
2022年第52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

2022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、光学赤外線天文連絡会、理論天文学宇宙物理学懇談会、天文教育普及研究会、日本天文学会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	岡田 寛子	明るい金属欠乏星の狭帯域測光探査および中分散分光追観測
太恒 a02	古塚 来未	可視分光装置 MALLS を用いた恒星の重元素組成調査
太恒 a03	徳野 鷹人	慣性重力波及びロズビー波の固有振動数に関する振動理論の改良
太恒 a04	吉久 健朗	数値計算を用いた太陽プロミネンスの質量循環メカニズムについての研究
太恒 a05	橋本 裕希	DST を用いた多波長分光観測によるプロミネンスの物理量診断と加熱メカニズムの考察
太恒 a06	吉田 南	太陽光球の極域磁場強度と地球近傍オープンフラックスの関係
太恒 a07	古谷 侑士	太陽・恒星における低温プラズマ噴出の質量とフレアエネルギーについての普遍的な相関関係とスケール則
太恒 a08	寺岡 耕平	2017 年 9 月 6 日に立て続けに発生した 2 つの大規模フレアの 3 次元磁場構造について
太恒 a09	清水 里香	観測ロケット実験 FOXSI-4 による次世代太陽フレア X 線観測
太恒 a10	矢倉 昌也	γ 線天文衛星 Fermi を用いた太陽フレアの Time-of-Flight 解析
太恒 a11	大津 天斗	京都大学飛騨天文台 SMART/SDDI を用いた、様々な太陽活動現象に関する $H\alpha$ 線スペクトルの Sun-as-a-star 解析
太恒 a12	夏目 純也	3 つの彩層ラインにおける太陽フレアに伴う現象の Sun-as-a-star 解析
太恒 a13	那波 咲良	おひつじ座 UX 星で起こった巨大フレアのせいめい及び MAXI による同時観測
太恒 a14	井上 峻	RS CVn 型連星 V1355 Orions におけるスーパーフレアに伴う高速プロミネンス噴出

太恒 a01

明るい金属欠乏星の狭帯域測光探査および中分散分光
追観測

甲南大学 自然科学研究科 物理学専攻
岡田 寛子

未提出

太恒 a02

可視分光装置MALLSを用いた恒星の重元素組成
調査

兵庫県立大学大学院 理学研究科
古塚 来未

可視分光装置 MALLS を用いた恒星の重元素組成調査

古塚 来未 (兵庫県立大学大学院 理学研究科)

Abstract

宇宙の金属量は時間とともに増加してきたと考えられ、恒星大気にはその恒星が生まれた時の宇宙の化学組成が保持される。複数の金属量の恒星で化学組成を調べることは、元素合成史の解明に不可欠である。

Fe(鉄)より重い元素は、恒星内部での熱核融合反応では作られず、中性子捕獲過程で作られる。中性子捕獲元素の約半数を作る r-process の起源は中性子星合体とされているが不明なことも多い。特に、r-process のみで作られる Th(トリウム)は検出された恒星の約 30%でその量が過剰な Actinide Boost star とされている。このような恒星の組成は既存の核合成モデルでは再現できず、起源が不明である。また、Th の観測例は少ないため、このような元素の起源を探るには、より広い金属量の範囲で Th や他の r-process 元素を観測し、傾向を調べる必要がある。

Th の観測が少ない理由の 1 つは、非常に弱い吸収線が多いため、比較的検出できる 4019 Å の吸収線が主に使われていることである。この吸収線は、Fe や Ni(ニッケル)などの吸収線と混ざり、やや金属量の多い恒星では検出が難しくなる。一方 5989 Å の吸収線は弱いが、他の元素の吸収線が周りに少ないとの報告もある。

本研究では、西はりま天文台の 2 m なゆた望遠鏡に搭載された可視分光装置 MALLS のエッセルモード(波長分解能 ≈ 35000 , 波長域 4960~6800 Å)を用いて、5989 Å の吸収線からこれまでにほとんど Th が観測されていない $[\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -2$ の星で Th 組成を得ることを目的とし、観測を行った。その結果、 $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -0.6, -0.4$ の恒星で、5989 Å の吸収線から Th の存在量を見積もることができた。また、Eu(ユーロピウム)の存在量も見積もり、Arcturus の値は先行研究と矛盾しなかった。今回観測した Arcturus、HD180928 は Th 存在量が過剰にはみられず、アクチノイド元素のみを過剰に生成するような天体現象の結果を強く受けていないと考えられる。

1 イントロダクション

金属とは原子番号が Li 以降の元素のことである。また、元素組成は水素に対する元素 X の数の比 $(n_X/n_H)_{\text{star}}$ を太陽の値 $(n_X/n_H)_{\odot}$ で規格化して表される。

$$\begin{aligned} [\text{X}/\text{H}] &= \log \frac{(n_X/n_H)_{\text{star}}}{(n_X/n_H)_{\odot}} \\ &= \log (n_X/n_H)_{\text{star}} - \log (n_X/n_H)_{\odot} \end{aligned} \quad (1)$$

この研究では鉄を指標として $[\text{Fe}/\text{H}]$ を金属量と定義する。例えば、金属量が太陽の 100 分の 1 の星は $[\text{Fe}/\text{H}] = -2$ と表される。

宇宙の金属量は時間とともに増加してきたと考えられ、恒星大気にはその恒星が生まれた時の宇宙の化学組成が保持される。恒星は金属量が少ないほど宇

宙の初期に誕生したと考えられ、金属量はだまかに時間の指標となる。

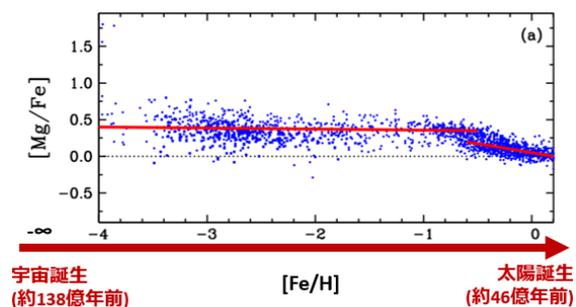


図 1: 銀河系の恒星で測定した Fe に対する Mg 組成 [1]。

図 1 は観測された Mg(マグネシウム)組成と Fe 組成の比を金属量に対してプロットしたものである。金

属量の値が -1 より小さいところでは $[Mg/Fe]$ の値はおおよそ一定であるが、 -1 より大きいところでは右肩下がりになっている。これは、まず大質量星が寿命を迎え、Mg と Fe をほぼ同量宇宙空間にばらまく II 型超新星爆発が起こる。その後時間が経って連星系に属する中小質量星で、Fe を Mg より多く生成する Ia 型超新星爆発が起こったことを反映している。このように、複数の金属量の恒星で化学組成を調べることは、元素合成史の解明に不可欠である。鉄より重い元素は、恒星内部の熱核融合反応では合成されず、中性子捕獲過程によって合成される。中性子捕獲過程とは、原子核が中性子と核融合し、続いて起こるベータ崩壊で陽子を増やす過程のことである。中性子捕獲がベータ崩壊よりも遅いものを s(slow)-process、速いものを r(rapid)-process と呼ぶ。s-process は AGB 星の内部で起こることが観測から分かっている。r-process の起源は中性子星合体や超新星爆発であるといわれているが、詳細は不明である。

2 先行研究とその課題

ここで、2つの先行研究について紹介する。Snedden et al. (1996) では、CS22892-052 ($[Fe/H] \simeq -3.1$, K 型の巨星) の高分散分光観測を行い、中性子捕獲元素の組成を詳細に調べた。そして、この星の元素組成と、1. 太陽系の組成、2. 太陽系の s-process 元素の組成、3. 太陽系の r-process 元素の組成をそれぞれ比較した。すると、太陽系の組成や太陽系の s-process

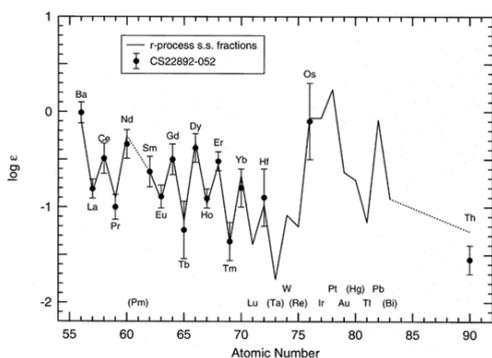


図 2: CS22892-052 と太陽系の r-プロセス元素組成パターンについての比較。

の組成とは元素組成パターンは一致せず、太陽系の r-process の元素組成パターンと一致することが明らかになった。Th は放射性元素であるため、太陽の値より小さくなっている。CS22892-052 は金属量が少なく、宇宙の初期に誕生した星であると考えられるため、このような古い星と比較的新しい星である太陽の r-process 元素組成のパターンが一致することは、r-プロセスが宇宙の初期でも起こり、1 種類の天体現象に関わることを示唆した。

また、Holmbeck et al. (2018) では、2MASS J09544277+5246414 ($[Fe/H] \simeq -3$, K 型の巨星) を高分散分光観測し、中性子捕獲元素の組成を詳細に調べた。

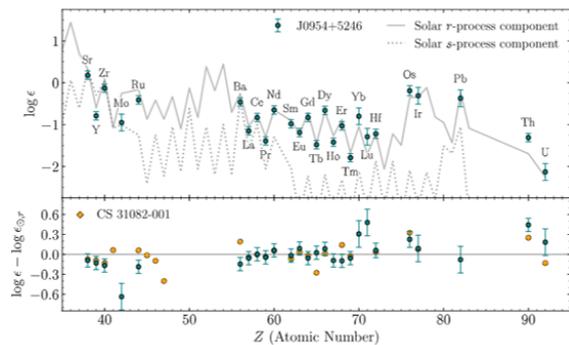


図 3: J0954+5246 と太陽の r-process 元素パターンとの比較。

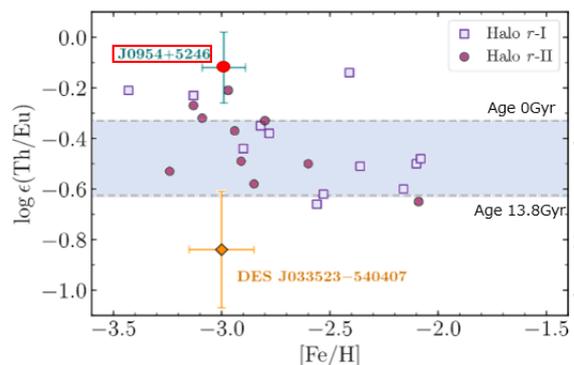


図 4: 金属量と Eu に対する Th 組成の関係。水色の範囲は現実的な年齢であることを示す。

J0954+5246 の r-process 元素パターンは太陽とほとんど一致するが、アクチノイド元素である Th, U(ウラン) のみの組成が大きい Actinide boost star であることが分かった。また、Th は放射性元素で半減期 14 Gyr であるため、r-process の起源が 1 種類の天体現象であるとすれば安定な Eu と比較することで星の年齢を見積もることができる。しかし、Actinide boost star では現実的な年齢の範囲を超える結果が得られた。このことから、r-process の起源が 1 種類の天体現象ではないことが示唆された。

このような Actinide boost star は複数観測されているが、これまでの核合成モデルでは Th のようなアクチノイド元素のみの過剰な生成を再現できず、その起源が不明である。また、Th の組成は同じ金属量でもばらつきがある。しかし、 $[\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -2$ の恒星では Th の検出が難しいため観測例は少なく、傾向が分からない。観測により Actinide boost star がどの金属量の範囲に分布しているかを調べることで、どの時期にその起源となる天体現象が起こったかを推定することができ、その現象が現在考えられている中性子星合体か、特殊な超新星爆発か、それともほかの現象かを議論する手掛かりとなる。

Th の観測が少ない理由は、これまで利用されてきた 4019 Å の吸収線が Fe, Ni などの吸収線と混ざっていて、検出が難しいためである。しかし、5989 Å の吸収線の場合、他の吸収線が周りに比較的少ない [3]。この吸収線を利用することで、金属量が多く、これまで Th が観測されていない星でも Th を検出できる可能性がある。

そこで、本研究では 5989 Å の吸収線を利用し、これまでに観測されていない $[\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -2$ の恒星で Th を検出することを目的とした。そのために、なゆた望遠鏡に搭載された可視分光装置 MALLS での観測で 5989 Å の吸収線から Th の存在量を見積もれるか検証した。

3 観測

$[\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -2$ の恒星 2 天体で、高分散分光観測を行った。観測概要は表 1、観測天体は表 2 に示す。

表 1: 観測概要

観測所	西はりま天文台
望遠鏡	2 m なゆた望遠鏡
観測装置	可視分光装置 MALLS エシエルモード
観測波長域	4960~6800 Å
波長分解能	~35000

表 2: 観測天体

天体名	Arcturus	HD180928
観測日	20/3/3 20/5/5 20/6/17 21/2/17	22/6/30
積分時間 [s]	900 900 900 120	8100
S/N	443	282
V 等級 [mag]	-0.05	6.06
$[\text{Fe}/\text{H}]$	-0.57	-0.42

観測で得られた画像に解析ソフト IRAF を用いて 1 次処理を行い、天体のスペクトルを得た。Th については、得られたスペクトルとモデル大気による合成スペクトルを比較することで存在量を見積もった。Eu については吸収線の等価幅を測定し、その値から元素存在量を計算した。合成スペクトルの作成、等価幅の測定、元素存在量の計算は SPTOOL(Kurucz 1993, Takeda 2002) を使用した。

4 結果

今回の観測で 5989 Å の吸収線から Th の存在量を見積もることができ、Arcturus について $\log \epsilon(\text{Th}) = -0.04$ 、HD180928 について $\log \epsilon(\text{Th}) = -0.12$ という値が得られた。

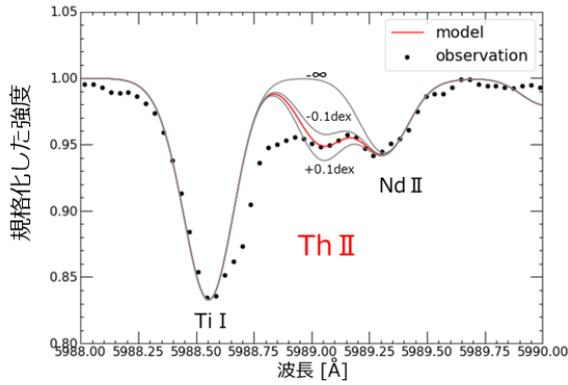


図 5: Arcturus の Th の吸収線。

また、Eu について、Arcturus の等価幅は $36.2 \text{ m}\text{\AA}$ であり、 $\log \epsilon(\text{Eu})=0.36$ という値を得た。この値は、先行研究 [3] と誤差の範囲内で一致した。HD180928 の等価幅は $36.6 \text{ m}\text{\AA}$ であり、 $\log \epsilon(\text{Eu})=0.20$ という値を得た。

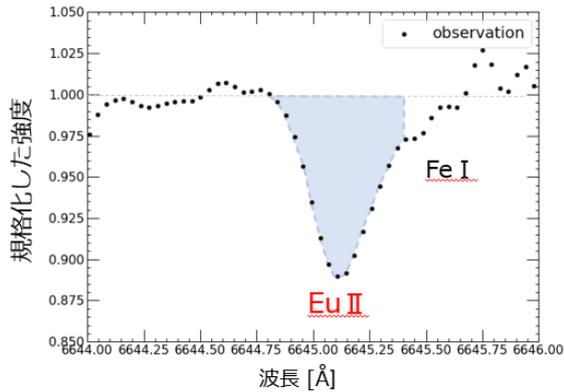


図 6: Arcturus の Eu の吸収線。

また図 7 より、今回観測した Arcturus, HD180928 は Th 存在量が過剰にはみられなかった。この 2 天体は、アクチノイド元素のみを過剰に生成するような天体現象の結果を強く受けていないと考えられる。

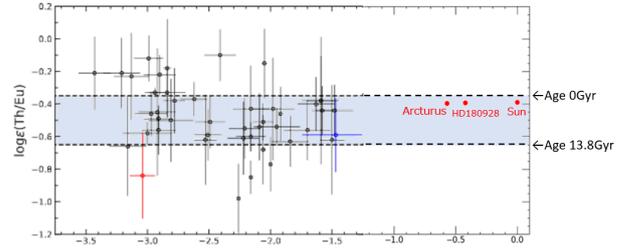


図 7: Eu に対する Th の存在量 [7]。赤が今回の結果。水色の範囲は現実的な年齢であることを示す。

5 結論と今後の展望

MALLS エシエルモードを用いて分光観測を行い、これまでに観測されていない $[\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -2$ の恒星 2 天体について Th 存在量を 5989 \AA の吸収線から見積もることができた。また、Arcturus の Eu の値は先行研究と矛盾しなかった。今回観測した 2 天体はアクチノイド元素のみを過剰に生成するような天体現象の結果を強く受けていないと考えられる。今後は、他の天体でも Th 存在量を調べ、誤差も考慮して、Actinide boost star がどの金属量の範囲に分布しているかを調べることで、r-process 元素の起源を明らかにしたい。

6 参考文献

1. Cowan et al., 2021, Reviews of Modern Physics, 93, 1
2. Sneden et al., 1996, ApJ, 467, 819
3. Holmbeck et al., 2018, ApJ, 859, 24
4. Aoki et al., PASJ, 2007, 59, 15
5. Forberg et al., 2019, A&A, 631, 113
6. Melendez et al., 2008, A&A, 484, 21
7. Wu & Banerjee, 2022, AAPPS Bulletin, 32, 1

太恒 a03

慣性重力波及びロスビー波の固有振動数に関する振動
理論の改良

東京大学大学院 理学系研究科天文学専攻
徳野 鷹人

慣性重力波及びロズビー波の固有振動数に関する振動理論の改良

徳野 鷹人 (東京大学大学院 理学系研究科天文学専攻)

Abstract

星震学は恒星表面の振動を観測して内部構造を探る学問である。21 世紀に入り宇宙望遠鏡による長期間かつ高精度の測光観測が実現した事によって、当分野は飛躍的に進展した。今回我々が対象とする表面が輻射層であり自転が速い恒星に対しては、慣性重力波 (g-mode) とロズビー波 (r-mode) という 2 種類の振動が観測示されている。しかし、これらの振動に関する理論は観測された性質を全て説明できていない。当研究では、既存の振動理論が課していた近似を仮定せずに解析を行う事で、より一般的かつ正確な固有振動数の表式を得た。この結果は既存の振動理論を用いたこれまでの解析をより発展させる可能性を秘めている。

1 Introduction

生物における細胞と同じように、恒星は天体の基礎的な単位である。恒星進化モデルは系外惑星や銀河など宇宙上の殆どの天体を研究する為に大いに役立つ事が分かっている。しかし、望遠鏡で観測できるのは恒星の表面のみである為、現行の恒星内部で生じる現象の理論は観測的な根拠が足りず不定性がある。特に内部の自転や対流は恒星の構造ひいては恒星の進化を支配するという点で本質的であるにも関わらず、定量的な議論は決着がつかない。

この未解決問題へのアプローチとして、地震学と同様に恒星（特に脈動変光星）表面の振動（光度曲線）を観測する事で内部構造を推定する星震学という研究分野がある。振動数や振幅は恒星内部の物理状態を反映して変化する為、振動の観測結果から逆に内部状態を推定する事ができる。近年、COROT や *Kepler* 等の宇宙望遠鏡により膨大かつ精密な測光観測結果が得られた現在では、星震学は恒星内部の物理理論を検証することが出来る殆ど唯一の有力な手段として現在研究が活発に行われており、恒星の数多くの成果を出している (see review: Aerts 2021; Kurtz 2022)。

当研究は外層（及び表面）が輻射層であり自転が速い恒星の振動を対象として理論を改良するというのが目的である。この性質を持つ恒星のその典型的な例は γ Dor 型変光星と呼ばれる恒星であり、この恒星は 1.4-1.6 太陽質量かつ自転周期が太陽の数倍～数十倍程度の速い自転を持つ。このような恒星に関

しては、輻射外層に対して慣性重力波 (g-mode) とロズビー波 (r-mode) という 2 種類の振動が存在することが示されている (Lee & Saio 1997)。慣性重力波はコリオリ力と浮力を復元力とする振動で、ロズビー波は自転を含めた渦度の水平勾配を復元力とする振動である。実際に γ Dor 型変光星において慣性重力波やロズビー波が普遍的に見つかっているという観測報告が存在する (e.g. Li et al. 2019)。

これらの振動に対しては、光度曲線のフーリエ変換により固有振動数を非常に精度よく求めることが出来る。振動の同定を行った後、各振動の固有振動数 (P_n) と隣り合った固有振動数の差 ($\Delta P_n \equiv P_{n+1} - P_n$) を変数とした $P - \Delta P$ ダイアグラムを解析する事で恒星の性質を調べる研究が数多く行われている。このダイアグラムを描く根拠の一つとして、いくつかの近似と漸近展開を用いた既存の振動理論から、特に g-mode に関して自転とともに動く系 (co-rotating frame) において ΔP_{co} が P に依存せず一定であるという性質が示されるという事が挙げられる。一方で、これらの振動の数値計算 (Saio et al. 2021) や観測結果 (Li et al. 2019) からは（殆ど一定ではあるものの）必ずしも一定でない ΔP が観測されている。これまでの先行研究では、既存の振動理論と差が生じる原因に対して詳しい調査はされてこなかった。以上を踏まえ、当研究では、既存の振動理論が課していた近似を仮定せずに解析を行う事で、より一般的かつ正確な場合の ΔP_{co} の表式を得る事を試みる。

当記事の構成は、2 章の Analysis にて先行研究の

理論的解析を踏まえて当研究の理論的解析の概要を示す。3章の Result & Discussion にてそれを考察する。4章の Conclusion では当記事のまとめを行う。当研究は Tokuno & Takata (2022) の Appendix.A でも議論されており、それを基にしている事に注意されたい。

2 Analysis

この章では γ Dor 型変光星の輻射外層の低周波数振動 (g-mode, r-mode) について解析的な議論を行う。この解析は自転する恒星に対しての線形断熱振動に依って記述できる (see Unno et al. 1989; Lee & Saio 1997; Aerts et al. 2010)。また、恒星に対しては簡単のため球対称かつ剛体回転を課す。これらの振動については Traditional Approximation of Rotation (TAR; Eckart 1960) と Cowling 近似 (それぞれ自転角速度の水平成分と重力ポテンシャルの接道を見捨てる近似) が有効であることが示されているので、この近似の下で解析を行う。これらの近似により回転座標系かつ球座標系 (r, θ, ϕ) において動径方向と角度方向に変数分離が出来る。特に角度方向については Laplace-Tidal 方程式と呼ばれ、Hough 関数という特殊解が見つまっている。また、動径方向の変位 ξ_r と圧力の Eulerian 摂動 p' に対し

$$\begin{aligned}\xi_r &= \xi_r(r) \Theta_k^m(\mu; s) e^{im\phi - i\omega t}, \\ p' &= p'(r) \Theta_k^m(\mu; s) e^{im\phi - i\omega t}\end{aligned}\quad (1)$$

