

地球核内の非等方乱流輸送

東京工業大学 大学院 地球惑星科学専攻 松島政貴 (Masaki Matsushima)
Department of Earth and Planetary Sciences, Tokyo Institute of Technology

1 はじめに

近年の計算機の発達に伴い、回転球殻における3次元電磁流体力学的 (MHD) ダイナモ問題を数値的に解くことができるようになった。計算機上で地球磁場の振舞を模擬できるようになり、地球磁場生成機構に対する理解が深まった。しかしながら、現実の地球に対するパラメータを数値計算に取り入れることは今なお困難である。特に、分子拡散率が小さいことに起因する小規模な場の影響をどのように取り入れるかが一つの課題となっている。ここでは、地球核内における乱流輸送の特徴、及び数値計算に取り入れるための乱流拡散のモデル化について述べる。

2 地球磁場生成機構

2.1 地球の固有磁場

方位磁針が南北を指すことが知られているように、地球は巨大な磁石である。地球の固有磁場のほとんどは地球内部—地殻・マントル・外核 (液体)・内核 (固体) に分けられる—に成因がある。核 (コア) の主成分は金属鉄であり、非常に高い電気伝導性を持つ。つまり、外核は電磁流体である。核内で磁場を横切るような流体運動があれば、起電力が生じて電流が流れる。電流が流れるとそれに伴う磁場が生じる。このように運動エネルギーが磁気エネルギーに変換される過程 (ダイナモ過程) によって元の磁場が生成されれば、磁場は維持される—地球磁場はダイナモ作用によって生成・維持されていると考えられている [1]。

Fig. 1 に 2000 年の国際標準磁場 [2] に対応する地球磁場 (地球表面及び核表面における動径成分の分布) を示す。地球表面では南半球において動径方向が正の領域が広がっていて、地球磁場は磁力線が南半球から出て北半球に入るような双極子磁場で近似される。一方、マントルの電気伝導度を 0 と近似することにより、地磁気ポテンシャルを地球表面から核表面まで下方接続することによって得られた磁場分布は非常に複雑である。地球表面と同様に双極子磁場が卓越するのであれば極付近の磁場が強くなるべきであるが、北極付近では逆に磁場が弱くなっている。磁場が強いところは回転軸から離れているカナダやシベリアの下部にある。このような磁場の構造はダイナモ過程の帰結であるとも考えられている [3]。

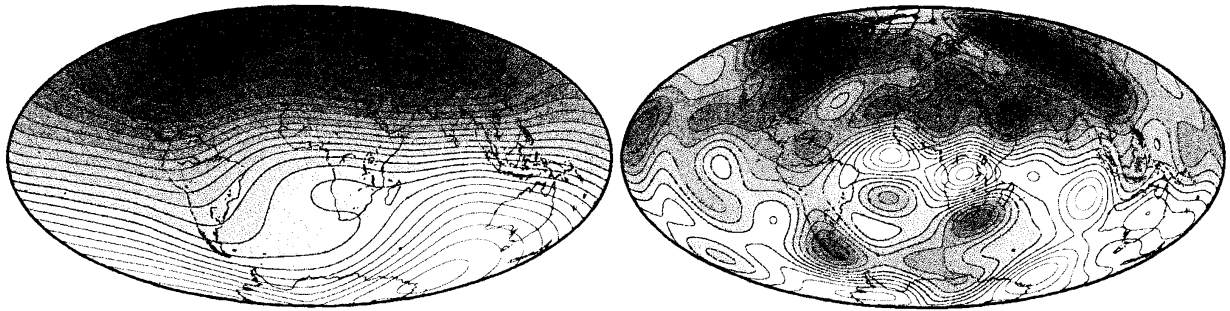


Fig. 1: (左) 地球表面及び (右) 核表面における地球磁場動径成分の分布. 等高線の間隔は, それぞれ $5 \mu\text{T}$ 及び $100 \mu\text{T}$ である. 白色は正, 黒色は負に対応する.

2.2 MHD ダイナモの基礎方程式

ダイナモ問題における基礎方程式は, Maxwell 方程式及び一般化された Ohm の法則から得られる磁場の誘導方程式, 流体に対する運動方程式, エネルギーの方程式, そして状態方程式である. 流体核が運動するためのエネルギーには核内の放射性元素の崩壊による熱や内核が固化するときの潜熱などの熱エネルギー, 固化の際に放出される軽元素による重力エネルギーなどが候補として考えられているが, ここでは簡単化のために, 熱対流だけを扱うことにする.

