

小特集 宇宙プラズマシミュレーションの現状と展望

4. 太陽大気における磁気流体ダイナミックスのシミュレーション

磯部 洋明

東京大学大学院理学系研究科 地球惑星科学専攻

(原稿受付：2007年6月5日)

太陽大気では黒点、フレア、コロナ質量放出など、磁場とプラズマの相互作用による活発な活動現象が起きている。太陽観測ではプラズマのその場計測はできないが、大局的な磁場構造とダイナミックスを時間的・空間的に分解して詳細に観測することができるため、磁気流体シミュレーションによる大局的ダイナミックスの研究がさかんに行われている。本章では太陽磁気流体シミュレーションの最近の研究例として、フレア・コロナ質量放出、浮上磁場領域、そして対流とコロナ加熱の3つのトピックを紹介する。

Keywords:

Sun, solar flare, emerging flux, convection, corona, magnetohydrodynamics

4.1 はじめに

1991年に打ち上げられた日本の太陽観測衛星「ようこう」は、太陽コロナがそれまで考えられていたよりもはるかにダイナミックで、大きさも形状も様々の爆発現象に満ちていることを発見した。それは、それまでの比較的静的な太陽コロナの描像を一変するほどの衝撃的な成果であった。黒点、コロナ、フレア、ジェット、プロミネンス、太陽風等々、磁場とプラズマの相互作用による様々な活動現象を、プラズマ物理学を基礎にして理解することが、太陽物理学の主要なテーマである。

一方視点を変えると、太陽大気はプラズマ物理学の格好の実験場であるともいえる。太陽大気は実験室という境界条件がない開放系であり、プラズマの非線形な振る舞いを詳細に観測することができる。また天体である太陽は文字通り天文学的にスケールが大きく、地上では実現困難なパラメータのプラズマの挙動を調べることができる(例えば磁気レイノルズ数 $\sim 10^{14}$)。磁気リコネクションや粒子加速などの共通の物理過程を、実験室やスペースプラズマの研究者と太陽物理・天文学の研究者と一緒に議論することの有用性は、近年ますます認識されつつある[1]。太陽と類似の磁気プラズマ活動現象は、恒星、銀河、降着円盤など、宇宙の様々な天体で起きていることが知られており、詳細な観測が可能な唯一の天体である太陽は、これらの天体現象のひな型としても重要な役割を果たしている[2]。

多くの太陽活動現象では非定常性、非線形性が本質的に重要であり、数値シミュレーションによる研究がさかんに行われている。日本の太陽物理学は、観測と数値シミュレーションの両面で世界をリードする成果を出してきており、高い評価を受けている。本稿では最近の太陽活動現象

の磁気流体シミュレーション研究の例を、著者の関わったものを中心にいくつか紹介する。

4.2 太陽大気的基本的構造とプラズマパラメータ

図1に太陽大気の平均的なプロファイルを模式的に示す。光球とは可視光の光学的厚さが $\gg 1$ から急激に $\ll 1$ に下がる厚さ200 km程度の薄い層で、可視光で見た時の太陽の縁はここに相当する。光球より下は急な温度勾配を持つ対流層、光球の上空には厚さ約2000 km、温度約1万度の彩層と呼ばれる層がある。彩層の上空で温度は急激に上昇し、100万度以上のコロナとなる。注目して頂きたいのは密度の急激な減少である。光球から彩層にかけての領域はスケールハイトが200 km程度と小さく、コロナに達するまでに密度が5~6桁も減少する。このダイナミックレンジの大きさが、太陽大気の数値シミュレーションを難しくしている一つの要因である。

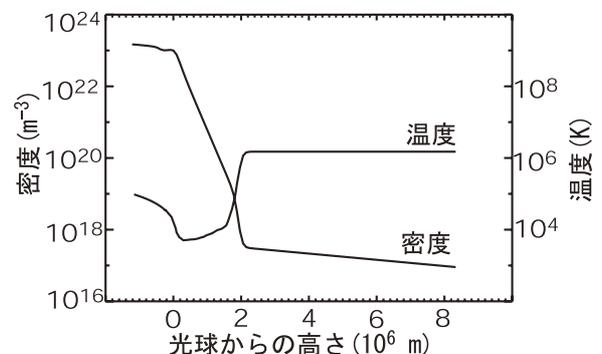


図1 太陽大気の平均的なプロファイル。

表1 太陽光球とコロナの典型的パラメータ.

