

3-5 地磁気嵐

3-5 Geomagnetic Storms

長妻 努

NAGATSUMA Tsutomu

要旨

地磁気嵐は、汎地球的に磁場強度が数十～数百 nT 減少する太陽風－磁気圏－電離圏複合系で生じる最も大規模な擾乱現象である。地磁気嵐は強い南向き磁場を伴う太陽風擾乱(コロナホール、CME 現象)によって太陽風－磁気圏相互作用が促進されることによって発達する。地磁気嵐の磁場変化は地球の磁気赤道を西向きに流れる電流(赤道環電流)で説明される。また、地磁気嵐の磁場変化は地磁気嵐に伴って磁気圏に蓄積されるエネルギーに対応しており、その大きさは $10^{15} \sim 10^{16}$ J である。

地磁気嵐の発達は一般に磁気圏対流の発達に対応していると考えられているが、太陽風パラメータと磁気圏対流、地磁気嵐の関係を解析した結果、磁気圏対流は強い太陽風電場に対して発達が頭打ちになるのに対し、地磁気嵐では発達が頭打ちにならないことが明らかになってきた。このことは地磁気嵐の発達と磁気圏対流の発達が必ずしも一対一に対応しないことを示唆している。

Geomagnetic storms are one of the largest disturbances in the magnetosphere. This phenomenon is characterized by the global depression of geomagnetic field whose magnitude is less than several tens or hundreds of nT on the ground. The coupling among the solar wind, the magnetosphere and the ionosphere causes this phenomenon. Geomagnetic storms develop when the solar wind-magnetosphere coupling is enhanced by the solar wind disturbances (e.g. Coronal hole and CMEs) with strong southward magnetic field. The depression of geomagnetic field is explained by the enhancement of westward ring current in the magnetosphere. Also, the depression of geomagnetic field due to the geomagnetic storm corresponds to the energy of total particles stored in the magnetosphere. The typical energy of total particles in the magnetosphere is $10^{15} \sim 10^{16}$ J.

The development of geomagnetic storm is considered to correlate with the enhancement of magnetospheric convection. However, the results of our data analysis suggest that the development of the geomagnetic storm is not saturated under the condition of strong solar wind electric field, while the development of the magnetospheric convection tended to be saturated. This means that the development of the geomagnetic storm and that of the magnetospheric convection does not show the correspondence.

[キーワード]

地磁気嵐, 太陽風－磁気圏相互作用, 磁気圏対流, 赤道環電流, サブストーム

Geomagnetic storms, Solar wind-magnetosphere coupling, Magnetospheric convection, Ring current, Substorm

1 はじめに

地磁気嵐は、太陽風－磁気圏－電離圏複合系で生じる最も大規模な擾乱現象である。この現象は中低緯度の地磁気の水平成分が半日～数日

にわたって汎地球的に減少した状態が継続することに特徴付けられる。本論文では地磁気嵐の特徴とその発達の要因及び今後の研究の展望について述べる。

2 地磁気変動の様相

地球は流体核におけるダイナモ作用の作り出す電流による固有磁場を持っている。地球の固有磁場が太陽風と相互作用することによって、太陽と反対方向に彗星のように吹き流された磁気圏が形成される。太陽風-磁気圏相互作用の状態が変化することで、様々な地磁気擾乱が駆動され、それぞれの現象において特有の地磁気変動が生じる。地磁気変動には、内部ダイナモ作用に起因する成分も存在するが、太陽風-磁気圏相互作用による変動成分に比べると極めて長周期であるため、分離して扱うことができる。

地磁気擾乱のない静穏時には、地磁気は比較的規則的な変動を示す。この変動は熱圏中性大気の潮汐運動に伴うダイナモ作用の作り出す電離層電流に起因する。なお、大気の潮汐運動は太陽からの熱エネルギーによって駆動されている。

地磁気擾乱は大きく分けると二種類存在する。一つは、極域において30分から2時間程度の時間スケールで観測される数百~千数百nTレンジの地磁気水平成分の変動である。これは「サブストーム」と呼ばれる現象に対応した地磁気変動で、光学的には、まず真夜中付近でオーロラが爆発的に光り始め、それが次第に経度方向緯度方向へ拡大していく現象として定義されている。サブストームに伴う地磁気変動は磁気地方時や磁気緯度によって大きく異なる。また、その影響は湾型変化として夜側中低緯度の地磁気変動に現れることがある。

もう一つは、中低緯度の地磁気の水平成分が数十~数百nTの範囲で半日から数日にわたって汎地球的に減少した状態が継続する変動である。これを「地磁気嵐」と呼んでいる。地磁気の減少が促進している期間を「主相(main phase)」、減少が回復している期間を「回復相(recovery phase)」と呼ぶ。また、主相の開始前に磁場強度が短時間の間に急増する「急始部(SC: sudden commencement)」を伴うことがある。これは「急始(SC)型地磁気嵐」と呼ばれている。急始部から主相の開始までを「初相(initial phase)」と呼ぶ。急始部を伴わないものは「緩始(SG)型地磁気嵐」と呼ばれている。図1に柿岡で観測され

た急始型地磁気嵐と緩始型地磁気嵐の例を示す。急始部は、惑星間空間衝撃波の到来に伴って増大した太陽風の動圧が磁気圏を急激に圧縮し、磁気圏界面電流(magnetopause current)を増加させることによって生じる地磁気変動である。しかし、惑星間空間衝撃波が到来しても地磁気嵐の発生しない場合もある。つまり主相と回復相の地磁気変動が地磁気嵐の本質であり、この2相に関して急始型と緩始型に違いはないと考えられている。また、地磁気嵐時には、サブストームも頻発しており、これに対応した短い周期の地磁気変動が地磁気嵐の変動に重畳するため、複雑な変動パターンを示す。

地磁気嵐時の地磁気水平成分の減少の大きさは磁気地方時によって異なる。地磁気の減少は一般に夜側から夕方側にかけて最大となり、昼間側から朝側にかけて最小となる。これは後述するように、赤道環電流が実際には非対称に流れているためである。

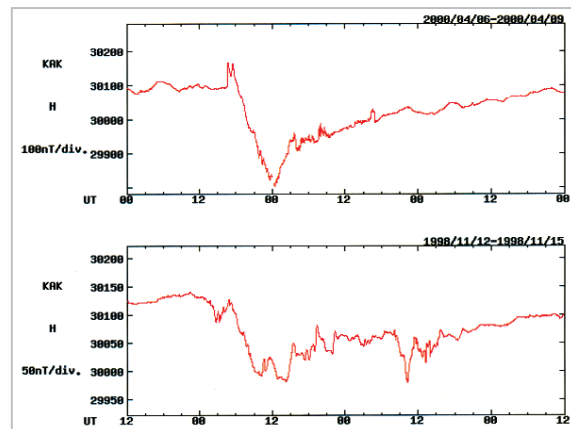


図1 地磁気嵐の例、上図は急始(SC)型地磁気嵐、下図は緩始(SG)型地磁気嵐

3 太陽風変動と地磁気嵐

地磁気擾乱は太陽風-磁気圏相互作用によって駆動される。磁気圏前面で惑星間空間磁場と地球磁場の結合(磁力線結合)を介して、太陽風のエネルギーが磁気圏内に注入される。この作用は惑星間空間磁場が南向き(B_s)の時に最も効率よく働く。強い南向き磁場が長時間にわたって継続することで地磁気嵐は発達する。経験的に B_s が10 nT以上の状態が3時間以上継続する

場合には必ず地磁気嵐となることが知られている[1]。また、太陽風速度(V)も重要な要素である。地磁気嵐の発達はこの二つの物理量の積であるVBsと極めて良い対応関係にあることが知られている。

