

磁気圏—電離圏結合過程の基本原則とその未解明問題

[講演: 新堀淳樹 (名古屋大学)]



名古屋大学 新堀淳樹

1. はじめに

1957年に始まった国際地球観測年 (International Geophysical Year: IGY) を契機として世界各地に磁力計、電離圏レーダー、アイオノンデ、大気光カメラ等の地上観測網が整備され、地球規模で電離圏・熱圏・中間圏観測が実施されるようになった。また、1960年代には宇宙空間へ数多くの衛星が打ち上げられ、惑星間空間から磁気圏・プラズマ圏に至る電磁場や荷電粒子、プラズマ観測が実施されてきた。このような多種多様な観測や理論・モデル研究を通じて磁気圏の構造や太陽風変動に伴う磁気圏・電離圏における電磁場やプラズマ環境の変動特性が分かってきた。1990年代以降、観測・コンピューターシミュレーション技術の向上によって、稠密かつ高精度でグローバルな磁気圏・電離圏変動を捉えられるようになってきた。その結果、磁気圏と電離圏は磁力線を介して強く結合し、磁気嵐やサブストームの発達・衰退に伴って磁気圏・電離圏における電磁場やプラズマの空間分布が複雑な構造を持ちながら時間的に激しく変わることが明らかになりつつある。本稿では、磁気圏構造の基本を押さえた上で、電磁気圏物理の基本概念について述べる。なお、極域電離圏プラズマ対流については H20 年度の関連講演 2 で詳しく述べられているので、そちらを参照されたい。その後

の章で電離圏電場の瞬時応答とその周辺領域への影響、ならびに磁気嵐時のグローバルな電離圏変動について、近年の研究で分かってきたことを詳しく解説する。最後に今後解決すべき研究課題について述べる。

2. 電磁気圏物理の基本

2.1 太陽地球系結合

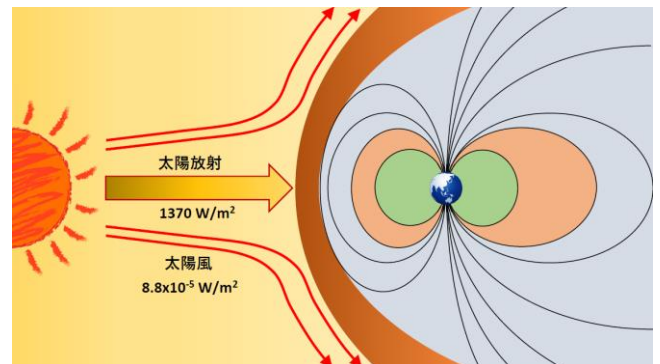


図 1: 太陽-地球系結合の外観図。橙色と赤の矢印はそれぞれ太陽放射と太陽風の進む方向を表す。地球から伸びている曲線は磁力線を表し、肌色と黄緑色で塗られた領域はそれぞれ、環電流領域とプラズマ圏である。

地球は固有磁場を持つ惑星であり、図 1 に示すようにその勢力範囲は地球周辺の宇宙空間へと広がっている。一方、地球から 1 億 5000 万 km 離れたところに位置する太陽は絶えず膨大なエネルギーを宇宙空間に放出しており、電磁波としての太

陽放射と荷電粒子群としての太陽風が地球に降り注いでいる。前者は、可視光域(約550 nm)に最大となるスペクトル分布をしており、地球軌道上での総エネルギーフラックスは、約 1370 W/m^2 である。地球が受け取る太陽放射エネルギーは赤道域で最大となる。そのため、その強烈な太陽放射エネルギーによって地表面付近が暖められ、その熱によって下層大気では非常に活発な対流活動が引きこされている。それによって生成された大気波動が上層へと伝搬し、運動量を中間圏などの中層・超高層大気へと運び、その大気層におけるダイナミクスに重要な役割を果たしている。

一方、太陽からは高速のプラズマの流れである太陽風が噴き出しており、太陽風は同時に惑星間空間磁場(Interplanetary Magnetic Field: IMF)を引き連れている。その平均的な太陽風が運ぶエネルギーフラックスは、 $8.8 \times 10^{-5} \text{ W/m}^2$ であり、太陽放射エネルギーと比較すると極めて小さいことが分かる。それにも関わらず、太陽風の密度、速度やIMFの時間変化は、磁気圏・電離圏における電磁場やプラズマ環境に大きな影響を及ぼし、サブストームや磁気嵐などの擾乱現象の発生要因となっている。太陽風は、主に水素、ヘリウムイオンと電子から構成される荷電粒子群であるため、地球磁場の影響を受けて直接地球大気圏へ侵入することはできない。太陽風は図1の赤色の矢印が示すように地球磁気圏を避けるように地球後方へと流れていく。しかし、IMFの方向によっては太陽風のエネルギーが磁気圏へと侵入し、磁気圏内部や極域電離圏において大規模なプラズマ対流を引き起こす。

2.2 磁気圏を流れる電流と磁気圏対流

図2に描かれているように地球磁気圏は太陽風によって昼間側で圧縮され、夜側で引き延ばされた形をしている。これは、磁気圏を流れる大規模な電流が作り出す2次的な磁場効果によって元の双極子磁場がゆがめられているためである。磁気圏を流れる主な電流は、昼間側磁気圏界面を東向きに流れる磁気圏界面電流(図2上段の緑色部分)、夜側磁気中性面付近を朝-夕方向に流れる磁気圏尾部

電流(図2中段薄青色部分)と磁気嵐時に内部磁気圏で発達する西向きの環電流(図2下段水色部分)の3つに分けられる。

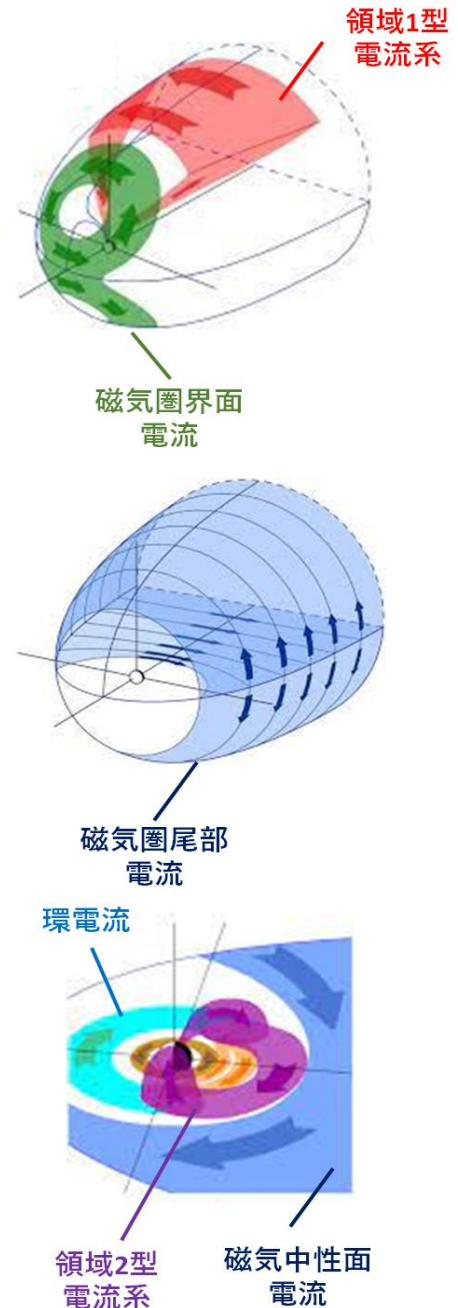


図2: 磁気圏を流れる主な電流。南向き IMF 時の電流系の状態を表す[Ganushkina et al., Rev. Geophys., 2018 から抜粋し、一部改変]。

これらの電流は磁力線を横切って流れるため、図2に示すように領域1, 2型電流系の一部が沿

磁力線電流となって磁気圏から電離圏、電離圏から磁気圏へと流れる。後で述べる磁気圏対流の駆動に重要な役割を果たす領域 1 型の電流系は、図 2 の上段に示されているように太陽風と直接相互作用する磁気圏界面付近を流れる磁力線直交方向の電流が沿磁力線電流となって極域電離圏へ流れ込む。この領域 1 型の沿磁力線電流は、昼間側カスプ域の少し高緯度側の磁気圏境界域で発生した電場を電離圏へ持ち込み、その電場が大規模な 2 セル型の磁気圏－電離圏対流を駆動する。

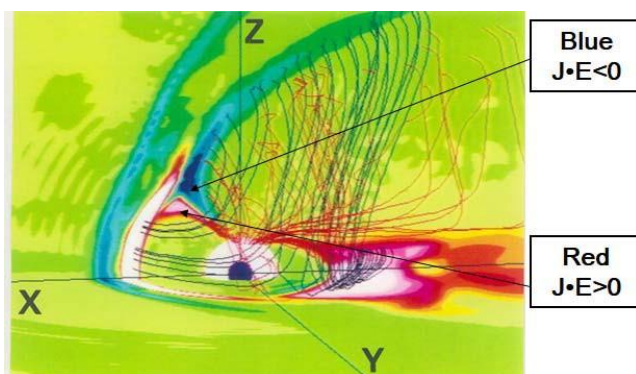


図 3: 電磁流体磁気圏シミュレーションで計算された電磁エネルギーの生成と消費分布。赤色と青色はそれぞれ電流密度 \mathbf{J} と電場 \mathbf{E} の内積が正と負の領域を示す[Tanaka, 1995].

近年の計算機資源の向上によって全球にわたる高精度の電磁流体 (MagnetoHydro Dynamics: MHD)シミュレーションの結果から、太陽風の運動エネルギーが一旦、プラズマの内部エネルギーに変換され、それが最終的に電磁エネルギーとなって磁力線に沿って伝搬する。図 3 によれば、そのエネルギー変換過程が起こっている領域は極めて限定的であり、昼間側カスプ域の高緯度側で最も効果的に電磁エネルギーに変換される。また、夜側の内部磁気圏においてもプラズマの内部エネルギーが電磁エネルギーに変換されている領域が存在する。そのエネルギーは、非対称な環電流領域と電離圏とをつなぐ領域 2 型の電流系の源となっている。この電流系は領域 1 型の電流系が作る電場を打ち消す方向の電場を生成し、その電場によって内部磁気圏が遮蔽されることが知られている[e.g., Kikuchi et al., 2003].

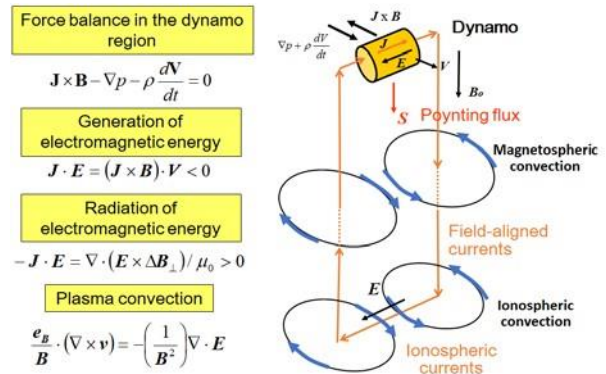


図 4: 電磁エネルギーの生成と放射, およびプラズマ対流の駆動過程.

図 4 は MHD シミュレーションから得られた結果について数式を用いて模式的に表したものである。図 3 で見られた昼間側カスプ域の高緯度側に位置するダイナモ域では、ローレンツ力 ($\mathbf{J} \times \mathbf{B}$)、圧力傾度力 (∇P)、および慣性力がお互いに釣り合うように変化する。後者の 2 つの力は、プラズマをローレンツ力に逆らって運動させ、その過程を通じて電磁エネルギーが生み出され、ダイナモ域から外へ放射される。そのエネルギーが周囲に電場と磁場の時間・空間変化を作り出し、磁力線に沿って電磁流体波として磁気圏内を伝搬する。同時に、沿磁力線電流も引き連れてくる。さらに、背景磁場と直交する電磁流体波の電場は図 4 に示すようなプラズマ対流を引き起こす。昼間側カスプ域の高緯度側で形成されるプラズマ圧の空間分布とその大きさは、太陽風の動圧、速度、IMF の大きさと方向に強く依存する。特に、IMF の向きが南向きになると、昼間側の磁気圏境界で地球磁場との再結合過程が起こり、ダイナモ域におけるプラズマ圧が非常に高くなり、その圧力傾度力も大きくなる。このため、ダイナモ域から放射される電磁エネルギー量も大きくなり、磁気圏－電離圏全体でプラズマ対流が強化される。このような状態が長く続くと、夜側プラズマシートのプラズマが内部磁気圏へ強化された磁気圏対流によって運ばれ、その領域で環電流が増強される。この電流が作る磁場は内側領域において背景磁場を弱めるため、地上では中・低緯度の地磁気水平成分の減少として観測される。このような現象は、一般に磁気嵐と呼ばれている。

図 5 は実際の磁気嵐主相時に SuperDARN レーダー観測網によって捉えられた磁気緯度と磁気地方時を関数とした極域電離圏対流の空間分布を示

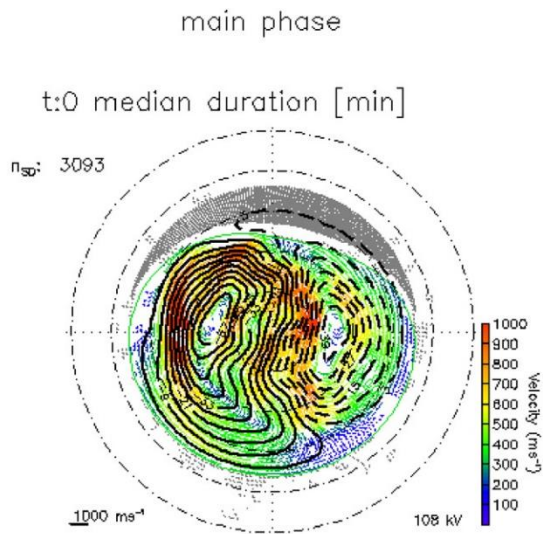


図 5: SuperDARN レーダー観測網によって捉えられた磁気嵐主相時の極域電離圏対流の統計分布. 実践と点線は電離圏電場ポテンシャルの等高線を示す. 磁気正午はプロットの上側に位置している [Walach et al., 2021].

