

京都大学天文台の太陽研究 10 年計画

京都大学 理学研究科 附属天文台
太陽望遠鏡装置将来計画ワーキンググループ

2024 年 1 月 11 日

目次

- 1 はじめに
 - 2 京都大学天文台の太陽望遠鏡・装置群により探るサイエンス
 - 2.1 高温でダイナミックな太陽大気の形成機構
 - 2.2 活動領域磁場
 - 2.3 フィラメント・プロミネンス
 - 2.4 フレア
 - 2.5 コロナ磁場
 - 3 現在の太陽望遠鏡装置の状況
 - 3.1 世界の太陽観測望遠鏡装置
 - 3.2 現在の京大天文台太陽観測望遠鏡装置
 - 4 京大天文台太陽望遠鏡装置の次世代計画
 - 4.1 大まかな方針
 - 4.2 NIRTF
 - 4.3 DST の有効活用
 - 5 京都大学の太陽研究ロードマップ
- 参考文献

1. はじめに

この文書は、京都大学理学研究科附属天文台（以後、京都大学天文台、または京大天文台）の、太陽観測研究を目的とする望遠鏡と装置との開発について、2020年代後半・2030年代の長期計画を述べたものである。

京大天文台の太陽研究において現在、主力となっている2基の望遠鏡のうちドームレス太陽望遠鏡（DST）は、1979年に完成し40年以上稼働している。口径60cmの望遠鏡は、建設当時世界最大級のものであった。また、多波長同時観測を可能にする水平分光器と、高分散性能をもつ垂直分光器などを観測装置としてもち、太陽大気中でのダイナミクスについての高い診断機能を備えている。しかしながら、近年の天文観測技術の進歩に対して、十分に対応できる設計とはなっていない。たとえば、補償光学制御の発展は望遠鏡の大口径化を促し、世界中で2m級の太陽望遠鏡が次々と建設されており、米国NSOのダニエルK.イノウエ太陽望遠鏡（DKIST）ではついに4mに到達した。またコンピュータにより望遠鏡・装置・データ記録などをひとつのシステムとして制御することが、ごく当たり前となっており、それによってさまざまな組み合わせの観測に対して柔軟に対応することが可能になってきている。

このような世界的状況の中で、京大天文台において遂行していく太陽研究について方向性を定め、それを実現するための望遠鏡・装置を検討しているのがこの文書である。最初にサイエンス課題について述べ（第2章）、この課題群に取り組むべく稼働している望遠鏡と装置について、世界と京大との現状をまとめ（第3章）、第4章で京大天文台の今後の計画について述べて、第5章でロードマップとしてまとめる。

この文書は、夜間天文学の将来計画と合わせて、今後の京大天文台のロードマップとなるもので、これを基にして研究装置開発の方針を具体的にすすめていく。なお、本文書の記述は、科学検討・技術検討・予算獲得などさまざまな局面により、常に更新されるべきものである。。

この版の執筆者と、各人が執筆担当した節は以下である。

横山央明 1、2.1、4.1、4.2、4.3、5

浅井歩 2.4、2.5

永田伸一 2.2、3.1、4.3

上野悟 2.3、3.2

2. 京大天文台の太陽望遠鏡・装置群により探るサイエンス

京大天文台での太陽研究は、大きく分けて、本格的な装置開発を含む地上観測、スペース観測ミッションへの参画、数値シミュレーションをおもな手段とする理論の3本柱からなる。その中でも地上観測については、飛騨天文台のドームレス太陽望遠鏡 (Domeless Solar Telescope [DST]、Nakai & Hattori 1985) と太陽磁場活動望遠鏡 (Solar Magnetic Activity Research Telescope [SMART]、Ueno et al. 2004) という、2基の主力望遠鏡を擁し、国内における主導的役割の一翼を担っている。また第4節で詳述するが、これからの将来計画において、国外の大型太陽望遠鏡へ新技術観測装置を供給することで地上観測を担っていきたいと考えており、このことから今後取り組むサイエンスとして以下のような課題が具体的に挙げられる。すなわち、高温でダイナミックな太陽大気の形成機構 (第2.1節)、活動領域磁場 (第2.2節)、フィラメント・プロミネンス (第2.3節) とフレア (第2.4節)、コロナ磁場 (第2.5節) である。ここでは、これらの課題について、執筆時点での世界中の研究の現状をまとめ、展開すべき研究の方向と、それに必要な装置スペックなどを延べる。

2.1 高温でダイナミックな太陽大気の形成機構

2.1.1 ナノフレアによる加熱

コロナ加熱機構の重要な候補として理論的に考えられているのが小規模なエネルギー解放であるナノフレアで、ループ中の磁力線の絡まりあいによる磁気リコネクション現象が広く想定されている（たとえば Cirtain et al. 2013、Chitta et al. 2022）。地上観測で、コロナ中での磁力線絡まりやエネルギー解放による加熱を直接とらえることは困難であるが、その帰結として起こる彩層蒸発と冷却凝縮とはとらえられる可能性がある（Antolin & Rouppe van der Voort 2012。図 2.1.1）。Froment et al. (2020) は、冷却凝縮により生じるコロナレインと、コロナループ長時間輝度パルス現象 “long-period intensity pulsations” との関係について、SDO/AIA と、スウェーデン 1m 太陽望遠鏡 (SST) の撮像装置と分光装置で観測して、多温度時間変化を詳細に調べている。SOLAR-C との協同により、コロナ温度から彩層温度 ($H\alpha$ や $Ca II$) へ遷移する様相をとらえることができれば、冷却凝縮現象そのものの現場をとらえるというだけでなく、その時間空間変動を調べることで、背景にある加熱過程の詳細の理解につながる。

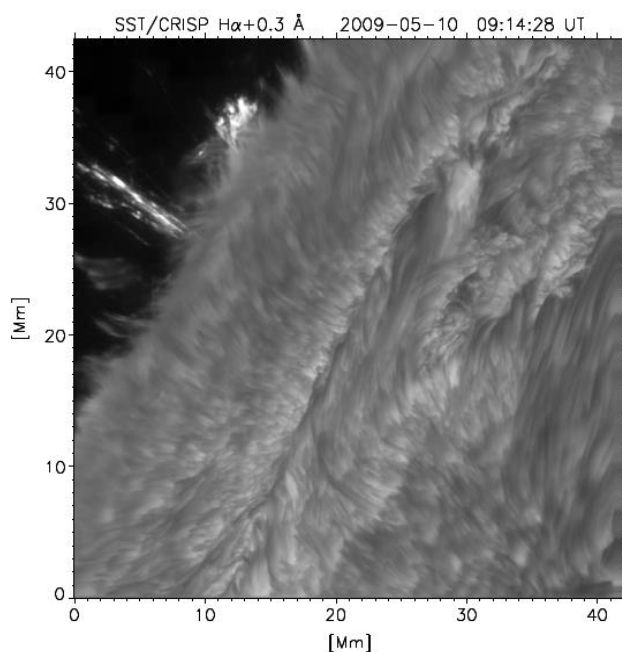


図 2.1.1：SST/CRISP による、 $H\alpha$ 線 0.3Å 赤側の観測画像。左上に見られる太陽面垂直な構造が冷却凝縮するコロナレイン (Antolin & Rouppe van der Voort 2012)

彩層についてもその加熱機構は未だに解明されていない。そのひとつの可能性として理論的に考えられているのが、彩層での磁気リコネクションである。いわゆる Ellerman ボムは光球上部・彩層下部での、また紫外線バーストは彩層上部・遷移層での、それぞれ磁気リコネクション現象と考えられており、近年、地上望遠鏡や IRIS 衛星などを用いて精力的に研究されている。Gosic et al. (2018, 2021) は、IRIS と SST との共同観測で、静穏イン

ターネット領域での、彩層遷移層増光現象と光球彩層磁場（偏光）のデータを使いながら、磁極キャンセレーション現象を調べた（図 2.1.2）。Mg II 線の解析から加熱の兆候を見つけたが、見つかったイベント数を足し上げても彩層加熱には不十分であるという結論になった。同様の観測は、SOLAR-C でさらに感度を上げて彩層・遷移層輝線を用いてさらに深く実行されるはずで、それに協同して彩層偏光についての空間時間情報を同時観測することは非常に重要である。

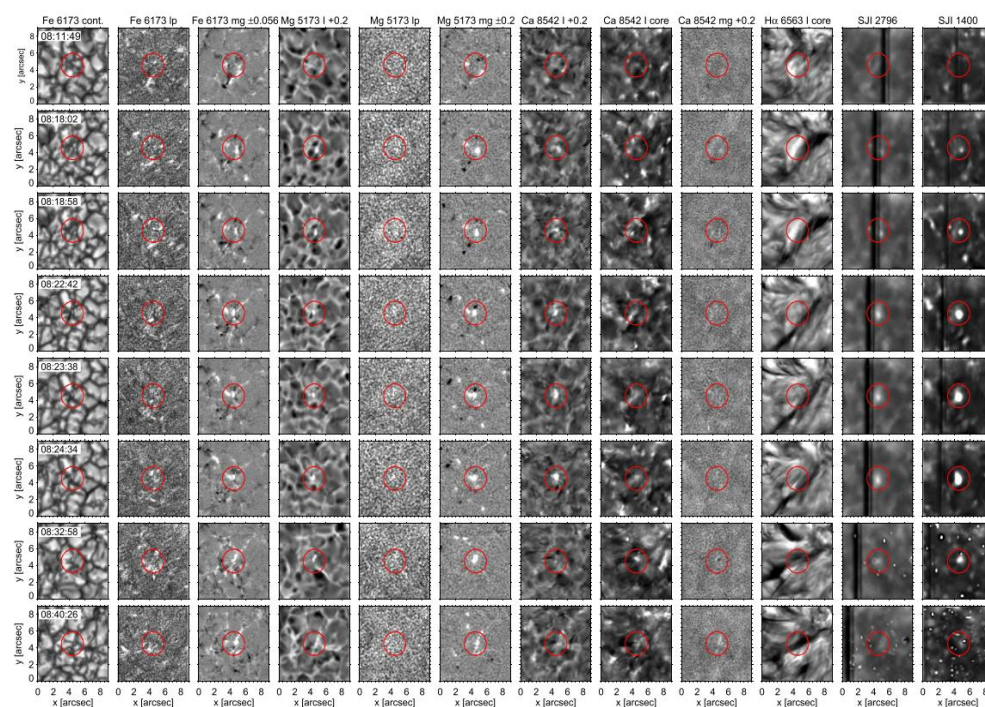


図 2.1.2：SST と IRIS とによる、磁束キャンセレーション現象の観測。縦方向に時間変化、横方向にさまざまなデータセットが並べてある。磁束正負の同時減少や、上空大気での増光などから、太陽大気中での磁気リコネクションであると信じられている。（Gosic et al. 2018）

さらに彩層プラズマのダイナミクスで重要なのは、ジェット現象であろう。スピキュール、ダイナミックフィブリル、モットル、アネモネジェットなどさまざまな名称でよばれているが、これらの背後にある物理は、磁気リコネクション・衝撃波や、非平衡放射冷却であり、その解明には彩層における磁場・速度場を複数の吸収線で観測することが重要である。

2.1.2 波動による加熱

太陽の光球・彩層・コロナでは、さまざまな波動・振動現象がみられ、その熱化が大気加熱に重要であると考えられている。多くの場合、表面での熱対流による大気ガスや磁力線の圧縮・横揺れなどが発生源であると考えられており、さまざまな磁気流体（MHD）

モードで現れる。重力や熱力学過程（輻射加熱冷却、電離、熱伝導）による影響をうけており非常に複雑で、モード同定することそれ自身が研究になりうる。また、上空に行き背景密度が減少するに従い振幅が大きくなるため、非線形なふるまいを示す。圧縮波であれば衝撃波が生じ、Alfvén 波であれば乱流カスケードが起こる。この非線形過程が熱化の重要な要因となっているため、その振幅の周波数・波数依存性（いわゆるエネルギースペクトル）や、背景物理量依存性はこの過程を理解するうえで重要な情報となる。

