

低エクマン数領域における地球ダイナモシミュレーション*

陰山 聡[†] (KAGEYAMA Akira)

宮腰 剛広[‡] (MIYAGOSHI Takehiro)

海洋研究開発機構 地球シミュレータセンター (Earth Simulator Center, JAMSTEC)

(2008年11月19日)

1 はじめに

この研究の最終的な目的は、地球磁場の起源を理解することである。コンパスがなぜ北を指すのか、と問われれば、地球が双極子磁場を持っているから、というのが最初の答えであろうが、ではなぜ地球が双極子磁場を持っているのかと重ねて問われたら、それに対して満足のいく答えを我々は未だ持っていない。ただ、地球内部の液体金属が磁気流体力学 (MHD) ダイナモ作用を通じて双極子磁場が作っている、ということまでは確信を持って答えることができる。

地球の内部は二層に分かれている (図1)。外側は岩石でできたマントル層、内側は主に鉄でできた核 (コア) の層である。核自体も二層に分かれており、外側は外核、内側は内核と呼ばれる。外核は液体、内核は固体状態であることが地震波の観測から確認されている。

地球磁場の源は外核の液体鉄である。この外核で MHD ダイナモ作用が働いて (第一近似では) リング状に電流が流れているために地球は双極子磁場を持つ。地球表面で測った磁場の強さから外核中を流れるこのリング状電流の強さを概算すると約10億アンペアになる。この莫大なリング状電流が今この瞬間にも我々の足下3000キロメートル以上の深さで西向きに流れているのでコンパスのN極の針が北を指す。

この電流の自由減衰時間 τ_η のオーダーを見積もってみる。外核の液体鉄の電気抵抗は $\eta = 2 \text{ m}^2/\text{s}$ 、外核の半径 r_o は $3.5 \times 10^6 \text{ m}$ であることから、 $\tau_\eta \sim r_o^2/\eta \sim 1 \times 10^{13} \text{ s}$ なので、駆動源がなければO(10万年)で地球磁場は減衰するはずである。地球は、その46億年の長い歴史の中でかなり若い時代から磁場を持ち続けてきたことが様々な地球科学的なデータから確かとされているので、外核中の電流はこのオーム散逸に対抗するために常に作られ続けているはずである。地球の外核で起きているこの電流の発生—つまり発電 (ダイナモ)—を地球ダイナモという。

地球ダイナモは地球外核の液体鉄を媒体とした MHD ダイナモの一種である。双極子磁場という自然界で磁場がとり得る最も単純な構造を自分自身で作りに上げているという意味で、地球ダイナモは自然界で見られる創発現象の興味深い例とも言える。地球科学としてだけでなく、MHD 物理の研究対象として地球ダイナモが強い興味を引く理由はここにある。

地球の電流あるいは磁場生成の直接のエネルギー源は、外核液体鉄の流れである。その流れを駆動している主な要因として熱対流が考えられているが、それ以外にも組成対流、歳差運動による流れなど様々な可能性が検討されており、未だ確定はしていない。現実にはこれらが複合して外核に流れを作り出しているであろう。しかし、MHD 物理として地球ダイナモを理解する立場からはその流れの駆動要因は重要ではない。

双極子磁場の自発的な生成に加えて、地球磁場に関してもう一つ確認されている不思議な事実は、双極子モーメントの向き、即ちN極とS極の位置が短い時間に (非周期的に) 突然反転するという現象である。最近500万年ほどの間では平均すれば2, 30万年に一度、地球の磁気的な南北は逆転してきた。一番最近の

*九州大学応用力学研究所 研究集会「乱流現象及び多自由度系の動力学、構造と統計法則」2008年11月14日講演

[†]kage@jamstec.go.jp

[‡]miyagoshi@jamstec.go.jp

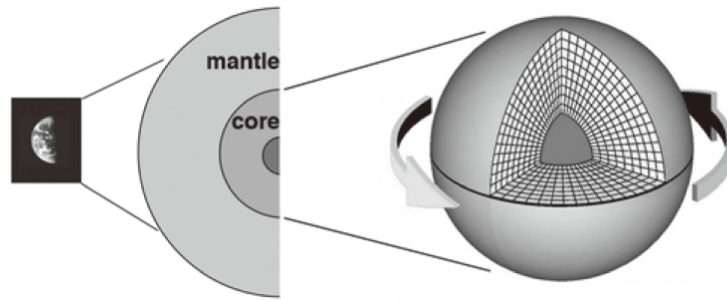


図 1: 地球の構造とシミュレーションモデル

逆転は 78 万年前に起きた。今の双極子磁場もいつか逆転することは確実である。双極子磁場の自発的な生成とその逆転を理解することが地球ダイナモ研究の大きな目標である。

