

恒星フレアの多波長観測による

大規模プラズマ噴出の発見

2023年度 修士論文

京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻

物理学第二教室 宇宙線研究室

0530-34-6118

井上 峻<sup>1</sup>

2024年1月24日

<sup>1</sup>[inoue.shun.57c@kyoto-u.jp](mailto:inoue.shun.57c@kyoto-u.jp)



# Abstract

恒星フレアは星の表面において、磁場として蓄えられたエネルギーが突発的に解放される爆発現象である。エネルギーの解放は、X線から電波までの幅広い波長帯での放射に加え、コロナ質量放出 (Coronal Mass Ejection; CME) とよばれる恒星外部へのプラズマの噴出現象という形でも行われる。恒星フレアと CME は、系外惑星の大気や恒星進化への影響という観点からも注目されており、その全容の解明が急務である。ところが、太陽でのフレア・CME は、理論、観測の両面から長年盛んに研究されて理解が進んでいる一方で、空間分解した観測が困難な他の恒星でのフレアでは、まだ不明な点が多い。特に、太陽フレアは最大級のイベントであってもその解放エネルギーは  $\lesssim 10^{32}$  erg であるのに対し、恒星の場合は、この 10 倍以上のエネルギーを解放する「スーパーフレア」が頻繁に観測されている。恒星で起きるスーパーフレアが、CME を伴うと示唆する観測結果はまだ非常に少なく、その規模、頻度、物理機構を議論するには観測が足りていない現状である。特に、従来の観測では「CME として十分な速度 ( $\gtrsim 1000$  km s $^{-1}$ ) を持つプラズマ噴出の検出」と「CME を伴うフレアの多波長同時検出」が欠如していた。そもそも、スーパーフレアを起こすような強い磁場を持つ恒星では、CME は磁場からの力により抑制されるため発生しないという計算結果 (Alvarado-Gómez et al., 2018) も存在し、CME の観測例が依然として少ないことが、観測が少ないからなのか、実際に磁場による抑制が効いているのか、不明な状況である。

本修士論文では、(i) RS CVn 型連星 V1355 Orionis で起きたフレアの TESS とせいめい望遠鏡による可視光観測、(ii) RS CVn 型連星 IM Peg で起きたフレアの NICER による X 線観測、(iii) M 型星 EV Lac で起きたフレアの NICER、Swift、TESS、なゆた望遠鏡による多波長 (X 線/紫外線/可視光) 同時観測を実施した。そして、(i) と (ii) の観測では、脱出速度を大幅に超過する  $2000$  km s $^{-1}$  近くの青方偏移をそれぞれ、H $\alpha$  線、Fe XXV He $\alpha$  輝線において初めて検出した。(iii) の観測では、 $100$  km s $^{-1}$  近

くの  $H\alpha$  線の青方偏移を伴うフレアの放射成分を多波長で同時に観測することに成功した。このことは、太陽よりも磁気活動性が高い恒星であっても Alvarado-Gómez et al. (2018) の議論に反し、CME がスーパーフレアに伴って発生することを示唆している。さらに、これらの CME は太陽フレアと CME のエネルギー間に存在するスケールリング則の延長上に位置する普遍的な現象であることも明らかになった。



# Contents

<b>1</b>	<b>太陽におけるフレア・コロナ質量放出</b>	<b>1</b>
1.1	太陽・恒星の基本構造 . . . . .	1
1.2	太陽フレア . . . . .	2
1.3	コロナ質量放出 (CME) . . . . .	6
1.4	宇宙天気 . . . . .	7
<b>2</b>	<b>恒星におけるフレア・コロナ質量放出</b>	<b>10</b>
2.1	恒星の分類と磁気活動性 . . . . .	10
2.2	恒星フレア . . . . .	11
2.3	恒星でのコロナ質量放出 (CME) . . . . .	14
2.4	恒星磁気活動が系外惑星・恒星進化に与える影響 . . . . .	18
<b>3</b>	<b>本論文の目的と構成</b>	<b>21</b>
<b>4</b>	<b>本研究における観測</b>	<b>25</b>
4.1	X線/紫外線観測 . . . . .	25
4.1.1	NICER . . . . .	25
4.1.2	Swift 衛星 . . . . .	26
4.2	可視測光観測 . . . . .	30
4.2.1	TESS 衛星 . . . . .	30
4.3	可視分光観測 . . . . .	31
4.3.1	兵庫県立大学西はりま天文台 なゆた望遠鏡 . . . . .	31
4.3.2	京都大学岡山天文台 せいめい望遠鏡 . . . . .	31
<b>5</b>	<b>RS CVn 型連星 V1355 Orionis でのフレア中に検出された H<math>\alpha</math> 線の青方偏移</b>	

<b>(Inoue et al. 2023, ApJ, 948, 9)</b>	<b>34</b>
5.1 観測体制とデータ解析 . . . . .	34
5.1.1 RS CVn 型連星 V1355 Orionis . . . . .	34
5.1.2 TESS による可視測光観測 . . . . .	35
5.1.3 せいめい望遠鏡による可視分光観測 . . . . .	35
5.2 結果 . . . . .	37
5.2.1 白色光での解放エネルギー . . . . .	37
5.2.2 フレア中の H $\alpha$ 線の形状 . . . . .	41
5.3 考察 . . . . .	42
5.3.1 プロミネンスの物理量の推定 . . . . .	42
5.3.2 青方偏移成分が2つのピークを持つことの解釈 . . . . .	48
5.3.3 他のイベントとの比較 . . . . .	50
5.4 本研究のまとめと結論 . . . . .	52
<b>6 RS CVn 型連星 IM Peg でのフレア中に検出された鉄輝線の青方偏移</b>	<b>56</b>
6.1 観測体制とデータ処理 . . . . .	58
6.2 データ解析と結果 . . . . .	58
6.2.1 スペクトル解析 . . . . .	58
6.2.2 NICER のエネルギー決定精度との比較 . . . . .	66
6.3 議論と結論 . . . . .	68
<b>7 M 型星 EV Lac における恒星フレアの X 線・紫外線・可視光の同時観測 (Inoue et al. 2024, PASJ, in press)</b>	<b>71</b>
7.1 観測体制とデータ処理 . . . . .	71
7.1.1 M 型星 EV Lac . . . . .	71
7.1.2 多波長観測 . . . . .	73
7.2 データ解析と結果 . . . . .	76
7.2.1 光度曲線 . . . . .	76
7.2.2 スペクトル . . . . .	77
7.2.3 パラメーターの時間変化 . . . . .	82
7.3 考察 . . . . .	84
7.3.1 青方偏移とプロミネンス噴出 . . . . .	84

7.3.2	各物理量 . . . . .	86
7.3.3	フレア立ち上がりの多波長データ . . . . .	88
7.3.4	エネルギー分配 . . . . .	91
7.4	本研究のまとめと結論 . . . . .	95
<b>8</b>	<b>全体のまとめと結論</b>	<b>98</b>
	<b>Acknowledgments</b>	<b>102</b>
	<b>References</b>	<b>105</b>

# Chapter 1

## 太陽におけるフレア・コロナ質量放出

太陽は黒点付近の磁場として蓄えられたエネルギーを源に、さまざまな活動性を示す。本章では、そのような磁気活動とその影響について概説する。また、本章で説明する基本用語は、表 3.1 にまとめられている。

### 1.1 太陽・恒星の基本構造

まず、本節では、太陽・恒星の表面構造などの基本事項についてまとめる。図 1.1 に示すように、太陽・恒星の表面には光球、彩層、コロナの3層の構造が存在する。光球は約 6000 K の層で、白色光を放出しており、肉眼で見える太陽の姿に対応する。彩層は光球の上空に存在する 4500 K から  $10^4$  K の層であり、水素原子の主量子数  $n = 3 \rightarrow 2$  の遷移に伴う輝線である  $H\alpha$  線<sup>1</sup>で明るく輝いている。彩層の上空には、

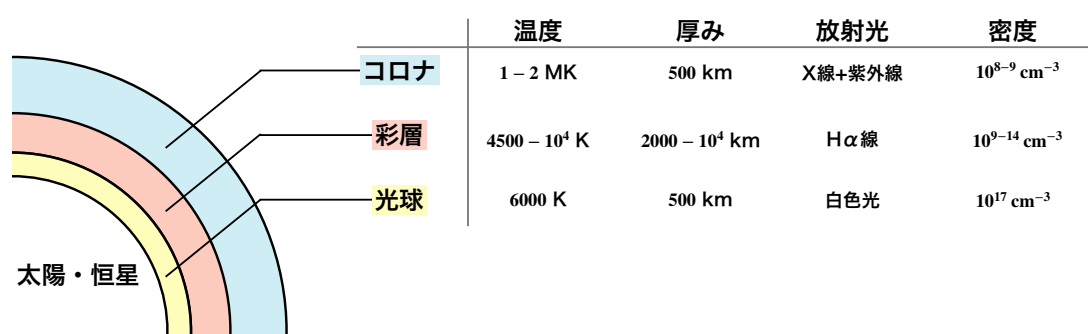


図 1.1. Vernazza et al. (1981) と柴田一成 (2010) を参考に作成した、太陽の表面構造の模式図。

<sup>1</sup>中心波長は可視光の 6562.8 Å。

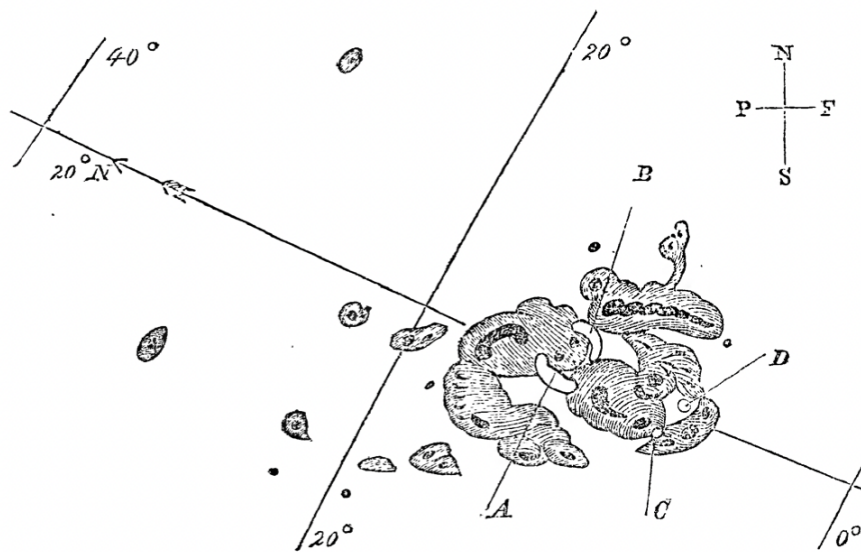


図 1.2. Carrington (1859) が報告した 1859 年 9 月 1 日の太陽フレアのスケッチ

約 100 万度のコロナが存在し、コロナは X 線、紫外線で明るく輝いている。

## 1.2 太陽フレア

太陽フレアは太陽の表面で起きる突発的な爆発現象であり、大規模なものであれば地上から肉眼でも見えることから、古くからその観測が行われてきた (e.g., 図 1.2; Carrington, 1859)。その後、観測技術の発展により、太陽フレアが起きている間には、肉眼で見える可視連続光 (白色光;  $4000\text{--}8000\text{ \AA}$ ) のみでなく、X 線から電波までの幅広い波長帯で増光が起きていることがわかった (図 1.3)。光度曲線としては、いずれの波長においても、数分程度の急激な増光の後に数十分かけて緩やかに減光するといった変動をとる。

太陽フレアは 1 回あたり約  $10^{29} - 10^{32}$  erg 程度のエネルギーを数時間のタイムスケールで解放し、そのエネルギー源は太陽表面の磁場に蓄えられたエネルギーと考えられている。エネルギーの解放は図 1.3 に示されるような各波長帯での放射に加え、コロナ質量放出 (Coronal Mass Ejection; CME) とよばれるプラズマの噴出現象という形でも行われる。これらのエネルギー解放は、磁気リコネクションをきっかけとして起きることが、ようこう衛星の X 線観測を基にした理論的研究により明らかにされてきた (図 1.4)。

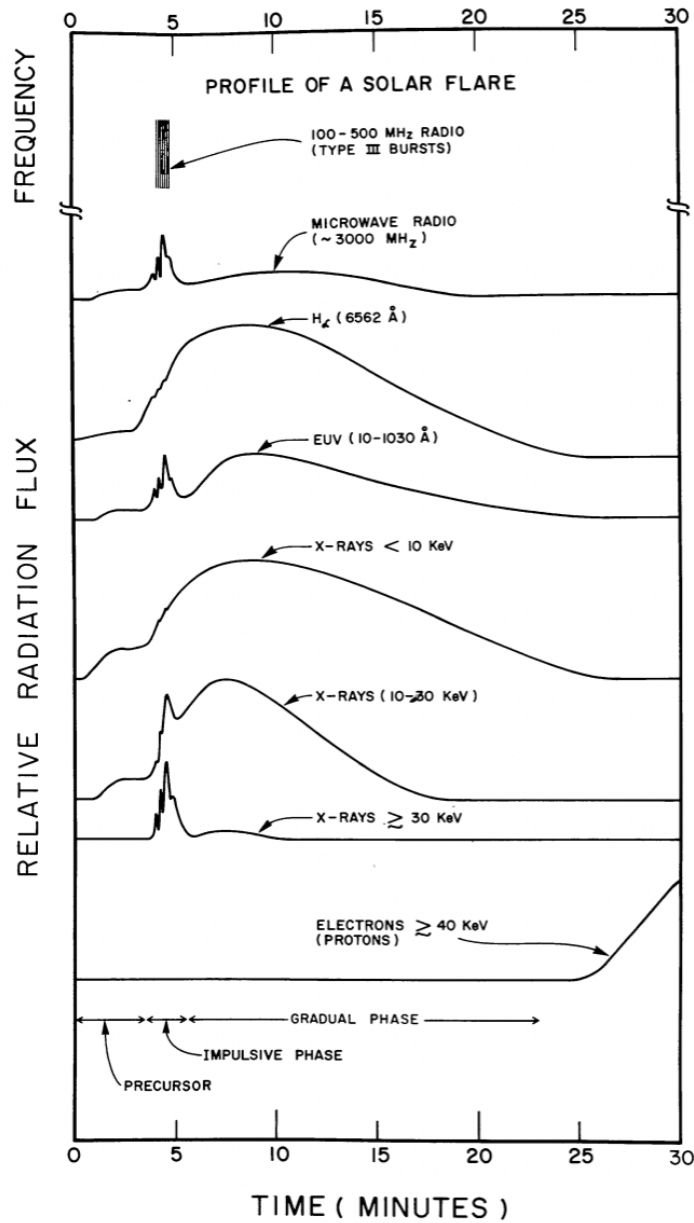


図 1.3. 太陽フレアにおける各波長の光度曲線の概略図 (Kane, 1974)。上から順に、電波 ( $\sim 3000\text{MHz}$ )、 $\text{H}\alpha$  線 ( $6562.8\text{\AA}$ )、極端紫外線 ( $10 - 1030\text{\AA}$ )、X 線 ( $< 10\text{keV}$ )、X 線 ( $10 - 30\text{keV}$ )、X 線 ( $> 30\text{keV}$ )、電子及び陽子 ( $> 40\text{keV}$ ) を表す。

まず、図 1.4 に示されたフレアの立ち上がりの段階では、磁気リコネクションにより加速された、数 10 keV のエネルギーを持つ非熱的電子が、コロナ中の磁力線に沿ってリコネクションポイントから彩層へと運動する。この際、非熱的電子の運動から、シンクロトロン放射により電波が放射される。その後、それらの電子は彩層へと突入し、彩層のプラズマの温度と圧力を急上昇させる。この際、非熱的電子と彩層上部のプラズマが衝突することで、制動放射により 10 keV 以上の硬 X 線が放射される。彩層のプラズマは  $10^7$  K ( $\sim 1$  keV) ほどまで加熱され、磁気ループの中を満たすようにコロナへ向かう  $\sim 100$  km s $^{-1}$  の上昇流を形成する。図 1.4 の右図に示されたこの現象は、「彩層蒸発 (chromospheric evaporation)」(Fisher et al., 1985b) と呼ばれる。その後、ループ内を満たしたプラズマは、主に放射によりエネルギーを失い、温度が下がっていく。最終的に、ループ内のプラズマは  $10^4$  K 程度にまで冷え、ポストフレアループと呼ばれる。この過程において、ループ内のプラズマは熱放射により、当初は 10 keV 以下の軟 X 線で輝くが、温度が下がるにつれて極端紫外線での放射が主となり、ポストフレアループの段階においては H $\alpha$  線で輝く。一方で、ループの足元より下側では、彩層蒸発の反作用として「彩層凝縮 (chromospheric condensation)」(Acton et al., 1982) とよばれるプラズマの下降流が生じる。彩層凝縮により高温・高密になった彩層下部と光球上部からは、H $\alpha$  線のみでなく、可視から近紫外線に及ぶ連続光の増光が生じ、白色光フレアと呼ばれる。白色光フレアの広帯域スペクトルは 9000–10000 K の黒体放射で近似でき (Fisher et al., 1985a)、その増光量は小さいものの、フレアによる全放射エネルギーの中で最も支配的となる (e.g., Emslie et al., 2012)。

これが、現在考えられている太陽フレアの統一モデルであり、モデルの構築に貢献した 5 人の名前をとって、CSHKP モデル (Carmichael, 1964; Sturrock, 1966; Hirayama, 1974; Kopp & Pneuman, 1976) とよばれている。CSHKP モデルが実情に即している可能性が非常に高いことが、ようこう衛星 (Ogawara et al., 1991) による軟 X 線でのカスプ構造の観測 (図 1.5) などにより確認された。そして、ようこう衛星に代わり、X 線だけでなく、極端紫外線、可視光望遠鏡も搭載したひので衛星 (Kosugi et al., 2007) などにより、研究が継続されている。

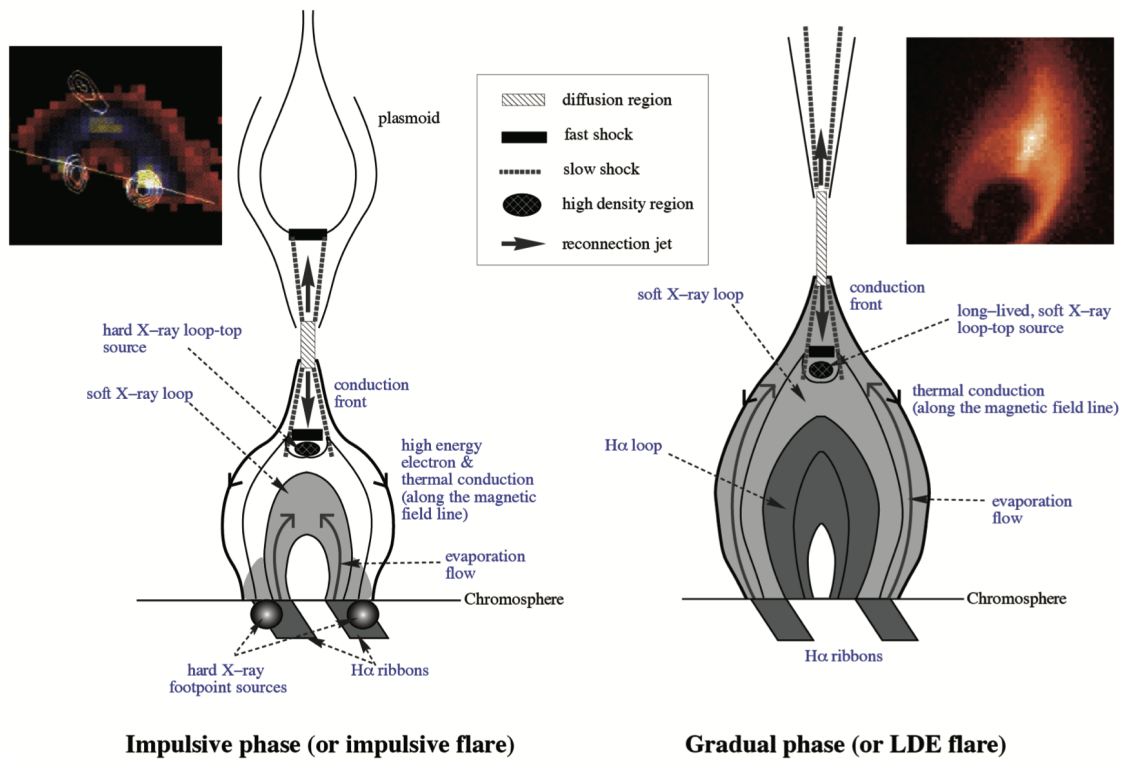


図 1.4. 太陽フレアの模式図 (Shibata & Magara, 2011)。左図はフレアの急成長期、右図はその後の安定期をそれぞれ表す。また、それぞれの段階を実際に X 線で観測した際の画像も併せて表示されている。



図 1.5. ようこう衛星により X 線で観測されたフレア LOOP とカスプ構造 (©JAXA)。



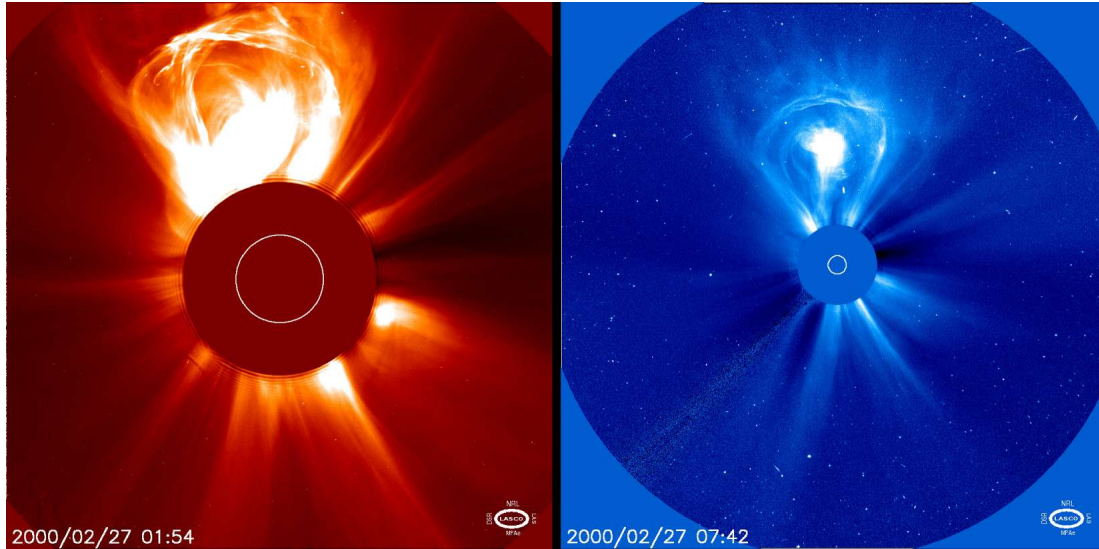


図 1.6. SOHO 衛星に搭載されたコロナグラフ LASCO の C2 カメラ (左) と C3 (右) により撮影された、2000 年 2 月 27 日のコロナ質量放出 (©NASA)

### 1.3 コロナ質量放出 (CME)

太陽フレアが起きた際に、プロミネンス<sup>2</sup>噴出やコロナ質量放出 (Coronal Mass Ejection; CME) と呼ばれるプラズマの噴出現象が同時に発生することが、コロナグラフでの太陽観測により明らかとなった (図 1.6)。プロミネンスはコロナ中に存在する約  $10^4$  K のプラズマで、プロミネンスがフレアと同様に磁気リコネクションによるエネルギーを源として噴出する現象がプロミネンス噴出である。噴出するプロミネンスは、典型的には  $10^{15}$  g 程度の質量と、 $50 - 500 \text{ km s}^{-1}$  程度の速度を持つ。さらに、噴出したプロミネンスが十分早い速度を持っていると、プロミネンスはコロナの大気を纏って太陽の外にまで飛び出し、この現象が CME と呼ばれる。CME により太陽の外に飛び出すプラズマは、典型的には  $10^{15}$  g 程度の質量と、 $100 - 2000 \text{ km s}^{-1}$  程度の速度を持つ。図 1.7 に示すように、フレアにより X 線で放射されるエネルギー ( $E_X$ ) と、それに伴って発生したコロナ質量放出により噴出した質量 ( $M_{\text{CME}}$ ) の間には

$$M_{\text{CME}}(E_X) = 10^{-1.5 \pm 0.5} \times E_X^{0.59 \pm 0.02} \quad (1.1)$$

<sup>2</sup>プロミネンスは地球から見てリムの内側に観測される場合、フィラメントとも呼ばれる。

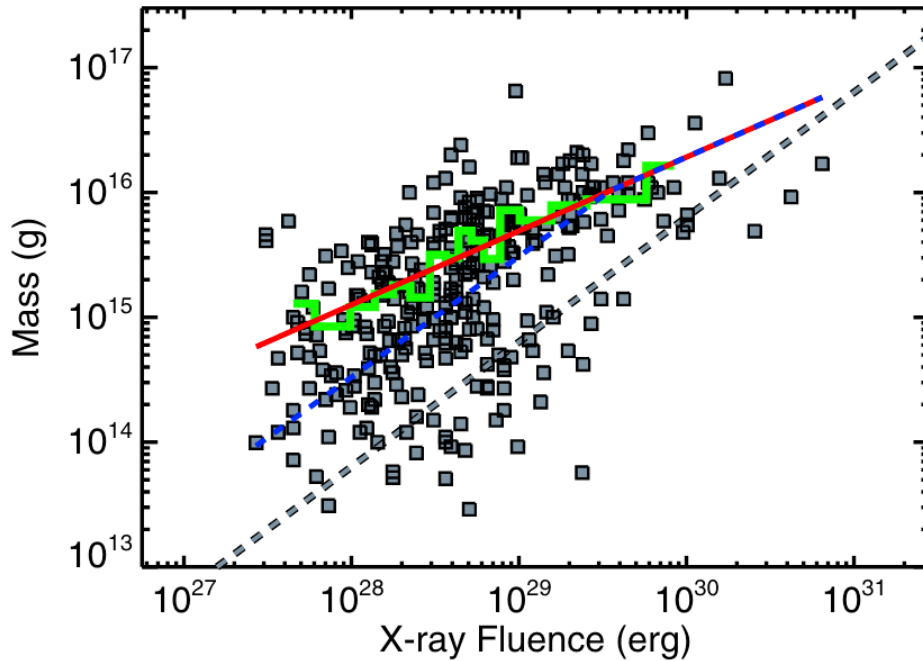


図 1.7. フレアの X 線での解放エネルギーと、フレアに伴って発生したコロナ質量放出により噴出された質量 (Drake et al., 2013)。データ点は Yashiro & Gopalswamy (2009) で報告されたイベント、緑色のヒストグラムは 20 イベントごとの中央値、赤い直線は緑色のヒストグラムに対する線形フィット、灰色の破線は質量損失率が  $\dot{M} = 10^{-10} (L_X / 10^{30} M_\odot) \text{ yr}^{-1}$  の直線に対応する。

といった正の相関が存在することが、経験的に知られている (Yashiro & Gopalswamy, 2009; Drake et al., 2013)。プロミネンスは、コロナ上空に向かって移動している間、磁場から受ける力により加速されるため、CMEの方がプロミネンス噴出より大きい速度を持つ傾向にある (e.g., Namekata et al., 2021)。また、CMEはフレアに伴って発生することが多いものの、単独で観測されることもあり、フレアとの関係は完全にはわかっていない。

## 1.4 宇宙天気

1.2、1.3 節で述べた太陽の磁気活動は、しばしば地球周辺を始めとした惑星間空間に影響を及ぼし、それらは宇宙天気と呼ばれる。1989年にカナダのケベック州で起きた大停電や、航空機との通信障害、X線天文衛星あすかの落下、などのように、宇宙天気は我々人間社会にも時に大きな影響を与える (柴田一成, 2010; 桜井隆 et al., 2018)。

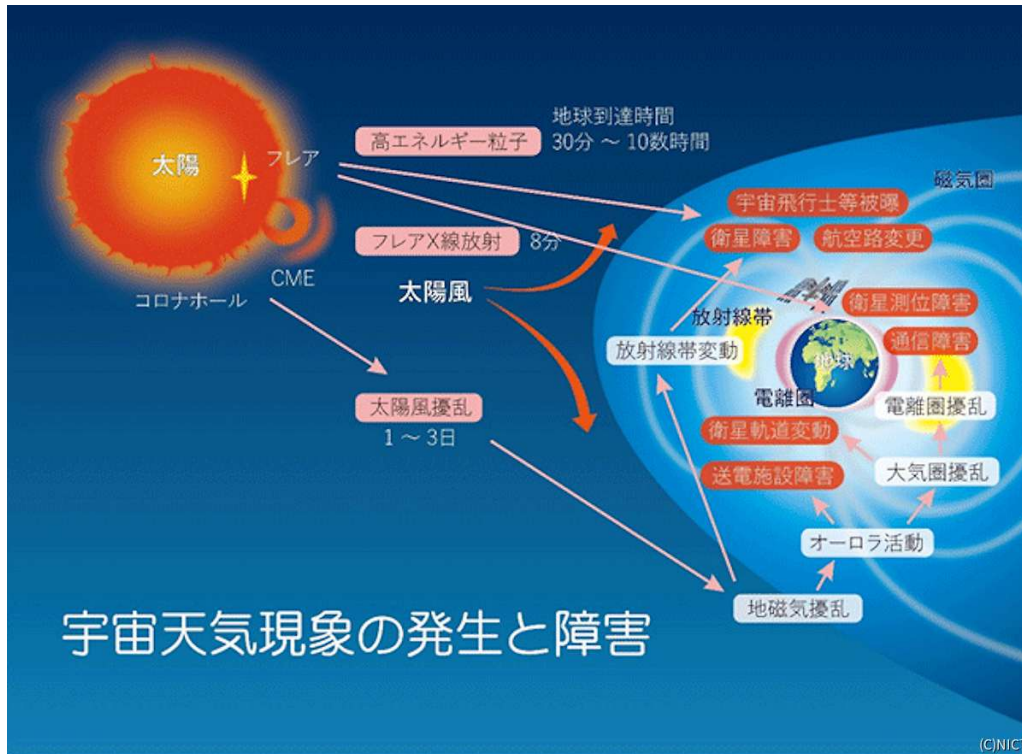


図 1.8. 太陽が引き起こす宇宙天気現象のまとめ (©情報通信研究機構)

まず、太陽フレア時の、強度が強まった X 線、極端紫外線が地球大気に入射することで、地球大気の電離や大気密度の局所的な増大を引き起こす。これらの影響は太陽フレア発生から数分以内のタイムスケールで現れ始め、人工衛星の通信障害、姿勢異常、軌道異常などの問題へと繋がる。

次に、CME が地球に向かう方向で発生した場合、数日以内のタイムスケールでその影響が地球に生じる。CME により噴出されるプラズマは強い磁場を纏っており、それが地球周辺に到達することで激しい地磁気嵐を引き起こす。地磁気嵐は地球の磁場がの強さが一時的に弱まることで、地上の発電、送電設備の故障や人工衛星の落下などへと繋がる。

他にはその詳細な加速機構が明らかになっていない、太陽フレア時に発生する高エネルギー (> 10 keV) 陽子 (Solar Energetic Particles; SEP) も地磁気嵐を引き起こす。図 1.8 にまとめられたこれらの宇宙天気現象は、文明化が進んだ現代においてはよりその予測 (宇宙天気予報<sup>3</sup>) が重要視されており、情報通信研究機構などが精力的に取り組んでいる。このように、本修士論文も含め、太陽にかぎらずフレア・

<sup>3</sup><https://swc.nict.go.jp>

CME の理解を深める研究は、ある種の減災的な意味合いを持った研究と言える。

# Chapter 2

## 恒星におけるフレア・コロナ質量放出

1章で述べた太陽の磁気活動について、太陽以外の恒星においても同様の現象が発生し、その系外惑星や恒星進化への影響が指摘されている。本章では、恒星における磁気活動について概説する。また、本章での説明する基本用語は、表 3.1 にまとめられている。

### 2.1 恒星の分類と磁気活動性

恒星はその表面温度によって、温度が高い方から順に O 型、B 型、A 型、F 型、G 型、K 型、M 型とスペクトル型に分類される (図 2.1)。表面温度が約 6000 度の太陽は G 型星に分類され、より温度が低く厚い対流層を持つ K 型、M 型星ではダイナモ機構の効率が高く、より強い磁場が生成される (e.g., 野津湧太, 2021)。また、星の自転周期が短い場合も、同じくダイナモ機構の効率が高く、星の磁場は強くなる。そのため、これらの強い磁場を持った星では、次節で詳しく述べるように、太陽よりもより大規模なフレアが頻繁に発生する。例えば、図 2.2 は M 型星 YZ CMi を TESS 衛星により可視測光観測した光度曲線 (Maehara et al., 2021) であり、黒点の自転による見え隠れを反映する周期的な変動に加えて、フレアの発生を示す短期的な光度変動が頻繁に確認される。また、K 型の準巨星と G 型の主系列星から成る連星系である RS CVn 型連星では、M 型星で起きるものよりもさらに大きい、放射エネルギーが  $10^{35}$  erg を超えるような超巨大フレアや、継続時間が数日の長時間フレアも起きることが知られている (e.g., Tsuru et al., 1989; Tsuboi et al., 2016; Sasaki et al., 2021)。RS CVn 型連星は、主星と伴星の磁気相互作用の可能性も指摘されている (Uchida &

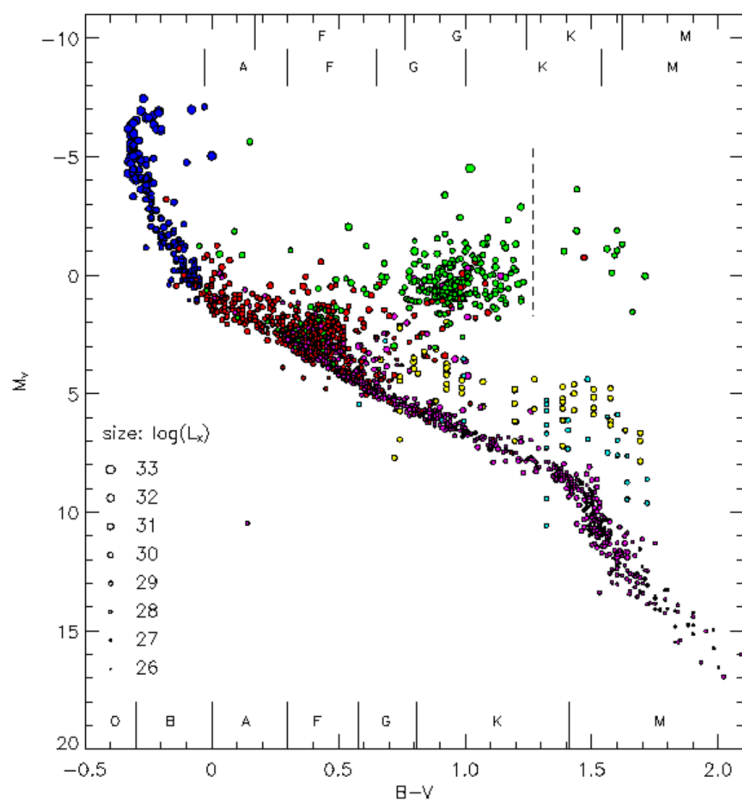


図 2.1. 星の X 線光度の情報を取り込んだ HR 図 (Güdel, 2004)。横軸は B バンドと V バンドでの等級の差を表し、星の表面温度に対応する。縦軸は星の絶対等級を表す。マーカーのサイズは星の X 線光度を表す。

Sakurai, 1983)。本論文においては、これらの太陽よりも磁気活動性が高い、M 型星、RS CVn 型連星での磁気活動を研究の対象とする。

## 2.2 恒星フレア

20 世紀に入り、太陽フレアの際に見られるような突発的な光度変動が、他の恒星でも起きていることが観測され始めた。X 線から電波までの各波長において、太陽フレアと恒星フレアの光度曲線の形状は非常に似ており (図 2.3)、恒星フレアも太陽フレアと同じ物理機構で発生していると考えられるようになった。例えば、図 2.3 の光度曲線に見られる、可視連続光に遅れて軟 X 線が増光する現象は Neupert 効果 (Neupert, 1968) と呼ばれる太陽フレアでも確認される現象で、1.2 節で述べた太陽フレアの放射メカニズムを反映した結果だと思われる。

一方で、恒星の場合は太陽フレアに比べて、そのエネルギー規模が 10 倍以上

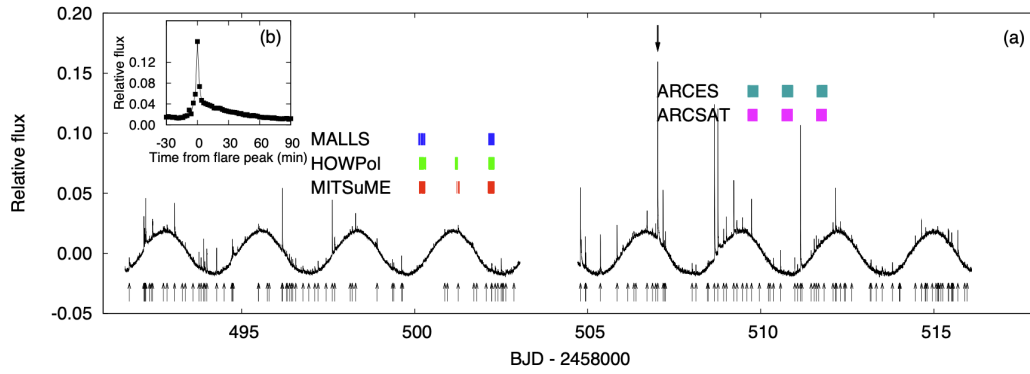


図 2.2. M 型星 YZ CMi の TESS 衛星による可視光 ( $6000 - 10000 \text{ \AA}$ ) の光度曲線 (Maehara et al., 2021)。左上のパネルは矢印で示されたフレア付近を拡大したもの。

