

# 相関を持つMHD構造による 高エネルギー粒子の加速と拡散

九州大学大学 総合理工学府 別府 賢一郎 羽田 亨

## 1 はじめに

磁気流体 (MHD) 乱流が高エネルギー荷電粒子を散乱する過程は、天体衝撃波による宇宙線のDSA加速など、多くの物理プロセスにおいて本質的な役割を果たしている。散乱体としてのMHD乱流は、位相相関のない波動の重ね合わせとして表現されることが多いが、実際のMHD乱流中には「相関を持つMHD構造」もしばしば観測される。高エネルギー荷電粒子の散乱過程において、MHD乱流がランダム位相であるか否かの違いが粒子の加速・拡散にどのように反映されるのか、は重要で未解決の問題である。

Kuramitsu and Hada (2000, 以下 KH00) は、MHD 孤立波をもちいたテスト粒子計算により、相関を持つMHD構造ではミラー反射のために、高エネルギー荷電粒子が効率よく加速されることを示した。本研究では、以下の3点において彼らの議論を発展させる。

- KH00 では周期境界条件を用いた系の中に、磁場および反磁場方向に伝播するMHD孤立波1つずつのみをもちいて数値計算を行っているが、本研究では、より現実的に、多くの孤立波を統計的に与え、KH00で見出された粒子のフェルミ加速がどの程度おきるのか議論する。
- KH00 よりも長時間計算を行い、高エネルギー荷電粒子の分布関数の漸近的ふるまいについて調べる。

- 加速粒子および波動の相対論効果を考慮した場合について議論する。

## 2 数値実験

### 2.1 モデルと基礎方程式

テスト粒子計算は決められた外場を与え、その中でイオンの運動を追跡するものである。電磁場の下でのイオンの相対論的な運動方程式は  $\gamma = 1/\sqrt{1-(v/c)^2}$ ,  $\mathbf{P} = m_0\gamma\mathbf{v}$  として、

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = q(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B}) \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v} \quad (2)$$

であり、空間を一次元  $\nabla = (\partial/\partial x, 0, 0)$ , 電場を  $E = (0, E_y, E_z)$  とし、磁場は  $B = (B_0, B_y, B_z)$  とする。背景磁場と平行な電場成分は0と過程している。磁場の摂動を円偏波の重ね合わせで記述し、各成分  $(y, z)$  で波数  $k$  について重ね合わせ、さらに偏波の向きと伝搬方向の異なる波動成分  $j$  について足し合わせる。

$$B_y = B_{jk} \cos(kx - \omega_{jk}t + \phi_{jk}) \quad (3)$$

$$B_z = B_{jk} \sin(kx - \omega_{jk}t + \phi_{jk}) \quad (4)$$

$k$  と  $\omega$  は分散関係  $\omega_{jk} = \pm V_A k$  を満たす ( $V_A$  は Alfvén 速度)。振幅  $B_{jk}$  はパワースペクトル  $P_j$  と次の関係を持ち、

$$B_{jk}^2 = P_j(k) \quad (5)$$

$P_j(k)$  は

$$\int_{-\infty}^{\infty} P_j(k) dk = \frac{B_w^2}{4} \quad (6)$$

と規格化し、パワーロータイプ

$$P_j(k) dk = A_j |k|^{-\gamma} \quad (7)$$

とする.

$\phi_{jk}$  は初期位相であり, 異なる波数の間の位相の関係を次式で与える.

$$\phi_{jk}(m+1) = \phi_{ran} + c_\phi (\phi_{jk}(m) - \phi_{ran}) \quad (8)$$

ここで,  $\phi_{ran}$  は 0 から  $2\pi$  までの一様乱数である.  $c_\phi = 0$  でモード間の位相はランダムになり, 実空間でも波形はランダムに見える. 一方  $c_\phi = 1$  のときモード間の位相は全て揃い, 実空間での波形は孤立波的になる (Fig.1).