というような振動依存性を課す。この時、 $\xi_r(r)$ と $p'(r)$ は振動の r 依存性を担う。 $e^{im\phi}$ は ϕ 依存性で m は方位量子数を表す ($m > 0$ で「順行」、 $m < 0$ で「逆行」と呼ぶ)。一方、 $e^{-i\omega t}$ は時間 (t) 依存性で ω は振動数である。 $\Theta_k^m(\mu; s)$ は Hough 関数と呼ばれる Laplace-Tidal 方程式の特殊解であり、ここでは θ 依存性 (ここで $\mu = \cos \theta$ に注意) を担う。 k は Lee & Saio (1997) にて導入された mode を区別するための次数であり、 $k \geq 0$ が g-mode、逆行 ($m < 0$) での $k \leq -2$ の場合が r-mode に対応する。特に $k = 0$ のモードは Kelvin g-mode と呼ばれ、 γ Dor 型星で観測される主な振動の一つである (Li et al. 2019)。 $s = 2\Omega/\omega$ は spin-parameter と呼ばれる自転角速度の速さを表す無次元量である。

以上より、それぞれの変数は流体の運動方程式を線形化した式から動径成分と角度成分について 2 式を得ることが出来る。

角度成分については Laplace-Tidal 方程式と呼ばれる固有値問題に帰着され、Hough 関数と微分演算子 $\mathcal{L}_s[\Theta_k^m(\mu; s)]$ (定義は Aerts et al. 2010, 等参照) と固有値 $\lambda_{km}(s)$ を用いて

$$\mathcal{L}_s[\Theta_k^m(\mu; s)] = -\lambda_{km}(s) \Theta_k^m(\mu; s) \quad (2)$$

となる。 $\lambda_{km}(s)$ は一般に数値計算で求められる (Lee & Saio 1997) が、漸近解も求められている (Townsend 2003)。

動径成分は一般に $\xi_r(r)$ と $p'(r)$ の二階非線形微分方程式となり数値的に解く必要があるが、JWKB 近似の下で

$$v \equiv \frac{\rho^{1/2} c_s r \xi_r(r)}{|1 - L^2/\omega^2|^{1/2}}, w \equiv \frac{\rho^{-1/2} r p'(r)}{|N^2 - \omega^2|^{1/2}} \quad (3)$$

という変換に対し

$$\frac{dv}{dr} + k_r^2 v \sim 0, \frac{dw}{dr} + k_r^2 w \sim 0 \quad (4)$$

という微分方程式になることが知られている (Unno et al. 1989)。ここで、 ρ, c_s は密度と音速、 N は Brunt-Väisälä 周波数、 $L \equiv \lambda_{km} c_s / r$ は Lamb 周波数、 k_r は

$$k_r^2 \equiv \frac{\omega^2}{c_s^2} \left(1 - \frac{N^2}{\omega^2}\right) \left(1 - \frac{L^2}{\omega^2}\right) \quad (5)$$

という定義で波数に該当するものである。式 (4) はエアリー関数という特殊解に帰着され、転回点 r_a, r_b ($\omega = \min(N, L)$ によって定義) で挟まれた振動伝搬領域 $[r_a, r_b]$ にて n 個の節を持つという境界条件

$$\int_{r_a}^{r_b} k_r dr = (n + \epsilon)\pi \quad (6)$$

を課すことによって固有振動数 $\omega_n = 2\pi/P_n$ を決定することが出来る。ここで、 ϵ は未知定数である。

既存の振動理論では、以下の 3 近似:

近似 1 ω が N, L に対してはるかに小さい:

$$\omega \ll N, L$$

近似 2 振動伝搬領域 $[r_a, r_b]$ (の上限 r_b) が一定:

$$r_b = r_{b,C} \text{ (Const. for } \omega)$$

近似 3 λ_{km} が一定:

$$\lambda_{km} = \lambda_{km,C} \text{ (Const. for } \omega)$$

を課すことで式 (8)(9) から

$$\Delta P_{co} \sim \frac{2\pi^2}{\sqrt{\lambda_{km,C}}} \int_{r_a}^{r_{b,C}} N \frac{dr}{r} \quad \text{(Const. for } \omega) \quad (7)$$

が得られる。

しかし、これらの近似 1-3 は必ずしも正しくはない事が分かっている。例えば、近似 1 については $\omega \ll N$ は伝搬領域全域で成立する一方で、 $\omega \ll L$ は上限付近 $r \sim r_b$ において成立しない。また、近似 2 については、一般に $\omega = N$ のみで r_b が決まる場合は成立するが $\omega = L$ で決まる場合には s 依存性が生じる。そして、近似 3 については、式 (2) で書かれているように λ_{km} は s の関数であり、必ずしも一定とみなせるとは限らない。逆に言えば、これらの近似を課さずに直接式 (6) を解くことで、理論式と数値実験結果及び観測との差 (の一部) が解消されることが期待される。これに関する先行研究としては近似 2 のみを緩和した Ballot (2012) があり、以下の表式を得ている。

$$\Delta P \sim 2\pi^2 \left[\sqrt{\lambda_{km}} \left(1 + \frac{d\lambda_{km}}{ds} \right) \int_{r_a}^{r_{b,C}} N \frac{dr}{r} \right] \quad (8)$$

我々はこれをさらに拡張して、近似 1-3 全てを緩和した表式を考える。

式 (6) の左辺を $K(r_b, \omega, \lambda_{km})$ として $n, n+1$ の場合の差分を取ると

$$\Delta r_b \frac{\partial K}{\partial r_b} + \Delta \omega \frac{\partial K}{\partial \omega} + \Delta \lambda_{km} \frac{\partial K}{\partial \lambda_{km}} \simeq \pi \quad (9)$$

となる。ここで $\Delta X = X_{n+1} - X_n$ でそれぞれ微小であるとした。定義上 $k_r|_{r=r_b} = 0$ であるため、式 (6)(9) は、 $\omega \ll N$ も踏まえ、

$$\Delta P \simeq 2\pi^2 \left[\sqrt{\lambda_{km}} \left(1 + \frac{d\lambda_{km}}{ds} \right) \times \int_{r_a}^{r_b} \frac{N}{\sqrt{1 - \omega^2/L^2}} \frac{dr}{r} \right] \quad (10)$$

という式が得られる。この式 (10) に近似 1-3 を加えると式 (7) や (8) になることに注意されたい。

3 Result & Discussion

図 1 は Saio et al. (2021) の恒星モデルを用いて g-mode を計算した場合の式 (7) (色付き破線)、式 (8) (色付き点線)、式 (10) (色付き実線) の解析解と TAR を課した時の数値解 (灰色の折れ線) を $P - \Delta P$ ダイアグラムにプロットして比較した図である。この時、波打っているパターンに関しては放射核と対流層付近の急激な化学組成変化によるものであり、恒星進化が進むほどその影響は小さくなっている (Miglio et al. 2008)。

これまでの表式に比べ、今回の表式は大雑把には改善されている事が分かる。特に、これまでの表式では再現出来なかった低周期にいくほど減少する傾向は再現することが出来ている。

一方で、未だに式 (10) と TAR の数値解の間に差が存在するという事もわかる。未だに存在する差に関しては、JWKB 近似の式 (4) の精度によるものが考えられる。今後の研究としては、JWKB 近似を更に緩和して考える事で改善できると考えている。

4 Conclusion

当研究では、 γ Dor 星の g mode 及び r-mode について、これまで課してきた近似を緩和する事でより正確な漸近解を構築した。その結果、数値解と従来の漸近解である式 (7) との不一致は、今回得た漸近解である式 (10) によって一部解決される事が分かった。この結果は、従来の数値解を用いた観測の解釈を改善する可能性がある。一方で、未だに存在する差については漸近的な近似そのものを見直す必要があり、今後の研究が待たれる。

Reference

- Aerts, C. et al., 2010, *Asteroseismology*, Springer
- Aerts, C., 2021, *Rev.Mod.Phys.*, 93, id.015001
- Ballot, J. et al., 2012, *ASP Conf. Ser. Vol. 462*, Progress in Solar/Stellar Physics with Helio- and Asteroseismology. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 389
- Eckart C., 1960, *Hydrodynamics of Oceans and Atmospheres*, Pergamon Press

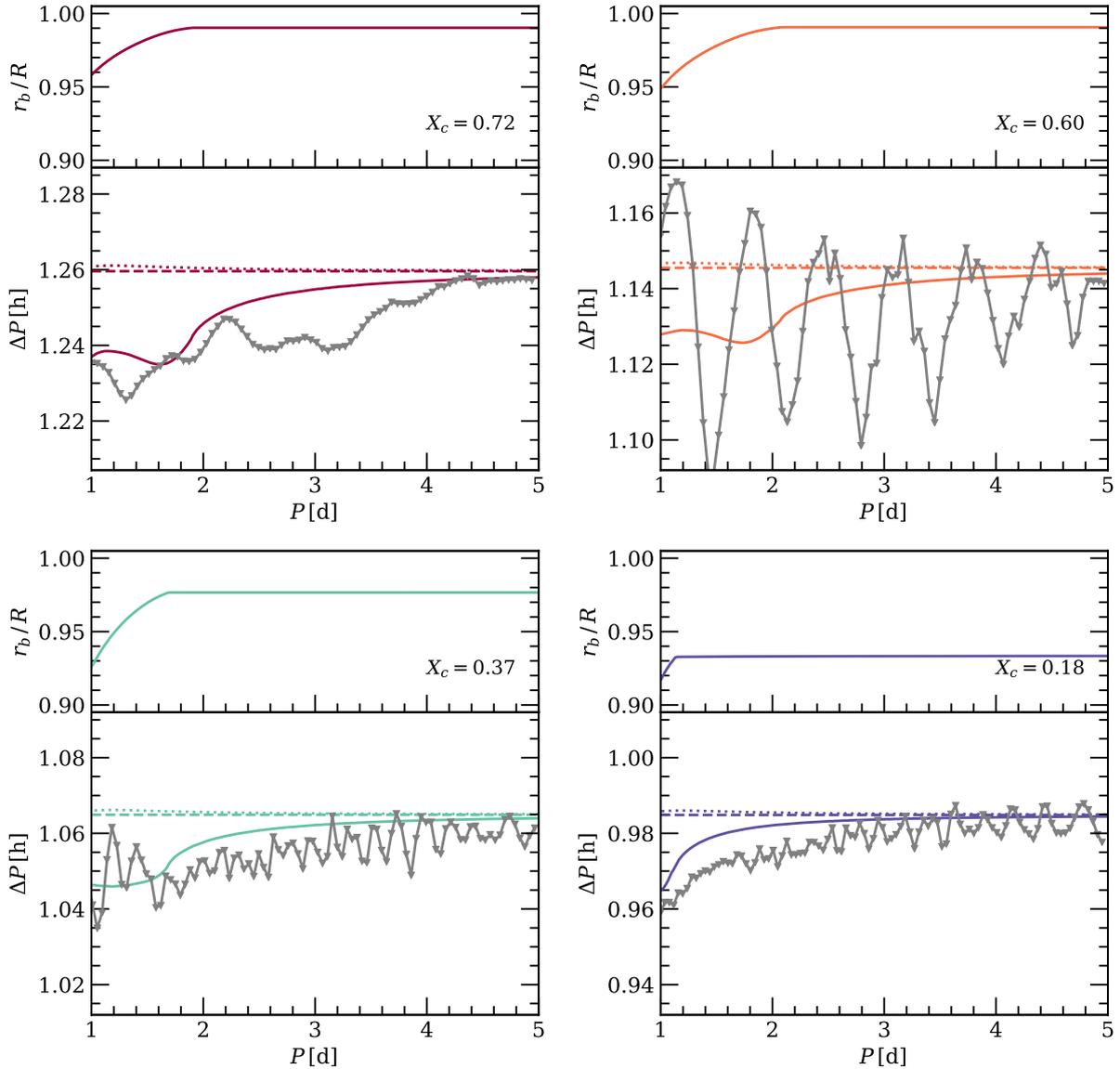


図 1: 解析解と数値解をプロットした $P - \Delta P$ ダイアグラム。Saio et al. (2021) の恒星モデル (主系列星、質量 $1.5 M_{\odot}$ 、自転角速度 0.455 day) を使用して、進化段階ごとを中心の水素質量比 X_C (ZAMS において $X_C = 0.72$ から進化と共に減少する) によって区別して $X_C = 0.72, 0.60, 0.37, 0.18$ の 4 段階にてプロットした。色付きの破線、点線、実線がそれぞれ式 (7)、式 (8)、式 (10) による解である。灰色の実線は TAR の下で振動方程式を直接解いた数値解である。

Kurtz, D. 2022, ARAA, 60, 1
 Lee, U & Saio, H., 1997, ApJ, 491, 839
 Li, G. et al., 2019, MNRAS, 487, 782
 Miglio A. et al., Eggenberger P., 2008, MNRAS, 386, 1487
 Saio, H. et al., 2021, MNRAS, 502, 5856

Tokuno, T & Takata, M., 2022, MNRAS 514, 4140–4159
 Townsend R. H. D., 2003, MNRAS, 340, 1020
 Unno et al. (1989), *Nonradial Oscillations of Stars*, University of Tokyo Press

太恒 a04

数値計算を用いた太陽プロミネンスの質量循環メカニ
ズムについての研究

京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室
吉久 健朗

数値計算を用いた太陽プロミネンスの質量循環メカニズムについての研究

吉久 健朗 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

Abstract

太陽プロミネンスは、外層大気コロナに浮かぶ比較的低温高密度なプラズマの塊である。長年にわたり観測的にも理論的にもプロミネンスの研究は行われてきたが、その形成や内部の運動、噴出現象等のメカニズムについて完全な理解は得られていない。そのなかで、プロミネンスの質量循環問題というものがある。これは、形成された後、重力によりすぐ落下して消失するはずのプロミネンスがなぜ長時間観測されるかという問題である。近年の観測装置の性能上昇により太陽プロミネンスの質量循環について詳細な観測的研究がなされてきた。プロミネンスの総質量と質量流出率の関係性や内部での乱流、上昇・下降流の定量的な解析したものがその代表例である。これらの観測の再現を試みた数値計算による研究も行われている。例えば、Evaporation-Condensation モデルを用いた計算ではその質量流出に伴う下降流の縦筋模様が再現された。また、Reconnection-Condensation モデルを用いた計算では質量変化率の関係性を確認し、内部構造の再現も行われている。これらのモデルによる結果は観測と整合的である。一方、前者はプラズマを供給するために観測とは一致しない長時間の加熱が加えられていたり、後者は計算領域がコロナに限られているなど、未だ adhoc なモデルといえる。そこで、本研究では、プロミネンスの質量循環メカニズムを解明するために、self-consistent な加熱を考慮する 3 次元計算を行う。そのために、まずは 1 次元磁気流体計算を行う予定だ。本講演では、上記のプロミネンスの質量循環に関する観測及び理論研究のレビューとそれらの具体的な課題、また今後の研究方針について紹介する。

1 Introduction

太陽プロミネンスはコロナに浮かぶ比較的低温高密度なプラズマの塊である。観測から寿命は数分と短命なものから数か月に及ぶものまでであることがわかっている。また、高密度なプロミネンスはコロナ中の磁力線のくぼみ部分にのっていると考えられている。現在のプロミネンス研究における主な課題は主に 3 つに分けられる：1. どのようにして形成するか；2. 長時間維持するメカニズム；3. どのようにして噴出するのか。長い間にわたってこれらの問題は独立に研究がなされてきた。本研究ではプロミネンスの質量循環を考えることによって、このなかでも形成と長時間維持するメカニズムの 2 つを数値計算を用いて同時に計算することを最終目標とする。ここで質量循環とは、プラズマが凝縮してプロミネンスになり、それが落下すると再度別のプラズマが凝縮してプロミネンスを形成するというプロセスのことを意味している。

近年の高性能な観測により、質量循環に関する観

測的研究がなされている。それらによるとプロミネンスは凝縮したり (Liu et al. 2012)、下部からプルームが上昇したりする (Berger et al. 2008) ことにより質量は増える一方で、Rayleigh-Taylor 不安定性から生じる柱状の下降流 (Hillier & Polito 2018) によって質量が減少することが報告されている。また、定量的な解析からこの凝縮などによる質量増加と下降による減少は均衡する (Liu et al. 2012) ことがわかっている。

これに対して数値計算を用いた研究もなされている。プロミネンスに質量を供給する手段としてプラズマ凝縮が考えられている。これを実現する数値モデルは様々あるのだが、初期には 1 次元流体計算によって固定した磁力線にエネルギーを加えることで彩層を温め彩層蒸発をおこし、コロナに質量を供給するいわゆる Evaporation-Condensation モデルが提案された (Antiochos et al. 1999)。その後の研究によって磁場を含めた多次元化がなされ、例えば Xia & Keppens (2016) では 3 次元磁気流体 (MHD) 計

算が行われ、プロミネンスの形成や下降流などの再現に成功した。

一方で、プラズマ凝縮により質量を供給する別のモデルとして Reconnection-Condensation モデルがある (Kaneko & Yokoyama 2015)。このモデルは2本の磁力線がリコネクションすると新たにらせん状の磁力線になり、そのくぼみ部分に溜まったプラズマが凝縮することでプロミネンスになるというものである。Kaneko & Yokoyama (2018) では同一のモデルを用いた3次元MHD計算を行い、Rayleigh-Taylor不安定性から生じる柱状の下降流 (Hillier et al. 2012) や計算ボックスの底で下降流が反射されることによる上昇流の発生を再現した。

以降の節では、今あげた観測的・理論的研究の中から代表的なものを取り上げて詳細をレビューする。また、数値計算モデルについて具体的な課題と改善点を述べて、それらを踏まえた今後の研究の方針も述べていく。

2 Observational Study

ここでは、代表的な観測的研究を2つ紹介する。数値計算を用いた研究との結びつきについては後の section 3.3 や 4 などと言及する。

2.1 Liu et al.(2012)

Liu et al. (2012) は SDO/AIA を用いたプロミネンスの形成と質量循環に関するはじめての論文である。特にプロミネンスの質量凝縮率と流出率、総質量の関係性が定量的に述べられている。図1はプロミネンスが観測されている最中での解析結果を示している。まず上図では質量変化率の時間変化を示している。ここで総質量、流出量、凝縮量の変化率を青、赤、緑線で表している。グラフから明らかに流出率と凝縮率は常におおよそ均衡していることがわかる。

また、下図は各時刻での総質量 (横軸)、質量流出率 (縦軸) を表している。その結果、非常に面白いことに両者には線形な関係性があることがわかった。

これらの解析結果はつまり、プロミネンスの総質量が増えるとその分流出率が増えて、総質量が凝縮率

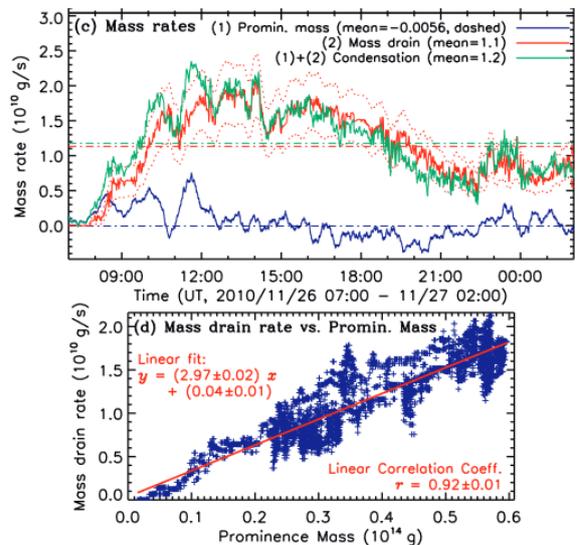


図1: プロミネンスの質量変化率と総質量の関係性。(上) 質量変化率 (g/s) の時間発展。(blue: 総質量, red: 流出量, green: 凝縮量, 横軸: 時間); (下) 各時刻での質量変化率と総質量のプロット。(縦軸: 質量流出率 (g/s), 横軸: 総質量) (from Liu et al. (2012))

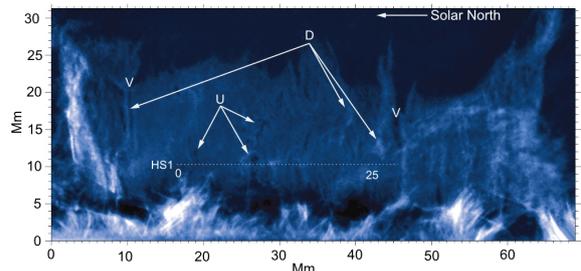


図2: ある時刻でのプロミネンス内部構造。D: 下降流、U: 上昇流。(from Berger et al. (2008))

を決定する重要な要因であることを示している。このような議論は以前からなされていた (Priest & Smith 1979) が、定量的にこの関係性を導き出したのはこれが初めてである。

2.2 Berger et al.(2008)

Berger et al. (2008) はひので/SOT を用いた観測によりプロミネンス内部の運動の詳細を解析している。図2はある時刻でのスナップショットである。この解析からプロミネンス内部には下降流や上昇流、渦構造があることがわかった。

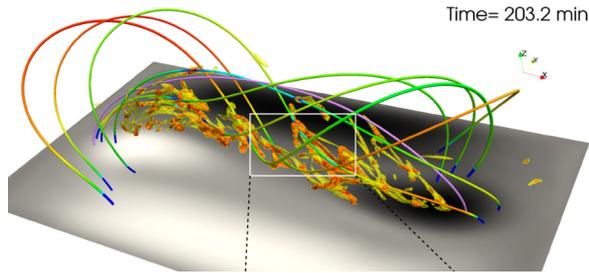


図 3: ある時刻での磁力線とプロミネンスの様子。細線が磁力線を表しており、その磁力線に付いている黄色とオレンジの部分プロミネンス密度と一致する領域を表している。(from Xia & Keppens (2016))

下降流は比較的低温高密なプラズマで凝縮したプロミネンスが下降している様子を示している。典型的な落下速度は ~ 10 km/sであった。また、上昇流は周囲に比べて暗く、柱状であることがわかっている。この上昇流の起源としてプロミネンス下部での熱源により生じた密度のむらに起因するという可能性とプロミネンス下部で浮上磁場から生じたガスであるという可能性が示唆されている。

