

サブストームの研究: 第2編: 対流の発達によるサブストームの発生

田中高史^{1,2*}

Study of the substorm: Part 2: Development of magnetosphere-ionosphere convection to the substorm

Takashi Tanaka^{1,2*}

(2013年11月5日受付; 2014年5月13日受理)

Abstract: It has been believed that the substorm is a manifestation of extraordinary plasma processes in the magnetosphere, such as instability, anomalous resistivity, and reconnection. In this paper, we show that this belief is a misleading concept and that the substorm must be understood as the development and transition of the convection system. Major observed signatures of the substorm have all become reproducible by the recent magnetosphere-ionosphere (M-I) coupling simulation. In order to understand the substorm as a change in convection system, we first study from these numerical solutions the energy conversion driving the convection and field-aligned current (FAC), namely the formation process of the dynamo. The dynamos for the region 1 and region 2 FACs are formed in the cusp-mantle region and inside the plasma sheet, respectively, and are driven by the expanding slow mode. These structures are unchanged even in the substorm case. The substorm onset is attributed to the phase space transition in the convection system, caused by a change in force balance in the plasma sheet. This process results in the formation of high-pressure region in the inner magnetosphere and an accompanying rapid increase in the region 2 FAC to cause the onset.

要旨: 最近のグローバルシミュレーションで、観測されるサブストームの主要変動はほとんど再現可能となり、数値解はかなりの信ぴょう性を持つに至った。解はグローバルな磁場プラズマ構造をすべて保持しており、サブストームの力学を解明する強力なデータとなる。サブストームは、不安定、異常抵抗、リコネクションなど、磁気圏プラズマの異常過程の現れと信じられてきたが、数値解の解析結果ではこれは誤りであり、サブストームは対流の発達及び変動として理解されることが示される。その理解には、対流を駆動するエネルギー変換、FAC (field-aligned current: 沿磁力線電流) の生成機構 (ダイナモ) が重要となる。すべてのFACは磁化電流から生成され、region 1 FACのダイナモはカusp-マントル領域に、region 2 FACのダイナモはプラズマシートにあり、これらの構造はサブストームの場合でも変わらない。オンセットでは、状態遷移により内部磁気圏の圧力領域が強化される。

¹ 九州大学名誉教授。² 九州大学国際宇宙天気科学・教育センター 学術研究者。International Center for Space Weather Science and Education (ICSWSE), Kyushu University 53, 6-10-1 Hakozaki, Higashi-ku, Fukuoka 812-8581.

* E-mail: tatanaka@serc.kyushu-u.ac.jp

1. 序 論

この報告は第1編の続きで、サブストームメカニズムとそれを理解するために不可欠な、対流についての学術的な記述を主体にしてある。第1編では、サブストームの直接的な見かけと、その現象を考えるときの背景の空間について述べ、そのような空間内でサブストームをどのように捉えるかについて方針を示した。第2編では、力学の法則にしたがってサブストームを理解することを目的とする。ここでいう力学の法則とは、最も簡単でかつ基本的な、力のバランス、エネルギーの保存にすぎない。しかしサブストームの場合は複合された自然を扱うので、20世紀の科学のように、自然は要素に分解して理解するという思考では不十分である。M-I (magnetosphere-ionosphere: 磁気圏 - 電離圏) 結合系では、構造空間の存在と領域間の相互作用が要素間の結合を生み、原因・結果の関係を双方向化する。本報告では、シミュレーションで直接構造空間とその内部の変動を再現し、その解像度を上げることによって、サブストームを実現することをめざす。このように、実在の自然現象は要素の足し合わせではない複合性を持つ、という認識に立って記述を進めたい。このアプローチは、高速計算機の出現で可能になった21世紀の科学といえる。

第1編でも述べたように、サブストームはまず始めに、電離圏でのオーロラの活発化と電流系の発達（磁場変動）として認識される。それは IMF (interplanetary magnetic field: 惑星間空間磁場) が南向きに変った後に、緩やかな活動（200 nT 程度の極域磁場変動, quiet arc, オーバルの拡大など）を示す growth phase (成長相) を経て、爆発的な活動に至る (Akasofu, 1964)。爆発的活動の開始はサブストームオンセットと呼ばれ、自然界における不連続現象と認識される。この不連続性が故に、サブストームは磁気圏物理学における最重要研究課題であり、最大の未解決問題である。磁場変動では、オンセットは AL インデックス（極域磁場じょう乱の重ね合わせの下部包絡線）の急激な減少 (Kamide *et al.*, 1996)、Pi2 (不規則型地磁気脈動) の発生、低緯度 positive bay (磁場水平成分 H の緩やかな増加) として観測される。オンセットのオーロラを観察すると、その劇的な変動の様相 (discrete arc (明るいカーテン状オーロラ), WTS (西方に伝搬するサージ) の発生など) から、これは何か特殊な過程が発生しているに違いないと思うのが自然かもしれない。その感想が“サブストームは MHD (magnetohydrodynamics: 電磁流体力学) の破れである”というようなイメージにつながる (Lui, 1996)。

電離圏でのサブストーム変動に対応する磁気圏構造を知り、電流の起源を知ることが、サブストームの解明であろう (Lui, 2001; Akasofu, 2004)。サブストームに対応する磁気圏変動の部分的様相としては、growth phase のプラズマシート thinning (growth phase の期間にプラズマシートが薄くなっていく現象)、オンセット時の磁場 (静止軌道辺り) の dipolarization (双極子化) と D -deflection (D 成分の偏向) が最も顕著である (Hones *et al.*, 1984)。しかしながら、それらにつながる磁気圏の全体構造は容易に知ることはできない。磁気圏はその全体が

見えないのが、サブストーム研究の最大の困難である。特に電流のトレースは最重要であるにも関わらず、観測からはトレースできない。磁気圏の全体構造 (Dungey 対流, CW (current wedge), Bostrom 電流, 部分環電流など) は多くの場合推定であり, カートゥーンで描かれている (Dungey, 1961; Boström, 1964; McPherron *et al.*, 1973; Vasyliunas, 1970)。Dungey 対流のカートゥーンに, 電離圏で観測されるサブストーム変動を重ねれば, NENL (near earth neutral line: 夜側磁気圏 $X = -20 Re$ 辺りで発生する近尾部中性線) が見えているのがサブストームである (Baker *et al.*, 1996), というような安直な結論に至るのは当然である。同じような, 部分から全体を説明するという発想に立つサブストームモデルに, 電流切断モデルがある (Lui, 1996)。これはオンセットの開始の位置が赤道側の arc であるという点から, MHD の破れは内部磁気圏の局所的不安定として発生し, 中尾部リコネクションはその余波によると考える。このようなモデルは, サブストームにはグローバルな磁気圏構造のすべてがかかっているわけではないという予想によると思われる。観測から類推するモデルは, 部分を見て (不要部分は適当にカットした) 全体を連想する, というプロセスで成り立っているところに限界がある。これらのモデルでは, 電離圏はほぼつけたし (受動体) であり, そこで描かれる M-I 電流系では, たいていの場合, 力のバランスやエネルギー保存が, 厳密には考えられていない (Stern, 1983)。

最近の並列シミュレーションによる研究で, 全体を, 力学法則を満たすように自己無どう着的に再現すれば, サブストームの問題はもっと自然な体系で理解できることがわかった (Tanaka *et al.*, 2010)。これらの研究において, 全体とは対流システムである。対流は FAC と等価であり, 対流の発展と変動は同時に FAC の励起である (Iijima, 2000; Cowley, 2000; Siscoe *et al.*, 2000)。また FAC の励起は同時に, エネルギー源を与えるダイナモの形成であり, 電流の電離圏への接続を意味するシアの発生である。このうちダイナモを理解することはエネルギー変換を理解することである (Tanaka, 2007)。M-I 結合系では, 散逸領域は電離圏であり, オーロラや地磁気変動はこの散逸の現れである。これらの散逸エネルギーの大元は太陽風の運動エネルギーに違いない。したがって, 対流は同時にエネルギー変換システムであり, 太陽風の運動エネルギーが, いくつかの段階を経て電磁エネルギー (ポインティングフラックス) に変換され, FAC として電離圏に供給される必要がある。このとき FAC の電離圏への接続は, シアの形成である。このように, 構造空間である M-I 結合系に, ダイナモとシアをいかに再現するかを追求することが問題の中心となる。この延長として構造空間中にサブストームを実現するには, シミュレーションの空間解像度を限りなく高めていくことが必要であり, それによってサブストームは“対流の発展と変動”として再現される。

対流は多くの要素の等価な結合系であり, 特に重要な要素があるわけではない。重要なのは空間構造とエネルギー変換である。したがって, サブストームには何かキーとなる重要な素過程が隠されているという発想では, 研究の方向は出だしから誤ってしまう。当たり前の

ことであるが、対流のエネルギー変換においては、力のバランスとエネルギー保存が成り立つことが必須である。これらの力学法則にしたがって、M-I 対流を（シミュレーションで）再現すれば、サブストームはその変動と急変現象（状態遷移）として自然に発生する（Tanaka *et al.*, 2010）。

2. MHD のエネルギー変換

まず M-I 対流のうちの、電離圏対流を考えてみる。それは電離圏ポテンシャル φ について

$$\nabla \cdot \Sigma \nabla \varphi = J_{\parallel} \quad (1)$$

と記述され、対流が励起されるには FAC が存在し、電離圏に向けて常に電磁エネルギーが供給されていることが必要であると示されている（ Σ は電気伝導度テンソル、 J_{\parallel} は FAC）。このエネルギーの元は太陽風の運動エネルギーであるはずなので、FAC が発生するには、磁気圏のどこかでエネルギー変換が行われ、FAC を励起するダイナモが形成されることが必要である。ダイナモは

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{B^2}{2\mu_0} \right) - \nabla \cdot \left(\frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{\mu_0} \right) < 0 \quad (2)$$

と記述され、ポインティングフラックスの発散を表す（ \mathbf{B} : 磁場）。具体的には、ダイナモから放出されるアルフェン波であり、定常状態では FAC になる。磁気圏プラズマは、アルフェン波の波頭にある慣性電流で加速される。電場 \mathbf{E} は

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (3)$$

であるので、止まっている磁気圏ではダイナモは形成されない。磁気圏に対流があり、ダイナモが形成され、FAC が発生し、電離圏対流が存在することは一つのセット構造になる。 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ は一方で

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + u \right) + \nabla \cdot \left[\left(\frac{1}{2} \rho v^2 + u \right) \mathbf{v} + P \mathbf{v} \right] \quad (4)$$

であるので、ダイナモが励起されるには、運動エネルギーか内部エネルギーが取れんする、すなわち全体としてエネルギーが保存されることが必要である（ ρ : 密度、 \mathbf{v} : 速度、 u : 内部エネルギー、 P : 圧力）。またベクトル演算と力のバランスを考慮すると、

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} = (\mathbf{J} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{v} = \left(\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \nabla P \right) \cdot \mathbf{v} \quad (5)$$

となるので、ダイナモとは電磁力の仕事が負になること（ $E_b -$ ）であり、同時に慣性力もしくは圧力のする仕事（ $E_v +$ もしくは $E_p +$ ）であることがわかる。すなわち、ダイナモの背後には力バランスの場と対流が存在し、エネルギーが変換される。

図 1 に、シミュレーションによって求められた、式 (5) の中の三つの仕事の分布を示す。

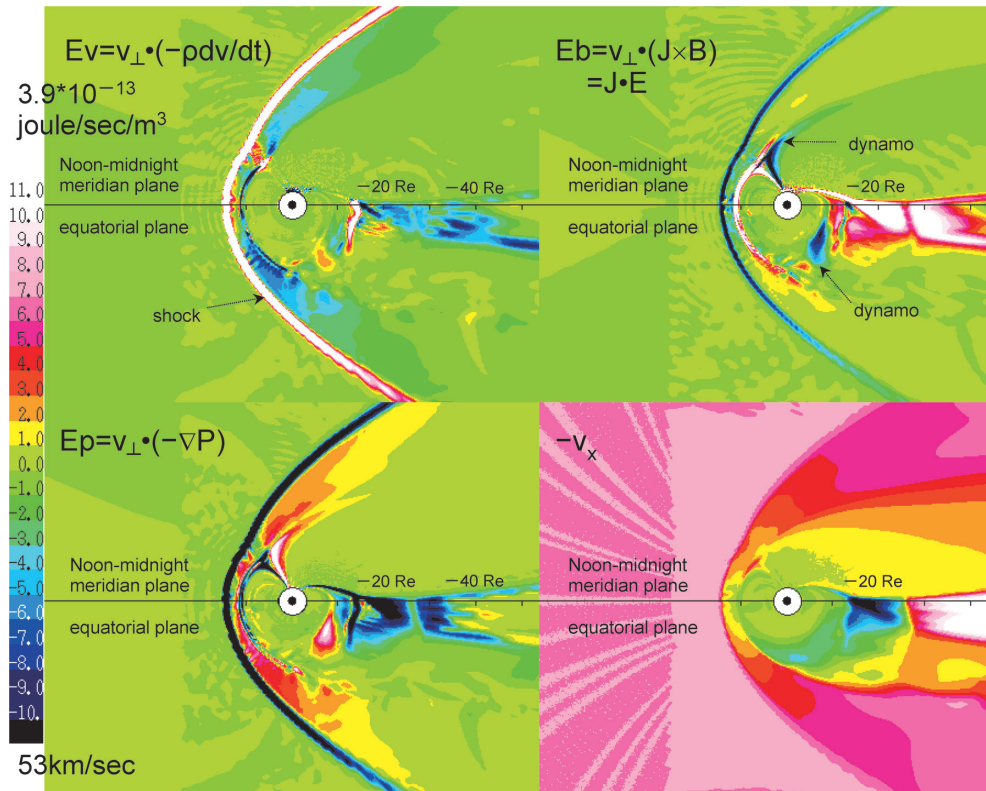


図 1 対流システムのエネルギー変換と $-v_x$ (右下), 慣性力 (左上), 電磁力 (右上), 圧力 (左下) がする仕事が表示されている。上半分が子午面, 下半分が赤道面で, サブストームの拡大相の様子が示されている。サブストームは, 密度 5/cc, 速度 360 km/sec, IMF B_y 3.5 nT, IMF B_z 4.5 nT の太陽風に対して準定常状態であった磁気圏において, IMF B_z が -4.5 nT に変化した後に発生したもの。ダイナモは電磁力がする仕事を負の部分にあたる。すべてのダイナモは圧力によって駆動されることがわかる。また流れの制動による仕事は, 圧力に転化され, ダイナモを駆動することはないこともわかる。

Fig. 1. Energy conversion in the convection system during the expansion phase. In each panel, the upper half shows the noon-midnight meridian plane and the lower half shows the equatorial plane. E_v , E_b , and E_p are works done by the flow motional energy, electromagnetic energy, and thermal energy. The energy sources (drivers) are shown by + and energy receivers (acquirers) are shown by -. Remarkable energy conversions occur not only in the dayside but also in the plasma sheet. The lower right panel shows anti-sunward flow.

三つの仕事の分布を見るとエネルギー変換の構造は一目瞭然となる。図 1 に示されている構造は, IMF が南向きで, 磁気圏対流が定常的に活発な期間 (サブストーム expansion phase (拡大相)) のものである。本報告ではサブストーム時の活発な対流とエネルギー変換を主題にするので, ここでは IMF が北向きのときはひとまず扱わないが, それらの構造はさらに複雑である (Tanaka, 1999)。IMF が北向きのときでも, 対流やエネルギー変換は弱い, ゼロではない。図 1 で, まずバウショックに伴うエネルギー変換を見ると, ここでは太陽風が減

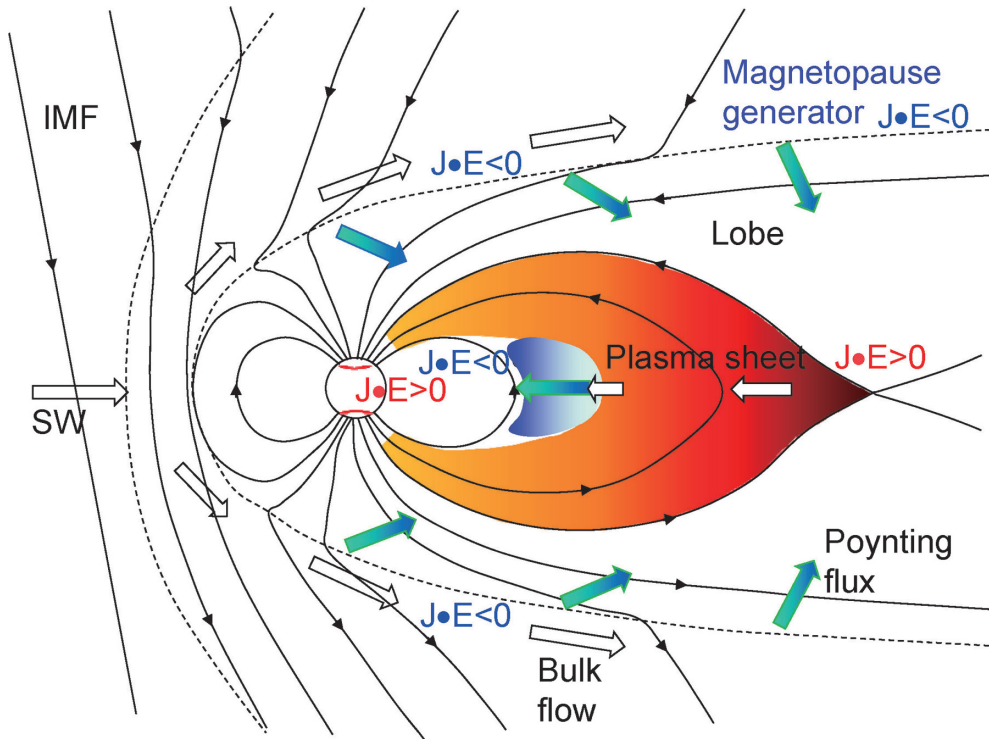


図 2 ポインティングフラックスの生成の誤った理解. この図ではマグネトシースのプラズマが減速して、ポインティングフラックスを発散するように描かれているが、図1からわかるように、マグネトシースプラズマは一方的に加速され、減速されることはない. すなわち、開磁場の張力はマグネトシースプラズマの運動に影響を与えるほど強くない.