Reardon et al. (2008) は、NSO の Dunn 太陽望遠鏡 (NSO/DST) に取り付けられた IBIS を用いて、太陽面中心静穏領域で、Fe I 709.0nm (高度 200km、サンプリング 32mA ~1.3km/s) と Ca II 854.2nm (高度 ~1000km、同 80mA~3km/s) の同時分光観測を実施した。スキャン時間間隔は 19 秒で、55 分間継続観測した。視野は 50 秒角四方程度 (図 2.1.3 左)。視線方向の Doppler 速度を計測することで縦波の時間方向スペクトルを得た (同図右)。光球と彩層とでスペクトルが異なり、彩層でフラットなべきとなっており、カットオフ (5mHz) 以上の高周波数で、縦波がカスケードを起こしていることを示した。また領域 (ネットワーク、インターネットワークなど) によりべきの値が異なることも興味深い。Anan et al. (2019) は黒点暗部の NSO/DST/SPIES による He I 1083nm 観測で彩層衝撃波加熱を調べている。また、ALMA との共同観測により高周波数波動 (5-50mHz) との比較なども行われている (Molnar et al. 2021)。

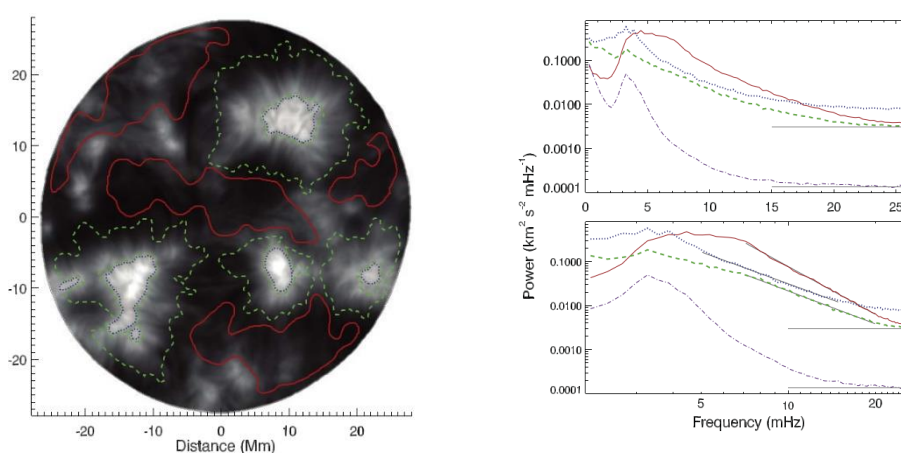


図 2.1.3 : Dunn 太陽望遠鏡/IBIS による CaII 854.2nm 画像と、同領域の Doppler 観測から求めたパワースペクトル密度 (Reardon et al. 2008)

上で紹介した先行研究では、縦波の（衝撃波への）カスケードが観測されたと思われる。横波も彩層中でカスケードしていることが理論シミュレーションにより予測されており (Kuniyoshi et al. 2023、図 2.1.4)、横波で同様の観測が実現すると、横波の伝播・熱化を理解するうえで大きな制限になりうる。特に、横波についてはコロナ中 (CoMP コロナグラフによる。Tomczyk et al. 2007、Yang et al. 2020) で観測された 3.5mHz の速度振幅 0.3km/s がコロナ加熱には不十分ないっぽう、線幅が 30km/s もあり高周波数の横波の存在が示唆されていて、SOLAR-C での直接観測の重要なターゲットとなっている。この

高周波数横波は、彩層中（での音速と Alfvén 速度とが等しくなる層）でのモード変換で生じていると理論的に推測されており（Shunker & Cally 2006; Shoda & Yokoyama 2018）、彩層でその過程をとらえられると重要な成果となる。理論的には彩層中での横波の振幅は 1km/s 程度、横磁場振幅は（背景 10G に対して）1G 程度であると予想される。

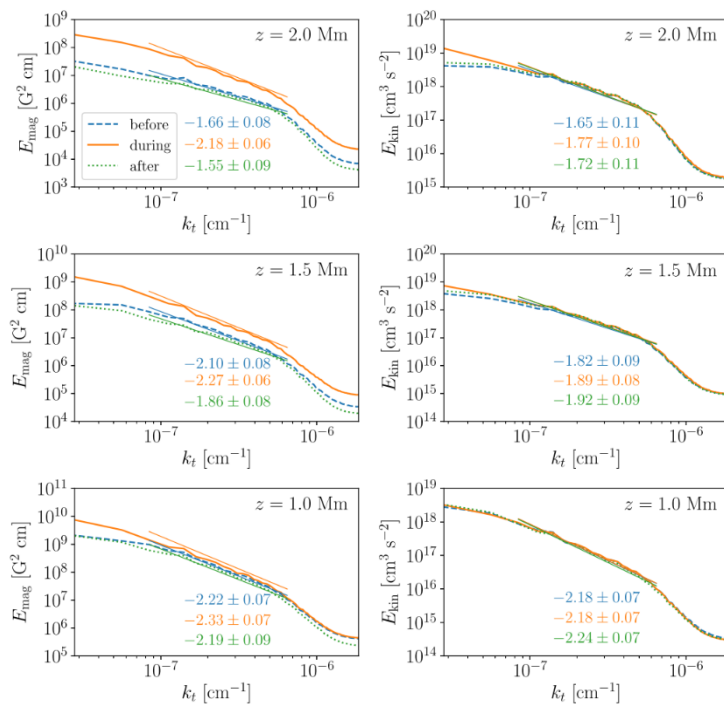


図 2.1.4 : RAMENS コードを用いた 3 次元輻射 MHD シミュレーションによる、光球からの高さ別のパワースペクトル密度。左が磁場、右が運動エネルギー。上空がよりフラットになっており、乱流的カスケードが効率よく起きていることを示唆する（Kuniyoshi et al. 2023）。

2.2 活動領域磁場

2.2.1 静穏時の力学平衡磁場状態

太陽フレアは、コロナ中での磁気リコネクションによる突発的エネルギー解放現象であると考えられている。また、多くのフレアにおいてみられるプラズマ噴出は、力学的不安定になったコロナ中の磁束の運動と考えられている。このため、フレアと噴出現象機構の解明とは、コロナにおいて磁気リコネクションを引き起こす微視的な抵抗不安定性と、磁束の噴出を引き起こす力学不安定性の発現条件の解明に他ならない。このためにはコロナ磁場の理解が必要であるが、コロナ磁場の直接計測は難しく、精密観測が可能な下層の光球磁場計測に基づく、フレア発生前の外挿計算に基づくコロナ磁場を用いた研究がなされてきている。

しかしながら、外挿計算で広く用いられるガス圧の影響を無視した、フォースフリー条

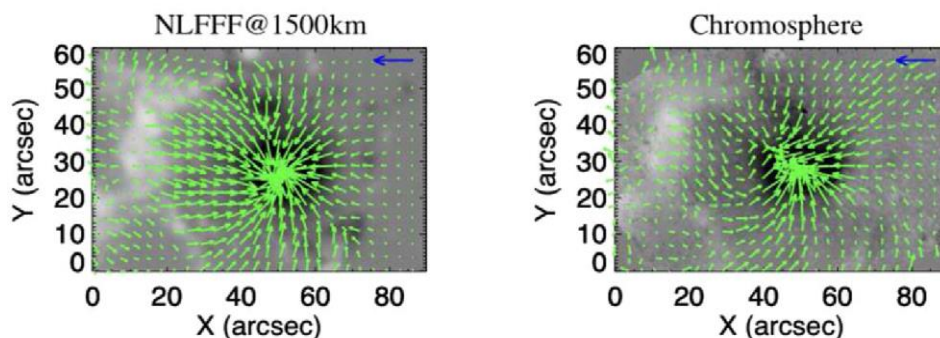


図 2.2.1：光球磁場を用いた外挿計算（左）と、彩層磁場観測（右）との比較例。彩層観測結果にみられるシアした磁場は、外挿計算では再現できていない（Kawabata et al. 2020）。

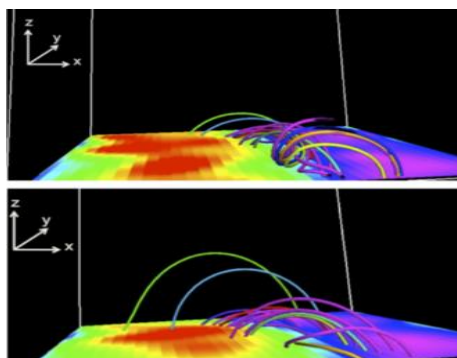


図 2.2.2：上段が光球、下段が彩層磁場による外挿計算。（Yelles Chaouche et al. 2012）。

件は光球では満たされておらず、よりフォースフリーに近い彩層の磁場を用いることの重要性が長年指摘されてきている（Kawabata et al. 2020。図 2.2.1; Yelles Chaouche et al. 2012。図 2.2.2）。また、噴出に至るコロナ中の低温物質であるフィラメント磁場計測は、磁束の不安定化現象の直接検証になる（Yamasaki et al. 2023）。このために、光球磁

場に加えて彩層およびフィラメント磁場を計測する He I 1083nm の偏光分光観測は、フレア・プラズマ噴出研究にとって極めて有力な手段となる。

この際、彩層とフィラメントを観測する He I 1083nm と同時に光球磁場を観測し、多層磁場構造の解析が重要になる。特にフィラメント磁場については、光球磁場の影響を考慮する必要性が指摘されており、データ解析手法の確立自体が研究課題でもある (Diaz Baso et al. 2016)。

2.2.2 フレアにいたる活動領域磁場の不安定化

フレアとプラズマ噴出の統一的な解釈として、Kusano et al. (2020) では、コロナ磁場構造の詳細解析と数値シミュレーションを組み合わせた研究に基づき、磁気中性線付近の小規模な浮上磁場が、フレアとプラズマ噴出のトリガになるモデルを提唱している。このモデルでは、磁気中性線に対するトリガ磁場の極性の方向により、フレア・プラズマ噴出の時間発展に相違があることが指摘されている。この観点からは、光球から彩層、そしてコロナへと浮上していくトリガ磁場を観測し、それが既存磁場との間で引き起こす磁場構造変動・エネルギー解放現象を特定することが重要となる。

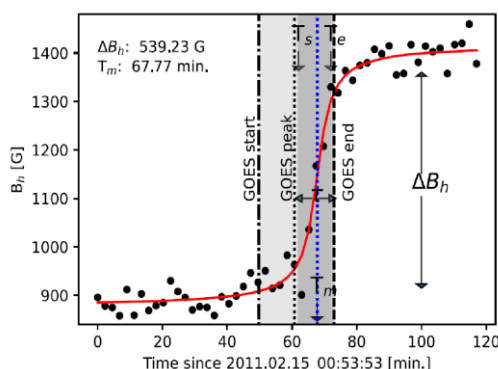


図 2.2.3：フレア後の光球磁場水平成分の変動例 (Yadav & Kazachenko 2023)

観測的には、規模の大きなフレアの磁気中性線付近でフレア後に水平方向の光球磁場が強くなる例が多数報告されている (e.g. Petrie 2012)。変動は 10 分の時間スケールであり (Yadav & Kazachenko 2023。図 2.2.3)、磁気リコネクションや、ねじれた磁束管の形成に関する磁場の変化を表すと考えられている。これまでのところ光球磁場の観測に限られているが、彩層磁場、フィラメント磁場を合わせて観測することで、巨視的スケールでのダイナミックな磁場構造変動過程の解明が期待される。このように、フレア発生前の詳細な磁場推定に加えて、フレア後に見られる磁場変動を考慮することは、フレア・プラズマ噴出現象の一連の過程の定量的な検証を可能にし、フレア予測に重要な貢献になる。

活動領域全体を収める視野での He I 1083nm 他の偏光分光観測が必要とされる。分光器と同時に、フレア発生時の分の時間スケールで進展する磁場変動を調べるためには、撮像型の偏光観測装置も必要とされる。コロナ磁場の外層計算の観点からは、秒角程度の空間分解能は必要とされる。