3 Numerical Study

ここでは、section 3.1と3.2で数値計算を用いた研究について代表的な論文を2つ紹介する。なお、3.3ではこれらの論文の課題と改善点について述べる。

3.1 Xia & Keppens (2016)

Xia & Keppens (2016) では Evaporation-Condensation モデルを用いた3次元計算によりプロミネンスの質量循環問題に取り組んでいる。この論文は、プロミネンスを有するようなシグモイド型の磁力線構造を作り (Xia et al. 2014a)、その磁力線のコロナ下部にエネルギーを注入した際に生じたプロミネンス (Xia et al. 2014b) を用いており、特に形成後のプロミネンスの運動に焦点を当てている。図3は形成されたプロミネンスの様子を表しており、これからプロミネンスは断片的に分布しているのがわかる。また、図4によると時間経過とともに磁力線のくぼみ部分は降下してくぼみ部分をさらに深くしていることがわかる。また、この下降速度の典型

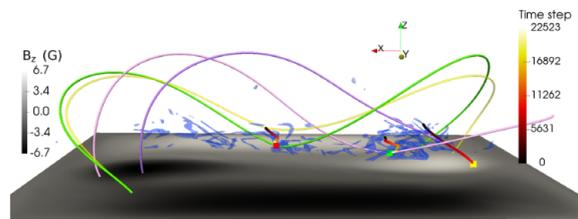


図 4: 磁力線とプラズマの運動の図。黄色の磁力線が時間経過とともに緑の磁力線に変化し、黒から黄色へのグラデーションがその磁力線におけるある点の時間変化を表す。(from Xia & Keppens (2016))

的な大きさは ~ 6 km/sであることがわかっており、§2.2での値とおおよそ一致している。

3.2 Kaneko & Yokoyama (2018)

Kaneko & Yokoyama (2018) は、Reconnection-Condensation モデルを用いて質量循環問題に取り組んでいる。このモデルは図5のようにリコネクションにより生じた新しいらせん状磁力線のくぼみ部分に溜まったプラズマが凝縮してプロミネンスが生じるもので、論文ではその後のプロミネンスの運動についても解析されている。図6はプロミネンスが形成され始めてからプロミネンスが下降する様子を表している。下降流はおおよそ Rayleigh-Taylor 不安定性より生じることが明らかになった。その後、下降流が計算ボックスの底であるコロナの底に達するとバウンドして、上昇流が生じることがわかった。これらの特徴は、§2.2での観測結果と一致している。

3.3 Problem and Improvement

まず、Xia & Keppens (2016) と Kaneko & Yokoyama (2018) の両者には人工的な加熱が加えられているという課題がある。前者は定常的に磁力線の足元が加熱されているという状況に相当して、観測と不整合である。後者では、加熱項が磁場や磁気圧に比例するように設定されており現実的ではない。また、後者では計算ボックスがコロナに限られており、彩層との相互作用が一切考えられていない。Liu et al. (2012) で考えられていたような総質量と流出率の間の線形的な関係性を再現した例はなく、これ

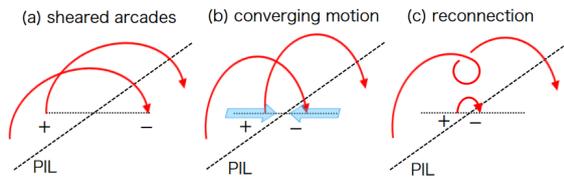


図 5: Reconnection-Condensation モデルのプロセスの概略図。(from Kaneko (2017))

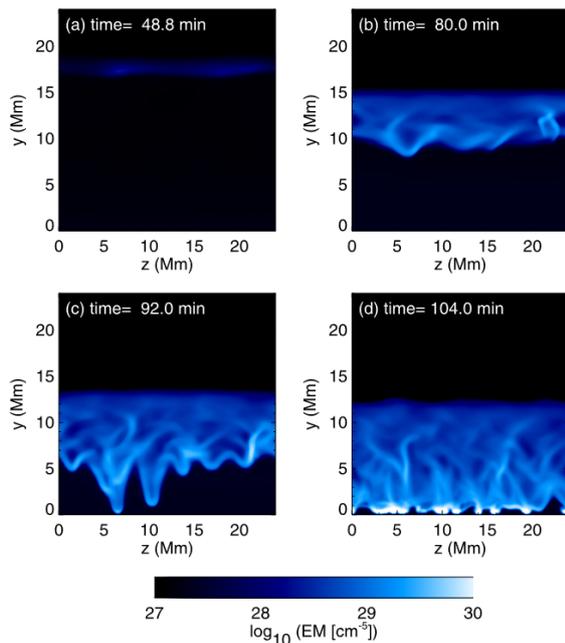


図 6: プロミネンスの下降する様子。(from Kaneko & Yokoyama (2018))

も課題の一つである。改善点としては、光球・彩層を計算に含めて表面の運動を再現して衝撃波などによる self-consistent な加熱を取り入れるというのが考えられる。

4 Study Plan

計算資源や物理的解釈の難易度の観点からいきなり 3次元で光球・彩層を含めた計算を行うのは適切ではない。そのため、本研究では 1次元計算を手始めに質量循環メカニズムの解明に取り掛かる。

参考にするのは、Kai (2021) である。この論文では、1次元 MHD 計算によりコロナ加熱問題に取り組んでいる。計算は表面からコロナまでを含み、磁

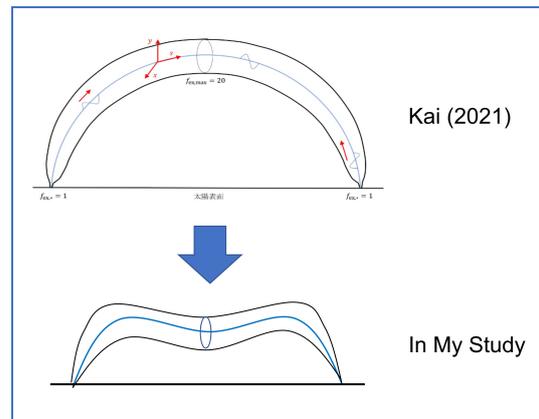


図 7: 先行研究と自身の研究での磁力線構造。(一部 Kai (2021) から抜粋)

力線の足元の境界条件で表面の運動を再現することで衝撃波が生じ加熱される。また、Alfvén 波乱流の降下もモデルにより考慮されている。

自身の研究にこれを適用する際、図 7 のように Kai (2021) で考えられている半円状の磁力線の形状をプロミネンスが生じるようなくぼみを持つ形に変形させることを考えている。これを用いることによって、例えば人工的な加熱を加えない状態でプロミネンスが生じるかどうかやくぼみ部分にプロミネンスが生じている場合、質量供給にはどのような影響が与えられるかなどの解析ができるかと考えている。

Reference

S K Antiochos, P J MacNeice, D S Spicer, and J A Klimchuk. *ApJ*, 512(2):985, 1999.
 T E Berger et al. *ApJ*, 676(1):L89, 2008.
 A Hillier and V Polito. *ApJL*, 864(1):L10, 2018.
 A Hillier, H Isobe, K Shibata, and Thomas Berger. *ApJ*, 756(2):110, 2012.
 T Kai. Master's thesis, 2021.
 T Kaneko. PhD thesis, 2017.
 T Kaneko and T Yokoyama. *ApJ*, 806(1):115, 2015.
 T Kaneko and T Yokoyama. *ApJ*, 869(2):136, 2018.
 W Liu, T E Berger, and BC Low. *ApJ*, 745(2):L21, 2012.
 E R Priest and E A Smith. *Solar Physics*, 64(2):267–286, 1979.
 C Xia and R Keppens. *ApJ*, 823(1):22, 2016.
 C Xia, Rony Keppens, Patrick Antolin, and Oliver Porth. *ApJL*, 792(2):L38, 2014a.
 C Xia, Rony Keppens, and Y Guo. *ApJ*, 780(2):130, 2014b.

太恒 a05

DSTを用いた多波長分光観測によるプロミネンスの
物理量診断と加熱メカニズムの考察

京都大学大学院 理学研究科
橋本 裕希

DST を用いた多波長分光観測によるプロミネンスの物理量診断と加熱メカニズムの考察

橋本 裕希 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

プロミネンスとは太陽の外層大気である高温なコロナに浮かぶ低温高密度なプラズマであり、磁力線により支えられて浮いている。その温度は約 10^4 K であり、光球や彩層からの放射を散乱して光っている。しかしながら、プロミネンスのプラズマの加熱源がその太陽放射のみだとすると約 10^4 K のプラズマは維持されないという計算結果が得られている。したがって、太陽放射以外の加熱の存在が必要とされるが、具体的にどのような加熱メカニズムが働いているのかはわかっていない。そこで本研究では、観測によりプロミネンスの輻射損失を推定することでプロミネンスに必要とされる加熱量を定量的に求め、加熱メカニズムについて考察を行った。

プロミネンスの輻射損失を求めるため、以下のような観測、解析を行った。まず、飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡 (DST) を用い、プロミネンスから放射される $H\alpha$ (6563 \AA)、 $H\beta$ (4861 \AA)、 $Ca II$ (8542 \AA) の 3 本の輝線を同時観測した。そして、それらの輝線の幅や強度を用いてプロミネンス全領域の物理量 (温度、非熱速度、密度、厚み) を推定した。温度・非熱速度は single-slab モデルによるフィッティングを行い推定し、密度・厚みは non-LTE モデルによるインバージョンを行い推定した。次に、推定された物理量を用いて、プロミネンス全領域の輻射損失 L を計算した。結果、 $2 \times 10^3 < L < 3 \times 10^5 \text{ erg/s/cm}^2$ となった。さらに、加熱メカニズムについての考察のため、Alfvén 波 (磁力線に沿った方向に伝わる横波) がプロミネンス内に運ぶエネルギーフラックス F_A を計算した。その結果、プロミネンスの大部分の領域で $F_A > L$ となった。この結果は、輻射損失により失われるエネルギーは、Alfvén 波が運ぶエネルギーにより補うことができるということを示す。したがって、Alfvén 波が加熱メカニズムとなり、約 10^4 K のプラズマが維持されていると示唆される。

1 Introduction

プロミネンスとは、太陽の外層大気である高温なコロナに浮かぶ低温高密度なプラズマの塊である。その温度は約 10000 K (Okada et al. 2020)、電子密度は約 $10^9 - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ (Heinzel et al. 1996; Peat et al. 2021) であり、光球表面から飛び出した磁力線により支えられて浮いていることがわかっている。また、静穏領域上空にあるプロミネンスは比較的安定で長寿命であり、このことは輻射冷却と加熱が釣り合っていることを意味する。そして、主要な加熱源は太陽大気 (光球、彩層、コロナ) からの放射であると考えられている。

しかし、近年の理論的な研究により、約 10000 K のプロミネンスが安定して存在するためには、太陽大

気からの放射以外の加熱が必要であることがわかっている (Heasley & Mihalas 1976; Heinzel et al. 2014)。実際、Heinzel et al. (2014) は太陽大気からの放射による加熱と輻射冷却が釣り合う温度 (= 輻射平衡温度) が $4430-8280$ K になるという結果を得た。この輻射平衡温度は実際のプロミネンスの温度よりも低く、太陽大気からの放射のみでは実際のプロミネンスの温度を説明することができないことがわかる。

その加熱メカニズムは今のところ明らかになっていないが、有力なものとして Alfvén 波による加熱が考えられている。これは、光球の対流運動などにより発生した Alfvén 波が磁力線に沿ってプロミネンスに伝わり、そのエネルギーが散逸されて加熱が生じるといえるものである。Soler et al. (2016), Melis et al. (2021) は数値計算により、プロミネンスにおける

Alfvén 波加熱の寄与を定量的に調査した。その一方で Alfvén 波加熱を定量的に調べた観測的研究は存在しない。

そこで、本研究では観測によってプロミネンスにおける Alfvén 波加熱を定量的に評価することを目的とし、まずプロミネンスの温度や密度を推定し、プロミネンスの輻射損失（＝輻射により単位時間あたりに失うエネルギー）を求めた。そして Alfvén 波がプロミネンスに運ぶエネルギーフラックスを推定し、輻射損失との比較を行った。

2 Observations

2021 年 10 月 30 日 6:56-8:01 (JST) に、京都大学飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡 (DST) の水平分光器を用いてプロミネンス (図 1) を観測した。分光器のスリットを太陽のリムに対し平行に置き、太陽の動径方向にスキャンを行った。露光時間は 0.5 s、スキャンのステップは約 0.7 arcsec であり、1 度のスキャンに 60 s の時間を要した。このスキャンの間、H β (4861 Å)、H α (6563 Å)、Ca II IR (8542 Å) のスペクトルを、3 台のカメラを同期させて同時に取得した。波長分解能はそれぞれ 0.009 Å、0.011 Å、0.020 Å であった。

3 Analysis and Results

3.1 物理量診断

プロミネンスの輻射損失や Alfvén 波のエネルギーフラックスを推定するためには、プロミネンスの温度、非熱速度、密度などの物理量を知る必要がある。まず、プロミネンスの温度、非熱速度の推定方法とその結果を示す。

1 次元 single-slab モデルでは、プロミネンスが 1 つの均質な slab (平板) であるとし、その源泉関数を S 、観測者から見た光学的厚みを $\tau(\lambda)$ とする。ここで λ は波長である。すると、観測される輝線プロ

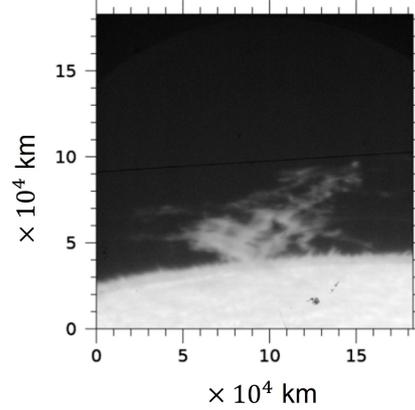


図 1: 2021 年 10 月 30 日のプロミネンスの H α slit-jaw image.

ファイル $I(\lambda)$ は次の式で表される。

$$I(\lambda) = S(1 - e^{-\tau(\lambda)}) \quad (1)$$

$$\tau(\lambda) = \tau_0 \exp \left[- \left(\frac{\lambda - \lambda_0 - \Delta\lambda_{\text{LOS}}}{\Delta\lambda_{\text{D}}} \right)^2 \right] \quad (2)$$

ここで、 τ_0 はライン中心での光学的厚み、 λ_0 は静止波長、 $\Delta\lambda_{\text{LOS}}$ は静止波長からのドップラーシフト、 $\Delta\lambda_{\text{D}}$ はドップラー幅であり、次の式で表される。

$$\frac{\Delta\lambda_{\text{D}}}{\lambda_0} = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m} + \xi^2} \quad (3)$$

ここで、 T は温度、 ξ は非熱速度、 c は光速、 k はボルツマン定数、 m は原子質量である。未知数が T と ξ の 2 つなので、2 つの異なる質量の原子 (本研究では H と Ca) による輝線を single-slab モデルでフィッティングしてそれぞれのドップラー幅を求めれば、 T と ξ を求めることができる。H β と Ca II IR 輝線を用いて推定した温度と非熱速度の結果を図 2 に示す。温度は約 7000-11000 K、非熱速度は約 2-7 km/s であった。

次に、プロミネンスの密度、厚みの推定方法とその結果を示す。密度や厚みの推定を行うために、我々は non-LTE コードを開発した。このコードでは、ある温度、非熱速度、電子密度、厚み、フィリングファクターを持つプロミネンスから放射される輝線強度を計算できる。これを用い、まず上記の 5 つの物理量に対応する輝線強度の lookup table を作成し、観

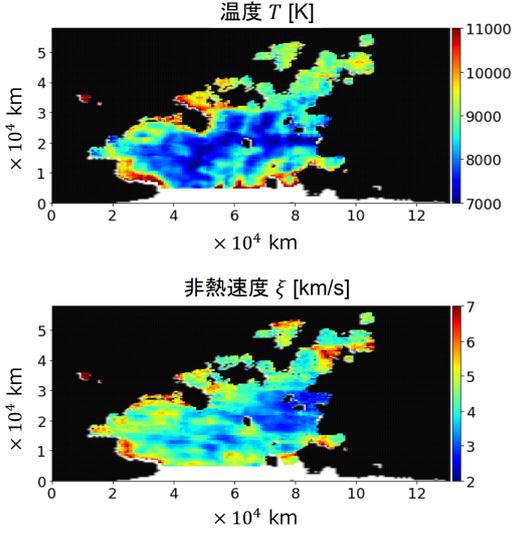


図 2: (上) 温度分布、(下) 非熱速度分布。

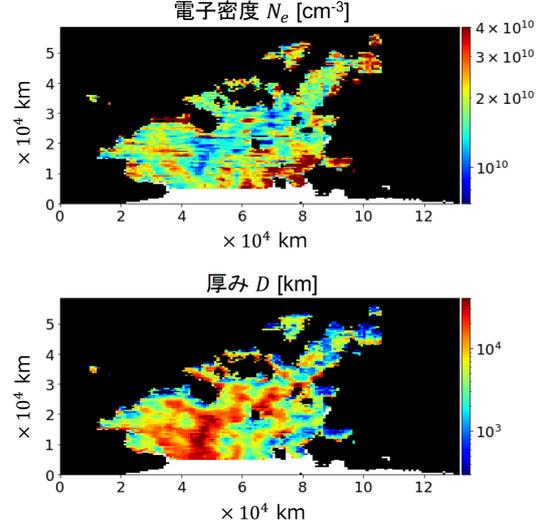


図 3: (上) 電子密度分布、(下) 厚み分布。

測された輝線強度をその lookup table を用いてインバージョンすることで、電子密度、厚み、フィリングファクターを求めた。図 3 に電子密度と厚みの結果を示す。電子密度は約 $7 \times 10^9 - 4 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$ 、厚みは約 $3 \times 10^2 - 4 \times 10^4 \text{ km}$ であった。

3.2 輻射損失

輝線（束縛-束縛放射）による単位体積当たりの輻射損失 Φ_{ul} は、以下の式で計算することができる。

$$\Phi_{ul} = h\nu_{ul} [n_u(A_{ul} + B_{ul}\bar{J}_{ul}) - n_l B_{lu}\bar{J}_{lu}] \quad (4)$$

ここで、 u, l はそれぞれ遷移の上準位、下準位を表し、 h はプランク定数、 ν_{ul} は準位間の振動数、 n_u, n_l はそれぞれの準位の状態数、 A_{ul}, B_{ul}, B_{lu} はアインシュタイン係数、 $\bar{J}_{ul}, \bar{J}_{lu}$ は mean intensity である。さらに、 Φ_{ul} を視線方向に積分、つまり DF を乗じ、すべての輝線について和をとることで、プロミネンスの単位面積当たりの輻射損失 L を得た。

$$L = \sum_{u>l} \Phi_{ul} DF \quad (5)$$

その結果を図 4 に示す。 $2 \times 10^3 < L < 3 \times 10^5 \text{ erg/s/cm}^2$ となり、プロミネンス下部で大きくなる傾向が見られた。

3.3 Alfvén 波のエネルギーフラックス

非熱速度が Alfvén 波による摂動の速度を表していると仮定すると、Alfvén 波のエネルギーフラックス F_A は以下の式で計算できる。

$$F_A = \rho \xi^2 V_A F. \quad (6)$$

ここで、 ρ はプラズマの密度、 ξ は非熱速度、 V_A は Alfvén 速度、 F はフィリングファクターである。 ρ, ξ, F は物理量診断で求めた値を用いた。また、 V_A はプロミネンスの典型的な磁場の強さ 20 G (Casini et al. 2003) を仮定して計算した。

プロミネンスの輻射損失 L と Alfvén 波のエネルギーフラックス F_A との比較を図に示す。図から、プロミネンスの大部分の領域で $F_A > L$ となっていることがわかる。

4 Discussion

4.1 プロミネンスの輻射損失

プロミネンスの単位体積当たりの熱エネルギー nkT を単位体積当たりの輻射損失 $\Phi = \sum \Phi_{ul}$ で割ることで、プロミネンスが輻射により冷却されるタイムスケール $\Delta t = \Phi/nkT$ を計算した。その結果、 $\Delta t = 2 \times 10 - 2 \times 10^3 \text{ s}$ となった。その一方で、今回観測

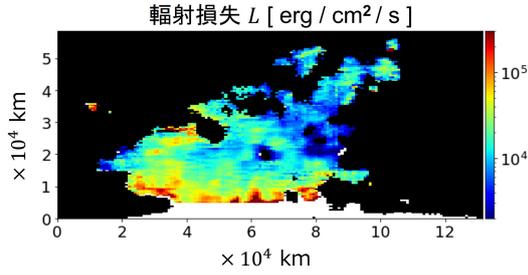


図 4: 輻射損失分布。

したプロミネンスはこの時間より十分長い時間安定して存在した。このことから、プロミネンスには何らかの加熱が存在していることがわかる。

4.2 Alfvén 加熱

プロミネンスの大部分の領域で $F_A > L$ が成立した。このことは、Alfvén 波がプロミネンスに運ぶエネルギーフラックスは輻射冷却によるエネルギー損失を補うのに十分な大きさである、ということの意味している。このことから、Alfvén 波加熱がプロミネンスの加熱に十分効いているといえるであろう。

一方で F_A は Alfvén 波のエネルギーフラックスであり、Alfvén 波による加熱を直接表すわけではないことに注意が必要である。エネルギーフラックスのうち、どれくらいの割合が散逸し熱に変換されたのかは本研究ではわからない。これを知るためには数値計算と組み合わせる必要があるだろう。

5 Conclusion

本研究では、プロミネンスにおける Alfvén 波加熱を定量的に評価することを目的とし、プロミネンスの物理量診断を行い、輻射損失と Alfvén 波のエネルギーフラックスとの比較を行った。その結果、Alfvén 波がプロミネンスに運ぶエネルギーフラックスは輻射によるエネルギー損失を補うのに十分な大きさであることがわかった。この結果から、Alfvén 波加熱がプロミネンスの加熱に十分効いているといえるであろう。今後は、偏光分光観測により磁場の測定も行うことで Alfvén 波のエネルギーフラックスをプロ

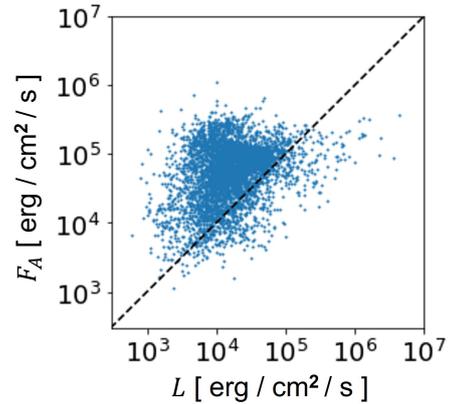


図 5: 輻射損失と Alfvén 波のエネルギーフラックスとの比較。破線は $L = F_A$ を表す。

ミネンスの各領域でより正確に求め、Alfvén 波加熱についてより詳細な調査を行う予定である。

Acknowledgement

本研究は、一本潔教授、黄于蔚氏との共同研究です。また、飛騨天文台での観測の際には多くの方々にお世話になりました。ここで感謝の意を申し上げます。

Reference

- Casini, R., Lopez Ariste, A., Tomczyk, S., & Lites, B. (2003). *ApJL*, 598(1), L67-L70.
- Heasley, J., & Mihalas, D. (1976). *ApJ*, 205, 273-285.
- Heinzel, P., Bommier, V., & Vial, J. (1996). *SoPh*, 164(1-2), 211-222.
- Heinzel, P., Vial, J.C., & Anzer, U. (2014). *A&A*, 564, A132.
- Melis, L., Soler, R., & Ballester, J. (2021). *A&A*, 650, A45.
- Okada, S., Ichimoto, K., Machida, A., Tokuda, S., Huang, Y., & UeNo, S. (2020). *PASJ*, 72(5), 71.
- Peat, A., Labrosse, N., Schmieder, B., & Barczynski, K. (2021). *A&A*, 653, A5.
- Soler, R., Terradas, J., Oliver, R., & Ballester, J. (2016). *A&A*, 592, A28.

