

太陽風中を伝播する有限振幅磁気流体波動のヴラソフシミュレーション : Vlasov-Hall-MHDコードの開発

神代, 天
九州大学総合理工学府大気海洋環境システム学専攻

羽田, 亨
九州大学総合理工学研究院流体環境理工学部門

成行, 泰裕
高知工業高等専門学校電気工学科

梅田, 隆行
名古屋大学太陽地球環境研究所

<https://doi.org/10.15017/14608>

出版情報 : 九州大学大学院総合理工学報告. 30 (1), pp.64-70, 2008-06. 九州大学大学院総合理工学府
バージョン :
権利関係 :



太陽風中を伝播する有限振幅磁気流体波動のヴラソフシミュレーション：Vlasov-Hall-MHD コードの開発

神代 天^{*1,†} ・ 羽田 亨^{*2} ・ 成行 泰裕^{*3} ・ 梅田 隆行^{*4}

(平成20年5月8日 受理)

Vlasov simulation of finite amplitude magnetohydrodynamic in solar wind: Development of Vlasov-Hall-MHD code

Takashi KUMASHIRO, Tohru HADA, Yasuhiro NARIYUKI and Takayuki Umeda

[†]E-mail of corresponding author: *kuma-taka@esst.kyushu-u.ac.jp*

Vlasov simulation is a method to solve time evolution of a plasma by directly time advancing the distribution function in the position-velocity phase space. Unlike conventional PIC (particle-in-cell) simulations using finite number of particles, the Vlasov simulation is free from thermal (numerical) noise, and thus is advantageous in analyzing fine details of nonlinear plasma phenomena. With this background in mind, we have developed a new Vlasov simulation code (1-d in space, 3-d in the velocity space), in order to study basic properties of nonlinear evolution of magnetohydrodynamic (MHD) waves in the solar wind. In contrast to traditional Vlasov simulations in which electron waves are of major concern, our simulation code focuses on solving plasma behavior around the ion scales, assuming the massless electron fluid. Since we mainly deal with low frequency MHD waves propagating quasi-parallel to the background magnetic field, cyclotron coupling can be assumed to be weak for parameters typical to the solar wind. Thus the Vlasov equation is solved only along the longitudinal direction whereas the MHD equations are solved for the transverse directions. Propagation of Alfvén and ion acoustic waves in the simulation is shown to satisfy theoretically obtained dispersion relations. Some results on parametric decay instability of Alfvén waves are also presented.

Key words : *Vlasov simulation, Hall-MHD, Alfvén waves, Parametric instabilities, Solar wind*

1. 緒 言

ヴラソフシミュレーションは、マックスウェル方程式とともに Vlasov 方程式を用いて位相空間内における分布関数の時間発展を直接解くことによりプラズマの振る舞いを求める安定な解析手法である¹⁾。プラズマの運動論的応答を調べるためのシミュレーション方法としては PIC (particle-in-cell) 等の粒子シミュレーションが広く使われているが、この方法ではセルあたりの粒子数が有限個であることに起因する統計的ゆらぎ(熱ゆらぎ)を避けることができず、数値的ノイズを低く抑えるためにはそれに見合った多くの粒子数が必要である。このように分布関数を多数の粒子集団により表現する粒子シミュレーションに対し、ヴラソフシミュレーションでは離散化された実空間と速度空間における関数として分布関数を表現するため熱ゆらぎは存在せず、したがって粒子シ

ミュレーションではノイズに隠れて見えない微細な情報を得ることができるという特長がある。その一方、特に多次元計算では莫大な計算機資源を必要とすることが欠点であるが、近年の計算機能力の向上および計算スキームの発展改良にともない、比較的大型の計算が実現されつつあり、今後もさらに応用範囲が広がることが期待されている。

このような背景のもと、我々は宇宙プラズマ中磁気流体(MHD)波動、特に太陽風中を準平行伝播するアルフヴェン波動の非線形長時間発展を精度よく解析することを目的とし、これに適したヴラソフシミュレーションコードの開発を行った。背景磁場に対し準平衡伝播するアルフヴェン波は宇宙空間において普遍的に存在し、太陽風、太陽コロナ、星間物質、磁気圏などにおける物理過程において重要な役割を担っていると考えられている²⁾。また太陽風中のアルフヴェン波の主要成分は、伝播角が小さく(準平行伝播)また波動の周波数がイオンサイクロトロン周波数に比較して小さいため、無衝突減衰をほ

*1 総合理工学府 大気海洋環境システム学専攻

*2 総合理工学研究院 流体環境理工学部門

*3 高知工業高等専門学校電気工学科

*4 名古屋大学太陽地球環境研究所

とんど起こさずに長距離伝搬すると考えられており³⁾, この性質からアルフヴェン波の減衰過程は宇宙空間におけるエネルギー, 運動量の輸送を担う候補としての観点から非常に重要である. 現在その減衰過程として最重要視されている過程の一つに複数の波の共鳴による波動間エネルギー輸送 (パラメトリック不安定性) がある.