2 地球ダイナモシミュレーション

地球の外核を想定し、二つの同心球面に挟まれた球殻状の領域を考える。その中に電気伝導性流体 (MHD 流体) が入っている。内側の球面 (半径 $r = r_i$) は高温、外側の球面 (半径 $r = r_o$) は低温に保たれている。球の中心方向に重力がはたらき、二つの球殻は同じ角速度 Ω で回転する。温度差が十分に大きければ (レイリー数 Ra が十分高ければ) 内部の流体は熱対流運動し、MHD ダイナモ機構によって、対流の運動エネルギーが磁場のエネルギーに変換され、磁場が生成される。

比較的低い解像度で十分であればこの問題を数値的に解くのはそれほど難しいものではない。我々も含めて世界中のグループが地球ダイナモシミュレーションに挑戦し、双極子磁場の自発的な生成やその非周期的逆転現象を計算機の中で再現することに成功した [1]。こうした研究を通じて、双極子磁場の自発的な生成とその逆転という現象は、マンツルの影響など外部に複雑な要因を求める必要はなく、MHD 方程式に内在する性質であるということが示されたことは、計算科学としての地球ダイナモシミュレーション研究の大きな成果であると我々は考えている。

スーパーコンピュータの進歩に伴い、地球ダイナモシミュレーションも着実に進歩してきた。その進歩の指標の一つとしてよく使われるのは、無次元量の一つであるエクマン数 $Ek = \nu / 2\Omega r_o^2$ である。(ν は動粘性率。) エクマン数 Ek は、運動方程式の中の粘性力とコリオリ力の比である。地球外核の Ek は $O(10^{-15})$ 程度と見積もられる。つまり外核は回転の影響を非常に強く受けた回転対流系である。 10^{-15} という値は、倍精度浮動小数点数の精度の限界に近い。これほど小さな無次元量を持つ系を直接数値シミュレーション (DNS) で解くのは現在のスーパーコンピュータでも難しい。エクマン数が ν に比例することからもわかるように、エクマン数を小さくした計算を実行するには高い空間解像度が要求される。回転流体系に現れる境界層 (エクマン層) の厚さがエクマン数の平方根に比例することからもそれはわかる。

1990 年代に我々が地球ダイナモシミュレーション研究を始めたとき、計算で用いたエクマン数は $Ek = O(10^{-4})$ であった。それでも回転の効果が卓越する対流系 [2] や、MHD ダイナモ系 [3] の特徴は十分に再現することができた。そして、スーパーコンピュータの進歩と共にエクマン数を始めとする新たなパラメータを開拓することで、双極子磁場の自発的な生成 [4] や、その逆転 [5, 6, 7] など、地球磁場の特徴的な性質を計算機の中で少なくとも定性的に再現することに成功した。

スーパーコンピュータの進歩と共に、地球ダイナモシミュレーションで使われるエクマン数はゆっくりとではあるが着実に小さくなっていった。例えば地球シミュレータを使った高橋らの長時間計算 [8] では、J. B. Taylor が予言したエクマン数が小さい領域で見られるコリオリ力とローレンツ力のバランス [9] を世

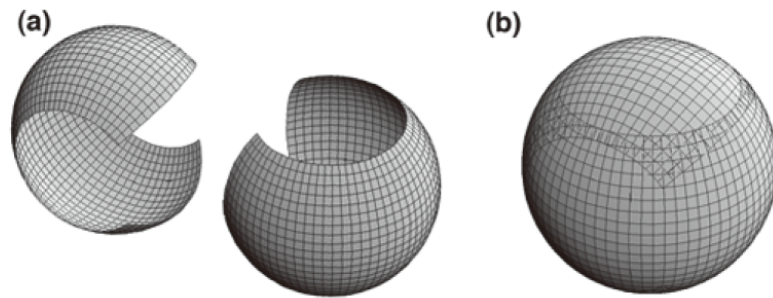


図 2: インヤン格子。(a) 二つの合同要素格子。(b) 相補的に組み合わせて球面を覆う。

界で最初に確認した。地球ダイナモシミュレーション研究の世界は、最先端のスーパーコンピュータを駆使していかに小さなエクマン数を実現するかという競争という面もある。我々は2003年頃から、地球シミュレータを限界まで使った最高解像度の（即ち最小エクマン数の）地球ダイナモシミュレーションを実行することを目標とし、研究を進めてきた。

3 インヤン格子

地球シミュレータは全部で640ノード、プロセッサの総数は5120個からなる大規模な並列計算機である。一本の計算ジョブで許される最大の規模は512ノード（4096プロセッサ）までという制限が設けられている。4096個のプロセッサを駆使した大規模な並列計算を行うために、我々は新しい球面格子のデザインから始めた。

地球ダイナモシミュレーションで用いられる空間離散化手法としては球面調和関数を基底関数としたスペクトル法が長年主流であったが、この手法は大規模な並列計算機には向かないので、近年では有限体積法 [10] や有限要素法 [11, 12]、有限差分法などに基づく地球ダイナモシミュレーションコードが開発されている。

