

乱れた熱対流による乱れのない磁場の生成 —太陽黒点の起源を探る



政 田 洋 平

〈愛知教育大学現代学芸課程宇宙物質科学専攻 〒448-8542 愛知県刈谷市井ヶ谷町広沢1〉

e-mail: ymasada@aeu.ac.jp

フレアやコロナ質量放出などの太陽活動現象は、磁気エネルギーの爆発的解放によって引き起こされる。大量の磁気エネルギーを蓄え太陽内部から表層に輸送するのが、「黒点」すなわち太陽内部で生成された「乱れのない磁場」である。黒点形成機構の解明は太陽物理学の最重要課題の一つであり、天体プラズマ活動現象に対する首尾一貫した理解を構築するためのマイルストーンである。本稿では、黒点の観測的特徴とその標準形成理論を概説し、標準理論の「前提」に一石を投じる筆者らの『乱れた熱対流による乱れのない磁場の生成』に関する研究成果を紹介する。

1. 太陽黒点の特徴と標準形成理論

ガリレオが完全無欠（であるはず）の天の世界に見つけた小さなほころび、それが太陽の“あばた”，黒点であった。太陽黒点の発見は「天動説」から「地動説」への人類の宇宙観の大転換の一つのきっかけになったとも言われている。ガリレオが宇宙への扉を開いてから400年が経ち、人類の宇宙観は飛躍的な広がりを見せている。一方で、400年たった現在でも解決に至っていない問題がある。それが黒点の起源である。天文学の最も古く、かつ太陽物理学の最前線の問題の一つと言える。黒点の研究は近年目覚ましい進展を見せている。太陽内部を診断する日震学とコンピューターによる数値モデリングの発達はその背景にはある。本稿では、黒点の観測的特徴とその標準形成モデルを概観し、標準モデルの“前提”に一石を投じる筆者らの「乱れた熱対流による乱れのない磁場生成」の研究成果を紹介する。

1.1 太陽黒点の特徴

黒点は太陽表面に現れる数キロガウスの強い磁場をもつ領域である（太陽の平均磁場は10ガウ

ス程度）。黒点では強い磁場によって対流による熱エネルギー輸送が抑制されるため、静穏領域（≒黒点のない領域）に比べて温度・光度が相対的に低くなる。黒点と呼ばれるゆえんである。フレアやコロナ質量放出などの太陽活動現象は、黒点に蓄えられた磁気エネルギーが爆発的に解放されることで引き起こされる。強調すべきは、黒点が「乱れのない磁場」であるということだ。ここでの“乱れのない”という形容詞は、対流の典型的な空間スケールよりもはるかに大きなスケールでコヒーレントな（＝大局的な）構造をもつことを指す。この大局性が黒点のもつ重要な特徴であり、その形成理論が説明すべき本質である。

さらに、太陽黒点は図1に模式的に示すような観測的性質をもつ¹⁾⁻⁵⁾：(1) 黒点数は約11年周期で増減を繰り返す。(2) 黒点の出現緯度分布は時間とともに中緯度から赤道へ向かって移動する。(3) 黒点は正極と負極の対構造で現れる。西側が先行黒点、東側が後行黒点と呼ばれ、一般に先行黒点のほうが後行黒点よりも大きく長寿命である。(4) 黒点対の極性は南北反対称で、その関係は一周期の間は保たれるが、周期ごとに反転す

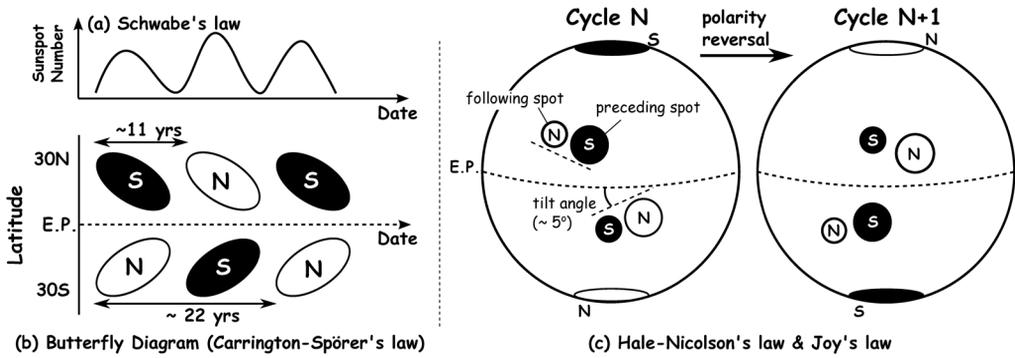


図1 太陽黒点の観測的な特徴：(a) 太陽サイクル（または、発見者にちなんでシュワーベサイクル）、(b) 蝶形図（キャリントン・シュペーラーの法則）、(c) ハール・ニコルソン則とジョイの法則. 図cではある時刻の黒点（対）の極性を示しているが、図bでは経度方向に積分した極性を示していることに注意されたい。

る。極性反転を考慮すると、太陽サイクルは約22年である。(5) 黒点对を結ぶ軸は東西方向から僅かに傾いている。太陽黒点の形成理論，すなわち太陽ダイナモモデルは、これらの性質をすべて矛盾なく説明しなければならない。観測的制約によって淘汰・洗練され、太陽ダイナモの標準モデルは後述する現在の形に至っている。

