

磁気圏-電離圏結合ハイブリッド並列シミュレーションによるサブストームの再現

田中高史

九州大学名誉教授

Development of magnetospher-ionosphere convection to the substorm

T. Tanaka

Emeritus professor, Kyushu University

要旨

最近のグローバルシミュレーションでは、観測されるサブストームの主要変動が、ほとんど全て再現可能となった。電離圏では、**growth phase**(成長相)でのオーロラオーバルの拡大と **quiet arc**、オンセットの重要な様相であるオーロラオーバルの赤道側から開始するオーロラと **WTS**(西方に伝搬するサージ)、それらと共に発生する **positive bay** と **Pi2** が再現されている。磁気圏では、**growth phase** でのプラズマシートの **thinning** (薄くなる)、地球向きに伝搬する **dipolarization front**、オンセットの **dipolarization**(双極子化)、**D-deflection** (**D-偏向**) が再現されている。従って数値解はかなりの信憑性を持つに至っていると言える。これらの解はグローバルな磁場プラズマの構造、3次元電流系を全て保持しており、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、磁気圏プラズマ中の異常過程の現れであると信じられてきたが、数値解の解析の結果ではこれは誤りであり、サブストームは対流の発展と変動として理解されることが示される。それを理解するために、対流を駆動するエネルギー変換と **FAC** (沿磁力線電流) の生成機構、すなわちダイナモの形成過程を解明する。その結果では、全ての **FAC** は磁化電流から生成され、**region1FAC** のダイナモはカスプーマントル領域に、**region2FAC** 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。したがってダイナモのエネルギー源は常に内部エネルギーであり、**expanding slow mode** の構造で駆動されることが示される。サブストームオンセットに至る変動は、**growth phase** でプラズマシートの縁を回っていた対流の還流が、プラズマシート中心に移動すると共に、内部磁気圏に圧力領域が形成されることによる。この対流の変動はプラズマシートのカバランスの変更を伴う状態遷移であり、これによって **region2FAC** の激増が発生し、オンセットに至る。数値解から、電離圏と磁気圏における各種サブストーム変動が、このような対流の構造変動とどのように連動しているかを明らかにできる。

Abstract

It has been believed that the substorms 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 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 the ionosphere, these reproductions include enlargement of the oval and quiet arc during the growth phase, the onset that strat from the equatorial edge of the oval together with Pi2 and positive bay, and the westward traveling surge (WTS). Also in the magnetosphere, the plasma sheet thinning, earthward propagating dipolarization, the dipolarization, and the D-deflection are

reproduced successively. In order to understand the substorm as the 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 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 the change in force balance in the plasma sheet. This process results in the formation of high pressure region in the inner magnetosphere and accompanying rapid increase in the region 2 FAC to cause the onset. Then we clarify how the various substorm signatures in the magnetosphere and the ionosphere are related with the corresponding developments in the convection system.

目次 contents

1. 序論
Introduction
2. MHD のエネルギー変換
Energy conversion in the MHD
3. 対流を励起するダイナモの形成
Formation of the dynamo driving the convection
4. ポインティングフラックスと電流系
Poynting flux and current system
5. プラズマの循環とシア
Plasma circulation and shear motion
6. Dungey 対流と Bostrom 電流
Dungey convection and Bostrom current
7. IMF に依存した対流の発展
Development of convection depending on the IMF
8. Growth phase の対流
Convection during the growth phase
9. オンセットのメカニズム
Mechanism of the onset
10. オンセット電流系
Onset current system
11. 地上磁場変動の再現
Reproduction of the ground magnetic field
12. 結論
Conclusion

1. 序論

この報告はサブストームメカニズムとそれを理解する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。目標は力学の法則に従って、サブストームを理解することである。ここで言う力学の法則とは、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過ぎない。しかし、

サブストームの場合は複合された自然と構造空間を扱うので、基本的力学を満たす構造を実現することすら容易でない。この場合、20世紀の科学の様に、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(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部分の詳細まで描画し、シミュレーションと実際の観測との直接比較を行うことをめざす。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世紀の科学と言える。

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(惑星間空間磁場)が南向きに変変わった後に、緩やかな活動(200nT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、爆発的な活動にいたる(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(極域磁場擾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(電磁流体力学)の破れである'というようなイメージに繋がる(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(薄くなる)、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繋がる磁気圏の全体構造は容易に知ることは出来ない。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、実際には(観測からは)出来ない。それどころか、磁力線のトレースですら、実際には出来ず、予測でしかない。

一般的な磁気圏物理学では、磁気圏の全体構造をDungey対流によって理解し、その上に部分の構造を考える。サブストームに関連した部分の構造では、CW(current wedge)、Bostrom電流、部分環電流などが知られている。しかしこれら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; Bostrom, 1964; McPherron et al., 1968; 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、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)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アーク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全てがかかわ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、電離圏はほぼ付けたし(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)。

この論文では対流を考えるのに FAC(沿磁力線電流)から出発する。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。従って、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。したがって、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)。FACを励起するためのエネルギー源を与えるには、ダイナモが形成されなければならないので、エネルギー変換を理解するにはダイナモを理解する必要がある(Tanaka, 2007)。またFACの電離圏への接続は、シアアの形成でなくてはならない。このように、構造空間であるM-I結合系に、ダイナモとシアアを如何に再現するかを追求することが、問題の中心となる。最近の並列シミュレーションによる研究で、このような構造を(力学法則を満たすように)自己無撞着的に再現すれば、サブストームの問題は自然な体系で理解できることが分かった(Tanaka et al., 2010)。この研究方針に従い、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必要がある。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従って、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

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

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なことが示されている(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、Poyntingフラックスの発散を表す(\mathbf{B} は磁場)。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かが収斂する、すなわち全体としてエネルギーは保存されることが必要である(ρ , \mathbf{v} , u , P は、密度、速度、内部エネルギー、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される仕事(-Eb)であり、同時に慣性力もしくは圧力のする仕事(+Evもしくは+Ep)であることが分かる。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、(5)式の中の3つの仕事の分布を示す。3つの仕事の分布を見るとエネルギー変換の構造は一目両全となる。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北向の時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が北向の時でも、対流やエネルギー変換は弱い、ゼロではない。図1で、まずボー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速し、仕事をする(Ev+)。そのエネルギーの多くは流体圧力に変換され(Ep-)、多少が磁気エネルギーに変換される(Eb-)。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分かる。マグネットシースでは圧力が仕事をし(Ep+)、慣性力が仕事をされる(Ev-)。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、マグネットシース下流で高速流が発生することに対応する。従ってマグネットシースでの力学は、純流体的なものであると言える。マグネットシース流は一方的加速で、マグネットシース流が運動エネルギーを放出し(Ev+)、マグネッ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、という事はない。これは、マグネットシースは内部エネルギーが溢れている領域であることによる。

図2は太陽風-磁気圏(S-M)結合に対する伝統的な解釈の図で、誤った理解が示されている。この図の大局として、マグネットポーズ近くでシース流減速と、それによるポインティングフラックス発散が起こり(Ev+Eb-)、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(Hamlin et al., 2012)。図2で、昼側リコネクションは開磁場を形成し、シース中に延びる開磁場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描かれている。この図では圧力は描かれておらず、 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$ を担う電流は、マグネッ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 電流は磁化電流なので、開磁気圏でこれが急に慣性電流に変わるのは不自然であろう。図1から分かるように、マグネットシースでの太陽風は一方的加速で減速は無く、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、ボーショック背後のマグネットシースでは、熱エネルギーが圧倒的に大きくなる。図1で描かれているような、マグネットシースで電磁力が流れに影響を与える、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、マグネッ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(Ev-)、同時にプラズマを圧縮しカスプの圧力を高める(Ep-)。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(Ev+)、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ットポーズ上ですぐに圧力に変換され(Ep-)、Dungey 対流が示すような、磁気張力が磁気圏全体に流れを励起する、すなわち Eb+Ev-

が全体に広がるというようにはなっていない。Dungey 対流のイメージは、昼側マグネトポーズ上の極狭い領域でしか成り立たない(図1右下)。カスプの高緯度側とマントルでは region1FAC のダイナモ ($\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} < 0$) が形成されるが(Tanaka, 1995)、それはカスプに蓄積された圧力によって駆動される ($E_p +$)。従ってダイナモ電流は磁化電流で、このダイナモによって、region1FAC 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。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(Kan and Sun, 1996)。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、シアーが共存する。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。これを力のバランスから見れば、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; Rouhoniemi 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出来ないが、その巡る順序は、(1) 昼側磁気圏 (2) カスプマントル (3) ロープ (4) プラズマシートで、(4) は再び (1) に戻る。大局的に見れば、(2) → (3) と (4) → (1) は高圧側から低圧側に向かい、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 (1) → (2) と (3) → (4) 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収斂が必要となる。

昼側では開磁場の生成によって磁場テンションが発生するが、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。平たく言えば、磁気力によるプラズマの圧縮である。プラズマシート的高速流も、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無い。(3) → (4) 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収斂であり、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、環電流領域の夕方と朝方に作られ、region2FAC を駆動する(図1)。このダイナモもカスプ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、収斂は、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、 $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E} > 0$ の場所で収斂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、これまで良く知られているごく当たり前の磁気圏電流系と良く整合する。関与する電流系は、Chapman-Ferraro 電流、テイルテータ電流、region1FAC、region2FAC の 4 つである。前3つの電流のダイナモは (2) カスプマントル → (3) ロープの流れ(図4)、最後の 1 つのダイナモは (4) プラズマシート → (1) 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、カスプーマ

ントルのダイナモはキーとなるが、そこではもう少し正確な検討が必要となる。図4には前3つの電流系と $J \cdot E$ (カラー) が示してあるが、図から分かるように、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、region1FAC 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 magnetopause でポインティングフラックスが収斂する。Chapman-Ferraro 電流は、カスプー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。言い換えれば太陽風の力が直接及ぶという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 Ev -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(Ev +)-その結果Chapman-Ferraro 電流に $J \cdot E < 0$ 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う風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ー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、カスプー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収斂により、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ートへの対流が可能となる。この結果プラズマシートでは $J \cdot E > 0$ である。プラズマシートで $J \cdot E > 0$ 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事で、プラズマシート地球端に圧力を溜める作用に対応する。

カスプーマントルで一番内側のダイナモ層がregion1FAC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region1FACが生成される。Region1FACはカスプー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(4)プラズマシート→(1)昼側磁気圏の流れで励起されるregion2FAC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→region1FAC・テイルテータ電流→プラズマシート→内部磁気圏→region2FACとなる。

プラズマシートの $J \cdot E > 0$ 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region2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時の、真昼-真夜中子午面内の圧力(カラーコンター)とregion2FACを示しているが、この図から圧力領域の形成とregion2FACの自己無撞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分かる(図5)。第1図で分かるように、磁気張力は一部高速流(BBF(bursty bulk flow)と呼ばれる)(Angelopoulos et al., 1992)にもなるが(Ev -)、これもflow brakingで結局圧力に変換される($Ev+Ep$ -)。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($Ep+Eb$ -)、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ー

これまでに述べたように、太陽風の運動エネルギーはボーショックで先ず圧力に変換され、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; Rouhoniemi 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、全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、全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の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 は無い)、プラズマが磁気圏に取り込まれ、マグネトポーズに張り付くように分布した後は、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。もちろん一周しては戻ってくるものもゼロではない①。磁場の張力が掛かったプラズマは squeeze (Haerendel, 2011) と共に更に昇圧し、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)。流れが高圧域(カスプ)に架かると、ダイナモを駆動する垂直流が卓越する⑤。次にローブ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共に磁場垂直流の収斂を構成する。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ブを低圧にし、カスプとローブ間に常に圧力差が確保され、圧力によって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。また磁場垂直流の収斂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、カスプーマントル領域を東西(-Y 方向に)に流れ、赤道面に近づいたところで、region1FAC に接続される。ここにはローブとプラズマシートの境界に沿ったシアーがあり、このシアーによって 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。このように、モードの変換は構造空間でこそ発生し、これによって図3のアルフェン波構造が実現する。第3図には領域構造が書き込まれていることが本質であって、一般的なプラズマ物理学のモード変換とは多少異なった思考が必要である。

以上のような、力学的に自己無撞着な対流を考えるには、ダイナモの形成と共に、M-I 結合系では FAC はシアー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。シアーは電場の発散と等価であり、電荷層(電荷分離)を意味する。従って MHD では電荷は発生しないと考えるのは誤りである。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。従って両者の間のどこかに、必然的にシアーが配置されるはずである。そしてこのシアーと 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流の間に定常的かつ最大のシアーが存在する。ここに region1FAC 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ーを形成する。これは region2FAC である。図6には部分環電流のカバランスに、このシアーも加えてある。 $J \times B$ と圧力のカバランスは、よく知られている Vasylunas の関係を満たしている(Vasylunas, 1970)。シアーの存在は、誘導方程式を満たすための条件と見なすことが出来る。

全体の一般的な結論として、対流にはダイナモとシアーが不可欠であると言える。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、このような条件を全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無くなる。

6. Dungey 対流と Bostrom 電流

古典的なDungey対流の意図するところは、開磁場の力(磁気張力)が働いて磁気圏プラズマが動かされるという過程であろう(Dungey, 1961)。言い換えれば、磁気圏対流における磁気張力と慣性力のバランスであるが、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1参照)。定常的な対流システムでは、磁気圏内のいたるところで、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言えば、正にこの事に集約される。

