# 極域プラズマ対流 - 基本的な構造と未解明問題の整理 -

[講演: 細川 敬祐 (電気通信大学)]

電気通信大学 細川 敬祐



## 1 はじめに

70 年代以降、様々な低高度衛星や地上からの レーダー観測(干渉性散乱レーダー,非干渉性散 乱レーダー)によって、電離圏プラズマのドリフ ト速度の直接的観測が行われるようになった. そ の結果、極域電離圏に、中・低緯度域よりも遙かに 速いプラズマの流れ(対流)が存在していること は今や周知の事実となっている。また、90年代以 降より広域化・精密化した観測によって、極域電 離圏のプラズマ対流は、"激しい時間変化"や"複 雑な空間分布"をその特性として持っていること が明らかになりつつある. 本稿では、まず極域電 離圏プラズマ対流の基本的構造・変動原理をまと める. 次いで、動的でかつ複雑な極域電離圏プラ ズマ対流が、MTI 領域の諸現象にどのように影響 を及ぼしているのか? また MTI 領域の現象・構 造がプラズマ対流にどのような影響を及ぼしてい るのか?という視点に立って、過去の観測・シミュ レーションによる研究結果を紹介する. 最後に, 本稿で紹介した過去の研究成果を踏まえて、これ から取り組むべき未解明問題を整理する. 本稿で は、極冠域・サブオーロラ帯(中緯度との重複領 域)の現象を中心に取り扱うこととする. オーロ ラ・サブストームに関しては、H20 年度の基調講 演 1 を参照されたい.

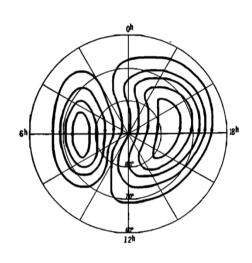


図 1: 地上磁場観測から導かれた  $S_q^p$  電流系 [Nishida, 1966]. 下が昼間であることに注意する.

# 2 基礎的事項

## 2.1 対流の発見

極域電離圏プラズマ対流は、第 2 回国際極年 (International Polar Year: IPY, 1932-1933 年)の期間中に実施された多点地上磁場観測によって得られたデータからその存在が初めて指摘された[Chapman, 1935]. 地上で観測される磁場の変動成分の全てが電離圏 E 領域を流れる電流に起因していると仮定した場合に求められる電離圏電流のパターンを等価電流系と呼ぶ. Chapman [1935]は、磁気嵐中の等価電流系を統計的に解析し、磁気擾乱時に SD 電流系と呼ばれる電流のパターン

平成 20 年度 MTI 研究会 サイエンスセッション

<sup>©</sup> Mesosphere Thermosphere Ionosphere (MTI) Research Group, Japan

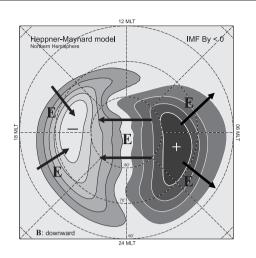


図 2: 低高度衛星によるイオンドリフト観測から導出された極域電離圏ポテンシャルのモデル [Heppner and Maynard, 1978]. 示されている静電ポテンシャルと等価な電場が矢印で示されている. 上が昼間であることに注意する.

が存在していることを示した. この SD 電流系は, 朝側と夕方側の 2 つの渦 (対流セル)によって構 成され, 電流では, 極冠域を昼間側へ向かって流 れ, 低緯度側では, 夜側へ向かって流れている.

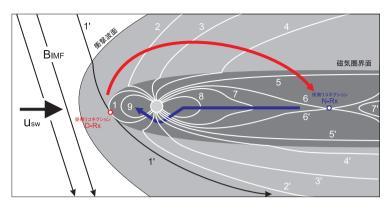
この SD 電流系は、国際地球観測年 (International Geophysical Year: IGY, 1957-1958 年)の 期間中に実施された氾地球な地上磁場観測のデー タをもとに等価電流系を描くことによってさらに 詳しくその空間分布が調べられた. Nagata and Kokubun [1962] は、高緯度の磁場観測データを 元に、SD 電流系から高緯度に存在する 2 つの対 流セルの成分を抽出し,  $S_q^p$  電流系と名付けた. こ の  $S_q^p$  電流系は、図 1 [Nishida, 1966] に示されて いるように、SD 電流系と同じく、極域に出現する 2 つの対流セルから構成される. 地上磁場から求 めた等価電流は、電離圏 E 領域を流れるホール 電流による寄与であると考えられるが、ホール電 流の流れる方向は、F 領域に存在するプラズマ対 流とは逆向きになるため、図1に示されているパ ターンとは方向が逆のプラズマ対流が F 領域に は存在していると考えられていた.

#### 2.2 極域電離圏対流の基本形

電離圏対流を作り出すプロセスを述べる前に、 実際にどのようなパターンのプラズマ対流が極域 電離圏に存在しているかを示す. 図2は、Heppner and Maynard [1978] によって作られた電離圏プ ラズマ対流のモデルである.このモデルは、低高 度衛星によるプラズマドリフトの観測に基づいて いる. 図 2 を見ると、前のセクションで述べた  $S_a^p$ 電流系と同じように、2 つのセルから構成される 対流パターンを見て取ることができる. この図は 上が昼間側、下が夜側に対応するが、極の部分で 反太陽方向のプラズマ流が卓越し, この反太陽方 向の流れは、真夜中に達すると向きを変え、朝夕 の低緯度側で昼間側へ戻るような対流へと繋がっ ていく、モデルを構築する際に用いた衛星による 観測は、イオンのドリフト速度のデータであるが、 その観測高度(F 領域もしくはそれよりも高い高 度)においては、衝突が充分に小さいため、イオ ンも電子も E×B ドリフトをしていると考えて 良い. つまり, 図 2 に示されているプラズマ対流 は、電離圏 F 領域プラズマのバルクな運動を示 している. この図では、北半球を考えているので、 磁場は紙面に垂直下向きである. 2 セル対流を構 成するプラズマ速度と等価な電場の方向を考える と、以下の  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  の式から

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}$$

極冠域で夕方向き、夕方側では高緯度向き、朝側では低緯度向きとなることが分かる(図 2 中のベクトル). この電場を作り出す静電ポテンシャル( $\mathbf{E} = -\nabla \Phi$ )は、朝側セルの中央で山(+)、夕側セルの中央で谷(-)になるようなものである(図 2 中のコンターで示されているもの). 図 2 に示されたプラズマの対流は、図 1 に示された  $S_q^p$  電流系とはその流れの方向が逆になる. 繰り返しになるが、 $S_p^q$  電流系は E 領域を流れるホール電流に起因する. ホール電流は、衝突係数が大きい E 領域高度において、衝突を免れて  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  方向にドリフトする電子と衝突のためほとんど静止しているイオンの相対速度によって生じる電流



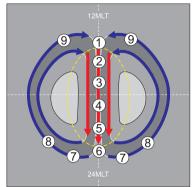


図 3: Dungey サイクルの模式図. 左図は磁気圏を夕方側から見たもの. 右図は, 北半球の極域電離圏を宇宙からみたもの. 詳細はテキストを参照のこと.

であるため、 $-\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  方向に流れる. よって、図 1 に示されている  $S_q^p$  電流系は、図 2 に示されている F 領域のプラズマのバルク速度と流れの方向が逆になるのである.

## 2.3 対流の駆動プロセス

電離圏とその上に存在する磁気圏は、磁力線を介して電磁気的に結合しており、磁気圏プラズマの対流運動は電離圏を巻き込んで進行する. つまり、極域の電離圏対流は、磁気圏対流によって駆動されているのである. この磁気圏と電離圏が結合した系におけるプラズマ対流の概念は、Dungey [1961] によって初めて導入された. 惑星間空間磁場(Interplanetary Magnetic Field: IMF)が南向きの時には、昼間側磁気圏界面と磁気圏尾部赤道面において磁気再結合過程(磁気リコネクション)が起こり、それによって解放された電磁エネルギーが、磁気圏・電離圏の大規模プラズマ対流を駆動すると考えるいわゆる古典的な Dungey サイクルの概念である.

図 3 に Dungey サイクルを模式的に描いたものを示す。左側の図では磁気圏を夕方側から、右側の図では北半球の極域電離圏を宇宙から見た様子が描かれている。上でも述べたように、このDungey サイクルの概念は、IMF が南向きの状況のみを考えている点に注意する。磁気圏における

Dungey サイクルの始まりは、昼間側磁気圏界面 で起こる磁気リコネクション (D-Rx: 昼側リコネ クション)である.このリコネクションが起こる 場所は、図3左図中に赤い丸で示されている。こ のリコネクションは、磁気圏の閉じた磁力線(磁 力線 1) と南向き IMF の磁力線 (磁力線 1') が 反平行になることによって生じ、その結果として、 片側の足元を極域の電離圏に持ち、もう一方の端 が太陽風に対して開かれている磁力線が 2 つ作 られる(磁力線2と2'). これらの磁力線は、磁 場凍結の原理に従って、太陽風とともに反太陽方 向へ輸送され(磁力線  $2 \rightarrow 3 \rightarrow 4$ , および、磁力 線  $2' \rightarrow 3' \rightarrow 4'$ ), 最終的には磁気圏尾部のロー ブ領域へと達する(磁力線 5 と 5'). この磁力 線の動きは、図3左図中に赤い矢印で示されてい る. この動きを、磁力線を介して磁気圏と結合し ている電離圏で見ると、図3右図の中央に赤い矢 印で示されているような、極冠域で反太陽方向に 向かう電離圏対流に対応する. なお, この図 3 右 図中の番号は、磁気圏側で磁力線に付与されてい る番号とおおまかに対応している.

反太陽方向の対流によって、磁気圏尾部ローブ 領域へ輸送された磁力線(磁力線 5 と 5')は、最 終的に、磁気圏尾部の赤道面(プラズマシート) へとたどり着く(磁力線 6 と 6'). この磁力線 6 と 6'に着目すると、互いに反平行になっている ことが分かる。今度は、この両半球の電離圏に足

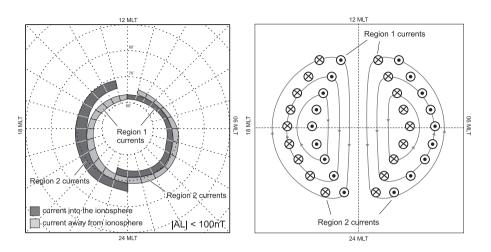


図 4: (左) Iijima and Potemura [1976] によって導出された FAC の空間分布. (右)電離圏対流と FAC の空間的位置関係を模式的に示したもの.

