温度と視線速度の位相差から探る、プロミネンス中に存在する波動の性質

町田 亜希 (京都大学大学院 理学研究科 M1)

Abstract

太陽は 100 万度の高温で希薄なプラズマ(コロナ)に覆われており、コロナの加熱機構は未解明である。一 つの仮説として、コロナ中の波動のエネルギーが散逸してコロナが加熱されるという考えがある。この波動 現象の理解は、宇宙プラズマ中での磁気流体波の一般的性質の理解につながり重要である。しかし、コロナは 希薄であり、観測で波動をとらえることは難しい。そこで、プロミネンスと呼ばれる、コロナ中で磁場の力に 支えられて浮かぶ低温(1万度)高密なプラズマの雲に注目する。実際、プロミネンス中には波動が観測され ており、その波動現象を理解することで、コロナ加熱問題への示唆が得られると期待される。その鍵となるの は、視線速度に加えて温度の時間変化も同時に観測することである。これにより、温度の周期性の有無から は、その波動が圧縮性を持つかどうかわかり、温度と視線速度の位相差からは、その波が伝搬波か定在波か もわかる。さらには、温度の時間変化から、波が減衰して熱エネルギーに変換される過程をとらえることも できる。Okamoto et al. (2015) では、衛星観測による高空間分解能の観測データに基づき波動の運動と温度 の同時測定を行ったが、温度情報については撮像データに基づいた粗いものであった ($\Delta T \sim 10000$ K)。また Suematsu et al. (1990) では、プロミネンスの分光観測による視線速度と温度変動の同時測定はしているもの の、フィルムを用いていたため、両者の位相差を議論できるほど温度推定に精度はなかった ($\Delta T \sim 600$ K)。 波動の性質を議論するには、過去の研究よりも精度の高い温度推定が求められる。我々は、2016年10月16 日、京都大学飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡の水平分光器を用いてプロミネンスを観測した。この観測で は、高時間・高波長分解能で、Hα (6563Å)、Hβ (4861Å)、Ca II (8542Å)の3 波長で CCD による同時観 測を行い、温度と視線速度の準周期的な時間変化をとらえた (ΔT ~ 100K)。温度の振動と両者の位相関係 から、伝搬する磁気音波をとらえたと考えられる。

1 Introduction

太陽を覆う高温(100万度)で希薄なコロナは、そ の加熱機構が未解決である。一つの仮説として、コ ロナ中の波動のエネルギーが散逸してコロナが加熱 されると考えられている。太陽大気中での波動現象 の理解は、宇宙プラズマ中での一般的な波動の理解 にもつながり重要だが、コロナは希薄であるために 波動をとらえることは難しい。そこで、コロナ中に 浮かぶプロミネンスに注目する。プロミネンスは低 温高密なプラズマの雲であるため、波動をとらえ、現 象を理解するには最適な対象である。

プロミネンス振動の観測の歴史は、1930年に winking filament (ドップラーシフトの影響で、H α 像で フィラメントが写ったり消えたりする) がとらえら れたことに始まる (Dyson, F. 1930)。視線速度で ~ 20km/s の振幅をもつ large amplitude oscillation が発見され (Hyder 1966)、この振動はフレアによっ て誘発されていることがわかった。フィラメント噴出 の直前にもこうした振動がとらえられている (Isobe et al. 2007)。一方で、静穏領域のプロミネンスでは $\sim 2 - 3$ km/s の振幅をもつ small amplitude oscillation がとらえられた (Harvey 1969, Tsubaki et al. 1986, Lin et al. 2007)。この振動については詳しい 原因は未解明である。

そして、人工衛星による観測が始まると、プロミ ネンス中には MHD 波が存在し、それがプロミネン スやコロナの加熱に関係していることもわかってき た。Schmieder et al. (2013)では、プロミネンスの磁 場に垂直な向きに伝搬する縦波(磁気音波)をとら えたと解釈している。また、Okamoto et al. (2015) では、プロミネンス中に横波(アルヴェーン波)を とらえ、2つの撮像データ(Ca II H、Si IV)と分光 データ(Mg II)より、共鳴吸収で波が熱化し、プロ ミネンスが1万度から8万度へ加熱されていること を示唆している。前者では強度変化の位相速度等か ら、後者ではプロミネンスの撮像平面上での動きか ら、縦波か横波かを判断している。

ところで、縦波か横波か、つまり、圧縮性か非圧縮 性かについては、温度の周期的変化の有無こそ重要な 判断材料である。そのためには詳細な温度推定が必要 で、ここに分光観測の威力が発揮される。Suematsu et al. (1990)では、分光観測で視線速度と温度の同 時推定を行い、視線速度では振動が見られた。温度 では 500K 程度の振幅で振動が見られたものの、温 度推定の精度が低く(ΔT ~ 600K)、振動が有意と はいえなかった。これについては、フィルム観測で あったことが大きな要因として考えられる。仮に温 度の振動が有意であれば、圧縮性のある波をみてい ると解釈できる。さらに、視線速度と温度の位相差 からは、定在波か伝搬波か、つまり、エネルギーが 輸送されているのか、そこにとどまっているのかど うかを判断することができる。

本研究では、これまでにない高い精度で温度を推 定し、

- 1. 視線速度で振動がある場合に温度でも振動があ り、圧縮性があるかどうか調べる
- さらに、両者の間の位相差からプロミネンス中 に存在する波動が伝搬するかどうか、つまり、エ ネルギーが輸送されているのかどうか調べる

ことを目標とした。

2 Observations

我々は、2016 年 10 月 16 日 8:26~9:53(JST)、飛 騨天文台ドームレス太陽望遠鏡と水平分光器で、西 リムに出現していたプロミネンス(図 1)を、スリ ット固定で観測した。観測波長は H α (6563Å)、H β (4861Å)、Ca II (8542Å) の 3 波長である。CCD カ メラ (Procillica GigE) 3 台を同期させ、3 波長同時 にデータ取得した。



図 1: 2016 年 10 月 16 日、西リムに出現していたプロミネンスを観測した(Hα 像)。白線はスリット。

3 Analysis and Results

まず、観測した生データに対して、暗電流を除く ためのダーク処理、感度むらを補正するフラット処 理を行った。そして、散乱光を取り除くために、ス リット上でプロミネンスの光がない場所のスペクト ルを引き算した。このようにしてキャリブレーション を行ったプロファイルを、輻射輸送方程式の解の形:

$$I = S[1 - \exp(-\tau)] \tag{1}$$

$$\tau = \tau_0 \exp\left(-\frac{(\lambda - \lambda_0 + \Delta\lambda)^2}{\Delta\lambda_D^2}\right)$$
(2)

で、3波長同時にフィッティングする(S:source function、 τ_0 :ライン中心での optical thickness、 λ_0 :中心 波長、 $\Delta\lambda$:ドップラーシフト、 $\Delta\lambda_D$:ドップラー幅)。 その際、3波長でドップラーシフトと乱流速度共通、 H α と H β でドップラー幅共通、光学的厚さとSの 比固定とした。さらに、CaのSは、このラインのみ のフィッティングで求まった典型的な値で固定し、改 めて3波長同時フィッティングを行った。これより4 つのパラメータが決まる。ドップラーシフトより視 線速度が求まる。また、異なる質量の原子のライン (H、Ca)を用いると、以下の式:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \sqrt{\frac{2kT}{m} + \xi^2} \tag{3}$$

で2つの未知数(温度 T と乱流速度 ξ)が決まることを用いて温度推定を行っている(m は原子の質量、kはボルツマン定数)。

また、Hαと Hβ の両方を観測したのは、光学的厚 みの比を固定することで、強度比から光学的厚さを 正確に求めることができ、パラメータの数が多いこと によるフィッティングの不定性を減らすためである。

なお、本研究では、プロファイルの形が対称で、プ ロミネンスに重なりがないと仮定できる箇所を選ん でいる。

まず、プロミネンスのドップラーグラムを図2に 示す。



図 2: ドップラーグラム。横軸が時間経過、縦軸がス リット方向の距離を表している。視線速度で振動し ている様子がわかる。

およそ振幅 2km/s 視線速度で振動していることが わかる。この場所で温度も計算し、視線速度と同時に プロットしたものを図3に示す。このグラフは、それ ぞれ時間方向に 10 秒平均したものをプロットしてい る。速度で1~2km/s幅、温度でも 200K 程度の幅で 振動しているように見受けられる。さらにこの振動に ついて FFT (Fast Fourier Translation)解析を行っ たところ、視線速度、温度ともに、約2.8分周期に ピークがあることがわかった (図4、5)。なお、視線速 度の振幅、周期に関しては Tsubaki et al. (1987)で も同様な結果が得られている(振幅 0.8~1.4km/s、 周期 2.6 分、観測ラインは Ca II H)。

4 Discussion

まず、視線速度と温度の振動が有意かどうか考察す る。約2.8分の振動が含まれない、ほぼ定常になってい る部分で標準誤差を求めた結果、視線速度では Δv ~



図 3: 温度と視線速度の時間変化のグラフ。温度は 左軸、黒線。視線速度は右軸、青線でプロットして いる。



図 4: 視線速度の FFT 解析結果。縦軸はパワー、横 軸は log(周波数)を表している。パワーが最大の周 波数成分(約5分)は、観測時間が 10 分と短いこと から有意ではないと判断した。

0.2km/sとなった。また、温度では10秒平均した時系 列データに対し同様に評価したところ、 $\Delta T \sim 100$ K となった。視線速度の振幅は1~2km/s>5 Δv 、温 度の振幅は200K~2 ΔT となったことから、視線速 度の振動は有意、温度の振動もある程度有意である と判断した。これより、今回観測したのは圧縮性の ある波であるといえる。

次に温度と視線速度の位相差の議論に移る。伝搬 する場合には位相差が0度または180度、定在する 場合には90度になる。逆位相なので、今回観測した 波は伝搬波、つまりエネルギーが輸送されている現 場をとらえたと考えられる。プロミネンスが磁場の 力に支えられていることを踏まえれば、磁気音波が



図 5: 温度の FFT 解析結果。縦軸はパワー、横軸は log(周波数)を表している。

伝搬しているところをとらえたと考えられる。

今回は、分光観測から視線方向の振動成分をとら えたにすぎない。伝搬方向をより詳細に推定するに は、撮像観測から得られる撮像平面上での速度場を 組み合わせることも必要である。また、コロナ加熱 問題に示唆を与えるような波のダンピングと加熱等 の現象をとらえるためにも、さらなるプロミネンス 観測が求められる。

5 Conclusion

スリットを固定した分光観測から、プロミネンス の視線速度で、1 ~ 2km/sの振幅、2.8 分周期の振 動をとらえた。また、温度でも、約 200K の振幅、 2.8 分周期の振動をとらえた。視線速度の振幅は 1 ~ $2km/s > 5\Delta v$ 、温度の振幅は 200K ~ $2\Delta T$ となっ たことから、視線速度の振動は有意、温度の振動も ある程度有意であると判断した。また、視線速度と 温度は逆位相の関係にあった。以上より、

- 1. 温度で振動がみられたことから、圧縮性のある 波を観測したと考えられる。
- 視線速度と温度が逆位相の関係にあることから、 が伝搬している、言い換えれば、エネルギーが 輸送されている現場をとらえたと考えられる。

と解釈した。今後、撮像データとの比較や、よりコ ロナ加熱問題に示唆を与えるような現象をとらえる ために、さらなる観測が求められる。

Acknowledgement

この研究は、徳田怜実さん、岡田翔陽さん、一本 潔先生、柴田一成先生、浅井歩先生、上野悟先生と の共同研究です。また、飛騨天文台での観測や、夏 の学校の発表準備にあたっては、先輩方や職員の方々 に大変お世話になりました。この研究を支えてくだ さったみなさまに、厚く感謝申し上げます。

Reference

- Dyson, F.(Astronomer Royal), 1930, Roy. Astron. Soc., 91, 239
- Harvey, J. W. 1969, Ph.D. Thesis,
- Hyder, C. L. 1966, ZAP, 63, 78
- Isobe, H., Tripathi, D., Asai, A., & Jain, R. 2007, SoPh , 246, 89
- Lin, Y., Engvold, O., Rouppe van der Voort, L. H. M., & van Noort, M. 2007, SoPh, 246, 65
- Okamoto, T. J., Antolin, P., De Pontieu, B., et al. 2015, ApJ, 809, 71
- Schmieder, B., Kucera, T. A., Knizhnik, K., et al. 2013, ApJ, 777, 108
- Suematsu, Y., Yoshinaga, R., Terao, N., & Tsubaki, T. 1990, PASJ, 42, 187
- Tsubaki, T., & Takeuchi, A. 1986, SoPh, 104, 313
- Tsubaki, T., Ohnishi, Y., & Suematsu, Y. 1987, PASJ, 39, 179

「ひので」で探る太陽プラズマ大気加熱

阿部 仁 (東京大学大学院 理学系研究科 地球惑星科学専攻)

Abstract

太陽では、下層大気の光球よりも、熱源から離れた上層大気の彩層・コロナの方が高温である。これは非熱 的なメカニズムによって維持されているはずであり、このメカニズムの有力な説として「波動による加熱」 がある。 この説の観測的証拠を得るために、大気中の波動によるエネルギーフラックスの推定が重要であ る。Kanoh et al.(2016)は、黒点暗部でひのでと IRIS 衛星で同時に光球と彩層の波動観測を行った。そし て、光球と遷移層下部 でエネルギーフラックスを推定し、彩層加熱に十分なエネルギーが散逸することを示 した。このような観測は、比較的波動が明瞭に観測される黒点暗部のみで行われており、より観測の難しい プラージュ領域では行われていない。そのため、プラージュ領域でひのでと IRIS 衛星の同時観測を行い、彩 層でのエネルギー散逸量を見積もることが必要である。本研究はその前段階として、ひのでによる光球面の 波動観測を行った。本研究では、ひのでの偏光分光データを用いて、光球において、アルフベン波の兆候を掴 むため、太陽中心から離れた ($\theta = 56^{\circ}$) プラージュ領域で、高時間分解能 (ケイデンス 22s) の波動観測を行 い、3 つの物理量 (ドップラー速度・視線方向磁場・放射強度) の時間変動を測定した。それらの位相関係か ら、エネルギーフラックスの推定に重要な波動モードの特定をした。結果として、光球ではいずれの物理量 においても約5分の周期的な振動が見られた。また、物理量の位相差は、ドップラー速度と放射強度が -90° 、ドップラー速度と磁場強度が –90°、放射強度と磁場強度が 0° であった。この位相関係は fast-mode の定 常波であることを示唆する (Moreels & Van Doorsselaere.2013) が、過去の研究では光球での fast-mode の 波は見つかっていない。この位相関係が得られた原因として、今回の観測位置が太陽中心から離れているこ とが考えられる。

1 introduction

太陽大気では、下部大気である光球よりも上層大 気の彩層・コロナのほうが高温になっている (図 1)。 熱源は太陽内部にあるので、通常の熱伝導では高度



図 1: 太陽大気の温度構造

上昇に伴い温度が減少することが期待され、このよ うな大気構造は形成されない。つまり、この構造は 非熱的なメカニズムによって維持されていることに なる。このメカニズムの有力な説として、「波動によ る加熱」がある。これは、光球の運動が磁力線を伝 わる波となって上方へ伝播し、熱化することによっ て上空が温められるという説である。この説の観測 的証拠を得るためには、太陽大気中の波動によるエ ネルギーフラックスの推定が重要である。

Fujimura & Tsuneta(2009) は、ひのでを用いてプ ラージュ領域における光球面の波動観測を行い、物 理量の振動から波動モードの特定、光球面でのエネ ルギーフラックスを推定し、彩層・コロナの加熱に十 分 なエネルギーフラックスがあることを示唆した。 しかし、これは光球面での観測しか行っていないた め、上層大気で実際にどれ位のエネルギー散逸があ るかはわからなかった。そこで、Kanoh et al.(2016) 2017年度第47回天文・天体物理若手夏の学校

は黒点暗部について研究を行い、ひのででの光球面 観測に加え、IRIS 衛星で彩層の波動観測を行った。 ひのでと IRIS の同時観測を行うことで、光球面と彩 層でのエネルギーフラックスをそれぞれ見積もり、彩 層でのエネルギー散逸を推定した。そして、黒点暗 部上空の彩層では、彩層の加熱に十分なエネルギー 散逸があると結論付けた。ひのでと IRIS の同時観測 はまだ黒点暗部についてのみしか行われていないの で、その他の領域に関してもこのような観測を行う 必要がある。本研究では、プラージュ領域における ひのでと IRIS の同時観測の前段階として、ひのでに よる光球面波動観測を行い、エネルギーフラックス の推定に重要な波動モードの特定を行なった。

2 Energy flux estimation

2.1 energy flux

エネルギーフラックスは以下の式で定義される。 (Kanoh et al. 2016)

$$F = \rho \delta v^2 \vec{v}_g - (\delta \vec{v} \times \vec{B}) \times \delta \vec{B} \tag{1}$$

ここで、 ρ , \vec{B} ,v, \vec{v}_g はそれぞれ密度、磁場、速度、群 速度を表す。式の第1項が熱・運動エネルギーフラッ クスを表す項で、第二項がポインティングフラック スを表す項である。よって、波動のエネルギーフラッ クス の推定には密度、背景磁場強度、磁場と速度の 振幅、そして群速度と各物理量の振動方向の関係を 求めればよい。群速度と各物理量の振動方向の関係 は波動モードによって決まるため、エネルギーフラッ クスの推定において波動モードの特定は重要である。

2.2 Mode identification of the wave

波動モードは密度の振幅と各物理量の位相関係を 調べることで特定することができる (Fujimura & Tsuneta,2009)。

まず、密度の振幅は粒子の疎密を表しているので、 密度振幅の大きさを調べることで圧縮波と非圧縮波 を分けることができる。

さらに圧縮波であった場合、磁場と密度の振動の 位相関係を見ることで fast-mode と slow-mode に 分けることができる。磁場と密度はそれぞれ磁気圧 とガス圧に対応しているので振動が同位相であれば fast-mode、逆位相であれば slow-mode である。

また、速度と磁場の位相差を見ることによって進行 波モードと定常波モードに分けることができる。振 動が単純な sin 型の波動であることを仮定し MHD 方程式に代入すると、進行波の場合磁場と速度の位 相差が 0°もしくは 180°となることがわかる。一 方、定常波の場合は磁場と速度の位相差が 90°もし くは -90°となる。

本研究では、圧縮波であればソーセージ波、非圧 縮波であればキンク波と仮定した (図 2)。また、光学 的に薄いと仮定すると放射強度と密度は正の相関を 持つ (Kanoh et al.,2016) ので、解析では密度の代わ りに放射強度の振幅と位相関係を用いて、波動モー ドを特定した。



図 2: (左) キンク波 (右) ソーセージ波

3 Observation

観測は 2015 年 2 月 12 日 12:20-13:30 UT に、太陽 中心座標で (x, y) = (747", 367")、緯度 56 度に位置 するプラージュ領域で行った。ひのでに搭載された可 視光磁場望遠鏡 (SOT) の spectro-polerimater(SP) によって偏光分光観測を行い、6301.5Å、6302.5Å に ある Fe I の吸収線のストークスパラメータ I,Q,U,V プロファイルを測定した。視野は 3"×82"、空間分解 能は 0.3"、ケイデンスは 22 秒で観測を行った。(図 3)



図 3: (左)g-band で撮影したフィルタグラフ。赤枠 が SP の視野、紫枠が今回の解析領域。(右)SP の連 続光の図。

4 Results

今回は図 3 の紫色の枠内 (1"×3") を平均したデー タを解析し、各物理量を求めた。図 4 は視線方向速 度、視線方向磁場、放射強度の時間変化をプロット したものである。ただし、太陽表面の構造変化など による長期的な変動を取り除くために、もとの時間 プロファイルから 16 点 (352 秒)の 移動平均を引い てある。いずれの物理量にも周期的な振動が見られ る。この振動の周波数成分を調べるためにフーリエ 変換を施し、パワースペクトルを求めた。その結果 が図 5。図 5 から 3 つの物理量で共通の周波数をも つピークがあり、その周波数は約 3.3mHz であるこ とがわかる。

