
2024年第54回 天文・天体物理若手夏の学校
太陽・恒星 分科会 集録集

■ 謝辞

2024年度天文・天体物理若手夏の学校は、基礎物理学研究所を始め、国立天文台、公益社団法人伊勢志摩観光コンベンション機構、光学赤外線天文連絡会、理論天文学宇宙物理学懇談会、宇宙線研究者会議(CRC)、天文教育普及研究会、及び複数名の方々*からのご支援により成り立っております。

事務局一同厚く御礼申し上げます。

*協賛(個人、敬称略):青山 尚平、長峯 健太郎、西村 淳、牧島 一夫、三浦 均、水村 好貴、その他匿名希望6名

(CRC)からのご支援により成り立っております。事務局一同厚く御礼申し上げます。

太陽・恒星 分科会

■ index

太恒 a01	白石 祐太	TESS サーベイ・Gaia カタログを用いた恒星-コンパクト天体探査
太恒 a02	杉村 風暁	散開星団の中性子捕獲過程元素の存在度
太恒 a03	藤森 愛梨沙	「ひので」極域データベースを用いた太陽極域磁場の緯度依存性の検証
太恒 a04	廣瀬 維士	太陽 X 線集光撮像分光観測ロケット実験 FOXSI-3 を用いたフィラメント消失領域の詳細温度解析
太恒 a05	佐藤 慶暉	FOXSI-4, Hi-C フレアキャンペーンの紹介とフレア規模予測に向けた取り組み
太恒 a06	近藤 勇仁	SOLAR-C 衛星搭載の超高精度太陽センサ UFSS の性能評価
太恒 a07	内藤 由浩	GREGOR/GRIS による近赤外面偏光分光観測: 黒点暗部の光球・彩層を伝播する MHD 波の多波長解析
太恒 a08	長島 汀	RS CVn 型星 UX Ari の可視連続光長期間モニター
太恒 a09	井上 峻	RS CVn 型連星 IM Peg における Fe XXV He α 輝線の高速青方偏移
太恒 a10	市原 晋之介	せいめい望遠鏡と TESS の同時測光分光観測で迫る M 型星フレアの可視連続光時間発展と温度変化
太恒 a11	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 Ca 三重輝線での分光観測
太恒 b01	古塚 来未	恒星の高分散分光観測による r プロセス元素組成の調査
太恒 b02	広瀬 暖菜	磁気リコネクションにおけるプラズモイド不安定性の効果
太恒 b03	徳野 鷹人	太陽型星の光度曲線から復元した黒点領域の性質
太恒 b04	夏目 純也	4つの彩層ラインを用いたポストフレアループ等のスペクトルの比較

[indexへ戻る](#)

太恒 a01

TESS サーベイ・Gaia カタログを用いた恒星-コンパクト天体探査

白石 祐太

TESS サーベイ・Gaia カタログを用いた恒星-コンパクト天体探査

白石 祐太 (東京大学大学院 理学系研究科・ビッグバン宇宙国際研究センター)

Abstract

TESS 衛星の光度曲線をもとに、ブラックホールなどのコンパクト天体と恒星の周期 1-10 日の連星の候補天体を選定し、西はりま天文台のなゆた望遠鏡・MALLS 分光器を用いて視線速度追観測を行った。周期の短い恒星-コンパクト天体連星系では、コンパクト天体の潮汐の効果などで恒星が軌道と同期した変光を示す。本研究では TESS 衛星の全天光度曲線サーベイの全 10^7 天体のデータを解析し、一部 Gaia 衛星による視線速度の情報も活用してこの変光を探索した。得られた候補天体の一部を、西はりま天文台のなゆた望遠鏡・MALLS 分光器で視線速度追観測を行った。その結果、これまでに 1 天体の恒星-コンパクト天体連星を発見し、2 つの候補天体の視線速度変動を検出した。今後も同様の探索を継続し、ブラックホールなどコンパクト天体の典型的なサンプルを大量に発見し、その性質を明らかにすることを目指していく。

1 Introduction

数 $10M_{\odot}$ より重い恒星は一生を終えるとブラックホール (BH) になると考えられており、恒星質量 BH は普遍的に存在すると予測されている。例えば、最も近い BH は $\mathcal{O}(10)\text{pc}$ 以内にあるとされている。

観測的には、恒星質量 BH は X 線連星や重力波を伴うコンパクト連星合体など多様な宇宙物理現象として発見されてきた。しかし X 線や重力波で観測される BH は BH の中でも極めて稀な種族で、X 線で約 20 個 (Remillard & McClintock 2006)、重力波で約 100 個程度 (e.g., LIGO Collaboration et al. 2021) しかこれまで発見されていない。最も近い X 線連星 BH は V616 Mon (Cantrell et al. 2010) や BW Cir (Gandhi et al. 2019) で、太陽から約 1 kpc ほど離れている。これらよりはるかに大量にあるはずの、通常の大質量星進化によって形成される「典型的な」BH の種族はほぼ明らかにされていない。

本研究は、通常の大質量星進化によって形成される典型的な BH を可視光で探索する試みの 1 つである。

1.1 BH Search by Optical Light

BH は自ら光を発しないため、BH を可視光で発見するには、重力レンズ効果による背景星の増光を検出するか、BH と恒星の連星系を発見するかのどちらかしかない。本研究では BH と恒星の連星系を探索した。

BH と恒星の連星系を探索する方法は 3 つある。

- 位置天文観測: 恒星の天球面上での軌道運動を観測する。
- 視線速度法: Doppler 効果を用いて、恒星の軌道運動に伴う視線速度の変動を測定する。
- 測光観測: 連星系に特有の光度変動を検出する。

これらの手法自体は昔から知られているが (e.g., Guseinov et al. 1966) 2010 年代まではこれらの手法による BH 探査は非現実的であった。発見可能な BH は稀な天体で、発見のためには非常に多くの天体を観測する必要があったためである。近年は Gaia (Gaia Collaboration 2023) や TESS (Ricker et al. 2014) などのサーベイ観測が発展し大量の天体の観測が可能となった。その結果、位置天文観測で 3 つ (El-Badry et al. 2023) (Tanikawa et al. 2023) (Gaia Collaboration 2024)、視線速度法で 4 つ (Mahy et al. 2022) (Shenar et al. 2022) (Giesers et al. 2019) の BH が新たに発見された。

2 恒星-コンパクト天体連星の光度変動

本研究では、BH-恒星連星系を TESS による測光サーベイ観測で検出することを目指した。

BH などコンパクト天体と恒星の連星系は、主に (1) Ellipsoidal Variation (および相対論的ビーミング)、(2) 潮汐ロック+黒点といった機構で軌道運動と同期した変光を示す。

2.1 Ellipsoidal Variation

コンパクト天体の潮汐力で恒星が変形することで、軌道周期の半分の周期で変光する (図 1)。その振幅の大きさは

$$s_{EV} = \alpha_{EV} \frac{M_{\bullet}}{M_{*}} \left(\frac{R_{*}}{A} \right)^3 \sin^2 i$$

$$= 2 \times 10^{-2} \alpha_{EV} \sin^2 i$$

$$\times \left(\frac{P}{1 \text{ day}} \right)^{-2} \left(\frac{\rho_{*}}{1 \text{ g cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(1 + \frac{M_{*}}{M_{\bullet}} \right)^{-1}.$$

であることが知られている (Masuda & Hotokezaka 2019)。ここで $\alpha_{EV} \sim \mathcal{O}(1)$ は limb darkening と gravity darkening で決まる係数である。

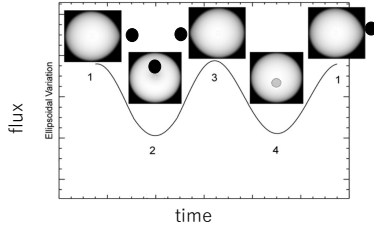


図 1: Ellipsoidal Variation (EV) の様子 (Jackson et al. 2012, を加筆)

2.1.1 Relativistic Beaming

運動する光源から発せられる光は、特殊相対論の効果で運動方向前方に集中する。そのため軌道運動に伴い、恒星が近づいてくるときに増光し、遠ざかるときに減光する (図 2)。その振幅は

$$s_{\text{beam}} = 4\alpha_{\text{beam}} \frac{K}{c}$$

$$= 3 \times 10^{-3} \alpha_{\text{beam}} \sin i$$

$$\times \left(\frac{P}{1 \text{ day}} \right)^{-1/3} \left(\frac{M_{*} + M_{\bullet}}{M_{\odot}} \right)^{-2/3} \left(\frac{M_{\bullet}}{M_{\odot}} \right).$$

と計算できる (Masuda & Hotokezaka 2019)。ただし $\alpha_{\text{beam}} \sim \mathcal{O}(1)$ は星のスペクトルで決まる係数である。

この効果と EV を合わせると、原理的にはコンパクト天体の質量と軌道傾斜角の縮退が解ける。しかし実際には、恒星が自転・黒点でも変光している場合も多い。ビーミングにと黒点の変光の大きさが同程

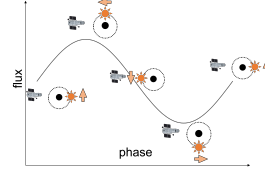


図 2: 相対論的ビーミングの様子

度、あるいは黒点の方が大きくなる場合が多く、相対論的ビーミングは検出しにくい。さらに、黒点による変光が混入するために EV やビーミングの変光の大きさを誤り、コンパクト天体の質量を正確に推定できない、という問題がある。

2.2 Tidal Lock + Spots

自転している恒星に黒点が 1 つ (2 つ) あれば、自転周期と同じ (半分の) 周期で変光する。周期数日程度以下の連星系では、潮汐ロックの効果で自転周期と公転周期が同期する場合が多く、この場合は軌道周期と同じか、その半分の周期で変光する (図 3)。変光の大きさは黒点の大きさによるが、数%から 0.1% 程度のことが多い。

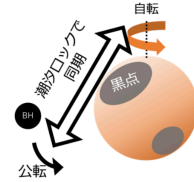


図 3: 潮汐ロック+黒点の変光の様子

本研究では、これらの変光を TESS 光度曲線の中から探索し、BH などコンパクト天体の発見を試みた。TESS は全天 10^7 個もの天体を精度 0.1% 程度で、各天体 1ヶ月間測光観測している人工衛星である。これらの観測天体数・測光精度は BH-恒星連星の変光を探索するのに十分で、周期 10 日以下の BH-恒星連星が $\mathcal{O}(100)$ 個発見できると予測されている (Masuda & Hotokezaka 2019)。

3 Candidate Selection

本研究では以下の 2 通りの方法でコンパクト天体-恒星連星の候補天体を探索した。

3.1 TESS 光度曲線のフィッティング

TESS 光度曲線を全て、Ellipsoidal Variation (EV) + Relativistic Beaming のモデルでフィッティングした。フィッティングできた天体は 10^5 個に及んだ。これは TESS で発見が期待される BH の数よりも 2-3 桁多く、BH-恒星連星以外の天体を多く誤検出していると考えられる。そこで、(1) γ Dor や δ Sct といった脈動星の誤検出を周期光度関係から除去した。また B・A・early F 型星は Slowly Pulsating B Stars とされる脈動星を誤検出していたので、全て候補天体から除外した。(2)TESS は多くの天体を数ヶ月-数年程度のインターバルで複数回観測しているが、その複数回の観測の間に変光の周期や振幅が変化している天体がある。EV+beaming のモデルでは変光の周期・振幅は時間変化しないので、変光の周期や振幅が変化している天体を候補天体から除外した。

最終的に、全天で約 200 天体が候補天体に残った。

3.2 Gaia DR3 RV-variable stars

Gaia DR3 では Gaia が測定した各恒星の視線速度 (RV) の情報が公開されている。特に RV に周期的変動が検出されていれば、それらの天体は分光連星として報告されている。しかし、Gaia の観測頻度が低いため、本提案のターゲットとなる短周期連星はほとんど分光連星として検出できていない。

分光連星と検出されていなくても、Gaia が測定した RV に変動があり、その変動の大きさ RV amp が公開されている天体も多くある。本研究ではこの Gaia RV の変動を軌道運動によるものと考えてコンパクト天体を探索した。まず Gaia DR3 と TESS で観測されている主系列星の全サンプルの中から、Gaia DR3 の RV のばらつき RVamp が大きく (>100 km/s)、TESS 光度曲線で軌道運動に伴う周期変動が検出されたものを特定した。さらに、これらについて変光周期から軌道周期を推定し、Gaia DR3 の RVamp を軌道運動による RV 変動の大きさの 2 倍と近似して、spectroscopic mass function を計算した。さらに主星の質量を色・絶対等級から推定し、見えていない伴星が仮に主系列星であれば主星よりも重い（そのため伴星が主系列星である可能性が棄却できる）と推定された連星を観測すべき候補天体とした。

4 Follow-up observation

2m なゆた望遠鏡に搭載された可視分光装置 MALLS の中分散モードで、恒星-コンパクト天体連星候補天体の視線速度追観測を行なった。概要を表 1 に示す。得られたデータの S/N は 15-30 程度である。

表 1: 観測の概要

望遠鏡	西はりま天文台 2m なゆた望遠鏡
観測装置	可視分光装置 MALLS
観測モード	中分散モード (スリット幅 1.2 秒)
観測波長域	4800 Å–5200 Å
波長分解能	~ 7500

データ処理は IRAF(Tody 1986) の標準的な処理を行った。画像からスペクトルを抽出し、Th-Ar 校正スペクトルを用いて波長を校正を行った。視線速度は、Coelho et al. (2005) の合成スペクトルモデルを用いてガウス過程回帰で推定した。

5 Results

観測した天体のうち、2つ目の方法で選出した 1 天体の軌道決定に成功し、他にも各選別方法で 1 つずつの天体の視線速度変動を検出した。ここでは軌道決定に成功した天体 Gaia DR3 211... (以下 G211) の観測結果を詳報する。

5.1 G211

G211 は Gaia G バンドで 10 等 (Gaia Collaboration 2023)、有効温度約 6500K の F 型星 (Cui et al. 2012) である。 $1.2M_{\odot}$ 程度 (Paegert et al. 2021) の主系列星と考えられる。TESS の変光周期 0.73 日、Gaia RV amp 250 km/s で、mass function $0.14 M_{\odot}$ と推定され、明るさのわりに mass function が大きかったため follow up 観測を行った。過去に LAMOST (low resolution; Cui et al. 2012) と APOGEE (Abdurro'uf et al. 2022) でも 1 度ずつ視線速度が測定されており、今回の観測で新たに測定した視線速度と合わせて軌道をフィッティングした。その結果を図 4, 表 2 に示す。

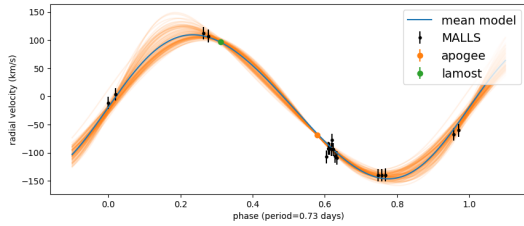


図 4: G211 の視線速度曲線

表 2: G211 の軌道要素 (速報値)

軌道周期	0.73 日
視線速度振幅	127^{+8}_{-5} km/s
離心率	$0.05^{+0.08}_{-0.04}$
重心の視線速度	-17^{+2}_{-2} km/s
mass function	$0.15^{+0.03}_{-0.02} M_{\odot}$
伴星の最小質量	$> 0.8 M_{\odot}$

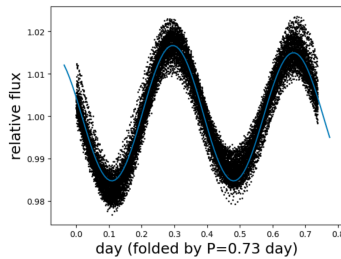


図 5: G211 の TESS 光度曲線と、EV モデルによるフィッティング線

6 Discussion & Conclulsion

6.1 G211 の伴星の正体

G211 の TESS 光度曲線を図 5 に示す。G211 が食を起こしていないことから軌道傾斜角に制限をつけることができ、伴星が $0.95 M_{\odot}$ より軽い主系列星である可能性は棄却される。

伴星が $0.95 M_{\odot}$ より重い主系列星であれば、スペクトルには主星 G211 と伴星の両方の吸収線が見つかる可能性が高いと考えているが、伴星の吸収線は検出されていない。そのため、G211 の伴星は白色矮星または中性子星であると考えている。これは今後 Spectral Disentangling (e.g., Sablowski et al. 2015) などの詳細な解析を行い確定させる予定である。

なお、G211 の TESS 光度曲線を EV モデルでフィッティングすると (図 5)、伴星の質量は $1.0 M_{\odot}$ と推定

された。ただし、光度曲線は EV 以外にも黒点・自転の影響を受け、大きな系統誤差を含むと考えられる。

6.2 Selection Criteria の有効性

G211 は伴星が白色矮星の連星である可能性が高く、他にも複数の天体で視線速度の変動を検出した。このことから、本研究の手法は恒星-コンパクト天体連星の探索に有効な可能性が強く示唆された。今後も候補天体の follow-up 観測を続け、BH や中性子星などのより重いコンパクト天体の発見を目指す。

Reference

- Abdurro'uf et al. 2022, ApJS.
- Cantrell, A. G., Baily et al. 2010, ApJ.
- Coelho, P. et al. 2005, A&A.
- Cui, X.-Q. et al. 2012, Research in Astronomy and Astrophysics.
- El-Badry, K. et al. 2023, MNRAS.
- Gaia Collaboration 2023, A&A.
- Gaia Collaboration 2024, arXiv e-prints, arXiv:2404.10486.
- Gandhi, P. et al. 2019, MNRAS.
- Giesers, B. et al. 2019, A&A.
- Guseinov, O. K., & Zel'dovich, Y. B. 1966, SvA.
- Jackson, B. K. et al. 2012, ApJ.
- LIGO Scientific Collaboration et al. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2111.03606.
- Mahy, L. et al. 2022, A&A.
- Masuda, K. & Hotokezaka K. 2019, ApJ.
- Paegert, M. et al. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2108.04778.
- Remillard, R. A., & McClintock, J. E. 2006, ARA&A.
- Ricker, G. R. et al. 2014, in Space Telescopes and Instrumentation 2014: Optical, Infrared, and Millimeter Wave, ed. J. M. O. Jr. et al., International Society for Optics and Photonics (SPIE).
- Sablowski, D. P., Järvinen, S. & Weber, M. 2018, A&A.
- Shenar, T. et al. 2022, Nature Astronomy.
- Tanikawa, A. et al. 2023, ApJ.
- Tody, D. 1986, Proc. SPIE 0627, Instrumentation in Astronomy VI.

[indexへ戻る](#)

太恒 a02

散開星団の中性子捕獲過程元素の存在度

杉村 風暁

散開星団の中性子捕獲過程元素の組成

杉村 風暁 (兵庫県立大学大学院 物質理学研究科)

Abstract

鉄より原子番号の大きな元素は中性子捕獲過程によって生成される。中性子を捕獲する時間が β 崩壊より長い s 過程は、漸近巨星分枝星 (AGB 星) で起きていることが分かっている。一方で、中性子を捕獲する時間が β 崩壊より短い r 過程は中性子星合体で起きると考えられている。また、数値シミュレーションでは r 過程元素の空間的な分布は不均一だと予測されている。そこで本研究では、Keck 望遠鏡のエッセル分光器 HIRES で撮られた可視光高分散スペクトルを用いて、プレアデス星団とヒアデス星団、プレセペ星団で 10 種類の中性子捕獲過程元素 (Y, Zr, Ba, La, Ce, Pr, Nd, Sm, Eu, Gd) の存在度を調べた。まず、スペクトルにある鉄の吸収線の等価幅からモデル大気計算プログラム TGVIT を使って有効温度、表面重力、微小乱流速度を求めた。次に、これらのパラメータを用いた合成スペクトルを作成し、観測スペクトルとフィッティングすることで元素の存在度を求めた。その結果、ヒアデス星団とプレセペ星団は元素の s 過程や r 過程の割合によらずほぼ同じ組成を示すことが分かった。一方で、プレアデス星団はほか 2 つの星団とは異なる組成を示すことが分かった。

1 イントロダクション

1.1 元素合成と銀河の化学進化

元素の合成方法は主に 3 つある。1 つ目のビックバンでは H、He、少しの Li が合成された。その後原子番号が鉄までの元素は恒星内部の核融合反応、原子番号が鉄より先の元素は中性子捕獲過程で合成される。そのため、ビックバン直後の恒星は主に H と He で構成されており、恒星内部で作られた重元素¹が超新星爆発等で星間空間に放出されると星間空間に含まれる重元素が増加する。そして新しく誕生する恒星内部の重元素が増加する。このように恒星の進化を通して星間空間や恒星内部に重元素が増えていくことを銀河の化学進化と呼ぶ。

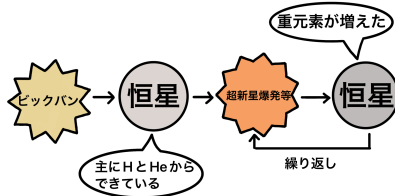


図 1: 銀河の化学進化の概略図

¹本研究では H と He 以外の元素を重元素と呼ぶ

本研究では式 (1)²の形で元素の存在度を求め、式 (2) で結果の比較を行った。

$$\log \varepsilon(X) = \log\left(\frac{n_X}{n_H}\right) + 12 \quad (1)$$

$$[X/H] = \log\left(\frac{\left(\frac{n_X}{n_H}\right)_{\text{star}}}{\left(\frac{n_X}{n_H}\right)_{\odot}}\right) = \log\left(\frac{n_X}{n_H}\right)_{\text{star}} - \log\left(\frac{n_X}{n_H}\right)_{\odot} \quad (2)$$

1.2 中性子捕獲過程元素

中性子捕獲過程元素とは中性子の捕獲と β 崩壊を通して元素を作る中性子捕獲過程によって作られる元素を指す。中性子捕獲過程には中性子を捕獲する時間が β 崩壊より長い s 過程と、捕獲する時間が短い r 過程がある。中性子を捕獲する時間が β 崩壊より長い s 過程は、漸近巨星分枝星 (AGB 星) で起きていることが分かっている。一方で、中性子を捕獲する時間が β 崩壊より短い r 過程は中性子星合体 (NSMs) で起きると考えられている。s 過程の割合と r 過程の割合は元素ごとに異なる。

² n_X と n_H はそれぞれ単位体積当たりの元素 X の原子数と水の原子数を表している。

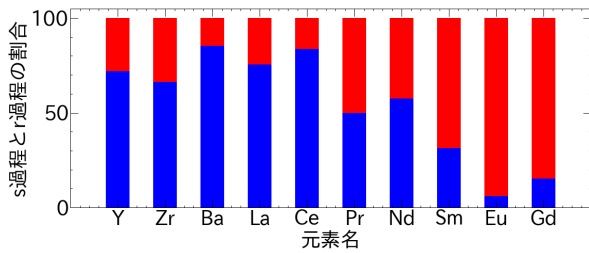


図 2: 各元素の s 過程と r 過程の割合
青いバー:s 過程、赤いバー:r 過程。
(Spina et al. 2018)

表 1: s 過程と r 過程の割合
(Spina et al. 2018)

元素名	s-process (%)	r-process (%)
Y	71.9	28.1
Zr	66.3	33.7
Ba	85.2	14.8
La	75.5	24.5
Ce	83.5	26.5
Pr	49.9	50.1
Nd	57.5	42.5
Sm	31.4	68.6
Eu	6.0	94.0
Gd	15.4	84.6

中性子捕獲過程元素を調べることで、恒星の生まれた環境で s 過程の寄与が大きかったのか、r 過程の寄与が大きかったのかを調べることができる。

1.3 先行研究とその課題

1.3.1 r 過程元素の空間分布

Kolborg et al.(2023) は Fe は重力崩壊型超新星爆発 (cc-SNe) で、Eu は中性子星合体 (NSMs) で合成され、合成された元素は乱流と銀河風で広がると仮定のもと、r 過程元素 (Eu) の空間分布を 1000×1000 pc の範囲で 125 Myr 間数値シミュレーションした。その結果、Fe の空間分布がほぼ一様であることに對し、100 pc のスケールで Eu の空間分布が一様でないことを示した (図 3)。これは、NSMs がレアイベント (1000×1000 pc の範囲を 125 Myr シ

ミュレーションして 32 回発生) であることが原因で Eu の組成が空間に依存していることを示していると考えられる。

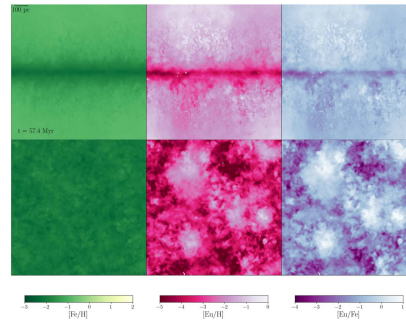


図 3: Fe と Eu の空間分布の数値シミュレーション
上図: 銀河系を横からみた図。下図: 銀河系を上からみた図。Eu の空間分布が 100 pc のスケールで一様ではないことがわかる
(Kolborg et al. 2023)

1.3.2 散開星団での化学組成の比較

銀河系のフィールドに存在する恒星と異なり、散開星団に属する恒星は生まれた場所や時代を容易に特定することができる。そのため、散開星団で化学組成を調べることは星団が生まれた時の環境を調べるための重要な役割を担う。Blanco-Cuaresma et al. (2015) は複数の散開星団の属する主系列星に対して 17 種類の元素の組成を調べて比較を行った。その結果、星団による化学組成の違いはあまり見られないことが分かった。一方で、組成が異なる度合いは元素によって異なることが分かった。特に Ba の組成の違いは顕著である。

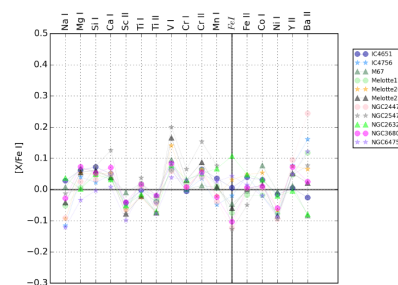


図 4: 11 の散開星団の化学組成を比較した図
(Blanco-Cuaresma et al. 2015)

数値シミュレーションの結果をもとにすると、NSMs は 100 pc^3 の範囲では 300 Myr に 1 回程度起きると考えられる。そのため、距離が 100 pc 以上離れている星団や年齢が 300 Myr 離れている星団では中性子捕獲過程元素の組成が異なることが予想される。しかし、このような観点で複数の散開星団を対象に中性子捕獲過程元素 (特に r 過程元素) を調べた研究はない。

2 解析

Keck 望遠鏡のエッセル分光器 HIRES で撮られた可視光高分散スペクトルを用いて、年齢が約 7.8×10^7 歳のプレアデス星団の GK 型主系列星 16 天体と年齢が約 7.9×10^8 歳のヒアデス星団の GK 型主系列星 12 天体、約 6.8×10^8 歳のプレセペ星団の GK 型主系列星 10 天体を対象に 10 種類の中性子捕獲過程元素 (Y, Zr, Ba, La, Ce, Pr, Nd, Sm, Eu, Gd) の組成を調べた。プレアデス星団とヒアデス星団の距離は 83 pc であり年齢差は約 7.1×10^8 歳であるため、プレアデス星団とヒアデス星団を比較することで、年齢によって組成が異なるかどうかを調べることができる。またヒアデス星団とプレセペ星団の距離は 164 pc であり年齢差は約 1.1×10^8 歳であるため、ヒアデス星団とプレセペ星団を比較することで、星団の位置によって組成が異なるかどうかを調べることができる。

