

磁気圏における運動論的アルフベン波の駆動するフィードバック不安定性に関するシミュレーション研究

TERUYA, Takahiro / 照屋, 貴大

(出版者 / Publisher)

法政大学大学院理工学研究科

(雑誌名 / Journal or Publication Title)

法政大学大学院紀要. 理工学研究科編

(巻 / Volume)

63

(開始ページ / Start Page)

1

(終了ページ / End Page)

6

(発行年 / Year)

2022-03-24

(URL)

<https://doi.org/10.15002/00025344>

磁気圏における運動論的アルフベン波の駆動する フィードバック不安定性に関するシミュレーション研究

SIMULATION STUDY ON FEEDBACK INSTABILITY DRIVEN BY KINETIC ALFVEN WAVE
IN THE MAGNETOSPHERE

照屋貴大

Takahiro TERUYA

指導教員 西村征也

法政大学大学院理工学研究科電気電子工学専攻修士課程

The feedback instability occurs in the interaction of the magnetospheric and ionospheric plasma through the kinetic Alfvén waves and is a theoretical model explaining spontaneous development of the quiet aurora. In this study, we perform a linear stability analysis and a nonlinear simulation of the feedback instability adopting a gyrofluid model to the magnetosphere. Using the gyrofluid model makes it possible to properly discuss kinetic effects in the magnetosphere. In the linear stability analysis, we analyze a finite Larmor radius effect on the feedback instability. It is found that the finite Larmor radius effect has destabilizing effects for the feedback instability and forms an unstable region with a strange shape in the wave number space perpendicular to the magnetic field. In the nonlinear simulation, we perform a spatiotemporal analysis and an energy transfer analysis on nonlinear evolution of the feedback instability. It is found that the spatiotemporal structure of perturbation has spatial anisotropy in directions parallel and perpendicular to a wave propagation direction. It is also found that electromagnetic nonlinearity is important in the nonlinear evolution of the feedback instability.

Key Words : Feedback instability, Magnetosphere-Ionosphere coupling, Gyrofluid model

1. はじめに

オーロラとは、極域（北極や南極）近辺で見られる大気の発光現象であり、その神秘的な光とふるまいは、多くの人々を魅了してきた。オーロラの緑色の発光は、地球磁気圏から地球電離圏に降下する高エネルギー電子と酸素原子との衝突に起因する[1]。オーロラの発光に関する物理機構については十分解明されているが、オーロラの複雑かつ多様な構造形成がどのような物理機構によって生成されているかについては、十分な理解が得られていないというのが現状である。本研究においては、オーロラの自発的発達を説明する有力な理論モデルであるフィードバック不安定性に関するシミュレーションとその解析を行い、オーロラの複雑な構造形成における物理機構の一端を解明することを目的とする。以下では、背景となる地球磁気圏や電離圏、本論文で扱うオーロラについての基本的な事項と本研究について紹介する。

電離圏とは、地表から高度70-800 km程度の領域を指し、この領域では紫外線などの電離作用により大気は電離を始め、弱电離プラズマが広がる[2]。電離圏はその組成や

電子密度から、いくつかの層に分類される。オーロラがよく観測されるのは高度100-120 kmに存在するE層と呼ばれる領域である[2]。この領域では、プラズマは弱电離プラズマであり、中性大気との衝突が重要でありながら電磁場の影響も同時に受ける[3]。つまり、E層では電子の運動においては衝突の効果は無視できるが、イオンの運動においては中性大気との衝突が支配的となる。このような領域では、プラズマ中の電気伝導率は磁力線垂直方向に非等方的な性質を示す。イオンは中性粒子との衝突を介して磁場に垂直な電場方向に運動してペダーセン電流を生じさせ、電子は磁化しているため $E \times B$ ドリフトを行い、ドリフトと逆向きのホール電流を生じさせる[2]。

地球磁気圏は、高度1000 km以遠から地球半径の数十倍（尾部では数百倍）に広がっており、衝突がほぼ近似的に無視できる完全電離プラズマで満たされている[4]。プラズマ密度は地球との距離によって大きく変化するとともに、双極子磁場強度も距離の3乗に逆比例して減少する。オーロラがよく現れる地球の緯度67°-70°前後の領域はオーロラ帯と呼ばれ、地球夜側領域のオーロラ帯から