1.2 太陽内部構造と内部平均流分布

太陽ダイナモとは、重力エネルギー（≒熱エネルギー）を流れを介して磁気エネルギーに転換し、磁気拡散に抗して維持する機構である。黒点は太陽内部で生成されるため、ダイナモ過程そのものを観測することはできない。一方、エネルギー変換を媒介する太陽内部のプラズマの流れは、その平均流^{*1}を日震学手法（Helioseismology）^{*2}で観測できる⁽⁶⁾⁻⁸⁾。そのため、太陽ダイナモモデルの多くは、観測された平均流の情報に基づいて構築されている。ここで“平均流”という言葉を使うのは、“乱れた流れ（乱流）”と区別するためである。乱流場の情報は平均操作によってならされるため、（グローバルな）日震学手法で

は捉えることができない^{*3}。

日震学観測によって描き出された太陽内部構造と平均流分布をまとめよう。太陽内部は(1)赤道加速型の差動回転分布をもつ対流層 ($0.7 \leq r/R_{\odot} \leq 1.0$)、(2)剛体回転する対流安定な放射層 ($r/R_{\odot} \leq 0.7$)、(3)対流安定でかつ強い差動回転をもつタコクライン層（放射層と対流層の間の薄い境界層）からなり、(4)対流層表面付近には赤道から極へ向かう子午面流が存在する。模式的に示すと図2aのようになる。日震学が明らかにした太陽内部構造と平均流の情報を総動員して、太陽ダイナモの標準モデルは構築されている。

1.3 太陽ダイナモの標準モデル

提唱されているいくつかの太陽ダイナモモデルの中で、現在最も有望だと考えられているのが「磁束輸送ダイナモ（FTD）モデル」である⁹⁾⁻¹¹⁾。このモデルは主に以下の三つの過程からなる：

- Ω 効果によるトロイダル磁場 (B_{ϕ}) の生成
- α 効果によるポロイダル磁場 (B_p) の生成
- 子午面循環流によるポロイダル磁場の輸送

FTDモデルを模式的に示したのが図2(b)、 Ω 効

*1 球座標 (r, θ, ϕ) の方位角方向 (ϕ 方向) に速度場を平均化し、さらに時間平均をとった量。

*2 太陽表面の振動を観測することでその内部構造を探る手法。太陽の固有振動モードから、大域的な内部構造を探るグローバル日震学と、波の伝播時間と距離の関係から、局所領域の構造や流れの様子を描き出す局所日震学がある。

*3 局所日震学を使えば、太陽表面付近の超粒状斑などの流れ構造は観測できる。

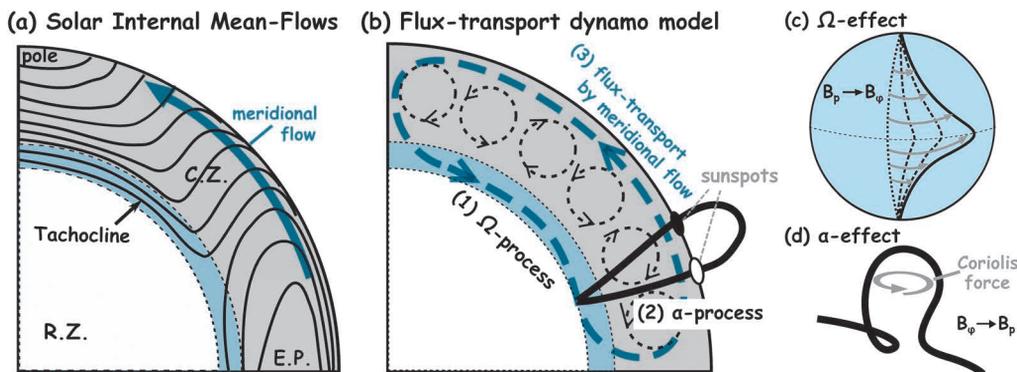


図2 (a) 日震学観測が明らかにした太陽内部構造と内部平均流分布 (子午面断面): 灰色の領域が対流層, 白の領域が放射層に対応し, 黒の実線が等角速度線を表す. 薄青で示したタコクラインは対流安定な速度勾配層で, $\sim 10^{-2} R_{\odot}$ の厚みしかない. (b) 磁束輸送ダイナモモデルの模式図 (詳しくは本文を参照). (c) Ω 効果の模式図: ポロイダル磁場 (B_p) が差動回転によって引き延ばされることで, トロイダル磁場 (B_{ϕ}) が生成される. (d) α 効果の模式図: 磁力線に垂直な方向の運動に対しコリオリ力が働き, 元の成分に垂直な磁場成分が生成される.

果と α 効果の模式図が図2(c) と図2(d) である.

このモデルで重要な役割を果たすのが, タコクライン層である. まず, タコクラインの強い差動回転による Ω 効果でポロイダル磁場が引き延ばされ, トロイダル磁場が生成される. ここで重要なのがタコクラインは対流安定だということだ. FTDモデルの枠組みでは, 対流層では弱い磁場が対流によってぐちゃぐちゃにかき乱されてしまうため, 「乱れない磁場」は生成できないと考える. 前述したように, タコクラインは対流安定でかつ強い差動回転をもつので, 大局的磁場の生成にとって都合の良い領域なのである. タコクラインで増幅された大局的磁場はその強度が臨界値 ($\sim 10^5$ G) を超えると, 負の浮力 (対流安定効果)^{*4}に打ち勝つ磁気浮力を得て太陽表面へ向かって浮上を開始する. コリオリ力に起因した α 効果でトロイダル磁場からポロイダル磁場が生成されるのが, この磁気浮上の間 (もしくは対流層表面) である. 太陽表面に供給されたポロイダル磁場は, 子午面循環流によって輸送され, 極域を

経て最終的にはタコクラインへと再注入される. この一連の過程でダイナモループが閉じる.

