新新 新税

太陽ダイナモを起点とした黒点形成とフレア爆発への物理過程

Physical Processes of Sunspot Formation and Flare Eruption Originated from Dynamo Action

西 塚 直 人, 堀 田 英 之¹⁾, 鳥 海 森²⁾ NISHIZUKA Naoto, HOTTA Hideyuki¹⁾ and TORIUMI Shin²⁾ 情報通信研究機構,¹⁾千葉大学,²⁾国立天文台 (原稿受付:2017年11月20日)

太陽プラズマは、宇宙・天体プラズマの中でも特に磁気活動に富んだプラズマである.太陽観測衛星「ひの で」等による磁場観測によって、黒点形成からフレアの発生まで近年大幅に理解が進んできた.一方、大規模数 値シミュレーションにより太陽内部の磁場生成から太陽表面への浮上、そしてフレアに伴うエネルギー解放まで 理論的にも解明されつつある.ここでは、それら一連の過程の最近の研究と理解の進展を解説する.

Keywords:

solar plasma, dynamo, sunspot, solar flare, magnetic reconnection, particle acceleration

1. はじめに

太陽は、高温プラズマの大気で覆われた恒星であり、 様々な磁気プラズマ活動現象が観測されている.X線放射 のような太陽活動の源となる磁場は、太陽内部の対流運動 によって生成され、太陽表面まで浮上することで黒点を形 成する.さらに蓄積された磁場エネルギーが突発的に解放 される時、太陽フレアが発生する.2017年9月には、X9.3 という巨大フレアが発生してニュースで話題にもなった.

太陽プラズマは,他の宇宙・天体・実験室プラズマとは 異なるパラメータ領域に存在し,独自の磁気プラズマ現象 が起きている.また太陽内部から太陽表面付近,そしてコ ロナへと高度が変わるにつれて,プラズマの性質も大きく 変化する.近年,大規模数値シミュレーションによる太陽 プラズマの理論研究が進み,乱流による磁場生成(ダイナ モ)から,複雑な太陽黒点構造を再現するような磁束管浮 上,間欠的なエネルギー解放を説明するような磁束管浮 上,間欠的なエネルギー解放を説明するような理論と宇宙 天気予報への応用などが議論されるようになってきた.本 記事では,太陽内部での磁場生成から黒点形成,そしてフ レア発生までの一連の過程を,最新の研究成果を交えなが ら解説する.

2. 太陽ダイナモと黒点

太陽の熱対流・自転に伴うダイナモ機構によって,太陽 内部で磁場が形成され,それが浮上することによって太陽 表面に黒点が形成される.近年の京コンピュータを用いた 計算によって,ダイナモ過程によって形成される磁場の微 細な構造が明らかになってきた.2章では,これら最近の 研究による発見や近年のダイナモ理論の物理的理解の進展 について解説する. 太陽はその中心部で,核融合によりエネルギーを生成し 続けている.そこで生成されたエネルギーは太陽半径の7 割までは光の放射により運ばれ(放射層),最後の3割で は熱対流によって運ばれている(対流層).対流層では,放 射層からのエネルギー注入により,お湯を沸かしたような 乱流状態にある.太陽内部はほぼ完全に電離したプラズマ で満たされており,この乱流状態にある熱対流が磁場を引 き伸ばし,増幅することにより,太陽であまねく観測され る磁場を生成していると考えられている.

さて、太陽の磁場のスケールについて、概観してみよう. 太陽の半径は約70万 km,円周は440万 km ほどである.太 陽で予想される粘性の大きさから太陽内部の乱流のもっと も小さい渦は数 cm ほどであると考えられる.太陽の観測 からは、太陽全球スケールの磁場が存在することが示唆さ れている.磁場生成は基本的にスケールが小さいほうが効 率がいいので、どのように、この二つのスケールを繋げる のかが重要な問題である.そのために磁場の誘導方程式か らスケールの大きな磁場の発展方程式を導く.

$$\frac{\partial \langle \mathbf{B} \rangle}{\partial t} = \nabla \times (\langle \mathbf{v} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle) + \nabla \times (\langle \mathbf{v}' \times \mathbf{B}' \rangle)$$
(1)