伸びる磁力線は高温プラズマで満たされたプラズマシート領域につながっており、そこがオーロラを発光させる降下電子のソース領域と考えられている[4]。

オーロラの時間発展は、一般的に静穏時オーロラ、オーロラブレイクアップ、ディフューズオーロラの3種類に分類される。静穏時オーロラは、カーテンのような模様と静かな動きが特徴である。静穏時オーロラの構造形成の過程で、磁気圏-電離圏結合が重要な役割を果たすことは広く知られているが[5]、前述したように磁気圏と電離圏のプラズマの運動は大きく異なる。このような結合系を理論的に説明するために、フィードバック不安定性が提唱された[6,7]。フィードバック不安定性の物理機構は、電離圏の密度変動がアルフベン波によって磁気圏に伝播し、アルフベン波が電離圏に戻るときに密度変動を増幅するように作用するというものである。

フィードバック不安定性の理論モデルは、電離圏に静電二流体モデルが用いられる。一方、磁気圏においては様々なモデルが適用されている。当初のモデルでは、磁気圏は分布定数回路と見なされていた[6,7]。その後、磁力線を伝搬するアルフベン波を適切に表現するために、電磁流体力学(MHD)モデル[8-10]、二流体効果を含む拡張MHDモデル[11-15]、簡約化MHDモデルが適用された[16-18]。

圧力摂動と電子慣性効果が存在する場合、アルフベン波は運動論的アルフベン波に一般化される。これは理論的に予測され[19]、衛星観測でも確認された[20]。フィードバック不安定性に対する磁気圏の運動論効果の作用について議論するために、磁気圏にジャイロ流体モデルを適用した場合のフィードバック不安定性の線形安定性解析や非線形シミュレーションが行われた[21,22]。ジャイロ流体モデルを用いたミラー力の存在しない系でのフィードバック不安定性の線形安定性解析から、高波数のモードは有限イオンラーマ半径効果と電子ランダウ減衰効果の影響を強く受けることが分かり、特に電子ランダウ減衰は安定化効果を持つことが明らかになった[21]。また、ジャイロ流体モデルを用いたミラー力の存在しない系でのフィードバック不安定性の非線形シミュレーションから、線形不安定なモードが十分に成長したときに非線形飽和し、非線形飽和フェイズにおいてひだ状の細かな構造の形成が観察された。また、非線形飽和のメカニズムは、非線形結合による様々なモードの発生過程と電子ランダウ減衰によるそれらのモードの散逸過程であることが明らかになった[22]。

本研究では、磁気圏にジャイロ流体モデルを適用したフィードバック不安定性の線形安定性解析と非線形シミュレーションを行う。線形安定性解析では、フィードバック不安定性に対する有限イオンラーマ半径効果の作用についての調査を行う。また、非線形シミュレーションでは、フィードバック不安定性の非線形発展における時空間構造解析とエネルギー輸送解析を行う。

2. シミュレーション

(1) シミュレーションモデル

本研究では、電離圏に対して二流体モデル、磁気圏に対してジャイロ流体モデルを用いる。電離圏は、磁力線方向に高さ平均して2次元平面として扱い、磁気圏においては、磁場をスラブ磁場として近似する。磁場に垂直な面を x - y 平面とし、磁力線に沿った位置を z とする。ここで、 $z=0, z=l$ はそれぞれ電離圏と磁気赤道面の位置に対応する。

a) 磁気圏に対するモデル

磁気圏においては水素プラズマが存在すると仮定する。磁気圏のジャイロ流体モデルを構成する電子の連続の式と一般化されたオームの法則はそれぞれ以下で与えられる[21]。

$$\frac{\partial \tilde{n}_e}{\partial t} + \frac{c}{B_0} [\phi, \tilde{n}_e] = \frac{1}{e} \nabla_{\parallel} \tilde{j}_{\parallel} \quad (1)$$

$$\frac{1}{c} \left(\frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial t} - \delta_e^2 \frac{d}{dt} \nabla_{\perp}^2 \tilde{\psi} \right) = -\nabla_{\parallel} \phi + \frac{1}{en_{e0}} \nabla_{\parallel} \tilde{p}_{\parallel e} \quad (2)$$

また、ジャイロ運動論的準中性条件、アンペールの法則、ランダウ流体クロージャ[23]は以下で与えられる。

$$-e \tilde{n}_{e,k} = en_{i0}(1 - \Gamma_{oi}) \frac{e \tilde{\phi}_k}{T_i} \quad (3)$$

$$\tilde{j}_{\parallel} = \frac{c}{4\pi} \nabla_{\perp}^2 \tilde{\psi} \quad (4)$$

$$\frac{1}{en_{e0}} \nabla_{\parallel} \tilde{p}_{\parallel e} = \frac{T_e}{en_{e0}} \nabla_{\parallel} \tilde{n}_e + \frac{4\pi \delta_e^2}{c^2} \hat{\mu}_{\parallel e} \frac{\partial^2 \tilde{j}_{\parallel}}{\partial z^2} \quad (5)$$

