

### 2.3.3 磁気圏電離圏電流系と地磁気変動

菊池 崇（名古屋大学宇宙地球環境研究所）

（2019年12月9日受付、2021年5月31日公開）

#### 概要

太陽風と磁気圏が相互作用することにより起動される発電機（外部磁気圏ダイナモ）は、磁気圏内部と極から赤道に広がる電離圏にエネルギーを供給し、地球規模の地磁気変動を伴う磁気嵐や極磁気嵐（サブストーム）を発生させる。太陽風の磁場（IMF）が南を向くことで発達するダイナモは朝夕方向の対流電場と領域1型沿磁力線電流（R1FAC: Region-1 field-aligned current）を生成する。対流電場は内部磁気圏へ伝搬し地球を取り巻く環電流（RC: ring current）を発達させ、中低緯度で磁気嵐特有の磁場減少を引き起こすとともに、部分環電流（PRC: partial ring current）は内部磁気圏ダイナモとして、夕朝方向の遮蔽電場（shielding electric field）と領域2型沿磁力線電流（R2FAC）を生成する。R1FAC, R2FACはそれぞれオーロラ帯の高緯度側と低緯度側へ流入し、これに伴う電場がオーロラ帯で互いに強め合う結果、午後側で東向き、真夜中から午前側で西向き Hall 電流（AEJ: auroral electrojet）を流し、地上に強い磁場変動（500-3000nT）を発生させる。磁気嵐主相とサブストーム成長相では、南向き IMF により対流電場が増強し、R1FAC を囲む形で高緯度から中緯度の電離圏 E 層に2つ渦の Hall 電流（DP2 電流）が流れる。R1FAC は中緯度 E 層を流れて、電気伝導度が大きい赤道 E 層でジェット電流（EEJ: equatorial electrojet）を流す。サブストーム拡大相や IMF が北向きになり R1FAC が弱くなる磁気嵐回復相では、R2FAC が卓越するため DP2 電流が弱められ（遮蔽）、また、遮蔽が卓越する過遮蔽（overshielding）が発生して中緯度から赤道の電場・電流の向きが逆転する。このとき、赤道では逆向きジェット電流（CEJ: counter electrojet）が流れる。極赤道間の電離圏電流は、電離圏と地面が構成する導波管（Earth-ionosphere waveguide）内の電磁波によって伝送されるため光速度伝搬する。この結果、高緯度と赤道で類似の地磁気変動が同時に発生する。日本が位置する中低緯度では電離圏電流による磁場成分が小さいため、磁気圏境界電流、環電流、沿磁力線電流による磁場変動が卓越する。地上磁場変動には、IMF 変動が主因となる磁気嵐やサブストーム、太陽風動圧変動による磁気急始（SC: geomagnetic sudden commencement）（1分-10分）や太陽風動圧変動、そして磁気圏プラズマ不安定による地磁気脈動（geomagnetic pulsation）（1分-10分周期）等、原因の異なる何種類かの電流が寄与し、変動の時間変化や大きさは緯度と地方時に大きく依存する。地磁気変動は地上へ達したあと地球内部へ伝搬し、誘導電流を流す。地面では誘導電流により電位差が生じ、接地した変圧器を通して送電線に電流（GIC: geomagnetically induced current）が流れる。この結果、磁気圏ダイナモから発した電磁エネルギーは地中にまで輸送される。磁場と共に電磁エネルギーを構成する電場は高緯度から赤道の電

離圏 F 層プラズマを動かし、全電子数 (TEC: total electron content) 増大やプラズマ不安定を引き起こす。このため、磁気嵐やサブストーム時の中低緯度電離圏変動の理解に磁気圏電離圏電流系の理解が必要となる。

(本稿の詳細は、AGU Geophysical Monograph 260, Chap.14 (Kikuchi, 2021) を参照されたい)

### 2.3.3.1. 対流電場・R1FAC と遮蔽電場・R2FAC

磁気圏プラズマ対流電場を生成するダイナモでは、グローバル MHD (magnetohydrodynamics) シミュレーションによると、磁気再結合により生じる磁気フラックスが熱いプラズマ (圧力  $p$ ) を cusp/mantle 領域に集積させ、圧力勾配  $\nabla p$  とロレンツ力  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  がバランスする形で反磁性電流  $\mathbf{J}$  が流れる (図 1 (a) R1FAC dynamo) (Tanaka, 1995)。この  $\mathbf{J}$  が R1FAC のダイナモ電流であり、ダイナモ電流の両端間の電位差が対流電場を与える。対流電場は磁気圏尾部へ伝搬し、プラズマを集積させ、R2FAC と遮蔽電場のダイナモを創る (Vasyliunas, 1972)。図 1 (a) は、R1FAC と R2FAC のダイナモ電流 (赤色ライン) と沿磁力線電流 (黒色ライン) を示し、図 1 (b) は極域電離圏へ流入する R1FAC, R2FAC、そして図 1 (c) は電離圏電位分布を示す。ダイナモ領域では電場と電流が逆向き ( $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$ ) であるが、沿磁力線電流領域や電離圏では  $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$  を満たす。図 1 (b) の R1FAC, R2FAC 分布は、極軌道衛星観測による沿磁力線電流の分布 (Iijima and Potemra, 1976) を再現している。IMF  $B_z < 0$  の条件下では R1FAC が成長するために、電離圏電位分布は対流電場が卓越する 2 つ渦パターン (図 1 (c)) になり、SuperDARN が観測した 2 つ渦の対流パターン (Ruohoniemi and Greenwald, 1996) を再現している。 $B_z > 0$  になると対流電場は減少するため、R2FAC による遮蔽電場が卓越し、2 つ渦の低緯度側に逆向き渦が発生し、4 つ渦のパターンがみられる (Kikuchi et al., 2010)。電離圏対流は電離圏 E 層での電子の動きを表しているため、Hall 電流パターンと一致し、準周期 DP2 磁場変動 (Nishida, 1968) の電離圏等価電流パターンと一致する。

