



## 7. 磁気嵐の予測

### 7. Forecast of Geomagnetic Storm

三好由純

MIYOSHI Yoshizumi

名古屋大学宇宙地球環境研究所

(原稿受付：2024年2月26日)

宇宙嵐とは、太陽における爆発、擾乱現象を起点として、惑星間空間、地球磁気圏、そしての超高層大気までを含む太陽地球システム全体で起こる大規模現象であり、磁気嵐とも呼ばれている。宇宙嵐の予測対象は多岐に及ぶが、ここでは太陽風と磁気圏の相互作用の観点から磁気嵐の発達過程について概説する。また、磁気嵐の規模や時間発展を表す Dst と呼ばれる指数の予測に関する手法について述べる。

Keywords:

geospace storm, ring current, solar wind, coronal mass ejection, corotating interaction region, space weather forecast

#### 7.1 はじめに

宇宙嵐 (Geospace Storm) は、太陽地球システムで起こる最大の擾乱現象であり、太陽、惑星間空間、磁気圏、超高層大気など、システムの各領域が活性化し、かつ領域間の非線形な結合が強化されることによって起こるダイナミックな変動であり、ジオスペースの様々な場所において大きな変動が発生する。本講座でも述べられている様々な宇宙天気現象が発現、あるいは大きな変化を示すのも宇宙嵐のときである。

宇宙嵐は、磁気嵐 (Geomagnetic storm) とも呼ばれることがあり、歴史的には地磁気の大規模な変化にもとづいて定義されてきた。本章でも、以降、磁気嵐という言葉を用いていく。この磁気嵐の指標として、7.2章で述べる Dst と呼ばれる指数が用いられる。図 1 の下段に、磁気嵐のときの Dst の平均的な変化を示す。この図は、複数の磁気嵐時の Dst 指数を Superposed Epoch Analysis と呼ばれる手法で重ね合わせることで、平均的な Dst 指数の変化を抽出したものである。左と右は、後ほど述べる共回転相互作用領域 (CIR)、コロナ質量放出 (CME) という太陽風の大規模構造が起こす磁気嵐をそれぞれ示している [1]。

この Dst 指数は、中低緯度の地球磁場の南北成分の変化を反映した量である。磁気嵐の主相 (main phase) は、Dst 指数が数時間の間大きく減少する変化で定義づけられ、このとき地球表面の北向きの磁場成分が減少している。地球の固有磁場は北向きであるから、その北向き成分が減少することは、地球の周りの宇宙空間に南向きの磁場を作り出す西向きの電流が流れていることを意味している。この西向きの電流の主成分が、地球半径の数倍

の宇宙空間を流れるリングカレント (環電流) である。磁気嵐主相で減少した磁場は、その後、数日かけて緩やかに回復していく (回復相: recovery phase)。

通常、磁気嵐の規模は、Dst 指数の最小値で表されることが多く、Dst 指数が負に大きな値をとるほど、より規模の大きい磁気嵐ということになる。一般的には、Dst 指数が  $-30 - -50$  nT よりも小さくなる場合を、磁気嵐と呼ぶことが多い。図 1 の下段を見ると、両方の磁気嵐とも、Dst 指数の最小値は約  $-100$  nT であり、磁気嵐の規模としては変わらない。しかし、回復相を見た場合、CIR が起こす磁気嵐は、Dst 指数が数日かけてゆっくりと戻っていくのに対し、CME が起こす磁気嵐は、比較的早く回復する傾向がある。このメカニズムについては、7.2章で述べる。なお、 $-50 - -300$  nT 程度の磁気嵐は 1 太陽活動周期に 400 回程度発生するのに対し、 $-300 - -500$  nT 程度の巨大磁気嵐は、1 太陽活動周期において数回程度しか発生

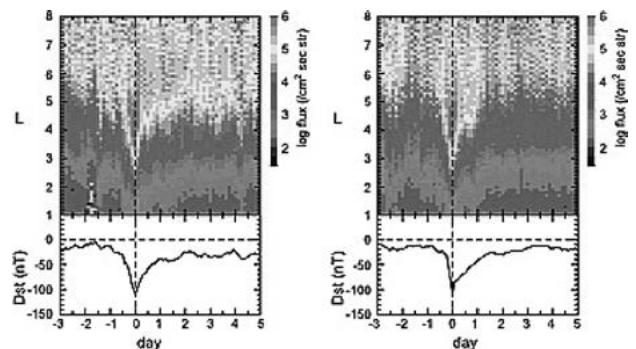


図 1 (左) CME 性大規模磁気嵐、(右) CIR 性磁気嵐のときの内部磁気圏における 30-80 keV イオンフラックスと Dst 指数の平均的な変化 [1]。