表 2: 各星団の年齢 (year) と星団間の距離 (pc) (Cantat-Gaudin et al. 2020)

	年齢	距離	
		プレアデス	ヒアデス
プレアデス	7.8×10^7	-	-
ヒアデス	7.9×10^8	83	-
プレセペ	6.8×10^8	179	164

最初に、各恒星の大気パラメータ (有効温度 (T_{eff})、表面重力 ($\log g$)、微小乱流速度 (ϵ_t)、 $[\text{Fe}/\text{H}]$) を求めた (表 3)。

表 3: 各星団に属する恒星の大気パラメータ

	プレアデス	ヒアデス	プレセペ
T_{eff} (K)	4500-6000	5400-6300	5500-6100
$\log g$ (dex)	4.4-4.7	4.4-4.9	4.3-4.6
ϵ_t (km/s)	0.7-1.9	1.0-1.3	1.0-1.3
$[\text{Fe}/\text{H}]$ (dex)	-0.4-0.1	0.2-0.3	0.2-0.3

その後、各元素 1-4 本の吸収線に合成スペクトルをフィットさせることで元素の組成を求めた。

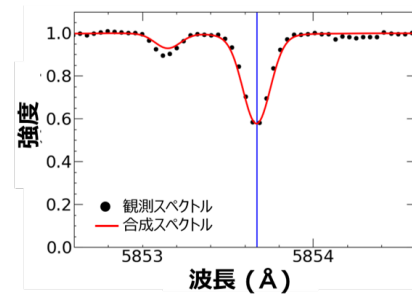
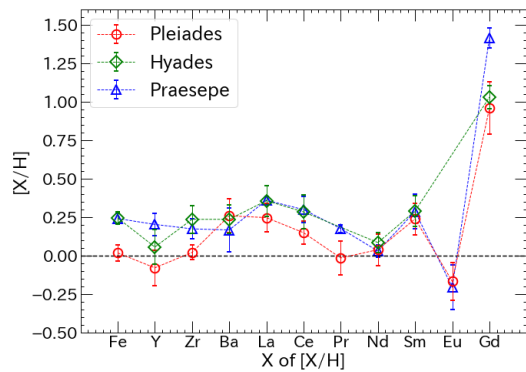


図 5: 合成スペクトルでフィッティングしている様子。プレアデス星団に属する恒星 (HII2462) の Ba 5853 Å の吸収線。青線: 吸収線の中心波長。

3 結果

各星団の組成を比較した結果、ヒアデス星団とプレセペ星団は元素の s 過程や r 過程の割合によらずほぼ同じ組成を示すことが分かった。ヒアデス星団とプレセペ星団は年齢差が約 1.1×10^8 歳で距離が 179 pc であることから、星団間の距離が数百 pc のスケールでは組成が変わらないことを示唆する。一方で、プレアデス星団はほか 2 つの星団とは異なる組成を示すことが分かった。プレアデス星団とヒアデス星団は年齢差が約 7.1×10^8 歳で星団間の距離が 83 pc であることから、年齢が離れると星団の位置が近い場合でも組成が異なることを示唆する。よって本研究では、年齢によって化学組成が異なることを示唆する結果となった。



Cantat-Gaudin, Anders, Castro-Ginard, Jordi, Romero-Gomez, Soubrian, Casamiquela, Tarricq, Moitinho, Vallenari, Bragaglia, Krone-Martins, & Kounkel 2020, A&A, 640, A1

図 6: 各星団の化学組成の比較

ヒアデス星団とプレセペ星団はほぼ同じ組成を示すのに対し、プレアデス星団はほか 2 つの星団とは異なる組成を示す。

4 結論

Keck 望遠鏡のエッセル分光器 HIRES で撮られた可視光高分散スペクトルを用いて、年齢が約 7.8×10^7 歳のプレアデス星団の GK 型主系列星 16 天体と年齢が約 7.9×10^8 歳のヒアデス星団の GK 型主系列星 12 天体、約 6.8×10^8 歳のプレセペ星団の GK 型主系列星 10 天体を対象に 10 種類の中性子捕獲過程元素 (Y, Zr, Ba, La, Ce, Pr, Nd, Sm, Eu, Gd) の組成を調べた。その結果、ヒアデス星団とプレセペ星団は元素の s 過程や r 過程の割合によらずほぼ同じ組成を示すことが分かった。一方で、プレアデス星団はほか 2 つの星団とは異なる組成を示すことが分かった。よって本研究では、年齢によって化学組成が異なることを示唆する結果となった。

Reference

- Kolborg, Ramirez-Ruiz, Martizzi, Macias, & Soares-Furtado 2023, ApJ, 949, 100
- Blanco-Cuaresma, Soubrian, Heiter, Asplund, Carraro, Costado, Feltzing, Gonzalez-Hernandez, Jimenez-Esteban, Korn, Marino, Montes, San Roman, Taberner, & Tautvaisiene 2015, A&A, 577, A47
- Spina, Melendez, Karakas, Santos, Bedell, Asplund, Ramirez, Yong, Alves-Brito, Bean & Dreizler 2018, MNRAs, 474, 2580

太恒 a03

「ひので」極域データベースを用いた太陽極域磁場の 緯度依存性の検証

藤森 愛梨沙

「ひので」極域データベースを用いた太陽極域磁場の緯度依存性の検証

藤森 愛梨沙 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

太陽の黒点数は約 11 年周期で増減を繰り返し、極域磁場の極性も 11 年周期で反転する。赤道から極へ向かう子午面還流により、極域の極性と逆の磁束が運ばれることで極性反転が起こると考えられている。太陽の極域磁場の高精度観測は、子午面還流が高緯度でどう変化するかを理解する手がかりにもなる。極域の平均磁束密度は平均 5 G 程度で活動領域より小さく、射影の効果で磁場構造が潰れて見えるため、構造を空間的に分解することが難しい。しかし、「ひので」衛星に搭載された SOT/SP のベクトル磁場観測では、0.3" の高空間分解能で極域の小さな磁場構造を捉えられる。Petrie(2017) は、「ひので」衛星を用いて緯度 80° 以上の領域で、高緯度ほど平均磁束密度が減少することを示した。本研究では、平均磁束密度の減少が本当に緯度に依存するのかを、名古屋大学 ISEE で公開されている「ひので」衛星の極域磁場観測 (HOP206) データベースを用いて検証した。HOP206 は極域が見える時期に限定して、約 20 データを取得することで全経度をカバーしている。極性反転が完了した後の 2017 年から 2021 年の北極域のデータを用いて、緯度 70 度以上の領域で平均磁束密度の緯度依存性を調べ、過去の研究と同様に緯度 80° 付近から減少する結果を得た。次に、同じデータに対してリムからの距離依存性を調べると、リムから 40° 付近から平均磁束密度の減少が見られた。同じ緯度でもリムに近づくにつれて、平均磁束密度が減少する傾向が見られた。この結果は、極域での平均磁束密度の減少が緯度ではなくリムからの距離に依存することを示唆する。幾何学的要因による減少は装置や解析手法に起因する。ISEE のデータベースでは Ito et al.(2010) の方法での 180° 不定性の選択をしているが、選択ができなかったピクセルは値が 0 になるマスクがかかる。また、ストークス IQUV のノイズが大きいピクセル、filling factor が小さいピクセル、ドップラー速度が大きいピクセル、磁場強度のエラーが大きいピクセルについてもそれぞれマスクをかけて値を 0 にしている。そこで、値が 0 になっているピクセルの割合を各距離範囲内で導出すると、リムに近づくほど値が 0 のピクセルの割合が大きくなることがわかった。

1 Introduction

太陽内部から浮上した磁束が黒点を形成し、黒点を含む活動領域から拡散した磁束が子午面環流によって極域に運ばれる。極域磁場の極性は約 11 年周期で反転しており、黒点数の増減と逆相関している。このことから、極域磁場は周期性の生成機構であるダイナモ機構の理解に関わる。

また、極域磁場は開いた構造をしており、極域から惑星間空間へ高速太陽風が磁力線に沿って吹き出している。そのため、高速太陽風の加速機構を解明する上でも、極域磁場観測が重要な役割を果たすと考えられている。

極域磁場は平均 5 G 程度 (Petrie 2015) であり、活動領域の磁場に比べて非常に弱い。また、射影の効果で磁場構造が潰れて見えるため、構造を空間的に分解することが難しい。しかし、2006 年に打ち上げ

られた「ひので」衛星搭載の SOT/SP は 0.3" の高い空間分解能を持ち、極域の磁場分布を高い精度で捉えられる。

Petrie(2017) は、2007 年のひので SOT/SP の極域磁場のデータから平均磁束密度を緯度の関数としてプロットし、緯度 80° 以上の領域で、高緯度ほど平均磁束密度が減少することを示した。この結果の原因として、太陽のリム付近で信号が弱くなることが挙げられたが、実際にリムからの距離と平均磁束密度の関係について検証は行われていない。

そこで本研究ではリムからの距離と平均磁束密度の関係について検証し、幾何学的な要因がある場合にはその影響を軽減する方法を探る。

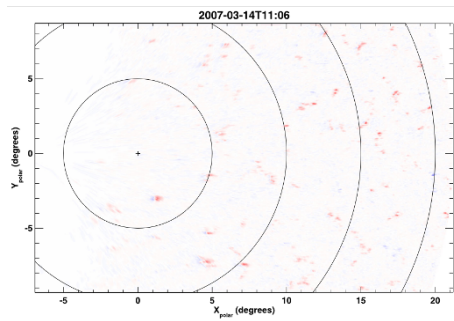


図 1: 2007 年 3 月 14 日の南極の動径方向の磁束密度分布。(Petrie 2017)

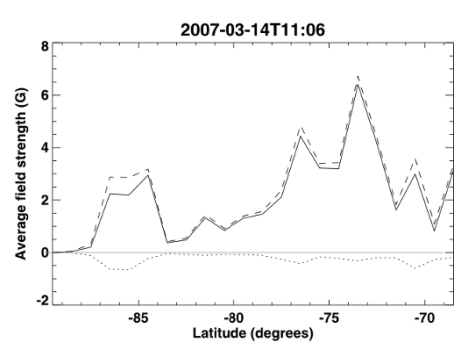


図 2: 図 1 をもとに平均磁束密度を緯度の関数としてプロットしたもの。実線は正味、破線は正、点線は負の平均磁束密度を表す。(Petrie 2017)

2 Methods

本研究では名古屋大学 ISEE で公開されている「ひので」衛星の極域磁場観測キャンペーン (HOP206) のデータを使用した。HOP206 では観測時期を北極域が見える 8-9 月と南極が見える 2-3 月に限定し、2、3 日おきに約 20 データをとって自転 1 周分を観測している。本研究では極域磁場が大きくなる 2017 年から 2021 年の北極域の各年約 20 データを使用している。

ここで、ISEE のデータがどのようにできるか説明する。磁場はゼーマン効果を利用して観測される。視線方向は円偏光ストークス V、視線方向と直交する磁場は直線偏光ストークス Q,U で測定される。ストークス IQUV のデータから、Milne-Eddington 大気を仮定した MILOS コード (Orozco Suárez & del Toro Iniesta 2007) を用いてインバージョンをかけ、観測を最もよく再現する磁場ベクトルを導出している。ストークス QU から求められる方位角 χ と $\chi + 180^\circ$

の値は同じ値であり、区別できない。これが 180° 不定性である。ISEE で公開されている平均磁束密度のデータは Ito et al.(2010) に掲載される方法で 180° 不定性を解いている。まず、導出された 2 つの太陽表面に対する傾き角を図 3 のように鉛直、水平、中間に分類し、表 1 に従って選択する。

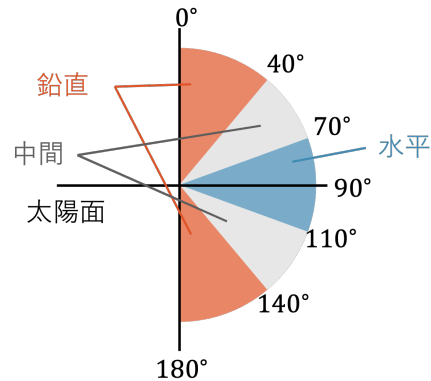


図 3: 太陽表面に対する傾き角の分類。動径方向を 0° としている。

どちらも鉛直	より鉛直な方
どちらも水平	より水平な方
一方が鉛直, もう一方が中間	鉛直な方
一方が水平, もう一方が中間	水平な方
上記以外	判別不可

表 1: 傾き角の 2 つの解のうち、どちらを採用するか

Ito et al.(2010) の方法で判別不可となったピクセルはマスクをかけ、値を 0 にしている。また、ストークス IQUV のノイズが大きいピクセル、filling factor が小さいピクセル、ドップラー速度が大きいピクセル、磁場強度のエラーが大きいピクセルについてもそれぞれマスクをかけて値を 0 にしている。

3 Results

図 4 は 2017 年 9 月 22 日の動径方向の平均磁束密度のマップに等高線を重ねたものである。白線は緯度の等高線で、それぞれ緯度 70° , 75° , 80° , 85° を表す。赤線は距離の等高線で、それぞれ太陽面中心からの距離 $850''$, $875''$, $900''$, $925''$, $950''$ を表す。

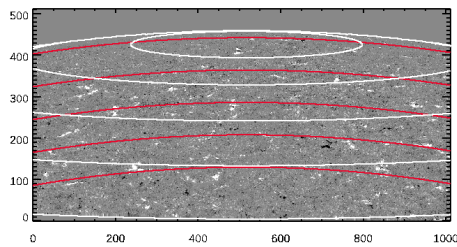


図 4: 2017 年 9 月 22 日の動径方向の平均磁束密度のマップに緯度の等高線 (白) と太陽面中心からの距離の等高線 (赤) を重ねたもの。

まず、各年約 20 データについて緯度 70° から 1° ずつ区切って平均磁束密度を導出し、すべての年で平均した。図 5 に平均磁束密度の緯度依存性の検証結果を示す。緯度 80° あたりから高緯度に行くほど平均磁束密度が減少しており、Petrie(2017) の結果と整合している。

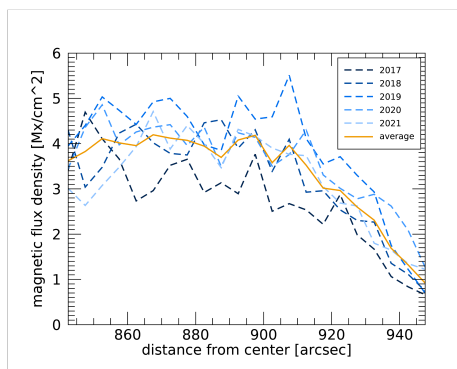


図 5: 平均磁束密度を緯度の関数としてプロットした。

次に、高緯度に行くほど平均磁束密度が減少して見えるのは本当に緯度依存性があるからなのか、リムに近づくことによるのか判別するために幾何学的な要因について検証した。各年約 20 データについて太陽面中心からの距離を $840''$ から $5''$ ずつ区切って平均磁束密度を導出し、すべての年で平均した。図 6 に平均磁束密度の幾何学的要因の検証結果を示す。太陽面中心から $900''$ あたりからリムに近づくほど平均磁束密度が減少している。図 5, 6 より、どちらにも減少傾向が存在し、緯度依存性と幾何学的要因の切り分けができていない。

そこで、緯度依存性と幾何学的要因を切り分けるため、太陽面中心からの距離 $860''$ - $950''$ の範囲を $10''$ ずつに限定し、各距離範囲について緯度を 1° ず

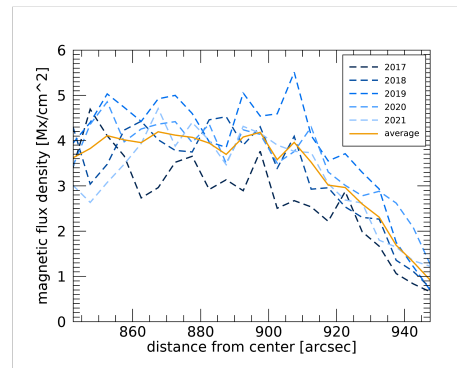


図 6: 平均磁束密度を太陽面中心からの距離の関数としてプロットした。

つ区切り平均磁束密度を導出した。そして、各距離範囲内での傾きを導出し、距離範囲を限定していない時と比較した。図 7, 8 に距離範囲を限定した時と限定していない時の平均磁束密度の緯度依存性の検証結果と、導出された各線の傾きを示す。傾きについて距離範囲を限定したものと限定していないものを比較すると前者の方が傾きが小さいことがわかる。これより、極点付近で平均磁束密度が減少する原因として緯度依存性は支配的ではなく、リムからの距離が関係していると言える。

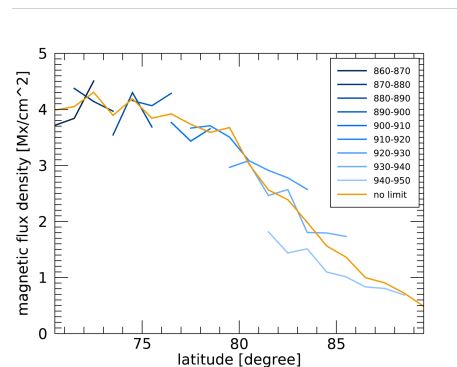


図 7: 距離範囲を限定し、平均磁束密度を緯度の関数としてプロットした (青)。距離範囲を限定していない時 (オレンジ) と比較している。

幾何学的な要因で平均磁束密度が減少する場合、太陽そのものの磁場の分布が原因ではなく、装置や解析手法が原因と考えられる。そこで、各距離範囲内で、先述のマスクや 180° 不定性の判定不可により 0 になっているピクセル数の割合とリムからの距離との関係を調べた。結果を図 9 に示す。その結果、 $850''$

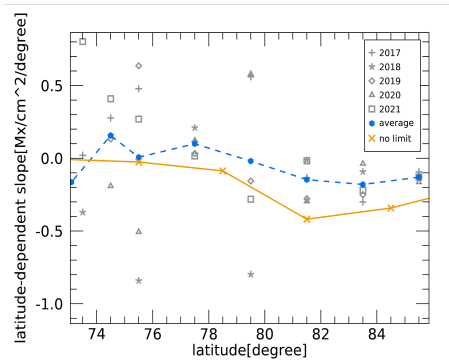


図 8: 図 7 の折れ線を直線近似して求めた傾き

辺りでは 25%程度だが、920"あたりから増加し始め、最終的に 65%程度にまで増加していることがわかった。これにより、リムに近づくと 0 になっているピクセル数が増大していることが判明し、平均磁束密度が減少する原因の 1 つではないかという可能性が示された。

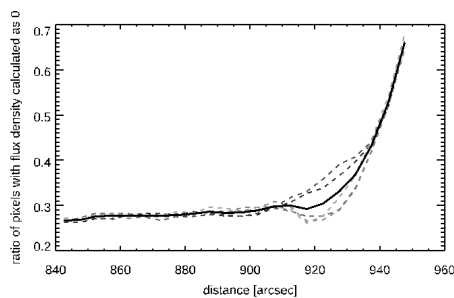


図 9: マスクで 0 になっているピクセル数の割合を各距離範囲内で求めた

4 Conclusion

過去の研究では太陽極域の平均磁束密度の緯度依存性が見えたが、本研究で平均磁束密度の減少がリムからの距離に依存していることを示唆する結果を得た。幾何学的な要因での平均磁束密度の減少は装置や解析手法に起因する。ISEE のデータベースでは 180° 不定性の選択がうまくいかなかったピクセルに対し、値を 0 にするマスクをかけている。また、ストークス IQUV のノイズが大きいピクセル、filling factor が小さいピクセル、ドップラー速度が大きいピクセル、磁場強度のエラーが大きいピクセルについてそれぞれマスクをかけて値を 0 にしている。そこ

でピクセル数がリムに近づくにつれてが増加することがわかった。今後は値が 0 になっている各ピクセルが何の要因で 0 になっているのか区別したり、値が 0 でないピクセルについて値の大きさや正負とリムからの距離の関係を調べたりすることで、各要因が平均磁束密度の減少にどれくらい影響しているかを定量的に評価し、幾何学的要因による過小評価をどの程度改善できるのか調べる。

Reference

- Petrie, G.J.D. 2015, Living Rev. Solar Phys., 12, 5
- Petrie, G.J.D. 2017, Solar Phys., 292:1
- Orozco Suárez, D., & del Toro Iniesta, J. C. 2007, A&A, 462, 1137
- Ito, H., Tsuneta, S., Shiota, D., et al. 2010, ApJ, 719:142

太恒 a04

太陽X線集光撮像分光観測ロケット実験FOXSI-3を用いたフィラメント消失領域の詳細温度解析

廣瀬 維士

太陽 X 線集光撮像分光観測ロケット実験 FOXSI-3 でとらえたフィラメント消失領域の詳細温度解析

廣瀬 維士 (総合研究大学院大学 先端学術院天文科学コース)

Abstract

フィラメントは約 100 万 K の太陽コロナ中に存在する約 1 万 K の雲のような構造である。FOXSI-3 は 2018 年 9 月 7 日に打ち上げられた太陽 X 線観測ロケット実験である。太陽観測衛星ひのでに搭載されている X 線望遠鏡などの既存の X 線撮像装置と異なり、X 線での集光撮像分光観測を世界で初めて実現した。そのため、空間分解されたスペクトル情報から各構造における詳細な温度診断を行うことができる。FOXSI-3 の観測時間の数時間ほど前に、GONG の H α 線 (1 万 K 程度のプラズマに感度がある) 画像や SDO/AIA304Å (10 万 K 程度に感度) の画像からフィラメントが消失していた。一方で SDO/AIA193 Å (150 万 K 程度に感度) の観測からは、AIA304Å で消失した時間とほぼ同じ時刻に付近の領域でわずかに増光していることが確認できた。その領域を FOXSI-3 でスペクトル観測すると、周囲の静穏領域だけでなく離れた場所に存在した活動領域よりも温度が高いということがわかった。H α 線でフィラメントが消失した後、X 線でその領域が明るく光ったという報告は過去にも存在する (Singh et al. 2001)。1974 年の Skylab/ATM での観測では、フィラメント消失領域の温度は 6MK 以上まで上昇し、その後何日か継続してループのような構造を形成していることが報告されている (Sheeley et al. 1975)。しかし、これらの報告は 20 年以上も前のものであり、X 線スペクトル情報を用いたフィラメント噴出領域の精密温度診断を行った例はない。そこで本講演では、FOXSI-3 や SDO/AIA のデータを用いて詳細な温度診断を行い、その領域の温度構造ならびに加熱機構について議論する。

1 Introduction

太陽の表面には約 6000K の光球があり、その上空に約 10000K の彩層があり、さらにその上空に約 100 万 K のコロナが存在する。上空にいくほど温度が上がっていく問題をコロナ加熱問題といい、太陽物理学における重要問題の一つになっている。コロナ加熱問題については、これまでに多くの研究がなされている。定常的なコロナ加熱に関しては、波動による加熱とナノフレアによる加熱の、主に 2 つの加熱メカニズムが提唱され、研究されている。

そのような高温のコロナ中には、フィラメントと呼ばれる約 1 万 K の雲のような構造が存在することがある。太陽フィラメントは、磁気不安定性や太陽フレアなどによって噴出・消失する。太陽フレアに伴うフィラメント噴出などでは、大規模なコロナ質量放出 (CME) が発生し、地球に影響を与えることもある。したがって、フィラメント噴出は宇宙天気的にも重要な現象になっている。太陽フレアや CME などの突発現象が活動領域で発生した際のコロナの

加熱については多く研究されている一方で、静穏領域でのフィラメント噴出に伴うコロナの加熱についての研究例は少ない。以下に先行研究の例を示す。

1974 年の Skylab/ATM での観測は、軟 X 線と紫外 (284Å) で H α 線でフィラメントが消失した領域を観測した。その領域の増光が、紫外線では微かにしか見えなかったが、軟 X 線でははっきりと見えたと報告されている。また、その時の温度はおよそ 6MK であった (Sheeley et al. 1975)。Singh et al. 2001 は H α 線と、Yohkoh/SXT での軟 X 線でフィラメントを観測した。その結果、H α 線でフィラメントが消失する直前、もしくは消失後にその付近の領域が軟 X 線で明るく光っていることが観測された。

以上に挙げた 2 つの研究例で用いられた観測機器は、いずれもエネルギー分解能がない観測機器であった。X 線領域でエネルギーを詳しく見るためには、新たな観測機器が必要であり、そこで FOXSI-3 が登場した。Focusing Optics X-ray Solar Imager (FOXSI) は、太陽を X 線で観測する日米共同の観測ロケット実験であり、FOXSI-3 はその 3 回目である。FOXSI-3

ではこれまでの硬 X 線だけでなく、新たに軟 X 線の観測も行った。FOXSI-3 は、軟 X 線の光子を一つずつ検出する光子計測を行い、軟 X 線では世界初の集光撮像分光観測を実現した。これによって高いエネルギー分解能と、高い時間・空間分解能を同時に満たすことができた。

そこで本研究では、FOXSI-3 で捉えることができたフィラメント消失領域の温度解析を行い、フィラメント噴出領域でどのように加熱されたかについて議論する。

2 Observations

今回の観測では、FOXSI-3 と NASA の太陽観測衛星である Solar Dynamics Observatory(SDO), 日本の太陽観測衛星ひので、複数の地点で絶え間なく太陽を地上観測する望遠鏡ネットワークである Global Oscillation Network Group(GONG) を用いた。

2.1 Target Event

今回観測したフィラメントの消失は、2018 年 9 月 7 日 10:30 11:30(UT) にかけて発生した。図 1(a) は GONG の H α 線で観測したフィラメントの時間変化であり、図 1(b) は SDO 衛星に搭載されている Atmospheric Imaging Assembly(AIA) の 304Å で観測したフィラメントの時間変化である。H α 線ではフィラメントがほとんど見えないので、詳しい時間変化を追うことはできなかった。一方で、AIA304Å 画像では、フィラメントが少しずつ噴出していく様子が確認できる。H α 線では消失したように見えたが、AIA の画像から噴出しているように見えたので、以降は噴出という言葉を使う。フィラメント噴出は 10:30 ごろに始まり、11:30 には 304Å では完全に見えなくなった。

2.2 FOXSI-3 での観測

FOXSI-3 は X 線の集光撮像分光観測ロケット実験であり、2018 年 9 月 7 日 17:21(UT) から約 5 分間、太陽全面の観測を行った。この時間は、フィラメントが噴出してからおおよそ 6 時間後である。図 2 左は FOXSI-3 で観測した 0.5keV から 4keV までの X 線

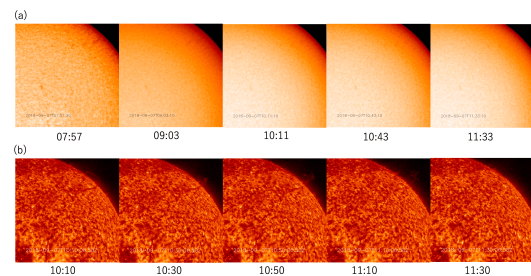


図 1: GONG の H α 線 (a) と AIA の 304Å(b) で見たフィラメントの時間変化

光子を用いて描いた太陽全面の画像であり、中心付近には減衰期の活動領域が確認でき、太陽の北西方向には明るく光った雲のような構造が確認できる(図 2 の青枠)。図 2 右はエネルギー領域を高エネルギー側の 2keV 以上に絞った太陽全面の画像である。ここでは高温であることが知られている活動領域や X 線輝点だけでなく、北西方向の雲状の構造も確認できる。つまり、この雲状の構造は高温になっていることがわかる。