次に、各物理量の位相関係を調べた。図6は、2つ の観測量の相互相関関数である。図6から、IとB の相互相関係数は、タイムラグがないときに最大値 を取っているので、2つの物理量の位相差は0°であ ると考えられる。またvとIの相互相関係数は、タ イムラグがないときは0であったが、Iに正のタイム ラグを与えると徐々に大きくなり、¹4周期(75s)の あたりで最大になっている。そのためvの位相はI の位相に比べて ²7 遅れていると考えられる。また、 vとBの相互相関係数は、vとIの相互相関関数と



図 4: 各物理量の時間変化。速度は blue shift を正と した。また、吸収線の放射強度は連続光の放射強度 の平均値で規格化した。



図 5: それぞれの物理量のパワースペクトル。赤丸は 3つの物理量で共通の周波数をもつピーク



図 6: 各物理量の相互相関関数。赤線がI - B, 緑線 がv - I, 黒線がv - Bの相互相関関数を表す。ま た、タイムラグは2つの物理量のうち後ろに与えた。

ほぼ同様の形をしているが、タイムラグがないとき に相関係数が正であることと、相関係数が最大にな るタイムラグが $\frac{1}{4}$ 周期よりも小さいことから $v \ge B$ の位相差は $\frac{\pi}{3}$ 未満であると考えられる。

5 Discussion

まず、図5からいずれの周波数プロファイルでも 3.3mHz のところにピークが見られたことから、この ピークは MHD 波動による振動を表していると考え られる。また、放射強度の振幅が連続光に対して数 パーセント程度と大きな振動が見られたため、波動 は圧縮波、すなわちソーセージ波であると考えられ る。そして、図6の位相関係から、IとBの位相差は 0°であったことから fast-mode であると考えられる。 また、vと I の位相差が 🗄 であったことから、この 波は定常波であると考えられる。以上のことをまと めると、今回発見された振動は fast ソーセージモー ドの定常波であると結論付けられる。しかし、先行 研究で見つかっているソーセージ波は slow-mode の みで、fast-mode は見つかっていない。今回このモー ドが見つかった原因として、先行研究では比較的太 陽中心に近い位置で観測が行われたことに対し、今 回の研究では太陽中心から離れた位置で観測したこ とが考えられる。Moreels & Van Doorsselaer(2013) によると、slow-mode では、物理量は磁束管に沿っ た方向に振動するが、fast-mode では物理量は磁束管 に沿った方向に加え、磁束管の動径方向にも大きく 振動する。そのため、磁束管を横から観測した場合、 すなわち、リムでの観測を行った場合、slow-modeの 波は発見されにくくなり、fast-modeの波が見つかり やすくなると考えられる。よって、今回先行研究で は見られなかった fast-mode の波が観測されたと考 えられる。

また、vとBの位相差は ½ 未満であり、½ からの ズレが見られた。 ½ からのズレは進行波成分を表す ため、fast ソーセージモードの定常波と同じ周波数 をもつ進行波が存在するかもしれない。また、その 進行波が圧縮波であれば vとIの位相差も ½ からず れるはずだが、今回はそうなっていないので、Iの振 動を伴わないキンク波であると考えられる。よって、 今回の振動の中には、キンクモードの進行波も存在 するかもしれない。

また、不透明度の変化による影響にも注意しなけ ればならない。不透明度が変化すると、観測してい る Fe I の吸収線が形成される高度が上下する。観 測する高度が変化すると磁場や密度も変化するため、 実際には波動が生じていなくても見かけ上振動が見 られる。Fujimura & Tsuneta(2009)によると、不透 明度の変化によって見かけ上の揺らぎが生じるとき は I と B の位相差が 0° になり、今回の観測の結果 と一致する。そのため、今回観測された波動の一部 は、不透明度の変動によってもたらされたものであ る可能性が高い。

6 Future work

今回の研究では、fast ソーセージモードの定常波 が発見されたが、先行研究ではこのモードの波は見 つかっていない。その原因として、先行研究では比 較的太陽中心に近い位置で観測が行われたことに対 し、今回の研究では太陽中心から離れた位置で観測 したことを考えた。これを踏まえ、今後はリム近傍 での観測と太陽中心の近くの観測をそれぞれ行い、 fast-modeの検出数の緯度依存性を統計的に調べる 必要がある。

また、今回はひのでによる光球面の波動観測しか 行われていないため、同領域の IRIS による彩層での 波動観測も行う必要がある。

さらに、ひのでと IRIS での観測、解析結果の解釈 を適切に行った後に Kanoh et al.(2016)の手法など を用いて、光球面と彩層のエネルギーフラックスを それぞれ推定し、彩層でのエネルギー散逸量を見積 もる必要がある。

Reference

Fujimura, D. & Tsuneta, S. 2009, ApJ,702,1443

Kanoh, R., Shimizu, T., & Imada, S. 2016, Apj, 831, 1

Moreels, M.G., & Van Doorselaere, T. 2013, A&A, 97, 310

「すざく」衛星による地球近傍からの 太陽風電荷交換 X 線イベントの系統探査

伊師 大貴 (首都大学東京大学院 理工学研究科)

Abstract

我々は「すざく」衛星の全データから太陽風電荷交換 (Solar Wind Charge eXchange, SWCX) イベント の系統探査を行い, 2005 年 8 月から 2015 年 5 月までの 3055 データから 90 の SWCX イベントを検出した (石川 天文学会 春季年会 2012, 伊師 天文学会 春季年会 2017). その検出数は XMM-Newton 衛星での系 統探査 (Carter et al. 2008, 2011) と同様, 太陽活動と良く相関していた. しかし, 放射強度と太陽風プロト ンフラックスから求めた SWCX 放射率に視線方向での依存性は見られなかった. これは Robertson et al. (2006) の SWCX 放射のシミュレーションと矛盾する結果である.

1 Introduction

百武彗星からのX線放射の発見 (Lisse at al. 1996) をきっかけに太陽風電荷交換 (Solar Wind Charge eXchange, SWCX) が注目され始めた.太陽風に含 まれる酸素などの多価イオンが地球近傍の中性大気 に含まれる水素原子などの電子を剥ぎ取り,軟X線 (0.2–1 keV)の輝線を出すという反応である.SWCX 放射は ROSAT 衛星の全天サーベイで見られていた バックグラウンドの時間変動 (Snowden et al. 1994) を引き起こし,軟X線背景放射のひとつとしても注目 されている.惑星大気など希薄なガスにも反応する ため,地球の超高層大気である外圏などの周辺環境を 探る新たな鍵としても重要な役割を果たす.

SWCX 放射の観測には,低バックグラウンドかつ 1 keV 以下で高いエネルギー分解能を誇る「すざく」 XIS が適しており,これまで地球近傍での強い SWCX イベントが検出されてきた (e.g. Fujimoto et al. 2007). 我々は 2005 年 8 月から 2011 年 9 月までの 2031 データを解析し, 38 の SWCX イベントを検出 した (石川 天文学会 春季年会 2012). 検出数は太陽 極小期で減少しており, XMM-Newton 衛星での系統 探査 (Carter et al. 2008, 2011) と同様の傾向を示し ていた. 我々は 2011 年 10 月以降のデータを解析し, 「すざく」衛星の全データによる SWCX 放射の統計 的な評価を行った.

2 Analysis

我々は今回「すざく」衛星の2011年10月から2015 年5月までの1024データを解析した(伊師 天文学会 春季年会2017). SWCX 放射は地球を取り囲む広い 領域で光るため,観測する視野全体に広がっている. 明るい天体を観測している場合,視野内の暗い領域に 着目する必要がある.我々は磁気嵐に伴う軟X線の時 間変動を利用して,これらのデータからSWCX イベ ントを検出する手法を確立した(Ezoe et al. 2011). 具体的には以下の3段階でデータの選別を行った.

2.1 Light curve

全データに対して XIS1 のイベントファイルから 0.5–0.7 keV のX線イメージを作成し,視野内のバ ックグランド領域からライトカーブを抽出した (図 1). XIS1 は低エネルギーのX線に対して感度が高く, SWCX 放射の酸素輝線 (0.5–0.7 keV) の検出に有効 である.抽出したライトカーブの時間変動を χ^2 検定 で評価し,その定常性が <10 %のものを有意な変動 であると見なした.有意な変動が見られたデータに 対して,WIND 衛星または ACE 衛星が観測した太陽 風プロトンフラックスとの比較を行い,両者の相関を 目視で判断した (図 2).



図 1: 0.5-0.7 keV のX線イメージ. 白い楕円以外を バックグランド領域と定義した.



図 2: バックグラウンド領域のX線ライトカーブ(上) と太陽風プロトンフラックス(下).

2.2 Image

太陽風と良い相関が見られたデータに対して, 図2 のようにX線が変動している時間帯を増光時, 定常で ある時間帯を平穏時と定義し, それぞれのイメージを 作成した.増光時と平穏時でイメージの割り算を行 い, 視野内の増光している領域を確認した (図3). バッ クグラウンド領域で >2 倍の増光が見られ, SWCX 放射が視野全体に広がっていることがわかる. WIND 衛星と ACE 衛星は L1 を周回しているため, 観測さ れた太陽風の変動が地球に到達するまで ~1 時間か かる.X線と太陽風の相互相関を計算した結果, 太陽 風の変動に対して ~3000 秒遅れた時間で ~0.7 の強 い相関が見られた.



図 3: 増光時と平穏時のX線イメージの比.



図 4: 増光により生じたスペクトル.

2.3 Spectrum

太陽風と有意な時間差が見られたデータに対して, バックグラウンド領域から増光時と平穏時のスペク トルを抽出した.それぞれの差分をとることで増光 により生じたスペクトルを抜き出し, Bodewits et al. (2007)の SWCX 輝線強度を用いてフィッティングし た (図 4).各イオンのアバンダンスはフリーとして, 遷移に伴う輝線の強度比を固定した.さらに,~0.25 keV の増光分を再現するためにガウシアンを加えて いる. χ^2 /d.o.f = 61.08/45 となり,増光により生じ たスペクトルが SWCX 放射によるものであることを 確認した.

3 Result

2011 年 10 月から 2015 年 5 月までの 1024 データ を解析した結果, 今回新たに 52 の SWCX イベント を検出した. すなわち,「すざく」衛星の運用期間の 全 3055 データ中 90 データで SWCX 放射の抽出に 成功したことになる. 各年ごとの検出数は太陽活動 度を示す黒点数と良く相関していた. しかし, Solar Magnetic (SM) 座標系における検出データの視線方 向分布はほぼ一様であり, 磁気圏構造に依存した特徴 は見られなかった.

4 Discussion

SM 座標系は地球の磁軸方向を z 軸, 地球と太陽を 結ぶ方向を x-z 面内にとり, カスプなどの磁気圏構造 をほぼ一定の方向に示すことができる.開いた磁力 線と閉じた磁力線の境界領域であるカスプでは, 太陽 風や外圏の密度が高いので SWCX 放射強度が強くな ると予想され, その放射強度は次式で与えられる.

$$P_{SWCX} = \frac{1}{4\pi} \alpha P_{SW} N_H \; [\text{ph cm}^{-2} \; \text{s}^{-1} \; \text{str}^{-1}] \quad (1)$$

ここで、 α はSWCXの散乱断面積、 P_{SW} は太陽風 のフラックス、N_H は視線方向の水素柱密度である. SWCX 放射以外の背景放射の影響を取り除くため、 Ezoe et al. (2011) 同様, OVII 輝線 (0.52-0.6 keV) のX線と太陽風プロトンフラックスを 2-2 で見積も られる時間差を補正して, 直線でフィッティングした (図 5). 直線の傾きは SWCX 放射率, 切片は主に背 景放射の定常成分を示している.(1)式より放射率は N_Hに依存しているため, カスプを含む磁気圏高緯度 側で上がると予想される. さらに、Robertson et al. (2006)の SWCX 放射のシミュレーションにおいて, 磁気嵐中で最大 ~20 倍放射が強くなり, カスプ方向 でその傾向が顕著に見られる.しかし、得られた放射 率の視線方向分布にそのような傾向は見られなかっ た.太陽風中のプロトンとイオンの比が異なるなど の不定性もあるが、放射率が視線方向に依存しない可 能性が示唆された.



図 5: 太陽風プロトンフラックスに対する OVII 輝線 (0.52–0.6 keV) のX線カウントレート.

5 Conclusion

我々は「すざく」衛星の2011年10月以降のデータ を解析し,新たに52のSWCXイベントを検出した. これは「すざく」衛星の全3055データの系統探査が 終了したことを意味し,その総検出数は90となった. それぞれに対してSWCX放射率を求めた結果,放射 率が視線方向に依らず一定である可能性が示唆され, これまでの予想と矛盾する結果を得た.

Acknowledgement

本研究を行うにあたり,ご指導いただいた石川久美 さん (ISAS) 及び江副祐一郎准教授 (首都大) に感謝 いたします.

Reference

Lisse et al. 1996, Science, 274, 205 Snowden et al. 1994, ApJ, 424, 714 Fujimoto et al. 2007, PASJ, 59, S133 Carter & Sembay 2008, A&A, 489, 837 Carter, Sembay and Read 2011, A&A, 527, A115 Ezoe et al. 2011, PASJ, 63, S691 Bodewits et al. 2007, A&A, 469, 1183 Robertson et al. 2006, J. Geophys. Res., 111, A12105

コロナルレインの時空間スケール

石川 遼太郎 (東北大学理学研究科地球物理学専攻)

Abstract

太陽の活動領域上空ではコロナルレインという現象がしばしば観測される。コロナルレインは熱的不安定性 によってコロナで生成された低温高密度のガス塊が、生成後短時間で太陽表面へと落下する現象と考えられ ている。そしてコロナルレインが微細構造を有することが知られているが、その具体的なスケールや形成過 程は明らかになっていない。また落下したコロナルレインが黒点上空の彩層・遷移層を加熱することが最近 の研究であきらかになった。しかしながら、コロナルレインが持つ運動エネルギーを熱化する具体的な物理 過程は分かっていない。本研究では SDO 衛星に搭載されている AIA のコロナ画像と IRIS 衛星による分光 データ及びスリットジョー画像とを組み合わせることで、彩層・遷移層温度におけるコロナルレインのガス の追跡とその速度や明るさの解析を行った。その結果、IRIS 衛星の 1400 Å スリットジョー画像においてコ ロナループに沿った下降流が見え、さらにそれに対応した増光・ドップラーシフトが分光データにおいて確 認できた。この時、コロナルレインの落下速度が約 90 km/s 程度と音速よりも十分に速いことが分かった。 これによりコロナルレインが下層大気と超音速で衝突・加熱したことで、大気が発光したという因果関係を 示すことができた。さらに IRIS 衛星の Mg II 2796 Å, Si IV 1394 Å, C II 1336 Å のスペクトル線では、そ の明るさが約25秒の時間スケールで変動していた。これは落下した際のコロナルレインが有している微細 構造の空間スケールや、コロナ領域でガス塊が生成される時間スケールを反映していると考えられ、コロナ ルレインのガス塊1つの長さが2.2 Mm 程度であると見積もられた。またコロナルレインによって下層に運 ばれるエネルギーは断熱圧縮と衝撃波加熱のどちらでも説明可能であることが分かった。

1 Introduction

太陽コロナは 100 万度を超える非常に高温な領域 として知られている。しかしながら、コロナ領域に存 在する全てのプラズマがこのような高温であるとは限 らず、彩層温度のプラズマも存在する。コロナルレイ ンはそのような低温高密度なプラズマの1種であり、 短い時間スケールでコロナ中に生成され、順次ルー プ構造に沿って落下するのが特徴である (Antolin et al. 2012)。

コロナルレインは、コロナ領域における熱的不安 定性に起因して発生すると考えられている。すなわ ち、コロナを加熱する機構を放射冷却が上回り、暴 走冷却が起こることでコロナ中に低温プラズマが生 成される (Muller et al. 2005)。従って、熱的不安定 性の特徴はコロナ加熱プロセスと密接に関連してお り、コロナルレインの特性を明らかにすることはコ ロナ加熱機構の解明にもつながると考えられている。 またコロナルレインの観測は、リムにおいては1970

ナルレインが観測された (Antolin et al. 2012)。また 2014 年に打ち上げられた衛星 Interface Region Imaging Spectrograph (IRIS) による観測データを用いることで、黒点暗部にコロナルレインが落下し上空の彩層・遷移層を加熱することが判明した (Kleint et al. 2014)。
 これまでの研究から、コロナルレインが微細構造を有していることが分かっているが、そのスケール

を有していることが分かっているが、そのスケール が現在使用されている装置の空間分解能と同程度か それよりも小さい為に、どこまで小さなスケールが あるのかは分かっていない。また、コロナルレイン による彩層・遷移層の加熱過程についてはまだあま

年以降多くのイベントが報告されてきたが、太陽面

上のイベントの報告は近年になるまでほとんどなかっ

た。これはコロナルレインが非常に小さく暗い構造

であり、背景とのコントラストが悪いことが大きな

原因である。これに対して Swedish Solar Telescope

(SST)を用いた観測によって、多くの on-disk コロ

り研究が進んでいない。

本研究では、IRIS 衛星の観測データを用いてコロ ナルレインの時空間スケールを求めるとともに、コ ロナルレインが下層大気へ運ぶエネルギーの見積も りを行い、熱的不安定性の特性を明らかにすること を目的とする。

2 Instruments and Observations

本研究では、IRIS 衛星と SDO 衛星によって得られ た活動領域 NOAA AR 12042 の観測データを使用し た。観測期間は 2014 年 4 月 24 日 10:00-11:15 (UT) である。IRIS 衛星はスリット分光観測と、スリット 周囲のフィルターイメージを撮像している。視野は 119"×119" であり、スリット幅は 0".33 で空間分 解能は 0".166 である。SDO 衛星に搭載されている AIA は太陽面全面のフィルターイメージを撮像して いる。使用した波長帯と撮像周期は表 1 の通りであ る。IRIS 衛星は IHOP250 に基づいて対象活動領域 を sit-and-stare モードで観測を行い、1400 Å と 2796 Å のスリットジョー画像と 3 つの輝線 (C II 1336 Å, Si IV 1394 Å, Mg II k 2796 Å) の分光データを取得 した。

装置	波長 [Å]	$\log_{10} T$	原子	周期
IRIS/SG	1336	4.3	C II	$5.6 \mathrm{~s}$
IRIS/SG	1394	4.8	Si IV	$5.6 \mathrm{~s}$
IRIS/SG	2796	3.8	Mg II k	$5.6 \mathrm{~s}$
IRIS/SJI	1400	4.8	Si IV	$11 \mathrm{~s}$
SDO/AIA	171	5.8	Fe IX	12 s

表 1: 波長帯と観測周期

図1は観測領域の概観とデータセット例である。太陽面北西にある活動領域 NOAA AR 12042 の先行黒 点周辺が IRIS 衛星の視野に含まれている。スリット は黒点暗部と重なるように置かれている。





3 Analysis and Results

図1(d),(e) に見られるように、低温のプラズマ(~ 10⁵ K)がループ状の経路(黄線)をたどって黒点暗 部へ移動していた。この経路の足元には黒点暗部の 輝点があり、IRIS のスリットはその輝点と重なって いた。またこのプラズマの運動と発光に対応したレッ ドシフトと増光が分光データにおいても確認された (図1[f]-[h])。