元をもつ 2 本の磁力線が磁気リコネクションを 起こす (N-Rx: 夜側リコネクション). このリコ ネクションが起こる場所は、図中左図中に青い丸 で示されている. このリコネクションは、2 つの 開いた磁力線(磁力線6と6))から閉じた磁力 線(7)と両端とも地球に足元を持たない磁力線 (7')を作り出す. 7'の磁力線は太陽風によって反 太陽方向へと流されるが、7の閉じた磁力線は、磁 気リコネクションによって解放された磁気張力に よって地球方向へ動く(磁力線  $7 \rightarrow 8$ ). この閉 じた磁力線は、ある程度地球向きに輸送された後、 磁気圏の夕方側および朝側を経由して昼間側へと 戻っていく(磁力線 9). この磁力線の動きは、 図3左図中の青い矢印で示されている.この夜 側リコネクションによって駆動される太陽方向の 磁気圏対流を電離圏レベルで見ると、図3右図中 に青い矢印で示されているような、夕方側と朝側 を経由して昼間側へと戻る太陽方向の電離圏対流 に対応する. 図 3 右図において、黄色い点線で示 されているのは開いた磁力線と閉じた磁力線の境 界 (Open closed field-line boundary: OCFLB) である. OCFLB を対流が通過する際には必ずり コネクションによる磁力線の変換が行われること になる. 以上で述べたように、Dungey サイクル のベースとなるコンセプトは、磁気圏のプラズマ

運動が、等電位である磁力線を介して電場が投影されることによって、電離圏のプラズマを引きずることで電離圏の対流が駆動されるというものである.

## 2.4 沿磁力線電流との関連性

前のセクションで述べたような Dungey サイクル的な対流システムにおいて、磁気圏と電離圏の間の結合は、磁気圏の電場が等電位と考えられる磁力線を介して電離圏に投影されると説明するともっともらしく感じられる。しかし、実際にどのような力が働いた結果として、電離圏のプラズマが磁気圏のプラズマと同期して運動しているのであろうか? この問題を考えるためには、沿磁力線電流 (Field-aligned current: FAC)を介した磁気圏・電離圏結合の概念を導入する必要がある.

沿磁力線電流は、Iijima and Potemura [1976] が低高度衛星の磁場観測を統計的に解析することによって初めてその空間分布を明らかにした。図4の左図に Iijima and Potemura [1976] によって導出された沿磁力線電流の空間分布を示す。沿磁力線電流は、高緯度側に存在する Region 1 電流と、低緯度側に存在する Region 2 電流から構成される。Region 1 電流は、朝側では電離圏に入る

方向, 夕方側では電離圏から出る方向に流れている. また, Region 2 電流は, 朝側で電離圏から出て行く方向, 夕方側で電離圏に入る方向に流れている. 図 4 の右図は, 極域の 2 セル対流パターンと沿磁力線電流の間の位置関係を概念的に示している. Region 1 電流は, 極冠域の反太陽方向の対流と低緯度側の太陽方向の対流によって作られる速度シアーにほぼ対応している. また, Region 2電流は, 対流セルの低緯度側の太陽方向の対流とさらに低緯度に存在する対流が弱い領域(もしくは静止している領域)の間のシアーにほぼ対応している.

沿磁力線電流は、以下の式で示されるように電 離圏に流れる水平方向(磁場に垂直方向の)の電 流の発散で表される(上向きを正とする).

$$\mathbf{J}_{//} = \nabla_{\perp} \cdot \mathbf{J}_{\perp}$$

簡単に言うならば、電離圏を水平に流れる電流の 余剰分・不足分が沿磁力線電流として流入・流出し ているのである。電離圏における磁場に垂直な方 向に流れる電流は、高度方向に積分されたペダー セン・ホール電気伝導度 ( $\Sigma_P$  と  $\Sigma_H$ ) を用いて 以下のように示すことができる。

$$\mathbf{J}_{\perp} = \Sigma_{P} \mathbf{E} + \Sigma_{H} \hat{\mathbf{B}} \times \mathbf{E}$$

ここで、 B は磁場方向の単位ベクトルを示す. この式から、水平電流の発散からなる沿磁力線電流は最終的に、

$$\mathbf{J}_{\perp} = \nabla_{\perp} \cdot (\Sigma_{P} \mathbf{E} + \Sigma_{H} \hat{\mathbf{B}} \times \mathbf{E})$$

のように表現される。電離圏の電気伝導度は日照やオーロラ粒子降下による電離過程のために空間的に一様とは考えにくいが、簡単のためにペダーセン・ホール電気伝導度がともに空間的に一様で、勾配を持たない( $\nabla\Sigma_P=0,\nabla\Sigma_H=0$ )とするならば、沿磁力線電流は以下のように記述することができる。

$$\mathbf{J}_{\perp} = \Sigma_{P} \nabla_{\perp} \cdot \mathbf{E} + \Sigma_{H} \nabla_{\perp} \cdot (\hat{\mathbf{B}} \times \mathbf{E})$$

ここで、図 2 に示すように、極域のプラズマ対流がポテンシャル電場 (  $\mathbf{E} = -\nabla \Phi$  ) で表されると

すると、電離圏の対流運動は基本的に渦運動だけ となりその発散はないと考えて良い( $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$ ). よって、対流と反対の  $-\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  方向に流れるホー ル電流も発散を持たないことになる. つまり上式 の右辺第一項で表されるペダーセン電流の発散の みが沿磁力線電流の電離圏クロージャに関与して いるのである. 但し、ここではペダーセン電気伝 導度が空間的に一様と考えているので、沿磁力線 電流は電場が収束・発散を持つ  $(= \mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフ トで表される対流がシアーをもつ)場所に位置す ることになる. 図 4 の右図に立ち戻ってこの対応 関係を見てみる. まず Region 1 電流は、朝側で外 向き、夕方側で内向きに流れているが、この領域 は、対流がシアーを持ち、電場が発散もしくは収 束する場所に対応している. また、Region 2 電流 は、朝側で内向き、夕方側で外向きに流れている. 図からただちにこれらの領域で電場が収束・発散 しているかどうかは分からない. しかし、これら の領域のさらに低緯度側では、対流が極端に弱く 電場が存在しないと考えられるため、その領域と の間には対流速度のシアーがあり、電場の収束・ 発散が存在しているのである、ここでは、電離圏 電気伝導度が空間的に一様であると仮定している が、実際には日照やオーロラ粒子の降下によって 一様ではないため、実際にはここで述べた関連性 は少しずれることが知られている [Tanaka, 2001].

ここまでは、沿磁力線電流の電離圏クロージャに関して述べてきたが、この沿磁力線電流は磁気圏ではどのようにして閉じているのであろうか?図5は、磁気圏を流れる電流を介した沿磁力線電流のクロージャを模式的に示したものである。まず図5bには、電離圏における沿磁力線電流のクロージャの様子が描かれている。上でも述べたように、電離圏においては、対流に対して垂直な方向に流れるペダーセン電流によって沿磁力線電流がクローズする。極冠域の反太陽方向の対流領域では、朝側に流れ込み夕方側で流れ出すRegion1電流が、極冠域を夕方向きに流れるペダーセン電流によって接続されている。極冠域の夕方向き電場がこのペダーセン電流を駆動している。また、朝

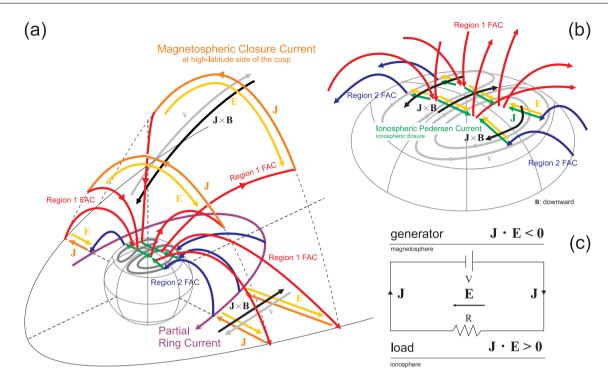


図 5: 磁気圏・電離圏結合系における沿磁力線電流のクロージャを模式的に示した図.

側・夕方側の低緯度における太陽方向対流領域で は、朝側では赤道向き、夕方側では極向きのペダー セン電流が、低緯度側の Region 2 電流と高緯度側 の Region 1 電流を接続している. ここでも、背景 にある朝向きの電場がこれらのペダーセン電流を 駆動している. 図 5a には、磁気圏における沿磁力 線電流のクロージャが示されている. まず高緯度 に流入・流出する Region 1 電流は、カスプの高緯 度側に存在する朝向きの磁気圏電流によって閉じ ていると考えられている [Tanaka, 1995]. また, 低 緯度側に存在する Region 2 電流は、磁気圏の赤道 面を流れる部分的環電流 (Partial Ring Current) によって閉じると考えられている [Cowley, 2000]. これらの磁気圏における沿磁力線電流のクロー ジャは、近年のグローバル MHD シミュレーショ ンによって明らかになってきた描像を元に描かれ ている [Tanaka, 1995, 2000; Siscoe et al., 2000]. ここで、沿磁力線電流を介した磁気圏から電離 圏への対流の投影について考える. 先ほども述べ たように、Dungey サイクル的な対流システムに

おいて、磁気圏と電離圏の間の結合は磁気圏の電 場が等電位と考えられる磁力線を介して電離圏に 投影されると説明するともっともらしく感じられ る. しかし、このような説明では、実際にどのよう な力が働いた結果電離圏のプラズマが磁気圏のプ ラズマと同期して運動するのか理解しにくい. こ こでは、図5に示されているような磁気圏側のク ロージャ電流と電離圏側のクロージャ電流に働く ローレンツ力を介して磁気圏と電離圏が連動して 運動するシステムを考察する. まず、カスプの高 緯度側に存在する Region 1 電流のクロージャ領 域(図 5a でオレンジ色の線で書かれた電流)に 着目する. いま IMF が南向きの状態を考えてい るので、この領域の磁力線は太陽風に対してオー プンであり、対流は反太陽方向、電場は夕方向き となっている。ここで、クロージャ電流は電場と は逆の方向を向いており、 $J \cdot E < 0$  となってい ることに注意する. 図 5c に示されているような 電源と抵抗を持つ閉回路と、磁気圏の電流系の間 のアナロジーを考えると、 $J \cdot E < 0$  となる磁気

