
2025年第55回 天文・天体物理若手夏の学校
太陽・恒星 分科会 集録集

■ index

TK-01	宇佐美 昂成	太陽黒点における CaH の A-X 電子遷移の帰属と TiO などを含む太陽黒点スペクトルの再現
TK-02	梅澤 和真	恒星のフレア中の測光分光観測によるポストフレアループ検出の試み
TK-03	市原 晋之介	高時間分解能の測光・分光同時観測で迫る M 型星白色光フレアの短時間スケールでの時間発展
TK-04	石原 維子	K 型巨星 Cl Collinder 228 113 の X 線フレア解析
TK-05	小川 涼	双子連星を用いた星の年齢と自転の関係の検証
TK-06	廣瀬 維士	観測ロケット実験 FOXSI-3 による Giant Arcade における超高温成分の発見
TK-07	倉嶋 順	XRISM による太陽フレアの地球大気反射 X 線の観測
TK-08	菅野 大二郎	X 線分光撮像衛星 XRISM 搭載 Xtend を用いた 2024 年 8 月磁気嵐時における太陽風電荷交換 X 線イベントの解析
TK-09	戸頃 響吾	中間高度の磁束管形状が太陽風速度に与える影響
TK-10	福地 勇介	太陽黒点およびフィラメントにおける振動現象の分光-偏光観測
TP-01	佐口 隼斗	太陽風中での温度異方性を考慮した Alfvén 波パラメトリック崩壊不安定性の動径発展
TP-02	藤原 晨司	Ulysses 衛星を用いた観測による太陽風フラックスの評価
TP-03	西岡 政寛	多波長紫外線分光観測による太陽活動領域の形成過程の解明
TP-04	蔡 淑珺	静穏太陽の高速磁化流の観測的研究と SUNRISE-3 への展望
TP-05	夏目 純也	複数の彩層ラインで観測されたフレアループとフレアリボンのスペクトルの特徴
TP-06	永田 晴飛	磁気活動性の高い K 型星 PW And の H α 線と近赤外 CaII 三重輝線での分光観測 (2)
TP-07	根津 正大	東京大学木曾シュミット望遠鏡 Tomo-e Gozen による前主系列星フレア探査の現状と展望
TP-08	水本 拓走	散開星団候補天体の分光観測によるポスト T タウリ型星の探査
TP-09	長島 汀	中央大学 36 cm 可視光望遠鏡を用いた恒星フレア自動分光観測システムの開発

[—indexへ戻る](#)

TK-01

太陽黒点における CaH の A-X 電子遷移の帰属と TiO
などを含む太陽黒点スペクトルの再現

総合研究大学院大学
宇佐美 昂成

太陽黒点における CaH の A-X 電子遷移の帰属と TiO などを含む太陽黒点スペクトルの再現

宇佐美 昂成 (総合研究大学院大学 天文科コース アストロバイオロジーセンター)

Abstract

一水素化カルシウム (CaH) は太陽黒点や M 型矮星などの低温の恒星 (C.M. Olmstead 1908; I.N. Reid et al. 1997) といった天体の可視光領域のスペクトルで観測されている。CaH は恒星の HR 図上での位置 (有効温度・絶対光度) を決定することに利用される (B. Barbuy et al. 1993) ほか、近年では系外惑星大気の検出やその組成・量の推定のために CaH 等の分子を含む大気モデルの構築 (Gharib et al. 2021) も行われている。このように CaH は天文学的に重要な分子であり、実験室においても様々な電子遷移の高分解能分光が精力的に実施されている。Kitt-Peak の太陽黒点観測 (L. Wallace et al. 1999) などに CaH の A-X(0,0), (1,1), (2,2) (数字は上と下の振動量子数である。) のスペクトル線が報告されているが、温度を考慮すると (3,3) 等の観測の可能性も考えられる。そこで A(v=0-3) と X(v=0-4) の先行研究 (A. Shayesteh et al. 2013) を用いたシミュレーションを行い、(3,3) の遷移を帰属し、スペクトルを再現することを目的として研究を実施している。太陽黒点での同定ができれば、実験室データより高い量子数のデータが得られ、両者を含む解析で分光定数を改善することができる。また (3,3) まで拡張した CaH の line list と、TiO などを含むシミュレーションによる 14000 cm^{-1} から 15000 cm^{-1} における太陽黒点スペクトルの再現を試みた。その結果、CaH、TiO の分子のスペクトルにおいて一般的な太陽黒点の温度とされている温度 (4400 K (理科学年表 2024)) に比べ低温条件下 (3500 K, 3750 K, 4000 K) において観測スペクトルの再現性が高くなった。一方で原子のスペクトルは 4400 K 付近において再現性が高くなる。本講演ではその詳細と原子、分子における異なる温度領域に存在した可能性を示す。

1 Introduction

一水素化カルシウム (CaH) は太陽黒点や M 型矮星などの低温の恒星 (C.M. Olmstead 1908) といった天体の可視光領域のスペクトルで観測されている。CaH は恒星の HR 図上での位置 (有効温度・絶対光度) を決定することに利用される (B. Barbuy et al. 1993) ほか、近年では系外惑星大気の検出やその組成・量の推定のために CaH 等の分子を含む大気モデルの構築 (E. Gharib-Nezhad et al. 2021) も行われている。このように CaH は天文学的な研究で重要な分子である。CaH 分子における line list の精密化といった分光研究は恒星の温度や光度、金属量の存在量の正確な決定や、ここ四半世紀で急速に発展している系外惑星大気のモデリングの正確性改善に不可欠であると考えられる。

また CaH の電子励起状態 $B^2\Sigma$ は他の電子励起状態との相互作用によってダブルミニマム (二重井戸のような) ポテンシャル曲線を持つことが知られてい

る。このようなエネルギー状態の解明のため実験室分光分野では盛んに研究が行われている。CaH 分子は電子励起状態 $B^2\Sigma$ 以外にも $A^2\Pi, B^2\Sigma, D^2\Sigma, 1^2\Delta$ に関する回転準位から電子準位まで精密なスペクトルの研究が行われており、(例として (A. Shayesteh et al. 2013)) 分光学においても CaH 分子はとても興味深い分子である。このデータを活用した、可視光や紫外の天文観測への応用が期待される。一方で地上の実験室での環境下では比較的高い振動準位間の遷移は温度などが原因で遷移確率が低く、スペクトルを観測するのが難しいと考えられる。よって、高温かつ高精度なスペクトルが観測されている太陽を用いて高いエネルギー準位の遷移が見られると期待している。実際、これまでに Kitt-Peak の太陽黒点観測 (L. Wallace et al. 1999) では CaH の A-X(0,0), (1,1), (2,2) のスペクトル線の帰属が報告されているが、温度を考慮すると (3,3) や (4,4) の観測の可能性も考えられる。ここで (0,0) は上の電子状態と下の電子状態の振動準位がそれぞれ 0 であることを示して

いる。

本研究では CaH 分子の電子遷移 A-X のスペクトルシミュレーションを行い、先行研究 (L. Wallace et al. 1999) において未帰属の遷移に帰属を行う。これまでに黒点で帰属されていない (3,3) や (4,4) の遷移と先行研究で帰属付けがされていない (0,0),(1,1),(2,2) の回転量子数の高い遷移を帰属することを目的とした。また帰属を行った遷移を含む line list を用いて太陽黒点スペクトルの再現を目指す。

2 Methods and Observations

本研究で用いた太陽黒点観測データは J.W.Braut's フーリエ変換分光器によって得られたものである。(1981/03/24 #1 by L. Testerman)

また本研究では分光学分野でよく用いられるシミュレーションソフト「pgopher」を用いて CaH 分子の電子遷移 A-X のスペクトルシミュレーションから先行研究 (L. Wallace et al. 1999) の遷移の帰属を実施した。さらにこれらのシミュレーションから作成した line list を用いて太陽黒点スペクトルをシミュレーションソフト「spectrum」による再現を試みた。

3 Results

3.1 pgopher を用いた CaH の帰属

本研究では 14400cm^{-1} から 14900cm^{-1} の範囲で帰属を行った。表 1 は本研究における CaH 電子遷移の帰属数を先行研究と比較した表になっている。表から分かるように本研究では先行研究で未帰属の (3,3) の遷移を新たに 75 本の帰属を行った。また (4,4) に関しては現在検討中である。また表 2 は回転量子数の最大値を先行研究と比較した表である。ここで先行研究 1 は太陽黒点における研究 (L. Wallace et al. 1999)、先行研究 2 は実験室分光における先行研究 (A. Shayesteh et al. 2013) となっている。

3.2 太陽黒点の再現

以下ではシミュレーションソフト「spectrum」による太陽黒点再現のシミュレーションの結果を示す。シミュレーションの範囲は 14000cm^{-1} から 15000

表 1: 帰属数の比較

	本研究	先行研究	合計
(0,0)	45	150	195
(1,1)	29	148	177
(2,2)	75	71	146
(3,3)	75	0	75

表 2: 回転量子数の最大値の比較

	本研究	先行研究 1	先行研究 2
(0,0)	49.5	47.5	53.5
(1,1)	49.5	43.5	45.5
(2,2)	49.5	32.5	38.5
(3,3)	30.5	なし	26.5

cm^{-1} である。「spectrum」では line list, atmosphere model, element abundance を input することで吸収線スペクトルが出力される。

3.2.1 line list

シミュレーションで用いた line list について、図 1 は太陽黒点の観測スペクトルと 2 つの異なる line list でのシミュレーション結果の比較を示した図となっている。本研究で扱う波数範囲では CaH, TiO のスペクトルが支配的であるため、line list は CaH, TiO のみを仮定して作成した。ここで黒いスペクトルの line list は先行研究に帰属がある遷移の範囲内で作成した line list である。一方で青いスペクトルの line list は上記に加えて本研究で帰属を行った新たな遷移、また先行研究には含まれていない TiO の遷移 (R. Boyer et al. 1976) で帰属が付いているエネルギー状態 (R.S. Ram et al. 1999) で与えられた分子定数を用いて作成した line list での結果となっている。赤色の破線は本研究で新しく帰属を付けた CaH の (3,3) 遷移の波数を示している。2 つの line list を比較すると新しく遷移を加えた line list におけるシミュレーションではより黒点の観測スペクトルをよく再現できていることがわかる。よって以下ではこの新たな遷移を加えた line list を用いる。

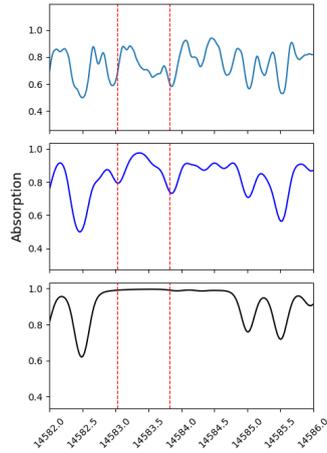


図 1: 観測スペクトルと line list 別のシミュレーションスペクトルの比較図。上段は黒点の観測スペクトル。中段は帰属をつけた遷移を加えて作成した line list でのシミュレーション結果。下段は先行研究の範囲の遷移のみを用いて作成した line list でのシミュレーション結果。赤い破線は今回帰属をつけた CaH の電子遷移 (3,3) のスペクトル。

3.2.2 最適な abundance と温度

次にシミュレーションで用いた abundance と温度に関して最も観測スペクトルとの残差平方和が小さいものを示す。シミュレーションで用いた大気モデルは一般的な光球のものを用いた。また line list において仮定した Ca と Ti の abundance については (Ca,Ti)=(6.36, 5.02)(N. Grevesse et al. 1996),(6.04, 4.58)(V.P. Gaur et al. 1973) を用いた。abundance についての違いは (N. Grevesse et al. 1996) は観測から得られた光球の abundance である。(V.P. Gaur et al. 1973) は太陽黒点における分子形成の理論計算を行っており、その際に用いた abundance である。またこれらの値は水素原子を 12.0 とした時の対数スケールのものである。

4 Discussion

4.1 スペクトルから黒点温度の推定

以下ではスペクトルシミュレーションから黒点温度の推定を行った結果について述べる。図 3 は観測とシミュレーションの残差平方和をプロットした図

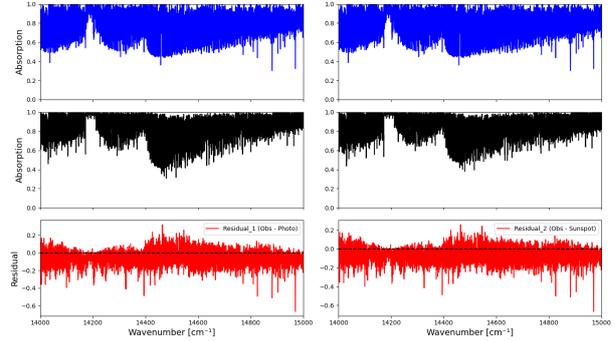


図 2: 本研究のシミュレーションにおいて最適な abundance と温度でのシミュレーション結果。上段は黒点の観測スペクトル。中段は左から abundance、温度を [(N. Grevesse et al. 1996), 4000 K],[(V.P. Gaur et al. 1973), 3750 K] としたシミュレーションスペクトル。下段はそれぞれの観測スペクトルとの残差。

である。我々のシミュレーションにおいては 3500 K-4000 K において黒点スペクトルの再現性がよくなった。一方で黒点は磁場の強さによって異なる温度を持つことが知られており、一般に 4400 K(理科年表 2024) と推定されているが 4400 K に近い温度でのシミュレーションではほとんど吸収がないという結果になった。このことから CaH や TiO は太陽黒点と言われている温度よりも比較的低い温度領域に存在しているのではないかと考えられる。

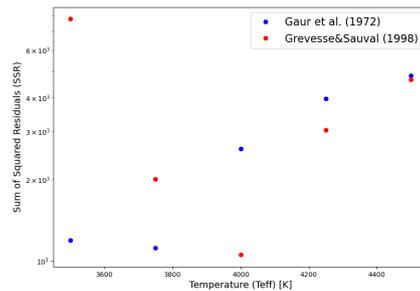


図 3: シミュレーションを行った温度のスペクトルと観測スペクトルとの残差平方和をプロットした図

4.2 原子、分子を追加した line list によるシミュレーション

ここで先行研究では CaH や TiO 分子に加え、数本の原子、分子のスペクトルの帰属も見られる。よっ

て以下ではそのような原子、分子を加えた line list でのシミュレーション結果を示す。図 4 は CaH と TiO において比較的太陽黒点スペクトルをよく再現できていた図 2 の abundance と温度でのシミュレーションを示した。シミュレーション結果について、太陽黒点スペクトルでは見られない強い吸収スペクトルが数本見られる。これらは原子のものと考えられる。

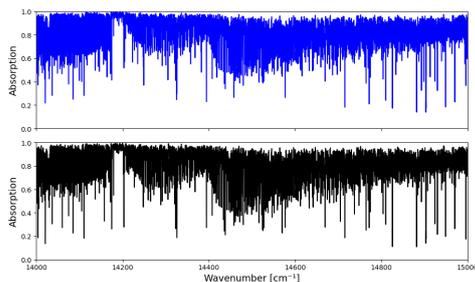


図 4: line list に他の原子、分子を加えたシミュレーションスペクトル。上段は [(V.P. Gaur et al. 1973)、3750 K] でのシミュレーション。下段は [(N. Grevesse et al. 1996)、4000 K] でのシミュレーション。

この結果を踏まえて分子スペクトルのシミュレーションで黒点スペクトルの再現性が高くなる温度において黒点スペクトルには見られない原子の強い吸収線の原因にはゼーマン効果、原子、分子での異なる温度領域に存在した可能性、abundance の不定性といった縮退があると考えられる。

4.3 原子の強い吸収線

よって本研究では特にゼーマン効果が強く見られない Ti 原子のスペクトルを用いた原子、分子での異なる温度領域に存在した可能性について示す。Ti 原子による吸収スペクトルのシミュレーションを 3500 K から 5000 K まで 250 K ごとに行った。その結果原子の場合では、4750 K で観測スペクトルの強度に近いスペクトルであり、分子においては 3750 K 程度であったことと異なる結果となった。このことからシミュレーションから原子と分子が異なる温度領域に存在することが考えられる。

しかし以上の本研究でのシミュレーションでは磁場の考慮がされていない。これは CaH や TiO においては磁場による効果が大きく現れないからである。

一方で実際の観測データ (L. Wallace et al. 1999) では 3000 G 程度の磁場が観測されており、Ti 原子についてゼーマン効果による分裂も観測されている。よって今後、ゼーマン効果の影響の見積もりを充実させることでこのような原因について議論ができると考えている。

5 Conclusion

本研究では太陽黒点において新たに CaH の電子遷移スペクトルの帰属を行った。また新たな遷移を加えた line list を用いてシミュレーションによる黒点スペクトルの再現を目指し、スペクトルから黒点の温度を推定した。一方で原子を加えたシミュレーションでは黒点スペクトルでは見られない結果が示され、ゼーマン効果や原子・分子での異なる温度構造での分布の可能性が考えられた。

Reference

- C.M. Olmstead 1908, *Astrophys. J.* 27 (1908) 66–69
- I.N. Reid, & J.E. Gizis, & J.G. Cohen, & M.A. Pahre, & D.W. Hogg, & L. Cowie, & E. Hu, & A. Songaila. *Publ. Astron. Soc. Pacific.* 109 (1997) 559.
- B. Barbuy, & R.P. Schiavon, & J Gregorio-hetem, & P.D Singh, & C Batalha. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 101 (1993) 409–413
- E. Gharib-Nezhad, & A.R. Iyer, & M.R. Line, & R.S. Freedman, & M.S. Marley, & N.E. Batalha. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 254 (2021) 34.
- A. Shayesteh, & R.S. Ram, & P.F. Bernath, & J. Mol. Spectrosc. 288 (2013) 46–51.
- L. Wallace, William Charles Livingston, Peter F. Bernath, and Ram Samujh Ram. *An atlas of the sunspot umbral spectrum in the red and infrared from 8900 to 15,050 cm⁻¹ (6642 to 11,230 [angstroms])*, revised. 1999.
- R. Boyer, & P. Sotirovski, & J.W. Harvey, *aaps*, 24:111-138, 1976.
- N. Grevesse, & A. Noels, & J. Sauval, *ASP*; 117(1996)
- V.P. Gaur, & M.C. Pande, & B.M. Tripathi, *Bulletin of the Astronomical Institute of Czechoslovakia*, vol. 24, p.138
- 理科年表 2024
- R.S. Ram, & P.F. Bernath, & M. Dulick, & L. Wallace. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 122(1999)331-353.

[—indexへ戻る](#)

TK-02

恒星のフレア中の測光分光観測によるポストフレア ループ検出の試み

京都大学
梅澤 和真

恒星のフレア中の測光分光観測によるポストフレアループ検出の試み

梅澤 和真 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

Abstract

フレアとは太陽や恒星の表面で発生する突発的な爆発・増光現象であり、大規模な磁気エネルギーの解放に伴って X 線や紫外線などのさまざまな波長での増光が数分から数時間にわたって観測される。太陽で観測されるフレアの典型的なエネルギーは $10^{29} - 10^{32}$ erg であるが、恒星においては最大級の太陽フレアの 10 倍以上のエネルギーを開放するスーパーフレアが観測されている。フレア後期において、数百万 K から一千万 K のフレアループが数千 K から一万 K の彩層温度まで冷却されることでポストフレアループが発生し、 $H\alpha$ 線の輝線放射として観測される。ポストフレアループはフレア発生後の磁気リコネクションやプラズマの挙動を調べる上で重要であり、恒星フレアにおける報告例は非常に少ないため、新たな観測データを取得することは恒星物理学において重要な意味を持つ。また、ポストフレアループが観測されることで、該当する恒星が太陽と同じメカニズムでフレアを発生させていることを示す要素となる。また、フレア主過程の後にフレアループ上で発生する EUV 波長帯での遅れた放射増加が惑星大気散逸などに影響を与えるため、系外惑星に対する理解のためにもポストフレアループの検出が期待される。本研究では M 型星 V388 Cas (自転周期 1.02 日) を対象として、せいめい望遠鏡の広波長域面分光装置 KOOLS-IFU を用いた分光観測 (4100-8500 Å) と TESS 衛星による可視測光観測 (600-1000 Å) の高時間分解能での同時観測を行った。その結果、2019 年 11 月 8 日に 1.89×10^{33} erg のエネルギーをもつスーパーフレアを検出した。観測したフレアにおける $H\alpha$ のエネルギーを計算した結果、フレア全体のエネルギーと比較して 3.8% となった。また、太陽フレアに伴うポストフレアループの $H\alpha$ 線における時間発展 (Otsu et al. 2024) と観測したフレア中の $H\alpha$ 線の変動の類似性より恒星フレアに伴うポストフレアループの発生が示唆された。本講演では上記イベントでの詳細を報告し、他のイベントとの比較について議論する。

1 Introduction

1.1 フレア

フレアとは太陽や恒星の表面で発生する突発的な増光現象であり、ガンマ線から電波まで広範囲の波長での増光が数分から数時間にわたって観測される。この現象は太陽においても日常的に発生しており、大規模な磁気エネルギーの解放に伴い X 線や紫外線などのが増加することが知られている。また太陽フレアによって解放されるエネルギーは通常 $10^{29} - 10^{32}$ erg となっている。恒星フレアは太陽フレアと、同じようなメカニズムで発生すると考えられているが、特にこれまでに観測された最大級の太陽フレアよりも 10 倍以上エネルギーが大きいものは「スーパーフレア」と呼ばれる。

1.2 ポストフレアループ

ポストフレアループとはフレア後期に発生する現象であり、数百万 K から一千万 K のフレアループが数千 K から一万 K の彩層温度まで冷却することで形成される構造である。この構造は $H\alpha$ 線などの彩層ラインにおける観測によって確認できる。ポストフレアループは、フレア発生後の磁気リコネクションやプラズマの挙動を調べる上で重要な情報を提供する。しかし、恒星フレアでのポストフレアループの報告例は非常に少なく、その発生頻度や特徴については未解明の部分が多い。

1.3 ポストフレアループを観測する意義

恒星フレアにおけるポストフレアループの報告例が少ないことから、新たな観測データを取得することは、恒星物理学において重要な意味を持つ。ポストフレアループが観測されることで、該当する恒星

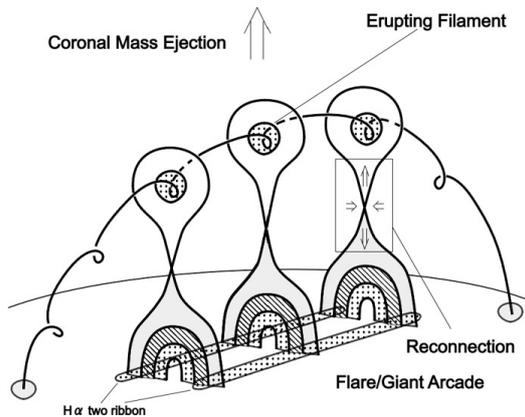


図 1: フレアの模式図 (Siota et al.(2005))

が太陽と同じメカニズムでフレアを発生させている可能性を示す要素となる。現在、恒星フレアが惑星の大気散逸に影響を与えることが分かっているため、フレアの構成要素の一つであるフレアループの時間発展を調べることは系外惑星の理解につながるものであり、非常に重要である。よって本研究では、測光分光観測を用いて恒星フレアに伴うポストフレアループの検出を試み、その特徴を明らかにする。

2 Observations

本研究では M 型星 V388 Cas を対象とし、測光および分光の同時観測を行った。観測にはせいめい望遠鏡の KOOLS-IFU を用いた分光観測と TESS による測光観測を組み合わせた。

2.1 観測対象

V388 Cas は軌道周期 1.08 日 (Morin et al. 2010)、半径は $0.22R_{\odot}$ (Stassun et al. 2019) の M5 型星である。本研究では、この星において発生したフレアを以下に挙げる観測器による測光分光の同時観測を行った。

2.2 測光：TESS

TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite) による V388 Cas の観測は、2019 年 11 月 8 日から開始され、TESS の Sector 18 において BJD =

2458790.66 から 2458814.35 の期間にわたって実施された。この観測期間中、露光時間 120 秒の 2 分ケイデンスでデータが取得されており、観測波長域はおよそ $6000\text{--}10000\text{\AA}$ に対応する。TESS の広帯域測光により、白色光フレアを含む様々な時間変化成分を高精度で捉えることが可能であり、本研究では、この測光データをもとに、フレアの発生時刻や放射エネルギーなどを推定した。

2.3 分光：せいめい望遠鏡

地上からの分光観測は、京都大学せいめい望遠鏡に搭載された面分光観測器 KOOLS-IFU (Kyoto Okayama Optical Low-dispersion Spectrograph with Integral Field Unit) を用いて実施した。観測は 2019 年 11 月 8 日に行われ、露光時間 60 秒から 120 秒の範囲で設定された。波長カバー範囲は $4500\text{--}7500\text{\AA}$ におよび、特に $H\alpha$ 線 (6563\AA) を含む領域を高感度で捉えることができる。波長分解能はおよそ $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \approx 800$ である。

3 Results

TESS から得られた白色光の光度曲線は図 2 のようになった。この光度曲線を用いてフレアのエネルギーを算出するために、以下の仮定を置いた。(?) に基づき、フレアによる増光は 9000K の黒体放射であると仮定。(Morin et al. 2010) および (?) のデータより、V388 Cas の恒星半径 $R = 0.22 R_{\odot}$ 、静穏時の温度を 3044K とした。以上の仮定のもとで、(?) の手法を用いて TESS によって得られた光度曲線からエネルギーを算出した結果、 1.89×10^{33} erg という値が得られた。これは、通常の太陽フレア ($10^{29} - 10^{32}$ erg) のエネルギー範囲を超えており、スーパーフレアに分類される。

4 Discussion

4.1 $H\alpha$ スペクトルの変化

フレア発生前後の $H\alpha$ 付近のスペクトルを比較した結果、フレア発生によって連続光だけではなく $H\alpha$ 線の輝線強度も増加していることが確認された。

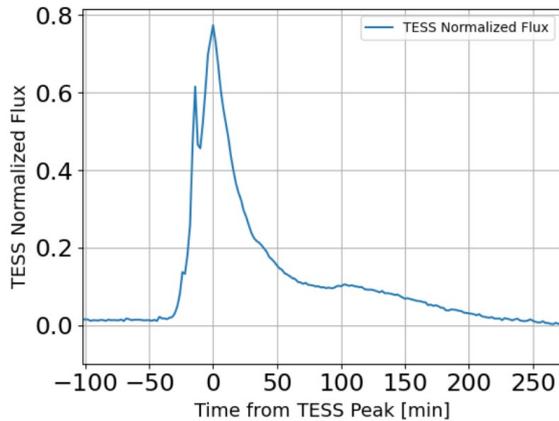


図 2: TESS の光度曲線

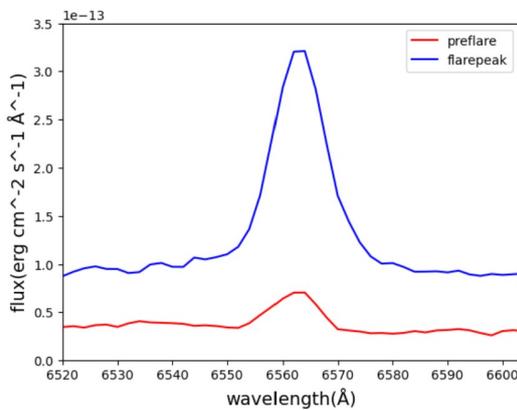


図 3: フレア前後の H α 線の比較

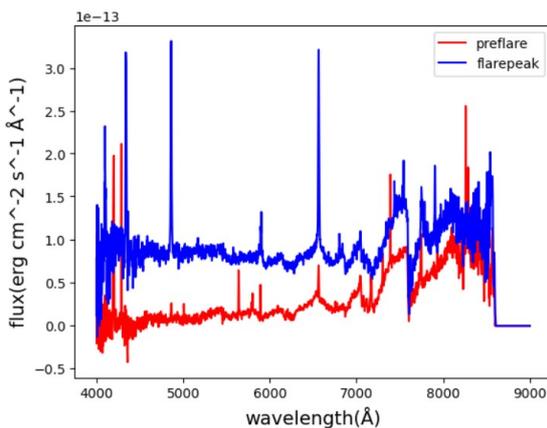


図 4: フレア前後のスペクトルの比較

4.2 H α 線のフラックスと等価幅の変化

次に得られたスペクトルを用いて H α フラックスを計算した。TESS の測光観測における光度曲線と H α フラックスを比較したところ、H α フラックスは

白色光と同時にピークに達している。しかし、フレア発生後の約 40 分後、140 分後において、TESS の光度曲線と比較して、H α フラックスは大幅に増加していた。また、この H α 線のフラックスを用いて半球放射を仮定し、 $E_{H\alpha} = 4\pi d^2 H_{\alpha total}^2 \times 0.5$ よりフレアにおける H α 線のみエネルギーを計算したところ、 1.48×10^{32} erg となりこれは TESS の光度曲線より求めた白色光のフレアエネルギーの 7.83 % という結果になった。ここで、 $E_{H\alpha}$ は H α のエネルギー、 $H_{\alpha total}$ は H α のフラックスを時間で積分したものである。次に H α 等価幅の計算を行った。等価幅とはスペクトル線の強度を連続光の強度と比較して表す観測量である。波長 λ におけるスペクトルの強度を $I(\lambda)$ 、連続スペクトルの強度を I_0 とすると、等価幅は次式で定義される：

$$W_\lambda = \int \left(1 - \frac{I(\lambda)}{I_0}\right) d\lambda$$

図 5 は TESS の光度曲線、H α 線のフラックスに加え、等価幅の変化を表示したものである。H α の等価幅の値は、フレア発生とともに増加し、二つのピークを持っている。

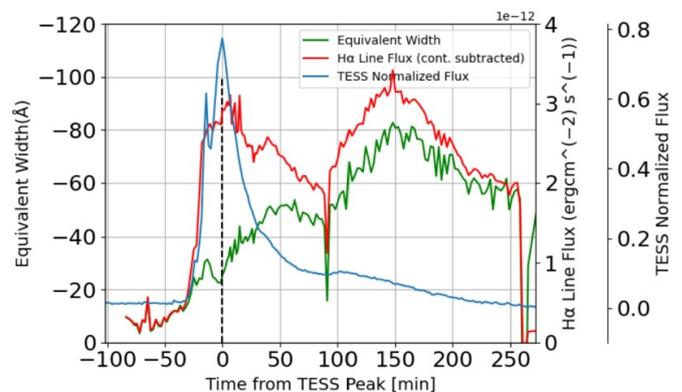


図 5: TESS の光度曲線、及び H α 線のフラックスと等価幅の変化

4.3 太陽でのイベントとの比較

Otsu et al. (2024) は、空間的に積分されたデータにおけるポストフレアループの挙動を明らかにすることを目的として、2023 年 8 月 5 日に発生した X1.6 フレアに対してフレアの部分を観測データを空間積分する Sun-as-a-star 解析を行った。使用したデータ

は、GOES による X 線フラックスや京都大学飛騨天文台 SMART による H α 観測データである。その結果、空間分解されていないデータにおいてもポストフレアループの動的な特徴が捉えられることがわかった。具体的には、H α 光度曲線において、フレアリボンとポストフレアループに対応する 2 つのピークが確認され、X 線・EUV・H α のピーク時刻に差が見られたというものである。この先行研究では、フレアピーク時にフレアリボンによる一つ目の H α 線等価幅のピーク、フレアピークから遅れた増光としてポストフレアループによる二つ目の H α 線等価幅のピークが観測されている。そして、この二つ目の H α 線等価幅のピークと軟 X 線フラックスのピークの間に 12.6 分のずれがあると報告されている。一方、本研究では、TESS 測光におけるフレアピークから約 40 分後、150 分後に H α 線のピークが見られた。このことから、ポストフレアループが発生している可能性が示唆される。しかし、十分な波長分解能がないため、赤方偏移などを見ることができなかった。今後の展望として、波長分解能の高い分光データを用いることやほかの H α 線の光度曲線でダブルピークを示す恒星フレアのイベントとの比較や統計的な考察などが挙げられる。

5 Conclusion

本研究では、恒星フレアに伴うポストフレアループの検出を目的として、せいめい望遠鏡および TESS 衛星による M 型星 V388 Cas の測光分光同時観測を実施した。観測の結果、 1.89×10^{33} erg のスーパーフレアが検出され、そのうち H α 線の放射エネルギーは全体の約 7.83 % を占めていた。

H α 線におけるフラックスおよび等価幅の時間変化から、フレア後期におけるポストフレアループの存在が示唆された。また、主フレア後に 2 つ目のフレアも確認された。

今後は、EV Lac (Namizaki et al. 2023)、YZ CMi (Ichihara et al. 2025) といった H α 線の光度曲線でダブルピークを示す恒星フレアのイベントの統計的性質を明らかにするために、さらなる観測例の蓄積が必要である。加えて、波長分解能の高い分光データを用いた、ドップラーシフトの時間進化の詳細な解析をすることで、ポストフレアループの理解が進

展すると期待される。

Acknowledgement

本研究は、野上大作准教授、市原晋之介氏、行方宏介氏、浅井歩准教授、大津天斗氏、夏目純也氏、前原裕之氏、野津湧太氏、柴田一成氏、梶木屋裕斗氏との共同研究として行ったものです。本研究および夏の学校の準備にあたり、ご協力いただいたすべての方々に心より御礼申し上げます。

Reference

- Morin, J., et al. 2010, MNRAS, 2271
 Stassun, K. G., et al. 2019, AJ, 158,138
 Shibayama, T., et al. 2013, ApJS, 209, 5
 Takato Otsu., et al. 2024, ApJL, 974:L13
 Mori et al. 2024, MNRAS
 Siota et al. 2005, ApJ, 634, 663
 Ichihara et al. 2025 PASJ
 Namizaki et al. 2023 ApJS, 945:61

[—indexへ戻る](#)

TK-03

高時間分解能の測光・分光同時観測で迫るM型星白色
光フレアの短時間スケールでの時間発展

京都大学
市原 晋之介

高時間分解能の測光・分光同時観測で迫る M 型星白色光フレアの短時間スケールでの時間発展

市原 晋之介 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

野上 大作 (京大), 行方 宏介 (京大), 前原 裕之 (国立天文台), 野津 湧太 (コロラド大), 幾田 佳 (一橋大), 本田 敏志 (兵庫県立大), 大津 天斗 (京大), 柴田 一成 (同志社大)

Abstract

フレアは太陽および恒星表面で発生する増光現象であり、中でも恒星においては可視連続光全体が増光を示す「白色光フレア」が多数観測されているが、その放射機構は未だ解明されていない。そこで我々は、京都大学せいめい望遠鏡の広波長域面分光装置 KOOLS-IFU と TESS 衛星を用い、磁気活動が高い M 型星 EV Lac を対象に測光・分光同時観測を行った。その中で、2019 年 9 月 14 日に顕著な白色光フレアを検出し、ピーク時のスペクトルは 8000 K 程度の黒体放射とよく一致し、また白色光フラックスの減衰よりも放射温度の減衰がおよそ 1 桁も速いことがわかった。この放射温度の時間変化を考慮した放射エネルギーは 4.4×10^{32} erg であり、従来の温度一定を仮定した放射エネルギー計算では放射エネルギーを 2-3 倍程度過大評価していたことを明らかにした。また、バルマー線の時間発展から本イベント中にポストフレアループが発生した可能性が示唆された。

1 Introduction

太陽フレアは、黒点に蓄積された磁気エネルギーが解放されることで発生する突発的な増光現象である。太陽のみならず、様々な恒星においても、恒星フレアと呼ばれる幅広い波長域で突発的な光度の増加が発生する。先行研究ではフレア頻度分布 (Maehara et al. 2015) や Neupert 効果 (Neupert (1968); Hawley et al. (1995)) など、太陽フレアと恒星フレアの多波長放射の類似性が示されており、太陽フレアと恒星フレアは同じ物理過程を通じて発生していると考えられている。

近紫外から可視にかけての連続光全体が増光を示す「白色光フレア」は若い晩期型星において頻繁に観測されている。先行研究から、白色光フレアによる増光は 10^4 K 程度の単一温度の黒体放射とよく一致することが知られており (e.g., Hawley & Fisher (1992))、白色光フレアの放射エネルギーを求めると、 $T \sim 10^4$ K の黒体放射であるという仮定の下行われてきた。Howard et al. (2020) と Bicz et al. (2025) では、K, M 型の複数の晩期型星の多色測光観測から、白色光フレア中の放射温度の時間変化を調査し、分スケールでの激しい温度減衰を報告している。一方で、これらの観測は長波長側のバンド帯の測光観測

であるため 10^4 K 程度の高温な黒体放射からのエネルギーは観測バンド帯には少量しか入らず、高温側の温度決定精度が低くなってしまふ。また、測光観測のみでは輝線放射と白色光放射の時間発展を区別することは困難である。白色光フレアの詳しい物理メカニズムを調査するには、高時間分解能な分光観測が必要であるが、その報告例は未だ少ない。

また、フレアからの放射を包括的に理解するためには、ポストフレアループからの放射も考慮すべきであり、ポストフレアループは恒星フレアでも観測されうると期待されている (Heinzel & Shibata 2018) が、その確定的な報告例は未だ少ない。

そこで、白色光フレアの物理メカニズムを調査するため、また白色光フレア中の彩層線の時間進化を調べるため、我々は活発な M 型星 EV Lacertae (EV Lac) を対象に時間分解能の高い測光分光同時観測を実施した。

2 Observations

2.1 EV Lac

本研究では、M-3.5 型星の EV Lac を対象に観測を行った。EV Lac は活発なフレア星として知られて

表 1: EV Lac のパラメーター。(1)Paudel et al. (2021); (2)Pineda et al. (2021)

T_{eff} (K)	3270 ± 80	(1)
年齢 (Myr)	128-800	(1)
R_{star} (R_{\odot})	0.331 ± 0.013	(2)

おり、近紫外線や可視光のみならず、X 線や赤外線でもフレアが観測されている。

2.2 Photometry : TESS

測光データは the Transit Exoplanetary Survey Satellite (TESS) の光度曲線を Mikulski Archive for Space Telescope (MAST) からダウンロードして用いた。本研究では、Sector 16 (2019/09/11-2019/10/19) 中の EV Lac (TIC 154101678) の 2 分ケイデンスデータを用いた。

2.3 Spectroscopy : せいめい望遠鏡

分光データは 2019 年に京都大学 3.8m せいめい望遠鏡の低分散面分光器 KOOLS-IFU (Kyoto-Okayama Optical Low-dispersion Spectrograph Integral Field Unit) VPH-blue グリズム (4100-8900 Å, $\lambda/\Delta\lambda \sim 500$) を用いて観測した。今回の観測では露出時間は 30 秒で、読み出し時間はおよそ 22 秒であるため、1 フレーム毎の時間分解能はおよそ 1 分である。

3 Results

3.1 観測されたフレア

せいめい望遠鏡と TESS で白色光フレアの同時観測に成功した。本収録では、その中でも顕著な白色光フレアの同時観測に成功した 2019 年 9 月 14 日のイベントについて報告する。図 1 はその光度曲線である。本研究において H α 線と H β 線はそれぞれ、6550-6576 Å、4841.3-4881.3 Å と定義している。