しない。なお、この原稿の校正中である2024年5月上旬にDst指数が-400 nTを超える巨大磁気嵐が発生し、日本各地でオーロラが観測されるとなど大きな話題となった。ここでは、このDst指数、すなわちリングカレントの変化に焦点をあて、そのメカニズムを概説するとともに、現在行われている予測について述べる。

なお、磁気嵐についての文献は、[2-4]なども参考いただきたい。

## 7.2 リングカレントの変化

### 7.2.1 初相

磁気嵐は「初相 (initial phase)」と呼ばれる段階から始まる。通常、太陽風の動圧が急激に上昇すると、Dst指数が正に変化する。これを磁気嵐の急始 (storm sudden commencement: SSC) と呼ぶ。太陽風の動圧が上昇すると、磁気圏境界面が地球に近づく。このとき、図2で示される磁気圏界面には、朝側から夕方側に向けて磁気圏界面電流が流れるため、地表に北向きの磁場を作り出し、Dst指数は正方向へし変化する。このように、Dst指数は、リングカレントだけでなく異なる電流系の影響も受ける。

### 7.2.2 主相

次にリングカレントの発達について考える。いま、イオンの圧力が磁力線に垂直方向と平行方向で異なる場合を考えると、反磁性電流  $\vec{J}_\perp$  は、

$$\vec{J}_\perp = \frac{\vec{B}}{B^2} \left( \nabla p_\perp + (p_\parallel + p_\perp) \frac{(\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B}}{B^2} \right)$$

と表される。ここで、 $\vec{B}$  は背景磁場、 $p_\perp$  は磁力線に垂直方向、 $p_\parallel$  は磁力線平行方向のプラズマ圧を示す。通常、内部磁気圏のイオンの圧力勾配は動径方向に形成されるため、この反磁力線電流は東西方向に流れ、特に西向き電流が卓越する。これが、リングカレントである。そのため、リングカレントが発達するためには、内部磁気圏にプラズマの圧力勾配が高い領域が形成されることが必要となる。

一方、リングカレントを駆動しているイオンの起源の一つは、地球の夜側に存在するプラズマシートから、内部磁気圏に輸送されたプラズマである。この輸送は、磁気圏の朝側 (dawn) から夕方側 (dusk) に印加されている dawn-dusk 電場による  $E \times B$  ドリフトによるものである。昼側の磁気圏界面では、太陽風中の惑星間空間磁場と地球磁気圏の磁場の磁気再結合が起こる。その結果、磁気圏にはプラズマの大規模対流が発生する。この dawn-dusk 電場は、その対流活動に伴って発生すると考えられている。

図2に  $E \times B$  に伴うプラズマの輸送を示す。  $E \times B$  ドリフトによって、地球の夜側の磁場が弱い領域から、地球近傍の磁場が強い領域へとプラズマが輸送されることによって、プラズマは断熱的に加速される。さらに、イオンが地球近傍の磁場が強い領域に移動し、磁場勾配ドリフトや磁場曲率ドリフトの影響が大きくなると、図2に示すように、粒子の電荷に応じて、イオンは夕方側、電

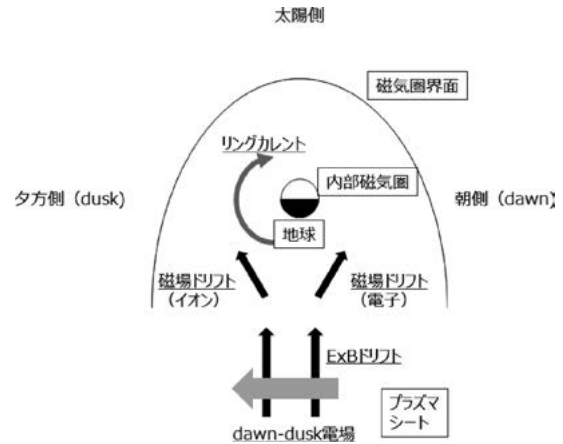


図2 内部磁気圏を上から見た図。朝側 (dawn) から夕方側 (dusk) に引かれた dawn-dusk 電場により、プラズマシートのプラズマは地球方向へと輸送される。そして、背景磁場が強い領域において、磁場勾配ドリフト、磁場曲率ドリフトによって、イオンは夕方側に、電子は朝側にドリフトしていく。そして、主に夕方側を中心に形成されるイオンの圧力勾配によって、リングカレントが流れる。

子は朝側へとドリフトしていく。

この結果、夕方側から昼側にかけてイオンのプラズマ圧が高い領域が形成され、局在化したリングカレント (partial ring current) が形成される。磁気嵐の主相においては、リングカレントは、通常、局在化した構造となっている。西向き成分が卓越するリングカレントが発達すると、地表には南向きの磁場成分が印加されるため、Dst指数が小さくなる。