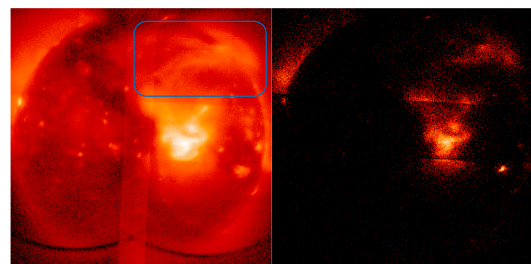


図 2: FOXSI-3 で観測した太陽全面画像 (左: 0.5keV から 4keV, 右: 2keV 以上)

2.3 SDO/AIA および Hinode/XRT での観測

図 3 に、AIA とひのでの X-Ray Telescope(XRT) で観測したフィラメント噴出前後の画像を示す。AIA での観測波長は 94Å から 335Å までの極端紫外線である。XRT は thin-Be フィルターを用いて軟 X 線で観測した。XRT の画像で赤く囲った部分が FOXSI-3 で確認された加熱領域である。この領域での増光は AIA の EUV 画像では微かに見られるものもあるが、XRT の軟 X 線画像ほどはっきり確認できない。

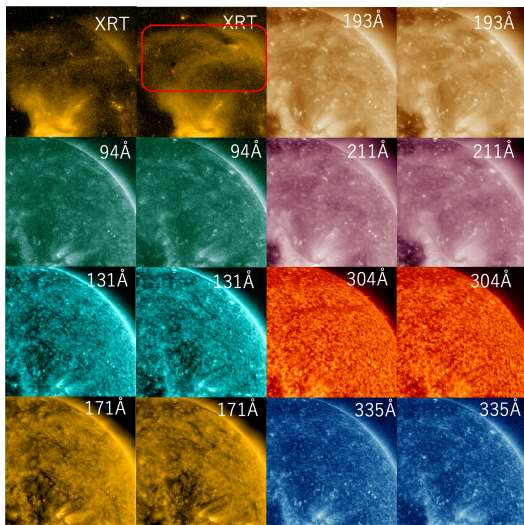


図 3: AIA および XRT で観測したフィラメント噴出前後の比較 (左: フィラメント噴出 6 時間前, 右: フィラメント噴出 7 時間後)

3 Results

3.1 FOXSI-3 での解析

FOXSI-3 で得られたスペクトルの解析を行った。まだキャリブレーションが足りていないので誤差は大きいですが、観測したスペクトルをフィッティングして温度を算出した。その結果、フィラメント噴出領域の温度はおよそ 6MK であることがわかった。X 線で明るく光っていない静穏領域の温度は 1MK ぐらいであったので、フィラメント噴出領域では加熱が起こったと言える。さらに、減衰期の活動領域の温度は、およそ 4MK であったので、活動領域よりも高温になっていることもわかった。図 4 に AIA のレスポンス関数を示す。これからわかるように、6MK という温度は、AIA のすべての波長で感度が弱い温度領域であり、AIA ではこの加熱領域の構造がはっきり見られなかったことと整合的である。

3.2 DEM 解析

FOXSI-3 の観測は 5 分間しか行っておらず、数時間という時間スケールの温度変化がわからない。そこで、AIA の画像を用いて Differential Emission Measure (DEM) の時間変化を求めた。DEM は Cheung et al. 2015 にしたがって求めた。AIA では加熱領域の高温

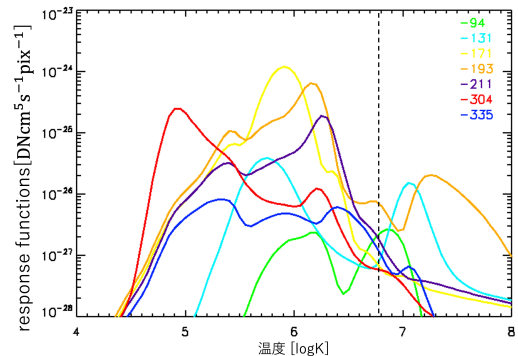


図 4: AIA のレスポンス関数 (点線は 6MK)

成分がはっきりとは見えなかったが、フィラメント噴出領域の高温成分以外の温度の時間変化を求めるために、DEM 解析を行った。DEM は以下の式で求められる温度の関数である。

$$DEM(T)dT = \int_0^\infty n_e^2(T)dz \quad (1)$$

ここで n_e は電子数密度である。また、DEM を温度積分すれば emission measure (EM) が求まる。図 5 にフィラメント噴出領域の 0.6MK から 2.5MK までの各温度における EM の時間変化を示す。これによると、フィラメント噴出が発生した付近の時刻で 0.6MK の EM が減少し、1MK 以上の EM が増加していた。また、0.6MK の EM は噴出後すぐに減少した一方で、1MK 以上の EM は 5 時間ぐらいかけてゆっくりと増加していることがわかった。このことは、フィラメント噴出を境として加熱が数時間のスケールで起こっていることを示唆している。

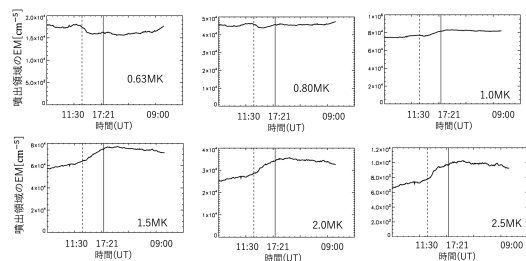


図 5: DEM の時間変化

4 Discussion

加熱するためのエネルギーと、熱伝導・放射によるエネルギー損失の比較を行い、エネルギー収支が釣り合うかを見る。エネルギーの釣り合いの式は

$$H = \frac{dE_{th}}{dt} + L_r + L_c \quad (2)$$

と書ける。\$H\$ は加熱するためのエネルギーであり、\$E_{th}\$ は熱エネルギーで、\$L_r\$ は放射によるエネルギー損失、\$L_c\$ は熱伝導によるエネルギー損失であり、それぞれ

$$E_{th} = 3n_e k_B T V \quad [\text{erg}] \quad (3)$$

$$L_r = n_e^2 Q(T) V \approx 10^{-17.73} T^{-2.3} n_e^2 V \quad [\text{erg s}^{-1}] \quad (4)$$

$$L_c = \frac{d}{ds} \left(\kappa \frac{d}{ds} T \right) V \approx 9.0 \times 10^{-7} \frac{T^{7/2}}{s^2} V \quad [\text{erg s}^{-1}] \quad (5)$$

と書ける。\$n_e\$ は電子数密度、\$k_B\$ はボルツマン定数、\$V\$ は観測領域の体積、\$T\$ は温度である。また、\$Q(T)\$ は放射損失関数であり、\$10^{6.3} < T < 10^7\$ の温度に対しての表式を用いている (Rosner et al. 1978)。\$\kappa\$ は Spitzer 熱伝導係数であり、\$s\$ は磁場に沿った方向の領域の長さである。

次に加熱のエネルギーについて考える。太陽フレアなどのシナリオから類推して考えると、フィラメント噴出によって磁力線が引き延ばされ、繋ぎ変わるという現象が発生していると考えられる。したがって、ここでは加熱のエネルギーをすべて磁気リコネクションが担っていると考え、\$H\$ を磁気エネルギーの解放率だとすると、

$$H = 2 \frac{B^2}{4\pi} v_{in} A_r \approx 2 \frac{B^2 V}{4\pi t} \quad [\text{erg s}^{-1}] \quad (6)$$

と書ける。ここで \$B\$ は磁束密度、\$t\$ は噴出から観測までの時間とする。

(2) 式は、加熱のエネルギー源がリコネクションによるものとした時に得られるエネルギーと、対流や放射によるエネルギー損失とのエネルギーの釣り合いの式である。まず \$H\$ について、SDO 衛星の Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) を用いて磁場のエネルギーを算出した。その結果 \$B = 6\text{G}\$ であった。また \$T = 6\text{MK}\$ とし、\$V\$ は噴出領域の高温成分の領域の面積を XRT 画像から見積もり、高さ方向をスケールハイト (\$h = 3 \times 10^3 T \text{ cm}\$) から求め、\$V \approx 3 \times 10^{30} \text{ cm}^3\$ とした。\$s\$ もスケールハイトと同

じとした。\$n_e\$ については、静穏領域よりも密度が低いと考えて、\$n \sim 10^8 \text{ cm}^{-3}\$ とした。以上の物理量を代入すれば、\$H \sim 3 \times 10^{27} \text{ erg s}^{-1}\$ となり、((2) の右辺) \$\sim 6 \times 10^{27} \text{ erg s}^{-1}\$ となった。このように、同じオーダーとなり、磁気リコネクションによってフィラメント噴出領域が加熱されたという考えに矛盾はないことが確認できた。しかし、いくつかのパラメータは典型的な値などの推定値を用いているので、これらについても観測量から値を見積もり、精度を上げる必要がある。

5 Conclusion

FOXSI-3 の観測を通して、AIA の EUV 画像では見えなかったフィラメント噴出に伴うコロナ加熱領域を見ることができ、その温度はおよそ \$6\text{MK}\$ という結果を得られた。DEM 解析からは、数時間という時間スケールで加熱が起こっていることも確認できた。さらに、エネルギーの見積もりからリコネクションによって加熱しているという仮説に矛盾がないことがわかった。

今回のフィラメント噴出のイベントはフレアに伴わないもので、CME の規模も小さく、静かなフィラメント噴出であったが、太陽半径程度の長さを持った領域で加熱が発生しており、興味深い現象であった。このようなフィラメント噴出に伴うコロナ加熱は、見過ごされてきただけで過去にも多く発生しているかもしれない。今後の研究ではその頻度を調査し、フィラメント噴出がコロナ加熱にどの程度寄与しているかを調べたい。

Reference

- Sheeley et al. 1975, SoPh, 45, 377
- Singh et al. 2001, BASI, 29, 193
- Cheung et al. 2015, ApJ, 807, 143
- Rosner et al. 1978, ApJ, 220, 643

太恒 a05

FOXSI-4, Hi-C フレアキャンペーンの紹介とフレア規模予測に向けた取り組み

佐藤 慶暉

FOXSI-4, Hi-C フレアキャンペーンの紹介とフレア規模予測に向けた取り組み

佐藤 慶暉 (総合研究大学院大学・物理科学研究科・天文科学専攻)

Abstract

2024 年 4 月、日米共同観測ロケット実験 FOXSI-4(Focusing Optics X-Ray Solar Imager) は Hi-C(High Resolution Coronal Imager Flare Mission) と共に、太陽フレアをロケット実験で観測する世界初の試み(フレアキャンペーン)を実施した。科学的観点から両ロケット実験ともに大規模なフレア観測を目指していたが、ロケット観測の時間は 5 分に限られることに加え、太陽フレアの正確な発生予測が現状不可能なことから、この試みは極めてチャレンジングであった。そこで米国チームは、打ち上げ可能状態でロケットをスタンバイさせ、太陽からの X 線フラックスをリアルタイムでモニタし、閾値を超えるフレアの発生とともに打ち上げを行う枠組みを構築した。一方我々日本チームは、この枠組みに、 κ スキーム (Kusano et al. 2020) に基づくフレア規模予測を加えることで、ロケット実験における大規模フレア観測確度の向上を目指した。 κ スキームでは、太陽光球磁場データから各活動領域が蓄えている磁氣的フリーエネルギーと磁氣的不安定度を算出することで、フレアの規模を予測する。

キャンペーンの期間は 4/5~4/19 の 2 週間設けられ、各日、射場での南中時刻を挟んだ 4 時間(アラスカ標準時で 12 時~16 時の間)、打ち上げを待機した。期間中の κ スキーム解析結果は、規模予測としてだけでなく、観測ターゲットリストの作成や共同観測を行う領域の選定、フレア検出の閾値設定などに活用された。スタンバイ中にフレアが発生しない状況が続いたが、キャンペーン最終日前日、M1.1 クラスフレアが発生した。この領域は、当日朝の κ スキーム解析から、M クラスフレアの発生確率が高いと判断した領域の一つであった。フレアの検出後、FOXSI-4 と Hi-C は直ちに打ち上げられ、両ロケットともに大規模フレアを観測することに成功した。

1 序論

太陽フレアは、太陽大気中の爆発現象であり、短時間(数分から数十分)で莫大なエネルギー(最大 10^{32} erg)を解放する。解放されたエネルギーは、プラズマの運動・熱エネルギーや非熱的な粒子の運動エネルギーなどに変換される。このようなフレアに伴うエネルギーの変換・解放過程を定量化することは、フレア中の粒子加速のメカニズムの特定やコロナの主要な加熱メカニズムの解明といった太陽物理学における重要な科学課題の解決につながり得る。

フレアによるエネルギーの動態の定量化のためには、従来のフレア観測よりも高い時間・空間分解能と広帯域のスペクトル観測が可能な、新しい観測機器や技術が必要となってくる。

観測ロケット実験は、これらの新しい観測機器や技術をテストし、将来の衛星ミッションに向けて成熟させる役割を持っている。しかし、通常のロケッ

ト実験では、太陽フレアをターゲットとした観測が非常に困難なため、ロケット実験でフレアを観測する試みは今までなかった。主な原因として、打ち上げ待機期間(従来は ~1 h)にフレアが発生する確率が低いことに加え、5 分と限られる観測時間で数十分スケールの現象であるフレアを捉えなければならないことが挙げられる。

こうした問題を解決し、太陽フレア観測用の新しい機器の開発と成熟を促進するために提案されたのが、フレアキャンペーンである。フレアキャンペーンは、NASA のサウンディングロケットプログラムオフィス(SRPO)に対して提案された、2023 年から 2026 年の太陽活動最大期に少なくとも隔年で、既存の発射場を利用した定期的な太陽観測を行う計画である。世界で初めての試みとなる 2024 年のフレアキャンペーンは、歴史的に太陽観測ロケットの打ち上げが行われてきたホワイトサンズミサイルレンジ(WSMR)ではなく、WSMR と比較して柔軟かつ長

期にわたる打ち上げスケジュールを設けられるポーカーフラットリサーチレンジ (PFRR) で 4/5~4/19 の 2 週間に渡り実施された。キャンペーン期間の各日、南中時刻を挟んだ 4 h (アラスカ標準時で 12 時~16 時) の間、打ち上げ可能状態でロケットをスタンバイさせるシステムが構築された。スタンバイ中は、太陽全球からの X 線フラックスをリアルタイムでモニタし、閾値を超えるフレアの発生とともにロケットを打ち上げる。これらの取り組みにより、打ち上げ待機期間にフレアが発生する確率を高め、かつ限られた観測時間でフレアを捉えられる確率の向上に努めた。

参加したプロジェクトは、FOXSI-4 (Focusing Optics X-ray Solar Imager) と Hi-C Flare (High Resolution Coronal Imager Flare mission) の二つである。FOXSI は、太陽の X 線観測を行うロケット実験である。4 度目の飛翔実験となる FOXSI-4 では、世界初となる太陽フレアに対する X 線集光・撮像・分光観測を目指した。科学目標としては、フレアを駆動する磁気リコネクションに伴う磁気エネルギーの解放とその変換機構の解明を挙げている。一方、Hi-C Flare は、太陽紫外線・X 線に対する高解像度撮像を行うロケット実験である。Hi-C プロジェクトとして、これまで 2 度打ち上げに成功しており、高解像度の太陽コロナ観測を実現させてきた。Hi-C Flare では、フレアに伴うエネルギー輸送メカニズムの解明と太陽圏へと放出される非熱的な粒子源の同定などを目標としている。

両プロジェクトの科学目標にとって、規模の大きいフレアを観測することは共通の望みであった。なぜなら、規模が大きいと磁気エネルギーの解放量が多い上に、エネルギーの変換時間も長くなることが期待されることから、科学的に価値の高いデータを取得する可能性が高まるためである。

そこで我々は、 κ スキームと呼ばれる大型フレア予測手法 (Kusano et al., 2020) を用いて、フレアキャンペーン中にフレアの規模を予測する試みを実施した。 κ スキームは、Ishiguro & Kusano (2017) の提唱する「ダブルアーク不安定性」に基づいたフレアモデルを仮定し、大型のフレアを予測する。ダブルアーク不安定性に基づくフレアモデルについては、図 1 を参照されたい。まず、図 1A のように、磁力線に沿って流れる電流を持ち、磁気中性線 (PIL) 上に存在する 2 つの磁気ループを想定する。そして、B の

ようにループの足元で磁気リコネクションが発生する状況を想定する。すると、繋ぎ変わった磁力線はダブルアークを形成し、C に示したような磁気張力由来のダブルアークの上昇が、D のような上部に存在する磁気ループ同士のさらなる磁気リコネクションを誘起する。具体的には、不安定化の条件を満たすために必要な PIL 上の磁気リコネクション領域の最小半径 r_c とダブルアーク不安定性によって解放可能なエネルギー E_r を各活動領域で求める。そして、その結果から大型フレアを予測する。

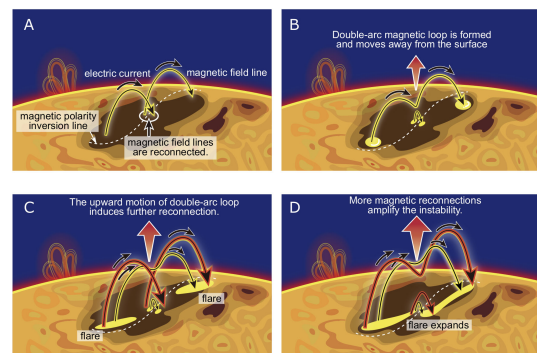


図 1: ダブルアーク不安定性に基づいたフレアモデル

我々はこの κ スキームに基づくフレアの規模予測手法を、米国チームのフレアラートシステムと組み合わせることで、ロケット実験における大規模フレア観測精度の向上を目指した。具体的な規模予測手法を 2 に、キャンペーン中の予測結果と結果の用途を 3 に、まとめを 4 に述べる。

2 手法

ダブルアーク不安定性の不安定度合いを表す指標として、 $\kappa = T_w \Phi_{rec} / \Phi_{over}$ を定義する。ここで、 T_w , Φ_{rec} , Φ_{over} は、それぞれダブルアークの磁氣的捻れ、ダブルアーク内の磁気フラックス、ダブルアーク上の磁気フラックスである (詳細は Kusano et al., 2020 を参照されたい)。Ishiguro & Kusano (2017) によると、不安定化の条件は次の関係式で表される。

$$\kappa \geq \kappa_0 (= 0.1) \quad (1)$$

κ スキームにおける臨界半径 r_c は、(1) の条件を満たす磁気リコネクション領域の最小半径として定義される。

また、磁氣的フリーエネルギー E_r は次のように計算される。

$$E_r = \frac{S_r^{1/2}}{8\pi} \int B_{np}^2 ds \quad (2)$$

ここで $B_{np} = |\mathbf{B}_h - \mathbf{B}_p|$, \mathbf{B}_h は観測光球面磁場データの水平成分, \mathbf{B}_p は鉛直方向の観測磁場データ B_z から求めたポテンシャル磁場の水平成分, S_r はダブルアーク上部の磁気ループの光球面での断面積を表す。

我々は観測光球面磁場データとして、太陽観測衛星 SDO (Solar Dynamics Observatory) の HMI (Helioseismic and Magnetic Imager) (Scherrer et al. 2012) データに基づく Space-weather HMI Active Region Patch (SHARP) データセット (Bobra et al. 2014) を用いた。

規模の予測については、臨界半径 r_c と磁氣的フリーエネルギー E_r に図 2 のような規模ごとの基準値を設定した。具体的には、M クラスフレアの基準は、 $r_c \leq 1$ Mm かつ $10^{32} \text{ erg} \leq E_r \leq 10^{33} \text{ erg}$ 、X クラスフレアの基準は、 $r_c \leq 1$ Mm かつ $E_r \geq 10^{33} \text{ erg}$ と設定した。この基準値を超えるデータ点を持つ領域でフレアが発生すると、対応する規模にまでフレアが成長すると予測した。

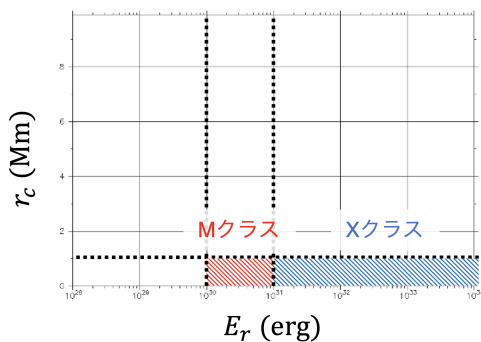


図 2: フレアの規模予測に用いた r_c スキームの結果 (r_c, E_r) に対する基準値

3 結果

3.1 キャンペーン中の予測結果

フレアキャンペーンの初週の頃 (2024/4/5 ~ 2024/4/11) は、M クラス以上の大規模フレアを予測する結果は出なかった。実際、その週の太陽活動

は非常に静穏であり (図 3 参照)、フレアが発生した場合であっても C クラス程度の小規模なフレアに留まっていた。この規模予測結果も受け、FOXSI-4, Hi-C Flare チームは 4/5~4/9 までの期間を打ち上げの準備やメンテナンスにあて、4/10 から打ち上げウィンドウに入ることとなった。

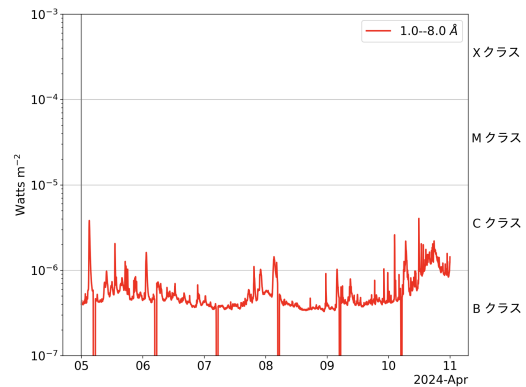


図 3: 2024/4/05 ~ 2024/4/11 の X 線フラックス変化。

2 週目に入るあたりから、規模予測結果の中で、M クラスの基準値を超える活動領域が続々と出現し始めた。当時の予測結果の一例を図 5 に載せる。実際、(図 4 参照) に示したようにこの辺りから、M クラスフレアが度々発生するようになった。しかし、4/17 までは打ち上げウィンドウ外で M クラスのフレアが発生していたため、打ち上げに至ることはなかった。

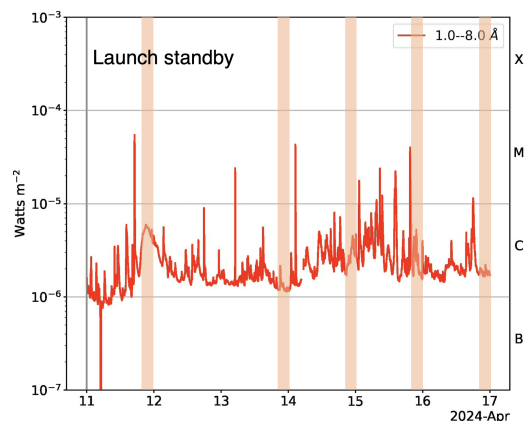


図 4: 2024/4/11 ~ 2024/4/17 の X 線フラックス変化。オレンジ枠は打ち上げウィンドウの時間を示す。

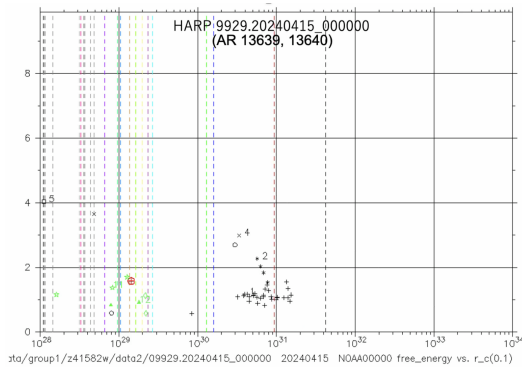


図 5: κ スキーム解析結果 (r_c, E_r) の例

打ち上げが実施されたのは、翌 4/18 である。その日の規模予測結果からは、3つの活動領域で M クラスフレアを発生させる可能性があった。中でも、図 6 に示した領域が最も高いフリーエネルギーを持っており、その領域で UT22:00 ごろフレアが発生した。

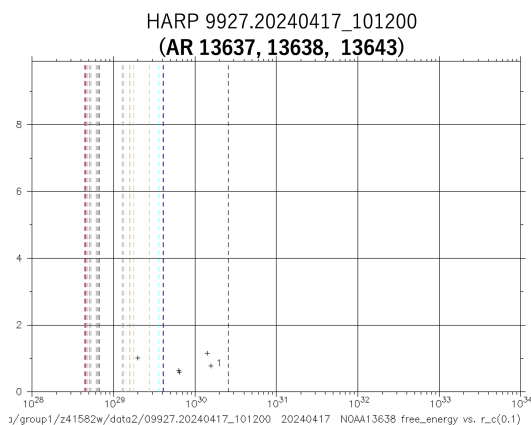


図 6: 打ち上げ当日朝の、M クラスフレアが発生した箇所の κ スキーム解析結果

フレアラートが作動したタイミングで、両プロジェクトは FOXSI-4, Hi-C Flare の順に打ち上げを決行した。発生したフレアは、規模予測の通り M クラスフレアまで成長し、ロケット実験による大規模フレアの観測を世界で初めて成功した。

3.2 予測結果の用途

フレアの規模予測を用いることで、フレアラートシステムで検出したフレアがどの規模にまで成長

するかを予測し、打ち上げまでの迅速な判断を補助することができた。また、Hinode や IRIS といった衛星との共同観測領域の選定やアラートシステムの X 線フラックスの閾値設定、観測ターゲットリストの作成などにも、この規模予測の結果は用いられた。

4 まとめ

フレアキャンペーンは、観測ロケットによる太陽フレアの観測という世界初の試みである。観測ロケット実験でフレアを観測するために、フレアを即座に検知するシステム（フレアラートシステム）とフレアの規模を予測するシステムを組み合わせ活用した。フレアキャンペーンの最初の 1 週間は、太陽の活動レベルが低く、M クラスを超えるフレアは発生しなかった。しかし、2 週目からは徐々に活動が活発になった。4 月 17 日、打ち上げ待機中に M クラスのフレアが発生すると同時にロケットは打ち上げられた。その結果、FOXSI-4 と Hi-C は目標通りの M クラスフレアの観測に成功した。

Reference

- Kusano, K., Iju, T., Bamba, Y., & Inoue, S. 2020, “A Physics-Based Method That Can Predict Immminent Large Solar Flares”, *Science*, 369(6503), 587-591. <https://doi.org/10.1126/science.aaz2511>
- Scherrer, P. H., Schou, J., Bush, R. I., Kosovichev, A. G., Bogart, R. S., Hoeksema, J. T., Liu, Y., et al. 2012, “The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO)”, *Solar Physics*, 275(1), 207-227. <https://doi.org/10.1007/s11207-011-9834-2>
- Bobra, M. G., Sun, X., Hoeksema, J. T., Turmon, M., Liu, Y., Hayashi, K., Barnes, G., & Leka, K. D. 2014, “The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Vector Magnetic Field Pipeline: SHARPs - Space-Weather HMI Active Region Patches”, *Solar Physics*, 289, 3549-3578. <https://doi.org/10.1007/s11207-014-0529-3>