MHD 波動は電磁場およびプラズマ圧に起因する復元力とプラズマ中のイオンの慣性との釣り合いにより生じる波動であり, 波動伝播の基本的メカニズムは流体モデルでも理解可能である. しかし太陽風のようにイオン温度が高く, MHD 波動の伝播速度とイオンの熱速度が同等となる場合には, イオンの運動論的效果を議論に取り入れることが本質的に重要である⁴⁾ (後で述べるように, イオン運動論効果が重要となる目安を無次元量で書けば, アルフヴェン波については β_i , イオン音波については β_i/β_e がそれぞれ小さくないことである. ここに β_i, β_e はそれぞれイオンと電子のベータ比 (その粒子種の圧力と磁気圧との比) である). なお, 背景磁場に対して垂直伝播に近いアルフヴェン波動の場合には電子の運動論効果も重要となり得るが (運動論的アルフヴェン波) ここでは考慮しない.

実際の太陽風は 3 次元空間であるから, 理想的には空間 3 次元・速度空間 3 次元, つまり 6 次元の位相空間中のシミュレーションを行うことが望ましいが, このようなヴラソフシミュレーションを行うためには膨大なメモリー量が必要となる. 本研究では, 太陽風プラズマ中準平行伝播アルフヴェン波に焦点を絞り, 以下の 3 つの仮定のもとに, メモリー量および計算時間を大幅に削減する工夫を行った. (1) 先に述べたように, 準平行伝播 MHD 波動は基本的にイオンが主体的に関与する現象であり, 熱速度が十分に大きくしたがって速度スケールが MHD 波動と分離している電子は, 流体的に取り扱うことができる. 粒子コードの場合にもイオンを粒子, 電子を流体として扱ういわゆるハイブリッドコードが古くより開発され, 広く使われているが^{5,6)}, 本研究でもこれと同様にイオンについては分布関数の時間発展を追い電子は流体量を計算するハイブリッド的アプローチを適用する⁷⁾. MHD 波動の分散性の一つの起源として, 流体方程式としてはホール効果を包含したものを用いる. (2) 議論の対象を準平行伝播する MHD 波動とし, さらに非線形発展過程の一部始終を通して伝播方向が不変であると仮定して, 空間次元を 1 次元に限定した問題を考える. 現実の太陽風中では, 有限振幅アルフヴェン波のフィラメンテーション不安定性⁸⁾, 位相混合の効果⁹⁾, さらにイオンビームや温度異方性などの非平衡プラズマ分布が励起する線形不安定性が斜め方向にも無視できない成長率を持つことなど¹⁰⁾, 空間多次元性を考慮することは重要である. にもかかわらず本研究 (および他の多くの関連

研究) で空間 1 次元問題を取り扱うのは, この制約された位相空間の中に, 崩壊不安定性や自己変調不安定性などのパラメトリック過程をはじめ多くの重要かつ未解決の物理過程が含まれているためである. (3) 太陽風中の長波長の準平行アルフヴェン波ではサイクロトロン減衰は小さいこと³⁾ をふまえ, 主軸方向 (波動の伝播方向) の物理量発展のみをヴラソフ方程式で解き, 垂直方向は Hall-MHD 方程式で解けるものとする. これにより, 分布関数の発展は速度空間 1 次元で考えればよいことになり, メモリサイズおよび計算コストのさらなる大幅削減が達成できる. 上の仮定が妥当であるためには, 波動とプラズマのパラメータがサイクロトロン共鳴によるエネルギー交換を無視できる領域にあり続けること (例えば波動の非線形発展の結果, 短波長アルフヴェン波動が励起されサイクロトロン減衰が無視できなくなると, その時点でこのコードの信頼性は失われる), さらに極めて大振幅のアルフヴェン波が励起されることにより局所的な磁場方向と主軸方向とが大きく異なるという事態に陥らないことが必要である.

以下, 第 2 章では Vlasov-Hall-MHD コードの詳細と定式化について, 第 3 章ではこれを用いたいくつかのシミュレーション結果について簡単に紹介する.

2. Vlasov-Hall-MHD コード

2.1 基礎方程式系

ここでは今回ヴラソフシミュレーションで扱った Vlasov-Maxwell 系を簡単にまとめる. 前章で述べた通り, 流体電子とイオン分布関数の時間発展をマクスウェル方程式と連立することにより求める方法の定式化を行う. 空間 1 次元 + 速度空間 3 次元の位相空間の中で考えると, イオンの分布関数 $F(x, t, \mathbf{v})$ は本来, 3 次元速度ベクトル $\mathbf{v}$, 空間 x , 時間 t の関数であるが, これが主軸方向 (波動伝播方向) と垂直方向とに分離でき, $F(t, x, \mathbf{v}) = f(t, x, v_x)g(t, x, v_y, v_z)$ と書けると仮定する. 準平行伝播波動が念頭にあるため, 背景磁場, つまりなるべく長い区間における磁場の平均, の方向も概ね x 方向である. 分布関数を分離する際の規格化としては

$$\int f(t, x, v_x) dv_x = \rho(t, x), \quad (1)$$

および

$$\int g(t, x, v_y, v_z) dv_y dv_z = 1, \quad (2)$$

としておこう (速度による積分は全速度空間に対して行う: 以下同様). ここに $\rho(t, x)$ はプラズマの数密度である. これより

$$f(t, x, v_x) = \int F(t, x, \mathbf{v}) dv_y dv_z, \quad (3)$$

である. 上に述べたとおり, 背景磁場の方向はほぼ x 方向であるため, 波動等による磁場変動が小さいうちは, x

方向を概ね沿磁力線方向， y ， z 方向を垂直方向と見なし
てよい．しかし磁場変動が大きい場合， x 方向と沿磁力
線方向との間にずれが生じる可能性がある．

以下，すべての物理量を，ある参照点におけるイオンの
サイクロトロン角周波数の絶対値，アルフヴェン速度，
および背景磁場を用いて規格化しておこう．イオンのヴ
ラソフ方程式を v_y および v_z で積分することにより，