このリングカレントの発達を担うイオンの変化について見てみよう。図1の上側の図は、 $L$  値に対して 30-80 keV のイオンのフラックスを示したものである。ここで  $L$  値とは、磁力線の位置を示す値であり、おおよそ磁気赤道面において地球半径の  $n$  倍を通過する磁力線を、 $L = n$  の磁力線という言い方をする (なお、 $L$  値には複数の定義があり、荷電粒子のドリフト運動に注目する場合には、粒子の第三断熱不変量と結びつけて定義することもある)。たとえば、静止軌道は地心距離の約 6.6 倍の場所であるが、この場所の磁力線を  $L=6.6$  の磁力線という。図1を見ると、磁気嵐主相において、 $L$  値が小さい、すなわち地球に近いところまでイオンが輸送されていることがわかる。

一方、リングカレントを構成するイオンは、地球の外圏大気 (ジオコロナ) との電荷交換反応によって電荷を失う。その結果、イオンの圧力が低下し、リングカレントの強度が下がることで、Dst の値は正方向へと変化していく。

リングカレントに寄与する圧力勾配は、主に 100 keV 以下のイオンによって担われていると考えられている。このイオンの流入は、dawn-dusk 電場によって制御されていると考えられる。dawn-dusk 電場が強まっている間、磁気嵐は発達を続ける。これが、磁気嵐の主相である。また、dawn-dusk 電場が弱まっている間、磁気嵐は衰退していく。これが、次に述べる磁気嵐の回復相に対応する。なお、この dawn-dusk 電場の変化と Dst 指数の変化の対応に基

づいて、Dst 指数の時間発展をモデル化したのが、後に述べる(2)式である。

### 7.2.3 回復相

Dawn-dusk 電場が弱まると、プラズマシートから内部磁気圏へのイオンの輸送が低下する。この結果、それまで発達を続けていたリングカレントの減少がはじまる。これが、磁気嵐の回復相 (recovery phase) である。イオンの減少を引き起こすメカニズムとしては、電荷交換反応に加えて、背景の熱的プラズマとのクーロン相互作用によるピッチ角散乱やエネルギー減少、また電磁イオンサイクロトロン波動との波動粒子相互作用によるピッチ角散乱があげられる。

この消失過程はイオンのエネルギーによって、効果的に作用するメカニズムは異なっている。図3に示すように[5]、リングカレントの主成分である数十 keV のイオンに対しては、電荷交換反応による消失が最も寄与する。

また、dawn-dusk 電場が弱くなることで、磁場ドリフ

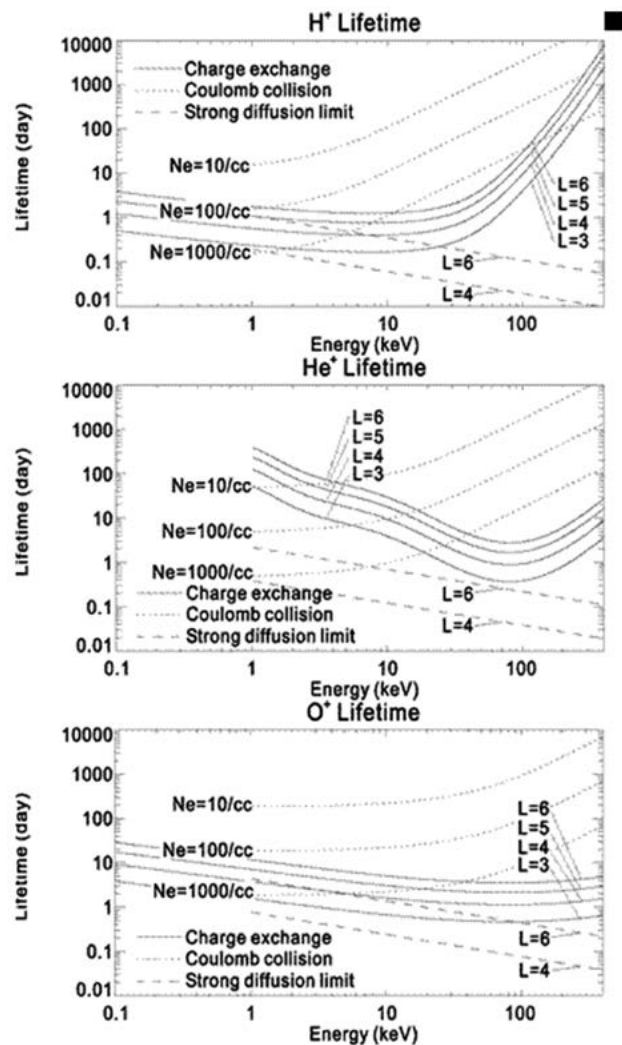


図3 リングカレントを担う水素イオン (上)、ヘリウムイオン (中)、酸素イオン (下) の消失時定数。横軸はエネルギー、縦軸は消失時定数を表す。各図の実線は電荷交換反応、鎖線はクーロン衝突、破線は準線形過程でのピッチ角散乱の強散乱限界を表す。電荷交換反応と強散乱限界については、L 値の違い、またクーロン衝突については、異なる背景電子密度の違いを表している [2]。