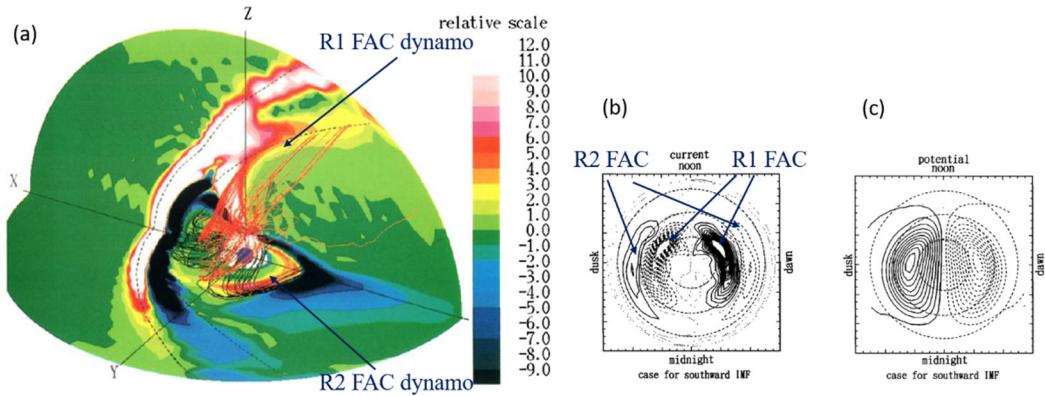


図 1. (a) グローバル MHD シミュレーションにより再現された cusp/mantle 領域の R1FAC ダイナモと磁気圏尾部の R2FAC ダイナモ (Tanaka, 1995)。赤と白色領域は高圧プラズマ領域、赤色ラインはダイナモ電流、黒色ラインは沿磁力線電流を示す (Fig 5 of Tanaka (1995))。 (b) 北極域電離圏へ流入する R1FAC と R2FAC。実線が下向き、点線が上向き電流を示す (同 Fig 2)。 (c) 極域電離圏電位分布。破線と実線はそれぞれ正負のポテンシャルを示す (同 Fig 4)。

### 2.3.3.2. 準周期 DP2 磁場変動とサブストーム

図 2 (a) は、午後側高緯度 (Kilpisjarvi) から赤道 (Mokolo) で観測された準周期 DP2 変動 (12-14 UT) とその後のサブストーム (14-16 UT) による磁場変動を示す (Kikuchi et al., 1996)。Kilpisjarvi の DP2 は、EISCAT レーダーにより観測された電場と電気伝導度から導かれる東西方向 Hall 電流と関連し、中緯度 (Nurmijarvi) および Mokolo とよい相関を示す。一方、低緯度 (Tamanrasset) ではほとんど現れない。緯度的減少は電流が電離圏 E 層を二次元的に広がる幾何学的減衰による。極赤道間の高い相関係数 (25 秒の精度で 0.9) は、電場が高緯度から赤道までほとんど瞬時に伝搬することを示す。赤道電流が増大する理由は、地球磁場が水平であるために、東西電場による鉛直方向 Hall 電流が二次電場をつくり、これが元の電場と同じ向きに Hall 電流を流すためである。Cowling 効果と呼ばれる (Hirono, 1952)。

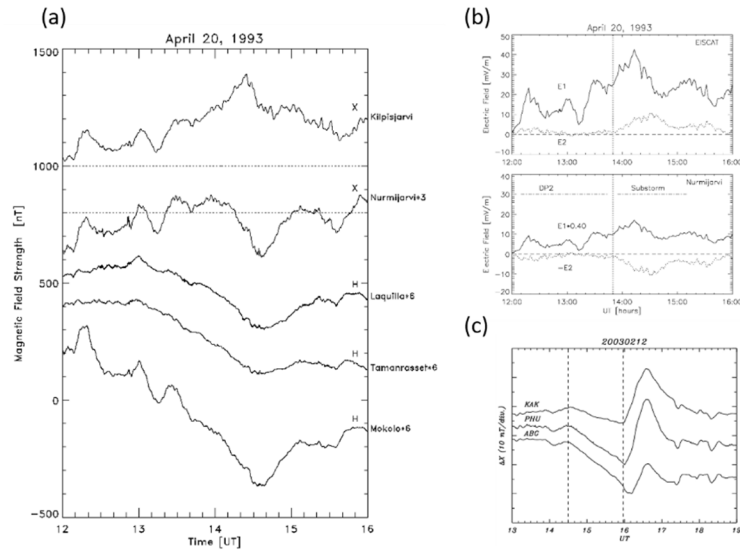


図 2. (a) . オーロラ帯 (Kilpisjarvi) , 中緯度 (Nurmijarvi) , 低緯度 (Tamanrasset) , 赤道 (Mokolo) で観測された準周期 DP2 (12-14UT) とサブストーム (14-16UT) 時の X 成分変動 (Fig 2 of Kikuchi et al. (1996) ) 。 (b) オーロラ帯 (EISCAT) と Nurmijarvi で推定される対流電場 E1 と遮蔽電場 E2 (Fig 8 of Kikuchi et al. (2000) ) 。 (c) 真夜中の中低緯度 positive bay の例 (Fig 9 of Hashimoto et al. (2011) ) 。