ここで、磁場は $\mathbf{B} = \langle \mathbf{B} \rangle + \mathbf{B}'$ と大きなスケールの磁場 \mathbf{B} とそれ以外の小スケールの磁場 \mathbf{B}' に分解し、速度場も同様 に分解する.方程式からわかるのは、大きなスケールの流 れ $\langle \mathbf{v} \rangle$ が大きなスケールの磁場 $\langle \mathbf{B} \rangle$ に作用することによっ て磁場が生成される部分(右辺第一項)と小スケールの磁 場 \mathbf{B}' と速度場 \mathbf{v}' が相関を持つことによって、大きなスケー ルの磁場が生成される部分(右辺第二項)があることであ る.前者で最も重要な働きは、差動回転による引き伸ばし

National Institute of Information and Communications Technology, Koganei, TOKYO 184-8795, Japan

corresponding author's e-mail: nishizuka.naoto@nict.go.jp

である.太陽は,緯度ごとに違う角速度を持って自転して おり,赤道が25日ほど,極が30日ほどの自転周期を持って いる.この効果により,大規模に存在する磁場が引き伸ば され,増幅される.これは非常に強力な磁場生成機構であ るが,初期に大規模な磁場が存在してなければならず,小 スケールと大スケールを繋げる役目としては弱い.そこ で,重要になるのが右辺第二項の小スケールの流れ場と小 スケールの磁場の相関による大スケール磁場の生成機構で ある.

ー様等方の乱流・磁場ならばこの項はゼロになるのだ が、太陽には回転があるために、回転の効果により働く力 (コリオリ力)により、上昇流・下降流が特定の方向に曲げ られることになる.結果として、小スケール磁場が同じ方 向を向きやすくなり、大規模磁場が生成される.ここで注 意が必要なのは、コリオリ力は大規模なゆっくりとした流 れにのみ作用し、小スケールの乱流は一様等方乱流のよう に振る舞うので、大スケールの磁場を壊す傾向があること である.これは地球上で台風が特定の渦の向きを持ってい るのに対して、お風呂の水を抜く時に発生する渦の向きは ほぼランダムに決まることに対応している.

小規模な乱流から大規模な磁場を生成するというような アイディアを確かめようと, Brun らの取り組みを始めと する全球の熱対流計算が盛んに行われた[1]. そのような 計算からわかったのは以下の事実である.(1)解像度があ る程度低い時は、上記に記した理論である、乱流速度場と 磁場の相関により小スケール磁場から大スケール磁場を生 成し、差動回転によりその強度を増幅するという過程が実 現し、大規模磁場やその周期活動が再現される[2,3な ど]. (2)解像度を上げると、大規模磁場は破壊され、上記 の理論で予想されるような物理過程が成り立たなくなる [4]. これは、簡単な考察から理解可能である. ダイナモは 引き伸ばしがもっとも重要な機構であり、小スケールがよ り大きな成長率を持っているのである。よって、小スケー ルを含む乱流の中で磁場生成を行うと、小スケールが支配 的になってしまい、大スケールの特徴が見えなくなってし まうのである.これは実際の太陽の観点に立つと、大きな 問題となる.実際の太陽は数値計算で達成されているより も非常に小さな粘性・磁気拡散が実現されており、支配的 となっている磁場は非常に小さなスケールになっていると 考えられる.このような状況から実際の太陽で観測される 磁場がどうやって生成されるかは大きな謎になっているの である.そこで、太陽の大規模磁場を実現するためには、 どうにかして小スケールのダイナモ機構を抑えなければい けないという提言が出された[5].一方、表面の観測と数 値計算の比較からは、小スケールのダイナモ機構が対流層 の中でも活発であるという証拠が得られた[6].太陽表面 の磁場は、太陽観測衛星「ひので」により飛躍的に精度良 く測ることができるようになったが、数値計算によって、 この磁場を再現しようとすると問題があった.非常に高解 像度の計算を行っても,太陽表面で観測されるものより半 分の強度しかない弱い磁場が得られてしまったのである. 太陽観測においては、2倍の差は深刻な問題である. Rempelによって行われた新しい計算においては対流層の中で も小スケールのダイナモは活発であると仮定して,そこで 作られた磁場が対流層の内部から表面に運ばれてくる過程 を計算の中に含めると,太陽観測によって得られた磁場強 度を表面観測で再現できるようになったのである.このよ うに理論的には,小スケールと大スケールのダイナモの共 存は難しい状況であるが,観測的にはそのどちらもが必要 になっているのである.

