

# KDK Research Report 2022

2022年度 京都大学  
電波科学計算機実験  
共同利用研究成果報告書

京都大学 生存圏研究所



# KDK Research Report 2022

2022年度 京都大学  
電波科学計算機実験  
共同利用研究成果報告書

京都大学 生存圏研究所





## はじめに

「2022 年度京都大学電波科学計算機実験装置 (KDK) 研究成果報告書」をお届けいたします。

全国共同利用研究機関である京都大学生存圏研究所では、1993 年度（平成 5 年度）より、宇宙プラズマおよび超高層大気中の電波科学に関する計算機実験のための専用計算機システムとして、「京都大学電波科学計算機実験装置 (KDK)」を導入し運用を開始しました。1998 年度（平成 10 年度）には、計算機実験の更なる発展に寄与するため、「先端電波科学計算機実験装置 (A-KDK)」を導入し、2003 年度（平成 15 年度）後期にはシステムのレンタル更新に伴い、512 GB の共有型主記憶をもつスーパーコンピュータからなる新しい A-KDK を導入しました。2008 年度（平成 20 年度）後期には、2.5 ノード分 (1 ノードあたり 1TB) の共有メモリ型マシンを京都大学学術情報メディアセンターに設置することによりマシン統合を行いました。2012 年度（平成 24 年度）には、超並列計算用のシステム A、小規模並列計算用のシステム B、共有メモリ型並列計算用のシステム C (1 ノードあたり 1.5 TB) の 3 つのシステムからなる装置に更新し、多様なモデルの計算機実験が効率良く実行できるようになりました。2016 年度（平成 28 年度）後期には装置の更新を行い、システム A の理論演算性能は約 900 TFLOPS に達しました。当該システムは 2022 年（令和 4 年）7 月に運用を停止し、新システムは 2023 年（令和 5 年）に順次稼働開始の予定です。

2022 年度は、一般公募のもと専門委員会において採択された 30 件の研究プロジェクトをもとに運用を行い、それぞれ素晴らしい研究成果をあげました。本報告書は、2022 年度における KDK を用いた研究プロジェクトの研究成果をまとめたものです。お忙しい中、原稿を準備頂いた各研究代表者の方々に心より御礼申し上げます。

2023 年 3 月

京都大学電波科学計算機実験  
共同利用・共同研究専門委員会



# 目 次

1. プラズモイド型乱流磁気リコネクションの磁気流体シミュレーション研究・・・ 1  
    銭谷 誠司      神戸大学・都市安全研究センター
2. REPPU シミュレーションを用いた高エネルギー電子降下現象の研究・・・ 5  
    片岡 龍峰      国立極地研究所  
    村瀬 清華      総合研究大学院大学
3. サブストームトリガー機構のトポロジー構造・・・・・・・・・・・・・・・・ 7  
    田中 高史      九州大学
4. イオンサイクロトロン波動及び斜め伝搬ホイッスラーモード波動粒子相互作用  
    のテスト粒子シミュレーション・・・・・・・・・・・・・・・・ 11  
    謝 怡凱      京都大学生存圏研究所  
    大村 善治      京都大学生存圏研究所
5. 地球磁気圏における磁気リコネクションの磁気流体的研究・・・・・・・・ 15  
    近藤 光志      愛媛大学宇宙進化研究センター
6. 宇宙プラズマ中における電界センサー特性に関する計算機シミュレーション・・・ 17  
    深澤 伊吹      京都大学大学院工学研究科  
    小嶋 浩嗣      京都大学生存圏研究所  
    栗田 怜      京都大学・生存圏研究所  
    白井 英之      神戸大学大学院システム情報学研究科  
    三宅 洋平      神戸大学・計算科学教育センター  
    草地 恒史郎      神戸大学大学院システム情報学研究科
7. 磁気ノズルスラストにおけるエネルギー輸送と中性粒子が  
    推進性能に与える影響の解析・・・・・・・・・・・・・・・・ 23  
    鷹尾 祥典      横浜国立大学大学院工学研究院  
    江本 一磨      横浜国立大学
8. レーダーインバージョンによる大気擾乱精測技術の開発・・・・・・・・ 27  
    橋口 浩之      京都大学生存圏研究所  
    西村 耕司      京都大学生存圏研究所  
    王 元      京都大学生存圏研究所
9. 太陽風磁気流体乱流の数値シミュレーション・・・・・・・・・・・・・・・・ 31  
    成行 泰裕      富山大学・学術研究部教育学系
10. 太陽条件および惑星固有磁場が太古火星の電離大気散逸に与える影響の研究・・・ 33  
    坂田 遼弥      東京大学理学系研究科  
    関 華奈子      東京大学理学系研究科

11. 高精細プラズマバブルモデルと全球大気圏電離圏モデルの融合 . . . . . 37  
横山 竜宏 京都大学生存圏研究所  
陣 英克 情報通信研究機構  
品川 裕之 情報通信研究機構  
劉 鵬 京都大学生存圏研究所
12. 無衝突プラズマ中の運動論的不安定性に伴う粒子の加熱・加速の研究 . . . . . 39  
天野 孝伸 東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻  
寺境 太樹 東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻  
岡田 卓郎 東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻
13. 地球型惑星大気流出機構に関する研究：  
共回転電場及び EUV 放射照度による比較 . . . . . 43  
堺 正太郎 東北大学大学院理学研究科  
関 華奈子 東京大学大学院理学系研究科
14. 宇宙プラズマ中の高エネルギー荷電粒子の消失過程 . . . . . 47  
田所 裕康 千葉経済大学 経済学部  
加藤 雄人 東北大学大学院理学研究科地球物理学専攻
15. 品質工学を用いた木造建築物の地震応答解析手法の開発 . . . . . 51  
中川 貴文 京都大学生存圏研究所  
角 有司 JAXA 安全・信頼性推進部  
飯山 洋一 JAXA 安全・信頼性推進部  
難波 宗功 京都大学生存圏研究所
16. **Linear Theory of Tearing Instability with  
Viscosity, Hyper-Resistivity, and improved WKB-approximation . . . . . 53**  
清水 徹 愛媛大学 宇宙進化研究センター
17. 小型天体・宇宙プラズマ相互作用過程の大規模粒子シミュレーション . . . . . 61  
三宅 洋平 神戸大学計算科学教育センター  
臼井 英之 神戸大学大学院システム情報学研究科  
西野 真木 JAXA 宇宙科学研究所  
寺田 直樹 東北大学大学院理学研究科  
田邊 正樹 東北大学大学院理学研究科  
Ravindra Desai Imperial College London  
Zeqi Zhang Imperial College London  
高木 淳也 神戸大学大学院システム情報学研究科  
中園 仁 神戸大学大学院システム情報学研究科  
早稲田 卓 神戸大学大学院システム情報学研究科  
釜江 祥史 神戸大学大学院システム情報学研究科  
寺田 大樹 神戸大学大学院システム情報学研究

18. 粒子法を用いたプラズマ推進機の運動論的シミュレーション・・・ 65  
 西山 和孝 宇宙航空研究開発機構  
 月崎 竜童 宇宙航空研究開発機構  
 張 科寅 宇宙航空研究開発機構  
 山下 裕介 東京大学大学院  
 濃野 歩 東京大学大学院
19. ピックアップイオン加速機構の研究・・・ 71  
 坪内 健 電気通信大学
20. 小天体近傍のイオン環境計算機実験・・・ 73  
 臼井 英之 神戸大学大学院システム情報学研究科  
 三宅 洋平 神戸大学 計算科学教育センター  
 上本 祥貴 神戸大学大学院システム情報学研究科  
 松本 正晴 福島大学 総合情報処理センター
21. 磁気嵐・サブストーム時の電磁エネルギー生成・伝送メカニズムの研究・・・ 75  
 菊池 崇 名古屋大学宇宙地球環境研究所  
 海老原 祐輔 京都大学生存圏研究所  
 田中 高史 九州大学宇宙環境研究センター  
 藤田 茂 気象大学校  
 橋本 久美子 吉備国際大学
22. 電子ハイブリッドコードによるホイッスラーモード・コーラス放射励起過程での  
 波動粒子相互作用の計算機実験・・・ 81  
 加藤 雄人 東北大学大学院理学研究科  
 大村 善治 京都大学生存圏研究所  
 北原 理弘 東北大学大学院理学研究科  
 齋藤 幸碩 東北大学大学院理学研究科  
 磯野 航 東北大学大学院理学研究科
23. 地球ダイポール磁場中の非線形波動粒子相互作用の計算機実験・・・ 85  
 大村 善治 京都大学生存圏研究所  
 WANG Xueyi 京都大学生存圏研究所  
 殷 振興 京都大学生存圏研究所
24. 極冠分岐の磁気圏磁場トポロジーによる解釈・・・ 89  
 渡辺 正和 九州大学大学院理学研究院地球惑星科学部門  
 蔡 東生 筑波大学システム情報系  
 藤田 茂 情報・システム研究機構  
 田中 高史 九州大学国際宇宙惑星環境研究センター  
 今泉 太晟 九州大学大学院理学府地球惑星科学専攻  
 畠山 将英 九州大学理学部地球惑星科学科  
 上西園 健太 九州大学理学部地球惑星科学科

25. 磁気嵐・サブストームに伴う磁気圏高エネルギー荷電粒子変動の研究・・・ 97  
 海老原 祐輔 京都大学生存圏研究所  
 田中 高史 九州大学国際宇宙惑星環境研究センター
26. 太陽ジェットの高次元 MHD シミュレーション・・・ 101  
 西田 圭佑 京都大学理学研究科
27. 電気推進機放出プラズマ環境中の宇宙機周辺電位構造解析・・・ 105  
 村中 崇信 中京大学工学部・大学院工学研究科
28. 水星磁気圏の高次元大域的完全電磁粒子シミュレーション・・・ 109  
 蔡 東生 筑波大学システム情報工学研究科CS専攻  
 Sri Ekawati 筑波大学システム情報工学研究科CS専攻
29. 非定常磁気ノズルからのプラズマ離脱過程の検証・・・ 117  
 山本 直嗣 九州大学総合理工学研究院

# プラズモイド型乱流磁気リコネクションの 磁気流体シミュレーション研究

Magnetohydrodynamic simulation of plasmoid-dominated turbulent reconnection

研究代表者： 銭谷誠司（神戸大学・都市安全研究センター・特命准教授）  
zenitani@port.kobe-u.ac.jp

## 研究目的 (Research Objective):

磁気リコネクションは宇宙・天体プラズマ中の磁気エネルギーを解放する重要な物理過程である。磁気流体 (MHD) 近似のもとでは、磁気リコネクションの基本的な性質は Sweet=Parker 理論モデルによって長年議論されてきた。しかし最近、細長く伸びた Sweet=Parker リコネクション領域が大量のミニ・リコネクション領域と磁気島 (プラズモイド) に分裂し、乱流状態に移行することがわかってきた。本研究では、このような「プラズモイド型乱流リコネクション」の基礎的な性質を大規模な数値シミュレーションを通して理解することを目指す。さらに、こうした研究と並行してシミュレーションコードのそのものの改良・改善を図る。

## 計算手法 (Computational Aspects):

研究代表者が開発・公開している「OpenMHD」コードを利用する。OpenMHD は 2次元 MHD 問題を有限体積法で解く。MPI を用いて 500~2400 コアの並列計算を実行する。最新版では、データを GPU にオフロードして計算することもできる。

## 研究成果 (Accomplishments) :

リコネクションの2つの上流領域で、プラズマ密度が不揃いな「密度非対称」条件下でのプラズモイド型乱流リコネクションの数値シミュレーションを行った。昨年度までの研究で、磁気リコネクションの進行速度 (リコネクション・レート) が理論予想に従ってスケールすることや、密度勾配によってプラズモイドが回転することがわかっていた [2]。

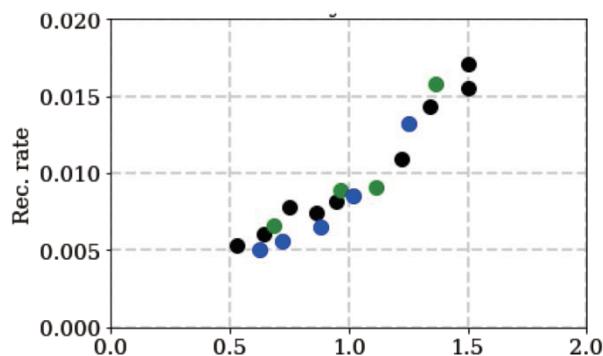


図1 密度非対称磁気リコネクションの実効リコネクションレート(縦軸)と圧縮性を考慮した修正スケール則(横軸)との比例関係

今年度は、このパラメータサーベイを拡張して多数の計算を実行し、その結果を吟味した結果、プラズマの圧縮性を考慮した新しいスケール則を用いると予測精度が良くなることを発見した（図1）。

計算コード OpenMHD の改良も進んだ。OpenMP の記述を工夫してスレッド数が多い場合の安定性を向上させた。さらに OpenMHD の GPU および MPI-GPU 環境での利用ノウハウも蓄積した。図2は、AMD 社のマルチコア CPU (EPYC プロセッサ 7282 : 16 コアおよび 7452 : 32 コア) および NVIDIA 社の GPU (K80, P100, ... A100) で OpenMHD の実行時間を比較した図である。ノードあたり（≒電力あたり）で考えると、GPU はマルチコア CPU と比べて概ね 1/2~1 オーダー高速であることがわかる。ローエンドの Tesla K80 や P100 は、無料クラウドサービス Google Colaboratory (Colab) でも利用できる。2022 年 9 月にオンラインで開催した国際シミュレーションスクールでは、我々は Colab と OpenMHD を使った実行環境を提供した（口頭発表 #6）。A100 は京大新システムにも導入された GPU である。今後、システム G を利用すれば、大規模な計算を圧倒的短時間で実行できるはずである。

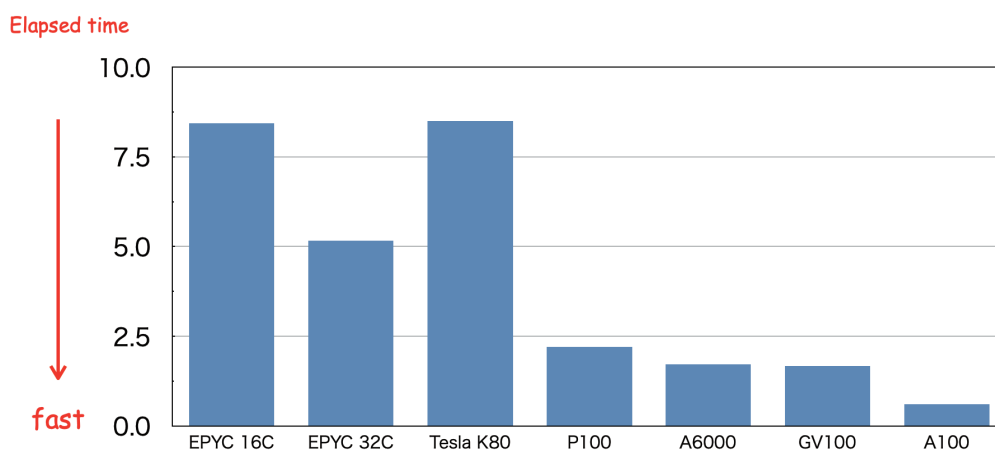


図2 磁気リコネクションテスト問題のベンチマークテスト。  
各実行環境(横軸)での実行時間(縦軸)を示す。

## 公表状況 (Publications) :

### (論文)

1. Zenitani, S. and S. Nakano, *Loading a relativistic Kappa distribution in particle simulations*, Physics of Plasmas 29, 113904 (2022)
2. 山本百華, 宇宙プラズマ中の密度非対称条件下での磁気リコネクションの MHD シミュレーション (神戸大学大学院工学研究科 2022 年修士論文)

### (口頭)

3. Zenitani, S., Yamamoto, M., and T. Miyoshi, *Plasmoid-dominated turbulent reconnection in symmetric and asymmetric systems*, US-Japan Workshop on Magnetic Reconnection



(MR2022), Monterey, USA, May 2022 (招待講演)

4. Zenitani, S., Yamamoto, M., and T. Miyoshi, *Plasmoid-dominated turbulent reconnection in symmetric and asymmetric systems*, EGU General Assembly 2022, Vienna, Austria, May 2022
5. Zenitani, S., Yamamoto, M., and T. Miyoshi, *Plasmoid-dominated turbulent reconnection in symmetric and asymmetric systems*, AOGS 19th Annual Meeting, Online, Virtual, August 2022
6. Zenitani, S., *Getting started with MHD simulations*, The 14th International School/Symposium for Space Simulations (ISSS-14), Online/Kobe, Japan, September 2022 (招待講演)
7. 銭谷誠司、磁気リコネクションにおけるプラズマ粒子軌道研究の進展、プラズマ・核融合学会、富山、2022年11月 (招待講演)



# REPPU シミュレーションを用いた高エネルギー電子降下現象の研究

Study on energetic electron precipitation using REPPU simulation

**研究代表者**：片岡龍峰 (国立極地研究所)  
kataoka.ryuho@nipr.ac.jp

**研究分担者**：村瀬清華 (総合研究大学院大学)  
murase.kiyoka@nipr.ac.jp

担当：シミュレーション実行と解析、論文執筆

## 研究目的 (Research Objective):

サブストーム現象の成長相に現れる高エネルギー電子降下現象 (EEP) について、昭和基地の PANSY レーダーやイメージングリオメーターの観測結果から同定されており、本研究では、サブストーム開始前にもかかわらず中間圏大気の電離源として重要な要素である可能性のある成長相 EEP の空間的 (緯度・経度) 広がりについて議論する。

## 計算手法 (Computational Aspects):

サブストーム現象などの研究に使われているグローバル磁気流体シミュレーション REPPU を用いる。シミュレーションの入力値とする太陽風パラメータとしては、実際に観測された太陽風データのほか、複数の異なる理想的な条件でも確認しておく必要がある。

## 研究成果 (Accomplishments) :

上記の EEP について、REPPU シミュレーションを利用することで、電子のジャイロ半径に比べて磁場の曲率が小さくなる領域 (これが REPPU シミュレーションから求められる) を電離圏にマップした領域が、観測される EEP の分布と矛盾しないことを確認した。成長相の EEP が、サブストーム開始・爆発相の情報を有しているか否か、つまり成長相の EEP と、サブストーム開始のタイミングや爆発相の規模の関係性を発見できれば、サブストームの予測に利用できる可能性があるが、この検証は今後の課題である。

## 公表状況 (Publications) :

### (論文)

1. Murase K., et al. (2022), Mesospheric ionization during substorm growth phase, J. Space Weather Space Clim., Volume 12, 18, <https://doi.org/10.1051/swsc/2022012>.



# サブストームトリガー機構のトポロジー構造

Study of growth phase topology inducing the substorm onset

## 研究代表者：研究代表者名

田中高史（九州大学・名誉教授）

[takashi.tanaka.084@m.kyushu-u.ac.jp](mailto:takashi.tanaka.084@m.kyushu-u.ac.jp)

## 研究分担者：研究分担者名

無し

## 研究目的 (Research Objective):

昭和基地で、サブストームを観察した時、最も不思議に思ったのは、quiet arc であった。それは、オンセットの前に、必ず定位置にある。一般に考えられているオンセットのシーケンスは、NENL (near-earth neutral line)、フロー、CW (Current wedge) であり、この場合必ず定位置にある quiet arc は無視しても、サブストームはほとんど成立する。Quiet arc の発生理論は、オンセットと別個に考えられており、thinning 下での粒子散乱というのが有力な説のようである。quiet arc をオンセットに関連づけるには、“オンセット前でも、NENL は弱く進行している” と考えざるを得なかった。

オンセットが Quiet arc の赤道側から始まることは、サブストーム研究の初期から謎とされてきた。Quiet arc とオンセットの関係は、SuperDARN でも研究されている。オンセット点は quiet arc の分布と密接に関係することや、quiet arc にはシアアが伴うことなどが分かっている。また衛星観測では、多重 quiet arc に対する粒子降下の様相などが観測されている。これらをよく見て、その結果の合わせる必要があるであろう。しかし一般には、サブストームでは磁気圏観測衛星による研究とそれを運用する機関が主役であり、それ以外の存在は取るに足りないおまけであり、考慮する価値はないと思われているようである。

サブストームの研究では、地上観測、衛星観測のデータを用いて解析を進めるのが一般的である。これに対して私は、グローバルシミュレーションでサブストームを再現し、その解からサブストームを解明するという方法を考えた。昭和基地での観察から数えれば、この研究は40年に亘って続けたことになる。到達した結果では、サブストーム現象の原因は対流変動であり、この系で対流を電離圏に伝達するのが FAC であり、アークは quiet arc でも onset arc でも上向き FAC (field-aligned current) の可視化として理解できるというものである。この点については飯島先生の慧眼に脱帽するところである。

オンセットは対流の遷移過程である。FAC について重要な点は、これを電離圏に接続するには、電離圏に到達するシアア、すなわち電磁流体運動が必要であることである。菊池理論によれば、シアアの伝達とは電荷の伝達と等価でもある。この点は多くのサブストーム理論で見過ごされており、それゆえ間違ったサブストーム理論を信奉する羽目になっている人物が多い。

NENL は対流変動の重要要素である。しかしこれはもっと一般化され、対流形成における、ヌル点の役割として理解されなければならないことに気づいた。ヌル分布は、対流の基本構造となり、その全体変動を考えれば、なぜ北向き IMF (Inter-planetary magnetic field) で sun-aligned arc、fan arc、theta aurora が発生し、なぜ南向き IMF で Quiet arc、onset arc が発生するかも明確に理解できる。この点の詳細は以下にも述べる。

グローバルシミュレーションでは、電離圏を再現することが不可欠である。私が研究した REPPU (REProduce Plasma Universe) コードでは、(オーロラに結びつくように) 初めから電離圏の再現を組み込んで開発が進められた。その解像度は、格子構造で決まることを実感し、REPPU コードで特徴的な 1 2 面体分割三角格子を開発した。つぎにこれらをハイブリッド並列化したのが、現在の REPPU コードである。REPPU コードの適用で、今年度は、テーターオーロラの発生機構についてと、アークオーロラの発生機構についての 2 つの成果が得られた。

### 計算手法 (Computational Aspects):

REPPU コードは、ハイブリッド並列化した、高精度 M-I 結合系 MHD シミュレーションである。球面格子は 1 2 面体分割三角格子であり、始めの分割でできたもの (60 三角) をレベル 1、その後 1 つの三角を 4 つに分割したものをレベル 2 というふうに呼んでいる。3 次元格子は球を半径方向に重ね合わせる。ただし球の中心を順次ずらし、内側は球座標、反太陽方向の外側は円柱座標に漸近させる。

現在流通しているのはレベル 7 であるが、半径方向に球を増加し、中心のずらし方を最適化したレベル 7 Super fine、さらにレベル 8 が稼働している。レベル 8 では格子点は約 5 億である。これは計算に時間がかかり、次世代の高速計算機もしくは現在のトップクラス (富岳など) でないと実用化は難しいかもしれない。

M-I 結合シミュレーションでは、磁気圏変動を正確に電離圏に投影するため、磁気圏変動を内部境界まで不連続がないように接続するところが難関であるようだ。世界のシミュレーションを観察してみると、この M-I 結合の正確さが、REPPU の優位性のように感じられる。しかしこの点は論文の記述上は現れず、解

の様相から推定されるだけである。

## 研究成果 (Accomplishments) :

REPPU コードの適用で、今年度は、テーターオーロラの発生機構と、アークオーロラの発生機構についての2つの結果が得られた。

若いころにテーターオーロラを始めて (ビデオで) 見た時、世の中にこんな不思議なものがあるのかと驚愕した。これを発見した Frank という人を1回だけ見たことがあるが、世の中にこんな偉そうにした人物がいるのかと、これまた驚愕した。その威張り方は永田先生も真っ青であろう。しかしテーターオーロラがヌルの入れ替え過程の投影とは、想像だにできなかった。テーターオーロラはその奇怪さ故、極めて多くのモデルが提唱され、まさに百花繚乱である。しかし誰一人として、ヌルに結び付けた人物はいなかった。考えられたのは、カスプリコネクションの投影、プラズマシートの不安定、マグネトポーズの不安定、リターン磁場の停滞、などである。立ち止まって考察すると、これらは知られている要素の変形である。人間の思考は如何に枠内で留まるかを見ることが出来る。シミュレーションではヌルの分布が分かり、磁力線のトレースができる。今年度には、テーターオーロラはヌルの入れ替え過程であることを明確にした。なぜテーターオーロラが東西に移動するかも良く理解できた。シミュレーションは、既存の概念の具体化の範囲を超えることが出来ると感じた。

磁気圏物理学でヌルを考察することの意義を最初に唱えたのは、Dorelli et al. (2007) であろう。私はそれが実際に観測できることを示しただけである。エポック making は点から始まり、みんなの協力というような美しい世界は、その後の惰性である、というような良く言われる伝説を、実際に垣間見られた気がする。しかし実働の研究社会は、美しい世界の建前で運動しているのは、致し方ないことであろうか。

JGR のレビューワーは当然百花繚乱の一人であるはずで、対話には難航も予想されたが、意外にも“私はこれまでのテーターオーロラの理論は明確でないと思っていた”とのことであった。さて百花繚乱は今後どうなるであろうか。決定的なモデルを無視して、今後も百花繚乱を続けることも可能である。それは複合系の科学では、完全に間違いであることを証明するのもまた難しいからである。

オーロラはアークとディフューズに分類されることは古来より知られている。サブストームに關与する quiet arc とオンセットアーク、北向き IMF で観察される、sun-aligned arc、fan arc、テーターオーロラは、全てアークである。アークはそれぞれの発生条件も、明るさにも大きな幅があるが、それなのになぜ同

じアークなのか。その理由は、アークは上向き FAC の可視化ということである。今年度には、FAC とは磁気圏から電離圏への対流の伝達であり、アークの違いは、伝達する対流のトポロジーの違いの反映である、との結果を得た。

アークは上向き FAC の可視化であることは、当たり前であろうか。一般に流通している論文を読んだ感想として、たいていはアークは粒子落下、粒子加速であるという通念にこだわり、すぐには FAC とは理解しないであろうと予想していた。しかし、JGR のレビューワーの一人は、当たり前であると断言した。世界（米国）も一枚岩ではなく、多種の人種が混在しており、中には達人もいると感じた。世界から日本に伝来する際に、多数意見が平凡性のフィルターを通し、主流として再流通する仕組みがあるのかもしれない。

サブストームオンセットを特別扱いし、これぞ MHD の破れであると主張するのは、古来よりの常道である。オンセットアークは確かに異常である。これだと、CW、粒子効果など、自然に湧き出てくる。オーロラは粒子落下であり、粒子加速の結果となるのは自然である。このような既存路線ができると、それに逆行するのは極めて難しいようである。複合系では決定的な証明は難しいという困難は、この場合も当てはまる。これらに対し、グローバルシミュレーションの解では、サブストームは MHD であり、トポロジーと対流の変動である。これにより HD (Harang discontinuity) の成長と崩壊も自然に理解できる。HD もまた古来より知られていたにも関わらず、理解できなかつた問題である。MHD では、電離圏のグローバル変動、quiet arc から onset acc への移行、2段階オンセットなどを再現できるところが尤もらしい。観測がなければ、磁気圏シミュレーションは数学になるが、観測があると、複合系の科学になる。観測の全体像を見ずに、磁気圏シミュレーションの数学を研究してしまう学徒もまた多いようである。

## 公表状況 (Publications) :

### (論文)

- [1]Tanaka, T., Y. Ebihara, M. Watanabe, S. Fujita, N. Nishitani, and R. Kataoka (2022). Interpretation of the theta aurora based on the null-separator structure, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 127, 2022JA030332.
- [2]Tanaka, T., Y. Ebihara, M. Watanabe, S. Fujita, N. Nishitani, and R. Kataoka (2022). Unified theory of the arc auroras: formation mechanism of the arc auroras conforming general principles of convection and FAC generation, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 127, 2022JA030403.



# イオンサイクロトロン波動及び斜め伝搬ホイッスラーモード波 動粒子相互作用のテスト粒子シミュレーション

Test Particle Simulation on Wave-Particle Interactions of EMIC waves and Obliquely Propagating Whistler-mode Waves

研究代表者：謝 怡凱 (京都大学生存圏研究所)  
yikai\_hsieh@rish.kyoto-u.ac.jp

研究分担者：大村 善治 (京都大学生存圏研究所)  
omura@rish.kyoto-u.ac.jp  
担当：計算結果の理論的検討

## 研究目的 (Research Objective):

The population, motion, and distribution of energetic electrons in the Earth's inner magnetosphere are strongly affected by wave-particle interactions with whistler mode waves, resulting in energy increasing/decreasing and pitch angle scattering of these electrons. Several observations and simulations show evidence of whistler-mode wave-driven electron precipitation (e.g., Hikishima et al., 2010; Nishimura et al., 2010; Kurita et al., 2016; Miyoshi et al., 2022) under the parallel propagating assumption. However, electron precipitation regarding large wave normal angles has been reported (Zhang et al., 2022) but has not yet been studied by simulation. When the wave normal angle is very close to the resonance cone angle, the resonance condition should be very different from parallel waves or slightly oblique waves. This study aims to investigate electron precipitation for broad initial kinetic energies and equatorial pitch angles interacting with whistler-mode chorus with various wave normal angles. We checked the differences between precipitation rates and wave normal angles, and then examined the precipitation mechanism of different  $n$ th order resonances.

## 計算手法 (Computational Aspects):

We applied test-particle simulations to calculate the electron trajectories interacting with a pair of chorus emissions. With the results of the test particle simulations, we generated the numerical Green's function as the modified electron distribution after wave-particle interactions. We have 12 wave models with 3 amplitude settings and 4 wave normal angle settings covering parallel chorus waves, slightly oblique chorus waves, and very oblique chorus waves. The wave models are shown in Fig.1. We simulated wave-particle interactions in the Earth's dipole magnetic field at around  $L=4.5$ . We input 3600 electrons in a test particle simulation with electrons with the same initial kinetic energy and the same equatorial pitch angle. For a Green's function set, we calculate initial energy  $K_0$  from 10 keV to 6 MeV and initial equatorial pitch angle  $\alpha_0$  from  $5^\circ$  to  $89^\circ$ . We submitted 183,600,000 electrons for one

Green's function set. Both MPI and OpenMP methods are employed for parallel computing. After generating the Green's functions, we integrated electrons inside the loss cone to calculate the precipitation rates of each initial pitch angle and kinetic energy. Finally, we compared the precipitation rates of the different wave models.

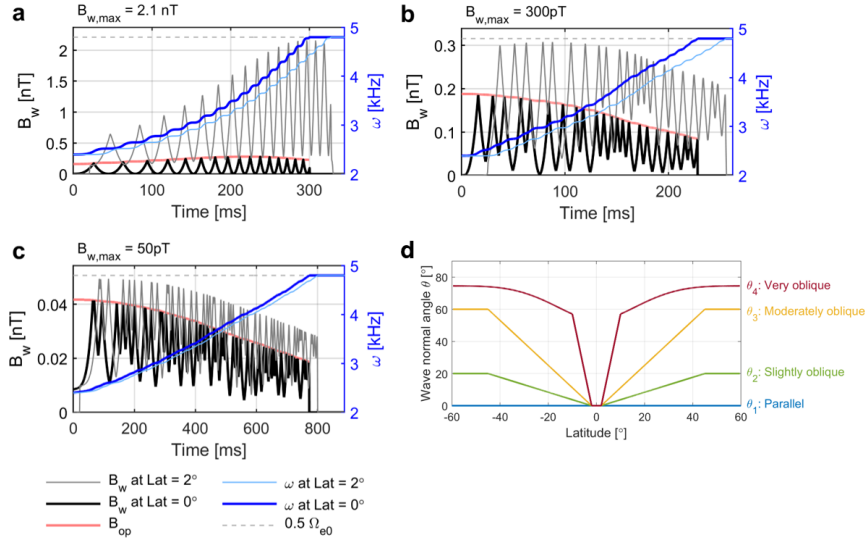


Fig.1 Wave models: (a-c) 3 various wave amplitudes. (d) 4 various wave normal angles.

## 研究成果 (Accomplishments) :

We theoretically derived the equatorial pitch angle scattering rates of resonant electrons and analyzed them in different wave amplitudes, wave frequencies, wave normal angles, and nth resonances. We also compared the pitch angle scatter rates to the simulated precipitation rates. The physical findings are itemized as follows:

1. Amplitude is the most critical factor affecting electron precipitation.
2. In general, low-energy electrons have a higher precipitation rate than high-energy electrons because the pitch angle scattering rate of  $n=1$  cyclotron resonance is higher for low-energy electrons than high-energy electrons. (See red parts of Fig. 2 a-d)
3. For large amplitude waves, the precipitation rate of the very oblique chorus waves is about 1.5 times greater than that of the parallel waves and about 1.2 times greater than that of the slightly oblique waves due to the active nonlinear trapping via the  $n = 0$  Landau resonance and the  $n = -1$  cyclotron resonance and nonlinear scattering of the  $n = 2$  cyclotron resonance. (See Fig. 2e)
4. In the large amplitude and very oblique case, electrons can precipitate from initial equatorial pitch angles  $> 40$  deg around 100 keV because of strong nonlinear trapping via the  $n = -1$  cyclotron resonance. (See Fig. 2d and magenta circles in Fig. 3.)
5. The anomalous trapping effect is much weaker in the oblique cases than in the parallel case.

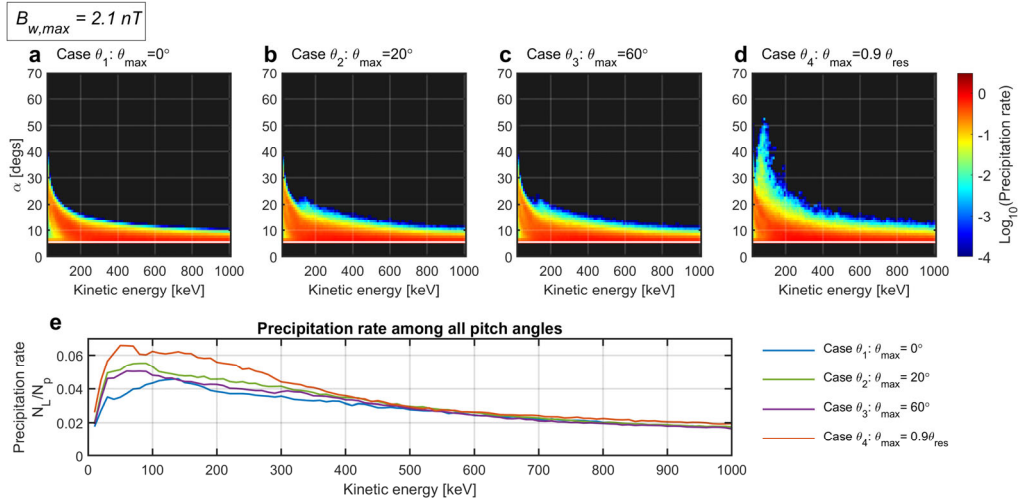


Fig.2 Precipitation rates for electrons interacting with a pair of chorus emissions shown in Fig. 1a.

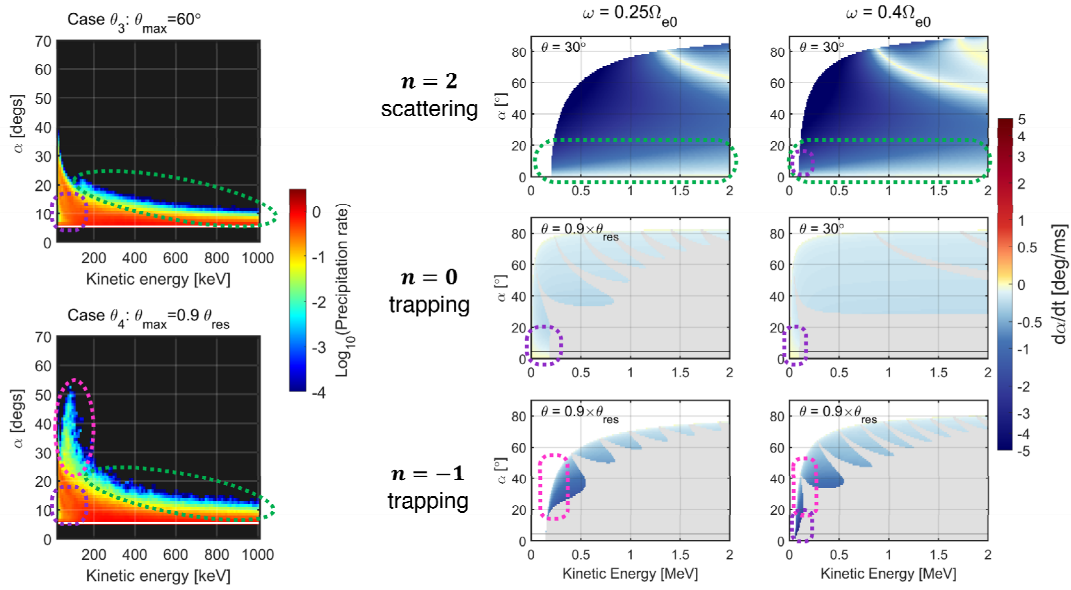


Fig. 3 Connection of simulated precipitation rates (left panel) and theoretical pitch angle scattering rates (right panel).

公表状況 (Publications) :

(論文)

1. Hsieh, Y.-K., & Omura, Y. (2023). Precipitation rates of electrons interacting with lower-band chorus emissions in the inner magnetosphere. Submitted to *Journal of Geophysical Research: Space Physics*.

### (口頭)

1. Hsieh, Y.-K., Y. Omura, Electron precipitation rates due to nonlinear effects of parallel and oblique whistler mode waves in the Earth's inner magnetic field, American Geophysical Union (AGU) 2022 Fall Meeting, Chicago, USA & Online, Dec 2022.
2. Hsieh, Y.-K., Y. Omura, Energetic electron precipitation associated with nonlinear wave-particle interactions between electrons and very oblique chorus waves, The 10th VLF/ELF Remote Sensing of Ionospheres and Magnetospheres Workshop (VERSIM 2022), Sodankylä, Finland & Online, Nov 2022.
3. Hsieh, Y.-K., Y. Omura, Energetic electron precipitation induced by very oblique chorus waves in the Earth's inner magnetosphere, 第152回地球電磁気・地球惑星圏学会, 相模原, 2022年11月.
4. Hsieh, Y.-K., Y. Omura, Comparison of Energetic Electron Precipitation Induced by Parallel and Oblique Whistler Mode Chorus Waves, Asia Oceania Geosciences Society (AOGS) 19th Annual Meeting, Online, Aug 2022.
5. Hsieh, Y.-K., Y. Omura, Precipitation of resonant electrons interacting with parallel and oblique whistler mode chorus waves, AT-AP-RASC 2022, Gran Canaria & Online, May-June 2022.
6. Hsieh, Y.-K., Y. Omura, Precipitation rates of energetic electrons interacting with parallel and oblique whistler mode chorus emissions in the magnetosphere, Japan Geoscience Union (JpGU) Meeting 2022, Chiba, Japan & Online, May 2022.
7. Hsieh, Y.-K., Y. Omura, Energetic electron loss process associating with oblique chorus emissions in the outer radiation belt, EGU General Assembly 2022, Vienna & Online, May 2022.

