

無衝突衝撃波の ダイナミクス

加藤 恒彦 (国立天文台)

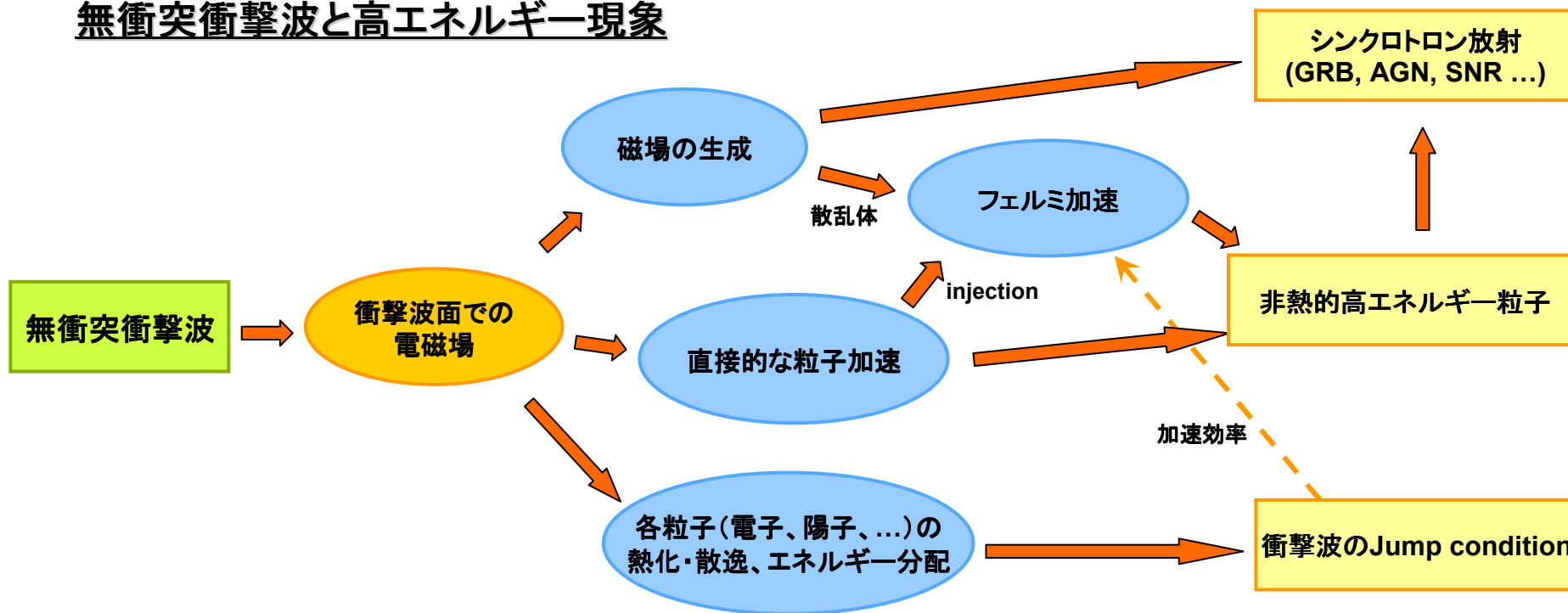
長滝重博(京大基研)
藤田裕(阪大)

無衝突衝撃波

- 無衝突プラズマ中に発生する衝撃波
- 粒子間の衝突ではなく、電場・磁場を介して散逸を行う

無衝突プラズマの様々な不安定性が複雑に関係する

無衝突衝撃波と高エネルギー現象



無衝突衝撃波のシミュレーション

●モチベーション

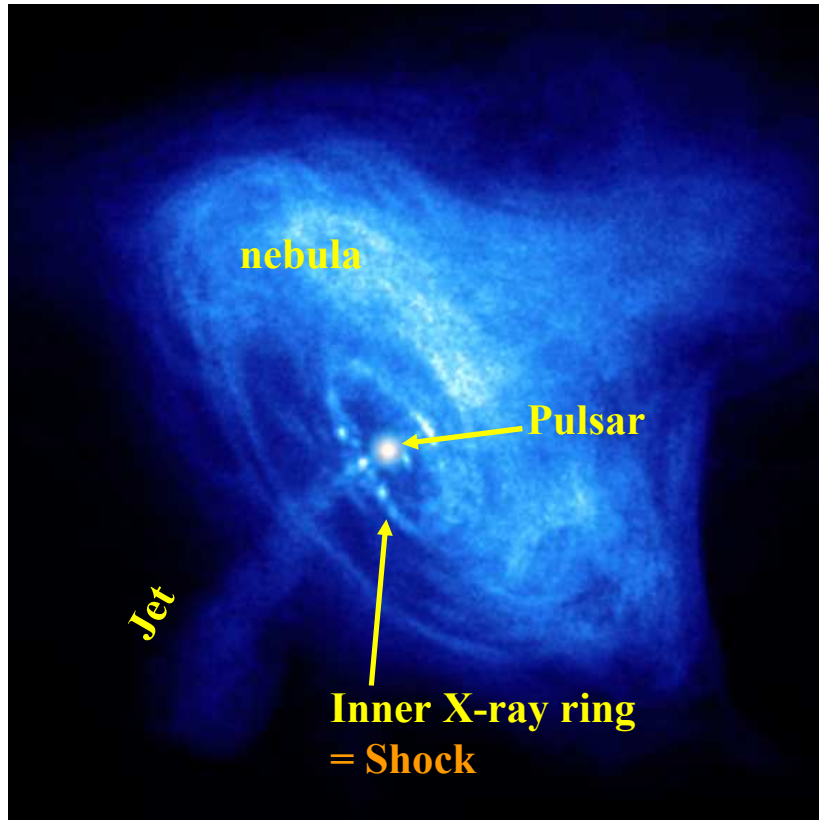
1. 衝撃波面で Weibel 不安定性が発生し磁場が生成されるか
2. 散逸のメカニズム
... マクロに見て「衝撃波」になるまで進化を追う
3. 衝撃波面付近の電磁場に付随した粒子加速が起きるか

●以下の話

電子・陽電子プラズマ中の無衝突衝撃波の粒子シミュレーション(2次元)を行い、衝撃波面付近で何が起こるかを詳しく見る。

1. 背景磁場が無い場合の衝撃波
2. 背景磁場がある場合の衝撃波

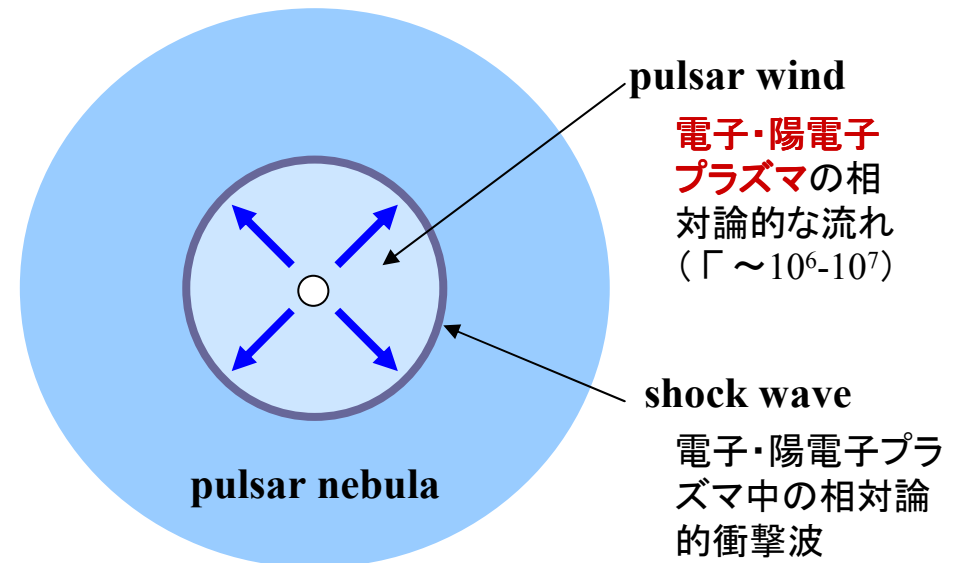
Crab Nebula の衝撃波



Crab nebula (Chandra, 0.5-8keV)

Inner X-ray ring: 衝撃波と考えられている

⇒ 衝撃波周辺がX線で明るく輝いている

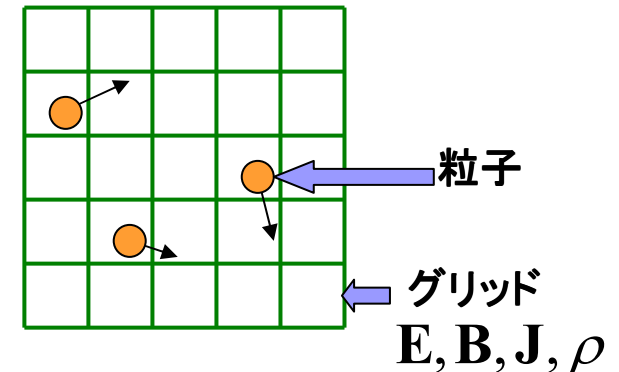


電磁粒子シミュレーション法

Particle in Cell Simulation

- ◆ 粒子: 個々の軌道を追う
- ◆ 電磁場: グリッド上で Maxwell 方程式を解く

計算ステップ $(\mathbf{E}, \mathbf{B}) \rightarrow (\mathbf{x}, \mathbf{p}) \rightarrow (\mathbf{J}, \rho) \rightarrow (\mathbf{E}, \mathbf{B}) \rightarrow \dots$



基礎方程式

電磁場 Maxwell 方程式

$$\bullet \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{B} - \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}$$

$$\bullet \nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho$$

$$\bullet \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}$$

$$\bullet \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

粒子 相対論的運動方程式

$$\bullet \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \frac{q}{mc} \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u} \times \mathbf{B}}{\gamma} \right)$$

電磁場はグリッドサイズで平均化(粒子同士の衝突はない)
Effective には無衝突ボルツマン方程式を解くことに相当する

シミュレーションの単位

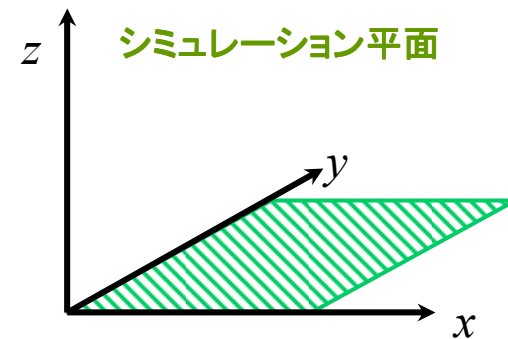
シミュレーションでは、次の量を単位として用いる

- 時間 $\tau_0 = 1 / \omega_{pe} = 1.8 \times 10^{-5} / \sqrt{n_{e0}(\text{cm}^{-3})}$ [s]
- 長さ $l_0 = c / \omega_{pe} = 5.3 \times 10^5 / \sqrt{n_{e0}(\text{cm}^{-3})}$ [cm]
- 電磁場 $E_* = B_* = c \sqrt{4\pi n_{e0} m_e} = 3.2 \times 10^{-3} \sqrt{n_{e0}(\text{cm}^{-3})}$ [esu] or [Gauss]

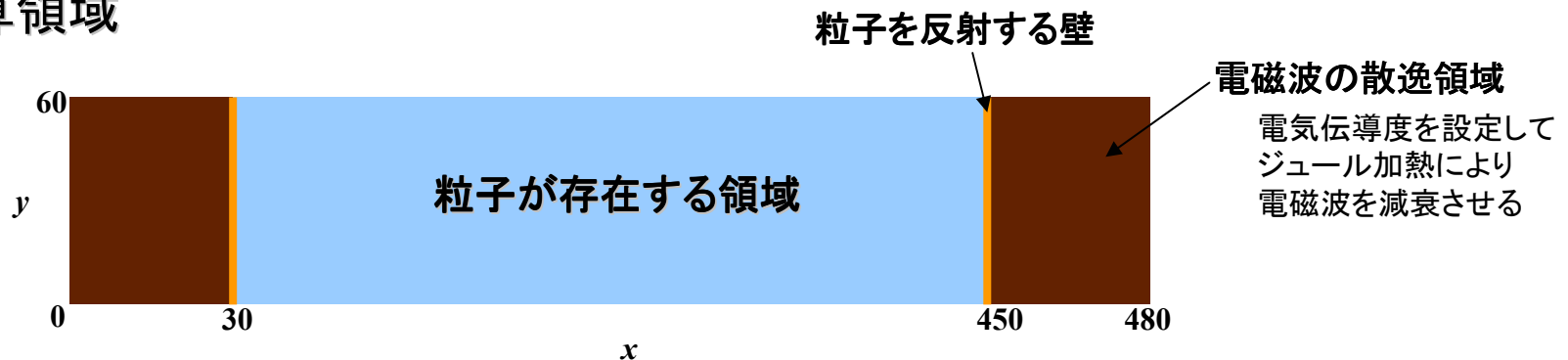
シミュレーションの設定(1)

● シミュレーションの設定

組成	e [±] -plasma
物理サイズ	480 × 60
グリッド数	4096 × 512
粒子数	3億2000万 × 2 (170個/grid)
境界条件	周期境界条件
背景磁場	なし / $\sigma=0.003$
計算時間	0 - 233 / 0 - 303



● 計算領域



シミュレーションの設定(2)

● 初期条件

- $x=450$ の位置にある反射壁にプラズマを左からぶつけることで衝撃波を発生させる

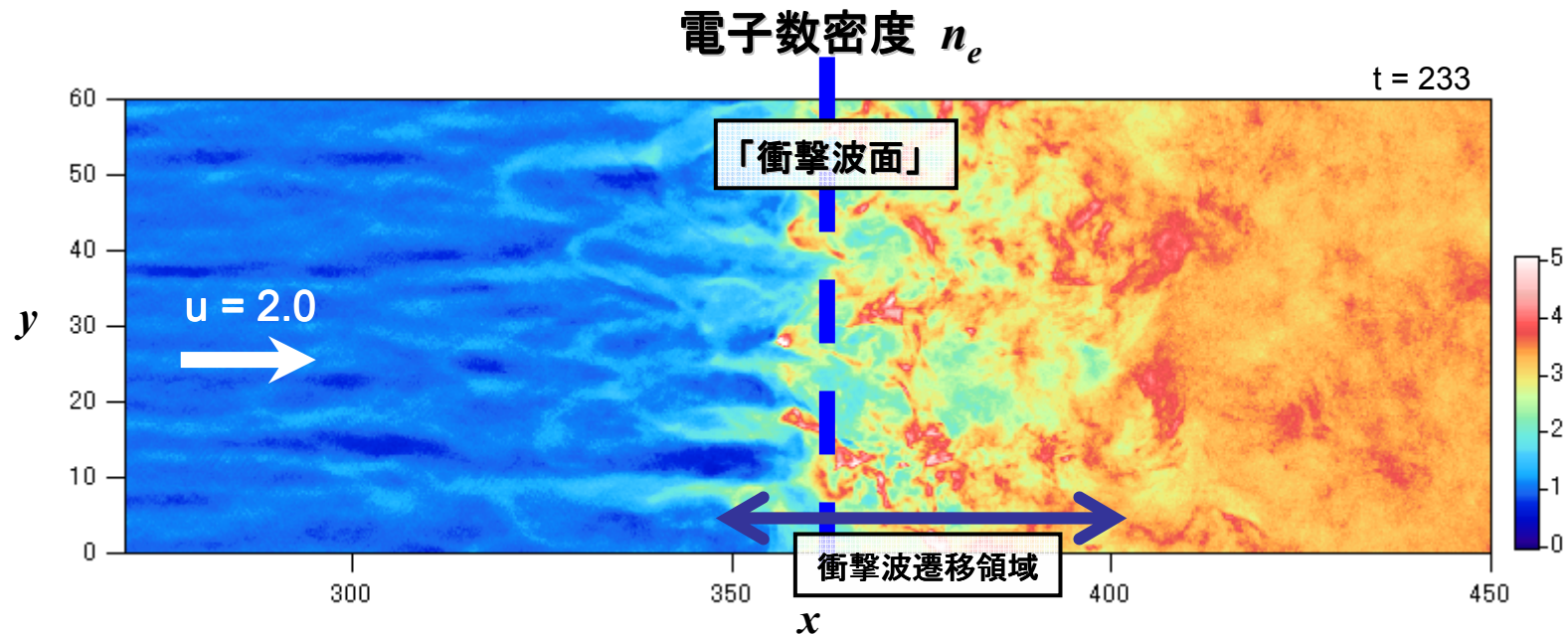


バルク速度 $u_{blk} = 2.0$ ($\gamma_{blk} = 2.24; \beta_{blk} = 0.89$) $u \equiv \gamma\beta$

熱速度 $u_{th} = 0.1$

- シミュレーションの座標系は、**衝撃波の下流静止系**に対応する

背景磁場が無い場合の衝撃波

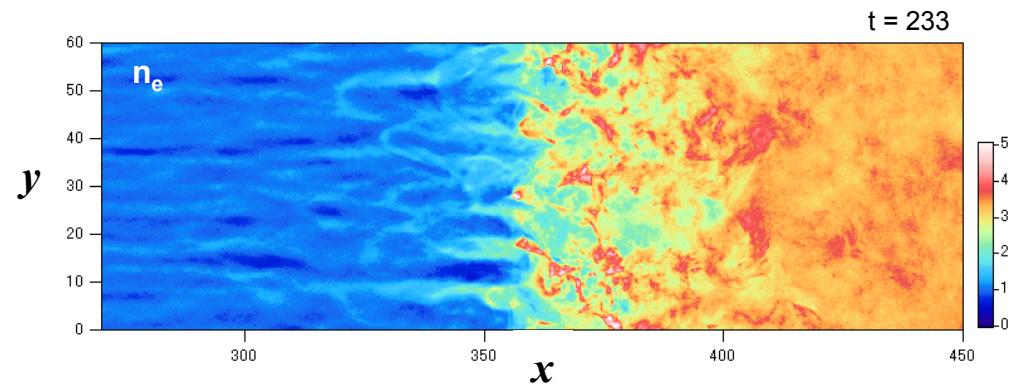
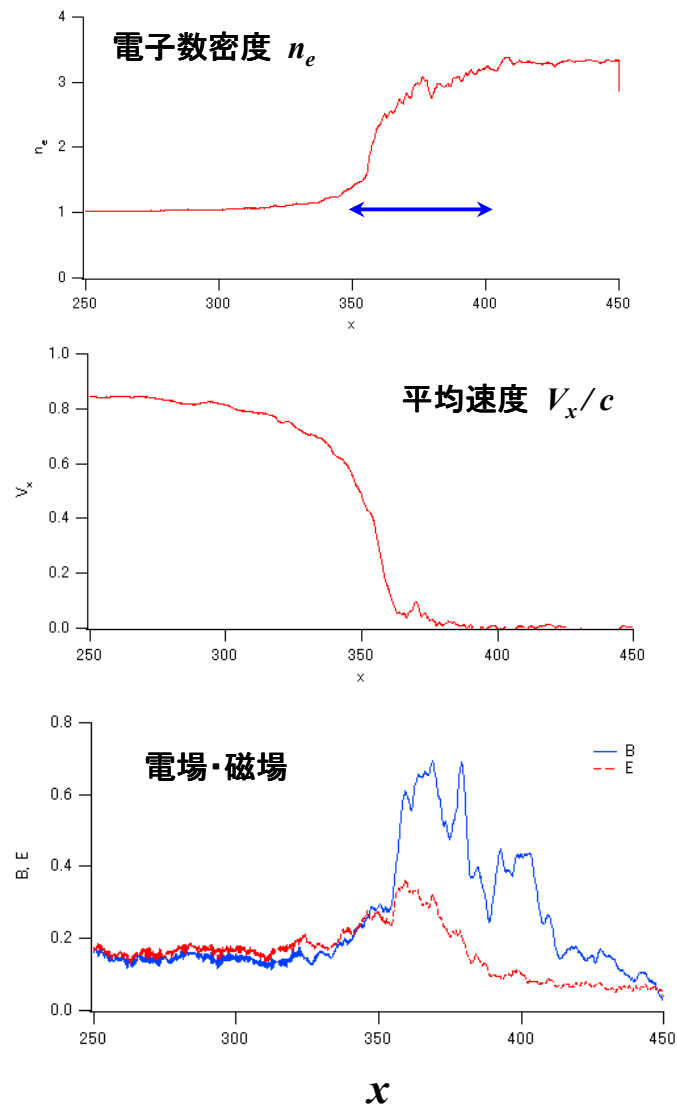