トの効果が、 $E \times B$  ドリフトに対して卓越することになる。その結果、イオンの軌道は地球のまわりを 1 周することになる。したがって、磁気嵐の主相で夕方側に形成されていたプラズマ圧の高い領域 (partial ring current) が、主に電荷交換反応によって、その圧力を徐々に弱めながら地球のまわりを取り囲むように分布していく。この様子は、後に示す図6のシミュレーションの結果においても示されている。

### 7.2.4 磁気嵐のエネルギー量

さて、このDst 指数は、リングカレントに寄与する粒子群のもつエネルギー  $E$  に比例することが知られている (Dessler-Parker-Scopke の関係式 [6, 7])。

$$\Delta B = \text{Dst} = B_0 \frac{2E}{3E_M} \quad (1)$$

ここで、 $\Delta B$  は、リングカレントによる磁場減少 (Dst 指数)、 $B_0$  は赤道面での平均磁場強度、 $E_M$  は地球よりも外側の双極子磁場の持つ全磁場エネルギーを表す。この式を用いると、たとえば Dst 指数の最小値が  $-200$  nT の磁気嵐の場合、リングカレントは、 $8 \times 10^{15}$  J 程度のエネルギーを持っていることになる。

(1) 式は Dst 指数とリングカレントを担うイオンのエネルギーを結び付けたものであるが、Dst 指数の時間変化については、次のエネルギーバランス方程式が提案されている [8]。

$$\frac{d(|\text{Dst}|)}{dt} = Q - L = Q - \frac{|\text{Dst}|}{\tau} \quad (2)$$

ここで、 $Q$  はエネルギー入力を、 $L$  は減衰時定数  $\tau$  を持つ消失過程を表す。すなわち、Dst 指数の時間変化は、リングカレントへのエネルギー入力と消失のバランスで表されることがわかる。次のこのエネルギーバランス方程式を、磁気嵐を引き起こす太陽風との関連性から議論していく。

## 7.3 磁気嵐を起こす太陽風

前述のとおり、磁気嵐を起こすためには dawn-dusk 電場の増大が重要である。ここでは、この dawn-dusk 電場の増大と太陽風の関係について述べていく。

磁気圏の対流は、主に磁気圏昼側の磁気再結合によって駆動されているが、その大きさは太陽風の電場に比例する。この結果、強い南向き惑星間空間磁場を持った高速の太陽風が、地球磁気圏に到達すると対流電場が増大する。

この関係を考慮して、先のエネルギーバランス方程式 (2) にもとづいた  $\text{Dst}^*$ 、すなわち磁気嵐の時間発展に関する関係式が提案されている [8]。ここで、 $\text{Dst}^*$  は、7.2.1 で述べた磁気圏界面を流れる電流の寄与を補正した指数で、リングカレントの影響を直接反映するものとして広く使われている。

$$\frac{d(\text{Dst}^*)}{dt} = Q(vB_s) - \frac{\text{Dst}^*}{\tau(vB_s)} \quad (3)$$



ここで、 $v$ は太陽風速度、 $B_s$ は南向きの惑星間空間磁場を表す。そして、右辺第一項は

$$\begin{aligned} Q(vB_s) &= \alpha(vB_s - E_c) : vB_s \geq 0.5 \text{ mV/m} \\ Q(vB_s) &= 0 : vB_s < 0.5 \text{ mV/m} \end{aligned} \quad (4)$$

とあらわされる。ここで、 $\alpha$ はカップリングパラメータである。 $E_c$ は0.5 mV/mなどの値が使われている[9]。この式が示すように、惑星間空間磁場が南向きのときのみ( $B_s > 0$ )、この $Q$ は値を持ちDst\*指数が発達するのに対して、惑星間空間磁場が北向きのときには時定数 $\tau$ で減少する。この式は、Dst指数を比較的良好に再現することが知られており、磁気嵐の発達が太陽風電場に起因するという考え方と整合的である。また、後に述べるように磁気嵐の予測の際にもよく用いられている。

すでに、図1などでも述べたように、惑星間空間において、磁気嵐を起こすことができる太陽風構造は限られており、コロナ質量放出(CME)や太陽風の遅い流れと速い流れの間にできる共回転相互作用領域(CIR)が知られている[10, 11]。

