

## 4. 太陽ダイナモ機構 -理解の現状と将来展望-

## 4. Solar Dynamo Modeling - Current Status and Future Perspective -

政田洋平 MASADA Youhei 愛知教育大学現代学芸課程宇宙物質科学専攻 (原稿受付:2015年9月1日)

プラズマで満たされた宇宙を彩る様々な天体活動現象の駆動源が磁場である.天体のもつ莫大な重力エネル ギーが各天体に固有の『ダイナモ機構』を介し磁場のエネルギーに転換され,最終的にプラズマの熱・運動エネ ルギーに転化されることで天体は激しく活動する.詳細観測の難しい遠方天体のダイナモ過程を,物理定量的に 理解するためのプロトタイプモデルが『太陽』である.G.E. Hale による黒点中の磁場の発見(1908年)に端を発す る太陽ダイナモ機構の研究は,2000年代に入り大きな進展をみせている.本章では,自然が生み出す驚異の一つ である『太陽磁場』の特徴を概観し,その理解をめざして進められる太陽ダイナモ研究の現状と将来を展望する.

#### Keywords:

Sun, magnetic field, dynamo, astrophysical plasma, magnetohydrodynamics

## 4.1 序論

宇宙は電気良導性のプラズマで満たされており,その運動の自然の帰結として磁場が誘起される[1,2].宇宙プラズマの磁気拡散率は非常に小さいため,いったん誘起された磁場は(もちろんその空間スケールにも依るが)容易には散逸しない.例えば,銀河磁場の典型的な磁気拡散時間は約10<sup>12</sup>年,太陽磁場の磁気拡散時間は約10<sup>11</sup>年であり,いずれも宇宙年齢(約10<sup>10</sup>年)よりも遥かに長い.

図1に,様々な天体の典型的な空間スケール(横軸)と 各天体が保持する典型的な磁場の強度(縦軸)の関係を示 す.銀河団や銀河間物質,銀河に代表される種々の降着円 盤系,そして恒星から惑星に至るまで,あらゆるスケール



図1 様々な天体の典型的な空間スケールと各天体が保持する磁場の典型的な強度(Hillas ダイアグラム).ここで、1 AU (天文単位) = 1.5×10<sup>11</sup> m、1 pc(パーセク) = 3.1×10<sup>16</sup> m であり、磁束密度の単位は1G(ガウス) = 10<sup>-4</sup>T(テスラ) である。

Aichi University of Education, Kariya AICHI 448-8542, Japan

の天体が磁場を有しており、それらは天体活動現象の駆動 源として重要な役割を果たすと考えられている.しかし、 これらの天体における磁場の起源、すなわち「天体ダイナ モ機構」についての理解は不十分である.

天体ダイナモ機構を理解するためのプロトタイプモデル が,我々に最も近く,詳細観測が可能な天体『太陽』であ る.後述するように,太陽磁場には様々な成分が存在する が,フレアやコロナ質量放出など太陽活動の直接的な原因 は『黒点』に代表される大規模な活動領域であり,その生 成・維持機構の解明が太陽ダイナモ研究の主たる目的であ る[3-6].

本章では、まず「太陽磁場の経験則」と日震学観測で明 らかにされた「太陽内部プラズマの流れ構造」についてま とめる(4.2節).次に、太陽ダイナモの標準シナリオとそ の問題点、そして2000年代に入り大きな進展を見せている 太陽 MHD ダイナモ研究の現状をまとめる(4.3節).さら に、筆者らの近年の研究にもとづき、星の自転が差動回転 分布やダイナモに及ぼす影響とその原因について考察する (4.4節).最後に、今後の太陽ダイナモ研究における課題 と、その解決へ向けての方策を議論する(4.5節).

# 4.2 太陽ダイナモ機構への観測的制約4.2.1 太陽磁場の性質

太陽表面で観測される磁場には,大別すると二種類の成 分が存在する.静穏領域を埋め尽くす小スケール成分(乱 流成分)と,活動領域を形成する大局的成分である[7]. 前者は顕著な緯度依存性や周期的な変動をもたないため, 粒状斑(表面付近の対流)と磁場の恒常的かつ局所的な相

author's e-mail: ymasada@auecc.aichi-edu.ac.jp

互作用("局所ダイナモ"と呼ばれることもある)によって 生成されると考えられている[8-10].一方,後者の代表が 黒点であり,数キロガウス(1ガウス=10<sup>-4</sup>テスラ)の空 間的にコヒーレントな磁場からなる[11-13].

黒点の典型的なサイズはO(10)Mm(メガメートル)で、 粒状斑の典型的スケール(~1Mm)と比べると遥かに大 きい. 粒状斑のもつ運動エネルギーと等分配な磁場強度は O(100)ガウスなので,黒点では強い磁場によって対流が 抑制される(対流による熱輸送が抑制され,静穏領域と比 べて相対的に温度が低くなるため,黒点は黒く見える). 表面近傍の対流では,黒点のような大局的かつ強い磁場の 形成を担うことができない.そのため,黒点の形成領域は 必然的に太陽内部に求められることになる.

太陽黒点は空間的コヒーレンスだけではなく,時間的コ ヒーレンスにも特徴があり,以下のような規則性をもつこ とが経験的に知られている[14-18]:

- (1) 黒点は正極と負極の双極(対)構造で出現する.
- (2) 黒点対を結ぶ軸は東西方向から約5度傾いている.
- (3) 黒点数は約11年周期で増減を繰り返す.
- (4) 黒点対の極性は南北反対称で周期ごとに反転する (極性反転を考慮すると太陽サイクルは約22年).
- (5) 黒点の出現緯度は時間とともに中緯度から赤道へ向 かってドリフトする.