- 数密度は、非一様な領域を経て、ほぼ一様な高密度領域へ移行する
- 密度のコントラストは、2倍以上

➡ マクロに見れば「**無衝突衝撃波**」が発生している

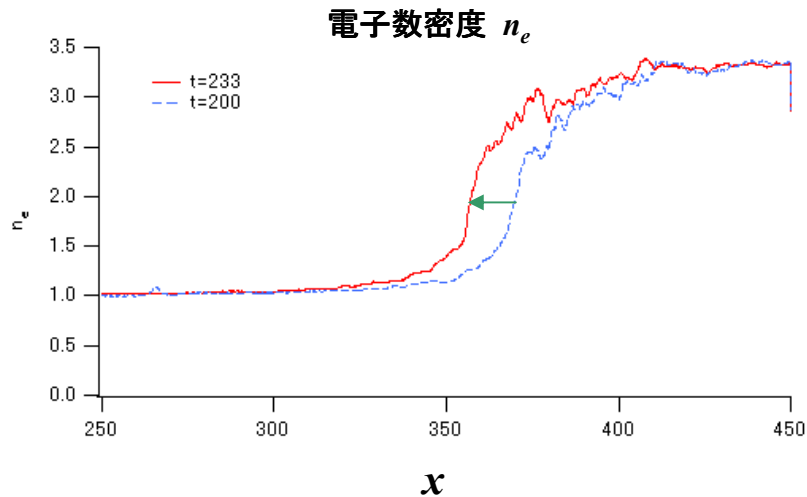
※ただし、1次元的な波動ではなく、**2次元的構造**を持つ

Jump Condition (1)



- 遷移領域は $x = 350 \sim 400$
- 下流の数密度は 3.3 倍
- 平均速度は $x = 350$ 付近で急激に 0 に近づく
- **遷移領域で非常に強い磁場の生成**
(エネルギー密度は上流バルク運動エネルギーの 8% 程度)
- 衝撃波の上流にも電場と磁場が存在

Jump Condition (2)



- 下流静止系で見た衝撃波の伝搬速度

$$V_{sh,d} \approx -0.39c$$



- 衝撃波静止系で見た上流・下流の速度

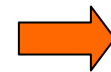
$$V_u = 0.95c, \quad V_d = 0.39c$$

- 衝撃波静止系での数密度の比

$$n_d / n_u = 2.45$$

- 衝撃波静止系での速度比

$$V_u / V_d = 2.42$$



「流体的」な連続の式を満たす

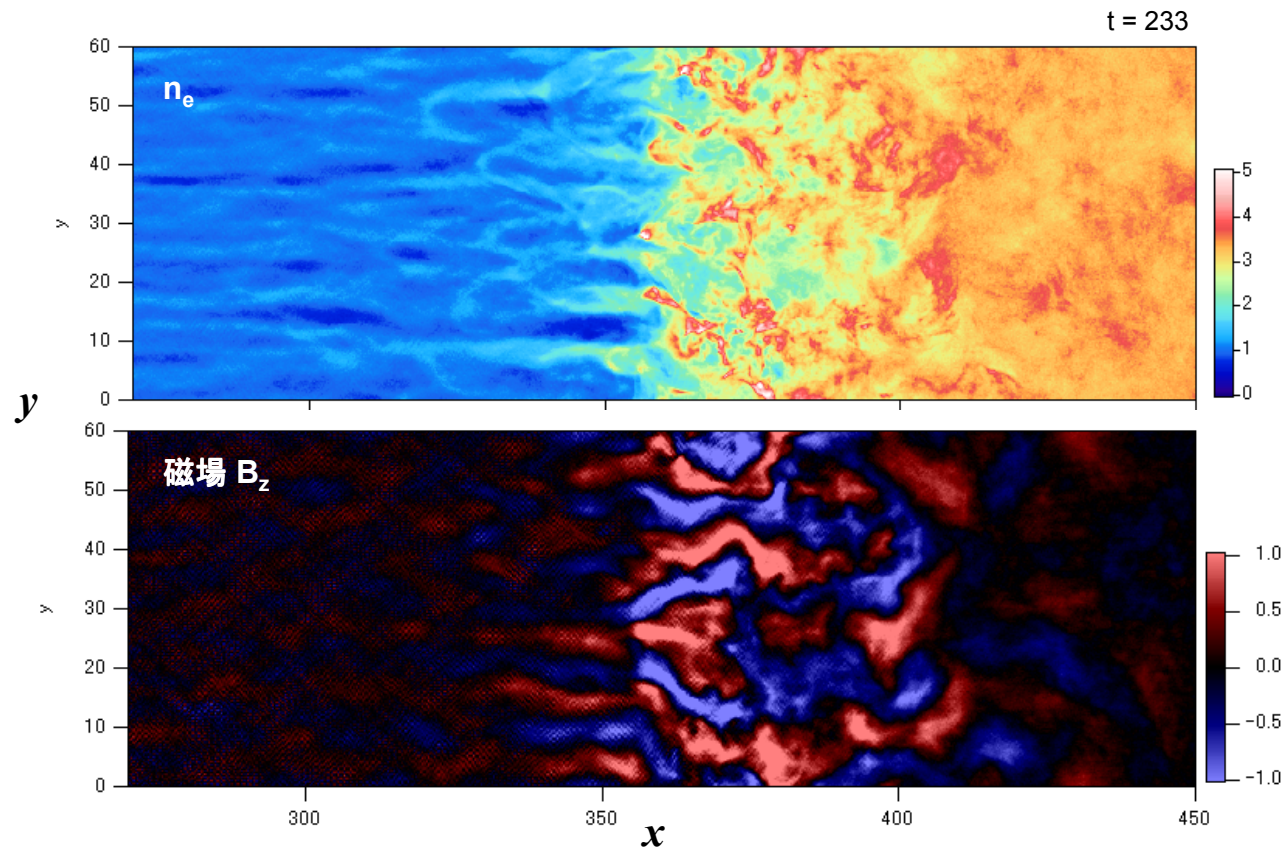
$$nV_x \approx \text{const}$$

$$\longleftrightarrow V_u / V_d = 3.2$$

ただし相対論的流体の Jump condition とは一致しない

(Heavens & Drury, 1988)

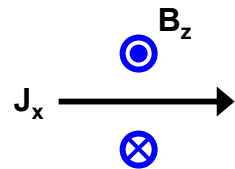
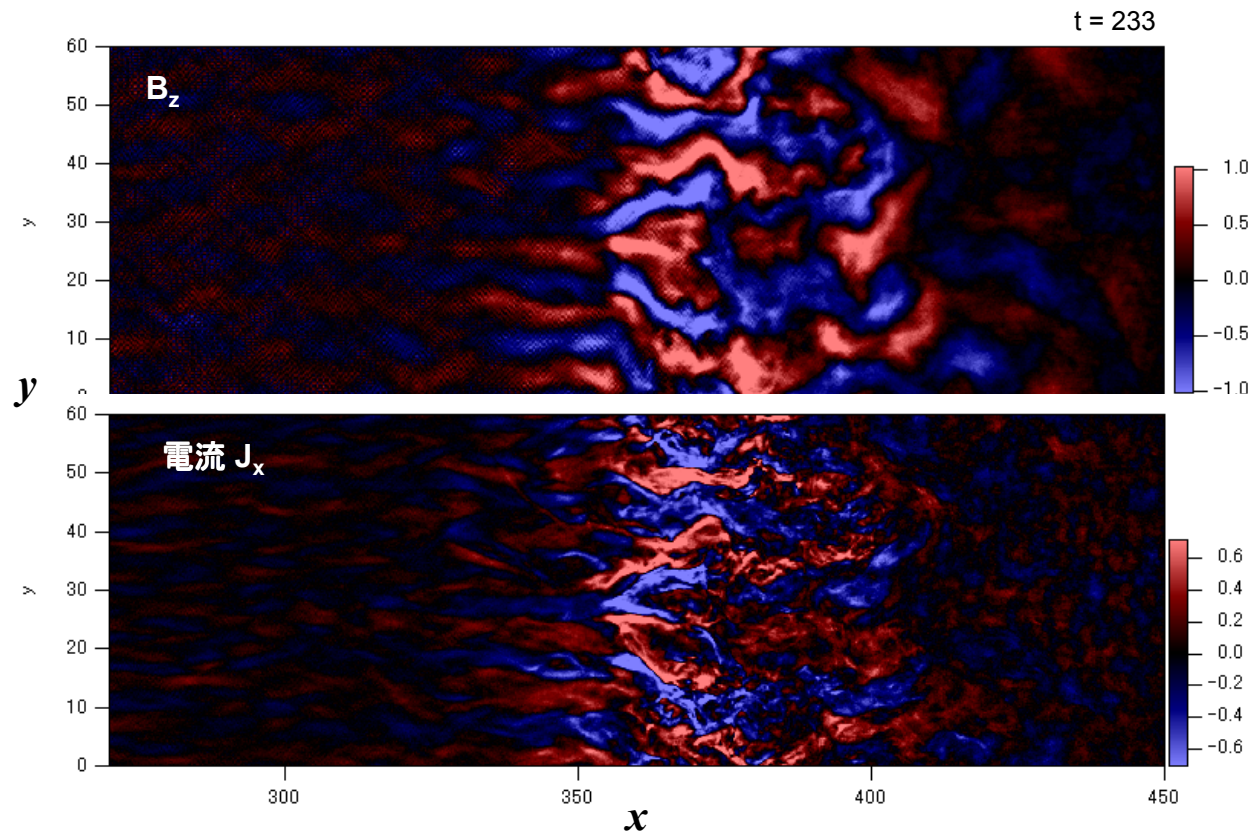
衝撃波面での磁場の生成(1)



衝撃波面付近、および、その下流で、磁場が生成される

→ この磁場により、粒子が等方化(散逸)

衝撃波面での磁場の生成(2)



流れの方向の電流が多数できて磁場を作っている

➡ “Weibel type” の不安定性によるものと思われる

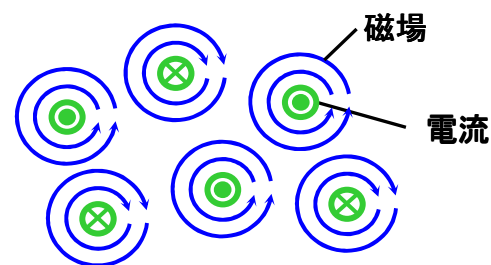
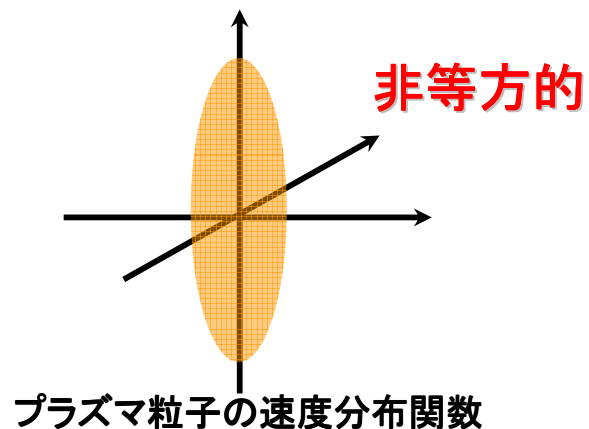
また、下流側で電流同士の合体により、大きいスケールの構造に進化する

※ 2次元シミュレーションでは電流は x-y 平面内 → B_z のみ生じる

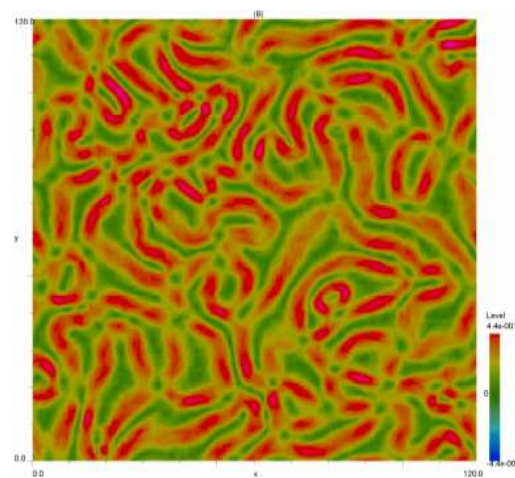
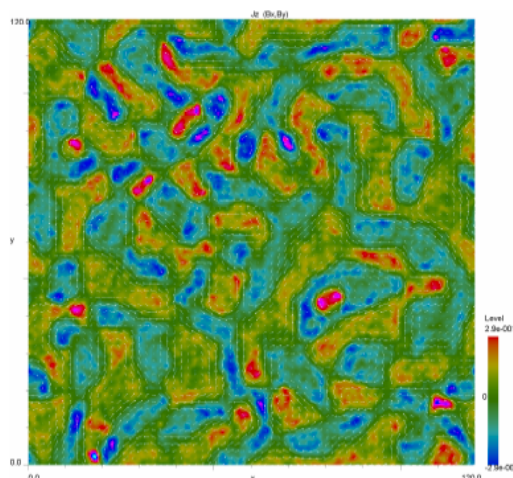
Weibel 不安定性(1)

Weibel 不安定性

(Weibel, 1959)

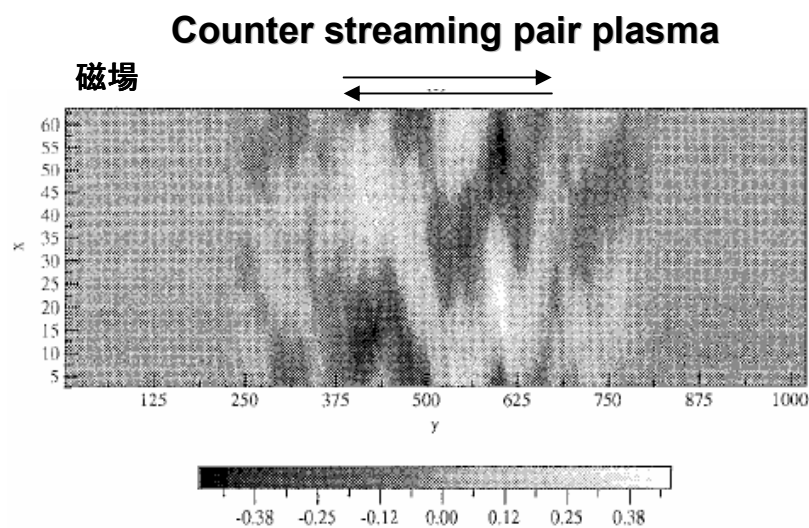


多くの電流が発生し、磁場が作られる

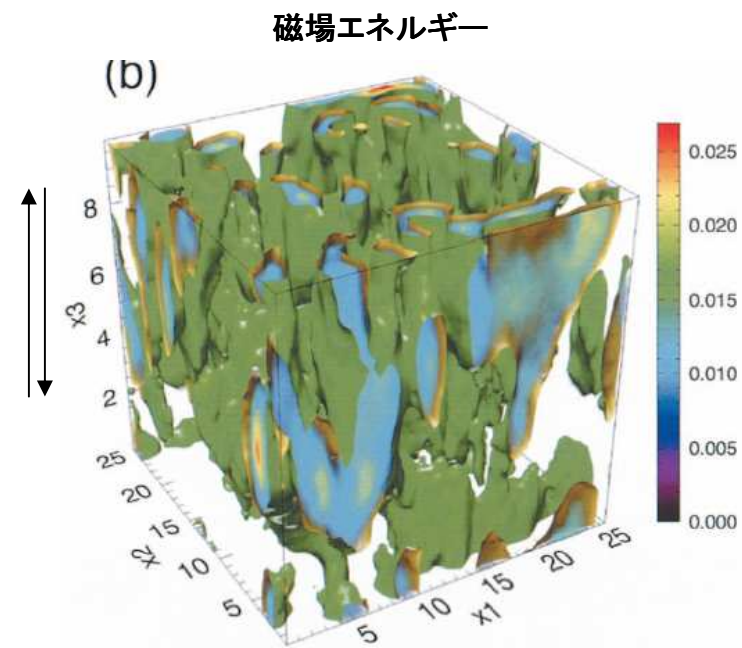


Weibel 不安定性(2)

Counter streaming plasma 中にも Weibel 型不安定性が発生する



(Kazimura et al., 1998)



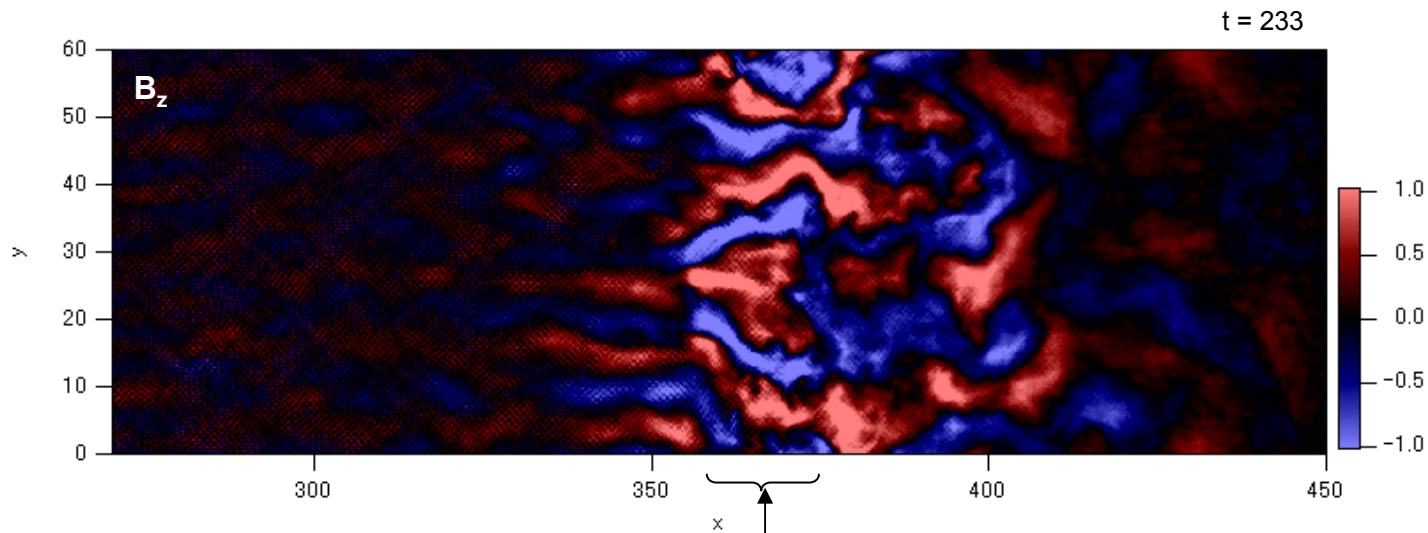
(Silva et al., 2003)

