



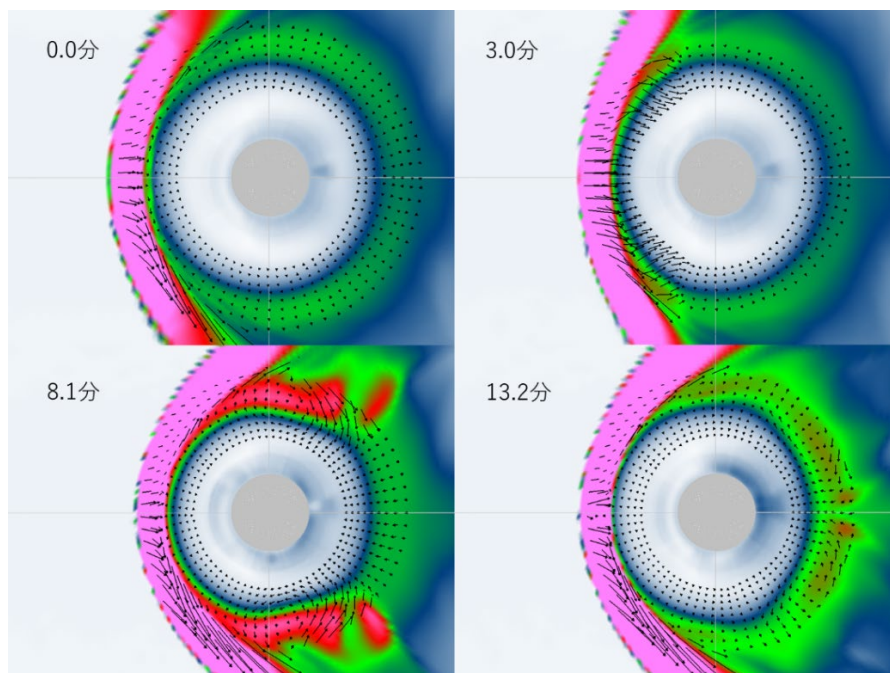
極地研電子ライブラリー

National Institute of Polar Research Electronic Library

オーロラ物理学シリーズ②

シミュレーションによる新しい SC 像

藤田茂 著



大学共同利用機関法人 情報・システム研究機構

国立極地研究所

巻頭言

オーロラは、広大な太陽風・磁気圏・電離圏システムの末端に位置する、一つの構成要素と捉えることができる。この複合システムは非定常である。地上に吹く風と同じく、そもそも太陽風は乱流的であり、その太陽風を受け止めて磁気圏の形状もダイナミックに変化する。そして、その磁気圏の移り変わりを反映して、電離圏のオーロラが、実に複雑な変化を私たちにを見せてくれている。

オーロラを理解するために、この非定常な複合システムの中身や、その移り変わりの在り方を診断できないだろうか。聴診器を付けた医者が、トントンと打診をするのと同じで、磁気圏を叩いてその応答の様子を聴いてやればよい。この天然の打診となるのが、太陽風の衝撃波の到来に対応して磁気圏が急激に圧縮される現象であり、「急始」あるいは「SC = Sudden Commencement」という専門用語で古くから知られている。本書では、磁気圏に聴診器を当て SC を聴いているわけだが、最大の特徴はその診断方法にある。

SC に代表される磁気圏の過渡応答が、磁気流体力学で表現されるのであれば、シミュレーションを介して診断できる。限られた観測データから全体像を推測するような研究とは違い、シミュレーションでは、あらゆる位置において、必要な物理量がすべて揃っているのだから。しかし、シミュレーション結果を適切に分析し正しく理解することは、医者や打診には熟練の腕が必要のように、実は容易ではない。この磁気圏の打診法とも言うべき基礎理論を、1960 年代に世界に先駆けて論じたのは玉尾孜先生である。著者の藤田氏は、玉尾先生の弟子に当たる。彼は、関連するシミュレーションコードを、その開発初期から現在に至るまでスクラッチから書き続けてきた。そこに、著者の膨大な経験と試行錯誤が重なり、この磁気圏の打診法の現代的な完成を見た。それが、本書である。

ちょうど 20 年前の今頃、大学院生の私は、磁気圏の過渡応答に関する博士論文を執筆しており、その基礎理論の理解が及ばずに苦勞していた。思い切って東北から旅に出て、千葉の気象大学の藤田氏を訪ね、日が暮れるまで特訓していただいたのだが、それでも理解できなかった点がもやもやと残ってしまっていた。後日、膨大な量の FAX が東北大に送られてきた。学生にも隔々まで理解できる式変形が、手書きされていたのである。このときに頂いた数式の多くが本書に記録され、こうして出版されることで、多くの大学院生の消化不良が解消されることを、私は確信している。

編集担当者 片岡龍峰 2023 年 4 月 19 日

*表紙の図は、太陽風動圧変化に伴って変形する磁気圏の様子。赤道面でのプラズマ圧力とプラズマ速度の時間変化を示す。

目次

I はじめに	4
II 電磁流体波動の理論	6
II-1 電磁流体波動方程式	7
II-2 アルベン波と磁気音波	10
II-3 電磁流体波動の電離圏透過問題	21
II-4 アルベン波と磁気音波の結合	29
III シミュレーションが明らかにした SC	40
III-1 SC 研究に対するシミュレーションの役割	40
III-1-1 観測・理論・シミュレーションの協働	40
III-1-2 SC 現象の概観	42
III-1-3 シミュレーションによる SC 現象再現性の確認	45
III-2 Preliminary Impulse の発生機構	49
III-2-1 電磁流体波動理論に基づいた従来の PI の考え方	50
III-2-2 シミュレーションが明らかにした PI 電流系	55
III-2-3 PI 電流系生成機構	62
III-2-4 沿磁力線電流変換機構	68
III-2-5 電離圏沿磁力線電流の分布と磁気圏電流の関係	79
III-2-6 PI 擾乱の磁気圏内伝搬	82
III-2-7 沿磁力線電流振動駆動機構	84
III-3 Main Impulse の問題	93
III-3-1 磁気圏電離圏対流系に関する議論	94
III-3-2 磁気圏電離圏対流の遷移	96
IV SC に付随する現象	99
IV-1 SC 観測を使った太陽風のリモートセンシング	100
IV-2 SC の磁気圏電離圏内伝搬	101
IV-3 SC とオーロラ	104
IV-4 SC と磁気圏波動	109
V まとめ	113
補遺I 中性大気中の磁場変動の評価	116
補遺II (3-30) 式の導出	117
参考文献	120

I はじめに

太陽風は、太陽の重力に逆らって吹きだす太陽起源のプラズマの流れである。この流れは、磁気音波の速度より速い超音速流となって、地球軌道まで達している[Parker,1958]。一方、地球には、電離圏起源のプラズマが上空に湧き上がり、地球固有の磁場に捕捉されている磁気圏がある。磁力線凍結の原理により、太陽風プラズマは地球磁場の領域である磁気圏に侵入できないため、太陽風と磁気圏の間に、磁気圏界面と呼ばれる境界が形成されることになる[Hughes et al., 1995]。

磁気圏界面の位置と、本編で扱う現象は密接に関連している。磁気圏界面の位置は、太陽風の動圧（速度の2乗と密度の積）と磁気圏の磁気圧のバランスによって決まる [Nishida, 1978]。太陽風は、太陽の活動を反映して、太陽風速度や密度（動圧）が常に変化している。特に、太陽風の動圧が急に増大するときは、昼間の磁気圏は急に圧縮され、磁気圏界面は地球方向に高速で移動することになる。高速移動する磁気圏界面が引き起こすプラズマと磁場の擾乱は、磁気圏内を電磁流体擾乱として伝播し、電離圏に到達して、電離圏電流を流し、最終的に地上の磁場変化をもたらすことになる。この擾乱が、Sudden Commencement (SC) と呼ばれるものである。また、SC は太陽風動圧変化に対する、非常に単純な磁気圏電離圏系の応答現象であると言えるため、SC の発生機構を理解しようとする研究に加え、太陽風-磁気圏相互作用や、磁気圏電離圏系の物理特性を理解するため、SC を道具として使う研究も行われてきている。このように SC の研究は、地上磁場変動の解析から始まり、磁気圏及び電離圏での変動の研究に拡大していった。

SC は、世界中同時に、地磁気南北成分にステップ状の分かりやすい変化が現れることや、SC の直後から磁気嵐が発達することが多いことから、特に中低緯度では、かなり目立つ地磁気現象である。そのため、19 世紀から数多くの SC の研究がなされてきた[Sano and Nagano, 2021]。地磁氣的に中低緯度に属する日本において顕著な地磁気変化を示す現象であるせいか、これまで行われた SC 研究では、多くの日本人が活躍していることも特徴である。

SC は、磁気圏内のプラズマ擾乱と、それが作る地上磁場変動から成る現象であり、ライブラリー名にある「オーロラ」との関わりは間接的である。そのような SC を理解するには、急な磁気圏圧縮によって発生する磁気圏電離圏変動の伝搬の物理機構を知る必要がある。従って、既刊のテキストではあまり扱っていない電磁流体波動の伝播機構が主要な働きをする現象であると言える。電磁流体波動の伝播問題は、宇宙科学を学ぶ上で基礎的な項目であるので、本編が初学者の参考になればと思っている。本テキストでは、まず、第II章において、SC によって生じた電磁流体擾乱（波動）の磁気圏から電離圏を経由して地上まで伝搬する物理機構を理解するための基礎理論をまとめる。SC は、磁場圧がプラズマの圧力より大きい昼間の磁気圏圧縮によって発生するので、この章では、プラズマの圧力効果を見捨てた電磁流体（冷たいプラズマ）の波動理論を扱う。この章の内容は、多くの教科書でも扱われているが、ここでは学部学生でも分かるように、基本的な式の変形導出も説明する。第III章では、21 世紀に完成した、現象の再現性が高い現実的な電磁流体シミュレーションを使った SC の計算結果に基づいて、磁気圏電離圏変動の物理機構を精密に論じる。シミュレーションが、紙と鉛筆による解析的理論研究では解明できなかった SC の振る舞いを明らかにしたことを、この章で実感してもらえとうれしい。最後に、第IV章は、SC に付随する問題として、高緯度の電離圏に到達した SC 変動の低緯度伝搬問題と、磁気圏圧縮・膨張に伴ういくつかの磁気圏電離圏現象についてまとめる。

II 電磁流体波動の理論

本章では、SC が作り出すプラズマ擾乱の振る舞いを理解するために必要な基礎物理原理を説明する。この章で説明している項目は多くの教科書でも扱われているが、ここではなるべく式の変形も示し、学部学生の自学にも供することができるようにした。

SC が磁気圏に作り出すプラズマ擾乱は、時間スケールは数分であり、空間スケールは地球半径の数 10 倍である。従って、時間スケールは磁気圏内のイオンのジャイロ周期よりも長く、空間スケールはラーマー半径より大きい。このことから、SC が引き起こす磁気圏内の擾乱は、電磁流体力学で記述できる波動である。また、SC が顕著な磁気圏変動を引き起こすのは昼間の磁気圏であることから、以下で説明するように、電磁流体力学の扱いを簡単化できる。すなわち、磁気圏界面の近傍を除いた昼間の磁気圏では、プラズマ圧力 (P) の磁場圧力 ($P_B = \frac{B^2}{2\mu_0}$) に対する比

$$\beta = \frac{P}{P_B} = \frac{2\mu_0 P}{B^2} \quad (2-1)$$

は 1 に比べて小さく、プラズマ圧の影響を無視する冷たいプラズマ近似が可能である。なお、式 (2-1) で B は磁束密度の絶対値、 μ_0 は真空の透磁率である。以上のことから、SC が作り出すプラズマ擾乱を理解するには、プラズマ圧力効果は無視した電磁流体波動の振る舞いを記述する力学方程式を学ぶ必要がある。(プラズマ圧力効果は無視する設定を冷たいプラズマ近似という。) すなわち、冷たいプラズマ近似に現れるアルベン波と磁気音波という基本的な 2 つの波動モードの振る舞い、及びこれらの波動の電離圏透過の理論を理解することが必要である。(この章で扱う磁気音波は、正しくは速い磁気音波であるが、冷たいプラズマ近似では遅い磁気音波は現れないので、速い磁気音波を単に磁気音波と呼ぶことにする。) 次に、地上磁場変動を用いた SC の研究も盛んに行わ

れてきたことから、磁気圏電磁流体変動の電離圏透過問題も SC 現象を理解するには必要な事柄である。最後に、参考として、本章では非一様場でのこの 2 つの波動の結合振動について触れる。

II-1 電磁流体波動方程式

SC が作り出す擾乱は、電磁流体の振る舞いをする。次に、電磁流体力学方程式は、一般に非線形方程式である。SC に伴う変動のような振幅の小さな波動（擾乱）を扱う場合は、バックグラウンドに重畳する擾乱の振幅は小さいとして、擾乱の 2 乗以上の微小量は無視できるので、非線形の電磁流体方程式の代わりに、線形化した方程式を使うことができる。このテキストでは、電磁流体方程式を線形化し、波動の振る舞いを示すようにした式を、電磁流体波動方程式と呼ぶ。（本章で行った電磁流体波動の定式化に必要な事柄は、例えば小口高著「オーロラの物理入門」II 第 9 章「磁気圏・電離圏プラズマ波動」の 9.6「プラズマ波動の例—磁気流体波」に包括的に説明されている。）

上で説明した方針に沿い、SC に伴うプラズマ変動を理解するために必要な、簡単化した電磁流体方程式を導く。地球近傍の磁気圏はプラズマの熱エネルギーは磁場のエネルギーに対して小さく ($\beta \ll 1$)、プラズマの圧力項はあまり影響を及ぼさないため、SC に伴う電磁流体変動の磁気圏内伝搬を扱うには、圧力項を無視した冷たいプラズマ近似が使える。まず、地球に近い磁気圏を考え、プラズマ圧を無視した無衝突 1 流体プラズマの場合を取り扱う。バックグラウンドのプラズマフロー速度は無視できるとして、以下に示す (2-2) 式から (2-4) 式の 3 つの式が基本式になる。

① 連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2-2)$$

(ρ はプラズマ密度、 \mathbf{v} は速度ベクトル)。

② カバランスの式

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} = \frac{(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{\mu_0} \quad (2-3)$$

(\mathbf{B} は磁束密度ベクトル、 \mathbf{J} は電流密度)。この式の右辺の項の変形には、アンペールの式($\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}$)を利用している。

③ ファラデーの電磁誘導方程式

$$\nabla \times \mathbf{E}_\perp = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2-4)$$

(\mathbf{E}_\perp は磁力線に垂直な電場)。SCに伴う電磁場変動の時間変化はイオンのラーマー周期より十分長く、電子の効果は無視できる。また、完全電離気体である磁気圏のプラズマでは粒子間の衝突が無視できる。このような条件では、磁場及び速度ベクトルが満たす磁場凍結の原理($\mathbf{E}_\perp + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \mathbf{0}$)の関係が成立する。従って(2-4)式では磁力線に沿った電場(E_\parallel)は0である。なお、添え字 \perp と \parallel は、それぞれ、磁力線に垂直及び平行であることを示す。(磁場凍結の原理に関しては、例えば「オーロラの物理学入門」(小口高)第1巻 p. 174-178に丁寧に説明されている。)

(2-2)式～(2-4)式の冷たいプラズマ近似の電磁流体方程式は、(2-2)式と(2-3)式に、それぞれ変動量の2乗である $\rho \mathbf{v}$ の項と $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ の項を含むから、本来、方程式は非線形である。そのままでは、解析的な扱いが困難であるため、電磁流体の振る舞いを論じることが困難である。しかし、ここでは、振幅の小さな波動の基本的な振る舞いを調べることを目的であるために、線形化した電磁流体波動方程式を導く。まず、バックグラウンドの磁場とプラズマ密度は、時間的に変化せず、空間的に一様であるとする。場が一様で圧力効果も無視しているのでバックグラウンドの速度は発生しない。(磁気圏外の影響で発生する対流がバックグラウンドの速度になりうるが、その効果も無視す

る。)その設定の上で、波動は微小擾乱として、(2-2) 式～(2-4) 式を変形する。その際、バックグラウンドの速度はないとしているので、磁場凍結の原理 ($\mathbf{E}_\perp + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \mathbf{0}$) の関係からバックグラウンドの電場も 0 である。以下、バックグラウンドの量は記号に添え字 0 を付け、微小である擾乱は記号の前に δ を付けて表す。このとき、場所と時間に依存する電磁場ベクトル、密度及び速度ベクトルは、 \mathbf{r} を位置ベクトルとして

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_0 + \delta\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \quad (2-5)$$

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \rho_0 + \delta\rho(\mathbf{r}, t) \quad (2-6)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \delta\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (2-7)$$

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}, t) = \delta\mathbf{v}(\mathbf{r}, t) \quad (2-8)$$

と置くことができる。次に、微小である擾乱の 2 乗以上の項は無視すると、(2-2) 式～(2-4) 式は、それぞれ線形化されて

$$\frac{\partial\delta\rho(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot \delta\mathbf{v}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (2-9)$$

$$\rho_0 \frac{\partial\delta\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \frac{(\nabla \times \delta\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)) \times \mathbf{B}_0}{\mu_0} \quad (2-10)$$

$$\nabla \times \delta\mathbf{E}_\perp(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial\delta\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (2-11)$$

となる。(2-9) 式～(2-11) 式が、求める線形化された電磁流体方程式 (電磁流体波動方程式) である。なお、(2-9) 式は $\delta\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ から $\delta\rho(\mathbf{r}, t)$ を与える式であるが、 $\delta\rho(\mathbf{r}, t)$ は他の式には入っていないので、波動の基本的な振る舞いを考えるときには、この式は連立させて扱う必要はない。よって、(2-10) 式と(2-11) 式、及び線形化した磁場凍結の原理の式 ($\delta\mathbf{E}_\perp(\mathbf{r}, t) + \delta\mathbf{v}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{B}_0 = \mathbf{0}$) を使えば波動の方程式が導かれる。その結果

$$(\nabla \times \delta\mathbf{B}(\mathbf{r}, t))_\perp = \frac{1}{V_A^2} \frac{\partial\delta\mathbf{E}_\perp(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (2-12)$$

$$\nabla \times \delta \mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial \delta B(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (2-13)$$

が得られる。((2-11) 式と (2-13) 式は同じであるが、(2-12) 式と対になる式であるから繰り返して表示した。) ここで

$$V_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho_0}} \quad (2-14)$$

はアルベン速度である。これ以降、(2-12) 式と (2-13) 式を出発として、波動の振る舞いを考える。

II-2 アルベン波と磁気音波

\mathbf{B}_0 の方向を z 方向とする (x, y, z) の 3 次元カーテシアン座標系を使う。よって、 $\mathbf{B}_0 = (0, 0, B_0)$ と置ける。

(2-12) 式に $\frac{\partial}{\partial t} \nabla$ を施し、(2-13) 式を使って整理すると

$$\frac{1}{V_A^2} \frac{\partial^2 (\nabla_{\perp} \cdot \delta \mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{r}, t))}{\partial t^2} = -\nabla_{\perp} \cdot (\nabla_{\perp} \times \nabla \times \delta \mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{r}, t)) = (\hat{z} \cdot \nabla)^2 (\nabla_{\perp} \cdot \delta \mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{r}, t)) \quad (2-15)$$

が得られる。この式に従う擾乱を、アルベン波と呼ぶ。

次に、(2-12) 式と $\hat{z} \cdot \nabla \times$ を掛け時間で微分した式を、(2-13) 式を使って整理すると

$$\frac{1}{V_A^2} \frac{\partial^2 (\hat{z} \cdot \nabla \times \delta \mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{r}, t))}{\partial t^2} = -\hat{z} \cdot \nabla \times [\nabla \times \nabla \times \delta \mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{r}, t)]_{\perp} = \nabla^2 (\hat{z} \cdot \nabla \times \delta \mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{r}, t)) \quad (2-16)$$

が得られる。この式に従う擾乱を磁気音波という。 $\nabla_{\perp} \cdot \delta \mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{r}, t)$ が有効な電場成分と、 $\hat{z} \cdot \nabla \times$

$\delta \mathbf{E}_\perp(\mathbf{r}, t)$ が有効な電場成分は、ベクトルとして直交する。例えば、擾乱が y 方向に一樣な擾乱なら前者は δE_x を持ち、後者は δE_y を持つ。このことは、アルベン波では $\hat{z} \cdot \nabla \times \delta \mathbf{E}_\perp(\mathbf{r}, t) = \mathbf{0}$ であり、磁気音波は $\nabla_\perp \cdot \delta \mathbf{E}_\perp(\mathbf{r}, t) = \mathbf{0}$ であることも示している。

アルベン波の特性

以下に (2-15) 式が示すアルベン波の特徴をまとめる。

1. 伝搬特性：伝搬方向は、磁力線に沿った方向 (z 方向) で、伝搬速度はアルベン速度 (V_A) である。1 次元伝搬をするため、波動の振幅は波源からの距離によらず減衰せずに伝搬する。
2. 電場変動：アルベン波は、発散電場変動 ($\nabla_\perp \cdot \delta \mathbf{E}_\perp(\mathbf{r}, t)$) を持つ波動である。従って電荷を運ぶ波動である。なお、磁力線に垂直な面の電場変動が電荷を作る振る舞いをしているが、こうしてできる電荷は、下の (2-17) 式に示すように、磁力線方向の電流で解消されてしまう。
3. プラズマフロー変動：アルベン波は、 $\nabla_\perp \cdot \delta \mathbf{E}_\perp(\mathbf{r}, t) = B_0 \hat{z} \cdot \nabla \times \delta \mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ である。(磁場凍結則： $\delta \mathbf{v}_\perp(\mathbf{r}, t) = \delta \mathbf{E}_\perp(\mathbf{r}, t) \times \hat{z} / B_0$ の関係を使ってもよい。) 従って、一本の磁力線に沿って軸対称な構造を持って擾乱が伝搬している場合は、アルベン波は磁力線に垂直な面におけるプラズマの回転を持つ波動である。一方、アルベン波の擾乱が、ある方向に伸びた構造を持つ場合は、シアを持つ波動になる。
4. 電流変動：アルベン波は、沿磁力線電流 (δJ_\parallel) を伴う波動である。このことは、

$$\frac{\partial \delta J_\parallel(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -(\hat{z} \cdot \nabla) \nabla_\perp \cdot \delta \mathbf{E}_\perp(\mathbf{r}, t) \quad (2-17)$$

であるから、電場の発散が存在すれば沿磁力線電流があることが分かる。さらに、(2-10)

式を変形すると

$$\frac{1}{V_A^2} \frac{\partial \delta \mathbf{E}_\perp(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \delta \mathbf{J}_\perp(\mathbf{r}, t) \quad (2-18)$$

となるから、アルベン波の垂直電流は発散性である。

5. 磁場変動：アンペールの式 ($\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}$) と (2-18) 式から、 $\frac{\mu_0}{V_A^2} \frac{\partial \delta E_{\perp}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \left(\nabla \times \delta \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \right)_{\perp}$ が得られる。アルベン波の電場変動は磁力線に垂直な面で発散性を示すから、アルベン波の磁場変動は、磁力線に垂直な面で回転性の変動をする。
6. 波動復元力：アルベン波は、磁力線が引き伸ばされたことによる張力を復元力とする波動である。このことは、力バランスを示す (2-10) 式を

$$\rho_0 \frac{\partial \delta v(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \frac{(\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \delta \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) - B_0 \nabla \delta B_{\parallel}(\mathbf{r}, t)}{\mu_0} \quad (2-19)$$

と変形すると、右辺が復元力を示すことが理解できる。さらに、右辺の分子の第 1 項は線形化された磁気張力を意味し、第 2 項は磁場圧の空間勾配が作る力を示す。右辺分子第 1 項を変形すると

$$(\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \delta \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = B_0 \delta B(\mathbf{r}, t) (\hat{\mathbf{z}} \cdot \nabla) \delta \hat{\mathbf{e}}(\mathbf{r}, t) + B_0 \delta \hat{\mathbf{e}}(\mathbf{r}, t) (\hat{\mathbf{z}} \cdot \nabla) \delta B(\mathbf{r}, t) \quad (2-20)$$

となるので、(2-20) 右辺第 1 項に、磁力線に沿って磁力線の方法が変化する磁力線曲率の効果があることが分かる。($\delta \hat{\mathbf{e}}(\mathbf{r}, t)$ は $\delta \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ 方向の単位ベクトルである。) 従って、磁場張力がアルベン波の持つ擾乱の復元力になっていることが分かる。なお、アルベン波は $\hat{\mathbf{z}} \cdot \nabla \times \delta \mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{0}$ であるから $\delta B_{\parallel}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{0}$ となるので、(2-20) 式右辺分子第 2 項は消える。

磁気音波の特性

以下に(2-16)式が示す磁気音波の性質をまとめる。

1. 伝搬特性:磁気音波の進行は等方的である。すなわち、磁力線を横切って伝搬できる。伝播速度はアルベン速度である。等方的な伝搬をすることから、波動の振幅は波源から幾何的な減衰をする。
2. 電場変動:磁気音波は、 $\hat{z} \cdot \nabla \times \delta \mathbf{E}_\perp(\mathbf{r}, t)$ を持つから、磁力線に垂直な面で回転性の電場変動を伴う波動である。
3. プラズマフロー変動:磁気音波は、 $\hat{z} \cdot \nabla \times \delta \mathbf{E}_\perp(\mathbf{r}, t) = -\hat{z} B_0 \nabla_\perp \cdot \delta \mathbf{v}_\perp(\mathbf{r}, t)$ であるから、プラズマの圧縮($\nabla_\perp \cdot \delta \mathbf{v}_\perp(\mathbf{r}, t)$)を伴う波動である。
4. 電流変動:磁気音波は、(2-18)式から磁力線に垂直な電流は回転性の変化を描く。
5. 磁場変動:磁気音波は、 $\hat{z} \cdot \nabla \times \frac{\partial}{\partial t} \delta \mathbf{E}_\perp(\mathbf{r}, t) = \nabla^2 \delta B_\parallel(\mathbf{r}, t)$ であるから、磁力線に沿った磁場変動(δB_\parallel)を伴う波動である。磁力線に垂直な方向の磁場変動は発散性を示す。
6. 波動復元力:磁気音波は、(2-20)式が示すように、磁場張力と磁場圧の両方を復元力とする波動である。

上で説明したアルベン波と磁気音波の構造を、図Ⅱ-1に図で説明する。左図で示したアルベン波の構造は、発散性の $\delta \mathbf{E}_\perp$ と回転性の $\delta \mathbf{v}_\perp$ を持つ(アルベン波特性#2と#3)。これに伴って、発散 δJ_\perp が発生する(アルベン波特性#4)。同様に、 δJ_\parallel を伴う(アルベン波特性#4)。ただし、 δJ_\perp と δJ_\parallel は時間の位相差がある。同様に時間の位相差がある回転 $\delta \mathbf{B}_\perp$ を持つ(アルベン波特性#5)。一方、右図に示した磁気音波では、発散性の $\delta \mathbf{v}_\perp$ と回転性の $\delta \mathbf{E}_\perp$ を持つ(磁気音波特性#3と#2)。これに伴って、回転性の δJ_\perp が発生し(磁気音波特性#4)、これにより圧縮性磁場変動 δB_\parallel を持つ。 $\delta \mathbf{B}_\perp$ は発散性を示す。

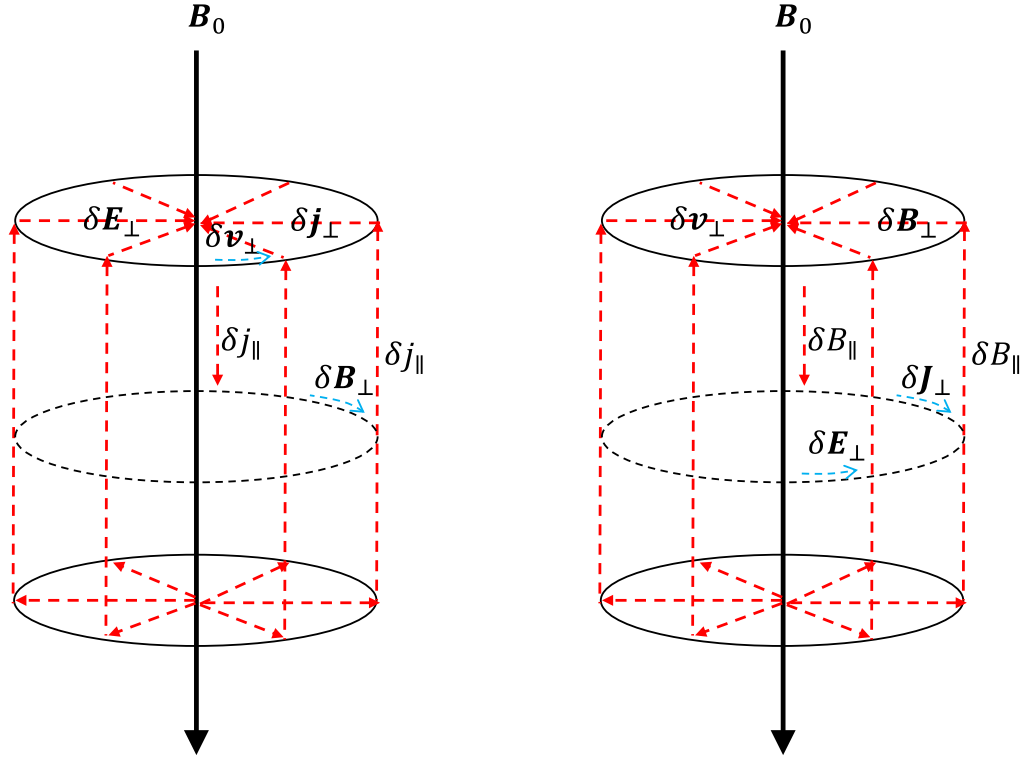


図 II-1: (左) アルベン波に伴う電磁場と電流変動、(右) 磁気音波の電磁場と電流変動。

電磁流体波動のポテンシャル表示

上記の説明から、アルベン波は電場の発散 ($\nabla_{\perp} \delta \mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{r}, t)$) 磁気音波は電場の回転 ($\hat{z} \cdot \nabla \times \delta \mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{r}, t)$) を持つことが分かった。このことは、アルベン波の電場はスカラーポテンシャル、磁気音波の電場はベクトルポテンシャルで表すことができる。この性質を使って 2 つの波動の電磁場擾乱の表現をまとめておく。まず、一般に、電磁場はスカラーポテンシャルとベクトルポテンシャルで記述ができることを式で与えると

$$\delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\nabla \Phi(\mathbf{r}, t) - \frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\nabla \Phi(\mathbf{r}, t) - \frac{\partial A_{\parallel}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \hat{e} - \frac{\partial \mathbf{A}_{\perp}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (2-21)$$

$$\delta \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \nabla \times (\hat{e} A_{\parallel}(\mathbf{r}, t)) + \nabla \times \mathbf{A}_{\perp}(\mathbf{r}, t) \quad (2-22)$$

となる。ベクトルポテンシャルは磁力線方向と垂直方向に分けた。ここで \hat{e} は磁力線方向の単位ベクトルである。電磁流体では、磁力線に沿った電場は消えるので

$$\delta E_{\parallel}(\mathbf{r}, t) = -\hat{e} \cdot \nabla \Phi(\mathbf{r}, t) - \frac{\partial A_{\parallel}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = 0 \quad (2-23)$$

が成立する。これで、磁力線に沿った方向のベクトルポテンシャルはスカラーポテンシャルで記述することができる。ここから時間微分と空間微分を残しておく、式の取り扱いが煩雑になるので、波動の線形性から、重ね合わせの原理が成立するため、時間方向の変動は $i\omega t$ 、磁力線方向（ z 方向）の変動は ikz であるモードだけを取り出しても、一般的な議論ができる。今後、時間と空間方向に一つの成分を持った変動を扱うことから、 $(\Phi(\mathbf{r}, t), \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)) = (\phi(\mathbf{r}_{\perp}), \mathbf{a}(\mathbf{r}_{\perp}))e^{i\omega t + ikz}$ と表記して波動の振る舞いを議論する。まず、 $ik\phi(\mathbf{r}_{\perp}) = i\omega a_{\parallel}(\mathbf{r}_{\perp})$ の関係が得られる。従って

$$\delta \mathbf{E}_{\perp}^{(\omega, k)}(\mathbf{r}, t) = (-\nabla_{\perp} \phi(\mathbf{r}_{\perp}) + i\omega \mathbf{a}_{\perp}(\mathbf{r}_{\perp}))e^{i\omega t + ikz} \quad (2-24)$$

$$\delta \mathbf{B}^{(\omega, k)}(\mathbf{r}, t) = \left(\frac{k}{\omega} \nabla \times (\hat{e} \phi(\mathbf{r}_{\perp})) + \nabla \times \mathbf{a}_{\perp}(\mathbf{r}_{\perp}) \right) e^{i\omega t + ikz} \quad (2-25)$$

となる。(2-24) 式と (2-25) 式から発散電場を持つアルベン波と回転電場を持つ磁気音波の周波数 ω と磁力線方向の波数 k を持つ電磁場擾乱はそれぞれ、

アルベン波：

$$\delta \mathbf{E}_{A, \perp}^{(\omega, k)}(\mathbf{r}, t) = -\nabla_{\perp} \phi(\mathbf{r}_{\perp})e^{i\omega t + ikz} \quad (2-26)$$

$$\delta \mathbf{B}_A^{(\omega, k)}(\mathbf{r}, t) = \frac{k}{\omega} \nabla \times (\hat{e} \nabla_{\perp} \phi(\mathbf{r}_{\perp}))e^{i\omega t + ikz} \quad (2-27)$$

磁気音波：

$$\delta \mathbf{E}_{f, \perp}^{(\omega, k)}(\mathbf{r}, t) = i\omega \mathbf{a}_{\perp}(\mathbf{r}_{\perp})e^{i\omega t + ikz} = i\omega \nabla \times (\hat{e} \psi(\mathbf{r}_{\perp}))e^{i\omega t + ikz} \quad (2-28)$$

$$\delta \mathbf{B}_f^{(\omega, k)}(\mathbf{r}, t) = \nabla \times \mathbf{a}_{\perp}(\mathbf{r}_{\perp})e^{i\omega t + ikz} = \nabla \times \nabla \times (\hat{e} \psi(\mathbf{r}_{\perp}))e^{i\omega t + ikz} \quad (2-29)$$

となる。なお、(2-29) 式では、波数展開する前のベクトルポテンシャル ($A_{\perp}(\mathbf{r}, t)$) を $\nabla \cdot \mathbf{A}_{\perp}(\mathbf{r}, t) = 0$ というゲージを使って、 $\mathbf{A}_{\perp}(\mathbf{r}, t) = \nabla \times (\hat{e} \Psi(\mathbf{r}, t))$ と表している。これにより、アルベン波も磁気音波もスカラー関数で電磁場擾乱を表すことができる。この表式を用いることにより、アルベン波は静電的な電場を持ち、スカラーポテンシャルは時間に依存しないこと、磁気音波は誘導的な電場を持ち、時間変化がゆっくりしている現象では重要でなくなることが理解できる。この性質から、アルベン波は定常な沿磁力線電流を保つことができる波動である。それに対し、磁気音波は定常の極限では存在しない。(この意味は、アルベン波の直流での存在に関しては、直流の極限で(2-15) 式の波動として存在できるということではなく、外部から磁力線を曲げる一張力を発生する一力があるときに生じるプラズマや磁場の変動はアルベン波のモードであることを意味する。一方、磁気音波では局所的な磁場圧の増大を抑えることはできず、四方に伝搬してしまうことを意味する。) さらに、波動は \hat{e} 軸 (磁力線) に対して軸対称な変動を持っているとすると、アルベン波は経度方向の磁場成分、磁気音波は動径方向の磁場成分を持つ。前者はトロイダルモードの磁場成分と呼ばれ、後者はポロイダルモードの磁場成分と呼ばれる。磁気圏の磁場の場合のそれらの変動の様子を図 II-2 に示す。

なお、ここでは冷たいプラズマ近似の波動を扱っているので、反磁性の性質を持つもう一つの磁気音波 (遅い磁気音波) は現れない。プラズマ圧の効果を入れると、(2-16) 式の磁気音波は速い磁気音波と呼ばれる。

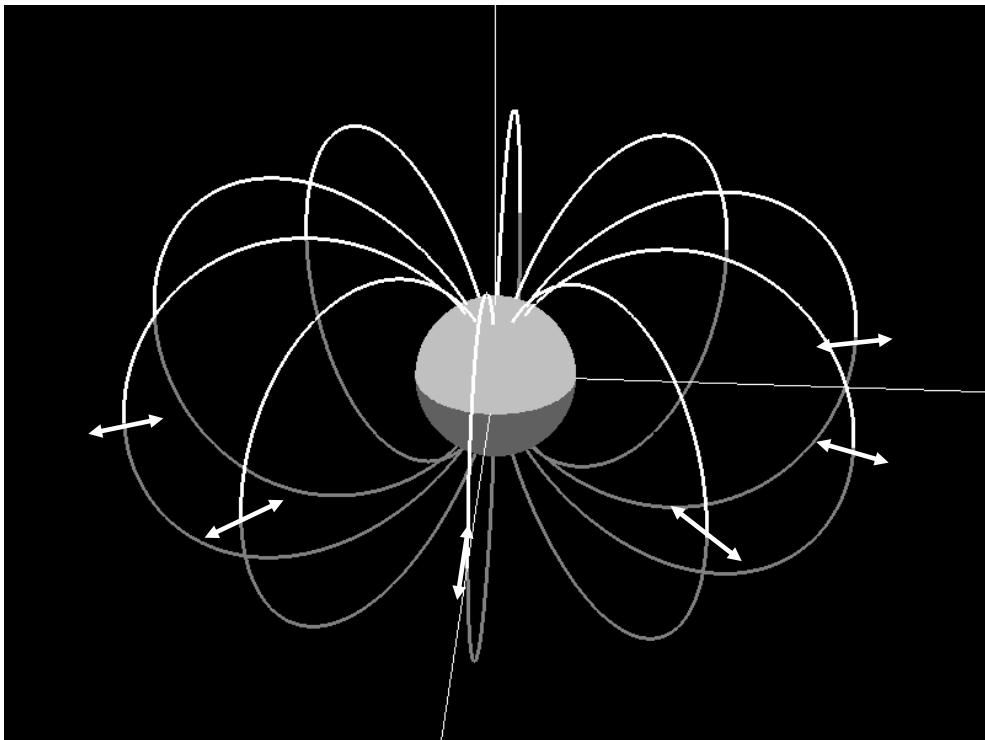
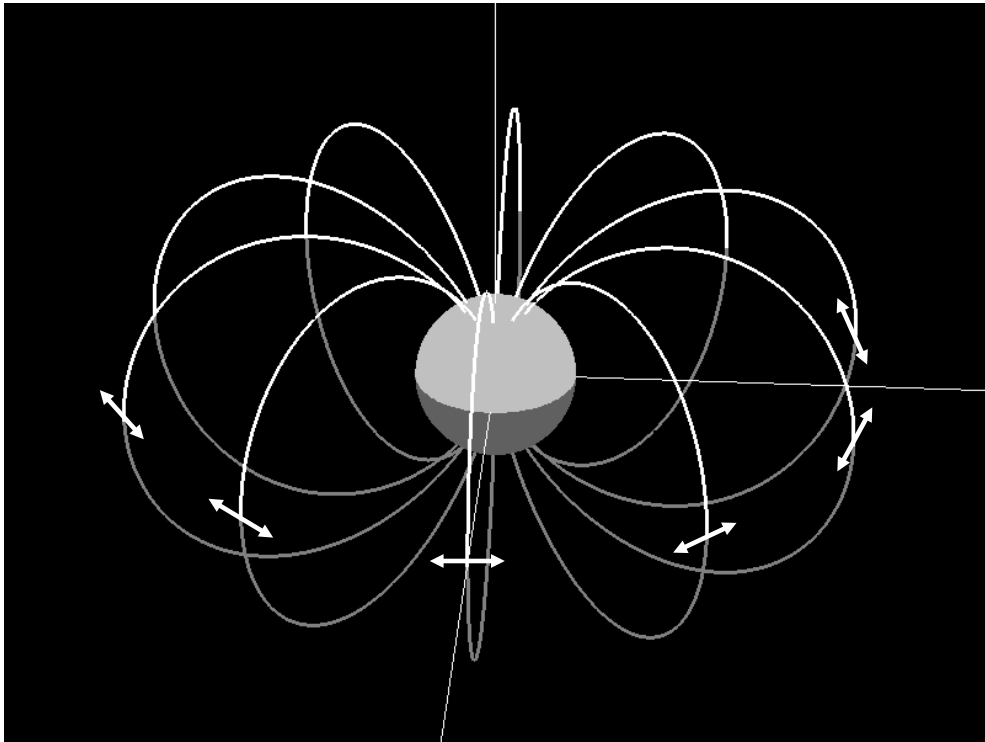


図 II-2: 軸対称磁場中の磁場変動モード。(上)トロイダル振動(アルベン波)と(下)ポロイダル振動(磁気音波)。

アルベン波が運ぶポインティングフラックス

アルベン波は、磁力線に沿って 1 次元的に伝搬する性質があるため、磁気圏と電離圏の間で、磁力線に沿って電磁エネルギーを運ぶ重要な働きをする。電磁エネルギーを運ぶ量はポインティングフラックスであるので、アルベン波に伴うポインティングフラックスを考えてみよう。(2-10) 式に $\delta v_{\perp}(\mathbf{r}, t)$ を掛けて、エネルギー保存の式に直すと

$$\begin{aligned} \frac{\rho_0}{2} \frac{\partial \delta v_{\perp}^2(\mathbf{r}, t)}{\partial t} &= \frac{\delta v_{\perp}(\mathbf{r}, t) \cdot \left((\nabla \times \delta \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)) \times \mathbf{B}_0 \right)}{\mu_0} = \frac{\delta \mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{r}, t) \cdot (\nabla \times \delta \mathbf{B}(\mathbf{r}, t))}{\mu_0} \\ &= -\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\delta B^2(\mathbf{r}, t)}{2\mu_0} \right) - \frac{\nabla \cdot (\delta \mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{r}, t) \times \delta \mathbf{B}(\mathbf{r}, t))}{\mu_0} \end{aligned}$$

