

3 磁気圏研究

3 Research for the Magnetosphere

3-1 磁気圏 MHD シミュレーションの研究開発

3-1 Research and Development of Global Magnetosphere MHD Simulation

中溝 葵 久保田康文

NAKAMIZO Aoi and KUBOTA Yasubumi

太陽活動を源とした地球近傍の宇宙空間の乱れを「宇宙天気」と呼ぶ。ここでいう宇宙空間とは、太陽・太陽風、電離圏、そして、太陽風と電離圏をつなぐ「磁気圏」から成る。エネルギー源である太陽、短波通信や衛星測位などに影響を与える電離圏に比べ、磁気圏は馴染みがない方が多いかもしれない。しかしそこは、オーロラを光らせる仕組みを持ち、電離圏の駆動エネルギーを生み出す世界であるとともに、人工衛星が飛翔する場である。磁気圏の変動が活発になると、オーロラが光り輝く一方で、電離圏変動、特に高緯度域での電力システムへの影響、人工衛星の帯電リスクなどが懸念されるようになる。本稿では、磁気圏を太陽風というエネルギー源の下で内部に電離圏という境界条件を持つシステムとして記述し、その予測を行う、磁気圏 MHD シミュレーションの研究開発について述べる。

Disturbances of near-earth space caused by solar activities is called “space weather.” Here, the space consists of the sun-solar wind, ionosphere, and “magnetosphere.” Compared to the sun, a main driver of space weather, and the ionosphere, which directly affects HF radio communication and navigation systems, the magnetosphere may not be familiar to many people. However, the magnetosphere is a system that produces aurora and electromagnetic energy driving the ionosphere, as well as the space where artificial satellites necessary for our modern life are operated. When the magnetosphere is activated, there are concerns about the ionospheric disturbances, damages on the power system especially in the high-latitude region, and charging risks of artificial satellites, while we can see stunning auroras. This paper introduces our research activities on the magnetosphere MHD simulation, which describes the magnetosphere as a system driven by the solar wind under the boundary condition of the ionosphere.

1 はじめに

太陽は生命の維持に不可欠な光だけではなく、磁場とプラズマからなる超音速の風、「太陽風」も放出している。太陽風は一定一様ではなく、太陽面磁場やコロナ加熱の作用によって速度差が生まれ、太陽の自転によって惑星間空間には低速風と高速風が織りなす大規模構造ができています。また、時折発生するコロナ質量放出 (Coronal Mass Ejection: CME) が、その背景構造に重畳する。太陽系内の惑星はすべて、太陽光と太陽風の影響下にあり、固有磁場の有無、大気組成、自転周期などによってその詳細は異なるものの、惑星の勢力範囲ともいべき「惑星圏」がそれぞれに形成されている。

地球は磁場と大気を有する惑星である。本来の地球磁場は双極子に近いが、太陽側は太陽風によって圧縮され、反対側は遠方まで伸びた、彗星のような形をしている。この変形した地球磁場の勢力範囲を「磁気圏」という。磁場は荷電粒子の進路を曲げる働きがあるため、磁気圏によって宇宙線や太陽高エネルギー粒子の地上への到達は妨げられている。太陽からの X 線や紫外線を大気上層部が吸収して形成される電離圏が、それらから地球を守っているように、磁気圏もまた、その磁場により過酷な宇宙環境から地球を守っていると見える。

しかし、太陽風を完全に遮断しているわけではない。条件により太陽風エネルギーが磁気圏に流入し、磁場

とプラズマの大循環を引き起こし、それに伴う巨大な電流が磁気圏から電離圏極域へと流入し電離圏プラズマを動かしている(Appendix I 参照)。また、磁気圏に侵入したプラズマは循環の過程で加熱され、オーロラを光らせるプラズマが溜まったプラズマシート、内部磁気圏、放射線帯といった領域を形成している。

時々刻々と変化する太陽風に応答して、磁気圏の乱れが発生する。その代表的なものは、磁気圏の基本的なエネルギー蓄積・急解放現象「サブストーム」である(図1)。エネルギーが解放される時、電離圏へ流入する電流が強まるとともに、プラズマが磁力線沿いに極域に降下し、磁気圏夜側では地球方向に押し寄せる。降下電子が大気と反応して光を発したのがオーロラである。強いサブストームであるほど電離圏電流も強まるため、電離圏の乱れ(通信・測位へ影響)、ジュール加熱による大気膨張(低高度衛星の姿勢・軌道制御へ影響)につながり、加えて、特に極域では激しい地上磁場変動によって長い導体に誘導電流が流れ(Geomagnetically Induced Current: GIC)、電力システムの障害につながることもある。数〜数十 keV の電子は、人工衛星の表面に蓄積し衛星を帯電させるが(これを表面帯電という)、オーロラ帯上空や尾部のプラズマ注入領域に低高度衛星や静止軌道衛星が居合わせてしまうと、衛星は強く帯電する。帯電値が閾値を超えて放電する際に、衛星の物理的障害につながることもある。