Boussinesq 近似された流体に対する連続の式及び Maxwell 方程式から, 速度場 \mathbf{V} 及び磁場 \mathbf{B} は

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1)$$

を満たす. また, 無次元化された基礎方程式は,

$$\partial_t \mathbf{B} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + Pm^{-1} \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (2)$$

$$E \{ \partial_t \mathbf{V} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} \} = -\nabla \varpi - \mathbf{1}_z \times \mathbf{V} + Ra \Theta r_o^{-1} \mathbf{r} + Pm^{-1} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + E \nabla^2 \mathbf{V}, \quad (3)$$

$$\partial_t \Theta + \mathbf{V} \cdot \nabla \Theta = -\mathbf{V} \cdot \nabla T_s + Pr^{-1} \nabla^2 \Theta \quad (4)$$

となる. ここで, ∂_t は時間に対する偏微分, $\mathbf{1}_z$ は回転軸方向の単位ベクトル, \mathbf{r} は位置ベクトル, ϖ は簡略化された圧力, そして Θ は定常温度 T_s からのずれである. 長さのスケールとして外側半径 r_o と内側半径 r_i の球殻の厚さ $d = r_o - r_i$, 時間のスケールとして典型的な粘性拡散時間 d^2/ν (ν は動粘性率), 磁場のスケールとして $(2\Omega\rho\mu\eta)^{1/2}$ (ρ は密度, μ は透磁率, η は磁気拡散率, そして Ω は球殻の角速度), 温度のスケールとして外側境界と内側境界における温度差 ΔT , そして圧力のスケールとして $2\Omega\rho\nu$ が使われている. 無次元数 Ra は Rayleigh 数, E は Ekman 数, Pr は Prandtl 数, そして Pm は磁気 Prandtl 数であり, それぞれ

$$Ra = \frac{\alpha g_o \Delta T d}{2\Omega\nu}, \quad E = \frac{\nu}{2\Omega d^2}, \quad Pr = \frac{\nu}{\kappa}, \quad Pm = \frac{\nu}{\eta} \quad (5)$$

で定義される. ここで, α は体積膨張率, g_o は外側境界における重力, そして κ は熱拡散率である. なお, 状態方程式は運動方程式の浮力項に組み入れられている. 数値計算を実施するときには, 適当な初期条件及び境界条件のもとでこれらの式を時間積分する.

2.3 磁場生成機構

膨大な記憶領域を必要とする計算を高速に行えるようになったことに伴い、1990年代から回転球殻内の3次元MHDダイナモの数値計算を実施できるようになった。その結果、ダイナモ作用の物理過程が理解されるようになった[4][5][6][7][8]。磁場生成の物理過程を理解するためには、性質の良い解を得る方がよい。そのため、実際の地球のものとは大きく異なる無次元数を使用した数値計算の結果は多数ある。例えば、MHDダイナモベンチマーク[9]のケース1では、内核と外核との半径比 $r_i/r_o = 0.35$, $Ra = 50$, $E = 5 \times 10^{-4}$, $Pr = 1$, そして $Pm = 5$ という無次元数に対し、ある初期条件及び境界条件に対する数値計算の結果(球殻全体の平均値として運動エネルギー、磁気エネルギー、パターンの移動速度や局所的な速度場及び磁場の値)が比較されている。Rayleigh数が臨界値 Ra_{cr} の約2倍というように小さいので、速度場や磁場のパターンが経度方向に移動する以外は解が定常状態になっている。

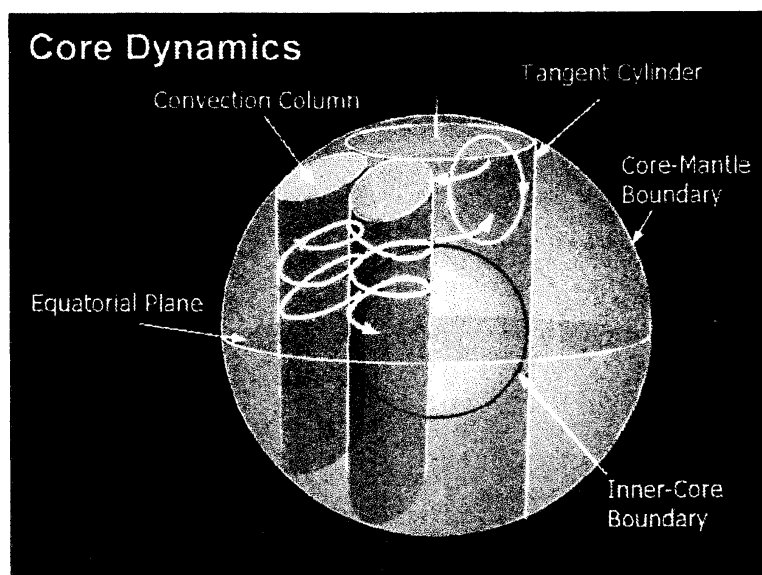


Fig. 2: コアダイナミクスの概要図。

速度場および磁場の構造について特徴的なことを以下に示す。 E が小さい、すなわち回転の影響が強いために、流れは回転軸方向に一様になる傾向がある。外核は、内核に赤道で接して回転軸に平行な円筒(タンジェントシリンダ)の外側、その内側の北部と南部という3つの領域に分割される(Fig. 2)。タンジェントシリンダの外側では回転軸に平行な柱状対流が起き、対流セル内では螺旋状の流れが生じる。磁場はこのような流れによって生成・維持される。赤道面に平行な面($z = 0.19$)における速度場および磁場の分布をFig. 3に示す。赤道面付近では渦度 $\omega = \nabla \times \mathbf{V}$ の z 成分 ω_z が負の対流セル、つまり北極側から見たときに時計回りに流れている対流セルに磁力線が集中していることがわかる。外側境界付近では $\omega_z > 0$ の対流セルに磁場が集中し、そこで磁束斑を生じる。Fig. 1(右)において地球磁場が集中しているところはタンジェントシリンダのすぐ外側に位置し、地球核内の柱状対流セルの端に対応しているのかもしれない[3]。ただしこのようなコアダ

