

相対論的無衝突衝撃波における高強度電磁波放射と粒子加速

2019/12/26

岩本昌倫¹, 天野孝伸¹, 星野真弘¹, 松本洋介²

[1]東京大学; [2]千葉大学

天体からのコヒーレント放射

黒体放射

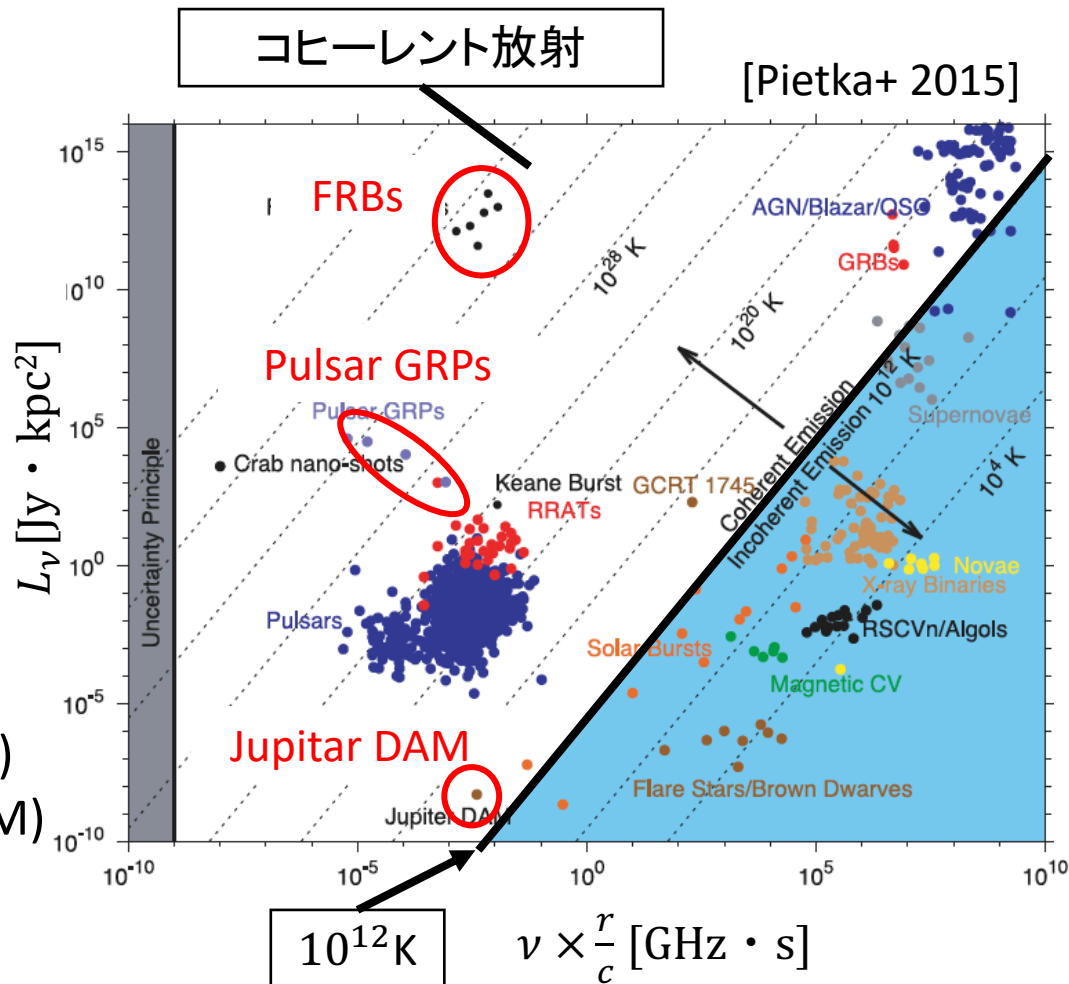
$$L_\nu = \frac{2k_B T_B \nu^2}{c^2} 4\pi r^2$$

T_B : 輝度温度

輝度温度が高い ($T_B > 10^{12} K$)
 → 制動放射やシンクロトロン放射
 では説明できない
 → **コヒーレント放射**

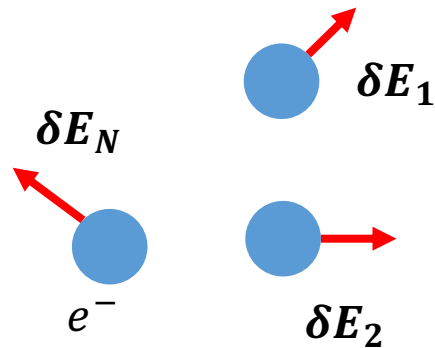
- ✓ 高速電波バースト (FRB)
 - ✓ パルサーの巨大電波パルス (GRP)
 - ✓ 木星のデカメートル電波放射 (DAM)
- などはコヒーレント放射

特にFRBは放射源・放射機構ともに未解明

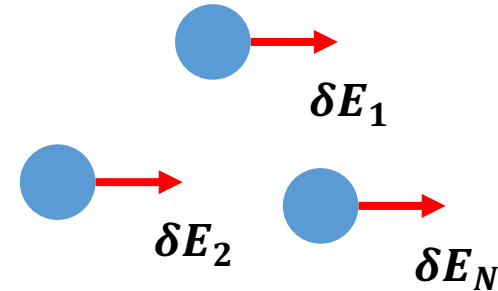


コヒーレント放射とインコヒーレント放射

インコヒーレント放射



コヒーレント放射



放射強度

$$\begin{aligned} &\propto |\delta E_1 + \delta E_2 + \dots + \delta E_N|^2 \\ &\sim |\delta E_1|^2 + |\delta E_2|^2 + \dots + |\delta E_N|^2 \\ &= N \times |\delta E|^2 \end{aligned}$$

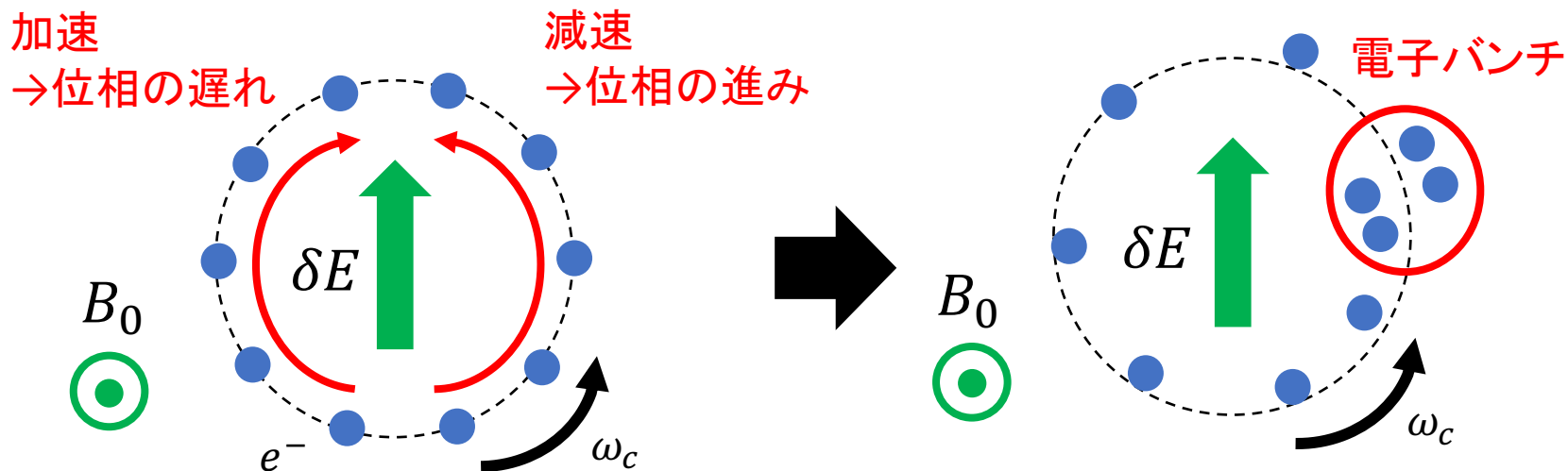
放射強度

$$\begin{aligned} &\propto |\delta E_1 + \delta E_2 + \dots + \delta E_N|^2 \\ &\sim |N\delta E|^2 \\ &= N^2 \times |\delta E|^2 \end{aligned}$$