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誤りに陥り、後は無駄な努力の積み重ねになってしまう。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region1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、シアアとFACの一体化という力学の要請を、全て満たす定常的構造は難しくなる。これらを全て満たすのは、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(Bostrom, 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かの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解として得られているが、Bostrom電流がシミュレーションの解として得られたことは未だ無い。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。一方 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 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ってしまい、下流ほどチャンネル内が高圧になって行く。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 電流のモデルの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出来にくい。このように見ると expanding slow mode が、ダイナモの形成に如何に合理的な構造かが良く分かる。

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時、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時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 が北向きの時は、対流は遅く、電離圏での散逸も低い。従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 が北向きの時の磁気圏構造は単純であると思われがちである。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 の時の磁気圏構造を、遠尾部中性線で簡略代用理解して来た。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、正確にはヌルーセパレーター構造を考えなくてはならない(Cowley, 1973; Crooker, 1979)。ヌルーセパレーター構造は、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、ヌルーセパレーター構造、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 が北の時と南の時の昼側ヌルーセパレーター構造を示す。どちらの場合もヌルーセパレーター構造は、2つのヌル点と、それらを結ぶセパレーターラインからなることが分かる。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。セパレーターラインは、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で分かるように、ヌルーセパレーター構造は 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、region1 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 の時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 北の時は LLBL に溜まると予想される。

ヌルーセパレーター構造は、昼側だけではない。通常遠尾部中性線や NENL と呼称される夜側の構造も、正確にはヌルーセパレーター構造から理解されなくてはならない。北向き IMF の時は2つのヌル点が見られるが、図11に見られる昼側のセパレーターラインとは別に、もう一つ夜側にもセパレーターラインがある。夜間のセパレーターラインは $x=-100R_E$ 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。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、正しくはヌルーセパレーター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、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。良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、カスプー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)時は、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繋がる。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 (見掛けは growth phase に見えるがそうではなく既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、いずれも良く知られている、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分かる。

8. Growth phase の対流

図10で、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 thinning (プラズマシートが薄くなる)に対応し、ローブ磁場絶対値の増加は(2)式右辺第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良く知られている(Hones et al., 1984)。Growth phase では、極冠とローブ間、およ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 の時に形成された夜間ヌルーセパレーター構造が存在する。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 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は滞留がないのは、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 となると言える。

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、長時間に亘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共に、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 も再現できるようになレベルに到達し、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 の時、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 region1FAC 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 に繋がる電流、青線は昼側の region1FAC に繋がる電流、赤線は region2FAC 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。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保持して、我々が知りたい構造を何でも描くことが出来る。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言うことができ、この手法こそが本研究の真髄である。図14では昼側の region1FAC 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、region1FAC の電流線を磁気圏に向けて上方にトレースすると、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、その後マントルに繋がる(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 region1FAC 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、何本かのアーキ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 region2FAC 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、region2FAC 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 region1FAC に対応して、シアーク構造を含むはずである。図15に $X=-15 \text{ Re}$ 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収斂で維持されるわけではない(多少はあるが)。Growth phase の時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。したがって growth phase の還流対流は、赤道面から遠いと共に、真夜中からも遠い。このように growth phase の対流シアークはプラズマシートとローブの境に配置され、このシアークによる FAC が quiet arc に繋がる。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(2)カस्पマントル→(3)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、もっとプラズマシートの内部に投影される。FAC は地球から離れれば、必ずしも完全な FAC ではなく、磁力線と電流線はずれてくるためである。後述の様に、growth phase の間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、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良く再現されている。オンセット時の上向き region1FAC 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 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行く(下図)。WTS のヘッドには region1FAC 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、昔から良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 region1FAC 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全て再現出来るようになると、この解の解析にから、オンセットの上向き region1FAC 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)と共に、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、 $x=-20R_e$ 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($x=-10R_e \sim -20R_e$)では、その形状から M-I 結合対流が発達しにくいので、電離圏とは切り離された運動である 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分程前から、地球向きに伝搬する中尾部の dipolarization front も再現される。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する。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分かるであろう。

図17に示すように、プラズマシート内で 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、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 を発生を促し(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ダイポーラリゼーションを担う。したがってオンセット時のダイポーラリゼーションは、磁気張力の強化と圧力の増加である。しかし図17から分かるように、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伴に発生する、静止軌道での explosive growth (Z 成分が急減する)とそれに続く dipolarization (Z 成分の増加)、D-deflection (D に近い Y 成分が振れる)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良く似ている。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行き、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 と伴に、D-deflection も良く再現されるのが分かる。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。従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余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制動は圧力増加の小山に過ぎないが、時々衛星で観測される $X=-8R_E$ 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は発生する。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無く、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出来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ー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ーライン(緑線)とフラックスロープ($x=-20R_E$ 辺りのコイル状の構造)を示す。夜間ヌルセパレーターラインの解消の結果、夜間ではXラインが2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ー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。

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 に繋がる電流、青線はオンセット arc に繋がる電流、赤線は region2FAC 系である。オンセットの時は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 region2 電流が通る。この高圧域とロープの境目を通る region2 電流は、朝方夕方に行くに従って赤道面に降りてくる。良く観察すれば、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、region2 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。Region2FAC 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(3)→(4)の対流である。図5、図10、図20の様相は全て、このような急激な圧力領域の形成と、それによる region2FAC 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、従ってプラズマシートの擾乱は region2FAC を通して電離圏に伝えられることになる。よってこの過程は、どちらかと言えば、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。region2FAC 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 region2FAC 構造は、図21にもより模式的に分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には結び付かず、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 region1FAC 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、磁気圏フラン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繋がる(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により分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 region1FAC(緑線)は、オンセット region1 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 region1 ダイナモはカスプ-マントルからローブに向かう流れ(2)→(3)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。この過程は昔から言われてきた direct driven に相当する。オンセット region1 電流系は WTS と共に拡大し、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 に伴う電子(discrete aurora)だけでなく、プラズマシートの高圧化に伴う粒子の降下(diffuse aurora)も大きく寄与する。

以上のような、状態遷移後の対流と共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、その南北のローブ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 region2FAC は、電離圏電気伝導度の上昇を起こし、電離圏で region1FAC 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、全て磁化電流で、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 region1FAC に対して、CW、プラズマ不安定、急激なリ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。

子午面のローブ-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)。従って、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、シアア流の形成と共に2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繋がる部分が region2FAC となり、もともと存在するカスプ-マントルのダイナモに繋がる部分が region1FAC となる。このように見ると tail current fragmentation と呼べるであろう。

11. 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22に示す。シミュレーションで、力学過程に従って 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22の変動である。図22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22には、高緯度磁場変動の微分が描かれており、オンセットと共に振動が現れるのが見られる。これはオンセットのカ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22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見なすことができる。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、これらは初動は小さく、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良く一致するのは、観測的にもそうになっているとされている。

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。従って、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22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22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、本報告から、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22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22に示されたような地上磁場の変動は、全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 擾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言える。これに対し図22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22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となる。

12. 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3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良く再現する。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、全ての3次元構造を、自己無撞着に保持している。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、全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を示された。

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、ヌルーセパレーター構造、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、全ての 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。急なリ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、止めたほうが良い。

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、全て誤りと見える。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。即ち、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出来る新進者には、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良く理解した上で、データの意味を考えることが必須である。

参考文献

- Akasofu, S. -I., The development of the auroral substorm, *Planet. Space Sci.*, 12, 273, 1964.
- Akasofu, S. -I., Several controversial issues on substorms, *Space Sci. Rev.*, 113, 1, 2004.
- Angelopoulos, V., W. Baumjohann, C. F. Kennel, F. V. Coroniti, M. G. Kivelson, R. Pellat, R. J. Waker, H. Luhr, and G. Paschmann, Bursty bulk flows in the inner central plasma sheet, *J. Geophys. Res.*, 97, 4027, 1992.
- Baker, D. N., T. I. Pulkkinen, V. Angelopoulos, W. Baumjohann, and R. L. McPherron, Neutral line model of substorms: Past results and present view, *J. Geophys. Res.*, 101, 12,975, 1996.
- Bostrom, R., A model of the auroral electrons, *J. Geophys. Res.*, 69, 4983, 1964.
- Crooker, N. U., Dayside merging and cusp geometry, *J. Geophys. Res.*, 84, 951, 1979.
- Cowley, S. W. H., A quantitative study of the reconnection between the Earth's magnetic field and interplanetary field of arbitrary orientation, *Radio Sci.*, 8, 903, 1973.
- Cowley, S. W. H., Magnetosphere-ionosphere interactions: A tutorial review, in *Magnetospheric current systems*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 118, edited by S. Ohtani et al., p.91, AGU, Washington, D. C., 2000.
- Dungey, J. W., Interplanetary magnetic field and the auroral zones, *Phys. Rev. Lett.*, 6, 47, 1961.
- Haerendel, G. (2011), Six auroral generators: A review, *J. Geophys. Res.*, 116, A00K05, doi:10.1029/2010JA016425.
- Hamrin, M., O. Marghitsu, P. Norqvist, S. Buchert, M. Andre, B. Klecker, L. M. Kistler, and I. Dandouras (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 N. C. Maynard, Empirical high-latitude electric field models, *J. Geophys. Res.*, 92, 4467, 1987.
- Hones, E. W., Jr., T. Pytte, H. I. West Jr., Association of geomagnetic activity with plasma sheet thinning and expansion: A statistical study, *J. Geophys. Res.*, 89, 5471, 1984.
- Iijima, T., Field-aligned currents in geospace: Substance and significance, in *Magnetospheric Current Systems*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 118, edited by S. Ohtani et al., pp. 107-129, AGU, Washington, D. C., 2000.
- Kamide, Y., W. Sun, and S. -I. Akasofu, The average ionospheric electrodynamics for the different substorm phases, *J. Geophys. Res.*, 101, 99, 1996.
- Kan, J. R. and W. Sun, Substorm expansion phase caused by an intense localized convection

- imposed on the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 101, 27,271, 1996.
- Lui, A. T. Y., Current disruption in the earth's magnetosphere: Observations and models, *J. Geophys. Res.*, 101, 13,067, 1996.
- Lui, A. T. Y., Current controversies in magnetospheric physics, *Rev. Geophys.*, 39, 535, 2001.
- McPherron, R. L., C. T. Russell, and M. P. Aubrey, Satellite studies of magnetospheric substorm on August 15, 1968, 9, Phenomenological model for substorms, *J. Geophys. Res.*, 78, 3131, 1973.
- Nakamizo, A., and T. Iijima (2003), A new perspective on magnetotail disturbances in terms of inherent diamagnetic processes, *J. Geophys. Res.* 108(A7), 1286, doi:10.1029/2002JA009400.
- Ruohoniemi, J. M., and R. A. Greenwald, Statistical patterns of high-latitude convection obtained from Goose Bay HF radar observations, *J. Geophys. Res.*, 101, 21,743, 1996.
- Siscoe, G. L., N. U. Crooker, G. M. Erickson, B. U. O. Sonnerup, K. D. Siebert, D. R. Weimer, W. W. White, and N. C. Maynard, Global geometry of magnetospheric currents inferred from MHD simulations, in *Magnetospheric current systems*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 118, edited by S. Ohtani et al., p.41, AGU, Washington, D. C., 2000.
- Stern, D. P., The origin of Birkeland current, *Rev. Geophys.*, 21, 125, 1983.
- 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, 12,057, 1995.
- Tanaka, T., Configuration of the magnetosphere-ionosphere convection system under northward IMF condition with non-zero IMF By, *J. Geophys. Res.*, 104, 14,683, 1999.
- Tanaka, T., Field-aligned current systems in the numerically simulated magnetosphere, in *Magnetospheric current systems*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 118, edited by S. Ohtani et al., p.53, AGU, Washington, D. C., 2000.
- Tanaka, T., Magnetosphere-ionosphere convection as a compound system, *Space Sci. Rev.*, 133, doi:10.1007/s11214-007-9168-4, 2007.
- 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., Mathematical models of magnetospheric convection and its coupling to the ionosphere, in *Particle and Field in the Magnetosphere*, edited by B. McCormac, P. 60, D. Reidel, Hingham, Mass., 1970.
- Weimer, D. R., Models of high-latitude electric potentials derived with a least error fit of spherical harmonic coefficients, *J. Geophys. Res.*, 100, 19,595, 1995.

図の説明

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。ダイナモは電磁力がする仕事を負の部分に当たる。全てのダイナモは圧力によって駆動されることが分かる。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分かる。

Energy conversion in the convection system during the expansion phase. In each panel, upper half shows noon-midnight meridian plane and lower half shows 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. Lower right panel shows anti-sunward flow.

図2

ポインティングフラックスの生成の誤った理解(Hamrin et al., 2012)。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が発散するように描かれているが、図1から分かるように、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。

Traditional understanding for Poynting flux generation at the magnetopause (Hamrin et al., 2012). 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.

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。アルフェン波の発生は、構造空間の一部となっていることが、これまでの思考とやや異なる。

Inertial current at the wave front of the Alfvén wave emitted from the dynamo through the 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.

図4

J・E 負の場所(青)と正の場所(緑)とそれを結ぶ電流線(赤と黒)。一般に、ポインティングフラックスは、J・E 負の場所で発散し、その場所と電流で結ばれた J・E 負の場所で収斂する。M-I 結合系も正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、region1FAC は全てこの構造を満たしている。

JE 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.