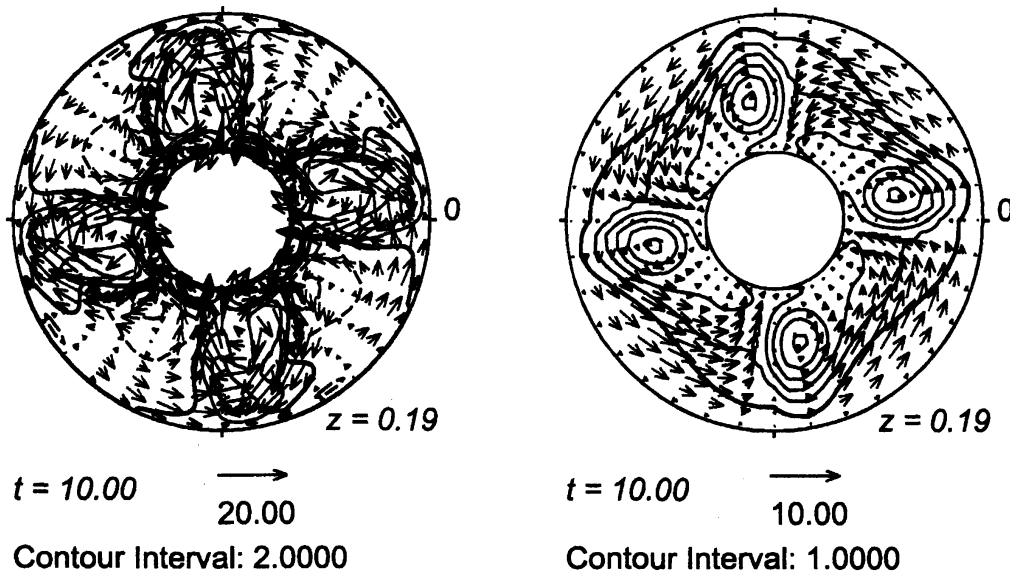


Fig. 3: 赤道面 ($z = 0$) に平行な面 ($z = 0.19$) における北極側から見た (左) 速度場及び (右) 磁場の分布. 面に平行な成分は矢印で, そして面に垂直な成分は等高線で表されている. ここで実線は正 ($+z$ 方向), 破線は負, そして太線は 0 を示す.

イナミクスに関する説明は簡単化されたものであり, 実際にはもっと複雑である.

さらに地球磁場生成機構の理解を深めるためには, 現実の地球に対応する無次元数を使用し, 実地球環境における MHD ダイナモの数値計算を実施することが必要である. しかしながら極めて困難でもある. 主な理由は核流体の分子拡散率が非常に小さいことにある. $\nu \sim 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ と見積もられている分子拡散率に対する Ekman 数は $E \sim 10^{-15}$ となり, 非常に小さいスケールに対する解像度が要求される. そのため, 大規模な場だけを数値計算に取り入れるために, 乱流輸送を考慮した非常に大きな渦拡散率が採用されている. ただし, 地球の自転, 強い磁場, そして重力の方向によって地球核内の乱流輸送は非等方的である [10][11]. しかしながら, ダイナモ過程に対するその影響はまだ理解されていない. 現実的な渦拡散率をモデル化して数値計算に取り入れていく必要がある.

3 地球核内乱流

前述のとおり, 地球流体核の分子拡散率は非常に小さいので, 乱流状態にあると考えられている. 乱流のように小さなスケールの現象をグローバルな MHD ダイナモの数値計算に取り入れることは, 少なくとも今は不可能である. しかしながら, その影響を無視することはできない. 核内の大規模なエントロピーや組成の拡散を支配しているものは, 分子拡散ではなく乱流による渦拡散だからである. したがってグローバルな MHD ダイナモの数値計算に渦拡散の影響を取り入れるため, 計算格子スケール以下の現象をモデル化することが必要である.