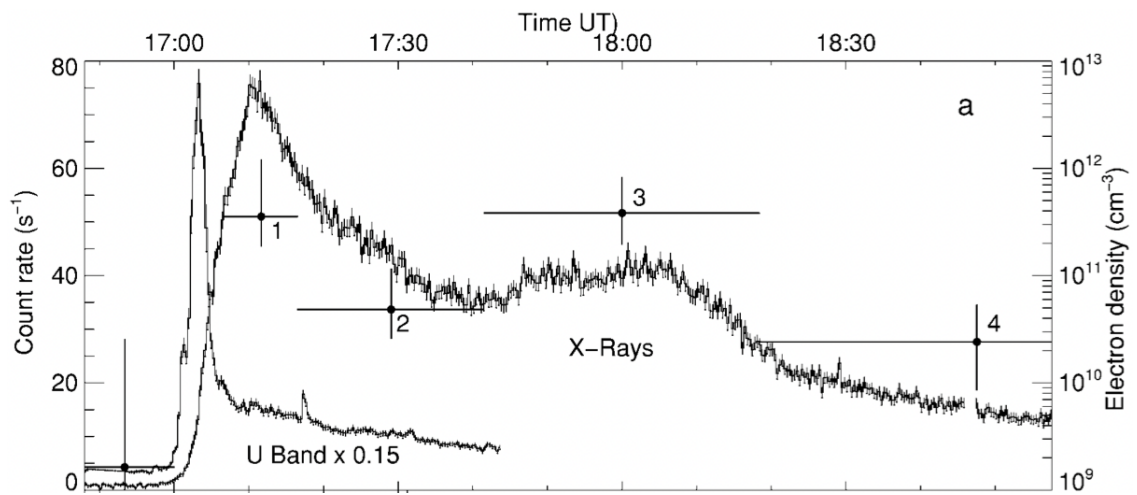


図 2.3. M 型星 Proxima Centauri において観測されたフレアの U バンド ( $3000 - 4000 \text{ \AA}$ ) と X 線 ( $0.15 - 10 \text{ keV}$ ) での光度曲線 (Güdel et al., 2002)。途中で観測が途切れている方が、U バンドの光度曲線。



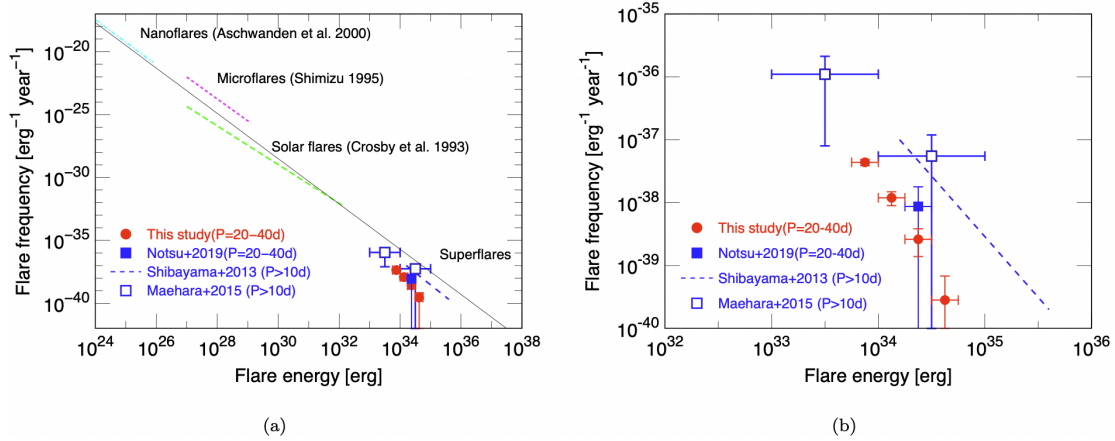


図 2.4. (a) 太陽におけるフレアの発生頻度と白色光での放射エネルギーの間に存在するスケール則。四角形のマーカーは、太陽型星のスーパーフレア発生頻度を表す。(b) (a) のパネルの高エネルギー側を拡大したもの。(Okamoto et al., 2021)

( $\geq 10^{33}$  erg) の「スーパーフレア」が起きることが観測から明らかとなった。Maehara et al. (2012) は太陽型星においても、スーパーフレアが起きることを報告している。その後、G 型星のスーパーフレアの発生頻度は Notsu et al. (2019) と Okamoto et al. (2021) によってより詳細な調査が進められた結果 (図 2.4)、太陽フレアにおけるフレア発生頻度とフレアの放射エネルギーの間に存在するスケール則の延長上に、恒星におけるスーパーフレアも位置することがわかった。G 型星以外では、M 型星はより頻繁に大規模なフレアを起こすことも報告されている (e.g., Ikuta et al., 2023)。さらに、RS CVn 型連星では、太陽型星や M 型星で起きるスーパーフレアをさらに上回るような、 $10^{35}$  erg 以上のエネルギー規模の超巨大フレアが起きることが確認されている (e.g., Tsuboi et al., 2016)。太陽フレアが数時間スケールの現象であるのに対し、RS CVn 型連星での超大規模フレアはその減衰期だけでも数日に及ぶことがある (e.g., Sasaki et al., 2021)。

これら、「スーパーフレア」が太陽フレアと同じ物理機構で説明されるのかという点は、未だ完全にはわかっていない。例えば、1.2 節で太陽フレアの広帯域スペクトルが  $9000\text{--}10000$  K の黒体放射で近似されることを述べたが、近年の恒星フレアの近紫外線と白色光での同時観測により、実際のスペクトルがこのモデルから乖離している可能性が指摘されている (Kowalski et al., 2013, 2016, 2019; Brasseur et al., 2023)。また、近年可能になった秒スケールの可視光での高速測光観測により、フレアの立ち上がりの光度曲線に様々な構造が存在することが報告されているが (Howard & MacGregor, 2022)、それらが何の物理過程を反映した結果なのかは不明である。



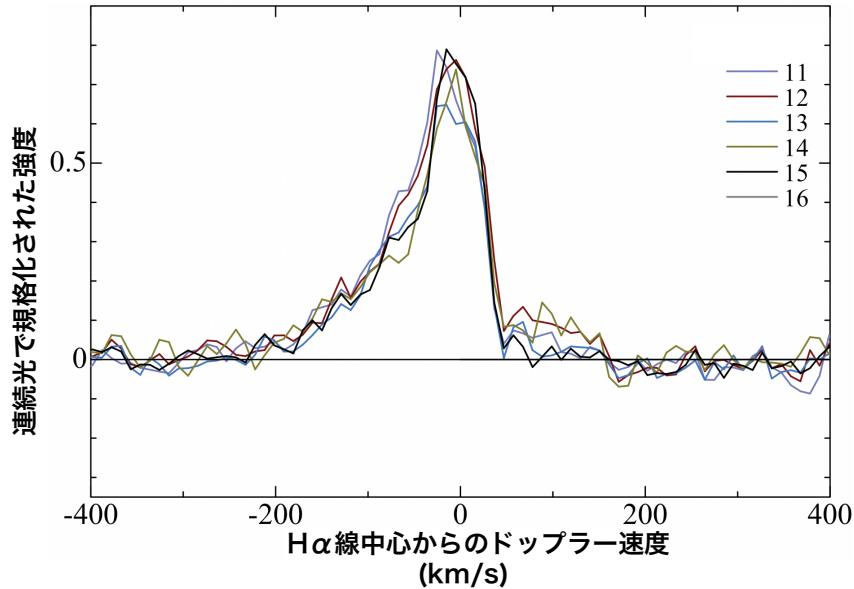


図 2.5. M 型星 EV Lac におけるフレア中に、なゆた望遠鏡により観測された  $H\alpha$  線スペクトル (Honda et al., 2018)。長波長側は  $50 \text{ km s}^{-1}$  程度にまでしか輝線が広がっていないのに対し、短波長側には  $-200 \text{ km s}^{-1}$  付近にまで輝線成分が存在している。

## 2.3 恒星でのコロナ質量放出 (CME)

2.2 節で述べたフレアによる放射に加えて、恒星においても、CME のようなプラズマの噴出現象が起きていることを示唆する観測的証拠が、以下に述べるように、近年多数報告されている。2.4 節で述べるように、このような噴出現象も系外惑星や恒星進化への影響という観点から重要な意味を持つと考えられている。

現在、恒星におけるプラズマ噴出の最も主流な検出手法として用いられているのが、恒星フレアを可視分光観測することで、噴出するプロミネンスの運動をバルマー線<sup>1</sup>の青方偏移という形で検出する方法である (Houdebine et al., 1990; Gunn et al., 1994; Fuhrmeister & Schmitt, 2004; Fuhrmeister et al., 2008, 2011; Vida et al., 2016; Honda et al., 2018; Vida et al., 2019; Muheki et al., 2020a; Maehara et al., 2021; Namekata et al., 2021; Inoue et al., 2023; Notsu et al., 2023; Namekata et al., 2023; Inoue et al., 2024)。 $H\alpha$  線などのバルマー線を放射しているプロミネンスが我々に向かって運動することで、ドップラー効果により青方偏移した成分が観測される (図 2.5、2.6)。青方偏移成分は基本的に輝線成分として検出される (図 2.5) が、太陽型星の場合は Namekata et al. (2021) に報告されたように、噴出したプロミネンスが我々から

<sup>1</sup>水素原子の主量子数  $n = 3, 4, 5, \dots$  から  $n = 2$  への遷移の際に放射される輝線。

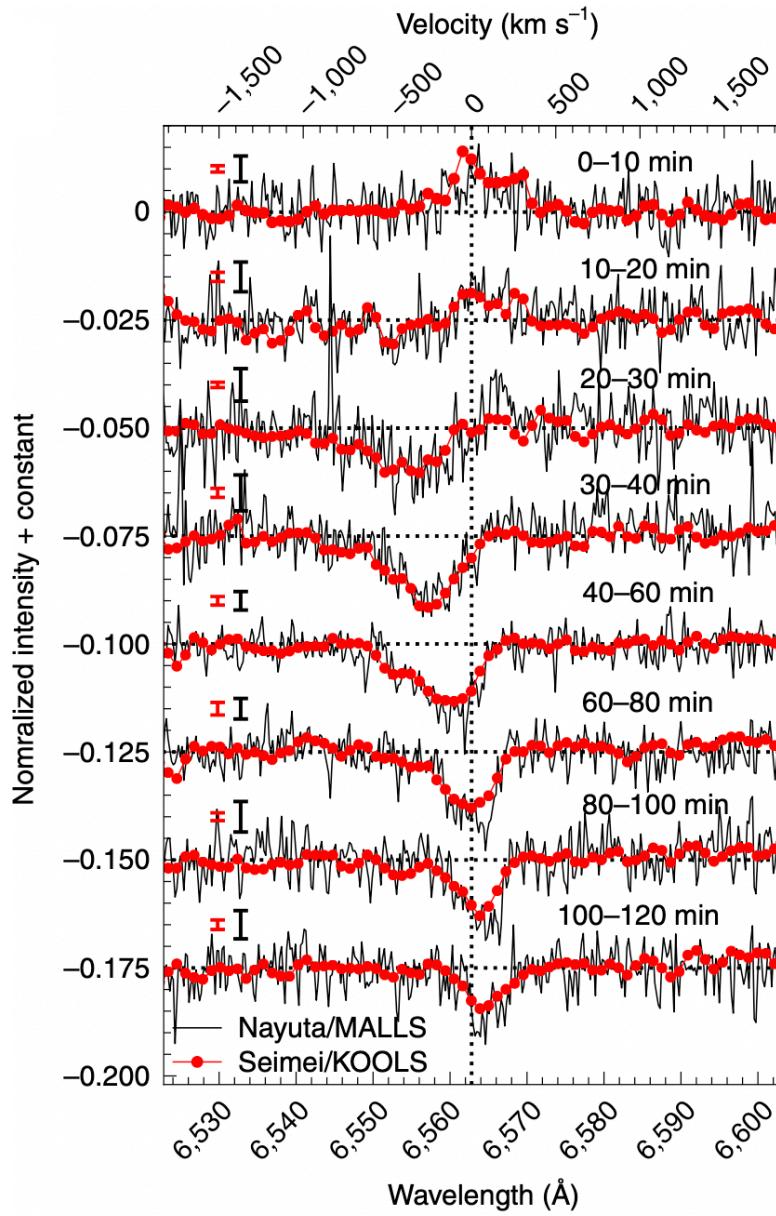


図 2.6. G 型星 EK Dra におけるフレア中に、なゆた望遠鏡とせいめい望遠鏡により観測された  $H\alpha$  線スペクトル (Namekata et al., 2021)。

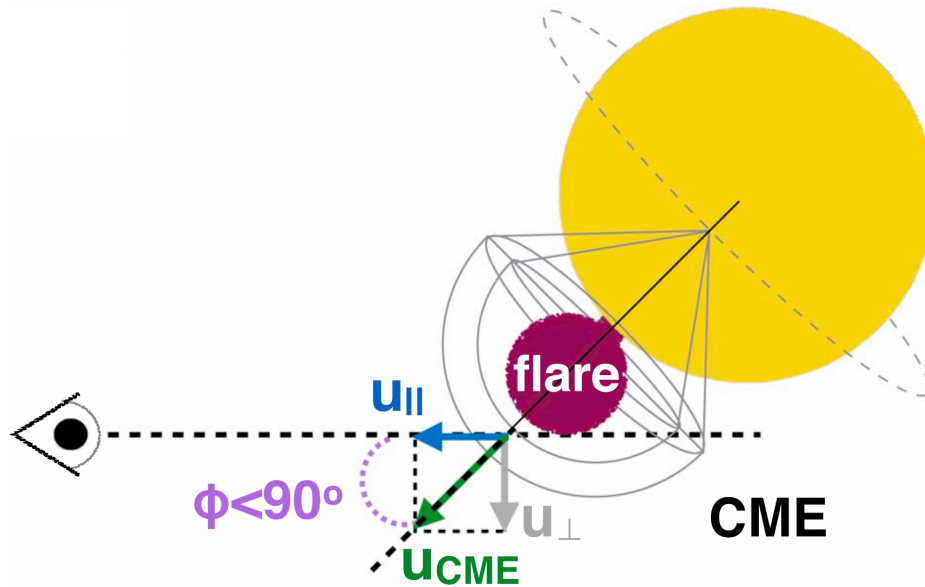


図 2.7. フレアに伴い噴出したプラズマが視線方向を通過することで、軟 X 線の吸収量の増加が起きる状況の模式図 (Moschou et al., 2019)。

見てリムの内側に位置していると、吸収成分として検出される (図 2.6) こともある。この手法でこれまでに検出されてきたプロミネンス噴出は、大半がその速度が小さく ( $< 500 \text{ km s}^{-1}$ )、星の脱出速度を超過している例もほとんど皆無であった。そのため、恒星において噴出したプロミネンスが、本当に星の外にまで飛び出す CME へと発展するのかという点は不明であった。さらには、彩層蒸発にともなって発生する低温 ( $\sim 10^4 \text{ K}$ ) のプラズマの上昇流 (Tei et al., 2018) も  $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$  のバルマー線の青方偏移に繋がるため、本手法には彩層プラズマの上昇流と CME を切り分けられないという問題もある。

$\text{H}\alpha$  線での手法と同様に、X 線のラインにおいてもプラズマ噴出を示唆する青方偏移が報告された例が、2 例存在する (Argiroffi et al., 2019; Chen et al., 2022)。X 線での青方偏移は、噴出したプロミネンスがコロナの大気を纏って運動するようになった、噴出後期のプラズマの運動を反映していると考えられる。Argiroffi et al. (2019) と Chen et al. (2022) による報告はいずれも、Chandra Observatory (Weisskopf et al., 2000) に搭載された回折格子 High-Energy Transmission Grating (HETG; Canizares et al., 2005) により観測された  $\text{O}_{\text{VIII}}$  などのラインでの青方偏移であり、ドップラー速度の大きさは  $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$  であった。そのため、 $\text{H}\alpha$  線の場合と同様に、これらの観測結果が CME ではなく、彩層蒸発によるプラズマの上昇流を反映したものである可能性も否定できない。また、これらの HETG による観測では、比較的低温 ( $< 20 \text{ MK}$ ) な

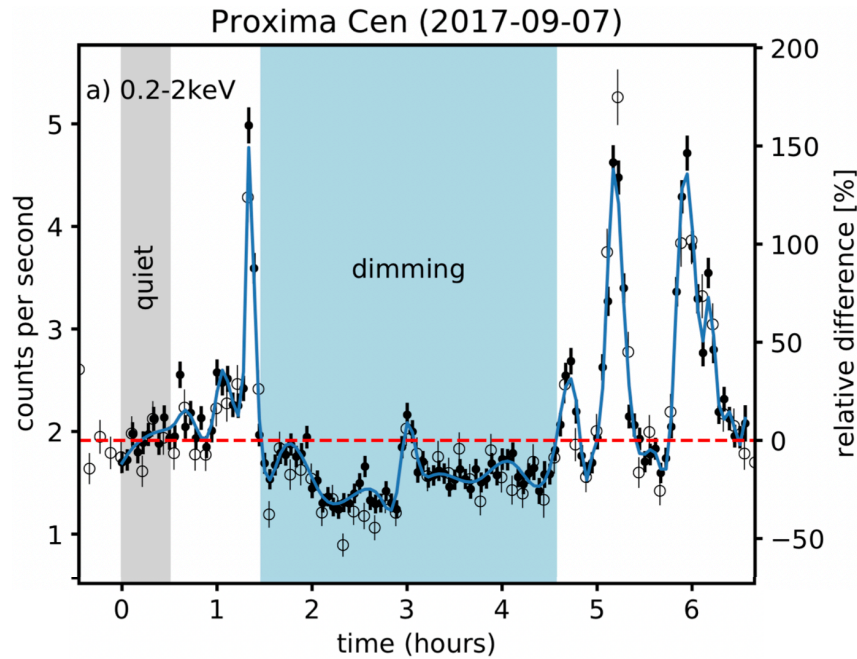


図 2.8. XMM Newton により検出された、M 型星 Proxima Centauri におけるフレアの X 線の光度曲線。青で塗りつぶされた時間帯が、コロナ減光が生じている時間帯に対応 (Veronig et al., 2021)。

ラインを中心に調査しているため、鉄の K 輝線などの高温 ( $> 50 \text{ MK}$ ) のラインにおいて青方偏移が検出されないのか、といった点は不明である。

上記の2つの手法は、その波長帯は違うものの、青方偏移の検出という点では共通していたが、X線観測においてはそれ以外に2つのCMEの検出法が考案されている。一つは、Moschou et al. (2017, 2019) によって検討されている、噴出したプラズマが視線方向を通過することに起因する、軟X線の吸収量の増加を検出する方法である(図2.7)。もう一つは、Veronig et al. (2021) と Loyd et al. (2022) によって検討されている、プラズマの噴出によってコロナの密度が一時的に低下することに起因する、X線、紫外線でのフレア直後の減光<sup>2</sup>を検出する方法である(図2.8)。これら両者の手法は、X線精密分光を必要としないという利点と、吸収量/減光量が非常に小さいため検出が難しいという欠点を持つ。

ここまで、恒星におけるCMEの観測手法をいくつか説明してきたが、依然としてその検出数は恒星フレア自体の検出数に比べると圧倒的に少ない。Alvarado-Gómez et al. (2018) は、スーパーフレアを起こすような強い磁場を持った恒星では、CMEは磁場からの力により抑制されるので発生しないことをシミュレーションにより主張

<sup>2</sup> 「コロナ減光」と呼ばれる。



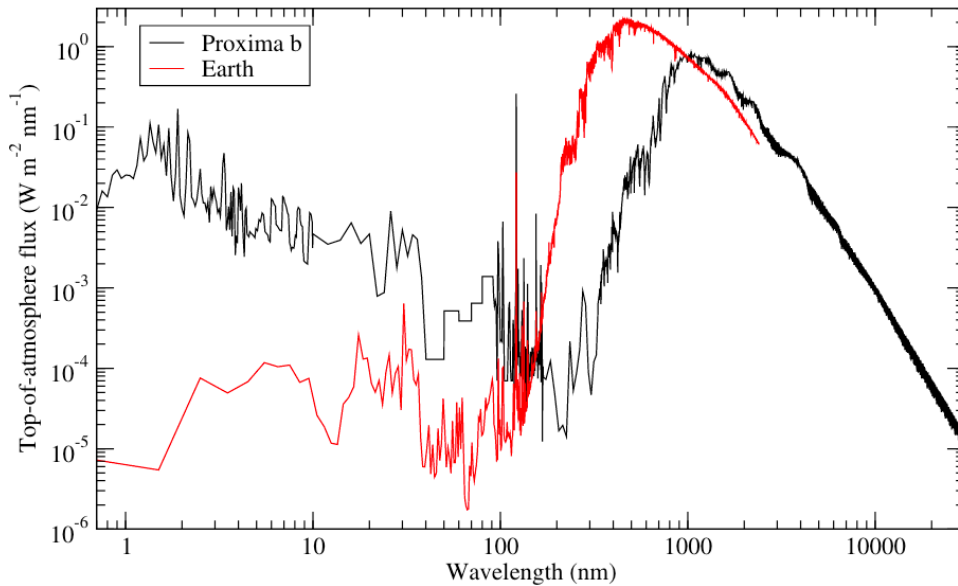


図 2.9. 地球大気 (黒) と Proxima Centauri b (赤) のそれぞれに入射する、主星からの放射光の平均的な広帯域スペクトル (Ribas et al., 2017)。Proxima Centauri b への入射スペクトルは、XMM Newton、ROSAT、FUSE、Hubble、EUVE による実測データと理論モデルを組み合わせることで作成されている。

している。つまり、恒星での CME 候補の観測数があまり増えない、特に脱出速度を超過するような高速な噴出 ( $> 500 \text{ km s}^{-1}$ ) の検出が皆無であることは、単純に観測が少ないからなのか、実際に磁場による抑制が効いているのか不明な状況である。

## 2.4 恒星磁気活動が系外惑星・恒星進化に与える影響

1.4 節で述べたように、太陽の磁気活動が様々な形で地球をはじめとした周囲の惑星環境に影響を与えていることが知られている。そのため、他の恒星の磁気活動についても、太陽と同じようにその周囲への影響が注目されている。特に、2.2、2.3 節で述べたように、恒星の場合は太陽よりもエネルギー規模が数桁以上大きいイベントが頻繁に起きるため、太陽 - 地球間で観測されている宇宙天気現象のより大規模なものが、恒星とその惑星間には存在するのではないかと推察される。例えば、Ribas et al. (2017) は M 型星 Proxima Centauri の多波長の観測データを用い、地球型惑星である Proxima Centauri b の大気に入射する平均的な広帯域スペクトルを調査した。中心星からの距離が 0.0485 au である Proxima Centauri b は惑星表面で液体の水が存在することが可能なハビタブルゾーンに位置しており (Anglada-Escudé et al., 2016)、

その生命の有無が注目されている惑星である。そして、地球大気に入射する太陽光のスペクトルに対し、Proxima Centauri b が受け取る X 線、紫外線のフラックスが数桁以上大きいことがわかった (図 2.9)。X 線、紫外線が惑星大気に入射することで惑星大気は加熱され、最終的に大気損失に繋がると考えられている (e.g., France et al., 2016)

具体的に、恒星で起きる規模・頻度のフレアが惑星大気にどれほどの影響を与えるのか、観測データとシミュレーションを組み合わせるアプローチする研究も近年盛んになっている。Segura et al. (2010) は、M 型星 AD Leo で 1985 年に実際に観測されたフレアのデータと光化学、放射対流モデルによる 1 次元シミュレーションを組み合わせる計算により、フレアによる紫外線放射のみでは惑星のオゾン層の厚みに影響はほぼないが、CME 等による高エネルギー陽子の影響を含めると、最大で 2 年間で 94% のオゾンが失われると述べている。Segura et al. (2010) の研究は 1 つのフレアのみに注目したものだったが、その後、Tilley et al. (2019) はフレアの発生頻度をもとに想定される複数のフレアや CME の影響を考慮した長期的なモデル化という形で、Segura et al. (2010) の研究を発展させた。

恒星の CME による質量と角運動量の損失が、恒星進化に影響を与える可能性は近年指摘され始めてはいるが、定量的な見積りやシミュレーションなどを行う段階には未だ達していない。その最も大きな理由が、恒星における CME の観測例がまだ非常に少なく、どれほどの質量の CME がどれほどの頻度で発生するのか不明であることである。Drake et al. (2013) は太陽で知られているフレアのエネルギーとそれに伴う CME の間のスケーリング則 (図 1.7) を恒星で起きる大規模なフレアにまで外挿することで、活動性の高い恒星の CME による質量損失率を  $\sim 10^{-10} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  と推定している。しかし、このスケーリング則が、どこまで大きいエネルギー規模のフレアにまで適用できるのかは不明である。



# Chapter 3

## 本論文の目的と構成

ここまで述べてきたように、恒星フレアとそれに伴うプラズマ噴出は系外惑星の大気や恒星進化への影響という観点から重要な現象である可能性が高いが、恒星での研究はまだ限られており、その理解は太陽に比べて遅れている。特に、恒星の場合はエネルギー規模が太陽フレアより数桁以上大きいスーパーフレアが頻繁に起こるが、それらが太陽フレアと同様に CME を伴うのか、もし伴うならばフレアと同様に CME のエネルギー規模も太陽より数桁以上大きいのか、といった点が謎として残されている。活動性の高い恒星の場合は、より強い表面磁場によって CME は抑え込まれるという計算結果もあるため (Alvarado-Gómez et al., 2018)、大規模なスーパーフレアでは CME は発生しない可能性も指摘されている。

近年の観測技術の発展 (4 章) により、電波から X 線におよぶ多波長で恒星フレアの観測が実現し、フレアに伴うプラズマ噴出における、噴出物の質量、速度、それらの時間発展などが測定できるようになったが、その観測数は未だ非常に少ない。そこで、本修士論文では、図 3.1 に示すように、現状の観測例に欠如している以下の 3 つの視点からの観測的研究により、上記の問題にアプローチする。

1.  $H\alpha$  線の青方偏移という形で検出されるプロミネンス噴出は、CME に発展するために十分な速度を持つのか？ その場合、噴出物の質量とフレアのエネルギー間には、太陽で知られるスケーリング則が成立するのか？ (5 章)
2. X 線の波長帯に位置するラインにおいて、CME を示唆する高速 ( $> 500 \text{ km s}^{-1}$ ) な青方偏移は存在するのか？ また、鉄の K 輝線などの比較的高温 ( $> 50 \text{ MK}$ ) で形成されるラインにおいて、青方偏移は検出されないのか？ (6 章)



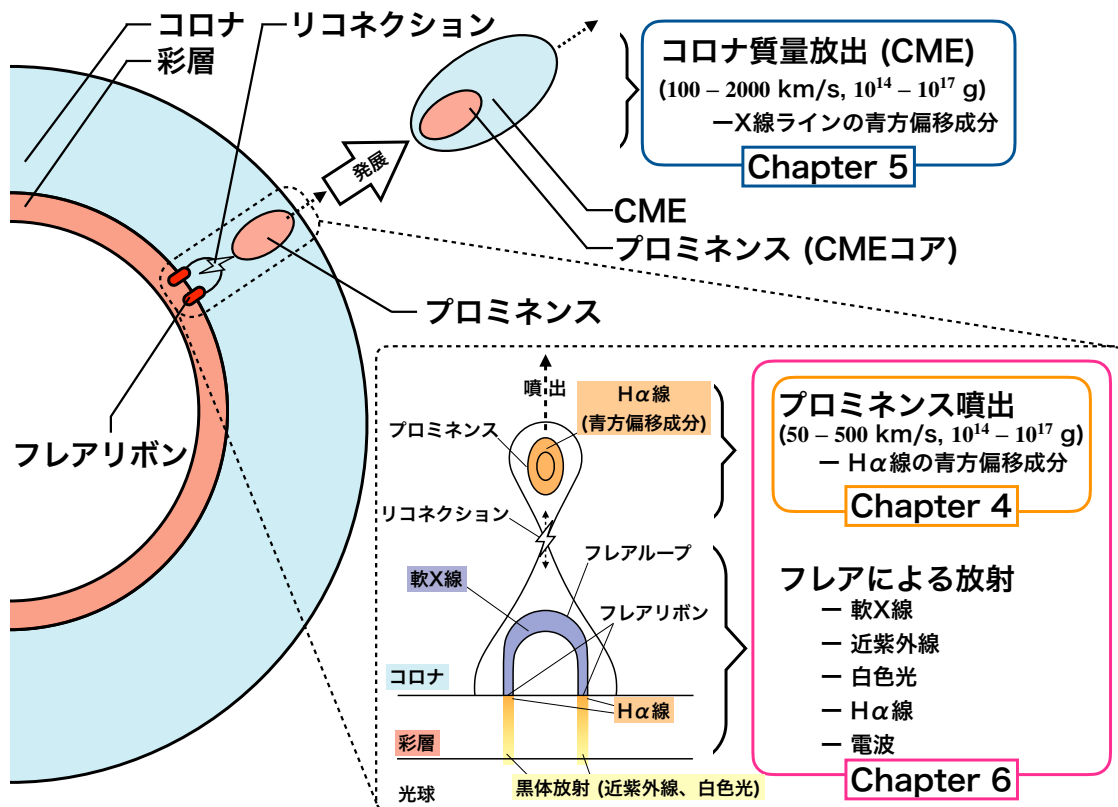


図 3.1. 恒星フレアとそれに伴うプラズマ噴出の全体像と、その中での本修士論文の各章が着目する箇所。

3. プラズマ噴出を伴う恒星フレア全体において、磁気エネルギーは各波長帯での放射と、プラズマ噴出の運動エネルギーにどのような割合で分配されるのか？ (7章)

そして、これらの結果を踏まえて結論 (8章) を述べる。なお、ここまでの章で説明したものも含めて、本修士論文で用いる基本的な用語の意味を表3.1にまとめた。また、本修士論文では単位系はCGS単位系で統一する。

表 3.1: 用語集

彩層	太陽・恒星の表面に存在する、温度約 $10^4\text{K}$ の弱プラズマの層。太陽の場合は厚みは $2000 - 10^4\text{ km}$ ほどで、 $\text{H}\alpha$ 線で明るく輝く。
コロナ	彩層の上部に位置する、温度約 $10^6\text{K}$ のプラズマの層。太陽の場合は厚みは $500\text{ km}$ ほどで、X 線で明るく輝く。
太陽フレア	太陽の表面で起きる、 $10^{29} - 10^{32}\text{ erg}$ ほどの磁気エネルギーが突発的に解放される爆発現象。
恒星フレア	恒星において観測されている、太陽フレアと類似した現象。 $10^{33}\text{ erg}$ 以上のエネルギーを解放するものは、スーパーフレアと呼ばれる。
プロミネンス	コロナ中に存在する $10^4\text{ K}$ のプラズマ。観測者から見てリムの内側に位置している時は、フィラメントとも呼ばれる。
コロナ質量放出 (CME)	コロナの大気が星の外に噴出される現象。典型的には、質量は $10^{14} - 10^{17}\text{ g}$ 、速度は $100 - 2000\text{ km s}^{-1}$ 程度。
磁気ループ	コロナに存在するループ状の磁場構造。
彩層蒸発	フレア発生時に、非熱的電子の突入により加熱された彩層上部のプラズマが、磁気ループ内へと上昇する現象。上昇速度は典型的には $100\text{ km s}^{-1}$ 程度。
M 型星	表面温度が $2300 - 3900\text{ K}$ 程度である、太陽より低温かつ小さい恒星。磁気活動性が太陽より高い。
RS CVn 型連星	K 型の準巨星と G 型の主系列星から成る連星系。特に、K 型星が磁気活動性が非常に高いことで知られ、M 型星よりもさらにフレアの規模は大きい。



# Chapter 4

## 本研究における観測

1、2章で述べたように、太陽、恒星フレア中には電波から X 線の幅広い波長帯で増光し、各波長はそれぞれフレアという一つの現象の違う側面の情報を持つ。そのため、必然的に恒星フレアの研究においては様々な波長帯の望遠鏡を用いることとなる。本章では、本研究で用いた望遠鏡についてまとめる。

### 4.1 X線/紫外線観測

#### 4.1.1 NICER

図 4.1 に示した Neutron star Interior Composition Explorer (NICER; Gendreau et al., 2016) は 2017 年から運用されている ISS 上に設置された X 線観測装置である。図 4.1 に写っている多数の円環状の装置が X 線集光装置 (XRC) と焦点面に設置されたシリコンドリフト検出器 (FPM) であり、計 56 個<sup>1</sup>が設置されている。NICER の特徴はその有効面積の大きさであり、図 4.2 に実際に本研究での観測の際の Auxiliary Response File (ARF) ファイルからプロットした有効面積を示す。エネルギー帯域は 0.2–12 keV で、有効面積のピークは  $\sim 1.5$  keV 付近に位置し、 $2000 \text{ cm}^2$  近くの値をとる (Gendreau et al., 2012; Arzoumanian et al., 2014)。エネルギー分解能は 1 keV 付近で 85 eV、6 keV 付近で 137 eV である (Gendreau et al., 2012; Arzoumanian et al., 2014)。また、NICER は非撮像系の検出器であるため、視野内の別領域からバック

---

<sup>1</sup>ただし、そのうち 4 つの FPM は故障しており、2 つの FPM はノイズが大きいため、本研究では基本的にそれら 6 つを除いた 50 個の FPM から得られたデータを利用している。

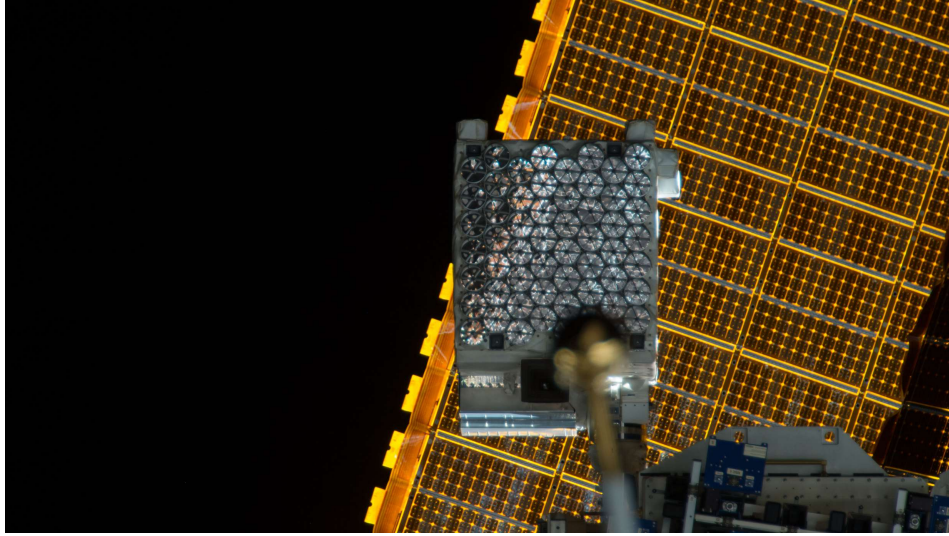


図 4.1. ISS 上に設置された NICER の外観 (©NASA)。

グラウンドを抽出する手法を取れない。そのため、バックグラウンドのモデルがいくつか考案されており、本研究では 3C50 モデル (Remillard et al., 2022) を利用した。

#### 4.1.2 Swift 衛星

図 4.3 に示した Neil Gehrels Swift Observatory (Swift; Gehrels et al., 2004) は 2004 年に NASA により打ち上げられ、現在まで運用が続けられているガンマ線バースト観測衛星である。衛星としての主な観測ターゲットはガンマ線バーストであるが、その機動性の高さから、恒星フレアの研究にも頻繁に用いられてきた (e.g., Osten et al., 2007)。Swift には硬 X 線 (15–150 keV) で観測する Burst Alert Telescope (BAT Barthelmy et al., 2005)、軟 X 線 (0.2–10 keV) で観測する X-ray telescope (XRT; Burrows et al., 2005)、近紫外線から可視光で観測する Ultra-Violet/Optical Telescope (UVOT; Roming et al., 2005) の 3 つの望遠鏡が搭載されており、本研究では、XRT と UVOT を利用した。

XRT は 0.2–10 keV の帯域、23.6 分 × 23.6 分の視野で撮像分光が可能な X 線望遠鏡である。図 4.4 に実際に本研究での観測の際の ARF ファイルからプロットした有効面積を示す。XRT の有効面積は 1.5 keV 付近で最大となり、125 cm<sup>2</sup> 程度の値をとる。エネルギー分解能は打ち上げ時は 5.9 keV 付近で 145 eV 程度であったが (Burrows et al., 2005)、5 年が経過した 2009 年時点では 260 eV にまで劣化してい