### (ポスター)

1. Hsieh, Y.-K., & Omura, Y., Energetic electron precipitation driven by oblique whistler mode chorus emissions: Test particle simulation and Green's function method, The 14th International School for Space Simulations (ISSS-14), Online, Sep 2022.
2. Hsieh, Y.-K., & Omura, Y., Pitch angle scattering rates and precipitation rates of energetic electrons interacting with lower-band chorus emissions during nonlinear interactions with multiple resonances, Asia Oceania Geosciences Society (AOGS) 19th Annual Meeting, Online, Aug 2022.

### (受賞)

1. Hsieh, Y.-K., Outstanding Presentation Awards for Early Career Scientists of the 10th VLF/ELF Remote Sensing of the Ionosphere and Magnetosphere (VERSIM) workshop. 2022 Nov. 11<sup>th</sup>.

# 地球磁気圏における磁気リコネクションの磁気流体的研究

MHD simulation of magnetic reconnection in the geomagnetosphere

研究代表者：近藤 光志（愛媛大学 宇宙進化研究センター）  
kondo@cosmos.ehime-u.ac.jp

## 研究目的 (Research Objective):

地球磁気圏尾部では、電流層を挟んだ両側で密度などのプラズマ量や磁場強度などが対称な反平行磁場領域で磁気リコネクションが起こることが知られている。一方、昼側磁気圏境界では、惑星間空間磁場と地球磁気圏磁場の間で非対称磁気リコネクションが起こっていることが知られている。磁気圏尾部での対称磁気リコネクションは、これまでの多くの研究により、その構造が詳細に調べられてきた。一方、昼側磁気圏境界における非対称磁気リコネクションについては、多くの研究がなされてきてはいるが、まだ十分には理解されていない。特に我々は、磁気流体スケールの非対称磁気リコネクション構造を解明するために大規模二次元計算によりその構造を明らかにしてきた。本研究では、より現実的な構造を調べるために、これまでの二次元計算を拡張した三次元的な非対称磁気リコネクション構造を調べることを目的とする。

## 計算手法 (Computational Aspects):

これまでの二次元シミュレーションを  $z$  方向に拡張し、全領域温度一定を仮定した等温平衡電流シートを三次元空間に初期状態として設定する。原点付近の  $z$  方向に有限な領域に初期擾乱を与え、時刻  $t > 4$  において、電流駆動型の異常抵抗を仮定することで自発的高速磁気リコネクションの数値計算を行う。この初期擾乱の  $z$  方向の長さ  $r_z$  をパラメータとして、拡散領域の三次元方向の長さに対する非対称磁気リコネクションを調べる。数値計算には有限差分法である **2step-Lax-Wendroff** 法を用いて磁気流体方程式を解く。 $x, y$  方向には 2 次元計算と同じ空間解像度で計算し、 $z$  方向の空間刻みは  $z$  方向磁場強度に応じて解像度を設定する。

## 研究成果 (Accomplishments) :

非対称磁気リコネクションの三次元構造を調べる前に、まず、シア磁場を考慮した対称磁気リコネクションについて調べた結果、磁気リコネクションによって掻き集められた初期電流シートプラズマは、シア磁場の効果により多層のねじれた構造を形成することが示された。次に、シア磁場が無い場合の非対称磁気リコネクションを調べた結果、 $x$ - $y$  平面の構造は二次元非対称磁気リコネクションの特徴とほぼ同じであることが示された。次に、シア磁場を考慮した三次元非対称磁気リコネクションの計算結果を Fig. 1 に示す。図中赤の等値面が磁気リコネクションにより掻き集められた初期電流層プラズマであり、対称リコネクションで得られた結果と同様にねじれた構造

を持つ。青の等値面は磁気リコネクションにより加速されたローブプラズマであり、赤の等値面のコアプラズモイドを挟み込むようにねじれながら伸びていることが分かる。特に注目すべき点は、赤のコアプラズモイドと外側のプラズモイドは  $z$  方向への成長が全く異なることであり、二次元計算で示した結果と異なり、人工衛星が通過する領域を  $z$  方向にも分けて考える必要があることを示している。例えば、二次元では  $y$  方向の正負両側で観測されていたプラズモイド先端が、 $z$  方向の位置により片側のみを観測になる可能性が高いことが示された。

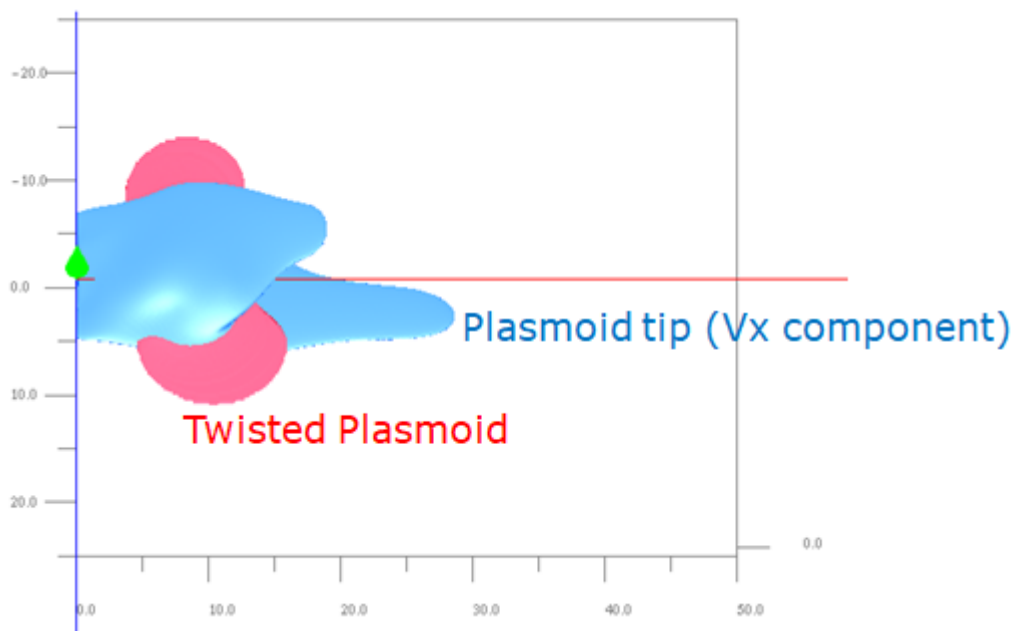


Fig.1 シア磁場を考慮した三次元非対称磁気リコネクション計算で得られた三次元プラズモイド構造 等値面はそれぞれ、プラズマ圧(赤)とプラズマ流速(青)を示す。

## 公表状況 (Publications) :

### (論文)

1. Nitta, S. and Kondoh, K., "Effects of magnetic shear and thermodynamical asymmetry on spontaneous MHD magnetic reconnection", *The Astrophysical Journal*, 936 125, 2022

### (口頭)

1. Kondoh K., "Three Dimensional MHD simulations of the Dayside Asymmetric Magnetic Reconnection", AGU Fall Meeting 2022, on-line, (2021 年 12 月)
2. 近藤光志, 「シア磁場を考慮した非対称磁気リコネクションの三次元効果」, 地球電磁気・地球惑星圏学会 2022 年秋学会, 相模原(2021 年 11 月)
3. Kondoh K., "Study of the MHD scale asymmetric magnetic reconnection in the dayside geomagnetopause", COSPAR 2022 44th scientific assembly, Greece (2022 年 7 月)



# 宇宙プラズマ中における電界センサー特性に関する 計算機シミュレーション

Computer simulations on characteristics  
of electric field sensors in space plasma

**研究代表者：** 深澤 伊吹（京都大学大学院工学研究科）  
fukasawa.ibuki.87x@st.kyoto-u.ac.jp

**研究分担者：** 小嶋 浩嗣（京都大学・生存圏研究所・教授）  
Kojima.hirotsugu.6m@kyoto-u.c.jp  
担当：プラズマ波動の再現性評価  
栗田 怜（京都大学・生存圏研究所・准教授）  
kurita.satoshi.8x@kyoto-u.ac.jp  
担当：電界センサー特性の理論的評価  
臼井 英之（神戸大学大学院システム情報学研究科・教授）  
h-usui@port.kobe-u.ac.jp  
担当：アルゴリズム評価  
三宅 洋平（神戸大学・計算科学教育センター・准教授）  
y-miyake@eagle.kobe-u.ac.jp  
担当：電界センサーモデル評価  
草地恒史郎（神戸大学・大学院システム情報学研究科・修士1年）  
神戸大学・大学院システム情報学研究科・修士1年  
担当：パラメータ依存性評価

## **研究目的 (Research Objective):**

将来の宇宙利用や開発に向けて、地球磁気圏環境の精確な計測および定量的な理解は必要不可欠である。我が国ではこれまでに磁気圏探査衛星 GEOTAIL をはじめとする様々な科学衛星によりプラズマ現象の観測が精力的に行われてきた。宇宙空間におけるプラズマ波の発生と伝播を理解するためには、その位相速度や波数ベクトルなどの特性を明らかにすることが重要である。このような波動特性を探査機の観測によって求める手法の一つに、干渉計計測がある。干渉計計測では、異なる空間間における観測対象の波形の位相差が得られるため、観測点間の距離と位相差から位相速度を算出することができる。単一の科学衛星による干渉計計測は、静電波のような比較的波長の短いプラズマ波動に適応可能というメリットがある。しかし、観測点間の距離が電界センサーの種類に依存するため、観測結果の解釈に不確実性が生じることが知られている。また、電界センサーのみならず衛星本体の影響を受けて電界波面にひずみが生じる可能性が示唆されている。観測結果から精確な位相速度を得るためには、宇宙

機本体を含む現実的なプラズマ環境モデルに基づく評価が重要である。

申請者達の研究グループでは、これまでにアンテナ特性解析にプラズマ運動論的効果を取り入れるために、かねてより宇宙プラズマ現象の解析に用いられてきた三次元電磁粒子計算機実験手法を応用してきた。この手法を更に発展させることにより、センサーや衛星本体の実際的なモデリングを用い、かつプラズマの種々のパラメータを自由に変化させ、宇宙プラズマ中におけるセンサー特性を現実的な計算時間で定量的に把握することを本研究の目的とする。本報告書では、特にインターフェロメトリ計測における観測点間の距離の評価とその考察について記す。

### 計算手法 (Computational Aspects):

本研究では、神戸大学が中心になり開発が行われた宇宙飛行体プラズマ環境解析用コード(EMSES) [Miyake et al., 2006]を用いた。EMSESはParticle-in-Cell法による三次元電磁粒子シミュレーション手法を採用しており、内部境界としてセンサーのモデルを実現している。

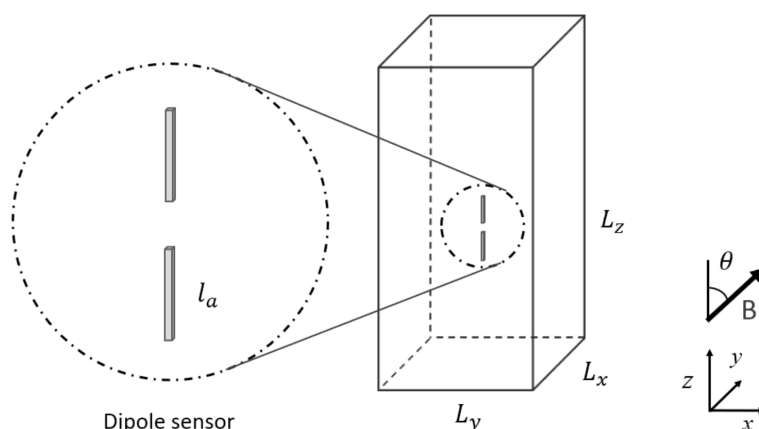


Fig.1 本研究における3次元シミュレーションモデル. 中央に電界センサーモデルを配置してある.

シミュレーションモデルを Fig. 1 に示す。本研究では  $32 \times 32 \times 256$  grid の三次元空間を取り、1grid 当たり 512 個の超粒子を使用している。境界条件は電磁場、粒子の両方に対して周期境界をそれぞれ設定した。シミュレーション中央にセンサーエレメント2本を  $\Delta r$  の間隙を持たせて配置した。 $z$  軸並行方向に背景磁場を取り、シミュレーション空間に初期条件として電子ビームを挿入し、背景磁場と並行方向にラングミュア波を励起させた。なお、本報告書のシミュレーションにおいては電子の初期速度分布にバンプオンテイル不安定性を採用した。センサーのポテンシャルの波形の時間差を用いてラングミュア波の位相差を算出し、この位相差とラングミュア波の位相速度より、観測点間の距離を求めた。



## 研究成果 (Accomplishments) :

シミュレーションから得られた観測点間の距離の時間遷移を Fig.2 に示す。シミュレーション開始時から一定の時間領域( $\omega_{pe}t < 100$ )ではラングミュア波が生成過程であるため、省略してある。水平方向の点線は、センサーの中心間距離を示している。Fig.2 より、観測点間の距離はおおよそセンサーの中心間距離と一致することが明らかになった。

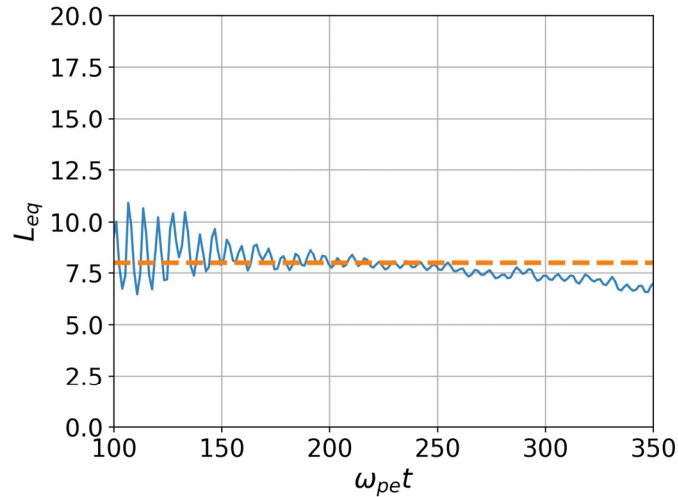


Fig.2 観測点間距離の時間遷移. 水平方向の点線は、センサーの中心間距離を示す.縦軸は grid 数を表す.

この結果を解釈するために、センサー周囲のラングミュア波の波面をプロットした。結果を Fig.3 に示す。図の中央の灰色の直線は、センサーの位置を示している。Fig.3 より、各要素の等位相面はセンサーに対して  $z$  軸対称であることがわかる。そのため、センサーのポテンシャルは、おおよそセンサー中心が位置する  $z$  平面のポテンシャルと等しくなる。これは、観測点間距離がセンサー中心点に等しくなるという計算の結果と一致する。

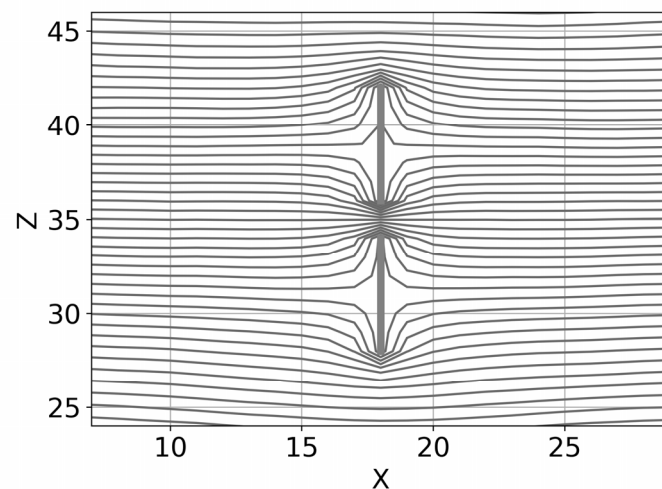


Fig.3 センサー周囲のラングミュア波の波面.

加えて、Fig.2 より観測点間の距離が時間とともに減少しているところがわかる。この原因は解明できていないが、プラズマとセンサー素子の相互作用が原因の1つではないかと考えられる。具体的には、センサーのフローティングポテンシャルなどが要因となっているために、時間とともに観測点間の距離が減少していると考察される。この傾向を説明することは、観測結果を精確に解釈するうえで重要であり、さらなる詳細なシミュレーションが必要である。

本研究では、単一宇宙機によるインターフェロメトリ技術を評価するために、3次元フルPICシミュレーションを実施した。2つのモノポール電界センサーを用いた単一の科学衛星によるインターフェロメトリ計測では、各センサーが対象波の位相をピックアップする距離間に不確定性がある。本シミュレーションでは、電子ビームにより励起されたラングミュア波が存在する場合の2つのモノポール電界センサーを扱った。シミュレーションの結果、ラングミュア波を観測するための距離は、センサーの中心間距離とほぼ等しいことがわかった。また、各センサー素子周辺の等価面の特徴は、推定された距離から導かれる様子と一致した。我々は、シミュレーションモデルの妥当性を検証するために、単純なセンサーモデルから干渉計技術に関する研究を行った。本研究で使用したEMSESシミュレーションコードは、シミュレーション空間内の宇宙機本体を扱うことができる機能を有している。シミュレーションの次の目標は、観測点間距離に対する、宇宙機本体の影響を明らかにすることである。さらに、実際の宇宙船観測では、宇宙船が回転している場合や、波面がセンサーに対して必ずしも垂直でない場合がある。このような現実的な状況についても検討する必要があると考える。また、電界センサーの長さが宇宙空間の静電気波の長さと同程度となる可能性があるため、センサー素子の長さとお観測対象波の波長の関係における観測点間距離の依存性を明らかにすることも重要である。

## 参考文献 (References) :

Miyake, Y., and H. Usui, Particle-in-cell modeling of spacecraft-plasma interaction effects on double-probe electric field measurements, *Radio Science*, 51(12), <https://doi.org/10.1002/2016RS006095>, 2016.

## 公表状況 (Publications) :

### (ポスター)

1. Ibuki Fukasawa, Yohei Miyake, Hideyuki Usui, Koshiro Kusachi, Satoshi Kurita, Hirotsugu Kojima, "Simulation Study on Characteristics of Electric Field Sensors Applied to the Interferometry Technique", 2022 URSI-Japan Radio Science Meeting (URSI-JRSM 2022), Tokyo, September 2022
2. 深澤伊吹, 白井英之, 三宅洋平, 草地恒史郎, 栗田怜, 小嶋浩嗣, "Particle Simulations on Characteristics of Electric Field Sensors Applied to the Interferometry Technique in

Space Plasmas”, 地球電磁気・地球惑星連合学会, 相模原, 2022年11月

(口頭)

3. Ibuki Fukasawa, Yohei Miyake, Hideyuki Usui, Koshiro Kusachi, Satoshi Kurita, Hirotugu Kojima, " Computer Simulation on Antenna Impedance of Electric Field Sensors in Magnetized Plasmas", Japan Geoscience Union Meeting 2022, Chiba, Japan, May 2022



# 磁気ノズルスラストにおけるエネルギー輸送と中性粒子が 推進性能に与える影響の解析

Investigation of energy transport and neutral effect on thruster performance  
in magnetic nozzle thrusters

研究代表者：鷹尾 祥典（横浜国立大学）  
takao@ynu.ac.jp

研究分担者：江本 一磨（横浜国立大学）  
emoto-kazuma-vc@ynu.ac.jp

担当：数値計算コードの構築および実行と結果の解析、論文の執筆

## 研究目的 (Research Objective):

近年、宇宙機における電気推進機の利用が急激に拡大している。電気推進機はプラズマを高速で噴射することで宇宙機に推力を与えるシステムであり、高い比推力が特徴である。しかし、豊富な作動実績を持つ静電加速型電気推進機の多くはプラズマの生成と加速に電極を用いており、プラズマによる電極損耗が性能低下を引き起こしている。これに対し、電気推進機から電極を排除した磁気ノズルスラストが提案されており、世界各国で活発な研究開発が進められている。

磁気ノズルスラストでは、静磁石あるいはソレノイドコイルによってノズル形状の発散磁場を作り、磁力線に沿ってプラズマを加速することで推力を得る。多くの磁気ノズルスラストはプラズマの生成に高周波放電を採用するため、プラズマの生成から加速に至るまで完全無電極で動作する構成となる。完全無電極という特徴から、電極損耗による課題を克服でき、電気推進機の長寿命化が期待されている。

これまでの実験において、強磁場条件では中心軸上の密度が下がるとともに、周辺部の密度が上がる **bimodal** な密度構造が観測されている。これに対し、プラズマ生成に寄与する高エネルギー電子は RF 加熱によって生じるため、RF アンテナ近傍かつ磁化した電子の移動経路となる磁力線上で電離が起こると予想されていた。しかし、実験で高エネルギー電子の挙動のみを観測することはできず、**bimodal** な密度構造形成と高エネルギー電子の輸送過程は十分に明らかにされていなかった。密度構造はプラズマ中のエネルギー輸送と推力生成につながるため、どのような物理で密度構造が決定されているかを明らかにすることが求められる。

本研究では、磁気ノズルスラストを **particle-in-cell / Monte Carlo collisions (PIC-MCC)** 法で解析し、実験で観測されていた **bimodal** な密度構造を再現するとともに、密度構造形成に寄与する高エネルギー電子の挙動を明らかにすることを目的とした。

## 計算手法 (Computational Aspects):

Fig.1 に磁気ノズルスラストの計算モデルを示す。RF アンテナ、誘電体壁、ソレノ

イドコイルの3点で構成され、RFによるICP放電でプラズマを生成する。ソレノイドコイルは磁気ノズルを形成し、プラズマを加速・排気する。計算コスト削減のために2次元モデルを採用し、 $xy$ 軸に対して対称を仮定している。計算領域は $2.5\text{ cm} \times 0.56\text{ cm}$ の範囲である。Fig.1のカラーマップはソレノイド磁場の磁場強度、黒実線は磁力線を示している。

磁気ノズルスラストのPIC-MCC計算は、荷電粒子の軌道計算、粒子間衝突の計算、荷電粒子が作る静電場の算出、RF電磁場の更新で構成される。プラズマ中の荷電粒子として $\text{Xe}^+$ と $e^-$ を扱い、その軌道をBoris法で求める。粒子間衝突として中性粒子-電子衝突を考慮し、MCC法を用いて計算する。荷電粒子の位置から電荷密度を算出し、高速Fourier変換を用いて静電場を得る。ソレノイドコイルが作る静磁場は計算開始前に高速Fourier変換で算出した。RFアンテナが作る誘導電磁場はMaxwell方程式から得た。

1セルを $50\text{ }\mu\text{m} \times 50\text{ }\mu\text{m}$ とし、計算領域を $500 \times 112$ セルに分割した。中性粒子密度は $3 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ で時間・空間的に一定とした。イオンの時間刻みは $0.125\text{ ns}$ 、電子の時間刻みは $3.57\text{ ps}$ とした。RF周波数を $80\text{ MHz}$ とし、吸収電力が $3.5\text{ W}$ となるようにRF電流を制御した。

過去の論文において、密度構造は磁気ノズルを構成する磁場強度に依存することが示唆されていたため、ソレノイド電流として $0\text{ kA}$ 、 $0.4\text{ kA}$ 、 $2.0\text{ kA}$ の3条件を設定し、磁場強度に対する依存性を解析した。

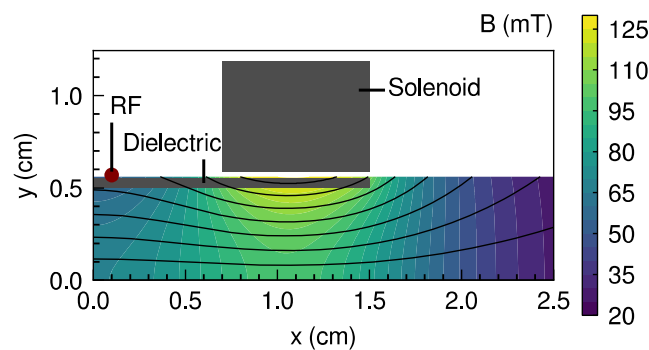


Fig.1 計算モデル. Reproduced from K. Emoto, et al., Phys. Plasmas **30**, 013509 (2023), with the permission of AIP Publishing.

### 研究成果 (Accomplishments) :

計算の結果、 $0\text{ kA}$ と $0.4\text{ kA}$ の条件では中心軸上が最大密度となる密度構造になった一方、 $2.0\text{ kA}$ の条件では中心軸上で密度が下がり、周辺部に最大密度点が現れるbimodalな密度構造となった。磁場強度によって密度構造が変化しており、実験結果を定性的に再現する計算結果となっている。

電子密度分布から高エネルギー電子のみを抽出し、 $y$ 方向に最大密度・温度となる場所を抽出したものをFig.2に示す。Fig.2(a)–Fig.2(c)より、青実線で示す高温線と

橙破線で示す高エネルギー密度線は乖離することが分かる。高エネルギー電子は RF 加熱で生成されることが予想されることから、高温度線から高エネルギー密度線へと高エネルギー電子が輸送されていることが示唆される。

弾性衝突による最大輸送距離を  $4r_L$  と見積もり、青線で示す高温度線から中心軸方向への輸送距離を緑領域で示す。Fig.2(a) と Fig.2(b) に示す 0 kA と 0.4 kA の条件では、 $y=0$  の中心軸上まで緑領域が達し、高エネルギー電子が弾性衝突によって輸送されることを意味する。一方で Fig.2(c) に示す 2.0 kA の条件では、 $y=0$  の中心軸上まで緑領域が達せず、高エネルギー電子が中心軸上まで輸送されないと言える。そのため、中心軸上では電離が起こりづらく、bimodal な密度構造が形成されたと考えられる。以上より、bimodal な密度形成は高エネルギー電子の生成場所と弾性衝突による粒子輸送によって決まることが明らかになった。

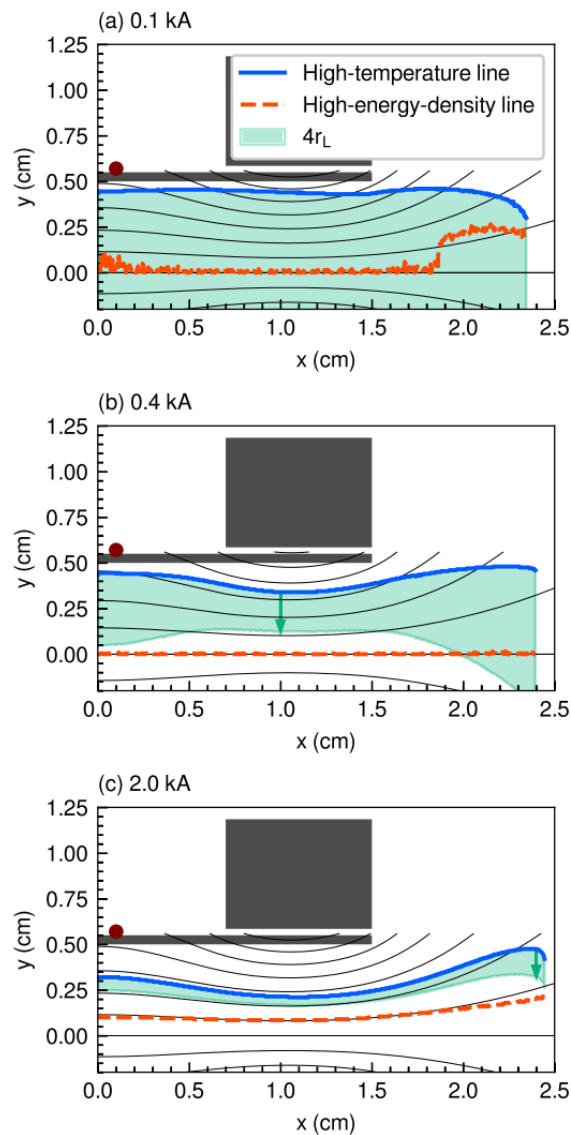


Fig.2 スラスタ内部の高温度線(青実線)と高エネルギー電子密度線(橙破線). Reproduced from K. Emoto, et al., Phys. Plasmas **30**, 013509 (2023), with the permission of AIP Publishing.



## 公表状況 (Publications) :

### (論文)

1. K. Emoto, K. Takahashi, and Y. Takao, Density profile transition and high-energy electron transport in a magnetically expanding radio frequency plasma, *Physics of Plasmas*, 30, p. 013509, January 2023, doi:10.1063/5.0126901.

### (口頭)

1. Kazuma Emoto, Kazunori Takahashi, and Yoshinori Takao, Kinetic Analysis of Thrust Generation and Axial Momentum Gain in Magnetic Nozzle Acceleration, 37th International Electric Propulsion Conference, Boston, United States, June 2022.
2. Kazuma Emoto, Kazunori Takahashi, and Yoshinori Takao, Numerical investigation on plasma expansion and particle energy in a magnetic nozzle, The 75th Annual Gaseous Electronics Conference, Sendai, Japan, October 2022.
3. Kazuma Emoto, Kazunori Takahashi, and Yoshinori Takao, Numerical Investigation of Magnetic Nozzle Plasma Expansion Using Fully Kinetic Simulations, The 6th Asia-Pacific Conference on Plasma Physics, online, October 2022. [招待講演]
4. Kazuma Emoto, Kazunori Takahashi, and Yoshinori Takao, Particle analysis of electron cooling and ion acceleration in a magnetic nozzle thruster, The 11th Asian Joint Conference on Propulsion and Power, Kanazawa, Japan, March 2023.
5. 江本 一磨, 磁気ノズル加速シミュレーションにおける下流境界条件とポルトロープ過程, 第 27 回 NEXT(数値トカマク)研究会, 京都, 2022 年 8 月.
6. 江本 一磨, 高橋 和貴, 鷹尾 祥典, 磁気ノズルによるプラズマ膨張におけるエネルギー依存性の数値解析, 第 66 回宇宙科学技術連合講演会, 熊本, 2022 年 11 月.
7. 江本 一磨, 高橋 和貴, 鷹尾 祥典, プラズマ粒子シミュレーションによる磁気ノズルプラズマ膨張の数値解析, 第 39 回プラズマ・核融合学会年会, 富山, 2022 年 11 月.
8. 江本 一磨, 高橋 和貴, 鷹尾 祥典, 無電極推進機内部のエネルギー分布関数と温度構造に関する数値解析, 令和 4 年度 宇宙輸送シンポジウム, 相模原, 2023 年 1 月.
9. 江本 一磨, 磁気ノズル型推進機における密度構造形成の運動論的解析, 第 25 回若手科学者によるプラズマ研究会, 那珂, 2023 年 3 月.
10. 江本 一磨, 高橋 和貴, 鷹尾 祥典, 磁気ノズルスラスタにおける密度構造形成と高エネルギー電子生成の解析, STE シミュレーション研究会・KDK シンポジウム合同研究会, 京都, 2023 年 3 月.



# レーダーインバージョンによる大気擾乱精測技術の開発

Development of measurement technique for atmospheric disturbance using radar inversion

**研究代表者**：橋口浩之（京大生存圏研究所）  
hasiguti@rish.kyoto-u.ac.jp

**研究分担者**：西村耕司（京大生存圏研究所）  
nishimura@rish.kyoto-u.ac.jp  
担当：理論的側面の検討と研究の助言

**研究分担者**：王 元（京大生存圏研究所）  
wang.yuan.73s@st.kyoto-u.ac.jp  
担当：シミュレーションコードの作成と解析

## 研究目的 (Research Objective):

スペクトル観測方程式は、レーダーシステムと大気による電波散乱過程をモデル化した理論から導出され、Nishimura et al. [IEEE, 2020]により提唱された。これによると、レーダーシステムが多チャンネル受信（干渉計観測）の場合に、レーダービームを向けた観測体積内の3次元風速が観測可能となる。すなわち、従来のDBS観測では困難であった3次元風速場の観測が、レーダービームを多方向に向けることで可能となる(Fig.1)。この観測を実現するため、スペクトル観測方程式の逆問題を数値的に解いて3次元風速を推定するインバージョンアルゴリズムを構築した(RI法)。数値実験による推定精度検証のため、散乱シミュレーションを開発し、RI法の精度検証を行なうと同時に、従来法である空間アンテナ法(FCA法)による風速推定による比較も踏まえたRI法の相対的な性能も評価するため、数値実験を行なった。さらに、低高度観測時におけるドップラースペクトル幅(ビームブロードニング)についても、数値シミュレーションを用いて検討を行った。

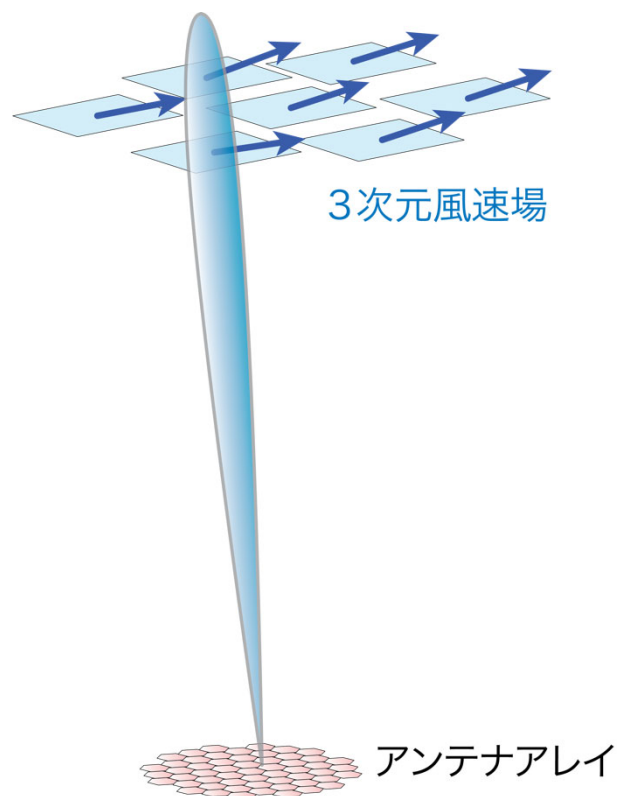


Fig. 1 3次元風速場観測の概念図

## 計算手法 (Computational Aspects):

散乱シミュレーションは、サンプリング領域よりも十分に広い空間内に一様分布する散乱体が、ある平均風速と速度分散をパラメータとする正規分布に従うランダムな速度でレーダーの送信波を散乱しながら、等速直線運動するモデルである( Fig.2)。散乱体の初期位置は、レーダーの半波長ほどの間隔で、ランダムな一様分布によって決まり、サンプリング領域の境界条件は周期境界としている。シミュレーションの計算コストは、散乱体の個数とアンテナ本数に依存する。本研究ではレーダーシステムとして、数多くの素子アンテナを持つMUレーダーを想定しているため、大規模計算機を利用した計算が必要となる( Table 1)。散乱シミュレーションの時間発展モデルは散乱体ごとに独立なので、散乱体を計算機の利用可能ノード数で分割し、各ノード内では OpenMP を用いた並列計算を行った。

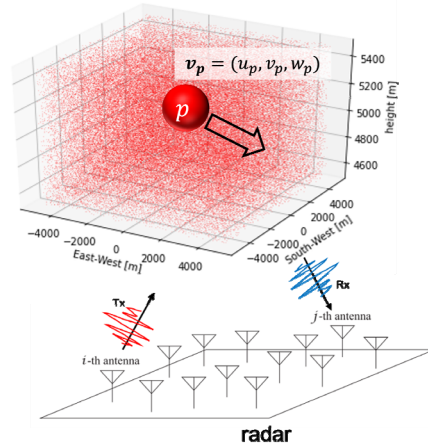


Fig.2 散乱シミュレーションの概念図

Table 1 シミュレーションの設定パラメータ

種別	設定項目	設定値
レーダーシステム	サンプリング間隔	0.032 sec
	ビーム方向	(天頂角, 方位角)=(0,0)
	距離分解能	150 m
	送信波長	6.45 m
	サンプリングレンジ	2000 m
	受信チャンネル	3
	送受信サブアレイ	F2, F3, F4
	レーダーの中心座標	(x, y, z) = (0, 0, 0) m
サンプリング継続時間	128 sec (サンプリング 4000 回)	
散乱モデル	散乱体積領域 $V$ の $x$ 軸移動領域 (東西)	$-2000 \leq x \leq 2000$ m
	散乱体積領域 $V$ の $y$ 軸移動領域 (南北)	$-2000 \leq y \leq 2000$ m
	散乱体積領域 $V$ の $z$ 軸移動領域 (上下)	$1500 \leq z \leq 2500$ m
	散乱体積領域 $V$ 内の散乱体個数	$O(10^8)$ 個
	風速	$(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}) = (20, 0, 1)$ m/s
	速度分散	$\sigma = 0.5$ m/s

## 研究成果 (Accomplishments) :

独立な初期位置を設定した 5 回の散乱シミュレーション実験を行い、RI 法(提案手法)と FCA 法(従来法)による風速推定を行なった。RI 法では、全ての推定パラメータの標準偏差内に真値を含んでおり、FCA 法より高精度に 3 次元風速および速度分散を推定できた。また、FCA 法では得られない鉛直流と風速分散も推定可能である。

Fig.3 に示すように、FCA 法と比較すると、水平風速と風向の推定値平均がより真値に近いことがわかる。以上より、電波散乱の物理的、統計的性質とレーダーシステムを考慮したスペクトル観測方程式のインバージョンアルゴリズムは、従来手法に比べ、推定の高精度化と観測情報量の向上を図ることができる。

また、MU レーダーに受信専用アンテナを付加して、バイスタティック方式により低高度観測を行う想定で、スペクトル観測理論を用いた数値シミュレーションにより精度評価を行った。特に乱流強度を推定する時に、乱流に伴う風速分散を推定するためにビームブロードニングの評価が重要となるが、近傍領域ではビーム幅と水平風の積から求まるビームブロードニングよりも大きな値を取ることが確認された。

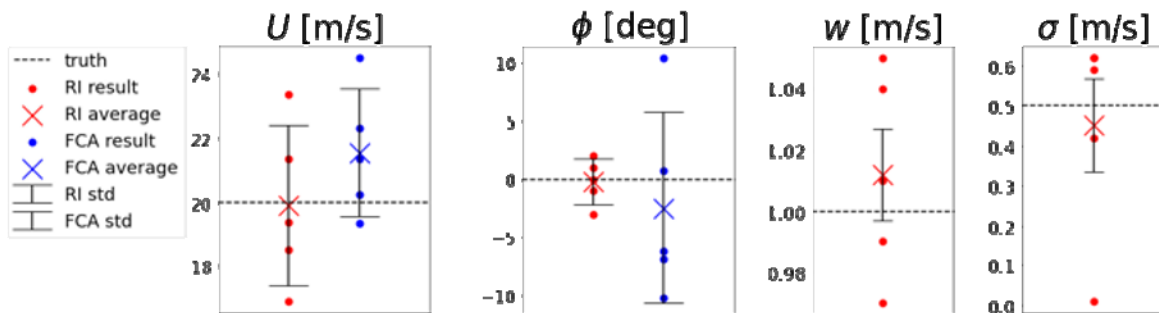


Fig.3 RI 法と FCA 法による風速推定結果。  
( $U$ :水平風速、 $\phi$ :風向、 $w$ :鉛直流、 $\sigma$ :速度分散)

## 公表状況 (Publications) :

### (口頭)

1. 田村亮祐, 西村耕司, 橋口浩之, スペクトル観測理論に基づくレーダーインバージョンアルゴリズムの開発, 第14回MUレーダー・赤道大気レーダーシンポジウム, オンライン, 2020年9月14-15日.
2. 田村亮祐, 西村耕司, 橋口浩之, レーダーインバージョンによる大気乱流強度推定, 日本気象学会2020年度秋季大会, オンライン, 2020年10月25-31日.
3. 田村亮祐, 西村耕司, 橋口浩之, レーダーインバージョン法を用いた乱流強度推定法の開発, 第148回地球電磁気・地球惑星圏学会講演会, オンライン, 2020年11月1-4日.
4. Koji Nishimura, Ryosuke Tamura, and Hiroyuki Hashiguchi, Inversion Technique on Interferometric Atmospheric Radar, The 11th Symposium on Polar Science, Online, December 1-3, 2020.
5. R. Tamura, K. Nishimura and H. Hashiguchi, Volume scattering simulation for 3D wind vector estimation using radar inversion, Japan Geoscience Union (JpGU) Meeting, online, May 30-June 6, 2021
6. Ryosuke Tamura, Koji Nishimura and Hiroyuki Hashiguchi, The Inversion Algorithm of Atmospheric Radar Signal Given by a 3-Dimensional Volume

Scattering Semi-Physical Simulation, LAPAN/BRIN-Kyoto University International Symposium for Equatorial Atmosphere / The 6th Asia Research Node Symposium on Humanosphere Science / INternational Conference on Radioscience, Equatorial Atmospheric Science and Environment (INCREASE), online, September 20-21, 2021.