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_x \frac{\partial f}{\partial x} + (e_x + u_y b_z - u_z b_y) \frac{\partial f}{\partial v_x} = 0, \quad (4)$$

を得る．ここに $\mathbf{e} = (e_x, e_y, e_z)$ および $\mathbf{b} = (b_x, b_y, b_z)$
は規格化された電場および磁場， $\mathbf{u} = (u_x, u_y, u_z)$ はイ
オンのバルク速度

$$\mathbf{u} = \frac{1}{\rho} \int \mathbf{v} F(t, x, \mathbf{v}) dv_y dv_z, \quad (5)$$

である．ヴラソフ方程式に v_y および v_z の重みを乗じて
全速度空間で積分することにより

$$\frac{\partial u_{\perp}}{\partial t} = -u_x \frac{\partial u_{\perp}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial b_{\perp}}{\partial x}, \quad (6)$$

を得る．ここで複素垂直磁場 $b_{\perp} = b_y + ib_z$ および複素垂
直バルク速度 $u_{\perp} = u_y + iu_z$ を導入した．電子の運動方
程式（オームの法則）およびマックスウェルの方程式は

$$e_x = -u_y b_z + u_z b_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{|b_{\perp}|^2}{2} + p_e \right), \quad (7)$$

および

$$\frac{\partial b_{\perp}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} (u_x b_{\perp} - u_{\perp} + \frac{i}{\rho} \frac{\partial b_{\perp}}{\partial x}), \quad (8)$$

と書ける．電子の運動方程式において，電子質量はイオン質
量に比べて十分小さいため無視し，また電子のバルク速度
 $\mathbf{u}_e$ は規格化された変数間の関係として $\mathbf{u}_e = \mathbf{u} - \nabla \times \mathbf{b} / \rho$
であることを用いた．(4) と (7) をまとめ，さらに電子は

等方かつ等温 $p_e = \rho T_e$ であると仮定すると，ヴラソフ方
程式は次のように書ける．

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -v_x \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \left(\frac{|b|^2}{2} + T_e \rho \right) \frac{\partial f}{\partial v_x}. \quad (9)$$

これらの式の導出の際に，プラズマの準中性条件を用い，
また変位電流の寄与は無視した．これらは通常の（非相
対論的）MHD現象を考える際には十分よい精度で成り
立つ近似である．また，マックスウェルの方程式と考慮
している系の1次元性より背景磁場 b_x は一定である．以
上の (1), (5), (6) および (9) は閉じた系を構成するため，
これらを基礎方程式とする．次節に，これを数値的に時
間積分するスキームを述べる．

2.2 計算手法

本論文で提唱する Vlasov-Hall-MHD コードの時間更
新チャートを図 1 にまとめる．ヴラソフシミュレー
ションで一般的によく用いられているように，本研究でも
分布関数の空間依存性部分と速度空間依存性部分を分離
し，それぞれに対する保存系方程式として解く，いわゆる
splitting method を用いる (Cheng and Knorr, 1976).
そのためまず (9) を次のように分解する．

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -v_x \frac{\partial f}{\partial x} \quad (10)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{|b|^2}{2} + T_e \rho \right) \frac{\partial f}{\partial v_x} \quad (11)$$

ここで (10) は f の実空間内の時間発展を，(11) は 速度
空間内の時間発展の式である．Splitting method では，
まず (10) を $\Delta t/2$ だけ進め，(1) よりこの時点での ρ を
求める．次にこの時点での f と ρ を用い，(11) により
 f の速度依存部分を Δt だけ前進させる．