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。Region2FAC が磁化電流から生成される様子が良く見える。

Pressure in the noon-midnight meridian plane shown by color contour, 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.

図6

部分環電流のカバランスとシア構造。カバランスは Vasyliunas の関係を満たしている。

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 relation.

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。ローブ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、ローブ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。

Pressure distribution (colored contour) and flow lines (Fujita, private communication). Line color shows the degree of perpendicular velocity.

図 8

ボストローム電流のカバランス。電磁力は圧力とは釣り合うことが出来ないことが示される。簡単に言えば、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無い、ということを示す。

Distribution of $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ force associated with the dynamo for the Bostrom current system. It cannot satisfy $\text{rot}(\mathbf{J} \times \mathbf{B}) = 0$.

図 9

ボストローム電流のカバランス。電磁力は慣性力とは釣り合うことが出来ないことが示される。簡単に言えば、流れが制動を受けるとそこで磁場とプラズマが溜まってしまい、定常的な構造にはならない、ということを示す。

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 magnetic field and plasma. This configuration is quite difficult to maintain the force balance.

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。

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 to the build up of cusp pressure. Increase in cross-tail potential at the onset is brought about by the changes in force balance, flow configuration and pressure distribution.

図 11

IMF 北の時の昼側ヌルーセパレータ構造。セパトラッ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 $3 R_e$ 。

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.

図 12

IMF 南の時の昼側ヌルーセパレータ構造。セパトラッ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 $3 R_e$ 。

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.

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(等高線)の分布。Growth phase の期間に、上向き FAC(点線)が夕方から真夜中をを乗り越して、朝方まで延びている。これは quiet arc の分布と良く一致する。

Conductivity (color) and FAC (contour) 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 morning side.

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境界に沿って延び、かなり遠方のマントルに繋がる。球は 3 Re。

Current lines traced up from the ionosphere and pressure in the noon-midnight meridian plane (color) 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 not exactly follows the magnetic field line.

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構造が見られる。薄い球は 3 Re。

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

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(等高線)の分布。オンセットの時にはオーロラが光始める点が、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。

Conductivity (color) and FAC (contour) 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.

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。

Development of force balance in the plasma sheet associated with the substorm onset. During the growth phase, 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 enhanced static force balance (lower left and right). Associated with 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.

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。

Magnetic field at the geosynchronous orbit during the substorm (left simulation, right observation). 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.

図 19

オンセット直前の夜間ヌルーセパレータ構造。夜間セパレータライン(緑)が残存する一方、フラックスロープの形成が見られる。

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 plasmoid.

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 に繋がる電流、青はオンセットで出現する discrete arc に繋がる電流、赤は region2FAC に繋がる電流。

Current lines traced up from the ionosphere and pressure in the noon-midnight meridian plane (color) 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.

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 region2FAC 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。

Substorm current loop. Through the plasma sheet collapse, magnetic tension acts to squeeze plasma from the plasma sheet to the inner magnetosphere. 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.

図 22

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。

Time development of high-latitude and low-latitude magnetic field. Growth phase and onset are observable in AL and AU, Pi_2 is observable in derivative of high-latitude H, and positive bay and Pi_2 are observable in low-latitude H.