2.3 フィラメント・プロミネンス

フィラメント（プロミネンス）はコロナに突出した彩層プラズマであり、MHD 過程が顕著に現れる領域である。フィラメント中のプラズマは大規模な変動を伴うが、周囲から孤立しているため、彩層内の密に込み入った微細構造に比べると、内部の変動を追跡し要素的な MHD プロセスを抽出しやすい。さらに輻射場がシンプルである（光球から一方的に照らされる）ため、輻射輸送理論による物理量の診断が高い確度でおこなえる、といった利点がある。

これらのことから、フィラメントは宇宙磁気プラズマの基礎プロセスを探求する上で格好の観測対象であると言える。そのため、これまでも多くの観測的・理論的研究がなされてきたが、未だ多くの謎に包まれている。フィラメントをターゲットとし、その内部構造を分解する空間分解能と高い偏光測定精度を持つ観測を、フィラメント全体をカバーする広い視野に渡って行なうことで、具体的には以下のような課題に取り組む。

- (i) フィラメントの形成過程や上空で維持される機構への磁場の役割の解明
- (ii) 時間変化追跡によるフィラメント磁場構造不安定化の条件の解明
- (iii) フィラメント中の電気的中性粒子の振る舞いと MHD 近似との関係の検証

2.3.1 フィラメントの形成過程や上空で維持される機構への磁場の役割の解明

フィラメント（プロミネンス）を構成する低温高密度のプラズマはどのように供給されているのか。一般的には、静穏型プロミネンスの場合は周囲のコロナの高温プラズマが冷えて凝縮することにより供給されると考えられている一方、特に活動領域フィラメントの場合はサージなどのジェット現象によって供給されていると言う観測例も複数報告されている（Chae 2003, Liu et al. 2005, Zou et al. 2016, Wang et al. 2018 など）。

特に冷却凝縮の場合では、普段コロナ中のプラズマにおいて、加熱と、放射+熱伝導による冷却とが釣り合っているところ、冷却が上回って熱不安定性を起こすことで凝縮し始めると考えられているが、これまでフィラメントを取り囲む磁場の 3 次元的な空間分布を観測的には十分に求められていなかったことや、フィラメントがまさに形成されていく瞬間を捉えたような観測例が少なかったこともあり、

- ・その冷却過程において、磁力線に沿った熱伝導が優勢なのか、放射冷却が優勢なのか
- ・何が熱不安定性を起こすきっかけとなっているのか、
- ・同じ磁気中性線上でも、フィラメントが形成される場所とされない場所とでは何が異なるのか、

など、未だ観測的に明確に解明されていない課題が残されている。なお、冷却凝縮による形成については、SDO/AIA による撮像観測が Liu, Berger, Low (2012)。理論シミュレーション研究では、Kaneko & Yokoyama (2017) や Xia & Keppens (2016) があげられる。今後、フィラメントプラズマの凝縮過程を、京大の地上観測装置や DKIST、SOLAR-C で協同観測することにより、物理量の空間分布の時間変動を同時に、かつこれまで以上に高精度で観測し、当課題の解明を目指す。なお、フィラメント（プロミネンス）を構成する

スレッドの典型的な幅は、ひので衛星の CaII H 線フィルタグラフによる観測からは、約 350–660 km (約 0.5–0.9 秒角) という報告がある (Okamoto et al. 2007, 2016) ので、この研究では、冷却凝縮過程の観測仕様として、空間分解能は約 0.3 秒角、視野はフィラメント全体を概ねカバーする約 300 秒角四方、時間分解能約 10 秒、速度分解能 5 km/s、磁場構造の観測仕様としては、空間分解能は同じく 0.25–0.45 秒角程度、視野は約 300 秒角四方、時間分解能は 1000 秒程度、偏光測定精度 3×10^{-4} 、磁場分解能 10G 程度を想定する。

一方で、フィラメントの密度は周囲のコロナよりも 2 桁程高く、支える力が無ければ太陽の強い重力によって 10 分程度で表面に落下するはずである。フィラメントを支えている力は磁場と電流によるローレンツ力と考えられる。フィラメントが磁場と深く関わる現象であることは、それらが常に光球面の磁気中性線 (正極と負極の境界線) 上に出現することからもわかる。フィラメントは部分電離したプラズマで、大部分が磁場から力を受けない電気的中性粒子であるが、中に存在するイオンとの衝突によって事実上磁場に「凍結」していると言える。

フィラメントを形成している磁場の構造には、大きく分けて 2 つのモデルが考えられている。いずれも光球の正極と負極を繋ぐコロナ中の磁場が下にへこんだ部分に低温のプラズマが溜まっている、という描像であるが、一方のモデル (Normal Polarity (NP) タイプ, Kippenhahn & Schluter, 1957) は、光球面で磁気中性線を横切る磁場 (正極→負極) とフィラメント中を横切る磁場が同じ向きであるのに対して、もう一方のモデル (Inverse Polarity (IP) タイプ, Kuperus & Raadu, 1974) ではそれが逆向きになっているところが大きく異なっている。

最近の先行研究では、Kuckein, Martinez Pillet, Centeno (2012) によるドイツ真空望遠鏡 (VTT) の TIP-II 装置で、He I 1083nm (彩層) と Si I 1082.7nm (光球) の活動領域フィラメントに対して偏光分光観測が実行され、Okamoto et al. (2008) のようなスライドドア現象と、フィラメントの磁束管構造が示唆されている。また飛騨 DST でも、Yamasaki et al. (2023) が He I 1083nm で静穏フィラメントの偏光観測を行っている。

このような先行研究では、比較的背の低いプロミネンスは NP タイプで、高いものは IP タイプであることが報告されているが、多くの観測がプロミネンス全体を空間積分した観測であり、磁場の 3 次元的な構造や光球との接続の詳細はわかっていない。この点についても、今後京大の地上観測装置や DKIST にて磁場偏光観測を進めて解明を目指す。この研究においては、プロミネンスの大局的な磁場構造に注目することから、磁場構造の観測仕様として、空間分解能 1 秒角、視野約 300 秒角四方、偏光測定精度 3×10^{-4} 、磁場分解能 10G 程度を想定する。また、時間分解能は問わない。

2.3.2 時間変化追跡によるフィラメント磁場構造不安定化の条件の解明

プロミネンスは突如不安定化して崩壊、または上昇しそのまま太陽の重力を振り切って飛んでいくことがある。多くの場合大規模なフレア爆発やコロナ質量放出 (CME) を伴

う。

プロミネンスが爆発し、急激な加速を受けるメカニズムとしては、MHD 理論に基づくモデルがいくつか提唱されているが、中でも磁気ループに沿った電流が、ある臨界値を越えると急激に発達するトーラス不安定性が有力視されている。このモデルでは、電流による磁場の捻れ回数が磁気ループに沿ってある臨界値を超えるとループは不安定化するとされる (Amari et al. 1996; Torok & Kliem 2003; Kliem & Torok 2006; Kliem & Seehafer 2022 など)。また、不安定化の直接のきっかけは、局所的な磁気リコネクションによって不安定な構造へと遷移することによる、といったモデルも提唱されている (van Ballegooijen & Martens 1989; van Ballegooijen & Cranmer 2010)。

しかしこれらの条件が果たして正しいのか、磁場の直接観測によって検証した例はない。今後京大の地上観測装置や DKIST による磁場偏光観測を進めて、本件の検証を行なう。なおこの研究では、van Ballegooijen & Cranmer (2010) のモデルで磁場構造の典型的なサイズを 0.5–1 Mm と想定していることを考慮し、観測仕様として、空間分解能はその半分の 0.3–0.7 秒角程度、視野はフィラメント中の磁気ループ全体をカバーする約 300 秒角四方、時間分解能は 1000 秒程度、偏光測定精度は 3×10^{-4} 、磁場分解能約 10G を想定する。

2.3.3 フィラメント中の電気的中性粒子の振る舞いと MHD 近似との関係の検証

プロミネンスやコロナの磁場を考えると、現在多くの理論モデルではプラズマが磁場に完全凍結する理想 MHD を仮定し、電流が磁場に沿って流れるフォースフリー近似 (ローレンツ力がゼロに等しいという近似) が使われる。しかしプロミネンスのプラズマは大部分が電気的中性粒子であり、実際には絶えず重力に逆らって運動・加速している (力を受けている) ことから分かるように、これらの仮定が厳密には成り立っていない。また、実際に観測されるプロミネンスの見かけの形状も、MHD 理論で提唱されるシンプルな磁場構造からはイメージすることが難しい。例えばプロミネンスは太陽面に対して水平な磁場によって支えられているとされているが、観測される多くの微細な構造は鉛直方向の筋として見える。これはなぜだろうか？

加速を受けるプラズマにおいて中性粒子の磁場のすり抜け効果 (両極性拡散) が近年注目されているが (Brandenburg & Zweibel 1994; Hillier, et al. 2010, Khomenko et al. 2014 など)、果たして理想 MHD からの乖離は実際におこっているのだろうか？

これらの疑問を観測的に検証するため、最終的には DKIST での高空間分解観測を行ないたい。この観測では、視線方向の複数の異なる動きを持ったプロミネンスガスの重なり合わせが結果に悪影響を及ぼすため (Anan et al. 2017)、それまでの試行的観測として、京大の地上分光観測装置を用いて、プロミネンス中からシングルコンポーネントとみなせる領域をいかに抽出して純粋に中性粒子速度とイオン速度とを比較できるかについて、様々な空間分解能のもとで実験的な観測を実施したい。

この研究では、最終的な観測仕様として、空間分解能 0.03 秒角 (22 km) 程度でスリット固定の多波長分光観測を想定しているが、試行的観測では、空間分解能約 0.2 秒角 (~ 150 km) 以上のもとの分光観測を実施する予定である。

2.4 フレア

太陽面爆発（フレア）は、太陽系最大の爆発現象であり、最大で 10^{32} erg ものエネルギーが解放される。磁気リコネクション機構により、太陽コロナ中で磁場のエネルギーが突発的に解放され、短時間のうちにプラズマの運動エネルギーや熱エネルギー、電磁波放射のエネルギーなどに変換されることで生じる。磁気リコネクションにより生じた、熱（熱伝導）や非熱的な高エネルギー粒子は磁力線に沿ってコロナから彩層に伝わり、低温高密度な彩層プラズマは急激に応答する。これにより、磁気リコネクションの結果形成されるフレアループの足元である彩層では、増光が生じる（図 2.4.1）。またしばしば、磁気中性線に沿ってフレアループが並んで形成される（フレアアーケード）ことで、彩層では「フレアリボン」と呼ばれる明るい 2 筋の領域が現れる。フレアリボン中には、「フレアカーネル」と呼ばれる特に明るい輝点が見られる。彩層撮像観測は、時間分解能・空間分解能を高く設定することが可能で、また彩層プラズマはコロナからのエネルギー注入に対する感度も良いことから、彩層ラインでのフレアカーネル・フレアリボンの観測はフレアでのエネルギー解放機構を調べる上で、良い観測ターゲットとなり得る。

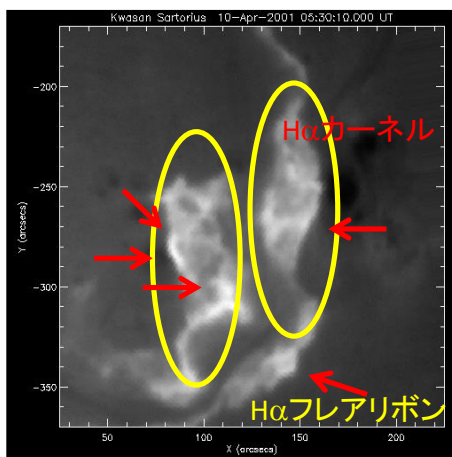


図 2.4.1：2001 年 4 月 10 日のフレアで見られるフレアリボン・フレアカーネル (Asai et al. 2002)。

2.4.1 熱伝導と非熱的粒子による彩層応答の違い

フレアリボンは微小なフレアカーネルの集合体なのか？それとも明るいカーネルとディフューズなリボン領域は、それぞれ非熱的粒子と熱伝導に起因しており、別の機構で発生しているのだろうか？Fisher は、(Fisher et al. 1984, 1985, 1989 など)、精力的に彩層へのエネルギー注入と彩層プラズマの応答を調べた。非熱的粒子起因と熱伝導起因では、彩層プラズマの増光に差はあると期待されるが、非熱的放射を直接硬 X 線やマイクロ波で観測することが困難であるため（観測装置の制限や、非熱的放射のダイナミックレンジが限られていることなど）、非熱的放射を伴う/伴わないカーネルでの比較は十分には行われていない。