太陽風エネルギーの流入が極めて大きくなると、磁気圏最大のじょう乱現象「磁気嵐」となる。強いサブストームが連発し電離圏に流入する電流が長時間にわたって強まるため、通信・測位、衛星運用、電力システムへ影響が出る可能性が高まる。極冠が拡大しオーロラ帯の緯度が下がってくるため(Appendix I)、中緯度域でもオーロラが見えることがあるが、同時に電離圏電流が強まっているため、中緯度域でも GIC の影響が危惧されるようになる。磁気嵐に伴い放射線帯も変動する。放射線帯電子はエネルギーが高いため、衛星構体を突き抜け内部の部品等に蓄積する。これを深部帯電といい、表面帯電と同様、閾値を超えて放電する際に深刻な障害につながることもある。

このように磁気圏は、多角的に我々の生活と関わっている。しかし、磁気圏は広大な空間であるため観測的に把握することが難しく、サブストームの発生メカニズムを含め未解明の部分が多い。本稿では、そのような磁気圏の把握、変動現象の解明及び予測を行うための磁気圏シミュレーションの研究開発について述べる。磁気圏は、太陽風をエネルギー源としながらも、その磁場は地球に由来するため磁力線を介して常に電離圏と相互作用しながら変動するシステムと捉えられる。当シミュレーションモデルはこれを数値的に記述するものである。

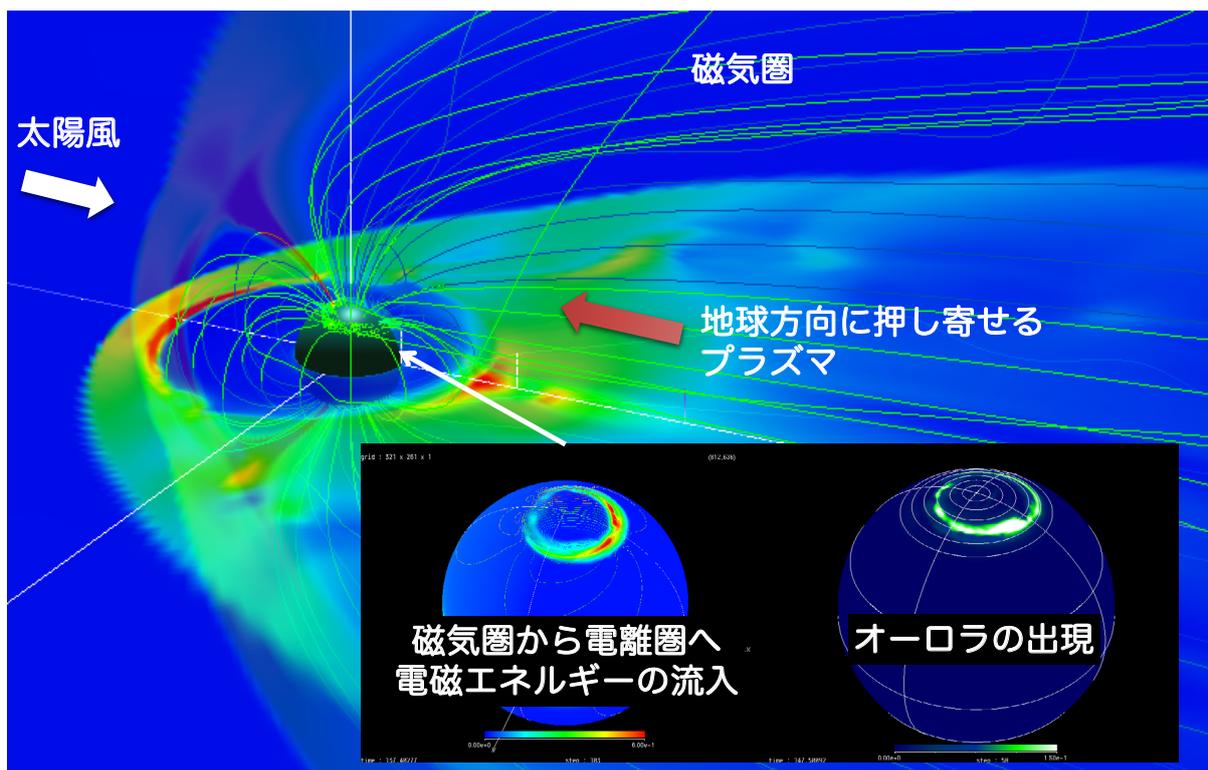


図1 サブストーム発生時の磁気圏のイメージ(磁気圏 MHD モデルで作成)

2 磁気圏 MHD シミュレーション

2.1 磁気圏 MHD シミュレーションの概要

磁気圏 MHD モデルとは、磁気圏領域を理想電磁流体力学 (ideal Magneto-Hydro-Dynamics: ideal MHD) 方程式によって記述し、太陽風データを入力 (上流側の外部境界条件) とし、電離圏 2 次元モデルを内部境界に置いて、磁気圏-電離圏 (Magnetosphere-Ionosphere: 以下、M-I と略) の時間変化を計算するものがある。

MHD 方程式は以下のとおりである。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} + \nabla p = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (2)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot [(e + p) \mathbf{v}] = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (4)$$

$$\mu_0 \mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B} \quad (5)$$

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0 \quad (6)$$

$$e = \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{p}{\gamma - 1} \quad (7)$$

ここで、 ρ : プラズマ質量密度、 \mathbf{v} : プラズマ速度、 p : プラズマ圧力、 e : プラズマエネルギー密度、 γ : 比熱比 (理想 MHD 方程式系では 5/3)、 \mathbf{J} : 電流密度、 \mathbf{B} : 磁場、 \mathbf{E} : 電場である。