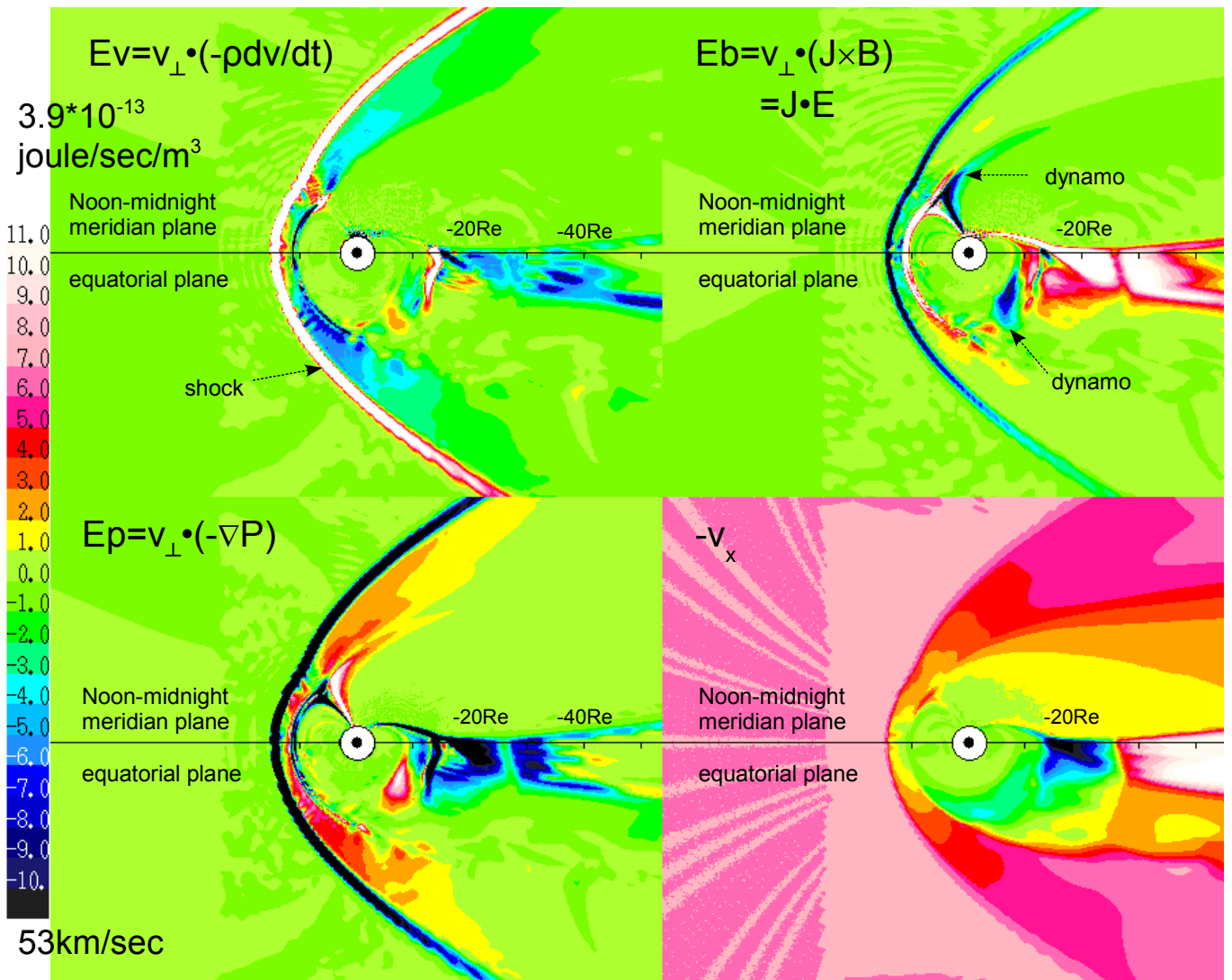


Figure T. Tanaka

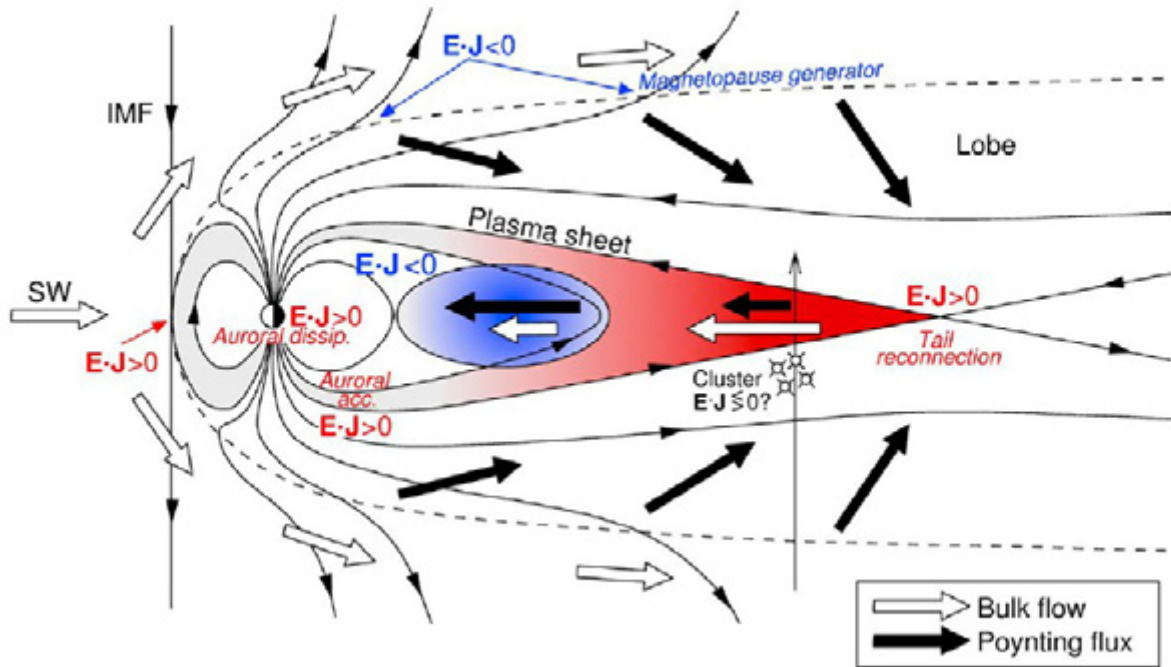


Figure T. Tanaka

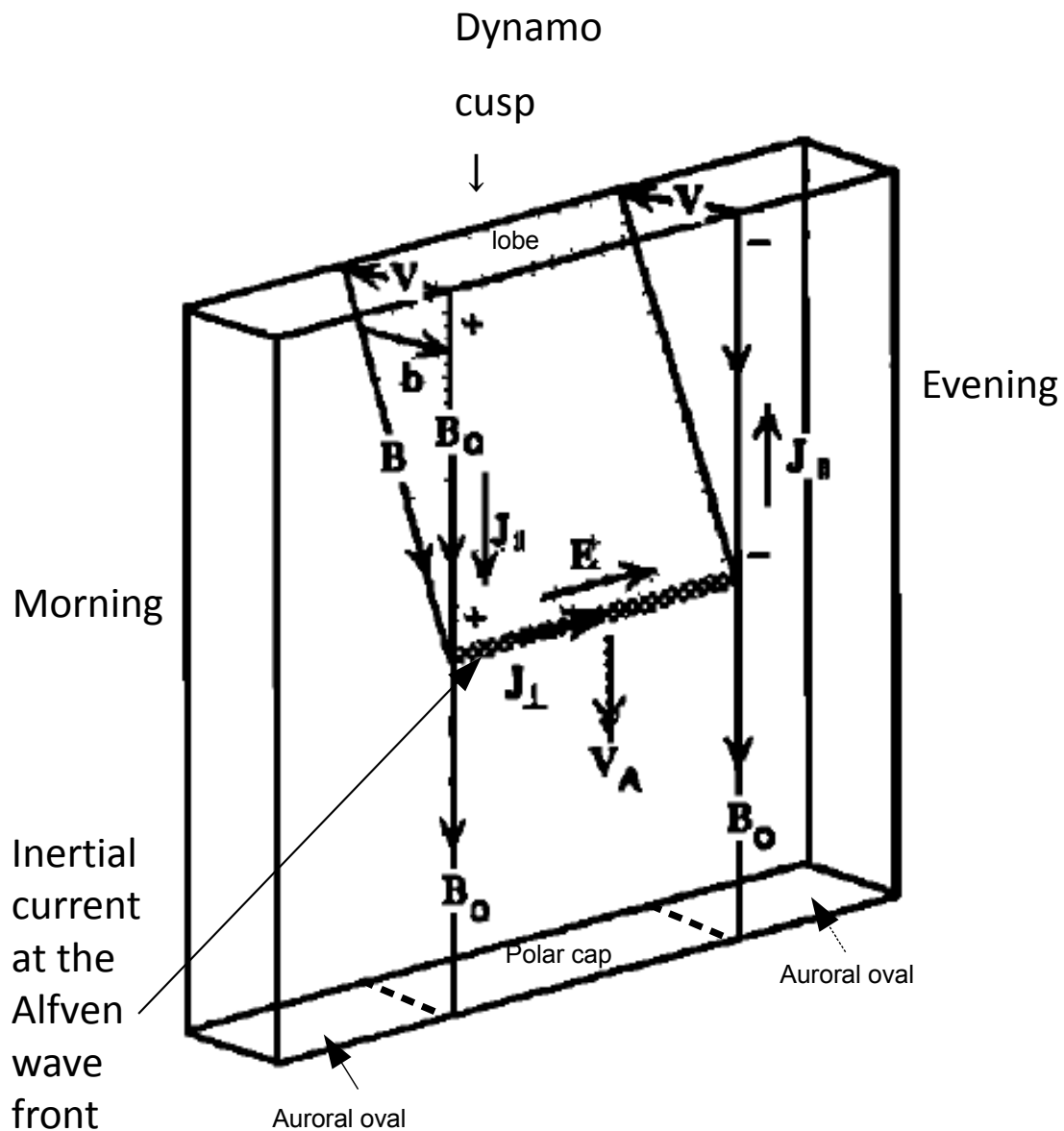


Figure T. Tanaka

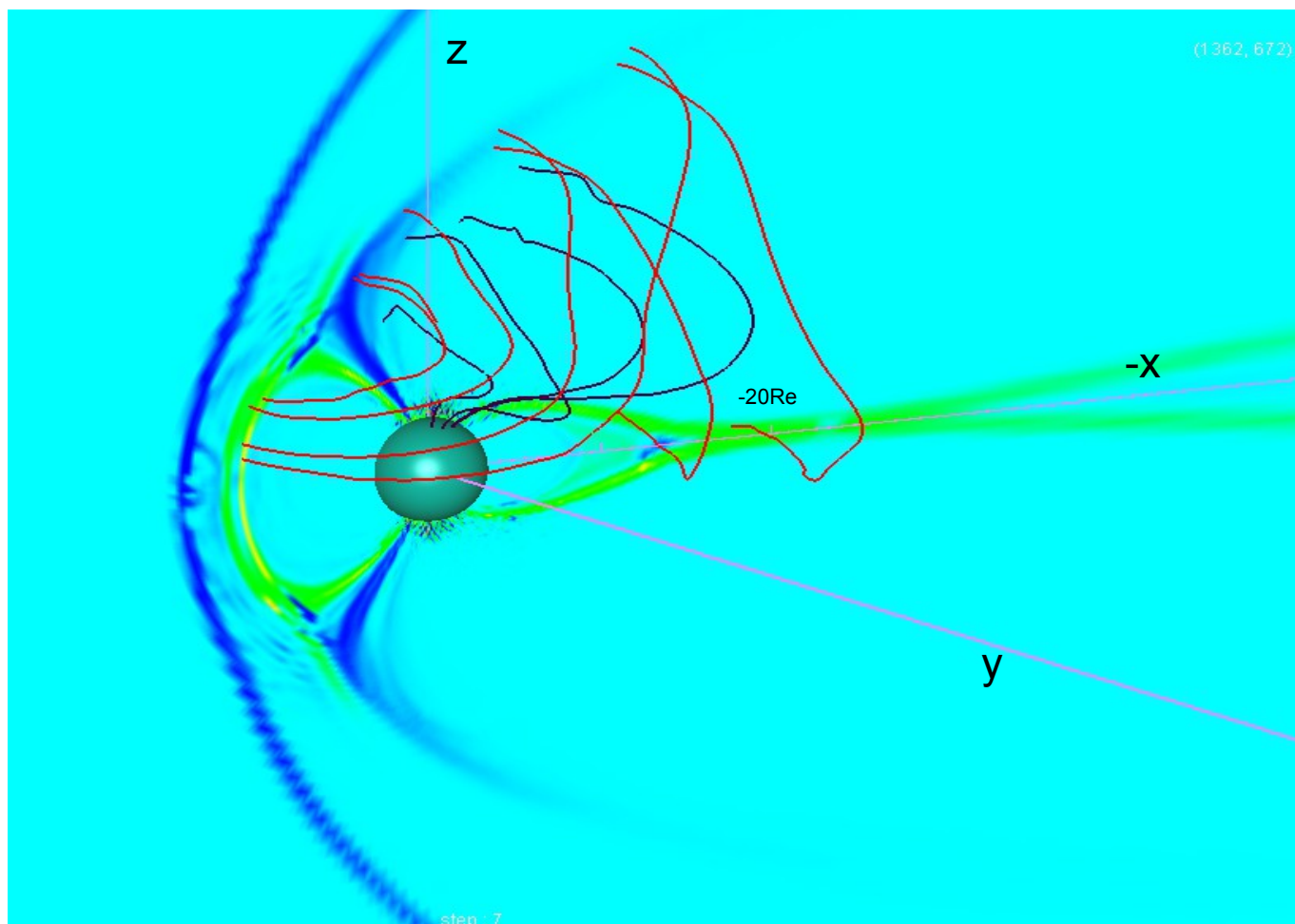


Figure T. Tanaka

Plasma regimes and partial ring current