非熱的粒子の突入による彩層ラインの応答は、数値計算との比較が有効である。非熱的

放射の彩層ラインの応答は、RADYN コードを用いたもの (Allred et al. 2015、Bakke et al. 2022) や HYDRO2GEN コードを用いたもの (Druett et al. 2018) などが近年でも報告されている。IRIS との観測の比較については、Kowalski et al. (2017a) や Graham et al. (2020) などの報告がある。ただし、数値計算と観測データとの比較はまだ十分ではなく、特に複数ラインでの同時分光観測が必要である。

2.4.2 彩層ラインの線輪郭の非対称性、red-asymmetry / blue-asymmetry

熱伝導・非熱的粒子の彩層突入により、彩層プラズマは爆発的に加熱・加圧される。この結果、数百万度に熱せられた彩層プラズマはコロナへ向かって噴き出す (彩層蒸発)。一方で、彩層蒸発の反作用として、彩層プラズマは下方に圧縮され、これは彩層ラインの赤方偏移 (red-asymmetry) として観測される (図 2.4.2。Ichimoto & Kurokawa 1984、Shoji & Kurokawa 1995)。Red-asymmetry の速度は 50~100km/s 程度に達する。また、Red-asymmetry は恒星フレアでも頻繁に観測されている (e.g. Namizaki et al. 2023)。

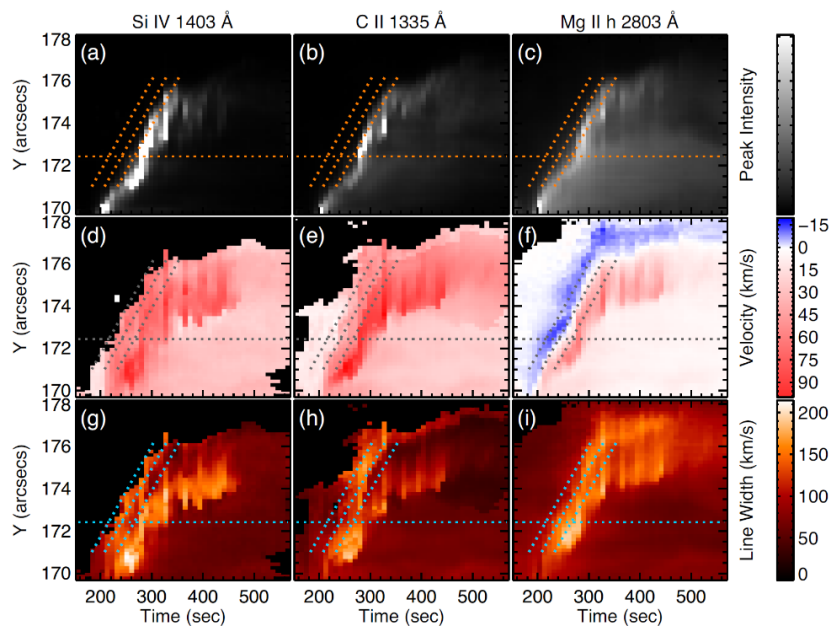


図 2.4.2：フレアリボンに垂直に置かれたスリット上での彩層ラインの時間変化の様子 (2014 年 11 月 11 日のフレア)。IRIS による観測 (Tei et al. 2018)。

一方で、青方偏移 (blue-asymmetry) が観測されることもある (Tei et al. 2018、図 2)。これは、非熱的粒子は彩層プラズマと相互作用するのに (制動するのに) ある程度の密度が必要であるため、非熱的粒子が彩層のある程度の深さまで侵入して、そこでエネルギーを失うことにより、上層の彩層プラズマを冷たいままに吹き飛ばすことで説明づけられる (中村達希修論 2018 年)。一方で、熱伝導ではこのような blue-asymmetry は説明できない。Blue-asymmetry は、red-asymmetry よりもまれな現象ではあるが、注入した非熱的粒子のべきやエネルギーに敏感に反応するため、これらの彩層ラインの観測から非熱的粒子の情報を引き出すことが可能となる。

2.4.3 その他のフレアリボンに関する物理過程

彩層ラインは、静電場による線幅の広がりを示す（シュタルク効果）。水素原子のシュタルク効果による広がりは、バルマー線を出している彩層の電子密度に大きく依存し、フレア中には、密度の上昇に伴い、非常に広がったスペクトル線を示すことがある。Kowalski et al. (2017b)では、RADYN コードに基づき、水素のバルマー系列線では、ライン幅 \propto 電子密度 $^{2/3}$ という関係を示した。シュタルク効果やその時間変化により、フレアカーネル領域の密度変化の推定が可能となる。

加速された高エネルギー粒子が粒子ビームとして彩層突入し非等方な励起を引き起こすことで、偏光を伴う彩層増光（衝突偏光; impact polarization）が生じる。水素原子の衝突の場合、 $H\alpha$ 線の衝突偏光を引き起こす（Vogt & Henoux, 1996）。入射粒子のエネルギーに応じて、入射粒子が励起 threshold 以下のときは、磁気角運動量子数の変化 $\Delta M = 0$ の励起のみ起こり、入射方向に平行な 100%直線偏光が、逆に入射粒子が十分高いエネルギーのときは磁気角運動量子数の変化 $\Delta M = \pm 1$ の励起が優勢となり、入射方向に垂直な直線偏光が生じるとされる。Hanaoka (2003)では、1%程度の偏光を検出した。多くのフレアカーネルについて、フレアの強度と偏光度による比較や、太陽面位置依存性やフレアループの傾きによる偏光度の変化などが今後の観測として望まれる。

2.4.4 必要な観測スペック

Hinode/SOT-FG の観測からは、フレアカーネルの構造は、0.5 秒角程度（あるいはそれ以下）である。この構造が分解できる程度の空間分解能が要請される。視野は、活動領域をある程度カバーするよう広い（300 秒角程度）ことが望ましい。加えて、突発的な現象であることから、長い占有時間が確保できることが望ましい（DST の有利性）。フレアリボンは、フレアの初期には 100km/s 程度で見かけ上運動することから、0.5 秒角/100km/s \sim 5 秒程度の時間分解能が望ましい。一方で、フレアでは極めて短時間の変動現象（ \sim 10ms）もマイクロ波・硬 X 線で知られており、これについては、SMART/FISCH で達成された（10ms）、あるいはそれ以上の時間分解能観測が有効である。

Red-asymmetry などの調査には、 $H\alpha$ 線、Ca II K 線、He 1083nm など、複数の彩層ラインでの同時分光撮像観測があると良い。速度分解能は 10km/s。衝突偏光などを調べるには、これら彩層ラインの偏光分光観測も必要である。

2.5 コロナ磁場

リム外の活動領域上空の広視野コロナ磁場については、コロナグラフを用いる。米国 HAO の CoMP が先行している (Tomczyk et al. 2008)。Alfvén 波動の位相速度を走時解析で測定し (Tomczyk et al. 2007)、加えて輝線密度診断により求めた電子密度情報を使って、コロナ磁場の天球面 (plain of the sky; POS) 成分が求められている (コロナ日震学手法、Yang et al. 2020)。この手法では、1.05 から 1.35 太陽半径範囲のリムコロナ全周を 4" 分解能程度で、約 1hr データ積算スナップショット 1 枚が得られている。また磁場視線方向成分 (LOS) については、積分時間 8000s の円偏光観測から 5G 程度の誤差で直接検出した例がある (Tomczyk et al. 2008、図 2.5.1)。この二つの手法 (コロナ日震学での POS 磁場と円偏光での LOS 磁場) を併用しコロナ磁場の 3 成分を求める。

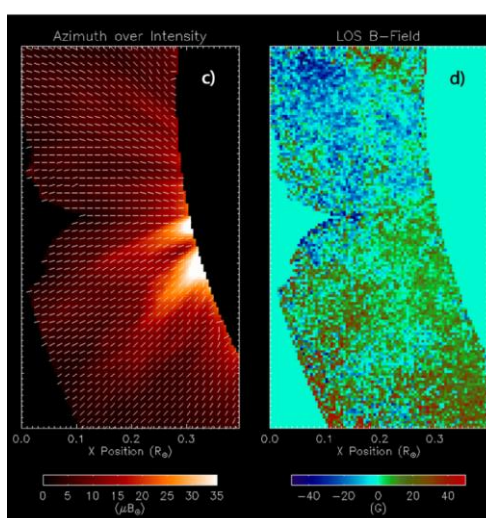


図 2.5.1 : CoMP によるコロナ磁場観測の例 (Tomczyk et al. 2008)。

リコネクション領域磁場の測定も重要な観測対象である (図 2.5.2)。Takasao et al. (2012) や Li et al. (2018) などのような、プラズマシートがはっきりわかるリムフレアで、リコネクションの基礎情報である、Alfvén 速度を計測する。これまでの研究では多くの場合、画像で計測された流出流の最大速度を、Alfvén 速度に等しいという仮定を置いている。また、CoMP では、プラズマシート内での直線偏光度が周囲より弱まる、という結果を得ている (French et al. 2019) が、磁場強度の測定までは達成していない。今後、磁場強度の直接測定を目指し、流入領域全体にわたっての平均を、磁場強度と電子密度とについて計測することが求められる。フレアはいつ起こるかわからないので、活動領域全体を継続的にモニターする必要がある。

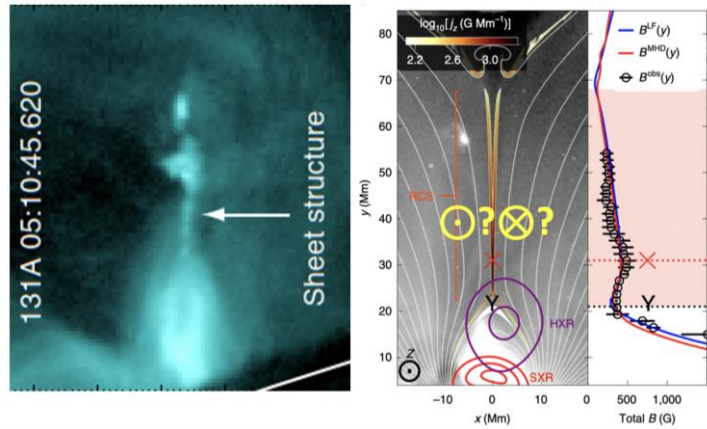


図 2.5.2 左：極端紫外線観測によるプラズマシート構造 (Takasao et al. 2012)。右：マイクロ波観測によるプラズマシートに沿った磁場強度測定の実例 (Chen et al. 2020)。

3 現在の太陽望遠鏡装置の状況

3.1 世界の太陽観測望遠鏡装置

現在稼働中の代表的な地上太陽望遠鏡とその観測装置を表 3.1 に示す。各望遠鏡はいずれも撮像装置と分光装置を兼ね備え、偏光観測装置を駆使した研究を推進している。近年は、磁場診断に用いる Zeeman 効果による分離幅が大きくなる赤外線観測装置の新規開発が活発である。ここでは撮像装置と分光装置に分けて状況を簡単にまとめる。