3.2 フレア温度の時間発展

黒体放射を仮定した白色光フレアの放射温度を推定するために、フレア中のスペクトルからフレア前

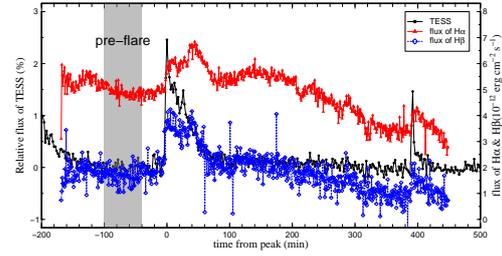


図 1: 2019 年 9 月 14 日の光度曲線。黒丸、赤三角、青四角はそれぞれ TESS の静穏期からの増分、H α 、H β のフラックスを表している。

静穏時のスペクトルの差分をとり、白色光フレア成分のスペクトルを作成した。そのスペクトルから顕著な輝線領域 (バルマー線) と外れ値を除き、プランク関数のフィッティングを行った。スケールを合わせたプランク関数は、

$$B_{\lambda} = \frac{A}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/\lambda k_B T_{BB}) - 1} \quad (1)$$

を用いた。A はスケール因子、 λ は波長、 h はプランク定数、 c は光速、 k_B はボルツマン定数、 T_{BB} は黒体放射温度を表す。フィッティングには Python の SciPy パッケージの `optimize.curve_fit` モジュールを用いた。その結果、ピーク時には $T_{BB} = 8122 \pm 273$ K であった。誤差範囲は $3\sigma_T$ を用いており、その標準偏差は `scipy.curve_fit` の定常的な返り値である共分散行列から得た。ピーク時のスペクトルの様子を図 2 に示す。また、全時刻の温度推定の結果を図 3 上段に示す。

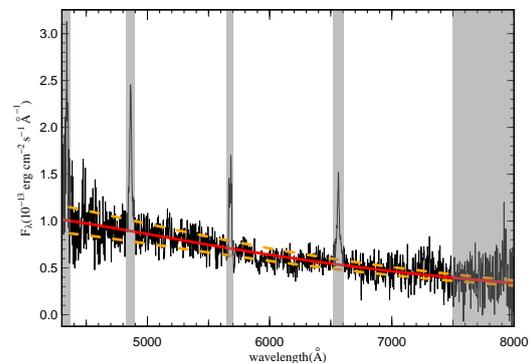


図 2: 白色光フレア成分のピーク時刻のスペクトル。黒の実線はスペクトル、赤の実線は最適なプランク関数、橙の点線はその誤差範囲を表している。

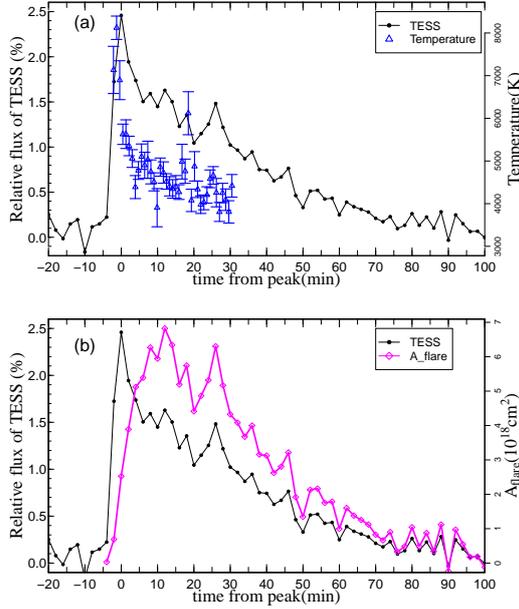


図 3: 上段：白色光フレアスペクトルの放射温度の時間変化。下段：フレア面積の時間変化

3.3 エネルギー推定

Shibayama et al. (2013) の手法をアップデートして、フレアエネルギーの推定を行った。黒体放射を仮定しているため、フレア成分の光度は

$$L_{\text{flare}}(t) = \sigma_{\text{SB}} T_{\text{BB}}(t)^4 A_{\text{flare}}(t) \quad (2)$$

と表せる。 σ_{SB} はステファンボルツマン定数、 A_{flare} は白色光フレア的面積である。 $A_{\text{flare}}(t)$ は、

$$A_{\text{flare}}(t) = C'_{\text{flare}}(t) \pi R_{\text{star}} \frac{\int R_{\lambda} B_{\lambda}(T_{\text{eff}}) d\lambda}{\int R_{\lambda} B_{\lambda}(T_{\text{BB}}(t)) d\lambda} \quad (3)$$

と表せる。 $C'_{\text{flare}}(t)$ は TESS フラックスの振幅、 R_{star} は恒星半径、 R_{λ} は TESS の応答関数、 $B_{\lambda}(T)$ は温度 T 、波長 λ でのプランク関数である。多くの先行研究では、フレア温度 T_{BB} をフレア中一定 ($\sim 10^4$ K) としてきたが、本研究ではフレア温度にも時間依存性がある。フレア面積の時間発展は図 3 の下段に示している。 L_{flare} を時間積分することで白色光フレアの放射エネルギーを得られ、 4.4×10^{32} erg であった。また、従来と同様に放射温度固定で計算を行うと、 $T_{\text{BB}} = 8122$ K のとき 8.9×10^{32} erg、 $T_{\text{BB}} = 8122$ K のとき 1.2×10^{33} erg となった。

4 Discussion

4.1 フレアエネルギー

図 3.3 でも言及した通り、従来の多くの研究では、フレア温度を固定したエネルギー計算を行ってきた。本研究の結果から、TESS バンドでエネルギー推定を行う場合は放射温度の変化を考慮しないと 2-3 倍過大評価してしまう可能性があることが明らかになった。

また、フレア面積は図 3 の下段が示すように、フレアピークから遅れて最大値に到達し、その後緩やかに減衰することがわかった。恒星フレアは空間分解した観測ができないため、このようにフレア中の空間情報を得られたことは非常に重要な結果である。一方で、本研究で示す $A_{\text{flare}}(t)$ は TESS バンドで観測したフレア面積であるため、太陽における白色光フレアで言及される「白色光フレアリボン」とは別物であることは注意しなければならない。また、太陽における白色光フレアリボンは光球での放射を観測している場合もあることに対し、白色光フレアの連続光増光成分は彩層の水素再結合線であると考えられており (Heinzl et al. 2017)、直接比較は難しい。今後の展望として、本研究で得られた $A_{\text{flare}}(t)$ と空間分解された太陽白色光フレアの時間発展と比較することで、その解釈を深める。また、そのためには太陽白色光フレアの広帯域観測が必要である。

4.2 ポストフレアループの可能性

Otsu et al. (2024) では、ポストフレアループを伴う X1.6 クラス太陽フレアの観測データを空間積分することで恒星観測に適応させる the Sun-as-a-star 解析を行った。その結果、 $H\alpha$ 線において、フレアリボンによる増光から遅れて、ポストフレアループからの追加の増光が確認され、また減衰期にはリム外に出たループの影響で減衰が緩やかになることを示した (Otsu et al. (2024) の図 4(a-2) 参照)。

図 4 上段に、本イベントにおける $H\alpha, H\beta$ 線のフラックスの光度曲線を示す。図 4 において、 $t \sim 40$ min あたりに $H\alpha$ 線の再増光が、 $t \sim 100$ min 以降に緩やかな再増光が確認できる。また、それぞれの再増光時には TESS の顕著な増光は見られない。Otsu et al. (2024) の結果から、これらはポストフレアループ発生による再増光 ($t \sim 40$ min) とリム外に出たポ

ストフレアループからの寄与 ($t \sim 100$ min 以降) である可能性が示唆された。

図 4 下段に $H\alpha$ 線に対する $H\beta$ 線のフラックス比 ($H\beta/H\alpha$) を示す。このフラックス比の時間変化を見ると、フレアピーク時 ($t = 0$ min) には増加しているが、 $H\alpha$ 線再増光時 ($t \sim 40$ min) に顕著な増加が確認されない。このことから $H\alpha$ 線の $t \sim 0$ min での増光と $t \sim 40$ min での増光は別の放射メカニズムによるものである可能性が考えられる。また、Ikuta et al. (2023) は同時期の EV Lac の TESS による観測データを用いて恒星黒点のマッピングを行い、本イベント発生時に黒点が恒星リム付近に存在していることを示している。

これらの理由から、我々は本イベントにおいてポストフレアループが発生した可能性があると考えた。一方で、波長分解能の不足からポストフレアループに沿ったプラズマの移動に伴うドップラーシフトは観測できていない。今後の展望として、より高分散な分光観測を通してプラズマの動きを捉えることで、より確度の高いポストフレアループの検出を狙う。

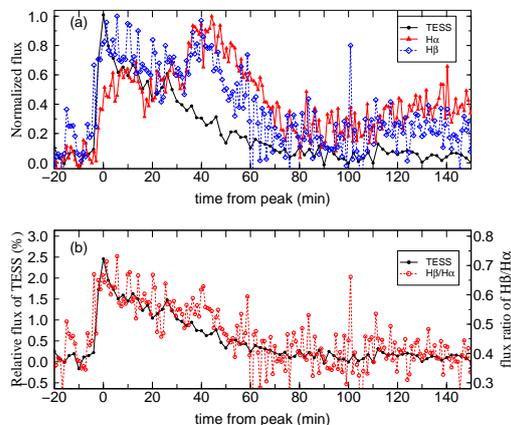


図 4: 上段: TESS, $H\alpha$, $H\beta$ 線のフラックスの時間変化。それぞれフレア前とピークの値で正規化している。シンボルは図 1 と同様である。下段: $H\alpha$ 線と $H\beta$ 線のフラックス比率。

5 Conclusion

本研究では、白色光フレアの物理メカニズムに迫るため、せいめい望遠鏡と TESS を用いて活発な M 型星である EV Lac を対象に測光分光同時観測を行っ

た。本収録では得られたデータの中で最も顕著な白色光フレアについて報告した。

白色光フレア中のスペクトルを用いて、黒体放射を仮定した放射温度の推定を行った。その結果、ピーク時の温度は 8122 ± 273 K であり、また急速な温度減衰をとらえた。この急速な温度変化を考慮してフレアの放射エネルギーの推定を行ったところ、 4.4×10^{32} erg となった。この結果は、放射温度がフレア中一定であると仮定した従来の放射エネルギー計算が、温度変化を考慮した場合に比べて 2-3 倍過大評価していたことをあきらかにした。

また、白色光フレアの減衰期に $H\alpha$ 線の再増光と、フレア後に緩やかな増光が見られた。(Otsu et al. 2024) の報告から、この再増光はポストフレアループからの寄与の可能性があると示唆された。

Acknowledgement

本研究は、野上大作准教授、前原裕之氏、行方宏介氏、野津湧太氏、幾田佳氏、本田敏志氏、大津天斗氏、柴田一成氏との共同研究です。本研究、および夏の学校準備を支えてくださった全ての方々に深く感謝いたします。

Reference

- Bicz, K., et al. 2025, arXiv:2505.09345
- Hawley, S. L., et al. 1995, ApJ, 453, 464
- Hawley, S. L., & Fisher, G. H. 1992, ApJS, 78, 565
- Heinzel, P., et al. 2017, ApJ, 847, 48
- Heinzel, P., & Shibata, K. 2018, ApJ, 859, 143
- Howard, W. S., et al. 2020, ApJ, 902, 115
- Ikuta, K., et al. 2023, ApJ, 948, 64
- Maehara, H., et al. 2015, Earth, Planets and Space, 67, 59
- Neupert, W. M. 1968, ApJ, 153, L59
- Otsu, T., et al. 2024, ApJL, 974, L13
- Paudel, R. R., et al. 2021, ApJ, 922, 31
- Pineda, J. S., et al. 2021, ApJ, 918, 40
- Shibayama, T., et al. 2013, ApJS, 209, 5

[—indexへ戻る](#)

TK-04

K型巨星 Cl Collinder 228 113 の X線フレア解析

中央大学
石原 維子

K 型巨星 Cl Collinder 228 113 の X 線フレア解析

石原 維子 (中央大学大学院 理工学研究科)
坪井 陽子、米山 友景 (中央大学)、前田 良知 (宇宙科学研究所)、
濱口 健二 (NASA)、Eta Carinae チーム

Abstract

XRISM/Xtend Transient Search (XTS) は、X 線分光撮像衛星 XRISM に搭載された軟 X 線撮像装置 Xtend を利用した突発天体の検出・速報プロジェクトである。Cl Collinder 228 113 は、2024 年 6 月 10 日にフレアが XTS によって検出・速報された天体である (T. Yoshida et al. 2024)。この天体の素性や構造はほとんどが明らかになっていない。天文学会年会 2025 年春季年会で、XRISM/Xtend の観測からフレアの光度が $4 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ 程度であった。これは全天 X 線監視装置 MAXI で観測されるフレアと比較しても最大規模であったことを報告した。また、可視・赤外領域の観測結果からこの天体は距離 1.2 kpc にある K 型巨星であることを特定した。

また、このフレアは XRISM 観測時に強いヘリウム状鉄輝線を示し、熱プラズマ (apec) モデルでフィッティングしたところ高いアバundanceを示した。同天体のフレア活動は、Chandra による過去の観測でも確認されており、今回、Chandra データの解析を行った。その結果、XRISM 観測時とは異なり、Chandra の観測時には高いアバundanceが見られないことが分かった。これにより、同じ天体のフレアであってもアバundanceが定常的に高いとは限らないことが分かった。本発表では、この天体の素性ととも X 線衛星による観測結果を報告する。

1 Introduction

突発天体速報システム (XTS; XRISM/Xtend Transient Search) では、XRISM/Xtend (後述) を用いて、恒星を検出し、X 線フレアなどの突発現象を起こす線源を探索・速報している。本講演で発表する XRISM J1045-5954 も 2024 年 6 月 10 日に観測・速報された線源である。この線源は速報時に Cl Collinder 228 113 と特定された。この線源は速報時の較正前データを用いた解析では強い鉄輝線が見られた。ここではフレアピーク付近の時間帯のアバundanceを求めるために校正後のデータを用いて解析を行った。また、Cl Collinder 228 113 は素性が不明な点が多く、天体のタイプやフレアの頻度も明らかになっていない。

2 Instruments

2.1 XRISM

X 線分光撮像衛星 (XRISM; X-Ray Imaging and Spectroscopy Mission) は、宇宙航空研究開発機構/宇宙科学研究所 (JAXA/ISAS) により開発され、2023 年 9 月 7 日に打ち上げられた X 線天文衛星である。広視野をもつ X 線 CCD カメラ Xtend と高エネルギー分解能をもつマイクロカロリメータ Resolve を搭載している。Xtend は 0.4 - 10.0 keV の波長帯域を 38.5 分角四方の広い視野で観測することができる。この広視野を持つ Xtend を利用した XTS ではこれまでに (2024 年 3 月 - 2025 年 5 月) 32 個のイベントを速報している。

2.2 Chandra

Chandra X-ray Observatory は、1999 年 7 月 23 日にアメリカ航空宇宙局 (NASA; National Aeronautics and Space Administration) によって打ち上げられた X 線天文衛星である。2 種類の焦点面検出器

(HRC, ACIS) と 2 つの分光計 (LETGS, HETGS) を搭載している。ACIS は波長帯域を 0.2 - 10 keV とする、 2×2 のピクセルチップ (ACIS-I) と 1×6 のピクセルチップ (ACIS-H) の 10 枚の X 線 CCD チップで構成されている。ここでは ACIS-I で捉えられた Cl Collinder 228 113 のフレアデータを用いて、X 線解析を行なった。

2.3 Gaia

Gaia はヨーロッパ宇宙機関 (ESA; European Space Agency) が 2013 年 12 月 19 日に打ち上げた位置天文学用宇宙望遠鏡である。2022 年 6 月 13 日に Gaia が観測した 18 億個の天体のカタログ (Gaia DR3; Gaia Data Release 3) が公開された。カタログには天体の位置、距離、運動情報、温度が含まれている。

3 Methods

Cl Collinder 228 113 における X 線フレアの特徴を調査するために、XRISM および Chandra による観測データを用いて時間解析およびスペクトル解析を行った。時間解析には XSELECT を使い、burst 成分と定数項からなるモデルを適用した。

また、スペクトル解析には Xspec を使い、tbabs \times apec model によるフィッティングを実施した。このとき、相対光度 Flux の帯域は 0.2 - 10.0 keV、絶対光度 Luminosity (L_X) を求める際には、距離を 1.2 kpc とした (Gaia Collaboration. 2020)。また、同天体の素性を調べるために、等級 U (ANTOKHIN I.I et al. 2008)、等級 B, V (MASSEY P et al. 1993)、等級 J, H, K (CUTRI R.M et al. 2003) に赤化計算を行い、求めた等級からスペクトルエネルギー分布 (SED; Spectral Energy Distribution) を作成し、Gaia 衛星の観測結果を利用して、温度・光度を導出した。また、2 つのパラメータから H-R 図にプロットした。

4 Results

4.1 XRISM 観測結果

XRISM 観測による光度曲線 (図 1) とスペクトル (図 2) を示す。burst 成分と定数項からなるモデルでフィッティングした結果、e-folding time は、 1.4×10^4 s と求めた。フレアピーク付近 ($0.06 \text{ count s}^{-1}$ 以上) の時間帯 (図 1 の矢印) を利用したスペクトル解析結果は表 1 のようになった。

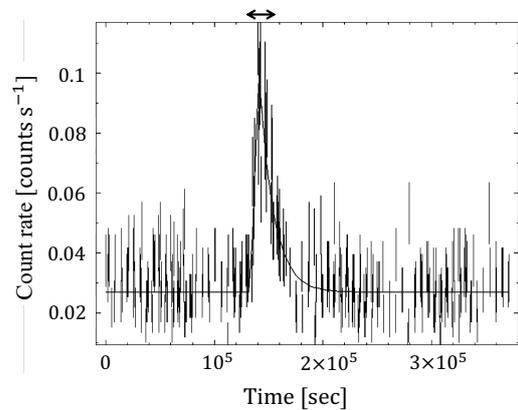


図 1: XRISM の光度曲線

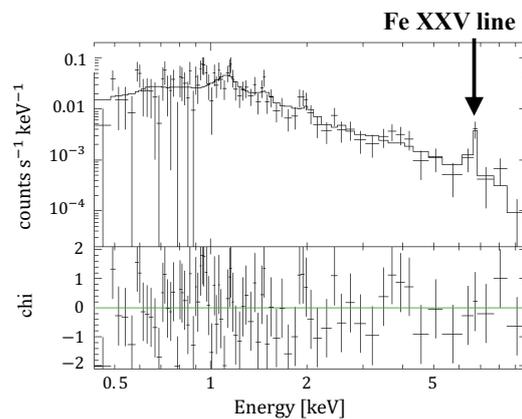


図 2: XRISM のスペクトル

表 1: スペクトルフィットの結果

Parameters	value
kT [keV]	5.4
Abundance [solar]	2.6
EM [pc cm ⁻⁶]	1.6×10^{55}
Flux [erg cm ⁻² s ⁻¹]	2.4×10^{-12}
L_X [erg s ⁻¹]	4×10^{32}

表 2: スペクトルフィットの結果

Parameters	value
kT [keV]	3.7
Abundance [solar]	0.34
EM [pc cm ⁻⁶]	3.6×10^{55}
Flux [erg cm ⁻² s ⁻¹]	2.71×10^{-12}
L_X [erg s ⁻¹]	4.5×10^{32}

4.2 Chandra 観測結果

Chandra が観測したフレアの光度曲線 (図 3)、スペクトル (図 4)、フィッティング結果 (表 2) を示す。

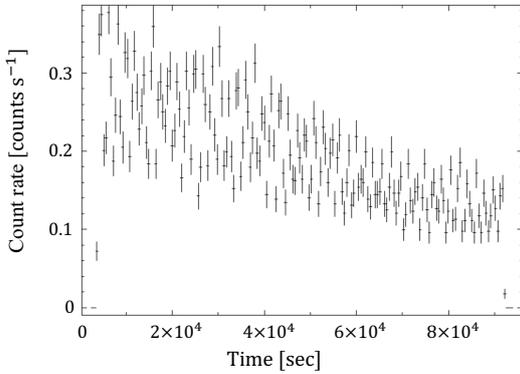


図 3: Chandra の光度曲線

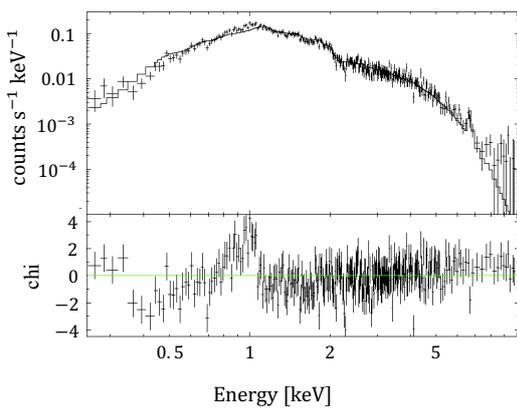


図 4: Chandra のスペクトル (1 温度)

4.3 可視光による解析結果

等級 U, B, V, J, H, K を用いたフィッティング結果は図 5 のようになった。

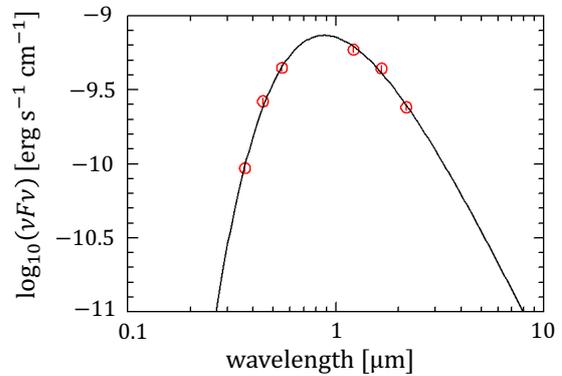


図 5: スペクトルエネルギー分布 (SED)

5 Discussion & Conclusion

5.1 X線観測について

恒星の典型的なアバundanceは約 0.3 solar であることが知られている。しかし、このフレア星からは 2 solar を得た。これは主に 6.7 keV の鉄 K 殻線に由来すると考えられる。同様にアバundanceが大きくなる現象は他の恒星フレアでも報告されている (V773 Tau (Tsuru, T et al. 1989)、UX Ari (Tsuboi, Yokko. 1998)、Algol (Stern, R. A et al. 1992)(Ottmann & Schmitt. 1996)、Sun (Sylwester, J et al. 1984))。今回得られたアバundanceは、これらのフレアの中でも最大級である。

また、Chandra のスペクトルに関して、1 keV 以下のモデルとの誤差が大きかったので、2 温度でフィッティングを行った (図 6、表 3)。

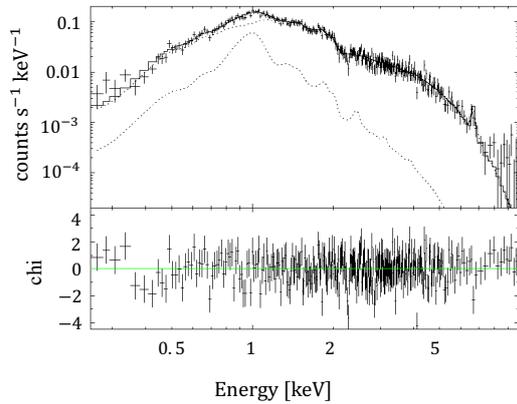


図 6: Chandra のスペクトル (2 温度)

表 3: スペクトルフィットの結果

Parameters	value
kT1 [keV]	1.1
kT2 [keV]	4.9
Abundance [solar]	0.39
EM [pc cm ⁻⁶]	2.2×10^{55}
Flux [erg cm ⁻² s ⁻¹]	2.77×10^{-12}
L_X [erg s ⁻¹]	4.7×10^{32}

XRISM と Chandra が観測したフレアの解析結果 (表 1、表 2) から、同じ Cl Collinder 228 113 のフレアであってもアバundanceが大きくなるとは限らないことが示された。

5.2 可視光観測について

この天体を H-R 図に載せると、図 7 のようになった。

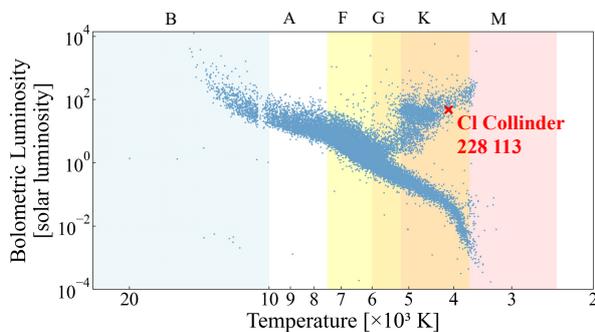


図 7: Hertzsprung-Russell (H-R) 図

さらに、求めた温度・光度から半径 $R (= T^{-2} \sqrt{L/(4\pi s)})$ (s は Stefan-Boltzmann 定数) を求めると、 $R = 8.6 \times 10^9$ m (= 12 太陽半径) であった。K 型巨星であると特定された。

6 Future work

今回解析を行なった Cl Collinder 228 113 のフレアは 2 例と少なく、この天体のフレアの特徴を理解するためには他の観測例も調べる必要がある。XMM - Newton (X-ray Multi-Mirror Mission - Newton) においてもフレアの観測例 (Lin, Dacheng et al. 2012) があり、これの詳細解析を行うことにより特徴を調べたい。また、この天体の年齢を可視分光観測により求め、この天体のフレアの頻度について検討を行いたい。

Reference

T. Yoshida et al 2024, The Astronomer's Telegram, No. 16652.

ANTOKHIN I.I et al 2008, Astronomy and Astrophysics, Volume 477, Issue 2, January II 2008, pp.593-609.

MASSEY P et al 1993 Astronomical Journal v.105, p.980.

CUTRI R.M et al 2003 University of Massachusetts and Infrared Processing and Analysis Center.

Gaia Collaboration 2020

Tsuru, T., Makishima, K., Ohashi, T., Inoue, H., Koyama, K., Turner, M. J. L., Barstow, M. A., I. M., Pye, J. P., Tsunemi, H., Kitamoto, S., Taylor, A. R., & Nelson, R. F. 1989 Publications of the Astronomical Society of Japan, Vol. 41, 679-695 (1989)

Tsuboi, Yohko, Koyama, Katsuji, Murakami, Hiroshi, Hayashi, Masahiko, Skinner, Stephen, & Ueno, Shiro. 1998 The Astrophysical Journal, Volume 503, Issue 2, pp. 894-901.

Stern, R. A., Uchida, Y., Tsuneta, S., & Nagase, F. 1992 Astrophysical Journal v.400, p.321

Ottmann, R. & Schmitt, J. H. M. M. 1996 Astronomy and Astrophysics, v.307, p.813-823

Sylwester, J. search by orcid, Lemen, & J. R., Mewe, R. 1984 Nature, Volume 310, Issue 5979, pp. 665-666 (1984).

Lin, Dacheng ; Webb, Natalie A. ; Barret, & Didier 2012 ApJ

[—indexへ戻る](#)

TK-05

双子連星を用いた星の年齢と自転の関係の検証

大阪大学
小川 涼

双子連星を用いた星の年齢と自転の関係の検証

小川 涼 (大阪大学大学院 理学研究科)

増田賢人 (大阪大学), 佐藤文衛 (東京科学大学), 田實晃人 (国立天文台),
泉浦秀行 (国立天文台), 大宮正士 (アストロバイオロジーセンター/国立天文台)

Abstract

年齢が既知の太陽より若い星団における自転の観測から、太陽型星の自転は年齢とともに遅くなる。年齢がわかる星団の星に対して自転と年齢の関係を調べ、それを星団外の星に対して適用すれば、自転からその年齢を推定することができる。しかし、星団外の比較的老いた恒星において、これらの関係は十分に確立されていない。本研究では、双子連星を用いて、星団外の恒星で質量と年齢の関数として自転速度が一意に決まるかどうかを調査する。双子連星とは、ほぼ同じ質量を持ち、ほぼ同時期に形成されたと考えられる連星系である。Gaia 衛星のデータから発見された双子連星に対して、せいめい望遠鏡/GAOS-RV で高分散分光スペクトルを取得し、吸収線の広がりから射影自転速度 $v \sin i$ を測定した。さらに、自転軸が等方的であるという仮定のもと、連星間の自転速度のばらつきを推定した。その結果、得られた自転速度のばらつきは、若い散開星団における値と比較して大きく、老いた恒星で自転を用いた年齢推定に限界がある可能性を示唆している。

1 Introduction

1.1 自転を用いた年齢推定法

年齢は恒星を特徴づける最も基本的な量のひとつであるが、推定は一般に困難である。その推定手法の一つである gyrochronology は、恒星の自転が年齢とともに減速するという性質を利用した方法である。物理的には、自転の減速は磁化された恒星風による角運動損失に起因すると考えられており、初期に自転が速い恒星ほど磁場が強くより短時間で自転速度が減少するため、ある年齢以降では自転速度が初期値に依存しなくなると解釈されている。自転と年齢の関係は、主に太陽型星に対して、よく決まっていることが知られており、黒点による光度曲線の変動から比較的容易に自転周期を測定できるため、実用性が高い。実際には、自転周期には年齢だけでなく質量への依存性も存在する。自転周期は年齢と質量を変数として、図 1 のような関数となる。この関数を用いれば、自転周期と質量から年齢を推定できる。

1.2 gyrochronology の問題点

このような関係を構築するためのサンプルは、HR 図から比較的年齢が調べられる若い星団の年齢範囲

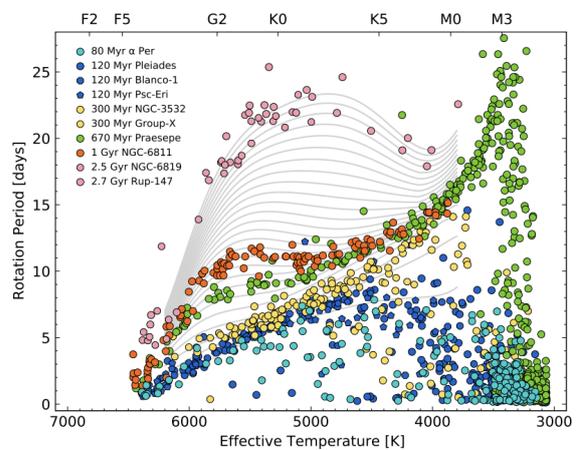


図 1: Bouma et al. (2023) における有効温度 (質量) と自転周期と星団の年齢を表した図。300Myr 以下の若年星や低温 (低質量) 星においては自転周期の不定性が大きくなっているが、それ以外の範囲では年齢と質量の関数として、自転周期がよく決まっている。

に限定されているため、適用範囲は若い年齢に限られる。例えば、このような関係を構築した研究の一つである Bouma et al. (2023) では、そのサンプルは、80 Myr から 2.6 Gyr の星団を構成する星に限られている。そのため、老いた年齢領域での関係は調べられておらず、それ以前に、この関係が成立す

るかも調べられていない。

1.3 研究の目的

もし老いた年齢領域でもこの関係が成立し、gyrochronology をより幅広い年齢領域に拡張できれば、星の年齢推定がより容易になる。老いた年齢領域を調べるために、フィールド星に着目する。フィールド星とは星団に属しておらず、孤立して存在している星である。フィールド星の多くは、かつて星団に所属していたが、時間の経過とともに銀河の潮汐力や近傍星との重力的相互作用によって星団が崩壊し、そこから散逸したものと考えられている。このような背景から、フィールド星の年齢分布は散開星団の星と比べて広く、かつ平均的に高齢である傾向がある。本研究では、星団を構成する星よりも高齢のフィールドの FG 型星に着目し、質量と年齢と半径がほぼ等しい双子連星における自転速度がどの程度揃っているかを調べることで、自転周期が年齢と質量によって一意に決まっているかを検証する。これにより、gyrochronology の適用範囲を従来の若年星から高齢星へと拡張可能かどうかを評価し、高齢領域における年齢推定手法としての有効性を検証することを目的とする。

2 Methods/Instruments and Observations

2.1 検証の方法

検証は、フィールドの実視双子連星 (Visual Twin Binary) の自転速度をそれぞれ測定・比較することで行う。双子連星とは、視線上の位置・年周視差・固有運動が非常に近く、色や明るさ、質量が非常によく似た星同士で構成される連星系を指す。その性質上、両星は同じ年齢を持つと考えられている。Gaia EDR3 に基づいた広範な探索により、天球上の位置・年周視差・固有運動が極めて近い恒星対として、約 100 万個におよぶ実視連星が同定されている。さらに、その中には質量比が 1 に近く、色も似ている双子連星が多数含まれていることが示されている (El-Badry et al. 2019)。もし年齢と質量によって自転が一意的

決まっているならば、同じ年齢、質量、半径の双子連星の自転速度は同じになるはずである。

2.2 ターゲット・観測

ターゲットは有効温度がおよそ 6000-6500K 程度と推定される実視双子連星 21 組 42 個である。これは図 1 における左端の領域のフィールド星を調べることに相当している。せいめい望遠鏡/GAOES-RV でこれらのターゲットの高分散分光スペクトルを取得した (Proposal ID:23B-N-CN09, PI: Masuda)。

2.3 解析手法

星が自転していると、自転速度によるドップラーシフトでスペクトルの吸収線の幅が広がる。これを用い、取得した高分散分光スペクトルの幅から星の自転速度を求める。ただし、ここで得られる自転速度は、観測者の視線方向に対する射影自転速度 $v \sin i$ ($\sin i$ は自転軸と視線方向とのなす角の正弦) であり、 $\sin i$ の不定性が残る。解析は有効温度 (T_{eff})、金属量 ($[Fe/H]$)、表面重力 ($\log g$)、射影自転速度 ($v \sin i$) などをパラメータとしたモデルを用いて、ベイズ推定によって、 $v \sin i$ を含むこれらパラメータの事後分布を評価した。図 2 に高分散スペクトルデータとパラメータ推定によって得られたモデルの例を示す。この結果求められる $v \sin i$ には $\sin i$ の不定性がある

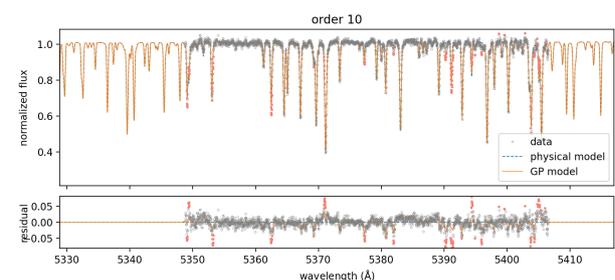


図 2: 高分散スペクトルデータとパラメータ推定によって得られたモデル。

が、自転軸の向きが等方的に分布しているという仮定から $\sin i$ の確率分布を求めることで自転速度 v を導出する。さらに、連星で自転速度 v がどの程度揃っているかを調べるために、連星の自転速度の比の対数 $\Delta \ln v = \ln(v_1/v_2)$ を確率変数とする確率密度関

数が、 $\mathcal{N}(0, \sigma^2)$ で表せると仮定し、階層ベイズ推定 (Hogg et al. 2010) によって、自転速度のばらつき σ を推定した。

3 Results

それぞれの連星に対して射影自転速度 $v \sin i$ を測定した結果を図 3 に示す。図 3 より、連星ペアにお

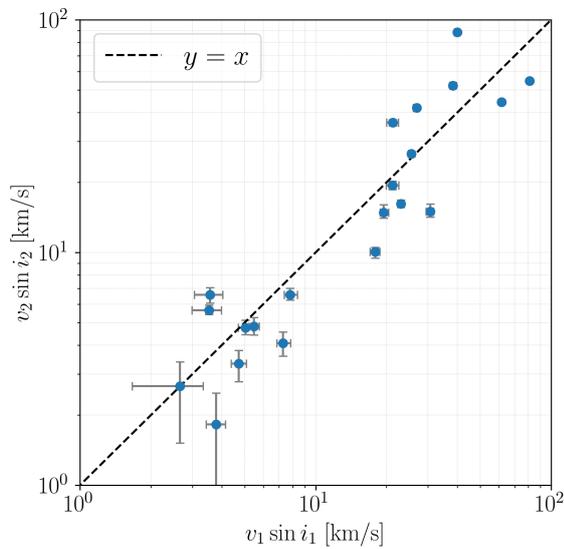


図 3: 横軸は連星の一方の射影自転速度 $v_1 \sin i_1$ 、縦軸は他方の $v_2 \sin i_2$ 。

ける $v \sin i$ は、 $v_1 \sin i_1 = v_2 \sin i_2$ に対応する $y = x$ の直線の周囲にばらついて分布していることがわかる。このばらつきは、主に以下の 2 つの要因に起因すると考えられる：

- 自転軸の傾き i が異なることによるばらつき
- 自転速度 v が異なることによるばらつき

前者については、自転軸の向きが等方的であると仮定することで、ばらつきを知ることができる。後者については、連星の自転速度の比 $\Delta \ln v = \ln(v_1/v_2)$ が平均 0、標準偏差 σ の正規分布に従う (すなわち対数正規分布) と仮定し、階層ベイズ推定 (Hogg et al. 2010) を行った。これによって得られた σ の事後分布を図 4 に示す。この推定値 $\sigma = 0.43$ は、連星の自転速度 v が統計的に $e^{-0.43} \sim 0.65$ 倍から $e^{0.43} \sim 1.53$

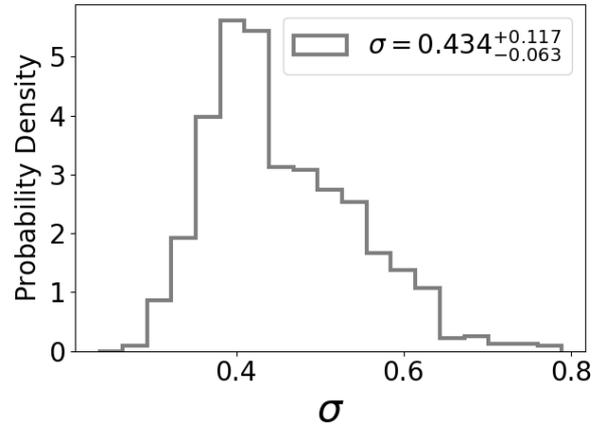


図 4: 対数自転速度差 $\Delta \ln v$ のばらつき σ の事後分布。最大事後確率を与えるのは $\sigma = 0.43$ 。

倍の範囲にあることを意味する。すなわち、およそ 50% 程度のばらつきが存在する。双子連星で半径はほぼ等しく、自転周期 $P = \frac{2\pi R}{v}$ であるので、自転周期で比べても同じく 50% 程度のばらつきである。

4 Discussion

Bouma et al. (2023) では、太陽程度の質量や年齢を持つ星の自転周期のばらつきは数日程度であるとされる。それと比較すると、本研究で得られたばらつきは顕著に大きく、高齢星において自転速度が一意に定まらない可能性を示唆している。このような状況では、高齢星において自転周期を用いた年齢推定 (gyrochronology) は信頼性が低下することになる。gyrochronology の基本前提である「年齢と自転周期の関係」が一意的であるという仮定が崩れるためである。この結果は、星が年齢とともに何らかのプロセスによって自転進化の経路が多様化することを示している可能性がある。たとえば、磁気ブレーキによる角運動量散逸の効率が年齢や磁場構造の変化とともに大きく異なる可能性がある。実際、van Saders et al. (2016) は、特定の年齢以降に磁気ブレーキが効かなくなる「weakened magnetic braking」の存在を提案しており、磁気ブレーキが効かなくなる年齢が星ごとに異なれば、異なる自転となる可能性が考えられる。

5 Conclusion

本研究では、質量・年齢が等しいと考えられるフィールドの双子連星における射影自転速度 $v \sin i$ を測定・比較することで、自転速度が年齢および質量によって一意に決まっているかどうかを検証した。その結果、連星間で自転速度におよそ約 50% のばらつきが存在することが明らかとなった。このばらつきは、実際の自転速度が顕著に異なる可能性を示唆している。先行研究では、太陽程度の質量を持つ星の自転は年齢とともに一意に進化すると考えられていたが、本研究の結果は、高齢星ではその関係が破れている可能性を示すものである。このことは、高齢星に対して gyrochronology を適用する際の限界を示しており、今後の高齢星の自転進化モデルの見直しや、gyrochronology の改善に資する重要な観測的制約となる。

Reference

- Luke G. Bouma, Elsa K. Palumbo, and Lynne A. Hillenbrand. The empirical limits of gyrochronology. *The Astrophysical Journal Letters*, 947(1):L3, April 2023. ISSN 2041-8213. doi: 10.3847/2041-8213/acc589. URL <http://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/acc589>.
- Kareem El-Badry, Hans-Walter Rix, Haijun Tian, Gaspard Duchêne, and Maxwell Moe. Discovery of an equal-mass ‘twin’ binary population reaching 1000 + au separations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 489(4):5822 – 5857, September 2019. ISSN 1365-2966. doi: 10.1093/mnras/stz2480. URL <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stz2480>.
- David W. Hogg, Adam D. Myers, and Jo Bovy. Inferring the eccentricity distribution. *The Astrophysical Journal*, 725(2):2166 – 2175, December 2010. ISSN 1538-4357. doi: 10.1088/0004-637x/725/2/2166. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637x/725/2/2166>.
- Jennifer L. van Saders, Tugdual Ceillier, Travis S. Metcalfe, Victor Silva Aguirre, Marc H. Pinsonneault, Rafael A. García, Savita Mathur, and Guy R. Davies. Weakened magnetic braking as the origin of anomalously rapid rotation in old field stars. *Nature*, 529(7585):181–184, January 2016. doi: 10.1038/nature16168.