衝撃波面での磁場の生成(3)

磁場のサチュレーションが、電流が Alfvén 電流に到達したときに起きるとすると

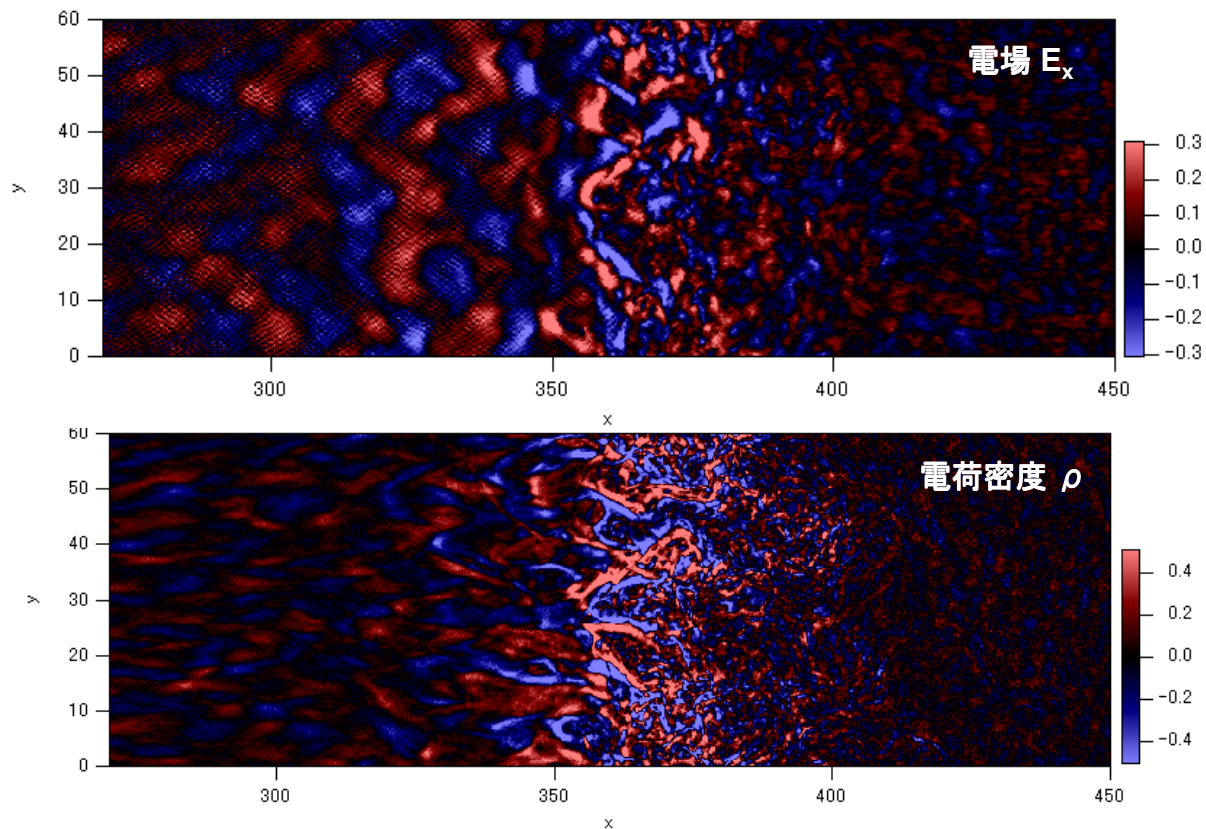
Kato, Phys. Plasmas, 12, 080705 (2005)

$$B / B_* \approx 0.9, \quad l / l_0 \approx 1.5$$



ほぼ同じオーダーの磁場

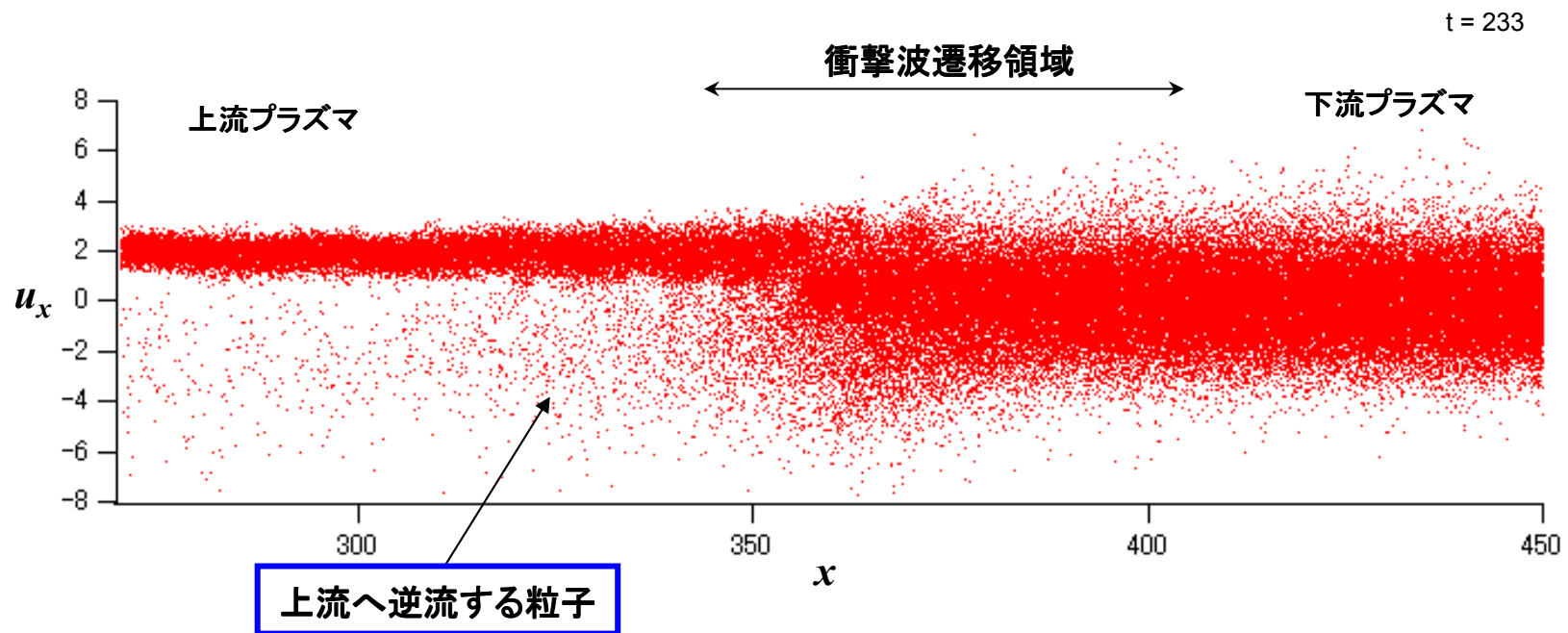
静電ビーム不安定性



「衝撃波面」の少し上流では、
静電ビーム不安定性も発達し、
 x 方向の電場が発生している

逆流粒子

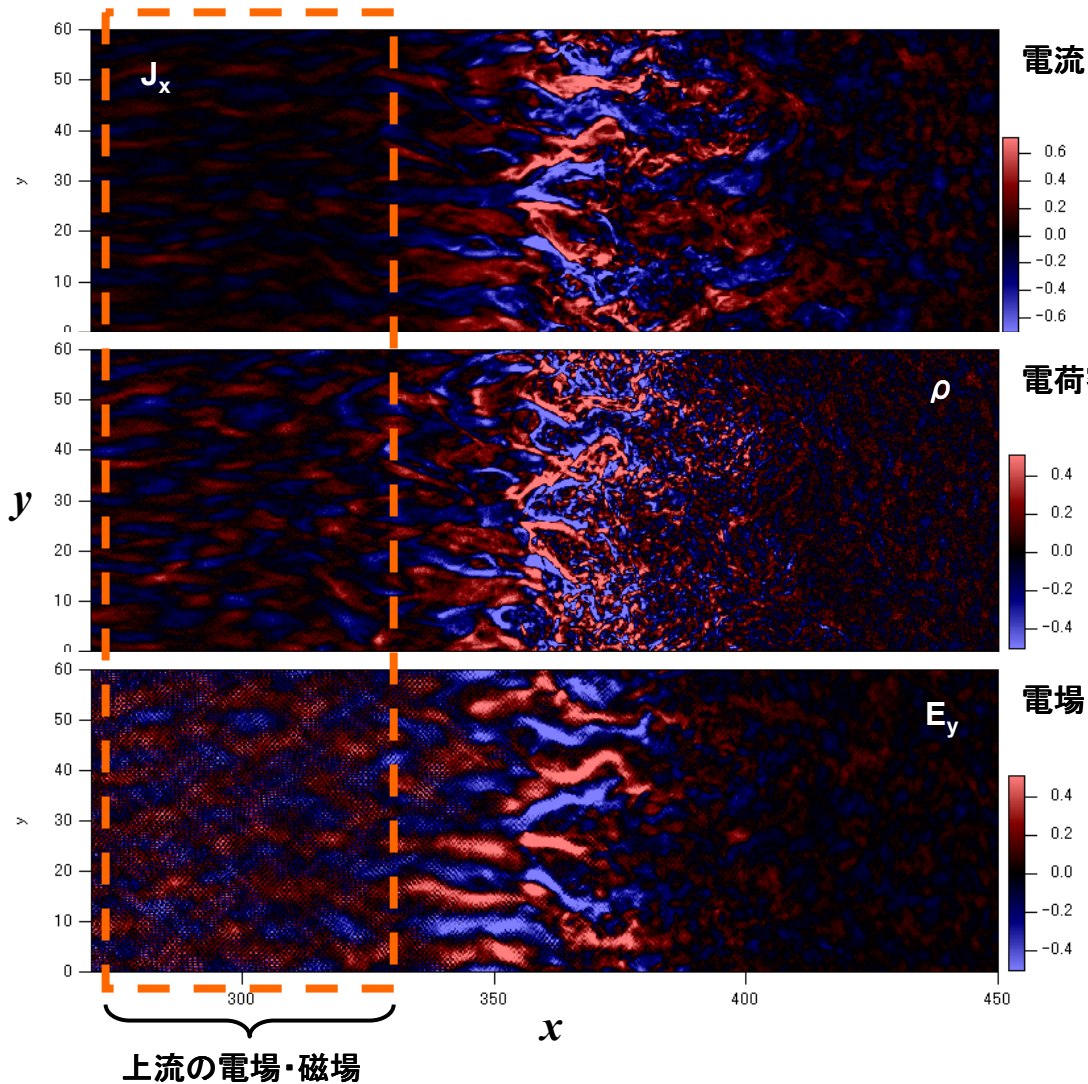
電子の位相空間プロット ($x-u_x$)



下流の粒子の一部は上流へ逆流する

この粒子と、上流から流入するプラズマの間に2流体的不安定性 (静電不安定性・Weibel 不安定性) が発生すると考えられる

衝撃波上流の電場・磁場

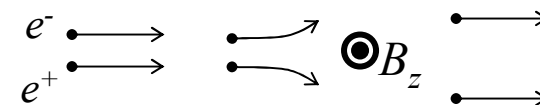


「衝撃波面」の少し上流でも電場と磁場が発生している

逆流粒子が上流に磁場の擾乱を生成



上流プラズマ

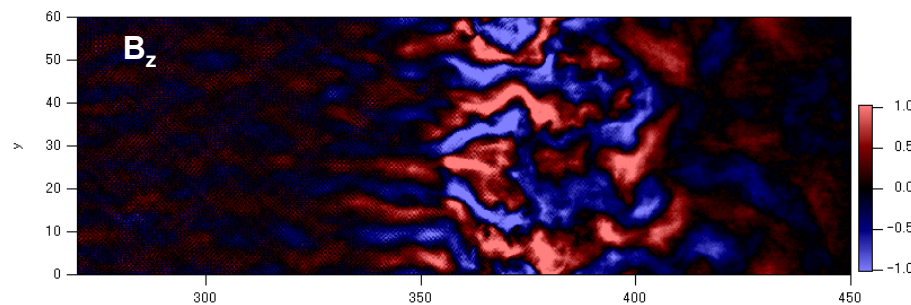
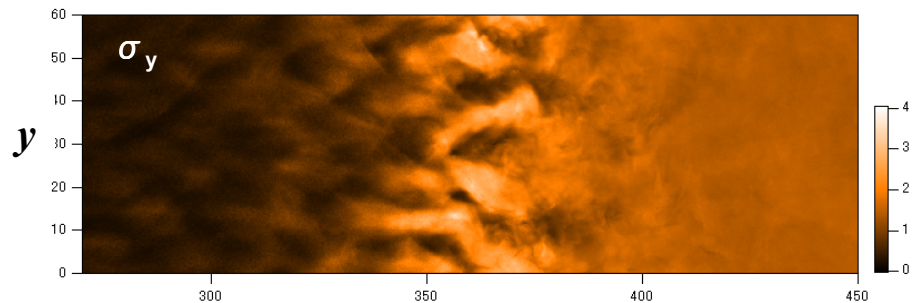
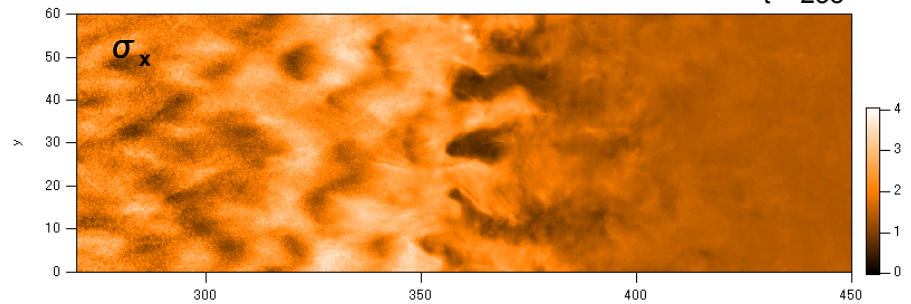


荷電分離・電流生成

等方化の過程

σ : 流体系での u の偏差 (各方向の熱速度)

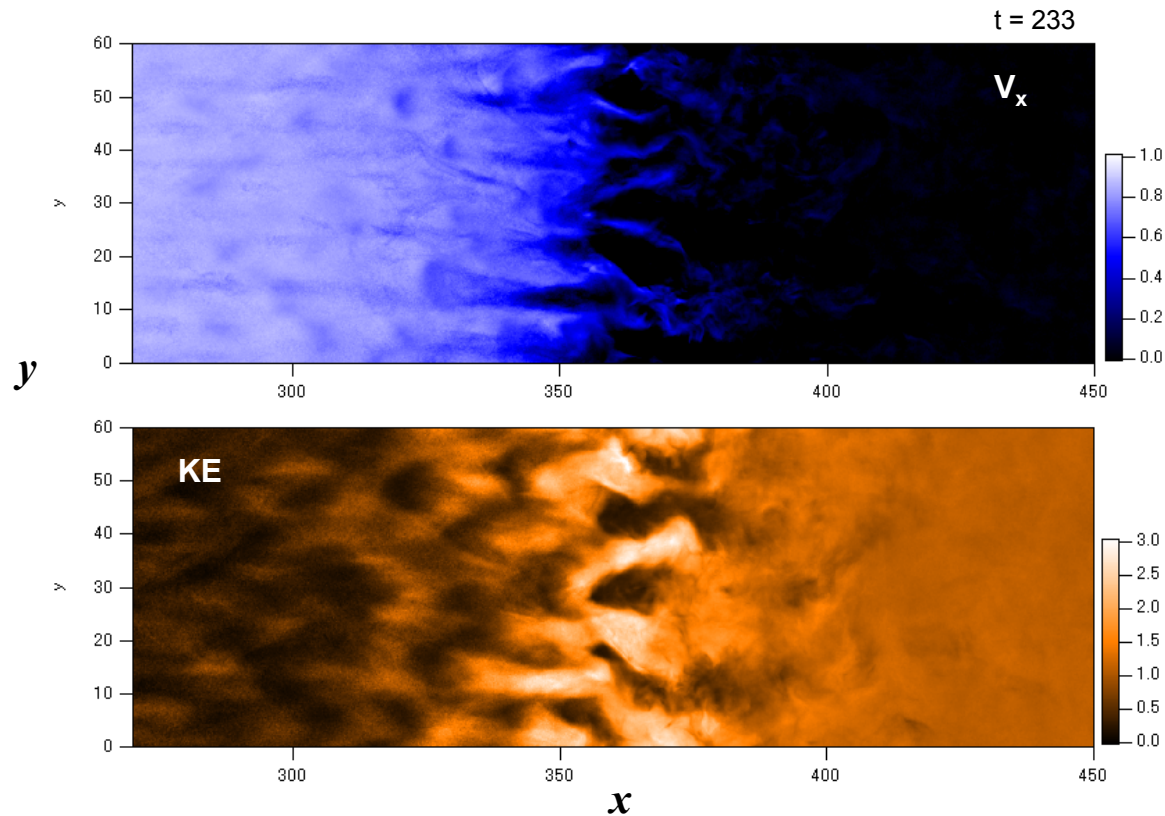
t = 233



x

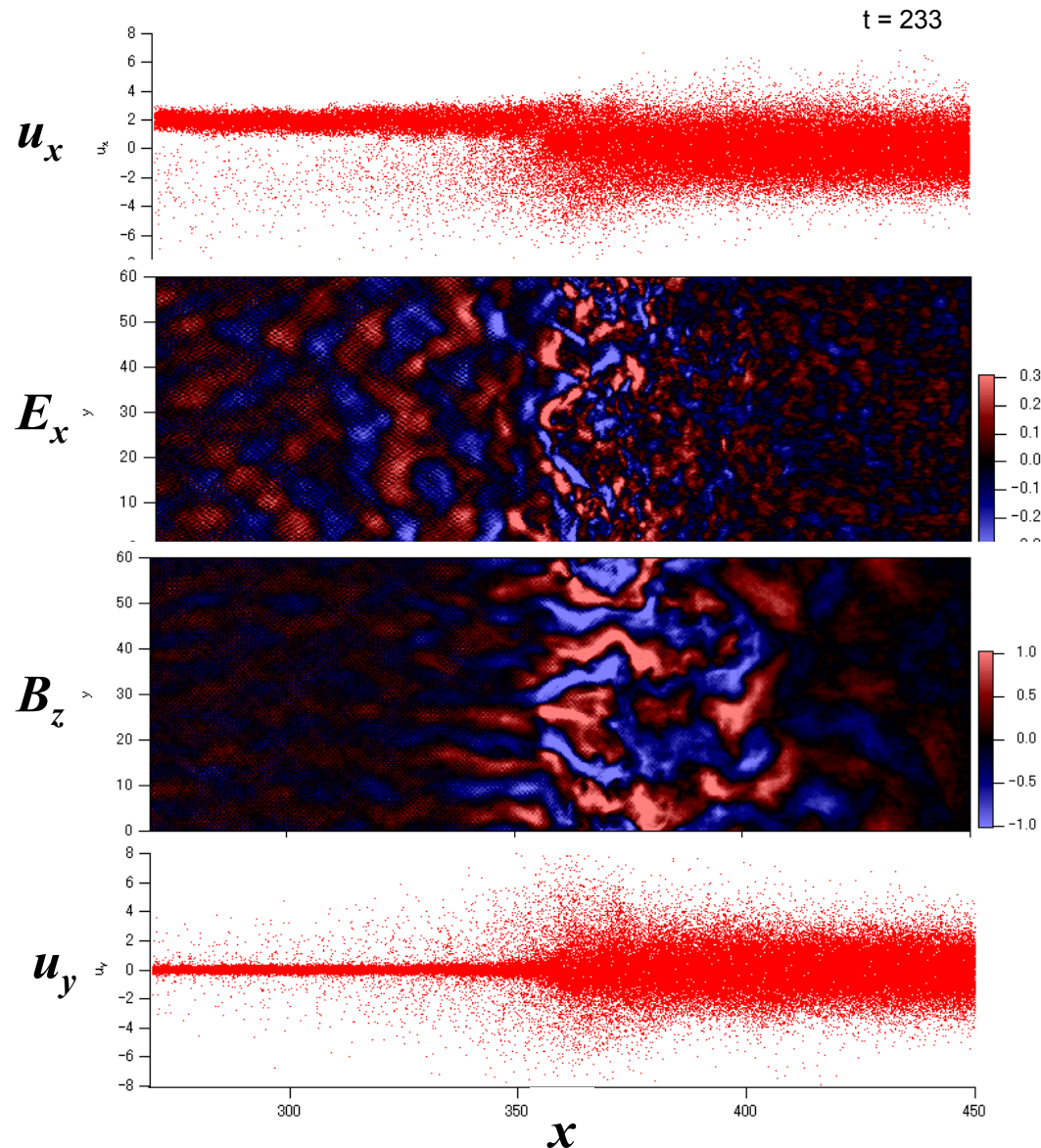
- 衝撃波面付近の磁場によって、粒子は急速に等方化される
- 系の対称性から、 z 成分は等方化されない
(B_z しかできないため→三次元シミュレーションでは当然等方化される)