パラメータ	コロナ	光球
温度 (K)	10^6	6000
密度 (m^{-3})	10^{15}	10^{23}
デバイ長 (m)	10^{-3}	10^{-8}
プラズマ振動数 (Hz)	10^9	10^{13}
イオン慣性長 (m)	10	10^{-3}
平均自由行程 (m)	10^6	10^{-7}
磁場強度 (T)	10^{-2} (活動領域)	10^{-1} (黒点)
イオンラーモア半径 (m)	1	10^{-3}
現象のサイズ (m)	10^9 - 10^{10} (コロナループ)	10^6 (対流セル)

次に表1に、太陽コロナと光球におけるプラズマパラメータの代表的な値を示す。特徴的なのは、イオン慣性長やラーモア半径等のプラズマのマイクロなスケールと、現象のマクロなスケールの間のギャップが非常に大きいことである。平均自由行程を考えるとコロナは無衝突と衝突プラズマの中間くらいだが、ラーモア半径が現象サイズよりはるかに小さいので、大局的なダイナミクスでは磁気流体(MHD)はよい近似になっている。彩層、光球は弱電離プラズマだが、イオンと中性水素のカップリングが強く、観測されているような現象スケール(1万 km 程度)で定義すれば、磁気レイノルズ数は 10^4 - 5 となり、ここでもMHDはよい近似となっている。

4.3 MHDシミュレーションによる研究の例

4.3.1 フレア, コロナ質量放出

フレアとは、現象論的には太陽面で様々な波長の電磁波が突発的に増大することであり、コロナ質量放出とはコロナのプラズマが大量(約 10^{13} kg)に惑星間空間に放出される現象を指す。フレアとコロナ質量放出の因果関係には激しい論争があったが[3, 4], これらはプラズマ噴出と磁気リコネクションが相互にカップルした一連の現象の異なる側面を観測したものである、という理解ができつつある[5, 6]。

最近のフレア研究の中心は、噴出と磁気リコネクションといったフレア時のダイナミクスそのものから、フレアに至るエネルギー蓄積過程や、突発的な噴出をトリガーするメカニズムにより重点がおかれつつある。図2は塩田らによる3次元MHDシミュレーションで、初期のポテンシ

ル磁場の足下をねじることにより、コロナ中にエネルギーが蓄積されていく過程を示している。宇宙天気予報[7]という実用的な要請もあり、今後は観測データを境界条件としてインプットする、データ駆動型のシミュレーションが盛んになるだろうと予想される。

4.3.2 浮上磁場領域

フレアやコロナ質量放出のような活動現象のエネルギー源は磁場である。磁場の形成メカニズム(ダイナモ機構)はほとんどわかっていない超難問だが、黒点を形成するような大規模な磁場は、対流層と放射層の境界あたりにあり、回転速度が大きく変化する領域(タコクラインと呼ばれる)で形成されると考えている。タコクラインで作られた磁場は、磁気浮力により上昇して、やがて光球を通過して上空大気に出現する。太陽面上で新しい磁場が出現する領域は浮上磁場領域と呼ばれる。浮上磁場は黒点形成、コロナの磁気エネルギー蓄積、フレアのトリガー等、様々な活動現象で鍵となる重要な物理過程である。

図3は浮上磁場領域の2次元MHDシミュレーション結果を示す。初期条件は磁気静水圧平衡で、光球の下に水平な磁気シートを置く。磁気シートの中央部に微小摂動を与え、シートの一部が上昇すると、磁力線に沿ってプラズマが滑り落ちるため、上昇部はさらに軽くなって上昇する。この不安定性はパーカー不安定と呼ばれる。光球下の磁気シートのプラズマベータは4程度だが、強い重力成層のためガス圧は上空へゆくに従って急激に減少し、浮上磁場のプラズマベータはコロナ中では0.01程度になる。このため、一旦コロナに浮上した磁場は自分自身の磁気圧で自己相似的に膨張し、 Ω 型の磁気ループを形成する[8]。このシミュレーション結果は、磁気ループの形状と大きさ、浮上の速度、ループに沿った下降流の存在など、観測されている浮上磁場の特徴をよく説明することができる。パーカー不安定による磁気ループは、最近名古屋大学等のグループによって銀河系中心部でも発見されており、太陽で知られている現象が他の天体でもはっきりと観測された例として注目されている[9]。