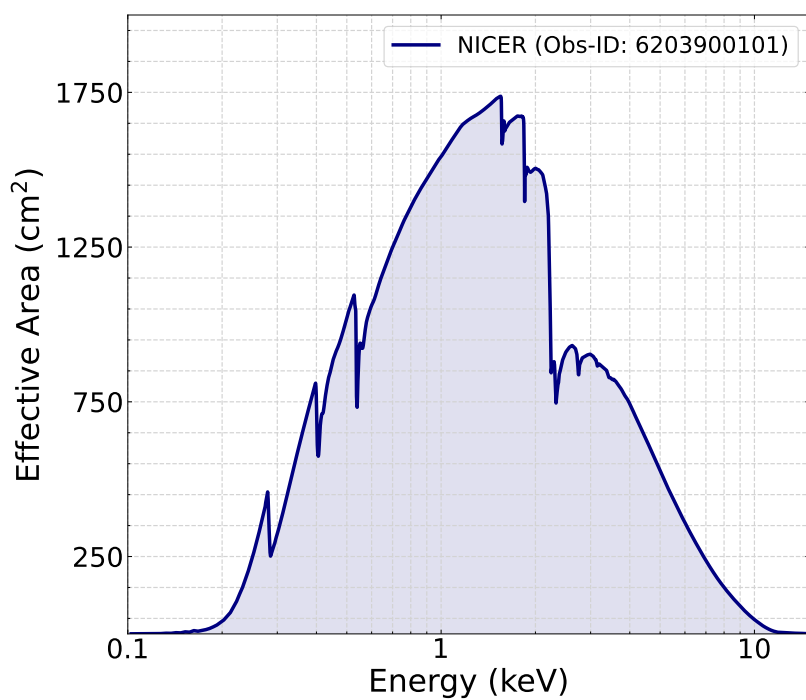


図 4.2. NICER の有効面積の例。6 章での観測における ARF ファイルからプロット。

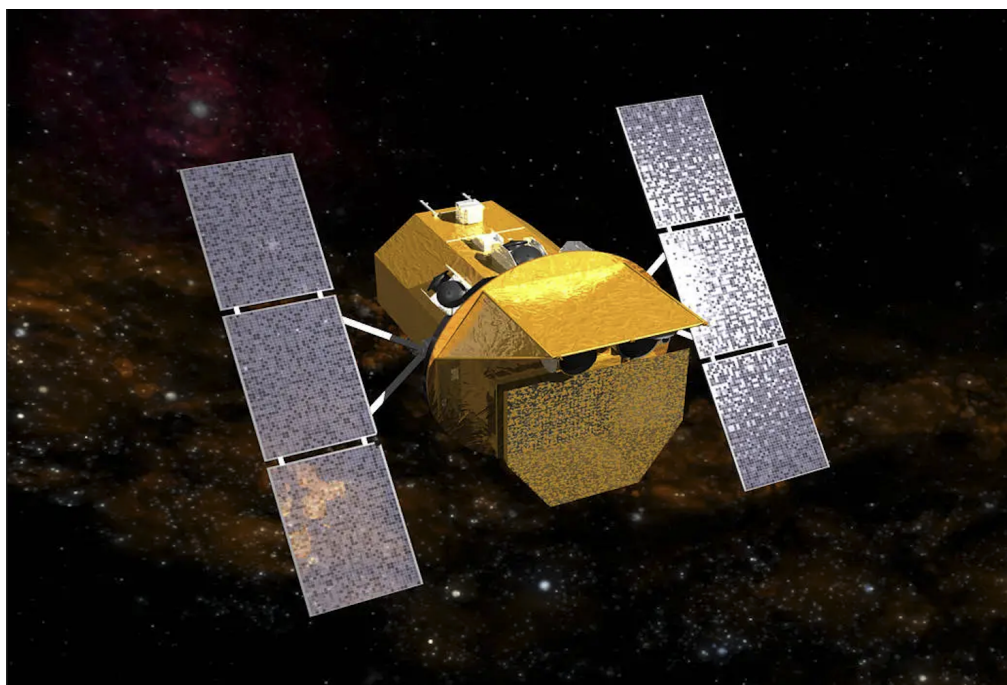


図 4.3. Swift 衛星の外観 (©NASA)。

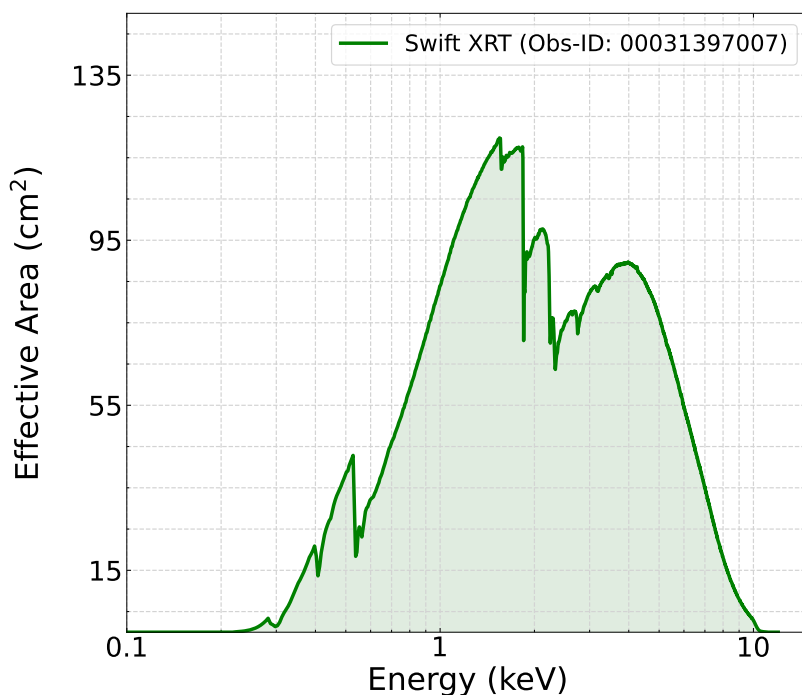


図 4.4. Swift XRT の有効面積の例。7 章での観測における ARF ファイルからプロット。

た<sup>2</sup>。XRT では天体に応じて、複数の観測モードを選択することができ、本研究では Photon Counting (PC) モードを選択した。PC モードは視野全体に入射した光子を 2.5 秒ごとに蓄積するモードで、1 mCrab 以下の比較的暗い天体の観測に適している (Capalbi et al., 2005)。

UVOT は紫外線・可視光の帯域での測光観測、撮像が可能な望遠鏡である。UVOT には多数のフィルターが搭載されており、本研究では最も短波長側の UVW2 フィルター (1600–3500 Å) を用いて近紫外線観測を行なった。図 4.5 に、SVO Filter Profile Service<sup>3</sup>のデータからプロットした UVW2 フィルターを選択した場合の UVOT の有効面積を示す。視野は 17 分 × 17 分であり (Roming et al., 2005)、XRT と基本的には同じ方向を向いているが、視野中心は XRT と UVOT で完全には一致していないため、いずれか片方の望遠鏡でのみ、観測天体を捕捉しているという状況も存在する。

<sup>2</sup><https://www.swift.ac.uk/analysis/xrt/modes.php>

<sup>3</sup><http://svo2.cab.inta-csic.es/theory/fps/index.php?id=Swift/>



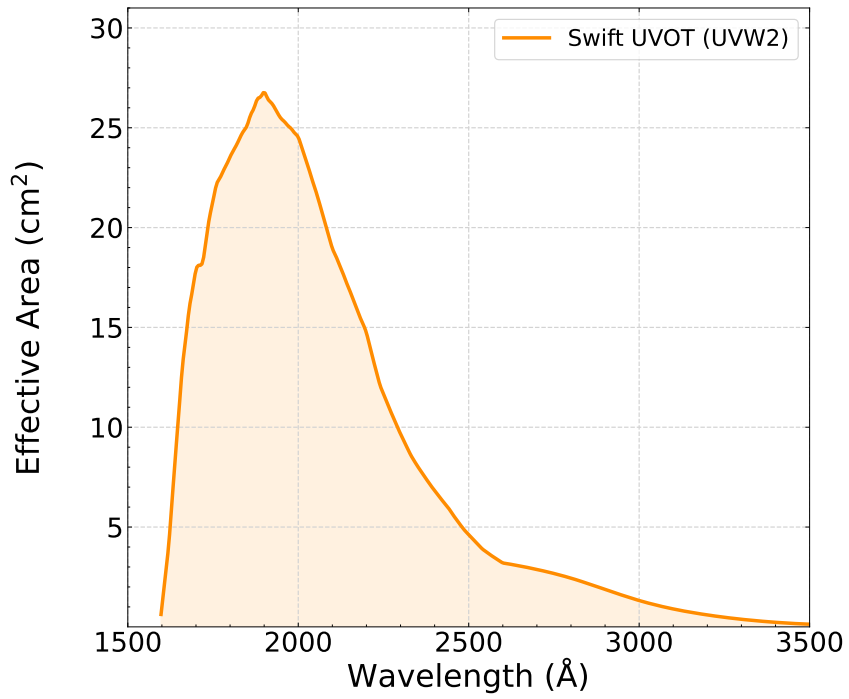


図 4.5. UVOT/UVW2 フィルターの有効面積。SVO Filter Profile Service のデータからプロット。



図 4.6. TESS 衛星 (©NASA)。



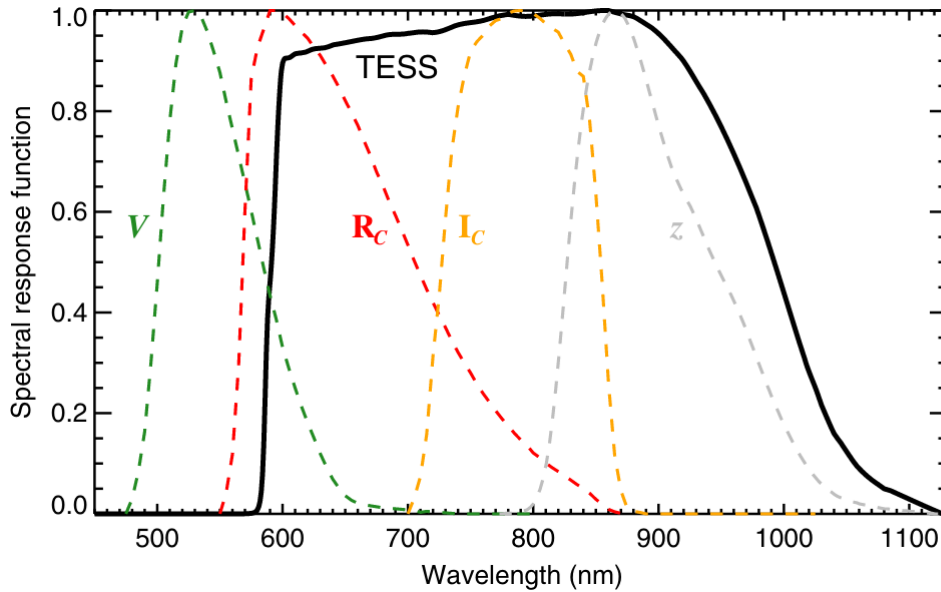


図 4.7. TESS の応答関数の形状 (黒線)。比較のために、Johnson の UBV システムと Cousins の  $R_cI_c$  システム (e.g., 市川隆, 1997) のフィルターの透過曲線も記載されている。(Ricker et al., 2015)

## 4.2 可視測光観測

### 4.2.1 TESS 衛星

図 4.6 に示した Transiting Exoplanet Survey Satellite (TESS; Ricker et al., 2015) は 2018 年に NASA によって打ち上げられた可視測光衛星 (6000–10000 Å) であり、トランジット法による系外惑星の検出を主な目的としている。広視野 (24 度 × 96 度) かつ地上観測に比べ非常に高い測光精度 (Ricker et al., 2015) を持つ TESS は、系外惑星の探索だけでなく、恒星フレアの研究にも頻繁に用いられている (e.g., Howard & MacGregor, 2022)。また、TESS は、30 分ケーデンスでの視野全体のデータと、事前選択されたターゲット天体の 2 分ケーデンスの測光データを提供してきたが (Huber et al., 2022)、TESS extended mission プログラム<sup>4</sup>の最初の Sector にあたる Sector 27 (2020 年 7 月 5–30 日) より、天体によっては 20 秒ケーデンスの測光データも提供されるようになった。本研究では、V1355 Orionis の観測 (5 章) では 2 分ケーデンス、EV Lac の観測 (7 章) では 20 秒ケーデンスのデータを用いた。

<sup>4</sup><https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/tess/the-tess-extended-mission.html>



図 4.8. なゆた望遠鏡 (©兵庫県立大学西はりま天文台)

## 4.3 可視分光観測

### 4.3.1 兵庫県立大学西はりま天文台 なゆた望遠鏡

なゆた望遠鏡(図 4.8)は兵庫県立大学西はりま天文台に設置された口径 2 m の反射望遠鏡である。なゆた望遠鏡には複数の観測装置が搭載されており、本研究では低中分散可視分光装置である Medium And Low-dispersion Long-slit Spectrograph (MALLS) を用いた。MALLS の波長範囲は 6280 – 6720 Å であり、波長分解能は  $\lambda/\Delta\lambda \sim 7500$  (MALLS Web<sup>5</sup>) である。これは、H $\alpha$  線での速度分解能に変換すると、 $\sim 40 \text{ km s}^{-1}$  程度に対応する。また、波長校正用の比較光源には Fe-Ne-Ar ランプが用いられている。

### 4.3.2 京都大学岡山天文台 せいめい望遠鏡

せいめい望遠鏡(図 4.9)は京都大学岡山天文台に設置された口径 3.8 m の反射望遠鏡である (Kurita et al., 2020)。せいめい望遠鏡には複数の観測装置が搭載されており、本研究では低分散可視分光装置 Kyoto Okayama Optical Low-dispersion Spectrograph with optical-fiber Integral Field Unit (KOOLS-IFU; Matsubayashi et al., 2019) を用い

<sup>5</sup>[http://www.nhao.jp/~malls/malls\\_wiki/index.php](http://www.nhao.jp/~malls/malls_wiki/index.php)



図 4.9. せいめい望遠鏡 (©京都大学岡山天文台)

た。KOOLS-IFU には複数のグリズムが用意されており、本研究では VPH 683 を利用した。VPH 683 の波長範囲は  $5800\text{--}8000\text{ \AA}$  であり、波長分解能は  $\lambda/\Delta\lambda \sim 2000$  (KOOLS-IFU Expected performance<sup>6</sup>) である。これは、 $H\alpha$  線での速度分解能に変換すると、 $\sim 150\text{ km s}^{-1}$  程度に対応する。

---

<sup>6</sup><http://www.o.kwasan.kyoto-u.ac.jp/inst/p-kools/performance/index.html>



## Chapter 5

# RS CVn型連星 V1355 Orionis でのフレア中に検出された $H\alpha$ 線の青方偏移 (Inoue et al. 2023, ApJ, 948, 9)

本章では、スーパーフレアに伴うプロミネンス噴出の可視分光観測に成功した例として、2020年12月19日 (JST) に RS CVn 型連星 V1355 Orionis で発生したスーパーフレアのせいめい望遠鏡による可視分光観測と TESS 衛星による可視測光観測の結果についてまとめる。本研究では、極めて高速 ( $760 - 1690 \text{ km s}^{-1}$ ) かつ大質量 ( $9.5 \times 10^{18} \text{ g} < M < 1.4 \times 10^{21} \text{ g}$ ) のプロミネンスが  $7 \times 10^{35} \text{ erg}$  のエネルギー規模のフレアに伴い噴出する様子の観測に成功した。なお、本章の結果は、Inoue et al. 2023, ApJ, 948, 9 として出版した。

### 5.1 観測体制とデータ解析

#### 5.1.1 RS CVn 型連星 V1355 Orionis

V1355 Orionis (HD291095) は ROSAT による全天サーベイで発見された RS CVn 型連星である (Pounds et al., 1993; Pye et al., 1995)。その後、Cutispoto et al. (1995); Osten & Saar (1998); Strassmeier (2000) による調査で、連星を成している星が K0–2IV と G1V の恒星タイプであるとわかった。表 5.1 に V1355 Orionis の K 型星の基本的な

物理量を示す。Strassmeier (2000) は、1998 年 4 月に  $H\alpha$  線の等価幅が通常時の 70 倍ほどの大きさとなった大規模なフレアが V1355 Orionis で起きたと報告している。

### 5.1.2 TESS による可視測光観測

本研究での観測期間中、TESS は Sector 33 (2020/12/18–2021/01/13) にあたり、V1355 Orionis を 27 日間、2 分ケーデンスで測光観測し続けていた。図 5.1 (a) に TESS の観測によって得られた、V1355 Orionis の Sector 33 での光度曲線を、(b) に本研究で着目するフレア前後を拡大した光度曲線を示す。静穏成分の周期的な変化は、星の自転による黒点の見え隠れに対応する。フレア中の静穏成分は、フレア開始時刻を時刻原点とした時に、 $-500$  分から  $-10$  分と、 $+150$  分から  $+380$  分までの光度曲線を多項式でフィットすることで見積もった。図 5.2 (a) にフレア中の光度曲線から静穏成分を差し引いた、フレア成分の光度曲線を示す。

### 5.1.3 せいめい望遠鏡による可視分光観測

本研究では、せいめい望遠鏡に搭載された分光器 KOOLS-IFU を用いて V1355 Orionis を TESS の Sector 33 の期間中である 2020 年 12 月 19–28 日の間に 8 晩観測した。その結果、本研究で着目しているフレアは観測初日の 2020 年 12 月 19 日の夜に起きた。フレームあたりの露出時間は 60 秒に設定し、 $H\alpha$  線の SN 比は 10 以上であった。

データ処理は、Namekata et al. (2020, 2021, 2023) と同様の手法で、IRAF パッケージ、Pyraf ソフトウェア、KOOLS-IFU 専用のスクリプト (Matsubayashi et al., 2019) を用いて、可視分光データの一次処理の一般的な手順 (バイアス補正、フラット補正、ゲイン補正、波長校正、背景光補正) に従って行った。一次処理が完了した後、各フレームの  $H\alpha$  線の線輪郭から、図 5.2 (b) に示す等価幅の光度曲線を作成した。等価幅は連続光に対する  $H\alpha$  線の強度に対応する物理量であり、 $H\alpha$  線を周辺の連続光で規格化した上で、 $6512 - 6582 \text{ \AA}$  の範囲でスペクトルを波長積分することで計算した。なお、スペクトルの積分をする際は、輝線側を負に設定した。5.2.2 節で述べるように、 $H\alpha$  線には青方偏移した成分が顕著に現れていたため、それらを積分区間に取り込むように、波長中心 ( $6562.8 \text{ \AA}$ ) に対して非対称 ( $6512 - 6582 \text{ \AA}$ ) に積分範囲を設定した。

表 5.1: V1355 Orionis (K 型星) の基本的な物理量

タイプ	$V$ (mag) <sup>*</sup>	$V - R_C$ (mag) <sup>*</sup>	$d$ (pc) <sup>†</sup>	$P_{\text{orb}}$ (days) <sup>‡</sup>	$P_{\text{rot}}$ (days) <sup>§</sup>	$R$ ( $R_{\odot}$ ) <sup>§</sup>	$L$ ( $L_{\odot}$ ) <sup>¶</sup>	$M$ ( $M_{\odot}$ ) <sup>‡</sup>	$T_{\text{eff}}$ (K) <sup>‡</sup>	$v_e$ (km/s) <sup>*</sup>
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
K0-2IV	8.98	0.53	127.4	3.87	3.86	4.1	6.4	1.3	4750	-347

\*  $V$  バンドでの等級と  $V$  バンドと  $R_C$  バンドの差分

† 地球との距離

‡ 軌道周期

§ 自転周期

§ 半径

¶ 光度

‡ 質量

‡ 有効温度

\* 星表面での脱出速度

**Reference** (1),(5)-(11):Strassmeier (2000), (2), (3):Cutispoto et al. (1995), (4):Gaia Collaboration et al. (2016)

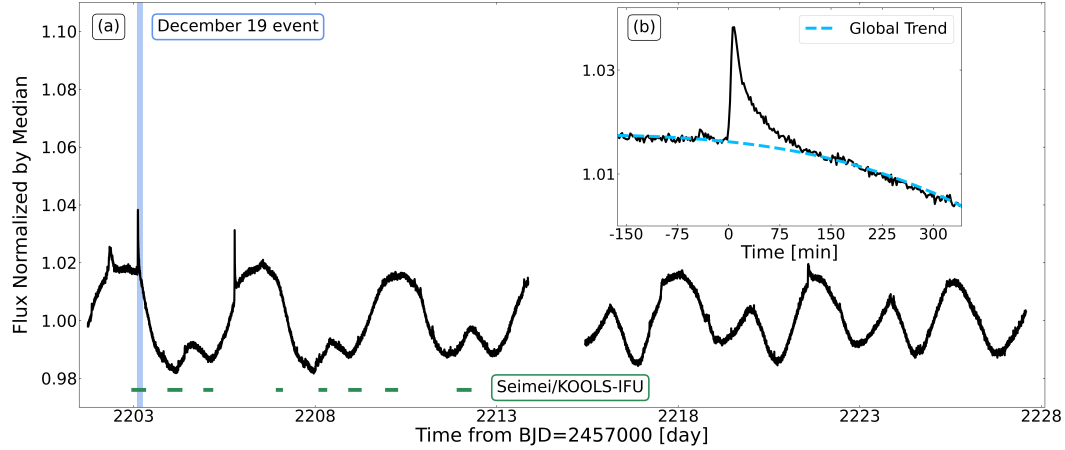


図 5.1. TESS により観測された V1355 Orionis の白色光の光度曲線。BJD = 2457000 を時刻原点としている。(a) BJD = 2459201.7 – 2459227.5 の 27 日間の光度曲線。縦軸は本観測期間での中央値のフラックスで規格化されている。水色の縦線は本研究で着目するフレアが起きた時間帯を、緑色の横線はせいめい望遠鏡による観測が実施された時間帯を表す。(b) 2020 年 12 月 19 日 (BJD = 2459203.11297) 周辺を拡大した光度曲線。時刻表記は BJD = 2459203.11297 を原点とした分表記である。水色の曲線は静穏成分を表す。(Inoue et al., 2023)

## 5.2 結果

### 5.2.1 白色光での解放エネルギー

図 5.2 (a) に示すように、白色光フレアは 110 分ほど継続した。フレアにより白色光で増光している領域の面積 ( $A_{\text{flare}}$ ) は、Shibayama et al. (2013) の式 (5) に示されるように、星の半球面積 ( $\pi R^2$ ) に星の光度に対するフレアの光度 ( $C'_{\text{flare}}(t) = L_{\text{flare}}(t)/L_{\text{star}}$ ) を掛けた上で、星とフレアの黒体放射スペクトルの温度の違いを補正したものとなるため、

$$A_{\text{flare}}(t) = \pi R^2 \times \frac{L_{\text{flare}}(t)}{L_{\text{star}}} \times \frac{\int R_{\lambda} B_{\lambda}(T_{\text{eff}})}{\int R_{\lambda} B_{\lambda}(T_{\text{flare}})} \quad (5.1)$$

と表される。ここで、 $\lambda$  は波長、 $B_{\lambda}$  はプランク関数、 $R_{\lambda}$  は TESS の応答関数 (Ricker et al., 2015)、 $T_{\text{eff}}$  は星の有効温度を表す。また、 $T_{\text{flare}}$  はフレアの黒体放射の温度を表し、今回は  $1 \times 10^4$  K と仮定する (Mochnacki & Zirin, 1980; Hawley & Fisher, 1992)。V1355 Orionis は連星であり、観測上は 2 つの星からの光が混ざって観測されるため、上式は

$$A_{\text{flare}}(t) = \frac{\pi C'_{\text{flare}}(t) \sum_{i=1,2} \{ R_i^2 \int R_{\lambda} B_{\lambda}(T_i) d\lambda \}}{\int R_{\lambda} B_{\lambda}(T_{\text{flare}}) d\lambda} \quad (5.2)$$



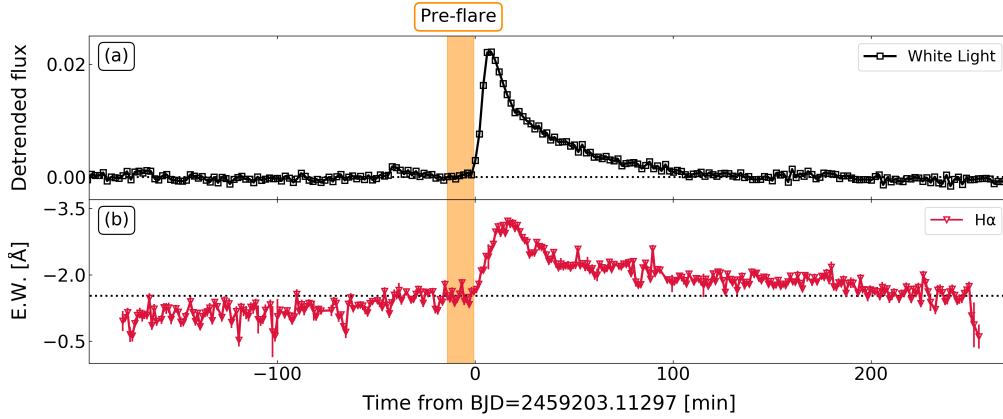


図 5.2. 2020 年 12 月 19 日の光度曲線。時刻原点は図 5.1 と共通である。(a) 静穏成分を差し引いた TESS の光度曲線。オレンジ色で示した時間帯は、スペクトル解析において「プレフレア」と定義した時間帯に対応する。(b) (a) と同時刻での  $H\alpha$  線の光度曲線。黒の点線はプレフレアでの等価幅の平均値を表す。なお、等価幅は輝線側を負と定義している。(Inoue et al., 2023)

のように修正される。 $T_i$  は連星を成す K 型星と G 型星の有効温度 (4750 K / 5780 K; Strassmeier, 2000)、 $R_i$  はそれぞれの星の半径 ( $4.1R_{\odot}$  /  $1.0R_{\odot}$ ; Strassmeier, 2000) に対応する。図 5.2 の縦軸の値を式 5.2 の  $C'_{\text{flare}}(t)$  に代入することで  $A_{\text{flare}}(t)$  は求まり、フレアの光度はシュテファンボルツマン定数  $\sigma_{\text{SB}}$  を用いて

$$L_{\text{flare}}(t) = \sigma_{\text{SB}} T_{\text{flare}}^4 A_{\text{flare}}(t) \quad (5.3)$$

のように計算できる。これを、白色光フレアの継続時間 ( $\sim 110$  分) で積分すると、フレアのボロメトリックエネルギーは

$$E_{\text{bol}} = \int L_{\text{flare}}(t) dt = 7.0 \times 10^{35} \text{ erg}. \quad (5.4)$$

と得られる。K 型星の方が活動性がより高いことを考えると、最大級の太陽フレアに比べて 3 桁以上エネルギー規模の大きいこのフレアは、連星のうちの K 型星で起きた可能性が非常に高いと言える。

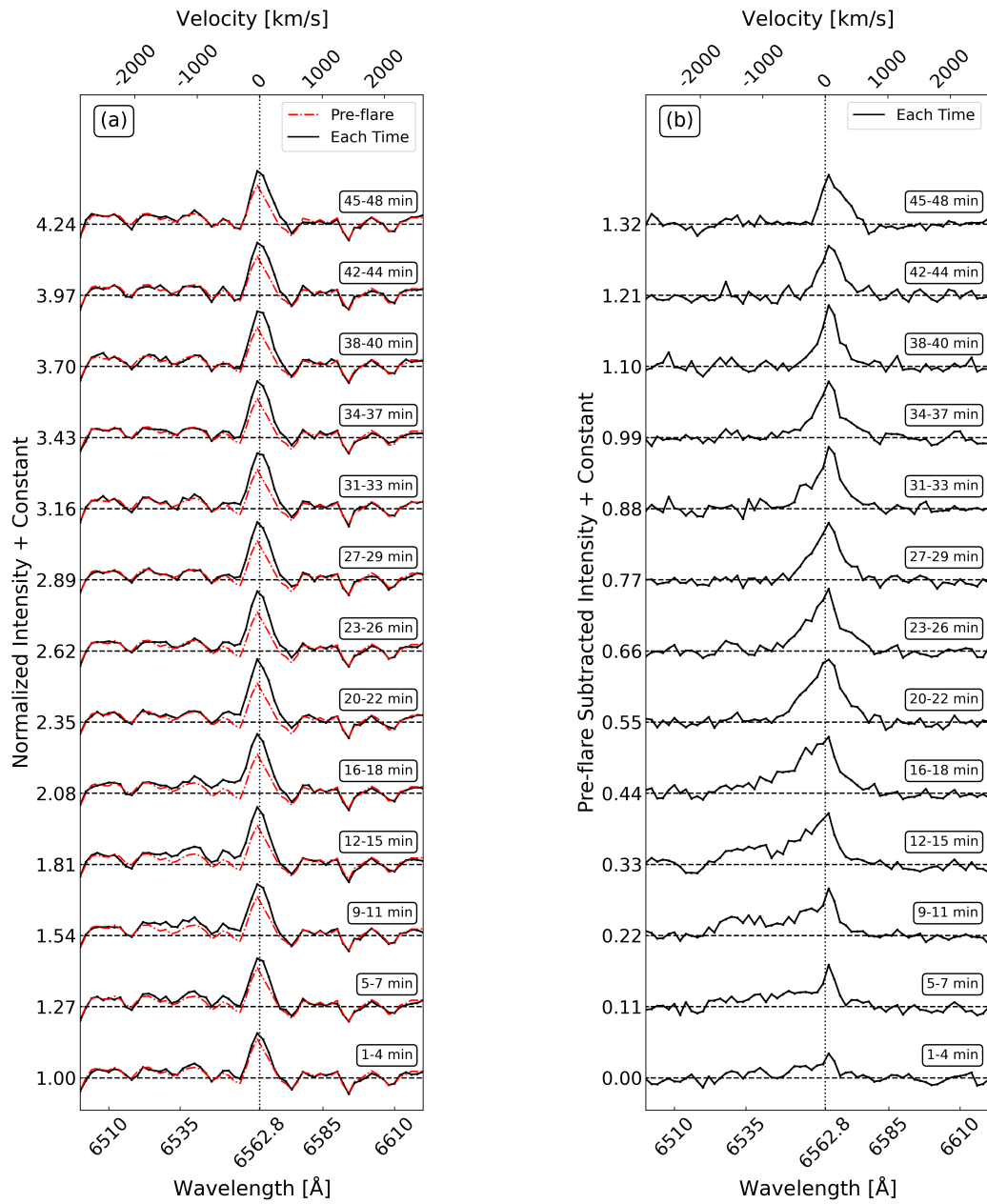


図 5.3. フレア初期における H $\alpha$  線の時間変化。(a) 3 分ごとの H $\alpha$  線のスペクトル。各スペクトルは連続光の強度 (黒破線) で規格化されている。黒い点線は H $\alpha$  線の線中心を表す。赤いスペクトルはプレフレアスペクトルに対応する。(b) 各時刻のスペクトルからプレフレアスペクトルを引いた差分スペクトル。(Inoue et al., 2023)

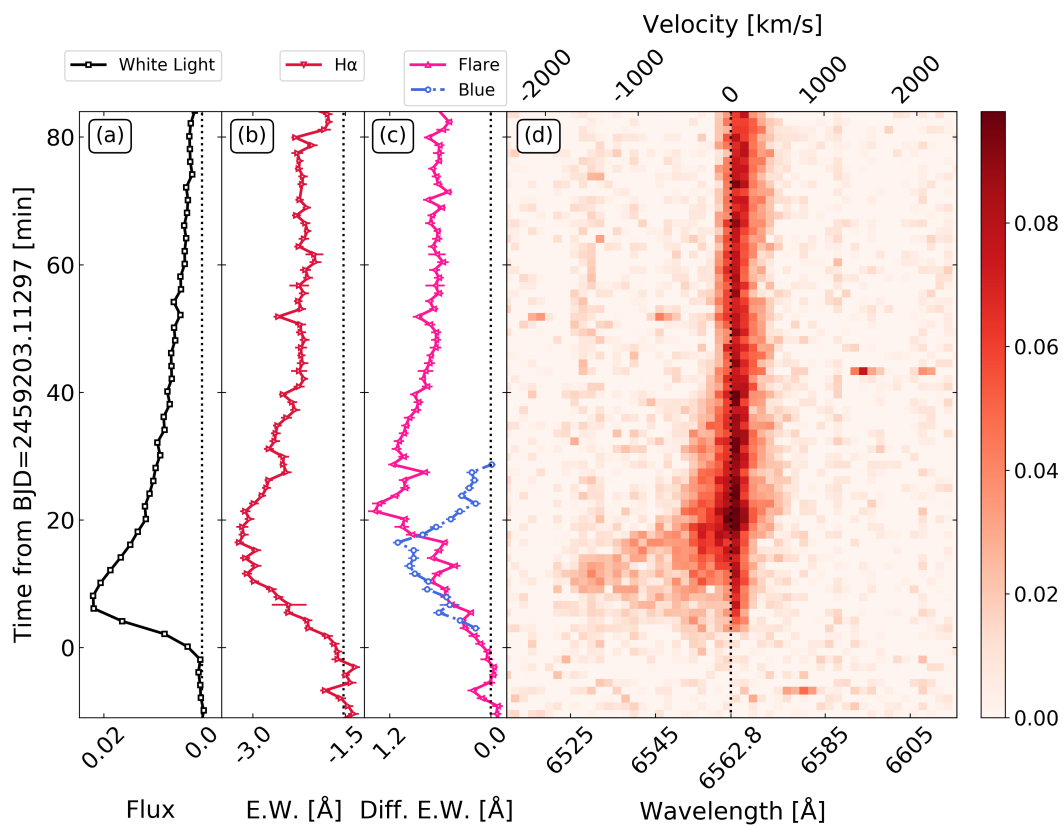


図 5.4. フレア中の光度曲線とスペクトル。(a) 図 5.2 (a) を拡大した白色光の光度曲線。(b) 図 5.2 (b) を拡大した H $\alpha$  線の光度曲線。(c) フレア成分 (ピンク) と青方偏移成分 (水色) に分割した H $\alpha$  線の光度曲線。(d) フレア前との差分スペクトルの時間変化。(Inoue et al., 2023)

## 5.2.2 フレア中の H $\alpha$ 線の形状

本フレア中には、フレア開始から最初の 30 ほどの間に H $\alpha$  線に非常に強い青方偏移が見られた。図 5.3 (a) は H $\alpha$  線に青方偏移が確認された全ての時間帯のスペクトルを示している。図 5.3 (a) に示されている赤いスペクトルは「プレフレアスペクトル」であり、これは、フレア開始前 15 分間を「プレフレア」と定義して、その時間帯でのスペクトルの中央値をとることで作成した。図 5.3 (b) に各時刻のスペクトルとプレフレアスペクトルの差分をとることで作成した、フレア成分のスペクトル(「差分スペクトル」)を示す。差分スペクトルには顕著に青方偏移成分が現れており、特に時刻 5–18 分においては、青方偏移成分はドップラー速度  $-1000\text{km s}^{-1}$  以上の範囲にまで及んでいる。図 5.4 (d) は差分スペクトルの時間変化を表しており、青方偏移成分は白色光や H $\alpha$  線の光度のピークにかけて高速となることがわかる。

また、図 5.3 から差分スペクトルの線中心が僅かに赤方偏移 ( $+50\text{km s}^{-1}$ ) していることも確認される。本章にて示す全てのスペクトルは天体の視線速度は補正しておらず、V1355 Orionis の視線速度は  $0 \sim +70\text{km s}^{-1}$  程度であり (Strassmeier, 2000)、観測された線中心の赤方偏移はこの範囲内に入っている。また、彩層凝縮 (Ichimoto & Kurokawa, 1984) やポストフレアループ (Claes & Keppens, 2019) がこの赤方偏移の原因である可能性も考えられる。

図 5.4 (c) は観測された H $\alpha$  線を対称 (フレア) 成分と青方偏移成分に分割することで計算した、各成分の等価幅の光度曲線を表す。対称 (フレア) 成分と青方偏移成分への分割は、H $\alpha$  線を長波長側のみフォークト関数でフィットすることで行った<sup>1</sup>。フレア成分と青方偏移成分に分割した光度曲線から、本フレアによって H $\alpha$  線で解放されたエネルギー ( $E_{\text{H}\alpha}$ ) を計算するために、等価幅を

$$L_{\text{H}\alpha}(t) = 4\pi d^2 f_{\lambda} 10^{-0.4m_R} \times EW_{\text{flare}}(t). \quad (5.5)$$

のように光度に変換することを考える。ここで、 $m_R$  (Cutispoto et al., 1995) は Rバンドでの V1355 Orionis の等級、 $f_{\lambda}$  ( $217.7 \times 10^{-11}\text{ergs cm}^{-2}\text{sec}^{-1}\text{\AA}^{-1}$ ; Bessell et al., 1998) はベガ等級における単位波長あたりのフラックス原点、 $d$  は地球と V1355 Orionis の間の距離 (Gaia Collaboration et al., 2016) を表す。それぞれの具体的な値は、表 5.1 に

---

<sup>1</sup>分割の詳細は 5.3.1 節を参照

まとめられている。光度を H $\alpha$  線でのフレアの継続時間で時間積分することで、

$$E_{\text{H}\alpha} = \int L_{\text{H}\alpha}(t) dt = 1.1 \times 10^{34} \text{ erg} \quad (5.6)$$

と、H $\alpha$  線で解放されたエネルギーの値が得られる。

## 5.3 考察

### 5.3.1 プロミネンスの物理量の推定

5.2.2 節で述べたように、本フレア中には明確な H $\alpha$  線の青方偏移成分が確認された。彩層蒸発に伴う上昇流は  $-100 \text{ km s}^{-1}$  程度の速度が典型値であることを考慮すると、ドップラー速度が  $-1000 \text{ km s}^{-1}$  を超過した範囲にまで及んでいるこの青方偏移はプロミネンス噴出を反映している可能性が非常に高い。そこで、本節では青方偏移成分はプロミネンス噴出由来と仮定して、その速度と質量を議論する。

#### 速度

Maehara et al. (2021) で行われている手法を参考に、プロミネンスの速度を推定する。まず、図 5.5 (a)、(c) に示すように、各時刻における差分スペクトルの H $\alpha$  線の中心波長よりも長波長側のみをフォークト関数でフィットした。そして、フォークト関数と差分スペクトルの残差を計算し、それをガウス関数でフィットした (図 5.5 (b)、(d))。そして、残差をフィットしたガウス関数の中心波長のドップラー速度をプロミネンスの速度とみなした。この際、5.5 (b)、(d) のように、青方偏移成分が 2 つのピークを持つことが複数のフレームにおいて確認されたため、残差のフィットにおいては 1 成分でのフィットと 2 成分でのフィットの 2 通りを実行した<sup>2</sup>。