ここで、添え字 i, e はそれぞれ、イオンと電子を表し、添え字 0 のつく量を平衡量、チルダのつく量を摂動量、添え字 k は波数空間での振幅を意味する。 n_e は電子密度、 n_i はイオン密度、 $\phi = \phi_0 + \tilde{\phi}$ は静電ポテンシャル、 $j_{\parallel}$ は平行電流密度、 ψ はベクトルポテンシャルの平行成分、 $p_{\parallel e}$ は電子の平行圧力、 c は光速、 B_0 は背景磁場、 e は電気素量、 $\delta_e = c/\omega_{pe}$ は電子表皮長、 $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_{e0}/m_e}$ は電子プラズマ周波数、 m_e は電子質量、 Γ_{oi} は $\Gamma_{oi} = \exp(-k_{\perp}^2 \rho_i^2) I_0(k_{\perp}^2 \rho_i^2)$ である。ただし、 $k_{\perp} = (k_x, k_y)$ は垂直波数の大きさ、 I_0 は変形ベッセル関数、 $\rho_i = v_{ti}/\Omega_i$ はイオンラーマ半径、 $v_{ti} = \sqrt{T_i/m_i}$ はイオン熱速度、 $\Omega_i = eB_0/m_i c$ はイオンサイクロトロン周波数、 T_i はイオン温度、 m_i はイオン質量、 T_e は電子温度である。 $\hat{\mu}_{\parallel e}$ は波数空間で $(\hat{\mu}_{\parallel e} \tilde{j}_{\parallel})_k = \mu_{\parallel e} \tilde{j}_{\parallel,k}$ として定義される演算子、 $\mu_{\parallel e}$ は電子ランダウ減衰による電子の平行運動量拡散係数である。演算子 $d/dt, \nabla_{\parallel}, \nabla_{\perp}$ およびポアソン括弧 $[f, g]$ は以下で定義される。

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{c}{B_0} [\phi,] \quad (6)$$

$$\nabla_{\parallel} = \frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{B_0} [\tilde{\psi},] \quad (7)$$

$$\nabla_{\perp} = \hat{x} \frac{\partial}{\partial x} + \hat{y} \frac{\partial}{\partial y} \quad (8)$$

$$[f, g] = \hat{z} \cdot \nabla_{\perp} f \times \nabla_{\perp} g \quad (9)$$

ただし、 $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ は単位ベクトル、 f, g は任意の変数である。

b) 電離圏に対するモデル

電離圏の二流体モデルを構成する電子の連続の式と電荷の保存則はそれぞれ以下で与えられる[6,7,21]。

$$\frac{\partial \tilde{n}_1}{\partial t} + \mu_H[\phi_1, \tilde{n}_1] = \frac{j_{\parallel 1}}{eh} - 2\alpha n_{10} \tilde{n}_1 \quad (10)$$

$$\mu_P n_{10} \nabla_{\perp}^2 \tilde{\phi}_1 + \mu_P \nabla_{\perp} \phi_{10} \cdot \nabla_{\perp} \tilde{n}_1 + \mu_H[\phi_{10}, \tilde{n}_1] = \frac{j_{\parallel 1}}{eh} \quad (11)$$

ここで、添え字Iは電離圏の量を意味し、 n_1 は電子密度、 h は電離圏の磁力線方向の厚さ、 α は再結合係数、 $\mu_P = q_{i1}/m_{i1}v_{in}$ はペダーセン移動度、 q_i はイオン電荷、 m_i はイオン質量、 v_{in} はイオン-中性粒子衝突周波数、 $\mu_H = c/B_{01}$ はホール移動度である。

c) 磁気圏と電離圏における分散関係

線形化ジャイロ流体方程式、線形化二流体方程式を考えると、以下の分散関係を得る[21]。

$$\frac{\Omega^2}{k_{\parallel}^2} = \frac{k_{\perp}^2 \rho_i^2}{1 - \Gamma_{0i}} v_A^2 + k_{\perp}^2 \delta_e^2 v_{te}^2 \left(1 - i \frac{\Omega \mu_{\parallel e}}{v_{te}^2} - 2\zeta_e^2 \right) \quad (12)$$

$$\Omega = -i2\alpha n_{10} + \frac{k_{\perp} \cdot (\mu_P E_{10} - \mu_H E_{10} \times \mathbf{b}_{01})}{1 + \mu_P n_{10} e h Z} \quad (13)$$

ただし、

$$Z = i \frac{4\pi v_A}{c^2} \frac{k_{\perp}^2 \rho_i^2}{1 - \Gamma_{0i}} \frac{k_{\parallel} v_A}{\Omega} \cot(k_{\parallel} l) \quad (14)$$

$$\mu_{\parallel e} = i \frac{v_{te}}{\sqrt{2} k_{\parallel}} \left(2\zeta_e - \frac{Z_e}{1 + \zeta_e Z_e} \right) \quad (15)$$