磁気圏領域の内部境界は通常、 $2 \sim 3 R_E$ (R_E : 地球半径) にある。これは計算効率上の問題で、地球に近い領域では磁場が強いため MHD 固有モードの位相速度が極めて大きくなり、CFL 条件 (Courant-Friedrichs-Lewy Condition. クーラン条件とも言う。) を満たすには時間ステップを極めて小さくしなければならなくなってしまうためである。

電離圏領域については一般的に、

$$\text{電流連続性: } \nabla \cdot \mathbf{J} = \nabla \cdot \mathbf{J}_\perp + \nabla \cdot \mathbf{J}_\parallel = 0 \quad (8)$$

電離圏におけるオームの法則: $\nabla \cdot (\Sigma \cdot \mathbf{E}) = \mathbf{J}_\perp$ (9)
から得られる Poisson 方程式

$$\nabla \cdot [\Sigma \cdot (\nabla \Phi)] = j_\parallel \sin I \quad (10)$$

$$\mathbf{E} = -\nabla \Phi \quad (11)$$

を解く (電離圏 2 次元モデル)。ここで、 \parallel 及び \perp の添字は、磁力線に平行及び垂直の意、 Σ は高度積分した

電離圏電気伝導度 (太陽日照による増大成分 (太陽天頂角に依存) と、磁気圏からの粒子降下による増大を模した成分からなる)、 I は電離圏鉛直方向と磁力線のなす角度、 Φ は電離圏電場ポテンシャルである。

M-I 結合計算は一般的に、以下の手順で行われる。

1. 磁気圏内部境界 ($2 \sim 3 R_E$) にて、磁力線に沿って電離圏に流出入する電流 (沿磁力線 (Field Aligned Current) という。以下、FAC と略。) を算出する。
2. この電流を、地球磁力線に沿って内部境界 ($2 \sim 3 R_E$) から電離圏高度 ($1 R_E$) へマッピングする。この際、磁力管収縮率のファクターを掛ける。得られたものが式 (10) の j_\parallel に相当する。
3. 式 (10) (11) により電離圏電場を計算する。
4. 得られた電場を地球磁力線に沿って内部境界 ($2 \sim 3 R_E$) に逆マッピングする。
5. 内部境界にて、式 (6) を用い速度を更新、更新された速度と式 (1) (2) (3) により他のプラズマ物理量を更新する。

この手順のコンセプトは Vasyliunas [1] に遡られ、Goodman[2] や Amm[3] によって MHD モデルに適用するために上記のような手順が提案された。現在の磁気圏モデルで電離圏部分も解いているものはすべて、この方法論を採用している。

磁気圏モデルの開発は、1980 年代後半に遡られる。初期は、大局的な太陽風-磁気圏-電離圏応答の研究 [4][5] に始まり、計算機の発達とともに高解像度の計算が可能となったことで、様々な科学的知見が得られていった [6][7]。広大な宇宙空間に対して極めて限られた観測からは、時間変動と空間変動の分離が困難であり、なによりも全体の構造とダイナミクスを直接的に観測することができない。そのため、宇宙天気の基盤となる太陽地球系物理学は、情報が面的に集約される地上観測 (地上磁場観測や電離圏観測) から上空の宇宙空間で生起することを推察することで構築されてきた。そういった基盤の理解の確認や検証、更なる知見を加えるなど、現在の我々の理解において磁気圏モデルが果たした役割は大きい。

世界の主な磁気圏モデルを挙げると、OpenG-GCM[8]、BATS-R-US[9][10] (開発主導: ミシガン大学)、LFM[11] (現在の開発主導: JHU/APL)、GUMICS-4 [12] (開発主導: フィンランド気象研究所)、そして NICT におけるモデル [13]-[15] がある。いずれのモデルも、定量性が不十分な場合や、定性的に現象を再現できない場合もあり [16][17]、日々改良が進んでいる。なお、米国では 2000 年代後半に太陽から大気圏までの様々な数値モデルを結合・統合するプロジェクトが始まっ

3 磁気圏研究

た。代表的なものに、ミシガン大学主導による Space Weather Modeling Framework (SWMF) [10]、ボストン大学・NOAA・ユタ大学などによる Center for Integrated Space Weather Modeling (CISM) プロジェクトがある。その後も、多数の機関と人員によるモデルの整備が組織的に進んでいる。また、2019年より NASA と NSF のファンディングによるサイエンスセンター構想が立ち上がり、新たなモデル統合プロジェクトが始動する可能性もある。日本も各モデルは高いレベルにあるので、関連機関が協力して日本としての統合型シミュレータを目指す時期にあると考えている。

2.2 NICT における磁気圏 MHD モデルの特徴

NICT における磁気圏 MHD モデルは、Tanaka[15] により開発されたものをベースとしている。本モデルの特徴は、球面非構造格子を用いることにより、惑星や恒星など球状の天体システムを高空間分解能かつ安定的に解くことができるという点にある [18]。極めて強い太陽風条件に対する磁気圏応答も計算可能であるというロバスト性も確認されている [19]。

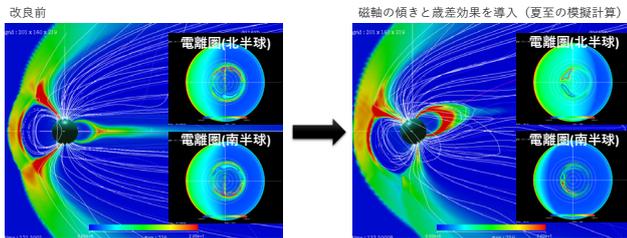


図2 夏至の模擬計算例 白線は磁力線、カラーはプラズマ圧力、電離圏のカラーは伝導度、コンターは FAC。改良により、季節や南北の違いを取り入れることが可能になった。