となる。整理して

$$\frac{\rho_0}{2} \frac{\partial \delta v_{\perp}^2(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\delta B^2(\mathbf{r}, t)}{2\mu_0} \right) = -\frac{\nabla \cdot (\delta \mathbf{E}_{\perp}(\mathbf{r}, t) \times \delta \mathbf{B}(\mathbf{r}, t))}{\mu_0} \quad (2-30)$$

を考える。(2-30) 式左辺の波動エネルギーの増減が、右辺のポインティングフラックスの発散で相殺される。アルベン波を考えているので、ポインティングフラックスをもたらし擾乱電場と擾乱磁場は直交し、どちらも磁力線に垂直方向である。よって、ポインティングフラックスは磁力線に沿っている。

さて、アルベン波のポインティングフラックス輸送は磁気圏電離圏シミュレーションでも重要な働きをしていることから、線形化しない場合のポインティングフラックスを考察してみる。この場合のポインティングフラックスは $\mathbf{E}_1 \times (\mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1)/\mu_0$ で評価される。 \mathbf{E}_1 と \mathbf{B}_1 は電流が作る電場と磁場であり、 \mathbf{B}_0 はアルベン波が伝搬する場の定常なバックグラウンド磁場を意味する。この定式から、ポインティングフラックスは $\mathbf{E}_1 \times \mathbf{B}_1/\mu_0$ と $\mathbf{E}_1 \times \mathbf{B}_0/\mu_0$ の 2 つに分けられる。前者の $\mathbf{E}_1 \times \mathbf{B}_1/\mu_0$ は(2-30) 式で与えられたものと同じである。後者の $\mathbf{E}_1 \times \mathbf{B}_0/\mu_0$ は電場変動は発散性なので、波動が軸対称なら動径方向の成分を持つ。よって、 $\mathbf{E}_1 \times \mathbf{B}_0$ はバックグラウンド磁場の周りに回転するだけで、磁力

線方向には進まない。シミュレーション結果を使って、バックグラウンド磁場を地球の双極子とし、この状況を近似的に調べたのが図Ⅱ-3である。（「近似的に調べた」という意味は、バックグラウンド磁場は、地球の双極子磁場に加え、カスプ電流や磁気圏界面電流の効果も入っているが、後者に起因する磁場を無視したということである。）この図では、高緯度カスプ領域での、高度 5 Re を起点とするポインティングフラックスの流線を計算結果から解析している。シミュレーションに用いた太陽風は、IMF が (0, -15.5 nT, 14.5 nT)、速度は 372 km/sec、密度は 10/cc である。この図から、 $E_1 \times B_0 / \mu_0$ は同じところを周回しており、電離圏に到達しないことが分かるであろう。 $E_1 \times (B_0 + B_1) / \mu_0$ は若干磁力線方向に伸びるらせん状の形を示している。 $E_1 \times B_1 / \mu_0$ は電離圏に到達している。なお、 $E_1 \times B_1 / \mu_0$ は理論的には磁力線に沿うべきであるが、数値計算結果は若干ずれている。この原因は、図Ⅱ-3の領域では、地球の主磁場に加えて、カスプ域の反磁性電流や磁気圏界面電流が作る磁場が重畳していることが考えられる。すなわち、後者が無視できない程度の大きさを持つため、バックグラウンド磁場の強さが、地球の双極子磁場のみの時の大きさとは異なってくるようになり、アルベン波の伝搬特性が双極子磁場だけの伝搬特性から変化するためであろう。地球から離れた領域では、バックグラウンド磁場と地球の双極子磁場の乖離がさらに顕著になるため、 $E_1 \times B_1 / \mu_0$ の双極子の磁力線方向からのずれは、さらに顕著になる。

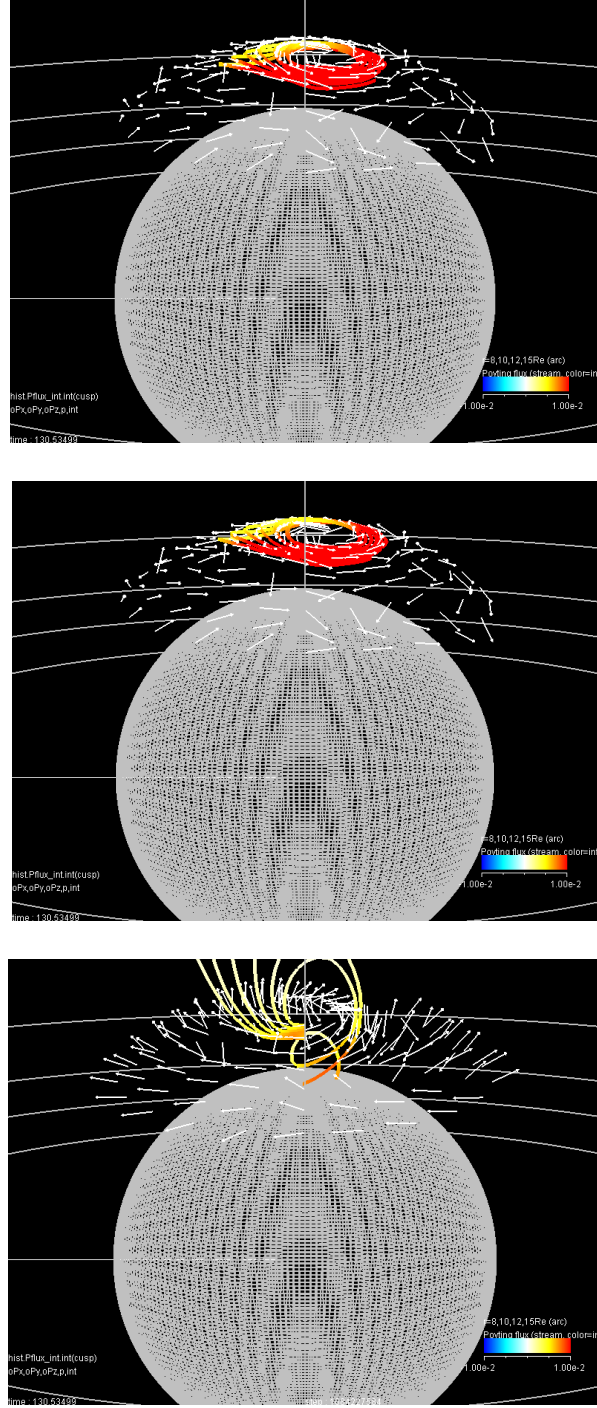


図 II -3： 磁気圏電離圏 MHD シミュレーションを用いて計算したポインティングフラックス ($\mathbf{E}_1 \times \mathbf{B}/\mu_0$) の流線。約 5 Re の場所を流線の起点とした。IMF は (0, -15.5 nT, 14.5 nT)、太陽風速度は 372 km/sec、密度は 10/cc。網目は 3 Re の球を示す。(上) その場の全磁場と電場を使って計算したポインティングフラックス ($\mathbf{E}_1 \times (\mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1)/\mu_0$) のベクトルと流線、(中) 地球の双極子磁場と電場を使ったポインティングフラックス ($\mathbf{E}_1 \times \mathbf{B}_0/\mu_0$) のベクトルと流線、(下) その場の電流が作る変動磁場と電場を使ったポインティングフラックス ($\mathbf{E}_1 \times \mathbf{B}_1/\mu_0$) のベクトルと流線。流線の色は $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}/\mu_0$ である。

II-3 電磁流体波動の電離圏透過問題

磁気圏で生じた SC の電磁場擾乱は電離圏を透過し、地上に磁場変動を作る。同時に、磁気圏に反射して戻っていく。磁気圏・電離圏・地上で観測される SC や電磁流体波動の振る舞いを理解するには、この過程を知ることは重要である。さらに、磁気圏電離圏シミュレーションでも、磁気圏と電離圏の結合を扱う上で、電磁流体波動の電離圏透過問題は重要である。電離圏では主磁場の大きさが電離圏起源の変動成分に比べて極めて大きいため、電磁流体波動の電離圏透過過程は磁気圏電離圏シミュレーションでも有効である。

SC や ULF 波動の時間スケールは数分である。そのため、電離圏付近での磁力線に沿った波長は電離圏電流が流れる層 (E 層) の厚さ (数 10 km) に比べて十分に長い。従って、電離圏の高さ方向の構造を無視し、電離圏電気伝導度を高さ方向に積分して扱う薄層近似が使える。本論でもこの仮定を用いる。高さ方向に積分した電離圏のペダーセン電気伝導度とホール伝導度を、それぞれ、 Σ_P 及び Σ_H と記す。

数学的な取り扱いが容易になるため、磁気圏と電離圏下の大気は一樣、電離圏の電気伝導度は水平方向に一樣、主磁場の磁力線は垂直で、 z 軸を鉛直下方に取り、地上を $z = 0$ 、電離圏を $z = -d$ とする。さらに、この設定の下で、磁気圏から電磁流体波動が電離圏に入射する問題を扱う。入射する波動の電磁場は y 方向に一樣な 2 次元構造をしているとする。この設定では、発散電場を持つアルベン波の電場は x 成分を持ち、磁場変動は y 成分になる。一方、回転性電場を持つ磁気音波の電場変動は y 成分となり、磁場変動は x 成分になる。波動擾乱の時間と x 方向の空間変動は、すべての波動に共通で $e^{i(k_x x - \omega t)}$ と置く (k_x は x 方向の波数)。以下の定式ではこの因子を省略する。こうして、扱う問題は、磁気圏から電離圏への入射波と反射波、さらに電離圏を透過する波動の電磁場変動を電離圏の境界で接続させて解くことである。地面 ($z = 0$) は完全導体とし、ここで電磁波は完全反射される。この定式のため、磁気圏と中性大気中の波動の数学的表現をまとめておく。

磁気圏の波動

磁気圏のアルベン波の電場変動は x 成分で、それが満たす方程式は

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \delta E_x(x, z, t) = \frac{1}{V_A^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \delta E_x(x, z, t) \quad (2-31)$$

である。従って磁気圏 ($z < -d$) の電磁場変動は以下のように定式化できる。

磁気圏入射アルベン波:

$$\delta \mathbf{E}_x^i(z) = A^i \mathbf{e}^{ik_A(z+d)} \quad (2-32)$$

$$\delta \mathbf{B}_y^i(z) = \frac{k_A}{\omega} A^i \mathbf{e}^{ik_A(z+d)} \quad (2-33)$$

ただし、 A^i は入射アルベン波の振幅、 $k_A = \omega/V_A$ はアルベン波の z 方向の波数である。

磁気圏反射アルベン波:

$$\delta \mathbf{E}_x^r(z) = A^r \mathbf{e}^{-ik_A(z+d)} \quad (2-34)$$

$$\delta \mathbf{B}_y^r(z) = -\frac{k_A}{\omega} A^r \mathbf{e}^{-ik_A(z+d)} \quad (2-35)$$

ただし、 A^r は反射アルベン波の振幅である。磁気圏の磁気音波の電場変動は

$$\nabla^2 \delta E_y(x, z, t) = \frac{1}{V_A^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \delta E_y(x, z, t) \quad (2-36)$$

に従う。よって

反射磁気音波:

$$\delta \mathbf{E}_y^f(z) = f^r \mathbf{e}^{-ik_f(z+d)} \quad (2-37)$$

$$\delta \mathbf{B}_x^f(z) = -\frac{k_f}{\omega} f^r \mathbf{e}^{-ik_f(z+d)} \quad (2-38)$$

ただし、 f^r は反射磁気音波の振幅で

$$k_f = \sqrt{\frac{\omega^2}{V_A^2} - k_x^2} \quad (2-39)$$

である。

中性大気の波動

中性大気中 ($0 > z > -d$) では、真空の電磁場変動である。従って、波動は光速で伝搬する電磁波

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) \begin{pmatrix} \delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \\ \delta \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix} = 0 \quad (2-40)$$

となる。 c は光速である。

中性大気では電流は流れない。このことが中性大気中の磁場変動に制約を設けることになる。ここでは、 y 方向は一様と設定しているから、中性大気で電流が流れない条件式: $\nabla \times \delta \mathbf{B} = 0$ から

$$\frac{\partial \delta B_y}{\partial x} = 0 \quad (2-41)$$

の関係式が得られる。波動の電磁場変動は x 方向に波数 k_x を持っているとして設定しているから、磁場変動の y 成分は 0 となるざるを得ない。すなわち、磁気圏のアルベン波の磁場変動に対応する磁場変動は電離圏の下には現れない。後でも述べるが、ここで説明したことは、沿磁力線電流は直接地上磁場変動を作らないという Fukushima の定理 [Fukushima, 1971] の別表現である。なお、ここでの議論は数学的であるので、 δB_y が中性大気で現れない物理的な議論を補遺 I に説明する。

(2-40) 式から z 方向の波数を評価すると、

$$k_z = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_x^2} \simeq ik_x \quad (2-42)$$

となる。以上の結果と、地上 ($z = 0$) で電場変動は 0 になることを利用すると、中性大気中での電磁場変動は以下のように記述できる。結果は

$$\delta E_x^n(z) = T(e^{-k_x z} - e^{+k_x z}) \quad (2-43)$$

$$\delta B_y^n(z) = 0 \quad (2-44)$$

$$\delta E_y^n(z) = P(e^{-k_x z} - e^{+k_x z}) \quad (2-45)$$

$$\delta B_x^n(z) = -\frac{ik_x}{\omega} P(e^{-k_x z} + e^{+k_x z}) \quad (2-46)$$

となる。 T と P はそれぞれトロイダルモード (アルベン波と対応) とポロイダルモード (磁気音波と対応) の波動の振幅である。

電離圏での接続

磁気圏の波動と中性大気の波動は電離圏において接続する。まず、電離圏に平行な電場変動は電離圏の上下で連続であるから

$$\hat{n} \times \delta \mathbf{E}_{\perp, mg}(-d) = \hat{n} \times \delta \mathbf{E}_{at}(-d) \quad (2-47)$$

を満たす。添え字 mg と at はそれぞれ磁気圏と中性大気を意味する。 \hat{n} は中性大気から磁気圏に向かう電離圏に垂直な上向きの単位ベクトルである。(2-47) 式は主磁場が傾いているときでも使える一般的な式であるが、今の設定では主磁場は電離圏に垂直であるから、北半球で $\hat{n} = -\hat{z}$ 、南半球で $\hat{n} = \hat{z}$ である。(2-47) 式を成分に分けると

$$\delta E_x^i(-d) + \delta E_x^r(-d) = \delta E_x^n(-d) \quad (2-48)$$

$$\delta E_y^f(-d) = \delta E_y^n(-d) \quad (2-49)$$

となる。磁場変動については、電離圏に水平電流が流れることにより、磁気圏と中性大気の磁場変動の間に飛びが生じる。斜め主磁場でも使える一般的な条件式を書くと

$$\hat{n} \times (\delta \mathbf{B}_{mg}(-d) - \delta \mathbf{B}_{at}(-d)) = \mu_0 \delta \mathbf{J}_t(-d) \quad (2-50)$$

及び

$$\delta \mathbf{J}_t(-d) = \hat{n} \times (\Sigma_P \delta \mathbf{E}_t(-d) \times \hat{n}) + \Sigma_H \delta \mathbf{E}_t(-d) \times \hat{n} \quad (2-51)$$

である。 $\delta \mathbf{B}_t$ は電離圏に平行な磁場変動を示す。これらの式をベクトルの成分に分けると、

$$\delta B_y^i(-d) + \delta B_y^r(-d) = \mu_0 \delta J_x(-d) = \mu_0 (\Sigma_P \delta E_x^n(-d) - \Sigma_H \delta E_y^n(-d)) \quad (2-52)$$

$$-(\delta B_x^i(-d) + \delta B_x^r(-d)) + \delta B_x^n(-d) = \mu_0 \delta J_y(-d) = \mu_0 (\Sigma_P \delta E_y^n(-d) + \Sigma_H \delta E_x^n(-d)) \quad (2-53)$$

となる。

解

入射アルベン波の振幅を使って反射アルベン波、反射磁気音波、中性大気中のトロイダルモードとポロイダルモードの電磁場変動を求めればよい。計算は面倒であるのでその結果だけを示すと

$$\frac{f^r}{A^i} = -2 \frac{k_A \bar{\Sigma}_H}{D} \quad (2-54)$$

$$\frac{P}{A^i} = -\frac{k_A \bar{\Sigma}_H}{\sinh(dk_x)D} \quad (2-55)$$

$$\frac{T}{A^i} = -\frac{ik_f + k_A\bar{\Sigma}_P - k_x \cosh(dk_x)}{\sinh(dk_x)D} \quad (2-56)$$

$$\frac{A^r}{A^i} = -1 + 2\frac{ik_x \cosh(dk_x) + k_f + k_A\bar{\Sigma}_P}{D} \quad (2-57)$$

となる。ここで

$$D = k_A\bar{\Sigma}_H^2 + (ik_x \cosh(dk_x) + k_f + k_A\bar{\Sigma}_P)(1 + \bar{\Sigma}_P) \quad (2-58)$$

である。また、 $\bar{\Sigma}_{H,P}$ は無次元化した電気伝導度 $\bar{\Sigma}_{H,P} = \mu_0 V_A \Sigma_{H,P}$ である。

参考：磁気音波入射

磁気音波が入射した際の、電離圏透過問題の解もまとめておく。入射した磁気音波の振幅は f^i とする。扱い方はアルベン波入射の場合と同じで、入射アルベン波を入射磁気音波にすればよい。

結果は

$$\frac{f^r}{f^i} = -1 + 2\frac{k_f(1 + \bar{\Sigma}_P)}{D} \quad (2-59)$$

$$\frac{P}{f^i} = -\frac{k_f(1 + \bar{\Sigma}_P)}{\sinh(dk_x)D} \quad (2-60)$$

$$\frac{T}{f^i} = -\frac{k_f\bar{\Sigma}_H}{\sinh(dk_x)D} \quad (2-61)$$

$$\frac{A^r}{f^i} = 2\frac{k_f\bar{\Sigma}_H}{D} \quad (2-62)$$

となる。磁気音波は等方的伝搬をするため、磁気圏から電離圏に到達することは難しい。しかし、磁気圏に磁力線に沿ったダクト（磁力線に沿ってプラズマ密度が増大し、アルベン速度が周りに比べて下がっている場所）があると、磁気圏に発生した磁気音波が効率的に電離圏まで到達できる。

アルベン波の電離圏透過特性

通常 MHD 波動（ULF 波動）は地上磁場観測によって検出する。そこで、磁場変動の電離圏透

過の特性を考えてみる。電離圏を挟んだ上下で磁気圏側のアルベン波磁場変動（入射波磁場変動と反射波磁場変動の和、 δB_y^{ms} ）と中性大気側の磁場変動（ δB_x^{at} ）の比は

$$\frac{\delta B_x^{at}}{\delta B_y^{ms}} = -\frac{ik_x}{k_A} \frac{2P}{A^i - A^r} = \frac{ik_x \bar{\Sigma}_H}{\sinh(dk_x) \{k_A \bar{\Sigma}_H^2 + (ik_x \cosh(dk_x) + k_f + k_A \bar{\Sigma}_P) \bar{\Sigma}_P\}} \quad (2-63)$$

である。(2-63) 式及び今までの議論から、アルベン波の磁場変動の電離圏透過に関して以下のことが言える。

1. 地上の磁場変動を作るのは、(2-58) 式から、電離圏ホール電流である。従って、電離圏透過の際、磁場変動が y 方向から x 方向に変わるため、偏波の向きが 90 度回転する。
2. ホール電流がなければ地上磁場は発生しない。このことは、沿磁力線電流は直接地上磁場変動を作らないという Fukushima の定理 [Fukushima, 1971] の別表現である。
3. 波動の空間スケールが電離圏高度より小さい場合は、 $\sinh(dk_x), \cosh(dk_x) \propto e^{dk_x} \gg 1$ であるから、磁場擾乱は地上では見えない。
4. 波動の空間スケールが電離圏高度より十分大きければ

$$\frac{\delta B_x^{at}}{\delta B_y^{ms}} \cong \frac{\bar{\Sigma}_H}{\bar{\Sigma}_P} \quad (2-64)$$

である。もしホール電気伝導度がペダーセン電気伝導度より大きい場合は地上の方が電離圏の上端より磁場変動の振幅が大きくなる。

5. 直流の極限 ($\omega \rightarrow 0$) で

$$\frac{\delta B_x^{at}}{\delta B_y^{ms}} \rightarrow \frac{1}{\sinh(dk_x) + \cosh(dk_x)} \frac{\bar{\Sigma}_H}{\bar{\Sigma}_P} \quad (2-65)$$

となる。すなわち、アルベン波に伴う沿磁力線電流は定常状態でも存在できることを示している。

磁気音波の電離圏透過特性(参考)

磁気音波が電離圏に入射した場合の、電離圏透過の振る舞いをまとめておく。電離圏を挟んだ上下で磁気圏側の磁気音波磁場変動(入射波磁場変動と反射波磁場変動の和、 δB_x^{ms})と中性大気側の磁場変動(δB_x^{at})の比は

$$\frac{\delta B_x^{at}}{\delta B_x^{ms}} = -\frac{ik_x}{k_f} \frac{2P}{-f^i + f^r} = \frac{ik_x}{\sinh(dk_x)} \frac{1 + \bar{\Sigma}_P}{\{-k_A \bar{\Sigma}_H^2 - (ik_x \cosh(dk_x) + k_A \bar{\Sigma}_P)(1 + \bar{\Sigma}_P)\}} \quad (2-66)$$

となる。(2-61) 式及び今までの議論から、磁気音波の磁場変動の電離圏透過に関して以下のことが言える。

1. 地上の磁場変動を作るのは、磁気音波の磁場変動が直接電離圏の下に透過する効果と、電離圏ペダーセン電気伝導度を作る磁場変動の2種類現れる。
2. 電離圏の上下で偏波は変わらない。
3. 波動の空間スケールが電離圏高度より小さい場合は、磁場擾乱は地上で見えない。
4. 波動の空間スケールが電離圏高度より大きい場合は

$$\frac{\delta B_x^{at}}{\delta B_x^{ms}} \cong \frac{1 + \bar{\Sigma}_P}{1 + \bar{\Sigma}_P} = 1 \quad (2-67)$$

となる。SC などの空間スケールが大きな磁気音波擾乱が直接電離圏に到達した場合、磁場変動は磁気圏で影響を受けないことを示している。

5. 直流の極限では電場は0である。磁気音波の電場が誘導電場であることが原因である。

電離圏電流と磁気圏擾乱の関係

電磁流体波動の電離圏透過問題に加え、電離圏電流と磁気圏電流の関係を、上記で求めた

電離圏での接続条件式を用いて考えてみる。(2-47) 式の発散を取ると

$$\nabla \cdot \delta J_t = -\delta J_{\parallel} \quad (2-68)$$

が得られる。すなわちアルベン波に属する沿磁力線電流が満たす関係式で、この式は磁気圏電離圏シミュレーションでも用いられる式である。シミュレーションでは、電離圏と磁気圏を結ぶため、磁力線は等ポテンシャルであるから電離圏の電場が磁気圏に繋がることを使っている。しかし、この条件は電離圏での電磁場変動のアルベン波と磁気音波の接続条件を正しく使っているわけではない。磁力線に沿ってさらに、独立して、磁気音波に対する電離圏の接続条件も存在しなければならない。磁気圏電離圏シミュレーションでは、電離圏境界条件を組み入れるとき、(2-68) 式だけを使う。さらに、この式に現れる電場変動は磁気圏から入射した電場変動だけを使う。

II-4 アルベン波と磁気音波の結合

太陽風の突発的動圧変化によって昼間の磁気圏は急激に形を変化させる。(この現象を SC と呼ぶ。詳細はⅢ章で説明する。) この時に現れる電磁流体波動において、電離圏に繋がる沿磁力線電流を考えると、昼間の磁気圏界面の急激な圧縮で最初に発生するのは磁気音波である(このことは次節で扱う)。一方、磁気圏変形の初期には、沿磁力線電流が電離圏に到達し、電離圏電流を流して、地上磁場変動を作っている(Ⅲ章で、この期間を PI 期と呼ぶことが説明される)。このことから、磁気音波とアルベン波の結合振動を理解する必要がある。このテキストでは、SC に限らず、電磁流体波動の磁気圏内伝搬の基本的性質として、磁気圏に発生するアルベン波と磁気音波の共鳴結合について説明する。最後に、主に夜間に現れる Pi2 脈動の磁気圏内伝搬問題について触れる。この Pi2 脈動は、波動伝搬問題としては、主として昼に起きる突発的電磁流体波動である PI 電磁場擾乱と対をなす現象であると言える。

結合共鳴理論

II-3 までは、空間的に一様な場に電磁流体波動の振る舞いについて論じてきた。しかし、磁気圏は半径方向に磁場強度やプラズマ密度が変化することから、一様な場として波動の振る舞いを考えることは現実的ではない。従って、磁力線に垂直な方向の非一様性が波動の振る舞いにどのような影響を与えるかを考察する必要がある。

この問題を最初に研究したのは Tamao [1965]である。しかしながら、脚注にあるように、この論文が国際誌に投稿されなかったため、Tamao [1965]は、世界中の研究者にはあまり周知されなかった。そのためか、Tamao [1965]が発表されてから約 10 年たった後、Southwood [1974]及び Chen and Hasegawa [1974]が同じ問題を扱っている。このテキストでは、数学的な扱いが単純である Southwood [1974]をもとにした Nishida [1978]に倣って、非一様場での波動の振る舞いを考えてみる。¹

地球近傍の磁気圏を考えると、プラズマや磁場は半径方向に変化しているが、経度方向は一様であるとしてよい。ここで、 z 方向を磁力線方向、 x 方向を半径方向、 y 方向を経度方向とする。このとき、この領域での電磁流体波動を考えようとする、バックグラウンド磁場の強度 B_0 は x 方向に変化し、アルベン速度 V_A も x 方向に変化していることになる。ただし、バックグラウンド磁場ベクトル B_0 は直線で z 方向に向いているものとする。問題が解析的に解けるようにするため、 z 方向にプ

¹結合共鳴理論研究には科学史的に興味あるエピソードがある。本文に書かれているように、結合共鳴理論の最初の研究を行ったのは Tamao [1965]である。しかし、この成果は東北大学の内部報に論文として掲載されたため、国際的な認知が得られなかった。その約 10 年後 Southwood [1974]と Chen and Hasegawa [1974]が独立に同じ理論を発表した。この 2 つの論文は国際誌に掲載されたため、長い期間、結合振動理論の創始者はこの 2 つであるとされてきた。しかし、K.-H. Glassmeier (Braunschweig Univ., ドイツ) を初めとする国際 ULF 波動研究グループの努力により、真の創始者は玉尾先生であることが徐々に認知されてきた。2012 年秋には、玉尾先生の研究を記念して「結合振動 50 年」の国際シンポジウムが九州大学で開催されたり、記念論文集が国際誌 (Fujita et al., 2013) で発表されるなど、現在では日本発の研究であることが広く認知されるに至っている。なお、論文発表 50 周年は本来 2015 年であるが、2012 年に研究会を開催した理由は、当時の玉尾先生の健康状態を考えて、期日を早めたからである。しかし、残念ながら、玉尾先生はこの研究会に出席することは叶わなかった。さらに、本研究会はもとも東京大学で開催予定であったが、東日本大震災に伴う福島原発事故のため、海外からの出席者の安全を考え、開催場所を九州大学に変更せざるを得なかった。このことに関しては、故湯本清文教授を中心とする当時の九州大学の方々に大変お世話になった。

ラズマと磁場は一様とする。こうすると、波動の擾乱は、 z 方向と y 方向は場が一様であることから、 $e^{ik_y y + ik_z z}$ である空間構造を持つものとするのが可能である。時間変化は $e^{i\omega t}$ とする。この条件で、(2-11) 式と (2-12) 式を、 x 成分と y 成分に分けてみる。その結果

$$\left(\frac{\omega^2}{V_A^2(x)} - k_z^2 \right) \delta E_x = ik_y \left(\frac{d\delta E_y}{dx} - ik_y \delta E_x \right) \quad (2-69)$$

$$\left(\frac{\omega^2}{V_A^2(x)} - k_z^2 \right) \delta E_y = -\frac{d}{dx} \left(\frac{d\delta E_y}{dx} - ik_y \delta E_x \right) \quad (2-70)$$

の式が得られる。(2-69) 式と (2-70) 式で、 $k_y = 0$ にすると、(2-69) 式の左辺からは δE_x を持つ純粋なアルベン波の伝搬式が現れ、(2-70) 式からは、 δE_y を持つ磁気音波が x 方向と z 方向に伝搬することを示す式が現れる。場が非一様であっても、 $k_y = 0$ では 2 つの波動は結合しない。磁気圏の状況に当てはめれば、経度方向に一様な波動（経度方向の波数は m で表されることが多いので、しばしば $m = 0$ の擾乱と呼ばれる）では、アルベン波（トロイダル振動）と磁気音波（ポロイダル振動）は分離される。

ここからは $k_y \neq 0$ の場合を考える。このときは、2 つの波動が結合している。要するに、 δE_x と δE_y は分離できない。この時の波動の振る舞いを論じてみる。(2-69) 式と (2-70) 式をまとめて、 δE_y について解けば

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \delta E_y}{dx^2} - k_y^2 \frac{dK(x)^2}{dx} \left(\frac{1}{(K(x)^2 - k_z^2)(K(x)^2 - k_z^2 - k_y^2)} \frac{d\delta E_y}{dx} \right) \\ + (K(x)^2 - k_z^2 - k_y^2) \delta E_x = 0 \end{aligned} \quad (2-71)$$

となる。ただし、場が x 方向に一様でないことを反映して

$$K(x) = \frac{\omega}{V_A(x)} \quad (2-72)$$

である。なお、 $K(x)$ は x を通る磁力線に沿って伝搬するアルベン波の磁力線方向の波数に相当する。さて、(2-71) 式は

$$K(x_0) = |k_z| \quad (2-73)$$

となる $x = x_0$ のところで特異点を持つことが分かる。そこで、 $x = x_0$ の近傍で $K(x)^2 - k_z^2$ を 1 次式で展開し、(2-71) 式を評価すると

$$\frac{d^2 \delta E_y}{dx^2} + \frac{1}{x - x_0} \frac{d \delta E_y}{dx} - k_y^2 \delta E_x = 0 \quad (2-74)$$

が得られる。この式は、0 次の変形ベッセル方程式であるから

$$\delta E_y(x) = C_1 I_0(k_y(x - x_0)) + C_2 K_0(k_y(x - x_0)) \quad (2-75)$$

が解である。0 次の第 2 種変形ベッセル関数 $K_0(x)$ は、 $x = 0$ で $\ln x$ の特異性を持つため、 $\delta E_y(x)$ は発散する。同時に (2-69) 式から、 $\delta E_x(x)$ は $1/x$ の特異性を持つことが分かる。この特異性は、Tamao [1965] が明らかにしている。 $x \rightarrow 0$ の極限では、 $\delta E_y(x)/\delta E_x(x) \rightarrow 0$ であるから、 $x = 0$ では、 $\delta E_x(x)$ の方が圧倒的に大きい。

以上のことを物理的に考えてみる。(2-72) 式と (2-73) 式はアルベン波の伝搬を示す。地球の場合は磁力線が南北両半球で電離圏に繋がっているため、有限の長さである。従って、アルベン波の固有振動が存在し、 k_z はその磁力線の長さから決まる波数である。何らかの機構で磁気音波が発生し、磁気圏内を伝搬する際、磁気音波の波数が k_z である成分は、それに相当する長さを持つ磁力線の緯度で、結合しているアルベン波の振幅が極めて大きくなる。この現象を共鳴結合と呼ぶ。アルベン波は磁力線のトロイダル振動なので、振動が存在する緯度幅は理論的には 0 になる。すなわち、磁力管の体積が 0 ということである。体積が 0 の領域に磁気音波から有限のエネルギー

がアルベン波に移れば、アルベン波の電場振幅は発散する。さらに、アルベン波は磁気音波と結合しているため、発散するアルベン波の電場に引きずられて、磁気音波の電場も相対的に弱いながらも、共鳴磁力線上で電場の振幅は増大する。この現象を磁気音波とアルベン波の共鳴結合という。

Tamao [1965]は、解の発散を避けるため、磁気圏内の抵抗や拡散を導入することを考えた。しかし、磁気圏電離圏系で波動が生起していることから、電気抵抗を持つ電離圏のジュール損失が重要な働きをすると考えることは自然である。Southwood [1974]が指摘したように、電離圏のジュール損失によって波動のエネルギーが損失されるとすれば、 ω は小さな虚数部を持つであろう。このことを考えれば、実際の磁気圏では、減衰の効果を小さな虚数 $i\epsilon$ で表して、(2-75) 式は

$$\delta E_y(x) = C_1 I_0(k_y(x - x_0) + i\epsilon) + C_2 K_0(k_y(x - x_0) + i\epsilon) \quad (2-76)$$

と表せる。こうすれば、共鳴磁力線においても、波動の擾乱の振幅が発散することはない。

磁気音波とアルベン波の共鳴結合が発生している磁力線を中心にして緯度方向の磁場擾乱の振幅分布を考えると、共鳴磁力線の場所で極大化し、その高緯度と低緯度の両方の方向に振幅は小さくなる。磁力線結合の理論から、地上での地磁気脈動の偏波（水平面において磁場または電場が時間とともに右に回るか、左に回るか）の空間緯度変化は以下ようになる。

$$\frac{\delta B_y}{\delta B_x} = -\frac{\delta E_x}{\delta E_y} = \frac{ik_y}{K^2 - k_z^2 - k_y^2} \cdot \frac{1}{\delta E_y} \cdot \frac{d\delta E_y}{dx}. \quad (2-77)$$

すなわち、共鳴を起こしている磁力線の下で電場擾乱の振幅が極大になるので、ここを挟んで、 $\frac{d\delta E_y}{dx}$ の符号が変わることから、偏波の向きが反転することになる。ただし、偏波の回転方向が逆転することは、共鳴結合の必要条件を示すだけであることに注意が必要である。すなわち、偏波の反転が観測されたからと言って、それが共鳴結合を示しているとは限らない。共鳴していなくても、磁気圏から強制的に磁力線に沿った局在化した電流を流した場合も、同様の偏波の反転が現れる。

このことを知らない、または誤解している観測研究者が散見される。観測で得た現象が共鳴していることを必要かつ十分に説明するには、変化の周期を求め、それがその緯度での磁力線振動の周期と一致することを確認しなければならない。

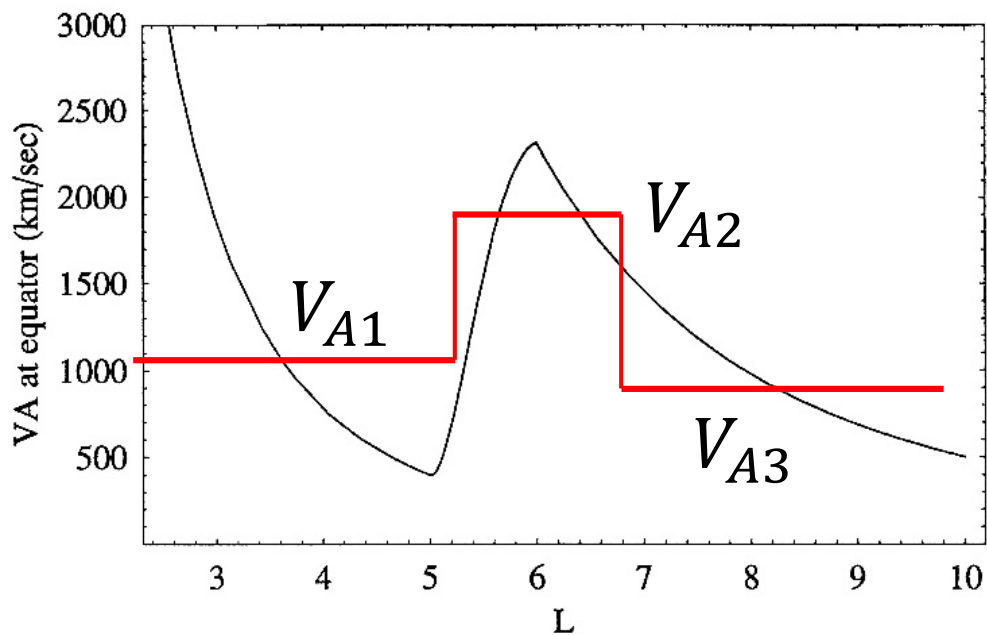
これまでの議論では、磁力線に沿った方向も場が一様としている。しかしながら、磁気圏においては、磁力線に沿ってアルベン速度は変化しているので、この設定は正しくない。磁力線に沿った方向にアルベン速度が変化する場合でも、共鳴結合が起こることは、磁力線の曲率を無視した Box model を使った Southwood and Kivelson [1986]と、その議論を一般化したモデルを使って発展させた Chen and Cowly [1992]が証明している。Chen and Cowly [1992]は、両端の境界が特定されている場合は磁力線に沿ったアルベン波を定義することができることを示した。さらに、数学的に、このアルベン波の磁力線に沿った波動方程式の解は完全系をなす固有関数になることが証明できて、アルベン波と磁気音波の結合方程式は、この固有関数で展開することができるということである。これ以上の共鳴結合の議論は、数学的になりすぎることと、SC に伴う擾乱の磁気圏伝搬問題には直接関わるものではないので、この辺でやめておく。

Pi2 波動の磁気圏内伝搬

SC は昼間の磁気圏における突発的現象である。一方、主に夜間に現れる減衰型地磁気脈動である Pi2 も、突発的な振る舞いをする。Pi2 はサブストーム発生に伴うものとして、その発生機構は磁気圏物理学上非常に重要であるが、ここでは、Pi2 を、SC に伴う磁気圏擾乱の伝搬機構を理解するための素材として扱うため、冷たいプラズマ近似のもとで、磁気流体波動の磁気圏内伝搬の理論的な扱いをまとめる。

電磁流体波動の伝搬は、アルベン速度の空間分布で決定される。Pi2 の波動伝搬問題を扱うので、波動は尾部のどこかで生成した電磁流体波動が夜間の磁気圏に伝搬してきたとする。そこで、尾部から地球までのアルベン速度分布を考えれば良い。アルベン速度は、尾部から地球に近づくにつれ、磁場強度が徐々に増大するため、地球に向けて増大する。さらに内部磁気圏のプラズマ圏

界面に達すると、プラズマ密度が内側に増大するため、アルベン速度の空間分布は、外部磁気圏からプラズマ圏界面に入り込んだところで一端減少する。さらに内部磁気圏では、磁場強度が増大するため、アルベン速度は再び速くなる。このように、地球の半径方向のアルベン速度は、プラズマ圏界面付近で極小を示し、そこでアルベン速度の空間勾配が大きくなるような分布を示す。赤道面におけるアルベン速度分布のモデルを図Ⅱ-4に示す。



図Ⅱ-4：赤道面におけるアルベン速度分布。黒線は Fujita et al. [2002] が数値計算に用いた連続分布。赤線は領域をプラズマ圏（領域 1）、プラズマ圏界面（領域 2）、外部磁気圏（領域 3）の代表的な 3 領域に分けた時の平均的アルベン速度分布。 V_{A1} 、 V_{A2} 、 V_{A3} はそれぞれの領域での平均アルベン速度。 $V_{A2} > V_{A1}$ 、 $V_{A2} > V_{A3}$ である。

このようなアルベン速度分布の下での、磁気音波の伝搬特性を考えてみる。磁気音波は、プラズマ圏でアルベン速度分布が極小を示す領域があるため、ここで空洞共鳴を起こすことが分かる。その振る舞いを、図Ⅱ-4 に従って考えてみる。まず、 L 方向を x とし、 z は磁力線方向、 y は両者に垂直方向とする。波動が伝搬するバックグラウンドの場合は、 y 方向と z 方向に一樣として、時間変化を $e^{-i\omega t}$ とすると、(2-16) 式は

$$\frac{d^2 \delta E_y}{dx^2} + \left(\frac{\omega^2}{V_A^2} - k_z^2 - k_y^2 \right) \delta E_y = 0 \quad (2-78)$$

のようになる。ここで、理論的な考察のため、図Ⅱ-4の領域を簡単化し、3つのアルベン速度分布を持つ領域に分割する。また、地球側境界で δE_y は 0 であると設定する。プラズマ圏における磁気音波の振る舞いを考えるとき、適当な k_y 、 k_z に対し、アルベン速度が小さくなる領域で、

$$\frac{\omega^2}{V_{A1}^2} - k_z^2 - k_y^2 > 0, \quad (2-79)$$

となる ω が存在する。この時、磁気音波はプラズマ圏内で x 方向に伝搬性を示す。もし、 V_{A2} が無限に大きいときは、プラズマ圏の外側境界で $\delta E_y = 0$ となる。このときは、プラズマ圏の x 方向の幅を l とすると

$$\frac{\omega^2}{V_{A1}^2} = \frac{n^2 \pi^2}{l^2} + k_z^2 + k_y^2, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (2-80)$$

となる。こうして、共鳴周波数 ω_n が決まる。これがアルベン速度分布の“谷”に捕捉された空洞共鳴である。Pi2の周波数はこの共鳴機構が決めると考えるのが、プラズマ圏空洞共鳴によるPi2発生機構である。