3次元シミュレーションの大きな課題の一つは、磁場のねじれの効果とそのフレア活動との関係である。図4の上はねじれた磁束管の3次元MHDシミュレーション結果である[10]。図は浮上後のコロナにおける磁力線を示してお

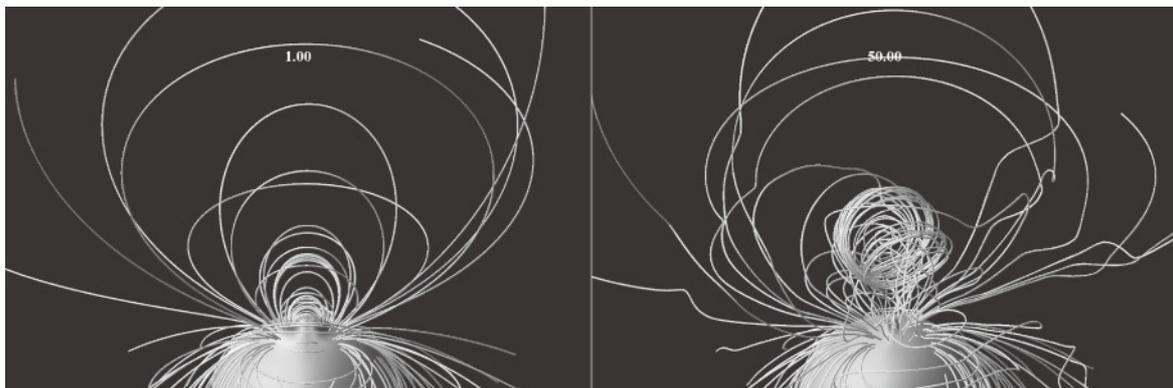


図2 コロナのエネルギー蓄積の3次元シミュレーション.

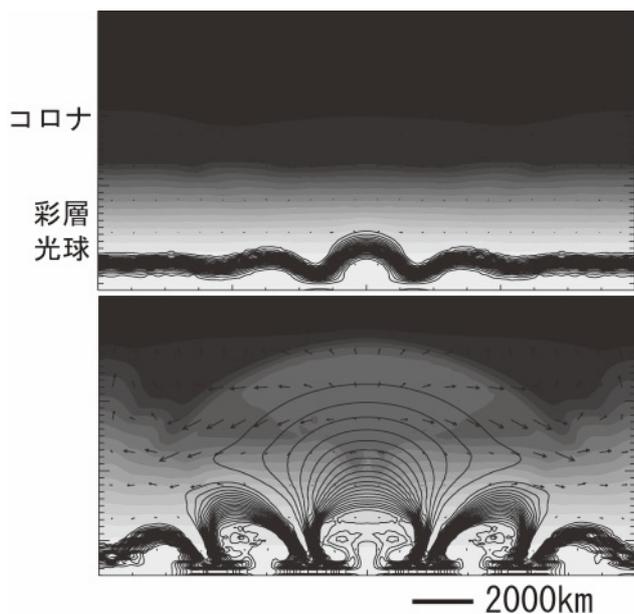


図3 浮上磁場領域の2次元 MHD シミュレーション. 密度分布, 磁力線, 速度ベクトルを示す.

り, ねじれた磁場が浮上することによって, コロナで S 字状の構造を作っていることがわかる. このような構造はコロナの軟 X 線像でしばしば観測されており, シグモイドと呼ばれる(図4下). シグモイドはフレア・コロナ質量放出の前兆現象として注目されている.

次に, 筆者自身による浮上磁場の大規模3次元シミュレーションの結果を紹介させていただこう. 浮上磁場領域の特徴の一つはフィラメント状の微細構造である. 図5の左は浮上磁場領域を水素の H α 線で撮像したもので, 光球より上空の彩層からの光を見ている. 特徴的なのは左下の黒点と右上の明るい領域(プラージュ)をつなぐ筋状の模様で, アーチフィラメントと呼ばれる. 磁場を観測すると, このプラージュ領域は黒点と逆向きの極性を持っていることがわかる. アーチフィラメントは黒点とプラージュをつなぐコロナの磁気ループのうち, 一部だけに低温(1万度)のプラズマが詰まっていて, 彩層からの光を吸収することで暗いフィラメント状構造として見えている.

