

3-3 太陽風擾乱による電離圏対流の変動

3-3 Evolution of the Ionospheric Convection due to Changes in the Interplanetary Magnetic Field

橋本久美子

HASHIMOTO K. Kumiko

要旨

太陽風—磁気圏—電離圏結合系の大規模プラズマ対流において、電離圏ではジュール熱によるエネルギー損失過程が特徴である。磁気圏と電離圏が強く結合した系では、電離圏のプラズマ対流を駆動するには損失するエネルギーを磁気圏から電離圏に供給し続けなければならない。古くから研究されてきた地磁気変動も電離圏対流の別の現れととらえ、その中にエネルギー伝達過程を透視すれば、また新たな発見の世界が現れる。汎世界的に整備されてきた磁力計観測網やレーダー観測の充実により、従来の定常(平均)的な極域電離圏対流の描像から時間変動(発達)する汎世界的な電離圏対流へと、電離圏対流の特性に関する知見は近年大きく変化している。極域から赤道まで広がる電離圏対流へのエネルギー流入過程を解明することは、磁気嵐のような擾乱時の昼間側磁気圏境界から夜側内部磁気圏までのエネルギー流入過程の理解へつながる。

It has been clarified that the night-side ionospheric convection immediately develops due to changes in direction of the solar wind magnetic field. The observational facts are inconsistent with the traditional model of the plasma convection in the magnetosphere-ionosphere coupling system. In order to discuss a role of the ionosphere in the coupling system, we review the models of plasma convection development on the basis of the ground observations and the physical ionospheric model in the 3D global MHD simulation. It is concluded that the ionosphere would drive (not generate) the convection in the inner magnetosphere, basing on the recent result that plasma convection concurrently develops in the night side ionosphere and inner magnetosphere.

[キーワード]

プラズマ対流, 電離層対流, 対流電場, 磁気圏—電離圏結合

Plasma convection, Ionospheric convection, Convection electric field, Magnetosphere-ionosphere coupling system

1 序論

太陽風エネルギーが地球磁気圏境界面から内部に侵入した後のエネルギー変換過程と伝搬(分配)過程において磁気圏、電離圏のプラズマ対流が重要な役割を果たしている。地球惑星科学での主要なテーマである地磁気変動、サブストーム、磁気嵐などもプラズマ対流の変動に伴う現象であるとみなせる。歴史的に見るとプラズマ対流は、はじめ地上の磁場観測によってその存

在が知られるようになり、磁気圏対流は磁力線に沿って電離圏対流電場を磁気圏赤道面に投影することから始まった。衛星による磁気圏対流の統計的描像も電離圏対流や理論的に推定される磁気圏対流と基本的には矛盾しないことが示されているが、磁気圏対流の全体像を同時に見る手段がないため、低高度衛星による局所的な観測と電離圏の対流電場の磁気圏への投影によって磁気圏対流の基本的描像は得られてきた。

電磁流体(MHD)媒質である磁気圏と磁場に垂

直方向の伝導性が高い(大気密度が高い)電離圏では支配的な物理過程が大きく異なるが、これらの二つの領域は磁力線でつながっているため強く結合している。近年に汎世界的に展開された磁力計やレーダーによる観測網の充実によって、特に高時間分解能で空間的に広い範囲で同時に電離圏対流の変動が観測できるようになった。これにより太陽風擾乱に伴う電離圏対流電場の応答など、新しい特性が報告されている。従来の大規模な磁気圏プラズマ対流の駆動モデルは、主に極域電離圏における定常的な対流パターンの描像を基にされてきたため、太陽風擾乱に伴い変化する電離圏対流の特性を説明できないことが議論になっている。

本稿では、磁気圏-電離圏結合系における対流駆動メカニズムに要求される汎世界規模に広がる電離圏対流の特性とそれに基づく地磁気変動の新しい解釈を示す。最近の研究成果として、太陽風磁場の変動に伴い夜側内部磁気圏と電離圏のプラズマ対流が同時に発達する初めての観測を紹介する。

2 電流系-対流の対応

地上の磁場変動の観測記録は古く、地上の磁場が激しく変動する磁気嵐の存在やオーロラ現象との関連は18世紀半ばまでには知られ、19世紀中ごろには地磁気擾乱と太陽黒点相対数との相関も発見されていた。しかし、それらの因果関係は、第2回国際極年(1932-1933)、国際地球観測年(1957)による多点観測網の充実や太陽風の直接観測によって次第に明らかにされた。

地上で観測される磁場変動のすべてが高度約100 km付近の電離層電流の効果によって生じると仮定した場合に求められる電離層電流系を等価電流系と呼ぶ。磁気嵐時の限られた地点での磁力計観測から統計的な2次元等価電流系パターンが描かれ、Chapman(1935)は経度に依存せず緯度線に平行に流れるDst成分と日変化するSD成分の二つの等価電流系成分があることを示した。SD成分は、中心が高緯度の朝方と夕方側の明暗境界線付近に位置する二つの渦(2セル)が太陽-地球を結ぶ線に関して対称に並ぶ形状の電流系である。電流は極冠を横切って昼間側に向

かって流れ、昼間側で向きを変えて低緯度側を緯度に平行に夜側に向かって流れる。一般に磁気嵐時には磁気圏の赤道環電流の非対称成分が地上の中低緯度の磁場変動として観測されるため、中低緯度のSD電流には電離層電流の効果以外にこの効果も含まれている。そのため、極域に中心を持つ2セル電流パターンはオーロラ帯から高緯度にだけ分布する。

SD電流が等ポテンシャル線に沿って流れると仮定すると、極域電離圏の電場が推定できる。このポテンシャル場を磁力線に沿って磁気圏内に投影すると、磁気圏に朝→夕向きの電場が存在し、大規模なプラズマ対流が存在することを示唆している。

地上の地磁気観測網が充実するにつれ、各時刻における等価電流系が描けるようになり、サブストーム爆発相に伴うDP1電流系や大規模な磁気圏対流を表すDP2電流系などが明らかにされた。DP2電流系は2セル電流パターンになり、朝→夕向き対流電場は基本的に高緯度のSD電流パターンと同じである。しかし、後に述べるようにDP2電流系は極域から赤道まで広がる電離層電流系である点が大きく異なる。

1970年代に行われた衛星や気球による極域の電場の直接観測によっても同様の結果が示された(Heppner, 1972; Swift and Gurnett, 1973; Mozer and Lucht, 1974)。