7. 田村亮祐・西村耕司・橋口浩之, レーダー干渉計インバージョンによる 3 次元風速場推定法の開発, 2021 年度 PANSY 研究集会, オンライン, 2022 年 3 月 9 日.
8. 田村亮祐・西村耕司・橋口浩之, レーダー干渉計インバージョンによる 3 次元風速場推定手法の開発, 日本地球惑星科学連合 2022 年大会, 幕張・オンライン, 2022 年 5 月 22-6 月 3 日.
9. 王元・西村耕司・橋口浩之・橋本大志・堤雅基・佐藤亨・佐藤薫, バイスタティックレーダーによる低高度域観測技術の開発, 第 16 回 MU レーダー・赤道大気レーダーシンポジウム, オンライン, 2022 年 9 月 5-6 日.
10. 王元・西村耕司・橋口浩之, バイスタティックレーダーによる低高度域観測技術の開発, 日本気象学会 2022 年度秋季大会, 北海道大学・オンライン, 2022 年 10 月 24-27 日.

#### (修士論文)

田村亮祐, レーダー干渉計インバージョンによる 3 次元風速場推定の研究, 令和 3 年度京都大学理学研究科地球惑星科学専攻修士論文.

王元, Development of Low Altitude Observation Technology by Bistatic Radar (バイスタティックレーダーによる低高度域観測技術の開発), 令和 4 年度京都大学情報学研究科通信情報システム専攻修士論文.

# 太陽風磁気流体乱流の数値シミュレーション

Numerical simulation of solar wind magnetohydrodynamic turbulence

**研究代表者：成行 泰裕** (富山大学・学術研究部教育学系)  
nariyuki@edu.u-toyama.ac.jp

## 研究目的 (Research Objective):

本研究課題では磁気流体を用いた 3 次元乱流の計算を中心に研究を進めている。本年度も、多次元磁気流体波のパラメトリック崩壊不安定性を中心に計算を行い、いくつかの成果が得られた。

## 計算手法 (Computational Aspects) :

3 次元磁気流体を用いた直接数値計算を行った(空間微分:擬似スペクトル法、時間積分:2 次の有理ルンゲクッタ法[Wambecq, 1978])。3 次元計算には各方向 128~256 の格子点を用いている。

## 研究成果 (Accomplishments) :

本年度も、昨年度から引き続きアーク偏波アルヴェン波のパラメトリック不安定性を中心に計算を進めた。昨年度はノイズに加えて特定の波数モードに初期条件として有限振幅の密度擾乱を与えた計算に主眼を置いていたが、本年度は有限振幅の初期密度擾乱は置かず、親波アルヴェン波の伝搬角依存性について詳細に調べた。アーク偏波アルヴェン波の崩壊不安定性についてはすでに先行研究[Del Zanna, GRL, 2001]があり、伝搬角依存性も円偏波アルヴェン波の崩壊不安定性の線形解析[e.g., Goldstein, 1978]から理解できることが分かっている。ただし、円偏波アルヴェン波の線形解析で予測される成長率とは定量的なずれがあった[Del Zanna, GRL, 2001; Del Zanna et al, JPP, 2015]。本研究では、複数の伝搬角(波数ベクトルと背景磁場の成す角度)で崩壊不安定性の数値計算を行い、アーク偏波の最大振幅成分の実効値を円偏波の線形解析の振幅として用いることで線形解析と数値計算の結果が定量的にも良く一致することを明らかにした。また、先行研究で報告されている数値計算結果に対しても、同様の考え方で定量的に良い一致が得られることを確認した。ただし、ビート不安定性[Del Zanna, GRL, 2001]に対しては現時点で同様の一致を確認できていない。今後は不安定性間の比較をより詳細に行う必要がある。

## 公表状況 (Publications) :

(口頭発表)

Nariyuki, Y., Parametric instabilities of arc-polarized Alfvén waves revisited, 15th Asia Pacific Physics Conference (APPC15) , online, 24th August 2022.





# 太陽条件および惑星固有磁場が太古火星の電離大気散逸に与える影響の研究

Effects of solar conditions and a planetary intrinsic magnetic field on ion escape from ancient Mars

**研究代表者**：坂田遼弥 (東京大学理学系研究科)  
r.sakata@eps.s.u-tokyo.ac.jp

**研究分担者**：関華奈子 (東京大学理学系研究科)  
k.seki@eps.s.u-tokyo.ac.jp

担当：指導教員、議論

## 研究目的 (Research Objective):

太古火星における大規模な気候変動を引き起こした物理過程の一つとして宇宙空間への大気散逸が挙げられている。太古火星は現在よりも強力な太陽 X 線・極端紫外線放射 (太陽 XUV 放射) や太陽風に曝されており、活発な電離大気の散逸 (イオン散逸) が起きていたと推定されている。しかし恒星 XUV 放射や恒星風の時間発展は一意ではなく、当時の太陽 XUV 放射・太陽風条件には 1 桁程度の不確実が存在する。一方で現在の火星表面に存在する残留磁場の分布から、太古火星は全球的な固有磁場を保持していたことが示唆されている。先行研究 (Sakata et al., 2020, JGR) や前年度までの共同研究では主に固有磁場影響に着目し、固有磁場の影響が太陽風動圧に対する固有磁場の磁気圧の大きさに依存していること、固有磁場の影響は特に電離圏アウトフローが主な散逸過程である分子イオン ( $O_2^+$ ,  $CO_2^+$ ) に対して大きいことが明らかにした。本年度は、前年度と同様のグローバル多成分 MHD (磁気流体力学) モデル REPPU-Planets による検証に加えて、新たに開発した多流体 MHD モデルの有効性の検証や、多流体 MHD シミュレーションに基づいたイオン散逸の研究を行うことを目指した。イオン種ごとの運動方程式およびエネルギー方程式を解く多流体 MHD モデルを用いることでより正確なイオン散逸過程や散逸率の検証が可能になるほか、多成分 MHD 近似と多流体 MHD 近似の比較によってイオン種ごとの運動の違いがイオン散逸に与える影響への理解が深まることが期待される。

## 計算手法 (Computational Aspects):

多成分 MHD 計算には前年度に引き続いて 3 次元グローバル多成分 MHD モデル REPPU-Planets (Terada et al. 2009, JGR; Sakata et al., 2020, JGR) を用いた。また、多流体 MHD 計算としては新たに開発した 3 次元グローバル多流体 MHD モデルを用いた。多流体 MHD モデルは磁場の誘導方程式に加えてイオン種ごとの連続の式、運動方程式、エネルギー方程式を解く形になっている。電離圏や磁気圏で重要となる各種反応 (光電離、電荷交換、電子衝突電離、化学反応、衝突による運動量交換) は

REPPU-Planets(Terada et al., 2009, and references therein)と同様のものを使用しているほか、多成分 MHD モデルでは考慮する必要のないイオン・イオン衝突についても組み入れた。また本モデルでは電子の圧力方程式を独立して計算しており、光電子による加熱や CO<sub>2</sub> 大気との非弾性衝突による冷却など電子に関する反応を組み入れた。計算スキームには 2 次精度の semi-discrete central scheme を採用し、時間方向の積分は 3 次精度の TVD Runge Kutta 法を用いて行った。計算グリッドには Cubed sphere グリッドを採用した。Cubed sphere グリッドはほぼ一様なグリッドと同一の局所座標系を持つ 6 つの面で構成されており、時間刻み幅や並列化の観点から計算効率が良い。本研究では高度 100 km から 40 惑星半径までの計算領域を動径方向には 80 分割、水平方向には 6 つの面ごとに分割して MPI による並列化を行った。

### 研究成果 (Accomplishments) :

新たに開発した多流体 MHD モデルの検証の一環として、先行モデルである BATS-R-US との比較計算を行った。中性大気および太陽風の条件は太陽極小期における現在火星のものを使用した。残留磁場は保持していないと仮定した。どちらのモデルでも準平衡状態に達するまで計算を行い、両者の結果を比較した。その結果、衝撃波の位置や誘導磁気圏の構造、電離圏内の密度プロファイルが良く一致した。また、惑星由来の重イオン(O<sup>+</sup>, O<sub>2</sub><sup>+</sup>, CO<sub>2</sub><sup>+</sup>)の散逸率も最大 8%の差異の範囲内で一致しており、新モデルが先行モデルと遜色ない精度で太陽風と火星電離圏・磁気圏の相互作用シミュレーションを行えることを確かめられた。また比較検証の過程において、組み入れている物理過程のパラメータ設定がイオン散逸率に一定の影響を与えることが明らかになったため、そちらについても検証を進めた。物理過程に関するパラメータの代表例としては光電子による加熱率が挙げられる。標準ケースでは光電子によって供給されるエネルギーを 1 eV としたが、それに加えて 0.3 eV, 5 eV としたケースについても検証した。その結果、特に分子イオンの散逸率に数倍の変化が見られた。解離性再結合による分子イオンの消失率は電子温度に依存することから光電子による加熱率が影響を与えたと考えられる。また今回の比較検証で使用した条件では電離圏のプラズマ圧と太陽風の動圧が同程度(~1 nPa)であることから、電離圏の加熱に伴うプラズマ圧の増大が電離圏と太陽風との圧力バランスにも影響を与えた可能性がある。これらの検証結果については今後も詳細な解析を進める予定である。

また、多成分 MHD モデル REPPU-Planets による研究をまとめた投稿論文を発表した(Sakata et al., 2022, JGR)。固有磁場によるイオン散逸への影響は、惑星表面での固有磁場による磁気圧 ( $P_{\text{dipole}}$ )と太陽風動圧 ( $P_{\text{dyn}}$ )の比で 0.1 を境に変化することや、電離圏アウトフローが主な散逸過程である分子イオンへの影響が特に大きいことを明らかにした。

### 参考文献

Sakata, R., Seki, K., Sakai, S., Terada, N., Shinagawa, H., & Tanaka, T. (2020). Effects of an intrinsic magnetic field on ion loss from ancient Mars based on multispecies MHD



simulations. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 125, e2019JA026945. <https://doi.org/10.1029/2019JA026945>

Terada, N., H. Shinagawa, T. Tanaka, K. Murawski, & K. Terada (2009), A three-dimensional, multispecies, comprehensive MHD model of the solar wind interaction with the planet Venus, *J. Geophys. Res.*, 114, A09208, doi:10.1029/2008JA013937.

## 公表状況 (Publications) :

### (論文)

1. Sakata, R., Seki, K., Sakai, S., Terada, N., Shinagawa, H., & Tanaka, T. (2022). Multispecies MHD study of ion escape at ancient Mars: Effects of an intrinsic magnetic field and solar XUV radiation. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 127, e2022JA030427. <https://doi.org/10.1029/2022JA030427>

### (口頭)

1. 坂田遼弥, 関華奈子, 堺正太郎, 寺田直樹, 品川裕之, Simulations of ion escape at ancient Mars based on a new multifluid MHD model with the cubed sphere, 日本地球惑星科学連合大会, ハイブリッド, PEM16-12, 2021年6月
2. 坂田遼弥, 関華奈子, 堺正太郎, 寺田直樹, 品川裕之, 田中高史, 多成分 MHD による太古火星におけるイオン散逸の研究: 固有磁場と太陽 XUV 放射の影響, 日本惑星科学会 2022 年秋季講演会, 水戸, SA-07-05, 2022 年 9 月



# 高精細プラズマバブルモデルと全球大気圏電離圏モデルの融合

Integration of high-resolution plasma bubble model and whole atmosphere-ionosphere model

**研究代表者：横山 竜宏** (京都大学生存圏研究所)  
yokoyama@rish.kyoto-u.ac.jp

**研究分担者：陣 英克** (情報通信研究機構)  
jin@nict.go.jp  
担当：全球大気圏電離圏モデル (GAIA) の開発・実行

**品川 裕之** (情報通信研究機構)  
sinagawa@nict.go.jp  
担当：全球大気圏電離圏モデル (GAIA) の開発・実行

**劉 鵬** (京都大学生存圏研究所)  
liu.peng.35a@st.kyoto-u.ac.jp  
担当：機械学習による電離圏擾乱現象の検出

## 研究目的 (Research Objective):

電離圏のプラズマは、その運動が中性大気との衝突によって強く支配されているため、中性大気と電離大気の相互作用を解明することは電離圏の物理過程を理解する上で非常に重要である。特に、下層大気で励起された大気重力波は、電離圏高度で大きな振幅を持つため、電離圏の変動に重要な役割を果たすと考えられている。また、局所的なプラズマ密度の不規則構造を伴う電離圏擾乱が発生した場合には、電波の振幅、位相の急激な変動(シンチレーション)が生じるため、GPS 等による電子航法に障害を及ぼすことが知られている。このような電離圏擾乱の発生機構を解明し、発生を事前に予測することが、科学・実用の両面から求められている。本研究では、特に深刻な障害の原因となる赤道スプレッド F (プラズマバブル) の生成機構解明と発生予測を目指し、低緯度電離圏数値モデルを用いたプラズマバブル生成に関する研究を実施する。全球の大気圏電離圏結合モデルである GAIA モデルに高分解能のプラズマバブルモデルを階層的に結合させ、現実的な背景の条件においてプラズマバブルの発生条件について検討を行う。

## 計算手法 (Computational Aspects):

地球電離圏は弱電離プラズマ気体であり、地球磁場と中性大気との衝突の影響によりイオンと電子は異なった運動を示し、導電率に異方性を持つ。従って、イオンと電子の 2 流体を考慮する必要がある。イオンと電子の速度差から得られる電流密度の発散が 0 となる条件から電離圏内で発生する電場を求めることができる。その電場を用いてイオン速度を求め、プラズマ密度の連続の式から 1 時間ステップ後のプラズマ密

度分布を更新する。現在までに開発されてきた High-Resolution Bubble (HIRB)モデルに改良を加えることで、全経度範囲をカバーする数値モデルの作成を目標とする。正イオンとして NO<sup>+</sup>(E 領域) と O<sup>+</sup>(F 領域) の 2 種類を与える。磁気赤道を中心とするダイポール座標系を用い、磁気赤道上で高度 88-1270km、緯度方向に約 20 度の計算領域を確保する。昨年度には、計算領域を全経度域に拡張し、周期境界条件を仮定しないモデルの開発を行った。計算領域の増加により計算量・時間ともに大幅な増大が見込まれるため、計算の高速化も重要な開発課題である。

### 研究成果 (Accomplishments) :

今年度は計算機システムの更新の影響により、十分な計算時間を確保することができなかった。そこで、これまでの赤道大気レーダーと MU レーダーによる長期間の観測データを解析し、現象の発生傾向について観測面から整理した。プラズマバブルの太陽活動依存性や季節依存性が明確に示され、今後のシミュレーション研究との比較に有用であると考えられる。また、長期間のデータの解析のために、機械学習による現象の自動検出モデルの開発を進めている。大量データの学習にも KDK を利用することを計画している。

### 公表状況 (Publications) :

#### (論文)

1. Yokoyama, T., R. Takagi, and M. Yamamoto, Solar and geomagnetic activity dependence of 150-km echoes observed by the Equatorial Atmosphere Radar in Indonesia, *Earth, Planets and Space*, **74**, 113, doi:10.1186/s40623-022-01675-6, 2022.
2. Liu, P., T. Yokoyama, W. Fu, and M. Yamamoto, Statistical analysis of medium-scale traveling ionospheric disturbances over Japan based on deep learning instance segmentation, *Space Weather*, **20**, e2022SW003151. doi:10.1029/2022SW003151, 2022.

#### (口頭)

1. 横山 竜宏, 高木 理絵子, 山本 衛, 赤道大気レーダーで観測された 150km エコーの太陽・地磁気活動依存性, 第 152 回 地球電磁気・地球惑星圏学会講演会 [相模原: 2022 年 11 月].
2. 横山 竜宏, 高木 理絵子, 山本 衛, 赤道大気レーダーで観測された 150km エコーの太陽・地磁気活動依存性, 第 15 回 MU レーダー・赤道大気レーダーシンポジウム [Virtual: 2022 年 9 月].
3. 横山 竜宏, 増田 秀人, 劉 鵬, 山本 衛, MU レーダー観測とイオノゾンデ自動読み取りシステムを用いた電子密度の長期統計解析, 日本地球惑星科学連合 2022 年大会 [千葉市/Hybrid: 2022 年 6 月].
4. 横山 竜宏, 石井 達也, 湯谷 樹生, 山本 衛, MU レーダーと赤道大気レーダーによる電離圏イレギュラリティ観測の長期統計解析, 日本地球惑星科学連合 2022 年大会 [千葉市/Hybrid: 2022 年 5 月].

# 無衝突プラズマ中の運動論的不安定性に伴う 粒子の加熱・加速の研究

Particle acceleration and heating associated with kinetic instabilities in collisionless plasmas

**研究代表者**：天野孝伸（東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻）  
amano@eps.s.u-tokyo.ac.jp

**研究分担者**：寺境太樹（東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻）  
jikei@eps.s.u-tokyo.ac.jp

担当：シミュレーション実施・データ解析

**研究分担者**：岡田卓郎（東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻）  
okada2022@eps.s.u-tokyo.ac.jp

担当：シミュレーション実施・データ解析

## 研究目的 (Research Objective):

宇宙空間に存在するプラズマは高温・希薄であるため、粒子間の衝突が無視できる無衝突プラズマの状態にある。無衝突プラズマにおけるエネルギー・運動量交換はプラズマ波動を介して行われるため、プラズマ波動の励起過程および波動粒子相互作用の理解は極めて重要である。実際に無衝突衝撃波や磁気リコネクションなどに伴い多種多様なプラズマ波動が励起され、それにともなう粒子の加熱・加速が起きている。本研究では特に無衝突衝撃波近傍において重要となる運動論的不安定性の数値シミュレーションを行い、不安定性に伴う粒子の加熱・加速効率を調べる。

## 計算手法 (Computational Aspects):

電子・イオン共に運動論的に扱う Particle-In-Cell (PIC) 法と電子を流体近似したハイブリッド法を用いた数値シミュレーションの両方のモデルを用いて比較を行った。ただし、ハイブリッド法は有限電子慣性モデル（電子を有限の慣性を持つ流体として近似）を用いた。どちらのモデルにおいても数値シミュレーションは1次元および2次元モデルを状況に応じて使い分けた。

## 研究成果 (Accomplishments) :

本年度は特に中性粒子がプラズマ中で電離されることによって作られるピックアップイオンが励起する不安定性に着目した。ピックアップイオンは電離された直後には速度空間において特徴的なリング・ビーム分布を持つことが期待されるが、この分布は一般には不安定であり、等方分布に緩和すると考えられている。このピックアップイオン起源の不安定性やその緩和過程の重要性は太陽風と惑星・彗星の相互作用や太陽圏外縁部において指摘されているが、本研究はその物理素過程に着目して数値シミュレーションと理論的な考察を行った。

特に、ピックアップが磁力線に垂直方向に起こった場合のリング分布（ビーム成分はゼロ）を仮定し、一様系の PIC およびハイブリッドシミュレーションを行った。Fig.1 (PIC) およびハイブリッド Fig.2 (ハイブリッド) に、2次元数値シミュレーションによって得られた波数スペクトルの例を示す。長波長の Alfvén-Ion-Cyclotron (AIC) モードやミラーモードについては両方で波数や強度が一致している一方で、短波長に伸びている斜め伝播の Ion Bernstein (IB) モードについては両者に大きな違いが見られた。これは短波長の IB モードにおいては一般に電子の Landau 減衰の効果が無視できないため、Landau 減衰の効果が含まれていないハイブリッドの結果ではより短波長の成分の強度が強くなったものと考えられる。このことは線形解析からも確認された。パラメータサーベイの結果から、Landau 減衰の効果はピックアップイオンの密度が大きい、またリング速度が大きい場合に特に顕著になることが分かった。これはすなわち適用対象によって適切なモデルを使い分ける必要があることを示唆する。例えば、太陽圏外縁部のようなピックアップイオンの密度が低い場合についてはハイブリッドが適したモデルであると言える。一方で、彗星近傍のような比較的ピックアップイオンの密度が高い場合には PIC を用いなければならない。

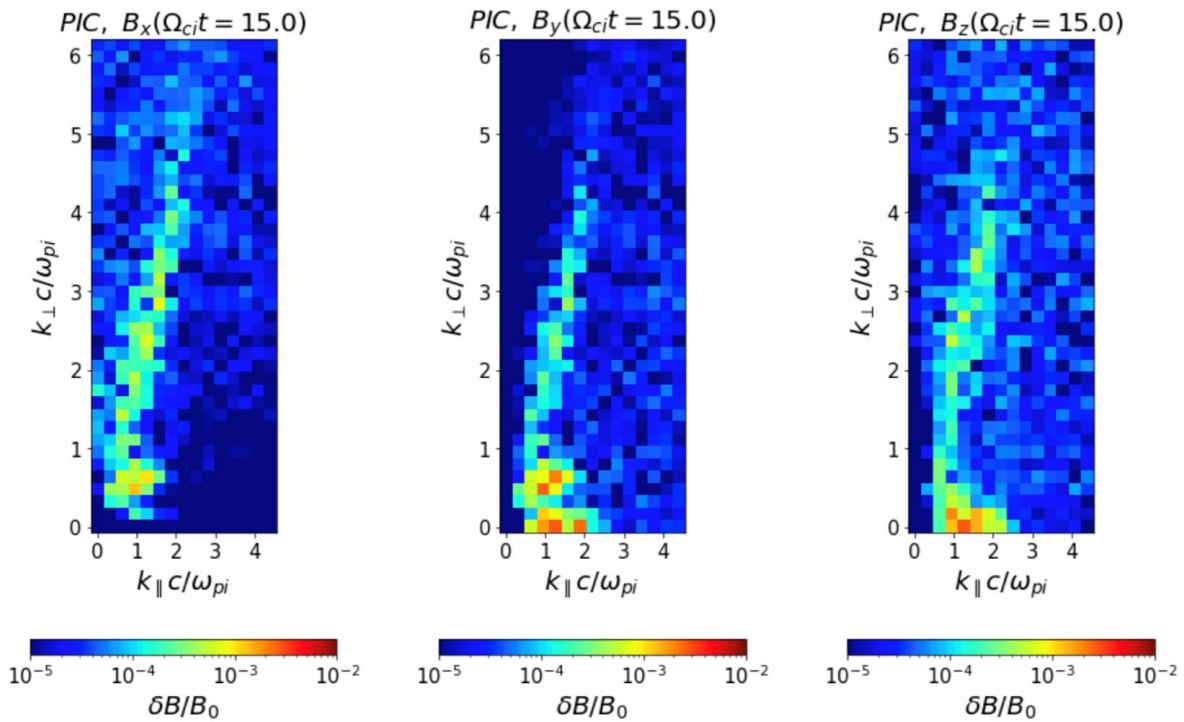


Fig.1: 2次元 PIC シミュレーションで得られた磁場の波数スペクトル

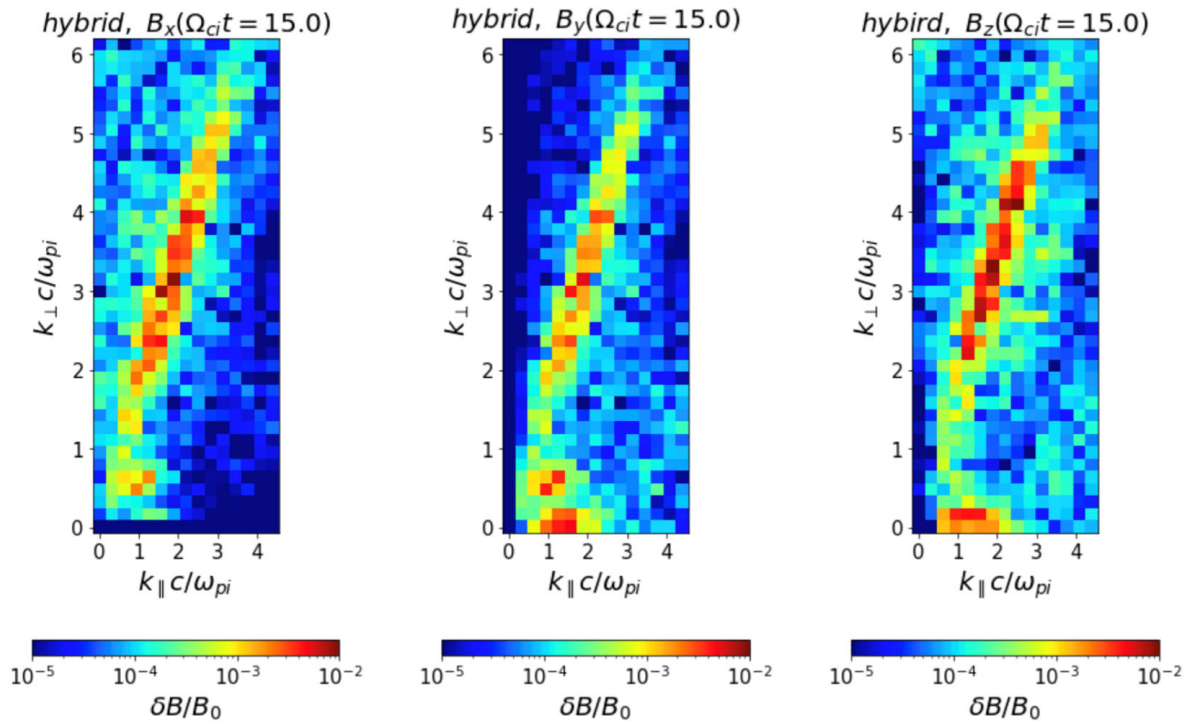


Fig.2: 2次元ハイブリッドシミュレーションで得られた磁場の波数スペクトル

## 公表状況 (Publications) :

### (論文)

1. 岡田卓郎, 東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻修士論文「ピックアップイオン分布の安定性における電子運動論効果の影響」

### (口頭)

1. 岡田卓郎, 天野孝伸, ピックアップイオンが励起する不安定性のハイブリッドシミュレーション, Japan Geoscience Union (JpGU) Meeting 2022, 幕張, 2022年5月
2. 岡田卓郎, 天野孝伸, 寺境太樹, Outer Heliosheath のリング分布の安定性における ion-Bernstein モードの影響, 第152回地球電磁気・地球惑星圏学会, 相模原, 2022年11月





# 地球型惑星大気流出機構に関する研究： 共回転電場及び EUV 放射照度による比較

Atmospheric escape from a terrestrial planet under intrinsic magnetic field conditions:  
Comparisons of corotational electric field and EUV irradiances

**研究代表者：** 堺 正太郎（東北大学大学院理学研究科）  
shotaro@tohoku.ac.jp

**研究分担者：** 関 華奈子（東京大学大学院理学系研究科）  
k.seki@eps.s.u-tokyo.ac.jp  
担当：大気流出機構に関する議論

## 研究目的 (Research Objective):

イオン流出などの非熱的散逸は、火星においては酸素や炭素のような重い元素の流出にとって重要である。その中でも惑星固有磁場はイオン流出に顕著に影響を与えることが近年の研究から明らかになってきた。現在の火星には固有磁場は存在しないものの、過去の火星には存在していたと考えられている (Acuña et al., 1999)。赤道表面で 100 nT という弱い固有磁場を仮定した場合、重イオン流出は 25%程度増加する (Sakai et al., 2018) 一方で、固有磁場強度と太陽風動圧の関係も重要で、固有磁場による磁気圧が太陽風動圧の 10%程度より大きい場合には、流出率は相対的に減少することが明らかとなった (Sakata et al., 2020, 2022)。また、惑星間空間磁場 (IMF) の向きの違いによっても流出率及び流出機構が変化し、固有磁場の向きが IMF と平行時は大気を保持する傾向にあることが明らかとなった (Sakai et al., 2021)。

一方で、惑星の自転そのものが大気流出にどのような影響を与えるかについては依然明らかになっていない。固有磁場を持つ惑星は、惑星が自転することで共回転電場が生じる。磁化惑星は、共回転電場が太陽風対流電場を卓越する磁気圏領域にプラズマ圏を形成し、そのプラズマ圏内は惑星起源のイオンでほとんど満たされている。しかし、プラズマ圏の有無が大気流出機構及び大気流出率にどのような影響を及ぼすかについてはこれまで調査されてこなかった。

また、太陽 X 線及び極端紫外線 (XUV) 放射照度の変化も大気流出機構に影響することが示唆されている (e.g., Terada et al., 2009; Ramstad & Barabash, 2021)。XUV 放射照度は太陽フレア時に著しく変化するだけでなく、恒星進化に伴っても変化することが知られており、近年発見が相次いでいる系外惑星系研究を行う際にも重要なパラメーターである。様々な恒星型のスペクトルが観測的に発見されたことから、恒星スペクトルの違いによる惑星大気進化への影響を網羅的に研究することが可能となった。しかし、これまで恒星スペクトルの違いが大気進化へ与える影響に着目した研究がなく、その機運は高まっている。

そこで本研究では、(1)共回転電場及びそれに伴うプラズマ圏の有無が大気流出機構

に与える影響の調査, (2) XUV を含む恒星スペクトルの違いが大気流出機構に与える影響の調査, の 2 つを行う. まず, 磁化惑星において共回転電場がある場合とない場合で比較を行い, どちらの場合で流出率が增大するのか, 流出に重要な物理機構はそれぞれ何かを明らかにする. 次に, 様々な恒星スペクトルでの流出率の比較を行う. 本課題では比較的 XUV 照度の弱い HD85512 系及び GJ581 系を用いて太陽系火星と比較を行う.

### 計算手法 (Computational Aspects):

本研究では 3 次元多成分一流体電磁流体力学 (MHD) モデル (REPPU-Planets) を用いて数値計算を行う. REPPU-Planets は, もともと非磁化惑星のモデリング用に構築され (Tanaka, 1993), その後, 地球磁気圏や惑星電離圏モデリング用に改良された (Tanaka, 1998; Terada et al., 2009a; 2009b). Sakai et al. (2018) では非磁化惑星モデリング用に固有磁場を加えることで, 大気流出機構の違いを明らかにした. 本コードは 8 つの変数から成る MHD 方程式を, Total Variation Diminishing (TVD) スキームを用いて解いている. また, 本モデルは電離圏から磁気圏までを包括的に解くことが可能で, 14 イオン種の連続の式を解いている. 本研究では 10 種の中性大気モデル ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{NO}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}$ ,  $\text{N}$ ,  $\text{C}$ ,  $\text{He}$ ,  $\text{H}$ ) を入力として与えることで, 超高層大気中での主要なイオン ( $\text{CO}_2^+$ ,  $\text{O}_2^+$ ,  $\text{NO}^+$ ,  $\text{CO}^+$ ,  $\text{N}_2^+$ ,  $\text{O}^+$ ,  $\text{N}^+$ ,  $\text{C}^+$ ,  $\text{He}^+$ ,  $\text{H}_2^+$ ,  $\text{H}^+$ ,  $\text{Ar}^+$ ) の物理量を計算する.

本研究で用いる入力パラメータは(1)及び(2)で異なるものを用いている. (1)では過去火星を想定し, XUV が現在の 50 倍, 固有磁場強度が赤道表面で 2000 nT を用いる. 熱圏大気モデルは Kulikov et al. (2007)から得られたものを用いる. 太陽風パラメータは密度  $20 \text{ cm}^{-3}$ , 速度 350 km/s, 温度  $10^6 \text{ K}$ , 磁場 5 nT を用いる. 一方で, (2)で用いられる熱圏大気モデルは火星系では Sakai et al. (2021) で用いられたものを, 系外惑星系ではそれぞれの XUV スペクトルを考慮した Nakayama et al. (2022) によって得られた熱圏大気モデルを用いる. 恒星風パラメータは, 純粋に XUV スペクトルの違いの流出率への影響を調査するために, 現在の火星系のものを用いる. 密度  $3 \text{ cm}^{-3}$ , 速度 400 km/s, 温度  $10^5 \text{ K}$ , 磁場 2.5 nT が火星及び系外惑星系に適応される. 惑星は火星型を適応し, 現在の火星軌道と同等の恒星放射となる軌道に惑星を配置した. その場合, 太陽系火星は 1.524 AU, HD85512 系では 0.622 AU, GJ581 系では 0.174 AU となる. イオン - 中性大気の反応率, 解離再結合率, 光電離率, 電子衝突による電離率, イオン - 中性大気・電子 - 中性大気の衝突周波数, 電子衝突によるエネルギー消失率, 熱伝導度は Terada et al. (2009a and references therein) のものを使用した.

本研究では, 半径方向に対して並列化を行っており, MPI を用いてシミュレーションを行った. また本コードは, 半径方向に 336 グリッド, 緯度・経度方向に 1922 グリッド用いている.

## 研究成果 (Accomplishments) :

(1)に関してはサーバー専有時間や計算コストの影響から現在も鋭意計算中のため今回は割愛し、(2)に絞ってこれまでの成果を報告する。まず、それぞれの恒星スペクトルに関して、波長が 40 nm 以下では GJ581 が最も高く、HD85512, 太陽と続くが、波長 40 nm 以上では HD85512 が最も強く、太陽, GJ581 の順番となった。この条件下において、熱圏大気分布は HD85512 系で最も広がり、次いで GJ581 系, 太陽系 (火星) の順番となった。主成分はすべての恒星系において高度 200 km 以下では CO<sub>2</sub>, 高度 200 km 以上では O に置き変わった。更に高高度になると HD85512 系では C が主成分となった。これらの熱圏大気モデルを用いてそれぞれの恒星系で MHD 計算を行った。電離圏の広がりには熱圏大気の広がりと同様に HD85512 系が最も広がり、次いで GJ581 系, 太陽系 (火星) という順番になった。主成分は現在火星と同様に電離圏下部では O<sub>2</sub><sup>+</sup> で高度が上昇すると O<sup>+</sup> に変わった。バウショックや磁気圏界面の位置も電離圏の広がりに呼応し、HD85512 系で最も惑星から遠くなった一方で、GJ581 系と太陽系 (火星) では大きな差はなかった。これらの結果を元に、イオン流出率を計算したところ、HD85512 系で最も流出率が高くなり、GJ581 系で最も低くなった。また、太陽系 (火星) では O<sub>2</sub><sup>+</sup> の流出率が最も高かったが、HD85512 系及び GJ581 系では O<sup>+</sup> が最も高くなり、O<sub>2</sub><sup>+</sup> の流出率は 4 桁以上低くなった。

計算結果の解釈については、恒星スペクトルの強度差等、様々な観点から現在解析中であり、論文化に向けて引き続き研究を行っていく。

## 公表状況 (Publications) :

### (論文)

1. Sakai, S., Seki, K., Terada, N., Shinagawa, H., Sakata, R., Tanaka, T., & Ebihara, Y. (2023). Enhanced ion escape rate during IMF rotation under weak intrinsic magnetic field conditions on a Mars-like planet. *J. Geophys. Res. Space Physics*, 128, e2022030510, doi:10.1029/2022JA030510



# 宇宙プラズマ中の高エネルギー荷電粒子の消失過程

Loss processes of energetic charged particles in space plasma

研究代表者：田所 裕康 (千葉経済大学 経済学部)  
h-tadokoro@cku.ac.jp

研究分担者：加藤 雄人 (東北大学大学院理学研究科地球物理学専攻)  
yuto.katoh@tohoku.ac.jp  
担当：シミュレーション開発、パラメータサーベイ

## 研究目的 (Research Objective):

プラズマ中性粒子間衝突は、宇宙プラズマ素過程の定量的理解において重要であるとともに、その理解において計算機実験の果たす役割は大きい。本研究課題では、これまで土星磁気圏を対象として、中性粒子による磁気圏電子の振る舞いを議論してきた。土星磁気圏は、カッシーニ探査機の観測結果からエンケラドス衛星起源の水分子(中性)がプラズマよりも高密度に分布しているため、プラズマの消失が支配的な「消失型磁気圏」と言うこともできる。本研究では、中性粒子との衝突プロセスに関して定量評価がほとんどなされていない電子に着目する。一般に電子-中性粒子間衝突は、電子のエネルギーに応じて、支配的な衝突プロセスが変わる(1keV以下では弾性衝突、1keV以上ではイオン化反応)。これら個々の衝突プロセスを切り分けて検証できるのが数値実験の強みであり、これまでに1keV電子と水分子の弾性衝突の定量評価がなされている[Tadokoro and Katoh, 2014, JGR]。またKDKを用いて2021年までに500eV-50keV電子と水分子の弾性衝突の計算を終えている。本年はこれらの計算結果を用いて、

1) 弾性衝突散乱によってピッチ角散乱された降下電子によるオーロラ発光強度の見積りを行うことを目指す。

また、イオン化反応に関しては、これまでに1keV電子のエネルギー消失率の初期結果を示している。しかしながら、これらの計算結果は、2次電子の生成エネルギー(微分断面積)を1次電子のエネルギーが1keVであると仮定して計算している。実際は衝突が発生する毎に1次電子のエネルギーは消失を受けていくため、これら1次電子エネルギーを反映した2次電子生成エネルギーのモデル化が必要となる。そこで、

2) 1次電子のエネルギーを考慮した2次電子生成エネルギーのモデル化の検討を目指す。

## 計算手法 (Computational Aspects):

土星磁気圏において最も中性水分子が高密度であるエンケラドス衛星付近の磁力線に沿った空間1次元におけるテスト粒子シミュレーションを行う[Tadokoro and

Katoh, 2014, JGR]. 相対論効果を含めた基礎方程式は、以下のようになる。

$$\frac{d}{dt}(m_0\gamma\vec{v}) = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (1)$$

ただし、電場 $\vec{E}$ は0と仮定している。磁場 $\vec{B}$ はダイポール磁場を仮定している。境界条件として、磁気緯度 $\pm 10$ 度以内のシミュレーション空間で考える。計算時間は、共回転を仮定した電子フラックスチューブがエンケラドス衛星周辺の高密度領域を通過する6.4分(380秒)間としている。また初期ピッチ角分布は、ピッチ角変動を評価するため、等方分布を仮定する。計算粒子数は500,000とする。中性水分子との衝突過程は衝突確率として、以下のよう表すことができる。

$$P = n\sigma_{tot}v\Delta t, \quad (2)$$

$n$ は中性水分子密度(背景値として固定)である。 $\sigma_{tot}$ は衝突断面積であり、弾性衝突、イオン化衝突ごとに値は異なる[Itikawa and Mason, 2005]。時間ステップ $\Delta t$ 毎に衝突の有無を(2)式によって判定する。衝突しなければ次の時間ステップに進める。衝突が発生する場合、弾性衝突の場合はピッチ角散乱が発生するがその時の散乱角は実験値をもとにモンテカルロ法を用いて解く。イオン化反応に関しては、反応後1次電子は、イオン化エネルギー(12.6eV)と2次電子のエネルギー分のエネルギーを消失する。2次電子の生成エネルギーはSingly Differential Cross Section(SDCS)の実験値を用いる[Itikawa and Mason, 2005]。イオン化反応における電子散乱は未実装である。

## 研究成果 (Accomplishments) :

弾性衝突とイオン化反応に関して、以下の2点に関して進めていった。

### 1) 弾性衝突を起因とした降下電子によるオーロラ発光強度の再評価

これまでにKDKを用いて、500eV-50keVの磁気圏電子と水分子間の弾性衝突を通じたピッチ角散乱による電子消失率の評価を行ってきた。これら消失率を用いることによってオーロラ発光強度の見積りを行った(これまでは1keV電子の観測結果のみを用いて議論してきたため、より実パラメータを用いて再評価した)。入力値は、計算されたエネルギー依存電子消失率、磁気圏電子フラックス(Cravens et al., 2011の観測結果をもとにモデル化)を用いて、エネルギー依存したオーロラ発光強度を得た(降下電子によるエネルギーからオーロラ発光強度への変換はWaite et al. [1983]を用いた)。結果として、500eV-50keV電子において2.6[R]というオーロラ発光強度を定量的に見積もることができた。

### 2) イオン化衝突の微分断面積のモデル化検討

これまでの計算では、1次電子のエネルギーを1keVと仮定して2次電子の生成エネルギーを解いてきた。実際には1次電子のエネルギーはイオン化反応を発生する毎に減少していくためこれらを考慮した微分断面積を用いる必要がある。本年度は、直線補間を最初に実施したが、実験値とのずれが非常に大きくなることが判明した。次にスプライン補間を用いた微分断面積のモデル化を行った。今後の課題として、これ



らのモデルの妥当性の検証を実施し、イオン化反応による電子消失率の計算機実験を実施していく予定である。

#### 公表状況 (Publications) :

##### (査読無し論文)

1. Tadokoro, H., and Y. Katoh, Test particle simulation of 1keV electron energy loss by ionization with water molecule around Enceladus, Proceedings of Symposium on Planetary Science 2022, 2022.