FTDモデルはいわゆる運動学的ダイナモモデルであり, 第一原理 (ここではMHD^{*5}) 的ではない. つまり, 磁場の誘導方程式を解くために, 流れの効果 [平均流 (差動回転と子午面流) や乱流拡散など流れに関する諸物理量の空間分布] を手で与える必要がある. 図2(a) に示したように, 太陽の場合は内部平均流分布に日震学の観測に基づく制限がかかっているのだから, (ある程度) 信頼できる流れの効果を与えることができる.

実際の太陽蝶形図 (北半球) とFTDモデルによって得られた蝶形図 (南半球にマップ) の比較を図3に示す. FTDモデルは, 適切なパラメータを与えることで, 黒点の極性の赤道反対称性や反転, その出現緯度の赤道向き移動など, 太陽サイクルのもつ重要な性質を説明することができる. この観測結果の再現性の高さがFTDモデルの強みであり, 標準モデルとして位置づけられるゆえんである. FTDモデルの極性反転周期は, おお

*4 亜断熱的 (sub-adiabatic) 成層構造に起因した熱的復元力のこと. 超断熱的成層構造では熱対流が駆動される.

*5 完全電離プラズマからなる太陽内部は, Magneto-Hydro-Dynamics (MHD): 磁気流体力学で記述される.

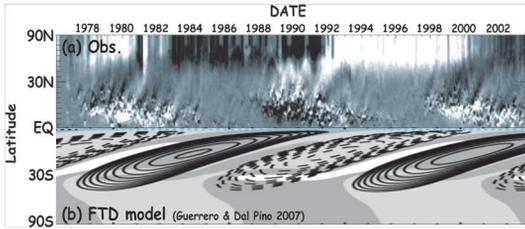


図3 (a) 太陽蝶形図（北半球の観測結果）と (b) 磁束輸送モデルの蝶形図（南半球にマップ）の比較。(a) は文献29より、(b) は文献30より抜粋。

よそ子午面流の循環周期で決まっている（子午面流の対流層底部での赤道向きの成分は質量保存則からの推測であることに注意されたい）。

一方、FTDモデルにはいくつかの問題点も存在する。特に、大きな矛盾が指摘されているのが、タコクラインにおける物理過程である。大局的磁場がタコクラインから磁気浮力で対流層に浮上するためには 10^5 Gの磁束密度が必要である^{*6}。一方、磁場のローレンツ力とその“流れに対する抑制効果”を考慮した非線形FTDモデルから、タコクラインで生成できる大局的磁場の強度には 10^4 Gという上限が課される¹²⁾。つまり、タコクラインではそこから脱出できるような強い磁場は生成できないはずなのである。この矛盾を解消するための有効な方策はいまだ示されておらず^{*7}、FTDモデルの一つの弱点になっている。

2. 太陽熱対流の役割を再考する

本稿では、FTDモデルの細部には立ち入らず、その前提にある仮説について考える。前述したように、FTDモデルでは「対流層では乱れない磁場は生成されない」と考える。その背景には、乱れた流れは乱れた磁場しか生み出さないという前提がある。対流によって乱されることを回避す

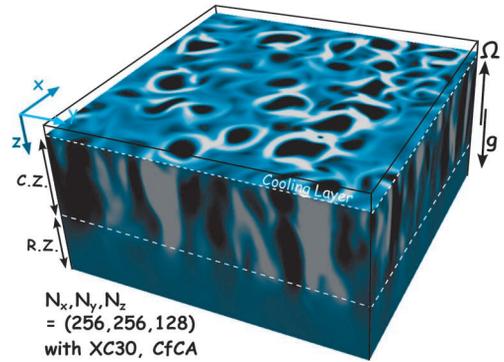


図4 筆者らの計算モデル：太陽内部を定性的に模擬した3層構造。下から、放射層、対流層、冷却層（彩層・コロナ層を模擬）の順。白は下降流領域、黒は上昇流領域に対応。

るために、対流安定なタコクライン層で磁場を増幅するのである。では、この「乱れた流れの中では乱れない磁場は生成されない」という、FTDモデルの前提はどんなときでも正しいのだろうか。この前提に対し疑問を投げかけるのが、以下で紹介する筆者らの研究成果である^{13), 14)}。

2.1 乱れた対流中での乱れない磁場の組織化

熱対流中での磁場の進化を調べるために筆者らが行ったのが、太陽内部（対流層+放射層構造）を模擬・単純化したMHD熱対流シミュレーションである。図4に計算モデルを示す。対流層上部に課した冷却層は、太陽の彩層・コロナ層の簡略化モデルである。星を考える際に考慮すべき“曲率の効果”をバッサリ切り落とし、最も単純な平行平板系で対流と磁場の非線形相互作用の基礎物理を押しやることを試みた。重力の向きに反平行な回転ベクトルを導入し、回転座標系で完全圧縮性MHD方程式を解くことで、コリオリ力の影響を考慮している。計算領域の底から注入する一定の熱エネルギーフラックスで対流は駆動される。