3 太陽風磁場と電離圏対流の相関

Pioneer5号による太陽風磁場(IMF)の発見から、Dungey(1961)は昼間側(太陽側)の磁気圏境界面における地球磁場と太陽風磁場の磁気再結合によって磁気圏対流が駆動されるモデルを提案した。Dungeyモデルでは太陽風磁場につながった南北半球の磁気フラックスは極冠を通過して磁気圏尾部に運ばれる。この南北半球の極域につながる磁力線が磁気圏尾部の赤道面で出会い、再び磁気再結合を起こすことで閉じた磁力線は地球方向へ戻っていく。Dungeyはこのモデルにより極域のSD電流(2セル)パターンを説明した。このモデルは太陽風磁場と磁気圏磁場が結合する開いた磁気圏モデルであり、磁気圏境界面から太陽風電場や粒子の磁気圏への侵入を概念的

に容易に説明できるため、現在に至るまで有力な対流駆動モデルとして支持されている。

この後、Nishida (1968) は電離層の高緯度と昼間側の磁気赤道の DP2 電流が太陽風磁場と同期して変動することを発見した。この観測事実により太陽活動と磁気圏－電離圏の大規模対流の関係が太陽風磁場を介して結びつけられた。太陽風磁場と DP2 電流系の相関は太陽風のエネルギーが電離圏まで侵入していることを意味し、さらに極域から赤道まで伝搬していることを示している。現在では、太陽風磁場の南北成分 (B_z) と東西成分 (B_y) の大きさと符号の組合せによって、電離圏対流のパターンが変化することが地上の短波レーダーや衛星による電場観測によって明らかにされている (Heppner and Maynard, 1987; Weimer, 1995; Ruohoniemi and Baker, 1998 など)。

4 電離層電流と沿磁力線電流

地上の磁場変動から得られる等価電流系は、電離層電流と磁気圏電流による磁場の効果を含んでいる。磁力計網の充実により、磁場変動の緯度、磁気地方時 (MLT)、季節 (半球) 依存などにより、磁気圏電流と電離層電流の効果のある程度分離することができる。電離層電流はホール (Hall) 電流とペダーセン (Pedersen) 電流に分けられる。ペダーセン電流は高度約 130 km 付近を中心に電場方向に流れ、ホール電流は高度約 105 km 付近を中心に電場と磁場に垂直な方向に流れる。これらの電離層電流は電離層の電子やイオンと中性粒子の衝突周波数と磁気旋回周波数はそれぞれ高度に依存し、それらの相対的大きさの高度依存性が電子とイオンで異なるために生じる。ホール電流がペダーセン電流より大きくなる高度約 90～120 km の領域はダイナモ層と呼ばれる。

ホール電流は $E \times B$ ドリフトする電子と静止したイオンの組合せでつくられ、ホール電気伝導度が一樣な理想的な場合には完全に電離層で閉じた電流系となる。ダイナモ層より高高度のプラズマ対流はホール電離層電流と同じパターンになる。磁力計観測から得られた SD 又は DP2 電流系などの極域の大規模な 2セルパターンの電流

系は、主にホール電流の効果とみなすことができる (実際には夜側オーロラ帯ではサブストーム時にオーロラ粒子の降り込みが増加するため、電離層の電気伝導度は一樣ではない。このような領域では電気伝導度の不連続性により 2 次的に生じる電場の効果も含んでいる)。電場方向の電流成分がないため、ホール電流に伴う電磁エネルギーの損失はない ($E \cdot J = 0$)。

一方、ダイナモ層の上限付近では中性粒子とイオンの衝突により生じる不完全な $E \times B$ ドリフトによりイオンは電場方向にも動くため、電場方向の電流成分が生じる。この電場方向の電流をペダーセン電流と呼ぶ。電離層の電気伝導度が一樣であると仮定した場合、磁気圏から電離圏に磁力線に沿って流れ込む (又は流れ出す) 沿磁力線電流はすべてペダーセン電流と結合する。極域電離圏で磁力線が電離層に垂直であるときには、沿磁力線電流が地上につくる磁場は、ペダーセン電流のつくる磁場によって相殺される (Fukushima, 1976) ため、極域の地上の磁場ではペダーセン電流の効果は小さいとみなされる。ペダーセン電流はジュール熱によるエネルギー損失を伴うことが特徴であるが、これはイオンと中性大気の衝突による力学的なエネルギー損失であり、または電場と電流の向きが同じになる ($J \cdot E > 0$) 電気的なエネルギー損失でもある。

電離圏に印荷された同じ電場によってホール電流とペダーセン電流が同時に生じる。特にペダーセン電流のエネルギー損失と電流の連続性の点で、対流電場変動に伴う電離層電流の分布は重要である。Nishida (1968) や Kikuchi et al. (1996) は極域と昼間側磁気赤道で同期する約 1 時間周期の DP2 磁場変動を示した。磁気赤道の電離圏は極域とは異なり磁力線が電離層とほぼ平行になる。ホール電流は鉛直方向の電流になるため流れ続けることができず、電離圏内に鉛直方向の分極電場をつくる。この分極電場がもとのペダーセン電流を強めるため、磁気赤道の DP2 磁場変動が現れる。つまり、赤道における DP2 磁場変動の存在は、電離圏対流が常に極域から赤道まで分布するペダーセン電流によるエネルギー損失を伴っていることを示唆している。

このようなエネルギー損失を伴う電離圏対流を駆動するエネルギーは磁気圏から供給される。

磁気圏と電離圏をつなぐ沿磁力線電流は、極軌道衛星の磁場観測から発見された (Zmuda et al., 1970 ; Zmuda and Armstrong, 1974 など)。この沿磁力線電流は朝側に下向き (電離層に流れ込む向き)、夕方側に上向き (流れ出す向き) の領域1沿磁力線電流、その低緯度側に分布する逆に夕方側に下向き、朝側に上向きに流れる領域2沿磁力線電流とから構成される (Iijima and Potemra, 1976)。これらの沿磁力線電流によって電離層のペダーセン電流と磁気圏電流を結ぶ電流回路が形成される。

沿磁力線電流は電流の連続性を満たすだけでなく、磁気圏対流の (磁場に垂直な) 運動量を電離圏に伝える重要な役割を持つことが理論的に示されている (Southwood and Kivelson, 1991 ; Iijima, 2000 など)。磁気圏-電離圏結合系におけるプラズマ対流運動と沿磁力線電流は一つの物理過程における二つの物理的側面であり、分離することはできない。したがって、プラズマ対流の駆動メカニズムは結合系内の運動量の供給とその伝搬を、あるいは磁気圏-電離圏電流系という側面では電流の発電機構の形成と電流系の分布を議論することと等価である。