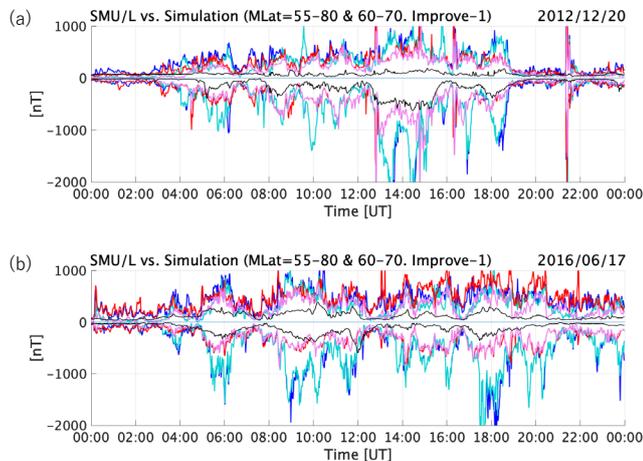


図3 オーロラ帯 (磁気緯度 60-70 度) の地磁気南北成分の最大/最小値 黒線は観測データ (SuperMAG より取得)、青と水色の線は改良前、赤とピンクの線は改良後のシミュレーションデータ、(a) は 2012 年 12 月 20 日、(b) は 2016 年 6 月 17 日のデータ

MHD 方程式系は下記のように保存形式で表現できるため、有限体積法を用いることで非構造格子でのシミュレーションが可能となっている。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot \left(\rho \mathbf{v} \mathbf{v} + p - \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} \mathbf{B} + \frac{B^2}{2\mu_0} \mathbf{I} \right) = 0 \quad (13)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) + \nabla \cdot \left[\left(\frac{B^2}{2\mu_0} + p \right) \mathbf{v} + \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{\mu_0} \right] = 0 \quad (14)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{v}) = 0 \quad (15)$$

2.3 磁軸の傾きと歳差効果の導入

現実の太陽地球系では、地球公転面に対して地球自転軸が傾いており、さらに地球自転軸と磁軸がずれていることから、傾いて回転する自転軸の周りを磁軸が回転するという複雑な歳差運動があるが、従来のモデルは計算空間の座標軸と磁軸と自転軸が同一であった。これを予報や運用に耐え得るモデルにすべく、磁軸の傾きと歳差効果の導入を実施した [20][21]。これにより現実的な条件下でのシミュレーションが可能となった (図2)。また、将来的な電離圏・大気圏モデルとの結合が形的には可能となった。

図3に、磁気圏の活動度の指標の一つとなるオーロラ帯の地上磁場変動の様子を示す。黒線は観測データ (SuperMAG (<https://supermag.jhuapl.edu>) [22] より取得)、北半球磁気緯度 40-80 度に入る観測点での地上磁場南北成分 (北向き正) の最大値が取られている。つまり、正/負の変動はそれぞれ (SuperMAG データの Upper/Lower という意味で、SMU/SML インデックス [23] と呼ばれる)、東/西向きの電離圏電流の強度を反映している。青・赤及び水色・ピンクの線はシミュ

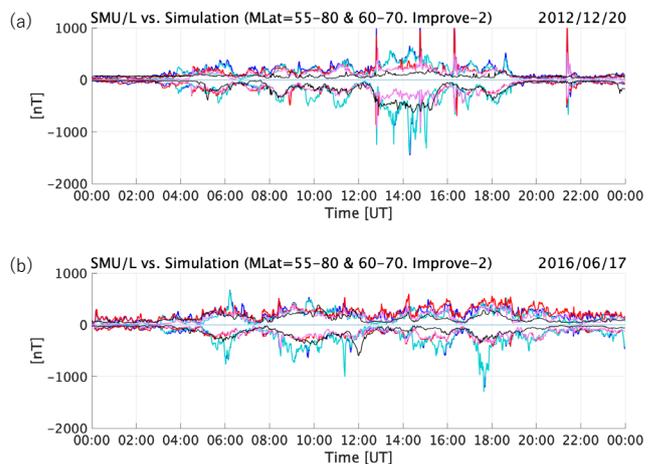


図4 電離圏伝導度を改良したコードでの計算結果 図3と同書式



図5 磁気圏シミュレーションから作成したオーロラ予測マップの Web 公開

レーションデータで、それぞれ、北半球磁気緯度 55-80 度及び 60-80 度に入る電離圏計算格子点での電離圏電流データを地上磁場変動に変換したものである。(2.1 で述べたように、シミュレーションは内部境界が $2-3 R_E$ にあることに対応して電離圏を直に解くことができる緯度的な限界があるため、最低緯度を 40 度ではなく 55 度にしてている。)

図 3(a) は冬至に近い 2012 年 12 月 20 日、図 3(b) は夏至に近い 2016 年 6 月 17 日のものである。図 3(a) において、例えば 05:00 UT, 07:40 UT, 12:40 UT 頃などの急激な負の変動は、西向き電離圏電流の急増を反映しており、サブストームの発生を示している。改良前(青・水色)と改良後(赤・ピンク)を比較すると、改良により磁場変動の再現性が向上しており、サブストームをはじめ磁気圏変動の再現性が向上していると言える。図 3(b) についても同様に、改良前(青・水色)と改良後(赤・ピンク)を比較すると、改良により再現性が向上していることがわかる。