図4に示した計算モデルの中で可視化している

*6 日震学観測から太陽内部構造（密度、圧力、温度分布など）がわかっているので、エントロピー勾配から負の浮力の大きさがわかる。それに打ち勝って磁場が磁気浮力不安定になるために必要な磁束密度である。

*7 “flux tube explosion” という磁場増強機構が提案されているが²⁸⁾、これは磁束管が対流層に「浮上した後」に生じる機構である。よって、タコクラインから 10^4 G程度の弱い磁場を浮上させることには直接的には寄与しないだろう。

のは典型的な対流構造であり、白が下降流領域に対応する。圧縮性対流では、暖かい上昇流は膨張し、冷たい下降流は収縮する。質量保存則を満たす（水平面 [=xy面] を通過する質量流束が一定になる）ように、膨張する上昇流は減速を受け、収縮する下降流は加速される。よって、対流は広くて遅い上昇流と、狭くて速い網目状の下降流によって特徴づけられる^{20), 21)}。この上昇・下降流間の非対称性が圧縮性対流の特徴である。一方、このモデルでは回転ベクトルと重力の向きが反平行で水平方向 (=xy方向) に対称性の破れがないため、平均流は生じない。つまり、筆者らが調べた系は“乱れた熱対流”に完全に支配されており、 Ω 効果を生じさせるような差動回転は存在しない。乱れた熱対流と磁場の相互作用を調べるための、必要最小限のモデルである。

では、磁場の進化を見てみよう。初期に与えたのは正味の磁束がゼロの弱いランダム磁場である。FTDモデルの前提が正しいのであれば、乱れた熱対流中では乱れない磁場は生成されないはずである。筆者らも最初はそう考えていた。“乱流磁場が増幅されるだけだろう”と。図5に示したのは、水平平均をとった水平磁場 (B_x と B_y) の時間-深さ依存性である。灰色が正、青が

負の極性に対応している。時間は対流転回時間 (t_{cv})、磁場は等分配磁場強度で規格化されている。平均操作で磁場の乱流成分は打ち消され、大局的成分のみが残っていることに注意されたい。

この図から、対流層全体で準周期的な極性反転を伴う大局的磁場が生成されていることがわかる。大局的磁場のもつ磁気エネルギーは対流エネルギーと同等であり、磁場の極性反転の周期は $200t_{cv}$ 程度、 B_x 成分と B_y 成分の間には $\pi/2$ の位相のずれがあることもわかった。当初の予想に反し、乱れた熱対流中で乱れない磁場が組織化され、しかも極性反転まで示したのである。

最初は計算に間違いがあるのではないかと疑ったが（実は、計算コードの中にバグが見つかり、計算をやり直す羽目になったのだが…）、パラメーターを変えた計算を行っても定性的な結果は変わらない。また、対流安定層がダイナモに寄与しているのではないかと考え、対流層のみの計算も行ったが、やはり磁場の組織化が対流中で起こってしまう。つまり、乱れた熱対流そのものが、乱れない磁場を作ったとしか考えられないわけである。そんなことが物理的にありうるのだろうか？

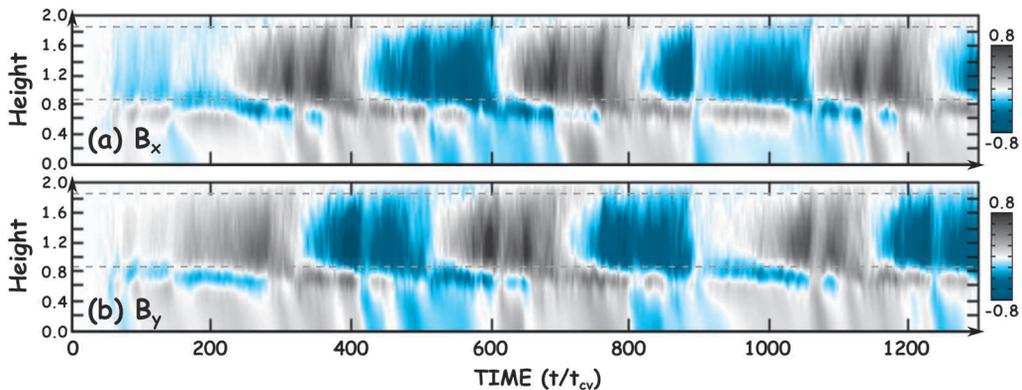


図5 大局的磁場の時間-深さ依存性（縦軸は高さに変換）。(a) が B_x , (b) が B_y の水平平均成分。平均操作で磁場の乱流成分は打ち消されている。点線で挟まれた領域が対流層、その上下が冷却層と放射層に対応。横軸は対流転回時間 ($t_{cv} \equiv d_{cz}/v_{z,rms}$)、磁場は等分配磁場強度 ($B_{eq} = \sqrt{4\pi\rho v^2}$) で規格化。青が負、黒が正の極性に対応。