強いVBsを生み出す源と考えられている主な太陽面現象は2種類存在する。一つはCME現象(Coronal Mass Ejection: コロナガス噴出現象)であり、もう一つはコロナホールである。CME現象は、太陽コロナのプラズマが大量に惑星間空間へ放出される現象である(図2参照)。CME自身はプラズマ密度が濃い領域として見えているに過ぎないが、その内側に磁気ロープ構造を

含んでいることがある[2]。磁気ロープ中は磁場構造が安定しており、この構造が安定的に南向きの磁場成分を含んでいるとき、地磁気嵐の発達に大きく寄与する。また、CMEの前面に衝撃波が形成され、その上流のシース領域の磁場が南向きの場合にも地磁気嵐の発達に寄与する。

コロナホールは高速太陽風の吹き出し口である。コロナホールは太陽面の磁場が活動領域に比べて弱く、広い領域で極性がそろった場所(単極磁場領域)に生じる。この領域では周囲に比べてコロナプラズマの温度が低いため、相対的に暗く見えている(図3参照)。コロナホールから吹き出された高速太陽風は先行する低速太陽風と

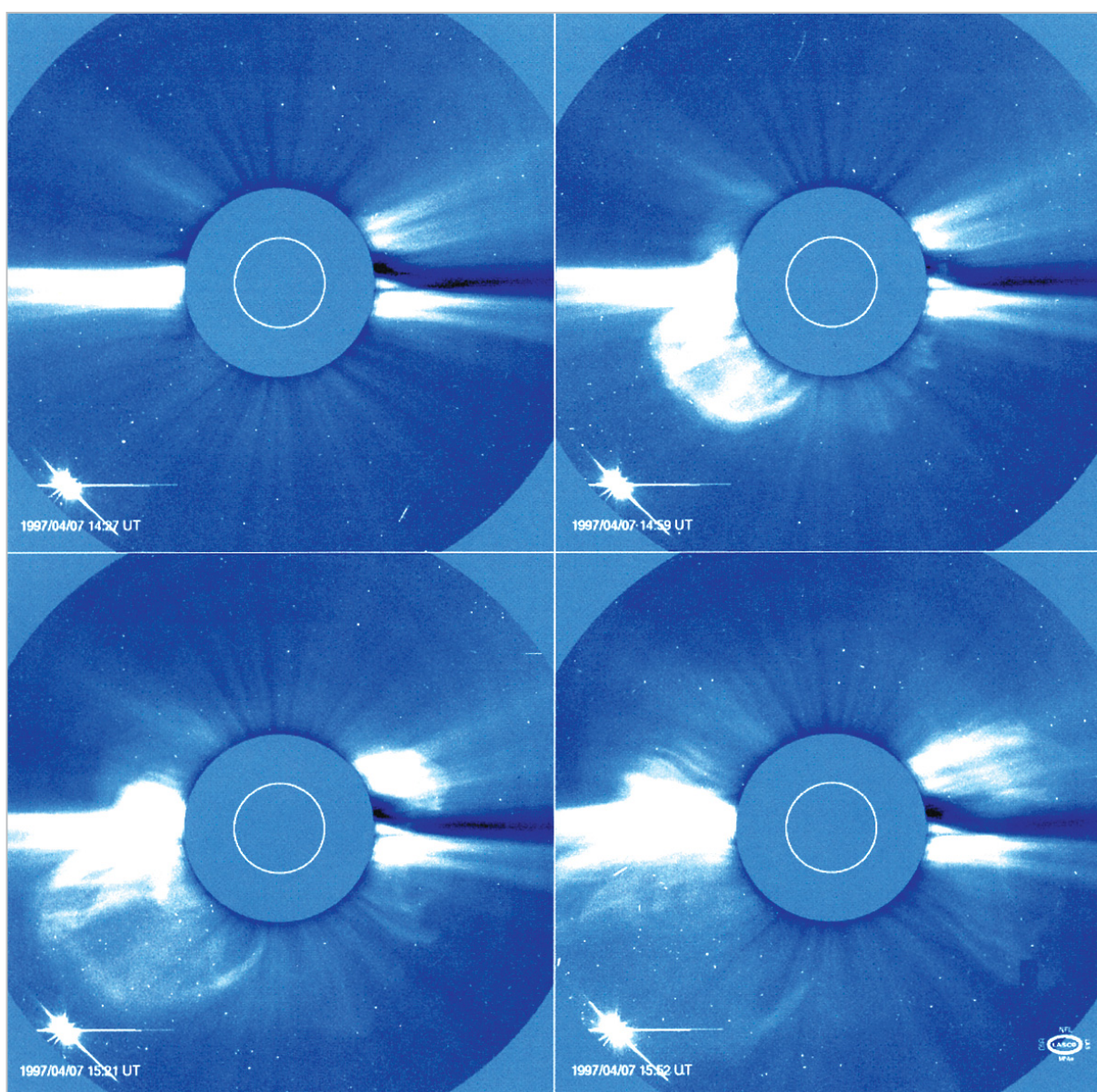


図2 SOHO衛星(ESA & NASA)のコロナグラフ(LASCO)で観測されたCME現象

相互作用し、共回転相互作用領域 (CIR: Co-rotating interaction region) を形成する。CIRでは圧縮によってプラズマ圧が増加し、磁場強度が増加している。このため、増大した磁場中で南向き成分が卓越している場合には、地球磁気圏との相互作用が促進されて、地磁気嵐が発生する。

CME現象の発生は突発的であり、これに伴う地磁気嵐を「突発性地磁気嵐」と呼ぶことがある。一方、コロナホールは、数太陽自転周期にわたって比較的安定にその構造が保たれることがある。この場合、地球から見た太陽の自転周期に対応して回帰的にCIRが地球で観測される。CIRにおいて南向き磁場が卓越していると、地磁気嵐が回帰的に発生する。これを「回帰性地磁気嵐」と呼ぶことがある。そのほかに、数太陽自転周期にわたって特定の活動領域からCME現象が頻繁に起こる場合にも回帰的に地磁気嵐は発生し得る。また、高速太陽風とCME現象が相互作用することで強い南向き磁場が形成されると、更に大きな地磁気嵐が引き起こされる。

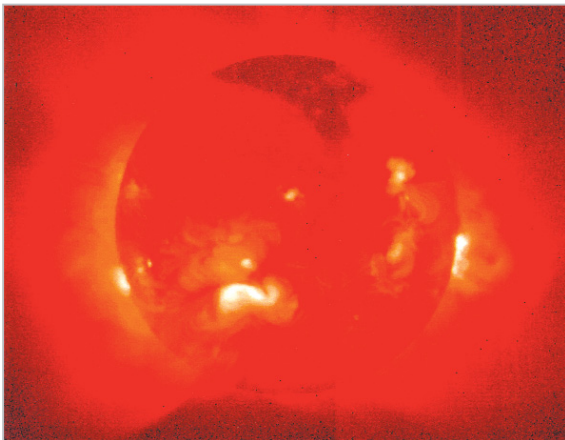


図3 ようこう衛星で観測されたコロナホール (宇宙科学研究所提供)

4 地磁気嵐の指数

地磁気嵐の指標としてDst指数が用いられる。Dst指数は中緯度で、経度的に広がりをもった柿岡、Hermanus, San Juan, Honoluluの4か所の地磁気データを用いて、その対称成分の変動の大きさを1時間単位で指数化したものである[3]。図4に各観測所の位置を示す。Dst指数は、磁気嵐の大きさが赤道を西向きに流れる環状電流の大