一方図5は, 太陽の縁近くの浮上磁場領域を極端紫外線で観測したもので, 明るいループと暗いループが何本も入り交じって存在するのが特徴的である. この画像では主として鉄の高階電離イオンからの輝線が映っており, 明るいループは約150万度の高温プラズマ, 暗いループは数万度程度の低温プラズマに対応している. このことは, 浮上磁場領域の加熱が空間的に非一様に起きていることを示唆している.

観測されているこれらの浮上磁場領域の加熱と微細構造形成の起源を調べるために, 筆者らは2004年に地球シミュレータを用いて高解像度の大规模な3次元 MHD シミュレーションを行った[11, 12]. シミュレーションモデルは図3に示した2次元シミュレーションを単純に3次元に拡張したもので, 浮上磁場とコロナ磁場との磁気リコネクションの影響を調べるため, 初期のコロナに浮上磁場と反

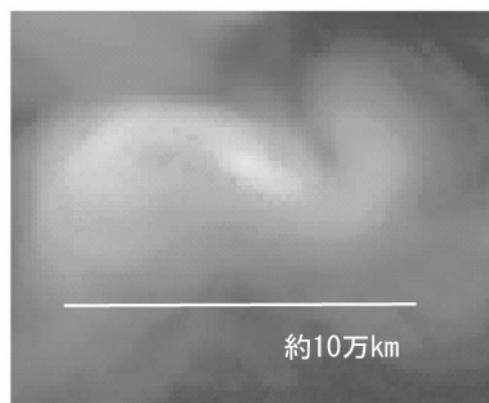
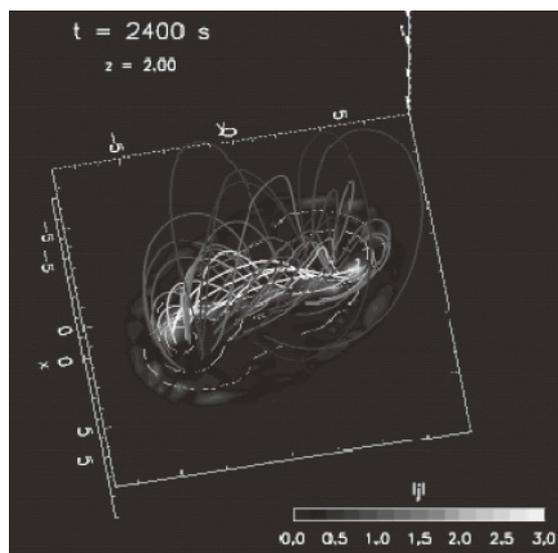


図4 上: ねじれた磁束管浮上の3次元 MHD シミュレーション. 下: ようこう軟 X 線望遠鏡で観測されたシグモイド.

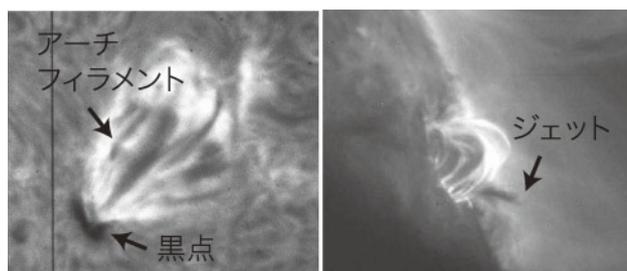


図5 左: 京都大学飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡で観測された浮上磁場領域の H α 線像. 右: TRACE 衛星で観測された太陽縁近くの浮上磁場の極端紫外線像.

平行成分を持つ一様な磁場をかけてある. 計算領域は3次元の直交座標系で, 太陽の上部対流層からコロナまでを含む 50000 km \times 15000 km \times 20000 km の領域を, 800 \times 400 \times 620個の非一様なメッシュで分解する. 太陽面のパラメータで約1時間に相当する時間をシミュレーションするために約50000ステップ計算し, 地球シミュレータの20ノード(160プロセッサ)を用いて約8時間かかった.

