

2-3-7 電離圏ダイナモについて

2-3-7 Ionospheric Dynamo Process

陣 英克

JIN Hidekatsu

要旨

電離圏の電子密度には様々な時間・空間スケールの変動があり、電離圏を透過・反射する電波の伝播に影響を与える。したがって社会との関わりも深く、変動を予測するのは数値宇宙天気にとって重要な課題である。近年では、太陽から太陽風・磁気圏を介して電離圏に伝わる「宇宙嵐」の他に、地球の下層大気から上層へ伝播する波が電離圏の日々の変動や擾乱を起こすと考えられている。この大気中の流体波は「電離圏ダイナモ」によって電場や電流の変動となり、低緯度から日本を含む中緯度の電子密度の日々変動につながる。

数値モデルで電離圏の日々変動を再現するというのは、世界的に見て未だこれからの課題である。一方、近年の領域統合型シミュレーションの流れは、地球の下層大気から上層の電離圏までの統合にも及び始めている。これが実現すれば、電離圏の日々変動が定量的に再現できると期待される。その中で電離圏ダイナモを表現する電気力学モデルは、大気圏モデルと電離圏モデルをつなぐ役割を担う。

本稿では、電離圏ダイナモの基礎理論から、電気力学モデルの詳細、さらにシミュレーションを用いて電離圏電流系の形成や、大気波動と電離圏変動のつながりを紹介する。

Ionospheric electron density varies on various temporal and spatial scales. Because electron density variations affect radio waves reflecting at and penetrating in the ionosphere, their prediction is an important issue for space weather forecast. Some of the ionospheric day-to-day variations are considered to originate in the lower atmospheric activities. Ionospheric dynamo plays an important role in converting from atmospheric waves into the variations in electric field and current.

This paper describes the basic theory of ionospheric dynamo, and the generations of global ionospheric current system and electric field distribution which leads to ionospheric density variations. We also introduce our electrodynamic model which represents ionospheric dynamo process. This model is a part of a whole atmosphere-ionosphere coupled model, which is expected to reproduce ionospheric day-to-day variations.

[キーワード]

電離圏ダイナモ, 宇宙天気, 電離圏, 大気圏, シミュレーション

Ionospheric dynamo, Space weather, Ionosphere, Atmosphere, Simulation

1 まえがき：電離圏の日々変動と電離圏ダイナモ

日本の特に南部の地域において、電離圏は日々の変動が非常に大きい。例として、図1に2006年初頭から80日間にわたって観測された、沖縄上空における全電子数(TEC)の毎日の変動を示した。図1中段と下段は、それぞれ日中(11-15時

の平均値)と日没付近(17-21時の平均)の変動である。上段は、地磁気の乱れ度合いを表すKp指数を表示している。この期間では概ねKpが3以下であり、磁気圏に由来する地磁気の乱れがさほど無かった事を意味する。Kpが3から5程度になる時も多少あるが、図ではTECの変動と相関が無さそうである。つまり、磁気圏の影響が無くても、日本南部における電離圏の日々の変動は大

きい。社会との関わりについて触れると、TEC は地表-人工衛星間の電波遅延に直結する量なので、TEC の日々変動は GPS など衛星測位の利用に重大な影響を与えうると言える。

この日本南部における電離圏の日々変動は、「赤道異常」と呼ばれる構造が中緯度にまで広がることと関係する。赤道異常とは、図2に示しているように電離圏密度の大きい領域が太陽紫外光をもっとも受ける赤道上ではなく、磁気赤道を挟んで南北に分かれる構造のことである。赤道異常の形成にはダイナモ作用(後述)で生じる電場が重要であり、電場が電離圏プラズマに作用すると、地球の磁力線と直行する方向の電場ドリフトと(東向き電場だと図2のように極向き/上向きのドリフトになる)、さらに磁力線に沿って極向き/下向きの拡散によって、図2の電子密度分布が出来る。この電場によって赤道異常の緯度方向の広がりや変動する。日本南部は、赤道異常の高緯度側に位置しており、日中のF領域における電子密度が赤道異常の広がり度合いに左右される。つまり、ダイナモ作用による電場の変動が、中低緯度における電子密度の日々変動を引き起こす大きな要因となっている。

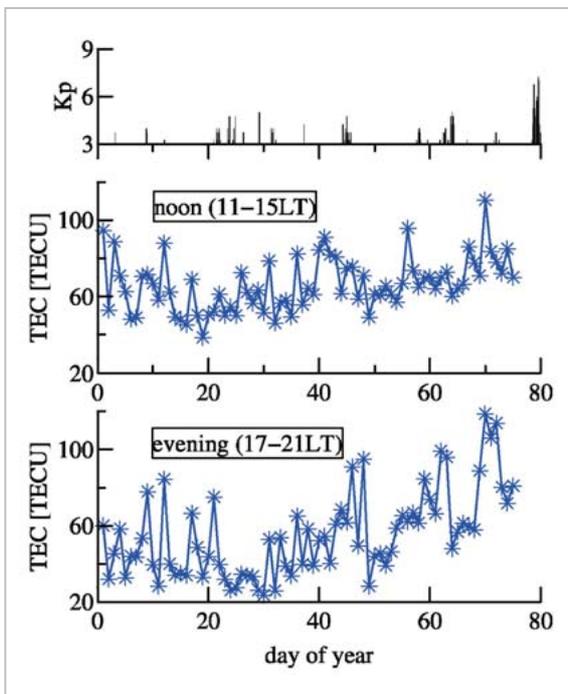


図1 日本南部における全電子数の日々変動
2006年初頭から80日間におけるKp指数(上段)と、沖縄上空の全電子数の変動(中段:日中11-15時の平均、下段:日没付近17-21時の平均)。

本稿では、中低緯度の電離圏変動と深く関連する「電離圏ダイナモ」について紹介する。電離圏ダイナモ自体の研究の歴史は古い。もともとは地上磁場の観測から推定される電離圏電流系と中性大気運動(潮汐など大気波動)を結びつけるメカニズムとして、主に1950年代から盛んに研究がなされてきた。研究の歴史的な経緯については文献[1]などを参照されたい。近年になり、幾つかの側面から電離圏ダイナモの重要性がより認識されるようになってきた。その一つは、人工衛星によるリモートセンシングやGPS受信機網の充実によって、電離圏を広範囲に観測出来るようになったことと関連する。これにより、下層大気に起源が考えられる電離圏構造が新たに発見されてきた(例えば本特集号[2]を参照されたい)。その下層大気から電離圏までのつながりにおいて、電離圏ダイナモが重要な役割を果たすと考えられている。もう一つの側面として、数値計算技術の進展により、各領域を統合する大規模なシミュレーションモデルが可能になってきた事情がある。大気圏-電離圏を統合する地球全大気領域モデルの開発も各国で活発に行われている。電離圏ダイナモを表現する電気力学モデルは、大気圏モデルと電離圏モデルをつなぐ重要な構成要素である。領域統合モデルの進展によって、前述した電離圏日々変動の起源などの課題に手が届きつつあり、将来的に数値予測への応用も期待される。本稿の構成は次の通りである。**2**では電離圏ダイナモの基礎理論を簡単に説明する。**3**では、NICTのリアルタイム電離