CMEは、太陽から放出された高速の磁気雲(magnetic cloud)を伴う構造で、太陽風は超音速であるため磁気雲の前面には衝撃波とシースが形成される。このシースおよび磁気雲の中には、強い惑星間空間磁場が含まれており、その磁場が南向きの場合には磁気嵐が起こることになる。

また、背景太陽風の中にコロナホールからの速い流れがあると、速い流れと遅い流れが接触する領域が圧縮され、惑星間空間磁場の強度が強くなる。この接触領域に強い南向きの磁場が含まれていると、磁気嵐が起こる。地球軌道では、CIRに含まれる惑星間空間磁場の強度はそれほど強くない。そのため、CIRが起こす磁気嵐は、CMEが起こす磁気嵐に対して相対的に弱く、Dstが-100 nTを超えるようなCIR性磁気嵐の発生頻度は低い。

図4に、CMEに起因する磁気嵐、CIRに起因する磁気嵐の例を示す。CMEが起こす磁気嵐は多くの場合明確な

初相を持ち、しばしば大きな磁気嵐へと発達する。図4の左の下段に示すように、磁気嵐回復相ではDst指数が単調に増加することも特徴である。

一方、CIRに起因する磁気嵐では明確な初相が観測されないことがあり、また磁気嵐の規模も比較的小さい。しかし、図4の右側下段に示すように、回復相においては、Dst指数はなかなか回復せず、しばしば数日から10日以上にわたって回復相が継続することもある。これは、(3)の方程式において、消失とつりあうようなエネルギー注入 $Q$ が持続していることを意味する。

CIR性磁気嵐の回復相を起こしている太陽風は、コロナホールから吹き出している太陽風の領域に起因する。コロナホール流は太陽風の速度が高速であるとともに、アルフベン波的な惑星間空間磁場の擾乱が生じており、常に数nTの大きさで振動している。惑星間空間磁場が南向きを向いたときに、昼側の磁気圏界面で、磁気再結合が発生することにより、それに伴って起きるサブストーム(オーロラ爆発)が発生し、また弱いながら磁気圏対流が持続しているため、プラズマシートから近地球領域にイオンが連続して注入され磁気嵐が回復するために時間がかかる。なお、人工衛星に影響を及ぼす放射線帯(Van Allen帯)の相対論的エネルギーを持つ高エネルギー電子は、このCIRに起因する磁気嵐の回復相で、フラックスが大きく増加することが知られている。したがって、CIRに起因する磁気嵐は規模が小さいとはいえ、宇宙天気観点から非常に重要である[1, 2]。

なお、歴史的には、巨大な磁気嵐がしばしば発生している。1957年から2024年までに、Dst指数が-300 nTを超えるような巨大磁気嵐が22回起こっている。現在、これらの巨大磁気嵐の起源はよくわかっていない。エネルギーバランス方程式で考えると、太陽風の電場を強くすると、磁気嵐は大きく発達するはずであり、巨大な磁気嵐の際には、観測される太陽風の電場は確かに強くなるが、ジオスペースに印加されるdawn-dusk電場は、ある値のところまで飽和することが知られている。そのため、太陽風電場の発達のみでは、巨大磁気嵐の説明は難しい。

では、巨大磁気嵐はどのように発達するのであろうか？磁気嵐の規模が大きくなるほど、リングカレントを構成するイオンの組成において、地球起源の酸素イオンが占める割合が大きくなることが明らかになっている[12]。このように地球起源のイオンがリングカレントの発達を担うことによって、巨大な磁気嵐が発生している可能性も指摘されている。

最近の「あらせ」衛星の観測からは、磁気嵐中においては酸素イオンに加えて、地球大気起源の水素イオンが重要な役割を果たしていることが発見されるなど[13]、磁気嵐発達過程におけるイオンの起源に関する研究も続けられている。

## 7.4 磁気嵐の予測について

磁気嵐の予測は、宇宙天気研究の重要課題として古くから研究が行われてきた。ここでは、Dst指数の予測を

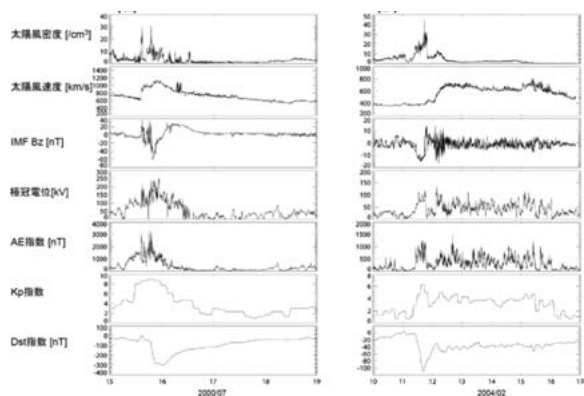


図4 (左) 2000年7月にCMEによって発生した磁気嵐、(右) 2004年2月にCIRによって発生した磁気嵐。上から太陽風密度、太陽風速度 $V_{sw}$ 、惑星間空間磁場の南北成分 $B_z$ 、dawn-dusk電場の発達を促す極域の電位差、オーロラ活動指数(AE指数)、地磁気活動指数(Kp指数)、Dst指数を表す。