[—indexへ戻る](#)

TK-06

観測ロケット実験FOXSI-3による Giant Arcade における
超高温成分の発見

総合研究大学院大学
廣瀬 維士

観測ロケット実験 FOXSI-3 による Giant Arcade における超高温成分の発見

廣瀬 維士 (総合研究大学院大学)
成影 典之 (国立天文台), FOXSI-3 Team

Abstract

Focusing Optics X-ray Solar Imager 3 (FOXSI-3) は 2018 年 9 月 7 日に打ち上げられた太陽 X 線集光撮像分光観測ロケット実験であり、およそ 5 分間にわたって太陽全面を観測した。FOXSI-3 は軟 X 線での集光撮像観測を世界で初めて実現し、時間・空間分解された X 線のスペクトルの取得に成功した。FOXSI-3 の観測では、2 keV 以上の X 線を放出している領域として、活動領域や X 線輝点の他に、長さ約 200 Mm の巨大なアーケード構造 (giant arcade) が見られた。この構造は、6 時間ほど前のフィラメント噴出に伴って形成されたと考えられる。giant arcade は、フィラメント噴出後にしばしば軟 X 線で見ることができる巨大な構造であり、1990 年代から 2000 年代にかけて Yohkoh/SXT を用いた観測が盛んに行われていた (McAllister et al. 1996 など)。Yohkoh/SXT で観測された 17 個の giant arcade について統計的に解析した Yamamoto et al. 2002 では、ピーク時の温度が静穏コロナよりも高い 1.8-4.4 MK であり、密度は静穏コロナとほぼ同じであるという報告がなされている。

我々は、FOXSI-3 の X 線のスペクトルデータを用いて giant arcade の温度・密度解析を行った。その結果、Yamamoto et al. 2002 で報告されていた数百万度の高温成分に加えて、超高温 (約 9MK) かつ低密度 (静穏コロナの 1/10) の成分を検出した。この成分は、Yohkoh/SXT と同様の広帯域 X 線フィルターを用いた観測装置である Hinode/XRT では検出されておらず、FOXSI によって初めて検出された温度成分と言える。超高温成分の空間分布を確認したところ、アーケード構造の頂上部分は、足元に比べて温度が高いことがわかった。超高温成分の温度・密度と、空間分布から、超高温成分は継続的な磁気リコネクションに伴って発生するアウトフローによって加熱されたと考えられる。

1 Introduction

太陽には、光球と呼ばれる太陽表面の上に、彩層、コロナといった大気が広がっている。コロナの温度はおよそ 1 MK であり、その観測には X 線や極端紫外線がよく用いられている。コロナ中では太陽フレアとよばれる急激な増光現象や、フィラメントと呼ばれる 0.1 MK 程度の高密度な雲状の構造が見られることがある。また、giant arcade と呼ばれる巨大なアーケード構造もたびたび観測されている (e.g., McAllister et al. 1992)。

giant arcade は、特に Yohkoh 衛星に搭載されている Soft X-ray Telescope (SXT, Tsuneta et al. 1991) を用いて、1990 年代から 2000 年代にかけて多く観測され、その形成過程や形成機構について多くの議論が行われた。giant arcade の持続時間はおよそ数時間から 30 時間であり、その長さは大きいもので太陽半

径程度と、フレアと比べて時間的にも空間的にも大きな現象である。したがって、単位時間、単位面積あたりの解放エネルギーはフレアよりも小さいが、全解放エネルギーはフレアと同じぐらいであり、太陽でも最大級のエネルギー規模の現象である (Shibata & Magara 2011)。Yohkoh/SXT と H α 線画像の同時観測から、Giant Arcade はフィラメント噴出に伴って発生するということが確認された (e.g., Hanaoka et al. 1994)。Yamamoto et al. 2002 は、Yohkoh/SXT で観測した 17 の giant arcade について統計的に調査し、それら全ての温度と密度を求めた。その結果、コロナの温度、密度がそれぞれ約 2 MK, 10^8 cm^{-3} だったのに対して giant arcade の温度が 4 MK 以下で、密度が約 10^8 cm^{-3} であると報告していた。この結果から、giant arcade の温度は静穏コロナとほぼ同じであり、密度は静穏コロナとほぼ同じであった。さらに、観測した 17 のアーケードについて、Shibata &

Yokoyama 1999, 2002 で提唱されたフレアモデルを仮定して求めた giant arcade のループ長と、観測したループ長がほぼ一致していたことから、giant arcade の形成機構はフレアモデルと同じ形成機構、すなわち磁気リコネクションで説明できると報告された。また、Shiota et al. 2005 では、フレアと同じモデルを採用して数値計算を行い、giant arcade で見られるカस्प型を再現した。しかしながら、Masuda et al. 1994 などのフレアで観測されたような、磁気リコネクションに伴う衝撃波によって加熱された超高温の成分はこれまで検出されたことはなかった。

同様の現象は、Hinode 衛星 (Kosugi et al. 2007) に搭載されている X-ray Telescope (XRT, Golub et al. 2007) での X 線画像や Solar Dynamics Observatory (SDO, Pesnell et al. 2012) に搭載されている Atmospheric Image Assembly (AIA, Lemen et al. 2012) などの極端紫外線 (EUV) 画像でも確認されている。しかし、EUV 画像では X 線の画像ほど明確にアーケード構造を確認できず、giant arcade の解析には X 線を用いる必要がある。

本研究で用いる giant arcade の観測装置は、太陽 X 線集光撮像分光観測ロケット実験 Focusing Optics X-ray Solar Imager (FOXSI) である。FOXSI は、太陽から放出される X 線スペクトルを時間・空間分解して取得することができる観測ロケット実験であり (Krucker et al. 2014), これまで 4 度のフライトに成功している。その 3 回目のフライトである FOXSI-3 では、CMOS 検出器 (Narukage et al. 2020) が搭載され、世界初となる軟 X 線での集光撮像分光観測を行った。この CMOS 検出器は、最短 4 ms という短い露光時間によって光子計測を行うことにより、時間・空間分解された X 線スペクトルを得ることができた。また、FOXSI-3 は、極小期の太陽全面を観測し、活動領域やコロナホールの外に、giant arcade も観測した。

本研究は、FOXSI-3 の軟 X 線データを用いた初めての解析的研究であり、FOXSI-3 が観測した giant arcade について、集光撮像分光観測という新たな観測手法を用いてその温度構造を調査した。

2 Observation

FOXSI-3 は、2018 年 9 月 7 日 17:21 に打ち上げられ、太陽全面を複数のフェーズに分けて観測した。その観測結果を図 1 に示す。

図 1 に示す全エネルギー光子を用いて描画したイメージでも、2 keV 以上の光子を用いて描画したイメージでも、北西のリム付近の静穏領域上に giant arcade がはっきりと確認できた。このことから、giant arcade は高エネルギー現象であることが示唆された。また、高エネルギー光子は、東側に比べて西側に多く集まっていることも確認できた。

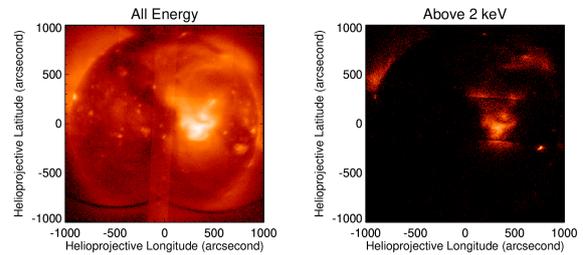


図 1: FOXSI-3 で観測した太陽全面画像。左が全エネルギーの光子を用いて描画したもので、右が 2 keV 以上の光子を用いて描画したもの。いずれの画像でも、北西のリム付近に giant arcade が確認できた。

さらに、FOXSI-3 が観測したこの giant arcade について、Hinode/XRT と SDO/AIA を用いてその時系列を追った。その結果、10:30 から 11:30 にかけて静穏領域に存在するフィラメントが噴出ししている様子が確認でき、その後 SDO/AIA 193 Å や 211 Å で、東から西にかけてわずかな増光が見られた。東から西にかけてフィラメントが噴出し、それに沿って増光が発生したと考えられる。このことは、FOXSI-3 の 2 keV 以上の光子が東側よりも西側の方が多かったこととも一致している。

16:37 には Hinode/XRT が Synoptic 観測を行っており、thin-Be フィルターでははっきりと giant arcade が確認できた。SDO/AIA の各波長や XRT の Al-mesh, Al-poly フィルターでは、僅かにアーケード構造の形成に伴うと考えられる増光が確認できたが、構造をはっきりと捉えることはできなかった。また、GOES X-ray flux では、顕著な増加は見られなかった。さらに、GONG の H α 線画像や AIA の 1600 Å, 1700 Å でも増光は見られなかった。このことは、

giant arcade の形成に伴う彩層蒸発は発生しなかったか非常に弱かったことを示唆している。

3 Analysis method

アーケード内部の高温な成分を取り出すため、2 keV 以上の光子が 16×16 ビニングした時に 8 つ以上入っている領域を giant arcade 領域として定義し、その領域のスペクトルを取り出した。この領域を図 2 の Contour で示す。なお、SDO/AIA を用いてこの領域を確認したところ、X 線輝点が存在していることがわかったので、その領域は目視で取り除いた。また、giant arcade の下にある静穏コロナをバックグラウンドとして扱うために、アーケード付近とほぼ同じ緯度にある静穏な領域をバックグラウンドとして定義した。バックグラウンド領域を、図 2 の緑の四角で示す。XSPEC を用いて、バックグラウンド領域を規格化して引くことにより、アーケードのスペクトルを取り出した。取り出したスペクトルに対して、vapec+vapec パッケージを用いて 2 成分フィッティングを行った。アバundanceとして、各温度成分で光球またはコロナのアバundance (Asplund et al. 2021) を用いて計 4 通りでフィッティングを行った。フリーパラメータは、各温度成分の温度とエミッションメジャー、および輝線が明確に確認できたマグネシウムの元素量である。マグネシウムの元素量は、低温側の成分の元素量をフリーパラメータとし、高温側の元素量は低温側で求めた元素量と同じ値とした。フィッティング範囲は、低エネルギー側のキャリブレーションの影響を考慮して 1.0 keV 以上で行った。また、CMOS 検出器の材質である Si の吸収端がおよそ 1.83 keV に存在し、そのキャリブレーションの影響が大きいので、その前後 0.2 keV を除いてフィッティングを行った。0.2 keV は、FOXSI-3 で用いた CMOS のエネルギー分解能程度 (Narukage et al. 2020) である。

4 Result

まず、図 2 で示したアーケード領域から取り出したスペクトルについて、フィッティングを行った。まず、アバundanceについての評価を行った。その結果、図 3 に示すように、コロナのアバundanceは、フィッ

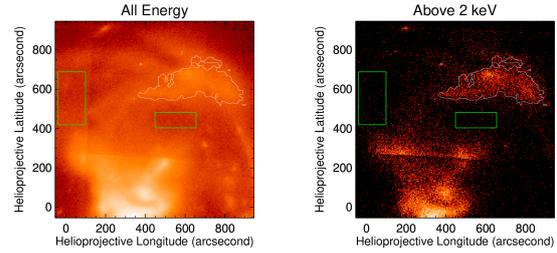


図 2: 解析に用いたアーケード領域 (白の contour) と、バックグラウンド領域 (緑の四角). 左は全エネルギーの光子を用いて描画したもので、右が 2keV 以上の光子を用いて描画したもの。

ティング結果と観測スペクトルの乖離が大きく、光球のアバundanceを用いた方がより良いフィッティングになることがわかった。また超高温成分については、どちらのアバundanceを用いてもフィッティング結果は大きく変わらないという結果が得られた。この理由については、超高温成分のフィッティングに大きく寄与している 2 keV 以上のエネルギーにおいて、輝線がはっきりと受かっていないという理由が考えられる。また、超高温成分のフィッティングで支配的なおよそ 2 keV 以上のエネルギーで輝線が多く存在する元素である硫黄は、用いたアバundanceモデルでは光球とコロナで同じ値を示す。このことも、超高温成分ではどちらのアバundanceでも結果が変わらない一因であると考えられる。

次に、2 成分いずれのアバundanceも光球のアバundanceとし、Mg の元素量もフリーパラメータとして、フィッティングを合わせ、温度と Column Emission Measure (CEM) を求めた。そのフィッティング結果を図 3 に示す。この結果、高温成分の温度と CEM は 2.8 MK, $4.9 \times 10^{25} \text{ cm}^{-5}$ となった。また、超高温成分の温度と CEM は 9.0 MK, $1.8 \times 10^{23} \text{ cm}^{-5}$ となった。

5 Discussion and Conclusion

今回観測した giant arcade は、フィラメント噴出に伴って発生していることから、過去に Yohkoh/SXT など観測された giant arcade と同様の現象であると考えられる。また、アーケードをさらに分割して光子のエネルギーを比較すると、中心部のエネルギーがより高いエネルギーを持っていることもわかった。

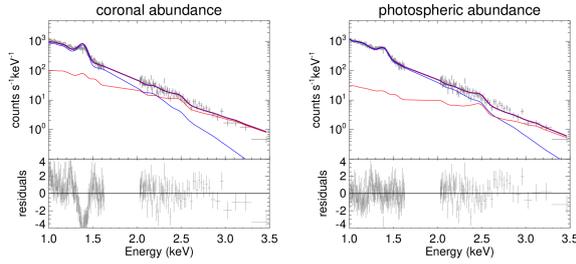


図 3: 左がコロナのアバンドンスを用いてフィッティングした結果で、右が光球のアバンドンスを用いてフィッティングした結果である。上の図において、青い線が1温度目のフィッティング結果(高温成分)、赤い線が2温度目のフィッティング結果(超高温成分)であり、紫の線が最終的なフィッティング結果である。下の図は、観測結果とフィッティングカーブの差である。

これらのことから、アーケードが磁気リコネクションによって形成したと考えられる。したがって、磁気リコネクションを仮定して、超高温成分のエネルギー収支を求めた。拡散領域に入るエネルギーと拡散領域から出るエネルギーを、それぞれ E_{in} , E_{out} とする。また、リコネクションに伴うインフローとアウトフローの速度をそれぞれ、 v_{in} , v_{out} とし、それらが入射する面積を A_{in} , A_{out} とする。このとき、入力と出力のエネルギーフラックスの釣り合いの式は $E_{in}A_{in}v_{in} = E_{out}A_{out}v_{out}$ と書ける。ここで、リコネクションアウトフローの速度は Alfvén 速度と考えられるので v_{in} と v_{out} の比は Alfvén マッハ数 (M_A) になる。また、 A_{in} と A_{out} の比は、質量保存の式から $\frac{A_{out}}{A_{in}} = \frac{\rho_{in}}{\rho_{out}} M_A \sim 30M_A$ となる。 ρ_{in} , ρ_{out} の比は、バックグラウンドと超高温成分の CEM の平方根の比から求めた。したがって、 $E_{out} \sim 30E_{in}$ となる。超高温成分の熱エネルギーは $E_{th} = \frac{3}{2}nkT \sim 0.002 \text{ erg cm}^{-3}$ であったのに対して、入力エネルギーは周りの磁場強度を PFSS モデル (Schrijver & DeRosa 2003) から 0.6 G と推定して、 $E_{in} = \frac{B^2}{8\pi} \sim 0.019$ であった。したがって、 $E_{out} \sim 30E_{in} \gg E_{th}$ となり、リコネクションのエネルギーは超高温成分を賄えることがわかった。

FOXSI-3の観測によって、静穏領域の giant arcade においておよそ 9 MK の超高温成分を初めて捉えることに成功した。FOXSI-3 は、フィラメント噴出から 6 時間程度経過した後観測しており、その時間

においても超高温成分が存在していたことから、磁気リコネクションが数時間にわたって継続していたことがわかった。これは、継続的な磁気リコネクションが静穏領域において発生し、giant arcade を形成したということを示す観測的な証拠だと考えられる。

Reference

- Asplund, M., Amarsi, A. M., & Grevesse, N. 2021, *A&A*, 653, A141
- Golub, L., Deluca, E., Austin, G., et al. 2007, *SoPh*, 243, 63
- Hanaoka, Y., Kurokawa, H., Enome, S., et al. 1994, *PASJ*, 46, 205
- Kosugi, T., Matsuzaki, K., Sakao, T., et al. 2007, *SoPh*, 243, 3
- Krucker, S., Christe, S., Glesener, L., et al. 2014, *ApJ*, 793, L32
- Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., et al. 2012, *SoPh*, 275, 17
- Narukage, N., Ishikawa, S.-n., Sakao, T., & Wang, X. 2020, *Nuc. Inst. Methods Phys. Res. A*, 950, 162974
- Mason, J. P., Woods, T. N., Caspi, A., et al. 2016, *JSpRo*, 53, 328
- Masuda, S., Kosugi, T., Hara, H., Tsuneta, S., & Ogawara, Y. 1994, *Natur*, 371, 495
- McAllister, A.H., Dryer, M., McIntosh, P., Singer, H. & Weiss, L., 1996, *JGR*, 101 13,497
- McAllister, A., Uchida, Y., Tsuneta, S., et al. 1992, *PASJ*, 44, 205
- Pesnell, W. D., Thompson, B. J., & Chamberlin, P. C. 2012, *SoPh*, 275, 3
- Schrijver, C. J., & De Rosa, M. L. 2003, *SoPh*, 212, 165
- Shibata, K., & Magara, T. 2011, *LRSP*, 8, 99
- Shibata K., & Yokoyama T., 1999, *ApJ*, 526, L49
- Shibata K., & Yokoyama T., 2002, *ApJ*, 577, 422
- Shiota, D., Isobe, H., Chen, P. F., et al. 2005, *ApJ*, 634, 663
- Tsuneta, S., Acton, L., Bruner, M., et al. 1991, *SoPh*, 136, 37
- Yamamoto, T. T., Shiota, D., Sakajiri, T., & Akiyama, S. 2002, *ApJL*, 579, L45

[—indexへ戻る](#)

TK-07

XRISMによる太陽フレアの地球大気反射X線の観測

宮崎大学
倉嶋 順

XRISM による太陽フレアの地球大気反射 X 線の観測

倉嶋 順 (宮崎大学大学院 工学研究科)

鈴木寛大, 森浩二 (宮崎大), 勝田哲 (埼玉大),

井上峻 (京都大), 伊師大貴 (ISAS/JAXA), Eugene M. Churazov (MPA&IKI)

Rashid A. Sunyaev (MPA&IKI), Ildar Khabibullin (MPA&IKI&LMU Munich),

水野恒史 (広島大), Caroline Kilbourne (NASA/GSFC), 江副祐一郎 (東京都立大),

中嶋大 (関東学院大), 佐藤浩介 (京都産業大), Eric Miller (MIT), 松下恭子 (東京理科大)

Abstract

X線分光撮像衛星 XRISM は地球低軌道のため、観測視野が地球に遮蔽される時間帯が $\sim 40\%$ 存在する。昼地球 (地球の太陽に照らされた面) を観測している間に強い太陽フレア X 線が到達すると、地球大気による反射 X 線を観測することができる。本研究では、XRISM に搭載されている CCD カメラ Xtend の 2023 年 10 月から 2024 年 12 月における約 1 年分のデータを用いて、太陽フレアの地球大気反射 X 線の解析を行った。M1–X9 クラスフレアの Mg, Si, S, Ar, Ca, Fe の元素組成比を測定し、Katsuda et al. (2020) と同様に、第一イオン化ポテンシャル (FIP) が高い元素が多い“逆 FIP”効果を示す組成パターンを得た。また、Si, S, Ar の組成比はフレアの規模が大きくなるにつれて減少するという傾向が得られた。この傾向は、Laming (2021) による理論予測を支持するものである。また、大きな「有効面積 \times 観測視野」をもつ Xtend により、フレア中の元素組成比を 100 秒の解像度で測定することに成功し、フレアピーク前に低 FIP 元素が増加する傾向を示す有力な証拠を得た。

1 Introduction

太陽フレアに関する研究は半世紀以上にわたって精力的に行われてきたにもかかわらず、元素組成比の挙動を支配するメカニズムはいまだ未解決のままである。太陽コロナ中の金属元素の組成比は、光球に比べて第一イオン化ポテンシャル (FIP) の低い元素 (e.g., Mg, Si, Fe) が高いことが知られている (Feldman 1992 ; Dennis et al. 2015)。しかしながら、活動的なフレア領域では、低 FIP 元素はむしろ減少する傾向が報告されており (Doschek & Warren 2019 ; Katsuda et al. 2020)、彩層蒸発によって汲み上げられた高 FIP 元素が多いプラズマの元素組成を反映していると考えられる。このような組成比変化を説明する最も有力な理論モデルは、Laming (2021) によるものである。これは、Alfvén 波やファストモード波に関連したポンデロモータビリティ力が、低 FIP 元素の増加あるいは減少を引き起こすというものであり低 FIP 元素と高 FIP 元素の組成比パターンをうまく説明している。

XRISM (X-ray Imaging and Spectroscopy Mission) は、2023 年 9 月 7 日に打ち上げられた日本で 7 番目の X 線天文衛星である (Tashiro, M. et al. 2020, 2024)。XRISM は、広い“grasp” (視野 \times 有効面積) を持つ CCD カメラと X 線望遠鏡から構成される Xtend (Mori, K. et al. 2022, 2024; Uchida et al. 2025; Noda et al. 2025) と、X 線マイクロカロリメータと X 線望遠鏡から構成される高分解能分光器 Resolve (Ishisaki, Y. et al. 2018) の 2 台の検出器を搭載している。本研究で使用した Xtend は、0.4–13 keV のエネルギー帯域で 38 分角の視野を持ち、6 keV において FWHM <180 eV の分光性能を持つ。XRISM は地球低軌道のため、観測視野が地球に遮蔽される時間帯が $\sim 40\%$ 存在する。昼地球 (地球の太陽に照らされた面) 観測時に大規模な太陽フレアが発生すると、地球大気に反射された太陽フレア X 線が極めて強く検出される。そのため、XRISM を用いて、空間分解はできないものの、太陽フレア X 線の分光観測が可能である。

2 Observations and Data Reduction

本研究では、XRISM に搭載された CCD カメラ Xtend による 2023 年 10 月から 2024 年 12 月の期間の観測データを用いた。使用したデータは、XRISM の Trend archive (Rev.3) に保存されており、仰角に関するスクリーニング条件“ $ELV < 0 \& \& NTE_ELV > 0$ ”に基づいて抽出された昼地球データである。データ処理には HEASoft v6.34 を使用した。スペクトル解析には、C 統計量を用いた XSPEC v12.14.1 および AtomDB v3.0.9 を用いた。Xtend の Redistribution Matrix Files (RMF) は、xtdrmf により生成し、XRISM CALDB v20241115 を使用した。Auxiliary Response Files (ARF) は、視野内に一様な放射を仮定して xarfgen タスクにより生成した。本文・図・表に記載された誤差はすべて 1σ の信頼区間を示す。

3 Analysis and Results

Xtend を用いて観測した太陽フレアの地球大気反射 X 線スペクトルから、元素組成比パターンおよびそのフレア規模依存性を測定する。地球大気反射 X 線は、空間的に分解されていない太陽全面の積分された放射であり、フレア成分と非フレア背景放射の分離が困難である。このため、本解析では M1 以上のフレアを対象として元素組成比の測定を行う。

太陽フレアの地球大気反射 X 線スペクトルから元素組成比を測定するために、Katsuda et al. (2020) によって提案された手法を採用する。これは、太陽フレア放射を多温度熱プラズマモデル (DEM モデル) で表現し、測定された等価幅を元素組成比に変換するものである。DEM モデルには、XSPEC の `cevmkl` モデルを用い、最大電子温度として $kT_{\max} = 3.5$ keV を設定する。 α は放射量 (EM) が電子温度の何乗に比例するかを決める指数である。この α を変化させて複数の DEM スペクトルをシミュレートし、スペクトルモデルに基づく等価幅を評価する。最適な α 値は、観測された Si XIV/XIII の強度比によって決定される。この手法により、観測された等価幅を元素組成比に対応づけることができる。

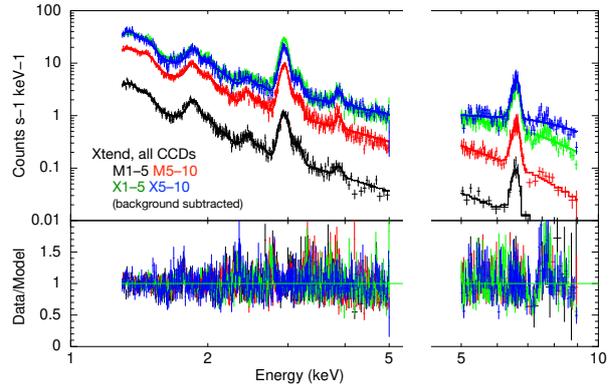


図 1: 4 つのフレアクラスにおける Xtend のスペクトルを示す。スペクトルからは、フレア前のバックグラウンドスペクトルを差し引いている。

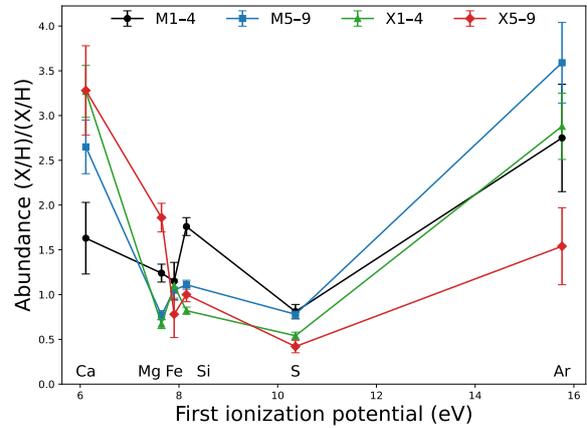


図 2: Xtend スペクトルに基づいて算出した光球値に対する元素組成比を、第一イオン化ポテンシャルに対して示したものである。Ca, Mg, Fe, Si, S, Ar の組成比を、第一イオン化ポテンシャルに対して、4 つの異なるフレアクラスごとに示す。

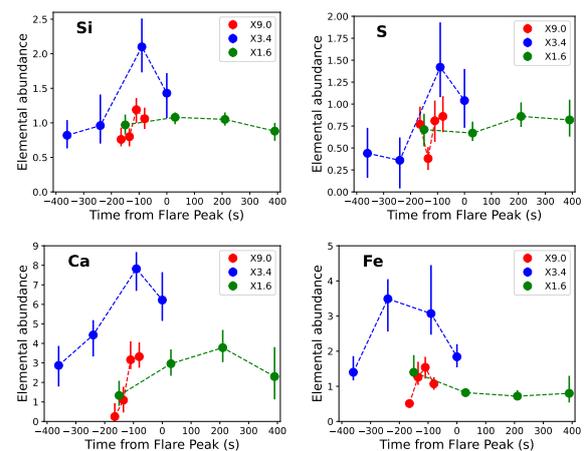


図 3: 3 つの X クラスフレアの Si, S, Ca, Fe の光球値に対する相対的な元素組成比の時間変化を示す。横軸の時間範囲は、各フレアのピーク時刻を基準としたときの -400 秒から $+400$ 秒である。

表 1: 4つのフレアクラスごとに測定したベストフィットパラメータ

Parameter	M1-4	M5-9	X1-4	X5-9
Mg XI (eV)	81 ± 6	54 ± 4	48 ± 3	105 ± 8
Si XIII (eV)	206 ± 11	151 ± 6	119 ± 5	139 ± 11
S XV (eV)	118 ± 11	114 ± 7	84 ± 6	68 ± 11
Ar XVII (eV)	117 ± 26	136 ± 17	120 ± 16	86 ± 24
Ca XIX (eV)	80 ± 19	104 ± 12	115 ± 10	115 ± 17
Fe (6.675 keV) (eV)	1344 ± 153	1253 ± 80	1300 ± 48	977 ± 57
Fe (6.537 keV) (eV)	658 ± 608	406 ± 160	389 ± 82	248 ± 112
Si XIV-XIII flux ratio	0.202 ± 0.015	0.308 ± 0.007	0.448 ± 0.006	0.286 ± 0.028
Alpha of DEM model	-0.85 ± 0.06	-0.398 ± 0.009	0.0352 ± 0.0005	-0.48 ± 0.05
Power-law norm. (0.5-5.0 keV)	5.77 ± 0.21	27.01 ± 0.63	47.43 ± 1.00	38.28 ± 1.52
Power-law index (0.5-5.0 keV)	3.01 ± 0.04	2.61 ± 0.03	2.25 ± 0.02	2.09 ± 0.04
Power-law norm. (5.0-8.0 keV)	11.3 ± 10.0	56.4 ± 19.7	21.2 ± 3.68	2.31 ± 0.53
Power-law index (5.0-8.0 keV)	3.47 ± 0.51	3.18 ± 0.20	1.78 ± 0.09	0.36 ± 0.12

図 1 に M1-4, M5-9, X1-4, X5-9 のフレアクラスに分けた Xtend のスペクトルを示す。スペクトルモデルには、Mg XI, XII, Si XIII, XIV, S XV, XVI, Ar XVII, Ca XIX, および Fe の輝線と、1つの powerlaw 連続成分が含まれる。各フレアに対してフレア直前のスペクトルを抽出し各フレアクラスごとに背景スペクトルを作成した。表 1 にスペクトルモデルとベストフィットパラメータを示す。得られた元素組成比は表 2 に記載されており、図 2 では FIP に対する関数として示す。

さらに、本研究では Xtend の広い視野を活かし、3つの X9.0, X3.4, X1.6 のフレアについて、数百秒スケールの短期変動を評価した。図 3 に、GOES の X 線フラックスにおけるフレアピーク時刻周辺の組成比の変動を示す。X9.0 および X3.4 のフレアでは、ピークの約 100 秒前に組成比の増加が一貫して見られ、特に Ca において顕著に組成比が増加している。

表 2: 4つの異なるフレアクラスに対して測定した光球値に対する元素の組成比

Element	M1-4	M5-9	X1-4	X5-9
Mg	1.24 ± 0.10	0.77 ± 0.05	0.67 ± 0.05	1.86 ± 0.16
Si	1.76 ± 0.10	1.11 ± 0.05	0.82 ± 0.04	1.00 ± 0.08
S	0.81 ± 0.08	0.78 ± 0.05	0.54 ± 0.04	0.42 ± 0.07
Ar	2.75 ± 0.60	3.59 ± 0.45	2.88 ± 0.37	1.54 ± 0.43
Ca	1.63 ± 0.40	2.65 ± 0.30	3.27 ± 0.29	3.28 ± 0.50
Fe	1.15 ± 0.21	1.05 ± 0.09	1.10 ± 0.07	0.78 ± 0.26

4 Discussion

本研究における元素組成比パターンは、同様の手法を用いた先行研究 (Katsuda et al. 2020) と概ね一致しており、S の組成比が最も低く、低 FIP, 高 FIP 元素の組成比が相対的に高い傾向を示す。これは逆 FIP 効果の兆候を示している (図 2)。X5-9 クラスのフレアでは、Fe, Si, S, Ar の組成比が低く、Ca および Mg の存在度が高いという傾向が見られた (図 2)。これは、X5.4 以上のフレアクラスを対象とした Katsuda et al. (2020) の結果と一致する。一方で、より小規模なフレアにおいては、Ca および Mg を除き、全体的に元素存在度は高い傾向にある。今回新たに測定された Fe の組成比は Si に近い値を示している。これらの元素組成比は、低 FIP 元素がコロナにおいて上向きポンデロモーティブ力により濃縮されるという理論的予測 (Laming 2021) と整合する。

また、M1 から X9 までの各フレアクラスにおける組成比パターンを明らかにした。その中で、フレア規模が大きくなるにつれて、Si, S, Ar の存在度が減少する傾向が見られた。この傾向は、A および B クラスの小規模フレアにおいて、Mg, Si, S の存在度が光球値とほぼ同等であることを示した先行研究 (Mondal et al. 2021; Nama et al. 2023) と一致する。Ca の組成比は光球値の 2~3 倍であり、理論予測値 (Laming 2021) をも上回る。理論予測値より高い Ca の組成比は、これまでの研究 (Dennis et al.

2015; Katsuda et al. 2020; Sylwester et al. 1984, 2022) でも示唆されている。

3 回の X クラスのフレアの短時間スケールにおける進化を追跡した結果、低 FIP 元素である Si、S、Ca、Fe の組成比が、フレア開始の約 100 秒前という時間スケールで増加する傾向が確認された (図 3)。これは、フレア開始時において、低 FIP 元素が豊富に存在していることを示しており、これは低 FIP 元素が枯渇した彩層プラズマと混合される前の、コロナ本来の組成比パターンを反映していると考えられる。この傾向は、Warren (2014) による先行研究と一致する。この現象は、彩層物質の上昇流によって説明される。その後、フレアの減衰期にかけてコロナの成分が増加することで、コロナの組成が回復していく過程を示していると考えられる。

5 Conclusion

X線分光撮像衛星 XRISM は、太陽フレアの地球大気大気反射 X線を昼地球期間中に観測している。本研究は、天体観測の副産物である昼地球観測データが、太陽物理学において高い科学的価値を有することを示した。我々は、1 年間のデータセットを用い、M1–X9 クラスのフレアにおける Mg、Si、S、Ar、Ca、Fe の元素存在量を測定した。これは、反射によるスペクトルの変形を考慮し、観測された輝線の等価幅から元素組成比へ換算する手法により行ったものであり、Katsuda et al. (2020) によって主張された逆 FIP 効果を同様の手法で確認したものである。さらに本研究では、Si、S、Ar の存在量がフレアの規模によって変化することを新たに発見し、これは Laming (2021) の理論予測と整合する結果であった。一方、Ca の組成比は逆の傾向を示し、依然として謎を残すものの、Sylwester et al. (2022) の先行研究と矛盾しない結果である。Xtend の大きな grasp を活かし、100 秒の時間分解能で元素存在量の時間変化を追跡することに成功し、フレアピークの前段階において低 FIP 元素が増加する証拠を得た。以上より、XRISM は太陽物理学の分野において強力なツールとなり得ることが実証された。

6 Acknowledgement

本研究の共同研究者の方々、とりわけ日頃よりご指導いただいている鈴木寛大助教、森浩二氏教授をはじめ、勝田哲氏 (埼玉大)、井上峻氏 (京都大)、伊師大貴氏 (ISAS/JAXA)、Eugene M. Churazov 氏、Rashid A. Sunyaev 氏 (MPA&IKI)、Ildar Khabibullin 氏 (MPA&IKI&LMU Munich)、水野恒史氏 (広島大)、Caroline Kilbourne 氏 (NASA/GSFC)、江副祐一郎氏 (東京都立大)、中嶋大氏 (関東学院大)、佐藤浩介氏 (京都産業大)、Eric Miller 氏 (MIT)、松下恭子氏 (東京理科大) に深く感謝申し上げます。

Reference

- Dennis, B.R., Phillips, K.J.H., Schwartz, R.A., Tolbert, A.K., Starr, R.D., & Nittler, L.R., 2015, *ApJ*, 803, 2, 67
- Doschek, G.A. & Warren, H.P., 2019, *ApJ*, 884, 2, 158
- Feldman, U., 1992, *Phys. Scr.*, 46, 3, 202
- Ishisaki, Y. et al., 2018, *Journal of Low Temperature Physics*, 193, 5, 991
- Katsuda, S., Ohno, M., Mori, K., et al., 2020, *ApJ*, 891, 2, 126
- Laming, J.M., 2021, *ApJ*, 909, 1, 17
- Mondal, B., Sarkar, A., Vadawale, S.V., et al., 2021, *ApJ*, 920, 1, 4
- Mori, K. et al., 2022, *International Society for Optics and Photonics (SPIE)*, volume 12181, 121811T
- Mori, K. et al., 2024, in *Space Telescopes and Instrumentation 2024: Ultraviolet to Gamma Ray*, eds. J.W.A. den Herder, S. Nikzad, & K. Nakazawa, *International Society for Optics and Photonics (SPIE)*, volume 13093, 130931I
- Nama, L., Mondal, B., Narendranath, S., & Paul, K.T., 2023, *Sol. Phys.*, 298, 4, 55
- Noda et al. 2025, arXiv:2502.08030
- Sylwester, J., Lemen, J.R., & Mewe, R., 1984, *Nature*, 310, 5979, 665
- Sylwester, J., Sylwester, B., Phillips, K.J.H., & Keça, A., 2022, *ApJ*, 930, 1, 77
- Tashiro, M. et al., 2020, *International Society for Optics and Photonics (SPIE)*, volume 11444, 1144422
- Uchida, H., et al. 2025, arXiv:2506.20088
- Warren, H.P., 2014, *ApJL*, 786, 1, L2

[—indexへ戻る](#)

TK-08

X線分光撮像衛星XRISM搭載Xtendを用いた2024年8 月磁気嵐時における太陽風電荷交換X線イベントの 解析

東京都立大学
管野 大二郎

X 線分光撮像衛星 XRISM 搭載 Xtend を用いた 2024 年 8 月磁気嵐時における太陽風電荷交換 X 線イベントの解析

管野大二郎 (東京都立大学大学院 理学研究科)

Abstract

太陽風電荷交換反応 (Solar Wind Charge eXchange, SWCX) は、太陽風に含まれる高電離重イオンが地球磁気圏に侵入し、地球周辺に広がる中性大気と電荷を交換する過程で、一時的に励起状態となったイオンが基底状態へ遷移する際に X 線を放出する現象である。すざく衛星などにより、本放射は X 線観測における前景放射の一つとして知られている一方で、太陽風に含まれるイオンの電離状態を特定する手段にもなり得る。しかし、従来の X 線観測衛星では視野や感度の制約から、Mg や Si といった重元素からの SWCX 放射の検出例は少なく、SWCX 観測からそれらの電離状態が特定された例は少ない。2023 年 9 月に打ち上げられた X 線分光撮像衛星 XRISM に搭載されている CCD カメラ Xtend は、すざく衛星に比べて約 4 倍の視野 ($38.5' \times 38.5'$) を持ち、バックグラウンドも低いため、SWCX のような視野内に広がった放射に対して世界最高の感度を持つ。本研究では、2024 年 8 月の大規模な磁気嵐時 (Dst 指数: 約 -200 nT) における発光イベント (観測天体: IRAS F05189-2524、観測期間: 2024 年 8 月 9 日~13 日、露光時間: 約 150 ks) の時間変動および増光スペクトルの詳細解析を行った。観測後半で軟 X 線 (0.3-3 keV) が有意に増光し、ACE 衛星による太陽風密度・速度データと良い相関が見られた。また、増光成分を複数ガウシアンモデルでフィットした結果、OVII や NVI などからの輝線が強い強度で検出されたのに加え、すざく衛星では検出例の少なかった MgXI や SiXIII などからの強い輝線が複数検出された。本講演では、これらの解析手法と AtomDB charge exchange モデルを用いた考察について報告する。