す. この図から分かるように極域電離圏対流分布は単純な 2 セル構造をしておらず, 複雑な空間分布をなしている. ちょうど朝側と夕方側のセルの中心は, 領域 1 型の沿磁力線電流が最も強い足元に一致する. この時の極冠域電位は 108 kV に達している.

2.3 沿磁力線電流と電離圏電流

ダイナモ域と接続する 2 本 1 組の沿磁力線電流が極域電離圏に到達すると, その沿磁力線電流が持ち込んだ電場が極域電離圏に配位し, 磁力線直交方向の電離圏電流を駆動する. その電離圏電流と沿磁力線電流がつながり, 一つの電流回路を形成する. 図 6 には, 極域電離圏に接続する沿磁力線電流の種類とその位置関係, および電離圏電流の流れる方向が示されている. 高緯度側に領域 1 沿磁力線電流が, 低緯度側に領域 2 沿磁力線電流が極域電離圏とつながり, 両者の挟まれた領域では赤道方向(朝側), 極方向(夕方側)の強い電場が形成される. 特に, 夕方側の極方向強い電場は西向き的高速プラズマ流を駆動させる. 後の章で詳しく述べるが, この高速プラズマ流は, Sub-auroral Polarization Stream (SAPS)と呼ばれている [Foster and Vo, 2002].

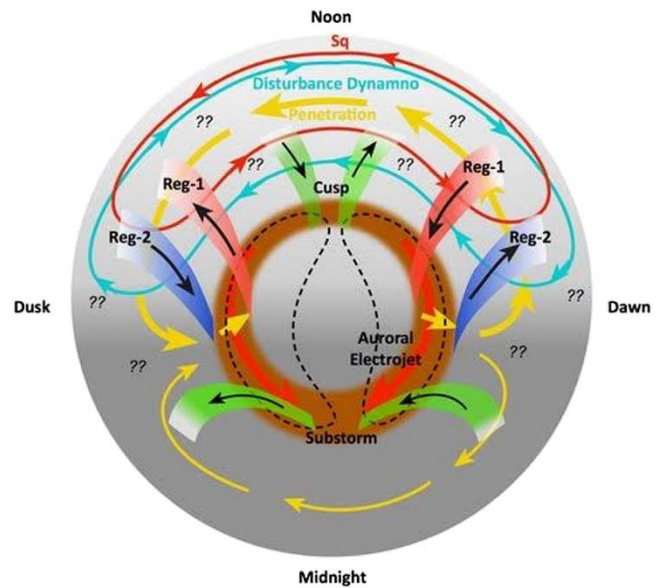


図 6: 高緯度から赤道域に至る電離圏-熱圏結合システムにおける沿磁力線電流と電離圏電流の模式図. 極域の点線は, 2 セル対流を示す. 磁気正午はプロットの上側である [Heelis and Maute, 2020].

磁場に垂直に流れる電離圏電流は大きく分けて電場の方向に流れるペダーセン電流と電場と背景磁場の両方に直交する方向に流れるホール電流がある. 前者のペダーセン電流は, 磁気圏から電離圏へ流れる沿磁力線電流と電離圏から磁気圏へ流れる沿磁力線電流と接続し, 磁気圏と電離圏をつなぐ電流回路の形成に寄与している. 一方, 後者のホール電流は沿磁力線電流の足元を中心とした円電流を形成し, 元の沿磁力線電流とは接続しない. なお, ホール電流のキャリアは電子であるため, 電流の方向と電離圏対流の方向とは逆になる. また, 領域 1 沿磁力線電流が作る電離圏電場は, 極冠域だけに分布するのではなく, その一部が低緯度や赤道電離圏へ侵入する. その侵入電場は, 図 6 の黄色の矢印が示すように昼間側で東向きのペダーセン電流を駆動する. 図 6 に描かれているように朝側と夕方側のオーロラオーバルに沿って流れる強い電離圏電流をオーロラエレクトロジェット(Auroral Electrojet: AE)電流といい, DP 2 電流系とも呼ばれている. オーロラ帯に属する 12 の地磁気観測所で観測された磁場変化を基に AE 指数と呼ばれる地磁気指数が京都大学地磁気世界資料解析センターにおいて算出されており, この AE 指数から高緯度を流れる電離圏電流の大きさを簡易的にチェックすることができる

[<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/aedir/ae2/onAEindex.html>]. 一方, サブストーム時に形成される夜側の領域 1 型の沿磁力線電流とそれをつなぐ西向きの強い電離圏電流を合わせて DP 1 電流系と呼ばれている.

図 6 には領域 1, 2 沿磁力線電流系と接続しない 2 種類の電離圏電流が描かれている. 赤線で示された電離圏電流は, 太陽放射によって引き起こされる熱圏大気の潮汐が駆動する電離圏ダイナモ電流であり, 地磁気静穏日 (Sq) 電流系と呼ばれている. 水色で示された電離圏電流は, Sq 電流系とは方向が逆向きであり, 磁気嵐やサブストームの発生後に見られる電流系で, 電離圏擾乱ダイナモ電流と呼ばれている. この電流系は, 磁気嵐やサブストーム時に極域の熱圏大気の加熱によって生じた熱圏風によって駆動される.

3. 電離圏対流電場の瞬時応答

3.1 グローバルな DP 2 型電離圏電流と惑星間空間磁場(IMF)の依存性

極域電離圏に持ち込まれた対流電場は極域・オーロラ帯だけに限定されず, 中・低緯度, ならびに赤道電離圏へ広がるのがこれまでの磁場や電離圏プラズマ観測から知られている. 図 7 は極域から赤道域に分布する複数の地磁気観測点から得られた地磁気変動を基に電離圏等価電流の空間分布を示す. 正午の領域は図中の数字 12 と書かれたところに一致する. この図から分かるように電離圏等価電流の分布は 2 セル型の構造をしており, その支配領域は極域に限定されず, 低緯度に広がっている. この電流系は DP (Disturbance of Polar field) 2 と呼ばれている. この結果から, 中・低緯度電離圏に極域起源の電離圏電場(対流電場)が侵入してきていることが見て取れる. このグローバルな DP 2 型電流系が発見された時代はまだ沿磁力線電流の存在は明らかにされておらず, このような電場がどのように磁気圏から入ってきたのか明確にされていなかった. そのような背景にあって, 夜側の磁場変化も電離圏等価電流と判断し, 赤道域を一周する電流を Nishida [1968]では描いている. 現在では, 中・低緯度域における夜側の磁場変化は, 極域電離圏に接続する沿磁力線電流が作る磁場変化として考えられている [e.g., Shinbori et al., 2009; 2013].

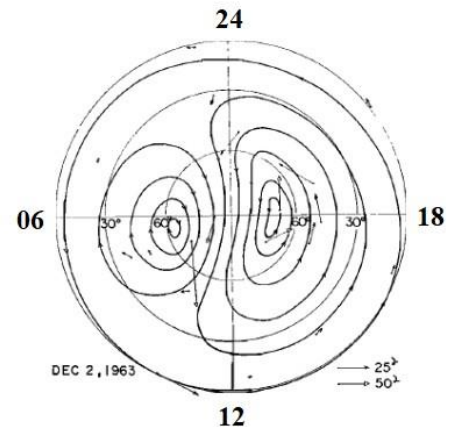


図 7: 地磁気変動から得られた電離圏等価電流の空間分布[Nishida, 1968].

一方, DP 2 型電離圏電流の大きさは IMF の大きさと方向に依存して変化することが知られている. 図 8 は IMP-1 衛星で観測された IMF の方向とペルーにある Huancayo 地磁気観測点で観測された地磁気の南北成分の変動を示す. この図を見て分かるように IMF が南を向くにしたがって地磁気の南北成分が増加する傾向にある. しかも, 両者分か動の間にはほとんど時間差がなく, 一対一の対応をしている.

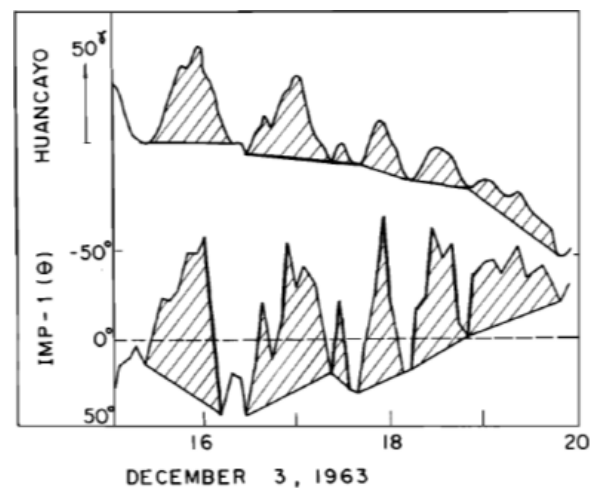


図 8: IMP-1 衛星で観測された惑星間空間磁場の方向 (下段)と Huancayo の地磁気観測点で観測された地磁気南北成分(上段)の変化 [Nishida, 1968].

昼間側赤道域の地磁気南北成分の増加は, 東向きに流れる赤道ジェット電流の強度が増加したことを意味している. よって, この赤道ジェット電流が赤道

電離圏に印加した東向き電場によって駆動することを考えれば、その電場が時間遅れなく瞬時に IMF の方向に依存して変化していることが分かる。

3.2 電離圏－磁気圏対流電場の瞬時応答とその瞬時伝搬機構

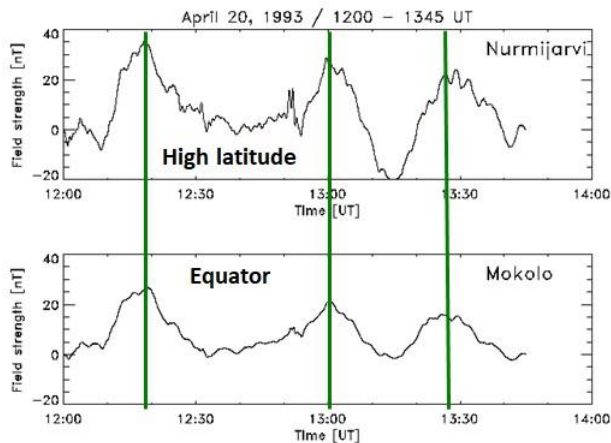


図 9: 高緯度と磁気赤道付近の地磁気水平成分の時間変化[Kikuchi et al., 1996].

図 10 は高緯度と磁気赤道付近に位置する 2 ヶ所の地磁気観測所で観測された地磁気水平成分の時間変化を示す。両観測点はヨーロッパ域の経度上に属しているため、世界時の時刻から正午から午後付近にあったことが分かる。この地方時と図 6 等に示される 2 セル型電離圏対流パターンを考えると、高緯度側の地磁気水平成分変化は、対流の強化によって東向きオーロラ帯ジェット電流が強められるため、正方向の変化を示すことになる。この時系列プロットから両観測点が離れているにも関わらず、高緯度と磁気赤道付近の磁場変動には明瞭な関係があり、変動のパターンが数分以内で一致している。この観測事実から極域電離圏に持ち込まれた対流電場が高緯度から磁気赤道付近へ瞬時に伝搬・配位したと考えることができる。このグローバルな対流電場の瞬時応答メカニズムとして電離圏－地上導波管モードによる電離圏電場の瞬時配位が考えられている [e.g., Kikuchi et al., 1978; Kikuchi and Araki, 1979; Kikuchi, 2014; Kikuchi and Hashimoto, 2016].

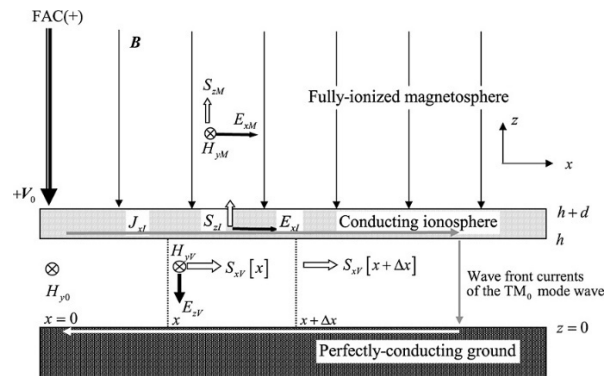


図 10: 完全電離プラズマ域(磁気圏), 部分電離プラズマ域(電離圏 E 領域), ならびに真空領域(大気圏)で構成された 3 層導波管モード伝搬の概念図 [Kikuchi, 2014].