図6にこのシミュレーション結果の可視化を示す. 上の図は磁力線の一部と断面の密度分布を示している. 中央付近の Ω 型をした磁力線が浮上磁場である. 密度分布を見る

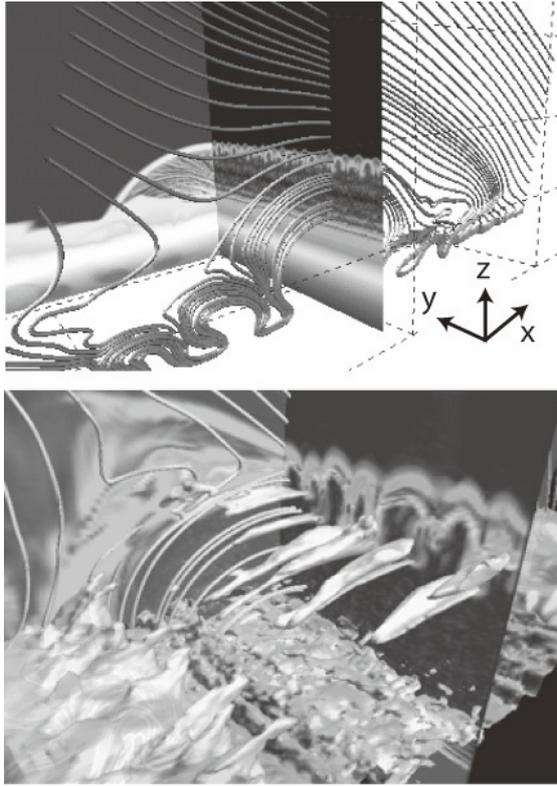


図6 地球シミュレータによる浮上磁場の高解像度シミュレーション。上：磁力線と断面の密度分布。下：磁力線、密度等値面、断面の電流密度分布。

と、浮上磁場の頂上付近は浮上磁場の内部より密度が高くなっていることがわかる。このような構造が形成された原因は2つあり、(1)頂上部分が上空のコロナと上昇する浮上磁場の間で圧縮を受けることと、(2)浮上磁場の内側の磁力線は外側の磁力線に比べて曲率が大きいため、磁力線に沿って物が速く滑り落ちてしまうことである[12]。

このように重たいプラズマが磁場に支えられて軽いプラズマの上に乗っているという構造は、レイリー・テイラー不安定に対して不安定である。しかし、磁力線を曲げるようなモードは磁気張力により安定化されるため、磁力線が交互に入れ替わるようなインターチェンジモードだけが成長する。密度分布をみると、磁力線に垂直な方向(y方向)にだけレイリー・テイラー不安定による構造が発達していることがわかる。

インターチェンジモードだけが成長する結果、浮上磁場中には磁場に沿ったフィラメント状の構造ができる。図6下の密度等値面は、コロナ中の密度が高いプラズマの分布に対応していて、図5に示した観測されている浮上磁場領域のフィラメント構造とよく似ている。また、図6下の断面のカラーは電流密度分布を示しており、レイリー・テイラー不安定の発達によって、浮上磁場内に微細な電流シートが形成されていることがわかる。電流シートは、特に沈み込む重いフィラメントの側面で強くなっており、このような電流シートが磁気リコネクション等により散逸すれ

ば、冷たく高密度のプラズマと高温で希薄なプラズマが交互に存在すると期待される。したがって、図5の極紫外線像に見られるような、空間的に非一様なコロナ加熱の起源も自然に説明することができる。

紙面の都合で詳細は省くが、このシミュレーションからはこの他にも、レイリー・テイラーと磁気リコネクションのカップリングにより、浮上磁場とコロナ磁場との間の磁気リコネクションとジェット発生がパッチ状に起こることなど、いくつかの興味深い発見がある[11]。浮上磁場は「ひので」衛星の主要な観測ターゲットの一つでもあり、これらの高解像度シミュレーション結果が観測的に検証されることを期待している。

4.3.3 磁気対流とコロナ加熱

6000度の光球の外側になぜ100万度のコロナがあるか？というコロナ加熱問題は太陽物理学の最大の課題の一つである。コロナ加熱の理論は大きく分けてアルヴェン波によるものと小規模の磁気リコネクション(ナノフレア)によるものがあるが、どちらもエネルギー源は光球の対流の運動エネルギーが磁場を介して上空に伝わるというものである。