3.1 非等方性

地球核内乱流の直接数値計算を実施するために、流体核内の小さな領域を周期境界を持つ直方体で表現する。地球回転軸方向を z 方向、経度方向を y 方向とする局所的なデカルト座標系を使用し、乱流を駆動する浮力場として一様温度勾配、そしてダイナモ作用によって生成されている一様磁場 $\mathbf{B}_0 = 1_B \mathbf{B}_0$ (B_0 は定数) を与える。また、計算領域の核内での位置を 1_z と $-g = 1_r g$ とのなす角 λ で表す (Fig. 4)。

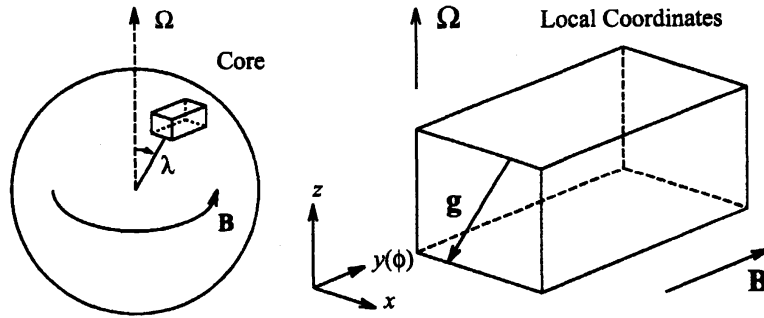


Fig. 4: 計算領域の概略図.

速度場、磁場、温度、そして圧力を計算領域に対する平均部分 ($\bar{\quad}$ で示す) と変動部分 (小文字で示す) とに分離する。

$$\mathbf{V} = \bar{\mathbf{V}} + \mathbf{v}, \quad \mathbf{B} = \bar{\mathbf{B}} + \mathbf{b}, \quad \Theta = \bar{\Theta} + \theta, \quad P = \bar{P} + p \quad (6)$$

ここでは計算領域は平均流とともに動き $\bar{\mathbf{V}} = \mathbf{0}$ とする。無次元化するためのスケールとして、長さに対して計算領域の z 方向の長さ a 、時間に対して a^2/η 、速度に対して η/a 、磁場に対して B_0 、圧力に対して $2\Omega\rho\eta$ 、そして温度に対して βa (β は一様温度勾配) を取ると、解くべき方程式は

$$\partial_t \mathbf{b} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{b} = \{(\mathbf{1}_B + \mathbf{b}) \cdot \nabla\} \mathbf{v} + \nabla^2 \mathbf{b} \quad (7)$$

$$\varepsilon_\eta \{\partial_t \mathbf{v} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}\} = -\nabla p - \mathbf{1}_z \times \mathbf{v} + \Lambda (\nabla \times \mathbf{b}) \times (\mathbf{1}_B + \mathbf{b}) + Ra \theta \mathbf{1}_r + \varepsilon_\nu \nabla^2 \mathbf{v} \quad (8)$$

$$\partial_t \theta + \mathbf{v} \cdot \nabla \theta = -\mathbf{v} \cdot \nabla \bar{\Theta} + Pq \nabla^2 \mathbf{b} \quad (9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{b} = 0 \quad (10)$$

となる。無次元数 Ra は Rayleigh 数、 Λ は Elsasser 数、 ε_ν は Ekman 数、 ε_η は Rossby 数、そして Pq は Roberts 数であり、それぞれ

$$Ra = \frac{g\alpha\beta a^2}{2\Omega\eta}, \quad \Lambda = \frac{B_0^2}{2\Omega\eta\mu_0\rho}, \quad \varepsilon_\nu = \frac{\nu}{2\Omega a^2}, \quad \varepsilon_\eta = \frac{\eta}{2\Omega a^2}, \quad Pq = \frac{\kappa}{\eta} \quad (11)$$

で定義される。(7)-(9) を解くために有限体積法を使用し、(10) を満足するように Poisson 方程式を解くために多重格子法を使用する [11].

ここでの主要な目的は $\bar{\theta}$ に対する渦拡散をモデル化することである。無次元化されていない θ に対する式の平均部分

$$\partial_t \bar{\theta} + (\bar{\mathbf{V}} \cdot \nabla) \bar{\theta} + \overline{(\mathbf{v} \cdot \nabla) \theta} = \kappa \nabla^2 \bar{\theta} \quad (12)$$

において乱流熱輸送は乱流熱流束 $\mathbf{I} = \overline{\theta \mathbf{v}}$ を使って $\overline{(\mathbf{v} \cdot \nabla) \theta} = \nabla \cdot \mathbf{I}$ と書ける。さらに局所乱流近似では渦拡散テンソル κ^t を使って

$$\mathbf{I} = -\kappa^t \cdot \nabla \bar{\theta} \quad (13)$$

と表される。よって直接数値計算を実施して \mathbf{I} を調べる。

数値計算結果の例を Fig. 5 に示す。 \mathbf{I} の3成分 (I_x, I_y, I_z) の時間変化を xy 平面, yz 平面, そして zx 平面に投影したものである。使用されているパラメータは $\varepsilon_\nu = 10^{-3}$, $\varepsilon_\eta = 10^{-2}$, $Pq = 10^{-1}$, $\Lambda = 10$, $Ra = 240 \sim 27Ra_{cr}$, そして $\lambda = \pi/6$ であり, $\Omega = 7.29 \times 10^{-5}$ rad/s, $\eta = 10\nu = 10\kappa = 1.46$ m²/s, $a = 10^3$ m, $\rho = 1.1 \times 10^4$ kg/m³, そして $B_0 = 5.42$ mT に対応する。また, $-\nabla \bar{\theta}$ 方向の単位ベクトル $\mathbf{1}_\theta = \mathbf{1}_r$, そして $\mathbf{1}_B = \mathbf{1}_y$ とされている。 Fig. 5 から I_x, I_y, I_z は時間とともに大きく変動していることがわかる。しかし \mathbf{I} の大きさとして I , 方向として Ψ 及び Φ を

