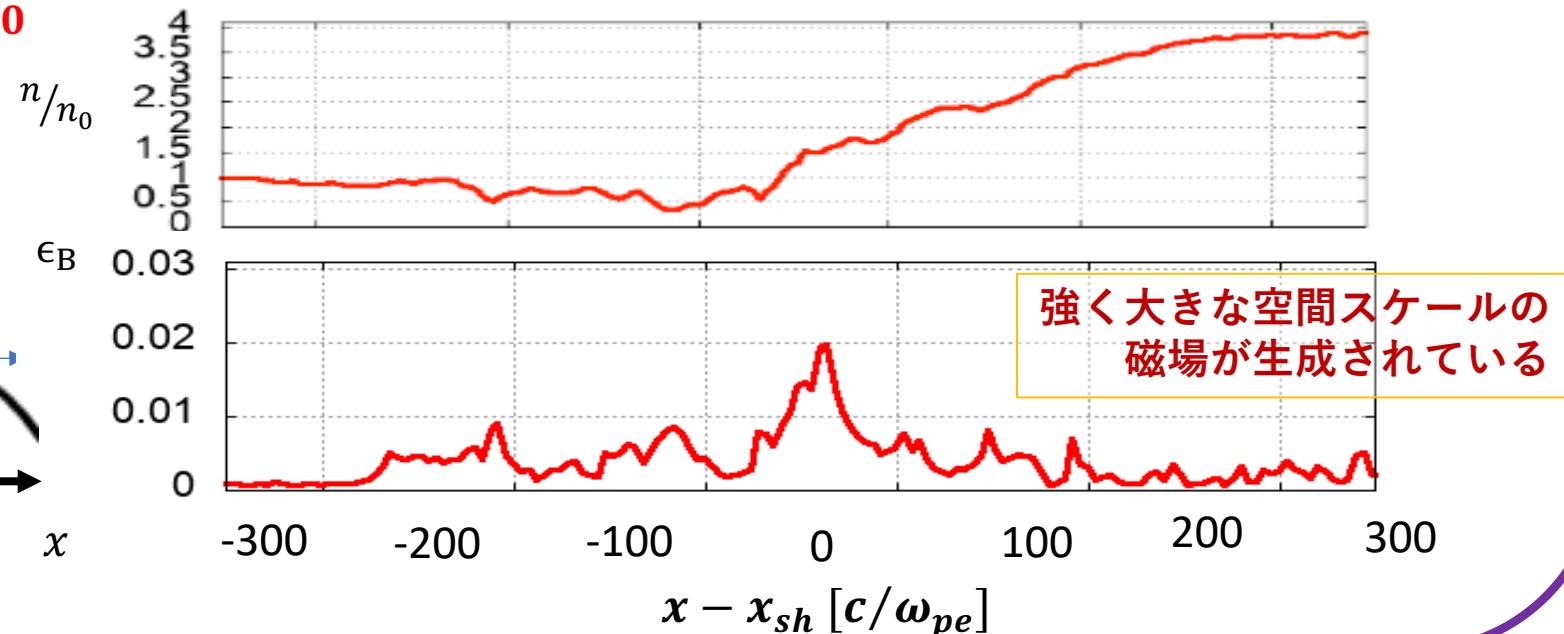
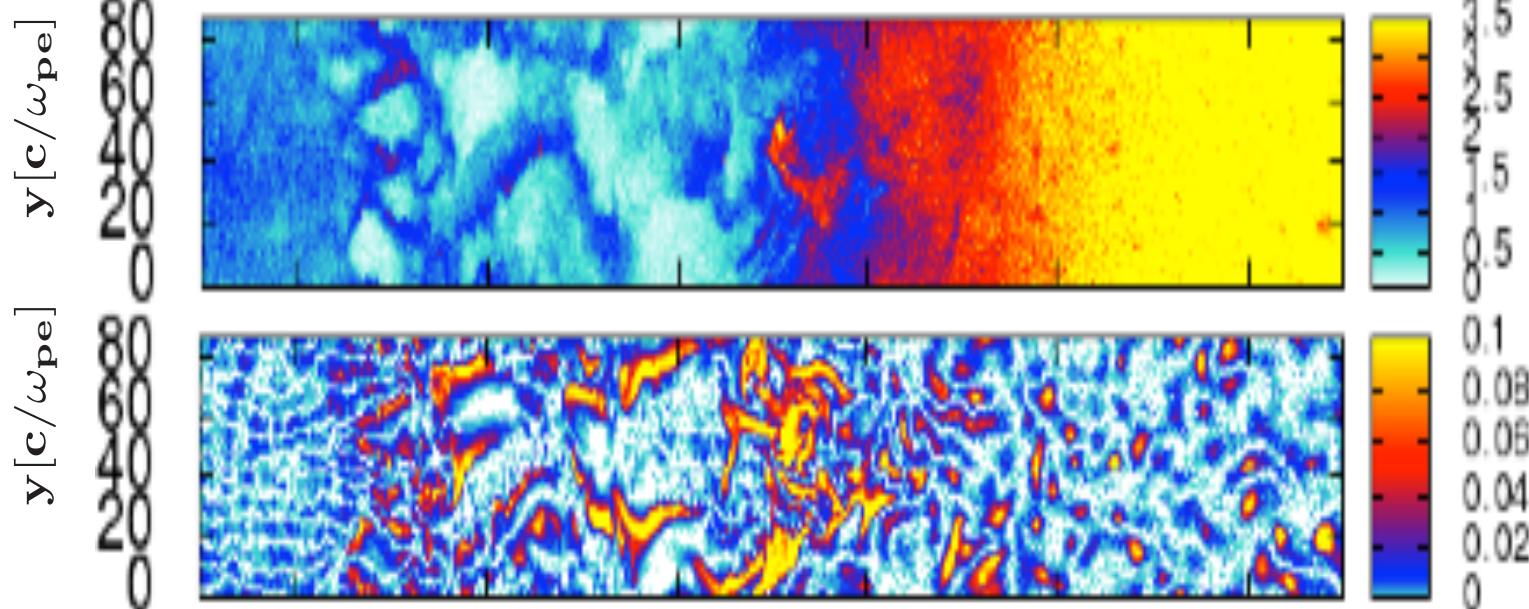
非一様($\sigma = 0$)
(shock in the $\frac{n}{n_0} = 0.5$
region) at $t\omega_{pe} = 5200$