Fig. 2. Traditional understanding for Poynting flux generation at the magnetopause. Poynting flux is generated through solar wind flow deceleration caused by tangential stress exerted by the open field lines. Inside the plasma sheet, flow is accelerated by the convergence of Poynting flux. Poynting flux is again generated inside the plasma sheet through flow braking to supply the FAC to the ionosphere.

速し、仕事をする (E_{v+}). そのエネルギーの多くは流体圧力に変換され (E_{p-}), 多少が磁気エネルギーに変換される (E_{b-}). これはシースの高圧プラズマと圧縮磁場の生成に対応しており、3枚のパネルはショック (fast shock) のメカニズムを明確に表現していることがわかる. マグネトシースでは圧力が仕事をし (E_{p+}), 慣性力の仕事が負になる (E_{v-}). これはサブソーラー領域の高圧がプラズマを反太陽方向に加速し、マグネトシース下流で高速流が発生することに対応する. したがってマグネトシースでの力学は、純流体的なものであるといえる. マグネトシース流は一方的加速で、マグネトシース流が運動エネルギーを放出し (E_{v+}), マグネトシースに伸びる開磁場の張力に対抗してテイルを形成する、ということはない. これは、マグネトシースは内部エネルギーがあふれている領域であることによる.

S-M (太陽風 - 磁気圏) 結合に対する伝統的な解釈 (Hamrin *et al.*, 2012) では、磁気圏へ

のエネルギー流入はカスプ以遠のマグネトポーズで起き、これが開磁気圏の本質とされてきた (図 2)。これらの解釈の基となる開いたマグネトポーズの構造としては、マグネトポーズをよぎる流れを相対的に上流に向けて廻る rotational discontinuity (Lee and Roederer, 1982)、磁気圏の影として形成される slow mode expansion fan (Siscoe and Sanchez, 1987) などが想定されている。このようなモデルでは、昼側リコネクションで発生する開磁場は夜側でマグネトシース中に延び、その接線ストレスがマントルで $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$ の領域 (太陽風減速域) を形成し、ポインティングフラックスを磁気圏内に向け発散すると考えられている ($E_v + E_b -$)。磁気圏内ではこのポインティングフラックスを消費して対流が維持されると解釈されている。また $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$ を担う電流は、マグネトシース流減速による慣性電流と想定される。しかし閉磁気圏の Chapman-Ferraro 電流は磁化電流 (この論文では grad P current の意味で用いる) なので、開磁気圏でこれが急に慣性電流に変わるのとは不自然であろう。図 1 からわかるように、マグネトシースでの太陽風は一方向的加速で減速はなく、マントルのダイナモは、以下に示すような別のプロセスで励起される。太陽風では運動エネルギーが圧倒的に大きい。その反映として、バウショック背後のマグネトシースでは、熱エネルギーが圧倒的に大きくなる。図 2 で描かれているような、マグネトシースで電磁力が流れに影響を与えダイナモを形成する、ということは起こらない。

3. 対流を励起するダイナモの形成

図 1 の 4 枚のパネルから、ショックの力学が明確に理解できるのと同様に、磁気圏対流の力学も明確に理解できる。昼側磁気圏のエネルギー変換では、マグネトポーズで開磁場の磁気張力 ($\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$) はプラズマを多少加速し ($E_v -$)、同時にプラズマを圧縮し、カスプの圧力を高める ($E_p -$)。開磁場の影響は、高圧のシースプラズマが磁気圏内に侵入することであるが、磁気張力によってこれがさらに高まっている。磁気張力は加速にも寄与しているが、加速された流れはカスプに到達する前にブレーキングを起こし ($E_v +$)、張力による加速域が磁気圏全体に広がることはない。ブレーキングに伴い、流れのエネルギーはカスプ近くのマグネトポーズ上ですぐに圧力に変換され ($E_p -$)、Dungey 対流から予想されるように、磁気張力が磁気圏全体に流れを励起する、すなわち $E_b + E_v -$ が全体に広がるということにはなっていない。Dungey 対流のイメージは、昼側マグネトポーズ上のごく狭い領域でしか成り立たない (図 1 右下)。

図 1 では、カスプの高緯度側とマントルで region 1 FAC のダイナモ ($\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$) が形成されている (Tanaka, 1995, 2000)。4 枚のパネルの比較から、それはカスプに蓄積された圧力によって駆動される ($E_p +$) ことがわかる。したがってダイナモ電流は磁化電流で、このダイナモによって region 1 FAC が励起される。ダイナモからポインティングフラックスが発散することは、図 2 と同様である。これはアルフェン波がダイナモと電離圏の間をバウンス

することであり、非定常的にはアルフェン波の波頭の慣性電流が、磁気圏プラズマを加速する (Kan and Sun, 1996). 図 3 に、このようなアルフェン波のモデルを示す. これは定常状態では電離圏に FAC を供給するというように理解できる. 図 3 から予想されるように、ダイナモ電流とアルフェン波に伴う FAC の接続には、シアアが共存する. 一般にグローバルな FAC は構造空間の中で考えなくてはならないということであり、単に基礎方程式だけでは論じられない. この点に関しては後でまた詳しく説明する.

図 1 では $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$ となるダイナモ電流が磁化電流で、FAC は磁気圏内の磁化電流と結合することになるので、プラズマ領域の形成無しには対流は存在できない. これを力の balan

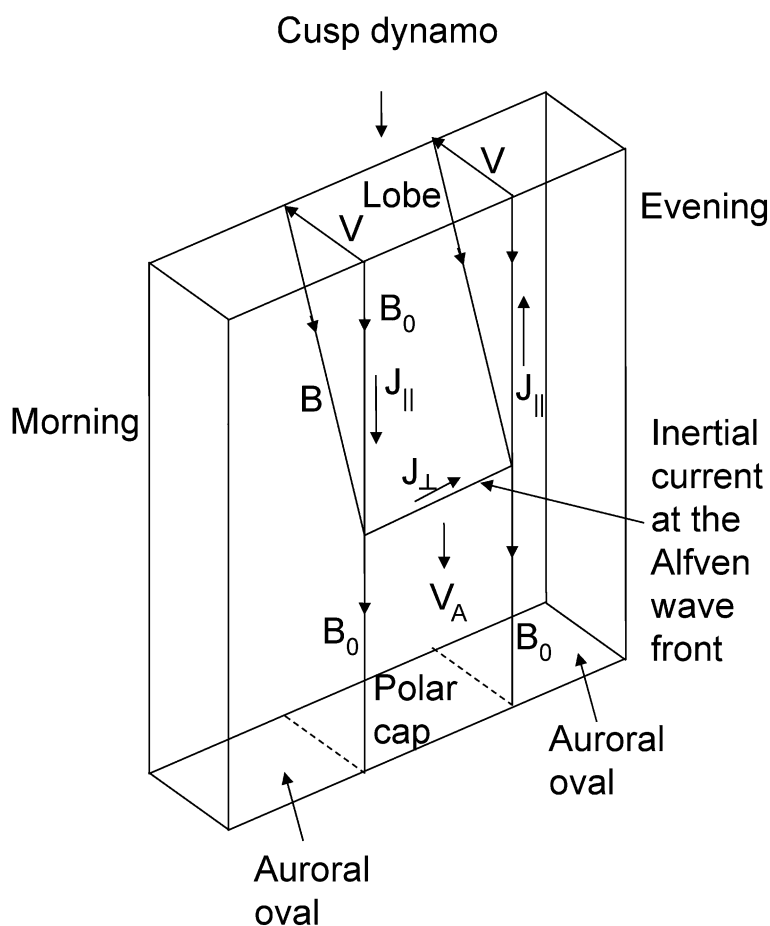


図 3 アルフェン波の波頭に流れる慣性電流. アルフェン波はダイナモ領域で生成され、ダイナモと電離圏の間をバウンスすると考えられている.

Fig. 3. Inertial current at the wave front of the Alfvén wave emitted from the dynamo through mode conversion from the slow mode to the Alfvén mode. This inertial current accelerates magnetospheric plasma convection. Wave is bouncing between the dynamo and the ionosphere.

スから見れば、電磁力と圧力傾度力の釣り合いを意味し、この力のバランスを考慮すると、ダイナモには熱エネルギーから電磁エネルギーへの変換が伴うことになる。FACによって、ダイナモから発散したポインティングフラックスが電離圏に運搬され、電離圏対流 (Weimer 1995; Heppner and Maynard, 1987; Ruohoniemi and Greenwald, 1996) が FAC によって維持される。

伝統的解釈のように、流れの braking (制動) による運動エネルギー減少がポインティングフラックス放出の原因である、と思いついてみると、対流とダイナモ形成の結合は一見奇異に見えるかもしれない。しかし、内部エネルギーに駆動されるダイナモを考えると、対流にエネルギー変換が伴うのは必然的と理解できる。対流は循環であるので、どこが出発点で、どこが終端点であるかを定義することはできないが、その巡る順序は、(i) 昼側磁気圏 (ii) カस्प-マントル (iii) ロープ (iv) プラズマシートで、(iv) は再び (i) に戻る。大局的に見れば、(ii) から (iii) と、(iv) から (i) は高压側から低压側に向かい、この領域にダイナモが形成されるのは当たり前となる。図 1 から、ダイナモを形成する対流のもう一つの特徴は、狭い空間から広い空間へ向かうことのように見える。反対に (i) から (ii) と、(iii) から (iv) は負荷 ($\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$) であり、ポインティングフラックスの取れんが必要となる。

昼側では開磁場の生成によって磁場張力が発生するが、夜側では閉磁場の生成によって磁場張力が発生する。夜側でも磁場張力は電磁エネルギーを内部エネルギーに変換する。平たくいえば、磁気力によるプラズマの圧縮である。プラズマシートの高速流も、すぐに内部エネルギーに変換されてしまい、直接ダイナモを駆動することはない。(iii) から (iv) の対流とプラズマシート内の対流は、ポインティングフラックスの取れんであり、プラズマシートの圧力生成に寄与する。尾部のダイナモは、(部分) 環電流領域の夕方と朝方に作られ、region 2 FAC を駆動する (図 1)。このダイナモもカスピのダイナモと同様に、圧力傾度横断流で駆動され、内部エネルギーが電磁エネルギーに変換される (図 1 で $E_p + E_b$)。

4. ポインティングフラックスと電流系

対流を維持するポインティングフラックスの発散及び取れんは、電流系と結合する必要がある。これは、ポインティングフラックスは同一の電流系で結ばれた領域中で $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$ の場所で発散し、 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$ の場所で取れんするという一般則による。この観点から見ると、内部エネルギーに駆動されるダイナモは、これまで広く知られているごく当たり前の磁気圏電流系とよく整合する。関与する電流系は、Chapman-Ferraro 電流、テイルテータ電流、region 1 FAC、region 2 FAC の四つである。前三つの電流のダイナモは、(ii) カस्प-マントルから (iii) ロープの流れ (図 4)、最後の一つのダイナモは、(iv) プラズマシートから (i) 昼側磁気圏の流れである (図 5, 図 6)。磁気圏対流を理解するには、カस्प-マントルのダ

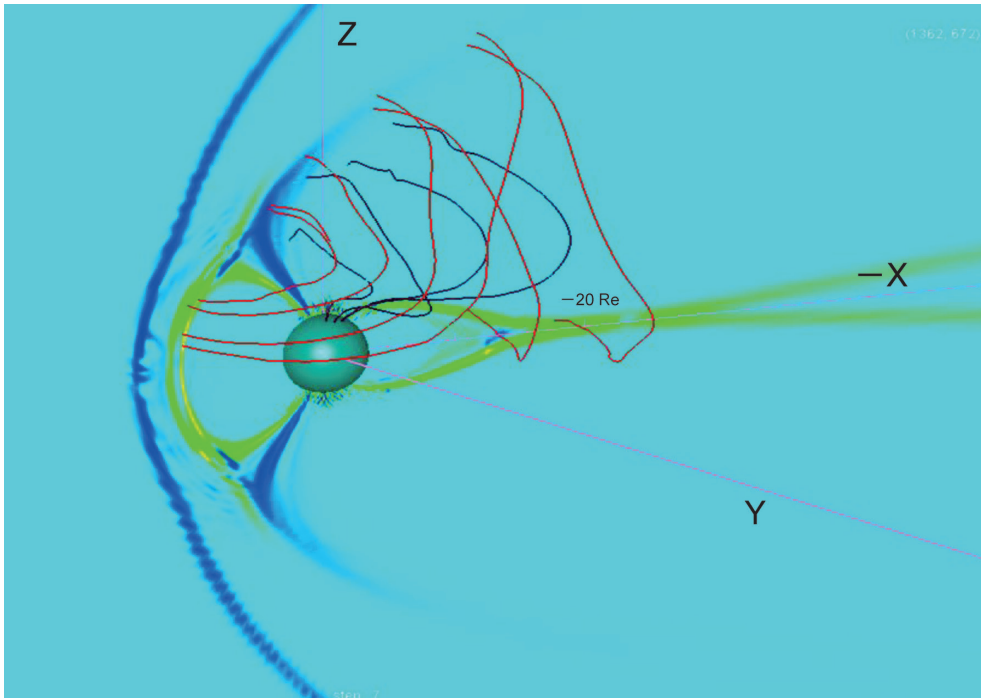


図 4 $J \cdot E$ 負の場所 (青) と正の場所 (緑) 及びそれを結ぶ電流線 (赤と黒). 一般に, ポインティングフラックスは, $J \cdot E$ 負の場所で発散し, その場所と電流で結ばれた $J \cdot E$ 負の場所で取れんする. M-I 結合系もまさにそのような構造となっている. Chapman-Ferraro 電流, テイルテータ電流, region 1 FAC はすべてこの構造を満たしている.

Fig. 4. $J \cdot E$ in the noon-midnight meridian plane shown by color shading, and 3D current lines shown by red and black lines. These results are obtained for the expansion phase. Three kinds of current lines are seen in this figure, the Chapman-Ferraro current (red), the tail theta current (red) and the region 1 FAC (black). The Chapman-Ferraro current, which defines the magnetopause, is connected to the outermost layer of high-latitude cusp-mantle dynamo. The tail theta current and region 1 FAC are connected to the middle and innermost layers, respectively.

イナモがキーとなるが, そこではもう少し正確な検討が必要となる. 図 4 には前三つの電流系と $J \cdot E$ (カラー) が示してあるが, 図からわかるように, カスプからマントルにかけて形成されるダイナモの領域には, 3層の電流が存在する. 外側から, Chapman-Ferraro 電流, テイルテータ電流, region 1 FAC である.

第 1 の Chapman-Ferraro 電流は太陽風に接していて, マグネトポーズを定義する. 開磁気圏では, Chapman-Ferraro 電流は電流線に沿って等ポテンシャルでなく, $J \cdot E = 0$ ではなくなる. この電流に関わって, $J \cdot E < 0$ の領域すなわちマントルでポインティングフラックスが発散し, $J \cdot E > 0$ の領域すなわち昼側マグネトポーズでポインティングフラックスが取れんする. Chapman-Ferraro 電流は, カスプ-マントルから昼側マグネトポーズへポインティングフラックスを運ぶ. これによって, 高圧のカスプへ流入する対流を可能にする. 言い換

Plasma regimes and partial ring current

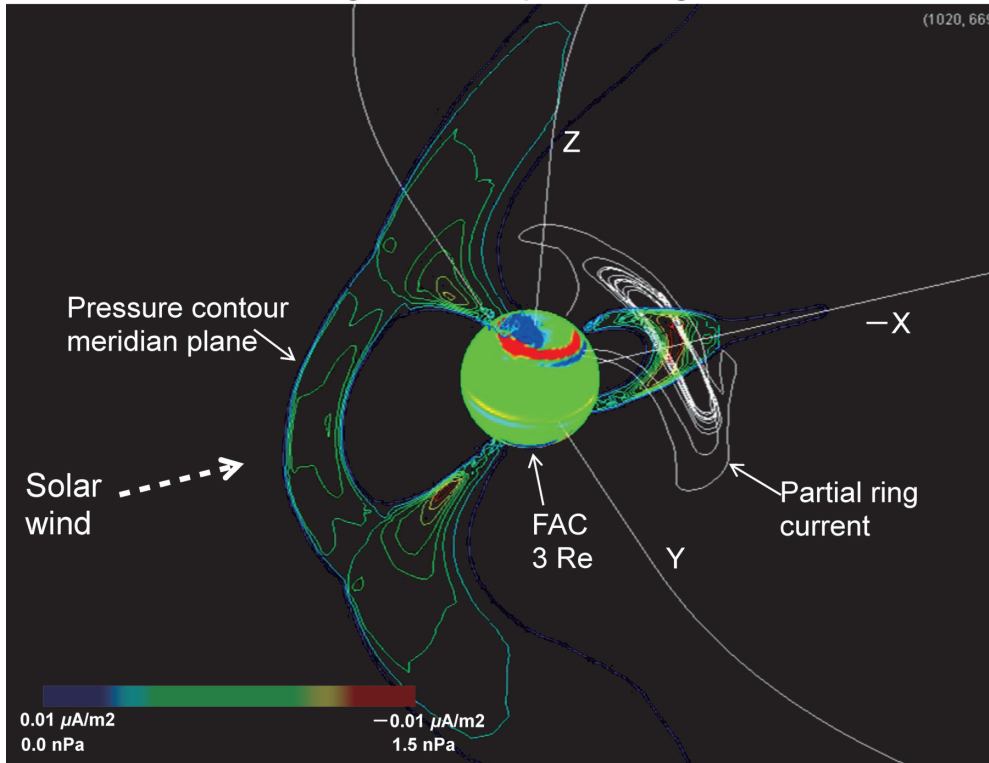


図 5 シミュレーションで再現された部分環電流の構造. カラー等高線は子午面内の圧力, 球面上の色は FAC を示す. region 2 FAC が磁化電流から生成される様子がよく見える.

Fig. 5. Pressure in the noon-midnight meridian plane shown by color contours, the FAC at 3 Re shown by color shading, and 3D current lines shown by white lines. These results are obtained for the substorm expansion phase. White lines exhibit the configuration of diamagnetic partial ring current.