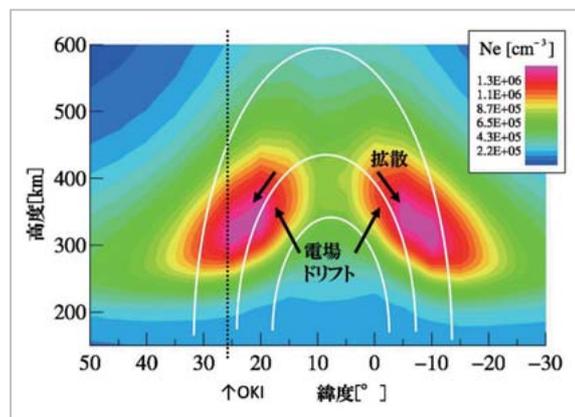


図2 電離圏「赤道異常」の形成
日中(12時)の電離圏分布の経度断面。電離圏分布は国際標準電離圏モデル(IRI)から得た。白い曲線は地球の磁力線を表す。黒い矢印は電離圏プラズマの動きを示す。黒い縦線は図1の緯度(沖縄付近)に相当する。

圏・熱圏シミュレーションにも組み込まれている電気力学モデルの詳細を記述する。4では、その電気力学モデルによる幾つかの計算例を紹介し、中緯度における電離圏の日々変動と電離圏ダイナモとの関わりをシミュレーションから示す。

2 電離圏ダイナモによる電場・電流の生成

2.1 電離圏ダイナモとは

一般にダイナモとは発電機であるが、電離圏におけるダイナモの場合は、電離圏の背景にある中性大気(熱圏)の流体運動がエネルギー源となり、中性大気とプラズマの衝突を介して電流・電場が生成される仕組みを指す。より詳しくは以下の2段階から成り、両方含めて「電離圏ダイナモ」と呼ぶ場合が多い。

- ① 熱圏大気が電離圏プラズマと衝突しながら流れると、地球磁場の存在のもと、中性大気の引っ張る力(大気ドラッグ)がプラズマのドリフト運動を駆動する。この時、イオンと電子のドリフト運動に差があるので電流が流れる(ダイナモ電流)
- ② 電離圏の電気伝導度が空間的に非一様なため、電流が流れると電荷が溜まり、分極電場が出来る。電場によってさらにプラズマドリフトが駆動されるが、中性大気との衝突があると、イオンと電子でドリフト運動の差が生じ、電流が流れる(分極電流)。

2.2 電離圏におけるオームの法則

2.1 で述べたイオン・電子ドリフトの方向や大きさは高度によって変化する。図3は、大気ドラッグと電場が駆動するドリフトについて各高度変化を示したものである([3]より)。中性大気密度が高度に従って急激に薄くなるため、イオン・電子ともに低高度では中性大気との衝突による運動が卓越し、高度が高くなると磁場に凍結した運動が相対的に卓越する。ただし、効果の切り替わる高度は、電子のほうがイオンより大分低い。このため、大気ドラッグによるドリフトは、イオンがE領域で中性大気の運動 $\mathbf{u}_\perp (= \frac{\mathbf{B}}{B} \times \mathbf{u} \times \mathbf{B}, \mathbf{u}$ は中性大気速度ベクトル、 \mathbf{B} は磁場ベクトル)方

向に引きずられ、高度が高くなると $\mathbf{u} \times \mathbf{B}$ 方向に動くのに対し、電子は地球磁場に凍結して動かない。したがって、ダイナモ電流はイオンドリフトと同じ方向に流れる。一方、電場が駆動するドリフトは、イオンがEからF領域にかけて \mathbf{E}_\perp 方向(\mathbf{E} は電場ベクトル)から $\mathbf{E}_\perp \times \mathbf{B}$ 方向に変わるのに対し、電子は $\mathbf{E}_\perp \times \mathbf{B}$ 方向に運動する。したがって分極電流は、E領域では $\frac{\mathbf{B}}{B} \times \mathbf{E}_\perp$ 方向の(電子が担う)電流と \mathbf{E}_\perp 方向の(イオンが担う)電流が流れ、F領域にかけて \mathbf{E}_\perp 方向の電流が残る。F領域上部では、電子もイオンも $\mathbf{E}_\perp \times \mathbf{B}$ 方向にドリフトし、磁場に垂直な方向の分極電流は流れない。

これらの電離圏ダイナモで生ずる電流をまとめ、数式で表すと次のようになる。

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_\perp &= \sigma_p \mathbf{u} \times \mathbf{B} + \sigma_H \frac{\mathbf{B}}{B} \times \mathbf{u} \times \mathbf{B} + \sigma_p \mathbf{E}_\perp + \sigma_H \frac{\mathbf{B}}{B} \times \mathbf{E}_\perp \\ &= \sigma_p (\mathbf{E}_\perp + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \sigma_H \frac{\mathbf{B}}{B} \times (\mathbf{E}_\perp + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \end{aligned} \quad \dots (式 1a)$$

$$\mathbf{j}_\parallel = \sigma_0 \mathbf{E}_\parallel \quad \dots (式 1b)$$

\mathbf{j}_\perp 、 \mathbf{j}_\parallel は、それぞれ電流ベクトルの磁力線に垂直および並行成分である。 σ_p と σ_H は、磁場と垂直方向の電離圏電気伝導度(Pedersen 電気伝導度 σ_p は \mathbf{E}_\perp 方向、Hall 電気伝導度 σ_H は $\hat{\mathbf{b}} \times \mathbf{E}_\perp$ 方向成分)、 σ_0 は磁場に沿った方向の電離圏電気伝導度であり、次のように表される。

$$\begin{aligned} \sigma_p &= \frac{n_e e}{B} \left(\frac{v_{in} \Omega_i}{v_{in}^2 + \Omega_i^2} + \frac{v_{en\perp} \Omega_e}{v_{en\perp}^2 + \Omega_e^2} \right) \\ \sigma_H &= \frac{n_e e}{B} \left(\frac{\Omega_e^2}{v_{en\perp}^2 + \Omega_e^2} - \frac{\Omega_i^2}{v_{in}^2 + \Omega_i^2} \right) \quad \dots (式 1c) \\ \sigma_0 &= \frac{n_e e^2}{m_e (v_{en\parallel} + v_{e\parallel})} \end{aligned}$$

ただし、 n_e は電子密度、 e は電気素量、 Ω_i (Ω_e) と v_{in} (v_{en}) はそれぞれイオン(電子)のジャイロ周波数、中性大気との衝突周波数を意味する。(式1)の導出については、文献[1]や文献[3]などを参照されたい。(式1a)1行目において、右辺第1項と第2項が中性大気ドラッグによるダイナモ電流であり、第3項と第4項が電場による分極電流を表す。 \mathbf{j}_\perp 展開式2行目の表し方では、 $\mathbf{E}_\perp + \mathbf{u} \times \mathbf{B}$ は中性大気と一緒に動く座標系で見た電場と言うことも出来る。したがって、(式1)は電場と電流を結びつける電離圏のオームの法則を表している。