2.2 平均場ダイナモ理論による解釈

“シミュレーションは理論のカンニング。物理のエッセンスを抜き出さなければ意味がない”。大学院時代の指導教官の言葉である。筆者らの主張、つまり「乱れた熱対流が乱れない磁場を作り出す」ことを証明するためには、その物理機構を説明しなければならない。シミュレーション研究の醍醐味と難しさは、この物理抽出の段階にこそあろう。試行錯誤の末に筆者らがたどり着いたのが、70-80年代にMoffattらによって体系化された平均場近似に基づく方法^{15), 16)}である。

まず場の量を平均場成分と乱れ成分に分離する(例えば磁場であれば $\mathbf{B}=\mathbf{B}_M+\delta\mathbf{B}$ と分離。 \mathbf{B}_M が平均場成分(=乱れない成分)、 $\delta\mathbf{B}$ が乱れ成分を表す)。この方法で磁場の誘導方程式を展開すると、以下の平均場ダイナモ方程式が得られる:

$$\frac{\partial \mathbf{B}_M}{\partial t} = \nabla \times [\mathbf{u}_M \times \mathbf{B}_M + \boldsymbol{\varepsilon} - \eta_0 \nabla \times \mathbf{B}_M],$$

ここで \mathbf{u}_M は平均速度場、 η_0 は微視的な磁気拡散係数、 $\boldsymbol{\varepsilon}$ は

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \alpha \mathbf{B}_M + \boldsymbol{\gamma} \times \mathbf{B}_M - \eta_t \nabla \times \mathbf{B}_M,$$

で与えられる乱流起電力であり、 α , $\boldsymbol{\gamma}$, η_t はそれぞれ乱流 α 効果、乱流パンプイング、乱流磁気拡散を表す。平均場方程式の中で磁場の生成に寄与するのは Ω 効果($\mathbf{u}_M \times \mathbf{B}_M$ の項)と乱流 α 効果である。乱流 α 効果は熱対流運動に起因した効果であり、FTDモデルで用いられる磁気浮力によって駆動される α 効果とは異なるものであることに注意されたい。筆者らのモデルでは差動回転は存在しないので(すなわち $\mathbf{u}_M=0$)、 Ω 効果は働かない。よって、乱流起電力の係数(α , $\boldsymbol{\gamma}$, η_t)を決めさえすれば、「乱れない磁場」の進化におけ

る「乱れた流れ」の役割を知ることができる。

ただし、この方法には大きな問題点があった。それは、乱流起電力を第一原理的に与える理論が今のところ存在しないということである。この問題を克服するために、筆者らが独自に考案したのが、二次の相関近似^{*8}の下で、乱流起電力の全係数をシミュレーションデータ(の乱流場情報)を使って定量的に決める方法である。これは現象を記述するデータのすべてが手元にあるシミュレーション研究ならではの方法であり、ダイナモのエッセンスを抽出するための理論のカンニングと言えよう。

図6に示すのは、シミュレーションの乱流データをカップルさせて解いた平均場ダイナモ方程式の非線形平衡解である。詳細は割愛するが、平均磁場の乱流場へのフィードバック効果^{*9}が非線形飽和に寄与している。色の意味は図5と同様であり、図6(a)が B_x 、図6(b)が B_y の時間-深さ依存性に対応する。シミュレーション結果と平均場方程式の非線形解を定量的に比較するために、両モデルの $\langle B_x \rangle$ と $\langle B_y \rangle$ の時間進化を示したのが図6(c)である。ここで角括弧は体積平均を表す。

対流層での大局的磁場の生成とその“時空間進化パターン”が、平均場モデルで再現できていることがわかる。定性的な振る舞いだけではなく、磁場の振幅や極性反転周期、 $\pi/2$ の位相のずれなども定量的に再現できていることが図6(c)から見て取れるだろう(磁場の極性反転周期は乱流磁気拡散時間で特徴づけられる)。つまり、周期的極性反転を伴う大局的磁場は、確かに“乱れた熱対流”によって、より具体的には“乱流 α 効果”によって生成されていたのである。

2.3 対流のアンサンブルが担うダイナモ効果

乱流 α 効果によるダイナモの描像を定量的に理

*8 First-Order Smoothing Approximation (FOSA) または Second-Order Correlation Approximation (SOCA) と呼ばれる低レイノルズ数流れのクロージャー近似。ある程度高いレイノルズ数の流れへの適用可能性も議論されている。

*9 ダイナモ生成磁場が、乱流 α 効果や乱流磁気拡散などを抑制する非線形効果¹¹⁾。クエンチングと呼ばれる。平均場方程式は線形なので、飽和状態を得るためには何らかのクエンチングを考慮しなければならない。