えれば, 太陽風の方が直接及ぶという Dungey 対流のような概念は, カスプにのみ適用されるということになる. マグネトシースではずっと E_v^- であり, 流れは加速され続ける. したがって, マグネトシース流が減速されて (E_v^+) その結果 Chaman-Ferraro 電流に $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$ を形成するというのではない. Chapman-Ferraro 電流に対抗して磁気圏をある領域に閉じ込めているのは, マグネトシースの圧力となる. 圧力が磁気圏を形成するというのは閉磁気圏でも開磁気圏でも同じで, 開磁気圏で Chapman-Ferraro 電流が急に慣性電流に変わるといように考える必要はない.

第 2 の電流はテイルテータ電流で, これは磁気圏内部にあり, エネルギーをカスプ-マントルからプラズマシートに運ぶ. すなわち, テイルテータ電流は, カスプ-マントルからプラズマシートにポインティングフラックスを運ぶ. このポインティングフラックスの取れんにより, 低圧のローブから高圧のプラズマシートへ, そしてさらに高圧の近地球プラズマシ-

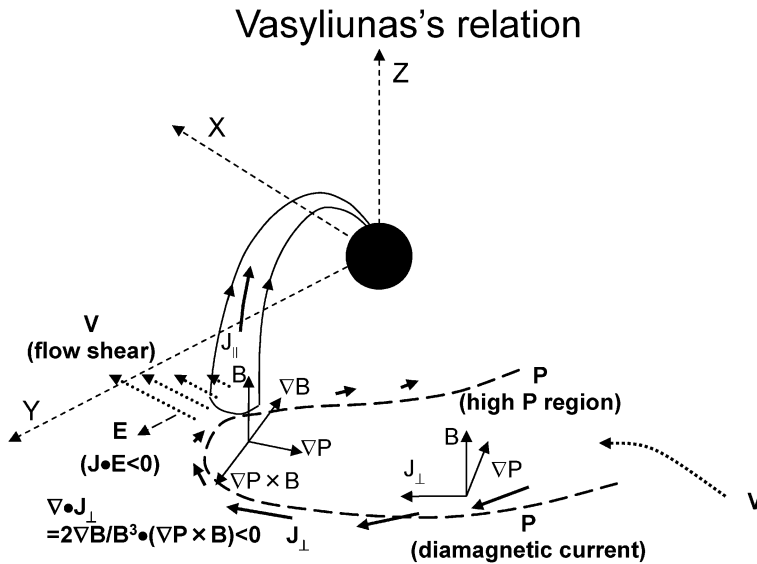


図 6 部分環電流の力バランスとシアア構造. 力バランスは Vasyliunas の関係を満たしている.

Fig. 6. Force balance associated with the formation of the partial ring current, and the flow shear corresponding to the region 2 FAC. This force balance is equivalent to the Vasyliunas's relation.

トへの対流が可能となる. この結果, プラズマシートでは $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$ である. プラズマシートで $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$ となる意味は, 圧力傾度に逆らって流れが存在するということで, プラズマシート地球端に圧力をためる作用に対応する.

カスプ-マントルで一番内側のダイナモ層が region 1 FAC であり, 中性大気の摩擦に逆らって, 電離圏対流を維持するためのエネルギー, すなわち region 1 FAC が生成される. region 1 FAC はカスプ-マントルから電離圏にポインティングフラックスを運ぶ. 一方, (iv) プラズマシートから (i) 昼側磁気圏の流れで励起される region 2 FAC は, プラズマシートから電離圏にポインティングフラックスを運ぶ. これらの FAC に運ばれたポインティングフラックスは, 電離圏の対流を維持する. 以上を総合すると, エネルギーの流れは, 太陽風 → 外マントル → 昼側マグネトポーズ → カスプ・内マントル → region 1 FAC ・ テイルテータ電流 → プラズマシート → 内部磁気圏 → region 2 FAC となる.

プラズマシートの $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$ は, 見方を変えると, 夜側に発生する磁気張力がプラズマを圧縮し, プラズマシート地球端に圧力を形成することになる. この圧縮されたプラズマの圧力が, プラズマシート地球端で region 2 ダイナモを励起する (部分環電流の形成). 図 5 はサブストーム拡大相のときの, 真昼真夜中子午面内の圧力 (カラーコンター) と region 2 FAC を示しているが, この図から圧力領域の形成と region 2 FAC の自己無どう着構造がよ

く見られる。圧力領域の周りにある磁化電流の一部が、電流線に沿って磁場の grad のあるところで FAC に接続されている。全体構造はまさに部分環電流で、これは図 6 に示す Vasyliunas によって導かれたモデルそのものであり、力学を満たす正しい構造となっている。このように力学を満たす構造は、シミュレーションでも正確に再現されることがわかる (図 5)。図 1 でわかるように、磁気張力は一部高速流 (bursty bulk flow: BBF と呼ばれる) (Angelopoulos *et al.*, 1992) にもなるが (E_{v-})、これも flow braking で結局圧力に変換される ($E_{v+}E_{p-}$)。慣性力がダイナモを駆動することはない。以上のように FAC の駆動は、昼側も夜側も同じで、カスプやプラズマシート地球端に圧力を蓄積し、それが以下に述べる expanding slow mode の構造でダイナモを励起し ($E_{p+}E_{b-}$)、FAC を電離圏に流し込む。しかしながら、これらの圧力はただ溜まっているわけではない。絶えず補給され、絶えず流出する。これが対流である。

5. プラズマの循環とシア

これまでに述べたように、太陽風の運動エネルギーはバウショックでまず圧力に変換され、また一部は磁気エネルギーに変換され、カスプでこれもさらに圧力に変換され、最終的に圧力がダイナモを駆動し、これによって生成される FAC が電離圏対流 (Weimer, 1995; Heppner and Maynard, 1987; Ruohoniemi and Greenwald, 1996) を駆動し、対流が完成する。ただし、磁気圏の運動は圧縮モードを含むので、すべてが電離圏対流に投影されるわけではない。凍結の原理を基に仮想的に考えると、磁場は対流によって運ばれて次々に移動し、一周して元に戻ってくると理解される。電離圏では確かに流れ場は回転的であり、発散はない。一方プラズマは、昼側で開磁場の生成と一緒に取り込まれ、夜側で反太陽方向に放出され、すべてが一周して元に戻るわけではない。この磁場とプラズマの一見した対流の違いを理解するには、磁場平行流を考える必要がある。図 7 は、S-M 領域での代表的なプラズマの流線と、それが平行流であるか垂直流であるかを区別したものである。太陽風では流れは完全な垂直流であるが (図 7 では B_x はない)、開磁場に沿ってプラズマが磁気圏に取り込まれ、マグネトポーズに張りつくように分布し、 $\nabla_{\parallel}P$ で加速され平行流に変わる (③)。これは図 1 右下の昼側マグネトポーズでの高速流に対応する。もちろん一周して戻ってくるものもゼロではない (①)。プラズマは squeeze (Haerendel, 2011) を伴ってさらに昇圧し、カスプに蓄積される。この過程は slow mode の運動であり、磁場平行流が出現する (Nakamizo and Iijima, 2003)。この流れが磁場の湾曲に沿って高圧域 (カスプ) に入ると、ダイナモを駆動する垂直流が卓越する (⑤)。次にロープに入ると再度磁場平行流が発生し (⑥)、プラズマだけが下流に放出される。この構造は expanding slow mode であり、磁場平行流の発散とともに磁場垂直流の収れんを構成する。磁場平行流の発散は磁場とプラズマの分離でもあり、プラズマを捨ててロープを低圧にし、カスプとロープの間に常に圧力差が確保され、圧力によって

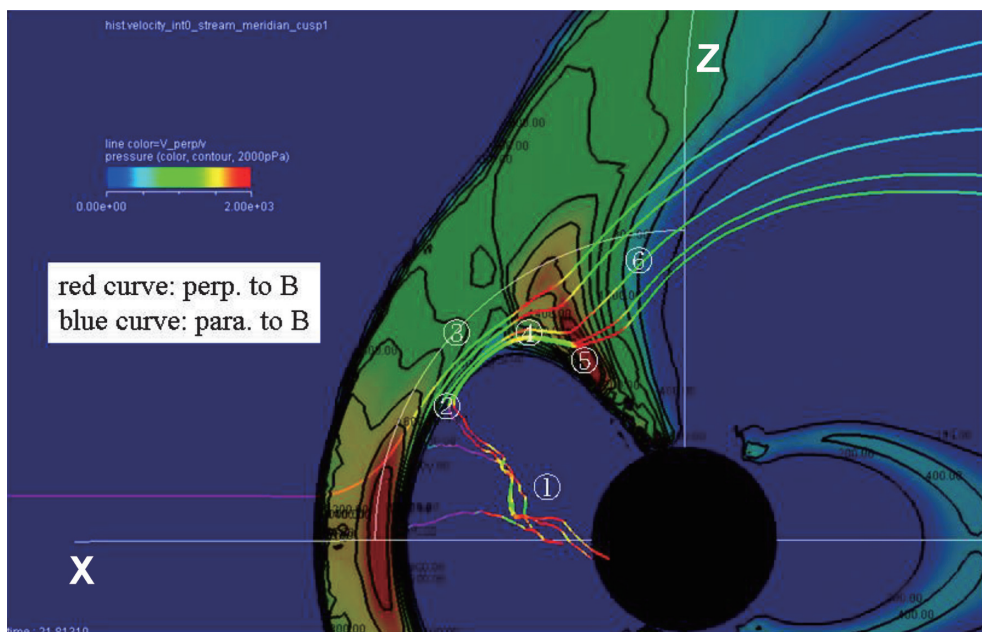


図 7 磁気圏の圧力分布(子午面)と流線(藤田, 私信). 流線の色は磁場に対して流れが直角(赤)か, 平行(青)かを表す. カスプに磁場平行流が流れ込み高圧を維持している. カスプ内では磁場直角流が卓越し, ダイナモ作用を担う. ロープでは再び磁場平行流が卓越し, プラズマを磁場に沿って流出させ, ロープの低圧を維持している. これらの流れ場によって圧力差が維持され, 定常的なダイナモが駆動される.

Fig. 7. Pressure distribution in the noon-midnight meridian plane (colored contours) and flow lines (S. Fujita, private communication). Line color shows the degree of perpendicular velocity. Parallel flow is accelerated toward the cusp. This flow sustains the high pressure inside the cusp. Entering the cusp, this flow changes to perpendicular flow and drives the dynamo. In the mantle region, flow changes to parallel again, to drain plasma along the magnetic field. This flow structure steadily maintains pressure difference between the cusp and the lobe.

駆動される定常的なダイナモを可能とする. 結果として, 磁場だけが元に戻るような対流が実現される. また, 磁場垂直流の取れんは下流の強磁場を維持し, 定常的な磁場エネルギーの生成を行う. 強磁場の表面に流れる電流は, ダイナモ電流である. ダイナモ電流はマグネトポーズに沿って, カスプ-マンテル領域を東西(-Y方向)に流れ, 赤道面に近づいたところで, region 1 FACに接続される. ここにはロープとプラズマシートの境界に沿ったシアアがあり, このシアアによって slow mode からアルフェンモードへのモード変換が起こっているとも表現できる. これによって図3のアルフェン波構造が発生する.

以上のように, 力学的に自己無どう着な対流を考えるには, ダイナモの形成とともに, M-I結合系ではFACはシアアの存在と一体である, という構造が実現されなければならない. シアアは電場の発散と等価であり, 電荷層(電荷分離)を意味する. 対流の一般的形状を考えてみると, 対流は循環であるので, 反太陽向き流があり太陽向き還流がある. したがって

両者の間のどこかに、必然的にシアアが配置されるはずである。そしてこのシアアと FAC は一体である。磁気圏ではローブの反太陽向き流と、プラズマシートの太陽向き還流の間に定常的かつ最大のシアアが存在する。ここに region 1 FAC が存在するのは、ごく自然である。プラズマシートの還流は、さらに内部の準静止領域との間にもシアアを形成する。これは region 2 FAC である。図 6 には部分環電流の力バランスに、このシアアも加えてある。 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ と圧力との力バランスは、よく知られている Vasyliunas の関係を満たしている (Vasyliunas, 1970)。シアアの存在は、誘導方程式を満たすための条件と見なすことができる。

全体の一般的な結論として、対流にはダイナモとシアアが不可欠であるといえる。電離圏の FAC はシアアの場所で磁気圏に向かい、磁気圏内の磁化電流 (ダイナモ電流) と結合するのが、一般的な構造となる。この構造はもはや Dungey 対流では理解できない構造である。シミュレーションでは、このような条件をすべて満足するものだけが解として得られる。プラズマ領域の形成はダイナモの駆動と一体となり、対流、FAC 系、プラズマ領域の形成はお互いに連携し、どれがどれの結果というような因果関係はなくなる。

6. Dungey 対流と Bostrom 電流

古典的な Dungey 対流の意図するところは、開磁場がマグネトシース流に運ばれ、その運動が磁気圏内に伝わるという過程であろう (Dungey, 1961)。これは厳密な力学に基づいたモデルではないが、しいて解釈すれば、磁気圏対流における磁気張力と慣性力のバランスであろう。しかし、シミュレーション結果はこのようなイメージに一致しない (図 1)。定常的な対流システムでは、磁気圏内の至るところで、磁気張力とバランスするのは圧力である。MHD で磁気張力と慣性力がバランスすれば、それはアルフェン波として磁力線に沿って伝搬し、プラズマはアルフェン波の波頭にある慣性電流により動かされることになる (図 3)。回転不連続ならアルフェン波でも定常構造を維持できるが、そのためにはマグネトポーズをよぎる流れが必要である。これらのことを考慮すると、アルフェンモードの運動では、定常的な磁気圏構造はできにくく、磁気圏形成には圧力場が不可欠であるのはもっともであろう。この圧力場が同時に対流のエネルギー源であるシステムが、自然に導出されるための正しい磁気圏対流の理解は、“磁気圏対流はエネルギー変換システムである” から出発しなければならない。これまでに記述してきたことを一言でいえば、まさにこのことに集約される。

Dungey 対流を駆動する磁気張力はリコネクションから発生するので、Dungey 対流から出発する磁気圏物理学では、リコネクションの解明が最重要課題となるのは必然である。その結果が磁気圏物理学とプラズマ物理学の混同であり、これでは磁気圏物理学は出発点で、すでに方向を誤る。そこでの初めの誤りは、マグネトシースではプラズマの内部エネルギーが圧倒的であり、その結果、S-M 相互作用においては、プラズマの内部エネルギーに比べて、磁気エネルギーは役割が小さいという点を見落としたことであろう (図 2)。FAC の生成を

考えないと、この誤りに気づかないことがあり得る。M-I 対流は電流回路の形成であり、そのためにはダイナモの形成が不可欠であるのに、それを簡略して済ませると、圧力が主要な力であることを見落とす。一方、磁気圏尾部で region 1 系の電流を作ろうとすると、CW のような構造にならざるを得ないが、そこでダイナモを形成するには、運動エネルギーに依存することになる。その場合は braking によって下流に磁場とプラズマが溜まってしまい、力のバランス、エネルギー保存、シアと FAC の一体化という力学の要請を、すべて満たす定常的構造は難しくなる。これらをすべて満たすのは、expanding slow mode だけということを示すのが図 1 であり、運動エネルギーはダイナモを形成しないことが示されている。結果として CW は単なる線画になっている。

ダイナモが不可欠であるという意図を何とか生かそうとするモデルに、Bostrom 電流がある (Boström, 1964)。この場合、出発点は正しいが、モデル自身はやはり線画のレベルを超

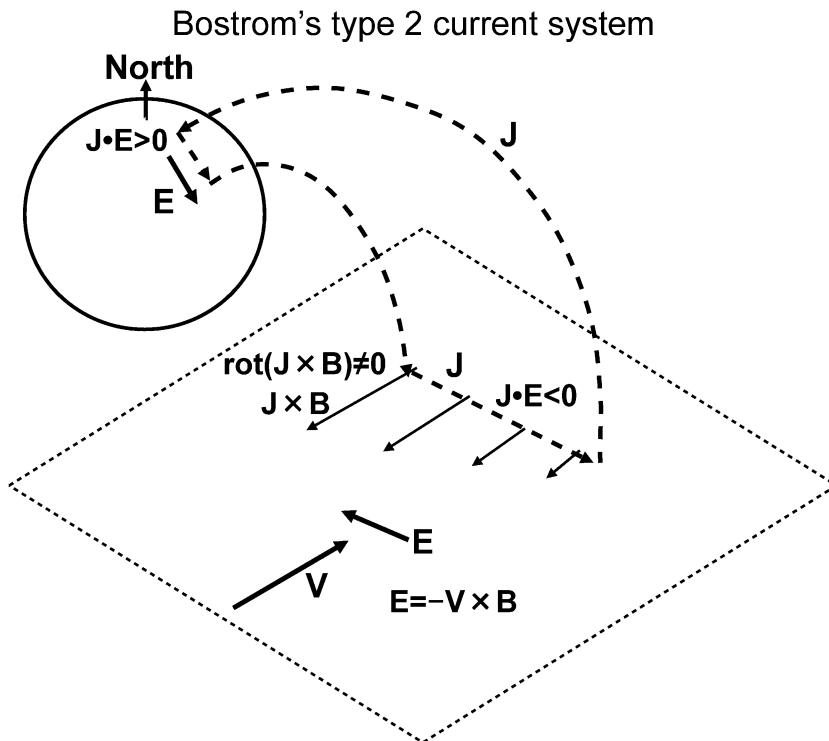


図 8 Bostrom 電流の力バランス。電磁力は圧力とは釣り合うことができないことが示される。簡単にいえば、磁化電流は高圧域の縁を回るように形成され、高圧域の真ん中を突っ切るようなことはない、ということを示す。

Fig. 8. Force balance associated with the Bostrom current system. It is shown that $J \times B$ force cannot balance with gradient P force. Magnetization current flows so as to surround the high-pressure region, and does not cross the center of the high-pressure region.