運動エネルギーの散逸



$x > 370$ では、バルクの運動エネルギーが、ほぼすべて、内部エネルギーになったと考えてよい (下流静止系で)

無衝突衝撃波の構造



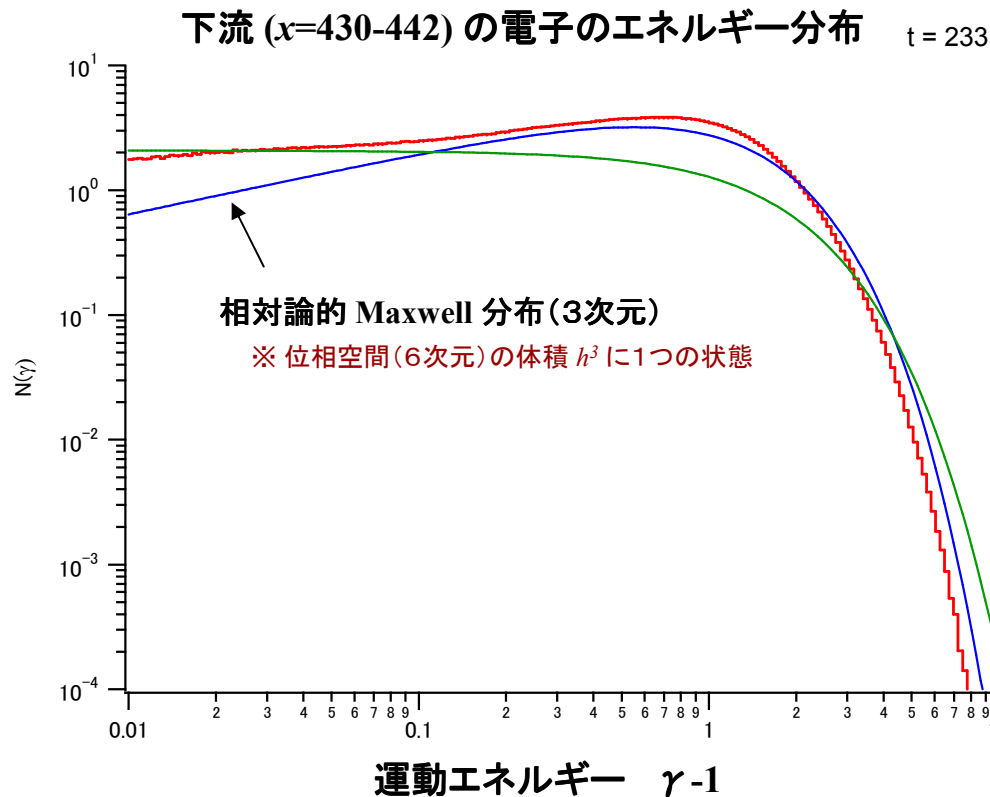
下流から上流へ逆流粒子

「衝撃波面」の上流側で
静電不安定性が発生

「衝撃波面」付近で
Weibel 不安定性が発生

磁場により、粒子が等方化
される

下流の粒子のエネルギー分布



3次元

$$N(\gamma) = \frac{z^2}{2K_1(z) + zK_0(z)} \gamma \sqrt{\gamma^2 - 1} \exp(-\gamma z)$$

$$z = mc^2 / kT = 1.743$$

2次元

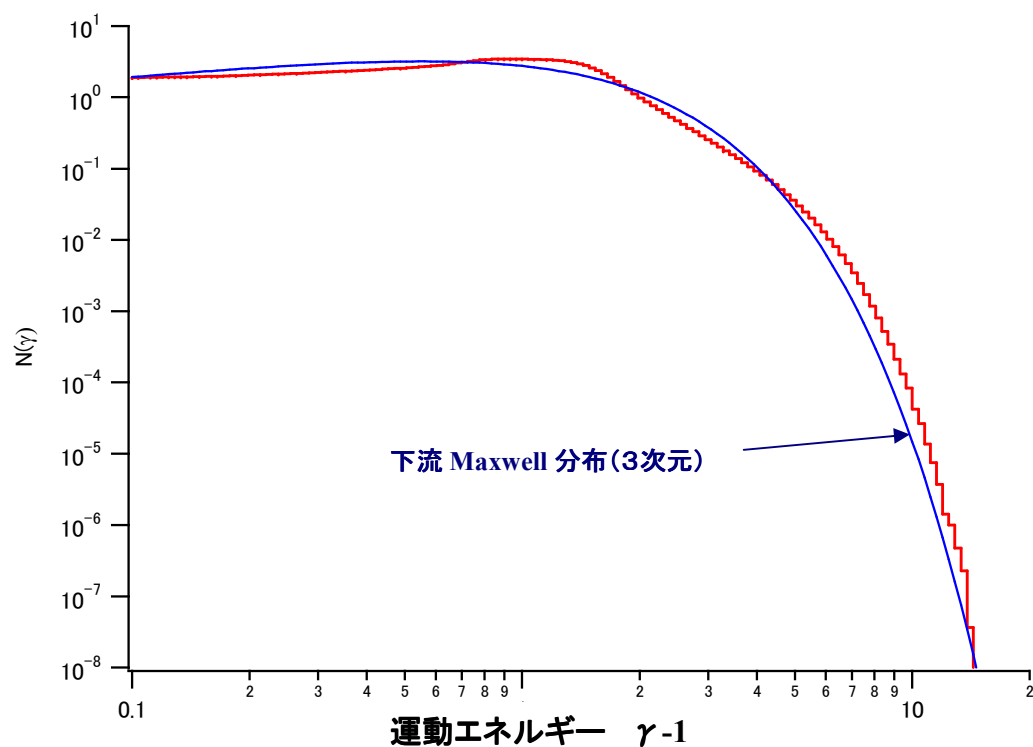
$$N(\gamma) = \frac{z^2}{z+1} \gamma \exp[-(\gamma-1)z]$$

$$z = mc^2 / kT = 1.18$$

エネルギーは、完全には緩和しない
(磁場による等方化が主要)

粒子加速の可能性

系全体のエネルギー分布 $t = 233$



今回の計算時間の間には、
power-law 的な高エネルギー
電子は作られなかった



まとめ

背景磁場が無い場合の衝撃波

- 磁場のない電子・陽電子プラズマ中にも無衝突衝撃波は発生する
- これらの不安定性は、衝撃波下流から供給される逆流粒子と衝撃波上流から流入する粒子との間に発生する
- 無衝突衝撃波の衝撃波面付近では、**Weibel 不安定性**が発生し、磁場が作られる。この磁場が粒子を等方化(散逸)する。
- その少し上流で、静電不安定性による電場が発生する
- 衝撃波下流で、粒子はほぼ等方化されるが、エネルギー的には完全には緩和しない(Maxwell 分布にはならない)
- 計算時間内では粒子加速は見られなかった

背景磁場がある場合の衝撃波

- 衝撃波面法線に垂直方向 (y方向) に背景磁場を入れる



$$\sigma = 0.003$$

上流静止系で電場0とする

$$\left\{ \begin{array}{l} B_0 / B_* = 0.077 \quad y \text{ 方向} \\ E_z / E_* = -0.069 \quad z \text{ 方向} \end{array} \right.$$

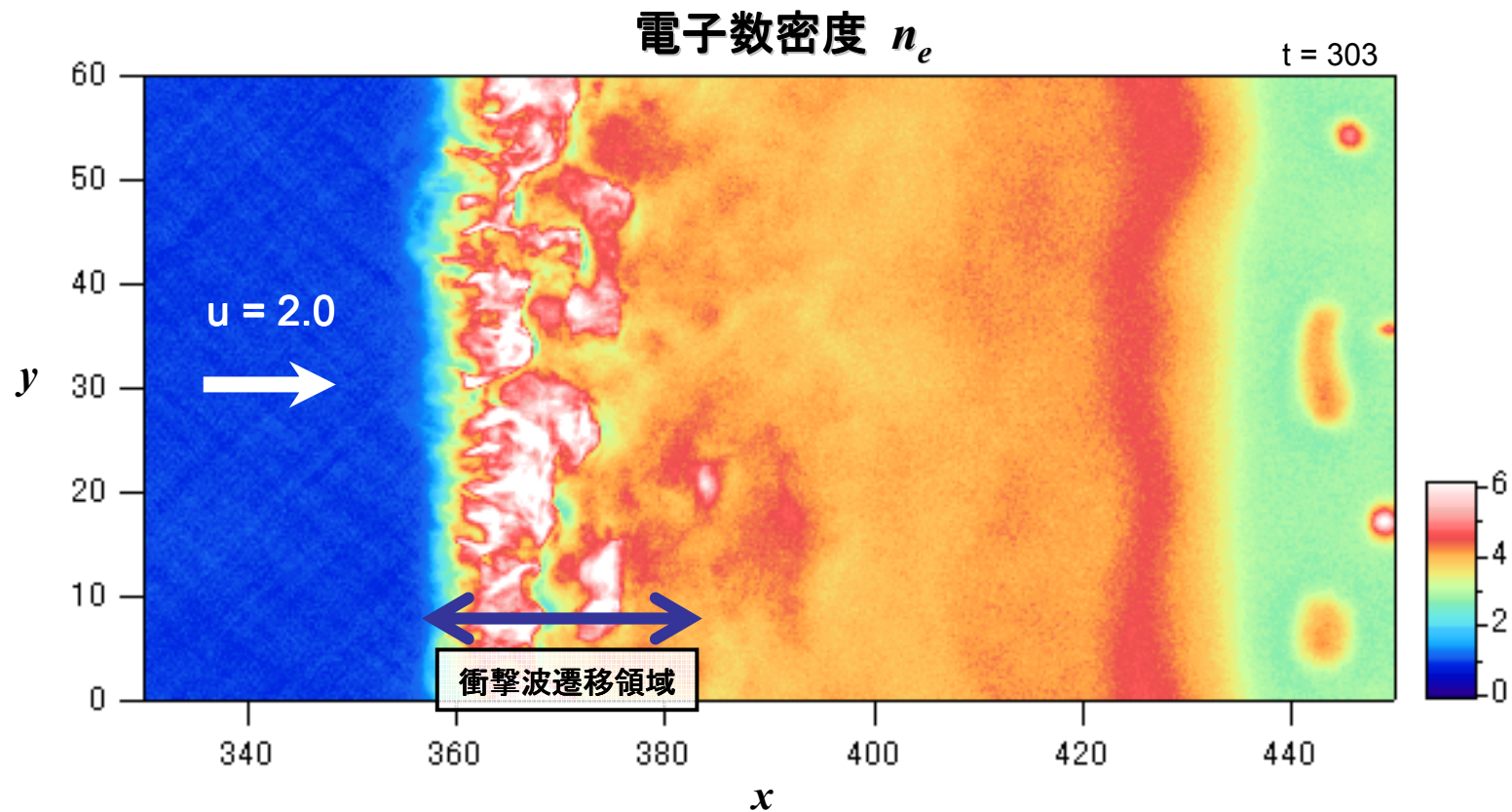
σ パラメータ

$$\sigma \equiv \frac{B_0^2}{4\pi n_1 u_1 \gamma_1 m_e c^2}$$

電磁場のエネルギー・フラックス / 粒子のエネルギー・フラックス
(Kennel & Coroniti, 1984)

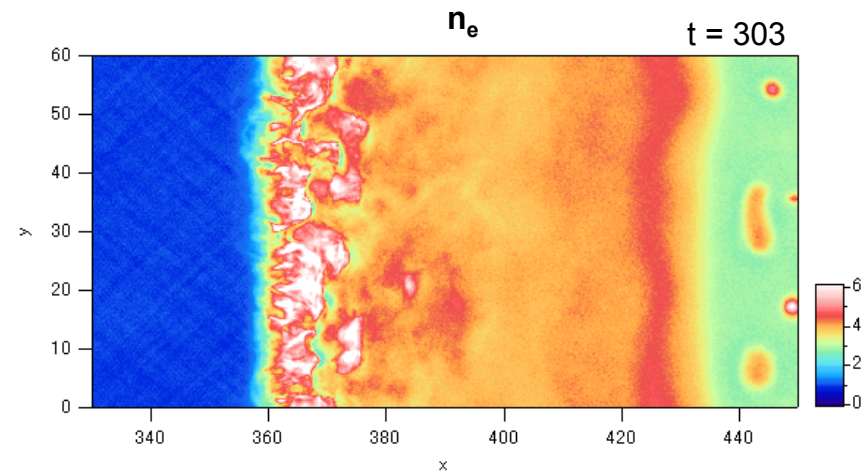
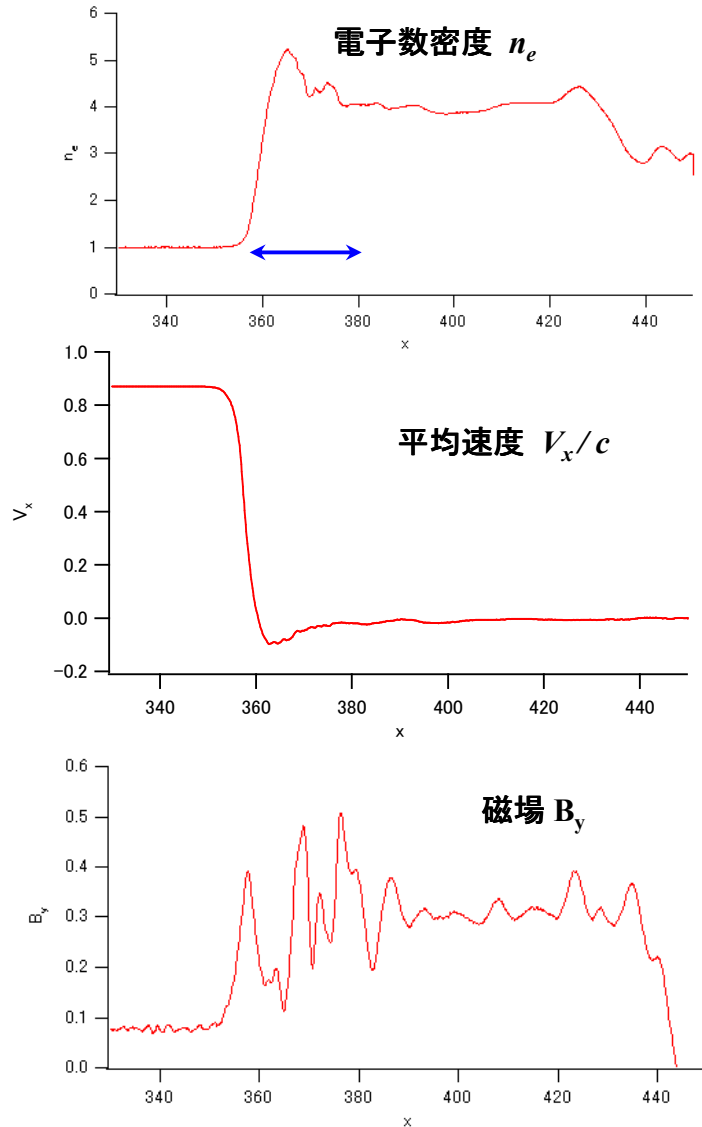
※ただし、ここでは下流系で定義

背景磁場がある場合の衝撃波



- 上流に磁場が全くない場合とは異なる構造
- 遷移領域で高密度(上流の6倍以上)、 y 方向にも密度の変動
- 遷移領域の下流で局所的に密度の高い領域がある
- $x > 420$ の構造は、おそらく境界の影響

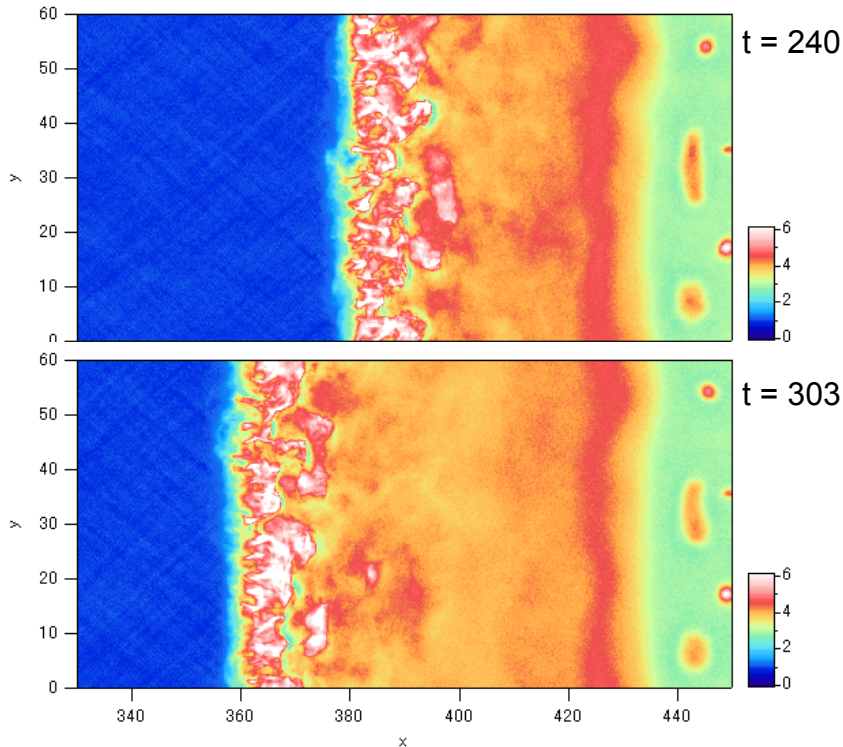
Jump Condition (1)



- 遷移領域は $x = 360 \sim 380$
- 下流の数密度は約4倍
- 平均速度は $x = 360$ 付近で急激に0に近づく
- **遷移領域で非常に強い磁場の生成**
- 衝撃波の上流に磁場の揺らぎがわずかに存在

Jump Condition (2)