めざした研究に関して、経験方程式、線形予測フィルタ、機械学習を用いた方法を紹介する。一方、これまで述べてきたように磁気嵐はジオスペースの各領域が活性化し、相互の結合が強まることによっておこる現象であるが、その様々な過程を取り込んだ物理モデルについても紹介する。

#### 7.4.1 経験方程式にもとづく予測

(3)式を用いて、太陽風電場を入力として、Dst指数の変化を予測することが行われている[8,9]。

この式は、観測された太陽風電場を入力とすることで、Dst指数の変化を高い精度で再現する。一方、大きな磁気嵐においては、しばしば回復過程の時定数が通常よりも短い場合、また2段階で回復する過程があることが知られており、そのような過程はこの式では再現できないことが知られている。

この式にもとづいて、より高精度にDst指数を予測する試みも行われてきた。[13]では、自己回帰移動平均フィルタARMA (Auto Regressive Moving Average) と呼ばれるフィルタを用いて、各パラメータの太陽風電場に対する依存性を調べた。その結果、消失時定数 $\tau$ やカップリングパラメータ $\alpha$ は定数ではなく、太陽風電場に応じて、その値が変わる可能性が示されている。

一方、[14]は、上記の式にさらにプラズマシートの密度の効果を組み込んだ式を提案し、1858年に発生した歴史上最大の磁気嵐キャリントン磁気嵐の変化を再現することに成功した。そして、急速な回復過程は、密度が急激に減少することによって引き起こされたと結論している。

#### 7.4.2 線形予測フィルタにもとづく予測

ジオスペースシステムを一つのシステムとして考え、太陽風の情報を入力とし、Dst指数を出力とする線形システムでモデル化する方法が提案されてきている。そして、入出力関係を定める行列を求めることで、太陽風入力からDst指数の予測を行う。[15]は、この線形予測フィルタにもとづく予測方法を提案し、Dst指数の予測に用いている。

#### 7.4.3 機械学習にもとづく予測

現在、ジオスペースの各分野において、機械学習を用いた変動の予測研究が進められており、Dst指数の予測にも適用されている。Dst指数の予測については、Recurrent Neural Networkの一種であるElman Neural Networkにもとづいた予測[16]や、一般的なArtificial Neural Network (ANN) 等にもとづいた予測が広く行われている[17]。

機械学習にもとづく予測の問題点として、Dst指数が $-100$  nT未満の磁気嵐は、太陽極大期には年に数回しか発生せず、太陽極大期には大幅に少ないため、現在利用できる太陽風のデータだけでは磁気嵐の予測には不十分であることも指摘されている[18]。

#### 7.4.4 物理モデルにもとづく予測

リングカレントを起こすイオンの分布関数の時間発展は、次のボルツマン方程式で記述される[20]。

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{1}{R_0^2} \frac{\partial}{\partial R_0} \left( R_0^2 \left\langle \frac{dR_0}{dt} \right\rangle f \right) + \frac{\partial}{\partial \phi} \left( \left\langle \frac{d\phi}{dt} \right\rangle f \right) \\ + \frac{1}{\gamma p} \frac{\partial}{\partial E} \left( \gamma p \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle f \right) \\ + \frac{1}{h(\mu_0)\mu_0} \frac{\partial}{\partial \mu_0} \left( h(\mu_0)\mu_0 \left\langle \frac{d\mu_0}{dt} \right\rangle f \right) \\ = \left\langle \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{loss}} \right\rangle \end{aligned}$$

ここで、 $f$ はイオンの分布関数、 $R_0$ は地球からの動径距離、 $\phi$ は経度、 $\gamma$ は相対論的ローレンツファクター、 $p$ は運動量、 $E$ はエネルギー、 $\mu_0$ はイオンのピッチ角の余弦を表す。通常、プラズマシートから内部磁気圏へのイオンの輸送においては、第一、第二断熱不変量は保存されている。したがって、この式の左辺は、粒子の輸送に伴う断熱的な加速、およびピッチ角の変化を示す。一方、リングカレントイオンには、輸送中に様々な消失過程が働く。そのような消失過程は、右辺で記述される。主な消失過程として、これまで述べてきた背景の中性大気（ジオコロナ）との電荷交換反応、背景の熱的プラズマとのクーロン衝突、そして、主に電磁イオンサイクロトロン波動によるイオンのピッチ角散乱が寄与する。このうち、電荷交換反応については、衝突断面積とジオコロナ密度から時定数を導出して、消失過程を計算する。一方、クーロン衝突と波動粒子相互作用については、準線形過程としてフォッカー・プランク方程式によって、分布関数の変化を記述することが多い。