コヒーレント放射は極めて明るい→輝度温度も高い

どうやって天体プラズマで電子の位相をそろえる？

シンクロトロンメーザー不安定(SMI)

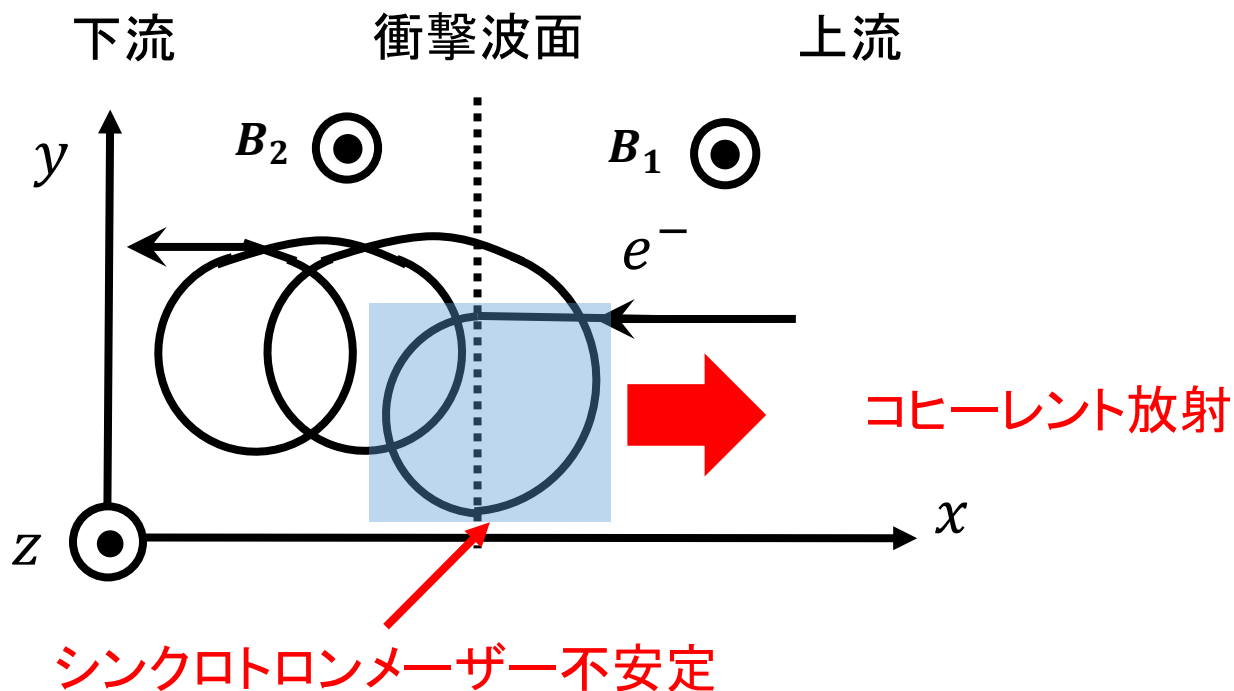


$$\omega_c = \frac{eB}{\gamma mc}$$

- ✓ 電子がリング状の分布をしていると不安定化
- ✓ 木星のデカメートル電波放射の発生機構
- ✓ 電子バンチを自己無撞着に生成→コヒーレント放射

相対論的衝撃波でのSMI

- ✓ 相対論的衝撃波は高強度電磁波を放射する(e.g., Langdon+ 1988)
- ✓ 衝撃波面にリング状の速度分布を形成
→SMIによるコヒーレント放射 (Hoshino & Arons 1991)



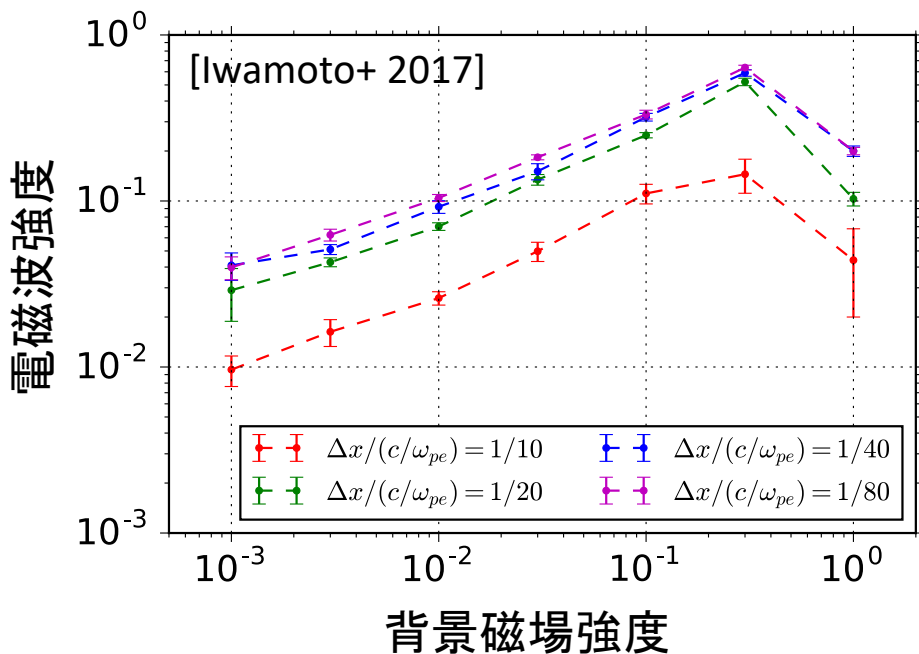
相対論的衝撃波におけるSMIの問題点

問題点

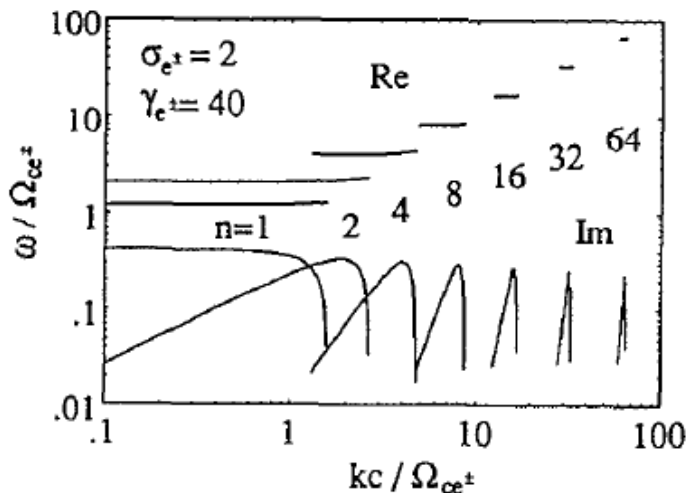
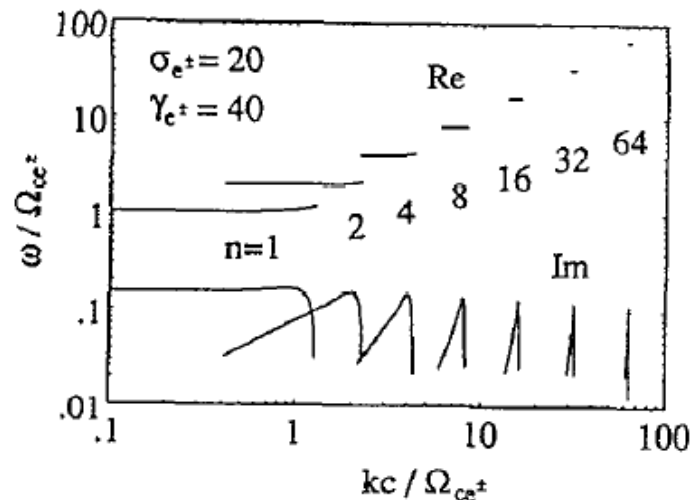
多次元系では衝撃波面の非一様性がリング分布を乱しコヒーレント放射は持続しない?