圏側のクロージャ領域が発電機(ダイナモ領域) となっていることが分かる. この領域において、 この電流に働くローレンツ力は、太陽方向となり、 反太陽方向の対流を減速する方向になる. つまり、 この領域で、対流が定常的に進むためには、この ローレンツ力に抗する力が必要となる. このロー レンツ力に抗する力が仕事を行うことによって、 J·E を負に保ち、磁気圏カスプから極冠域電離 圏を通ってクローズする電流系を維持しているの である. Tanaka [1995, 2000] によるグローバル MHD シミュレーションでは、ローレンツ力に抗す る力(ダイナモドライバー)は、磁気圏のカスプ 領域に形成された圧力の高い領域に伴う圧力勾配 力  $(-\nabla P)$  であることが示されている. これは, カスプに蓄積されたプラズマの内部エネルギーが、 ローレンツ力に抗して仕事をすることで電磁エネ ルギーに変換されることを意味する、ちなみに、 このカスプに存在する圧力の高い領域は、昼側リ コネクションによって解放された磁気張力がプラ ズマに対して仕事を行うことで内部エネルギーが 高まることに伴うものである. Region 2 電流に ついても同じような関係があることが示唆されて いる. Region 2 電流の場合は、夜側リコネクショ ンによって解放された磁気張力が仕事をすること によってプラズマシートの内端に内部エネルギー が高い領域を作りだし、この高圧領域の存在に伴 う圧力勾配力 $(-\nabla P)$ がローレンツ力に抗して 仕事をすることで Region 2 沿磁力線電流を流す ダイナモを形成している. このように、沿磁力線 を介した磁気圏・電離圏結合系における大規模電 流系では、磁気圏側において常に、プラズマの対 流方向とローレンツ力の方向が逆向きとなってお リ, J·E が負の状態が維持されている. これに よって、磁気圏側を電源 (generator) とし、電離 圏側を抵抗(load)とするような電磁エネルギー の生成・消費機構が形成されているのである.

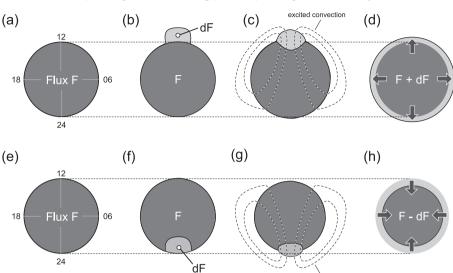
ここで、再び磁気圏から電離圏への対流の投影について考える。 図 5b の極冠域の反太陽方向の対流領域に注目すると、朝から夕方へ流れるペダーセン電流に働くローレンツ力は反太陽方向と

なることが見て取れる.この力が、電離圏プラズ マを加速し,反太陽方向の対流が駆動されるので ある. 低緯度側の太陽方向の対流領域に注目する と、やはリペダーセン電流に働くローレンツ力が 対流と同じ方向を向いており、この力によって太 陽方向の対流が駆動されていることが分かる.こ れらの領域では、 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$  となっており、図 5c に 示される閉回路とのアナロジーを考えるとこの領 域は電磁エネルギーが消費される場所になってい ることが理解できる. Dungey [1961] の提示した Dungey サイクルの概念は非常に理解しやすく, 今でも磁気圏・電離圏対流の駆動メカニズムに関 する基礎概念として採用されている. しかし、実 際には、ここで述べたような沿磁力線電流を介し た磁気圏から電離圏へのストレスの伝達機構が働 くことによって、電離圏対流が磁気圏対流に呼応 して形成されているのである. 対流の伝達に関し て沿磁力線電流が果たしている役割についてより 詳細に理解したい場合は, Iijima [2000] が助けに なる. 沿磁力線電流が対流システムの維持に果た している役割が分かりやすくまとめられている.

## 2.5 対流の膨張・収縮

Dungey サイクルにおける磁気圏・電離圏対流を駆動する磁気リコネクションは、対流を駆動するだけでなく、2 セル対流パターンの空間的広がりもコントロールしている. 図 3 左図からも分かるように、昼側リコネクションは、閉じた磁力線を開いた磁力線に変換する. この時、開いた磁力線の領域(極冠域)に含まれる磁気フラックスは増加し、結果として極冠域は膨張する. 逆に、夜側リコネクションは、ローブ領域の開いた磁力線から閉じた磁力線を作り出す. 結果として、極冠域の開いた磁力線のフラックスは減少し、極冠域の開いた磁力線のフラックスは減少し、極冠域は収縮する. つまり、昼側リコネクションのレートの兼ね合いによりて、極冠域および極域の対流領域は膨張したり収縮したりするのである.

図 6 に, Cowley and Lookwood [1992] によっ



#### Expanding and contracting polar cap during a substorm cycle

図 6: (上側)昼側リコネクションによって極冠域が膨張する過程を模式的に示した図(下側)夜側リコネクションによって極冠域が収縮する過程を模式的に示した図.

て示された膨張・収縮する極冠域の概念的モデル を示す. 上の 4 つのパネルは, 昼側リコネクショ ンによってオープンフラックスが作られ、結果と して極冠域が膨張する様子を表している. (a) に おいて、極冠域の磁気フラックスがFであった とする. (b) において、昼側リコネクションによっ て dF という磁気フラックスに対応する開いた磁 力線が作られる. この新しく作られた開いた磁力 線に伴う磁気フラックスの増加分は電離圏対流に よって極冠の全域に再配分され、極冠域に含まれ る総磁気フラックスが増加し (F+dF), 結果と して極冠域が膨張する. 下の 4 つのパネルは、夜 側リコネクションが、極冠域の中に閉じた磁力線 の領域 (この部分の磁気フラックスを dF とする) を作り、やはりこの磁気フラックスの減少が電離 圏対流によって極冠全域に再配分され, 極冠域に 含まれる磁気フラックスが減少し(F-dF), 結 果として極冠域が収縮する.

ここで述べた、極冠域の膨張・収縮と、昼側・ 夜側の磁気リコネクションの関係は以下のような ファラデーの法則で記述することができる [Siscoe and Huang, 1985; Milan et al., 2003].

$$\frac{dF_{pc}}{dt} = \Phi_D - \Phi_N$$

ここで、 $F_{pc}$  は極冠に含まれる総磁束、 $\Phi_D$ 、 $\Phi_N$  はそれぞれ昼側・夜側のリコネクションに伴う電位差を表す。 $F_{pc}$  は、極冠域電離圏における磁場 ( $B_I$ )を極冠域全域の面積 ( $A_{pc}$ )において積分したものに相当する。また、リコネクションに伴う電位差は、リコネクション電場 ( $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} : \mathbf{v}$  は太陽風速度、 $\mathbf{B}$  は太陽風磁場)をリコネクションが起きる経度幅に渡って積分したものである。いま、極冠域における磁場を一定 ( $B_I = const.$ ) と考えると、

$$\begin{array}{rcl} \frac{dF_{pc}}{dt} & = & B_I \frac{dA_{pc}}{dt} \\ & = & \Phi_D - \Phi_N \end{array}$$

極冠域の面積の時間変化が、昼側・夜側のリコネクション電場によって記述できることが分かる. 昼間側のリコネクションは、IMF が南向きの時にのみオープンフラックスを作る(後で述べる北向き

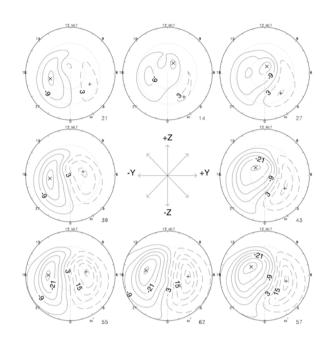


図 7: SuperDARN レーダーのデータに基づい た高緯度ポテンシャルパターンのモデル [Ruohoniemi and Greenwald, 2005].

IMF の時のローブリコネクションは、開いた磁力 線から開いた磁力線を作るだけなので、極冠域の 膨張・収縮には寄与しない). つまり,  $\Phi_D$  は, IMF  $B_z$  の大きさによってコントロールされているの である. 但し、太陽風の電場は  $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  で 表されるので、太陽風の速度の寄与もある.また、  $\Phi_N$  は主としてサブストームの時に起こる夜側リ コネクションに起因し、観測から数十-数百 kV 程 度であると考えられている [Milan et al., 2003]. 重要なことは、昼側リコネクションと夜側リコネ クションの時間変化が互いに異なるため、そのバ ランスによってコントロールされる極冠域の膨張・ 収縮過程も非常に時間変化が激しいということで ある. 例えば磁気嵐中には、極冠域および極域対 流の領域が極端に低緯度まで膨張することが知ら れている. 通常のコロナ質量放出(CME)に伴 う磁気嵐の場合、非常に大きい南向き IMF の状 態が長く継続する. その間には当然サブストーム が起こるが、常に昼側のリコネクションがオープ

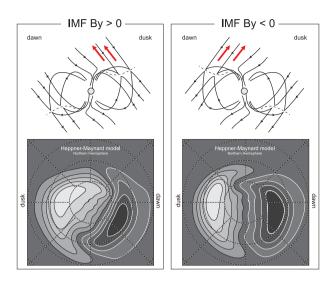


図 8: 斜め南向き IMF の時の対流パターン. IMF  $B_y$  によって朝夕非対称となるリコネクション領域や解放される磁気張力, 対流パターンが示されている.

ンフラックスを作り続けるため、極冠域が低緯度まで膨張していると考えられる.このように極域電離圏の種々の現象を考える際に、プラズマ対流の形状だけでなく、その広がりも考えることが大事である.

## 2.6 形状の IMF 依存性

これまでは、IMF が南向きの時に現れる電離圏対流について述べてきた.それも、東西成分を全く持たない真南向きの IMF を暗黙のうちに仮定して話を進めてきた.ここでは、GSM 座標系のYZ 面内において、IMF が様々に向きを変えることで電離圏対流がどのようにその形状を変化させるかを見ていく.