きさで等価的に代表できることを仮定して算出されている。この電流は赤道環電流と呼ばれている。赤道環電流の詳細については次節で述べる。実際のDst指数には、赤道環電流による磁場変動のほかに磁気圏界面電流や尾部電流による磁場変動等が重畳していることが知られている。Dst指数に対して、磁気圏界面電流の効果を補正したものを、動圧補正されたDst指数 (Dst*) と呼ぶ。Dst*は次の式で表される[4]。

$$Dst^* = Dst - b \times P_{SW}^{0.5} + c \quad (1)$$

P_{SW} は太陽風の動圧 (ρV^2) [nPa]である。b, cの値は解析によって与えられる値であり、モデルごとに様々な値が提唱されているが、ほぼ似たような値である(例えば、 $b = 7.26$ [nT (nPa)^{-1/2}]、 $c = 11$ [nT][5])。なお、尾部電流の寄与の割合については議論が分かれており、補正方法が確立されていない。

また、Dst*指数と赤道環電流粒子のエネルギー総量の間には、以下の関係式 (Dessler-Parker-Scopkeの関係式) が近似的に成り立つことが知られている[6][7]。

$$\frac{Dst^*}{B_0} = \frac{2E_{\perp}}{3E_M} \quad (2)$$

B_0 は赤道における地表面の磁場強度、 E_{\perp} は赤道環電流粒子のエネルギー総量、 E_M は地球外部の磁場の全エネルギーである。この式は、Dst*指数が赤道環電流として磁気圏内部に蓄積されているエネルギー総量の指標であることを示して

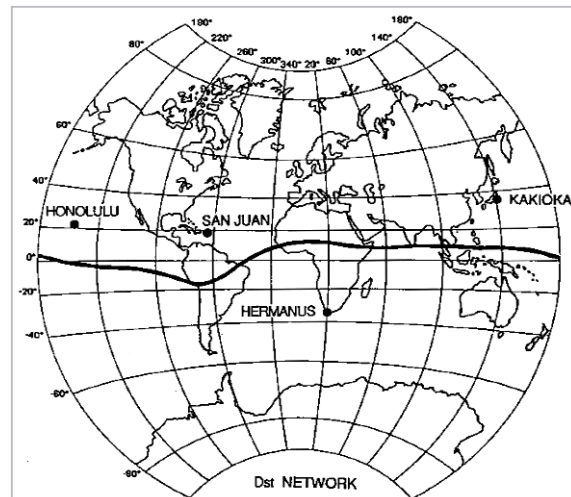


図4 Dst指数作成に用いられる地磁気観測所の位置 [3]

いる。すなわち、磁気圏内部に大量のエネルギーが蓄積されている状態が地磁気嵐であると言える。この式から地磁気嵐時のエネルギー総量（地磁気嵐のエネルギー）は $10^{15} \sim 10^{16}$ J程度であることが示される。

5 赤道環電流

地磁気嵐における地磁気の減少は主として地球半径(R_E)の2倍から9倍の領域を流れる赤道環電流と呼ばれる西向きの電流が卓越することによる効果で説明される。この電流の発達は太陽風と磁気圏の相互作用によって促進されると考えられている。昼間側の太陽風と地球磁気圏の磁力線のつなぎ変えを介して駆動された対流はプラズマ及び磁気フラックスを磁気圏尾部に輸送する。輸送されたプラズマ及び磁気フラックスは遠尾部磁気中性線における磁気再結合を介して尾部から磁気圏の内部領域（内部磁気圏）へと輸送される。対流が促進されるとプラズマはより内側へと輸送される。定常状態($dv/dt=0$)においては、磁気圏対流はプラズマの圧力勾配とローレンツ力($\mathbf{J} \times \mathbf{B}$)が釣り合った状態になっている[8]。内部磁気圏においてプラズマの圧力勾配とバランスするのは赤道環電流である。

プラズマの圧力分布は地磁気活動の状態によっても変化するが、平均的には約 $3R_E$ をピークに地球方向、反地球方向に勾配を持っているので、 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ とプラズマの圧力勾配の釣り合いが保たれているとすると、ピークより反地球方向では西向きの電流、地球方向では東向きの電流が流れる。その結果、地磁気の全磁力の減少は地球表面よりもプラズマ圧力のピーク近傍が最も顕著となる。

図5に1991年6月4-6日の磁気嵐におけるDst指数の変化を実線で、同期間にあけぼの衛星が観測した約 $2.5R_E$ の磁気赤道における ΔB の変化を黒丸で示す。あけぼの衛星は1989年2月に宇宙科学研究所が打ち上げた磁気圏探査衛星で、この期間中は真夜中付近の地磁気地方時で約 $2.5R_E$ の磁気赤道を観測していた。 ΔB は衛星で観測される全磁力と地球の固有磁場の標準モデルの一つであるInternational Geomagnetic Reference Field (IGRF) から推定される全磁力の差であり、

近似的に衛星の位置における赤道環電流による磁場変化を表す。まず、静穏時において ΔB とDst指数の間に約 50 nT 程度の差があることが分かる。これは、静穏時に流れている赤道環電流の影響によるものであると考えられる。過去の衛星観測から、地上磁場が静穏な時でもモデル磁場に対して $-30\text{ nT} \sim -50\text{ nT}$ 程度の全磁力の減少が $2.5R_E$ 付近に存在し、減少は夕方側が一番大きく、朝方側が一番小さくなることが示されている[9]。この静穏時の赤道環電流の影響を差し引くと、 ΔB の変化の傾向は全体的にはDstの変化の傾向と対応している。しかし、主相で磁気嵐が急激に発達している6時UT付近と18時UT付近では、 ΔB がDst指数に比べて 200 nT 以上大きく減少していることが分かる。Dst指数よりも大きな ΔB の減少が観測されているということは、内部磁気圏におけるプラズマ圧力のピーク位置が主相の発達時にあけぼの衛星近傍まで接近していたことを示唆している。

プラズマの圧力はイオンが支配的であるため、赤道環電流の担い手はイオンであることができる。通常、磁気圏内のイオンの大半はプロトン（水素イオン）で占められている。しかしながら、大きな地磁気嵐の際には磁気圏内の酸素イオンの占める割合が著しく増大することがある[10]。この酸素イオンの起源は電離圏であると考えられている。ただし、電離圏のイオンのエネルギーは数eV程度であるのに対し、赤道環電流のイオンのエネルギーは数keVから数十

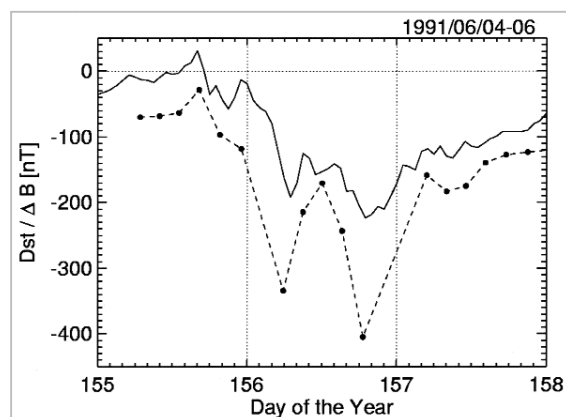


図5 1991年6月4-6日地磁気嵐時のDst指数の変化と、あけぼの衛星によって真夜中付近の磁気赤道($L \approx 2.5R_E$)で観測された ΔB の変化

keVである。そのため、地磁気嵐の際に電離圏起源のイオンが赤道環電流のイオンのエネルギーまで加熱・加速されていると考えられるが、そのメカニズムはまだよく分かっていない。