太陽黒点の経験則を図2にまとめる.

太陽ダイナモ理論は、これらの観測結果の全てを物理無 矛盾かつ定量的に説明できるものでなくてはならない.た とえ物理的には正しいダイナモ理論であったとしても、こ れらの観測結果を説明できない理論は『太陽』のダイナモ 理論としては相応しくない.科学の歴史は、天体の観測結 果を説明するための試行錯誤が、新たな物理を構築するた めの土壌になってきたことを我々に教えてくれる.そのよ うな視座に立てば、観測と理論の両面から反復的かつ定量 的にダイナモ理論を検証できる太陽は、天体ダイナモ機構 を理解するための絶好の実験場だといえよう.

#### 4.2.2 太陽内部構造と内部平均流分布

身近にある太陽といえども,光球より内側で起こるダイ ナモ過程を直接観測することはできない.しかし,太陽の 内部構造と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,日震学(Helioseismology)手法で精密に測定され ている[19-21].日震学とは,太陽表面の振動を観測する ことで内部構造を探る手法であり,波の振動数の観測値か ら非摂動状態を探る一種の逆線形解析(固有値問題の逆問 題を解く)手法である.日震学には,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, 波の伝搬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」の二種類がある(局所日震学 は今世紀に入って進展した比較的新しい測定手法である).

まずグローバル日震学が明らかにした太陽内部構造と内 部平均流分布をまとめよう[19,20].平均流とは,時間・方 位角平均をとって得られる流れの大局成分のことである. 図3aで模式的に示すように,太陽内部は(1)赤道加速型の



図2 太陽黒点の観測的性質: (a) Hale-Nicolson's law & Joy's law 【経験則(1)と(2)】, (b) Schwabe's law 【経験則(3)】, (c) Carrington-Sporer's law 【経 験 則(4)と(5)】. 図(c) で は方位角平均をとった磁場の時間-緯度進化を示している.



図 3 (a)日震学によって確立された太陽内部構造と内部平均流 分布(子午面を図示).実線が等角速度線、太矢印が観測さ れている対流層上部の子午面流を表す.(b)磁束輸送ダイ ナモモデルの模式図.破線は想定されている子午面循環 流.対流層上部の子午面流は観測されているが、深部の赤 道向きの流れは理論予測であることに注意が必要である. (1) タコクラインでは Ω 効果で B<sub>p</sub> 成分から B<sub>φ</sub> 成分が生成 される。 増幅された  $B_{\varphi}$  成分は、 その強度が臨界値(約 10<sup>5</sup>G)を越えると、十分な磁気浮力を得て太陽表面へ向 かって浮上を開始する.(2)浮上する磁束管にはコリオリ 力が働くので、浮上中に  $B_{\varphi}$ 成分から  $B_{p}$ 成分が生成される. 強い磁場からなる磁束管は対流によって壊されることなく 太陽表面まで浮上し、最終的に黒点を形成する.(3)浮上 過程で生成された Bp成分が,子午面循環流によってタコク ライン層に再注入され、ダイナモループが閉じる[(1)に戻 る].

Y. Masada

Lecture Note

差動回転分布 [等角速度線は円錐状分布 ( $\neq$ Taylor-Proudmann 分布)]をもつ対流層 ( $0.7 \leq r/R_{sun} \leq 1.0 : R_{sun}$ は太陽半径), (2)剛体回転分布をもつ対流安定な放射層 ( $r/R_{sun} \leq 0.7$ ), (3)対流安定でかつ強い差動回転分布を持 つタコクライン層 (tachocline:放射層と対流層の間にあ る薄い境界層.厚さは $\mathcal{O}(0.01)R_{sun}$ .)からなり,さらに(4) 対流層上部に赤道から極域へ向かう子午面流が存在するこ とが知られている.

これらに加えて,まだ確立されたといえる段階にはない が(5)対流層中部に赤道向きの子午面流が存在すること [22]や,(6)対流層上部の対流速度が混合距離理論やシ ミュレーションが予言する値より2桁近く小さいこと[23] などが,近年の局所日震学観測から示唆されている(ただ し,これらの示唆と相反するような観測結果も現時点では 存在することに注意されたい).

日震学によって描き出された太陽内部構造と内部の流れ 構造は、太陽ダイナモ機構に対して強い制約を課す一方 で、以下で紹介する太陽ダイナモの標準シナリオの土台に もなっている.

#### 4.3 太陽ダイナモ機構:理解の現状

#### 4.3.1 磁束輸送型の標準太陽ダイナモモデル

2000年代に入り,標準的なシナリオとして太陽ダイナモ 機構の説明に用いられるようになったのが『磁束輸送ダイ ナモ (FTD)モデル』である[24,25]. 図3(b)にFTDモデ ルを模式的に示す.以下では軸対称な磁場を考え,子午面 成分のことをポロイダル成分 ( $\equiv B_p$ 成分),方位角成分の ことをトロイダル成分 ( $\equiv B_q$ 成分)と呼ぶ.