我々は当初から有限差分法を採用していた。我々が用いていた計算格子は通常将球座標に基づく、いわゆる緯度経度格子であった。球座標 (r, θ, ϕ) の極 $(\theta = 0, \pi)$ は座標特異点となっているので、緯度経度格子を使った数値計算には主に二つの問題が存在する。一つは極の上の問題、もう一つは極の近くの問題である。

極の上は座標特異点（みかけの特異点）になっているため、MHD 方程式をそのまま差分化するわけにはいかない。これを解決するには、格子点を極の上に置かず半グリッドだけずらして置く方法 [2] と、ロピタルの定理を用いて基本方程式（今の場合は MHD 方程式）をみかけの特異点がない形に変形し、それを差分化する方法 [3] がある。いずれにせよ、球座標の極の上における座標特異点の問題は数値計算上、深刻な問題にはならない。

一方、極の近くの問題点は深刻である。極の近くでは経度方向の格子点間隔が極めて短くなるので、そのまま差分化した方程式を陽的に時間積分すると CFL 条件が極めて厳しくなり、非現実的なほど小さな時間ステップをとる必要がある。通常、この問題を回避するためには球面フィルターと呼ばれる一種のローパスフィルターが使われる。球面フィルターで落とすのは経度方向の波で、落とされる経度方向の波数は緯度に依存し、極に近いほどより低い波数の波がフィルターで捨てられる。実空間で見れば、経度方向の実効的な格子間隔が緯度によらずほぼ一定になるようにフィルターが設定される。

ロピタルの定理と球面フィルターを組み合わせた緯度経度格子法は、我々も長年用いていた地球ダイナモシミュレーションには有効な手法であるが、このコードを地球シミュレータに移植したところ、そこで大きな問題が生じた。それは球面フィルターのせいでコードの並列化率を上げることができないという問題で

あった。

我々の球面フィルターではFFTを使っていた。地球シミュレータで数千個以上のプロセッサを使った大規模な並列FFTを十分な並列化率を保って実現することは難しくはあるが可能で、実際、地球シミュレータを用いた乱流シミュレーションでは実際大きな成果が挙げられている[13]。しかし、我々のコードに必要な機能を持つFFTルーチンとそれを用いた球面フィルターをゼロから開発し、地球シミュレータ向けに最適化していくにはかなりの時間と労力が必要となることが容易に予想された。

たとえ苦労して地球シミュレータ用の高性能・高並列化球面フィルターの開発に成功したとしても、そのフィルターを使ってCFL条件を回避する方法は冷静になって考えてみればかなりの無駄をしていることに気づく。球面を北緯と南緯それぞれ45°の緯度を境に高緯度部分と低緯度部分に分けると、球座標の格子点のうち84%の格子点が高緯度部分に集中し、残りのわずか16%の格子点で低緯度部分を覆っていることがわかる。球面フィルター法を使ったシミュレーションをしている場合には、MHD方程式など基本方程式を差分化した式の演算のうち84%のステップが高緯度領域での計算に費やされ、しかもその結果の大部分の情報を球面フィルターで捨ててしまうという実にもったいないことをしているわけである。

そもそも上述した緯度経度格子の数値計算上の二つの問題（極の上の問題と極の近くの問題）は、どちらも球座標の高緯度部分に存在する問題点である。一方、低緯度部分の領域を見れば、これは数値計算向きの「タチの良い」格子系である。なぜならこれは直交格子であり、格子間隔はほぼ一定であり、メトリックは球座標のものなので、単純かつよく知られているものだからである。

球座標のうち低緯度部分（赤道を挟んで45°Nから45°Sまでの領域）の格子だけを使って球面全体を覆う計算格子を作ったものがインヤン格子（Yin-Yang格子）である。インヤン格子のメリットなど、詳細については論文[16]を見ていただきたいが、ここではインヤン格子が大規模な並列計算に適した格子であるという点だけを強調しておきたい。

インヤン格子は重合格子（Overset gridあるいはChimera grid）の一種である。重合格子法とは、複数の要素格子（部分格子）を使って解くべき領域を覆う手法である[14]。その際、要素格子同士は境界近くで部分的に重複している。それぞれの要素格子の境界条件はお互いに補間しあうことで設定する。

球面上の重合格子には無限のバリエーションが考えられるが、そのうちもっとも単純なものは要素格子の数が最小、即ち二個のものであろう。そして、球面を二つの要素格子で覆う方法もまた無限にあり得るが、その中で最も単純なのは、その二つの要素格子が合同な場合であろう。球面を二つの合同な領域に分割する方法は何通りあるか？すぐにわかるが、その答えは無限である[15]。二つの要素に切り分けるのだからその境界は球面上の閉じた一本の曲線になっているはずである。