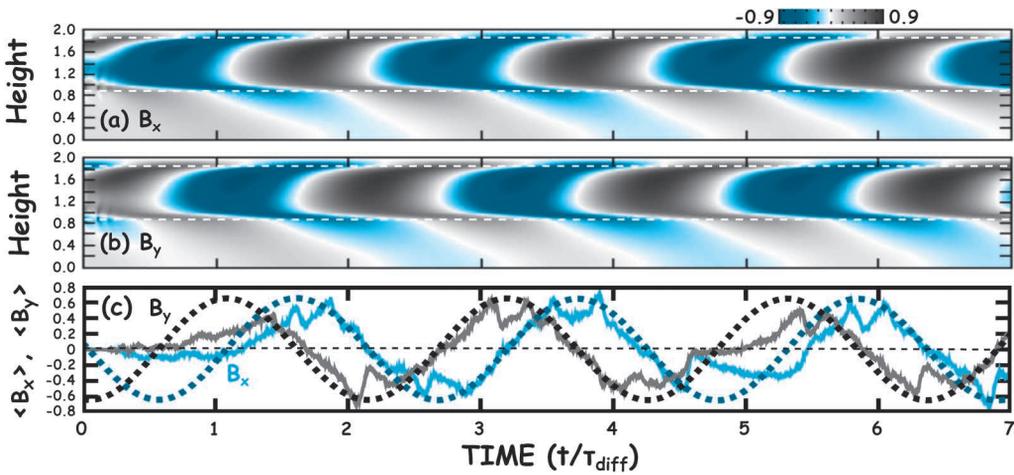


図6 平均場ダイナモ方程式の非線形平衡解：(a) が B_x , (b) が B_y の深さ-時間依存性. 点線で挟まれた領域が対流層, その上下が冷却層と放射層に対応. 横軸は乱流磁気拡散時間で, 磁場は等分配磁場強度で規格化されている. (c) はシミュレーション結果 (実線) と平均場方程式の非線形解 (点線) の比較. 角括弧は体積平均を意味する.

解しよう. 乱流 α 効果は, 2次の相関近似の下では相関時間 (τ_c) と運動学的ヘリシティ (\mathcal{H} : 以下, ヘリシティと呼ぶ) の積で与えられる¹¹⁾:

$$\alpha \approx -\frac{1}{3} \tau_c \mathcal{H}.$$

ここでヘリシティは速度の乱流成分 $\delta \mathbf{u}$ を使って

$$\mathcal{H} \equiv \langle\langle \delta \mathbf{u} \cdot (\nabla \times \delta \mathbf{u}) \rangle\rangle,$$

で定義される. 二重角括弧はアンサンブル (時空間) 平均を表す. 相関時間は正だとみなせるので, ヘリシティが実効的な値をもてば (アンサンブル平均がゼロでなければ), 乱流 α 効果が生じる. ヘリシティの源は, コリオリ力によって誘起される対流のらせん運動であり^{20), 21)}, 系で実現する典型的なヘリシティ分布は以下のように理解できる. 下降流を例にとろう. 図7aに示すように, 下降流は周囲の媒質に比べて冷たいので対流層上部では収束流になり, コリオリ力を受けて反時計回りのらせん運動をする. よって, 対流層上部では負のヘリシティをもつ. 一方, 下降流は放射層に近づくにつれて急激な減速を受け膨張する (これは放

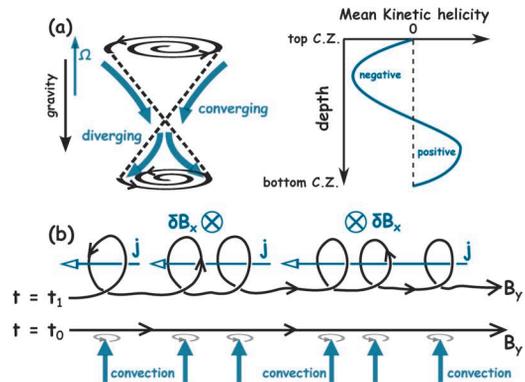


図7 (a) 回転系で誘起される典型的な下降流のらせん運動 (左) と, その結果生じるほぼ上下反対称なヘリシティ分布 (右). (b) 乱流 α 効果の概念図¹⁹⁾.

射層が壁の役割を果たしていると考えれば良い). よって, 対流層下部では時計回りのらせん運動と正のヘリシティをもつことになる. つまり, 対流層中部に対してほぼ反対称なヘリシティ分布を与える. 実は, 上昇流を考えても結果は同じで, ヘリシティは対流層上部で負, 下部で正になる²¹⁾. 熱対流は確率的な性質をもつので, ある瞬間ある場所だけを見れば, この理解から外れた対流セ

ルが存在することもあるが、アンサンブル平均をとった実効的なヘリシティは、定性的には図7a (右) に示したような分布になると考えて良い (ただし、これは重力の向きと回転ベクトルが反平行なときであることに注意されたい)。

図7bに乱流 α 効果によるダイナモの概念図を示す¹⁹⁾。水平方向の磁力線 (B_y) とそれに垂直な速度 (u_z) をもつ熱対流運動を考える。磁力線はプラズマにほぼ凍結しているので、熱対流のらせん運動によってねじられ、元の磁力線に対し垂直な成分 (δB_x) が生まれる。もし、熱対流が右巻きと左巻きのらせん運動を等しくともなうのであれば (\therefore ヘリシティのアンサンブル平均はゼロ)、正と負の値をもつ δB_x が等しく生成されるので、大局的磁場は生成されない。しかし前述のように、回転熱対流系ではらせん運動の向きに偏りがあるため、そのアンサンブルの帰結として系は実効的なヘリシティをもつ。よって、元の磁場に対して垂直な方向の大局的成分が生まれるのである。