以上より、観測された現象は黒点暗部に落下する コロナルレインであり、黒点暗部上空の彩層と衝突・ 加熱し発光した現象である。

図 2(a)-(c) は各分光データの時間変化を示してお り、(d) はスリットジョー画像の時間変化を示してい る。図 2 によれば、ループ状の構造に沿って落下し てきたプラズマがちょうどスリット位置に到達した のと同時に、分光データでも対応するレッドシフト と増光が確認できることから、両者の因果関係がよ り明確に分かる。また 1800s $\leq t \leq 2500s$ において 多くのコロナルレインが発生・落下しており、平均 的な見かけの速度は 25 km/s、ドップラー速度は 85 km/s 程度であった。従ってコロナルレインの運動速 度は約 90 km/s となり、遷移層温度における音速よ りも十分に速いことが分かる。

以上より、超音速で落下した低温高密度のプラズ マが彩層と衝突し加熱したことが分かる。

次に、発光の性質と詳細に調べるためにウェーブ レット解析を行った(図3)。図3(a)は殆どドップ ラーシフトをしていない成分(定常成分)の時間変 化についての結果であり、(b)はレッドシフト成分に ついての結果である。定常成分では約3分の周期性



図 2: スペクトルとスリットジョー画像の時間変化: (a)-(c) は各分光データの時間変化を示しており、(d) はスリットジョー画像の時間変化を示している。縦 軸は時間で、10:00:28 (UT)をt=0とした。(a)-(c) の横軸はドップラー速度とし、正の値がレッドシフ トに相当する。ここでは分光データのうち、暗部輝 点に対応する5ピクセル分のデータを平均して使用 している。(d)の横軸は見かけの距離で、図1(d),(e) に黄線で示しているループ状の構造に沿って暗部の 輝点から測った距離である。

が観測期間中常に見えている。またどちらの成分に おいても、コロナルレインが多く見られた 1800 秒 から 2500 秒までの間では、25 秒程度の短い時間ス ケールの成分が強く見られた。これはコロナルレイ ンの塊1つ1つが有している典型的な時間スケール であると考えられる。観測的に見積もった速度(90 km/s)を考慮すれば、コロナルレインの典型的な大 きさ(長さ)が 2.2 Mm 程度であると見積もられる。



図 3: Mg II k intensity 変化のウェーブレットパワー スペクトラム

最後に発光の順序を同定するため、相関関数を計 算した(図4)。上記で2つの異なる周期性が存在す ることが判明したため、フィルターをかけてそれぞ れを分離したうえで、相関を計算した。短いスケー ルについては、定常成分でもレッドシフト成分にお いてもほぼ同時に増光していた(図 4[a],[c])。これ は、時間分解能が低い(10 秒程度)であり、彩層を 上から順に加熱していく様子を分解できていない可 能性と、温度構造を持ったコロナルレインが発光し ているために全て同時に増光している可能性の両方 が考えられる。一方で3分の周期成分は Mg II k → C II → Si IV の順に増光していた(図 4[b])。これ は下方から順に増光していることを示しており、黒 点の3分振動が伝播し衝撃波となり加熱・増光に寄 与しているものと考えられる (Tian et al. 2014)。



図 4: 各輝線間の相関関数。正の値は Mg II k が先行 して増光していることを示している。

また、表2は本イベントにおけるコロナルレイン の物理量の推定値である。

表 2: 推定値のまとめ			
速度	$90 \ \mathrm{km/s}$		
時間スケール	$25 \mathrm{sec}$		
長さ	2.2 Mm		
幅	$580 \mathrm{km}$		
温度	$\sim 10^5~{\rm K}$		

4 Discussion

表2の推定値から、コロナルレインの塊1つが有 している運動エネルギーを見積もることができる。 (Antolin et al. 2015)で報告されている、完全電離 を仮定した時のコロナルレインの電子密度を用いて、

$$E_{blob} = \frac{1}{2}\rho v^2(\pi rL) \approx 10^{24} \text{erg}$$

を得る。

2017年度第47回天文・天体物理若手夏の学校

この運動エネルギー全てが熱エネルギーに変わる と仮定した時、その変換プロセスとして主要なもの が衝撃波加熱なのか断熱圧縮なのかを考える。今、加 熱によって彩層の温度を 10⁴ K から 10⁵ K に上げる のに必要なエネルギーを見積もったところ、両者と もに 10²⁴ erg 程度となり、どちらが主要なプロセス かを決めることは出来なかった。

5 Conclusion

本研究では、コロナルレインの典型的な長さが2.2 Mm 程度であることを時間スケールから推定するこ とが出来た。これは先行研究において画像データか ら求めた結果とよく一致している。

一方でコロナルレインが彩層を加熱する物理過程 としては、衝撃波加熱と断熱圧縮のどちらがより大 きく寄与しているかを決めることは出来なかった。

Reference

- Antolin, P., Vissers, G., & Rouppe van der Voort, L. 2012, SoPh, 280, 457
- Antolin, P., Vissers, G., Pereira, T. M. D., Rouppe van der Voort, L., & Scullion, E. 2015, ApJ, 806, 81
- Kleint, L., Antolin, P., Tian, H., et al. 2014, ApJL, 789, L42
- Müller, D. A. N., De Groof, A., Hansteen, V. H., & Peter, H. 2005, A&A, 436, 1067
- Tian, H., Kleint, L., Peter, H., et al. 2014, ApJL, 790, L29

トランジット観測を用いたグラニュレーションの研究

林 利憲 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

7000Kよりも低有効温度をもつ恒星外層では、対流層が形成されており、時間スケール数十分、空間ス ケール数 Mm のグラニュレーションと呼ばれる、粒状斑の生滅現象が生じていると考えられる。グラニュ レーションの情報は、恒星のパラメーターと密接に関係しており、グラニュレーション由来と考えられる恒星 の光度曲線の変動情報を用いて、恒星の表面重力を決定することに成功している (F.A.Bastien et al,2016)。 しかし、従来の方法では、個々の粒状斑の情報を得ることができず、粒状斑の性質自体を研究することはで きない。そこで、惑星トランジット光度曲線の変動情報を用いて、グラニュレーションを観測できる可能性 が提案された (A.Chiavassa et al,2017)。しかし、この論文では、光学観測に伴うポアソンノイズ存在下で の検出可能性や、グラニュールの大きさや変化のタイムスケールが与える影響について調べていない。そこ で、本研究では、周辺減光とガウシアンゆらぎを入れた単純なグラニュレーションモデルのシミュレーショ ンを用いて、トランジット変動の分散を計算し、粒状斑及び惑星のサイズ、グラニュレーションのタイムス ケールが変動に与える影響を調べた。また、グラニュレーションのタイムスケールを無限大として、様々な ポアソンノイズ存在下で、変動の分散を計算し、ポアソンノイズの大きさと比較することで、観測に必要な データ数の下限値を調べた。

1 Introduction

1.1 グラニュレーション

恒星の理論によると、7000 K よりも低有効温 度をもつ恒星の外層では、対流層が形成されている と考えられている。対流層では、対流上昇流と対流 下降流がセル状のパターンを形成しており、上昇流 と下降流の温度の違いに伴って、大きさ数 Mm 程度 の斑点状の構造を形成している。これが粒状斑であ り、粒状斑の生滅現象をグラニュレーションという。 グラニュレーションの理論によると、グラニュレー ションに由来する光度揺らぎ σ と,星震のピーク周 波数 ν_{max} の間には、スケール則 σ ∝ ν⁻¹/_{max} が成り立 つ。近年、Kepler によるパワースペクトラムデータ によって、この関係は確認されており、太陽以外の 恒星においても、間接的にはグラニュレーションの 存在が確かめられている。

1.2 惑星トランジット観測を用いたグラニ ュレーションの観測

パワースペクトラムの解析によって、グラニュ レーションの存在が確認され、その積分情報を利用 して、恒星の表面重力などのパラメータが求められ ている (F.A.Bastien et al,2016)。一方で、パワース ペクトラムの解析からは個々の粒状斑の情報は得ら れず、従って、大きさ等の粒状斑の固有性質を調べ ることはできない。そこで、惑星トランジットの光 度曲線情報を用いて、グラニュレーションを検出で きる可能性が示された (Chiavassa et al,2017)。この 論文で著者は、3種類の典型的な系外惑星を仮定し、 3D 輻射流体コードを使ってシミュレートした恒星を 用いて、トランジット光度曲線を作成し、rms を計 算することで、ホットジュピターのトランジットに 対して、Kepler や計画中の衛星を用いて検出可能な 効果が生じ得ることを示した。しかし、この論文で は、粒状斑の大きさやグラニュレーションのタイム スケール、観測によるポアソンノイズの影響を調べ ていない。そこで、本研究ではこれらの効果がトラ ンジット変動に与える影響を調べた。

2 Methods

グラニュレーションの存在下でのトランジット 曲線をシミュレーションするために、C 言語を用い て以下のようにしてコードを作成した。

2.1 星表面のグリッド作成

本研究では、星表面を表現するために、以下の 球面座標を用いた。

$$\int x = \sqrt{R_s^2 - y^2} \cos \phi_{ij} \tag{1}$$

$$y = y_{ij} \tag{2}$$

$$z = \sqrt{R_s^2 - y^2} \sin \phi_{ij} \tag{3}$$

ここで、 R_s は星の半径である。トランジット曲線作 成においては、星の半径は惑星半径との比のみが重 要であるため、本研究では Rs = 10 に固定した。ま た、星表面を格子状に区分するため、 y_{ij} 、 ϕ_{ij} を以 下のように、整数 $i, j(0 \le i, j \le N_{par})$ を用いて表 した。

$$\int y_{ij} = 2R_s \frac{i - \frac{N_{par}}{2}}{N_{par}} \tag{4}$$

$$\phi_{ij} = \frac{j\pi}{N_{par}} \tag{5}$$

ここで、 N_{par} は一方向のグリッドの分割数で、本研 究では $N_{par} = 2000$ とすることで、 2001×2001 個 の格子で恒星の半球を分割した。

2.2 周辺減光

恒星は球状をしているため、恒星を観測する際、 同じ光学的厚さに対応する層の温度が、中心部と周 辺部で異なってくる。そのため、中心部に比べて周辺 部では温度が低く、輝度が小さく観測される。この 効果を周辺減光という。恒星中心と観測者を結ぶ線 と、恒星中心と恒星表面上の点を結ぶ線がなす角を θ、その点でのインテンシティを *I*(θ) とすると、周 辺減光は以下のように書ける。

$$Limbdark(\theta) \equiv \frac{I(\theta)}{I(0)} = 1 + \sum_{k=1}^{N} A_k (1 - \cos \theta)^k$$
(6)

本研究では、係数として 550 nm における太陽の 観測値 $A_1 = -0.47$ 、 $A_2 = -0.23$ を用いてコードを 作成し、より高次の項は小さいものとして無視した。

2.3 粒状斑の表現

星表面のグリッド上に粒状斑を表現するために、 まず、0から N_{par} の整数一様乱数の組 $(i_n, j_n)(0 \le n \le N_{gra} - 1)$ を作成した。ここで、 N_{gra} は恒星半球上の粒状斑の個数であり、粒状斑の典型的なサイズを Λ として、以下のように定義した。

$$N_{gra} \equiv \frac{2\pi R_s^2}{\Lambda^2} \tag{7}$$

次に、全格子点 (i, j) に対して、全 (i_n, j_n) との球面 上距離を計算し、距離が最小となる $n \in \mathcal{E}$ その格子点 (i, j) が属するグラニュレーション番号 N_{ij} とした。以 上のようにして、全格子点にグラニュレーション番号 を割り振ることで、グリッド分割とは独立に粒状斑を 定義した。グラニュレーションについては、周辺減光 の効果を入れたインテンシティ $I_{ij}(t)$ に、グラニュレー ションによる揺らぎ因子 $F = (1 + \delta I(N_{ij}, t))$ をかけ ることで表現した。本研究では、Chiavassa et al,2017 のシミュレーション結果を参考にし、 $\delta I(N_{ij}, t)$ を平 均 0、標準偏差 0.3 の正規分布に従う乱数とし、乱 数を計算し直す頻度によってタイムスケールを表現 した。

2.4 トランジット光度曲線

以上のようにして作成した恒星表面を用いて、 $R_p/R_s = 0.1, 0.2 \text{ on} 二種類の惑星半径 <math>R_p$ に対し て、粒状斑の数としては、太陽に対して各 4.5 Mm、 3.5 Mm、2.5 Mm に対応する、15 万個、25 万個、50 万個として、トランジット光度曲線を作成した。グラ ニュレーションのタイムスケールτとしては、 $\tau \to \infty$ と $\tau \to 0$ の 2 つの極端な場合を考えた。得られたト ランジット光度曲線を用いて、トランジットの期間 外でオフセット調整をした周辺減光モデルとの差を 計算し、その残差を用いてトランジット期間内の不 偏分散 S_{obs} 及び分散の偏差 δS_{obs} を計算した。さら に、 $\tau \to \infty$ については、標準偏差 σ_p のポアソンノ イズを加えた光度曲線も計算し、グラニュレーション が検出可能な条件 (分散-ポアソンノイズ分散 > 分散 の偏差)を用いて、検出に必要なデータ数を求めた。

3 Results

3.1 トランジット光度曲線と残差

上述の方法を使い、トランジット光度曲線と、周辺減光モデルとの残差を計算したところ、以下の図 1、図 2、図 3、図 4 のようになった。図 1、図 2 はグ ラニュレーションのタイムスケールを $\tau \to \infty$ とし た場合のトランジット光度曲線、及び残差の 1 例で あり、 $N_{gra} = 500000, R_p/R_s = 0.1$ の場合である。



図 1: トランジット光度曲線 ($\tau \rightarrow \infty, N_{gra} = 500000, \frac{R_p}{R_s} = 0.1$)



図 2: 残差 ($\tau \rightarrow \infty, N_{gra} = 500000, \frac{R_p}{R_s} = 0.1$)

図2から、振幅の大きな変動がいくつか見られ るが、これは、粒状斑を定義する際に一様乱数を用 いたため、粒状斑のサイズが、典型的なサイズと大 きく異なるものが生じてしまったためと考えられる。 3.2 残差の分散値の粒状斑数、惑星半径、 グラニュレーションのタイムスケール 依存

次に、 $\tau \rightarrow \infty$ 及び $\tau \rightarrow 0$ の2つのモデルにおいて残差の不偏分散*S*及び、分散の偏差 δS を計算した。計算には、以下の公式を用いた。

$$\begin{cases} \delta S_0 = \sqrt{N \sum_{k=0}^{N} (r_k - r_{ave})^4 - (N^2 - 3)S^2} \\ \delta S = \sqrt{\frac{1}{(N-1)(N^2 - 3N + 3)}} \delta S_0 \end{cases}$$
(9)

ここで、*r_k* は各時間での残差、*r_{ave}* は残差の平均、 *N* は全データ数である。以上の計算を実行すること で、次の図 3、図 4 を得た。



図 3: 残差の分散 $(\tau \to \infty)$ 横軸は R_p/R_s 、縦軸は分散、凡例の数字は粒状斑数 (万個)



図 4: 残差の分散 ($\tau \rightarrow 0$): 横軸は Rp/Rs、縦軸は 分散、凡例の数字は粒状斑数 (万個)

いたため、粒状斑のサイズが、典型的なサイズと大 図3から、 $\tau \to \infty$ においては、惑星半径の増加と きく異なるものが生じてしまったためと考えられる。 共にに上昇傾向があることがわかった。また、粒状 斑のサイズとともに上昇傾向があることがわかった。 また、図4より τ→0においては、惑星の半径の大 きさに伴う残差の変化は誤差を考慮すると、ほとん どみられないことがわかった。これは、毎時粒状斑 が更新されることによる変動によって、惑星の通過 に伴う変動が埋没したためと考えられる。

3.3 ポアソンノイズ下での検出可能性

次に、 $\tau \to \infty$ の場合について、ポアソンノイズ存 在下でグラニュレーションによる分散が検出可能な条 件を調べた。図5は、最も太陽の状況に近い $N_{gra} =$ 500000 について、 $R_p/R_s = 0.1$ の場合にグラニュレー ションが検出可能な範囲である。図5から、現実な例 として、約100000 個のデータに対しては $\sigma_p \approx 0.001$ までのポアソンノイズで、グラニュレーションが検 出可能であることがわかる。



図 5: グラニュレーションが検出可能な範囲 ($\tau \rightarrow \infty$)(黄): 横軸はデータ数、縦軸はポアソンノイズの 偏差

4 Conclusion and Discussion

残差の分散の計算から、粒状斑のサイズや惑星 半径が分散値に与える影響は、グラニュレーション のタイムスケールに大きく依存することが予想され る。実際には、τは有限値をとるものと考えられるた め、今回の2つのモデルの中間的な性質となると思 われる。しかし、今回の研究で得られた残差の分散 と粒状斑のサイズ、惑星の半径の間の関係には、計算 に用いた粒状斑の分布や揺らぎのガウシアン乱数の 偶然性が影響を与える可能性があるため、実際には、

異なる粒状斑分布、ガウシアン乱数の下で、計算を 多数行って比較する必要があると考えられる。 ま た、 $\tau \rightarrow \infty$ モデルに対する、ポアソンノイズ存在下 での検出可能性の計算から、現実的な観測において のポアソンノイズの大きさ制限を得た。しかし、現 実の系においては τ は有限値をとるため、本研究で の制限は、グラニュレーションの変動に伴う分散が 無視できる場合での制限であると考えられる。従っ て、本研究での制限は、グラニュレーションが検出可 能なポアソンノイズの上限を与えるものと考えられ 本研究において、粒状斑の分布の定義に一様 る。 乱数を用いたことによる粒状斑のサイズの大きなば らつきや、分布の偶然性、グラニュレーションのモ デルとして、ガウシアン乱数を用いたことによる偶 然性の影響は無視できないと考えられる。また、実 際のグラニュレーションに対しては、ガウシアン乱 数の揺らぎを用いたモデルは適さないと考えられる。 したがって、実際に観測から粒状斑の性質を得るた めには、グラニュレーションについてより現実的な モデルを使用し、粒状斑パターンの偶然性や、ガウ シアン乱数を用いたことによる実際のグラニュレー ションとの乖離が、結果に与える影響を詳細的、網 羅的に調べる必要があると考えられる。

5 Acknowledgement

本研究にあたって、全般の方向性や方法につい てご指導いただいた逢澤正嵩氏、セミナーで多くの 意見を寄せてくださった上赤翔也氏、中川雄太氏に 感謝申し上げます。

Reference

- A. Chiavassa, & A.Caldas, & F.Selses, & J.Leconte, & P. Von Paris, & Bordè, & Z. Magic, & R.Collet, & M.Asplund, A&A 597, A94, 2017
- R. Samadi, & K.Belkacem, & H.-G. Ludwig, A&A 559, A39, A40, 2013
- Fabienne A. Bastien, & Keivan G. Stassun, & Gibor Basri, & Joshua Pepper, ApJ, 818:43, 2016

Arthur N. Cox, Springer, 2000

Line-depth Ratios and Teff Relation of Red Giants in APOGEE H-band Spectra: Metallicity Effect

Jian Mingjie (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

Eleven line-depth ratio (LDR) – $T_{\rm eff}$ relations are derived from APOGEE *H*-band spectra and catalog. Line-depth ratio are useful for measuring effective temperatures of late-type stars. This method has been used mainly for optical spectra, while relations between temperatures and ratios of lines found in the 2MASS *H* waveband were recently reported, but based on only ten spectra. Here we investigate a large number, ~ 20000, of *H*-band spectra from the Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment (APOGEE) to confirm and improve the relations and to discuss the metallicity effect. We found that the metallicity actually affects the line-depth ratios and ignoring this would introduce some amount of error ($\approx 400 \text{ K/dex}$), and saturation of lines cause this effect. We provide the temperature relations including the metal-dependent terms re-calibrated with the APOGEE spectra and temperatures in their catalogue.