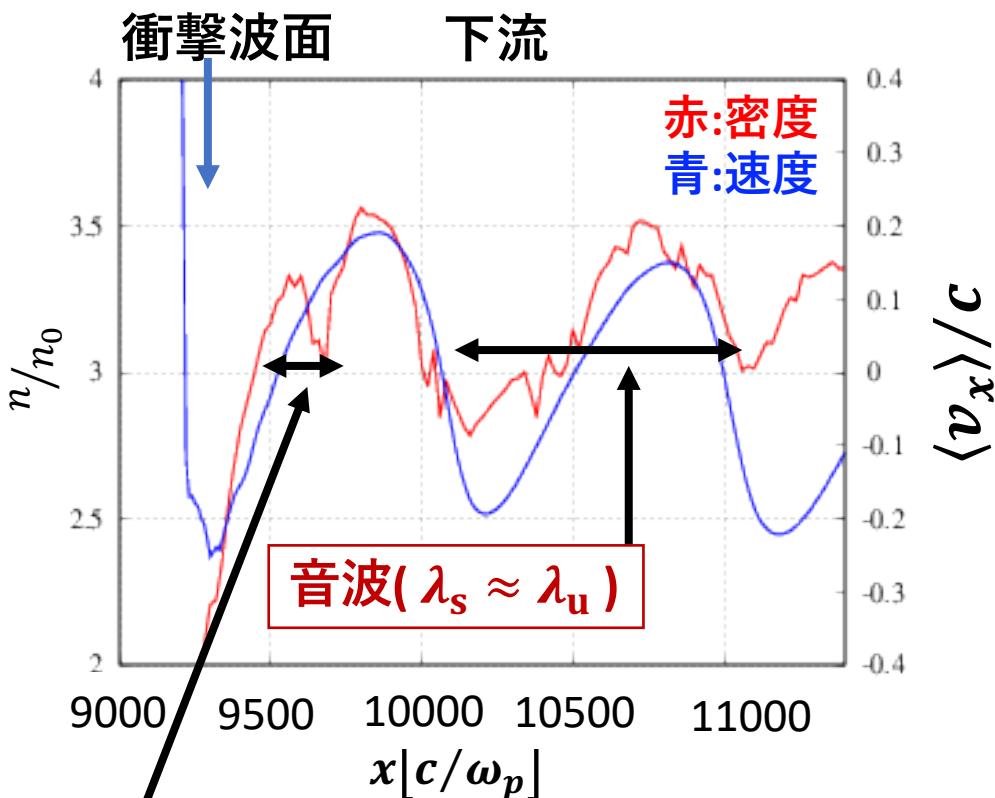
上流

衝撃波面

下流



密度 & 速度 $\langle v_x \rangle / c$ の1次元空間発展 $(\sigma = 0)$ $(t = 6100\omega_p^{-1})$