サブストームの Growth phase (成長相) では、南向き IMF により磁気圏対流と部分環電流 (PRC) 、電離圏 DP2 電流が発達する。続く拡大相では夜側を中心に R1FAC (SCW: substorm current wedge) が発達し、夕方から午後にかけて R2FAC が発達する。このため、図 2 (a) の DP2 のあと、14-16UT に発生したサブストーム拡大相で、X (Kilpisjarvi) が増加する反面、X (Nurmijarvi) は減少する。この相関の破れは、両地点の間に R2FAC が流入したためである。磁場変動の緯度分布から、図 2 (b) に示すようにオーロラ帯 (上段) と中緯度 (下段) での対流電場 E1 と遮蔽電場 E2 を分離できる (Kikuchi et al., 2000) 。サブストーム時の R2FAC 増大は、磁気圏尾部の磁気双極子化 (dipolarization) が近地球プラズマシートに磁化プラズマを集積させ、PRC を発生させるためである (Tanaka et al., 2010) 。中緯度夜側では、成長相で PRC による磁場減少 (negative bay) のあと、拡大相で SCW による正の湾型磁場 (positive bay) が発生する (図 2 (c) ) (Hashimoto et al., 2011) 。増強した R2FAC は過遮蔽を発生させ、午後の赤道 (Mokolo) では CEJ のために negative bay の振幅増大が発生する (図 2 (a) ) 。

図 3 (a) は、DP2 やサブストーム成長相、また後述する磁気嵐主相時に R1FAC が卓越したときの電流系を模式的に示す。中高緯度で R1FAC を取り囲む形で朝夕方向電場が 2 つ渦の Hall 電流 (DP2 電流) を流し、R1FAC は中緯度 Pedersen 電流を経て昼間赤道に EEJ を流す (Kikuchi et al., 1996) 。図 3 (b) は、内部磁気圏で PRC が発達したときの電流系を示す (Kikuchi et al., 2003) 。IMF  $B_z > 0$  時やサブストーム拡大相で R2FAC が卓越すると、これを取り巻く Hall 電流が中低緯度の電場・電流を逆転させる過遮蔽が発生する。昼間赤道では西向き CEJ による磁場減少が重畳する (Rastogi and Patel, 1975) 。一方、遮蔽電場は午後から夕方のオーロラ帯の電場

を強めるために電離圏プラズマ高速流（SAPS: sub-auroral polarization stream）が発生する（Foster and Burke, 2002）。遮蔽電場が継続する時間は、20-30分程度である（Somayajulu et al., 1987; Senior and Blanc, 1984）が、磁気嵐時にはこの時間が長くなり、2時間以上の過遮蔽が発生する（Kikuchi et al., 2008）。

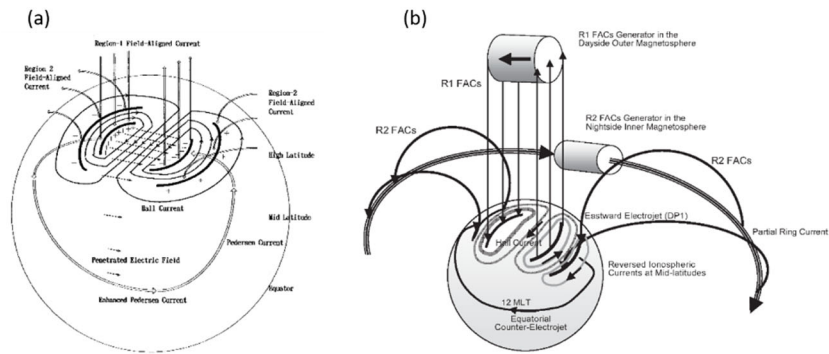


図 3. (a) IMF  $B_z < 0$  で発達する電流系の模式図。対流電場による R1FAC 周辺の 2 つ渦 Hall 電流と R1FAC が中緯度を経由して赤道で流す EEJ (Fig.9 of Kikuchi et al. (1996))。 (b) サブストーム時に発達する電流系の模式図。PRC により駆動される R 2 F A C の低緯度側で流れる逆向き Hall 電流と R2FAC が流入して流す赤道 CEJ (Fig.11 of Kikuchi et al., (2003))。