大局的磁場に周期性と対流層中を伝播する「ダイナモ波」としての性質を与えるのは、乱流 α 効果 (\approx ヘリシティ) の空間勾配である。平均場ダイナモ方程式を平面波 ($B_M \propto \exp [ik_z z - i\omega t]$) で展開すると、以下の分散関係式が得られる:

$$\sigma = \pm \left[\frac{\partial \alpha}{\partial z} + i\alpha k_z \right],$$

ここで k_z は波数、 σ は波の振動数であり、 α 効果以外の項は無視している。この式から、 α の大きさは磁場の成長・減衰率を与えることがわかる。一方、 α の空間勾配は磁場の位相に空間依存性を与え、その結果としてダイナモ波解が振動型になる。あまり知られていないが、実は α 効果の空間勾配に起因した振動型のダイナモ波解は、すでに80年代に降着円盤ダイナモの研究で発見されていた^{17), 18)}。しかし、近年の天体ダイナモに関する文献では、そのような解に関する記述がほとんど

がない (つまり、忘れ去られてしまっている) ことを指摘しておきたい。

3. まとめと議論、今後の展望

3.1 まとめ

本稿では、まず太陽黒点の観測的特徴とその標準形成理論を概観した。標準モデルは、日震学観測が明らかにした太陽内部平均流分布をベースに構築されており、適切なパラメータを与えることで太陽サイクルを再現できる。一方、標準モデルにはいくつかの問題点も存在する。本稿で検討したのが「乱れた熱対流中では乱れない磁場は生成されない」という標準モデルの“前提”である。筆者らの研究は、この前提が普遍的ではないことを強く示唆する。つまり、標準モデルの必要条件であるタコクラインや平均流が存在しなくても、乱れた熱対流によって乱れない磁場は生成されうるのである。磁場生成を担うのは、らせん状熱対流のアンサンブルが生み出す実効的なヘリシティとそれに起因した乱流 α 効果である。また、回転熱対流の自然の帰結として生じるヘリシティの空間勾配が、大局的磁場に対流層中を伝播する振動型のダイナモ波としての性質を与える。

乱流 α 効果の鍵は、コリオリ力がもたらす対称性の破れである。コリオリ力が働かない系 (つまり無回転系) では対称性の破れがないため、対流は等方的になり乱流速度の二次相関はゼロになる。一方、コリオリ力が存在すると上昇流と下降流の間の対称性が破れ、その結果、乱流速度の二次相関量であるヘリシティが実効的な値をもつ。これが磁場の大規模構造を生むのである。「対称性の破れが鍵」という意味では、乱流による角運動量輸送も本質は同じであろう。角運動量輸送に寄与する乱流レイノルズ応力 (および乱流マクスウェル応力) が実効的な値をもつためには、やはり乱流場の対称性に破れが必要であり、それが流れの大規模構造形成を誘起する。宇宙のあらゆる天体は回転しており、乱流もまた普遍的である。

「対称性の破れ」の観点に立てば、あらゆる天体は大規模構造形成の種をもっていると言える。

3.2 議論—本研究の位置づけ—

現在の標準太陽ダイナモモデルでは、乱流 α 効果は考慮されていない。2.2節で述べたように、標準モデルはタコクラインでの物理過程に大きな問題を抱えている。よって、標準モデルの枠組みの中に乱流 α 効果を適切な形で組み込むことで、この問題を解決する一助になる可能性がある。

一方で強調しておかなければならないのは、筆者らの計算モデルは太陽内部を忠実に模擬しているわけではないということである。よって、本研究の成果を直接太陽に応用することはできない。特に、現実の太陽内部はより激しい乱対流状態になっていると考えられており [レイノルズ数は 10^{12}]、その中でも同じように大局的磁場が生成される保証はない。また、計算モデルと現実の太陽ではロスビー数 (=慣性力とコリオリ力の比)の大きさや密度成層の強さも異なっており、これらのパラメーターがダイナモ過程に及ぼす影響を定量化することも今後の課題である。

太陽ダイナモのMHDモデリング研究は近年目覚ましい進展を見せている²⁴⁾⁻²⁷⁾。最近では、太陽蝶形図を想起させる磁場の時空間進化を実現した例も出てきている^{25), 26)}。興味深いことに、これらの計算でも標準モデル的なダイナモは起きておらず、むしろ対流層で磁場が組織化されている

のである。現在、対流の物理はさまざまな側面から再考されつつある段階であり、その定量解明は物理無矛盾な太陽ダイナモ理論を(再)構築するうえで必要不可欠な要素だと言える。

3.3 今後の展望—黒点形成機構の解明へ向けて—

最後に、筆者らの最新の研究成果を紹介して本稿を閉じたい²³⁾。図8に示したのは、筆者らの回転球殻MHDダイナモ計算の結果である。図8(a)が対流層上部におけるトロイダル磁場 (B_ϕ) の時間-緯度依存性 (黒が正, 白が負の極性に対応)、図8(b)がヘリシティの子午面分布 (白が正, 紺が負)である。太陽蝶形図を想起させる「大局的磁場の低緯度域への集中」や「準周期的な極性反転」などのモデリングに成功していることがわかる。さらに、このような磁気活動を示すモデルは、総じて図8(b)に示したような強い半球間ヘリシティ勾配をもつこともわかってきた。

半球間ヘリシティ勾配の源もコリオリ力である。本稿で紹介した平行平板系のモデルでは、水平方向に対称性の破れがないため、深さ方向のヘリシティ勾配しか生まれなかった。しかし、回転球殻系ではコリオリ力の向きと大きさが緯度によって異なるため、緯度方向にもヘリシティの勾配が生まれる。特に、南北半球ではヘリシティの正負が逆転するため、赤道付近に強い半球間ヘリシティ勾配が生じる。定性的にはこの半球間のヘリシティ勾配とそれに起因した乱流 α 効果が、準