図 10 は、磁気圏、電離圏、ならびに大気圏の 3 層での導波管モードによる電磁場の伝送機構を示す。高緯度の下向き沿磁力線電流が電離圏に持ち込む電荷が作る電位によって電離圏側が地表面に比べて高電位となり、大気圏には下向きの電場が発生し、その周囲に水平方向の磁場を作る。荷電粒子で構成されていない大気圏では、その電磁場は光速で伝搬することができ、図 10 の場合、電磁エネルギーの伝搬方向を示すポインティングベクトルが低緯度、赤道方向になる。この導波管モードの波面はまた電離圏に赤道向きの電場を引き連れて、その一部が磁力線に沿って電離圏から磁気圏へ伝播していく。この場合、磁気圏側では上向きのポインティングベクトルを持つ電磁場の変動が存在することが予想されるが、近年の磁気圏衛星の観測によって磁気圏対流電場の急変に伴う上向きポインティングベクトルの存在が明らかになりつつある [Nishimura et al., 2010]. このように沿磁力線電流が極域電離圏にもたらす電位の変化を通じて発生した導波管モードが中・低緯度や赤道電離圏へ瞬時に対流電場を持ち込み、その電場が磁気圏へと配位していくという電離圏電場の瞬時応答機構が理論とモデルの双方から提案されている。なお、実際の大気電場の大きさに比べて 4-5 桁も小さいことから、この導波管モードによる鉛直電場の変動を捉えたという観測事例はまだない。今後、高精度の大気電場の観測によって導波管モードが作る電場変動の存在についての実証が期待される。

近年の高時間分解能での地磁気、電離圏レーダー観測によっても電離圏対流電場が高速でグローバルに配位することが実証されつつある。図 11 に示す。

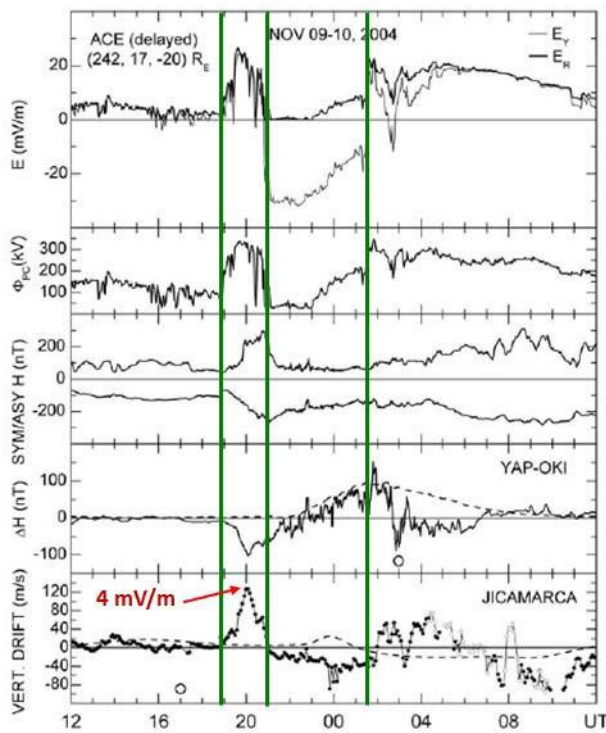


図 11: 2004 年 11 月 9-10 日にかけて発生した大きな磁気嵐に伴う地磁気、電離圏電場の変動. 上のパネルから順に惑星間空間電場, 極冠域電位, 地磁気指数(SYM/ASY H)、磁気赤道における地磁気水平成分の変動, ならびにヒカマルカ電離圏 IS レーダー観測による上向き電離圏プラズマドリフト速度. 図中の 3 本の緑線は惑星間空間電場の方向が切り替わるタイミングを示す[Fejer et al., 2007 (一部改変)].

2004 年 11 月 9-10 日にかけて発生した巨大磁気嵐時における地磁気と電離圏 IS レーダー観測結果によれば、惑星間空間電場の朝-夕方向に向き、その大きさが増加すると、昼夜の赤道電離圏にその電場が瞬時に侵入していることが分かる. この磁気嵐イベントでは、赤道電離圏に最大 4 [mV/m]の電場が観測されており、通常の共回転電場(14 [mV/m])の約 30%にまで及んでいる. 一方、惑星間空間電場の方向が逆転するタイミング(21:00 UT 以降)で昼夜の赤道電離圏電場もそれに呼応する形で瞬時に方向が逆転している. この変動は磁気嵐を引き起こした強い磁気圏対流によって内部磁気圏に形成された領域 2 型電流系によるものと電離圏擾乱ダイナモによる逆向き電場の生成と考えられている. 後者については多くの電離圏物理の教科書や文献に記載されてい

るので、そちらを参考にしていきたい. ここでは、前者の領域 2 型電流系による過遮蔽効果について解説する. 図 12 は惑星間空間磁場の南北成分が正負に変動することに伴う領域 1, 2 電流系の時間変動について環電流シミュレーションを用いて調べた結果である. この結果から、領域 1 型沿磁力線電流系は、惑星間空間磁場の変動に時間遅れなく変動しているが、領域 2 型沿磁力線電流系は、約 20-30 分の時間遅れで応答している. 特に、急激に領域 1 型沿磁力線電流系が弱まったとしても領域 2 型沿磁力線電流系はゆっくりと弱まっており、その電流強度が領域 1 型沿磁力線電流の強度を上回っていることが分かる. この領域 1, 2 電流系のアンバランスに伴って中・低緯度と赤道電離圏の電場強度と方向が変化することが容易に理解できる. 領域 2 型沿磁力線電流系が支配的になることを過遮蔽と呼ばれている. この継続時間は図 13 の結果を見て分かるように 20-30 分と電離圏擾乱ダイナモの継続時間に比べて非常に短い、磁気嵐が開始して直後において惑星間空間磁場と赤道電離圏電場の変動に良い一致が見られる場合、極域電場と過遮蔽電場の赤道域電離圏への侵入が卓越していると判断するのがよいと考えられる. 逆に、そのような対応関係が見られず、過遮蔽の状態が長く継続する場合は、電離圏擾乱ダイナモの影響と判断するのがよい.

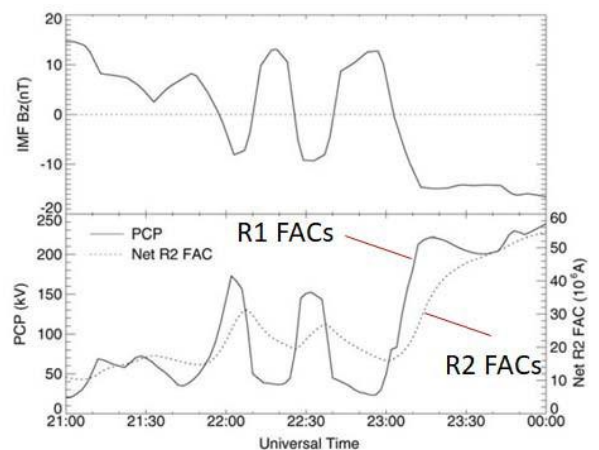


図 12: 2006 年 12 月 14-16 日にかけて発生した磁気嵐イベントについて環電流シミュレーションから得られた領域 1, 2 電流系の変動. 下段の実線と点線は極冠域電位と領域 2 沿磁力線電流の大きさを示す[Kikuchi et al., 2010].

3.3 過遮蔽電場による内部磁気圏ダイナミクスへの影響

前節で述べたように領域 1, 2 型沿磁力線電流によって高緯度電離圏に持ち込まれた対流電場, あるいは遮蔽電場は, 地上-電離圏の間を光速で伝わる導波管モードとして瞬時に低緯度・赤道電離圏へ伝搬する. この時, 電離圏に配位した電場は, 磁力線で繋がっている上層のプラズマ圏・磁気圏へ磁気流体波(アルフベン波)の伝搬速度で伝わっていく. これにより, 数分以内で磁気圏と電離圏プラズマが一緒になって動くことになる. ここでは, 惑星間空間磁場が急に北転したことによって発生する過遮蔽現象の 1 例を紹介する.

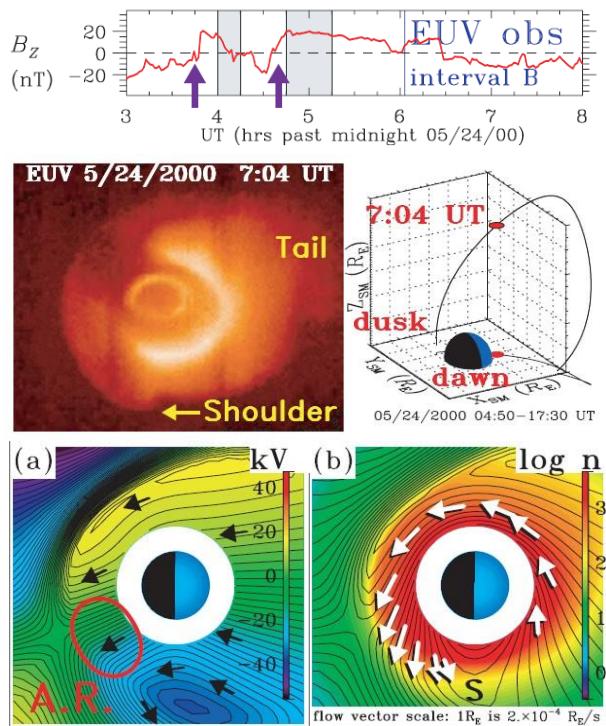


図 13: 2000 年 5 月 24 日 7:04 UT に IMAGE 衛星 EUV 撮像測器で捉えられたプラズマ圏構造と磁気圏シミュレーションから得られた内部磁気圏の対流パターンとプラズマ密度構造. 上段にはその時の惑星間空間磁場の南北成分のデータがプロットされている[Goldstein et al., 2002].

図 13 は 2000 年 5 月 24 日に発生した比較的大きな磁気嵐の回復相にあたる 7:04 UT に IMAGE

衛星 EUV 撮像測器で捉えられたプラズマ圏構造と磁気圏シミュレーションから得られた内部磁気圏の対流パターンとプラズマ密度構造を示す. この時の惑星間空間磁場は, 図 13 の上段にあるように 3:45 UT と 4:35 UT 付近で南向きから北向きへと変化している. 2 回目の惑星間空間磁場の北転が起こってから約 1 時間後に IMAGE 衛星 EUV 撮像観測が行われているが, 図 13 の中段の左図がそれに該当する. この図から分かることは, プラズマ圏が夕方側から太陽方向に伸びるプラズマテイルの構造を示すだけでなく, 朝側で肩のように内側へくびれた構造をしていることである. この構造は, "Shoulder" という名が付いている[Goldstein et al., 2002]. この構造の生成機構を明らかにするために, Goldstein et al. [2002] はプラズマ圏を含めた内部磁気圏シミュレーションを行い, 本来, 夕方側にある停留点が逆向きの対流によって朝側に形成され, その領域に Shoulder 構造が作られることを示した. このプラズマの流れの停留点は地球近傍の共回転電場と磁気圏電場を合わせた電場の大きさや方向によって決まるので, 磁気嵐の主相時では通常対流電場が強化され, 夕方側の停留点は地球近傍へと移動する. ところが, 惑星間空間磁場の急激な北転によって対流電場が小さくなり, 内部磁気圏では逆に遮蔽電場が卓越すると, 夕方側にあったプラズマの停留点は朝側に形成される. このように遮蔽電場は地球近傍へ対流電場が入りにくくするだけでなく, プラズマ圏の密度構造にも影響する.

4. 沿磁力線電流と中緯度電離圏電場の空間分布と季節依存性

4.1 領域 1, 2 型沿磁力線電流強度の空間分布とその季節変動

3 章で解説したように磁気圏と極域電離圏に接続する沿磁力線電流は磁気圏内で生成した電場を電離圏に持ち込むため, 電離圏プラズマのダイナミクスに重要な役割を担う電離圏電場の空間分布とその変動特性は沿磁力線電流の位置とその空間分布の変動に深く関係している. ここでは, 領域 1, 2 型沿磁力線電流の空間分布とその基本特性について解説する.

図 14 はイリジウム衛星搭載の磁力計データを統計解析し, そこから得られた北半球側における沿磁力線電流の磁気緯度と地方時を関数とした空間分

布とその季節変化を示す。極域電離圏に接続する大規模な沿磁力線電流は 2 章で述べたように 2 種類に分類される。高緯度側の電離圏に接続し、朝側と夕方側で電流の向きがそれぞれ磁気圏から電離圏、電離圏から磁気圏になっている 1 組の沿磁力線電流は領域 1 型沿磁力線電流であり、その電流の生成域は昼間側カusp近傍の磁気圏境界付近にある。この電流は平均的に見て磁気緯度 70°-80°の領域に集中している。一方、その低緯度側の電離圏に接続する沿磁力線電流は電流の向きが領域 1 型沿磁力線電流と逆になっている。この電流系は領域 2 型沿磁力線電流と呼ばれ、内部磁気圏を流れる部分環電流と接続している。この電流は平均的に見て磁気緯度 50°-70°の領域に集中している。領域 1 と 2 型沿磁力線電流ともに電離圏に接続する位置は地方時が昼側から夜側へ向かうに従い、磁気緯度が下がる傾向にある。これらの沿磁力線電流の強度分布を見ると、両者の電流強度が最も大きくなる地方時が共通していることが分かる。

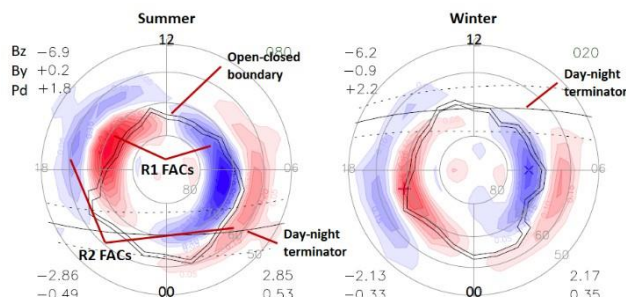


図 14: イリジウム衛星の磁場観測から得られた北半球側の沿磁力線電流の磁気緯度と地方時を関数とした空間分布とその季節変動(左図:夏, 右図:冬). 沿磁力線電流の強度をコンターで表し、磁気圏から電離圏へ向かう電流を青色で示し、その逆方向を赤色で示している。極冠域に書かれた 2 重線は Tsyanenko 磁場モデル用いて計算された閉じた磁力線と開いた磁力線領域を分ける境界線である。また、横方向の実線は、電離圏高度における昼と夜を分ける境界線を示す[Green et al., 2009 を一部改変]。

次に、領域 1 と 2 型沿磁力線電流強度の季節依存性について見てみる。図 14 の左右のコンター分布を比較すると、領域 1 型沿磁力線電流の強度は、電離圏電気伝導度が高い夏の時期に大きくなる傾

向にあるが、領域 2 型沿磁力線電流の強度は、電離圏電気伝導度の大きさに関係なく強度が一定である。この磁力線電流強度の季節変動特性について図 15 に示される簡単な電流回路を用いると分かりやすい。