エンントロピー波($\lambda_e \approx \frac{1}{3}\lambda_u$)

λ_e :エンントロピー波の波長

λ_s :音波の波長

λ_u :上流の密度揺らぎの波長

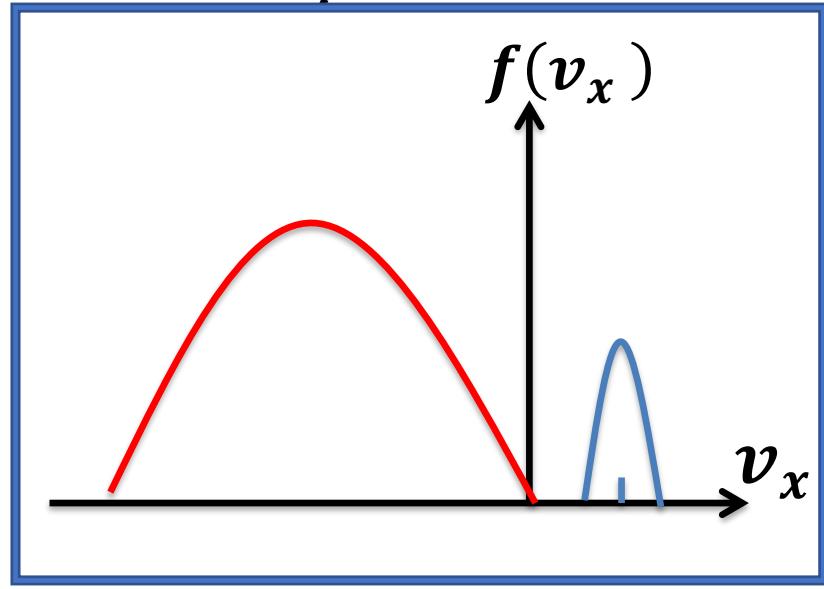