この謎に挑戦しようと,我々は京コンピュータを用いて 高解像度の計算を行った.高解像度の乱流下では見逃して いる物理があると考えたのだ[7].実際に高解像度計算を 行うと以下のようなことがわかった. ある程度の解像度ま では、解像度をあげればあげるほど、大規模磁場の強度は 弱くなっていった. ここでさらに解像度をあげて, これま で到達したことのない高解像度に到達すると、再度大規模 磁場の強度が復活するということである。その時に上部境 界付近での熱対流の様子を図1に示す[8].また,経度方 向に平均化した経度方向磁場の様子を横軸時間、縦軸経度 にして図2に示す.低解像度と高解像度においては、大規 模磁場が生成されて、10-20年程度の周期を持って変動し ていることがわかる. 高解像度になると大規模磁場が復活 するという結果は、上記の考察とは反する現象である、非 常に高解像度な状況下では、小スケールのダイナモが効率 的になることが詳細な乱流速度場、磁場の解析からわかっ た. 小スケールのダイナモが効率的になると、小スケール で磁場のエネルギーが運動エネルギーを上回り, ローレン ツ力により小スケールの運動を著しく抑制することがわ かった.結果として、高解像度な状況下でも大規模磁場を 破壊するような小スケール乱流の影響は避けられ、太陽で 観測される大規模磁場を実現できたのである.

このように、大規模磁場生成までは数値計算によりよく わかってきているが、次章に紹介する表面への浮上磁場は 全球計算の中では数値資源の制約から包括的に再現できて ない.次章で紹介されているように浮上磁場は爆発現象と も密接な関わりをもっており、浮上磁場を計算の中に再現



図1 高解像度計算により達成された太陽内部熱対流の様子[8].

Commentary



図2 対流層の底付近での経度方向に平均化した経度方向磁場の 様子.上から低解像度,中解像度,高解像度の順に並んで いる[8].

することが次の目標となるであろう.

3. 浮上磁場による黒点形成と太陽フレアの発生

太陽内部のダイナモ機構によって生成・強化された磁場 は、やがて太陽表面へ浮上し、黒点を形成する.ガス圧が 磁気圧に卓越する(プラズマベータが1を上回る)対流層 では、大局的な磁場は対流運動の影響を受けやすく、浮上 の過程でねじれが蓄積される.しかし、太陽表面を突破し、 密度が薄く磁気圧優勢となる(プラズマベータが1を下回 る)上層大気(彩層・コロナ)へ到達すると、磁場はその ねじれを解放しながら成長していく.この蓄積されたねじ れ(過剰な磁気エネルギー)が磁気リコネクションを通じ て爆発的に解放されるプロセスこそが、太陽フレアであ る.3章では、これら黒点形成と太陽フレア発生に関する 最近の理解を解説する.

すでに2章で述べたように、太陽では赤道が極よりも速 く自転している(差動回転)ため、太陽内部の磁場は東西 方向に引き伸ばされる(トロイダル磁場).トロイダル磁 場の一部が,自らの浮力や対流に押し上げられることで対 流層内部を浮上し、やがて表面に達すると黒点を形成する [9].黒点はアーチ状に浮上したトロイダル磁場の太陽表 面における切り口であると考えられており、多くの場合、 黒点は正極(N極)・負極(S極)が東西方向に並んだ双極 型構造として形成される.しかし、実際の太陽には様々な 形状の黒点が存在しており、大型かつ複雑な黒点ほどより 強力なフレアを生じることが経験的に知られている[10]. 特に、正極・負極が互いに密着した「デルタ型」と呼ばれ る構造を持つ黒点では、大型フレアが生じやすい.