$$I = (I_x^2 + I_y^2 + I_z^2)^{1/2}, \quad \Psi = \tan^{-1}((I_x^2 + I_y^2)^{1/2}/I_z), \quad \Phi = \tan^{-1}(I_y/I_x) \quad (14)$$

のように定義すると, I の変化は大きいが Ψ 及び Φ の変化は小さいといえる。つまり \mathbf{I} は選択的な方向を持っている。選択的な方向は無次元数や λ に依存し, 回転及び磁場の影響により $\Psi > \lambda$ となる傾向がある。この例では Ψ の平均値 = $63.6^\circ > 30^\circ$ である。

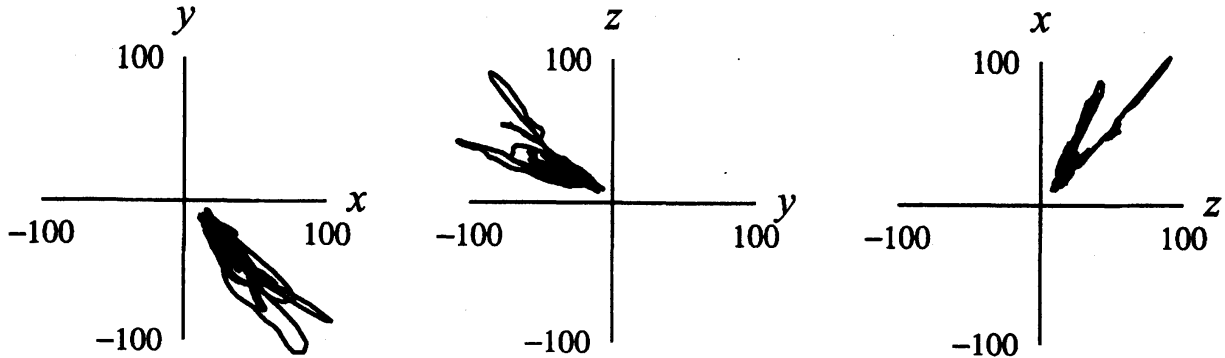


Fig. 5: 左から xy 面, yz 面そして zx 面に投影された \mathbf{I} の時間変化。

3.2 モデル化

乱流熱流束 $\mathbf{I} = \overline{\theta \mathbf{v}}$ を2次以下の平均化された乱流諸量で完結することによってモデル化する [12][13][14]。以後, 添字に Einstein の総和規約を使う。誘導方程式 (7) において,

磁気拡散率は運動量や熱の拡散率よりも大きいので磁場の時間変化を無視し、一様磁場 B_0 は強いので非線形項も無視すると

$$b_i = ik_B k^{-2} v_i \quad (15)$$

となる。ここで $\partial_z = ik_z$ のように波数ベクトルの成分が使われており、 $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$ である。(8) と θ の積、(9) と $\varepsilon_\eta v_i$ の積、そして (15) を使用すると

$$\begin{aligned} \varepsilon_\eta \partial_i (\theta v_i) = & -\varepsilon_\eta v_i v_j \partial_j \bar{\theta} - \varepsilon_\eta \partial_j (v_i v_j \theta) - \partial_i (\theta p) + p \partial_i \theta - (\mathbf{1}_z \times \theta \mathbf{v})_i + Ra \theta^2 (\mathbf{1}_r)_i \\ & - \Lambda k_B^2 k^{-2} \theta v_i + \partial_j (Pq \varepsilon_\eta v_i \partial_j \theta + \varepsilon_\nu \theta \partial_j v_i) - (Pq \varepsilon_\eta + \varepsilon_\nu) (\partial_j v_i) (\partial_j \theta) \end{aligned} \quad (16)$$

となる。ただし、Lorentz 力項では線形部分のみが含まれている。計算領域に対して (16) の平均を取る。圧力温度勾配項 $\overline{p \partial_i \theta}$ に対して、Poisson 方程式

$$-\partial_k \partial_k p = \varepsilon_\eta \partial_j \partial_k (v_j v_k) + \partial_k (\mathbf{1}_z \times \mathbf{v})_k - Ra \partial_k \theta (\mathbf{1}_r)_k \quad (17)$$

の解を使用すると

$$\overline{p \partial_i \theta} = -C_{p\theta} \overline{\theta v_i} + \frac{1}{3} (\mathbf{1}_z \times \overline{\theta \mathbf{v}})_i - \frac{1}{3} Ra \overline{\theta^2} (\mathbf{1}_r)_i \quad (18)$$