1 Introduction

Usual methods to determine the effective temperature $(T_{\rm eff})$ works only on stars whose foreground extinction is not so extreme. Lind-depth ratio, which utilizes the ratio of two different lines as the probe of the effective temperature, can eliminate the effect of stellar extinction because the lines suffer the same amount of extinction. While LDR is useful to determine stellar effective temperatures, most previous studies only considered using optical spectra. Recently Fukue et al. (2015) found 9 line pairs in *H*-band, for the first time for this wavelength.

To the first approximation, the LDR only weakly depends on metallicity and other parameters. However, it is important to characterize the metallicity dependency and to make a correction of this effect if possible or consider the effect as an error source in case we don't know the metallicity of the target in advance. The number of stars studied in Fukue et al. (2015) is limited: eight calibrating stars and two metal-poor stars which seem to be slightly offset from the others.

Here we consider a large number of H-band spectra collected in the APOGEE project (Majewski et al. 2015). The APOGEE spectra include 8 pairs of absorption lines among 9 discussed by Fukue et al. (2015, see their Table 4).

2 Data and Methods

We use APOGEE data release 12 catalog as well as *H*-band spectra to derive LDR- $T_{\rm eff}$ relation and then quantify metallicity effect. 21040 stars are selected among 163278 and they are well separated on a wide range of parameter space: -0.6 < [Fe/H] <+0.2 dex for stars among a wide range of temperature, 3800 $< T_{\rm eff} <$ 5000 K, corresponding to around G5–K8 in spectral type. Applying 11 spectral line pairs with high and low excitation potential, line depths are measured by fitting lien profile with parabola function. LDRs are derived by dividing depths of low and high excitation potential, and LDR- $T_{\rm eff}$ relation is fitted using second order parabola function with metallicity terms involved. Second parabola function is first used to compare our relation with (Fukue et al. 2015), then we use least-squares fits of:

$$T_{\text{eff}} = a(r - r_0)^2 + b(r - r_0) + c$$

+ d[Fe/H] + e[Fe/H](r - r_0) + f[X_{\text{low}}/X_{\text{high}}]

where metallicity-dependent terms are included. For line pairs only containing Fe, term f is omitted.

3 Results

Solar metallicity fitting result is consistent with that from Fukue et al. (2015) ($\boxtimes 1$). Distribution of stars in the figure is curved thus indicate parabola fitting is necessary. By dividing the sample into various metallicity bins, a shift from lower-left to upper-right corner is presented in $\boxtimes 2$. Comparison between T_{LDR} and T_{APOGEE} shows no bias and only small scatter ($\sigma \approx 56$ K). Further, our tempreature is compared with photometric standard temperature, and the scatter (≈ 160 K) is the same of the scatter achieved by APOGEE DR12. Adding more lien pairs may reduce the scatter. As a result, new relations containing metallicity is established and the temperature predicted is consist with APOGEE's temperature. By inspecting the metallicity term we confirmed the existence of metallicity effect.

4 Discussion

The reason of metallicity effect is revealed through model prediction of curve of growth (CoG). Synthetic spectra generator MOOG is used to produce model CoG of each line and then LDR. Model CoG clearly shows most of the lines, especially high excitation potential line, are saturated in APOGEE parameter range. Saturation differs the slope if CoG from 1, thus preventing the cancelation of metallicity effect when dividing two lines, so metallicity effect is remained. \boxtimes 3 shows an example



 \boxtimes 1: LDR- T_{eff} relations of solar-metallicity. The number on the bottom-left corner indicates the source number of each line pair.



 \boxtimes 2: Panels of relations for samples with difference abundances. Blue line is the fitted curve, and orange dash line is the solar-metal result. Here presented are the relations of the K/Si pair for samples with different [Fe/H] and [K/Si] values, while similar plots for other relations are available.

of model CoG. High excitation potential Fe line is saturated at -1 < [Fe/H] < 1 in all $T_{\rm eff}$ range, so it cause the uplift in subfigure (c). Thus, it is clear that there is a range which metallicity effect is not 0 in high temperature and high [Fe/H] range. For APOGEE *H*-band spectra, neglecting this effect will introduce an error of ≈ 400 K/dex, so introducing metallicity terms is necessary.



⊠ 3: CoG and LDR-[Fe/H] dependence of line pair 4. (a, upper left): observed (points) and model (lines) CoGs of low excitation potential line; (b, upper right): observed (points) and model (lines) CoGs of high E.P. line; (c, lower left): LDR scatter and histogram plot of various [Fe/H] and $T_{\rm eff}$; (d, lower right): $\frac{\partial \text{LDR}}{\partial [\text{Fe/H}]}$ scatter and histogram plot of various [Fe/H] and $T_{\rm eff}$

5 Conclusion

Using the effective temperature given by APOGEE DR12, relations of LDR and $T_{\rm eff}$ with metallicity term are derived. The relation fits with the past result given by Fukue et al. (2015). Comparison with $T_{\rm APOGEE}$ shows that internal scatter is just around 55 K and $T_{\rm LDR}$ have the same scatter with $T_{\rm APOGEE}$ when comparing with standard star.

Fig. 2 shows that the LDR- $T_{\rm eff}$ relation differs when the value of [Fe/H] and [X_{low}/X_{high}] change. Uncertainty around 400 K/dex will be introduced if metallicity terms are not considered. Saturation causes metallicity effect, indicated by synthetic spectra generated for covering a wide range of parameter range.

When measuring the effective temperature of a star, this empirical relation can be improved by getting the metallicity of the star. The internal consistency will be very well using this method, but due to the adoption of other method, external consistency may not be as good as internal and depends on the method used.

Reference

- Fukue, K., Matsunaga, N., Yamamoto, R., et al. 2015, The Astrophysical Journal, 812, 64
- Majewski, S. R., Schiavon, R. P., Frinchaboy, P. M., et al. 2015, arXiv:1509.05420

種族 Ⅱ候補の矮新星 OV Booの観測的研究

大西 隆平 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

矮新星とは、白色矮星を主星にもつ近接連星系である。伴星からの質量輸送によって主星の周囲に形成され た降着円盤内の物質が、円盤内の熱的不安定性によって急激に主星に降着すると、突発的増光 (アウトバー スト) が起こる。矮新星の中には、降着円盤内の物質の回転運動と伴星の軌道運動の共鳴によって引き起こ される潮汐不安定性が原因で、より大規模な増光であるスーパーアウトバーストを起こすものもある。OV Boo もまたスーパーアウトバーストを起こすだろうと考えられていた天体であるが、これまでその観測事例 はなかった。

OV Boo は、静穏状態の測光観測と分光観測から、主に2つの点で他の矮新星とは異なる性質を持つこと が知られている。1つ目は、軌道周期(66分)が極めて短い点である。伴星の体積は周期が短いほど小さい ので、OV Boo の質量比(静穏状態の観測値0.0647±0.0018)[1]を考えると、伴星は高密度の天体でなけれ ばならない。2つ目は、この天体が大きな固有速度を持つ点である。これは、宇宙初期に作られた星が多く 存在する銀河ハローに起源を持つことを意味し、金属量の少ない Population II の天体であることを示唆し ている[2]。他にそのような矮新星はほとんど見つかっておらず、矮新星進化を知る新たな手がかりとして注 目されていた。

2017 年 3 月、OV Boo のスーパーアウトバーストが初めて捉えられた。これに対し、我々が主導する国際 変光星ネットワークを通じた可視連続測光観測を行った。スーパーアウトバースト中の微小な光度変動の周 期からも質量比を求める方法が知られており [3]、これを用いると質量比は 0.0649±0.0005 であった。これ は静穏状態の観測から求められた結果と非常によく一致するものであり、Population II 矮新星においても、 スーパーアウトバースト中の光度変動から質量比を求める手法の正しさが確認された。

1 Introduction

矮新星は、主星が白色矮星であり、伴星が恒星で ある近接連星系である。伴星がロッシュローブを満 たしているような場合、重力波放射などによって連 星間距離が縮まるので、伴星から質量が輸送される。 それにより主星の周りには降着円盤が形成される。円 盤内に物質が多くなると、円盤内の熱的不安定性に より、物質が主星に急激に降着するようになる。こ のとき、円盤が突発的に増光し、アウトバーストが 観測される。

アウトーバースト中は主星に物質が降着すること によって生じるが、角運動量の保存から、円盤は広 がらなければならない。アウトーバーストによって、 円盤内の物質の軌道周期と伴星の軌道周期が 3:1 と なる半径まで円盤が広がると、潮汐不安定性によっ て円盤が楕円変形することが数値シミュレーション によって示されている。この熱的な潮汐不安定性に よって、アウトーバーストよりもさらに効率的に主 星に物質が降着するようになる。この現象は、3週 間程度続き、特にスーパーアウトバーストと呼ばれ る。スーパーアウトバースト中は、円盤と伴星の位 置関係によって円盤内の物質が引き抜かれる角運動 量が異なるため、微小な光度変動であるスーパーハ ンプが観測される。スーパーハンプ周期が伴星の重 力にのみよるとみなせる段階を stage A という。よっ て stage A のスーパーハンプ周期は一定であり、これ を用いて矮新星の質量比を求めることができる[3]。 その後、円盤内の相互作用により、スーパーハンプ 周期が変化する段階に移る。これを stage B という。 最後に周期が一定になるが、これを stage C という。 このような特徴を示す矮新星を SU UMa 型矮新星と いう。

伴星の重力が主星に比べて極端に小さい場合、ア ウトーバーストを起こしたときに円盤が、円盤内の 物質の軌道周期と伴星の軌道周期が2:1となる半径ま で広がることができる。この時、アーリースーパー ハンプと呼ばれる軌道周期程度の周期を持つ光度変 動が観測される。その後、上で述べた3:1 共鳴をお こす。このような特徴を示す矮新星を WZ Sge 型矮 新星という。

Stage A から質量比を求める手法は、矮新星進化 を知るための重要な手段である。矮新星は伴星の質 量と連星間距離で特徴づけられており、それに対応 する量は質量比(伴星の質量/主星の質量)と軌道周 期である。軌道周期は食の観測や分光観測によるドッ プラー効果から求めることができる。質量比に関し ても食を用いて求めることができるが、これにより 質量比を求めることができる矮新星は全体の2割ほ どである。一方、stage A から質量比を求める手法は そのような制約はなく、多くのデータが得られると 期待される。

しかし、stage A から質量比を求める手法は Population I 矮新星にのみ適用されてきたということに注 意しなければならない。Population I とは、太陽のよ うな比較的近年に形成された天体であり、金属 (ヘリ ウムよりも重い元素)を多く含んでいるものである。 一方、Population II 矮新星というものもあり、これは 星が形成されてから50億年以上経過していると考 えられており、金属量は少ない天体である。Population II 矮新星の進化経路を知るためには、Population II 矮新星の質量比と軌道周期を得なければならない。 よって、Population II 矮新星で stage A から質量比 を求める手法を用いることができるかどうか確認す ることは重要である。

OV Boo は食を起こす矮新星であり、静穏状態の観 測から Population II 矮新星であると考えられている [2]。OV Boo が Population II 矮新星であると考えら れている理由は2つある。1つ目は、軌道周期(66分) が極めて短い点である。伴星の体積はロッシュローブ によって決まり、それは周期が短いほど小さい。OV Boo の質量比が静穏状態の観測から0.0647±0.0018[1] であることを考えると、伴星は高密度の天体でなけ ればならないことになる。Population II は金属量が 少ないため輻射圧が効きにくく、Population I より も高密度であるため、この条件を満たしている。2 つ目は、この天体が大きな固有速度を持つ点である。 これは、宇宙初期に作られた星が多く存在する銀河 ハローに起源を持つことを意味し、金属量の少ない Population II の天体であることを示唆している [2]。

2017年3月、OV Boo がスーパーアウトバースト を起こした。この観測により得た stage A 周期から、 Population II 矮新星で stage A から質量比を求める 手法を用いることができるかどうかを確かめた。

2 Observations and results

2017年3月にスーパーアウトバーストを起こした OV Booに対して、我々のグループでは、京都大学 屋上にある40cm 望遠鏡で可視連続測光観測を行っ た。また、我々のグループが主導する国際変光星ネッ トワーク(VSNET)を用いて、国際的に観測を行う ことができた。これにより、世界中の27地点から データを得ることができたた。また、VSNET以外の グループからもデータ提供を受けることができ、そ のデータ数は15万点以上である。スーパーアウト バースト中の光度曲線は図1である。

また図 2, 図 3 から、Population I の WZ Sge 型 矮新星と同じようにアーリースーパーハンプ、stage A,stage B,stage C を観測することができた。



図 1: スーパーアウトバースト中の OV Boo の光度 曲線



図 2: (上図:) OV Boo の stage A, stage B, stage C の *O* - *C* 曲線。縦軸は観測されたスーパーハンプの 位相からある一定の位相を引いた値であり、横軸は BJD での時間である。(下図:)上の図に対応する光度 曲線をを示している。



図 3: 図 2 から stage A と stage B のみを取り出した もの。Cycle 50 程度までが stage A である。

3 Discussion

Stage A のスーパーハンプ周期を求めるために、 stage A の範囲を定義する必要がある。図 3 から、 周期が一定である stage A は 2457837.34(BJD)-2457840.00(BJD) の範囲であると考えられる。し かし、2457838.90(BJD)-2457840.00(BJD) の範囲の データは食によりピークが隠されていることと、 データ数が少ないことから用いないほうが良いと 思われる。また、食の影響を受けているデータは スーパーハンプ周期を求める際に必要がないの で、そのデータを除いたものを用いた。Phase Dispersion Minimization Method(PDM 法)[4] により 2457837.34(BJD)-2457838.90(BJD) の区間のデータ を用いて stage A のスーパーハンプ周期を求めると、 0.047417±0.000009(日) となった (図 4)。

Kato & Osaki(2013)[3] の方法では、質量比は

$$\frac{\omega_{dyn}}{\omega_{orb}} = \frac{q}{1+q} \left[\frac{1}{4} \frac{1}{\sqrt{r}} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos(\phi) d\phi}{(1+r^2 - 2r\cos\phi)^{3/2}} \right]$$
(1)

ここで、 ω_{dyn} は歳差角速度、 ω_{orb} は軌道角速度、qは 質量比、rは連星間距離である。この式に ω_{dyn} 、 ω_{orb} 、 rをそれぞれ代入すると $q=0.0649\pm0.0005$ となる。こ の値は、食から求められている質量比 0.0647 ± 0.0018 と非常によく一致している。

図2から、アーリースーパーハンプ、stage B、stage C も Population I の WZ Sge 型矮新星と同じような ものが見られたということは、スーパーアウトバー スト中の円盤の振る舞いは Population II 矮新星と Population I 矮新星で違いがないということを示唆 している。

4 Future works

矮新星の進化経路を知るためには、多くの矮新星 のデータが必要である。矮新星について、軌道周期 は分かっているが質量比は求められていないものが 多くあり、その質量比を調べることが矮新星進化の 理解に繋がる。よって、スーパーアウトバーストを 起こした矮新星を観測し、その質量比を求めていく ことが重要である。



図 4: (上図:)Phase Dispersion Minimization Method(PDM 法) を用いた stage A (2457837.34(BJD)-2457838.90(BJD))のスーパーハ ンプ周期。横軸は周期、縦軸は分散に対応する量で ある。(下図:)Stage A 中の典型的な光度曲線を 2 周 期表している。

また、スーパーアウトバースト中の円盤の振る舞 いについても未知である。理論的な予測はあるが、実 際に理論通りのことが起こっているという証拠はま だない。OV Boo は、スーパーアウトバースト中に 様々なフィルターで、15万点以上取られている。こ の莫大なデータを、スーパーアウトバースト中の円 盤の解析にも用いて、そのメカニズムを解明したい と考えている。

5 Conclusion

2017 年 3 月から population II 候補の矮新星 OV Boo のスーパーアウトバーストを観測した。解析に より得たスーパーハンプ周期から質量比を求めると q=0.0649±0.0005 であり、食から求められている質 量比 0.0647±0.0018 と非常によく一致した。スーパー アウトバースト中の特徴も Population I 矮新星と一 致するものであり、スーパーアウトバースト中の円 盤の振る舞いは Population II 矮新星と Population I 矮新星と同じであることが示唆される。

Reference

- [1] Patterson, J., et al. 2008, PASP, 120
- [2] Savoury, C. D. J., et al. 2011, MNRAS, 415, 3
- [3] Kato, T., & Osaki, Y. 2013, PASJ, 65, 50
- [4] Stellingwerf, R. F. 1978, APJ, 224, 953

食を起こす SU UMa 型矮新星 HT Cas の観測的研究

若松 恭行 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

矮新星とは、白色矮星の主星と伴星からなる近接連星系であり、伴星から輸送された物質が主星の周りに降 着円盤を形成している。この降着円盤が熱的な不安定性により、突発的な増光 (アウトバースト) を起こす。 さらに、矮新星の中には、アウトバーストよりも大規模な増光 (スーパーアウトバースト) を起こすものがあ り、これらは SU UMa 型矮新星と呼ばれている。また、連星系を公転面方向から見る場合、伴星によって主 星や円盤が隠される食を起こす矮新星となる。HT Cas は食を起こす SU UMa 型矮新星である。矮新星の質 量比 (主星に対する伴星の質量の比) は、静穏時の食の観測から求められる。しかし、全ての矮新星が食を起 こすわけではないので、それに代わる質量比推定法として、スーパーアウトバースト初期の観測的特徴を理 論的に解釈した推定法が提案されている。このスーパーアウトバーストを用いた推定法の正当性を検証する には、これを、食を起こす矮新星に適用し、両手法で推定した質量比を比較すればよい。しかし、スーパー アウトバーストが初期段階から捉えられている食を起こす矮新星は 10 天体程度しかなく、この推定法の検証 は十分でない。2017 年 1 月、HT Cas が 7 年ぶりにスーパーアウトバーストを起こした。我々は、我々のグ ループが主動する国際変光星ネットワーク VSNET を通じて共同観測を呼びかけ、国際的な可視連続測光観 測を行った。その結果、スーパーアウトバーストを増光初期段階から捉えることに成功した。このデータに 対してスーパーアウトバーストを用いた推定法を適用し、質量比を 0.171±0.002 と得た。これは食から求め られた質量比 0.15±0.03 と誤差の範囲内で一致した。これはスーパーアウトバーストを用いた推定法の正当 性を示すだけでなく、この推定法で用いられている理論の正確さを支持するものである。本講演では、これ らの解析結果について紹介する。

1 Introduction

矮新星は激変星の一種であり、白色矮星を主星に、 晩期型主系列星を伴星に持つ近接連星系である。伴 星はロシュ・ローブを満たしており、この伴星から 輸送された物質が主星の周りに降着円盤を形成して いる。この降着円盤内の物質がある臨界量に達する と、熱的な不安定性により円盤から主星への物質降 着量が急増し、円盤が突発的に増光 (アウトバース ト)する。

矮新星の中には、アウトバーストよりも大規模な 増光であるスーパーアウトバーストを起こすものが 存在し、これらの天体は SU UMa 型矮新星と呼ばれ ている。また、スーパーアウトバースト中にはスー パーハンプと呼ばれる、軌道周期よりも数%長い微小 な光度変動が観測されるのも特徴である。スーパー アウトバーストは、降着円盤が 3:1 共鳴半径と呼ば れる共鳴半径まで広がると発生すると考えられてい る (Osaki 1989)。スーパーハンプもこの共鳴に起因 した現象であると考えられている。

矮新星において重要なパラメータの一つに、主星 に対する伴星の質量の比(質量比)が存在する。矮新 星は伴星から主星へと質量輸送を行っているため、進 化につれて連星系の質量比は減少していく。すなわ ち、連星進化の議論において質量比を知ることは重 要なことである。しかし、連星系の質量比を求める のは容易ではない。質量比を求める手法として、こ れまでに大きく分けて2通りの方法が提案されてい る。一つは連星系の食を用いた方法で、矮新星の静 穏状態における食のプロファイルを元に質量比を推 定する。この手法は古くから知られており、その正当 性については多くの支持を得ているが、食を起こす 矮新星にしか適用できず、また静穏時の暗い状態を 観測しなければならないという欠点が存在する。こ れに対し、もう一つの質量比推定法として提案され