では、フレアを引き起こす黒点はどのようにして形成さ れるのだろうか?それを解き明かす鍵となるのが、人工衛 星による太陽観測と数値シミュレーションとの組み合わせ である. 2006年打ち上げの「ひので」衛星は、太陽面上の 限られた視野を高空間分解観測することにより、黒点が太 陽表面に出現する際のダイナミクスや、太陽フレアが微小 な磁場構造によって駆動される様子を詳細に観測してい る. また, 2010年打ち上げの Solar Dynamics Observatory (SDO)衛星は、太陽全面を24時間監視することで、太陽面 上に出現するあらゆる黒点やフレアを確実に捉える体制を 築いている.一方、太陽内部は不透明であるため、内部を 浮上する磁場を光学的に観測することは不可能である.太 陽の地震学である日震学を用いた磁場検出も近年では開発 が進められつつあるが、浮上磁場を数値シミュレーション によって再現し、その結果作られた黒点を実際の観測と比 較することで太陽表面下の浮上磁場を推定する研究も行わ れている.ここでは、観測とシミュレーションを組み合わ せた研究の例[11]を紹介する.

図3 (左上)は、2011年2月に出現した活発な黒点群 NOAA 11158の表面磁場を示している.この黒点群は単純 な双極型ではなく、正負極のペアが2つ並んだ四重極型の 構造を呈し(左下)、その中央部分には正極・負極が密着 したデルタ型黒点が見られる.実際にこの中央部分では、 最大のカテゴリーであるXクラスのイベントを含む複数の 大型フレアが発生した.我々は、太陽内部から磁場が浮上 する様子を3次元磁気流体シミュレーションによって再現 し、この黒点群の形成過程を探った.

図3(右上)はシミュレーションによって得られた太陽 表面磁場を表している.解析の結果,四重極型の黒点配置 は,浮上磁場が強く変形を受けた結果であることが明らか になった.すなわち,太陽内部を浮上する1本の磁束管 (トロイダル磁場)が,対流などの外的要因によってゆがめ られ,2か所で浮上する形状に変化した(右下).その結 果,2つのアーチ状の浮上磁場が太陽表面へ出現し,四重



図3 活発な黒点群 NOAA 11158 の観測(左上)とその再現シ ミュレーション(右上).白・黒は正極・負極を表し,橙・ 青線は太陽フレアに伴う紫外線の増光領域を示している. 左下は黒点磁場の模式図.中央の橙線を挟んだ正極と負極 が「デルタ型」黒点を形成し,大型フレアを生じた.右下は シミュレーションによって再現された浮上磁場の3次元構 造[11,12].

極黒点を形成したのである.中央に位置する正極と負極は 太陽表面下で接続されているため,互いに強く密着し,デ ルタ型黒点を形成した.このような磁場が反平行である領 域では,電流シートが形成され,磁気エネルギーが蓄積さ れる.大局的な黒点の成長に伴って,この部分に蓄積され た磁気エネルギーが磁気リコネクションを通じて解放され たのが,本黒点群における一連の大型フレアなのだと考え られる.このように,近年では,観測データとシミュレー ションとの直接比較によって,太陽内部から磁場が浮上 し,黒点形成やフレア発生に至る過程を一貫して理解でき るようになりつつある.

しかし、フレアを起こす黒点は全てが四重極なのだろう か?それらはどの程度の割合でデルタ型黒点を保持してい るのだろうか?この謎に迫るため、我々は2010年以降に出 現した黒点のうち、大型の太陽フレアを生じたイベントに ついて統計的な解析を行った[12].

図4は解析した全51フレアの分布と規模を表している. 解析の結果、51イベントは計29の黒点群から生じており、 そのうち24群(83%)がデルタ型黒点を内包していること がわかった.先行研究[13]に基づくと、これらの黒点群は 4種類に大別される.すなわち,先に述べた(1)四重極型黒 点のほか,(2)単純な双極型黒点であるものの正負両極が 強く密着してデルタ型を示すケース、(3)正極もしくは負 極の近傍で小規模な浮上磁場が出現しコンパクトなデルタ 型黒点を形成するケース,そして(4)完全に独立した2つ の黒点群の中間でフレアが生じるケース、である、今回解 析した29の黒点群を分類すると、ケース(2)と(3)がそれぞ れ11群,15群と大多数を占めることがわかった.ケース(4) はデルタ型黒点を含まないため、いかにも磁気エネルギー の蓄積は弱そうである.確かにこのケースは稀であり、解 析したデータのうちでも2群しか確認できなかったが、そ れでも最大Xクラスのフレアを生じているのは興味深 い. これらの多様なフレア黒点がどのような浮上磁場に よって形成されるのか,数値シミュレーションに基づいて 再現モデルを構築し、観測結果と比較するのが今後の目標 となる.