### 2.3.3.3. 磁気嵐主相電場と DP2 電流

磁気嵐では太陽風衝撃波による磁場増加 (SC) に続いて、強い南向き IMF により発達する環電流 (RC) が中低緯度の磁場を減少させる (Ebihara and Ejiri, 2000)。図 4 (a) は低緯度 (OKI) 磁場が主相 (main phase) で急速に減少し、回復相 (recovery phase) でゆっくり回復する磁気嵐を示す (Kikuchi et al., 2008)。磁気赤道 (YAP) では OKI の磁気嵐の 2.7 倍に達する振幅増大を示す。このとき、図 4 (b) に示すように、主相で 2000nT の強い西向きオーロラジェット電流 (AEJ) が中緯度 (TAR) で流れ、回復相で AEJ がオーロラ帯 (KIL) に移動した。図 4 (a) の  $H$  (YAP) と  $H$  (OKI) の差として求めた赤道ジェット電流は主相で正 (EEJ)、回復相で負 (CEJ) となり (図 4 (c) 下段)、主相 EEJ と回復相 CEJ が重畳したことにより磁気嵐の振幅が増大した。AEJ の緯度は、図 4 (c) (上段) に示すように、中緯度 ( $55^\circ$  CGM) から急速に  $65^\circ$  まで移動しており、回復相初期にサブストーム過遮蔽が発生したことを示す。磁気嵐電場の低緯度への伝搬は図 4 (c) で示す磁力計のほか、Jicamarca 非干渉性レーダー (Fejer et al., 2007) や低軌道衛星の DMSP, C/NOFS, ROCSAT-1 (Burke et al., 2000; Huang et al., 2015) で観測される。

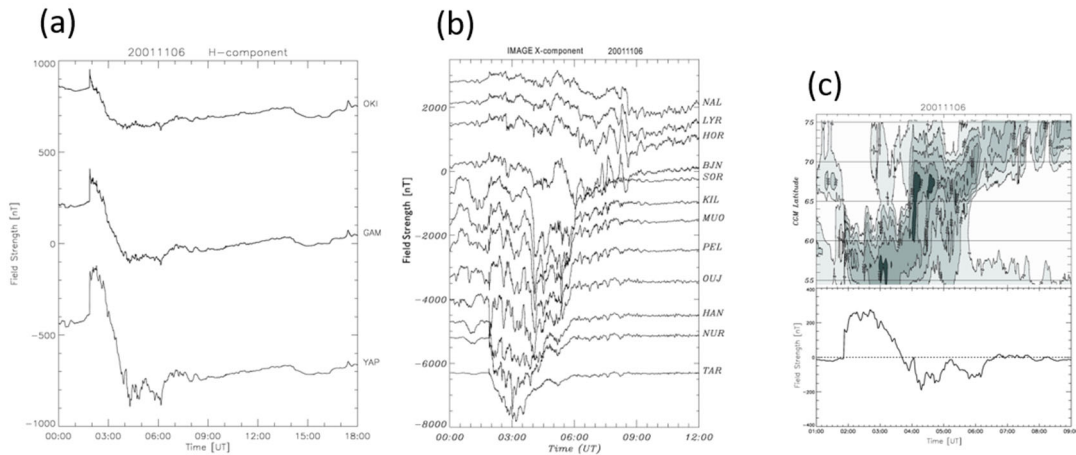


図 4. (a) 磁気嵐時の低緯度 (OKI)、磁気赤道付近 (GAM)、磁気赤道 (YAP) の磁場変化 (Fig.6 of Kikuchi et al. (2008) )。 (b) IMAGE 磁力計チェーンで観測された西向き AEJ による磁場減少 (同 Fig.5)。 (c) AEJ 強度の緯度分布 (上段) および主相 EEJ と回復相 CEJ (下段) (同 Fig.8)。 AEJ は赤道 EEJ の主相で中緯度、赤道 CEJ の回復相でオーロラ帯を流れる。

### 2.3.3.4. 磁気圏内の波動現象

磁気嵐時には、地磁気脈動 Pc5 (周期 150–600 秒)、Pi2 (周期 40-150 秒)、SC (1-10 分インパルス) の波動が発生し、磁力線に平行な磁場変動が磁力線に垂直方向に伝搬して中低緯度で観測される。これと並行して、沿磁力線電流が生成され、極域電離圏へ流入して DP2 型電離圏電流を流す。この結果、極域と赤道で同時に磁場変動が発生する。

#### 【Pc5 地磁気脈動】

Pc5 はオーロラ帯で観測されるほか、磁気嵐時には中緯度から赤道でも観測される。オーロラ帯ではある緯度を境に位相が 180 度変化し、正午を境に位相が反転する (Samson et al., 1971)。この特性は、磁力線共振 (FLR) で説明され、波動の励起源として、磁気圏境界の Kelvin-Helmholtz 不安定 (KHI) (Chen and Hasegawa, 1974) や磁気圏空洞共振 (Kivelson and Southwood, 1985) が提唱されている。磁気嵐時の低緯度 Pc5 は、太陽風動圧により励起された圧縮性 MHD 波で伝搬し、昼間赤道で振幅増大する (Reddy et al., 1994)。図 5 (a) に示す事例では、DP2 型の電離圏電流が発達し、Pc5 が高緯度 (SFV) と昼間赤道 (ANC, SLZ) で時間差なく発生している (Motoba et al., 2002)。電離圏電流が高緯度から瞬時に赤道へ伝送されたことを示す。

#### 【磁気急始 SC】

太陽風衝撃波が磁気圏に衝突して発生する磁場増加が圧縮性 MHD 波で伝搬し、中低緯度で SC として観測される (図 5 (b) 中段)。高緯度 SC は PI (1 分) と MI (5–10 分) で構成され、PI は午前で正、午後で負のインパルスであり、MI は PI と正負が逆である (上段)。昼間の磁気赤道 (下段右) では、低緯度磁場増加に負 PI と正 MI が重畳する。PI, MI はそれぞれ夕朝方