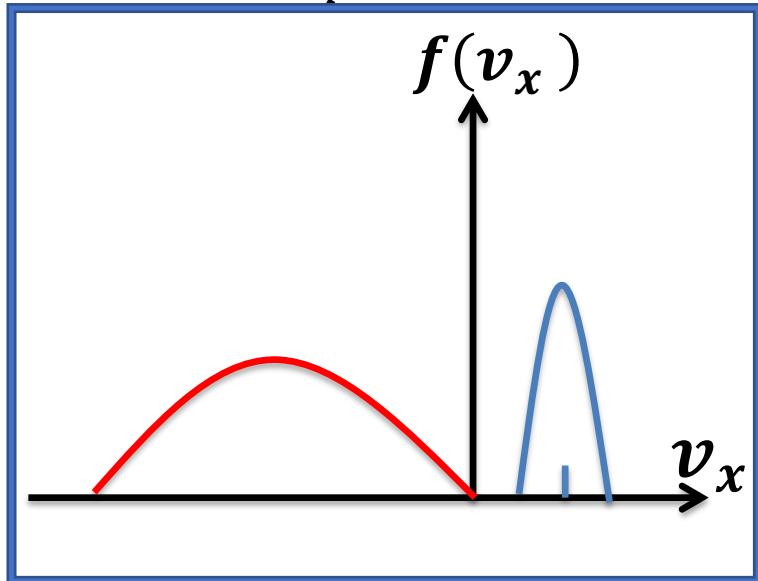
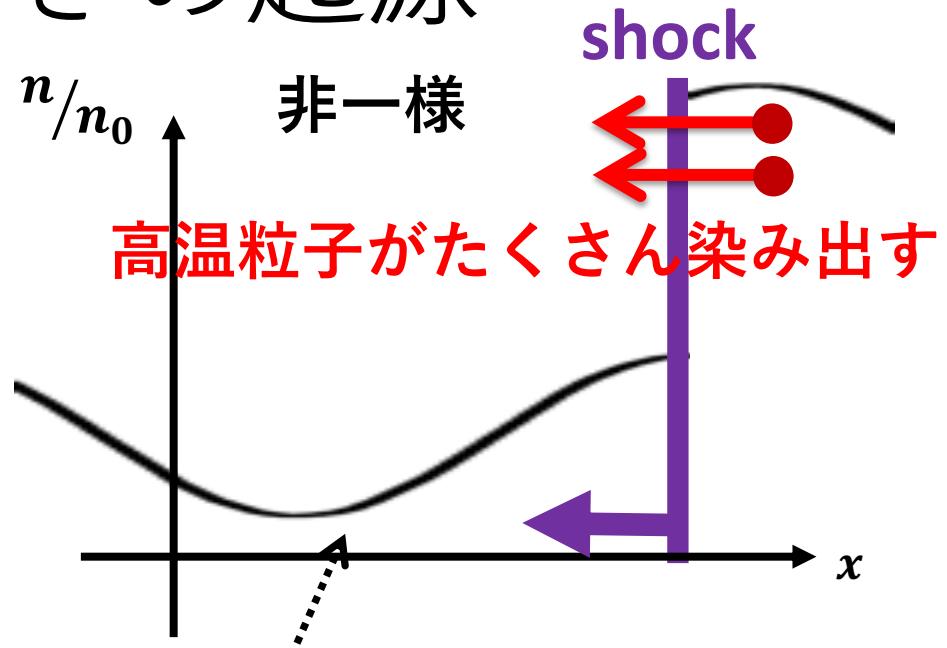
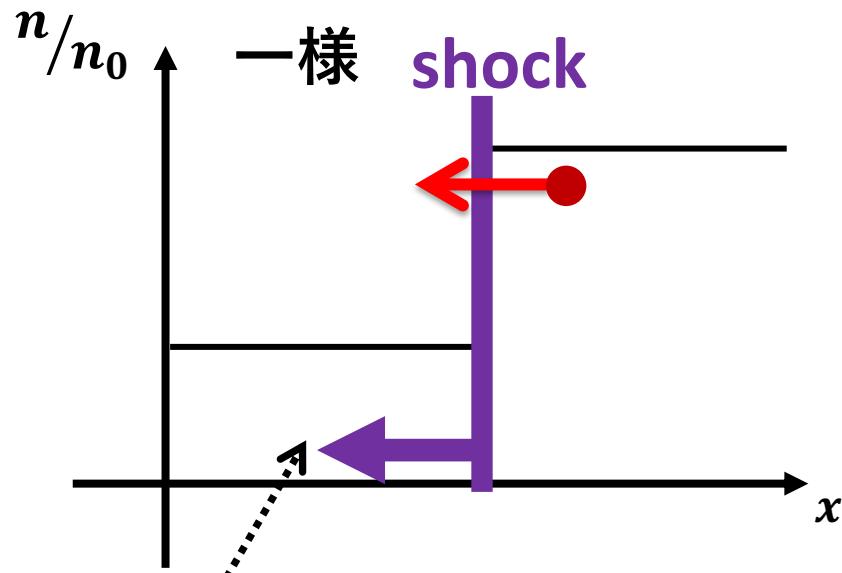
流体計算の結果と同様に、
無衝突衝撃波でも
音波とエンントロピー波ができた!!