太陽黒点やフレアの多様性を知るには、過去の観測デー



図4 2010年5月からの6年間に生じた大型フレアの分布.太陽 中心角45[°]以内のイベントを示した.色はフレアの規模を 表し、赤に近いほど強力なフレアを示す[文献12のデータ を元に作成].

タも手がかりとなる. 図5 (左)は、1946年7月に出現し た、19世紀後半以降で史上4番目の大きさの太陽黒点を示 している.この黒点は巨大な太陽フレアを生じ(右),地球 ではそれにともなって活発な磁気嵐が観測された.前述の 統計研究に基づく推計から、この黒点は図3の黒点を1桁 以上上回る規模の磁気エネルギーを保持していた可能性が ある.一方、1947年4月に出現した史上最大面積の黒点で は、太陽フレアがほとんど発生せず、大規模な地磁気擾乱 も起こらなかったことが知られている[14].また、史上最 大規模とされ、フレアそのものの発見にもつながった1859 年9月のキャリントンフレア[15]は、必ずしも巨大黒点か ら発生したわけではない[16].したがって、巨大フレアが 発生するためには、やはり面積だけではなく、より磁気エ ネルギーを保持しやすい複雑な構造(例えばデルタ型黒点 など)を持つのが重要だということが考えられる.

黒点やフレアの存在は他の太陽類似星においても示唆さ れている.近年,宇宙望遠鏡「ケプラー」を用いた観測か ら,太陽フレア(解放エネルギー:10²¹-10²⁵J)をはるか に上回るスーパーフレア(同:10²⁵-10²⁸J)が発見さ れ,話題を呼んだ[17].スーパーフレアを生み出す太陽類 似星には,相応の磁気エネルギーを保持する恒星黒点が存 在することが予想される.しかし,黒点の磁場強度は恒星 表面の圧力によって決まるため,太陽類似星の黒点磁場強 度は太陽のそれとあまり変わりないと考えられる.すなわ ち,スーパーフレアの磁気エネルギーを実現するには黒点 面積を広げるしかない.したがって,スーパーフレア黒点 は,通常の太陽黒点をはるかに上回る巨大な恒星黒点とし て存在するのだろう.

では、これら巨大な恒星黒点はどのようにして作られる のだろうか?そして磁気エネルギーを保持するための複雑 性はどのようにして獲得されるのだろうか?ダイナモシ ミュレーションや浮上磁場シミュレーション、さらには黒 点やフレアの観測データを総動員することで、これらの謎 を明らかにしていく必要がある.

4. 太陽フレアのエネルギー解放と宇宙天気予報

太陽フレアが発生すると,間欠的に X 線やガンマ線,高 エネルギーの電子や陽子が放出される.これらは,エネル ギー解放機構である磁気リコネクションが非定常に発生



図5 19世紀後半以降4番目の大きさの黒点で発生した巨大な太 陽フレア.(左)カルシウム線で観測した黒点.(右)水素 アルファ線で観測した太陽フレア.いずれもパリ天文台提 供[12].

し、間欠的な粒子の加速が起きていることを示唆してい る.また近年は、恒星で観測されるスーパーフレアでも類 似の理論が考えられている.これらの理解は、太陽天体プ ラズマの基礎研究に加え、宇宙天気予報への応用に対して も重要である.4章では、これら太陽フレアの間欠的エネ ルギー解放と太陽フレア予測について解説する.

太陽外層大気コロナは密度が低く,無衝突(磁力線方向 の平均自由行程=数千km),プラズマベータが1より小さ い(磁気圧優勢),高磁気レイノルズ数(10¹³)のプラズマ である.太陽コロナではガスの運動よりも磁場が支配的 で,拡散よりも移流効果が大きい.そういった状況では乱 流が発達しやすく,薄い電流シートが形成される.