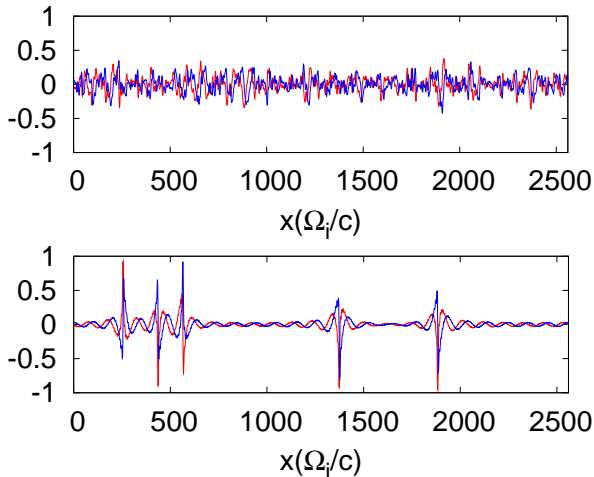


fig. 1: 実空間での磁場の波形. 上図は  $c_\phi = 0$  (乱雑位相乱流), 下図は  $c_\phi = 1$  (孤立波乱流). 赤と青の線はそれぞれ  $B_y, B_z$  を表す.

横方向の電場はマクスウェル方程式を満たすように導入する.  $E_x = 0$  とする.

## 2.2 相対論効果が小さい場合

$$(V_A = 0.01c)$$

ここでは, アンサンブル評価と軌道の解析及び漸近的な振る舞いを乱雑位相乱流と孤立波乱流の場合で比較する.

Fig.2 はテスト粒子計算によるアンサンブル評価である. 乱雑位相乱流の波動のエネルギーが小さい場合, 準線形理論で説明できることがわかる. 波動のエネルギーが大きくなると準線形理論よりも拡散係数は大きくなり, 孤立波乱流の方が若干拡散係数が大きくなっていることがわかる. しかし, 両者に顕著な違いは見られない.

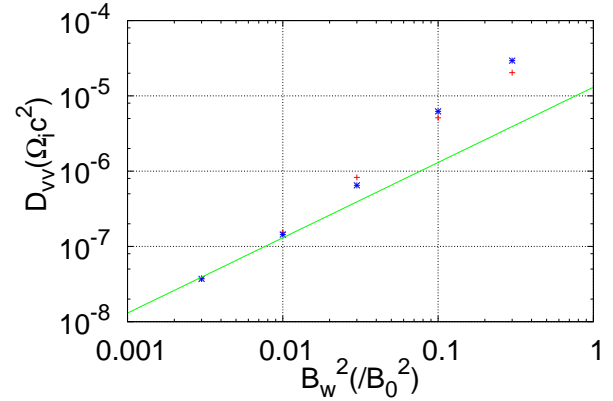


fig. 2: アンサンブル評価. 縦軸, 横軸はそれぞれ拡散係数, 波動の全エネルギーである. 赤と青の点, 緑の線はそれぞれ乱雑位相乱流, 孤立波乱流, 準線形理論を表す

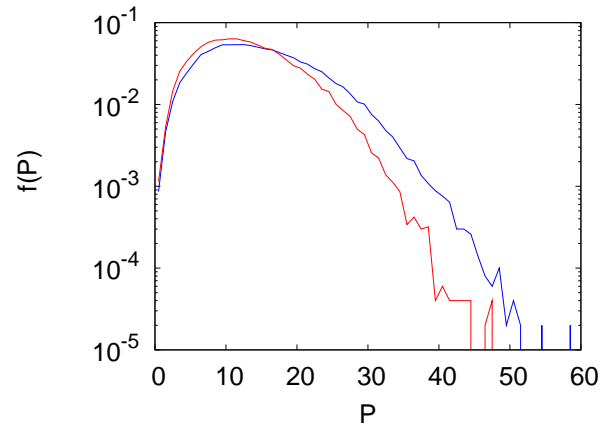


fig. 3:  $t=2560$  における漸近的な振る舞い. 赤と青の線はそれぞれ, 乱雑位相乱流と孤立波乱流の場合である.