この高度化されたコードをベースに、リアルタイム計算システムを開発し [20]、現在、DSCOVR 探査機によって得られるリアルタイム太陽風データを用いたリアルタイム磁気圏シミュレーションが NICT の高速計算システム上で稼働している。DSCOVR 探査機は Lagrange point 1 (太陽と地球の間の重力安定点) で太陽風を観測しており、そこで観測された太陽風は約 1 時間で地球に到達する。つまりリードタイムは約 1 時間であるが、これに諸々の処理時間が加わり、リアルタイムシミュレーションの実質的なリードタイムは現在 40 分程である。

補足として、図 4 に電離圏伝導度の非一様性を改良したコードでの計算結果を示す。書式は図 3 と同じである。磁軸の傾きと歳差の導入により再現性が向上することは既に見てきたが(図 3 の青と水色の線が赤とピンクの線へと改善)、伝導度非一様性の改良により再現性が更に向上していることがわかる(図 3 の赤とピンクの線から、図 4 の赤とピンクの線へと改善)。なお、このことは 3 で述べる展望にも関係している。

2.4 様々な応用

リアルタイムの計算結果は、日々の宇宙天気予報で参照するとともに、様々な情報発信への活用も始めている。一つは衛星表面帯電である。大阪府立大学及び JAXA との協力により、本シミュレーションと帯電計算モデルを組み合わせ、静止軌道領域をターゲットとして模擬衛星の表面帯電リスクをリアルタイムで評価するシステムを開発した [24]。帯電計算モデルは入力として電子とプロトンの密度と温度 (Ne, Ni, Te, Ti) が必要だが、MHD モデルで得られる熱力学量は原理的にプラズマ流体のものであることが課題であった。そこで、シミュレーションデータと静止軌道衛星データとの比較解析を行い、シミュレーションデータから Ne, Ni, Te 及び Ti を見積もる手法を開発した [24]。現在、この手法を用いて表面帯電のリスク評価を行っている。

また、シミュレーションデータを用いてオーロラ出現予測マップを作成し、当研究室が運営する Web サイト「オーロラ・アラート (<https://aurora-alert.nict.go.jp>)」から公開を開始したところである(図 5)。マップでは、はっきりと見える Discrete Aurora、ぼんやりと広がる Diffuse Aurora という代表的な 2 種のオーロラを描画している。

3 展望

このように NICT の第 4 期中長期計画の期間 (2016 年度～2020 年度) には、主として、現実的な条件で計算可能なシミュレータ、リアルタイム計算システムの開発を行いながら、特に衛星帯電への応用に力を入れてきた。現在、こういった応用を進めるとともに、物理過程の記述の改良にも着手している。シミュレーション精度向上の鍵としていくつか課題がある中で、M-I 結合の記述が重要であると考えている。その理由は以下のとおりである。

磁気圏を構成する磁力線の根元は地球にあるため、太陽風-磁気圏における電磁学的変動は磁力線を介して地球に伝えられる。この際、内部境界として存在するのが電離圏である。電離圏は、その名のとおりに大

気分子の一部がイオンと電子に電離して形成された領域であるとともに、地表に近い磁場が強い。これにより(イオンと電子の大気分子との衝突・強い背景磁場・イオンと電子の質量差によって)、非等方的な電気伝導度を持つ領域となっている。すなわち、M-I系とは、完全電離気体系と強磁場弱電離気体系とが磁力線を介して情報交換する系であると俯瞰され、完全電離気体系に対して弱電離気体系であるということと、磁気圏との時空間スケールの違いにより、電離圏は単なる受動的内部境界ではなく能動的内部境界として磁気圏に働きかけるというアイデア及びそのプロセスを記述する理論が近年提出されている [25][26]。

Nakamizo and Yoshikawa[27]により、この理論を裏付ける結果も得られている。地球電離圏に内在する伝導度の非一様性によって生じる分極場が、各々特徴的な電場変形をもたらすことを初めて示したもののだが、問題は、太陽風-磁気圏の投影と考えられている、あるいは、それでは十分に説明できなかった電離圏電場構造が電離圏分極のみで再現されたことである。さらにMHD計算により電離圏分極が磁気圏にグローバルな非対称をもたらし、サブストームの時間発展も左右することが確認されている [28]。伝導度の非一様性により磁気圏が非対称構造を持つことは、同様のMHD計算でも示されていたが [29][30]、我々の結果はその背景にある物理機構を明らかにしたものである。また、M-I系における分極効果は、オーロラアークの発達などのメソスケール現象においては詳細に研究されているが [31]、磁気圏全体のダイナミクスに影響している可能性を示したのは初めてである。

以上から、電離圏が能動的に磁気圏に働きかけるという考えはもっともらしいとの確信を得ているが、留

意したいのは、上記結果は 2.1 で述べた現在広く採用されている電離圏モデルと M-I 結合アルゴリズムによる結果であるということである。

この従来の電離圏モデル及び M-I 結合アルゴリズムを紐解くと、

- 電離圏モデル: FAC 入力と伝導度分布に整合するように電場を算出する設計になっている。つまり電離圏電流が電離圏内に完全に閉じ込められている状況と等価、したがって分極場が最大限に生成され、FAC 入力以外の領域では電流(電離圏起源の FAC)を出力できない。
- M-I 結合アルゴリズム: FAC(磁場から算出)を入力し、電離圏モデルで算出された電場によって速度のみを更新するため、前後での物理量保存則が成立しない。また、速度更新のもとになる電場も上述のように算出されたものである。