この手法により見積もったプロミネンスの速度の時間変化を図 5.6 (d)、(h) に示す。1 成分のフィットではプロミネンスの速度の最高値は  $-990 \pm 130 \text{ km s}^{-1}$ 、2 成分のフィットでは  $-1690 \pm 100 \text{ km s}^{-1}$  と  $-760 \pm 90 \text{ km s}^{-1}$  であった。なお、ここでの速度の誤差は  $1\sigma$  を表す。いずれのフィットにおいても、このプロミネンスは V1355 Orionis の K 型星の星表面での脱出速度 ( $-347 \text{ km s}^{-1}$ ) を大幅に超過しており、確実

---

<sup>2</sup>ピークが 2 つあることの解釈については 5.3.2 節を参照。

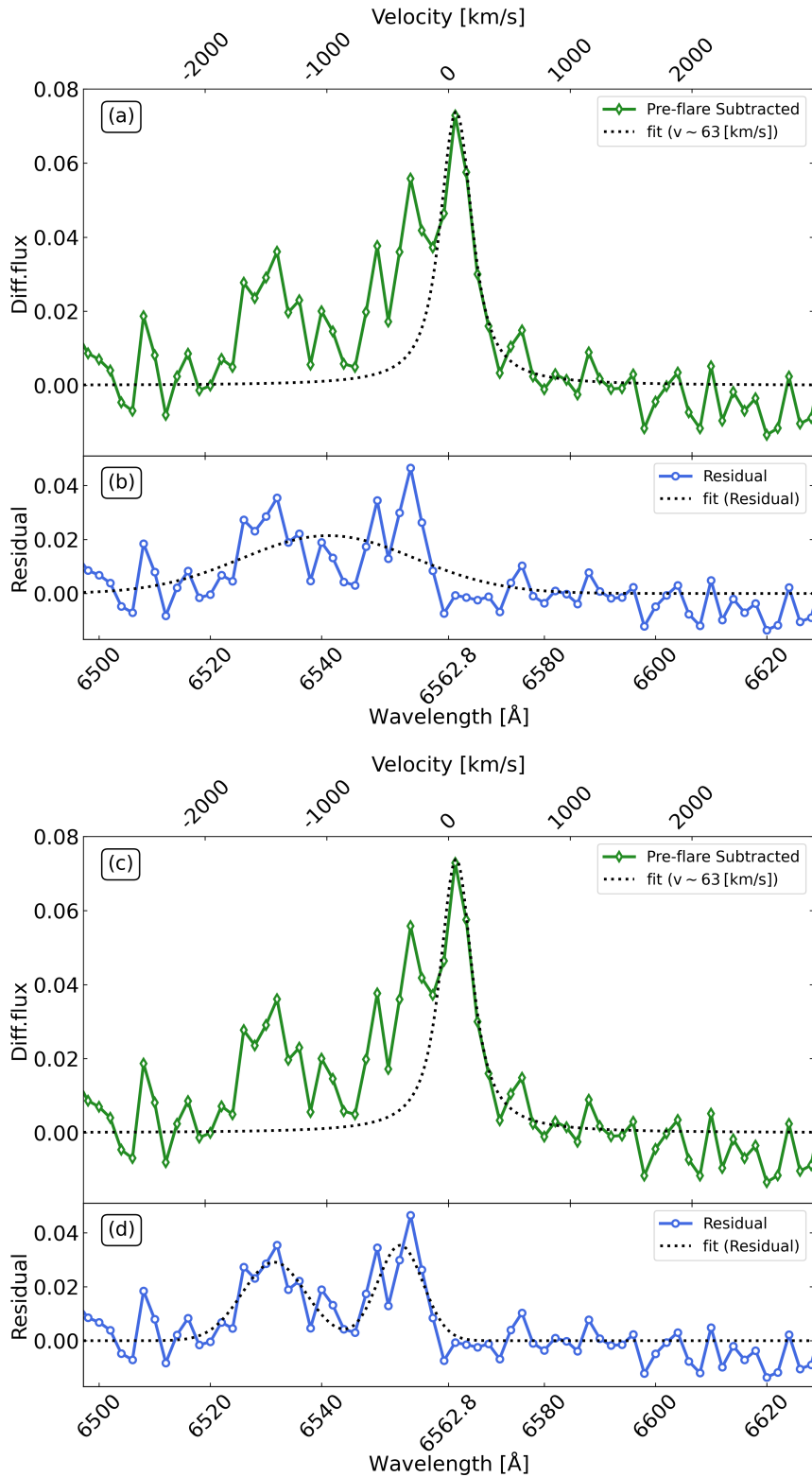


図 5.5. 青方偏移成分が最も顕著に 2 成分から成るように見られた時間帯 (BJD = 2459203.12016776) の、(a)(c) フレア前との差分スペクトルと、(b)(d) その対称成分からの残差。(b) は 1 成分のガウス関数によるフィット、(d) は 2 成分によるフィットに対応する。(Inoue et al., 2023)

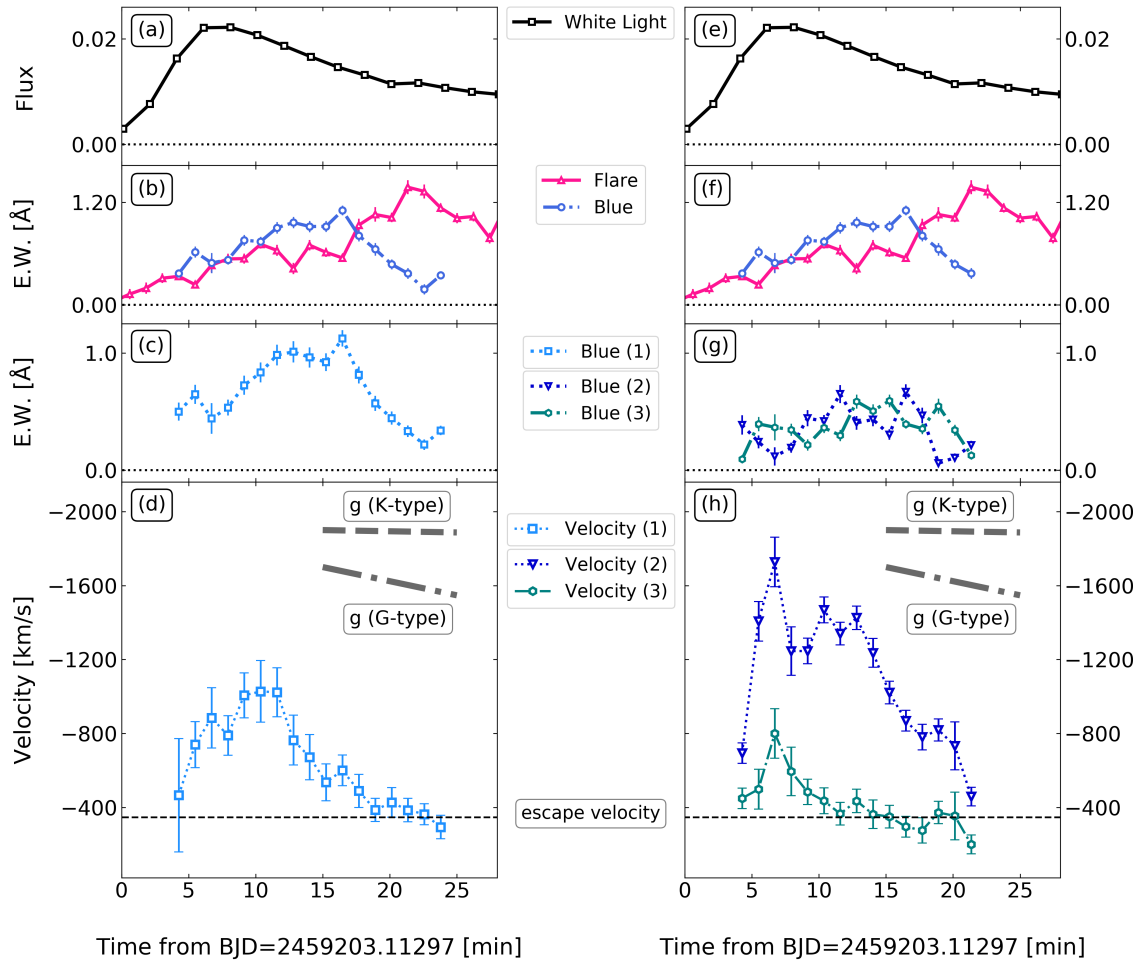


図 5.6.  $H\alpha$  線の青方偏移が確認された時間帯における各光度曲線と、青方偏移成分の速度の時間変化。(a)、(e) 図 5.2 (a) に示した白色光の光度曲線を拡大したもの。(b)、(f) 図 5.4 (f) に示した  $H\alpha$  線の光度曲線を拡大したもの。(c)、(g) 青方偏移成分をフィットしたガウス関数の等価幅の時間変化。(d)、(h) 青方偏移成分の速度の時間変化。(d) は 1 成分、(h) は 2 成分のガウス関数によるフィットの結果を表す。黒の破線は V1355 Orionis を構成する K 型星の星表面での脱出速度、灰色の波線と点鎖線の傾きは V1355 Orionis を構成する G 型星と K 型星の重力加速度を表す。(Inoue et al., 2023)

に星の外に飛び出す CME へと発展したと考えられる。

また、いずれのフィットの結果においても、そのピークの後ではプロミネンスの速度は V1355 Orionis の K 型星の重力加速度よりも早く減速していた (図 5.6 (d)、(h))。このことには、2つの解釈が考えられる。一つは、図 5.6 (d)、(h)に見られる減速はプロミネンスの実際の減速を反映しているのではないという解釈である。噴出したプロミネンスのうち、速度が大きい箇所はより早く見えなくなっていき、後半になるにつれて低速な成分からの放射が観測上は支配的になるため、速度が落ちていくように見えている可能性がある。このことは、太陽でのフィラメント噴出の Sun-as-a-star 解析でも確認されている (Namekata et al., 2021)。2つ目は、プロミネンスの減速には重力だけでなく磁場からの力も大きく起因しているという解釈である。Alvarado-Gómez et al. (2018) は活動性の高い星の場合は、プロミネンスの減速に重力だけでなく、星の磁場が大きく作用すると指摘している。

## 質量

青方偏移成分の等価幅から噴出したプロミネンスの質量の上限値と下限値を推定することを考える。速度を見積もった場合と同様に、Maehara et al. (2021) の手法を原則として参考にする。Maehara et al. (2021) の手法の全体の流れは、観測量である青方偏移成分の光度とプロミネンスの H $\alpha$  線の単位時間、単位面積、単位立体角あたりのフラックスから、観測者から見た時のプロミネンスの断面積 ( $A$ ) を計算し、その結果と太陽のプロミネンスの密度からプロミネンスの質量を計算するものである。ただし、Maehara et al. (2021) は質量の上限値が  $A$  の面積の 1.5 乗にプロミネンスの密度を掛けたものと計算しているが、今回のように極めて規模の大きいプロミネンスの場合はプロミネンスの形状が立方体となることは考えにくいいため、プロミネンスの形状は断面積  $A$ 、奥行き  $D$  の直方体と仮定して、 $D$  の取りうる値の範囲を調べる。

まず、図 5.4 (c) からわかるように、青方偏移成分の等価幅の最大値は  $\sim 1 \text{ \AA}$  である。式 5.5 を用いてこれを光度に変換すると青方偏移成分の光度は

$$L_{\text{blue}} \sim 1 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}. \quad (5.7)$$

と計算される。太陽でのプロミネンスにおける non-local thermodynamic equilibrium



(NLTE) モデル (Heinzel et al., 1994) が今回のプロミネンスに適用でき、さらにプロミネンスの光学的厚みが  $0.1 < \tau_p < 100$  の範囲内にあると仮定する。Heinzel et al. (1994) は、プロミネンスを等温かつ等圧の直方体のプラズマと仮定して輻射輸送の式を解いてプロミネンスのスペクトルをモデル化した Gouttebroze et al. (1993) を発展させ、様々なプラズマの物理量と放射量の間の特相を確認した。

$\tau_p \sim 0.1$  の時を考えると、光学的厚みとプロミネンスの  $H\alpha$  線の単位時間、単位面積、単位立体角あたりのフラックス ( $F_{H\alpha}$ ) の特相関係を示した Heinzel et al. (1994) の図 5 より、

$$F_{H\alpha} \sim 10^4 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \quad (5.8)$$

とわかる。 $F_{H\alpha}$  を  $H\alpha$  線の放射面積と我々に向かう方向の立体角について積分したものが、 $L_{\text{blue}}$  に相当するので

$$L_{\text{blue}} = \int \int F_{H\alpha} dA d\Omega = 2\pi A F_{H\alpha} \quad (5.9)$$

の特相が存在する。式 5.7–5.9 より、

$$A \sim 5 \times 10^{24.5} \text{ cm}^2 \quad (5.10)$$

を得る。また、式 5.8 と、エミッションメジャーと  $F_{H\alpha}$  の特相関係を示した Heinzel et al. (1994) の図 15 から、プロミネンスのエミッションメジャーは

$$n_e^2 D \sim 10^{28} \text{ cm}^{-5} \quad (5.11)$$

と見積もられる。ここで、 $n_e$  はプロミネンスの電子密度を表す。太陽での典型的なプロミネンスは

$$n_e \sim 10^{10-11.5} \text{ cm}^{-3} \quad (5.12)$$

であることを考慮すると (Hirayama, 1986)、式 5.11、5.12 より

$$D \sim 10^{5-8} \text{ cm}. \quad (5.13)$$

とわかる。また、Labrosse et al. (2010) は太陽のプロミネンスにおいて、水素密度と

電子密度の間に存在する

$$n_e/n_H \sim 0.2 - 0.9. \quad (5.14)$$

の関係を報告している。よって、式 5.10、5.12、5.13、5.14 よりプロミネンスの質量  $M \sim m_H n_H A D$  は

$$9.5 \times 10^{18} \text{ g} < M < 1.4 \times 10^{20} \text{ g} \quad (5.15)$$

と制限される。ここで、 $m_H$  は水素原子の質量を表す。ここまでの計算過程からわかるように、この上限値と下限値の差は電子密度と電離率の不定性に起因する。次に、同様に  $\tau_p \sim 100$  の場合は [Heinzel et al. \(1994\)](#) の図 5 より、

$$F_{H\alpha} \sim 10^6 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1} \quad (5.16)$$

であり、以下  $\tau_p \sim 0.1$  の場合と同様に計算すると

$$9.5 \times 10^{19} \text{ g} < M < 1.4 \times 10^{21} \text{ g}. \quad (5.17)$$

とわかる。最終的に、式 5.15 と 5.17 を合わせることで

$$9.5 \times 10^{18} \text{ g} < M < 1.4 \times 10^{21} \text{ g}. \quad (5.18)$$

と、プロミネンスの質量のとりうる範囲が見積もられる。

式 5.15 と 5.17 を比較するとわかるように、プロミネンスの質量の上限値と下限値はそれぞれ  $\tau_p$  が 3 桁変化すると 1 桁変化する。恒星においてはプロミネンスの光学的厚みがわからないため、今回は極端なケースとして  $\tau_p \sim 100$  を上限値として設定した。今回のフレアのエネルギー規模 ( $\sim 10^{36}$  erg) が典型的な太陽フレア ( $\sim 10^{30}$  erg) の  $\sim 10^6$  倍であり、フレアのエネルギーはフレアの空間スケールに比例する ([Shibata & Yokoyama, 2002](#)) ことを考慮すると、光学的厚みの上限値は  $\sim 1 \times (10^6)^{1/3} = 100$  と考えて矛盾ない。一方で、光学的厚みの下限値については、星の半球面積により制限される。光学的厚みを極端に小さい値に設定すると、 $A$  が星の半球面積よりも圧倒的に大きいという非現実的な状況を考えることになる (式 5.7、5.8)。なお、式 5.10 に示した  $A$  の面積は  $\sim 10^{1.5} \pi R^2$  程度である。充填率が質量の推定に影響する可能性もあるため ([Kucera et al., 1998](#))、ここでの計算はあくまで概算であり、恒星

におけるプロミネンスの質量の計算には、今後より詳細な検討が必要である。

### 5.3.2 青方偏移成分が2つのピークを持つことの解釈

5.3.1 節で述べたように、複数のフレームに渡って青方偏移成分には2つのピークが確認された。図 5.6 (c)、(g) に青方偏移成分をそれぞれ、1 成分、2 成分のガウス関数でフィットした際の、各ガウス関数の等価幅の時間変化を示す。図 5.6 (g) からわかるように、青方偏移成分の出現直後 (~ 3 分) と消失直前 (~ 22 分) では2つのガウス関数のうちの片方の等価幅は 0 に近い値をとっている。一方で、その間の時間帯 (10 – 15 分) ではどちらのガウス関数の等価幅も一定以上の値をとっている。つまり、青方偏移成分は初めは1成分で出現し、その後2成分となり、最終的にまた1成分に戻るといった変動をとったことをこれらの結果は意味する。本節では、プロミネンス、フィラメントがそれぞれ H $\alpha$  線の輝線、吸収成分として観測されるという太陽での経験則 (Parenti, 2014) が今回のケースにも適応できると仮定して、青方偏移成分の時間発展について2つの可能性を議論する。

まず一つ目は、図 5.10 (a) に示すように2つのプロミネンスがリムの外側に存在するという解釈である。プロミネンス噴出が2回起きた、もしくは噴出したプロミネンスが途中で分裂したという状況がこの解釈に相当する。

次に二つ目は、図 5.10 (b) に示すように噴出したプロミネンスにはリムの内側にある箇所 (吸収成分) と外側にある箇所 (輝線成分) の両方が存在し、それらが混ざった結果として青方偏移成分が2つのピークを持つように観測されたという解釈である。この場合、観測されたスペクトルを再現するには輝線成分は吸収成分に比べて大きくその幅が広がっている必要があるが (図 5.8)、そのような状況を作る物理的解釈については不明である。

このように2つの解釈を議論したが、そもそもこれらの議論の前提となっている太陽でのプロミネンスとフィラメントの見え方が今回の K 型星に適応できるのかという点は大きな問題である。Leitzinger et al. (2022) は、M 型星の場合はフィラメントからの熱的放射が源泉関数において支配的となり、フィラメントも H $\alpha$  線の輝線成分として観測される可能性を NLTE モデルを用いて議論している。K 型星が太陽より低温であることを考慮すれば、Leitzinger et al. (2022) が主張するように、今回のケースにおいてもフィラメントが輝線成分として観測される可能性は十分にある。そのため、今回観測された青方偏移成分の時間変化をより理解するには、K 型星に

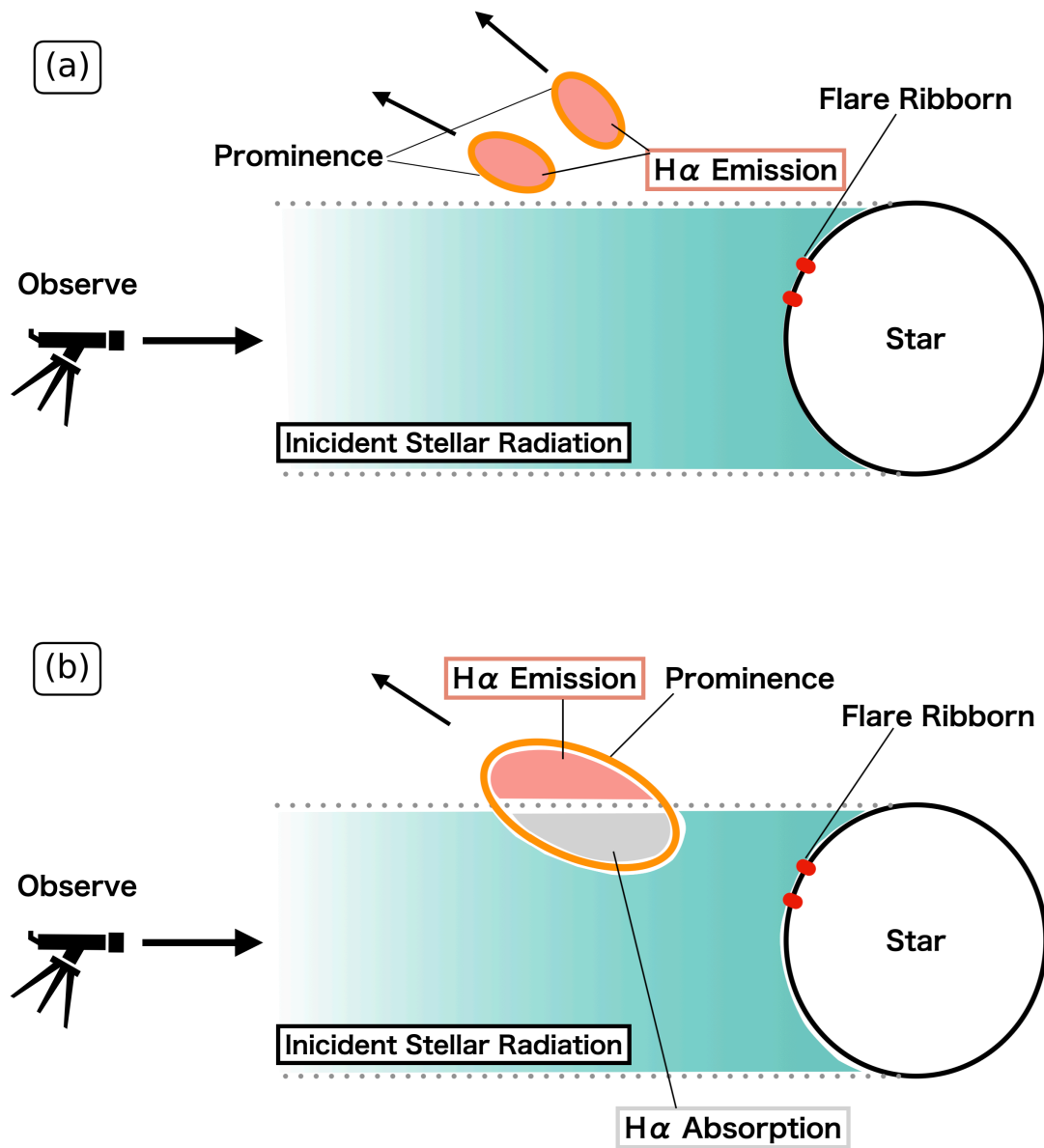


図 5.7. 青方偏移成分の時間変化の解釈を表す模式図。(a) 2つのプロミネンスがリムの外側にある場合。(b) 1つのプロミネンスが部分的にリムからはみ出している場合。(Inoue et al., 2023)

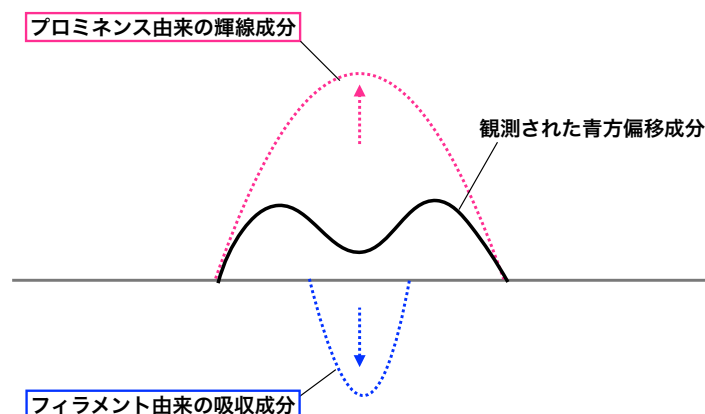


図 5.8. 部分的にプロミネンスがリムの外側にはみ出している場合に観測されるスペクトルの模式図。

おけるプロミネンスとフィラメントのモデリング、シミュレーションが今後必要となる。

### 5.3.3 他のイベントとの比較

本節では、今回 V1355 Orionis で検出されたプロミネンス噴出を、これまでに太陽や他の恒星で観測されてきたプラズマ噴出イベントと比較する。図 5.9 はこれまで観測されたきたプロミネンス噴出と CME の (a) 質量、(b) 速度、(c) 運動エネルギーを、GOES の波長帯 (1–8 Å) で放出されたフレアのエネルギーの関数として示したものである。図 5.9 を作成するにあたって、各イベントについて GOES の波長帯と  $H\alpha$  線での光度の間に  $L_X = 16L_{H\alpha}$  という関係 (Moschou et al., 2019)、ボロメトリックと GOES の波長帯での光度の間に  $L_{bol} = 100L_X$  という関係<sup>3</sup> (Emslie et al., 2012) が成立することを仮定した。また、図 5.9 には青方偏移という形で検出された質量噴出イベントのみを掲載している。V1355 Orionis でのプロミネンス噴出の速度は、2 成分のガウス関数でのフィット結果での、それぞれのガウスのドップラー速度をエラーバーの上限、下限とし、ピンク色の円で示したプロットは 1 成分のガウス関数でフィットした結果に対応する。

図 5.9 (a) からは V1355 Orionis で検出されたプロミネンスの質量が、太陽での CME で知られているスケーリング則から予想される値と概ね一致することがわかる。このことは、今回のプロミネンス噴出が太陽でのプロミネンス噴出や CME と

<sup>3</sup>一方で、Osten & Wolk (2015) は活動性の高い星でのフレアの場合は  $L_{bol} = L_X/0.06$  と指摘しており、図 5.9 におけるボロメトリックエネルギーはより小さい値の可能性もある。

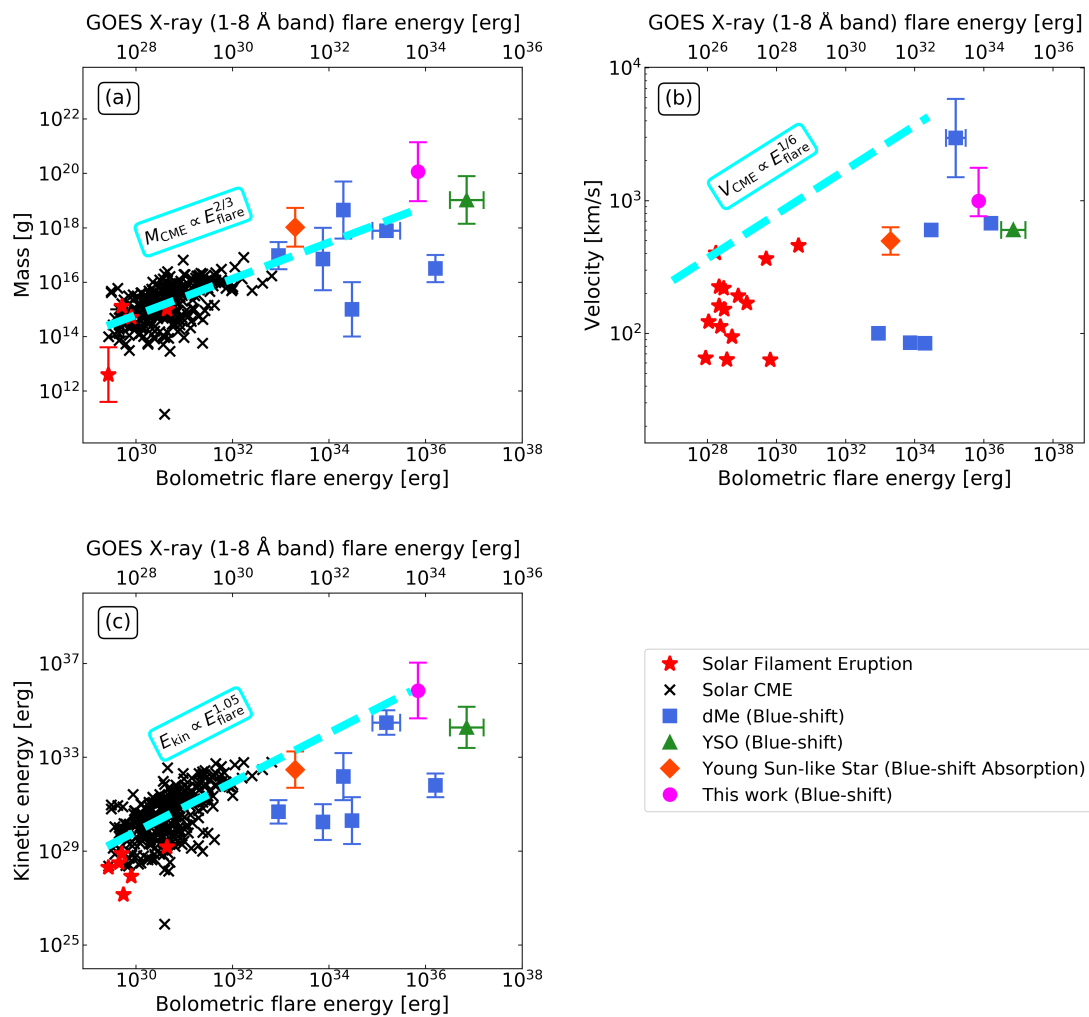


図 5.9. V1355 Orionis で検出されたプロミネンス噴出とこれまで観測されてきた他の太陽、恒星での質量噴出イベントの比較。黒いバツ印は太陽での CME (Yashiro & Gopalswamy, 2009)、赤い星印は太陽でのフィラメント噴出 (Seki et al., 2019; Namekata et al., 2021)、青い四角形と緑の三角形は M 型星と前主系列星でのプロミネンス噴出 (Moschou et al., 2019; Maehara et al., 2021)、オレンジ色の菱形は若い太陽型星でのフィラメント噴出 (Namekata et al., 2021)、ピンク色の丸は本研究で発見された V1355 Orionis でのイベントをそれぞれ表す。(a) プロミネンス/CME の質量とフレアのエネルギー規模の比較。水色の破線は Takahashi et al. (2016) が示すスケールリング則をこの図にプロットされた太陽でのイベントにフィットしたもの。(b) プロミネンス/CME の速度とフレアのエネルギー規模の比較。水色の破線は Takahashi et al. (2016) が示すスケールリング則をこの図にプロットされた太陽でのイベントのうち最も高速な例に合わせたもの。(c) プロミネンス/CME の質量とフレアのエネルギー規模の比較。水色の破線は Namekata et al. (2021) が示すスケールリング則をこの図にプロットされた太陽でのイベントにフィットしたもの。(Inoue et al., 2023)

同じ物理機構を持つ可能性が高いことを示唆する (Kotani et al., 2023)。また、今回のイベントが青方偏移の形で検出されたプロミネンス噴出としては史上最大質量であることも図 5.9 (a) からわかる。このことは、今回検出されたイベントが、太陽でのプロミネンス噴出や CME の物理機構がどこまで大きい質量の噴出を起こしうるかという問いの手がかりとなる可能性があることを示唆する。

図 5.9 (b) からは V1355 Orionis で検出されたプロミネンスの速度は非常に高速であるが、フレアの規模から理論的に予測される上限値 (Takahashi et al., 2016) は大きく下回っていることを示している。このことは、検出された速度帯のプロミネンス噴出が  $\sim 10^{35}$  erg 規模のフレアに伴うことは物理的に可能であると示唆する。

図 5.9 (c) からは V1355 Orionis で検出されたプロミネンスの運動エネルギーは、質量と同様に太陽での CME で知られているスケーリング則から予想される値と概ね一致することを示している。運動エネルギーの具体的な値は、 $4.5 \times 10^{33}$  erg  $< K < 1.0 \times 10^{37}$  erg であった。Moschou et al. (2019) でも議論されているように、今回のイベントを除いて恒星でのプロミネンス噴出の運動エネルギーは太陽での CME のスケーリング則から予想される値を下回る傾向がある。このことは、一般的にプロミネンスの速度は CME よりも低速である (Maehara et al., 2021; Namekata et al., 2021) ことや、太陽よりも強い磁場により CME が抑え込まれる (Alvarado-Gómez et al., 2018) ことなどが原因と考えられる。

これらの事実を合わせると、V1355 Orionis で検出されたプロミネンス噴出は太陽でのプロミネンス噴出と同じ物理機構を持っている可能性が高い。ただし、現状の推定法では、プロミネンスの質量や運動エネルギーの不定性が大きい。より厳密にプロミネンスの質量を導出するには、5.3.2 節でも述べたように、Leitzinger et al. (2022) が行なっているようなシミュレーションが必要である。

## 5.4 本研究のまとめと結論

本研究では、RS CVn 型連星 V1355 Orionis に対して、せいめい望遠鏡と TESS 衛星により、可視分光観測と可視測光観測を同時に行なった。その結果、 $7.0 \times 10^{35}$  erg を白色光で解放するフレアを 2020 年 12 月 19 日に捉えた。観測されたフレアには、以下のような特徴があった。

1. フレア開始から最初の 30 分間、 $H\alpha$  線に顕著な青方偏移成分が確認され、フ

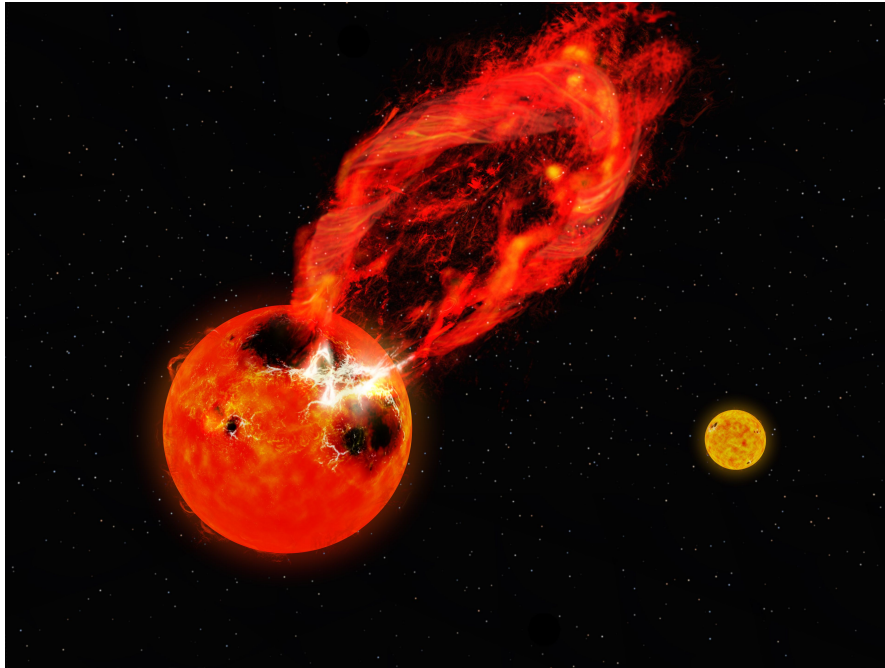


図 5.10. 本研究で発見されたプロミネンス噴出の想像図 (©国立天文台)。

レアに伴いプロミネンス噴出が発生したことが示唆された。

2. 青方偏移の速度は1成分によるフィットでは  $-990 \text{ km s}^{-1}$ 、2成分によるフィットでは  $-1690 \text{ km s}^{-1}$  と推定され、いずれの場合も V1355 Orionis の K 型星の脱出速度 ( $-347 \text{ km s}^{-1}$ ) を大幅に超過していた。
3. 青方偏移成分は2成分から成るように観測されており、それに対しては複数の解釈が考えられる。
4. 噴出したプロミネンスの質量は  $9.5 \times 10^{18} \text{ g} < M < 1.4 \times 10^{21} \text{ g}$  であり、過去最大級であった。ただし、この質量を推定する際には様々な仮定をしており、それらの妥当性には将来的な検証が必要である。

図 5.10 に本研究で観測されたプロミネンス噴出の想像図を示す。今回のように、脱出速度を大幅に超過するプロミネンスが1分の時間分解能で、かつ白色光と同時に観測された例は過去に存在しない。大質量かつ高速なこの噴出は、太陽におけるプロミネンス噴出の物理機構が、どこまで大規模な噴出まで起こしうるのかという観点から非常に重要な観測例となる。この問題の解決には引き続き、超大規模 ( $> 10^{35} \text{ erg}$ ) で、かつ質量噴出を伴うフレアの観測例を増やしていくことが重要である。



また、Leitzinger et al. (2022) も主張するように、太陽でのプロミネンスとフィラメントの経験的な見え方を恒星に適応することの妥当性は検証される必要がある。K型星でのプロミネンスの見え方のシミュレーションは、本研究の観測結果に対する理解をより深め、質量の決定精度の向上にも繋がると考えられる。



## Chapter 6

# RS CVn型連星IM Pegでのフレア中に 検出された鉄輝線の青方偏移

本章では、スーパーフレアに伴い、コロナ質量放出由来の可能性がある、鉄の  $\text{He}\alpha$  輝線の青方偏移の検出に成功した例として、2022年7月23日にRS CVn型連星IM Pegで発生したスーパーフレアのNICERによるX線観測の結果についてまとめる。本研究では、鉄の  $\text{He}\alpha$  輝線がフレアの減衰期において、 $2200 \pm 600 \text{ km s}^{-1}$  という極めて大きい速度で青方偏移していることが検出された。

$\text{He}\alpha$  輝線とは、電子の数が2個の電離状態に相当する He-like イオンにおいて、L殻からK殻に電子が遷移する際に放射される輝線である。鉄の場合は、24階電離したイオンが He-like イオンに相当し、 $\text{He}\alpha$  輝線は Fe XXV  $\text{He}\alpha$  輝線と表記される。衝突電離平衡プラズマの場合は、 $\sim 60 \text{ MK}$  の温度で本輝線の強度は最も強くなる。He-like イオンには図 6.1 に示すように、電子のスピン状態や軌道角運動量の違いにより、禁制遷移、許容遷移、異重項間遷移の3種類が存在するため、図 6.2 (a) に示すように複数の輝線が放射される。6 keV において、 $\sim 137 \text{ eV}$  の分解能を持つ NICER で Fe XXV  $\text{He}\alpha$  輝線を観測すると、これらの輝線の微細構造は分解されず、図 6.2 (b) に示すように1つのガウス関数で近似される。この際、ガウス関数の中心値はプラズマの温度により多少変化するが、概ね  $\sim 6.69 \text{ keV}$  の値をとる。