##### (学会発表)

1. Tadokoro, H., and Y. Katoh, Numerical simulations of 1keV electron energy loss by ionization with neutral H<sub>2</sub>O around Enceladus, 日本地球惑星科学連合 2022 年大会, 千葉県, 2022 年 5 月
2. Tadokoro, H., and Y. Katoh, Test particle simulation of electron – water molecule ionization around Enceladus: energy loss of 1keV electrons, 第 152 回地球電磁気・地球惑星圏学会, 神奈川県, 2022 年 11 月
3. Tadokoro, H., and Y. Katoh, Energetic electron collisions with water molecules: elastic collision and ionization in the magnetosphere at the orbit of Enceladus, 第 24 回惑星圏研究会, 2023 年 2 月.





# 品質工学を用いた木造建築物の地震応答解析手法の開発

Development of seismic response analysis method  
for timber structures using quality engineering

研究代表者：中川 貴文（京都大学生存圏研究所）  
nakagawa@rish.kyoto-u.ac.jp

研究分担者：角 有司（JAXA 安全・信頼性推進部）  
kado.yuji@jaxa.jp  
担当：システム開発・計算

研究分担者：飯山 洋一（JAXA 安全・信頼性推進部）  
iiyama.youichi@jaxa.jp  
担当：システム開発・計算

研究分担者：難波 宗功（京都大学生存圏研究所 博士課程）  
namba.tokikatsu.68s@st.kyoto-u.ac.jp  
担当：システム開発・計算

## 研究目的 (Research Objective):

阪神淡路大震災以降、木造住宅の耐震性能の把握がより重要視されるようになり、以降、多くの実大振動台実験が実施されている。その目的は、第一は木造住宅の耐震性能の把握であるが、数値解析手法の確立も一つの目的である。実験時の現象を再現できる解析手法が確立できれば、様々なパラメトリックスタディによる耐震設計法の確立が可能となる。このような背景のもと、研究代表者は耐震シミュレーションソフト「wallstat(ウォールスタット)」を開発し、振動台実験を精度良く再現できる解析モデルの構築や、実態性能の数値解析モデルの差に関する研究を進めている。wallstat は部材や接合部などの耐震要素の入力値パラメータを細かく設定できるため、パラメトリックスタディの際に膨大なケースの数値解析が可能となる。

本研究では品質工学の考え方に着目し、通常は計算が難しい天文学的単位の計算条件による地震応答解析を、網羅的に検討できるシステムの構築を目指している。具体的には JAXA が開発した JIANT という品質工学ツールを wallstat と融合させたシステムをスパコンを活用して計算する手法を開発している。本手法が確立されれば、地震動という不確定性の高い外力に対して、網羅的パラスタにより耐震設計の成立範囲や成立確率を提示することが可能となる。構造設計に用いられている各種設計値の見直しや、新たな工法の構造設計法の構築、ロバスト性を考慮した耐震設計の確率に資することが期待される。

## 計算手法（Computational Aspects）：

本研究で対象とする実大実験は国土交通省補助事業「三階建て木造軸組構法の設計法検証事業」の一環として実施したものである。試験体の性能分析のため、試験体(Fig(a))に用いられた壁や筋かいといった鉛直構面の要素実験も行われている。試験体の各層で用いられた鉛直構面の荷重変形関係を足し合わせ、加算により推定された耐震性能と実大振動台実験の耐震性能を比較する。

次に、再現解析のため、「データ同化」を試みる。解析モデルとして 3 階建て木造住宅の各層の荷重変形関係を定義した 3 質点せん断系モデル(Fig(b))を作成し、その復元力特性のパラメータについて直交表により様々に変化させ、実験結果を高い精度で再現できる入力パラメータの組み合わせの探索を行う。データ同化手法の検証として、実験と解析結果の誤差の評価指標や、パラメータの絞り込み方法についての検証も併せて行う。

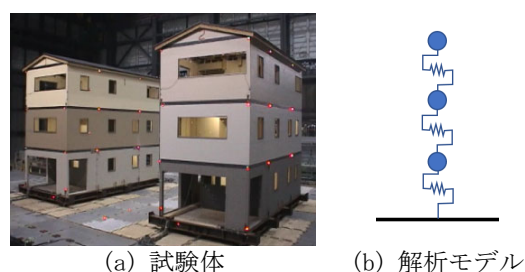


Fig.1 試験体および解析モデル

## 研究成果（Accomplishments）：

今年度は JAXA のスパコン(JSS3)での計算を実施し、振動台実験を再現できる解析モデルの探索を行った。その結果、荷重変形関係を精密に再現することが出来た。本システムを KDK に移植する予定だったが、研究の進捗状況等が原因で、作業を進めることができなかった。

## 公表状況（Publications）：

特になし

# Linear Theory of Tearing Instability with Viscosity, Hyper-Resistivity, and improved WKB-approximation

研究代表者：清水 徹 (愛媛大学 宇宙進化研究センター)

Tohru Shimizu, (RCSC, Ehime University, Japan)

[shimizu@cosmos.ehime-u.ac.jp](mailto:shimizu@cosmos.ehime-u.ac.jp)

**研究目的** (Research Objective):

In past years, the linear perturbation equations of tearing instability derived by Loureiro (Loureiro, PoP2007 named as LSC theory) has been deeply and widely explored by numerically solving as initial value problem (IVP) (Shimizu, AAPPs-DPP2018, KDK Research Report2018, Shimizu&Kondoh, arXiv4472111). The Loureiro's equations are based on Non-Viscous case. In this paper, Viscosity and Hyper resistivity are introduced to the equations (Shimizu, KDK Research Report2020,21&22, Shimizu&Fujimoto, AOGS2021&22). Then, Non-Uniform viscosity and improved WKB-approximation are also studied (Shimizu, AAPPs-DPP2021&22 and ICNSP2022). This paper summaries those variations of the perturbation equations with some highlighted numerical results.

## 1. Introduction:

This paper starts from the linear perturbation equations of tearing instability shown next, which were derived by Loureiro, et.al. (PoP2007).

$$\phi'' - \kappa^2 \epsilon^2 \phi = -f(\xi)(\psi'' - \kappa^2 \epsilon^2 \psi)/\lambda + f''(\xi)\psi/\lambda, \quad (1-1)$$

$$\psi'' - \kappa^2 \epsilon^2 \psi = \kappa \lambda \psi - \kappa f(\xi) \phi. \quad (1-2)$$

$$f(\xi) = \xi_0 e^{-\xi^2/2} \int_0^\xi dz e^{z^2/2}, \quad (1-3)$$

Every notation in this paper is based on the Loureiro's definitions, where  $\phi$  and  $\psi$  are respectively perturbed potential functions of flow and magnetic fields. The prime is the derivative for the direction normal to the current sheet, where  $f(\xi)$  is the equilibrium function of magnetic field  $B_{x0}$ , as shown below.

$$B_{x0}(\xi) = V_A f(\xi), \quad u_{y0} = -\Gamma_0 y, \quad (1-4, 1-5)$$

Eq.(1-4) is based on the equilibrium linear flow field of Eq.(1-5), where  $y$  is translated to  $\xi$  with  $y=1.307 \xi$ . In Eqs.(1-1&2),  $\lambda$  is the linear growth rate and  $\kappa$  is the wave number of  $\phi$  and  $\psi$  along the current sheet. In the original LSC theory (PoP2007) and most of my previous studies, Eqs.(1-4&5) are applied only

for  $\xi < 1.307$ , i.e., inside of the current sheet. However, in this paper, Eqs.(1-4&5) are applied also for  $\xi > 1.307$  to rigorously keep the equilibrium even in the introduction of viscosity. Resistivity  $\epsilon$  and Lundquist number  $S$  are defined below, with the sheet thickness  $\delta_{cs}$  and sheet length  $L_{cs}$  of Sweet-Parker model.

$$\epsilon = 2\delta_{cs}/L_{cs} = 2/\sqrt{S} \quad (1-6)$$

Loureiro analytically solved Eqs.(1-1)~(1-6) under the upstream condition of  $\phi = \psi = 0$  at  $\xi = +\infty$  (PoP2007). To do so, the traditional approximation introduced by FKR theory (Fruth, Phys Fluids 1963) was employed, where the outer region of the current sheet was assumed to be ideal-MHD, and hence, the inner region is only solved in resistive-MHD. In contrast, Shimizu solved Eqs.(1-1)~(1-6) without the assumption of the ideal-MHD, i.e., every region was seamlessly solved in resistive-MHD. To do so, Shimizu did not consider the upstream condition of  $\phi = \psi = 0$  at  $\xi = +\infty$ . Instead,  $\phi = \psi = 0$  at  $\xi = \xi_c < +\infty$ , i.e., a finite point  $\xi_c$ , was studied. The condition can be considered to be open boundary condition at finite upstream point  $\xi_c$ . The concept of the open boundary may be close to what is widely employed in MHD simulations. Then, Eqs.(1-1)~(1-6) were numerically solved as initial value problem (IVP) from  $\xi = 0$  to  $\xi_c$  (Shimizu, AAPPs-DPP2018, KDK Research Report2018, Shimizu&Kondoh, arXiv4472111). The LSC theory modified by Shimizu was named as modified-LSC theory. The modified-LSC can explore the case of  $\lambda=0$ , which gives the critical (marginal) unstable condition of tearing instability, as shown in the  $\nu=0$  line of Figs.1 and 2.

## 2. Uniform Viscosity:

When viscosity is added to Eqs(1-1&2), the equations to be solved are as below, where  $\nu$  is the viscosity coefficient in isotropic viscosity.

$$\nu\phi'''' = \kappa\epsilon^2((\lambda + 2\kappa\nu)\phi'' - (\lambda + \kappa\nu)\kappa^2\epsilon^2\phi + f(\xi)(\psi'' - \kappa^2\epsilon^2\psi) - f''(\xi)\psi) \quad (2-1)$$

$$\psi'' - \kappa^2\epsilon^2\psi = \kappa\lambda\psi - \kappa f(\xi)\phi. \quad (2-2)$$

These equations can be also numerically solved as IVP from  $\xi = 0$  with initial values of  $\phi'(0)$  and  $\phi'''(0)$ , where  $\phi(0) = \psi(0) = \phi'(0) = 0$  and  $\phi(0) = 1$  are fixed for the symmetric current sheet. In addition to  $\phi'(0)$  and  $\phi'''(0)$ , changing  $\lambda$ ,  $\kappa$ ,  $\epsilon$  and  $\nu$ ,  $\phi$  and  $\psi$  can be solved as IVP so that  $\phi = \psi = 0$  are satisfied at  $\xi_c$ . Let us call it Zero-Contact solution, where “Zero-Contact” means  $\phi = \psi = 0$ . Hence, once a set of  $\lambda$ ,  $\kappa$ ,  $\epsilon$  and  $\nu$  is specified,  $\xi_c$  is determined. It means that the linear growth rate  $\lambda$  depends on the location  $\xi_c$  of upstream boundary. Then, Zero-Converging solution which satisfies  $\phi(+\infty) = \psi(+\infty) = 0$  may be deduced by

examining larger  $\xi c$  (see Fig.1). Then, if  $\lambda = 0$  is set, the critical unstable condition is found, as shown in  $\nu > 0$  in Fig.2.

### 3. Non-Uniform Viscosity:

In traditional studies such as FKR(1963) and LSC(2007) theory, the outer region ( $\xi > 1.307$ ) is assumed to be ideal-MHD which means  $\varepsilon = \nu = 0$ . It seems that they expect that the assumption is also applicable for when the outer region is solved in resistive-MHD. In other words, they expect that whether the outer region is ideal-MHD or resistive-MHD is not essential to study the linear growth of tearing instability. However, such an expectation fails at some points.

In this section, Eqs.(2-1&2) are solved only in the inner region of the current sheet ( $\xi < 1.307$ ). Meanwhile,  $\nu = 0$  is assumed in the outer region ( $1.307 < \xi$ ), where Eqs.(1-1&2) is solved. Hence, viscosity works only in the current sheet. Note that resistivity  $\varepsilon (> 0)$  is uniformly kept even in the outer region. In this case, to compensate the discontinuity of  $\nu$  at  $\xi = 1.307$ , there are two strategies for the combination of the differential continuity of  $\phi$  at  $\xi = 1.307$  and the upstream boundary condition at  $\xi c$ .

Strategy 1:

To keep the continuity of  $\phi''$  at  $\xi = 1.307$ , the next equation must be satisfied at  $\xi = 1.307 - 0$ , where is close to  $\xi = 1.307$  from  $\xi < 1.307$ .

$$\phi'''' = 2\kappa^2 \varepsilon^2 \phi'' - \kappa^4 \varepsilon^4 \phi \quad (3-1)$$

Then, find  $\phi$  and  $\psi$  which satisfies  $\phi = \psi = 0$  at  $\xi c$ . In this strategy,  $\phi' = 0$  is not required at  $\xi c$ . Hence, that is not Zero-Contact solution. Rather, that is called as Zero-Crossing solution. This will be the most rigorous solution. Mathematically, this may be a kind of “strong” solution. To study the case of  $\lambda = 0$ , Eq.(1-1&2) for  $\xi > 1.307$  is replaced by below. Fig.1 includes this numerical result, and Fig.3 shows the highlighted summary of  $\lambda = 0$ .

$$0 = \kappa f(\xi)^2 \phi + f''(\xi) \psi, \quad (3-2)$$

$$\psi'' - \kappa^2 \varepsilon^2 \psi = -\kappa f(\xi) \phi = f''(\xi) \psi / f(\xi). \quad (3-3)$$

Strategy 2:

In this strategy, Eq.(3-1) is ignored. Hence, the continuity of  $\phi''$  at  $\xi = 1.307$  is not satisfied but  $\phi'$  is still continuous. Then, find  $\phi$  and  $\psi$  which satisfies  $\phi = \phi' = \psi = 0$  at  $\xi c$ . Hence, this is Zero-Contact solution. Mathematically, this may be a kind of “weak” solution.

Physically, Non-Uniform viscosity may be considered to be “anomalous” viscosity. That is physics. On the other hand, most numerical simulations show not only strong solutions but often also weak solutions, depending on the employed numerical scheme. That is not physics but numerical error. In actual, when Non-Uniform viscosity is steadily included in numerical dissipation to numerically stabilize MHD simulations. For example, in the shock-capturing schemes such as TVD and HLLD, higher-order differential continuity of the solutions may not necessarily be kept around the extremely thin current sheet. Strategy 2 may be able to examine how tearing instability is disturbed by such numerical Non-Uniform viscosity. Fig.1 includes this numerical result.

#### 4. Hyper Resistivity (electron viscosity):

Hyper resistivity means the fourth-order differential magnetic diffusion, while usual resistivity is the second-order magnetic diffusion. Some kinematic full-particle simulations of the magnetic reconnection process predict that such higher-order magnetic diffusion is dominant rather than the second-order. That is physics. In another viewpoint, every finite-differential MHD simulations have numerical dissipations of such higher-order diffusion to stably simulate extremely thin current sheets. That is not physics. Such numerical diffusive error must be examined for how tearing instability is affected or not. For these reasons, hyper resistivity is worth to be studied in comparison with usual resistivity.

For simplicity, the viscosity  $\nu$  examined in the preceding section is ignored in this section. First, equilibriums  $f(\xi)$  are studied in the mixture of hyper and usual resistivities. Second, the perturbed solutions are studied on the basis of the equilibrium.

Equilibrium 1:

Note that Eq.(1-3) is applicable only for usual resistivity. When hyper resistivity effect is added to the usual resistivity effect,  $f(\xi)$  must satisfy the following equation.

$$(1/S_{Hi})f'''(\xi) = (1/S_i)f'(\xi) + \xi f(\xi) + c \quad (4-1)$$

where  $1/S_i$  and  $1/S_{Hi}$  are respectively the intensity of usual resistivity and hyper resistivity.  $S_i$  and  $S_{Hi}$  are “each” Lundquist number for inflow speed to neutral sheet (Shimizu&Fujimoto, AOGS2022). At this point,  $\varepsilon$  defined in Eq.(1-6) remains as “total” Lundquist number on the basis of Sweet-Parker model. In other words, Lundquist number referred in this section consists of  $\varepsilon$  (1<sup>st</sup> step) and either of  $S_i$  and  $S_{Hi}$  (2<sup>nd</sup> step).



To appropriately normalize Eq.(4-1), let us fix the inflow speed  $u_{y0}=-1.307$  at  $\xi=1.307$  in Eq.(1-5). In addition, let us fix  $f(1.307)=1.0$  and  $f'(1.307)=0$ . With these setups, the second term of the rhs of Eq.(4-1), i.e., the convection electric field ( $V \times B$ ) is fixed at  $-1.307f(1.307)=-1.307$ , where  $\xi=1.307$  is the boundary point of the inner and outer region of the current sheet. This normalization is an extension of the concept employed in the original LSC (PoP2007).

Eq.(4-1) can be numerically solved as IVP from  $\xi=0$  with initial values  $f(0)=f'''(0)=0$  and  $f'(0)$ . Note that  $f(0)=f'''(0)=0$  is fixed for the symmetric current sheet. Eventually,  $S_i$ ,  $S_{Hi}$ ,  $f'(0)$  and  $c$  are the control parameters to numerically find the solution of  $f(\xi)$  which satisfies  $f(1.307)=1$ ,  $f'(1.307)=0$  and  $f(\xi=+\infty)=0$ .

As for the case of  $1/S_{Hi}=0$ ,  $f'(0)$  is not needed to solve Eq.(4-1). At this time,  $f(\xi)$  obtained for  $1/S_i=1.0$  and  $c=-1.307$  coincides with Eq.(1-3). Then, as  $1/S_i$  decreases from 1.0 to 0.0,  $f(\xi)$  gradually changes, where  $1/S_{Hi}$  increases from 0.0 to 0.43, which is shown as the line of white square boxes of Fig.4a and 4b.

Equilibrium 2:

Note that Eq.(1-3) is derived for Eq.(1-5). If Eq.(1-5) is changed, Eq.(1-3) is changed. If Eq.(1-5) is replaced by  $u_{y0}=g \tanh(a\xi)$ , Eq.(4-1) is replaced by below.

$$(1/S_{Hi})f'''(\xi) = (1/S_i)f'(\xi) + g \tanh(a\xi)f(\xi) + c \quad (4-2)$$

where  $g$  and  $a$  are free parameters to adjust the scaling of the equilibrium flow field. In the same manner as Equilibrium 1, let us fix the convection electric field ( $V \times B$ )= $-1.307$ . At the time,  $g$  and  $a$  are mutually related. For example,  $a=1.0$  results in  $g=-1.307/0.8635$ . Otherwise,  $a=0.5$  results in  $g=-1.307/0.5740$ , where  $g \tanh(1.307a)=1.307$  is always kept. It may be noted that, if  $a=1$  and  $S_{Hi}=0$  are set, Eq.(4-2) analytically results in  $f(\xi)=\tanh(\xi)$  which is the well-known Harris sheet. On the other hand, in the  $a=0$  limit,  $f(\xi)$  in Eq.(4-2) becomes that of Eq.(4-1), resulting in Eq.(1-3). Meanwhile, if  $a \neq 1$ , such analytical solutions are not found but Eq.(4-2) is numerically solved as IVP, so that  $f(\xi)$  satisfies  $f(1.307)=1$ ,  $f'(1.307)=0$  and  $f(\xi=+\infty)=0$ . The numerical result is shown in Fig.4a.

Perturbation equations :

The perturbed equations to be solved for Equilibrium1 are shown below. For simplicity, Equilibrium 2 is not studied in this paper.

$$(1/S_{Hi})\psi'''' = -\lambda\kappa\psi + \kappa f(\xi)\phi + (1/S_i)(\psi'' - \kappa^2\epsilon^2\psi) - (1/S_{Hi})\kappa^4\epsilon^4\psi \quad (4-3)$$

$$\phi'' - \kappa^2\epsilon^2\phi = -f(\xi)(\psi'' - \kappa^2\epsilon^2\psi)/\lambda + f'''(\xi)\psi/\lambda \quad (4-4)$$

Also, these equations can be numerically solved as IVP, where  $S_i$ ,  $S_{Hi}$ ,  $\varepsilon$ ,  $\lambda$ ,  $\kappa$ ,  $\phi'(0)$ , and  $\phi''(0)$  are the control parameters to find Zero-Contact solutions which satisfy  $\phi = \psi = 0$  and  $\phi' = \psi' = 0$  at  $\xi = c$ . The numerical results of IVP are shown in  $\varepsilon = 0.1$  and  $0.5$  of Fig.4b.

### 5. Improvement of WKB Approximation:

Rigorously, Eqs.(1-1)-(4-4) are inapplicable for  $\kappa \sim 0$  range because the WKB approximation is the zero-order. In other words,  $\kappa$  is assumed to be constant in time. To explore the  $\kappa \sim 0$  range, Eqs.(6)-(7) shown in Loureiro,PoP2007 must be solved, which has the first-order, and hence, the time variation of  $\kappa$  is considered. However, Eqs.(6)-(7) cannot be directly solved as IVP because some terms (e.g.,  $-\xi \phi''' / \kappa$  term in Eq.(5-1)) for WKB become zero at  $\xi = 0$ . However, the IVP can be solved with viscosity terms. Eventually, Eqs.(2-1&2) is replaced by the next equations.

$$\nu \phi'''' = \kappa \varepsilon^2 ((\lambda + 2\kappa\nu)\phi'' - (\lambda + \kappa\nu)\kappa^2 \varepsilon^2 \phi + f(\xi)(\psi'' - \kappa^2 \varepsilon^2 \psi) - \xi \phi''') / \kappa + \kappa \varepsilon^2 \xi \phi' + 2\kappa \varepsilon^2 \phi - f''(\xi)\psi \quad (5-1)$$

$$\psi'' - \kappa^2 \varepsilon^2 \psi = \kappa \lambda \psi - \xi \psi' - \kappa f(\xi)\phi \quad (5-2)$$

How to solve this IVP is basically the same as Eqs.(2-1)-(2-2). Until last year, the Zero-Contact solutions of Eqs.(5-1&2) could not be found but, eventually, have been found by improving the IVP technique. The Zero-Contact solutions of Uniform viscosity for  $\lambda = 0$  and  $\varepsilon = 0.1$  are summarized in Fig.4.

### 6. Numerical Results of IVP:

Fig1 shows how the linear growth rate  $\lambda$  depends on  $\xi = c$  which is the location of the upstream open boundary. The current sheet is located in  $0 < \xi < 1.307$ . Every solid line shows that  $\lambda$  tends to be higher as  $\xi = c$  is separated from the current sheet. However, it seems that  $\lambda$  deduced at  $\xi = c = +\infty$  (right outside of figure) does not exceed unity, i.e. Alfvén speed unit time. It suggests that the linear growth of tearing instability cannot be fast beyond the Alfvén speed measured in the upstream magnetic field region.

The solid line of  $\nu = 0$  obtained for Eqs.(1-1&2) (i.e., Non-Viscous case) takes the highest growth rate in this figure. Inversely, the solid line of  $\nu = 0.05$  labeled as “ZeroContactSol-2” takes the lowest rate, which is obtained for Uniform viscosity, i.e., Eqs(2-1&2). The other three lines are for Non-Uniform viscosity, which are obtained for Strategy1 (ZeroCrossSol.) and 2 (ZeroContactSol.-1).



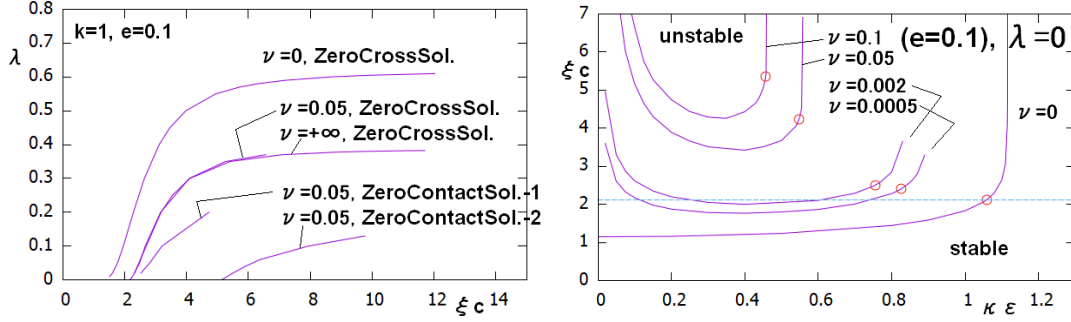


Fig.1:  $\lambda$  and  $\xi c$  relations Fig.2: Critical unstable condition ( $\lambda=0$ ). The line of  $\nu=0$  is for Eqs.(1-1&2) and the lines of  $\nu>0$  are for Uniform case of Eqs.(2-1&2).

It is remarkable that the line of  $\nu=+\infty$  for Non-Uniform viscosity gives a finite growth rate. Similar results have been reported in Fig.1b of Shimizu,KDK Research Report2022. In contrast, for Uniform viscosity, Zero-Contact solutions in  $\nu=+\infty$  cannot be found. It suggests that Uniform and Non-Uniform cases have essentially different characteristic.

Fig.2 shows how  $\xi c$  obtained for  $\lambda=0$  depends on wave number  $\kappa$ , where Non-Viscous and Uniform viscosity cases are studied for  $\varepsilon (=e)=0.1$ . Hence, Fig.2 indicates the foot points ( $\lambda=0$ ) of the solid lines of Fig.1. Under each solid line is stable ( $\lambda<0$ ). Hence, when  $\xi c<1.307$ , tearing instability is completely stabilized for all  $\kappa$  range. Then, as  $\nu$  increases from 0.0, the stable region spreads upward, i.e., to larger  $\xi c$ . The solid line of  $\nu=0.0$  completely becomes vertical around  $\kappa e=1.15$  and higher  $\xi c$ . This corresponds to the critical condition of the positive prime index  $\Delta'>0$  in FKR (see Appendix C in Shimizu&Kondoh, arXiv4472111 but it was when Eqs.(1-4&5) is applied only in  $\xi<1.3$ ), which is observed also in Figs.3 and 4. Since the vertical solid lines observed in  $\kappa \varepsilon>0.4$  shifts to lower  $\kappa$ , as  $\nu$  increases. It means that the critical condition depends on viscosity.

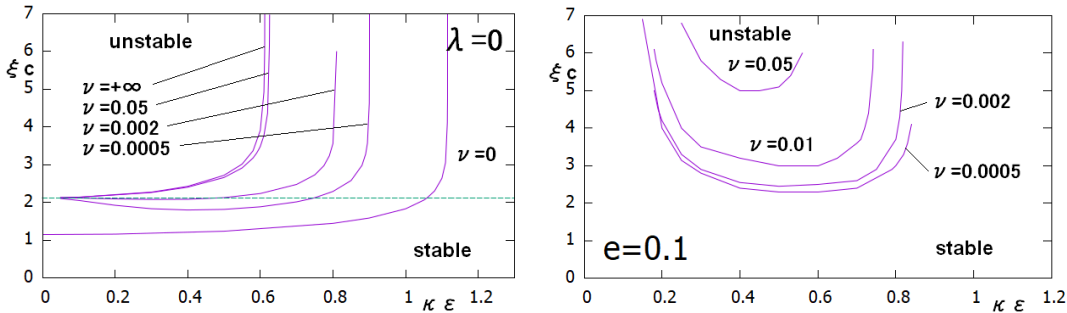


Fig.3(Non-Uniform) and 4(improved-WKB-Uniform): Critical unstable conditions ( $\lambda=0$  &  $\varepsilon (=e)=0.1$ ).

Figs.3 and 4 respectively show the cases of Non-Uniform viscosity (Eqs. (2-1&2) &(3-1,2&3)) and improved-WKB-Uniform viscosity (Eqs.(5-1&2)). In comparison

with Fig.2, the unstable area in Fig.3 is wider in  $\kappa \sim 0$  range. As shown in Fig.1, it is remarkable that unstable region even in  $\nu = +\infty$  appears in  $\xi c > 2.1$  and  $\kappa \varepsilon < 0.6$ . Inversely, the stable area in Fig.4 is wider. It means that viscosity can steadily stabilize tearing instability.

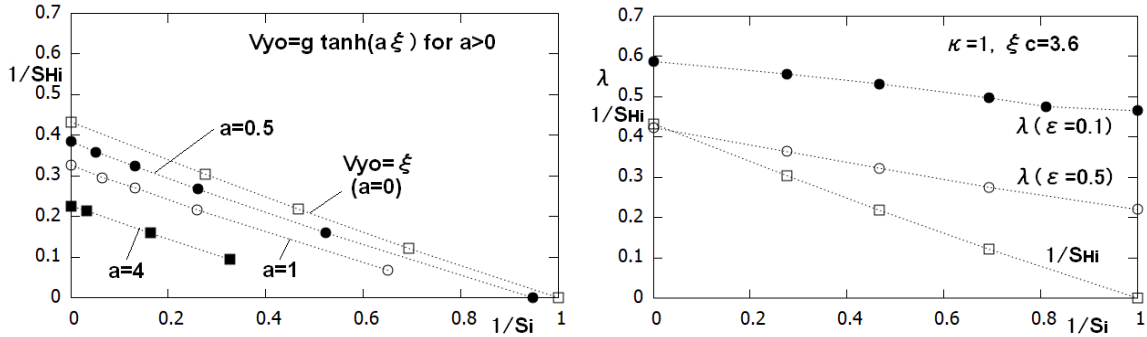


Fig.4a(Equilibriums) and 4b(Perturbed solutions): Hyper Resistivity.

Fig.4a shows the relation of  $1/Si$  and  $1/SHi$  established in the equilibrium variations obtained for Eqs.(4-1 or 2).  $Vyo$  in this figure is  $-u_{y0}$  in Eq.(1-5). For Eq.(4-2), the variations of  $0.5 < a < 4$  is shown. In the  $a=0$  limit, Eq.(4-2) coincides with Eq.(4-1). Since the convection electric field  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  at  $\xi = 1.307$  is fixed at  $-1.307$ , the magnetic flux conveyed through  $\xi = 1.307$  every unit time is fixed. It means that  $1/Si$  and  $1/SHi$  are complementarily balanced. In other words, the increase (decrease) of  $1/Si$  results in decrease (increase) of  $1/SHi$ , as shown in Fig.4a.

Fig.4b shows how  $\lambda$  depends on  $1/Si$ . The line of  $1/SHi$  is the same as that of Fig.4a. The most right side (i.e.,  $1/Si=1$ ) of this figure corresponds to Non-Viscous case, i.e., Eqs.(1-1&2). As hyper resistivity  $1/SHi$  is strengthened (i.e.,  $1/Si$  is weakened),  $\lambda$  becomes higher. It means that the tearing instability caused by hyper resistivity grows faster than that of usual resistivity.

#### 公表状況 (Publications and Presentations) :

1. Tohru Shimizu and K.Kondoh, A New Approach of Linear Theory of Tearing Instability in Uniform Resistivity, physics.plasma-ph, <http://arxiv.org/abs/2209.00149>
2. Tohru Shimizu and K. Fujimoto, MHD Linear Theory of Tearing Instability for Fourth-Order Differential Diffusion (Hyper Resistivity) Effect, ST03-A005, proc. of AOGS2022, (Singapore, Remote, 2022Aug.)
3. Tohru Shimizu, Linear Theory of Tearing Instability with Open Boundary Conditions, P12,1F-12, proc. of ICNSP2022 (Remote, 2022Aug.-Sept.)
4. Tohru Shimizu, Linear Theory of Low-k Range Tearing Instability, SGP-10, proc. of AAPPS-DPP2022, (Remote, 2022Oct.)
5. 清水徹、開放(自由)境界条件におけるテアリング不安定性の線形理論、SGEPSS2022, (Kanagawa, Japanese domestic meeting, 2022Nov.).

# 小型天体・宇宙プラズマ相互作用過程の 大規模粒子シミュレーション

Particle Simulations on Space Plasma Interactions with Solar System Small Bodies

**研究代表者**：三宅 洋平（神戸大学計算科学教育センター）

y-miyake@eagle.kobe-u.ac.jp

**研究分担者**：臼井 英之（神戸大学大学院システム情報学研究科）

h-usui@port.kobe-u.ac.jp

担当：計算機実験モデル・結果の検討

西野 真木（JAXA 宇宙科学研究所）

nishino@stp.isas.jaxa.jp

担当：月プラズマ相互作用の検討

寺田 直樹（東北大学大学院理学研究科）

teradan@pat.gp.tohoku.ac.jp

担当：惑星大気圏の検討

田邊 正樹（東北大学大学院理学研究科）

tanabe@pat.gp.tohoku.ac.jp

担当：フォボスの表面帯電シミュレーション

Ravindra Desai（Imperial College London）

ravindra.desai@imperial.ac.uk

担当：惑星電離圏環境における衛星帯電の検討

Zeqi Zhang（Imperial College London）

zeqi.zhang17@imperial.ac.uk

担当：Enceladus 環境における衛星帯電シミュレーション

高木 淳也（神戸大学大学院システム情報学研究科）

junya.takagi@stu.kobe-u.ac.jp

担当：電子層に覆われた物体の電波散乱特性解析

中園 仁（神戸大学大学院システム情報学研究科）

nakazono.jin@stu.kobe-u.ac.jp

担当：月面凹凸の帯電特性の検討

早稲田 卓（神戸大学大学院システム情報学研究科）

waseda.suguru@stu.kobe-u.ac.jp

担当：月表層光電子輸送現象の検討

釜江 祥史（神戸大学大学院システム情報学研究科）

kamae.yoshifumi@stu.kobe-u.ac.jp

担当：プラズマ粒子計算の階層並列実装の検討

寺田 大樹（神戸大学大学院システム情報学研究科）

terada.taiki@stu.kobe-u.ac.jp

担当：彗星－太陽風相互作用シミュレーション

## 研究目的 (Research Objective):

月や小惑星、もしくは人工衛星などの小型天体は、その固体表面が太陽風プラズマと直接に相互作用する。その結果、太陽風プラズマの吸着と光電子や二次電子の放出

により表面が帯電し、また地形や形状によりプラズマ流が阻害されるとウェイクが形成される。これらの荷電分離に伴い形成される静電場により、荷電粒子の加速／減速が生じる。本研究の目的は、これまでに申請者が行ってきた Particle-in-Cell に基づく大規模高並列プラズマ粒子シミュレーション研究を発展させ、人工衛星や月などの「小型固体天体」とプラズマ間の相互作用を理解することである。

小型天体などの固体物体と宇宙プラズマの相互作用は、従来は表面のごく近傍の荷電分離領域の物理にその力点が置かれてきた。しかし特定のプラズマ条件下では、その影響はデバイ長を大きく超えた長距離にわたって波及しうる。その条件の一例として、プラズマが固体物体に対して相対速度を持つ状況が挙げられる。今年度は、プラズマ流中の固体微粒子を題材として、固体物体に起因するプラズマじょう乱の構造的特徴を調査した。

### 計算手法 (Computational Aspects):

3次元 Particle-in-Cell シミュレーション手法に、人工衛星や宇宙塵などの固体境界の数値的取り扱いを追加した EMSES シミュレーションコード [Miyake and Usui, 2009] を用いる。本手法では、計算空間上で連続的な位置座標を持つ多数のプラズマ荷電粒子と、空間中で離散的に定義された静電場の間で必要な情報を交換しながら、相互に解き進めることによって、プラズマの挙動と静電環境の時間発展を自己無動着に解き進める。EMSES において固体表面を有する構造体は、プラズマ粒子を捕捉する内部境界として扱われる。

課題遂行に用いた EMSES コードは、均等領域分割方式に基づく MPI 実装を採用している。各プロセスは自身に割り当てられた小領域(1次担当領域)内に含まれるプラズマ粒子と格子点上の電磁界の相互作用計算を担当するとともに、担当領域を飛び出した粒子の移送通信と電磁界の境界通信を MPI 関数によって行う。また本コードでは各プロセスが、本来の担当領域に加えて粒子が密な別の小領域を1つだけ担当し(2次担当領域)、その領域に含まれる粒子・電磁場相互作用計算を分担する OhHelp アルゴリズムを採用している。これにより、粒子がある小領域に集中するような状況においても、粒子数と格子点数の両方の観点において負荷を均衡化することが可能である。

### 研究成果 (Accomplishments) :

プラズマ流中に配置した固体微粒子の後方に形成される航跡構造に着目した3次元もしくは2次元の大規模計算機実験解析を実施した。微粒子のサイズはプラズマデバイ長の1/10と設定した。プラズマ電子とイオンのフラックスの差異に起因して、微粒子は典型的には負に帯電する。通常、その平衡電位はプラズマ条件により自動的に決定されるが、本研究では微粒子の帯電量が可変パラメータであるとして数値実験を行った。得られた主な結果は下記のとおりである。

- ① 流れを持つプラズマ中では、非磁化、磁化の両方の状況において、特定の振動パターンを有する静的電位構造(航跡)が微粒子後方に認められた。これはプラズマ流

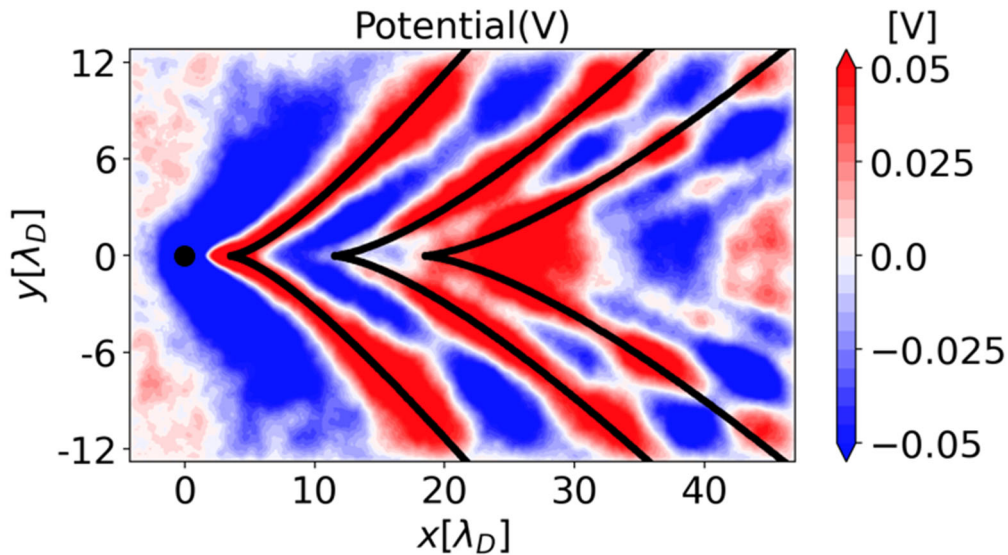


図 1. 非磁化プラズマ流に配置した帯電固体微粒子後方に形成される電位振動（航跡）構造. 黒線はイオン音波の分散特性から推定した電位振動の等位相面（の断面）を示す.