太恒 a06

SOLAR-C衛星搭載の超高精度太陽センサUFSSの性能評価

近藤 勇仁

SOLAR-C 搭載の超高精度太陽センサ UFSS の性能評価

近藤 勇仁 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

SOLAR-C は高時空間分解の紫外線分光観測を行う次世代太陽観測衛星である。高時空間分解能でのスリット分光観測を実現するため、望遠鏡内に tip-tilt 鏡制御による像安定化機能を持たせる他、衛星バス部の制御により望遠鏡を太陽面上の観測目標に 1 arcsec オーダーの精度で指向させる。そのために、超高精度太陽センサ (Ultra Fine Sun Sensor, UFSS) を搭載し十分な精度で太陽指向角度を検出する必要がある。UFSS は直交する二つの一次元 CCD センサから成り、各センサはレチクルで生み出される太陽光の明暗模様と UFSS 内の基準信号と比較することで太陽光の角度をリアルタイムに導出する。UFSS は 1.0×1.0 deg の視野に渡って、特徴付けされた系統誤差 (リニアリティ誤差) ± 2 arcsec (p-p) が要求されており、これを地上試験にて十分な精度で検証する必要がある。本研究では、リニアリティ誤差測定のため二軸ジンバルと精密太陽シミュレータ光源、そしてレーザー干渉計からなる測定系を組み、10 分間に一度キャリブレーションを行うことで 1 arcsec の精度で測定可能なことを確認した。また、UFSS 試作品を用いてリニアリティ誤差の評価を行なったところ、指向方向の停留時間に依存してその値が大きく変動することがわかった。本発表ではリニアリティ誤差を決定する要因について考察を行う。

1 Introduction

太陽コロナは定常的に 100 万度の温度となっているが、放射や熱伝導、太陽風での損失を考慮すると、常に光球からエネルギーが供給される必要がある。その物理過程については明らかにされておらず、「コロナ加熱問題」と呼ばれ、長年議論されてきた。有力な仮説として、小規模の磁気リコネクションとするナノフレア仮説 (Parker, E. 1988) と、アルヴェン波などの波動の伝播・散逸とする波動仮説が存在するがいずれも決定的ではない。

ナノフレア仮説においてはひので衛星や SDO 衛星などの現在の観測機器では空間分解能が足りておらず、現象を単体で観測することができていないと考えられている。また、ナノフレアを構成するプラズマは複数の温度に感度を持つことがわかっており、分光観測によって幅広い温度帯にて観測を行う必要がある (Ishikawa, S., et al. 2017)。これらを達成するために次期太陽観測衛星 SOLAR-C (Shimizu, T., et al. 2020) にて空間分解能 0.4 秒角の精度で極紫外線分光観測を行う。分光観測は彩層からコロナまでの幅広い温度に対応する $10^{4.2-7.2}$ K をカバーする波長帯で実施する。

高い空間分解能での測定には高い指向精度が求めら

れる。SOLAR-C においては指向精度を達成するための重要な技術として UFSS (Ultra Fine Sun Sensor, 超高精度太陽センサ) と呼ばれるセンサを搭載する (図 1)。これは 1991 年に打ち上げられた太陽観測衛星「ようこう」にて高精度の指向センサが要求されたことから誕生した (Ninomiya, K., et al. 1988)。以降、2006 年に打ち上げられた太陽観測衛星「ひので」をはじめとした様々な衛星に用いられてきた。UFSS のセンサ部 (UFSS-S) は直交する二つのレチクルと一次元 CCD センサから成る。SOLAR-C に搭載する UFSS は、1 度四方の視野に対して系統誤差 (p-p) 2 秒角、統計誤差 (3σ) 1 秒角での指向精度が求められている (Tsunno, K. et al. 2018, Tei, A., et al. 2024)。

UFSS-S は、減光フィルター及びバンドパスフィルターの下流に 16 本のスリットを持つレチクルがあり、CCD で太陽光を検出する。フィルターは入射する光の波長帯を制限し、光量を調整する役割を担っている。太陽指向方向 (θ) は、スリットの位置と CCD 上で結像した位置の差異 (x) とスリットから CCD までの距離 h から、 $\tan \theta = \frac{x}{h}$ の関係式を用いて決定する。この原理によれば、指向精度は CCD のピクセルサイズ ($14 \mu\text{m}$) が決定し、30 arcsec 程度になる。より高精度な指向方向の決定を行う手法として

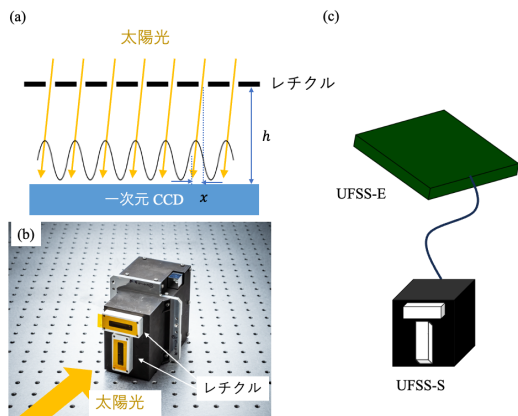


図 1: (a)UFSS の CCD に入射する太陽光の模式図。レチクルによって明暗模様が得られる。(b)UFSS-S の概観。(c)UFSS の模式図。UFSS-S と UFSS-E からなる。

h を大きくする方法があるが、センサ本体を大きくする必要があり、またセンサは熱的に断熱する必要があるため、技術的に困難である。そこで、UFSS では CCD の出力を電気的に処理することでピクセルサイズより高い精度で画像の位置を測定し、ピクセルサイズは $14\ \mu\text{m}$ で 0.1 秒角での測定が可能となる。

サブピクセルでの測定は電気回路 (UFSS-E) での処理によって実現されている。CCD にて得られた信号は UFSS-E に送られ、CCD と同期させてリサンプリングを行い、相関器にてレプリカ関数と呼ばれる信号と掛け合わせて積分計算を行う。この時、二つの信号は位相がずれており、積分するとゼロでない信号の値を入手する。これを非収束状態という。この計算結果を受けるとレプリカ関数にフィードバックがかけられ、再度 CCD 信号と計算が行われる。計算結果がゼロとなるまで行われ、最終的には収束状態となり、太陽光の方角が決定される。

2 Instruments and Experiments

宇宙科学研究所のクリーンルームにて UFSS の性能を評価するための実験系構築を行った。本実験系では、UFSS が視野内での系統誤差 (p-p) 2 秒角以内の性能要求を満たすことを検証する必要がある。そのため、 1 秒角以下の精度で測定可能な実験系を構築

した。宇宙科学研究所にある擬似太陽光源は実際の太陽と同等の平行度で出力ができる光源である。しかし、UFSS を回転させる機構である二軸ジンバルについてはこれまでに数秒角刻みの精密な測定が行われておらず、その動作は保証されていなかった。二軸ジンバルの入力値に対する応答は、UFSS の性能評価試験で求められる精度を超える誤差を含むことから、角度情報をより正確に入手するため、二軸ジンバルと独立にレーザー系を導入した。

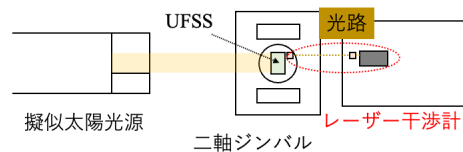


図 2: UFSS 性能検証試験系の模式図

実験系の模式図は図 2 に示す。まずは用いる機器についてそれぞれ検証を行う。我々は、本実験系にレーザー系のための測定を行い、次に二軸ジンバルとレーザーによる測定によって二軸ジンバルの性能を把握する。最後に太陽シミュレータと UFSS の測定を行う。それぞれの実験にて調査すべき項目は以下の通りである。

まずは二軸ジンバルの測定である。ここではジンバル入力値と < 1 arcsec の精度で計測可能であることがわかっているレーザー干渉計の出力値の比較を Az 方向、El 方向それぞれについて行った。また、擬似太陽光源は長時間の測定によって熱擾乱を起こしていることが予想されるため、二軸ジンバルに取り付けられている UFSS を用いてその出力値を評価した。これらによって測定系・測定手順の確立を行い、UFSS の要求性能の一つである系統誤差 < 2 arcsec 以内を満たしているかどうか UFSS 試作品を用いて確認する。Az 方向 21 点、El 方向 21 点の測定を行い、いずれの地点においても要求性能の精度を満たす必要がある。

3 Results and Discussion

まずは二軸ジンバル・擬似太陽光源の精度を示すとともに測定系・測定手順を説明する。二軸ジンバルの精度評価の結果を Az 方向、El 方向それぞれにつ

いて図 3、図 4 に示す。これらから Az 方向は測定系に要求している 1 arcsec 以内の精度を満たすのに対して、El 方向は満たしていない。よって、El 方向はレーザー干渉計を設置して、常にその角度値をモニターする必要がある。一方で Az 方向はジンバルの入力値をジンバルの指向角度として用いて良いと言える。

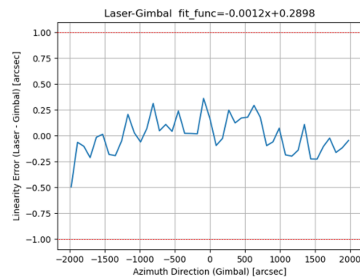


図 3: 二軸ジンバル Az 方向の精度。横軸はジンバルの入力値 (Az 方向)、縦軸はジンバルの入力値とレーザー干渉計の出力値の残差を表す。

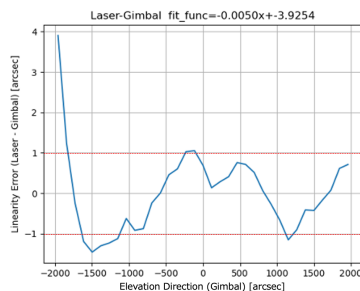


図 4: 二軸ジンバル El 方向の精度。横軸はジンバルの入力値 (El 方向)、縦軸はジンバルの入力値とレーザー干渉計の出力値の残差を表す。

次に擬似太陽光源の安定性評価である。UFSS にて Az, El 方向それぞれについて長時間測定を行った結果 $d(t)$ を

$$d(t) = at + b \quad (1)$$

で表し、その傾き a にて評価した。この a をゼロ点ドリフトと呼称する。Az, El 方向のゼロ点ドリフトはそれぞれ $5.08 \times 10^{-4} \text{ arcsecsec}^{-1}$, $1.77 \times 10^{-3} \text{ arcsecsec}^{-1}$ となった。El 方向の値が一桁大きく、10 分間で 1 arcsec に達することがわかった。これより 10 分間に一度はキャリブレーションを行う必要がある。

以上より測定系は El 方向をレーザー干渉計にてモニターし、10 分間に一度キャリブレーションを行うことで $< 1 \text{ arcsec}$ を満たすことがわかった。これより 21×21 点での測定を実施し、その時の系統誤差を評価した結果を図 5 に示した。

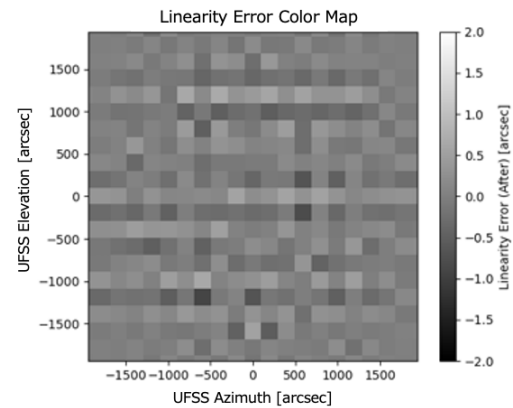


図 5: 系統誤差のカラーマップ。横軸は Az 方向のジンバル入力値、縦軸は El 方向のレーザー出力値、カラーはジンバル入力値 (Az) またはレーザー出力値 (El) と UFSS 出力値の残差を表す。

この結果は系統誤差が 1.6 arcsec (p-p) となり、要求性能の 2 arcsec を満たすことがわかった。図 5 の測定は各点の停留時間を 20 秒で行い、キャリブレーションを 7 分に一度行なっている。対して、停留時間を 12 秒、キャリブレーションを 5 分に一度とすると図 6 の結果となった。この時の系統誤差は 2.4 arcsec (p-p) となった。停留時間が十分でない時は、擬似太陽光源ないしジンバルの振動の影響を受け、残差にオフセットがかかってしまうことが明らかになった。

以上より、少なくとも各点の停留時間 20 秒以上での測定が必要であることが明らかとなった。

4 Conclusion

3 章をはじめとした結果から UFSS 性能評価試験系は仰角方向にレーザー系を用いて角度をモニターし、10 分に一度キャリブレーションを実施することで要求性能であった 1 秒角以内を満たす精度で測定ができることがわかった。また、UFSS 試作品を用いたリニアリティ誤差測定試験にて $< 2.0 \text{ arcsec}$ を満たすことを確認した。今後は繰り返し測定を行い、測

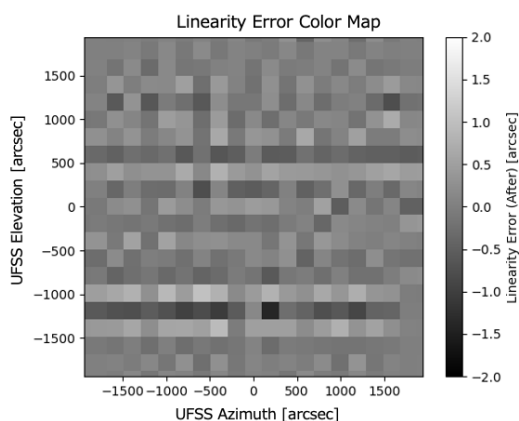


図 6: 系統誤差のカラーマップ。各点の停留時間を 12 秒にて実施した。

定系・測定手順の妥当性を確認するとともに、UFSS エンジニアリングモデルでのリニアリティ誤差をはじめとした要求性能を確認する試験を実施し、フライトモデルでの試験の試金石とする。

Reference

- Ishikawa, S., et al. 2017, Nature Astronomy Vol.1 771-774
- Ninomiya, K., et al. 1988, AIAA A88-50160 21-08
- Parker, E. N. 1988, ApJ Vol.330 p.474
- Shimizu, T., et al. 2020, SPIE 11444
- Tei, A., et al. 2024, JAXA RR-23-002
- Tsuno, K., et al. 2018, SPIE 11180

太恒 a07

GREGOR/GRIS による近赤外面偏光分光観測: 黒点
暗部の光球・彩層を伝播する MHD 波の多波長解析

内藤 由浩

GREGOR/GRIS による近赤外面偏光分光観測: 黒点暗部の光球・彩層を伝播する MHD 波の多波長解析

内藤由浩 (総合研究大学院大学物理科学研究科天文科学専攻)

Abstract

太陽の活動領域は、太陽大気の中でも強い磁場が集まり、周囲よりも高温の数百万度まで加熱されるため、活動領域の足元の磁力線を伝播する MHD 波の伝播過程を明らかにすることは、MHD 波によるコロナ加熱の仕組みを明らかにするための重要な要素である。活動領域の足元で特に強い磁場が集まる黒点暗部は、光球とコロナの間にある彩層と呼ばれる領域や光球において動径方向に磁力線が伸びているため、形成高度の異なる複数の吸収線による同時偏光分光観測を用いることで、コロナより低層の大気における MHD 波の伝播を磁場の情報に基づいて明らかにすることができる。

本研究では、スペイン・テネリフェに存在する口径 1.5m の地上望遠鏡 GREGOR に搭載されている近赤外面偏光分光装置 GRIS を用い、昨年 4 月 14 日に活動領域 NOAA 13275 の黒点暗部の観測を行った。He I(彩層)・Si I(光球)の形成高度の異なる複数の吸収線について、Stokes V の弱磁場近似・Stokes I の波長シフト・輝線強度から、視線方向磁場・ドップラーシフト・密度の摂動を求めた。そしてこれら物理量の時間変動から、光球、彩層にて卓越した 5 分振動、3 分振動をそれぞれ検出した。本講演では、これらの光球から彩層にかけて多高度の物理量の時間変動から光球から彩層にかけて MHD 波の性質についてまとめ、HAZEL inversion を用いた今後の研究の展望について議論する

1 Introduction

太陽の光球において周囲より磁場が集中する黒点は、活動領域の根本にあたる。太陽の外層大気であるコロナは、活動領域において数百万度まで加熱されている。その加熱のためのエネルギー源として、光球にある黒点から上空のコロナまで伸びる磁力線に沿って伝播する MHD 波が有力視されている。そのため、コロナより下層に当たる光球、及び彩層における MHD 波のモード、そしてコロナまで輸送するエネルギーを観測を用いて定量的に示すことが重要である。

黒点の中心部に位置する暗部では、光球面に対し垂直に伸びる磁力線が支配的である。暗部の光球、彩層では磁気音波が伝播していることが知られており、光球では 5 分周期の波動が、彩層では 3 分周期の波動が顕著に存在することがわかっている (Centeno et al. 2006)。これは、暗部の光球と彩層の間の領域において、5.2 mHz(3.2 分) よりも長い周期の波動はカットオフによって反射されるためである。それでも Kanoh et al. (2016) では、「ひので」衛星搭載の SOT の偏光分光観測による暗部の光球磁場、視線方

向 (LOS) 速度、IRIS 衛星の分光観測による、彩層とコロナの間の遷移層の LOS 速度、電子密度の情報から暗部を伝播する磁気音波は彩層においてその加熱に十分な量のエネルギーフラックスを散逸していることを示した。だが、コロナへ送るエネルギーフラックスは議論の余地があった。

だが、暗部から、その周囲にある半暗部にかけて磁力線が傾くことがわかっており、この傾きが 30 度以上になると 5.2 mHz よりも大きい周期 (小さい周波数) を持つ波動も彩層まで伝播することが可能になる (McIntosh & Jefferies 2006)。Koyama & Shimizu (2024) では、黒点同様に活動領域の根元にあたるプラージュ領域において、SOT、IRIS の光球、彩層観測を用いた。そして、磁場が強く (600 G 以上)、その傾きが 40 度程度になる領域では、彩層加熱に十分なエネルギーの存在を示し、磁場の傾きが大きい領域の MHD 波のエネルギー輸送の重要性を示した。

だが、Koyama & Shimizu (2024) では、彩層の磁場情報が欠落していた。このため、SOT、IRIS で同時観測した領域が同じ磁力線を共有した磁気音波を観測できているのかが不透明であった。そこで本研究では、地上望遠鏡 GREGOR に搭載されている近赤

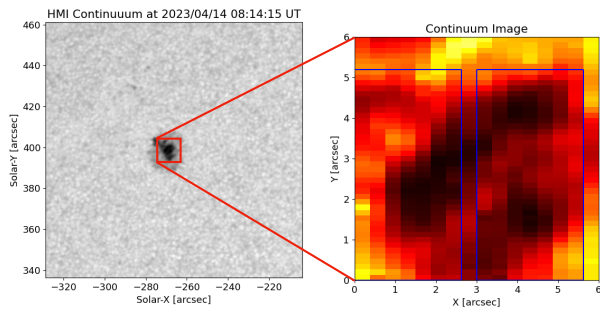


図 1: G 左図が HMI による光球画像。赤枠が GRIS の観測視野にあたり、GRIS の視野を右図に示す。青枠は、シーイングによる位置ずれを補正した結果、全時間範囲で時間変動を安定して追跡できる視野を示している。

外面偏光分光装置 GRIS を用いた黒点暗部・半暗部の光球・彩層由来の吸収線の観測により、最終的には光球・彩層で同じ磁力線を伝播する波動を検出し、そのエネルギーフラックスの磁場の傾きによる依存性を評価する。今回の発表では、初期成果に当たる暗部・半暗部における光球、彩層の磁気音波の性質の違いについて示す。

2 Observations

本研究では、2023 年 4 月 14 日にスペイン・テネリフェにある口径 1.5 m の地上望遠鏡 GREGOR 搭載の近赤外面偏光分光装置 GRIS によって観測された、NOAA 13275 の根ざす黒点の偏光分光データを用いる。図 1 で示しているのが、SDO/HMI による対象の黒点の光球画像に対し GRIS の観測視野を示したものである。GRIS は、 $3'' \times 6''$ の視野の IFU(Integral Field Unit) で 8×45 ステップの各点で Stokes I, Q, U, V のスペクトルを 7 秒ケイデンスで得ることができる。本研究では、ちょうど黒点全域を覆えるように IFU を 2 ステップ動かすことで、各ステップで 14 秒間隔で約 30 分のデータを取得した。なお、大気のシーイングによる観測位置のずれは連続光の明るさのマップに対し画像重心を用いて補正し、波長較正は大気の吸収線を用いて行なっている。

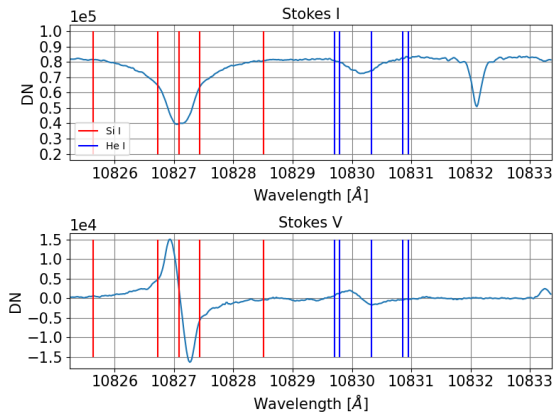


図 2: 上図が Stokes I、下図が Stokes V、更に左側の吸収線が Si I、右側の吸収線が He I に対応している。それぞれの赤線および青線は、中心のものが各吸収線の静止波長、内側の 2 本が二次関数フィットをする際の範囲、外側の日本が CP を得る際の積分範囲である。

3 Method

図 2 が、Stokes I, V のプロファイルの一例である。左側の吸収線が光球由来の Si I、右側が彩層由来の He I である。全てのスペクトルについて、図 2 で示した範囲で Stokes I に対し二次関数フィットをすることで LOS 速度と吸収線中心の明るさ (コアの Intensity)、Stokes V の絶対値の積分 (CP) から LOS 方向 (太陽光球面に対しほぼ方線成分) の磁場の時空間変動を取得した。

図 3 に、Si I(光球)、He I(彩層) の LOS 速度のうち黒点暗部における一例を示す。Centeno et al. (2006) 他多くの先行研究と同様に、光球においては 5 分周期、彩層においては 3 分周期の振動が、LOS 速度で顕著に表れていることが確認できる。特に He I(彩層) に着目すると、彩層の LOS 速度の時間変動はノコギリ状 (saw-tooth like) の波形を持って伝播している。これは彩層で磁気音波が衝撃波として成長しながら伝播しているためである。なお、図 3 では、大きな時間トレンドと短周期のノイズを取り除くため、50 から 500 秒の周期変動を強調している。

これらの 5 分振動、3 分振動の暗部、半暗部における空間変動を調べるため、各観測点の LOS 速度、コアの intensity、CP について FFT を実施した。更に、磁気音波のモードを決定するため、各周波数域にお

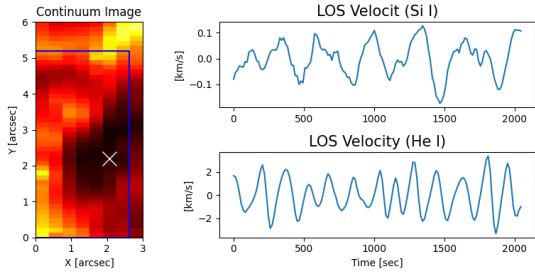


図 3: 左図の Continuum の画像で、黒点暗部にあたる白い点の Si I(右上)、He I(右下) の LOS 速度の時間変動を示す。光球を観測している Si I で 5 分周期、彩層を観測している He I では 3 分周期の振動が顕著に存在することがわかる。

ける CP と LOS 速度の位相差 ($\phi_B - \phi_V$) の空間変動も得た。位相差 ($\phi_B - \phi_V$) が 0 度、180 度に近い時は上昇波、下降波、90 度に近い時は定在波が支配的であることが、Fujimura & Tsuneta (2009) により示されている。位相差については、今後議論をする予定で本集録では取り扱わないことに注意されたい。

4 Results & Discussion

図 4 に、暗部、半暗部のある一点ずつにおける Si I(光球)、He I(彩層) の LOS 速度、コアの intensity、CP に FFT を実施することで得た、正規化したパワースペクトルを示す。半暗部においては彩層で 5 分振動が卓越して存在していることがわかる。実際、図 5 に He I の LOS 速度の 3 分振動、5 分振動に当たる FFT で得た振動の大きさの空間分布を示しているが、5 分振動の振動の大きさが半暗部で顕著に大きくなっていることがわかる。この半暗部の彩層における 5 分振動の伝播の様子が、McIntosh & Jefferies (2006) で示されているものに対応することが予想される。現状の解析では磁気音波を検出できた磁力線の光球面の法線歩行に対する傾きは得ていないため、この 5 分周期の存在が真に磁場の傾きに依存していることを示すことはできない。今後、HAZEL code (Asensio Ramos et al. 2008) を用いた Si I、He I 両吸収線の同時 inversion による光球、彩層の磁場ベクトル、LOS 速度、プラズマ温度の情報を取得することで、磁場強度の振動、磁場の傾きについて議論する予定である。更に、光球、彩層の二層の磁場の空

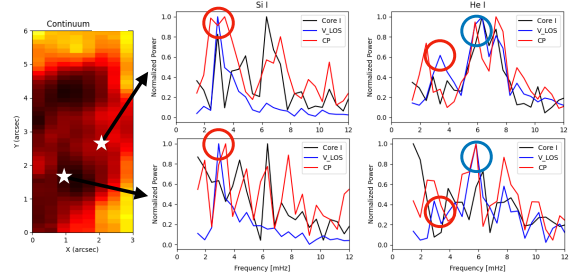


図 4: 左図の Continuum の画像のうち、暗部、半暗部に対応する位置における、Si I(中央図)、He I(右図) の正規化したパワースペクトルを、コアの intensity(黒線)、LOS 速度(青線)、CP(赤線)それぞれについて示している。半暗部にあたる上図では、彩層を観測している He I においても 3 分周期(青丸)だけではなく 5 分周期(赤丸)の LOS 速度の時間変動が現れていることがわかる。

間構造がわかるため、両領域の磁力線の対応関係を明らかにすることが期待される。

図 5 で示した LOS 速度の振動の空間分布にわかる通り、半暗部では顕著にその値が大きくなっている。LOS 速度の振動は磁気音波の速度振幅 (δv) に対応するが、これは磁気音波のエネルギーフラックス ($F = \rho \delta v^2 v_g$, ここで ρ は質量密度、 v_g は群速度) に対し二乗で影響する量である。このため、半暗部において磁気音波するエネルギーフラックスは、鞍部と比較して顕著に大きい値となることが予想される。今後、このエネルギーフラックスの空間依存性を定量的に示すため、HAZEL code の inversion によるプラズマ温度と太陽大気モデルを対応させ、Si I、He I それぞれの形成高度の密度情報を得ることで、エネルギーフラックスも求める。

5 Conclusion

本研究では、光球の磁場の傾きによる彩層の磁気音波の周波数の空間依存性と、それによる磁気音波の輸送するエネルギーフラックスの空間依存性を明らかにするため、GREGOR/GRIS による黒点の面偏光分光観測から LOS 速度、CP(LOS 方向磁場の強度)、コアの intensity の時空間変動について調べた。先行研究 (McIntosh & Jefferies 2006) の報告にある