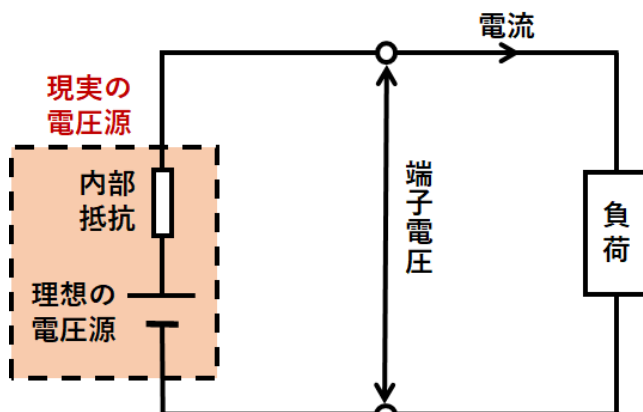


図 15: 内部抵抗を加味した電圧源に銅線でつながれた負荷抵抗を含む電流回路図。もし、内部抵抗がゼロであるならば電圧源は理想の電圧源になる。

電流を発生させる通常の電池には内部抵抗が存在し、その内部抵抗と負荷抵抗の大きさの大小関係によって回路を流れる電流強度の特性が変わってくる。図 15 において理想の電圧源の電圧を V 、内部抵抗を r 、負荷抵抗を R とする。この電流回路にオームの法則を適用すると、回路に流れる電流 I は

$$I = \frac{V}{R+r} \tag{1}$$

となる。内部抵抗 r が負荷抵抗 R に比べて非常に小さい場合、式(1)は

$$I = \frac{V}{R} \tag{2}$$

と近似され、回路を流れる電流 I は理想電圧源の電圧と負荷抵抗の大きさで決まり、電池は電圧源になる。逆に、内部抵抗 r が負荷抵抗 R に比べて非常に大きい場合、式(3)は

$$I = \frac{V}{r} \tag{3}$$

と近似され、回路を流れる電流 I は理想電圧源の電圧と内部抵抗の大きさで決まる。したがって、回路を流れる電流 I は負荷抵抗の大きさに依存しなくなり、電池は電流源になる。この理論的考察と実際の観測結果(図 14)を合わせて領域 1 と 2 型沿磁力線電流系の特性について考えると、領域 1 型沿磁力線電流強度は図 15 の負荷抵抗の逆数と等価な電離圏電気伝導度の大きさに比例して増加することから、この電流系は電圧源であると考えられる。一方、領域 2 型沿磁力

線電流強度は電離圏電気伝導度の大きさに関係なくほとんど変化しないため、この電流系は電流源であると考えられる。このように領域 1 と 2 型沿磁力線電流の季節変動に関する結果は、お互いの電流系の特性が異なることを単に示すだけでなく、領域 2 型沿磁力線電流系が電離圏に印加する電場強度が電離圏電気伝導度の大きさによって変化しうることを意味している。つまり、電離圏電気伝導度に関係なく一定の電流を流すためには、電導度が小さくなった場合、そこに印加される電場強度が大きくならなければならない。逆に、電離圏電気伝導度が比較的大きな昼間側の電離圏では、領域 2 型沿磁力線電流系の電場強度は小さくなるはずである。次節で述べる領域 2 型沿磁力線電流系に関連した現象であるサブオーロラ帯高速流 (Sub-Auroral Polarization Stream: SAPS) の特性を理解する上で、領域 2 型沿磁力線電流の季節変動特性は重要な知見となる。

4.2 領域 2 型沿磁力線電流系に関連したサブオーロラ帯電離圏プラズマ流

太陽フレアに伴う太陽風擾乱やコロナホール起源の高速太陽風が地球磁気圏に到達すると、2 章で解説したように太陽風-磁気圏相互作用が活発化し、領域 1 型沿磁力線電流の強化と 2 セル型電離圏対流の低緯度への拡大が起こる。また、強化された磁気圏-電離圏対流によって夜側プラズマシート起源の熱いプラズマが地球近傍の内部磁気圏へ運ばれ、部分環電流の形成と領域 2 型沿磁力線電流系の強化が起こる。領域 2 型沿磁力線電流は図 14 から分かるように午後側から夕方側のオーロラ帯よりも低緯度側でかつ電気伝導度の小さい電離圏に接続すること、この電流系が定電流源の特性が強いことを加味すると、領域 2 型沿磁力線電流が接続する周辺の電離圏には非常に強い電場が形成されることが予想される。この電場の存在が低軌道衛星の観測から初めて Galperin et al. [1973] によって実証され、そ分か場分布は午後側から真夜中付近で緯度方向のかなり狭い局所的な電場構造を持ち、西向き電離圏プラズマ流を引き起こす極向きの方向を向く [Galperin et al., 1973]。その高速プラズマ流は、Polarization Jet (PJ) [Galperin et al., 1973]、Sub-Auroral Ion Drift (SAID) [Spiro et al., 1979]、Sub-Auroral Electric Field (SAEF) [Karlsson et al., 1998] と名付けられている。特に、1-

4 km の速度を持ち、緯度幅が 1-2° とかなり狭い西向きプラズマ流は、SAID と定義されている。その後、衛星観測や電離圏レーダー観測によってその西向き速度の裾野が低緯度まで広がって存在していることが見出されるようになり、Foster and Burke [2002] は PJ/SAID を含めたサブオーロラ帯から中緯度電離圏に現れる西向きプラズマ流を Sub-Auroral Polarization Stream (SAPS) と定義した。

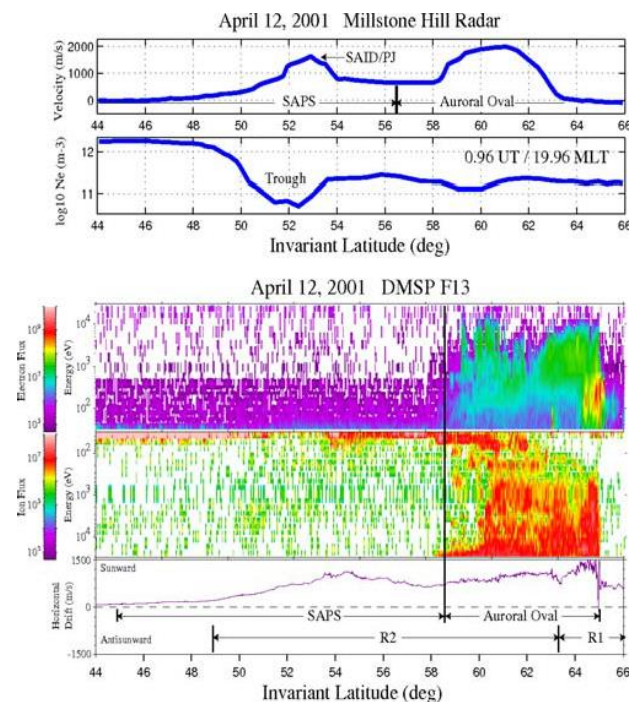


図 16: Millstone Hill IS レーダーと DMSP F13 衛星による SAPS の観測例 [Foster and Vo, 2002].

図 16 は、2001 年 4 月 11-12 日にかけて発生した比較的大きな磁気嵐時に Millstone Hill IS レーダーと DMSP F13 衛星で観測された SAPS 現象の典型例を示す。図 16 上段の 2 つのパネルは Millstone Hill IS レーダーで観測されたイオン速度と電子密度の緯度分布を示す。イオン速度の緯度分布は、磁気緯度 50-56° と 58-64° の 2 つの領域で局所的に増加し、ピークの値はいずれ 1000 m/s を超えている。低緯度側のピークは SAPS に対応する。また、低緯度側の増加域は電子密度が減少した領域、つまり中緯度トラフ付近に位置している。一方、DMSP F13 衛星の観測は SAPS がプラズマシート電子の降下域よりも低緯度側かつ領域 2 型沿磁力線電流域に形成されることを示している。このように

SAPS のような速い西向き電離圏フローは電離圏電気伝導度の低い領域に形成される。これは 4.1 章で解説したように領域 2 型沿磁力線電流系が定電流源であることに由来する。

4.3 サブオーロラ帯電離圏フロー(SAPS)の時間・空間変動特性

本節ではサブオーロラ帯電離圏フロー(SAPS) の時間・空間変動特性について解説する。図 17 は、

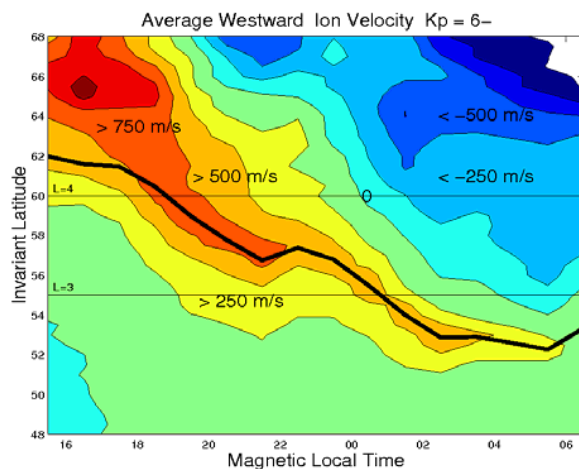


図 17: Millstone Hill IS レーダーで観測された西向きイオンドリフト速度の磁気地方時と緯度を関数とした統計的描像[Foster and Vo, 2002].

Millstone Hill IS レーダーで観測された西向きイオンドリフト速度を統計解析し、その結果を磁気緯度と磁気地方時の関数として表したものである。この図から分かることは、西向きの速度がピークとなる磁気緯度が午後側から真夜中過ぎに行くにしたがって減少していくことである。つまり、SAPS が発生する緯度帯が高緯度から低緯度側へシフトしていくことを表し、オーロラオーバルの磁気緯度と地方時特性とよく似ている。また、西向き速度のピーク値は夜側に進むにつれて徐々に小さくなる。図 18 は SAPS による西向きイオンドリフト速度分布から 推定した電離圏電場ポテンシャル分布を示す。電場ポテンシャル分布をグレースケールで示されている。この図から地磁気活動度(Kp 指数)が増加するにつれて電位降下量が増加し、その領域が真夜中過ぎから朝側へ SAPS が張り出してくることが分かる。また、その勢力範囲が地磁気活動度の増加によって低緯度まで張り出してくる。Kp 指数の値が 7 以上の大きな地磁気擾乱時に

はその電位降下は 65 kV に達し、2 セル型電離圏対流が作る極冠域電位の約 30-40%にまで達する。このように SAPS の空間分布は磁気緯度と地方時、地磁気活動度に依存する。また、4.1 節で述べたように領域 2 型沿磁力線電流強度は明瞭な季節変動を示さない。このことからその電流系に関連した電場構造(SAPS)は電離圏電気伝導度の変化に呼応して変化することが予想される。

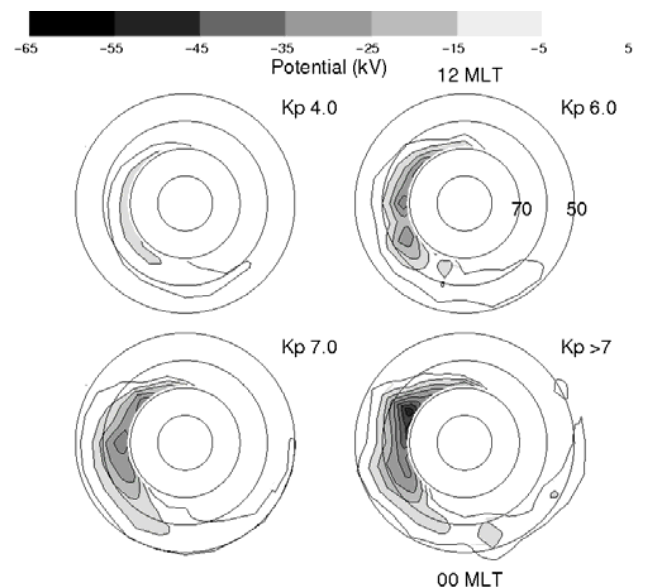


図 18: SAPS による西向きイオンドリフト速度分布から推測される電離圏電場ポテンシャル分布[Foster and Vo, 2002].

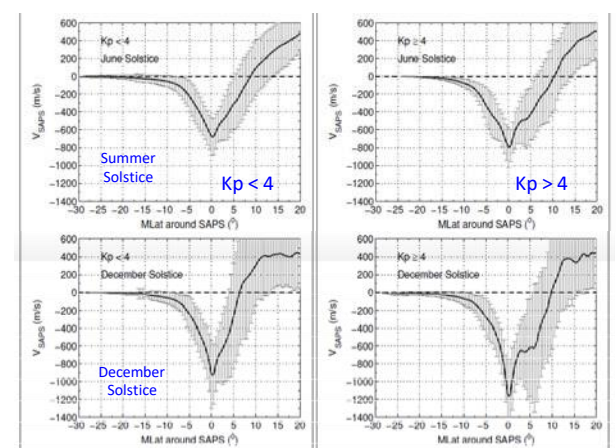


図 19: DMSP 衛星搭載のイオンドリフトメータから得られた東向きイオンドリフト速度の緯度分布の季節変化。図の誤差棒は標準偏差を示す[Wang and Luhr, 2013 (一部改変)].

図 19 は DMSP 衛星搭載のイオンドリフトメータから得られた東向きイオンドリフト速度の緯度分布の季節変化を示す. この図から分かることは地磁気活動度の上昇に伴って SAPS のピーク速度が増加する他, 夏至と冬至におけるそのピーク速度が異なっている. その値は夏至の時期よりも冬至の時期の方が大きく, 約 1.25 から 1.5 倍程度, 冬至の時期にピーク速度が増加する. この傾向は地磁気活動度の大小ではほとんど変化しない. このように SAPS による西向き速度は冬半球側で増加する傾向にある.