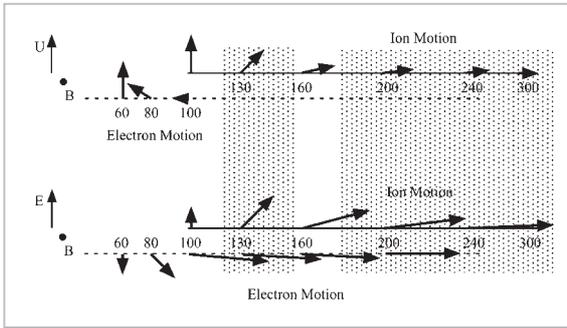


図3 大気ドラッグと電場によるイオン・電子ドリフトの高度依存 [3]

横方向が高さであり、右に行くほど高度が高い(数値は高度を示す)。影が付いているのは、電離圏 E 領域と F 領域である。ドリフトの方向は磁場 B と中性風 u_{\perp} (電場 E_{\perp}) に対する方向である(右向き矢印が、上向きドリフトを示す訳ではない)。

2.3 電離圏の電流系と電場の生成

前節で紹介した電離圏ダイナモによって、全球的な電離圏の電流系と、電子密度の赤道異常を誘起する低緯度の東西電場がどのように出来るか説明する。図 4a は、秋分時(9月)で世界時(UT)が 0 時における熱圏大気の全球的な流れを示している。この風速場は、観測に基づく経験モデル(HWM93[4])から得ており、簡単のため 1 日周期で変動する成分のみを抽出した。大雑把に見ると、地理赤道付近の地方時が午後となる領域から放射状に流れ出て、地理赤道の地方時が日出直前となる領域に流れが集まっている様子が分かる。この流れを基に、(式 1a)を用いてダイナモ電流を計算したものが図 4b と 4c である。図 4b は Pedersen 成分((式 1a) 1 行目の第 1 項による)を、図 4c は Hall 成分(同じく第 2 項による)を表示している。電流を計算する際に(式 1c)で電気伝導度が必要となるが、イオン・電子密度や温度は、観測に基づく国際標準電離圏モデル(IRI[5])から使用した。中性大気の密度と温度は、超高層中性大気の経験モデル(NRLMSIS[6])から得た。電気伝導度が日中の E 領域で大きいため、図 4b と 4c のダイナモ電流も日中で卓越する。図から明らかのように、ダイナモ電流は不連続である。したがって、この不連続を分極電流で解消するように、電荷が分布して分極電場が発生する。後の 4 で示すが、ダイナモ電流と分極電流を合わせると、日中の中低緯度全域で循環する大規模な渦電流になる(Sq 電流と呼ばれる)。

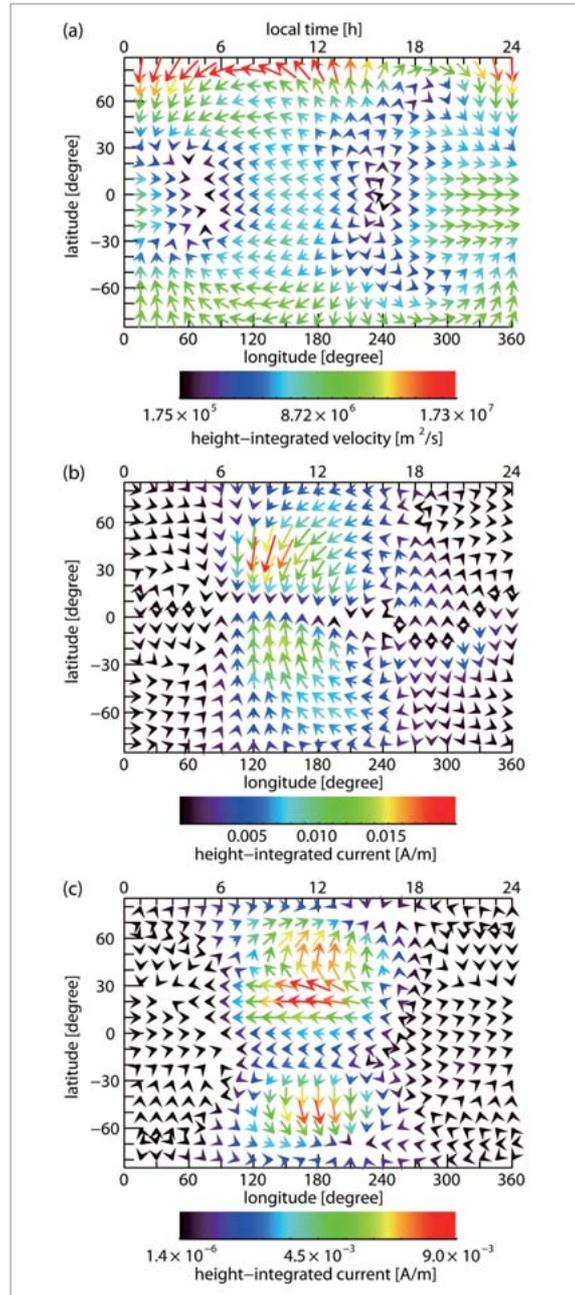


図4 熱圏中性風によるダイナモ電流の生成

(a) : 熱圏における風速場(9月、0時UT、1日周期成分)。(b) : (a)の中性風によって駆動される Pedersen ダイナモ電流の水平成分。(c) : 同じく Hall ダイナモ電流。(a)から(c)とも高度 100-300 km の間で積分している。

図 4b を見ると、低緯度の午前帯の領域においてダイナモ電流の強い収束がある。ここに正の電荷が蓄積する。一方、低緯度の日没近傍ではダイナモ電流の発散があり、負の電荷が蓄積する。したがって、日中の低緯度には東向きの分極電場が発生する。この電場は、E 領域にて分極電流を流す電場だが、等電位とみなせる地球磁力線に沿っ

てF領域にもかかる。そして、1で記述したF領域電子密度の赤道異常を駆動する。

以上で述べたように、熱圏大気運動が源となる電離圏ダイナモによって電離圏電流系や電子密度の赤道異常が出来る。ところで、熱圏大気の運動は一定でなく、特に重力波や大気潮汐、惑星波による様々な空間・時間スケールの変動を持つ。その波動の多くは、熱圏より下の大気領域に源があり、上方へ伝播したものである。したがって、これら大気中の波は、電離圏ダイナモを介して、電離圏の電流系や赤道異常の変動を生み出す。1で紹介した中緯度電離圏の日々変動も元を辿れば大気波動の影響と考えられる。どのような大気波動が電離圏の日々変動に結びつくのかは、電離圏数値予報の実現を目指す上でも重要課題である。次章で紹介する電気力学過程のシミュレーションモデルは、大気圏モデルや電離圏モデルと組み合わせ、この課題に挑むための有効な手段となる。

なお、上記のように電離圏ダイナモは、日中では主にE領域に電流が流れ、それに伴って分極電場が発生する。これはE領域ダイナモと呼ばれる。一方、夜間はE領域の電気伝導度が小さくなるため、F領域に流れる電流が相対的に大きく、それに伴う分極電場が卓越する。これはF領域ダイナモと呼ばれる。日没付近の時間帯では、E領域ダイナモからF領域ダイナモへと急激な変化がある。本稿では扱わないが、この急激な変化がもとで低緯度の電離圏にダイナミックな運動が起こり、プラズマバブルの発生へとつながる(詳細は本特集号の[7]などを参照頂きたい)。この現象も、やはり電離圏ダイナモを介して、大気波動の影響を受けると考えられる。