が得られる [12]。ここで $C_{p\theta}$ には乱流散逸と乱流運動エネルギーが含まれている。分子拡散項は

$$\partial_j (Pq \varepsilon_\eta \overline{v_i \partial_j \theta} + \varepsilon_\nu \overline{\theta \partial_j v_i}) = \frac{1}{2} (Pq \varepsilon_\eta + \varepsilon_\nu) \partial_j \partial_j \overline{\theta v_i} \quad (19)$$

と近似される。散逸項 $-(Pq \varepsilon_\eta + \varepsilon_\nu) \overline{(\partial_j \theta) (\partial_i v_j)}$ は通常 0 とされてる [12]。また $\partial_j \partial_j \overline{\theta v_i} = -(2k)^2 \overline{\theta v_i}$ と書くと、計算領域で平均された (16) は

$$\begin{aligned} \varepsilon_\eta \partial_i \overline{\theta v_i} = & -\varepsilon_\eta \overline{v_i v_j} \partial_j \bar{\theta} - \frac{2}{3} (\mathbf{1}_z \times \overline{\theta \mathbf{v}})_i + \frac{2}{3} Ra \overline{\theta^2} (\mathbf{1}_r)_i \\ & - \{C_{p\theta} + \Lambda k_B^2 k^{-2} + 2k^2 (Pq \varepsilon_\eta + \varepsilon_\nu)\} \overline{\theta v_i} \end{aligned} \quad (20)$$

となる。浮力項に現れている $\overline{\theta^2}$ も同様にモデル化すると、

$$\partial_i \overline{\theta^2} = -2 \overline{\theta v_j} \partial_j \bar{\theta} + Pq \partial_j \partial_j \overline{\theta^2} - 2Pq \overline{(\partial_j \theta) (\partial_j \theta)} \quad (21)$$

となる。時間的に平均化された量を必要としているので、(21) において定常とし ($\partial_t \rightarrow 0$)、また散逸項を無視すると

$$\overline{\theta^2} = -\frac{1}{2Pqk^2} \overline{\theta v_j} \partial_j \bar{\theta} \quad (22)$$

である。(20) においても定常とすれば、

$$\left\{ \gamma_* \delta_{ik} + \frac{2}{3} \varepsilon_{izk} + \frac{1}{3} \frac{Ra}{Pqk^2} (\mathbf{1}_r)_i \partial_k \bar{\theta} \right\} I_k = -\varepsilon_\eta \overline{v_i v_j} \partial_j \bar{\theta} \quad (23)$$

が得られる [14]。ここで $\gamma_* = C_{p\theta} + \Lambda k_B^2 k^{-2} + 2k^2 (Pq \varepsilon_\eta + \varepsilon_\nu)$ 、 δ_{ik} は Kronecker の δ 記号、そして ε_{ijk} は交替テンソルである。

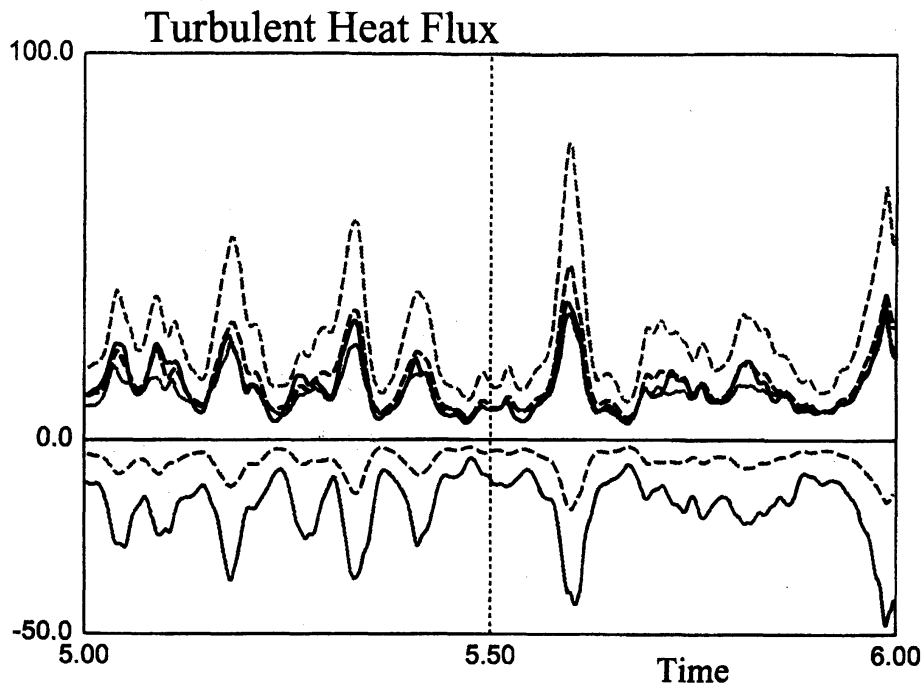


Fig. 6: 乱流熱流束の時間変化 ($\lambda = \pi/6$, $Ra = 120$, $\Lambda = 10$, $\varepsilon_\nu = 10^{-3}$, $\varepsilon_\eta = 10^{-2}$, $Pq = 10^{-1}$, $\mathbf{1}_B = \mathbf{1}_y$, $\mathbf{1}_\theta = \mathbf{1}_r$). I_x が黒, I_y が灰, そして I_z がさらに薄い灰色で示されている. 実線が直接数値計算の結果, そして破線が2次モーメント量完結モデルからの推定値である.