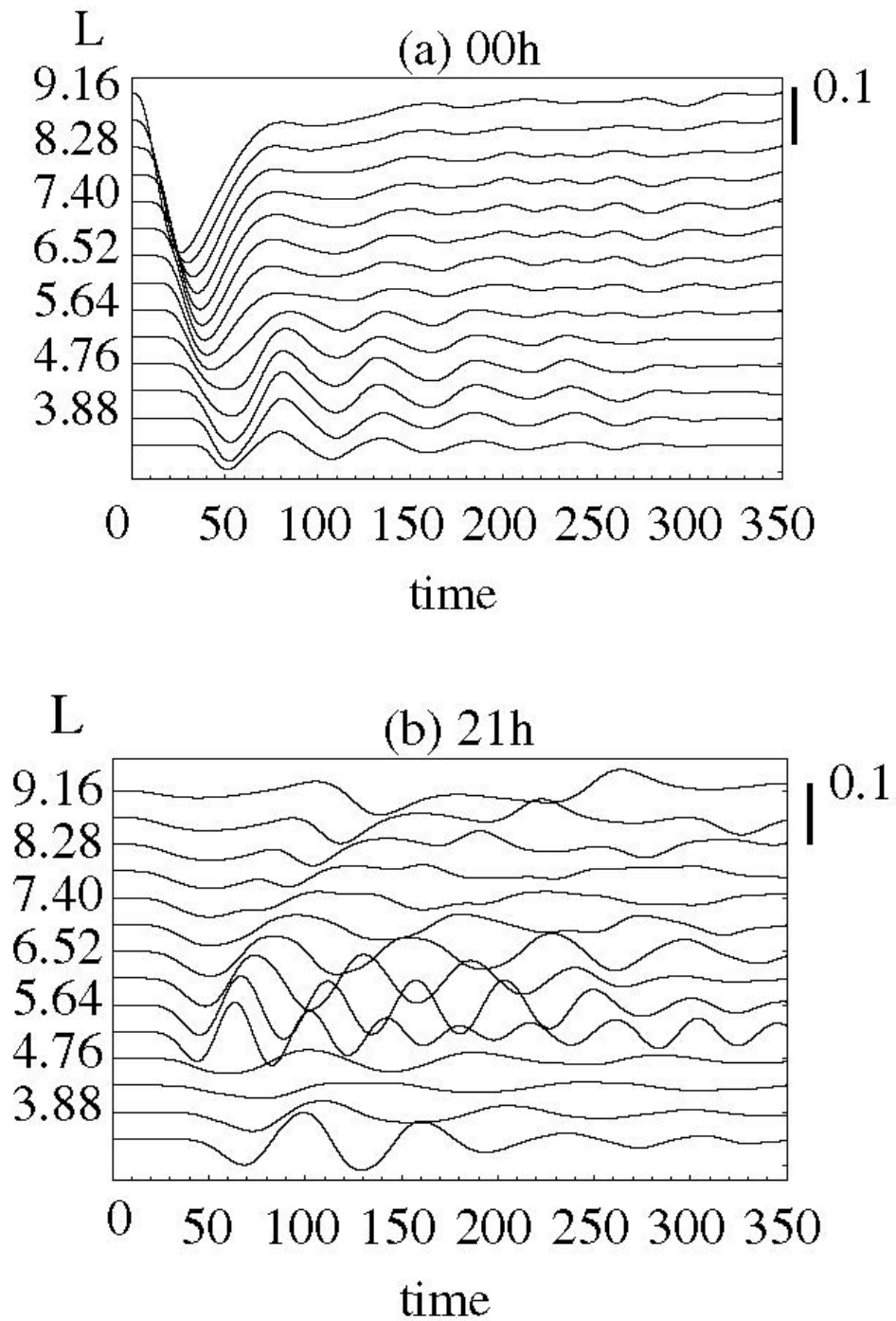
さて、プラズマ圏界面域でのアルベン速度は無限大ではない。ただし、プラズマ圏界面領域で

$$\frac{\omega^2}{V_{A2}^2} - k_z^2 - k_y^2 < 0 \quad (2-81)$$

となる周波数 ω を持つ磁気音波は、 x 方向に evanescent になり、波動のエネルギーがプラズマ圏に捕捉されていることになる。このような場合は、(2-80) 式で与えられた離散化された固有振動数を解析的に求めることは難しいが、磁気音波がプラズマ圏に捕捉され、さらに高調波成分も持つことには変わりはない。従って、実際のプラズマ圏においても、プラズマ圏空洞共鳴が起こりうる。さらに、外部磁気圏では、アルベン速度が減少するため、プラズマ圏界面で evanescent な場合でも、外部磁気圏では伝搬性になる場合がある。このときは、プラズマ圏に捕捉された磁気音波のエネルギーがトンネル効果で外に漏れだすことになる。Fujita and Glassmeier [1995]は、プラズマ圏内に不完全に捕捉され、プラズマ圏界面を横切って波動エネルギーが外に逃げていく波動伝搬問題を境界値問題に置き換えて、波動の振る舞いを理論的に示した。こうして得たプラズマ圏で振幅が大きくなる減衰波動を、彼らは leaky mode と呼んでいる。同様に、Lee [1998]もプラズマ圏界面が波動の完全反射を起こさないことを考慮し、プラズマ圏内の減衰性波動を、プラズマ圏-プラズマ圏界面領域のインパルス応答で調べて、減衰振動解を求めている。彼は、この振動をプラズマ圏の仮想共鳴 (virtual resonance) と呼んだ。なお、プラズマ圏空洞共鳴のような共鳴システムは地球物理では様々なところに現れる。例えば、電磁流体波動が重要な役割を果たすものとして、電離圏 F 層におけるアルベン速度高さ方向の極小域の Pc1 磁気脈動のダクト伝搬 [Fujita, 1987]や Alfvén resonator [Lysak, 1991]が知られている。

さて、図 II-4 で示されたアルベン速度分布はもともと半径方向に滑らかな変化を示している。よって、 k_y が 0 でなければ、磁気音波とアルベン波は結合する。このプラズマ圏領域での磁気音波とアルベン波の結合振動の振る舞いを調べるため、Fujita et al. [2002]は、図 II-4 で示された赤道面におけるアルベン速度分布と磁力線方向にも変化する速度分布を使った電磁流体波動の数値シミュレーションを行っている。彼らは Pi2 の発生源として、半径 10 R_E のところに真夜中を中心にして $\pm 5 R_E$ の範囲で東向きに急激に増大する電流を使った。その結果として得た、赤道面における、地球近傍から電流源付近 (10 R_E) での電場変動の時間変化を図 II-5 に示す。上が磁気音波の電場変動、下がアルベン波の電場変動である。磁気音波は真夜中 (0 時地磁気地方時)、アルベン波

は 21 時地磁気地方時での変動を示した。まず、磁気音波の電場変動は場所によらないで同じ周期を持つ変動が現れていることが分かる。これがプラズマ圏の空洞共鳴振動である。空洞共鳴振動は、プラズマ圏から外部磁気圏に流れ出るエネルギーと、後述のアルベン波がもたらす電離圏でのジュール損失のために減衰している。一方、アルベン波は、場所ごとに異なる周期を持つ振動が現れ、さらに 6 Re 付近のアルベン波の電場変動振幅は他の場所のアルベン波のそれより大きいことが分かる。それぞれのアルベン波電場変動の周期はその場所の磁力線の固有振動に対応する。また、アルベン波電場変動の振幅が大きい場所はアルベン速度分布の空間変化が大きいところである。なお、このモデルでは電離圏に有限のペダーセン電気伝導度を与えているため、磁気音波から駆動されたアルベン波は、電離圏のジュール損失のため減衰している。



図II-5: 赤道面 $10 R_e$ の真夜中を中心に $\pm 5 R_e$ の広がりを持つ東向き突発的電流を流したときの電磁流体波動の数値シミュレーションの結果。磁気圏内に現れる電磁流体波動の電場変動を示す。(上) 真夜中の電場東西成分(磁気音波)と(下) 21 時地磁気地方時での電場半径方向成分(アルベン波)。

III シミュレーションが明らかにした SC

III-1 SC 研究に対するシミュレーションの役割

III-1-1 観測・理論・シミュレーションの協働

近年、SC のような磁気圏電離圏系の大規模現象の研究の手法として、観測と理論に加え、物理法則を数値的に解く磁気圏電離圏電磁流体シミュレーション[Tanaka, 1995]が使えるようになった。シミュレーション研究が磁気圏電離圏研究に与えたメリットとしては次の 2 点があろう。まず、グローバルな磁気圏電離圏現象を観測データのみを使って研究しようとする、観測データの空間分布が比較的密な電離圏では、得られた解析結果からある程度電離圏における現象の全体像がつかめることに対して、磁気圏の衛星観測データの空間分布は非常に疎であるため、磁気圏全域での現象の振る舞いを確実に捉えることは極めて困難である。しかし、シミュレーション研究は、磁気圏と電離圏で、同等に空間的に密なデータが得られるため、磁気圏電離圏全域での現象の振る舞いを確実に理解することができる。これがシミュレーション研究の 1 点目のメリットである。次に、現実的な磁気圏電離圏系の形状の中でのプラズマの振る舞いや、複数の物理過程の競合問題などを理論研究から解明することは不可能であったが、シミュレーションではそれらに対する確実な解答を与えてくれる。こうして、理論研究では分からなかったことを知らせてくれる点が 2 点目のメリットである。本章では、このようなシミュレーションの特性を活かし、磁気圏と電離圏が結合している高緯度現象の解明を主眼に、太陽風動圧の急激な変動に対する大規模な磁気圏電離圏応答現象である SC の力学過程の詳細を論じてみる。

なお、念のために記しておくが、上で述べたことは、SC の研究にとって、観測と理論に対してシミュレーションが優位であるということを言っているわけではない。観測は現象の実態を明らかにするものとして絶対的に必要なものであり、理論がなければ観測事実もシミュレーションの結果も理解す

る手段がない。また、シミュレーションそのものも、多くの場合、現実の物理過程に適当な近似を使って導いた基本方程式を使って、シミュレーションのコードを組み立てている。この場合は、その近似を破るような現象はシミュレーションで扱えないという制約がある。観測・理論・シミュレーションの3つが協働して、現実の現象理解に繋がるのである。

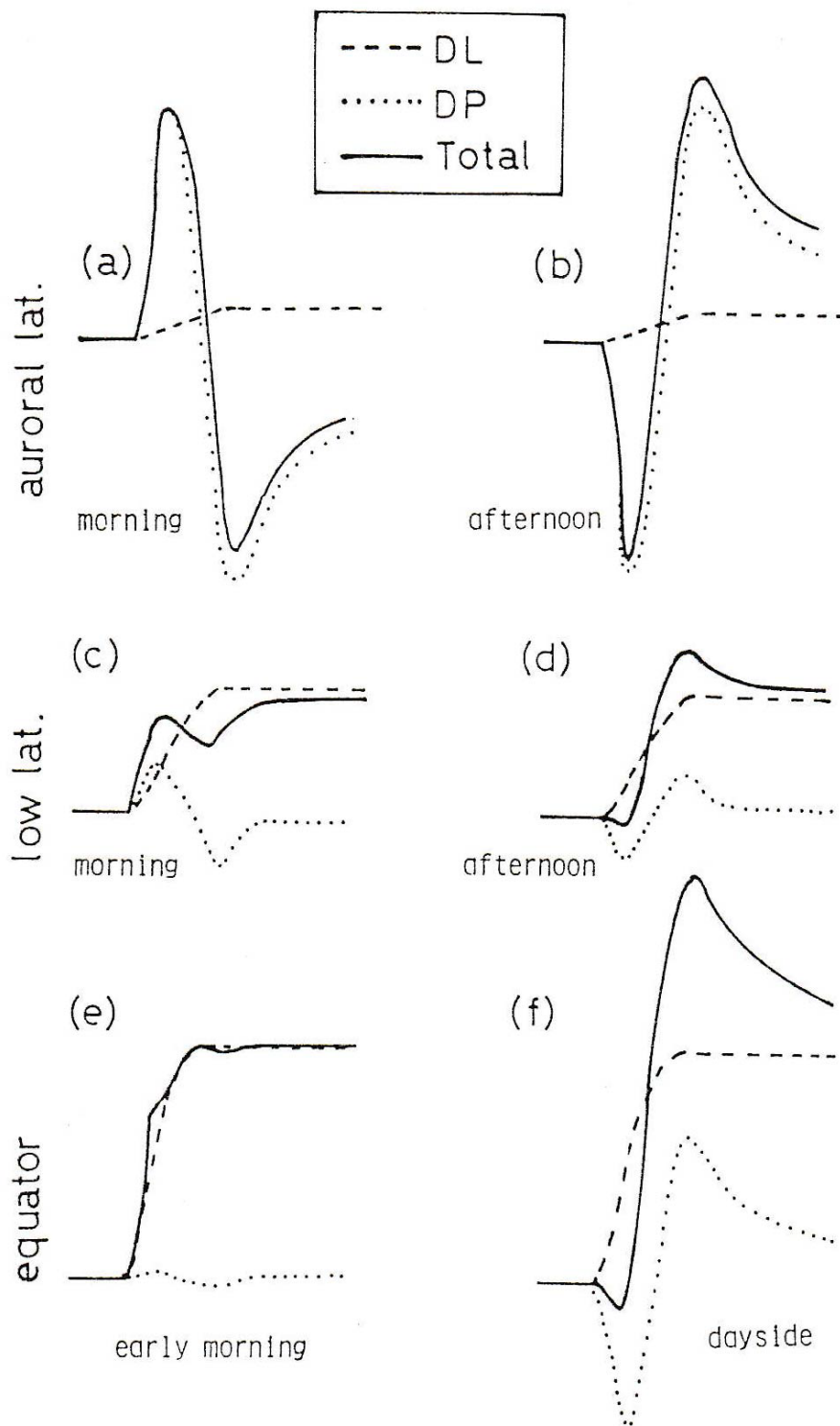
さて、この章の本論に移る前に、SC という名前に関して注意を喚起しておく。地上磁場変動を見ると、突発的な太陽風の動圧上昇がもたらす変動の後に磁気嵐が時々発生することがある。動圧上昇が作る磁場変化の後に磁気嵐が続く場合と、磁気嵐が起きない場合は、それぞれ SSC (Storm Sudden Commencement) と SI (Sudden Impulse) と呼ばれていた。ただし、動圧変動が引き起こす最初の磁場変化に関しては、その磁場変化を起こす磁気圏での物理過程も含めて、SSC と SI の両者に違いはない。従って、現在は、SSC と SI 両者をまとめて、SC (Sudden Commencement) [Joselyn and Tsurutani, 1990]と呼ぶ。

シミュレーション結果を使って SC の説明を始めるに当たり、参考のために、太陽風動圧変化に伴う磁気圏の変形の概略を動画で示そう。今回のシミュレーションでは、太陽風速度 (V_x) を 372 km/sec、太陽風磁場を $B_x=0$ 、 $B_y=-4.3$ nT、 $B_z=4.3$ nT に固定し、急激な太陽風動圧変化を印加させるため、密度を 10/cc から 25/cc に突発的に増加させた。この時の磁気圏外面を示す等圧力面の変化を添付ファイルの動画Ⅲ-1 に示す。太陽風動圧が高まって昼間の磁気圏が圧縮され、磁気圏の変形が同心円的に磁気圏尾部に移動する様子が分かる。本論ではこの計算で得られた SC を解析する。参考として、添付ファイルの動画Ⅲ-2 に太陽風密度を 10/cc から 4/cc に急に減少させた場合の等圧力面の変化を示す。動画Ⅲ-2 では、磁気圏膨張が昼から始まり、尾部に移動する。もし人間の目がプラズマ圧の境界を認識できたら、SC 時にはこの動画で示された変化が見えるはずである。このような仮想現実を提供し、現象を直観的に把握できるようにすることもシミュレーションの利点である。

III-1-2 SC 現象の概観

現実的な磁気圏電離圏全体の数値シミュレーションが使えるようになる前の、20 世紀の SC 研究は、専ら地上観測や衛星観測で得られた現象の原因究明と、それに基づいた定性的なモデルを作り上げることが主であった。20 世紀の SC 研究の成果は Araki [1994]によってまとめられている。Araki [1994]は、主に SC に伴う地上磁場観測結果をもとにして SC の全体像を作り上げている。

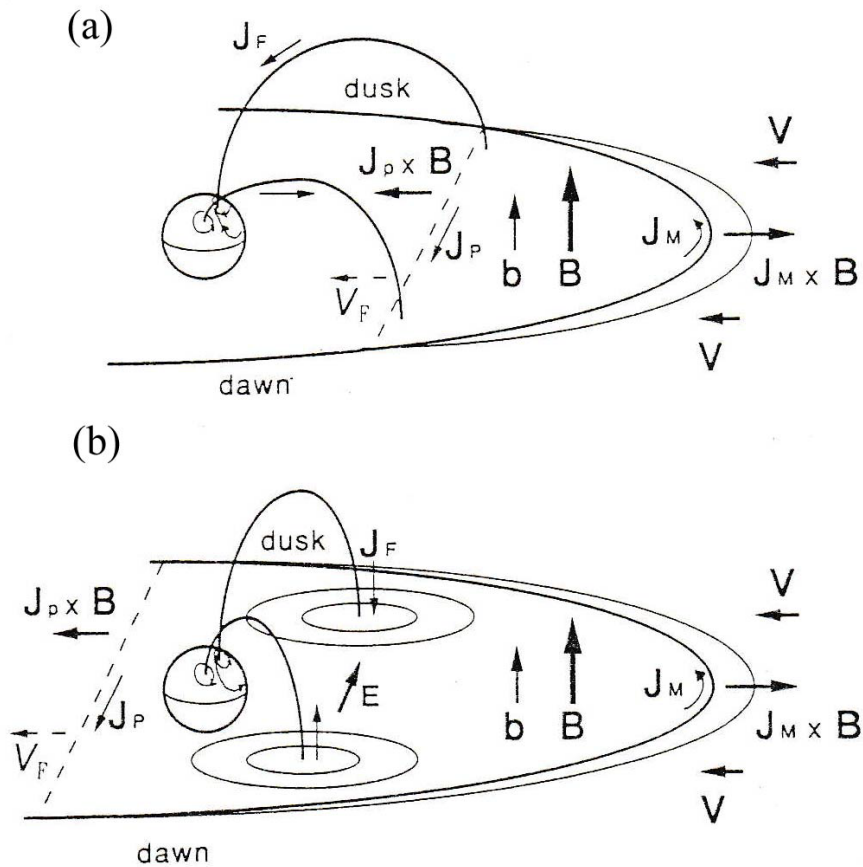
まず、彼が明らかにした SC に伴う地上磁場変動を図 III-1 にまとめ、その後物理機構の説明に進もう。図 III-1 から明らかなことは、磁気圏の圧縮によって生じる地上磁場変動の振る舞いは緯度によって異なることである。まず、太陽風動圧の急激な増大に伴い、昼間の磁気圏が圧縮されるため、磁気圏界面に東向きに流れる電流 (Chapman-Ferraro 電流) が強まると考えられる。この電流は磁気圏内に北向き磁場を作り、地上まで伝搬して H 成分の磁場を作り出す。これは低緯度の H 成分の急激な増大として実際に観測されており、Araki [1994]はこれを DL と名付けた (図 III-1 の破線)。DL の特徴は水平磁場成分がほぼステップ関数的な変動を示すことである。一方、高緯度では低緯度とは違う形の磁場変動が観測される。Araki [1994]は、これを DP と名付けた (図 III-1 の点線)。DP は DL と違い、正と負の反対方向に振れる 2 つの磁場変動に分かれる。朝方／夜側は 正／負の磁場変動が先導し、その後負／正の変動が現れる。前者を Preliminary Impulse (PI)、後者は Main Impulse (MI) と呼ぶ。ここで MI の磁場変動は、一旦極大を示し、その後定常化していくことを指摘しておく。一般に、地上で観測される SC の磁場変化は、DL と DP が重ね合わさったものである。低緯度 (c, d) と早朝の磁気赤道 (e) における磁場変動は DL 成分が優勢であり、(a) と (b) に示される高緯度の磁場変動は DP が優勢である。なお、図 III-1 の (f) に示す昼の磁気赤道においては、低緯度 (c, d) の磁場変動に比べて、DL より DP の寄与が大きい変動が観測される。



図Ⅲ-1: SCに伴う典型的な地上磁場 H 成分変動の概念図 [Araki, 1994]。

高緯度の地上磁場変動は、急激な磁気圏圧縮から想定できるステップ関数的 H 成分変動と異なるため、SC 研究の初期である 1960 年代から研究者の興味を引いた。特に当時は、東北大学グループで磁気圏変動を電磁流体力学で説明することが盛んに行われていたため、東北大学グループから、PI の磁場変動を、昼間の磁気圏界面を急激に圧縮するために発生する電磁流体波動が磁気圏内を伝搬し地上に達する理論が生まれた[Tamao, 1964a, b]。その詳細は次章で説明する。Araki [1994]は、Tamao [1964b]の考え方を援用し、PI の電流系の模式的なモデルを示している(図Ⅲ-2)。このモデルでは PI は磁気圏前面で発生した磁気音波が昼から夜に伝搬する際に沿磁力線電流に変換し、午前側で上向き、午後側で下向きの沿磁力線電流が発生する。この結果、午前側で負、午後側で正の電場が電離圏に発生するため、北半球では、午前側で反時計回り、午後側で時計回りの回転性ホール電流ができる。この結果は、高緯度の地上磁場観測網のデータから得られる電離圏の回転性電流 [Nagata and Abe, 1955]と整合する。次に、このモデルでは MI の磁場変動を、太陽風動圧急上昇のフロントが磁気圏を通り過ぎた後の高まった動圧に対応した定常対流に伴う電離圏電流が作るものとしている。なお、この MI モデルだけでは図Ⅲ-1 に示されるように、MI において一旦磁場変動が極大を示し、その後に徐々に小さくなっていくことは説明できない。

PI と MI の地上磁場変動は、磁気圏から電離圏に入り込む磁力線に沿った電流が作ることは理論的な考察から知られていたが、観測、紙と鉛筆の理論、それに想像力に頼る 20 世紀の SC 研究では、図Ⅲ-2 のモデルを提唱することが精一杯であった。21 世紀になり、現実的な磁気圏電離圏電磁流体シミュレーションが開発されて、やっと SC の全体像が明確に分かってきた。このことについて、本テキストでは、Ⅲ-2 においてまず PI を最初に扱い、Ⅲ-3 で MI を扱う。PI の説明では、Tamao [1964a, b]にさかのぼって、これまでの理論を説明し、それらがシミュレーションによってどのように確認されたか、もしくは修正されたかを説明する。MI に関しても、図Ⅲ-2 のモデルだけでは、例えば図Ⅲ-1 に描かれている磁場の変化パターンや図Ⅲ-2 に描かれている電流系の生成源やその時間変動などは正しく説明できない。シミュレーションを使った MI の研究も紹介する。

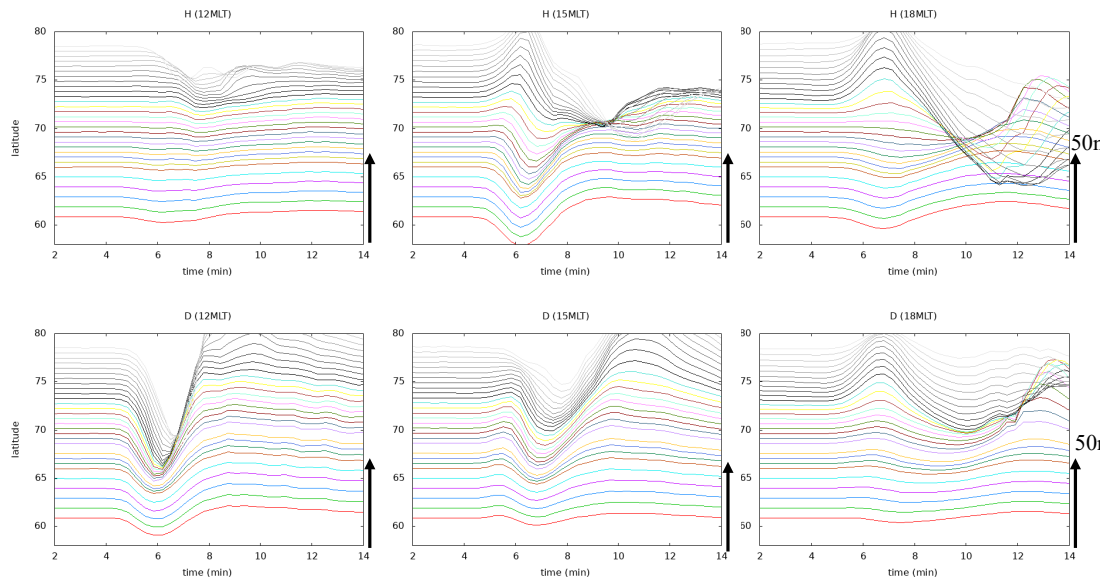


図Ⅲ-2: (a) PI を引き起こす電流系と磁気圏変動、(b) MI を引き起こす電流系と磁気圏変動
[Araki, 1994]

III-1-3 シミュレーションによる SC 現象再現性の確認

まずシミュレーションがどの程度現実を再現できるかを見てみよう。シミュレーションは磁気圏内のプラズマの運動を物理原理に沿って解いている。磁気圏のプラズマ変動は電離圏に投影され、地上磁場変動をもたらしている。また、SC の研究では精密な地上磁場変動の解析による情報が蓄積されている[Araki, 1994]。これらのことから、シミュレーションで得られた地上磁場変動を観測と比較することは、シミュレーションの性能を知るために有効である。観測とシミュレーションによる SC に

伴う地上磁場変動の比較に関しては、既に Fujita et al. [2003a] が、球座標格子点を使った第 1 世代の磁気圏電離圏系シミュレーションコードを使い、両者の相似性を確かめている。しかし、現在、正 12 面体格子を用いメッシュ間隔をより小さくして数値拡散を抑えた新しい数値モデル (REPPU コード) が出現したので [Tanaka, 2015]、このモデルを使って再計算し、再度観測とシミュレーション結果の比較をしてみよう。また、Fujita et al. [2003a] が地上磁場を計算する際、シミュレーションの各格子点上の電離圏電流が空間的に一様であることと、電離圏ペダーセン電流による磁場は沿磁力線電流が作る磁場と完全に相殺することの 2 つの簡便性を導入している。しかし、水平一様電離圏の設定は非現実的であり、ホール電流だけを使って地上磁場変動を求めた結果も、Kikuchi et al. [2001] が重要性を指摘した沿磁力線電流の効果を無視したことになり、検証が必要である。従って、Fujita et al. [2003a] より正しい手順で地上磁場変動を求めるため、ここではシミュレーションで得た非一様な電離圏のホール電流とペダーセン電流による磁場と、沿磁力線電流が作る磁場のすべてを Biot-Savart 則を使って計算した。(なお、ここでは極域の磁場変動を扱っているので、磁気圏界面電流からの DL 場は考えない。) こうして計算した 12 時地磁気地方時、15 時地磁気地方時、18 時地磁気地方時における地上磁場変化の緯度分布を図 III-3 に示す。時刻 $t=0$ は、太陽風動圧変化が地球から 25 Re 上流のところを通過した時刻である。(なお、Fujita et al. [2003a, b] では、時刻の原点を太陽風動圧変化がボアショックを通過した時刻に設定しているので、本章の時刻の原点と差があることに注意。) 図 III-3 の 15 時地磁気地方時の結果と Fujita et al. [2003a] が示した地上磁場変化緯度分布と比較すると、特に H 成分はほぼ一致していることが分かる。これは H 成分に対して、電離圏ペダーセン電流が作る磁場と沿磁力線電流が作る磁場がほぼ相殺していることを証明している [Tanaka et al., 2020]。一方、D 成分に関しては、Fujita et al. [2003a] の結果は、1 回目の正の変化と 2 回目の正の変化がほぼ同じ大きさであるが、REPPU コードの計算では 2 回目の正の変化が大きいことが分かる。図 III-3 の D 成分磁場変動は、沿磁力線電流の効果も考慮していることから、Fujita et al. [2003a] が求めた D 成分変化の結果より、ここで求めたものの方が物理的に正しい結果を与えていると考えられる。

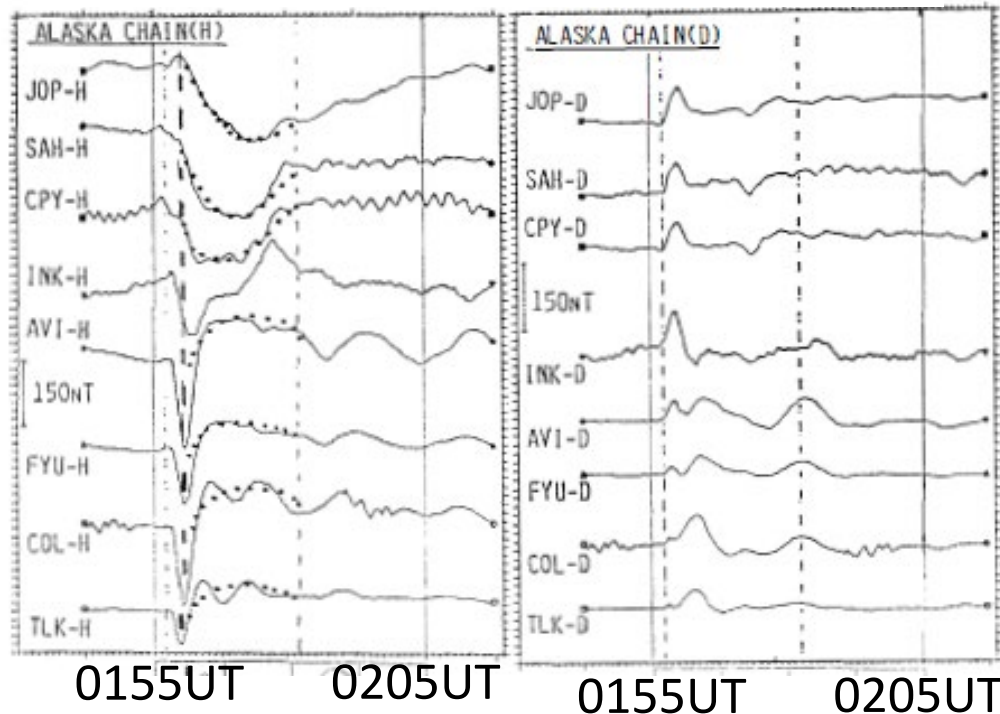


図Ⅲ-3:シミュレーションで得られた電離圏電流と沿磁力線電流から Biot-Savart 則を使って計算した SC の地上磁場変化の緯度分布。(上段)H 成分変動、(下段)D 成分変動。(左)12 時地磁気地方時、(中)15 時地磁気地方時、(右)18 時地磁気地方時。各図右端の黒矢印は 50 nT を示す。

次に、シミュレーションによる地上磁場計算結果を観測結果と比較する。高緯度の 15 時地磁気地方時付近の観測結果を図Ⅲ-4 [Araki et al., 1992] に示す。図Ⅲ-3 と図Ⅲ-4 を比較すると、以下の 2 点が指摘できる。

1. 15 時地磁気地方時のシミュレーション結果と観測結果の両者とも H 成分は 70 度より低緯度側では、負の変動 (PI) が先行し、その後正の方向に変化 (MI) が現れている。高緯度になると、PI が正の変動になり、MI が負の変動になる。両者の振る舞いはかなり似ている。
2. 15 時地磁気地方時の D 成分変化は、同時刻の H 成分変化に比べると、両者の相似性はやや劣る。しかし、シミュレーション結果でも、観測されている PI に相当する正の変化とそれに引き続く MI の負の変化は観測においても小さいながら確認できる。18 時地磁気地方時では正の PI 変化の振幅は大きく負の MI 変化の振幅は小さいので、観測された磁場変化とより似たものになっている。

IMS magnetometer chain Apr. 5, 1979



図Ⅲ-4:IMS アラスカチェーンの午後側で観測された SC 磁場変動。(左)H 成分、(右)D 成分。各観測点の地磁気緯度経度は、JOP:(78.0 度、276.4 度)、SAH:(76.1 度、270.3 度)、CPY:(74.7 度、274.2 度)、INK:(71.1 度、269.0 度)、AVI:(68.5 度、258.9 度)、FYU:(67.0 度、260.7 度)、COL:(64.9 度、260.3 度)、TLK:(62.9 度、259.7 度)。Araki et al. [1992]

このように、現在のシミュレーションは SC の磁場変動を現実的に再現することが確認できる。このようなシミュレーション結果を解析することによって、SC の本当の物理機構を明らかにすることが可能である。

最後に、シミュレーション(図Ⅲ-3)も観測(図Ⅲ-4)も、15 時地磁気地方時の H 成分変化の極大を示す時刻が低緯度より高緯度で遅くなることを示していることを強調しておく。同時に、PI 磁場擾乱の継続時間も高緯度ほど長くなっている。(18 時地磁気地方時のシミュレーション結果も同様の振る舞いをしている。) Fujita et al. [2003a] による H 成分の緯度変化も同じ結果を示しているが、彼らはこのことに触れてはいない。先行する研究では扱われていなかったこの問題に導かれて、我々

はこれまで気が付かれなかった新しい PI 像を得ることができた。

本章ではシミュレーション研究で明らかになった PI 期と MI 期の磁気圏電離圏力学過程をそれぞれ III-2 章と III-3 章にまとめる。なお、第 II 章で、解析的に扱える範囲の圧力効果を見捨てた線形電磁流体波動の理論を説明した。しかし、本章では、シミュレーションの特性を活かし、第 II 章の説明の限界を外し、場の非一様性や非線形性などすべての効果を取り入れた結果をもとに、SC が作り出す磁気圏電離圏系での電磁流体擾乱の振る舞いを見ていく。(ただし、非線形性や圧力効果は限定的である。)

III-2 Preliminary Impulse の発生機構

Nagata and Abe [1955]は、PI の磁場変動の空間分布の観測結果から、電離圏の等価電流系が北半球では午前側で時計回り、午後側で反時計周りの回転を示すことを明らかにした。さらに、Wilson and Sugiura [1961]は、昼間の磁気圏が突発的に圧縮されることによって発生する電磁流体波動が、磁気圏界面から直接電離圏に流れる沿磁力線電流となって、PI 磁場変動を作り出すことを主張した。ただし、彼らの研究はポンチ絵をもとにした定性的なもので、磁気圏内の電磁流体波動の伝搬過程を理論的に扱ったわけではない。これらの観測データの解析から、PI 期の磁気圏電離圏電流は、磁気圏から電離圏の午前側で上向き、午後側で下向きの沿磁力線電流を持つことが明らかになった[Araki, 1994]。

PI 期の磁気圏プラズマ変動の振る舞いは、時間スケールが数分程度であるから、突発的な太陽風動圧上昇によって発生した電磁流体波動が磁気圏内を伝搬するという理論モデルで扱うことが可能である。実際、PI 期の磁気圏変動は、電磁流体線形波動論に基づいた解析的手法を用いて数学的に研究された [Tamao, 1964a, b]。本章では、まず、III-2-1 章で電磁流体波動理論に基づいた従来の PI の考え方をまとめ、III-2-2 章以降で、シミュレーション結果を論じる。すなわち、シミュレーションで得られた PI 期の電流系の概要を III-2-2 章、PI 電流系のダイナモ(発電機構)生成

とロード（電流損失）生成機構をIII-2-3 章、磁力線に垂直な電流から沿磁力線電流への変換機構をIII-2-4 章、PI 期の電離圏沿磁力線電流の分布と磁気圏電流の関係をIII-2-5 章、太陽風動圧変化によって生じた磁気圏擾乱の経度方向伝搬をIII-2-6 章にまとめた。最後に、シミュレーション結果を用いたアルベン波の生成機構をIII-2-7 章で触れる。

III-2-1 電磁流体波動理論に基づいた従来の PI の考え方

PI 期の電離圏沿磁力線電流の生成機構を物理的に厳密に扱ったのは Tamao [1964a, b] である。Tamao [1964a] は、線形化した電磁流体方程式を用い、昼間の磁気圏前面が急に圧縮された時に発生する電磁流体擾乱の振る舞いを定式化した。なお、Tamao [1964a, b] は、磁気圏内はプラズマ圧力の効果は磁場圧より小さいとし、冷たいプラズマ近似を仮定している。この近似は昼間の磁気圏においてはほぼ成立する。Tamao [1964a] は、PI 期の磁気圏内電磁流体波動の振る舞いを研究する前段階として、ある点に突発的な電磁氣的力（撃力＝極めて短時間だが加わった力が大きく、与える効果は有限である力）が加わった場合における、一様な場の中での 3 次元構造を持つ電磁流体波動の振る舞いについて、理論的な定式化を行っている。ここでは、冷たいプラズマ中の波動の定式を簡単に説明する。バックグラウンド磁場 B_0 に垂直な波動に伴う微小な電場擾乱 (δE_{\perp}) は、(2-21) 式から (2-29) 式で説明した考え方に沿えば、ベクトルポテンシャルの擾乱部分 (δA_{\perp}) を用いて

$$\delta E_{\perp} = -\frac{\partial \delta A_{\perp}}{\partial t} \quad (3-1)$$

と書けるから、波動を駆動する撃力を F と書くと、 δA_{\perp} が満たす方程式は、(2-12) 式と (2-13) 式をもとに、外力の効果を取り入れると

$$(\nabla \times \nabla \times \delta \mathbf{A}_\perp)_\perp + \frac{1}{V_A^2} \frac{\partial^2 \delta \mathbf{A}_\perp}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}_0}{B_0^2} \quad (3-2)$$

となる。 V_A はアルベン速度、 μ_0 は真空の透磁率である。(3-2) 式は冷たいプラズマ近似において、外力によって駆動された電磁流体波動の振る舞いを示す基本式である。ここでは、第II-2 章で行った式変形を繰り返してみる。まず、(3-2) 式の発散を計算すると、

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{V_A^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \nabla \cdot \delta \mathbf{A}_\perp = -\mu_0 \frac{\nabla \cdot (\mathbf{F} \times \mathbf{B}_0)}{B_0^2} \quad (3-3)$$

が得られる。この式は、磁力線方向 (z 方向) に $\nabla \cdot \delta \mathbf{A}_\perp$ (すなわち電場の発散) を運ぶアルベン波である。Tamao [1964a] は transverse mode と呼んでいる。次に、(3-2) 式の回転の磁力線方向成分を計算すると

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{V_A^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) (\nabla \times \delta \mathbf{A}_\perp)_\parallel = -\mu_0 \frac{[\nabla \times (\mathbf{F} \times \mathbf{B}_0)]_\parallel}{B_0^2} \quad (3-4)$$

が得られる。この式は、等方的に $(\nabla \times \delta \mathbf{A}_\perp)_\parallel$ (すなわち回転性電場の磁力線方向成分) を運ぶ磁気音波である。Tamao [1964a] は isotropic mode と呼んでいる。

ここで、アルベン波擾乱と磁気音波擾乱の関係を見てみる。Tamao [1964a] に倣って、 z 方向を主磁場方向とする 3 次元円筒座標 (z, r, ϕ) で考える。波動擾乱の方程式は線形であるので、基本解の重ね合わせで解が与えられる。基本解は、それぞれ z, r, ϕ 方向に波数 k, λ, m を持っているとし、ここでは一組の波数のセットで示される波動擾乱を考える。もし $m=0$ (波動の擾乱は ϕ 方向に一様で、 r 方向と z 方向の 2 次元構造を持つ) であるなら、第II-4 章で論じた $k_y = 0$ の時と同じで、電場擾乱の発散 $(\nabla \cdot \delta \mathbf{E}_\perp)$ が 0 でないモードは、磁力線に垂直な面で純粋な収束・発散のパターンを示し、同時に $(\nabla \times \delta \mathbf{E}_\perp)_\parallel$ は 0 になる。この電場は (3-3) 式のアルベン波の電場擾乱である。一方、回転性電場擾乱 $((\nabla \times \delta \mathbf{E}_\perp)_\parallel)$ が 0 でないモードは、磁力線に垂直な面で純粋な回転の

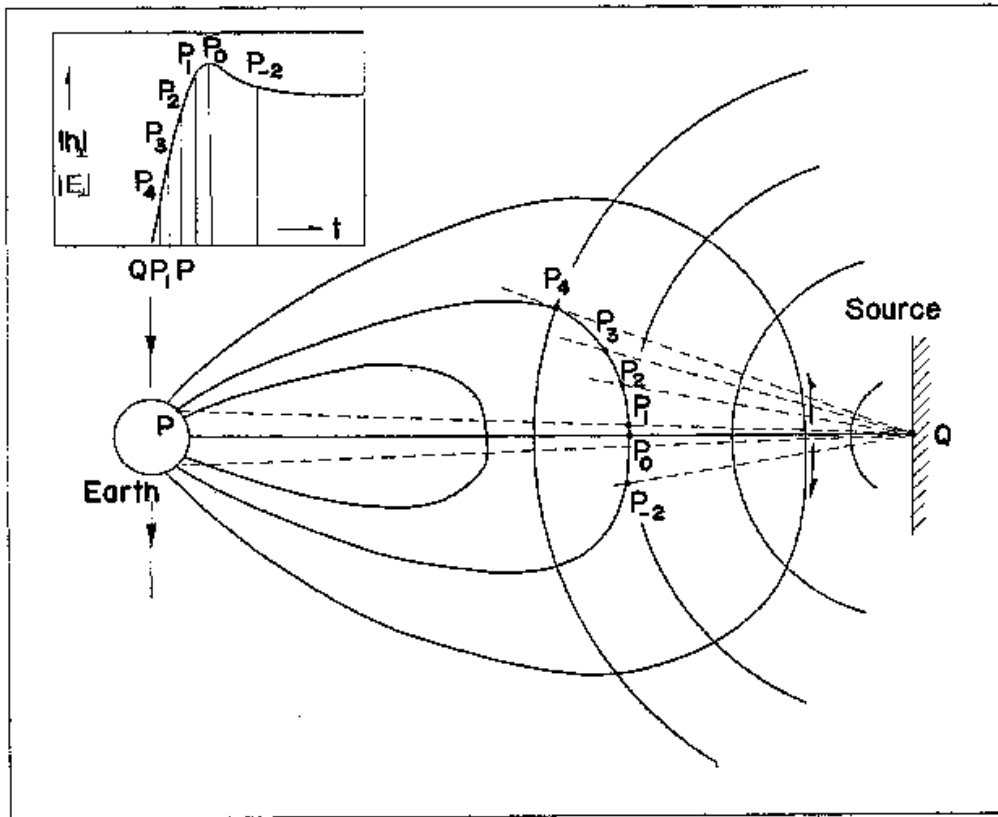
パターンを示し、同時に $\nabla \cdot \delta \mathbf{E}_\perp$ は 0 になる。この電場は (3-4) 式の磁気音波の電場擾乱である。このように、2 次元空間構造を持つ電場擾乱は、アルベン波擾乱と磁気音波擾乱に完全に分離できる。しかし、一旦 m が 0 でなくなり、波動が 3 次元構造を持つようになれば、アルベン波擾乱と磁気音波擾乱の分離はできない。このとき、磁気音波の伝搬を表す (3-4) 式をラプラス変換 ($\tilde{f}(s) = \int_0^\infty f(t)e^{-st} dt$) し、(3-2) 式も使って変形すると

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{s^2}{V_A^2} \right) \delta \tilde{A}_\perp = -\mu_0 \frac{\nabla_\perp \cdot \tilde{\mathbf{F}}}{B_0} + \nabla_\perp \times (\hat{\mathbf{z}} \delta \tilde{B}_\parallel) \quad (3-5)$$

が得られる。 $\hat{\mathbf{z}}$ は z 方向の単位ベクトルである。この式の右辺第 2 項は磁気音波成分からの寄与を意味するので、(3-5) 式は磁気音波から磁力線に沿った波動の発生を意味している。