向、朝夕方向電場による DP2 型電離圏電流による (Kikuchi et al., 2016, 2021)。このため、図 5 (c) に示すように、日本の子午線上の中緯度 Mamambetsu (mmb) -赤道 yap で観測される SC は強い緯度依存を示す (Kikuchi et al., 2001)。SC 時の 2 種類の沿磁力線電流の生成が MHD シミュレーションにより再現された (Slinker et al., 1999; Fujita et al., 2003)。PI は開始時刻が 10 秒以内の精度で同定できるために、地球規模の電場・電流の伝搬機構を知る手がかりを与える (Araki, 1994)。

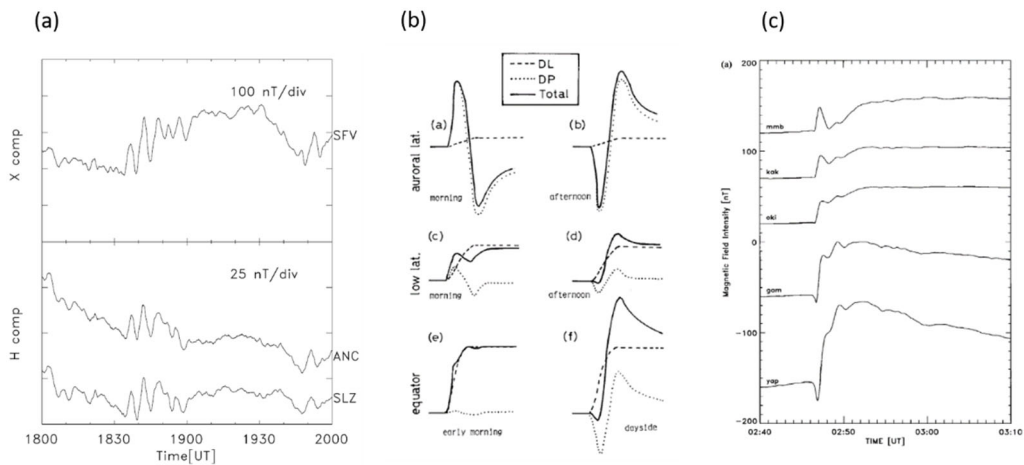


図 5. (a) .高緯度 (SFV) と赤道 (ANC,SLZ) で同時に観測された Pc5 (Fig.2 of Motoba et al. (2002) )。 (b) 高緯度 (上段)、低緯度 (中段)、赤道 (下段) で観測される SC の典型的な型 (Fig.11 of Araki (1994) )。 (c) 同一子午線上の中緯度 (mmb)、低緯度 (oki)、赤道 (yap) で観測された SC (Fig.3 of Kikuchi et al. (2001) )。

### 2.3.3.5. 地磁気誘導電流 GIC

磁気圏電離圏から地上へ伝搬する磁場は、さらに地球内部へ伝搬する過程で、誘導電流を流す。地表面を流れる電流は地上の 2 地点間で電位差を生じるため、電力送電線網の変圧器間に電位差が生じ、電力送電線中を準直流の電流 (GIC) が流れる。北海道女満別で観測された GIC は地磁気東西成分  $B_y$  との相関がよいことが知られている (Watari et al., 2009)。図 6 (a) は、地磁気  $B_x, B_y$  (上段) と観測された GIC (下段、実線) を示す。GIC の  $B_x, B_y$  との相関係数はそれぞれ  $-0.04, 0.8$  であり、 $B_y$  との強い相関を示している。 $B_y$  との強い相関は、地下の電気伝導度分布が上層で大きく下層で小さいとき、誘導電流が上層に集中するためと考えられる (Pirjola, 2010)。二層電気伝導度モデル (上層  $\sigma_1$ 、下層  $\sigma_2$ ) において  $B_y$  が誘導する電場  $E_x$  は、二層モデルのステップ応答関数  $G(t)$  (次式 1) と  $dB_y(t)/dt$  との convolution (次式 2) で与えられる。

$$G[t] = \frac{1}{\sqrt{\pi\mu\sigma_1}} \frac{1}{\sqrt{t}} \left( 1 + 2 \sum_{j=1}^n \left( \frac{\sqrt{\sigma_1} - \sqrt{\sigma_2}}{\sqrt{\sigma_1} + \sqrt{\sigma_2}} \right)^j e^{-\frac{(jd)^2 \mu\sigma_1}{t}} \right) U(t) \quad (1)$$

$$E_x(t) = \int_0^t G(t-\tau) \frac{dB_y(\tau)}{d\tau} d\tau \quad (2)$$

上式を使って図 6 (a) の  $B_y$  から計算した  $E_x$  と GIC の相関係数は 0.98 で、GIC に重ねてプロットすると両者はほぼ一致する (図 6 (a) 下段、破線)。図 6 (b) に、磁気インパルス、サブストーム、磁気嵐などの種々の擾乱時に観測された GIC (実線) と二層モデルで計算した  $E_x$  (点線) を示す。擾乱の種類によらず、高い相関 (>0.95) を示している。