3 電離圏ダイナモを表現する数値モデルについて

これまで様々な研究者によって電離圏ダイナモを表現する数値モデル(電離圏電気力学モデル)が開発されてきた。初期の頃は電離圏を一枚の層と仮定し、水平2次元面で全球的な電流系を解くモデルであった(例えば[8]など)。しだいに、3次元空間の全球電流系を扱えるモデルが主流になり([9]-[11]など)、さらに現実的な地球磁場形状を組み込んだ電気力学モデルも登場した[12]。また、

近年ではシミュレーションが大規模化し、電気力学モデルを単独ではなく、中性大気領域と電離圏領域を包括する領域統合モデルの一要素として組み込まれるようになってきている[13]。この章では著者らの電離圏電気力学モデルの手法を紹介する(ここではHJEDYNモデルと呼ぶ)。この章はモデル細部の記述なので、シミュレーションに興味がある人以外は、読み飛ばして問題ない。

3.1 方程式および座標系

電離圏電気力学モデルが取り扱う方程式は、オームの法則(式1)に加えて、次の電流の連続式(式2)と静電場(S と表す)の仮定式(式3)である。

$$\nabla(\mathbf{j}_\perp + \mathbf{j}_\parallel) = 0 \quad \dots(\text{式 } 2)$$

$$\mathbf{E}_\perp = -\nabla_\perp S \quad \dots(\text{式 } 3)$$

一般に座標系をうまく選択することで方程式が数値的に扱いやすくなるが、電離圏ダイナモの場合は地球磁場形状に合わせた座標系を用いるのが良い。中低緯度において大部分の電流が流れる高度(90 km より上)では $\sigma_0 \gg \sigma_P, \sigma_H$ が成立するので、磁力線に沿った方向に電荷が分極しても、微弱な電場により電流が流れて電荷を解消してしまう。つまり地球磁力線は等電位と見なせるので、磁力線方向に座標変数の1つをとると、後で示すように次元が1つ減って方程式が解き易くなる。HJEDYNモデルでは文献[12]に倣ってapex座標を採用している。図5にHJEDYNモデルで使用した座標系を示す。図中の q_1 は ϕ_a (その磁力線上のapexの磁気経度)、 q_2 は λ_a (その磁力線が地表にぶつかる点の磁気緯度)、 q_3 は $V_B / (r_0 B_0)$ (磁力線上の位置を示し、 V_B は磁場ポテンシャル($\mathbf{B} = -\nabla V_B$)、 B_0 はダイポール成分の主磁場の大きさを示す)である。

(式1) - (式3)を上記の座標系で展開する。 q_1 方向と q_2 方向は互いに直行しないので、2組の基底ベクトルが必要である。基底ベクトルの定義を次のようにとり、

$$\begin{aligned} \mathbf{d}_i &= \nabla q_i \\ \mathbf{e}_i &= \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial q_i} \end{aligned} \quad \dots(\text{式 } 4)$$

相互の関係を次のようにする。

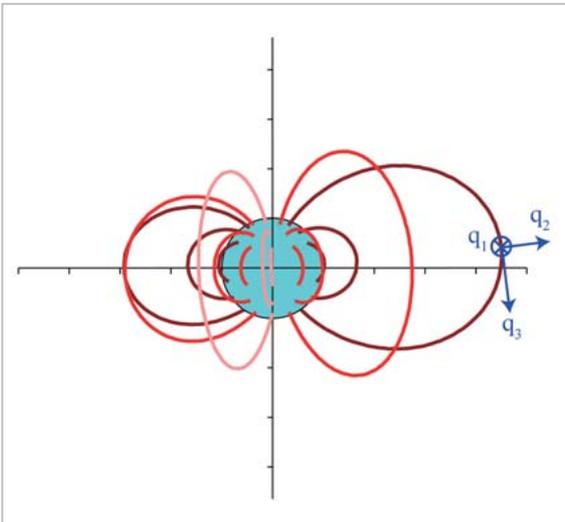


図5 地球磁力線と電気力学モデルの座標系

$$\begin{aligned}
 \mathbf{d}_i \cdot \mathbf{e}_j &= \delta_{ij} \\
 \mathbf{e}_i &= W \mathbf{d}_j \times \mathbf{d}_k \\
 \mathbf{d}_i &= \frac{1}{W} \mathbf{e}_j \times \mathbf{e}_k \\
 W &= \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_j \times \mathbf{e}_k = (\mathbf{d}_i \cdot \mathbf{d}_j \times \mathbf{d}_k)^{-1}
 \end{aligned} \quad \dots (式 5)$$

これらを用いて、オームの法則(式1)は次式のように展開される。

$$\begin{aligned}
 \mathbf{j}_\perp &= j_{e1} \mathbf{e}_1 + j_{e2} \mathbf{e}_2 \\
 j_{e1} &= (E_{d1} + u_{e2} B_{e3} W) \sigma_P d_1^2 \\
 &\quad + (E_{d2} - u_{e1} B_{e3} W) \left(\sigma_P \mathbf{d}_1 \cdot \mathbf{d}_2 + \frac{B_0 \sigma_H r_0}{BW} \right) \dots (式 1') \\
 j_{e2} &= (E_{d1} + u_{e2} B_{e3} W) \left(\sigma_P \mathbf{d}_1 \cdot \mathbf{d}_2 - \frac{B_0 \sigma_H r_0}{BW} \right) \\
 &\quad + (E_{d2} - u_{e1} B_{e3} W) \sigma_P d_2^2
 \end{aligned}$$

ただし、磁力線が等電位という仮定があるので、ここでは磁力線に沿った方向(式1b)は用いない。電流の連続式(式2)については次式となる。

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{W} \frac{\partial}{\partial q_1} (\mathbf{e}_2 \times \mathbf{e}_3 \cdot \mathbf{j}_\perp) + \frac{1}{W} \frac{\partial}{\partial q_2} (\mathbf{e}_3 \times \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{j}_\perp) &= -\frac{1}{W} \frac{\partial}{\partial q_3} (\mathbf{e}_1 \times \mathbf{e}_2 \cdot \mathbf{j}_\perp) \\
 \rightarrow \frac{\partial}{\partial q_1} (W j_{e1}) + \frac{\partial}{\partial q_2} (W j_{e2}) &= -\frac{\partial}{\partial q_3} (W j_{e3}) \quad \dots (式 2')
 \end{aligned}$$

静電場の仮定(式3)については次式で表される。

$$\mathbf{E} = E_{d1} \mathbf{d}_1 + E_{d2} \mathbf{d}_2 = -\frac{\partial S}{\partial q_1} \mathbf{d}_1 - \frac{\partial S}{\partial q_2} \mathbf{d}_2 \quad \dots (式 3')$$