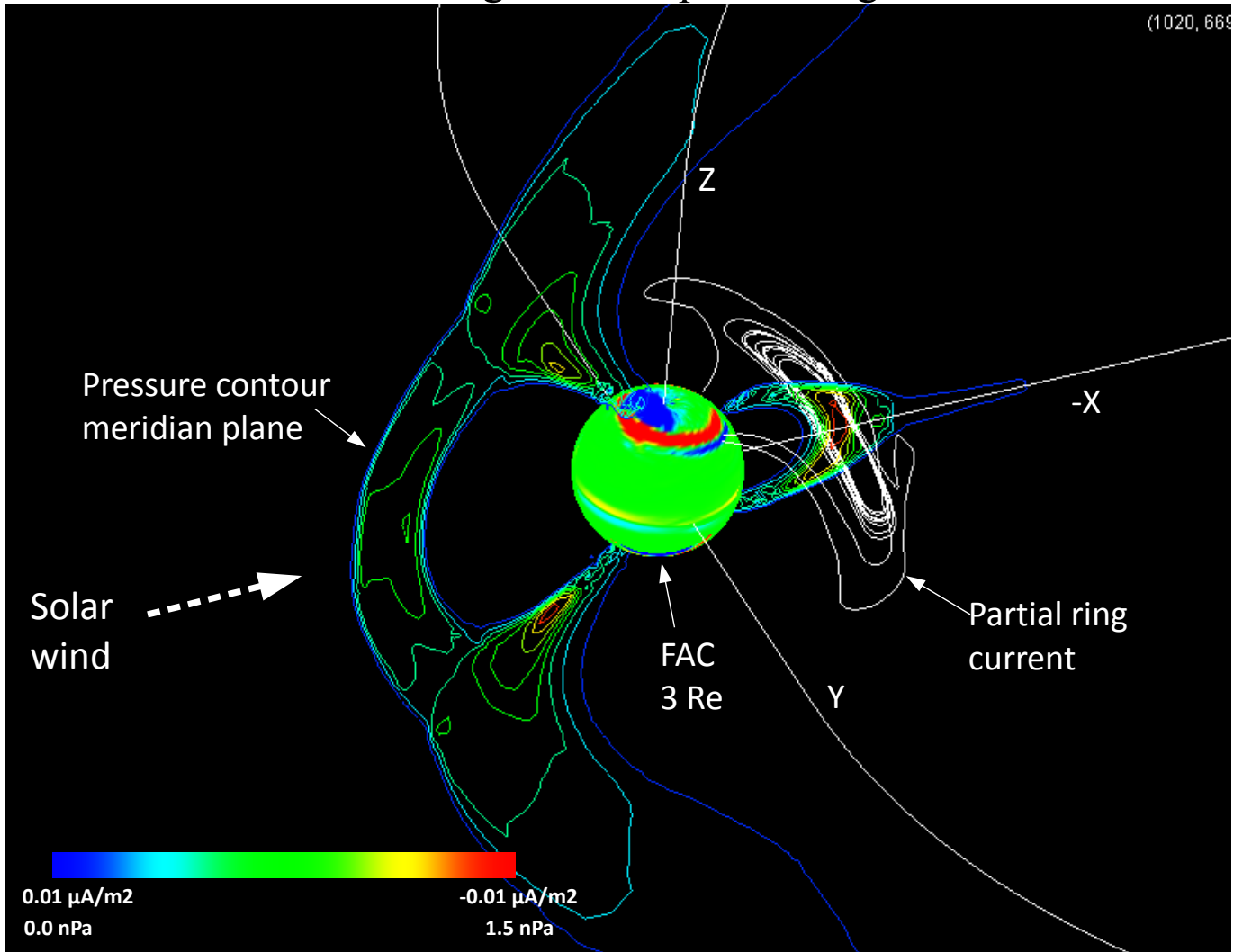


Figure T. Tanaka

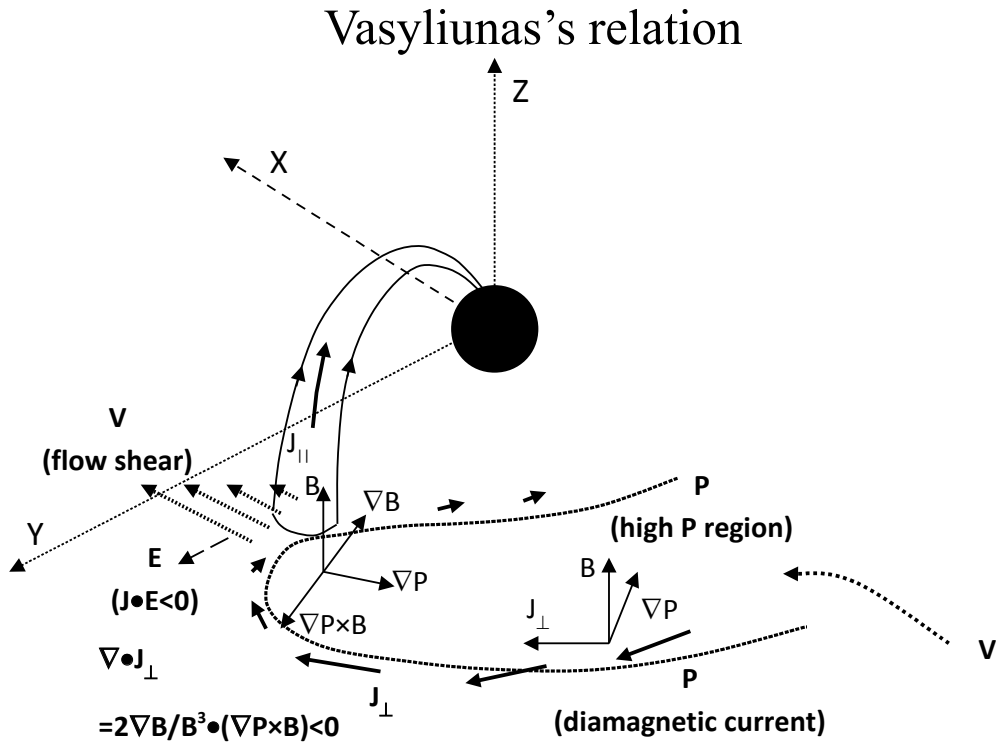


Figure T. Tanaka

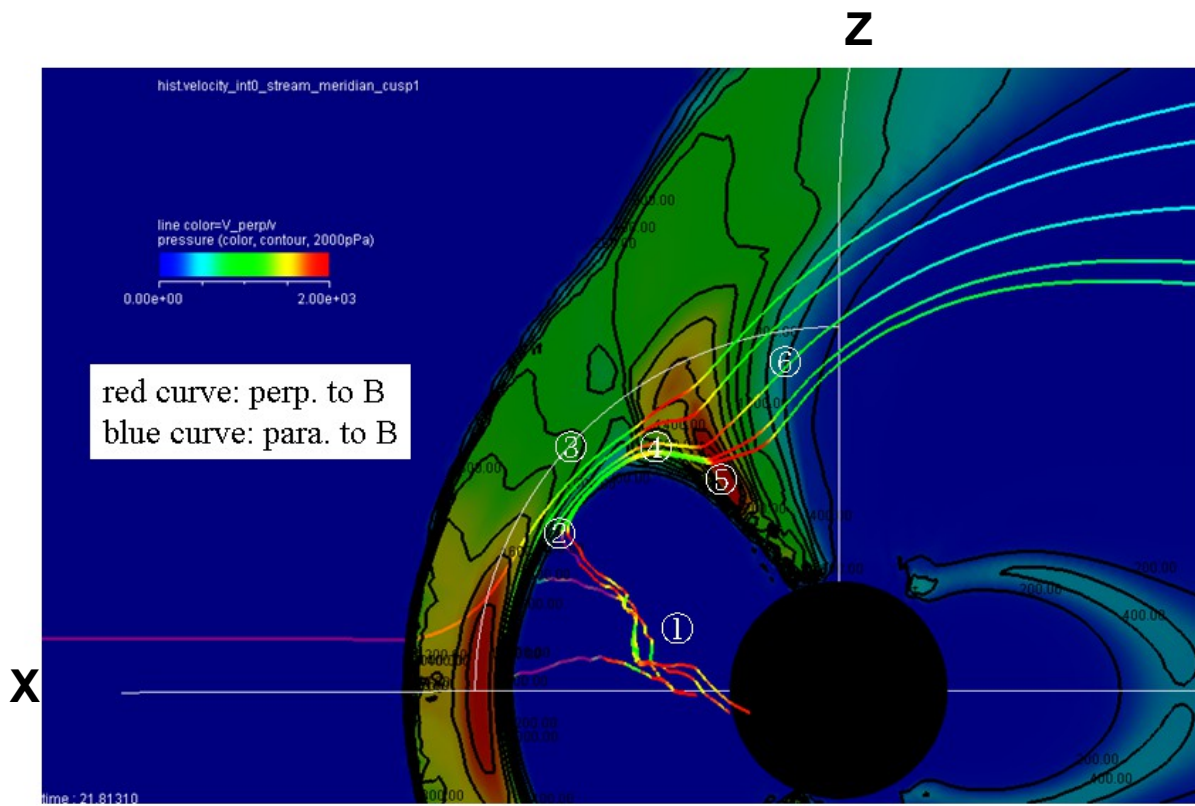


Figure T. Tanaka

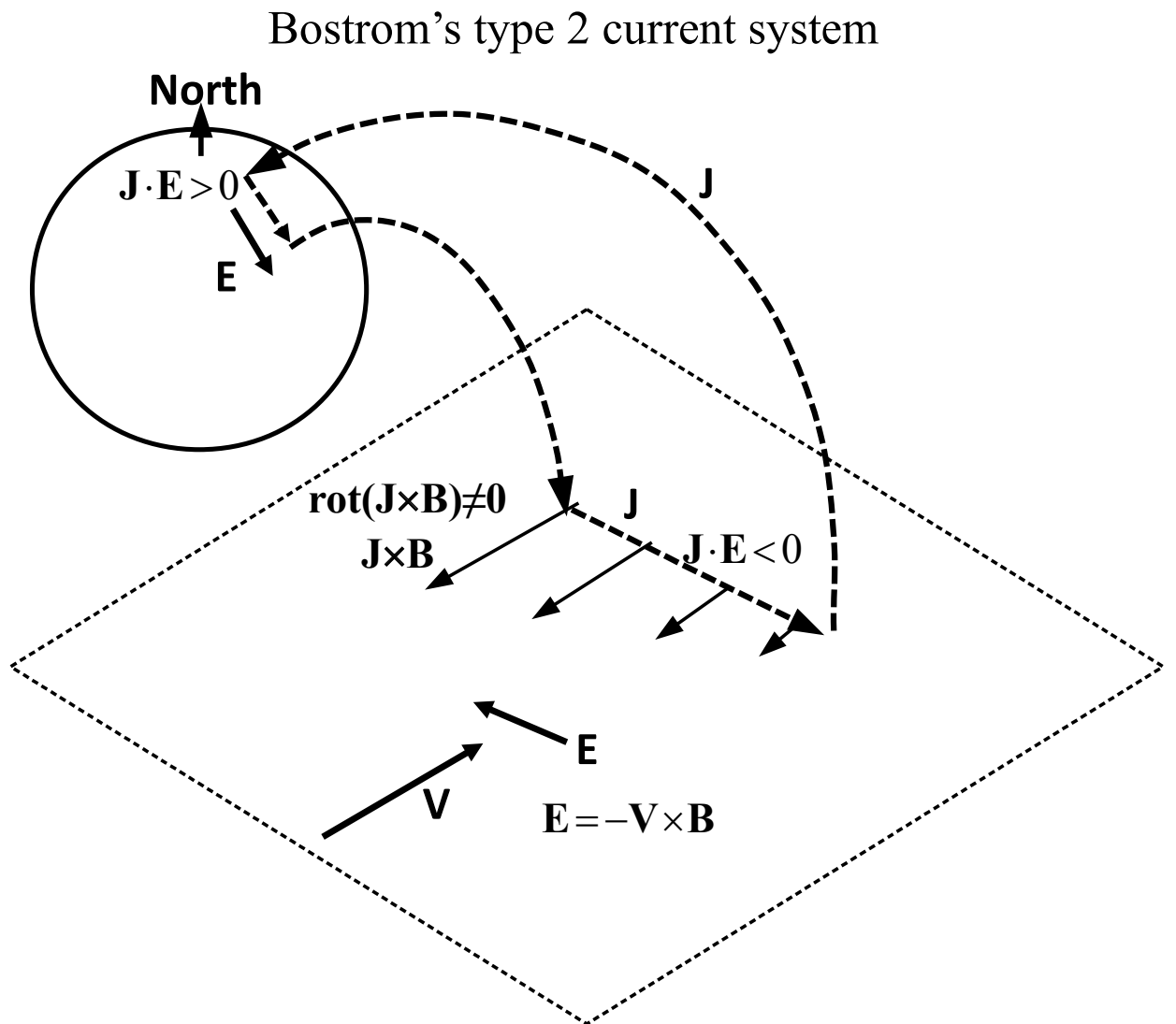


Figure T. Tanaka

Bostrom's type 2 current system