FTD モデルは 『激しい対流が磁場をかき乱すため,対流 層では時空間コヒーレンスの高い磁場成分は生成できな い』という仮説に立脚し構築されている.対流層の代わり に大局的磁場の生成を担うのがタコクラインである.前述 したように,タコクラインは対流安定なので,対流によっ て磁場がかき乱されることはない.加えて,強い差動回転 を持つので Ω 効果が効率的に働くと期待される.タコクラ インでの磁場増幅過程を核として,FTDモデルは以下のシ ナリオで太陽ダイナモ機構を説明する:

①タコクラインでは、強い差動回転による「 $\Omega$  効果」で 磁場の $B_p$  成分が引き延ばされ $B_e$  成分が生成される. ②タ コクラインで増幅された磁場の $B_e$  成分は、その強度が臨 界値(約10<sup>5</sup>G)を越えると、負の浮力(対流安定効果に起 因した復元力)に打ち勝つ磁気浮力を得て、磁束管として 太陽表面へ向かって浮上を開始する. ③浮上する磁束管に はコリオリ力が働くので、対流層を通過する間に磁場の  $B_e$  成分から $B_p$  成分が生成される. ④強い磁場からなる磁 束管は対流によって壊されることなく太陽表面まで浮上 し、最終的に黒点を形成する. ⑤浮上過程で生成された磁 場の $B_p$  成分をタコクラインに再注入する役割を担うのが、 子午面循環流である. 子午面循環流の(移流による)磁束 輸送を介すことで、ダイナモループが閉じる(①に戻る).

FTD モデルは運動学的なモデルである. つまり, 磁場の 誘導方程式を解くために, 流れの効果(差動回転, 子午面 循環流,乱流拡散などの空間分布)を手で与える必要があ る.太陽の場合は,日震学手法で内部平均流の情報が得ら れているので,それにもとづいて流れの効果を与えること で,モデルの不定性をある程度は取り除くことができる. 図4にFTDモデルが与える動径磁場の時間-緯度進化図の 例を示す[26].図2(c)で模式的に示した「太陽蝶形図」 と似た磁場の時空間パターンが見てとれるだろう.このよ うに,FTDモデルは太陽黒点の経験則を概ね説明できる強 みを持っている.標準モデルと呼ばれるゆえんである.

#### 4.3.2 磁束輸送ダイナモモデルの問題点

FTD モデルは太陽磁場の性質をある程度は説明できる が、次節で言及する"運動学的なモデル"であることに起 因した本質的な欠点以外にも、幾つかの問題点を抱えてい る.以下では2つの問題点を紹介しておきたい.

1. タコクラインでどうやって 10<sup>5</sup> G の磁場を作るのか? FTD モデルでは、タコクラインで 10<sup>5</sup> G の磁場を生成す る必要がある. これは(i)対流安定層から磁場が浮上する ための条件[27,28]と(ii)低緯度領域に黒点が出現するた めの条件[29,30]から要請される臨界値である.しかし、タ コクラインの差動回転エネルギーを全て磁気エネルギーに 転換したとしても、実は高々 10<sup>4</sup> G の磁場しか生成できな いことが、日震学観測より得られた差動回転分布からわ かっている(つまり、差動回転エネルギーは、臨界磁場の 磁気エネルギーより約2桁小さい).10<sup>5</sup> G の磁場をタコク ラインで生成する機構は未だ解明されておらず、FTDモデ ルの一つの弱点になっている.

2. 太陽の子午面流は本当にシングルセル形状か?

ダイナモループを閉じるためには、磁束を表面付近から タコクラインに再注入しなければならない.この役割を担 うのが図3(b)に示した"シングルセル形状"の子午面循 環流である.しかし、前述したように、最近の日震学観測 が示唆するのは"ダブルセル形状"の循環流の存在[23]で あり、この観測結果が正しいのであれば、循環流では磁束 をタコクラインに再注入できず、ダイナモループが閉じな くなってしまう.ダブルセル形状の循環流を仮定したFTD モデルでは太陽磁場の特徴を十分再現できないことが近年 の研究から示唆されており、このことは太陽研究者に標準 モデルの再考を促す一つの契機にもなっている.

FTD モデルの「先」を見据えた太陽ダイナモの研究は



図4 FTD モデルにもとづいて得られた動径磁場の緯度-時間進 化図の例. 日震学手法を使って得られた太陽内部平均流分 布の情報を用いることで太陽蝶形図と似た磁場の時空間パ ターンをある程度は再現できる. Jouve et al. (2008) [26] よ り抜粋.

様々な形で進められており、その一つが、以下で紹介する 太陽ダイナモ機構を MHD の枠組みで自己無頓着に理解し ようとする『太陽 MHD ダイナモ研究』である.

#### 4.3.3 太陽 MHD ダイナモ研究

プラズマの運動はその自然の帰結として磁場を生むが、 その関係性は一方向的なものではない.生成された磁場が ローレンツ力を介しプラズマの運動に影響を及ぼすためで ある.この「流れ場と磁場の非線形カップリング」こそが、 ダイナモ機構の物理的な本質である.流れ場を固定する運 動学的ダイナモでは、磁場の流れ場へのフィードバックは 無視されており、ダイナモの本質は捉えられない.第一原 理的に太陽ダイナモ機構を理解するためには、流れ場と磁 場の時間発展を磁気流体力学(MHD)方程式にもとづき自 己無頓着に解く『MHD ダイナモ』の研究が不可欠である.

強く成層化された太陽内部プラズマの運動を調べるため には、その圧縮性を考慮する必要がある.したがって、地 球ダイナモの研究で用いられる Boussinesq 近似は太陽内 部プラズマの記述には相応しくなく、Anelastic近似または 完全圧縮性の MHD 方程式を解く方法で太陽のダイナモ機 構は調べられている[31].

1980年代にGlatzmaier らが始めた太陽 MHD ダイナモ研 究は,計算機性能の向上と数値計算技法の発展を土台に, 着実な進歩を遂げてきた[32,33].特に,2000年代に入って からは,日震学手法で太陽内部構造が解明されたことで, 現実的な太陽パラメータ(太陽の温度や密度分布,太陽光 度や太陽の自転角速度等)の下で太陽内部の磁気流体力学 を定量的にモデリングする研究が大きく進展している.