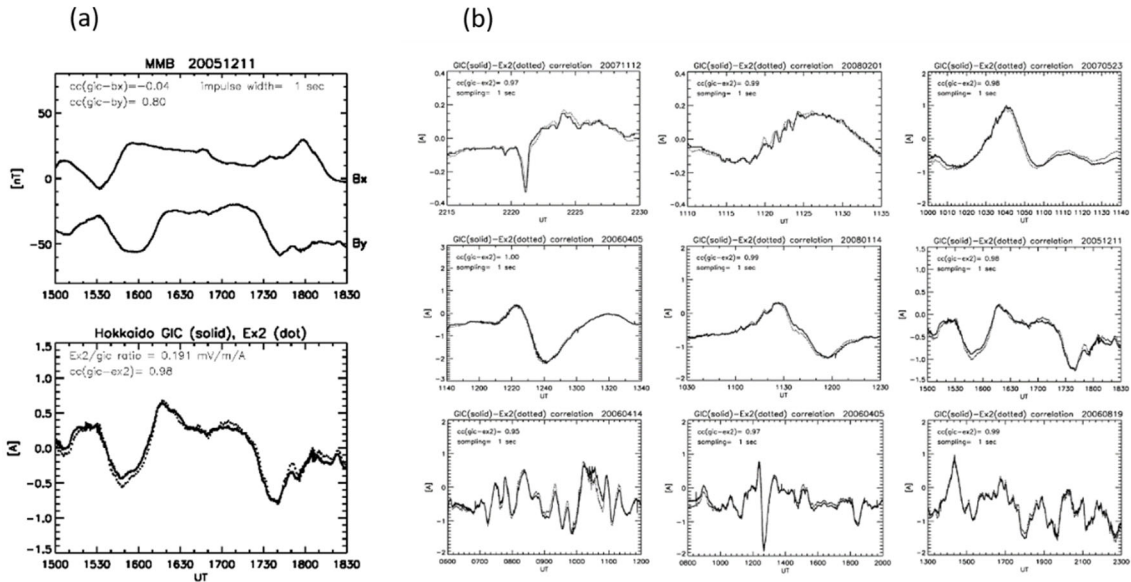


図 6. (a) Memambetsu (MMB) で観測された  $B_x, B_y$  (上段) および GIC (下段、実線) と二層モデルで計算した  $B_y$  が誘導する電場 (下段、破線)。 (b) 種々の地磁気擾乱時に観測された GIC (実線) と二層モデルで計算した誘導電場 (破線)。

### 2.3.3.6. 磁気圏から低緯度・赤道電離圏へ電流が流れるメカニズム

磁気圏境界付近で太陽風動圧または南向き IMF によりつくられるプラズマ圧 (F) によって地球磁場が圧力を受けると電流,  $F \times B/B^2$  が流れる。この電流がつくるベクトルポテンシャル  $A_{\perp}$  が磁力線に垂直に圧縮性 MHD 波として、平行方向へ TM モード (Alfven) 波として伝搬する。その伝搬は、それぞれ次式 (3) (4) で表される (Tamao, 1964)。



$$\left( \nabla^2 - \frac{1}{V_A^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \nabla_z \times A_{\perp} = -\mu_0 \nabla_z \times \left( \frac{F \times B}{B^2} \right) \quad (3)$$

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{V_A^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \nabla \cdot A_{\perp} = -\mu_0 \nabla \cdot \left( \frac{F \times B}{B^2} \right) \quad (4)$$

$\nabla_z \times A_{\perp}$  は磁場増加  $b_z$  を表し、SC 時に低緯度地上へ磁場増加をもたらす。 $\nabla \cdot A_{\perp}$  は、ロレンツ変換  $\nabla \cdot A_{\perp} + 1/V_A^2 \cdot dV/dt = 0$  によりダイナモ電流がつくる電位  $V$  を表し、これが沿磁力線電流を伴って極域電離圏に極冠電位を与える。極域電離圏電位は、地面との間に鉛直電場を与え、これがゼロ次 TM モード電磁波によって赤道方向へ光速度で伝搬する (図 7 (a))。この結果、極赤道間の電離圏で閉じる電流回路が形成される (図 7 (b))。電離圏の高さを  $h$  とし、高さ積分電気伝導度を  $\Sigma$ 、極赤道間距離を  $d$  とし、距離  $x$  を流れる電離圏電流は次式で与えられる (Kikuchi, 2014)。

$$I(x,t) = V_0 \frac{1}{Z} e^{-\frac{\alpha}{2} t} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} U(t-t_{n1}) I_0 \left( \frac{\alpha}{2} \sqrt{t^2 - t_{n1}^2} \right) + \sum_{n=1}^{\infty} U(t-t_{n2}) I_0 \left( \frac{\alpha}{2} \sqrt{t^2 - t_{n2}^2} \right) \right\} \quad (5)$$

$$t_{n1} = \frac{2(n-1)d_2 + x}{c} \quad t_{n2} = \frac{2nd_2 - x}{c} \quad \alpha = \frac{1}{\mu_0 \Sigma \cdot h}$$

ここで、 $I_0$  はゼロ次の第一種変形ベッセル関数、 $Z$  は地球電離圏導波管の特性インピーダンスで形状に依存するが、約 18 オームである。図 7 (c) に電気伝導度 1,3,30,100 オームに対する電離圏電流を示す。準定常値に達するまでの時定数は電気伝導度が大きくなると増え、数秒から 20 秒程度である。赤道 PI が極域と同時に開始するが、ピークに 20 秒程度の遅れがある (Takahashi et al., 2015) のは、電流の成長に時定数があるためである。電離圏電流を電気伝導度で除した水平電場は磁力線沿いに E 層から F 層へ伝搬し、電離圏プラズマ運動を駆動する。電離圏プラズマの運動は非干渉性レーダーや短波ドップラーサウンダーで観測される。