ここで、 Ω は背景電場による $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトの寄与を差し引いた周波数、 $k_{\parallel}$ は平行波数、 $v_A = B_0/\sqrt{4\pi m_i n_0}$ はアルフベン速度、 v_{te} は電子熱速度、 $\mathbf{E}_{10} = -\nabla_{\perp} \phi_{10}$ は背景電場、 $\mathbf{b}_0 = \hat{\mathbf{z}}$ は背景磁場に沿った単位ベクトル、 Z は電離圏から見た磁気圏のインピーダンスである。また、 $\zeta_e = \Omega/\sqrt{2} k_{\parallel} v_{te}$ 、 $Z_e = Z(\zeta_e) = (1/\sqrt{\pi}) \int_{-\infty}^{\infty} dz [e^{-z^2}/(z - \zeta_e)]$ であり、 Z はプラズマ分散関数である。

d) エネルギー保存則

エネルギー輸送解析を行うにあたり、磁気圏におけるエネルギー保存則を導出する。式(1)の (m, n) 成分を考える。ここで、 $k_x = 2\pi m/L_{\perp}$ 、 $k_y = 2\pi n/L_{\perp}$ であり、 $L_{\perp}$ は磁場に垂直な方向におけるスケール長であり、 $\{m, n\}$ はモード数である。式(1)の (m, n) 成分に $-e\tilde{\phi}^*$ をかけたものに式(3)を代入すると以下を得る。

$$\frac{c^2 k_{\perp}^2}{4\pi v_A^2} \frac{1 - \Gamma_{0i}}{k_{\perp}^2 \rho_i^2} \tilde{\phi}_{m,n}^* \frac{\partial \tilde{\phi}_{m,n}}{\partial t} = -\frac{c}{B_0} \tilde{\phi}_{m,n}^* [\phi, \tilde{n}_e]_{m,n} - \frac{1}{e} \tilde{\phi}_{m,n}^* \left(\frac{\partial j_{\parallel m,n}}{\partial z} - \frac{1}{B_0} [\tilde{\psi}, \tilde{n}_e]_{m,n} \right) \quad (16)$$

ただし、アスタリスクは複素共役を表す。式(16)とその複素共役の和を考えると

$$\frac{\partial W_{\Phi}^{m,n}}{\partial t} = D_{j_{\parallel}}^{m,n} + D_{\phi, n_e}^{m,n} + D_{\psi, j_{\parallel}}^{m,n} \quad (17)$$

を得る。ただし、

$$W_{\Phi}^{m,n} = \frac{c^2 k_{\perp}^2}{8\pi v_A^2} \frac{1 - \Gamma_{0i}}{k_{\perp}^2 \rho_i^2} |\tilde{\phi}_{m,n}|^2 \quad (18)$$

$$D_{j_{\parallel}}^{m,n} = -\text{Re} \left(\tilde{\phi}_{m,n}^* \frac{\partial j_{\parallel m,n}}{\partial z} \right) \quad (19)$$

$$D_{\phi, n_e}^{m,n} = \frac{ec}{B_0} \text{Re} \left(\tilde{\phi}_{m,n}^* [\tilde{\phi}, \tilde{n}_e]_{m,n} \right) \quad (20)$$

$$D_{\psi, j_{\parallel}}^{m,n} = \frac{1}{B_0} \text{Re} \left(\tilde{\phi}_{m,n}^* [\tilde{\psi}, j_{\parallel}]_{m,n} \right) \quad (21)$$

式(17)に体積積分と不定積分($t = 0 \sim t$)を作用すると

$$E_{\Phi}^{m,n} = S_{j_{\parallel}}^{m,n} + S_{\phi, n_e}^{m,n} + S_{\psi, j_{\parallel}}^{m,n} \quad (22)$$

を得る。ただし、

$$E_{\Phi}^{m,n} = L_{\perp}^2 \int_0^l dz W_{\Phi}^{m,n} \quad (23)$$

$$S_{j_{\parallel}}^{m,n} = L_{\perp}^2 \int_0^l dz \int_0^t dt D_{j_{\parallel}}^{m,n} \quad (24)$$

$$S_{\phi, n_e}^{m,n} = L_{\perp}^2 \int_0^l dz \int_0^t dt D_{\phi, n_e}^{m,n} \quad (25)$$

$$S_{\psi, j_{\parallel}}^{m,n} = L_{\perp}^2 \int_0^l dz \int_0^t dt D_{\psi, j_{\parallel}}^{m,n} \quad (26)$$