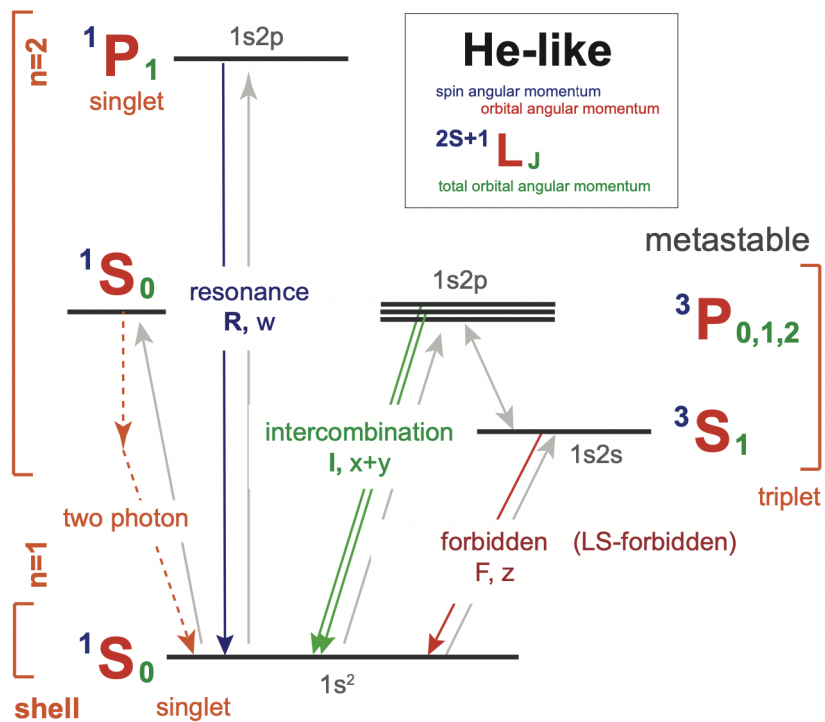


図 6.1. He-like イオンの電子遷移を表す概略図 (ASTRO-H CookBook Members, 2015)。

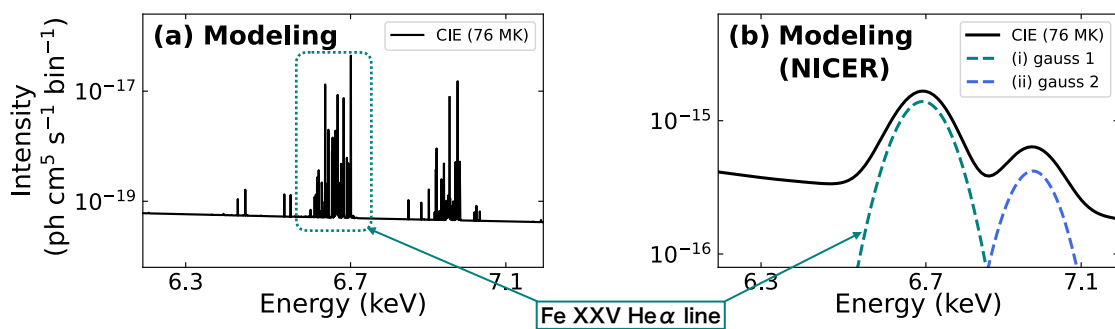


図 6.2. (a) シミュレーションにより作成した、76 MK の衝突電離平衡の状態にあるプラズマから放射される X 線スペクトル。(b) (a) のスペクトルに NICER のレスポンス関数 (RMF、ARF ファイル) を掛け合わせたもの。

## 6.1 観測体制とデータ処理

RS CVn 型連星である IM Peg は磁気活動性が非常に高いことで知られている (e.g., Buzasi et al., 1987)。Zellem et al. (2010) の表 1 に IM Peg の基本的な物理量はまとめられており、それらをもとに K 型星の星表面での脱出速度を計算すると、 $v_e = \sqrt{2GM/R} = 230 \text{ km s}^{-1}$  と得られる。<sup>1</sup>

Monitor of All-sky X-ray Image (MAXI; Matsuoka et al., 2009) は 2023 年 7 月 23 日 10:41 UT に IM Peg におけるフレアを発見した。Iwakiri et al. (2023) は本フレアが 2 – 10 keV の帯域で  $5 \times 10^{37} \text{ erg}$  のエネルギーを放射したと報告しており、極めて大規模なスーパーフレアであったとわかっている。そして、本イベントの NICER によるフォローアップ観測が 7 月 23 日 16:52 UT から 8 月 2 日 06:00 UT まで実施された (ObsID: 6203900101–6203900111)。

本研究では、HEASARC Archive から NICER のフォローアップ観測のデータをダウンロードし、NICER の一般的な手順に従ってデータ処理を行った。まず、HEASoft (ver. 6.32.1) に実装された `nicerl2` コマンドと CALDB ファイル (ver. xti20221001) により、データのフィルタリングとキャリブレーションを行った。その後、得られたイベントファイルから、`xselect` を利用して光度曲線を抽出した。また、`nicerl3-spect` コマンドにより天体スペクトルとバックグラウンドスペクトルを抽出した。バックグラウンドスペクトルを抽出する際のモデルは、3C50 モデル (Remillard et al., 2022) を選択した。ObsID 6203900101、6203900102 のデータについては、`nimaketime`、`niextract-event`、`nicerl3-spect` コマンドにより ObsID 内のデータを時間分割したイベントファイルとスペクトルも抽出した。また、スペクトル解析には Xspec (ver. 12.12.1) と PyXspec (ver. 2.1.0) を利用した。

## 6.2 データ解析と結果

### 6.2.1 スペクトル解析

図 6.3 (a) に 0.3 – 4 keV のエネルギー帯域での、NICER による約 10 日間に渡る本フレアの減衰期の光度曲線を示す。図 6.3 (b) に示すように、最初の 2 つの Obs ID

<sup>1</sup> $G$  は万有引力定数、 $M = 1.8M_{\odot}$  は星の質量、 $R = 13.3R_{\odot}$  は星の半径を表す。

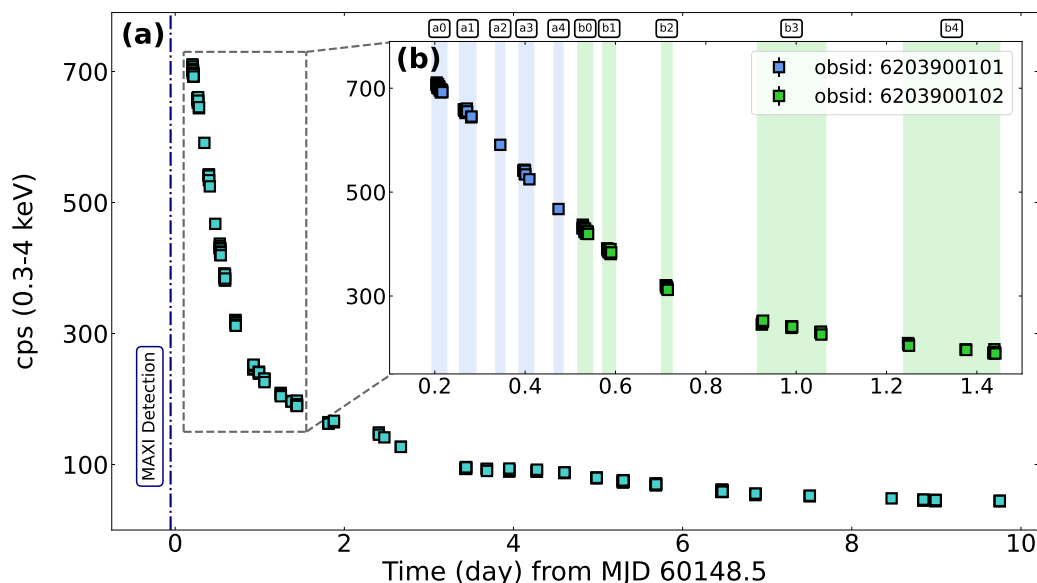


図 6.3. (a) NICER により観測された、IM Peg の光度曲線。時刻原点 (MJD=60148.5) は、2023 年 7 月 23 日 12:00 UTC に対応する。四角形のマーカーは 0.3–4 keV のカウントレート ( $\text{counts s}^{-1}$ ) を表す。時刻ビンは 64 秒であり、 $1\sigma$  誤差はマーカーのサイズより小さい。藍色の点鎖線は MAXI が本フレアを検知した時刻 ( $\sim -0.05$  day) を表す。(b) 観測初期 (Obs-ID: 6203900101、6203900102) を拡大した光度曲線。a0–b4 はスペクトル解析を行なった際に定義する Phase を表す。

6203900101、6203900102 のデータについては、good time intervals (GTIs) ごとにデータを分割して、個々の時間帯を phase a0–b4 のようにナンバリングした。各 phase の典型的な観測時間は 500–1500 秒であり、b3 と b4 についてはスペクトルの統計を上げるために 3 つの GTI を一つにまとめた。

まず、phase a0–a4 と b0–b4 のデータをそれぞれ足し合わせることで統計を上げたスペクトルを抽出した (図 6.4)。これらのスペクトルを広帯域 (0.3–9 keV) で、3 温度の衝突電離平衡 (CIE) プラズマモデル (vapec) に星間吸収 (tbabs) を掛けたモデルでフィットした。その際、アバundanceは各成分間でリンクした。その結果、phase a0–a4 を構成する 3 成分の温度は、92 MK、15 MK、0.92 MK、phase b0–b4 を構成する 3 成分の温度は、64 MK、13 MK、0.92 MK と推定された。

高温成分の温度が 92 MK、64 MK であることから予想される (Smith et al., 2001) ように、Fe XXV  $\text{He}\alpha$  輝線と Fe XXVI  $\text{Ly}\alpha$  輝線が phase a0–a4 と b0–b4 の間には明確に確認された (図 6.4)。ところが、CIE モデルによるフィットでは、これらの鉄輝線付近 (6–7 keV) に残差が存在することも確認された。CIE モデルの高温成分は、高エネルギー側 ( $> 5$  keV) の連続光を再現することには成功しているが、観測され

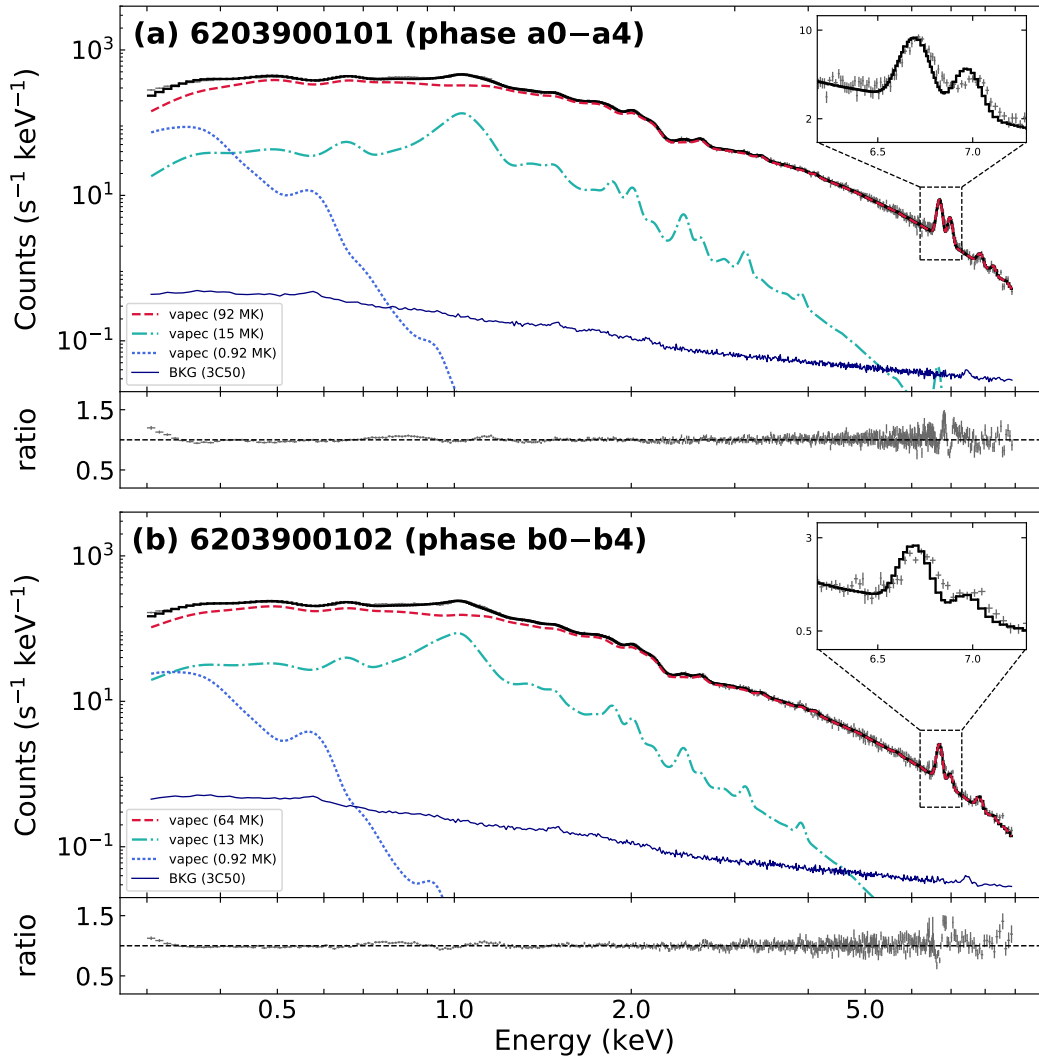


図 6.4. (a) Phase a0–a4、(b) Phase b0–b4 における IM Peg の広帯域 (0.3–9 keV) スペクトル。各スペクトルは、バックグラウンドを差し引いた上で、3 温度の衝突電離プラズマ (CIE) モデルでフィットされている。3 成分の温度はそれぞれ、(a) 92 MK (赤破線)、15 MK (緑点鎖線)、0.92 MK (青点鎖線) (b) 64 MK (赤破線)、13 MK (緑点鎖線)、0.92 MK (青点鎖線) である。藍色の実線は、3C50 モデルによって計算されたバックグラウンドスペクトルを表す。右上のパネルは鉄輝線周辺を拡大したスペクトル、下のパネルは観測データとモデルの比率を表す。

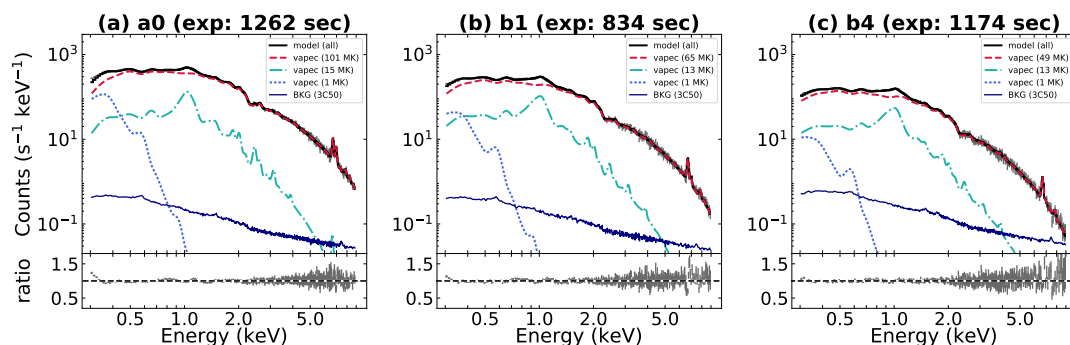


図 6.5. (a) Phase a0、(b) Phase b1、(c) Phase b4 における IM Peg の広帯域 (0.3–9 keV) スペクトル。各表示は、図 6.4 と共通。3 成分の温度はそれぞれ、(a) 101 MK、15 MK、1 MK (b) 65 MK、13 MK、1 MK、(c) 49 MK、13 MK、1 MK である。

た Fe XXV He $\alpha$  輝線と Fe XXVI Ly $\alpha$  輝線を再現することには失敗している。そこで、以後は 5–9 keV 帯域におけるこれらの鉄輝線のフィットにフォーカスした解析を行う。また、これらの鉄輝線の時間発展を調べるために、phase a0–b4 の各 phase のスペクトルを抽出した。図 6.5 に例として 3 つの phase のスペクトルを示す。時間分割されたスペクトルの抽出により、phase b1 のスペクトルにおいて、鉄輝線付近の残差は最も顕著に現れるということがわかった。

次に、図 6.6 に示すように、phase b1 のスペクトルの狭帯域 (5–9 keV) フィットを行った。速度を  $v = 0$  に固定した、つまり、静止していると仮定した 1 温度の CIE プラズマモデル (apec) によるフィットでは、鉄輝線付近に残差が存在した (図 6.6 (a))。そこで、電離進行プラズマモデル (nei)、再結合プラズマモデル (rnei) といった非平衡プラズマモデルによるフィットを、CIE モデルを用いた際と同様に速度を  $v = 0$  に固定して行った。再結合プラズマモデルを用いる際は、初期温度は phase a0 の電子温度  $\sim 105$  MK に固定した。しかし、これらの非平衡プラズマモデルを用いても、鉄輝線付近に同様に残差が存在した (6.6 (b), (c))。そこで、速度をフリーにした上で、あらためて apec、nei、rnei の 3 つのモデルでのフィットを実行した (6.6 (d)–(f))。これらのフィット結果は、表 6.1 にまとめられている。速度のフィット結果は、apec を用いた場合は  $-2540 \pm 680$  km s $^{-1}$ 、nei を用いた場合は  $-2450 \pm 460$  km s $^{-1}$ 、rnei を用いた場合は  $-2630 \pm 530$  km s $^{-1}$  であった。プラズマの運動を仮定することで、鉄輝線付近の残差は解消され、 $p$ -value は約 6 倍改善した。さらに、温度、アバundance、速度、ノーマリゼーションのフィット結果は、3 つのプラズマモデル間で、誤差の範囲内で一致していた。このことは、観測された 5–9 keV のスペクトルは、プラ



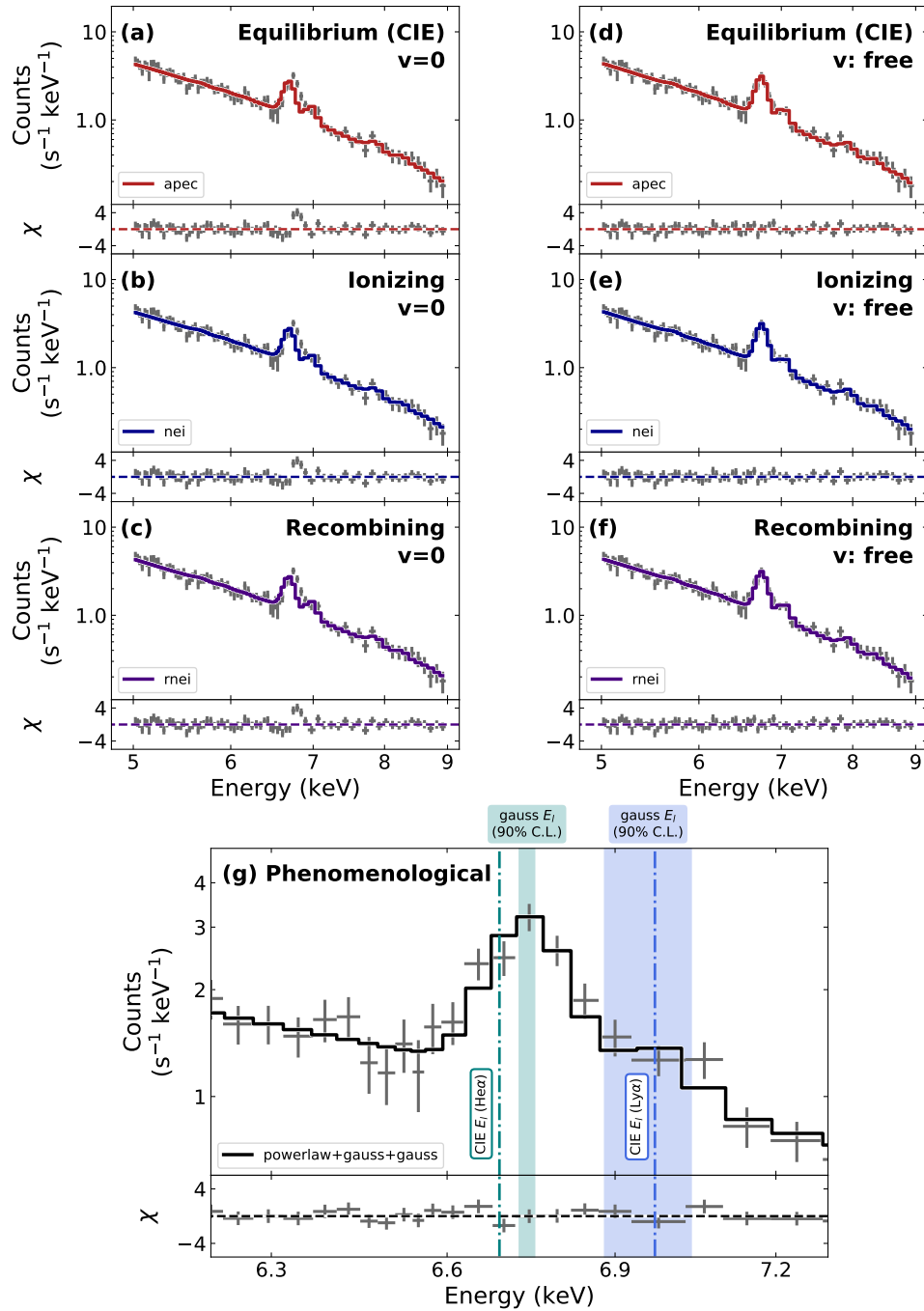


図 6.6. (a) Phase b1 における IM Peg の狭帯域 (5–9 keV) スペクトル。スペクトルはバックグラウンドを差し引いた上で、速度を  $v = 0$  に固定した衝突電離平衡プラズマモデル (apec) でフィットされている。下段のパネルはモデルと観測データとの間の残差を表す。(b)(c) (a) と同じスペクトルを、速度を  $v = 0$  に固定した電離進行プラズマモデル (nei)、再結合プラズマモデル (mei) でフィットした結果。(d)–(f) (a)–(c) と同様のフィットを、速度をフリーにして行なった結果。(g) (a)–(f) と同じスペクトルを、現象論的モデル (powerlaw+gauss+gauss) でフィットした結果。緑と青の点鎖線は、衝突電離平衡プラズマモデルから決まる鉄の He $\alpha$  と Ly $\alpha$  輝線の中心エネルギーを表す。緑を青の網掛け領域は、2つのガウス関数の中心エネルギーのフィット結果における 90% 誤差を表す。

表 6.1: phase b1 のフィットパラメータ

Collisional ionization equilibrium plasma model (apec)					
Velocity: fixed at zero			Velocity: free		
apec	$kT$ (keV) / $T$ (MK)	$6.90_{\pm 0.69} / 80.0_{\pm 8.0}$	apec	$kT$ (keV) / $T$ (MK)	$6.16_{\pm 0.65} / 71.5_{\pm 7.54}$
	$Z$ ( $Z_{\odot}$ )	$0.25_{\pm 0.05}$	apec	$Z$ ( $Z_{\odot}$ )	$0.28_{\pm 0.05}$
	$v$ ( $10^3$ km s $^{-1}$ )	0.00	apec	$v$ ( $10^3$ km s $^{-1}$ )	$-2.54_{\pm 0.68}$
	$K^{\text{apec}}$	$0.49_{\pm 0.04}$	apec	$K^{\text{apec}}$	$0.51_{\pm 0.05}$
$\chi^2$ (d.o.f.)		86 (75)	$\chi^2$ (d.o.f.)		45 (74)
Null hyp. prob.		0.17	Null hyp. prob.		0.99
Ionizing plasma model (nei)					
Velocity: fixed at zero			Velocity: free		
nei	$kT$ (keV) / $T$ (MK)	$8.01_{\pm 1.67} / 92.9_{\pm 19.4}$	nei	$kT$ (keV) / $T$ (MK)	$6.74_{\pm 1.12} / 78.2_{\pm 13.0}$
	$Z$ ( $Z_{\odot}$ )	$0.24_{\pm 0.06}$	nei	$Z$ ( $Z_{\odot}$ )	$0.28_{\pm 0.05}$
	$n_e t$ (s cm $^{-3}$ )	$\gtrsim 2 \times 10^{12}$	nei	$n_e t$ (s cm $^{-3}$ )	$\gtrsim 2 \times 10^{11}$
	$v$ ( $10^3$ km s $^{-1}$ )	0.00	nei	$v$ ( $10^3$ km s $^{-1}$ )	$-2.45_{\pm 0.46}$
$K^{\text{nei}}$		$0.46_{\pm 0.06}$	$K^{\text{nei}}$		$0.49_{\pm 0.06}$
$\chi^2$ (d.o.f.)		86 (74)	$\chi^2$ (d.o.f.)		44 (73)
Null hyp. prob.		0.16	Null hyp. prob.		0.99
Recombining plasma model (rnei)					
Velocity: fixed at zero			Velocity: free		
rnei	$kT$ (keV) / $T$ (MK)	$7.00_{\pm 0.76} / 81.2_{\pm 8.81}$	rnei	$kT$ (keV) / $T$ (MK)	$6.18_{\pm 0.68} / 71.7_{\pm 7.89}$
	$kT_{\text{init}}$ (keV) / $T_{\text{init}}$ (MK)	9.06 / 105	rnei	$kT_{\text{init}}$ (keV) / $T_{\text{init}}$ (MK)	9.06 / 105
	$Z$ ( $Z_{\odot}$ )	$0.25_{\pm 0.05}$	rnei	$Z$ ( $Z_{\odot}$ )	$0.29_{\pm 0.05}$
	$n_e t$ (s cm $^{-3}$ )	$\gtrsim 5 \times 10^{11}$	rnei	$n_e t$ (s cm $^{-3}$ )	$\gtrsim 6 \times 10^{12}$
	$v$ ( $10^3$ km s $^{-1}$ )	0.0	rnei	$v$ ( $10^3$ km s $^{-1}$ )	$-2.63_{\pm 0.53}$
$K^{\text{rnei}}$		$0.49_{\pm 0.04}$	$K^{\text{rnei}}$		$0.51_{\pm 0.03}$
$\chi^2$ (d.o.f.)		87 (74)	$\chi^2$ (d.o.f.)		44 (73)
Null hyp. prob.		0.15	Null hyp. prob.		0.99
Phenomenological model (powerlaw+gauss1+gauss2)					
powerlaw	$\Gamma$	$2.21_{\pm 0.18}$			
	$K^{\text{powerlaw}}$	$0.28_{\pm 0.07}$			
gauss1	$E_l^{\text{gauss1}}$ (keV)	$6.74_{\pm 0.01}$			
	$\sigma$ (keV)	0.00			
	$K^{\text{gauss1}}$ ( $10^{-3}$ )	$1.25_{\pm 0.19}$			
gauss2	$E_l^{\text{gauss2}}$ (keV)	$6.96_{\pm 0.08}$			
	$\sigma$ (keV)	0.00			
	$K^{\text{gauss2}}$ ( $10^{-3}$ )	$0.29_{\pm 0.14}$			
$\chi^2$ (d.o.f.)		49 (72)			
Null hyp. prob.		0.98			

\* 誤差は 90%信頼区間に対応する。誤差が表記されていない値は固定されていることを表す。nei と rnei モデルの  $n_e t$  については、( $kT, n_e t$ ) の 2 次元空間において、信頼区間が 90%以上となる領域の下限値を示している。 $K^{\text{apec}}, K^{\text{nei}},$  and  $K^{\text{rnei}}$  は、 $10^{-14}(4\pi)^{-1}[D_A(1+z)]^{-2} \int n_e n_H dV$  を意味する。ここで、 $D_A$  は天体の角径距離、 $n_e$  and  $n_H$  は電子と水素の密度、 $dV$  は体積要素を表す。 $K^{\text{powerlaw}}$  は 1 keV での photons keV $^{-1}$  cm $^{-2}$  s $^{-1}$ 、 $K^{\text{gauss}}$  は輝線内の total photons cm $^{-2}$  s $^{-1}$  を表す。速度の正負は、天体から観測者に向かう向きを負としている。

ズマが 2500 km s $^{-1}$  で運動していることさえ仮定すれば、平衡・非平衡のいずれのプラズマモデルでも説明できることを表す。言い換えれば、青方偏移を仮定しない限り、いずれのモデルも観測された鉄輝線を再現することはできない。

輝線の青方偏移のクロスチェックとして、現象論的モデル (powerlaw+gauss1+gauss2) によるフィットも実行した。その結果、gauss1 と gauss2 の中心エネルギーのベスト

フィットパラメータは  $E_l^{\text{gauss}1} = 6.74 \pm 0.01 \text{ keV}$  と  $E_l^{\text{gauss}2} = 6.96 \pm 0.08 \text{ keV}$  であった。これらの値が実験室系でのエネルギー中心とどれほどずれているのか確認するために、phase b1 の電子温度での CIE のモデルスペクトル (図 6.7a) と、それに NICER の RMF、ARF ファイルを掛け合わせたスペクトル (図 6.7b) を PyAtomDB (Foster & Heuer, 2020) により作成した。この際、RMF ファイルと ARF ファイルは、phase b0 のイベントファイルに対して `nicerl3-spect` で作成したものを用いた (6.1 節)。phase b1 の電子温度については、5–9 keV のスペクトルを鉄輝線付近 (6.3–7.4 keV) を無視した上で `apec` でフィットすることで見積もった結果、 $T_e^{\text{b1}} = 76 \text{ MK}$  と得られた。こうして作成した NICER のレスポンスを掛け合わせたモデルスペクトルに対して、観測データと同様に現象論的モデル (`powerlaw+gauss1+gauss2`) によるフィットを実行したところ、ガウス関数のエネルギー中心値は  $E_l^{\text{He}\alpha}(T_e^{\text{b1}}) = 6.69 \text{ keV}$ 、 $E_l^{\text{Ly}\alpha}(T_e^{\text{b1}}) = 6.97 \text{ keV}$  と得られた。これらの結果から、Fe XXV He $\alpha$  輝線と Fe XXVI Ly $\alpha$  輝線のドップラーシフトは  $\Delta E^{\text{He}\alpha} = E_l^{\text{gauss}1} - E_l^{\text{He}\alpha}(T_e^{\text{b1}}) = 0.05 \pm 0.01 \text{ keV}$ 、 $\Delta E^{\text{Ly}\alpha} = E_l^{\text{gauss}1} - E_l^{\text{He}\alpha}(T_e^{\text{b1}}) = -0.01 \pm 0.08 \text{ keV}$  と計算できる。さらに、Fe XXV He $\alpha$  輝線のドップラー速度は、 $v^{\text{He}\alpha} = -c\Delta E^{\text{He}\alpha}/E_l^{\text{He}\alpha}(T_e^{\text{b1}}) = -2200 \pm 600 \text{ km s}^{-1}$  であり、この値は `apec`、`nei`、`rnei` モデルによるフィット結果の速度 (表 6.1) と対応すると同時に、IM Peg の脱出速度 ( $-230 \text{ km s}^{-1}$ ) を大幅に超過している。一方で、Fe XXVI Ly $\alpha$  輝線のドップラー速度は  $v^{\text{Ly}\alpha} = -c\Delta E^{\text{Ly}\alpha}/E_l^{\text{Ly}\alpha}(T_e^{\text{b1}}) = 500 \pm 3500 \text{ km s}^{-1}$  であり、エラーバーが大きく青方偏移を定量的に確認することはできなかった。

同様の手法により、すべての phase での電子温度、Fe XXV He $\alpha$  輝線と Fe XXVI Ly $\alpha$  輝線のドップラー速度を計算した。図 6.7c–g に、これらの狭帯域 (5–9 keV) スペクトル解析で得られた物理量の時間変化を示す。電子温度と、2 つの鉄輝線の強度には明確な減衰傾向が見られたのに対し、輝線の強度比 (Fe XXVI Ly $\alpha$  / Fe XXV He $\alpha$ ) には傾向は見られなかった。同様の傾向は、Kurihara et al. (2024) が報告している RS CVn 型連星 UX Ari で起きたフレアでも確認されている。1 点興味深いことは、phase b0 のみにおいて、電子温度に再加熱の兆候が見られることである (図 6.7)。

図 6.7 で最も重要な結果は、パネル g に示された Fe XXV He $\alpha$  輝線のドップラー速度の時間変化である。ここで、速度の正負は、恒星から観測者に向かう向きを負としている。Fe XXV He $\alpha$  輝線のドップラー速度は phase b4 を除いて常に負の値を取る傾向にあり、phase b1 でその速度はピーク値  $-2200 \pm 600 \text{ km s}^{-1}$  をとる。phase b1 以外では、phase b0、b3 にも顕著な青方偏移の傾向が見られ、ドップラー速度は

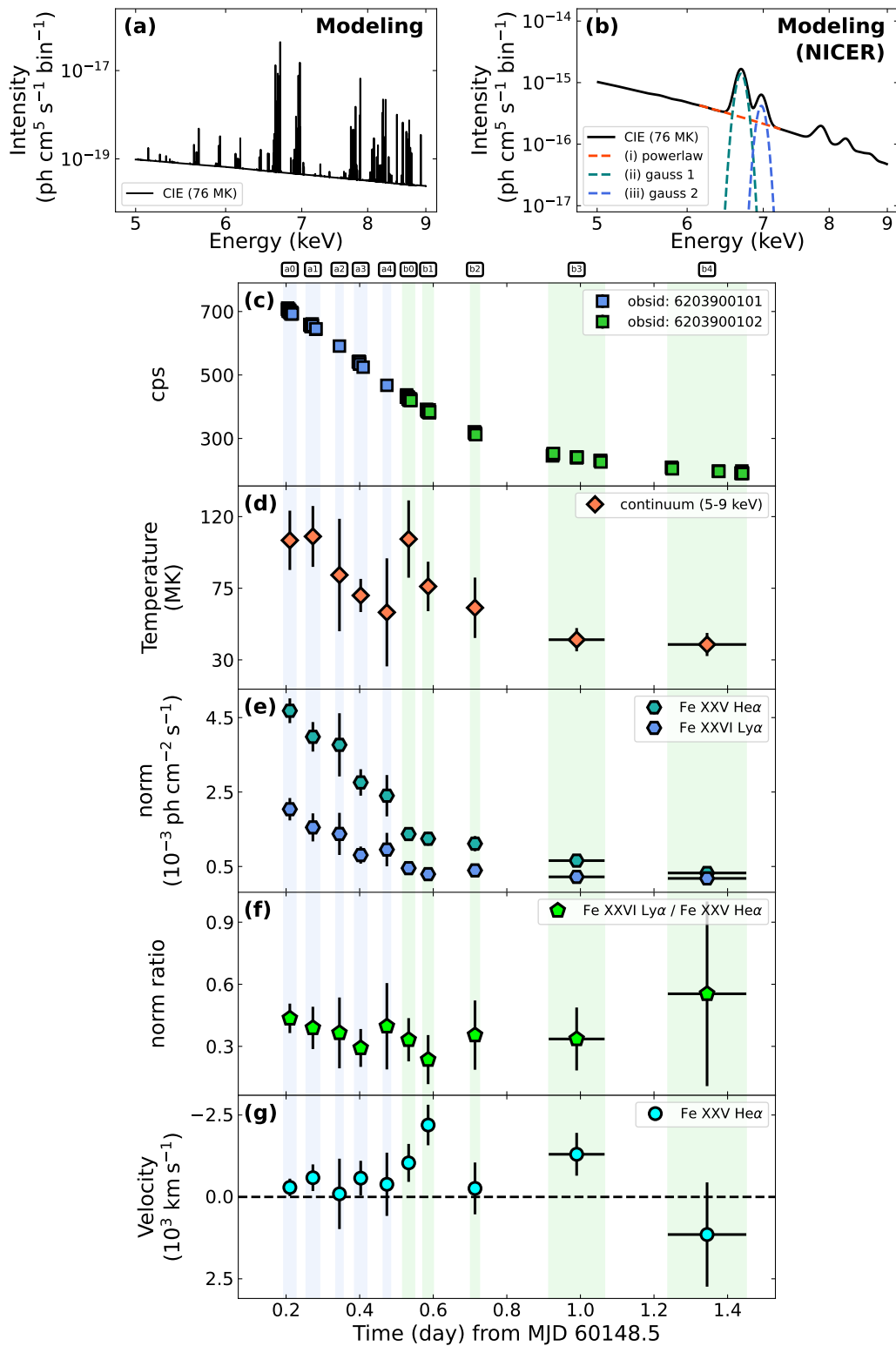


図 6.7. (a) PyAtomDB により作成した  $T_e^{b1} \sim 76$  MK の CIE モデルスペクトル。 (b) (a) のスペクトルに、NICER の応答関数を掛け合わせたもの。 (c) 図 6.3b と同様の、0.3–4 keV での光度曲線。 (d) 5–9 keV の連続光から見積もった電子温度の時間発展。 (e) 2 つのガウス関数のノルム ( $K^{\text{gauss}1}$ 、 $K^{\text{gauss}2}$ ) の時間発展。 (f) 2 つの輝線の強度比 ( $\text{Ly}\alpha/\text{He}\alpha$ ) の時間変化。 (g) Fe XXV He $\alpha$  輝線のドップラー速度の時間変化。

それぞれ  $-1000 \pm 500 \text{ km s}^{-1}$  と  $-1300 \pm 650 \text{ km s}^{-1}$  である。なお、Fe XXVI Ly $\alpha$  輝線のドップラー速度は、エラーバーの大きさゆえにドップラーシフトを議論することが困難であるため、図 6.7g には示していない。

## 6.2.2 NICER のエネルギー決定精度との比較

6.2 節で述べたように、本研究において注目したフレアでは、鉄輝線に青方偏移の傾向が見られた。一方で、NICER の応答関数のエネルギー決定精度は有限であり、一定の不定性を持つため、本研究で取り上げている青方偏移が本当に天体由来のものであるのか検証する必要がある。そこで、本フレア中の IM Peg と同程度のカウントレートをもち、かつ鉄輝線が明確に確認されており、時間変動することがない超新星残骸 Cas A の潤沢な NICER データを用いて NICER のエネルギー決定精度を調査した。