図 7 に, Ruohoniemi and Greenwald [2005] によって示された対流のモデルを示す。このモデルは、SuperDARN と呼ばれる大型短波レーダーの観測網のデータに基づいて作られたものである。この図は、北半球を宇宙から見たものとなっている。GSM 座標系の YZ 面内における IMF の向

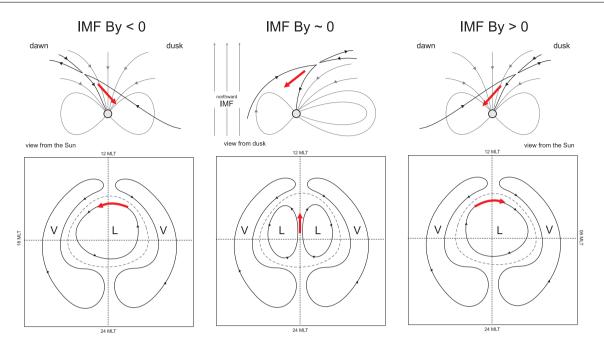


図 9: 北向き IMF の時にカスプの高緯度側で起こるリコネクションと電離圏対流パターンの関係を示した図. IMF  $B_y$  の方向によって場合分けがされている.

きによって8つのパターンに分けられている。ま ず、下の3つのパネルを見る.この3つのパネ ルを比較することで、南向き IMF の時に、IMF の東西成分 ( $B_u$  成分) が変化すると対流の形状 がどのように変わるかを見ることができる. IMF  $B_u$  が 0 付近の時は、夕方側の対流セルが少し優 勢ではあるものの、ほぼ朝夕対称な対流パターン が得られている. IMF  $B_y$  が負になると (IMF が 朝向き成分を持つと),対流は特に昼間側の吸い 込み口付近で、夕方向きの成分を持つようになる. 逆に  $\mathrm{IMF}\ B_u$  が正になると ( $\mathrm{IMF}$  が夕向き成分 を持つと),昼間側の対流は朝へ向かう成分を持 つ. このように、IMF が有限の  $B_y$  成分を持つ 場合,昼間側の対流の吸い込み口付近では,IMF  $B_u$  の方向と逆の方向へ向かう対流が現れる. 逆 に夜側では、昼側で非対称となった構造を対称に 戻すように対流が形作られ、 $\mathrm{IMF}\ B_y$  の成分と同 じ方向の速度成分が生じる.  $\mathrm{IMF}\ B_{y}$  に依存し て、対流パターンに非対称な成分が生じることは、 Crooker [1979] によって初めて概念的に指摘され た. 図 8 は, Crooker [1979] の考え方を模式的に 示したものである. 左図では、地球を太陽方向か ら見ており、IMF  $B_y > 0$ , $B_z < 0$  の状況を考え ている (右図は IMF  $B_y < 0, B_z < 0$  の場合を示 す). このような状況では、 $\mathrm{IMF}\ B_{y}$  によって斜め になった IMF と、地球磁気圏の磁場が反平行に なり、磁気リコネクションが起こる場所は、北半 球では夕方側、南半球では朝側に存在する. この 領域でリコネクションが起こり形成される開いた 磁力線が磁気圏・電離圏対流を駆動するのである が、この開いた磁力線の形状を考えると、磁気張 力が北半球では夕方から朝の方向へ, 南半球では 朝から夕方の方向に向かう、この磁気張力によっ て生じる対流を電離圏で見ると、 北半球では朝側 へ、南半球では夕方側へ向かう流れとなり、図7 のモデルで示された  $\mathrm{IMF}\ B_y$  の依存性を説明す ることができる.

再び図 7 に戻り, 今度は北向き IMF の時の対流について述べる. 上側の 3 枚のパネルが北向き IMF に対応する. このモデルのみからは, はっき

りとは分からないものの、昼間側の対流の吸い込 み口付近に小さい対流セルが出来ていることが見 て取れる. この対流セルは、ローブセルと呼ばれ、 北向き IMF の時に出現することが知られている. このローブセルが、 やはり磁気リコネクションに よって形成されていることが、Reiff and Burch [1985] によって初めて示された. 図 9 に、ローブ セルの形成過程を模式的に示したものを示す. ま ず, 図 9 の中央に示されている IMF  $B_u \approx 0$  の 場合に着目する. 上側には、磁気圏を夕方側から 見た図が示されている. 北向きの IMF とカスプ よりも高緯度側にある磁気圏ローブ領域の磁力線 が磁気リコネクションを起こす(ローブリコネク ション).このリコネクションによって,地球に 片方の根元を持つ磁力線が 1 つ作られる. この 磁力線の形状を考えると、太陽方向へ磁気張力が 働くであろうことが分かる(図中の赤い矢印で示 されたベクトル).この太陽方向の磁力線の運動 を電離圏で見ると、図9中央の下図となる.極冠 域のほぼ中央に太陽方向の赤い矢印が書かれてお り、これがローブリコネクションによって解放さ れた磁気張力によって駆動される電離圏対流であ る. 但し、このリコネクションによって駆動され るローブセル (図中で L と書かれたセル)は図 中に点線で描かれた OCFLB の中だけで起こっ ている. これは、ローブリコネクションが、IMF  $B_z < 0$  の時に起こるリコネクションとは異なり、 開いた磁力線から開いた磁力線を作るだけである ことに起因する. つまり、このローブリコネクショ ンによって極冠域の総磁束量は変化せず, 極冠域 の膨張は起こらない.

次に、図中で V と書かれた対流セルに着目する。これは、閉じた磁力線の領域のみで起こっている対流である。この対流セルのことを粘性セル(viscous cell)と呼ぶ。この対流セルは、磁気圏赤道面の境界において、太陽風プラズマと磁気圏プラズマが粘性的な相互作用(viscous-like interaction)を起こし、磁気圏赤道面の境界層付近のプラズマに反太陽方向の流れができることによって形成されると考えられている [Axford and

Hines, 1961]. この粘性セルは、相対的に弱く、南向き IMF の時に磁気圏がオープンになったときはリコネクションによって駆動される反太陽方向の対流に埋没してしまいその兆候を見ることができない. しかし、北向き IMF の時は、その影響が浮かび上がってくると考えられている.

図 9 の左右に示された、IMF  $B_y$  が有限の値を持つ場合について考える。南向き IMF の時の斜め IMF によるリコネクション(図 8)と同様に、磁気圏の磁場と太陽風磁場が反平行となってリコネクションが起きる領域が、朝側(IMF  $B_y < 0$  の場合)もしくは夕方側(IMF  $B_y > 0$  の場合)に偏って形成される。それに伴って、ローブリコネクションによって解放される磁気張力の方向にも朝夕成分が生じる。この朝夕非対称な磁気張力によって電離圏にも非対称性が現れる。図に示されているように、IMF  $B_y$  が大きい場合にはローブセルはひとつしか現れない場合が多い。 IMF  $B_y = 0$  の場合と同様にこの対流セルは OCFLB のなかで閉じた流れとなっている。

#### 2.7 様々な対流モデル

これまで、IMF の方向によって対流のパターンが様々に変化することを示してきた. ここでは、これまでに述べてきたことがらをまとめる形で、様々な極域電離圏プラズマ対流モデル(概念モデル・経験モデル)について紹介する.

#### 2.7.1 概念モデル

Dungey [1961]: 昼側と夜側における磁気リコネクションによって, 南向き IMF の時の 2 セル対流パターンの形成を説明している. この論文によって示された Dungey サイクルの概念は, 今でも磁気圏・電離圏大規模プラズマ対流を考える際に基礎概念として採用されている.

Axford and Hines [1961]: 北向き IMF の時 に現れる粘性セル (visous cell) の形成を, 朝側・ 夕方側磁気圏界面における磁気圏プラズマと太陽 風プラズマの粘性的な相互作用によって説明して いる. Dungey [1961] と並んで、太陽風と磁気圏 の相互作用によって対流を説明する際に頻繁に引 用される.

Iijima [2000]: 磁気圏プラズマ対流の電離圏への投影を、沿磁力線電流による磁場に垂直方向の応力(tangential stress)の伝達によって説明している。 沿磁力線電流による磁気圏・電離圏結合を考える際には、この論文で述べられている基礎概念を理解しておく必要がある。

Crooker [1979]: 斜め南向き IMF の時に電離 圏対流に非対称性が現れることを, 反平行リコネクションが起こる領域の非対称性にともなう磁気 張力の方向によって説明している.

Reiff and Burch [1985]: 北向き IMF の時に極冠域に現れるローブセルの形成を,カスプの高緯度側で起こるリコネクションによって説明している. 斜め IMF の時のローブセルの朝夕非対称性や, 粘性セルとの関係についても述べられている.

Siscoe and Huang [1985]: 昼側・夜側リコネクションのバランスによってコントロールされる極冠域の膨張・収縮過程をファラデーの法則を用いて記述している. 極域対流領域の広がりを議論する際に必読の論文.

Cowley and Lookwood [1992]: トランジェントなリコネクションによるオープンフラックスの生成・消滅によって極冠域の膨張・収縮を説明するモデルを示している. トランジェントではないリコネクションでも概念は同じであるので, Siscoe and Huang [1985] に加えて目を通しておくとよい.

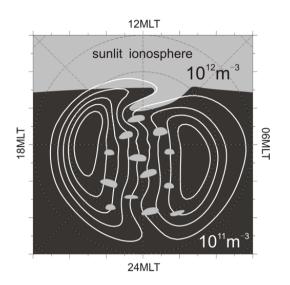


図 10: 電離舌 (TOI)とポーラーパッチの模式図. 上が昼間側.

#### 2.7.2 経験モデル

**Heppner and Maynard [1987**]: OGO-6, DE-2 衛星による観測に基づいた対流モデルである. 南向き IMF の時の対流パターンを示している. IMF  $B_u$  に対する依存性が示されている.

Weimer [1995, 2005]: DE-2 衛星による観測に基づいた対流モデルである. IMF  $B_y, B_z$  による場合分けを行い、対流パターンを示している. 2005 年に、データのフィッティングに用いる関数を更新し改良が行われた. インターネット経由でモデルを可視化することができる.

http://ccmc.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/run\_weimer.cgi

Rich and Hairston [1994]: DMSP 衛星による観測に基づいた対流モデルである. 対流パターンの季節依存性が示されている.

Papitashivili and Rich [2002]: DMSP 衛星 による観測に基づいた対流モデルである. 対流パターンの南北半球非対称性が示されている.