(Sironi & Spitkovsky 2009)

SMIは高調波を励起(Hoshino & Arons 1991)
→ 先行研究は解像度が不十分



[Hoshino & Arons 1991]



シミュレーション設定

第一原理に基づくPICコード(Ikeya&Matsumoto 2015)を使用

定数

- ✓ 時間ステップ:

$$\omega_{pe}\Delta t = 1/40$$

- ✓ 格子幅:

$$\Delta x/(c/\omega_{pe}) = 1/40$$

- ✓ 1セルあたりの粒子数:

$$N_1\Delta x^2 = 64$$

- ✓ 上流のローレンツ因子:

$$\gamma_1 = 40$$

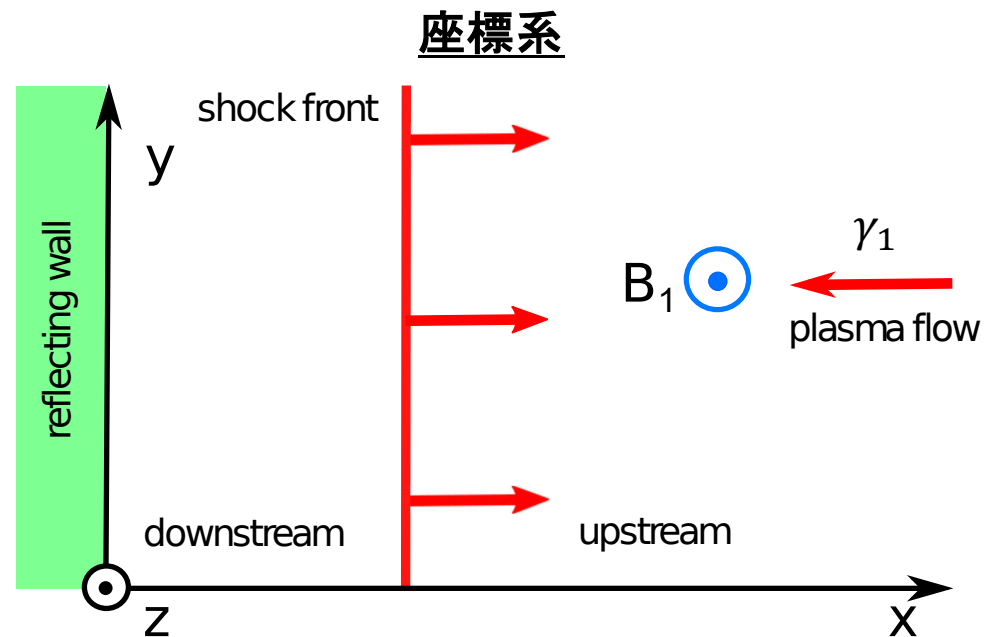
変数

- ✓ 質量比

$$\frac{m_i}{m_e} = 1,50 \text{ (電子・陽電子プラズマ/電子・イオンプラズマ)}$$

- ✓ 背景磁場強度

$$\sigma_e \equiv \frac{B_1^2}{4\pi\gamma_1 N_1 m_e c^2}, \sigma_i \equiv \frac{B_1^2}{4\pi\gamma_1 N_1 m_i c^2}$$



