

修士論文

彩層・コロナ加熱解明に向けた
ALMAによる太陽電波観測

阿部 仁

東京大学大学院理学系研究科

地球惑星科学専攻

宇宙惑星科学講座

February 26, 2019

要旨

太陽大気は、約 6000K の下層大気である光球、それよりもはるか高温な約 100 万 K の上層大気であるコロナ、そしてそれらの中間に存在する約 1 万 K の彩層、そして 1 万度から 100 万度で急激に温度が変化する遷移層で構成されている。熱源は太陽内部にあるので、非熱的なメカニズムによってこの温度構造が維持されていると考えられる。非熱的なメカニズムとして考えられている有力な 2 つの説が、大気中に存在する波が散逸することで大気が温められる「波動加熱説」と上空で起こる小さな数多くのフレアによって温められる「ナノフレア加熱説」である。波動も小さなフレアも過去の研究で発見されているが、まだどちらが上空大気を支配的に加熱しているかはわかっていない。これらの現象を理解する上で彩層は重要な層になっている。たとえば、彩層で発生した磁気リコネクションによって発生するエネルギーがコロナへ伝播している可能性があるからである。彩層で散逸する熱エネルギーを推定する上で重要なパラメーターの一つに温度がある。彩層スペクトルは非局所熱力学平衡の環境で形成されるため温度の測定が難しかった。一方、彩層温度を測定する方法として電波観測がある。彩層の電波観測は放射メカニズムが局所熱力学的平衡となり、放射強度がプランク関数で記述され、容易に温度を導出できる。しかし、電波は長い波長を持つため、高空間分解による観測は技術的な制約からほとんどなされていなかった。

本研究では、2016 年から太陽観測を開始した Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) を用いて彩層温度分布を 5 秒角程度の分解能で太陽南東に位置する磁場が集中する領域を観測した。これは過去に行われた電波観測の 2 倍の分解能である。また、共同観測を行なっている Hinode に搭載された Solar Optical Telescope/Spectro-Polarimeter(SOT/SP) によって光球磁場を、X-ray Telescope (XRT) を用いてコロナ放

射強度を, Interface Region Imaging Spectrograph(IRIS) によって彩層 ~ 遷移層放射強度を獲得した.

まず、彩層温度構造とその環境を比較した. その結果, 彩層温度が活発に変動する領域は光球磁場の真上ではなく, むしろその周りの領域であることを明らかにした. 光球磁場をみるとこれらの領域は正極と負極の磁場が入り混じった領域になっており, 磁気リコネクションが起きやすかった環境であると考えられる.

また, 今回は特に大きな変動を示した 10 個の温度上昇イベントに注目し, ALMA とその他の観測機器でそれぞれどのような応答をするかを調べ, その温度変動の起源を調べた. 1 例では XRT でループ状の増光が見られるマイクロフレアであることがわかった. IRIS で観測される遷移層の放射強度でも ALMA と同じ領域に増光が見られ, それはフレアの足元に位置していた. XRT の増光と ALMA の増光から, 彩層・コロナでのエネルギーをそれぞれ見積もると, コロナ中では 10^{27}erg 程度, 彩層では 10^{24}erg 程度と推定され, コロナ起源のフレアは彩層に到達するまでの散逸によってエネルギーの大半を失うことがわかった. また, 他の 5 つのイベントでは彩層, 遷移層でのみほぼ同時に増光を示した. 残りの 4 例は ALMA でのみ増光を示した. これらは磁場の強い領域の周辺や磁気中性線付近で多く見られた. そのため, 磁気リコネクションによるエネルギー解放イベントと考えることができるが, リコネクションが起こる高さによる違いから増光が高さが異なると考えられる.

この研究で, 彩層の温度変動は磁気リコネクションが起きやすい領域で活発になるが, 彩層温度で同じエネルギー規模のイベントがあってもその起源は複数の高度で起こる可能性があり, 単純ではないことがわかった.