表 3.1 主な太陽望遠鏡と観測装置

Telescope (site)	D (cm)	装置	タイプ	波長帯域	視野[arcsec]
DKIST (Hawaii, US)	400	VTF	FPフィルタ(tandem)	可視	60x60
		VISP	回折格子	可視	75x120 (60, 50)
		Cryo-NIRSP	回折格子	赤外	120x120 (240)
		DL-NIRSP	回折格子 (面分光)	赤外	19x28 (IFU)
GST (BigBear, US)	160	NIRIS	FPフィルタ(tandem)	赤外	70x70
		FISS	回折格子	可視	40x?(scan)
		CYRA	回折格子	赤外	80x80
GREGOR (Tenerife, Spa)	150	GRIS	回折格子	赤外	60
		GFPI	FPフィルタ(tandem)	可視	50x38(63x84)
SST (LaPalma, Spa)	100	CRISP	FPフィルタ(tandem)	可視	60x60
		CHROMIS	FPフィルタ(tandem)	可視	60x60
		HeSP	回折格子? (面分光)	赤外	10x10?
NVST (Fuxian, China)	98	MBS	回折格子	可視	180?
		HDS	回折格子	赤外	180?
			Lyotフィルタ	可視	180x180
THEMIS (Tenerife, Spa)	90	MTR	回折格子	可視	120
DST (SacPeak, US)	76	FIRS	回折格子	赤外	25 or 75
		IBIS	FPフィルタ(tandem)	可視	80○
VTT (Tenerife, Spa)	70	TESOS	FPフィルタ(triple)	可視	40x40
		TIP	回折格子	赤外	80x?(scan)
DST (Hida, Japan)	60	UTF	Lyotフィルタ	可視・赤外	250x250
		SP	回折格子	可視・赤外	300x>300(改修中)

3.1.1 撮像観測装置

望遠鏡の空間分解能と、時間分解能の高いチューナブルフィルタの撮像分光機能を組み合わせた研究が精力的におこなわれている。代表的研究を装置の観点からまとめる。

SST/CRISP では 55 秒の時間間隔で、Fe I 637.3nm、Mg I b2、Ca II 845.2nm、H α の合計 4 吸収線の線輪郭をスキャンすることで、静穏領域のインターネットワーク内での磁気キャンセレーション現象、磁気浮上現象に伴う上空へのエネルギー輸送を議論している (Gosic et al. 2018, 2021)。NSO/DST/IBIS を用いた Reardon et al. (2008) は、Fe I 709nm, Ca II 854.2nm の 2 吸収線の線輪郭を 19 秒間隔で取得、周波数解析を行うことで地球から彩層への波動伝搬が、静穏領域の内部で分布を持つことを明らかにしている。GST/NIRIS を用いた Xu et al. (2016, 2022) は、He I 1083nm によるフレアリボンの時間発展の観測により、明るいリボンの直前に~380km 幅の減光領域が発現することを見出

している。さらに RADYN コードとの比較により非熱電子の突入による He I のポピュレーションの変動が He I 1083nm の減光を引き起こすことを指摘している。なお 5 波長点での時間間隔は 45 秒となっている。これらの研究に用いられたチューナブルフィルタは全てタンデム式の Fabry-Perot フィルタ（空気エタロン）である。同様の装置は DKSIT/VTF、GREGOR/GFPI、VTT/TESOS がある。リオフィルタを用いているのは、飛騨 DST/UTF、NVST となっている。なお DKIST ではやはり空気エタロンのタンデム Fabry-Perot フィルタを用いた VTF が稼働を控えている。

3.1.2 分光観測装置

回折格子を用いた分光器に関しては VTT/TIP とその発展形である GREGOR/GRIS、ひので SOT/SP にもつながった NSO/DST の SPINOR や FIRS の状況、稼働準備中の DKSIT の装置群についてまとめる。

VTT/TIP を用いた代表研究では He I 1083nm と近傍の Si 1082.7nm の光球と彩層の同時観測を活かしたのものとして、活動領域フィラメントの発達過程を調べた Kuckein et al. (2012)、TIP に加えて CaII H も同時観測して黒点上の波動伝搬について調べた Felipe et al. (2008) があげられる。他に、リム上の静穏領域プロミネンスの磁場構造を調べた Orozco Suarez et al. (2014)、スピキュールの磁場 (Centeno et al. 2010)、Ellerman ボム (Bello Gonzalez et al. 2017) の観測などがあり、これらは GREGOR/GRIS に引き継がれていくものと考えられる。NSO/DST/SPINOR を用いた複数波長帯域同時観測では、H α フィブリルの解析 (Mathur et al. 2023)、ライトブリッジの形成 (Louis et al. 2020) などがなされてきている。NSO/DST/FIRS は Fe I 630.2nm、1564.8nm の 2 波長帯域に最適化された赤外分光装置であるが、近傍波長の観測も可能であり、Shcad et al. (2021) の He I 1083nm による黒点暗部への下降流の研究などがある。DKIST の空間分解能を活かした VISP、DL-NIRSP、Cryo-NIRSP が稼働に向けた調整を進めている。VISP では可視 3 波長帯域、DL-NIRSP では赤外 3 波長帯域をそれぞれ同時に観測することができる。Cryo-NIRSP はコロナ輝線の分光を主眼に置いた装置となっている。いずれもが、既存の望遠鏡と比較して空間分解が大きく向上するために、特に微細構造に関しての大きな進展が期待される。

3.1.3 補償光学装置

チューナブルフィルタを用いた微細構造の撮像分光観測では、望遠鏡の持つ空間分解能を引き出すための補償光学装置は必須である。他方で、回折格子を用いた分光器による研究では線輪郭の形状から物理診断を行うために、常時最高の空間分解能は必要とせずとも対象とする構造を安定に空間分解することは必須である。大気層の異なる高さで生ずる波面誤差を修正するための複数の DM と波面センサを搭載する多重共役補償光学系 (multi conjugate adaptive optics: MCAO) の開発がすすめられている。GST における 3 枚の DM を用いたシステムでは 55 秒角の視野での空間分解能の改善が報告されている (Schmidt et

al. 2017)。また、最高分解能ではなく広視野での分解能回復には地表付近で生ずる波面誤差の補正が有効であるとの指摘もなされている。

3.2 現在の京大天文台太陽観測望遠鏡装置

以下に飛騨 DST の主な現有装置の仕様をまとめる。

3.2.1 狭帯域チューナブルフィルタ UTF

現在 DST に取り付けられている撮像観測装置は、狭帯域チューナブルフィルタ UTF (Universal Tunable Filter) である (Hagino et al. 2014; 徳田 2019)。その原理はリオフィルタと同じだが、回転波長板の代わりに液晶遅延素子を内蔵しており、電圧制御により、より高速で波長シフトが可能である。現在、以下の3つのモードのいずれかで観測が可能である。

モード1) 波長シフト観測モード: $H\alpha$ 線周辺の任意の波長、波長点数の組合せで循環撮像

モード2) 2波長同時観測モード: $H\alpha$ 線周辺の 1\AA 離れた2波長にて同時撮像 (例えば -0.5\AA & $+0.5\text{\AA}$ や、ラインセンター & 1.0\AA など)

モード3) 2ライン交互観測モード: $H\alpha$ 線と He I 1083nm 線周辺の任意の波長、波長点数の組合せで循環撮像

以下の仕様は、すべて撮像カメラとして浜松ホトニクス製 CMOS カメラ Orca Flash4.0 を使用した場合、かつ、波長毎に1フレームずつ撮影した場合の値である。

透過波長幅: 約 0.25\AA

視野: $250\text{ 秒角} \times 250\text{ 秒角}$

空間サンプリング: 0.12 秒角/pix

時間ケイデンス: $0.25\text{ s} \times \text{波長点数}$

図 3.2.1 に UTF のモード3で撮影した活動領域とダークフィラメントの $H\alpha$ 線、He I 1083nm 線の画像例を示す。

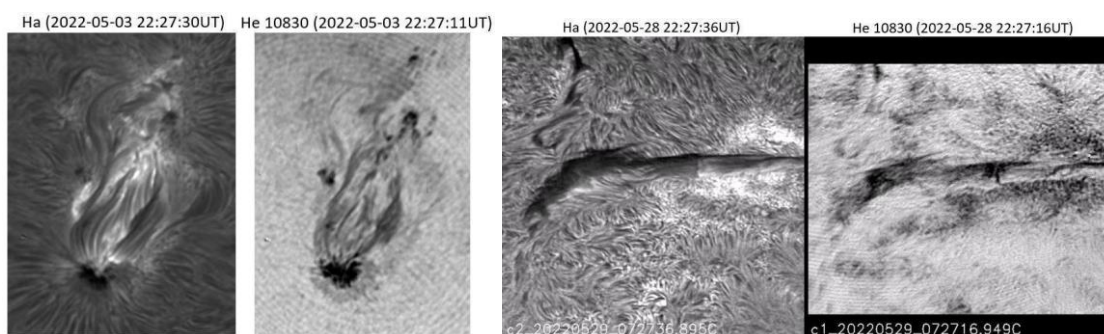


図 3.2.1 UTF の2ライン交互観測モードで撮影した $H\alpha$ 線中心と HeI 線中心での太陽画像例。左: 活動領域 AR13004、右: ダークフィラメント。

撮像観測の場合、望遠鏡の回折限界分解能を引き出すために、補償光学装置（3.2.2 節）で補正された画像に対して、さらにスペックルマスキング処理による像回復アルゴリズム（Ichimoto & Kawate 2014）を適用する場合がある。UTF の 2 波長同時撮影モード（モード 2）を用いて観測した $H\alpha$ 画像データに対してこのアルゴリズムを適用した例を図 3.2.2 に示す。視野角の約 200 秒角にわたり $H\alpha$ フィブリルの速度場構造がとらえられている。ただし、このアルゴリズムを適用するためには、各波長での撮影フレーム数は 50～100 程度必要なため、時間ケイデンスは前述の「 $0.25\text{ s} \times \text{波長点数（組合せ数）}$ 」よりも落ちることになる。

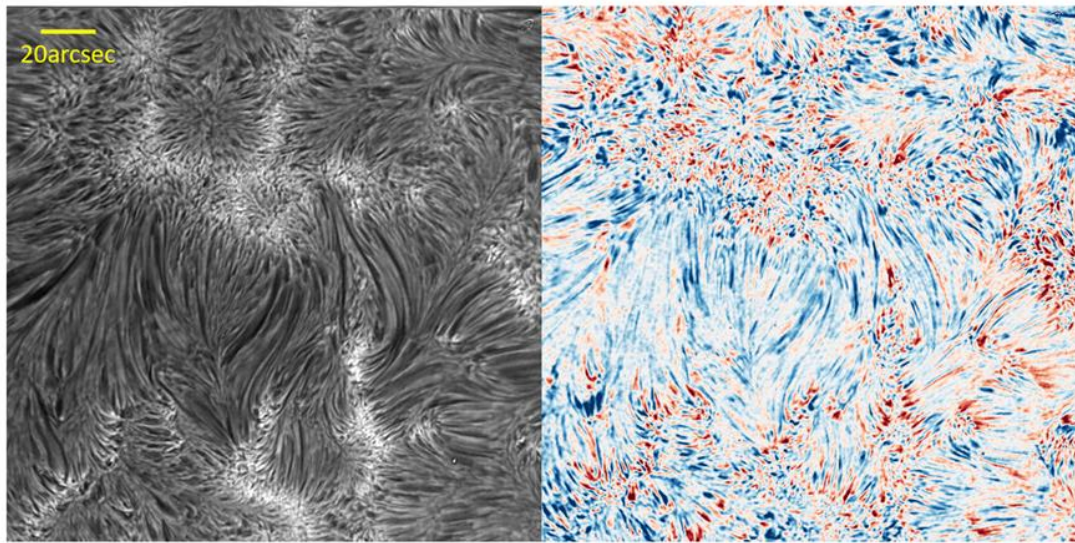


図 3.2.2 : UTF32 を用いた $H\alpha$ 速度場観測例（徳田 2019）

3.2.2 スペクトロヘリオグラフ（2次元分光観測装置）SG

飛騨 DST での分光観測にはスペクトロヘリオグラフ（SG; Spectrograph）を用いる。多波長同時観測を可能にする水平分光器との組み合わせ（HSG）と、高分散性能をもつ垂直分光器との組み合わせ（VSG）がある。複数吸収線でのスリットスキャンにより、比較的広視野に渡る分光観測を目的とする。