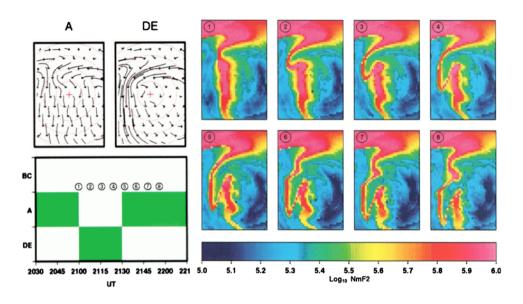


図 11: 対流パターンの時間変化とパッチの生成の関連性に関する計算機シミュレーション [Sojka et al., 1993]. 左上の 2 つのパネルに示されている異なる対流パターンを時間的にスイッチさせたうえで, TOI がパッチに分解されるかを検証している.

Ruohoniemi and Greenwald [1996, 2005]: SuperDARN レーダーによる観測に基づいたモデル、IMF  $B_y, B_z$  による場合分けを行い、対流パターンを示している。SuperDARN データの球関数展開手法 [Ruohoniemi and Baker, 1998] において、データが存在しない部分を補完するために用いられる。

## 3 未解明問題に繋がる話題

前のセクションで述べた極域プラズマ対流に関する基本的構造を踏まえた上で、実際の観測データを見る. 動画 1 は、SuperDARN の観測から求められた極域プラズマ対流パターンを示したものである. この動画では、観測から求めた対流パターンの上に仮想的なプラズマ粒子をばらまき、その運動を時間的に追跡している. この動画から以下のようなことを読み取ることができる.

- 空間的に非常に複雑な構造が存在する.
- 運動方向やスピードに激しい時間変化がある.

• 膨張・収縮も頻繁に起こる.

これらの性質は、非常にダイナミックに変動する 極域プラズマ対流の様相を示しており、前のセク ションで述べたような統計的に導出された非常に 静的な印象のある対流パターンとはほど遠いもの である. これは、IMF の時間変化やサブストーム の発生に伴う磁気圏からの運動量の伝達や、リコ ネクションによるオープンフラックスの生成・消 滅が動的に進行していることによるものである. 極域電離圏物理のおもしろさの本質は、このよう なプラズマ対流が見せる時間的・空間的な複雑さ によるところが大きいのではないだろうか. その 複雑さは、当然太陽風・磁気圏構造にある程度起 因する. 複雑な対流構造によって, 電離圏の構造 はどのように乱されているのだろうか? また、電 離圏・熱圏の構造が逆に対流の振る舞いに影響を 及ぼすことはないのだろうか? 例えば、電気伝導 度の非一様性や中性大気の運動は、プラズマ対流 の特性を決めるために何らかの役割を果たすのだ ろうか?未解明問題はこのあたりに潜んでいるの ではないかと考えられる. 以下では、"対流が電離

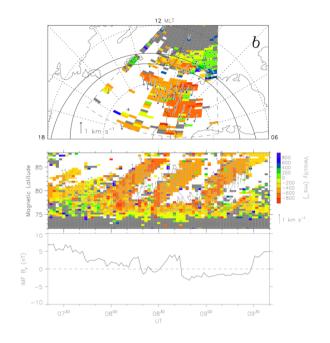


図 12: SuperDARN レーダーによるカスプ近傍 でのポーラーパッチの観測例 [Milan et al., 2002].

圏構造に与える影響"と"電離圏構造が対流に与える影響"に分けて、関連する幾つかの話題を取り上げていく.

#### 3.1 対流が電離圏構造に与える影響

ここではまずプラズマ対流が極域の電離圏現象 に与える影響について考察する. 取り扱う話題は, 以下の 2 つである.

- ポーラーパッチの生成および分裂過程に及ぼ す背景プラズマ対流の影響。
- 中緯度トラフの形成に及ぼすサブオーロラ帯 プラズマ対流の影響。

特に、プラズマ対流の時間変化・空間的な非一様性が極域の電離圏の構造にどのような影響を及ぼしているかについて過去の研究を紹介する.

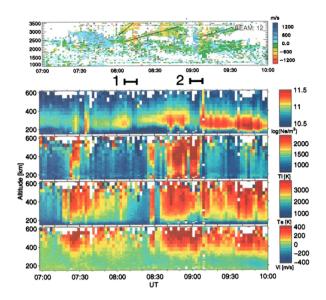


図 13: SuperDARN レーダーと EISCAT レーダーを用いたパッチの生成領域の観測例 [Ogawa et al., 2001]. 一番上のパネルが SuperDARN によるパッチの観測. 下側 4 つのパネルがその生成領域におけるプラズマのパラメータ(電子密度,イオン温度、電子温度、イオンドリフト)の観測.

# 3.1.1 ポーラーパッチの生成および分裂過程に 及ぼす背景プラズマ対流の影響

ポーラーパッチとは、太陽からの極端紫外線(EUV)放射によって電離された日照領域のプラズマが、細かく砕かれ、極冠域の反太陽方向の対流に乗って、夜側へ流されていく現象である。この現象は、極冠緯度において、IMFが南向きの時に高い頻度で発生し、衛星によるプラズマ密度観測、光学観測、レーダー観測などに基づいてその生成メカニズムが議論されてきた。図 10 はポーラーパッチの動態を模式的に示したものである。これまで述べたきたように、IMFが南向きの時には、極域には2つのセルから構成される対流構造が現れる。特に昼間側カスプ領域近傍では、磁気圏界面で起こる磁気リコネクションの影響によって反太陽方向の対流が強まっている。この部分は、対流の吸い込み口という意味で、throat 領域と呼

ばれる. 対流の throat において強まった反太陽 方向のプラズマ対流は, 昼間側の日照プラズマを 極冠域へ取り込み, 舌のように細長い高密度領域 を形成する. この領域を電離舌 (Tongue of Ionization: TOI) と呼ぶ. カスプから極冠域にかけ て伸びた TOI が何らかのプロセスで切り刻まれ たあと, 反太陽方向の対流に乗り夜側へと輸送される現象がポーラーパッチである.

ポーラーパッチは、1980 年代に発見されて以降、様々な地上・衛星観測およびシミュレーションを用いて研究されてきた。特に、TOI が切れてパッチとなるメカニズムに関しては、様々な仮説が提唱されてきたが、そのいずれが最も支配的なプロセスであるかはいまだに結論が出ていない。ただし、提唱された仮説のどれもが極域対流の急激な時間変化に基づいている。ここでは、過去の研究を紹介しながら、背景の電離圏対流が TOI の切断(=パッチの生成)にどのように寄与しているかを示したい。

図 8 で示したように、南向き IMF の時に形成 される 2 セルの対流パターンは, IMF の東西成 分 ( $B_u$  成分)が大きくなると朝夕に非対称性を 持つ. IMF  $B_u$  が時間的に変動するような状況で は、カスプ近傍の対流の方向に時間的な変化が生 じる. Sojka et al. [1993] は, 計算機シミュレー ションによって、 $IMF B_y$  の変化に伴うような電 離圏対流の方向の時間変化が TOI の切断を起こ しうることを示唆した(図 11). この論文では、  $IMF B_u$  が小さい場合 (図 11 左上 A: 極方向の 成分が強い)と大きい場合(図11左上DE:東西 方向の成分が強く, カスプ近傍で対流のゆがみが 大きい)の2つの対流パターンを図11左下に示 されているように時間的にスイッチし、極冠域へ 伸びている TOI がどのような形状変化を起こす かをシミュレートしている. 図 11 左下のパネル で、1-8 の丸印が着いた時刻の電子密度 (NmF2) の分布を、図 11 の右側にカラーコンターで示し ている. 図から明らかなように、対流パターンを スイッチする前には、ほぼまっすぐに極冠域へと 伸びていた TOI が、対流パターンの急激な変化

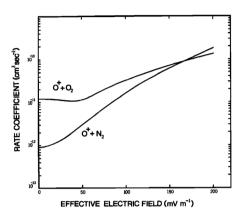


図 14: 背景の実効的電場 (イオンと中性大気の相対速度差に相当)とイオン-原子交換反応の反応係数の関係 [Banks et al., 1974].

に伴ってその延伸方向を変え、先端部分が切断される様子が見て取れる。対流形状の大規模で急激な時間変化が、TOIを切断しパッチを形成することに寄与している可能性が示唆されている。

Sojka et al. [1993] が計算機シミュレーションに よって示唆した  $IMF B_u$  の変化に伴う対流パター ンの形状変化によるパッチの生成が実際に観測さ れていることを示したのが Milan et al. [2002] に よる観測である(図12). 図12の上側のパネルに 示されているのは、SuperDARN レーダーを用い たカスプにおけるポーラーパッチの観測例である. オーロラオーバルよりも高緯度側の極冠域にレー ダーの散乱ターゲットとなるパッチに伴うプラズ マ密度不規則構造 (Field-Aligned Irregularities: FAIs) が存在していることが分かる. 中央のパ ネルには、同じ時刻のレーダーデータを特定ビー ムのみ取り出して縦軸を磁気緯度にして時系列で プロットしたものである (Range-Time Intensity: RTI プロット). この図から、この時間帯には3 つのポーラーパッチが緯度 75 度付近において生 成され、高緯度(つまり反太陽方向)へと移動し ていくことが分かる.一番下のパネルには、その 時の IMF  $B_u$  のデータを示している. 3 つのパッ チが生成された時刻において,  $\mathrm{IMF}\ B_{y}$  の値が負 の方向へ変化していることが分かる. この  $B_y$  成

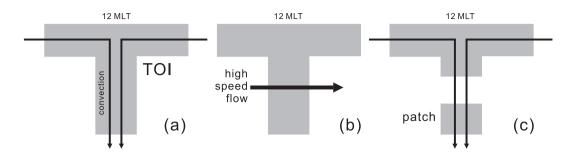


図 15: 局所的な高速プラズマ対流によって TOI がパッチへと分解される様子を模式的に示した図.

分の変化が、カスプ近傍の対流の方向を劇的に変化させ、それによって TOI の延伸方向が変わることによって高密度領域が TOI から切り離されてパッチとなっていることが推測される.