Tamao[1964a]はこの磁力線に沿って伝搬する波を converted transverse mode と呼んでいる。

以上の設定の下で、Tamao [1964a]は、地震学の理論地震記象で行う数学的技法 (Laplace 変換を用いて時間発展方程式を解析的に解く) を電磁流体波動問題に応用し、一様な直線磁場の中で、ある点に撃力を加えた時の電磁流体波動伝搬問題を解析的に取り扱っている。その結果をもとにして、Tamao [1964b]は磁気赤道面にある点 Q に瞬間的な撃力を与えたときの電磁流体擾乱の伝搬を定性的に論じた (図 III-5)。それによると、電離圏の footpoint が P 点である磁力線が波動源 Q 点と磁力線で繋がっていない場合、 P 点で観測される擾乱の経路は、① Q 点から P 点を通る磁力線まで 3 次元方向に等方的にアルベン速度で伝搬する isotropic mode (磁気音波) で伝搬し、② P 点を通る磁力線において、①の経路を通った isotropic mode が、converted transverse mode として磁力線に沿って P 点に伝わってくることを説明した。①の経路では波動シグナルは等方的に伝搬するので、幾何的な減衰を伴うが、②の経路では減衰しない。よって、 Q 点から P 点を通る磁力線までの距離が最短になる経路を通る場合が、PI 期の擾乱が最大になる。これは Q 点から赤道面を通る経路 (図 III-5 の QP_0) である。また、最速の経路は、 Q 点から引いた磁力線の接線に沿って伝搬した isotropic mode が接点 (P_4) で converted transverse mode に変換し磁力線に沿って P 点に至る



図Ⅲ-5:磁気圏界面上の点 Q に加わった撃力が作る電磁流体波動の磁気圏内伝搬。点 Q で生成された isotropic mode は、電離圏上の点 P を footpoint とする磁力線に向けて等方的に伝搬し、点 P_0 から点 P_4 のところで converted transverse mode に変換し、磁力線に沿って電離圏(点 P)に到達する。最も早く到達する経路は伝搬距離が最短の QP_1P であり、最も強度が大きくなる経路は isotropic mode としての伝搬距離が最短になる QP_0P である。Tamao [1964a]

ものである。なお、isotropic mode が直接 Q 点から P 点に伝搬する場合は、幾何学的減衰のため検出可能なシグナルを発生しにくい。Tamao [1964b]は、このモデルを SC に応用し、磁気圏界面の圧縮は経度方向に有限の幅があることを考えて、Tamao[1964a]の理論を当てはめ、電離圏ホール電流が地上磁場を作るとして、PI 期の地上磁場の振る舞いを説明している。(図Ⅲ-5 は Tamao travel time [Chi and Russell, 2005]として知られている。)

さて、Tamao [1964b]の PI 電流系の沿磁力線電流生成理論に戻る。Araki [1994]の PI 電流系は、Tamao [1964b]の考えが反映されている。Tamao [1964b]では、一様プラズマを仮定し 3 次元構造を

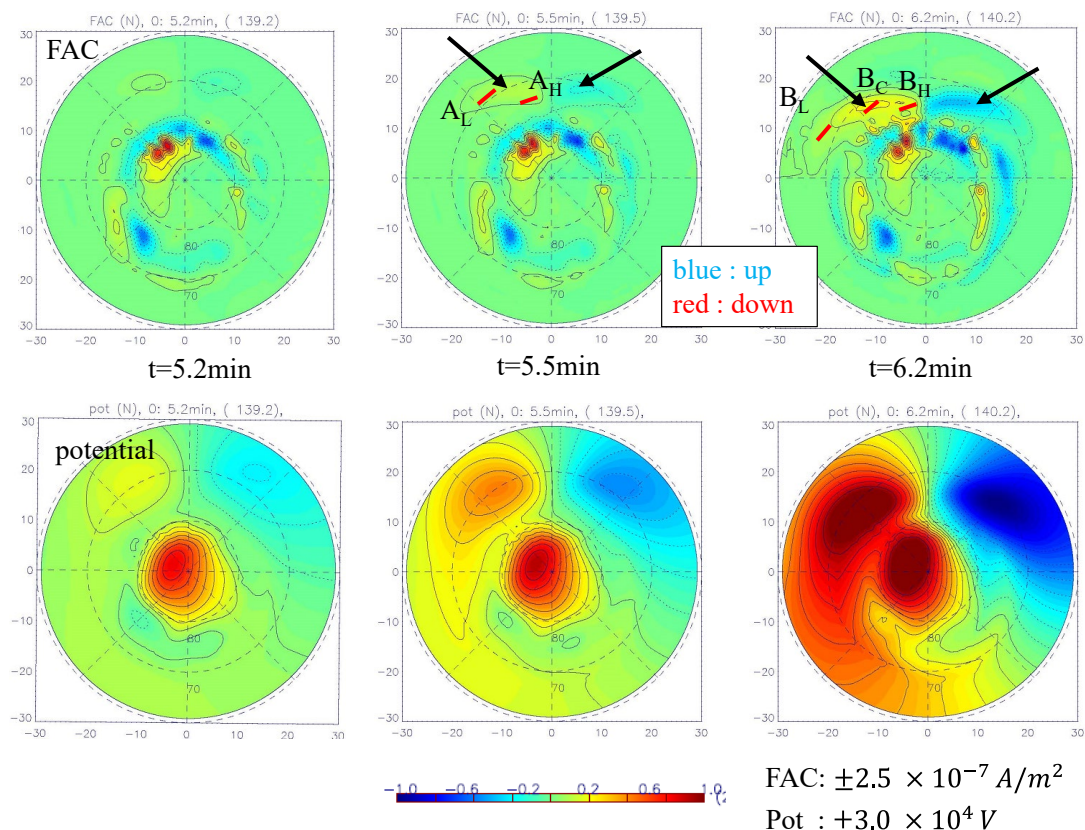
もつ磁気音波とアルベン波は結合していることから、最初に駆動された磁気音波が磁力線に沿ったアルベン波に変換し、電離圏への沿磁力線電流になることを示している。一方、プラズマ密度や磁場強度が磁力線に垂直な方向に一様ではない磁気圏では、場の空間構造が 2 つの波動結合機構に影響を与えている。(第II-4 章で説明した事柄であるが、SC に応用した形で、再び説明する。) 実際、Tamao [1965]は、一様でないアルベン速度分布を持つ磁気圏を、磁気音波が伝搬するとき、磁気音波の周波数と同じ振動周期を持つ磁力線振動(アルベン波)と共鳴的に結合することを論じている。この時に磁気音波からアルベン波へのモード変換はアルベン速度の空間非一様の程度に関係する。さらに、Fujita et al. [2002] は、プラズマ圧力の効果を無視した冷たいプラズマ近似のもとで線形波動伝搬の数値シミュレーションを行い、アルベン速度空間勾配が大きな場所でアルベン波と磁気音波の結合が強くなることを示した。これらの研究から、Fujita et al. [2003a] は、磁気圏前面を急に圧縮した際に作られる磁気音波が内部磁気圏においてアルベン速度が急に变化する場所でアルベン波に変換し沿磁力線電流になると推定した。実際、Fujita et al. [2003a]が使った第 1 世代のシミュレーションコードでは $6 \sim 7 \text{ Re}$ の領域でアルベン速度の空間勾配が大きくなっており、そこで波動の結合が強められている。ただし、アルベン速度の構造は人工的に現れたものであり、現実存在する構造(プラズマ圏)を再現したわけではない。(地球付近でアルベン速度が急増すると、それに応じてシミュレーションの時間ステップを短くする必要がある。この不具合を解消するために、人為的に地球近傍でアルベン速度が増大しないようにした。)しかし、REPPU コードではそのようなアルベン速度構造を持っていないので、同じ議論はできない。また、Fujita et al. [2003a]はシミュレーション結果を用いて垂直電流から沿磁力線電流への変換に関する詳細な解析はしていない。本稿では REPPU コードの結果を用い、III-2-4 章において、垂直電流から沿磁力線電流への変換過程について議論する。

III-2-2 シミュレーションが明らかにした PI 電流系

本章以降の第III章では、第II章で説明した線形電磁流体波動理論を参考にして、シミュレーション結果が示す物理過程を考えていく。ただし、シミュレーション自体は、非線形性やプラズマ圧力の効果も含んで計算してあるので、完全に線形理論が成立するとは限らない。なお、解析に使ったシミュレーション結果は動画III-1 に用いたものと同じである。

Araki [1994]が提唱した PI 電流系のモデルでは、昼の磁気圏界面の急激な圧縮によって磁気音波が生成され、昼から夜に伝搬するこの波動の波面に沿って沿磁力線電流が生成する。そうすると、PI オンセット(SC オンセット)の経度方向の速度は磁気圏内の磁気音波の速度に等しいことになる。実際に、衛星観測によって、磁気圏内で SC のオンセットは磁気音波速度で伝わる事が確かめられている [Takahashi et al., 2017]。一方で、PI の H 成分地上磁場変動が最大を示す時刻は高緯度の方が遅れ、継続時間は低緯度から高緯度に向けて長くなる傾向があることが観測によって知られており(図III-4)、シミュレーションでも再現されている(図III-3)。この現象の生成機構は、高緯度での PI 変動に関する重要な未解明の問題である。Araki [1994]の PI 電流系モデルは PI 擾乱のフロントの位置の移動を説明できるが、図III-3 で示すような極域での H 成分変動の振る舞いを説明するのは簡単ではない。ここでは、この地上磁場変動極値の経度方向移動速度問題をきっかけとして、シミュレーションを活用し、これまで知られなかった PI 電流系を明らかにしていく。なお、この章の内容の大部分は Fujita and Tanaka [2022]に掲載されたものである。

地上磁場変動分布の変化を理解するには、まず電離圏沿磁力線電流分布とポテンシャル分布の変化を知ることが必要である。そこで、シミュレーションで得られた PI 期の沿磁力線電流分布とポテンシャル分布の時間変化を図III-6 に示す。(この図は Fujita et al. [2003a]の図 1 に対応するものである。)PI 期の沿磁力線電流分布は、午前側で上向き電流、午後側で下向き電流の三日月型(電流分布の図の中で黒い矢印を付けたもの)である。この三日月型分布は先端部が朝方／夕方方向の低緯度側にあり、後端部は正午方向の高緯度側に現れる。さらに、5.5 分の PI 沿磁力線電



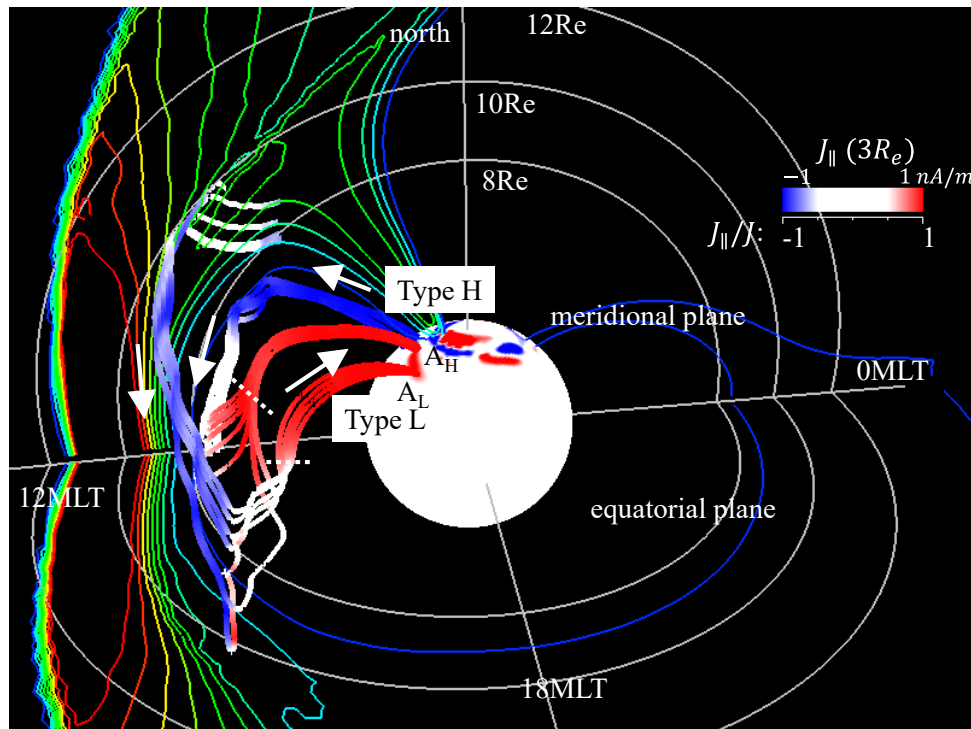
図Ⅲ-6: (上)シミュレーションで得られた北半球電離圏 60 度より極域での沿磁力線電流分布の時間変化。赤が正（下向き）、青が負（上向き）。各図の上が 12 時地磁気地方時、下が 00 時地磁気地方時。黒い矢印で示された沿磁力線電流が PI に対応するものである。t=5.5 分の沿磁力線電流分布図の A_H と A_L 、6.2 分の B_H 、 B_C と B_L の赤線は、図Ⅲ-7 と図Ⅲ-8 に描かれている電流系の電離圏起点を示す。(下) 同じ時間での電離圏ポテンシャルの時間変化。赤が正、青が負のポテンシャルを示す。Fujita and Tanaka [2022]

流と 6.2 分の PI 沿磁力線電流を比較したとき、沿磁力線電流型分布は先端の低緯度側が朝方／夕方側に伸びるが、後端の高緯度においてはほとんど動かないことが分かる。電離圏ポテンシャルは、沿磁力線電流をソース項とするポアソン方程式から得られるため、電離圏ポテンシャル分布は、ほぼ PI 沿磁力線電流分布に相似である。このことにより、電離圏ポテンシャル分布は沿磁力線電流分布より低緯度側と朝方／夕方側に伸びた形をしている。沿磁力線電流の三日月型分布が時間とともに経度方向に移動するということは、電離圏ポテンシャル分布が同様の形をもって変形して

いることを意味する。このため、図Ⅲ-3 の 15 時地磁気地方時や 18 時地磁気地方時における H 成分変化で示されるように、低緯度側がより速く移動するように変形している電離圏電場が作る地上磁場変化は高緯度の方が遅れることになる。(地上磁場擾乱は電離圏電流と沿磁力線電流から作られるが、沿磁力線電流が作る地上磁場成分は図Ⅲ-3 の結果から、電離圏ペダーセン電流が作る磁場とほぼ相殺される。よって、図Ⅲ-6 の電離圏ポテンシャル分布からホール電流を考えてやれば地上磁場変化が推定できる。)さらに、PI 磁場変動の継続時間の緯度変化についても、沿磁力線電流分布は高緯度側の方が低緯度側より経度方向への移動速度が遅いため、これに対応する電離圏電場ポテンシャル分布が生成されるため、高緯度の方が PI 磁場変化の継続時間が長くなることが分かる。よって、我々が解明すべきことは、PI 地上変動を作り出す沿磁力線電流の分布が、低緯度側の方が速く動く三日月型になる物理機構を調べることである。このために、電離圏を起点として磁気圏電流系を調べることにする。

電離圏 PI 沿磁力線電流分布の変形が緯度によって異なることを理解するためには、電離圏 PI 電流系分布の中から、高緯度側と低緯度側を通る電流が磁気圏でどのような経路を通るかを調べればよい。まず、図Ⅲ-6 の $t=5.5$ 分における電離圏沿磁力線電流分布から高緯度の点として A_H (75.5 度, 12.6~13.1 時地磁気地方時)、低緯度側の点として A_L (69.1 度, 14.0~14.8 時地磁気地方時) の 2 点を選ぶ。計算した磁気圏の下部境界は $3 R_e$ であるので、電離圏から磁力線に沿って下部境界に投影した点から電流線を引く。図Ⅲ-7 に電離圏で選んだ 2 点に対応する点 A_H と A_L を始点とする磁気圏電離圏系の 3 次元電流線を示す。さらに、図Ⅲ-6 の $t=6.2$ 分における電離圏沿磁力線電流分布では、高緯度点 B_H (73.6 度, 12.6~13.1 時地磁気地方時) と低緯度点 B_L (65.9 度, 16.2~16.8 時地磁気地方時) に加え、中間の点 B_C (71.3 度, 13.8~15.0 時地磁気地方時) の 3 点を選び、この 3 点に対応する下部境界の点を始点とする磁気圏電離圏系 3 次元電流線を描く。その結果を図Ⅲ-8 に示す。各図で、電流線の色は J_{\parallel}/J を示し、青と赤は、それぞれ、 $J_{\parallel}/J = -1$ (電流は磁力線に反平行、北半球では上向き) と $J_{\parallel}/J = +1$ (電流は磁力線に平行、北半球では下向き) である。電流線の色が白から赤、もしくは白から青に変わる場所で垂直電流と沿磁力線電

流の変換が起きている。下部境界で青と赤に描かれた図形は、沿磁力線電流の分布（上向き：暖色系～下向き：寒色系）を示している。さらに、北半球子午面と午後側赤道面における圧力をコンターで示している。本論文では、電流系が双極子磁場に沿っているとみられる領域を内部磁気圏と呼び、外側を外部磁気圏と呼ぶことにする。図Ⅲ-7 に内部磁気圏と外部磁気圏の境界を点線で示した。この図から高緯度電離圏起点と低緯度電離圏起点の PI 電流系が異なることが分かる。これらの特徴を以下にまとめる。なお、PI 電流系は 2 種類の電流系からなることは、Fujita et al. [2003a]

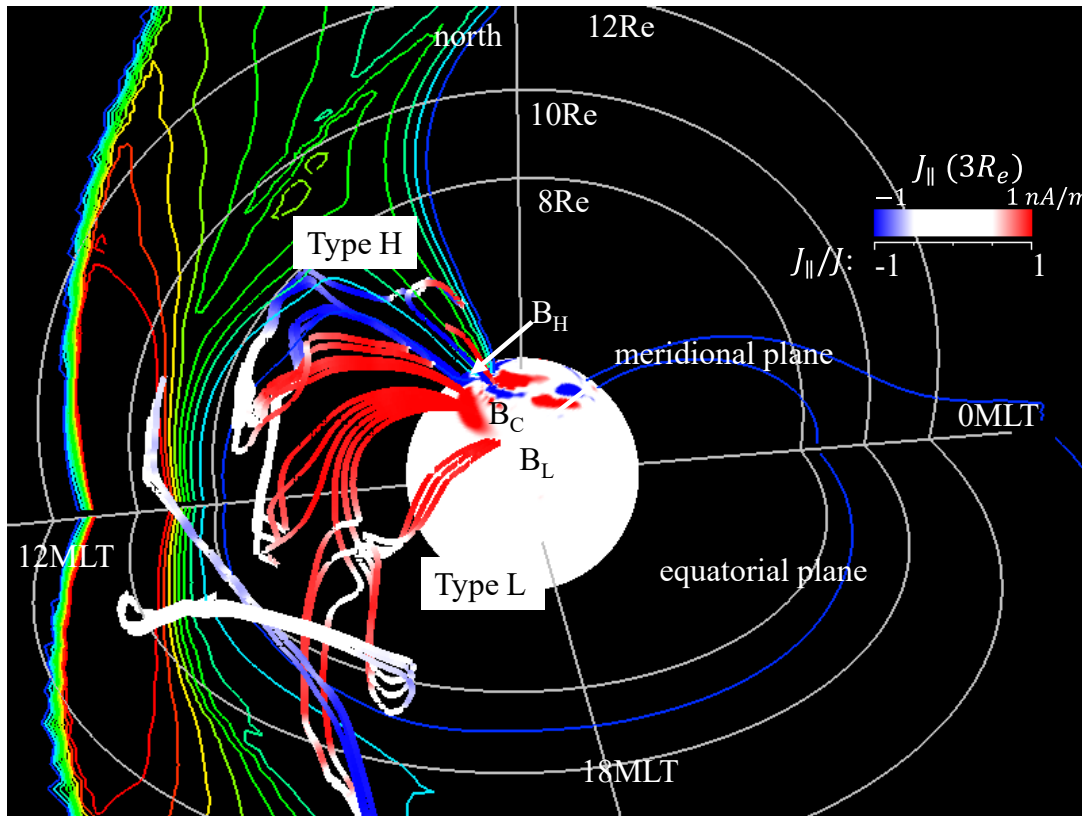


図Ⅲ-7: $t=5.5$ 分における 3 次元 PI 電流系を北半球午後方向から見下ろした図。図Ⅲ-6 の沿磁力線電流図の赤で示した A_H と A_L を起点とする電流線の解析結果。 $A_H = (75.5 \text{ 度}, 12.6 \sim 13.1 \text{ 時地磁気地方時})$; $A_L = (69.1 \text{ 度}, 14.0 \sim 14.8 \text{ 時地磁気地方時})$ である。シミュレーション下部境界 ($3 R_e$) の色は J_{\parallel}/J を示し、赤／青系が下／上向き沿磁力線電流を示す。コンターは子午面と赤道面の圧力分布 ($0 \sim 2 \text{ nPa}$) である。図中の白抜き矢印は電流の向きを示す。PI 電流系は磁気圏内を流れ高緯度電離圏 (A_H) に繋がる電流 (type H) とマグネトシースに繋がって低緯度電離圏 (A_L) に繋がる電流 (Type L) の 2 種類あることが分かる。電流線が青から白に変わる場所と、赤から白に変わる場所で垂直電流と沿磁力線電流の変換が起きている。 A_H に繋がる電流の一部は type L 電流系である。白点線は電流が双極子磁力線に沿って流れる領域の限界を示す。この線より内側を内部磁気圏、外側を外部磁気圏と呼ぶ。Fujita and Tanaka [2022]

を始め、これまでの SC 研究では触れられていない。

最初に、時刻 5.5 分の磁気圏電離圏における 2 つの電流系の特徴をまとめる (図 III-7)。まず、高緯度にある点 A_H に流れ込む電流系を見てみる。これを type H 電流系とする。この電流系を構成するものは、①磁気圏から電離圏に流れる午後側内部磁気圏の下向き沿磁力線電流 (赤)、②電離圏から磁気圏に流れる午前側内部磁気圏の上向き沿磁力線電流 (青)、③2 つの沿磁力線電流系①と②を結ぶ昼間磁気圏界面前面の朝方から夕方に向かう電流 (白) の 3 つで構成される。朝方から夕方に向かう垂直電流が直接沿磁力線電流に変換していることが特徴である。変換領域は磁気圏界面から内側に入った領域 ($L \sim 8 R_E$) である。(下で説明する A_H を起点とする type L 電流系は除く。)ただし、電流が双極子磁場に完全に沿っているとみられる領域 (白い点線の内側、内部磁気圏) と朝方から夕方に向かう電流の間では、電流は沿磁力線電流の成分が大きいが、電流線は双極子磁力線からやや外れている。その外れ方は午後側の方が大きくなる。(Type H 電流系は Fujita et al. [2003a] が示した PI 電流系と似ている。両者の関連は III-2-4 章で説明する。)次に、 A_L に繋がる PI 電流系を考えてみる。まず、この電流系は、①北半球のマグネトシースを流れる電流、②磁気圏界面を横切っている垂直電流 (白)、③磁気圏界面から内部磁気圏に向かう垂直電流 (白)、④電離圏 A_L へ流れる内部磁気圏沿磁力線電流 (赤) の 4 つの要素で構成されている。この電流系を type L 電流系とする。この電流系はこれまでの研究では扱われていなかった新しいものである。なお、図 III-7 の A_H に入る電流系のうち、 A_H の正午側を通る電流は type H 電流系であるが、午後側を通る電流はマグネトシースに繋がる type L 電流系になっている。このことは、 A_H の場所が type H 電流系と type L 電流系の境界になっていることを示している。

次に、図 III-8 に次の時刻 (6.2 分) の電流系を示す。その電流系を描く起点の位置は図 III-6 に示されている B_H 、 B_C 、 B_L の 3 点である。各点を電離圏から磁気圏下部境界に投影した点を図 III-8 に示す。この 3 点を起点として電流系を描く。まず、 B_H に繋がる電流系はすべて type H 電流系である。さらに、この電流系の朝方から夕方に向かう電流は図 III-7 の 5.5 分における A_H 起点の電流系の朝方から夕方に向かう電流より高緯度に移っている。次に、 B_L を起点にする電流系は、すべて電離

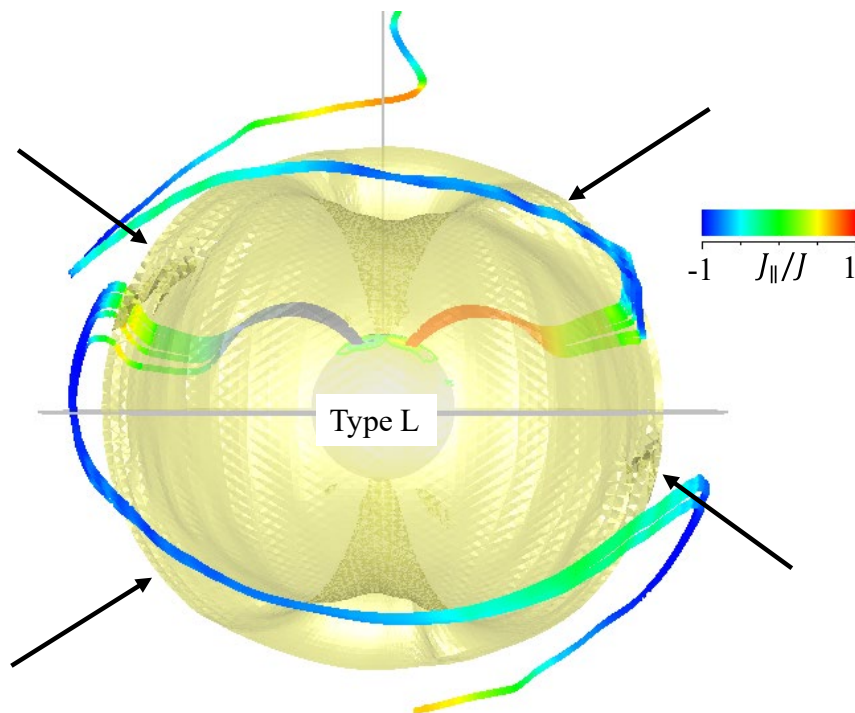


図III-8: $t=6.2$ 分における3次元PI電流系を北半球午後方向から見下ろした図。図III-6の B_H 、 B_C 、 B_L を磁気圏下部境界に磁力線に沿って投影した点を起点とする電流線の解析結果。 $B_H = (73.6^\circ, 12.6 \sim 13.1$ 時地磁気地方時)、 $B_C = (71.3^\circ, 13.8 \sim 15.0$ 時地磁気地方時)、 $B_L = (65.9^\circ, 16.2 \sim 16.8$ 時地磁気地方時)である。シミュレーション下部境界(3 Re)の色は $J_{||}/J_{||}(3R_e)$ を示し、赤／青系が下／上向き沿磁力線電流を示す。コンターは子午面と赤道面の圧力分布(0～2 nPa)である。電離圏PI沿磁力線電流系の正午側末端に繋がる電流系は type H 電流系であり、午後側先端に繋がるものは Type L 電流系である。2つの中間領域で type H と type L が入れ替わる。Fujita and Tanaka [2022]

図とマグネットシースを結び type L 電流系であることが分かる。この type L 電流系が磁気圏界面を横切る経度は、図III-7の type L 電流系が磁気圏界面を横切る経度より夕方側に進んでいる。最後に、途中の B_C を起点とする電流系は、一部が type H 電流系で、他は type L 電流系になる。以上のことから、5.5分(図III-7)では type H 電流系と type L 電流系の境界は A_H であるが、6.2分(図III-8)では B_C まで進行したことが分かる。結局 type H 電流系は type L 電流系の後を追いかける形で経度方向に伝搬している。また、6.2分における B_H の位置は 5.5分における A_H とほとんど変わらない

い。このため、PI 電流系分布の時間変化は、低緯度の先端部分は速い速度で経度方向に進み、高緯度の昼側ではほとんど動かない。よって、PI 地上磁場変動が、高緯度ほど継続時間が長く、ピークの位置が遅れることが理解できる。

図Ⅲ-7 では、午後側の電離圏沿磁力線電流に繋がる type L 電流系だけを示した。しかし、午前側の沿磁力線電流に繋がる type L 電流系の行方はこの図からは分からない。そこで、午前側と午後側の電離圏沿磁力線電流に繋がる 2 つの type L 電流系の全体を図Ⅲ-9 に描く。図Ⅲ-9 では磁気圏界面の位置の概略を示す 3 次元の等圧力面も書き加える。図Ⅲ-9 から、午前側の type L 電流系は南半球のマグネトシース電流に繋がっていることが分かる。さらに、磁気圏界面を横切ってマグネトシースに出た電流は、磁気圏界面付近では太陽風動圧変化の波面に沿って流れ、マグネトシ



図Ⅲ-9: 午前側を起点とする type L 電流系と午後側を起点とする type L 電流系の全体像を太陽方向から見た図。黄色で示した図形は圧力の 3 次元等値面である。図Ⅲ-7 で示されなかった午前側電離圏に繋がる type L 電流は、南半球のマグネトシースに至ることが分かる。圧力等値面の隆起(黒い矢印)は、太陽風インパルスの先端通過を示す圧力等値線面の変形である。Fujita and Tanaka [2022]

ースの磁力線方向電流に繋がっていることも分かる。その後は、2 つの type L 電流系は夜側に伸びて太陽風に繋がっているように見える。なお、図には示さないが、南半球電離圏の沿磁力線電流に繋がる type L 電流系は、午後側は北半球のマグネトシースに伸び、午前側は南半球のマグネトシースに伸びる。また、IMFBy が正の場合は、北半球午後側の type L 電流系は南半球のマグネトシース電流に繋がり、午前側の type L 電流系は北半球のそれに繋がる。

ここで、PI 期の電流系を考える上で注意すべきことを記す。PI 期の現象は短い時間スケールで変化する。このことは、ある時刻において磁気圏電離圏での電流線を描いたとき、始点における電流はその電流線に沿って終点まで流れているわけではないことを示している。例えば、type L 電流系が磁気圏界面を横切ることを考えてみよう。電流線上の磁気圏界面の外側に隣接する点では、そこを通る電流に相当する磁場の変動は、その内側の点の磁場変動と連続し、プラズマの動きは磁気圏界面の前後で同じになる。こうして電流自体は電流系全体に亘って流れるわけではなく、電流線上の隣接する点間でやり取りをするだけであるが、そのベクトルを結べば流線が定義できる。Region1 電流系のような定常電流（現象の時間スケール \gg アルベン速度で磁力線を往復する時間スケール）は、電流源から電離圏に電流が流れている電流回路として捉えることができるが、PI 期の電流系はこのようなものではない。PI 期の電流系は、ある時刻における磁場構造を電流系で表現したもので、瞬間的な電流のスナップショットである。

III-2-3 PI 電流系生成機構

III-2-2 章で、PI 期の地上磁場変動の特徴を説明することができた。後半はシミュレーション研究にとって最も大切な PI 期の磁気圏電離圏変動の物理過程を論じる。まず、電流系の生成問題を考えてみよう。なお、第 II 章では、冷たいプラズマ近似を用いて、SC が作るプラズマ擾乱の波動伝搬問題を考えた。一方、ここでは、シミュレーションではプラズマの圧力効果も取り入れているので、電流生成問題を考えるために、有限温度の効果が作る電流も考える。（なお、昼間の磁気圏におけ

る PI 電流系に関しては、プラズマの圧力効果が有効であるのは magnetopause 付近だけである。）

磁気圏プラズマ中の電流のうち、磁力線に垂直な電流は運動量のバランス式

$$\rho \left(\frac{D\mathbf{v}}{Dt} \right) = \mathbf{J}_\perp \times \mathbf{B} - \nabla P \quad (3-6)$$

に現れるため、プラズマの力学過程と直接関連している。（ ρ はプラズマ密度、 \mathbf{v} はプラズマ速度ベクトル、 \mathbf{J} は電流ベクトル、 \mathbf{B} は磁場ベクトル、 P はプラズマ圧力である。）そこで、この章では図Ⅲ-7 に示す 5.5 分のシミュレーション結果を用いて、Ⅲ-2-2 章で論じた 2 種類の PI 電流系の垂直電流が作られる力学過程を考える。一方、沿磁力線電流は電磁流体過程における電流非発散性の関係

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = \nabla \cdot (\hat{e} J_\parallel + \mathbf{J}_\perp) = 0 \quad (3-7)$$

を使って、垂直電流から求められる。従って、力学過程との関連は間接的である。ここで、 \hat{e} は磁力方向の単位ベクトル (\mathbf{B}/B) である。沿磁力線電流生成機構はⅢ-2-4 章で論じる。

まず、図Ⅲ-10 (A) に、図Ⅲ-7 と同じ時刻 ($t=5.5$ 分) の、磁気圏-マグネトシース赤道面における垂直電流ベクトルの分布を示す。この図から磁気圏界面に平行に朝方から夕方に向かう方向に流れる電流と、マグネトシースにおける太陽風動圧変化の先端部分で電流が乱れた流れ方をしていることが目立つ。さらに、赤円で示した領域において電流が磁気圏界面を横切っていることに気が付く。加えて、青い楕円においては、磁気圏界面を横切る電流が流れている赤円領域の下流側の磁気圏内領域で、正午方向に向かう垂直電流が発生していることが分かる。この電流は、図Ⅲ-10 (B) に示したように、この領域で、収束 ($\nabla_\perp \cdot \mathbf{J}_\perp < 0$) している。この青い楕円領域は、図Ⅲ-7 で示した type H 電流系に沿って、垂直電流から沿磁力線電流への変換が起こる場所を赤道面に投影した領域である。（電流方向変換の物理過程はⅢ-2-4 章で説明する。）

PI 電流系を理解するために、図Ⅲ-10 (A) で示された磁気圏界面に沿った朝方から夕方に向か

う電流、磁気圏界面を横切る垂直電流、その下流側で正午方向に流れる磁気圏垂直電流の 3 つの電流が現れる物理機構を調べる。電磁流体では、磁気圏垂直電流 (J_{\perp}) は反磁性電流 (J_d) と慣性電流 (J_i) の和である。なお、 J_d と J_i は

$$J_d = \frac{\hat{e}}{B} \times \nabla_{\perp} P \quad (3-8)$$

$$J_i = \frac{\hat{e}}{B} \times \rho \left(\frac{Dv}{Dt} \right)_{\perp} \quad (3-9)$$

である。まず、この 2 つの電流を別々に調べてみる。図 III-11 (A) と図 III-11 (B) にそれぞれ磁気赤道面での J_d と J_i の分布を矢印で示す。まず、図 III-10 (A) の磁気圏界面に沿って朝方から夕方に向かう方向に流れる電流ベクトルは、図 III-11 (A) に示されている J_d と完全には一致しない。すなわち、図 III-10 (A) と図 III-11 (A) を比較すると、この電流は J_d と J_i の合成であることが分かる。また、図 III-11 (A) と図 III-11 (B) から、 J_d は青い楕円領域では顕著な収束・発散は見られないが、 J_i は収束しているように見える。(このことについては III-2-4 章で扱う。) 次に、図 III-10 (A) と図

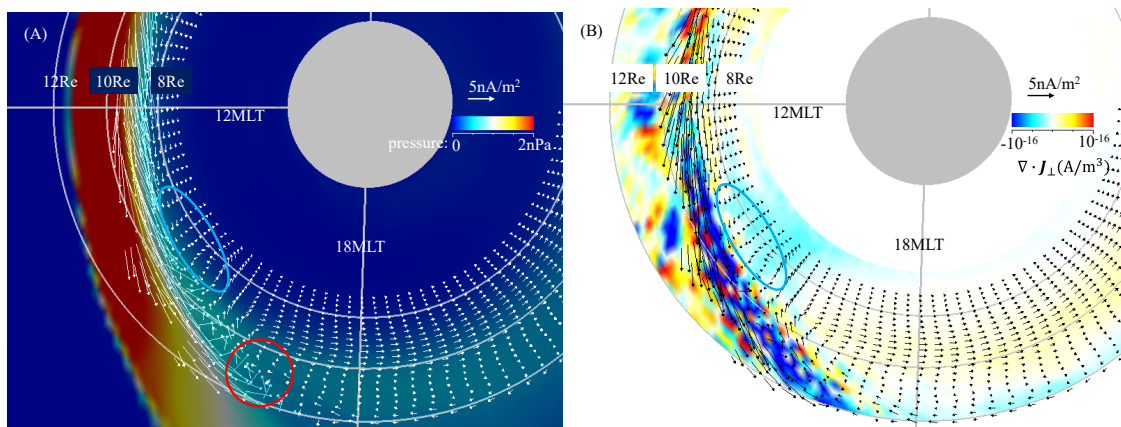
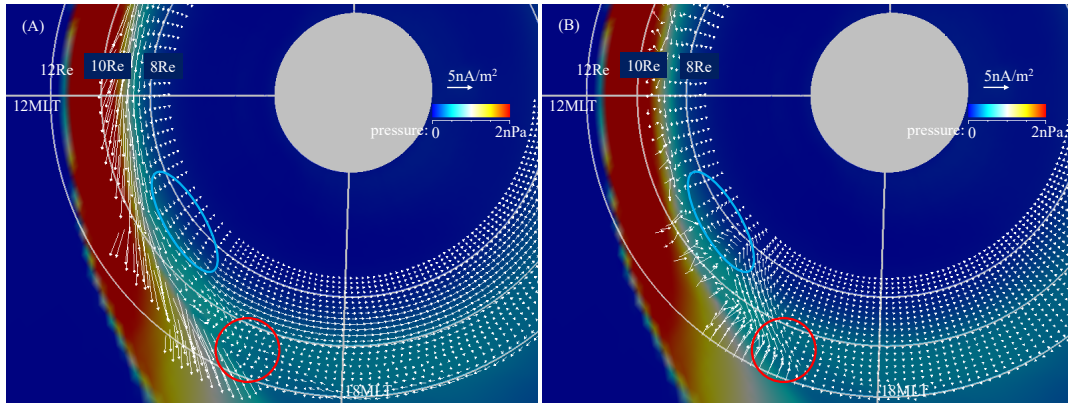


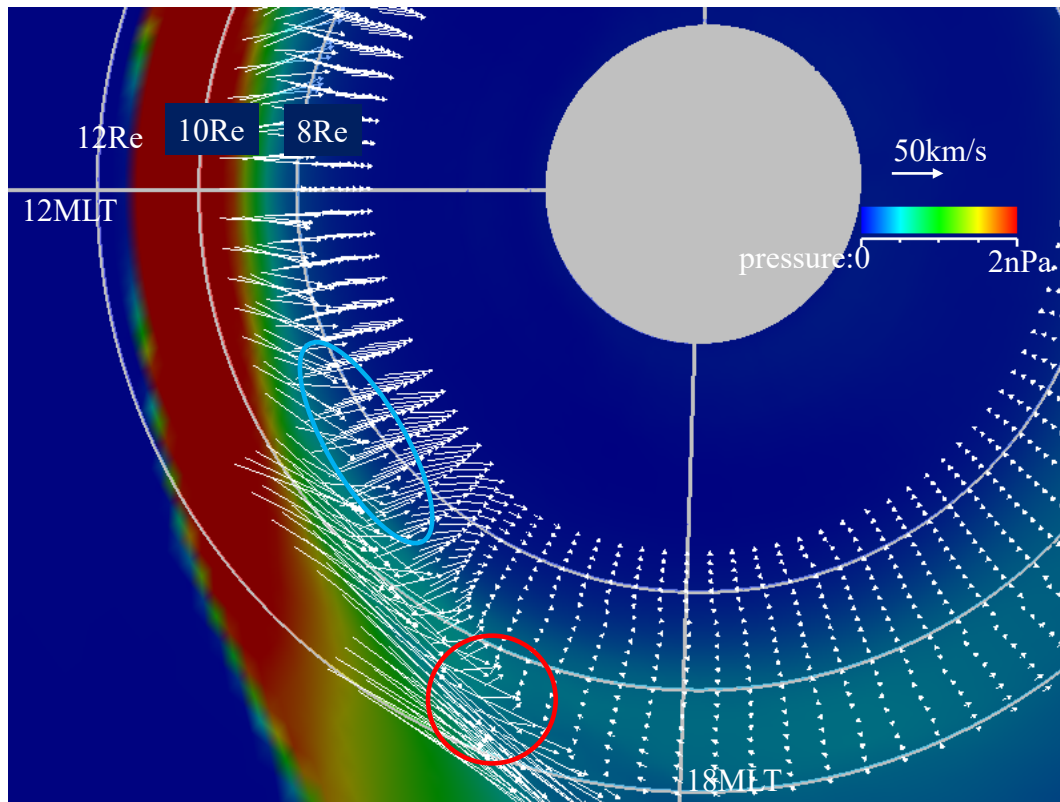
図 III-10: (A) 5.5 分での磁気赤道面の垂直電流ベクトル。磁気赤道面の圧力分布を色で示す。青い楕円は、type H 電流が垂直電流から FAC に変換される領域を赤道面に投影した領域で、電流が収束している。赤い円は、type L 電流が磁気圏界面を横切って流れる領域である。(B) 5.5 分での磁気赤道面の垂直電流ベクトルと、6~12 Re における垂直電流の発散を色付けて示す。Fujita and Tanaka [2022]



図III-11: 図III-7と同じ時刻(5.5分)における、磁気赤道面での(A) J_d と(B) J_i 。磁気赤道面の圧力分布は色で示す。青い楕円は、type H 電流が垂直電流から FAC に変換される領域を赤道面に投影した領域で、赤い円は、type L 電流が磁気圏界面を横切って流れる領域を示す。Fujita and Tanaka [2022]

図III-11 (B) を比較すると、赤丸で示した磁気圏界面を横切る電流と、その上流側に太陽方向に流れる電流は J_i であることが分かる。さらに、青い楕円領域においては J_i が収束している。