近年、太陽風、磁気圏、電離圏を含んだ3次元電磁流体 (MHD) シミュレーションモデルの発達によって、これらの三つの異なる領域の結合系における磁気圏-電離圏電流系が再現されるようになってきた。Tanaka (1995) は初めて電離層のペダーセン電流とつながる領域1沿磁力線電流のダイナモが、太陽風磁場が南向きのときには昼間側カスプの高緯度側に形成されることを示した。この計算結果により領域1沿磁力線電流のダイナモが磁気圏境界面電流の内側に形成されていることが初めて示され、磁気圏がその内部で対流電場の発電機構を持っていることを示した。その後の他の MHD シミュレーションモデルも同様の電流系を再現しており、磁気圏の大規模プラズマ対流の運動量を電離圏に伝えているのは主に昼間側の極域電離圏につながる領域1沿磁力線電流であることが示されている。

5 太陽風の変化に伴う対流の再構築プロセス

太陽風磁場の向きは数十分から数時間程度の周期で絶えず変動している。太陽風から流入する磁気圏-電離圏対流を駆動するエネルギーは太陽風磁場の向きと太陽風速度、密度に依存しているため、定常ではない太陽風環境の下で磁気圏-電離圏対流も絶えず変化している。地上の磁場観測は新しい観測手段ではないが、極域から磁気赤道まで2次元に観測点を広げ、高時間精度で観測する努力が続けられてきた結果、この数年、変動する電離圏対流が数秒から1分程の精度で議論されるようになった。また、南北半球の極域に15基設置された短波レーダー網により、電離層F層のプラズマ流が広範囲で同時に直接観測されるようになった。これらの極から赤道まで展開された磁力計網や極域短波レーダー網の整備が、従来の定常的な対流とは異なる電離圏対流の発達過程の研究を可能にした。

5.1 太陽風磁場変動に対する極域電離圏対流の応答

太陽風磁場が南向きになると昼間側磁気圏境界面における磁気再結合が効率よく起こるため、太陽風磁場が南向きのときに太陽風エネルギーの磁気圏内への流入効率が最も大きくなる。エネルギーの流入過程 (対流の発達過程) を明らかにするために、太陽風磁場が急激に南向きに変化したときの電離圏対流の応答が調べられてきた。

Dungey の対流モデル以来、磁気圏対流は昼間側磁気圏境界面から太陽風磁場と地球磁場の磁気再結合した磁気フラックスが太陽風によって磁気圏尾部に運ばれることが対流を発達させると考えられてきた。Cowley and Lockwood (1992) は電離圏対流の盛衰を昼間側磁気圏境界面における磁気再結合によって新しく太陽風につながった開いた磁気フラックスと、磁気圏尾部における磁気再結合による閉じた磁気フラックスのバランスで生じるという電離圏対流モデル (CLモデル) を提案した。磁気圏境界面上の磁気再結合が生じている領域を電離層へ投影した線をマーキングラインと呼び、電離圏ではマーキングラインを低緯度側から高緯度側へ横切って移動する磁気フラックスの増加によって、極冠の磁気フラックスの総量が増加する。CLモデル

ルでは太陽風から流入した磁場に垂直方向の運動量は磁気フラックスによって運ばれるため、磁気圏対流は磁力線に沿って電離圏に投影され、昼間側電離圏のマーキングラインの両端を中心とする渦状の対流が時間とともに夜側に広がる。そのため、南向きの太陽風磁場による新しい対流が磁気圏尾部まで伝搬するのに、数十分かかる。磁気圏-電離圏対流の変化は電流系の変化と等価である。電離層の2セル対流パターンが昼間側から夜側に移動しながら拡大することは電流のダイナモ領域の移動を意味する。従来は、極域の昼側で観測された磁場変動と朝側又は夕側の磁場変動の相互相関や局所的なレーダー観測から得られた対流の発達の間隔が、CLモデルで説明されてきた (Etemadi et al., 1988; Todd et al., 1988; Saunders et al., 1992 など)。

磁力計観測網やレーダー観測網の拡大とともに、新しい描像が得られるようになった。Ridley et al (1998) は磁力計網のデータを用いた研究により太陽風磁場の南向き変化に伴う2セル対流の発達過程で、極域電離層のポテンシャル場が磁気緯度80度の10 MLTと15 MLT付近を中心に昼間側でも夜側でも同時(時間精度1分)に増加することを示した。この2セル型のポテンシャル場の中心はほとんど移動しない。他方、Ruohoniemi and Greenwald (1998) は極域短波レーダー網の観測から、太陽風磁場が急激に南向きに変化した場合、F層プラズマの速度が昼側と夜側で同時(時間精度2分)に増加し始めることを示した。極域電離圏における対流の発達の昼夜同時性は、磁気圏では昼間側磁気圏境界から磁気圏尾部、さらに夜側内部磁気圏における同時性を意味する。この夜側電離圏の対流電場の発達開始が昼側電離圏と時間差がないという観測事実は、従来の電離圏対流の発達モデル(CLモデルでは夜側電離圏で~数十分)とは本質的に異なる。

磁気圏と電離圏が強く結合した系で、磁気圏対流の電場と運動量を電離圏に伝えるのは沿磁力線電流である。昼側と夜側の電離圏対流の発達開始は、磁場を横切る方向のエネルギーの伝搬が非常に早いことを示している。ここで注意すべきことは、Ridley et al. (1998) や Murr and Hughes (2001)、さらに Kikuchi et al. (1996) らは対流電場の発達の昼-夜、あるいは極-赤道同

時性を地上の磁場観測によるDP2電離層電流を用いて示したことである。つまり電離圏の昼から夜まで、そして極から赤道まで同時に広がるペダーセン電流を数時間にわたって継続して流し続けるためには、エネルギー損失分を電磁エネルギーをポインティングフラックスの形で供給し、さらにそのエネルギーを発生させる発電機構と結合しなければならない。最近の3次元MHDシミュレーションによる磁気圏-電離圏対流モデルは、太陽風磁場の変動の後数分以内に電離圏対流が新しい対流パターンに変化し、発達すること (Lopez et al., 1999) や、さらに内部磁気圏におけるプラズマ対流も同時に発達し始めることを示している (Slinker et al., 2001)。これらは最近の観測結果を支持するものである。