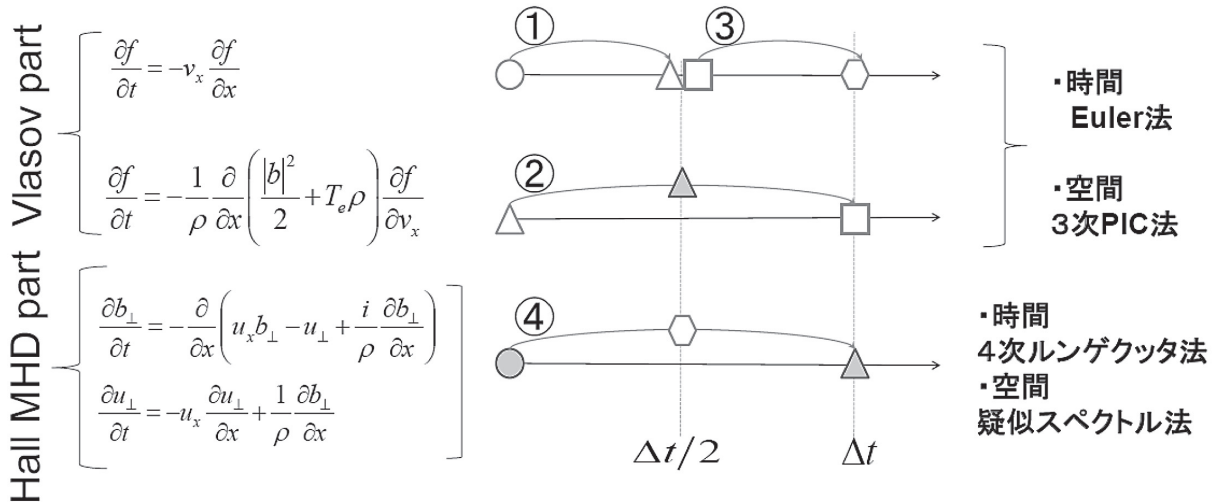


Fig. 1 Vlasov-Hall-MHD simulation scheme.

その後再度 (10) を $\Delta t/2$ だけ前進させ、求めた密度およびバルク速度を用いて (6) と (8) により速度と磁場の背景磁場垂直方向成分を時間的に Δt だけ進める。これにより全ての変数が Δt だけ前進したことになる。

時間発展アルゴリズムについては Vlasov part では Euler 法, Hall-MHD part では 4 次ルンゲクッタ法を用いる。また空間、速度空間については Vlasov part で 3 次 PIC スキーム (Polynomial Interpolation for hyperbolic Conservation laws)¹¹⁾, Hall-MHD part では疑似スペクトル法を用いる。PIC スキームとはヴラソフシミュレーション用に提案された高次の補間スキームであり、もちろん Particle-In-Cell シミュレーションとは全く別ものである。これまでのヴラソフコードでは数値拡散が非常に小さい CIP (Constrained Interpolation Profile) スキームと呼ばれる高次のセミラグランジュ法 (対流項の計算にラグランジュ法、それ以外の項にオイラー法を使う方法) が用いられることが多かった。しかし CIP スキームはヴラソフ方程式中の $\nabla_x f$ や $\nabla_v f$ などの項や、 $\int f dx$, $\int f dv_x$ などの分布関数の積分を解く必要があり、高次元の位相空間を扱うヴラソフシミュレーションでは計算負荷が高くなるため、適用が難しいという欠点があった。また CIP スキームは非保存スキームであるのに対し、PIC スキームは保存スキームである。保存スキームは非保存スキームより数値拡散が大きいことが知られているが、その一方、ヴラソフシミュレーションでは質量保存やエネルギー保存などに関わるプラズマ物理の古典的な問題を解く際には保存スキームが非常に有用であることが報告されている。本研究はアルフヴェン波のパラメトリック不安定という非常に非線形性の強い現象を主要な解析対象としているため、Vlasov-Hall-MHD コードに 3 次 PIC スキームを導入することにより、数値拡散を抑えつつ、より詳細な解析が可能となるように工夫した。

3. 数値シミュレーション

3.1 イオン音波とアルフヴェン波の分散関係

前章で説明した Vlasov-Hall-MHD コードが正しい計算を行っているか確認するために、系の中に微小ゆらぎを与え、これが線形分散関係を満足しつつ伝播するかどうかを確認した。電磁場には微小ゆらぎを与えないので、波動伝播方向は背景磁場方向と完全に一致する。このような平行伝播では、MHD 波動は縦波であるイオン音波と横波であるアルフヴェン波とで構成される (厳密には非伝播性のエントロピー波も含まれるが、ここでは取り扱わない)。

宇宙プラズマのように密度が極めて小さい無衝突プラズマの場合、プラズマ粒子間のクーロン衝突を媒介とした通常の音波は生じない。しかしイオンおよび電子の集団運動の差により電場が生成され、この電場がさらに粒

子運動が影響を与える、つまり粒子同士が電場を媒介として相互に影響を受けるため、通常流体の圧力の属性を持つに至る。一般に波動の伝播は復元力と慣性のバランスで決まるが、イオン音波において復元力を担うのは電子とイオンの圧力勾配、慣性を与えるのは電子に比べてはるかに質量の大きいイオンである。

イオンの (縦方向) 分布関数を

$$f_0(v_x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}a_i} \exp\left(-\frac{v_x^2}{a_i^2}\right) \quad (12)$$

とすれば (ここに $a_i^2 = 2T_i/m_i$ はイオンの熱速度 2 乗)、イオン音波の分散関係式は以下のように与えられる¹²⁾。

$$\epsilon(\omega, k) = 1 + \frac{\omega_i^2}{a_i^2} \left(\frac{T_i}{T_e} + 1 - \xi_i Z(\xi_i) \right) \quad (13)$$