赤道環電流の散逸は、地球コロナとの電荷交換反応、プラズマ圏の熱的プラズマとのクーロン散乱、プラズマ波動との相互作用によるピッチ角散乱等が考えられている。また、地磁気嵐は回復相の初期に急激に回復し、その後緩やかに回復するといった2段階回復の様相を示すことがある。これは、酸素イオンの電荷交換反応による散逸の時定数が陽子の散逸の時定数よりも早いことによる効果、対流による昼間側磁気圏界面からの散逸等の説が挙げられている。

6 粒子ドリフト

外部磁気圏領域においてはプラズマの運動に対して電磁流体(MHD)的な近似が成り立ち、グローバルMHDシミュレーションによって現象がよく再現されつつある。一方、赤道環電流が発達する内部磁気圏領域では、 β 値($p/(B^2/2\mu_0)$)が小さく、地球磁場の強度の勾配、曲率の勾配が大きい。この領域では $E \times B$ ドリフトによる粒子の輸送のほかに、磁場勾配ドリフト、磁場曲率ドリフトによる粒子の輸送効果が卓越してくる。理想MHDにおいては、 $E \times B$ ドリフトによるプラズマの運動しか扱えないため、内部磁気圏におけるプラズマの運動を正しく扱うことができない[11]。前節ではMHD的な考えに基づいて赤道環電流を考察したが、実際には粒子の運動論的な取扱いを考慮する必要が生じる。ここでは、内部磁気圏における粒子の運動について考察する。

磁場勾配ドリフト W_G と磁場曲率ドリフト W_C は以下のように記述される。

$$W_G = (mv_{\perp}^2/2qB^3)(B \times \nabla B)/B^3 \quad (3)$$

$$W_C = (mv_{\parallel}^2/qB^4)(B \times (B \cdot \nabla)B)/B^4 \quad (4)$$

v_{\perp} は、磁力線に直角方向の速度、 v_{\parallel} は磁力線に平行方向の速度、 q は電荷である。磁場勾配ドリフトは、地球に近づくほど強くなる。 $E \times B$ ドリフトによって磁気圏尾から輸送されてきたプラズマは、地球に近づくにつれて磁場勾配ドリフトの影響を受ける。その結果、イオンは夕方側に、電子は朝方側に輸送されて、地球に近づくことができなくなる。 $E \times B$ ドリフトと磁場勾配ドリフトの速度が等しくなる位置を粒子の侵入限界の指標として、図6に示す。与えられる電場が強くなると粒子がより地球近傍まで進入できることが分かる。また、侵入限界の位置は粒子のエネルギーによっても異なる。粒子の侵入限界よりも内側の領域はAlfven層と呼ばれている。

また、磁場勾配・磁場曲率ドリフトでは、電子とイオンの旋回中心が反対方向へ運動するために、ドリフト電流が生じる。磁場勾配ドリフト電流 J_G 、磁場曲率ドリフト電流 J_C は以下のように記述される。

$$J_G = P_{\perp}(B \times \nabla B)/B^3 \quad (5)$$

$$J_C = P_{\parallel}(B \times (B \cdot \nabla)B)/B^4 \quad (6)$$

P_{\perp} は、磁力線に直角方向のプラズマ圧力、 P_{\parallel} は磁力線に平行方向のプラズマ圧力である。

また、粒子の磁気モーメントの空間分布が非一様となることで、磁化電流が生じる。磁化電流 J_m は以下のように記述される[12]。

$$J_m = (B/B^2) \times \nabla P_{\perp} - P_{\perp}(B \times (B \cdot \nabla)B)/B^4 - P_{\parallel}(B \times \nabla B)/B^3 \quad (7)$$

磁力線に垂直方向の電流 J_{\perp} はドリフト電流と磁化電流の総和として表すことができる。

$$J_{\perp} = J_m + J_G + J_C \\ = (B/B^2) \times \nabla P_{\perp} + (P_{\parallel} - P_{\perp})(B \times (B \cdot \nabla)B)/B^4 \quad (8)$$

磁力線平行方向と垂直方向の圧力が等しいときは、磁化電流の効果のみとなり、MHDから導出される J_{\perp} と等しくなる。そのため、圧力の等方性が仮定できれば、MHD的に力のバランスを議論することが可能となる。また、磁場勾配ドリフト電流は、磁化電流の一部と打ち消し合うため、実質的には現れなくなることが分かる。つまり、磁場勾配ドリフトは内部磁気圏において、イオンを夕方側、電子を朝方側へ輸送するが、この運動自体は電流を生み出さない。ただし、プラズマ圧力に対してはイオンが大きく寄与しているため、電子とイオンが非対称に輸送されることで作り出された圧力勾配の朝夕非対称は赤道環電流の朝夕非対称を作り出す。磁気

圏電場が発達している時には、赤道環電流は非対称に発達する。そして、電場の発達が止まって粒子の注入が停止すると、内部磁気圏のプラズマの運動は閉じた軌道に移り、赤道環電流は対称に近づいていく。

また、イオンと電子が反対方向へ運動するため、一見夕方側にプラスの電荷、朝側にマイナスの電荷が生じるように思えるが、電荷は電離層から補給されるプラズマによって短時間のうちにキャンセルされる。そのため、非定常状態を除くと、対流や地磁気嵐の発達に対して本質的な役割を果たすことはできないと考えられる。キャンセルされないとする、イオンと電子の運動によって生じた分極電場が更に粒子のドリフト運動を変化させるため、磁気圏で実際に観測されている粒子分布の状態は保たれなくなる。なお、前述したドリフト電流、磁化電流の式は、あくまでも静磁場中での運動を仮定しており、運動によって新たに生成された電流の場による効果等は考慮されていない点に注意する必要がある。

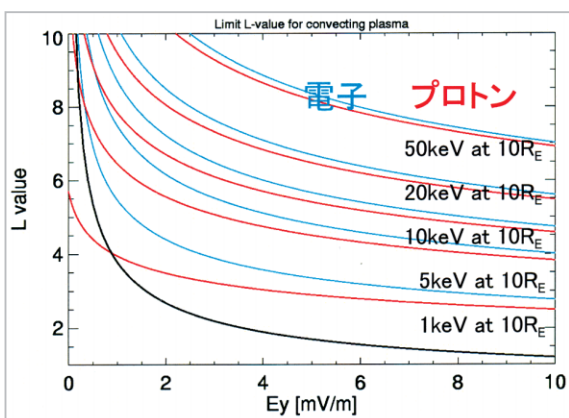


図6 対流によって磁気圏尾から輸送されてきた粒子の侵入限界

7 地磁気嵐(Dst指数)の予測

Dst* 指数が磁気圏内に蓄積されているエネルギーの指標だとすると、エネルギーの流入と散逸のバランスの式として、Dst* 指数の発達・衰退を記述することができる[4]。

$$\frac{dDst^*}{dt} = Q(t) - \frac{Dst^*}{\tau} \quad (9)$$

ここで $Q(t)$ はエネルギーの注入率、 τ は減衰の時定数である。Dst は回復相において指数関数的な減衰を示すことから右辺の第2項(減衰項)はこのような形で記述される。

$Q(t)$ を太陽風パラメータの関数として与え、 τ を仮定することで Dst 指数を予測する試みはこれまで数多くなされている。入力のための太陽風パラメータはいろいろと提唱されているが、長期間の太陽風データに基づいた統計解析の結果では、VBs が最もよく Dst の変動を再現し得ることが示されている[5][13]。減衰の時定数は、一定又は Dst 指数の大きさに依存して変化するモデルがよく使われてきた[14]。Burton[4] のモデルでは $\tau = 7.7$ [hour] が用いられている。