ここまでは、対流の形状が時間的に変化するこ とによってパッチが生成される例を紹介した。こ のプロセスの他にも、非常に小さいスケールの間 欠的で強い対流がパッチの形成に寄与するとい う考え方も提案されている。 図 13 に、この考 え方を支持する Ogawa et al. [2001] によって 示された観測例を示す. 図 13 上のパネルには、 やはり SuperDARN レーダーによって観測され たポーラーパッチが、RTI プロットの形式で示さ れている. 黒い線でトレースされた構造がレー ダーで観測されたパッチに対応し、そのいずれも が低緯度から高緯度へ、つまり反太陽方向へ移動 していることが見て取れる. 下 4 つのパネルに は、SuperDARN レーダーによってパッチが生成 された領域における欧州非干渉性散乱レーダー (EISCAT)によるプラズマ物理量の観測が示さ れている. 上から、電子密度、イオン温度、電子温 度, イオン速度である. ここでは, 2 という印が ついたパッチについて EISCAT で観測された物 理量に見られるパッチ生成の兆候を考察する. 2 で示された時間帯において、イオン温度が上昇し ていることが分かる。これは、この領域で対流速 度が増加し、以下の式で示されるようにイオンと 中性大気の相対速度差による摩擦加熱 (frictional heating)がイオン温度を上昇させていることを

示している.

$$T_i = T_n + \frac{m_a}{3k_B} |\mathbf{V_i} - \mathbf{V_n}|^2$$

イオン温度が上昇すると、以下で示されるようなイオン-原子交換反応の反応係数が上昇する [Schunk et al., 1976].

$$O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$$
  
 $O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$ 

図 14 は、イオン-原子交換反応の反応係数が、背景の実効的電場(イオンと中性大気の相対速度差に相当)にどのように依存しているかを示したものである  $[Banks\ et\ al.,\ 1974]$ . 図からも分かるように、相対速度が  $1\ km\ s^{-1}$  を超え、イオン温度が  $2000\ K$  を超えたあたりから、イオン温度が上がるほど、反応係数が飛躍的に大きくなることが分かる. このイオン-原子交換反応で生成された $NO^+$ 、および  $O_2^+$  は、以下のような解離再結合反応で消滅する.

$$NO^+ + e \rightarrow N + O$$
  
 $O_2^+ + e \rightarrow O + O$ 

つまり、イオン温度上昇によるイオン-原子交換反応の反応係数上昇は、その場における電子密度の減少を引き起こす.図 13 に示した観測例は、対流速度・イオン温度の増加に伴うローカルな電子密度の減少が TOI を切断を引き起こしていることを意味している。

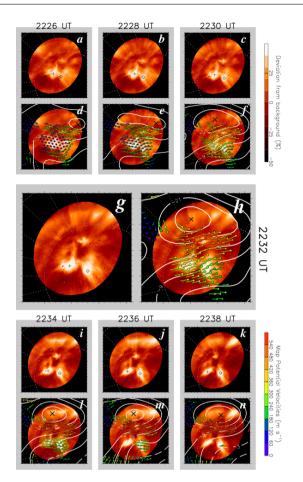


図 16: Resolute Bay における全天大気光観 測によってとらえられたパッチが分裂する様子 [Hosokawa et al., 2009]. SuperDARN レーダー の観測から求められた背景のプラズマ対流が上書 きされている.

図 15 は、Ogawa et al. [2001] によって示された観測例を模式的に示したものである。最初、通常の 2 セルパターンが卓越した状況で(a)、TOIがカスプから極冠域へ伸びている。この TOIの根元付近に間欠的な高速の対流が現れると(b)、上で述べたような摩擦加熱が起こり、高速流の領域においてのみ密度が減少する。これが、TOIを切断し、取り残された先端部分がパッチとなって反太陽方向へ流れる。このような間欠的な高速流も何らかの形で IMF の変化を反映していると考えられるが、先に紹介した IMF B<sub>u</sub> の変化に伴う

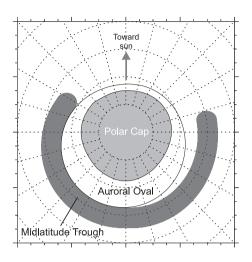
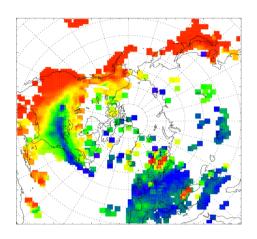


図 17: 中緯度トラフの空間構造を示したもの.

対流パターンの変化によるパッチ生成プロセスとは、摩擦加熱を介しているという点において、物理過程が異なるということに注意したい. しかし、いずれにせよ、IMF の変化を起源とする対流の時間変動がパッチの形成に大きな影響を及ぼしていることにおいては違いがない. 今後は、どのような対流の時間変化がもっともパッチの生成を支配しているのかを明らかにしていく必要がある.

これまでは、対流の時間変化による電離圏構造 の変化をポーラーパッチの生成過程を題材にして 概観してきた. ポーラーパッチは、昼間側のカス プ近傍で生成された後,極冠域の反太陽方向プラ ズマ対流に乗って夜側へと輸送されていく. もし、 極冠域のプラズマ対流が空間的に一様な反太陽方 向の流れであれば、パッチはその形状を維持しな がら夜側オーロラ帯まで達すると考えられる. し かし、全天大気光カメラによるパッチのイメージ ング観測を見る限り、パッチはその形状をダイナ ミックに変化させながら極冠域を旅しているよう である.ここでは、極冠域のプラズマ対流に見ら れる空間的非一様性がパッチの構造をさらに変化 させているという観測例を紹介し、対流の時間変 化だけでなく空間的な非一様性も電離圏構造の構 造変化に寄与していることを示す.

図 16 は、極冠域の Resolute Bay (磁気緯



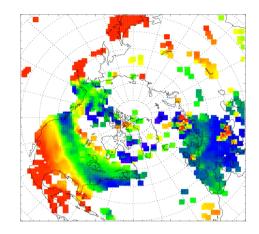


図 18: GPS-TEC による中緯度トラフの観測例 (2006 年 12 月 15 日の磁気嵐中).

度 82.9°) における 630.0 nm 大気光を用いた パッチのイメージング観測を示したものである [Hosokawa et al., 2009]. 2006 年 12 月 20 日の 2226 UT から 2238 UT までの 14 分間のデータが 示されている. ここで注目するのは、2226 UT に おいて視野の中央に位置しているパッチが、2230 UT 付近から少しずつ分裂し始め、最終的には完 全に独立な2つのパッチになっているということ である. パッチは基本的に背景の対流に沿って運 動するため、背景の対流になんらかの空間的非一 様性が存在していたことが想像される. パネル d. e, f, h, l, m, n には、全天画像の上に SuperDARN によって得られた背景の対流パターンが上書きさ れている。この対流パターンを見ると、パッチが 分裂し始めた時間帯に、速度のシアーが存在して いることが見て取れる. 図中で左側(夕方側に対 応)では速度が速く、右側(朝側に対応)では速 度が遅い. シアー構造の出現とパッチの分裂の時 間的対応が非常に良いことから、背景対流の空間 的非一様がパッチを 2 つに分裂させていること が強く示唆される. このように, 極冠域において もパッチの形状は不変ではなく、常に変化してい るのである. その変化を支配しているのは、IMF の変化に伴うような電離圏対流の時間的・空間的 変動であると言える.

## 3.1.2 中緯度トラフの形成に及ぼすサブオーロ ラ帯プラズマ対流の影響

これまでは、極冠域で観測されるポーラーパッ チという現象を題材に、プラズマ対流が電離圏構 造の形成に与える影響についての観測例を紹介 してきた. ここでは、オーロラ帯よりもさらに 低緯度のサブオーロラ領域で擾乱時に観測される Subauroral Polarization Stream (SAPS) という 現象を取り上げ、サブオーロラ帯固有の中緯度ト ラフと呼ばれる構造との関連性について考える. 中緯度トラフは、サブオーロラ帯に存在する密度 が馬蹄状に現象した領域のことである(図17). 中緯度トラフは、静穏時にも存在すると考えられ ているが、サブストームの回復相や磁気嵐の際に は、広い経度帯においてより密度の溝が深くなる と考えられている. 図 18 には 2006 年 12 月 15 日の磁気嵐時中に出現した中緯度トラフの GPS 全電子数 (Total Electron Content: TEC) によ る観測例である. 夕方側のサブオーロラ帯に、密 度が減った領域がリング状に分布していることが 見て取れる.

この中緯度トラフの形成に関与していると考えられているのが、Subauroral Polarization Stream (SAPS)と呼ばれるサブオーロラ帯特有の高速プラズマ流である。SAPS は、サブストームの回復相や磁気嵐の際に、2 セルの対流パターンの夕方側の

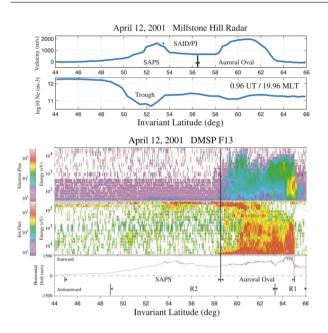


図 19: Millstone Hill の非干渉散乱レーダーと DMSP 衛星による SAPS および中緯度トラフの 観測例 [Foster and Vo, 2002].

太陽方向対流領域に出現する. 図 19 は、Millstone Hill にある非干渉性散乱レーダーと DMSP 衛星 による中緯度トラフおよび SAPS の観測例であ る [Foster and Vo, 2002]. 上側 2 つのパネルが レーダーによって緯度方向にサブオーロラ帯を観 測したデータである. 西向きの対流が増大した 領域 (SAPS に対応)と密度が減少した領域が重 なって存在していることが分かる. レーダーの緯 度方向の観測とほぼ同じ経度域を飛翔した DMSP 衛星による粒子観測とプラズマドリフト観測が下 側 3 つのパネルに示されている. レーダーで見 た SAPS および中緯度トラフの領域には、オー ロラ帯のような粒子の降り込みは存在しない. ま た、衛星でもレーダーで観測されたのと同じよう に、緯度方向に非常に広い領域において太陽方向 の対流が卓越している SAPS 領域の存在が見て 取れる.

Foster and Vo [2002] の観測から、SAPS の領域と中緯度トラフの領域は互いに重なり合って存在していることが分かる。これは、SAPS に伴う

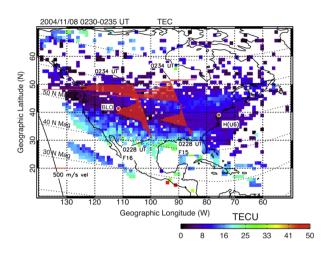


図 20: GPS-TEC による中緯度トラフのイメージング観測例 [Basu et al., 2008]. DMSP 衛星ドリフト観測から求められた SAPS の空間的な構造も示されている.