(式1') - (式3')を静電ポテンシャルについてまとめ、さらに磁力線方向に積分すると次の式を得る。

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial q_1} \left(\Sigma_{11} \frac{\partial S}{\partial q_1} + (\Sigma_{12} + \Sigma_H) \frac{\partial S}{\partial q_2} \right) + \frac{\partial}{\partial q_2} \left((\Sigma_{12} - \Sigma_H) \frac{\partial S}{\partial q_1} + \Sigma_{22} \frac{\partial S}{\partial q_2} \right) \\
 - \frac{\partial K_1}{\partial q_1} - \frac{\partial K_2}{\partial q_2} = W [j_{e3}]_{q_3^a}^{q_3^b} \quad \dots (式 6)
 \end{aligned}$$

(式6)左辺における各係数は次の磁力線に沿った積分量である。

$$\begin{aligned}
 \Sigma_{11} &= \int_{q_3^a}^{q_3^b} \sigma_P \frac{d_1^2}{|\mathbf{d}_1 \times \mathbf{d}_2|} \frac{dq_3}{d_3} & \Sigma_{12} &= \int_{q_3^a}^{q_3^b} \sigma_P \frac{\mathbf{d}_1 \cdot \mathbf{d}_2}{|\mathbf{d}_1 \times \mathbf{d}_2|} ds \\
 \Sigma_{22} &= \int_{q_3^a}^{q_3^b} \sigma_P \frac{d_2^2}{|\mathbf{d}_1 \times \mathbf{d}_2|} \frac{dq_3}{d_3} & \Sigma_H &= \int_{q_3^a}^{q_3^b} \sigma_H \frac{dq_3}{d_3} \\
 K_1 &= \int_{q_3^a}^{q_3^b} B_{e3} W \left[\sigma_P u_{e2} \frac{d_1^2}{|\mathbf{d}_1 \times \mathbf{d}_2|} - \left(\sigma_H + \sigma_P \frac{\mathbf{d}_1 \cdot \mathbf{d}_2}{|\mathbf{d}_1 \times \mathbf{d}_2|} \right) u_{e1} \right] \frac{dq_3}{d_3} \dots (式 7) \\
 K_2 &= \int_{q_3^a}^{q_3^b} B_{e3} W \left[\left(\sigma_P \frac{\mathbf{d}_1 \cdot \mathbf{d}_2}{|\mathbf{d}_1 \times \mathbf{d}_2|} - \sigma_H \right) u_{e2} - \sigma_P u_{e1} \frac{d_2^2}{|\mathbf{d}_1 \times \mathbf{d}_2|} \right] \frac{dq_3}{d_3}
 \end{aligned}$$

q_3^a と q_3^b は磁力線に沿った積分の始点と終点を表す。積分範囲を十分広く、始点と終点を南北各半球の電離圏下端に取れば電流は0であり、

$$W [j_{e3}]_{q_3^a}^{q_3^b} = 0 \quad \dots (式 8)$$

となる。よって、(式6)は(式8)の下で、 $S(q_1, q_2)$ に関する2次元偏微分方程式となる。 $S(q_1, q_2)$ が求まった後は、 q_3^b を改めて磁力線上の任意の点にとると、(式6)から q_3^b での沿磁力線電流が計算出来る。

電離圏電場や電流の分布を現実的な地球磁場形状のもとで正確に求める場合は、以上に述べてきたように基底ベクトル \mathbf{d}_i 、 \mathbf{e}_i の組と(式7)をまともに取り扱う必要がある。現実的な地球磁場形状には、全球的な観測に基づく国際標準磁場モデル IGRF (<http://www.ngdc.noaa.gov/IAGA/vmod/igrf.html>) を用いる事が出来る。設定を簡略化して、地球磁場を双極子磁場とみなせば大分計算が楽になる。その場合は2つの基底ベクトル \mathbf{d}_i と \mathbf{e}_i の方向が一致し、同種基底ベクトルが直交し ($\mathbf{d}_i \cdot \mathbf{d}_j = 0, i \neq j$)、かつ極座標変数(r, θ, ϕ) を用いて表せるので、磁力線に沿った積分量(式7)が計算し易くなる(例えば[9]など)。

3.2 数値手法について

中性大気風速と電気伝導度が全球的に与えられると、(式7)の磁力線に沿った積分量の計算が出来る。そして、(式6)は適切な境界条件の下で数値的に解ける。これまで様々な研究者によって電離圏ダイナモを扱う数値モデルが開発されてきたが、地球磁場形状の与え方や座標の取り方などが異なるものの、基本的に(式6)を扱うことには変わらない。どのモデルも計算領域を格子化し、各格子点で差分化した(式6)の連立方程式を適切な境界条件のもとで解く。以下では、HJEDYN モデルの数値手法を紹介する。HJEDYN モデルは、

電離圏の数値モデル [14] や大気圏大循環モデル (GCM) [15][16] と結合して地球全大気領域モデルを成す事や、宇宙天気予報用の電離圏リアルタイムシミュレーション [17] に組み込むことを念頭に置いている。そのため、(i) 堅牢性 (いつでも安定して計算が収束)、(ii) 計算速度の速さ、(iii) 高空間精度 (省メモリ化) の点に配慮して開発されてきた。

HJEDYN モデルでは、境界条件との親和性を考慮し、有限体積的な手法で方程式を差分化している。すなわち (式 6) を次のように変形する。

$$\frac{\partial J_1}{\partial q_1} + \frac{\partial J_2}{\partial q_2} = 0$$

$$J_1 = -\Sigma_{11} \frac{\partial S}{\partial q_1} - (\Sigma_{12} + \Sigma_H) \frac{\partial S}{\partial q_2} + K_1 \quad \dots (式 6')$$

$$J_2 = -(\Sigma_{12} - \Sigma_H) \frac{\partial S}{\partial q_1} - \Sigma_{22} \frac{\partial S}{\partial q_2} + K_2$$

J_1 と J_2 はそれぞれ磁力線に沿って積分した電流 (ただし面積要素が乗算されている) の q_1 と q_2 成分である。 q_1 と q_2 がなす 2 次元空間において、格子点および物理量の配置を示したものが図 6 である。格子番号を q_1 の方向に $i = 1, 2 \dots i \max$ 、 q_2 の方向に $j = 1, 2 \dots j \max$ としている。図 6 のように静電ポテンシャル S を格子中央 (i, j) で定義し、電流 J_1 と J_2 を格子間境界 $(i \pm 1/2, j)$ 、 $(i, j \pm 1/2)$ で定義する。(式 6') の電流は差分式で次のように表す。

$$J_1(i + 1/2, j) = \left[\frac{5}{6} \Sigma_{11}(i + 1/2, j) \frac{S(i+1, j) - S(i, j)}{\Delta q_1} + \frac{1}{12} \Sigma_{11}(i + 1/2, j-1) \frac{S(i+1, j-1) - S(i, j-1)}{\Delta q_1} + \frac{1}{12} \Sigma_{11}(i + 1/2, j+1) \frac{S(i+1, j+1) - S(i, j+1)}{\Delta q_1} \right] - \left[\Sigma_{12}(i + 1/2, j) + \Sigma_H(i + 1/2, j) \right] \frac{S(i, j+1) - S(i, j-1)}{2\Delta q_2} + K_1(i + 1/2, j) \quad \dots (式 9a)$$

$$J_2(i, j + 1/2) = -\left[\Sigma_{12}(i, j + 1/2) - \Sigma_H(i, j + 1/2) \right] \frac{S(i+1, j) - S(i-1, j)}{2\Delta q_1} - \left[\frac{5}{6} \Sigma_{22}(i, j + 1/2) \frac{S(i, j+1) - S(i, j)}{\Delta q_2} + \frac{1}{12} \Sigma_{22}(i-1, j + 1/2) \frac{S(i-1, j+1) - S(i-1, j)}{\Delta q_2} + \frac{1}{12} \Sigma_{22}(i+1, j + 1/2) \frac{S(i+1, j+1) - S(i+1, j)}{\Delta q_2} \right] + K_2(i, j + 1/2) \quad \dots (式 9b)$$