が超音速の場合のみならず、亜音速の場合にも形成されることが判明した。また電位の振動パターンの等位相面の構造的特徴は空間の次元性（3次元もしくは2次元）に依らないことも確認した。

- ② プラズマ流の固体微粒子後方の電位構造と、船舶が水面を進行する際に後方に形成されるケルヴィン波との類似性に着目し、プラズマ媒質中の波動の分散特性から電位振動パターンの等位相面の構造を理解することを試みた。その結果、非磁化プラズマ条件においては、等位相面の拡がり角や有限イオン温度効果による振動消失領域がイオン音波モードの分散特性を良く表していることが確認された（図 1）。
- ③ 次に磁力線の流れの方向と垂直に設定した磁化プラズマ中での航跡構造を計算機実験解析で再現した。この場合、航跡の空間スケールに対応する波数領域ではイオンサイクロトロン高調波に伴う複数の波動ブランチが存在するため、分散特性と航跡構造の関連は自明ではない。そこで数値的に求めた各波動ブランチの分散特性との対応関係を調査したところ、得られた航跡構造は低域混成波動の分散特性を比較的良く反映していることを示唆する結果を得た。また一連の取り組みの中で磁化プラズマ中では、非磁化プラズマ中に比べて航跡構造がより長距離に伸展する傾向があることも確認された。航跡構造を規定する波動モードの減衰率の差異に関連した結果と考えられる。

非磁化もしくは磁化条件のプラズマ流中に配置した帯電固体微粒子後方に形成される静的な電位振動パターン（航跡）の特徴を、大規模な粒子モデルプラズマ運動論シミュレーションで調査した。磁化条件では、非磁化の場合に比べて航跡は後方により長距離に伸展する傾向が認められ、微粒子周囲のポテンシャル場を媒介にした微粒子間相互作用を検討する上で重要な知見である。また本数値実験では微粒子の持つ静



電ポテンシャルは電子の熱運動エネルギーと同程度としたが、微粒子の帯電量を大きくしていくと、微粒子周辺の電位構造に急激な変化が認められるしきい値が認められた。これはプラズマ流と帯電微粒子の相互作用が、線形応答から非線形応答に遷移したことを示唆する結果であり、関連研究ではソリトン解等の存在が議論されている[3]。今後はこのような観点からも研究を推進する計画である。

## 公表状況 (Publications) :

### (論文)

1. Nakazono, J., and Y. Miyake, Unconventional Surface Charging within Deep Cavities on Airless Planetary Bodies: Particle-in-Cell Plasma Simulations, J. Geophys. Res.: Planets, to appear.
2. Miyake, Y., J. Takagi, and N. Kaya, Simulation Study on Radio Wave Scattering by Small Objects covered with a Charged Particle Layer, Proc. 33rd International Symposium on Space Technology and Science, 2022-r-22p, 2022.

### (口頭)

1. Nakazono, J., and Y. Miyake, Numerical Simulations on Solar-Wind-Driven Surface Charging within Deep Cavities on the Moon, AGU Fall Meeting 2023, Chicago, 2022 年 12 月.
2. Miyake, Y., K. Kawaguchi, K. Nakazawa, Y. Sunada, K. Fukazawa, T. Nanri, and Y. Katoh, Development of the Space-Weather-Aware Satellite Charging Analysis Platform Based on the Numerical Code Coupling Framework, AGU Fall Meeting 2023, Chicago, 2022 年 12 月.
3. 三宅洋平, 人類の活動の場としての月面環境～月ダストに関わる学理を中心に～, 第 16 回生存圏フォーラム特別講演会「宇宙で持続可能性を考える」, 宇治, 2022 年 11 月 (招待講演) .
4. 三宅洋平, 中園仁, 月面近傍プラズマ・静電気環境研究の最近の動向と今後の展望, 地球電磁気・地球惑星圏学会第 152 回総会・講演会, 相模原, 2022 年 11 月.
5. 三宅洋平, 中澤和也, 砂田洋平, 南里豪志, 深沢圭一郎, 加藤雄人, コード結合フレームワーク CoToCoA による磁気圏 MHD-人工衛星帯電連成シミュレーションの実現, 研究報告ハイパフォーマンスコンピューティング (HPC), 2022-HPC-185(23), pp.1-8, 2022 (査読無し) .
6. Takagi, J., Y. Miyake, H. Usui, and N. Kaya, Analysis of Radio Wave Scattering by Metal Objects Covered by Plasma, 2022 URSI-Japan Radio Science Meeting (URSI-JRSM 2022), 東京, 2022 年 9 月.

# 粒子法を用いたプラズマ推進機の運動論的シミュレーション

Full-kinetic particle simulation for plasma thruster

**研究代表者**：西山和孝（宇宙航空研究開発機構）  
nishiyama@ep.isas.jaxa.jp

**研究分担者**：月崎竜童（宇宙航空研究開発機構）  
tsukizaki.ryudo@jaxa.jp  
担当：計算と比較用のレーザー計測実験  
：張科寅（宇宙航空研究開発機構）  
choh.shinatora@jaxa.jp  
担当：計算コード開発  
：山下裕介（東京大学大学院）  
yamashita@ep.isas.jaxa.jp  
担当：計算コード開発  
：濃野歩（東京大学大学院）  
nono-ayumu303@ecc.u-tokyo.ac.jp  
担当：計算コード開発

## **研究目的 (Research Objective):**

イオンエンジンをはじめとするプラズマ推進機では、推進剤を電離することでプラズマを発生させ、イオンを高速後方排気することで推進力を得る。従来の化学推進と比べて燃費が良いことから、宇宙用推進機として利用される。宇宙機に搭載されたプラズマ推進機の寿命を律速する要因となるものの一つとして、電荷交換衝突イオン（Charge exchange ion, CEX ion, 以下 CEX イオン）が挙げられる。CEX 衝突は、高速イオンが推進機から漏れ出た推進剤ガス（中性粒子）の間で起こる衝突であり、低速なイオンが発生する。この低速イオンは、宇宙機-排気プラズマ間の電位差によって宇宙機に向かって、逆流イオンとして輸送される。この逆流イオンは周辺の電子機器の故障などの要因となることが懸念される。特に、当研究グループによる先行実験から、CEX イオンによって推進機周辺部の導電部位がスパッタリング損耗を受けると、推進機作動に影響を及ぼすことが明らかとなっている。以上のことから、CEX イオンの物理過程を明らかにする必要がある。

本研究では、CEX イオンの物理過程を明らかにするべく、CEX イオンの生成を考慮したシミュレーションモデルを構築した。宇宙機-排気プラズマ間領域の電位構造を Hybrid particle in cell (Hybrid-PIC)法によって解いた。Hybrid-PIC では、イオンは粒子として扱われ、電子は流体として扱われる。

## **計算手法 (Computational Aspects):**

本研究の手法に関する特徴は以下である。

1) 計算領域は 2 次元直交座標で行われた (Fig. 1)。

- 2) イオンビームは、実験的な測定値<sup>2)</sup>をもとにした解析的な近似モデルで代替した。下式は、今回新たに考案された混合ガウス分布によるビーム電流密度 $j_{bi}$ の近似モデルである。

$$j_{bi} = \frac{I_b}{\pi r_b^2} \sum_{m=1}^M w_m \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_m^2}} \exp\left(-\frac{\hat{r}_m^2}{2\sigma_m^2}\right)$$

$I_b$  はビーム電流値、 $r_b = r_T + z \tan\alpha$ 、 $r_T$  は推進機半径、 $\alpha$  はビーム発散角、 $\sigma_m, \hat{r}_m, w_m$  はすべてフィッティングパラメータである。なおここでは $M=3$ とした。2次元空間でも電流保存則が満たされるように設計した。

- 3) 中性粒子分布は、解析的な近似<sup>3)</sup>にて表現した。下式は、推進機下流静電グリッドの各孔から漏れ出す中性粒子の数密度分布を3次元空間でモデル化したものである。今回のシミュレーションでは2次元であるが、簡単のためにこのモデルを用いた。 $N_{grid}$ は孔数、 $\theta$ はグリッド面法線と孔中心からの位置ベクトルがなす角、 $n_{n0}$ はグリッド上流部での中性粒子密度、 $r$ は孔中心からの距離、 $A$ は孔の断面積である。式中の和記号は、各孔からの漏れ出し効果を足し合わせることを意味する。

$$n_n = \sum^{N_{grid}} \frac{n_{n0} \cos\theta}{4\pi r^2} A$$

- 4) 準中性電子流体近似下で、CEX イオンを粒子として扱った。  
 5) 電子温度は、電子がポルトロブ流体であると仮定することでモデル化した。ポルトロピック index はシングルプローブで実験的に計測された電子温度分布に最も整合するように定められた。  
 6) 宇宙機表面は、シース効果を考慮した境界条件<sup>4)</sup>にてモデル化した。  
 7) 計算結果を別途実施された実験結果と比較検証した。

電子流体は、無磁場仮定下でドリフト拡散近似を用いて解かれ、CEX イオンを含めたプラズマ密度が定常状態に遷移し、十分に時間が経てば、計算を打ち切った。時間刻み幅は1.0 nsで、全体の計算継続時間は、物理時間で5.0 msとした。定常状態に遷移するまでに、1) 電位計算のみを行う段階、2) 電位計算と粒子の運動の計算を行う段階、と2段階に計算することで計算の発散を抑えた。

格子による空間分割数は $101 \times 61$ であり、用いた超粒子は60,000個である。超粒子の挙動を解く際には OpenMP を用いて並列化した一方で、電位計算時における楕円型方程式を解く際には並列化はせず、プロセッサ間の通信量を抑えた。そのため、ほぼプロセッサ数に比例した計算速度の上昇が実現できている。シミュレーションコードは、当研究グループによって今回新たに開発されたものである。



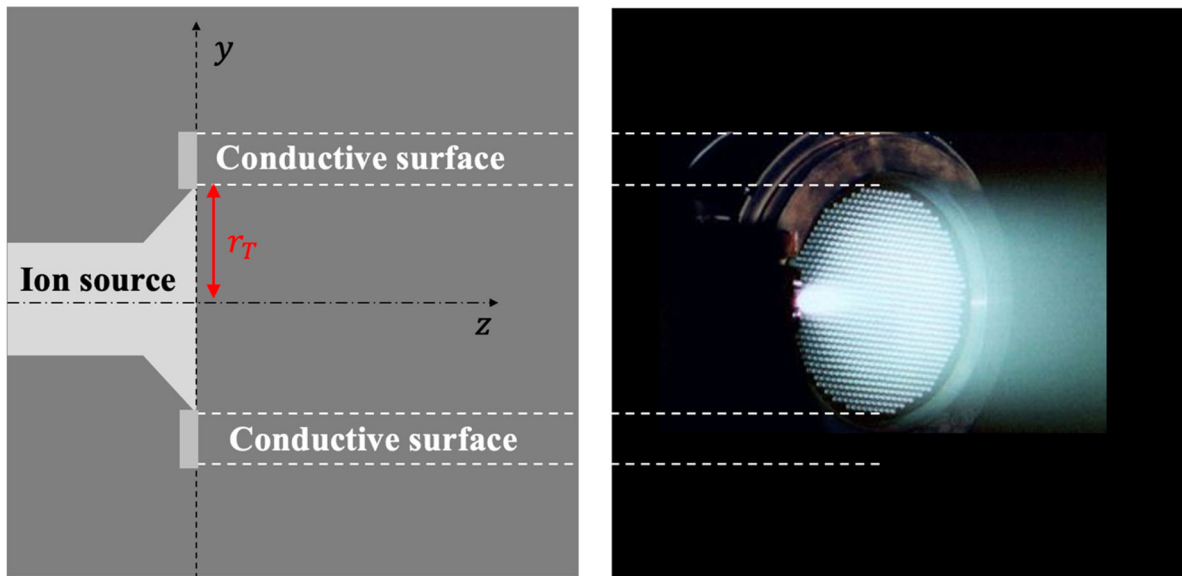


Fig.1 Left: 計算領域における座標の定義。Right: 解析対象であるマイクロ波放電式イオンエンジンの写真

### 研究成果 (Accomplishments) :

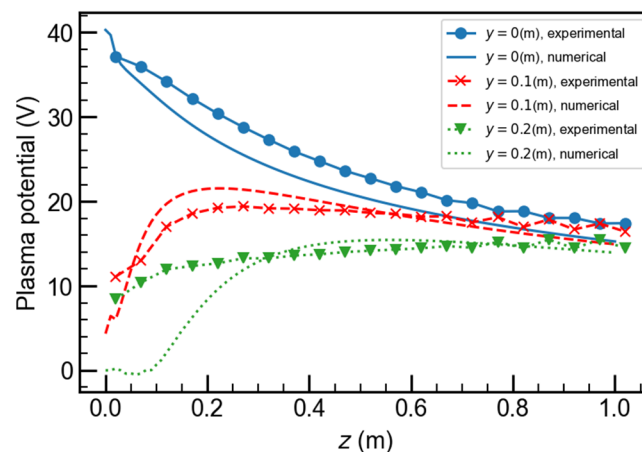


Fig. 2 プラズマ電位の計算結果と実験的計測結果の比較

Figure 2 にプラズマ電位の計算結果と、別途実施された実験的計測結果の比較図を示す。ここで、実験計測値とはエミッシブプローブを用いた計測値である。また、 $z = 0.0 \text{ m}$  に推進機が設置されており、推進機中心軸上からの距離  $y$  での位置におけるプラズマ電位値が示されている。推進機中心軸から距離  $y = 0.0, 0.2 \text{ m}$  の位置では、計算値と実験値は比較的良い一致が確認された。一方で、推進機中心軸から距離  $y = 0.3 \text{ m}$  の位置では、 $z$  軸方向で推進機に近い位置では、計算値と実験値で乖離が比較的大きいことが確認された。

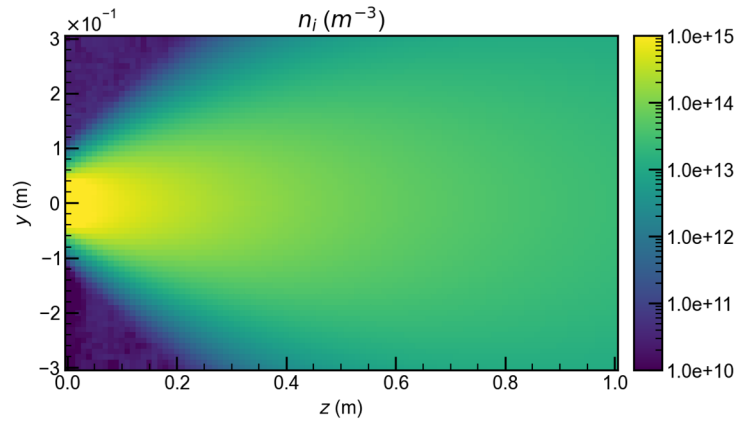


Fig. 3 プラズマ密度の計算結果

Figure 3 にプラズマ密度の計算結果を示す。推進機下流直下で密度は最大であり、 $n_p > 10^{15} \text{ m}^{-3}$ であると確認された。また、推進機の両脇部分で密度は最小であり、 $n_p < 10^{10} \text{ m}^{-3}$ であると確認された。この領域は、推進機から排気されるイオンビームから死角になる位置であることから、密度が最小であることに説明がつく。

以上の結果から、Figure 2 で確認された  $y = 0.3, z < 0.2 \text{ m}$  の領域での計算値と実験値の乖離は、実験値が妥当でないことに由来すると考えられる。なぜなら、先行研究より、プラズマ密度が  $n_p < 10^{11} \text{ m}^{-3}$  では、エミッシブプローブによる電位計測は妥当性を欠くことが示されているからである。この領域は、後に議論するように、CEX イオンの影響が無視できない領域であり、本研究の重要な解析対象である。数値計算による低密度領域での電位取得が、実験的計測と比較して優位であることを再確認した。

Figure 4 に宇宙機表面導電部位におけるイオンエネルギー分布関数を示す。宇宙機表面に衝突する CEX イオンの最大エネルギー値は、40eV であり、計算領域内の最大電位値と一致した。また、35eV 付近にピークを持つ分布であることを確認した。

また、Figure 5 に宇宙機表面導電部位における衝突角度分布関数を示す。ここで、衝突角度が  $0^\circ$  で、粒子は壁面に対して垂直に衝突しているとした。衝突角度は概ね  $50^\circ$  から  $90^\circ$  に分布しており、壁面に対して比較的大きな角度で衝突していることが確認された。

以上のことから、宇宙機表面導電部位に衝突するイオンは、推進機下流直下で生成され、大きな角度を持って入射していると考えられる。

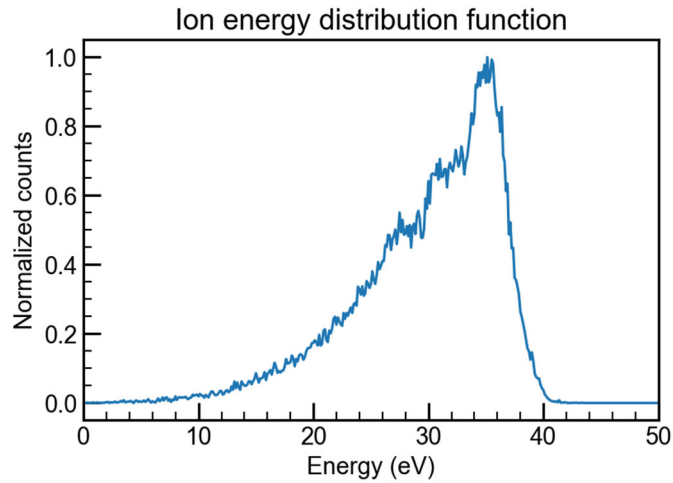


Fig. 4 宇宙機表面導電部位におけるイオンエネルギー分布関数

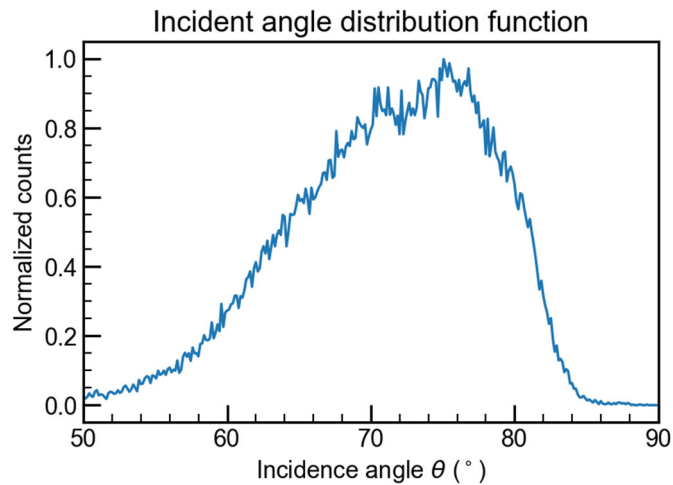


Fig. 5 宇宙機表面導電部位における衝突角度分布関数

公表状況 (Publications) :

(論文)

(口頭)

1. Ayumu Nono, Yusuke Yamashita, Ryudo Tsukizaki, Kazutaka Nishiyama, Investigation of ion back flow by Hybrid-PIC simulation considering experimental current density distribution at the conductive surface for microwave discharge ion thruster, The 75th Annual Gaseous Electronics Conference, 2022 Oct., Sendai
2. 濃野 歩, 山下 裕介, 月崎 竜童, 西山 和孝, マイクロ波放電式イオンエンジンにおけるバックフローイオンに関する数値計算, 令和 4 年度宇宙輸送シンポジウム, 2023 年 1 月, 相模原
3. 濃野 歩, 山下 裕介, 月崎 竜童, 西山 和孝, 宇宙機-プラズマ間相互作用評価に向けた Hybrid-PIC 計算, 第 36 回数値流体シンポジウム, 2022 年 12 月, オンライン

## 参考文献

- 1) Kemp RF, Sellen JM. Plasma Potential Measurements by Electron Emissive Probes. *Rev Sci Instrum.* 1966;37: 455–461.
- 2) Tani Y, Tsukizaki R, Koda D, Nishiyama K, Kuninaka H. Performance improvement of the  $\mu 10$  microwave discharge ion thruster by expansion of the plasma production volume. *Acta Astronaut.* 2019;157: 425–434.
- 3) Bird GA. *Molecular gas dynamics.* 1976.
- 4) Hara K, Mikellides IG. Characterization of low frequency ionization oscillations in Hall thrusters using a one-dimensional fluid model. 2018 Joint Propulsion Conference. American Institute of Aeronautics and Astronautics; 2018.

# ピックアップイオン加速機構の研究

Investigation of the acceleration of interplanetary pickup ions

研究代表者：坪内 健 (電気通信大学)  
kent1@mac.com

## 研究目的 (Research Objective):

太陽風が星間プラズマと接する太陽圏外縁部では、星間中性粒子が太陽風プラズマとの電荷交換で帯電したピックアップイオン (pickup ion、以下 PUI) のプラズマ中に占める割合が 2 割を超えることが最近の探査機観測から見積もられている。PUI の磁場旋回速度は背景の太陽風速度に相当するため、実効的な熱エネルギーが背景プラズマに対し 2-3 桁高くなる。その結果、終端衝撃波 (termination shock、以下 TS) から太陽圏界面 (heliopause、以下 HP) に至る領域 (heliosheath、以下 HS) ではエネルギー密度の大半を PUI が担うことになる。HS におけるプラズマ環境を定量的に確定する上で太陽風プラズマと PUI のエネルギー配分率は本質的に重要なパラメータであり、そのためには太陽圏内で生成される PUI が TS 通過時に受ける加速・加熱プロセスを明らかにする必要がある。本年度は前年に引き続いて HS 内粒子のエネルギー分布および HS 空間スケールの PUI 密度への依存性について検証し、衝撃波における Rankine-Hugoniot の関係式からプラズマの比熱比を求めて、HS のプラズマ特性に関する理解を深める。

## 計算手法 (Computational Aspects):

本研究で行う数値シミュレーションでは、イオンを個別粒子としてその運動方程式を解き進め、電子は電荷中性を満たす質量ゼロの流体として扱い、密度や電流といった流体量を数値グリッド上に与えて Maxwell 方程式に適用して電磁場を解く 1 次元ハイブリッドコードを用いた。PUI を含む太陽風プラズマと星間プラズマを直接衝突させる 1 次元衝撃波管モデルの初期状態では、星間プラズマと太陽風プラズマを密度比 10 の不連続面を介して一様に配置し、PUI は太陽風領域にのみ、太陽風系の速度空間内で太陽風速度を半径とする球殻状の分布を持つように与えた。磁場をシミュレーション空間 (x 軸) に対して垂直方向 (y 軸) に与えることで、TS は垂直衝撃波として形成される。太陽風プラズマをアルフベン速度の 10.7 倍の速度でシミュレーション空間内に常時注入することで、星間プラズマとの境界からの反動として太陽風側・星間空間側にそれぞれ衝撃波が伝播し、TS、HP 双方の形成が self-consistent に再現される。空間を 0.5 プロトン慣性長×10 万グリッド、時間を 0.06 ジャイロ周期×40 万ステップに取り、これは典型的な太陽風パラメータを適用するとそれぞれ 2.8 天文単位、309 時間に相当する。PUI 密度は背景太陽風に対して 0, 1, 5, 10, 20, 25% と変えながらそれぞれ計算を行った。

## 研究成果 (Accomplishments) :

これまでに PUI 密度の増加に伴って TS での圧縮率が低下した結果、HS の厚みが拡大することを確認したが、改めてこれを Fig. (左) に示す。太陽圏側で HS の厚みが TS における圧縮率  $\Gamma$  に対し  $\Gamma^{-1.49}$  の関係で近似できるが、これは太陽風流量が一定の下での保存則の要請以上に拡大している。実際の HP 近傍ではプラズマの流れが脇に逸れる効果加わるため、基本的には HS 内のプラズマの総量が変わらないことで PUI 密度と HS の厚みの関係が説明可能である。

また HS における PUI のエネルギー分布からは、10keV を超える suprathermal 成分の生成が PUI 密度にはほとんど依存していない一方で、比熱比には顕著な違いが確認された。Fig. (右) には TS での断熱加熱を仮定したときの PUI の比熱比と PUI 相対密度との関係を示す。図に示すように比熱比は PUI 密度が高くなるほど等方的な分布を取ることがわかる。背景の太陽風自体、通常適用される 5/3 より高い値を示し、太陽圏外縁部で観測的に示唆されていることと整合する。衝撃波の圧縮率などは比熱比に強く依存することから、太陽圏構造を電磁流体モデルで構築する上でも比熱比の正確な評価が必須である。今後は PUI の生成プロセスも考慮した、より現実的なシミュレーションモデルを用いて、HS 内のプラズマの熱力学的特性を定量的に明らかにし、太陽圏外縁部の比熱比の導出に活用することを計画している。

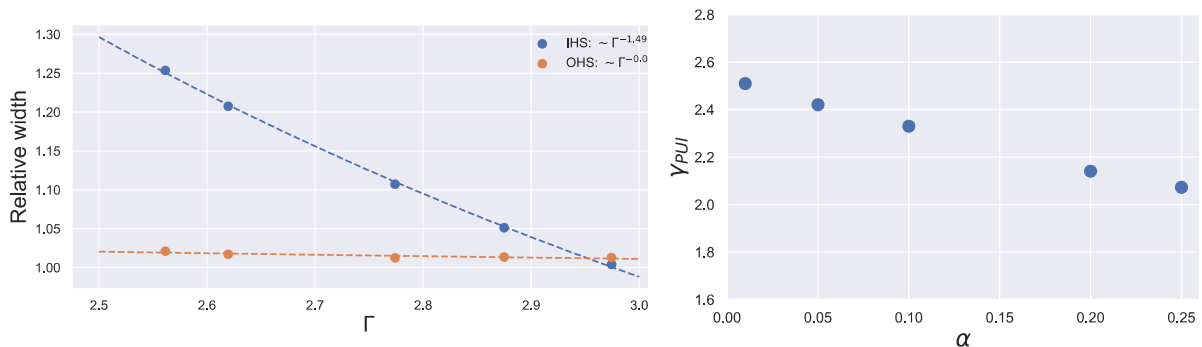


Fig. (左) TS における圧縮率と HS (IHS: 太陽圏側、OHS: 星間空間側) の厚み (PUI を含まない場合との比) の関係。(右) PUI の相対密度と TS における PUI の比熱比との関係。

## 公表状況 (Publications) :

### (口頭)

1. 坪内 健、Properties of the heliosheath plasma associated with the compression at the termination shock、第 152 回地球電磁気・地球惑星圏学会、相模原、2022 年 11 月

# 小天体近傍のイオン環境計算機実験

Computer experiments on ion environment near small bodies in space

**研究代表者**：臼井 英之（神戸大学 大学院システム情報学研究科，教授）  
h-usui@port.kobe-u.ac.jp

**研究分担者**：三宅 洋平（神戸大学 大学院システム情報学研究科，准教授）  
担当：計算機実験結果の検討

上本 祥貴（神戸大学 大学院システム情報学研究科，M2）  
担当：計算機実験実行、データ解析

松本 正晴（福島大学 総合情報処理センター，准教授）  
担当：ハイブリッド粒子シミュレーション

## 研究目的 (Research Objective):

本研究の目的は、固有磁場を持つ水星と太陽風プラズマの相互作用によって生じる水星磁気圏に関する 3 次元ハイブリッド粒子シミュレーションを行い、磁気圏の空間構造およびそこでの太陽風イオンの振る舞いを明らかにすることである。

## 計算手法 (Computational Aspects):

本研究では、電子を質量 0 の流体、イオンをマクロ粒子群として扱うハイブリッド粒子シミュレーションを実行した。3 次元シミュレーション空間に水星と水星磁場を模擬した磁気ダイポールモーメントをおき、シミュレーション境界から太陽風プラズマを流入させ、太陽風プラズマと水星固有磁場との電磁的な相互作用により形成される水星磁気圏を数値的に再現した。特に昼間側の磁気圏プラズマ現象に着目した。

## 研究成果 (Accomplishments) :

水星の固有磁場は地球よりも小規模であり太陽環境の影響を地球よりも近い距離で受けるため、形成される水星磁気圏は太陽風イオンの磁場周りの旋回運動の影響をより顕著に受ける。シミュレーション結果より、太陽風磁場が北向きの場合、水星磁気圏内部に侵入する太陽風イオンが多くなり、それらは  $E \times B$  ドリフト運動により水星周りを

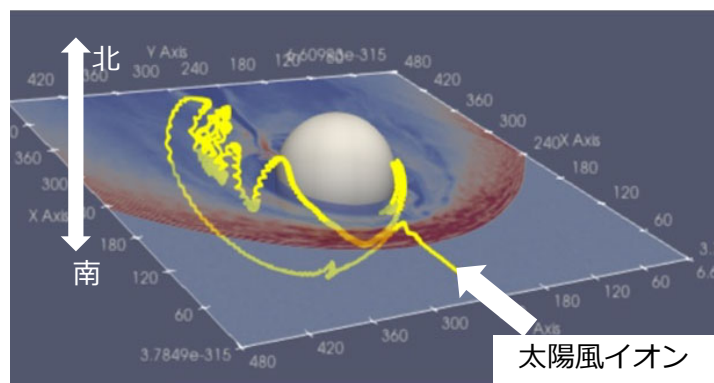


Fig1 : IMF 北向き時の太陽風イオンの水星磁気圏エントリーの一例



朝側から夕方側の方向に磁場に垂直に流れることが分かった。図1に、太陽風磁場が北向きの場合、磁気圏夜側で生じる磁気リコネクションにより太陽風イオンが磁気圏内に流入し、それが水星周りを朝側から夜側に向けて南北でバウンス運動しながらドリフトする様子を示す。また、図2に示すように、磁気圏を取り巻くシース領域では、磁場強度およびイオン密度の規則的な層状の擾乱が確認された。この層構造内でのイオン圧力と磁気圧の比である $\beta$ 値やイオン温度異方性に関するシミュレーション値から、規則的な層状擾乱はプラズマ不安定性の一つであるミラー不安定性によるものであることを示唆できた。現在、イオン運動の詳細解析を進めており、磁気圏シース内での速度分布関数や磁場に垂直面での速度位相空間図について太陽風中のものと比較検討を行う予定である。得られる知見は、2026年からのBepiColombo/Mio衛星による水星磁気圏観測の理解の一助となると期待する。

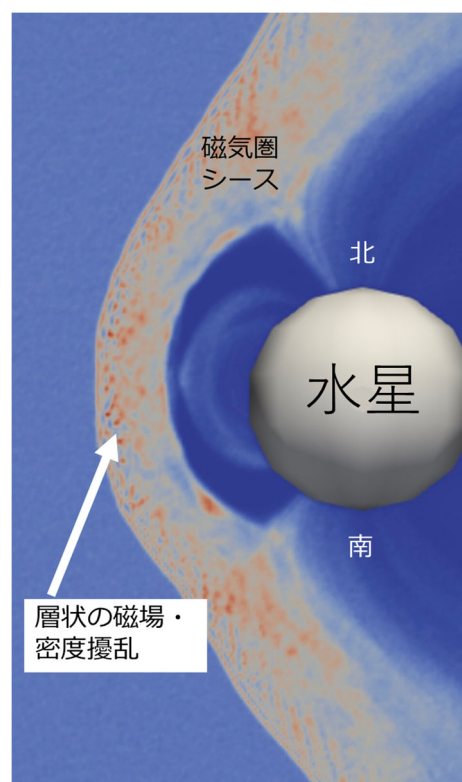


Fig.2 : 水星磁気圏シースで見られる磁場やイオン密度の層状の擾乱

## 公表状況 (Publications) :

### (論文)

1. S.Aizawa,L.S.Griton,S.Fatemi,W.Exner,J.Deca,F.Pantellini,M.Yagi,D.Heyner,V.Génot,N.A André,J.Amaya,G.Murakami,L.Beigbeder,M.Gangloff,M.Bouchemit,E.Budnik,H.Usui, Cross-comparison of global simulation models applied to Mercury's dayside magnetosphere, Planetary and Space Science, online 1 February 2021, 105176, <https://doi.org/10.1016/j.pss.2021.105176>
2. 上本 祥貴、粒子シミュレーションによる水星固有磁場と太陽風イオンとの電磁的相互作用に関する研究、神戸大学大学院システム情報学研究科修士論文、2023年2月

### (口頭)

1. 上本 祥貴, 臼井 英之, 三宅 洋平, 松本 正晴、水星磁気圏昼間側擾乱に関する粒子シミュレーション、第152回地球電磁気・地球惑星圏学会、相模原、2022年11月
2. 上本 祥貴, 臼井 英之, 三宅 洋平, 松本 正晴、粒子シミュレーションによる水星磁気圏イオンダイナミクス解析、第24回惑星圏研究会(SPS2023)、東北大学、2023年2月



## 磁気嵐・サブストーム時の電磁エネルギー生成・伝送メカニズムの研究

Generation and transmission mechanisms of the electromagnetic energy during storm and substorms

研究代表者：菊池 崇（名古屋大学宇宙地球環境研究所）

[kikuchi@isee.nagoya-u.ac.jp](mailto:kikuchi@isee.nagoya-u.ac.jp)

担当：HF ドップラーデータ解析・伝送線モデルによる事象解析

研究分担者：海老原祐輔（京都大学生存圏研究所）

[ebihara@rishi.kyoto-u.ac.jp](mailto:ebihara@rishi.kyoto-u.ac.jp)

担当：リングカレントシミュレーションコード開発と事象解析

研究分担者：田中 高史（九州大学宙空環境研究センター）

[tatanaka@serc.kyushu-u.ac.jp](mailto:tatanaka@serc.kyushu-u.ac.jp)

担当：MHD シミュレーションコード開発と事象解析

研究分担者：藤田 茂（気象大学校）

[sfujita@mc-jma.go.jp](mailto:sfujita@mc-jma.go.jp)

担当：MHD シミュレーションによる事象解析

研究分担者：橋本久美子（吉備国際大学）

[hashi@kiui.ac.jp](mailto:hashi@kiui.ac.jp)

担当：地磁気・レーダーデータ解析による事象解析

### 研究目的と成果 (Research Objective and accomplishments):

沿磁力線電流と電離圏E層電流で構成される磁気圏電離圏電流回路は、磁気嵐・サブストームのエネルギーを中低緯度赤道の電離圏へ運ぶ大動脈である(Kikuchi, 2021 AGU book)。沿磁力線電流を流す一対の磁力線は完全導体とみなされ、2導体伝送線(2-conductor transmission line)に置換される。電離圏E層とそのリターン電流を流す地球表層は不完全導体とみなされ、損失性伝送線(Lossy transmission line)で置換される。極域電離圏と赤道電離圏を結ぶ地球電離層伝送線(IG: ionosphere-ground transmission line)は、極域電離圏から赤道へ広がるグローバル電離圏へ電磁エネルギーを供給する重要なエネルギーチャンネルである。電離圏E層は、エネルギー伝送を担うと同時にエネルギー消費をも担う(Kikuchi, 2014)。エネルギーの一部は地球内部へ侵入し、地表面に電位差を創り出すために、地上の電力送電線に地磁気誘導電流(GIC: geomagnetically induced current)を流す。2022年度は、地磁気急始(SC: geomagnetic sudden commencement)と準周期DP2磁場変動を引き起こすグローバル電離圏電流系の一端を明らかにし、これを裏付けるためにREPPUシミュレーションモデルを用いて電離圏電流と電場を再現した。その結果、地上磁場変動は、電離圏Hall電流回路とPedersen-Cowling電流回路で説明できることが明らかとなり、チェコと日本におけるHF Doppler サウンダーにより観測された電離圏電場

との対応から、電離圏電場が電離圏電流回路に付随して中緯度へ伝搬することを明らかにした。SCに関する成果を Kikuchi et al. (2022a)、DP2に関する成果を Kikuchi et al. (2022b)の2本の論文にまとめて公表した。その概要を以下に示す。