ここに $\epsilon(\omega, k)$ はプラズマの誘電率、 ω_i はイオンで定義したプラズマ振動数、 $\xi_i = \omega/ka_i$, $Z(\xi)$ はプラズマ分散関数である。これを $\omega/k < a_i$ の近似のもとに解けば、 $\omega = \omega_r + i\omega_i$ として、

$$\omega_r = \pm v_s k = \pm \left(\frac{T_e + 3T_i}{m_i} \right)^{1/2} k \quad (14)$$

$$\omega_i/|\omega_r| = -\left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/2} \left(\frac{T_e}{T_i}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{T_e}{2T_i} - \frac{3}{2}\right) \quad (15)$$

が得られる。電子温度よりもイオン温度が非常に小さい場合を除き、イオン音波はランダウ減衰を受ける。

次に Vlasov-Hall-MHD 系におけるアルフヴェン波を考えよう。平行伝播、円偏波の波動を基底モードととれば、イオン分布関数をふくむすべての縦波成分の変数はすべて時間的に一定とすることができ、考えなければならないのは横方向の流体変数のみとなる。線形分散関係式は (6), (8) から以下のように求められる。

$$\omega^2 = k^2(1 + \omega) \quad (16)$$

イオン音波の場合と異なり、波動は無減衰である。上式では、アルフヴェン速度は 1、イオンサイクロトロン角周波数は -1 となるように規格化しているため、 ω が正および負の波動はそれぞれホイッスラー波 (右偏波) およびイオンサイクロトロン波 (左偏波) に対応する。

分布関数 f_0 を (12) および微小ゆらぎ (10^{-4} のオーダー) の重ね合わせとして与え、実空間は周期境界、速度空間は a_i よりも十分大きい値での自由境界としてテスト・ランを行った結果を Fig. 2 に示す。用いたパラメータは、 $T_e = 0.36$, $v_s = 0.6$, $\beta_e = 0.72$, $a_i = 0.1$ である。図には密度 ρ (上図) と磁場の横方向成分 b_y (下図) の時間発展を示す。微小振幅のイオン音波 (上図) およびアルフヴェン波 (下図) がともに x の正負の両方向に伝播している様子がわかる。これらの擾乱を時間および空間に対してフーリエ変換することにより分散関係 ($\omega - k$) 図が得られる (Fig.3)。シミュレーション結果 (図の濃淡) と理論計算 (15) と (16) (図の実線) はよく一致している。

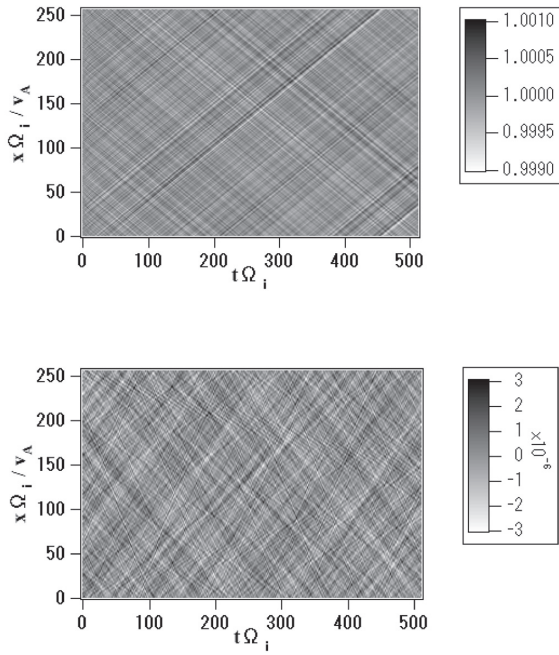


Fig. 2 Results of the thermal run. (Top) Time evolution of the density, ρ , basically representing the ion acoustic waves. (Bottom) Time evolution of one of the transverse components of the magnetic field, b_y , representing propagation of Alfvén waves.

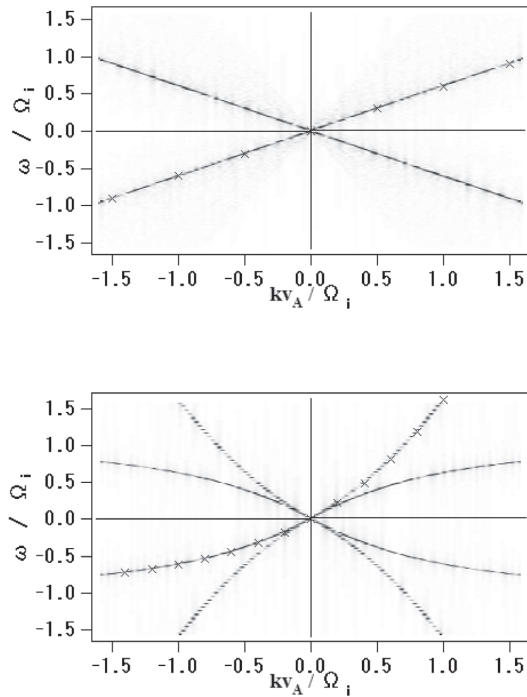


Fig. 3 Dispersion relations obtained from the thermal run shown in Fig. 2. (Top) Dispersion relation obtained for the ion acoustic waves. (Bottom) The same for the Alfvén waves. For both figures, the simulation results are superposed with theoretical values (solid lines).