太陽内部の MHD モデリング研究の先駆けが Brun et al. (2004) である[34].彼らは,現実的な太陽パラメータの 下で,太陽対流層のほぼ全域をカバーする回転球殻 MHD 熱対流計算を行い,太陽の内部平均流分布を定性的に再現 することに成功した.しかし,彼らの太陽モデルでは乱流 磁場が対流層を支配しており,黒点を説明するような「時 空間コヒーレンスの高い磁場」を再現することはできな かった.

太陽 MHD ダイナモ研究の近年の重要な成果が,Brun et al. (2004) では実現できなかった「時空間コヒーレンス の高い磁場構造」のモデリングに成功したことだろう. Ghizaru et al. (2010) の成功を皮切りに,複数のグループが 太陽磁場を想起させる大局的磁場のモデリングに成功して いる[35-38]. 図5に Ghizaru らのシミュレーションで得 られた  $r = 0.7R_{sun}$ の球面での磁場の時空間構造を示す [35].図5(a)が  $B_{\varphi}$ 成分の方位角平均量の時間 - 緯度図で あり,図5(b)が  $B_{\varphi}$ 成分のスナップショットの球面分布で ある.赤道反対称性をもつ磁場が,準周期的な極性反転を 繰り返しながら進化する様子が見てとれるだろう.このモ デルの磁場の極性反転周期は約30年であり,現実の太陽サ イクルの約3倍である.他のグループの MHD モデルでも 定性的には同様の結果が得られている[36-38].

これらの MHD モデルが現実の太陽ダイナモをどれだけ 正確に捉えているか現時点ではわからない.しかし,太陽 型の時空間コヒーレンスの高い磁場が生成される条件や,



 図5 半径 r = 0.7 R<sub>sun</sub>の球面での(a)磁場の B<sub>e</sub>成分の時間-緯度 進化図と(b)スナップショット.Ghizaru et al. (2010) [35] から抜粋.(a)では B<sub>e</sub>の方位角平均をとっている.大局的 磁場は赤道反対称で約30年周期で極性反転を繰り返す.

これらのモデルに共通の物理を理解することは、今後の太陽 MHD ダイナモ研究にとって有用だと考えられる.

#### 4.3.4 太陽型の大局的磁場を与えるモデルの共通点

時空間コヒーレンスの高い磁場を与える MHD モデルに は主に2つの共通点がある:【共通点①】いずれのモデル でも,現実の太陽で期待されるロスビー(Rossby)数より 若干小さなロスビー数を実現する設定で計算を行っている こと[太陽パラメータよりも僅かに「大きな回転率」また は「小さな光度(→弱い対流)」を課した場合に,小さなロ スビー数のモデルが実現される],【共通点②】その結果, 対流層全体に分布するような大局的磁場が生成されるこ と,である.ここでロスビー数は慣性力とコリオリ力の比 であり,

 $\operatorname{Ro} \equiv U/(2\Omega d) \tag{1}$ 

で定義される (U は典型的な対流速度, d は対流層の厚み, Ω は系の自転角速度である).共通点①は、ロスビー数が 大局的磁場生成の鍵を握る重要な物理量であることを示唆 する.また,共通点②は「対流が大局的磁場生成を担う」可 能性を示唆しており、「対流が大局的磁場生成を阻害する」 ことを前提に構築されている FTD モデル(標準シナリオ) [24-26] とは本質的に異なるダイナモ機構が、少なくとも これらの MHD モデルでは実現していることを意味する (そもそもタコクラインを考慮していないモデルでも、太 陽型の大局的磁場は形成される).これらの共通点を見て いくと「ロスビー数とダイナモ機構の間には、どのような 関係があるのか?」、また「時空間コヒーレンスの高い磁 場生成の鍵は何か?」といった素朴な疑問が生じる.これ らの問いに対する答えを探るべく行ったのが、以下で紹介 する筆者らの研究である[39,40]. Lecture Note

## 4.4 MHD ダイナモ機構のロスビー数依存性

4.4.1 差動回転分布とダイナモへのロスビー数の影響 ロスビー数は慣性力とコリオリ力の比である.よって、 ロスビー数が小さな系ほど流体運動の自転軸への束縛が強 くなり対流の非等方性が強くなる.運動学的ヘリシティ (以降ではヘリシティに簡略)や乱流レイノルズ応力は流 れの非等方性に起因するため、回転球殻熱対流系の差動回 転分布やダイナモはロスビー数に依存すると期待される.

以下では,筆者らの回転球殻 MHD 熱対流計算の成果を 紹介する[40].太陽内部を模擬した対流層と放射層からな るモデル(ただし現実の太陽と比べて弱い密度成層を仮 定)で,系の自転角速度(Ω)をパラメータに,差動回転分 布とダイナモのロスビー数依存性を調べた研究である.

まず,系の差動回転分布を見ていこう.差動回転の度合いのロスビー数依存性を示したのが図6(a)である.ここでは差動回転の度合い( $\equiv a_e$ )を以下のように定義している:

$$\alpha_{\rm e} = U_{\varphi,\rm eq}/(d\Omega) \tag{2}$$

ここで  $U_{e,eq}$  は赤道面での平均流の方位角成分である. aeが正の時,回転分布は赤道加速型(太陽型)であり,負の 時は赤道減速型(反太陽型)である.図の点線から上が太 陽型回転分布をもつモデル,下が反太陽型回転分布をもつ モデルに対応する.太陽型,反太陽型回転分布をもつ典型 的なモデルの子午面角速度分布を図6(b)と6(c)に示す (黒が高速,白が低速回転を表す).それぞれ Ro  $\simeq$  0.3(6b) と Ro  $\simeq$  3(6c)に対応するモデルである.図6(b)の白の実 線,図6(c)の黒の実線が等角速度線を表す.