球面の合同二分分割曲線の身近な例として野球の硬球の縫い目がある。硬球の表面は2枚の革を縫い合わせて作ってある。その縫い目に沿ってナイフを入れると2枚の革が全く同じ形をしていることがわかる。

重合格子手法では、要素格子同士の重なり合いを最初から仮定しているので野球のボールの革のようにおたがい同士ピッタリとはまるようにする必要はない。数値計算上もっとも都合によい形状になるよう重なり合う部分を自由に設定すればよい。

通常の球座標のうち、緯度方向に赤道を挟んで南北45°ずつの領域を切り取り、経度方向には（360°ではなく）270°切り取った領域を考える。これは球座標の計算空間では長方形の領域であり、緯線と経線にそって格子点を配置すればカーテシアンと同じである。これを一つの要素格子とし、まったく同じものをもう一つ用意して、実空間でひねって組み合わせれば球面全体を覆う。これがインヤン格子である（図2）。一方の要素格子をイン格子、もう一方の格子をヤン格子と呼んでいる。イン格子とヤン格子が空間的に相補的に組み合わせることで球面全体を覆っているわけで、その形状も相補性のシンボルである陰陽（Yin-Yang）の図形を思い起こさせることからこの名前を付けた。

インヤン格子を使ったダイナモシミュレーションコードのベクトル化・並列化手法など技術的な詳細は文献[17]に述べたのでここでは簡単に説明する。ベクトル化は球殻の半径方向にかける。イン格子とヤン格子のそれぞれで水平方向（緯度・経度方向）に2次元領域分割化による並列化を行う。それぞれの要素格子で独自のMPIコミュニケータを構成することでMPI通信を簡略化させる。イン格子、ヤン格子それ

ぞれの水平方向の境界上でのデータは、通常の重合格子手法に従って相互補間で設定する。並列化手法は、ノード内・外ともに MPI である。

我々はインヤン格子を地球ダイナモシミュレーションのために開発したが、インヤン格子はこれまでに、マントル対流 [18, 19] や、大気・海洋大循環コード [20, 21]、画像処理などにも応用されている [22]。

4 シミュレーションモデル

ここで紹介するシミュレーションで用いた計算格子のサイズは 511 (in r) \times 514 (in θ) \times $1,538$ (in ϕ) \times 2 (Yin and Yang) である。ここで r は半径 ($0.3 \leq r \leq 1.0$) を、 θ は余緯度 ($\pi/4 \leq \theta \leq 3\pi/4$) を、 ϕ は経度 ($-3\pi/4 \leq \phi \leq 3\pi/4$) を表す。この格子間隔は外核表面の赤道面上で約 11km に相当し、これは地球ダイナモシミュレーションでは世界最高解像度である。

このシミュレーションでは地球シミュレータの 512 ノード (4096 プロセッサ) を使った。計算速度は約 15 TFLOPS であり、これは理論ピーク性能の 46% に対応する。これほど高い並列化性能はインヤン格子が並列計算に向いていることを証明するものと言える。

基本方程式は以下の規格化された圧縮性 MHD 方程式である。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{f}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{v}\mathbf{f}) - \nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho \mathbf{g} + 2\rho \mathbf{v} \times \boldsymbol{\Omega} + \mu(\nabla^2 \mathbf{v} + \frac{1}{3}\nabla(\nabla \cdot \mathbf{v})), \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla p - \gamma p \nabla \cdot \mathbf{v} + (\gamma - 1)\kappa \nabla^2 T + (\gamma - 1)\eta \mathbf{j}^2 + (\gamma - 1)\Phi, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\mathbf{E}, \quad (4)$$

with

$$\begin{aligned} p &= \rho T, & \mathbf{B} &= \nabla \times \mathbf{A}, & \mathbf{j} &= \nabla \times \mathbf{B}, & \mathbf{E} &= -\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \eta \mathbf{j}, \\ \mathbf{g} &= -g_0/r^2 \hat{\mathbf{r}}, & \Phi &= 2\mu \left(e_{ij} e_{ij} - \frac{1}{3}(\nabla \cdot \mathbf{v})^2 \right), & e_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

ここで ρ は質量密度、 p は圧力、 \mathbf{f} は質量フラックス、 \mathbf{A} は磁場のベクトルポテンシャルを表す。以上が基本変数である。その他、 \mathbf{B} は磁場、 \mathbf{j} は電流密度、 \mathbf{E} は電場である。状態方程式として理想気体の方程式を仮定した。 γ は比熱比、 μ は粘性率、 κ は熱拡散率、 η は電気抵抗を表す。これらの拡散係数は一様・一定を仮定する。 \mathbf{g} は重力加速度、 $\hat{\mathbf{r}}$ は半径方向の単位ベクトル、 g_0 はある定数である。規格化にあたり我々は外側球面の半径 r_o 、その面上での温度 $T(r = r_o)$ 、と質量密度 $\rho(r = r_o)$ をそれぞれ 1 とした。