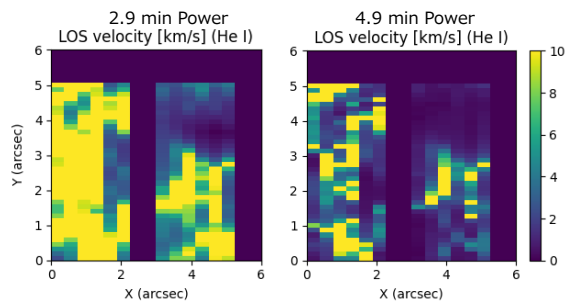


図 5: He I(彩層) の LOS 速度に FFT を用いた際の 3 分周期 (左図) と 5 分周期 (右図) に対応する周波数のパワーの空間分布を示す。左図では満遍なくパワーは大きい一方で、右図では黒点半暗部に当たる領域のみパワーは変わらず、他の領域で顕著に減少していることが確認できる。

通り、磁場が光球面に対し法線方向に伸びる暗部では彩層で 3 分周期の摂動が卓越している一方で、磁場の傾きが大きくなる半暗部では 3 分周期だけではなく 5 分周期の摂動も卓越していることがわかった。将来的な HAZEL code による inversion 結果を用いて、今後、磁場の傾きと彩層の 5 分振動の関係、更に二層の磁力線の空間的な繋がりを明らかにした上で、光球、彩層間の同一の磁力線を伝播する磁気音波についてエネルギーフラックスを定量的に求め、磁場の傾きに対する依存性を明らかにする。

Reference

- Centeno, Rebecca and Collados, Manuel & Trujillo Bueno, Javier 2006, Apj
- Kanoh, Ryuichi and Shimizu, Toshifumi & Imada, Shinsuke 2016, Apj
- McIntosh, Scott W. & Jefferies, Stuart M. 2006, Apj
- Koyama, Mayu and Shimizu, Toshifumi 2024, Apj
- Fujimura, D. & Tsuneta, S. 2009, Apj
- Asensio Ramos, A. and Trujillo Bueno, J. and Landi Degl'Innocenti, E. 2008, Apj

[indexへ戻る](#)

太恒 a08

RS CVn 型星 UX Ari の可視連続光長期間モニター

長島 汀

RS CVn 型星 UX Ari の可視連続光長期間モニター

長島 汀 (中央大学大学院 理工学研究科)

Abstract

RS CVn 型連星は、太陽の最も大きいフレア (10^{32} erg) に比べ、エネルギーにして 4-7 桁も大きい X 線フレアを起こすことが知られてきた。しかし、空間分解することができないため、空間スケールや発生箇所は、太陽ほど研究されていない。

我々は、フレアが起こる位置と X 線フレアの空間スケールを解明するため、測光観測用望遠鏡 CAT (Chuo-university Astronomical Telescope) で RS CVn 型連星 UX Ari のモニター観測を行っている。CAT は、中央大学後楽園キャンパスの屋上に設置された自動観測が可能である口径 260 mm の望遠鏡で、主に B、V、R、I、Ha バンドでの撮像を行っている。このモニターにより、巨大黒点、または黒点群が観測者に見えているとき、それが減光として捉えられる。

2021 - 2023 年度の、データが揃っている B、V、R 帯域において、その期間の強度を 6.4 日の公転周期で畳み込むと、どの帯域においても、フェーズ 0.5 が最も谷となった減光が確認された。フェーズ 0.5 を中心とした幅 0.5 のフェーズを黒点フェーズとすると、全天 X 線監視装置 MAXI で捉えたフレア 8 発のフレアのうち 7 発が黒点フェーズで検出されていた。黒点が観測者と反対側にある際に、フレアが検出されにくいという事実は、X 線フレアの高さが星のサイズに比べて小さいことを示している。本講演では、上記の詳細について報告する。

1 序論

太陽フレアは太陽表面で起こる突発的な爆発現象で、電波から X 線まで幅広い波長帯域で増光が観測される。太陽フレアは軟 X 線イメージングではループ形状であり、このループは磁力線をトレースしていると考えられている。また、フレアループの足元には、黒点が存在する。これらの観測事実から、太陽フレアは黒点周辺に蓄えられた磁気エネルギーが、磁気リコネクションを介して、熱エネルギーや運動エネルギーに変換される過程であると理解されている。太陽フレアの場合、放出されるエネルギーは通常 10^{29-32} erg である。一方、恒星フレアの中には、最大の太陽フレアの 10 倍以上のエネルギーを放出するものがあり、スーパーフレアと呼ばれている。しかし、太陽と異なり、遠方の星は空間分解して観測できないため、フレアループの形状や発生機構については多くの疑問が残されており、太陽フレアの物理が極端なケースに応用できるのか、という点で注目されている。(Urabe 2023)

RS CVn 型連星は、X 線観測によって、 10^{36-39} erg のスーパーフレアを起こす天体として知られている。これは最大級の太陽フレアのエネルギー (10^{32} erg) を

はるかに上回る規模である。これらについて X 線のスペクトルと可視光度曲線 (以下、ライトカーブ) によってループサイズを求める試みがなされており、フレアループのサイズは星の半径より 1 桁程度まで大きくなるという示唆もある (Tsuboi et al. 2016)、(Kawai et al. 2022)、(Urabe 2023)。

これらを踏まえて、本研究では、RS CVn 型星 UX Ari の測光観測の結果とフレアの発生時刻を重ね合わせ、黒点領域とフレアの発生時刻に相関があるか示した。さらに、黒点領域とフレアの発生時刻の関係から、フレアループの大きさについて考察した。

2 観測

2.1 UX Ari

UX Ari (UX Arietis; HD 21242; HIP 16042) は、RS CVn 型の連星系で、地球からの距離は 50.2 pc であると報告されている。主星は K0 型の準巨星 (半径: $5.6 \pm 0.1 R_{\odot}$)、伴星は G5 型の主系列星 (半径 $1.6 \pm 0.2 R_{\odot}$) で構成されている。公転周期と自転周期は 6.437888 ± 0.000007 日 (Hummel et al. 2017) で

同期している。主星と伴星の距離が $18.8 \pm 0.1 R_{\odot}$ (軌道傾斜角が 125.0 ± 0.5 度) であるとされており、これらは近接連星系と種類分けされている。

この天体は、RS CVn 型星の中でも特に巨大なフレアが頻度高く検出されている。(Tsuboi et al. 2016) では、X 線のスペクトルからフレア (によって生じる X 線を放射するプラズマ) の温度とエミッションメジャーを見積もっている。また、これらの値から (Shibata & Yokoyama 1999) が提案した理論に基づいてフレアループの大きさを推定している。UX Ari で発生したフレアのループサイズは連星間距離よりもはるかに大きいことが示唆された。黒点のサイズは天体の磁気活動性の指標として、注目されてきた。この天体には、白色光の長期モニター観測によって、可視連続光の周期的な光度変動が確認されている。これは黒点の見え隠れによるものだと考えられている。光度の変動幅から、黒点のサイズは主星表面の 10 - 40 % になると見積もられている。(Urabe 2023)

2.2 可視光測光望遠鏡 CAT

CAT (Chuo-university Astronomical Telescope) は 2013 年 3 月に CHAO に設置された可視光測光用の小型望遠鏡である (図 1)。フレア星の常時モニター観測を行い、可視光データを蓄積してきた。天体の長期的な測光変動は、星点群の進化や、それに伴う星の磁気活動性を追跡する有効な手段となる。市販の 2.6 m ドームと口径 26 cm、焦点距離 3000 mm の望遠鏡 (ビクセンオリジナル・マクスツフカセグレ式鏡筒 VIXEN VMC260L)、タカハシ EM-200 Temma2M 赤道儀、SBIG STL-6303E CCD カメラで構成され、現在は B、V、R、I フィルターを用いて可視光測光観測を行っている。視野は 50×35 分角程度で、限界等級は、120 秒の露光時間で S/N 比が 10 の場合、V-band で約 15 等級である。

2016 年に観測自動化ソフト ACP Observatory Control Software (以下 ACP)、CCD 制御ソフト MaxIm DL、フォーカサー制御ソフト Focus MAX を用いて自動化されており、無人での観測を行うことが可能となっている。



図 1: 可視光測光望遠鏡 CAT

2.3 全天 X 線監視装置 MAXI

全天 X 線監視装置 MAXI は国際宇宙ステーション (ISS) の日本実験棟「きぼう」に搭載されている X 線検出器であり (図 2)、2009 年から稼働している。

ISS の進行方向に対して水平面方向と、天頂方向に視野を持つ 2 セットの X 線ガスカメラ (GSC) を備えている。検知するエネルギー帯域は 2-20 keV であり、ISS が地球を一周する約 90 分間でほぼ全天を走査する。MAXI では過去 12 年間に 10^{36-39} erg もの規模のフレアを 147 発検出している。

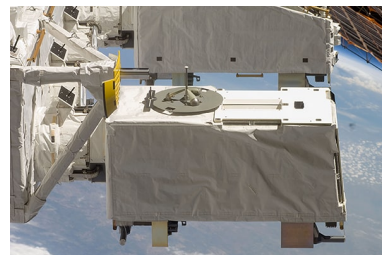


図 2: 全天 X 線監視装置 MAXI

3 方法

UX Ari の、CAT での測光観測の結果を自転周期でたたみこみ、ライトカーブに表示させる。ライトカーブを重ねて、MAXI で捉えたフレアの時刻を表示させる。

4 Results

4.1 ライトカーブとフレアの発生時刻

UX Ari のライトカーブと、MAXI で捉えたフレアの発生時刻を表示させた図を書く。MAXI で捉えた 2017-2023 年度のフレアは 17 発であった。具体的な日時は、表 1 である。

表 1: 2021-2023 年度のフレアの発生日時

日付 (UT)	時刻 (UT)
2017/10/03	00:38:32
2017/11/08	15:41:40
2018/02/22	00:00:53
2018/04/05	08:30:51
2018/09/23	22:38:59
2018/11/24	18:59:41
2019/09/05	03:15:43
2020/08/17	11:52:04
2020/09/13	07:59:49
2021/10/22	21:52:51
2022/04/03	04:33:24
2022/07/01	10:32:29
2022/07/01	23:19:15
2022/07/09	03:13:54
2022/12/04	02:24:56
2023/09/15	05:14:36
2024/01/27	04:25:16

縦軸は Phase、横軸は相対等級である。B バンドの 2017-2023 年度の図、V バンドの 2017-2023 年度の図、R バンドの 2017-2023 年度の図、I バンドの 2017-2019 年度と 2022-2023 年度の図、 $H\alpha$ バンドの 2022 年度の図を書いた。今回は、統計が良い、B バンド 2021 年度 (図 3)、B バンド 2022 年度 (図 4)、B バンド 2023 年度 (図 5) を用いる。

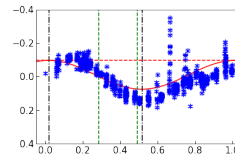


図 3: B バンド 2021 年度

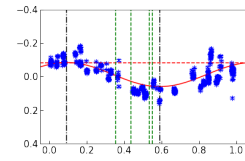


図 4: B バンド 2022 年度

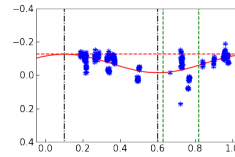


図 5: B バンド 2023 年度

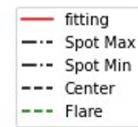


図 6: 凡例

図 3、図 4、図 5 より、光度の変化がわかる。今回は、図 6 の fitting は sin カーブである。

4.2 Phase とフレアの回数

図 3、図 4、図 5 より、フレアの発生が、光度が比較的低い、すなわち黒点が見えていると考えられる Phase であると見て取れることから、フレアの発生と Phase について考える。MAXI で捉えた 2021-2023 年度に発生したフレアは、表 1 より、8 発である。図 3、図 4、図 5 より、黒点の Phase は 0.4-0.6 である。これを踏まえて、黒点の見えている Phase を 0.25-0.75 と決定した。このとき、Phase とフレアの回数を表にすると、表 2 となる。

表 2: Phase とフレアの回数

Phase	0.00-0.25	0.25-0.75
	フレアの回数	1

表 2 より、黒点の見えている Phase でフレアが発生していることがわかる。

5 考察

フレアループの大きさが、X 線で計算されるような星半径の数-数十倍の大型のフレアであれば、フレ

アの発生と Phase には偏りはなく、一定になるはずである。しかし、今回の結果は、黒点が見えている Phase に偏ってフレアが発生している。これはフレアループの大きさが、X 線で計算されるような大きさではなく、それなりに小さいと考えることができる。

Hummel, C. A., Monnier, J. D., Roettenbacher, R. M., et al.(2017), Apj 844

Shibata & Yokoyama (1999), Apj 526

宇宙科学研究所, 遠くの恒星のように太陽を研究 ~ 巨大フレアや系外惑星のハビタビリティ調査にも貢献,2020-10, <https://www.isas.jaxa.jp/topics/002460.html>, (最終閲覧日 2024 年 7 月 19 日)

6 まとめ

UX Ari の、2017-2023 年度の CAT における測光観測の結果を自転周期でたたみこみ、ライトカーブに表示させる。さらに、ライトカーブを重ねて、MAXI で捉えたフレアの時刻を表示させたところ、黒点が見えていると考えられる Phase でフレアが発生していることが多いことがわかった。

黒点が見えている Phase に偏ってフレアが発生していることから、フレアループのサイズは、X 線で計算されるような大きさではなく、それなりに小さいと考えることができる。

7 今後の計画

- 図 3 における、飛び出しはフレアであるか
- 黒点の Phase は年度ごとに変わっているか
- バンドごとに違いはあるか
- 今回は光量が最小のところを Phase 0.4-0.6 で固定したが、光量が最小のところから離れている程度で改めて考察する
- 黒点の大きさを考察する
- 2016 年度以前のデータなどを用いて、統計を増やす
- 他の天体の観測結果を用いて、統計を増やす

Reference

Yohko Tsuboi, Kyohei Yamazaki, Yasuharu Sugawara, et al.(2016), PASJ

Hiroki Kawai, Yohko Tsuboi, Wataru Iwakiri, et al. (2022), PASJ

浦部蒼太 (2023), 中央大学修士論文

[indexへ戻る](#)

太恒 a09

RS CVn型連星IM PegにおけるFe XXV He α 輝線の高速青方偏移

井上 峻

RS CVn 型連星 IM Peg における Fe XXV He α 輝線の高速青方偏移

井上 峻 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

本研究では、全天 X 線監視装置 Monitor of All-sky X-ray Image (MAXI) が 2023 年 7 月 23 日 10:41 UT に検知した RS CVn 型連星 IM Peg における恒星フレアを、X 線望遠鏡 Neutron Star Interior Composition Explorer (NICER) により追観測した。NICER での観測により得られたスペクトルには、Fe XXV He α 輝線と Fe XXVI Ly α 輝線が観測開始から ~ 1.5 日間確認された。さらに、Fe XXV He α 輝線は青方偏移しており、輝線中心のドップラー速度が $-2200 \pm 600 \text{ km s}^{-1}$ に達していた。ドップラー速度の大きさには数時間スケールの時間変化が見られ、速度が最大値をとる 1 時間前にはフレアループ内のプラズマに再加熱の兆候が確認された。本講演では、観測された青方偏移を彩層蒸発とコロナ質量放出 (CME) の 2 つの観点から議論する。

1 Introduction

太陽/恒星フレアは、磁場に蓄えられたエネルギーが、磁気リコネクションにより突発的に解放される爆発現象である。エネルギー解放はフレアによる放射のみでなく、コロナ質量放出 (CME) と呼ばれるプラズマの噴出現象でも行われる場合がある。特に、恒星におけるフレア・CME は、それらが惑星環境に与える影響の観点から、近年注目されている (e.g., Airapetian et al. 2020)。

過去 10 年間での本分野の最も大きな進展の一つは、恒星におけるプロミネンス噴出の検出数の増大である。プロミネンス噴出は CME の前段階に相当するプラズマの噴出現象で、恒星の場合はその運動をバルマー線の青方偏移という形で検出する試みが盛んに行われてきた (e.g., Namekata et al. 2021; Inoue et al. 2023, 2024a)。図 1a は、可視光において恒星フレア中の青方偏移を報告している論文数の遷移を示している。この図から、1990 年から 2015 年の 25 年間での論文数が 6 報であるのに対し、2016 年以降には報告数が急増していることがわかる。一方で、図 1b からわかるように、X 線での輝線の青方偏移はまだ検出数が非常に少ない。X 線での青方偏移は可視光よりも噴出のより後期の段階を反映していると考えられているため、恒星でのプロミネンス噴出が CME に発展しているかという観点から重要性が高い。

恒星フレアにおいて、高温プラズマの運動を示唆する X 線での青方偏移を報告している 2 例 (Argiroffi et al. 2019; Chen et al. 2022) はいずれも、Chandra 衛

星に搭載された High-Energy Transmission Grating (HETG) によりその観測が実施された。これらの先行研究で捉えられた青方偏移はいずれも $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ 程度の速度であり、星の脱出速度を下回っていた。そのため、両研究ともに、青方偏移が確認された複数の輝線について、その形成温度から青方偏移が彩層蒸発と CME のいずれに起因している可能性が高いかを議論している。一方で、HETG の観測では、20 MK 以下の輝線しか観測することができないため、より高温 ($> 50 \text{ MK}$) な Fe XXV He α 輝線や Fe XXVI Ly α 輝線のフレア中の青方偏移は調べられてこなかった。

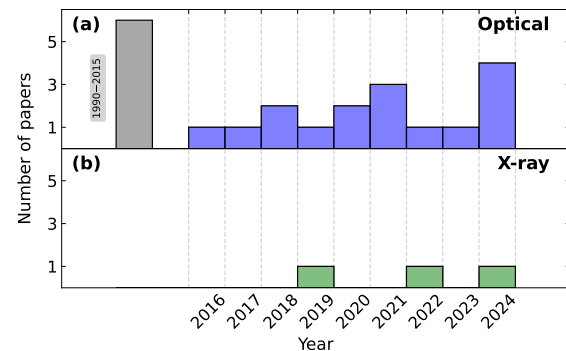


図 1: 過去 10 年間での、恒星フレアにおける可視光 (a)、X 線 (b) での青方偏移を報告している論文数。X 線での 2024 年の 1 報 (Inoue et al. 2024b) が本発表に対応するイベントである。

2 Observation and Data Reduction

全天 X 線監視装置 MAXI は、2023 年 7 月 23 日 10:41 UT に RS CVn 型連星 IM Peg において巨大な恒星フレアが発生していることを検知した。IM Peg は K 型巨星 ($M = 1.8M_{\odot}$, $R = 13.3R_{\odot}$) と G 型主系列星から成る連星系であり、K 型星の表面での脱出速度は $v_e = 230 \text{ km s}^{-1}$ である。MAXI の光度曲線から、本フレアのエネルギー規模は 2-10 keV で $5 \times 10^{37} \text{ erg}$ と推定されている (Iwakiri et al. 2023)。

その後、MAXI のアラートを受けて、約 6 時間後の 16:52 UT に、X 線望遠鏡 NICER が追観測を開始し、観測は最終的に 8 月 2 日 06:00 UT まで 1 週間以上続けられた。本研究では、この NICER による追観測のデータ (ObsIDs: 6203900101-6203900111) を解析した。

データ処理は一般的な NICER の解析手順に従って、HEASoft ver. 6.32.1 と CALDB ファイル (ver. xti20221001) を用いて行った。まず、nicer12 によりデータのスクリーニング、キャリブレーションを行い、その後 xselect を用い光度曲線を、nicer13-spect を用いてスペクトル、レスポンス、バックグラウンドスペクトルを抽出した。また、Good Time Interval (GTI) ごとに分割したスペクトルを、nimaketime、niextract-event、nicer13-spect を用いて抽出した。スペクトル解析には Xspec ver. 12.12.1、PyXspec ver. 2.1.0 を利用した。

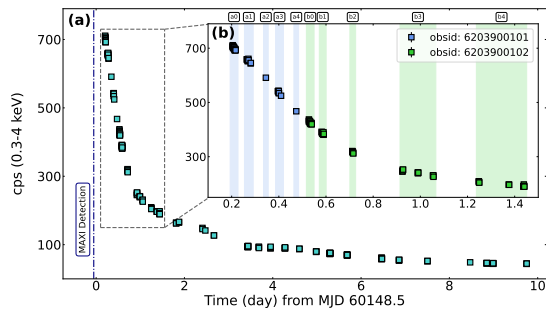


図 2: (a) NICER により観測された 0.3–4 keV での IM Peg の光度曲線。1 ビンは 64 秒に対応し、時刻原点は MJD 60148.5 (2023 年 7 月 23 日 12:00 UT) に対応する。(b) 最初の 2 つの ObsID を拡大した光度曲線。a0–b4 は、スペクトル解析における Interval を表す。(Inoue et al. 2024b, より引用)

3 Analysis and Result

図 2 に NICER により観測された IM Peg でのフレアの光度曲線を示す。本研究では、図 2b に拡大された 2 つの ObsID の各 GTI を Interval a0–b4 と定義し、特に着目して解析を行った。

図 3 に Interval a0–a4 と b0–b4 の時間帯をそれぞれ積算した広帯域スペクトルを示す。これらの広帯域スペクトルは 3 温度の衝突電離平衡 (CIE) プラズマでフィットされ、その温度は Interval a0–a4 では 92 MK、15 MK、0.92 MK、b0–b4 では 64 MK、13 MK、0.92 MK であった。さらに、図 3 内の拡大図に示されている通り、これらのスペクトルには Fe XXV He α 輝線、Fe XXVI Ly α 輝線が確認された。そして、残差にも現れているように、これらの輝線が青方偏移している兆候が見られた。

次に、鉄輝線の青方偏移とその時間変化を詳細に調べるために、各 Interval ごとに 5–9 keV の狭帯域でのスペクトル解析を行った。モデルはべき関数に Fe XXV He α 輝線と Fe XXVI Ly α 輝

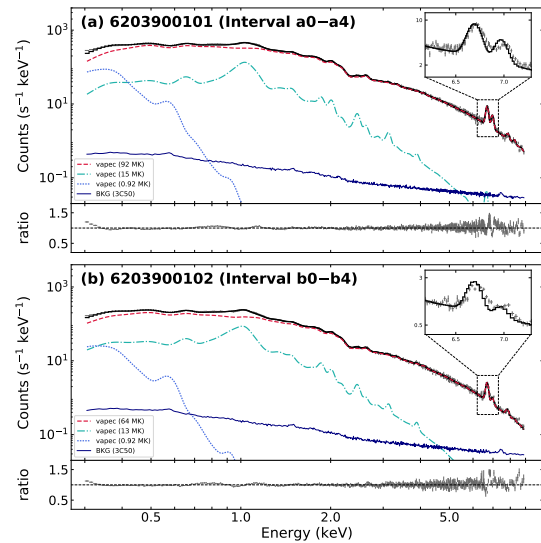


図 3: バックグラウンドを差し引いた Interval a0–a4 (panel a) と b0–b4 (panel b) での X 線スペクトル。黒線は 3 温度の CIE モデルの合計を表し、赤、緑、水色、の順番に温度の高いコンポーネントに対応する。藍色の実線は、バックグラウンドのスペクトルを表す。右上には、Fe XXV He α 輝線付近を拡大したパネルが表示されている。(Inoue et al. 2024b, より引用)

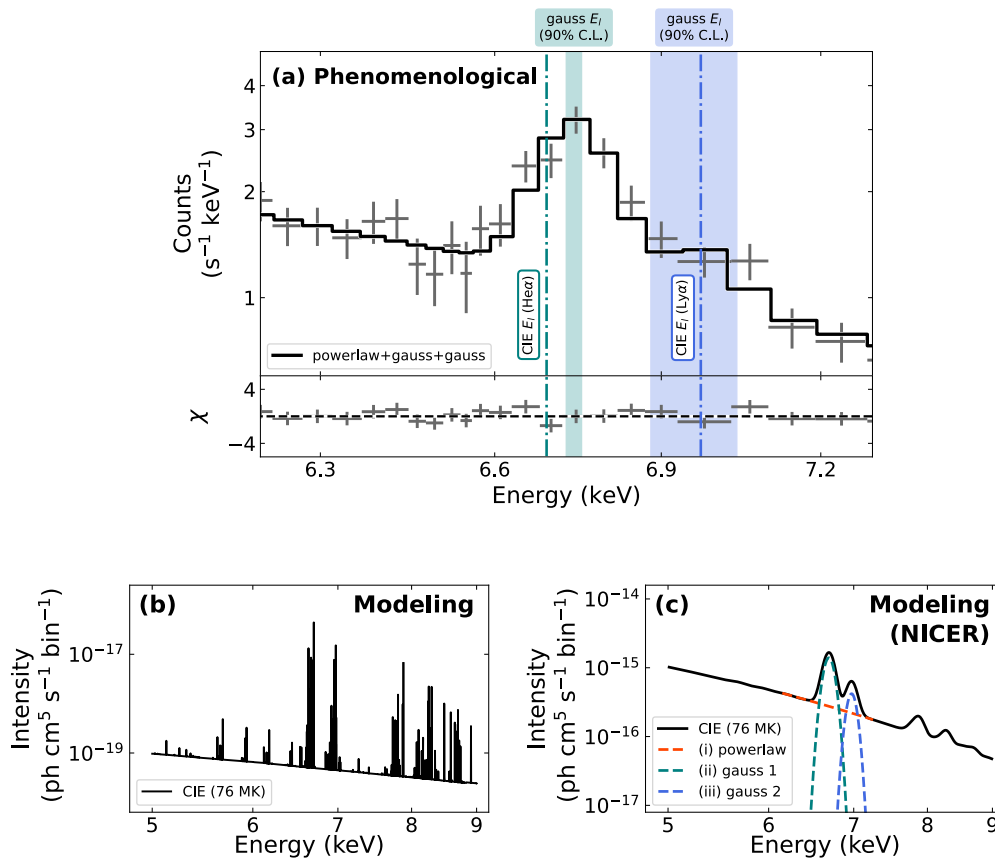


図 4: (a) 現象論的モデルによりフィットされた Interval b1 のスペクトル。緑、青の網掛け領域は観測された Fe XXV He α 輝線、Fe XXVI Ly α 輝線の中心エネルギーの 90%信頼区間を表す。緑、青の点鎖線は実験室系でのそれぞれの輝線中心を表す。(b) 理論モデルから予測される、Interval b1 での温度 ($T_e^{b1} \sim 76$ MK) に対応する CIE プラズマのスペクトル。(c) (b) で示された理論モデルに NICER のレスポンスをかけたスペクトル。(Inoue et al. 2024b, より引用)

線に対応するガウシアンを足した現象論的モデル (powerlaw+gauss1+gauss2) を用いた。各 Interval のスペクトルをこのモデルでフィットしたところ、Interval b1 のスペクトル (図 4) において最も青方偏移の速度が大きいことがわかった。なお、青方偏移の速度は

1. 各 Interval において、5–9 keV の帯域で連続光のみを CIE モデルでフィットし、電子温度を見積もる。
2. 得られた電子温度から CIE プラズマを仮定し、理論モデルから予想されるスペクトルを Py-AtomDB で作成する。(図 4b)
3. モデルから予想されるスペクトルに NICER のレスポンスをかけて輝線中心のエネルギーを求

め (図 4c)、それと観測された輝線中心との差分をとりドップラー速度を計算する。

という手順で行った。Interval b1 のスペクトルでの Fe XXV He α 輝線の中心エネルギーは 6.74 ± 0.01 keV であり、上記の手法でドップラー速度に変換すると -2200 ± 600 km s⁻¹ であった。一方で、Fe XXVI Ly α 輝線のドップラー速度は 500 ± 3500 km s⁻¹ で、誤差の範囲で定量的に青方偏移の有無を確認することはできなかった。