電子数密度



- 下流静止系で見た衝撃波の伝搬速度

$$V_{sh,d} = -0.32c$$



- 衝撃波静止系で見た上流・下流の速度

$$V_u = 0.94c, \quad V_d = 0.32c$$

- 衝撃波静止系での数密度の比

$$n_d / n_u = 2.94$$

- 衝撃波静止系での速度比

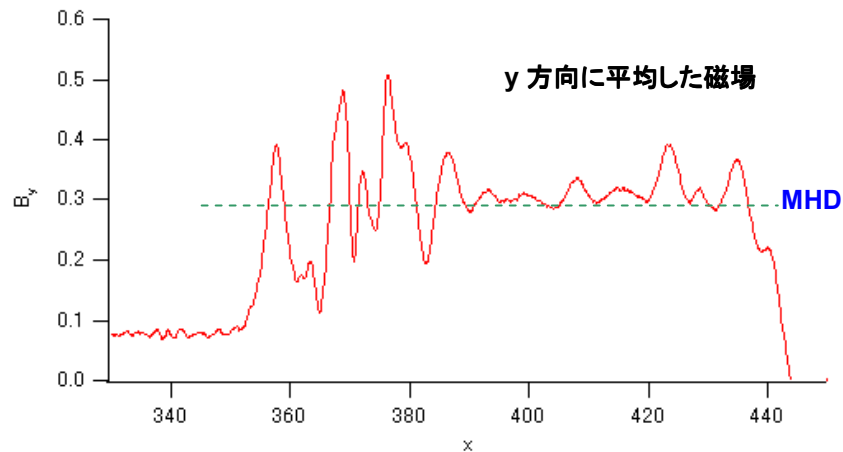
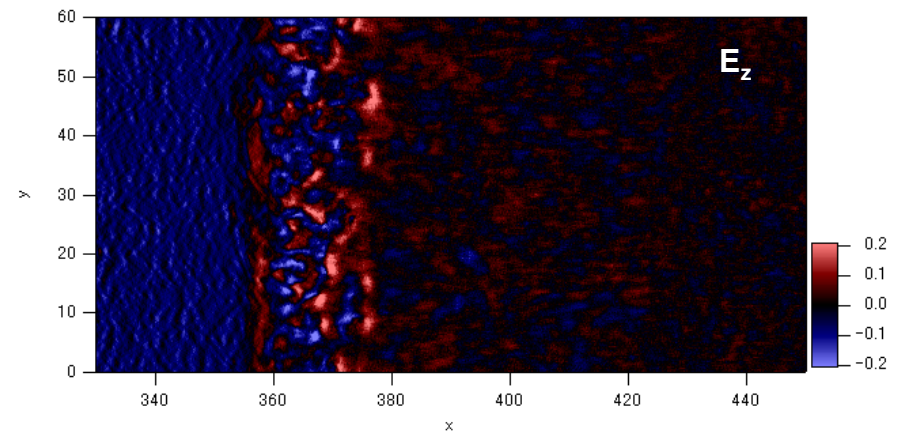
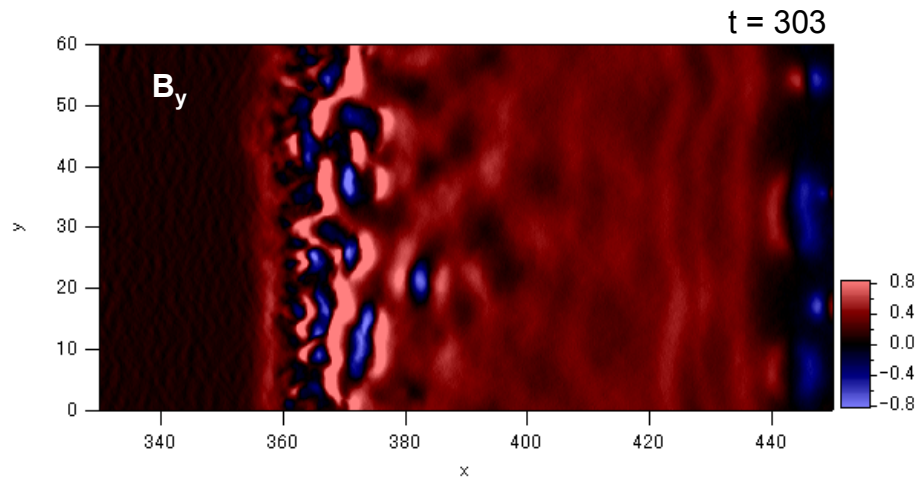
$$V_u / V_d = 2.95$$



- 一方、MHD近似では $V_u / V_d = 2.96$
(Kennel & Coroniti, 1984)

ほぼ一致していると言える

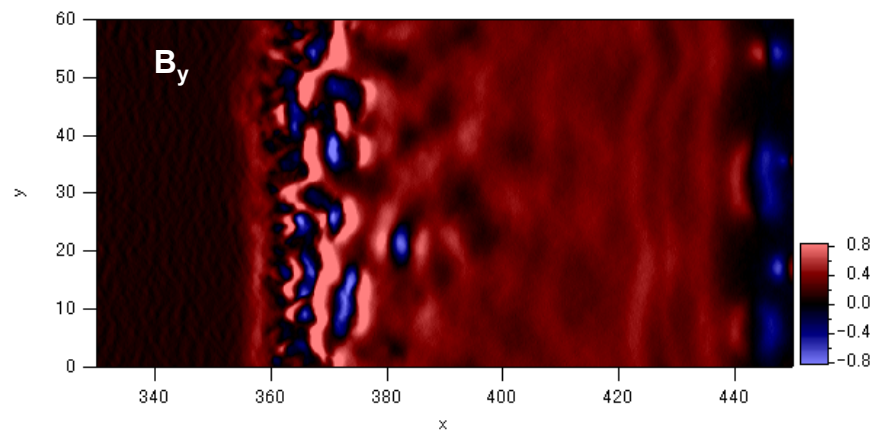
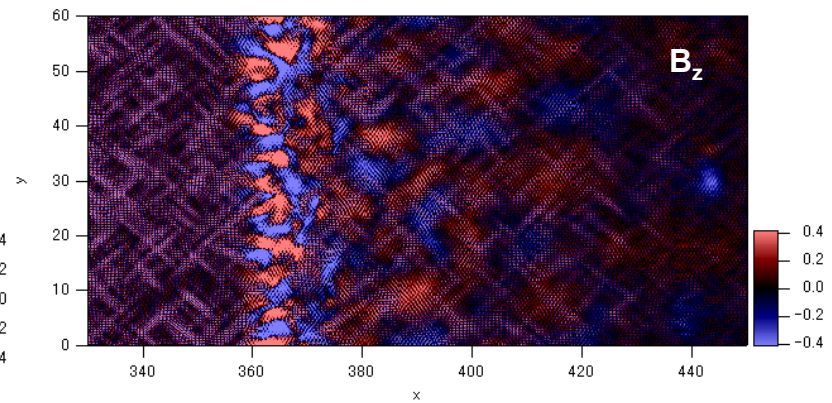
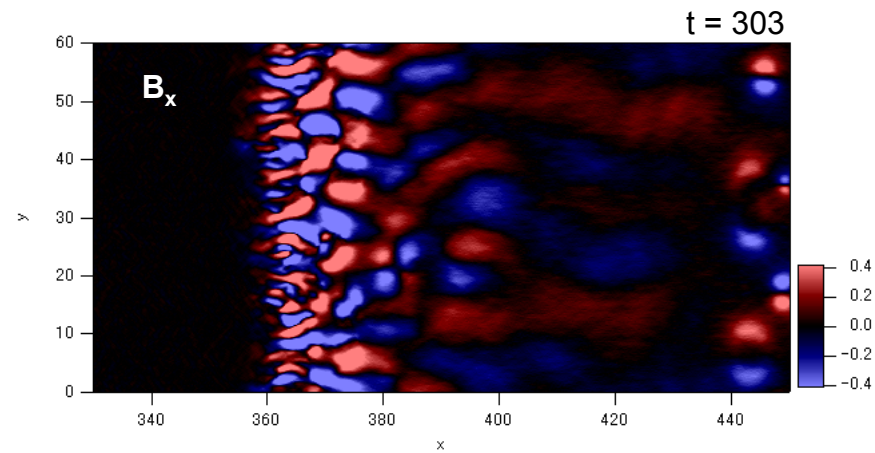
磁場の圧縮



- 遷移領域で磁場・電場が特に強くなる
- 局所的に磁場・電場の向きが反転する

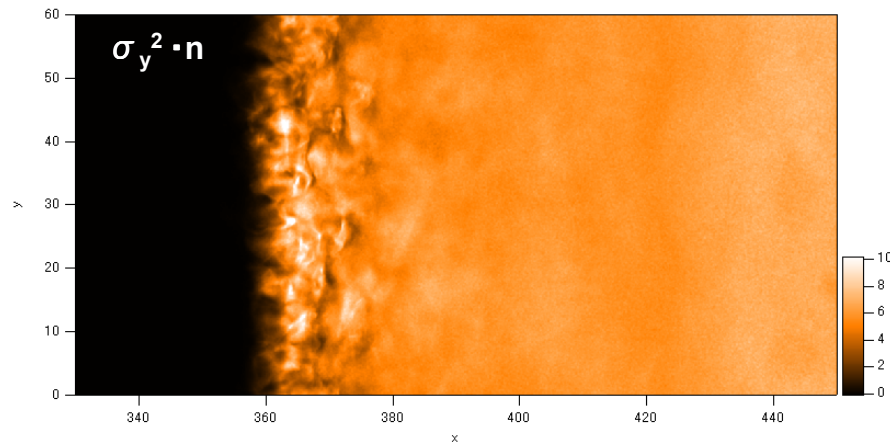
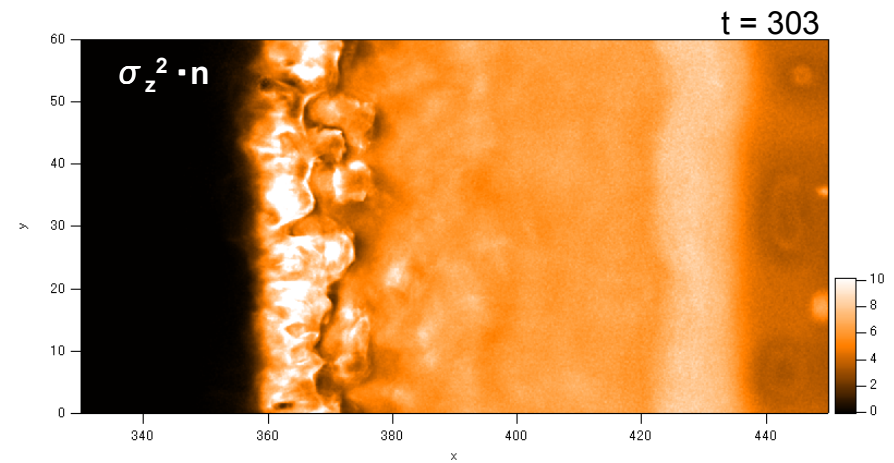
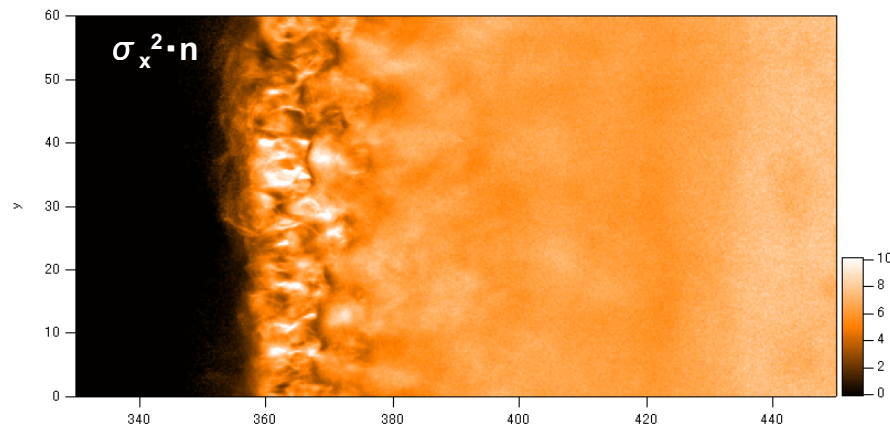
十分下流では、MHD 近似の解と同様な
圧縮された磁場ができる

磁場の構造



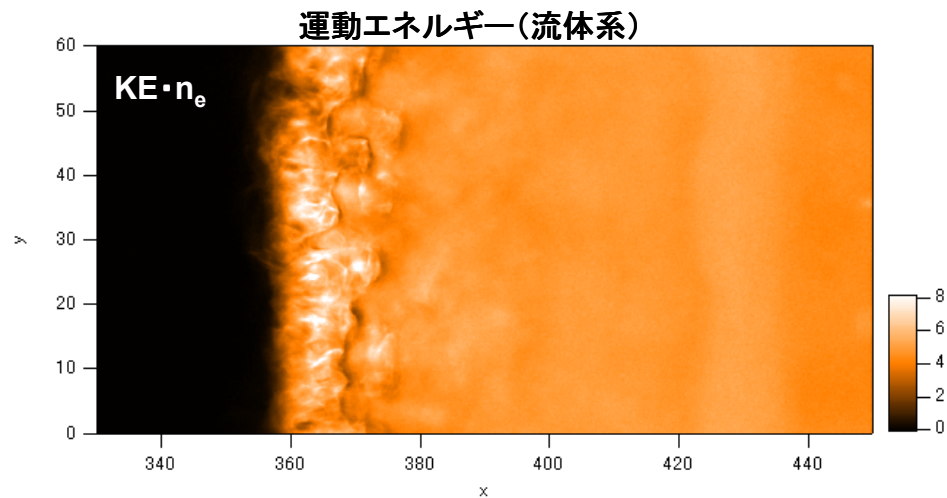
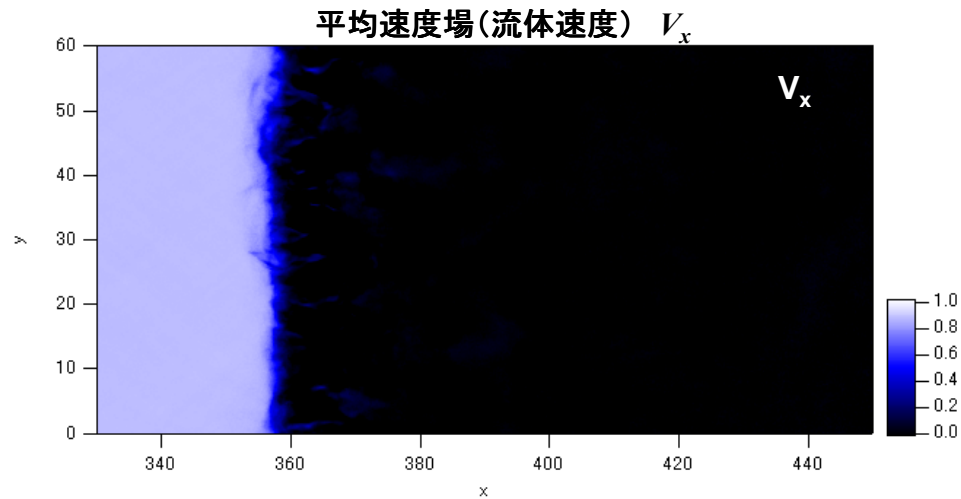
- 遷移領域で磁場の各成分の強さは上流磁場の10倍程度に達する
- B_z の格子状の模様は電磁波 (数値的な原因?)

等方化の過程



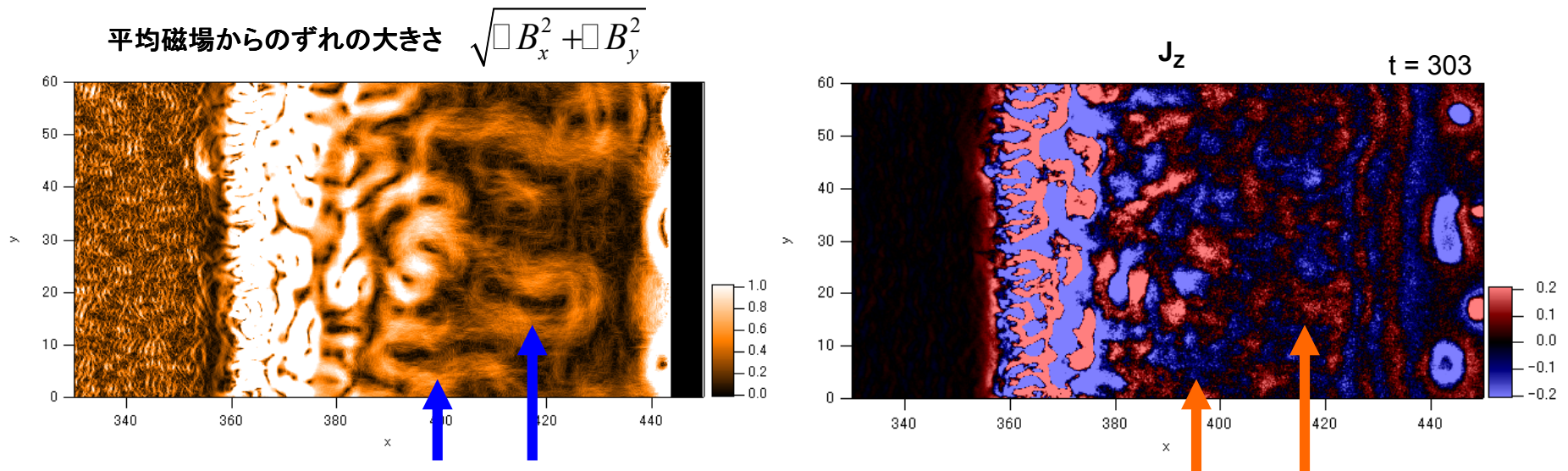
- 衝撃波面付近の磁場によって、粒子は急速に等方化される
- 各方向に等方化される

運動エネルギーの散逸



$x > 360$ で、バルクの運動エネルギーが、ほぼすべて、内部エネルギーになったと考えてよい(下流静止系で)