となっている。

現実の自然界では、有限な Alfvén 伝導度により、電離圏電流の一部は電離圏起源の FAC として流出し、それ以外の成分が分極場として顕れているはずである。さらに、各瞬間において M-I 間をつなぐ FAC 及び付随する物理量は、入射成分と反射成分の総和が見えたものとなっているはずである。したがって現実の物理過程に即した M-I 系シミュレーションを行うには、これらを担保する新しい結合アルゴリズム [32] が必要であり、現在、この新アルゴリズムを我々のモデルに導入中である。これにより、FAC 及び電離圏電場、そのフィードバックを含む磁気圏変動の再現性の向上が期待される。このような研究開発を進め、磁気圏予測の向上とともに将来の M-I 結合モデルへとつなげていきたい。

Appendix I. 磁気圏における磁場とプラズマの大循環 = 電離圏の駆動エネルギー

太陽風エネルギーが磁気圏に流入するのはどのような時か? 地球磁場は、南極が N 極で北極が S 極であることがポイントとなる(図 A1)。太陽風磁場が南向き成分を持つと(図 A1(a))、①磁気圏前面で太陽風磁場と地球磁場は反平行となる。②反平行の磁力線が接近すると、磁力線の繋ぎ替えが起こり、③結果、本来は両端が電離圏にある「閉じた磁力線」から、一方の端が太陽風磁場と繋がった「開いた磁力線」ができる。④開いた磁力線は太陽風とともに尾部へ運ばれ、⑤尾部では運ばれてきた南北の「開いた磁力線」が蓄積し互いに近づいてくる。⑥そこでも磁力線は反平行であるため繋ぎ替えが起こり、南北の「開いた磁力線」から「閉じた磁力線」ができる。⑦閉じた磁力線は磁場が本来の形に戻ろうとする作用により地球の方へ戻ってくる。太陽風中にはプラズマも存在するため、磁力線の繋ぎ

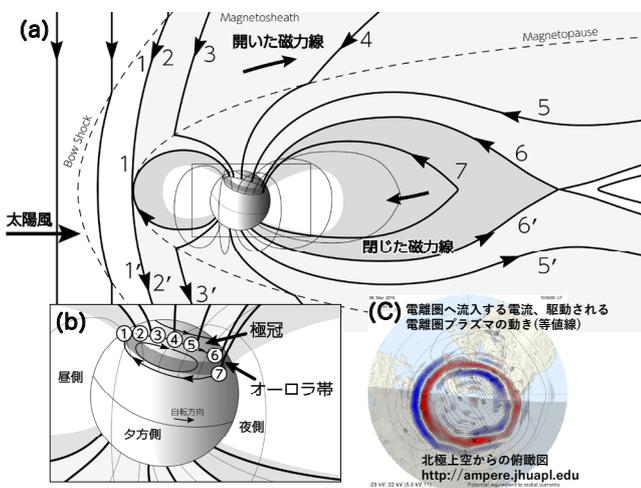


図 A1. (a) 太陽風エネルギー流入による磁気圏内の磁場・プラズマ大循環 (b) 電離圏部分 (c) 観測で捉えられた電離圏へ流入する電流、駆動される電離圏プラズマ

替わりとともに太陽風プラズマが磁気圏に入り、磁力線とともに内部を移動していく。

一連の磁力線の移動を足元の電離圏で追ってみると(図 A1 (b))、①②③高緯度域の真昼付近で太陽風と繋がった「開いた磁力線」になり、④夜側に運ばれ、⑤⑥真夜中付近で反対半球からの磁力線と繋がって「閉じた磁力線」になり、⑦昼側へ戻る、というルートを通る。低高度衛星や短波レーダーによる電離圏観測によって、こういった磁気圏の磁場・プラズマ大循環に伴う巨大な電流が、磁気圏から電離圏極域へ流入し、電離圏プラズマを動かしていることが示されている(図 A1 (c))。電離圏にとって、磁気圏から流れ込む電流は、大気運動とならぶ駆動源である。

このような太陽風エネルギーの流入・磁場とプラズマの循環・巨大電流系の形成・電離圏への電流流入・電離圏プラズマの駆動・オーロラ帯位置の変動などは、磁気圏 MHD モデルによってシミュレートされる。

尾部の閉じた磁力線の領域は「プラズマシート」と呼ばれ、オーロラや人工衛星の帯電を引き起こすプラズマ(～数 keV)の貯蔵庫である。プラズマシートは、電離圏高度では極を囲む円環状の領域に対応する。オーロラを光らせる粒子がそういった領域に降り込んでくるため、オーロラは円環上に現われる(この領域をオーロラ帯という)。開いた磁力線の領域は、オーロラ帯に囲まれた極域に対応し、これを極冠という(図 A1 (b))。なお、地球に近い領域($< 7 R_E$, R_E : 地球半径)は「内部磁気圏」と呼ばれ、さらに加速・加熱されたプラズマが存在する。ほぼ同じ領域を電子に着目して見ると、高エネルギー電子(～数十 MeV)による「放射線帯」が形成されている(放射線帯は発見者の名前から「ヴァン・アレン帯」とも呼ばれる)。