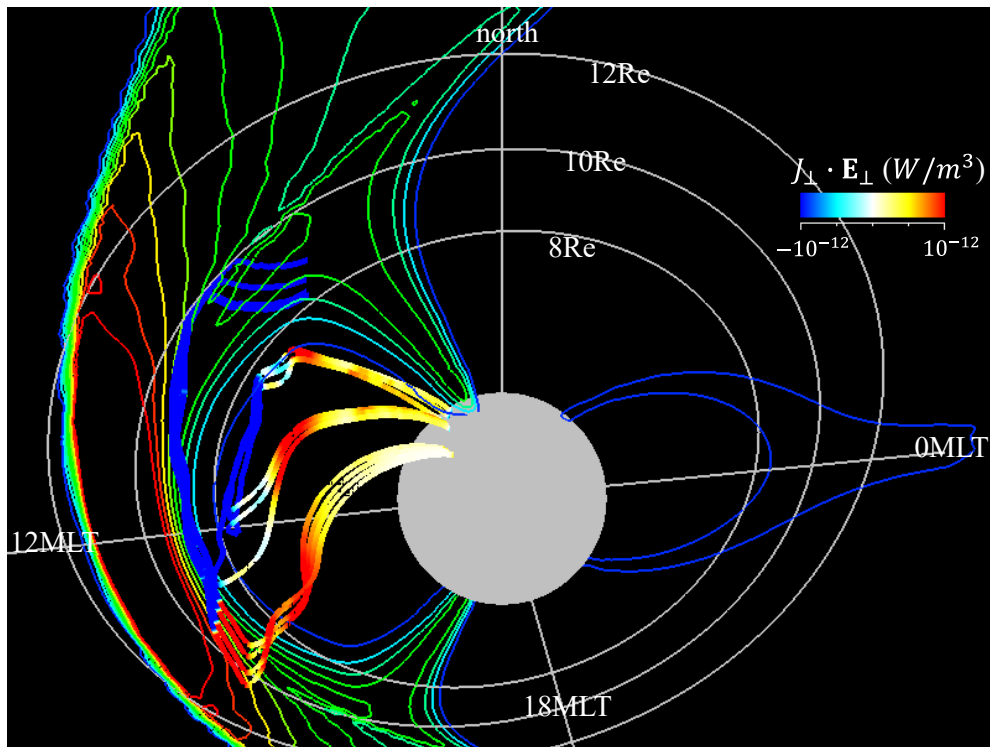
図III-10 (A) と図III-11 (B) から、磁気圏界面を横切る PI 電流系の垂直電流として、 J_i が主要な役割を果たしていることが分かる。(Fujita et al. [2003a] も PI 期の昼間の磁気圏では慣性電流が優勢であることを述べている。) よって、 J_i の振る舞いを考える。このためには、磁気赤道面における磁力線に垂直な慣性力を調べるのが重要である。そのため、図III-12 に赤道面における磁力線に垂直なプラズマフローベクトル (v_{\perp}) の分布を示す。図III-12 から、磁気圏界面を横切る電流が流れている赤円の場所は、太陽風動圧変化がマグネトシースを通過している先端領域であることが分かる。ここでは慣性力はマグネトシースに沿って夕方側を向いており、主磁場が z 方向であることから、慣性電流の向きは磁気圏界面を横切ってマグネトシースから磁気圏に入り込む方向になる。こうして、マグネトシースにおける太陽風動圧変化の先端部分でプラズマが加速を受けていることによって、図III-11 (B) の磁気圏界面を横切る電流が生成されることが分かる。一方、赤円領域から下流側の磁気圏領域では、 v_{\perp} の方向が夕方方向から徐々に磁気圏の内部方向に向いている。これは、以下のように説明できる。すなわち、動圧変化の先端部分ではマグネトシースに沿ってプラズマが



図III-12: 5.5 分での赤道面の磁場に垂直フローベクトル。赤道面圧力分布を色で示す。青い楕円は、type H 電流が垂直電流から FAC に変換される領域を赤道面に投影した領域、赤い円は、type L 電流が磁気圏界面を横切って流れる領域である。Fujita and Tanaka [2022]

動いているため磁気圏界面を磁気圏方向に押す力は現れず、磁気圏内部のプラズマには影響を与えない。しかし、下流側ではマグネトシースでの高まったプラズマ圧が磁気圏を内側に押すため、磁気圏のプラズマが内側に動き始める。このため、図III-12 のような磁気圏内部方向に向かう v_{\perp} を引き起こしている。このようなプラズマ流の振る舞いを反映して、慣性電流は磁気圏の内部に向かう方向から正午の方向に逆流するようになる。

電流生成機構を調べるため、エネルギー変換について触れる。図III-7 で示した 2 つの電流系がどこで生成されるかを調べるため、 $J_{\perp} \cdot E_{\perp}$ で色付けした電流線を図III-13 に示す。電流線に沿ったエネルギー変換をまとめる。



図III-13: 図III-7 で示した 2 つの PI 電流系の電流を $J_{\perp} \cdot E_{\perp}$ で色付けしたもの。青はダイナモ ($J_{\perp} \cdot E_{\perp} < 0$ 、電磁エネルギー生成)、赤はロード ($J_{\perp} \cdot E_{\perp} > 0$ 、電磁エネルギー消費) を示す。他の表示は図III-7 と同じである。Fujita and Tanaka [2022]

1. type H 電流系は磁気圏界面付近の朝方から夕方に向かう電流のところが $J_{\perp} \cdot E_{\perp} < 0$ (発電、ダイナモ) を示している。これは、太陽風動圧が磁気圏界面を圧縮するため、電磁エネルギーが増大していることを示しており、マグネトシースから磁気圏への圧力減少領域を滑り降りるプラズマフローによる熱エネルギーの放出と、プラズマが減速されるための運動エネルギーの放出が電磁エネルギー増大をもたらしている。このことは、Fujita et al. [2003a] の PI 電流系のダイナモと同じである。また、電流が磁力線に完全に沿い始める領域で、 $J_{\perp} \cdot E_{\perp} > 0$ (電流損失、ロード) が現れる。これは昼間の磁気圏界面が太陽風動圧変化によって急激に圧縮されたことに伴って発生した磁気音波が磁気圏内を伝搬する時の波面である。ここでは波動の電磁エネルギーが波動の運動エネルギーに変換される。このことも Fujita et al. [2003a] で明らかにされている。

2. type L 電流系のダイナモはマグネトシース内に発生している。このダイナモ生成の原因は、type H 電流系の磁気圏内ダイナモ生成と同じように、太陽風動圧変化がマグネトシースを急に圧縮するためである。すなわち、プラズマ圧はマグネトシースの中間部分の圧力が最大になり、磁気圏界面方向に減少する。昼間ではプラズマフローはマグネトシースから磁気圏界面の方向に流れるので、熱エネルギーが解放される。さらに、マグネトシースでは太陽風プラズマフローが減速をするので、運動エネルギーも解放される。両者からエネルギーを受けて電磁エネルギーが増大する。この物理過程によってダイナモが生成する。一方、昼間で圧縮されたマグネトシースのプラズマが午後側と午前側にあふれ出し、流れの先端部分のプラズマを押す（加速する）。この加速に抵抗するために電磁エネルギーが使われる。結局、type L 電流系がマグネトシースから磁気圏界面を横切って磁気圏に入る経路では、 $J_{\perp} \cdot E_{\perp} > 0$ （ロード）が現れる。

III-2-4 沿磁力線電流変換機構

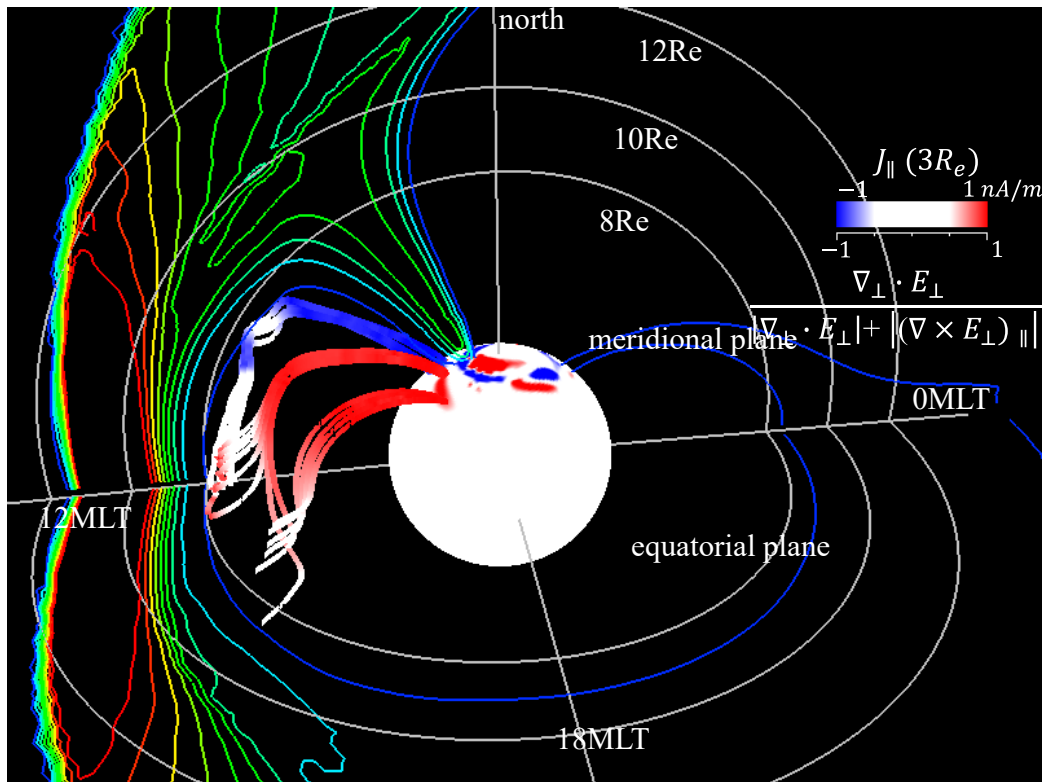
III-2-3 章で、PI 電流系の垂直電流の発生機構を調べた。こうして発生した垂直電流が沿磁力線電流に変換して電離圏と繋がり、PI 磁場変動を引き起こしている。よって、垂直電流から沿磁力線電流への変換過程を考えることは重要である。沿磁力線電流生成問題に関しては、Itonaga et al. [2000]が、沿磁力線電流は磁力線に沿ってアルベン速度で伝搬することを、方程式にまとめている。この方程式は、沿磁力線電流で見た磁力線振動の駆動を示す式である。（以後、沿磁力線電流で見た磁力線振動を沿磁力線電流振動と呼ぶ。）本章では、Itonaga et al. [2000]の考え方とは異なり、シミュレーション結果をそのまま使って、垂直電流から沿磁力線電流への変換を論じる。なお、Itonaga et al. [2000]の考え方に沿った沿磁力線電流振動の駆動問題は、第III-2-7 章で触れる。

昼間磁気圏のプラズマ変動は冷たいプラズマ近似でほぼ説明できるから、アルベン波と磁気音波を考えれば良い。従って、PI期の電流系での垂直電流と沿磁力線電流を考える際、プラズマ擾乱がアルベン波モードか、磁気音波モードかを同定することは重要である。III-2-1 章で論じたように、

冷たいプラズマ近似の下で、アルベン波は垂直電場の発散($\nabla \cdot \mathbf{E}_\perp$)、磁気音波は回転性垂直電場の磁力線方向成分($(\nabla \times \mathbf{E}_\perp)_\parallel$)で特徴付けられることから、図III-7で示された電流線の

$$\frac{\nabla \cdot \mathbf{E}_\perp}{|\nabla \cdot \mathbf{E}_\perp| + |(\nabla \times \mathbf{E}_\perp)_\parallel|} \quad (3-10)$$

の値で色を付ければ、アルベン波成分と磁気音波成分の割合を調べることができる。この結果を図III-14に示す。この値が0に近い電流線(図では白)は磁気音波が卓越し、 ± 1 に近い場合(青もしくは赤)はアルベン波が卓越している。(なお、(3-10)式によるモード識別は冷たいプラズマ近似に



図III-14: 図III-7で示した type H 電流系と type L 電流系を波動モードで電流線の色付けしたもの。冷たいプラズマを仮定した分析なので、type L 電流系のマグネトシース部分の電流は論じない。赤と青はアルベン波、白は磁気音波が卓越していることを意味する。他の表示は図III-7と同じである。Fujita and Tanaka [2022]

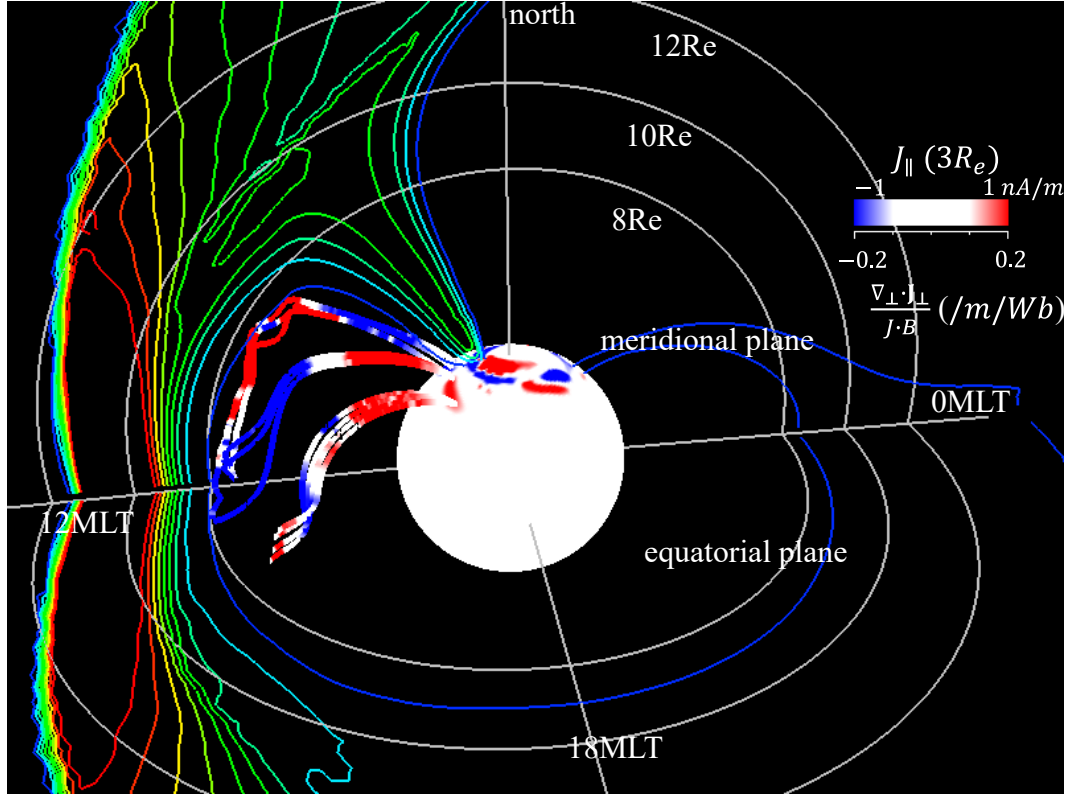
において有効であるので、type L 電流系のマグネトシース部分は考えない。) この図から、type H 電流

系では磁気圏界面付近の朝方から夕方に向かう電流は磁気音波が卓越し、電離圏と繋がる沿磁力線電流はアルベン波が卓越していることが分かる。朝方から夕方に向かう電流と沿磁力線電流の間は、アルベン波と磁気音波が混在している。一方、type L 電流系では、磁気圏界面を横切った後磁気圏に入り込んでいる垂直電流は磁気音波が卓越し、電離圏と繋がる沿磁力線電流はアルベン波が卓越していることが分かる。

まず、(3-7) 式を変形すると、磁力管内の電流保存式

$$\nabla_{\parallel} \left(\frac{J_{\parallel}}{B} \right) + \frac{\nabla_{\perp} \cdot \mathbf{J}_{\perp}}{B} = 0 \quad (3-11)$$

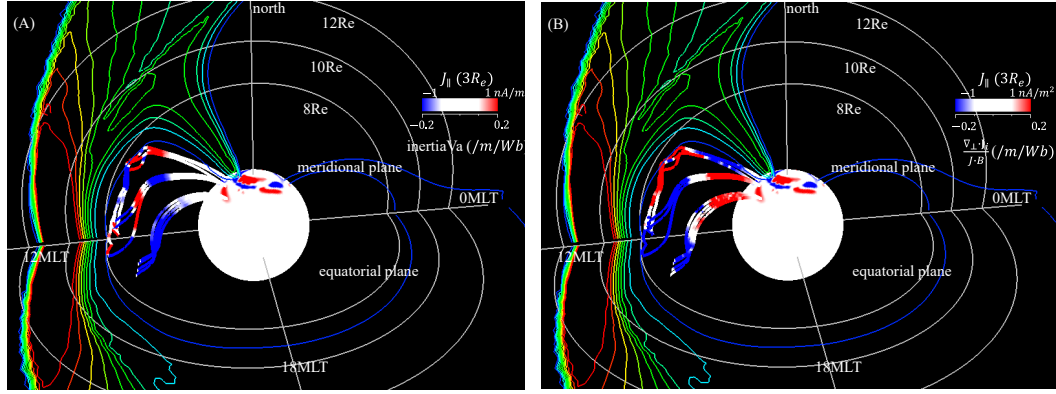
が得られる。従って、垂直電流と沿磁力線電流の変換は(3-11) 式の第 2 項を評価すればよい。なお、この量は電流強度に比例するため、磁力管の断面積が小さくなって電流強度が大きくなる下部磁気圏では外部磁気圏と比べて、 $\nabla \cdot \mathbf{J}_{\perp} / B$ がより大きな値を持つようになる。このため、 $\nabla \cdot \mathbf{J}_{\perp} / B$ は磁気圏の任意の場所における変換効率を調べるには適切ではない。そこで、以下では、その場の電流強度で正規化した $\nabla \cdot \mathbf{J}_{\perp} / J B$ を評価する。図Ⅲ-15 に 2 つの PI 電流系の電流線に沿った垂直電流の収束・発散 ($\nabla \cdot \mathbf{J}_{\perp} / J B$) を色で示す。(ただし、ここでは電離圏沿磁力線電流の生成を考えることにし、磁気圏内の垂直電流と沿磁力線電流の変換だけを扱う。よって、図Ⅲ-15 から図Ⅲ-18 まで、プラズマ β が 0.2 を超える領域の電流線 (マグネトシースの type L 電流系) は描いていない。) 電流線が青いところは $\nabla \cdot \mathbf{J}_{\perp} < 0$ 、電流線が赤いところは $\nabla \cdot \mathbf{J}_{\perp} > 0$ である。 $\nabla \cdot \mathbf{J}_{\perp} < 0$ は垂直電流が沿磁力線電流に変換されることを意味し、 $\nabla \cdot \mathbf{J}_{\perp} > 0$ は逆である。まず、type H 電流系では午前側の沿磁力線電流が朝方から夕方に向かう電流に変換される領域で $\nabla \cdot \mathbf{J}_{\perp} > 0$ (沿磁力線電流→垂直電流)、午後側の朝方から夕方に向かう電流が沿磁力線電流に変換される領域で $\nabla \cdot \mathbf{J}_{\perp} < 0$ (垂直電流→沿磁力線電流) であることが分かる。さらに電離圏に近い磁気圏領域では午前側で $\nabla \cdot \mathbf{J}_{\perp} < 0$ 、午後側で $\nabla \cdot \mathbf{J}_{\perp} > 0$ である。type L 電流系は、電離圏に近い領域では、



図III-15: 図III-7で示した2つのPI電流系の電流を $\nabla \cdot \mathbf{J}_\perp / JB$ で色付けしたもの。青は発散(垂直電流 \rightarrow 沿磁力線電流)、赤は収束(沿磁力線電流 \rightarrow 垂直電流)を示す。ただし、プラズマ β が0.2を超える領域の電流線(マグネトシースのtype L電流系)は描いていない。他の表示は図III-7と同じである。Fujita and Tanaka [2022]

type H電流系と同じように $\nabla \cdot \mathbf{J}_\perp > 0$ であり、磁気圏界面を横切った垂直電流が磁気圏内部に進入した場所で $\nabla \cdot \mathbf{J}_\perp < 0$ になっている。図III-15の結果は、0でない $\nabla \cdot \mathbf{J}_\perp$ を示す電離圏付近の低高度磁気圏を除き、図III-7の電流線図で示した垂直電流と沿磁力線電流の変換位置と整合する。

垂直電流は(3-8)式の反磁性電流(J_d)と(3-9)式の慣性電流(J_i)に分けられる。ここで、沿磁力線電流生成にどちらの電流が有効かを調べてみる。図III-16に図III-7で示した2つのPI電流系の電流線に沿った(A) $\nabla \cdot \mathbf{J}_d / JB$ 、(B) $\nabla \cdot \mathbf{J}_i / JB$ を示す。この図から、垂直電流の発散は主に J_i が寄与していることが分かる。この結果はFujita et al. [2003a]と一致する。また、type H電流系で垂直電流が沿磁力線電流に変換される外部磁気圏では、午後側で $\nabla \cdot \mathbf{J}_\perp < 0$ 、午前側で $\nabla \cdot \mathbf{J}_\perp > 0$ になるが、この垂直電流は主に慣性電流が寄与していることが分かる。このことは、空



図III-16: 図III-7 で示した 2 つの PI 電流系の電流を (A) $\nabla \cdot J_{\perp} / JB$ 、(B) $\nabla \cdot J_i / JB$ で色付けしたもの。青は発散、赤は収束を示す。ただし、プラズマ β が 0.2 を超える領域の電流線（マグネトシースの type L 電流系）は描いていない。他の表示は図III-7 と同じである。Fujita and Tanaka [2022]

間構造が磁気圏の大きさより遥かに大きな太陽風動圧変化の場合、反磁性電流である Chapman-Ferraro 電流の収束・発散は沿磁力線電流生成には効いていないことを意味する。また、電離圏付近の低高度磁気圏に現れる $\nabla \cdot J_{\perp}$ は慣性電流が寄与していることもわかる。

図III-16 の結果から、反磁性電流は省略し、慣性電流を詳しく解析することとする。(3-9) 式の発散を分解すると、

$$\begin{aligned} \frac{\nabla_{\perp} \cdot J_i}{BJ} = & -\frac{\rho}{B^2 J} \hat{e} \cdot \nabla \times \left(\frac{D\mathbf{v}}{Dt} \right)_{\perp} + \rho \left(\frac{D\mathbf{v}}{Dt} \right)_{\perp} \cdot \frac{2\hat{e} \times \nabla B}{B^3 J} - \rho \left(\frac{D\mathbf{v}}{Dt} \right)_{\perp} \cdot \frac{\hat{e} \times \nabla \rho}{\rho B^2 J} \\ & + \rho \left(\frac{D\mathbf{v}}{Dt} \right)_{\perp} \cdot \frac{\hat{\phi}}{R_c B^2 J} + \rho \left(\frac{D\mathbf{v}}{Dt} \right)_{\perp} \cdot \frac{\nabla \times \mathbf{B}}{B^3 J} \end{aligned} \quad (3-12)$$

が得られる。なお、 R_c は磁力線の曲率半径であり、 \hat{n} を磁力線の法線方向の単位ベクトルとして、 $\hat{\phi}$ は、 $\hat{\phi} = \hat{e} \times \hat{n}$ として定義される。ここで、(3-12) 式右辺の各項を評価し、どの項がどこで垂直電流と沿磁力線電流の変換に効いているかを調べることにより、垂直電流から沿磁力線電流への変換過程を詳しく調べることができる。今後の説明のために、(3-12) 式右辺各項を以下の 5 つの記号、

$$\text{inertia1} = -\frac{\rho}{B^2 J} \hat{e} \cdot \nabla \times \left(\frac{D\mathbf{v}}{Dt} \right)_\perp \quad (3-13)$$

$$\text{inertia2} = +\rho \left(\frac{D\mathbf{v}}{Dt} \right)_\perp \cdot \frac{2\hat{e} \times \nabla B}{B^3 J} \quad (3-14)$$

$$\text{inertia3} = -\rho \left(\frac{D\mathbf{v}}{Dt} \right)_\perp \cdot \frac{\hat{e} \times \nabla \rho}{\rho B^2 J} \quad (3-15)$$

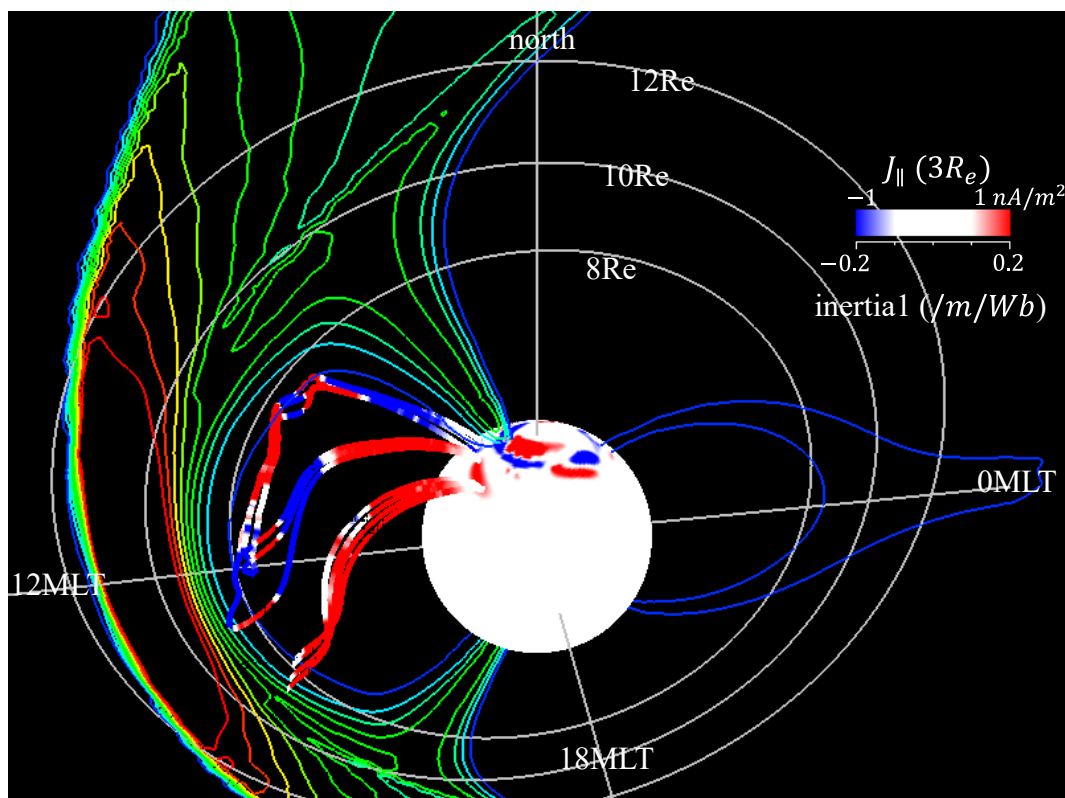
$$\text{inertia4} = +\rho \left(\frac{D\mathbf{v}}{Dt} \right)_\perp \cdot \frac{\hat{\phi}}{R_c B^2 J} \quad (3-16)$$

$$\text{inertia5} = +\rho \left(\frac{D\mathbf{v}}{Dt} \right)_\perp \cdot \frac{\nabla \times \mathbf{B}}{B^3 J} \quad (3-17)$$

で表す。inertia1 と inertia3 は慣性力の空間微分から派生する量で、他の 3 項は \hat{e}/B の空間微分から派生する量である。

まず、inertia1 を考える。図III-7 で示した 2 つの電流系の電流線を inertia1 で色を付けた図を図III-17 に示す。 $\mathbf{v}_\perp = \mathbf{E} \times \hat{e}/B$ であるから、電流がほぼ磁力線に沿っている場合（図III-7 に描かれている赤または青の電流線）は、 $\nabla \times \left(\frac{D\mathbf{v}}{Dt} \right)_\perp$ はアルベン波に伴う変位電流の発散であるとみなせる。

（なお、 $\left| \frac{\partial v_\perp}{\partial t} \right| \gg |(\mathbf{v}_\perp \cdot \nabla) \mathbf{v}_\perp|$ である。）その時は、inertia1 はアルベン波単独での垂直電流と沿磁力線電流の変換を表す量である。図に示す午後側電離圏に繋がる type L 電流系では、下部磁気圏で inertia1 は正（変位電流は正の発散）である。午後側電離圏の PI 電流系は電離圏に入り込む沿磁力線電流を持つから、沿磁力線電流が入り込んだ領域を中心に電離圏電場は正の発散を示す。この発散電場が等ポテンシャルである磁力線に沿って磁気圏に伝わるため、低高度磁気圏でも電場が正の発散を示す。図III-7 より、この領域では電流はほぼ磁力線に沿っており、電流はアルベン波の特性を持っているから、inertia1 を作り出す垂直電流はアルベン波の変位電流である。よって、電離圏付近の下部磁気圏における type L 電流系の変位電流の正の発散は、このような物理過程で作られている。さらに、type H 電流系でも、低高度磁気圏では type L 電流系と同じように午後側

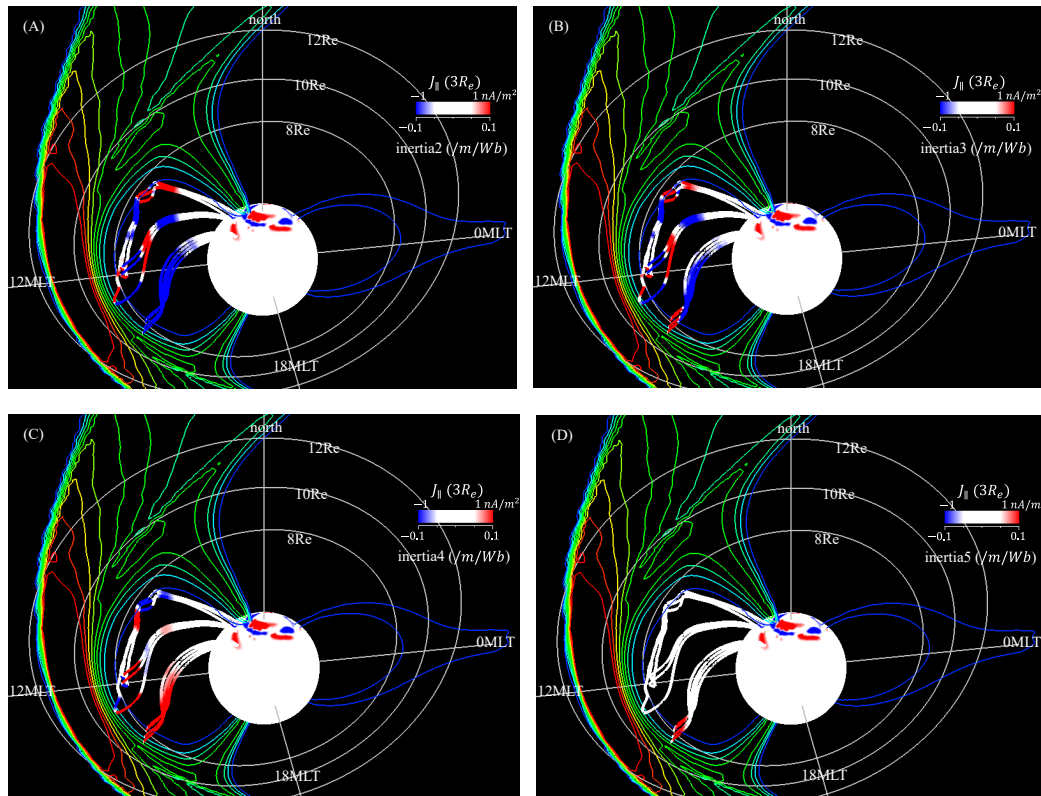


図III-17: 図III-7 で示した 2 つの PI 電流系の電流を $inertia1$ の値で色付けしたもの。青は発散、赤は収束を示す。ただし、プラズマ β が 0.2 を超える領域の電流線 (マグネトシース type L 電流系) は描いていない。収束発散を示す電流線の色の上下限値は ± 0.2 である。他の表示は図III-7と同じである。Fujita and Tanaka [2022]

で変位電流の正の発散 (赤) を示し、午前側では逆に負の発散 (青) を示す。この変位電流の振る舞いは、type L 電流系と同じである。一方、type H 電流系では、その外部の磁気圏で、午後側で $inertia1$ が負、午前側で正を示しており、低高度の磁気圏と逆になっている。この原因を考えてみよう。Type H 電流系は午前側と午後側は正午に対してほぼ反対称なので、午後側だけを注目する。まず、図III-7 から、type H 電流系は外部磁気圏においても、電流はほぼ磁力線に沿っており、ある程度アルベン波の性質を帯びていることが分かる。このことから、 $inertia1$ はほぼアルベン波の変位電流の発散を示すと考えられる。一方、午後側の type H 電流系が垂直電流から沿磁力線電流に変換する領域では、図III-12 から磁気赤道面でプラズマフローが負の発散をしていることが分かる。このことは、電場も負の発散をしていることを意味するので、結局変位電流が負の発散を示すことが理解できる。ただし、外部磁気圏で垂直電流から沿磁力線電流に変わる領域においては、午後側

で inertia1 が正、午前側で負になるところがある。ただし、図III-16 (B) より $\nabla \cdot \mathbf{J}_i < 0$ であるから、この場所は磁気音波の電流から沿磁力線電流に変換する物理過程の効果がより効いていることになる。結局、type H 電流系の電離圏の端では、流れ込む沿磁力線電流による発散する電場が作られ、磁気圏側の端では太陽風動圧変化の先端部分で収束する電場が作られていることが分かる。こうして、電離圏側と外部磁気圏側で変位電流の発散は磁力線に沿って符号を変えることが分かる。午前側では、電離圏側と外部磁気圏での発散の符号が逆になる。

次に、 inertia2 から inertia5 を考える。図III-7と同じ2つの電流系の電流を、 inertia2 から inertia5 の4つの量で色付けした図をそれぞれ図III-18 (A) ~ (D) に示す。図III-17の inertia1 の電流線カラー表示の上下限は ± 0.2 であるが、図III-18でのそれは ± 0.1 であるので、アルベン波に属する



図III-18: 図III-7で示した2つのPI電流系の電流を(A) inertia2 、(B) inertia3 、(C) inertia4 、(D) inertia5 の値で色付けしたもの。ただし、プラズマ β が0.2を超える領域の電流線(マグネトシースのtype L電流系)は描いていない。後の表示は図III-7と同じである。収束発散を示す電流線の色の上下限値は、図III-17のその半分(± 0.1)であることに注意。Fujita and Tanaka [2022]

垂直電流と沿磁力線電流の変換 (inertia1) に対して、inertia2 から inertia5 が示す変換は相対的に弱い。以下、図III-18 が示す垂直電流と沿磁力線電流の変換について、特徴をまとめる：

1. 4 つの項は電離圏近傍の磁気圏においてはほとんど無視できる値である。その理由として、この領域では磁場強度及びプラズマ密度はほぼ高さ方向に変化し、高度一定の水平面では一様な分布をしている。一方、磁力線の方向は磁気圏に比べてほぼ垂直である。従って、アルベン速度分布の磁力線に垂直な方向の非一様性は比較的小さくなることがあげられる。さらに、磁場強度が大きくなる内部磁気圏に向けて、磁気圏内部に進行する磁気音波が evanescent になり、この領域に伝搬できないことも inertia2～inertia4 が小さくなる理由と考えられる。これにより、inertia1 の振る舞いから議論したように、この領域の電流はほとんどアルベン波の性質を帯びたものであることも結論付けられる。
2. inertia2 は磁場強度の空間非一様性による垂直電流と沿磁力線電流の変換を意味する項である。(なお、この項は Vasyliunas[1970]が提示した沿磁力線電流生成の式に対して、 $\nabla_{\perp} P$ を $\rho(D\mathbf{v}/Dt)_{\perp}$ に置き換えたものである。) また、inertia3 はプラズマ密度の空間勾配による変換項である。inertia2 と inertia3 の 2 つの式をまとめると、 V_A はアルベン速度、 μ_0 を真空の透磁率として

$$\text{inertia2} + \text{inertia3} = \left(\frac{D\mathbf{v}}{Dt} \right)_{\perp} \cdot \frac{\hat{e} \times \nabla V_A^2}{\mu_0 V_A^4} \quad (3-18)$$

となることが分かる。従って、(3-18) 式から、inertia2 と inertia3 の和は、アルベン速度の空間非一様性による、磁気音波とアルベン波の結合の伴う垂直電流と沿磁力線電流の変換を表す式であることが分かる。inertia2 と inertia3 はアルベン速度の磁場強度依存性とプラズマ密度依存性をそれぞれ分けて取り出したものである。図III-18 (A)、(B) から、inertia2 と inertia3 の両者とも、午後側の type L 電流系では、磁気圏内で負の値を示している。これは磁気音波の垂直電流が収束しアルベン波の沿磁力線電流が生成されていることを示す。type H 電流系で

も、両者の振る舞いはほとんど同じである。Type H 電流系は午前側と午後側は正午に対してほぼ反対称なので、午後側だけを考える。inertia2 と inertia3 の両者とも、磁気圏界面から磁気圏に繋がる領域で負、その磁気圏側で正、さらに内部磁気圏では負を示している。図 III-17 の inertia1 と比較すると、特に inertia1 が 0 を示す内部磁気圏で、inertia2 と inertia3 が負になっていることが特徴的である。すなわち、その場所で磁気音波からアルベン波への変換により、沿磁力線電流が生成されている場所では、アルベン波の変位電流の発散は 0 になっている。

3. inertia4 は磁力線の曲率の効果である。図 III-18 (C) の結果から、inertia4 は図 III-18 (A) の inertia2 と反対の働きをしていることが分かる。このことを説明する。磁気圏内の磁力線が双極子磁場に近いとすると、磁場強度の空間勾配と磁力線の曲率は

$$\hat{e} \times \nabla B \simeq B \nabla \times \hat{e} = \hat{\phi} (\hat{n} \cdot \nabla) B \simeq -\frac{B}{R_c} \hat{\phi} \quad (3-19)$$

の関係がある。この結果、 $\text{inertia4} \simeq -\text{inertia2}/2$ (磁力線の曲率による変換効果は磁場強度の非一様性の効果を半減させる) である。こうして、図 III-18 (C) の結果が理解できる。なお、磁場強度に空間勾配があれば一般に磁力線が曲がることになる。波動モード変換の立場では、inertia4 は磁場強度の空間勾配と同じ効果があるが、電磁流体波動の結合理論では、この効果は明示的には扱わない。

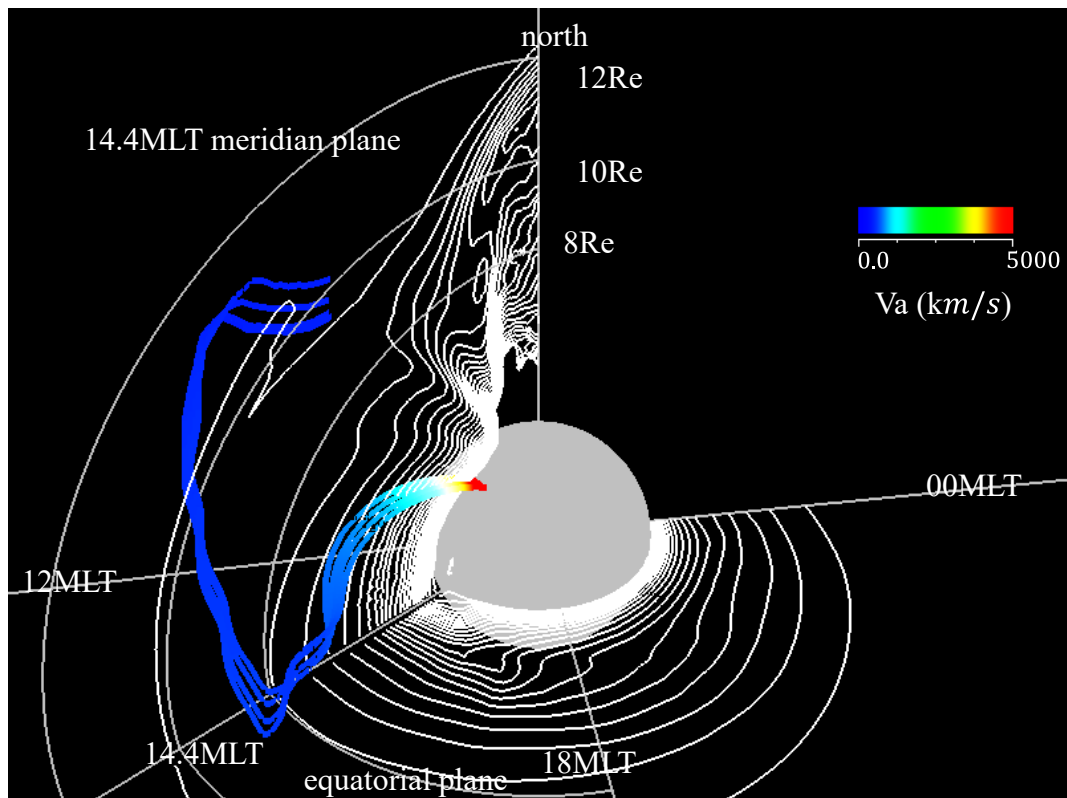
4. inertia5 は、磁力線に垂直な電流によって、磁力線方向のベクトルがスカラー磁場 (双極子磁場) から乱されるために生成する項である。昼間の磁気圏では磁力線が双極子磁場に近く、双極子磁場を大きく乱すような垂直電流は流れない。従って、この項は図 III-18 (D) に示すように無視できる程度の大きさで、垂直電流と沿磁力線電流の変換効率にはほとんど寄与しない。これ以上の考察は今回はやめる。

以上の結果の重要な部分をまとめると、①電流が磁力線にほぼ沿っている領域ではアルベン波の変位電流が沿磁力線電流に変換される効率が高いこと、②電流が磁力線から外れて流れてい

る場所ではアルベン速度の非一様性のため磁気音波からアルベン波に変換が起こり、沿磁力線電流が生成するが、この効率は①の物理過程によるものより低いこと、③磁力線の曲率も垂直電流から沿磁力線電流への変換に寄与するが、その効率は②よりさらに低い。

これまで得た結果から、Fujita et al. [2003a]が示した PI 電流系を考えてみる。この電流系は Tamao [1965]や Araki [1994]が提唱した電流系と同じもので、磁気圏界面付近の朝方から夕方に向かう電流が一端磁気圏内部に向かう垂直電流に流れを変え、内部磁気圏で沿磁力線電流に変換されるものである。図III-7に示された type H 電流系では、磁気圏界面から磁気圏に向かう垂直電流は顕著ではないが、図III-14 から磁気圏界面から電離圏に向かう電流の根本では磁気音波的な性格を帯びていることが分かる。従って、Fujita et al. [2003a]が示した PI 電流系は基本的に type H 電流系であると言える。