1 Introduction

太陽風電荷交換反応 (Solar Wind Charge eXchange, SWCX) は、太陽風に含まれる高電離イオンが中性大気から電子を捕獲し、一時的に励起状態となった後、基底状態へ遷移する際に X 線を放出する現象である。1996 年 ROSAT 衛星により彗星からの X 線放射が観測され (Lisse et al. 1996)、のちに SWCX によるものであることが明らかとなった (Cravens 1997)。以降、地球磁気圏においても多数の SWCX 放射が観測されている (Fujimoto et al. 2007; Ezoe et al. 2011; Ishikawa et al. 2013; Ishi et al. 2019 など)。

太陽活動に伴い発生するフレアやコロナ質量放出 (Coronal Mass Ejection, CME) は、静穏時よりも高温かつ高電離状態のイオンを太陽風として惑星間空間へ放出する。これにより、C や O などの軽元素に加え、Mg や Si といった中程度の重元素による SWCX 放射も増加する (Carter et al. 2010; Ishi et al. 2019; Asakura et al. 2021)。このような放射の

観測は、ACE などの太陽風観測機器では観測が困難な重イオンの電離状態を X 線を通じて間接的に推定する手段として有用である。太陽風の電離状態を明らかにすることはコロナ内部の温度分布や加熱機構を解明することに繋がるため、その科学的意義は大きい。しかし、従来の X 線観測衛星では視野が狭く、SWCX のような空間的に広がった放射に対する感度は十分ではなかった。特に、Mg や Si による輝線の検出例は限られていた。

2023 年 9 月に打ち上げられた X 線分光撮像衛星 XRISM に搭載された CCD カメラ Xtend は、従来のすざく衛星の約 4 倍の視野を持ち ($38.5' \times 38.5'$)、バックグラウンドも低いため SWCX のような広がった放射に対して世界最高の感度を持つ (Noda et al. 2025; Uchida et al. 2025)。本研究では、Xtend によって観測された 2024 年 8 月の大規模な磁気嵐時の X 線発光イベントデータを解析し、得られたスペクトルから AtomDB charge exchange (ACX) モデルによる制約を行った。

2 Analysis

2.1 Image

図 1 に Xtend によって取得された観測視野のイメージを示す。Xtend は視野 $18.9' \times 18.9'$ の CCD 4 枚 (CCD1-4) で構成されており、中心から各方向にそれぞれ $4.7'$ ずつ離れた CCD2 上に光軸が存在する。光軸上の明るい天体はセイファート 2 型銀河「IRAS F05189-2524」である。観測は 2024 年 8 月 9 日~13 日にかけて行われ、露光時間は約 150 ks であった。視野内に複数存在する点状の X 線源は SWCX 放射とは無関係な天体からの放射である可能性が高いため、点源カタログ¹を用いて位置情報を取得し、検出領域を除去した。図 2 は、点源除去後のイメージであり、光軸周りに拡散した X 線放射が見られる。以降の解析では、この点源除去後のデータを用いた。

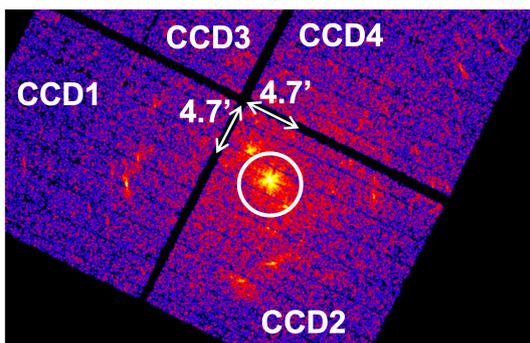


図 1: 点源除去前のイメージ。白丸は光軸の位置を表す。エネルギー領域は 0.3-3.0 keV。

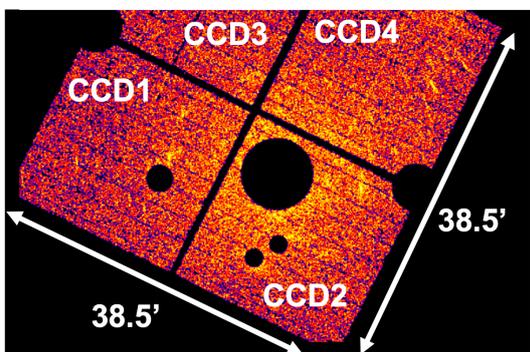


図 2: 点源除去後のイメージ。エネルギー領域は 0.3-3.0 keV。

2.2 Light curve

図 3 に、Xtend による各エネルギー領域の X 線ライトカーブ、太陽風観測衛星 ACE² による陽子速度および密度の時間変動、ならびに京都大学・地磁気世界資料解析センター³による Dst 指数を示す。観測後半に、軟 X 線 (0.3-3.0 keV) の有意な増光が確認された。この増光とほぼ同時期に太陽風速度および密度が増加したことから、SWCX に起因する放射である可能性が高い。また、この期間に Dst 指数は約 -200 nT まで低下しており、大規模な磁気嵐が発生していたことが示される。これらの結果は、地球磁気圏への高密度・高速な太陽風の流入が SWCX 放射の増加を引き起こしたことを示唆している。

また、OVIII (0.52-0.6 keV)、SiXIII (1.75-1.9 keV) の輝線が支配的なエネルギー領域のライトカーブを個別に抽出したところ、OVIII は 8 月 11 日 12 時ごろ、SiXIII 輝線は 8 月 12 日 6 時ごろにそれぞれ増光が始まり、両者の増光開始時刻に差が見られた。これらの結果から、増光期間中に SiXIII を含むより高温の別の CME が地球磁気圏に到達した可能性が示唆される。この増光の時間差を考慮し、観測期間を増光前 (stable) と増光後 (flare) に大別し、さらに flare 期間のうち、以下の 2 つのサブフェーズを定義した。

1. Si の増光を含まない期間 (flare1)
2. Si の増光を含む期間 (flare2)

2.3 Spectrum

まず、stable 期間のスペクトルをバックグラウンドとして使用し、flare 期間のスペクトルに対して、XSPEC (Version 12.15.0) のガウシアンモデル (幅 0、中心のエネルギーを固定) によるフィッティングを行った (図 4)。SWCX モデルには Bodewits et al. (2007) を採用した。本モデルは CV, CVI, NV I, NVII, OVII, OVIII の各イオンに対して、衝突速度 (200, 400, 600, 800, 1000 km s⁻¹) 毎の輝線比を計算したものである。flare 期間中の平均太陽風速度は 472 km s⁻¹ であったため、400 km s⁻¹ の値を用いた。Fe, Ne, Mg, Si については、過去の検出例 (Carter et al.

¹<https://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-fbasic>

²https://izw1.caltech.edu/ACE/ASC/browse/view Browse_data.html

³<https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dstdir/>

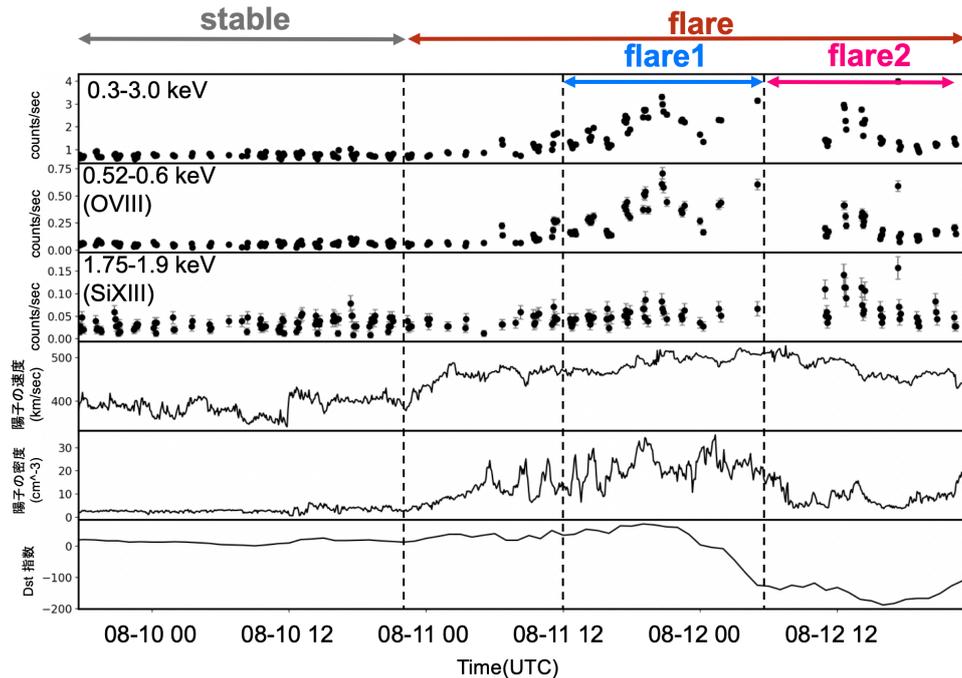


図 3: 0.3–3.0 keV, 0.52–0.6 keV(OVIII), 1.75–1.9 keV(SiXIII) のライトカーブ (XRISM/Xtend)、陽子の速度、密度の時間変動 (ACE)、Dst 指数 (京都大学・地磁気世界資料解析センター)。

2010; Ishi et al. 2019; Asakura et al. 2021) を参考に再現した。その結果、電荷交換反応に特有な OVII や NVI などの輝線が検出された。加えて、MgXI や Si XIII 由来の輝線も確認され、それぞれ 5.15 ± 0.23 LU、 2.00 ± 0.21 LU (LU : $\text{counts s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{str}^{-1}$) という高い強度で検出された。

次に、SWCX によるスペクトルを再現するモデルとして、ACX モデル (Version 2.3.1) を用いて解析を行った。Asakura et al. (2021) に基づき、flare1 および flare2 のスペクトルに対して、温度およびアバundansを元素ごとに個別に設定してフィッティングを実施した。アバundansは太陽組成に対する相対値として定義されている。本解析では、各元素ごとに設定するため、発光強度とも連動し、相対値しか得られない。そこで各元素の発光強度を同じにし、全ての元素のアバundansを酸素の値で規格化した。表 1、表 2 にフィッティングによって得られた温度およびアバundansパラメータを示す。

C, O を除き、flare2 の温度パラメータは flare1 と比較して高い傾向を示した。これは flare2 に対応する CME がより高温の環境で電離された可能性を示唆している。さらに、GOES 衛星の X 線フラックス

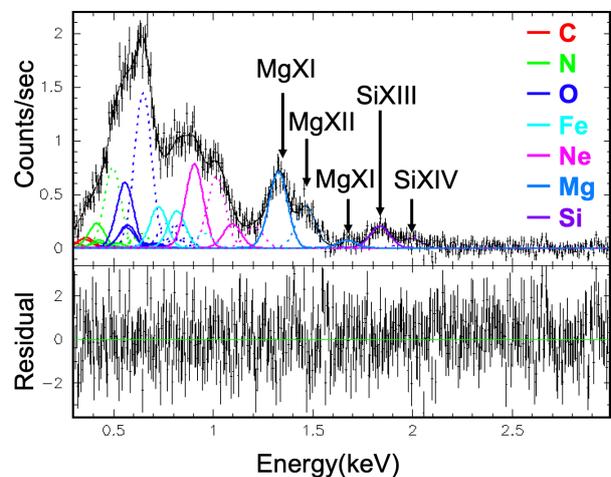


図 4: ガウシアンモデルによるフィッティング結果 ($\chi^2/\text{d.o.f} = 505.46/431$)。色の違いは各元素の輝線に対応する。

データ⁴および CCMC CME Scoreboard⁵によると、flare1 の CME に対応するフレアは M 5.0 クラスであったのに対し、flare2 の CME に対応するフレアは

⁴<https://lasp.colorado.edu/space-weather-portal/>

⁵<https://kauai.ccmc.gsfc.nasa.gov/CMEScoreboard/>

表 1: ACX モデルによる flare1 のパラメータ。温度の誤差は 1σ 。アバンダンスは全て酸素の値で規格化。

元素	温度 (keV)	アバンダンス
C	<25.81	1.74
N	–	1.68
O	0.26 ± 0.01	1(fixed)
Ne	0.39 ± 0.01	1.68
Mg	0.57 ± 0.02	2.99
Si	0.45 ± 0.40	6.36
Fe	0.68 ± 0.05	8.19

表 2: ACX モデルによる flare2 のパラメータ。温度の誤差は 1σ 。アバンダンスは全て酸素の値で規格化。

元素	温度 (keV)	アバンダンス
C	<7.55	2.27
N	0.20 ± 0.09	4.51
O	0.20 ± 0.01	1(fixed)
Ne	0.46 ± 0.01	1.08
Mg	0.70 ± 0.02	2.32
Si	0.97 ± 0.05	1.04
Fe	0.83 ± 0.03	10.63

X 1.3 クラスであった。したがって、より高強度のフレア (X1.3) がより高温の CME を生成し、スペクトルにも温度差として反映されたと解釈できる。なお、アバンダンスは多くの元素について誤差が大きく、今回の観測では制約が難しかった。

3 Summary

X 線分光撮像衛星 XRISM に搭載された Xtend を用いて、2024 年 8 月に発生した大規模な磁気嵐時の SWCX 放射を解析した結果、従来の衛星では検出例が限られていた Mg や Si などの中程度の重元素による SWCX 放射の検出に成功した。さらに、ACX モデルを用いたスペクトル解析により、各元素の電離状態を個別に推定することが可能となった。これにより、太陽フレアの強度に応じて CME の電離状態が異なることが明らかとなった。以上の結果から、SWCX 観測が太陽風のイオンの電離状態を特定する新たな手法として有効である可能性が示された。

Reference

- Lisse et al. 1996, *Science*, 274, 205
 Cravens 1997, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 105
 Fujimoto et al. 2007, *PASJ*, 59, S133
 Ezoe et al. 2011, *PASJ*, 63, S691
 Ishikawa et al. 2013, *PASJ*, 65, 63
 Ishi et al. 2019, *PASJ*, 71, 23
 Carter et al. 2010, *MNRAS*, 402, 867
 Asakura et al. 2021, *PASJ*, 73, 504
 Noda et al. 2025, *PASJ*, psaf011 (in press)
 Uchida et al. 2025, *PASJ*, psaf030 (in press)
 Bodewits et al. 2007, *A&A*, 469, 1183

[—indexへ戻る](#)

TK-09

中間高度の磁束管形状が太陽風速度に与える影響

東京大学
戸頃 響吾

中間高度の磁束管形状が太陽風速度に与える影響

戸頃 響吾 (東京大学大学院 理学系研究科)

共著者 庄田 宗人 (東京大学) 今田 晋亮 (東京大学)

Abstract

太陽風速度は宇宙天気およびその予測における主要な要素の一つである。その予報においては、計算コストを軽減するために経験則が広く用いられている。なかでも有名な経験則の一つに Wang-Sheeley モデル (Wang & Sheeley 1990; Arge & Pizzo 2000) がある。このモデルでは、コロナの基底部から十分遠方にかけて磁力線がどの程度断面積を拡大させるかを表す expansion factor を特徴量として用いている。しかしこの経験則はスードストリーマーという一部の太陽風の速度を過大評価する可能性が指摘されている (Riley et al. 2015; Arge & Pizzo 2000)。これはスードストリーマーでは磁力線が非単調に拡大し、拡大率が途中でピークを持つことが一因である可能性がある。また拡大率の値よりも、拡大が生じる高さが重要であることも観測研究から示唆されている (Dakeyo et al. 2024)。これらの知見は、コロナ基底部から収束するまでの中間領域における磁力線の形状が太陽風速度において重要である可能性を示唆している。

本研究では、コロナ基底部からソース面にかけての磁力線形状の変化が太陽風速度に与える影響について、物理モデルに基づいて包括的に評価した。またモデル計算に用いることのできる観測可能なパラメータについても検討を行った。その結果、中間領域における磁力線形状の違いにより、太陽風速度が最大で 300 km s^{-1} 低下する可能性があることがわかった。さらに太陽風速度との相関に関しては、コロナベース磁場強度を拡大率で割った値を積分したものが最も強い相関を示した。

1 Introduction

太陽風は恒常的に太陽から吹く超音速プラズマ流である。太陽風は地球磁気圏を始め太陽圏の至るところで衝撃波の形成や伝搬に関わる様々な現象を起こすため、宇宙天気という観点で重要な現象である。これらの現象の被害を減らすために前もってこれらを予測することは宇宙天気予報と呼ばれている。宇宙天気予報においてはその時の観測データを用いて太陽風の速度をはじめとする諸パラメータを予測する必要があるが、予報のためにはこの予測が素早く行えることが重要である。この目的のために、太陽磁場のデータ及びモデル計算を用いて太陽風速度経験則がよく用いられている。

太陽風速度経験則の中でも有名な経験則として Wang-Sheeley (WS) モデル (Wang & Sheeley 1990; Arge & Pizzo 2000) がある。WS モデルはコロナの基底部から十分遠方にかけて磁力線がどの程度断面積を拡大するかを表す expansion factor f_{∞} というパラメータと太陽風速度が負の相関を持つという経験則である。この経験則は太陽風加速が起きる各磁束管

についての物理的パラメータを用いておりかつ計算が容易な点で優位性がある。しかしその一方で、スードストリーマーと呼ばれる構造から出る太陽風の速度を過大評価する可能性が指摘されている (Riley et al. 2015; Arge & Pizzo 2000)。スードストリーマーは同一な磁場極性を持ったコロナホール境界領域であり、比較的低速な太陽風の源として考えられている。スードストリーマーの特徴としてはコロナの途中で急速に磁束管拡大しその更に高高度で縮小するため expansion factor は比較的小さいという複雑な構造を持ち、この非単調性が WS モデルの破綻の一因である可能性がある。また Solar Orbiter のデータを用いた比較的新しい観測的研究では、expansion factor の大きさではなくその拡大が起こる高度 (expansion height) が重要であるということも報告されている (Dakeyo et al. 2024)。これらの観測結果は、磁束管パラメータについてより詳細な評価が必要である可能性を示唆している。

そこで本研究では、ある開いた磁束管の expansion factor の大きさだけでなく前述のような非単調性や拡大高度を変化させたときの太陽風速度変化を理論

的に調べる。それにより、expansion factor のような磁場パラメータが持つ太陽風速度への影響をより包括的に評価する。

2 Methods

本研究では光球面 $r = R_{\odot}$ から惑星間空間 $r = 70R_{\odot}$ までの 1 本の磁束管について、expansion factor の形を様々に変化させ 1 次元 MHD 数値シミュレーションを行う。モデルの概要としては、光球面から人工的なアルヴェーン波を入射させ、彩層やコロナ、また太陽風領域での波散逸をある程度自己無撞着に解くことで wave-driven な太陽風を再現する (Shoda et al. 2020, 2022)。

本シミュレーションでは expansion factor に関する特徴量を次のように 3 種類に大別した：(1) 太陽から十分遠方での最終的な expansion factor の大きさ (2) expansion height (3) 非単調拡大。これらに制御するパラメータを様々に変化させ、パラメトリックスタディを行った。

3 Results

expansion height が太陽風速度にどの程度影響するかを図 1 に示す。これを見ると、expansion height が低くなると太陽風速度 v_r が大きく下がるのが分かる。具体的には、 $f = 8$ に達する高度が $r = 3R_{\odot}$ から $r = 1.4R_{\odot}$ に下がることで $r = 70R_{\odot}$ における v_r は 200 km s^{-1} 程度減少した。これは WS model では同一の速度を予測してしまうこと、及び地球近傍における太陽風速度の範囲が $300 \text{--} 800 \text{ km s}^{-1}$ 程度しかないことを考えると大きな変化である。

次に non-monotonic expansion が太陽風速度にどの程度影響するかを図 2 に示す。これが示すように、非単調拡大によっても太陽風速度 v_r が大きく下がるのが分かる。具体的には、 $r = 1.25R_{\odot}$ 付近での expansion factor f が $f = 3$ から $r = 50$ 程度に増加することで $r = 70R_{\odot}$ における v_r は 250 km s^{-1} 程度減少した。これは前段落と同様に大きな変化と言える。

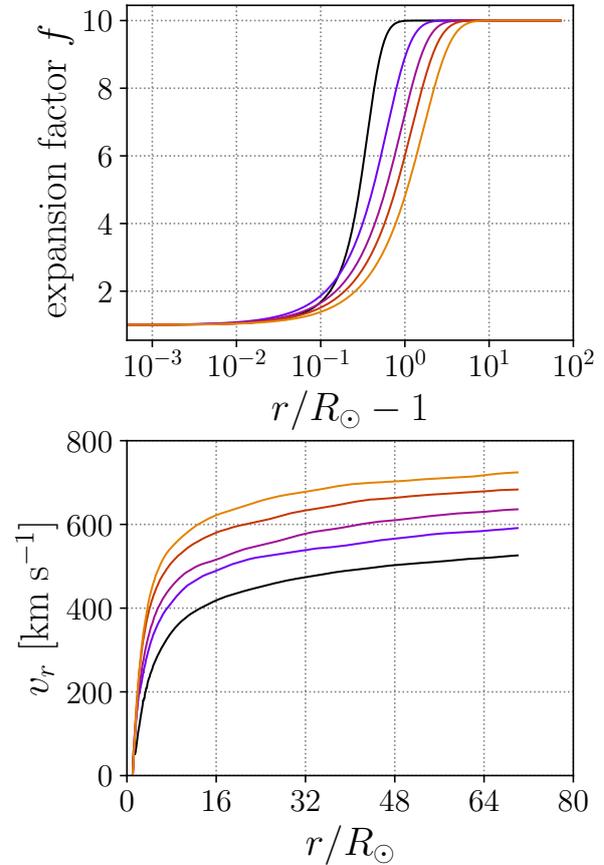


図 1: expansion height を変えたときの太陽風速度の変化。上下の panel において同じ色が同じシミュレーションを表している。Upper panel: 設定した r の関数としての expansion factor (横軸対数)。Lower panel: r の関数としての太陽風速度 (横軸線形)。

4 Discussion

前章での結果をもとに、本研究は新たな特徴量の候補について検討した。その結果を図 3 に示す。左上 panel は WS モデルに対応し、WS モデルのように f_{∞} と v_r に負の相関が見られている。しかし 4 つの panels の中で最も分散が大きく、つまり相関が弱い。特にこの特徴量は本研究で着目した expansion height 及び非単調拡大に対して何の情報も反映できない。また本研究の結果は WS モデルの式から大きく外れているとは言えず、本モデルの妥当性の根拠の一つとなっている。

次に図 3 右上 panel は f_{∞} をコロナ底部磁場 $B_{r,cb}$ で割った値 $f_{\infty}/B_{r,cb}$ を特徴量としたときの様子

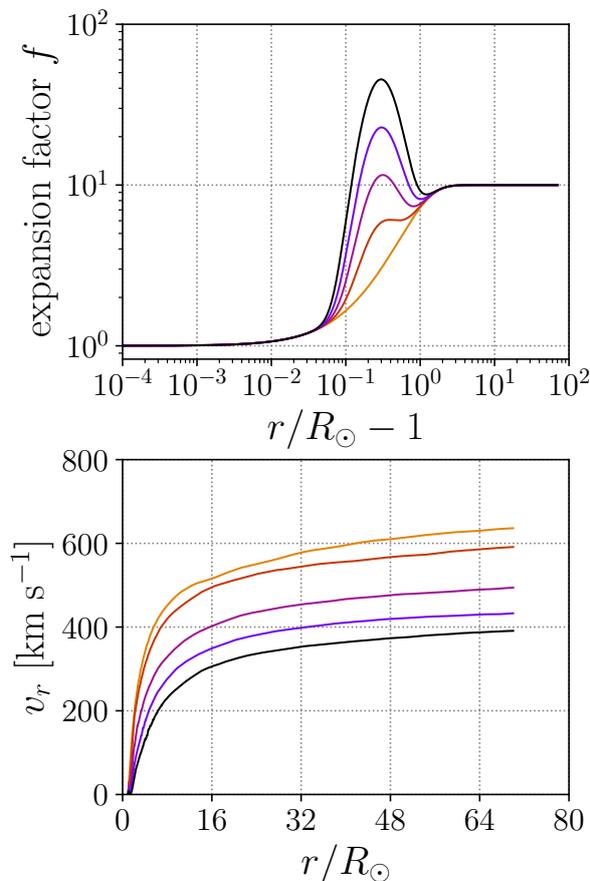


図 2: non-monotonic expansion の程度を変えたときの太陽風速度の変化。フォーマットは 1 に同じ。

示している。この特徴量は、 f_∞ 及び $B_{r,\text{cb}}$ のみを変えたグループ (青丸) には非常に強い負の相関を示しているものの、 f_∞ と同様に expansion height 及び non-monotonic expansion に対して何の情報も反映できず、相関が弱いままである。

図 3 左下 panel は f_∞ の代わりにコロナ中での expansion factor の最大値 f_{max} を用いており、更に r_{half}^2 で割った値 $f_{\text{max}}/B_{r,\text{cb}}r_{\text{half}}^2$ を特徴量としている。 f_{max} は単調拡大の場合には f_∞ と同じだが、非単調拡大が強い場合は非単調拡大部分における expansion factor の最大値となる。つまり f_{max} は非単調拡大の情報を反映できるパラメータである。また r_{half} は $f = (f_{\text{max}} + 1)/2$ となる高度と定義され、expansion height を反映する特徴量として使われている。これらを組み合わせるといずれのグループに対しても強い相関を示す。

図 3 右下 panel は $f/B_{r,\text{cb}}$ をコロナ底部付近

からコロナ上部付近まで r について積分した値 $\int_{1.01R_\odot}^{2.0R_\odot} f/B_{r,\text{cb}} dr$ を特徴量としている。他の 3 つとは異なりこの特徴量は expansion factor f を r の関数として評価しており、expansion height や non-monotonic expansion のような特徴を積分によって反映できる。結果として、いずれのグループに対しても強い相関を示す。

これらの結果は太陽風速度の特徴量を新たな視点で評価すべき示唆を含んでいる。その一方で、これらの結果は本モデルのみに基づいた結果であり、宇宙天気予報の精度向上に繋げるためには観測的研究により本研究の有効性を確かめる必要がある。

Acknowledgement

This work was performed using the CIDAS-computer system of the Institute for Space-Earth Environmental Research, Nagoya University and Cray XC50 and XD2000 at the Center for Computational Astrophysics, National Astronomical Observatory of Japan. This work is supported by International Graduate Program for Excellence in Earth-Space Science (IGPEES), a World-leading Innovative Graduate Study (WINGS) Program, the University of Tokyo (KT) and by JSPS KAKENHI Grant Number JP24K00688 (MS and SI).

Reference

- Arge, C. N., & Pizzo, V. J. 2000, Geophys. Res.
- Dakeyo, J. B. et al. 2024, A&A
- Riley, P. et al. 2015, Space Weather
- Shoda, M. et al. 2020, ApJ
- Shoda, M. et al. 2022, ApJ
- Wang, Y. M., & Sheeley, Jr., N. R. 1990, ApJ

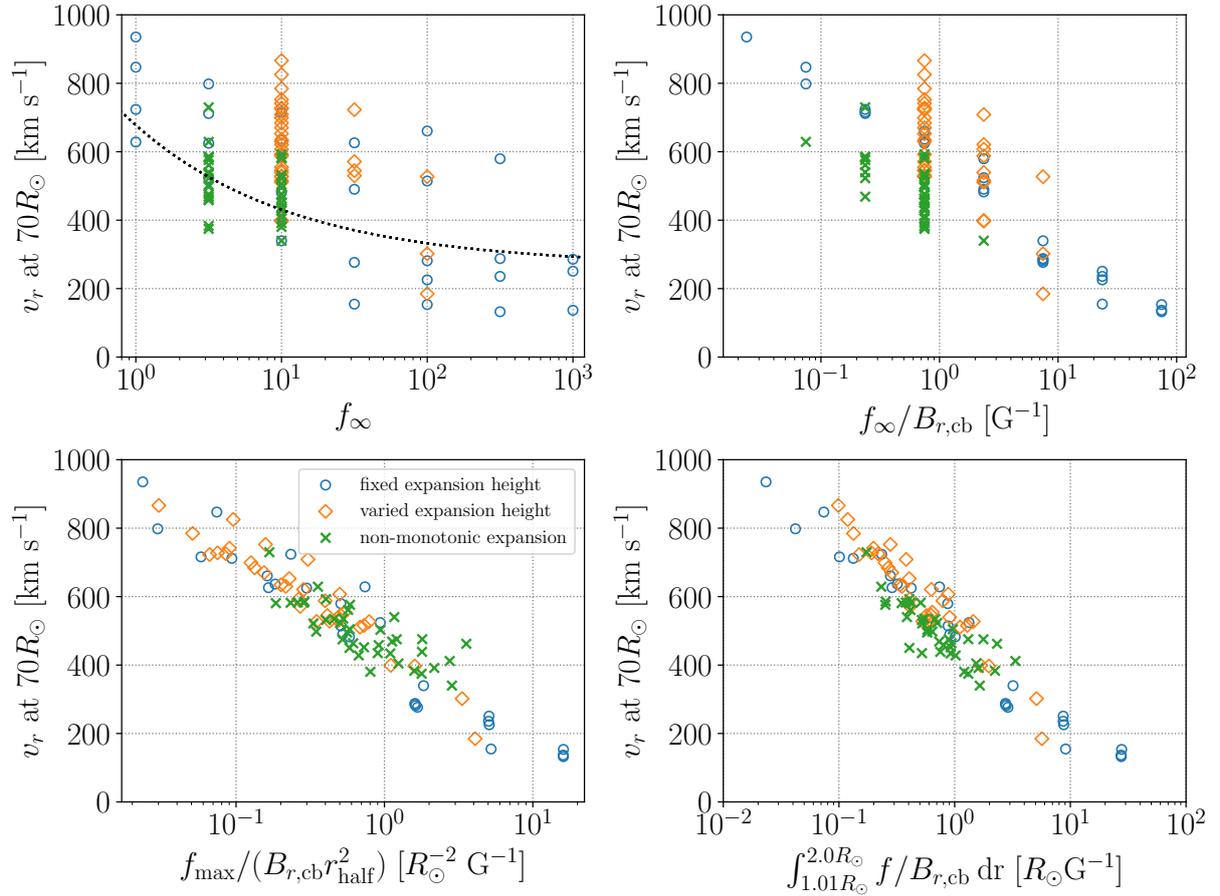


図 3: 本研究で行った全てのシミュレーションの $r = 70R_{\odot}$ における太陽風速度 v_r について、各パネル毎の特微量との相関を示した図。全ての panels におけるプロットは f_{∞} 及び $B_{r,cb}$ のみを変えたグループ (青丸) と expansion height も変えたグループ (橙菱形) と非単調拡大をするグループ (緑十字) に分けられている。各パネルの横軸となる特微量は次の通り。Upper left panel: 最終的な expansion factor の大きさ f_{∞} 。また比較のため WS モデルを黒点線で示している。Upper right panel: f_{∞} をコロナ底部磁場 $B_{r,cb}$ で割った値 $f_{\infty}/B_{r,cb}$ 。Lower left panel: expansion factor の最大値 f_{\max} を $B_{r,cb}$ 及び $f = (f_{\max} + 1)/2$ となる高度 r_{half} の二乗で割った値 $f_{\max}/B_{r,cb}r_{\text{half}}^2$ 。Lower right panel: $f/B_{r,cb}$ を $r = 1.01R_{\odot}$ から $r = 2.0R_{\odot}$ まで r について積分した値 $\int_{1.01R_{\odot}}^{2.0R_{\odot}} f/B_{r,cb} dr$ 。

[—indexへ戻る](#)

TK-10

太陽黒点およびフィラメントにおける振動現象の分
光-偏光観測

京都大学
福地 勇介

太陽黒点およびフィラメントにおける振動現象の分光-偏光観測

福地 勇介 (京都大学大学院 理学研究科)
浅井 歩 (京都大学大学院 理学研究科附属天文台)
上野 悟 (京都大学大学院 理学研究科附属天文台)

Abstract

太陽大気ではさまざまな振動現象が観測されている。中でも磁気流体波動 (MHD 波動) は、未解明である彩層やコロナの加熱に寄与していると考えられており、それらの詳細な調査は太陽物理学における重要な課題となっている。

特に、彩層ラインにおける太陽黒点では umbral flashes と呼ばれる振動現象が知られており、放射強度や視線方向 (LOS) 速度、磁場のいずれにおいても周期的な変動が観測される (Houston et al. 2018)。しかし、umbral flashes における詳細な磁場変動の様子やそのシナリオには未だにさまざまな言説が存在する。さらには、これまで一般的に考えられてきた、増光が上昇流と同機するという定説に対し、近年では増光が下降流と同機するという説が提唱されており、新たな議論が生じている (Felipe et al. 2025)。

また、コロナ中に浮かぶ彩層温度プラズマであるプロミネンスにおいては、その本体を横切って伝播する持続的な MHD 波動があることが報告されている (Ichimoto et al. 2024)。伝播する波は速度振幅が大きいものと小さいものの 2 種類に大別されるが、小振幅の振動に関しては観測事例が少なく、発生メカニズムもよく分かっていない (Ichimoto et al. 2024)。

本研究では、京都大学飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡垂直分光器において、彩層ラインの中でも波長プロファイルが比較的扱いやすい He 10830 Å で、補償光学 (AO) を用いて黒点およびフィラメント (disk 上でのプロミネンスの呼称) の分光-偏光観測を行った。本講演では、観測で得られた Stokes パラメータや LOS 速度、パワースペクトルなどを基に、黒点およびフィラメントにおける振動現象の物理的な解釈やそのメカニズムについて議論を行う。

1 導入

太陽の大気は、約 6000 K の太陽表面である光球の上空に約 10^4 K の彩層が、そのさらに上空に遷移層を経て約 10^6 K のコロナが広がるといった構造をもつ。しかし、このように上空ほど高温となるような温度成層をもつメカニズムは未解明であり、これは彩層・コロナ加熱問題と呼ばれる、太陽物理学における重要な問題の 1 つである。この問題についての研究は数多くなされており、現在は主要な学説として、MHD 波動による加熱と、ナノフレアによる加熱の 2 つが挙げられる。

太陽の大気は非常に高温であるため、大気を構成するガスの一部は電離ガス (プラズマ) となっている。また、太陽大気は磁場に満たされているため、プラズマは磁場と複雑に相互作用し、MHD 波動などの振動現象が発生する。先に見た学説の 1 つは、これら振動

現象の時間発展に伴うエネルギー輸送が、彩層やコロナの加熱に寄与している可能性を検討するものである。

太陽大気中ではさまざまな振動現象が確認されているが、そのうちの 1 つとして、umbral flashes (UF) と呼ばれる、彩層ラインにおける黒点での振動現象が挙げられる。UF は一般によく見られる現象で、増光を伴う blue shift から red shift への移行の繰り返しとして観測されるほか、磁場の変動も見られる。しかし、近年では増光が red shift と同機するという説 (Felipe et al. 2025) が提唱されており、彩層・コロナ加熱に関わるエネルギー輸送について考察する上では十分な議論が必要となっている。また、磁場変動の詳細にもさまざまな言説が存在するほか、彩層の高い部分での観測事例が少ない点なども踏まえると、彩層全体にわたる UF のシナリオは確立されていない現状にある。

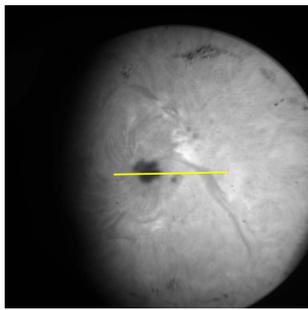


図 1. $H\alpha$ center slit-jaw 画像. 黄線はスリットを表す. スリット上左側に黒点が位置し, 比較的静穏な領域を挟んで右側にフィラメントが位置している.

一方, コロナ中に浮かぶ彩層温度プラズマであるプロミネンスにおいても, その本体を横切って伝播する持続的な MHD 波動があることが報告されている (Ichimoto et al. 2024). 伝播する波は速度振幅が大きいものと小さいものの 2 種類に大別されるが, 小振幅の振動に関しては観測事例が少なく, 発生メカニズムもよく分かっていない (Ichimoto et al. 2024).

これらを踏まえ, 本研究では, 彩層ラインの中でも形成高度が高く, 波長プロファイルが比較的扱いやすい $He\ I\ 10830\ \text{\AA}$ で, 黒点およびフィラメント (disk 上でのプロミネンスの呼称) の分光-偏光観測を行い, 上で紹介した振動現象の物理的解釈について考察を行う. ただし, 本稿では UF のみに焦点を当てて議論するものとする.

2 手法

2.1 観測

本研究では, 2024 年 10 月 6 日 10:24 – 11:31 (JST) に, 京都大学飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡 (DST) 垂直分光器を用いて, $He\ I\ 10830\ \text{\AA}$ のラインで分光-偏光観測したデータを解析した. 観測は sit-and-stare と呼ばれる, ターゲットにスリットを固定して (スリット方向) \times (波長方向) \times (時間方向) の 3 次元データを取得する手法で行い, 地球大気の揺らぎによる像のブレを抑える補償光学 (AO) も使用している. データの取得は 8 秒のケイデンスで行った. また, $H\alpha$ slit-jaw 画像も観測時間を通して取得した. 観測領域は活動領域 NOAA13848 で, 図 1 に示すようにスリットを当てて観測を行った.

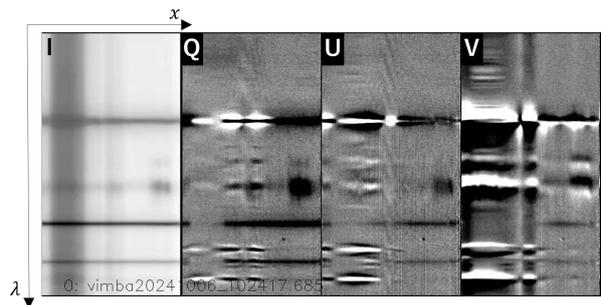


図 2. 1 番目のデータの Stokes I, Q, U, V map. 各 Stokes パラメータについて, 横方向がスリット方向, 縦方向が波長方向となっている.

取得したデータは, キャリブレーションを経て, 各時刻に対し Stokes I, Q, U, V の map で得られる (図 2). ここで, Stokes I は放射強度, Q, U は視線方向に垂直な磁場, V は視線方向磁場に対応する. I map で画像上から 2 本目の薄い吸収線が $He\ I\ 10830\ \text{\AA}$ のラインで, 画像左側の黒縦線が黒点, He ラインの右側の暗い部分がフィラメントにあたる. この各時刻の map 画像を用いて Stokes パラメータの時間変化を動画を作成して確認したところ, いずれのパラメータにおいても He ラインの黒点内部で変動が起きている様子が確認された.

2.2 解析

Stokes I, Q, U, V map で見られた He ラインにおける黒点内部の変動成分を調べるために, 各時刻の放射強度およびドップラー速度を以下の手順で決定した.