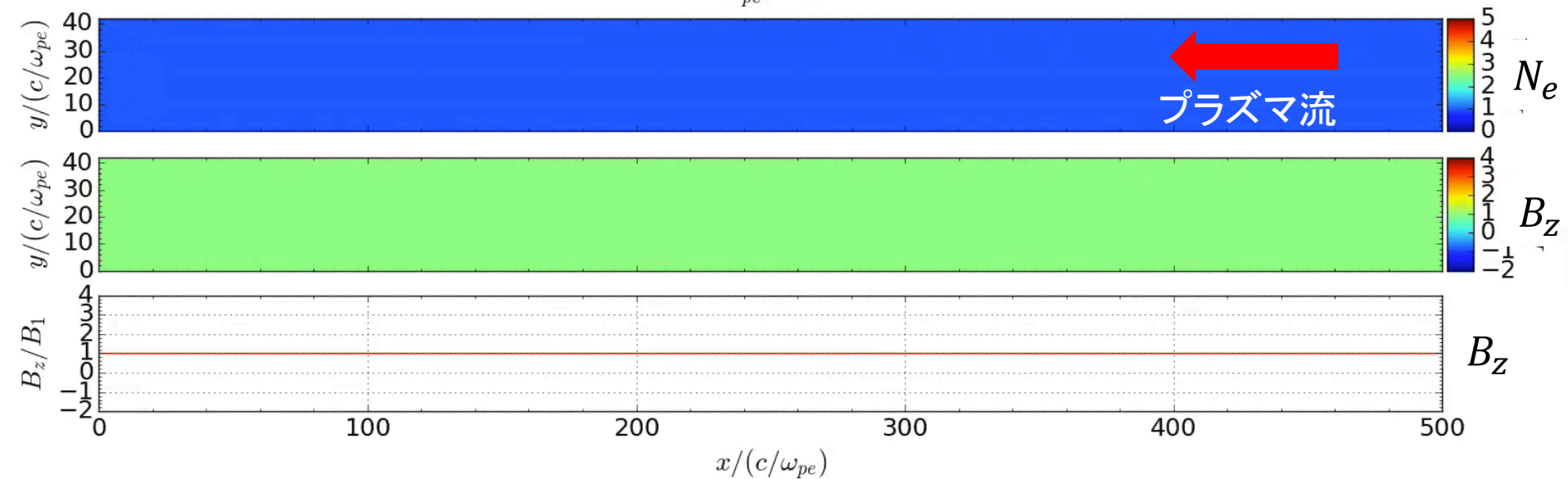
計算結果：電子・陽電子プラズマ

$$\sigma_e = 3 \times 10^{-3}$$

←下流

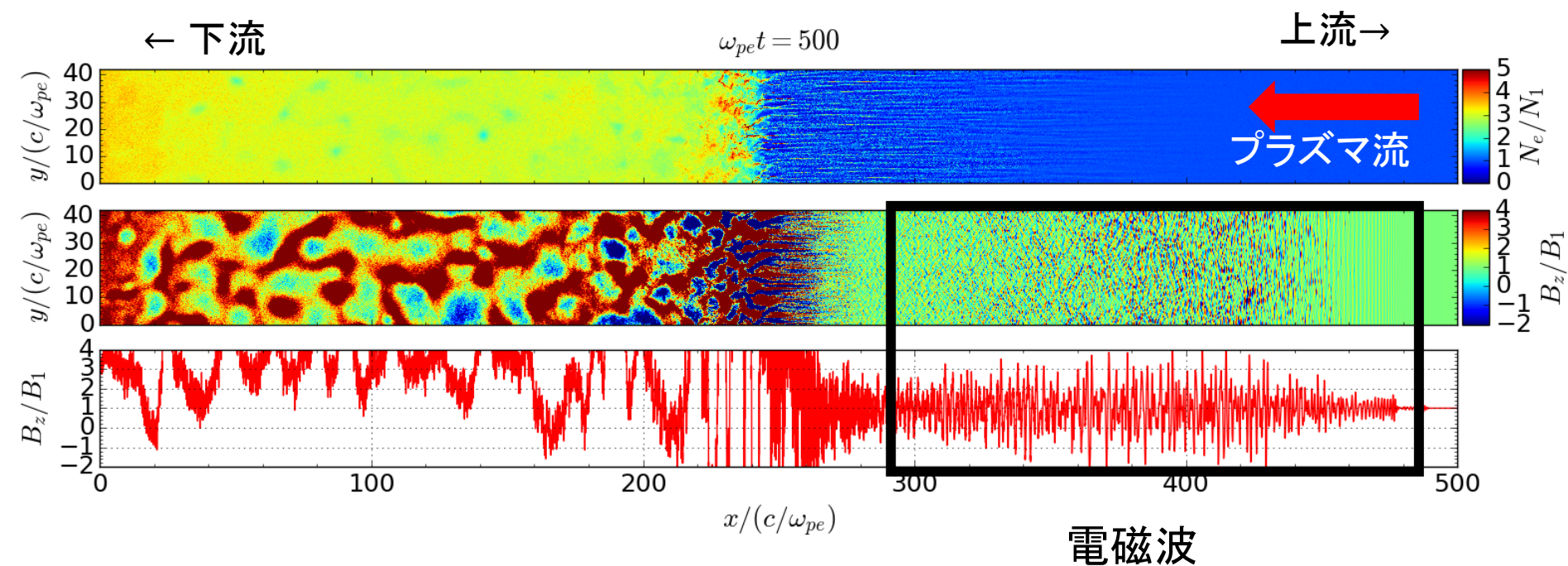
$$\omega_{pe}t = 0$$

上流→



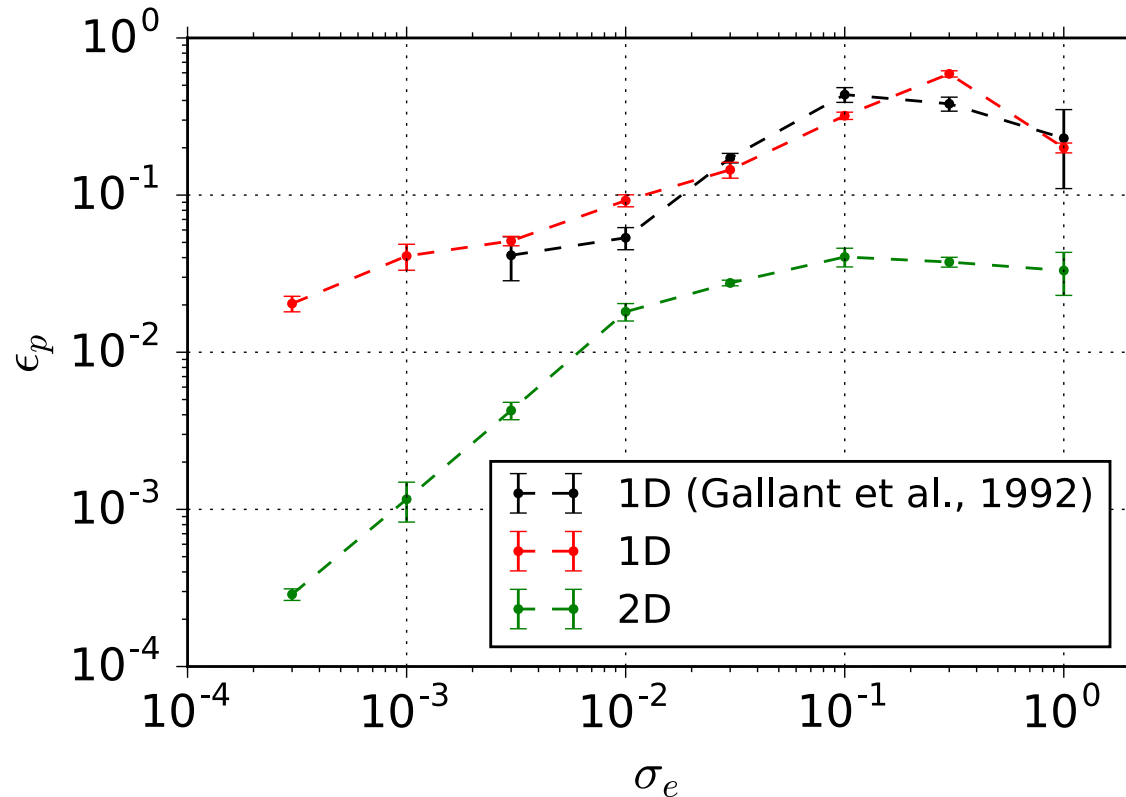
計算結果：電子・陽電子プラズマ

$$\sigma_e = 3 \times 10^{-3}$$



多次元系でも大振幅電磁波は励起可能

放射効率:1次元 vs 2次元

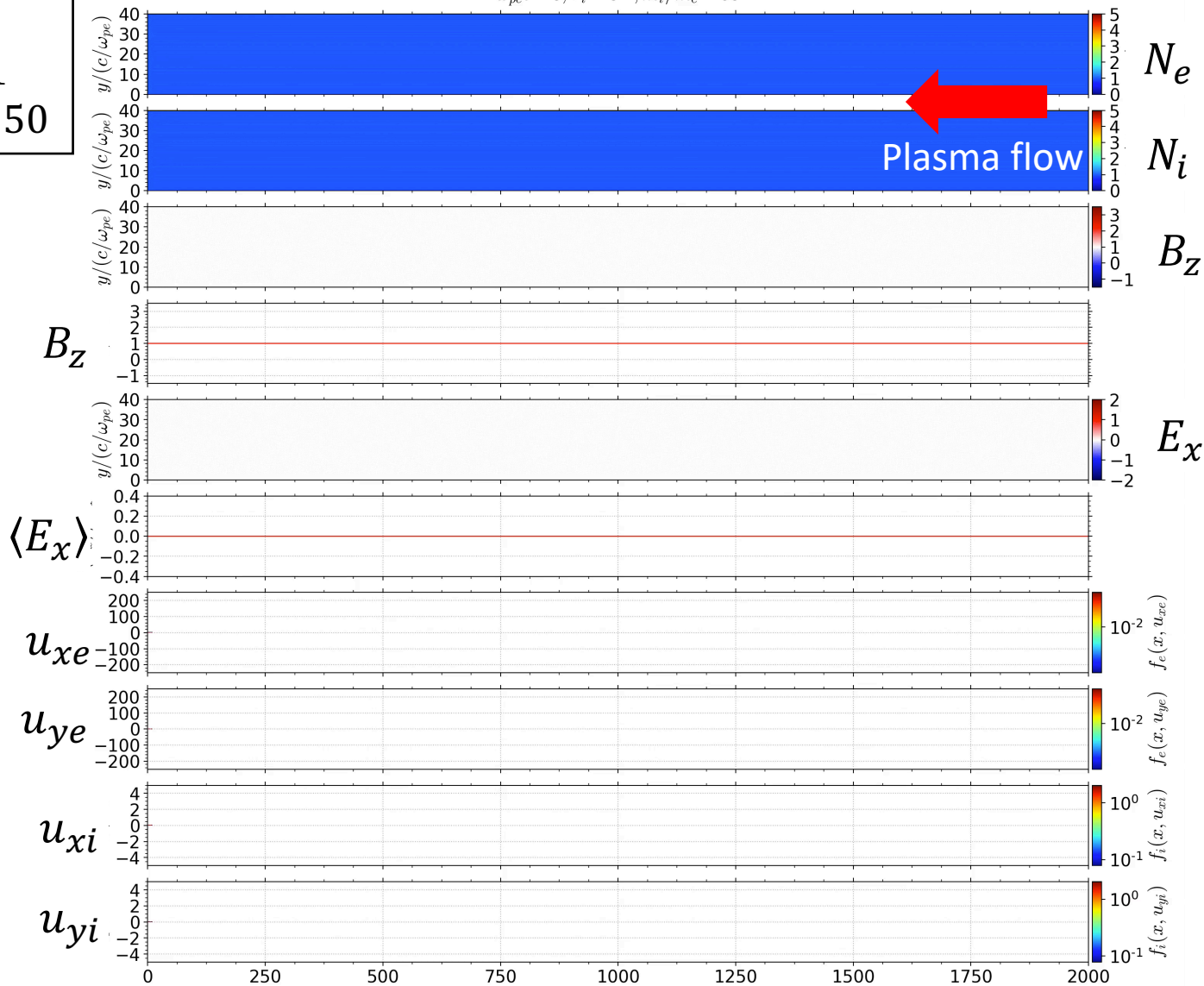


- ✓ 2次元系の放射強度は1次元系よりも小さくなる
 - 衝撃波の非一様性に起因
 - $\sigma_e < 10^{-2}$ では2次元系のみ新たな不安定が励起してより非一様に
→放射強度のさらなる低下
- ✓ 幅広い σ_e で高強度コヒーレント放射が励起可能