謝辞

SuperMAG に参画する各研究機関に感謝いたします。(https://supermag.jhuapl.edu/info/?page=acknowledgement)

本稿で示した成果の一部は、総務省委託業務「0155-0133 電波伝搬の観測・分析等の推進」によって得られたものである。

【参考文献】

- 1 V. M. Vasyliunas, "Mathematical models of magnetospheric convections and its coupling to the ionosphere," in *Particles and Fields in the Magnetosphere*, edited by B. M. McCormac, pp.60-71, D. Reidel, Norwell, Mass., 1970.
- 2 M. L. Goodman, "A three-dimensional, iterative mapping procedure for the implementation of an ionosphere-magnetosphere anisotropic Ohm's law boundary condition in global magnetohydrodynamic simulations," *Ann. Geophys.*, vol.3, pp.843-853, 1995. https://doi.org/10.1007/s00585-995-0843-z

- 3 O. Amm, "Comment on "A three-dimensional, iterative mapping procedure for the implementation of an ionosphere-magnetosphere anisotropic Ohm's law boundary condition in global magnetohydrodynamic simulations" by Michael L. Goodman," *Ann. Geophys.*, vol.14, pp.773-774, 1996.
- 4 J. A. Fedder and J. G. Lyon, "The solar wind-magnetosphere-ionosphere current-voltage relationship," *Geophys. Res. Lett.*, vol.14, no.8, pp.880-883, 1987. doi:10.1029/GL014i008p00880
- 5 T. Ogino, "A three-dimensional MHD simulation of the interaction of the solar wind with the Earth's magnetosphere: The generation of field-aligned currents," *J. Geophys. Res.*, vol.91, A6, pp.6791-6806, 1986.
- 6 T. Tanaka, "Generation Mechanisms for Magnetosphere-Ionosphere Current Systems Deduced from a Three-Dimensional MHD Simulation of the Solar Wind-Magnetosphere-Ionosphere Coupling Processes," *J. Geophys. Res.*, vol.100, A7, pp.12057-12074, 1995. doi:10.1029/95JA00419
- 7 G. L. Siscoe, N. U. Crooker, G. M. Erickson, B. U. Ö. Sonnerup, K. D. Siebert, D. R. Weimer, W. W. White, and N. C. Maynard, "Global Geometry of Magnetospheric Currents Inferred from MHD Simulation," In *Magnetospheric Current Systems* (eds S.-I. Ohtani, R. Fujii, M. Hesse and R.L. Lysak), 2000. https://doi.org/10.1029/GM118p0041
- 8 J. Raeder, D. Larson, W. Li, E. L. Kepko, and T. Fuller-Rowell, "Open-GCM Simulations for the THEMIS Mission," *Space Sci. Rev.*, vol.141, pp.535-555, 2008. https://doi.org/10.1007/s11214-008-9421-5
- 9 K. G. Powell, P. L. Roe, T. J. Linde, T. I. Gombosi, and D. L. De Zeeuw, "A solution-adaptive upwind scheme for ideal magnetohydrodynamics," *J. Comput. Phys.*, vol.154, no.2, pp.284-309, 1999. doi:10.1006/jcph.1999.6299
- 10 G. Tóth, I. V. Sokolov, T. I. Gombosi, D. R. Chesney, C. R. Clauer, D. L. De Zeeuw, K. C. Hansen, K. J. Kane, W. B. Manchester, R. C. Oehmke, K. G. Powell, A. J. Ridley, I. I. Roussev, Q. F. Stout, O. Volberg, R. A. Wolf, S. Sazykin, A. Chan, B. Yu, and J. Kóta, "Space weather modeling framework: A new tool for the space science community," *J. Geophys. Res.*, vol.110, A12226, 2005. doi:10.1029/2005JA011126
- 11 J. G. Lyon, J. A. Fedder, and C. M. Mobarry, "The Lyon-Fedder-Mobarry (LFM) global MHD magnetospheric simulation code," *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, vol.66, pp.1333-1350, 2004. https://doi.org/10.1016/j.jastp.2004.03.020
- 12 P. Janhunen, M. Palmroth, T. Laitinen, I. Honkonen, L. Juusola, G. Facskó, and T. I. Pulkkinen, "The GUMICS-4 global MHD magnetosphere-ionosphere coupling simulation," *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.*, vol.80, pp.48-59, 2012. https://doi.org/10.1016/j.jastp.2012.03.006
- 13 T. Tanaka, "Finite volume TVD scheme on an unstructured grid system for three-dimensional MHD simulation of inhomogeneous systems including strong background potential fields," *J. Comput. Phys.*, vol.111, pp.381-389, 1994. doi:10.1006/jcph.1994.1071
- 14 T. Tanaka, A. Nakamizo, A. Yoshikawa, S. Fujita, H. Shinagawa, H. Shimazu, T. Kikuchi, and K. K. Hashimoto, "Substorm convection and current system deduced from the global simulation," *J. Geophys. Res.*, vol.115, A05220, 2010. doi:10.1029/2009JA014676
- 15 T. Tanaka, "Substorm Auroral Dynamics Reproduced by Advanced Global Magnetosphere-Ionosphere (M-I) Coupling Simulation," In *Auroral Dynamics and Space Weather* (eds Y. Zhang and L.J. Paxton), 2015. https://doi.org/10.1002/9781118978719.ch13
- 16 I. Honkonen, L. Rastätter, A. Grocott, A. Pulkkinen, M. Palmroth, J. Raeder, A. J. Ridley, and M. Wiltberger, "On the performance of global magnetohydrodynamic models in the Earth's magnetosphere," *Space Weather*, vol.11, pp.313-326, 2013. doi:10.1002/swe.20055
- 17 A. J. Ridley, D. L. De Zeeuw, and L. Rastätter, "Rating global magnetosphere model simulations through statistical data-model comparisons," *Space Weather*, vol.14, pp.819-834, 2016. doi:10.1002/2016SW001465
- 18 A. Nakamizo, T. Tanaka, Y. Kubo, S. Kamei, H. Shimazu, and H. Shinagawa, "Development of the 3-D MHD model of the solar corona-solar wind combining system," *J. Geophys. Res.*, vol.114, A07109, 2009. doi:10.1029/2008JA013844
- 19 Y. Kubota, T. Nagatsuma, M. Den, T. Tanaka, and S. Fujita, "Polar cap potential saturation during the Bastille day storm event using global MHD simulation," *J. Geophys. Res.*, vol.122, pp.4398-4409, 2017. doi:10.1002/2016JA023851
- 20 Y. Kubota, A. Nakamizo, K. Sakaguchi, M. Den, Y. Kubo, T. Nagatsuma,