スリットスキャン機構としては、ガラスキューブ回転装置と平面鏡往復型イメージシフターの2種類が使用可能である。

ガラスキューブ回転装置は、最高速時に、100 秒角スキャンの時間ケイデンスは約 5.9 秒（データ取得時間はうち 2.0 秒間）が可能である。撮影用カメラとして Prosilica GE1650（33 fps）を使用した場合、空間サンプリングが 1.5 秒角/pix（スキャン方向）と 0.17 秒角/pix（スリット方向）である。波長サンプリングが約 $5.4 \text{ m}\text{\AA}/\text{pix}$ （ $\text{H}\alpha$ 線周辺）である。撮影用カメラとして浜松ホト Orca Flash4.0（100 fps）を使用した場合、空間サンプリングが 0.5 秒角/pix（スキャン方向）、0.15 秒角/pix（スリット方向）で、波長サンプリングが約 $4.7 \text{ m}\text{\AA}/\text{pix}$ （ $\text{H}\alpha$ 線周辺）である。

平面鏡往復型イメージシフター（當村&廣瀬 2018）は、最高速時に、100 秒角スキャンの時間ケイデンスは約 1.3 秒が可能である（データ取得時間はうち 0.98 秒間）。撮影用カメラとして AVT/Mako-G040（160 fps）を使用した場合、空間サンプリングが 0.64 秒角/pix（スキャン方向）、0.16 秒角/pix（スリット方向）で波長サンプリングが約 $5.0 \text{ m}\text{\AA}/\text{pix}$ （ $\text{H}\alpha$ 線周辺）である。

ただし、約 4000\AA 以下の短波長域、 8000\AA 以上の長波長域のラインを撮影する場合は、これらスキャン機構を最高速で作動させると光量が足りないため、速度（時間ケイデンス）もしくはスキャン方向の空間サンプリングを落とす必要がある。SG での研究例として、この装置で観測された複数線を用いたプロミネンスの速度場、温度診断を図 3.2.3 に示す。なお、この例ではスリットスキャン機構としてガラスキューブ回転装置を、撮影用カメラとして浜松ホト Orca Flash4.0 を用いている。

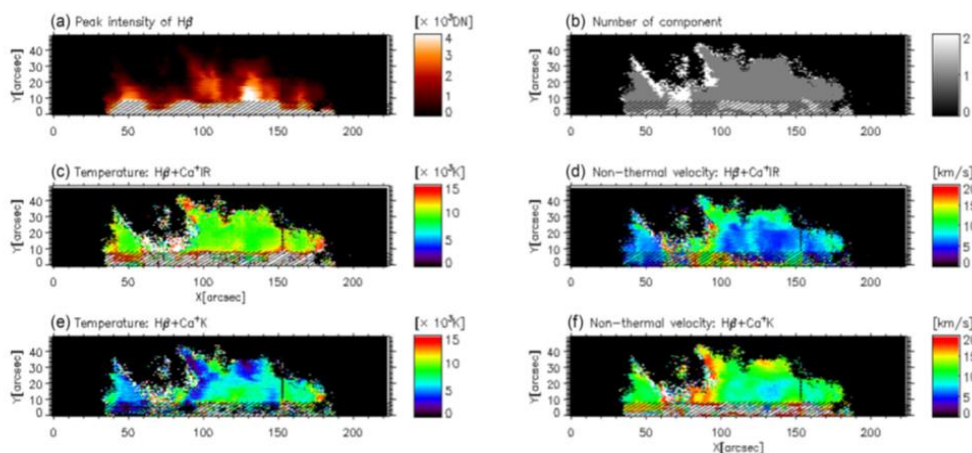


図 3.2.3 プロミネンスの複数線観測による速度・温度診断（Okada et al. 2020）

3.2.3 偏光分光観測装置 SP

飛騨 DST の偏光分光観測装置は SP (Spectro-Polarimeter) である。高分散性能をもつ垂直分光器との組み合わせ (VSP) で使う。長年に渡り段階的にアップグレードを行ってきたが、最新の装置 (Ichimoto et al. 2022) では、以下の仕様が実現されている。回転波長板は、直径 ϕ 50 mm、遅延量 127° (500 – 1100 nm)、回転速度 < 2 回転/秒である。

He I 1083 nm 線周辺に対する観測仕様例は、視野が約 128×276 秒角 (スリット方向 \times スキャン方向 200 回露光)、空間サンプリングが 0.43 秒角/pix (スリット方向) と 1.38 秒角/pix (スキャン方向)、時間ケイデンスが 600 秒 (10 分、スキャン方向視野に比例)、波長サンプリングが $29 \text{ m}\text{\AA}/\text{pix}$ 、偏光測光精度が 3×10^{-4} (撮影用カメラとして Goldeye G033 SWIR を使用した場合) である。

実際の研究に使っている例として、図 3.2.4 に、上記の仕様のもとで観測されたデータから導出した活動領域磁場構造の例 (Ichimoto et al. 2022) とフィラメント磁場構造の例 (Yamasaki et al. 2023) を示す。

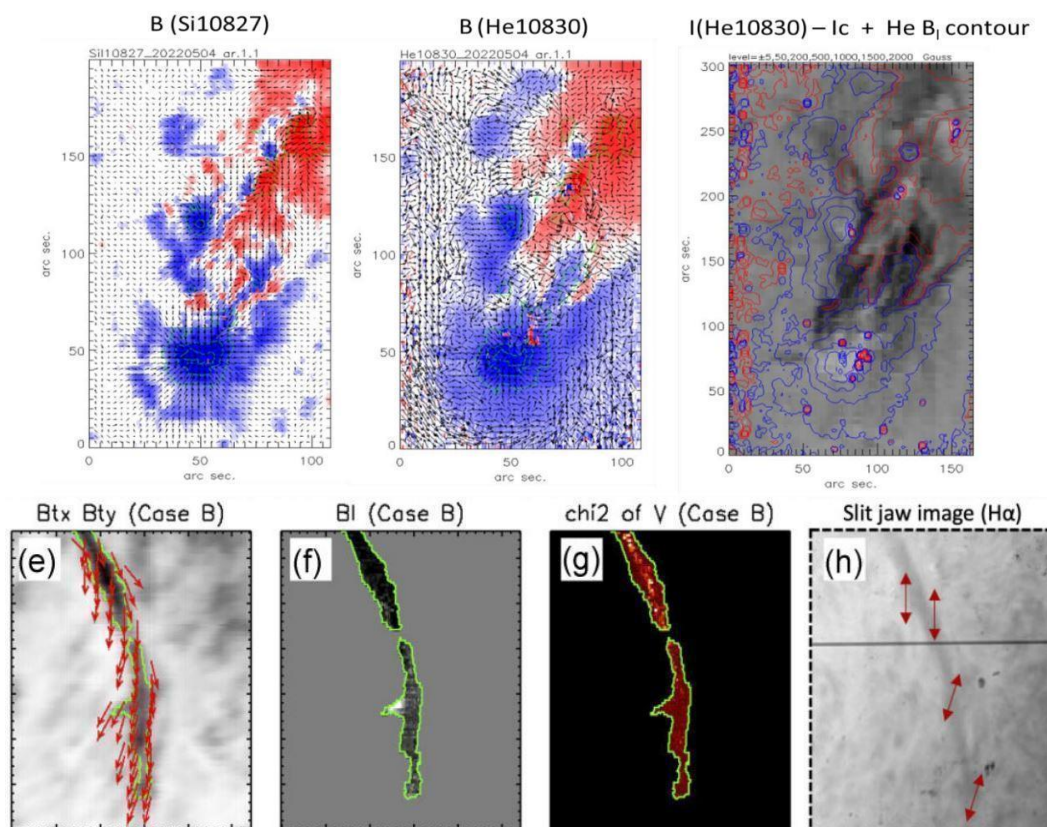


図 3.2.4 上段：活動領域 13004 の光球 (Si) ・彩層 (He) 磁場構造 (Ichimoto et al. 2022)。下段：フィラメントの彩層磁場構造 (水平方向、視線方向、誤差分布、 $H\alpha$ 像; Yamasaki et al. 2023)。

実際の観測では、地球大気シーイング効果の影響を受ける。とくに分光観測では、（撮像観測に比較して）長い露光時間での大気揺らぎの影響が強く出る。その様子を示したのが図 3.2.5 で、空間サンプリング 1 秒角の SDO/HMI 画像と比較して、DST 観測画像がなまっているのがみてとれる。この例では空間分解能は約 5 秒角程度まで落ちている。

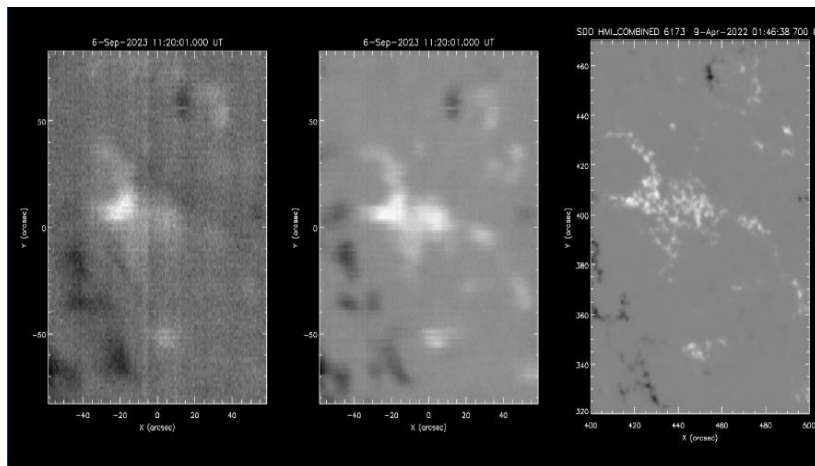


図 3.2.5 活動領域 13004 の（左）彩層（He）・（中）光球（Si）磁場構造の DST 偏光分光観測。（右）同じ視野の SDO/HMI 観測（ピクセル 1 秒角）。

3.2.4 常設補償光学装置 AOS

現在、DST には2つの焦点面（垂直分光器焦点面と水平分光器焦点面）への光路を切り換えるポイントよりも上流側に常設補償光学装置 AOS（Adaptive Optics System; Miura et al. 2014, 2016; Ichimoto et al. 2022）を設置しており、どちらの焦点面分光器を利用する場合でも使用可能となっている。主な仕様は以下の通り。

可変形鏡：97 チャンネル、 piezo素子アクチュエータ方式、77.7mm 径

チップチルト鏡：2 軸 piezo素子アクチュエータ方式、20mm 径

波面センサカメラ：CMOS, 2000 fps（512×512 pix）

チップチルト制御用カメラ：CMOS, 2080 fps（640×512 pix）

図 3.2.6 にこの補償光学装置を作動させた場合の効果が分かる画像例を示す。

なお、より広視野に適応するための MCAO や ground-layer AO の開発も進められている（Miura et al. 2018）が、現時点では定常観測できる状態にまでは至っていない。

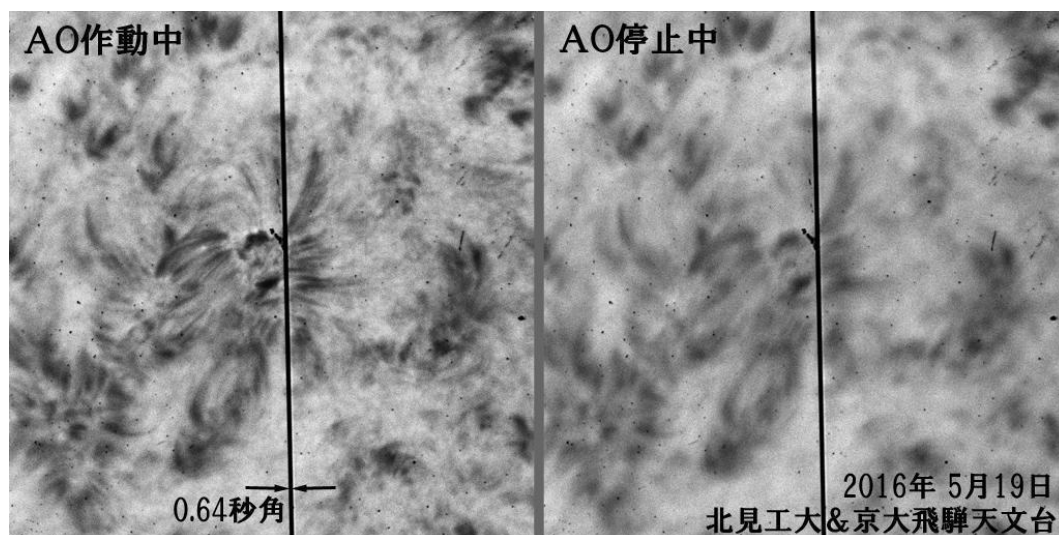


図 3.2.6 補償光学装置作動中と停止中の太陽像の比較。特に視野中心 $\phi 20''$ 程度の範囲内では回折限界 ($0.2''$) に近い空間分解能が達成されていることがわかる。