J_1 式中の q_1 方向の差分項、 J_2 式中の q_2 方向の差分項において、一定の割合で隣接する格子の差分の寄与を加えているのは、2 階微分項の差分による打ち切り誤差を小さくするためである。そして、境界以外の格子では (式 6') の 1 行目を差分化した次式を適用する。

$$\frac{J_1(i + 1/2, j) - J_1(i - 1/2, j)}{\Delta q_1} + \frac{J_2(i, j + 1/2) - J_2(i, j - 1/2)}{\Delta q_2} = 0 \quad \dots (式 10)$$

境界条件に関して、 q_1 (ϕ_a : apex 経度) 方向の境界条件は周期境界である。つまり

$$J_1(i \max + 1/2, j) = J_1(1/2, j) \quad \text{for all } j \quad \dots (式 11a)$$

である。 q_2 (λ_a : 磁力線根本の磁気緯度) 方向の境界条件として、 $j = 1$ (磁気赤道) においては電離圏下端で電流が閉じるように

$$J_2(i, 1/2) = 0 \quad \text{for all } i \quad \dots (式 11b)$$

とし、 $S(i, 0) = S(i, 1)$ を仮定した。 $j = j \max$ においては磁気極点への電流の流出入がバランスするように

$$\sum_i J_2(i, j \max + 1/2) = 0 \quad \dots (式 11c)$$

とし、極点の静電ポテンシャルを基準点を選んで $S(i, j \max + 1) = 0$ とした。高緯度領域においては、本来は磁気圏の電流とつながるようすすべきだが、それは今後の課題である。(式 6) は境界設定に敏感であり、堅牢性という観点からも境界の扱いは大事である。(式 9) のように格子間境界で電流を定義すると、(式 11a) - (式 11c) のように境界条件が扱い易くなる。また堅牢性という点に関しては、(式 9) のように差分の打ち切り誤差を小さくする努力も重要である。誤差が大きいと、変化の激しい中性大気や電気伝導度分布を入力した時に、反復計算するに従い誤差が発散してしまう。

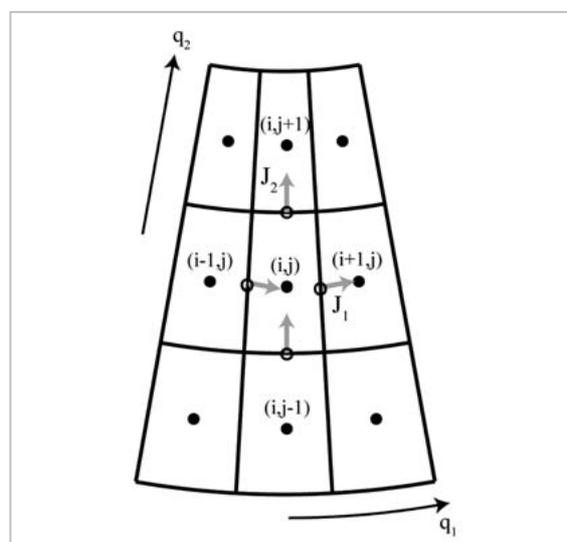


図6 電気力学モデルにおける格子点と電流の配置

電気力学モデルにおける2次元 (q_1, q_2) 計算空間上の格子点と電流 (積分量 J_1, J_2) の配置。黒丸は格子点中央で、静電ポテンシャルなどを配置する。白丸は格子間境界で電流などを配置する。

さて、インデックス (i, j) を一元化して $m = i \max \times (j - 1) + i$ のように表す。そして、(式 9) を (式 10) に代入すると、格子 m におけるダイナモ差分方程式が得られる。

$$\begin{aligned}
 & a(m, m - i \max - 1) S(m - i \max - 1) \\
 & + a(m, m - i \max) S(m - i \max) \\
 & + a(m, m - i \max + 1) S(m - i \max + 1) \\
 & + a(m, m - 1) S(m - 1) + a(m, m) S(m) \\
 & + a(m, m + 1) S(m + 1) \quad \dots \text{(式 12)} \\
 & + a(m, m + i \max - 1) S(m + i \max - 1) \\
 & + a(m, m + i \max) S(m + i \max) \\
 & + a(m, m + i \max + 1) S(m + i \max + 1) \\
 & = b(m)
 \end{aligned}$$

$a(m, n)$ 、 $b(m)$ は、(式 7) の磁力線に沿った積分量を用いて表現される係数である。境界条件 (式 11a) - (式 11c) についても (式 9) を代入する事で静電ポテンシャル S の線形方程式になる。したがって、全格子についてまとめた次の線形連立方程式の形に出来る。

$$\sum_{n=1}^{m \max} a(m, n) S(n) = b(m) \quad \dots \text{(式 13)}$$

インデックス m 、 n はそれぞれ 1 から $m \max$ ($m \max = i \max \times j \max$) の範囲をとる。(式 13) は、共役勾配法的一种である BICGSTAB 法 ([18] などを参照) を用いると安定かつ速く収束して解ける。その際に、行列 $a(m, n)$ は (式 12) で分かるように同一行にて非ゼロ要素が 9 つしかない疎行列である (境界領域を除く)。したがって、非ゼロ要素の位置と値のみを計算機のメモリ上に保存することで、大幅に計算メモリを節約できる。以上のやり方で、電気伝導度と中性大気風速分布に対応する全球の静電ポテンシャル分布が導出される。静電ポテンシャル分布が決まれば、(式 1')、(式 3')、(式 6) によって電場や電流の分布を導出することが可能である。

4 電気力学モデルによる電離圏ダイナモの再現

この章では、3 で詳細を記述した電気力学モデルの計算例を幾つか紹介する。図 7 は、HJEDYN モデルで計算された静電ポテンシャル分布と、経験モデルを比較している。HJEDYN モデルへの入力として電気伝導度と中性大気風速の分布が必要だが、ここでは国際標準電離圏モデル (IRI) [5] と拡