図6(a)よりRo≈1で差動回転分布が太陽型(Ro≤1)から反太陽型(Ro≥1)に遷移することがわかる.差動回転分布を決めているのは、乱流レイノルズ応力による角運動量輸送(赤道向き)と、子午面流(平均流)による角運動量輸送(極向き)である.前者が支配的な系では太陽型回転分布になり、後者が支配的な系では反太陽型になる.大雑把にはこれら2つの角運動量輸送過程の強弱が逆転するのが、臨界値(Ro≈1)付近であると考えればよい.

興味深いのは、臨界値近傍が最も強い差動回転を与える 点である.これは回転軸に垂直な方向(円柱座標の動径方 向)への実効的な角運動量輸送がRo≈1で最大になるため だと考えられる(つまり, Ro≪1のレジームでは流体運動



図 6 (a) 差動回転パラメータ αe のロスビー数依存性. (b) は Ro が小さいレジームで実現される太陽型の差動回転分布. (c) は Ro が大きいレジームで実現される反太陽型の差動回 転分布. 色は黒が高速回転、白が低速回転を表す.

が回転軸に強く束縛されるため回転軸に沿った方向にしか 角運動量は分配されない.一方,Ro≫1のレジームでは対 流の非等方性が弱いため角運動量輸送効率も低い).

次に、ロスビー数の違いがダイナモに及ぼす影響を見て いこう.代表的な3つのモデルの対流層上部における $B_{\varphi}$ 成分の方位角平均量の時間-緯度図を**図7**に示す.(a)が反 太陽型回転分布をもつモデル(Model A),(b)と(c)が太 陽型回転分布をもつモデル(Model B と C)に対応する(両 者のロスビー数には違いがあり,Model B は Ro = 0.35, Model C は Ro = 0.1 である).白が正極性,黒が負極性の磁 場を表す.

磁場の時空間構造にはロスビー数の違いが顕著に現れ る.反太陽型回転分布をもつ Model A では,時間準定常な 大局的磁場が形成される.一方,太陽型回転分布をもつモ デル (Model B と C)では,極性反転をともなう大局的磁場 が形成される.太陽型回転分布をもつ2つのモデルを比較 すると,ロスビー数が小さいほど磁場の極性反転に顕著な 周期性が現れ,磁場強度も大きくなっていることがわか る.高々数倍の違いだが,Roが 0.35 (Model B) から 0.1 (Model C) に減少するだけで,磁場は顕著な時空間コヒー レンスを示すようになるのである.

この結果は,前節で示した他のグループの最近の MHD ダイナモの研究成果[35-38](現実の太陽で想定されるより 若干小さなロスビー数の系を実現することで,極性反転を ともなう大局的磁場が形成される)と整合的である.では, ダイナモ生成磁場の性質は,なぜロスビー数に依存して変 化するのだろうか?次節では,時空間コヒーレンスの高い 磁場が生成される条件について考察する.

#### 4.4.2 鍵は差動回転の強さか?ヘリシティの大きさか?

 $\Omega$ 効果や乱流 $\alpha$ 効果などのよく知られたダイナモ効果を 想定すると、「差動回転 (=  $\Omega$  効果の強さの指標)が強く、 かつヘリシティ (=乱流 $\alpha$  効果の強さの指標)が大きなモ



図7 B<sub>φ</sub>の方位角平均量の時間-緯度進化図(対流層上部).(a) が反太陽型回転分布をもつ Model A,(b)が臨界ロスビー 数近傍の太陽型回転分布をもつ Model B,(c)が臨界値よ りも一桁小さなロスビー数の太陽型回転分布をもつ Model Cの時間-緯度進化図である.白が正極性,黒が負極性の磁 場を表す.

デル」の方が,時空間コヒーレンスの高い磁場の生成に有 利だと考えるのが自然だろう.しかし,筆者らの研究は, 必ずしもそうではないということを教えてくれる.

図8(a)に示したのは、ヘリシティの実効的な大きさ(実線:時間・半球平均をとったヘリシティの絶対値の南北平 均量)と対流エネルギーに対する磁気エネルギーの相対的 大きさ(点線)のロスビー数依存性である.図7で示した 3つのモデルに対応する点には矢印を付してある.

図6,7,8から,差動回転の強さとヘリシティの大きさ がダイナモ生成磁場に及ぼす影響を考える.例えば, Model B は大きなヘリシティを持ち差動回転も強いが,磁 場の大局成分は弱く顕著な周期性も示さない.一方, Model C は Model B に比べてヘリシティが小さく差動回転 も弱いが,磁場の時空間コヒーレンスは高い.このことは, 差動回転の強さやヘリシティの大きさと磁場の時空間コ ヒーレンスの高さの間には,単純な正の相関が存在しない ことを示唆する.

強い差動回転や大きなヘリシティが必須の条件では無い とすれば、コヒーレントな磁場の生成に必要な条件は何な のだろうか?実は、もう一つロスビー数の違いが顕著に現 れる量がある.それがヘリシティの緯度勾配である.筆者 は特に『ヘリシティの半球間勾配』が、時空間コヒーレン スの高い磁場生成の鍵ではないかと考えている.

図8(b,c,d)に示したのは、図7に示した各モデルの子 午面へリシティ分布である.時間・方位角平均をとってお



図8 (a)ヘリシティの実効的な強さ(実線:時間・半球平均を とったヘリシティの絶対値の南北平均量)と対流エネル ギーに対する磁気エネルギーの相対的大きさ(点線)のロ スビー数依存性.図7で示した3つのモデルに対応する点 に矢印を付している.(b, c, d)は図7で示した3つのモ デルの子午面ヘリシティ分布.時間・方位角平均をとって おり、黒が正のヘリシティ、白が負のヘリシティを表す. 点線は赤道面に対応する.