(23) によって表された乱流熱流束 I を直接数値計算の結果 ($\lambda = \pi/6$, $Ra = 120$, $\Lambda = 10$, $\varepsilon_\nu = 10^{-3}$, $\varepsilon_\eta = 10^{-2}$, $Pq = 10^{-1}$, $\mathbf{1}_B = \mathbf{1}_y$, $\mathbf{1}_\theta = \mathbf{1}_r$) と比較する. Fig. 6 に I_x (黒), I_y (灰), そして I_z (さらに薄い灰色) の時間変化を示す. 実線が直接数値計算の結果, そして破線が2次モーメント量完結モデルからの推定値である. ただし, Reynolds 応力 $\overline{v_i v_j}$ の値は直接数値計算の結果が使用されている. I_x は非常によく一致するが, I_y はモデルの値が小さく, I_z はモデルの値がやや大きい. さらにモデルを修正すべきだが, このように単純なモデルであっても, 直接数値計算の結果よく一致しているといえる. 今後, グローバル MHD ダイナモ数値計算に取り入れられるように, Reynolds 応力も含めたモデル化が必要である.

これまでは一様温度勾配 $\nabla\bar{\theta}$ と重力 \mathbf{g} が平行である場合を取り扱った. つまり渦拡散テンソルの要素のうち $\kappa^t \cdot \mathbf{1}_r$ に注目したことになる. しかし, 一般には平行ではない. Fig. 7 に $\lambda_g = \pi/6$ と $\lambda_g = \pi/3$ に対して I の λ_g 依存性を示す (他のパラメータは Fig. 6 と同じ). ここで $\lambda_g = \cos^{-1}(\mathbf{1}_z \cdot \mathbf{1}_r)$ 及び $\lambda_\theta = \cos^{-1}(\mathbf{1}_z \cdot \mathbf{1}_\theta)$ である. λ_g と λ_θ との差が 90° 以上の場合, 明らかに I が小さくなるのがわかる. 乱流熱流束による散逸を Q は重力ベクトル \mathbf{g} を用いて $Q = -\mathbf{g} \cdot \mathbf{I}$ と表せる. 不安定な領域では $Q > 0$ となる. 一方 $Q = \mathbf{g} \cdot \kappa^t \cdot \nabla\bar{\theta} < 0$ となる場合には, エントロピー増加に反してしまう. このような領域では局所的に安定であり, $I = 0$ となるべきである. つまり $\kappa^t = 0$ とするべきである [15]. 渦拡散テンソルにはこのようなことも反映されなければならない.

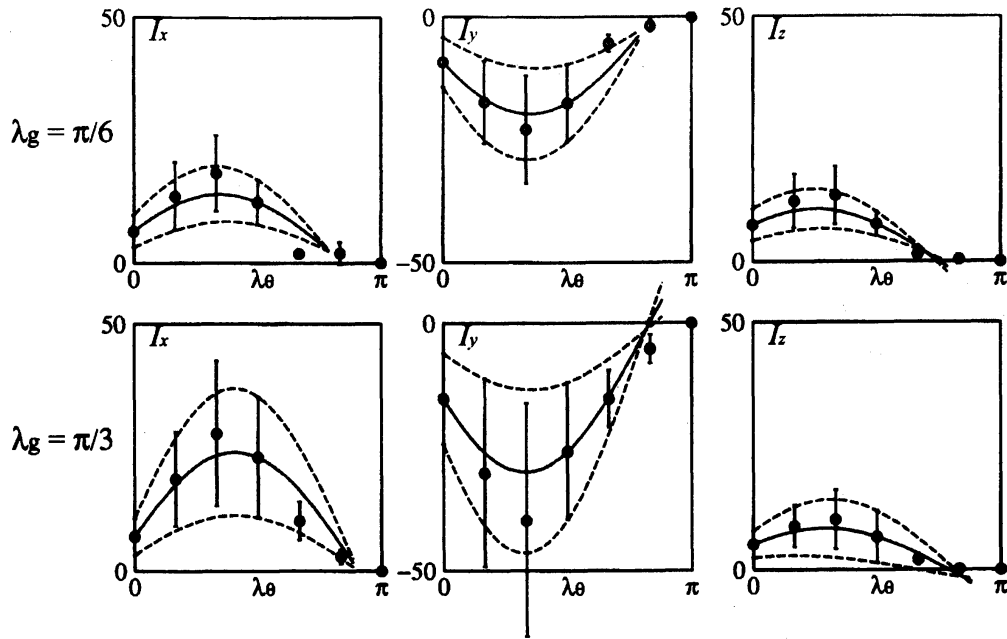


Fig. 7: I の λ_θ 依存性. 時間平均値と標準偏差がプロットされている. 実線及び破線は $\lambda_\theta = 0$ 及び $\lambda_\theta = \pi/2$ の値から予想される I の λ_θ 依存性である.