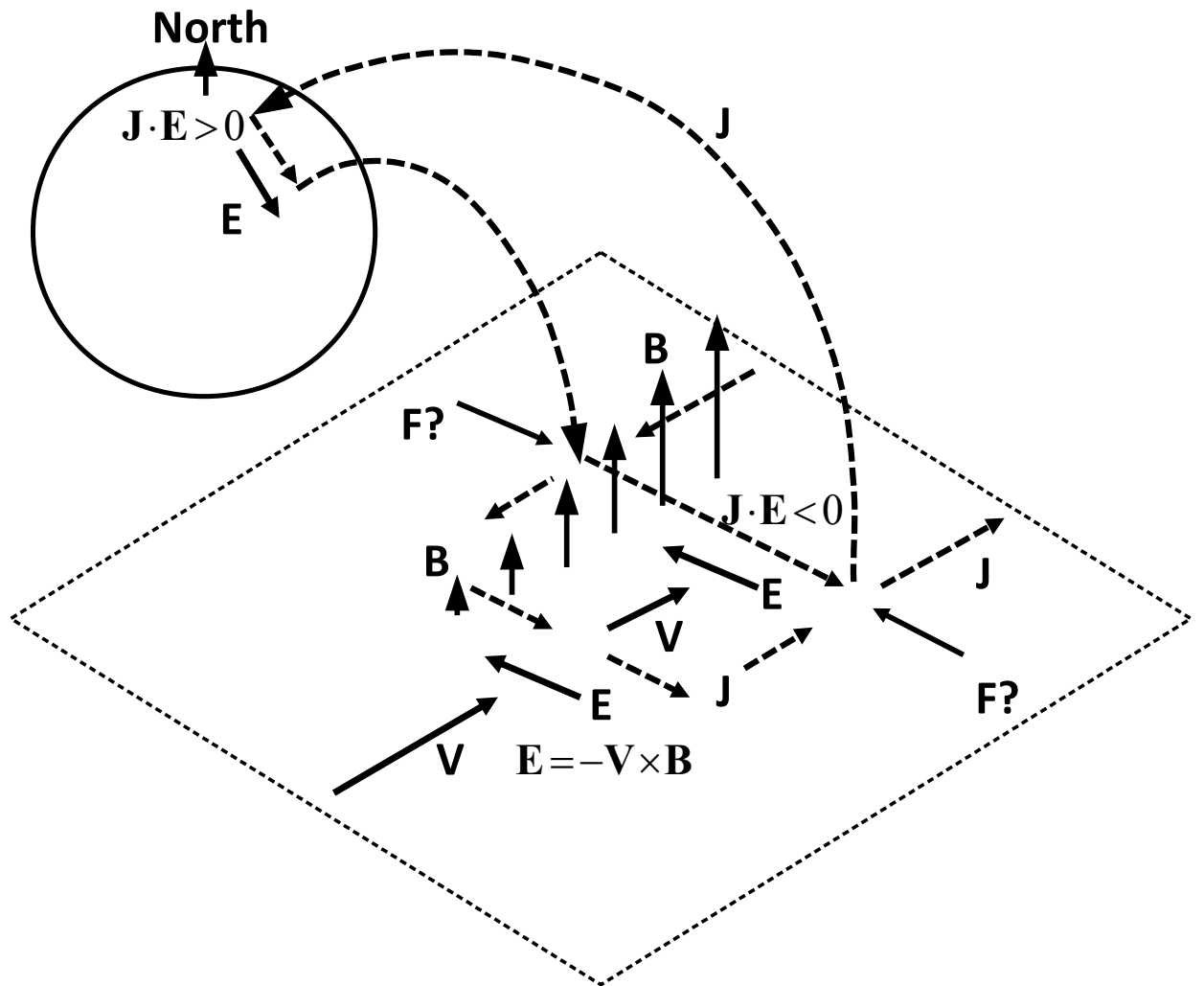


Figure T. Tanaka

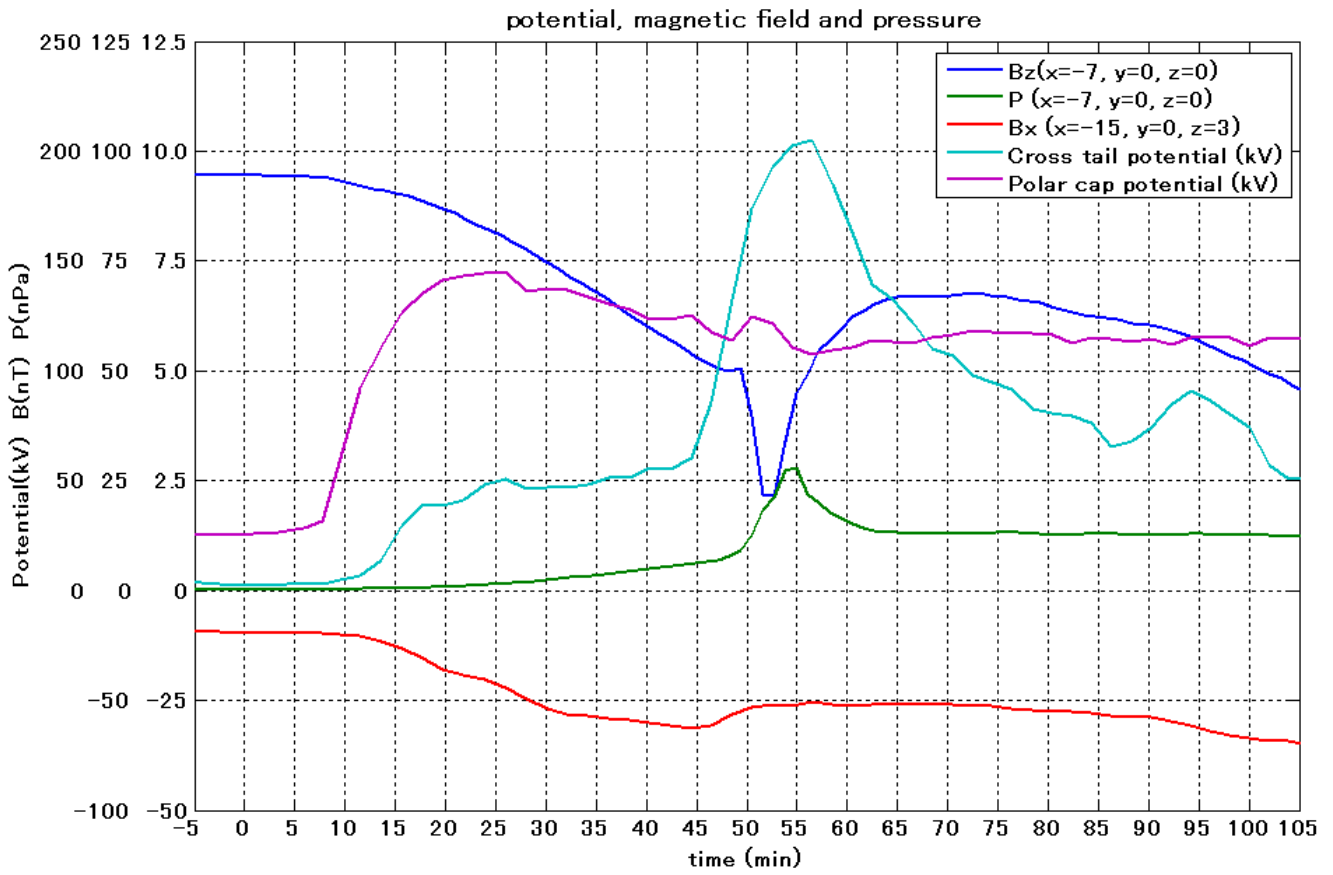


Figure T. Tanaka

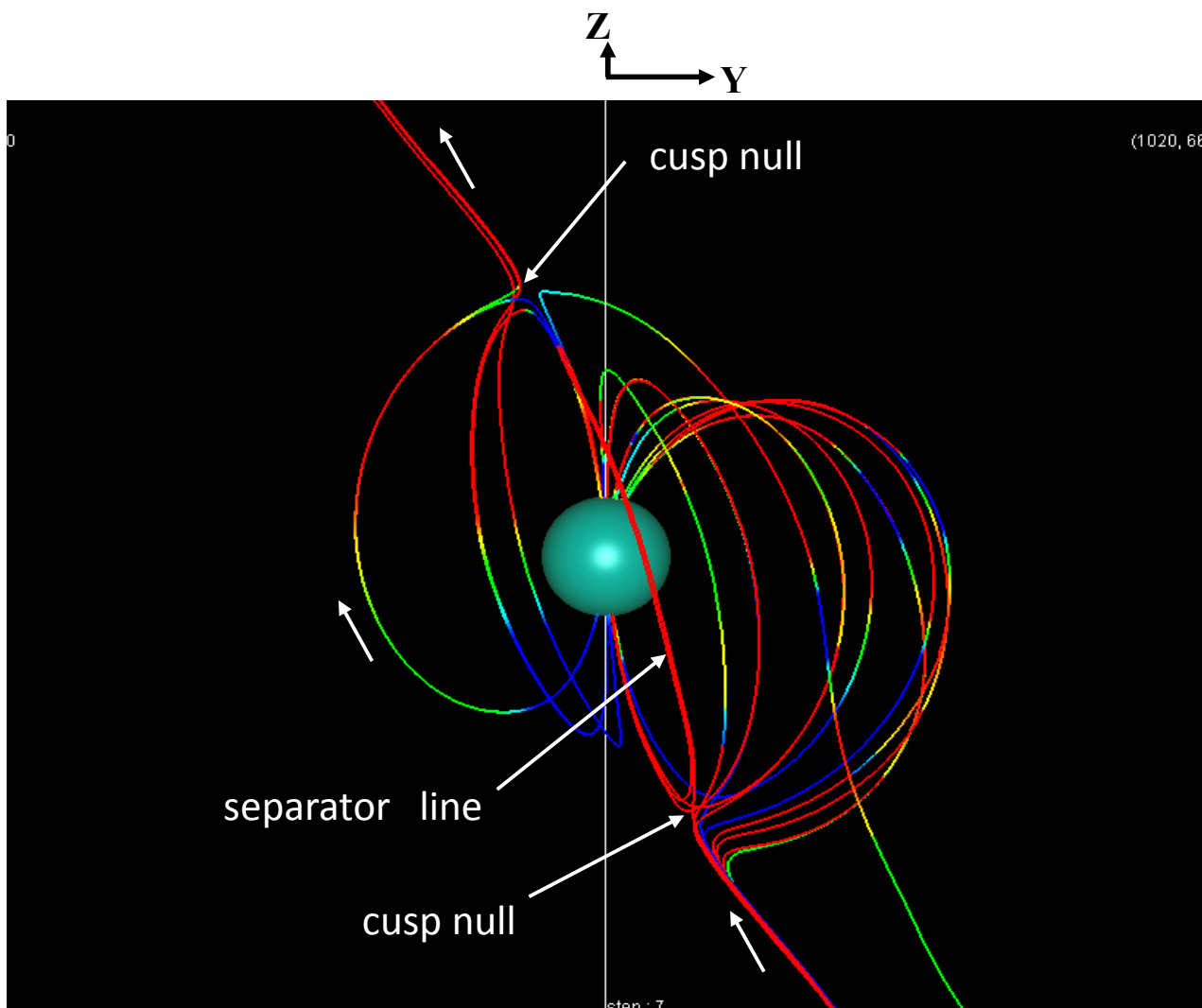


Figure T. Tanaka

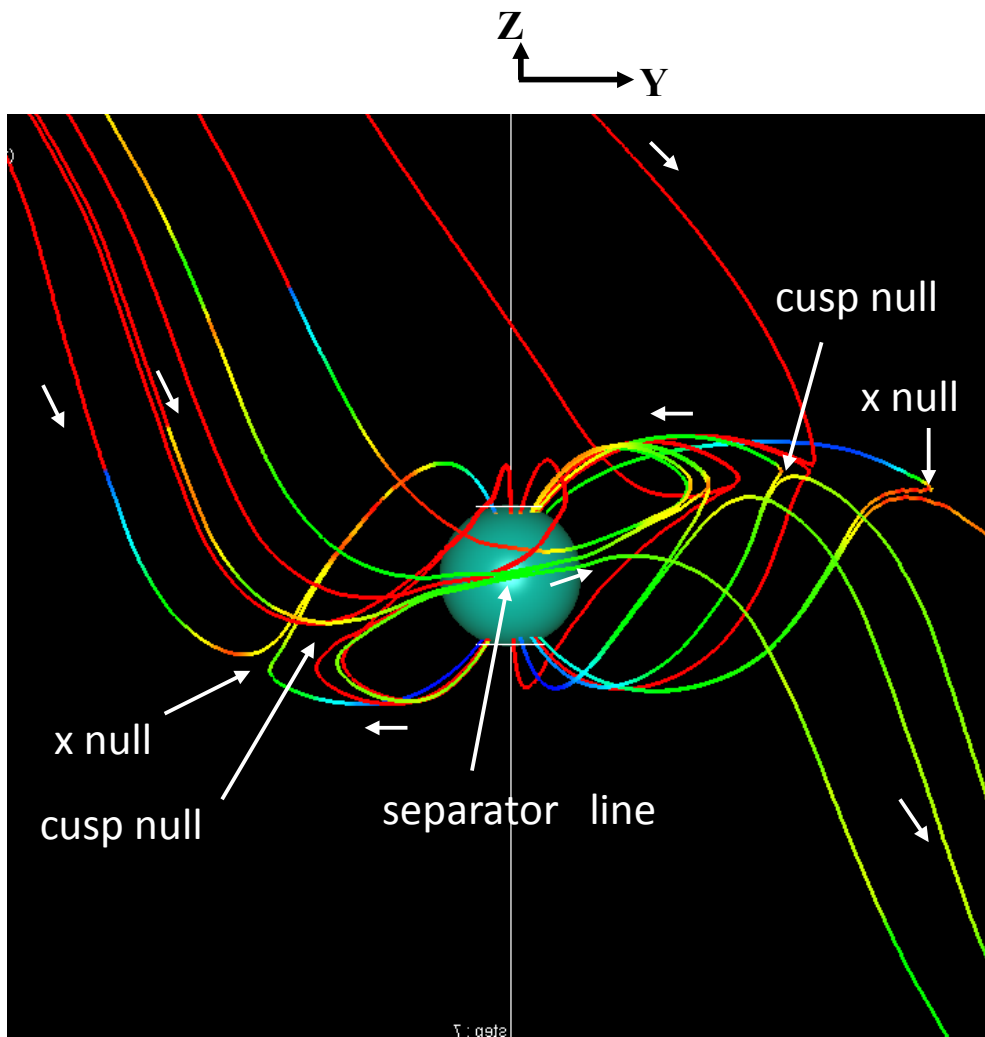


Figure T. Tanaka

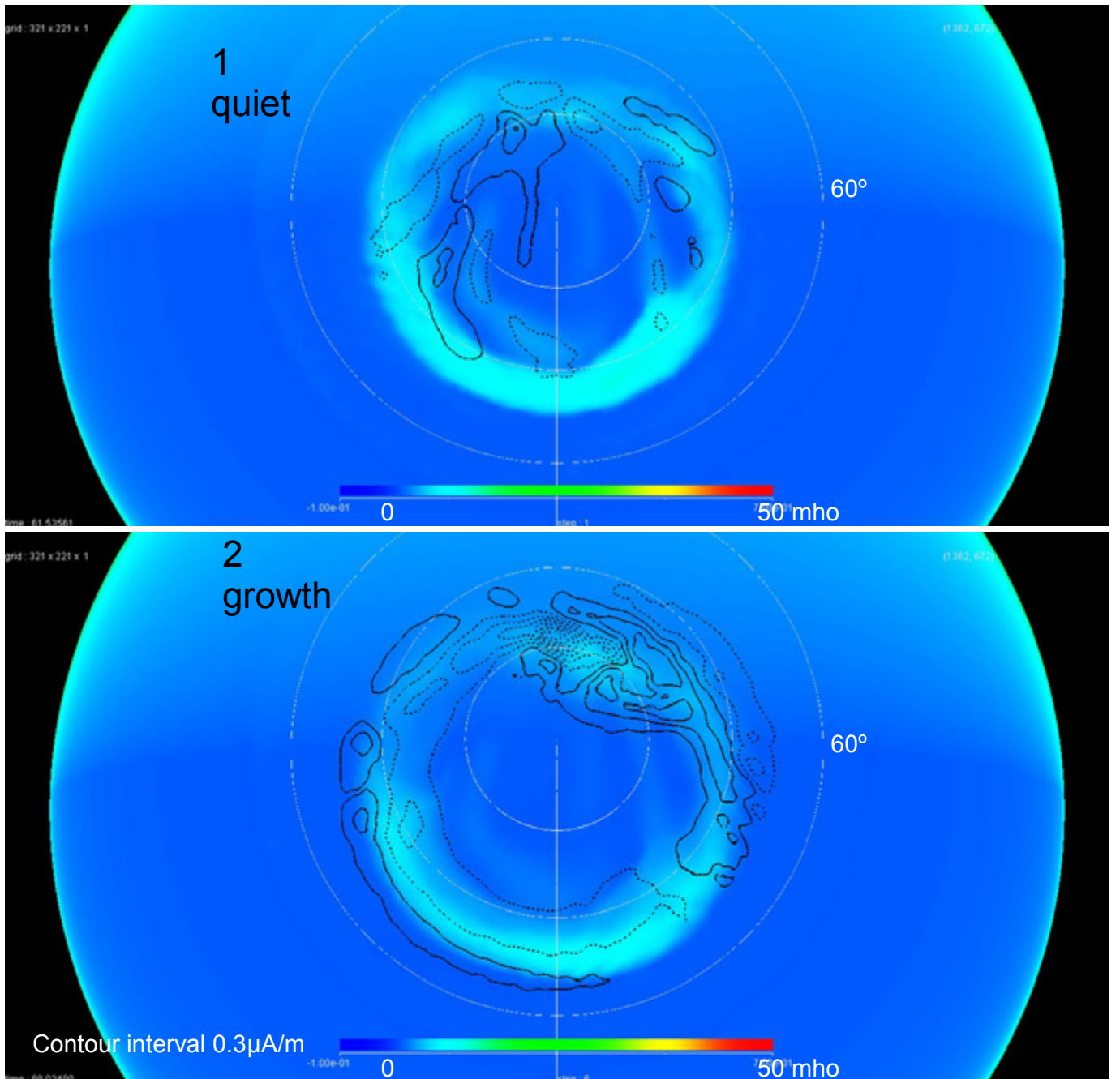