計算結果：電子・イオンプラズマ

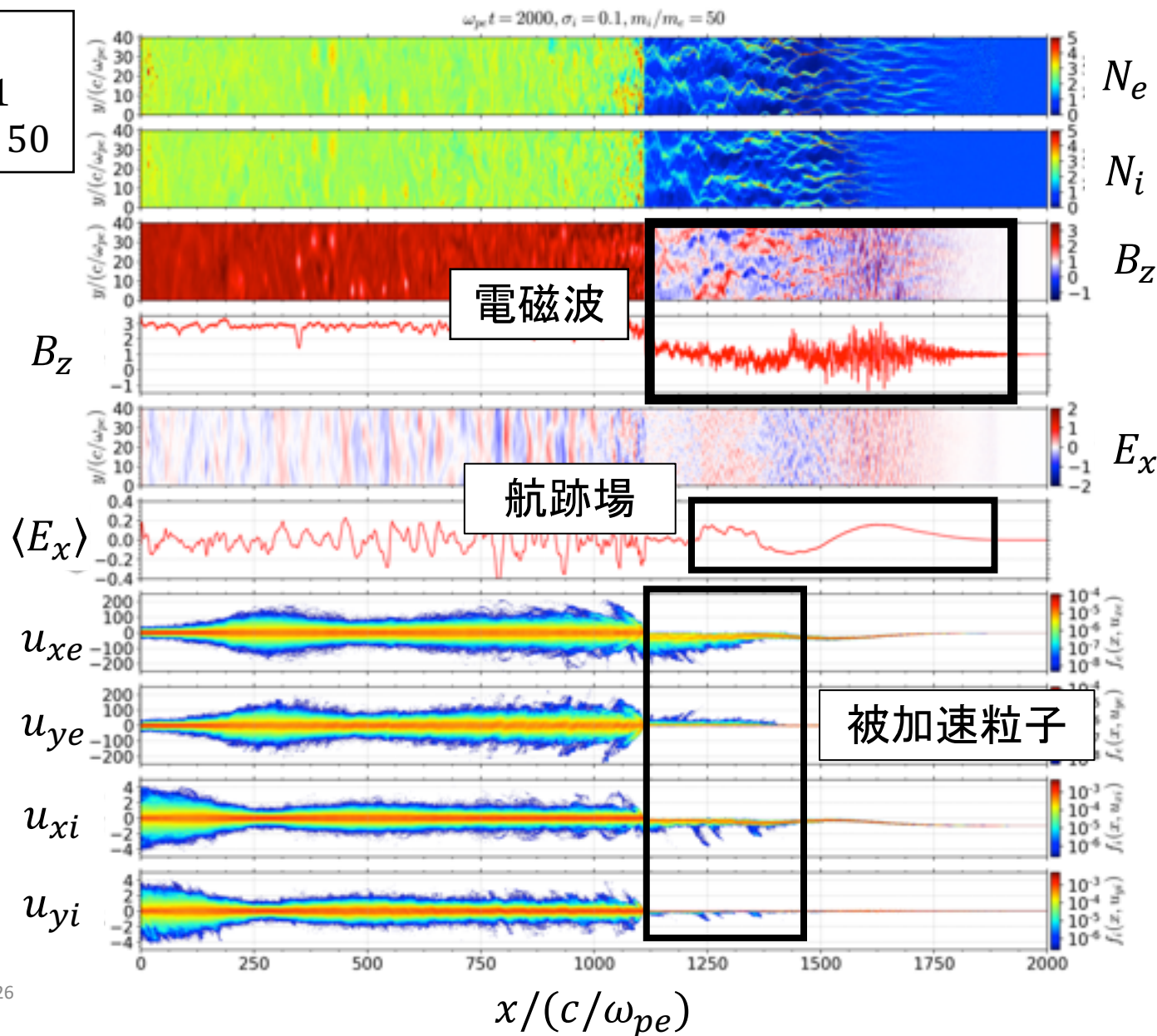
$\sigma_e = 5$
 $\sigma_i = 0.1$
 $m_i/m_e = 50$

$\omega_{pe}t = 0, \sigma_i = 0.1, m_i/m_e = 50$



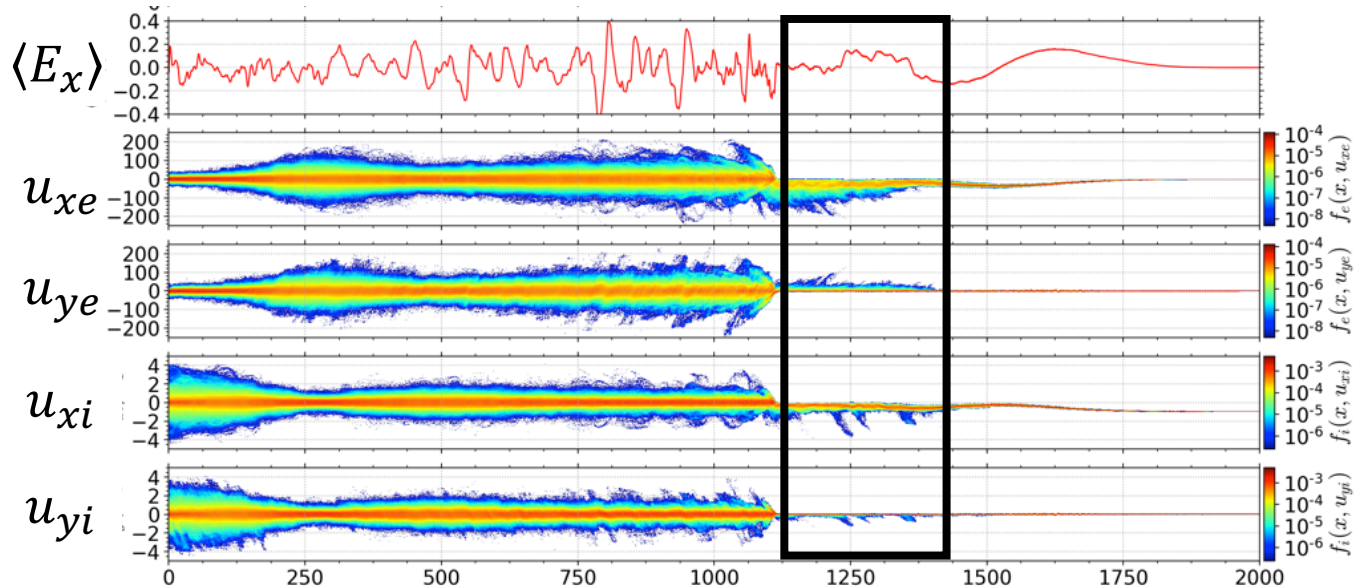
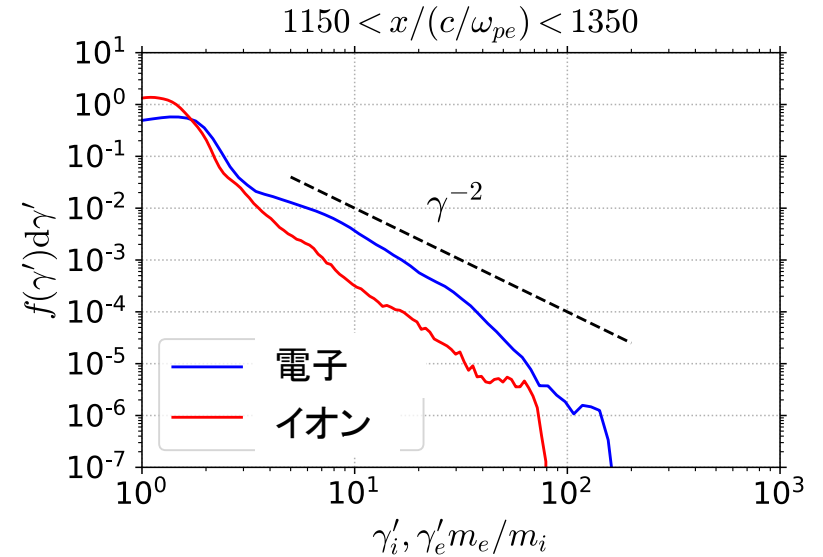
計算結果：電子・イオンプラズマ