今回の計算では、プラントル数 Pr と磁気プラントル数 Pm はどちらも 1 とした。圧縮性流体のレイリー数 Ra は深さの関数である [23]。この報告では $Ra(r_i) = 1.5 \times 10^{10}$ の結果を示す。これは対流の臨界レイリー数の 300 倍以上 1000 倍以下であることを数値的に確認した。エクマン数は $Ek = 2.3 \times 10^{-7}$ である。これほど小さなエクマン数での地球ダイナモシミュレーションはこれが世界初である。

速度場の境界条件は粘着 [$\mathbf{v}(r_i) = \mathbf{v}(r_o) = 0$]、ベクトルポテンシャルに対しては、磁場が境界上で半径方向成分しか持たないように設定した。温度 T は境界上で固定、質量密度 ρ に対しては境界上で方程式 (1) を片側差分により解く。

初期条件は対流 ($\mathbf{v} = 0$)、と磁場 ($\mathbf{B} = 0$) のない、熱伝導だけの (不安定) 平衡状態である。シミュレーション開始時に温度場 T とベクトルポテンシャル \mathbf{A} にランダムな弱い攪乱を加える。二つの球面間の温度差が十分に大きければ (レイリー数が十分に高ければ) 熱対流運動が開始し、さらにその流れの運動エネルギーを消費して MHD ダイナモ作用により磁場が生成される。

磁場の成長と比較して対流場の時間発展は比較的早く、速度場が先に飽和する。その後、磁場が成長し、磁場のエネルギーが対流の運動エネルギーの 4 倍ほどになったところで磁場のエネルギーは飽和した。

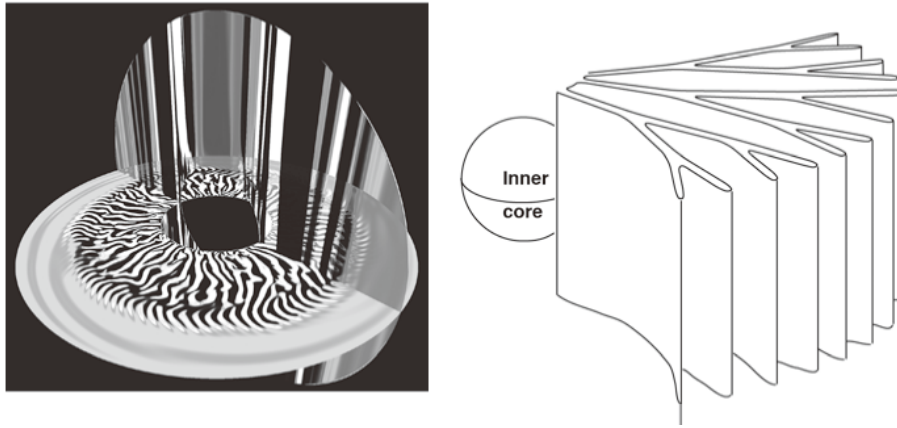


図 3: 外核の対流構造。左の図：渦度の z 方向成分 ω_z の赤道面と子午面断面上の分布。右の図：シート状対流構造の模式図。

5 シミュレーション結果

ここではシミュレーション結果を簡単に紹介する。詳しくは我々の最近の論文 [24] を参照していただきたい。

まずはじめに流れ場の様子から紹介する。図 3 の左には対流が飽和した後の渦度場の自転軸方向成分 ω_z の赤道面上と子午面上の分布を示している。この図が示すように対流は薄いシート状のプルームの集まりになっている。赤道面上の流れの構造を詳しく見ると、経度方向に薄い構造をもったジェット状の上昇流と下降流が交互に並んでいる。ある時刻のスナップショットを見ると、ジェット状の流れが内核から離れるにつれて枝分かれする構造が見える。枝分かれの結果、経度方向のジェット流の幅は回転軸からの距離によらずほぼ一定になっている。この図の子午面断面が示すように渦度場（流れ場）は回転軸方向にほぼ一様になっている。この 2 次元性は強いコリオリ力の影響である。以上の流れ場の特徴を図 3 の右に示した。

一般に、回転球殻中の熱対流運動は円柱状の対流胞の集まりとして組織化されると考えられている [25]。実際、エクマン数が $O(10^{-5})$ 以上の計算機シミュレーションでは円柱状の対流胞が生成される。一方、エクマン数が $O(10^{-6})$ になると対流が円柱状ではなく、プルーム状になることは、Sumita (隅田) と Olson による水を使った回転 (半) 球殻対流の一連の実験 [26, 27, 28, 29] によって示されていた。我々の計算機シミュレーションは彼らの実験結果を確認するものである。