Fig.3 は分布関数の漸近的な振る舞いを示しており, 孤立波乱流において高エネルギーに加速された粒子が見られる. 分布関数の漸近形については今後詳細な議論を行う予定である.

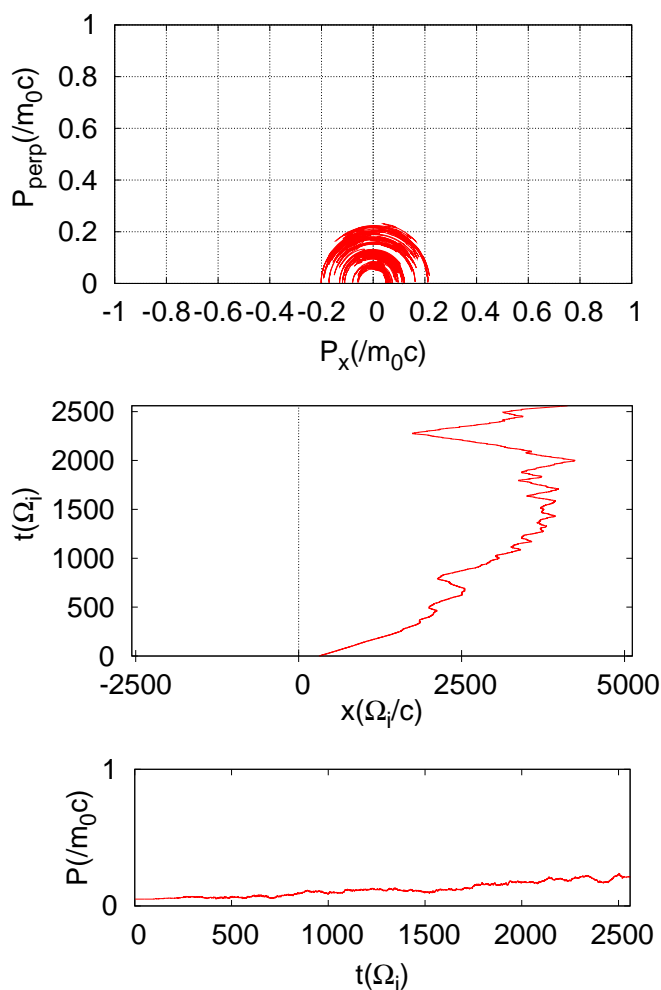


fig. 4: 乱雑位相乱流の場合の運動量拡散, 粒子軌道, 運動量変化の時系列

次に両者の運動量拡散, 粒子軌道, 運動量変化の時系列を示す (Fig.4, Fig.5). 乱雑位相乱流では, ピッチ角散乱を繰り返しながら拡散していく. 一方, 孤立波乱流では, ミラー反射を繰り返しながら拡散され, 孤立波と正面衝突を繰り返すところで大きなエネルギーを得て加速されていることがわかる.

相対論効果が小さい場合, 予想通り KH00 と同様の結果が得られる.