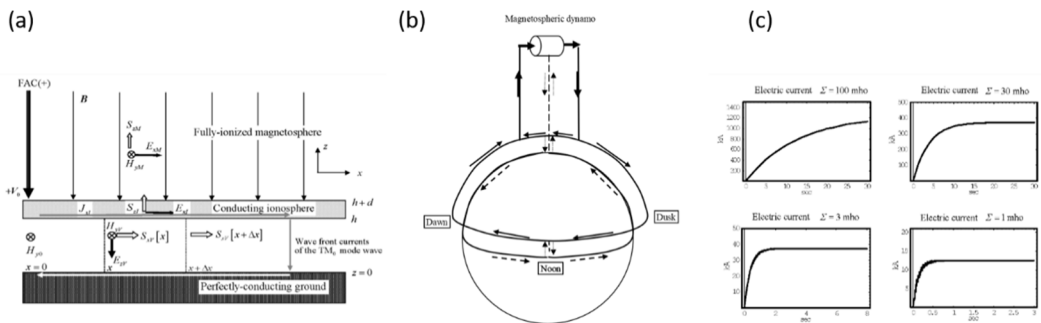


図 7. (a) . 地球電離圏導波管モデル。FAC が与える電離圏電位  $V_0$  が  $TM_0$  モード波により光速度で赤道へ伝送される。(b) 一対の沿磁力線電流が地球電離圏導波管と結合した磁気圏-電離圏-地面伝送線モデル。(c) 高緯度電位を階段関数で与えたとき、赤道へ伝送される電離圏電流は電離圏電気伝導度に依存する時定数 (数秒-20 秒) を持って成長する。図 (a) , (b) , (c) はそれぞれ Kikuchi (2014) の Fig.1, Fig.12, Fig.10 より抜粋。