太恒 a06

太陽光球の極域磁場強度と地球近傍オープンフラックス の関係

東京大学大学院 理学系研究科
吉田 南

太陽光球の極域磁場強度と地球近傍オープンフラックスの関係

吉田 南 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

太陽の磁場構造は太陽活動周期によって変化する。太陽光球からコロナへと延びる磁場の一部は開いており、惑星間空間に向かって延びている（オープンフラックス）。そのため、太陽活動が太陽圏や惑星間空間へ与える影響を見積もるために、オープンフラックスの振る舞いを理解することが重要となる。地球近傍のオープンフラックスは、発生源である太陽光球磁場のマップをコロナ磁場モデルに入力し、外挿をすることで推定することができる。しかし推定値は、その場で観測されている値に対して 2 分の 1 から 5 分の 1 程度に過小評価されていることが問題となっている（オープンフラックス問題）。この問題の原因の一つとして、特に極小期ではオープンフラックスの根拠が集中している光球の極域磁場強度が、衛星での観測が難しいために、過小評価されている可能性が考えられる。

そこで本研究では、推定値と実測値の乖離の原因を探ることを目的に、コロナ磁場モデルに入力する光球の極域磁場と、オープンフラックス推定値との関係を調査した。光球極域磁場が、実際の観測結果より強いと仮定をして、極域に磁場を加えたマップを用いてオープンフラックス推定値を計算した。結果として、光球の極域磁場強度を人為的に 2 倍しても、オープンフラックス推定値は測定値に対して、極大期ではほとんど改善せず、極小期では 10 ~ 20% 程度の改善であった。これより、光球磁場の観測が不十分であることは、オープンフラックス問題に対して、極大期では原因とはいえ、極小期でも影響は小さく、主要因とはならないと考えられる。

1 Introduction

太陽は磁場を持っており、磁場構造は太陽活動周期によって大きく変化している（図 1）。

図 1 に示す開いた磁力線は、惑星間空間へと伝播してオープンフラックスと呼ばれるようになり、その根拠は主にコロナホールであるといわれている (Zirker 1977)。オープンフラックスは、観測による光球磁場マップとコロナ磁場モデルを用いて外挿推定することができる。一方、地球近傍では動径方向磁場強度の”その場観測”が続けられてきたので、推定値は実測値と比較することができる。これらの値は一致すべきだが、光球磁場マップ、コロナ磁場モデルの種類、太陽活動周期にかかわらず、推定したオープンフラックス強度はいずれも、実測値の 2 分の 1 から 5 分の 1 程度に過小評価されることがわかっている（オープンフラックス問題; Linker et al., 2017, 図 2）。この問題の原因として、(1) モデルに入力する光球マップの磁場が過小評価されている、(2) 実際にはコロナホール以外からもオープンフラックスが生

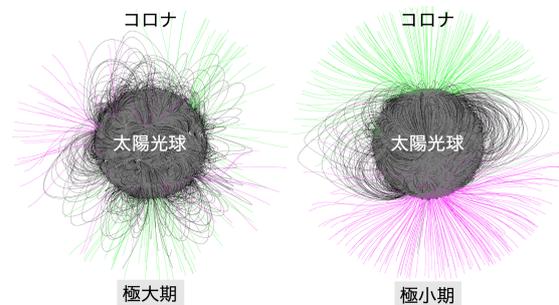


図 1: 太陽活動周期によって変化する、太陽の磁場構造の様子。中央の球は太陽光球、光球から延びる線は磁力線を表す。緑色、ピンク色は開いた磁場、黒色は閉じた磁場を示す。低緯度に強い磁場の領域が多く存在する極大期では、極性が入れ替わる複雑な構造をとる。太陽活動が静かな極小期では、双極子構造をとる。

じている、(3) 惑星間空間磁場の外挿方法に問題がある可能性などが考えられる。本研究では、太陽の極

域磁場が、観測することが難しいため過小評価されている可能性があると考え、(1)に着目している。光球極域磁場が、実際の観測結果より強いと仮定をして、極域に磁場を加えたマップを用いてオープンフラックス推定値を計算する。

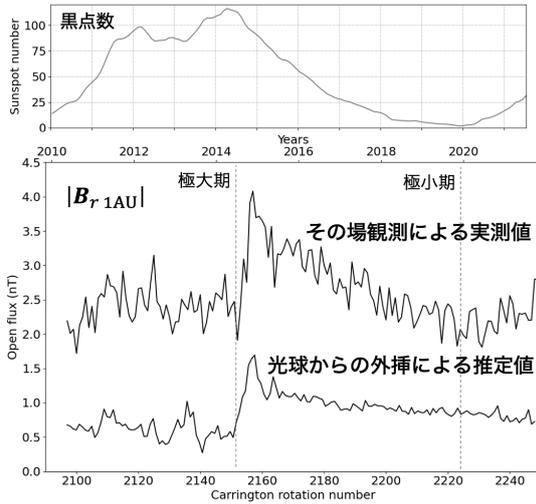


図 2: 黒点数のサイクル変化 (上) と太陽から 1 AU 地点での動径方向磁場強度実測値とオープンフラックス推定値の比較 (下)。

2 Methods

2010 年から 2021 年の各 Carrington rotation (太陽 1 自転) におけるオープンフラックスを以下の方法で推定し、その場観測されたオープンフラックスと比較した。

2.1 Data

オープンフラックスをその場観測したデータとして、OMNI データベースから取得できる WIND 衛星の動径方向磁場強度データを用いた。オープンフラックス推定のための光球磁場マップには、Joint Science Operations Center (JSOC) [<http://jsoc.stanford.edu>] で提供されている SDO 衛星 HMI の、横軸 carrington longitude (3600 点)、縦軸 sine latitude (1440 点) シノプティックマップを取得した (図

3)。モデルに入力する際には、計算結果が安定する 600×300 点に解像度を落としたマップを利用した。

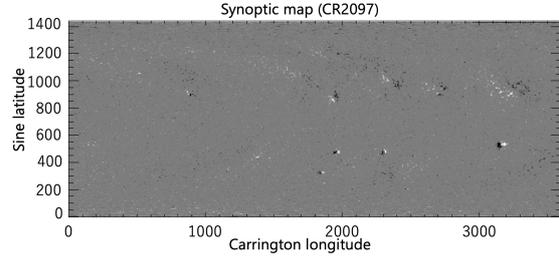


図 3: JSOC から取得した HMI 光球磁場シノプティックマップ。縦軸、横軸はグリッド数。

2.2 Model

オープンフラックスは、光球磁場マップから球面調和関数を用いてコロナ磁場を外挿するモデルを用いることで、推定できる。本研究では、Potential field source surface (PFSS) モデルを使用した。PFSS モデルは、コロナ磁場モデルの中では最も単純だが、光球磁場マップの変化の影響を外挿結果に反映させやすい。境界面である source surface は 2.5 太陽半径 ($r_{sun} = 6.96 \times 10^{10}$ cm) に設定し、全ての磁場が動径方向を向くことを仮定している。

2.3 Analysis

太陽から 1 AU 離れた地点におけるオープンフラックス推定値 $|B_{r1AU}|$ の算出する。まず、HMI シノプティックマップを PFSS モデルにインプットして外挿したコロナ磁場をもとに、source surface 面での動径方向の符号なし磁束 Φ_{us} を計算する。太陽の中心を原点とした球面座標系 (r, θ, ϕ) で考えると、

$$\Phi_{us} = \int_{R_{ss}} |B_r| dS = \sum_{ij} |B_r(i, j)| \Delta S \quad (1)$$

$$\Delta S = (r_{sun} R_{ss})^2 \sin \theta \Delta \theta \Delta \phi \quad (2)$$

これより、太陽から 1 AU でのオープンフラックス密度 $|B_{r1AU}|$ は、緯度依存性がない (Smith & Balogh

1995) と仮定すると、以下の式から求められる。

$$\begin{aligned}
 |B_{r1AU}| &= \frac{|\Phi_{us}|}{4\pi r_{1AU}^2} \\
 &= \frac{1}{4\pi} \left(\frac{R_{ss}}{215}\right)^2 \int_0^{4\phi} \pi |B_r(R_{ss}, \theta, \phi)| d\Omega
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

また、光球の極域磁場が観測された強度より強いと仮定した場合にオープンフラックスの推定値に及ぼす影響を調べた。そのために、HMI 光球磁場マップの両極域 15° の磁場強度を一様に 2 倍にして、オープンフラックス推定を行った。この領域や仮定する強さの妥当性について、今後観測的に制限を与える予定である。

3 Results & Discussion

結果は、極小期と極大期に分けて述べるができる。

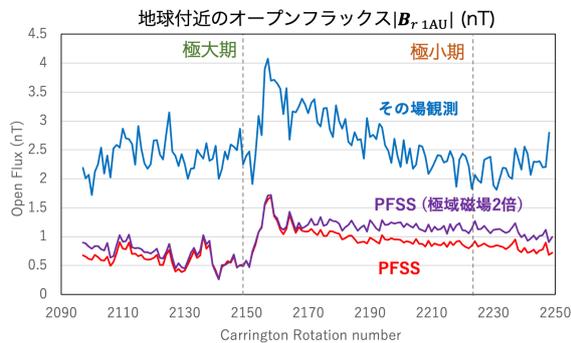


図 4: 太陽から 1 AU 離れた地点でのオープンフラックス。青線はその場観測の値、赤線は PFSS モデルで推定した値、紫線は極域磁場強度を 2 倍にした光球磁場マップから推定した値を示す。

極大期では、図 4 に示すように、極域磁場を 2 倍強くしたマップを使用したオープンフラックス推定値は、元のマップを使用した推定値から変化がない。これは、極大期では低緯度に強い磁場が集中していること、赤道方向の双極子成分が卓越している、自転軸方向の双極子成分のオープンフラックスへの寄与がほとんどない(図 5) ことが原因であると考えら

れる。極小期では、極域磁場を 2 倍強くしたマップを使用したオープンフラックス推定値は、元のマップを使用した推定値から 10% 程度実測値に近づいた。極小期では極域にオープンフラックスが集中し、双極子磁場は自転軸方向の成分が卓越している(図 5) が、推定値の改善度が低い。これは、式 3 の仮定によって、オープンフラックス推定値の計算は、極域だけでなく全球を平均しているためであると考えられる。

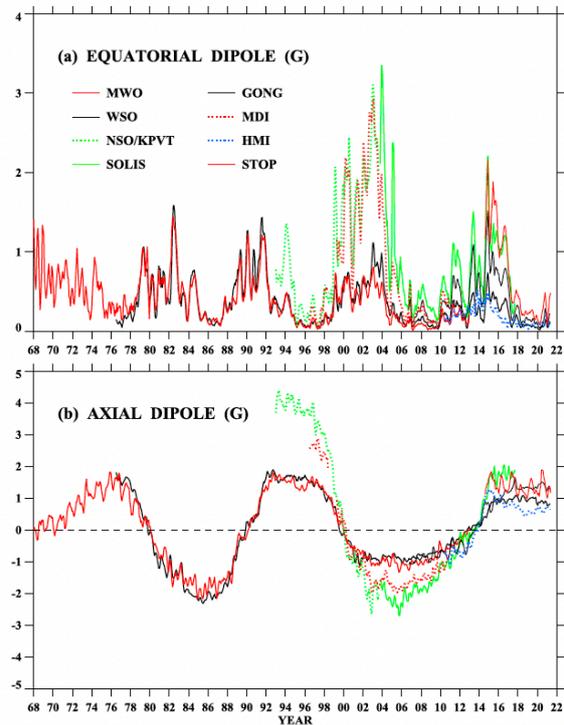


図 5: 太陽の双極子磁場成分 (Wang et al. 2022)。赤道方向成分 (上) と自転軸方向 (下) の変動を示している。

4 Conclusion

本研究では、オープンフラックス問題の原因について、推定に用いる光球磁場マップの極域磁場が過小評価されている可能性について検討した。結果から、極大期では光球の極域磁場が過小評価されていることが、オープンフラックス問題の原因にはならないと考えられる。また、極小期では極域磁場が 2

倍過小評価されていた場合にオープンフラックス推定値が10%程度改善されることがわかった。そのため、この期間においては、光球の極域磁場の過小評価は、オープンフラックス問題の一部であっても主要因とはなり得ないと考えられる。

今回行った極域磁場強度の仮定は、観測的に制限できていない。現在、ひので衛星を用いて、太陽光球の同じ領域を disk center と limb の2期間で観測し、解析を進めている。今後は、limb で観測された磁場強度が、disk center で観測された場合に比べてどれだけ過小評価される可能性があるか解析し、極域磁場の過小評価の可能性を検討する予定である。

Reference

Zirker 1977, RvGSP, 15, 257

J. A. Linker, R. M. CAPLAN, & C. DOWNS, 2017, ApJ, 848, 70

Smith, E, J, & Balogh, A 1995, GeoRL, 22, 3317

Wang, Y, M, Ulrich, R, K, & Harvey, J, W, 2022, ApJ, 926, 113

太恒 a07

太陽・恒星における低温プラズマ噴出の質量とフレア
エネルギーについての普遍的な相関関係とスケール則

京都大学大学院 理学研究科
古谷 侑士

太陽・恒星における低温プラズマ噴出の質量とフレアエネルギーについての普遍的な相関関係とスケール則

古谷 侑士 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

We often find spectral signatures of chromospheric cold plasma ejections accompanied by flares in various spatial scales in the solar and stellar atmospheres. However, no physical quantities such as mass and energy have been estimated for flare energies covering over ten orders of magnitude until now. This study analyzed the spectra of cold plasma ejections associated with small-scale flares and solar flares (energy $10^{25} - 10^{29}$ erg) by performing $H\alpha$ imaging spectroscopy with the *Solar Dynamics Doppler Imager* on the *Solar Magnetic Activity Research Telescope* (SMART/SDDI) to supply smaller energy samples. We determined the ejected mass by cloud model fitting to the $H\alpha$ spectrum. We estimated flare energy by differential emission measure analysis using *Atmospheric Imaging Assembly* onboard *Solar Dynamics Observatory* (SDO/AIA) for small-scale flares and by estimating the bolometric energy for large-scale flares. By comparing our analyzed results on the Sun with observations interpreted as stellar filament eruptions, we found a $M \propto E_{\text{tot}}^{2/3}$ relationship between the ejection mass M and the total flare energy E_{tot} . In addition, we constructed a theoretical scaling law for ejection mass and the total flare energy. We showed that the scaling law could explain the observations by taking into account the difference in the coronal magnetic field strength (from 5 G to 50 G). These results suggest that cold plasma ejections with flares taking place on the Sun and stars in a wide range of the energy scale are caused by a common mechanism.

1 Introduction

フィラメント噴出とは、太陽コロナに浮かぶ周囲のコロナより低温な彩層の温度のプラズマ（フィラメント）がしばしばフレアを伴いながら惑星間空間へ噴出する現象である。フレアの標準モデル (Shibata et al. 1995) ではフィラメント噴出は太陽フレアのトリガーになると考えられており、またフィラメントが惑星間空間へ噴出することでコロナ質量放出 (CME) となり地磁気擾乱を引き起こす。そのため、フィラメント噴出は太陽と惑星間空間で起きる活動的な磁気現象を理解するために重要である。

噴出するフィラメントの典型的な長さは $10^4 - 10^5$ km であるが、他の空間スケールでも類似の現象が観測されている。太陽では長さ $10^3 - 10^4$ km 程度の小規模な彩層温度のプラズマ（ミニフィラメント）の噴出現象が見られる。ミニフィラメント噴出の際

して、極端紫外線 (EUV) での増光や光球での磁場の消失などが見られることが報告されている (Hermans & Martin 1986; Sakajiri et al. 2004)。これらの定性的な性質から、ミニフィラメント噴出はフィラメント噴出のミニチュア版だと考えられている。一方、太陽フレアよりも規模が大きな M 型星での恒星フレアに伴って、彩層温度に対応したスペクトルが青方偏移したプロファイルをしばしば持つことがわかっている (Houdebine et al. 1990; Vida et al. 2016; Moschou et al. 2019; Maehara et al. 2021)。この青方偏移の解釈として最も有力なものは、恒星フレアに伴う巨大な恒星フィラメントの噴出だと考えられている。また、近年 G 型星でも恒星フレアに伴って $H\alpha$ 線の吸収線に青方偏移が発見された (Namekata et al. 2022)。太陽のフィラメント噴出で見られるスペクトルの変動との類似性から、この現象は恒星フレアに伴う巨大な恒星フィラメントの噴出だと解釈するのが妥当で

ある。

フィラメント噴出は10桁以上のフレアエネルギー ($10^{25} - 10^{35}$ erg) に渡って発生すると考えられている一方で、噴出物の質量とフレアのエネルギーの関係をこれらのエネルギーの範囲で調べた例は存在しない。恒星フレアの研究では、フレアのX線のエネルギーと噴出物の質量が推定されている (Moschou et al. 2019; Maehara et al. 2021)。これらの研究では、太陽のCMEと比較することで、フレアのエネルギーと噴出物の質量の間に正の相関があることを示した。しかし、太陽観測の場合では、通常白色光のコロナグラフを用いて観測するCMEと彩層のスペクトル線を用いて観測するフィラメント噴出では、観測される温度や観測を実施する高度が全く異なっている。そのため、太陽のCMEと彩層のスペクトル線で観測される恒星フレアとの比較の正当性には議論の余地が残る。Namekata et al. (2022) では太陽のフィラメント噴出と恒星の観測例の比較を実施したが、太陽のフィラメント噴出のサンプル数は5例のみである (Jain & Sorathia 1987; Ohyama & Shibata 1999; Christian et al. 2015; Namekata et al. 2022)。さらに、小規模なミニフィラメント噴出に関しては、噴出物の質量とフレアのエネルギーが同時に定量的に見積もられた例はない。

そこで、私たちは Solar Magnetic Activity Research Telescope (SMART: UeNo et al. 2004) に搭載された Solar Dynamics Doppler Imager (SDDI: Ichimoto et al. 2017) を用いて静穏領域での小規模なフレア ($10^{25} - 10^{27}$ erg) に伴う質量噴出と太陽フレア ($10^{27} - 10^{29}$ erg) に伴うフィラメント噴出について統計的なスペクトル解析を実施した。さらに、フレアの総エネルギーと噴出物の質量の間に成立するスケール則を構築し、観測結果との比較を試みた。

2 Observations and Data Analysis Methods

我々は彩層温度の噴出物を捉えるために SMART/SDDI を使用した。SDDI は $H\alpha \pm 9.0 \text{ \AA}$ の範囲内を 0.25 \AA 間隔で太陽全面画像を撮影する。時間分解能は 12 s でピクセルサイズは 1.23 arcsec とど

ちらも噴出物を捉えるのに十分である。

2.1 Small Mass Ejections Associated with Small Flares in the Quiet Region

静穏領域での小規模な噴出現象を捉えるため、2019年9月7日の一日分の SMART/SDDI のデータを使用した。噴出現象を捉えるために SDDI の $H\alpha \pm 1.25 - 2.0 \text{ \AA}$ で作成した wing の差分画像で青方偏移に対応する変動を目視で探した。こうして検出したイベントのうち、SDO/AIA で増光が見られるもので太陽面中心付近で起きているものに限定した。その結果、25例のイベントを静穏領域での低温プラズマの噴出を伴う小規模フレアとして検出できた。

25例のイベントに対して、噴出物の視線方向速度、質量 M 、運動エネルギー E_{kin} は cloud model を利用して求めた (Beckers 1964; Mein&Mein 1988; Tsiropoula&Schmieder 1997)。また、AIA の differential emission measure 解析によって、フレアの熱エネルギー E_{th} を推定した (Hannah & Kontar 2012)。そして、フレアの総エネルギー E_{tot} は運動エネルギー E_{kin} と熱エネルギー E_{th} の和で求められると仮定した。

2.2 Filament Eruptions with Solar Flares

フィラメント噴出のサンプルとして、SMART/SDDI filament disappearance catalog (Seki et al. 2019) を使用した。その中でフレアを伴っており、かつ太陽面中心付近で起きている10例を選択した。

噴出物の視線方向速度、質量 M 、運動エネルギー E_{kin} は小規模なイベントと同様に cloud model を使用して求めた。また、GOES 衛星の X線強度からフレアの bolometric energy E_{bol} を推定した (Namekata et al. 2022)。そして、フレアの総エネルギー E_{tot} は運動エネルギー E_{kin} と bolometric energy E_{bol} の和で求められると仮定した。

3 Results

図 1a に本研究で解析したイベントのフレアの総エネルギーと噴出物の質量の関係を示す。図 1a からフレアの総エネルギーと噴出物の質量の間に正の相関があることが確認できる。また、静穏領域での小規模イベントをフィッティングしたところ、 $M \propto E_{\text{tot}}^{0.62 \pm 0.25}$ 、フィラメント噴出では $M \propto E_{\text{tot}}^{0.59 \pm 0.22}$ となった。全てのイベントに対してのフィッティングは $M \propto E_{\text{tot}}^{0.46 \pm 0.06}$ となり、個別にフィッティングした場合に比べて冪は減少した。

図 1b に本研究で解析したイベントと、フィラメント噴出について調べた先行研究 (Jain & Sorathia 1987; Ohyama & Shibata 1999; Christian et al. 2015; Namekata et al. 2022)、および恒星フレアに伴う恒星フィラメント解釈される青方偏移についての先行研究 (Moschou et al. 2019; Maehara et al. 2021; Namekata et al. 2022) を比較した結果を示す。ここで、 E_X を $H\alpha$ 線でのフレアのエネルギーから推定された GOES 衛星の $1 - 8 \text{ \AA}$ のバンド帯でのフレアの X 線のエネルギーとして、M 型星のフレア (Moschou et al. 2019; Maehara et al. 2021) では $E_{\text{tot}} = 100E_X + E_{\text{kin}}$ と仮定した。また、G 型星の場合 (Namekata et al. 2022) では、 E_{bol} を白色光フレアのエネルギーとして $E_{\text{tot}} = E_{\text{bol}} + E_{\text{kin}}$ と仮定した。図 1b から 10 桁以上のフレアのエネルギーに対して強い相関関係が見られることがわかる。また、各フレアエネルギーに対応する最大の質量に注目すると、およそ $M \propto E_{\text{tot}}^{2/3}$ の関係があることがわかる。