最近になって、 $Q(t)$ を VBs の関数として、赤道環電流と地球コロナとの電荷交換反応を減衰の主要因と仮定し、減衰の時定数も VBs の関数であるとするモデルが提唱された[5]。地球コロナの密度は地球に近づくほど指数関数的に増大するため、電荷交換反応による時定数は地球に近づくほど短くなる。VBs によって、磁気圏のプラズマがより地球近傍まで輸送されると考えると、VBs に依存して、 τ の時定数が短くなるのが解釈できる。ただし、彼らの時定数モデルを用いた場合、-150 nT 以下の地磁気嵐が現実よりも小さく見積もられる傾向にあることに注意しておく必要がある。

図7に O'Brien and McPherron[5] モデル(OM モデル) から計算された Dst* 指数と観測から求められた Dst* 指数の比較及び Burton[4] モデル(B モデル) と観測の比較を示す。OM モデルの相関係数は高いが、Dst* が -150nT 以下になると OM モデルは Dst* を低く算出する傾向が見られる。そして、大きな地磁気嵐についてはむしろ B モデルの方がよく Dst* を再現している場合があることが分かる。つまり、大きな地磁気嵐を再現するためには、VBs の増加に伴うエネルギーの流入効率を上げるか、OM モデルで提唱しているよりも減衰の時定数を長くする必要がある。エネルギーの流入効率については、後述するように、強い太陽風電場に対して磁気圏対流の増大は抑制される傾向にあるため、エネルギー流入効率だけが增加する傾向にあるとは考えにくい。一方、OM モデルでは地球コロナによる電荷交換

反応による減衰のみを仮定して τ をモデル化しているが、実際にはクーロン散乱や波動による散乱等の寄与もあり、用いている τ のモデルに検討の余地があると言える。また、磁気圏内に注入される粒子の量が増加することによるエネルギー流入の効果も無視できない。しかし、大きな地磁気嵐はそもそも事例が少ないため、妥当かつ普遍性のある時定数を推定することは困難である。

さらに、異なるアプローチとしてニューラルネットワークを用いたDst指数予測の試みもなされている[15]。これは過去の太陽風データとDst指数を用いて相互関係を学習し、学習した結果構築されたニューラルネットワークモデルによってDst指数を予測するものであるが、比較的良い結果が得られている。ただし、学習していないパターンの太陽風変動が到来した場合にどのような応答が得られるのか、また得られた結果の妥当性やモデルの安定性については、今後検証していく必要がある。

8 地磁気嵐時の対流

地磁気嵐は前述したように太陽風のVBsと良い相関にあることが観測的に示されている。この条件は磁気圏対流の発達条件とも合致しているため、磁気圏対流の発達が地磁気嵐の主要な

発達要因であるという考え方が提出されている[5][16]。この考え方は、通常の太陽風の条件下においてはおおむね正しいように見える。しかしながら、太陽風電場が増大した場合においては、両者のふるまいに違いが見られるようになってきた。

太陽風-磁気圏相互作用の駆動する磁気圏対流運動が非線形相互作用である可能性は理論的には古くから指摘されていた。一つは、昼間側磁気圏の磁場強度と惑星間空間磁場の強度が異なっている場合に磁力線結合の効率が低下する可能性である。この場合、強い惑星間空間磁場に対して磁気圏対流の発達が抑制されることが予想される[17][18]。もう一つは、磁気圏から電離圏へ対流運動を伝達する沿磁力線電流 (Region1電流系) 自身が作り出す磁場が昼間側磁気圏界面磁場を変化させ、磁力線結合の効率を低下させる可能性である。磁気圏対流の発達は磁気圏内の電場と対流する領域の幅から導出される極冠電位差で表すことができる。電離層の電気伝導度が一定であれば、Region1電流系の電流強度は極冠電位差の大きさに比例する。つまり、強い太陽風電場に対して磁気圏対流の発達が抑制されることが予想される[19][20]。

PC指数は磁極近傍の地磁気水平成分の変動を指数化したもので、太陽風電場 ($E_m = VB_T \sin^2(\theta/2)$) との相関が良いことが知られており、極

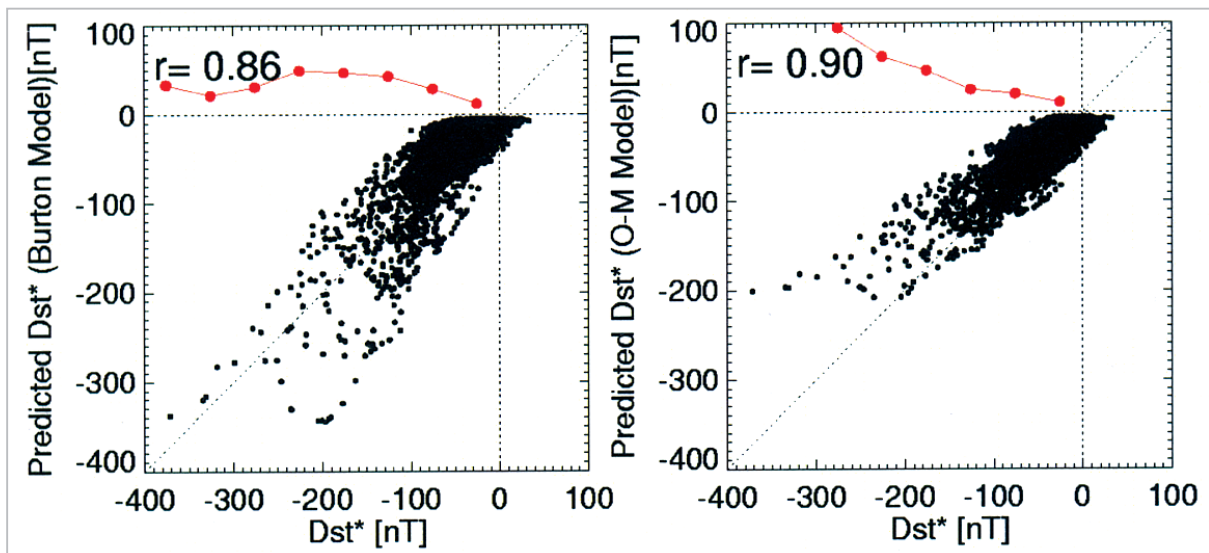


図7 Dst*の観測と予測値の比較(左図がBurton [4] モデル、右図がO, Brien and McPherron [5] モデル)

冠電位差及び磁気圏対流の指標として用いることができる[21][22]。そこで、PC指数と太陽風パラメータを用いて(E_m)、強い太陽風電場に対する磁気圏対流の応答を調べた。図8にQaanaaq(Thule)のPC指数(PCN)を用いて太陽風パラメータ(E_m)との統計解析を行った結果を示す。解析によると、 $E_m = 5 \text{ mV/m}$ 以上の電場に対しては、磁気圏対流の発達が頭打ちとなる非線形効果が顕著に見られることが明らかになった。さらに、この非線形効果は惑星間空間磁場の強度に依存せず、太陽風電場の強度にのみ依存している。このことは、磁気圏対流の発達がRegion1電流の発達によって抑制されるという考え方を支持している[23]。

一方、 Dst^* 指数についてはどうか？磁気圏に作用する電場の最大値が 5 mV/m であった場合、この電場強度が継続することによって生じる Dst^* (地磁気嵐)の最大値はBurtonモデルを用い