ここで、 $E_{\Phi}^{m,n}$ はモード (m, n) に対する静電エネルギー、 $\{S_{j_{\parallel}}^{m,n}, S_{\phi, n_e}^{m,n}, S_{\psi, j_{\parallel}}^{m,n}\}$ はそれぞれ、モード (m, n) に対する線形ソース、対流的非線形ソース、電磁的非線形ソースである。全静電エネルギーを以下のように定義する。

$$E_{\Phi} = \sum_{m,n} L_{\perp}^2 \int_0^l dz \frac{c^2 k_{\perp}^2}{8\pi v_A^2} \frac{1 - \Gamma_{0i}}{k_{\perp}^2 \rho_i^2} |\tilde{\phi}_{m,n}|^2 \quad (27)$$

(2) 線形安定性解析

本節では、フィードバック不安定性に対する有限イオンラマ半径効果の作用についての調査を行う。数値計算手法としては、式(12)を反復法を用いて解き、式(13)をニュートン法を用いて解くといった結合方法を採用している。以下に、有限イオンラマ半径 ρ_i のパラメータサーベイ結果を示す。

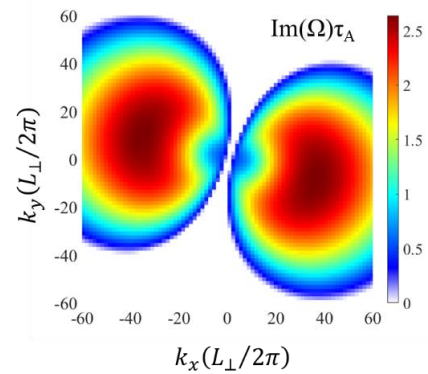


図1 ρ_i を1.4倍にした場合の $k_x - k_y$ 空間における成長率

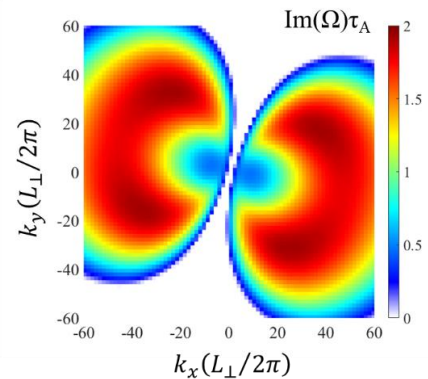


図2 ρ_i が元々の値の場合の $k_x - k_y$ 空間における成長率

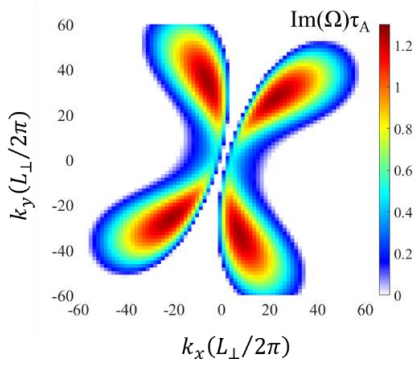


図 3 ρ_i を 0.7 倍にした場合の $k_x - k_y$ 空間における成長率

図 1-3 はそれぞれ、 ρ_i を元々の値の 1.4 倍にした場合、 ρ_i が元々の値の場合、 ρ_i を元々の値の 0.7 倍にした場合の $k_x - k_y$ 空間における成長率を示している。ここで、成長率 $\text{Im}(\Omega)$ は τ_A で規格化されている。図 1,2 の比較から、 ρ_i を大きくすると成長率の最大値は約 0.5 増加し、不安定領域は楕円形を維持しながら縮小する。図 2,3 の比較から、 ρ_i を小さくすると成長率の最大値は約 0.7 減少し、不安定領域はバタフライ形に変形する。これらのことから、有限イオンラマ半径効果はフィードバック不安定性を不安定化させる効果を持つと考えられる。さらに、単純な不安定化効果ではなく垂直波数空間に特異的な不安定領域を形成することが明らかになった。

(3) 非線形シミュレーション

本節では、フィードバック不安定性の非線形シミュレーションを行い、得られた結果に対して時空間構造解析とエネルギー輸送解析を行う。数値計算手法としては、時間積分を 4 次のルンゲクッタ法を用いて計算し、ポアソン括弧内の非線形項は擬スペクトル法を用いて計算する。磁力線に垂直な面におけるシミュレーション領域は、 $-20 \leq m \leq 20, -15 \leq n \leq 15$ のモードを対象とし、磁力線方向の空間刻み幅を $\Delta z = 1/50$ 、時間刻み幅を $\Delta t = 10^{-4} \tau_A$ とした。ここで、アルフベン遷移時間は $\tau_A = l/v_A$ で定義され、本研究では、 $\tau_A = 100$ s である。