4 Discussion

低温プラズマの噴出物の質量とフレアの総エネルギーの関係 ($M \propto E_{\text{tot}}^{2/3}$) を説明するために、理論的なスケール則の構築を試みた。スケール則の導出のために、まずフィラメントが直方体で近似され、安定に存在する螺旋状の磁場に支えられていると仮定した。また、フレアの標準モデルのように、安定に存在していたフィラメントが噴出することでその足元でフレアが起きると仮定した。詳しい導出過程は省略するが、以上の仮定に基づくと以下のスケール

則を導出できる。

$$M = 1.5 \times 10^{13} \left(\frac{f_v}{0.3} \right) \left(\frac{f}{0.1} \right)^{-2/3} \left(\frac{B_\psi/B_y}{0.5} \right) \left(\frac{\beta_x(x=0)}{10^{-3}} \right)^{-1/2} \left(\frac{H}{250 \text{ km}} \right) \left(\frac{\rho}{10^{-13} \text{ g cm}^{-3}} \right) \left(\frac{B_{\text{corona}}}{50 \text{ G}} \right)^{-4/3} \left(\frac{E_{\text{tot}}}{10^{28} \text{ erg}} \right)^{2/3} \quad (1)$$

ここで f_v はフィラメントの体積充填率、 f は磁気エネルギーがフレアの総エネルギーへの変換率、 B_ψ は螺旋状の磁場の方位角成分、 $\beta_x^{-1/2}(x=0)$ はガス圧と磁気圧の比を表すプラズマ β に対して磁気圧を水平磁場成分 B_x だけから計算したパラメータのフィラメント中心での値である。 H と ρ はフィラメントのスケールハイトと質量密度であり、 B_{corona} はフィラメントの周囲のコロナ磁場の値である。

図 1b に $B_{\text{corona}} = 5 \text{ G}$ と $B_{\text{corona}} = 50 \text{ G}$ の場合のスケール則 (式 (1)) を示す。図 1b からスケール則は観測結果とよく一致していることがわかる。この結果は、フレアを伴う低温プラズマ (フィラメント) の噴出現象がその空間スケールに依らずに共通の物理機構であることを示唆する。さらに、恒星フレアに伴う青方偏移を恒星フィラメント噴出と解釈することを支持する (Namekata et al. 2022)。また、このスケール則 (1) から、図 1a で全てのイベントに対してフィッティングしたときに冪が小さくなったのはコロナ磁場の強さの違いによるものだと理解できる。つまり、同じ質量のエネルギーに対して、対応するフレアのエネルギーはコロナ磁場の強さによって変動してある一定の幅を持つため、静穏領域のイベントと活動領域のイベントを混在してフィッティングした場合、冪は小さく見積もられる。

5 Conclusion

本研究では様々なエネルギーのフレアに伴う彩層温度のプラズマの噴出現象に対して、噴出物の質量とフレアの総エネルギーの推定を実施し、10 桁以上のエネルギーに対して正の相関が見られることを示した。また、フィラメント噴出の質量とそれに伴うフレアの総エネルギーの間に成立する理論的なスケール則を新たに構築し、それが観測結果とよく一致す

ることを示した。今回の観測的・理論的な研究は彩層温度のプラズマの噴出を伴う太陽・恒星フレアを統一的に理解する上で重要な結果であると考えられる。

Reference

- Shibata, K., Masuda, S., Shimojo, M., et al. 1995, *ApJL*, 451, L83
- Hermans, L. M., & Martin, S. F. 1986, in *NASA Conference Publication*, Vol. 2442, NASA Conference Publication, 369-375
- Sakajiri, T., Brooks, D. H., Yamamoto, T., et al. 2004, *ApJ*, 616, 578
- Houdebine, E. R., Foing, B. H., & Rodono, M. 1990, *A&A*, 238, 249
- Vida, K., Kriskovics, L., Olah, K., et al. 2016, *A&A*, 590, A11
- Moschou, S.-P., Drake, J. J., Cohen, O., et al. 2019, *ApJ*, 877, 105
- Maehara, H., Notsu, Y., Namekata, K., et al. 2021, *PASJ*, 73, 44
- Namekata, K., Maehara, H., Honda, S., et al. 2022, *Nature Astronomy*, 6, 241
- Jain, R., & Sorathia, B. 1987, *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 8, 295
- Ohyama, M., & Shibata, K. 1999, in *Proceedings of the Nobeyama Symposium*, ed. T. S. Bastian, N. Gopalswamy, & K. Shibasaki, 367-370
- Christian, D. J., Jess, D. B., Antolin, P., & Mathioudakis, M. 2015, *ApJ*, 804, 147
- UeNo, S., Nagata, S.-i., Kitai, R., Kurokawa, H., & Ichimoto, K. 2004, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 5492, *Ground-based Instrumentation for Astronomy*
- Ichimoto, K., Ishii, T. T., Otsuji, K., et al. 2017, *SoPh*, 292, 63
- Beckers, J. M. 1964, PhD thesis
- Mein, P., & Mein, N. 1988, *A&A*, 203, 162
- Tsiropoula, G., & Schmieder, B. 1997, *A&A*, 324, 1183
- Hannah, I. G., & Kontar, E. P. 2012, *A&A*, 539, A146
- Seki, D., Otsuji, K., Ishii, T., et al. 2019, *Sun and Geosphere*, 14, 95
- Aschwanden, M. J. 2016, *ApJ*, 831, 105

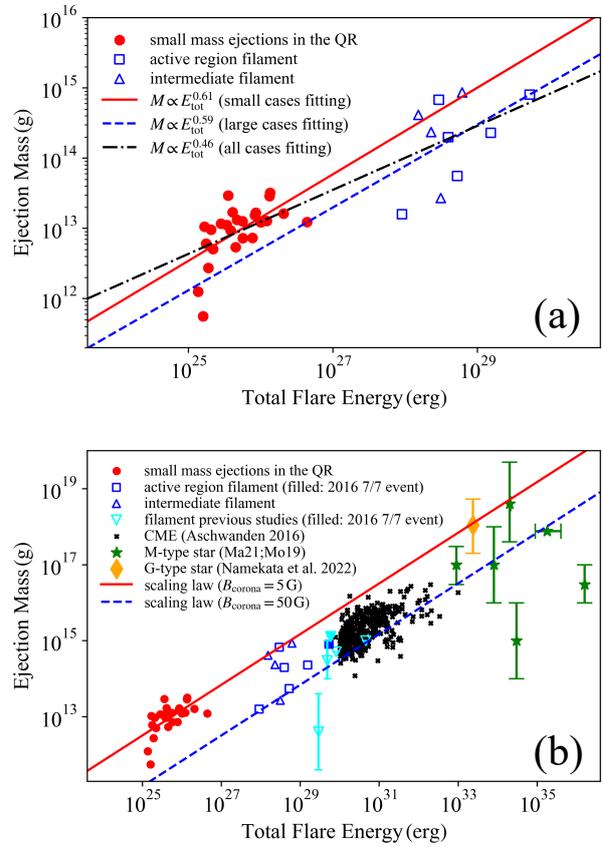


図 1: (a) 今回解析したイベントにおけるフレアの総エネルギーと噴出物の質量の関係。赤丸、青四角、青三角はそれぞれ静穏領域での小規模なイベント、活動領域フィラメント噴出、中間フィラメント噴出を表す。赤実線と青破線はそれぞれ赤点と青四角・青三角をフィッティングした結果を示す。黒一点鎖線はこの図中の全てのイベントで fitting した結果である。(b) 今回解析したイベントと先行研究の比較。水色の三角はフィラメント噴出について調べた先行研究を示す (Jain & Sorathia 1987; Ohyama & Shibata 1999; Christian et al. 2015; Namekata et al. 2022)。黒色のばつ印は CME の結果である (Aschwanden 2016)。緑色の星印とオレンジ色のひし形は、それぞれ M 型星 (Moschou et al. 2019; Maehara et al. 2021) と G 型星 (Namekata et al. 2022) での恒星フレアに伴う低温プラズマの噴出を示す。赤実線と青破線は、それぞれスケール則 (式 (1)) の $B_{\text{corona}} = 5 \text{ G}$ と $B_{\text{corona}} = 50 \text{ G}$ の場合である。スケール則の B_{corona} 以外のパラメータは式 (1) に示しているものと同一である。

太恒 a08

2017年9月6日に立て続けに発生した2つの大規模フ
レアの3次元磁場構造について

東京大学大学院 理学系研究科/宇宙科学研究所
寺岡 耕平

2017 年 9 月 6 日に立て続けに発生した 2 つの大規模フレアの 3 次元磁場構造について

寺岡 耕平 (東京大学大学院 理学系研究科 / 宇宙科学研究所)

Abstract

太陽活動の一つ、太陽フレアとは太陽コロナ大気で発生する、ねじれによって生じた余剰な磁気エネルギーが熱・運動エネルギーに爆発的に解放される現象である。今なお発生メカニズムには不明な点が多い。フレア発生時には磁力線がつなぎ変わり、エネルギーやものが宇宙空間へと飛ぶ(後者は CME と呼ばれる)ため、磁力線がコロナ下部から上昇する必要がある、磁力線の 3 次元構造の理解は重要である。そこで、今回は最大クラスの X フレアが同じ場所で 3 時間間隔で 2 回起きた 2017 年 9 月 6 日の二つのフレアに関する 11 本の論文の、磁場構造に関するレビューをする。

最初の X2.2 フレアでは、ブレークアウトモデル、テザーカッティングモデルのようにフレアが発生したものの、トーラス不安定ではなかったため CME は大きくならなかったと考えられていた。その後起きた X.9.3 フレアでは、キンク不安定、トーラス不安定によりフレアが発生し、磁力線のねじれが長いこと維持され、上にかぶさる磁場が弱くなったために大きな CME に発展したと考えられていた。先行研究では依然としてフレア発生直前の磁力線構造とフレア発生の間には飛躍があったため、今後の研究ではその飛躍が小さくなるような研究を計画している。

1 Introduction

太陽フレアとは、ねじれてエネルギーが溜まった磁力線が太陽のコロナ大気でつながり変わり、磁気エネルギーが熱・運動エネルギーに爆発的に変換されて、多量のエネルギーが外へ飛び出す現象である。エネルギーと共に多量のものが飛ぶことも多く、それをコロナ質量放出 (CME) という。太陽フレアは発見から 1 世紀以上たつが、いまだに発生メカニズムに不明な点が多い。また、CME は場合によっては地球磁気圏を乱し、人間活動にも影響を及ぼすこともあるため、太陽フレアの理解は重要である。

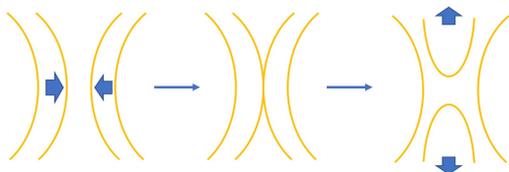


図 1: 磁力線をつなぎ変わりの模式図

太陽フレア発生にはねじれた磁力線がコロナ下部から上昇する必要がある、さまざまなモデルが考

られてきた。磁力線のねじれが大きくなることで捩れに変わり上昇するキンク不安定 (Török and Kliem 2004)(図 2)、ねじれた磁力線を上から押さえつけている磁力線がつなぎ変わることでなくなり、ねじれた磁力線が上昇するブレークアウトモデル (Antiochos et al. 1999)、ねじれた磁力線の下で磁力線をつなぎ変わりが起き、その爆発で磁力線が上昇するテザーカッティングモデル (Moore et al. 2001)、上空ほど磁場が小さくなることでねじれた磁力線が上昇するトーラス不安定 (Kliem and Török 2006) などがある。そのため、太陽フレアの理解に磁場の 3 次元構造の理解は重要である。

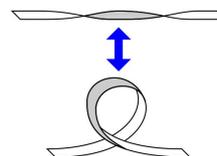


図 2: キンク不安定の模式図 (Toriumi and Wang 2019)

今回は、2017 年 9 月 6 日に発生した太陽フレアの

磁力線に関する論文を形状比較という観点で11の論文をレビューする。

2 Methods

1. フレア規模の指標では最大ランクである X クラスの太陽フレアが、同じ場所で3時間で2回起きた珍しい例であること、2. 最初と二番目でコロナ質量放出の規模が大きく異なる(図3)こと、3. 先行研究が多く、時間発展の調査や同時刻の比較参照が可能であること、から2017年9月6日に発生した大規模な二つの太陽フレアに着目した。X2.2 フレアは08:57-09:17UT に、X9.3 フレアは11:53-12:10UT に、それぞれ発生した。

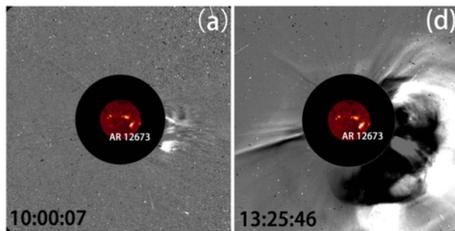


図3: SOHO 衛星 LASCO で撮られたそれぞれのフレアに伴うCME(Yan et al. 2018)の図を改変したもの

コロナ大気の場合は観測することができないので、数値計算で外挿する。ローレンツ力が0、すなわち磁気張力と磁気圧力が釣り合うことを仮定した非線形フォースフリー磁場モデル(Wiegmann 2004, Jiang and Feng 2013, Inoue et al. 2014 など)を使用して外挿する。安定解を求めているので、フレアや磁力線のつながりなどの非平衡な現象の再現はできない。境界条件として光球の磁場マップを使用し、そのデータの磁場情報からMHD方程式を解くことでコロナ磁場を得る。光球の磁場マップには、NASAのSDO衛星搭載のthe Helioseismic and Magnetic Imager(HMI; Scherrer et al. 2012, Schou et al. 2012)という装置で取得されたデータプロダクトSHARP(Bobra et al. 2014)が使用されていた。今回レビューした論文で使用されていた、NLFFF計算に使用したHMIのデータ取得時間は、表1の通りであった。

表1: NLFFF計算に使用したHMIのデータ取得時間

取得時間 (UT)
9/4 00:00
9/4 18:00
9/6 00:00
9/6 00:12
9/6 00:24
9/6 08:36
9/6 08:46
X2.2 フレア (08:57-09:17)
9/6 09:22
9/6 09:48
9/6 10:22
9/6 10:36
9/6 11:00
9/6 11:12
9/6 11:24
9/6 11:34
9/6 11:36
9/6 11:48
X9.3 フレア (11:53-12:10)
9/6 12:22

3 Results

紙面の都合上、代表的な図のみを載せることとする。磁力線は主に4つに分類できた。磁力線1(図4の黄色)はS字構造と北側のフック構造、磁力線2(図4の桃色)は北側のフック構造がなくて比較的真っ直ぐ、磁力線3(図4の黄緑色)は1,2の磁力線のさらに北に存在して高さがある、磁力線4(図4の赤色)は、平行な磁場が近くに集まりフレアを起こしやすい、真ん中が磁場0で周りが四重極子のnull点構造、というのが特徴であった。次は、時間ごとに磁場構造を見ていく。

Xクラスフレアが起こる1日以上前の9/4 18:00UTの時点で既にねじれた磁力線1が存在して、形状が維持されていた(図5の赤色)。

X2.2フレア発生直前の9/6 08:00UT台には、図4や図6のような磁場構造が見られた。外挿計算のコードの違いにも依らずどの論文の図にも似たよう

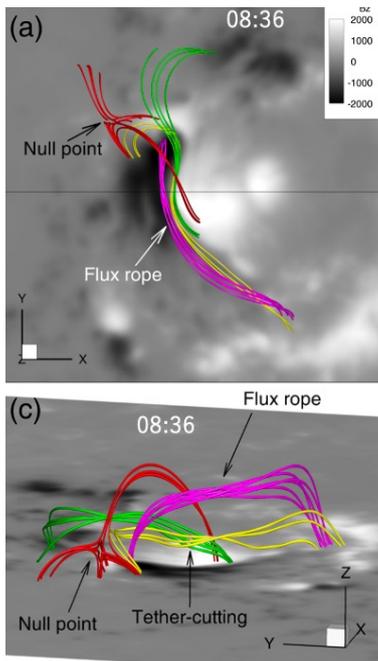


図 4: 9/6 08:36UT 時点のコロナ磁場構造 (Zou et al. 2019) の図を改変したもの

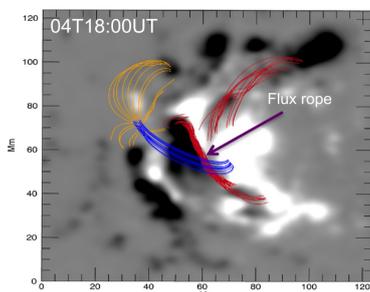


図 5: 9/4 18:00UT 時点のコロナ磁場構造 (Vemareddy 2019) の図を改変したもの

なねじれた磁場が存在し、null 点でのリコネクションと MFR1, 3 のテザーカッティングリコネクションによりフレアが発生したと考えられた。

X2.2 フレア発生直後の 9/6 09:00, 10:00UT 台には、図 7 のような磁場構造が見られた。X2.2 フレアでは、上空の磁場に押さえつけられたために CME は大きくなれずに磁力線 2 と磁力線 4 も残り、磁力線 3 は形が少し変化し、高くなった。

X9.3 フレア発生直前の 9/6 11:00UT 台には、図 8 のような磁場構造が見られた。主に、磁力線 2, 3 が

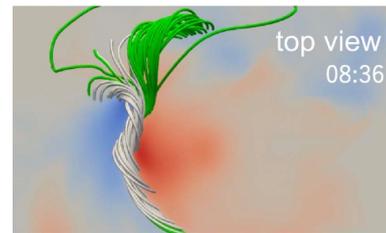


図 6: 9/6 08:36UT 時点のコロナ磁場構造 (Wang et al. 2018) の図を改変したもの

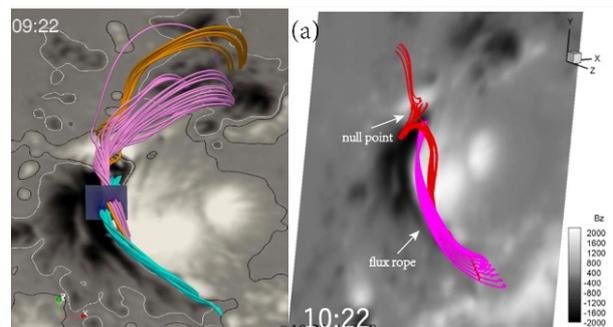


図 7: (左)9/6 09:22UT 時点のコロナ磁場構造 (Liu et al. 2018) の図を改変したもの (右)9/6 10:22UT 時点のコロナ磁場構造 (Zou et al. 2020) の図を改変したもの

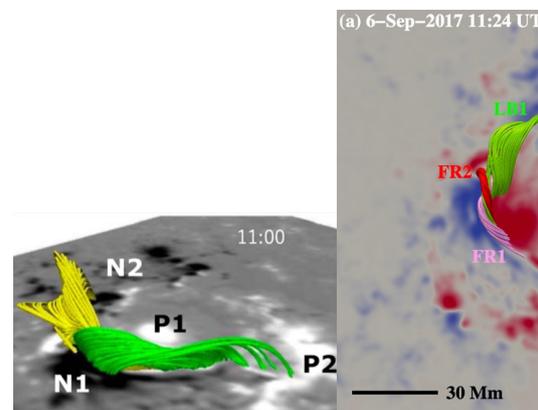


図 8: (左)9/6 11:00UT 時点のコロナ磁場構造 (Bamba et al. 2020) の図を改変したもの (右)9/6 11:24UT 時点のコロナ磁場構造 (Hou et al. 2018) の図を改変したもの

見られた。使用する NLFFF のコードにより、計算から求めた上空の磁場の強さ、すなわちトーラス不

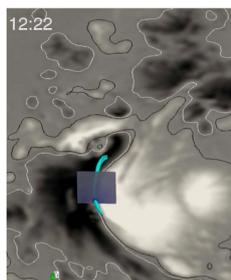


図 9: 9/6 12:22UT 時点のコロナ磁場構造 (Liu et al. 2018) の図を改変したもの

安定の度合いが変化した。上空の磁場が弱くなったために、ねじれた磁場構造がずっと保たれてエネルギーが溜まったために大きな CME に発展したと考えられていた。

X9.3 フレア発生直後の 9/6 12:22UT には、図 9 のような磁場構造が見られた。ねじれた磁力線の大部分が飛んでなくなり、磁力線 2 の構造一つのみ残った。

4 Discussion / Future Work

先行研究ではフレア直前までのコロナ下部の磁場の構造は詳細に調べられてきたが、そこからフレア発生までは依然として飛躍があった。具体的に未解明のままになっていたのは、以下の 3 点である。1. どこで磁力線が実際につなぎ変わったのか、2. コロナ大気下部のねじれた磁力線が上空を覆う磁力線とどのように作用し、宇宙空間に飛び出したのか、3. フレアにより、どのくらいのものがどこから宇宙空間に飛び出したのか。それらの課題を解決するために、以下の 3 点の解析を今後の研究で検討することとする。1. 磁力線が出てきている光球の流速を調べ、磁力線が磁場外挿した時からどのくらいの時間でどこでつなぎ変わったのかを推測する、2. (特に X9.3 フレアの) フレア中やフレア直後の磁場を外挿し、より高高度の磁場の形状も考察する、3. 紫外線観測情報から垂直方向のドップラー速度を求め、磁力線がどのくらいの速さで上昇したのか、どのくらいの量のものが上昇したのかを推測する。

Reference

- Yang et al. 2017, ApJ, 849:L21
 Yan et al. 2018, ApJ, 856:L79
 Hou et al. 2018, A&A 619, A 100
 Liu et al. 2018, ApJ, 867:L5
 Wang et al. 2018, ApJ, 869:90
 Zou et al. 2019, ApJ, 870:97
 Vemareddy 2019, ApJ, 872:182
 Zou et al. 2020, ApJ, 890:10
 Bamba, Inoue, & Imada 2020, ApJ, 894:29
 Mitra et al. 2020, ApJ, 900:23
 Yamasaki et al. 2021, ApJ, 908:132
 Kusano et al. 2020, Science, 369, 587-591
 Török & Kliem 2004, A&A 413, 27
 Toriumi, & Wang 2019, Living Reviews in Solar Physics 16:3
 Antiochos, DeVore, & Klimchuk 1999, ApJ, 510:485-493
 Moore et al. 2001, ApJ, 502:833
 Kleam& Török 2006, PhRvL, 96, 255002
 Wiegmann 2004, SoPh, 219, 87
 Jiang & Feng 2013, ApJ, 769:144
 Inoue et al. 2014, ApJ, 780:101
 Scherrer et al. 2012, SoPh, 275, 207
 Schou et al. 2012, SoPh, 275, 229
 Bobra et al. 2014, SoPh, 289, 3549