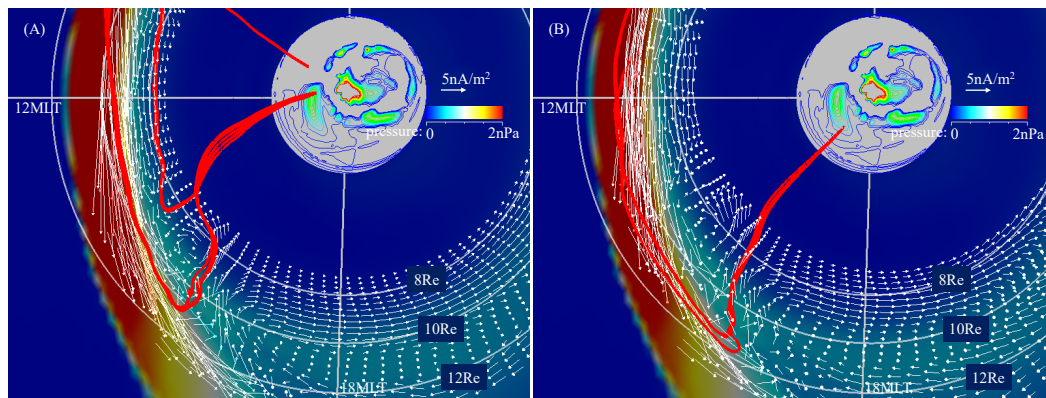
Type L 電流系は磁気圏の中で垂直電流が沿磁力線電流に変換されている。この場所がどこであるかを調べてみよう。Fujita et al. [2002]は、磁気圏内に磁気音波を駆動させた波動伝搬シミュレーション研究を行い、アルベン速度の空間勾配が大きくなる領域で磁気音波とアルベン波の結合が強くなり、強い沿磁力線電流が生成することを示している。この結果から、Fujita et al. [2003a]は PI 電流系の垂直電流から沿磁力線電流への変換はアルベン速度の空間勾配が大ききところであると推定している。ただし、彼らが使ったモデルではたまたま $6 \sim 7 R_E$ の領域でアルベン速度が急に変化しているため、そこで磁気音波とアルベン波の結合が強くなる。一方、REPPU コードでの結果を調べるため、図III-19に、type L 電流系と、赤道面及び type L 電流系の沿磁力線電流部分の経度 (14.4 時地磁気地方時) でのアルベン速度分布を示した。この図から、Fujita et al. [2003a]が使ったモデルに見られたアルベン速度の急変化構造は見られないが、アルベン速度分布の勾配は $8 R_E$ より内側の領域では地球に近づくにつれて大きくなっていることが分かる。また、図III-19 で分かるように、type L 電流系の沿磁力線電流変換領域 ($L \sim 8 R_E$) はアルベン速度の空間勾配が大きくなり始める場所である。この結果から、垂直電流から沿磁力線電流に変換する場所はアルベン速度分布が重要な役割を果たしていることが分かる。



図III-19: 図III-7 で示した type L 電流系と、14.4 時地磁気地方時及び赤道面のアルベン速度分布。コンター間隔は 25 km/sec。図の type L 電流系はほぼ 14.4 時地磁気地方時に沿って流れている。電流線の色は 0~50,000 km/sec のアルベン速度である。Fujita and Tanaka [2022]

III-2-5 電離圏沿磁力線電流の分布と磁気圏電流の関係

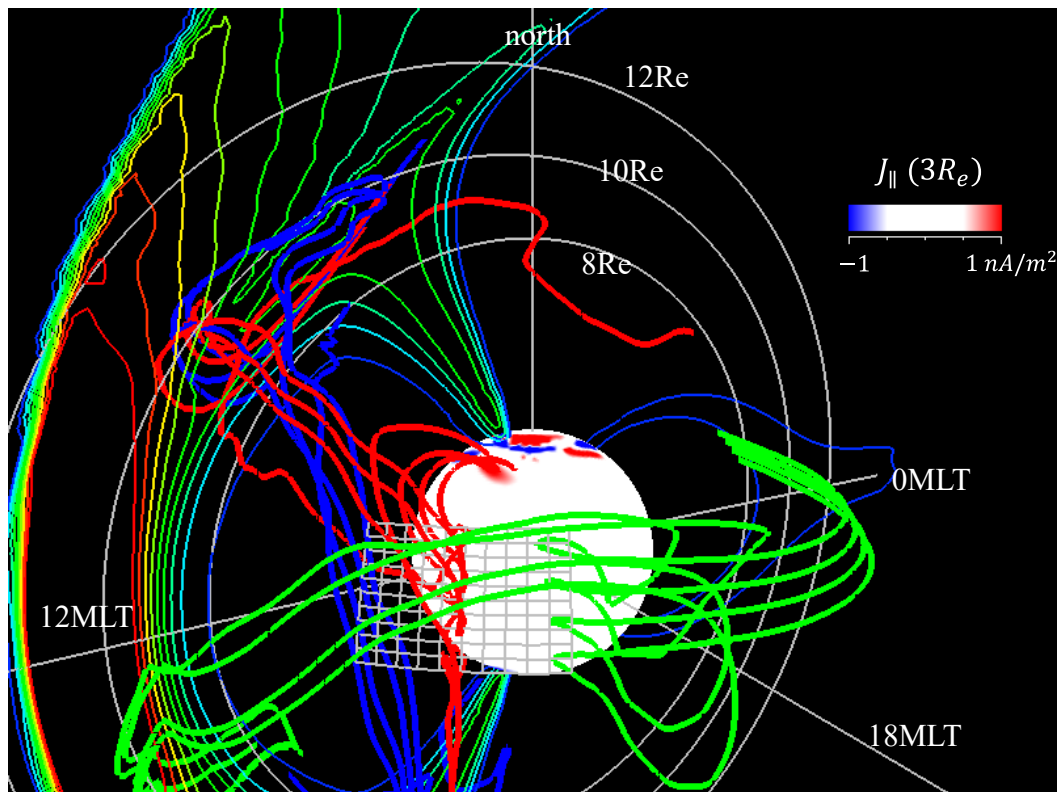
PI 期の電離圏沿磁力線電流分布は三日月型分布をしている。この形が形成される物理過程を考えてみよう。図III-20 (A)と(B)に、それぞれ、PI 期の沿磁力線電流分布の午後側先端部に流れ込む電流系と正午付近の後端部に流れ込む電流系の図を示す。先端部は type L 電流系のみであり、後端部は type L 電流系と type H 電流系が混在している。ここでは type L 電流系に注目する。図III-20 (A)と(B)では、type L 電流系が磁気圏界面を横切る緯度における垂直電流ベクトルの分布も示す。図III-20 (A)と(B)に示される東西方向の電流は赤道面からやや離れた場所を流るので、ベクトルを描いた面は、赤道面ではなく、先端部の場合赤道面から 23 度、後端部では 11 度



図III-20:5.5 分での (A) 電離圏 PI 電流系の最も高緯度側を通る電流系とそれが磁気圏界面を横切る緯度 (23 度) の面の垂直電流ベクトル、(B) 最も低緯度側を通る電流系と磁気圏界面を横切る緯度 (11 度) の面の垂直電流ベクトル。赤道面の圧力分布は色で示す。

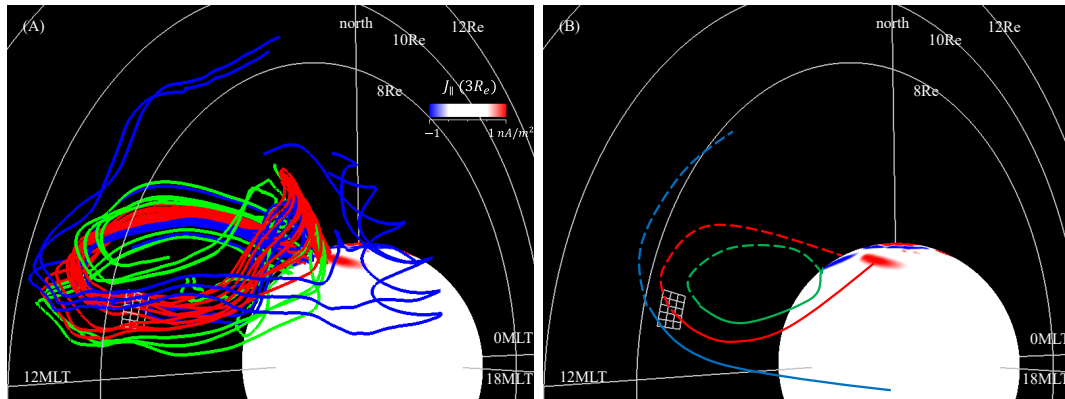
北半球に傾けた面である。従って、後端部の方が低緯度で磁気圏界面を横切ることが分かる。この図から、先端部の電流系が磁気圏界面を横切る領域では、電流はほぼ同じ経度に沿って電離圏まで繋がる。このことから、先端部の経度はマグネトシースでの太陽風動圧変化の移動と同じ速度で経度方向に動くことが分かる。一方、後端部の type L 電流系は磁気圏界面付近の磁気圏内における回転性電流に沿って正午方向に流れてから、磁気圏内部方向に向きを変え、電離圏に流れ込む。このことから、後端部の経度はマグネトシースでの太陽風動圧変化先端部の位置より後ろ側 (正午側) に位置することになる。なお、先端部も後端部も磁気圏界面を横切る緯度はほとんど同じである。以上のことから、沿磁力線電流分布が先端部で低緯度側、後端部で高緯度側にあることが理解できる。さらに、図示はしていないが、時間が経つにつれ、(A) 図に現れる回転性電流が大きくなり、正午側に流れる電流の長さが長くなる。このことにより、後端部の方が経度方向への移動速度が遅くなる。

磁気圏のどの領域を流れる電流が沿磁力線電流として電離圏に到達するかを調べてみる。まず、type L 電流系を扱う。太陽風動圧変化の先端から下流側、先端部、上流側の 3 つの領域を選び、電流線を描く。その結果は、図 III-21 である。この図は、5.5 分 (図 III-7) の時の、地球から 10 Re のマグネトシースを起点とする電流線である。下流部 (青) と上流部 (緑) は電離圏に到達せず、先端部



図Ⅲ-21:地球から 10 Re のマグネトシースを起点として描いた電流線。5.5 分。赤は太陽風インパルス波面を通り電離圏に繋がる type L 電流系。青は太陽風インパルス波面の後面、緑は前面を通る電流系で、電離圏には繋がらない。

だけが type L 電流系として電離圏に到達できる。ここでは、ごく限られた領域を通る電流だけが電離圏に到達できることに注意していただきたい。また、赤道面に近い領域を通る type L 電流は後端の電離圏高緯度の沿磁力線電流に繋がりと、赤道面から離れた領域を通る type L 電流は、先端部の低緯度電離圏の沿磁力線電流に繋がっている。このことは、図Ⅲ-20 の結果と一致する。type H 電流系についても、同様に磁気圏の決められた領域を起点とし電流線を描いて、電離圏に至る領域を調べてみる。その結果を図Ⅲ-22 に示す。図Ⅲ-22 (A) は計算結果から得た電流線、図Ⅲ-22 (B) はその概略図である。12 時子午面に描いた格子を通る電流だけが type H 電流系として電離圏に到達できる。Type L 電流系同様、ごく限られた領域を通る電流だけが電離圏まで到達できる。

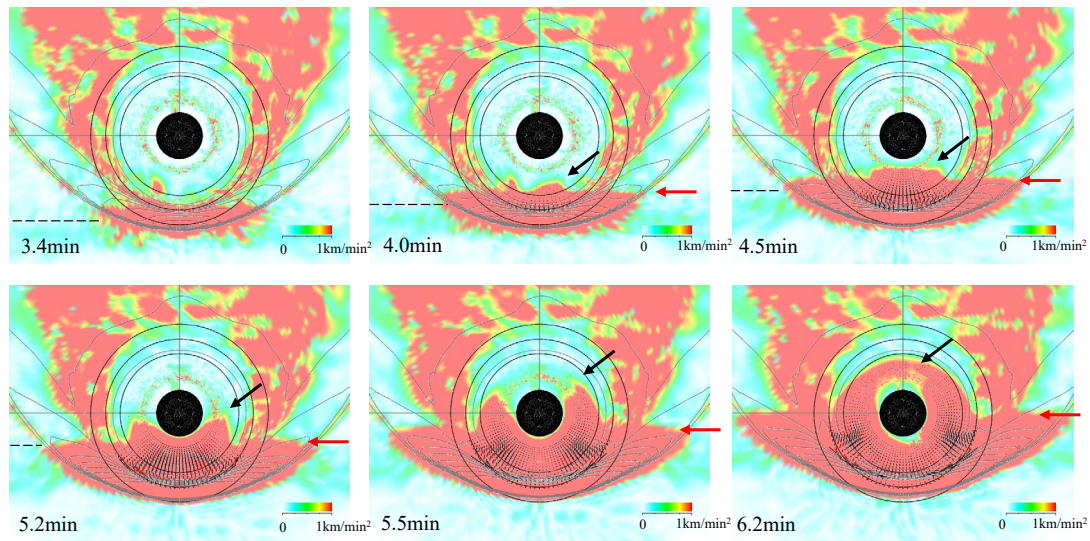


図III-22: (A) 12 時子午面を起点として描いた電流線。5.5 分。赤は電離圏に繋がる type H 電流系。青は type H 電流系の外側の磁気圏、緑は内側の磁気圏を通る電流系で、電離圏には繋がらない。(B) は (A) の概略図。

III-2-6 PI 擾乱の磁気圏内伝搬

図 III-20 で、先般部の速度（経度方向の角速度）はマグネトシースでの太陽風動圧変化の速度で決まることを説明した。一方、磁気圏内での SC 擾乱の波面は磁気圏のアルペン速度で昼から夜に伝搬しているという観測事実がある[Takahashi et al., 2017]。シミュレーション結果から、この 2 つを説明する図を作成することができるので、図 III-23 に示す。この図では、4.0 分に現れた SC に伴うプラズマ擾乱が磁気圏内とマグネトシースで異なった伝搬を示すことが分かる。約 5 Re の磁気圏赤道面では 6.2 分に真夜中の磁気圏まで SC の擾乱が到達していることから、SC に伴う擾乱の波面速度はおおよそ 1000 km/sec になる。これは磁気圏内のアルペン速度に相当する。一方、マグネトシースでは、磁気圏内の伝搬より遅く、6.2 分では 06 時–18 時の経度までしか到達しない。この速度はほぼ太陽風の速度である。

最後に、太陽風動圧変化によって磁気圏電離圏系に印加された擾乱の空間的な伝搬特性についてまとめてみる。伝搬を論じる時、SC のオンセット時刻に注目するか、磁場変動の極大値の移動を考えるかの 2 つの立場がある。オンセット時刻を決める立場では、地上で観測される磁場変動は、



図III-23:磁気圏赤道面における dv/dt の分布。この図は太陽風インパルスによって生成したプラズマ擾乱の伝搬を表す。赤い矢印はマグネトシースでの波面を示し、黒い矢印は磁気圏内での波面伝搬を表す。半径 8 Re、10 Re、12 Re の円を黒線で示す。灰色のコンターは赤道面での圧力分布である。太陽風中の破線は太陽風インパルスの大まかな位置。磁気圏内での擾乱の伝搬速度はアルベン速度であり、マグネトシースでの伝搬より速い。Fujita and Tanaka [2022]

地球—電離圏が作る導波管中の TM_0 モード伝搬で決められるとされる[Kikuchi et al., 1978] (第IV章参照)。シミュレーションでは導波管モード伝搬を正しく扱っていないが、電離圏に沿磁力線電流が入射した時、電離圏ポテンシャルをポテンシャル方程式から導く過程に、暗黙のうちに TM_0 モード伝搬を取り入れている。その結果、図III-6 でポテンシャル分布が沿磁力線電流分布に先行して夜側に広がっている。一方、磁気圏内は図III-23 で示したように、磁気音波がアルベン速度で伝搬する。オンセットの時刻を決めるものは、伝搬する波動である。一方、PI 地上磁場の極値を決める電離圏沿磁力線電流分布の、極値の位置を決める物理機構は波動ではない。Type H 電流系と type L 電流系の位置を決めるものは、マグネトシースでの太陽風動圧変化の伝搬が作る磁気圏界面の構造変化である。

III-2-7 沿磁力線電流振動駆動機構

第III-2-4 章では、単純にシミュレーション結果を使い、垂直電流から沿磁力線電流への変換機構を論じた。ここでは、PI に関する最後の話題として、Itonaga et al. [2000]が論じた、沿磁力線電流振動の駆動機構の研究を紹介する。

Itonaga et al. [2000] は、プラズマの圧力効果を含めた、磁力線に沿った伝搬効果まで含めた沿磁力線電流振動の生成機構を、線形理論を用いて理論的に調べている。まず、彼らが導いた沿磁力線電流振動の式は、以下のような波動方程式である。

$$\frac{1}{V_A^2} \frac{\partial^2 \delta j_{\parallel}}{\partial t^2} - \frac{1}{V_A^2} (\hat{e} \cdot \nabla) \left[V_A^2 B (\hat{e} \cdot \nabla) \left(\frac{\delta j_{\parallel}}{B} \right) \right] = Q(\delta j_{\perp}) \quad (3-20)$$

この式の左辺第 1 項は δj_{\parallel} を用いて表した慣性力に由来する項であり、第 2 項は磁力線張力に由来する項である。右辺の $Q(\delta j_{\perp})$ は、 δj_{\parallel} を取り出して記述したアルベン振動系に対する δj_{\perp} がもたらす外力項であるとみなせる。Itonaga et al. [2000] に従って、(3-20) 式を導いてみよう。

まず、バックグラウンドは定常とし、プラズマの流れと電場は無視できるという条件を設定している。これは、静穏な磁気圏内の定常対流系を想定していることになる。よって、理想電磁流体力学方程式から、バックグラウンドの電流ベクトル (\mathbf{J})、磁場ベクトル (\mathbf{B})、プラズマの圧力 (P) の間には

$$0 = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla P \quad (3-21)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (3-22)$$

の関係が成立する。(3-21) 式から、バックグラウンドの反磁性電流

$$\mathbf{J}_{\perp,d} = \frac{\hat{\mathbf{e}}}{B} \times \nabla_{\perp} P \quad (3-23)$$

が定義される。ここで $\hat{\mathbf{e}} = \mathbf{B}/B$ である。さらに、バックグラウンドの磁場エネルギー

$$P_B = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (3-24)$$

を定義しておく。

次に擾乱部分を考える。Itonaga et al. [2000] に従って、理想電磁流体力学方程式を線形化する。

その結果は

$$\rho \frac{\partial \delta \mathbf{u}}{\partial t} = \mathbf{J}_{\perp,d} \times \delta \mathbf{B} + \delta \mathbf{j}_{\perp} \times \mathbf{B} - \nabla \delta p \quad (3-25)$$

$$\nabla \times \delta \mathbf{E}_{\perp} = -\frac{\partial \delta \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3-26)$$

$$\nabla \times \delta \mathbf{B} = \mu_0 \delta \mathbf{j}_{\perp} + \mu_0 \delta j_{\parallel} \quad (3-27)$$

$$\delta \mathbf{E}_{\perp} + \delta \mathbf{u} \times \mathbf{B} = 0 \quad (3-28)$$

となる。ここで δ を付けた物理量は各量の擾乱を示す。(なお、連続の式は使わないので除外している。) (3-25) 式～(3-28) 式を使って、沿磁力線電流の振る舞いを与える方程式を導く。沿磁力線電流はアルベン波に属する物理量であるから、磁力線に沿ってアルベン速度で伝搬する。そのことは、磁力線方向に伝搬する波動方程式で書くことができることを意味する。すなわち、求めるべき式は、単純化すれば

$$\frac{\partial^2 \delta j_{\parallel}}{\partial t^2} - \frac{1}{V_A^2} (\hat{\mathbf{e}} \cdot \nabla)^2 \delta j_{\parallel} = Q(\delta \mathbf{j}_{\perp}) \quad (3-29)$$

のような形をしているべきである。(3-29) 式の左辺は、沿磁力線電流の時間変化(第1項)と沿磁力線電流強度の磁力線方向の勾配がもたらす“復元力”(第2項)の釣り合いを意味し、沿磁力線電流がアルベン波の特性に従い、磁力線に沿って伝搬していることを示している。なお、第2項は磁力管の断面積が伝搬方向に狭くなったり広がったりする際に沿磁力線電流の密度が変化する効果も入るべきである。(ただし、単純化された(3-29)式の表現では磁力管の面積変化の効果は入っていない。)(3-29)式の右辺($Q(\delta j_{\perp})$)は、磁力線垂直方向の場の非一様性によるアルベン波の垂直電流と沿磁力線電流の交換や、アルベン波と他のモード(速い磁気音波と遅い磁気音波)との結合の効果を意味する。詳細な式の導出は補遺で説明する。結局、

$$\frac{1}{V_A^2} \frac{\partial^2 \delta j_{\parallel}}{\partial t^2} - \frac{1}{V_A^2} (\hat{e} \cdot \nabla) \left[V_A^2 B (\hat{e} \cdot \nabla) \left(\frac{\delta j_{\parallel}}{B} \right) \right] = T_1 + T_2 + T_3 + T_4 \quad (3-30)$$

が得られる。(3-30)式は(3-20)式そのもので、(3-29)式の右辺($Q(\delta j_{\perp})$)の在り方を明示したものである。この式の左辺が、沿磁力線電流で表したアルベン波が磁力線に沿って伝搬していることを示している。左辺第2項は、補遺で説明しているように、アルベン波が持つ垂直電流と沿磁力線電流の交換を示す項で、場が一様でないため磁力管の面積($\propto 1/B$)が磁力線に沿って変化する効果も入っている。右辺の T_1 から T_4 は、アルベン波を駆動する強制項である。

まず慣性電流が効く2つの項を説明する。

$$T_1 = -\frac{1}{V_A^2} (\hat{e} \cdot \nabla) [(\nabla_{\perp} V_A^2) \cdot \delta j_{\perp, i}] \quad (3-31)$$

は、アルベン速度が擾乱慣性電流の方向に非一様であるため、慣性電流から沿磁力線電流に変換する機構を示す。次に

$$T_2 = \frac{1}{V_A^2} \hat{e} \cdot [\nabla^2 (V_A^2 \delta \mathbf{j}_{\perp i})] \quad (3-32)$$

を考える。 $\hat{e} \cdot [\nabla^2 (V_A^2 \delta \mathbf{j}_{\perp i})] = V_A^2 \delta \mathbf{j}_{\perp i} \cdot \nabla^2 \hat{e}$ と変形でき、 $\nabla^2 \hat{e} = 0$ の時は磁力線がまっすぐであることを意味するので、 T_2 は曲がった磁力線に沿って沿磁力線電流が流れるとき、慣性電流と沿磁力線電流が交換することを示す。実際、Itonaga et al. [2000] は、場の非一様スケールに対して、擾乱の空間スケール（波長）が短ければ

$$T_2 \simeq \frac{2}{R_c} (\hat{e} \cdot \nabla) \delta j_n \quad (3-33)$$

となることを示している。 δj_n は磁力線の曲率方向の電流であり、 R_c はバックグラウンド磁力線の曲率半径である。ここで、電磁流体波動のモードの視点から、 T_1 と T_2 を考えてみる。地球磁気圏の双極子磁場のような軸対象磁場の下でのプラズマ圧力を無視した電磁流体波動（アルベン波と磁気音波）を考える。座標系は、 $(\hat{e}, \hat{n}, \hat{\phi})$ （磁力線方向、磁力線曲率方向、経度方向）系を取り、波動の擾乱も軸対象（ $\partial/\partial\phi = 0$ ）とする。このとき、アルベン波が持つ慣性電流は δj_n で、磁気音波のそれは δj_ϕ と分離される。磁気圏を軸対象とした場合 V_A は曲率方向に変化するので、 T_1 を生成する電流は δj_n であり、これはアルベン波の電流である。 T_2 に関しても、変形した $T_2 = \delta \mathbf{j}_{\perp i} \cdot \nabla^2 \hat{e}$ を考えると、 $\nabla^2 \hat{e}$ は曲率方向成分と磁力線方向成分だけを持つので、アルベン波の δj_n が有効である。従って、 T_1 と T_2 は場が一様でなく磁力線が曲がっていれば、アルベン波単独で現れる値である。もし、波動擾乱が軸対象構造でない場合は、 ϕ 方向に波動擾乱が 3 次元構造を持っている場合と同じく、アルベン波と磁気音波が結合する。この状況では、磁気音波の慣性電流も δj_n 成分を持つことになるので、 T_1 と T_2 はアルベン波と磁気音波との結合による沿磁力線電流生成機構も含むことになる。

次に反磁性電流が効く 2 つの項を考える。

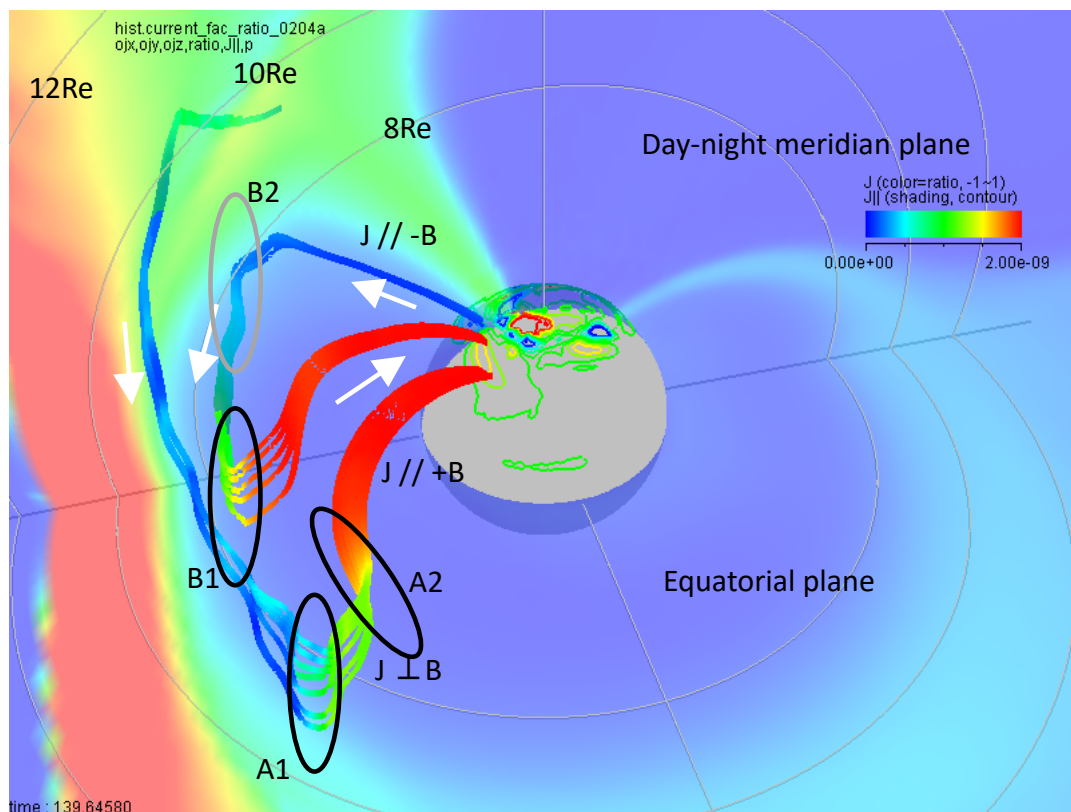
$$T_3 = -\frac{1}{V_A^2} (\hat{e} \cdot \nabla) \left(\frac{V_A^2}{P_B} \nabla_{\perp} P_B \cdot \delta \mathbf{j}_{\perp,d} \right) \quad (3-34)$$

と

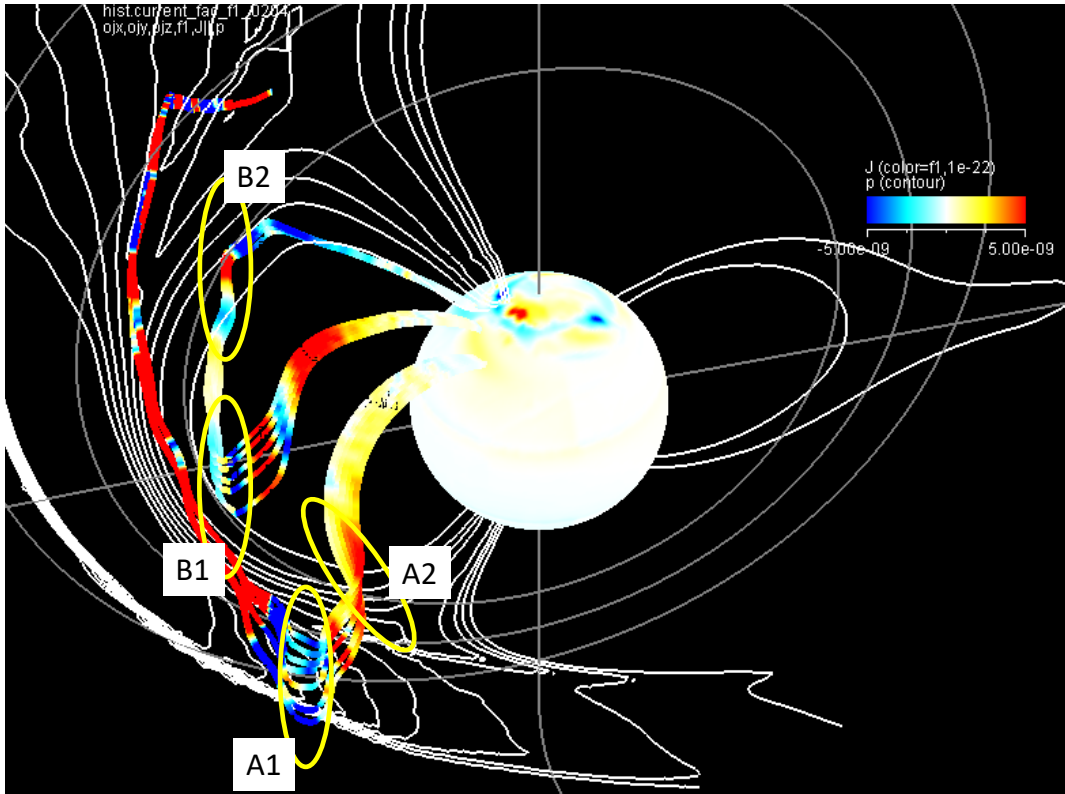
$$T_4 = -\frac{1}{V_A^2} (\hat{e} \cdot \nabla) \left(\frac{V_A^2}{2P_B} \nabla_{\perp} (\delta p_B - \delta p) \cdot \mathbf{J}_{\perp,d} \right) \quad (3-35)$$

は、反磁性電流による沿磁力線電流生成を示す項である。この2つの式は、Vasyliunas [1970]が示した式において、プラズマ圧が等方的であると仮定して線形化したものに、時間変化を取り入れて擾乱部分を取ったものに対応する式である。なお、Kataoka et al. [2004] も、magnetic impulse eventを、局在化した太陽風動圧増大が磁気圏に衝突したことによって発生すると想定したシミュレーション研究の中で、発生した沿磁力線電流の生成機構を調べるため、この方程式を利用している。

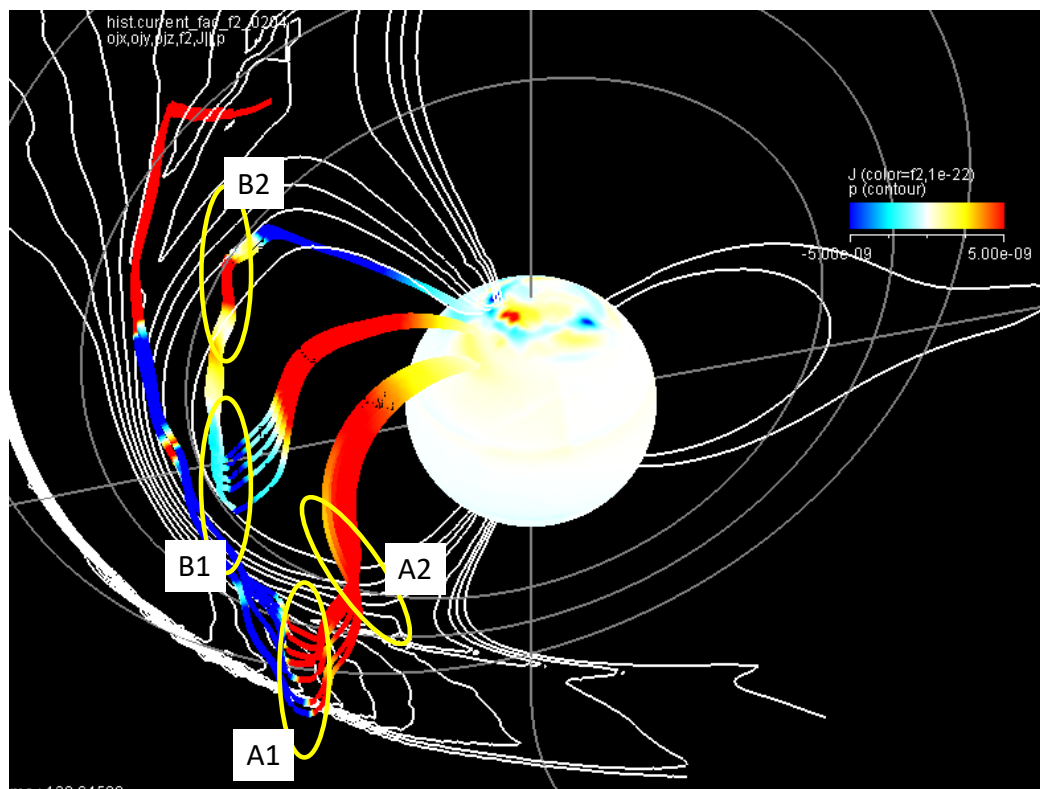
(3-30) 式で与えた沿磁力線電流の波動方程式を、SCのシミュレーション結果に適応し、右辺の4つの項が、図Ⅲ-24に示したPI電流系のどの場所で効いているかを調べてみる。このとき、バックグラウンドの値として、SCの前の定常磁気圏の値を採用した。なお、調べた量は $T_1 \sim T_4$ に V_A^2 を掛けたものである。結果を図Ⅲ-25～図Ⅲ-28に示す。各図は図Ⅲ-24に示したPI電流系の電流線の色を $T_1 \sim T_4$ に V_A^2 を掛けたものを示す。 T_1 (図Ⅲ-25)と T_2 (図Ⅲ-26)の電流線の色は $-10^{-22} \sim 10^{-22}$ であり、 T_3 (図Ⅲ-27)では $-10^{-24} \sim 10^{-24}$ 、 T_4 (図Ⅲ-28)では $-10^{-25} \sim 10^{-25}$ である。従って、 T_3 と T_4 より T_1 と T_2 の項の方が圧倒的に大きく、PI電流系においては、垂直電流と沿磁力線電流の変換には慣性電流の効果が主であることを示している。また、図Ⅲ-25と図Ⅲ-26は、 T_1 より T_2 の方が大きいことを示しているので、磁力線の曲率の効果が垂直電流と沿磁力線電流の変換に有効であると言える。この結果はKataoka et al. [2004]の局在化した太陽風動圧増大域が磁気圏前面に衝突した場合と同じである。なお、SCの際は昼間の磁気圏界面は大きく変形することから、物理過程を線形擾乱で取り扱うことは厳密には無理があると言える。今後の研究が必要である。今回は、図Ⅲ-25～図Ⅲ-28によって、線形理論を応用した電流変換機構では磁力線が曲がっている効果が大きいという結果を参考として示すことに留め、これ以上の考察は行わない。



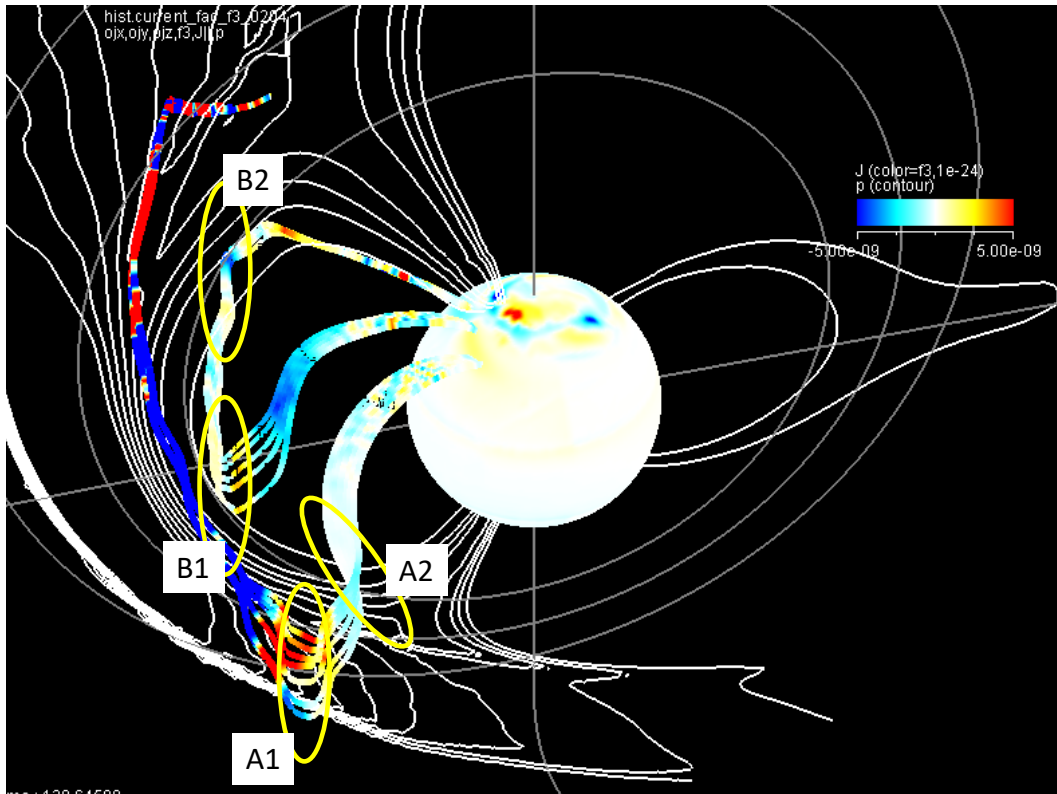
図III-24: $t=3.0$ 分におけるPIの電流系。電離圏高度でのPI電流系に繋がる電流線の解析。磁気圏下部境界(3 Re)におけるコンターは沿磁力線電流強度。暖色／寒色系が下／上向き沿磁力線電流。赤道面と子午面の圧力分布も表示。PI電流は高緯度と低緯度では異なる経路を通る。楕円で囲った領域で垂直電流と沿磁力線電流の変換が起きている。なお、B2部分は子午面の後ろ側なので、圧力の青い色調が重なり、緑色の電流線が青く見える。



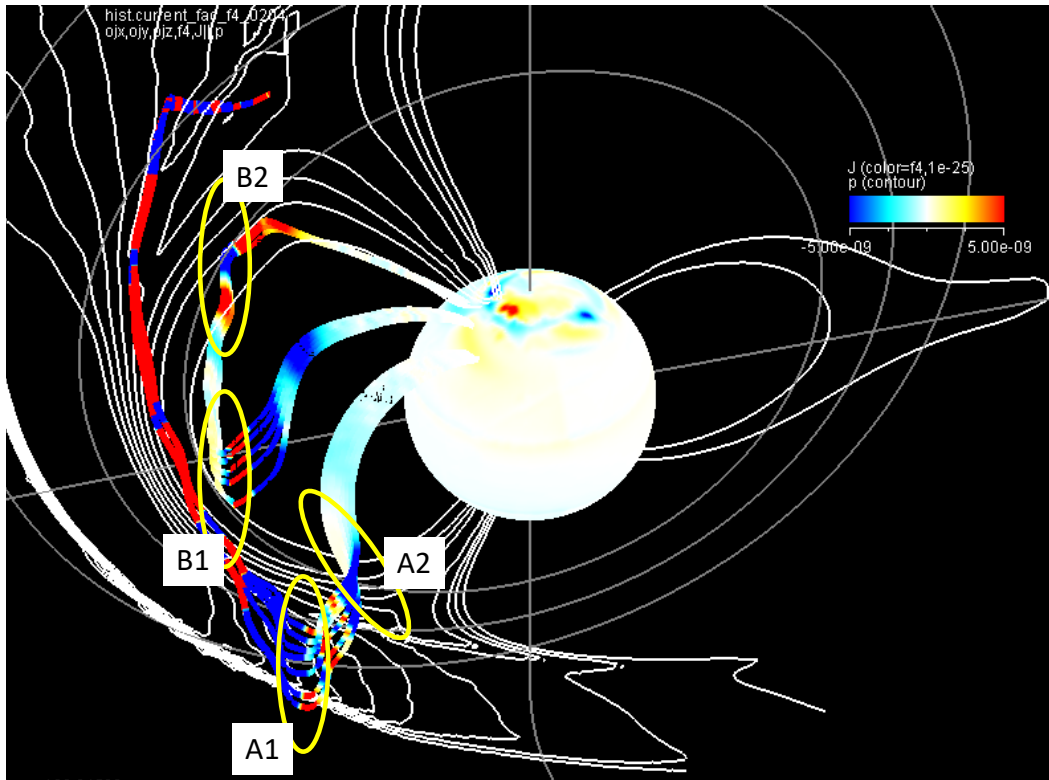
図III-25: 図III-24 で示した電流を $T_1 \cdot V_A^2$ の値で着色したもの。線の色は $-10^{-22} \sim 10^{-22}$ 。図の A1~B2 は図III-24 の A1~B2 に対応する。正午-真夜中子午線におけるプラズマ圧分布を白いコンターで示す。カラーコンターは 3 Re での沿磁力線分布を示す。



図III-26:図III-24 で示した電流を $T_2 \cdot V_A^2$ の値で着色したもの。線の色は $-10^{-22} \sim 10^{-22}$ 。他は図III-25 と同じ。



図III-27: 図III-24 で示した電流を $T_3 \cdot V_A^2$ の値で着色したもの。線の色は $-10^{-24} \sim 10^{-24}$ 。他は図III-25 と同じ。



図III-28: 図III-24 で示した電流を $T_4 \cdot V_A^2$ の値で着色したもの。線の色は $-10^{-25} \sim 10^{-25}$ 。他は図III-25と同じ。

III-3 Main Impulse の問題

電磁流体波動の生成と伝搬が主なテーマであった PI 擾乱と異なり、MI 擾乱は磁気圏の形が変形することが本質であるので、現象は完全に非線形である [Fujita et al., 2003b]。よって、PI 擾乱の研究において行われた電磁流体力学方程式を線形化して扱う数学的手法は、MI 擾乱には応用できず、磁気圏電離圏での MI 期に現れるプラズマ変動の物理過程を解析的な手法で理論的に研究することは極めて困難である。しかし、現象の本質を厳密に理解しようとするなら、解析的な理論研究は重要な手段である。そこで、解析的な研究に代わるものが必要である。それは、物理方程式をできるだけ厳密に解くシミュレーションを利用することである。本稿では、MI のときの基本的な磁