まず、HEASARC から NICER で観測されたすべての Cas A のデータをダウンロードし、6.1 節で述べた IM Peg での手法と同様の流れでデータ処理を行った。その後、全ての Obs-ID のデータから、GTI ごとに区切って抽出したスペクトルと Obs-ID 内の全 GTI から抽出したスペクトルを作成した。そして、図 6.8 (a)–(c) に示すように、IM Peg のフィットで用いたスペクトルと同程度の観測時間 (500–1500 秒) のスペクトル全ての 5–7.4 keV の範囲を「べき関数+ガウス関数」のモデルでフィットした。この際、フィッティングに用いたスペクトルの個数は、計 605 個であった。

図 6.8 (d) に、全スペクトルのフィット結果として、ガウス関数の中心エネルギーの分布を示す。中心エネルギーの中央値は  $E_{\text{med}} = 6.602 \text{ keV}$  であり、 $\Delta E/E_{\text{med}} = (E - E_{\text{med}})/E$  の分布は観測時間が短いほどややばらつきが大きくなり、全体としては中心値  $\mu = (1.6 \pm 3.1) \times 10^{-4} \text{ keV}$ 、標準偏差  $\sigma = (8.7 \pm 0.3) \times 10^{-3} \text{ keV}$  の正規分布で近似された (図 6.8 d)。ここでの、 $\mu$  と  $\sigma$  の誤差は、90% の信頼区間を表す。Holt et al. (1994) はあすか衛星での観測から、Cas A の場所ごとのドップラーシフトの違いを検出し、鉄輝線のエネルギー中心値は 6.5568–6.6080 keV の値を取ると報告している。一方で、Maeda et al. (2009) はすざく衛星による Cas A 全体の観測から、鉄輝線のエネルギー中心値を 6.621 keV と報告している。今回の NICER の 605 個のスペクトルから得られたエネルギー中心値分布の 90% 信頼区間  $6.601 \text{ keV} < E_{\text{med}} + \mu < 6.602 \text{ keV}$  は、これらの先行研究のエネルギー範囲に収まっている。また、NICER の応答関数の不定性から生じるエネルギーの揺らぎが、 $|\Delta E| \lesssim 3\sigma = 2.6 \times 10^{-2} \text{ keV}$  の範囲に収ま

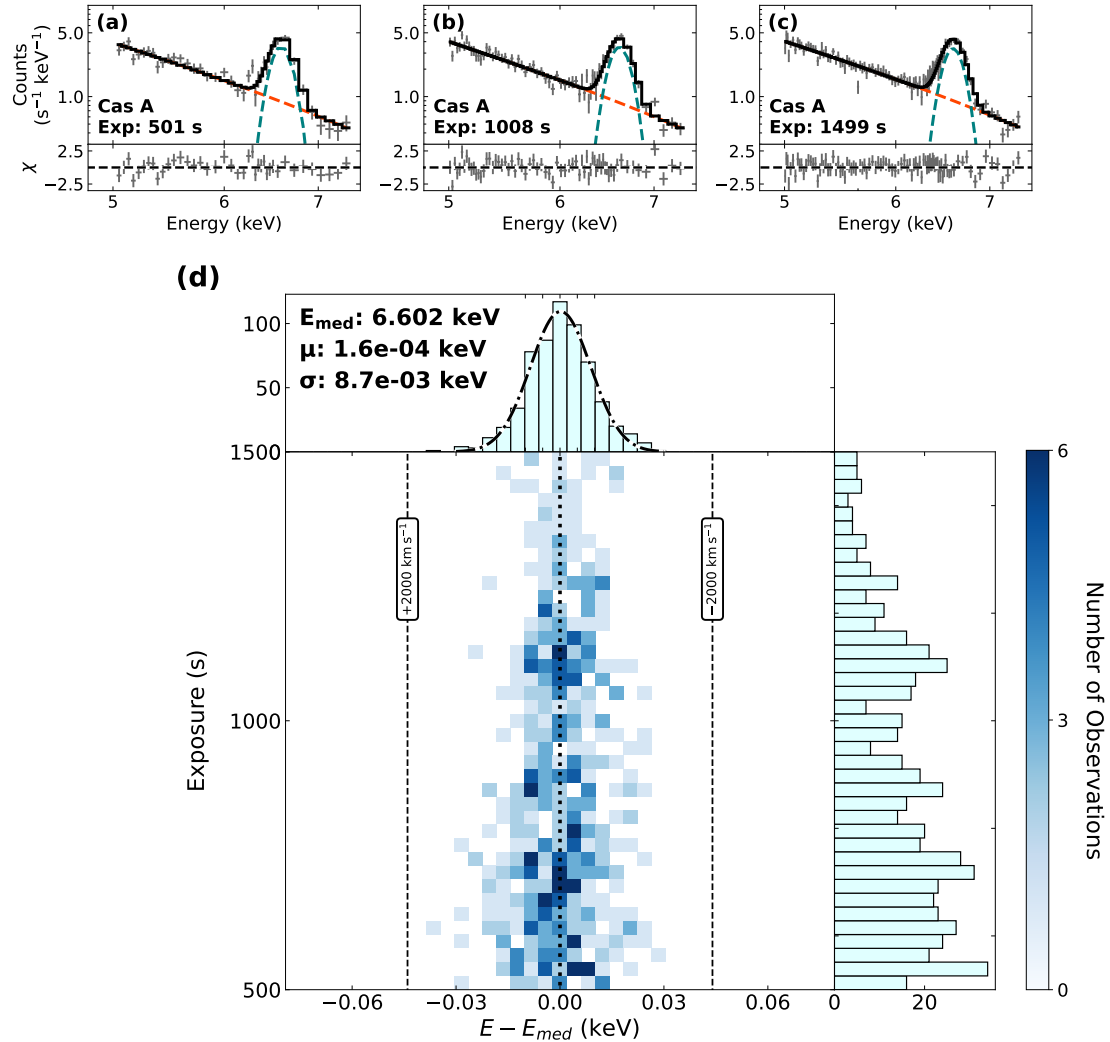


図 6.8. (a)–(c) Cas A をそれぞれ約 (a) 500 秒、(b) 1000 秒、(c) 1500 秒観測した際の 5–7.4 keV の範囲でのスペクトル。黒の実線はデータ点にフィットされた「べき関数(オレンジ)+ガウス関数(緑)」のモデル曲線を表す。下段のパネルはフィッティングの残差を示している。(d) Cas A の 500–1500 秒の観測における、ガウス関数のエネルギー中心値の分布。カラーマップは観測時間ごとのエネルギー中心の中央値からのばらつき ( $\Delta E = (E - E_{\text{med}})$ ) を表している。また、上段のパネルは全てのデータのエネルギー中心の中央値からのばらつきを示しており、黒の点鎖線はヒストグラムにフィットされたガウス関数を表す。右段のパネルは全てのデータの観測時間の分布を示している。)

ることも示唆された。この揺らぎはドップラー速度に変換すると、 $v \sim \pm 1200 \text{ km s}^{-1}$  である。このことから、IM Peg において phase b1 ( $t_{\text{exp}} = 834 \text{ sec}$ ) に観測された  $-2200 \pm 600 \text{ km s}^{-1}$  ( $(5 \pm 1) \times 10^{-2} \text{ keV}$ ) の青方偏移は、NICER のエネルギー決定精度の不定性では説明できないと言える。このことは、観測された青方偏移が天体由来のものである可能性が高いことを示唆する。

### 6.3 議論と結論

本研究では、2023年7月23日16:52 UTにRS CVn型連星IM Pegで起きたスーパーフレアのNICERによるX線観測を実施した。フレアの減衰期の初期段階には、Fe XXV He $\alpha$  輝線とFe XXVI Ly $\alpha$  輝線の両者が明確に確認された。平衡・非平衡プラズマモデル両者ともに、鉄輝線の青方偏移を仮定しないと、5–9 keVのスペクトルを説明することはできなかったため、上空に向かって運動するプラズマが存在すると考えられる。現象論的フィットとCIEモデルスペクトルの作成により、Fe XXV He $\alpha$  輝線のドップラー速度は最大で  $-2200 \pm 600 \text{ km s}^{-1}$  と計算された。本節ではこの青方偏移の原因として、CMEと彩層蒸発の2つの可能性を議論する。

まず、CME由来であることを支持する事実として、観測された  $-2200 \pm 600 \text{ km s}^{-1}$  という速度が、太陽における彩層蒸発の典型的な速度である  $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$  (e.g., Doschek et al., 1980) を大幅に超過している一方で、CMEの典型的な速度 ( $-20 \sim -3000 \text{ km s}^{-1}$  Webb & Howard, 2012) の範囲内の値であることが挙げられる。さらに、phase a4からb1にかけて、放射源が加速されている兆候も確認される(図6.7g)。1.3節で述べたように、CMEは上昇する過程で星の磁場から力を受けて加速されていくため、フレアのピークから約半日後に加速が見られることも、CMEの解釈を支持する。ただし、phase a0–a4の間にもb1と同様に青方偏移成分は存在したものの、フレアによる放射がこれらの時点ではb1よりも強いため、それに埋もれてb1ほど明瞭には確認されなかった可能性も考えられる。また、ラインの形成温度が  $T_{\text{peak}} \sim 60 \text{ MK}$  であるFe XXV He $\alpha$  輝線の青方偏移がCME由来と考えると、今回噴出したCMEは、太陽でのCMEやこれまで他の恒星でChandra衛星のHigh-Energy Transmission Grating (HETG; Canizares et al., 2005) による観測で確認されてきたCMEの候補(Argiroffi et al., 2019; Chen et al., 2022) よりも高温であると推察される。太陽でのCMEの温度は、典型的には数MKのオーダーである(Sheoran et al., 2023)。Ar-

giroffi et al. (2019) は、G 型星 HR9024 での O<sub>VIII</sub> 輝線 ( $T_{\text{peak}} \sim 3 \text{ MK}$ ) の青方偏移について、CME の可能性を議論している。Chen et al. (2022) は、コロナの電子密度の減少を伴う 3–16 MK のプラズマの上昇流を M 型星 EV Lac で発見し、CME の可能性を議論している。HETG による観測では調べられなかった Fe XXV He $\alpha$  輝線の青方偏移を今回初めて検出したことで、RS CVn 型連星のような磁氣的に活動性の高い恒星の CME は  $\sim 60 \text{ MK}$  という高温なプラズマ成分を持つ可能性が示唆された。

一方で、今回観測された青方偏移が彩層蒸発由来である可能性も存在する。その理由は、図 6.7d からわかるように、phase b0 においてプラズマの再加熱の兆候が見られた 1 時間後の phase b1 に、最も顕著な青方偏移が確認されたことである。phase a4 から b0 の 1 時間間に、電子温度は 60 MK から 100 MK に上昇している。何らかの理由で、彩層上部のプラズマがフレアピークから半日後のこのタイミングで再加熱され、高速な彩層蒸発が発生したと解釈することができる。Longcope (2014) の計算結果によると、彩層蒸発の速度は  $\sim -1000 \text{ km s}^{-1}$  にまで達する可能性があるが、Fe XXV He $\alpha$  輝線のような高温 ( $> 50 \text{ MK}$ ) のラインでその運動が観測されうるかは不明である。

本研究では、恒星フレアにおいて、Fe XXV He $\alpha$  輝線青方偏移を初めて検出した。CME の系外惑星への影響 (e.g., Airapetian et al., 2016) を考えると、上記の青方偏移が CME と彩層蒸発のいずれを反映しているのか特定することは重要である。彩層蒸発はコロナの密度を上昇させ、CME は逆に減少させるため、青方偏移だけではなく同時にコロナの電子密度の変化も測定することで、これらを区別することが可能となる。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) を用いることで、*R*-ratio (Gabriel & Jordan, 1969; Pradhan & Shull, 1981) の測定を通して、青方偏移と密度変化の同時検出が可能となる。





## Chapter 7

# M型星 EV Lac における恒星フレアの X 線・紫外線・可視光の同時観測 (Inoue et al. 2024, PASJ, in press)

本章では、プロミネンス噴出を伴うフレアの多波長観測に成功した例として、2022年10月25日にM型星 EV Lac で発生したフレアの多波長観測の結果についてまとめる。本研究では、NICER と Swift XRT による X 線観測、Swift UVOT による近紫外線観測、TESS 衛星による可視測光観測、なゆた望遠鏡による可視分光観測を同時に行い、 $3.4 \times 10^{32}$  erg のエネルギー規模で、かつ  $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$  の速度の H $\alpha$  線の青方偏移を伴うフレアを捉えることに成功した。なお、本章の結果は、Inoue et al. 2024, PASJ, in press として出版した。

### 7.1 観測体制とデータ処理

#### 7.1.1 M型星 EV Lac

EV Lac は 5.05 pc ほどの距離に位置する (Gaia Collaboration et al., 2018) 磁気活動性が非常に高い M 型星である。EV Lac における多数のフレアがこれまでに X 線・可視光で報告されており (e.g., Favata et al., 2000; Honda et al., 2018)、その発生頻度も盛んに研究されている (Muheki et al., 2020b; Paudel et al., 2021; Ikuta et al., 2023)。EV

表 7.1: 本研究での EV Lac 観測ログ (2022-10-24 to 2022-10-27)

観測	望遠鏡	Obs. ID	観測開始時刻 (UTC)	観測時間 (ks)
X 線	NICER (0.2–12 keV)	5100420101	2022-10-25 13:10	3.20
		5100420102	2022-10-26 12:04	5.80
		5100420103	2022-10-27 12:50	3.91
	Swift/XRT (0.2–10 keV)	00031397005	2022-10-24 12:14	1.64
		00031397006	2022-10-24 15:31	0.86
		00031397007	2022-10-25 12:07	1.65
		00031397008	2022-10-25 15:27	0.82
		00031397009	2022-10-26 12:07	0.39
		00031397010	2022-10-26 13:32	1.32
		00031397011	2022-10-26 15:10	0.82
		00031397012	2022-10-27 11:55	0.48
		00031397013	2022-10-27 13:31	1.44
		00031397014	2022-10-27 15:06	0.96
		近紫外線	Swift/UVOT (1600–3500 Å / UVW2)	00031397006
00031397007	2022-10-25 12:08			1.66
00031397008	2022-10-25 15:27			0.82
00031397009	2022-10-26 12:07			0.46
00031397011	2022-10-26 15:10			0.82
可視測光	TESS (6000–10000 Å)	—*	—*	—*
可視分光	Nayuta/MALLS (6350–6800 Å)	—	2022-10-24 11:21	$0.3 \times 26 + 0.18 \times 81^\dagger$
		—	2022-10-25 12:22	$0.18 \times 105^\dagger$
		—	2022-10-26 11:00	$0.18 \times 120^\dagger$
		—	2022-10-27 11:45	$0.18 \times 110^\dagger$

\* TESS は本期間中 (Sector 57)、常に EV Lac を 20 秒モードで継続観測していた。

† 「各フレームの露出時間」×「フレーム数」を意味する。

Lac において、フレア時のプロミネンス噴出に起因すると思われる H $\alpha$  線の青方偏移が Honda et al. (2018), Muheki et al. (2020b), Notsu et al. (2023) によって報告されている。また、6.3 節で述べたように、EV Lac は恒星フレアにおいてはまだ非常に観測例の少ないフレア中の X 線ラインの青方偏移が報告されている天体でもある (Chen et al., 2022)。この先行研究の X 線ラインの青方偏移は、密度上昇やその  $100 \text{ km s}^{-1}$  という速度から彩層蒸発に起因する可能性が高いと考えられている。このように、多数のフレアやそれに伴うプラズマの運動が EV Lac では観測されてきたが、多波長での観測例はまだ非常に少なく、質量噴出を伴うフレアにおいてエネルギーが各波長での放射と噴出されるプラズマとに、どのような割合で分配されるのかは調査されたことがない。

## 7.1.2 多波長観測

本研究では2022年10月24–27日の4晩に渡って、X線、近紫外線、可視測光、可視分光の同時観測をEV Lacに対して行った。表7.1に各望遠鏡の観測時間の詳細を示す。

### NICER: X線

Target of Opportunity (ToO) 申請<sup>1</sup>により、NICERでのEV Lac観測を実施した。NICERは10月25日から27日にかけての3日間にわたり、1日あたり3–5回の観測を行った(表7.1)。1回あたりの観測時間は約1ksである。

データ処理については、HEASoft(ver. 6.30.1)とCALDBファイル(ver. xti20221001)を用い、NICERでの通常の解析手順に従って行った。まず、HEASARC Archiveからダウンロードしたデータに対し、`nicerl2`コマンドによりデータのフィルタリングとキャリブレーションを行った。そして、得られたイベントファイルに対し、`barycorr`コマンドを用いてバリセントリック補正を行った上で、`xselect`を利用してライトカーブを抽出した。この際、天体座標は(RA, DEC) = (341.70, 44.33)を用いた。また、`nibackgen3c50`コマンド(Remillard et al., 2022)を用い、天体スペクトルの抽出とバックグラウンドスペクトルの作成を行った。RMFファイル、ARFファイルの作成には`nicerrmf`、`nicerarf`コマンドを用いた。

### Swift XRT: X線

NICERに加えて、Swift XRTによる観測も実施した。XRTは10月24日から27日の4日間にかけて、1日あたり2–3回、Photon Counting (PC) モードでEV Lacを観測した。

データ処理については、Paudel et al. (2021)と同様の手順で`barycorr`、`xrtpipeline`、`xselect`コマンドを用いて行った。スペクトル抽出においては、EV Lacの座標を中心とした半径30ピクセルの円をソース領域、内円の半径が40ピクセルで外円の半径が70ピクセルの中抜き円をバックグラウンド領域とした。また、RMFファイルはCALDB内の`swxpc0to12s6_20130101v014.rmf`ファイルを用い、ARFファイルは`xrtmkarf`コマンドを用いて作成した。

---

<sup>1</sup>[https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/nicer/schedule/nicer\\_too\\_request.html](https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/nicer/schedule/nicer_too_request.html)

## Swift UVOT: 近紫外線

SwiftはXRTだけでなく、UVOTでも観測を実施した。UVOTの観測は基本的にXRTと同様の時間帯にUVW2フィルターを用いて行われたが、XRTの観測中であってもUVOTの視野にEV Lacが入っていない時間帯も存在した (Obs-ID: 00031397005、00031397010、00031397012、00031397013、00031397014)。

データ処理については、XRTと同様に Paudel et al. (2021) を参考に、`coordinator`、`uvotscreen`、`barycorr`、`uvotevtlc` コマンドを用いて行った。大多数のイベントが `QUALITY=256` を示していた Obs-ID 00031397007 のデータについてのみ、`uvotscreen` コマンドによるフィルタリングの際の基準を `evexpr=(QUALITY%256).eq.0` と設定した<sup>2</sup>。また、`uvotevtlc` コマンドでライトカーブを抽出する際は、時間ビンは20秒に設定した。

## TESS: 可視測光

本研究での観測期間中、TESSはCycle 5のSector 57にあたり、EV Lacを9月30日から10月29日にかけての1ヶ月間20秒ケーデンスで測光観測し続けていた。観測データをMASTアーカイブからダウンロードし、Pre-search Data Conditioning Simple Aperture Photometry (PDCSAP flux) の値をpython (ver.3.9.12) と astropy (ver. 5.0.4) を用いて読み取った。

## なゆた望遠鏡: 可視分光

西はりま天文台のなゆた望遠鏡を用いて、可視分光観測を10月24日から27日にかけての4晩に渡って実施した。分光器はMALLSを用い、露出時間は180秒に設定した。ただし、10月24日のみは天候が不安定であったため、一部の時間帯で露出時間を300秒とした。

データ処理はHonda et al. (2018) を参考に、IRAFパッケージ (Tody, 1986) を用いて一般的な可視分光データの一次処理の手法に従って行った。また、IRAFでの処理後に、光球線を用いた波長校正の微調整を行った。

---

<sup>2</sup>本手順に問題が無いことは、Swiftヘルプデスクに確認済みである

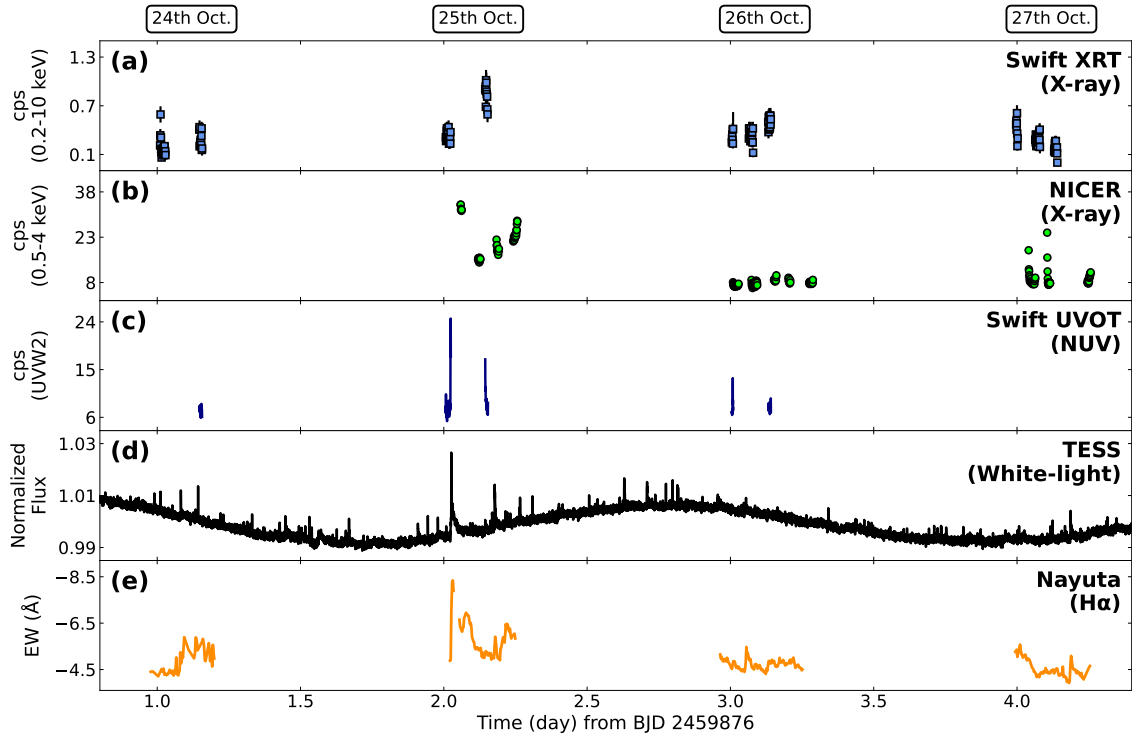


図 7.1. 2022 年 10 月 24 日から 27 日の EV Lac の光度曲線。時刻原点 (2459876 BJD) は 2022 年 10 月 23 日 11:53 UTC に対応する。(a) Swift XRT の 0.2–10 keV でのカウントレート ( $\text{counts s}^{-1}$ )。1 ビンは 64 秒に対応し、エラーバーは  $1\sigma$  を表す。(b) NICER の 0.5–4 keV でのカウントレート ( $\text{counts s}^{-1}$ )。(c) Swift UVOT の UVW2 バンド (1600–3500 Å) でのカウントレート ( $\text{counts s}^{-1}$ )。1 ビンは 20 秒に対応する。(d) TESS の白色光 (6000–10000 Å) の光度曲線。縦軸は中央値で規格化されており、1 ビンは 20 秒に対応する。(e) なゆた望遠鏡の  $\text{H}\alpha$  線の光度曲線。等価幅 (Å) は負の値を輝線側としている。10 月 24 日以外は 1 ビンは 180 秒に対応する。(Inoue et al., 2024)

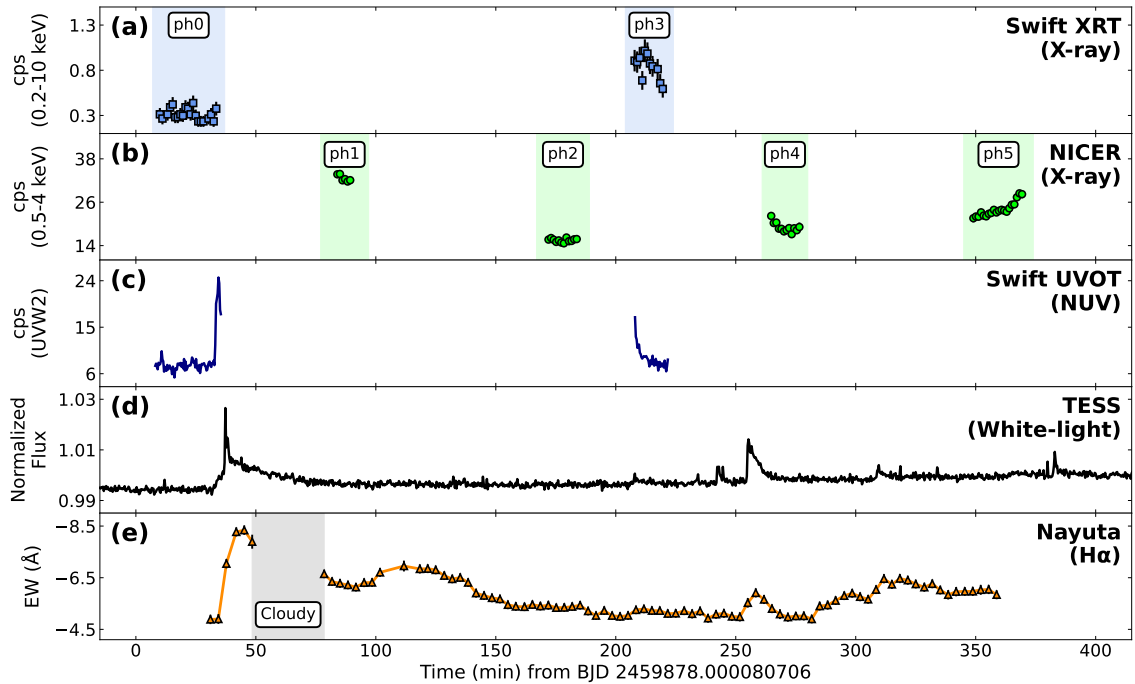


図 7.2. 2022 年 10 月 25 日を拡大した光度曲線。(a)、(b)における「ph\*」は X 線スペクトル解析を行った際に定義した Phase を表す。(Inoue et al., 2024)

## 7.2 データ解析と結果

### 7.2.1 光度曲線

4 日間の観測で得られた各望遠鏡の光度曲線を図 7.1 に示す。TESS の光度曲線には、黒点の自転による見え隠れで生じる、周期的な変動が確認される。TESS の光度曲線からわかるように EV Lac は本期間中に複数のフレアを起こしており、観測 2 日目にあたる 10 月 25 日に最も大きいフレアを起こした。本研究では、この観測期間中の最大のフレアに注目する。

図 7.2 に 10 月 25 日を拡大した光度曲線を示す。10 月 25 日の Swift と NICER の各軌道周期での観測を「Phase (ph) \*」のように定義する。本研究で注目するフレアは、図 7.2 における時刻 40 分ごろに対応する 10 月 25 日 12:28 UTC に開始した。フレアの立ち上がりは、近紫外線、白色光、 $H\alpha$  線において観測された。Phase 0 の後半では、近紫外線と白色光はすでに増光が開始しているのに対し、X 線にはまだその兆候が現れていない。また、Phase 3 に見られる X 線と紫外線の減衰や、Phase 4

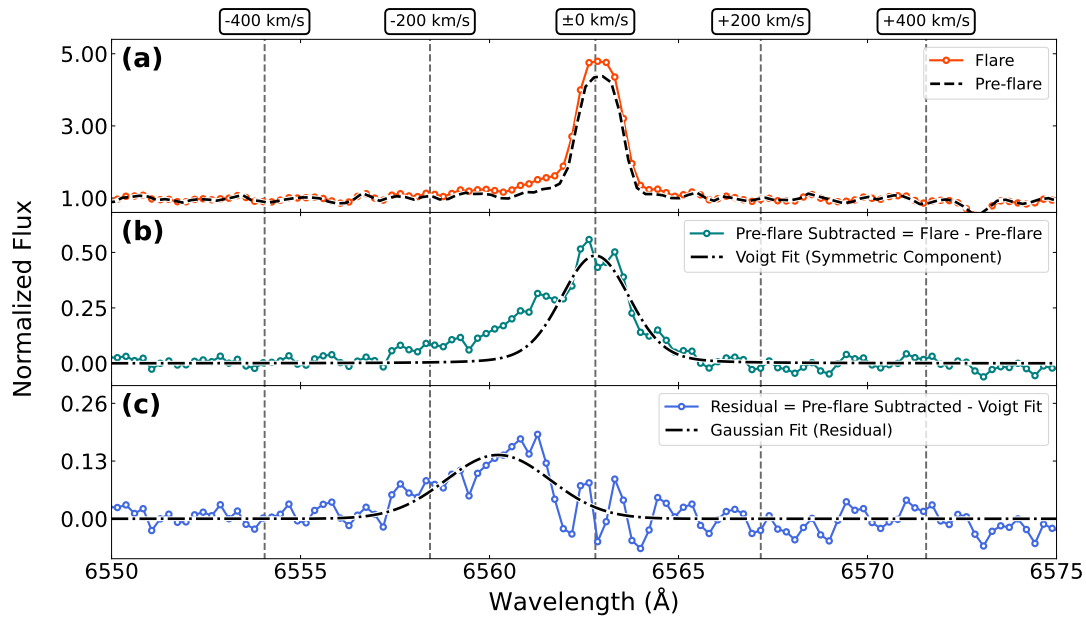


図 7.3. 図 7.2 における 127–129 分での  $H\alpha$  線のスペクトル。縦軸の値は連続光で規格化されている。灰色の破線は、輝線中心 ( $6562.8 \text{ \AA}$ ) からのドップラー速度を表す。(a) 時刻 127–129 分でのフレア中のスペクトル (オレンジ) と時刻 30–35 分でのフレアが開始する直前のスペクトル (黒)。(b) 時刻 127–129 分でのフレア前との差分スペクトル。黒の点鎖線は  $H\alpha$  線の対称成分に対応するフォークト関数を表す。(c) (b) に示した差分スペクトルと対称成分との残差。黒の点鎖線は残差をフィットしたガウス関数を表す。(Inoue et al., 2024)

前後での X 線、白色光、 $H\alpha$  線の変動に見られるように、注目しているフレア以外の小規模な数個のフレアが起きていることが確認される。Phase 5 の前後では白色光にはフレアの兆候はないが、X 線と  $H\alpha$  線は時刻 300 分以後は徐々に増光している。全体を通して白色光に比べてその他の波長では、フレアの静穏期とのコントラストが大きい。加えて、時刻 210 分ごろに起きた、X 線や紫外線のみで増光するフレアが存在することも確認される。

## 7.2.2 スペクトル

### $H\alpha$ 線

2.3 節で述べたようなフレアに伴うプラズマの運動を反映した  $H\alpha$  線の非対称性の有無を調べるために、5.2.2 節で V1355 Orionis のデータに対して行った際と同様の手順でスペクトル解析を行った。図 7.3 にフレア中の  $H\alpha$  線スペクトルの例として、時刻 127–129 分のスペクトルを示す。



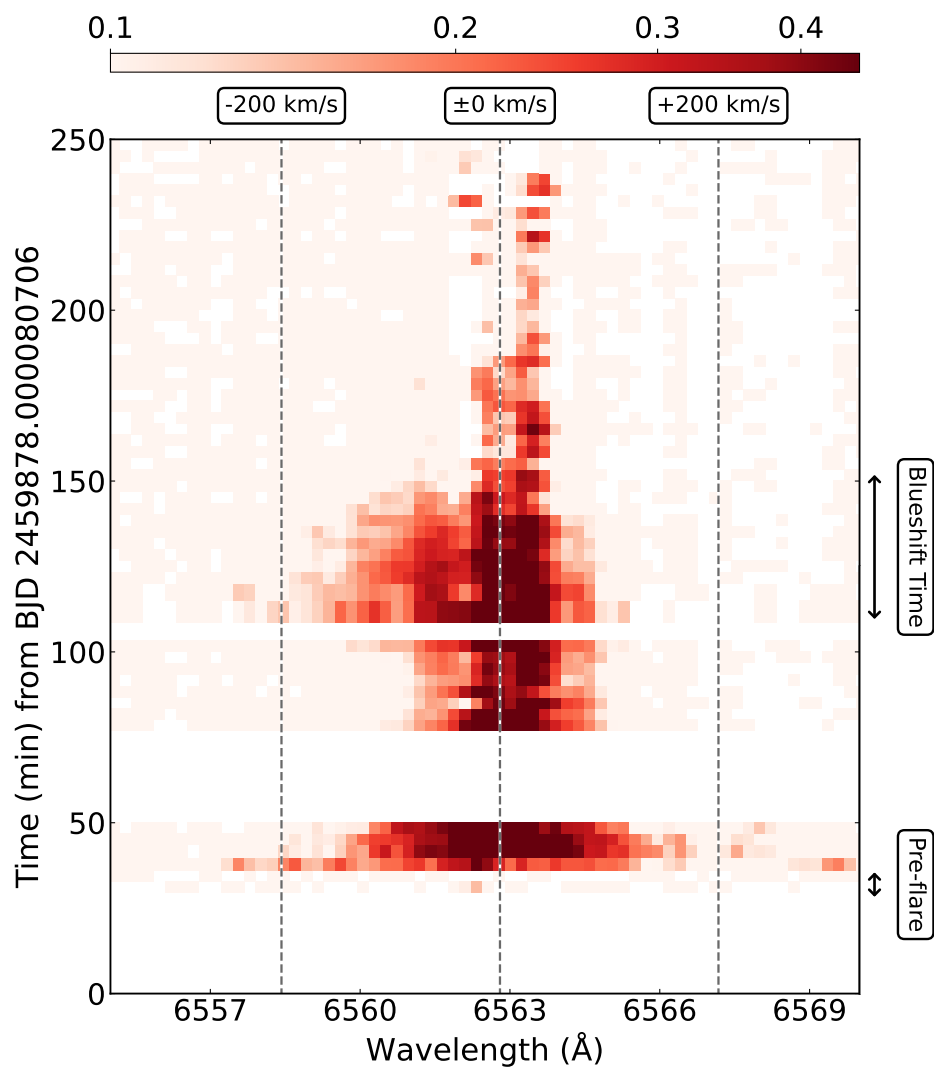


図 7.4.  $H\alpha$  線差分スペクトルの時間変化。縦軸、横軸はそれぞれ時刻、波長を表す。時刻原点は図 7.2 と同じである。赤色のカラースケールは連続光で規格化されたフラックスを示す。灰色の波線は輝線中心 ( $6562.8 \text{ \AA}$ ) からのドップラー速度を表す。(Inoue et al., 2024)

まず、図 7.3 (a) の黒破線に示された「プレフレアスペクトル」を、フレア開始直前の 2 つのフレームのスペクトルを合成することで作成した。次に、フレア中のスペクトルからプレフレアスペクトルを引くことで、「差分スペクトル」を作成した。図 7.3 (b) に示すように、いくつかのフレームでは短波長側に青方偏移した成分が  $6560 \text{ \AA}$  ( $-100 \text{ km s}^{-1}$ ) 付近に存在した。そこで、輝線中心 ( $6562.8 \text{ \AA}$ ) よりも長波長側のみをフォークト関数でフィットすることで、 $H\alpha$  線の対称成分と青方偏移成分を分離した。この際、フォークト関数の中心波長は輝線中心 ( $6562.8 \text{ \AA}$ ) に固定した。図 7.3 (c) に、差分スペクトルと対称成分をフィットしたフォークト関数の残差を示す。最後に、この残差スペクトルをガウス関数でフィットした。

これらの手順のうち、フォークト関数による対称成分のフィットをフレア中の全フレームに、ガウス関数による残差のフィットまでを明確に青方偏移成分が確認された時刻 112–145 分の 10 枚のフレームに対して行った。青方偏移成分をガウス関数でフィットした際の典型的な中心波長と標準偏差はそれぞれ、 $6558\text{--}6560 \text{ \AA}$  ( $-200 \sim -100 \text{ km s}^{-1}$ ) と  $\sim 1 \text{ \AA}$  ( $\sim 45 \text{ km s}^{-1}$ ) であった。

図 7.4 に、差分スペクトルの時間変化を示す。時刻 110–150 分付近に、連続的に青方偏移成分が存在している。青方偏移成分はフレアピークから 1 時間ほど経過してから出現しており、図 7.2 の  $H\alpha$  線の光度曲線の時刻 112 分付近に存在する 2 回目のピークと時間的に対応している。

## X 線

図 7.5 に、7.2.1 節で定義した 10 月 25 日の各 Phase における NICER と Swift の X 線スペクトルを示す。また、静穏期のデータとして、フレアが特に観測されなかった 10 月 26 日の全ての観測を合わせて抽出した NICER のスペクトルも図 7.5 には掲載されている。Swift XRT による Phase 0 のスペクトルも、まだこの時点ではフレアは開始していなかったため、静穏期のスペクトルと解釈される。

温度、エミッションメジャー、アバundanceといった物理量のフレア中における時間変化を調べるために、これらのスペクトルを星間吸収 (tbabs) を考慮した 3 温度の衝突電離プラズマモデル (vapec) でフィットした。2 温度や 1 温度でのフィットでは、観測されたスペクトルは再現されなかった。ただし、Phase 3 のスペクトルのみについては、3 温度でフィットすると最も高温な成分の温度が物理的に考えにくい高温となったため、2 温度でのフィットとした。フィットを行う際には各温度成分の間