既に述べたとおり、このシート状の対流構造はダイナモ効果をもつ。磁場のエネルギーが作られる場所を $D \equiv -\mathbf{v} \cdot (\mathbf{j} \times \mathbf{B})$ の分布を見ることで調べた。この量 D は流れのエネルギーから磁場のエネルギーへの変換率を示す。面白いことに D の多くは内核から上昇する細いプルームの中に局在することがわかった。そして D が集中したその領域の周りを取り囲むようにして電流が螺旋状に流れている。このような螺旋型の電流構造は普遍的で、電流の場は螺旋構造の集合体として組織化されている。図 4a に多数の点から出発させた電流場の力線、つまり電流線を示す。この図からわかるように電流場は多数の螺旋型の構造の集合体となっている。この螺旋型電流のそれぞれの中心部分で、螺旋を貫くようにしてほぼまっすぐな磁力線が上昇プルームの中に伸びている。その周囲の流れ場を詳しく見たところ、この磁力線はプルームの流体が内核近くで加熱され、浮力によって加速しながら上昇するところで引き延ばされていることがわかった (図 4b)。つまり上昇プルームが磁力線を半径方向 (回転軸から離れる方向) に引き延ばすことで磁場のエネルギーが生成されている。

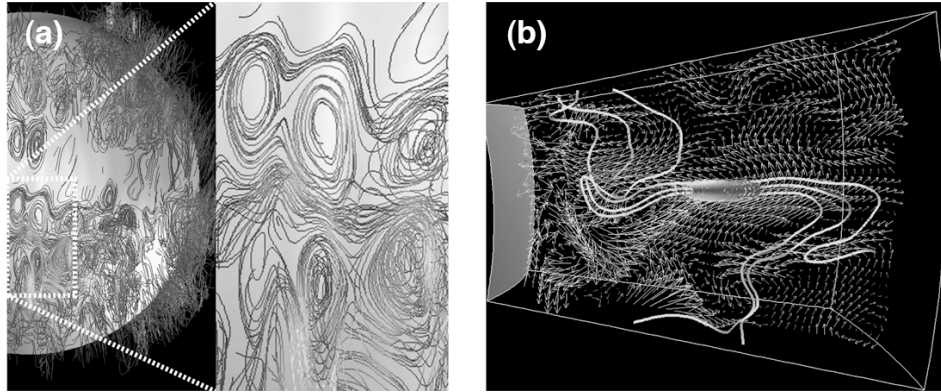


図 4: (a) 螺旋型の電流線が多数分布する電流場。(b) 上昇するプルーム流れ引き延ばされる磁力線。

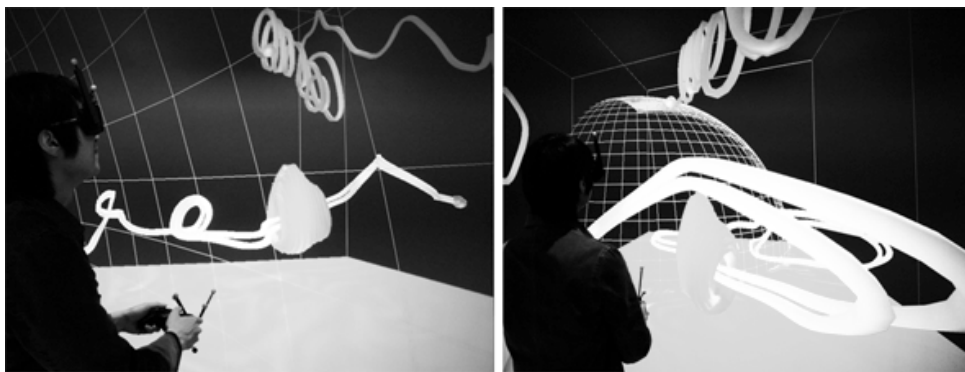


図 5: CAVE 装置の中での VFIVE ソフトによる VR 可視化の様子。

6 可視化手法

この研究の特徴の一つは、地球シミュレータの 512 ノード（4096 プロセッサ）を使った大規模並列計算であるということである。当然ながらその結果として生産される数値データも膨大なものである[§]。データサイズの大きさだけでなく、複数のベクトル場—速度場、渦度場、磁場、電流場の少なくとも 4 つ—に加えて、多数のスカラー場—温度、圧力、磁場エネルギー密度、運動エネルギー密度、電流密度、磁場エネルギー生成率 D 等—を解析しなければいけないという大変さもある。

複雑な構造を持ち、互いに相互作用する複数のベクトル・スカラー場の効率的な可視化には通常の可視化ソフトでは不十分である。そこで今回我々は、我々自身が長年開発を続けてきたバーチャルリアリティ (VR) 技術を応用した可視化プログラム VFIVE [30] を今回のシミュレーション結果の解析に積極的に応用し、そのおかげで解析を効率的に進めることができた。特に螺旋型の電流構造の解析では大きな威力を発揮した。特に一部の螺旋型電流の電流線が閉じた曲面を構成するところを見つけたのは、VR 空間での VFIVE を使った可視化によってであった。VR 可視化がシミュレーション研究の有効な—ほとんど必須の—手段であることを今回の経験を通じて改めて痛感した。我々が開発している VR 可視化ソフト VFIVE の詳細については我々の最近の論文 [31] とそこに引用されている文献を参照していただきたい。