太恒 a09

観測ロケット実験FOXSI-4による次世代太陽フレアX
線観測

総合研究大学院大学 物理科学研究科
清水 里香

観測ロケット実験 FOXSI-4 による次世代太陽フレア X 線観測

清水 里香 (総合研究大学院大学 物理科学研究科)

Abstract

観測ロケット実験 FOXSI は、日米共同の太陽観測実験シリーズで、過去に3度の飛翔に成功している。2024年春に打ち上げ予定の 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行う。これまでさまざまな太陽フレアの観測が行われ、この爆発現象は磁気再結合により磁気エネルギーが解放されることで引き起こると考えられている。しかしその物理プロセスは完全には理解されておらず、その理由の一つとして、既存の観測では太陽フレアを構成する超高温プラズマ現象の温度や密度などの物理情報を十分に空間分解し、それらの時間発展を追跡できていないことが挙げられる。そこで最先端の技術を組み合わせた望遠鏡を開発し、高いダイナミックレンジと空間・時間・エネルギー分解能を達成することで、太陽フレア領域全体にわたって定量的な研究が可能となる。特に軟 X 線の観測には、CMOS イメージセンサを用いた高速度カメラを採用し、光子一つひとつを計測するフォトンカウンティングを行う。

1 背景

これまでさまざまな太陽フレアの観測が行われ、色々な太陽フレアモデルが提唱されてきた。太陽系最大の爆発といわれるこの現象は、磁気再結合によって引き起こると考えられている。磁気再結合とは、磁力線が繋ぎ変わることで磁場中に蓄えられた磁気エネルギーが解放され、運動エネルギーや熱エネルギーに変換されるプラズマ中の物理過程である。しかしそのプロセスは完全には理解されていない。例えば、太陽フレアの時間スケールを説明する高速磁気再結合はどのように実現しているのか、観測される加速粒子は変換されたエネルギーによってどこからどのように加速されたのか、など今後明らかにすべき課題が多いのが現状である。

このように未解決な点が多い理由の一つとして、太陽フレアを構成する諸現象・諸構造の空間スケールは数秒角と細かく、時間スケールは10秒程度と短いにもかかわらず、既存の観測ではそれらを構成する超高温プラズマ現象の温度や密度などの物理情報を十分に空間分解し、それらの時間発展を追跡できていないことが挙げられる。不足している情報を得るためには、これまでの観測では実現していない、高いダイナミックレンジ、空間分解能、時間分解能、エネルギー分解能の4要件すべてを同時に満たす観測が必要である。

2 これまでの FOXSI

観測ロケット実験 Focusing Optics X-ray Solar Imager (FOXSI) は NASA の観測ロケットを用いた日米共同の太陽観測実験シリーズである (Christe et al. 2016)。最高到達高度約 300 km の弾道軌道で約 15 分間飛翔し、およそ 6 分間の太陽観測を行うことができる。これまでに3度の実績があり、FOXSI-1 は 2012 年、FOXSI-2 は 2014 年、FOXSI-3 は 2018 年にそれぞれ打ち上げが実施され、大きな科学成果を挙げている。

FOXSI-2 では、太陽コロナの超高温プラズマからの微弱な X 線をそれまでにない高感度で観測した。太陽観測衛星ひのでとの同時観測によって、ナノフレアの存在を示す 10 MK 以上の超高温成分の存在を明らかにし、これはコロナ加熱理論モデルに大きな制約を与えると同時に、X 線観測の有効性を示す結果となった。この成果は Nature Astronomy 誌に掲載された (Ishikawa et al. 2017)。

FOXSI-3 では、太陽コロナにおける高エネルギー現象の理解を目的とし、X 線輝度が異なる活動領域、静穏領域、北極域の3つの太陽コロナ領域を観測した。新たに開発した裏面照射型 CMOS イメージセンサを用いた高速度カメラを搭載し、毎秒 250 枚の連続露光を行った。1枚あたり 50 個ほど、計一千万個近くの軟 X 線光子を一つひとつ測定した。1章で述

べた4要件、高いダイナミックレンジ、空間分解能、時間分解能、エネルギー分解能を満たす観測を実現した太陽コロナの軟X線集光撮像分光観測は世界初であった。

3 FOXSI-4の概要

FOXSIシリーズ4回目の飛翔となるFOXSI-4ではFOXSI-3と同様、4要件を同時に満たした上で、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行う。太陽フレアにおける磁気再結合が引き起こす磁気エネルギーの解放とその変換機構を追求するために必要な観測技法や研究手法を実証することを目的の一つとしている。高温プラズマと非熱的プラズマの物理情報を有するX線帯域を太陽フレア領域全体にわたり空間・時間・エネルギー分解して観測することで加速電子を探索・追跡することを目指し、2024年春に打ち上げが予定されている。

太陽フレアの発生を予測する技術は現在ところ確立されていないが、ロケット実験では観測時間は約6分程度と限られている。そこで、フレアの発生を検知してから打ち上げるという前例のない計画的な太陽フレア観測を行う。打ち上げ可能状態で最大1ヶ月程度待機し、その間太陽フレアの発生状況をGOES衛星の太陽X線強度データによってリアルタイムでモニターする。そして一定規模以上のフレアを検知すれば直ちにカウントダウンを再開し、フレア発生から5分以内の打ち上げ、10分以内の観測開始を目指す。これにより、加速粒子の検出が期待できる段階である太陽フレアの中期から後期を観測することが可能となる。また、極端紫外線観測用のHi-C FLAREも同時に打ち上げが予定されている(図1)。

FOXSI-4には7つの独立した光学系を搭載し、うち2つは軟X線用、5つは硬X線用である。前者はCMOSセンサ、後者はCdTeセンサを用い、高精度のX線ミラーとコリメータなど最先端技術の組み合わせによって(図2)、高い空間・時間・エネルギー分解能をもつ種々のX線集光撮像分光観測を可能とする。我々の研究チームでは中でも軟X線用カメラ(4章)と3D金属プリンターを用いた迷光遮蔽のためのプレ・コリメータの開発を主に担当している。

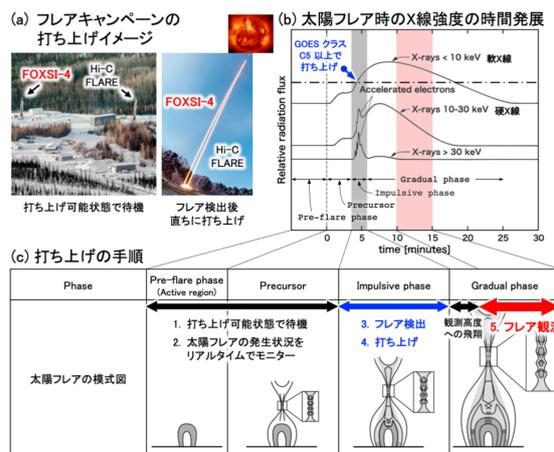


図1: 太陽フレアの発生を確認後に打ち上げ



図2: FOXSI-4の装置

4 軟X線用 CMOS カメラ

FOXSI-4がもつ7つの光学系のうち2つは軟X線観測用であり、現在我々はそれに用いるカメラの開発に取り組んでいる。FOXSI-3と同様に、ピクセル化された裏面照射型CMOSイメージセンサを用いて、毎秒数百枚の連続露光を行う。各ピクセルに複数のX線光子が入射するよりも短時間の高速撮像を行うことで、光子一つひとつを計測するフォトンカウンティングが可能となり、それぞれの光子の位置・時間・エネルギーの情報を得ることができる。

非フレア時の観測を行ったFOXSI-3では、毎秒250枚の連続撮像が可能なCMOSカメラを開発し、時間発展も追える観測に成功した(Narukage et al. 2019, Ishikawa et al. 2018)。このとき使用したセンサを基としてFOXSI-4では、FOXSI-3で用いたも

のより感受層が約6倍厚いCMOSセンサを特注した(図3)。これを用いることで太陽フレアの観測に向けて0.8 - 10 keVの軟X線エネルギー帯域を確保でき、特に高エネルギー側に対する感度が向上することが期待できる。

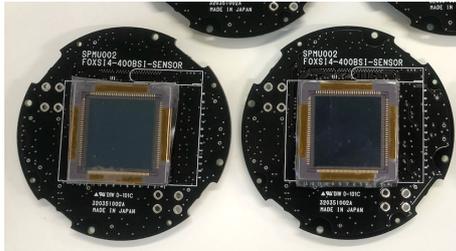


図3: FOXSI-4に用いる軟X線用CMOSセンサ

現在このセンサを動かすためのカメラを開発中である。カメラエレキを収納し、ロケットに積み込むためのカメラボックスをデザインした。図4はこれを3Dプリンタを用いて試作したものである。フライト品にはアルミ素材のものを使用する予定で、現在製作中である。



図4: CMOSカメラボックスの試作品

また、放射光施設などでの実験の際に用いるカメラボックスもデザインし作成した。センサの評価のなど地上実験でカメラを使用する際には、カメラへの負担を軽減するために、ファンと排気口を取り付けられるよう設計した(図5)。

5 今後の予定

軟X線用CMOSカメラの開発に関しては、今後放射光施設で単色の軟X線を照射しセンサの応答関数や量子効率の評価を進める。0.8 - 4.5 keVのエネルギー帯域の評価には分子科学研究所 UVSOR を用

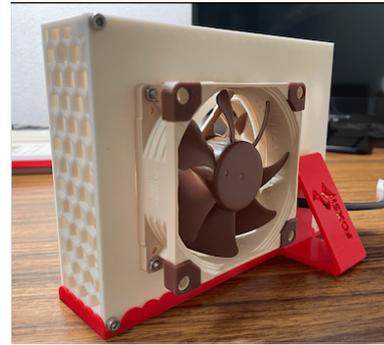


図5: 地上実験で使用するCMOSカメラボックス

い、4.5 keV以上の評価には理化学研究所 SPring-8を用いる予定である。

今年度中にはカメラシステムを完成させ、校正と振動試験の実施後に米国に出荷する。米国での受け入れ動作試験と評価を行い、観測装置の組み上げと試験を行った後に、観測ロケットへの組み込みを行う。2024年4月に打ち上げが予定されており、その後データ解析などへ移行する。

Reference

Christe et al. 2016, AGU

Ishikawa et al. 2017, Nature Astronomy

Narukage et al. 2019, NIM

Ishikawa et al. 2018, NIM

太恒 a10

γ 線天文衛星 Fermi を用いた太陽フレアの
Time-of-Flight 解析

名古屋大学 宇宙地球環境研究所
矢倉 昌也

未提出

太恒 a11

京都大学飛騨天文台 SMART/SDDI を用いた、様々な
太陽活動現象に関する $H\alpha$ 線スペクトルの
Sun-as-a-star 解析

京都大学大学院 理学研究科
大津 天斗

京都大学飛騨天文台 SMART/SDDI を用いた、 様々な太陽活動現象に関する H α 線スペクトルの Sun-as-a-star 解析

大津 天斗 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

太陽では太陽面爆発（フレア）やプラズマ噴出など、多様な活動現象が観測されている。一方、太陽以外の恒星でも様々な現象が発生していることが分光観測などから示唆されている [Maehara et al. 2021 他]。しかし、遠方の恒星は空間分解できないため、発生した現象を特定することは難しい。そこで、太陽の空間分解された詳細なデータが恒星の研究に活用されている。太陽のデータを空間積分し、遠方の恒星のデータと比較可能な形にする手法を「Sun-as-a-star 解析」と呼ぶ。近年、H α 線スペクトルの Sun-as-a-star 解析により、プラズマ噴出を伴う太陽フレアと似た現象が恒星で発生していたことが明らかになった [Namekata et al. 2022]。一方、太陽では面外へのプラズマ噴出やポストループなど、より様々な現象が観測されている。しかし、これらの現象に関する H α 線スペクトルの Sun-as-a-star 解析は行われておらず、恒星活動現象を探る上で太陽の知見は未だ不十分である。そこで、本研究では飛騨天文台 SMART/SDDI で観測された様々な太陽活動現象の H α 線分光撮像データを用いて、Sun-as-a-star 解析を行った。その結果、解析した全イベントで増光が確認され、空間積分した H α 線スペクトルには増光の原因ごとに異なる特徴が現れた。例えば、フレアは H α 中心近傍の増光を、面外へのプラズマ噴出はシフトした増光を示す。本研究で得たスペクトルの特徴に基づいて、恒星観測においても増光を引き起こした現象を特定できると期待される。一方で、より細かな特徴も空間積分した H α 線スペクトルで確認された。例えば、リム近傍のフレアでは red asymmetry が不明瞭になる傾向があることや、プラズマ噴出による吸収がフレアの増光によって弱められる場合があることなどがわかった。本講演ではこれらの結果の詳細を報告し、恒星研究への応用について議論する。

1 Introduction

太陽フレアは太陽大気中で発生する突発的なエネルギー解放現象であり、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。また、太陽フレアに伴ってフィラメント/プロミネンス噴出やコロナ質量放出（CME）などのプラズマ噴出が発生することがある。太陽以外の恒星でも恒星フレアと呼ばれる突発的な増光現象が観測されており、特に、最大級の太陽フレアの 10 倍以上のエネルギーを放出する現象はスーパーフレアと呼ばれる (e.g., Maehara et al. 2012)。スーパーフレアも含めたフレアの統一的理解を目指して活発に研究が進められている。

太陽は活動現象を空間分解して実際に見ることができる唯一の天体である。近年では、太陽の空間分解された観測データを遠くの恒星のデータ解析に応

用する研究が行われている。太陽のデータを恒星のデータと比較するために、あえて空間積分する手法は「Sun-as-a-star 解析」と呼ばれる。例えば、Namekata et al. (2022) では、プラズマ噴出を伴う太陽フレアの H α 線スペクトルの Sun-as-a-star 解析の結果と shift した吸収を示す恒星フレアのスペクトルの比較を行った。著者らは、両者の類似性から、その恒星フレアにもプラズマ噴出が伴っていたと結論付けた。このように、H α 線スペクトルの Sun-as-a-star 解析は恒星活動現象を探る上で有用である。しかしながら、H α 線スペクトルの Sun-as-a-star 解析は数例しか行われておらず、遠くの恒星の活動現象が H α 線でのように観測されるのか、その知見は未だ不十分である。そこで、本研究では恒星観測との比較に向けて、様々な太陽活動現象について H α 線スペクトルの Sun-as-a-star 解析を行い、活動現象と空間積分スペクトルの対応関係を調べた。

表 1: 各イベントのまとめ

event	Date (UT)	GOES peak time	class	location	event features	CME
(1)	2017 Apr. 2	02:46:00	C 8.0	S12 W08	flare + surge	no ?
(2)	2017 Apr. 2	08:02:00	M 5.3	N12 W59	flare + eruption	yes
(3)	2017 Sept. 8	07:49:00	M 8.1	S09 W70	flare (two-step) + eruption	no ?
(4)	2021 Apr. 19-20	23:42:00	M 1.1	S24 E14	flare + coronal rain ?	yes
(5)	2016 Nov. 5	04:52:00	B 1.1	N08 W32	two-ribbon flare + filament eruption	yes
(6)	2017 Feb. 19	05:41:00	B 3.0	N11 E15	two-ribbon flare + filament eruption	yes
(7)	2017 Apr. 23	05:55:00	B 1.8	N13 E33	two-ribbon flare + filament eruption	yes
(8)	2017 June 19			NE limb	prominence eruption	yes
(9)	2021 May 5			NE limb	prominence eruption (two-step)	yes

2 Observations

本研究では京都大学飛騨天文台 SMART/SDDI で観測された9イベントについて、 $H\alpha$ 線スペクトルの Sun-as-a-star 解析を行った。各イベントについて、観測時刻、GOES/軟 X 線のピーク時刻、GOES クラス、発生位置、イベントの特徴、CME の発生有無を表1にまとめる。

3 Method

初めに、活動現象が起こっている領域内で $H\alpha$ 線スペクトルを空間積分した。次に、空間積分したスペクトルから活動現象が起こる前の時刻のスペクトルを引くことで差分スペクトルを作成した。さらに、差分スペクトルを太陽全面で積算した連続光で規格化した。この規格化した差分スペクトルは太陽を恒星のように点光源として観測したときに得られるスペクトルと等価である。そこで、以下ではこのスペクトルを Sun-as-a-star $H\alpha$ 線スペクトルと呼ぶ。また、Sun-as-a-star $H\alpha$ 線スペクトルを波長について積分することで、等価幅の差分を計算した。

4 Results & Discussion

ここでは、フレア、フィラメント噴出、プロミネンス噴出から各1イベントずつ選び詳細を報告する。残りの6イベントについては概略のみ述べる。

4.1 フレア

図1に event(4) M1.1 フレアの解析結果を示す。このイベントでは太陽フレアが発生し、フレアの増光が減衰したあたりでプラズマが落下する様子が観測された。このプラズマの落下はポストフレアループを流れ落ちるコロナルレインであると考えられる。しかしながら、ポストフレアループを空間分解して観測できていないため、高温の噴出物が冷えて落下したなど、他の解釈も可能である。図1(a)のダイナミックスペクトルには、太陽フレアに対応して、red asymmetry (e.g., Ichimoto & Kurokawa 1984) を示す $H\alpha$ 線中心近傍の増光が確認できる。また、フレア減衰期のプラズマの落下に対応して red shift した吸収が確認できる。等価幅の差分の振幅は増光が $\sim 1.5 \times 10^{-4} \text{ \AA}$ 、吸収が $\sim 0.5 \times 10^{-4} \text{ \AA}$ である [図1(b)]。

他のフレア [event(1),(2),(3)] の結果でも、 $H\alpha$ 線中心近傍に増光が確認できている。red asymmetry はリム付近のイベントほど弱まる傾向が確認された。event(1)の Sun-as-a-star $H\alpha$ 線スペクトルには、サージに対応して明瞭な吸収が現れた。一方で、event(2)ではフィラメント噴出が観測されたが、Sun-as-a-star $H\alpha$ 線スペクトルには弱い吸収しか現れなかった。event(2)の噴出はリムで発生したために視線速度が小さく、 $H\alpha$ 線中心近傍の増光と打ち消し合ったことで、弱い吸収として現れたと考えられる。

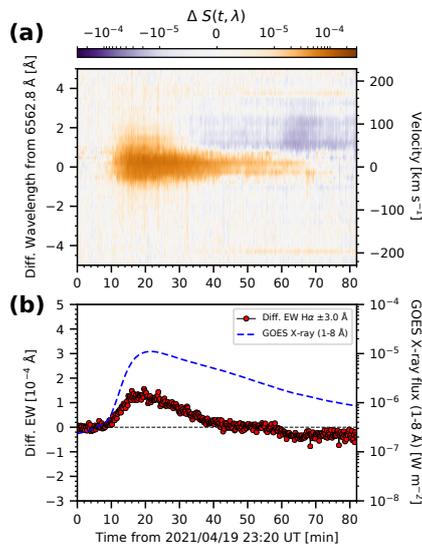


図 1: event(4) M1.1 フレアの (a) ダイナミックスペクトルと (b) ライトカーブ。(a) は Sun-as-a-star $H\alpha$ 線スペクトルのカラーマップ (ダイナミックスペクトル) を示す。オレンジが増光、紫が吸収を表す。(b) において、赤点が等価幅の差分を、青線が GOES 軟 X 線をそれぞれ示す。

4.2 フィラメント噴出

図 2 に event(5) フィラメント噴出の解析結果を示す。このイベントでは $H\alpha$ 線で暗く見えていたフィラメントが噴出した。さらに、噴出位置から離れた場所でツーリボンフレアが発生した。この解析ではフィラメントの消失の寄与を調べるために、ツーリボンを含めずに空間積分を行った。図 2(a) のダイナミックスペクトルには、shift した吸収を伴う $H\alpha$ 線中心近傍の増光が確認できる。blue shift した吸収はフィラメント噴出、red shift した吸収は一部のフィラメントの落下にそれぞれ対応する。 $H\alpha$ 線中心近傍の増光は、背景光を吸収していたフィラメントが噴出して見えなくなることで生じた見かけの増光である。等価幅の差分 ($H\alpha \pm 3.0 \text{Å}$) の振幅は増光、吸収ともに $\sim 1 \times 10^{-4} \text{Å}$ である [図 2(b)]。

フィラメントの消失による見かけの増光とツーリボンの増光を比較するため、event(5) で生じたツーリボンについても等価幅の差分を計算した (図 3)。図 3 から分かるように、両者の等価幅の差分の振幅

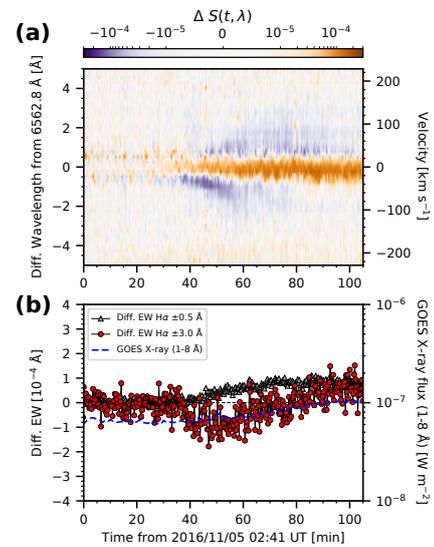


図 2: event(5) フィラメント噴出の解析結果。図 1 と同様。(b) の灰色の三角は、積分する波長範囲を狭めて、増光成分が強調されるように計算した等価幅の差分を示す。

は同程度である。この結果から、フィラメントの消失によって生じる増光の Sun-as-a-star $H\alpha$ 線スペクトルの形成に対する寄与は、ツーリボンの増光と比べて無視できないことがわかる。

他のフィラメント噴出 [event(6),(7)] の結果でも shift した吸収を伴う $H\alpha$ 線中心近傍の増光が確認された。特に、event(6),(7) でも、噴出に対応する blue shift した吸収に加えて、event(5) と同様に、一部のフィラメントの落下に対応する red shift した吸収が確認された。