ているのがスーパーアウトバーストを用いた手法で ある。Kato&Osaki (2013) は、スーパーアウトバー スト中の円盤の振る舞いを力学的に考察し、それま での経験則に基づいたスーパーアウトバーストによ る推定法に代わる手法を提案した。この推定法では、 スーパーアウトバーストの初期(ステージAと呼ばれ ている期間)にのみ 3:1 共鳴による力学的効果がスー パーハンプ周期に現れていると考え、このステージ Aの周期を用いて質量比を推定する。この推定法は、 スーパーアウトバーストを起こす全ての矮新星に適 用でき、また、増光時のため比較的小型の望遠鏡で も観測できる点が利点である。一方で、スーパーアウ トバースト直後から観測を行わなければならず、ま た、比較的新しい推定法であり検証が不十分なため、 広く一般に受け入れられている手法とは言えないの が現状である。

HT Cassiopeia (HT Cas) 12 Hoffmeister (1943) によって発見された SU UMa 型矮新星である。こ の天体は暗い伴星が明るい主星や降着円盤を隠す ことによって食を起こす食変光型の天体でもある。 食の観測から軌道周期が求められており、その値は 0.07364720309±0.0000000007 日である (Feline et al. 2005)。この天体のスーパーアウトバーストは過 去に2度(1985年(Zhang et al. 1986)、2010年(Kato et al. 2012)) 観測されており、今回の 2017 年のスー パーアウトバーストが記録される3度目のスーパーア ウトバーストである。HT Cas は食を起こす SU UMa 型矮新星のため、食を用いた質量比推定法とスーパー アウトバーストを用いた質量比推定法の両手法を適用 できる。食を用いた推定法では、質量比が0.15±0.03 と得られている (Horne et al. 1991)。この値と比較 することにより、スーパーアウトバーストを用いた 手法の検証を行うことができる。しかし、2010年の スーパーアウトバーストでは、不運にもステージ A スーパーハンプの極大に食が重なってしまったため、 スーパーアウトバーストを用いた推定法には大きな 誤差が含まれていた (Kato&Osaki 2013)。今回、HT Cas がスーパーアウトバーストを起こしたため、我々 のグループでは集中的な観測を行った。

2 Observations

HT Cas のスーパーアウトバーストの可視連続測 光観測は、京都大学屋上の 40cm 反射望遠鏡を用い て行った。加えて、我々のグループが主導する国際 変光星ネットワーク VSNET を通じて観測を呼びか け、国際的な共同観測を実施した。観測期間は1月 11日から1月28日の17日間である。さらに、アメ リカ変光星観測者協会 (AAVSO) で提供されている 観測データも解析に用いた。

また、スーパーハンプの周期解析には Phase Dispersion Minimization(PDM) と呼ばれる手法 (Stellingwerf 1978)を用いた。

3 Results

3.1 スーパーアウトバーストの光度曲線

図1が今回の観測により得られた HT Cas のスー パーアウトバーストの光度曲線である。HT Cas の 静穏時の等級 16.5 等 (Robertson&Honeycutt 1996) から約4等増光し、スーパーアウトバーストは観測 開始時から約2週間継続した。極めて深い食が見え ているのが特徴である。



図 1: HT Cas の 2017年のスーパーアウトバーストの 光度曲線。縦軸は等級、横軸は太陽系重心での Julian date (Barycentric Julian Date; BJD) 表記で日数を 表す。



図 2: 上:スーパーハンプ周期の O-C 図。中:スーパー ハンプの振幅。下:食を取り除いたスーパーアウトバー ストの光度曲線。横軸は上 2 段はスーパーハンプの サイクル数、下段は BJD 表記の日数。サイクル数と BJD 表記の日数の横軸の時間経過は共通である。

3.2 スーパーハンプ

図2はスーパーアウトバースト中のスーパーハンプ の周期変化を表す O-C 図である。スーパーハンプ 期はスーパーアウトバーストを通じて変化すること が知られており、ステージAは最上段の図における、 初めの直線状になっている期間 (BJD 表記で 57764.4 から 57766.8 日の約2日間)である。O-C 図は、実際 のスーパーハンプ周期から仮定した一定の周期を減 じて作成するため、直線状になっている部分は周期 が一定であることを表している (Sterken 2005)。

図3はステージAスーパーハンプをPDM解 析した結果である。PDM解析においては、食を取 り除き、加えてスーパーアウトバーストの減光の トレンドを取り除いた上で行った。PDM解析の結



図 3: HT Cas における 2017年のスーパーアウトバー ストのステージ A の範囲の PDM 周期解析結果 (上) とスーパーハンプのプロファイル (下)。

果から、ステージ A スーパーハンプの周期として P_{stageA}=0.07807±0.00004 日を得た。

4 Discussion

今回の観測から求めたステージ A スーパーハンプ の周期と、Feline et al. (2005) による軌道周期の値 から、Kato&Osaki (2013) による手法を用いて質量 比を推定し、0.171±0.002 と得た。この値は食から推 定した値 (0.15±0.03) と誤差の範囲内で一致した (図 4)。2010 年のスーパーアウトバーストの観測によっ て推定した質量比は、ステージ A スーパーハンプの 極大期に食が重なってしまっていたため誤差が大き く、食を用いた推定法との一致はあまり良くないもの であった。今回のスーパーアウトバースト初期からの 集中的な観測により、HT Cas における Kato&Osaki (2013) による手法で推定した質量比は、食から求め た値との良い一致から、妥当な結果であると判断する ことが可能である。これは、Kato&Osaki (2013) に よる質量比推定法の正当性を裏付ける結果となった。



図 4: 食から求めた質量比とスーパーアウトバースト から求めた質量比との比較。縦軸はスーパーアウト バーストから推定した質量比、横軸は食から推定し た質量比である。括弧内の数字は質量比推定法を適 用したスーパーアウトバーストの発生年を表す。誤 差の極めて小さいものについてはエラーバーを表示 していない。破線は両推定法による質量比が一致す る線を表し、この線に近いほど両推定法による質量 比の乖離が小さいことを表す。(Kato&Osaki (2013) より引用。一部改変。)

5 Conclusion

2017年1月にスーパーアウトバーストを起こした SU UMa 型矮新星 HT Cas の可視連続測光観測を行っ た。スーパーハンプ周期の解析から、ステージA スー パーハンプの周期を P_{stageA}=0.07807±0.00004 日と 推定した。この値と先行研究から求められている HT Cas の軌道周期 0.07364720309±0.00000000007 日を 用いて、Kato&Osaki (2013) で提案されている質量 比推定法を適用し、HT Cas の質量比を 0.171±0.002 と推定した。この値は、先行研究によって食から求 められている質量比 0.15±0.03 と誤差の範囲で一致 した。食を用いた質量比推定法は古くから知られた 広く支持されている推定法であるが、今回の結果か ら、スーパーアウトバーストを用いた質量比推定法 でも同様の値が得られる、すなわちスーパーアウト バーストを用いた推定法が質量比の推定において有 効であることの検証を行った。

Reference

- Feline, W. J., Dhillon, V. S., Marsh, T. R., Watson, C.A., & Littlefair, S. P. 2005, MNRAS 364, 1158
- Hoffmeister, C. 1943, Astronomische Nachrichten, 274, $_{36}$
- Horne, K., Wood, J. H. & Stiening R. F. 1991, ApJ, 378, 271
- Kato, T., Maehara, H., Miller, I., et al. 2012, PASJ, 64, 21
- Kato, T. & Osaki, Y. 2013, PASJ, 65, 115
- Osaki, Y. 1989, PASJ, 41, 1005
- Robertson, J. W. & Honeycutt, R. K. 1996, AJ, 112, 2248
- Stellingwerf, R. F. 1978, ApJ, 224, 953
- Sterken, C. 2005, in ASP Conf. Ser. 335, The Light-Time Effect in Astrophysics: Causes and cures of the O-C diagram, ed. C. Sterken (San Francisco: ASP), p. 3
- Zhang, E.-H., Robinson, E. L., & Nather, R. E. 1986, ApJ, 305, 740

太陽フレアにおけるコロナ質量放出の統計的解析

河村 聡人 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

太陽での爆発現象(フレア)とそれに伴うコロナ質量放出 (CME) は、太陽活動や惑星間空間環境(特に地 球・人類社会に関して言うなら宇宙天気)を理解する上で重要な現象である。その CME の発生について、 黒点面積とフレアの X 線強度と共に、統計的議論を行う。

1 Introduction

昨今の宇宙天気へのニーズの高まりもあり、太陽 から惑星間空間へと噴出するコロナ質量放出 (CME) と呼ばれる現象は注目されている太陽現象のひとつ である。太陽大気中でおこる大規模な磁気エネルギー の解放現象に伴う増光現象(フレア)にはコロナ質 量放出を伴うものも少なくない。このフレアと CME の関係の研究から、太陽活動のみならず惑星間空間 の基礎的な理解も深まることが期待される。

CME の基本的なモデルは磁場により駆動されるも のである。Forbes (1990) による 2 次元シミュレー ションや Kusano et al. (2012) による 3 次元シミュ レーションに見られるように、フィラメント構造 (2 次元ではプラズモイドとも呼ばれる)が中空にあり、 その下で磁気リコネクションが起こることで、上空 の磁場構造との均衡が崩れ、上昇する。この上昇し たフィラメントが惑星間空間へと放出されたものが CME である。

フレアの理解において重要な観測値にX線強度と 黒点面積がある。太陽内部で蓄積された磁気エネル ギーは磁束管として浮上し、光球にて黒点として現 れ、その上空で解放される。この時に放出されるX 線の強度は解放されたエネルギー量の指標とされる。 黒点面積が大きいほど蓄積される磁気エネルギーは 増え、X線強度の上限が高くなることが知られてい る (Shibata et al. 2013)。即ち、エネルギーの観点 からフレアを理解するうえで X 線強度と黒点面積を 指標として扱うことができる。強いフレアほど CME を伴う割合が大きいことは既に知られている。CME の観測は SOHO 太陽観測衛星の LASCO 望遠鏡に よって、人工日食を用いて行われおり、この様な研究 では主に太陽周縁部での現象を取り扱う。非常に強い (X クラス) フレアでは 8 割ほど、強い (M クラス) フレアでは 5 割ほどのケースでコロナ質量放出を伴 うことが統計的解析により確認されている (Yashiro et al. 2005)。

今回、我々は 1996 年から 2007 年のデータをもと に、異なる黒点面積やX線強度において、フレア発 生時の CME の発生確率を導出した。Preliminary で はあるが、Shibata et al. (2015) で行ったフレアと コロナ質量放出の関係性についての統計的な議論を ここにまとめる。

2 Methods

CME、フレア、黒点について、公開されている データベースをもとに統計的解析を行った。CME の情報は Yashiro リスト¹から、CME の観測時間 と発生源の黒点の NOAA 番号を取得した。フレア については、米国海洋大気局 (NOAA) のレポジト リにある GOES Flare Report²から、フレアの観測 時間と位置、発生源の黒点の NOAA 番号を取得し た。黒点については、同じく NOAA レポジトリに ある USAF/MWIL Sunspot Summary³から、黒点 の大きさと NOAA 番号を取得した。解析にあたり、 USAF/MWIL Sunpsot Summary から取得した情報 は一日毎の平均値を計算し、これを用いた。NOAA 番号により、フレアの大きさ、黒点の大きさ、CME

¹https://cdaw.gsfc.nasa.gov/pub/yashiro/flare_cme/ fclist_pub_v2.txt

²https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/ solar-features/solar-flares/x-rays/goes/xrs/

³https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/ solar-features/sunspot-regions/usaf_mwl/

の有無が関連付けられる。統計的解析は、フレアの エネルギーと黒点の大きさに注目し、それぞれ10の 0.25 乗毎の領域に分け、CMEを伴う確率を計算した。

る傾向にあり、また大きな黒点ほど CME を伴うのに 大きなフレアが必要であるように読むことができる。



3 Results

図 1: CME の発生確率。横軸は黒点面積(太陽半 球表面積の 100 万分の 1 を単位とする)、縦軸はフ レアの強度(Goes X-class)、グリッド内の数値は その範囲でのCMEの発生確率。読者の為、表記に $10^{0.25} \sim 1.8$ 、 $10^{0.50} \sim 3.2$ 、 $10^{0.75} \sim 5.6$ の近似値を 用いた。

統計解析の結果は図1となった。縦軸はフレアの クラス(エネルギーの対数)で、クラスが上がるごと に10倍のエネルギーとなる(例えば、X1.0はM1.0 の10倍のエネルギーを持つ)。横軸は黒点の面積で、 対数表示である。色はCMEを伴う確率を示し、赤 色であるほどCMEを伴う確率が高く、青色は低い。 また、その領域内でフレアの観測が一例以下の場合、 統計的不十分により no data(白色)としている。全 体的に見て、フレアのエネルギーが高いほど赤くな

4 Discussion

大きな黒点におけるフレアが CME を伴うために は、より大きなエネルギー解放を必要とするという 事は理にかなっている。黒点を単純なダイポール磁極 と考えた場合、大きな黒点ほどより強大なダイポー ル磁場を形成することとなる。フレアがその2磁極 の間にて起こった場合、上空のダイポール磁場はフィ ラメント上昇を阻害する働きをする。そのダイポー ル磁場を押しのけて噴出する為にはより大きな運動 エネルギーが必要であり、大きなエネルギー解放が 必要で、よってより強い強度のX線が観測されるの である。

一方で、CME を伴う最小のフレアに注目すると、 M クラス未満のフレアでのCME発生確率が極端に 低いように見える。これは観測手法によるものであ ると考えられるが、その検証のためにはフレアの位 置ごとの統計的傾向をみる必要があり、今後の課題 である。

5 Conclusion

太陽でのフレアにおける CME を伴う確率につい て、フレアのX線強度と黒点面積の違いにおける統 計的傾向を検証した結果、より大きな黒点で CME が 発生するにはより強いフレアが必要であるとの Preliminary な結果を示した。しかしながら観測手法に よるエラーの疑惑も見えた。以上をふまえ、各観測 値の統計的性質などのより深い議論と共に、現在論 文を執筆中である。

Acknowledgement

当研究に当たっては、指導教官の柴田先生をはじ め、石井さま、八代さまの多大なご指導を頂きまし た。ここに感謝を表します。 2017年度第47回天文・天体物理若手夏の学校

Reference

- T. G. Forbes 1990, J. Geophys. Res.
- K. Kusano et al. 2012, the Astrophys. J. $\,$
- K. Shibata et al. 2013, PASJ
- K. Shibata, A. D. Kawamura, & T. Ishii 2015 天文学会 春季大会 口頭発表
- S. Yashiro et al., 2005, JGR: Space Physics

すばる望遠鏡の近赤外分光装置 IRD による惑星サーベイに向けた、 M 型矮星の組成解析

石川 裕之 (総合研究大学院大学 物理科学研究科 / 国立天文台)

Abstract

M 型矮星は低温・低質量・数が多いといった特徴から、太陽系近傍のハビタブル惑星を探すターゲット として有力視され、世界中で惑星探査計画が進められている。国立天文台では 2018 年秋から、すばる望遠 鏡の新しい分光装置 IRD を用いたサーベイを計画している。これらの計画によって見つかる系外惑星の特徴 や形成過程を議論するに当たり、中心星としての M 型矮星を詳しく理解することが不可欠である。

しかし恒星パラメータの中でも特に化学組成については、M 型矮星における決定方法が確立されていない。これは、M 型矮星大気に形成する分子の吸収の影響で、より高温の星には有効な可視光高分散スペクトルを用いる方法が適用し難いためである。分子の吸収は近赤外線の波長帯では軽減されるので、今後は IRD で取得できるような近赤外高分散スペクトルを用いて M 型矮星の化学組成を決める方法が有望である。

我々は、IRD のデータを解析する前準備として、ESO によるリダクション済み公開データベース CRIRES-POP のデータを用い、M 型矮星の近赤外高分散スペクトルの解釈を試みた。最も目立つ特徴である FeH 分 子の吸収線を考慮に入れると、1.0μm 周辺のスペクトルはモデルによる再現が可能であったため、FeH の各 吸収線を同定し、等価幅の測定を行った。その結果、FeH の線強度が有効温度の仮定に敏感であることを確 認した。また、各線の等価幅から導かれた金属量のばらつき方と、各線の吸収線パラメータとの相関を調べ ることで、考えられるばらつきの原因とその対処法について検討した。

1 背景

惑星表面に液体の水を保持できる程度の放射を受 ける位置、すなわちハビタブルゾーンに岩石惑星を 見つけることは、いつか第二の地球や生命の検出を 目指す人々にとって重要な仕事である。このような ハビタブル惑星を検出するのに有利なターゲットと して現在、M型矮星(M型主系列星)が有力視され ている。その理由としては、太陽系近傍の恒星の8 割弱を占めるというサンプルの多さ、地球サイズの 岩石惑星を比較的多く持つという統計データ、そし て質量とサイズの小ささから、ドップラー法やトラ ンジット法を用いた小型惑星の検出に有利であるこ となどが挙げられる。これらの特長は、M型矮星の 中でも晩期型になるほど顕著である。

実際に現在、世界中で複数の惑星探査計画が進め られており、国立天文台では 2018 年秋から、すばる 望遠鏡の新しい近赤外高分散分光装置 IRD を用いた サーベイを計画している (Kotani et al. 2014)。これ らの結果見つかってくる惑星の形成過程や組成、存 在頻度について議論するためには、その主星として の M 型矮星の恒星パラメータを正確に知ることが不 可欠である。特に、化学組成(その中でも特に、鉄と 水素の組成比で代表した値を金属量[Fe/H]と呼ぶ) は、「金属量が高い恒星ほど巨大ガス惑星を持つ割合 が多いという関係」(Fischer & Valenti 2005)や、「中 心星の化学組成が岩石惑星の内部組成に制限をつけ 得ること」(Dorn et al. 2015)などが議論され、系 外惑星研究において重要なパラメータとなってきて いる。しかし、ESA の Gaia 衛星による観測から質 量と半径は精度よく求まるのに対し、化学組成につ いては直接的な決定方法が確立されていない。

恒星の化学組成や金属量を厳密に決める方法とし ては、恒星モデルから得られるスペクトルと実際に 高分散分光器で観測されたスペクトルを比較する方 法が一般的である。しかし M 型矮星では、低温の恒 星大気で形成される分子の吸収線が、原子の吸収線 の正確な解釈を妨げるため、この方法には限界があっ

た。そのため金属量の決定はこれまで、測光観測や 低~中分散分光観測を用いた経験則に基づく推定が ほとんどであった。(Mann et al. 2013, 2014 など) この問題の解決方策として、近年世界中で開発さ れ始めた、近赤外線の高分散分光装置の利用が有望 である。M 型矮星は可視光よりも近赤外線で見た方 が明るいことに加え、分子の影響も比較的小さいか らである。実際にこの方法を Önehag et al. (2012), Lindgren et al. (2016), Souto et al. (2017) らが試 みているが、扱った天体は合わせても14個にとどま り、温度が 3000 K 以上で、鉄の量が太陽と同程度の ものに限られていた。 さらに、波長帯はJバンドま たはHバンドのみに限られ、調査した元素も少ない。 これを一般的な M 型矮星に適用できる方法として確 立するためには、さらに大量の天体を対象に、広い 波長範囲を調べる必要がある。

来月すばる望遠鏡にてファーストライトを迎える 予定の新しい近赤外高分散分光装置 IRD は、波長分 解能 R ~ 70,000 で Y,J,H バンド (0.97µm-1.75µm) のスペクトルを、一度の露出で取得することができ る。2018 年秋からは 5 年間で 100 個以上の M 型矮星 をターゲットとする系外惑星サーベイを予定してい る。我々は IRD のスペクトルから M 型矮星の化学 組成を決定する方法を確立し、このサーベイのデー タから、M 型矮星の化学組成と、大きさや質量ごと の系外惑星の存在度との関係を精査することを目指 している。