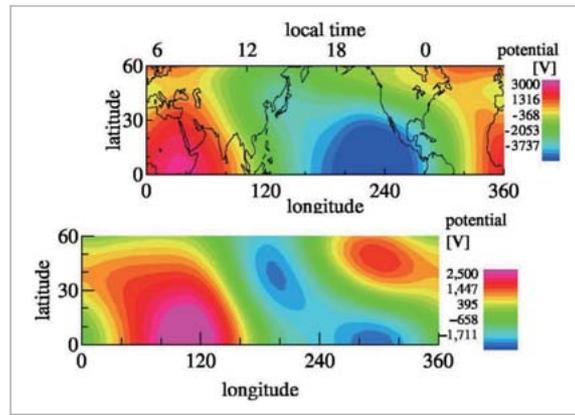


図7 電気力学モデルで再現された静電ポテンシャルと経験モデルとの比較

電気力学モデルで再現した静電ポテンシャル (上段) と経験モデル [19] (下段) との比較。比較している世界時 (UT) が異なるため、地方時 (LT) に相当する横軸が一致するように 2 つの図をずらしている。

張大気圏大循環モデル [15][16] を使用した。一方、経験モデルは幾つかのレーダー観測に基づいて構築された平均的なポテンシャル分布である [19]。両者とも季節は同じ (9 月) だが、HJEDYN モデルでは太陽活動が中程度 ($F10.7 = 135$) の時を、一方経験モデルは太陽活動が低い時を扱っている。ポテンシャルの変動幅が両者で異なるが、この太陽活動度の違いに依るところが大きい。中低緯度におけるポテンシャル分布の仕方については、両者は大体似ており、HJEDYN モデルの計算方法に問題は無いことが確認できる。

図 8 には、HJEDYN モデルで再現した電流分布を黒矢印で表示し、静電ポテンシャルをコンターで表示した。電流は磁力線に沿って積分した値であり、磁力線が北半球の高度約 70 km を通過する点に投影している。図 7 の計算では平均的な描像を出すために、大気大循環モデルの中性風から主要な変動成分 (太陽同期伝播の 1 日周期、半日周期) のみを抽出して使用したが、図 8 の計算では中性風の全変動成分を入力した。また、計算条件を簡単にするため、両者とも地球磁場を双極子磁場と仮定している。図 8 を見ると、図の中央付近が昼であるが、日中の中低緯度域は 1 つ大きな渦電流を成している。2.3 で記述したように中性大気が直接駆動するダイナモ電流は不連続だが、分極電流が流れることによって電流の連続性が全領域で満たされている。また、日中の赤道付近では東向き電流が強まっており、いわゆる赤道

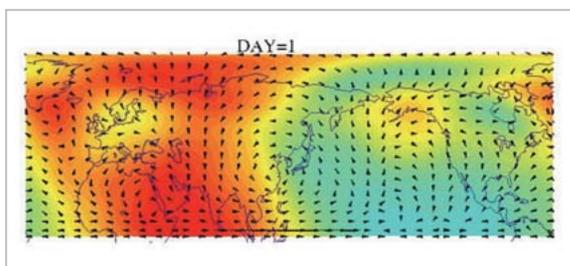


図8 電気力学モデルで再現された電流系と静電ポテンシャル

電気力学モデルで再現した電流系(矢印)と静電ポテンシャル(コンター)。電流は磁力線に沿って積分した値であり、磁力線が高度約70 kmを通過する点に投影している。

ジェット電流(本特集号[20]にて記載)が再現されている。大規模な電流構造の他にも、小さな渦電流が低緯度の日没や日出付近に見られるなど複雑な構造がある。これらの構造は定常でなく、時間変動が大きい。細かい構造や激しい時間変動は、大気大循環モデルの風速分布やその時間変動に由来している。観測との比較による検証が必要だが、電離圏変動との関連という点で興味深い。

1では熱圏における流体波動が、ダイナモ過程を通じて低緯度の東西電場を変調し、赤道異常の広がりを変動させることについて触れた。中緯度の電離圏電子密度を予測するためには、これらの過程をモデルで再現する必要がある。そこで、大気大循環モデルから得られた9月の30日間の中性風分布をHJEDYNモデルに入力し、電場分布を計算した。さらに、その電場分布と中性風分布を別の電離圏数値モデルSAMI2[21]に入力し、日本の経度における電離圏密度分布の日々変動を計算した。図9aと9bはその結果の一部を示す。図9aは高度300 kmにおける電子密度の緯度分布を5日間表示した。密度の濃い部分が南北両半球に分かれている構造(赤道異常)があり、赤道異常の高緯度側への広がりが日々変化している。例えば9月27日は28日に比べて広がり度合いが小さい。

同じシミュレーションによる中緯度の電子密度を20日間表示したのが図9b(上段)である。この図では地理緯度27°NのNmF2を表示している。NmF2とは、F層の電子密度が最も大きい高度(時間によって変わるが、大体250-350 kmくらい)における電子密度である。図よりNmF2の日々変化の様子が分かる。例えば9月27日か

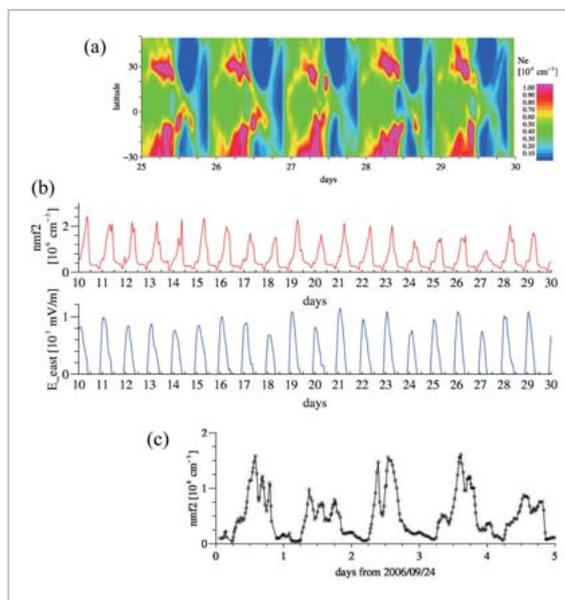


図9 電気力学モデルの電場に基づいて計算された電離圏密度分布の変動と、沖縄で観測されたNmF2の変動

(a)、(b)：電気力学モデルの電場を電離圏モデルに入力した計算例。(a)は日本付近の経度(地理経度135°E)における高度300 kmの電子密度の時間変化(UT)を示す。(b)は地理緯度27°NにおけるNmF2(F層最大電子密度)と磁気赤道上空300 kmにおける東西電場の時間変化を示す(東向き成分のみ表示。東向きが正)。

(c)：沖縄(地理緯度26.68°N)のイオノゾンデで観測されたNmF2の変動(2006年9月24日から28日)。

ら28日にかけて日中のNmF2最大値は2倍に変化している。これは図9aで示したように赤道異常の高緯度側への広がりに起因する。赤道異常の広がり度合いとダイナモ過程で生成する電場との関連を**1**で説明したが、図9b(下段)に磁気赤道(高度300 km)における東西電場を表示した。図9b(上段)のNmF2と比較して、おおよそ日中の東向き電場の大きさとNmF2が良い相関にあることが分かる。例えば、9月18、20、24、27日は前後の日と比べて日中の東向き電場が小さいが、中緯度のNmF2も値が小さい。逆に、赤道電場と中緯度NmF2の相関が良くない日もある(例えば9月14日付近など)。これは電離圏密度が、電場による赤道異常の広がりだけでなく、背景にある熱圏大気の組成や風速の変化にも影響を受けるためである。