Figure T. Tanaka

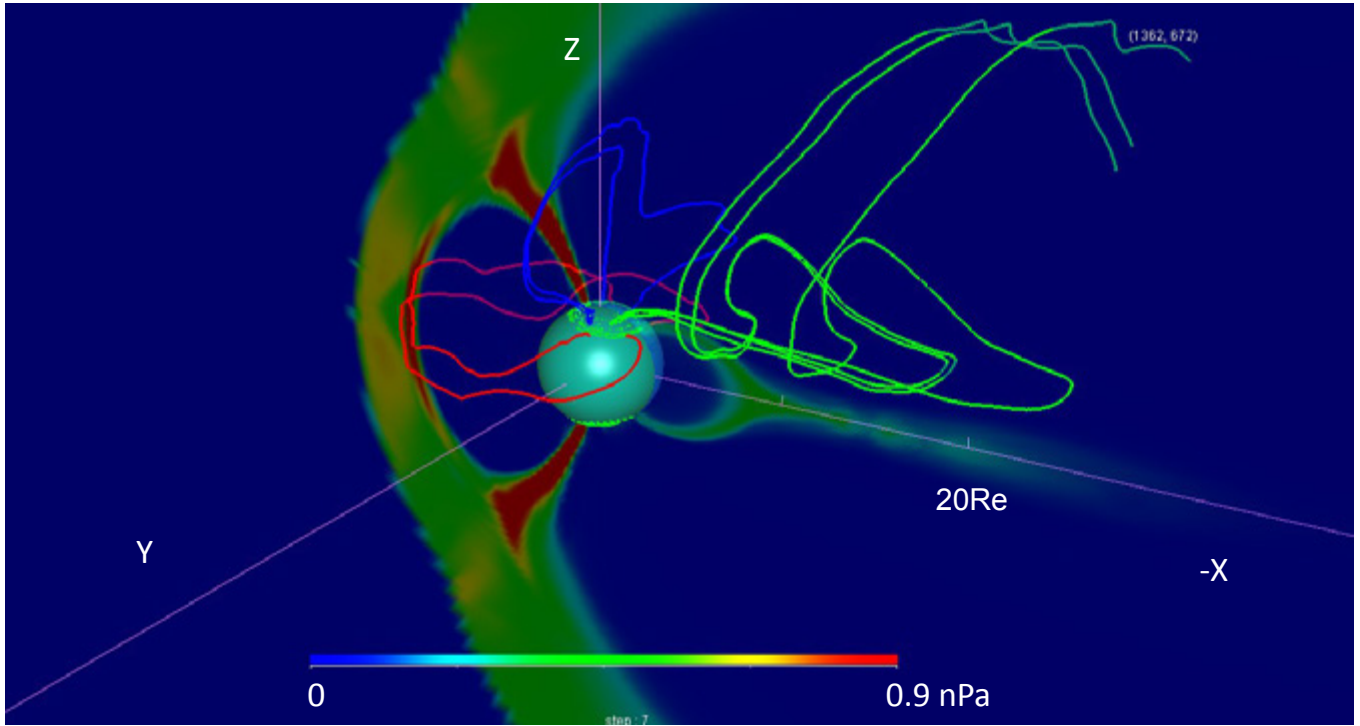


Figure T. Tanaka

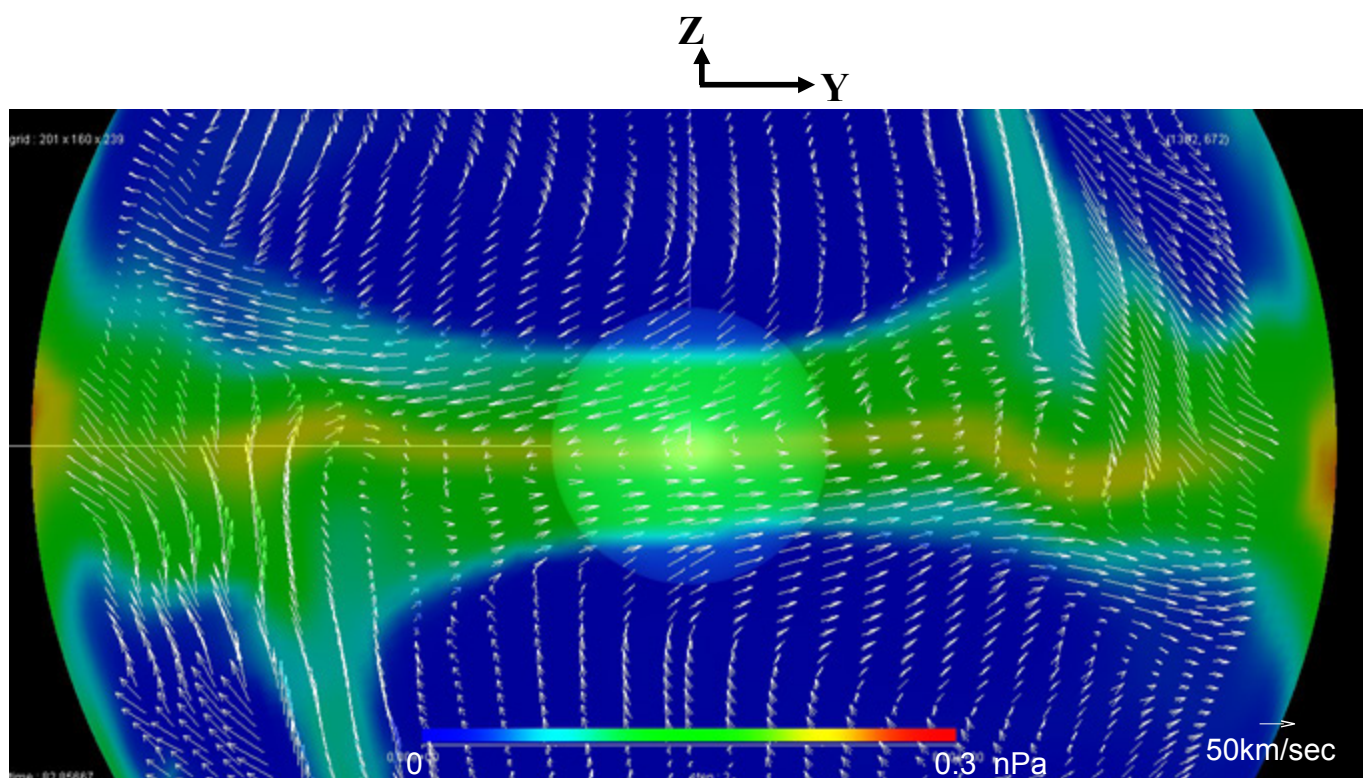


Figure T. Tanaka

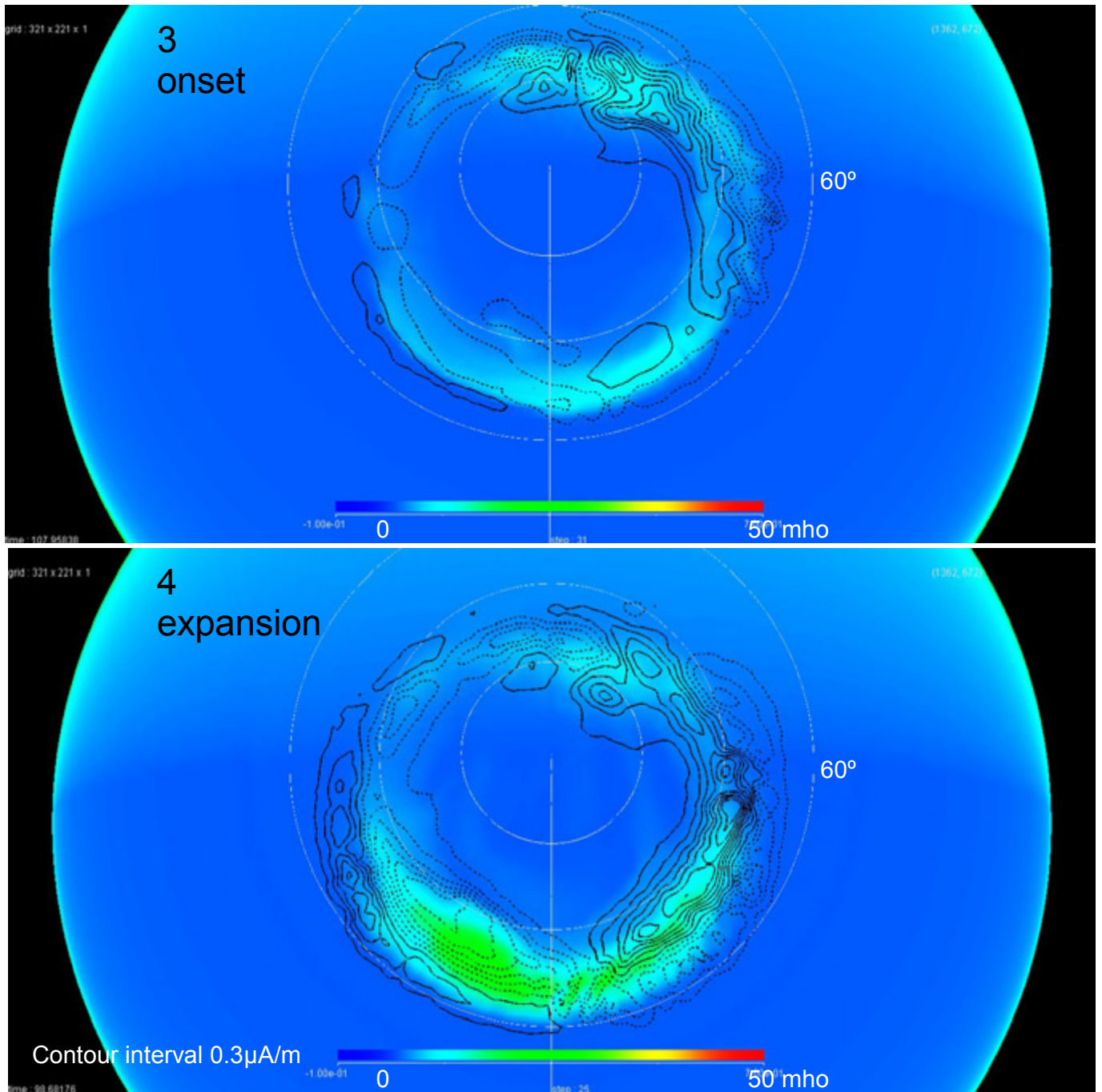


Figure T. Tanaka

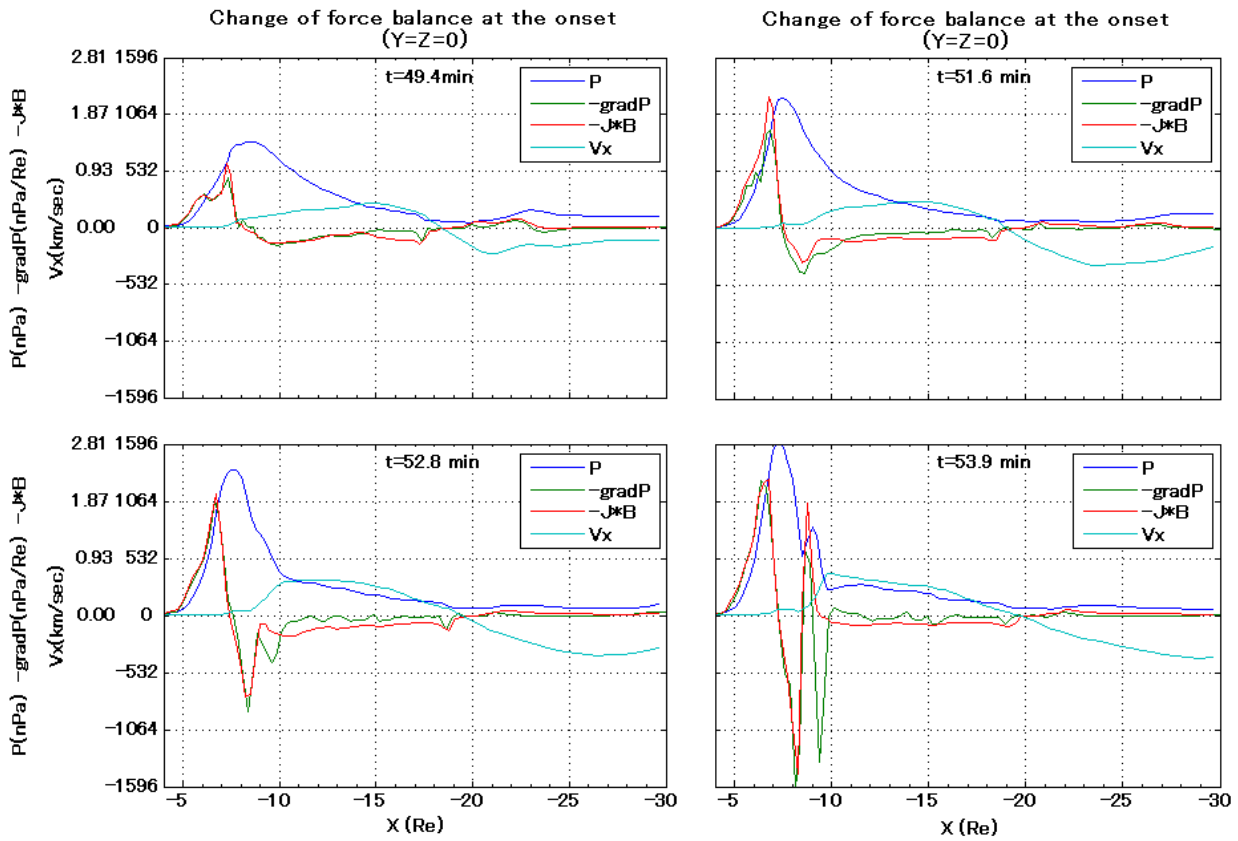
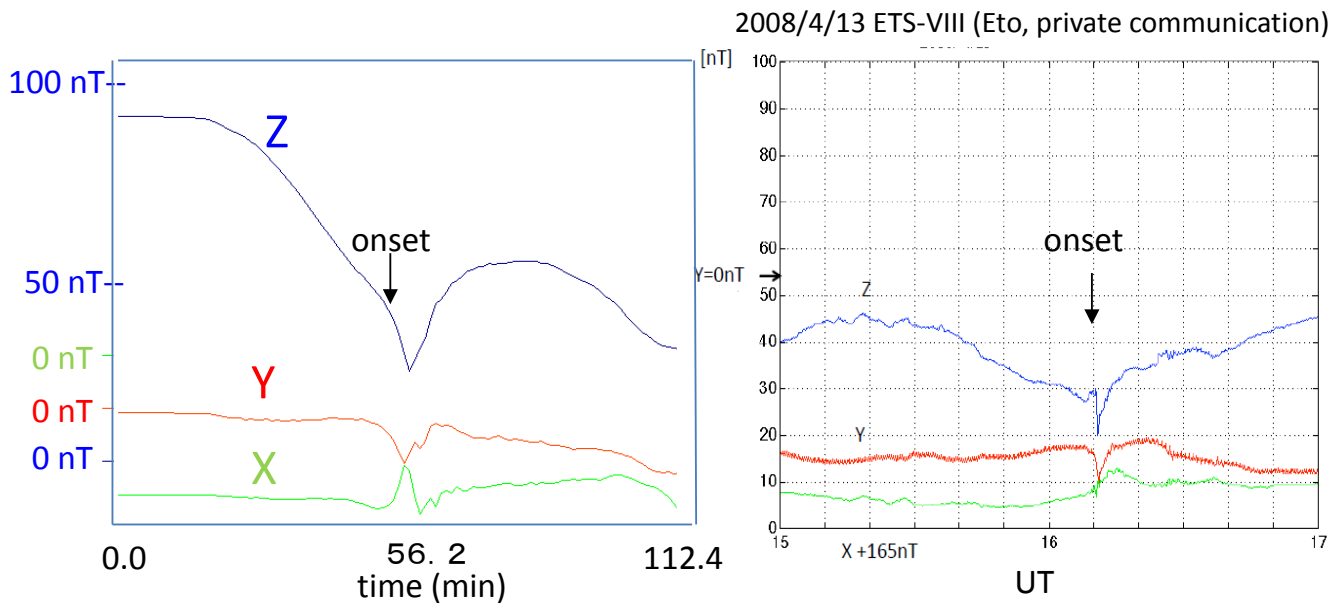