IRD は今年5月に山頂へインストールされ、8月 のファーストライトに向けて最終調整の段階にある。 本講演では、近い将来 IRD で取得される M 型矮星 のスペクトルを正しく解釈するための前準備として、 既存の赤外分光装置のデータを用いた研究を報告す る。特に、M 型矮星の近赤外スペクトルで支配的な FeH 分子の吸収線について、これまで詳しい研究が 行われてこなかったため、現段階でどこまで理解で きているかを確認し、今後解決すべき点を示唆する 結果を得た。

2 データの取得

本研究では、ESO の Very Large Telescope (VLT) の UT1 に設置された赤外線高分散分光装置 CRIRES

表 1: モデルスペクトル合成に用いた恒星パラメータ

パラメータ	採用した値	reference
$T_{\rm eff}$	3200 K	Mann et al. (2015)
$\log g$	5.0	Lepine et al. (2015)
$\xi_{ m t}$	1.0	typical value

のスペクトルを用いた。パイプラインによる一次処理 を行ったデータが公開されているウェブデータベース CRIRES-POP (Lebzelter et al. 2012)から、M4V型 のバーナード星のスペクトルのうち、IRD の波長帯 に一致する Y,J,H バンド (0.97 μ m-1.75 μ m)を取得し た。波長分解能は R ~ 100,000 で、波長ごとの S/N は 10-50 程度である。50Å(at 1 μ m)程度ずつのデー タセットに分かれており、連続光の値はそれぞれの データセットに対して IRAF のタスク continuum に よって決め、規格化を行った。

3 スペクトルの解析

まず CRIRES のスペクトルを合成したモデルスペ クトルで再現できることを確かめた。大気モデルに は、MARCS (Gustafsson et al. 2008)から、平行平 板近似と静水圧平衡、局所熱平衡を仮定した一次元モ デルを採用した。吸収線リストには、VALD (Kupka et al. 1999)の原子の吸収線リストに加えて、B. Plez による FeH の吸収線リスト (Önehag et al. 2012)を 用いた。FeH の吸収線リストとしては確立したもの がなく、Dulick et al. (2003)によるものなども検討 したが、Jバンドの吸収線の位置について、Plez ら の吸収線リストの方が再現性が高かったためこちら を採用した。

スペクトル合成に必要なバーナード星の恒星パラ メータとしては表1の値を採用し、金属量や含める吸 収線リストを変えながらどのような条件下でどの吸 収線が再現できるかを吟味した。金属量を [Fe/H] = -0.25 とし、吸収線リストとしては FeH のみを用い た時の 9900Å 付近のスペクトルを図1に示す。

このように 1.0µm 周辺のスペクトルは FeH のみ で再現できることがわかった他、カルシウムやチタ ンなどいくつかの原子の吸収線や、H バンドでは OH 分子の吸収線も見られた。一方 H バンドでは FeH の

2017年度第47回天文・天体物理若手夏の学校



図 1: 合成したモデルスペクトル (赤線) と CRIRES の観測スペクトル (紫線) との J バンドでの比較。 FeH 分子の吸収線がよく再現できている。

吸収線はうまく再現できていない。

そこで再現できる波長範囲を用いて FeH の吸収線 の性質を理解するべく、各吸収線の等価幅を測定し た。等価幅の測定には、ガウス関数をフィットするこ とで行った。他の線との重なりが大きくなく等価幅 が測定可能だった吸収線は58本だった。各吸収線の 等価幅に整合的な金属量の値を導き、いくつかの吸 収線パラメータとの相関をとることでばらつき方を 調べた。

4 結果と考察

まず、仮定した有効温度を変えた場合の結果を図 2に示す。上、中、下のパネルで仮定した有効温度が 異なり、この違いによって、導かれる金属量の値は ばらつき方は同じまま上下に大きくシフトしている ことがわかる。つまり、FeH の吸収線は有効温度に 敏感であることが確認された。

続いて、結果の金属量のばらつきの原因となる解 析上の問題を洗い出すために、図3に示すように、導 かれる金属量の吸収線パラメータに対する依存性を 調べた。仮定する有効温度は3200 K として、横軸に とる吸収線パラメータを変えてプロットしたもので ある。

まず上段のパネルから、9900-10200 Å のあたり で1 σより外れた吸収線が多いように見える (①)。 CRIRES-POP のデータは細かい波長幅ごとに違う



図 2: 縦軸には FeH 吸収線から導かれる金属量を、 横軸にはその吸収線の励起ポテンシャルをプロット した。3つのパネルでは仮定した有効温度 T_{eff} が異 なる。点線は平均の値と上下1 σの値。



図 3: 縦軸には FeH 吸収線から導かれる金属量を、 横軸にはそれぞれ吸収線の、波長(上)、吸収線の強 さ(中)、励起ポテンシャル(下)をプロットした。 点線は平均の値と上下1σの値。

日時に撮られているため、このあたりのデータの質 に問題があるのではないかと考えたが、他の波長域 に比べて特に S/N が悪いということはなかった。他 に考えられる原因としては、吸収線リストの作成時 に何らかの波長依存性が生じている可能性が考えれ らるため、今後他の吸収線リストと比較することが 望ましい。

次に中段のパネルを見ると、②のように一部で右 肩上がりの傾向が見える。マイクロ乱流パラメータ (ξ_t)が間違っている場合に、このような傾向が見え る場合がある。しかし ξ_t を 0.0-2.0 の範囲で振って もこのばらつきは変わらなかった。 最後に下段のパネルによると、③のあたり、つま り励起ポテンシャルが低い吸収線において結果のば らつきが大きいように見える。励起ポテンシャルが 低い吸収線は恒星大気上層部の比較的低温の環境で 形成されるので、局所熱平衡や一次元近似など、恒星 大気モデルの問題が効いている可能性が示唆される。

5 結論と展望

我々は CRIRES のスペクトルを用いて、M 型矮星 の近赤外高分散スペクトルの性質を調べた。この波 長域では FeH 分子の吸収線が支配的であること、そ してそれらが有効温度に敏感な吸収線であることを 確認した。また、有効温度を決めた場合に FeH 吸収 線の等価幅から導かれる金属量の値がばらつく様子 から、解析上の問題をいくつか検討した。今後はこ の問題点の検証・解決のため、他の吸収線リストや 大気モデルを用いた同様の解析を複数の星に対して 行い比較する必要がある。

一方、本研究で用いた CRIRES-POP のデータは データが細かく分かれており地球大気由来の吸収線 の処理も行われていないため扱いづらい。来月8月 上旬にすばる望遠鏡にて新しい近赤外高分散分光装 置 IRD のファーストライトが予定されているため、 今後はこのデータを用いてさらに精細な解析を行う 予定である。

IRD は本年1月に 20cm 望遠鏡に接続しての試験 観測を終えており、すでに明るい星の Y,J,H バンド のスペクトルが取得されている。我々は現在、この 試験観測データに対し、主に IRAF を用いて最適な 一次処理・解析方法の模索・検討を行っている。

謝辞

本研究は、青木和光氏と、小谷隆行氏・大宮正士氏を はじめとする IRD チームの皆様との共同研究です。 多くの的確なご助言に、心より感謝申し上げます。 本研究会をご支援くださる方々に、そしてお忙しい なか本講演の準備にご協力いただいた先生方、先輩 方、家族と友人たち、皆様に深く感謝いたします。

Reference

Dorn, C., Khan, A., et al. 2015, A&A, 577, A83

- Dulick, M., Bauschlicher, C., et al. 2003, AJ, 594, 651
- Fischer, D., A. & Valenti J., 2005, AJ, 622, 1102
- Gustafsson, B., Edvardsson, B., et al. 2008, A&A, 486, 951
- Kotani, T., Tamura, M., et al. 2014, Proceedings of the SPIE, 9147, 12
- Kupka, F., Piskunov, N., et al. 1999, A&AS, 138, 119

Lebzelter, T., Seifahrt, A., et al. 2012, A&A, 539, A109

- Lindgren, S., Heiter, U., et al. 2016, A&A, 586, A100
- Mann, A.W., Deacon, N.R., et al. 2014, AJ, 147, 160
- Mann, A. W., Feiden, G. A., Gaidos, E., et al. 2015, AJ, 804, 64
- Önehag, A., Heiter, U., et al. 2012, A&A, 542, A33
- Souto, D., Cunha, K., et al. 2017, AJ, 835, 239

太陽の白色光フレアの統計的研究と恒星フレアとの比較

行方 宏介 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室 M2)

Abstract

フレアは恒星表面で起こる爆発現象であり、突発的な増光が様々な波長帯で観測される。特に、可視連続光で 観測されるフレアのことを白色光フレアという。近年、最大級の太陽フレアの 10 ~ 10,000 倍のエネルギー を持つスーパーフレアが、太陽型星 (G 型主系列星) において白色光フレアとして多数発見された (Maehara et al. 2012; Shibayama et al. 2013)。そして、統計的な研究により、太陽型星の白色光スーパーフレアの エネルギー (E) と継続時間 (τ) の間の関係に $\tau \propto E^{0.39}$ という関係があることがわかった (Maehara et al. 2012)。この冪乗則が、太陽フレアの硬・軟 X 線の観測 (Christe et al. 2008; Veronig et al. 2002) とも対応 していることから、フレアのエネルギー解放過程において統一的な機構が示唆される(リコネクションによ る磁気エネルギーの解放)。太陽型星スーパーフレアと太陽フレアと比較し、統一的に説明できることを観 測的に示すには、この関係を太陽の「白色光」フレアでも検証することが必要であった。今回、SDO 衛星 の HMI(可視連続光) のデータを用いて約 50 個の白色光フレアの統計解析を行った。解析における問題は、 太陽における白色光フレアは、光球面の背景放射に対して増光が弱いことであった。そこで、フレアにおい て白色光の増光位置と硬 X 線の増光位置がよく対応していることに着目し、RHESSI 衛星 (硬 X 線) の増光 から白色光の増光位置を特定して、白色光フレアの増光を検出した。さらに、フレアのエネルギーは、先行 研 究をもとに 10.000K の黒体放射を再現するように計算した。その結果、太陽の白色光フレアにおいては $\tau \propto E^{0.4}$ で、太陽型星スーパーフレア及び太陽の硬・軟X線での冪の傾き ($\tau \propto E^{0.2-0.4}$)と矛盾しないこ とがわかった。一方で、太陽の白色光フレアの継続時間は、太陽型星のスーパーフレアの冪乗則から予測さ れるものより、約一桁大きかった。この結果はより短い継続時間の太陽白色光フレアの存在、あるいは長い 継続時間の太陽型星のスーパーフレアの存在を示唆しており、さらなる観測が必要である。

1 Introduction

1.1 太陽フレアと恒星フレア

フレアとは、恒星表面で起こる爆発現象で、突発 的な増光が様々な波長帯で観測される。太陽フレア においては、図1のように、コロナの磁気エネルギー が「磁気リコネクション」を通して解放され、運動 エネルギーや熱エネルギーに変換されることで増光 が検出されると考えられている (Shibata & Magara 2011)。中でも可視連続光で観測されるフレアのこと を「白色光フレア」という。白色光フレアの放射の エネルギーは、フレアの放射エネルギーの大半を放 出すると考えられているが (Emslie et al. 2012)、光 球面の定常放射に比べて放射が弱いため規模の大き なフレアでしか観測されず、未だにその放射機構は 解決されていない。



図 1: 太陽フレアの磁気リコネクションモデル。

近年、ケプラー衛星を用いた観測により、図2の ように太陽型星 (G型主系列星) において太陽の最大 級のフレアの 10-10,000 倍のエネルギーを持ったフレ ア「スーパーフレア」が起こっていることが発見さ れた (Maehara et al. 2012; Shibayama et al. 2013)。 さらに、ケプラーは可視光域で観測をしていたので、 これらのスーパーフレアは白色光フレアとして観測 されてきた。このように、太陽における白色光フレ アの研究は恒星のフレアを理解するうえでも解決す べき重要な課題となってきている。また、このよう なスーパーフレアを起こす星が太陽とよく似た性質 を示すのか、太陽でもスーパーフレアが起こりうる のか、ということに関する研究が今まで多くなされ てきた (e.g. Notsu et al. 2015; Honda et al. 2015)。



図 2: ケプラー衛星の観測データを用いて発見された太陽型星におけるスーパーフレア (Maehara et al. 2012)。横軸は時間 [day] で縦軸はフラックス $(\Delta F/F_{av})$ を表している。

1.2 エネルギーと継続時間の関係

スーパーフレアについての研究が進む中で、特に、 恒星スーパーフレアのエネルギー (*E*) と継続時間 (τ) の関係についての統計的な研究によって、恒星フレ アと太陽フレアの共通点が発見された (Maehara et al. 2012)。フレアの時間発展をよく追うことができ ている、ケプラーの 1 分時間分解能のデータにおい ては、その分布のべき乗則は $\tau \propto E^{0.39\pm0.03}$ である ことが分かった。これは、太陽フレアの軟 X 線での 観測 $\tau \propto E^{1/3}$ (Veronig et al. 2002) と硬 X 線での観 測 $\tau \propto E^{0.2}$ (Christe et al. 2008) と矛盾なく対応し ていることから、太陽フレアと恒星フレアにおける 統一的なエネルギーの解放過程が示唆されていた。

このべき乗則は、太陽フレアの理論「磁気リコネ クション」を用いて以下のように解釈できる。リコ ネクション理論から、フレアの継続時間 (τ) は、エ ネルギー解放のタイムスケール 10 ~ 100 $t_A \propto L/v_A$ に比例していると考えられる (t_A : Alfven time、 v_A : Alfven 速度)。さらに、解放されるエネルギー E は磁 場のエネルギー (B^2L^3)である。観測により、フレア を起こす磁場はイベントごとにあまり変わらないこ とが知られているので、以上の関係式から L を消去 することで、以下のべき乗則が得られる: $\tau \propto E^{1/3}$ 。 こうして得られたべき乗則と、太陽と恒星フレアの 観測が一致しているということは、恒星フレアにも リコネクション理論が適応できる間接的な証拠であ ると考えられてきた。

しかし、X線フレアと白色光フレアの放射機構は 全く異なると考えられているので、太陽フレア観測 (X線)と恒星フレア観測(白色光)を単に比べて結 論を出すことはできない。そこで、本研究では、太 陽における「白色光」フレアにおいて同様の関係(*E* とτ)を解析することで、恒星フレアと太陽フレアの 物理を結び付け、太陽フレアと恒星フレアが統一機 構(磁気リコネクション)で説明できることを、観 測的に証明することを目指した。

2 Analysis

解析には、Solar Dynamics Observatory (SDO) 衛星の可視連続光 (~ 6173Å) 観測装置 Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) と硬 X 線観測衛星 Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) を用いた。また、2011-2015 年ま での M-X クラスフレアで、両観測装置における観測 データが存在するもので、その中で白色光フレアが HMI で捕らえられている約 50 個のフレアを対象に した。

太陽の白色光フレアの増光は光球面に対して十分 に弱く、フレアによる増光のみを抽出するのが困難 であった。そこで、先行研究 (Kuhar et al. 2016)を 参考に、白色光フレアの増光と硬 X 線の増光がよく 対応している (e.g, Krucker et al. 2011) ことを利用 した。まず、硬 X 線望遠鏡 RHESSI でフレアの画像 を像合成し、さらにその増光の高い位置で白色光フ レアの増光の領域を限定することで、白色光フレア の増光をうまく抽出することに成功した (図4)。

そして得られたライトカーブ (図5)を用いてフレ アの継続時間とエネルギーを計算した。継続時間は 先行研究に合わせて光度が最大値から 1/e にまで落 ちる時間と定義した。また、白色光フレアの放射メカ ニズムは未だによくわかっていないが、M型星など の恒星フレアの分光観測 (Hawley & Pettersen 1991) などをもとに、白色光フレアの増光は約 10,000Kの 黒体放射であると仮定して計算した。



図 3: 2012/10/23 の X クラスフレア。白色光フレア の増光 (画像) と硬 X 線の増光 (白色等高線) はよく 対応している (e.g. Krucker et al. 2011)。

3 Results

図6は今回の解析で得られた結果である。赤色の 点が太陽の白色光フレアで、黒の四角点は時間分解 能1分、十字点は時間分解能30分の観測データに よって発見されたスーパーフレアを表している。見 てわかるように、分布のべき乗則は太陽フレアと恒 星フレア(1分時間分解能)であまり変わらないこと が分かった。一方、予想に反して、太陽の白色光フレ



図 4: 太陽フレアのライトカーブ。黒線は白色光、青線は硬 X 線、赤線は軟 X 線を表しており、それぞれ 白色光フレアのカウント数で規格化されている。こ のように、硬 X 線、白色光、軟 X 線の順でピークが 観測されることが知られている (Neupert 1968)。

アの継続時間は、恒星フレアのべき乗則から外挿さ れたものより約1桁大きいことが分かった。一方で、 太陽の白色光フレアの分布のべき乗則を外挿した上 に、恒星スーパーフレアの 30 分時間分解能のデータ が位置していることもわかる。なぜこのような違い が生まれているのかを以下で議論する。



図 5: 図3のエネルギーと継続時間グラフに今回解 析した太陽の白色光 (赤点)をプロットしたもの。

4 Discussion

Section 3 で得られた解析の結果における、太陽フ レアと恒星フレアの違いが、観測の制限によるもの なのか、あるいは実際の違いであるのかを議論する。 まず、観測による制限による影響において考えられ るのは、太陽フレアを観測している SDO 衛星が 45 秒の時間分解能 (露出 150 ミリ秒) しか持たないので、 フレアのピークの値が平均化されてしまい、結果フ レアの継続時間 (1/e まで落ちる時間) が長く観測さ れてしまうことである。もしそうであるならば、実際 は恒星フレアのべき乗則から予測されるような数秒 スケールの白色光フレアが存在することになる。こ の可能性を探るために、ひので衛星、あるいは地上 の高時間分解能望遠鏡 (飛騨天文台など) での更なる 統計的な研究が必要になる。

一方で、これは磁場強度の情報を反映していると いうことも考えられる。Section 1 でフレアを起こす 磁場はほとんど一定であると述べたが、実際は活動的 な恒星フレアの磁場は太陽フレアの平均的な磁場よ りファクター 3-4 程度大きいことは十分にありうる。 リコネクション理論から導出した磁場の強さの寄与 を残すと、エネルギーと継続時間は $\tau \propto E^{1/3}B^{-5/3}$ と表せる。これにより、ファクター 3-4 磁場が大きい 恒星フレアでは、継続時間が一桁小さくなりうる。

5 Future Work

これらの問題に決着をつけるためにも、さらなる 研究が必要である。まず、ひので衛星での高時間分 解能による観測との比較研究を行う。さらに、飛騨天 文台で、短時間分解能の白色光フレアの分光観測を 行い、フレア中の数秒スケールのバルマージャンプ の増光の検出も行うつもりである。また、スーパー フレアを起こす太陽型星の磁気活動を、分光観測な どで測定することで、後者の可能性について制限を 与えることができる。

Acknowledgement

本研究は、坂上峻仁氏、野津湧太氏、渡邉恭子氏、 前原裕之氏、浅井歩氏、柴田一成氏と行った共同研 究です。さらに本研究では、SDO、RHESSIのデー タを使用しており、開発に携わったすべての方々に 感謝いたします。これらの方々をはじめとして、多 くの助言を頂きました全ての皆様に深く感謝します。

Reference

- Christe, S., Hannah, I. G., Krucker, S., McTiernan, J., & Lin, R. P. 2008, ApJ, 677, 1385-1394
- Emslie, A. G., Dennis, B. R., Shih, A. Y., et al. 2012, ApJ, 759, 71
- Hawley, S. L., & Pettersen, B. R. 1991, ApJ, 378, 725
- Honda, S., Notsu, Y., Maehara, H., et al. 2015, PASJ, 67, 85
- Krucker, S., Hudson, H. S., Jeffrey, N. L. S., et al. 2011, ApJ, 739, 96
- Kuhar, M., Krucker, S., Martínez Oliveros, J. C., et al. 2016, ApJ, 816, 6
- Maehara, H., Shibayama, T., Notsu, S., et al. 2012, Nature, 485, 478
- Maehara, H., Shibayama, T., Notsu, Y., et al. 2015, Earth, Planets, and Space, 67, 59

Neupert, W. M. 1968, ApJL, 153, L59

- Notsu, Y., Honda, S., Maehara, H., et al. 2015, PASJ, 67, 32
- Notsu, Y., Honda, S., Maehara, H., et al. 2015, PASJ, 67, 33
- Shibata, K., & Magara, T. 2011, Living Reviews in Solar Physics, 8, 6
- Shibayama, T., Maehara, H., Notsu, S., et al. 2013, ApJS, 209, 5
- Veronig, A., Temmer, M., Hanslmeier, A., Otruba, W., & Messerotti, M. 2002, A&A, 382, 1070

太陽フレアループ内のエネルギー輸送に対する電子-イオン2流体効果

橫澤謙介 (名古屋大学 理学研究科 理論宇宙物理学研究室)

Abstract

太陽フレアの物理を理解するため.今日まで磁気流体力学 (MHD) シミュレーションが盛んに行われ,理論 が発展してきた.現在までの太陽フレアの理論研究のほとんどは,電子とイオンは十分衝突しており,常に等 しい温度を持つという1温度近似が置かれている.しかし,フレアが起きるコロナ大気は希薄であり電子-イ オンの衝突時間は長くなるため,電子-イオン系は熱平衡状態と仮定できない.過去の研究の多くはこの点を 無視しており,電子による熱伝導の効果を過大評価している可能性が高い.本研究では,フレアループの熱構 造進化を正しく取り扱うべく,電子とイオンのそれぞれの温度を独立に扱い,彩層蒸発の影響も考慮した初め ての1次元2温度流体シミュレーションを行った.その結果,衝撃波加熱のようなイオンのみの加熱をループ トップに与えた場合,1温度系と比較すると,2温度系では電子-イオンの熱交換の非効率化によって,最大温 度の増加や,彩層蒸発量の減少など様々な結果が得られた.これらの結果は衝撃波で解放されたエネルギー輸 送の理解や観測データの解釈に重要となる可能性がある.本発表ではシミュレーション結果に基づき,観測へ の示唆やフレアにおける電子とイオンの2温度構造について議論する.