[§] 余裕があれば保存したいデータをかなり捨てているが、それでも 1 回のパラメータランで約 3TB 以上のデータが生産される。

7 まとめ

地球ダイナモの解明を目指し、我々は地球シミュレータを駆使した大規模な地球ダイナモシミュレーションを実施した。エクマン数 Ek が $O(10^{-7})$ という小さな領域に入ると、外核中の対流構造は従来考えられていた円柱状の対流胞構造ではなく、シート状のプルーム構造をとる。シート状のプルーム構造は水を使った隅田らの回転球殻熱対流実験で示されていたもので、我々のシミュレーションは計算機シミュレーションで初めてそれを確認したものである。

水を使った実験ではこのシート状対流構造による MHD ダイナモ効果については当然調べることができない。だが我々のシミュレーションはこのシート状対流が強いダイナモ作用を持つことを示した。

磁場の生成機構は、従来の円柱状対流胞構造が現れる比較的高いエクマン数の下でのダイナモとは異なっていた。内核から外核に向かって上昇するプルームの中に磁力線が局在し、その磁力線が引き延ばされるところで磁場のエネルギーが生成される。その結果、プルーム内にほぼまっすぐな磁力線の束（フラックスチューブ）が生成される。それを電流場で見ると、フラックスチューブの周囲を取り囲むように電流が螺旋型に流れている。この螺旋型電流構造は外核中、至る所に存在するので、磁力線を描いて磁場を構造をみるよりも、電流場の力線を可視化した方が磁場の構造がよくわかる。我々ははじめ、磁力線を無数に描いて磁場を解析しようとしていたが、その複雑さから磁場の全体構造がなかなか把握できなかった。しかし、ある日、電流線を描き始めたところ、とたんに綺麗な螺旋型の電流コイルが多数現れて驚いたという経緯がある。

このような可視化解析には VR 技術を用いた VR 可視化が極めて有効である。高解像度地球ダイナモシミュレーションの研究をさらに発展させると同時に VR 可視化という新しい解析手段の普及にも今後、ますます力を注いでいきたいと我々は考えている。

なお、シート状プルーム対流が飽和したあと、その外側に西向きの帯状流が形成されることがわかっている。この帯状流とその生成機構については現在論文を投稿中であり、その詳細は別の機会に紹介したい。

謝辞

本研究のシミュレーション結果の可視化にあたり地球シミュレータセンターの大野暢亮博士が開発した並列可視化ソフトウェア Armada を使わせていただいた。また、最近、大野博士が VFIVE に組み込んだ Region-of-Interest 機能がデータ解析に大きな役割を果たした。ここに記して感謝する。この研究は科研費 (17540404) と三菱財団助成金の補助を受けた。

参考文献

- [1] Masaru Kono and Paul H. Roberts. Recent geodynamo simulations and observations of the geomagnetic field. *Rev. Geophys.*, 40(4), 2002.
- [2] Akira Kageyama, Kunihiko Watanabe, and Tetsuya Sato. Simulation study of a magnetohydrodynamic dynamo: Convection in a rotating spherical shell. *Phys. Fluids B*, 5:2793–2805, 1993.
- [3] A. Kageyama, T. Sato, K. Watanabe, R. Horiuchi, T. Hayashi, Y. Todo, T.H. Watanabe, and H. Takamaru. Computer simulation of a magnetohydrodynamic dynamo. II. *Phys. Plasmas*, 2:1421–1431, 1995.
- [4] Akira Kageyama and Tetsuya Sato. Generation mechanism of a dipole field by a magnetohydrodynamic dynamo. *Phys. Rev. E*, 55:4617–4626, 1997.