えておらず、力のバランス、エネルギー保存を満たすことが考えられていない。Bostrom 電流は、図 6 で示した部分環電流と似ているが、部分環電流では、ある経度では上向き FAC か下向き FAC か的一方だけがダイナモ電流に接続されているのに対し、Bostrom 電流では、ある経度で上向き FAC と下向き FAC の両方がダイナモ電流に接続されているところが大きく違っている。両者のうち、部分環電流はシミュレーションの主要解として得られているが、Bostrom 電流が定常的な主要解として得られたことはまだない。これは以下のように、Bostrom 電流が力学を満たしていないためである。Bostrom 電流では J_{\perp} チャンネルに沿って対流が存在すると、シア構造は FAC と整合している。次にダイナモの形成で、 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ が圧力場とバランスし、内部エネルギーから電磁エネルギーが生成されるには、 $\text{rot}(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) = 0$ でなければならないが、明らかにそのようにはなっていない。図 8 に示すように、 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ は rot 成分を持つ。これに対して、図 6 では $\text{rot}(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) = 0$ を満たすことができる。一方、 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$

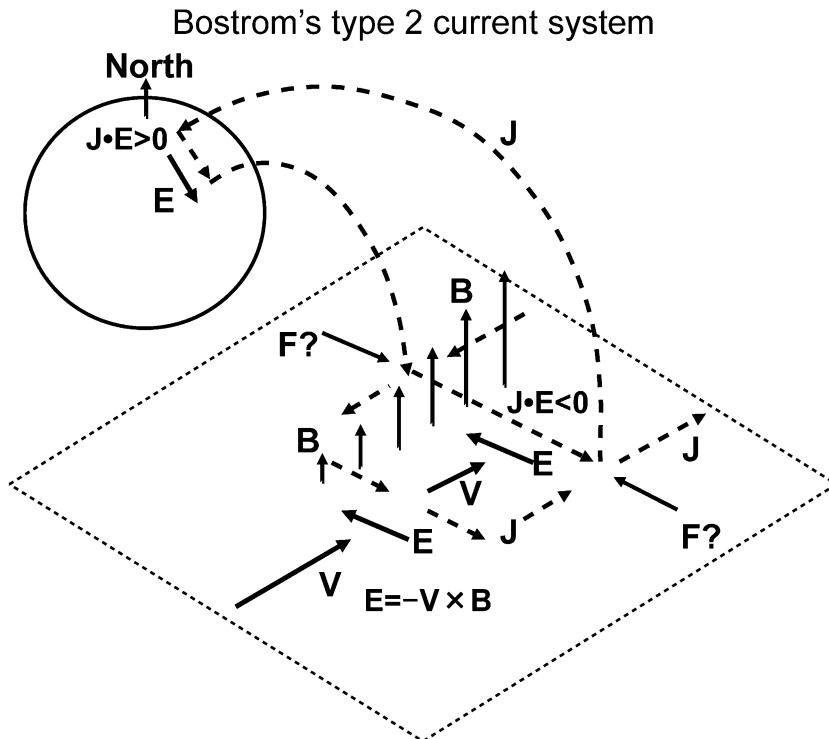


図 9 Bostrom 電流の力バランス。電磁力は慣性力とは釣り合うことができないことが示される。簡単にいえば、流れが制動を受けるとそこで磁場とプラズマがたまってしまい、定常的な構造にはならない、ということを示す。

Fig. 9. Distribution of magnetic pressure associated with flow deceleration inside the dynamo channel of the Bostrom current system. Flow must be decelerated to supply energy to the dynamo. It results in the pile up of magnetic field and plasma. This configuration is quite difficult to maintain the force balance.

が慣性力と釣り合うと考え、チャンネルに沿って流れが減速され、運動エネルギーが放出されなければならないが、図9のように、その場合はチャンネルに沿って磁場とプラズマが溜まってしまい、下流ほどチャンネル内が高圧になっていく。このような圧力に対する力バランス ($F?$) は成り立っていない。これは、Bostrom 電流のモデルような閉磁場上では、下流のプラズマを排出できず、expanding slow mode のような構造が取れないためである。一般に、運動エネルギーに依存するダイナモでは、下流を低圧にするという構造はできにくい。このように見ると、expanding slow mode がダイナモの形成にいかにか合理的な構造かがよくわかる。

7. IMF に依存した対流の発展

IMF の変動は、磁気圏構造と対流の変動を招く。IMF が北から南に変わるとき、それに呼応して対流はどのように変わるかを考察することは、サブストーム理解に必須である。IMF が北から南に変わるときのシミュレーション結果について、磁気圏構造の変動を概観する要約を図10に示す (Tanaka *et al.*, 2010)。図10には、growth phase, オンセット, expansion phase を通じて、磁気圏構造と対流について発生する、グローバルな変動を集約するパラメーターが表示されている。

IMF が北向きのときは、対流は遅く、電離圏での散逸も低い。したがってオーロラ活動や地磁気変動も低調である。このため、一般に IMF が北向きのときの磁気圏構造は単純であると思われるが、しかし実際には、北向き IMF のときの磁気圏構造は、南向き IMF のときの磁気圏構造よりはるかに複雑である (Tanaka, 1999)。磁気圏では、発生メカニズムから分類された、lobe cell, merging cell, exchange cell の3種の対流セルが存在し、電離圏では、形状で分類された、round cell, reverse cell, crescent cell の3種のセルが存在することが知られている。従来のサブストーム研究では、これらの複雑構造を避けて、北向き IMF のときの磁気圏構造を、遠尾部中性線で簡略代用理解してきた。これはサブストーム自体を部分で理解しようとするので、全体構造がそれほど必要でなかったからであろう。

図10から対流の変動を見ると、growth phase ではすぐに cross-polar-cap potential が大きく増加している。磁化電流で駆動されるダイナモの下では、電離圏対流の強化はカスプの圧力領域の強化である。この圧力領域を生成するプラズマの侵入は、開磁場によって発生するが、開磁場を生成する機構は、正確にはヌル-セパレータ構造を考えなくてはならない (Cowley, 1973; Crooker, 1979)。ヌル-セパレータ構造は、もともと解析解から予想されていたものであるが、シミュレーションでもほとんど同じ構造が再現されている。対流の IMF 依存性は、ヌル-セパレータ構造、開磁場の生成、圧力領域の形成という一連のプロセスが IMF に依存する結果である。図11、図12に、IMF が北のときと南のときの昼側ヌル-セパレータ構造を示す。どちらの場合もヌル-セパレータ構造は、二つのヌル点と、それらを結ぶセパレー

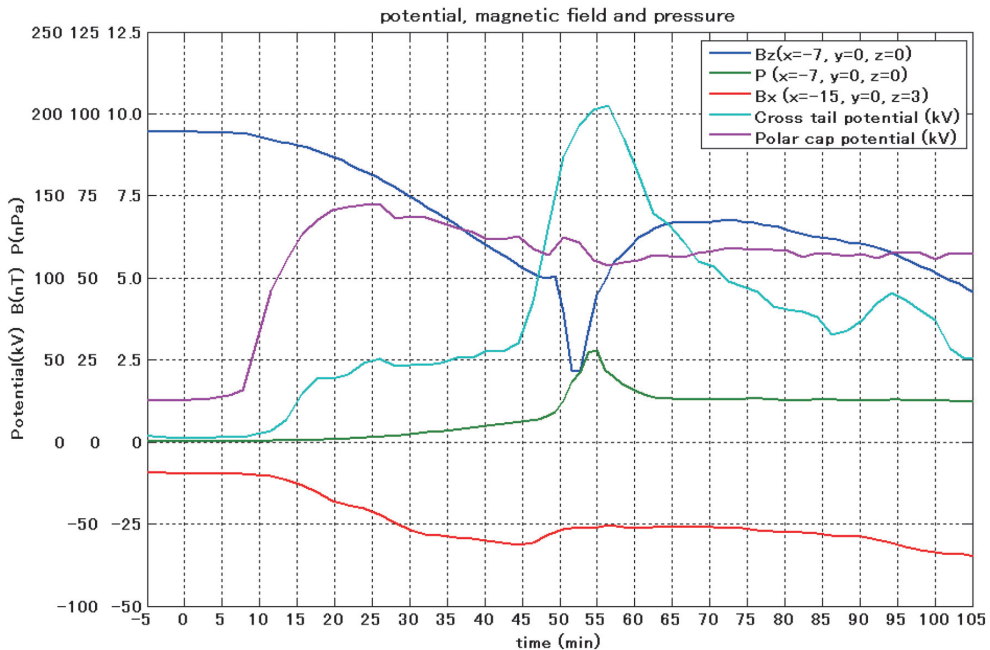


図 10 極冠の端から端までのポテンシャルとプラズマシートの端から端までのポテンシャルが示す時間変動。growth phase ではプラズマシートが滞留すること、オンセットでこの滞留が解消されることが見て取れる。この対流の変動に伴って、ローブ磁場、静止軌道磁場、静止軌道プラズマ圧も変動する。 $t=0$ は、南向き IMF の太陽風が、バウショックに到達した時刻。

Fig. 10. Time development of cross-polar-cap potential, cross-tail potential, lobe magnetic field, geosynchronous magnetic field and geosynchronous pressure. The cross-polar-cap potential shows a drastic increase after the southward turning of the IMF (purple line). This increase is due the build up of cusp pressure. Increase in the cross-tail potential at the onset is brought about by the changes in force balance, flow configuration and pressure distribution.

タラインからなることがわかる。一般に磁場には IMF、開磁場、閉磁場の 3 種類が存在し、IMF と開磁場間、開磁場間と閉磁場間に、2 種類の境界面（セパトリックス）が存在する。セパレータラインは、異なった 2 種類の境界面の交線とも見なせる。図 11 と図 12 でわかるように、ヌル-セパレータ構造は IMF によって大きく異なる。この違いが、開磁場生成の違い、カスプ圧力の違いを通じて、region 1 ダイナモの違いへと連鎖する。図 11 と図 12 を比較すると、二つのヌル点の間にある IMF の本数は、南向き IMF のときの方が圧倒的に多い。これは図 10 の IMF に依存した cross-polar-cap potential の違いの別の側面である。また生成される開磁場の形状を考慮すると、IMF と一緒に取り込まれたプラズマは、IMF 南のときはカスプに殺到するが、IMF 北のときは LLBL (low-latitude boundary layer) に溜まると予想される。

ヌル-セパレータ構造は、昼側だけではない。通常、遠尾部中性線や NENL と呼称される

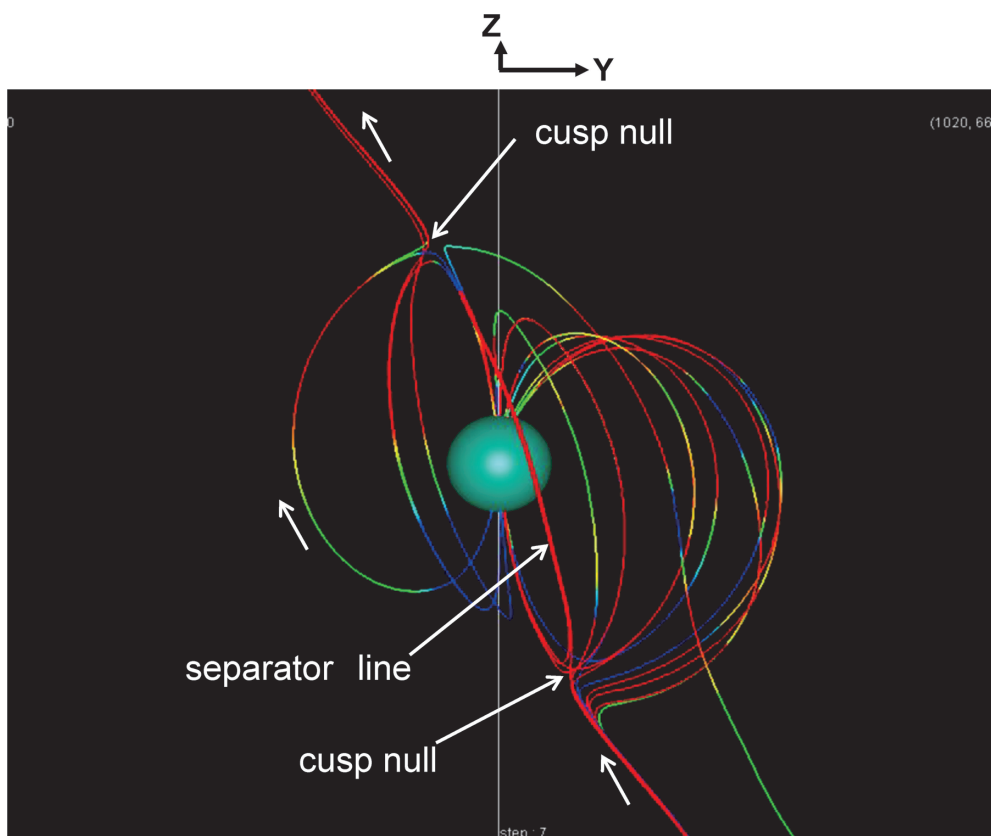


図 11 IMF 北向きのときの昼側ヌル-セパレータ構造. セパレーター线上的の磁力線を示す. ヌル点 2 点とそれを結ぶセパレータラインが見える. 球は $3R_e$. 磁力線の色はそれぞれを識別するため、意味はない.

Fig. 11. Dayside null-separator structure under the northward IMF condition. A separator line connects two null points in the northern and southern hemispheres. All of detached, open and closed field lines coexists on the separator line.

夜側の構造も、正確にはヌル-セパレータ構造から理解されなくてはならない。北向き IMF のときは二つのヌル点が見れるが、図 11 に見られる昼側のセパレータラインとは別に、もう一つ夜側にもセパレータラインがある。夜側のセパレータラインは $X = -100R_e$ 近くまで延びており、サブストーム growth phase のプラズマシートに大きな影響を与える（第 1 編参照）。growth phase の対流がプラズマシートで滞留することや、オンセットで dipolarization が発生する機構も、正しくはヌル-セパレータ構造から理解されなくてはならない。

growth phase では cross-polar-cap potential の増加に対して、cross-plasma-sheet potential の増加は相対的に小さい。これは昼側から夜側へのフラックス輸送に対して、プラズマシート内の還流が追いついていないことを示す。すなわちプラズマシートは滞留する。これに対し、

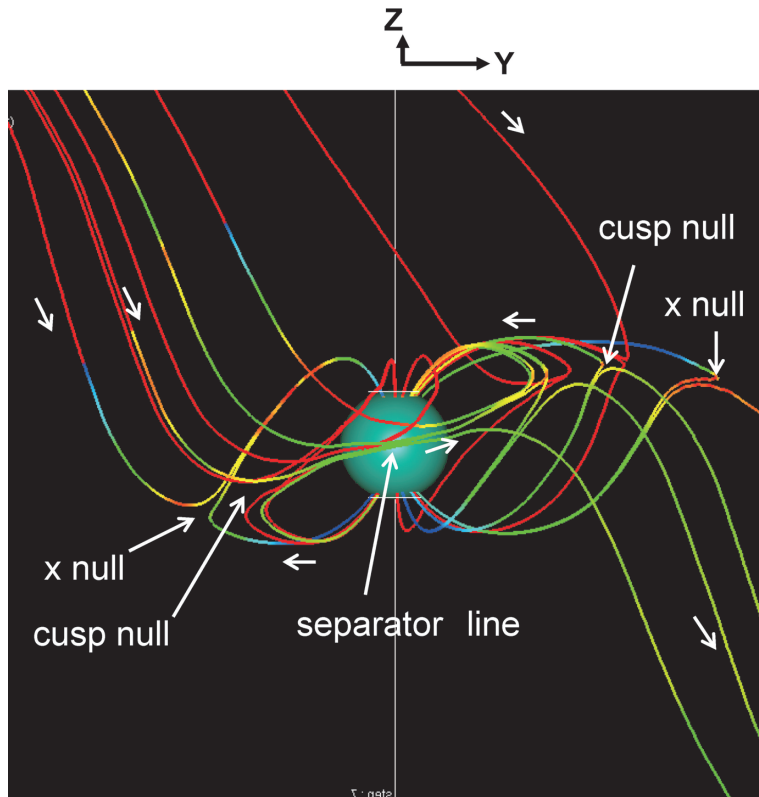


図 12 IMF 南向きのときの昼側ヌル-セパレータ構造. セパレーターリクス上の磁力線を示す. ヌル点 2 点とそれを結ぶセパレータラインが見える. 球は $3 R_E$. 磁力線の色はそれぞれを識別するためで, 意味はない.

Fig. 12. Dayside null-separator structure under the southward IMF condition. A separator line connects two null points in the morning and in the evening. All of detached, open and closed field lines coexists on the separator line.

レーダ観測や磁場変動を見ても, growth phase ですぐ電離圏対流が全域で十分に発達することは明らかである. よく知られているように, 電離圏対流の変動は昼側から始まって夜側に至るわけではなく, 全体が同時に発達する. これは Dungey 対流のイメージから連想すると不思議な現象に見えるが, カスプ-マントルダイナモと FAC によって駆動される対流を考えれば, ごく当然である. このように, 電離圏対流では滞留は見えない. 一般に磁気圏の形状が変化する (非定常) ときは, 磁気圏には誘導電場が発生するが, これは電離圏には伝わらず, 磁気圏対流と電離圏対流にはずれが発生する.