下流磁場の揺らぎ

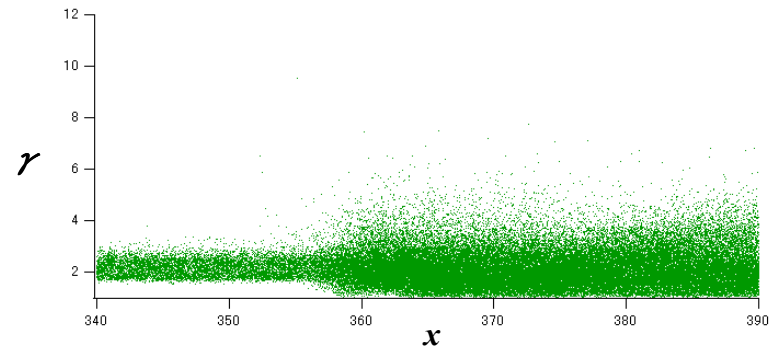
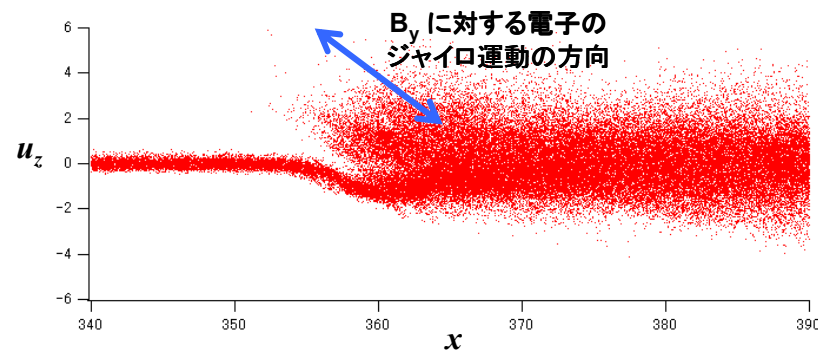
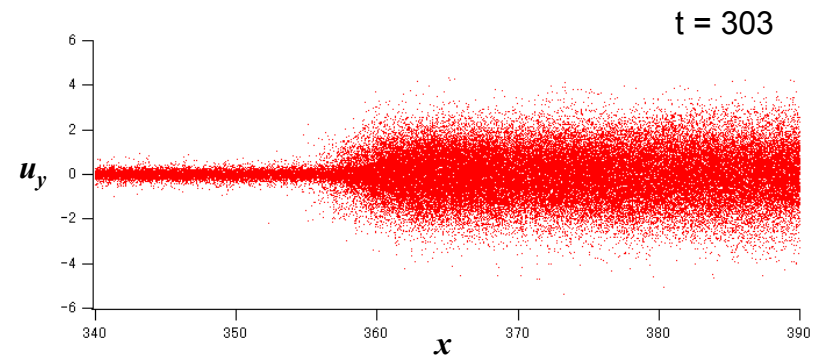
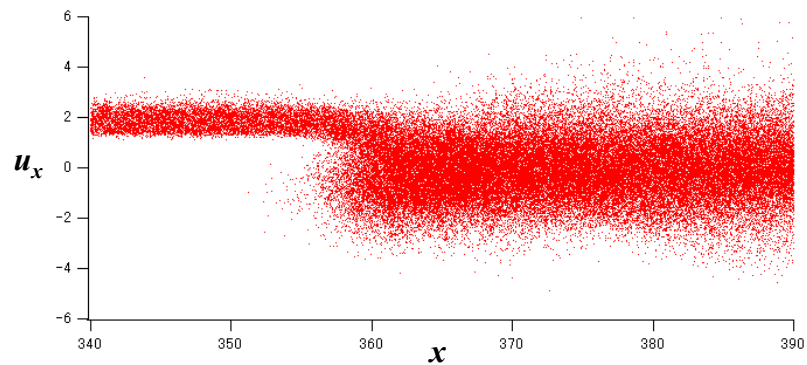


下流に残された z 方向の電流が、 B_x , B_y を作る

➡ 下流領域の磁場の揺らぎ

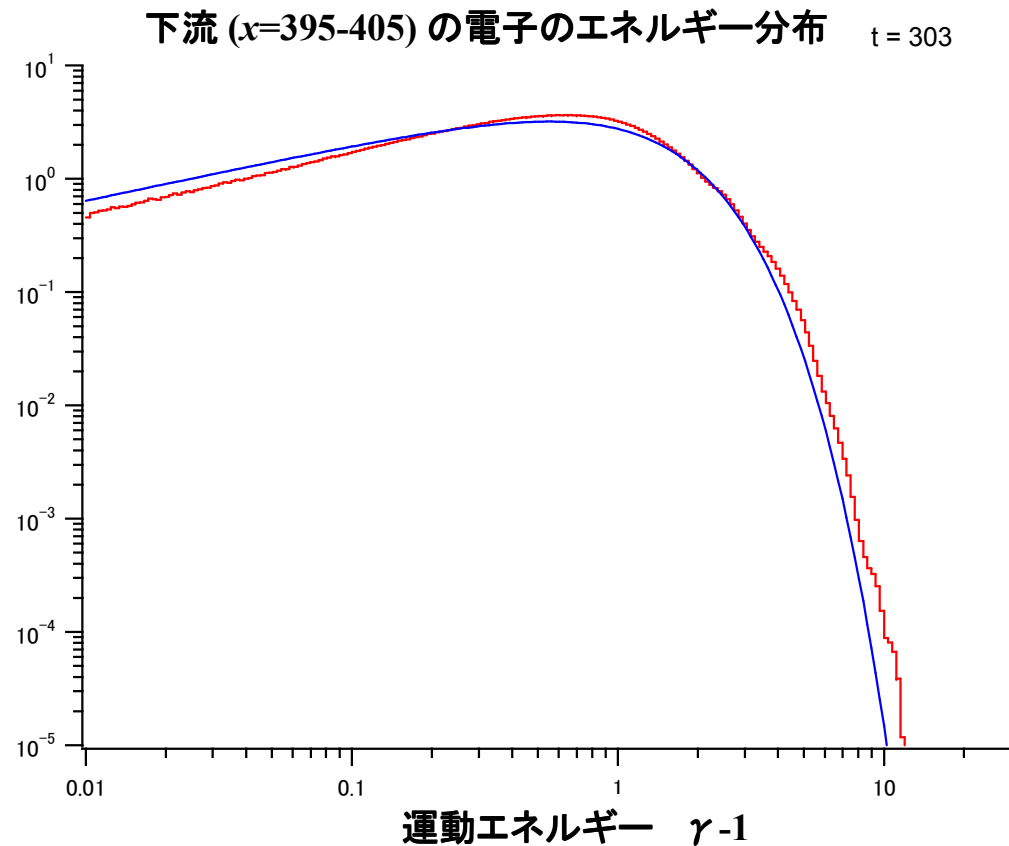
エネルギー密度は上流のバルク運動エネルギーの 0.3% 程度

電子の位相空間プロット



- 各方向に等方化
- 上流への「逆流粒子」は存在しない
- u_z の分布に見られる「つの」は B_y に対するジャイロ運動に対応
- 衝撃波面付近で2, 3回ジャイロ運動をして下流へ

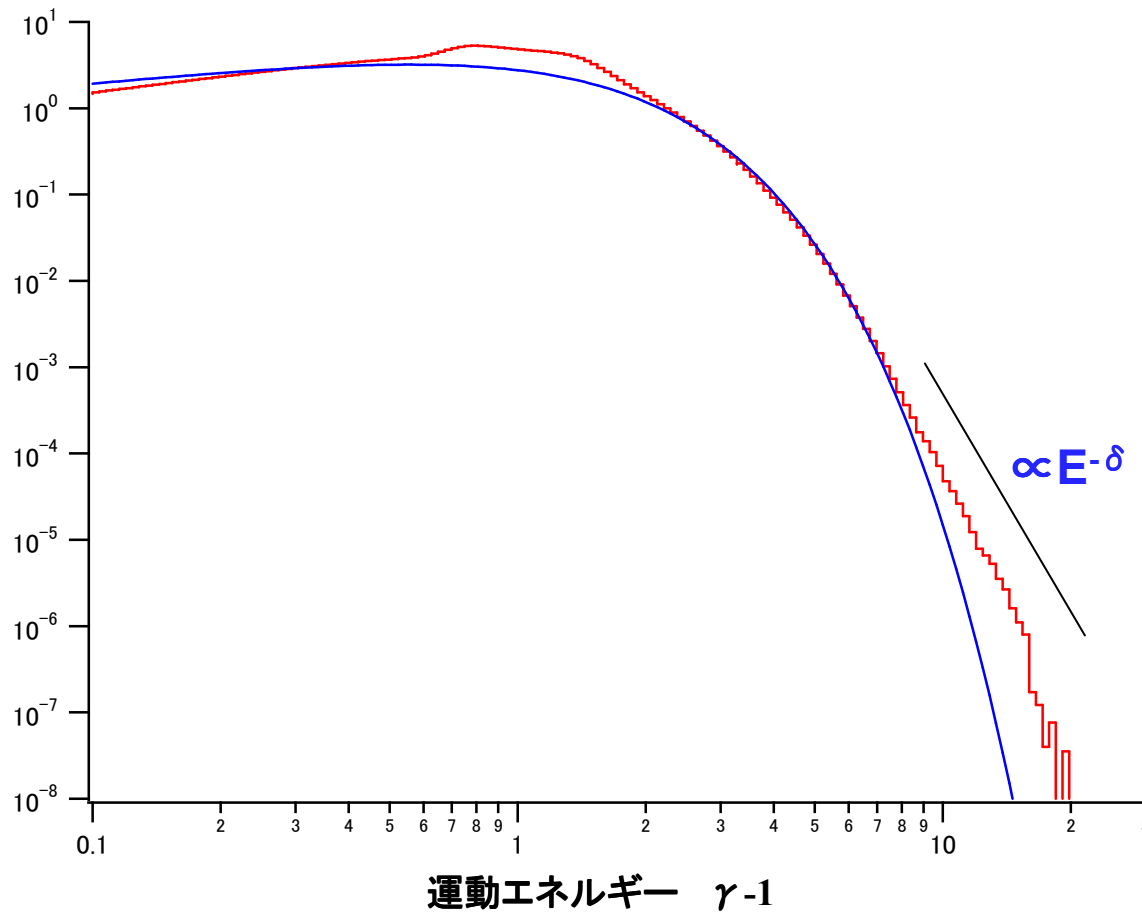
下流の粒子のエネルギー分布



Maxwellian に近い分布

粒子加速の可能性(1)

系全体のエネルギー分布 t = 303



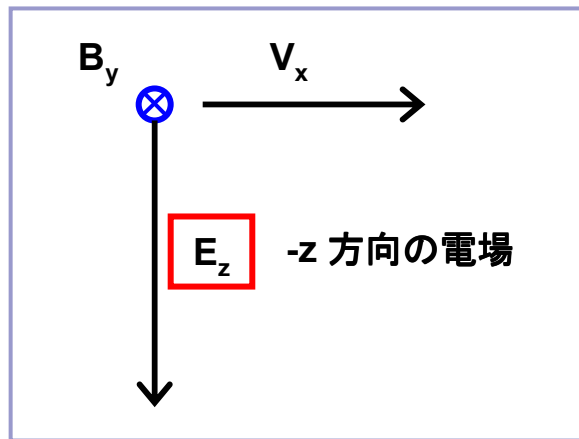
power-law 的な加速が
わずかに見られる

ただし、非常にsteep ($\delta = 9.4$)

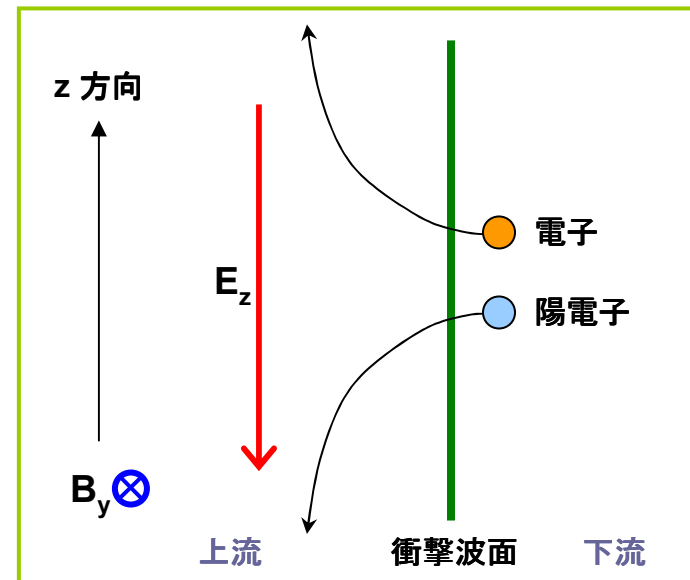
粒子加速の可能性(2)

加速メカニズム ... motional な電場を利用した加速の可能性

- ドリフト加速
- サーフィン加速



プラズマの静止系で電場0
→ 運動して見える系では電場が生じる

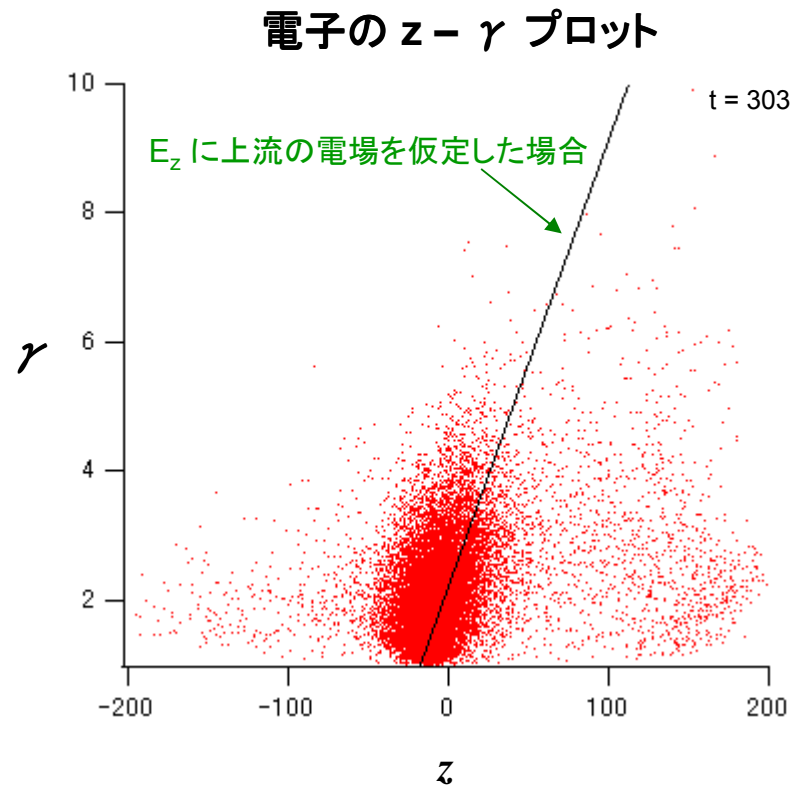


衝撃波下流から上流へ通過した粒子が
 z 方向に移動すればエネルギーを得る

粒子加速の可能性(3)

motional な電場による加速の場合、エネルギー増加とz方向の変位の間には関係がある

$$\Delta z \text{ 移動したときのエネルギー増加} \quad \Delta \gamma = qE_z \Delta z$$



エネルギーが高い粒子に対しては
z と γ の間に相関がある

● z - γ プロットのムービー

➡ motional な電場を利用した
加速と考えると良い?

● x - γ プロットのムービー

➡ 衝撃波遷移領域および衝撃波
の上流で加速されている

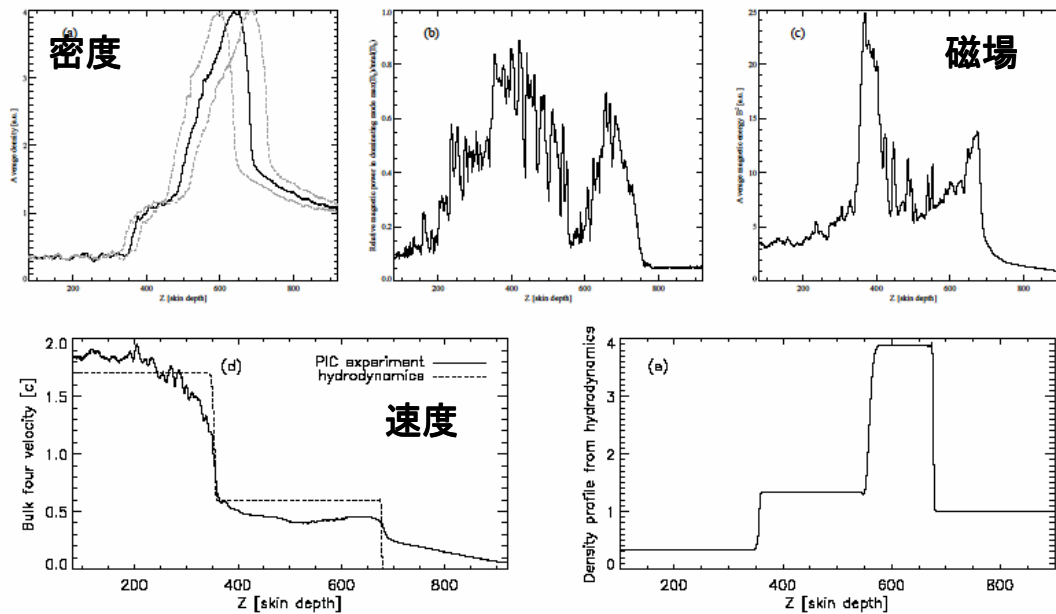
まとめ

背景磁場がある場合の衝撃波

- $\sigma=0.003$ 程度の磁場でも、磁場の無い場合とはダイナミクスや構造が大きく異なる
- 衝撃波の散逸過程では、Weibel 不安定性とは異なるモードが主要
- 遷移領域では B_x, B_y, B_z 全ての成分が上流磁場の10倍程度になる
- 衝撃波面の下流側で、 z 方向の電流が部分的に残り、その周りに磁場を作る
- 静電ビーム不安定性は発生しない
- 上流へ向かう逆流粒子は存在しない
- 下流側ではMaxwellian 分布に近い
- わずかな粒子加速が見られた

最近の進展(1)

Hededal, Haugbolle, Frederiksen ら (Niels Bohr Institute)

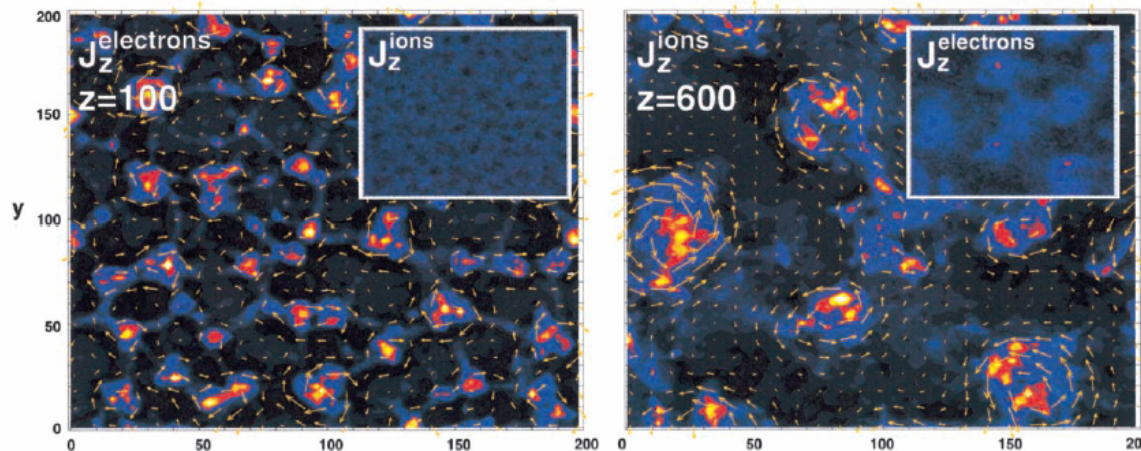


- 電子・陽電子プラズマ中の衝撃波の3次元シミュレーション
- 粒子数 2億
- この図のみ

(Haugbolle, 2005, PhD Thesis)

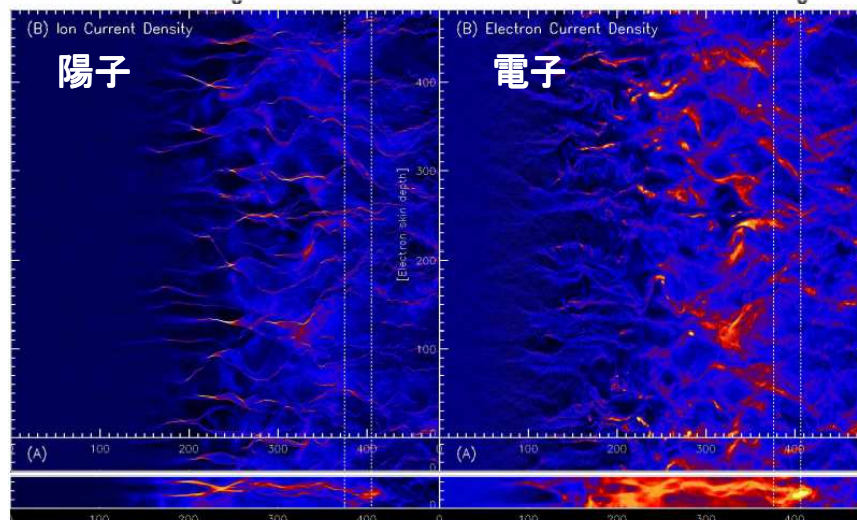
最近の進展(2)