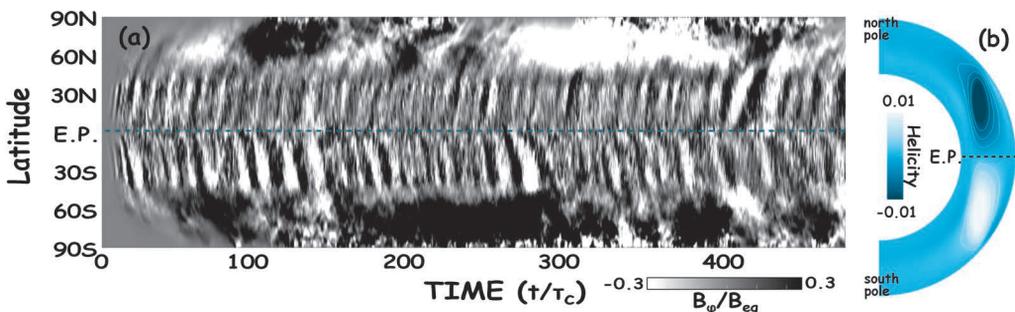


図8 筆者らの回転球殻MHD熱対流計算の結果²³⁾。(a)が対流層上部における B_ϕ の時間-緯度図。黒が正、白が負の極性に対応。(b)がヘリシティの子午面分布。白が正、紺が負のヘリシティに対応。

周期的極性反転と緯度方向のドリフトを伴う大局的磁場生成を担っているようである。より精密な太陽MHD熱対流計算で太陽内部のヘリシティ分布を定量的に解明することが、太陽ダイナモ機構の解明へ向けての足がかりになるだろう。筆者らが目指す次のステップである。

謝 辞

本稿の内容は筆者らが発表した投稿論文^{13), 14), 23)}に基づいています。共同研究者の佐野孝好氏、陰山聡氏、馬淵隼氏に感謝いたします。また、勝川行雄氏には本稿を執筆する機会を与えていただきとともに、原稿に関して多くの有益な助言をいただきました。心より感謝いたします。

参考文献

- 1) Schwabe H., 1844, AN 21, 233
- 2) Carrington R. C., 1859, MNRAS 20, 13
- 3) Hale G. E., et al., 1919, ApJ 49, 153
- 4) Hale G. E., Nicholson S. B., 1925, ApJ 62, 270
- 5) Babcock H. D., 1959, ApJ 130, 363
- 6) Christensen-Dalsgaard J., et al., 1996, Science 272, 1286
- 7) Christensen-Dalsgaard J., 2002, RvMP 74, 1073
- 8) Thompson M. J., et al., 2003, ARA&A 41, 599
- 9) Dikpati M., Charbonneau P., 1999, ApJ 518, 508
- 10) Dikpati M., Gilman G. A., 2009, SSRv 144, 67
- 11) Charbonneau P., 2010, LRSP 7, 3
- 12) Rempel M., 2006, ApJ 647, 662
- 13) Masada Y., Sano T., 2014, PASJ 66, S27
- 14) Masada Y., Sano T., 2014, ApJL 794, L6
- 15) Moffatt H. K., 1978, Cambridge University Press
- 16) Krause F., Rädler K.-H., 1980, Oxford Pergamon Press
- 17) Baryshnikova I., Shukurov A., 1987, AN 308, 89
- 18) Raedler K.-H., Braeuer H.-J., 1987, AN 308, 101
- 19) Parker E. N., 1955, ApJ 122, 293
- 20) Spruit H. C., et al., 1990, ARA&A 28, 263
- 21) Miesch M. S., 2005, LRSP 2, 1
- 22) Mitra D., et al., 2010, ApJL 719, L1

- 23) Mabuchi J., Masada Y., Kageyama A., 2015, ApJ 806, 10
- 24) Hotta H., et al., 2014, ApJ 786, 24
- 25) Ghizaru M., et al., 2010, ApJL 715, L133
- 26) Käpylä P. J., et al., 2012, ApJL 755, L22
- 27) Nelson N. J., et al., 2013, ApJ 762, 73
- 28) Rempel M., Schüssler M., 2001, ApJL 552, L171
- 29) Schüssler M., Baumann I., 2006, A&A 459, 945
- 30) Guerrero G., de Gouveia Dal Pino E. M., 2007, A&A 464, 341

Coherent Magnetic Fields Organized in Turbulent Thermal Convections —Exploring the Origin of Sunspots

Youhei MASADA

Department of Physics and Astronomy, Aichi University of Education, Kariya, Aichi 448-8542, Japan

Abstract: Solar activities, as is typified by flares and coronal-mass ejections, are caused by explosive releases of massive magnetic energy stored in sunspots, which are the sites of large-scale well-organized magnetic fields generated in the solar interior. Understanding the solar dynamo, which is responsible for the sunspot formation, is one of the outstanding problem in solar physics and is a milestone toward a coherent understanding of magnetic activities in the astrophysical plasma. Here we provide an overview of observed solar magnetic cycles and most promising dynamo model (standard scenario) which can successfully explain important aspects of the solar cycle. Then we report our recent study on the spontaneous formation of large-scale magnetic fields in turbulent thermal convections, which raises a question about the standard solar dynamo scenario based on a hypothesis that large-scale magnetic fields can not be generated in the convection zone.