4.3 プロミネンス噴出

図 4 に event(8) プロミネンス噴出の解析結果を示す。このイベントではプラズマが太陽面外へ視線方向に近づきながら噴出し、その一部が視線方向に遠ざかりながら太陽表面に落下した。フレアの足元はリムの裏側に隠れており観測できていない。図 4(a) のダイナミックスペクトルには上述のプラズマの一連の運動に対応して、blue から red へ走る shift した増光が確認できる。等価幅の差分の振幅は $\sim 3 \times 10^{-4} \text{Å}$ である [図 4(b)]。

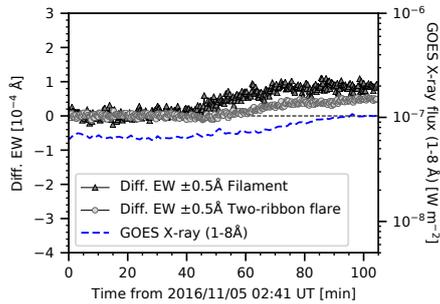


図 3: event(5) フィラメントの消失による見かけの増光とツーリボンによる増光。灰色の三角、薄い灰色の丸は、フィラメントの消失およびツーリボンフレアに対するライトカーブをそれぞれ示す。青線は GOES 軟 X 線を示す。

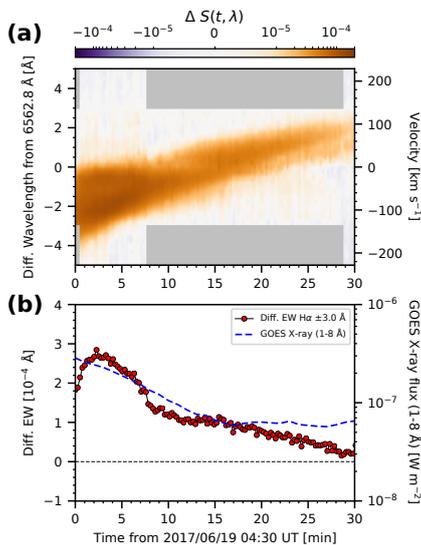


図 4: event(8) プロミネンス噴出の解析結果。図 1 と同様。

他のプロミネンス噴出 [event(9)] の結果でも shift した増光が確認された。

5 Conclusion

本研究では、恒星研究への応用に向けて、様々な太陽活動現象について H α 線スペクトルの Sun-as-a-star 解析を行い、活動現象と空間積分スペクトルの差分の定性的な対応関係を調べた。その結果、解析し

た全てのイベントで増光が確認され、Sun-as-a-star H α 線スペクトルには増光の原因によって異なる特徴が現れた。すなわち、(1) フレアは red asymmetry を示す H α 中心近傍の増光 [図 1(a)]、(2) フィラメント噴出は shift した吸収を伴う H α 中心近傍の増光 [図 2(a)]、(3) プロミネンス噴出は shift した増光 [図 4(a)] としてそれぞれ現れる。特に、(2) ではフィラメントの消失によって見かけの増光が生じ、その増光量はツーリボンフレアによる増光量に匹敵し得るということが分かった (図 3)。本研究で得たスペクトルの特徴に基づいて、恒星観測においても増光を引き起こした現象を特定できると期待される。

フィラメント噴出の 3 イベント [event(5),(6),(7)] は CME に発展したことがわかっている (Seki et al. 2019)。一方で、本研究では、一部のフィラメントが落下していく様子が red shift した吸収として Sun-as-a-star H α 線スペクトルでも確認された。この結果は、恒星フィラメント噴出の観測において、落下していくプラズマが red shift した吸収として確認された場合でも、そのフィラメント噴出が CME に発展している可能性があることを示している。空間積分した H α 線スペクトルから CME 発生の有無を判断可能かどうかについては、他の波長の観測とも組み合わせ、今後さらなる解析が必要である。

Acknowledgement

本研究は、浅井歩氏、一本潔氏、石井貴子氏、行方宏介氏との共同研究です。本研究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

Ichimoto, K. & Kurokawa, H. 1984, SoPh, 93, 105
 Maehara, H., Shibayama, T., Notsu, S., et al. 2012, Nature, 485, 478
 Maehara, H., Notsu, Y., Namekata, K., et al. 2021, PASJ, 73, 44
 Namekata, K., Maehara, H., Honda, S., et al. 2022a, Nature Astronomy, 6, 241
 Seki, D., Otsuji, K., Ishii, T., et al. 2019, Sun and Geosphere, 14, 95

太恒 a12

3つの彩層ラインにおける太陽フレアに伴う現象の
Sun-as-a-star 解析

京都大学理学研究科物理学・宇宙物理学専攻
夏目 純也

3つの彩層ラインにおける太陽フレアに伴う現象の Sun-as-a-star 解析

夏目 純也 (京都大学理学研究科物理学・宇宙物理学専攻)

Abstract

近年、太陽に似た恒星でも、太陽フレアのような突発的な増光（恒星フレア）などの活動現象が観測されている。これらの現象を太陽物理学の知見から理解するために、空間情報を持つ太陽のデータを敢えて空間積分する「Sun-as-a-star 解析」が行われている。Namekata et al. (2022) は、太陽型星スーパーフレアに伴う $H\alpha$ 線の分光データに見られる吸収成分と、太陽プラズマ噴出現象の Sun-as-a-star 解析による $H\alpha$ 線分光データとの比較から、このスーパーフレアでもプラズマ噴出を伴っていたことを明らかにした。その研究では $H\alpha$ 線のみを用いたが、他の彩層ラインも含む多波長同時観測により、各ラインの形成高度や温度、密度への感度の違いから、より多くの物理情報を得られる可能性がある。これにより、空間分解できない恒星活動現象の理解が一層深まると期待される。

そこで本研究では、恒星表面の活動現象の理解を助けることを目的として、太陽面での現象について複数の彩層ラインの振る舞いを比較解析した。我々は、2014年11月11日に活動領域 NOAA12205 で発生したフレアと付随する噴出現象についての、京都大学飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡で観測された、 $H\alpha$ (6563 Å)、Ca II K (3934 Å)、Ca II IR (8542 Å) の3つの彩層ラインの分光撮像データを、Sun-as-a-star 解析した。フレアに伴い、3波長ともに赤側に偏った増光が見られた一方、Ca II K の輝線の広がりにはほかの2波長より急激に減少していった。プラズマの噴出・落下については、青方・赤方偏移を持つ吸収成分が $H\alpha$ 線と Ca II K には確認されたが、Ca II IR には確認されなかった。本講演ではこれらの結果の物理的解釈と、恒星表面の活動現象の理解にどう活用できるかについて議論を行う。

1 導入

フレアは太陽や恒星表面における、突発的に増光する爆発現象である。太陽フレアは空間分解して観測することができるが、恒星フレアは空間分解不可能である。近年では、太陽型星において最大級太陽フレアの10倍以上の規模をもつスーパーフレアが分光・測光観測されている。太陽型星スーパーフレアと太陽フレアとの比較研究は、我々の太陽でもスーパーフレアの発生可能性や、系外惑星への環境影響の理解などの観点から注目されている。そこで、太陽の観測データを空間積分する「Sun-as-a-star 解析」を通して、恒星フレアを太陽物理学の知見から理解する試みが行われている。

Namekata et al. (2022) では、プラズマ噴出を伴う太陽フレアと太陽型星スーパーフレアの $H\alpha$ 線スペクトルの時間変化の増光と吸収のパターンが似ていることから、このスーパーフレアにもプラズマ噴出が伴っていたことを明らかにした。その研究で調

べた彩層ラインは $H\alpha$ 線のみであるが、噴出の先の方では水素が完全電離をしてしまい、ラインの感度が無くなってしまう。ほかの彩層ラインでは感度を持つ条件が異なるためラインの形成高度や温度、密度に違いがある。例えば、Ca II K 線 (3934 Å) は、 $H\alpha$ 線に比べ彩層の高温領域が明るく高コントラストで検出される。このような異なる彩層ラインを組み合わせた多波長同時観測により、より多くの物理的情報が得られる可能性があり、恒星活動現象の一層の理解に繋がると期待される。

本研究の目的は、恒星研究の応用に向け、多波長の観測を通して、彩層ダイナミクスについて単波長の場合よりも多くの Sun-as-a-star の情報を得ることである。そこで、太陽フレアに伴う噴出現象や増光現象により生じるスペクトルの時間変化を、京都大学飛騨天文台ドームレス太陽望遠鏡 (DST) で観測した複数の彩層ラインのデータを比較解析することで調べた。また、DST で Sun-as-a-star 解析を行ったのは本研究

が初めてである。そこで、 $H\alpha$ 線の解析結果と、京都大学飛騨天文台太陽磁場活動望遠鏡 (SMART) 搭載の Solar Dynamics Doppler Imager (SDDI) の観測データを Sun-as-a-star 解析した研究結果 (Namekata et al. 2022) との比較も行った。

2 手法

2.1 観測

本研究では、2014年11月11日京都大学飛騨天文台 DST の水平分光器を用いて観測した (Sakaue et al. (2018), Tei et al. (2018)) 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) \times (スキャン方向) \times (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。本研究で用いた彩層ラインは $H\alpha$ (6563 Å)、Ca II K (3934 Å、以下 CaK と表記)、Ca II IR (8542 Å、以下 CaIR と表記) の3つである。観測領域は活動領域 NOAA 12205 で、フレアとそれに付随するプラズマ噴出が観測された。

フレアに伴い、図1(a)の赤で囲った領域で増光が見られ、図1(a)の青で囲った領域でジェット状の減光 (吸収) が現れた。この吸収は図1(b)のように blue-shift を持ち、上昇速度を持っていることから、彩層温度のプラズマが噴出したことがわかる (以降このプラズマ噴出を「ジェット」と呼ぶ)。また、このジェットでは図1(b)中の矢印が示すように、 $\sim 300 \text{ km s}^{-1}$ の速度に達していた。本研究では、このフレアとそれに付随するプラズマの2つの領域に注目し解析を行った。

2.2 解析

解析では観測したラインそれぞれに対しスペクトルの変動と等価幅を計算した。スペクトルの変動は以下の手順で計算を行った。

1. 増光領域 (図1(a)の赤四角領域) 及び、ジェットの通過領域 (図1(a)の青四角領域) を選択し、分光撮像観測データ $I(\lambda, t, x, y)$ を選択した領域

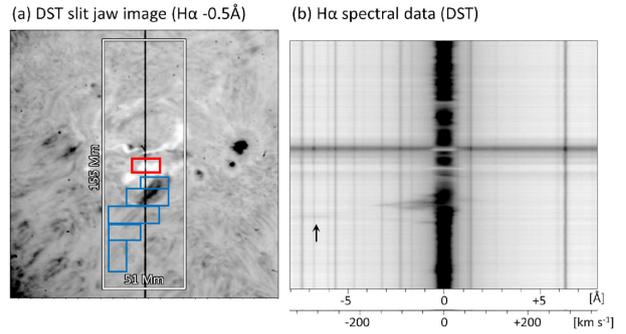


図1: (a) : 観測範囲とスリットの $H\alpha - 0.5 \text{ \AA}$ 像。赤い長方形で囲んだ領域がフレアの増光領域で、青で囲んだ領域がジェット上のプラズマ噴出の通過領域である。白を増光、黒を吸収として表示した。(b) : (a) のような位置にスリットを置いた時のスペクトルの画像。Sakaue et al. (2018) より改変。

D について座標 (x, y) で空間積分:

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

2. ある時刻 t_0 の L_D からの変動を時刻 t の L_D の値で規格化:

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

3. 時刻と波長の2次元で $\Delta S_D(\lambda, t)$ を表示。白を増光 ($\Delta S_D > 0$)、黒を減光 (吸収、 $\Delta S_D < 0$) とした。

ラインの吸収量や増光量を表す等価幅 $EW(t)$ は、空間積分したスペクトル $L_D(\lambda, t)$ を用いて

$$EW(t) = \int_{\lambda_c - \Delta\lambda}^{\lambda_c + \Delta\lambda} \frac{L_D(\lambda, t) - L_{D,0}(\lambda, t)}{L_{D,0}(\lambda, t)} d\lambda \quad (3)$$

と定義される。ただし、 λ_c 、 $L_{D,0}(\lambda, t)$ はそれぞれライン中心波長、連続光スペクトル、さらに $\Delta\lambda = 5 \text{ \AA}$ とした。結果にグラフとして表示したのは、 $EW(t) - EW(t_0)$ であり、 $EW(t_0)$ はジェットに対しては噴出前の値、増光領域に対しては増光終了後の値を用いた。

3 結果と議論

本研究で解析されたジェット領域の $H\alpha$ 線スペクトルの2次元プロット (図2左) と、Namekata et al.

(2022) で解析された太陽イベント例でのスペクトル (図 2 右) を比較した。この 2 例を比較すると、青方偏移の吸収から赤方偏移の吸収に変化すること、そのドップラー速度変化が太陽表面重力加速度よりも小さいことが共通している。したがって、本研究の H α 線の結果は先行研究を再現しており、DST の観測データによる Sun-as-a-star 解析に信頼性があると言える。

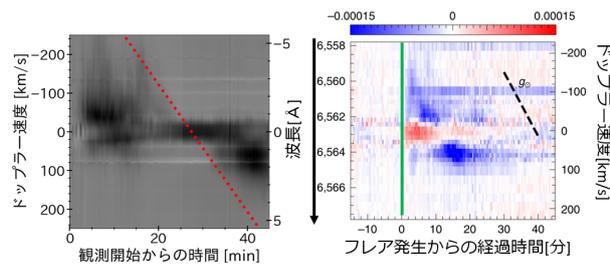


図 2: (左): 本研究 H α 線のジェットのスเปクトル $\Delta S_D(\lambda, t)$ の時間変化。(右): Namekata et al. (2022) のフレア時の太陽の H α 線スเปクトルの時間変化。赤が増光、青が吸収である。左右共に、横軸は時刻、縦軸は波長である。左図の赤点線と右図の黒点線は自由落下の速度変化を示す。

3 波長での増光領域におけるスเปクトルの時間変化を図 3 に示す。観測開始から 3 分後のスเปクトルを切り出すと図 4 のようになる。3 波長のスเปクトルの共通点として、3 波長ともに赤側に偏った増光があったことがわかる (図 4)。相違点は、CaK では他の 2 波長に比べ輝線の広がり急激に減少する点が挙げられる (図 3)。ただし、この急激な減少の理由は不明であり、さらなる解析とラインの形成過程の理解が必要である。また、等価幅の時間変化を図 5 に示す。CaK 増光の等価幅の最大値は H α の 1.4 倍、CaIR は H α の 0.4 倍であることが分かった。さらに、増光は 3 波長ともに 20 分程度で終了した。

ジェット通過領域におけるスเปクトルの時間変化を図 6 に示す。撮像データでは 3 波長ともにジェットに伴う吸収が確認できたが、空間積分したスเปクトルでは CaIR だけ吸収が確認できなかった。これはジェットによる CaIR が吸収が弱いこと、積分によって見えなくなってしまったことによると考えられる。同様に、2.1 で言及した 300 km s^{-1} 付近の吸収も図 6

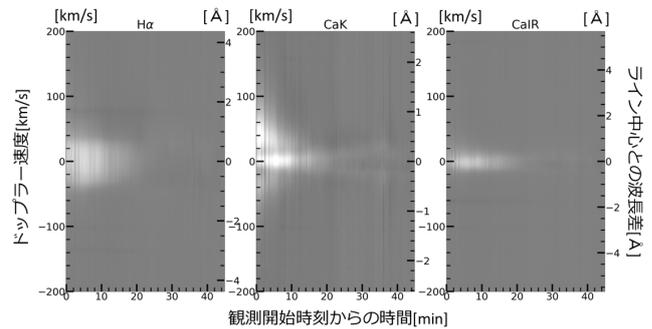


図 3: 3 波長の増光領域のスเปクトル $\Delta S_D(\lambda, t)$ の時間変化。横軸が観測開始からの時間で縦軸がドップラー速度及びライン中心からの波長差である。白を増光、黒を吸収として表示した。

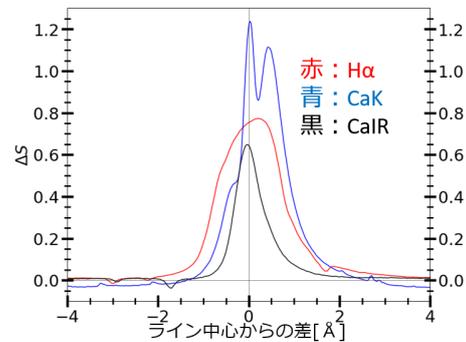


図 4: 観測開始 3 分後の増光領域の 3 波長のスเปクトル $\Delta S_D(\lambda, t)$ 。横軸はライン中心からの波長差である。赤線が H α 、青線が CaK、黒線が CaIR のスเปクトルである。

では確認できない。さらに、図 2 で見たのと同様に、CaK でも青方偏移から赤方偏移への移動は太陽表面の重力加速度 (図中の赤線) よりも緩やかで、自由落下に比べて緩やかにプラズマが移動していることが分かる。等価幅の時間変化を図 7 に示す。この図から、CaK ジェットの等価幅の最小値は H α の 0.4 倍、CaIR は H α 線の 0.1 倍以下であることが分かった。また、等価幅が 2 回 (図 7、10 分ごろと 35 分ごろ) 減光のピークを示すように見えるが、これは、ジェットが観測視野の外に出て行ってしまったためである。もし観測視野をジェットが出ていかないように適切に選べば、ピークは 1 つとなるだろう。

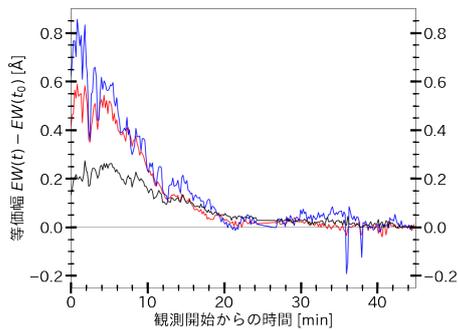


図 5: 増光領域の 3 波長の等価幅。横軸は観測開始からの時刻である。赤線が H α 、青線が CaK、黒線が CaIR の等価幅の時間変化である。

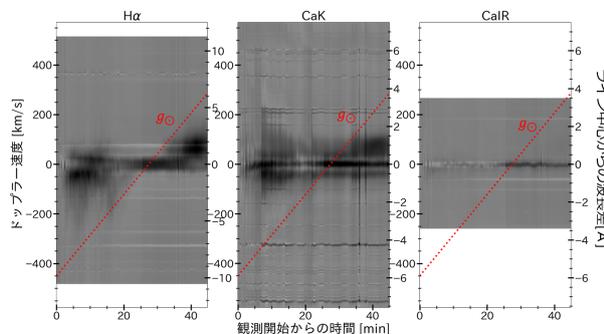


図 6: 3 波長のジェットのスペクトル $\Delta S_D(\lambda, t)$ の時間変化。横軸が観測開始からの時間で縦軸がドップラー速度及びライン中心からの波長差である。

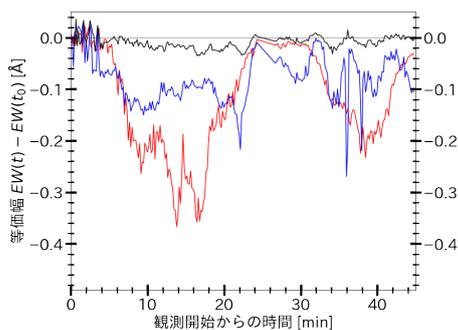


図 7: ジェットの 3 波長の等価幅。横軸は観測開始からの時間である。赤線が H α 、青線が CaK、黒線が CaIR の等価幅の時間変化である。

4 まとめと今後の展望

本研究ではフレアに伴う増光とジェットについて H α 、CaK、CaIR の 3 つの彩層ラインについて京都

大学飛騨天文台 DST 観測データを Sun-as-a-star 解析し、3 波長のふるまいの相違点について調べた。H α 線の結果は、Namekata et al. (2022) の解析結果とも整合性があり、DST の Sun-as-a-star 解析に信頼性があることが分かった。増光の Sun-as-a-star 解析の結果、3 波長ともに赤側に偏った増光が見られ、CaK の輝線の広がりかほかの 2 波長より急激に減少していったことが分かった。ジェットの Sun-as-a-star 解析の結果、青方・赤方偏移を持つ吸収成分が H α 、CaK には確認されたが、CaIR には確認されなかった。CaIR はラインの吸収が弱いため、積分によって見えなくなったことによるものと考えられる。

これらの彩層ラインごとの違いの物理的説明には、ラインごとの形成過程を理解する必要があり、今後の課題である。また、本研究で解析した 3 波長に加え、He I (10830 Å) のラインを同時に観測し、解析を行う予定である。この波長は、上空の噴出物による吸収がよく見える (Penn 2000) 等の特徴がある。H α 線との違いを比較することで、H α 線では見えなかったプラズマの挙動が分かると期待される。

Acknowledgement

本研究は浅井歩氏、一本潔氏、上野悟氏との共同研究です。数多くの助言をくださった共同研究者の皆様と先輩方に、ここで改めて感謝いたします。

Reference

Namekata, K., Maehara, H., Honda, S., et al. 2022, Nature Astronomy, 6, 241
 Penn 2000, Solar Physics, 197, 313
 Sakaue, T., Tei, A., Asai, A., et al. 2018, PASJ, 70, 99
 Tei, A., Sakaue, T., Okamoto, T., et al. 2018, PASJ, 70, 100

太恒 a13

おひつじ座UX星で起こった巨大フレアのせいめい及びMAXIによる同時観測

中央大学大学院 理工学研究科
那波 咲良

おひつじ座UX星で起こった巨大フレアのせいめい及びMAXIによる同時観測

那波 咲良 (中央大学大学院 理工学研究科)

Abstract

2022年4月3日、近接連星系であるおひつじ座UX星からの巨大フレアを全天X線監視装置MAXIによって検知し、5.5時間後から京都大学せいめい望遠鏡による追観測を12日間行った。MAXIは、国際宇宙ステーションに搭載され、2-20 keVの帯域で90分に1回、80-100 mCrab/orbitの感度で全天をサーベイする。超巨大な恒星フレアにおいては減衰時間が数日にも及ぶため(Tsuboi et al. 2016)、近傍(150 pc以内)のRS CVn型連星における巨大フレアのサーチは特にもれが少ない。我々はその強みを活かし、MAXIの検出をトリガーとして、高い集光能力を持つせいめいで可視光追観測を行い、巨大フレアの発生場所の特定や幾何に迫ろうとしている。今回のフレアは2-20 keV帯域において、減衰のタイムスケール(e-folding time) 1.4 ± 0.3 日、放射エネルギー 10^{38} erg を持っていた。せいめいでは中分散分光器を用い、フレア中のH α 線のドップラーシフトをモニターした。その結果は、中央大学の可視光望遠鏡SCATで2016~2021年の間での分光観測で得た、星の自転周期(公転周期も同じ)6.4日に対応した周期的速度変動と一致した。現在は静穏時にはこの連星系ではH α 線が暗くなっているが、今回のフレアは、この頃の静穏時におけるH α 線活動領域で起こったと考えて矛盾なく、その速度からその領域は主星上にあると考えられる。また、H α 線帯域における放射エネルギーは 10^{37} erg であった。このフレアで得たX線帯域およびH α 線帯域における放射エネルギーは、太陽フレアから今回の巨大フレアまで8桁以上にわたって成り立つ比例関係の上に乗った。