太陽フレアの発生前には、3章で述べたように、黒点磁 場の磁気中性線と、その上空に磁気アーケードと磁束管が 形成される.同時に、ループ足元にはひずみ(ねじれ)が 蓄積される.次に太陽内部から現れる浮上磁場などのトリ ガー機構によって平衡状態が失われ、磁束管が浮上を開始 する(カタストロフィー).磁束管が噴出すると、その下に 電流シートが形成されて、反平行磁場のつなぎかえによる 磁気リコネクションが駆動される.太陽観測衛星「ひので」 などの活躍により、2次元的な磁気リコネクションモデル はほぼ確立したといっていい.しかし3次元的な描像に関 しては、未解明な点がまだ多く残されている[18].

図6に数値シミュレーションによって再現された磁束管 噴出と,磁束管下の3次元電流シートを示す[19].線は磁 力線を表し,色は磁場の強さを表す.ピンク色の表面は抵



図6 (a) 3次元磁気流体シミュレーションによる磁束管浮上と、
(b)磁束管下に形成された乱流電流シート.線は磁力線、白枠でプラズモイドを強調.ピンク色の表面は抵抗 nJ の領域
[19].

抗(nJ)の大きな領域(=電場の強い領域)を示す.磁気レ イノルズ数が10⁴を超えると,電流シートは移流効果で薄 くなり,テアリングモードによって内部に小規模な磁束管 (プラズモイド)を形成する.このプラズモイドは3次元効 果が効いてキンク不安定性で曲がった形をしており,これ らが上下に間欠的に噴出することで電流シートは乱流状態 になっている.また,プラズモイドの前後には強い電場も 励起されているのがわかる.

図7に大きな磁束管噴出とリコネクション率の相関を示 す.磁束管噴出がトリガーされることで、磁気リコネク ションによるエネルギー解放の速さは急激に上昇している のがわかる.ただし、リコネクション率はさらに速い変動 も見せている.これらはよく解析すると、電流シート内の 間欠的な小さなプラズモイド噴出に合わせて変動を繰り返 しているのだ. つまり, 大局的には磁束管噴出によって磁 気リコネクションはトリガーされるが、一方で内部では小 規模なエネルギー解放が間欠的に同時に繰り返されている ([20]も参照). 電場もこれらと同期するため、粒子もこれ ら3次元的乱流電流シート内を渡り歩いて、間欠的かつ統 計的に電場加速されていると考えられる.(他にもプラズ モイド同士の衝突や融合収縮、複数のリコネクションアウ トフローによる統計加速[21]や、ループ頂上付近の衝撃波 とプラズモイドとの衝突[22]、マルチ衝撃波による加速 [23]も議論されている.)

太陽フレア中に生成される加速電子と補足されたプラズ モイドは、加速電子の放射する電波によって間接的にみる ことができる(図8).太陽コロナ中で加速された電子 ビームは、波動粒子相互作用によってプラズマ波動を励起 し、さらにプラズマ周波数の電波を放射する ($f_p = 9\sqrt{n_e}$ [MHz]:ここで n_e はコロナ中の電子密度[m⁻³]).開いた



図7 3次元(赤線)および2次元(黒線)数値シミュレーション によって再現された(a)プラズモイド(磁束管)噴出速度 と、(b)リコネクション率の短時間変動[19].

磁力線に沿った単一の電子ビーム(光速の1/3)の場合,電 波スペクトルは一筋の構造として観測される.プラズモイ ドに補足された電子ビームの場合は,ある特定周波数領域 内で群れとして観測され,かつその周波数上端と下端とが ゆっくりシフトしていく様子から,周囲のプラズマ密度が 単調変化しながらプラズモイド全体が上昇もしくは下降し ていると解釈されている(図8(a)).さらに,複数のプラ ズモイドが互いに衝突分離を繰り返しているものもあれば (図8(b)),途中で加速される際に硬X線放射をともなう 観測例もあり,プラズモイドと粒子加速の関連性を示唆し ている[24].