オンセットでは, cross-plasma-sheet potential が, cross-polar-cap potential に対し増加逆転するように見える. この逆転変動と, 対流の発展の関係を理解することが, オンセットを理解することにつながる. オンセットの磁気圏構造変動では, 静止軌道磁場では explosive growth

(見かけは growth phase に見えるが、そうではなくすでにオンセットの開始) とそれに続く dipolarization, ローブ磁場では絶対値の減少が見られる。これらは、いずれもよく知られている、サブストームオンセットの磁気圏変動である。静止軌道の圧力変動から、オンセットの磁場変動の初動 (explosive growth) は反磁性効果によるものであることがわかる。

8. growth phase の対流

図 10 では, growth phase の磁気圏構造変動のうち, 静止軌道磁場の減少はプラズマシートの thinning に対応し, ローブ磁場絶対値の増加は式 (2) 右辺第 1 項の変動を示す。このプラズマシートの thinning は, 観測からも growth phase を特徴づける磁気圏変動としてよく知られている (Hones *et al.*, 1984)。growth phase では, 極冠とローブ間及びオーロラ帯と内部磁気圏の間では, FAC を介して両者の対流が一致し, M-I 結合が成り立つ。しかしプラズマシートには依然として, 北向き IMF のときに形成された夜側ヌル-セパレータ構造が存在する。また形状的にプラズマシートは電離圏の狭い範囲に投影される。そのため cross-plasma-sheet potential は cross-polar-cap potential より小さく, プラズマシートは滞留している。それでも電離圏対流で滞留がないのは, プラズマシートに溜まっているものを取り崩しているからである。別の見方をすれば, 磁気圏対流で, プラズマシート領域から流出するフラックスが, 流入するフラックスより多いので thinning となるといえる。

growth phase を特徴づける現象として, 古くから知られていたものに quiet arc がある。quiet arc は夕方から真夜中にかけて, 長時間にわたって出現することもある。また growth phase の期間中, 赤道方向に徐々に移動していく。この quiet arc の動きを観察していると, オーバルの拡大, 磁気尾部での磁気エネルギー蓄積などを連想し, growth phase というものを想定したくなる誘惑に駆られる。ところが, quiet arc の原因は知られておらず, それはサブストームオンセットとともに, 磁気圏物理学の大きな未解決問題となっていた。しかしながら, 最近のシミュレーションは quiet arc も再現できるようなレベルに到達し, その解析から quiet arc のメカニズムも見えてきている。図 13 は極域電離圏の電気伝導度と FAC の分布であり, 上は北向き IMF のとき, 下は南向き IMF に変わった後 (growth phase) である。図 13 上には, 極冠中に電流構造が散見される。これらは, sun-aligned arc や fan arc などと呼称される構造に対応する。一方, 図 13 下では, 夜側で quiet arc に対応する region 1 FAC がオーバルの極縁に沿って, 夕方から真夜中を通り越して朝方まで延びているのが見られる。図 14 は growth phase の 3 次元 M-I 電流系と, 子午面内の圧力分布 (シェーディング) を示す。緑線は quiet arc につながる電流, 青線は昼側の region 1 FAC につながる電流, 赤線は region 2 FAC 系である。

図 13 では全体を再現した中の部分として, quiet arc の様相が現れている。これまでもある quiet arc のモデルのように, ある境界条件の下に quiet arc のみを再現するものではない。

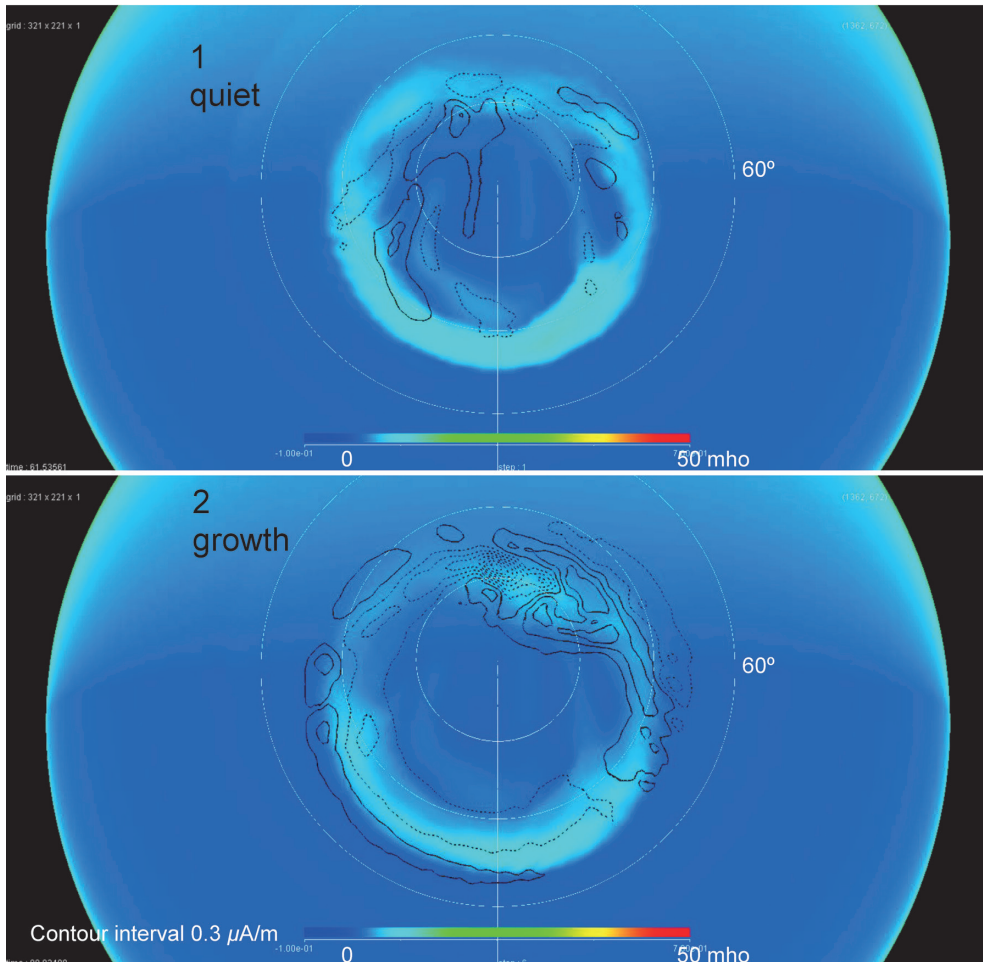


図 13 静穏時(上)と growth phase(下)の電気伝導度(カラー)と沿磁力線電流(実線等高線下向き, 点線等高線上向き)の分布. 図 10 に対応させると, $t=7$ と $t=47$ にあたる. growth phase の期間に, 上向き FAC (点線) が夕方から真夜中を通り越して, 朝方まで延びている. これは quiet arc の分布とよく一致する.

Fig. 13. Conductivity (color shading) and FAC (contours) during the quiet time (upper) and during the growth phase (lower). Solid lines show downward FAC and dashed lines show upward FAC. During the growth phase, the upward FAC region extends along the poleward edge of the oval toward the morning side.

解は M-I システムの中の 3 次元磁場プラズマ構造をすべて保持していて, 我々が知りたい構造を何でも描くことができる. 図 14 はその一例となっている. 我々が, 想像でない quiet arc の電流系を見るのは, 図 14 が初めてである. 図 14 はこれまで見えなかったものを見えるようにしているということができ, この手法こそが本研究の真髄である. 図 14 では昼側の region 1 FAC が, 図 1 に見られるダイナモの中心領域に, 最短距離でつながっている. これに対して, quiet arc から出発して, region 1 FAC の電流線を磁気圏に向けて上方にトレー

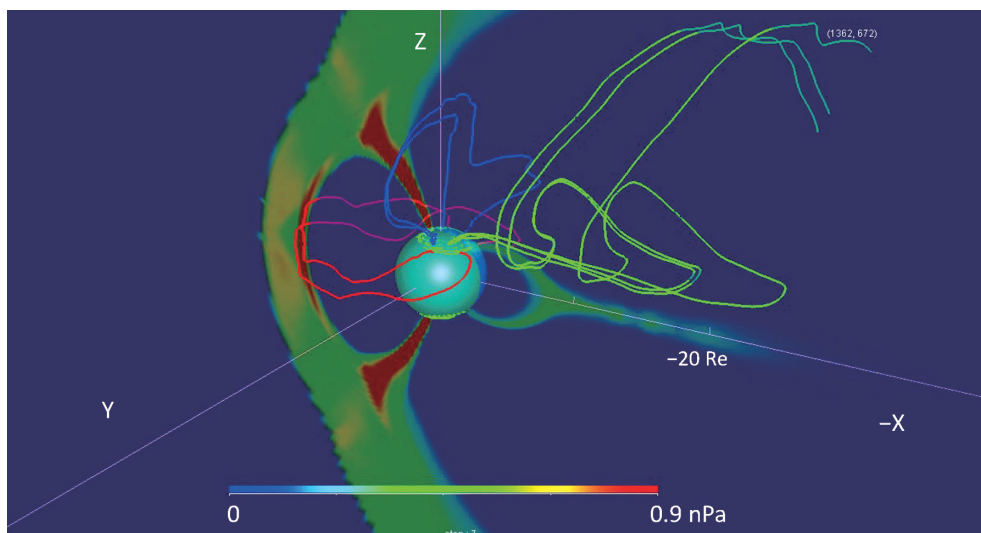


図 14 growth phase の 3 次元電流構造. quiet arc からトレースした電流線(緑)はローブとプラズマシートの境界に沿って伸び、かなり遠方のマントルにつながる。球は $3 Re$ 。

Fig. 14. Current lines traced up from the ionosphere and pressure in the noon-midnight meridian plane (color shading) during the growth phase. Green, blue and red lines are current lines traced up from the quiet arc, dayside region 1 FAC and region 2 FAC, respectively. The current line traced up from the quiet arc extends to the boundary between the lobe and plasma sheet, but does not follow the magnetic field line exactly.

スすると、プラズマシートとローブの境に沿って、テイルのやや遠方まで延びて、その後マントルにつながる(図 14 の緑線)。実際に観測される quiet arc は、図 13 のグローバルな region 1 FAC の構造に、いくつかの随伴過程が加わる。ダイナモに励起される FAC 生成に伴い、さらに付加的な過程が発生し、もっと狭いシートへの収束や、何本かの arc への分離などが起きる。さらに分割数を上げた格子によるシミュレーションでは、これに似た構造が再現されている。図 14 では、region 2 FAC は主に昼側で閉じている。子午面圧力分布を見ると、プラズマシートはまさに thinning の状態であり、静止軌道付近の圧力領域は、まだ形成されていない。このため、region 2 FAC は主に昼側で閉じることになる。

growth phase の磁気圏対流は、この quiet arc から延びる region 1 FAC に対応して、シア構造を含むはずである。図 15 に $X = -15 Re$ での YZ 面の磁気圏対流を示す。ローブの速い対流とプラズマシートの遅い対流の間の速度不整合は、ローブでの磁場の蓄積を伴う流れの取れんで維持されるわけではない(多少はあるが)。growth phase のときの対流はプラズマシート中心には達しないが、YZ 面内をプラズマシートの縁を回るように滑り、フランクに達したところで地球方向に向かう。このフランクを回って地球方向に向かう対流は、昼側に達したところで expanding slow mode の構造を形成すると思われる。そのために region 2 FAC が主に昼側で閉じることになる。このように growth phase の還流対流は、赤道面からも、真夜

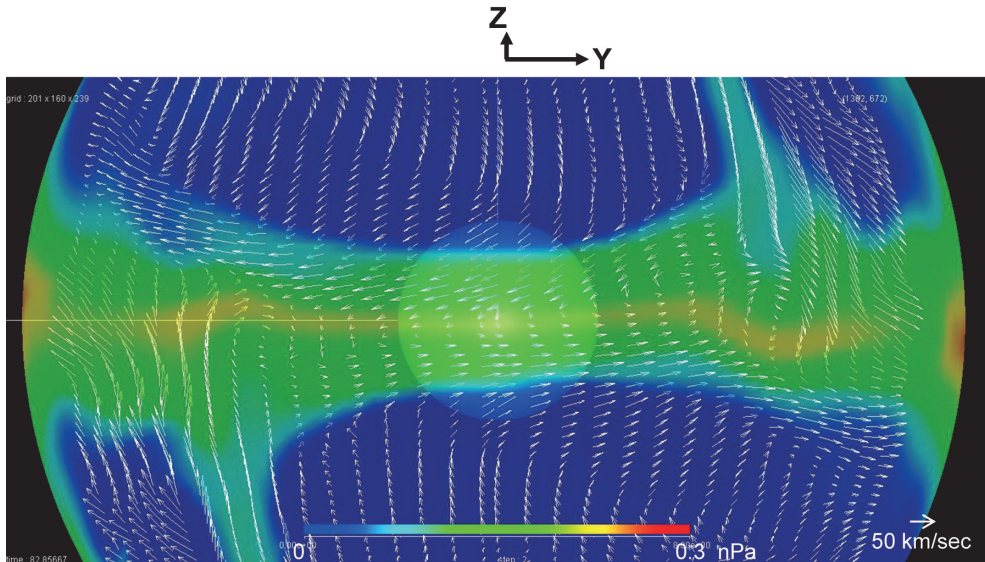


図 15 growth phase における磁気圏尾部 YZ 面の流れと圧力分布. プラズマシートの縁に沿ってシアア構造が見られる. 薄い球は $3Re$.

Fig. 15. Flow (white arrows) and pressure (color shading) in the YZ plane at $X = -15Re$ during the growth phase. Shear flow which appears along the outer plasma sheet corresponds to the upward FAC from the quiet arc.

中からも遠い. したがって growth phase の対流シアアはプラズマシートとローブの境に配置され, このシアアによる FAC が quiet arc につながる. quiet arc の FAC に対応するダイナモは, マントル (高圧) からローブ (低圧) に向かう流れ, (ii) カスプ-マントルから (iii) ローブで励起されるが, ダイナモの場所は地球から遠く, それほど強い FAC は発生しない. このようにシミュレーションでは quiet arc に伴う現象は, ローブ-プラズマシート境界に投影される. これは電流線のトレースの結果である. 図には示していないが, quiet arc から磁力線をトレースすると, 多少プラズマシートに近く投影される. FAC は地球から離れば, 必ずしも完全な FAC ではなく, 磁力線と電流線がずれてくるためである. 後述のように, growth phase のときのプラズマシート内部では, 地球向き磁気張力と反地球向き圧力傾力の間に, 静的力バランスが維持される.

9. オンセットのメカニズム

図 16 上と下に, オンセットと expansion phase における電気伝導度と FAC の分布を示す. この図には, サブストーム変動で最も重要なポイントがよく再現されている. オンセット時の上向き region 1 FAC の増加は, 真夜中付近でオーバルの赤道側の狭い領域から始まっている (上図). その領域は直後に夕方側に移動しつつオーバルの極側に移動し, さらに WTS

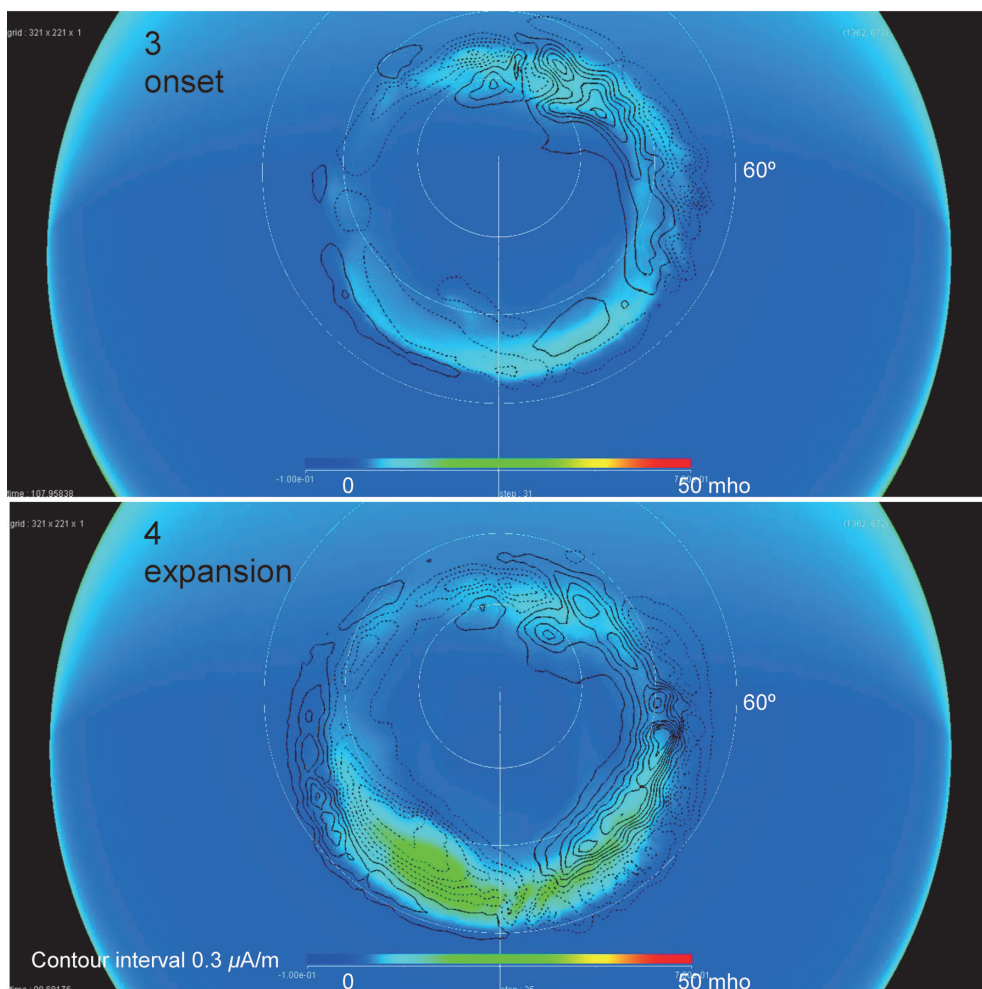


図 16 オンセット (上) と拡大相 (下) の電気伝導度 (カラー) と沿磁力線電流 (実線等高線上向き, 点線等高線下向き) の分布. 図 10 に対応させると, $t=51$ と $t=61$ にあたる. オンセットのときにはオーロラが光始める点が見え, 真夜中のオーバル赤道端に見える. また拡大相では, WTS のヘッドに上向き FAC が集中するのが見える.

Fig. 16. Conductivity (color shading) and FAC (contours) at the onset (upper) and during the expansion phase (lower). Solid lines show downward FAC and dashed lines show upward FAC. The onset starts from the equatorward edge of the oval. In the lower panel, the WTS is reproduced in the evening side.