1990 年代後半以降, 地磁気, 大気光・オーロラ, 電離圏電場, プラズマ密度と速度を高時間・高空間分解能を持って測定する地上観測網が高緯度から赤道域にわたる広範な領域に整備され, Thermosphere - Ionosphere - Electrodynamics General Circulation Model (TIE-GCM) [Roble et al., 1977] や Ground-to-Topside Model of Atmosphere and Ionosphere for Aeronomy (GAIA) [Jin et al., 2011] といった高解像度で電離圏を解くモデルが開発されたため, SAPS の微細構造やその速い時間変化の様相が明らかにされつつある. その中でも 2000 年代後半から中緯度に建設された SuperDARN レーダーによって SAPS の様々な性質や時間・空間変化がわかってきた. 図 20 は, (a)北海道 East レーダーのビーム 7 によって観測されたドップラー速度, (b)LANL 粒子データから決定されるプラズマシート境界条件を用いたものと (c)固定した境界条件の下で解いた Comprehensive ring current model (CRCM) [Fok et al., 2001] の計算結果を示す. SuperDARN レーダー観測結果から分かることは, 中緯度(50-55°)に 200 m/s をこえる西向きの電離圏フローが時間的に変動しながら出現と消滅を繰り返していることである. また, 実際の LANL 粒子観測データから決めた時間変動する境界条件の下で CRCM を解いた結果, 時間変動を入れない場合と比較すると, 前者の設定が SuperDARN レーダーで観測された SAPS の時間と空間変動を良く再現している. この結果は, SAPS の時間・空間構造を規定する上で内部磁気圏を流れるリングカレントの変動が重要な鍵を握っていることを示唆する. つまり, 夜側プラズマシート粒子の注入によって内部磁気圏に形成されるプラズマ圧の分布とその勾配の時間変化によって領域沿磁力線電流の構造が時間的に変化す

ることで中緯度に形成される SAPS の活動度が変化すると言える. このように中緯度 SuperDARN レーダーの設置によって磁気嵐やサブストーム時にサブオーロラ帯から中緯度に形成される電離圏電場構造の時間・空間変動の様相が明らかにされてきた. 今後, SuperDARN レーダーと他の観測データ(例えば, 全球 GPS-TEC データ, 地磁気データなど)を組み合わせた解析を行うことで, SAPS の出現特性の統計的描像や SAPS と SAID の起源について明らかにすることが期待されている. これ以外にも SuperDARN レーダー観測による SAPS の研究成果は, Progress in Earth and Planetary Science 誌に公表されているレビュー論文[Nishitani et al., 2019]を参照されたい.

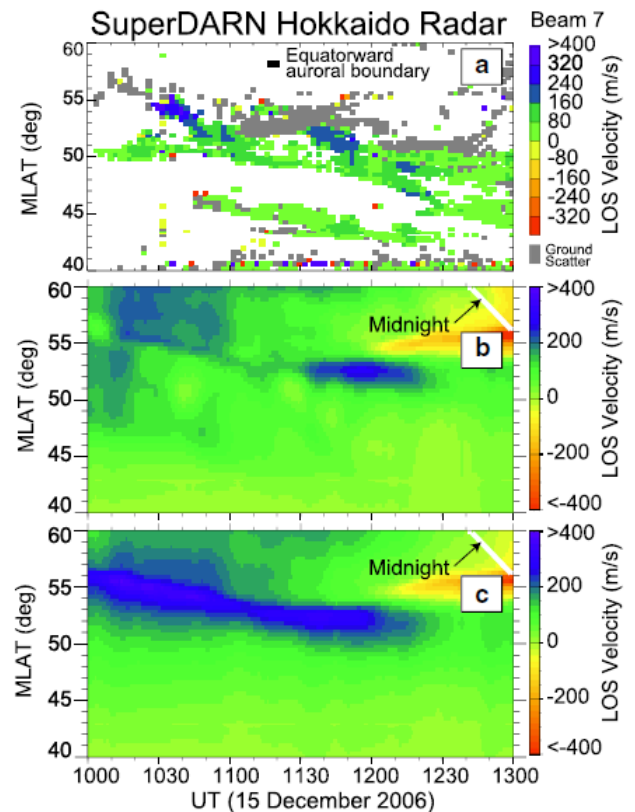


図 20: 北海道 East レーダーのビーム 7 によって観測されたドップラー速度と異なる境界条件の下でリングカレントモデルを用いて算出したドップラー速度の磁気緯度と時間プロット[Ebihara et al., 2009].

5. 中緯度電離圏トラフの時間と空間変動特性

5.1 中緯度電離圏トラフと SAPS

前章では、領域 1, 2 型沿磁力線電流の構造とその季節変化, ならびに領域 2 型沿磁力線電流系に関連したサブオーロラ帯・中緯度電離圏電場(SAPS)についての時間・空間変動について見てきた。ここでは、SAPS が与える電離圏電子密度構造の時間と空間変動特性について解説する。中緯度電離圏トラフは、オーロラ帯よりも緯度の低いサブオーロラ帯において電子密度が緯度方向に狭い範囲で減少した領域を指す(図 21)。中緯度電離圏トラフは地磁気静穏日にも存在するが、磁気嵐やサブストーム時には電子密度の溝が広い緯度帯において深くなる。

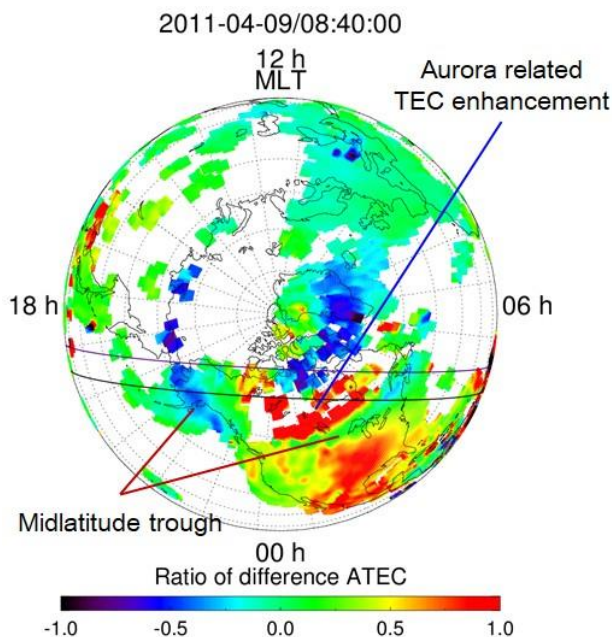


図 21: 磁気緯度と地方時の関数として全球 GPS-TEC の極域マップ。GPS-TEC 値は、2011 年 4 月の中で 10 日分の地磁気静穏日に該当するデータを差し引き、そのデータで規格化したものである。

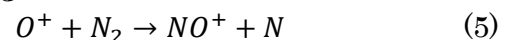
図 22 は弱い地磁気擾乱時における全球 GPS-TEC の極域マップを示すが、このマップにおいて夕方側のサブオーロラ帯から朝側の中緯度域において筋状に TEC 値が減少した領域が見られる。これが先に述べた中緯度電離圏トラフであるが、その溝の深さは経度方向に一様でない(特に、磁気地方時が

15-22 時の領域)ことが見て取れる。なお、夜側の中緯度電離圏トラフの高緯度側で TEC の増大域が見られるが、これはオーロラ活動に伴うもので、磁気圏からの降下電子による電離圏 F 領域の電子密度増大であると考えられる。

磁気嵐やサブストーム時における中緯度電離圏トラフの形成には領域 2 型沿磁力線電流系がサブオーロラ帯を作る SAPS が深くかかわっているとされている。図 16 に示されるように電子密度が減少した領域にちょうど折り重なるように西向きプラズマ流(SAPS)が存在する。このような観測事実から、以下の式が示すようにイオンと中性粒子との衝突が生み出す摩擦加熱によってイオン温度が上昇する。

$$T_i = T_n + \frac{m_a}{3k_B} |\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_n|^2 \quad (4)$$

ここで、 T_i はイオン温度、 T_n は中性粒子温度、 \mathbf{V}_i はイオン速度、 \mathbf{V}_n は中性粒子速度である。この式は SAPS 電場によって電離圏のイオン速度が増加し、中性粒子速度との差が大きくなることでイオン温度が上昇することを意味する。上昇したイオン温度によってイオン-中性粒子との下記のような電荷交換反応が促進される。



その後、式(5)で表された反応によって生成された一酸化窒素イオンと電子が再結合し、中性の窒素原子と酸素原子になる。



このように局所的な強い SAPS 電場が存在する電離圏では電離圏 F 領域を構成する酸素原子イオンと電子が消滅していき、その領域内で電離圏の電子密度が減少していく。図 21 に示すように中緯度電離圏トラフの溝の深さには経度方向の依存性があり、それはおそらく上記の過程を加味すると SAPS 電場強度が経度方向に変化していることを示唆する。

SAPS の経度方向の広がりとその空間変動については日本から北米にかけて設置された中緯度 SuperDARN レーダーのデータが威力を発揮する。図 22 は、図 21 で示した GPS-TEC マップ上に 5 台の SuperDARN レーダー(CVE, CVW, FHE, FHM, BKS)で得られた視線方向のドップラー速度を重ねてプロットしたものである。このイベントは、Clausen et al. [2012]によって既に報告されているものである。図 22 から見て取れることは、複数の SuperDARN レーダーを同時に解析することによって、西向き電離圏フローが磁気地方時 21 時から 4 時

までの幅広い領域にわたって観測されており、TEC 値が減少した中緯度電離圏トラフ域に西向き電離圏フローが出現している。また、西向き電離圏フローの大きさは磁気緯度と地方時に依存して変化し、中緯度電離圏トラフの赤道側境界付近で西向きのフローが急激に大きくなっている。その大きさは、磁気地方時が夕方側に向かうにしたがって増加する傾向にある。磁気地方時の依存性については Clausen et al. [2012]と Kunduri et al. [2017]によっても調べられており、統計的には SAPS の大きさと地方時との間にはほぼ線形の関係があることが報告されている。このような SAPS 電場の経度方向の変化と緯度分布が不規則な中緯度電離圏トラフの形成に深くかかわっていると考えられる。

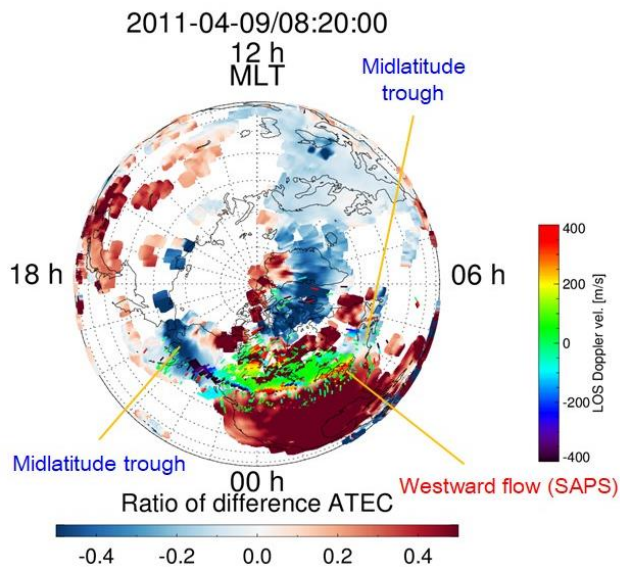


図 22: 全球 GPS-TEC データのうち、北半球のものをプロットし、5 台の SuperDARN レーダーから得られた視線方向のドップラー速度を重ねてプロットした極域マップ。レーダーに向かう方向を正としてドップラー速度分布を示している。

5.2 サブストーム時における中緯度電離トラフのダイナミックな変動

近年の高時間・高空間分解能を持つ GPS-TEC データの解析によって中緯度電離圏トラフが磁気嵐やサブストーム時にダイナミックに変動することが分かってきた。図 23 は地磁気静穏日と孤立型サブストーム時における GPS-TEC の磁気緯度と時間プロット

トを示す。この図の上段が示すように、地磁気静穏日では日没後に磁気緯度 75 度付近に電離圏トラフが現れ、それが時間とともに低緯度側へ移動する。

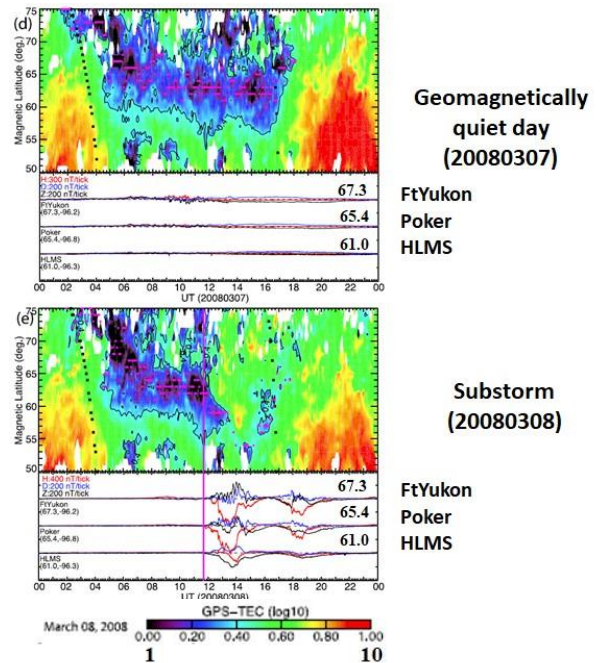


図 23: 北米アラスカ域における GPS-TEC の磁気緯度と時間プロットと 3 つの地磁気観測点で観測された地磁気 3 成分の時系列プロット。上段は地磁気静穏日(2008 年 3 月 7 日)で、下段はサブストーム時(2008 年 3 月 8 日)における GPS-TEC 変動を示す。TEC 値は対数スケールのコンターで表されている。また、TEC のコンタープロット中の黒丸と桃色の点はそれぞれ、昼夜の境界線と中緯度電離圏トラフの中心を意味する[Zou et al., 2011]。

日没から数時間たった後では、電離圏トラフの位置はあまり変化しない傾向にある。一方、下段の図が示すように、サブストームの発生に伴って電離圏トラフの中心位置が急速に低緯度側へ移動し、それまでトラフ域であった高緯度側は TEC の増大が見られる。この高緯度側の TEC 増大は、サブストームに伴って低緯度側へオーロラが拡大し、磁気圏からのエネルギー粒子の降込みによって電離圏の電子密度が増大したと考えられる。また、電離圏トラフの中心位置の急速な低緯度への移動は、その形成要因となっている SAPS が低緯度側へ移動したと推測される。一方、サブストームの回復相になると、低緯度にあった電離圏トラフは急速に高緯度へ後退している。こ

これはサブストームに伴って低緯度へ移動した領域 2 型沿磁力線電流系が元の位置へ戻ったことが考えられる. 図 24 に示すように電離圏トラフの急激な極方向への後退はこれまで提案されている複数の経験モデルでは再現できないことが分かってきた. 逆に, サブストームが起こる前の地磁気静穏日とサブストーム爆発相における電離圏トラフの中心位置はよく再現されている. このことはサブストームの発達期と回復期ではその物理過程が異なることを示唆しており, 地磁気指数の変化だけで単純に記述することはできないことを意味している. 今後はこのような電離圏トラフの速い変動の物理機構の解明に向けた研究を実施していく必要がある.