1 Introduction

太陽フレアはコロナと低層大気が熱伝導や高エネ ルギー電子によるエネルギー輸送によって動的にカッ プルする爆発現象である.太陽フレアがエネルギーを 解放するメカニズムには磁気リコネクションが関与し ていると考えられている(Shibata & Takasao 2016). 解放されたエネルギーは衝撃波加熱やオーム散逸,高 エネルギー電子の加速に使われる.プラズマは加熱機 構によって加熱を受け,熱伝導によって低温高密な 彩層に運ばれる.運ばれた熱伝導フラックスによって 彩層大気は急加熱を受け,圧力が急増することで,高 密なプラズマがコロナ大気に噴出する.この現象は彩 層蒸発と呼ばれる.彩層蒸発によって高密なプラズマ がフレアループを満たし,X線ループとして観測さ れる.

このような太陽フレアの物理を理解する為,熱伝導 や彩層蒸発の効果を考慮した MHD シミュレーション が行われてきた (Yokoyama & Shibata 1998; Takasao et al. 2015). こうした過去の太陽フレアのシミュレー ション研究のほとんどでは,電子とイオンは十分衝突 して両者の温度は常に等しいという1温度近似が置 かれている.しかし,実際は何らかの原因によりイオ ンが加熱されると電子はイオンとの衝突を介して加 熱されるはずである. ここで注意すべき点は, フレア のような高温プラズマではイオンと電子が衝突緩和 によって熱交換を行う時間スケールがフレアの力学 的な時間スケールと同程度以上になりうる点である. 過去にフレアの2温度構造を調べた研究はあったが (Longcope & Bradshaw 2010) フレアループの温度・ 密度を決める上で重要な彩層の影響は考慮されてい なかった.そこで我々はフレアループの熱構造進化 を正しく取り扱うべく, 電子とイオンのそれぞれの温 度を独立に扱い彩層蒸発の影響も考慮した初めての 1次元2温度流体シミュレーションを行った.本研 究ではシミュレーション結果を元に, これまで無視さ れてきた上記の影響を明らかにするため,太陽フレア の基本物理を電子-イオンの2温度の枠組みで一新す ることを目指す.

2 1温度モデルの問題点

Yokoyama & Shibata (1998, 2001) や Takasao et al. (2015) など、これまで行われてきた太陽フレアの シミュレーション研究のほとんどは電子とイオンは 衝突を通じて強く結合し、常に等しい温度を持つとい う仮定が用いられている (1温度近似).本節では、過 際のフレアのタイムスケールと共に議論する.

まず、フレアのリコネクションによる加熱の時間ス ケールは Alfvén 時間スケールであると仮定して見積 もる.Alfvén 速度 $v_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$ より, フレアの典型 的な長さスケール Lf を用いると、フレアの Alfvén 時 間スケール t_A は,

$$t_{\rm A} \approx \frac{\mathcal{L}_{\rm f}}{v_{\rm A}} \,[\,{\rm sec}\,]$$
 (1)

である.いま、典型的な値 $L_{
m f} \simeq 10^{10} {
m cm}, v_A \simeq$ 10^8 cm/s を用いると, $t_A \sim 10^2 \text{sec}$ である.

次に、電子とイオンの衝突緩和時間スケールを考え る. 電子がイオンと衝突し, エネルギーを交換するタ イムスケールは, $\tau_{\rm ei}$ は,

$$\tau_{\rm ei} = \frac{m_{\rm i}}{m_{\rm e}} \frac{3.5 \times 10^4}{(\Lambda/10)n} \left(\frac{k_{\rm B}T}{e}\right)^{3/2} [\,{\rm sec}\,] \qquad (2)$$

である (Braginskii 1965). ここで, $k_{\rm B}$ はボルツマン 定数, e は電荷素量, Λ はクーロンロガリズムであり, $\Lambda \approx 10$ であることが知られている. コロナの典型的 な温度 $T \simeq 10^{6}$ K, 電子の数密度に $n \simeq 10^{8-9}$ cm⁻³ を用いると $\tau_{\rm ei} \sim 10^{2-3} {\rm sec}$ である.

ここで、上記の $t_{\rm A}$ と $\tau_{\rm ei}$ を比べてみる. 太陽フレア では様々な過程を通して磁気エネルギーが熱化され ていくが、ここでは例として衝撃波加熱を考えてみ る.通常の流体衝撃波では流体の運動エネルギーがプ ラズマの質量を担うイオンの内部エネルギーに転換 される、一方で、電子は加熱されたイオンとの衝突を 介して徐々に加熱される.上記のタイムスケールの見 積もりから、太陽フレアでは $t_{A} \leq \tau_{ei}$ となり得るこ とがわかる、すなわち、衝撃波による加熱の間、電子 とイオンは熱平衡状態になっていないことが起こり 得るのである.

電子とイオンが熱平衡状態にないと何が起きるで あろうか.1温度近似ではイオンが加熱されると同時 に電子が加熱されるため、衝撃波などの不連続に物理 量が変わる場所ではイオンと同様に大きな温度勾配 を持ちうる.するとエネルギー輸送で重要となる電子 による熱伝導フラックスは大きな値を取り、短時間で 激しく熱が彩層へと運ばれていく.それに対し2流体 的な視点では、電子加熱は衝突を通じて緩やかに行わ れるため、電子の温度勾配は1流体近似の場合に比べ

去の研究では扱われていない2温度効果について実 て小さくなる、その結果、熱伝導フラックスも小さく なり彩層へのエネルギー注入も緩やかになる.このこ とは彩層蒸発など、フレアループの時間発展に重要 な要素が影響を受けることを意味している.したがっ て、「電子とイオンが同一温度を持つ」という1温度 近似の大きな仮定は見直されるべきである.

3 Method

本節では、我々の2温度流体シミュレーションに用 いた基礎方程式やセットアップを紹介する.本研究 のシミュレーションでは以下の3つの近似をおく.

$$m_{\rm e} \to 0$$
 (3)

$$n_{\rm e} = n_{\rm i} = n \tag{4}$$

$$v_{\rm e} = v_{\rm i} = v \tag{5}$$

(3) は電子とイオンの質量比が $m_e/m_e \simeq 1.8 \times 10^3$ で あるため、流体の運動エネルギーは全てイオンが担っ ているという近似である.(4) は本計算のスケールで は、準中性近似が認められるという近似である. コロ ナ大気のデバイ長は

$$\lambda_{\rm D} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_{\rm B} T_{\rm e}}{n_{\rm e} e^2}} \simeq 10^{-3} [\rm km] \tag{6}$$

である. 一方, フレアの長さスケールは L_f = 10^{4-5} [km] である. したがって $\lambda_D \ll L_f$ であるため, 今回のシミュレーションのスケールでは、電気的中性 が保たれている. そのため, $n_i = n_e$ という近似がお くことができる. さらに、今回のシミュレーションで は、ねじれのない硬い磁力線上の流体の運動を1次 元で解く.この仮定より、 $\nabla \times B = 0$ 、すなわち電流 J = 0 である. したがって $J = qn(v_i - v_e)$ なので, $v_i = v_e$ という近似をおくことができる.

以上の近似と Braginskii (1965) より, 以下の 2 温 度系基礎方程式が導ける.

$$\frac{DV}{Dt} = \frac{\partial v}{\partial \xi} \tag{7}$$

$$\frac{Dv}{Dt} = -\frac{\partial(p_{\rm i} + p_{\rm e})}{\partial\xi} - g(s) \tag{8}$$

$$\frac{DE_{i}}{Dt} = -\frac{\partial p_{i}v}{\partial \xi} - v\frac{\partial p_{e}}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \xi}\left(\kappa_{i}\frac{\partial T_{i}}{\partial s}\right) + 3\frac{k_{B}}{m_{i}}\frac{1}{\tau_{ei}}(T_{e} - T_{i}) - v \cdot g(s)$$
(9)

$$\frac{D}{Dt}\frac{E_{\rm e}}{m_{\rm i}/m_{\rm e}} = -\frac{\partial p_{\rm e}v}{\partial\xi} - v\frac{\partial p_{\rm e}}{\partial\xi} + \frac{\partial}{\partial\xi}\left(\kappa_{\rm e}\frac{\partial T_{\rm e}}{\partial s}\right) +3\frac{k_B}{m_i}\frac{1}{\tau_{\rm ei}}(T_{\rm i} - T_{\rm e})$$
(10)

(7) は連続の式, (8) は運動方程式, (9), (10) はそれぞ れイオンと電子のエネルギー方程式である. ここで, $d\xi = \rho_i dx$ は質量座標であり, E_i, E_e は単位質量あた りの全エネルギーである. さらに式 (9), (10) のそれ ぞれ右辺第 3 項は熱伝導項であり, 熱伝導係数には非 線形に温度依存性を持つ Spitzer 熱伝導係数を採用し ている.

$$\kappa_{(i,e)} = \kappa_{0,(i,e)} T_{(i,e)}^{5/2}$$
(11)

さらに、熱伝導係数の定義から、 $\kappa_{0,i} = \sqrt{m_e/m_i} \kappa_{0,e}$ である. 式 (9),(10) のそれぞれ右辺第4項は衝突温度 交換の項であり、 τ_{ei} は衝突緩和時間である.



図 1: 今回の Simulation set up の概略図. 黒線は磁 力線を表す. 今回のシミュレーションでは, 彩層に足 元を置いたフレアループの中の, 1本の磁力線に沿っ た流体の運動を計算する.

Simulation Set up を図1に示した.前述したよう に,流体は十分磁場とカップルしているため,今回の シミュレーションでは、一本の硬い磁力線上の流体の 運動を計算する.さらに、実際に起きている物理に近 づけるため、彩層とコロナの温度構造を表現した重力 成層大気を作る.そして、初期から数分間加熱機構を 衝撃波加熱を想定した、<u>イオンのみの</u>加熱を加えた. これは例えばリコネクションアウトフローの終端衝 撃波による加熱がループトップで起きた状況に対応 する. エネルギーの注入量は合計で 10³⁰[erg] とした.

4 Results



図 2: シミュレーション結果.縦軸は時間,横軸は磁 力線に沿った位置.カラーコンターは物理量である. 上が温度,下が密度のマップを表す.図1に示した足 元の位置 A, B も同時に示した.足元から外側に物理 量が大きく変化している領域は彩層にあたる.

シミュレーション結果を図2に示した.注目すべき 点は2点ある.まず1点目は温度分布から,イオンの 最大温度が1温度系に比べ,大きくなっている点で ある.2温度系では顕著に熱交換が非効率となってお り,300秒ほど経過してから熱平衡に達している様子 がわかる.2点目は密度分布から,彩層のループ内の 密度が満たされるまでに時間がかかっている点であ る.1温度では300秒ほど経過すると,高密なプラズ マがループを満たしている様子がわかるが,2温度系 ではループの密度がゆっくり噴出している様子がわ かる.このことから,2温度系では彩層蒸発量の減少 が示唆される.2点目に挙げた彩層蒸発量の減少を



図 3: ループ内の質量変化. 横軸は時間, 縦軸は初期 からの粒子数の変化である

確認するため、彩層上部のループ内における密度を ループに沿って積分し、彩層蒸発によるループ内の質 量変化を確かめ、結果を図3に示した.1温度、2温 度ともに初期で質量が下がっているのは、エネルギー 注入によって生じた下向きの音波や衝撃波が一時的 に通り過ぎるためである.図から読み取れるように、 2温度系の質量増加は1温度系のものと比較すると、 20%~40%少ないことがわかる.

5 Discussion

まず、2 温度系で最大温度が顕著に大きくなる理 由を考える.これは、ループトップでイオンのみに加 熱を与えると、ループトップの圧力が膨張し、生じた 圧力勾配力によって、電子、イオン共にループトップ から離れるように速度が生じる.それによってループ トップのプラズマはより希薄になるため、密度に依存 する電子-イオン衝突時間は長くなる.そのため、電子-イオンの熱交換が非効率となり、イオンの熱がループ トップに溜まるような結果となる.

次に彩層蒸発量の減少であるが、この原因はシンプ ルである.彩層蒸発は、彩層の高密プラズマが急加熱 を受けて急膨張し、コロナに噴出するため、そのプラ ズマ量は彩層に運ばれる熱伝導フラックスによって 変動する.熱伝導フラックスは熱伝導係数の大きい電 子が担うが、2温度系では前述したように、電子-イオ ンの熱交換が非効率になることで、電子が熱を彩層に 運ぶことができなくなる.それによって、彩層に運ば れる熱伝導フラックスは小さくなり、彩層蒸発量の減 少を引き起こしている.さらに、彩層蒸発量はフレア の放射強度、つまり Emission Measure (EM, $\propto n^2$) を決める重要な過程であるため今後は観測への影響 をより詳細に調べていく予定である.

6 Conclusion & Future work

前節までの議論から、フレアの2温度効果は、最大 温度の増加や彩層蒸発量の減少など、フレアループの 進化に新たな視点を与えることがわかった.今後は、 より現実的な状況を調べるため、放射冷却や非熱的な 高エネルギー電子の効果を加えることで、現状のコー ドの発展を目指す.さらに、他の恒星フレアや、フレ アのように磁気リコネクションで駆動される天体の 爆発現象も扱えるような様々なパラメータで検証し、 太陽フレアモデルを他の天体フレアのモデルも扱え るような一般的なモデルに拡張することを目指す.

Acknowledgement

本研究を行うにあたって,丁寧なご教授をくださった,高棹真介氏に深謝申し上げます.また,研究コードの発展のため,議論を賜った犬塚修一郎教授,井上剛准教授(名古屋大学),並びに鈴木建教授(東京大学) に感謝申し上げます.

Reference

- Braginskii, S. I. 1965, Reviews of Plasma Physics, 1, 205
- Longcope, D. W., & Bradshaw, S. J. 2010, ApJ, 718, 1491
- Shibata, K., & Takasao, S. 2016, Astrophysics and Space Science Library, 427, 373
- Takasao, S., Matsumoto, T., Nakamura, N., & Shibata, K. 2015, ApJ, 805, 135
- Yokoyama, T., & Shibata, K.1998, ApJ, 494, L113
- Yokoyama, T., & Shibata, K.2001, ApJ, 549, 1160

黒点の逆回転と大規模フレア

長谷川 隆祥 (東京大学大学院 理学系研究科/宇宙科学研究所)

Abstract

本研究で着目する活動領域 NOAA12297 の主要黒点は、初期の段階において時計回りをしていたが、2015 年3月10日 22:00 UT ごろの磁気浮上に伴って反時計回りを始めた。さらにその約18時間後の3月11日 16:11 UT に X2.1 クラスの巨大フレアを起こした。このフレアに対して黒点の逆回転がいかなる意味を持っ ていたかを知るために、我々は、2015年3月10日 00:00UT~13日 12:00UT における NOAA12297 の磁 場構造の時間発展を解析した。結果、磁気浮上に伴う磁場の結びつきの変化と浮上磁場の運動によって、黒 点磁場が強くねじり直され、黒点の逆回転として現れたことがわかった。この構造では大きな電流が励起さ れ、フレアの発生につながったと考えられる。

1 Introduction

太陽フレアは、コロナに磁力線の複雑さとして蓄 えられたエネルギーが、磁気リコネクションによっ て急速に解放される現象である。しかし、観測から は光球面の磁場しかわからない上、エネルギーはコ ロナ中で散逸してしまうため、磁場のエネルギー状 態を観測から直接評価することはできない。

この評価のためには、磁気ヘリシティ(Berger & Field 1984)を用いるのが最適である。これは、磁力 線の複雑さを定量化した、保存性の良い物理量で、エ ネルギー状態の代替となる。以下の式で表される;

$$H = \int_{V} (\mathbf{A} + \mathbf{A}_{p}) \cdot (\mathbf{B} - \mathbf{B}_{p}) dV.$$
(1)

ここで B は磁場、A はそのベクトルポテンシャル、 B_p は領域 V の境界条件に対応するポテンシャル磁 場、A_p はポテンシャル磁場のベクトルポテンシャル である。

コロナ磁場のヘリシティは観測から直接求めるこ とはできないが、光球磁場からコロナへのヘリシティ 入射量;

$$\frac{dH}{dt} = -2 \int_{V} (\mathbf{A}_{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{u}) B_n dV \qquad (2)$$

を測定することで、磁場の活動性を探ることができる (Kusano et al. 2002 など)。ここで、

$$\mathbf{u} = \mathbf{v}_{\mathbf{t}} - \frac{v_n}{B_n} \mathbf{B}_{\mathbf{t}} \tag{3}$$

は光球面における磁束の見た目の速度である。

この測定によって、フレアが [A]「ヘリシティが閾 値を超えて発生」するものと、[B]「ヘリシティが飽 和あるいは減少する過程で発生」するものがあるこ とが分かった (Park et al. 2012)。これは、フレアに はエネルギー蓄積だけでなく、トリガーとなる機構 が必要であることを示しているが、この機構は現在 でも解明されていない。