Abstract

The solar atmosphere consists of the photosphere, which is the surface layer of about 6,000 K, the corona which is an upper atmosphere of about 1 million K, and the chromosphere of about 10,000 K existing between them, and there is a narrow layer where the temperature increases drastically from 10,000 K to 1 million K called the transition region (TR). Since the heat source is inside of the sun, this temperature structure must be maintained by a non-thermal energy propagation process. Two major theories are proposed as non-thermal mechanism; one is the "wave heating theory", in which the upper atmospheres are heated by energy dissipation of waves propagated and enhanced from the photosphere; the other is "nano-flare theory", in which the upper atmospheres are heated up by a large number of relatively small flares. Waves and small flares have been found in previous studies, but yet we do not know which one dominantly contributes to the heating. To understand heating process, the chromosphere is an important layer. For example, there is a possibility that energy generated by magnetic reconnection occurring in the chromosphere is propagated to the corona. To estimate how much energy is dissipated in the chromosphere, one of the important physical parameters is temperature. It is difficult to measure chromospheric temperature because the chromospheric lines are formed in non-Local Thermodynamic Equilibrium environment. Meanwhile, radio observation serves as a method of measuring the chromospheric temperature. Intensity of radio wave is well described by the Planck function, and thus temperature can be easily derived. However, radio waves have long wavelengths, so attaining high spatial resolution with radio observation is difficult due to technical restrictions.

In this study, we measured the chromospheric temperature with a spatial resolution of about 5 arcsec by using Atacama Large Millimeter / submillimeter Array (ALMA), which has started solar observation since 2016. This resolution is twice better than that in the previous radio observation. The observed region is where magnetic field concentrates located at the south-east hemisphere on the solar disk. To compare this, we obtained the photospheric magnetic field by using the Solar Optical Telescope / Spectro-Polarimeter (SOT / SP) and the coronal intensity by using the X-ray Telescope (XRT) onboard the Hinode satellite, and the chromospheric intensity by using the Interface Region Imaging Spectrograph (IRIS) simultaneously.

First of all, we compared the chromospheric temperature structure with its environment. Our result show that the region where the chromospheric temperature is highly fluctuated is not located above the relatively strong photospheric magnetic field, but rather above its surrounding region. The positive and negative magnetic fields are mixed in this region, which is preferable for frequent occurrence of magnetic reconnection.

In addition, we focus on 10 events which showed particularly large temperature increase, and we see what kind of response appear in the upper atmosphere, and the cause of these temperature fluctuation. One of the events shows loop-like brightening in the XRT images, and it was found to be an enhancement originating from micro-flare. The intensity of the transition region observed by IRIS was enhanced at the same location as ALMA, which was located at the footpoint of the micro-flare. By examining the increase of intensity of XRT and of ALMA, we estimated the amount of energy release in the chromosphere and the corona, respectively. And it was found that the thermal energy of this micro-flare is estimated to the order of 10^{27} erg in the corona, although that is only 10^{24} erg in the chromosphere. The difference of these energy amount indicates that micro-flare occurs in the corona dissipated most of energy by reaching the chromosphere. On the other hand, in the five events, the brightening was shown only in the chromosphere and the transition region, and in these two regions, the brightening was shown almost simultaneously, while in the other events the brightening were shown only in the chromosphere.

These were observed around the strong magnetic field and near the polarity inversion line. This indicated that, though both events are associated with magnetic reconnection, this difference occurs due to the difference of height where the magnetic reconnection occurs.

In this study, we found that temperature fluctuation of the chromosphere become active in the region where magnetic reconnection is likely to occur. However, even if there is an event with the same temperature increase in the chromosphere, its origin may occur at multiple layers, and it turned out to be not simple.

Contents

要旨	i
Abstract	iii
1 イントロダクション	1
1.1 太陽大気構造	1
1.2 加熱メカニズム	3
1.2.1 波動加熱説	3
1.2.2 ナノフレア加熱説	5
1.3 彩層でのエネルギー・質量輸送	7
1.4 電波観測	8
1.5 本研究の目的	10
2 観測と解析	14
2.1 ALMA 観測	14
2.1.1 ノイズレベルの推定	18
2.2 Hinode 観測	20
2.3 IRIS 衛星観測	22
2.4 視野合わせ	22
3 結果	26
3.1 時間平均構造の比較	26
3.2 時間変動の特徴	29

3.2.1	時間変動の空間分布	29
3.2.2	温度上昇イベントの特徴	30
3.3	上層大気の変動と彩層温度の応答	33
3.3.1	XRT,IRIS の増光を伴うピーク	35
3.3.2	IRIS のみ増光を伴うピーク	38
3.3.3	XRT, IRIS で大きな増光が見られないピーク	40
4	議論	42
4.1	時間平均構造の比較	42
4.2	温度上昇イベント	43
4.3	大きな温度変動を示すピクセル	46
4.3.1	フレアライクな時間変動	46
4.3.2	IRIS のみ増光を伴う例	47
4.3.3	ALMA でのみ大きな増光が見られた例	48
4.4	温度上昇のまとめ	49
4.5	波動について	51
5	まとめ・今後の展望	53
5.1	まとめ	53
5.2	今後の展望	54
	謝辞	57
	参考文献	62