て推定すると、 -190 nT 程度となる。ところが、現実にはそれよりもはるかに大きな地磁気嵐は過去に幾つも観測されている。実際、前節で示したように、時定数の問題はあるにせよ、太陽風から磁気圏へのエネルギー流入が線形に発達すると仮定しているBurton[4]モデルやO'Brien and McPherron[5]モデルを用いると、 Dst^* は -190 nT よりも大きい地磁気嵐を含めてよく再現される。これは太陽風から赤道環電流へのエネルギー注入は線形に発達しており、非線形に発達する磁気圏対流と異なったふるまいをしていることを示唆している。このことは磁気圏対流の発達が地磁気嵐の発達の要因であるという考え方に疑問を投げかける。

幾つかの観測事実は地磁気嵐時に地球近傍までプラズマが輸送されていることを示唆している。内部磁気圏における電場の直接計測として、CRRES衛星が地磁気嵐主相において、 $L = 4$ よ

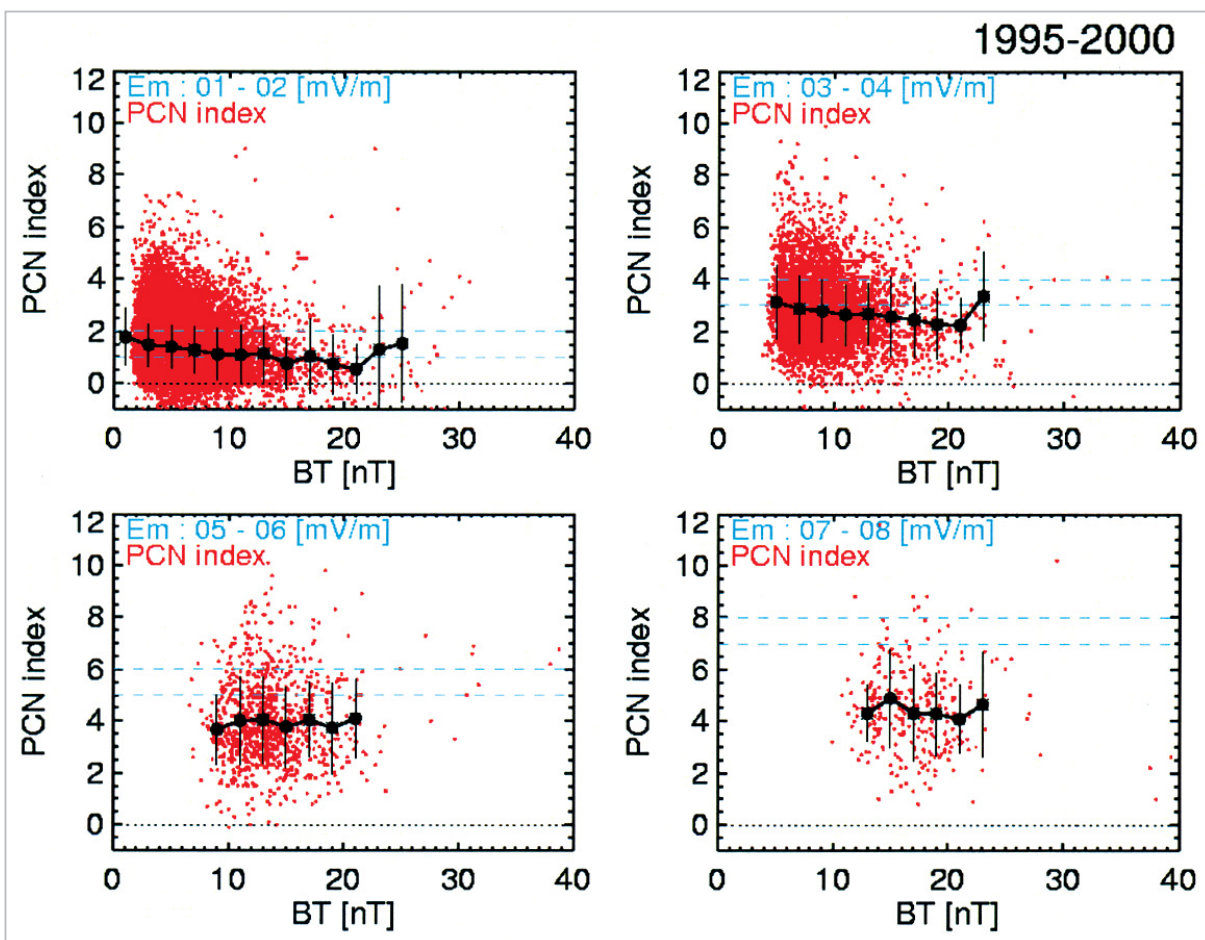


図8 PCN指数のBT依存性

(左上： E_m が $1-2 \text{ mV/m}$ の場合。右上： E_m が $03-04 \text{ mV/m}$ の場合。左下： E_m が $05-06 \text{ mV/m}$ の場合。右下： E_m が $07-08 \text{ mV/m}$ の場合) [23]

りも内側の領域で数mV/mの電場を観測しているという報告がある[24]。ただ、どのようにして内部磁気圏に強い電場(プラズマ流)が生じているかはよく分かっていない。そもそも、内部磁気圏における直接観測は探査した衛星の数が限られているため、内部磁気圏における地磁気嵐時の電場計測は今後の重要課題の一つである。

また、地磁気嵐が大きくなるにつれて、放射線帯外帯の粒子フラックスのピーク位置が内側へ移動するという観測事実がある[25]。現在、放射線帯外帯ピーク付近のフラックスの増加は、内部磁気圏に注入された数10keVの電子が加速されることによって生じるとする考え方(内部加速説)が有力視されている。この説に基づくと、数10keVのプラズマが地磁気嵐の大きさに依存して、より内側へ輸送されることが必要となる。より内側へプラズマを輸送するためには、大きな電場が必要となる。

ただし、電離圏側で対流がサチュレーションしているのに対して、磁気圏側はサチュレーションしていないならば、極冠電位差の値は電離圏側と磁気圏側で一致なくなる。この場合、電離圏側と磁気圏側の極域電位差の違いは磁気圏と電離圏が結合している限り、沿磁力線電位差として解消されなくてはならない。計算によると、数10kV以上の沿磁力線電位差が必要となる。しかし、このような大きな沿磁力線電位差の存在を示唆する観測事実は今のところ存在しない。そのため、電離圏でのプラズマの運動のふるまいと磁気圏でのプラズマの運動のふるまいがどのように対応しているのかを今後明らかにしていく必要がある。

一方、対流のサチュレーションによって磁気圏へのエネルギー注入率は頭打ちになっていても、地磁気嵐時の太陽風密度の増大に伴って磁気圏へ流入する粒子数も増大するので、赤道環電流として蓄積されるエネルギーは増加するという考え方もある。実際に、プラズマシート密度と太陽風密度が相関しているという観測結果が得られている[26][27]。また、プラズマシートの密度変動を考慮した粒子追跡シミュレーションから計算されたDst指数が観測と良い一致を示すという結果[28]もある。ただし、粒子追跡シミュレーションで再現されているのは、-100nT程度

の地磁気嵐までである点は注意しておく必要がある。なお、統計的には地磁気嵐の発達に対する太陽風密度変動の依存性は見られないという結果が示されている[29]。

9 地磁気嵐とサブストーム

サブストームは本来地磁気嵐(ストーム)の基本要素(サブ)として定義された現象であった[30]。定義された当時はサブストームが頻発することで地磁気嵐が発生・発達するという作業仮説が提唱され、サブストームを理解することで地磁気嵐が理解できると考えられていた。しかしながら、今日では、サブストームと地磁気嵐の関係は単純ではなく、むしろ独立な現象ととらえるべきだという見方に傾きつつある。