### 【SC 電場と電流系の観測とシミュレーション】

2021年5月12日に発生したSCの地方時、緯度特性を南北両半球について解析し、高中緯度SCの原因となるHall電流回路と、中緯度赤道SCの原因となるPedersen-Cowling電流回路を特定した(Kikuchi et al., 2022a)。図1上段は、北半球中緯度の午前(AM)と午後(PM)で観測されたSCのX, Y成分を示し、図1下段は、南半球のSCを示す。X成分は、北半球と南半球で対称的であるが(HERを除く)、午前と午後は、SC(+ -)、SC(- +)と非対称である。一方、Y成分は、両半球共に午前と午後で非対称となり、また、南北両半球間で非対称である。昼間磁気赤道では、図2(左)に示すようにSC(- +)である。中緯度の強いAM-PM対称・非対称と、南北両半球の対称・非対称、および赤道SCの原因となる電流回路を、図2(右)に示す。これらの特性は、X成分がHall電流、Y成分がPedersen電流に因るとすることで説明される。また、中緯度を南北方向に流れるPedersen電流は赤道Cowling電流と結合することで極赤道間のPedersen-Cowling電流回路を構成しており、この結果、赤道では、図2(左)に示すようにSC(- +)が観測される。

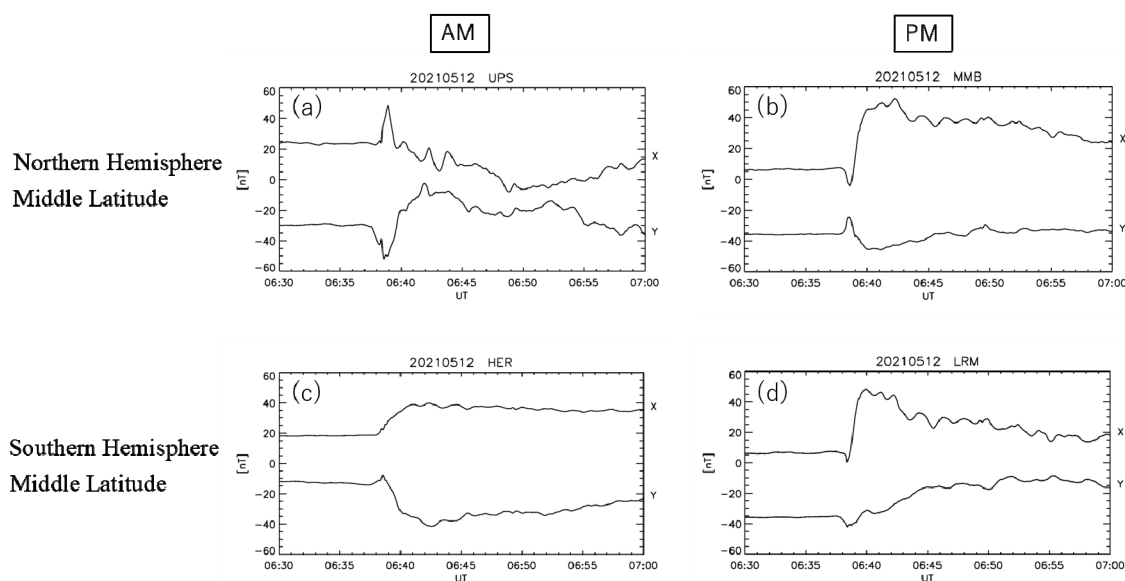


図1. 北半球と南半球の午前(AM)と午後(PM)で観測されたSC。UPS、MMB、HER、LRMは、それぞれUppsala, Memambetsu, Hermanas, and Learmonthを表わす。(Figure 1 of Kikuchi et al., 2022a)

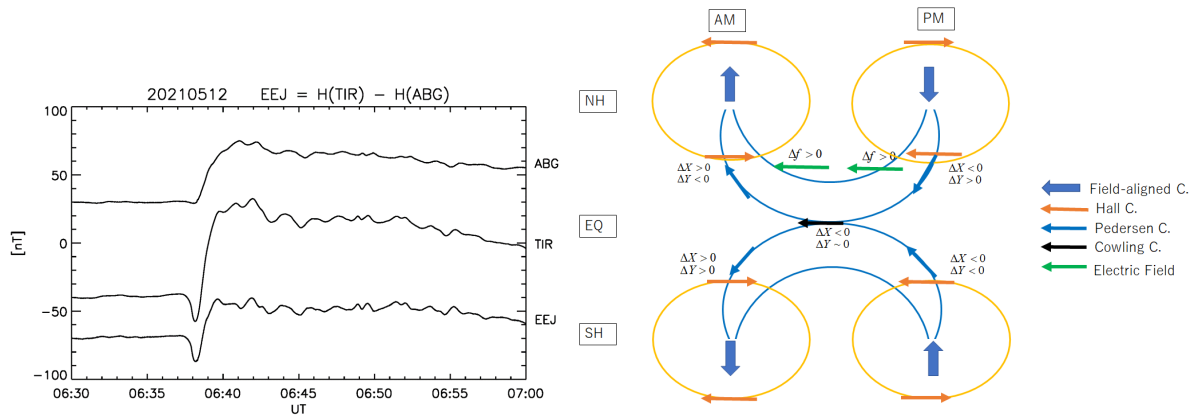


図 2 (左) 正午に磁気赤道 TIR で観測された SC(- +)と、低緯度 ABG で観測された SC(+ )を示す。両ステーションの X 成分の差である EEJ(- +)は Cowling 電流による磁場である。(Figure 2 of Kikuchi et al., 2022a)  
 図 2(右) SC の午前・午後の対称・非対称および南北半球の対称・非対称を説明する高中緯度電離圏 Hall 電流回路および極から赤道への Pedersen-Cowling 電流回路。(Figure 6 of Kikuchi et al., 2022a)

図 3 に、REPPU シミュレーションモデルで再現した SC の午前(a)と午後(b)の中緯度電離圏電場、および赤道 SC(- +) (c)を示す。このシミュレーション結果は、中緯度で観測された電離圏電場が電離圏電流に付随して中緯度へ伝搬し、Pedersen 電流が赤道 Cowling 電流に接続することにより赤道 SC(- +)が発生することを示している。高中緯度磁場変動と中緯度電離圏電場、そして赤道磁場変動が互いに相似形であるのは、電離圏電場と電離圏電流が極域から赤道へ一体となって伝搬するためである。

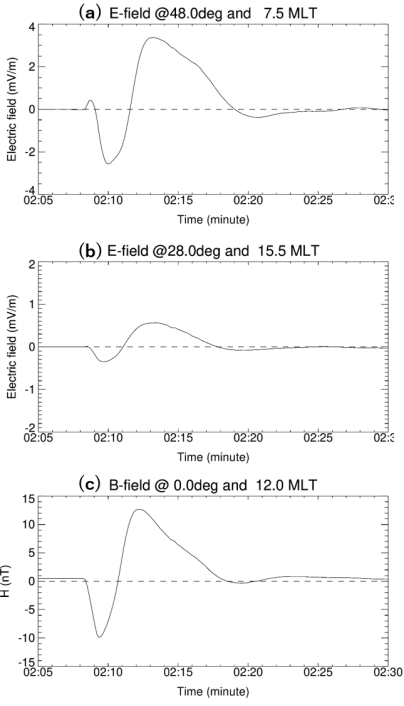


図 3 (a) (b) は、REPPU シミュレーションモデルで再現された中緯度午前と午後の SC 電場を示す。(c)は、磁気赤道 Cowling 電流による SC(- +)を示し、観測された図 2 の EEJ を再現している。(Figure 5 of Kikuchi et al., 2022a)

【DP2 電流系の観測とシミュレーション】

Pedersen-Cowling 電流回路は、周期が 1 時間程度の DP2 磁場変動においても成立していることを、中緯度と赤道の磁力計データ解析により示した。図 4 は、中緯度、ロシアの Paratunka (PTK、 $45.58^\circ$  GML)、低緯度の Okinawa (OKI、 $16.95^\circ$  GML) および赤道 Yap, Micronesia (YAP (EEJ)、 $0.51^\circ$  GML)を示す (Kikuchi et al., 2022b)。図中で、磁場の H/D 成分を PTKH、OKIH、PTKD、OKID と表記し、EEJ (実線) および YAPH (点線)を示した。図 4(a)(b) では、PTKH と PTKD の相関が高く、 $cc(PTKH-D) = -0.95$  と  $-0.94$  である。この結果は、PTKH が Hall 電流、PTKD が Pedersen 電流によることを示している。PTKH と EEJ の相関も高く、 $cc(PTKH-EEJ) = -0.95$  と  $-0.87$  であり、PTKH が午前中の右回りの Hall 電流によることを示している。また、D 成分と EEJ の相関は、非常に高く、 $cc(PTKD-EEJ) = 0.98$  と  $0.96$ 、および  $cc(OKID-EEJ) = 0.97$  と  $0.90$  である。この高い相関は、Pedersen-Cowling 電流回路が PTK から OKI を経由して赤道に及んでいることを示している。エネルギーの観点から見ると、Pedersen-Cowling 電流回路は、FAC から極域、中低緯度を經由して赤道電離圏へエネルギーを供給するエネルギーチャネルである。

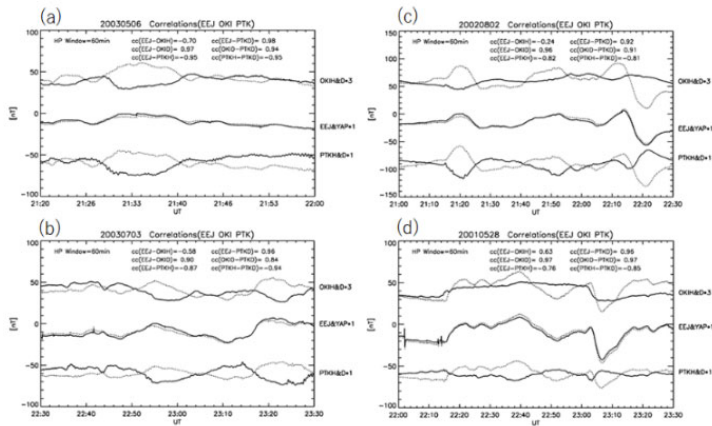


図 4 午前中 (0630-1030 MLT) に PTK と OKI の H, D 成分に記録された DP2 磁場変動。PTKH、OKIH (実線) および PTKD、OKID (点線) で示す。OKIH と OKID は、見やすくするために 3 倍にしている。赤道では、EEJ (実線) と YAPH (点線) を示す。2 つの変数間の相関係数は、枠内に cc で示す。(Figure 2 of Kikuchi et al., 2022b)

観測から推定された Hall, Pedersen-Cowling 電流回路を確認するために、REPPU シミュレーションによる電離圏電流の再現した (Kikuchi et al. al., 2022b)。図 5 は、OKI の緯度  $17.0^\circ$  MLAT における東西 (a) (b)、南北方向 (c) (d) の Hall 電流と Pedersen 電流、および、赤道 ( $0.0^\circ$  MLAT) における東西方向 Cowling 電流を示す (e)。縦軸は MLT、横軸はシミュレーション時間 (hh:mm) を示す。最初の数分間、SC の PI と MI の Hall/Pedersen 電流が流れ、続く南向き IMF により DP2 電流が 1 時間程度、流れる。東西方向の DP2 Hall 電流は、午前で西向き、午後と夕方は東向きであり、電流密度が Pedersen 電流より大きい。南向きと北向きの Pedersen 電流は、それぞれ午前と午後に卓越しており、昼間の東向き赤道 Cowling 電流 (EEJ) で閉じることを示している。REPPU モデルは、観測を説明する中緯度 Hall 電流回路と中緯度赤道間の Pedersen-Cowling 電流回路を再現している。

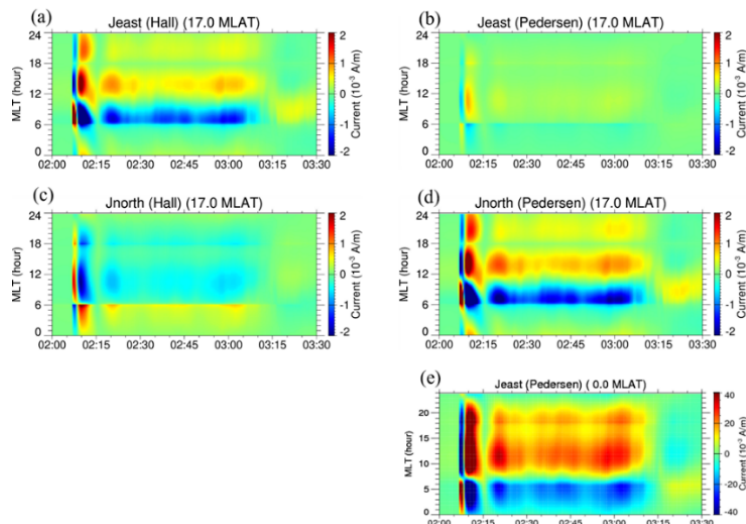


図 5. REPPU グローバルシミュレーションモデルによって再現された低緯度 ( $17.0^\circ$  MLAT) と赤道 ( $0.0^\circ$  MLAT) での電離圏 Hall 電流と Pedersen 電流を示す。(a) (b) は東向き Hall, Pedersen 電流、(c) (d) は北向き Hall, Pedersen 電流を示す。(e) は赤道 Pedersen (Cowling) 電流を示す。縦軸は磁気地方時 (MLT)、横軸はシミュレーション時間 (hh:mm)。(Figure 7 of Kikuchi et al., 2022b)

## 公表状況 (Publications):

### (論文)

1. Kikuchi, T., T. Araki, K. K. Hashimoto, Y. Ebihara, T. Tanaka, Y. Nishimura, G. Vichare, A. K. Sinha, J. Chum, K. Hosokawa, I. Tomizawa, Y. Tanaka, A. Kadokura (2022a), Instantaneous achievement of the Hall and Pedersen-Cowling current circuits in northern and southern hemispheres during the geomagnetic sudden commencement on 12 May 2021, *Front. Astron. Space Sci.* 9:879314. doi: 10.3389/fspas.2022.879314.  
<https://www.frontiersin.org/articles/10.3389/fspas.2022.879314/full>
2. Kikuchi, T.; Hashimoto, K.K.; Tanaka, T.; Nishimura, Y.; T. Nagatsuma (2022b), Middle Latitude Geomagnetic Disturbances Caused by Hall and Pedersen Current Circuits Driven by Prompt Penetration Electric Fields. *Atmosphere* 2022, 13, 580.  
<https://doi.org/10.3390/atmos13040580> (INVITED)
3. Kikuchi, T. (2014), Transmission line model for the near-instantaneous transmission of the ionospheric electric field and currents to the equator, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 119, doi:10.1002/2013JA019515.

### (解説)

菊池崇 (2021), 磁気圏電離圏複合系のエネルギー伝送—宇宙地球電磁気学入門—, 極地研電子ライブラリー「オーロラ物理学シリーズ③」2021年9月出版。

<http://doi.org/10.15094/00016389>

Kikuchi, Takashi (2021), Penetration of the magnetospheric electric fields to the low latitude ionosphere, *Space Physics and Aeronomy Collection Volume 3: Ionosphere Dynamics and Applications, Geophysical Monograph 260*, Edited by Chaosong Huang and Gang Lu. © 2021 American Geophysical Union. Published 2021 by John Wiley & Sons, Inc. DOI: doi:10.1002/9781119815617.ch14 (INVITED)





# 電子ハイブリッドコードによるホイッスラーモード・ コーラス放射励起過程での波動粒子相互作用の計算機実験

Electron hybrid simulation of wave-particle interactions in the generation process of whistler-mode chorus emissions

**研究代表者：加藤 雄人（東北大学大学院理学研究科）**  
yuto.katoh@tohoku.ac.jp

**研究分担者：大村 善治（京大生生存圏研究所）**  
omura@rish.kyoto-u.ac.jp

担当：計算結果の理論検討

**北原 理弘（東北大学大学院理学研究科）**

kitahara.masahiro@isee.nagoya-u.ac.jp

担当：計算機実験の実施、計算結果の理論検討

**齋藤 幸碩（東北大学大学院理学研究科）**

koseki.saito@stpp.gp.tohoku.ac.jp

担当：計算機実験の実施、計算結果の理論検討

**磯野 航（東北大学大学院理学研究科）**

ko\_isono@stpp.gp.tohoku.ac.jp

担当：計算機実験の実施、計算結果の理論検討

## 研究目的 (Research Objective):

ホイッスラーモード・コーラス放射は、地球内部磁気圏の真夜中から朝側の領域で観測されるコヒーレントなプラズマ波動である。周波数が時間的に変化する特徴を持つコーラス放射の観測・理論研究は半世紀以上の歴史があり、高緯度領域の地上観測局での観測と、70年代から現在に至るまでに人工飛翔体により得られた直接観測結果に基づく研究によって、その特徴が明らかにされてきた。90年代の後半には、地球放射線帯外帯における相対論的高エネルギー電子のフラックス変動に対して、コーラス放射による加速過程およびピッチ角散乱過程が重要な役割を果たすことが指摘され、コーラス放射に関わる物理過程は宇宙天気研究において特に重要な研究課題として認識されている。2016年12月に打ち上げられたジオスペース探査衛星 ERG(あらせ)では、コーラス放射と相対論的高エネルギー電子との相互作用が主要な観測対象の一つとして挙げられている。

コーラス放射の生成機構において、非一様磁場中でのサイクロトロン共鳴を基本とする非線形の波動粒子相互作用が本質的に重要である。本研究課題では、独自に開発を進めている電子ハイブリッドコードを用いた自己無撞着な計算機実験によりコーラス放射の生成過程を再現し、電子の速度分布に与えた温度異方性に起因した不安定による線形成長段階から、非線形波動粒子相互作用によるコーラス放射の生成に至るまでのプロセス全容の解明を目指して研究を進めている。また、計算結果の解釈には、テスト粒子解析を併用することで、発生したコーラス放射と相対論的高エネルギー電子との相互作用素過程を究明する。本報告書では開発を進めている空間2次元コードによる結果について述べる。

## 計算手法 (Computational Aspects):

本研究で用いる電子ハイブリッドコードは、プラズマ波動伝搬の媒質となる背景電子を流体、高エネルギーの電子を粒子として取り扱う[e.g., *Katoh and Omura, JGR 2004, 2006*]. モデル中では背景のコールド電子と、keVからMeVオーダーのエネルギーを持つ高エネルギー電子の2粒子種を考慮する。流体として扱う背景電子の数密度は空間一様と仮定し、粒子として扱う高エネルギー電子の磁気赤道での速度分布としては、温度異方性を持ったロスコーン分布を仮定する。また、電場の静電成分は解かず、背景磁場に垂直方向成分の電磁場のみを解き進める。

空間2次元のシミュレーションコードは、電子ハイブリッドコードの背景電子の運動を解くコードを空間2次元に拡張することにより開発を進めている。ダイポール座標系を用いて、磁気子午面をシミュレーション空間として設定する。初期結果を *Katoh (EPS 2014)* で報告しており、背景プラズマ密度が周囲の磁力線よりも1.5倍もしくは1/2倍となる磁力線(ダクト構造)を設定した場合に、ホイッスラーモード波動がダクト構造に沿って伝播する様相が再現されている。2022年度はこの計算を、波動の発生領域をダクト構造の中心部からずらした場合に、波動の伝搬過程に対してダクト構造が及ぼす影響について調べた。

## 研究成果 (Accomplishments) :

電子ハイブリッドコードを用いた計算機実験では、ダイポール磁場中の一本の磁力線に沿ってシミュレーション空間を設定し、磁力線上で背景磁場強度の空間勾配をモデル化して粒子の運動方程式に取り入れることにより、磁力線沿いに運動する高エネルギー電子のミラー運動を再現する。シミュレーション空間は磁気赤道を中心とする1次元とする。高エネルギー電子の初期速度分布として与える分布関数の温度異方性および高エネルギー電子の数密度、ならびに背景磁場強度の空間勾配を様々に変化させて、コーラス放射の発生条件に関するサーベイ計算を実施した。*Katoh et al. (JGR 2018)* で報告した温度異方性が4から9の範囲までの初期速度分布関数に対する依存性に関して、温度異方性のサーベイ範囲をさらに広げて調査を継続する。

空間2次元のシミュレーション結果に関して、ダクト構造を  $L=4$  の磁力線に設定した条件について、ホイッスラーモード波動の発生源をダクト構造の中心とした場合 (Fig.1左) と、波動の発生源を  $0.1 R_E$  ( $R_E$  は地球半径) 内側に設定した場合 (Fig.1右) について示す。この結果から、ホイッスラーモード波動がダクト構造の中心で発生した場合には、ダクト構造に沿って伝播する様相が示される。さらに、波動がダクト構造の外縁部で発生した場合にも、伝搬の過程でダクト構造の影響を大きく受けて、ダクト構造が形成された磁力線に沿うようにして伝播する様相が示されている。これらの結果は、内部磁気圏に形成されたダクト構造が、磁気圏内を伝播するホイッスラーモード波動をとらえて、特定の磁力線に集中させる効果を持つことを示唆している。今後さらにダクト構造がホイッスラーモード波動に及ぼす影響を計算機シミュレーションにより調べると共に、自己無撞着なシミュレーション結果ならびに衛星観測結果との比較を計画している。



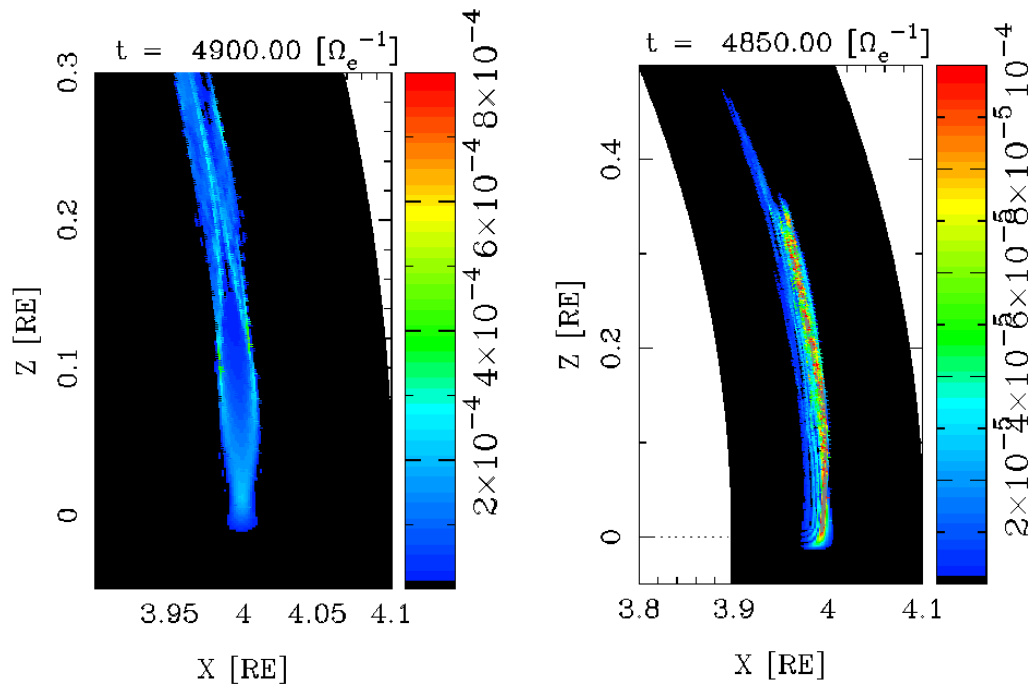


Fig.1 空間2次元コードによるホイッスラーモード波動の伝播に関するシミュレーション結果

#### 公表状況 (Publications) :

##### (論文)

1. Kitahara, M., Matsuda, S., Katoh, Y., Kojima, H., Kasahara, Y., Miyoshi, Y., Nakamura, S., and Hikishima, M.. A calibration method of short-time waveform signals passed through linear time-invariant systems: 1. Methodology and simple examples. *Radio Science*, 57, e2022RS007454, <https://doi.org/10.1029/2022RS007454>, 2022.

##### (口頭)

1. Katoh, Y., Y. Miyoshi, V. Jordanova, S. Kurita, S. Matsuda, S. Saito, Electron hybrid code simulation of the whistler-mode chorus generation based on the RAM/SCB results of the March 2017 storm, *JpGU 2022*, 千葉, 1 June 2022.
2. 齋藤幸碩, 加藤雄人, 木村智樹, 川面洋平, 熊本篤志, 速度分布関数の空間変化を考慮した磁気圏プラズマの沿磁力線数密度・圧力分布モデルの開発, *JpGU 2022*, 千葉, 3 June 2022.
3. 北原理弘, 三好由純, 中村紗都子, 小路真史, 加藤雄人, 北村成寿, 共鳴・非共鳴波動粒子相互作用における電子捕捉領域の統一モデル, *JpGU 2022*, 千葉, 22 May 2022.
4. Katoh, Y., P. S. Rosendahl, Y. Ogawa, Y. Hiraki, and H. Tadokoro, Simulation study of the effect of the mirror force on the collision rate due to energetic electron precipitation, *URSI-JRSM 2022*, Tokyo, 1-2 September 2022.
5. 齋藤幸碩, 加藤雄人, 木村智樹, 川面洋平, 北原理弘, 熊本篤志, 磁気圏プラズマ

の沿磁力線分布モデルの開発と分散性 Alfvén 波の波動特性の研究, 第 152 回 地球電磁気・地球惑星圏学会 総会および講演会, 相模原, 11 月 3 日-7 日, 2022 年.

6. 磯野航, 加藤雄人, 川面洋平, 熊本篤志, 内部磁気圏における ULF 波動の伝搬過程を解く MHD シミュレーションコードの開発, 第 152 回 地球電磁気・地球惑星圏学会 総会および講演会, 相模原, 11 月 3 日-7 日, 2022 年.
7. 北原理弘, 三好由純, 中村紗都子, 小路真史, 加藤雄人, 北村成寿, 円偏波プラズマ波動による荷電粒子捕捉に関する統一モデル, 第 152 回 地球電磁気・地球惑星圏学会 総会および講演会, 相模原, 11 月 3 日-7 日, 2022 年.
8. Saito, K., Y. Katoh, T. Kimura, Y. Kawazura, M. Kitahara, A. Kumamoto, Characteristics of dispersive Alfvén waves inferred from the newly developed magnetospheric plasma distribution model, AGU Fall Meeting 2022, Chicago & Online, 12-16 December 2022.

# 地球ダイポール磁場中の非線形波動粒子相互作用の計算機実験

Computer simulations of nonlinear wave-particle interactions  
in the Earth's dipole magnetic field

研究代表者：大村善治 (京都大学・生存圏研究所)  
omura@rishi.kyoto-u.ac.jp

研究分担者：WANG Xueyi (京都大学・生存圏研究所)  
担当：ダイポール座標系における計算機実験の実行  
殷 振興 (京都大学・工学研究科)  
担当：1次元電磁粒子コードによるヒスの計算機実験

## 研究目的 (Research Objective):

地球磁気圏ではコーラス放射と呼ばれるホイッスラーモード波が多く観測されている。コーラス放射は、周波数が大きく変動する電磁放射現象であるが、この周波数変動のためにサイクロトロン共鳴する電子の一部は効率よく加速されて放射線帯電子フラックスの変動に寄与している。赤道で生成されたライジングトーンのコーラス放射は赤道から高緯度に向かって伝搬する過程においてさらに、外部磁場の勾配による非線形成長機構が働くと同時に、伝搬角度が平行方向から次第に外れて斜め方向に波数ベクトルを向けながら伝搬する。この平行方向に近い準斜め伝搬においては、1/2サイクロトロン周波数においてホイッスラーモード波の群速度と位相速度が等しくなり、平行方向の電場とランダウ共鳴する電子が波のパケットと有効に相互作用し、外部磁場の勾配の効果により電子は加速され、そのエネルギーの分だけ波が減衰することが理論的に予測されている。以上のコーラス波動励起過程および高エネルギー電子の加速過程に関わる非線形波動粒子相互作用を大規模計算機実験で再現し、その理論的解析を行う。

## 計算手法 (Computational Aspects):

1次元電磁粒子コード：標準的なFDTD法でマックスウェル電磁界方程式を、多数の粒子の相対論的運動方程式を解くことで得られる電流密度を使って解き進める。地球のダイポール磁場によって捕捉された高エネルギー電子を想定し、運動方程式には外部磁場の不均一性によるミラー力を含める。この電子に温度異方性を与えることにより、地球の赤道面付近で外部磁場に沿って平行方向に伝搬するホイッスラーモード波が発生し、その顕著な周波数変動を伴う非線形発展(コーラス、ヒス)を追跡する。この非線形現象は有限振幅のトリガー波によっても励起することができる。磁気赤道に波の振動数に合わせた電流源を注入することにより、コーラスやヒスを再現し、その詳細な励起メカニズムを解析する。

## 研究成果（Accomplishments）：

これまでホイッスラーモード・コーラス放射およびヒス放射の周波数変動を駆動する機構はダイポール磁場であると考えられてきたが、外部磁場の勾配がない場合においても非線形成長は起こるのかという問題を明らかにするために均一磁場モデルを使って波動の成長の有無を確認した。

シミュレーションモデルの中央に一定周波数で外部電流を励振することによって、トリガー波の注入を行った。なめらかに周波数が上昇するライジングトーンおよび周波数が下降するフォーリングトーンが一樣な磁場モデルにおいても発生することを電磁粒子シミュレーションによって再現させることに成功した（図1）。これらの周波数変動は高エネルギー電子がホイッスラーモード波とのサイクロトロン二次共鳴により位相捕捉されて共鳴電流が発生することによって起こっており、外部磁場の勾配は赤道付近の周波数変動によって不安定になった波束が下流へと伝搬する過程でさらに大きく成長することを助ける役割を果たしていることが判明した。

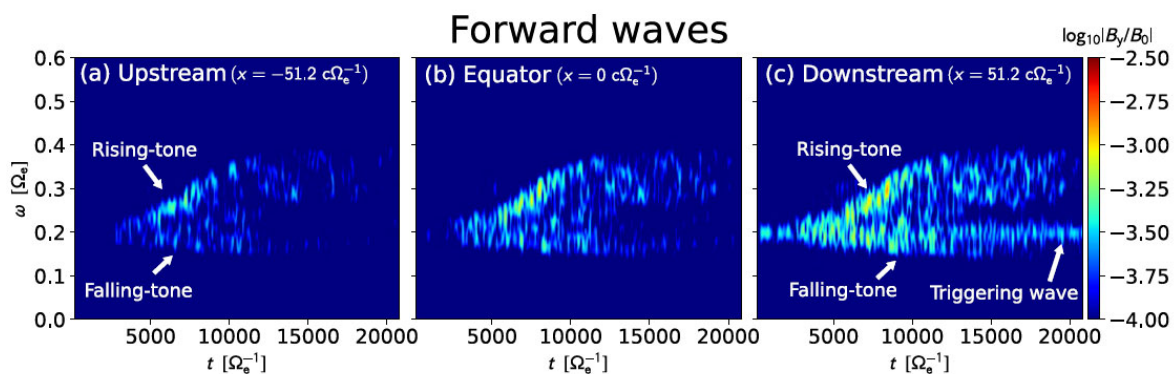


図1 一樣磁場中で発生したライジングトーン放射とフォーリングトーン放射

このような非線形波動粒子相互作用による波動の成長が、異なる周波数で多くのホイッスラーモード波束が同時に発生するプラズマ圏ヒス放射の生成過程においても起こっていることを、一樣磁場モデルの電磁粒子シミュレーションによって検証した（図2）。コーラス放射と同様に、周波数が上昇と下降のパターンがあり、それぞれ共鳴電子の密度の減少する場合と増加する場合に対応しており、波の磁界成分に平行な共鳴電流の符号が変化している。周波数変動が起こることによって波の電界成分に平行な共鳴電流が流れ、それによって波は成長している。この成長率を計算したところ、線形成長率よりもはるかに大きい非線形成長率によって波の振幅が増大していることを確認した。

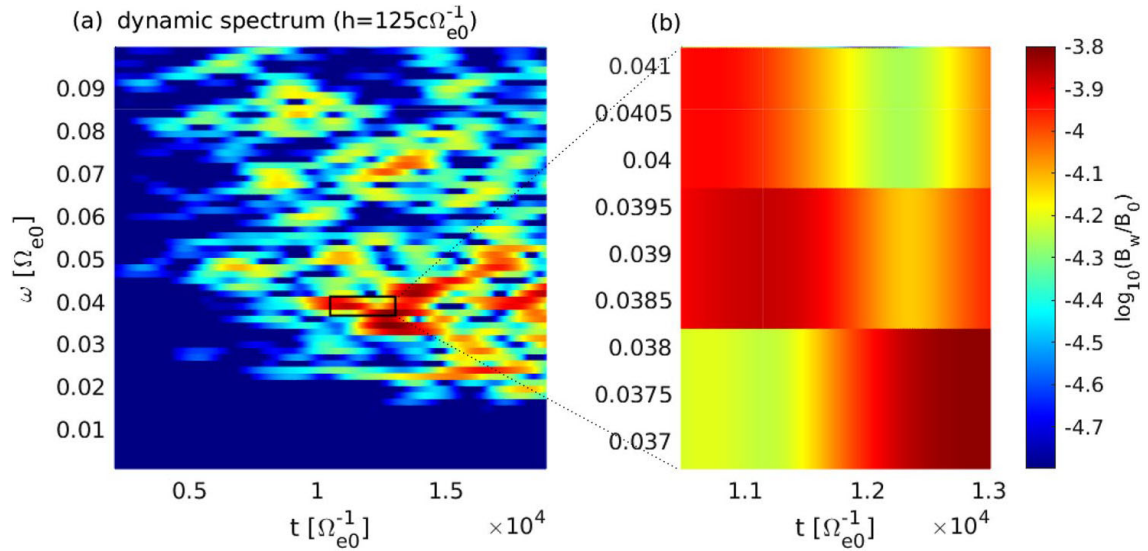


図2 電磁粒子コードで再現されたホイッスラーモード・ヒス放射（左）  
ヒスを構成している波束の微細構造（右）

## 公表状況 (Publications) :

### (論文)

1. T. Nogi, and Y. Omura, Nonlinear signatures of VLF-triggered emissions: A simulation study. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 127, e2021JA029826, 2022.
2. Y. Fujiwara, T. Nogi, and Y. Omura, Nonlinear triggering process of whistler-mode emissions in a homogeneous magnetic field, *Earth, Planets and Space* 74, 95, 2022.
3. Y. Liu, and Y. Omura, Nonlinear wave Growth of whistler-mode hiss emissions in a uniform magnetic field, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 127, doi: 10.1029/2022JA030428, 2022
4. M. Tobita, and Y. Omura, Scattering of energetic electrons through nonlinear cyclotron resonance with coherent whistler-mode hiss emissions, *Phys. Plasmas* 29, 112901, doi: 10.1063/5.0106004, 2022.
5. Y. Fujiwara, Y. Omura, and T. Nogi (2023), Triggering of whistler-mode rising and falling tone emissions in a homogeneous magnetic field, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 128, e2022JA030967.
6. T. Nogi, and Y. Omura (2023), Upstream shift of generation region of whistler-mode rising-tone emissions in the magnetosphere, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 128, e2022JA031024.

(口頭)

1. Y. Omura, Y. Fujiwara, and T. Nogi, Whistler-mode Triggered Emissions in a Homogeneous Magnetic Field, AAPPS-DPP 2021, October, 2022.
2. T. Nogi and Y. Omura, Particle Simulation of Whistler-mode Hiss Emissions in a Homogeneous Magnetic Field, AOGS 2021, August, 2022.
3. Y. Omura, Y. Liu, Y. Fujiwara, and T. Nogi, Nonlinear Wave Growth Process of Whistler-mode Hiss and Chorus Emissions in the Magnetosphere, AGU Fall Meeting 2022, December, 2022.
4. 大村善治, 藤原悠哉, 野儀武志, 一様磁化プラズマ中でのホイッスラーモード・トリガー  
ドエミッション, 地球電磁気・地球惑星圏学会, 相模原市, 2022年11月.