電子・陽子プラズマでは、陽子が下流で完全に熱化するまで追ったシミュレーションは、まだ、なされていない。



- 電子・陽子プラズマ中の衝撃波の3次元シミュレーション
- 質量比 16
- 粒子数 8億

(Frederiksen et al., 2004)



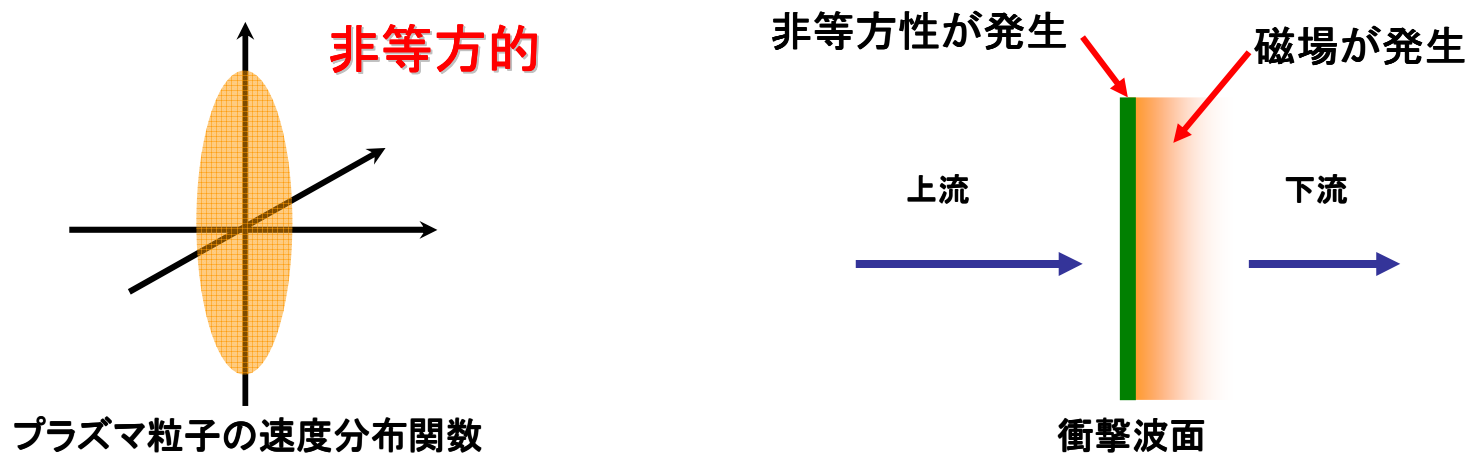
- 電子・陽子プラズマ中の衝撃波の2次元シミュレーション
- 質量比 16
- 粒子数 5000万

(Haugbolle, 2005, PhD Thesis)

Weibel 不安定性

Weibel, 1959, Phys. Rev. Lett., 2, 83

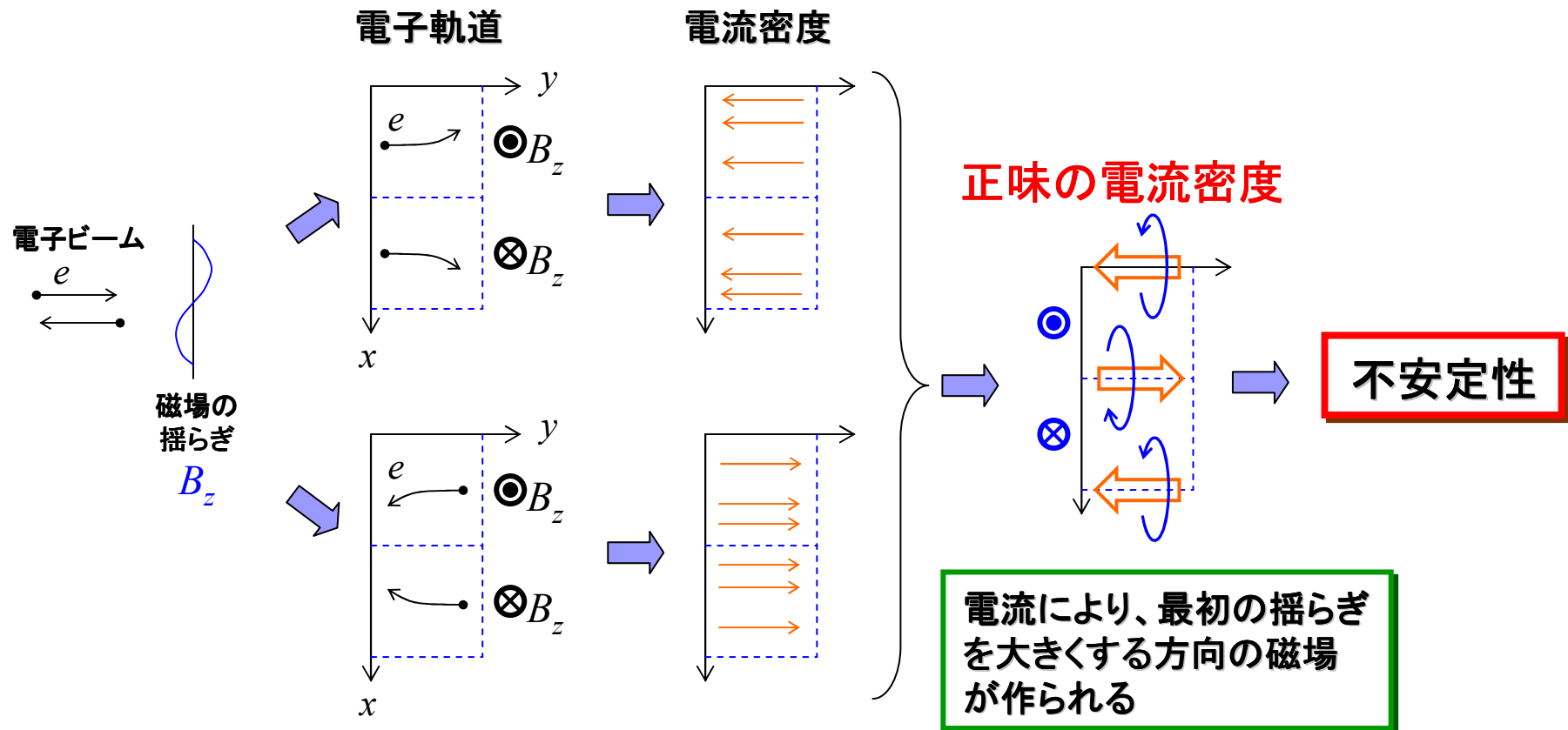
- 無衝突プラズマ中の微視的不安定性
- プラズマ粒子の速度分布の非等方性が原因となり磁場が成長する
- 2流体的なプラズマや衝撃波で発生？



Weibel 不安定性のメカニズム

Fried, 1959, Phys. Fluids, 2, 337

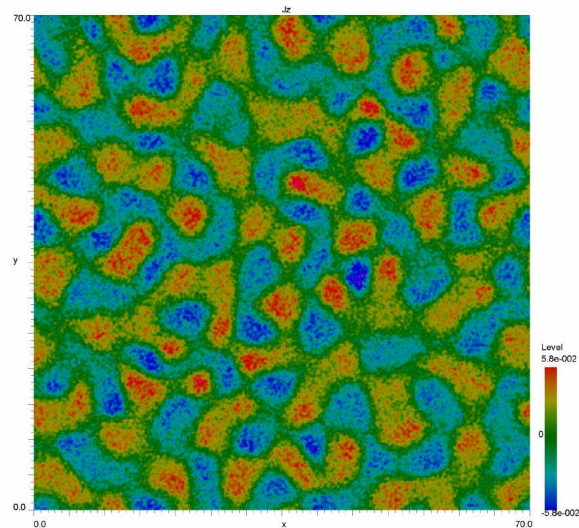
Medvedev & Loeb, 1999, ApJ, 526, 697



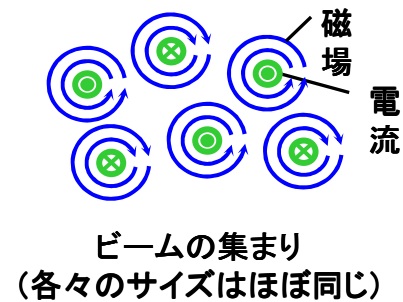
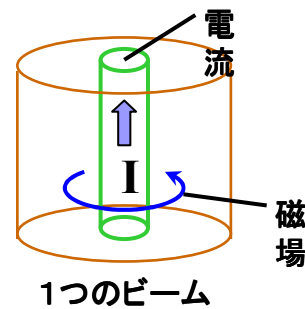
※電子だけが動くと考える

Weibel 不安定性のモデル

不安定性の進化は、電流を運ぶ多数の円柱状ビームの進化として良く理解できる

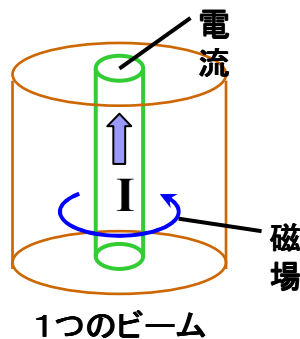


電流密度の分布



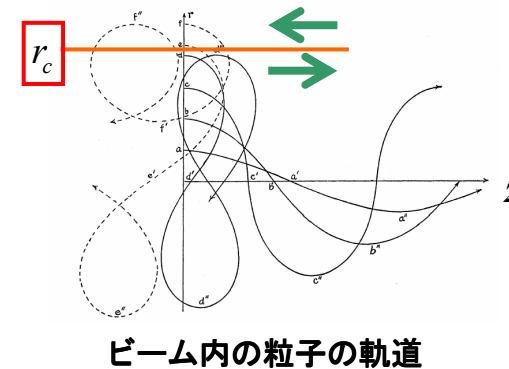
Weibel 不安定性のサチュレーション

ビーム内の電流が Alfvén 電流に到達したときにサチュレーションが起きる



Alfvén 電流
Alfvén, 1939, Phys.Rev., 55, 425

自分自身で作出した
磁場が強くなりすぎると
粒子が逆流する



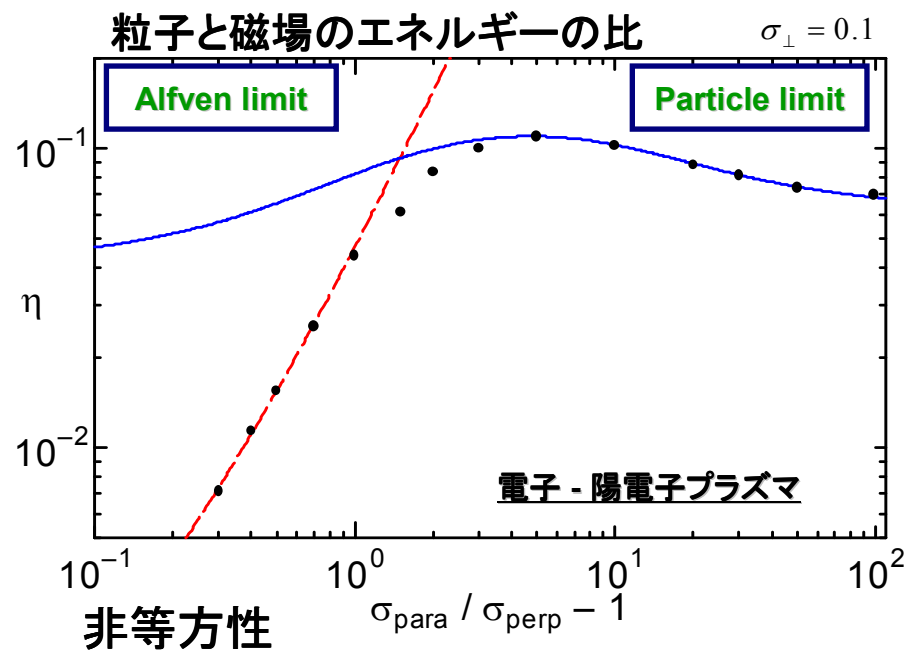
ビーム内の粒子の軌道

電流の上限

$$I_A = I_0 \sigma_{\square},$$

$$I_0 \equiv \frac{m_e c^3}{e} \approx 17000 [\text{A}]$$

サチュレーション時の磁場の強さ



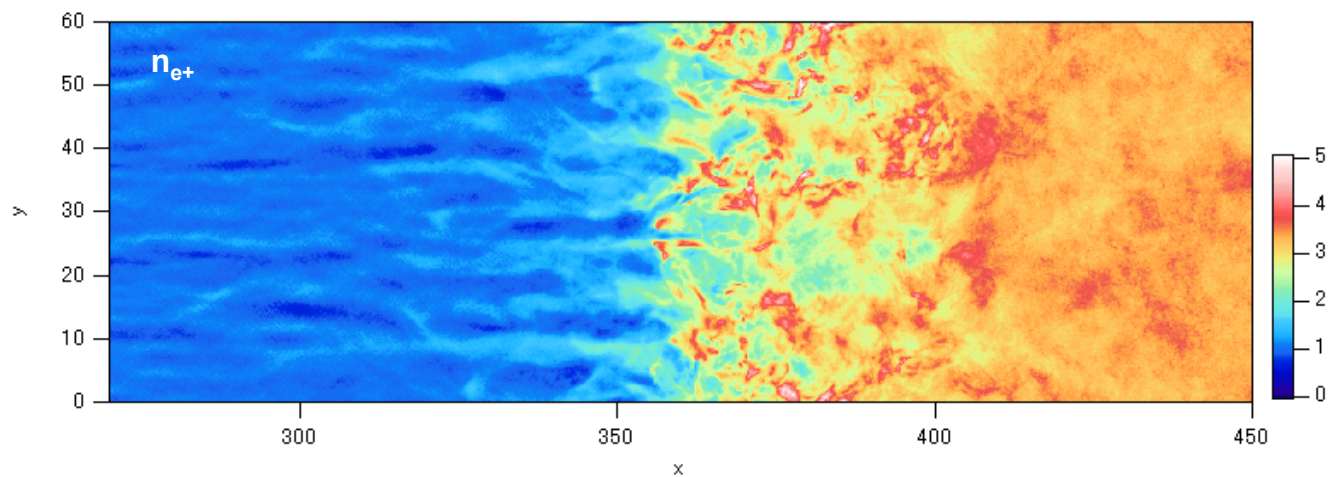
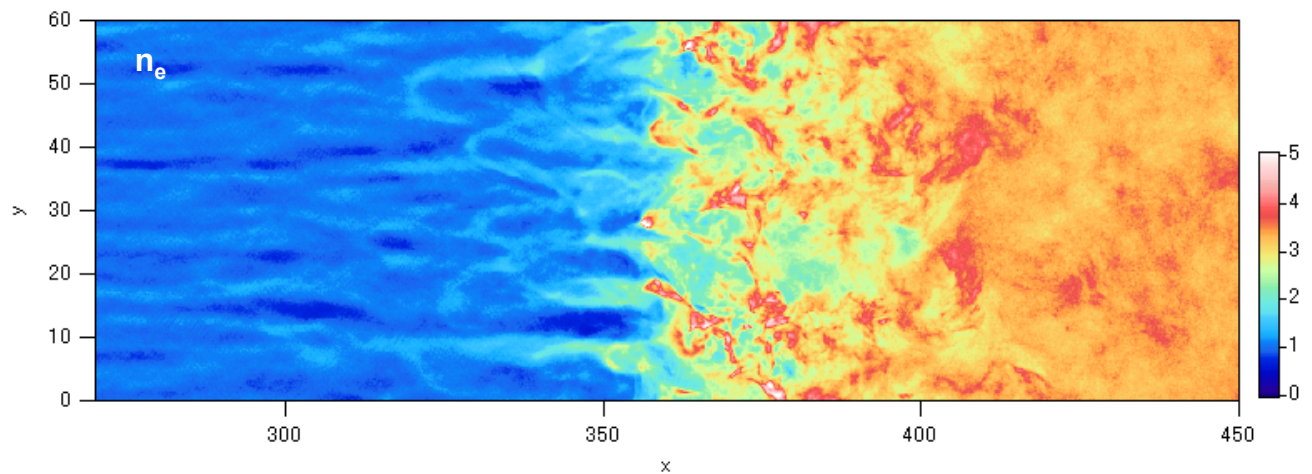
ビーム+Alfven電流モデルは、
粒子シミュレーションによる結果と
非常に良く一致する

非等方性の大きさに応じて、
2つのサチュレーションのタイプがある。
Alfven limit: 非等方性小
Particle limit: 非等方性大

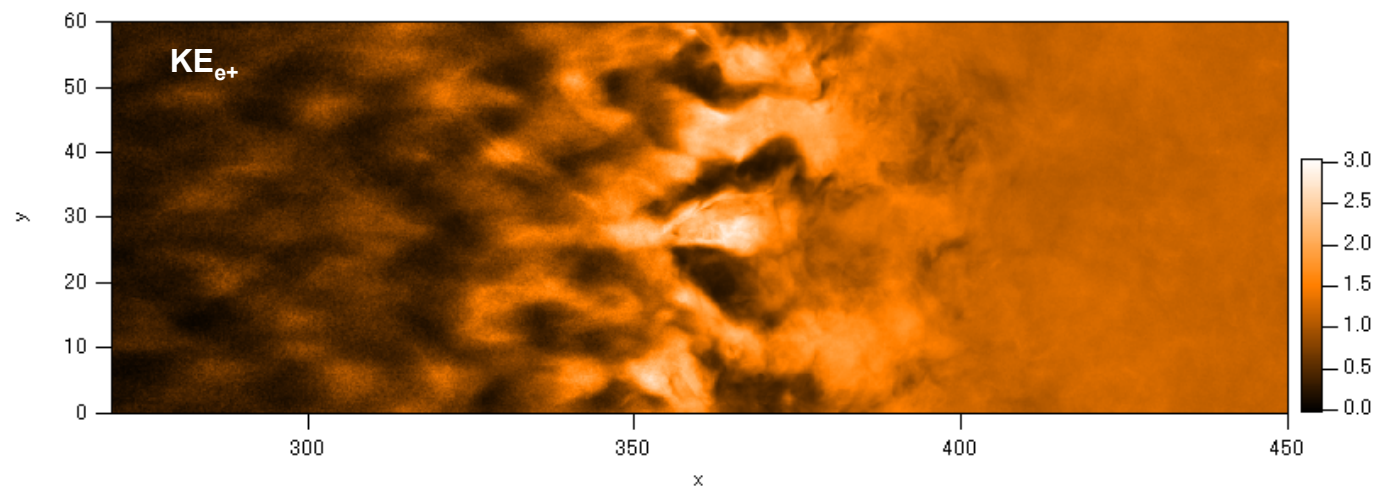
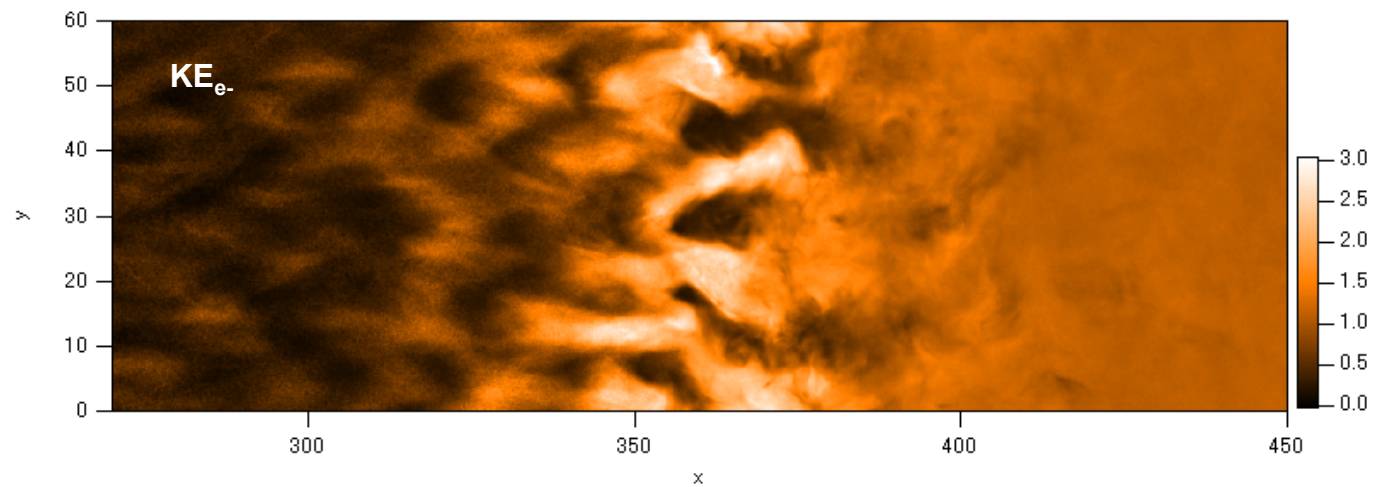
特に、Particle limit の場合は、
粒子の運動エネルギーの1-10%の
非常に強い磁場ができる