5.2 対流電場の伝搬モデル

Ridley et al. (1998) や Slinker et al. (2000) はこのような太陽風磁場変動に伴う夜側電離圏や内部磁気圏の対流電場の発達を磁気音波 (fastモード) の伝搬によって説明している。しかし、磁気音波の伝える電場は回転電場 (対流電場は発散電場) であること、磁気圏対流の運動量 (又はポインティングフラックス) を電離圏に伝えられないことなど重大な問題があり、磁気圏中を伝搬する磁気音波による対流駆動モデルは理論的な裏付けがなされていない。また、電離層中ではジュール熱によるエネルギー損失が大きく磁気音波は伝搬できないことは Strangeway and Reader (2001) によって理論的に示されている。

一方、Song et al. (2000)、Hashimoto et al. (2002) は磁気圏境界面から流入した太陽風のエネルギーが電離圏を経て内部磁気圏に流入しプラズマ対流を駆動する可能性を指摘した。Song et al. (1999) は3次元MHDシミュレーションにより太陽風磁場が真北向きのときに、太陽風との境界面と接することのない、つまり常に閉じた磁力線による対流セルが内部磁気圏に形成されることを示した。このセルのプラズマ対流は領域1沿磁力線電流と対応する。Song et al. (2000) はこのセルの対流の駆動を説明するために、NBZ沿磁力線電流によって極冠域の電離層に持ち込まれるポテンシャル場が電離圏の低緯度側へ広がることにより、低緯度側にペダーセン電

流とともにプラズマ対流の運動量が供給されるモデルを提案した。電離圏との結合が磁気圏対流の運動量の伝搬に重要な役割を担っている可能性を、違ったアプローチで示した。

Hashimoto et al. (2002) は地上の磁場観測網のデータ解析と粒子シミュレーションモデルを用いて計算された赤道環電流がつくる磁場変動から、太陽風磁場の北向き変動に伴い電離圏対流電場 (DP2 地磁気変動) が減少するときに、同時 (時間精度 1 分) に赤道環電流を生じるプラズマ圧分布が変化することを示した。赤道環電流軌道付近のプラズマ圧分布は磁気地方時によって非対称性はあるが、変動はすべての磁気地方時で電離圏対流電場の減少と同時に始まる。Hashimoto et al. (2002) は昼間側磁気圏から夜側電離圏 (高緯度から低緯度まで) や内部磁気圏に 1 分以内に伝搬する電場変動が、沿磁力線電流とペダーセン電離層電流の 3 次元電気回路中のポインティングフラックスを伴って伝わるモデルを提案した。

これらの変動するプラズマ対流において、電離圏との結合が重要であると指摘するモデルにも解決されるべき重要な問題が残されている。第一に高い伝導性の電離層ではジュール熱損失による減衰が非常に大きいため、ポインティングフラックスが水平方向に伝搬することは難しい (Strangeway and Raeder, 2001) ことである。Hashimoto et al. (2002) は電離層-地球伝送線モデル (Kikuchi and Araki, 1979) を仮定して、ポインティングフラックスは電離層と地球の間の空間を伝搬し、夜側電離圏へポテンシャル場が拡がり得るとした。しかし、昼間側の領域 1 沿磁力線電流によって電離層下に鉛直方向の電場が励起される必要がある点と、昼間側から夜側へ伝搬する間の減衰が定量的に示されていない点に問題が残されている (この問題に対するアプローチは 3-4 で試みられている)。

第 2 に夜側電離圏から磁気圏方向へ伝わるポインティングフラックスの観測がかつてないことである。対流電場の発達 (変動) の観測事実は昼間側磁気圏から供給されたポインティングフラックスは電離圏ですべて損失するのではなく、一部夜側又は内部磁気圏へ伝わっていることを示唆しているが、衛星の電場、磁場観測による

ポインティングフラックスはほとんどが磁気圏から電離圏への伝搬である。今後、磁気圏尾部のプラズマ対流発達を促進するために必要なエネルギーの定量的な見積りが必要である。

5.3 3次元MHDシミュレーションモデルにおける電離層モデル

3次元MHDシミュレーションモデルでは、磁気圏と電離圏が結合した効果を調べるために早くから、磁気圏の内部境界より低高度に物理的な電離圏モデルが用いられてきた。Fedder and Lyon (1987) のモデル以降、太陽風-磁気圏-電離圏結合系の3次元MHDシミュレーションモデルの多くは下記の2式を磁気圏内部の境界条件として用いている (Fedder et al., 1995; Song et al., 1999; Raeder et al., 2000; Tanaka, 2000 など)。

$$J_{\parallel} = \nabla_{\perp} \cdot (\Sigma \cdot \nabla \Phi) \quad (1)$$

$$v = B \times \nabla \Phi / B^2 \quad (2)$$

J_{\parallel} : 沿磁力線電流

Σ : 電気伝導度テンソル

Φ : 電気ポテンシャル

B : 磁束密度

v : プラズマのドリフト速度

(1) 式は沿磁力線電流とペダーセン電流の電流量保存の関係であり、沿磁力線電流と電離層の電気伝導度モデルから電離層のポテンシャル電場が決まる。このポテンシャル電場から (2) 式によって電離圏のプラズマ流速が計算され、プラズマ流速は磁力線に沿って磁気圏内側境界に投影される。(1) 式は、極域電離圏に沿磁力線電流とともに入ってきたポインティングフラックスが磁場を横切って (水平方向に) 中低緯度へ伝搬することと等価である。一方、(2) 式は中低緯度又は極域夜側の電離圏から対流電場が磁力線に沿って内部磁気圏に伝わることと等価である。電離圏内を磁場に垂直方向に対流を伝えるためのメカニズムはまだ議論が続いているが、近年観測とMHDシミュレーションによって明らかにされてきた夜側磁気圏-電離圏対流の速い発達 (変動) 過程は、電離圏から内部磁気圏に対流電場が伝わることを示唆している。

5.4 電離圏対流発達と内部磁気圏対流の関係 (1998年3月26日イベント)

Dungeyの対流モデルの描像では昼間側磁気圏境界面から流入した対流を駆動するエネルギーは昼間側から夜側磁気圏、内部磁気圏へと伝搬すると考えられる。そのため、電離圏プラズマ対流の速い発達、磁力線で結合する内部磁気圏の対流と一致するかどうか問題となる。本節では、磁力計と短波レーダー観測網による電離圏対流の発達過程と、静止軌道衛星によって観測された電離圏対流の発達による磁力線の形状の変化の関係を示す。この研究結果は磁気圏と電離圏と結合した系では、電離圏が内部磁気圏における対流の発達を促進する可能性を示唆するものである。