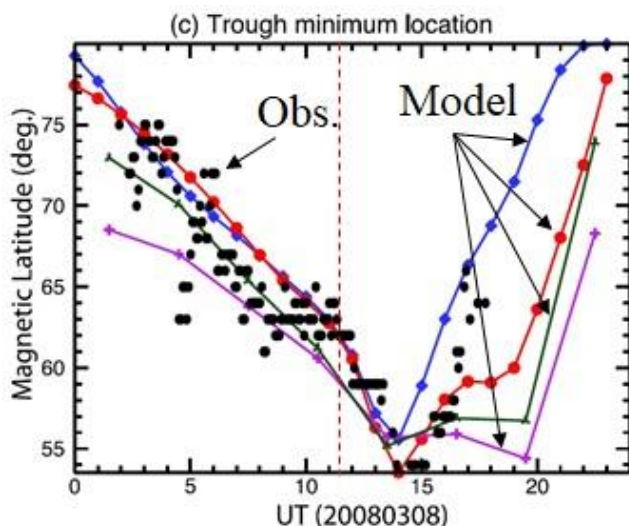


図 24: サブストーム時に観測された電離圏トラフの中心位置と地磁気指数を基にした電離圏トラフの経験モデルから計算された位置との比較 [Zou et al., 2011].

6. 磁気嵐時に見られる電離圏電子密度増大現象 (Storm enhanced density: SED) とその発生機構

太陽フレアなどに起因する太陽風擾乱が地球磁気圏に到達すると, 太陽風に含まれる南向き惑星間空間磁場と地球磁場との再結合過程が起こり, 効率的に太陽風のエネルギーが地球磁気圏へと流入する. これによって第 2 と 3 章で述べた領域 1, 2 沿磁力線電流系の強化と磁気圏—電離圏対流が活発化する. それによって夜側のプラズマシート粒子が内部

磁気圏へ運ばれ, それらの粒子は内部磁気圏を西向きに流れる環電流を発生させる. この西向きの電流によって半地球的に地磁気の南北成分が減少する. このような磁気嵐時には, 極域電離圏へ運ばれた対流電場は磁気赤道域の電離圏へ侵入し, 電離圏電子密度の構造を変化させる. ここでは, 磁気嵐特有の電離圏電子密度擾乱現象の一つである SED 現象の特徴と現在考えられている発生過程について解説する.

6.1 SED 現象とその基本的性質

SED 現象は磁気嵐主相時に午後側の中緯度電離圏において緯度方向に狭い構造を持ち, 極域へ伸びる構造を持った電子密度増大として観測される. その典型例を図 25 に示す. この図は 1990 年 3 月 18-19 日に発生した磁気嵐時に Millstone Hill にある非干渉 (IS) レーダーで観測された午後側中緯度電離圏における高度 500 km の電子密度変動を表している. 磁気地方時が 10-16 時で, 磁気緯度が 60°以上の領域において電子密度の増加域が見られ, 磁気地方時の進行とともにその密度増加域が低緯度へと移動していく特徴が見られる. この電子密度増加現象が SED に対応する. これとは別に磁気緯度 60°以下の領域でも電子密度の増加が見られるが, これは磁気嵐主相時に極域から低緯度電離圏に侵入した対流電場によって電離圏が持ち上げられたことによるものである. 特に, 真昼側の電子密度は磁気緯度が低くなるにつれて増加する傾向にある.

これまでの電離圏レーダーや衛星観測から判明している SED の基本的性質を以下に記載しておく.

1. 太陽方向に向かう電離圏 F 領域の高密度域が緯度方向に明瞭な構造を持つ.
2. 電離圏 F 領域の最大電子密度構造が他の領域と比べて高くなっている.
3. トップサイド電離圏の電子密度も増加する.
4. SED 内部で電子温度が低い.
5. 昼間側の磁気圏内で観測されるプラズマ圏テイルの構造に対応する.

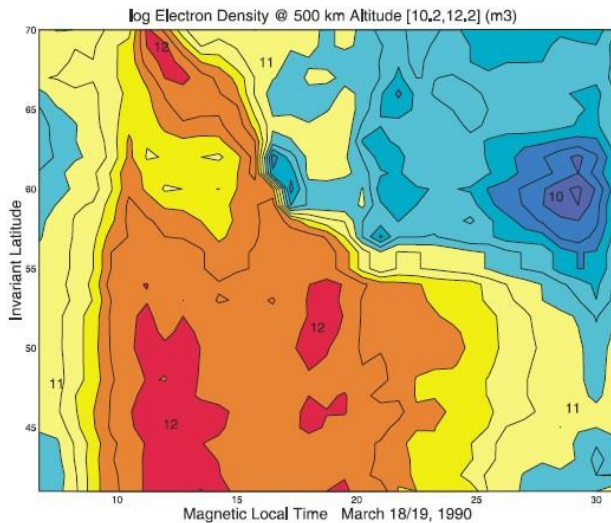


図 25: 1990 年 3 月 18-19 日に発生した磁気嵐時に Millstone Hill IS レーダーによって観測された高度 500 km のサブオーロラ帯・中緯度電離圏の電子密度変化. 電子密度の変化は磁気緯度と地方時の関数としたコンターで示されている[Foster, 1993].

6.2 SED に関する研究の歴史

磁気嵐やサブストームなどの地磁気擾乱に伴う中緯度電離圏における電子密度増大に関する研究は約 50 年以上の長い歴史を持っている. 磁気嵐に伴って午後側中緯度電離圏において電子密度が明瞭に増加することを ATS-3 衛星からの電波を受信し, ファラデー回転の手法によって初めて同定したのは, Papagiannis et al. [1971]である. 彼らの研究によれば, 夕方側(17:00 LT)付近で電子密度が最も大きくなり, その値は平均的な昼間側の電子密度の約 5 倍に達する. この変動は磁気嵐の開始時刻には依存せず, ローカルな全磁力の変動に対応することを報告している. その後, 磁気嵐時には同様の現象が他の観測器によっても見出され, 夕方側の領域で電子密度が増加するという性質から”Dusk effect”と呼ばれていた[e.g., Buonsanto, 1995a, 1995b, 1999; Evans, 1973; Mendillio et al., 1972]. Millstone Hill IS レーダーの長期観測データの解析から, Buonsanto [1995b]は低緯度から高緯度へ高密度プラズマの輸送, 熱圏の中性大気風による電離圏の持ち上げ効果, そして中性大気の組成変動が複雑に絡み合った結果, 中緯度電離圏において電子密度が増加するという”Dusk effect”の生成機構を提案

した.

その後, Foster [1993]はこの”Dusk effect”を”Storm enhanced density (SED)”と改名し, 磁気嵐時に増大した太陽方向の電離圏プラズマ対流付近において緯度方向に流線上の構造を持ち, 電離圏 F 領域ピーク高度の上昇を示す電子密度増加現象を SED と定義した. Foster [1993]は SED 現象が中緯度電離圏トラフの低緯度側に出現し, 磁気嵐の発達に伴って増大した 2 セル対流の赤道側への拡大によって引き起こされることを示した.

2000 年以降, GPS 衛星を用いた測位技術が発展し, 世界中に GPS 受信機ネットワーク観測網が整備されてきた. これによって全電子数分布の世界マップが作成できるようになり, 他の観測機器(アイオノゾンデ, イメージャー, 電離圏レーダー, 磁力計)で得られたデータと組み合わせることによって, 磁気嵐に伴うグローバルな電離圏変動の解析ができるようになってきた[e.g., Balan et al., 2009, 2010; David et al., 2011; Foster et al., 2005; Liu et al., 2016a, 2016b; Maruyama et al., 2004, 2013; Maruyama, 2006; Tsurutani et al., 2004; Zhao et al., 2005; Zou et al., 2013]. GPS-TEC, 地磁気, イオノゾンデ, ならびに衛星観測に基づいて, Tsurutani et al. [2004]は非常に大きな TEC 増大が 2001 年 11 月 5-6 日に発生した磁気嵐に伴って低緯度から中緯度電離圏において観測され, 磁気赤道における地磁気変動からこの時, 強い東向き対流電場が磁気赤道域まで侵入していたことを示した. 彼らは中緯度電離圏 TEC 増大のメカニズムとして図 26 に示すように磁気嵐時に磁気赤道へ侵入した強い東向きの電場による”Super fountain effect”と磁力線に沿った両極性拡散を提案している. さらに, 彼らは中緯度におけるプラズマ密度の増加の高緯度側が 2 セル型の電離圏対流によって削り取られているということを指摘した. Kelley et al. [2004]も中緯度の TEC 増大要因として Tsurutani et al. [2004]と同じ物理機構を提案した. しかしながら, Rishbeth et al. [2010]は緯度方向にプラズマを輸送するのにプラズマが存続できる時間よりも長くなることを指摘し, より低緯度から高密度のプラズマを輸送するよりはむしろローカルなプラズマの生成が SED の形成に重要であることを提案している. 電離圏シミュレーション結果を基に, Heelis et al. [2009]は 2 セル対流の赤道方向の拡大によってより高高度へ電離圏を持ち上げる極向き

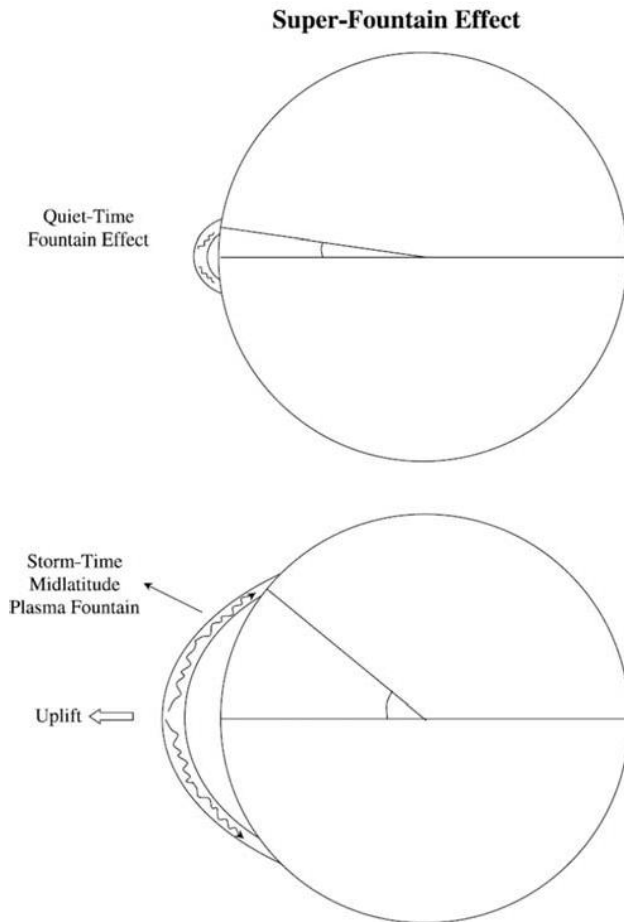


図 26: 中緯度電離圏における磁気嵐時の電子密度増大を引き起こす可能性のある”Super fountain effect”の模式図[Tsurutani et al., 2004].

と上向きフローが駆動されることを示した. 高高度では中性大気密度が減少するため, 電離圏プラズマの消滅機構となる再結合過程の速度がより遅くなることにより, 高高度では長時間にわたってプラズマ密度が高い状態が継続する. また, Foster et al. [2007]は SAPS によって運ばれる西向きプラズマのフラックスが SED の形成に重要な役割を演じることを提案した. 2次元 GPS-TEC マップと DMSP 衛星によって測定された水平イオンドリフト速度との対応関係から, Coster et al. [2007]は SED plume がアメリカ域だけでなく, ヨーロッパやロシア域でも観測されることを示し, 基本的な SED plume の生成機構は SAPS 電場による高密度電離圏プラズマの西向き輸送であることを示唆した. Coster et al. [2007]は 3つの比較的大きな磁気嵐イベントを解析し, SED に伴う TEC 増加がアメリカ域で最も大き

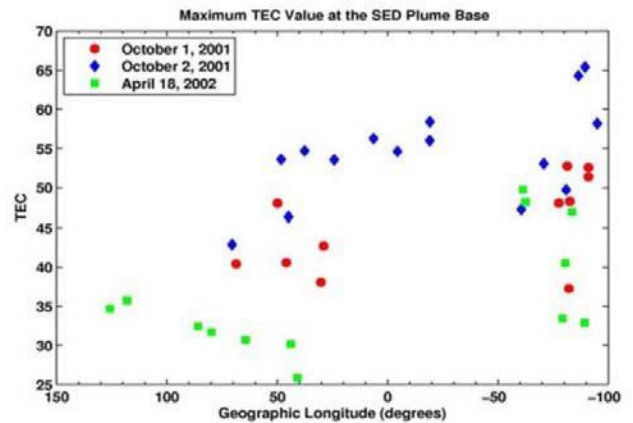


図 27: 3つの磁気嵐イベント(赤:2001年10月1日, 青:2001年10月2日, 黄緑:2002年4月18日)中に観測された SED plume 内の TEC 値を地理経度でプロットしたもの[Coster et al., 2007].