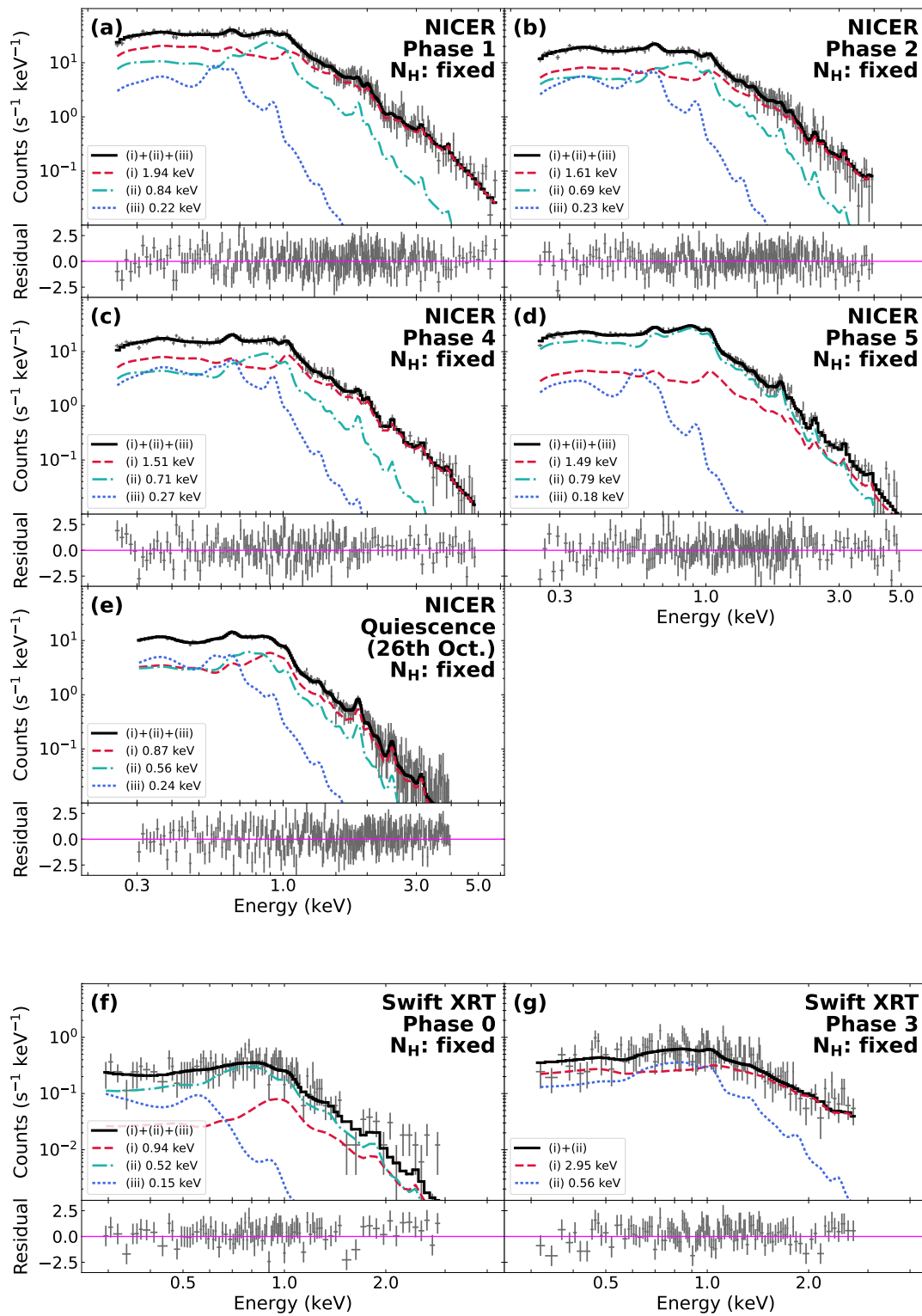


図 7.5. 各 Phase におけるバックグラウンドを差し引いた X 線スペクトル。黒の実線は、データにフィットされた 3 温度の vapec モデルの合計を表す。赤の破線、緑の点鎖、青の点線の順に温度が高い方から低い方の成分へと対応する。(a)–(d) と (g) はフレア中のスペクトル、(e) と (f) は静穏期のスペクトルである。(Inoue et al., 2024)

表 7.2: 3 温度の vapec でスペクトルをフィットした際のベストパラメーター\*

	NICER				Swift XRT			
	Phase 1	Phase 2	Phase 4	Phase 5	Oct 26	Phase 0	Phase 3	
Exposure (ks)	0.42	0.71	0.71	1.19	5.80	1.65	0.82	
$t_{\text{babs}}$								
$N_{\text{H}}$ ( $10^{18} \text{ cm}^{-2}$ )	4.0	4.0	4.0	4.0	4.0	4.0	4.0	
vapec (High Temp.)								
Temperature	$kT$ (keV)	$1.94_{\pm 0.08}$	$1.61_{\pm 0.06}$	$1.51_{\pm 0.06}$	$1.49_{\pm 0.09}$	$0.87_{\pm 0.04}$	$0.94_{\pm 0.35}$	$2.95_{\pm 1.42}$
	$T$ (MK)	$22.5_{\pm 0.9}$	$18.8_{\pm 0.7}$	$17.6_{\pm 0.7}$	$17.3_{\pm 1.0}$	$10.1_{\pm 0.5}$	$10.9_{\pm 4.1}$	$34.2_{\pm 16.5}$
	norm ( $10^{-2}$ )	$2.60_{\pm 0.11}$	$0.94_{\pm 0.05}$	$0.88_{\pm 0.04}$	$0.50_{\pm 0.07}$	$0.49_{\pm 0.10}$	$0.11_{\pm 0.15}$	$1.20_{\pm 0.16}$
vapec (Medium Temp.)								
Temperature	$kT$ (keV)	$0.84_{\pm 0.02}$	$0.69_{\pm 0.03}$	$0.71_{\pm 0.04}$	$0.79_{\pm 0.01}$	$0.56_{\pm 0.05}$	$0.52_{\pm 0.14}$	—
	$T$ (MK)	$9.74_{\pm 0.23}$	$8.00_{\pm 0.35}$	$8.24_{\pm 0.46}$	$9.16_{\pm 0.12}$	$6.50_{\pm 0.58}$	$6.03_{\pm 1.62}$	—
	norm ( $10^{-2}$ )	$1.15_{\pm 0.16}$	$0.55_{\pm 0.09}$	$0.42_{\pm 0.08}$	$1.58_{\pm 0.10}$	$0.43_{\pm 0.07}$	$0.43_{\pm 0.16}$	—
vapec (Low Temp.)								
Temperature	$kT$ (keV)	$0.22_{\pm 0.03}$	$0.23_{\pm 0.01}$	$0.27_{\pm 0.02}$	$0.18_{\pm 0.03}$	$0.24_{\pm 0.01}$	$0.15_{\pm 0.10}$	$0.56_{\pm 0.13}$
	$T$ (MK)	$2.55_{\pm 0.35}$	$2.67_{\pm 0.12}$	$3.13_{\pm 0.23}$	$2.09_{\pm 0.35}$	$2.78_{\pm 0.12}$	$1.74_{\pm 1.16}$	$6.20_{\pm 1.44}$
	norm ( $10^{-2}$ )	$0.24_{\pm 0.09}$	$0.21_{\pm 0.04}$	$0.21_{\pm 0.04}$	$0.10_{\pm 0.02}$	$0.26_{\pm 0.03}$	$0.15_{\pm 0.10}$	$0.52_{\pm 0.12}$
$Z$ ( $Z_{\odot}$ )	He	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	C	$0.59_{\pm 0.09}$	$0.52_{\pm 0.06}$	$0.53_{\pm 0.05}$	$0.63_{\pm 0.08}$	$0.44_{\pm 0.02}$	0.44	0.52
	N	$0.59_{\pm 0.09}$	$0.52_{\pm 0.06}$	$0.53_{\pm 0.05}$	$0.63_{\pm 0.08}$	$0.44_{\pm 0.02}$	0.44	0.52
	O	$0.59_{\pm 0.09}$	$0.52_{\pm 0.06}$	$0.53_{\pm 0.05}$	$0.63_{\pm 0.08}$	$0.44_{\pm 0.02}$	0.44	0.52
	Ne	1.00	1.00	$1.28_{\pm 0.27}$	1.00	$0.45_{\pm 0.07}$	0.45	1.00
	Mg	$0.23_{\pm 0.13}$	$0.41_{\pm 0.12}$	$0.34_{\pm 0.12}$	$0.29_{\pm 0.05}$	$0.24_{\pm 0.04}$	0.24	0.41
	Al	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	Si	$0.48_{\pm 0.10}$	$0.30_{\pm 0.09}$	$0.50_{\pm 0.10}$	$0.34_{\pm 0.04}$	$0.40_{\pm 0.04}$	0.40	0.30
	S	$0.15_{\pm 0.14}$	$0.41_{\pm 0.16}$	$0.59_{\pm 0.16}$	$0.42_{\pm 0.10}$	$0.46_{\pm 0.09}$	0.46	0.41
	Ar	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	Ca	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
	Fe	$0.21_{\pm 0.04}$	$0.13_{\pm 0.03}$	$0.18_{\pm 0.03}$	$0.13_{\pm 0.01}$	$0.14_{\pm 0.01}$	0.14	0.13
Ni	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	
$\chi^2$ ( <i>d.o.f</i> )	252 (247)	192 (216)	194 (156)	232 (200)	290 (259)	71 (87)	87 (107)	

\* 誤差は 90%信頼区間に対応する。誤差が表記されていない値は固定されていることを表す。

で、さらには第一イオン化ポテンシャルが近い C、N、O の 3 元素間でもアバダンスをリンクした。他に比べて統計の劣る Phase 0 と 3 のスペクトルフィットではそれぞれ、アバダンスは同じ静穏期の 10 月 26 日、最も近い Phase である Phase 2 のフィットパラメータに固定した。星間吸収における水素の柱密度 ( $N_{\text{H}}$ ) については、その値が十分小さい ( $N_{\text{H}} = 4.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ ; Paudel et al., 2021) ことを考慮して、この Paudel et al. (2021) での値に固定した。図 7.5 と表 7.2 にそれぞれ、フィットされたモデル曲線とフィットパラメータを示す。

### 7.2.3 パラメーターの時間変化

図 7.6 に、X 線と  $\text{H}\alpha$  線のスペクトル解析によって得られた物理量の時間変化を示す。まず、Phase 1 から Phase 2 にかけて、フレアのプラズマの温度とエミッションメジャーは減少している (図 7.6 (a)–(c))。図 7.2 の光度曲線に示したように、Phase 2 以降は小規模なフレアが数発起きたため、フラックス、温度、エミッションメジャーはフレア前 (Phase 0) での値よりも大きくなっている。このことから、これらの小規模なフレアによるプラズマへのエネルギー注入があったことが示唆される。

また、図 7.6 (d) に示すように、対称成分と青方偏移成分に分けた上での  $\text{H}\alpha$  線の等価幅の時間変化を調査した。それと同時に、青方偏移成分のドップラー速度の時間変化も計算した (図 7.6 (e))。対称成分と青方偏移成分の等価幅はそれぞれ、各時刻におけるフォークト関数 (図 7.3 (b)) とガウス関数 (図 7.3 (c)) をそれぞれ波長方向に積分することで計算した。青方偏移成分の等価幅は当初 (時刻 ~ 110 分) は対称成分の ~ 1/3 程度の大きさであり、その後は両者ともに減少していき差は縮まっていった。青方偏移成分の速度は、各時刻におけるガウス関数 (図 7.3 (c)) の中心値の値から計算した。ドップラー速度には時刻 ~ 120 分と、~ 135 分の 2 回のピークが存在した。速度の値としては、全体を通して  $100\text{--}200 \text{ km s}^{-1}$  の範囲内に収まっており、この値はこれまでに M 型星で観測されてきた典型的な青方偏移の速度と一致する (Honda et al., 2018; Vida et al., 2019; Notsu et al., 2023)。

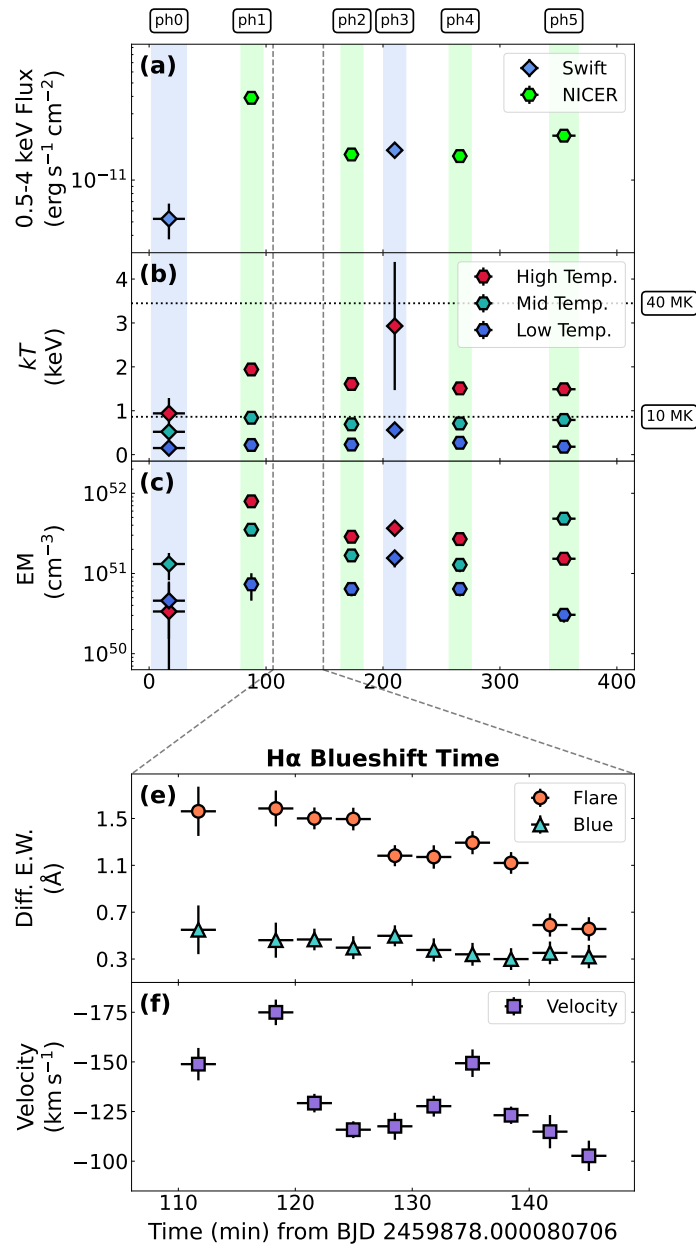


図 7.6. X 線、H $\alpha$  線のスペクトル解析によって得られた物理量の時間変化。(a) 0.5–4 keV でのフラックスの時間変化。青のひし型は Swift XRT の、緑の六角形は NICER のスペクトルから計算されたフラックスをそれぞれ表す。また、7.2.1 節で定義した Phase が図の上に記載されている。灰色の破線で挟まれた時間帯は、H $\alpha$  線の青方偏移が検出された時間帯に対応する。(b) プラズマの温度の時間変化。赤、緑、青の順に温度が高い方から低い方の成分へと対応する。ひし型と六角形はそれぞれ、Swift XRT、NICER のスペクトルから推定されたことを表す。(c) エミッションメジャーの時間変化。マーカーの意味は (b) のパネルと共通している。(d) H $\alpha$  線の青方偏移が検出された時間帯における、対称成分 (オレンジ) と青方偏移成分 (緑) の等価幅の時間変化。(e) 青方偏移成分のドップラー速度の時間変化。(Inoue et al., 2024)

## 7.3 考察

### 7.3.1 青方偏移とプロミネンス噴出

7.2.2 節で述べたように、本フレア中には  $H\alpha$  線の青方偏移が確認された。EV Lac の自転速度は  $v \sin i \sim 3.5 \text{ km s}^{-1}$  (Reiners et al., 2018) であり、観測された  $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$  の青方偏移を説明できない。

2.3 節で述べたように、このような青方偏移成分の原因として考えられるものは、彩層蒸発に伴う上昇流 (Tei et al., 2018) かプロミネンス噴出 (Otsu et al., 2022) の 2 つである。X 線や紫外線での観測により、コロナ減光 (Veronig et al., 2021; Loyd et al., 2022) や水素柱密度の上昇 (Moschou et al., 2017, 2019) といった CME の兆候を捉えていないことを考慮すると断言はできないが、観測された青方偏移はプロミネンス噴出が原因の可能性が非常に高い。なぜなら、彩層蒸発に伴う上昇流の典型的な速度 ( $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ; Tei et al., 2018) は観測された速度 ( $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ ) よりも小さい上に、青方偏移成分が現れたタイミングで白色光の増光が見られないからである。上昇流を引き起こす非熱的な電子の彩層への突入は、彩層蒸発だけでなく彩層凝縮も引き起こし、その結果として白色光の強度は大きくなると考えられている (e.g., Li et al., 2023)。青方偏移成分の出現時に、白色光の増光が確認されなかったことは、上記の物理機構で青方偏移が形成されたのではないことを意味する。Honda et al. (2018) はポストフレアループによる吸収が青方偏移を作る可能性についても言及しているが、本研究で観測された  $H\alpha$  線のスペクトルには、Honda et al. (2018) で確認されたような赤方偏移した強い吸収成分は見られない。これらの理由から、今回観測された青方偏移はプロミネンス噴出が起きたことを反映している可能性が高いと言える。

青方偏移がプロミネンス噴出由来だとすると、一つ興味深い点はその出現タイミングである。これまで恒星においてプロミネンス噴出の可能性があるとされてきた青方偏移は、そのほとんどがフレアのピーク前後で出現していた (図 7.7)<sup>3</sup>。しかし、本研究で発見された青方偏移はフレアピークから約 1 時間ほど遅れて出現しており、この解釈には以下の 3 つが考えられる。

一つ目は、別のフレアが最初のフレアのピークの約 1 時間後に発生したという解

---

<sup>3</sup>Vida et al. (2016) が報告しているイベントについては、 $t_2$  や  $t_3$  はフレアを伴わない青方偏移とみなして、 $t_1$  とフレアピークの時間差を採用している (Vida et al., 2016, の図 14 を参照)。Notsu et al. (2023) のフレア Y6 については複数のフレアの重ね合わせと判断して、時刻 [1] をフレアピークとみなした (Notsu et al., 2023, の図 14 を参照)。

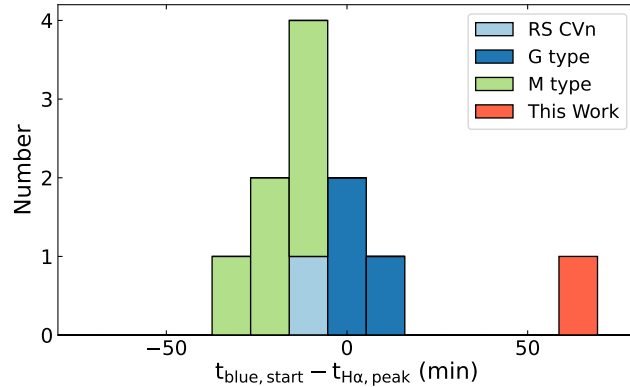


図 7.7.  $\text{H}\alpha$  線の青方偏移成分の出現時間 ( $t_{\text{blue,start}}$ ) とフレアピーク ( $t_{\text{H}\alpha,\text{peak}}$ ) の時間差のイベントごとの分布。水色は RS CVn 型星での (Inoue et al., 2023)、緑色は M 型星での (Vida et al., 2016; Honda et al., 2018; Maehara et al., 2021; Notsu et al., 2023)、青色は G 型星での (Namekata et al., 2021, 2023) イベントを表す。オレンジ色が本研究に対応する。 (Inoue et al., 2024)

積である。青方偏移が出現したタイミングにおいて、白色光の明るさには特に変化はない (図 7.2) が、プロミネンス噴出を伴い、かつ白色光では増光しないようなフレアがこのタイミングで起きた可能性は棄却できない。

二つ目は、単純に一つ目のフレアに伴うプロミネンスがフレアピークから 1 時間遅れて噴出したという解釈である。Kurokawa et al. (1987) は、太陽で 1984 年 4 月 25 日に起きた X13 クラスフレアに伴って、フレアピークから約 40 分遅れて噴出したプロミネンスを報告している。このような遅れて噴出するプロミネンスは、フレアの磁気リコネクションによる磁場の変化が、ねじられたプロミネンスを磁束管に沿って加速したと解釈される (Shibata & Uchida, 1986)。恒星において、このようなフレアピークから遅れたプロミネンス噴出が検出された例は未だかつてなかったが、本解釈は観測されたプロミネンスの挙動を説明することができる。

三つ目は、プロミネンスはフレアピーク前後に噴出していたが、その後の 1 時間は我々から見てリム内に存在していたという解釈である。一般的に太陽や太陽型星の場合は、プロミネンスはリムの内側に存在する場合は  $\text{H}\alpha$  線の吸収成分として、リムの外側に存在する場合は輝線成分として観測される (Parenti, 2014; Otsu et al., 2022; Namekata et al., 2021, 2023)。今回のケースにおいても、初めはリム内の方向に噴出したプロミネンスが、1 時間の移動を経てリムの外に噴出したと考えることは可能である。ただし、その場合フレアピーク後の 1 時間間に、 $\text{H}\alpha$  線の吸収成分が確認されていないことは矛盾するが、Leitzinger et al. (2022) は NLTE モデルを



用いて、M型星の場合はプロミネンスの源泉関数は黒体放射による連続光の放射と同等かそれ以上と予測している。つまり、噴出したプロミネンスがリム内に存在する場合に、プロミネンスが輝線成分としても吸収成分としても観測されないようなプロミネンスのパラメータが存在すると考えられている。プロミネンスの複数のバルマー線の同時観測 (c.f. Vida et al., 2016; Notsu et al., 2023) が進み、M型星のプロミネンスの源泉関数の理解が進むことが、本解釈の検証には必要である。

### 7.3.2 各物理量

7.2.2節で示したスペクトル解析の結果を踏まえて、今回発見されたフレアとプロミネンスの基本的な物理量を本節では確認する。

#### プロミネンスの質量

H $\alpha$ 線の青方偏移成分として検出されたプロミネンスについて、Maehara et al. (2021); Inoue et al. (2023); Notsu et al. (2023) での手法<sup>4</sup>と同様にその質量を計算する。まず、図 7.6 (d) が示すように、青方偏移成分の等価幅は  $\sim 0.5 \text{ \AA}$  であった。Notsu et al. (2023) の式 (5) にこれを代入することで、青方偏移成分の光度は

$$L_{\text{blue}} = 4\pi d^2 \times F_{\text{H}\alpha}^{\text{cont}} \times EW_{\text{H}\alpha}(t) = 8 \times 10^{26} \text{ erg s}^{-1} \quad (7.1)$$

と計算される。ここで、 $F_{\text{H}\alpha}^{\text{cont}}$  ( $5.7 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$ ; Notsu et al., 2023) は EV Lac の H $\alpha$ 線周辺の連続光の静穏期におけるフラックス密度を、 $d$  は地球と EV Lac の距離 (5.05 pc; Gaia Collaboration et al., 2016) を表す。以降は 5.3.1 節と同様にプロミネンスの光学的厚みを  $0.1 < \tau_p < 100$  と仮定して NLTE モデル (Heinzel et al., 1994) を適応すれば、プロミネンスの質量は

$$1 \times 10^{15} \text{ g} < M < 1 \times 10^{18} \text{ g}. \quad (7.2)$$

と制限される。この質量と本フレアのボロメトリックエネルギー (7.3.4 節) の関係はこれまでの M 型星でのプロミネンスの検出例 (Moschou et al., 2019; Maehara et al., 2021; Notsu et al., 2023) と概ね一致しており、フレアのエネルギーとプロミネンス

<sup>4</sup>本修士論文、5.3.1 節で示した手法とも一部共通。

の質量の間に存在することが知られているスケーリング則  $M \propto E_{\text{WLF,bol}}^{2/3}$  (Takahashi et al., 2016; Namekata et al., 2021; Inoue et al., 2023; Namekata et al., 2023) は本イベントについても成立すると考えられる。

## ループサイズ

Shibata & Yokoyama (2002) は磁気リコネクションモデルを用いて、フレアのループサイズと磁場が

$$L_{\text{SY}} = 10^9 \left( \frac{EM_{\text{peak}}}{10^{48} \text{ cm}^{-3}} \right)^{3/5} \times \left( \frac{n_0}{10^9 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-2/5} \left( \frac{T_{\text{peak}}}{10^7 \text{ K}} \right)^{-8/5} \text{ cm} \quad (7.3)$$

$$B_{\text{SY}} = 50 \left( \frac{EM_{\text{peak}}}{10^{48} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/5} \times \left( \frac{n_0}{10^9 \text{ cm}^{-3}} \right)^{3/10} \left( \frac{T_{\text{peak}}}{10^7 \text{ K}} \right)^{17/10} \text{ G} \quad (7.4)$$

のように計算されることを示した。ここで、 $EM_{\text{peak}}$  はフレアピークにおけるエミッションメジャーを、 $T_{\text{peak}}$  はフレアピークにおける温度を、 $n_0$  は静穏期のコロナの電子密度をそれぞれ表す。Osten et al. (2006) は、X線と紫外線ラインの観測により、EV Lav のコロナの電子密度が  $10^{11} - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  に制限されることを示した (Osten et al., 2006, の図9を参照)。この電子密度の範囲と、フレアピークに最も近い Phase 1 のX線スペクトルから得られた温度とエミッションメジャーを (7.3)、(7.4) 式に代入すると、本フレアの磁場とループサイズは

$$80 \text{ G} < B_{\text{SY}} < 300 \text{ G} \quad (7.5)$$

$$0.1R_{\text{star}} < L_{\text{SY}} < 0.7R_{\text{star}} \quad (7.6)$$

と制限される。

また、Namekata et al. (2017, 2023) により

$$L_{\text{N}} = 1.64 \times 10^9 \left( \frac{\tau_{\text{decay}}^{\text{WLF}}}{100 \text{ s}} \right)^{2/5} \times \left( \frac{E_{\text{WLF,bol}}}{10^{30} \text{ erg}} \right)^{1/5} \left( \frac{n_0}{n_{\odot}} \right)^{-1/5} \text{ cm} \quad (7.7)$$

のように白色光フレアのエネルギー ( $E_{\text{WLF,bol}}$ ) と  $e$ -folding 時間 ( $\tau_{\text{decay}}^{\text{WLF}}$ ) からループサイズを計算する手法も考案されている。この式を用いて本イベントのループサイ

表 7.3: Phase 1 の X 線スペクトルから計算されるフレアの磁場とループサイズ

$n_0$	$B_{SY}$	$L_{SY}$	$L_N$
$10^{11} \text{ cm}^{-3}$	$\sim 80 \text{ G}$	$\sim 0.7R_{\text{star}}$	$\sim 0.2R_{\text{star}}$
$10^{12} \text{ cm}^{-3}$	$\sim 160 \text{ G}$	$\sim 0.3R_{\text{star}}$	$\sim 0.1R_{\text{star}}$
$10^{13} \text{ cm}^{-3}$	$\sim 300 \text{ G}$	$\sim 0.1R_{\text{star}}$	$\sim 0.09R_{\text{star}}$

ズを計算すると

$$0.09R_{\text{star}} < L_N < 0.2R_{\text{star}} \quad (7.8)$$

と得られる。これらの結果をまとめた表 7.3 から、 $L_{SY}$  と  $L_N$  がいずれの電子密度であっても、概ねオーダーで一致していることが確認される。

### 7.3.3 フレア立ち上がりの多波長データ

図 7.8 (b) に本フレアの立ち上がりを拡大した光度曲線を示す。太陽フレアと同様に、白色光や近紫外線といった非熱的放射が  $H\alpha$  線に先行して明るくなる Neupert 効果が本フレアにおいても確認される (e.g., Neupert, 1968; Namekata et al., 2020; Tristan et al., 2023)。

白色光フレアの立ち上がりには、緩やかな増光 (r1) と急激な増光 (r2) の 2 段階が存在することが図 7.8 (b) からわかる。Howard & MacGregor (2022) は、TESS の 20 秒ケーデンスのデータを用いて、多くの白色光フレアはその立ち上がりの際に、様々な光度曲線の微細構造を持つことを報告している。本研究で新たに明らかになったことは、白色光がまだ緩やかに増光している段階 (r1) であっても、近紫外線はすでに急激に増光し始めていることである。近紫外線の光度曲線の最後の 3 ビンには、すでに減光が開始しているかのような兆候も見られる。近紫外線の観測は時刻 35 分ほどに終了してしまったため、r2 の段階において近紫外線が再び増光したのかどうかは不明である。

近紫外線と白色光のフラックス比はフレアの広帯域スペクトルのモデルという観点から非常に重要である (e.g., Jackman et al., 2023; Brasseur et al., 2023)。しかし、近紫外線と白色光でフレアを同時観測した例は未だ少ない。本研究では r2 におけるピークは近紫外線で観測できなかったが、r1 におけるピークは白色光と近紫外線の両方のデータがあるため、その比率を計算することが可能である。

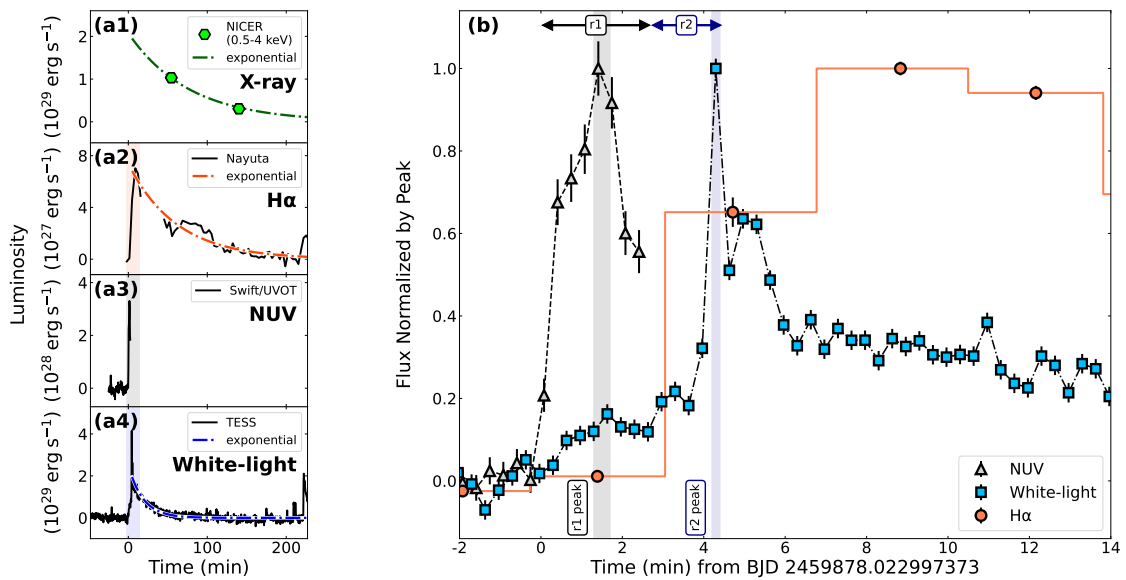


図 7.8. (a1)–(a4) 静穏成分を差し引いた光度曲線。フレア開始時刻を時刻原点にとっている。点鎖線は各光度曲線の減衰期をフィットした指数関数を表す。(a1) 0.5–4 keV での X 線光度。(a2) H $\alpha$  線の光度。青方偏移成分の影響は本曲線から取り除かれている。(a3) UVW2 バンド (1600–3500 Å) での光度。(a4) 白色光 (6000–10000 Å) での光度。(b) (a) において網掛けされた時間帯に対応する、フレアの立ち上がりを拡大した光度曲線。各波長の光度曲線はそのピーク値で規格化されている。灰色は近紫外線、水色は白色光、オレンジ色は H $\alpha$  線のデータをそれぞれ表す。上部の矢印は白色光が緩やかに増光している時間帯 (r1) と急激に増光している時間帯 (r2) を表す。灰色、青色で網掛けされた時刻は r1、r2 での白色光のピーク時刻に対応する。(Inoue et al., 2024)

まず、Notsu et al. (2023) と同様の手法で、静穏期の光度にフレアによる増光成分と静穏成分のフラックス比を掛けることで、r1 のピークにおける TESS のバンドでの光度を計算すると

$$L_{\text{peak}}^{\text{TESS}} = L_{\text{quiescence}}^{\text{TESS}} \times \Delta f_{\text{peak}}^{\text{TESS}} = 6.7 \times 10^{28} \text{ erg s}^{-1} \quad (7.9)$$

と得られる。ここで、 $L_{\text{quiescence}}^{\text{TESS}}$  ( $1.3 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ ; Notsu et al., 2023) は EV Lac の静穏期における TESS のバンドでの光度を、 $\Delta f_{\text{peak}}^{\text{TESS}} = (f_{\text{TESS,p}} - f_{\text{TESS,q}})/f_{\text{TESS,q}}$  はフレアによる増光成分と静穏成分の比率を表す<sup>5</sup>。次に、UVW2 バンドでのフレアピークにおける光度は、uvotevtlc コマンドにより生成された光度曲線ファイルの FLUX\_AA のカラムの値から

$$L_{\text{peak}}^{\text{UVW2}} = (F_{\text{peak}}^{\text{UVW2}} - F_{\text{quiescence}}^{\text{UVW2}}) \times W_{\text{eff}}^{\text{UVW2}} \times 4\pi d^2 = 3.3 \times 10^{28} \text{ erg s}^{-1} \quad (7.10)$$

と、計算した。 $F_{\text{peak}}^{\text{UVW2}}$  と  $F_{\text{quiescence}}^{\text{UVW2}}$  はそれぞれ、r1 でのフレアピークと静穏期におけるフラックス密度 (FLUX\_AA) の値に対応する。 $W_{\text{eff}}^{\text{UVW2}}$  (667.73 Å; SVO Filter Profile Service<sup>6</sup>) は UVW2 フィルターの有効面積の等価幅を表す。これらの結果から、r1 のピークにおける近紫外線と白色光の光度の比率は

$$L_{\text{peak}}^{\text{UVW2}}/L_{\text{peak}}^{\text{TESS}} \sim 0.49 \quad (7.11)$$

と得られる。フレアの広帯域スペクトルが黒体放射で表されると仮定すると、この結果はその温度が一般的に考えられているよりも低い (< 9000 K) ことを意味する。一方で、この比率は  $5 \times 10^{11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  以下の比較的エネルギーの低い非熱的電子による、光学的に薄い放射のバルマー連続光とパッシェン連続光によっても説明可能である (Brasseur et al., 2023, の図 14 と表 6 を参照。 )。

近年、フレアの可視光データのみから、惑星への影響という観点から重要である紫外線のフラックスを間接的に推定する研究が存在する (Feinstein et al., 2020; Howard et al., 2020)。一方で、そのような推定が実際の観測と乖離していると指摘する研究も存在する (Kowalski et al., 2019; Brasseur et al., 2023)。本研究で新たにわかった、

<sup>5</sup>TESS のフラックスについては図 7.9 と 7.3.4 節も参照。

<sup>6</sup><http://svo2.cab.inta-csic.es/theory/fps/index.php?id=Swift/UVOT.UVW2&&mode=browse&gname=Swift&gname2=UVOT#filter>

近紫外線には白色光のフレアピークよりも前に明確なピークが存在する事実も、可視光データからの単純な紫外線フラックス推定に警鐘を鳴らしている。今後、紫外線と白色光により同時観測されたサンプル数を増やし、フレアにおける紫外線と白色光の関係をより詳細に調査していくことが必要である。

### 7.3.4 エネルギー分配

本節では各波長帯での放射エネルギーとプロミネンスの運動エネルギーとの間での、エネルギー分配の割合を議論する。図 7.8 (a) に示すように、静穏成分の放射を取り除いた光度曲線を各波長について作成し、以下に示すような手法でエネルギーを計算した。

#### X 線

X 線での解放エネルギーについては、まず図 7.5 に示したスペクトルフィッティングの結果から、`xspec` の `flux` コマンドを用いて各 Phase でのフラックスを計算した。その後、EV Lac と地球の距離 (5.05 pc; Gaia Collaboration et al., 2018) を用いて、これを光度へと変換した上で、Phase 0 の光度を静穏成分として差し引くことで、フレア成分のみの光度曲線を作成した (図 7.8 (a))。X 線と  $H\alpha$  線のフレアピークと開始時刻が一致する (e.g., Kane, 1974) と仮定して、フレア成分の光度曲線を指数関数でフィットした。この際、X 線 ( $\tau_{\text{decay}}^{\text{X-ray}}$ ) と  $H\alpha$  線 ( $\tau_{\text{decay}}^{\text{H}\alpha}$ ) の  $e$ -folding 時間の間に Kawai et al. (2022) が報告している経験則

$$\log \tau_{\text{decay}}^{\text{X-ray}} = \log \tau_{\text{decay}}^{\text{H}\alpha} + 0.1 \pm 0.6, \quad (7.12)$$

が成立することも仮定した。最後に、光度曲線を時間積分することを考えて

$$\begin{aligned} E &= \int_{\text{rise}} L_{\text{flare}}(t) dt + \int_{\text{decay}} L_{\text{flare}}(t) dt \\ &\sim \int_{\text{rise}} (L_{\text{peak}} t / \tau_{\text{rise}}) dt + \int_{\text{decay}} L_{\text{peak}} \exp\{-(t - \tau_{\text{rise}}) / \tau_{\text{decay}}\} dt \\ &\sim [(L_{\text{peak}} \times \tau_{\text{rise}}) / 2] + [L_{\text{peak}} \times \tau_{\text{decay}}], \end{aligned} \quad (7.13)$$