- and T. Tanaka, "Real-time magnetosphere simulator for space weather using REProduce Plasma Universe code," JpGU Meeting 2019, PEM12-P17, Makuhari Messe, Chiba, May 29, 2019.
- 21 A. Nakamizo, "Effects of Inclination/Rotation of Earth's Magnetic Axis on Magnetosphere Simulated by Global MHD Model," JpGU Meeting 2019, PEM11-P01, Makuhari Messe, Chiba, May 29, 2019.
- 22 J. W. Gjerloev, "The SuperMAG data processing technique," J. Geophys. Res., vol.117, A09213, 2012. doi:10.1029/2012JA017683
- 23 P. T. Newell and J. W. Gjerloev, "Evaluation of SuperMAG auroral electrojet indices as indicators of substorms and auroral power," J. Geophys. Res., vol.116, A12211, 2011. doi:10.1029/2011JA016779
- 24 T. Nagatsuma, A. Nakamizo, Y. Kubota, M. Nakamura, K. Koga, Y. Miyoshi, and H. Matsumoto, "Development of space environment customized risk estimation for satellites (SECURES)," Earth Planets and Space, vol.73, 26, 2021. <https://doi.org/10.1186/s40623-021-01355-x>
- 25 A. Yoshikawa, O. Amm, H. Vanhamäki, A. Nakamizo, and R. Fujii, "Theory of Cowling channel formation by reflection of shear Alfvén waves from the auroral ionosphere," J. Geophys. Res. Space Physics, vol.118, pp.6416–6425, 2013. doi:10.1002/jgra.50514
- 26 A. Yoshikawa. and R. Fujii, "Earth's Ionosphere: Theory and Phenomenology of Cowling Channels," In Electric Currents in Geospace and Beyond (eds A. Keiling, O. Marghitu and M. Wheatland), 2018. doi:10.1002/9781119324522.ch25
- 27 A. Nakamiz and A. Yoshikawa, "Deformation of ionospheric potential pattern by ionospheric Hall polarization," J. Geophys. Res. Space Physics, vol.124, pp.7553–7580, 2019. <https://doi.org/10.1029/2018JA026013>
- 28 A. Nakamizo, A. Yoshikawa, and T. Tanaka, "Study on Effects of Ionospheric Polarization Field and Inner Boundary Conditions on Magnetospheric Dynamics and Substorm Processes in Global MHD Simulation," JpGU-AGU Joint Meeting, PEM14-23, Makuhari Messe, Chiba, May 21, 2017.
- 29 A. J. Ridley, T. I. Gombosi, and D. L. DeZeeuw, "Ionospheric control of the magnetosphere: conductance, Ann. Geophys., vol.22, pp.567–584, 2004. doi:10.5194/angeo-22-567-2004
- 30 W. Lotko, R. Smith, B. Zhang, J. Ouellette, O. Brambles, and J. Lyon, "Ionospheric control of magnetotail reconnection," Science, vol.345 (6193), pp.184–187, 2014. doi:10.1126/science.1252907
- 31 R. L. Lysak, "Electrodynamic coupling of the magnetosphere and ionosphere," Space Sci. Rev., vol.52, pp.33–87, 1990.
- 32 A. Yoshikawa, H. Nakata, A. Nakamizo, T. Uozumi, M. Itonaga, S. Fujita, K. Yumoto, and T. Tanaka, "Alfvénic-coupling algorithm for global and dynamical magnetosphere-ionosphere coupled system," J. Geophys. Res., vol.115, A04211, 2010. doi:10.1029/2009JA014924



中溝 葵 (なかみぞ あおい)

電磁波研究所
電磁波伝搬研究センター
宇宙環境研究室
主任研究員
博士 (理学)
太陽地球系物理学



久保田康文 (くぼた やすぶみ)

オムロン
エキスパートリンク
エンジニア
博士 (理学)
太陽地球系物理学、計算機科学