サブストームが頻発しても、地磁気嵐が発達するとは限らない。地磁気嵐とサブストームの変動を、地磁気指数を用いて統計的に比較した結果によると、サブストームが発達する際には、Dst指数は発達が抑制されているか、むしろ回復に転じていることが示されている[31]。このことはサブストームがDst指数の発達を抑制している可能性を示唆している。一方で、Dst指数の回復はサブストームに伴う尾部電流の減少に伴う見かけ上のもので、赤道環電流自身はサブストームに伴って発達しているという意見[32]もある。

また、サブストームの頻発が地磁気嵐を発達させるという説では、サブストームに伴って粒子が内部磁気圏に注入され、赤道環電流が発達するという説明がされている。しかし、高速中性粒子(Energetic Neutral Atom: ENA)を用いた内部磁気圏の撮像観測では、サブストームに伴う粒子注入だけでは赤道環電流を形成する粒子の注入は充分にはなされないことが示されている[33]。

また、粒子追跡シミュレーションの結果でも、1回のサブストームに伴う誘導電場で注入される粒子が作り出すDstの減少は高々数nT程度であると報告されている[34]。

そもそも、地磁気嵐以外の期間においても、サブストームは頻発していることがあり、地磁気嵐を発達させるサブストームと発達させないサブストームの違いは必ずしも明瞭ではない。

一方で、地磁気嵐時のサブストームと非地磁気嵐時のサブストームには違いがあるとする研究結果もある[35]。

10 地磁気嵐研究の今後の展望(内部磁気圏研究の重要性)

地球磁気圏の対流運動やサブストームに対する理解は、地上・衛星のグローバルな観測網の展開と、グローバルMHDシミュレーションの出現によって、かなり進んだといえる[8]。しかしながら、内部磁気圏に関しては、直接探査を行った衛星の数が限られているため、放射線帯外帯のダイナミクスを中心として、観測的にも未解決の問題が多数存在している。加えて、磁場勾配・磁場曲率による粒子ドリフト運動が無視できなくなるため、理想MHDシミュレーションで現象を理解するには限界がある。このため、静的な磁場モデル中での粒子追跡シミュレーションによる地磁気嵐の再現の試みも数多くなされているが、Dstが-100 nTを下回るような大きな地磁気嵐の場合、注入された粒子が作り出す電流が近傍の磁場構造を大きく変化させてしまうので、静的な磁場モデル上で粒子の運動を追跡した結果が地磁気嵐を再現しているとは考えにくい。粒子自身が作り出した磁場構造の変化による非線形な効果を考慮する必要があるが、その効果を取り入れたシミュレーションは今後の課題である。また、利用する磁場モデル、電場モデルによっても結果に違いが生じる。最終的には粒子の運動論的效果を加味したFull particleシミュレーションが実現しないと、現象の定量的な再現は難しいと考えられる。

また、衛星による内部磁気圏の直接計測が重要であるが、1機の衛星では、時間変化と空間変化の分離が難しいため、複数衛星群による観測が必要となる。さらに、最近ではENAを用いた撮像技術が発達し、赤道環電流を2次元的に撮像することで、プラズマ(イオン)の空間分布がスナップショットで得られるようになりつつある。今後、内部磁気圏の直接計測の衛星群、ENAを用いた撮像衛星群等の人工衛星観測網を展開し、内部磁気圏におけるプラズマ圧力分布の変化やプラズマ流(電場分布)の変化とその要因を観測

的に明らかにしていく必要がある。

補遺：地磁気嵐の社会への影響

地磁気嵐は磁気圏における最も規模の大きな擾乱現象であり、擾乱に伴う大規模な宇宙環境変動は、様々な障害の要因となる。地磁気嵐を理解し、その影響を的確に通報、予報することは宇宙天気予報の最重要課題の一つである。以下に地磁気嵐に伴う宇宙環境の変動とそれに伴う障害の可能性について述べる。

電離圏嵐・熱圏大気膨張

地磁気嵐の発達時には磁気圏の対流運動も発達してサブストームが頻発し、極域の電離層電流が増大する。極域に流入したエネルギーは熱圏大気を加熱し、大気組成比を変動させたり、大規模な大気の運動を引き起こしたりする。これによって、電離層の臨界周波数が変化する電離圏嵐が発生し、通信障害が生じることがある[36]。また、熱圏大気が加熱されて膨張することで、低高度を飛んでいる人工衛星の姿勢や軌道が著しく変化することがある。

誘導電流

地磁気嵐の際には併せて短周期の急激な地磁気変動が生じることがある。急激な地磁気変動は、送電線やパイプラインに電流を誘導する。この誘導電流が要因となって、送電線システムの破壊やパイプラインの腐食が起こることがある。この危険性は従来強い電離層電流の流れる極域で注意を払われてきていたが、最近の観測によると、日本のような中低緯度帯においても、地磁気嵐の際に送電線に強い誘導電流が流れていたという事例が報告されている[37]。

放射線帯外帯電子フラックスの増加

放射線帯外帯の高エネルギー電子フラックスの変動も地磁気嵐と深い関係にある。通常、地磁気嵐の主相の発達に伴って、放射線帯外帯の高エネルギー電子フラックスはいったん減少する。その後、地磁気嵐の回復相において高エネルギー電子フラックスが地磁気嵐前に比べて著しく増加することがある[38]。高エネルギー電子は人工衛星の電子回路に深部帯電を引き起こす要因である。フラックスが増加すると、深部帯電の発生確率も高くなり、人工衛星の誤動作や故障が起きることがある。

プロトン現象の影響領域の拡大

太陽フレアに伴って、高エネルギーのプロトン粒子が到来することがある。これをプロトン現象と呼んでいる。プロトン現象は太陽電池パネルを劣化させたり、宇宙船や宇宙ステーションの乗組員に放射線被曝をもたらしたりする要因である。また、プロトン現象は極冠域電離圏に降下して電離異常を引き起こす。これによって、極域電波減衰(PCA: Polar cap absorption)と呼ばれる HF 帯の通信障害が発生する。また、降下した粒子は2次宇宙線を生成して、極周り航路を航行する航空機乗組員に対する放射線被曝量を増加させる。地磁気静穏時には、地磁気の遮蔽効果によって高エネルギー粒子の侵入できる領域は、極冠域に限られている。しかし、地磁気嵐時には内部磁気圏の磁場構造が変化して、高エネルギー粒子の進入できる領域が低緯度側に拡大する。このため、地磁気嵐と同時にプロトン現象が発生している場合には、HF 帯の通信

障害領域や、宇宙ステーションや航空機の乗組員の被曝する領域が拡大する。

謝辞

本稿執筆に当たり、有用な助言を頂きました九州大学の田中教授、シミュレーターグループの小原リーダー、宇宙天気システムグループの菊池リーダー、国武主任研究員に深く感謝いたします。なお、SOHO 衛星の LASCO 画像データは ESA 及び NASA の提供によるものです。ようこう衛星の SXT 画像データは宇宙科学研究所の提供によるものです。PCN 指数はデンマーク気象研究所からデータ提供を受けています。Dst 指数は京都大学地磁気世界資料解析研究センターから提供を受けました。また、NASA の Wind 衛星、ACE 衛星の太陽風データ (MAG, SWEPAM) を使用いたしました。ここに感謝の意を表します。