3.2.5 面分光装置 IFU

面分光装置 (IFU; Integral Field Unit) について、末松ら (2017, 2018) により開発されたマイクロレンズアレイ (MLA) を用いたものが水平分光器に対して利用可能である。ただし、以下のようにその視野は極めて小さい。

MLA : 1.3 mm 角、f 72.8 mm、30×30 個

視野 : ϕ 15 秒角

空間サンプリング : 0.5 秒角/pix

波長幅 : 10 Å (H α 線周辺)

波長サンプリング : 0.038 Å/pix (H α 線周辺)

時間ケイデンス : 0.4~0.7 秒 (カメラとして浜ホト Orca Flash4.0 使用時)

図 3.2.7 に MLA を通したスペクトル画像と合成した太陽 2 次元像の例を示す。

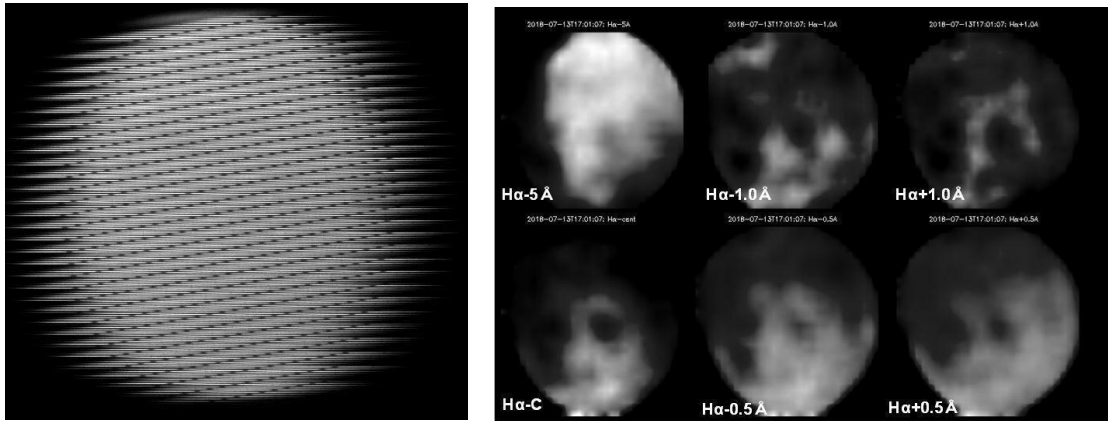


図 3.2.7 左 : MLA を通して約 700 点に分割された H α 線周辺スペクトル。右 : 合成された H α 線周辺 6 波長での太陽 2 次元像 (プラージュ領域)。

4 京都大学天文台太陽望遠鏡装置の次世代計画

ここでは、まず第2章でに考察したサイエンスケースに基づく観測要求を確認し、それに対する京都大学天文台でのこれまでの取り組みの状況と、今後の展望についてまとめる。

4.1 大まかな方針

表 4.1 は、第2章で述べた個別のサイエンスケースに基づく装置要求をまとめたものである。ここからは、概ね「空間分解能 0.5 秒角程度、時間分解能 5 秒、視野 300 秒角、速度分解能 10km/s、偏光精度 0.1%」が要請されている。このサイエンスケース研究を世界最先端レベルで推進するために、先端的研究設備として近赤外広視野偏光分光撮像装置「NIRTF (Near InfraRed Tunable Filter)」を開発することを軸に据える(4.2 節)。NIRTF は、最終的に海外大口径 4m クラスの太陽望遠鏡に観測装置として設置することをめざして開発する。その開発のための国内基盤設備として飛騨 DST を最大限活用する(4.3 節)。また DST では、小口径望遠鏡でも科学成果創出可能であるような最先端技術装置、特に補償光学装置と近赤外偏光分光装置を並行して開発するとともに、次世代の望遠鏡装置開発研究者の育成にも活用する。

表 4.1 サイエンスケースに基づく装置要求

課題名	空間分解能 (arcsec)	時間分解能 (s)	視野 (arcsec)	速度分解能 (km/s)	磁場分解能 (G)	注	
コロナ加熱：ナノフレア 2.1.1	0.3	10	100	10	na		
コロナ加熱：波動 2.1.2	1	10	100	5	10		
活動領域磁場：静穏平衡 2.2.1	1	1000	300	波長で50mA	10	He I 1083nm	
活動領域磁場：不安定化 2.2.2	0.5	60	300	波長で50mA	10	He I 1083nm	
フィラメント：冷却凝縮 2.3.1	0.3	10	300	5	na		
フィラメント：磁場構造 2.3.2	1	1000	300	波長で50mA	10	He I 1083nm	
フレア：リボン熱対非熱 2.4.1	0.3	5	300	10	na	複数彩層ライン	
フレア：リボン衝突偏光 2.4.3	0.5	5	100	10	偏光度0.1%	H α	
コロナ磁場						FeXIII	

4.2 NIRTF

NSO/DKIST に代表されるように、現在、海外では 4m やそれを超える超大口径望遠鏡の運用や計画が推進されている。これらに設置する次世代焦点面装置として、京都大学では国内太陽地上観測コミュニティと共同で「近赤外広視野偏光分光撮像装置 NIRTF」を検討している。超大口径望遠鏡では、その高解像度・大集光力により、太陽観測の利点である、MHD の素過程を空間分解できるという利点を最大限生かせる格好のプラットフォームである。NIRTF では、光球・彩層・コロナでの高解像度な、速度、磁場、さらには電場診断が可能となる。

4.2.1 NIRTF 類似観測装置の状況

第2章に述べたサイエンスは、波長可変狭帯域フィルタで広視野にわたって空間的に連続した撮像観測が可能となる装置により達成される。そのような装置について、世界の状況と、京都大学・国内グループでの実績について述べる。

(a)世界の状況

Fabry-Perot 干渉計に基づく波長可変狭帯域フィルタについては、これまでに高空間分解能分光撮像観測を達成してきた (IBIS [Cavallini 2006]; CRISP [Scharmer 2006]; VIS [Yurchyshyn et al. 2014]; NIRIS [Cao et al. 2012]; CHROMIS [Scharmer et al. 2017])。例えば NIRIS では、急速に変化する彩層フレアカーネルが、He I 1083nm においてさまざまなスペクトル特性を示すことを示し、非熱的粒子の衝突によること裏付けている (Xu et al. 2022)。スリット型分光器では、このような広範囲での変動を高い時間分解能でとらえることができない。一方、DKIST に搭載予定の可視チューナブルフィルタ (VTF; Schmidt et al. 2016) では偏光感度が大幅に改善される見込みであるが、可視域での観測であり、コロナの観測はできない。

コロナに対するチューナブルフィルタ観測は、CoMP (Tomczyk et al. 2008) とその後継の UCoMP (Tomczyk et al. 2021) によって実施されている。CoMP は、1074.7nm と 1079.8nm の Fe XIII 線の強度、速度、散乱偏光を観測しているものの、空間分解能は高くはない。これらの計測の多くは、NIRTF の観測でも実行することができ、視野は限られるものの、圧倒的に高い分解能と偏光感度を持つ。

(b)京都大学と国内グループの実績

京都大学においては、彩層の偏光分光スリットスキャン観測 (3.2.3 節) の実績がある。また、(偏光のない) 分光撮像観測 (3.2.2 節) によりダイナミクス診断を行ってきた。いっぽうコロナ磁場については、国立天文台旧乗鞍観測所においてコロナグラフで偏光観測の取り組みがなされていて (実際は未検出) その技術的蓄積が国立天文台にある。

京都大学や国立天文台の太陽研究グループでは、これまでに、液晶可変遅延素子を使ったリオフィルタ波長可変撮像観測装置 (UTF、Hagino et al. 2014)、電気光学結晶である LiNbO₃ を使った波長可変狭帯域フィルタ (Suematsu et al. 2022)、偏光観測用大フォーマット赤外カメラ (Hanaoka et al. 2020) を開発し、国際的にもユニークな技術を有している。さらに、CLASP1/2 ロケット実験や SUNRISE-3 気球実験を通して、高精度な偏光分光観測装置のための技術と国際協力で開発を進めるノウハウが蓄積されており、これらを活用することができる。

4.2.2 NIRTF の目標性能

近赤外線域 (1 μ m ~ 1.6 μ m) の偏光分光撮像観測は、以下の点で重要である。近赤外線域には、He I 1083nm の彩層ライン、Fe XIII 1074.7 nm と 1079.8 nm のコロナラインがあり、彩層やコロナプラズマの診断能力を有する。また、1565 nm の Fe I ラインは、可視

波長よりも感度の高い光球磁場の測定が可能である。パッシェン系列の水素線は、ゼーマン効果とシュタルク効果に敏感で、太陽彩層の電場測定に役立つ (Anan et al.2014)。

NIRTF の目標性能を表 4.2 に示す。波長域は $1\mu\text{m}\sim 1.6\mu\text{m}$ で、光球 Fe I 線、彩層 He I 線、ハンレ効果や電場測定ができる水素パッシェン系列線、コロナ Fe XIII 線などをカバーする。スペクトル線幅を十分分解できる波長分解能を持ち、線幅をカバーできる波長範囲をスキャンする。分解能・視野は、光球・彩層観測では <0.1 秒角の高解像度かつ、超粒状斑や黒点構造を十分カバーできる視野 (>60 秒角) を達成する。コロナ・プロミネンス観測では 0.2 秒角分解能で波動伝播を捉え、視野は >150 秒角を確保する。これらのためには、近赤外線域で大口径な狭帯域フィルタ大フォーマットカメラが必要である。

表 4.2 NIRTF の目標性能

Item	Requirements
Spatial resolution and FOV	For the photosphere and the chromosphere <ul style="list-style-type: none"> • $0.1''$ resolution with FOV $> 60''$ (to cover super-granulation and a sunspot) For the off-limb corona and a prominence <ul style="list-style-type: none"> • $0.5''$ resolution with FOV $> 150''$ (to trace MHD wave propagation)
Scanning time & temporal resolution	<10 sec for spectroscopy <1 min for spectro-polarimetry
Spectral coverage	1000 nm to 1600 nm <ul style="list-style-type: none"> • Fe I 1564 nm (Photosphere V and B [Zeeman]) • He I 1083 nm (Chromosphere V and B [Zeeman+Hanle]) • H I 1020 nm (P7) /1094 nm (P6) (Chromosphere V, B, and E [Zeeman+Stark]) • Fe XIII 1074.7/1079.8 nm (Corona V, ρ, and B [Zeeman+Hanle])
Spectral resolution	<ul style="list-style-type: none"> • $\lambda/\Delta\lambda_{\text{FWHM}} > 100,000$ for the photosphere and the chromosphere • $\lambda/\Delta\lambda_{\text{FWHM}} > 10,000$ for the corona
Spectral scan range	Cover spectral line widths <ul style="list-style-type: none"> • >0.5 nm needed for the corona • >0.3 nm for the photosphere and the chromosphere

4.3 DST の有効活用

前節で述べたように、京都大学天文台では NIRTF を装置開発の軸に据える。いっぽう DST については、NIRTF の開発のための国内基盤設備として最大限活用する。技術詳細で述べたように、NIRTF は、技術的にはこれまで飛騨 DST で培ってきた複屈折素子によるリオフィルタ技術の延長上にあり、DST 施設を活用しながら開発を進める。また DST では、小口径望遠鏡でも科学成果創出可能な最先端技術装置を並行して開発するとともに、次世代の望遠鏡装置開発研究者の育成にも活用する。以下、DST での最先端技術装置開発について詳しく述べる。具体的には、表 4.1 のサイエンスケースを実現するために、