1. 黒点内部における各時刻の $He\ I\ 10830\ \text{\AA}$ の吸収線プロファイルの先端を 2 次曲線でフィッティングする (フィッティング範囲は約 $0.16\ \text{\AA}$).
2. フィッティングで得られた 2 次曲線の頂点 (λ_s, I_s) を吸収線中心とし, 頂点における放射強度 I_s を各時刻における放射強度として決定した.
3. 1, 2 と同様にして, スリット上の比較的静穏な領域についてもフィッティングを行い, 各時刻に対して吸収線中心 (λ_0, I_0) を決定したのち, 静穏な領域全体および全時刻で λ_0 の空間・時間平均を取り, λ_{ave} とする (ただし, 観測を通して雲やシーイングの影響による観測中断が発生してい

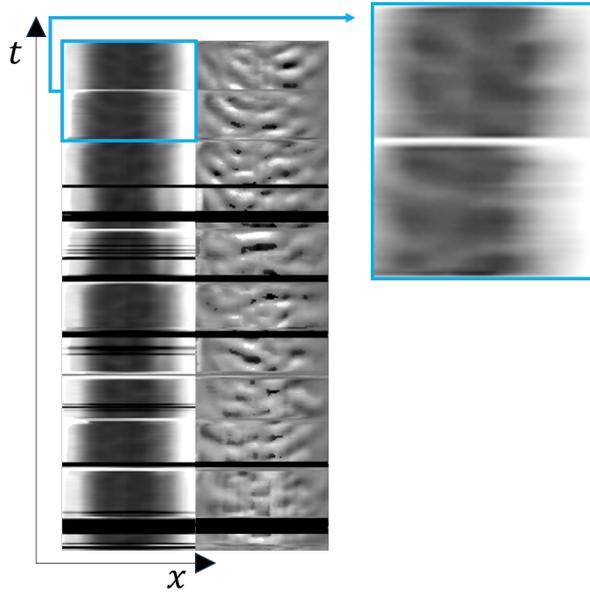


図 3. 黒点における He ラインの放射強度 I_s (左) およびドップラー速度 v_D (中央). 横方向はスリット方向, 縦方向は時間方向であり, スリット方向の視野の端は黒点の両端となっている. 特定の時刻に見られる横線は観測中断によるものである. v_D は明るいほど red shift を表す. 右上は I_s のうち一部の時刻を切り出して階調を調節したもの.

ため, 適切にデータが取得できていない時刻は除外している).

4. 2 で決定した各時刻における λ_s を用いて, 各時刻におけるドップラー速度を

$$v_D \equiv \frac{\lambda_s - \lambda_{ave}}{10830} \cdot c$$

で決定した. ここで, c は光速である.

3 結果

図 3 に, 2 章 2 節で決定した, 黒点における He ラインの放射強度 I_s およびドップラー速度 v_D の時間変化を示す. 図右上の I_s の一部の時刻の切り出しを見ると, 周期的な増光のパターンが見られる. また, v_D (図中央) でも振動パターンが見られ, これらは UF で一般的に見られる特徴と一致している. これら振動パターンは図中で放物線状となっており (特に v_D で顕著), これは暗部の中心から半暗部へと振動が伝播していることを示している. この伝播は先行研究で報告されている結果と一致している (Roupe van der Voort et al. 2003).

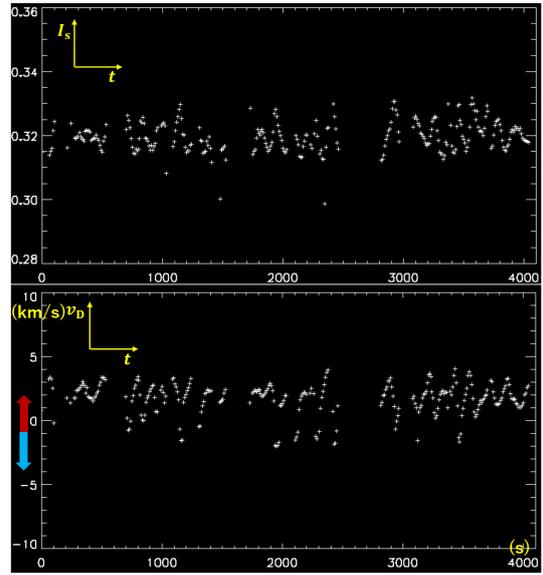


図 4. 黒点中心における I_s (上) および v_D (下) の時間変化. 横軸は時間, 縦軸はそれぞれの物理量を表す. 観測中断の時刻のデータ点は除外している. v_D は正の符号が red shift を表す.

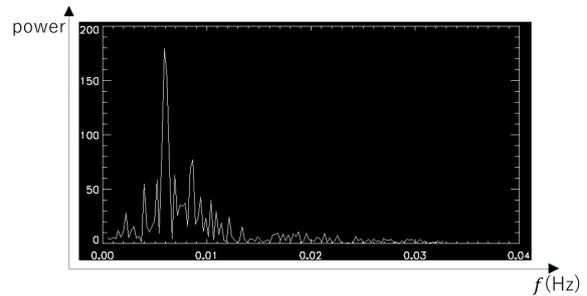


図 5. 黒点中心における v_D のパワースペクトル. 横軸は周波数, 縦軸はパワーを表す.

次に, I_s および v_D の黒点中心での時間変化を図 4 に示す. まず, v_D では急激な blue shift \rightarrow red shift ののこぎり刃状のパターンが繰り返し見られ, これは典型的に UF で見られるパターンと一致する. また, v_D の振幅は $\sim 3 \text{ km s}^{-1}$ であり, 先行研究と一致する値となっている (de la Cruz Rodríguez, et al. 2013). そして最も注目すべき点として, I_s と v_D を見比べると, 増光と blue shift が同機していることがわかる. これは近年提唱されている増光と red shift が同機する説ではなく, 一般的とされる学説に従う結果であり, 物理的には上方へエネルギー輸送が行われていると解釈できる.

また, 黒点中心における v_D のパワースペクトルは図 5 のようになった. 図のピークから振動周期を読

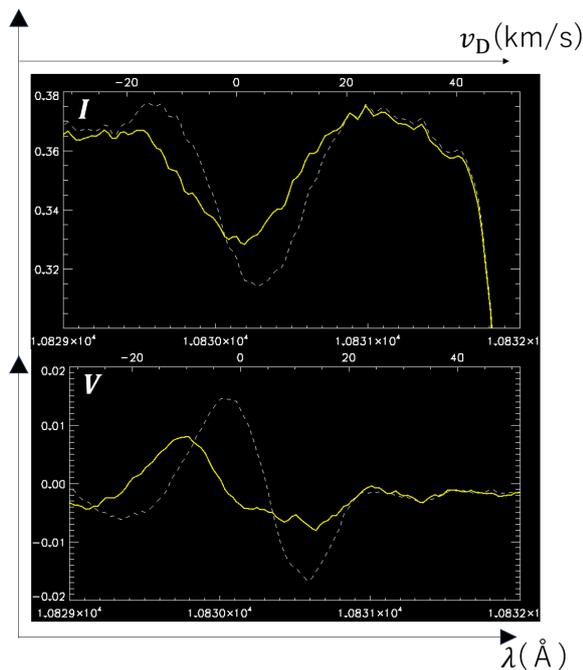


図 6. UF (黄実線) およびその直前 (白破線) の時刻の He line center での Stokes I (上), V (下). 下横軸は波長, 上横軸はドップラー速度, 縦軸は Stokes I, V を表す.

み取ると, およそ 2 – 3 分となり, 先行研究と一致する値となっている (Kobanov et al. 2013).

最後に, 黒点中心における UF およびその直前の時刻の He line center での Stokes I, V を図 6 に示す (ここでの I は I_s とは異なることに注意). これを見ると, I, V いずれにおいても UF 時に blue shift していることが読み取れ (V は $V = 0$ の点に着目すると顕著), I では増光が見られる. これは先に見た結果と同様である. 注目すべきは, UF 時に V の絶対値が減少している点で, これは物理的には UF 時に視線方向の磁束密度が減少していることを意味している.

4 考察

本研究で観測した UF は, 増光を伴う blue shift → red shift のパターンを始めとし, 全体として典型的な UF と一致するものであるといえる. そして, 観測を行った He I 10830 Å での増光は, ガスの圧縮や加熱によるものであると考えられる (Ichimoto et al. 2023). これらから, この UF は, ガスが圧縮・加熱されるとともに上方へ伝播し, そののちに冷却されて下降流となる, といったシナリオをもつ, 上方へと

エネルギー輸送を行う現象といえる. また, UF 時に視線方向の磁場が現象しているという結果が得られたが, 考えられる原因としては, 圧力の増加により磁束管が膨張し, 磁束密度が減少している (Houston et al. 2018) といったものや, 上層ほど磁束が開いているため, 形成高度の上昇で磁束密度が減少している (Stangalini et al. 2021) といったものが挙げられる.

5 今後の展望

本研究で行った観測では, 天候やシーイングの影響により, 中断が多く連続して振動の推移を追うことができず, また Stokes Q, U, V も定量的な磁場解析に用いることができるほどのシグナルではなかった. 今後は, 既に取得済みの新たな観測データを用いて同様の議論を行うほか, Stokes Q, U, V を用いた詳細な磁場解析を行うことで, 彩層ラインにおける黒点の磁場構造, および UF に伴うその周期変動を調べ, 磁場変動を含めた UF の具体的なシナリオの考察を行う予定である. 特に, 定量的なエネルギー輸送の考察を行うことで, 彩層・コロナ加熱への UF の寄与についても検討していきたい.

Acknowledgement

本研究は浅井歩氏, 上野悟氏との共同研究です. 観測から議論に至るまで, 数多くのご助力をいただきましたことを, この場をお借りして改めて感謝申し上げます.

Reference

- Roupe van der Voort, L. H. M., Rutten, R. J., Sütterlin, P., et al. 2003, A&A, 403, 277
- de la Cruz Rodríguez, J., Roupe van der Voort, L., Socas-Navarro, H., et al. 2013, A&A, 556, A115
- Kobanov, N. I., Chelpanov, A. A., Kolobov, D. Y., 2013, A&A 554, A146
- Houston, S. J., Jess, D. B., Asensio Ramos, A., et al. 2018, ApJ, 860, 28
- Ichimoto K., Huang Y., Kimura G., et al. 2023, Hinode-16 / IRIS-13 meeting
- Stangalini, M., Baker, D., Valori, G., et al. 2021, Philos. Trans. R. Soc. A, 379, 2190

[—indexへ戻る](#)

TP-01

太陽風中での温度異方性を考慮した Alfvén 波パラメトリック崩壊不安定性の動径発展

東北大学
佐口 隼斗

太陽風中での温度異方性を考慮した Alfvén 波パラメトリック崩壊不安定性の動径発展

佐口 隼斗 (東北大学大学院 理学研究科)

川面 洋平 (宇都宮大学 データサイエンス経営学部)、

庄田 宗人 (東京大学大学院 理学系研究科)、加藤 雄人 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

太陽コロナから 30 太陽半径辺りまでの太陽風における Alfvén 波のパラメトリック崩壊不安定性 (PDI) の最大成長率が、太陽近く観測されている垂直温度優位な温度異方性を考慮したときにどれほど変調するかを調べた。比較のために温度が等方的な MHD より導出される分散関係式と温度が異方的な MHD より導出される分散関係式を用いて、最大成長率を計算した。結果として、太陽近くの領域では垂直温度優位な温度異方性により PDI の最大成長率が増大することが確認された。断熱膨張シナリオでは、等方的モデルの最大成長率は太陽から離れるにつれて増加傾向にある一方、異方的モデルの最大成長率は減少していく傾向を示した。先行研究の結果に基づいた観測ベースの膨張シナリオでは、 $R \approx 2R_s$ 辺りで最大値を取り、その後減少する特徴を示した。本研究で初めて温度異方性を含んだ PDI の有効領域を示し、断熱膨張下では温度異方性が PDI 動径発展に重要な役割を果たすことを明らかにした。

1 Introduction

Alfvén 乱流モデルは、Alfvén 波どうしの衝突・砕波によって乱流状態が作られ、Alfvén 波のエネルギーが様々なプロセスで熱エネルギーへと変換されコロナを加熱し、太陽風を加速できる有力な太陽風モデルとして研究されてきた (e.g., Chandran et al. 2025)。Reduced MHD シミュレーションで十分な加熱量が得られないことが報告された (e.g., Perez & Chandran 2013) が、Alfvén 乱流モデルにパラメトリック崩壊不安定性を組み込んだモデルでは十分なコロナ加熱と太陽風加速が再現できた (Shoda et al. 2018, 2019)。太陽近くでの Alfvén 乱流モデルで粒子の選択的加熱や異方的加熱が Helicity Barrier 機構によって説明可能だと提唱された (Meyrand et al. 2021; Squire et al. 2021)。これまでの研究から Alfvén 乱流はコロナ加熱問題において中心的な役割を果たしていると考えられている。

Alfvén 波のパラメトリック崩壊不安定性 (Parametric Decay Instability: PDI) は親波 (大振幅の円偏波 Alfvén 波) が崩壊して 2 つの子波 (逆方向に伝播する円偏波 Alfvén 波と前方向に伝播するスロー磁気音波) を成長させる。子波として生成されるスロー

磁気音波は Alfvén 波の反射を増やし乱流加熱を促す効果がある (van Ballegoijen & Asgari-Targhi 2016; Asgari-Targhi et al. 2021) ことに加えて、スロー磁気音波は衝撃波に発展し加熱を増やす。PDI はコロナ加熱機構に重要な役割を果たしている可能性が示唆されている (Shoda et al. 2018, 2019) が、太陽風中で観測されている密度擾乱 (スロー磁気音波) の生成元としても注目されている物理機構である。通常、光球から出てくる密度擾乱的な波動は大きいスケールの密度勾配により衝撃波となって失われるが、PDI によって太陽風中で新たに生成されている可能性がある。太陽風中で PDI が起きている観測的証拠は私の知る限り、太陽下層大気では 1 件 (Hahn et al. 2022)、太陽風中で PDI の兆候が見られたとするものが 2 件 (Bowen et al. 2018; Kasper et al. 2022) 報告されているが、未だに現象として PDI を捉えた観測的証拠は乏しい。Li et al. 2025 が PDI 成長率を測定する新手法を提案し、太陽風中での PDI の観測が一層期待される。

これまでのほとんどの PDI の理論研究では、温度が等方的な MHD を線形化して得た分散関係式が利用されてきた (Goldstein 1978; Derby 1978)。近年

は温度異方性を取り入れた分散関係式 (Tenerani et al. 2017) や、相対論的效果を取り入れた分散関係式 (Ishizaki et al. 2024) が提案され、理論的枠組みが拡張されつつある。

PDI の最大成長率は、平行プラズマベータ $\beta_{\parallel} = \frac{8\pi p_{\parallel}}{B^2}$ 、親波振幅の規格化された値 B_{\perp}^2/B^2 、そして温度異方性 T_{\perp}/T_{\parallel} に依存する (Tenerani et al. 2017)。しかし、ほとんどの研究で温度異方性は考慮されてこなかった。Tenerani et al. 2017 は CGL 方程式を用いた線形解析により、 $T_{\perp} > T_{\parallel}$ では最大成長率が増大し、 $T_{\perp} < T_{\parallel}$ では減少することを示した。ただし、同研究が探索したパラメータ範囲は $T_{\perp}/T_{\parallel} = 0.1-10$, $\beta_{\parallel} = 0.1-100$ に限られている。一方、下部コロナの典型的状況として、Alfvén Wave Solar Model (AWSoM; Meng et al. 2015) の MHD シミュレーションが $T_{\perp}/T_{\parallel} \approx 10$ を示し、観測 (Gary 2001) では $\beta_{\parallel} \sim 10^{-4}-10^{-1}$ が報告されている。しかし、Tenerani et al. 2017 ではそのようなパラメータ領域は調べられておらず、最も PDI が顕著に起こっていると考えられる領域で垂直温度優位な温度異方性がどれほど有効に働いているかは調べられていない。さらに、下部コロナから外側へ向けた PDI 最大成長率の動径変化は、温度が等方的なモデルでは Tenerani et al. 2013, Del Zanna et al. 2015, Réville et al. 2018, Shoda et al. 2018, 2019 などでは検討されているが、温度異方性を考慮した場合については未だ調べられてない。

本研究では Tenerani et al. 2017 で残された 2 つの課題、1. 下部コロナに特徴的な低 β プラズマで、温度異方性は PDI の成長率をどの程度変化させるのか? と 2. 温度異方性を考慮した上で PDI 最大成長率は、さまざまなコロナ・太陽風条件下で動径方向にどのように発展していくか? について取り組み、その結果の一部をこの集録では示す。

2 Methods

私たちは、低高度コロナ $R_0 \approx 1.1R_s$ から $30R_0$ まで、等間隔に 90 点の動径位置を取り、分散関係式を用いて最大成長率を計算した。その際、等方的な温度を使った分散関係式 (1)(Goldstein 1978; Derby 1978) と、温度異方性が考慮された分散関係式 (2)(Tenerani et al. 2017) の 2 種類の式を用いて、温度異方性を考

慮した場合としなかった場合の違いを比較した。

$$\begin{aligned} & (\hat{\omega} - \hat{k})(\hat{\omega}^2 - \beta \hat{k}^2)[(\hat{\omega} + \hat{k})^2 - 4] \\ & = \hat{B}_{\perp}^2 \hat{k}^2 (\hat{\omega}^3 + \hat{k} \hat{\omega}^2 - 3\hat{\omega} + \hat{k}). \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \left[\hat{\omega}^2 - \tilde{\beta} \hat{k}^2 \left(1 + \frac{\hat{B}_{\perp}^2 \xi}{3} \right) \right] \left\{ (\hat{\omega} - \hat{k}) [(\hat{\omega} + \hat{k})^2 - 4] \right. \\ & \quad \left. + \frac{\tilde{\beta} \hat{B}_{\perp}^2 (\xi - 4)}{3(1 + \hat{B}_{\perp}^2)} [(\hat{k}^2 + 1)\hat{\omega} + \hat{k}(\hat{k}^2 - 3)] \right\} \\ & = \hat{B}_{\perp}^2 \hat{k}^2 \left[1 - \frac{\tilde{\beta}(3 - \xi - \hat{B}_{\perp}^2)}{3(1 + \hat{B}_{\perp}^2)} \right] \left\{ \hat{\omega}^3 + \hat{\omega}^2 \hat{k} - 3\hat{\omega} + \hat{k} \right. \\ & \quad \left. - \frac{\tilde{\beta}(3 - \xi)}{3} [(\hat{k}^2 + 1)\hat{\omega} + \hat{k}(\hat{k}^2 - 3)] \right\}. \end{aligned} \quad (2)$$

ここで

$$\hat{\omega} = \frac{\omega}{\omega_0} + i \frac{\gamma}{\omega_0}, \quad \hat{k} = \frac{k}{k_0}$$

は、それぞれ母波 (親波) の周波数 ω_0 と波数 k_0 で規格化した子波の複素周波数および波数を表す。複素周波数の実部は角周波数、虚部は PDI によって成長する子波の成長率である。その他のパラメータは次のとおりである。

- $\hat{B}_{\perp}^2 = B_{\perp}^2/B_0^2$: 背景磁場 B_0 で規格化した母波の横磁場強度。
- $\tilde{\beta} = \frac{\frac{3}{2}\beta_{\parallel}}{1 + \hat{B}_{\perp}^2 + \frac{1}{2}\beta_{\parallel}(\xi - 1)}$: 温度異方性を考慮した修正されたプラズマベータ。
- $\beta_{\parallel} = \frac{8\pi p_{0\parallel}}{B_0^2}$: 平行方向のプラズマベータ。
- $\xi = \frac{T_{0\perp}}{T_{0\parallel}}$: 温度異方性。
- $\beta = \frac{8\pi p_0}{B_0^2} \approx \frac{c_s^2}{v_A^2}$: プラズマベータ。 c_s は音速、 v_A は Alfvén 波の位相速度である。

β , \hat{B}_{\perp}^2 , $\xi (= T_{\perp}/T_{\parallel})$ の具体的な値を定めれば、温度異方性が有る場合と無い場合のそれぞれの分散関係式を解いて $\hat{\omega}(\hat{k})$ を求めることができる。 $\hat{\gamma}(\hat{k})$ を横軸 \hat{k} にしてプロットすると限られた \hat{k} の範囲で上に凸の形になるため、成長率の代表値として最大成長率がよく用いられる。3 つのパラメータ β , \hat{B}_{\perp}^2 , $\xi \equiv T_{\perp}/T_{\parallel}$

の $R_0 \simeq 1.1 R_s$ から $30 R_0$ までの動径方向プロファイルをあらかじめ設定し、それらを分散関係式に代入して計算し、PDI の最大成長率 $\hat{\gamma}_{\max}$ の動径発展を求めた。

パラメータの変化に関しては様々な種類のシナリオの下、最大成長率の動径発展を考えたが、そのうちの代表的な 2 つのシナリオ結果をこの集録では示す。

シナリオ 1 は磁場 B と密度 ρ は R^{-2} で親波の磁場振幅 $\hat{B}_\perp^2 = B_\perp^2/B_0^2$ は $R^{0.96}$ で変化していく断熱膨張を仮定したシナリオである。断熱仮定に関して等方的な式では $T\rho^{-2/3} = const$ 、異方的な式では $T_\parallel B^2/\rho^2 = const, T_\perp/B = const$ を適用している。磁場と密度の仮定は開いた磁場領域で動径方向依存性のみを考慮した定常的太陽風のような状況が仮定されており、親波の振幅は先行研究 (Huang et al. 2023) で衛星観測から導出された $0.06\text{au}-0.3\text{au}$ までの動径発展であり、理論的に WKB 近似して導出される結果とほとんど同じ動径発展である。断熱仮定に関して実際の太陽風は非断熱的に膨張していることが分かっているが (e.g., Dayeh et al. 2025)、いくつかの先行研究では断熱的膨張の下、PDI の動径発展を調べている (Tenerani et al. 2013; Del Zanna et al. 2015; Réville et al. 2018)。断熱膨張下で PDI の動径発展を調べることは基礎的で、先行研究と比較する上でも重要である。

シナリオ 2 は磁場と密度は Telloni et al. 2021 の結果を用いていて、親波の磁場振幅はシナリオ 1 と同様で、温度 (異方性) は Meng et al. 2015 の MHD シミュレーションの結果を用いたシナリオである。太陽近くでの温度異方性の観測データは限られているため、先行研究の結果を用いた。数ある先行研究の中で観測データをもとにした PDI 最大成長率の動径発展は導出されていない。そのような観点でこのシナリオを考えた意義がある。

3 Results

シナリオ 1 では、太陽から離れるにつれて温度異方性を考慮してない最大成長率 (緑色) が増加していく一方で、異方性を考慮した最大成長率 (赤色) は減少していく。この要因は最大成長率の β 依存性と β_\parallel 依存性が大体同じなこと (ここでは示していない) と断熱の仮定が温度異方性を考慮している方としていな

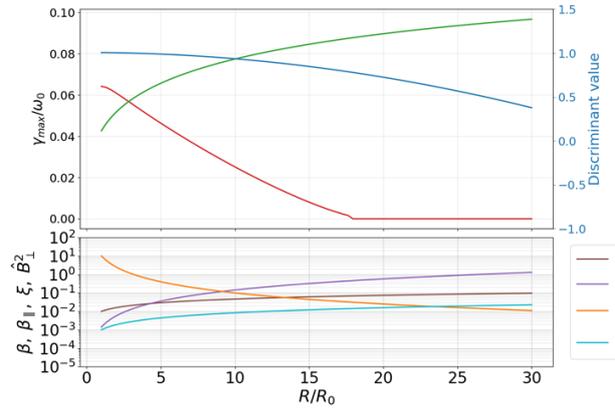


図 1: シナリオ 1 における最大成長率の動径発展 (上部) と用いられたパラメータの動径発展 (下部)。上部の図の赤線が温度異方性を考慮した結果、緑線が異方性を考慮してない結果、青線が親波が存在するかどうかの判別値 (詳細な説明は省く)、下部の図の茶色が β 、紫色が β_\parallel 、黄色が T_\perp/T_\parallel 、水色が \hat{B}_\perp^2

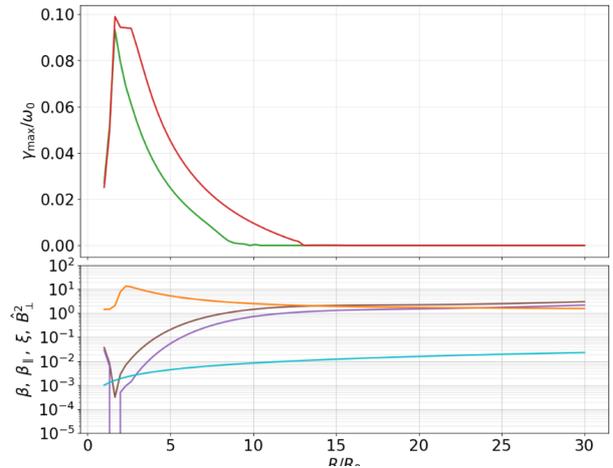


図 2: シナリオ 2 における最大成長率の動径発展 (上部) と用いられたパラメータの動径発展 (下部)。図中の線の色はシナリオ 1 と同じ。

い方で異なることにある。温度異方性を考慮してない最大成長率の増加傾向は、Réville et al. 2018 の結果と整合的である。さらに下部コロナで β が 0.1 の結果では (ここでは示していない) 最大成長率は減少傾向になるのだが、それは Tenerani et al. 2013 や Del Zanna et al. 2015 での結果と整合的である。これまでの先行研究で示されてきた PDI 最大成長率の動径発展の傾向とは異なり、温度異方性を考慮した場合の動径発展は早く減少する特徴を示した。

シナリオ 2 では、用いた先行研究の結果の温度が $R/R_0 = 3$ 辺りで最小を取るかつ温度異方性 T_{\perp}/T_{\parallel} が最大を取るため、最大成長率も $R/R_0 = 3$ 辺りで最大を取るような特徴を示した。 β_{\parallel} が発散しているのは人為的なミスと推測しており、原因を探している。20 太陽半径より内側の衛星観測データはまだ乏しいが、この結果はこれまでの衛星観測において PDI の観測的証拠に乏しいことと整合的である。

4 Discussion

今回は分散関係式に基づく最大成長率を考えたが、実際の太陽風中では単純にその成長率で波は成長しない。PDI によってスロー磁気音波的な密度擾乱が成長するが、太陽風が膨張や加速している時、膨張や加速はその密度擾乱を減衰させる効果を持つ (e.g., Tenerani et al. 2013)。さらに太陽風加速によって波に働くドップラー効果は内在している親波の周波数を減少させる効果を働かせ、親波の周波数で規格化した最大成長率の値を増大させるように働く。また、今回は単色の Alfvén 波の PDI を考えたが、実際の太陽風中は多色波 (乱流) 的である。乱流は PDI の成長率を減少させる効果を持つ (Fu et al. 2018)。これらの効果は今回考えておらず、観測データと比較する際にはこれらの効果も考慮する必要がある。

今回は背景場の情報を事前に与えて、PDI の最大成長率を計算した。しかし、太陽風中では PDI と背景場は相互に作用しあう。Comişel et al. 2018 では斜め伝搬する子波によって異方的加熱が生じることが報告されていることに加えて、PDI による Alfvén 波の反射は Helicity Barrier 機構に影響を及ぼし、結果的に異方的な加熱に影響を及ぼす。背景場 \leftrightarrow PDI の双方向のフィードバックを考慮に入れたプラズマシミュレーションを今後の計画として検討している。

5 Conclusion

本研究では、温度異方性を考慮に入れた分散関係式 (Tenerani et al. 2017) と等方的温度での分散関係式 (Goldstein 1978; Derby 1978) を比較し、温度異方性が PDI 最大成長率の動径発展に与える影響を複数の膨張シナリオで調べた。結果として、1. 断熱膨張では、等方モデルの PDI 最大成長率は太陽から

の距離とともに増加する一方で、異方的モデルでは減少傾向を示した。2. 観測ベース膨張では PDI はおよそ $20R_0$ ほどで収束することが示された。

Reference

- Asgari-Targhi, M., et al. 2021, *ApJ*, 911, 63
- Bowen, T. A., et al. 2018, *ApJL*, 854, L33
- Chandran, B. D. G., et al. 2025, *J. Plasma Phys.*, 91, E57
- Dayeh, M. A., Starkey, M. J., Livadiotis, G., et al. 2025, *ApJL*, 984, L33
- Del Zanna, L., et al. 2015, *J. Plasma Phys.*, 81, 325810102
- Derby, N. F. 1978, *ApJ*, 224, 1013
- Gary, G. A. 2001, *Sol. Phys.*, 203, 71
- Goldstein, M. L. 1978, *ApJ*, 219, 700
- Hahn, M., et al. 2022, *ApJ*, 933, 52
- Huang, Z., et al. 2023, *ApJL*, 950, L8
- Ishizaki, W., and Ioka, K. 2024, *Phys. Rev. E*, 110, 015205
- Kasper, J. C., et al. 2021, *Phys. Rev. Lett.*, 127, 255101
- Li, F., Dorfman, S., & Fu, X. 2025, accepted, arXiv:2507.13590
- Meyrand, R., et al. 2021, *J. Plasma Phys.*, 87, 535870301
- Perez, J. C., and Chandran, B. D. G. 2013, *ApJ*, 776, 124
- Réville, V., Tenerani, A., & Velli, M. 2018, *ApJ*, 866, 38
- Shoda, M., et al. 2018, *ApJ*, 860, 17
- Shoda, M., et al. 2019, *ApJ*, 880, 12
- Squire, J., et al. 2021, *Phys. Rev. Lett.*, 126, 025101
- Tenerani, A., & Velli, M. 2013, *J. Geophys. Res. Space Phys.*, 118, 7507
- Tenerani, A., et al. 2017, *ApJ*, 851, 99
- van Ballegooijen, A. A., and Asgari-Targhi, M. 2016, *ApJ*, 821, 106

[—indexへ戻る](#)

TP-02

Ulysses衛星を用いた観測による太陽風フラックスの 評価

東京大学
藤原 晨司

Ulysses 衛星を用いた観測による太陽風フラックスの評価

藤原 晨司 (東京大学大学院 理学系研究科)

清水 敏文 (JAXA 宇宙科学研究所)

Abstract

太陽風は、太陽表面から絶えず流れ出ている荷電粒子で、地球磁気圏とも相互作用しており、この挙動の変化によって地球にさまざまな影響をもたらされる。現在の太陽質量に対する 1 年あたりの質量損失量の比は概ね 10^{-14} 程度とされているが、太陽史において太陽活動の変化によりこの質量損失が大きくなり、太陽の活動や進化に重要な役割を果たしている可能性がある。このため、太陽風による質量損失について正確な評価を行うことが重要であるといえる。太陽風による質量損失率は太陽風の速度と密度の積に比例するため、これらのパラメータを探ることが質量損失率の推定に不可欠であるが、太陽全球からの質量損失率をより正確に見積もるには、太陽面での緯度や経度によってその領域ごとに太陽風の速度や密度がどのように異なるかを理解することが必要である。この調査は太陽風フラックスの太陽面構造への依存性を知ることにも繋がり、先に述べたような、太陽の進化に対する太陽風の寄与を探る契機にもなりうる。

本研究では、太陽風のフラックスの理解を目指し、Ulysses 衛星による全緯度での太陽風の観測結果を主として用い、活動極大期・極小期双方において太陽風速度・密度の変化について調べた。これによって、太陽活動の極小期においては、低緯度では低速かつ高密度な太陽風が支配的で、中・高緯度では高速かつ低密度な太陽風が支配的であることがわかった。一方で、極大期ではこのような傾向は弱く、緯度による速度・密度の分布が南北で非対称となっていたことが確認された。また、極小期・極大期ともに太陽風の速度と密度にはおおむね負の相関が見られ、太陽風フラックスの緯度や時期による変動は小さく、質量損失率に与える影響も小さいことが示唆された。

1 Introduction

太陽は、その外層であるコロナから継続的に荷電粒子を放出しており、この流れは太陽風と呼ばれる。太陽風は惑星間空間に広がり、地球磁気圏への影響を通じて宇宙天気現象を引き起こすだけでなく、長期的には太陽の質量を減少させる原因にもなっている。すなわち、太陽風は太陽系のダイナミクスを理解する上で欠かせない存在であると同時に、恒星の進化や寿命にも関わる重要な現象である。

太陽風による質量損失の定量的な評価は、一般的に、地球軌道上での太陽風観測データを用いて、太陽風速度と密度から質量フラックスを見積もるといった手法がとられているが、これらの評価は主に赤道付近の太陽風に基づいており、太陽全体、特に高緯度領域を含めた全緯度帯での包括的な評価は十分に行われていないという課題がある。これは、太陽風の速度や密度が緯度によって大きく異なることを無視する可能性があり、結果として質量損失率の過小

評価や過大評価を招く恐れがある。

このような背景のもと、本研究では、探査機 Ulysses による太陽風の全緯度観測データに着目する。Ulysses は太陽極域を含む高緯度領域を周回し、他の探査機がアクセスしにくい緯度帯の太陽風特性を明らかにする貴重なデータを提供している。これまでの Ulysses 観測の研究では、この軌道の特徴を活用し、太陽風の速度や密度の緯度依存性や活動度依存性などについての調査がなされてきた (e.g., McComas et al. 2000, McComas et al. 2002, Smith 2011)。本研究では、Ulysses の観測結果に基づき、太陽風の速度および密度の緯度依存性をさらに詳細に解析し、全緯度帯にわたる質量フラックス分布を導出することを目的とする。

本研究の意義は、太陽全体における質量損失の実態をより正確に把握する点にある。これは、太陽風の流源領域特定や恒星進化モデルの精緻化に寄与するのみならず、太陽活動の長期変動が質量損失に与える影響を議論する上でも重要な知見を提供する。本論文では、まず Ulysses の観測概要とデータ処理手

法について述べた上で、観測された速度・密度の緯度依存性を解析し、そこから得られた太陽風質量フラックスの緯度分布および太陽全体の質量損失率について報告する。

2 Methods/Instruments and Observations

本研究では、太陽風による太陽の質量損失を定量的に評価するために、Ulysses 探査機によって取得されたその場観測データを用いる。ここでは、使用したデータの概要と取得方法、ならびにそれらから太陽風の質量フラックスを求めるための解析手法について述べる。

Ulysses は、1990 年に NASA と ESA の共同プロジェクトとして打ち上げられた太陽観測衛星であり、それまでの探査機とは異なり、太陽の極域（高緯度領域）を観測することを主目的として設計された。木星の重力アシストを利用することで、通常の黄道面にとどまらず、約 80 度という高い太陽緯度にまで達する軌道を実現した点が最大の特徴である。運用期間は 1990 年から 2009 年までの約 19 年間に及び、この間、太陽活動の極小期と極大期の両方をカバーする観測がなされた。搭載された複数のセンサの中でも、本研究では Solar Wind Observations Over the Poles of the Sun (SWOOPS) によって得られた太陽風速度および陽子個数密度のデータを主に用いる。

太陽風によって運ばれる質量フラックス F は、太陽風速度 V 、質量密度 ρ 、陽子質量 m 、陽子個数密度 n を用いて $F = \rho V = mnV$ と表される。実際の太陽風は電子や α 粒子を含むが、質量の大部分は陽子に支配されているため、本研究では陽子成分のみを考慮した。この方法によって導出された太陽風速度・密度・質量フラックスの特徴と、それに基づく太陽の質量損失率の定量的評価について述べる。

3 Results

本研究では、Ulysses 探査機による太陽風のその場観測データを用いて、太陽の近日点通過時の太陽風の速度と密度の関係を解析し、太陽風による質量フラックス (nV) の変動特性を評価した。Ulysses は運

用期間中に 3 回の近日点通過を経験しており、これらはそれぞれ異なる太陽活動期に対応する (図 1)。

本節では、それぞれの期間における太陽風速度と陽子個数密度の関係を散布図に表し、相関の特徴および質量損失率について考える。ここで、Ulysses の観測データから、太陽風の速度 V と密度 n の間には概ね負の相関関係が見られ、これは、太陽から放出された太陽風が、観測点までの間に大きな質量の散逸や源流構造の不均一性がなければ、質量保存則に基づいておおよそ $nV = \text{const.}$ が成り立つことを示唆している。この関係は、太陽から球対称に放出される質量フラックスが空間的に一定であると仮定したときに自然に導かれる。すなわち、任意の距離において球殻を通過する単位面積あたりの質量フラックスが一定であれば、速度と密度の間には反比例関係 $V \propto 1/n$ が成り立つ。この物理的仮定に基づき、本研究では散布図の横軸を速度 V 、縦軸を密度の逆数 $1/n$ とし、両者の線形性およびそのばらつきを評価した (図 2)。これは、観測データに対して物理的解釈を与えつつ、質量損失率を定量化する上での基本的な枠組みを提供する。

この結果から、極小期では太陽風の速度と密度の逆数の関係がより明確であり、構造的な一貫性が高いことが示唆された。一方、極大期には太陽風がより不規則かつ多様な性質を示し、相関が弱まっていることがわかる。

上記の線形関係を仮定し、各期間においてこの場合の比例定数を導出した。これをもとに、各観測期間の平均的な質量フラックスを評価し、太陽全体からの質量損失率 \dot{M} を見積もった (表 1)。

これらはすべて、 $\sim 10^{-14} M_{\odot}/\text{yr}$ という値の範囲内にあり、太陽風が等方的に放出されると仮定した場合の典型的な質量損失率と良い一致を示した。

以上の結果から、太陽風速度と密度の関係は太陽活動周期に依存して変化しうること、特に極小期においては反比例関係が顕著であることが確認された。また、そこから得られた質量フラックスに基づく質量損失率は、活動期や太陽面緯度への依存性が少なく一定のオーダーを保っており、太陽風が大局的には等方的に質量を放出しているといえる。

4 Discussion

本研究では、Ulysses 探査機の観測データを用いて、太陽風速度と密度の関係性、およびそこから導出される質量フラックスの緯度分布と時期依存性について検討した。得られた結果は、太陽風による質量損失が太陽活動周期に伴って一定の変動を見せつつも、全体としては比較的安定したオーダーを保っていることを示している。散布図において速度と密度の間に反比例的な関係が見られたことは、太陽風の基本的な性質を反映している。特に極小期においてこの関係が強く現れたことから、高速太陽風（典型的にはコロナホール起源）と低密度との対応関係が安定していることが示唆された。一方で、極大期には相関が弱まり、太陽風構造の不規則性や多様性が増すことが確認された。これは、極大期においてコロナ構造が複雑化し、太陽風源の空間的・時間的変動が大きくなることによると考えられる。

質量損失率の推定において、どの期間においても $10^{-14} M_{\odot}/\text{yr}$ 程度の値が得られたことは、太陽風の大局的な質量放出が、少なくとも時間平均的には等方的かつ定常的であるという仮定を支持する。これは、地球軌道上のデータのみ依存する計算結果とも整合しており、Ulysses のような高緯度観測によって得られた補完的な視点が、この仮定の妥当性を検証する上で重要であることを示す。

一方で、極大期にはばらつきが大きく、質量フラックスの空間的不均一性が顕在化していることも確認された。これは、将来的に緯度依存性をより詳細に取り込んだ非等方的なモデルでの再評価を必要とすることを示唆している。

5 Conclusion

本研究では、Ulysses 探査機による太陽風のその場観測データを用いて、近日点付近の太陽風速度と密度の関係性を解析し、質量フラックスの変動と太陽の質量損失率を推定した。

- 速度と密度の間には明瞭な負の相関（反比例）関係が見られ、特に極小期においてその傾向が顕著であった。
- 相関の強さは活動期により異なり、極大期ではばらつきが大きく、太陽風の不規則性が高まる

ことが確認された。

- 各活動期における速度と密度の関係から質量フラックスを推定し、全体の質量損失率は $10^{-14} M_{\odot}/\text{yr}$ 程度であることが明らかになった。これは、太陽風が等方的に放出されていると仮定した場合の見積もりと良く一致する。

これらの結果は、太陽風による質量損失が活動周期にわたって比較的一定の範囲に保たれていること、また太陽の質量進化や宇宙環境への影響を評価する上で、Ulysses のような高緯度観測が不可欠であることを示している。今後は、太陽に近い領域での観測や複数探査機の統合的解析を通じて、より詳細で時間変動を含んだ質量損失モデルの構築が期待される。

References

- McComas, D. J., H. Elliott, J. Gosling, D. Reisenfeld, R. Skoug, B. Goldstein, M Neugebauer, and A Balogh (2002). “Ulysses’ second fast-latitude scan: Complexity near solar maximum and the reformation of polar coronal holes”. In: *Geophysical research letters* 29.9, pp. 4–1. doi: [10.1029/2001GL014164](https://doi.org/10.1029/2001GL014164).
- McComas, D. et al. (2000). “Solar wind observations over Ulysses’ first full polar orbit”. In: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 105.A5, pp. 10419–10433. doi: [10.1029/1999JA000383](https://doi.org/10.1029/1999JA000383).
- Smith, E. (2011). “Solar cycle evolution of the heliospheric magnetic field: The Ulysses legacy”. In: *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 73.2. Space Climate, pp. 277–289. doi: <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2010.03.019>.