図1は1998年3月26日にWIND衛星によって観測された太陽風の速度、イオン密度、磁場である。WIND衛星は0950 UTごろに(231,-21,-14) (単位：地球半径)の位置で、IMF Bz(南北)成分が正(北)から負(南)の値に変化するのを観測した。このIMFの変動に伴うDP2磁場変動は極冠から昼間側の中緯度まで同期した磁場変動によって同定できる。図2は極冠の二つの観測点と13

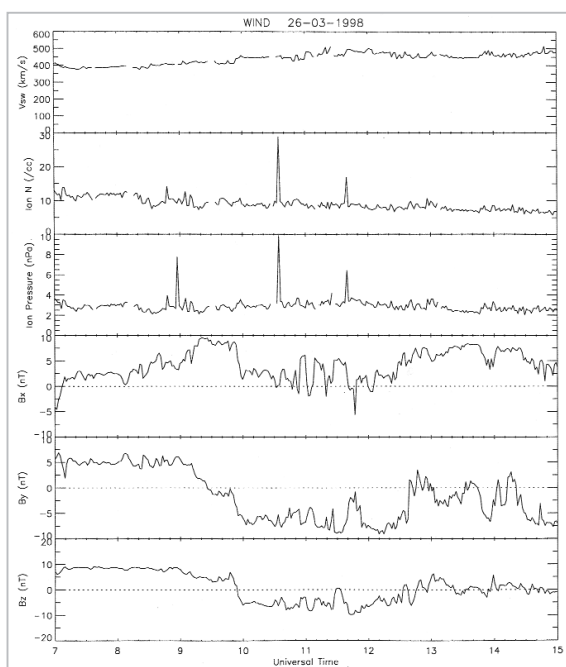


図1 WIND衛星によって観測された1998年3月26日の太陽風速度、イオン密度、磁場変動。

WIND衛星は10UTごろ、(231, -21, -14) (単位Re, GSM座標系)に位置していた。

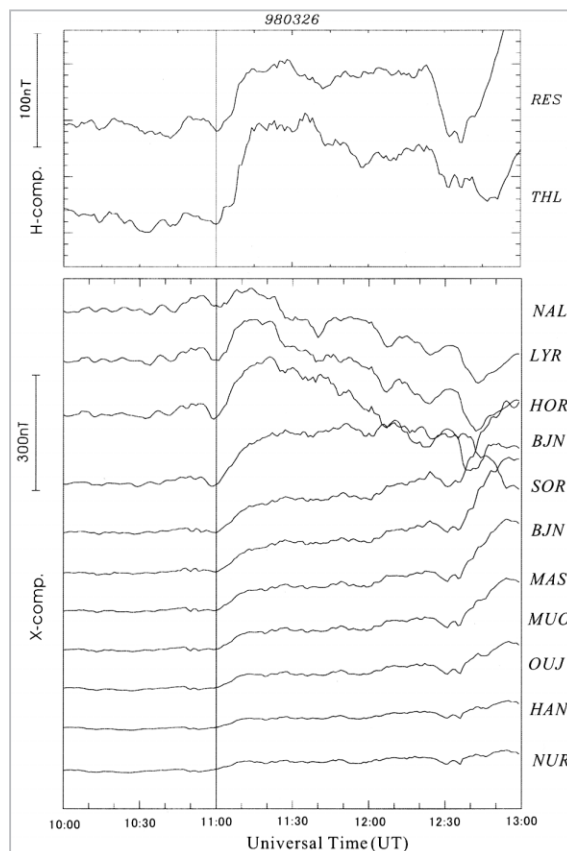


図2 (上図)極冠内のResolute Bay (11UTに0330MLT)、Thule(11UTに0810MLT)における磁場H成分と(下図)IMAGE磁力計網(11UTに1310MLT)での高緯度から中緯度までの磁場H成分。縦実線は対流電場の増加開始を表す。

MLT(昼間側)の高緯度から中緯度(磁気緯度75~56度)に並ぶ磁力計網で観測された磁場のH(南北)成分である。1100 UTにすべての観測点で同時に磁場のH成分が増加を始めた。これは電離圏において対流電場が増加し始めたことを意味する。

一方、サブストームの成長相が始まるのが夜側の静止軌道衛星GOES9(磁気緯度4.91°、磁気経度296.02°)によって観測された。図3に磁場3成分(He:地球方向、Hp:自転軸に平行北向き、Hn: He、Hpに垂直)の時間変動を示す。GOES9は1100 UTに0020 MLT付近に位置していて、1106 UT(縦実線)に磁場のHe成分が増加し、Hp成分が減少し始めた。この磁場変化は磁気圏尾部が引き伸ばされて薄い形状になるというサブストームの成長相に見られる特徴(プラズマシートシンニング)ある。磁力線の形状が双極子磁場からずれて引き伸ばされる変化は西向きの電場

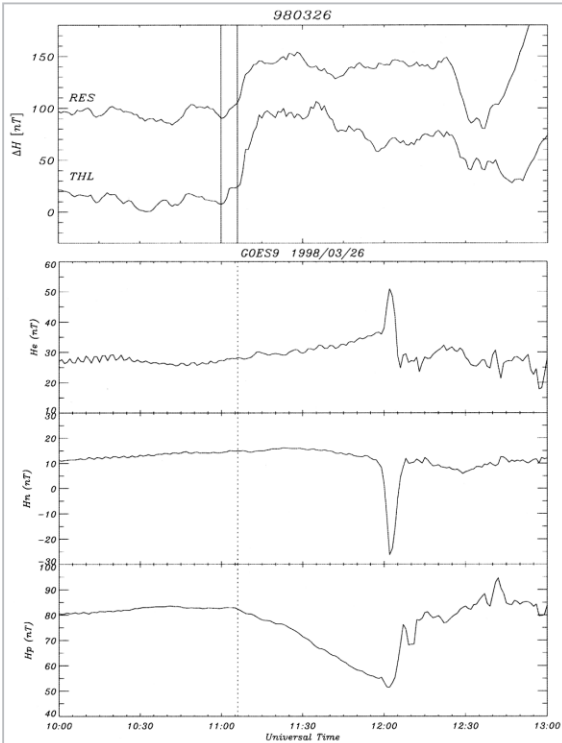


図3 (上図)図2 上図と同じ。(下図)静止軌道衛星GOES9(磁気緯度4.91°, 磁気経度296.02°)による磁場3成分。

縦実線は対流電場の増加開始、縦点線はGOES9の位置における磁場変動の開始を表す。

の増加を意味する。静止衛星軌道(高度約3万6千km)の内部磁気圏の赤道面付近で、朝から夕方を向く方向(西向き)の電場が増加したことを

意味し、そのため地球方向へのExBドリフトによるプラズマ対流が増大する。この静止軌道衛星による磁場観測は、夜側内部磁気圏の対流電場の増加が地上の磁力計観測による電離圏対流電場の発達開始から遅くとも6分後には始まったことを示している。これは夜側内部磁気圏における電場発達開始が早いことを示す初めての結果である。さらに電離圏対流電場の発達開始からの6分の時間差を理解するために、極域短波レーダーによる電離圏プラズマの対流パターンの変化を見るのが有効である。