- [5] Marcia M. Ochi, Akira Kageyama, and Tetsuya Sato. Dipole and octapole field reversals in a rotating spherical shell: Magnetohydrodynamic dynamo simulation. *Physics of Plasmas*, 6:777–787, 1999.
- [6] Akira Kageyama, Marcia M. Ochi, and Tetsuya Sato. Flip-flop transitions of the magnetic intensity and polarity reversals in the magnetohydrodynamic dynamo. *Phy. Rev. Lett.*, 82:5409–5412, 1999.
- [7] Jinghong Li, Tetsuya Sato, and Akira Kageyama. Repeated and sudden reversals of the dipole field generated by a spherical dynamo action. *Science*, 295:1887–1890, 2002.
- [8] Futoshi Takahashi, Masaki Matsushima, and Yoshimori Honkura. Simulations of a quasi-Taylor state geomagnetic field including polarity reversals on the Earth Simulator. *Science*, 309:459–461, 2005.
- [9] J.B. Taylor. The magneto-hydrodynamics of a rotating fluid and the earth’s dynamo problem. *Proc. Royal Soc. A*, 274:274–283, 1963.
- [10] P. Hejda and M. Reshetnyak. Control volume method for the dynamo problem in the sphere with the free rotating inner core. *Stud. Geophys. Geod.*, 47:147–159, 2003.
- [11] H. Matsui and H. Okuda. Development of a simulation code for MHD dynamo processes using the geofem platform. *Inter. J. Comput. Fluid Dyn.*, 2002.
- [12] Kit H. Chan, Keke Zhang, Jun Zou, and Gerald Schubert. A non-linear, 3-D spherical α^2 dynamo using a finite element method. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 128:35–50, 2001.
- [13] Mitsuo Yokokawa, Ken’ichi Itakura, Atsuya Uno, Takashi Ishihara, and Yukio Kaneda. 16.4-TFlops direct numerical simulation of turbulence by a fourier spectral method on the Earth Simulator. *Proceedings of the ACM/IEEE Supercomputing SC’2002 conference*, 2002.
- [14] G. Chesshire and W.D. Henshaw. Composite overlapping meshes for the solution of partial differential equations. *J. Comput. Phys.*, 90:1–64, 1990.
- [15] Akira Kageyama. Dissection of a sphere and yin-yang grids. *J. Earth Simulator*, 3:20–28, 2005.
- [16] Akira Kageyama and Tetsuya Sato. “Yin-Yang Grid”: An Overset Grid in Spherical Geometry. *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 5, 10.1029/2004GC000734, 2004.
- [17] Akira Kageyama, Masanori Kameyama, Satoru Fujihara, Masaki Yoshida, Mamoru Hyodo, and Yoshinori Tsuda. A 15.2 TFlops simulation of geodynamo on the Earth Simulator. *Proceedings of the ACM/IEEE SC2004 Conference*, ISBN:0-7695-2153-3, 35–43, 2004.
- [18] Masaki Yoshida and Akira Kageyama. Application of the yin-yang grid to a thermal convection of a boussinesq fluid with infinite Prandtl number in a three-dimensional spherical shell. *Geophys. Res. Lett.*, 31(12), 2004.
- [19] Masanori Kameyama, Akira Kageyama, and Tetsuya Sato. Multigrid-based simulation code for mantle convection in spherical shell using Yin-Yang grid. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 2008.
- [20] X.D. Peng, F. Xiao, and K. Takahashi. Conservative constraint for a quasi-uniform overset grid on the sphere. *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, 132:979–996, 2006.
- [21] Li Xingliang, Chen Dehu, Peng Xindong, Xiao Feng, and Chen Xiongshan. Implementation of the semi-Lagrangian advection scheme on a quasi-uniform overset grid on a sphere. *Advances in Atmospheric Sciences*, 23:792–801, 2006.

- [22] K. Hara, R. Kurazume, K. Inoue, and K. Urahama. Segmentation of images on polar coordinate meshes. *ICIP 2007 (IEEE International Conference on Image Processing)*, 2:245-248, 2007.
- [23] Peter A. Gilman and Gary A. Glatzmaier. Compressible convection in a rotating spherical shell. I. anelastic equations. *Astrophys. J. Suppl.*, 45:335-349, 1981.
- [24] Akira Kageyama, Takehiro Miyagoshi, and Tetsuya Sato. Formation of current coils in geodynamo simulations. *Nature*, 454:1106-1109, 2008.
- [25] F.H. Busse. Convective flows in rapidly rotating spheres and their dynamo action. *Phys. Fluids*, 14(4):1301-1314, 2002.
- [26] Ikuro Sumita and Peter Olson. A laboratory model for convection in earth's core driven by a thermally heterogeneous mantle. *Science*, 286:1547-1549, 1999.
- [27] Ikuro Sumita and Peter Olson. Laboratory experiments on high Rayleigh number thermal convection in a rapidly rotating hemispherical shell. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 117:153-170, 2000.
- [28] Ikuro Sumita and Peter Olson. Rotating thermal convection experiments in a hemispherical shell with heterogeneous boundary heat flux: Implications for the earth's core. *J. Geophys. Res.*, 107(B8), 2002.
- [29] Ikuro Sumita and Peter Olson. Experiments on highly supercritical thermal convection in a rapidly rotating hemispherical shell. *J. Fluid Mech.*, 492:271-287, 2003.
- [30] <http://www.jamstec.go.jp/esc/download/index.html>
- [31] 陰山 聡、大野 暢亮 バーチャルリアリティを用いた対話的 3次元可視化ソフトウェアの開発とその応用. プラズマ核融合学会誌, 84, 2008 (印刷中)