これらの手法を各 Interval に適応することで得られた、電子温度と Fe XXV He α 輝線の中心エネルギーのドップラー速度の時間変化を図 5 に示す。ドップラー速度は ~ 0.6 day ごろに最大値をとり、その直前に電子温度に 60 MK から 100 MK への再加熱の兆候が見られることが明らかになった。

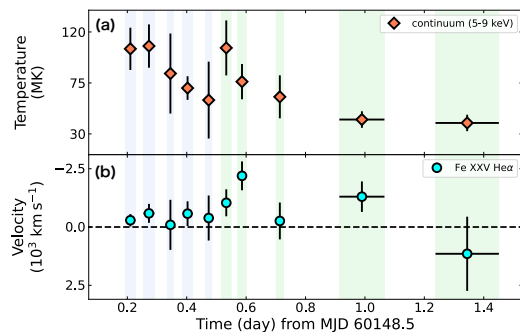


図 5: (a) 5–9 keV の連続光から見積もられた電子温度の時間変化。(b) Fe XXV He α 輝線の中心エネルギーのドップラー速度の時間変化。時刻原点は図 2 と同様。(Inoue et al. 2024b, より改変)

4 Discussion and Conclusion

本研究で発見された青方偏移の起源には、CME と彩層蒸発の 2 つの可能性が考えられる。まず、太陽での典型的な彩層蒸発の速度が $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ であるのに対し、検出された青方偏移の速度が $\sim -2200 \text{ km s}^{-1}$ であるという点からは、CME 由来の可能性が高いと言える。太陽で観測されてきた CME の速度 ($-20 \text{ -- } -3000 \text{ km s}^{-1}$; Webb & Howard 2012) は観測された速度を説明可能である。青方偏移が CME 由来であると仮定すると、IM Peg のような特に活動性の高い恒星の場合は、CME のプラズマの温度が $\sim 60 \text{ MK}$ と非常に高温であることも初めて示唆される。太陽での CME は数 MK 程度であり (e.g., Sheoran et al. 2023)、これまでの恒星での X 線の先行研究 (Argiroffi et al. 2019; Chen et al. 2022) においても $\sim 10 \text{ MK}$ 程度の温度の輝線しか観測されていなかった。

一方で、彩層蒸発を支持する結果として、速度のピークの 1 時間前に見られた電子温度の再加熱の兆候が挙げられる。何らかの要因により、フレアピークから約半日後のタイミングで彩層のプラズマが再加熱され、太陽では見られないような高速な彩層蒸発を引き起こした可能性も棄却できない。

将来的にこれらの 2 つの説を判定するには、今回のようなケースにおいて、輝線全体が青方偏移しているのか、青方偏移した成分としていない成分が足し合わされているのかを判定する必要がある¹。そのような

¹この場合、前者は彩層蒸発、後者は CME に対応する。

観測には、昨年に打ち上げられた X-Ray Imaging and Spectroscopy Mission (XRISM; Tashiro et al. 2020) 衛星に搭載されたマイクロカロリメーター Resolve (Ishisaki et al. 2018) が必要であり、今後の観測が期待される。

Acknowledgement

本研究は岩切渉氏 (千葉大)、榎戸輝揚氏、内田裕之氏 (京大)、栗原明稀氏、辻本匡弘氏 (ISAS/JAXA)、野津湧太氏 (コロラド大)、濱口健二氏、Gendreau Keith 氏、Arzoumanian Zaven 氏 (NASA/GSFC)、鶴剛氏 (京大) との共同研究です。本研究を進めるにあたり、多くのご貢献をいただいた共同研究者の皆さまに感謝いたします。

Reference

- Airapetian, V. S., Barnes, R., Cohen, O., et al. 2020, *International Journal of Astrobiology*, 19, 136. doi:10.1017/S1473550419000132
- Argiroffi, C., Reale, F., Drake, J. J., et al. 2019, *Nature Astronomy*, 3, 742. doi:10.1038/s41550-019-0781-4
- Chen, H., Tian, H., Li, H., et al. 2022, *ApJ*, 933, 92. doi:10.3847/1538-4357/ac739b
- Inoue, S., Maehara, H., Notsu, Y., et al. 2023, *ApJ*, 948, 9. doi:10.3847/1538-4357/acb7e8
- Inoue, S., Enoto, T., Namekata, K., et al. 2024a, *PASJ*, 76, 175. doi:10.1093/pasj/psae001
- Inoue, S., Iwakiri, W. B., Enoto, T., et al. 2024b, *ApJL*, 969, L12. doi:10.3847/2041-8213/ad5667
- Ishisaki, Y., Ezoe, Y., Yamada, S., et al. 2018, *Journal of Low Temperature Physics*, 193, 991. doi:10.1007/s10909-018-1913-4
- Iwakiri, W., Hamaguchi, K., Gendreau, K., et al. 2023, *The Astronomer's Telegram*, 16152
- Namekata, K., Maehara, H., Honda, S., et al. 2021, *Nature Astronomy*, 6, 241. doi:10.1038/s41550-021-01532-8
- Sheoran, J., Pant, V., Patel, R., et al. 2023, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 10, 27. doi:10.3389/fspas.2023.1092881
- Tashiro, M., Maejima, H., Toda, K., et al. 2020, *SPIE*, 11444, 1144422. doi:10.1117/12.2565812
- Webb, D. F. & Howard, T. A. 2012, *Living Reviews in Solar Physics*, 9, 3. doi:10.12942/lrsp-2012-3

太恒 a10

せいめい望遠鏡と TESS の同時測光分光観測で迫る M
型星フレアの可視連続光時間発展と温度変化

市原 晋之介

せいめい望遠鏡と TESS の同時測光分光観測で迫る M 型星フレアの可視連続光時間発展と温度変化

市原 晋之介 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

Abstract

太陽や恒星のフレアは恒星表面で発生する爆発・増光現象であり、磁気リコネクションにより磁気エネルギーが解放されることで発生する。太陽フレアのエネルギーは 10^{29-32} erg 程度だが、低温 M 型星などでは 10^{33} erg を超える「スーパーフレア」が頻繁に発生する。恒星フレアに伴う紫外線は周囲の系外惑星の化学進化に影響を与えるため、その放射量の観測的評価が期待されている。さらに、紫外線から可視光に至る連続光放射は放射エネルギーの大部分を解放すると考えられており、恒星フレアのエネルギー収支の観点でも重要だが、その放射機構は未解明である。先行研究では、恒星フレアの多色測光観測から、黒体放射近似による放射温度の推定が行われてきた (Hawley & Fisher 1992)。特に、近年の高時間分解能の多色測光により、分スケールでの放射温度変化が示され、温度変化は極めて激しいことが示唆されている (Howard et al. 2020)。しかし、多色測光では連続光と強い輝線の分解ができないため、連続光の見かけの放射温度に過ぎず、放射機構の解明には至らない。短時間で変化する連続光の放射機構に迫るためには、高い時間分解能で連続光と輝線を分離する「分光」観測が必要であるが、数例の報告例しかない (Kowalski et al. 2013)。

そこで我々は、京大せいめい望遠鏡の広波長域面分光装置 (410-850 nm) と TESS 衛星 (600 – 1,000 nm) を用い、磁気活動が高い M 型星 EV Lac (年齢 3×10^8 yr、自転周期 4.3 日) を対象に 1-2 分の時間分解能で同時測光・分光観測を行った。その結果、2019 年 9 月 14 日に 10^{31} erg 級のフレアを検出することに成功した。スペクトル解析の結果、フレアピーク時の連続光スペクトルは約 10,000 K の黒体放射でうまくフィットできることが分かった。この結果は、ピーク時には光学的に厚い高温プラズマが形成されていたことを示唆する。本講演では、これらの時間変化に加え、その物理的解釈を議論し、更に今後の展望を述べる。

1 Introduction

フレアとは、太陽や恒星の表面で発生する爆発・増光現象であり、その発生機構は磁気リコネクションによる磁気エネルギーの解放であると考えられている。解放された磁気エネルギーは運動エネルギーや放射エネルギーに変換され、太陽や恒星においてしばしば突発的な増光が観測される。太陽フレアで解放される典型的なエネルギーは 10^{29-32} erg であるが、低温 M 型星ではその 10 倍以上の 10^{33} erg を超えるスーパーフレアと呼ばれる現象も観測されており、磁気活動が非常に活発であるためその発生頻度は高いことが知られている。

恒星フレアに伴って放射される紫外線は周囲の系外惑星の化学進化に影響を与えるため、その観測的評価が期待されており、恒星フレアを対象とした研究は活発に行われている。恒星フレアはこれまで様々な波長域で観測されてきたが、フレアに伴って解放

される放射エネルギーが各波長域にどう分配されるか、またその放射機構は未解明である。一方で、紫外線域から可視光域に至る連続光放射は恒星フレアで解放される放射エネルギーの大部分を解放すると考えられており、紫外域から可視光域にかけてのフレア観測はエネルギー収支の観点からも重要である。

先行研究では、恒星の可視連続光フレアは分スケールで温度が急激に変化することがわかっており (Howard et al. 2020)、また H α 線をはじめとする様々な彩層輝線の増光も観測されている Fuhrmeister et al. (2008)。そのため、フレアに伴う詳細な温度変化を知るためには時間分解能が高く、輝線と連続光を分解できる広波長域の分光観測が必要であるが、それらを両立した観測例はまだ少ない (e.g. Kowalski et al. 2013)。そこで、本研究では可視連続光の観測に着目し、恒星フレアの詳細な温度変化を調べ、激しい温度変化が放射エネルギーの推定に与える影響を調査した。

2 Methods

2.1 Observation

可視光測光観測は TESS 衛星によって得られてデータを使用し、可視連続光 (白色光) の変化を捉えた。TESS 衛星の観測波長域はおよそ $6000 - 10000 \text{ \AA}$ 、時間分解能はおよそ 2 min である。また、せいめい望遠鏡と低分散面分光装置 KOOLS-IFU を用いた分光観測によって得られたデータを使用した。KOOLS-IFU の観測波長域は $4300 - 8000 \text{ \AA}$ 、波長分解能は $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim 500$ 、時間分解能は $\sim 52 \text{ sec}$ である。

本研究で対象とした天体は M 型矮星 EV Lac である。2019 年 9 月 14 日にせいめい望遠鏡と TESS 衛星でフレアの同時観測に成功した。この天体は自転周期 4.38 日 (Pettersen, 1980)、年齢 $3 \times 10^8 \text{ 年}$ 、静穏時の有効温度は $3270 \pm 80 \text{ K}$ (Paudel et al. 2021) である。また、フレア発生頻度は $\sim 0.1 \text{ event/h}$ であり (Schmidt et al. 2012)、活発なフレア星として知られている。現在までに白色光や近紫外線をはじめ、X 線 (Inoue et al. 2024)、また近赤外線など様々な波長域でフレアが検出されている。

2.2 Analytical method

KOOLS-IFU で得られたフレア中のスペクトルからフレア前静穏時のスペクトルを引くことで、差分スペクトルを作成した。この差分スペクトルはフレアの増光成分を表しており、プランク関数でフィッティングすることにより、フレアの増光成分が黒体輻射である場合の放射温度を推定した。フィッティングは python パッケージの SciPy.optimize.curve_fit を用いて行った。このフィッティングを TESS 衛星の測光データから確認できるフレア増光中の各スペクトルで行い、フレア増光成分の温度変化を得た。また、得られた温度変化グラフと TESS の光度曲線を用いて、フレアの放射エネルギーの推定を行った。

3 Results

3.1 黒体輻射でフィッティング

せいめい望遠鏡の分光観測で得られたフレア中のスペクトルからフレア前静穏時のスペクトル (図 1)

を引いて得られた差分スペクトルをプランク関数でフィッティングした。

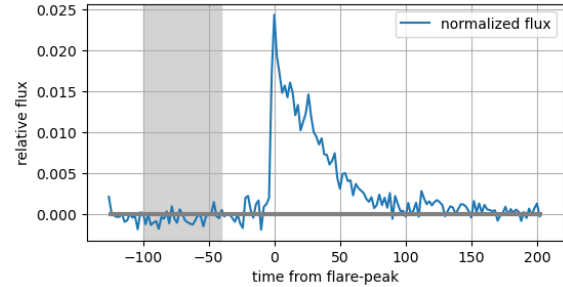


図 1: TESS 衛星の光度曲線。横軸: フレアピークからの経過時間 [min]。縦軸: TESS の静穏時のフラックスで規格化した静穏時からのフラックスの増分。グレーの網掛部分は、静穏時として扱った時間帯を表している。フレアピーク時刻を 0 として -100 min から -40 min の間のスペクトルの平均を静穏時スペクトルとして用いた。

温度 T とスケール因子 A をパラメータとし、プランク関数を用いた。

$$B_{\lambda} \propto \frac{A}{\lambda^5 \exp(hc/\lambda k_B T) - 1} \quad (1)$$

c は光速、 h はプランク定数、 k_B はボルツマン定数である。その結果、黒体輻射を仮定したフレアピーク時の温度は $8122 \pm 273 \text{ K}$ となった (図 2)。

また、同様のフィッティングをフレア中の各スペクトルで行い、フレア温度の時間変化を得た (図 3)。

3.2 エネルギー推定

TESS 光度曲線の増光量とフレア温度を用いてフレアの放射エネルギーを算出した (Shibayama et al. 2013)。黒体放射を仮定すると、ポロメトリックなフレアの光度 ($L_{flare}(t)$) は、フレア温度 ($T_{flare}(t)$)、フレア面積 ($A_{flare}(t)$)、Stefan-Boltzmann 定数 (σ_{SB}) を用いて以下のように算出できる。

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

また、 $A_{flare}(t)$ の推定には、観測される恒星の光度 (L'_{star})、恒星フレアの光度 ($L'_{flare}(t)$)、TESS の光度曲線のフレア増光量 ($C'_{flare}(t)$) を用いた。それぞれは以下のように算出される。

$$L'_{star} = \int R_{\lambda} B_{\lambda}(T_{eff}) d\lambda \cdot \pi R_{star}^2 \quad (3)$$

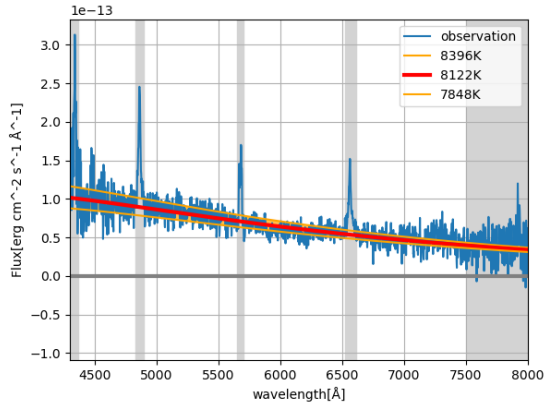


図 2: KOOLS-IFU で得られたフレアピークのスペクトルからフレア前静穏時スペクトルを引いた差分スペクトル (青線) と、フィッティングしたプランク関数 (赤線)、またその誤差範囲 (橙網掛)。横軸: 波長 [Å]。縦軸: flux density [erg · cm⁻² · sec⁻¹ · Å⁻¹]。誤差範囲はスケール因子 A は固定したまま温度を $T \pm 3\sigma_T$ としたプランク関数である ($\sigma_T = 91\text{K}$)。灰色で網掛にしている波長域は、水素バルマー輝線などがあり、フィッティングに用いていない区間である (Kowalski et al. 2013)。

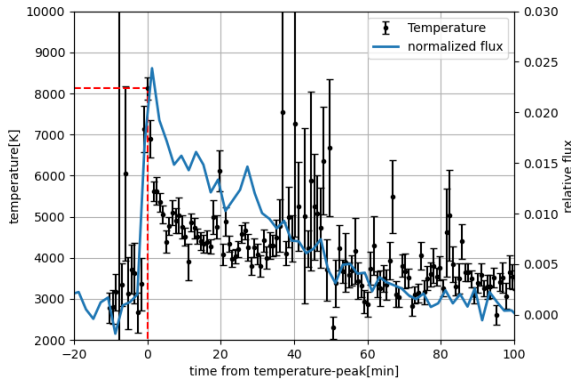


図 3: フレア成分の温度変化 (黒点) と TESS の光度曲線 (青線)。横軸: フレアピークからの経過時間 [min]。左縦軸: フレア温度 [K]。右縦軸: TESS の静穏時フラックスで規格化した静穏時からのフラックスの増分。フレア温度のエラーバーは $\pm 3\sigma_T$ 。

$$L'_{flare}(t) = \int R_{\lambda} B_{\lambda}(T_{flare}(t)) d\lambda \cdot A_{flare}(t) \quad (4)$$

$$C'_{flare}(t) = L'_{flare}(t)/L'_{star} \quad (5)$$

λ は波長、 $B_{\lambda}(T)$ は温度 T におけるプランク関数、 R_{λ} は TESS の応答関数 (図 4)、 R_{star} は恒星半径、 T_{eff} は恒星の有効温度である。

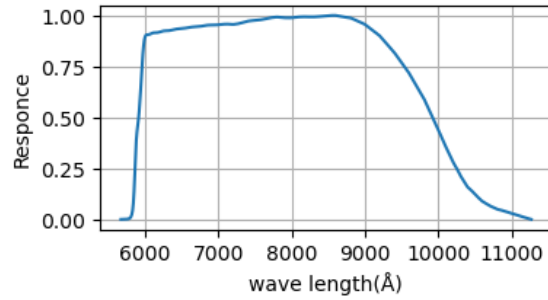


図 4: TESS 衛星の応答関数 (出展: SVO Filter Profile Service)。横軸: 波長 [Å]。縦軸: 各波長に対する応答。

これらの方程式から、 $A_{flare}(t)$ は以下のように推定できる。

$$A_{flare}(t) = C'_{flare}(t) \pi R_{star}^2 \frac{\int R_{\lambda} B_{\lambda}(T_{eff}) d\lambda}{\int R_{\lambda} B_{\lambda}(T_{flare}(t)) d\lambda} \quad (6)$$

これらを用いて、フレアのボロメトリックなエネルギー (E_{flare}) は $L_{flare}(t)$ をフレア開始から終わりまで時間積分することで算出できる。

$$E_{flare} = \int_{flare} L_{flare}(t) dt \quad (7)$$

これらの式を用いて計算すると、今回観測したフレアの放射エネルギーは 2.79×10^{31} erg であることがわかった。

4 Discussion

得られたフレアピーク時のフレア温度は、しばしば黒体放射で近似する際に使われる 9000 K と近い値が得られた (Howard et al. 2020)。また、フレア温度はすぐに低下し、ピークからおおよそ 20 分後にはピーク温度の半分になったことから、激しい温度変化を確認できる。

また、エネルギー推定の結果、放射エネルギーはおおよそ 10^{31} erg となったが、一方で温度変化を考慮せずにフレアピーク時の温度が続くと仮定してエネ

ルギーを計算すると、 6.40×10^{32} erg となり、温度変化を考慮した計算と比較して 1 桁程度大きく見積もられていることになる。急激な温度の低下を考慮に入れたエネルギー推定では、先行研究のエネルギー推定の結果と比べて桁で小さくなる可能性がある。

5 Conclusion

本研究では、恒星フレアの放射機構や波長に対する放射エネルギーの分配を知るため、M 型矮星 EV Lac の測光・分光データを解析し、フレア中の詳細な温度変化と可視連続光域の放射エネルギーを調べた。その結果、黒体放射と仮定したピーク時のフレア温度はおよそ 8000 K であり、ピークの後鋭く温度が低下することを確認できた。また、求めたフレア温度を用いて放射エネルギーを算出すると、およそ 10^{31} erg であった。今回のエネルギー推定にはフレア温度の時間変化だけでなく、フレア面積 A_{flare} の寄与が大きく関係したと推測できる。フレア面積 A_{flare} やフレア光度 L_{flare} の時間変化を詳しく調べることが今後の課題である。また、観測データと理論モデルを比較することで、光学的厚さ等も考慮したより詳しい放射機構の解明に繋がりたいと考えている。

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、本田敏志氏、幾田佳氏、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

- Kowalski, A. F., Hawley, S. L., Wisniewski, J. P., et al. 2013, ApJS, 207, 15
- Fuhrmeister, B., Liefke, C., Schmitt, J. H. M. M., & Reiners, A. 2008, A&A, 487, 293
- Hawley, S. L., & Fisher, G. H. 1992, ApJS, 78, 565
- Howard, W. S., Corbett, H., Law, N. M., et al. 2020, ApJ, 902, 115
- Inoue, S., et al. 2024, ApJ, 969, 12

Pettersen, B. R. 1980, Astron. J., 85, 871.

Paudel, R. R., Barclay, T., Schlieder, J. E., et al. 2021, ApJ, 922, 31

Schmidt, S. J., Kowalski, A. F., Hawley, S. L., Hilton, E. J., Wisniewski, J. P., & Tofflemire, B. M. 2012, ApJ, 745, 14

Shibayama, T., Maehara, H., Notsu, S., et al. 2013, ApJS, 209, 5.

太恒 a11

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

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

永田 晴飛 (兵庫県立大学大学院 理学研究科)

Abstract

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。例えば Namekata et al. (2022) では、太陽型星の H α 線を観測し、その輝線プロファイルの時間変化から、スーパーフレアに伴うプラズマ噴出を明らかにした。彩層輝線としてこれまでは 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。自転周期や白色光での変化を確認するために観測は TESS 衛星による観測と同時期とし、2022 年 10 月に行った。その結果、H α 線では TESS 衛星のデータから得られた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。しかしながら、CaII IRT では H α 線の等価幅が大きく増加したときに、わずかに増加が見られたものの、強い相関は見られなかった。このことは活動性を示す彩層輝線として近赤外 CaII IRT も有用であるが感度は H α 線と比べて高くないことを意味する。また、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。この時の各輝線では青方偏移した超過成分が見られ、H α 線での青方偏移速度は 85 km/s 程度であることが分かった。これ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。

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。例えば Namekata et al. (2022) では、太陽型星の H α 線を観測し、その輝線プロファイルの時間変化から、スーパーフレアに伴うプラズマ噴出を明らかにした。

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 TESS 衛星の撮影と同時期である 2022 年 10 月に西はりま天文台のなゆた望遠鏡と可視分光装置 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 Reducation 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 PW And の自転周期

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 の周期は 1.747 日と導出した。一方、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 は TESS 衛星による光度曲線の頻度分布である。また、図 2 は求めた自転周期で光度曲線を折り返したものである。

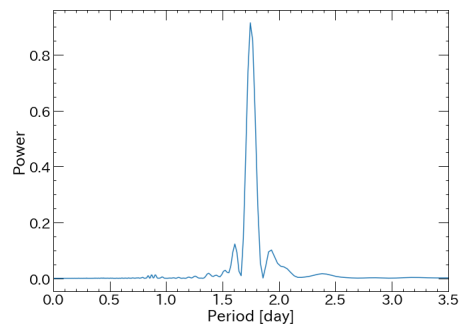


図 1: TESS 衛星による光度曲線の頻度分布。

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、図 2 と重ね合わせた (図 3)。図 4 は H α 線の等価幅のみを拡大し図 2 にプロットしたものの。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

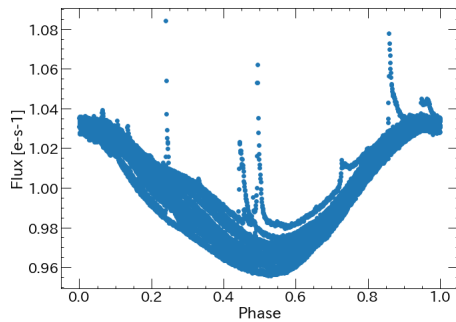


図 2: 周期で折り返した PW And の光度曲線 (TESS 衛星)

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る。しかし、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。

3.3 H α 線と CaII IRT の中心強度の関係

また、等価幅での H α 線と CaII IRT の強い相関はみられなかったが、各波長域の中心波長での強度を測定した結果 CaII (8542 Å) で H α 線と相関がみられた (図 5)。

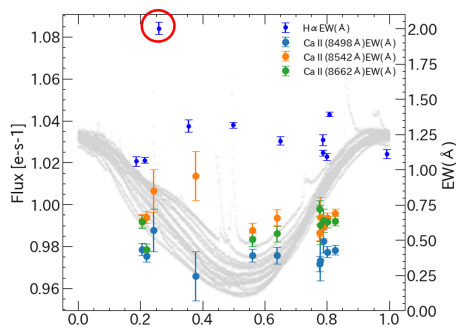


図 3: 周期で折り返した PW And の光度曲線 (TESS 衛星) と輝線の等価幅変化 (なゆた望遠鏡)。赤い丸で囲った点は 2022 年 10 月 5 日である。

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 6 をみると、10 月 5 日

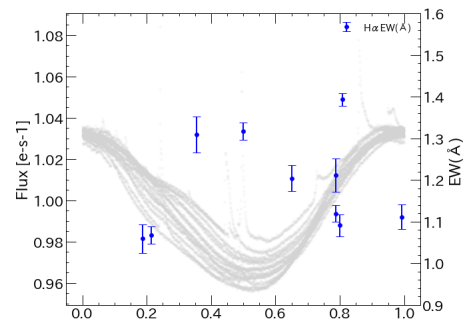


図 4: 周期で折り返した PW And の光度曲線 (TESS 衛星) と 2022 年 10 月 5 日を除く H α 線の等価幅変化 (なゆた望遠鏡)

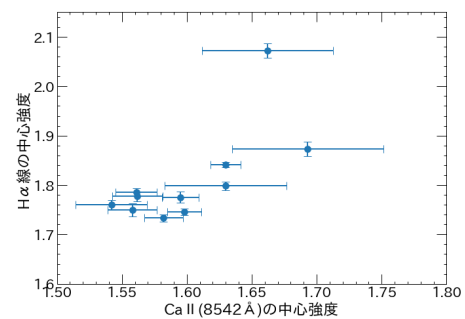


図 5: CaII (8542 Å) と H α 線での中心強度の関係。横軸は CaII (8542 Å)、縦軸は H α 線の中心強度である。

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。青方偏移成分を含まない線プロファイルを抽出するため、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 α 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。本研究では、この結果得られた残差を「青方偏移成分」として定義した (図 7)。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 8)。H α 線での青方偏移速度は

85.36±5.45km/sであることが分かった。PW Andの自転速度は23.9km/sであり、自転による青方偏移ではないことがわかる。太陽フレアに起因する彩層上昇流の典型的な速度は、約10km/sであるが、これは観測された青方偏移速度と比較して非常に小さい。一方、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。

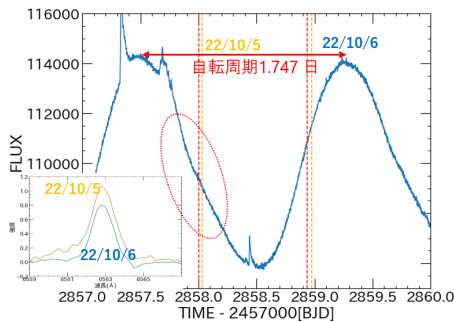


図 6: 2022 年 10 月 5 日 6 日の TESS 衛星による光度曲線と観測したスペクトル。赤、オレンジ色の点線はなゆた望遠鏡での観測の時期を表している。光度曲線では 2 日もとも同程度の flux であるが、10 月 5 日の H α 線のスペクトルには広がりが見られる。