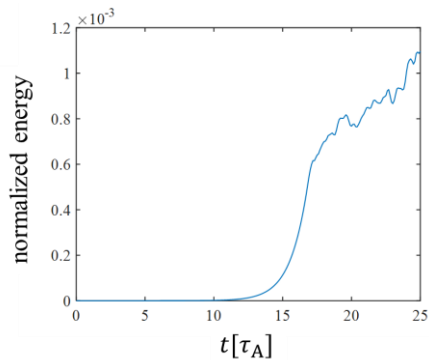


図 4 $c\tau_A/L_\perp^2 B_0$ で規格化された E_Φ の時間発展

図 4 は E_Φ の時間発展を示している。ここで、 E_Φ は $c\tau_A/L_\perp^2 B_0$ で規格化されている。図 4 から、 $t = 17 \tau_A$ 付近まで線形不安定性による指数関数的成長が観察される。その後の非線形フェイズでは、 E_Φ は発振しながら増加していく。次に、線形、準線形、非線形フェイズにおける静電ポテンシャル摂動 $\tilde{\phi}$ の実空間分布を示す。

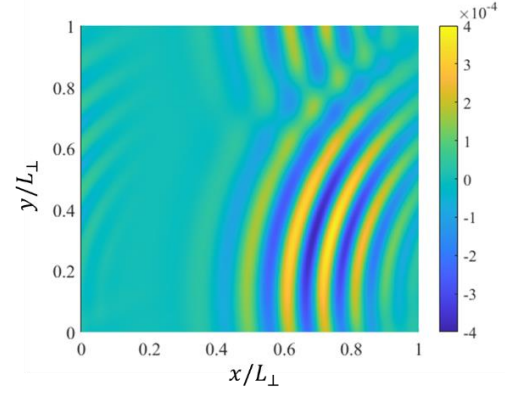


図 5 電離圈における $c\tau_A/L_\perp^2 B_0$ で規格化された静電ポテンシャル摂動 $\tilde{\phi}$ の実空間分布 ($t = 10 \tau_A$)

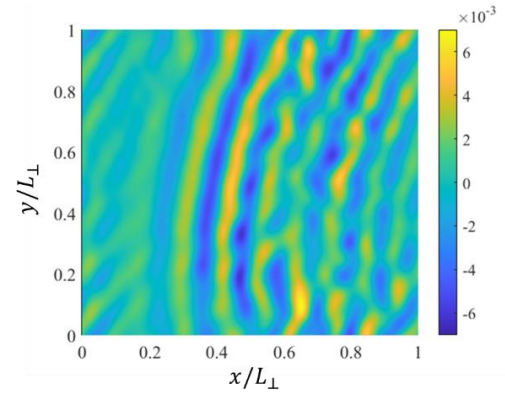


図 6 電離圈における $c\tau_A/L_\perp^2 B_0$ で規格化された静電ポテンシャル摂動 $\tilde{\phi}$ の実空間分布 ($t = 18 \tau_A$)

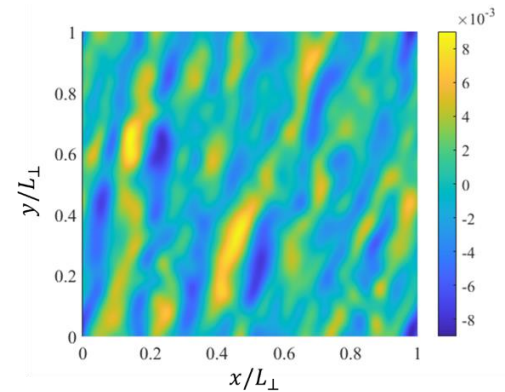


図 7 電離圈における $c\tau_A/L_\perp^2 B_0$ で規格化された静電ポテンシャル摂動 $\tilde{\phi}$ の実空間分布 ($t = 25 \tau_A$)

図 5-7 はそれぞれ、電離圈における磁力線に垂直な面内の $t = 10 \tau_A, 18 \tau_A, 25 \tau_A$ での静電ポテンシャル摂動の実空間分布を示している。ここで、 $\tilde{\phi}$ は $c\tau_A/L_\perp^2 B_0$ で規格