### 2.3 強相対論的な場合 ( $V_A = 0.99c$ )

波と同じ速度で動く系 (パルス系) から見ると, 磁場が変化しないために電場が0になり,

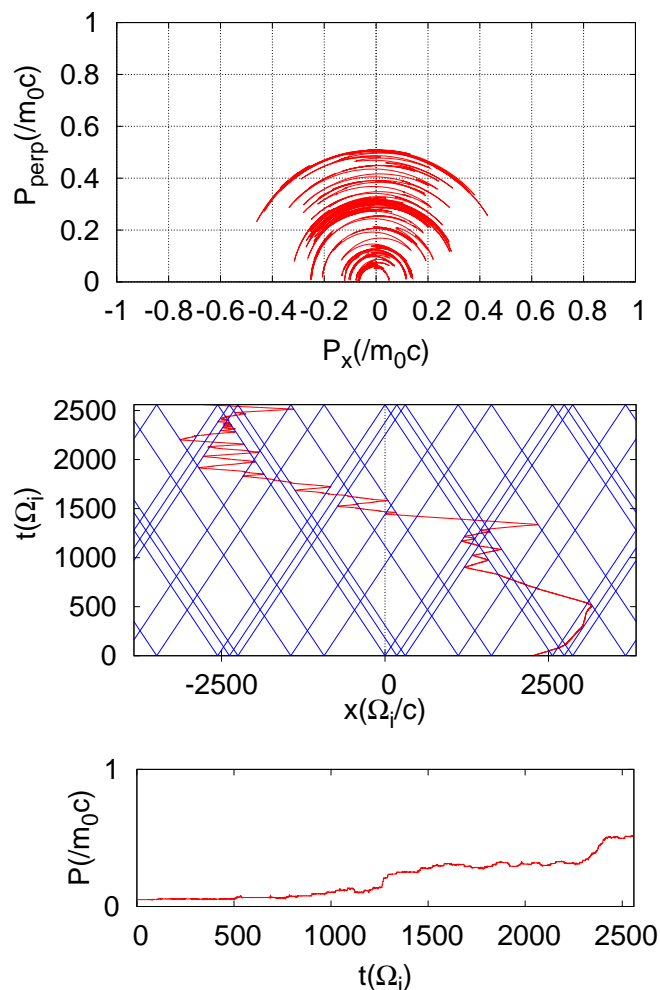


fig. 5: 孤立波乱流の場合の運動量拡散, 粒子軌道 (青の線は孤立波の位置), 運動量変化の時系列

そのため粒子のエネルギーは保存する. 相対論効果が大きくなるにつれて, パルス系での等エネルギー面は実験室系では楕円に変形していく.

強相対論的な場合のテスト粒子計算の結果を Fig.6, Fig.7 に示す.

孤立波での反射は見られなくなり, 運動量拡散, 速度拡散ともパルス系での等エネルギー面上に乗っている. このため, 初期の perp 方向・para 方向の加速, その後の加速は波と粒子の非断熱的な相互作用であると理解できる.

漸近的な振る舞い (Fig.8) では孤立波乱流と乱雑位相乱流で大きな違いが見られる.