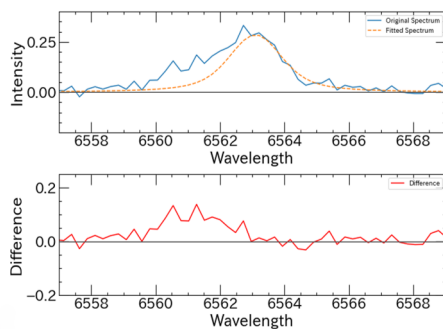


図 7: 青方偏移成分抽出のための差分スペクトルフィッティング例。下軸は波長を示す。上図の青色の実線は平常時との差分スペクトル、オレンジの点線は H α 線中心線より長波長の観測データに対する Voigt 関数のフィッティングを表す、下図の赤色の実線は差分スペクトルから Voigt 関数のフィッティングを差し引いた残差を示している。

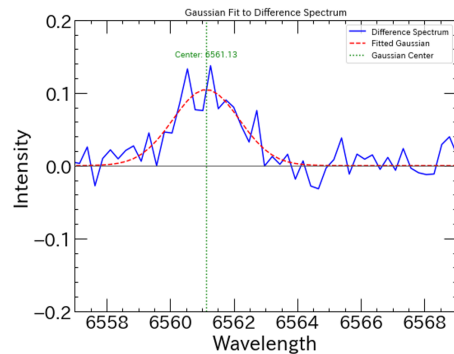


図 8: 青方偏移成分のガウシアンフィットの例。下軸は波長を示す。青の実線は差分スペクトルから Voigt 関数のフィッティングを差し引いた残差を示している。赤色の点線はその残差の Gauss 関数のフィッティングであり、中心波長は 6561.13 Å となった。この中心波長から 6563 Å との差から青方偏移成分の速度を導くことができる。

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 α 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 α 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 α 線の等価幅が特に大きく増大を示したとき、近赤外 CaII 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 α 線と比べて高くないことが分かった。2022 年 10 月 5 日にフレアとみられる H α 線での大きな増光が確認され、青方偏移の速度は約 85km/s であり、これ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。

5 参考文献

Namekata, K., et al. 2022, Nature Astronomy, 6, 241
 livingston, W., et al. 2007, Astrophys. J., 657:1137-1149
 Walkowicz, Lucianne M.; Hawley, Suzanne L. 2009, Astrophys. J., 137:3297-3312

太恒 b01

恒星の高分散分光観測による r プロセス元素組成の 調査

古塚 来未

恒星の高分散分光観測による r プロセス元素組成の調査

古塚 来未 (兵庫県立大学大学院 理学研究科)

Abstract

鉄より重い金などの元素は中性子捕獲過程で合成されるが、このうち、中性子捕獲の速度が速い r プロセスの起源は未だ明らかになっていない。r プロセスの具体的な起源の候補のうち、中性子星合体は 2017 年に重力波によって観測され、有力な候補となっている。一方、大気中の化学組成に宇宙初期の元素合成の結果を反映していると考えられる金属欠乏星の観測では、アクチノイド元素のトリウム、ウランが他の r プロセス元素に比べて極端に多いアクチノイドブースト星が見つかった。このような星の起源は不明だが、r プロセス起源の多様性を示唆する。r プロセスの起源を調べるためには、特に観測の少ない、 $[Fe/H] \gtrsim -2$ の恒星でトリウムの組成を見積もることが重要である。我々は、なゆた望遠鏡/MALLS などの観測で得られた高分散分光データにより $-2 \lesssim [Fe/H] \lesssim +0.4$ の天体でトリウム組成を得た。太陽より高い金属量の星では、太陽より高いトリウム組成を示し、トリウム/ユーロピウム組成比も高い値を示すものが見られた。一方、太陽より金属量の低い星については、トリウム/ユーロピウム組成比は金属量によらずほぼ一定であり、これらの星のトリウム、ユーロピウムは一種類のイベントで合成されたとしても説明できる。

1 Introduction

地球上には約 100 種類の元素が存在する (図 1)。このうち自然に存在するものは地球が誕生したとき

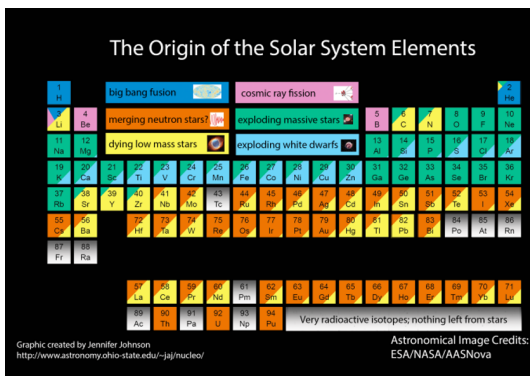


図 1: 周期表。

に宇宙空間に存在した元素である。ビッグバンで誕生した直後の宇宙はほぼ水素 (H)、ヘリウム (He)、リチウム (Li) のみが存在し、この時代に生まれた恒星は主に水素とヘリウムのみで構成されている。恒星の内部では熱核融合反応が起こり、ヘリウムより原子番号の大きい元素が合成される。大質量 (太陽の 8 倍以上) の恒星内で合成された元素は、その恒星が寿命を迎えるときに起こす重力崩壊型超新星爆発で宇宙にばらまかれる。その後ばらまかれた元素を

含むガスから 2 世代目の星が誕生し、その内部で元素を合成することを繰り返す。このようにして、銀河の中で時間とともに様々な元素が増えていくことを、銀河の化学進化という (図 2)。様々な金属量 (即ち様々な時代) の恒星で化学組成を調べれば、宇宙で元素がどのように増加したかを知ることができる。

宇宙誕生

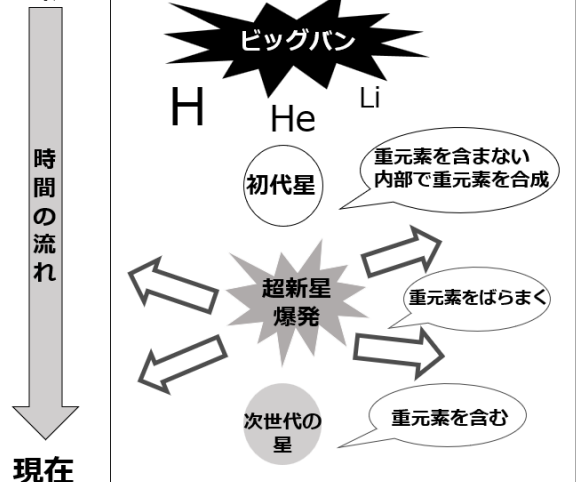


図 2: 銀河の化学進化。

$[X/H] = \log (n_X/n_H)_{\text{star}} - \log (n_X/n_H)_{\odot}$
 (n_X/n_H) は水素に対する元素 X の個数密度の比。この研究では $[Fe/H]$ を金属量とする。例えば、金属量が太陽の 100 分の 1 の星は $[Fe/H] = -2$ 。

特に、鉄より原子番号の大きい元素は、中性子捕獲過程で合成される。中性子捕獲過程で合成される元素の約半数を作る r プロセスの起源は、合成過程が明らかになって 60 年経った今でも議論が続いている。2017 年には中性子星合体が重力波で観測され [1]、続いて行われた測光、分光観測により r プロセス元素が合成されたことが示唆されており (c.f. [2][3])、中性子星合体は r プロセスの起源として有力な候補である。

一方で、恒星の化学組成の観測からは r プロセス起源の多様性が示唆されている。宇宙の古い時代の化学組成をその大気に保持していると考えられる金属欠乏星は、その星が生まれる前に起こった超新星爆発などの元素合成の結果を調査する目的でも主に調べられてきた。特にトリウム (Th) やウラン (U) は r プロセスのみで合成される元素である。これらの元素が同じく r プロセスで合成されるユーロピウム (Eu) に比べて過剰な星が発見され、アクチノイドブースト星と呼ばれている。その起源は不明であり、r プロセスの起源には、複数種類の天体現象が関わることが示唆された [4][5] (図 3)。

アクチノイドブースト星は主に金属欠乏星で観測さ

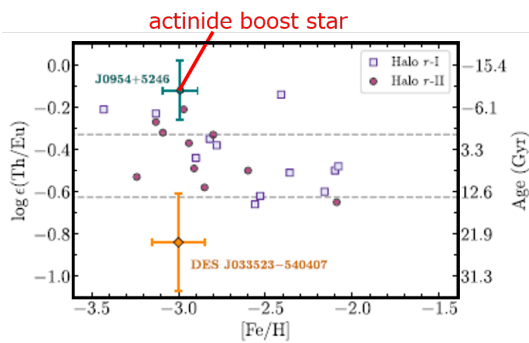


図 3: 金属欠乏星の Th(トリウム)/Eu(ユーロピウム) 組成比の観測。

れており、r プロセス起源を調べるうえで重要な天体である。しかし、特に $[Fe/H] \gtrsim -2$ の恒星で Th を検出した例は少ないため、このような星は宇宙空間に多く存在するのか、恒星の金属量と関係があるのかなど詳細は不明である (図 4)。

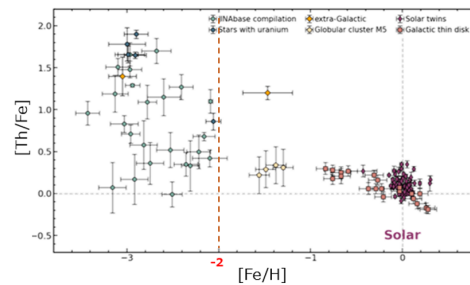


図 4: 恒星の Th(トリウム) 組成比の観測 [6]。

2 Methods/Instruments and Observations

そこで、本研究では r プロセスの起源を明らかにするため、観測の少ない $[Fe/H] \gtrsim -2$ の恒星で Th を検出することを目的とした。2 m なゆた望遠鏡に搭載された可視分光装置 MALLS のエシェルモード (波長分解能 ~ 35000) の観測、すばる望遠鏡の高分散分光器 HDS(R ~ 70000) のアーカイブデータ (SMOKA より取得)、ぐんま天文台 1.5 m 望遠鏡高分散分光器 GAOES(R ~ 70000) で取得されたデータにより、44 天体のスペクトルを得た。天体の大気パラメータは表 1 のとおりである。得られたデータの波長域は 5000 - 7000 Å 程度、S/N は 100 - 400 程度である。

表 1. 対象天体の大気パラメータ

有効温度 [K]	4000 - 6000
表面重力 (log g)	1.0 - +4.9
マイクロ乱流速度 [km/s]	0.7 - +2.2
[Fe/H]	-2.4 - +0.3

観測データの 1 次処理には IRAF を用いた。また、化学組成の見積もりのため SPTOOL[7] を用いてモデル大気 (Kurucz 1993, ATLAS9) と計算コード WIDTH9 により合成スペクトルを作成した。観測で得られたスペクトルと、合成スペクトルを比較することで、Th、Eu の組成を見積もった。大気パラメータは鉄の吸収線の等価幅から TGvit プログラム [8] を用いて算出し、鉄の吸収線の本数が少ないために算出できなかったものは先行研究の値を引用した。

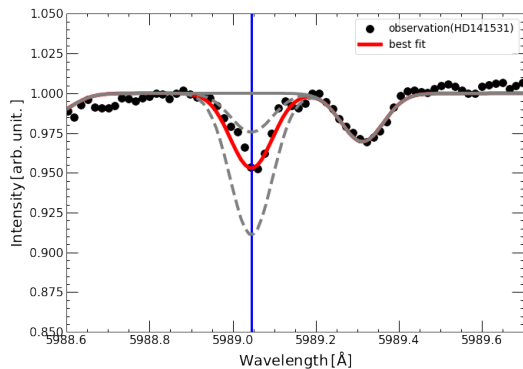


図 5: HD141531([Fe/H]=-1.8) のトリウム (Th) の吸収線。黒い点が観測、赤い実線は最も観測を再現する合成スペクトル。灰色の実線は Th 組成無し、灰色の破線は Th 組成を 0.3 dex 変化させたときの合成スペクトル。

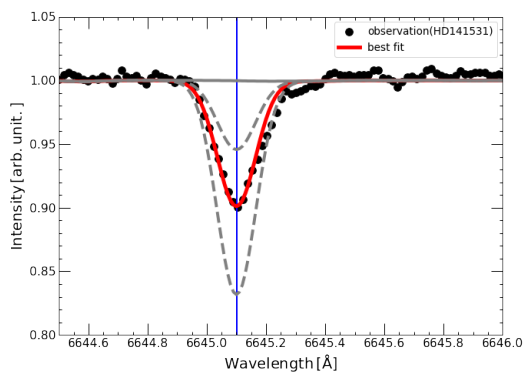


図 6: HD141531([Fe/H]=-1.8) のユーロピウム (Eu) の吸収線。黒い点が観測、赤い実線は最も観測を再現する合成スペクトル。灰色の実線は Eu 組成無し、灰色の破線は Eu 組成を 0.3 dex 変化させたときの合成スペクトル。

3 Results&Discussion

得られた Th、Eu 組成を金属量に対してプロットした結果を図 7、図 8 に示す。まず、図 7 より、[Eu/Fe] の傾向は先行研究と矛盾しないことを確認した。また、図 8 より、[Th/Fe] について、青い点は HD221170 という r プロセス元素が過剰な金属欠乏星の先行研究 [9] の値を示す。先行研究では主に 4019 Å の吸収線を用いて Th 組成が得られており、今回 5989 Å を用いて得られた結果と一致することを確認した。[Th/Fe] は [Fe/H] ~ -0.6 では低い値が、 $0 \lesssim [Fe/H]$ では先行研究に比べて高い値が得られた。

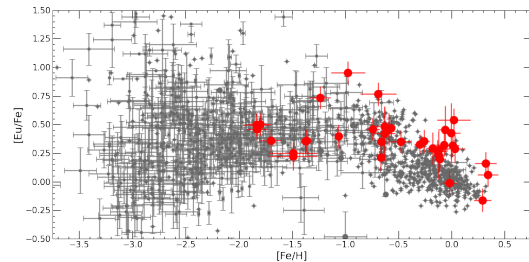


図 7: 金属量に対するユーロピウム (Eu)/鉄 (Fe) 組成比の分布。赤点が今回の観測結果。灰色の点は先行研究 (SAGA データベースより) の値。

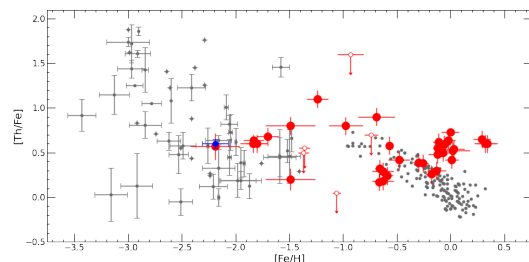


図 8: 金属量に対するトリウム (Th)/鉄 (Fe) 組成比の分布。赤点、灰色点は図 7 と同様。白抜きの点は上限値を示す。青点は HD221170 の先行研究。

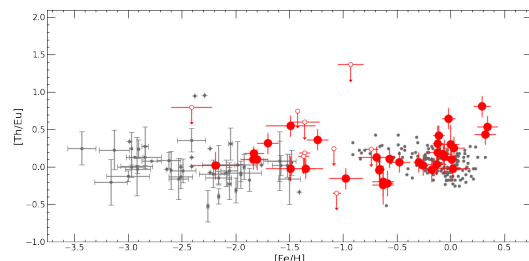


図 9: 金属量に対するトリウム (Th)/ユーロピウム (Eu) 組成比の分布。赤点、灰色点は図 7 と同様。

図 9 は金属量に対する Th/Eu 組成比の分布である。太陽より金属量の低い星については、Th/Eu 組成比は金属量に依らずほぼ一定の値が得られた。Eu も Th も r プロセスで合成される元素のため、r プロセスが 1 種類のイベントで毎回同じ割合で元素を合成すると仮定すると、金属量に対する Th/Eu 組成比は一定の傾向がみられると考えられる。よって、これらの星の Th、Eu は 1 種類のイベントで合成されたとしても説明できる。一方、太陽より高い金属量の星では、太陽より高い Th 組成を示し、Th/Eu 組成比も高い値を示すものが見られた。高金属量の天

体では Th 組成が Eu に対して高い値を示す傾向があるかどうかは、さらなる調査が必要である。

4 Conclusion

r プロセスの起源を明らかにするため、なゆた望遠鏡/MALLS などの観測で天体のスペクトルを得た。そして、 $-2 \lesssim [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim +0.3$ の 44 天体で Th、Eu の組成が得られた。太陽より金属量の低い星は、Th/Eu 組成比は金属量に依らずほぼ一定であり、これらの星の Th、Eu は一種類のイベントで合成されたとしても説明できる。一方、太陽より高い金属量の星は、太陽より高い Th 組成を示し、Th/Eu 組成比も高い値を示すものが見られた。高金属量の天体では Th 組成が Eu に対して高い値を示す傾向があるかどうかは、さらなる調査が必要である。今後は高金属量の天体のサンプルを増やすとともに、他の重元素も調べることで元素の起源を明らかにしたい。

Reference

- [1] Abbott et al., 2017, PhRvL, 119, 16
- [2] Tanaka et al., 2017, PASJ, 69, 6
- [3] Watson et al., 2019, Nature, 574, 7779, 497-500
- [4] Holmbeck et al., 2018, ApJ, 859, 2
- [5] Yong et al., 2021, Nature, 595, 7866, 223-226
- [6] Holmbeck et al., 2023, EPJA, 59, 2, 28
- [7] Takeda et al., 2002, PASJ, 54, 3, 451-462
- [8] Takeda et al., 2005, PASJ, 57, 1, 27-43
- [9] Ivans et al., 2006, AJ, 645, 1, 613-633

[indexへ戻る](#)

太恒 b02

磁気リコネクションにおけるプラズモイド不安定性の 効果

広瀬 暖菜

磁気リコネクションにおけるプラズモイド不安定性の検証

広瀬 暖菜 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

太陽コロナで発生する爆発現象である太陽フレアは、磁気リコネクションをその駆動源とすると考えられているが、そのメカニズムはまだ解明されていない。プラズモイド不安定型の磁気リコネクションは、太陽フレアを駆動するような高速リコネクションのモデルの 1 つだが、プラズモイド不安定のような構造が見られた紫外線撮像観測は現状ほとんど存在せず、十分な観測研究が行われているとは言えない状況である。今回は、そのうちの 2010 年 8 月 18 日に起きたフレアについて画像解析を行い、速度場の視点から当フレアが実際にプラズモイド不安定型のリコネクションかを検証した。その結果、複数の X ポイントが観測され、プラズモイド不安定型のリコネクションモデルと整合的であった。

1 Introduction

磁気リコネクションとは、磁力線の結びかえによって磁場のエネルギーをプラズマのエネルギーに変換する物理現象である。太陽フレアを駆動するような高速な磁気リコネクションのモデルの一つに、プラズモイド不安定型のリコネクションがある。これは、磁気リコネクション領域のカレントシート中で無数のプラズモイドが生じ、プラズモイドの移動・合体によってインフローが促進されるというモデルである。

2010 年 8 月 18 日に発生した C4.5 クラスのリムフレアは、紫外線撮像観測でプラズモイド不安定のような構造が観測された数少ないフレアの一つである。(Takasao et al. 2012) プラズモイド不安定型のリコネクションが生じていた場合、X ポイントが複数存在するはずである。そこで、本フレアについて速度場の 2 次元構造を求めた。

2 Methods

2010 年 8 月 18 日のフレアについて、SDO/AIA が観測した 171 \AA の画像を用いた。速度場を求める方法として、Fourier local correlation tracking (FLCT) (Fisher & Welsch 2008) と呼ばれる方法を使った。

3 Results

図 1 は 05:13:00(上) と 05:13:12(下) のフレアの様子である。左図は背景が AIA の 171 \AA 、赤い矢印は

FLCT で求めた、背景の時刻から次の時刻へ変化する際の速度場である。右図は渦度場を表していて、赤色が正、青色が負の渦度を表す。

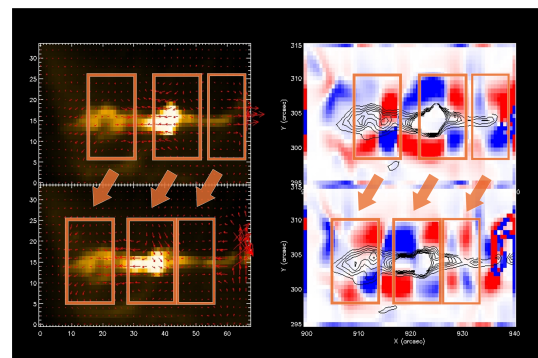


図 1: 2010 年 8 月 18 日のフレアの時間変化

4 Discussion

図 1 のオレンジの枠線で囲った部分ではインフローとアウトフローが同時に確認できた。したがって同時刻に複数の X ポイントが存在していることがわかり、本フレアでプラズモイド不安定が生じていることに矛盾しない。

Reference

- Takasao et al. 2012
- Fisher, & Welsch 2008

[indexへ戻る](#)

太恒 b03

太陽型星の光度曲線から復元した黒点領域の性質

徳野 鷹人

太陽型星の光度曲線から復元した黒点領域の性質

徳野 鷹人 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

光度曲線からは恒星表面を黒点がどの程度覆っているかをある程度復元できることがわかっており、この手法により恒星の黒点領域の時間変化を模擬的に調べることができる。当研究では復元された黒点領域の時間平均だけでなく時間標準偏差も用いた上で太陽及び太陽型星の復元された黒点領域の傾向について調査を行った。我々はまず太陽の模擬光度曲線を調べることで、復元された黒点領域の平均だけでなく標準偏差も用いることで活動期と非活動期を判別可能である可能性を指摘した。これを踏まえ、太陽類似星にも同様の解析を適用した。結果として、周期的変光の有無が活動周期に結びつけられる可能性を指摘した。これは自転周期の測定に黒点を用いていることに伴い生じる観測バイアスとして理解される。

1 導入

太陽では黒点生成やフレア活動といった表面磁気活動は 100 年以上にわたり観測されており、11 年周期などの様々な経験的性質が判明している。これらは表面对流層での自転と磁場の相互作用 (ダイナモ機構) を由来とすると考えられている。スペクトル型で F,G,K,M 型に属する主系列星 (以下 F,G,K,M 型星) も同様に表面对流層を持つため、太陽と同様の磁気活動が生じていると考えられている。

黒点生成は有効温度が静穏領域よりも低いことから減光として観測することができる。かねてより行われていた地上望遠鏡での観測に加え、特に近年では宇宙望遠鏡 (*Kepler*, TESS) による高精度かつ高頻度の可視光測光サーベイがもたらした光度曲線 (当集録では relative flux の意) により F,G,K,M 型星による黒点生成の詳細な解析を可能となった。自転による視線方向の面積変化により黒点による減光は光度曲線においては周期的変動として現れるため、光度曲線の解析から黒点 (e.g. Maehara et al. 2015, 2017; Namekata et al. 2019, 2020; Ikuta et al. 2023; Ikuta et al. 2023) や自転 (e.g. McQuillan et al. 2014; Santos et al. 2019, 2021) に関する情報を引き出すことができる。

磁気活動における重要なパラメーターは質量と自転であり、一般に質量が小さく自転が速い恒星が強い磁気活動つまり大きな黒点領域を示すことがわかっている (e.g. Strassmeier 2009)。しかし興味深いことに、太陽質量程度で自転速度が 20 日より遅い G 型星 (太陽類似星) の中には 100 年以上にわたる太陽

観測からは予想できないような極めて高い磁気活動を示す天体が数多く存在する (Reinhold et al. 2020)。このような極めて高い磁気活動が太陽でも起きるか、起きないとした場合にはその恒星と太陽は何が異なるかを調べるのは恒星物理の理解において非常に重要な課題である。

当研究では *Kepler* データに着目して研究を執り行う。*Kepler* は最大 4 年間にわたる長期観測を行っているため、光度曲線から復元される黒点領域の 4 年間の時間変動をある程度追うことが出来ることが期待される。しかし、その時間変動を高速自転星における短周期 ($\lesssim 8$ 年) の恒星磁気活動周期に直接結びつけて調べた先行研究 (e.g Reinhold et al. 2017) はあるものの、低速自転星における長周期 ($\lesssim 8$ 年) の恒星磁気活動周期の一部として解釈して調べた研究はほとんどなく 4 年間の時間平均を用いて統計的に調べた研究がほとんどである (e.g Reinhold et al. 2020)。当研究ではまず第一段階として、復元された黒点領域の時間平均と時間標準偏差も用いた上で太陽及び太陽型星の復元された黒点領域の傾向について調査を行う。

2 手法

2.1 データ

2.1.1 太陽

Variability of solar IRradiance and Gravity Oscillations (VIRGO; Fröhlich et al. 1995) によって得られ

た 30 年間 1 時間刻みの Total Solar Irradiance(TSI) に対し Reinhold et al. (2020) と同様の *Kepler* を模した太陽の光度曲線を取得した。具体的には以下の通りである。

1. 30 年間の TSI の中から適当な 4 年間を抽出する (1ヶ月刻みでサンプリングした)。
2. 4 年間の TSI を 90 日ごとに分割し、各期間の TSI を平均で規格化することで *Kepler* の quarter ごとに区切られた relative flux と同様の条件に揃えた。
3. 各時刻に対し *Kepler* の測定誤差を模したガウシアンノイズ (約 12 等級程度の誤差になるように施した; cf. Gilliland et al. 2011, 理由は後述) を加えた。

2.1.2 恒星

Okamoto et al. (2021) と同様の手法で *Kepler* 天体 (Brown et al. 2011) における 2006 個の太陽類似星を抽出し、Multimission Archive at the Space Telescope (MAST) から *Kepler* 光度曲線を取得した。より具体的には、以下の手順を行った。

1. Berger et al. (2018) で報告された *Kepler* 天体の *Gaia* による結果を用いて、有効温度 T_{eff} が太陽に近い $5600 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} \leq 6000 \text{ K}$ である G 型主系列星 28412 天体を抽出した。
2. McQuillan et al. (2014) で報告された光度曲線の周期的変動の有無 (有:5074 天体, 無:23338 天体) で異なる処理を行った。
 - (a) 明確な周期的変動があり自転周期 P_{rot} が観測されている天体に関しては $P_{\text{rot}} \geq 20 \text{ d}$ 以上の 1639 天体を抽出した。
 - (b) 明確な周期的変動がない天体に関しては *Kepler* 等級が 12 等級以下の 367 天体を抽出した。これは太陽程度の小さな黒点生成が正確に検出できる等級の限界が 12 等であることに由来する (Gilliland et al. 2011; Reinhold et al. 2020)。

明確な周期的変動がない天体については自転周期が明らかになっていないが、Gyrochronology による

推定から少なくとも 8 割以上は自転周期が 20 日以上である (Mamajek & Hillenbrand 2008; Okamoto et al. 2021) ため、統計的な描像を見る当研究では太陽と比較可能な天体できるとした。

2.2 処理

Maehara et al. (2017) と同様の手法により、各 quarter について光度曲線から黒点領域を計算した。まず各 quarter ごとの光度曲線に対し、95% の分位点と 5% の分位点の差を光度曲線の減光率 (の最大値) R_{var} を得た。この減光を全て黒点による減光と考えると、黒点領域 A_{spot} は恒星の半径 R_* 、静穏領域の有効温度 $T_{\text{surf},*}$ 、黒点の有効温度 $T_{\text{spot},*}$ を用いて以下のようにかける。

$$R_{\text{var}} = \frac{A_{\text{spot}}}{\pi R_*^2} \left(1 - \frac{T_{\text{spot},*}^4}{T_{\text{surf},*}^4} \right) \quad (1)$$