3.2 アルフヴェン波のパラメトリック不安定性解析

アルフヴェン波のパラメトリック不安定性は、古くから知られている非線形発展過程の一つであり、生成される音波によるプラズマ加熱および共鳴する複数の波動間でのエネルギー、運動量、ヘリシティ交換が行われる素過程として重要である^{13,14}。親波の波数 k_0 と親波によって励起される音波の波数 k との大小関係により、崩壊不安定性 ($k_0 < k$) および変調不安定性 ($k_0 > k$) と分類される。本研究では崩壊不安定性が顕著にあらわれるパラメータを選び、シミュレーションを行った。初期条件として、単色、円偏波、平行伝播する有限振幅アルフヴェン波を以下のように与えた。

$$b_{\perp} = b_0 \exp[i(\omega_0 t - k_0 x)] \quad (17)$$

$$u_{\perp} = u_0 \exp[i(\omega_0 t - k_0 x)] \quad (18)$$

これらは分散関係 $\omega_0^2 = k_0^2(1 + \omega_0)$ 、ワレンの関係式 $u_0 = -b_0/v_{p0}$ 、また親波の位相速度 $v_{p0} = \omega_0/k_0$ を満たすようにする。その他の変数としては、 $\rho = \rho_0 = 1$ 、 $u_x = u_{x,0} = 0$ 、また $f = f_0$ は (12) により与えた。

アルフヴェン波の崩壊不安定性についての計算結果を Fig.4 から Fig.6 に示す。計算に用いたパラメータはイオン熱速度 $a_i = 0.1$ 、電子温度 $T_e = 0.36$ 、イオン温度 $T_i = 0.005$ (つまり $\beta_e = 0.72$, $\beta_i = 0.01$) 親波の磁場振幅 $b_0 = 0.5$ 、シミュレーション系 (長さ L) 内の親波の数 $m = L/(2\pi/k_0) = 8$, $k_0 = 0.196$, $\omega_0 = 0.216$ 、シミュレーションのセル数は実空間が 1024、速度空間は 1000 である。時刻 $t = 500$ までの計算を行った。

磁場の垂直成分 (波動成分) b_y の時空間発展を Fig. 4 (上) に示す。初期条件として与えた円偏波アルフヴェン波が一定の速度で x 方向に伝播し、 $t = 200$ を過ぎた頃から崩壊不安定性の成長により、逆進波 (ストークス波) があらわれるのがわかる。磁場データをフーリエ変換し、 $k < 0$ の成分のみを抽出して逆変換することにより、逆進波のみを示したのが Fig. 4 (中) である。さらに密度 ρ の時空間発展を Fig. 4 (下) に示すが、これから逆進波の生成とともにイオン音波も励起されることがわかる。親アルフヴェン波が自らイオン音波を生成し、その密度ゆらぎによって散乱されるストークス波および密度ゆらぎを透過する逆ストークス波となる一連の過程が正のフィードバックとして働くことにより崩壊不安定性が成長することを示唆している。

Fig. 4 の結果を空間方向にフーリエ変換して絶対値をとることにより、磁場および密度のエネルギー密度の時空間発展、 $|\hat{b}_{\perp}(k, t)|$ および $|\hat{\rho}(k, t)|$ を得た。これらを Fig. 5 に示す。Fig. 5 (上) から、 $k = 0.196$ に与えた親アルフヴェン波のエネルギーの一部が、 $t = 200$ 頃から $k = -0.1$ 付近の逆進アルフヴェン波へと分配され、時間の経過とともにさらにいくつかの高次モードへと分配さ

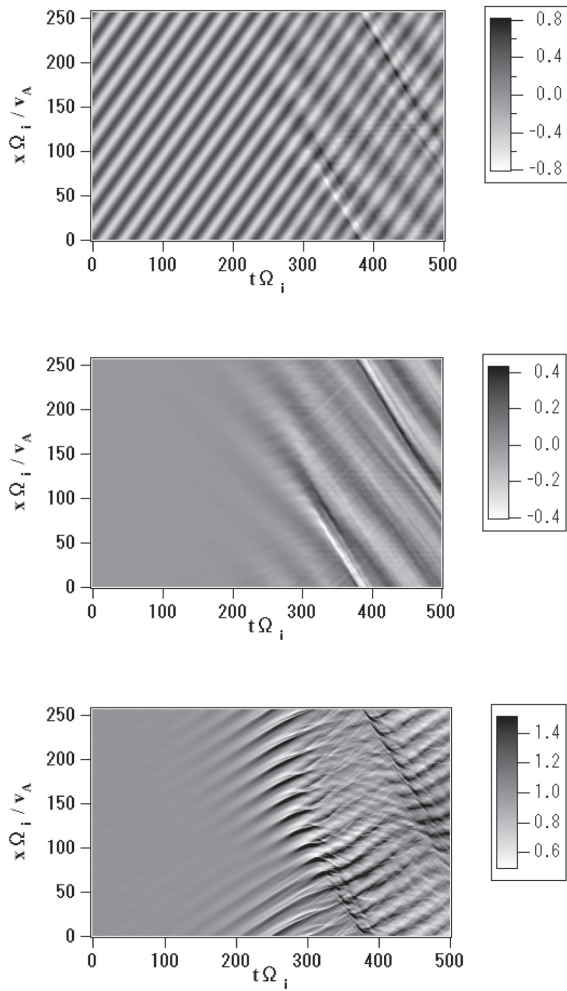


Fig. 4 Simulation of the decay instability. (Top) Time evolution of b_y . (Middle) The same as above except that the waves with positive k are filtered out. (Bottom) Time evolution of ρ .