1 Introduction

太陽では、「フレア」という爆発現象が星表面上で起こることが知られており、磁力線の繋ぎかえ(磁気リコネクション)によって発生すると解釈されている。太陽フレアは、星半径の0.3倍程度のループ状の形をしているということがX線のイメージングから分かっており、フレア時の放射エネルギーは、最大で 10^{32} erg 程度(X線帯域)、タイムスケールは数分から数時間でことが過去の研究から分かっている。

一方で、太陽以外の小質量星でもまた、太陽フレアと同様な特徴を持つ「恒星フレア」が確認されてきた。恒星フレアが確認されるような星は遠方に位置するため、太陽のようにイメージングすることができず、実際のフレア構造や発生機構は未だ解明されていない。恒星フレアの中には、太陽フレアの放射エネルギーと比べて、数桁も大きいエネルギーを持ったフレアがいくつも含まれており、そのような

フレアを巨大恒星フレア($10^{36} \sim 10^{39}$ erg)と呼ぶ。Kawai et al.2021では、観測した3つの巨大恒星フレアの軟X線とH α 線の減衰時間の関係について述べており、それが太陽フレアから続く比例関係に従うということが分かった。この結果は、巨大恒星フレアが太陽フレアのスケールと同様であることを示唆している。しかし、観測したどのフレアもH α 線はX線に比べて極めて短い時間しか観測ができておらず、求めた減衰時間が正確であるとは言い難い。そこで我々は、より長い時間フレア中のH α 線の変動を捉えるべく、新たな追観測体制の構築を行った。

2 Instrument

2.1 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1)、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 $10^{36}\sim 10^{39}$ ergもの規模のフレアを147発検出している。



図1: 全天X線監視装置 MAXI

2.2 せいめい望遠鏡

せいめい望遠鏡は、京都大学 岡山天文台にある望遠鏡である(図2)。口径は国内最大の3.8 mであり、高い集光能力を持つ。観測帯域は可視光と近赤外線である。観測装置はKOOLS-IFU(可視光面分光装置、波長分解能 $R=2000$)、TriCCS(可視3色高速撮像分光装置、G,R,Iバンド)の2つが設置されている。

2.3 可視光分光望遠鏡 SCAT

SCATは、中央大学後楽園キャンパス6号館13階屋上にある、口径0.35 mの分光望遠鏡である(図3)。観測帯域は可視光(3700-7400Å)であり、分光器には、Shelyak Alpy 600($R=600$)の低分散観測が可能である。普段は、フレア星(主にRS CV_n型星)をモニター観測している。

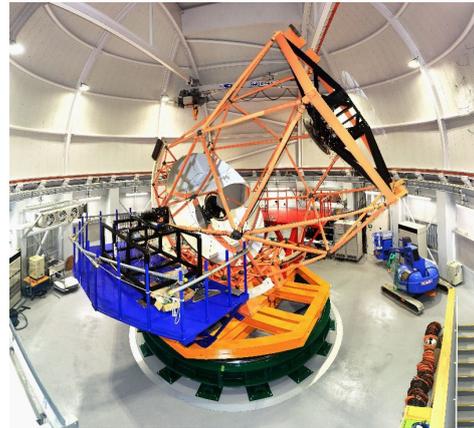


図2: せいめい望遠鏡



図3: 可視光分光望遠鏡 SCAT

2.4 方法

我々は、MAXIの増光検知をトリガーに、せいめい望遠鏡とSCATで追観測を行う体制を構築した。せいめい望遠鏡は、高い集光能力を持つため、フレアを起こしやすいRS CV_n型星(〜7等級)であれば、30〜60秒ほどの露光時間で観測することができる。また、SCATとの同時観測を行うメリットとして、天候不良時のカバーや、SCATは一晩中観測できる点などが挙げられる。

3 Results

2022年4月3日、近接連星系であるRS CV_n型星のUX Ariからの増光をMAXIで捉え、その5.5時間

後からせいめい望遠鏡（使用した観測機器はKOOLS-IFU）で19日間にわたる追観測を行い、X線帯域との長期間同時観測に初めて成功した。

3.1 放射エネルギー

観測結果から求められた放射エネルギーは、軟X線帯域では 10^{38} erg、 $H\alpha$ 線帯域では、 10^{37} ergであった。この結果を、Kawai et al.2021の軟X線と $H\alpha$ 線の放射エネルギーの相関図にプロットすると（図4）、過去に観測された太陽フレアと恒星フレアの相関上に乗ることが確認された。

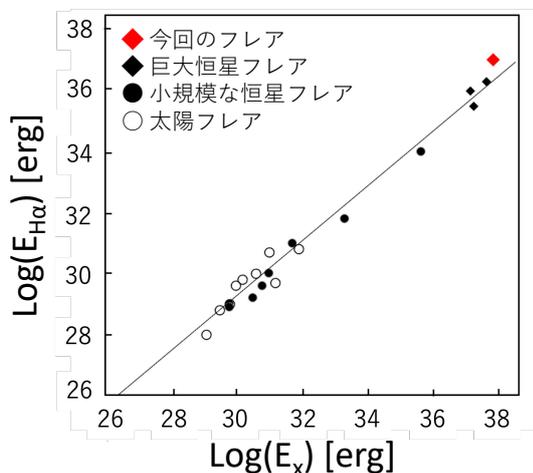


図4: 軟X線と $H\alpha$ 線のフレア放射エネルギーの相関

3.2 フレア減衰時間

観測結果から求められたフレアの減衰時間（e-folding time）は、軟X線帯域では1.4日、 $H\alpha$ 線帯域では、1.5日であった。求められた結果を、Kawai et al.2021の軟X線と $H\alpha$ 線の減衰時間の相関図にプロットすると、この結果も過去に観測された太陽フレアと恒星フレアの相関上に乗ることが確認された。この結果から、巨大フレアの $H\alpha$ 線放射は、太陽フレアの磁気リコネクションモデルで説明できる放射と同じであることを示唆する。

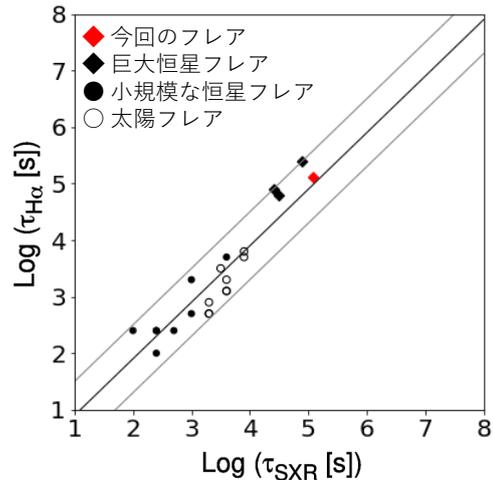


図5: 軟X線と $H\alpha$ 線のフレア減衰時間の相関

4 Discussion

今回、せいめい望遠鏡による観測データから、フレア発生から1週間の $H\alpha$ 輝線のピーク位置が、 $H\alpha$ 線の波長中心 6563\AA を中心に左右に揺らいだ観測結果が得られた。この変動をUX Ariの自転周期（公転周期も同じ）6.43791日で畳み込んだ結果と、SCATで2016年から2021年間のモニター観測で得られた静穏時の $H\alpha$ 輝線のピーク位置の周期的変動を比較すると、図6のようになる。この結果から、 $H\alpha$ 輝線のピーク位置の揺らぎが星の運動由来であることがわかり、さらに、過去5年間の静穏時の $H\alpha$ 輝線の波長中心の変動と一致していることが読み取れる。静穏時の $H\alpha$ 線活動領域が、天体の一部分に存在していると仮定すると、今回のフレアは過去5年間の静穏時の $H\alpha$ 線活動領域で発生したと考えて矛盾はない。2022年現在、SCATによるUX Ariのモニター観測の結果から、静穏時に $H\alpha$ 輝線は確認できず、直近の $H\alpha$ 線活動領域の特定はできなかったが、今回の結果から、静穏時の $H\alpha$ 線の活動領域が変化していないと考えることができる。

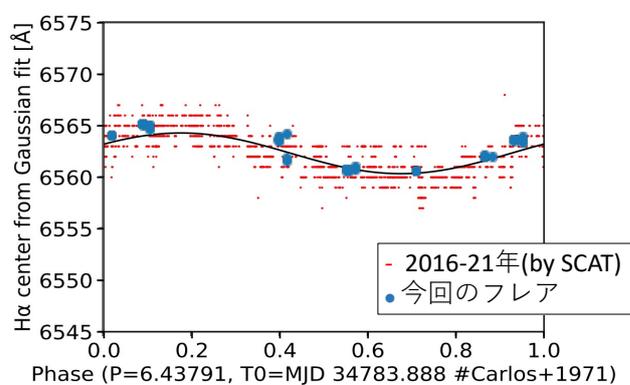


図 6: H α 輝線中心のドップラー変動

Reference

Kawai et al.2021, Publications of the Astronomical Society of Japan

太恒 a14

RS CVn型連星 V1355 Orionis におけるスーパーフレア
に伴う高速プロミネンス噴出

京都大学大学院 理学研究科
井上 峻

RS CVn 型連星 V1355 Orionis における スーパーフレアに伴う高速プロミネンス噴出

井上 峻 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

太陽/恒星フレアは星の表面において磁気エネルギーが突発的に解放される爆発現象である。太陽フレアはプロミネンス噴出を伴うことが知られており、噴出したプロミネンスが十分に大きな速度を持っているとそれらはコロナ質量噴出 (CME) へと発展する。恒星フレアを分光観測すると H α 線の青方偏移した超過成分が観測されることがあり、その由来の一つとしてプロミネンス噴出が考えられている。今回、我々は RS CVn 型連星である V1355 Orionis を *Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS)* と京都大学岡山天文台の 3.8m せいめい望遠鏡を用いることで可視測光/分光同時観測した。その結果 10^{35} erg 程度である上にこの星の脱出速度 (~ 350 km/s) を大幅に超過する 1000 km/s 以上の速度に及ぶ青方偏移を示すスーパーフレアを検出することに成功した。

1 Introduction

太陽フレアは黒点に蓄えられた磁気エネルギーが磁気リコネクションの瞬間に解放される突発的な爆発現象である。太陽フレアは、プロミネンスというプラズマの塊の噴出現象を伴うことがあり、さらにプロミネンス噴出はその速度が十分に大きい場合、コロナ質量噴出 (CME) へと繋がることが知られている (e.g. Shinha et al. 2019)。

フレアは太陽以外の数多くの恒星でも確認されており、恒星フレアも太陽フレアと同様にプロミネンス噴出/CME を伴うことがあると考えられている。特に、恒星の場合は確認されている最大級の太陽フレアの 10 倍以上の規模を持つスーパーフレアが起きることが知られている。フレアの規模とそれに伴って起きるプロミネンス噴出/CME の間には正の相関関係がある (e.g. Maehara et al. 2021) ので、恒星で起きるスーパーフレアに伴うプロミネンス噴出/CME は特に高速かつ大質量であることが予想される。恒星 CME は、周囲の惑星環境や恒星自身の質量損失などに与える影響という観点から近年注目されており、スーパーフレアに伴うような大規模なプロミネンス噴出/CME はそれらへの影響が特に大きいと考えられる。

太陽でのケースと違い、直接観測できない恒星で

表 1: 観測体制

	観測方法	時間分解能	波長分解能
TESS	測光	~ 2 min	-
せいめい	分光	~ 1 min	~ 2000

のプロミネンス噴出/CME を間接的に観測する方法はいくつか考案されているが、最も強力な手法は可視分光観測により H α 線の青方偏移した超過成分を検出する方法である (e.g. Honda et al. 2018, Maehara et al. 2021)。そこで、今回我々は可視測光望遠鏡 *TESS* の観測期間に合わせ、京都大学の 3.8m せいめい望遠鏡を用いて RS CVn 型連星 V1355 Orionis を可視分光観測した。その結果、 10^{35} erg クラスであり、かつプロミネンス噴出を反映すると思われる顕著な H α 線の青方偏移を示すスーパーフレアを捉えたので、その結果を報告する。

2 Observations

我々は RS CVn 型の近接連星である V1355 Orionis (K2IV+G1V, 公転周期約 3.8 日) を表 1 のような観測体制で、*TESS* とせいめい望遠鏡を用いて約 10 日間、可視測光/分光同時観測を行った。この同時観測は、フレアによる白色光と H α 線の変動が時間的

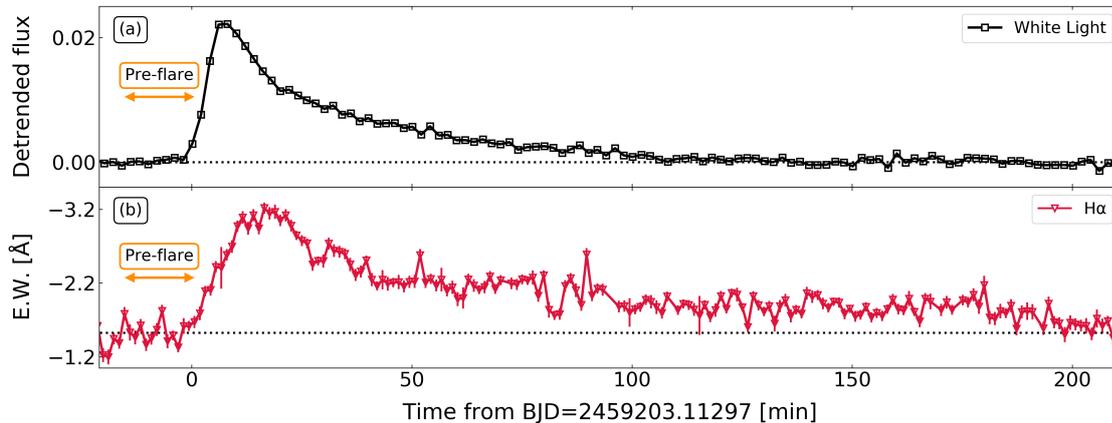


図 1: フレア発生前後の (a) 白色光/(b)H α 線のライトカーブ

にどのように対応しているのかといったことを調べることを目的に整えられた体制である。

3 Results

上記のような観測体制で観測していたところ、2020年の12月19日に V1355 Orionis でフレアを捉えることに成功した。図1は捉えられたフレア中の白色光と H α 線のライトカーブである。また、図2は図1で示されたフレア中のスペクトルの時間変化を表している。図2から明らかなように、このフレア中には H α 線の青方偏移した超過成分が顕著に確認され、さらにその超過成分はドップラー速度が -1000 km/s の波長範囲にまで及んでいた。このことから、本フレアはプロミネンス噴出を伴い、かつその速度が非常に大きいということがわかった。

4 Discussion

H α 線のスペクトルに見られた非対称性から、以下の方法で定量的にプロミネンスの速度を見積もった(図3)。まず、スペクトルのピークよりも長波長側を Voigt 関数でフィットし、そのフィットした関数を短波長側へと延長し、観測されたスペクトルとその長波長側のみをフィットした関数の残差をとった。そして、その残差を Gaussian でフィットし、その Gaussian

のピーク位置の波長に対応するドップラー速度をプロミネンスの速度とした。

ここで、図3に示されているように残差が2成分から成るように見えるフレームが複数の時間に渡って存在したので、残差のフィットは1成分の Gaussian

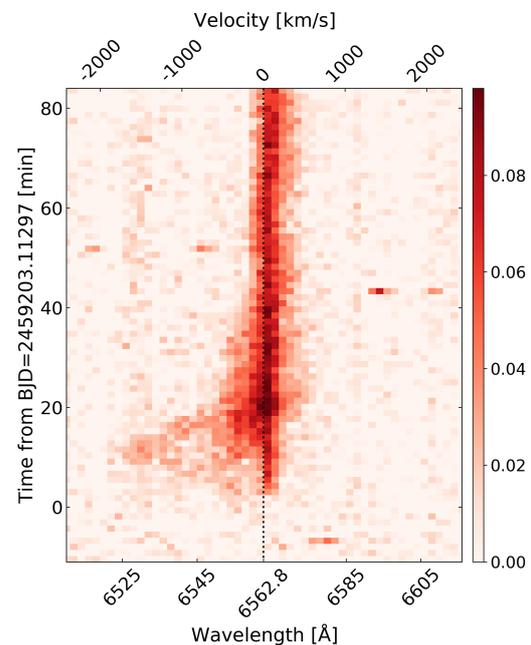


図 2: H α 線のフレア前との差分スペクトルの時間変化。color bar の値は H α 線周辺の連続光に対し、規格化されている。

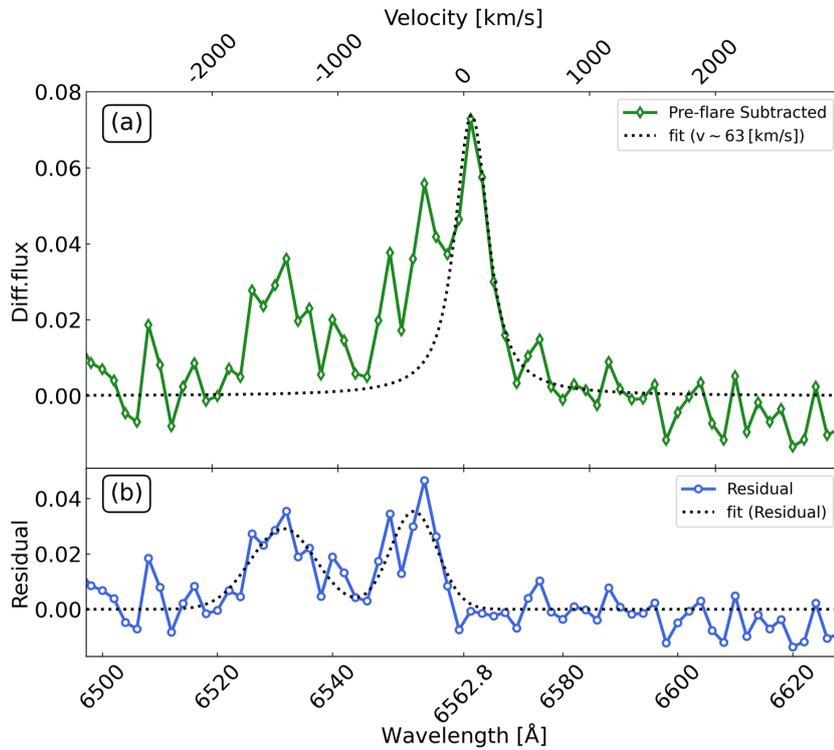


図 3: (a) フレア中のフレア前との H α 線の差分スペクトル。点線はピークよりも長波長側のみをフィットした Voigt 関数を表している。(b) 差分スペクトルと長波長側のみでフィットした Voigt 関数の残差。点線は残差を Gaussian でフィットした関数を表しており、ここでは 2 成分の Gaussian でフィットした場合を示している。

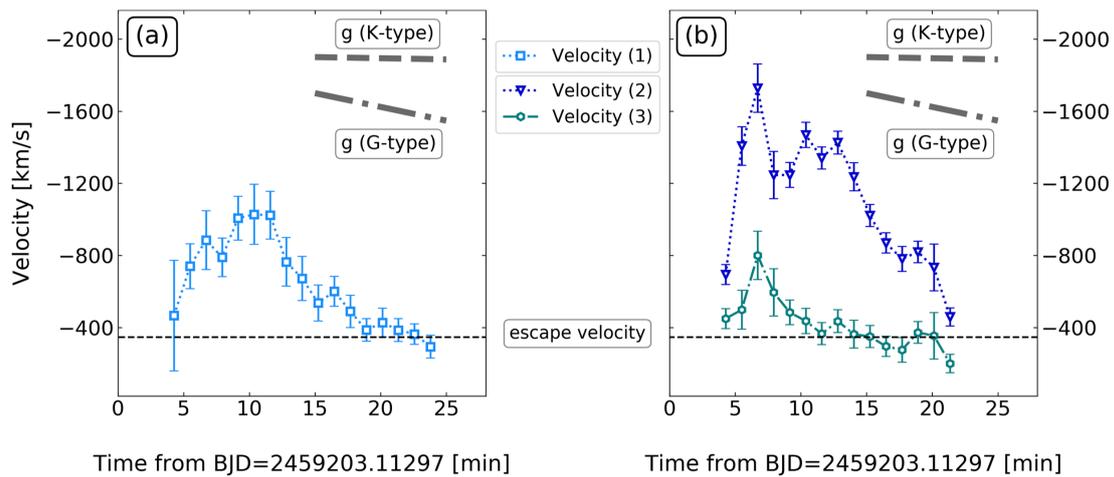


図 4: (a)1 成分/(b)2 成分の Gaussian でのフィットで算出したプロミネンスの速度の時間変化。

と 2 成分の Gaussian の 2 通りで行った。その結果得られたプロミネンスの速度変動を図 4 に示す。この図から分かるように、いずれのフィットの場合でもプロミネンスの速度はほぼ常にこの星の脱出速度である -347 km/s を常に大幅に超過しており、このフレアに伴って噴出したプロミネンスは確実に星の外の惑星空間へと飛んでいき、コロナ質量噴出 (CME) へと発展したと見られる。

5 Conclusion

今回、比較的規模の大きい RS CVn 型連星 V1355 Orionis を可視測光/分光観測し、 10^{35} erg 程度の規模のスーパーフレアを捉えた。そのスーパーフレアに関して、

- フレア開始から 30 分程度、顕著な青方偏移が確認され、プロミネンス噴出がフレアに伴った起きたと思われる。
- さらにそのプロミネンスの速度は、この星の脱出速度を大幅に超過しており、このプロミネンス噴出は確実にコロナ質量噴出 (CME) へと発展した。

といったことが明らかになった。

Acknowledgement

本研究は国立天文台の前原裕之氏、行方宏介氏、コロラド大学の野津湧太氏、兵庫県立大学の本田敏志氏、京都大学の浪崎桂一氏、野上大作氏、柴田一成氏との共同研究です。本研究を進めるにあたり多くのご意見をくださった共同研究者の皆さまに感謝いたします。また、本発表を行う上で様々なご指摘を下さった京都大学宇宙線研究室 X 線グループの皆さまに感謝いたします。

Reference

Honda S. et al. 2018, PASJ, 70, 62

Maehara, H. et al. 2021, PASJ, 73, 44

Shinha, S. et al. 2019, ApJ, 880, 84