また、北・南半球では、対流層で主に生成される磁 気ヘリシティの符号が異なり、北半球では負の、南半 球では正の磁気ヘリシティが主である。これを"Hemispheric Rule"という。[B] に関しては、フレア前に逆 極のヘリシティをもった構造が現れる場合がある。し かし、この逆極のヘリシティ入射が何を表している のかや、フレアへの寄与を突き止めた例はほとんど ない。黒点は、基本的に"Hemispheric Rule"に従っ て回転しているので、黒点の回転の変化は、上記の 逆極のヘリシティの構造となり得る。

我々は、逆極のヘリシティを持つ構造がフレアの 発生において何を意味するのかを探るために、[B] 型の X2.1 クラスフレアを起こした活動領域 NOAA 12297 を解析した。結果、フレア発生前に黒点が逆 回転を始め、逆極のヘリシティを入射したことを発 見した。そこでさらに、黒点の逆回転の原因と、フ レアに対する影響を解析した。

2 Observation and Data Analysis

本研究では、SDO(Solar Dynamics Observatory) 衛星に搭載された HMI(Helioseismic Magnetic Imager) と、ひので衛星に搭載された SOT(Solar Optical Telescope) の SP(Spectro-Polarimetor) によって 得られた磁場データを用いて解析を行った。

HMI チームが提供する Sharp-CEA データは、活 動領域磁場を12分という短いケイデンスで捉えてい る。そのため、本研究では、HMIのデータを磁場の 特徴量の時間発展を解析するのに用いた。

また、ひのでの SP は、0".30×0".32 という高分解 能で磁場を観測している。本研究では、SP の磁場 データは NLFFF 外挿計算に用いている。

磁場に関する特徴量を以下で述べる。

Mean Angular Rotation(Longcope et al. 2007);

$$\bar{\omega} = -\frac{2\pi \dot{H}^a_{sp}}{\Phi^2_a} \tag{4}$$

は、黒点全体の回転速度を表す。 \dot{H}^a_{sp} は黒点内のSpin Helicity;

$$\dot{H}_{sp}^{a} = -2 \int_{S_{a}:Sunspot} [\mathbf{A}_{\mathbf{P}}^{a}(\mathbf{x}) \cdot \mathbf{u}(\mathbf{x})] B_{n}(\mathbf{x}) dS_{a} \quad (5)$$

である。以下、 S_a は着目している黒点を表す。ここで、

$$\mathbf{A}_{\mathbf{P}}^{\mathbf{a}}(\mathbf{x}) = \frac{1}{2\pi} \int_{S_a} \frac{\hat{\mathbf{z}} \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^2} B'_n(\mathbf{x}') dS_a \qquad (6)$$

は黒点磁場のみが作るベクトルポテンシャルである。 また、

$$\Phi_a = \int_{S_a} B_n dS_a. \tag{7}$$

は黒点の磁束である。

Average Force-Free α ;

$$\alpha_{av} = \frac{\sum_{S_a} J_z \cdot sign(B_z)}{\sum_{S_a} |B_z|} \tag{8}$$

は、黒点磁場がどれほどねじれているかを表す量で ある。そのため、ヘリシティの代替量 (カレント・ヘ リシティ) とみなすことができる。ここで *J_z* は黒点 内の垂直電流である。 Magnetic helicity flux density(Pariat et al. 2005);

$$G_{\theta}(\mathbf{x}) = -\frac{B_n(\mathbf{x})}{2\pi} \int_{S'} \frac{d\theta(\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{dt} B'_n(\mathbf{x}') dS' \quad (9)$$

は、磁気ヘリシティ入射の空間分布を表す。この積 分は光球上の活動領域全体でとる。ここで、

$$\frac{d\theta(\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{dt} = \frac{\left[(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \times (\mathbf{u} - \mathbf{u}')\right] \cdot \hat{\mathbf{z}}}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^2}$$
(10)

は、x と x' にある磁気フラックスの相対的な回転であ る。速度場 u は、HMI の磁場データに DAVE(Schuck 2006) を施すことで、推定した。

3 Results

図1は本活動領域の垂直磁場の時間発展、図2は 磁気ヘリシティ入射分布 G_{θ} の時間発展である。ま た、図3において活動領域の主な要素をラベリング をしている。本活動領域は非常に複雑で、よく発達 した黒点 (P01)と散在している負極領域 (N01)、二 つの浮上双極磁場 (P02-N02、P03-N03)から構成さ れている。



図 1: 磁場の時間発展。赤い等高線は本研究で着目している黒点を表す。

2015/3/10 の 3 時ごろの段階では、P01 の北で一つ目の双極磁場 (P02-N02) の浮上が起きている。こ

2017年度第47回天文・天体物理若手夏の学校



図 2: G_θの時間発展。赤(青)の線は垂直磁場 ±1000[G]の等高線を表す。

SDO/HMI_2015-03-11T16:58:14.10



図 3: 活動領域のラベリング。

の時、P01を含め、活動領域は全体として正のヘリ シティを入射している。この活動領域は南半球にあ るため、この振る舞いは"Hemispheric Rule"を満た している。22時ごろになると、もう一つの磁気浮上 が始まる (P03-N03)。この磁気浮上に伴い、P01は 負のヘリシティを入射し始める。

図4は、2章で説明した物理量の時間発展である。 赤は Mean Angular Rotation、黒は Average Force-Free α 、青は活動領域全体のヘリシティの蓄積量で ある (解析の初期時刻において蓄積量が0となるよう に設定されている)。

N03の浮上前は、黒点の回転速度は負、時計回り であり、Hemispheric Ruleに合致している。しかし、 N03の浮上後、この回転速度は正に変化した。これ は黒点が逆回転を始めたことを意味する。それに伴



図 4: 各パラメータの時間発展。赤は Mean Angular Rotation、黒は α_{av} 、青は蓄積された磁気ヘリシティ。 緑線はフレアの発生時間。

い、ヘリシティの増加は止まり、平らなプロファイ ルを示した。11日16:11UTにXクラスフレアが起 こると、黒点の回転速度は減少を始め、13日の始め にはまた時計回りに戻っていた。

また、図5は、N03の浮上前(3月10日11:04UT) と浮上後、フレア前(3月11日08:10UT)の3次元 磁場を、NLFFF法 (Inoue et al. 2014)で再現した ものである。



図 5:3月10日11:04UT、3月11日08:10UTにお ける黒点北部の磁場の NLFFF 法による再現。

4 Discussion

図 5 からは、N03 の浮上に伴い、P01-N03 の結び つきができたことを表している。また、図 4 による と、N03 の浮上のすぐ後、黒点の逆回転が始まった ことがわかる。これらの理由から、黒点の逆回転の 原因は、P01 とつながった N03 の東向きの運動であ ることがわかる。



Usual Rotation

Reversed Rotation

図 6: 黒点の逆回転の機構を説明する模式図。

本研究の結果からは、黒点が逆回転し、逆極のヘ リシティを入射する一方で、 α_{av} の符号は正のまま 増加していた。これは、図6のように、N03の運動 という外的な要因によって黒点の逆回転が駆動され、 この動きは黒点磁場のねじれを強めるものであった からと解釈できる。

最後に、このフレアのトリガーに関して最も重要 なことは何かを考察する。蓄積されたヘリシティの 時間変化から、この活動領域全体としては自由エネ ルギーは一定であったことが推測できる。また、図 から、NO3の運動によってシア構造が発達している。 これらの結果から、活動領域にはX2.1 クラスのフレ アを起こすのに十分な自由エネルギーが含まれてお り、そこに強い電流を持つ構造が発達したために、フ レアをトリガーしたものと考えられる。

5 Conclusion

本研究では、活動領域 NOAA12297 に置いて、X クラスフレア前に黒点が逆回転することを発見し、フ レア発生との関係性を調べた。結果、この黒点の逆 回転は、磁気浮上によって外的に駆動されたもので あった。(リコネクションを通して) 浮上中に黒点と 結びついた浮上磁場が東向きに運動することで、北 側の黒点磁場のシア構造が発達して、フレアの発生 につながったものと考えられる。

Reference

Berger, M.A. & Field, G.B., 1984, J.Fluid Mech., 147,133

Park, S.-H. et al., 2012, ApJ, 750,48

- Kusano, K. et al., 2002, ApJ, 577,501
- Longcope, D.W. et al., 2007, ApJ, 668, 571
- Pariat, E. et al., 2005, A&A, 439, 1397
- Schuck, P.W., 2006, ApJ, 646, 1358
- Inoue, S. et al., 2014, ApJ, 780, 101

太陽観測衛星「ひので」を用いた光球磁束管形成過程の統計的研究

二宮翔太 (京都大学大学院理学研究科)

Abstract

太陽表面の光球では、黒点近傍の領域の数 kG(ガウス) 程度の磁場強度がある。一方、磁気的活動が活発で はない領域 (静穏領域) では、平均磁場強度は数 G 程度であるが、静穏領域の中に局所的に (100km 程度の 大きさ) 磁場が強い磁束管 (1-2kG) が静穏領域内の至る所にあることが観測的に知られている。磁束管は、 対流、磁場、輻射の相互作用によって形成される。こういった相互作用の素過程を理解することは、太陽物 理学、天文学的に重要である。磁束管形成のモデルは、数値計算によって明らかとなっている。磁束管を偏 光分光観測した主な例として、太陽観測衛星「ひので」での観測がある。「ひので」による高空間分解の偏光 分光観測を用いて、磁束管形成の時間変化を観測し、光球磁束管の形成がモデル通りに起きていることが確 認された。しかし、こうした観測は、選別されたごく一部の磁束管のみで解析が行われている。また、高空 間分解の観測を用いた磁束管形成過程の統計的な解析は少ない。本研究では「ひので」の偏光データを用い て、どの状態の磁束管が多いのかを統計的に解析することで、磁束管の状態分布が形成モデルの時間発展と 整合しているかを検証する。解析を行った結果、磁場が強い磁束管は、対流の沈み込みで作られるという従 来の光球磁束管形成モデルに当てはまる状態の磁束管が多く見つかった。一方で、上昇流が発生していると ころに位置する 1kG 程度の磁場が強い磁束管も見られた。本講演では、この解析結果について考察する。

1 導入

太陽表面には、磁気活動が活発な領域(活動領域) と磁気活動が穏やかな領域 (静穏領域) がある。活動領 域に現れる特徴的なものは、黒点である。黒点は 磁場 が強い領域で約 3000G(ガウス) 程度の磁場がある。黒 点の典型的な大きさは、1000~10000km 程度である。 一方、静穏領域では、黒点のようなものは見られな い。静穏領域での平均磁場強度は数G程度であるが、 静穏領域の中に局所的に磁場が約 1500G の強い磁束 管があることが観測的に知られている (Stenflo 1973., 図 1)。この強い磁束管の典型的な大きさは、100km 程度である。黒点よりも小さいスケールで 1000G 程 度の磁場が現れることは、発見当時とても驚かれた。 磁束管は、磁場・対流・輻射の相互作用によって作 られる。これらの素過程を理解することは、太陽物 理学的にも天文学的にも重要である。小さく強い磁 束管は、その大きさから空間分解が 難しく、さらに この形成には数分かかるため、その間にシーイング が良い状態が続かないと良いデータ が取れない。こ のため、地上観測は難しく、観測研究は理論研究に 比べて遅れを取っている。本研究では、光球磁束管

の形成過程について太陽観測衛星「ひので」の偏光 分光観測の観測データを用いて議論していく。



図 1: 左上:光球表面、左下:視線方向磁場、右図: 磁束管の模式図。左図の赤い丸の中の磁場が強い領 域が磁場が強い磁束管である。右図のように粒状斑 の隙間に位置しており、粒状斑の大きさのスケール が数千 km 程度であるのに対して、磁束管のスケー ルは数百 km 程度である。

1.1 光球磁束管の形成シナリオ

磁束管形成のシナリオは2つのフェーズに分けら れる。 (図2を参照) 太陽内部から浮いてきた磁気要 素は、プラズマに凍結されているため、光球面の水 平な対流によって粒状斑の間に集まっていく。この 過程により、磁気圧は動圧が釣り合うまで強くなる。 この効果を掃き寄せ効果という (Parker 1978.)。し かし、掃き寄せ効果によって強めることができる磁 場は、およそ 500G 程度であるため、この過程だけ では強い磁束管は作ることができない。約 500G の 磁場が作られた後、対流による熱伝導が磁場によっ て阻害される。磁束管内のガスが輻射で冷え、密度 が大きくなる。密度が大きくなることで、対流不安 定が起き、下降流が生じる。そして、磁束管内にガ スが少なくなるため、周りのガス 圧と磁気圧が釣り 合うまで磁束管が絞られ、磁場が 強くなる。この過 程を対流崩壊という (Parker 1978, Webb & Roberts 1978, Spruit & Zweibel 1979.) 対流崩壊によって強 めることができる磁場は、およそ 1500G 程度である. 以上の2つの過程から強い磁束管の形成は理解され ている。また数値計算の結果から強い磁束管が形成 された直後に、密度が大きくなり、下降したガスが、 光球下部で跳ね返る現象や振動する現象が得られて いる。(Takeuchi 1999.)



図 2: 左図:掃き寄せ効果の模式図、中図:対流崩壊の 模式図、右図:対流崩壊後のシナリオの模式図

1.2 偏光分光観測とは

太陽から来た光を偏光分光観測することで様々な 情報を引き出すことができる。通常の分光観測では、 温度・視線方向速度を求めることができるが、これに 偏光を加えることで太陽表面の磁束密度を求めるこ とができる。図は、偏光分光観測によって得られた 直線偏光、円偏光の波長ごとの強度である。Zeeman 効果から直線偏光の強度は、視線方向に垂直な方向 の磁場強度に、円偏光の強度は視線方向の磁場強度 に比例することが知られている。偏光のスペクトル データ用いて、輻射輸送方程式を解くことで、用い た原子スペクトルに感度がある高さでの温度、視線 方向速度、磁場を求めることができる。



図 3: 無偏光 (I)、直線変更 (Q,U)、円偏光 (V) のそ れぞれのプロファイル。2 つの吸収線は、左から Fe I 630.1nm, Fe I 630.2nm を表している。

1.3 光球磁束管の観測例

以下は、光球磁束管形成過程の観測の先行研究で ある。どの観測も掃き寄せが起きてから対流崩壊が 起きるという磁束管形成のモデルと合致しているが、 磁束管形成直後については、様々な結果がある。

Bellot Rubio et al., 2001.
 この観測では偏光分光観測で下降流が発生した
 後に、上昇流が発生していることを確認した。た
 だ下降流が発生した後、600Gまでしか磁束密度
 が強められなかった。

• Nagata et al.,2008.

太陽観測衛星「ひので」を用いて対流崩壊を 初めて直接観測した例である。下降流のあとに 磁束密度の上昇がみられ、約 2kGの磁束密度に なったことが確認された。また対流崩壊後に跳 ね返りがみられた。

• Fischer & de Wijn ,2009.

太陽観測衛星「ひので」を用いて、49 個の対 流崩壊のイベントを解析した。下降流が起きた 後、磁場が強められ、最大約 1.65kG まで磁束密 度が強められた。ただ全てのイベントで跳ね返 りを示すようなデータは得られなかった。

• Requerey et al.,2014.

太陽観測気球「SUNRISE」を用いて、1つの 磁束管が掃き寄せ効果によって磁気要素が集め られたところから対流崩壊によって磁束密度が 強められるまでの時間変化を追った観測である。

2 本研究の目的

上述の通り、太陽観測衛星「ひので」などによる 高空間分解能観測では、磁束管1つ1つの時間変化 を解析する研究が行われてきた。これらにより磁束 管形成のモデルが数値計算とほぼ合致していること が明らかになっている。しかし、これらの研究は、多 くの磁束管の中から形成モデルに沿ったごく一部の 磁束管を選び、解析している。また、高空間分解能 観測を用いた磁束管形成の統計的な解析を行った研 究はまだ少ない現状がある。これを踏まえて、本研 究では、どの状態の磁束管が多いかを統計的に解析 することで光球磁束管の形成モデルの時間発展と整 合しているかを検証する。

3 観測と解析

観 測 データ は、太 陽 観 測 衛 星「ひの で」の SP(Spectro-Polarimeter)の Fe I の 630.1nm,630.2nmの吸収線を用いている。観測 日時は、2007年10月15日18:20:59から行った。図 3にあるように Stokes IQUVのプロファイルを観測 データとして得る。これらを Inversion code を用い て物理量を導出する。本研究では、SIR code と呼ば れる Inversion code を用いて解析を行った。(Bellot Rubio 2003,Ruiz Cobo & del Toro Iniseta 1992.) また用いた大気モデルは、「Harvard Smithsonian Reference Atmosphere」である。 (Gingerich et al.,1971.)



図 4: 右図:太陽全体に対する Hinode/SP の視野、左 図:この観測データの連続光画像。それぞれのピク セルが各偏光プロファイルの情報を持つ。

4 結果

今回は、図の中から磁束管を判別し、磁束管を大 まかに分類するという解析を行った。 $-2 \leq \log \tau \leq 0$ で視線方向磁場の最大値が 100G 以上のピクセルを 正負の磁場を区別して、磁束管領域とする。(図5) さ らに磁束管形成過程を考えたいため、磁束管の大き さが 16 ピクセル以下のものを今回の解析対象とし た。磁束管領域の中で一番磁束密度が大きいピクセ ルを磁束管のコアとして、その磁束管の物理量を代 表していると考える。ただし、Inversion によって求 められた物理量のエラーが大きいものやフィッティ ングがうまくいっていないものは除いた。図 6 は、 $-2 \leq \log \tau \leq 0$ の各物理量を磁束管コアの中で平均 した値をプロットしてある。

5 議論・結論

磁束管の領域を判別した結果、約16000個の磁束 管を判別することができた。光球の視線方向速度の 大きさはおよそプラスマイナス3km/sであることか ら、図6の青線より下の磁束管は、対流によって運ば



図 5: 右図:16 ピクセル以下の磁束管領域、左図:そ れぞれの磁束管のコア領域。白は正極、黒は負極を 表す。



図 6: それぞれの磁束管のコア領域の各物理量の値を プロットしたもの。

れている途中の磁束管だと考えられる。また、掃き 寄せ効果、対流崩壊が起きる前の磁束管や対流崩壊 に典型的な物理量を考えると、下降流が起きており、 磁場が強い領域に位置していると考えられる。ただ 上昇流があるところにも磁束管が位置しており、こ れらについては跳ね返りなのか、他の現象なのかを 判別するさらなる解析が必要となる。それぞれの分 類に対してより細かく今後解析していく。また、磁 束管の様々な状態を分類したいため、エラーが大き いピクセルやフィッティングがうまくいっていない ものを極力データとして扱えるようにする必要があ る。今後は、統計解析をさらに進めつつ、統計解析 との比較のために数値計算や時間発展の解析を通し て、磁束管形成のタイムスケールを求めていく必要

Reference

- [1] Stenflo, J. O. 1973, Sol.Phys., 32, 41.
- [2] Parker, E. N. 1978, ApJ, 221, 368.
- [3] Webb, A. R., Roberts, B. 1978, Sol. Phys., 59, 249.
- [4] Spruit, H. C., Zweibel, E. G. 1979, Sol.Phys., 62, 15.
- [5] Takeuchi, A. 1999, ApJ, 522, 518.
- [6] Bellot Rubio, R. L., Hidalgo, R. I., Collados, M. et al., 2001, ApJ, 560, 1010
- [7] Nagata, S., Tsuneta, S., Suematsu, Y., Ichimoto, K. et al. 2008, ApJ, 677, 145.
- Fischer, C. E., de Wijn, A. G., Centeno, R. et al. [8] 2009, A&A, 504, 583
- [9] Requerey, I. S., del Toro Iniesta, J. C., Bellot Rubio, L. R., Bonet, J. A., 2014, ApJ, 789,6
- [10] Bellot Rubio, R. L., 2003, Inversion of Stokes profiles with SIR.
- [11] Ruiz Cobo, B., del Toro Iniesta, J. C. 1992, ApJ, 398, 375
- [12] Grevesse N., Sauval A.J. 1999 A&A 347, 348