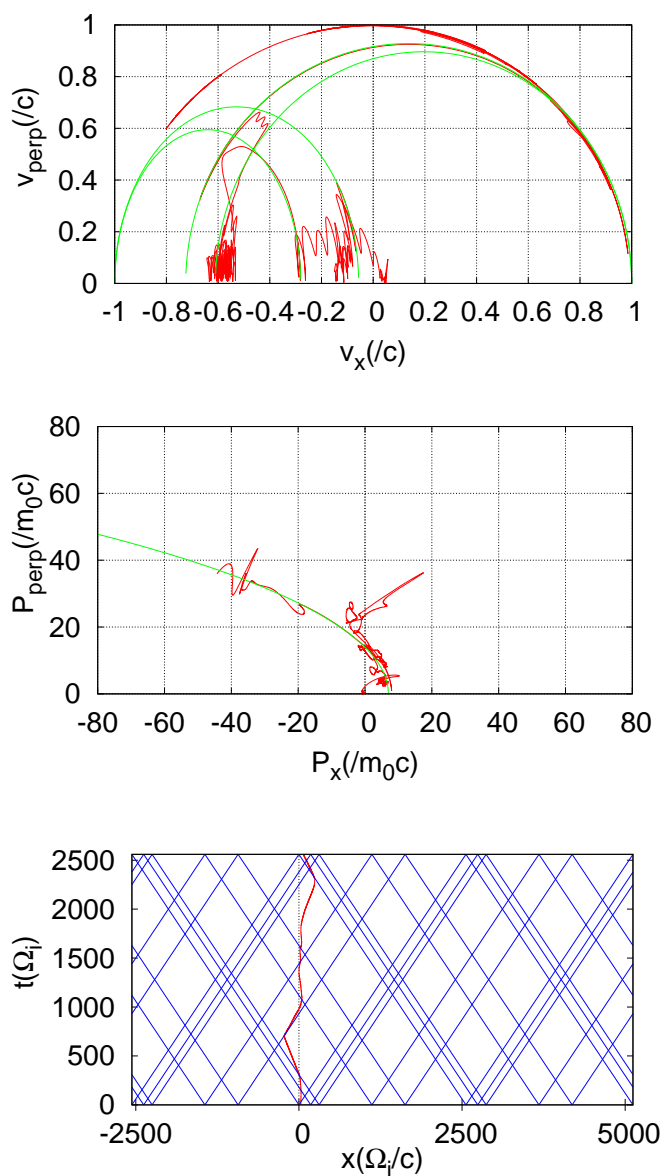


fig. 6: 孤立波乱流における運動量拡散, 速度拡散, 粒子軌道. 緑の線はパルス系での等エネルギー面である.

### 3 議論

相対論効果が小さい場合, 粒子は孤立波で反射を繰り返すことで効率よく加速され, KH00 と同じ結果が得られる.

強相対論的な場合, 孤立波での粒子は反射はなくなり, 加速過程は波と粒子の非断熱的な相互作用として理解できる. 今後は, 相対論的な場合の孤立波と粒子の相互作用 (Fig.9) を解析し, 加速過程の詳細な議論を行う.

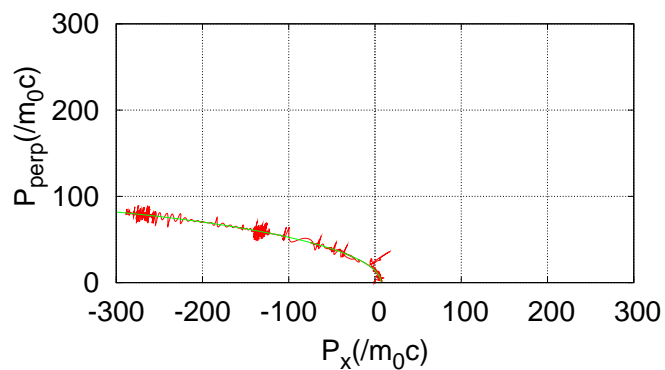


fig. 7: さらに 10 倍の長時間計算を行った場合の運動量拡散.

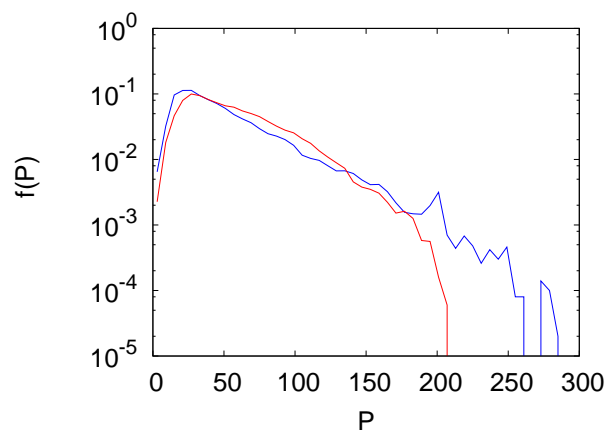


fig. 8:  $t=2560$  における漸近的な振る舞い. 赤と青の線はそれぞれ, 乱雑位相乱流と孤立波乱流の場合である.

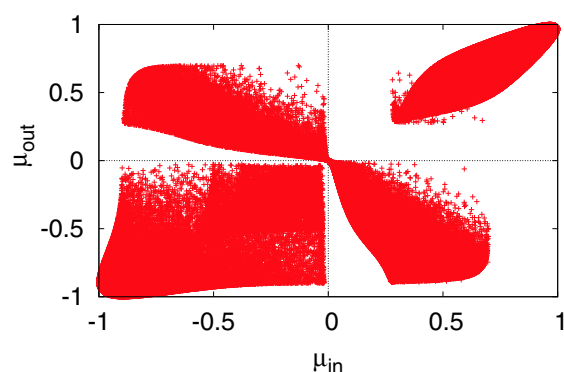


fig. 9: 孤立波との相互作用によるピッチ角の変化