(1) 分解能と視野を両立させるための補償光学装置と像処理システム開発

(2) 波長と時間分解能を両立した偏光分光観測を行うための狭帯域フィルタ開発をすすめる。

DST において最も強い制限のひとつは地球大気シーイングによるもので、多くの場合は約 1 秒角程度が日常である。また、分光または分光偏光観測の場合、露光時間が長く、視野揺らぎのせいで空間分解能がさらに落ちる。偏光分光観測を補償光学装置抜きで行った例で、SDO/HMI 画像 (図 3.2.5) と比較するとわかるように、実効的な空間分解能が 5 秒角程度までに落ちている。いっぽう、偏光抜きの分光観測であれば、補償光学装置を利用できるので、1 秒角程度までは達成可能である。そこで、解像度を保つためには補償光学装置は必須となる。とくに広視野を要する課題に適応するための MCAO、GLAO の開発をすすめる。現時点では、128 秒角四方に渡る像の改善は確認されているものの、制御系の速度不足のためその効果は十分でなく (Miura, et al. 2018)、定常運用には至っていない。

また中期的計画としては、補償光学装置と画像処理による広視野での解像度確保、解像度に適した検出器の更新を進めていく必要がある。競争力を解像度ではなく多波長分光に求めるとしても、測光精度の向上は求められる。とくに波長分解能と時間分解能を両立した偏光分光観測を行うための狭帯域フィルタについては、リオフィルタに加えて、Fabry-Perot フィルタ (LiNbO₃) についても知見の蓄積があり、次世代チューナブルフィルタの検討、開発も継続する。

5. 京都大学の太陽研究ロードマップ

以上の開発計画をふまえ、京大天文台における太陽研究のロードマップを示す。2028年打ち上げ予定の SOLAR-C をはじめとする、国内外で計画されているスペース・地上観測計画と協しながら最良の研究結果を創出し続けるためには、最先端技術を取り入れた先進的な装置開発を進め続けるとともに、光学的に安定した望遠鏡基盤を整備すること、次世代を担う若手・大学院生の育成を可能とする柔軟なシステムであること、などが必要とされる。大学における限られた予算・人員のなかでこれらすべてを同時に満たすのは容易ではないが、本文書第2章で述べたさまざまなサイエンス課題の解決を推し進めるために不断の努力が必要とされる。これらを踏まえて、京大天文台の太陽望遠鏡観測装置開発の計画は以下のように定める（表 5.1）。

表 5.1 京大天文台の太陽研究の 2020 年代・2030 年代の開発スケジュール

	2024	2025				2030				2035				2040
NIRTF	装置開発					成果創出								
DST装置開発	継続的開発													
SMART	運用維持													
SOLAR-C														

まず、開発軸となる、NIRTF は、国内地上観測コミュニティとの共同によりプロジェクトを進める。現在、同様の装置提案をおこなっている米国のチームとも情報交換しながら、技術検討をすすめているが、SOLAR-C とスケジュールを合わせることに鍵となる。

次に DST については、NIRTF の開発のための国内基盤設備として最大限活用する。また DST では、小口径望遠鏡でも科学成果創出可能な最先端技術装置を並行して開発するとともに、次世代の望遠鏡装置開発研究者の育成にも活用する。

そして SMART については、現状のシステムを基本的に維持しながら、定常的に観測を続ける。「星としての太陽」観測などで成果を上げる SDDI は、2016 年の稼働開始なので、太陽周期 2 期約 22 年は観測を続ける。

これらの装置群、すなわち「NIRTF」開発を主軸に、「DST 新技術観測装置」開発、「SMART」の維持、「SOLAR-C」参加が京大天文台太陽研究の 2020 年代・2030 年代の基本方針となる。なお「NIRTF」は、大きな予算を必要とするものであるが、その推進には、実現性・科学成果創出力などの観点から検討を進めていく必要がある。京大天文台では、その予算人員規模の見積もりと技術実現性、他機関との連携協力とを検討するために 2023 年度と 2024 年度をあて、2024 年度末までには、それぞれの装置の推進計画を具体的なものとして示したいと考えている。

参考文献

注記：

京都大学大学院理学研究科附属天文台技報については、京都大学学術情報リポジトリ KURENAI にて公開されている。 <https://repository.kulib.kyoto-u.ac.jp/dspace/>
京都大学大学院理学研究科附属天文台年次報告については、同天文台ウェブにて公開されている。

2

Nakai & Hattori, 1985, Kyoto University, Faculty of Science, Memoirs, Series of Physics, Astrophysics, Geophysics and Chemistry (ISSN 0368-9689), vol. 36, 385

<https://repository.kulib.kyoto-u.ac.jp/dspace/handle/2433/256171>

Ueno et al., 2004, Ground-based Instrumentation for Astronomy. Edited by Alan F. M. Moorwood and Iye Masanori. Proceedings of the SPIE, Volume 5492, 958

2.1

Cirtain, et al., 2013, Nature, 493, 501

Chitta, et al., 2022, A&A, 667, A166

Antolin & Rouppe van der Voort, 2012, ApJ, 745, 152

Froment, et al., 2020, A&A, 633, A11

Gosic, et al., 2018, ApJ, 857, 48

Gosic, et al., 2021, ApJ, 911, 41

Reardon, et al., 2008, ApJ, 683, L207

Anan, et al., 2019, ApJ, 882, 161

Molnar, et al., 2021, ApJ, 920, 125

Kuniyoshi, et al., 2023, ApJ, 949, 8

Tomczyk, et al., 2007, Science, 317, 1194

Yang, et al., 2020, Science, 369, 694

Schunker & Cally, 2006, MNRAS, 372, 551

Shoda & Yokoyama, 2018, ApJ, 854, 9

2.2

Kawabata, et al., 2020, ApJ, 898, 32

Yamasaki, et al., 2023, PASJ, 75, 660

Yelles Chaouch, et al., 2012, ApJ, 748, 23

Diaz Baso, et al., 2016, ApJ, 822, 50

Kusano, et al., 2020, Science, 369, 587

Petrie, 2012, ApJ, 759, 50
Yadav & Kazachenko, 2023, ApJ, 944, 215

2.3

Chae, 2003, ApJ, 584, 1084
Liu, et al., 2005, ApJL, 631, L93
Zou, et al., 2016, ApJ, 831, 123
Wang, et al., 2018, ApJ, 863, 180
Liu, Berger, Low, 2012, ApJL, 745, L21
Kaneko & Yokoyama, 2017, ApJ, 845, 12
Xia & Keppens, 2016, ApJ, 823, 22
Okamoto, et al., 2007, Science, 318, 1577
Okamoto, et al., 2016, ApJ, 831, 126
Kippenhahn & Schluter, 1957, Zeitschrift fur Astrophysik, 43, 36
Kuperus & Raadu, 1974, A&A, 31, 189
Kuckein, Pillet, Centeno, 2012, A&A, 539, 131
Okamoto, et al., 2008, ApJL, 673, L215
Yamasaki, et al., 2023, PASJ, 75, 660
Amari, et al., 1996, ApJL, 466, L39
Torok & Kliem, 2003, A&A, 406, 1043
Kliem & Torok, 2006, Physical Review Letters, 96, 255002
Kliem & Seehafer, 2022, A&A, 659, 49
van Ballegoijen & Martens, 1989, ApJ, 343, 971
van Ballegoijen & Cranmer, 2010, ApJ, 711, 164
Brandenburg & Zweibel, 1994, ApJL, 427, L91
Hillier, et al., 2010, PASJ, 62, 1231
Khomenko, et al., 2014, A&A, 565, 45
Anan, et al., 2017, A&A, 601, 103

2.4

Asai, et al., 2002, ApJL, 578, L91
Fisher, et al., 1984, ApJL, L79
Fisher, et al., 1985, ApJ, 289, 414
Fisher, 1989, ApJ, 346, 1019
Allred, et al., 2015, ApJ, 809, 104
Bakke, et al., 2022, A&A, 659, A186
Druett & Zharkova, 2018, A&A, 610, A68

Kowalski, et al., 2017a, ApJ, 836, 12
Kowalski, et al., 2017b, ApJ, 837, 125
Kowalski, et al., 2022, ApJ, 928, 190
Graham, et al., 2020, ApJ, 895, 6
Ichimoto & Kurokawa, 1984, Solar Physics, 93, 105
Shoji & Kurokawa, 1995, PASJ, 47, 239
Namizaki, et al., 2023, ApJ, 945, 61
Tei, et al. 2018, PASJ, 2018, 70, 100
中村達希, 2018, 修士論文(京都大学)
Vogt & Henoux, 1996, Solar Physics, 164, 345
Hanaoka, 2003, ApJ, 596, 1347

2.5

Anan, Casini, Ichimoto, et al., 2014, ApJ, 786, 94
Cao, Goode, Ahn, et al., 2012, ASP Conf. Ser. 463, 291
Cavallini, 2006, Solar Physics, 236, 415
Chen, Shen, Gary, et al., 2020, Nature Astronomy, 4, 1140
French, Judge, Mathews, et al., 2019, ApJL, 887, L34
Hagino, Ichimoto, Kimura, 2014, Proc. SPIE, 9151, 91515V
Hanaoka, et al., 2020, Earth, Planets and Space, 72, 181
Scharmer, 2006, A&A, 447, 1111
Scharmer, 2017, SOLARNET IV: The Physics of the Sun from the Interior to the Outer Atmosphere, held 16-20 January 2017 in Lanzarote, Spain
Schmidt, Schubert, Ellwarth, et al., 2016, Proc. SPIE, 9908, 99084N
Takasao, Asai, Isobe, et al., 2012, ApJL, 745, L6
Tomczyk, McIntosh, Keil, et al., 2007, Science, 317, 1192
Tomczyk, Card, Darnell, et al., 2008, Solar Physics, 247, 411
Tomczyk, Landi, Berkey, et al., 2021, AGU Fall Meeting 2021 SH15G-2089
Yang, Bethge, Tian, et al. 2020, Science, 369, 694
Yurchyshyn, Abramenko, Kosovichev, et al., 2014, ApJ, 787, 58
Xu, Yang, Kerr, et al., 2022, ApJL, 924, L18

3.1

Gosic, et al, 2018, ApJ, 857, 48
Gosic, et al, 2021, ApJ, 911, 41
Reardon, et al, 2008, ApJL, 683, L207
Xu, et al., 2016, ApJ, 819, 89

Xu, et al., 2022, ApJL, 924, L18
Kuckein, et al., 2012, A&A, 539, A131
Felipe, et al., 2008, ESPM, 12, p2
Orozco Suarez, et al, 2014, A&A, 566, A46
Centeno, et al., 2010, ApJ, 708, 1579
Bello Gonzalez, et al., 2013, A&A, 557, A102
Mathur, et al., 2023, ApJ, 946, 38
Louis, et al., 2020, ApJ, 905, 153
Schad, et al, 2021, ApJ, 916, 5
Schmidt, et al., 2017, A&A, 597, L8

3.2

Miura, et al., 2014, Proc. SPIE, 9148, 914831
Miura, et al., 2016, Proc. SPIE, 9909, 99092N
Ichimoto, et al., 2022, 京都大学大学院理学研究科附属天文台技報, 6, 1
Miura, et al., 2018, Proc. SPIE, 10703, 1070336
當村 & 廣瀬, 2018, 大阪府立大学工業高専 研究紀要 51, 27
Okada, et al., 2020, PASJ, 72, 71
末松, et al., 2017, 京都大学大学院理学研究科附属天文台 2017 年度年次報告, 21
Suematsu, 2018, COSPAR 42, 3284
Ichimoto, et al., 2022, 京都大学大学院理学研究科附属天文台技報, 6, 3
Yamasaki, et al., 2023, PASJ, 75, 660
Ichimoto & Kawate, 2014, 京都大学大学院理学研究科附属天文台技報, 2, 1
Hagino, et al. 2014, Proc. SPIE, 9151, 91515V
徳田, 2019, 京都大学大学院理学研究科附属天文台 2018 年度年次報告, 29

4.1

Miura, et al., 2018, Proc. SPIE, 10703, 1070336