この時、 $T_{\text{spot},*}$ は $T_{\text{spot},*}$ と $T_{\text{eff},*}$ との経験的な関係式 (Berdyugina et al. 2005)

$$\frac{T_{\text{spot},*}}{10^3 \text{ K}} = f \left(\frac{T_{\text{surf},*}}{10^3 \text{ K}} \right)$$

$$\text{where } f(x) = -35.8x^2 + 1249x + 808 \quad (2)$$

を用いて計算する。

得られた各 quarter (i でラベル付) の黒点領域 $A_{\text{spot},i}$ に対し、quarter ごとの黒点領域の平均 $\langle A_{\text{spot},i} \rangle_{4\text{yr}}$ と quarter ごとの黒点領域の標準偏差 $\sqrt{\langle A_{\text{spot},i}^2 \rangle_{4\text{yr}} - \langle A_{\text{spot},i} \rangle_{4\text{yr}}^2}$ を計算する。この時、変数 x_i に対し

$$\langle x \rangle_{4\text{yr}} = \left(\sum_i t_i x_i \right) \left(\sum_i t_i \right)^{-1} \quad (3)$$

であるように平均は期間 t_i に重み付けされていることに注意。

自転周期がわかっている恒星 KIC1576970 ($P_{\text{rot}} = 22.3 \text{ d}$) に関する解析の一例を図 1 に掲載した。

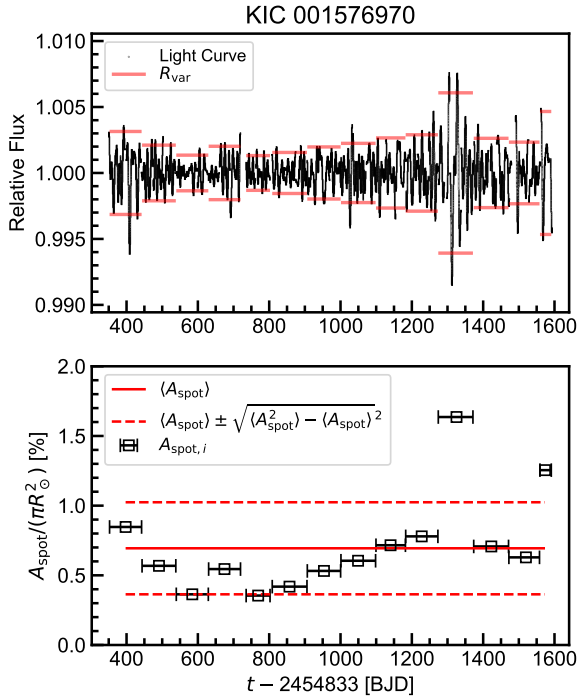


図 1: 自転周期がわかっている恒星 KIC1576970 ($P_{\text{rot}} = 22.3$ d) に関する解析の一例。上図は光度曲線 (黒線) と各 quarter の変化率 R_{var} の時間推移 (赤上下線の幅)。下図はそれに対応する黒点領域 (太陽の視線方向面積で規格化) A_{spot} の時間推移 (黒点) とそれから得られた平均 $\langle A_{\text{spot}} \rangle_{4\text{yr}}$ 、標準偏差 $\sqrt{\langle A_{\text{spot}}^2 \rangle_{4\text{yr}} - \langle A_{\text{spot}} \rangle_{4\text{yr}}^2}$ (赤線)。

3 結果

まず太陽の結果について述べる。太陽黒点の解析から、光度曲線から復元した黒点領域の 4 年平均/標準偏差は本来の黒点領域の 4 年平均/標準偏差をある程度復元できることが分かった (図 2)。興味深いことに、平均と標準偏差では極小期から極大期への推移が異なることにより、標準偏差/平均は中盤付近では大きく極大期付近では小さくなるという結果が得られた。標準偏差を調べることにより平均だけではわからなかった恒星の活動周期がどの段階にあるかをある程度調べることが出来ることを意味する。

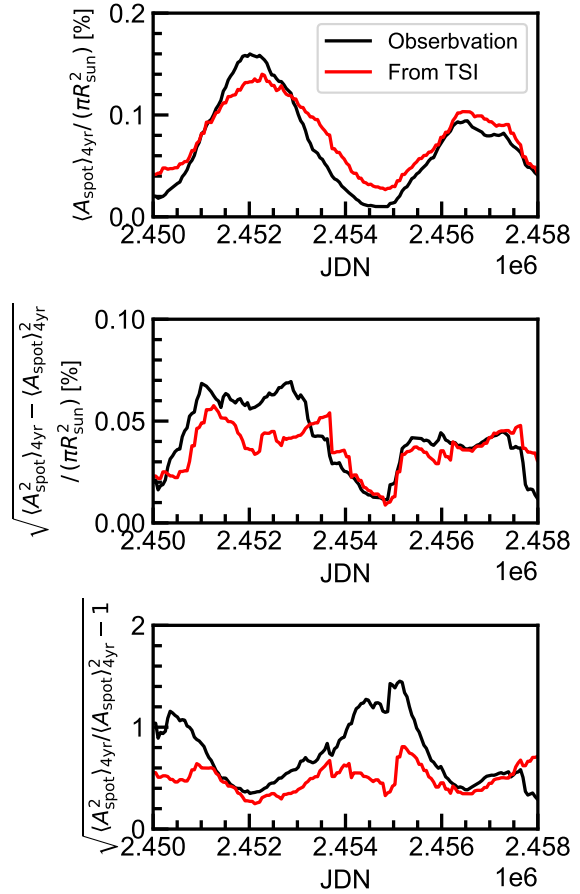


図 2: 黒線は実際に観測された太陽の黒点領域、赤線は各時刻 t から前後 2 年間の TSI データを使って復元した太陽黒点領域。1 枚目は平均 $\langle A_{\text{spot}} \rangle_{4\text{yr}}$ 、2 枚目は標準偏差 $\sqrt{\langle A_{\text{spot}}^2 \rangle_{4\text{yr}} - \langle A_{\text{spot}} \rangle_{4\text{yr}}^2}$ 、3 枚目は標準偏差/平均 $\sqrt{\langle A_{\text{spot}}^2 \rangle_{4\text{yr}} / \langle A_{\text{spot}} \rangle_{4\text{yr}} - 1}$ をそれぞれ縦軸に置いている。

これを踏まえ、図 3 は太陽 (赤点)、周期的変光を示す星 (橙点)、周期的変光を示さない星 (黒点) の平均を横軸、標準偏差を縦軸に取ったダイアグラムである。前段落で示したように、横軸の値が小さく傾きが大きい方が極小～中盤であり、横軸の値が大きく傾きが小さい方が中盤～極大と解釈できる。2 つのタイプの星は太陽からのアナロジーにより解釈でき、周期的変光を示さない星は極小期、周期的変光を示す星は中盤～極大に存在することがわかる。周期的変光を示す星の大きな標準偏差は活動周期の段階の差を示している可能性がある。

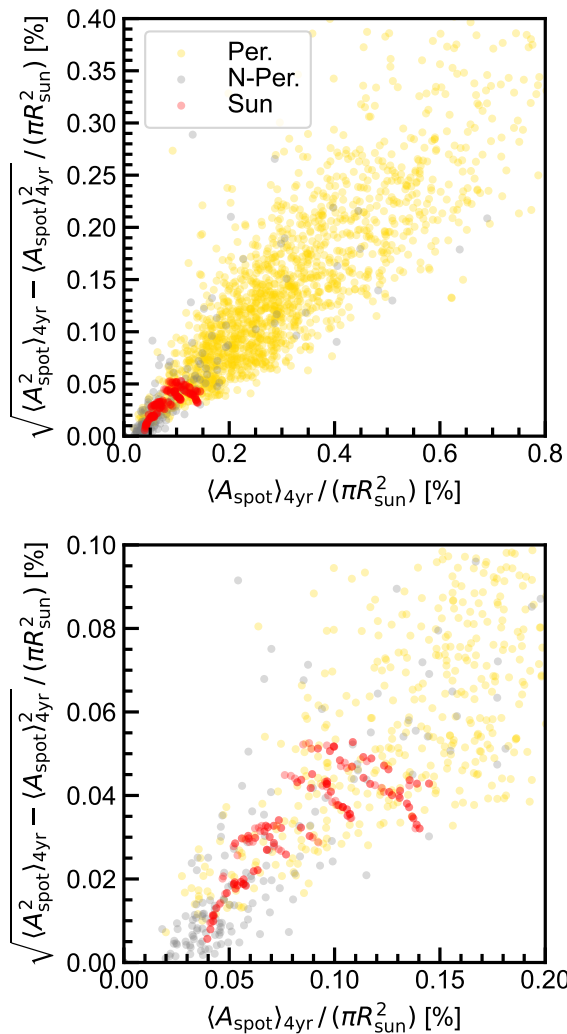


図 3: 横軸は復元した黒点領域の 4 年間の平均、縦軸は復元した黒点領域の 4 年間の標準偏差を取ったダイアグラム (下図は上図の原点付近の拡大)。赤点は図 2 で示した太陽の TSI から復元した点。橙点と黒点はそれぞれ周期的変光を示す星 (橙点)、周期的変光を示さない星 (黒点) に対して *Kepler* から復元した点。

4 まとめ

我々はまず太陽の模擬光度曲線を調べることで、復元された黒点領域の平均だけでなく標準偏差も用いることで活動期と非活動期を判別可能である可能性を指摘した。これは活動期/非活動期において時間平均と時間標準偏差の比が大きく変化することによって示唆される。

これを踏まえ、太陽類似星にも同様の解析を適用した。結果として、周期的変光が明確に見られない恒星は非活動期、周期的変光が明確に見られる恒星は活動期にいるという描像が明確になった。

Reference

- Berger et al. (2018) ApJ, 868, 69
- Berdyugina (2005), Liv. Rev. Sol. Phys., 2, 8
- Brown et al. (2011), AJ, 142, 112
- Fröhlich et al. (1995) Sol. Phys., 162, 101
- Ikuta et al. (2020) ApJ, 902, 73
- Ikuta et al. (2023) ApJ, 948, 64
- Maehara et al. (2015) EP&S, 67, 59
- Gilliland et al. (2011) ApJS, 197, 6
- Maehara et al. (2017) PASJ, 69, 41
- Mamajek & Hillenbrand (2008), ApJ, 687, 1264
- McQuillan et al. (2014) ApJS, 211, 24
- Namekata et al. (2019) ApJ, 871, 187
- Namekata et al. (2020) ApJ, 891, 103
- Okamoto et al. (2021) ApJ, 906, 72
- Reinhold et al. (2017) A&A, 603, A52
- Reinhold et al. (2020) Science, 368, 518
- Santos (2019), ApJS, 242, 215
- Santos (2021), ApJS, 255, 175
- Strassmeier (2009), A&ARv, 17, 251

太恒 b04

4つの彩層ラインを用いたポストフレアループ等のスペクトルの比較

夏目 純也

4つの彩層ラインを用いたポストフレアループ等のスペクトルの比較

夏目 純也 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

太陽・恒星フレアは磁気エネルギーを解放させる爆発現象であるが、太陽フレアは空間分解して観測可能である一方、恒星フレアはそれが困難である。最近では、太陽物理学の知見を用いて恒星フレアを理解する試みとして「星としての太陽」研究が主に H α 線で行われている。恒星フレアでは、ポストフレアループや彩層凝縮と考えられる赤方偏移を伴う H α 線の増光現象が観測されているが、単一のラインの観測では他の現象と重なり合い情報を打ち消してしまうことがある。複数の彩層ラインで観測すると、彩層ラインごとに増光・吸収を生み出す物理条件が異なるため、現象のより詳細な情報が得られる可能性がある。本研究では、ポストフレアループについて、複数の彩層ラインの「星としての太陽」解析を行うことで、恒星観測への応用を検討する。

我々は 2023 年 8 月 6 日に発生した X1.6 クラスフレアのフレアリボンとループを、H α 線、Ca II K 線、Ca II 8542 Å、He I 線の 4 つのラインで京都大学飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡を用いて同時撮像分光観測した。X 線フレアピークの約 10 分後にこれら 4 つのループがほぼ同時に出現した。ループ出現時のループ上部の He I 線中心で増光が確認され、その後線中心と翼部の両方で減光した。H α 線ではライン中心付近で増光し、翼部で減光した。Ca II K 線では、線中心と翼部のいずれも増光した。ポストフレアループを空間積分したスペクトルでもこれらの特徴が確認でき、翼部の増光/減光は赤側の方が優勢であった。ポストフレアループの領域の等価幅変化では、H α 線と He I 線では翼部の減光によりループ発生前より小さくなったが、Ca II K 線では増光の継続時間が長かった。本講演では、ポストフレアループのラインごとの見え方の違いの定性的な性質について報告し、今後、どのようにしてそれに物理的解釈を与える予定であるかを述べる。

1 導入

太陽フレアも恒星フレアも磁気エネルギーを爆発的に解放される活動現象であり、X 線や紫外、可視光、赤外線等での増光が観測される。太陽フレアは空間分解して観測可能なため空間構造がわかりやすいが、恒星フレアはそれが困難であり、光度曲線や分光スペクトル等が得られる。太陽物理学の知見を用いて恒星フレアを理解する試みの一つに、太陽のデータを空間積分して恒星の観測を模したデータを得る「Sun-as-a-star」解析が近年行われている。

彩層ラインでは太陽フレアの際に、磁気リコネクションによって発生した非熱的粒子や熱流によって加熱され明るくなる「フレアリボン」や、加熱により蒸発したプラズマが冷えてフレア後期にループ状の構造で現れる「ポストフレアループ」が観測される。これらの現象は、それぞれ、加熱による膨張に伴う下降流(彩層凝縮)やループ上でのプラズマの落下を示す赤方偏移を伴うことが多い。恒星観測では、M 型星のフレアに伴い彩層凝縮またはポストフレア

ループと考えられる H α 線赤方偏移が観測されているが(Namizaki et al. 2023)、両者の区別は十分ではなく、単一のラインの観測のみでは複数の現象が重ね合わさり情報が失われてしまうという限界がある。

異なる物理条件(高度、温度、密度)に感度を持つ異なる彩層ラインを用いることで、単一のラインよりも多くの情報を得ることが期待される。例えば、Ca II K 線では増光の継続時間が他の彩層ラインより長い観測例が報告されている(Kowalski et al. 2013)。He I 10830 Å ではコロナからの EUV・X 線放射により吸収感度を持つことがわかっている(Fontenla et al. 1993)。

彩層ラインでの Sun-as-a-star 研究は H α 線が主であり(例: Namekata et al. 2022; Otsu et al. 2022)、ポストフレアループに着目して複数の彩層ラインを用いた研究はほぼない。そこで、太陽の知見を用いた恒星のループの理解には太陽のループで彩層ラインごとの相違点を比較することが求められる。本研究の目的は、その比較を通じて恒星の現象の解釈の

助けとなる情報を単一のラインよりも多く取得することである。

2 手法

2.1 観測

本研究では、2023 年 8 月 5 日から 6 日に DST2 階の水平分光器を用いて観測したデータを解析した。スリットスキャンと呼ばれる、スリットを視野内で動かすことで (スリット方向) × (スキャン方向) × (波長方向) の 3 次元の情報を得る方法で、分光撮像観測を行った。用いた彩層ラインは $\text{H}\alpha$ (6563 Å)、Ca II K (3934 Å、以下 CaK と表記)、Ca II 8542 Å (以下 CaIR と表記)、He I 10830 Å (以下 He と表記) である。観測領域は太陽の西縁付近の活動領域 NOAA 13386 で、X1.6 クラスフレア (図 1) が発生しフレアリボンとポストフレアループ活動が観測された。観測時間は図 1 の赤矢印で示した時間帯である。本研究では、ポストフレアループに注目し解析を行った。

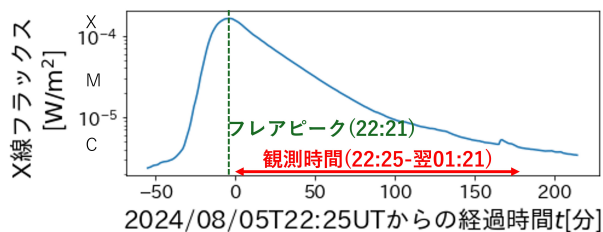


図 1: GOES 衛星が観測した太陽の軟 X 線 (1-8 Å) のフラックス時間変化。赤矢印は観測時間を表す。

フレアピークの 4 分後の観測開始時刻 5 日 22:25UT (以下時刻は UT 表記) にフレアリボンが 4 つの線中心画像 (図 2) の赤枠より下の部分で確認できる。その 7 分後の 22:32 にポストフレアループが出現し、図 2 の赤枠と同じ箇所に 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 のように He の線中心で増光が小さくなり、減光に変わった。図 3 と図 4 のように翼部 $\pm 50 \text{ km s}^{-1}$ のようにループが、CaK 以外では減光、CaK では増光で現れた。ループは見た目の位置が上昇していき、22:53 の画像ではループの一部が太陽の縁の外にあることがわかる。

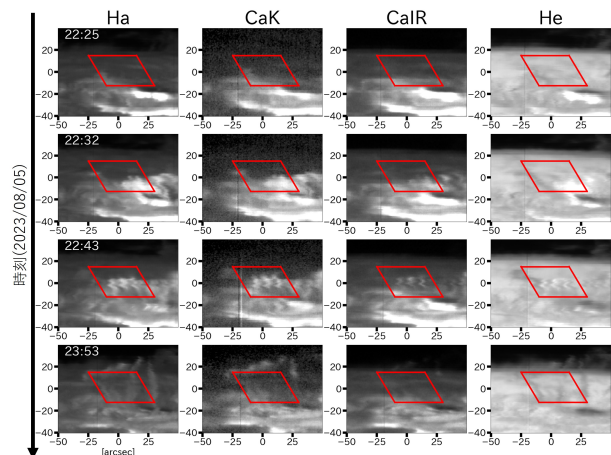


図 2: 4 つの彩層ラインの線中心の単色像の時間変化。横軸はスリット方向、縦軸はスキャン方向である。赤枠は解析に用いた領域を表す。白字は時刻を表す。

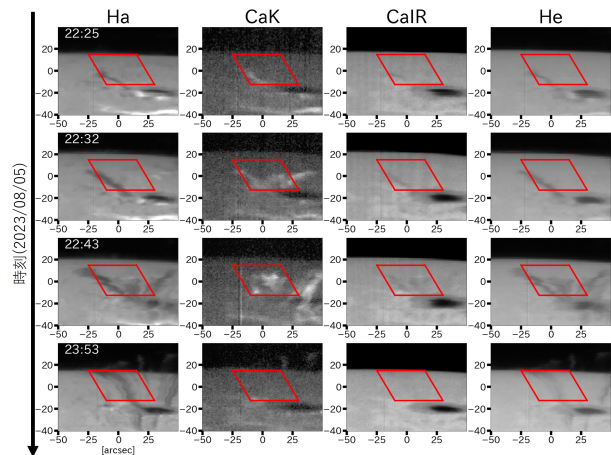


図 3: 4 つの彩層ラインの 50 km s^{-1} 単色像の時間変化。図 2 と同様の方法で表示した。

2.2 解析

$\text{H}\alpha$ 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 つのラインで以下のように解析を行った。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) について図 2 の赤枠の範囲で空間積分しスペクトル L_D を作成:

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

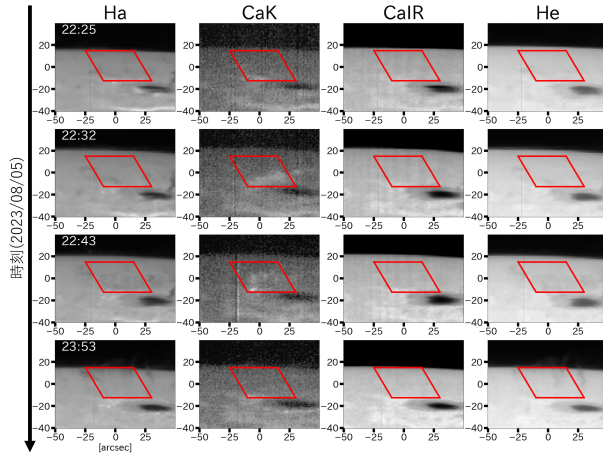


図 4: 4つの彩層ラインの -50 km s^{-1} 単色像の時間変化。図 2 と同様の方法で表示した。

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 の値で差分を取り差分スペクトル 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. 時刻と波長 (またはドップラー速度 $v_D = c(\lambda - \lambda_c)/\lambda_c$, λ_c は中心波長、 c は光速) の 2次元で $\Delta S_D(\lambda, t)$ をダイナミックスペクトルとして表示。橙を増光 ($\Delta S_D > 0$)、青紫を減光 ($\Delta S_D < 0$) とした。

3 結果と議論

図 5 は 4つのラインのダイナミックスペクトルである。He 以外のラインでは、増光がポストフレアループの出現時刻 $t = 8$ で線中心に現れ、He では吸収が弱まった。He の線中心はその後 5 分程度で減光が強まった。 $10 < t < 60$ の時間帯の翼部では、CaK 以外で減光が、CaK で増光が現れており、増減光のどちらも赤側の方が優勢であった。ループ出現時の明るさの増加は線中心でのポストフレアループの増光に、He での線中心の減光は線中心でのポストフレアループの増光の終了に、それぞれ対応していると考えられる。翼部の増減光は、ポストフレアループの翼部での増減光と一貫している。赤側のシグナルが

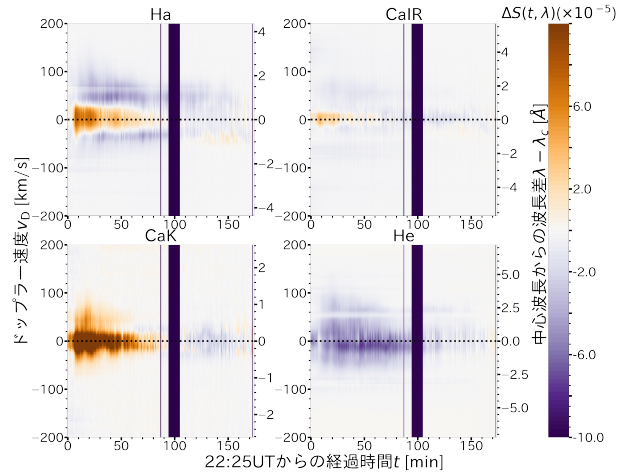


図 5: 4つのラインのダイナミックスペクトル。横軸は観測開始 (22:25) からの経過時間で、縦軸はドップラー速度及びライン中心からの波長差である。差分には観測終了直前の値を用いている。橙を増光、青紫を減光として、波長範囲が $|v_D| < 200 \text{ km s}^{-1}$ となる範囲を表示した。

強い理由は、ポストフレアループのプラズマがループ頂点から足元に流れ落ちることで説明できる。

ダイナミックスペクトルに加え、 $\Delta S_D(\lambda, t)$ を $|\lambda - \lambda_c| < 5 \text{ \AA}$ で波長方向に積分した差分等価幅を図 6 に表示した。ループ出現前後 $0 < t < 10$ の範囲で 4つのラインで等価幅が増加した。CaK 以外は $t = 10$ 以降は等価幅が減少した。CaK は $t = 20$ 以降に等価幅の減少が始まった。He は等価幅の最小値が $2.5 \times 10^{-4} \text{ \AA}$ であり、H α の最小値 $5 \times 10^{-5} \text{ \AA}$ の約 5 倍であった。ループ出現前後の等価幅の増加は、4つのラインでポストフレアループの線中心で増光したことを反映していると考えられる。CaK の等価幅の増光の継続時間が長いことは、翼部で CaK が増光が継続、他のラインで減光が現れたことで、CaK 以外で等価幅が減少したことから説明できる。He の減光量が H α の減光量より大きい理由の一つは、He の線中心での増光が弱く、減光が相殺されにくかったためである。以上のことから、等価幅を用いたポストフレアループの検出には H α よりも CaK や He が有力であるといえる。

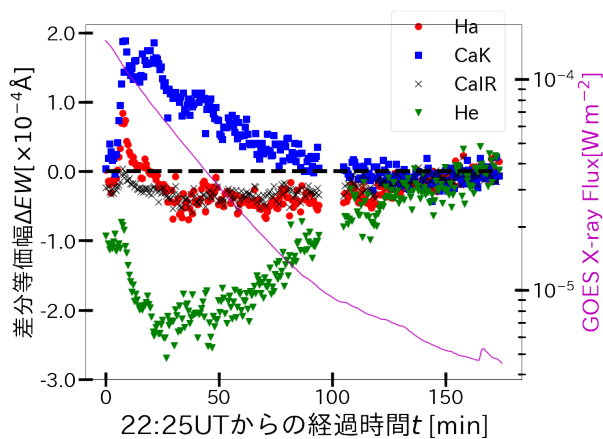


図 6: 4つのラインの差分等価幅。差分には観測終了直前の値を用いている。紫色の線は、GOES 衛星が観測した太陽の軟 X 線 (1-8 Å) のフラックス時間変化である。

4 結論・今後の展望

本研究ではポストフレアープについて、京都大学飛騨天文台 DST の、 $H\alpha$ と CaK、CaIR、He の 4 つの彩層ラインで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差分等価幅から、以下の結果を得た。

1. 線中心ポストフレアープ出現時の増光が、4 つのラインのダイナミックスペクトルや差分等価幅の変化に反映されていた。
2. ポストフレアープ翼部での CaK とそれ以外のラインでそれぞれ増光/減光が現れ、ダイナミックスペクトルにもそれが反映されていた。差分等価幅の CaK の増光の継続時間が他のラインより長い理由は、この減光が CaK にのみ現れなかったことで説明できる。
3. He の等価幅の最小値が $H\alpha$ の 5 倍となった。これは He の線中心での増光が弱いからである。
4. 等価幅を用いた恒星ポストフレアープの検出には $H\alpha$ よりも CaK や He が有力である。

本研究ではラインごとの見え方の違いという定性的な性質を調べた。これらのラインがなぜ見え方が異なるのか、どのような放射機構で説明できるかはわかっていない。例えば放射の素過程として、自然

放射、衝突脱励起、誘導放射が挙げられるが、どれが支配的かはわかっていない。今後は非局所的熱平衡 0 次元輻射輸送ライブラリ (Huang & Ichimoto 2023) を用いてどのような放射メカニズムが支配的かを調査する予定である。また、本研究で紹介した結果は太陽縁付近のポストフレアープであり、太陽面中心付近の現象についても同様の観測を行う計画である。これにより、起こった場所の異なる同じ現象の Sun-as-a-star スペクトルの違いから、空間分解できない恒星観測での現象の発生した箇所を知るための情報を特定することを試みる予定である。

Acknowledgement

本研究は浅井歩氏、上野悟氏、大津天斗氏、一本潔氏との共同研究です。数多くの助言を下された共同研究者と研究室の皆様、ここで改めて感謝いたします。

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
- Namekata, K., Maehara, H., Honda, S., et al. 2022, Nat.Astron, 6, 241
- Namizaki, K., Namekata, K., Maehara, H., et al. 2023, ApJ, 945, 61
- Otsu, T., Asai, A., Ichimoto, K., et al. 2022, ApJ, 939, 98