この夜側内部磁気圏の対流が変化し始めた時刻前後の電離圏プラズマ対流を図4に示す。フィンランド、アイスランド、カナダ、アラスカのオーロラ帯付近に設置された6基の短波レーダーによって観測された極域電離圏(F層)の2次元のプラズマ速度ベクトルを極座標にプロットしたものである。中心が磁北極、最外円は磁気緯度65度を表す。上が12 MLT、下が00 MLTを表す。極域電離圏対流を北極上空から見おろした図になっている。図4(a)(b)はそれぞれ1056-1058 UT、1108-1110 UTのプラズマ対流である。

図4(a)では10 MLTと17 MLTの磁気緯度83度付近に中心を持つ二つの渦状プラズマ流が見られる。プラズマ流の向きは午前側の渦は時計回りと午後側の渦は反時計回りになり、12 MLT

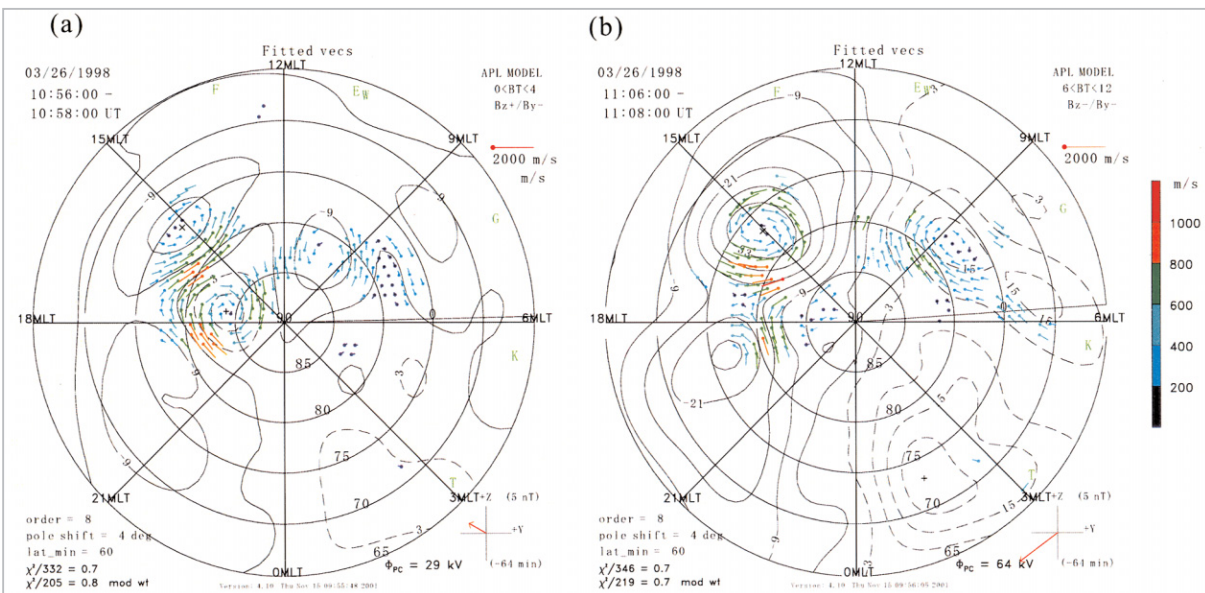


図4 6基の極域短波レーダーによって観測された電離圏F層プラズマ流の2次元ベクトル図。

コンターはJHU/APLポテンシャルマップモデルを用いて描かれた等ポテンシャル線を表す。中心が北磁極、円は5度間隔で緯度を表す。

の子午線付近では極から低緯度方向（太陽方向）である。この二つの渦は南向きのIMFの場合の2セルプラズマ対流とは逆向きであり、逆向き2セルと呼ばれ、IMF Bzが真北（正）向きに近いときのプラズマ対流パターンの特徴として知られている。午後側の逆向きセルの低緯度側には磁気緯度75度付近に中心にした通常の2セル対流の午後側セルの一部が見られるが、プラズマ流速は逆向きセルより小さい。逆向き2セルの午前側の渦は上向きの、午後側の渦には下向きの沿磁力線電流に対応し、これらの沿磁力線電流はNBZ電流と呼ばれている。3次元MHDシミュレーションモデルによる計算結果では、昼間側のNBZ電流は昼間側カスプの低緯度側に形成される空間的に小さいダイナモ領域につながる電流系となる（Tanaka, 1995）。

図4(b)はGOES 9衛星の位置で夜側内部磁気圏の対流電場が増加し（磁力線が引き伸ばされ）始めた直後のプラズマ対流である。極冠域の逆向き2セルが消え、明らかに通常の2セル対流（DP2電流と逆向き）が発達したのが分かる。これは領域1沿磁力線電流が発達したためである。北向きの逆向き2セル対流から、通常の2セル対流パターンへの変化は電流系の入れ替わり（ダイナモ領域の変化）を意味している。つまり、主にIMF Bzの向きが変化すると、磁気圏境界面での磁気圏磁場との再結合を起こす位置が大きく変わるため、ダイナモの形成される領域や発電能力が大きく変化する。

この二つの対流パターンの入れ替わりを調べるために、図5右上の4本の実線に沿ったプラズマ流を丸で囲まれたアルファベットの位置の短波レーダーで観測した視線速度の時間変化を図5(a)～(d)に示す（F:フィンランド、E:アイスランド東、W:アイスランド西、G:グースベイ、カナダ）。横軸は時刻（UT）、縦軸は図5右上の実直線に沿ったレーダーからの距離（図5aは磁気緯度）を表し、F層プラズマの視線速度を色で表している。正負の速度はそれぞれレーダーに向かう向き、遠ざかる向きである。1100 UTごろフィンランドの短波レーダーは13 MLT付近に位置していたため、図5(a)の磁気緯度84度以上の高緯度側の青色のプラズマ流は子午線付近の極から低緯度方向（太陽方向）のプラズマ流を表し、逆2セルの