この式を解く際には、外部境界条件としてプラズマシートのイオンの分布を経験的モデルや人工衛星の実測から与える。また、dawn-dusk電場の効果を含むために、経験的な電場モデルや、電離圏物理モデルと結合した計算も行われる。そしてDessler-Parker-Scopkeの法則、あるいは、イオンの圧力分布から反磁性電流を計算すること

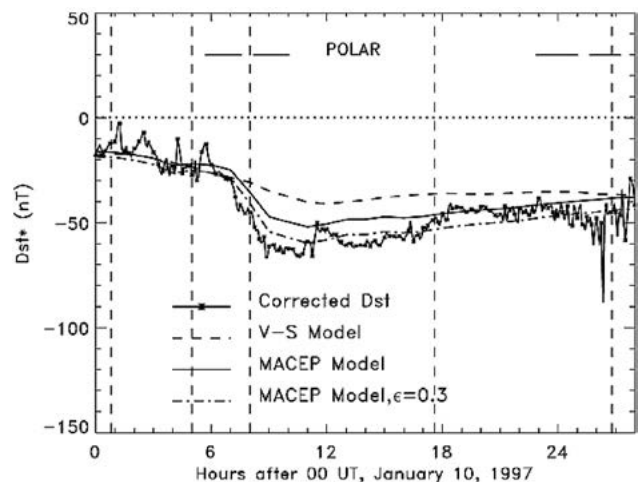


図5 1997年1月の磁気嵐時に観測されたDst指数(太実線)とイオンの運動論的シミュレーションによって得られたDst指数(その他の線)を表す。シミュレーションによる線が複数あるのは、シミュレーションで用いているdawn-dusk電場モデルの違いによる[21]。



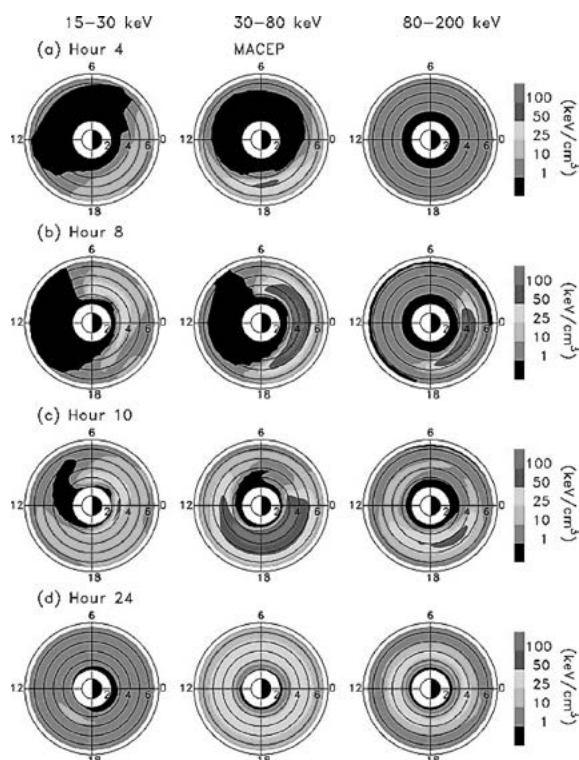


図6 イオンの運動論シミュレーションで得られた磁気圏赤道面におけるイオンの圧力. 左から15–30 keV, 30–80 keV, 80–200 keVを示す. 図の左側が太陽方向, 右側が真夜中側, 上側が朝側, 下側が夕方側を示す. また, 上から磁気嵐の主相(4, 8時間), 回復相初期(10時間), 回復相後期(24時間)に対応する.  $E \times B$  ドリフトの他, 磁場ドリフトのエネルギー依存性, またエネルギーに応じた消失過程の違いによって, エネルギー範囲ごとに異なる分布を示す.

によってDst指数を計算することができる.

図5に, このような計算の一例を示す[21]. 観測された磁気嵐時のDst指数の変化がよく再現されていることがわかる.

このような物理シミュレーションは, これまで述べた他のモデリング手法とは異なり, 内部磁気圏の粒子分布関数そのものの時間空間変化についても解き進めるため, Dst指数以外の観測量との比較を行うことができる.