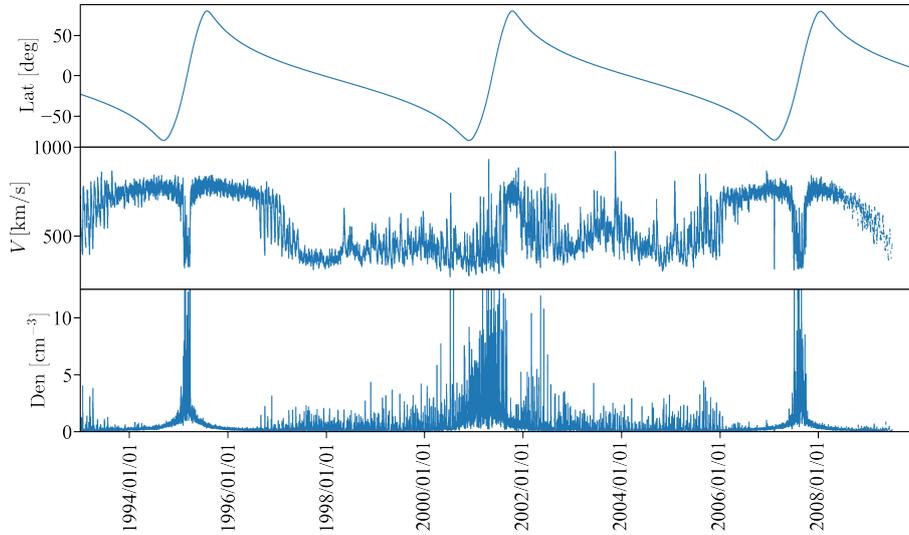


図 1: Ulysses の全期間における緯度変化（上段）および太陽風速度（中段）と密度（下段）のその場観測データ。1995 年（極小期）、2001 年（極大期）、2008 年（極小期）にそれぞれ近日点を通過している。極小期では赤道付近で低速・高密度な太陽風、高緯度で高速・低密度な太陽風が卓越している。極大期ではこの関係が弱まり、南半球と北半球で速度と密度の構造が非対称になっていることがわかる。

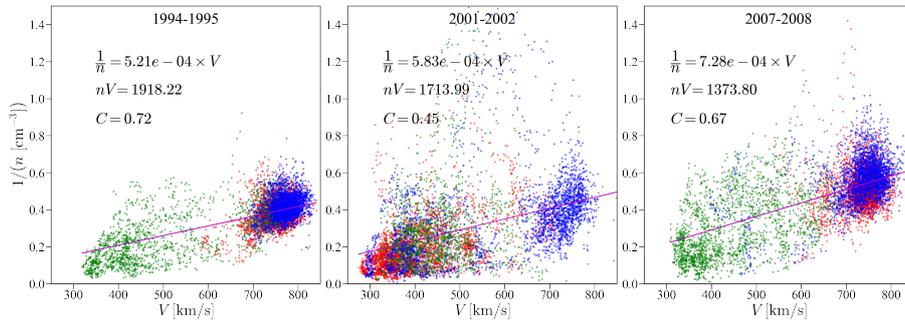


図 2: 3 期間での速度と密度の散布図。赤：南緯 90°~40°、緑：南緯 40°~北緯 40°、青：北緯 40°~90°。横軸（太陽風速度）と縦軸（陽子個数密度の逆数）の相関関係、および両者の間に比例関係があると仮定した場合の比例定数を導出した。

期間	活動期	相関係数	質量損失率 [M_{\odot}/yr]
1994-1995	極小期	0.72	1.43×10^{-14}
2001-2002	極大期	0.45	1.28×10^{-14}
2007-2008	極小期	0.67	1.02×10^{-14}

表 1: それぞれの期間での「太陽風速度」と「陽子個数密度の逆数」との相関関係、およびこれらから仮定した比例関係より導かれる質量損失率。

[—indexへ戻る](#)

TP-03

多波長紫外線分光観測による太陽活動領域の形成過程 の解明

総合研究大学院大学
西岡 政寛

多波長紫外線分光観測による太陽活動領域の形成過程の解明

西岡 政寛 (総合研究大学院大学 先端学術院)

Abstract

太陽における出現中の活動領域には、3000 G に達する磁場を有する黒点が光球に形成される。そして光球を通じて浮上する磁束は、磁気エネルギーを熱エネルギーや運動エネルギーに変換する磁気リコネクションを誘発する。現在開発中の太陽観測衛星である Multi-slit Solar Explorer (MUSE) や SOLAR-C による極端紫外線での太陽観測により、活動領域の形成過程や磁気リコネクションの発生メカニズムに関する新たな知見が得られることが期待されている。近年の Interface Region Imaging Spectrograph (IRIS) による 1331.7–1407.0 Å の遠紫外線観測および 2782.7–2835.1 Å の近紫外線での分光観測により、太陽表面のすぐ上部にある表面温度約 6000 K の冷たい光球には一時的に約 100,000 K まで加熱される高温プラズマが存在する可能性が示唆された。このプラズマは磁気リコネクションが生じる領域に存在しており、これは H α 線の両翼に一過的な増光として現れる Ellerman bombs (EB) と共通する特性である。しかし、後の H α スペクトルと IRIS の同時観測により、この増光は UV バーストとして考えられるようになった。このプラズマの電離に要するエネルギーは、EB の推定値を 1 桁以上超過しており、太陽最大の爆発現象であるフレアに要するエネルギーの 0.1 % から 1 % に達する。このような IRIS 衛星を用いた観測的研究は、光球の構造やその振る舞いに関するこれまでの理解を修正する必要があることを明らかにした。

本発表では、Peter et al. (2014) のレビューを行い、将来的な MUSE 衛星や SOLAR-C の観測的研究に向けた、活動領域の形成過程における課題について議論する。

1 Introduction

太陽のコアで核融合により水素がヘリウムに変換することによって生成されるエネルギーは、輻射と対流によって太陽表面に向かって輸送される。光球より上の太陽大気は伝統的に 1 次元的に成層化したものとして記述されてきた。高度方向に温度は一旦低下した後、彩層で再び少し上昇する。そして放射損失と水素イオン化による緩和ができなくなると温度は急上昇し、太陽の最外層であるコロナに到達する。

そこでより高度な観測とモデルによって、彩層からコロナにかけて非常に複雑な構造が存在することが明らかになってきた。従来のモデルでは、冷たい光球内における高温ガスの存在すなわち温度構造の反転の証拠は見つかっていなかった。しかし、Interface Region Imaging Spectrograph (IRIS) による 1331.7–1407.0 Å の遠紫外線観測および 2782.7–2835.1 Å の近紫外線での分光観測により、4000 K (またはそれ以下) の光球に、約 100,000 K に達するプラズマの小さなポケットが埋め込まれているように見えることが明らかになった。この発見を更に詳細に解析することにより、太陽表面から上層大気にかけた構造やプラズマ

物理の理解に新たな視点を与えることができる。

2 Methods and Observations

Peter et al. (2014) では、2013 年 9 月 24 日 11:44～12:04 (UT) に IRIS が取得した観測データを用いて、活動領域の磁束出現に伴う紫外線スペクトル変化を解析した。観測は、東西 140 arcsec、南北 175 arcsec にわたる領域を対象に、Si IV 1394, 1403 Å, C II 1335 Å, O IV 1401 Å, Mg II 2796, 2804 Å という複数の紫外線輝線を用いた分光ラスタースキャンを実施した。分光データには、暗電流除去、フラットフィールド補正、幾何学補正が施された Level 2 データを使用している。

さらに、IRIS の 1400 Å 帯におけるスリットジョーイメーグを用いて時間変化を解析し、Solar Dynamics Observatory (SDO) の観測データのうち Atmospheric Imaging Assembly (AIA) の 1600 Å, 171 Å, 304 Å の各データおよび Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) の磁場データと空間的に位置合わせを行った。これによりドップラーシフトによる速度

診断や吸収線の出現位置・移動, Si IV / O IV 輝線比による電子密度推定といった解析を実施した.

3 Results

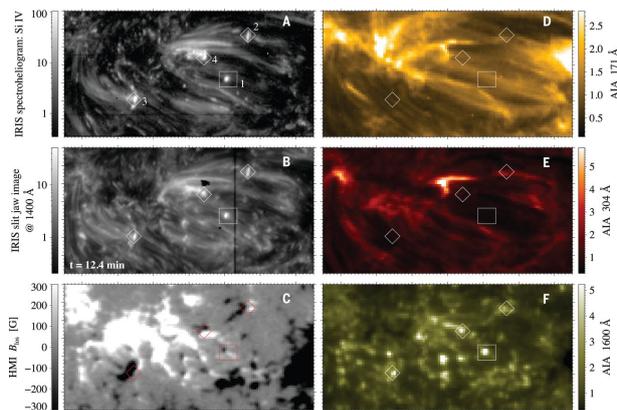


図 1: IRIS で観測された増光現象の解析結果. 左側のパネルは, Si IV 1394 Å の分光ラスタイメージ (A), 1400 Å のスリットジョーイメージ (B), HMI で測定された表面の視線方向磁場 (C) を示している. 右側のパネルは, AIA の異なる波長帯での測定結果であり, それぞれ 10^6 K のコロナ (D), 10^5 K の遷移層 (E), 10^4 K 未満の彩層 (F) を表している. Peter et al. (2014) より引用.

図 1A における bombs 1-4 は, IRIS で観測された 4 つの増光現象を示しており, いずれも Si IV 線において極端な輝度上昇を示した. そのうち bomb 1 では, 図 2 に示されているように $\pm 75 \text{ km s}^{-1}$ の双方向ドップラーシフトを伴う明確な二峰性プロファイルが確認された. これは上向きおよび下向き的高速プラズマ流の存在を示唆している. 一方, 他の増光では青方偏移の単峰プロファイルが主に見られ, 視線方向との関係による見かけの違いである可能性がある.

さらに, 増光領域の上層には Fe II や Ni II による吸収線が存在し, 冷たい物質が高温領域の上に存在する構造が明らかとなった. これらの吸収線は一貫して青方偏移しており, 磁束浮上に伴う緩やかな上昇運動と整合する. 加えて O IV 線が全く見られないことから, 爆発領域の電子密度は $10^{13} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 程度と推定される. これは増光が光球の比較的深い層で発生していることを示している.

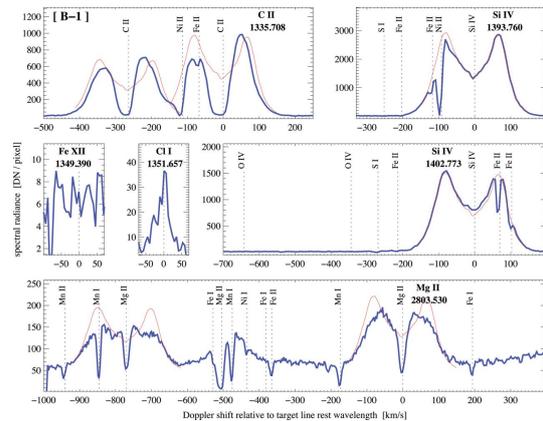


図 2: 増光発生時のスペクトルプロファイル. Peter et al. (2014) より引用.

4 Discussion

Peter et al. (2014) で報告された光球深部における “bombs” からは, 多波長紫外線のうち Si IV において顕著な放射を示し, 双方向流や冷たい吸収物質と共存するという特徴が確認された. これはすなわち, 太陽表面のすぐ上部にある表面温度約 6000 K の冷たい光球には一時的に約 100,000 K まで加熱される高温プラズマが, 図 3 に示したような太陽大気下層における非定常な磁気リコネクションが発生する領域に存在することを意味している. そしてこの “bombs” に見られた特性は, 光球において H α 線の両翼に数分程度の増光として確認される Ellerman bombs (EB) の特性と共通している. 加えて, “bombs” のプラズマの電離に要するエネルギーは, EB の推定値を 1 桁以上超過しており, 太陽最大の爆発現象であるフレアに要するエネルギーの 0.1 % から 1 % に達することが報告された. 以上のような IRIS を用いた Peter et al. (2014) における観測的研究は, 光球の構造やその振る舞いに関するこれまでの理解を修正する必要があることを明らかにした. しかし, IRIS が発見した “bombs” が EB であるのかどうかという結論に関しては, Peter et al. (2014) は H α スペクトルと IRIS による同時観測のデータが存在しないことを理由に明らかにしていない.

以降の研究により, Peter et al. (2014) にて報告された “bombs” は, EB とは異なり彩層のより高い位置で発生する UV パーストであると考えられるようになった. Hansteen et al. (2017) は, 3次元輻射磁気流

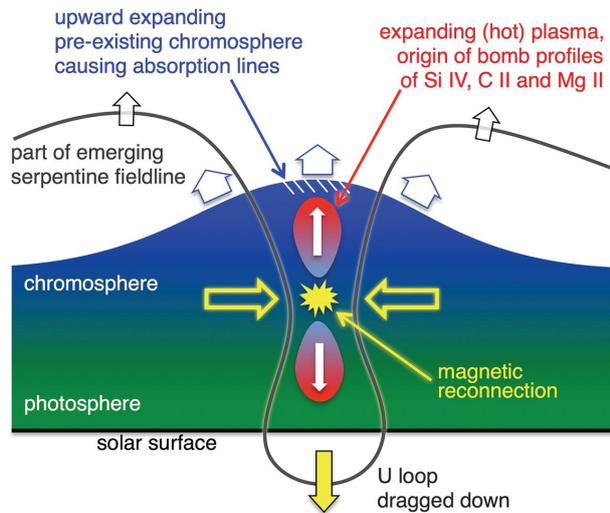


図 3: 増光発生のシナリオ. Peter et al. (2014) より引用.

体 (3D RMHD) シミュレーションにより, 増光発生高度がそのスペクトルの性質を決定づける根本要因であることを明らかにした. 図 4 に Hansteen et al. (2017) でのシミュレーションにおける EB (a-c), UV バースト (d-f), 小規模彩層フレア (g-i) における超音速の双方向流のシミュレーション結果の断面図を示す. EB の上方では, 高密度 ($8 \sim 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$)・低温 ($\sim 7.5 \times 10^3 \text{ K}$) の光球から彩層下部にかけて存在するプラズマが, リコネクション・ジェットに沿って約 20 km s^{-1} の速度で放出した. 一方で約 1300 km の高度では, 密度が同じであるにもかかわらず温度が約 10 倍高い ($\sim 7.5 \times 10^4 \text{ K}$) 彩層物質が, リコネクションによって加熱され, 強い Si IV 輝線を放射する UV バーストを形成した. これは, UV バーストが高度 $1\text{--}2 \text{ Mm}$ の彩層中部で生じており, 光球深部でのエネルギー解放に留まる EB とは発生高度が異なることを意味する.

加えてシミュレーションでは, リコネクションにより生成されたジェットの速度が $40\text{--}70 \text{ km s}^{-1}$ に達し, 上向き成分は温度 $(1\text{--}2) \times 10^4 \text{ K}$ の冷たい彩層プラズマをコロナ高度 ($\geq 4 \text{ Mm}$) まで輸送していることが確認された. 一方, 下向きジェットは圧縮によって加熱され, アーチ状の磁場構造の底部 ($\approx 1 \text{ Mm}$) で停止する. このような熱力学的構造の違いは EB と UV バーストを明確に区別している.

しかし, EB や UV バーストがどのような磁場構造の中で生まれ, どのように周囲の大気と相互作用する

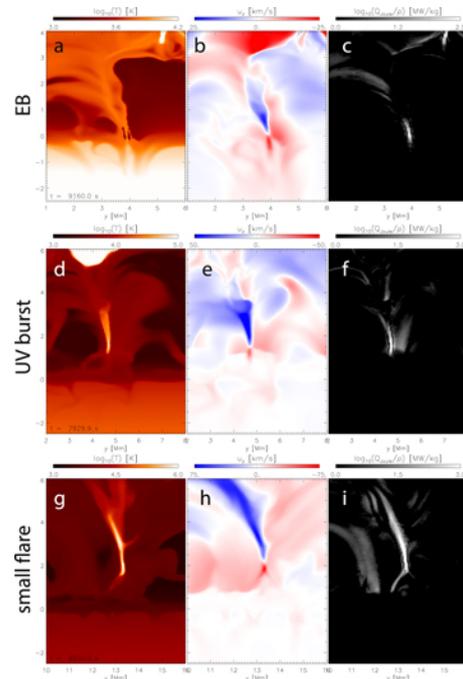


図 4: 複数高度で発生する超音速の双方向流のシミュレーション結果. 左から温度 (第 1 列), 垂直速度 (第 2 列), 密度で規格化したジュール散逸 (第 3 列) を示す. Hansteen et al. (2017) より引用.

のかというメカニズムの解明には, より長時間・高空間分解能での多波長同時観測が不可欠である. そこで, 今後打ち上げが予定されている Multi-slit Solar Explorer (MUSE) や SOLAR-C によって取得された, 従来の観測よりはるかに長時間・高空間分解能かつ多波長での極端紫外線 (EUV) 分光観測データを用いた太陽活動領域の観測的研究が検討されている. De Pontieu et al. (2020) において, MUSE は $1\text{--}4 \text{ s}$ の時間分解能で EUV の 37 スリット同時分光観測を実現し, 短寿命な EB や UV バーストの発生過程を連続的かつ 2 次元的に追跡することが期待されている. 一方, Shimizu et al. (2020) において, SOLAR-C は最短 0.5 s の高い時間分解能で EUV での $0.8''$ 以下の空間分解能での分光観測を行い, 彩層からコロナまでの幅広い温度帯における磁気エネルギーの輸送過程を捉えることを目指すとされている.

5 Conclusion

Peter et al. (2014) は, IRIS による高分解能紫

外線観測を通じて、光球の低高度において一時的に 100,000 K に達する小規模増光現象が発生した可能性を初めて詳細に明らかにした。観測された増光現象は、冷たい層の下に高温領域が形成されるという従来の大気モデルとは異なる温度構造を示しており、磁気リコネクションによる突発的な加熱・加速により生じた可能性が高い。ただし、Peter et al. (2014) にて報告された増光現象は EB と同一のものではなく、UV バーストと呼ばれる新たな現象である可能性が高い。また、Hansteen et al. (2017) の輻射磁気流体シミュレーションにより、増光現象の発生高度の違いが EB と UV バーストの違いを生み出していること、UV バーストは必ずしも光球高度の増光現象とは考えにくいことが指摘された。

今後の研究では、IRIS データの更なる詳細解析や具体的な条件下における活動領域の数値シミュレーションを通じて、爆発現象の形成・進化メカニズムをより定量的に検証することを目指している。加えて、MUSE や SOLAR-C による将来太陽観測において、取得された活動領域データの解析に向けた準備を進める予定である。

Reference

- Peter, H., Tian, H., Curdt, W., et al. 2014, *Science*, 346, 1255726
- Hansteen, V., Ortiz, A., Archontis, V., et al. 2017, *ApJ*, 839, 22
- De Pontieu, B., Martínez-Sykora, J., Testa, P., et al. 2020, *ApJ*, 888, 3
- Shimizu, T., Imada, S., Kawate, T., et al. 2020, *Proc. SPIE*, 11444, 114440N

[—indexへ戻る](#)

TP-04

静穏太陽の高速磁化流の観測的研究と SUNRISE-3 への展望

東京大学
蔡 淑珺

静穏太陽の高速磁化流の観測的研究と SUNRISE-3 への展望

蔡 淑珺 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

太陽光球の静穏領域には、磁束密度の高いネットワーク構造と、それに囲まれたインターネットワーク領域が存在する。インターネットワーク領域には、時間とともに形成・消失を繰り返す小スケールの動的な磁場構造が現れ、それらは太陽大気中のエネルギー輸送や局所的加熱に関与していると考えられ、いつも注目を集めている。このような微細な磁場構造を明らかにする上で、Stokes V プロファイルの解析は極めて重要である。特に、速度や磁場に視線方向に沿った勾配が存在する場合、Stokes V の形状は非対称となり、ときに単一ローブのプロファイルとして現れる。理論的研究によれば、これらの単一ローブ構造は急峻な速度勾配や磁場勾配によって形成されると示唆されており、静穏領域における磁場構造の指標となる。このような背景のもと、太陽観測衛星「ひので」に搭載された偏光分光装置によって取得された太陽面中心の静穏領域データを用いた観測研究が行われている。Quintero Noda et al. (2014) では、強い青方偏移あるいは赤方偏移を伴う単一ローブの Stokes V プロファイルが多数検出されている。これらの検出には、Martínez Pillet et al. (2011) による連続光位置の Stokes V 信号を用いたスキームが適用され、結果として両端が反対極性の磁場を持つペア構造と、それを結ぶ線形偏光信号が確認された。この先行研究を参考に、気球望遠鏡 SUNRISE-3 搭載の偏光分光装置 SCIP で取得した高空間分解能データを用いて予備解析を行った。Fe I および光球上層に感度の高い K I 線では、青方・赤方偏移を伴う異常プロファイルが確認され、その空間分布に高度依存性の兆候が見られた。一方、Ca II 線では顕著な対応は見られず、今後の詳細解析が求められる。

1 Introduction

太陽光球の静穏領域には、磁束密度の高いネットワーク構造と、それに囲まれたインターネットワーク領域が存在する。インターネットワーク領域には、時間とともに形成・消失を繰り返す小スケールの動的な磁場構造が現れ、それらは太陽大気中のエネルギー輸送や局所的加熱に関与していると考えられ、いつも注目を集めている。このような微細な磁場構造を明らかにする上で、Stokes パラメータの Stokes V プロファイルの解析は極めて重要である。Stokes パラメータは、光の偏光状態を記述するための重要な指標であり、Stokes I は強度、Q と U は線偏光、V は円偏光を表す (del Toro Iniesta 2003; Landi Degl' Innocenti 1992; Martínez Pillet et al. 1997)。静止した大気中で、鉛直方向に一樣な磁場を仮定し、LTE 条件およびゼーマン効果の枠内では、Stokes V プロファイルはゼロ交差点に対して完全に反対称であり、その中心波長は Stokes I の吸収線中心と一致することが期待される。しかし、実際の太陽大気では、この理想的な対称性からの逸脱が頻繁に観測される。特に、Stokes V の面積非対称 ($\delta A \approx 1$) は、視線方向の速度勾配や磁場ベクトルの高度方向勾配に起因するとされている。(Landi Degl' Innocenti 1992) 高分解能観測によって、活動領域やプラージュのみならず、静穏領域においても著しい非対称性を示す Stokes V プロファイルが報告されている (Martínez Pillet et al. 1997; Viticchié & Sánchez Almeida 2011)。その中でも、極端な場合には一方のローブが完全に消失し、単一ローブプロファイル ($\delta A \approx 1$)

が出現する。このようなプロファイルは、急峻な速度勾配と磁場構造の複雑性を反映し、小スケールの磁束ループや局所的なダウンフロー/アップフローに関連していると考えられている (Steiner 2000; Grossmann-Doerth et al. 2000)。このような極端に非対称な Stokes V プロファイルの空間分布を明らかにすることは、静穏太陽におけるフラックスエマージェンスやエネルギー輸送の理解に不可欠である。特に、これらのイベントは粒状スケール (約 1,000 km) における磁束浮上に関連しており、しばしば反対極性の円偏光信号を持つペアとして出現し、その間に線形偏光信号が分布することが先行研究で示されている (Quintero Noda et al. 2014; Martínez Pillet et al. 2011)

したがって、本講演では Hinode/SP および SUNRISE の分光偏光データを用いて、単一ローブの Stokes V プロファイルの検出およびその空間分布の特徴を調査する。

2 Observations and analysis

本講演で紹介する Quintero Noda et al. (2014) の研究では、太陽観測衛星「ひので」に搭載されたスペクトロポラリメータ (Lites et al. 2013) Fe I 6301.5 Å および 6302.5 Å 吸収線における Stokes ベクトルを、波長サンプリング $21.5 \text{ m}\text{\AA} \text{ pixel}^{-1}$ 、空間サンプリング $0.16''$ (ノーマルマップモード) で測定する。露光時間は 1 スリット位置あたり 4.8 秒であり、得られる雑音レベルは Stokes V で約 $1 \times 10^{-3} I_c$ 、Stokes Q, U で約 $1.2 \times 10^{-3} I_c$ である (ここで I_c は連続光強

度を示す)。本解析の対象は、視野 $328'' \times 154''$ で取得されたディスク中心のノーマルマップ観測である。イベント識別には、Martínez Pillet et al. (2011) が提案した手法を踏まえた。この方法では、Fe I 6302.5 Å 線の中心から $\pm 272 \text{ mÅ}$ 離れた波長位置（連続光付近）における Stokes V 信号を用いて、青翼および赤翼のマグネトグラムを作成する。これらのマグネトグラムに対し、Stokes V 信号が $0.5\% I_c$ 以上のピクセルを候補とし、さらに孤立したノイズを排除するため、2ピクセル以上で構成される領域のみをイベントとして定義した。こうすることで、青方偏移および赤方偏移を伴う強い円偏光シグナルを効率的に抽出できる。図 1 に示すように、Martínez Pillet et al. (2011) は青翼および赤翼マグネトグラムを用いてイベントを識別した。

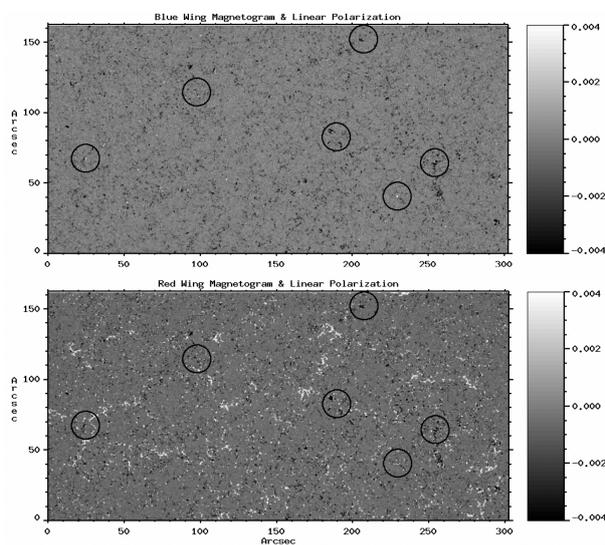


図 1: イベント識別に用いられたマグネトグラムの例。上段: 青翼マグネトグラム (白は強い円偏光信号、黒は線形偏光信号)、下段: 赤翼マグネトグラム (同様)。黒丸は Martínez Pillet et al. (2011) の後続解析で詳細に調べられた領域を示す。(Martínez Pillet et al. 2011)

3 Results and discussion

Quintero Noda et al. (2014) は、上述の手法を用いて、静穏領域において強い青方偏移あるいは赤方偏移を伴う単一ローブの Stokes V プロファイルを多数検出した。これらのプロファイルはすべて著しく非対称 ($\delta A \rightarrow 1$) であり、失われたローブが中心波長側に位置している点が共通している。選定されたイベントの多くは、青方偏移と赤方偏移のペアとして現れ、両端が反対極性の磁場を有し、その間は顕著な線形偏光信号で結ばれていた (図 2 の上段)。緑色で示された顕著な線形偏光信号がある領域では、Stokes V プロファイルも高度に非対称であるが、青・赤イ

イベントとは異なり、同符号の二つのローブを持つ形状を示す。このような空間的配置は、小スケールの Ω 型磁束ループの存在を示唆している。

一方、孤立している青方偏移イベントも検出された。近傍に対応する赤方偏移イベントは認められなかった。これら孤立ケースの Stokes V プロファイルは、ペアで見られるものと類似するが、その振幅は一般に反対極性の磁場を持つ事例より大きく、強い青方偏移を示す特徴を持つ (図 2 の下段)。

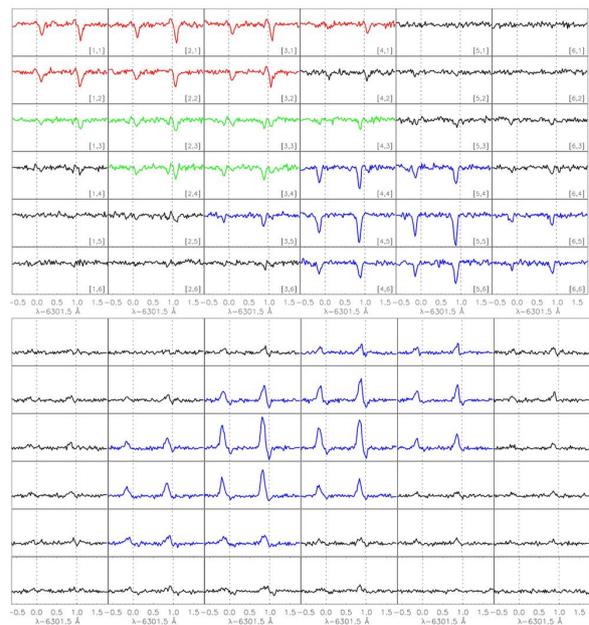


図 2: ノーマルマップで検出されたイベント周辺における円偏光プロファイル (Stokes V) の典型的な空間分布を示す。各パネルには、ひのひ/SP によって取得された 2 本の鉄吸収線 (6301.5 Å および 6302.5 Å) に対応する隣接プロファイルが表示されている。青色は、強い青方偏移を伴う単一ローブの Stokes V プロファイルを示すピクセルを表す。緑色は、線形偏光信号が $0.01 I_c$ 以上のピクセルを示し、赤色は、強い赤方偏移を伴う単一ローブの Stokes V プロファイルを示すピクセルを表す。縦線は、それぞれの吸収線の中心波長位置を示す。(Quintero Noda et al. 2014)

この Quintero Noda et al. (2014) の結果を基に、気球望遠鏡 SUNRISE-3 によって取得された近偏光分光データに同様の手法を適用し、異常 Stokes V プロファイルの検出を試みた。解析対象は、2024 年 7 月 10 日に観測された視野 $58'' \times 58''$ のラスタースキャンデータであり、露光時間は 1 スリット位置あたり 1 秒、1 スキャンに約 12 分を要する。(Katsukawa et al. 2020) Fe I, K I, Ca II 吸収線を含む複数波長において、以下の条件でイベントを抽出した: イベントの選定条件として、まず円偏光の連続光強度が $|V| \geq 0.5\% I_c$ であることを要求した。

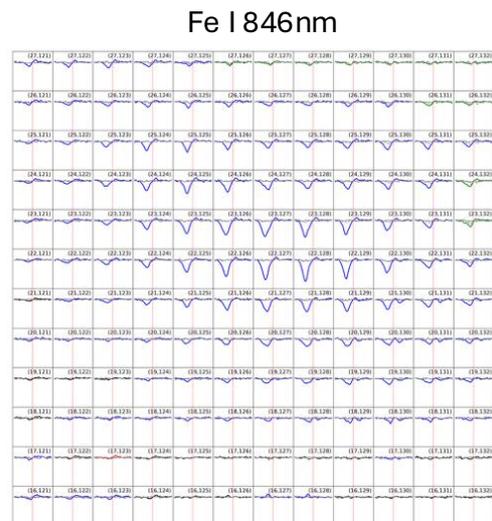
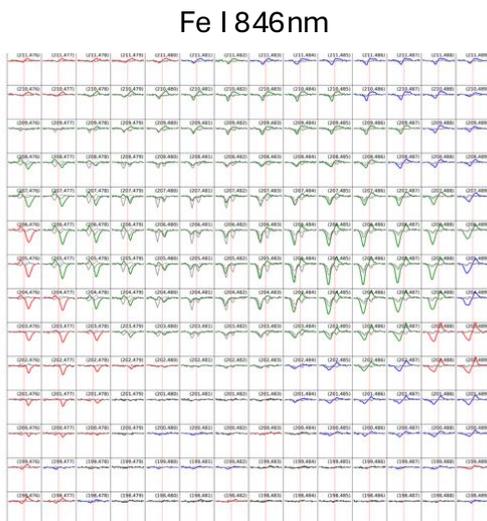
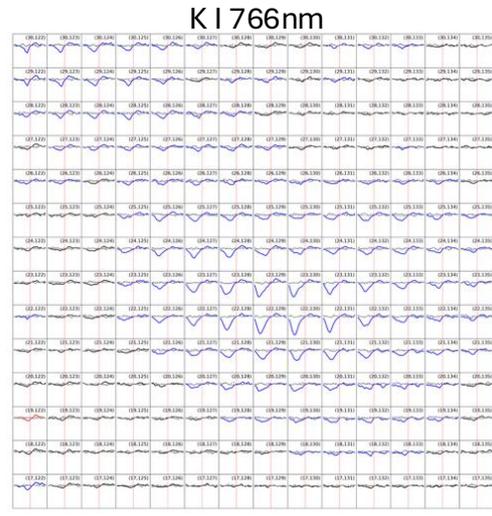
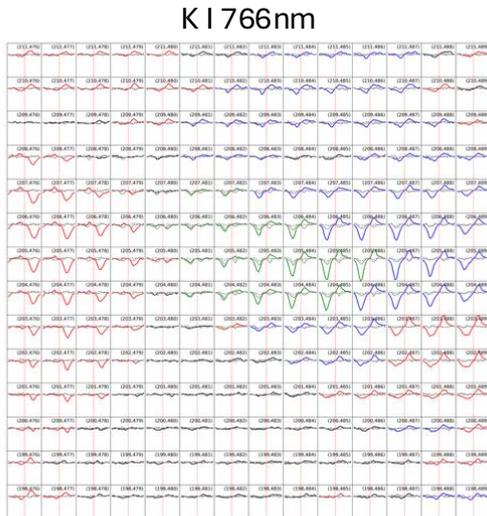
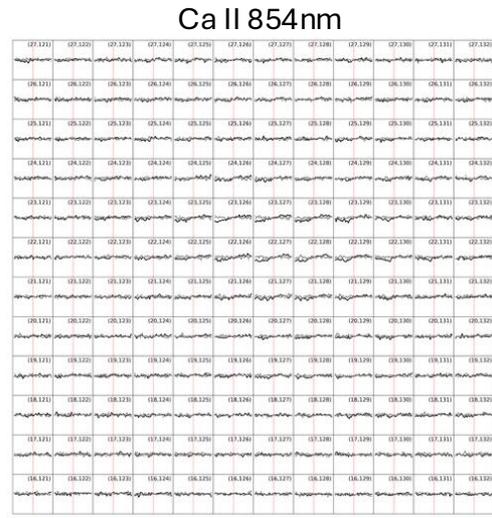
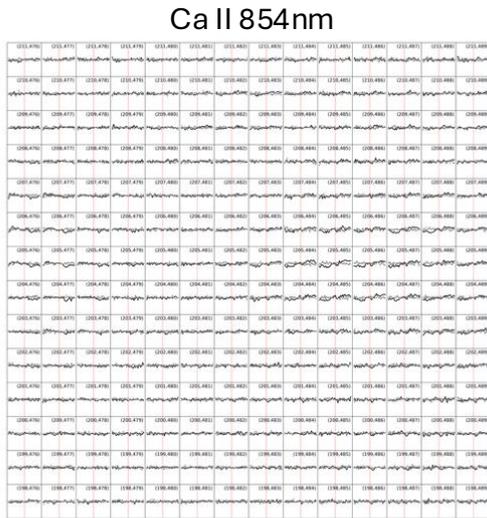


図 3: 解析された Stokes V プロファイルの典型的な空間分布を示す。反対極性の磁場を持つ両端が線形偏光信号で結ばれた典型的な事例である。上段から順に Fe I、K I、Ca II の各吸収線に対応。

図 4: 解析された Stokes V プロファイルの典型的な空間分布を示す。青方偏移を伴う単一ローブの事例である。上段から順に Fe I、K I、Ca II の各吸収線に対応。

さらに、プロファイルが顕著な青方偏移または赤方偏移を示す場合を対象とした。加えて、線形偏光信号の最大強度が $0.8\%I_c$ 以上であることを基準とし、これらの条件をすべて満たす領域をイベントとして抽出した。

初期解析の結果、光球と光球上層に感度を持つ Fe I および K I 線では、ひのでの結果と類似した強い非対称 Stokes V プロファイルが複数確認され、反対極性の円偏光信号と線形偏光信号が近接して分布する事と青方偏移を伴う単一ローブの事例が見られた。一方で、彩層感度の高い Ca II 線では対応が明瞭ではなく、これは磁場強度が高度とともに減衰し、ループ構造が高層で拡散している可能性を示唆している。これらの典型的なプロファイルの空間分布を図 3、4 に示す。また、各パネルには、SUNRISE-3 によって取得された隣接するプロファイルが示されており、その選択は Quintero Noda et al. (2014) の手法に基づいていた。

4 Conclusion

本講演では、静穏太陽における高速磁化流とそれに伴う異常 Stokes V プロファイルに関する観測的研究を概観した。先行研究により、光球のインターネットワーク領域において、急峻な速度・磁場勾配に起因する単一ローブの Stokes V プロファイルや極端な非対称性が多数報告されてきた。これらは、粒状スケールで発生する磁束浮上や磁場再配列と密接に関連し、しばしば線形偏光信号を伴って対を成して出現することから、小スケール磁場構造の理解に不可欠な診断指標である。しかしながら、従来の観測は、空間分解能の制約により、これらの現象の発生高度を十分に追跡することが困難であった。また、光球から彩層にかけての磁場構造の連続性については、多くの未解明点が残されている。

この背景を踏まえ、SUNRISE-3 に搭載された SCIP は、Fe I、K I、Ca II といった複数高度に感度をもつ吸収線を高空間分解能で同時観測できるという特徴を有する。これにより、光球から彩層に至る磁場構造の高度依存性の検証が可能となることが期待される。

今後は、先行研究と今回の初期解析結果を踏まえ、より広範かつ高精度な統計解析を実施し、太陽光球における小スケール磁気活動の高度依存性や磁場ダイナミクスの詳細な解明を目指す。

Reference

del Toro Iniesta, J. C. 2003, *Introduction to Spectropolarimetry* (Cambridge University Press)

Landolfi, M., & Landi Degl' Innocenti, E. 1996, *Sol. Phys.*

Landi Degl' Innocenti, E. 1992, in *Solar Observations: Techniques and Interpretation*, eds. F. Sanchez, M. Collados, & M. Vazquez, 71

Martínez Pillet, V., Lites, B. W., & Skumanich, A. 1997, *ApJ*, 474, 810

Rees, D. E., Durrant, C. J., & Murphy, G. A. 1989, *ApJ*, 339, 1093

Quintero Noda, C., & Borrero, J. M. 2014, *A&A* 569, A73

Katsukawa, Y., del Toro Iniesta, J. C., Solanki, S. K., et al. 2020, *Proc. SPIE*, 11447, 114470Y

Martínez Pillet, V., del Toro Iniesta, J. C., & Quintero Noda, C. 2011, *A&A* 530, A111