となって極冠に張り出すようにして, 夕方方向に拡大していく (下図). WTS のヘッドには region 1 FAC が集中するように流れる. これらはサブストームの最も重要なダイナミクスであり, 昔からよく観測されているが, これまでそれらの成因や, 各フェーズでの region 1 FAC がどこで発生し, どのような経路で電離圏に到達するかについて, 確定的なものは知られていない. しかし, 図 16 のようにシミュレーションによってすべて再現できるように

なると、この解の解析から、オンセットの上向き region 1 FAC の磁気圏での起源、WTS の成因などが解明可能になる。このような解析から、サブストームは対流の発展と変動としての姿を現すに至る。

オンセットでの対流の変動は、プラズマシートの縁を回っていた対流がプラズマシート中心を巻き込み、より内部を回るようになることである。プラズマシート中心 ($Y=Z=0$) での流れの変動 (水色) を、プラズマシートの圧力分布 (青) と力バランス (赤と緑) とともに、図 17 に示す。プラズマシート中心まで達する対流を形成するため、オンセット 5 分前頃から、 $X=-20 Re$ 付近での NENL と中尾部での地球向き流が発生する (図 17 水色の線)。中尾部プラズマシート ($X=-20 \sim -10 Re$) では、その形状から M-I 結合対流が発達しにくいので、オンセットの 5 分ほど前から電離圏と結合の弱い運動である BBF が励起され (Angelopoulos *et al.*, 1992)、磁場とプラズマの輸送を行う。図には示していないが、シミュレーションではオンセットの 5 分ほど前から、地球向きに伝搬する中尾部の dipolarization front も再現される。

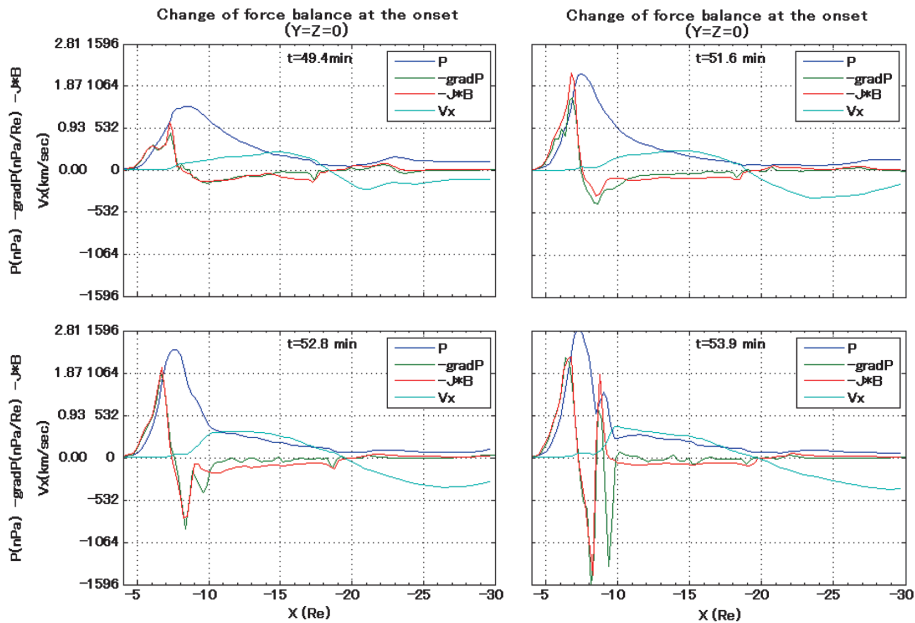


図 17 オンセット前後のプラズマシートの力バランスの変動。オンセット前 (左上) では、電磁力と圧力傾力が釣り合っている。オンセット後は、内部磁気圏では電磁力と圧力傾力は増大するが依然釣り合いの状態を保つ。これに対して中尾部では電磁力が慣性力と釣り合う。

Fig. 17. Development of force balance in the plasma sheet associated with the substorm onset. During the growth phase, a static force balance between $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ force and $-\text{grad } P$ force prevails all over the plasma sheet (upper left and right). After the onset, the mid-tail plasma sheet changes to dynamic force balance while the inner plasma sheet develops to an enhanced static force balance (lower left and right). Associated with the dynamic force balance, $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ force (red) prevails over $-\text{grad } P$ force (green) to drive the BBF. On the other hand, enhanced static force balance generates the partial ring current.

この結果として、ローブの対流と内部磁気圏の対流が接続され、cross-tail potential が急激に増加する (図 10)。BBF は双極子化域の手前で制動を起こす。図 1 のように、制動はダイナモにはならず、運動エネルギーは熱エネルギーに変換される。この過程は純流体的変動に近い。expansion の最中、制動点は反太陽方向に後退し、それとともに地球向き流の領域が拡大する。これは水色の線がゼロの点を追うとわかるであろう。

図 17 に示すように、プラズマシート内での BBF 発生の背後には、それを可能にするような力バランスの変化が起こっている。growth phase ではプラズマシート全域で、地球向き磁気張力と反地球向き圧力傾力の間に、 X 方向の静的力バランスが成り立つ (図 17 左上、赤線と緑線の一致)。これがオンセットで変化し、中尾部ではダイナミックバランス (磁気張力は圧力傾力を上まり、加速度とバランスする) になり、BBF の発生を促し (図 17 左下)、その反動として内部磁気圏ではより強化された静的力バランスに移行する (図 17 右下)。オンセット後に磁気張力が慣性と釣り合うようになった領域 (ダイナミックバランス領域) では、流れ場は全般的にランダムになり、これといった規則性は見られない。これは衛星でもよく観測される状態である。内部磁気圏の強化された静的力バランスへの移行は、plasma squeezing と呼ばれるプロセスに類似する (Haerendel, 2011)。この過程がインジェクションと dipolarization を担う。したがってオンセット時の dipolarization は、磁気張力の強化と圧力の増加である。しかし図 17 からわかるように、圧力増加域は内部磁気圏の比較的狭い領域で起こる。中尾部では圧力はむしろ減少気味に見える。

図 18 左に、計算された静止軌道の磁場変動を示す。図 18 左から、強化された静的力バランスへの移行とともに発生する、静止軌道での explosive growth (Z 成分の急減) と、それに続く dipolarization (Z 成分の増加)、 D -deflection (D に近い Y 成分の振れ) が見られる。同じく図 18 右に示されている観測例と比べて、シミュレーションによる dipolarization は鋭さが欠けるなどの不十分な点はあるものの、両者の変動はかなりよく似ている。シミュレーションで鋭さが欠けるのは、プラズマシートの密度が高いせいもある。explosive growth は、初動時の高圧域生成による反磁性効果である。高圧域の圧力は対流と拡散によって、オンセット後は低下していき、このステージでは、磁場はポテンシャル磁場に近づき、本来の意味の dipolarization が進行する。図 18 では、dipolarization とともに、 D -deflection もよく再現されるのがわかる。図 5 と図 6 に描かれている高圧域の生成に伴い、高圧域の東西の両端にある磁場は、外側に湾曲する。これを赤道面からやや離れたところで見ると、 D -deflection に見える。したがって衛星がちょうど赤道面にあれば、 D -deflection は観測されない。計算と観測の双方において、 X 成分の変動も明快に見られるが、これは今までの研究ではあまり調べられていない。

dipolarization (初動時の磁気張力の増加期間) による内部エネルギーの増加は、BBF の制動による内部エネルギー増加よりずっと大きい (図 17 右下、青色の線)。BBF 制動は圧力増

Simulated (left) and observed (right) dipolarization and D deflection (geosynchronous orbit)

2008/4/13 ETS-VIII (N. Eto, private communication)

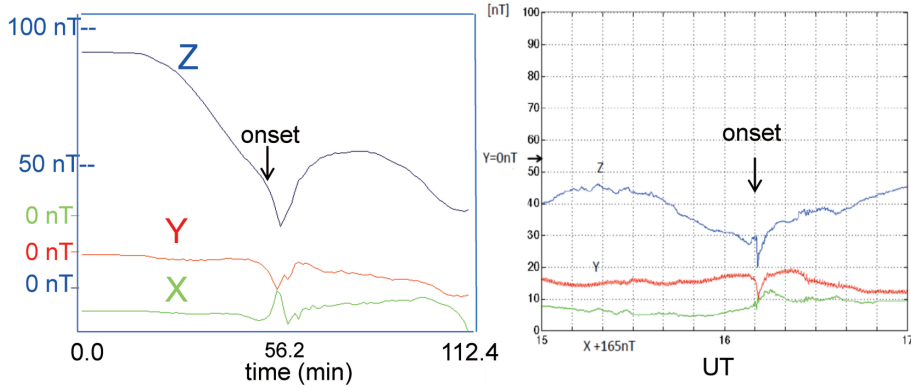


図 18 シミュレーション (左) と観測 (右) による静止軌道磁場変動. オンセットの様相である, explosive growth, dipolarization, D -deflection が見られる.
 Fig. 18. Magnetic field at the geosynchronous orbit during the substorm (left simulation, right observation). A growth phase signature of the substorm is observed as the decrease of B_z . Onset signatures of the substorm are observed as the explosive growth and dipolarization in the Z component and the D -deflection in the Y component. Simulation results reproduce these variations pretty well.

加の小さなピークにすぎないが, 時々衛星で観測される $X = -8 Re$ 辺りの激しい変動の原因にはなり得る. この激しい変動は, それだけを見るとオンセットの中核をなすようにも見える (Lui, 1996). これまでのサブストーム研究では, このようなキーププロセス発見にこだわっていた. 本報告では growth phase からオンセットにかけての変動は, グローバルな力バランスの変更によって発生する. この力バランスの変更は, NENL の進行などを状態制御パラメータとした位相空間状態遷移であり, どれがどれの原因であり, どれがどれの結果であるというような区別には意味がなく, 全体が一同に変化する. この位相空間状態遷移は, サブストームオンセットの不連続性を担う. このように部分から全体を説明することができないのがサブストームである.

オンセットのもう一つの側面として, 尾部磁場のトポロジー変化を見ることができる. これは大まかには, フラックスロープの放出による夜側ヌル-セパレータ構造の解消と見ることができる (Tanaka *et al.*, 2010). 図 19 に, オンセット直前の夜間セパレータライン (緑線) とフラックスロープ ($X = -20 Re$ 辺りのコイル状の構造) を示す. 夜間ヌル-セパレータラインの解消の結果, 夜間では X ラインが二つのヌルを結ぶ構造になる. これにより, プラズマシート内での速い対流が可能となる. しかし, これらに至るまでの growth phase でのヌル-セパレータ構造とトポロジーの変化には, まだ不明な点が多い. ヌル点の分裂や結合が予想されているが, 詳細はいまだ明確でない.

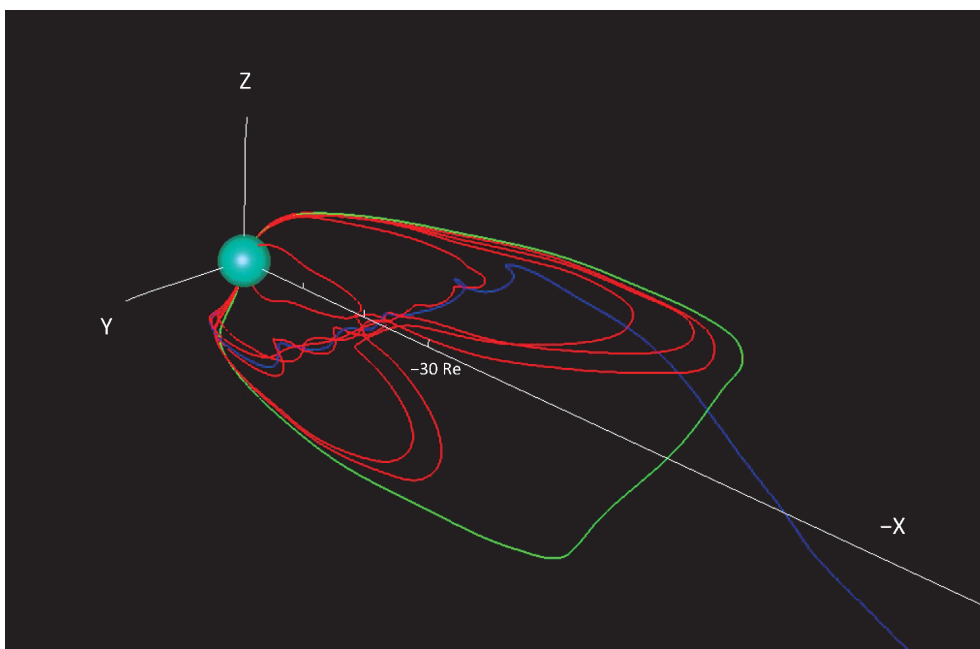


図 19 オンセット直前の夜側スル-セパレータ構造. 夜側セパレータライン(緑)が残存する一方, フラックスロープの形成が見られる.

Fig. 19. Nightside separator line (green) and flux rope just before the onset. Blue line shows a core of flux rope whose one end is connected to the earth and the other end is connected to the solar wind. The nightside separator line disappears after the ejection of the plasmoid.

10. オンセット電流系

図 20 にオンセットの瞬間の M-I 電流系を示す. この図で, シェーディングは真昼真夜中子午面内の圧力分布, 緑線は極側の quiet arc につながる電流, 青線はオンセット arc につながる電流, 赤線は region 2 FAC 系である. オンセットのときは BBF が発生しているが, 図 1 に示されたように, flow braking による加速度は, 圧力と釣り合い, ダイナモを直接ドライブすることはない. 真夜中の子午面では, 静止軌道付近に生成された高圧域とロープの(赤道面より南北に離れた)境目を夕方向き region 2 電流が通る. この高圧域とロープの境目を通る region 2 電流は, 朝方夕方にいくにしたがって赤道面に降りてくる. よく観察すれば, この様子は図 5 でも見られる. 生成された高圧域の朝方夕方のエッジに至ると, region 2 電流は地球向きに高圧域のエッジを横断し, その後 FAC となって地球に至る. region 2 FAC のダイナモは, インジェクションとダイポーラリゼーションで形成される高圧域を通過する (iii) から (iv) の対流である. 図 5, 図 10, 図 20 の様相はすべて, このような急激な圧力領域の形成と, それによる region 2 FAC の発生を示す. この高圧域形成はプラズマシートの変動の結果であり, したがってプラズマシートのじょう乱は region 2 FAC を通して電離圏に

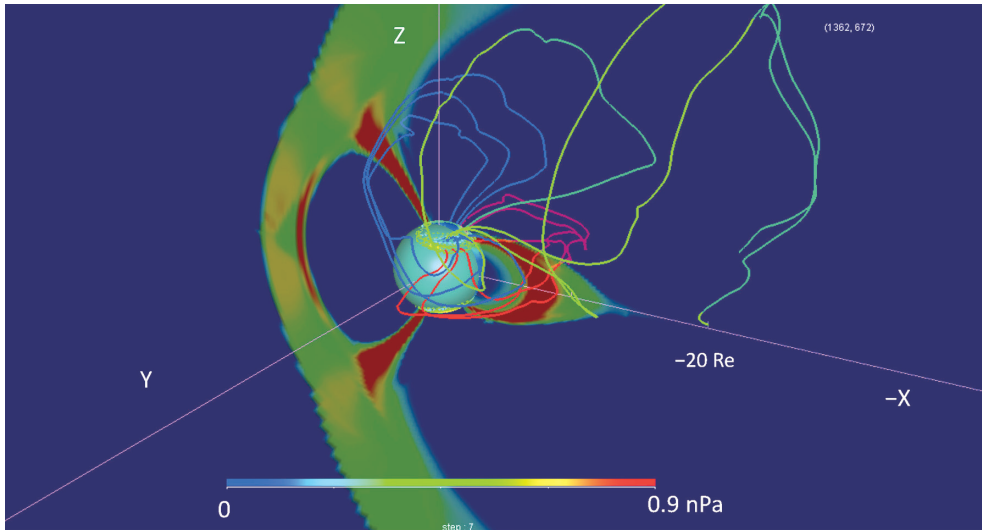


図 20 サブストーム拡大相の 3 次元電流構造. 緑は growth phase から存在する quiet arc につながる電流, 青はオンセットで出現する discrete arc につながる電流, 赤は region 2 FAC につながる電流.

Fig. 20. Current lines traced up from the ionosphere and pressure in the noon-midnight meridian plane (color shading) at the expansion phase. Green, blue and red lines are current lines traced up from the preexisting arc, onset region 1 FAC and region 2 FAC, respectively. The onset region 1 current connects the cusp-mantle dynamo and the equatorward edge of the oval through the flank of the magnetosphere. The region 2 current threads the midnight meridian plane through the north and south edges of high pressure region built in the inner magnetosphere.

伝えられることになる. よってこの過程は, どちらかといえば, loading unloading に相当する. オンセットでは双極子化に連動して内部磁気圏に対流が浸透する. region 2 FAC を担うシアアは, プラズマシートと, より内部の磁気圏との間のシアアである (図 6). 以上の region 2 FAC 構造は, 図 21 にもより模式的にわかりやすく示してある.