図6に, 図5のシミュレーション時における磁気圏でのイオンの分布を表す[21]. 3つのエネルギー帯についてのイオンのフラックスがカラーで示されているが, エネルギーが高くなるにつれて, 磁場ドリフトの効果が顕在化し, 夕方側においてフラックスが高くなっていることがわかる. さらに, このようなグローバルな分布に加えて, たとえば, 人工衛星の計測した分布関数との直接比較を行うことも可能である.

このような物理モデルを用いたシミュレーションは計算コストが高くなるため, 実時間での計算は困難である. したがって, 宇宙天気予報のオペレーションで用いられている例はまだ多くないが, 一方で磁気嵐現象の物理過程の理解には不可欠であるため, 活発に研究が行われている. 現在では, 電離圏や外部磁気圏の物理モデルとの連成計算も精力的に行われており, 太陽風の変化に対するジオスペース全体の応答, そしてその結果としてのどの

ようにリングカレントが発達するかのシミュレーション研究が行われている.

## 7.5 まとめ

本章では, 宇宙嵐について, 特にリングカレントの発達に代表される磁気嵐の観点から述べた. 磁気嵐の発達においては, dawn-dusk電場が強まることによって, 内部磁気圏にプラズマの高圧領域が形成されることが必要となる. このdawn-dusk電場は, 惑星間空間磁場と地球磁気圏との磁気再結合の促進によって駆動されている. 特に, CME, CIRと呼ばれる太陽風の大規模構造が到来することによって, 強いdawn-dusk電場がジオスペースに印加され, リングカレントが発達する. したがって, 宇宙天気予報の観点からは, CMEやCIRの到来と, そのときの惑星間空間磁場の方向と大きさや, 太陽風速度を予測していくことが重要となる.

一方, 巨大な磁気嵐については, dawn-dusk電場の増大だけでは説明できず, プラズマシートの密度の増加や, 地球起源の重イオンの増加など, 物質の輸送が重要な役割を果たしていると考えられている. したがって, 磁気嵐の予測の観点からは, このようなプラズマ密度の変化や, 地球からのイオンの流出過程についても考慮していく必要がある.

本章7.4節で紹介したように, 内部磁気圏のイオンの分布に関する物理モデルをシミュレーションし, Dst指数だけでなく, イオンの分布関数の時間発展を追跡する手法も開発されている. 一方, 現時点では, このような物理モデルを用いた実時間計算が困難であるため, 宇宙天気予報の観点からは, 経験的なモデルや, 機械学習にもとづく予報が行われている. 今後, 計算機のさらなる発展に伴って, イオンの分布に関する物理モデルを用いた実時間でのシミュレーションも可能になっていくことが期待される.

## 参考文献

- [1] Y. Miyoshi and R. Kataoka, *Geophys. Res. Lett.* **32**, L21105 (2005).
- [2] 小野高幸, 三好由純: 太陽地球圏 (共立出版, 2012).
- [3] 柴田一成, 上出洋介編: 総説宇宙天気 (京都大学学術出版会, 2011).
- [4] V.K. Jordanova *et al.*, *Ring current investigations*, (Elsevier, 2020).
- [5] Y. Ebihara and M. Ejiri, *Space Sci. Rev.* **105**, 377 (2003).
- [6] A.J. Dessler and E.N. Parker, *J. Geophys. Res.* **64**, 2239 (1959).
- [7] N. Sckopke, *J. Geophys. Res.* **71**, 3125 (1966).
- [8] R.K. Burton *et al.*, *J. Geophys. Res.* **80**, 4204 (1975).
- [9] T.P.O'Brien and R. L. McPherron, *J. Geophys. Res.*, **105**, 7707 (2000).
- [10] J. Gosling *et al.*, *J. Geophys. Res.* **113** (1991).
- [11] I.G. Richardson *et al.*, *J. Geophys. Res.* **111** (2006).
- [12] I.A. Daglis *et al.*, *Phys. Chem. Earth* **24**, 229 (1999).
- [13] R.L. McPherron and T.P. O'Brien, *Geophys. Mono-*

- graph **125**, 339 (2001).
- [14] L. Kistler *et al.*, Nature Comm. **14**, 6143 (2023).
  - [15] K. Keika *et al.*, Earth Planet Space **67**, 65 (2015).
  - [16] A.J. Klimas *et al.*, J. Geophys. Res. **102**, 26993 (1997).
  - [17] J-G Wu and H. Lundstedt, J. Geophys. Res. **102**, 14255 (1997).
  - [18] W. Park *et al.*, J. Space Weather Space Clim. **11**, 38 (2021).
  - [19] S. Watari, Earth Planet Space **69**, 70 (2017).
  - [20] V.K. Jordanova and Y. Miyoshi, Geophys. Res. Lett. **32**, L14104 (2005).
  - [21] V.K. Jordanova *et al.*, J. Geophys. Res. **108**, A12 (2003).