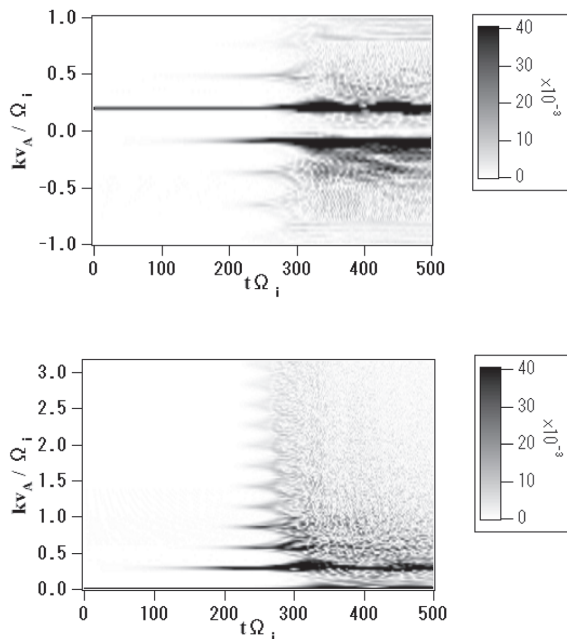


Fig. 5 Evolution of (top) $|\rho|$ and (bottom) $|\hat{b}_\perp|$ shown in the phase space of k and time.

れていく様子がわかる。Fig. 5 (下) の密度ゆらぎに関しては、 $t = 200$ 頃にイオン音波の励起が見られ、その後 $t = 220$ を過ぎたあたりから一気に高調波が生成されている。これは音波の急峻化による自己相互作用の結果であり、短いタイムスケールで大きな波数の音波が生成されるため、効果的にイオンランダウ減衰が起り、プラズマが加熱される。崩壊不安定性の初期段階 ($t < 200$) において本シミュレーションで評価した線形成長率は理論的に求めたものと精度よく一致した。

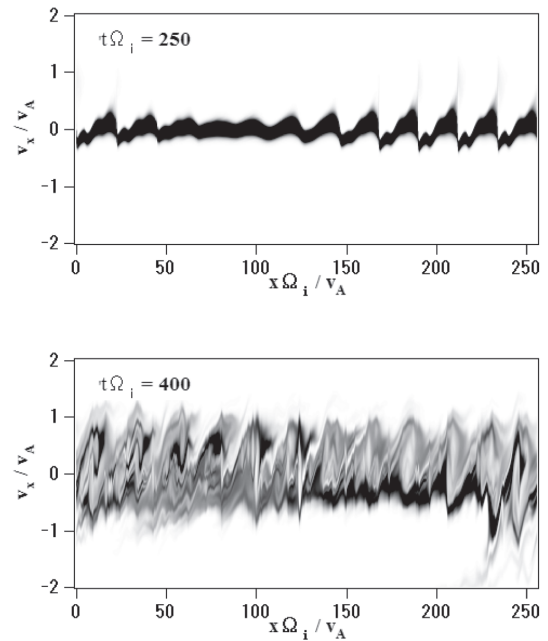


Fig. 6 The ion distribution function plotted in the phase space of v_x and x for two different times. (Top) Initial sloshing of the distribution function due to the ion acoustic waves already exhibits steepening of the wave front. (Bottom) The ion acoustic waves grow to a large amplitude which trap the majority of the ions, while some ions are accelerated to nonthermal energies.

最後にイオン分布関数の時間発展を位相空間内でのプロットとして Fig.6 に示す。上図は崩壊不安定性が起きた初期 ($t = 250$)、下図は既に逆進波のエネルギー密度が親波と同じオーダーにまで成長した後の飽和期 ($t = 400$) に対応する。この時間帯は有限振幅波動間で非線形相互作用が活発に起きていることが期待される。初期段階にて見られるイオン分布関数の (ある程度) 規則的なゆらぎはイオン音波であるが、この段階で既にその波形が波動の進行方向 (x の正方向) に向かって急峻化していることがわかる。後の時間帯では分布関数のゆらぎの振幅が増大するとともに、イオン音波の電場により粒子補足と巻き込みが生じている。それと同時に、空間局所的にイオンの加速が見られる (例えば $x = 230$ 付近)。同様の

イオン加速がハイブリッドコードによる計算により最近指摘されているが¹⁵⁾, その詳細は今後の研究課題である. なお, PIC コードやハイブリッドコード等の粒子シミュレーションに比べ, 本研究で用いた Vlasov-Hall-MHD 計算は, 小型の計算であるにもかかわらず位相空間内での詳細なイオン分布構造を精度よく捉えていることは特筆に値する.

4. 結 言

本研究で得られた成果は以下の通りである.