高速プラズマ流によって摩擦加熱が起こり、結果 として再結合率が上がることで、密度が減少した 中緯度トラフが形成されていることを示唆する. 最近、GPS 受信機が広範囲に配備されるようにな り、電離圏の電子密度をイメージングすることが 可能になってきた. それにより, 図 18 で示したよ うにトラフの2次元的な構造が可視化できるよう になってきた. 図 20 は、Basu et al. [2008] によっ てなされた GPS-TEC によるトラフの 2 次元的 イメージング観測と DMSP 衛星による SAPS の 観測の比較である. 図で示された時間帯において、 アメリカ大陸を覆うように中緯度トラフが存在し ていることが GPS-TEC の観測から分かる. ま た赤で示された DMSP 衛星によるイオンドリフ ト観測は、中緯度トラフの領域と重なるように西 向き(夕方側の観測なので太陽方向に対応)の高 速流(SAPS)が存在していることを示している. このようなトラフと SAPS の空間的な対応の良 さは、磁気圏から SAPS という形で印可されたプ ラズマ対流がサブオーロラ領域の密度構造をドラ スティックに変化させていることを示している.

図 21 は, 図 20 において H (U6) と書かれた 場所における電離圏シンチレーション観測を示し

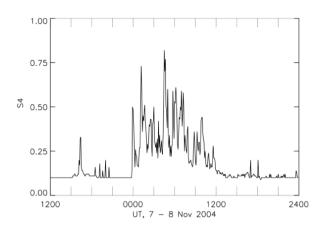


図 21: 図 20 において H ( U6 ) と示された場所に おける電離圏シンチレーション観測 [Basu et al., 2008].

たものである. 中緯度トラフおよび SAPS が観測 されている時間帯において、電離圏のシンチレー ションが大きくなっていることを示している. こ れは、SAPS によって形成された中緯度トラフの 密度構造が、シンチレーションを引き起こすよう な小さいスケールの密度擾乱をも引き起こしてい ることを示している. また、中緯度トラフでは電 離圏電子密度が極端に減少しているため、衛星-地 上間通信における電離圏遅延に変動を引き起こし、 GPS 衛星などを用いた測位に甚大な影響をおよぼ す. 図 22 は、WAAS (Wide Area Augmentation System)と呼ばれる北米の GPS ナビゲーション 補強システムが、静止衛星経由で配信している電 離圏遅延による測位誤差のマップである. この マップは図 20 に示されているトラフが出現した 時間帯におけるものである. 赤は、推定誤差 > 45 m, 黄は, 6 m < 推定誤差 < 45 m, 緑は、推定 誤差 < 6 m の状態を示している. 図 20 と比較 して分かるように、トラフ内部の電子密度が減少 した領域において、電離圏遅延量に変化が生じ測 位誤差が大きくなっている. 赤で示されている部 分では、GPS 衛星による測位を元にした航空航法 が不可能なレベルに達しており、SAPS による影 響が測位にまで及んでいることが分かる.

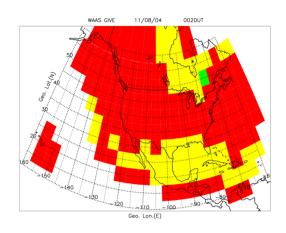


図 22: 図 20 に示された時間帯における WAAS による GPS 測位誤差のマップ [Basu et al., 2008].

#### 3.2 電離圏構造が対流に及ぼす影響

これまでは、プラズマ対流が電離圏構造に与える影響を見てきた。ここでは、逆の視点からものごとを見る。電離圏に存在する様々な構造(主として電子密度の空間構造)がプラズマ対流に与える影響を見ていく。取り扱う話題は、

- 電気伝導度の空間的非一様に伴うプラズマ対流の変形。
- 中緯度トラフの形成とサブオーロラ帯プラズ マ対流の関連性(再考).

# 3.2.1 電気伝導度の空間的非一様に伴うプラズ マ対流の変形

これまでは、磁気圏対流によって作り出された電離圏対流が電離圏の構造にどのような影響を及ぼしているのかを見てきた。これ以降は、視点を変えて、電離圏の構造が磁気圏・電離圏対流になんらかの影響を及ぼすのかを考察していく。最初に考えたいのは、極域電離圏の電気伝導度分布が電離圏対流の形状に及ぼす影響である。過去の電離圏対流モデル(例えば図 7)を見ても分かるように、電離圏の対流は IMF  $B_y$  成分に係わらず、夕方のセルが優勢となる。これは、磁気圏の対流

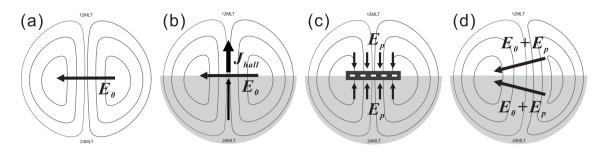


図 23: 電気伝導度の空間的非一様性による電離圏対流パターンの変形を模式的に示したもの.

がそうなっている訳ではなく、電離圏の電気伝導度の非一様性によって対流がゆがめられた結果であると考えられている.

図 23 は、電離圏の電気伝導度の昼夜非一様性 がどのように電離圏対流の形状に変化を与えるか を模式的に示したものである. まず図 23a では. 通常の南向き IMF の時の 2 セル対流パターンが 朝夕完全に対象な形で示されている。この場合、 極冠域の反太陽方向の対流と等価な電場は、図中 で E<sub>0</sub> で示された朝から夕方向きの電場となる. ここで、図 23b のように、昼間にのみ太陽放射に よる電離があり、電気伝導度が高いような状況を 考える. この時,  $E_0$  によるホール電流は, 夜から 昼向きに流れるが、昼夜の電気伝導度の非対称に よって、夜よりも昼のほうが流れる電流の量が多 くなる. このため、図 23c に示されるように日照 日陰の境界付近にマイナスの電荷が蓄積され、こ れにより昼側夜側の双方で、極向きの分極電場 En が生じる. 電離圏対流は,  $E_0$  と  $E_p$  を足し合わせ た電場による E×B ドリフトによって駆動され るため、夕方側のセルが朝側へ張り出すような形 状を取らざるを得ない. この考え方は、Atkinson and Hutchnson [1978] によって初めて提唱され た. また、この構造は、近年の磁気圏と電離圏を結 合させたシミュレーションによっても再現されて いる [Tanaka, 2001]. リコネクションによって駆 動される磁気圏対流が沿磁力線電流によって投影 されるために電離圏対流は駆動されている. しか し、電離圏対流は受動的に磁気圏の電場を受け入 れている訳ではなく、電離圏の構造によってもそ

の形状を変えているのである。ただし、ここで見られるような電離圏構造の空間的非一様性によって引き起こされる電離圏対流の形状変化がどの程度磁気圏対流へとフィードバックされているかは未だに理解されていない.

# 3.2.2 中緯度トラフの形成とサブオーロラ帯プラズマ対流の関連性

3.1.2 では、サブオーロラ帯の強い太陽方向の対 流(SAPS)と中緯度トラフと呼ばれる電子密度 減少領域の関連性について、プラズマ対流が電離 圏構造へ与える影響という視点で述べた. ここで は、電離圏構造がプラズマ対流へ与える影響とい う逆の視点に立って同じ問題を考察したい. SAPS の始まりは、磁気圏赤道面を西向きに流れる環電 流 (リングカレント) の発散が Region 2 沿磁力 線電流として夕方側サブオーロラ帯に流れこむこ とで始まる. この Region 2 電流は、極向きのペ ダーセン電流によって高緯度の夕方側で磁気圏へ と流れ出す Region 1 電流と繋がり、電流系がク ローズしている. このペダーセン電流を駆動する のは、極向きの電場であり、この極向きの電場によ る  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ドリフトが SAPS に対応する流れとな **る**. この過程を図 24 に模式的に示した [Kataoka et al., 2007]. 今, ある程度強い Region 2 電流が 流れ込み、ペダーセン電流が流れている領域にお いて SAPS が発生し、セクション 3.1.2 で述べた ような摩擦加熱を通じた電子密度減少が生じたと する. 電子密度の減少に伴い、この領域で極方向

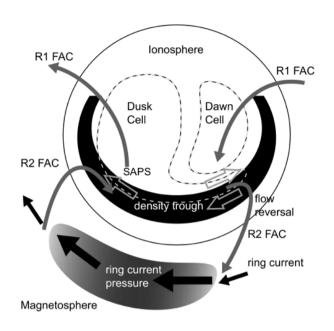


図 24: SAPS 領域と沿磁力線電流の関連を模式 的に示した図 [Kataoka et al., 2007].

へ流れるペダーセン電流のキャリアであるイオン も減少する(ペダーセン電気伝導度が減少する). 少なくなったキャリアで同じ量のペダーセン電流 を流し、Region 2 沿磁力線電流 — ペダーセン電 流 — Region 1 電流という電流系のクロージャを 維持するためには、極方向の電場をさらに強くす る必要がある.このように、SAPS・トラフの領 域では、強い電場 → 密度減少 → 電場の増強 → さらなる密度減少という正のフィードバックが起 こっていると考えられている.

図 25 に、トラフの電子密度構造が存在する場合と存在しない場合で SAPS の強度に差が見られるかどうかを計算機実験によって調べた例を示す [Zheng et al., 2008]. この図の上側 2 つのパネルは、シミュレーションに与えたペダーセン電気伝導度の空間分布である. 右側においてのみトラフの電子密度減少を与えている(18-00 MLT の緯度 50 度付近). 下の 2 つのパネルは、それぞれの場合に得られた電離圏プラズマ対流の大きさである. 明らかにトラフを与えた場合において、強い対流が生じていることが分かる. これは、先

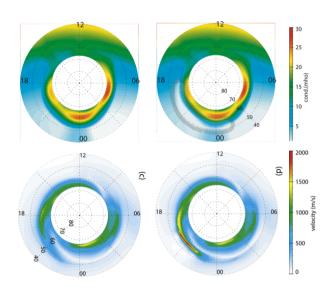


図 25: 中緯度トラフの有無によって SAPS の強度がどのように変わるかを示したシミュレーション [Zheng et al., 2008].

ほど述べたような、フィードバックが働いている ことを示している.この例は、電離圏の構造が電 気伝導度を介して磁気圏・電離圏の大規模電流系 に影響を与えている可能性を示唆する.