太陽フレアによって発生した X 線や電波,高エネルギー 粒子は地球にも影響を及ぼす.太陽フレアに伴う電波バー ストは広い周波数で電波通信を困難にし,X線は電離圏を 加熱してデリンジャー現象(短波通信障害)を,高エネル ギー粒子も極冠吸収(通信障害)の原因となる.そのため, 太陽フレアの予測は,基礎物理過程の理解と同時に宇宙天 気予報においても重要な意義をもつ.太陽フレアを予測す る一つの方法は数値シミュレーションであるが,最後に, ここでは2つ目の新しいアプローチ,機械学習(AI技 術)を用いた予測手法[25]を紹介したい.

太陽観測衛星「ひので」やSDO衛星による高分解能の光 球磁場観測データがほぼリアルタイムで取得可能な時代に なり、フレア発生前の特徴が少しずつ明らかになってきて いる.その一方で、社会的には機械学習や深層学習といっ た手法が近年発達し、様々なデータに応用されている.太 陽フレアの予測は、従来人手によって経験的に行われてき たが、機械学習手法を適用することで、人手では解析しき れない大量のデータを解析し、より効率的に予測精度の向 上を図ることができると期待される.

まず我々が準備したのは衛星観測による太陽磁場画像



図8 太陽フレア中の電波バースト観測による、加速電子とプラ ズモイドの間接的観測[24](チェコ・オンドレヨフ観測 所).

で、SDO衛星によって取得された2010-2015年の約30万枚 の画像を用いた.次に磁場強度をもとに黒点領域を検出 し、各領域に対して磁場強度や磁場勾配、磁気中性線の長 さや本数、彩層発光といった60個の特徴量を計算した.さ らに、フレアを発生させた領域にはラベル付けを行い、学 習データを作成した.最後にこれらデータベースに対し て、サポートベクターマシン、最近傍法、ランダムフォレ ストといった3つの機械学習手法を用いて、今後24時間以 内に発生する太陽フレアを予測するモデルを開発した.そ の結果、従来の人手による予測では3-5割程度だった予 測精度が8割以上まで向上させることに成功した.

さらに機械学習を用いることで、太陽フレア予測に有効 な特徴量を調べることもできる.具体的には、黒点のエネ ルギー蓄積量とトリガー機構に関連する2タイプの特徴量 が有効であることが明らかになった.特に磁気中性線は、 地震でいう断層面にあたり、ここに蓄積されたひずみ具合 の見積りと、その周囲の磁場変化や微小な発光現象が予測 の手掛かりとなる.本手法の結果は、数値シミュレーショ ンに入力したり、逆に数値シミュレーションで明らかに なった物理を抽出特徴量の選定に活かしたりと、相互の協 力が今後重要になってくるのではないだろうか.

5. まとめと今後の課題

以上をまとめると、太陽プラズマは太陽内部から外層大 気コロナまで、その性質は大きく変化し、様々な磁気流体 現象が起こっている.しかしながら、それらは太陽内部に おけるダイナモ活動を起点として、磁場生成から磁気浮 上、黒点形成とエネルギー蓄積、磁気リコネクションによ るエネルギー解放、といった具合に一連の時系列で理解す ることができる.近年の数値シミュレーションを用いた理 論的研究、および衛星・地上観測データとの比較によっ て、太陽各層における物理過程の理解は大きく進んでき た.

今後の太陽プラズマ研究の方向性としては、3次元性・ 非定常性・多様性・グローバル性を考慮しつつ、さらに分 解能を上げた磁気流体数値シミュレーションが我々の理解 を促進してくれることは間違いない.その中で、今回解説 した太陽内部から外層大気までの一連の磁気流体現象を時 系列で再現できれば、太陽黒点や太陽フレアの多様性を包 括的に理解するだけなく、宇宙天気・宇宙気候、あるいは 恒星物理・スーパーフレアといった他の分野にもより一層 貢献できるだろう.さらに磁気リコネクションや粒子加速 に関しては、運動論的な議論は欠かすことはできない.乱 流の物理に関しても同様である.これらは是非、プラズマ 物理を専門とされる皆様のご協力をお願いしたい.