## 参考文献

- Burke, W. J., A. G. Rubin, N. C. Maynard, L. C. Gentile, P. J. Sultan, F. J. Rich, O. de La Beaujardiere, C. Y. Huang, and G. R. Wilson (2000), Ionospheric disturbances observed by DMSP at middle to low latitudes during the magnetic storm of June 4-6, 1991, *J. Geophys. Res.*, *105*, 18,391-18,405.
- Chen, L., and A. Hasegawa, A theory of long-period magnetic pulsations, 1. Steady state excitation of field line resonance, *J. Geophys. Res.* *79*, 1024, 1974
- Ebihara, Y. and M. Ejiri (2000), Simulation study on fundamental properties of the storm-time ring current, *J. Geophys. Res.*, *105*, 15843-15859.
- Fejer, B. G., J. W. Jensen, T. Kikuchi, M. A. Abdu, and J. L. Chau (2007), Equatorial Ionospheric Electric Fields During the November 2004 Magnetic Storm, *J. Geophys. Res.*, *112*, A10304, doi:10.1029/2007JA012376.
- Foster, J. C. and W. J. Burke (2002), SAPS: A New Characterization for Sub-Auroral Electric Fields, *EOS*, *83*, 393-394.
- Fujita, S., T. Tanaka, T. Kikuchi, K. Fujimoto, M. Itonaga (2003), A Numerical Simulation of the Geomagnetic Sudden Commencement: 2. Plasma Processes in the Main Impulse, *J. Geophys. Res.*, *108*(A12), 1417, doi:10.1029/2002JA009763.
- Hashimoto, K. K., T. Kikuchi, S. Watari, and M. A. Abdu (2011), Polar-equatorial ionospheric currents driven by the region 2 field aligned currents at the onset of substorms, *J. Geophys. Res.*, *116*, A09217, doi:10.1029/2011JA016442.
- Hirano, M. (1952), A theory of diurnal magnetic variations in equatorial regions and conductivity of the ionosphere E region, *J. Geomag. Geoelectr. Kyoto*, *4*, 7-21.
- Huang, C.-S. (2015), Storm-to-storm main phase repeatability of the local time variation of disturbed low-latitude vertical ion drifts, *Geophys. Res. Lett.*, *42*, 5694–5701, doi:10.1002/2015GL064674.
- Iijima, T. and T. Potemra (1976), The Amplitude Distribution of Field-Aligned Currents at Northern High Latitudes Observed by Triad, *J. Geophys. Res.*, *81*, 13, doi:10.1029/JA081i013p02165.
- Kikuchi, T., H. Lühr, T. Kitamura, O. Saka, and K. Schlegel (1996), 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.
- Kikuchi, T., H. Lühr, K. Schlegel, H. Tachihara, M. Shinohara, and T.-I. Kitamura (2000), Penetration of auroral electric fields to the equator during a substorm, *J. Geophys. Res.*, *105*, 23251-23261.
- Kikuchi, T., S. Tsunomura, K. Hashimoto, and K. Nozaki (2001), Field-aligned current effects on midlatitude geomagnetic sudden commencements, *J. Geophys. Res.*, *106*, 15,555-15,565.
- Kikuchi, T., K. K. Hashimoto, T.-I. Kitamura, H. Tachihara, and B. Fejer (2003), Equatorial counterelectrojets during substorms, *J. Geophys. Res.*, *108* (A11), 1406, doi:10.1029/2003JA009915.
- Kikuchi, T., K. K. Hashimoto, and K. Nozaki (2008) Penetration of magnetospheric electric fields to the equator during a geomagnetic storm. *J Geophys Res* *113*:A06214. doi:10.1029/2007JA012628
- Kikuchi, T., Y. Ebihara, K. K. Hashimoto, R. Kataoka, T. Hori, S. Watari, and N. Nishitani (2010), 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.
- Kikuchi, T. (2014), Transmission line model for the near-instantaneous transmission of the ionospheric electric field and currents to the equator, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 119, doi:10.1002/2013JA019515.
- Kikuchi, T., K. K. Hashimoto, I. Tomizawa, Y. Ebihara, Y. Nishimura, T. Araki, A. Shinbori, B. Veenadhari, T. Tanaka, and T. Nagatsuma (2016), Response of the incompressible ionosphere to the compression of the magnetosphere during the geomagnetic sudden commencements, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 121, doi:10.1002/2015JA022166.
- Kikuchi, Takashi (2021), Penetration of the magnetospheric electric fields to the low latitude ionosphere, *Space Physics and Aeronomy Collection Volume 3: Ionosphere Dynamics and Applications, Geophysical Monograph 260*, Edited by Chaosong Huang and Gang Lu. © 2021 American Geophysical Union. Published by John Wiley & Sons, Inc. DOI: 10.1002/9781119507512.ch14
- Kikuchi, Takashi, Jaroslav Chum, Ichiro Tomizawa, Kumiko K. Hashimoto, Keisuke Hosokawa, Yusuke Ebihara, Kornyanat Hozumi, Pornchai Supnithi (2021), Penetration of the electric fields of the geomagnetic sudden commencement over the globe as observed with the HF Doppler sounders and magnetometers, *Earth Planets and Space*, DOI: 10.1186/s40623-020-01350-8.
- Kivelson, M. G., and D. J. Southwood (1985), Resonant ULF waves: A new interpretation, *Geophys. Res. Lett.* 12, 1, 49-52.
- Motoba, T., T. Kikuchi, H. Lühr, H. Tachihara, T.-I. Kitamura, K. Hayashi, and T. Okuzawa (2002), Global Pc5 caused by a DP2-type ionospheric current system, *J. Geophys. Res.*, 107, A2, 10.1029/2001JA900156.
- Nishida, A. (1968b), Coherence of geomagnetic DP2 magnetic fluctuations with interplanetary magnetic variations, *J. Geophys. Res.*, 73, 5549-5559.
- Pirjola, R. (2010), Derivation of characteristics of the relation between geomagnetic and geoelectric variation fields from the surface impedance for a two-layer earth, *Earth Planets Space*, 62, 287-295.
- Rastogi, R. G., and V. L. Patel (1975), Effect of interplanetary magnetic field on ionosphere over the magnetic equator, *Proc. Indian Acad. Sci.*, 82, 121-141.
- Reddy, C. A., Sudha Ravindran, K. S. Viswanathan, B. V. Krishna Murthy, D. R. K. Rao, T. Araki (1994), Observations of Pc5 micropulsation-related electric field oscillations in the equatorial ionosphere, *Annales Geophysicae* 12 (6): 565-573.
- Ruohoniemi, J.M., and Greenwald, R.A. (1996), Statistical patterns of high-latitude convection obtained from Goose Bay HF radar observations, *J. Geophys. Res.*, 101, A10, 21,743-21,763.
- Samson, J. C., J. A. Jacobs, and G. Rostoker, Latitude dependent characteristics of long-period geomagnetic pulsations, *J. Geophys. Res.*, 76, 3675, 1971.
- Senior, C., and M. Blanc (1984), On the control of magnetospheric convection by the spatial distribution of ionospheric conductivities, *J. Geophys. Res.*, 89, 261-284.
- Slinker, S. P., J. A. Fedder, W. J. Hughes, and J. G. Lyon (1999), Response of the ionosphere to a density pulse in the solar wind: simulation of traveling convection vortices, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 3549-3552.
- Somayajulu, V. V., C. A. Reddy, and K. S. Viswanathan (1987), Penetration of magnetospheric convective electric field to the equatorial ionosphere during the substorm of March 22, 1979, *Geophys. Res. Lett.*, 14, 876-879.

- Takahashi, N., Y. Kasaba, A. Shinbori, Y. Nishimura, T. Kikuchi, Y. Ebihara, and T. Nagatsuma (2015), Response of ionospheric electric fields at mid-low latitudes during sudden commencements, *J. Geophys. Res. Space Physics*, 120, 4849–4862, doi:10.1002/2015JA021309.
- Tamao, T. (1964), The structure of three-dimensional hydromagnetic waves in a uniform cold plasma, *J. Geomag. Geoelectr.*, 48, 89-114.
- Tanaka, T. (1995), 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.
- Tanaka, T., A. Nakamizo, A. Yoshikawa, S. Fujita, H. Shinagawa, H. Shimazu, T. Kikuchi, and K. K. Hashimoto (2010), Substorm convection and current system deduced from the global simulation, *J. Geophys. Res.*, 115, A05220, doi:10.1029/2009JA014676.
- Vasyliunas, V. M. (1972), The interrelationship of magnetospheric processes, *Earth's Magnetospheric Processes*, ed. B. M. McCormac, 29-38.
- Watari, S., et al. (2009), Measurements of geomagnetically induced current in a power grid in Hokkaido, Japan, *Space Weather*, 7, S03002, doi:10.1029/2008SW000417.