り,白(黒)が正(負)のヘリシティを表す.この図から, まずロスビー数が大きなモデルのヘリシティは高緯度域を 中心に対流層全体に分布していることがわかる(8b: Model A).ロスビー数が小さくなるにつれてヘリシティ分布の 中心は徐々に低緯度域にシフトし(8c: Model B),やがて 赤道近傍に集中するようになる(8d: Model C).北半球は 負のヘリシティ,南半球は正のヘリシティが支配的になる ため,Model C は強い半球間ヘリシティ勾配をもつことに なる.実は,このような強い半球間ヘリシティ勾配が「周 期的な極性反転をともなう大局的磁場」の生成に寄与する 可能性があることは Mitra *et al.* (2010)によって指摘され ている[41].

図9に Mitra らのダイナモ実験の結果を示す.この実験 では南北半球でヘリシティの符号が異なる強制乱流を与 え,その中でのダイナモを調べている(※このモデルでは Ω効果は考慮されていないことに注意されたい).この図 は*B*<sub>φ</sub> 成分の方位角平均量の時間 – 緯度依存性を示したも のであり,周期的極性反転をともなう大局的磁場が生成さ れているのがわかる.

ヘリシティをもつ流れが励起するのは、いわゆる『乱流 α効果』によるダイナモである. 乱流α効果とヘリシティの 関係については、本講座の第1章「MHD ダイナモとは何 か?」を参照されたい. ここでは、空間一様な乱流α効果 によって生成された磁場は"極性反転を示さない"という ことを強調しておきたい. 言い換えると、磁場に極性反転 の性質をもたらすのが、ヘリシティ (~乱流α効果)の空 間非一様性なのである.

空間非一様な乱流 a 効果が振動型のダイナモ解を与える ことは1980年代にすでに指摘されているが[42,43],近年 のダイナモに関する文献には,そのことに関する記述がほ とんど存在しないことを注記しておきたい.また Mitra ら の研究は,強制乱流によるいわば理想的なダイナモを調べ たものだが,より複雑な自然対流系においても,乱流 a 効果とその空間勾配が極性反転をともなう大局的磁場の組 織化に寄与することが,筆者らの最近の研究で定量的に示 されている[44,45](詳しい解説は筆者の天文月報2015年10 月号の記事[46]をご覧いただきたい).

"空間非一様な乱流 α 効果"の描像にもとづくと,筆者ら が得た結果は以下のように理解できる:小さなロスビー数 を持つ Model C では,回転熱対流の自然の帰結として強い 半球間ヘリシティ勾配が生まれ,それに起因した空間非一 様な乱流 α 効果によって「準周期的な極性反転をともなう



図9 強制乱流による球殻ダイナモの数値実験で得られた B<sub>φ</sub>の時間 - 緯度進化図.半球間ヘリシティ勾配をもつ強制乱流によるダイナモで、振動型の大局的磁場が生成される. Mitra *et al.* (2010) [41]から抜粋.

Lecture Note

大局的磁場」が生成される.一方, Model B の場合は, 回転 が遅くヘリシティの赤道付近への集中が弱いため, 時空間 コヒーレンスの弱い磁場しか生成されないのだと考えられ る. Model A にはヘリシティの南北半球間勾配がほとんど 存在しない. そのため Ω 効果しか働かず, 生成された大局 的磁場は極性反転を示さないのだと考えられる.

以上はあくまで定性的な理解であり、大局磁場の再現に 成功した他のグループのモデルでも同様の理解が成り立つ かは現段階では不明である. MHD モデルで実現している ダイナモ機構を定量的に理解することが筆者らの次の課題 であり、その理解を現実の太陽で検証し、物理無矛盾な太 陽ダイナモ理論の構築に繋げることが筆者らの目標である.

## 4.5 まとめと将来への展望

#### 4.5.1 まとめ

本章では,まず太陽磁場の観測的性質と太陽内部構造お よび内部平均流分布をまとめた(4.1節).太陽活動の源で ある『黒点』は顕著な時空間コヒーレンス(大局性や周期 性)をもっており,太陽ダイナモ理論はそれらを物理無矛 盾かつ定量的に説明できるものでなければならない.

日震学手法で得られた太陽内部の情報を総動員して構築 されたのが、4.2節で概説した磁束輸送型の太陽ダイナモ モデル(FTDモデル)である.FTDモデルは「対流が大局 的磁場の生成を阻害する」という前提に基づいており、対 流を避けることのできる「タコクライン」を核にダイナモ のシナリオを構築している.FTDモデルは、太陽黒点の経 験則を概ね説明できる一方、幾つかの問題も抱えている.

4.3節では、太陽 MHD ダイナモ研究の現状を紹介した.太陽 MHD ダイナモ研究の近年の特筆すべき成果が 「周期的極性反転と緯度方向へのドリフトをともなう大局 的磁場」のモデリングに成功したことである.このような 時空間コヒーレンスの高い磁場を実現する MHD モデルに は、対流層でダイナモが生じるという共通点がある.つま り、FTD モデルとは本質的に異なるダイナモ機構が、少な くともこれらの MHD モデルでは実現している.

4.4節では、時空間コヒーレンスの高い磁場が生まれる 条件を考察した. Ω 効果や乱流 α 効果を想定すると、差動 回転が強くヘリシティが大きなモデルの方がコヒーレント な磁場の生成に有利だと考えるのが自然である.しかし、 筆者らの研究は、差動回転の強さやヘリシティの大きさで はなく、『ヘリシティの半球間勾配の強さ』こそが時空間 コヒーレンスの高い磁場生成の鍵であることを示唆する. ロスビー数がある程度小さな系では、ヘリシティが赤道域 へ集中することで強い半球間ヘリシティ勾配が生まれる. それが空間非一様な乱流 α 効果を生み、周期的な極性反転 をともなう大局的磁場の生成に寄与すると期待される.