双極子化は誘導電場を伴うが, この電場は電離圏に達しないので FAC には結びつかず, 誘導電場自体は M-I 結合対流ではない. オンセット後に内部磁気圏へ(ポテンシャル電場と) M-I 結合対流が侵入することが, オンセットの上向き FAC がオーバルの低緯度側から始まる構造に対応する. 内部磁気圏でプラズマシートとローブとの間にシアアが強まり, これによる region 1 FAC がカスプと電離圏のオンセット領域を結ぶ. この電流回路はカスプもしくはカスプのすぐ近くから出て, 磁気圏フラックを伝い回り込むようにして, 低緯度側から quiet arc の FAC より赤道側の電離圏につながる (図 20 の青線). これを可能にするシアア構造は, 対流がプラズマシートの中心と内部磁気圏まで侵入することでもたらされる. このシアア構造も, 図 21 によりわかりやすく模式的に示してある. オンセットの間, ローブ-プラズマシート境界にある quiet arc の region 1 FAC (緑線) は, オンセット region 1 と共存し, オンセットは赤道側の arc から始まるように見える. オンセットの region 1 ダイナモはカス

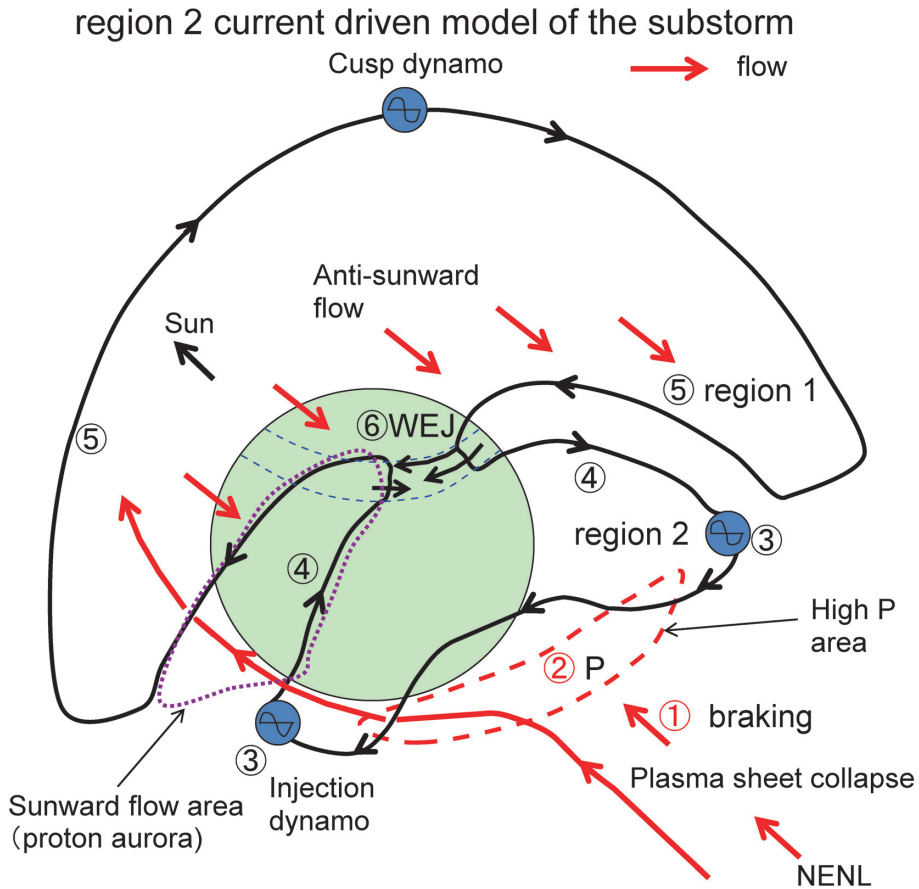


図 21 サブストームの電流構造 (模式図). 磁気圏尾部の変動は圧力領域の生成として内部磁気圏に伝えられ, 圧力領域からの region 2 FAC がさらに変動を電離圏に伝える. FAC とシアーは一体として現れる.

Fig. 21. Substorm current loop. Through the plasma sheet collapse, magnetic tension acts to squeeze plasma from the plasma sheet to the inner magnetosphere. The region 2 dynamos are driven by flow crossing newly built pressure gradient. The region 1 FAC from the cusp dynamo is connected to the region 2 FAC to form the grand current loop. This current system includes no inertial current.

プ-マントルからローブに向かう流れ, (ii) から (iii) によって励起される. したがってその駆動過程は, 定性的にはオンセット前と同じである. この過程は昔からいわれてきた direct driven に相当する. オンセット region 1 電流系は WTS とともに拡大し, pre-onset arc に取って代わる. 拡大には電気伝導度の上昇, ジェット電流の発生が伴い, 地上での磁場変動が激しくなる. 電気伝導度上昇には, 上向き FAC (シミュレーションでは discrete aurora の代用となっている) だけでなく, プラズマシートの高圧化 (diffuse aurora の代用) も大きく寄与する.

以上のような, 状態遷移後の対流とともに実現されるサブストーム電流系を模式的に書く

と、図 21 のようになる。ここには quiet arc の電流系は書いていない。尾部の変動は内部磁気圏に圧力領域を生成し、その南北のロープとの境界で、夕方向きの電流を増加させる。それは圧力領域の縁を回って、夕方朝方に寄った場所で赤道面に降り、そこで地球方向に近づいた後、FAC として電離圏に接続され、部分環電流の構造を作る。部分環電流の region 2 FAC は、電離圏電気伝導度の上昇を起し、電離圏で region 1 FAC との結合を生じ、オンセットを先導する。その結果形成される全体電流は、サブストームの grand current loop である。この図の電流はすべて磁化電流で、慣性電流は何の役割も担っていない。これにより、図 1 で示されたように、磁気圏で運動エネルギー (flow braking) でなく、内部エネルギー (圧力傾度横断流) でダイナモが駆動される構造が実現される。図 21 では、オンセットの region 1 FAC に対して、CW、プラズマ不安定、急激なりコネクションのような特別なプラズマ過程が主導的に発動するわけではない。

子午面のロープ-プラズマシート境界 (赤道面より離れている) に流れる夕方向き電流は、強度はより弱い、オンセット前にもテイルテータ電流として存在する (図 4 に類似の構造)。したがって、図 21 の電流系は、もともと FAC を含まないテイルテータ電流が、インジェクションによって強度を増加しつつ、シア一流の形成とともに二つに分裂したとも見なせる。新たに形成されたプラズマシートのダイナモにつながる部分が region 2 FAC となり、もともと存在するカサブ-マンツルのダイナモにつながる部分が region 1 FAC となる。このように見ると tail current fragmentation と呼べるであろう。

11. オンセット過程の電離圏への投影

これまでに述べたように、オンセットに至る過程の磁気圏変動として、カサブ構造の変更による対流の発展、北向き IMF に対するスル-セパレータ構造の消滅、NENL の発生、プラズマシートの力バランスの変更が連なる。そしてプラズマシートの力バランスの変更は、BBF の発生、双極子化、高圧域の生成、部分環電流の生成、FAC の増大、オーロラジェット電流の発生を伴い、オンセットの様相を生み出す。これに対して、普及しているオンセットモデル (通説) では、NENL からの BBF が内部磁気圏に到達すると、何らかの不安定が発生し、CW と双極子化が励起されてオンセットに至ると考えられている。またこのモデルでは、BBF が NENL から内部磁気圏に伝搬する過程は、ある程度 (NS arc として) 電離圏に投影されると思われる (Xing *et al.*, 2010)。したがって、近中尾部と電離圏の投影関係は、どのモデルが正しいかの判断にとって重要であろう。NENL-BBF-CW (双極子化)-NS arc の連鎖は、米国におけるサブストーム研究の最大の執着となっている。ここでは、近中尾部と電離圏の投影関係についていくつかの補足を加えたい。

図 22 では、NENL の発生からオンセットの間の、thinning が最高潮に達した頃の磁気圏構造を示す。図 22, 23 の計算は、他の図の計算よりさらに高次に分割した格子を用いている。

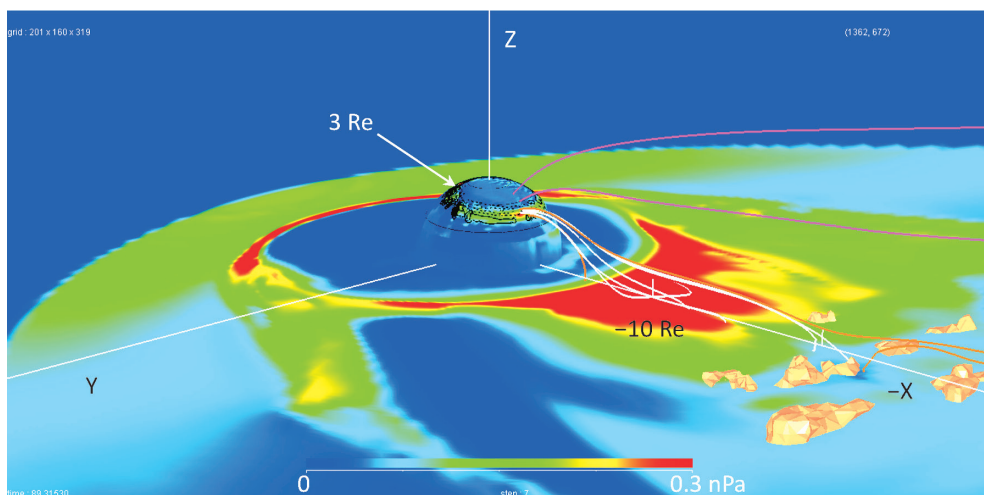


図 22 growth phaseでの磁気圏と電離圏の投影関係。カラーは赤道面と 3 Re の球面での圧力分布，白，だいたい色，ピンクの線は磁力線を示す。白はプラズマシートの $-10 Re$ から $-20 Re$ の領域につながる磁力線，だいたい色はプラズマシートの最内端と最外端を通る磁力線，ピンクは電離圏で緯度 70° と 74° を通る磁力線を示す。だいたい色の等値面は NENL を示す。

Fig. 22. Magnetic field tracing from the magnetosphere to the 3 Re surface. Color shading shows the pressure distribution on the equatorial plane and on the 3 Re surface. White, orange and pink lines show magnetic field lines traced from the $-10 Re \sim -20 Re$ region in the plasma sheet, innermost and outermost regions of the plasma sheet and 70° and 74° latitudes in the ionosphere, respectively.

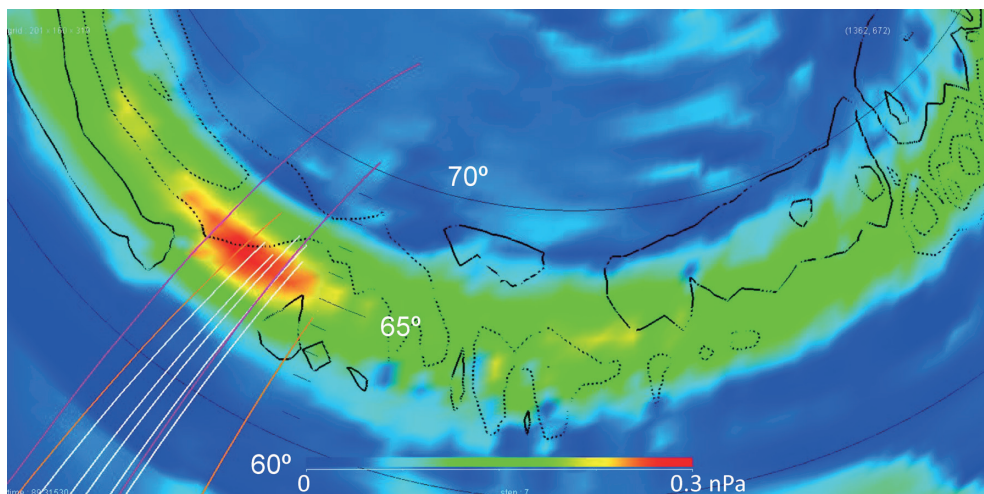


図 23 3 Re 球面での圧力分布 (カラー), FAC 分布 (実線等高線下向き, 点線等高線上向き), 磁力線 (白, だいたい色, ピンクの線). 図 22 の球を拡大したもので, 緯度線は, 電離圏緯度を双極子磁場に沿って 3 Re まで延長したもので, 緯度メモリが書いてあるところが, 真夜中付近に相当する。

Fig. 23. Pressure distribution (color shading), FAC distribution (contours), and magnetic field (white, orange and pink lines) on the 3 Re surface. This figure is a zoom up of Figure 22.

だいたい色の contour surface で示される NENL は $X = -20 Re$ 付近にあり、プラズマシートの内端は静止軌道まで侵入している。白い線は $X = -10 \sim -20 Re$ のプラズマシート領域を通る磁力線を描いたものであり、だいたい色の線はプラズマシートの最内端と最外端の磁力線を描いたものである。原点の球は $3 Re$ の大きさである。図 23 は、 $3 Re$ の球面を拡大した表示である。この図の緯度は、電離圏の緯度を双極子磁場に沿って $3 Re$ に投影したものである。図 23 では、白い磁力線は $65.7\text{--}66.8^\circ$ の極めて狭い範囲に投影される。プラズマシート最外端でも 68° である。この位置（最外端）は上向き FAC と一致し、quiet arc 位置に相当する。プラズマシート最内端の磁力線は 64° 付近に投影されている。これは region 2 FAC の位置に対応し、プロトンオーロラが観測される領域に対応すると予想される。

図 22 と図 23 の結果では、 $X = -20 Re$ の BBF 出発点、通説で CW や CD（電流切断）の発生が想定されている近尾部プラズマシート ($X = -10 Re$ 以内)、さらに内側にあると想定される環電流と region 2 FAC を合わせて、その全体は $64\text{--}66.8^\circ$ に投影されてしまう。通説にしたがって BBF とオンセットの電離圏投影位置を予測すると、それらは 3° より狭い範囲に接近することになる。これに対して観測例では、オンセットが 66° で始まるケースで、BBF の投影と連想されている NS arc は 74° 付近より出発している (Xing *et al.*, 2010)。図 22 では 70° と 74° からピンクの磁力線を引いてあり、これを見ると 70° はすでに極冠であり、 74° はるか極冠内にあることがわかる。CW が $X = -10 Re$ 以内で生成されると仮定すると、シミュレーション結果の中の region 1 FAC は、仮定から予測される位置より、少なくとも 2° 高緯度側にあると思われる。また BBF の制動領域に region 1 FAC の起源があるとすると、電離圏ではプラズマシートの投影位置の低緯度側に region 1 FAC はあるはずだが、シミュレーションでは高緯度側にある。オンセットの FAC はプラズマシートまでずっと FAC として延び、そこで cross-tail current につながり、極冠内の変動は電離圏には投影されない、などの通説にしたがうと、計算結果は理解できない。このように電離圏への投影問題からも、CW の信ぴょう性には疑問があることがわかる。この点に関してさらに、CW は双極子化をある程度再現するが、*D*-deflection はまったく再現できないことがモデル計算から示されている (Lu *et al.*, 1999)。図 21 に示されるように、電流線はもっと複雑な、しかし理にかなった経路をとる。観測から類推するモデルでは、これを単純に考えすぎているといえよう。

本論文のモデルでは、プラズマシートから電離圏に投影されるのは region 2 FAC である。ただしオンセット直後の、インジェクション領域がまだコンパクトなときは、短期間だけ region 1 FAC も投影され得る。図 24 に、オンセット直後のインジェクション領域とそれら源を発生する電流系を示す。ここでだいたい色は圧力の等値面を示す。だいたい色の面から、カスプ領域、サブソーラー領域、インジェクション領域が識別できる。赤線は region 1 電流系、青線は region 2 電流系であり、これまでに示してきたものと一致する。図 24 で、真夜中に形成された高圧領域はまだコンパクトであり、ここに共存するピンク（一部赤）の電流

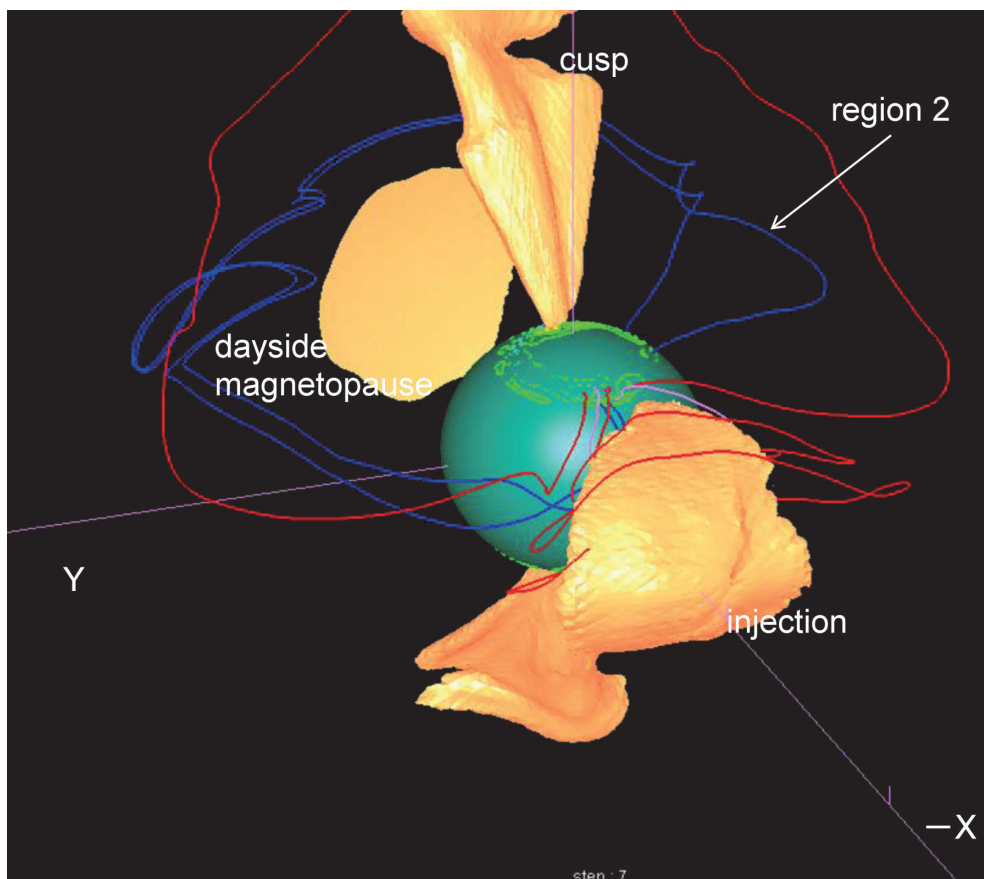


図 24 オンセット直後の M-I 電流系. だいたい色は圧力の等値面, 赤線は region 1 電流系, 青線は region 2 電流系を示す. 球面上の点線は上向き FAC, 破線は下向き FAC. 真夜中に形成された高圧領域はまだコンパクトであり, ここに共存するピンク (一部赤) の電流線は下向き上向き FAC ペアーとして電離圏に接続されている. これがオンセットの瞬間に短期間に現れるオンセット FAC である. 一般にはこの電流はオンセットメカニズムを決定づける重要電流系と考えられているが, 本論文のモデルではそのようなことはない.

Fig. 24. Current system just after the injection. Red, blue, and pink lines show the FAC systems. On a sphere, solid contours show downward FAC and dashed contours show upward FAC. On the midnight, the isopressure surface shown by orange color is still compact. A unique current system shown by a pink line appears at this compact phase of injection.

線は下向き上向き FAC ペアーとして電離圏に接続されている. これがオンセットの瞬間に短期間に現れる, オンセット FAC と認識されているものである. 一般にはこの電流はオンセットメカニズムを示唆する重要電流系と考えられているが, 本論文のモデルではそのようなことはない. しかしインジェクションのコンパクト phase では, 独自の電流系が現れるということはある.