$\sigma_e = 5$
 $\sigma_i = 0.1$
 $m_i/m_e = 50$



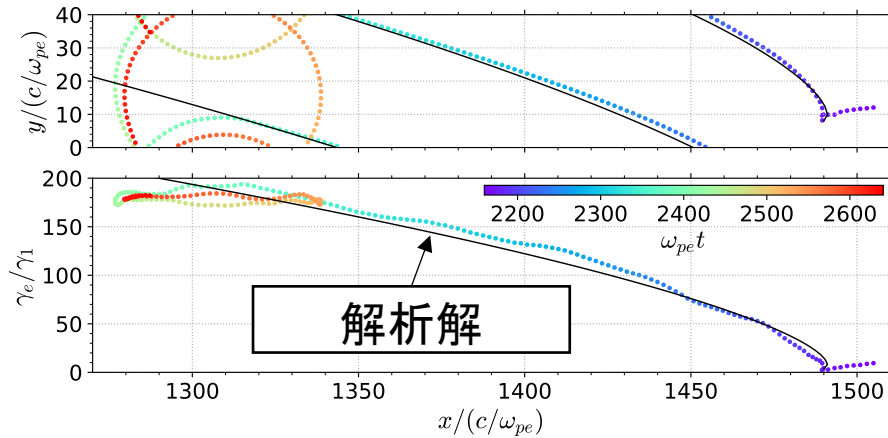
粒子のエネルギースペクトル

- ✓ 非熱的な電子とイオンが衝撃波上流で生成される
- ✓ ベキ型の分布を形成
- ✓ 電子とイオンがエネルギーを等分配

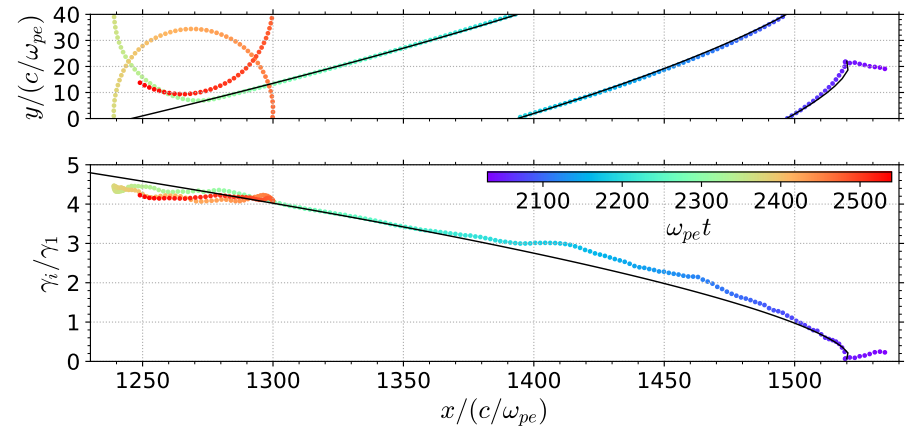


非熱的粒子の軌道

電子



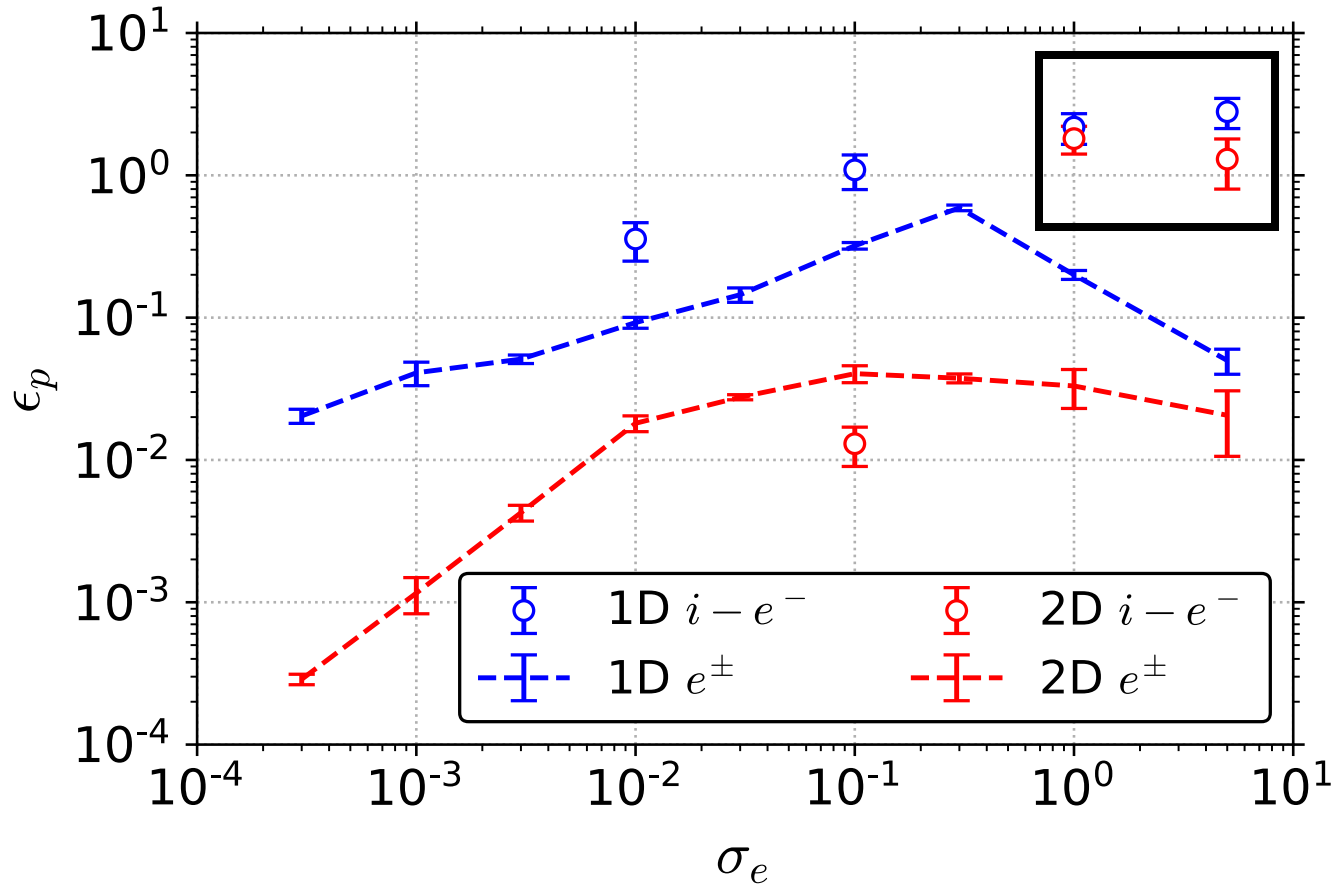
イオン



- ✓ $v \times B$ 電場による加速のみを考慮した解析解と一致
- ✓ 航跡場で十分に減速された粒子はバルクから外れ、誘導電場を感じる
- ✓ 最高到達エネルギーは解析解から