1. 背景磁場に対して準平行伝播する MHD 波動の非線形発展過程を研究することを主な目的として, 背景磁場平行方向をヴラスフ方程式, 垂直方向を Hall-MHD 方程式で解き, 電子は流体として扱う, Vlasov-Hall-MHD コードを独自に開発した.
2. 開発した Vlasov-Hall-MHD コードを用いて, 磁気流体波動の数値シミュレーションを行った. 初期条件として微小振幅のランダムノイズを与えることによりイオン音波とアルフヴェン波の伝播を確認し, それらが線形分散関係を満足することを確認した.
3. 初期条件として単色の円偏波のアルフヴェン波を与えることにより, アルフヴェン波のパラメトリック不安定性の計算機シミュレーションを行った. 親波の崩壊不安定にともなう親波と逆方向に伝播するアルフヴェン波 (ストークス波), 親波と同方向かつ親波よりも大きい波数をもつイオン音波, およびこれらの高調波が励起されることを確認した. 崩壊不安定性の成長率が理論計算結果と精度よく一致することも確認した.
4. イオンスケールでのヴラスフ方程式を解くことでプラズマの運動論効果を含めた数値シミュレーションを行い, PIC コードやハイブリッドコードで行われた解析よりも詳細に位相空間内でのイオン分布構造を捉えることを見いだした. 特に, アルフヴェン波の崩壊不安定性に伴って興味深い非熱的イオン加速が生じることを見いだした.

今後の研究の展望としては以下の通りである. アルフヴェン波のパラメトリック不安定性に関するこれまでの研究, 特にハイブリッドコード, PIC コードによる長時間発展の解析結果との比較を行い, Vlasov-Hall-MHD コードの信頼性を高めていく. また実際の太陽風のパラメータを用いて系統的に計算を行い, 波動スペクトルの発展, 粒子加速等に関して人工衛星データとの比較検討を行う. さらに, 今回は紹介しなかったアルフヴェン波の自己変調不安定性に関して, 運動論的效果⁴⁾, 初期スペクトルが有限の波数帯域を持つことの効果¹⁶⁾ 等に関して解析を行う.

参 考 文 献

- 1) C. Z. Cheng and G. Knorr, The integration of the Vlasov equation in configuration space, *J. Comp. Phys.* (1976), 22, 330.
- 2) R. Bruno and V. Carbone, The solar wind as a turbulence laboratory, *Living Rev. Solar Phys.* (2005), 2, 4.
- 3) S. P. Gary and J. E. Borovsky, Alfvén-cyclotron fluctuations: Linear Vlasov Theory, *J. Geophys. Res.* (2004), 109, doi:10.1029.
- 4) Y. Nariyuki and T. Hada, Kinetically modified parametric instabilities of circularly polarized Alfvén waves: Ion kinetic effects, *Phys. Plasmas* (2006), 13, 124501.
- 5) D. Winske, Hybrid simulation codes with application to shocks and upstream waves, *Space Sci. Rev.* (1985), 42 (1-2), doi: 10.107/BF00218223.
- 6) T. Terasawa, M. Hoshino, J.-I. Sakai and T. Hada, Decay instability of finite-amplitude circularly polarized Alfvén waves: A numerical simulation of stimulated Brillouin Scattering, *J. Geophys. Res.* (1986), 91, 4171 -4187.
- 7) F. Valentini, P. Travnicek, F. Califano, P. Hellinger, A. Mangeney, A hybrid-Vlasov model based on the current advance method for the simulation of collisionless magnetized plasma, *J. Comp. Phys.* (2007), 225, 753-770.
- 8) P. K. Shukla and L. Stenflo, Filamentation instability of Alfvén waves, *Astrophys. Space Sci.* (1989), 155 (1), 145.
- 9) G. W. Hammett, W. Dorland, F. W. Perkins, Fluid models of phase mixing, Landau damping, and nonlinear gyrokinetic dynamics, *Phys. Fluids* (1992), B4 (7), 2052.
- 10) X. Y. Wang and Y. Lin, Generation of nonlinear Alfvén and magnetosonic waves by beam-plasma interaction, *Phys. Plasmas* (2003), 10 (9), 3528.
- 11) T. Umeda, M. Ahsour-Abdalla and D. Schriver, Comparison of numerical interpolation schemes for one-dimensional electrostatic Vlasov code, *J. Plasma Phys.* (2006), 72, 1057-1060.
- 12) S. Ichimaru, Basic principles of plasma physics: A statistical approach, (1973), Benjamin/Cummings Pub. Co., Massachusetts, U.S.A.
- 13) A. A. Galeev, V. N. Oraevskii, The stability of Alfvén waves, *Sov. Phys. Dokl.* (1963), 7, 988-1003.
- 14) M. L. Goldstein, An instability of finite amplitude circularly polarized Alfvén waves, *Astrophys. J.* (1978), 219 (2), 700.
- 15) J. A. Araneda, E. Marsch, A. F. Vinas, Proton core heating and beam formation via parametrically unstable Alfvén-cyclotron waves, *Phys. Rev. Lett.* (2008), 100, 125003.
- 16) Y. Nariyuki and T. Hada, Magneto-hydrodynamic parametric instabilities of parallel propagating incoherent Alfvén waves, *Earth planets Space* (2007), 59, e13.