いことを示した(図 27). この理由の一つとして, アメリカ域では地理緯度に対して磁気緯度が高くなっていることが挙げられる. このため, ヨーロッパやロシア域と比べて極域の 2セル対流がより低緯度まで張り出し, より低緯度の高密度の電離圏プラズマが対流電場によって持ち上げられる. この高密度プラズマが西向き電離圏フローによって運ばれるので, アメリカ域で観測される SED に伴う電子密度増加が非常に大きくなる. また, アメリカの経度帯の南半球側に南米磁気異常帯があり, その領域の高密度電離圏プラズマも SED plume の付加的なソースとしてあり得ると Coster et al. [2007]は指摘している. GPS-TEC, Pocker Flat IS レーダー, SuperDARN レーダー, および AMPERE 衛星などの複合観測結果から, Zou et al. [2014]は太陽に照らされた電離圏における北向き電場ドリフトの投影による上向きの鉛直フローが SED の形成に重要であることを報告している. さらに彼らは, SED plume が上向き, または下向きの沿磁力線電流領域と折り重なって出現するが, 夕方側の対流セル内の領域 1 型沿磁力線電流のピーク位置よりも赤道側に現れる傾向にあることを見出した.

6.3 SED 形成のメカニズム

これまで地上・衛星観測やシミュレーション研究に基づいていくつかの異なる **SED plume** の生成メカニズムが提案されている。しかしながら、以下に示すどの機構が最も重要であるかは不明の事実として残されている。

1. SAPS 電場による高密度プラズマの西向き輸送 [e.g., Coster et al., 2007; Foster et al., 2007]
2. 磁気嵐時に強化された赤道異常の高緯度方向への拡大 [e.g., Kelley et al., 2004; Tsurutani et al., 2004]
3. 局所的な上向き電場ドリフト [e.g., Liu et al., 2016b; Zou et al., 2014]
4. 赤道方向へ吹く中性風 [Anderson, 1976]

そこでこれらの提案されているどのメカニズムの中で **SED** の形成に対して最も重要な寄与を持っているかを同定するために、Lui et al. [2016b] は 2015 年 3 月 17-18 日に発生した磁気嵐イベントについて全球 GPS-TEC 観測データと TIEGCM モデル結果を比較した。その結果を図 28 に示す。図 27 の上段のコンタープロットは高度 400 km の上部電離圏における電子密度変化の分布を磁気緯度と磁気地方時の関数としてプロットしたものである。下段のプロットは、高度 280 km の下部 F 領域の電離圏に対応する。両者ともに左から順にトータルの電子密度変化、化学変化による電子密度変化、中性風による変化、

電場ドリフトによる効果、および両極性拡散による効果を示している。両高度ともに全電子密度変化は夕方側の中緯度から昼間側の極域にかけて電子密度の増加を示しており、典型的な **SED** の構造が午後側の中緯度からオーロラ帯にかけて見えている。この構造に対応した各物理・化学変化に伴う両高度における電子密度変化を見ると、中性風の効果は下部電離圏では電子密度が増加し、上部電離圏では減少する方向に働く。一方、電場ドリフトによる効果は、中性風によるものとは逆で、上部電離圏において電子密度が増加する方向へ働く。両極性拡散による影響は、中性風と電場ドリフト効果に比べれば小さい。以上の結果から、上部電離圏では上向き電場ドリフトが **SED** の形成に重要な役割を果たす一方、下部 F 領域では **SED** の生成に中性風が主に寄与していることが示されている。Lui et al. [2016b] はまた、水平方向の電場ドリフトが昼間側の 2 セル対流のおち合う領域から極冠域へ電離圏プラズマを輸送することが極冠域での **Tongue Of Ionization (TOI)** 構造の形成にとって必要不可欠であることを言及している。

しかしながら、高時間・高空間分解能をもった全球 TEC マップを用いたこれまでの研究例は少なく、**SED plume** に関連した TEC 増大がいつ、どこで磁気嵐に伴って出現し始めるのかがよく分かっていない。それに加えて大きな磁気嵐 ($Dst = -200 \sim -400$ nT) の主相の期間に強められた 2 セル型の対流がより低緯度へ拡大するため、赤道または中緯度電離圏が **SED plume** の起源であるかどうか、容易に同定できなくなる。今後の研究では、比較的小さな磁気嵐イベントにも着目し、**SED plume** に関連した TEC 増大がどのように時間・空間発展をしていくかについて調べていく必要がある。

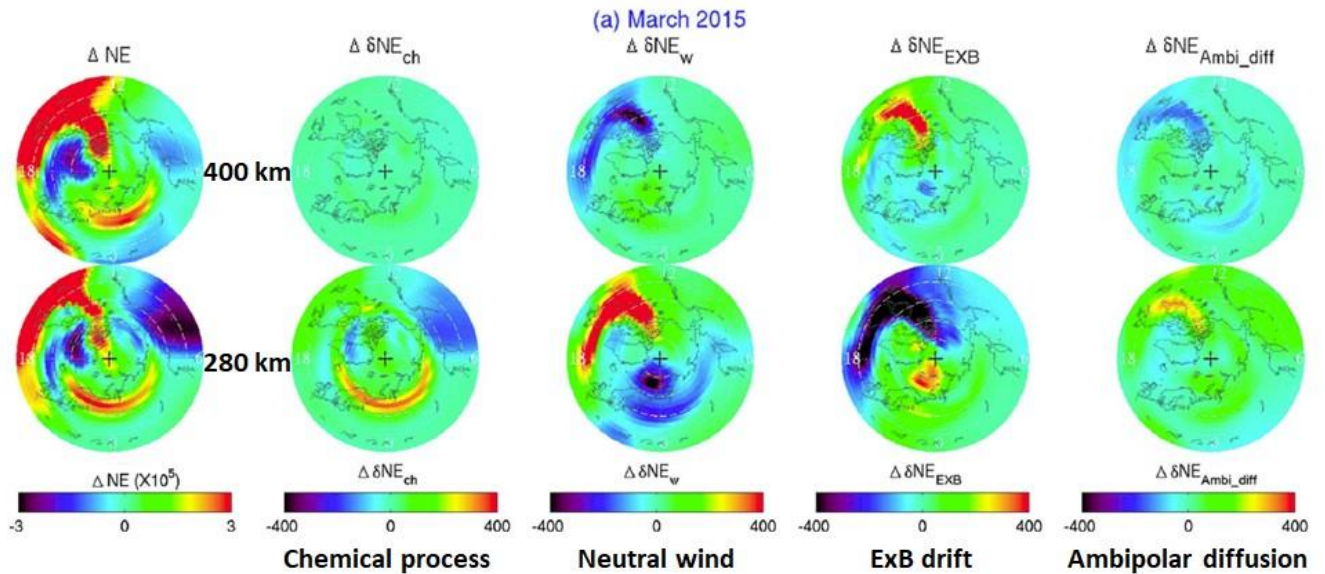


図 28: 2015 年 3 月 17-18 日にかけて発生した磁気嵐イベントに対して実施した TIEGCM モデルの計算結果. 上段のコンタープロットは高度 400 km の上部電離圏における電子密度変化の分布を磁気緯度と磁気地方時の関数としてプロットしたものである. 下段のプロットは, 高度 280 km の下部 F 領域の電離圏に対応する. 両者ともに左から順にトータルの電子密度変化, 化学変化による電子密度変化, 中性風による変化, 電場ドリフトによる効果, および両極性拡散による効果を示している[Lui et al., 2016b (一部加筆)].

7. まとめ

これまで磁気圏—電離圏結合過程の基本原則とその未解明問題について電磁気圏物理の基本から始まり, 電離圏電場の瞬時応答機構, 沿磁力線電流の季節変化, その電流系に関連した現象, 磁気嵐特有の電離圏擾乱現象 (SED) を話題に取り上げながら解説してきた. 近年になって高時間・高空間分解能を持つグローバルな電離圏観測網が発達し, 計算機資源の向上によって全球にわたる電離圏シミュレーションができるようになり, 2 次元または 3 次元で磁気圏・電離圏変動を調べることが可能となった. 磁気嵐主相時には極域で観測される 2 持ル型電離圏対流が低緯度へ拡大するといった基本的な平均描像は不変であるが, 電離圏対流の速い時間変化や微細な空間構造が存在することが分かってきた. 今後は, グローバルな電離圏観測網から得られた観測データを駆使し, 磁気嵐に伴う磁気圏・電離圏電場や電流系の変化を高時間・高空間分解能で 2 次元的に捉えていくことが必要不可欠である. 時にはその観測データの中に見られる現象の生成機構を理解するために, GAIA などの大気圏・電離圏シミュレーション結果との比較解析を行うことも必要である.

太陽風—磁気圏相互作用で生み出された領域 1 型沿磁力線電流は大規模な 2 セル型対流を作る電場を磁気圏から電離圏へ持ち込む. この電場によって駆動された磁気圏・電離圏対流は夜側のプラズマシート粒子を内部磁気圏へ輸送し, 部分環電流と接続している領域 2 型沿磁力線電流系を発達させる. 領域 1, 2 型沿磁力線電流が極域電離圏へ持ち込む電場は太陽風変動に伴って激しく変動し, その時間・空間変化は非常に複雑であるとともに電離圏の現象およびその構造に大きな影響を与える. これに関して本稿で紹介した内容をまとめると次のようになる.

- ・領域 1 型沿磁力線電流系は惑星間空間磁場の変動に 一対一に対応して分単位のオーダーで変化し, 極域電離圏に持ち込まれた対流電場は瞬時に磁気赤道域へ侵入する.
- ・対流電場が磁気赤道へ瞬時に伝搬する機構として電離圏と地面との間に挟まれた領域を光速で伝わる導波管モードが考えられている. しかしながら, その導波管モードの電場は背景の大気電場よりも非常に小さいため, その実観測の成功例はまだない.

・惑星間空間磁場の変動に対する領域 1 と 2 型沿磁力線電流系の応答時間には差があり, 惑星間空間磁場が急激に北向きへ変化した場合, 領域 2 型沿磁力線電流系が 30 分から 1 時間程度卓越する. その場合, 内部磁気圏や中緯度・赤道電離圏は過遮蔽状態となり, 通常の大気電場とは逆向きの電場が支配的となる.

・過遮蔽電場は内部磁気圏ダイナミクスにも影響し, 磁気嵐回復期に朝側で現れるプラズマ圏の shoulder 構造の形成に関与していると考えられている.

・領域 1 型沿磁力線電流の大きさは電離圏の電気伝導度に依存して変化し, 電導度が大きくなると電流強度も大きくなる. 一方, 領域 2 型沿磁力線電流の強度は電離圏の電気伝導度に関係なくほぼ一定である. そのため, 領域 2 型沿磁力線電流が作る SAPS 電場は冬半球側で大きくなる.

・SAPS 電場には速い時間変化や複雑な空間変動があり, 領域 2 型沿磁力線電流の強度の時間変動と空間分布に依存する.

・SAPS 電場が深く関与していると考えられている中緯度電離圏トラフは磁気嵐やサブストーム時にはトラフの深さが深くなり, 空間的に複雑な構造を呈する. また, サブストームの回復相に呼応して急速に高緯度側へ移動する.

・磁気嵐特有の現象である SED の形成機構に関していくつかの異なる機構(SAPS による高密度電離圏プラズマの西向き輸送, 赤道異常の高緯度側への拡大, 赤道方向へ吹く中性風, 局所的な電場ドリフト効果)が提案されているが, どの機構が最も重要な寄与を果たしているかは不明である. 近年の電離圏シミュレーションによって局所的な電場ドリフトと熱圏の中性風が重要な寄与を果たしていることが分かってきた.

この中でも磁気嵐時における中緯度電離圏トラフと SED 現象は空間的に電離圏の電子密度の構造が急激に変化するため, それらの領域付近では電離圏を通過する衛星電波を用いた位置測位の誤差を大きくするため, これらの現象の時間・空間変動特性

の理解は電磁気圏物理学の基礎研究だけでなく, 実用研究にも重要となってくる. 今後は, 全球にわたる GPS-TEC, 地磁気と中緯度 SuperDARN レーダー観測を組み合わせた統合解析を行い, 磁気嵐やサブストームに伴う中緯度電離圏トラフと SED の時間・空間変動のメカニズムを解明していく必要がある. 今では異なる地上・衛星観測データを一元的に取り扱う解析ツール(SPEDAS)等も開発されており, 容易に多量のデータ解析を行える環境も整いつつあるが, シミュレーション結果を取り入れる余地が残されている. そして, 近い将来, このような統合データ解析ツールによって新しい磁気圏-電離圏結合過程の研究が進展することが期待される.

参考文献

- Anderson, D. N., Modeling the midlatitude F-region ionospheric storm using east-west drift and a meridional wind, *Planet. Space Sci.*, **24**, 69–77, doi:10.1016/0032-0633(76)90063-5, 1976.
- Balan, N., H. Alleyne, Y. Otsuka, L. D. Vijaya, B. G. Fejer, and I. McCrea, Relative effects of electric and neutral wind on positive ionospheric storms, *Earth Planets, Space*, **61**, 439–445, doi:10.1186/BF03353160, 2009.
- Balan, N., K. Shiokawa, Y. Otsuka, T. Kikuchi, D. Vijaya Lekshmi, S. Kawamura, M. Yamamoto, and G. J. Bailey, A physical mechanism of positive ionospheric storms at low latitudes and midlatitudes, *J. Geophys. Res.*, **115**, A02304, doi:10.1029/2009JA014515, 2010.
- Buonsanto, M. J., Millstone Hill incoherent scatter F region observations during the disturbances of June 1991, *J. Geophys. Res.*, **100**, 5743–5755, doi:10.1029/94JA03316, 1995a.
- Buonsanto, M. J., A case study of the ionospheric storm dusk effect, *J. Geophys. Res.*, **100**, 23857–23869, doi:10.1029/95JA02697, 1995b.
- Buonsanto, M. J., Ionospheric storms: A review, *Space Sci. Rev.*, **88**, 563–601, doi:10.1023/A:1005107532631, 1999.