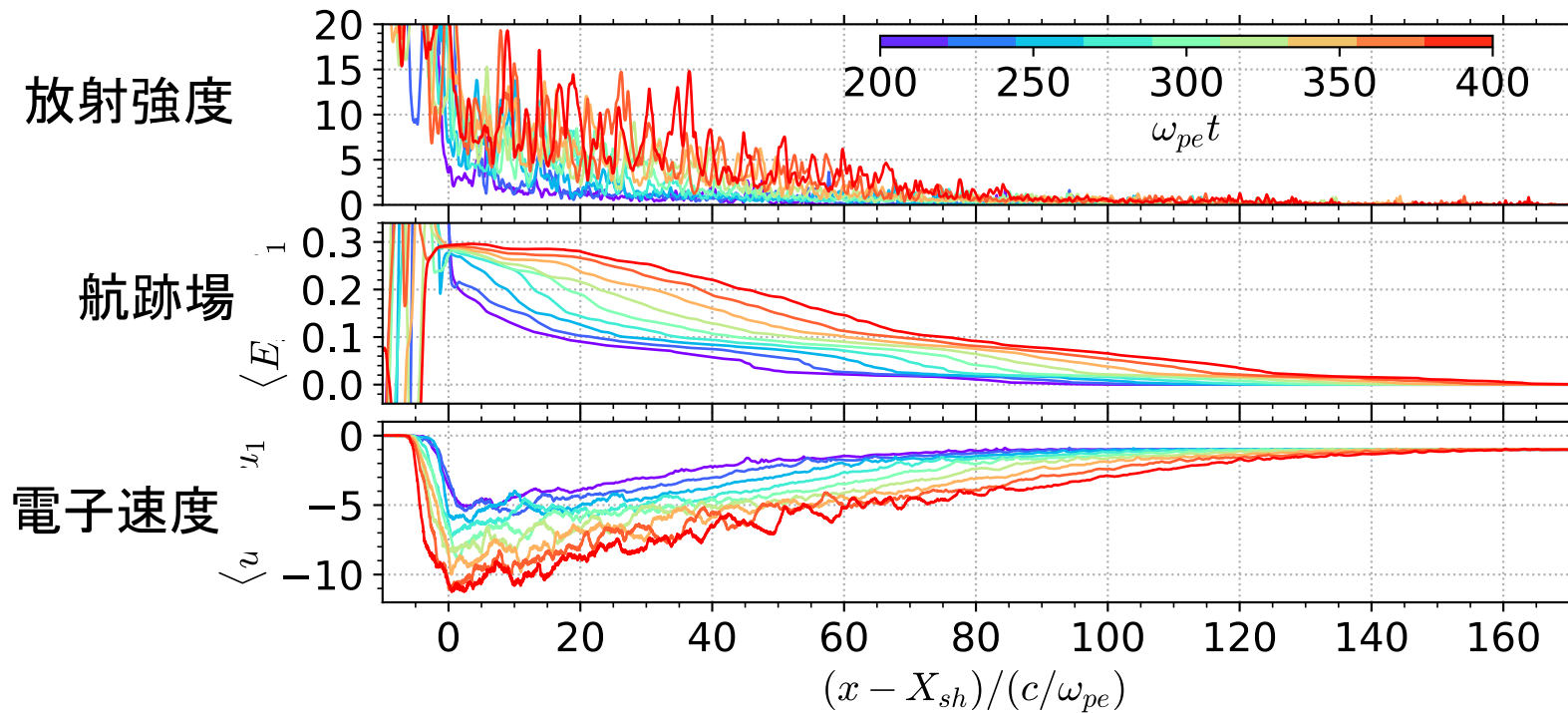
$$\gamma_{max} \sim \gamma_1^2$$

放射効率: 電子・陽電子系 vs 電子・イオン系



$\sigma_e \gtrsim 1$ で放射強度の急激な増幅 → イオンと電子のカップリング

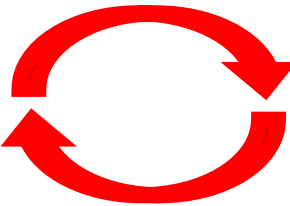
正のフィードバック



$\gamma_e \uparrow$

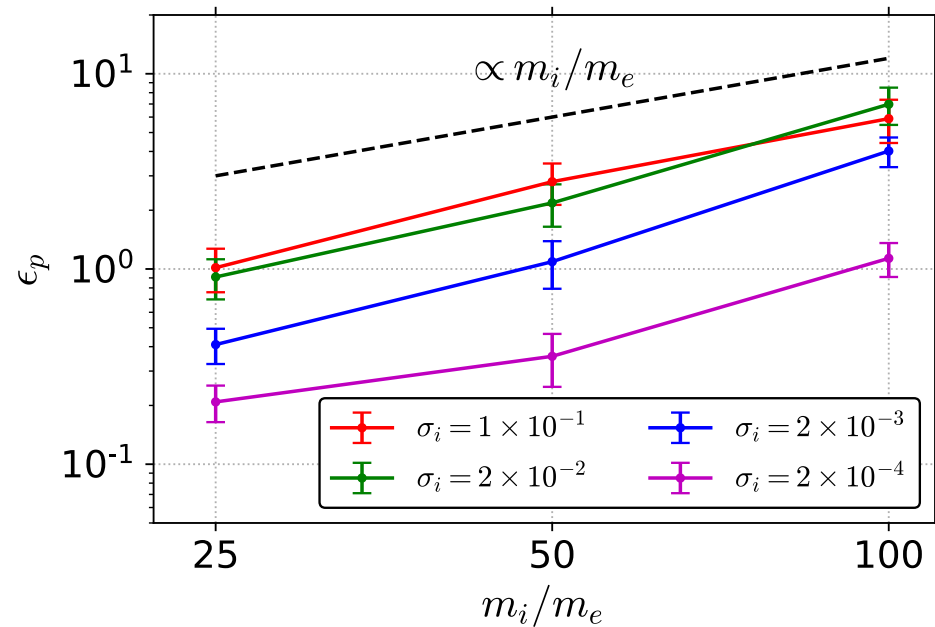
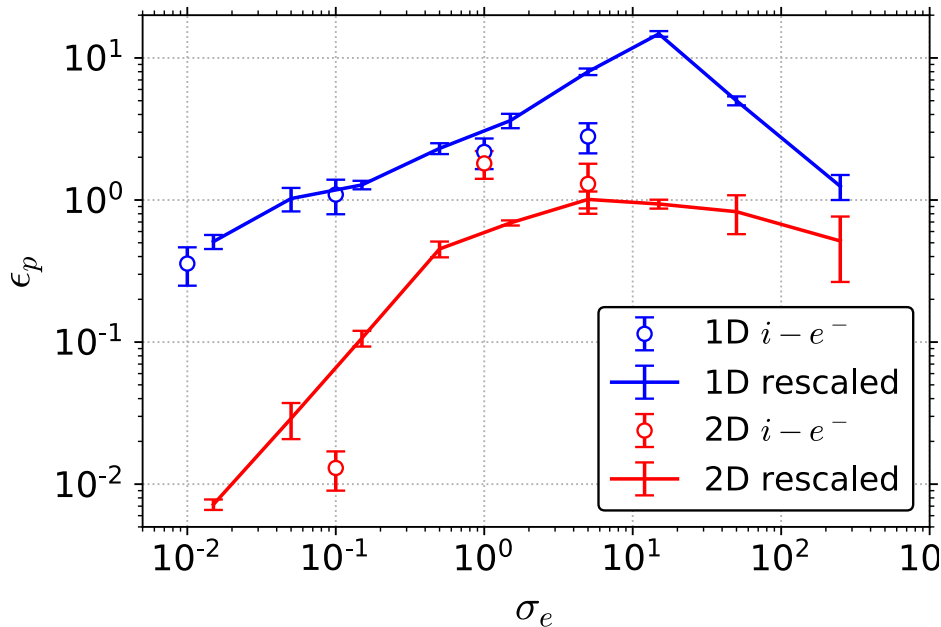
航跡場強度↑