## 4 まとめ

これまで述べてきたことの繰り返しになるが、 極域電離圏プラズマ対流の様相は、長いタイムス ケールでグローバルに見た場合は統計的に導出 されたパターンに従っているが、細かいタイムス ケールでかつ局所的な視点を持ってデータを見る と、非常に時間変動が激しく空間的な非一様性も 大きい. このような特性は、近年のグローバルな 観測網による対流構造のスナップショット的な観 測によって明らかになってきたことである. 今後 は、このような 2 次元のイメージング観測を駆使 して、プラズマ対流の特性を探っていくことが必 要である.

極域プラズマ対流が持つ激しい時間変化・空間的な複雑さは電離圏の現象および構造に大きな影

響を与えている. 本稿で紹介しただけでも以下のような事例がある.

- 対流の方向・強度に見られる時間変化に伴う パッチの生成。
- 対流の空間非一様性に伴うパッチの分裂・構造化
- SAPS の発生に伴う中緯度トラフの形成. および、トラフの密度構造に伴う電離圏シンチレーションの発生と衛星測位への影響.

特にポーラーパッチの生成・分裂・構造化に対して電離圏対流の時間変化・空間変化が与える影響は非常に大きい、パッチは、極冠域のプラズマ環境を支配し、複雑な密度擾乱を引き起こすために衛星の測位にも影響を与える。今後は、2次元イメージングデータと数値計算を組み合わせて、これらの影響をより定量的に理解していく必要がある。また、中緯度トラフと SAPS の関連性に関しては、中緯度域 GPS-TEC 観測の充実や SuperDARNレーダーの中緯度への伸展によって今後密な観測ができるようになると思われる。特に磁気嵐の際のトラフや SAPS の時間変化、およびそれらの構造が衛星測位に与える影響などを詳細に解析していくことが期待される。

本稿では、電離圏の構造(例えば電気伝導度の 非一様性)が、プラズマ対流へ影響を及ぼしている事例についても紹介した。本稿で紹介したのは 以下のような例である.

- 電気伝導度の昼夜非対称に伴う夕方側対流セルの拡大。
- 中緯度トラフの存在による SAPS の増強.

電気伝導度の非一様性については、グローバルな視点で見たものしか紹介しなかったが、オーロラ帯における粒子降下に伴ってできる電気伝導度の非一様性がプラズマ対流に与える影響なども今後詳細に調べられなければならない。また、中緯度トラフが SAPS の強度を強める働きがあるこ

とが数値シミュレーションによって明らかになっているが、この効果を観測的に示し、さらに磁気 圏対流へのフィードバックがあるかどうかを検証 していく必要がある、そのためには、電離圏レベ ルの密な観測データと数値実験を組み合わせたア プローチが効果的であると考えられる。

# 参考文献

- Atkinson, G., and D. Hutchison, Effect of the Day Night Ionospheric Conductivity Gradient on Polar Cap Convective Flow, J. Geophys. Res., 83, 725, 1978.
- Axford, W.I., and C.O. Hines, A unifying theory of high-latitude geophysical phenomena and geomagnetic storms, Can. J. Phys., **39**, 1433, 1961.
- Banks, P. M., R. W. Schunk, and W. J. Raitt, NO+ and O+ in the High Latitude F-Region, Geophys. Res. Lett., 1, 239, 1974.
- Basu Su., S. Basu, J. J. Makela, E. MacKenzie, P. Doherty, J. W. Wright, F. Rich, M. J. Keskinen, R. E. Sheehan, A. J. Coster, Large magnetic storm-induced nighttime ionospheric flows at midlatitudes and their impacts on GPS-based navigation systems, J. Geophys. Res., 113, doi:10.1029/2008JA013076, 2008.
- Chapman, S., The electric current system of magnetic storm, J. Geophys. Res., **40**, 349, 1935.
- Cowley, S. W. H, Magnetosphere-ionosphere interactions: A tutorial review, in Magnetospheric Current Systems, Geophys. Monogr. Ser., **118**, edited by S. Ohtani et al., p. 91, AGU, Washington, D.C., 2000.
- Cowley, S. W. H., and M. Lockwood, Excitation and decay of solar wind driven flows in the magnetosphere-ionosphere system, Ann. Geophys., 10, 103, 1992.
- Crooker, N., Dayside Merging and Cusp Geometry, J. Geophys. Res., 84, 951, 1979.
- Dungey, J. W., Interplanetary magnetic field and the auroral zones, Phys. Rev. Lett., 6, 47, 1961.

Foster, J. C., and H. B. Vo, Average characteristics and activity dependence of the subauroral polarization stream, J. Geophys. Res., 107, doi:10.1029/2002JA009409, 2002.

- Heppner, J. P., and N. C. Maynard, Empirical high-latitude electric field models, J. Geophys. Res., **92**, 4467, 1987.
- Hosokawa, K., J.-P. St-Maurice, G. J. Sofko, K. Shiokawa, Y. Otsuka, T. Ogawa, Splitting of polar cap patches: effect of shear in plasma convection, J. Geophys. Res., submitted.
- Iijima, T., and T. A. Potemura, Large-scale characteristics of field-aligned currents associated with substorms, J. Geophys. Res., 83, 599, 1978.
- Iijima, T., Field-aligned currents in geospace: Substance and significance, in Magnetospheric Current Systems, Geophys. Monogr. Ser., 118, edited by S. Ohtani et al., p. 107, AGU, Washington, D.C., 2000.
- Kataoka, R., N. Nishitani, Y. Ebihara, K. Hosokawa, T. Ogawa, T. Kikuchi, and Y. Miyoshi, Dynamic variations of a convection flow reversal in the subauroral post-midnight sector as seen by the SuperDARN Hokkaido HF radar, Geophys. Res. Lett., 34, doi:10.1029/2007GL031552, 2007.
- Milan, S. E., M. Lester, and T. K. Yeoman, HF radar polar patch formation revisited: summer and winter variations in dayside plasma structuring, Ann. Geophys., **20**, 487, 2002.
- Milan, S. E., M. Lester, S. W. H. Cowley, K. Oksavik, M. Brittnacher, R. A. Greenwald, G. Sofko, and J.-P. Villain, Variations in polar cap area during two substorm cycles, Ann. Geophys., 21, 1121, 2003.
- Nagata, T. and S. Kokubun, A particular geomagnetic daily variation  $(S_q^p)$  in the polar regions on geomagnetically quiet days, Nature, **195**, 555, 1962.
- Nishida, A., Formation of Plasmapause, or Magnetospheric Plasma Knee, by the Combined Action of Magnetospheric Convection and Plasma Escape from the Tail, J. Geophys. Res., 71, 5669, 1966.

Ogawa, T., S. C. Buchert, N. Nishitani, N. Sato, and M. Lester, Plasma density suppression process around the cusp revealed by simultaneous CUTLASS and EISCAT Svalbard radar observations, J. Geophys. Res., **106**, 5551, 2001.

- Papitashvili, V. O., and F. J. Rich, Highlatitude ionospheric convection models derived from Defense Meteorological Satellite Program ion drift observations and parameterized by the interplanetary magnetic field strength and direction, J. Geophys. Res., 107, doi:10.1029/2001JA000264, 2002.
- Reiff, P. H., and J. L. Burch, IMF By-dependent plasma flow and Birkeland currents in the dayside magnetosphere 2. A global model for northward and southward IMF, J. Geophys. Res., **90**, 1595, 1985.
- Rich, F. J., and M. Hairston, Large-scale convection patterns observed by DMSP, J. Geophys. Res., **99**, 3827, 1994.
- Ruohoniemi, J. M., and R. A. Greenwald, Statistical patterns of high-latitude convection obtained from Goose Bay HF radar observations, J. Geophys. Res., **101**, 21,743, 1996.
- Ruohoniemi, J. M., and K. B. Baker, Response of high latitude convection to a sudden southward IMF turning, Geophys. Res. Lett., 25, 2913, 1998.
- Ruohoniemi, J. M., and R. A. Greenwald, Dependencies of high-latitude plasma convection: Consideration of interplanetary magnetic field, seasonal, and universal time factors in statistical patterns, J. Geophys. Res., 110, 10.1029/2004JA010815, 2005.
- Schunk, R., P. Banks, and W. Raitt, Effects of Electric Fields and Other Processes Upon the Nighttime High-Latitude F Layer, J. Geophys. Res., 81, 3271, 1976.
- Siscoe, G. L., N. U. Crooker, G. M. Erickson, B. U. O. Sonnerup, K. D. Siebert, D. R. Weimer, W. W. White, and N. C. Maynard, Global geometry of magnetospheric currents inferred from MHD simulations, in Magnetospheric Current Systems, Geophys. Monogr. Ser., 118, edited by S. Ohtani et al., p. 41, AGU, Washington, D.C., 2000.

Siscoe, G. L., and T. S. Huang, Polar cap inflation and deflation, J. Geophys. Res., **90**, 543, 1985.

- Sojka, J. J., M. D. Bowline, R. W. Schunk, D. T. Decker, C. E. Valladares, R. Sheehan, D. A. Anderson, and R. A. Heelis, Modeling polar cap F-region patches using time varying convection, Geophys. Res. Lett., 20, 1783, 1993.
- Tanaka, T., Generation mechanisms for magnetosphere-ionosphere current systems deduced from a three-dimensional MHD simulation of the solar wind-magnetosphereionosphere coupling processes, J. Geophys. Res., 100, 12,057, 1995.
- Tanaka, T., Field-aligned current systems in the numerically simulated magnetosphere, in Magnetospheric Current Systems, Geophys. Monogr. Ser., 118, edited by S. Ohtani et al., p. 53, AGU, Washington, D.C., 2000.
- Tanaka, T., Interplanetary magnetic field By and auroral conductance effects on high-latitude ionospheric convection patterns, J. Geophys. Res., 106, 24,505, 2001.
- Weimer, D. R., Models of high-latitude electric potentials derived with a least error fit of spherical harmonic coefficients, J. Geophys. Res., **100**, 19,595, 1995.
- Weimer, D. R., Improved ionospheric electrodynamic models and application to calculating Joule heating rates, J. Geophys. Res., 110, doi:10.1029/2004JA010884, 2005.
- Zheng, Y., P. C. Brandt, A. T. Y. Lui, and M.-C. Fok, On ionospheric trough conductance and subauroral polarization streams: Simulation results, J. Geophys. Res., 113, doi:10.1029/2007JA012532, 2008.