気圏電離圏での物理過程の理論研究として、太陽風動圧の動圧変化を理想化し、動圧変化が階段関数の形を持つとして与えて、シミュレーションを実施し、その結果である磁気圏電離圏変動の解析研究を行う。シミュレーションに用いた太陽風パラメータは、PI 研究に使ったものと同じで、動画 III-1 を作るために使ったものである。この理想化した太陽風条件においては、MI 期の擾乱とは、一つの定常な磁気圏電離圏系から、太陽風動圧変化によって変形され、もう一つの新しい動圧変化上流側の太陽風条件に対応した定常系に漸近する過程である。この章では、まず定常な磁気圏電離圏系を議論し、次に太陽風動圧変化によって乱された磁気圏電離圏対流の新しい定常状態への漸近の様子を論じる。

III-3-1 磁気圏電離圏対流系に関する議論

MI 期の変動を太陽風動圧変化に伴う磁気圏電離圏擾乱の定常状態への遷移として捉えるためには、まず定常状態における磁気圏電離圏系を理解する必要がある。定常状態における磁気圏電離圏系の最も基本的な物理要素は磁気圏と電離圏が結合した対流である[Dungey, 1962]。すなわち、磁気圏対流と電離圏対流は両者とも磁場凍結の原理 ($\mathbf{E} + \mathbf{v}_\perp \times \mathbf{B} = 0$) から電場で表され、さらに磁力線が等ポテンシャルであることにより、2 つの対流は 1 対 1 に対応する。一方、電気伝導度を持つ電離圏に電場が発生するには、電離圏に磁気圏から電流が入り込む必要がある。このように、磁気圏電離圏対流と磁気圏電離圏電流は表裏一体の関係にある。後者の電流系に関しては、従来計算で得られた snapshot の電流線に沿って磁気圏から電離圏に電流が流れていると考えられてきた[例えば、Tanaka, 2007]。一方、最近 Ebihara and Tanaka [2022]によって、この電流経路の考え方を修正する必要があることが明らかにされた。以下では、まず従来の磁気圏電離圏定常対流の物理過程の考え方を説明し、Ebihara and Tanaka [2022]による沿磁力線電流の原因論に簡単に触れる。

従来の磁気圏電離圏定常対流の考え方 [Tanaka, 2007] では、シミュレーション結果から解析された snapshot の電流線を電流経路とみなす。この電流系は磁気圏のカスプーマントル域から磁気圏の側面領域を通り、磁力線に垂直な電流から沿磁力線電流に変換して電離圏まで繋がっている。さらに電離圏電流を経由して元のカスプーマントル域に戻る。従って、この電流経路に沿って電流が流れるには、電離圏に電気抵抗があることから、電流線上のある場所に電流を駆動するダイナモが必要になる。シミュレーション結果から、この磁気圏電離圏電流を駆動するダイナモはカスプーマントル域の高まった pressure 分布を流れ下る対流 ($v_{\perp} \cdot \nabla_{\perp} P = -E_{\perp} \cdot J_{\perp} > 0$) によって発生していることが分かった。このように、ダイナモ生成機構では、対流・プラズマ分布・電流が関わり合う。さらに、ダイナモで生成された電流の磁気圏から電離圏への経路での物理過程全体をまとめると、① 磁気圏対流 (電場) → ② カスプーマントル域でのダイナモ生成 → ③ 磁気圏電流 (Region1 沿磁力線電流) → ④ 電離圏電場 (等ポテンシャル磁力線: line tying 効果) → ①となる。Tanaka [2007]は、この力学過程の連鎖で生じている磁気圏電離圏対流の物理体系を「磁気圏電離圏複合系」と呼んだ。Tanaka [2007]の複合系では、snapshot の電流系が実際の電流経路とみなし、カスプーマントル域のダイナモで発生した垂直電流が磁気圏の側面領域で Region1 の沿磁力線電流に変換し、その場所の磁力線に沿って電離圏に沿磁力線電流として繋がると考える。

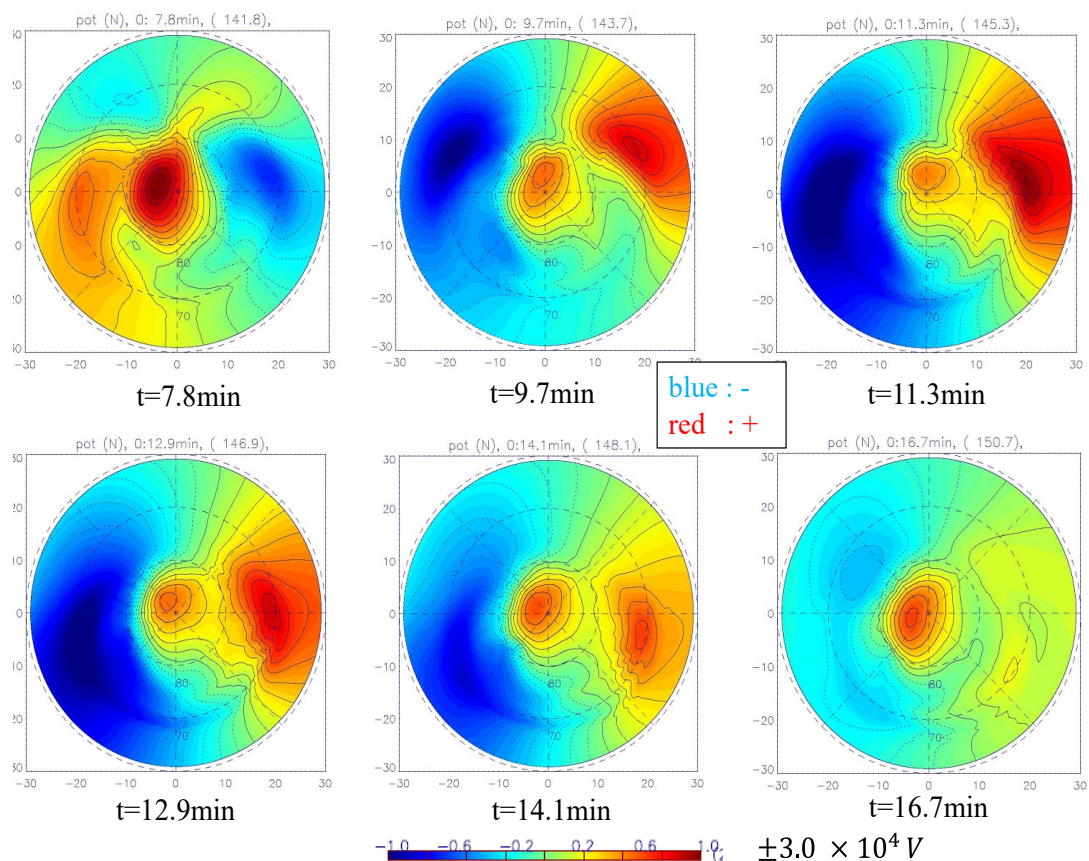
一方、Ebihara and Tanaka [2022]は、磁気圏の側面領域では磁力線に沿ったアルベン速度 (沿磁力線電流のエネルギー伝搬の速度 ~ 50 km/sec) は磁力線の対流速度 (マグネトシースの速度 \sim 太陽風速度 ~ 400 km/sec) より遅いことに気づき、IMF が真南の場合、電離圏での Region1 沿磁力線電流の源を探るには、この効果が重要であることを指摘した。すなわち、側面領域で垂直電流から沿磁力線電流に変換された電流は、電離圏に至るまでに、速いプラズマ流に乗って尾部方向に流されていくことになる。重要なことは、垂直電流から沿磁力線電流に変換した場所の磁力線に沿って電離圏に流れていくわけではない。この点が Tanaka [2007]の考え方と違う点である。さらに、沿磁力線電流のダイナモを作り出しているのは、側面領域における、磁気圏磁場と太陽風磁場が繋がることによって生じた湾曲した磁力線の張力であることも明らかにし、カスプーマントル域のダイナモ

は Region I 電流の大元のダイナモとしての働きはしないとした。なお、Ebihara and Tanaka [2022]は電流成分のうち、磁力線に沿ってアルベン速度で伝搬する沿磁力線電流成分の振る舞いを明らかにしたが、沿磁力線電流と垂直電流との関連や垂直電流が磁気圏内でどのような経路を持つかは触れていない。磁気圏電離圏全体での垂直電流－沿磁力線電流の在り方は、今後の問題である。

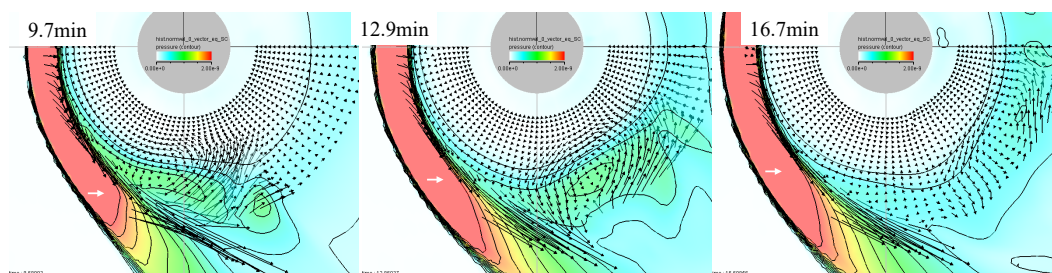
以上で説明したように、ある時間における snapshot のシミュレーション結果に基づき、カスプーマントル域のダイナモが磁気圏電離圏の力学過程を支配するとする従来の磁気圏電離圏複合系の考えは、エネルギー等の物理量の流れの因果関係を説明するには困難があり、そのまま受け入れるのは難しそうである。しかし、動圧変化の前のシミュレーション結果と、動圧変化後で太陽風を定常にしたシミュレーション結果では、磁場・プラズマ分布・プラズマ速度・電流等の物理量の分布はほぼ定常になり、安定した磁気圏電離圏対流が現れていることも事実である。すなわち、対流が高速になる側面領域でも、上流側から常にプラズマと磁力線が供給されることにより、時間的に顕に変化しない状態が保たれている。このような状態で解析された磁力線も定常であり、その磁力線の curl から求められた電流も同様に定常である。この状態をもって、定常磁気圏電離圏対流と考え、MI 期は 2 つの定常磁気圏電離圏対流の遷移過程と捉えることが可能であろう。以下の章では、この考えに従って、MI 期に現れる過渡的な現象を論じてみる。

III-3-2 磁気圏電離圏対流の遷移

電離圏対流と磁気圏対流は定常状態では対応することになるが、SC 時には過渡的に特殊な対流が磁気圏に発生する[Fujita et al., 2003b]。それを見てみよう。まず図III-29 に電離圏のポテンシャル分布を示す。ポテンシャル分布の等値線に沿ってプラズマが動くことから、図III-29 から電離圏対流の変遷が分かる。この図から、電離圏対流は MI 期において一端強まり、最終的に一定の値に落ち着くことがわかる。すなわち、電離圏では MI 期に過渡的な対流が発生する。これに対して、磁気圏側はどうであろうか。図III-30 に図III-29 と同じ時刻の磁気圏赤道面對流と圧力分布の変化を示



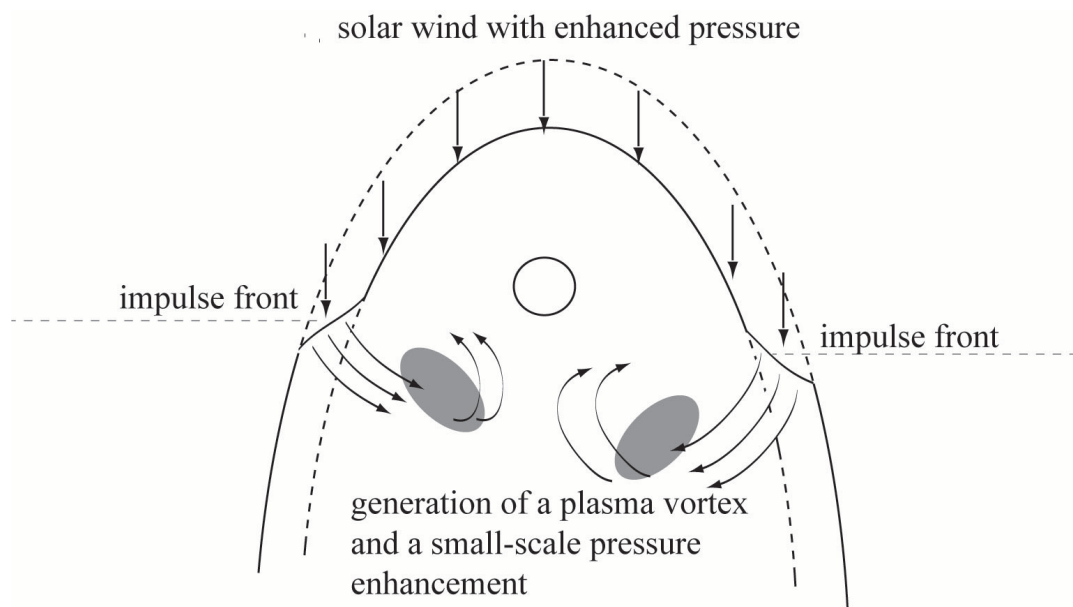
図III-29:北半球 60 度以上の電離圏における SC の MI 期におけるポテンシャル分布の時間変化。各図の上は 12 時地磁気地方時、下は 00 時地磁気地方時。赤は正、青は負のポテンシャルである。



図III-30:午後側磁気赤道面におけるプラズマ流(矢印)と圧力分布(コンター)の MI 期の時間変化。白抜きの矢印は 50 mk/sec を示す。圧力のカラーコンターは 0~2 nPa を示す。太陽風インパルスが磁気圏のフロントを通過する際、磁気圏界面の横腹を押すことによって、SC 過渡的渦と局所的高圧領域が発生する。

す。図III-30 から、電離圏の過渡的な対流渦に対応するプラズマの渦とそれに伴うプラズマ圧の局所的な高まりが現れ、夜側に移動していることが分かる。これを示したのは Fujita et al. [2003b]である。この渦の生成機構の模式図を図III-31 に示す。この渦と高圧プラズマは、SC をもたらした太陽風ショックのフロントが磁気圏界面の腹を押すことで生成する。Fujita et al. [2003b] は、この渦を SC 過渡的渦 (SC transient cell) と呼んでいる。SC 過渡的渦生成の動画を添付ファイルの動画III-3 に示す。

MI 期は磁気圏電離圏系が太陽風ショックの前の状態から後の状態への遷移期と捉えることができる。この遷移を特徴付けるものは、磁気圏対流よりは小規模で、過渡的なプラズマの渦 (SC 過渡的渦) である。太陽風ショック前後の磁気圏対流の入れ替わりをこの渦が橋渡ししている。



図III-31:SC 過渡的渦の生成機構の概念図。太陽風動圧インパルスの前面が磁気圏の側面領域を通過する際に、磁気圏界面を内側に押し込める。その結果、磁気圏側で内側方向に対流が起きる。磁気圏内のもとからあった夜から昼への対流と衝突し、プラズマ圧が局所的に増大するとともに、渦が発生する。Fujita et al. [2003b]

IV SC に付随する現象

第III章で、SC が作り出す磁気圏電離圏擾乱は、数値シミュレーションによって詳しく再現され、物理機構が明らかにされたことをまとめた。以下では、趣向を変え、SC に伴う磁気圏電離圏現象について、いくつか興味深い問題をまとめてみる。SC は急激な磁気圏の圧縮という単純な現象であるため、磁気圏電離圏系の振る舞いを診断する道具として多くの科学者の興味を引いてきた。ここでまとめる SC に付随する現象はそれらの成果をまとめたものである。

IV-1 SC 観測を使った太陽風のリモートセンシング

SCの地上磁場変動は、これまで説明した通り、太陽風動圧変動が作る磁気圏の電磁流体擾乱が地上まで伝搬してきたものである。SC の地上磁場変動と太陽風の動圧変動の関係は、現象が単純であるから、理論的に与えることができる。このことから、地上磁場変動の観測結果を用いて、太陽風動圧変動を推定することは、難しくない。この推定法は、SC を使った太陽風変動のリモートセンシングであると言ってよからう。このことを最初に論じたのは、Siscoe et al. [1968]である。彼らは Siscoe [1966]が考えた磁気圏各部を流れる電流と地上磁場の関係式を用い、SC 前後の地上磁場変化と太陽風動圧変化との関係を、以下の式のように与えた。

$$B_2 - B_1 = \frac{B_0}{\sqrt{P_0}} \frac{3}{2} (\sqrt{P_{s2}} - \sqrt{P_{s1}}) \quad (4-1)$$

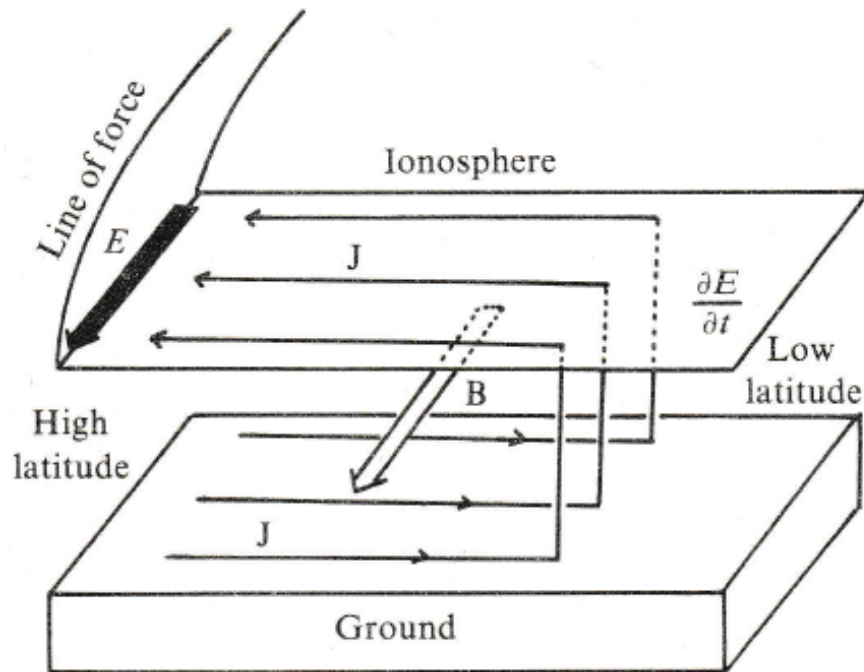
ここで、 B と P_s は、それぞれ、地上磁場とボーショック前面の風速が 0 になる stagnation 点における太陽風動圧を示し、添え字 1 と 2 は、の SC の前と後の量を示す。また、 $B_0/\sqrt{P_0}$ は観測から与えた一定値を用い、 $3/2$ は地球の誘導磁場の効果を示す。Siscoe et al. [1968]は、実際の SC 時の地上磁場変化データと衛星観測データを比較し、(4-1) 式の結果は過剰評価していることを示した。その原因は、磁気圏内のプラズマの反磁性効果ではないかと議論している。なお、地上磁場変化と太陽風動圧変化の線形性を示す (4-1) 式の関係は、Araki and Shinbori [2016]でも使われている。彼らは、地上磁場変化と太陽風動圧変化の回帰直線の係数を観測から求めている。

なお、最近では、長期に亘る太陽風直接観測データと、機械学習というデータ処理技術の発達により、例えば Kataoka and Nakano [2011]のように、地上観測データから、太陽風の状態を推定する研究が盛んになりつつある。SC だけを取り出して、太陽風を推定する試みは、時代遅れになりつつあるのかもしれない。

IV-2 SC の磁気圏電離圏内伝搬

SC 研究の初期に、地上磁場変動観測で得られた SC の PI オンセット時刻が全球でほぼ同時であるということが見出され [Araki, 1977]、科学者の大きな興味を引いた。この問題を理論的に取り扱い、解決したのは Kikuchi and Araki [1979a, b]の研究である。まず、Kikuchi and Araki [1979a]は、急激に増大した太陽風動圧が昼の磁気圏前面を圧縮するとき、それが作る擾乱を非常に簡単化して問題を考えている。その内容を説明する。磁気圏前面の圧縮によって、磁気音波が発生し、それが磁気圏内を電離圏に向けて直接伝搬する経路が存在する。一方、この磁気音波は、磁力線に沿って伝搬するアルベン波と結合するので、高緯度の電離圏にアルベン波、すなわち沿磁力線電流が入り込む経路も存在する。まず、最初の伝搬経路では、磁気圏圧縮に伴って、磁気圏界面に東向き電流が急に増強される。この電流の急変が作る磁気音波の波面を流れる電流は西向きになり、波面の後ろ側では磁気圏界面での東向き電流の効果と合わせ、北向きの磁場変動が発生する。磁気音波の波面は電離圏を通過し、地上に到達して、北向きの磁場変動を作る。一方、PI の磁場変化は南向きの H 成分減少となるので、この経路では、PI に伴う南向き磁場を作れない。よって、磁気圏から直接地上まで擾乱が伝搬するモデルでは、PI オンセットの同時性を説明することはできない。一方、高緯度電離圏に沿磁力線電流が入り込むもう一つの経路では、高緯度電離圏に電場が生成される。この電場が中低緯度に伝搬することになる。もし、E 層を水平に伝搬する場合は、電気伝導度の効果のため減衰が大きいことと、中低緯度で磁場変動が検出できるくらいになるためには、高緯度に電場が発生してから 1 時間程度かかることを Kikuchi and Araki [1979a]は理論的に示した。さらに、F 層に存在するアルベン速度の低速度層を通して中低緯度まで波動を伝搬させる電離圏ダクト伝搬機構は 1 Hz 程度のカットオフ周波数があり [Greifinger and Greifinger, 1968; Fujita 1987]、SC のような数分程度の時間スケールを持つ変動には有効でない。そこで、Kikuchi and Araki [1979b]は、地上と電離圏の間の導波管を伝搬する電磁波を考え、波動の伝搬方向と垂直な磁場を持ち、鉛直方向に構造を持たない TM0 (Transverse Magnetic mode of 0-th order) は

カットオフ周波数を持たずに伝搬できることを示した。TM0 モードの高緯度から中低緯度への伝搬機構の模式図を図IV-1 に示す。沿磁力線電流によって高緯度電離圏には東西方向の電場がかか



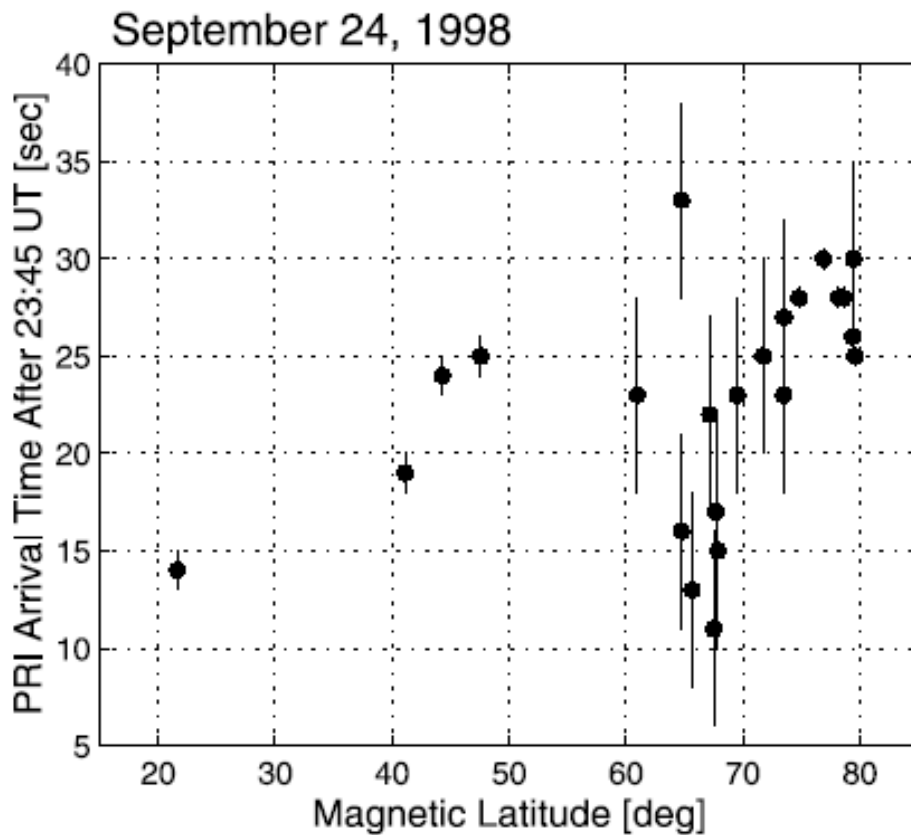
図IV-1: 高緯度電離圏に沿磁力線電流により印加した東西電場の TM0 モードによる地上電離圏導波管伝搬のモデル [Kikuchi et al., 1978]

るが、この電場が作る電離圏ホール電流が地上磁場を作る。すなわち、ホール電流と地球に誘起される電流が大気中の鉛直変位電流で繋がり、TM0 モードの電流系を形成する。TM0 モードは光速で水平に伝搬するために、全球での SC オンセット同時性を説明することが可能である。今のところ、SC オンセット同時性を説明できるモデルはこれ以外にはない。ただし、Yumoto et al. [1997]は、TM0 モードの存在を直接証明付ける大気中の鉛直方向の変位電流に伴う鉛直電場は観測できていないとしている。

一方、Tamao [1964]が発表した、SC に伴って磁気音波が生成され、磁気圏内を電磁流体波として伝搬する理論に基づいて、SC を使って磁気圏探査ができるのではないかと考えることは自然である。この考えに沿って、SC の到達時刻の違いを検出することによって、磁気圏内でのアルペン速

度の空間分布を知ることができると考えたのは Chi et al. [2001]である。実際図IV-2 に示すように、地上の各観測点において SC の振幅が極大になる時刻を緯度ごとに示すと、プラズマポーズ付近のアルベン速度が速い領域ではその周辺より SC の出現時刻が早くなるといった磁気圏の構造を反映した時間差が認められる。地震波を使って地球内部の弾性波速度分布を求める方法を磁気圏に使ったとして、Chi and Russell [2005]はこの方法を magneto-seismology と呼び、磁気圏界面から地上まで電磁流体波動が伝搬する時間を Tamao travel time と呼んでいる。ただし、SC の地上磁場変動を作り出す電磁流体波動の波源は昼間の磁気圏前面に広く広がっており、そこから地球までの距離も、波源の広がりとそれほど違いはないことから、magneto-seismology によって磁気圏構造を求めようとしても、決定精度はあまり期待できないと考えられる。

なお、PI の磁場擾乱の発生時刻が場所によって伝搬時間差を示すという Chi et al. [2002]の結果と、地球-電離圏間の中性大気中の TM0 モードの導波管伝搬理論による PI(SC)出現の同時性という Kikuchi et al. [1978]の考えとは、一見対立がある。しかし、Kikuchi et al. [1978]は PI のオンセット、すなわち磁場変動の立ち上がり時刻の空間分布を見ていることに対して、Chi et al. [2002]は PI 擾乱が極大になる時刻の分布を見ていることの違いがある。よって、両者はお互いに矛盾はしていないと考えられる。

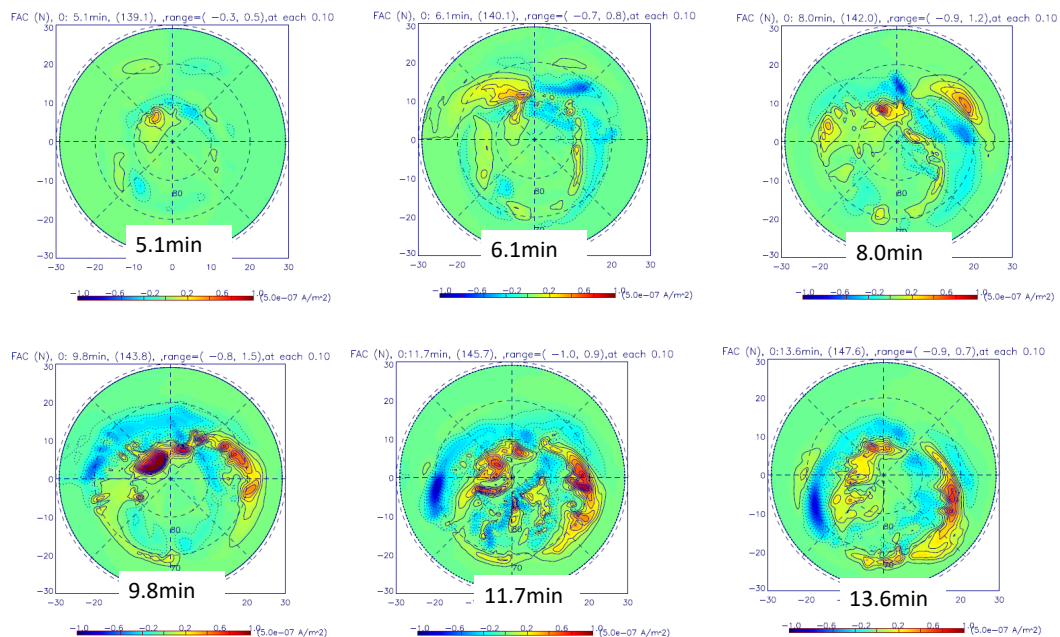


図IV-2:PI 地上磁場変動のピーク到達時刻の緯度依存性 [Chi et al., 2002]。60–70 度において到達時刻が早くなっているのは、プラズマポーズでアルペン速度が速くなっている領域に相当すると彼らは主張している。

IV-3 SC とオーロラ

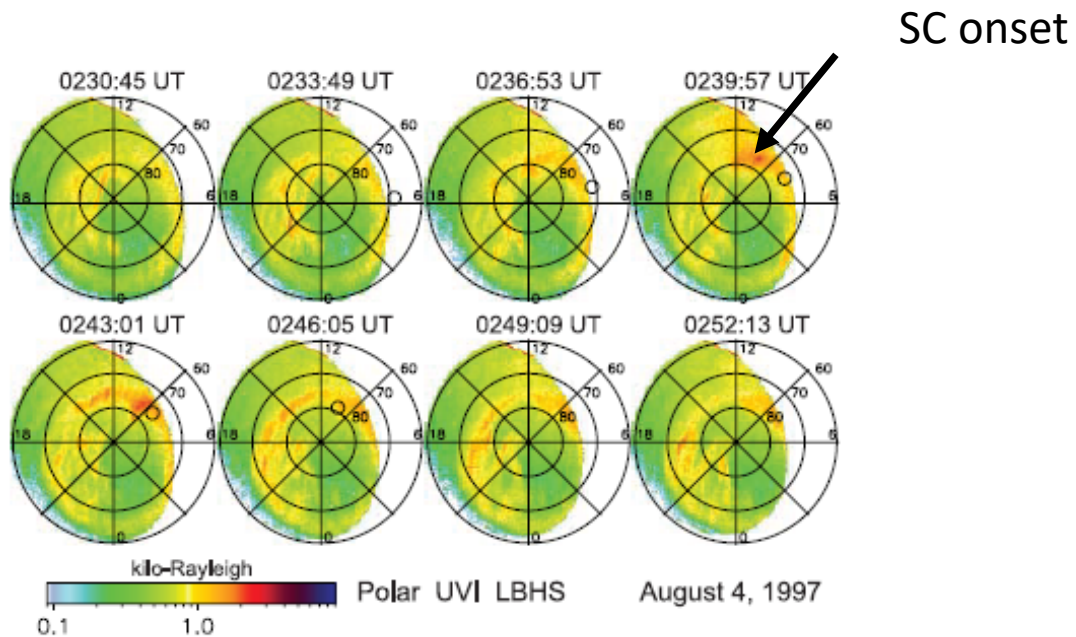
急激な磁気圏の圧縮は、磁気圏内に様々な擾乱をもたらすと考えられる。その中で SC に伴うオーロラは、SC に付随する現象として最も興味を引く現象であろう。SC が駆動するオーロラ現象の中で、①SC による磁気圏圧縮が直接作り出すと考えられる、いわゆるショックオーロラと呼ばれるもの、②負の SC が作り出すオーロラ、③SC がサブストームを駆動するか、の 3 つが大きな問題である。

まず、①のショックオーロラについて、MHD シミュレーションの結果を見てみよう。今回は、太陽風動圧の上昇を SC 前後で 5 倍にしたものを使う。なお、MHD シミュレーションでは、オーロラそのものを再現することはできない。しかし、沿磁力線電流を粒子の振り込みとみなせば、それをオーロラのプロキシーとして用いることができよう。図IV-3 にシミュレーションで得た北半球における SC に伴う沿磁力線電流分布の変化を示す。この結果から、SC に伴うオーロラは昼間側から夜に向けて動いていることが分かる。継続時間は 10 分程度である。それでは、観測ではどうであろうか？SC に伴うオーロラは古くから観測されている[例えば、Craven et al., 1986]。シミュレーション結果と比較をするには、極域全体のオーロラ分布が必要である。SC に伴うショックオーロラに関しては、Zhou et al. [2003]が FAST 衛星と DMSP 衛星の撮像結果を調べている。19990804:0235 の SC に伴うオーロ



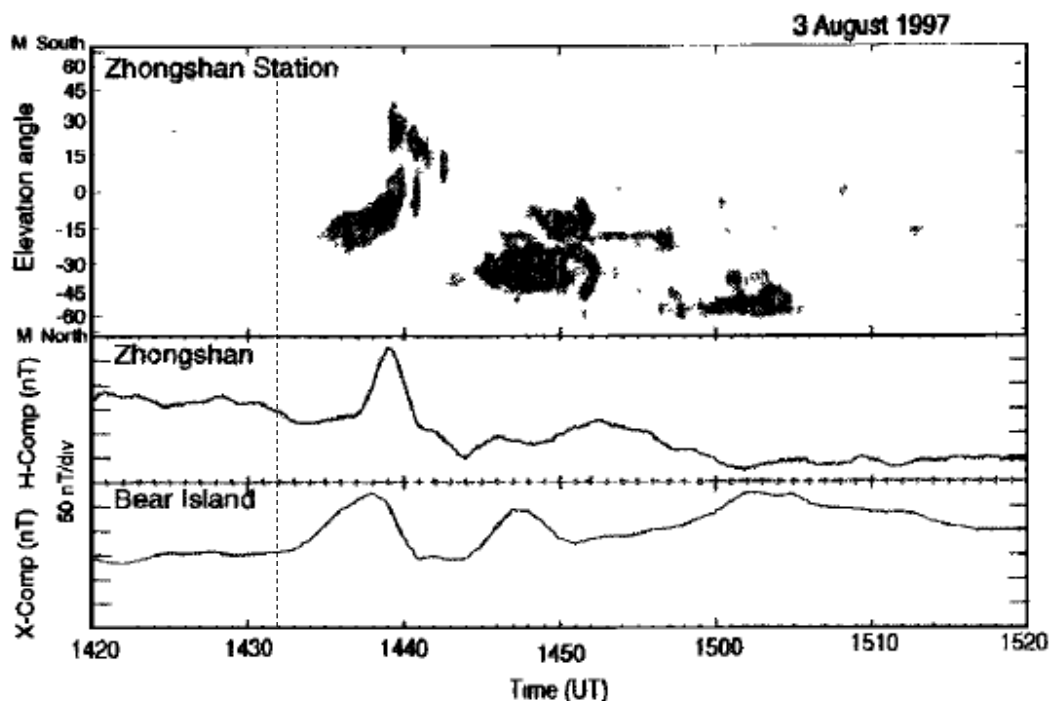
図IV-3: 太陽風密度を 10 cc から 50 cc にした時の SC に伴う電離圏における沿磁力線電流の変化。北半球 60 度以北を示す。各図の上が正午である。IMF や太陽風速度は図 5 で用いたものと同じ。青が上向き、赤が下向きの電流を示す。時刻は地球から 25 Re のところを太陽風動圧変化が通過した時間からの経過時刻である。5.1 分では PI が始まり、6.1 分に微かな MI 電流系が正午付近に現れ、午後側と午前側に分かれて、夜に移動する。電流のコンターは $\pm 5.0 \times 10^{-7} \text{ A/m}^2$ である。

ラ撮像の結果を図IV-4 に示そう。この図では 0237 からショックオーロラの発光が始まり、夕方側で昼から夜に動いている。継続時間は 10 分–20 分である。観測されたオーロラも計算結果も、SC に伴い昼から夜に動いていることは一致する。特に夕方側は MI 期において上向きの沿磁力線電流が現れることから、電子の降り込みに相当する。従って、観測されたショックオーロラが夕方側でより明るくなっていることは、計算と整合性がある。シミュレーションは MHD 近似の結果なので、オーロラをもたらす粒子に関しては、シミュレーションは直接の解答は与えないが、観測とシミュレーション結果のオーロラの振る舞いの相似性から、ショックオーロラの活動は磁気圏圧縮に伴って変形した磁気圏で発生する電流系に関連していることが示唆される。なお、最近はショックオーロラに関して、微細構造が存在することが知られてきている[例えば、Motoba et al., 2014]。微細構造に関しては今後の課題である。



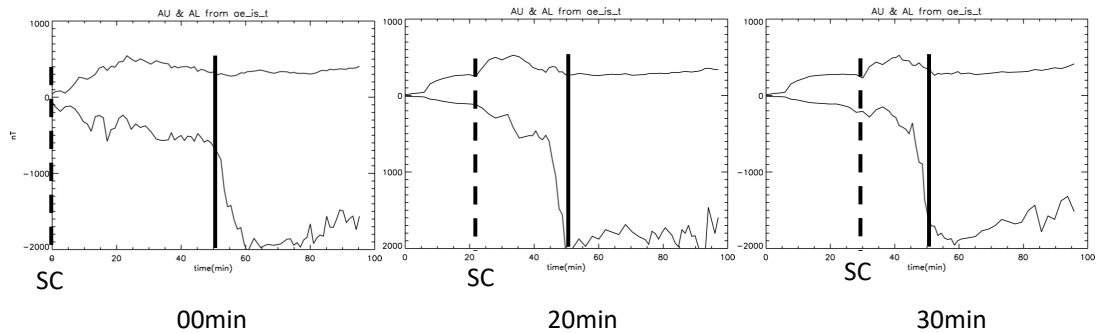
図IV-4:衛星で撮像されたショックオーロラの時間変化。1997 年 8 月 4 日の例。この日の IMF は北向きである。SC に伴うオーロラは矢印で示した 0240 頃から始まる。その後、オーロラは夕方側に沿って、夜間に移動する。[Zhou et al., 2003]

②の話題に移る。ショックオーロラは磁気圏圧縮に伴って発生するオーロラであるが、逆に磁気圏膨張(負の SC)に伴ってオーロラが発生することを Sato et al. [2001]が報告している。彼らの結果を図 IV-5 に示す。負の SC 時の電離圏における沿磁力線電流分布のシミュレーション結果は、Fujita et al. [2004, 2012]が報告している。電離圏沿磁力線電流の分布は正の SC と鏡像関係になるため、ショックオーロラと同じようなオーロラが出る可能性は指摘できる。しかしながら、Sato et al. [2001]が報告した太陽風磁場が北向きでの負の SC 時のオーロラは、10 分程度の周期性があり、30 分程度継続している。北向き太陽風磁場の条件で行ったシミュレーションから得られた単純な負の SC が作る沿磁力線電流分布の時間変化には周期的変動は現れず、このイベントのオーロラは説明できない。このイベント再現のためには、太陽風は負の SC を起こした動圧減少の後で、周期的な太陽風磁場や動圧の変動が必要かもしれない。今のところ、負の SC 時に現れたこのようなオーロラは未解決な問題である。



図IV-5: (上) 負の SC 時に現れたオーロラの Keogram (南極 Zhongshan 基地)。(下) Zhongshan と Bear Island での地上磁場変動。[Sato et al., 2001]

最後に③の、サブストームが SC によって直接駆動されるかどうかの問題を考える。SC 駆動サブストームは、夜側のオーロラが SC に伴ってブレイクアップ的な突発的な増大があるかどうかで判定される。観測研究では、SC 駆動サブストームが起こるには、太陽風磁場が南を向き成長相であってそのままでもサブストームが起こりうると言った磁気圏の“pre-conditioning”が必要 [例えば、Zhou and Tsurutani, 2001]とする考えが主流である。一方で、Keika et al. [2009]は、太陽風動圧上昇による磁気圏圧縮の効果が夜側に至る時刻にサブストームが起きたとして、SC が駆動するサブストームの同定をしたと報告した。しかし、たとえ SC とサブストーム発生の同時性が確認できたとしても、サブストーム発生機構に磁気圏圧縮がどのような影響を与えていてサブストームを駆動したかを力学的に解明することは観測だけでは難しく、SC とサブストームの関係を確定させるには限界がある。一方、MHD シミュレーションでは、太陽風磁場の南北成分を北から南に変えた時、成長相とオーロラブレイクアップなどサブストームの主要な振る舞いが再現できるようになっている [例えば、Tanaka, 2000; Tanaka et al., 2010]。Ebihara and Tanaka [2016a, b]は、MHD シミュレーションを使って現実的なサブストームに伴うオーロラの振る舞いを再現している。従って、このシミュレーションを使って SC とサブストームの関係を調べることは有効である。ここでは、太陽風磁場を北から南に変化させ同時に太陽風動圧を増加させ SC を発生させた時のサブストーム生成シミュレーション結果を基準とし、この条件で太陽風磁場南転から 20 分後と 30 分後の成長相に SC を起こす数値実験を行った。使ったパラメータは、太陽風磁場は西向き成分 4.3 nT、南北成分は時刻 0 で +4.3 nT から -4.2 nT に変化、太陽風密度は 10 cc から 25 cc に増加させ、太陽風速度は 472 km/sec である。サブストームの発生は、計算された AE 指数の急変で確認できる。AU と AL の時間変化を図 IV-6 に示す。各図で点線が SC のオンセット時刻で、実線が基準シミュレーション結果でのサブストームのオンセット時刻である。この結果から、SC が成長相で起こると若干サブストームのオンセットが早まる傾向があるが、SC に伴う磁気圏圧縮の効果が、サブストームを引き起こす磁力線再結合の場所(夜側 15–20 Re)に至る時刻は、SC のオンセットから 5 分程度と見積もられるので、図 IV-6 の結果を見ると、圧縮の効果が直接サブストームを引き起こしているとは考えにくい。シミュレーション結