# 極冠分岐の磁気圏磁場トポロジーによる解釈

Interpretation of polar cap bifurcation in terms of magnetospheric field topology

**研究代表者**：渡辺正和（九州大学大学院理学研究院地球惑星科学部門）  
watanabe.masakazu.852@m.kyushu-u.ac.jp

**研究分担者**：蔡東生（筑波大学システム情報系）  
cai@cs.tsukuba.ac.jp  
担当：磁場位相解析プログラムの提供・助言

**研究分担者**：藤田茂（情報・システム研究機構  
データサイエンス共同利用基盤施設）  
sfujita@ism.ac.jp  
担当：可視化プログラムの提供・助言

**研究分担者**：田中高史（九州大学国際宇宙惑星環境研究センター）  
takashi.tanaka.084@m.kyushu-u.ac.jp  
担当：磁気流体コードの提供・助言

**研究分担者**：今泉太晟（九州大学大学院理学府地球惑星科学専攻）  
taisei.imaizumi.729@s.kyushu-u.ac.jp  
担当：シミュレーションの実行・結果の可視化と解析

**研究分担者**：畠山将英（九州大学理学部地球惑星科学科）  
hatakeyama.shoei.511@s.kyushu-u.ac.jp  
担当：シミュレーションの実行・結果の可視化と解析

**研究分担者**：上西園健太（九州大学理学部地球惑星科学科）  
kaminishizono.kenta.826@s.kyushu-u.ac.jp  
担当：シミュレーションの実行・結果の可視化と解析

## 研究目的 (Research Objective):

大規模なオーロラ発光は通常環状（オーロラオーバル）になり、中心部のオーロラ発光がない領域は極冠と呼ばれる。極冠は開いた磁力線の領域で、一般には単連結（円と同位相）である。グローバル数値シミュレーションで、北向き惑星間空間磁場 (IMF, interplanetary magnetic field) の下で磁気圏－電離圏結合系を再現してやると、図1のように極冠が2つに（場合によっては3つ以上に）分裂したように見えることがある。図1は IMF  $B_y$ （朝夕成分）が負の場合の計算結果で、北半球の朝方側と南半球の夕方側に極冠の「飛び地」が出来ている。見かけ上極冠の単連結性が破れている。これを極冠の分岐 (bifurcation) と呼ぶ。IMF 北向き時の観測では、極冠域で太陽



—地球方向に並んだオーロラアーク (Sun-aligned arc) が頻繁に観測される。数値シミュレーションで得られる極冠分岐が、Sun-aligned arc 等の自然現象と関係している可能性もある。分岐した極冠は磁気圏の大規模構造を反映しているはずだが、その理解はこれからである。本研究の目的は、極冠分岐を起こす磁気圏を数値シミュレーションで再現し、その磁場トポロジーを理解することである。磁場トポロジーは磁気リコネクションと深い関係があり、トポロジーの理解はリコネクションを含むプラズマ力学の理解につながる。

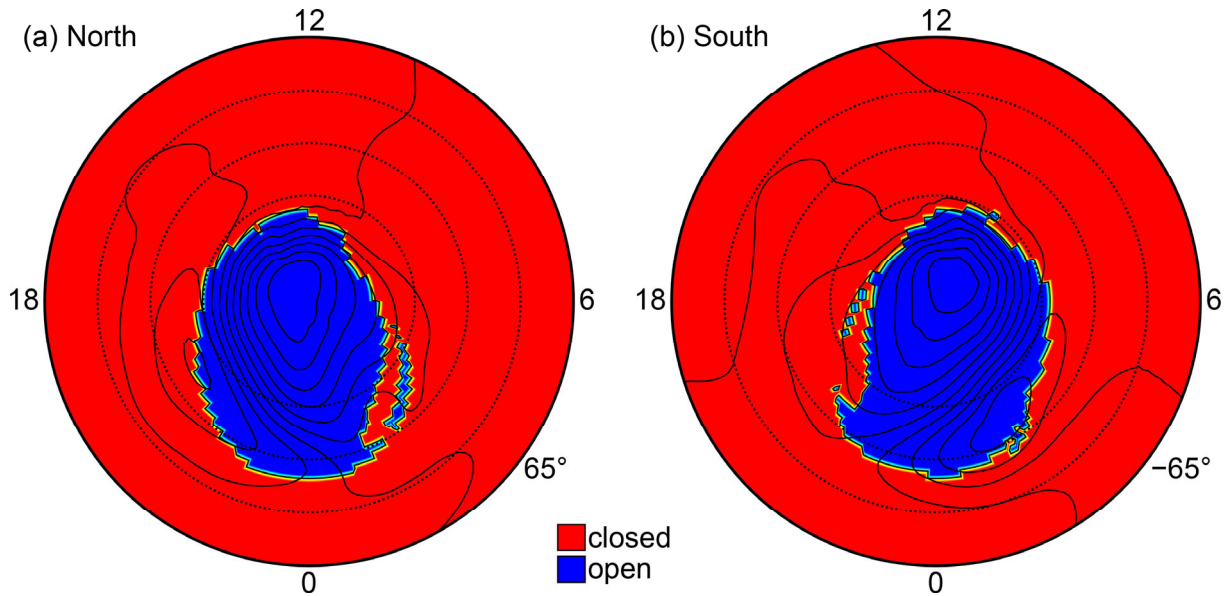


図1 シミュレーションで得られる極冠分岐の例。赤は閉磁力線領域、青は開磁力線領域（極冠）。黒線は等ポテンシャル線を4kV毎に描いてある。

### 計算手法 (Computational Aspects):

田中高史氏が開発した磁気流体モデル REPPU (Reproduce Plasma Universe) を用いて、IMF 北向き時の極冠分岐を再現する。得られたシミュレーションデータに対し磁場トポロジー解析を行う。トポロジー解析プログラムがデカルト座標系の正規格子にしか対応していないので、まず正規格子 (0.25Re 間隔) にデータを補間する。続いて磁場零点 (磁気中性点) を探索する。零点は正負 (または AB) 2種類ある。正の零点 (B型零点) から出る磁力線群は、安定1次元多様体と不安定2次元多様体で構成される。逆に、負の零点 (A型零点) から出る磁力線群は、不安定1次元多様体と安定2次元多様体で構成される。このうち、2次元多様体で表される磁気面 ( $\Sigma$ 面 = セパレーター) を追跡する。追跡には等高面法 (level-set method) を用いたアルゴリズムを採用する。 $\Sigma$ 面を追跡し、他の零点が $\Sigma$ 面上にないか調べる。もし他の零点が $\Sigma$ 面上にあれば、その零点と $\Sigma$ 面が出ている零点がセパレーターで結ばれている。全ての零点がセパレーターでどのように結ばれているかが分かれば、グローバルなトポロジーが一意に決定される。ただし、グローバルトポロジーの存在は定常性を仮定して



おり、時間変化する場合にはトポロジーの議論は意味がない。磁場形状の情報はアルフベン速度で伝わるので、アルフベン通過時間のスケールでは、系は定常であると仮定する。

## 研究成果 (Accomplishments) :

数値シミュレーションの結果にトポロジー解析を施し、演繹的にトポロジーを決定しようというのが本研究の主題である。しかし数値解析上の問題がいくつかあって、現時点ではまだ十分に成功していない。以下に述べることは、色々なシミュレーション結果から帰納される「予想」である。

### (1) 極冠分岐に見られる共通のパターン

極冠分岐の典型的パターンは、図1のように、朝方または夕方のオーロラオーバル内に太陽方向に伸びた開磁力線領域が出現するものである。オーロラオーバルが「剥がれる」という表現がふさわしい。この極冠分岐は様々な状況で発生し得るが、IMF By (朝夕成分) の符号変化を伴わない太陽風擾乱が地球に到達すると、約1時間後にほぼ確実に現れることがわかった。ここでいう擾乱は、太陽風の密度変化、IMF 強度の変化、IMF By の符号を変えない範囲での IMF の回転、などである。擾乱到達前には、磁場零点2個、セパレータ2本の基本構造が磁気圏にある。擾乱が到達しても基本構造は保たれるが、擾乱到達後約20分から、零点がクラスター化して零点群になる。ここで言う零点クラスターは、同種零点の集まりである。零点群を遠くから眺めれば (クラスターの直径  $1R_E$  よりずっと長い空間スケールで見れば) 1個の零点に見える。

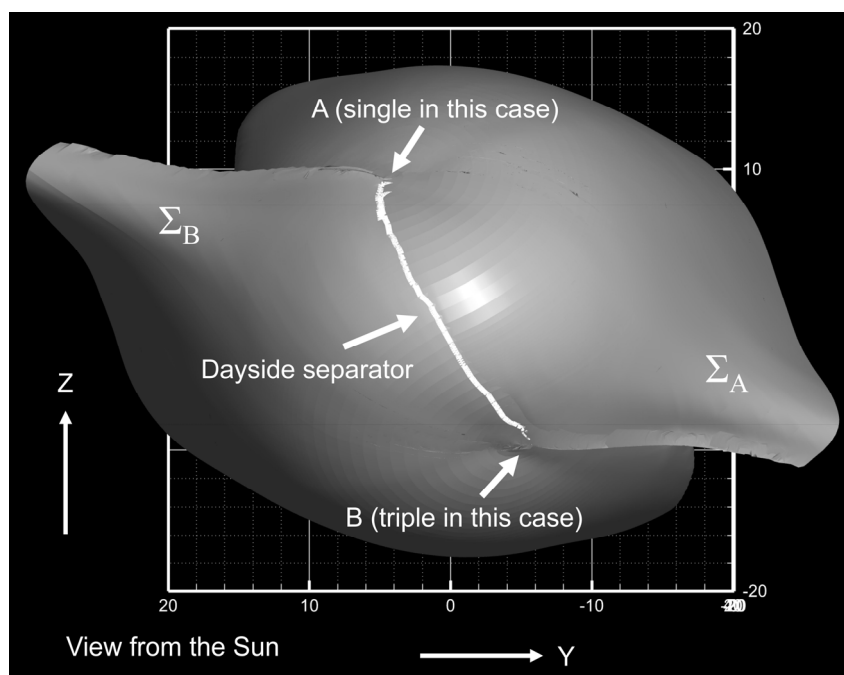


図2 2つの零点 (群) から出る  $\Sigma$  面を追跡したもの。

図2はクラスター化後のトポロジー例である。クラスター化しても基本構造は変わらない。北半球に負の(A型)零点、南半球に正の(B型)零点があり、それぞれからセパトリクス $\Sigma_A$ と $\Sigma_B$ が出ている。それらの交線がセパレータで、図2では昼間側セパレータのみ明示してある。図2の例では、北半球の零点は1個だが南半球の零点は3個ある。南半球の零点群の直径は約 $1R_e$ で、これより大きいスケールでは零点群は1個のB型(正の)零点とみなすことができる。そして図2のようにセパトリクス $\Sigma_B$ を追跡することができる。

零点のクラスター化と極冠分岐の時系列関係を表したものが図3である。この例の場合、 $T=250\text{min}$ にIMFが強度 $B=6\text{nT}$ 、時計角 $\theta=-45^\circ$ ( $B_y<0$ )から $B=13\text{nT}$ 、 $\theta=-70^\circ$ に切り替わった。それから約20分後( $T=270\text{min}$ )、両半球の零点がクラスター化する。そして更にIMFが切り替わって約50分後( $T=300\text{min}$ )、両半球の電離圏で図1のような極冠分岐が始まる。

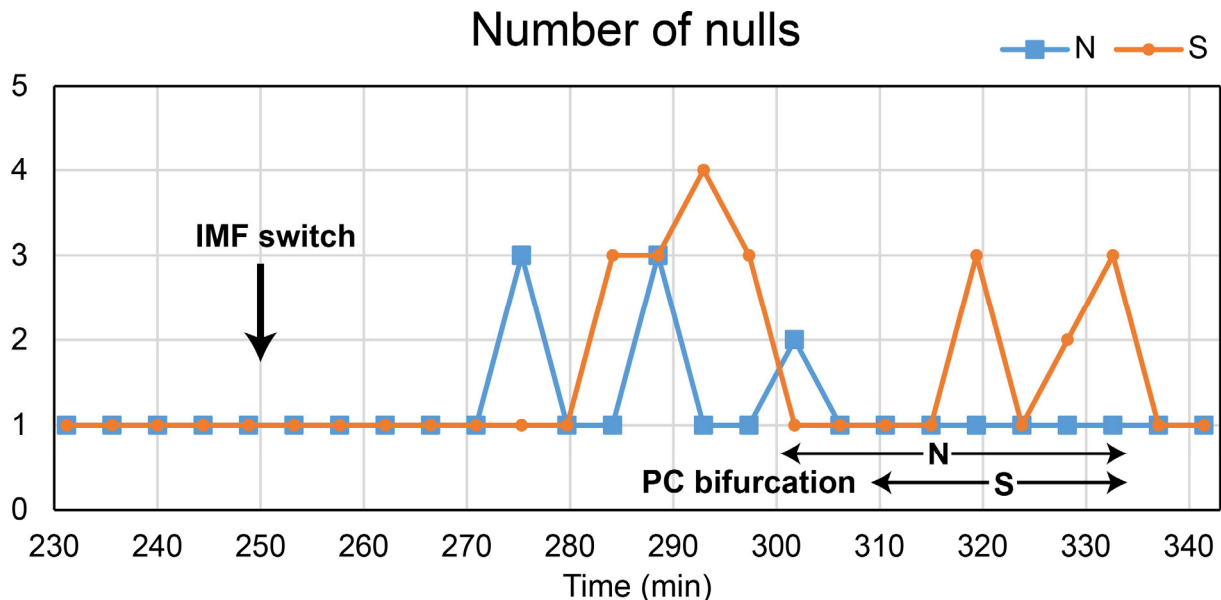


図3 零点数の推移。IMF条件の詳細は本文参照。

この例はIMFが変動する場合だが、太陽風密度や速度が変動した場合でも、同様に約1時間の時間差をもって極冠分岐が現れることを、我々は様々なシミュレーションで確認した。しかし極冠分岐の背景にあるグローバルトポロジーの決定は難しい。零点が近接しすぎていて、各零点から出る $\Sigma$ 面は区別できない。また零点群の内部は零線や零領域があると予想され、これらの解析は一般に困難である。零点は磁場の1次近似で表現されるが、零線や零領域には展開の高次項が含まれる。

## (2) 比較的理解が進んでいる例からの考察

IMF 北向きのまま  $B_y$  成分が反転すると、いわゆるシータオーロラが形成されることが、観測でもシミュレーションでもよく知られている。図 4 は  $B=20\text{nT}$ ,  $\theta=-40^\circ$  ( $B_y<0$ ) から  $B$  はそのまま、 $\theta=+40^\circ$  ( $B_y>0$ ) に IMF  $B_y$  を反転させたときのシミュレーションである。反転時刻を  $T=0$  とすると、北半球では  $T=20\text{min}$  ごろから朝方側のオーロラオーバルが剥がれてシータオーロラとなる。シータの横棒は極冠を横断し、約 1 時間後夕方側のオーロラオーバルと接触する。その結果極冠は分岐状態になる (図 4c)。

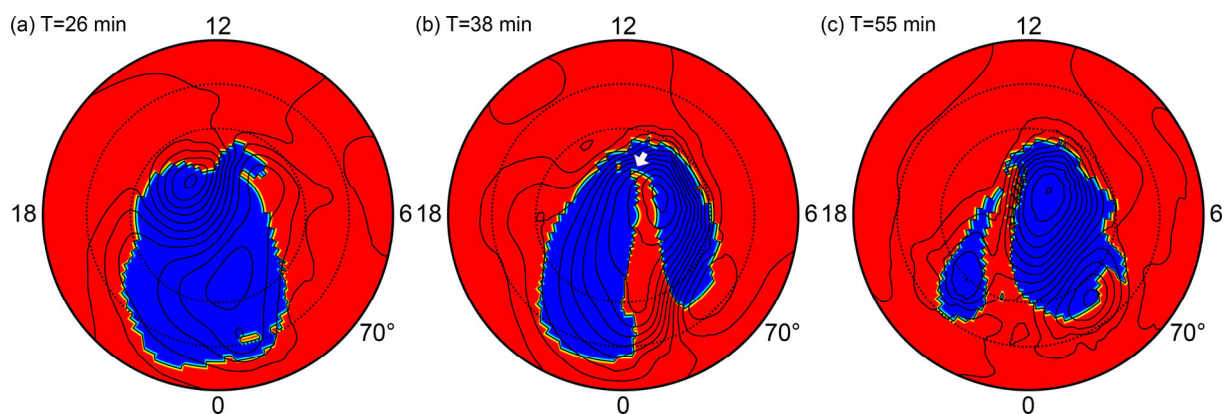


図 4 IMF  $B_y$  反転によるシータオーロラ形成のシミュレーション (北半球)。赤は閉磁力線領域、青は開磁力線領域 (極冠)。黒線は等ポテンシャル線を  $4\text{kV}$  毎に描いてある。図 4b の白矢印は古い IMF に伴う stemline の根元の位置を表す。

Tanaka et al. (2022a) は  $B_y$  反転によりシータオーロラが形成される時の磁場トポロジーを調べた。磁気圏構造は、4 つの零点 (古い IMF に対応するもの 2 点と新しい IMF に対応するもの 2 点)、およびそれらをつなぐ 4 本のセパレータで表される (後出の図 5b 参照)。ただし、この構造は磁力線を試行錯誤的に描くことにより得られた描像で、定量的な解析から得られたものではない。シータオーロラ ( $\Theta$  の横棒) が極冠を横断するとき、古い IMF の零点の根元 (零点と電離圏をつなぐ stemline の根元) は、図 4b のシータオーロラの昼間側先端にある (図 4b の白矢印)。古い IMF による零点の極性は、反対側にある新しい IMF による零点の極性と同一である。古い零点は新しい零点に接近してゆき、新しい IMF の下で零点 2 個の構造に戻ろうとしているように見える。

(1) と (2) の最終状態は、実はトポロジー的には同じではないかと思われる。実際、極冠分岐が発現するまでの時間スケールが約 1 時間と共通である。1 時間は太陽風・IMF の擾乱が磁気圏全体に行き渡る時間スケールである。この時磁気圏尾部で何か起こっているのかもしれない。この予想を念頭に (2) のトポロジー変化を解釈したものが図 5 である。IMF が切り替わる前、北半球午前側に負の零点、南半球午後側に正の零点がある (図 5a)。IMF が切り替わると新たな零点が出来る。この出

来方はよく分からないが、対称性から最初正午付近に零点ペアが現れて、朝方および夕方に広がってゆくと仮定しよう (図 5a)。古い零点は夜側に流れて 4 極構造になる (図 5b ; Tanaka et al., 2022a)。4 極構造は定常的なものではなく、新しい IMF の下での 2 極構造に戻ろうとする。このため同種零点が接近する (図 5c)。最終的には各半球で 2 つの零点が縮退する (図 5d)。この状態が (1) で記述した零点クラスターではないかと予想される。もしこの予想が正しければ、単連結性が消えているのは見かけだけで、2 つの極冠は実はつながっていることになる。

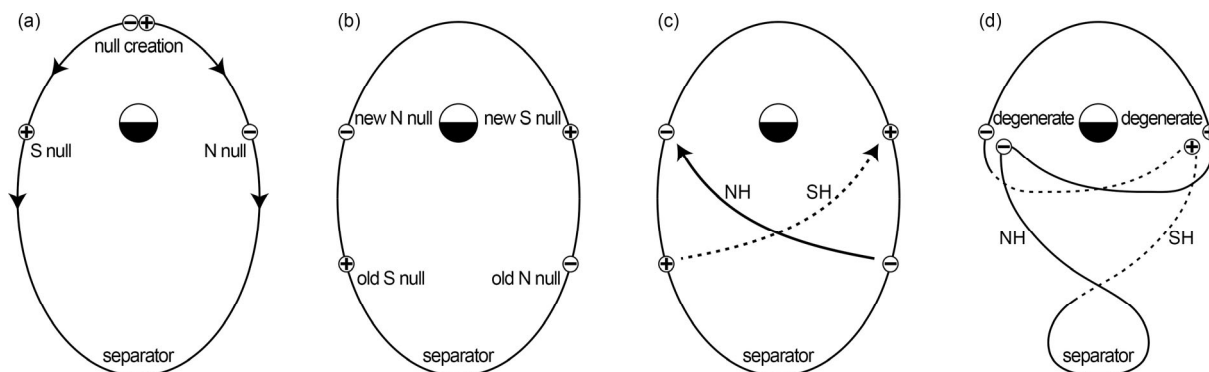


図 5 By 反転に伴うトポロジー変遷の解釈。矢印は零点の運動を表す。

## 公表状況 (Publications) :

### (論文)

1. Tanaka, T., Ebihara, Y., Watanabe, M., Fujita, S., Nishitani, N., & Kataoka, R. (2022a). Interpretation of the theta aurora based on the null-separator structure. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 127, e2022JA030332. <https://doi.org/10.1029/2022JA030332>
2. Tanaka, T., Watanabe, M., Ebihara, Y., Fujita, S., Nishitani, N., & Kataoka, R. (2022b). Unified theory of the arc auroras: Formation mechanism of the arc auroras conforming general principles of convection and FAC generation. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 127, e2022JA030403. <https://doi.org/10.1029/2022JA030403>

### (口頭)

1. Masakazu Watanabe, Dongsheng Cai, Peikun Xiong, Shigeru Fujita, and Takashi Tanaka, Geometric and dynamic properties of interchange reconnection in the Earth's magnetosphere, Japan Geoscience Union Meeting 2022, PEM10-P07, オンライン, 2022 年 6 月 2 日 (2022 年 5 月 22 日-6 月 3 日).
2. 渡辺正和, 蔡東生, 熊沛坤, 藤田茂, 田中高史, 極冠分岐の磁場トポロジー, 第 152 回地球電磁気・地球惑星圏学会, R006-P03, 相模原, 2022 年 11 月 4 日 (2022 年 11 月 3-7 日).
3. Masakazu Watanabe, Dongsheng Cai, Peikun Xiong, Shigeru Fujita, Takashi Tanaka,

Reinterpreting “polar cap bifurcation” reproduced by magnetohydrodynamic simulations,  
The 13th Symposium on Polar Science, OSp5, オンライン, 2022年11月16日 (2022  
年11月15日-11月18日).



# 磁気嵐・サブストームに伴う 磁気圏高エネルギー荷電粒子変動の研究

Dynamics of energetic charged particles

associated with magnetic storms and substorms in the inner magnetosphere

研究代表者：海老原祐輔（京大大学生存圏研究所）

ebihara@rish.kyoto-u.ac.jp

研究分担者：田中高史（九州大学国際宇宙惑星環境研究センター）

担当：3次元グローバルMHDシミュレーションの開発

## 研究目的 (Research Objective):

内部磁気圏は地球の双極子型磁場が卓越する宇宙空間であり、数 eV から数十 MeV に至る様々なエネルギーを持つ荷電粒子が捕捉されている。リングカレントを担う粒子（～keV）は数日間続く地磁気擾乱（磁気嵐）や人工衛星の表面帯電の原因に、放射線帯粒子（～MeV）は人工衛星の内部帯電の原因となるため、宇宙空間を安全に利用するためには荷電粒子の変動、すなわち粒子の輸送・散乱・消失過程を理解することが不可欠である。keV 帯の電子やイオンはホイッスラーモード・コーラス波や電磁イオンサイクロトロン波（EMIC 波）を励起し、放射線帯電子の加速や散乱の原因となるなど、粒子間の相互作用も重要である。内部磁気圏の粒子変動は複雑な連鎖過程の結果であるから、それらを理解するためには太陽風から地球に至る広範な領域を一つのシステムとしてとらえる必要がある。本年度は、内部磁気圏対流の駆動源として重要な役割を担っていると考えられる「Region 1 型沿磁力線電流（FAC）」の生成と、サブストームを特徴付ける「サブストーム・カレントウエッジ型 FAC」の生成領域と過程を調べ、両者の性質を比較した。

## 計算手法 (Computational Aspects) :

グローバル 3 次元 MHD シミュレーションに南向きの惑星間空間磁場を与え、Region 1 型 FAC とカレントウエッジ型 FAC を発生させた。沿磁力線電流を担うアルベン波のパケットを電離圏側から時間について逆方向に追跡し、沿磁力線電流の生成領域と変換過程を調べた。ただし、沿磁力線電流はアルベン波に付随して流れると考え、アルベン波の波束が背景のプラズマ運動に乗った系で磁力線方向に動くことと仮定した。以下の 3 つの条件を満足する領域で FAC が発生するとした。我々はこれを「FAC ダイナモ」と名付けた。

- ① プラズマが磁気張力に対して負の仕事をする（プラズマが磁力線を引っ張ること）。すなわち、 $\mathbf{V} \cdot \mathbf{F}_t < 0$ 。ただし、 $\mathbf{V}$  はプラズマの速度、 $\mathbf{F}_t$  は磁気張力である。
- ② 垂直電流から沿磁力線電流への変換がおこること。すなわち、 $\nabla \cdot \mathbf{J}_{\parallel} \neq 0$ 。ここで  $\mathbf{J}_{\parallel}$  は沿磁力線電流である。
- ③ 沿磁力線電流が生成すること。すなわち、 $\partial J_{\parallel} / \partial t \neq [-\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} / \mu_0]_{\parallel}$ 。ここで  $\mathbf{E}$  は電場である。



## 研究成果 (Accomplishments) :

Region 1 型 FAC の起源は磁気圏低緯度境界付近 (フランク) にあった (Figure 1a)<sup>1)</sup>。ここでは太陽風起源のプラズマが再結合したばかりの地球の磁力線を引っ張り、低周波の電磁波動であるアルベン波を励起していた (G1 領域)。磁気圏起源のプラズマも加速を受け、アルベン波の励起に関与していた (G2 領域)。これらの領域を「フランク FAC ダイナモ」と名付けた。

カレントウェッジ型沿磁力線電流の起源は近尾部の赤道面付近にあった (Figure 1b)<sup>2)</sup>。磁気圏近尾部で磁気再結合がおこると地球向き的高速プラズマ流が発生する。高速プラズマ流が地球に近づくと東方向と西方向に分かれ、東西方向のプラズマ流は地球の磁力線を引っ張り、アルベン波を励起していた。我々はこの領域を「地球近傍 FAC ダイナモ」と呼ぶことにした。

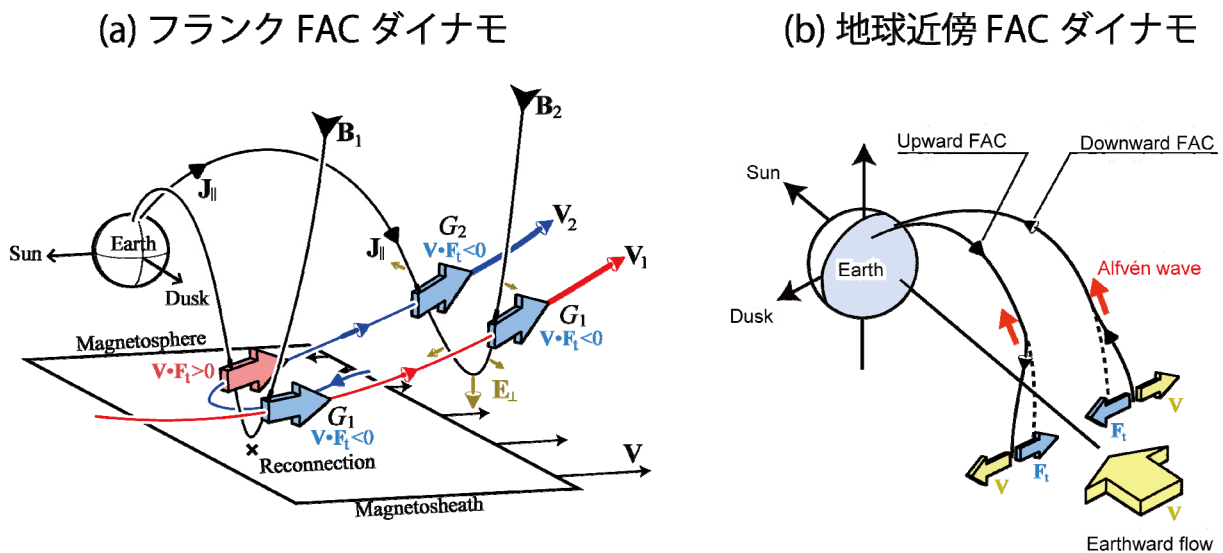


Figure 1: (a) Region 1 型沿磁力線電流の生成を担うと考えられる「フランク FAC ダイナモ」の模式図<sup>1)</sup>。磁気圏フランク (磁気圏低緯度境界付近) で太陽風プラズマが再結合したばかりの地球の磁力線を引っ張り、アルベン波を励起する (G1 領域)。このとき磁気圏起源のプラズマが加速され、アルベン波の励起に関わる (G2 領域) (b) サブストーム・カレントウェッジ型沿磁力線の生成を担うと考えられる「地球近傍 FAC ダイナモ」の模式図<sup>2)</sup>。磁気圏近尾部で発生した磁気再結合に伴い、地球向き的高速流 (大きい黄色の矢印) が発生する。その流れは東西方向に分流し (小さい黄色の印)、磁力線を引っ張る。磁気張力 (青色の矢印) と反対方向にプラズマは運動するため、磁気張力に対して負の仕事をする。すなわちアルベン波を励起する。

Region 1 型 FAC の生成を担うと考えられる「フランク FAC ダイナモ」とカレントウエッジ型 FAC の生成を担うと考えられる「地球近傍 FAC ダイナモ」は全く異なる領域にあるが、上記の FAC ダイナモの要件を満たしているという点で共通している。ほかに共通する特徴をあげる。

1. 磁力線電流の生成率は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}\partial J_{\parallel} / \partial t &= -(\nabla \times \nabla \times \mathbf{E})_{\parallel} / \mu_0 \\ &= -\nabla_{\parallel}(\nabla \cdot \mathbf{E}) / \mu_0 + (\nabla^2 \mathbf{E})_{\parallel} / \mu_0\end{aligned}$$

右辺第 1 項はシアーに関する項である。右辺第 1 項と第 2 項の寄与はともに大きいことから、沿磁力線電流は必ずしもシアーによって作られるとは限らない。

2. 「 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$ 」で定義されるダイナモ領域と一致しない。「 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ 」はプラズマ速度と磁気張力の内積とプラズマ速度と磁気圧力の内積に分解できる。沿磁力線電流の生成に直接関わらないと思われる後者の寄与が大きいためである。
3. ごく一部を除きプラズマは常に動いているため、アルベン波は磁力線に沿って伝わるとは限らない。アルベン速度が低い外部磁気圏や磁気圏境界以遠では特に顕著である。つまり、沿磁力線電流が流れている電離圏から磁力線に沿ってたどっても、沿磁力線電流の生成領域 (FAC ダイナモ) にたどり着くとは限らない。

これらの FAC ダイナモ領域で生成した沿磁力線電流 (アルベン波) はプラズマに乗った系で磁場方向に伝わり、極域電離圏に流入する。これらの FAC ダイナモは太陽風のエネルギーを極域電離圏に導く要であると言える。また、サブストームの成長相は「フランク FAC ダイナモ」が、拡大相は「地球近傍 FAC ダイナモ」が駆動していると考えられ、サブストームの発達を理解する上でも重要と言える。

#### 謝辞 (Acknowledgements) :

銭谷誠司博士から有益な助言をいただきました。お礼申し上げます。

#### 公表状況 (Publications) :

1. Y. Ebihara and T. Tanaka (2022). Where is Region 1 field-aligned current generated?, *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 127, e2021JA029991. doi:10.1029/2021JA029991.
2. Y. Ebihara and T. Tanaka (2023). Generation of field-aligned currents during substorm expansion: An update. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 128, e2022JA031011. doi:10.1029/2022JA031011.



# 太陽ジェットの3次元MHDシミュレーション

3-dimensional MHD Simulations of Solar Jets

研究代表者：西田圭佑 (京都大学理学研究科)  
nishida@kwasan.kyoto-u.ac.jp

## 研究目的 (Research Objective):

太陽大気中では、コリメートされたプラズマ流が噴出するジェット現象がさまざまなスケールにおいて普遍的に見られる。H $\alpha$ 線で観測されるスピキュールやサージ、コロナ中のX線ジェット、彩層中のアネモネジェット等である。最近では極端紫外線観測により微小な nanojets も発見された(P. Antolin, 2020)。ジェット現象は、下層での磁気リコネクションによるエネルギー解放でプラズマが加速されることで発生していると考えられており、数値シミュレーションを用いた多くの研究の結果もそれを支持する。また、ジェット現象は、太陽コロナ加熱や太陽風加速のエネルギー源として重要な役割を果たしていると考えられている。

彩層ジェットでは、磁気リコネクションによるエネルギー解放が行われていると思われる領域の光度の激しい時間変動が観測されている(K.A.P. Singh et al., 2012)。さらに、同一または隣接する箇所から次々とジェット(small scale jets)が打ち上がる(Successive jets)こともある[Fig. 1]。これらの観測的特徴は、従来の単純なジェットのモデルだけでは説明できない。観測からは、前者は電流シート中でのプラズモイドの発生(plasmoid-induced reconnection model)、後者は浮上磁場のヘリカルな磁場構造が磁気リコネクションを引き起こすことに起因することが示唆されている。

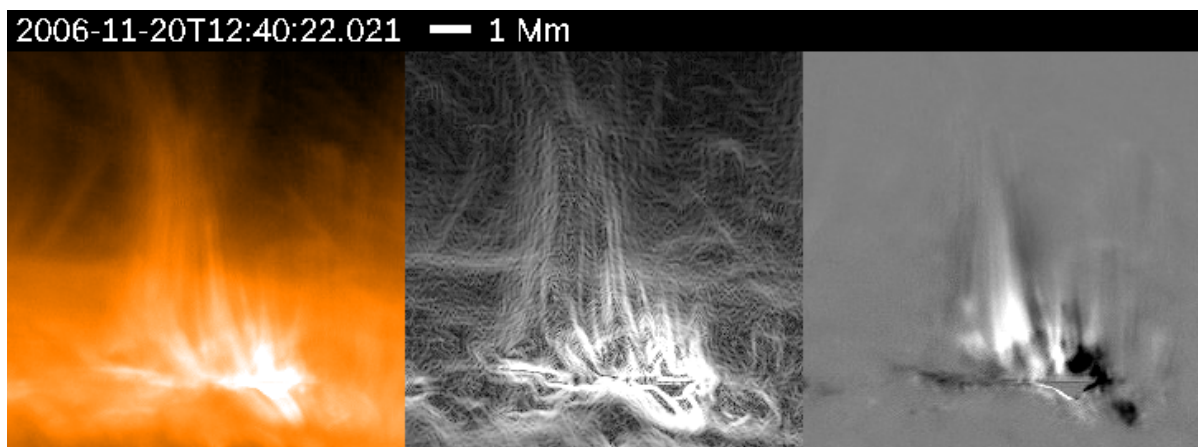


Fig. 1 太陽観測衛星「ひので」可視光望遠鏡(SOT)のCa II H フィルターで観測された彩層ジェット。左から順に元画像、アンシャープマスクをかけた画像、時間差分画像。

本研究課題では3次元MHDシミュレーションを行うことで彩層ジェットの観測的特徴を再現し、観測と物理量を比較することで、モデルの検証を行う。

### 計算手法 (Computational Aspects):

カーテシアン座標系で 3 次元 MHD シミュレーションを行った。MHD 計算を行うために CIP-MOCCT 法を用いた。並列化には MPI を用いた。電流シート近傍の磁場構造を分解するため、グリッド数は  $800^3$  とした。電流密度がある一定以上で電気抵抗が on になる、つまり電気抵抗が局所的に働く異常抵抗モデルを仮定した。局所的な抵抗モデルを用いることで速いリコネクションが引き起こされることが知られている。

初期条件としては、一様な背景磁場を持ち重力成層した光球～彩層～遷移層～コロナのモデルの光球面下にヘリカルな磁場構造を持つ flux rope を設置したものをを用いた [Fig. 2]。Flux rope の磁場構造は力学的に平衡となっている (Gold & Hoyle 1960)。摂動として微小な速度場を flux rope に加えることにより、flux rope を Parker 不安定性により浮上させ、背景磁場との間で磁気リコネクションを引き起こし、その時間発展を調べた。

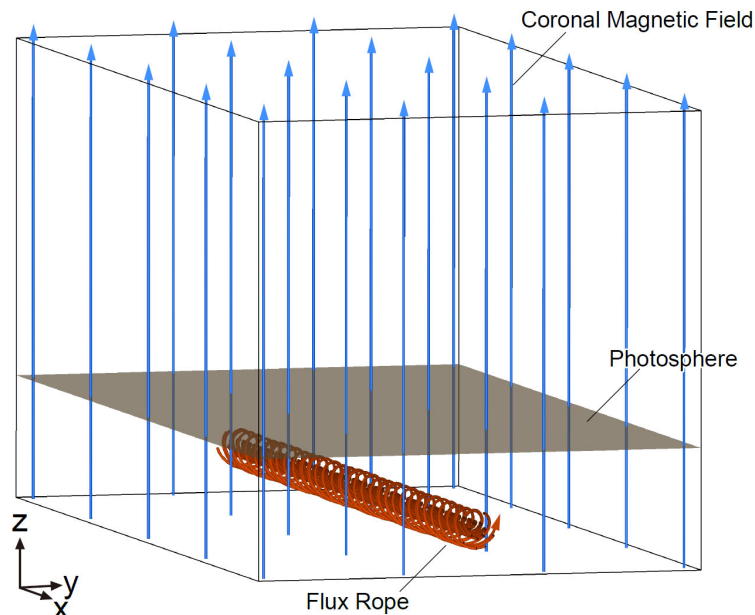


Fig. 2 初期条件(磁場構造)

### 研究成果 (Accomplishments) :

3 次元 MHD シミュレーションの結果、浮上した flux rope と周囲の磁場との間で電流シートが形成され、磁気リコネクションが発生した。この磁気リコネクションは、深部から浮上してきた高密度のプラズマと、彩層の低密度のプラズマとの間で起こる非対称リコネクションである。磁気リコネクションにより  $100\text{km/s}$  を超える高速のジェットが発生した。ジェットは時間経過とともに X 軸方向に広がっていく successive jets の特徴を示し、これは太陽観測衛星「ひので」可視光望遠鏡(SOT)で観測された彩層ジェットの特徴とも一致する。ヘリカルな磁場構造(flux rope)とコロナ背景磁場の間での磁気リコネクションの発生場所が移動し、それに伴いジェットが



発生する位置も移動していき、**successive jets** となる。

また、磁気リコネクションの結果、プラズモイド(磁気島)が形成された[Fig. 2]。この現象は過去の浮上磁場の2次元MHDシミュレーション (Yokoyama and Shibata 1995) でも発生しているものであるが、今回3次元シミュレーションでも再現できた。しかし、「ひので」により彩層ジェット中で発見されたプラズモイドと思われる構造と今回のシミュレーション結果の比較を定量的に議論するには、今回のシミュレーションの空間分解能は不足しているため、より高解像度の計算が必要である。

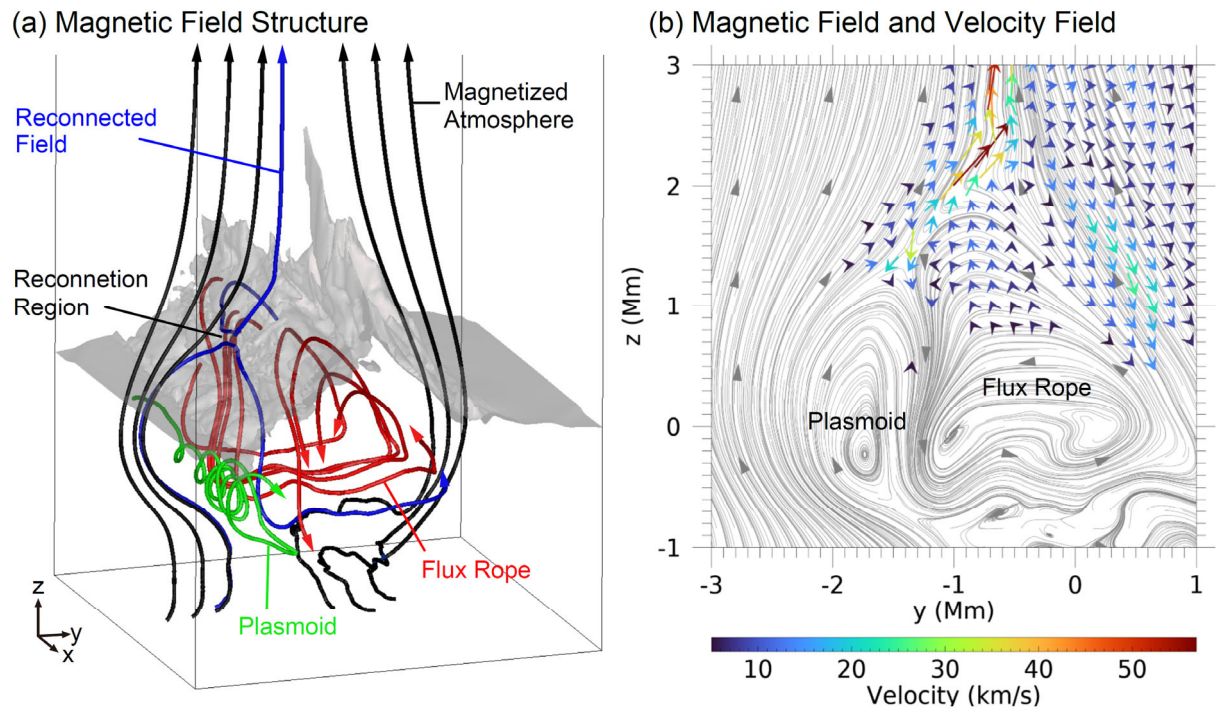


Fig. 2 (a) 浮上した Flux rope とその周囲の磁力線の 3 次元構造。(b) 磁場流線(灰色)と速度場(カラー)を示す断面図。

#### 公表状況 (Publications) :

観測とシミュレーションの定性的な比較結果に関する論文投稿を準備中である(バナラス・ヒンドゥー大学の K.A.P. Singh 氏との共著)。





# 電気推進機放出プラズマ環境中の宇宙機周辺電位構造解析

Analysis of Potential Structure around Spacecraft in Plasmas Exhausted from  
Electric Propulsion