筆者らの MHD モデルで得られた大局的磁場の時空間進 化パターンは、太陽蝶形図を定量再現できているわけでは ない.例えば、磁場のドリフトは極向き(太陽磁場のドリ フトは赤道向き)であり、極性反転周期も太陽の11年周期 と比べると圧倒的に短い.筆者らの MHD モデルの磁場の ドリフト方向や極性反転周期を特徴づける物理を定量的に 解明し,現実の太陽に応用することで,太陽のダイナモ機構に対する理解をさらに深めることができると期待される.

## 4.5.2 太陽ダイナモ研究の将来展望

最後に、太陽ダイナモ研究の将来について展望したい. まず最初に強調しておかなければならないのは、現実の太 陽と MHD モデルの間にある『違い』である.近年の太陽 MHD ダイナモ研究では、日震学手法で得られた太陽内部 構造モデルを使っているが、それでも太陽を寸分狂いなく 模擬できているわけではないという点に注意が必要である. 違いは MHD を特徴づける『無次元パラメータ』である.

太陽対流層は極めて高いレイノルズ数(Re~10<sup>12</sup>),磁 気レイノルズ数(Re<sub>M</sub>~10<sup>9</sup>),レイリー数(Ra~10<sup>20</sup>)で特 徴づけられており,非常に激しい乱流状態が実現している と考えられている.一方,太陽 MHD モデルの乱流状態は 計算機性能(つまり空間解像度)で制限されている.現在, MHD モデルで実現できているのは高々 Re = Re<sub>M</sub> =  $10^{2}$ ~  $10^{3}$ , Ra =  $10^{6}$ ~ $10^{7}$ の流れであり,現実の太陽内部と比べる とマイルドな乱流状態を扱っているに過ぎない[47].つま り,太陽内部構造モデルを使っていたとしても,そこで模 擬しているのは「本物の太陽」では決してないのである.

計算機性能がMooreの法則に従って今後も上昇し続けた としても,計算技法に何らかの革新がない限りは,太陽の 無次元パラメータを完全に再現できるのは100年以上先で あり,我々が生きている間に『太陽』のダイナモを精密に 模擬することは不可能である.このことは太陽ダイナモを 研究する上で常に念頭に置いておかなければならない.

時空間コヒーレンスの高い太陽型の磁場構造が自己無頓 着な計算で再現できつつある現状を鑑みると、今後の太陽 MHD ダイナモ研究の発展は『熱対流(=乱流)』の定量的 な理解にかかっていると筆者は考える.太陽ダイナモの標 準モデルと MHD モデルの違いも、結局は『熱対流の扱い 方』の違いに由来する.太陽熱対流の理解へ向けて我々が とることのできる方策として、以下の3つを挙げたい.

1つ目は、シミュレーションの更なる高解像度化に挑む 方法である.高解像度化の重要性を我々に示唆する Tobias らの研究成果(運動学的ダイナモの高解像度シミュレー ション)を紹介したい[48,49].彼らが発見したのは,高磁 気レイノルズ数の乱流中で大局的磁場を生成する新しいメ カニズムである.ダイナモの担い手は簡単に言えば乱流α 効果なのだが、この研究で興味深いのは、巨視的スケール の速度シアーが果たす役割である. 高磁気レイノルズ数の レジームでは、シアーは一般的に考えられているような磁 場の誘導効果(つまりΩ効果)ではなく、小スケールのダ イナモを抑制する効果をもつことを彼らは見出したのであ る. 大局的磁場の成長を阻害する小スケールでのダイナモ が、シアーによって抑制されることで、大局的ダイナモが 実現する.このように、たとえ現実の太陽は計算機上では 精密に模擬できないとしても「熱対流とダイナモの収束 性」[50]や「系と乱流の間のスケール間分離の増大にともな い現れる新しい物理」を調べるために高解像度化は必要不 可欠であり、太陽 MHD ダイナモ研究の王道だと言えよう. 2つ目は、地上でのダイナモ実験を通し『乱流』への理 解を深める方法である.ナトリウムやガリウムなどの液体 金属を使った MHD ダイナモ実験は1960年代から行われて おり、ダイナモの駆動機構の検証や磁場の飽和機構の解明 に成果を上げている[51-53].液体金属の MHD ダイナモ 実験は、その磁気レイノルズ数の高さから惑星ダイナモの 理解を主たる目的とするが、プラズマを使ったダイナモ実 験の計画も現在進展しつつあり[54,55]、これらのダイナ モ実験とシミュレーション、そして理論の協調により、天 体プラズマ乱流に関する理解は着実に進むと考えられる.

3つ目は、宇宙全体を実験場とし様々な天体活動現象の 観測から、現象論的に乱流に対する理解を洗練させる方法 である.序論で述べたように、多くの天体が磁場を有して おり、各天体は固有のダイナモ機構をもつ.天体のほとん どは超高(磁気)レイノルズ数のプラズマに支配されてお り、乱流は天体現象を理解する上で共通の課題になってい る.様々な天体磁気活動現象を網羅的に調べることで、 『乱流』そして『ダイナモ』がどの物理量に対しどのように 応答するかを広いパラメータレンジに渡って知ることがで きる.現象論的に得た知見を還元することで、天体ダイナ モ研究は乱流理論の発展に重要な貢献ができるはずである.