表 7.4: 各波長におけるフレアのピーク光度と継続時間

	X 線 0.5 – 4 keV	近紫外線 1600 – 3500 Å	白色光 6000 – 10000 Å	H $\alpha$ 線 6562.8 Å
ピーク光度 ( $10^{29}$ erg s $^{-1}$ )	$1.9^{+0.2}_{-0.1}$	$0.33^{*}_{\pm 0.02}$	$0.67^{*}_{\pm 0.1} / 4.2^{\dagger}_{\pm 0.1}$	$0.07 \pm 0.001$
立ち上がり時間 (min)	–	$1.7^{*}_{\pm 0.1}$	$7.0 \pm 0.1$	$7.4 \pm 1.9$
e-Folding 時間 (min)	$77 \pm 9.6$	–	$19 \pm 1.2$	$61 \pm 7.6$

\* これらの値は r1 ピークでの値である。

† この値は r2 ピークでの値である。

表 7.5: 各波長で放射されたエネルギーとプロミネンスの運動エネルギー

放射					質量噴出
X 線 0.5 – 4 keV (erg)	近紫外線 1600 – 3500 Å (erg)	ポロメトリック (erg)	白色光 6000–10000 Å (erg)	H $\alpha$ 線 6562.8 Å (erg)	運動エネルギー (erg)
$9.2^{+2.3}_{-1.6} \times 10^{32}$	$(0.2 - 4.0) \times 10^{31}$	$3.4 \pm 1.1 \times 10^{32}$	$2.4 \pm 1.2 \times 10^{32}$	$2.7 \pm 0.4 \times 10^{31}$	$(0.02 - 15) \times 10^{31}$

のように、放射されたエネルギーを計算した。ここで、 $L_{\text{peak}}$  はピークでの光度、 $\tau_{\text{rise}}$  はフレアの開始時刻とピーク時刻の差、 $\tau_{\text{decay}}$  はフレアの e-folding 時間を表す。これらの結果から、X 線 (0.5–4 keV) でのピーク光度と解放エネルギーはそれぞれ  $1.9 \times 10^{29}$  erg s $^{-1}$ 、 $9.2 \times 10^{32}$  erg と得られた (表 7.4、7.5)。

## H $\alpha$ 線

H $\alpha$  線での解放エネルギーについては、まず各時刻における H $\alpha$  線の対称成分 (c.f. 図 7.3 (b)) の等価幅を、フォークト関数を波長積分することで計算した。その後、各時刻の等価幅を式 7.1 と同様に

$$L_{\text{H}\alpha}(t) = 4\pi d^2 \times F_{\text{H}\alpha}^{\text{cont}} \times EW_{\text{H}\alpha}(t), \quad (7.14)$$

と、光度に変換した上で、フレアが起きる前の 2 つのフレーム (図 7.8 の –6 ~ 0 分) の光度の平均値を静穏成分として差し引いた光度曲線を作成した (図 7.8 (a2))。この光度曲線から得られる各値を式 7.13 に代入してエネルギーを計算した。最終的に得られたピーク光度と放射エネルギーはそれぞれ、 $7 \times 10^{27}$  erg s $^{-1}$  と  $2.7 \times 10^{31}$  erg であった (表 7.4、7.5)。なお、これらの値には青方偏移成分からの放射は含まれていない。

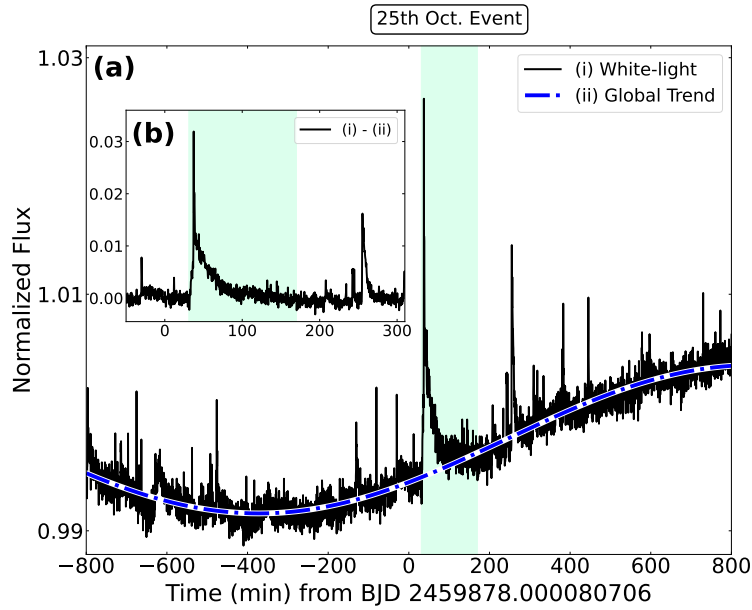


図 7.9. TESS により観測された EV Lac の白色光の光度曲線。時刻原点は図 7.2 (a) と共通。(a) 長期の光度曲線。フラックスは中央値により規格化されている。緑で網かけされた時刻は本論文で注目しているフレアに対応。青い点鎖線は光度曲線のフレア以外の部分にフィットされた三角関数で、自転変動する静穏成分を表す。(b) 静穏成分を差し引いた上で、本フレアの前後を拡大したフレア成分の光度曲線。(Inoue et al., 2024)

## 近紫外線

近紫外線での解放エネルギーについては、まず 7.3.3 節で述べた、`uvotevtlc` コマンドで作成された光度曲線から、各時刻における光度を計算した。その後、フレアが起きる前の 20 分間の光度の中央値を静穏成分として、光度曲線から差し引いた。また、図 7.8 (b) に示されたように、近紫外線の観測はフレアの立ち上がりしかデータが存在しない。そこで、近紫外線での解放エネルギーは、光度曲線の観測された立ち上がりを時間積分したものを下限値、*e*-folding 時間が白色光フレアと一致すると仮定して式 7.13 を用いて計算したものを上限値とした。最終的に得られたピーク光度と放射エネルギーはそれぞれ、 $3.3 \times 10^{28} \text{ erg s}^{-1}$  と  $(0.2 - 4.0) \times 10^{31} \text{ erg}$  であった(表 7.4、7.5)。

## 白色光

白色光での解放エネルギーについては、5.2.1 で V1355 Orionis のデータに対して計算した際と同様に、Shibayama et al. (2013) を参考にボロメトリックエネルギーを計



算した。まず、白色光の光度曲線を図 7.9 (a) に示すように静穏成分とフレア成分に分離した。そして、静穏成分を差し引いたフレア成分のみの光度曲線を作成した (図 7.9 (b))。後は、5.2.1 節と同様に、フレアの面積を

$$A_{\text{flare}}(t) = \frac{\pi R^2 C'_{\text{flare}}(t) \int R_{\lambda} B_{\lambda}(T_{\text{eff}}) d\lambda}{\int R_{\lambda} B_{\lambda}(T_{\text{flare}}) d\lambda} \quad (7.15)$$

のように計算した。ここで、各文字は式 5.2 と共通で、EV Lac の場合は有効温度は  $T_{\text{eff}} = 3270 \text{ K}$ 、星半径は  $R = 0.35 R_{\odot}$  (Paudel et al., 2021) である。5.2.1 節と同様に、この結果を式 5.3 に代入した上で時間積分することで、白色光での解放エネルギーは  $3.4 \times 10^{32} \text{ erg}$  と得られた (表 7.4)。

また、式 7.9 を用いて TESS のバンドのみでの放射エネルギーを計算すると、

$$E_{\text{WLF}}^{\text{TESS}} = \int L_{\text{quiescence}}^{\text{TESS}} \times \Delta f^{\text{TESS}}(t) dt = 2.4 \times 10^{32} \text{ erg}. \quad (7.16)$$

と得られる。

## 運動エネルギー

プロミネンスの質量範囲 (式 7.2) と図 7.6 (f) に示されたピーク速度 ( $v_{\text{blue}}$ ) を用いて運動エネルギー ( $Mv_{\text{blue}}^2/2$ ) を計算したところ、 $(0.02 - 15) \times 10^{31} \text{ erg}$  と得られた (表 7.4)。

これらの結果は、表 7.4 と 7.5 にまとめられている。Ikuta et al. (2023) の結果から、今回観測された程度の規模のフレアは EV Lac では 120 ks に 1 回ほどの頻度で起きていることがわかる。X 線と白色光での解放エネルギーは同じ桁の値であり、これらは近紫外線と  $H\alpha$  線での解放エネルギーに比べて一桁大きい。また、フレアのエネルギーと噴出されるプラズマの運動エネルギーの間に存在するスケージング則 (Takahashi et al., 2016; Inoue et al., 2023) は不定性が大きいものの、今回のイベントについても概ねこれは成立する。

フレアの X 線と白色光でのエネルギー分配を調査した先行研究は複数存在し (Emslie et al., 2012; Osten & Wolk, 2015; Guarcello et al., 2019; Kuznetsov & Kolotkov, 2021; Paudel et al., 2021; Stelzer et al., 2022; Namekata et al., 2023)、特に Namekata et al. (2023) はこれらのデータをまとめて、X 線と白色光での解放エネルギーの比率

には数桁の分散があることを示している。今回我々がEV Lacで観測してイベントは  $E_{\text{WLF, bol}}/E_X \sim 0.4$  であり、この値はNamekata et al. (2023) に示されている分散の中に入る。太陽フレアでもエネルギー分配にはイベントごとに差があるように (Emslie et al., 2012; Aschwanden et al., 2017)、恒星フレアも様々なエネルギー分配を持つことが今回の観測結果と過去の観測結果の比較から示唆される。

## 7.4 本研究のまとめと結論

本研究では、M型星EV Lacを2022年10月24日–27日の4晩にわたり多波長(X線、近紫外線、白色光、H $\alpha$ 線)観測した結果、10月25日12:28 UTCに、H $\alpha$ 線の青方偏移を伴うフレアを検出した。今回のように、多波長で観測されたフレアは、プロミネンス噴出を伴うフレアの全体像を研究するための良いサンプルとなる。観測されたフレアには以下のような特徴があった。

1. 各波長帯での放射エネルギーは、 $9.2 \times 10^{32}$  erg (X線/0.5–4 keV)、 $(0.2 - 4.0) \times 10^{32}$  erg (近紫外線)、 $3.4 \times 10^{32}$  erg (白色光)、 $2.7 \times 10^{31}$  erg (H $\alpha$ 線)であった。
2. フレアピークの約1時間後に、 $\sim 100$  km s $^{-1}$ 程度の速度を持つ青方偏移成分が検出された。
3. 観測された青方偏移がプロミネンス噴出由来と仮定すると、噴出したプロミネンスの質量と運動エネルギーは

$$1 \times 10^{15} \text{ g} < M < 1 \times 10^{18} \text{ g} \quad (7.17)$$

$$2 \times 10^{29} \text{ erg} < E_{\text{kin}} < 2 \times 10^{32} \text{ erg}, \quad (7.18)$$

と制限される。これらの値は、これまでに太陽・恒星フレアで知られてきたフレアのエネルギーと噴出物の質量の間に存在するスケーリング則 (Takahashi et al., 2016; Inoue et al., 2023; Notsu et al., 2023) と概ね対応する。

4. 白色光フレアの立ち上がりには、緩やかな増光と急激な増光の2段階が確認された。また、白色光がまだ緩やかに増光している時間帯であっても、近紫外線ではすでに急激な増光が開始していることもわかった。緩やかな増光時における白色光に対する近紫外線のフラックスの比率は $\sim 0.49$ であった。

白色光と近紫外線において、本研究のように秒スケールの高速同時観測した例はこれが初めてであり、確認された光度曲線の特徴は新しい描像を開く可能性がある結果である。また、本論文内では触れなかったが、本観測中には Five-hundred-meter Aperture Spherical radio Telescope (FAST Nan, 2006; Nan et al., 2011; Zhang et al., 2023) による電波観測、Xinglong Station of National Astronomical Observatories に設置された 85cm 望遠鏡による可視多色測光観測も同時に EV Lac に対して行われていた。今後、これらのデータを用いて、本フレアの広帯域スペクトルのモデルについて、より詳細な検討を行っていく予定である。



# Chapter 8

## 全体のまとめと結論

本修士論文では、3章で設定した3つの問いをもとに、X線、紫外線、可視光による恒星フレアとそれに伴うプラズマ噴出の観測を実施した。その結果、以下の3つの知見を得た。

1. RS CVn 型連星 V1355 Orionis で 2020 年 12 月 19 日に発生したスーパーフレアに伴って、星の脱出速度 ( $350 \text{ km s}^{-1}$ ) を大幅に超過して確実にコロナ質量放出へと繋がる速度  $1600 \text{ km s}^{-1}$  のプロミネンス噴出を  $\text{H}\alpha$  線の青方偏移という形で検出した。さらに、噴出物の質量を  $9.5 \times 10^{18} \text{ g} < M < 1.4 \times 10^{21} \text{ g}$  と制限し、本プロミネンスが観測史上最大の質量であることを明らかにするとともに、太陽で知られるフレアのエネルギーと噴出物の質量/運動エネルギーの間に存在するスケーリング則が  $7 \times 10^{35} \text{ erg}$  のエネルギー規模である本フレアについても成立することを確認した。(5章)
2. RS CVn 型連星 IM Peg で 2023 年 7 月 23 日に発生したスーパーフレアの減衰期において、Fe XXV  $\text{He}\alpha$  輝線が脱出速度を大幅に超過する  $-2200 \pm 600 \text{ km s}^{-1}$  で青方偏移していることを発見した。観測された青方偏移には彩層蒸発と CME の2通りの解釈が考えられ、前者の解釈は青方偏移の出現に1時間先立って 60 MK から 100 MK への電子温度の再加熱が確認されていることと対応し、後者の解釈は観測された速度が太陽での CME の典型的な速度で説明可能であることと対応する。(6章)
3. M 型星 EV Lac で 2022 年 10 月 25 日に発生した  $\text{H}\alpha$  線の青方偏移を伴うフレアを X 線、近紫外線、可視光で同時検出することに成功し、各波長帯での放

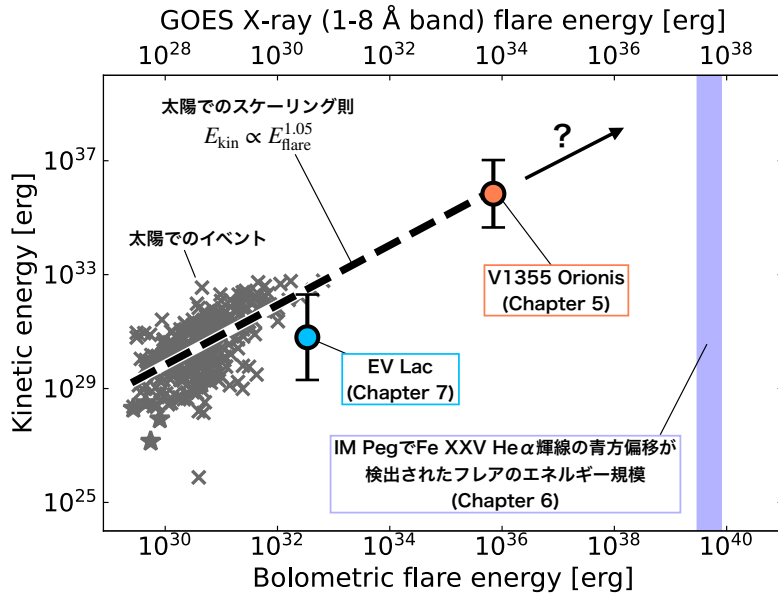


図 8.1. 太陽でのフレア、CME (Yashiro & Gopalswamy, 2009; Seki et al., 2019; Namekata et al., 2021) と本研究で発見された3つのイベントを比較した図。図 5.9c と同様に、縦軸はCMEの運動エネルギー、横軸はフレアのエネルギーを表す。IM Peg で検出されたイベントはCMEの質量を計算していないため、フレアのエネルギー規模の目安 (Iwakiri et al., 2023) のみを示している。

射エネルギーが  $9.2 \times 10^{32}$  erg (X線/0.5–4 keV)、 $(0.2 - 4.0) \times 10^{32}$  erg (近紫外線)、 $3.4 \times 10^{32}$  erg (白色光)、 $2.7 \times 10^{31}$  erg (H $\alpha$ 線)、噴出したプラズマの運動エネルギーが  $2 \times 10^{29}$  erg  $< E_{kin} < 2 \times 10^{32}$  erg と計算し、磁気エネルギーのエネルギー分配を明らかにした。さらに、フレアの立ち上がりにおける白色光に対する近紫外線のフラックス比を 0.49 と計算することで、フレアの広帯域スペクトルの黒体放射は、一般的に考えられている 9000 – 10000 K よりも低い温度 ( $< 9000$  K) であることを示唆した。(7章)

上記の結果はいずれも、本研究で初めて達成された検出・考察であり、スーパーフレアを起こすような強力な磁場を持つ恒星では、磁場から受ける力によりCMEが抑制されると予想するシミュレーション (Alvarado-Gómez et al., 2018) に反して、フレア自体と同様にCMEも圧倒的に大規模なものが恒星では起きていることを観測的に証明したことに最大の意味がある。さらに、エネルギー規模は太陽でのCMEより数桁大きい上記のイベントも、図 8.1 に示すように、太陽でのフレアとCMEのエネルギーの間にあるスケーリング則の延長上に位置する普遍的なものであることも明らかにした。一方で、6章で述べたIM Pegでのフレアは今回の観測の中では最も

エネルギー規模の大きいフレアであったが、Fe XXV He $\alpha$  輝線の青方偏移から CME の質量を推定する方法がまだ確立していないため、その運動エネルギーも不明である。そこで、今後はどのような CME のパラメータであったら NICER で観測された IM Peg の青方偏移が説明可能なのかシミュレーションにより調査する予定である。このことは、上記のスケーリング則をさらにエネルギーの大きい範囲にまで拡張することにも繋がる可能性がある。





# Acknowledgments

修士課程の2年間の研究生活において、非常にたくさんの方にご指導・ご協力いただきました。指導教官の榎戸さんには、研究面についてはもちろんのこと、業界の様々な人との繋がりや研究者としての立ち振る舞いなど数々のことを学ばせていただきました。榎戸さんとの議論は楽しいので、野津さん交えたミーティング後は、毎回研究のモチベーションがいつも以上に高まっていました。修士課程の間に主著3本の約束がなんとか達成できそうで良かったなと思います。コロラド大学の野津さんには、学部生の頃からほぼ全てのプロジェクトについて、共同研究・議論させていただきました。野津さんがいなかったら、今ほどは恒星フレアの研究を楽しく感じていなかったと思います。内田さんには、X線解析の様々な知識を教えていただいただけでなく、SXIのチームにも誘っていただき衛星・装置運用について学ぶ機会も与えていただきました。また、2本目の投稿論文のインパクトに悩んでいた時に、「ホームランだけでなくヒットの論文も大事」と言っていただいたことが印象に残っています。国立天文台の行方さんは、論文を出すペースがすごく早くて、いつも目標にしていました。M1の頃の太陽研連で行方さんと雑談した内容がきっかけで、学振を前主系列星で書くことも決めました。兵庫県立大学の本田さんには、なゆた望遠鏡での観測の際に毎回、ご丁寧にサポートしていただき、ホルモン焼きうどんもご馳走になりました。また、その他の西はりま天文台の皆さんにも、観測の度に大変お世話になりました。国立天文台の前原さんは、天体についても、データ解析や計算機についても、膨大な量の知識をお持ちで、研究の様々な場面で有意義なアドバイスをいただきました。阪大の高棹さん、鷲ノ上さん、善本さん、基研の大屋さんとは、XRISMでの今後の研究を一緒に検討させていただきました。千葉大学の岩切さん、宇宙研の栗原さん、辻本さんには、IM Pegのデータ解析において、有意義な議論・コメントをいただきました。鶴さんは申請書の経験が誰よりも豊富で、学振の提出前日にも、夜遅くまで言い回しなどを修正していただきました。宇

宇宙物理学教室の野上さんには、記者発表を行なった際に、記者の方からの質問対応の際に大変助けていただきました。同志社大学の柴田先生には、研究の議論だけでなく、初めての英語での口頭発表の練習にも根気強く付きあっていただきました。

X線グループで共に大学院生活を過ごした皆さんにも、大変お世話になりました。天野さんは、しんどい時でも面白い話をしてくれて、卒業された後も学会で会えるのが楽しみになっていました。佳山さんとは、共通の趣味がたくさんあって、土日によく研究室で雑談するのが息抜きになっていました。松田さんは、様々な場面でみんなを仕切っている姿に憧れました。田中さんは、就職後も議論のために研究室に時々来られている姿に、尊敬の念を抱きました。成田さんとは、将来のX線業界やその中でどう生き残っていくか熱く語り合っ、モチベーションを上げていただきました。永井くんとは、同じNICERのデータ解析をメインでしていたので、コマンドの細かい疑問など色々相談させてもらいました。松永くんとは、本当にくだらな話でよく盛り上がりました。穴澤さんは、僕が扱っているデータよりも解析が難しいRGSのデータを1年かからず論文化にまで到達していて、刺激を受けました。斉藤くんは、研究内容が凄く面白くて、ミーティングで話を聞くのが楽しみになっていました。また、ガンマ線グループの皆様とも、色々な場面で楽しい時間を過ごさせていただきました。特に、同部屋の高田さんとは毎日夕飯をご一緒させていただいて、集中力を夜まで持たせてもらっています。

次年度からは、引き続き博士課程の学生として、各波長、観測/シミュレーションを横断的に、恒星磁気活動の研究を進めたいと思っています。同時に、XRISMのSXIチームのメンバーとして運用に貢献しつつ、よりSXIに精通して上記の研究の中でも活用したいと考えています。



# References

- Acton, L. W., Leibacher, J. W., Canfield, R. C., Gunkler, T. A., Hudson, H. S., & Kiplinger, A. L. 1982, *ApJ*, 263, 409
- Airapetian, V. S., Glocer, A., Gronoff, G., Hébrard, E., & Danchi, W. 2016, *Nature Geoscience*, 9, 452
- Alvarado-Gómez, J. D., Drake, J. J., Cohen, O., Moschou, S. P., & Garraffo, C. 2018, *ApJ*, 862, 93
- Anglada-Escudé, G., et al. 2016, *Nature*, 536, 437
- Argiroffi, C., et al. 2019, *Nature Astronomy*, 3, 742
- Arzoumanian, Z., et al. 2014, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 9144, *Space Telescopes and Instrumentation 2014: Ultraviolet to Gamma Ray*, ed. T. Takahashi, J.-W. A. den Herder, & M. Bautz, 914420
- Aschwanden, M. J., et al. 2017, *ApJ*, 836, 17
- ASTRO-H CookBook Members. 2015, *ASTRO-H Cook Book - A First Step to ASTRO-H Spectral Analysis*, Vol. Rev 1.02
- Barthelmy, S. D., et al. 2005, *Space Sci. Rev.*, 120, 143
- Bessell, M. S., Castelli, F., & Plez, B. 1998, *A&A*, 333, 231
- Brasseur, C. E., Osten, R. A., Tristan, I. I., & Kowalski, A. F. 2023, *ApJ*, 944, 5
- Burrows, D. N., et al. 2005, *Space Sci. Rev.*, 120, 165
- Buzasi, D. L., Ramsey, L. W., & Huenemoerder, D. P. 1987, *ApJ*, 322, 353

- Canizares, C. R., et al. 2005, *PASP*, 117, 1144
- Capalbi, M., Perri, B., Saija, F., Tamburelli, F., & Angelini, L. 2005, *The SWIFT XRT Data Reduction Guide Version 1.2*
- Carmichael, H. 1964, in *NASA Special Publication*, Vol. 50, 451
- Carrington, R. C. 1859, *MNRAS*, 20, 13
- Chen, H., Tian, H., Li, H., Wang, J., Lu, H., Xu, Y., Hou, Z., & Wu, Y. 2022, *ApJ*, 933, 92
- Claes, N., & Keppens, R. 2019, *A&A*, 624, A96
- Cutispoto, G., Pallavicini, R., Kuerster, M., & Rodono, M. 1995, *A&A*, 297, 764
- Doschek, G. A., Feldman, U., Kreplin, R. W., & Cohen, L. 1980, *ApJ*, 239, 725
- Drake, J. J., Cohen, O., Yashiro, S., & Gopalswamy, N. 2013, *ApJ*, 764, 170
- Emslie, A. G., et al. 2012, *ApJ*, 759, 71
- Favata, F., Reale, F., Micela, G., Sciortino, S., Maggio, A., & Matsumoto, H. 2000, *A&A*, 353, 987
- Feinstein, A. D., Montet, B. T., Ansdell, M., Nord, B., Bean, J. L., Günther, M. N., Gully-Santiago, M. A., & Schlieder, J. E. 2020, *AJ*, 160, 219
- Fisher, G. H., Canfield, R. C., & McClymont, A. N. 1985a, *ApJ*, 289, 414
- . 1985b, *ApJ*, 289, 425
- Foster, A. R., & Heuer, K. 2020, *Atoms*, 8, 49
- France, K., et al. 2016, *ApJ*, 820, 89
- Fuhrmeister, B., Lalitha, S., Poppenhaeger, K., Rudolf, N., Liefke, C., Reiners, A., Schmitt, J. H. M. M., & Ness, J. U. 2011, *A&A*, 534, A133
- Fuhrmeister, B., Liefke, C., Schmitt, J. H. M. M., & Reiners, A. 2008, *A&A*, 487, 293

- Fuhrmeister, B., & Schmitt, J. H. M. M. 2004, *A&A*, 420, 1079
- Gabriel, A. H., & Jordan, C. 1969, *MNRAS*, 145, 241
- Gaia Collaboration et al. 2016, *A&A*, 595, A2
- . 2018, *A&A*, 616, A1
- Gehrels, N., et al. 2004, *ApJ*, 611, 1005
- Gendreau, K. C., Arzoumanian, Z., & Okajima, T. 2012, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 8443, *Space Telescopes and Instrumentation 2012: Ultraviolet to Gamma Ray*, ed. T. Takahashi, S. S. Murray, & J.-W. A. den Herder, 844313
- Gendreau, K. C., et al. 2016, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 9905, *Space Telescopes and Instrumentation 2016: Ultraviolet to Gamma Ray*, ed. J.-W. A. den Herder, T. Takahashi, & M. Bautz, 99051H
- Gouttebroze, P., Heinzl, P., & Vial, J. C. 1993, *A&AS*, 99, 513
- Guarcello, M. G., et al. 2019, *A&A*, 622, A210
- Güdel, M. 2004, *A&ARv*, 12, 71
- Güdel, M., Audard, M., Skinner, S. L., & Horvath, M. I. 2002, *ApJL*, 580, L73
- Gunn, A. G., Doyle, J. G., Mathioudakis, M., Houdebine, E. R., & Avgoloupis, S. 1994, *A&A*, 285, 489
- Hawley, S. L., & Fisher, G. H. 1992, *ApJS*, 78, 565
- Heinzl, P., Gouttebroze, P., & Vial, J. C. 1994, *A&A*, 292, 656
- Hirayama, T. 1974, *Sol. Phys.*, 34, 323
- Hirayama, T. 1986, in *NASA Conference Publication*, Vol. 2442, *NASA Conference Publication*, 149–153
- Holt, S. S., Gotthelf, E. V., Tsunemi, H., & Negoro, H. 1994, *PASJ*, 46, L151

- Honda, S., Notsu, Y., Namekata, K., Notsu, S., Maehara, H., Ikuta, K., Nogami, D., & Shibata, K. 2018, PASJ, 70, 62
- Houdebine, E. R., Foing, B. H., & Rodono, M. 1990, A&A, 238, 249
- Howard, W. S., & MacGregor, M. A. 2022, ApJ, 926, 204
- Howard, W. S., et al. 2020, ApJ, 902, 115
- Huber, D., et al. 2022, AJ, 163, 79
- Ichimoto, K., & Kurokawa, H. 1984, Sol. Phys., 93, 105
- Ikuta, K., Namekata, K., Notsu, Y., Maehara, H., Okamoto, S., Honda, S., Nogami, D., & Shibata, K. 2023, ApJ, 948, 64
- Inoue, S., Maehara, H., Notsu, Y., Namekata, K., Honda, S., Namizaki, K., Nogami, D., & Shibata, K. 2023, ApJ, 948, 9
- Inoue, S., et al. 2024, arXiv e-prints, arXiv:2401.00399
- Ishisaki, Y., et al. 2018, Journal of Low Temperature Physics, 193, 991
- Iwakiri, W., et al. 2023, The Astronomer's Telegram, 16152, 1
- Jackman, J. A. G., Shkolnik, E. L., Million, C., Fleming, S., Richey-Yowell, T., & Loyd, R. O. P. 2023, MNRAS, 519, 3564
- Kane, S. R. 1974, in Coronal Disturbances, ed. G. A. Newkirk, Vol. 57, 105
- Kawai, H., Tsuboi, Y., Iwakiri, W. B., Maeda, Y., Katsuda, S., Sasaki, R., Kohara, J., & MAXI TEAM. 2022, PASJ, 74, 477
- Kopp, R. A., & Pneuman, G. W. 1976, Sol. Phys., 50, 85
- Kosugi, T., et al. 2007, Sol. Phys., 243, 3
- Kotani, Y., Shibata, K., Ishii, T. T., Yamasaki, D., Otsuji, K., Ichimoto, K., & Asai, A. 2023, ApJ, 943, 143

- Kowalski, A. F., Hawley, S. L., Wisniewski, J. P., Osten, R. A., Hilton, E. J., Holtzman, J. A., Schmidt, S. J., & Davenport, J. R. A. 2013, *ApJS*, 207, 15
- Kowalski, A. F., Mathioudakis, M., Hawley, S. L., Wisniewski, J. P., Dhillon, V. S., Marsh, T. R., Hilton, E. J., & Brown, B. P. 2016, *ApJ*, 820, 95
- Kowalski, A. F., et al. 2019, *ApJ*, 871, 167
- Kucera, T. A., Andretta, V., & Poland, A. I. 1998, *Sol. Phys.*, 183, 107
- Kurihara, M., et al. 2024, in prep
- Kurita, M., et al. 2020, *PASJ*, 72, 48
- Kurokawa, H., Hanaoka, Y., Shibata, K., & Uchida, Y. 1987, *Sol. Phys.*, 108, 251
- Kuznetsov, A. A., & Kolotkov, D. Y. 2021, *ApJ*, 912, 81
- Labrosse, N., Heinzl, P., Vial, J. C., Kucera, T., Parenti, S., Gunár, S., Schmieder, B., & Kilper, G. 2010, *Space Sci. Rev.*, 151, 243
- Leitzinger, M., Odert, P., & Heinzl, P. 2022, *MNRAS*, 513, 6058
- Li, D., et al. 2023, *ApJ*, 954, 7
- Longcope, D. W. 2014, *ApJ*, 795, 10
- Loyd, R. O. P., et al. 2022, *ApJ*, 936, 170
- Maeda, Y., et al. 2009, *PASJ*, 61, 1217–1228
- Maehara, H., et al. 2012, *Nature*, 485, 478
- . 2021, *PASJ*, 73, 44
- Matsubayashi, K., et al. 2019, *PASJ*, 71, 102
- Matsuoka, M., et al. 2009, *PASJ*, 61, 999
- Mochnacki, S. W., & Zirin, H. 1980, *ApJL*, 239, L27



- Moschou, S.-P., Drake, J. J., Cohen, O., Alvarado-Gomez, J. D., & Garraffo, C. 2017, *ApJ*, 850, 191
- Moschou, S.-P., Drake, J. J., Cohen, O., Alvarado-Gómez, J. D., Garraffo, C., & Frascchetti, F. 2019, *ApJ*, 877, 105
- Muheki, P., Guenther, E. W., Mutabazi, T., & Jurua, E. 2020a, *A&A*, 637, A13
- . 2020b, *MNRAS*, 499, 5047
- Namekata, K., et al. 2017, *ApJ*, 851, 91
- . 2020, *PASJ*, 72, 68
- . 2021, *Nature Astronomy*, 6, 241
- . 2023, arXiv e-prints, arXiv:2311.07380
- Nan, R. 2006, *Science in China: Physics, Mechanics and Astronomy*, 49, 129
- Nan, R., et al. 2011, *International Journal of Modern Physics D*, 20, 989
- Neupert, W. M. 1968, *ApJL*, 153, L59
- Notsu, Y., et al. 2019, *ApJ*, 876, 58
- . 2023, arXiv e-prints, arXiv:2310.02450
- Ogawara, Y., Takano, T., Kato, T., Kosugi, T., Tsuneta, S., Watanabe, T., Kondo, I., & Uchida, Y. 1991, *Sol. Phys.*, 136, 1
- Okamoto, S., Notsu, Y., Maehara, H., Namekata, K., Honda, S., Ikuta, K., Nogami, D., & Shibata, K. 2021, *ApJ*, 906, 72
- Osten, R. A., Drake, S., Tueller, J., Cummings, J., Perri, M., Moretti, A., & Covino, S. 2007, *ApJ*, 654, 1052
- Osten, R. A., Hawley, S. L., Allred, J., Johns-Krull, C. M., Brown, A., & Harper, G. M. 2006, *ApJ*, 647, 1349
- Osten, R. A., & Saar, S. H. 1998, *MNRAS*, 295, 257

- Osten, R. A., & Wolk, S. J. 2015, *ApJ*, 809, 79
- Otsu, T., Asai, A., Ichimoto, K., Ishii, T. T., & Namekata, K. 2022, *ApJ*, 939, 98
- Parenti, S. 2014, *Living Reviews in Solar Physics*, 11, 1
- Paudel, R. R., et al. 2021, *ApJ*, 922, 31
- Pounds, K. A., et al. 1993, *MNRAS*, 260, 77
- Pradhan, A. K., & Shull, J. M. 1981, *ApJ*, 249, 821
- Pye, J. P., et al. 1995, *MNRAS*, 274, 1165
- Reiners, A., et al. 2018, *A&A*, 612, A49
- Remillard, R. A., et al. 2022, *The Astronomical Journal*, 163, 130
- Ribas, I., Gregg, M. D., Boyajian, T. S., & Bolmont, E. 2017, *A&A*, 603, A58
- Ricker, G. R., et al. 2015, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 1, 014003
- Roming, P. W. A., et al. 2005, *Space Sci. Rev.*, 120, 95
- Sasaki, R., et al. 2021, *ApJ*, 910, 25
- Segura, A., Walkowicz, L. M., Meadows, V., Kasting, J., & Hawley, S. 2010, *Astrobiology*, 10, 751
- Seki, D., et al. 2019, *Sun and Geosphere*, 14, 95
- Sheoran, J., Pant, V., Patel, R., & Banerjee, D. 2023, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 10, 27
- Shibata, K., & Magara, T. 2011, *Living Reviews in Solar Physics*, 8, 6
- Shibata, K., & Uchida, Y. 1986, *Sol. Phys.*, 103, 299
- Shibata, K., & Yokoyama, T. 2002, *ApJ*, 577, 422
- Shibayama, T., et al. 2013, *ApJS*, 209, 5

- Smith, R. K., Brickhouse, N. S., Liedahl, D. A., & Raymond, J. C. 2001, *ApJL*, 556, L91
- Stelzer, B., Caramazza, M., Raetz, S., Argiroffi, C., & Coffaro, M. 2022, *A&A*, 667, L9
- Strassmeier, K. G. 2000, *A&A*, 357, 608
- Sturrock, P. A. 1966, *Nature*, 211, 695
- Takahashi, T., Mizuno, Y., & Shibata, K. 2016, *ApJL*, 833, L8
- Tashiro, M., et al. 2020, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 11444, *Space Telescopes and Instrumentation 2020: Ultraviolet to Gamma Ray*, ed. J.-W. A. den Herder, S. Nikzad, & K. Nakazawa, 1144422
- Tei, A., et al. 2018, *PASJ*, 70, 100
- Tilley, M. A., Segura, A., Meadows, V., Hawley, S., & Davenport, J. 2019, *Astrobiology*, 19, 64
- Tody, D. 1986, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 627, *Instrumentation in astronomy VI*, ed. D. L. Crawford, 733
- Tristan, I. I., et al. 2023, *ApJ*, 951, 33
- Tsuboi, Y., et al. 2016, *PASJ*, 68, 90
- Tsuru, T., et al. 1989, *PASJ*, 41, 679
- Uchida, Y., & Sakurai, T. 1983, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 102, *IAU Colloq. 71: Activity in Red-Dwarf Stars*, ed. P. B. Byrne & M. Rodono, 629–632
- Vernazza, J. E., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1981, *ApJS*, 45, 635
- Veronig, A. M., Odert, P., Leitzinger, M., Dissauer, K., Fleck, N. C., & Hudson, H. S. 2021, *Nature Astronomy*, 5, 697
- Vida, K., Leitzinger, M., Kriskovics, L., Seli, B., Odert, P., Kovács, O. E., Korhonen, H., & van Driel-Gesztelyi, L. 2019, *A&A*, 623, A49
- Vida, K., et al. 2016, *A&A*, 590, A11

- Webb, D. F., & Howard, T. A. 2012, *Living Reviews in Solar Physics*, 9, 3
- Weisskopf, M. C., Tananbaum, H. D., Van Speybroeck, L. P., & O'Dell, S. L. 2000, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4012, *X-Ray Optics, Instruments, and Missions III*, ed. J. E. Truemper & B. Aschenbach, 2–16
- Yashiro, S., & Gopalswamy, N. 2009, in *Universal Heliophysical Processes*, ed. N. Gopalswamy & D. F. Webb, Vol. 257, 233–243
- Zellem, R., Guinan, E. F., Messina, S., Lanza, A. F., Wasatonic, R., & McCook, G. P. 2010, *PASP*, 122, 670
- Zhang, J., et al. 2023, *ApJ*, 953, 65
- 桜井隆, 小島正宜, 小杉健郎, & 柴田一成. 2018, シリーズ現代の天文学, Vol. 第二版, 太陽 (日本評論社)
- 市川隆. 1997, 「標準測光システム」, 天文月報
- 柴田一成. 2010, 太陽の科学 磁場から宇宙の謎に迫る (NHK 出版)
- 野津湧太. 2021, 3-4-1. 太陽型星のスーパーフレア, 太陽地球圏環境予測オープン・テキストブック (名古屋大学)