Viticchié, B., & Sánchez Almeida, J. 2011, *A&A*, 530, A14

Steiner, O. 2000, *Sol. Phys.*, 196, 245

Grossmann-Doerth, U., Schüssler, M., Sigwarth, M., & Steiner, O. 2000, *A&A*, 357, 351

Lites, B. W., Akin, D. L., Card, G., et al. 2013, *Sol. Phys.*, 283, 579

[—indexへ戻る](#)

TP-05

複数の彩層ラインで観測されたフレアループとフレア リボンのスペクトルの特徴

京都大学
夏目 純也

複数の彩層ラインで観測されたフレアループとフレアリボンのスペクトルの特徴

夏目 純也 (京都大学大学院 理学研究科)

浅井 歩、上野 悟、大津 天斗 (京都大学)、一本 潔 (立命館大学、京都大学)

Abstract

太陽・恒星フレアは磁気エネルギーが磁気リコネクションにより爆発的に解放される現象である。太陽フレアと異なり恒星フレアは、空間分解して観測することができないため、恒星フレアを理解するために、空間分解能をもつ太陽のデータをあえて空間積分し恒星データを模して調べる Sun-as-a-star 解析が近年行われてきている。フレアリボン、磁気リコネクションにより発生した非熱的粒子や熱流が彩層に衝突し加熱され明るくなる構造である。フレアループはその加熱により彩層蒸発されたプラズマが上空の磁気ループに沿って見える構造であり、彩層蒸発直後の温度は $\sim 10^7\text{K}$ であるが放射冷却により $\sim 10^4\text{K}$ になると彩層ラインで検出できる。彩層ラインでのフレアループの Sun-as-a-star 解析は主に $\text{H}\alpha$ 線で行われており、複数の彩層ラインで行ったものはほとんどない。そこで、本研究では京都大学飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡 (DST) を用いて、2023 年 8 月 5 日に発生した X1.6 クラスフレアを、フレアピーク (22:21 UT) の 4 分後から約 3 時間にわたり、 $\text{H}\alpha$ 線 ($\text{H}\alpha$) と Ca II K 線 (CaK)、 Ca II 8542 \AA (CaIR)、 He I 10830 \AA (He) の 4 つの彩層ラインで同時撮像分光観測した。フレアリボンからの増光が 4 つ全てのラインで観測されたほか、フレアピークから約 10 分後には 4 つ全てのラインの線中心でほぼ同時にフレアループからの増光が観測された。フレアピークから約 20 分後には He のフレアループの増光が消えた。翼部では CaK 線でフレアループの増光が、それ以外のラインでフレアループの減光が観測された。フレアループの領域に Sun-as-a-star 解析を行うと、フレアループの増減光に対応するシグナルが確認された。フレアリボンの領域に対して行うと、時間がたつにつれ減少する増光のシグナルが確認できた。これらの現象を含む全体の領域を積分すると、フレアリボンの増光に加えフレアループの領域での解析で確認できたシグナルが確認できた。本講演ではこの結果の詳細と恒星観測に対する示唆について説明する。

1 導入

太陽・恒星フレアは磁気エネルギーが磁気リコネクションにより爆発的に解放される現象である。太陽フレアと異なり恒星フレアは、空間分解して観測することができず、解釈に困難を伴うことがある。そこで、恒星フレアを理解するために、空間分解能をもつ太陽のデータをあえて空間積分し恒星データを模して調べる Sun-as-a-star 解析が近年行われてきている。

太陽フレアでは、磁気リコネクションにより発生した非熱的粒子や熱流が彩層に衝突し加熱され明るくなる構造である「フレアリボン」や、その加熱により彩層蒸発されたプラズマが上空の磁気ループに沿って見える構造である「フレアループ」が観測される。フレアループについて、彩層蒸発直後の温度

は $\sim 10^7\text{K}$ であるが、時間がたち放射冷却で $\sim 10^4\text{K}$ まで下がると彩層ラインで検出できる。これらの現象はそれぞれ彩層凝縮による下降流や磁気ループに沿って落ちる下降流により赤方偏移を伴うことが多い。M 型星の $\text{H}\alpha$ のフレア観測では彩層凝縮やフレアループによるものと考えられる赤方偏移成分が検出された (Namizaki et al. (2023))。 $\text{H}\alpha$ 線でのフレアループの Sun-as-a-star 解析ではフレアループの成分が積分後のスペクトルにも現れることが分かっている (Otsu et al. (2024))。

フレアの Sun-as-a-star 解析に用いられる彩層ラインは主に $\text{H}\alpha$ であるが、単一のラインの観測では他のシグナルと重なり合うことで情報が失われることがある。密度、温度、高度など、異なる物理条件に感度を持つ複数のラインを組み合わせて観測することで、単一のラインよりもより多くの情報を得るこ

とができる。例えば、CaK では M 型星フレアの観測で、他のラインよりも長い間持続する増光が検出されている (Kowalski et al. (1993))。また、He ではコロナからの照射によってより強い吸収感度を持つことが知られている (Fontenla (1993))。本研究では、これらの彩層ラインで Sun-as-a-star 解析を行い、その比較から恒星フレアの観測の解釈となる情報を単一のラインの場合よりも多く得ることを目的とする。

2 手法

2.1 観測

2023 年 8 月 5 日 22:21 UT (以降時刻は UT) に発生した X1.6 クラスフレア (図 1(a)) を、DST2 階の水平分光器を用いて同時撮像分光観測した。観測した彩層ラインは H α と CaK, CaIR, He の 4 つである。観測領域は図 1(b) の通り、太陽の西縁付近の活動領域 NOAA 13386 である。観測時間は図 1(a) の赤矢印で示した時間帯である。

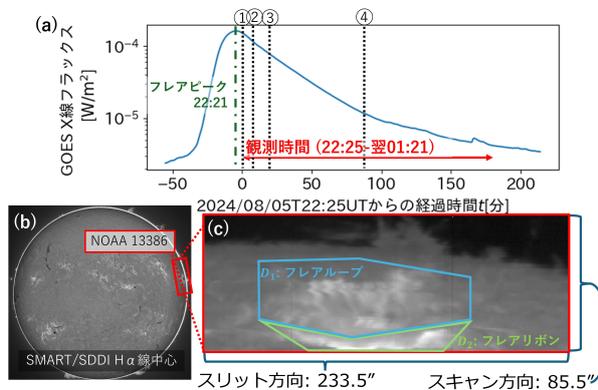


図 1: (a)GOES 衛星が観測した太陽の軟 X 線 (1-8 Å) のフラックス時間変化。赤矢印は観測時間を表す。(b)SMART/SDDI H α 線中心の太陽全面像。観測領域を赤枠で表示。(c)DST 観測領域の H α 線中心単色像。

観測開始時刻の 5 日 22:25 (フレアピークの 4 分後) に 2 対のフレアリボンの増光が 4 つの線中心画像 (図 2(a)) の下部で確認できる。その 7 分後の 22:32 にポストフレアリングが出現し、図 2(a) の赤矢印で示した箇所に 4 つのラインで同時に増光として現れた。その 11 分後の 22:43 の画像では図 2(a) のように He の

線中心で増光が小さくなり、減光に転じた。図 2(b) の 23:43 の赤側 +50 km s⁻¹ の画像の矢印で示したフレアリングが、CaK 以外では減光、CaK では増光で現れた。リングは見た目の位置が上昇していき、23:53 の画像ではリングの一部が太陽の縁の外にあることがわかる。

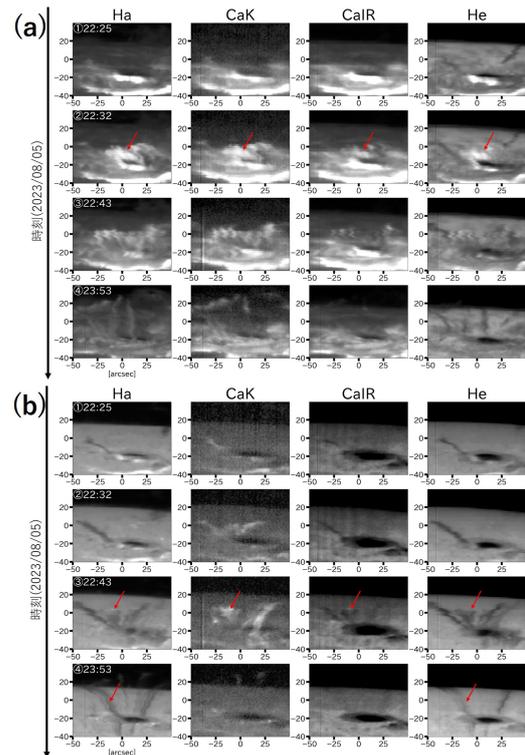


図 2: (a)4 つの彩層ラインの線中心の単色像の時間変化。(b)4 つの彩層ラインの赤側 50 km s⁻¹ 単色像の時間変化。(a)(b) いずれも、横軸はスリット方向、縦軸はスキャン方向である。白字は時刻を表し、丸数字は図 1(a) の丸数字の時刻に対応。

2.2 解析

H α 線でフレア等の Sun-as-a-star 解析を行った Otsu et al. (2022) を参考に、4 つのラインについて、図 1(c) で表した領域 $D = D_1$ (フレアリング), D_2 (フレアリボン), $D_1 + D_2$ (太陽面内フレア領域) の 3 つの領域に対し解析を行った。なお、 D_1 にはフレアリングだけでなく、一部フレアリボンからの寄与も含まれる。以降では時刻 t を 5 日 22:25 からの経過時間 (分) と定義する。

1. 撮像分光観測データ $I(\lambda, t, x, y)$ を座標 (x, y) について領域 D で積分しスペクトル L_D を作成:

$$L_D(\lambda, t) = \int_D I(\lambda, t, x, y) dx dy \quad (1)$$

2. 時刻 t のスペクトル L_D から参照時刻 t_0 (観測終了直前時刻 ($t = 175 \text{ min}$) とする) のスペクトル L_D の値で差分を取りダイナミックスペクトル ΔS_D を作成、太陽全面の値で規格化:

$$\Delta S_D(\lambda, t) = \frac{L_D(\lambda, t) - L_D(\lambda, t_0)}{L_{full-disk}(\lambda_c, t_0)} \quad (2)$$

3 結果と議論

フレアループの領域 D_1 のダイナミックスペクトルとそれを線中心から $\pm 5 \text{ \AA}$ の範囲で積分した等価幅を、それぞれ図 3(a) と (b) に示す。ダイナミックスペクトルでは、フレアループの出現の時刻に $\text{H}\alpha$ や He で増光がみられ、その後翼部で CaK で増光、それ以外のラインで減光した。翼部の増減光はいずれのラインも赤側が強かった。等価幅は、フレアループの出現の時刻に 4 つのラインで増加した。その後 CaK 以外は減少し、 CaK はより長い時間増光が続いた。 He ではその後 1 時間以上減光が続いた。フレアループ出現以後の結果は、図 2 で分かったフレアループの撮像画像の特徴と一致しており、図 3 のスペクトルや等価幅は、積分後もフレアループの情報を持っているといえる。フレアループ出現以前の He 以外の増光もフレアリボンの撮像画像と一致するため、領域 D_1 に含まれるフレアリボンによる情報も持っているといえる。

フレアリボンの領域 D_2 のダイナミックスペクトルと等価幅を、それぞれ図 4(a) と (b) に示す。ダイナミックスペクトルについて、観測開始時刻 $t = 0 \text{ min}$ (フレアピークから 4 分後) から線中心で赤側に偏った増光があり、時間がたつにつれて増光が減少した。等価幅は He 以外で観測開始時刻から増光が減少した。 He の等価幅は他のラインよりも早く増光が消えた。観測開始時刻での増光や赤側に偏った増光は、それぞれ図 2 や彩層凝縮の特徴と一致しており、積分後もフレアリボンの情報を図 4 のスペクトルや等価幅は持っているといえる。

太陽面内フレア領域 $D_1 + D_2$ のダイナミックスペクトルと等価幅を、それぞれ図 5(a) と (b) に示す。

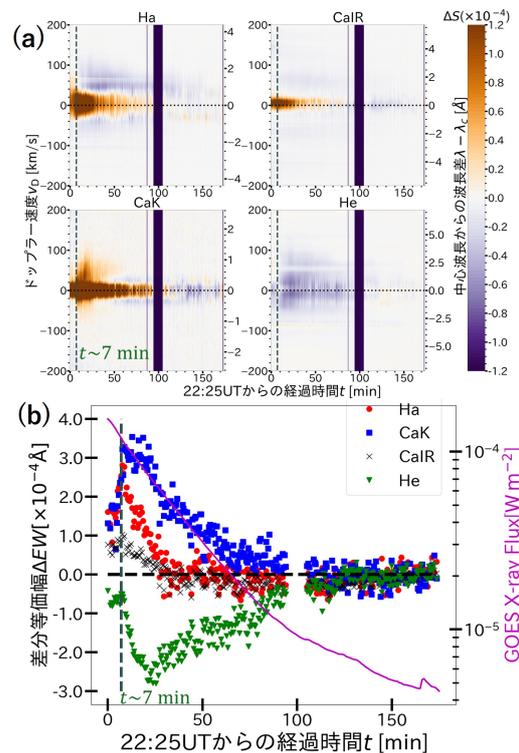


図 3: (a) 領域 D_1 についての、4 つのラインのダイナミックスペクトル。横軸は観測開始 (22:25) からの経過時間で、縦軸はドップラー速度及びライン中心からの波長差である。橙を増光、青紫を減光として、波長範囲が $|v_D| < 200 \text{ km s}^{-1}$ となる範囲を表示。(b) 領域 D_1 についての、4 つのラインの差分等価幅。差分には観測終了直前の値を用いている。紫色の線は、GOES 衛星の軟 X 線 ($1-8 \text{ \AA}$) フラックス時間変化である。(a)(b) ともに、緑色の縦線はポストフレアループが出現した時刻 $t \sim 7 \text{ min}$ を表す。

ダイナミックスペクトルについて、図 3 で分かったフレアループ出現時刻での増光や翼部での増減光が図 4 を含めた領域の積分でも現れた。等価幅についても、図 3 で分かったフレアループ出現時刻での増光やその後の増減光の増減光の継続が現れた。フレアループ出現前では、 He 以外のラインでは増光を示しており、図 3、4 の出現前の増光の特徴を持っている。したがって、出現前の増光はフレアリボンによるものと考えられる。図 3 に現れたフレアループ出現以後の特徴はフレアループのシグナルであるので、フレアリボンを含んだ領域の積分でも、フレアループの情報を図 5 のスペクトルや等価幅は持っているといえる。

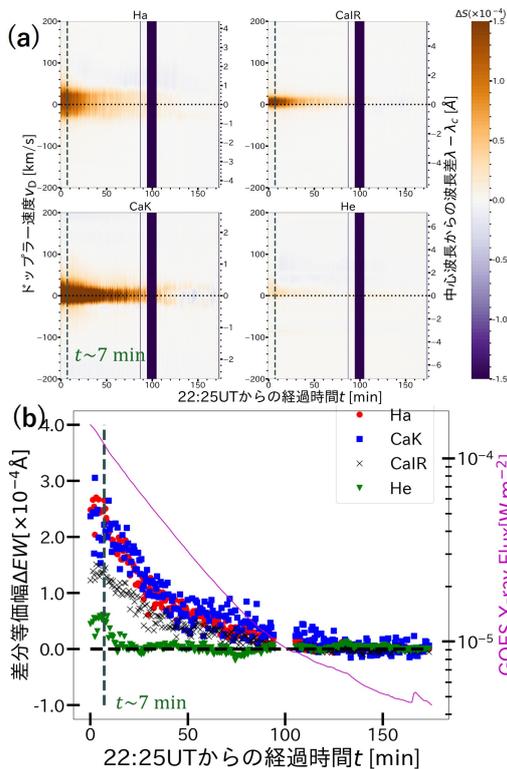


図 4: (a) 領域 D_2 についての、4 つのラインのダイナミックスペクトル。(b) 領域 D_2 についての、4 つのラインの差分等価幅。図 3 と同様の方法で表示。

4 結論と今後の展望

本研究では、飛騨天文台 DST を用いて $H\alpha$ と CaK、CaIR、He の 4 つの彩層ラインでフレアの同時撮像分光観測を行い、観測データを Sun-as-a-star 解析を通してこれらのラインの比較を行った。ダイナミックスペクトルや差分等価幅から、フレア出現による増光や、翼部での増減光の違いとそれに伴う等価幅変化の違いがあることが分かった。フレア領域全体の積分後もこれらのフレアの特徴があることが分かった。

太陽面内フレア領域 $D_1 + D_2$ での積分は、太陽を星とした見た時の結果ということができ、若いものを除く G 型主系列星においては似た特徴を持つスペクトルや等価幅が観測されると考えられる。若い G 型主系列星については、太陽より強いコロナからの EUV や X 線放射があるため、特に He で太陽と異なる結果が考えられる。M 型星では、G 型星とは異なる背景光スペクトルを持つため、輻射輸送過程を考えると太陽との直接比較は難しく、解明には輻射輸

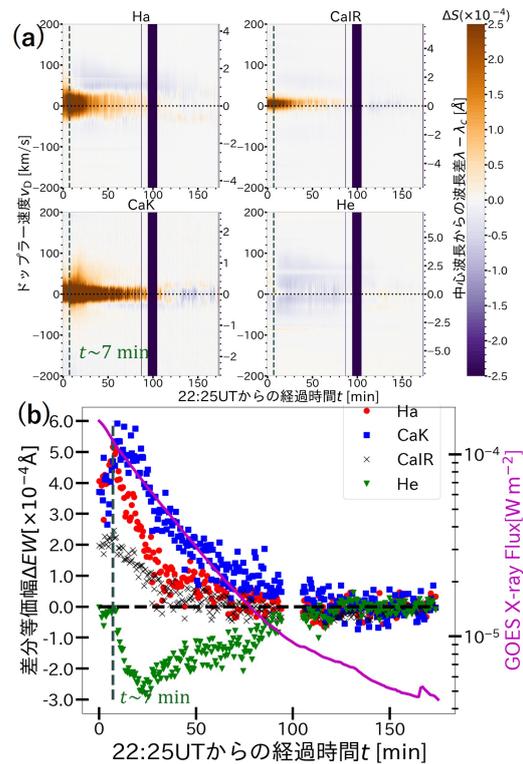


図 5: (a) 領域 $D_1 + D_2$ についての、4 つのラインのダイナミックスペクトル。(b) 領域 $D_1 + D_2$ についての、4 つのラインの差分等価幅。図 3 と同様の方法で表示。

送シミュレーションが必要である。まずは、太陽での観測結果を再現する物理的条件を調べるため、非局所的熱力学平衡輻射輸送計算ライブラリ (Huang & Ichimoto (2023)) を用いてスペクトルの再現を行う予定である。

Reference

- Fontenla, J.M., Avrett, E.H. & Loeser, R. 1993, ApJ, 406, 319
- Huang, Y. & Ichimoto, K. 2023, 京都大学大学院理学研究科附属天文台技報, 7, 1
- Kowalski, A., Hawley, S. L., Wisniewski, J. P., et al. 2013, ApJS, 207, 15
- Namizaki, K., Namekata, K., Maehara, H., et al. 2023, ApJ, 945, 61
- Otsu, T., Asai, A., Ichimoto, K., et al. 2022, ApJ, 939, 98
- Otsu, T., Asai, A., Ikuta, K., et al. 2024, ApJL, 974, 13

[—indexへ戻る](#)

TP-06

磁気活動性の高いK型星PW AndのH α 線と近赤外
CaII三重輝線での分光観測(2)

兵庫県立大学
永田 晴飛

磁気活動性の高い K 型星 PW And の H α 線と近赤外 CaII 三重輝線での分光観測 (2)

永田 晴飛 (兵庫県立大学大学院 理学研究科)

Abstract

太陽で、フレアと呼ばれる爆発現象や黒点の生成など活動性が確認されている。これらの原因や構造を詳しく理解するために、太陽を含めた様々な恒星で活動性の指標となる彩層輝線の観測が行われている。彩層輝線としてはこれまでは H α 線の他に CaII HK 線がよく用いられているが、低温の星では CaII HK 線は観測が困難である。我々は、西はりま天文台の 2m なゆた望遠鏡と可視光高分散分光器 MALLS を用いて、高い活動性を示す K 型星 PW And に対し、H α 線及び近赤外 CaII 三重輝線 (CaII IRT) を含む波長域で分光観測を行ってきた。2022 年観測では、H α 線と CaII IRT (特に 8542 Å 線) において相関した変化がみられ、同時期の TESS 衛星による観測からは、黒点の見え隠れと同期した変動であることが示唆された。しかしながら、この同期は弱く、活動性の指標として有用であるかどうかは明確ではなかった。そこで 2024 年には、自転周期全体をカバーするように再度 TESS 衛星との同時観測を実施し、H α 線と CaII IRT の相関をより詳細に調べるとともに、中期的な活動性の変化についても調べた。その結果、TESS 衛星から得られた光度曲線からは、2024 年には黒点被覆率が 2022 年よりも大きくなっていることが示唆され、また、H α 線の輝線も 2024 年のほうが強くなっていた。しかしながら、H α 線および CaII IRT ともに明確な周期的変動は得確認されなかった。一方で、2022 年および 2024 年の両年のデータを通して、H α 線と CaII IRT (特に 8542 Å) の中心強度 (core intensity) の間には、一貫して有意な正の相関が確認された。また、フレア活動に注目すると、2022 年のほうがフレアの頻度および推定されるフレアエネルギーは高かった。これらの結果は、黒点被覆率や輝線強度といった活動領域の拡がりや、フレア頻度とが必ずしも一致しないことを示している。これまでの研究では、黒点被覆率、輝線強度、フレアの頻度やエネルギーといった各指標は恒星活動の共通した傾向を示すものと期待されてきた。しかし、本研究により、活動性を正しく評価するためには、単一の指標だけに依存するのではなく、複数の指標を併用することが不可欠であることが明らかとなった。

1 導入

太陽ではフレアと呼ばれる爆発現象や黒点の生成など活動性が確認されている。これらの活動性の原因は、自転に伴う磁気エネルギーによるものと考えられているが、詳しくはわかっていない。太陽を含む恒星の活動性の原因や構造を詳しく理解するために、太陽を含めた様々な恒星で活動性の指標となる彩層輝線の観測が行われてきた。現在、太陽については太陽が十分に近い距離にあるため、空間的に分解した観測が可能であり、現象そのものを取り出して詳細な観測が進められている。しかし、恒星の観測においては空間分解した観測を行うことができず、星は点源としてのみ観測される。そのため、太陽観測の知見から得られた活動性とみられる現象の間接的証拠を観測することで恒星の活動性の観測が行わ

れている。輝線領域において、彩層大気が加熱されることで H α 線やカルシウム輝線などの輝線が発生する。H α 線は水素のバルマー線のうち主量子数 $n = 3$ と $n = 2$ のエネルギー準位の間を遷移するときに見られるスペクトル線であり、その中心波長は 6563 Å である。カルシウム原子が加熱されると電離カルシウムの共鳴線である CaIIHK 線 (3968,3634 Å) や CaII 三重輝線 (8498,8542,8662 Å) が放出される。

黒点の増減による輝線領域の変化や、フレアなどによる輝線の放出などによる輝線の増減を分光観測によって調べることで、活動性の変動を知ることができるため、太陽を含め様々な恒星で分光観測による活動性の調査が行われてきた。

太陽での H α 線と CaII K 線の関係を調べた先行研究 (Livingston et al., 2007) では、CaII HK 線と H α 線の中心強度において相関が確認されている。また、こ

のような相関は他の恒星でも確認されている。恒星での彩層輝線についての先行研究として、Walkowicz & Hawley.(2009) では M 型星 81 天体の CaII K 線と H α 線の等価幅の相関を調べた。活動的な天体は全体として CaII K 線と H α 線の両方で大きな発光を生じ相関がみられるが、特定の星を時間分解した測定では必ずしも正の相関がみられるわけではないことが報告されている。

このように、これまでの研究では彩層輝線として H α 線の他に CaII HK 線がよく用いられているが、低温の星では CaII HK 線は観測しづらい。そこで本研究では、西はりま天文台のなゆた望遠鏡と可視光分光装置 MALLS を用いて高い活動性を示す K 型星「PW And」について、複数の彩層輝線 (H α 線、近赤外 CaII 三重輝線:CaII IRT) を含む波長域で観測を行い、自転による黒点の見え隠れと同期した強度変化が各輝線で見られるかどうか、また、Ca 輝線が H α 線と同様に活動性を反映するかを調べた。

2 手法

2.1 観測

本研究では 2022 年 10 月-2024 年 10 月に TESS 衛星の撮影と合わせて、西はりま天文台のなゆた望遠鏡と可視光分光装置 MALLS を用いて観測したデータを解析した。本研究で用いた彩層ラインは H α 線 (6563 Å)、近赤外 CaII 三重輝線 (8498,8542,8662 Å、以下 CaII IRT と表記) である。また、露出時間は H α 線は 180 s、CaII IRT は 300 s とし、天候状況により適宜露出時間を変更した。

観測対象星は PW Andromedae = HD 1405 (以下 PW And) とした。PW And は $m_v=8.6$ と比較的明るい天体である。K 型主系列星であり活動性の高い天体として知られている。表面温度は 5000 K で K 型に分類される。太陽の年齢は 4.6 Gyr であり表面温度が 6000 K の G 型であることから、PW And は若い太陽型星であるといえる。分光観測から H α 線や CaII の輝線が観測されており、たびたびフレアと思われる H α 線などの増光が確認されており、活動性が高いとされている。

また、等価幅の測定の際に用いるために HD 4628 を標準星として PW And と同様の設定で撮影した。

2.2 解析

まず、プログラミング言語 Python を用いて、TESS 衛星による測光データから PW And の周期を Lomb-Scargle ピリオドグラム法で導出し、導いた周期で光度曲線を折り返した。また、観測した分光データの解析には The Imaging Reduction and Analysis Facility(IRAF) software package を使用し、観測したデータを一助処理を行った。一次処理後、H α 線と CaII IRT のスペクトルの等価幅、中心強度の測定を行い、各波長域の相関や TESS 衛星による測光データとの比較を行った。

3 結果・議論

3.1 TESS 衛星から求めた PW And のパラメータ

TESS 衛星による測光データから PW And の周期を Lomb-Scargle ピリオドグラム法で導出し、PW And の周期を導出した。また、光度曲線から黒点被覆率とフレア頻度を求めた。フレア頻度に関してはサイン関数でフラット化した光度曲線に対して 3σ のラインを閾値として、 3σ 以上の増光があったものをフレアと定義していた。各パラメータは図 2 に示した。自転周期に関して、Bahar et al., 2023 では 1.7566 日であったため、おおむね正しく導出できていると考えられる。

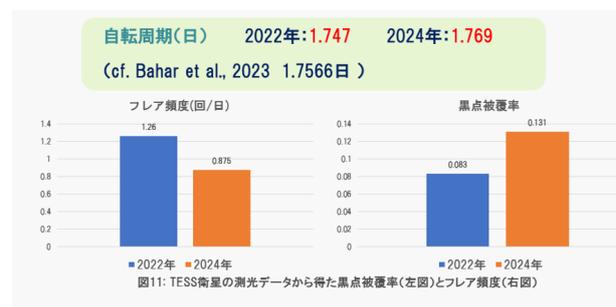


図 1: 光度曲線 (TESS 衛星) から得た PW And のパラメータ

3.2 H α 線と CaII IRT の等価幅の関係

次に、なゆた望遠鏡と MALLS で撮影した画像を一次処理し、H α 線と CaII IRT の等価幅を測定した結果を、自転周期で折り返した PW And の光度曲線と重ね合わせた (図 2)。2022 年では図 3 の赤い丸で囲んでいる 22/10/5 を除いて H α 線の等価幅の変動が白色光の光度曲線と逆相関になっていることがわかる。これは、黒点の見え隠れによるものであると考えられ、大きな黒点の周りに輝線領域があることによるものと考えられる。CaII IRT の等価幅は自転位相に伴った明確な変化が見られず、活動性を示す彩層輝線としては H α 線より感度が低いとみられる。24 年では H α 線 CaII IRT 共に等価幅の周期的変化が確認できなかった。22 年より 24 年のほうが黒点サイズが大きくなっており、H α 線、CaII IRT 共に輝線強度もやや強くなっている。この結果はこの星では黒点と輝線領域の分布が類似していることを示している。

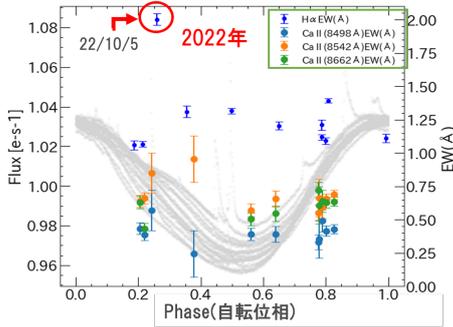


図 2: 2022 年の周期で折り返した PW And の光度曲線 (TESS 衛星) と輝線の等価幅変化 (なゆた望遠鏡)。赤い丸で囲った点は 10 月 5 日である。

3.3 H α 線と CaII IRT の中心強度の関係

中心強度を比較してみると図 4 の上部に示された 22/10/5 のデータを除いて、CaII (8542 Å) 線と H α 線の中心強度にわずかながら正の相関 (相関係数 $\rho = 0.65$) が確認された。一方、他の CaII IRT 線では目立った相関が確認できなかった。(8498 Å: $\rho = 0.35$, 8662 Å: $\rho = 0.29$) これは活動性を示す彩層輝線として、中心強度の感度は H α 線と比べて高くないが CaII IRT も有用であることを示している。

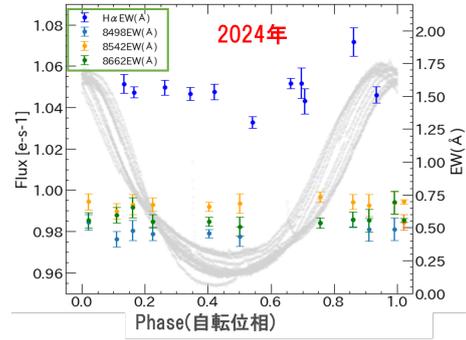


図 3: 2024 年の周期で折り返した PW And の光度曲線 (TESS 衛星) と輝線の等価幅変化 (なゆた望遠鏡)。

また、2022 年と 2024 年を比べると、等価幅同様 H α 線が全体的に強く観測される傾向が見られたが CaII IRT ではこのような傾向は見られなかった。

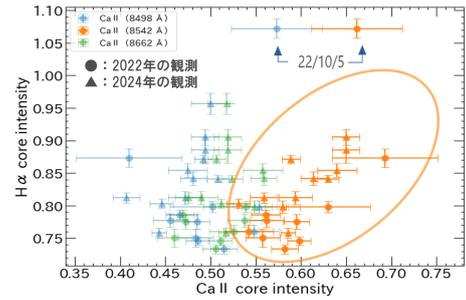


図 4: CaII (8542 Å) と H α 線での中心強度の関係。横軸は CaII (8542 Å)、縦軸は H α 線の中心強度である。

3.4 2022 年 10 月 5 日に見られるフレアについて

観測期間中 2022 年 10 月 5 日に H α 線でフレアと思われる増光が見られた。図 5 をみると、10 月 5 日と 6 日では PW And の光度曲線では同程度の FLUX になっているが、H α 線のスペクトルをみると 10 月 5 日はスペクトルの広がりが増光が見られる。このスペクトルの形から青側 (短波長側) に非対称な広がりが見られたため、非対称性を調べた。

その手順としては、まず 10 月 5 日と同程度の周期にあり、目立った増光が見られない 10 月 27 日の PW And のスペクトルとの差分をとり、その差分スペクトルをフレア成分とした。H α 線中心線より長波長側

の成分を Voigt 関数でフィットした。この際、Voigt 関数の中心は $H\alpha$ 線中心に固定した。次に、フィットによって得られた対称な線プロファイルを減算した (図 6)。この残差をガウス関数でフィットし、フィットしたガウス関数の中心に対応するドップラー速度を青方偏移速度として推定した (図 7)。 $H\alpha$ 線での青方偏移速度は $85.36 \pm 5.45 \text{ km/s}$ であることが分かった。太陽のプロミネンス噴出の典型的な最大速度は約 300 km/s であるため、10 月 5 日に見られた成分はフレアに伴うプロミネンス噴出によるものと考えられる。

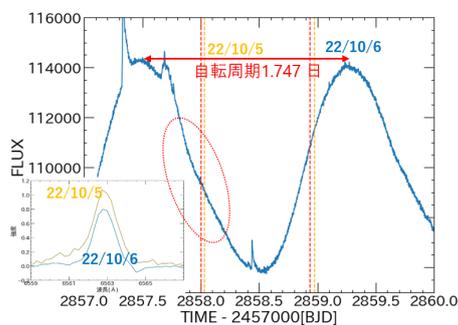


図 5: 2022 年 10 月 5 日 6 日の TESS 衛星による光度曲線と観測したスペクトル。赤、オレンジ色の点線はなゆた望遠鏡での観測の時期を表している。

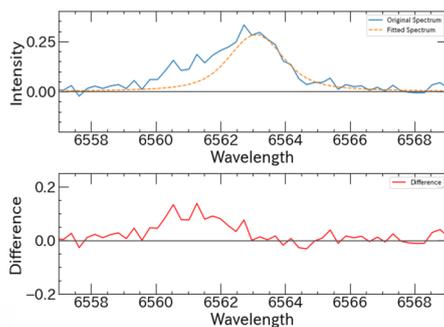


図 6: 青方偏移成分抽出のための差分スペクトルフィッティング例。下軸は波長を示す。上図の青色の実線は平常時との差分スペクトル、オレンジの点線は $H\alpha$ 線中心線より長波長の観測データに対する Voigt 関数のフィットを表す、下図の赤色の実線は差分スペクトルから Voigt 関数のフィットを差し引いた残差を示している。

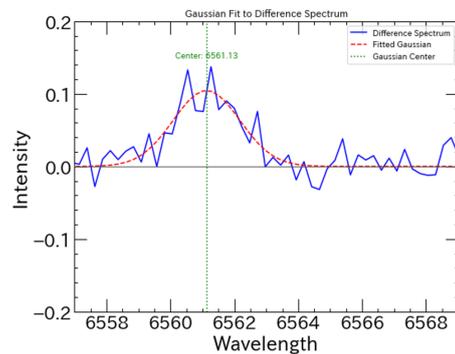


図 7: 青方偏移成分のガウシアンフィットの例。下軸は波長を示す。青の実線は差分スペクトルから Voigt 関数のフィットを差し引いた残差を示している。赤色の点線はその残差の Gauss 関数のフィットであり、この中心波長から 6563 \AA との差から青方偏移成分の速度を導くことができる。

4 結論

西はりま天文台の 2 m なゆた望遠鏡と可視分光装置 MALLS を用いて PW And を $H\alpha$ 線と近赤外 CaII 三重輝線を中心波長として複数回分光観測した。 $H\alpha$ 線では自転周期に伴う等価幅の変動が見られ、黒点の見え隠れと同期することを確認した。 $H\alpha$ 線の等価幅が特に大きく増大を示したとき、近赤外 CaI 三重輝線でもわずかに増加が見られたものの位相に対しては強い相関は見られなかった。活動性を示す彩層輝線として、近赤外 CaII 三重輝線も有用であるが感度は $H\alpha$ 線と比べて高くないことが分かった。これまでの研究では、黒点被覆率、輝線強度、フレアの頻度やエネルギーといった各指標は恒星活動の共通した傾向を示すものと期待されてきた。しかし、本研究により、活動性を正しく評価するためには、単一の指標だけに依存するのではなく、複数の指標を併用することが不可欠であることが明らかとなった。

Reference

Livingston, W., et al. 2007
 Walkowicz, L., & Hawley, S. 2009
 Bahar, Y., et al. 2023

[—indexへ戻る](#)

TP-07

東京大学木曾シュミット望遠鏡 Tomo-e Gozen による
前主系列星フレア探査の現状と展望

東京大学
根津 正大

東京大学木曾シュミット望遠鏡 Tomo-e Gozen による前主系列星フレア 探査の現状と展望

根津 正大 (東京大学大学院 理学系研究科)、小林尚人、新納悠 (東京大学)

Abstract

低質量の前主系列星である T タウリ型星は、さまざまなメカニズムによって可視光での変動を示すことが知られている。中でもフレアは、放射される硬 X 線が原始惑星系円盤のイオン化を促し、質量降着率の変化や化学組成に大きな影響を及ぼす現象であり、円盤進化や惑星形成の過程を理解する上でも極めて重要である。X 線観測では前主系列星におけるフレアの統計的理解が進んでいるものの、エネルギーが $E_{\text{bol}} \sim 10^{35}$ erg 程度以上の大規模なフレアしか捉えられていない。可視光観測であればより小規模のフレアまで捉えることができるが、実際にそうした観測が行われた対象の星はごく一部にとどまっている。そこで、無バイアスに選定した多数の T タウリ型星を対象に、広視野・高速撮像が可能な東京大学木曾シュミット望遠鏡の可視光観測装置“Tomo-e Gozen”を用いてモニター観測を行い、これまで十分に捉えられてこなかった短時間・小エネルギー ($E_{\text{bol}} \sim 10^{32}$ erg) のフレアまでを多数検出し、その統計的性質を明らかにすることを目的とした研究を進めている。これまでの観測の簡易解析では、約 30 個の T タウリ型星の光度曲線から明瞭なフレアを 2 件検出しており、その発生頻度は、数個の T タウリ型星のみを対象とした先行研究と矛盾しない結果となっているが、統計的に有意な結論を導くためにはさらに多くの観測と解析が求められる。

1 Introduction

低質量の前期主系列星である T タウリ型星は、活発な磁場活動による表面の巨大な黒点の見え方の自転による変化や、星表面におけるフレア、そして降着円盤からの質量降着といった現象により、可視光領域において数時間～数日のタイムスケールで大きな変動を示すことが知られている [1]。特に T タウリ型星のフレアは、主系列星のスーパーフレア ($E_{\text{bol}} \sim 10^{33-36}$ erg) と同等か、それ以上のエネルギーをもつことがわかってきた [2]。フレアによって放射される硬 X 線は、原始惑星系円盤のイオン化を引き起こし、質量降着率の変化や化学組成に影響を及ぼすとされている [3]。そのため、T タウリ型星のフレアを詳細に観測し、その統計的な性質を明らかにすることは、円盤進化や惑星形成の過程を理解する上で極めて重要である。

これまでの T タウリ型星のフレアは主に X 線で観測されており可視光での観測例は少ないが、X 線は可視光より感度が弱いため、エネルギーの大きいフレアしか検出できていない可能性がある。小規模なフレアであっても、高頻度で発生すれば円盤に無視できない影響を及ぼす可能性があるため、短時間・小

エネルギーのフレアまで捉えられる可視光で観測し、その頻度を評価することが不可欠である。

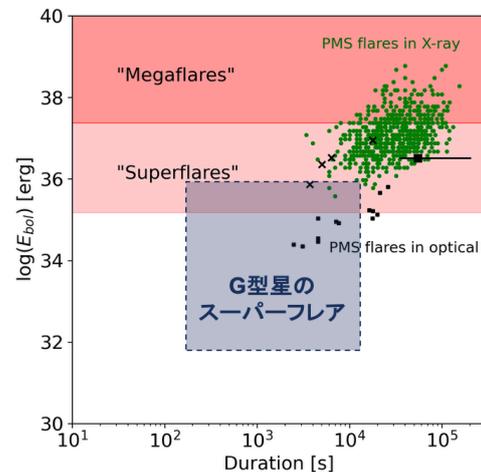


図 1: X 線 (緑)、可視光 (黒) で観測された前期主系列星フレアの持続時間 (横軸)、エネルギー (縦軸) の分布。G 型星で起こるスーパーフレアよりも大規模なものが観測されている。