図9cには、沖縄のイオノゾンデ(地理緯度26.68°N)で観測されたNmF2を5日間(2006年9月24-28日)表示した。図9a、9bのシミュレ

ションと同じ月で、太陽活動が低調な、地磁気擾乱が小さい期間を選んでいる。図 9c には日中の数時間の細かい変動の他に 2-3 日周期の変動が見られ、NmF2 の最大が前日の 2 倍程度になる日もある。このような日々変動は図 9b のシミュレーション結果にも表れており、2-3 日周期の変動は中緯度 NmF2 と赤道電場両者に再現されている。したがって、図 9c の観測された NmF2 の日々変動の起源は、シミュレーション結果から解釈すると、低緯度の電離圏ダイナモの変動と考えられる。その電離圏ダイナモの変動は、中性大気中の低高度から熱圏に伝わる様々な波動が元になっており、今後どのような大気波動が電離圏変動と関連しているかが興味深い課題である。

5 むすび

本稿で紹介したように、電離圏ダイナモは、中性大気の流れと、電場の生成を通じて電離圏密度の変動を結びつけている。電離圏の日々変動は、その起源を辿れば波動を励起する下層大気活動に由来すると考えられる。したがって、まさに領域

統合型シミュレーションで扱うべき課題である。最近、我々は本稿で紹介した電気力学モデルと、地表から熱圏までの拡張大気圏モデル^{[15][16]}および電離圏モデル^[14]を結合することにより、地球全大気領域を網羅するモデルを開発している。この領域統合型のシミュレーションモデルには本稿で記述した一連の物理過程が含まれており、電離圏の日々変動を定量的に再現する事が期待される。**4**の計算例はその可能性を示している。ただし、現実と一致する電離圏変動を再現・予測するには観測データの入力が不可欠であり、そのための技術開発も今後必要である。

謝辞

本研究では、九州大学および東北大学で開発された拡張大気圏モデルの計算結果を使用しました。また、米国海軍研究所で開発された電離圏モデル SAMI2 を使用しました。地磁気擾乱指数 Kp は、京都大学地磁気世界資料解析センターより提供されたものです。感謝申し上げます。

参考文献

- 1 Richmond, A. D., "Ionospheric Electrodynamics" in "Handbook of Atmospheric Electrodynamics" edited by H. Volland, CRC Press, Chapter 9, pp.249-290, 1995.
- 2 陣英克, 佐川永一, "地球に固定された波数 4 の電離圏構造", 情報通信研究機構季報, 本特集号, 3-4-1, 2009.
- 3 Heelis R. A., "Electrodynamics in the low and middle latitude ionosphere: a tutorial", J. Atmos. Sol. Terr. Phys., Vol.66, pp.825-838, 2004.
- 4 Hedin, A. E., et al., "Empirical wind model for the upper, middle and lower atmosphere", J. Atmos. Terr. Phys., Vol.58, pp.1421-1447, 1996.
- 5 Bilitza, D., "International reference ionosphere 2000: Examples of improvements and new features", Adv. Space Res., Vol.31, pp.757-767, 2003.
- 6 Picone, J. M., A. E. Hedin, D. P. Drob, and A. C. Aikin, "NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues", J. Geophys. Res., Vol.107, 1468, doi:10.1029/2002JA009430, 2002.
- 7 丸山隆, 齋藤享, 川村眞文, 野崎憲朗, 上本純平, 津川卓也, 陣英克, 石井守, 久保田実, "SEALION プロジェクトの概要と初期解析結果", 情報通信研究機構季報, 本特集号, 3-2-1, 2009.
- 8 Tarpley, J. D., "The ionospheric wind dynamo, II, solar tides". Planetary and Space Science, Vol.18, pp.1091-1103, 1970.

- 9 Takeda, M., and H. Maeda, "Three-dimensional structure of ionospheric currents, 1, currents caused by diurnal tidal winds". *Journal of Geophysical Research* Vol.85, pp.6895-6899, 1980.
- 10 Kawano, K. S., and S. Miyahara, "A study on three-dimensional structures of the ionospheric dynamo currents induced by the neutral winds simulated by the Kyushu-GCM", *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* Vol.70, pp.1549-1562, 2008.
- 11 Jin, H., Y. Miyoshi, H. Fujiwara, and H. Shinagawa, "Electrodynamics of the formation of ionospheric wave number 4 longitudinal structure", *J. Geophys. Res.*, Vol.113, A09307, doi:10.1029/2008JA013301, 2008.
- 12 Richmond, A. D., "Ionospheric Electrodynamics Using Magnetic Apex Coordinates", *J. Geomag. Geoelec.*, Vol.47, pp.191-212, 1995.
- 13 Richmond, A. D., E. C. Ridley, and R. G. Roble, "A thermosphere/ionosphere general circulation model with coupled electrodynamics", *Geophys. Res. Lett.*, Vol.19, pp.601-604, 1992.
- 14 Shinagawa, H. and S. Oyama, "A two-dimensional simulation of thermospheric vertical winds in the vicinity of an auroral arc", *Earth Planets Space*, Vol.58, pp.1173-1181, 2006.
- 15 Miyoshi, Y., and H. Fujiwara, "Day-to-day variations of migrating diurnal tide simulated by a GCM from the ground surface to the exobase", *Geophys. Res. Lett.*, Vol.30, 1789, doi:10.1029/2003GL017695, 2003.
- 16 Fujiwara, H., and Y. Miyoshi, "Characteristics of the large-scale traveling atmospheric disturbances during geomagnetically quiet and disturbed periods simulated by a whole atmosphere general circulation model", *Geophys. Res. Lett.*, Vol.33, L20108, doi:10.1029/2006GL027103, 2006.
- 17 品川裕之, "電離圏シミュレーション", 情報通信研究機構季報, 本特集号, 2-3-6, 2009.
- 18 Barrett, R., M. Berry, T. F. Chan, J. Demmel, J. Donato, J. Dongarra, V. Eijkhout, R. Pozo, C. Romine, H. van der Vorst, *Templates for the Solution of Linear Systems: Building Blocks for Iterative Methods*, Society for Industrial Mathematics, 1987.
- 19 Richmond, A. D., M. Blanc, B. A. Emery, R. H. Wand, B. G. Fejer, R. F. Woodman, S. Ganguly, P. Amayenc, R. A. Behnke, C. Calderon, and J. V. Evans, "An Empirical Model of Quiet-Day Ionospheric Electric Fields at Middle and Low Latitudes", *J. Geophys. Res.* Vol.85, p.4658, 1980.
- 20 上本純平, 丸山隆, 齋藤享, 石井守, 吉村玲子, "赤道ジェット電流の変動と赤道スプレッドF", 情報通信研究機構季報, 本特集号, 3-2-4, 2009.
- 21 Huba, J. D., G. Joyce, and J. A. Fedder, "Sami2 is another model of the ionosphere (SAMI2): A new low-latitude ionosphere model", *J. Geophys. Res.*, Vol.105, pp.23,035-23,053, 2000.



降 英晃

電磁波計測研究センター宇宙環境計測
グループ専攻研究員 理学博士
超高層大気物理