図IV-6: 太陽風磁場が南転しサブストームが起こる条件で、SC を入れた時の数値実験結果。左端の図は太陽風磁場南転と同時に SC のオンセットがあった場合。約 50 分後にサブストーム発生を示す AE 指数の急変がある。真ん中は磁場南転後 20 分、右端は 30 分後に SC のオンセットを入れた場合の AE 指数変化。点線が SC のオンセット時刻を示す。実線は左端の計算でのサブストームオンセット時刻。

果はまだ試行段階なので、磁気圏尾部の磁力線やプラズマの振る舞いの精査など今後の研究が必要であるが、今のところ、数値シミュレーションでは、SC が作り出す磁気圏圧縮の効果がサブストームを直接作り出すことは確認されていない。しかし、太陽風動圧変動が、今回用いた計算の場合より極端に大きい場合は、磁気圏が大きく圧縮されることになり、今回の結論とは違うことになる可能性がある。SC とサブストームの関連に関する研究はシミュレーションを用いてさらに進める必要がある。

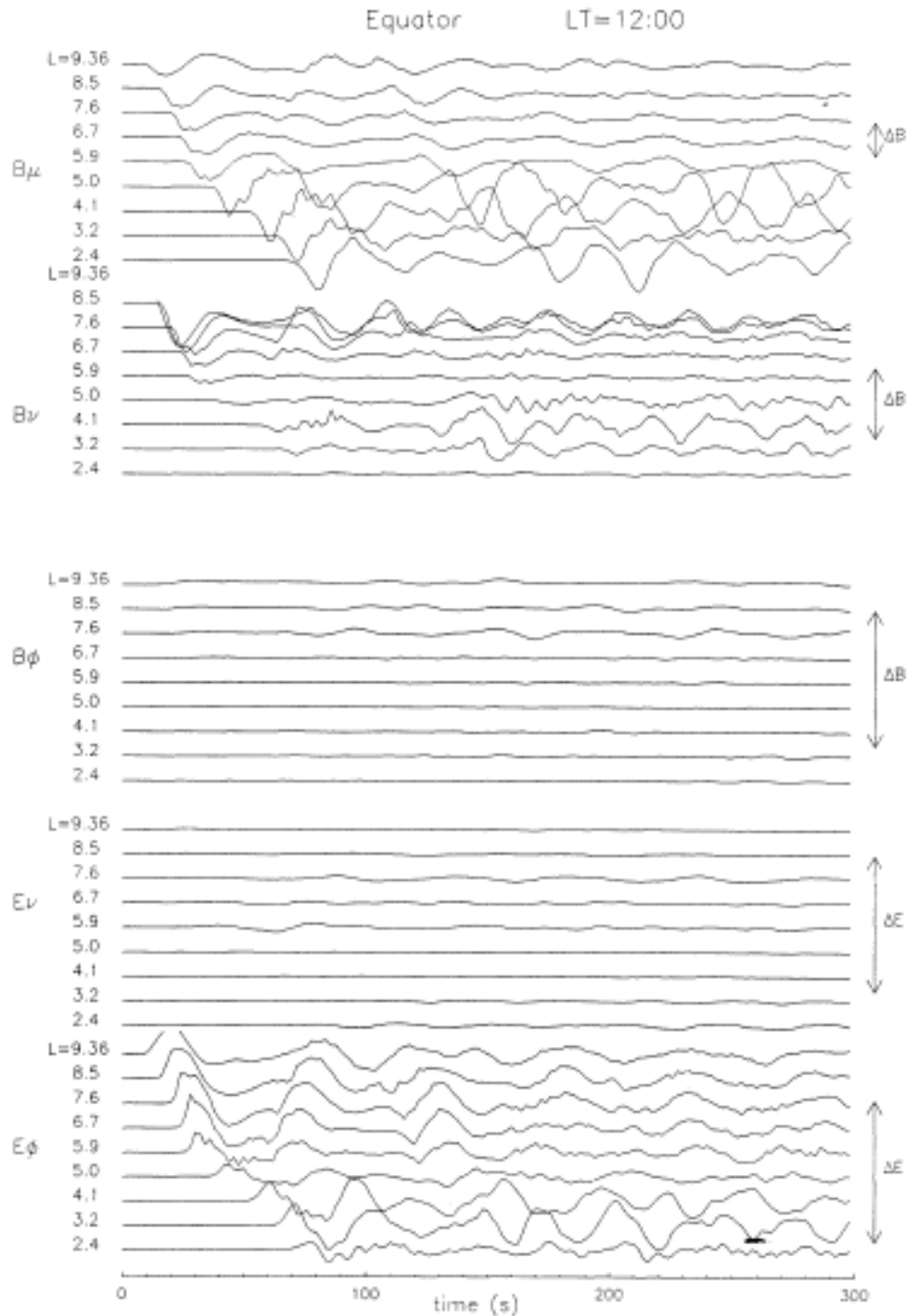
IV-4 SC と磁気圏波動

SC は磁気圏の急激な圧縮であるから、磁気圏電離圏系は一般にインパルス応答をする。理論的に、磁気圏内に電磁流体擾乱が発生することは示されている [Tamao, 1964]。この擾乱は地磁気脈動 (ULF 帯) と同じ周波数帯のプラズマや磁場の変動を作り出すので、SC に伴う地磁気脈動が実際に観測されているのかどうか問題になる。さらに、磁気圏圧縮に伴い、第一断熱不変量保存性から、磁気圏のプラズマは磁力線に垂直方向に加速される。従って、電子やプロトンのピッチ角分

布の異方性を強めると考えられる。そうすれば、SC 時に電子が作り出す whistler などの VLF 帯の波動や、プロトンが作り出す Pc1 帯の地磁気脈動 (ULF) の波動を作り出す可能性もある。さらに、これらの波動によって、高エネルギー粒子加速の可能性はないだろうか？ここでは、このような波動現象をまとめてみる。

まず、SC によって駆動される ULF 帯の波動 (Psc) を扱う。Saito [1969]によれば、Psc は周期が 40 秒–1 分程度の Pc3 帯の振動であるとされる。この現象に関しては、数値シミュレーションを用いて、磁気圏が圧縮されたときにできる波動の伝搬機構が研究されている [例えば、Lee and Hudson, 2000]。Lee and Hudson [2000]は、地球から 10 Re の正午赤道を中心にして磁気圏が圧縮されたときに駆動される電磁流体波動を数値的に扱った。図 IV-7 は、駆動された電磁流体波動の正午赤道面の振る舞いの計算結果を示す。このモデルでは内部磁気圏にプラズマ圏があり、そこで波動のエネルギーが一部捕捉されて、磁気音波のプラズマ圏振動 (プラズマ圏では外部境界を通じて波動のエネルギーが外に漏れ出ているので、Lee and Kim [1999]このプラズマ圏振動を仮想共鳴と呼んだ) が、磁場圧縮性成分 (B_μ =主磁場方向成分)と磁場ポロイダル成分 (B_ν =主磁場垂直 L 方向成分) 及び電場東西成分 (E_ϕ) に現れている。周期は約 40 秒程度である。この振動はプラズマ圏全体の振動を示し緯度によって周期は変化しない。同時に、理論的には磁気音波と結合したアルベン波 (B_ϕ =主磁場垂直東西方向成分) が現れる。ただし、図 IV-7 では正午の磁気圏界面を圧縮したときに生じる、正午の磁気赤道での変動を描いているため、アルベン波に伴う擾乱は 12 時の子午面で節になり、午前と午後側で反対称になるため、大きな擾乱は現れていない。この振動は磁力線の振動なので、その周期は低緯度で高周波、高緯度で低周波になる。Pc3–4 帯の Psc は例えば AKEBONO 衛星によるプラズマ圏内の観測で検出されている [Shinbori et al., 2004]。Shinbori et al. [2004] は、Psc は特に電場に明瞭に現れていることを報告している。なお、最近の SC が駆動する脈動の観測研究では、周期が 5 分を超える Pc5 帯の波動を報告している [例えば、Zhang et al., 2010]。プラズマ圏仮想共鳴である Pc3 帯の Psc より、Pc5 帯に近い Psc は Kubota et al. [2015]が全球 MHD シミュレーションを使って再現している。その結果から、Kubota et al. [2015]は

LEE AND HUDSON: PROPAGATION OF SUDDEN IMPULSES



図IV-7:12 時の磁気圏界面を圧縮したときに現れる電磁流体波動のシミュレーション結果。周期が 40 秒程度の磁気音波モードの波動が現れている。これは、プラズマ圏に捕捉された波動である。[Lee and Hudson, 2000]

太陽風動圧上昇が極端に大きくなると、磁気圏内でプラズマの渦が繰り返し現れ、昼から夜に移動しているとしている。この繰り返しは周期を決めている。今後、観測された長周期の Psc がシミュレーションで得られたものと同じであるか確認する必要がある。シミュレーション研究も Psc の周期を決める物理機構をさらに明確化する必要がある。

次に、SC によって VLF 帯ホイッスラー波の電子サイクロトロン波動励起と、ULF 帯 Pc1 のイオンサイクロトロン波動励起が急に促進されることを紹介する。ただし、これらの現象は粒子の振る舞いが効いてくるものなので、これらの現象解明に MHD シミュレーションが直接重要な役割を演じることは困難である。この現象が起きる基礎は、Kennel and Petschek [1966] が理論的に示した、内部磁気圏で捕捉されているイオンフラックス及び電子フラックスは、それぞれイオンサイクロトロン波動とホイッスラー波とのピッチ角散乱により、捕捉される粒子フラックスと波動の振幅強度に関連があることである。すなわち、磁気圏は補足可能な粒子をぎりぎりまで貯めていることになる。その状態に、SC によって磁気圏が圧縮を受け、磁場が増大すると、第 1 断熱不変量が保存されるため、粒子が磁力線に垂直方向に加速されて、ピッチ角分布を垂直方向に異方性を持つようになる。そうすると、イオンサイクロトロン不安定や電子サイクロトロン不安定が駆動され、Pc1 帯の脈動やホイッスラー波の振幅が増大することになる。前者の観測例として、Hirasawa [1981] は南極昭和基地で観測された ~ 0.1 秒周期 (Pc1 帯) の ULF 波動の出現と柿岡で観測された SC が同期することを示している。同時に、SC 後に発生する Pc1 帯の波動のスペクトル分布は、SC 前に比べて周波数が上昇していることも報告している。これらは、Pc1 波動の励起領域において SC に伴う磁気圏圧縮によって磁場強度が増大したことで説明が付く。後者に関しては、例えば Shinbori et al. [2003] は Akebono 衛星で観測されたプラズマ圏の VLF 波動の出現と柿岡の SC に 1 対 1 対応があることを報告している。

V まとめ

太陽風動圧変化によって地上の磁場変化は特徴的な変化をする。中緯度低緯度の昼間においては、磁気圏前面が押されたことによって Chapman-Ferraro 電流が増大した結果、水平成分(H成分)の急激な増大が発生する。一方、高緯度では正負の双極変動が顕著で、先行する変動が PI (Preliminary Impulse)、PI の磁場変動と逆向きに変化する変動を MI (Main Impulse)と呼ぶ。よって、SC 時の地上磁場変化の振る舞いは、低緯度はさほど問題なく単純に解釈できるが、高緯度では、複雑な物理過程が介在しているように見える。高緯度 SC に関して、磁気圏電離圏現象を現実的に再現できる計算機シミュレーションが現れる前は、観測と理論から得られる PI と MI の定性的な模式図ベースの研究しかできなかった。21 世紀になり、現実的に現象を再現するシミュレーションが現れた。それが再現する SC の研究は、一部は模式図の正当性を証明したが、模式図では分からなかった新たな磁気圏物理過程も明らかにして、新しい SC 像を作り上げてきている。このテキストでは、シミュレーションで得られた上記の新しい知見を説明する前に、PI 期の電磁流体擾乱の振る舞いを理解するために必要な、冷たいプラズマ近似の電磁流体波動の伝搬と電離圏透過問題、さらに非一様な磁気圏内のアルベン波と磁気音波の結合問題に関する数学的取り扱いをまとめた。

以下に、このテキストで説明した、シミュレーションによって新たに明らかになった高緯度の SC の特徴をまとめる。

1. PI は、太陽風動圧変動に対する磁気圏電離圏系の弾性応答である。MI は、磁気圏電離圏対流系が、太陽風動圧変動前の定常系から、変動後の定常系に遷移する塑性応答である。
2. PI 期の磁気圏電離圏擾乱を特徴付ける物理機構は、電磁流体波動の発生と伝搬である。従来の研究による、PI の磁気圏電離圏電流系の生成機構は、昼間の磁気圏界面の急圧縮によって発生した磁気音波が磁気圏内を昼から夜に伝搬すると同時に、磁気音波の波面に沿って流れる磁力線に垂直な電流が沿磁力線電流に変換して電離圏に流れ込むというもので あ

った。しかし、このモデルでは、PI の地上磁場変動は、高緯度ほど継続時間が長くなることと、磁場変動が極大を示す時刻が高緯度ほど遅れるという観測事実は説明できない。シミュレーションによる新しい SC 像では、PI 時は、従来の電流系に加えて、太陽風動圧変動の波面が磁気圏界面を通過する際、この場所で磁気圏界面を横切る新たな電流系が発生することを明らかにした。この新しい電流系はより低緯度に現れ、昼から夜への経度方向の移動速度は太陽風の速度に相当する。一方、従来の電流系はより高緯度に現れ移動速度は相対的に遅い。このことから、高緯度の PI の地上磁場変動の振る舞いを説明できる。

3. MI 時に磁気圏電離圏は変形し、磁気圏電離圏の対流系は、動圧変化の前の状態から後の状態に移る。遷移に伴って磁気圏電離圏に、MI を特徴付ける特有な擾乱が発生する。それは SC 過渡的渦である。この小規模な対流の渦は、太陽風動圧上昇が磁気圏の脇腹を押すことによって発生し、昼から夜に伝搬する。
4. SC 擾乱の高緯度昼側から低緯度及び夜側への伝搬は、SC の着目する変動によって、次のようになる。まず、地上における磁場変動の立ち上がり（オンセット）は、電離圏と地上の間の TM0 導波管モードが効いている。理論的な伝搬速度は光速であるので、観測的には高緯度から低緯度まで同時である。一方、SC 擾乱の地上磁場極大値を示す時間から計測した伝搬時間は、昼間の磁気圏界面で発生した磁気音波が伝搬途中でアルベン波に変換し、地上に沿磁力線電流として到達する Tamao [1964b] の理論に従うという報告がある。この観測点と伝達時間の関係は、地震波の走時 (travel time) 曲線と同等のものであるので、Tamao travel time と呼ばれている。次に、磁気圏赤道面での SC の伝搬は、昼の磁気圏界面で発生した磁気音波が重要な働きをしている。その速度は磁気音波の速度（プラズマの圧力が無視できる冷たいプラズマ近似ではアルベン速度）である。衛星で観測された SC の波面は、磁気音波速度で伝搬していることが確かめられている。最後に、昼間の高緯度における PI の地上磁場変動極大の経度方向伝搬速度は、太陽風速度を電離圏に投影した速度になる。

SC は磁気圏圧縮という単純な原因が引き起こす現象であるが、SC が他の現象にどのような影

響を与えるかを調べることにより、磁気圏電離圏系の基本的物理特性の理解が得られる。この点について、本稿は SC とオーロラ、SC と磁気圏波動についてまとめてみた。

1. SC に伴ってショックオーロラが発生する。このオーロラの振る舞いは SC に伴う沿磁力線電流分布の移動と関係しているように見えるので、SC が作り出す磁気圏全体の全球的な電流系の生成と関係している。しかし、負の SC 時に発生する周期性のあるオーロラはまだ発生原因がよく分からない。
2. SC 駆動サブストームに関しては、シミュレーションでは、SC が直接サブストームを引き起こす例は示されていない。ただし、サブストーム発生時刻を若干早めるような効果はありそうである。サブストームの時間発展が受ける磁気圏圧縮の効果に関して、今後の精密な研究が必要である。加えて、極端な SC が与えるサブストームへの影響は、今後のシミュレーション研究が重要なテーマである。
3. SC が発生すると磁気圏内に Pc3 帯の脈動が発生することは、磁気圏内の電磁流体波動線形シミュレーションと観測の両方で確認されている。一方、SC に伴って Pc5 帯の長周期脈動が発生することが観測されているが、これについてはシミュレーションによって、太陽風動圧変動が大きければ発生することが示されている。ただし、変動の周期を決めるメカニズムは今後精査が必要である。
4. SC はホイッスラー波動や Pc1 波動を励起させる。これは、磁気圏圧縮に伴い、磁気圏内に捕捉されている電子やイオンのピッチ角分布を磁力線に垂直方向に異方性を持たせ、電子サイクロトロン不安定やイオンサイクロトロン不安定を誘起させるためと考えられる。この問題は、粒子的振る舞いを扱うため、SC の研究に用いた電磁流体シミュレーションを応用することは困難である。

補遺I 中性大気中の磁場変動の評価

第II章「電磁流体波動の理論」の「電磁流体波動の電離圏透過問題」における「中性大気の変動」での磁場変動の取り扱いには数学的に簡便である。しかし、物理的な考察ではない。参考のため、別の方法で $\delta B_y \ll \delta B_x$ の関係を導いてみよう。ここでも取り扱いを簡単化するために、主磁場 z 方向で、電離圏に垂直であり、場は水平方向に一樣であるとする。簡単のために、電磁場変動は y 方向に一樣であるとする ($k_y = 0$)。(場が一樣なら、この設定は一般性を損なわない。) まず、中性大気中の電波伝搬は大気の電気伝導度を σ とおいて

$$\nabla^2 \delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \sigma \frac{\partial \delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \delta \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} \quad (s1-1)$$

を満たす。ここから分散式は

$$-(k_x^2 + k_z^2) = i\mu_0 \sigma \omega + \frac{\omega^2}{c^2} \quad (s1-2)$$

となる。Induction の式 (3-2) から

$$\frac{\delta B_y^n}{\delta B_x^n} = \frac{(k_x^2 + k_z^2)}{k_z^2} \frac{\delta E_x^n}{\delta E_y^n} = \left(i\mu_0 \sigma \omega + \frac{\omega^2}{c^2} \right) \frac{1}{k_z^2} \frac{\delta E_x^n}{\delta E_y^n} \quad (s1-3)$$

が得られる。この先の考察は、 $\delta E_x^n / \delta E_y^n$ を評価するために、このテキストの後の部分で出てくる式を参照する。アルベン波入射の場合について考える。 δE_x^n は入射アルベン波の電場変動 (δE_x^i) と反射アルベン波の電場変動 (δE_x^r) の和になることを考慮し、以下の式を得る。

$$\frac{\delta B_y^n}{\delta B_x^n} = \left(i\mu_0 \sigma \omega + \frac{\omega^2}{c^2} \right) \frac{1}{k_z^2} \frac{ik_x \cosh(dk_x) + k_f + k_A \bar{\Sigma}_P}{k_A \bar{\Sigma}_H} \quad (s1-4)$$

$\sigma \sim 10^{-14}$ mho/m、変動の周期 5 分、水平方向の波長 100 km、 $V_A \sim 1000$ km/sec、 c は 3×10^8 m/sec、電離圏の高さ (d) を 100 km とすると、(s1-4) 式は

$$\frac{\delta B_y^n}{\delta B_x^n} \sim 10^{-12} \frac{10^2 + \bar{\Sigma}_P}{\bar{\Sigma}_H} \ll 1 \quad (s1-5)$$

のオーダーになり、 δB_y^n は δB_x^n より極めて小さいことが言える。

補遺II(3-30)式の導出

Itonaga et al. [2000] が示した方法に沿って、(13)式の具体的な形を導出する。まず(3-9)式を使い、垂直電流($\delta \mathbf{j}_\perp$)を、慣性力(左辺)由来の慣性電流($\delta \mathbf{j}_{\perp,i}$)、圧力勾配(右辺第3項)由来の反磁性電流($\delta \mathbf{j}_{\perp,d}$)、及びバックグラウンドの反磁性電流と擾乱磁場が作るローレンツ力(右辺第1項)由来の項で書いておく。結果は

$$\delta \mathbf{j}_\perp = \delta \mathbf{j}_{\perp,i} + \delta \mathbf{j}_{\perp,d} - \frac{\delta p_B}{2P_B} \mathbf{J}_{\perp,d} \quad (s2-1)$$

である。右辺の $\delta \mathbf{j}_{\perp,i}$ 、 $\delta \mathbf{j}_{\perp,d}$ 、 δp_B はそれぞれ

$$\delta \mathbf{j}_{\perp,i} = \frac{\hat{e}}{B} \times \left(\rho \frac{\partial \delta \mathbf{u}}{\partial t} \right) \quad (s2-2)$$

$$\delta \mathbf{j}_{\perp,d} = \frac{\hat{e}}{B} \times \nabla \delta p \quad (s2-3)$$

$$\delta p_B = \frac{\mathbf{B} \cdot \delta \mathbf{B}}{\mu_0} \quad (s2-4)$$

である。

次に、沿磁力線電流の満たすべき波動方程式に現れる時間2階微分項を考える。まず沿磁力線電流の時間微分は(11)式から

$$\frac{\partial \delta j_\parallel}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} [-(\hat{e} \cdot \nabla)(\nabla \cdot \delta \mathbf{E}_\perp) + \hat{e} \cdot (\nabla^2 \delta \mathbf{E}_\perp)], \quad (s2-5)$$

となる。さらに、(s2-5) 式をもう一度時間で微分し、沿磁力線電流の時間の 2 階微分を計算するには、(s2-5) 式の電場の時間微分が必要である。それは磁場凍結を示す (12) 式を微分することから得られる。その結果は (s2-2) 式を使うと

$$\frac{\partial \delta \mathbf{E}_\perp}{\partial t} = \mu_0 V_A^2 \delta \mathbf{j}_\perp \quad (\text{s2-6})$$

となり、慣性電流に現れる慣性を電場書き換えた式になる。(s2-5) 式と (s2-6) 式から、とりあえず

$$\frac{\partial^2 \delta j_\parallel}{\partial t^2} = -(\hat{e} \cdot \nabla) [\nabla \cdot (V_A^2 \delta \mathbf{j}_\perp)] + \hat{e} \cdot [\nabla^2 (V_A^2 \delta \mathbf{j}_\perp)] \quad (\text{s2-7})$$

が得られる。沿磁力線電流の時間 2 階微分の式は、沿磁力線電流と慣性電流の関係式として得られた。

次に、(s2-7) 式を沿磁力線電流が磁力線に沿って伝搬する波動方程式の形に変形することを考える。それには、右辺から沿磁力線電流の磁力線に沿った 2 階微分 $(\hat{e} \cdot \nabla)^2 \delta j_\parallel$ の項を取り出す必要がある。その項は、(s2-7) 式の右辺第 1 項を分解し

$$\frac{\partial^2 \delta j_\parallel}{\partial t^2} = -(\hat{e} \cdot \nabla) [V_A^2 \nabla \cdot \delta \mathbf{j}_\perp] - (\hat{e} \cdot \nabla) [(\nabla_\perp V_A^2) \cdot \delta \mathbf{j}_\perp] + \hat{e} \cdot [\nabla^2 (V_A^2 \delta \mathbf{j}_\perp)] \quad (\text{s2-8})$$

と書き換えると、電流非発散 ($\nabla \cdot \delta \mathbf{j} = 0$) 条件を組み合わせることによって、(s2-8) 式右辺第 1 項から派生することが分かる。その定式を説明する。まず、 $\nabla \cdot \delta \mathbf{j} = 0$ を変形し、

$$B(\hat{e} \cdot \nabla) \left(\frac{\delta j_\parallel}{B} \right) = -\nabla \cdot \delta \mathbf{j}_\perp \quad (\text{s2-9})$$

を利用する。(s2-9) 式の左辺に沿磁力線電流の磁力線方向微分が現れているので、(s2-8) 式の右辺第 1 項の $\nabla \cdot \delta \mathbf{j}_{\perp,i}$ と (s2-9) 式の右辺にある $\nabla \cdot \delta \mathbf{j}_{\perp}$ の関係を求め、(s2-8) 式に代入すれば、求める沿磁力線電流の磁力線方向の 2 階微分が得られる。まず、 $\nabla \cdot \delta \mathbf{j}_{\perp,i}$ は垂直電流を慣性電流と反磁性電流で表した (s2-1) 式の発散と (s2-9) 式を組み合わせ

$$\nabla \cdot \delta \mathbf{j}_{\perp,i} = -B(\hat{e} \cdot \nabla) \left(\frac{\delta j_{\parallel}}{B} \right) - \nabla \cdot \delta \mathbf{j}_{\perp,d} + \nabla \cdot \left(\frac{\delta p_B}{2P_B} \mathbf{j}_{\perp,d} \right) \quad (\text{s2-10})$$

となるから、(s2-10) 式の $\nabla \cdot \delta \mathbf{j}_{\perp,i}$ を (s2-8) 式に代入すれば良い。そうすると、(s2-8) 式の“復元力” (磁力線方向の空間 2 階微分項) は (s2-10) 式の右辺第 1 項から得られることが分かる。物理的に言えば、“復元力”は、まず (s2-7) 式で説明した磁力線に沿った擾乱の構造がもたらす沿磁力線電流と垂直電流の交換と、磁力管の断面積変化の 2 つがもたらすことが分かる。結局、(s2-10) 式の $\nabla \cdot \delta \mathbf{j}_{\perp,i}$ を (s2-8) 式の右辺第 1 項に代入し、沿磁力線電流項をすべて左辺にまとめると、沿磁力線電流の波動方程式である (14) 式が得られる。

“復元力”に当たる項の物理的意味を考えよう。まず、場が一様な場合、(s2-9) 式の右辺は $(\hat{e} \cdot \nabla) \delta j_{\parallel} = -\nabla \cdot \delta \mathbf{j}_{\perp}$ となるので、擾乱量が磁力線に沿った構造を持っている $((\hat{e} \cdot \nabla) \neq 0)$ と、 $\nabla \cdot \delta \mathbf{j}_{\perp,i}$ により沿磁力線電流と垂直電流の交換が起きることが分かる。模式的に言うと、一様場を想定した時の (s2-7) 式が示すアルベン波の電流構造は、上下に流れる対になった沿磁力線電流が磁力線に垂直に流れる慣性電流が発散を示す場所で繋がりを、電流回路を作っているさまを示す。さらに、場が一様でない、(s2-9) 式の左辺には、 $1/B$ の因子が入るので、沿磁力線電流量の発散には、磁力管の断面積の磁力線方向変化も効いてくることが分かる。

参考文献

- Araki, T., Global structure of geomagnetic sudden commencements. *Planet. Space Sci.*, **25**, 373-384, 1977.
- Araki, T., H. Shimazu, T. Kamei, and H. Hanado, Scandinavian IMS magnetometer array data and their use for studies of geomagnetic rapid variations. *Proc. NIPR Symp. Upper Atmos. Phys.*, **5**, 10-20, 1992.
- Araki, T. (1994), A physical model of the geomagnetic sudden commencement, in *Solar Wind Sources of Magnetospheric Ultra-Low-Frequency Waves*, ed. by M. J. Engebretson, K. Takahashi, and M. Scholer, 183-200, American Geophysical Union, Washington, D.C.
- Chen, L. and C. Cowley, On field line resonances of hydromagnetic Alfvén waves in dipole magnetic field. *Geophys. Res. Lett.*, **16**, 895-897, 1989, doi:10.1029/GL016i008p00895.
- Chen, L. and A. Hasegawa, A theory of long-period magnetic pulsations, 1. Steady state excitation of field line resonance, *J. Geophys. Res.*, **79**, 1024-1032, 1974.
- Chi, P. J., C. T. Russell, J. Raeder, E. Zesta, K. Yumoto, H. Kawano, K. Kitamura, S. M. Petrinec, V. Angelopoulos, G. Le, and M. B. Moldwin, Propagation of the preliminary reverse impulse of sudden commencements to low latitudes. *J. Geophys. Res.*, **106**, 18857-18864, 2001.
- Chi, P. J., C. T. Russell, J. Raeder, E. Zesta, K. Yumoto, H. Kawano, K. Kitamura, S. M. Petrinec, V. Angelopoulos, G. Le, and M. B. Moldwin, Reply to comment by T. Kikuchi and T. Araki on "Propagation of the preliminary reverse impulse of sudden commencements to low latitudes". *J. Geophys. Res.*, **107**(A12), 1474, doi:10.1029/2002JA009369, 2002.
- Chi, P. J., and C. T. Russell (2005), Travel-time magnetoseismology: Magnetospheric sounding by timing the tremors in space, *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L18108, doi:10.1029/2005GL023441.
- Craven, J. D., Frank, L. A., Russell, C. T., Smith, E. J., and Lepping, R. P. (1986), The Global

Auroral Responses to Magnetospheric Compressions by Shocks in the Solar Wind: Two Case Studies, *Solar wind-Magnetosphere Coupling*, ed. by Y. Kamide and J. A. Slavin 367-380, Terra Scientific, Tokyo.

- Dungey, J. W., Interplanetary magnetic field and the auroral zones, *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 47-49, 1961, doi:10.1103/PhysRevLett.6.47.

- Ebihara, Y., and Tanaka, T. (2015), Substorm simulation: Insight into the mechanisms of initial brightening, *J. Geophys. Res. Space Physics*, **120**, 7270-7288, doi:10.1002/2015JA021516.

- Ebihara, Y., and Tanaka, T. (2015), Substorm simulation: Formation of westward traveling surge, *J. Geophys. Res. Space Physics*, **120**, 10,466-10,484, doi:10.1002/2015JA021697.

- Ebihara, Y., and Tanaka, T. (2022). Where is Region 1 field-aligned current generated? *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **127**, e2021JA029991. doi: 10.1029/2021JA029991.

- Fukushima, N. (1971), Electric Current Systems for Polar Substorms and Their Magnetic Effect Below and Above the Ionosphere, *Radio Sci.*, **6**(2), 269-275, doi: 10.1029/RS006i002p00269.

- Fujita, S. (1987), Duct propagation of a short-period hydromagnetic wave based on the international reference ionosphere model, *Planet. Space Sci.*, **35**, 91-103.

- Fujita, S., H. Nakata, M. Itonaga, A. Yoshikawa, and T. Mizuta (2002), A numerical simulation of the Pi2 pulsations associated with the substorm current wedge, *J. Geophys. Res.*, **107** (A3), 1027, doi:10.1029/2001JA000137.

- Fujita, S., T. Tanaka, T. Kikuchi, K. Fujimoto, K. Hosokawa, and M. Itonaga (2003a), A numerical simulation of the geomagnetic sudden commencement: 1. Generation of the field-aligned current associated with the preliminary impulse, *J. Geophys. Res.*, **108** (A12), 1416, doi:10.1029/2002JA009407.

- Fujita, S., T. Tanaka, T. Kikuchi, K. Fujimoto, and M. Itonaga (2003b), A numerical simulation of the geomagnetic sudden commencement: 2. Plasma processes in the main impulse, *J. Geophys. Res.*, **108** (A12), 1417, doi:10.1029/2002JA009763.
- Fujita, S., T. Tanaka, T. Kikuchi, and S. Tsunomura (2004), A numerical simulation of a negative sudden impulse, *Earth Planet Space*, **56**, 463-472.
- Fujita, S., H. Yamagishi, K. T. Murata, M. Den, and T. Tanaka (2012), A numerical simulation of a negative solar wind impulse: Revisited, *J. Geophys. Res.*, **117**, A09219, doi:10.1029/2012JA017526.
- Fujita, S., Glassmeier, K.-H., Lee, D.-H., Lysak, R., Otani, S., and Yumoto, K., Preface. *Earth Planet Sp* **65**, 9 (2013). <https://doi.org/10.5047/eps.2013.05.013>
- Fujita, S. (2019), Response of the magnetosphere-ionosphere system to sudden changes in the solar wind dynamic pressure: Global magnetohydrodynamic modeling studies of geomagnetic sudden commencements, *Reviews of modern Plasma physics*, **3**:2, doi: 10.1007/s41614-019-0025-1.
- Fujita, S. and T. Tanaka, Two Current Systems in the Preliminary Phase of Sudden Commencements in the Magnetosphere, *Earth Planets Space*, (2022) 74:66, doi: 10.1186/s40623-022-01624-3.
- Greifinger, C., and P. S. Greifinger (1968), Theory of Hydromagnetic Propagation in the Ionospheric Waveguide, *J. Geophys. Res.*, **73**(23), 7473-7490.
- Hirasawa, T., (1981), Effects of Magnetospheric Compression and Expansion on Spectral Structure of ULF Emissions, *Memoirs of National Institute of Polar Research. Special issue*, **18**, 127-151.
- Hughes, W. J. (1995), The magnetopause, magnetotail, and magnetic reconnection, in *Introduction to Space Physics*, pp. 227-287, ed. by M. Kivelson and C. T. Russell, Cambridge.

- Joselyn, J. A. and B. T. Tsurutani, Geomagnetic sudden impulses and storm sudden commencements, A note on terminology, *EOS*, **47**, 1808-1809, 1990.
- Kataoka, R., H. Fukunishi, S. Fujita, T. Tanaka, and M. Itonaga, Transient response of the Earth's magnetosphere to a localized density pulse in the solar wind: Simulation of traveling convection vortices, *J. Geophys. Res.*, 109, A03204, doi:10.1029/2003JA010287, 2004.
- Kataoka, R., and Nakano, S. (2021). Reconstructing solar wind profiles associated with extreme magnetic storms: A machine learning approach. *Geophysical Research Letters*, **48**, e2021GL096275. <https://doi.org/10.1029/2021GL096275>
- Keika, K., R. Nakamura, W. Baumjohann, V. Angelopoulos, P. J. Chi, K. H. Glassmeier, M. Fillingim, W. Magnes, H. U. Auster, K. H. Fornacon, G. D. Reeves, K. Yumoto, E. A. Lucek, C. M. Carr, I. Dandouras (2009), Substorm expansion triggered by a sudden impulse front propagating from the dayside magnetopause, *J. Geophys. Res.*, **114**, A00C24, doi:10.1029/2008JA013445.
- Kennel, C. F., and H. E. Petschek (1966), Limit on stably trapped particle fluxes, *J. Geophys. Res.*, **71**(1), 1-28, doi:10.1029/JZ071i001p00001.
- Kikuchi, T., T. Araki, H. Maeda, and K. Maekawa (1978), Transmission of polar electric fields to the equator. *Nature*, **273**, 650.
- Kubota, Y. R. Kataoka, M. Den, T. Tanaka, T. Nagatsuma and S. Fujita (2015), Global MHD simulation of magnetospheric response of preliminary impulse to large and sudden enhancement of the solar wind dynamic pressure, *Earth, Planets and Space*, **67**:94, DOI: 10.1186/s40623-015-0270-7.
- Lee, D.-H., On the generation mechanism of Pi 2 pulsations in the magnetosphere. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 583-586, 1998, <https://doi.org/10.1029/98GL50239>.
- Lee, D.-H. and K. Kim, Compressional MHD waves in the magnetosphere: A new approach.

J. Geophys. Res., **104**, 12379-12385, 1999.

- Lee, D.-H. and M. K. Hudson, Numerical studies on the propagation of sudden impulses in the dipole magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **106**, 8435-8445, 2001.

- Lysak, R. L. (1991), Feedback instability of the ionospheric resonant cavity, *J. Geophys. Res.*, **96**(A2), 1553-1568, doi:10.1029/90JA02154.

- Motoba, T., Y. Ebihara, A. Kadokura, and A. T. Weatherwax (2014), Fine-scale transient arcs seen in a shock aurora, *J. Geophys. Res. Space Physics*, **119**, 6249-6255, doi:10.1002/2014JA020229.

- Nagata, T. and S. Abe, Notes on the distribution of SC* in high latitudes. *Rep. Ionosph. Res. Japan*, **9**, 39-42, 1955.

- Nishida, A., *Geomagnetic Diagnosis of the Magnetosphere*, Springer-Verlag, New York, 1978.

- Parker, E. N. (1958), Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields, *Astrophys. J.*, **128**, 664-676.

- Russell, C. T., and M. Ginskey, Sudden impulses at low latitudes: Transient response, *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 1015-1018, 1993.

- Saito, T. (1969), Geomagnetic pulsations, *Space Science Rev.*, **10**, 319-412.

- Sano, Y. and Nagano, H.: Early history of sudden commencement investigation and some newly discovered historical facts, *Hist. Geo Space. Sci.*, **12**, 131-162, <https://doi.org/10.5194/hgss-12-131-2021>, 2021.

- Sato, N., Y. Murata, H. Yamagishi, A. S. Yukimatsu, M. Kikuchi, M. Watanabe, K. Makita, H. Yang, R. Liu, and F. J. Rich, Enhancement of optical aurora triggered by the solar wind negative impulse (SI-), *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 127-130, 2001.

- Shinbori, A., T. Ono, M. Iizima, A. Kumamoto, and H. Oya, Sudden commencements

related plasma waves observed by Akebono satellite in the polar region and inside plasmasphere region. *J. Geophys. Res.*, **108**(A12), 1457, doi:10.1029/2003JA009964, 2003.

- Shinbori, A., T. Ono, M. Iizima, and A. Kumamoto, SC related electric and magnetic field phenomena observed by the Akebono satellite inside the plasmasphere. *Earth Planets Space*, **56**, 269-282, 2004.

- Siscoe, G.L., A unified treatment of magnetospheric dynamics with applications to magnetic storms, *Planetary and Space Science*, **14**(10), 1966, 947-967, [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(66\)90132-2](https://doi.org/10.1016/0032-0633(66)90132-2).

- Siscoe, G. L., V. Formisano, and A. J. Lazarus, Relation between geomagnetic sudden impulses and solar wind pressure changes - An experimental investigation, *J. Geophys. Res.*, **73**, 4,869-4,874, 1968.

- Southwood, D. J., Some features of field line resonances in the magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, **22**, 483-491, 1974.

- Southwood, D. J., and M. G. Kivelson (1986), The effect of parallel inhomogeneity on magnetospheric hydromagnetic wave coupling. *J. Geophys. Res.*, **91**, 6871-6876, doi:10.1029/JA091iA06p06871.

- Takahashi, N., Y. Kasaba, Y. Nishimura, A. Shinbori, T. Kikuchi, T. Hori, Y. Ebihara, and N. Nishitani (2017), Propagation and evolution of electric fields associated with solar wind pressure pulses based on spacecraft and ground-based observations, *J. Geophys. Res. Space Physics*, **122**, 8446-8461, doi:10.1002/2017JA023990.

- Tamao, T. (1964a), The structure of three-dimensional hydromagnetic waves in a uniform cold plasma, *J. Geomag. Geoelectr.*, **16**, 89-114.

- Tamao, T. (1964b), A hydromagnetic interpretation of geomagnetic SSC*, *Rep. Ionos. Space Res. Japan*, **18**, 16-31.

- Tamao, T. (1965), Transmission and coupling resonance of hydromagnetic disturbances in the non-uniform Earth's magnetosphere, *Sci. Rep. Tohoku Univ., Series 5, Geophysics*, **17**, 43-72.
- 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**, 12057-12074, 1995.
- Tanaka, T. (2000), The state transition model of the substorm onset. *J. Geophys. Res.*, **105**(A9), 21081-21096, doi: 10.1029/2000JA900061.
- Tanaka, T. (2007), Magnetosphere-Ionosphere Convection as a Compound System, *Space Sci Rev.*, 133:1, DOI 10.1007/s11214-007-9168-4.
- 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.
- Tanaka T (2015) Substorm auroral dynamics reproduced by the advanced global M-I coupling simulation. In: Zhang Y, Paxton LJ (eds) *Auroral dynamics and space weather*, vol 215. AGU, Washington, D.C., p 177. <https://doi.org/10.1002/9781118978719>
- Vasyliunas, V. M. (1970), Mathematical Models of Magnetospheric Convection and its Coupling to the Ionosphere, *Particles and Fields in the Magnetosphere*, pp. 60-71, Ed. by McCormac, B.M. Springer Netherlands. http://dx.doi.org/10.1007/978-94-010-3284-1_6
- Wilson, C. R., and M. Sugiura, Hydromagnetic interpretation of sudden commencements of magnetic storms. *J. Geophys. Res.*, **66**, 4097-4111, 1961.
- Yumoto, K., V. Pilipenko, E. Fedorov, N. Kurneva, M. De Laetis, and K. Kitamura, Magnetospheric ULF wave phenomena stimulated by SSC. *J. Geomag. Geoelectr.*, **49**, 1179-1195, 1997.
- Zhang, X. Y., Q.-G. Zong, Y. F. Wang, H. Zhang, L. Xie, S. Y. Fu, C. J. Yuan, C. Yue, B.

Yang, and Z. Y. Pu (2010), ULF waves excited by negative/positive solar wind dynamic pressure impulses at geosynchronous orbit, *J. Geophys. Res.*, **115**, A10221, doi:10.1029/2009JA015016.

- Zhou, X., and B. T. Tsurutani (2001), Interplanetary shock triggering of nightside geomagnetic activity: Substorms, pseudobreakups, and quiescent events, *J. Geophys. Res.*, **106**(A9), 18,957-18,967.

- Zhou, X.-Y., R. J. Strangeway, P. C. Anderson, D. G. Sibeck, B. T. Tsurutani, G. Haerendel, H. U. Frey, and J. K. Arballo, Shock aurora: FAST and DMSP observations, *J. Geophys. Res.*, **108**(A4), 8019, doi:10.1029/2002JA009701, 2003.

著者紹介

藤田 茂 (ふじた しげる)

1981 年東京大学大学院理学系研究科地球物理学専攻修士課程修了。その後 1990 年まで気象庁地磁気観測所、1990 年から 2021 年まで気象大学校に勤務。この間 2018 年–21 年は情報システム研究機構極地研究所特任教員を兼務。2021 年以降、同機構データサイエンス共同利用基盤施設および統計数理研究所に勤務。

この間、デンバー大学スペースサイエンス研究施設研究員、ブラウンシュヴァイク工科大学研究員として、MHD 波動のシミュレーション研究に従事。1995 年ごろから、田中高史先生と共同で MHD シミュレーションコード作成に従事。

1987 年、東京大学から論文博士理学博士号取得。

極地研電子ライブラリー

National Institute of Polar Research Electronic Library

オーロラ物理学シリーズ②

シミュレーションによる新しい SC 像

令和 5 年 7 月 14 日 発行

著 者 藤田 茂

編 集 片岡龍峰

発行所 大学共同利用機関法人 情報・システム研究機構 国立極地研究所
〒190-8518 東京都立川市緑町 10-3

©2023 National Institute of Polar Research