オンセットから 5 分後では, 生成されるプラズマシートの高圧領域は東西に拡大する. 高

圧領域から出た電流線は図 21 のような経路をとるので、必ずしも磁力線のトレースとは一致せず、region 2 ダイナモが磁力線に沿って直接投影されるわけではない。同じように、region 1 FAC の電流線も磁力線のトレースとは大きく異なる。これらの結果から見ると、通説のような投影が誤りを導くのは当然となる。極冠内のじょう乱も、ある程度電離圏に投影される可能性がある。一般にオンセット直前のオーロラオーバルは、真夜中で $64\text{--}71^\circ$ 辺りに分布するが、図 23 では $68\text{--}71^\circ$ はプラズマシートの投影の外になっている。観測では、この部分は 630.0nm の発光領域である。これに対して、プラズマシートの投影緯度 $64\text{--}68^\circ$ は、 557.7nm の発光領域である (Friedrich *et al.*, 2001)。シミュレーション結果では $68\text{--}71^\circ$ は極冠に対応するが、この部分にローブのじょう乱が存在することは、図 14 と図 15 から考えてあり得ることであろう。ここで、 71° が何に対応するかが、一つの問題である。シミュレーション結果をさらに解析すると、まだ残存している北向き IMF につながるローブと、新たに形成されつつある南向き IMF につながるローブの境目に当たるように見える。これらの点についてはまだ研究は進んでいないが、今後の重要な課題となろう。

以上のようにシミュレーションの結果では、growth phase の NS arc は BBF の投影ではないということになるが、NS arc はオンセットの後も、図 16 下の WTS に付随して、バルジの後方（東側）で観測される。このような場合もプラズマシートフローとの対応が想定されている (Sergeev *et al.*, 2004)。WTS の構造では、オーバルの幅は 10° 以上あるので、必ずしも growth phase の NS arc とは一緒に考える必要はない。WTS の成因自体が明確でないが、このときはオーバルとして見えるものがプラズマシートの投影である可能性がある。図 22, 23 の計算は、他の図の計算よりさらに高次に分割した格子を用いているが、この数値モデルは計算時間が掛かり、まだ少数例が計算されただけで、実用にはなっていない。将来このレベルの計算が実用化されると、投影問題などの解明がさらに進展するであろう。

12. 地上磁場変動の再現

growth phase から図 21 のサブストーム電流系が発達する期間にかけて、どのような地上磁場の時間変動が期待されるか計算したものを図 25 に示す。シミュレーションで、力学過程にしたがって M-I 変動が再現され、その効果の総決算として集約されるのが、図 25 の変動である。図 25 の AU と AL は、図 13 や図 16 のような結果を基に電離圏電流 (Pedersen 電流, Hall 電流) を計算し、オーバルに沿ったいくつかの観測点を想定して地上磁場 H (水平) 成分の変動を求め、それらの (上下の) 包絡線を描いたものである。 AU と AL の変動には、growth phase, オンセット, 拡大相が明確に見られる。growth phase では、 100nT 程度の緩やかな磁場変動が見られ、50 分ほど続いている。点線で示されたオンセット以後は、 1000nT に達する急激な AL の減少が起こっている。オンセットに伴う AL の変動は、確かに不連続現象として再現されている。

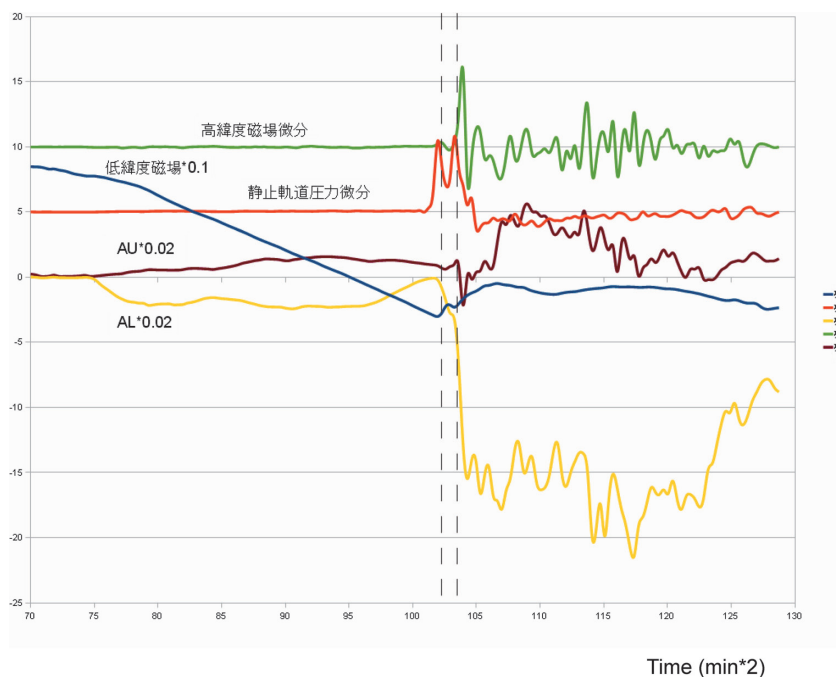


図 25 シミュレーションで再現された地上磁場変動。AU と AL は極域の様々な地点で観測される磁場変動の上と下の包絡線。高緯度磁場は、FAC によって計算の内部境界から電離圏に伝えられる成分。低緯度磁場は、内部境界の内側にポテンシャル磁場として持ち込まれる成分。

Fig. 25. Time development of high-latitude and low-latitude magnetic fields. The growth phase and the onset are observable in the AL and AU, the Pi2 is observable in derivative of high-latitude H, and the positive bay and the Pi2 are observable in low-latitude H.

図 25 には、高緯度磁場変動の微分が描かれており、オンセットとともに振動が現れるのが見られる。これは、オンセットの力バランス変更に伴った M-I 変動を反映した FAC の過渡的振動と考えられ、Pi2 に類似の変動と見える。図 25 には低緯度磁場変動も示してあり、低緯度磁場変動にもオンセットに伴って、positive bay と重なったような Pi2 に類似の変動が見られる。高緯度磁場変動は電離圏電流による成分で、アルフェン波によって磁気圏から電離圏に（シミュレーション内部境界の内側に）運ばれてくる変動とみなすことができる。これに対し、低緯度磁場変動は磁気圏内の電流によって地上にもたらされる磁場変動成分で、電離圏の上下を通じて（シミュレーション内部境界の内側で）ポテンシャル磁場として変動する成分である。地上で観測される各変動を比較すると、positive bay と低緯度 Pi2 の開始が最も明確な最初の変動に見える（最初の点線）。これと同時に AU、AL、高緯度 Pi2 も変動を開始するが、これらの初動は小さく、2 番目の点線でさらに大きな変動に至る。positive bay がサブストームの初動によく一致するのは、観測的にもそうなっているといわれている。

部分環電流を担う高圧域の生成は plasma squeeze に類似であり (Haerendel, 2011)、プラズ

マ力学としては slow mode の運動である。したがって、内部磁気圏での急激な高圧域の生成は過渡現象であり、これが振動を伴うのは自然である。高圧領域は磁場圧力・張力とのバランスを得て安定な構造となり、バランスが崩れた場合は、バランスを取り直す過程が励起される。このような過程は、図 25 に示してある静止軌道の圧力微分からも推測される。静止軌道の圧力変動は、地上磁場の変動に先んじているのが見られる。この圧力変動に FAC 変動が伴うのは、ごく自然であろう。図 25 の Pi2 変動は、インジェクションに伴うグローバル構造変動の一環として再現されるものであり、これまでのような波動伝搬モデルでの説明とは異なる。低緯度 Pi2 に対しては、これまでキャビティ共鳴という説明がなされていたが、これもまったくの架空の設定で、低緯度 Pi2 は磁気圏電流変動の効果で、部分環電流、FAC の変動が根本原因である。始めから Pi2 が発生するようにモデルを設定し Pi2 を計算するモデルでは、先入観がそのまま再現されるだけである。太陽風と双極子磁場のみから Pi2 を発生させることに成功したことにより、Pi2 研究の新たなステージが拓けるであろう。positive bay も古くから知られているサブストームオンセットの signature であるが、その原因についてはこれまで確定されていない。図 25 では positive bay は低緯度 Pi2 と同様に、磁気圏電流変動の効果である。

図 25 に示されたような地上磁場の変動は、すべて古くから知られていて、かつ現在でも活発に観測が続けられているものであり、我々が M-I じょう乱を認識する出発点となるものである。これまでの磁気圏物理学では、このような地上磁場変動は全体構造推定の出発点としての意味を持っているといえる。これに対し図 25 では、まず基礎方程式から全体構造を作り、その結果の一部として地上磁場変動が得られている。図 25 に見られるように、地上磁場変動の結果は観測と驚くべき一致を示す。ここに至って、全体構造は推定から確定に変わり、サブストームの研究は大きく転換することになる。

13. 結 論

並列化されたシミュレーションの開発により、基礎方程式、太陽風、双極子磁場の三つから、現実的なサブストーム変動が再現されるようになった。数値解は、磁気圏、電離圏の双方の観測をよく再現する。特に地上磁場の再現においては、これまでに見たことのないレベルのリアリティを示している。数値解はプラズマ、磁場、電流に関して、すべての 3 次元構造を、自己無どう着に保持している。数値解の解析から、これまで推定でしかなかったサブストーム電流系が、すべて実際に描けるようになった。これらによって、サブストームは、対流の発展と変動であることが示された。

サブストームの発生には、ある部分だけではなく、M-I 結合系の全体がかかわっている。サブストームの理解には対流のエネルギー変換、FAC のダイナモとシア構造、ヌル-セパレータ構造、対流の状態遷移を解明することが必須であり、サブストームはそれらの延長線

上にある。サブストームの FAC を含め、すべての M-I 電流系は expanding slow mode によるダイナモで駆動される。これらの FAC 構造の理解を誤ると、サブストームの理解も自動的に誤る。急なりコネクションや不安定では、サブストームオンセットは理解できない。これらのように部分を解明して全体を類推するサブストーム研究は、堂々巡りになるので止めたほうがよい。

シミュレーション結果からは、これまでの磁気圏物理学の基本をなす概念であり、かつサブストーム研究の出発点ともなっていた、Dungey 対流、Bostrom 電流、CW は、すべて誤りに見える。これに対して、部分環電流は唯一正しい構造である。シミュレーションによってサブストームを再現し、数値解の解析からサブストームを調べるという研究は、既存の結果の多くを否定するという、予想できない方向に進んだ。すなわち、サブストーム研究では世界の権威は大方が張子のトラであるということになるが、このことは逆から見れば、権威に囚われず基本法則に忠実に自然を見ることのできる新進者には、大いなるチャンスが待っているという喜ばしい結果でもある。今後は観測でも、シミュレーションの解をよく理解した上で、データの意味を考えることが必須である。

謝 辞

本研究には、情報通信研究機構高速計算システム、国立極地研究所極域データセンター、京都大学学術情報メディアセンター（生存圏研究所共同研究）、名古屋大学情報連携基盤センター（太陽地球環境研究所共同研究）を利用させていただきましました。ここに厚く御礼申し上げます。

文 献

- Akasofu, S.-I. (1964): The development of the auroral substorm. *Planet. Space Sci.*, **12**, 273–282.
- Akasofu, S.-I. (2004): Several 'controversial' issues on substorms. *Space Sci. Rev.*, **113**, 1–40.
- Angelopoulos, V., Baumjohann, W., Kennel, C.F., Coroniti, F.V., Kivelson, M.G., Pellat, R., Walker, R.J., Lühr, H. and Paschmann, G. (1992): Bursty bulk flows in the inner central plasma sheet. *J. Geophys. Res.*, **97**, 4027–4039.
- Baker, D.N., Pulkkinen, T.I., Angelopoulos, V., Baumjohann, W. and McPherron, R.L. (1996): Neutral line model of substorms: past results and present view. *J. Geophys. Res.*, **101**, 12975–13010.
- Bostrom, R. (1964): A model of the auroral electrojets. *J. Geophys. Res.*, **69**, 4983–4999.
- Cowley, S.W.H. (1973): A qualitative study of the reconnection between the Earth's magnetic field and an interplanetary field of arbitrary orientation. *Radio Sci.*, **8**, 903–913.
- Cowley, S.W.H. (2000): Magnetosphere-ionosphere interactions: a tutorial review. *Magnetospheric current systems*, ed. by S.-I. Ohtani *et al.* Washington, D.C., American Geophysical Union, 91–106 (Geophys. Monogr. Ser.).
- Crooker, N.U. (1979): Dayside merging and cusp geometry. *J. Geophys. Res.*, **84**, 951–959.
- Dungey, J.W. (1961): Interplanetary magnetic field and the auroral zones. *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 47–48.
- Friedrich, E., Samson, J.C., Voronkov, I. and Rostoker, G. (2001): Dynamics of the substorm expansive phase. *J. Geophys. Res.*, **106**, 13145–13163.
- Haerendel, G. (2011): Six auroral generators: a review. *J. Geophys. Res.*, **116**, A00K05, doi:10.1029/2010JA016425.
- Hamrin, M., Marghitu, O., Norqvist, P., Buchert, S., André, M., Klecker, B., Kistler, L.M. and Dandouras, I.

- (2012): The role of the inner tail to midtail plasma sheet in channeling solar wind power to the ionosphere. *J. Geophys. Res.*, **117**, A06310, doi:10.1029/2012JA017707.
- Heppner, J.P. and Maynard, N.C. (1987): Empirical high-latitude electric field models. *J. Geophys. Res.*, **92**, 4467–4489.
- Hones Jr., E.W., Pytte, T. and West Jr., H.I. (1984): Associations of geomagnetic activity with plasma sheet thinning and expansion: a statistical study. *J. Geophys. Res.*, **89**, 5471–5478.
- Iijima, T. (2000): Field-aligned currents in geospace: substance and significance. *Magnetospheric current systems*, ed. by S.-I. Ohtani *et al.* Washington, D.C., American Geophysical Union, 107–129 (Geophys. Monogr. Ser.).
- Kamide, Y., Sun, W. and Akasofu, S.-I. (1996): The average ionospheric electrodynamics for the different substorm phases. *J. Geophys. Res.*, **101**, 99–109.
- Kan, J.R. and Sun, W. (1996): Substorm expansion phase caused by an intense localized convection imposed on the ionosphere. *J. Geophys. Res.*, **101**, 27271–27281.
- Lee, L.C. and Roederer, J.G. (1982): Solar wind energy transfer through the magnetopause of an open magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, **87**, 1439–1444.
- Lu, G., Tsyganenko, N.A., Lui, A.T.Y., Singer, H.J., Nagai, T. and Kokubun, S. (1999): Modeling of time-evolving magnetic fields during substorms. *J. Geophys. Res.*, **104**, 12327–12337.
- Lui, A.T.Y. (1996): Current disruption in the Earth's magnetosphere: observations and models. *J. Geophys. Res.*, **101**, 13067–13088.
- Lui, A.T.Y. (2001): Current controversies in magnetospheric physics. *Rev. Geophys.*, **39**, 535–563.
- McPherron, R.L., Russell, C.T. and Aubry, M.P. (1973): Satellite studies of magnetospheric substorms on August 15, 1968: 9. Phenomenological model for substorms. *J. Geophys. Res.*, **78**, 3131–3149.
- Nakamizo, A. and Iijima, T. (2003): A new perspective on magnetotail disturbances in terms of inherent diamagnetic processes. *J. Geophys. Res.* **108**, 1286, doi:10.1029/2002JA009400.
- 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**, 21743–21763.
- Sergeev, V.A., Liou, K., Newell, P.T., Ohtani, S.-I., Hairston, M.R. and Rich, F. (2004): Auroral streamers: characteristics of associated precipitation, convection and field-aligned currents. *Ann. Geophys.*, **22**, 537–548.
- Siscoe, G.L. and Sanchez, E. (1987): An MHD model for the complete open magnetotail boundary. *J. Geophys. Res.*, **92**, 7405–7412.
- Siscoe, G.L., Crooker, N.U., Erickson, G.M., Sonnerup, B.U.Ö., Siebert, K.D., Weimer, D.R., White, W.W. and Maynard, N.C. (2000): Global geometry of magnetospheric currents inferred from MHD simulations. *Magnetospheric current systems*, ed. by S.-I. Ohtani *et al.* Washington, D.C., American Geophysical Union, 41–52 (Geophys. Monogr. Ser.).
- Stern, D.P. (1983): The origins of Birkeland currents, *Rev. Geophys.*, **21**, 125–138.
- 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. (1999): Configuration of the magnetosphere-ionosphere convection system under northward IMF conditions with nonzero IMF *By*. *J. Geophys. Res.*, **104**, 14683–14690.
- Tanaka, T. (2000): Field-aligned-current systems in the numerically simulated magnetosphere. *Magnetospheric current systems*, ed. by S.-I. Ohtani *et al.* Washington, D.C., American Geophysical Union, 53–59 (Geophys. Monogr. Ser.).
- Tanaka, T. (2007): Magnetosphere-ionosphere convection as a compound system. *Space Sci. Rev.*, **133**, 1–72, doi:10.1007/s11214-007-9168-4.
- Tanaka, T., Nakamizo, A., Yoshikawa, A., Fujita, S., Shinagawa, H., Shimazu, H., Kikuchi, T. and Hashimoto, K.K. (2010): Substorm convection and current system deduced from the global simulation. *J. Geophys. Res.*, **115**, A05220, doi:10.1029/2009JA014676.
- Vasyliunas, V.M. (1970): Mathematical models of magnetospheric convection and its coupling to the ionosphere. *Particles and Fields in the Magnetosphere*, ed. by B.M. McCormac. Hingham, Mass., D. Reidel, 60–71.
- Weimer, D.R. (1995): Models of high-latitude electric potentials derived with a least error fit of spherical harmonic coefficients. *J. Geophys. Res.*, **100**, 19595–19607.
- Xing, X., Lyons, L., Nishimura, Y., Angelopoulos, V., Larson, D., Carlson, C., Bonnell, J. and Auster, U. (2010):

Substorm onset by new plasma intrusion: THEMIS spacecraft observations. *J. Geophys. Res.*, **115**, A10246, doi:10.1029/2010JA015528.