- Clausen, L. B. N., J. M. Ruohoniemi, R. A. Greenwald, E. G. Thomas, S. G. Shepherd, E. R. Talaat, W. A. Bristow, Y. Zheng, A. J. Coster, and S. Sazykin, Large-scale observations of a subauroral polarization stream by midlatitude SuperDARN radars: instantaneous longitudinal velocity variations, *J. Geophys. Res.*, **117**, A05306, doi:10.1029/2011JA017232, 2012.
- Coster, A. J., M. J. Colerico, J. C. Foster, W. Rideout, and F. Rich, Longitude sector comparisons of storm enhanced density, *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L18105, doi:10.1029/2007GL030682, 2007.
- David, M., J. J. Sojka, R. W. Schunk, M. W. Liemohn, and A. J. Coster, Dayside midlatitude ionospheric response to storm time electric fields: A case study for 7 September 2002, *J. Geophys. Res.*, **116**, A12302, doi:10.1029/2011JA016988, 2011.
- Ebihara, Y., N. Nishitani, T. Kikuchi, T. Ogawa, K. Hosokawa, and M. Fok, Two dimensional observations of overshielding during a magnetic storm by the Super Dual Auroral Radar Network (SuperDARN) Hokkaido radar, *J. Geophys. Res.*, **113**, A01213, doi:10.1029/2007JA012641, 2008.
- Evans, J. V., The causes of storm-time increases of the F-layer at mid-latitudes, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, **35**, 593–616, doi:10.1016/0021-9169(73)90191-8, 1973.
- Fejer, B. G., J. W. Jensen, T. Kikuchi, M. A. Abdu, and J. L. Chau, Equatorial Ionospheric Electric Fields During the November 2004 Magnetic Storm, *J. Geophys. Res.*, **112**, A10304, doi:10.1029/2007JA012376, 2007.
- Foster, J. C., Storm-time plasma transport at middle and high latitudes, *J. Geophys. Res.*, **98**, 1675–1689, doi:10.1029/92JA02032, 1993.
- Foster, J. C., and H. B. Vo, Average characteristics and activity dependence of the subauroral polarization stream, *J. Geophys. Res.*, **107**, 1475, doi:10.1029/2002JA009409, 2002.
- Foster, J. C., A. J. Coster, P. J. Erickson, J. M. Holt, F. D. Lind, W. Rideout, M. McCready, A. van Eyken, R. J. Barnes, R. A. Greenwald, and F. J. Rich, Multiradar observations of the polar tongue of ionization, *J. Geophys. Res.*, **110**, A09S31, doi:10.1029/2004JA010928, 2005.
- Foster, J. C., W. Rideout, B. Sandel, W. T. Forrester, and F. J. Rich, On the relationship of SAPS to storm enhanced density, *J. Atmos. Space Terr. Phys.*, **69**, 303–313, doi:10.1016/j.jastp.2006.07.021, 2007.
- Galperin, Y. I., Y. N. Pomomarev, and A. G. Zosimova, Direct measurements of ion drift velocity in the upper ionosphere during a magnetic storm, 2. Results of measurements during the November 3, 1967 magnetic storm, *Cosm. Res.* (in Russian), **11**, 283–292, 1973.
- Ganushkina, N. Y., M. W. Liemohn, and S. Dubyagin, Current Systems in the Earth's Magnetosphere, *Rev. Geophys.*, **56**, 309–332, doi:10.1002/2017RG000590, 2018.
- Goldstein, J., R. W. Spiro, P. H. Reiff, R. A. Wolf, B. R. Sandel, J. W. Freeman, and R. L. Lambour, IMF - driven overshielding electric field and the origin of the plasmaspheric shoulder of May 24, 2000, *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 1819, doi:10.1029/2001GL014534, 2002.
- Green, D. L., C. L. Waters, B. J. Anderson, and H. Korth, Seasonal and interplanetary magnetic field dependence of the field-aligned currents for both Northern and Southern Hemispheres, *Ann. Geophys.*, **27**, 1701–1715, doi:10.5194/angeo-27-1701-2009, 2009.
- Heelis, R. A., J. J. Sojka, M. David, and R. W. Schunk, Storm time density enhancements in the middle-latitude dayside ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **114**, A03315, doi:10.1029/2008JA013690, 2009.
- Heelis, R. A., and A. Maute, Challenges to Understanding the Earth's Ionosphere and Thermosphere, *J. Geophys. Res.*, **125**, e2019JA027497, doi:10.1029/2019JA027497, 2020.
- Jin, H., Y. Miyoshi, H. Fujiwara, H. Shinagawa, K. Terada, N. Terada, M. Ishii, Y. Otsuka, and A. Saito, Vertical connection from the tropospheric activities to the ionospheric longitudinal structure simulated by a new Earth's whole atmosphere-ionosphere

- coupled model, *J. Geophys. Res.*, **116**, A01316, doi:10.1029/2010JA015925, 2011.
- Karlsson, T., G. T. Marklund, L. G. Blomberg, and A. Mälkki, Subauroral electric fields observed by the Freja satellite: a statistical study, *J. Geophys. Res.*, **103**, 4327, doi:10.1029/97JA00333, 1998.
- Kelley, M. C., M. N. Vlasov, J. C. Foster, and A. J. Coster, A quantitative explanation for the phenomenon known as storm-enhanced density, *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L19809, doi:10.1029/2004GL020875, 2004.
- Kikuchi, T., T. Araki, H. Maeda, and K. Maekawa, Transmission of polar electric fields to the equator, *Nature*, **273**, 650-651, doi: 10.1038/273650a0, 1978.
- Kikuchi, T., and T. Araki, Horizontal transmission of the polar electric field to the equator, *J. Atmos. Terr Phys.*, **41**, 927-936, doi: 10.1016/0021-9169(79)90094-1, 1979.
- 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, doi:10.1029/96JA01299, 1996.
- Kikuchi, T., K. K. Hashimoto, T.-I. Kitamura, H. Tachihara, and B. Fejer, Equatorial counter electrojets during substorms, *J. Geophys. Res.*, **108**, 1406, doi: 10.1029/2003JA009915, 2003.
- Kikuchi, T., Y. Ebihara, K. K. Hashimoto, R. Kataoka, T. Hori, S. Watari, and N. Nishitani, Penetration of the convection and overshielding electric fields to the equatorial ionosphere during a quasiperiodic DP 2 geomagnetic fluctuation event, *J. Geophys. Res.*, **115**, A05209, doi:10.1029/2008JA013948, 2010.
- Kikuchi, T., Transmission line model for the near-instantaneous transmission of the ionospheric electric field and currents to the equator, *J. Geophys. Res.*, **119**, 1131-1156, doi: 10.1002/2013JA019515, 2014.
- Kikuchi, T., and K. K. Hashimoto, Transmission of the electric fields to the low latitude ionosphere in the magnetosphere-ionosphere current circuit, *Geosci. Lett.*, **3**, 4, doi:10.1186/s40562-016-0035-6, 2016.
- Kunduri, B. S. R., J. B. H. Baker, J. M. Ruohoniemi, E. G. Thomas, S. G. Shepherd, and K. T. Sterne, Statistical characterization of the large-scale structure of the subauroral polarization stream, *J. Geophys. Res.*, **122**, 6035-6048, doi:10.1002/2017JA024131, 2017.
- Liu, J., W. Wang, A. Burns, X. Yue, S. Zhang, Y. Zhang, and C. Huang, Profiles of ionospheric storm-enhanced density during the 17 March 2015 great storm, *J. Geophys. Res.*, **121**, 727-744, doi:10.1002/2015JA021832, 2016a.
- Liu, J., W. Wang, A. Burns, S. C. Solomon, S. Zhang, Y. Zhang, and C. Huang, Relative importance of horizontal and vertical transports to the formation of ionospheric storm-enhanced density and polar tongue of ionization, *J. Geophys. Res.*, **121**, 8121-8133, doi:10.1002/2016JA022882, 2016b.
- Maruyama, T., G. Ma, and M. Nakamura, Signature of TEC storm on 6 November 2001 derived from dense GPS receiver network and ionosonde chain over Japan, *J. Geophys. Res.*, **109**, A10302, doi:10.1029/2004JA010451, 2004.
- Maruyama, T., Extreme enhancement in total electron content after sunset 8 November 2004 and its connection with storm enhanced density, *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L20111, doi:10.1029/2006GL027367, 2006.
- Maruyama, T., G. Ma, and T. Tsugawa, Storm-induced plasma stream in the low-latitude to midlatitude ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **118**, 5931-5941, doi:10.1002/jgra.50541, 2013.
- Mendillo, M., M. D. Papagiannis, and J. A. Klobuchar, Average behavior of the midlatitude F-region parameters NT, Nmax and t during geomagnetic storms, *J. Geophys. Res.*, **77**, 4891-4895, doi:10.1029/JA077i025p04891, 1972.
- Nishida, A., Coherence of geomagnetic DP2 magnetic fluctuations with interplanetary magnetic variations, *J. Geophys. Res.*, **73**, 5549-5559, doi:10.1029/JA073i017p05549, 1968.
- Nishimura, Y., T. Kikuchi, A. Shinbori, J. Wygant, Y. Tsuji, T. Hori, T. Ono, S. Fujita,

- and T. Tanaka, Direct measurements of the Poynting flux associated with convection electric fields in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **115**, A12212, doi:10.1029/2010JA015491, 2010.
- Nishitani, N., J. M. Ruohoniemi, M. Lester, J. B. H. Baker, A. V. Koustov, S. G. Shepherd, G. Chisham, T. Hori, E. G. Thomas, R. A. Makarevich, A. Marchaudon, P. Ponomarenko, J. A. Wild, S. E. Milan, W. A. Bristow, J. Devlin, E. Miller, R. A. Greenwald, T. Ogawa, and T. Kikuchi, Review of the accomplishments of midlatitude Super Dual Auroral Radar Network (SuperDARN) HF radars, *Progress in Earth and Planetary Science*, **6**, 27, doi:10.1186/s40645-019-0270-5, 2019.
- Papagiannis, M. D., M. Mendillo, and J. A. Klobuchar, Simultaneous storm-time increases of the ionospheric total electron content and the geomagnetic field in the dusk sector, *Planet Space Sci.*, **19**, 503–511, doi:10.1016/00320633(71)90166-8, 1971.
- Rishbeth, H., R. A. Heelis, J. J. Makela, and S. Basu, Storming the Bastille: The effect of electric fields on the ionospheric F-layer, *Ann. Geophys.*, **28**, 977–981, doi:10.5194/angeo-28-977-2010, 2010.
- Roble, R. G., R. E. Dickinson, and E. C. Ridley, Seasonal and solar cycle variations of the zonal mean circulation in the thermosphere, *J. Geophys. Res.*, **82**, 5493–5504, doi:10.1029/JA082i035p05493, 1977.
- Shinbori A., Y. Tsuji, T. Kikuchi, T. Araki, and S. Watari, Magnetic latitude and local time dependence of the amplitude of geomagnetic sudden commencements, *J. Geophys. Res.*, **114**, A04217, doi:10.1029/2008JA013871, 2009.
- Shinbori, A., T. Hori, Y. Tanaka, Y. Koyama, T. Kikuchi, and T. Nagatsuma, Global distribution of storm-time ionospheric currents as seen in geomagnetic field variations, *Adv. Polar Sci.*, **24**, 296-314, doi:10.3724/SP.J.1085.2013.00296, 2013.
- Shinbori, A., Y. Otsuka, T. Tsugawa, M. Nishioka, A. Kumamoto, F. Tsuchiya, S. Matsuda, Y. Kasahara, A. Matsuoka, J. M. Ruohoniemi, S. G. Shepherd, and N. Nishitani, Temporal and spatial variations of storm time midlatitude ionospheric trough based on global GNSS-TEC and Arase satellite observations, *Geophys. Res. Lett.*, **45**, 7362–7370, doi:10.1029/2018GL078723, 2018.
- Spiro, R.W., R. A. Heelis, and W. B. Hanson, Rapid subauroral ion drifts observed by Atmosphere Explorer C, *Geophys. Res. Lett.*, **6**, 657–660, doi:10.1029/GL006i008p00657, 1979.
- 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**, doi:10.1029/95JA00419, 1995.
- Tanaka, Y.-M., A. Shinbori, T. Hori, Y. Koyama, S. Abe, N. Umemura, Y. Sato, M. Yagi, S. UeNo, A. Yatagai, Y. Ogawa, and Y. Miyoshi, Analysis software for upper atmospheric data developed by the IUGONET project and its application to polar science, *Adv. Polar Sci.*, **24**, 231-240, doi:10.3724/SP.J.1085.2013.00231, 2013.
- Tsurutani, B., A. Mannucci, B. Iijima, M. A. Abdu, J. H. A. Sobral, W. Gonzalez, F. Guarnieri, T. Tsuda, A. Saito, K. Yumoto, B. Fejer, T. J. Fuller-Rowell, J. Kozyra, J. C. Foster, A. Coster, and V. M. Vasyliunas, Global dayside ionospheric uplift and enhancement associated with interplanetary electric fields, *J. Geophys. Res.*, **109**, A08302, doi:10.1029/2003JA010342, 2004.
- Walach, M.-T., A. Grocott, and S. E. Milan, Average ionospheric electric field morphologies during geomagnetic storm phases, *J. Geophys. Res.*, **126**, e2020JA028512, doi:10.1029/2020JA028512, 2021.
- Wang, H., and H. Luhr, Seasonal variation of the ion upflow in the topside ionosphere during SAPS (subauroral polarization stream) periods, *Ann. Geophys.*, **31**, 1521–1534, doi:10.5194/angeo-31-1521-2013, 2013.

- Zou, S., M. B. Moldwin, A. Coster, L. R. Lyons, and M. J. Nicolls, GPS TEC observations of dynamics of the mid-latitude trough during substorms, *Geophys Res. Lett.*, **38**, L14109, doi:10.1029/2011GL048178, 2011.
- Zou, S., A. J. Ridley, M. B. Moldwin, M. J. Nicolls, A. J. Coster, E. G. Thomas, & J. M. Ruohoniemi, Multi-instrument observations of SED during 24-25 October 2011 storm: Implications for SED formation processes, *J. Geophys. Res.*, **118**, 7798–7809, doi:10.1002/2013JA018860, 2013.
- Zou, S., M. B. Moldwin, A. J. Ridley, M. J. Nicolls, A. J. Coster, E. G. Thomas, and J. M. Ruohoniemi, On the generation/decay of the storm-enhanced density plumes: Role of the convection flow and field-aligned ion flow: Generation and Decay of SED Plumes, *J. Geophys. Res.*, **119**, 8543–8559, doi:10.1002/2014JA020408, 2014.