もう一つ特筆すべきこととして,これら理論的な太陽プ ラズマ研究は,観測技術の進歩に大きく触発されている面 が大きい.「ひので」衛星やSDO衛星などで高分解能の磁 場や紫外線・X線の撮像分光データが得られたことで,理 論的なモデリングが飛躍的に進んだ.3章で解説した黒点 形成の多様性についても,数値シミュレーションと観測と の比較によって新たな発見がなされた.現在,2006年の Commentary



◆24時間以内に発生する太陽フレアを予測 ◆従来の人手による予測精度5割 →8割以上まで向上

図9 太陽画像を用いた機械学習による太陽フレア予測[25].

「ひので」衛星の打ち上げから11年が経ち,ちょうど約11年 周期とよばれる太陽サイクルを我々は経験した.次の新た な発見をめざして次期太陽観測衛星 Solar-C が検討されて いるが,今後我々にどんな新たな太陽の姿を見せてくれる か,期待したい.

参 考 文 献

- [1] S.A. Brun et al., ApJ 614, 1073 (2004).
- [2] M. Ghizaru *et al.*, ApJ **715**, L133 (2010).
- [3] B.P. Brown *et al.*, ApJ **711**, 424 (2010).

- [4] N.J. Nelson *et al.*, ApJ **762**, 73 (2013).
- [5] S.M. Tobias and F. Cattaneo, Nature 497, 463 (2013).
- [6] M. Rempel, ApJ 789, 132 (2014).
- [7] H. Hotta *et al.*, Science **351**, 1427 (2016).
- [8] 堀田英之:日本物理学会誌 71,762 (2016).
- [9] E.N. Parker, ApJ 121, 491 (1955).
- [10] I. Sammis et al., ApJ 540, 583 (2000).
- [11] S. Toriumi et al., Solar Physics, 289, 3351 (2014).
- [12] S. Toriumi et al., ApJ 834, 56 (2017).
- [13] H. Zirin and M.A. Liggett, Solar Physics 113, 267 (1987).
- [14] G. Aulanier *et al.*, Astronomy and Astrophysics **549**, 66 (2013).
- [15] R.C. Carrington, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 20, 13 (1859).
- [16] H.W. Newton, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 103, 244 (1943).
- [17] H. Maehara et al., Nature 485, 478 (2012).
- [18] K. Shibata and T. Magara, Living Rev. Solar Phys. 8, 6 (2011).
- [19] K. Nishida et al., ApJ 775, L39 (2013).
- [20] 井 通暁, 西塚直人:プラズマ・核融合学会誌 89,769 (2013).
- [21] 星野真弘: プラズマ・核融合学会誌 89,792 (2013).
- [22] 西塚直人: プラズマ・核融合学会誌 89,796 (2013).
- [23] S. Takasao and K. Shibata, ApJ 823, 150 (2016).
- [24] N. Nishizuka et al., ApJ 799, 126 (2015).
- [25] N. Nishizuka et al., ApJ 835, 156 (2017).



西塚直人

情報通信研究機構電磁波研究所テニュアト ラック研究員.2010年京都大学大学院・博 士(理学).宇宙科学研究所,国立天文台の 「ひので」プロジェクトを経て,2014年から

現職.太陽フレアの解明に観測・実験・理論的に取り組み, 現在は太陽画像と機械学習を用いたフレア予測に挑戦中.趣 味は音楽とテニス.



森 鳥 海

自然科学研究機構国立天文台太陽天体プラ ズマ研究部・特任助教.2014年東京大学大 学院理学系研究科地球惑星科学専攻修了. 博士(理学).数値シミュレーションや衛

星観測を用いた太陽黒点形成や太陽フレア発生過程の研究を 行っている.趣味・特技は中学から続けている合気道.地理 や風景が好きで,飛行機は国際線でも必ず窓側に座る.



ほの た ひで ゆき 堀 田 英之

千葉大学大学院理学研究院特任助教(テ ニュアトラック). 2014年東京大学大学院 理学系研究科博士課程修了. 2014年からア メリカ High Altitude Observatory にて日本

学術振興会海外特別研究員として研究したあと2015年より現 職.太陽の11年周期に対して,数値シミュレーションを用い た研究に取り組んでいる.