研究代表者：村中 崇信 (中京大学工学部・大学院工学研究科)  
muranaka@sist.chukyo-u.ac.jp

## 研究目的 (Research Objective):

近年、イオンスラスタなどの電気推進機はその高比推力性能から、深宇宙探査機の主推進器から大型商用衛星の姿勢制御や軌道上昇等にも使用され、その用途は拡大しつつある。イオンスラスタの定常作動時には、イオン源から高速イオンビームを、電子源から熱的電子を、各々の電流値がほぼ同量となるよう放出するが、スラスタ下流には、高速イオンビームと漏洩推進剤が電離した低速イオン、および熱的電子によるプラズマプルームが形成される。プルーム電位はイオンと電子の移動度の差によって正電位となるため、これより低電位となる宇宙機構体との間に電位差が生じる。プルーム中の低速イオンはこの電位差によって宇宙機構体側に静電加速を受け、宇宙機表面に衝突したイオンは宇宙機表面をスパッタリング損耗する可能性がある。スパッタリング損耗（スパッタリング収量）は入射イオンエネルギーの関数であるが、数 10eV 程度のエネルギー領域では極めて高感度となるため、この程度の電位差と予測される軌道上における宇宙機—プルーム間の電位評価はこの表面損耗評価を決定する重要なパラメータとなる。本研究では、3次元完全粒子静電コードにより、これら電位形成原理の解明を進めている。現在では、計算資源の問題から「はやぶさ2」実機スケールでの解析は困難であるため、計算コスト削減のため、スラスタ実機のスケールダウンモデルに対し、イオン源と電子源の静電的相互作用を明らかにすることを目指す。

## 計算手法 (Computational Aspects) :

本研究では、独自開発した 3次元完全粒子静電コードを使用した。静電場中における荷電粒子の運動は、電子およびイオンともに超粒子による Particle-In-Cell (PIC)法を使用し、空間電位と自己無撞着に解く。空間電位は、ポアソン方程式を FFT (Fast Fourier Transform) により直接解く。計算速度向上のため、領域分割型 MPI プロセス並列化と SMP スレッド並列化の両者による、ハイブリッド並列化を実装している。スラスタ放出荷電粒子は、イオンビームと中和器放出電子のみから構成される、無衝突プラズマとした。すなわち、今回は、イオンスラスタのプラズマプルーム中で生成される、低速電荷交換イオンは考慮していない。

本研究における解析モデルを示す。典型的な計算領域サイズは 128 cm×128 cm×128 cm である。計算領域中央に小型宇宙機を模した 15 cm×15 cm×15 cm の立方体導体を配置する。宇宙機電位は浮動とし、宇宙機モデルに対する正味電流により決定される。計算格子は等幅直交格子を採用しており、後述する計算精度保証のため、計算格子幅は 0.5 cm とした。よって、計算領域格子数は 256×256×256 となり、これを 8×8×4 の 256 ノードに領域分割し並列計算を実行している。イオンビームは x 軸方向をビーム方向とし、宇宙機

モデル下流側中央面に直径 5cm 円の放出口を設定した。イオンビーム放出モデルは放出角内にビームが等方分布となる点源モデルを採用した。初期空間分布はスラスタ出口面に一様とし、初期速度  $v_B$  はイオン電荷  $q_i$ 、質量  $m_i$ 、ビーム加速電位を  $V_a$  として、 $v_B = (2q_i V_a / m_i)^{1/2}$  により算出し一意的に与えた。一方、中和電子の放出口は直径 1.48 cm 円とし、空間分布は放出口に一様とし、速度分布は Maxwell 分布で与えた。今回、イオン源に対する中和器の配置はイオン源と同心円状に配置し、イオンビームと中和電子の挙動とプルーム電位について解析した。

## 研究成果 (Accomplishments) :

はじめに、イオンビーム放出モデルの検証のため、イオン加速用多孔グリッドの単孔から放出されるイオンビームであるビームレットの発散角をパラメータとして、 $\mu 10$  イオンスラスタ放出プルームの発散角を調査し、イオンビーム放出の再現性を検証した。イオンビーム角度分布の解析結果を Fig. 1 示す。このグラフは、各ビームレットの発散角に対する、スラスタ放出イオンビームの角度分布の計算結果を示している。また、グレーの網掛け領域は、本研究グループが別途実施した、 $\mu 10$  のイオン電流の角度分布を示している。本データは、スラスタ出口から下流 1m においてファラデープローブにて取得されたものである。計算結果の電流値は計測器の捕集電極面積に換算している。これらの比較から、ビームレットの発散角 15 度のとき、実験結果の主ビーム電流をよく再現することがわかった。

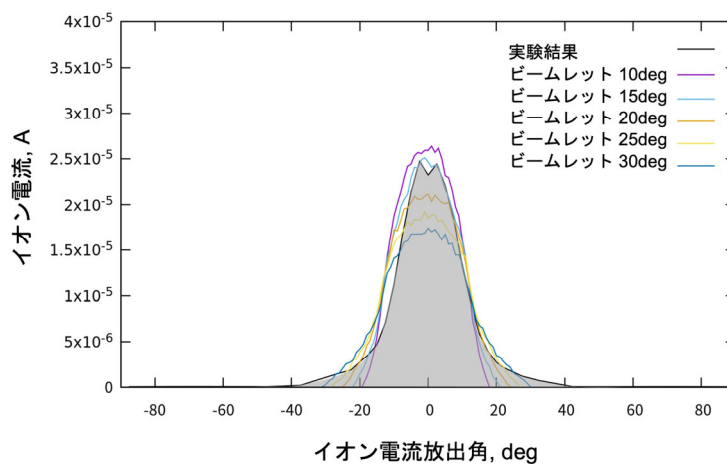


Fig. 1 イオンビーム角度分布の比較

つぎに、イオンスラスタの定常作動時における、スラスタプルーム形成を再現した。スラスタの定常作動時は、イオン源から高速イオンビーム電流が、電子源から熱的電子電流が、それぞれ同量放出される。静電コードでは、空間に対する次の数値安定条件、 $dx < \lambda_D / 0.3$  を満たす必要があるため、所定の計算格子サイズに対して荷電粒子密度の上限が決定される。ここで、 $dx$  は計算格子幅、 $\lambda_D$  はデバイ長である。この条件を満たすべく、デバイ長定義式から、設定温度に対する中和電子密度、熱速度、および、両者の積から電流密度を決定し、さらに電流密度に放出口面積を乗じて電子電流

量を決定する。イオンビーム電流は算出された電子電流値と等量に決定する。今回の解析では、これらの電流値は0.1 mAとなった。その他のパラメータは、イオン種は一価のキセノンイオン、ビーム発散角は20度、ビーム加速電位は1000 Vとそれぞれ設定した。Table 1に計算パラメータを示す。

Fig. 2にイオン源と中和器配置条件を示す。イオン源と中和器は同心円状に配置した。Fig. 3にイオンビーム、中和電子、宇宙機周辺領域の空間電位をそれぞれ示す。これらのグラフから、イオンビームと中和電子がスラスト下流領域にほぼ対称に分布し、宇宙機電位とプルーム電位の最大値はそれぞれおよそ2V、32Vとなった。プルーム電位の最大値は、一般的なイオンスラストのプルーム電位とおおよそ一致を示している。今後は、低速電荷交換イオンの生成を考慮し、同様の解析を進め、宇宙機電位およびプルーム電位におよぼす影響を検証していく。

Table 1 計算パラメータ

イオンビーム	
イオン種	Xe <sup>+</sup>
スラスト半径 [cm]	2.5
加速電位 [V]	1000
放出電流量 [mA]	0.1
放出角 [deg]	20
中和器	
電子温度 [eV]	1
放出半径 [cm]	0.74
放出電流量 [mA]	0.1
計算条件	
時間幅 [ns]	1
グリッド幅 [cm]	0.5
グリッド数 (X*Y*Z)	256×256×256
宇宙機サイズ (X*Y*Z)	30×30×30

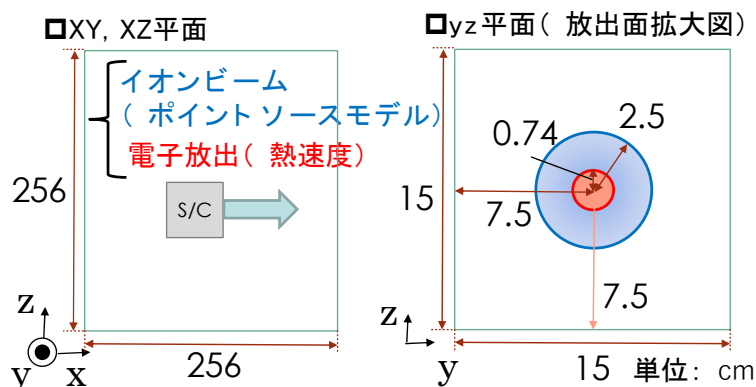


Fig. 1. 計算体系 (左) とイオンビーム・熱的電子の放出口拡大図 (右)

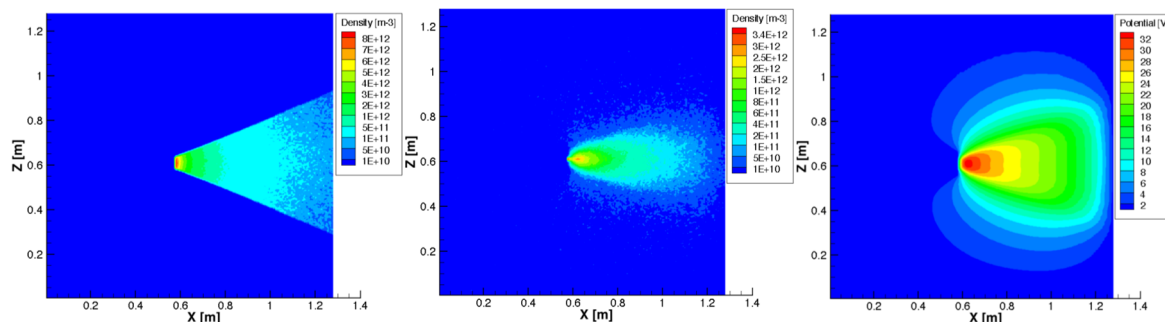


Fig. 2. イオンスラスト作動における、(左)イオンビーム空間分布、(中)電子空間分布、(右)空間電位。イオンビーム放出後50  $\mu$ s経過時のスナップショット。

公表状況 (Publications) :

該当なし



# 水星磁気圏の 3 次元大域的完全

## 電磁粒子シミュレーション

Global 3D EM full particle simulation for Mercury Magnetosphere

**研究代表者**：蔡東生（筑波大学システム情報工学研究科CS専攻）

[dongscai@gmail.com](mailto:dongscai@gmail.com)

**研究分担者**：Sri Ekawati（筑波大学システム情報工学研究科CS専攻）

[ekawati@cavelab.cs.tsukuba.ac.jp](mailto:ekawati@cavelab.cs.tsukuba.ac.jp)

担当： シミュレーション, データ解析, 可視化

### **研究目的 (Research Objective):**

水星は太陽に一番近い軌道を回り、月と火星の中間のサイズしかないにもかかわらず地球と同様、惑星固有の磁場を持っている惑星。その灼熱の環境、周回軌道投入に必要な燃料の多さから直接観測がほとんどできなかったのが水星である。「BepiColombo(ベピコロombo)」とは、日本とヨーロッパ(European Space Agency (ESA): 欧州宇宙機関)が共同で計画中の水星探査ミッションである。平成30年10月19日(金)22時45分28秒(現地時間)(10月20日(土)10時45分28秒(日本標準時))に、フランス領ギアナのギアナ宇宙センターから打ち上げられた。国際水星探査計画「ベピコロombo」(BepiColombo)は、ESAとJAXAの共同で、観測目的に合わせた2つの周回探査機を水星周回軌道に送り込んで水星を観測する計画で、水星の磁場・磁気圏の観測を行う水星磁気圏探査機「みお」(MMO)と、水星の表面・内部の観測を行う水星表面探査機(MPO)から構成されている。2025年12月に予定される水星到着までの総航行距離は(太陽中心座標系で)約88億kmである。BepiColomboは、水星の公転周期と自転周期が3:2となることを示し、水星にゆかりの深いイタリアの応用数学者ジュセッペ・コロombo博士(ベピは愛称)に因んでこの名前がつけられた。固有磁場と地球よりはるかに小さい磁気圏を持つ地球型惑星は地球と水星のみであり、初の水星の詳細探査は、「惑星の磁場・磁気圏の普遍性と特異性」の知見に大きな飛躍をもたらすと期待できる。われわれの経験では、グローバルシミュレーションを行う上での最大の困難は、ポストプロセス、即ち、データ処理、可視化である。そのため、実際よりかなり小さいシミュレーションモデルで計算を行い、大規模シミュレーションを行った場合の知見を得ることが本研究の第一目的である。

### **計算手法 (Computational Aspects) :**

本研究では大域的三次元完全電磁シミュレーションコードを用いる。計算領域、IMF 磁場の時間変化を図 1 にしめす。太陽方向の境界から、IMF 磁場をもった太陽風を流し、GSM 座標中心にダイポール磁場をおき、地球の磁気圏を形成する。電磁場境界条件は、Lindman の吸収境界条件、即ち、一次近似を用いる。この近似では、45 度以上で入射する電磁波は吸収され、45 度以下の電磁波は反射される。粒子に関しては、境界を離れる粒子は、一旦取り出され、再度、境界領域からランダムに、Knudsen 流として再注入される。再注入される、粒子速度情報等は Vlasov 方程式を解いて決定しておらず、ランダムである。そのため、境界での擾乱が生じ、この擾乱が不安定化した場合、シミュレーションを停止する。

また、本シミュレーションでは、粒子の運動論的振る舞いはモデル化せず、電子とイオンの 2 流体モデルとしてシミュレーションを行う。数値加熱を防ぐ為、グリッドサイズと同程度のデバイ長を与える熱運量を粒子に与えるが、本数値実験では、グリッドサイズ=0.1~2Re であり、2 流体モデルとして扱う。そのため、space charge effect、ビーム不安定性、粒子の加速機構等が物理的に扱われていると考える。運動論によるバルーニング不安定等は考慮に入れない。

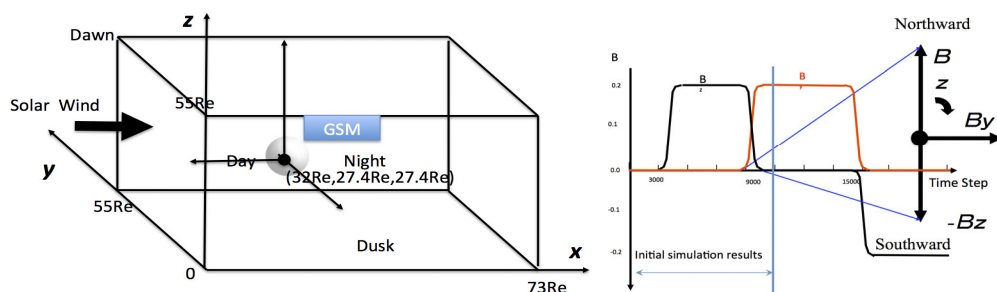


図 1：シミュレーションの設定と IMF の時間変化

### 水星磁気圏の作成

水星の磁気圏にはいくつかの特徴があり、大きさに関連しては、magnetopause までの距離が小さい、ion inertia ratio が大きいという特徴があり、これらを踏まえて、磁気圏を作成する。

$$\cdot R_{MP} = 1.3 - 2.1 R_M$$

$$\cdot R_M = 60 - 91 \text{ ion inertia length}$$

$R_{MP}$ : Distance form GSM center to magnetopause



$R_M$  :Mercury radii

今年度は、Alfven Mach Number=4.6でシミュレーションを行った。

## 研究成果 (Accomplishments) :

### 1, (昨年度より継続) 粒子シミュレーションによる Small Mercury Magnetosphere でカスプ解析

今回水星の磁気圏パラメータにあわせて、565X375X375 のグリッドサイズで小さな水星磁気圏を作成した。水星の半径 50 グリッドサイズのものを作成した。太陽磁場は(1)北向から、(2)Dusk-Dawn、(3)南向き(Phase 1, Phase 2)に変化する。図 1 にシミュレーションのコンフィギュレーション、IMF の時間変化を示す。本シミュレーションでは、水星の双極磁場をゆっくり発生させ、太陽風を左から入れて、磁気圏を生成する。次に、図 2 に IMF 北向きの太陽風を入れた参照水星磁気圏を示す。

### 2, (昨年度より継続) 水星磁気圏カスプ領域解析

水星磁気圏シミュレーションのため、現在我々の使っている、大域的完全電磁粒子コードの物理的妥当性を検査、立証するため、IMF 北向きにおける CUSP 領域解析を行った。

Cai ら (2015) の詳細な解析により、図 3a に示したカスプ領域の主な特徴(強い磁場振幅と弱いプラズマ密度)を復元することができた。つまり、この領域は磁場の空間プロファイルと低高度から高高度までの密度の空間プロファイルによって比較的よく定義することができる。CLUSTER 衛星による統計的観測(Lavraud et al., 2004a, 2005)に基づいて、典型的な SEC あるいは反磁性カスプ領域が定義される。北向きの IMF の場合、SEC 領域は極域、上方、下方、赤道の 4 つのエッジを持ち (Fig 3)、Cai ら (2015) の数値シミュレーションで解析されている。

特徴の一つは磁気シース領域から SEC 領域へ向かう際に、プラズマの流れが超アルフベニック領域から亜アルフベニック領域へと変化する遷移層(ATL)によって特徴付けられる。筆者らの知る限り、この ATL は Lavraud ら (2005) によって初めて実験的に観測され、Cai ら (2015) による北向き IMF かつ子午面のみの 3 次元 PIC シミュレーションで証明された。



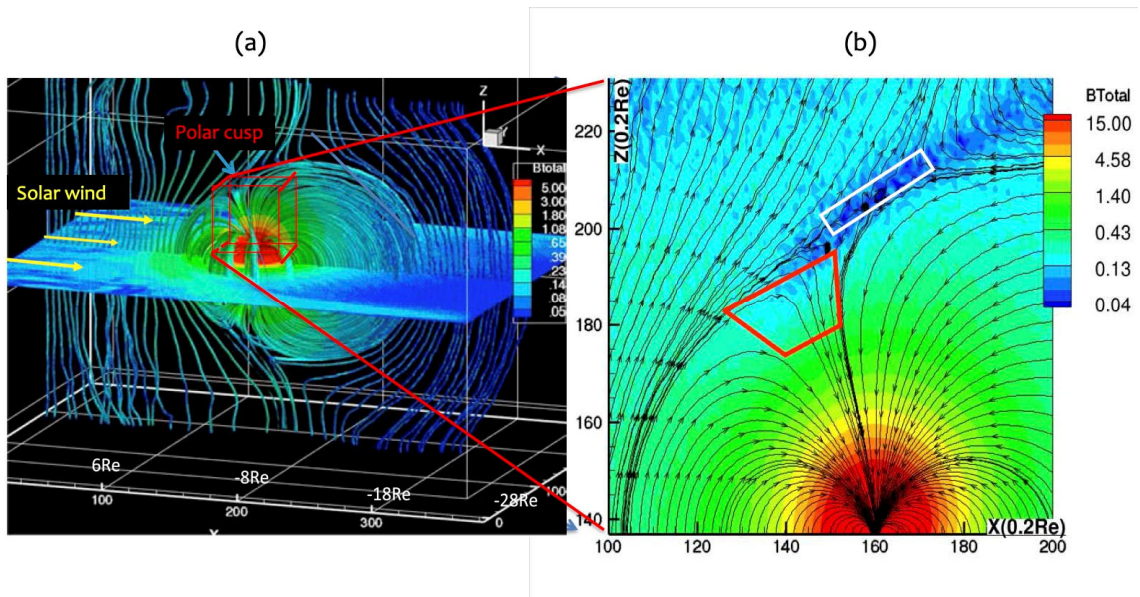


図 2 : 小さな参照水星磁気圏(左)と拡大したカusp領域 (右) . IMF は北向

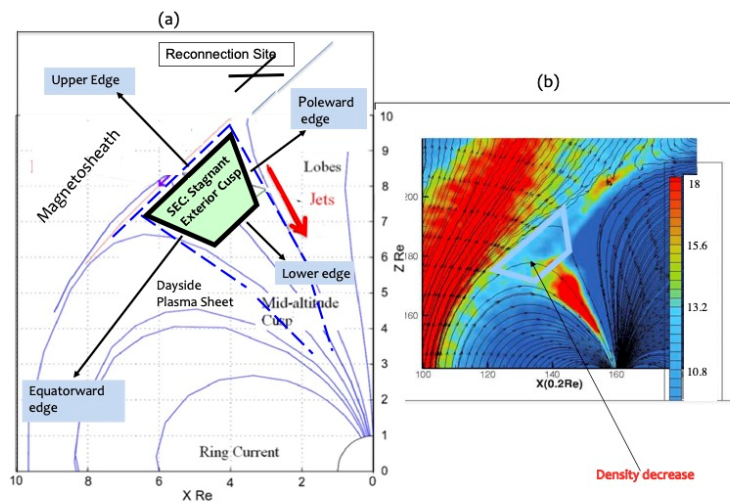


Figure 5

図 3: カusp磁場の境界

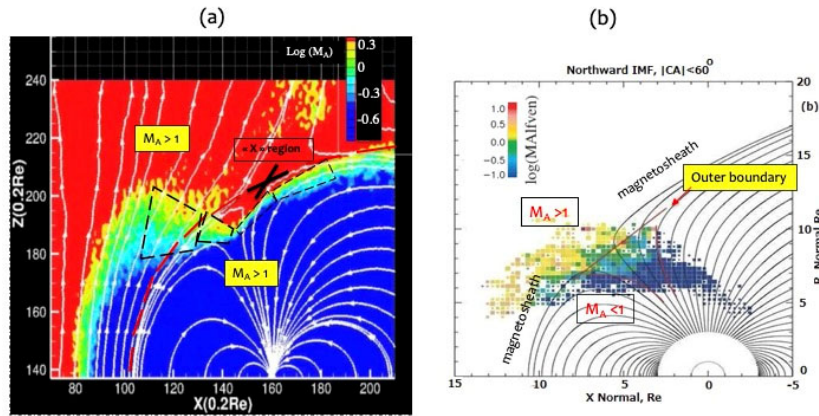


図 4 : IMF 北における、カusp領域における Alfvén Transition Layer のシミュレーション結果 (左) と、Cluster 衛星による観測結果 (b)の図は Lavraud et al. (2005) より)

Lavraud ら(2005)や Cai ら(2015)の先行研究に従い、ATL の正確な位置を証明する一つの方法は、地球位置を通る(x-z)子午線平面内に  $\text{Log}(M_A)$  のマップをプロットすることで構成される。北向きの IMF の結果は図 4 に示されており、シミュレーション結果 (パネル 4a) と実験測定 (パネル 4b) の間の良い一致を証明している。

前年は、イオンフラックスのカusp侵入を議論したが、本年は電子フラックスのカusp侵入を議論する。

電子の場合は状況が大きく異なる。予想通り、電子のフラックスストリームラインは、カuspを通過する際に電子の質量が軽いため、より小さなスパイラル構造を示す (図 5a)。その主な特徴は (a)電子流線の渦巻き大きさは非常に小さく、これに対応してイオンフラックスの流線は細長く見える。(c)図 5b の拡大立体視(イオンに対すると同様の視野角)では、イオンとは対照的に、電子フラックスの強度がカusp上端付近で非常に強いこと(図 5a の白い四角の中の螺旋の赤い部分)がわかる。(d)図 5c の (x, y) 赤道平面上に投影した立体視 (により、明暗領域をより明確に分離できることがわかる。パネル(a)から(c)への漸進的な回転、高エネルギー電子束 (流線の赤い部分) が主に 2 つの異なる領域から放出されていることがわかる。1 つは明け方の側面領域の非常に高い高度に対応し (「A」で示す)、サブソーラー一点まで広がって

おり、もう一つは夕方の側面領域内の低い高度に対応し（「B」で示す）反対側（夜）まで伸びている。

電子については、イオンについて定義したと同様の（x-z）平面内に投影した3Dプロット（図5d）を行うことで解析を完了できる（yは図に直角）。その上で、L1, LB, L2線の位置とSECを報告した。図5dから、(a)カusp領域内（L1-LB線間）に電子が蓄積・析出すること、(b)電子束のスパイラルサイズはカusp入口でのイオンよりも小さいこと、(c)子午線平面での診断だけではわからない3次元効果の重要性が確認された。イオンとは対照的に、電子束の局所的な高強度は、より深く侵入してもまだ残っており（図5dでは隠れているが、3Dプロットを回転させると見える）、高エネルギーの電子が非常に低い高度で証明される。

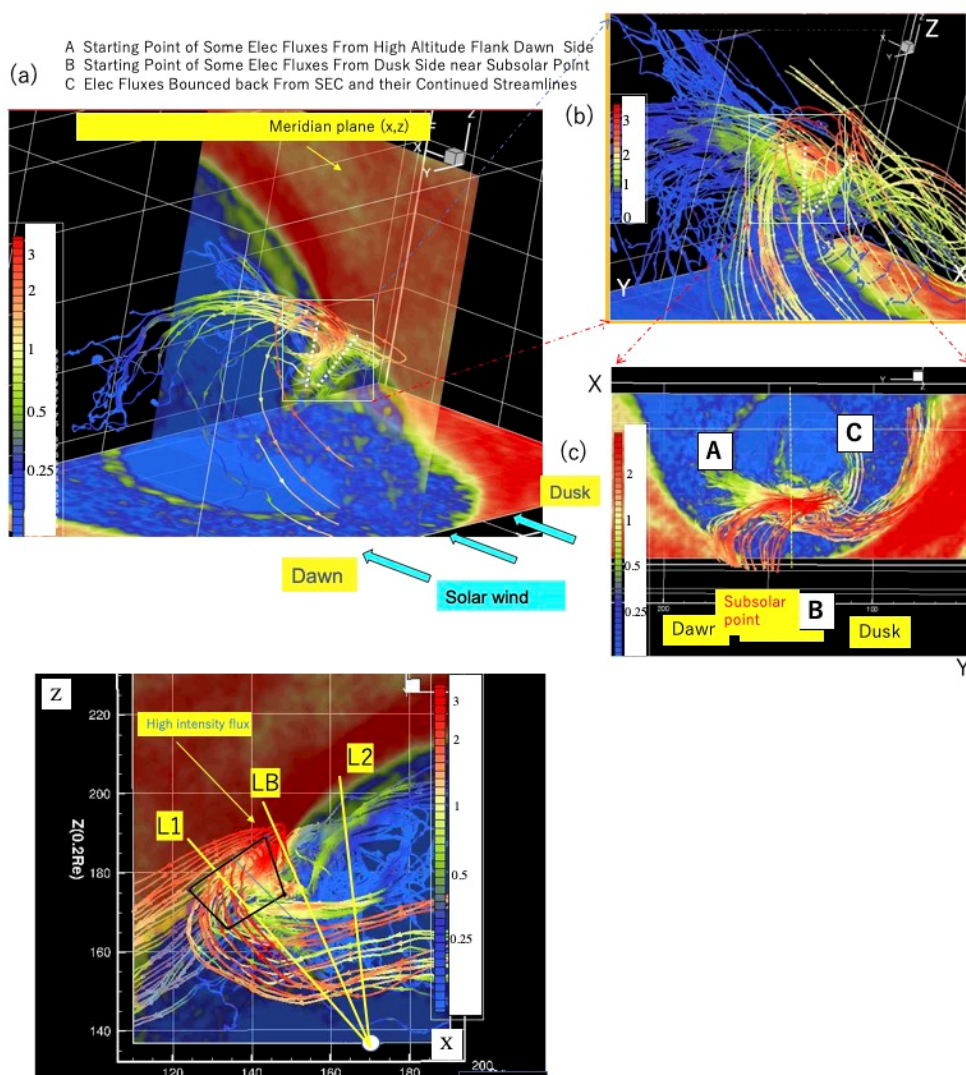




図 5 : IMF 北における、カusp領域における電子フラックス流線の 3D 表示。  
 (a) 全電子フラックスの 2 次元等値面を 2 つの異なる平面 (x-y (赤道) 平面と x-z (子午線) 平面) で表現し、カusp領域を透視している。各流線に沿って色が変化し、電子フラックスの局所的な強度を示している。太陽風は X 軸に沿って流れている (青い矢印)。(b): (a)の白い四角の中のカusp領域を拡大したもの。(a)と(b)の白い点線は、漏斗状のカuspの境界を表している。3 次元電子フラックスの流線は、フラックス強度が最大となるカuspに収束している (流線に沿って赤色) ; (c) パネル (b) の白い長方形内のカusp領域の拡大図。(d)カusp領域の拡大図 (夕方側から)。

### 3. 磁気圏における位相

本年度は Geodesic Level Set 法により図 5 のように、磁気圏のトポロジー可視化を行った。CP1(Bs 型)と CP3(A 型)からのグローバルな 2 次元不安定多様体と安定多様体を、それぞれ図 6 に示す。CP1、CP3 から発せられる多様体はそれぞれ、一端が北磁尾、南磁尾に分岐し、他端が地球の南極、北極に収束する円柱状の多様体  $W^u(\mathbf{x}_{CP1})$  と  $W^s(\mathbf{x}_{CP3})$  を持つグローバル 2 次元多様体である (終点)。グローバル多様体は、データ境界 (ターミネーター: 境界の出入り口) にぶつかった時点で、進まなくなる。 $W^u(\mathbf{x}_{CP1})$  と  $W^s(\mathbf{x}_{CP3})$  のマニフォールドの弧長はそれぞれ 60.00 Re と 60.05 Re である。

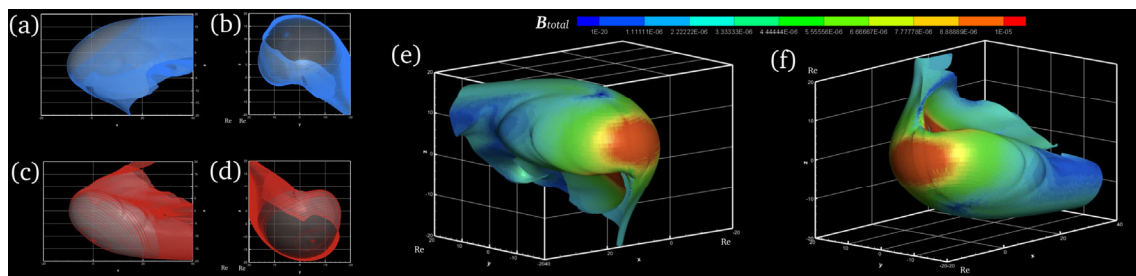


図 6. 大域的な磁場のトポロジーは CP1 と 3 によって決定される。パネル(a)と (b)はそれぞれ、CP3 からの 2 次元不安定多様体を x-z と y-z 平面に投影した青メッシュ、(e)は  $B_{total}$  で表面の色をフラッドにした斜視図である。パネル(c)と(d)はそれぞれ、CP1 からの 2 次元安定多様体を x-z と y-z 平面に投影した赤色のメッシュで、(f)は表面の色を  $B_{total}$  で色分けした斜視図である。

**公表状況 (Publications) :**

**(口頭)**

Cai, D., Magnetosphere as Complex Dynamical System Based on Vortexes, AOGS, Singapore, 2022

Cai, D. and Bertrand Lembege, Impact of the IMF Rotation from North to dawn-dusk and south direction on the cusp features and on the Alfvén Transition Layer: Global 3D PIC simulation, Chicago, AGU, 2022.

Cai, D. and Bertrand Lembege, How the cusp features and the Alfvén Transition Layer are affected by the IMF Rotation from North to dawn-dusk direction ?, Vienna, EGU, 2022

**(論文)**

B. Lembège and D. Cai, Evidence of the Alfvén Transition Layer and Particle Precipitation in the Cusp Region: 3D Global PIC Simulation of the Solar Wind–Earth Magnetosphere Interaction, *ApJ*, 2022, DOI 10.3847/1538-4357/ac7e52

S. Ekawati, D. Cai In-Situ Observation of Magnetic Null on 19 September 2015 Event Using Magnetospheric Multiscale Mission Magnetosphere Interaction *Journal of Geophysical Research: Space Physics* Volume 128 24 January 2023  
<https://doi.org/10.1029/2021JA029571>

# 非定常磁気ノズルからのプラズマ離脱過程の検証

Investigation of plasma detachment process in an unsteady magnetic nozzle  
using Full Particle-In-Cell simulation

研究代表者：山本 直嗣（九州大学総合理工学研究院）  
yamamoto@aees.kyushu-u.ac.jp

## 研究目的 (Research Objective):

人類の生存圏拡大を目的とした火星移住計画に注目が高まっているが、既存の化学ロケットを使用すると火星までの航行に 250 日程度を要するため、乗員への放射線暴露や閉鎖空間で過ごす精神的負担が問題となる。そこで、火星までの航行を 90 日程度に短縮できる次世代の高速宇宙船が検討されており、候補の一つがレーザー核融合ロケットである。レーザー核融合ロケットは、核融合燃料にレーザーを照射する方式の慣性核融合を利用する宇宙船である。核融合反応では単位質量あたりに発生するエネルギーが化学反応より 7 桁程大きいいため、容易に高エネルギープラズマが得られる。その高エネルギープラズマを超電導コイルで生成した磁場の力で機体後方に押し出すことで加速度、即ち推力を得る推進機構が考案されており、磁気スラストチャンバと呼ばれる。先行研究では、磁気スラストチャンバにおいて高温プラズマの内部エネルギーを一方向の運動エネルギーへ変換する原理について理論計算や数値計算等が行われ、多くの知見が得られてきた。しかしながらその過程で、将来の課題として手つかずになっている課題の一つに磁力線からのプラズマ離脱（デタッチメント）がある。磁気スラストチャンバにおいて磁力線は機体の周りを一周しているため、機体後方に排出されたプラズマが磁力線に捕らわれて一周回ってしまうと推力が発生しない[Fig.1]。そこで本研究目的を、磁気スラストチャンバにおけるプラズマデタッチメントの検証とする。

磁気スラストチャンバでは、高エネルギーのプラズマが磁場中を膨張していく過程で密度勾配が生じ、プラズマ中に反磁性電流が流れる。反磁性電流の影響で始めに存在した磁場の形状が変わり、プラズマ中の磁場は弱められる一方、プラズマ外部の磁場が強められる。やがて、外部の磁場の圧力がプラズマ圧を上回る時点で、押し返しが始まるため、プラズマ圧と磁気圧の比によって、磁気スラストチャンバ内部の挙動を整理できると考えられている。そこで、本研究でも、プラズマ圧と磁気圧に着目し、デタッチメントとの関連を探る。

今年度はコードの完成までに時間がかかりその間にシステムがシャットダウンしたため、使えていない。そのため別の計算機での結果を報告する。

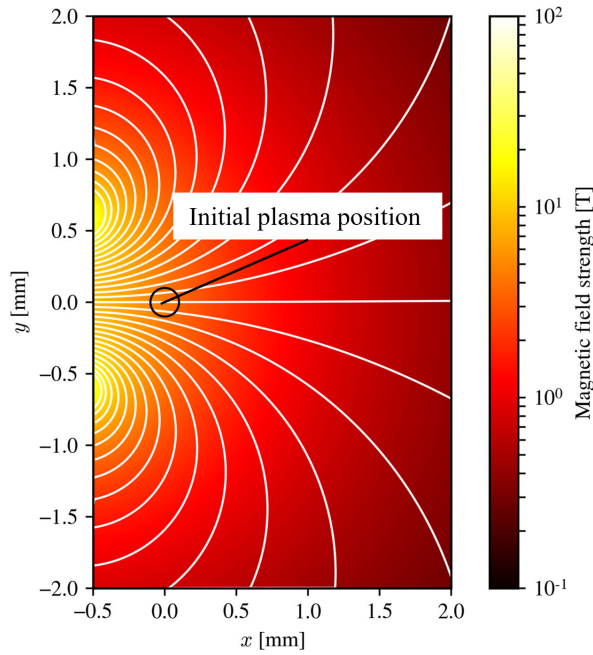


Fig.2 計算体系と初期磁場形状。プラズマは初期位置(黒円の内側)から膨張する。

### 研究成果 (Accomplishments) :

計算コストを削減するために、磁気推力チャンバーから実際の空間スケールダウンを行い、イオンと電子の質量比を 100 に設定し、シミュレーションを 2D 計算空間で実行した。full-PIC (Particles-in-Cell) シミュレーションコードである EPOCH を使用して計算している。EPOCH では、イオンと電子の両方が荷電粒子として扱われ、電磁界は有限差分時間領域 (FDTD) 法で解いている。

デタッチメントには電場の揺動が大きく寄与することが明らかになった。そこでこの電場揺動を同定するために、周波数解析を行った。Fig.3 に電場揺動のスペクトルを示す。図中の赤線は同じ点でのプラズマ周波数を示し、電場のピークを示しています。プラズマ振動の周波数とほぼ同じであり、プラズマ振動によって電子のデタッチが起こっていることが示唆される結果を得た。

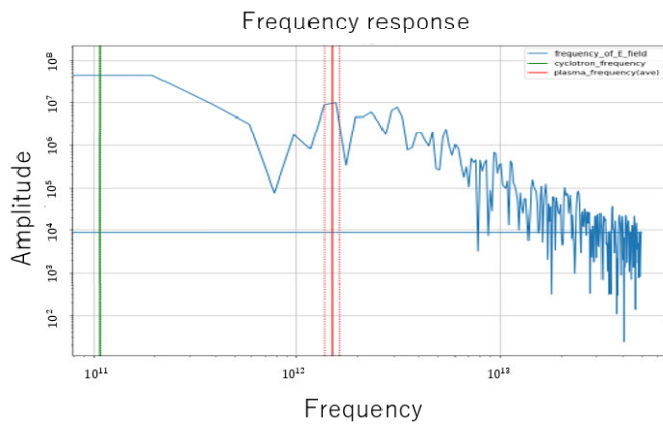


Fig. 3. The frequency peak of electric field obtained by FFT with plasma frequency



## 公表状況 (Publications) :

### (口頭)

1. 児島富彦<sup>1)</sup>, 森田太智<sup>2)</sup>, 山本直嗣 Plasma Detachment caused by Fluctuating Electric Field in Magnetic Thrust Chamber of Laser Fusion Rocket, プラズマ核融合学会・年会, 23Pp12
2. Naoki Katsura<sup>1\*</sup>, Tomihiko Kojima, Naoji Yamamoto, Taichi Morita, Relation between the electric field fluctuation and electron detachment in A Magnetic Thrust Chamber for Laser Fusion Rockets, ISTS2023 (発表予定、アクセプト済み)



**2022年度  
京都大学電波科学計算機実験共同利用  
研究成果報告書**

---

発行年月日	2023年3月発行
編集・発行	京都大学 生存圏研究所 電波科学計算機実験 共同利用・共同研究専門委員会 〒611-0011 宇治市五ヶ庄 電話：(0774) 38-3811 FAX：(0774) 31-8463
編集者	大村 善治、海老原 祐輔
印刷所	レイメイ社

---

著作権は全て著者が有します。著作権法上認められている場合を除き、著者に無断で転載、再利用、翻訳をすることはできません。許諾は著者から得てください。

The author(s) retain the copyright of his/her/their report. Unless authorized by Copyright Law, reprinting, reusing, or translating material from his/her/their report is prohibited. Ask the author(s) to obtain permission.