太陽全面のX線像を見れば、明らかに黒点周辺の磁場が強い領域からのX線放射が強い。一方図7を見ると、磁場が最も強い黒点暗部上空ではかえってコロナが暗くなっていることがわかる。これは黒点暗部の強い磁場が対流運動を抑えているため、磁場が強いにもかかわらず上空へ抜けるポインティングフラックスが小さくなっているためと考えられる[13]。

図8は筆者による対流層からコロナまで含む領域の3次元シミュレーションである。計算領域下部の温度を固定し、光球面に相当する層に適切な冷却を仮定することによって、準定常的な対流を発生させ、その後一様な縦磁場をかけて、再び準定常状態になるまで計算させたものである。左側の図と右側の図では磁場の強さが異なり、右側の方が磁場が強く、黒点暗部に対応するようなパラメータとなっている¹⁾。左側の磁場が弱いケースでは、磁場が対流に掃き寄せられて下降流領域に集中し、磁力線も大きく変形して乱流的になっているが、右側の磁場が強い計算では、対流が抑えられて磁力線の曲がりも小さいことがわかる。

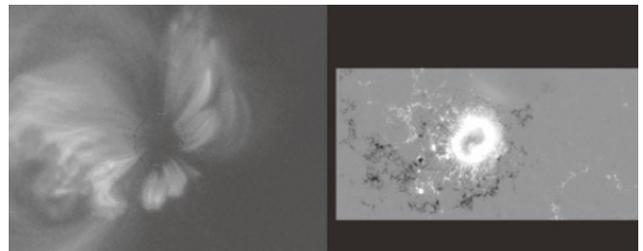


図7 左：ひので衛星X線望遠鏡で観測された、黒点近傍の軟X線像。右：ひので衛星可視光望遠鏡で観測された、同じ領域の円偏光率分布(視線方向磁場強度に相当)。中心の白い円状の部分が黒点。国立天文台提供。

1 この計算はレイリー数を実際の太陽よりずっと小さくとっているため、プラズマベータは黒点暗部($\beta \sim 1$)よりずっと大きい、対流は十分抑えられている。

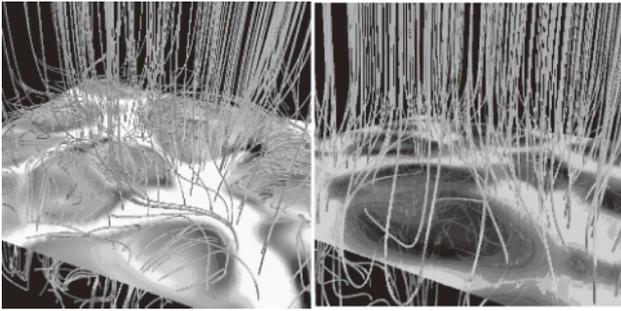


図8 対流とコロナの3次元MHDシミュレーション。磁力線と光球面の垂直磁場分布を示す。左側が磁場の弱いケース、右側が磁場の強いケース。

図9は横軸にチャンドラセカル数²、縦軸にシミュレーション結果から測定した、光球面での上向きのポインティングフラックスをプロットしたものである。実線は2次元、星印は3次元シミュレーションの結果で、両者に大きな差はない。磁場が弱い間は、磁場の対流への影響はないため、ポインティングフラックスは磁場強度とともに増加する。しかし、磁場が増大すると対流を抑える効果が働きだすため、対流による擾乱の振幅も小さくなり、次第にポインティングフラックスは減少する。ある一定値以上磁場が強くなると、対流は完全に抑えられて（線形安定）ポインティングフラックスも0になる。数値計算の制約からレイリー数等のパラメータは現実の太陽と異なるため、定量的な議論にはさらに大規模なシミュレーションが必要だが、定性的には磁場と対流、コロナ加熱の関係をよく説明できている。

またこのシミュレーションからわかったことは、初期に鉛直一様な磁場を与えても、磁場があまり強くない場合は対流運動の攪拌によって磁場は乱流的になり、光球面に平行な磁場成分が時折対流の上昇流によって出現することである。図8左で光球面に対し水平な磁力線が多く見えているのがそれに対応する。このような水平磁場は彩層で磁気リコネクションを起こし、高周波の波を励起することがシミュレーション結果でも確認されている。高周波の波はコロナの加熱や太陽風の加速に都合がよいため、このような水平磁場がコロナ加熱、太陽風加速に大きく寄与している可能性がある。