参考文献

- 1 W. D. Gonzalez and B. T. Tsurutani, "Criteria of interplanetary parameters causing intense magnetic storms (Dst < -100 nT)", Planet Space Sci., 35, 1101-1109, 1987.
- 2 丸橋克英, "太陽風磁気ローブ", 本特集.
- 3 M. Sugiura and T. Kamei, "Equatorial Dst index 1957-1986", in IAGA Bulletin. 40, edited by A. Berthelier, and M. Menvielle, Int. Serv. of Geomagn. Indices Publ. Off., Saint Maur, France, 1991.
- 4 R. K. Burton, R. L. McPherron, and C. T. Russell, "An empirical relationship between interplanetary conditions and Dst", J. Geophys. Res., 80, 4204-4214, 1975.
- 5 T. P. O'Brien and R. L. McPherron, "An empirical phase space analysis of ring current dynamics: Solar wind control of injection and decay", J. Geophys. Res., 105, 7707-7719, 2000a.
- 6 A. J. Dessler and E. N. Parker, "Hydromagnetic theory of geomagnetic storms", J. Geophys. Res., 64, 2239-2252, 1959.
- 7 N. Sckopke, "A general relation between the energy of trapped particles and the disturbance field over the Earth", J. Geophys. Res., 71, 3125-3130, 1966.
- 8 田中高史, "太陽風-磁気圏-電離圏相互作用と磁気圏対流の発生", 本特集.
- 9 M. Sugiura and D. J. Poros, "A magnetospheric field model incorporating the OGO 3 and 5 magnetic field observations", Planet. Space Sci., 21, 1763-1773, 1973.
- 10 I. A. Daglis, "The role of magnetosphere-ionosphere coupling in magnetic storm dynamics", Magnetic Storms edited by Tsurutani, B. T., Gonzalez, W. D., Kamide, Y., Arballo, J. K., 107-116, 1997.
- 11 M. Heinenman and R. A. Wolf, "Relationships of models of the inner magnetosphere to the Rice convection model", J. Geophys. Res., 106, 15,545-15,554, 2001.
- 12 G. K. Parks, Physics of Space Plasmas, Addison-Wesley Publishing Company, 1991.
- 13 V. O. Papitashvili, N. E. Papitashvili, and J. H. King, "Solar cycle effects in planetary geomagnetic activity:

- Analysis of 36-year long OMNI dataset", *Geophys. Res. Lett.*, 27, 2797-2800, 2000.
- 14 Y. I. Feldstein, Modeling of the magnetic field of magnetospheric ring current as a function of interplanetary medium parameters, *Space Sci. Rev.*, 59, 83-165, 1992.
 - 15 S. Watanabe, E. Sagawa, K. Ohtaka and H. Shimazu, "The response of geomagnetic storm index Dst to the solar wind parameters: Researched by a neural network method", submitted to *Earth, Planets and Space*.
 - 16 Y. Kamide, "Is substorm occurrence a necessary condition for a magnetic storm?", *J. Geomagn. Geoelectr.*, 44, 109-117, 1992.
 - 17 T. W. Hill, "Magnetic merging in a collisionless plasma", *J. Geophys. Res.*, 80, 4689-4699, 1975.
 - 18 B. U. O. Sonnerup, "Magnetopause reconnection rate", *J. Geophys. Res.*, 79, 1546-1549, 1974.
 - 19 T. W. Hill, A. J. Dessler, and R. A. Wolf, "Mercury and Mars: The role of ionospheric conductivity in the acceleration of magnetospheric particles", *Geophys. Res. Lett.*, 3, 429-432, 1976.
 - 20 G. L. Siscoe, G. M. Erickson, B.U. O. Sonnerup, N. C. Maynard, J. A. Schoendorf, K. D. Siebert, D. R. Weimer, W. W. White, and G. R. Wilson, "Hill model of transpolar potential saturation: Comparisons with MHD simulations", *J. Geophys. Res.*, 107(A6), 10.1029/2001JA000109, 2002.
 - 21 O. A. Troshichev, V. G. Andersen, S. Vennerstrom, and E. Friis-Christensen, Magnetic Activity in the Polar Cap –A New Index, *Planet. Space Sci.*, 36, 1095-1102, 1988.
 - 22 O. A. Troshichev, H. Hayakawa, A. Matsuoka, T. Mukai, and K. Tsuruda, Cross polar cap diameter and voltage as a function of PC index and interplanetary quantities, *J. Geophys. Res.*, 101, 13,429-13,435 1996.
 - 23 T. Nagatsuma, "Saturation of polar cap potential by intense solar wind electric fields", *Geophys. Res. Lett.*, 29(10), 10.1029/2001GL014202, 2002.
 - 24 J. R. Wygant, D. Rowland, H. Singer, M. Temerin, F. Mozer, M. K. Hudson, "Experimental evidence on the role of the large spatial scale electric field in creating the ring current", *J. Geophys. Res.*, 103, 29,527-29,544, 1998.
 - 25 T. Obara, M. Den, Y. Miyoshi, and A. Morioka, "Energetic Electron Variation in the Outer Radiation Zone During Early May 1998 Magnetic Storm", *J.Atomos. Sol.Terr.Phys.*, 62, 1405-1412, 2000.
 - 26 J. E. Borovsky, M. F. Thomsen, and D. J. McComas, "The superdense plasma sheet: Plasmaspheric origin, solar wind origin, or ionospheric origin?", *J. Geophys. Res.*, 102, 22,089-22,097, 1997.
 - 27 T. Terasawa, M. Fujimoto, T. Mukai, I. Shinohara, Y. Saito, T. Yamamoto, S. Machida, S. Kokubun, A. J. Lazarus, J. T. Steinberg, and R. P. Lepping, "Solar wind control of density and temperature in the near-earth plasma sheet: WIND/GEOTAIL collaboration", *Geophys. Res. Lett.*, 24, 935-938, 1997.
 - 28 Y. Ebihara and M. Ejiri, Modeling of solar wind control of the ring current buildup: A case study of the magnetic storm in April 1997, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 3751-3754, 1998.
 - 29 T. P. O'Brien and R. L. McPherron, "Evidence against an independent solar wind density driver of the terrestrial ring current", *Geophys. Res. Lett.*, 27, 3797-3800, 2000b.
 - 30 S. Chapman, "Earth storms: retrospect and prospect", *J. Phys. Soc. Jpn.*, 17, suppl. A-I, 6-16, 1962.
 - 31 T. Iyemori and D. R. K. Rao, "Decay of the Dst field of geomagnetic disturbance after substorm onset and its implication to storm-substorm relation", *Ann. Geophys.*, 14, 608-618,1996.
 - 32 S. Ohtani, Nose, M., Rostoker, G., Singer, H., Lui, A.T. Y., and Nakamura, M., "Storm-substorm relationship: Contribution of the tail current to Dst", *J. Geophys. Res.*, 106, 21,199-21,210, 2001.
 - 33 Reeves, G. D. et al., "IMAGE, POLAR, and geosynchronous observations of substorm and ring current ion injection", in press.
 - 34 Y. Ebihara, "Numerical simulations on the dynamics of charged particles in the inner magnetosphere associated with a magnetic storm", Ph.D thesis, 1999.
 - 35 W. Baumjohann, Y. Kamide, and R. Nakamura, "Substorms, storms, and the near-Earth tail", *J. Geomagn.*

Geoelectr., 48, 177-185, 1996.

- 36 丸山隆, "4.4 電離圏あらし", ウエーブサミット講座 宇宙環境科学, 丸橋克英・恩藤編著, オーム社, 2000.
- 37 I. A. Erinmez, S. Majithia, C. Rogers, T. Yasuhiro, S. Ogawa, H. Swahn, and J. G. Kappenman, "Application of modeling techniques to assess geomagnetically induced current risks on the NGC transmission system"
- 38 小原隆博, "磁気圏の形成とプラズマ領域の発生", 本特集.



長妻 努

電磁波計測部門宇宙天気システムグループ主任研究員 博士 (理学)
太陽地球系物理学