太陽は,我々に最も近いことを除けば,宇宙の中ではあ りふれたごく普通の恒星である.太陽で構築した理論を他 の天体で検証するだけではなく,より広い視野で,他の天 体磁気活動現象の研究を太陽に応用することで,太陽ダイ ナモ機構に対する理解をさらに深められるだろう.

我々が生きている間に太陽の無次元パラメータを再現す ることが不可能である以上,あらゆる天体のダイナモ機構 を物理無矛盾に説明できる『普遍的な乱流理論』を構築し, それにもとづき『太陽黒点の経験則』を再現できた時こそ, 太陽ダイナモ機構を解明できたと我々が言える時なのでは ないだろうか.これまで以上に広く深い分野間交流が,太 陽および天体ダイナモ機構の包括的理解にとって必要不可 欠である.本章がその促進の一助になれば幸いである.

## 参考文献

- [1] H. Alfven, Nature 150, 405 (1942).
- [2] H.K. Moffatt, *Magnetic field generation in electrically conducting fluids* (Cambridge University Press 1978).
- [3] M. Ossendrijver, A&ARv 11, 287 (2003).
- [4] P. Charbonneau, Living Reviews in Solar Physics 7, 3 (2010).
- [5] M.S. Miesch, RSPTA 370, 3049 (2012).
- [6] P. Charbonneau, ARA&A 52, 251 (2014).
- [7] S.K. Solanki et al., Rep. Prog. Phys. 69, 563 (2006).
- [8] F. Cattaneo, ApJ **515**, L39 (1999).
- [9] H. Lin, ApJ 446, 421 (1995).
- [10] B.W. Lites et al., ApJ 672, 1234 (2008).

- [11] T.G. Cowling, MNRAS 94, 39 (1933).
- [12] S.K. Solanki, A&ARv 11, 153 (2003).
- [13] M. Rempel *et al.*, ApJ **691**, 640 (2009).
- [14] H. Schwabe, AN **21**, 233 (1844).
- [15] R.C. Carrington, MNRAS 20, 13 (1859).
- [16] G.E. Hale, ApJ **49**, 153 (1919).
- [17] G.E. Hale and S.B. Nicholson, ApJ 62, 270 (1925).
- [18] H.D. Babcock, ApJ 130, 363 (1959).
- [19] J. Christensen-Dalsgaard, RvMp 74, 1073 (2002).
- [20] M.J. Thompson et al., ARA&A 41, 599 (2003).
- [21] A.G. Kosovichev, LNP 832, 3 (2011).
- [22] J. Zhao *et al.*, ApJL **774**, L29 (2013).
- [23] S.M. Hanasoge et al., PNAS 109, 11928 (2012).
- [24] M. Dikpati and P. Charbonneau, ApJ 518, 508 (1999).
- [25] M. Dikpati and P.A. Gilman, SSRv 144, 67 (2009).
- [26] L. Jouve et al., A&A 483, 949 (2008).
- [27] F.S. Moreno-Insertis *et al.*, A&A **264**, 686 (1992).
- [28] A, Ferriz-Mas and M. Schussler, GAFD 72, 209 (1993).
- [29] A.R. Choudhuri and P.A. Gilman, ApJ 316, 788 (1987).
- [30] P. Caligari et al., ApJ 441, 886 (1995).
- [31] P.A. Gilman and G.A. Glatzmaier, ApJS 45, 335 (1981).
- [32] G.A. Glatzmaier, JCoPh 55, 461 (1984).
- [33] G.A. Glatzmaier, ApJ 291, 300 (1985).
- [34] A.S. Brun et al., ApJ 614, 1073 (2004).
- [35] M. Ghizaru et al., ApJL 715, L133 (2010).
- [36] B.P. Brown et al., ApJ 731, 69 (2011).
- [37] P.J. Kapyla et al., ApJL 755, L22 (2012).
- [38] N.J. Nelson *et al.*, ApJ **762**, 73 (2013).
- [39] Y. Masada et al., ApJ 778, 11 (2013).
- [40] J. Mabuchi *et al.*, ApJ **806**, 10 (2015).
- [41] D. Mitra *et al.*, ApJL **719**, L1 (2010).
- [42] I. Baryshnikova and A. Shukurov, AN **308**, 89 (1987).
- [43] K.-H. Raedler and H.-J. Braeuer, AN **308**, 101 (1987).
- [44] Y. Masada and T. Sano, PASJ 66, S27 (2014).
- [45] Y. Masada and T. Sano, ApJL **794**, L6 (2014).
- [46] 政田洋平:天文月報 108,656 (2015).
- [47] P.J. Kapyla, AN **332**, 43 (2011).
- [48] S.M. Tobias and F. Cattaneo, Nature **497**, 463 (2013).
- [49] F. Cattaneo and S.M. Tobias, ApJ 789, 70 (2014).
- [50] H. Hotta et al., ApJ 786, 24 (2014).
- [51] A. Gailitis et al., PRL 84, 4365 (2000).
- [52] R. Stieglitz and U. Muller, PhFl 13, 561 (2001).
- [53] R. Monchaux et al., PhFl 21, 035108 (2009).
- [54] E.J. Spence et al., ApJ 700, 470 (2009).
- [55] C.M. Cooper et al., PhPl 21, 013505 (2014).



## 政田洋平

1979年奄美大島生まれ.愛知教育大学教育 学部助教.2008年京都大学大学院理学研究 科物理学・宇宙物理学専攻修了.博士(理

学). 台湾中央研究院研究員,国立天文台 ひので科学プロジェクト研究員,神戸大学大学院システム情 報学研究科助教を経て,2015年4月より現職.専門は太陽天 体プラズマ物理学.太陽や天体の磁場の起源とその進化ダイ ナミクスへの影響を研究している.晩酌以外の楽しみをみつ けることが最近の目標.