ひので衛星の可視光望遠鏡は高空間分解、高精度の偏光観測により、光球面磁場のベクトル3成分を測定することができるため、シミュレーションで見つかったような小スケールの水平磁場が検出される可能性がある。対流の磁場の相互作用、それに伴う彩層・コロナの加熱現象は、今後数年で観測、シミュレーションともに大きく研究が進展すると期待される分野である。

4.4 終わりに

ここでは紙面の都合で通常のMHDシミュレーションによる研究のみを紹介したが、最近では輻射輸送や部分電離、電離非平衡プラズマなど、MHD以外の物理を同時に解く

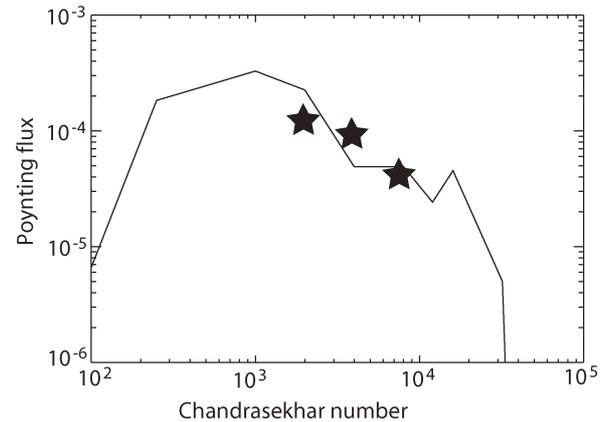


図9 光球面で発生した上向きのポインティングフラックス。横軸はチャンドラセカル数で、磁場強度の2乗に比例する無次元量。実線は2次元シミュレーション、星印は3次元シミュレーションの結果。

ようなシミュレーションも行われるようになってきている[14, 15]。太陽大気において、輻射輸送は大局的なダイナミクスにはあまり影響はないが、観測と比較するという観点から非常に重要である。弱電離プラズマである光球、彩層の磁気リコネクション等も、まだ研究例が少ない重要なテーマである[16, 17]。マルチフィジクスのシミュレーションはこれから太陽分野でもますます重要になるだろう。

図を提供していただいた国立天文台の真柄哲也博士、塩田大幸博士、およびひのでチーム、そして筆者の共同研究者である京都大学の柴田一成教授、東京大学の横山央明准教授、JAMSTECの宮腰剛広博士、ケンブリッジ大学のWeiss教授、Proctor教授に感謝します。

参考文献

- [1] 小野靖他：小特集「磁気リコネクション研究の到達点と課題」プラズマ・核融合学会誌 77, 948 (2001).
- [2] 柴田一成他共編：活動する宇宙（裳華房, 1999）.
- [3] J.T. Gosling, *J. Geophys. Res.* **98**, 18937 (1993).
- [4] H.S. Hudson *et al.*, *J. Geophys. Res.* **100**, 3473 (1995).
- [5] K. Shibata, *Adv. Space Res.* **17**, 197 (1996).
- [6] T.G. Forbes, *J. Geophys. Res.* **105**, 23153 (2000).
- [7] 亘慎一他：小特集「宇宙天気予報」プラズマ・核融合学会誌 82, 737 (2006).
- [8] K. Shibata *et al.*, *Astrophys. J.* **345**, 584 (1989).
- [9] Y. Fukui *et al.*, *Science* **314**, 106 (2006).
- [10] T. Magara, *Astrophys. J.* **653**, 1499 (2006).
- [11] H. Isobe *et al.*, *Nature*, **434**, 478 (2005).
- [12] H. Isobe *et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan* **58**, 423 (2006).
- [13] Y. Katsukawa and S. Tsuneta, *Astrophys. J.* **621**, 498 (2005).
- [14] M. Carlsson and R.T. Stein, *Astrophys. J.* **481**, 500 (1997).
- [15] S.J. Bradshaw and H.E. Mason, *Astron. Astrophys.* **401**, 699 (2003).
- [16] A. Takeuchi and K. Shibata, *Astrophys. J.* **546**, L73 (2001).
- [17] H. Isobe *et al.*, *Astrophys. J.* **657**, L53 (2007).

2 アルヴェン時間の2乗を磁気散逸時間と粘性散逸時間で割ったもので、磁場の強さの2乗に比例する。