そこで本研究では、東京大学木曾観測所の 105cm シュミット望遠鏡に搭載された CMOS カメラにより、

広視野（ $\sim 20 \text{ deg}^2$ ）を高速（最大 2 fps）で動画撮像できる可視光観測システム”Tomo-e Gozen”[4]を用いた T タウリ型星のモニタリング観測を実施した。Tomo-e Gozen の特徴を活かし、高い時間分解能で同時に広い領域を観測することで、短時間・低エネルギー領域まで含んだ広いパラメータ空間で多数のフレアを捉え、T タウリ型星におけるフレアの統計的な性質を調査できる。

2 Observations & Methods

2023 年 11 月～2024 年 1 月にかけて、おうし座星形成領域中の暗黒星雲 L1551 を完全に覆う視野（図 2）で、1 回あたり 2 時間または 4 時間連続で 7 回の合計 15 時間、1.0 s ケーデンスの観測を行った。視野内には 80 個ほどの T タウリ型星が含まれており、総観測時間は 10 star*days 程度である。

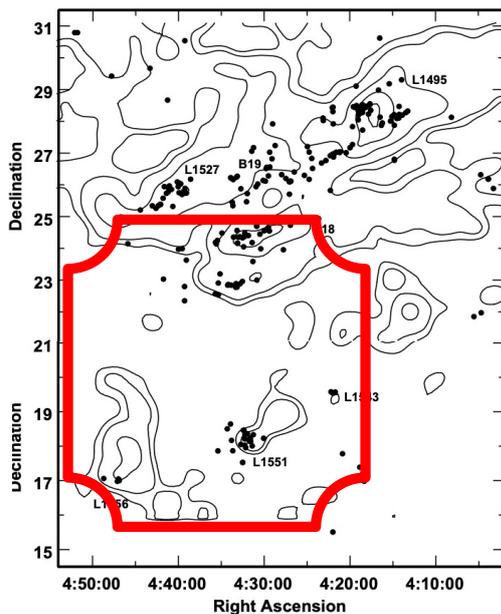


図 2: 本研究の観測領域（図は [5] による。）

観測対象の T タウリ型星についてライトカーブを作成し、フレアの特徴である鋭い立ち上がりかつ緩やかな減衰を示すような増光現象の数を目視でカウントした。この手法では、およそ 5% 程度以上の増光であれば検出できる。

ここでは、既に解析が終了した 33 個の T タウリ型星の観測結果（総観測時間 6 star*days）を報告する。

3 Results

33 個の T タウリ型星のライトカーブから、2 回のフレアが検出された。フレア温度を $\sim 10^4 \text{ K}$ と仮定してフレアエネルギーを見積もると、それぞれ $E_{\text{bol}} \sim 10^{34} \text{ erg}$ 、 10^{33} erg 程度であった。

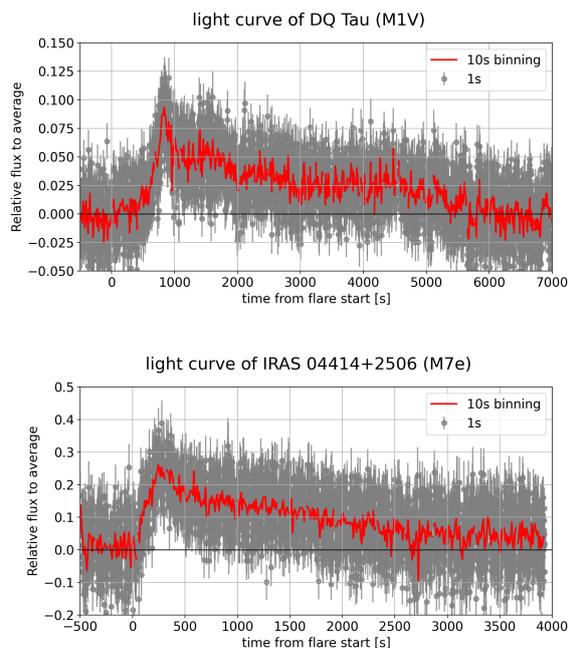


図 3: 検出された 2 つの T タウリ型星のフレア

この結果から計算される T タウリ型星での $E_{\text{bol}} > 10^{33} \text{ erg}$ のフレア発生レートは、0.32/ days であった。

4 Discussion

図 4 に、本研究で検出された 2 件のフレアの持続時間・エネルギーについて、X 線および可視光で観測された前主系列星のフレアと比較したプロットを示す。2 件のフレアは、「スーパーフレア」や「メガフレア」には分類されない規模のフレアであり、X 線観測では検出されない領域にある。この 2 件のフレアについては Tomo-e Gozen に特異な時間領域ではないものの、持続時間が 10-1000 秒ほどの M 型主系列星の短時間フレアが実際に観測されていることを踏まえると（図 4 青点）、このような時間領域でフレアが起これば捉えられるであろう。

図 5 に、本研究で求められた T タウリ型星でのフレア発生レートと、他のサーベイで求められたフレア

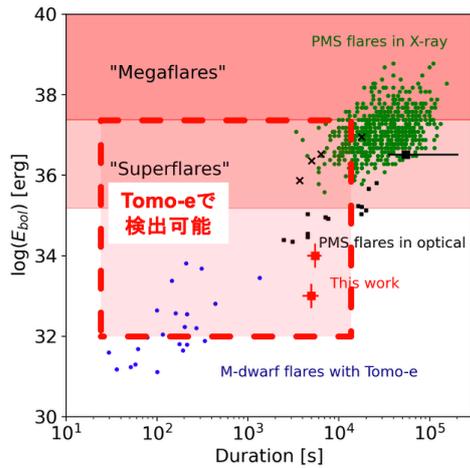


図 4: 図 1 のプロットに、本研究で検出された 2 件のフレア (赤)、Tomo-e Gozen で検出された M 型主系列星の短時間フレア (青)[6] を重ねた。

ア発生率を比較したプロットを示す。本研究における無バイアスに選ばれた 33 個の T タウリ型星を対象にしたフレア発生率は、数個の T タウリ型星のみを対象にしたフレア発生率と矛盾しない値が得られた。しかしながら、未だ 2 件のフレアしか検出できておらず、統計的な有意性は不十分である。

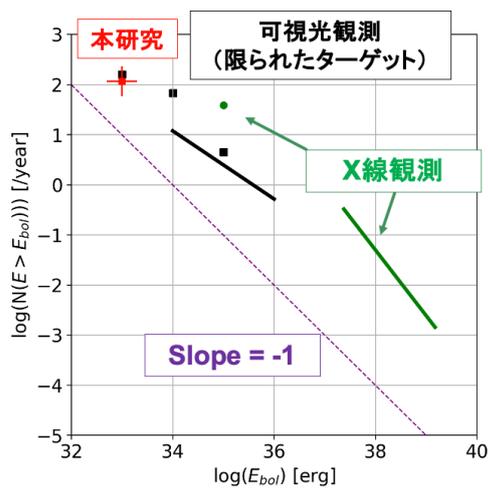


図 5: 本研究で求められた T タウリ型星でのフレア発生率と、他のサーベイで求められたフレア発生率の比較

5 Future Work

ここでは § 2 で示した第 1 期の観測の初期解析結果のみを報告したが、2024 年 11 月～12 月にかけて第 2 期観測を実施している。第 2 期観測の解析まで終了すれば、総観測時間は 6～7 倍程度にまで長くなる。したがって、フレアの検出数も 6～7 倍程度まで増えることが期待されるため、より有意な統計的議論ができるようになるはずである。

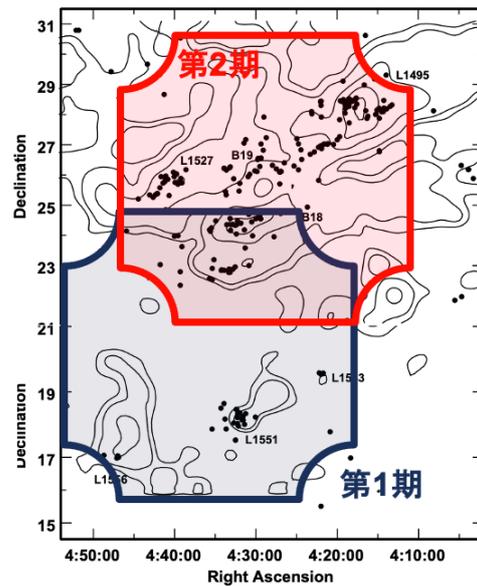


図 6: 本研究の観測領域 (図は [5] による。)

また、本研究では T タウリ型のフレアにのみ注目したが、同じ視野に写り込んだ M 型主系列星のフレアも 10 件以上検出した。図 7 に、検出されたフレアのライトカーブの一例を示す。持続時間 800 秒程度のフレアであるが、ピーク中に数十秒程度の周期で振動するような構造が見られる。これは、太陽フレアや恒星フレアで観測例がある準周期的振動 (quasi-periodic pulsations, QPPs) を捉えている可能性がある。QPP は、太陽や恒星のフレアで実際に観測されており [7][8]、詳しいメカニズムは不明だがフレア現象の理解につながることを期待されている。このような細かい構造は、1 秒ケーデンスという Tomo-e Gozen の高い時間分解能がないと捉えることができない。今後の解析で、T タウリ型星のフレアでも QPP を捉えることができれば、フレア現象の理解につながる手がかりが得られる可能性がある。

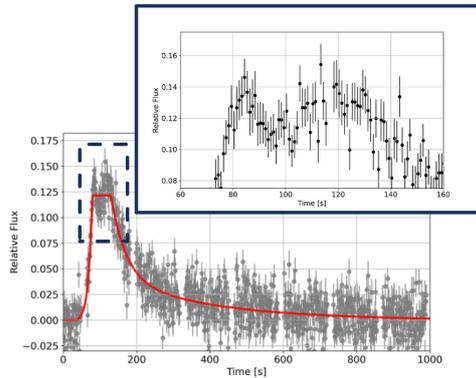


図 7: 本研究で観測された M 型主系列星のフレアのライトカーブ。ピーク中に周期的に振動する構造が見られる。

Reference

- [1] Kóspál, A., Ábrahám, P., Zsidi, G., et al. 2018, *ApJ*, 862, 44
- [2] Getman, K. V., & Feigelson, E. D. 2021, *ApJ*, 916, 32
- [3] Washinoue et al., 2024, *ApJ*, 976, 25
- [4] Sako, S. et al. 2018, *Proceedings of the SPIE*, Volume 10702, id. 107020J 17 pp. (2018)
- [5] Kenyon, S. J., Gómez, M., & Whitney, B. A. 2008, in *Handbook of Star Forming Regions*, Volume I, 4, ed. B. Reipurth, 405
- [6] Aizawa, M., Kawana, K., Kashiyama, K., et al. 2022, *PASJ*, 74, 1069
- [7] Van Doorselaere et al., 2016, *SoPh*, 291, 3143
- [8] Jackman et al., 2019, *MNRAS* 482, 5553–5566

[—indexへ戻る](#)

TP-08

散開星団候補天体の分光観測によるポストTタウリ型 星の探査

兵庫県立大学
水本 拓走

散開星団候補天体の分光観測によるポスト T タウリ型星の探査

水本 拓走 (兵庫県立大学大学院 理学研究科)

伊藤 洋一 (兵庫県立大学)

Abstract

太陽型星は、原始星、古典的 T タウリ星 (CTTS)、弱輝線 T タウリ型星 (WTTS)、ポスト T タウリ星 (PTTS) を経て、主系列星へと進化する。このうち PTTS の段階では若い星としての特徴が失われつつあるため、年齢スケールに反して発見数が少ない。Itoh (2024) は Gaia 衛星のデータを使用し、OB 型星周りで散開星団のメンバー候補天体を探査した。質量の大きい星は寿命が短いため、OB 型星と共に散開星団をなす恒星も若く、低質量の天体は PTTS の候補天体となりうる。しかし、これらのメンバー候補天体には、似た位置や運動を持つ無関係の天体が含まれる可能性がある。

本研究では Itoh (2024) の天体について分光データを取得し、議論を進める。天体のスペクトルは、LAMOST のアーカイブデータから取得した。オリオン座に近い領域で 4 つの星団について、メンバー候補天体のスペクトルデータを入手した。スペクトルからリチウムの吸収線を検出できた天体は、色等級図上で等時曲線と比較し、数千万歳程度の星が十分に存在することを確認した。また、 $H\alpha$ 線の等価幅を測定し、輝線が見えているものと吸収線に見えているものを区別した。 $H\alpha$ 線が吸収に見えている天体は、標準星と等価幅を比較した。吸収成分に埋もれた弱い輝線成分を持つ天体が多く存在することが分かった。これらの天体はポスト T タウリ星の候補となるだろう。

1 Introduction

太陽と同じかそれより小さい星は、原始性、古典的 T タウリ型星 (CTTS)、弱輝線 T タウリ型星 (WTTS)、ポスト T タウリ型星 (PTTS) という段階を経て、主系列星へと進化する。星形成率が一定ならば、各段階の天体数は年齢に比例するはずである。しかし、実際には PTTS の発見数は、数千万歳という年齢に反して少ない。この原因として、PTTS の星周円盤ではすでに惑星の形成が進んでおり、スペクトル中の輝線や赤外超過といった、円盤に由来する特徴が失われていることが考えられる。

現在の宇宙に存在するリチウムは、そのほとんどがビッグバンによって生み出されたものである。リチウムは非常に壊れやすい元素であり、およそ 250 万 K 以上の領域では以下のような核反応を起こして破壊される。



星のコアで水素の核融合が始まるのは温度がおおよそ 1500 万 K に達したときなので、それと比べてもこの反応は低温で起こる。星の内部は内側の放射層

と外側の対流層からなる。星表面にあったリチウムは対流によって内側へ運ばれ、対流層と放射層の境界が十分に高温である間はリチウムの減少が進む。やがて星が進化して対流層が薄くなると、その境界が温度の低い領域に移動し、リチウムの減少は止まる。

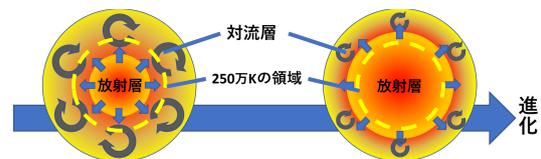


図 1: 星内部の概略図。星の進化が進むと放射層が外側へ広がる。対流層の底は外側へ追いやられ、底が反応に必要な温度を下回るとリチウムの破壊は止まる。

Itoh(2024) では、Gahm, Ahlin, and Lindroos (1983) にまとめられた OB 型星の周りで、散開星団の候補天体を探査した。GaiaEDR3 のデータから、天体の位置、固有運動、年周視差の値をもとに、OB 型星と似た位置・運動を持つ星を探査し、散開星団

のメンバー候補天体とした。質量の大きい星は寿命が短く、たとえば太陽の 7 倍の質量をもった B 型星は、1 億年以内で主系列星を離れる。このため、OB 型星と共に散開星団をなす恒星も若く、低質量の天体は PTTS の候補天体となりうる。しかし、これらのメンバー候補天体には、似た位置や運動を持つ無関係の天体が含まれる可能性がある。

本研究では、Itoh(2024) でメンバーとされた天体について、分光データをもとにして議論を進める。6708 Å のリチウム吸収線と 6563 Å の H α 線を使用し、PTTS の探査について議論を深める。

2 Methods/Instruments and Observations

分光データは、LAMOST 望遠鏡のアーカイブデータ、LAMOST DR10 から入手した。Itoh(2024) で星団のメンバーとして挙げられた天体を座標で検索したところ、オリオン座近くの 4 星団について、それぞれ 40 天体以上の分光データが取得できた。図 2 は、オリオン座の星図に解析した天体の位置を示したものである。これらの天体の分光データを取得し、解析に使用した。

スペクトルの解析には、天体画像解析ソフトの IRAF を用いた。splot コマンドでスペクトルを表示し、リチウムの吸収線は k コマンド、H α 線の等価幅は e コマンドで測定した。

リチウムの吸収線 (6707.8 Å) には、鉄の吸収線 (6707.4 Å) のブレンドがあることが知られている。Soderblom et al.(1993) の解析に則り、式 2 で鉄の吸収線の等価幅を計算した。測定したリチウム吸収線の等価幅から差し引き、エラーと比較してリチウムの検出の可否を判定した。

$$EW(\text{Fe}) = 20(B - V) - 3 \quad \text{m \AA} \quad (2)$$

スペクトルを入手した天体を色等級図に乗せ、等時曲線と比較した。色等級図の作成には、GaiaDR3 のデータから Gmag、BP-RP、Parallax、A(G)、E(BP-RP) を使い、等時曲線のデータは、MIST (MESA Isochrones and Stellar Tracks) の公式ウェブサイト (<https://waps.cfa.harvard.edu/MIST/>) から取得し

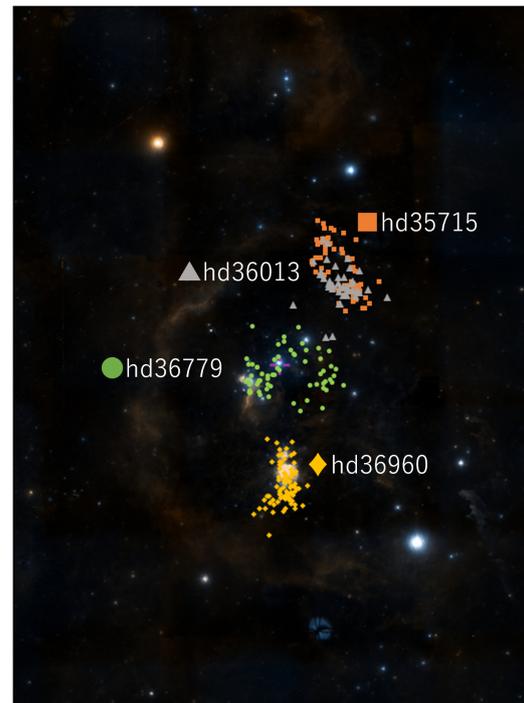


図 2: 解析した天体の位置。データを取得した 4 星団の星の位置を示す。

た。リチウムを検出できた天体は、H α 線の等価幅の絶対値で点の面積を変えて表示した。青は H α 線が吸収線、赤は輝線として検出された天体を表している。リチウムを検出できなかった天体は黒で表示した。

3 Results

図 3 の色等級図を見ると、H α 線の見え方は重い星で吸収、軽い星で輝線となる傾向がみられた。スペクトル型が K 型の前半あたりで輝線と吸収線の境界がみられる。

また、特に H α 線が吸収線として見えた天体は MIST の等時曲線で 10-100 Myr の間に位置しており、これらは有力な PTTS 候補天体といえる。

図 3 で H α 線が吸収線として見えていた 61 天体について、その H α 線の等価幅を標準星と比較した。八木修論 (2022) で使用されていた主系列星のスペクトルデータを、MILES (Medium-resolution INT Library of Empirical Spectra) のウェブサイトから取得して、標準星として使用した。図 4 は、星団候補星

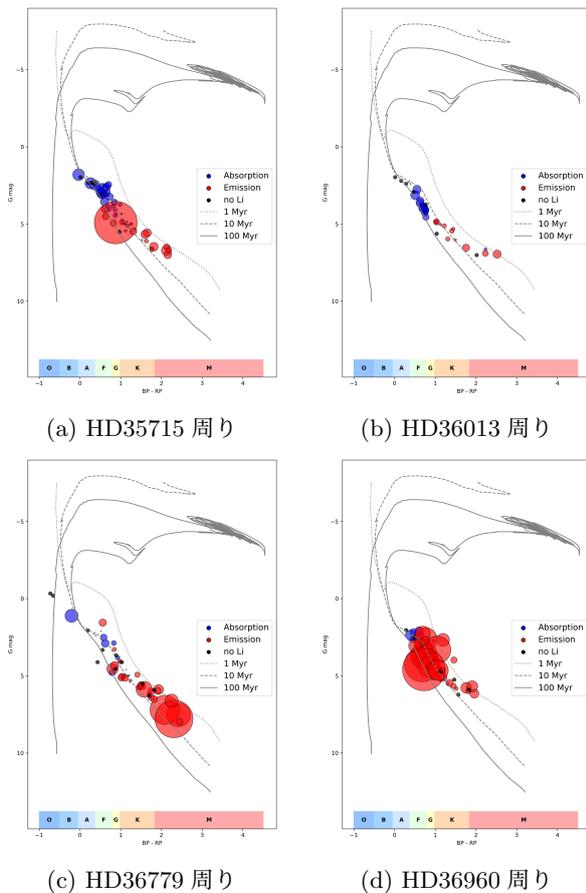


図 3: 4つの星団の色等級図。リチウムが検出された天体は色付きで示され、青はH α 線が吸収線、赤はH α 線が輝線として見えた天体である。点の面積は、H α 線の等価幅の絶対値に比例している。リチウムが検出されなかった天体は黒で示す。図中の灰色の線は、それぞれ1,10,100 Myrの等時曲線を表す。

のH α 線の等価幅を、標準星と比較した図である。太陽質量程度かそれ以下の星で、星団候補天体は、H α 線の等価幅が標準星よりも小さいことが分かる。このことは吸収線に埋もれた彩層輝線の存在を示唆しており、PTTSのような若い天体であることと矛盾しない。

4 Discussion

本研究で解析を進めた領域は、オリオン座周りの若い星団やOBアソシエーションと領域が重なっている。HD36960はすでに星団のメンバーとして知ら

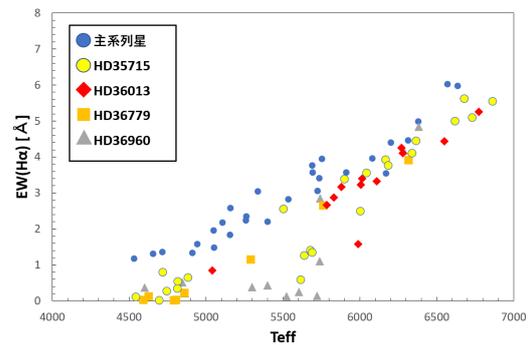


図 4: 各星団の星のH α 線の等価幅。標準星を青の点、解析した天体をその他4種類の点で表す。ここでは、7000 K以下の星のみ表示している。

れ、それ以外の3つはアソシエーションのメンバーとして知られている天体である。真の星団のメンバーではないが近くに存在する若い星が、偽のメンバーとして混入している可能性がある。

リチウムが検出できなかった天体には、すでにリチウムが減少している年老いた星と、スペクトルのSNが悪いために検出できていない天体が含まれる。また、同じ年齢の星でもリチウムの等価幅にはばらつきが存在することも知られている。リチウムが検出できなかったことのみから、散開星団のメンバーではないということ、若い星ではないということは言い切れない。

5 Conclusion

Itoh(2024)の散開星団メンバー候補天体から、分光データによってPTTSの探査を行った。LAMOSTのアーカイブデータから、オリオン座の近傍で4つの星団のメンバー天体のスペクトルを取得した。6708 Åにあるリチウムの吸収線と6563 ÅにあるH α 線の等価幅を取得し、色等級図上で等時曲線と比較した。10-100Myrの位置に、H α 線が吸収線として検出された天体を多数確認した。H α 線が吸収として見えている天体は、その等価幅を主系列星と比較した。太陽質量以下の多くの天体は主系列星よりも小さい等価幅を示しており、PTTSであることと矛盾しない。これらの天体は、PTTSの段階にあると言えるだろう。

Itoh(2024)では、今回解析しなかった領域にも多

くの星団の存在が示唆されている。現在、なゆた望遠鏡と中低分散分光器 MALLS を用いて、他の領域でも観測を進めている。今後は、なゆた望遠鏡で観測した天体についても、PTTS である可能性について議論を進める。

Reference

- [1] Yoichi Itoh 2024, Stars and Galaxies, 7, 6
- [2] Soderblom. D. R. et al., 1993, AJ, 106, 1059
- [3] Jensen. E. L. N. 2001, ASPC, 244, 3
- [4] Gahm. G. F., Ahlin. P., & Lindroos,. P., 1983, A&AS, 51,143
- [5] Lindroos. K. P., 1986, A&A, 156, 223

[—indexへ戻る](#)

TP-09

中央大学 36 cm 可視光望遠鏡を用いた恒星フレア自動 分光観測システムの開発

中央大学
長島 汀

中央大学 36 cm 可視光望遠鏡を用いた 恒星フレア自動分光観測システムの開発

長島 汀 (中央大学大学院 理工学研究科)
米山友景, 坪井陽子 (中央大学)

Abstract

我々は、全天 X 線観測装置 MAXI にて検出した突発現象を、中央大学後楽園キャンパスにある望遠鏡 (SCAT: Spectroscopic Chuo-university Astronomical Telescope) で可視光分光観測で追観測を行っている。加えて、MAXI による観測であらかじめ大きなフレアを起こすとわかった天体に対して、モニター観測も行っている。SCAT の立ち上げについては、天文学会年会 2018 年春季年会 V241a(河合広樹 他) で報告されている。

我々は現在、完全自動観測に必要な機能の検討・実装を進めている。具体的には、天候の確認、観測プランの読み込み、カメラの起動および終了、波長校正用フレームの撮影、ドームスリットの開閉、座標補正とピントの調整、目的星の撮像のプログラムが必要となる。特に重要となるのは、目的星をスリットの中心に導入することである。スリットの中心に導入するために、視野の異なる 2 種類のカメラを使用した 3 段階のプロセスを検討している。本講演では、これらの概観および各種プログラムの実装について発表する。

1 Introduction

恒星フレアは、恒星の表面で発生する突発的な増光現象であり、その中でも太陽フレアより数桁大きいエネルギーを持つものは「スーパーフレア」と呼ばれる。太陽以外の恒星は、地球から非常に遠方にあるため、太陽のように表面の様子を直接撮像することはできない。フレアの空間構造を直接分解することは困難であり、フレアの構造や発生機構はいまだ解明されていない。そのため、X 線や可視光など、多波長での光度変化を同時に観測し、その物理機構を解明するアプローチが重要となる。

我々はこれまで、X 線で捉えたスーパーフレアに対し、可視光の H α 輝線の追観測を行う研究を進めてきた。追観測によって、軟 X 線と H α 輝線の光度変化の関係が太陽フレアのスケーリング則の延長にある可能性が示されている (kawai et al. 2022)。しかし、これらの観測は人間の手 (手動操作) に頼っていたため、突発的で短時間の現象であるフレアを確実に捉えるには観測効率に限界があった。また、観測時間が短く、減衰時間の測定精度にも課題を残していた。

これらの課題を解決するため、我々は中央大学に設置した望遠鏡 (SCAT) を用いた追観測体制の完全

自動化を目指している。SCAT の立ち上げについては、天文学会年会 2018 年春季年会 V241a (河合広樹 他) で報告された。本稿で報告する自動化システムの構築は、観測効率を飛躍的に向上させ、より多くのフレアを長時間にわたり捉えることを目的とする。これにより、スーパーフレアの統計的性質や発生機構の解明に貢献することを目指す。

2 Instrument

SCAT (Spectroscopic Chuo-university Astronomical Telescope, 可視光分光望遠鏡) は、東京都文京区にある中央大学後楽園キャンパスの建物の屋上 (北緯 35 度 42 分 30 秒、東経 139 度 44 分 54 秒) に設置されている可視光分光望遠鏡である (図 1)。集光には MEADE 社製の口径 36 cm の鏡、撮像には ATIK 460EX CCD カメラ、分光器は Shelyak Alpy 600 を用いている。この分光器の波長分解能 ($\lambda/\Delta\lambda$) は、H α 輝線付近で 600 であり、H α 輝線の低分解能分光観測に適しており、有効波長帯域は 3700 Å から 7500 Å である。6000 Å での限界等級は約 10 等級である。SCAT は、天体の高度が 30° より大きい場合に天体を観測することができる。これは、赤緯が -20° より大きい空の領域が観測可能であることを意味する。(kawai et al. 2022), (浦部蒼太 2023)

分光観測では、フラットフレーム、コンパリソ
ンフレームと呼ばれる波長較正用フレームが必要
であり、分光器と同じく Shelyak INSTRUMENTS 社
製の Alpy calibration module という機器により波
長較正用フレームを取得している。SCAT の分光
データ (生画像) に対して、ダーク引き、フラ
ット割、スカイ引き及び 1 次元化、波長較正
及び太陽系重心補正を行うことで、スペク
トルを得ることができる。これらの解析には、
Python で記述された自動解析のライブラリ
である村田スクリプト (村田杏華 2021) が
用いられている。(kawai et al. 2022), (浦部
蒼太 2023)



図 1: 可視光分光望遠鏡 SCAT

3 System Design

本研究で開発を計画している自動観測シ
ステムは、単一の巨大なプログラムではな
く、各機能を持つ独立した多数のスクリ
プト群が連携して動作するモジュール
方式を採用する予定である。

3.1 システムアーキテクチャ

システムの中心にはデータベース (DB) を
設置する。各機能 (ドーム制御、カメラ
制御、望遠鏡制御など) を実行する個々
のスクリプトは、この DB の状態を常に
監視し、自身の実行条件が満たされた
場合に自律的に処理を開始する計画
である。処理が完了すると、スクリプト
はその結果 (例: 「ドーム開」完了、「
撮像」完了など) を DB に書き戻す。
この書き込みをトリガーとして、次の
プロセスを担当する別のスクリプトが
起動する。このようなアーキテクチャ
により、システムを強固にし、拡張性
を高めることを目的としている。

3.2 自動観測シーケンス

上記アーキテクチャに基づき、観測は
以下の一連のシーケンスに従って自動
的に実行されるよう設計している。

1. **カメラ起動:** 観測に用いる全ての
カメラを起動する。
2. **波長較正データ取得 (事前):** ド
ームが閉じた状態で、コンパリソ
ンランプとフラットランプを用い
、コンパリソンプレームおよび
フラットフレームを取得する。
3. **望遠鏡システム起動:** 望遠鏡
の制御ソフトウェアおよび望遠
鏡制御装置を起動する。
4. **ドーム開:** 夜間、気象条件
が満たされていればドームを開
ける。
5. **ターゲット導入・調整:** 基準
の星を用いて望遠鏡の座標と
ピントを補正する。
6. **目的星の撮像:** 観測計画に
基づき、目的星を分光器のスリ
ット中心に導入し、分光観測を
実行する。
7. **ドーム閉:** 観測終了後、ド
ームを閉じる。
8. **望遠鏡システム終了:** 望遠
鏡を待機位置へ退避させ、制
御ソフトウェアおよび装置を終
了する。
9. **波長較正データ取得 (事後):**
観測時と同じ設定でダーク画
像を取得する。
10. **カメラ終了:** 全てのカメラ
を終了し、電源を切る。
11. **初期解析:** SCAT の分光
データ (生画像) を初期解析し
、スペクトルを得る (村田ス
クリプト)。

3.3 目的星の撮像

本システムにおいて、観測の成否を
分ける最も重要なプロセスが、目的
星を分光器のスリット中心に正確
に導入するシーケンスである。こ
れは、視野角の異なる 2 種類の
カメラを用いた 3 段階のプロセ
スで実現する計画である。2 種
類のカメラとは、**WFC** (Wide
Field Camera, ZWO ASI183MM) と
SVC (Slit Viewer Camera, ATIK
314L+) であり、最終的に **SPC**
(Spectroscopic Camera, ATIK
460EX) でスペクトル画像を撮
像する。図 2 にその詳細なフロー
を示す。

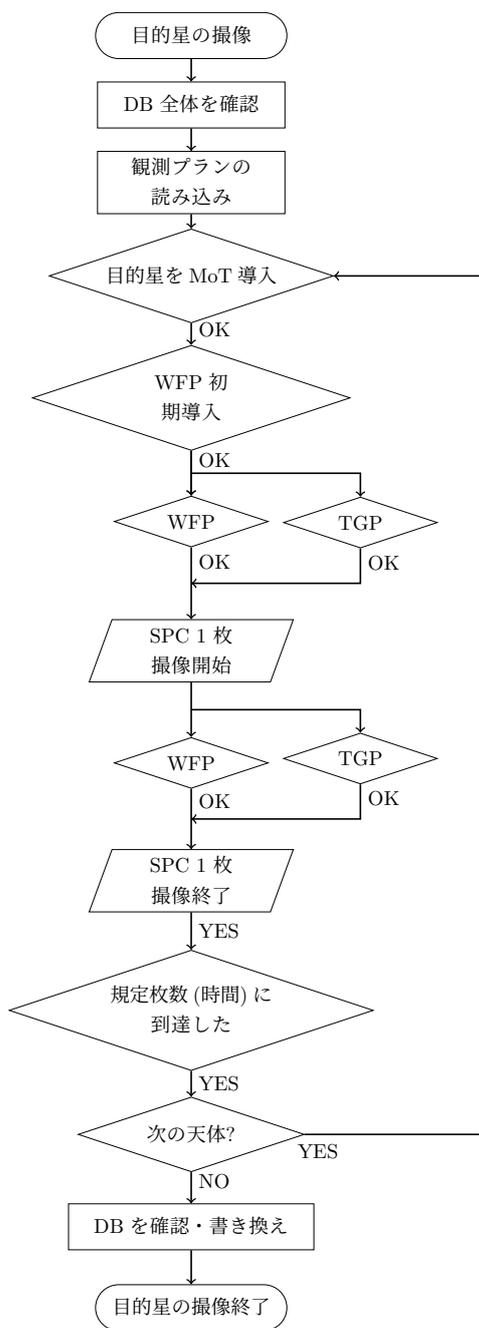


図 2: 目的星の撮像のフローチャート

第 1 段階: MoT による導入

まず、西村製作所製の望遠鏡の制御ソフトウェアである **MoT** (The MASTER of TELESCOPE) を用いて、WFC の視野内に目的星を導入する。WFC の視野角は 2 度と非常に広いため、望遠鏡の指向精度に多少の誤差があっても確実に目的の星を視野内に捉えることができる。

第 2 段階: WFP による導入

次に、WFC 視野内に入った目的星を SVC の視野内に導入する。SVC は、WFC より狭い視野 (約 10 分角) をもっている。この一連の処理は **WFP** (Wide Field Program) によって制御される。WFP は、WFC の画像から目的星を認識し、SVC の狭い視野中心へと導入する役割を担う。そのために、まず SExtractor で画像内の星を検出し、imwcs ライブラリを用いて UCAC4 カタログと照合することで、画像の正確な座標情報を取得する。そして、その情報に基づいて目的星の位置を算出し、望遠鏡を制御する。

第 3 段階: TGP による導入

WFP による初期導入が完了すると、目的星を分光器のスリットへ正確に配置するための最終導入フェーズへと移行する。この段階は、SVC の画像を元に、**TGP** (Terminal Guidance Program) が担う。

TGP は、まず SExtractor を用いて輝点を検出し、その画像上の位置が規定のスリット位置と一致するように、望遠鏡に微小な補正コマンドを送り続ける。SVC の視野は約 10 分角と狭いため、通常は視野内に目的星のみが捉えられる。視野内に複数の天体が存在する場合は天体の明るさによって天体を判別し、目的星を自動で判断するロジックを組み込む予定である。図 3 は、Arcturus を導入した SVC の画像である。

最終的に、**SPC** に星の光が最大効率で入射していることを確認し、目的星の導入を完了する。

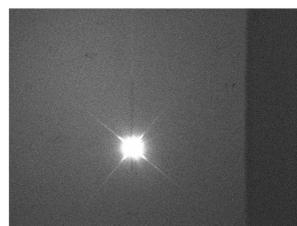


図 3: Arcturus を導入した SVC の画像

3.4 観測の実行

ターゲットの導入と調整が完了すると、システムは観測計画に基づき目的天体の撮像を開始する。本システムでは、以下の 2 種類の観測モードを想定している。

1. 定常モニター観測

突発現象が発生していない平常時に行う観測モー

ドである。晴天の夜には、あらかじめリスト化された監視対象の天体や波長校正用の標準星を、およそ 1 時間に 1 天体のペースで巡回観測する。標準星を観測する際には、1 天体あたり 10 フレームを取得する計画である。

2. 突発天体追観測 (Target of Opportunity)

MAXI などからのアラートにより突発現象 (巨大恒星フレアなど) の発生が確認された場合に実行される、最優先の観測モードである。このモードでは、他の観測を中断し、単一のターゲットを夜通し連続的に撮像する。これにより、現象の光度やスペクトルの時間変化を可能な限り詳細に捉えることを目的とする。

いずれのモードにおいても、1 フレームあたりの露出時間は、対象天体の等級に応じて自動で設定される。例えば、5 等級の天体であれば 30 秒、6 等級であれば 60 秒といったように、十分な S/N 比が得られるように調整する計画である。

4 Results

本研究では、自動観測システム構築の第一歩として、ターゲット導入の初期段階を担う WFP の天体検出機能の実装を完了した。

実際に WFC を用いて試験観測を行った結果を図 4 に示す。図 4 は、Altair 周辺を WFC で撮像した画像に対して、開発したソフトウェアによって視野内に映っている天体を自動検出し、図中の緑丸で表示した画像である。さらに、自動で検出した天体の座標を特定するプログラムの作成に成功した。これは、後続の望遠鏡への座標伝達、および精密なターゲット導入プロセスの基礎が確立できたことを示している。

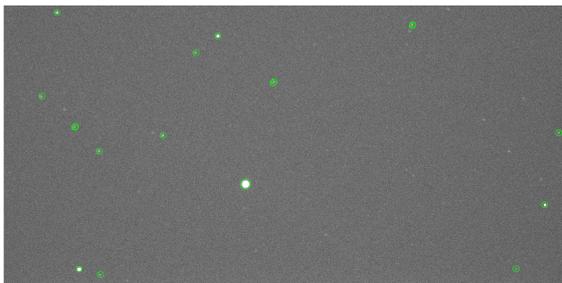


図 4: WFP による天体検出結果

5 Conclusion

本稿では、我々が MAXI で検出した突発天体を可視分光で追観測するために開発を進めている、SCAT の自動観測システムについて、その設計と構想を報告した。

本システムは、DB を中心としたモジュール型のアーキテクチャを採用し、各機能を持つ独立したスクリプト群が連携して動作する計画である。観測シーケンスは、カメラの起動か波長校正データの取得、3 段階のターゲット導入、そして「定常モニター観測」と「突発天体追観測」という 2 つのモードでの観測実行、終了処理まで、一連の流れを自動化することを想定している。特に、WFC と SVC を用いた 2 段階のターゲット導入プロセスは、安定した観測を実現するための要となる。

6 Future Work

今後の課題は、本稿で述べた自動化システムの全体を実装し、実際に夜間の連続観測を安定して成功させることである。具体的には、以下の項目が挙げられる。

- **各制御スクリプトの実装:** ドーム、望遠鏡、カメラ等を制御する個々のスクリプトを作成する。
- **2 段階導入プロセスの実証:** WFP と TGP を連携させ、目的の天体を正確にスリットへ導入する一連の動作を実証する。
- **データベースと連携システムの構築:** 各スクリプトが連携するための DB とトリガー機構を構築する。
- **エラーハンドリングと気象連携:** 予期せぬエラーへの対処や、気象条件に応じた観測判断ロジックを組み込む。

これらの課題を 1 つずつ解決し、巨大恒星フレアのような突発天体の貴重な観測機会を逃さない、高効率な追観測体制の構築を目指す。

Reference

Hiroki Kawai, Yohko Tsuboi, Wataru B. Iwakiri, Yoshitomo Maeda, Satoru Katsuda, Ryo Sasaki, Junya Kohara, and MAXI TEAM. X-ray/H α scaling relationships in stellar flares., Vol. 74, No. 2, pp. 477-487, April 2022.

浦部蒼太 2023, 中央大学修士論文

村田杏華 2021, 中央大学卒業論文