プラズマ流である。

1100 UTに電離層の対流電場が増加し始めると同時に、磁気緯度84度より高緯度側の太陽方向（青色）のプラズマ流速が減少し始めるのが分かる。極冠域のプラズマ対流は1106 UTまでに完全に反太陽方向（黄緑色）に変わった。一方、図5(b)、(c)、(d)に示した低緯度側のプラズマ流の視線速度（エコー強度）が1106 UTにどのMLTでもほぼ同時に増加し始めた。図4(b)に示したように、これらのエコー強度は昼間側に中心を持つ2セル対流の朝側セルと夕方側セル上のプラズマ流の速度変化を示している。この変化が昼間側のプラズマ対流の静止衛星で観測された夜側内部磁気圏における対流の増加と同時で

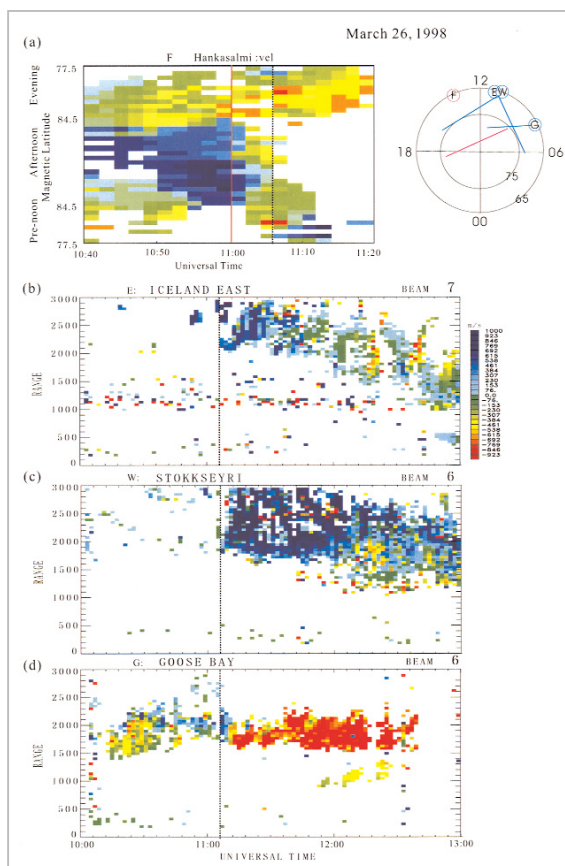


図5 (右上図)青丸はフィンランド、アイスランド西、アイスランド東、グースベイ(カナダ)の4基のレーダーの位置を示す。

(a)フィンランドレーダーで観測された右上図中のピンク実直線上のプラズマ流の視線速度。縦軸は緯度、横軸は世界時を表す。(b)～(d)右上図中の3本の青実線に沿ったプラズマ流の視線速度。縦軸はレーダーからの距離(レンジ)。色はF層プラズマの視線速度を表す。

あった。

図6は夕方側の中低緯度における地上の磁場のH成分で、1113 UTに同時に減少している。磁気圏赤道面の地球から5~6Reに西向き(非対称な)赤道環電流が発達し始めたことを示す。赤道環電流は夜側磁気圏における地球方向のプラズマ対流が発達して内部磁気圏のプラズマ圧が増加した結果であるため、静止軌道における西向き電場が増加したことを示している(Hashimoto et al., 2002)。

以上の解析結果をまとめると、以下のような対流発達過程のシナリオが描ける。

IMF Bzが南向きに変化したことによって、領域1沿磁力線電流のダイナモが磁気圏境界層領域に形成され始め、その沿磁力線電流のポテンシャル電場が電離層に侵入し始めたのが1100 UT

であった。北向きIMFの時のNBZ電流系がまだ共存していたため、領域1沿磁力線電流のポテンシャル電場は短波レーダーのエコーに現れるだけの強度に達していなかったと考えられる。NBZ電流が弱まり完全に消えるまで約6分(1106 UT)かかった。それと同時(1106 UT)に領域1沿磁力線電流系のポテンシャル電場が急激に強められ、夜側内部磁気圏で同時に西向き電場が強まりプラズマ対流が強まった。この結果、静止衛星軌道付近のプラズマシートシンニングが生じ、赤道環電流による磁場の南北成分の減少が地上で発生した。

6 おわりに

磁気圏-電離圏結合系におけるプラズマ対流の駆動メカニズムは、エネルギー損失過程を伴う電離圏対流の特性を説明できなければならない。平均的な極域電離圏対流の特性では得られなかった時間変動し、中低緯度まで広がる電離圏対流の特性を説明するものでなければならない。近年明らかになってきたように、電離圏対流は磁気圏対流の単なる投影としての電離圏対流と本質的に異なっており、プラズマ対流の駆動メカニズムの再検討は必然である。今後磁気圏-電離圏結合系の対流駆動メカニズムを明らかにするためには、エネルギー流入過程を理解する必要がある。電離圏対流の特性を明らかにすることはますます重要になると思われる。

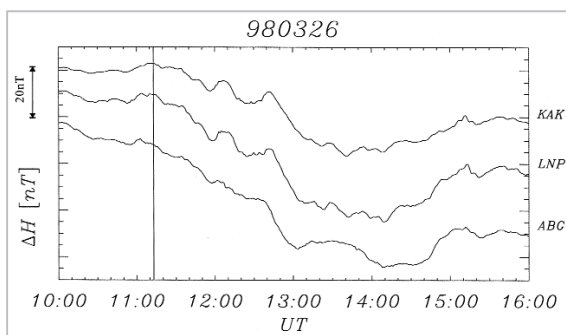


図6 午後から夜側に位置していた低緯度の3観測点(Kakioka, Lunping, Alibag)における磁場H成分。縦実線は赤道環電流の発達開始を表す。

参考文献

- 1 Chapman, S., "The electric current system of magnetic storms", J. Geophys. Res., 40, 349-365, 1935.
- 2 Cowley, S. W. H. and M. Lockwood, "Excitation and decay of solar wind-driven flows in the magnetosphere system", Ann. Geophysicae, 10, 103-115, 1992.
- 3 Dungey, J.W., "Interplanetary magnetic field and the auroral zones", Phys. Rev. Lett., 6, 47, 1961.
- 4 Etemadi, A., S. W. H. Cowley, M. Lockwood, B. J. I. Bromage, D. M. Willis, and H. Luhr, "The dependence of high-latitude dayside ionospheric flows on the north-south component of the IMF, a high time resolution correlation analysis using EISCAT "POLAR" and AMPTE UKS and IRM data", Planet. Space Sci., 36, 471, 1988.
- 5 Fedder, J. A. and J. G. Lyon, "The solar wind-magnetosphere-ionosphere current-voltage relationship", Geophys. Res. Lett., 14, 880-883, 1987.
- 6 Fukushima, N., "Generalized theorem for no ground magnetic effect of vertical currents connected with Pedersen currents in the uniform-conductivity ionosphere", Rep. Ionos. Space Res. Jap., 30, 35, 1976.