化されている。図 5-7 から、 $t = 10 \tau_A$ では線形不安定モードによる層構造が観察される。また、この構造は $E \times B$ ドリフトにより $-x$ 方向に伝搬する。一方で、 $t = 18 \tau_A$, $25 \tau_A$ では、非常に複雑な構造が形成され、層構造とひだ構造が混在している様子が観察される。非線形フェイズにおいては、ひだ構造を時々刻々と変化させながら $E \times B$ ドリフトにより $-x$ 方向に伝搬する。したがって、非線形フェイズは乱流状態にあり、様々なモード間でエネルギー輸送が行われていることが示唆される。

a) 時空間構造解析

以下では、フィードバック不安定性の非線形フェイズにおける乱流的なふるまいについて時空間構造解析を行う。電離圏における磁力線に垂直な面内の静電ポテンシャル摂動の時間発展に対して、 $y = L_\perp/2, x = L_\perp/2$ の位置でスライスし、 x 方向の $\tilde{\phi}$ の時間発展、 y 方向の $\tilde{\phi}$ の時間発展に分解する。 $x-t, y-t$ 平面における $\tilde{\phi}$ の時間発展に対して、空間方向と時間方向の 2 次元フーリエ変換を用いて、 x, y 方向のモード数 (m, n) と角周波数 ω の関係の調査を行う。ただし、2 次元フーリエ変換を行う範囲は、非線形フェイズ移行後の $t = 20 \sim 25 \tau_A$ とする。

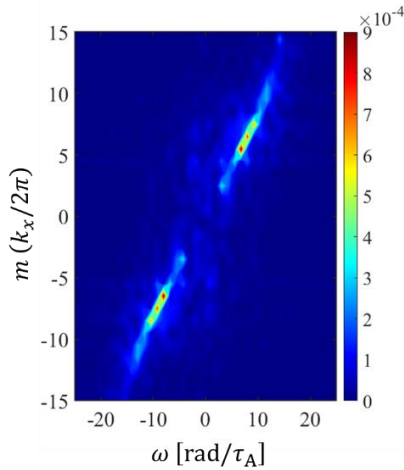


図 8 伝搬方向(x 方向)の 2 次元 FFT 結果

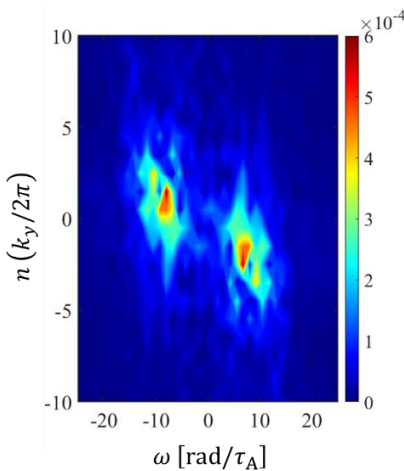


図 9 伝搬方向に垂直な方向(y 方向)の 2 次元 FFT 結果

図 8,9 はそれぞれ、 x 方向の静電ポテンシャル摂動 $\tilde{\phi}$ の時間発展の 2 次元フーリエ変換結果、 y 方向の静電ポテンシャル摂動 $\tilde{\phi}$ の時間発展の 2 次元フーリエ変換結果を示している。図 8 から、伝搬方向(x 方向)にはスペクトル分布が直線で一定の間隔であり、複数の不安定なモードがほぼ同じ位相速度で伝搬していることが分かる。また、図 9 から、伝搬方向と垂直な方向(y 方向)にはスペクトル分布が広くまばらであることから、乱流的に変化していることが分かる。これらのことから、オーロラのひだ状構造の形成は、伝搬方向と伝搬方向に垂直な方向の摂動のふるまいの異方性に起因すると示唆される。

b) エネルギー輸送解析

以下では、2.1.d 節で導出したエネルギー保存則を用いてエネルギー輸送解析を行う。

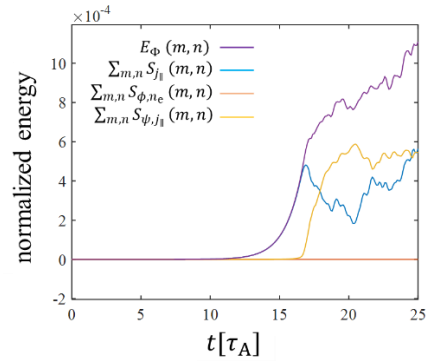


図 10 $B_0^2 L_\perp^4 / 4\pi l$ で規格化された E_ϕ , $\sum_{m,n} S_{j_i}^{m,n}$, $\sum_{m,n} S_{\phi, n_e}^{m,n}$, $\sum_{m,n} S_{\psi, j_i}^{m,n}$ の時間発展