波長は、流体解析の結果と一致
した。

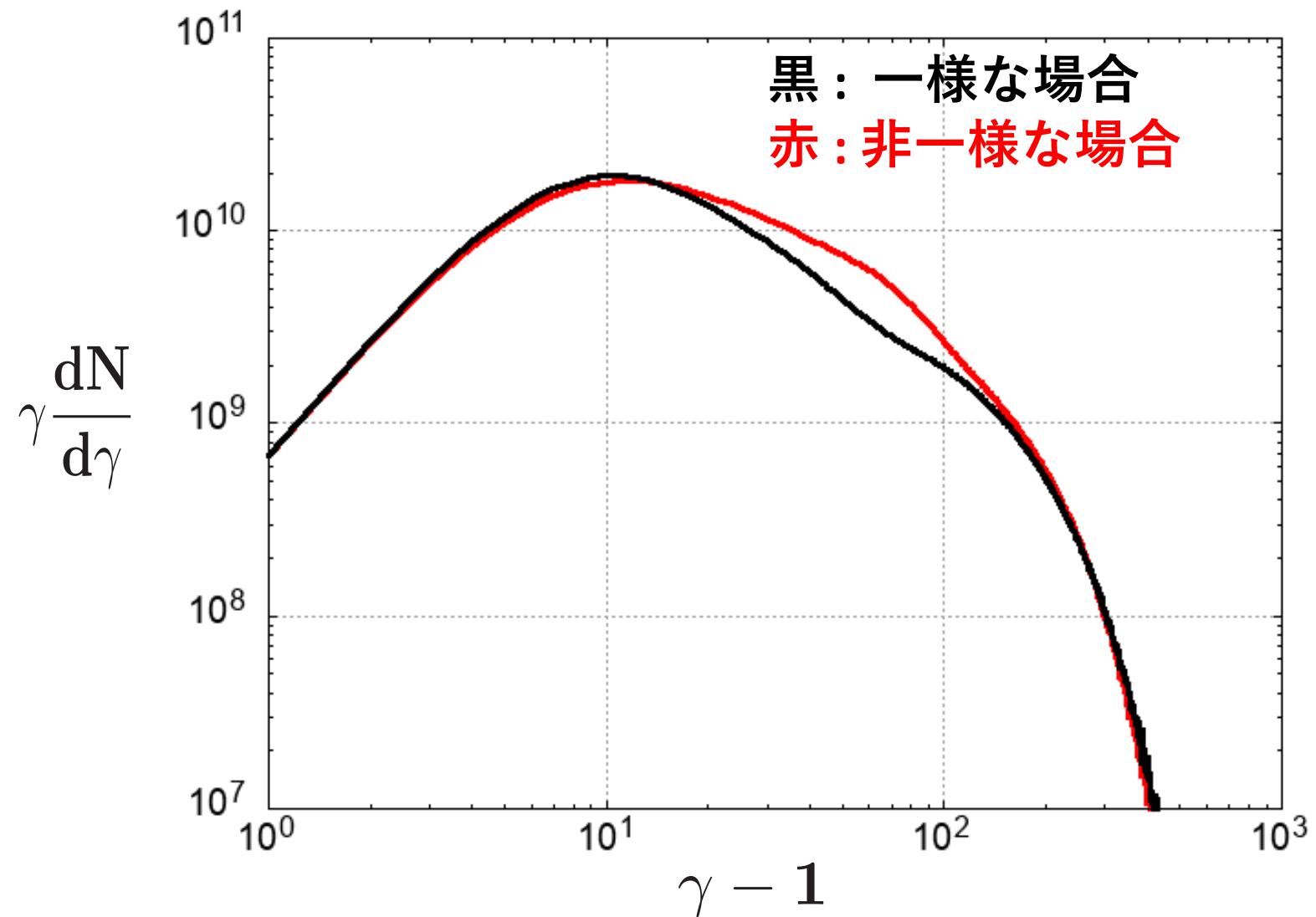
振幅は、流体解析の結果より
小さい。

(衝撃波面通過時、
粒子拡散が効いたため。)

長波長の磁場揺らぎの起源



電子のエネルギースペクトル(in下流)



上流の密度揺らぎ波長への制限

音波がGRB残光の放射に影響を与えるための条件：

上流の密度揺らぎ波長 λ^u (in 上流静止系)

< GRBジェットの減速半径 R_{dec}^u

$$\lambda^u < R_{\text{dec}}^u = 1.2 \times 10^{17} \left(\frac{E_{\text{iso},53}}{n_0^u} \right)^{1/3} \Gamma_{\text{sh},2}^{u-2/3} \text{ cm}$$

音波を作る温度非等方性から磁場生成を起こすための条件：

音波の寿命 $t_{\text{life}} >$ GRBジェットの減速時間 t_{dec}^u

$$t_{\text{lifetime}} = \frac{\lambda_{\text{down}}}{\langle v \rangle} + t_{\text{dis}}$$

$$\lambda^u > 9.6 \times 10^{16} \left(\frac{c_s}{0.62c} \right)^{-1} \left(\frac{\langle v \rangle}{0.2c} \right) \left(\frac{E_{\text{iso},53}}{n_0^u} \right)^{1/3} \Gamma_{\text{sh},2}^{u-2/3} \text{ cm}$$

いま散逸時間を考慮していないので、現実ではこの最低値はさらに短くなる。