- 7 Fedder, J. A. and J. G. Lyon, "The earth's magnetosphere is 165 Re long: self-consistent currents, convection, magnetospheric structure, and processes for northward interplanetary magnetic field", J. Geophys. Res., 100, 3623-3635, 1995.
- 8 Hashimoto, K. K., T. Kikuchi, and Y. Ebihara, "Response of the magnetospheric convection to sudden IMF changes as deduced from the evolution of partial ring currents", J. Geophys. Res., J. Geophys. Res., 107(A11), 1337, doi: 10. 1029/2001ja009228, 2002.
- 9 Heppner, J. P., "Polar cap electric field distributions related to the inter planetary magnetic field direction", J. Geophys. Res., 77, 4877-4887, 1972.
- 10 Heppner, J. P., and N. C. Maynard, "Empirical high-latitude electric field models", J. Geophys. Res., 92, 4467, 1987.
- 11 Iijima, T. and T. A. Potmra, "Large-scale characteristics of field-aligned currents associated with substorms", J. Geophys. Res., 83, 5971-5979, 1976.
- 12 Iijima, T., "Field-aligned currents in geospace: Substance and significance, Magnetospheric Current Systems", AGU Monograph 118, 107-129, 2000.
- 13 Kikuchi, T. and T. Araki, "Horizontal transmission of the polar electric field to the equator", J. Atmos. Terr. Phys., 41, 927-936.
- 14 Kikuchi, T., H. Lühr, T. Kitamura, O. Saka, and K. Schlegel, "Direct penetration of the polar electric field to the equator during a DP2 event as detected by the auroral and equatorial magnetometer chains and the EISCAT radar", J. Geophys. Res., 101, 17161-17173, 1996.
- 15 Lopez, R. E., M. Wiltberger, J. G. Lyon, C. C. Goodrich, and K. Papadopoulos, "MHD simulations of the response of high-latitude potential patterns and polar cap boundaries to sudden southward turnings of the interplanetary magnetic field", Geophys. Res. Lett., 26, 967-970, 1999.
- 16 Mozer, F. S. and P. Lucht, "The average auroral zone electric field", J. Geophys. Res., 79, 1001-1006, 1974.
- 17 Murr, D. L. and W. J. Hughes, "Reconfiguration timescales of ionospheric convection", Geophys. Res. Lett., 28, 2145-2148, 2001.
- 18 Nishida, A., "Coherence of geomagnetic DP2 magnetic fluctuations with interplanetary magnetic variations", J. Geophys. Res., 73, 5549-5559, 1968.
- 19 Raeder, J., O. Vaisberg, V. Smirnov and L. Avakov, "Reconnection driven lobe convection: Interball tail probe observations and global simulations", J. Atmos. Terr. Phys., 62, 833-849, 2000.
- 20 Ridley A. J., G. Lu, C.R. Clauer, and V. O. Papitashvili, "A statistical study of the ionospheric convection response to changing interplanetary magnetic field conditions using the assimilative mapping of ionospheric electrodynamics technique", J. Geophys. Res., 103, 4023-4039, 1998.
- 21 Ruohoniemi, J. M. and K. B. Baker, "Large-scale imaging of high-latitude convection with Super Dual Auroral Radar Network HF radar observations", J. Geophys. Res., 103, 20797-20811, 1998.
- 22 Ruohoniemi, J. M. and R. A. Greenwald, "The response of high latitude convection to a sudden southward IMF turning", Geophys. Res. Lett., 25, 2913-2916, 1998.
- 23 Saunders, M. A., M. P. Freeman, D. J. Southwood, S. W. H. Cowley, M. Lockwood, J. C. Samson, C. J. Farrugia, and T. J. Hughes, J. Geophys. Res., 97, 19373-19380, 1992.
- 24 Slinker, S. P., J.A. Fedder, J. M. Ruohoniemi, and J. G. Lyon, "Global MHD simulation of the magnetosphere for November 24, 1996", J. Geophys. Res., 106, 361-380, 2001.
- 25 Song, P., D. L. DeZeeuw, T. I. Gombosi, C. P. T. Groth, and K. G. Powell, "A numerical study of solar wind – magnetosphere interaction for northward interplanetary magnetic field", J. Geophys. Res., 104, 28361-28378, 1999.

- 26 Song, P., T. I. Gombosi, D. L. DeZeeuw, K. G. Powell, and C. P. T. Groth, "A model of solar wind-magnetosphere-ionosphere coupling for due northward IMF", Planet. Space Sci., 48, 29-39, 2000.
- 27 Southwood D. J. and M. G. Kivelson, "An approximate description of field-aligned currents in an planetary magnetic field", J. Geophys. Res., 96, 67-75, 1991.
- 28 Strangeway, R. J. and J. Raeder, "On the transition from collisionless to collisional magnetohydrodynamics", J. Geophys. Res., 106, 1955-1960, 2001.
- 29 Swift, D. W. and Gurnett, D. A., "Direct comparison between satellite electric field measurements and visual auroras", J. Geophys. Res., 78, 7306-7313., 1973.
- 30 Tanaka, T., "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., 100, 12057-12074, 1995.
- 31 Tanaka, T., "The state transition model of the substorm onset", J. Geophys. Res., 105, 21081-21096, 2000.
- 32 Todd, H. and S. W. H. Cowley, M. Lockwood, D. M. Wills, and H. Luhr, "Response time of the high-latitude dayside ionosphere to sudden changes in the north-south component of the IMF", Planet. Space Sci., Vol. 36, 1415-1428, 1988.
- 33 Weimer, D. R., "Models of high-latitude electric potentials derived with a least error fit of spherical harmonic coefficients", J. Geophys. Res., 100, 19595, 1995.
- 34 Zmuda, A. J., J. C. Armstrong, and Heuring, F. T., "Characteristics of transverse magnetic disturbances observed at 1100 km in the auroral oval", J. Geophys. Res., 75, 4757-4762, 1970.
- 35 Zmuda, A. J., J. C. Armstrong, "The diurnal flow pattern of field-aligned currents", J. Geophys. Res., 79, 4611-4619, 1974.



橋本久美子

電磁波計測部門宇宙天気システムグループ専攻研究員 博士（理学）
磁気圏電離圏物理学