Figure T. Tanaka

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



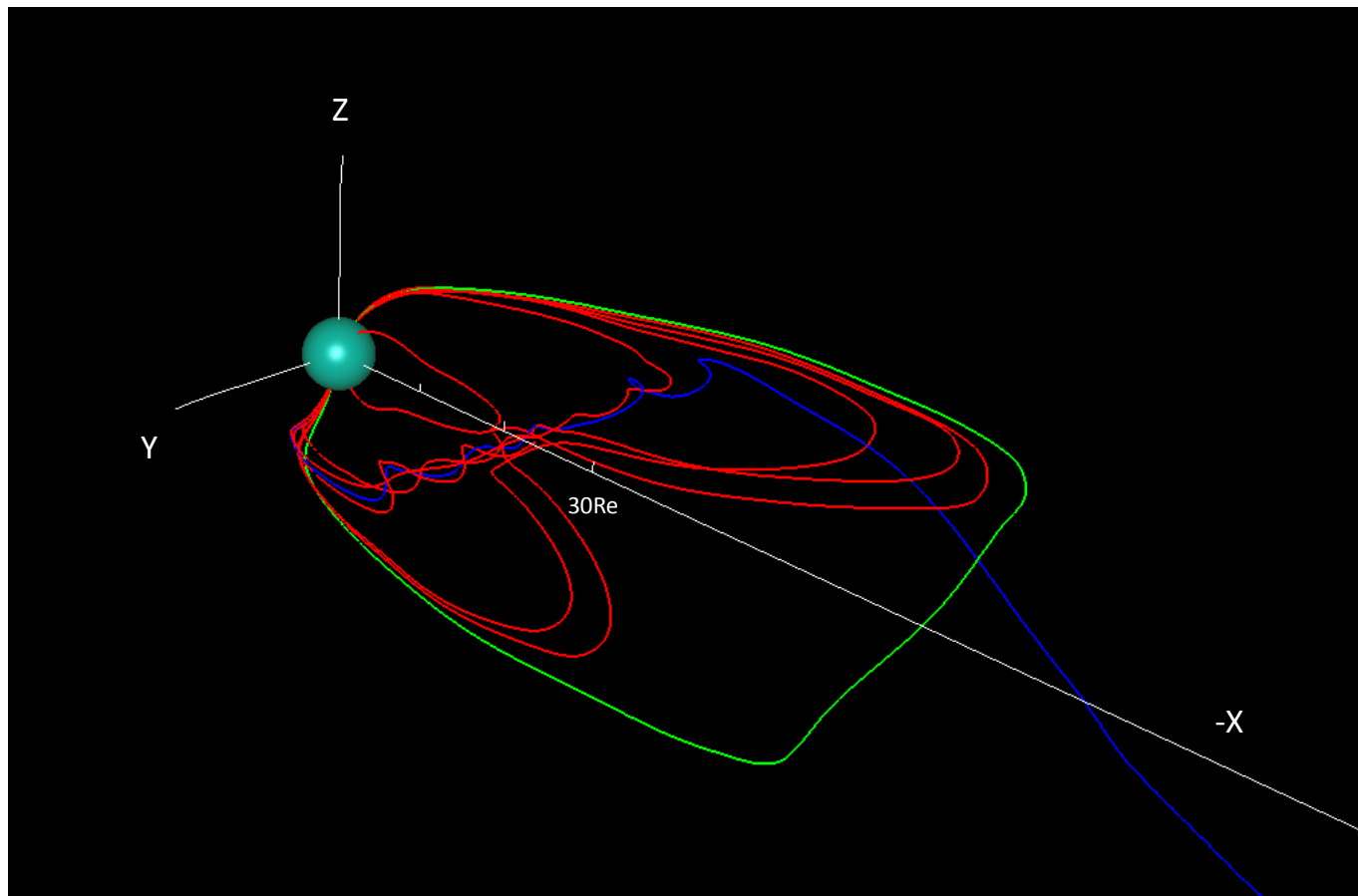


Figure T. Tanaka

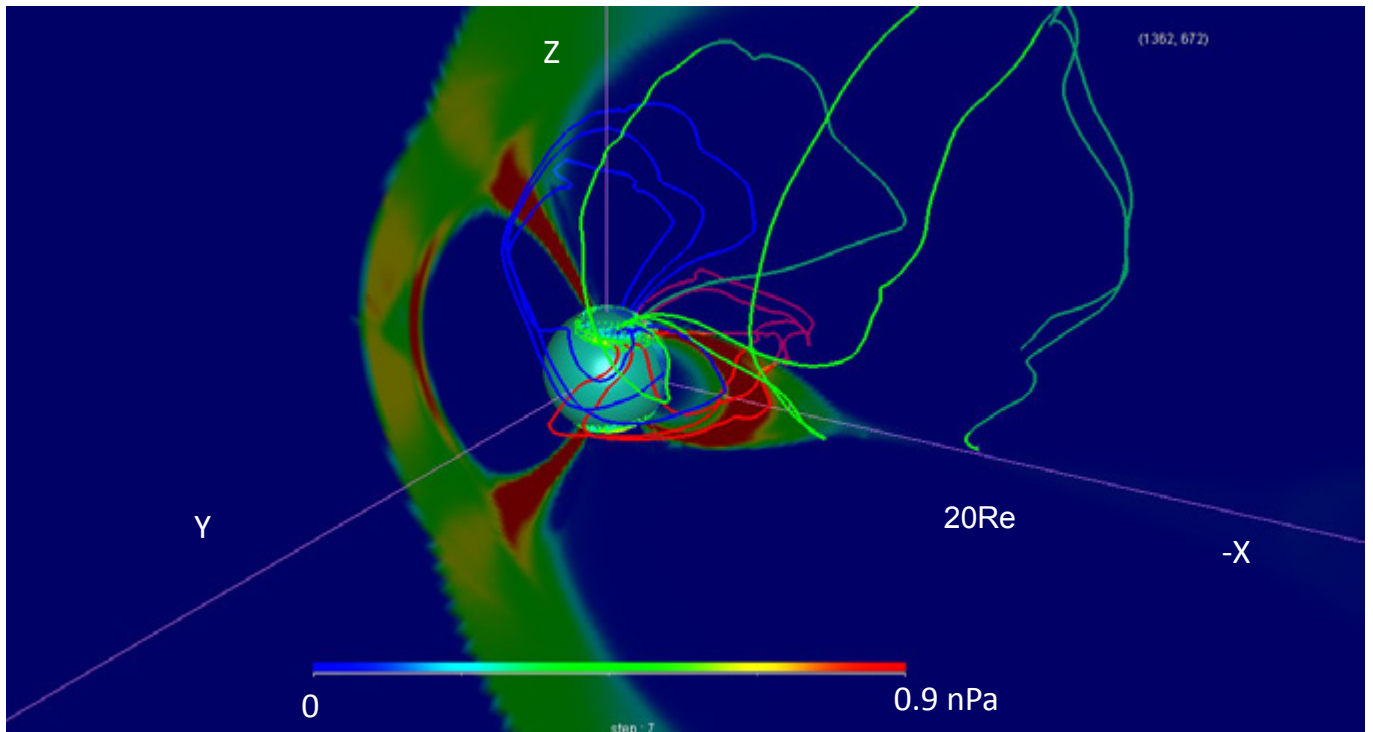


Figure T. Tanaka

Region 2 current driven model of the substorm

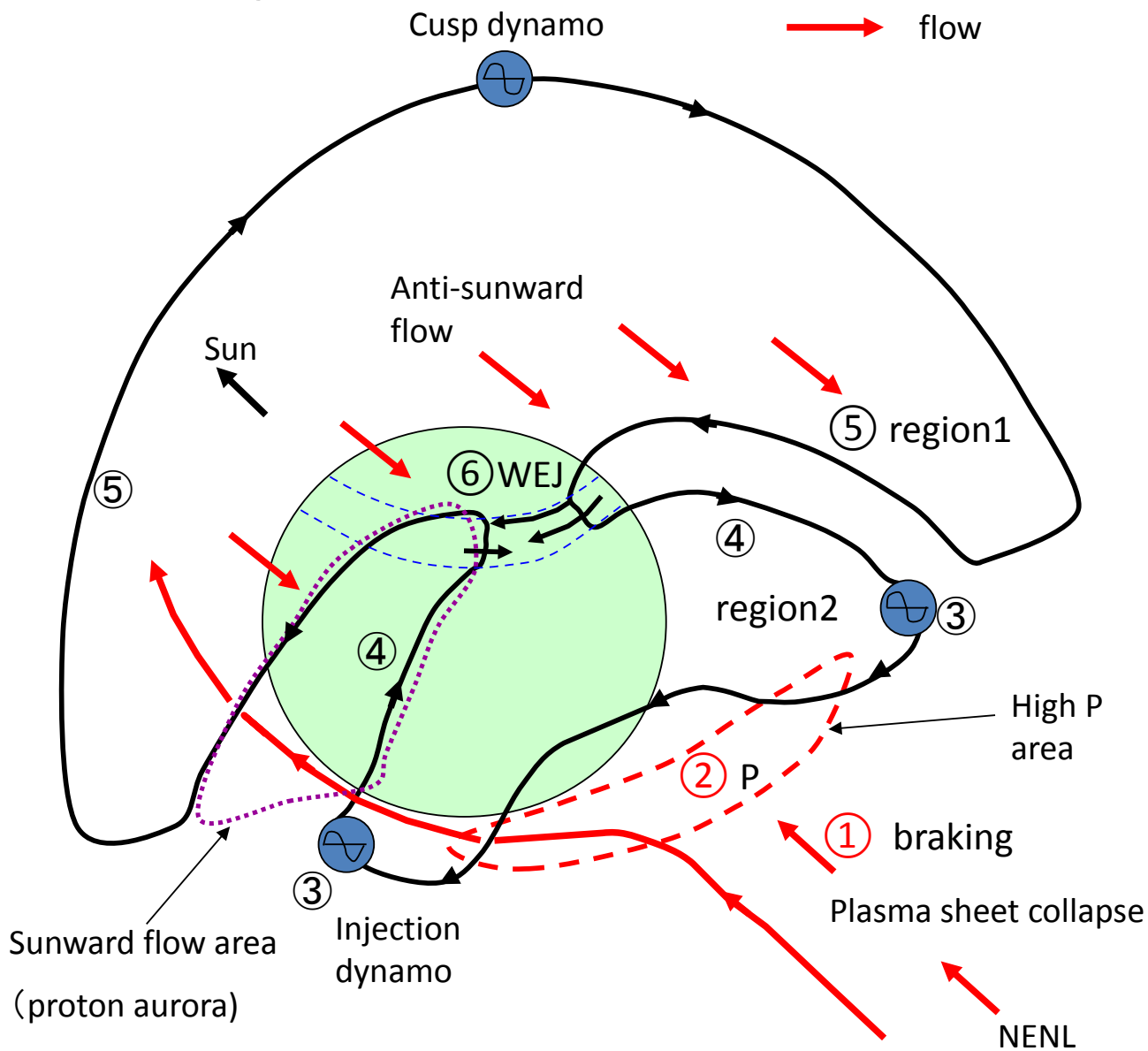


Figure T. Tanaka

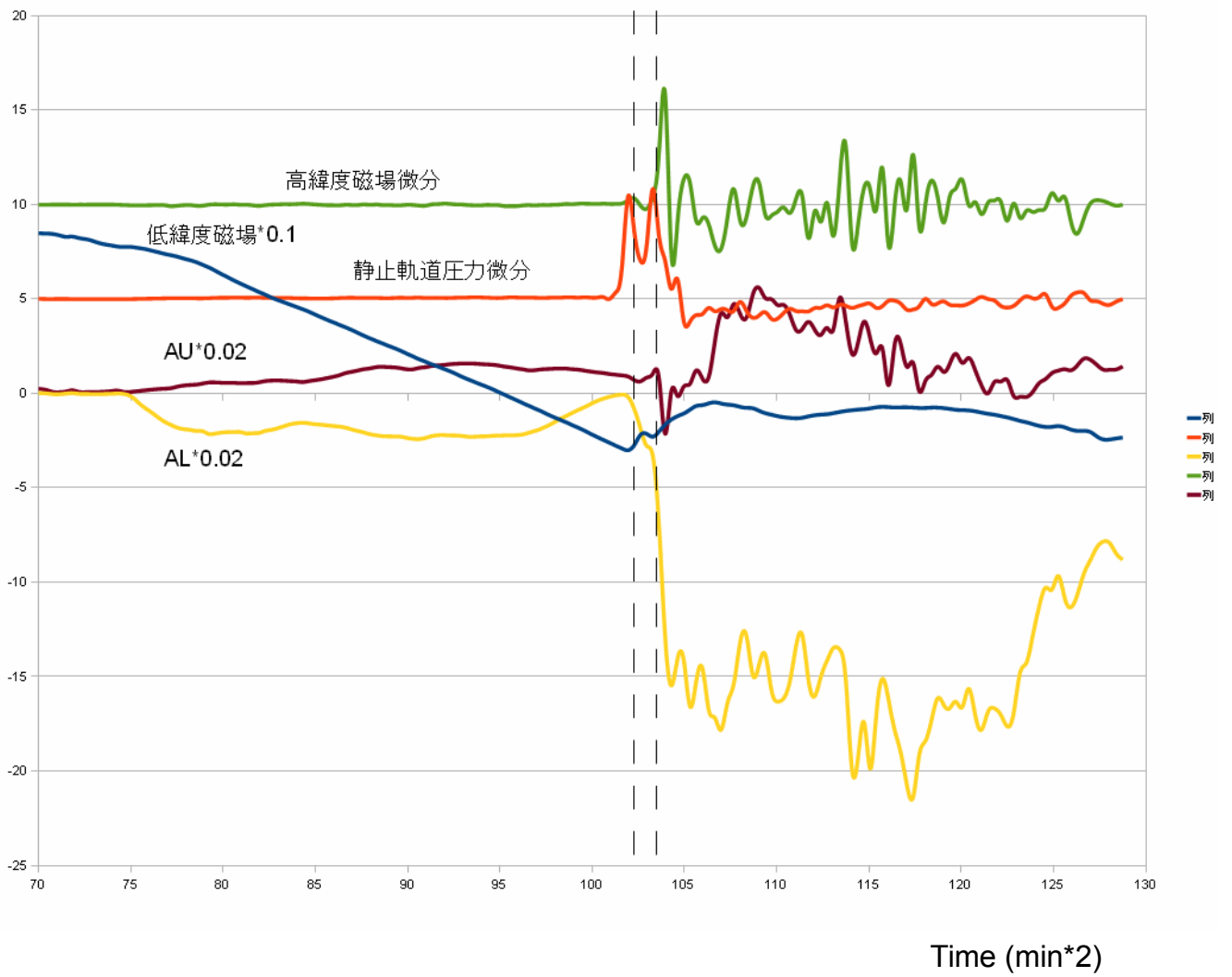


Figure T. Tanaka