自由エネルギー↑



放射効率↑

放射強度の再スケール



- ✓ 電子とイオンが上流でエネルギーを等分配
→実効的なローレンツ因子: $\gamma^* = \frac{m_i}{m_e} \gamma$

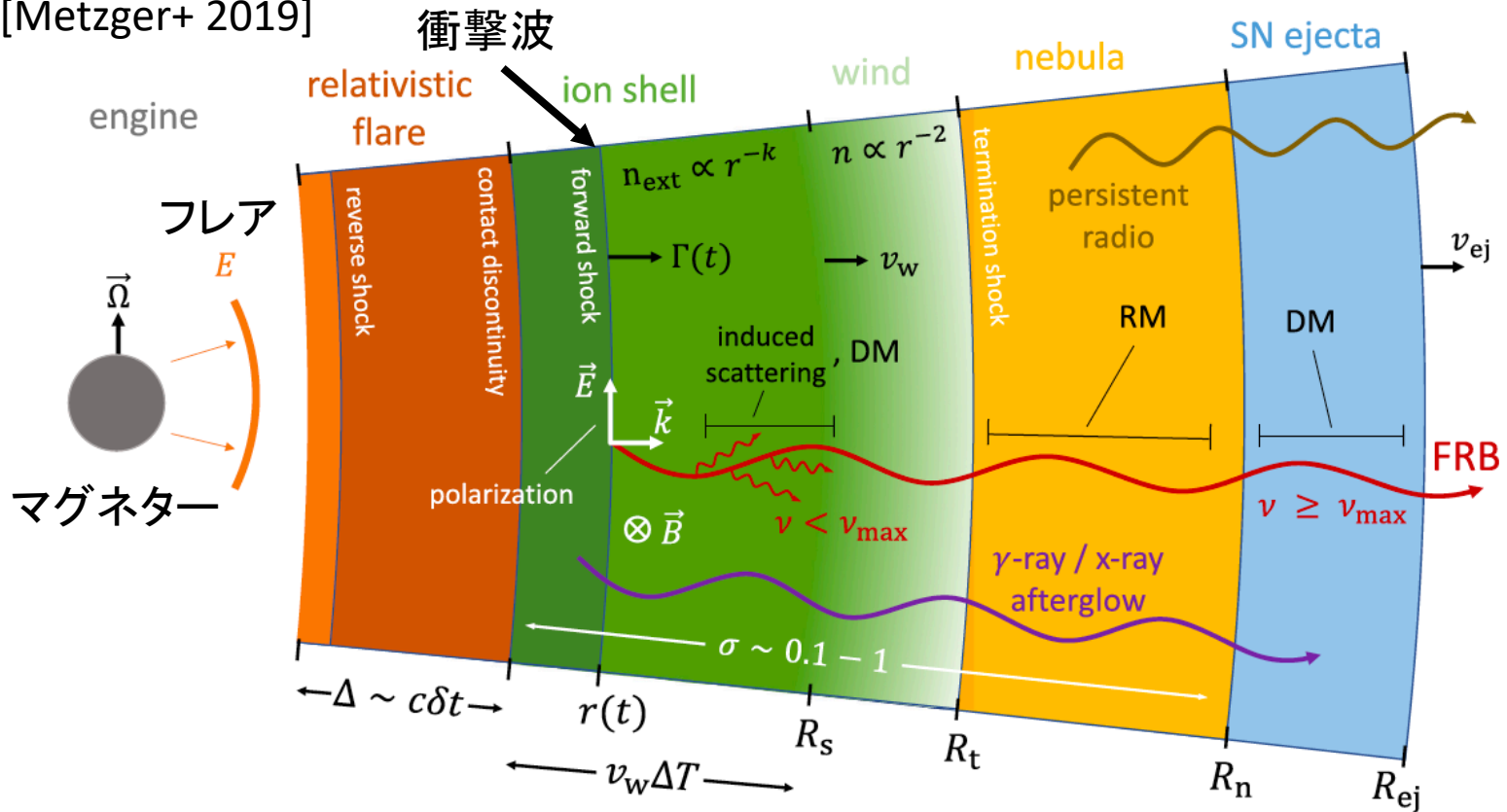
- ✓ 再スケールした放射効率:

$$\epsilon_p^{ie}(\sigma_e) = \frac{m_i}{m_e} \epsilon_p^{pair} \left(\frac{m_i}{m_e} \sigma_e \right)$$

→電子・イオンの放射強度をうまく説明

FRBへの応用

[Metzger+ 2019]



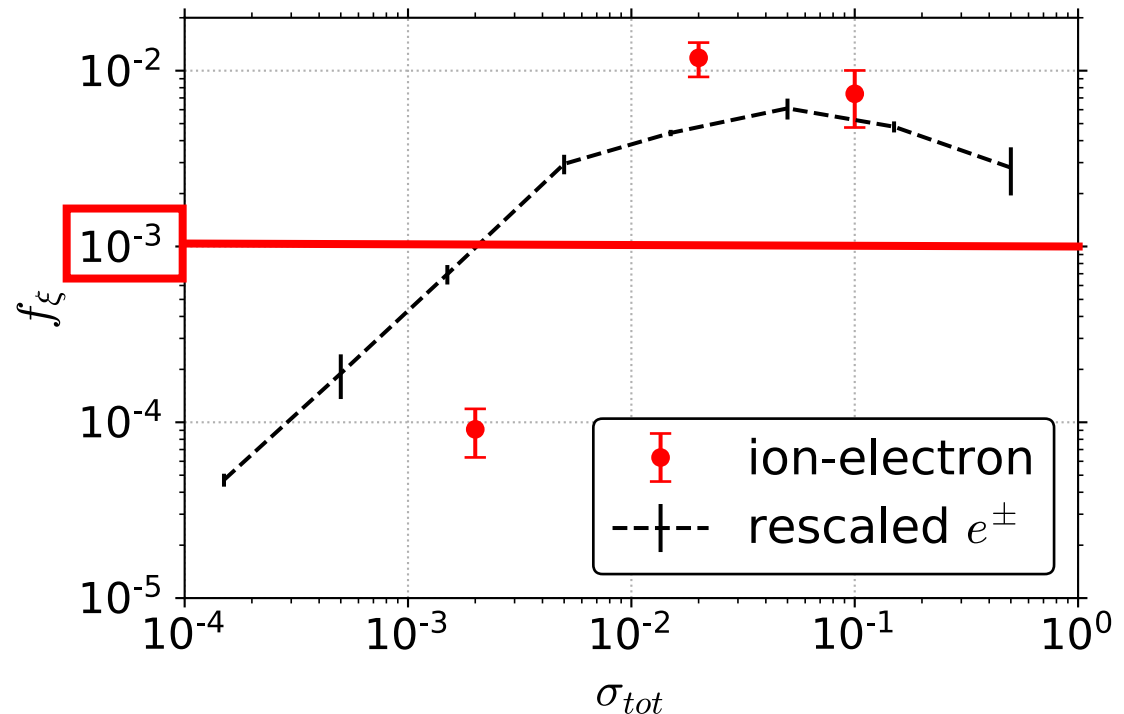
- ✓ マグネターからのフレアが相対論的衝撃波を形成→SMIによるコヒーレント放射 (Lyubarsky 2014; Beloborodov 2017; Plotnikov & Sironi 2019; Metzger+ 2019; Margalit+ 2019)
- ✓ 電子バンチの存在を仮定しなくてよい

FRBへの応用

$$f_{\xi} = \frac{\text{上流に放射されるエネルギー}}{\text{衝撃波に流入する全エネルギー}} > 10^{-3}$$

が $\sigma_{tot} = 0.1 - 1$ で満たされればSMIでFRBの観測を説明可能
(Margalit+ 2019)

幅広い σ_{tot} で $f_{\xi} > 10^{-3}$
→SMIはFRBに適用可能？



まとめ

高解像度計算を用いて相対論的衝撃波でのシンクロトロンメーザー放射と粒子加速を解析

- ✓ 多次元系でもコヒーレント放射は生じる
- ✓ 電子・イオンプラズマでは放射効率が電子とイオンのカップリングにより劇的に増大
- ✓ 航跡場で十分に減速された粒子は誘導電場で加速され、上流で非熱的な分布を形成
- ✓ 最高到達エネルギーは $\gamma_{max} \sim \gamma_1^2$
- ✓ SMIの放射効率はFRBを十分に説明できる