図 10 は、 E_ϕ を構成する要素である $\sum_{m,n} S_{j_i}^{m,n}$, $\sum_{m,n} S_{\phi, n_e}^{m,n}$, $\sum_{m,n} S_{\psi, j_i}^{m,n}$ の時間発展を示している。ここで、これらは $B_0^2 L_\perp^4 / 4\pi l$ で規格化されている。図 10 から、線形エネルギーソース $\sum_{m,n} S_{j_i}^{m,n}$ と支配的な非線形エネルギーソース $\sum_{m,n} S_{\psi, j_i}^{m,n}$ を比較すると、どちらも同程度のエネルギーを持っていることが分かる。また、対流的非線形ソースと電磁的非線形ソースを比較すると $\sum_{m,n} S_{\phi, n_e}^{m,n} \ll \sum_{m,n} S_{\psi, j_i}^{m,n}$ であり、フィードバック不安定性の非線形発展においては電磁的非線形性が重要であることが分かる。

3. 結論

磁気圏にジャイロ流体モデルを適用したフィードバック不安定性の線形安定性解析と非線形シミュレーションを行った。線形安定性解析では、フィードバック不安定性に対する有限イオンラーマ半径効果の作用についての調査を行い、有限イオンラーマ半径効果はフィードバック不安定性を不安定化させる効果を持つが、単純な不安定化効果ではなく垂直波数空間に特異的な不安定領域を形成することが明らかになった。また、非線形シミュレーションでは、フィードバック不安定性の非線形発展における時空間構造解析とエネルギー輸送解析を行った。時空

間構造解析から、伝搬方向と伝搬方向に垂直な方向では摂動のふるまいが異なり、オーロラのひだ状構造の形成はこのような渦のふるまいの異方性に起因することが示唆された。エネルギー輸送解析から、フィードバック不安定性の非線形発展においては、対流的非線形性よりも電磁的非線形性による寄与が主であることが明らかになった。

謝辞

本研究を遂行するにあたり、御指導を賜りました法政大学理工学部電気電子工学科准教授の西村征也先生に深く感謝申し上げます。また、共同研究者としてご協力いただいた日本大学生産工学部電気電子工学科助教の佐々木真先生にも深く感謝申し上げます。

参考文献

- 1) T.-H. Watanabe, J. Plasma Fusion Res. **93**, 401, (2017).
- 2) M. C. Kelley, *The Earth's Ionosphere*, Academic Press (1989).
- 3) 柴田一成・上出洋介：「総説 宇宙天気」京都大学学術出版会 (2011).
- 4) A. Galeev, T. Sato, A. Nishida, G. Haerendel, G. Paschmann, M. Ashour - Abdalla and C. F. Kennel, *Magnetospheric Plasma Physics*, Center for Academic Publications Japan (1982).
- 5) G. Atkinson, J. Geophys. Res. **75**, 4746, (1970).
- 6) T. Sato and T. E. Holzer, J. Geophys. Res. **78**, 7314 (1973).
- 7) T. Sato, J. Geophys. Res. **83**, 1042 (1978).
- 8) A. Miura and T. Sato, J. Geophys. Res. **85**, 73 (1980).
- 9) K. Watanabe and T. Sato, Geophys. Res. Lett. **15**, 717 (1988).
- 10) T. Watanabe, H. Oya, K. Watanabe and T. Sato, J. Geophys. Res. **98**, 21391 (1993).
- 11) A. V. Streltsov and W. Lotko, J. Geophys. Res. **108**, 1289 (2003).
- 12) A. V. Streltsov and W. Lotko, J. Geophys. Res. **109**, A09214 (2004).
- 13) A. V. Streltsov and W. Lotko, J. Geophys. Res. **113**, A05212 (2008).
- 14) J. Y. Lu, R. Rankin, R. Marchand, I. J. Rae, W. Wang, S. C. Solomon and J. Lei, J. Geophys. Res. **112**, A10219 (2007).
- 15) J. Y. Lu, W. Wang, R. Rankin, R. Marchand, J. Lei, S. C. Solomon, I. J. Rae, J.-S. Wang and G.-M. Le, J. Geophys. Res. **113**, A05206 (2008).
- 16) T.-H. Watanabe, Phys. Plasmas **17**, 022904 (2010).
- 17) T.-H. Watanabe and S. Maeyama, Geophys. Res. Lett. **45**, 10043 (2018).
- 18) T.-H. Watanabe, Geophys. Res. Lett. **47**, 1 (2020).
- 19) A. Hasegawa, J. Geophys. Res. **81**, 5083, (1976).
- 20) J. R. Wygant, A. Keiling, C. A. Cattell, R. L. Lysak, M. Temerin, F. S. Mozer, C. A. Kletzing, J. D. Scudder, V. Streltsov, W. Lotko, and C. T. Russell, J. Geophys. Res. **107**, SMP 24-1, (2002).
- 21) S. Nishimura, Phys. Plasmas **26**, 112902 (2019).
- 22) S. Nishimura, Phys. Plasmas **27**, 062904 (2020).
- 23) Z. Chang and J. D. Callen, Phys. Fluids B **4**, 1167 (1992).