4 おわりに

ここでは地球磁場生成機構及び地球流体核内の乱流輸送について述べてきた. 地球回転や強い磁場の影響によって非常に非等方的である渦拡散テンソルがグローバル MHD ダイナモにどのような影響を与えるかは, 近い将来, 明らかにされるであろう. しかしながら, MHD 乱流輸送モデルの検証も必要である. この点において, ナトリウムやガリウムなどの液体金属を使用した MHD ダイナモ実験 [16][17][18] が実施されつつあることは, モデルの検証に役立つであろう. 実験では使われている器具の大きさで規定されるすべてのスケールで物理現象が生じるからである. 今後は, グローバル MHD ダイナモ数値計算で使用される格子スケール以下の現象をモデル化するときには, モデルを MHD 乱流に対する直接数値計算の結果と比較するとともに, MHD ダイナモ実験の結果も参照していくことが重要になると考えられる.

参考文献

- [1] Merrill, R. T., M. W. McElhinny, and P. L. McFadden, *The Magnetic Field of the Earth*, Academic Press, 1996.
- [2] Mandea, M. and S. Macmillan, International Geomagnetic Reference Field—the eighth generation, *Earth Planets Space*, **52**, 1119–1124, 2000.
- [3] Gubbins, D. and J. Bloxham, Morphology of the geomagnetic field and implications for the geodynamo, *Nature*, **325**, 509–511, 1987.
- [4] Glatzmaier, G. A. and P. H. Roberts, A three-dimensional self-consistent computer simulation of a geomagnetic field reversal, *Nature*, **377**, 203–209, 1995.

- [5] Glatzmaier, G. A. and P. H. Roberts, A three-dimensional convective dynamo solution with rotating and finitely conducting inner core and mantle, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **91**, 63–75, 1995.
- [6] Kuang, W. and J. Bloxham, An Earth-like numerical dynamo model, *Nature*, **389**, 371–374, 1997.
- [7] Roberts, P. H. and G. A. Glatzmaier, Geodynamo theory and simulations, *Rev. Mod. Phys.*, **72**, 1081–1123, 2000.
- [8] Takahashi, T., J. S. Katayama, M. Matsushima, and Y. Honkura, Effects of boundary layers on magnetic field behavior in an MHD dynamo model, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **128**, 149–161, 2001.
- [9] Christensen, U. R., J. Aubert, P. Cardin, E. Dormy, S. Gibbons, G. A. Glatzmaier, E. Grote, Y. Honkura, C. Jones, M. Kono, M. Matsushima, A. Sakuraba, F. Takahashi, A. Tilgner, J. Wicht, K. Zhang, A numerical dynamo benchmark, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **128**, 25–34, 2001.
- [10] Braginsky, S. I. and V. P. Meytlis, Local turbulence in the Earth's core, *Geophys. Astrophys. Fluid Dynam.*, **55**, 71–87, 1990.
- [11] Matsushima, M., T. Nakajima, and P. H. Roberts, The anisotropy of local turbulence in the Earth's core, *Earth Planets Space*, **51**, 277–286, 1999.
- [12] 河村 洋, 乱流のモデリング, 新編 伝熱工学の進展, 第2巻, 1–107, 養賢堂, 1995.
- [13] Yoshizawa, A., *Hydrodynamic and Magnetohydrodynamic Turbulent Flows*, Kluwer Acad. Pub., Dordrecht, 1998.
- [14] Matsushima, M., Expression of turbulent heat flux in the Earth's core in terms of a second moment closure model, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **128**, 137–148, 2001.
- [15] Braginsky, S. I. and P. H. Roberts, Equations governing convection in Earth's core and the geodynamo, *Geophys. Astrophys. Fluid Dynam.*, **79**, 1–97, 1995.
- [16] Gailitis, A., O. Lielausis, E. Platacis, S. Dement'ev, A. Ciferons, G. Gerbeth, T. Gundrum, F. Stefani, M. Christen, and G. Will, Magnetic field saturation in the Riga dynamo experiment, *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 3024–3027, 2001.
- [17] Rädler, K.-H., M. Rheinhardt, E. Apstein, and H. Fuchs, On the mean-field theory of the Karlsruhe dynamo experiment, I. Kinematic theory, *Magnetohydrodynamics*, **38**, 41–71, 2002.
- [18] Cardin, P., D. Brito, D. Jault, H.-C. Nataf, and J.-P. Masson, Towards a rapidly rotating liquid sodium dynamo experiment, *Magnetohydrodynamics*, **38**, 177–189, 2002.