電子と陽電子の数密度

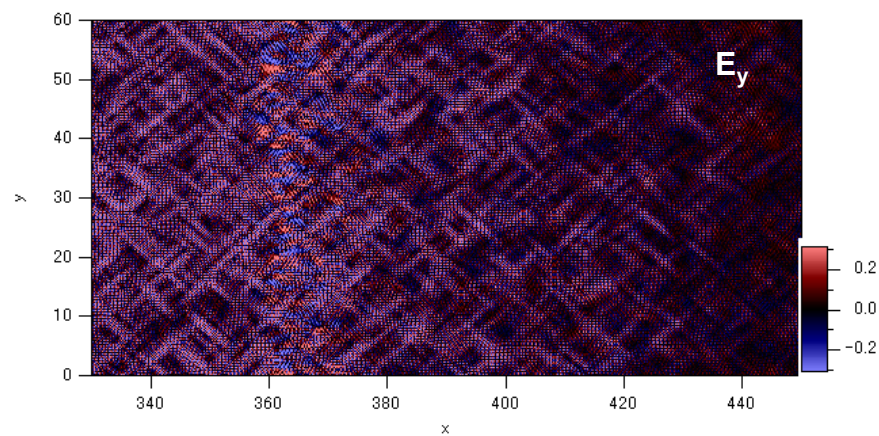
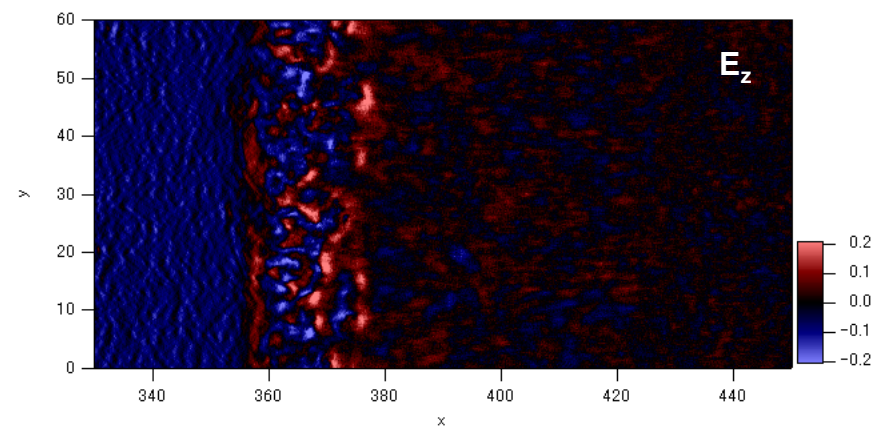
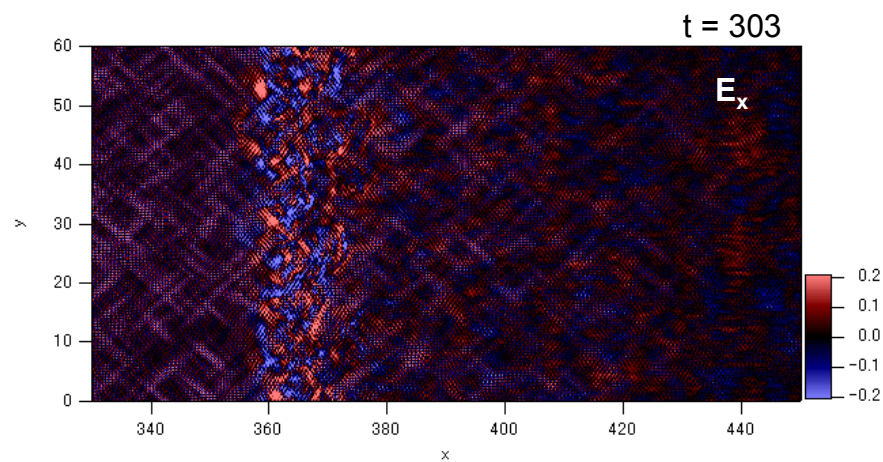
上流磁場が無い場合



運動エネルギー

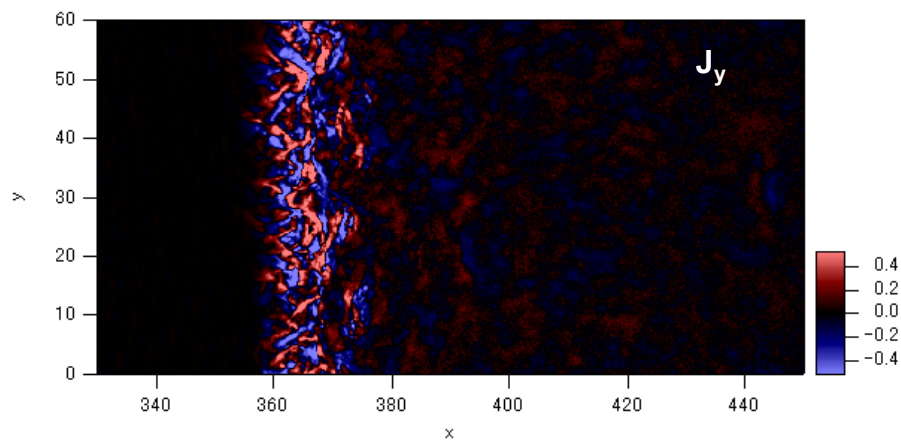
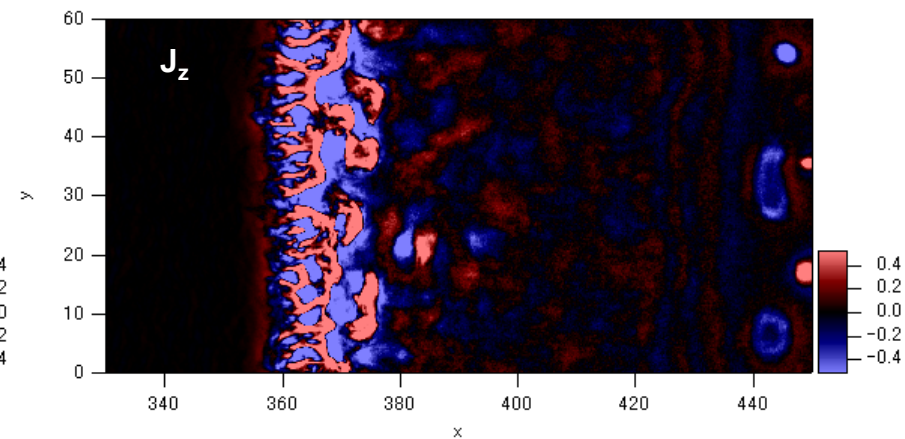
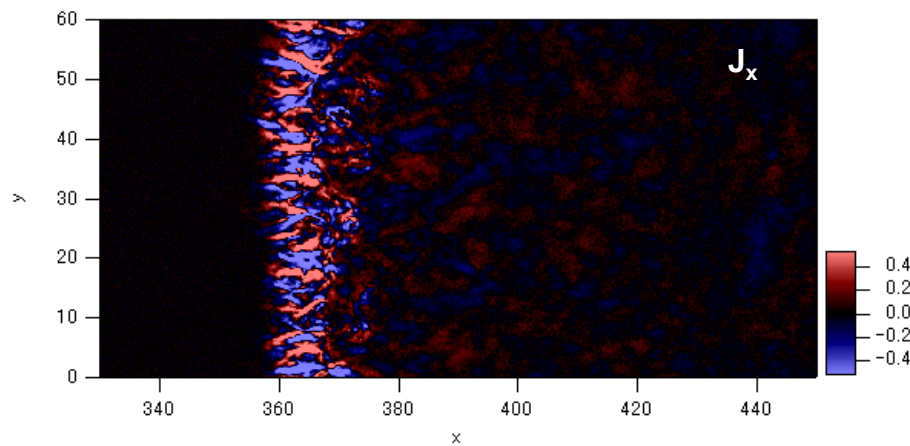


電場の構造



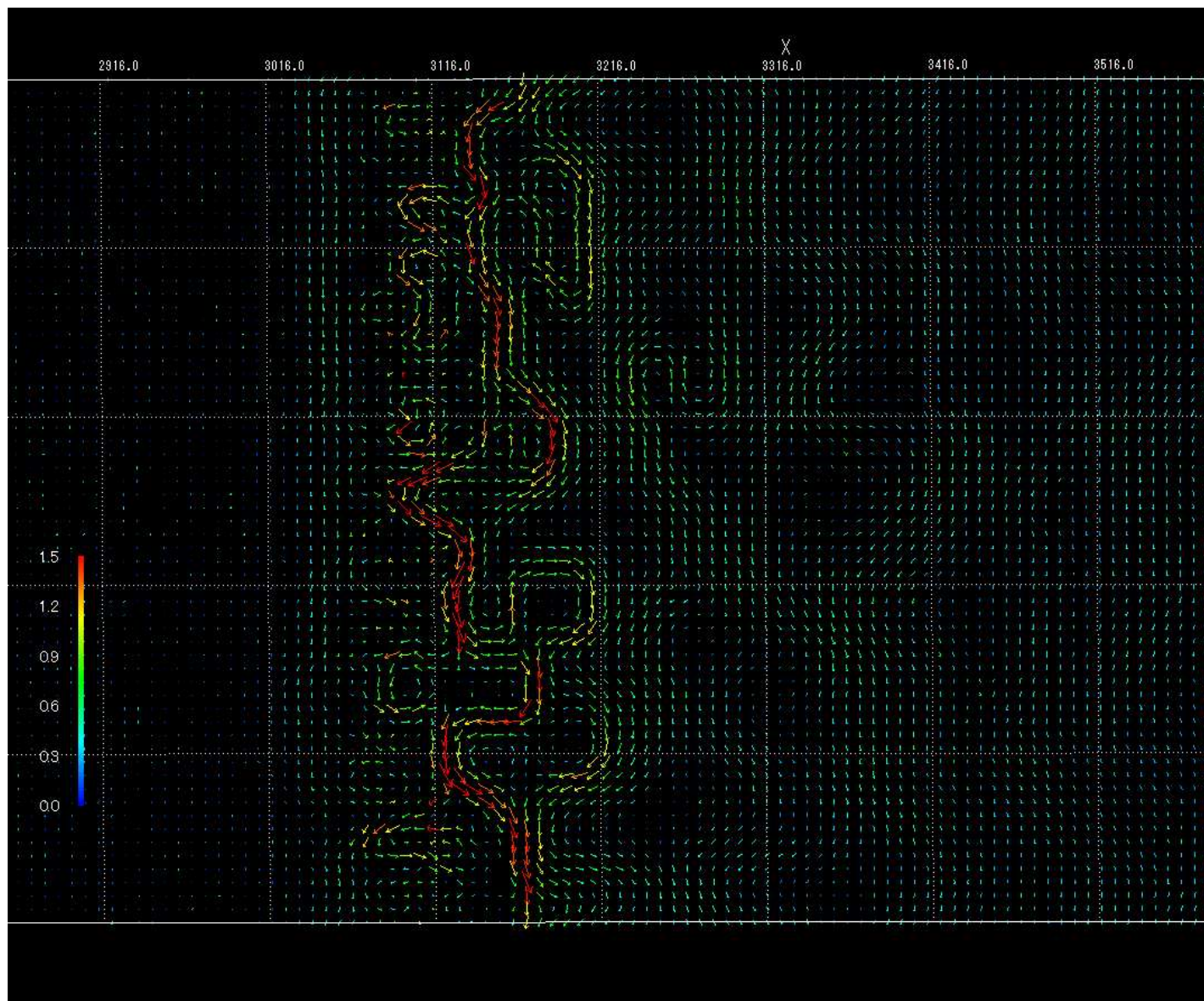
- 遷移領域で強い電場が作られる
- E_x , E_y の格子状のものは B_z と同様

電流の構造



- 遷移領域で各方向に強い電流が発生 → 磁場の生成
- 遷移領域の下流でも J_z が強い領域が局所的に残る

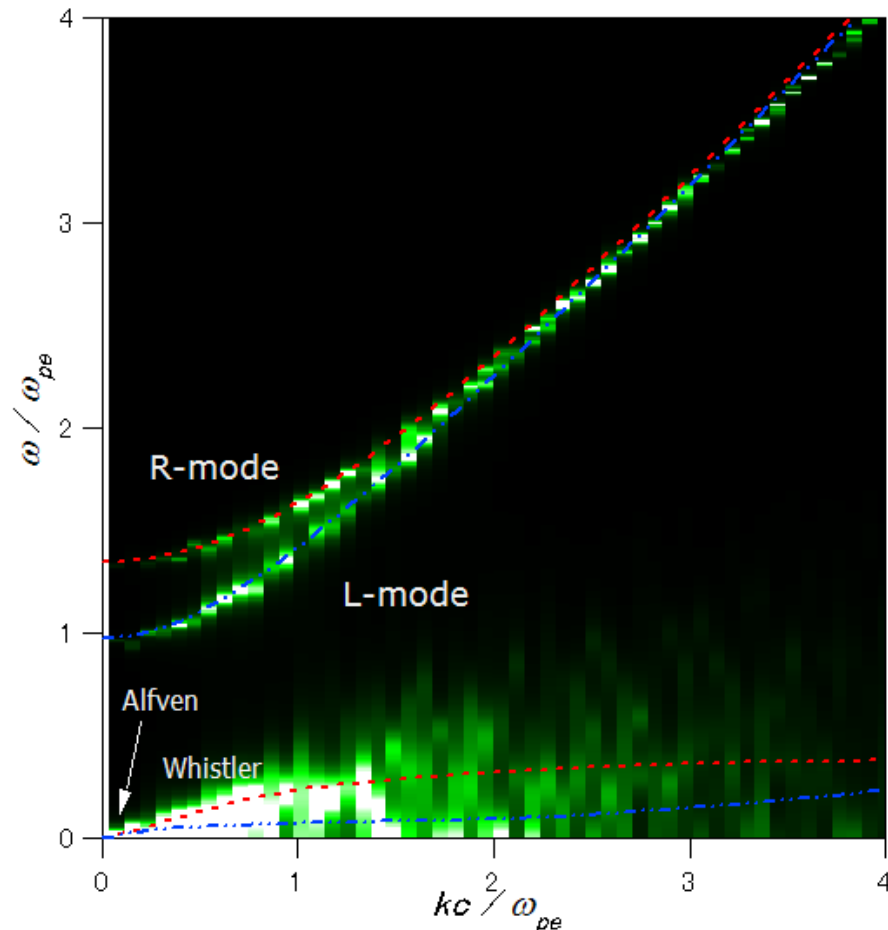
磁場ベクトル



シミュレーション・コードのテスト

線形理論と一致するか確認する

Dispersion Relation of EM wave (Bz)



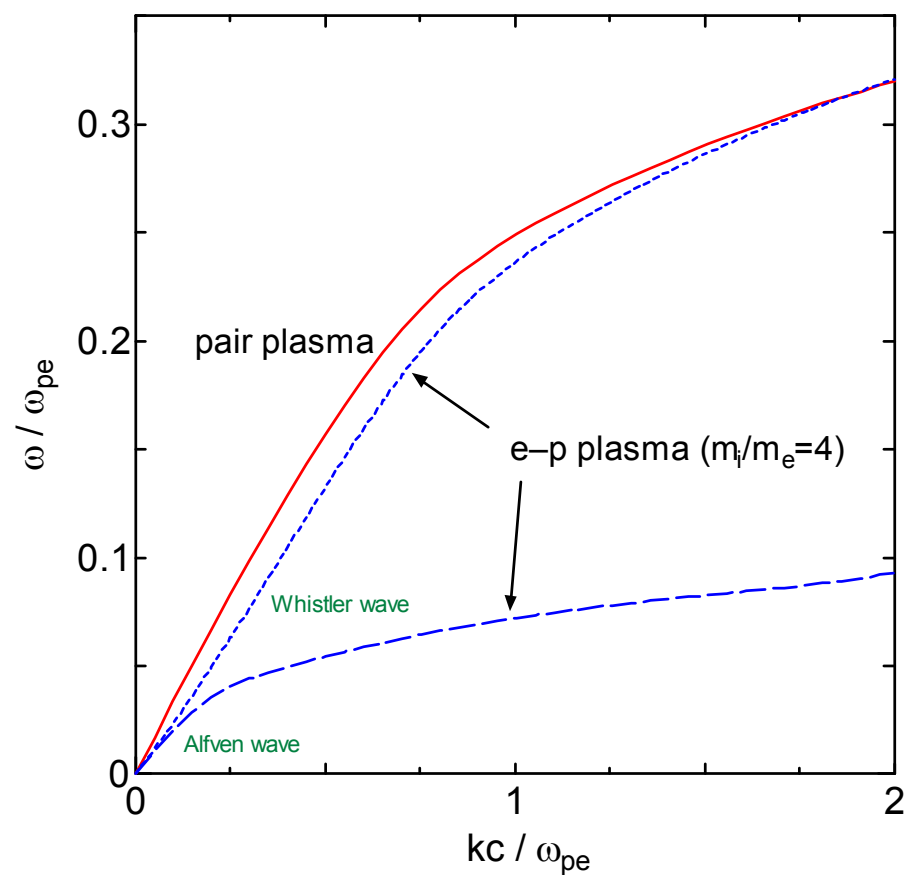
背景磁場に平行に伝わる電磁波モード

- 緑: シミュレーションから得られたパワースペクトル
- 赤・青の点線: 理論曲線

- $m_p/m_e = 4$
- $\omega_{ce}/\omega_{pe} = 0.5$
- $V_{th} = 0.14c$
- 512 x 256 grids
- 160,000 particles

→ 良く一致する

電子・陽電子プラズマ中の Alfvén 波



$$V_A = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{B^2}{4\pi n_e m_e}}$$