Chapter 1

イントロダクション

1.1 太陽大気構造

太陽大気は、主に温度構造によっていくつかの層に分類されている。図 1.1 は太陽大気の密度と温度の高さ分布である。太陽大気は、約 6000 K の下層大気である光球、それよりもはるかに高温な約 100 万 K の上層大気であるコロナ、そしてそれらの中間に存在する約 1 万 K の彩層で構成されている。太陽中心部での核融合反応によってエネルギーが生成されているため、熱源は太陽内部に存在することになる。そのため、上層の大気の方が低温になることが期待されるが、実際は温度最低層と呼ばれる光球と彩層の境界を越えると高度の上昇にしたがって温度が上昇していく。この温度構造が形成される原因はまだ解明されておらず、「コロナ・彩層加熱問題」と呼ばれている。

また、彩層・コロナの加熱は空間的に一様ではなく、磁場構造によって加熱される量が異なると考えられている。図 1.2 に光球磁場・彩層放射強度・コロナ放射強度の全球データを示す。太陽には、大別して磁場があまり存在しない静穏領域と黒点など強磁場を多く含む活動領域の 2 種類が存在する。そして、彩層・コロナの放射強度と光球磁場構造を比較すると、静穏領域では放射強度も小さく温度の低いプラズマがメインで構成されている事がわかり、一方の活動領域では放射強度が大きく温度の高いプラズマによって構成されている事がわかる。実際 Withbroe & Noyes (1977)

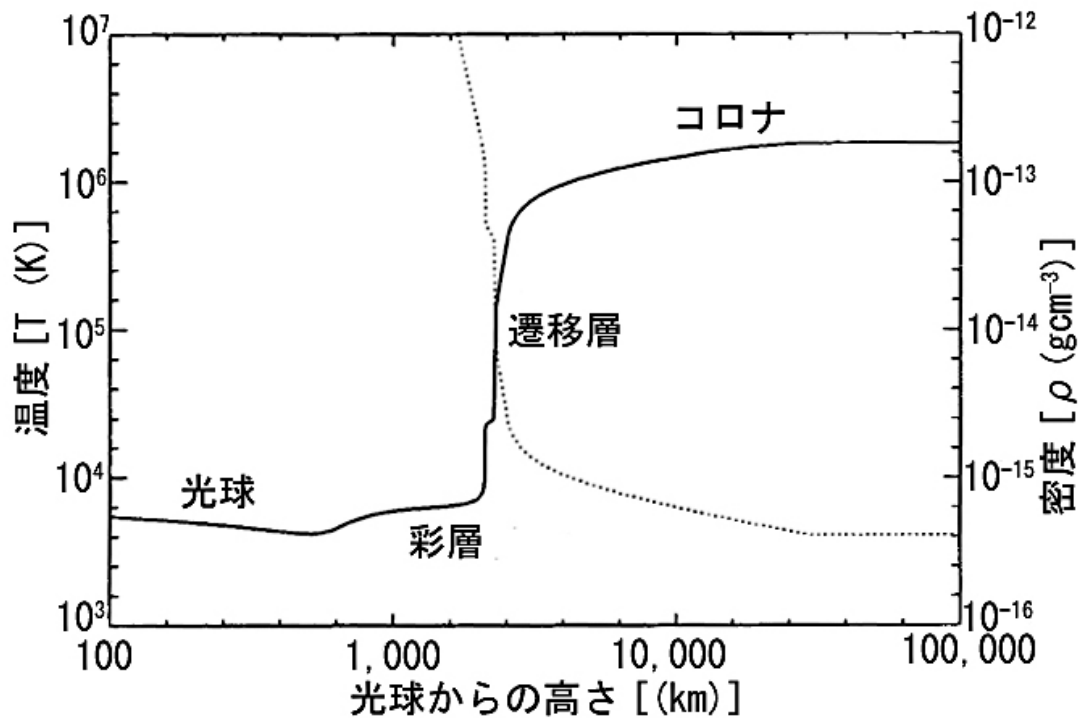


Figure 1.1: 太陽大気の密度と温度の高さ分布. 点線は密度, 実線は温度の高さ分布を表している. (https://www.rikanenpyo.jp/kaisetsu/tenmon/tenmon_033.html より転載)

によると, 静穏領域の加熱に必要なエネルギーは彩層で $4 \times 10^6 \text{ erg/cm}^2/\text{s}$, コロナで $3 \times 10^5 \text{ erg/cm}^2/\text{s}$ であるのに対して, 活動領域では彩層で $10^7 \text{ erg/cm}^2/\text{s}$, コロナでは $10^6 \text{ erg/cm}^2/\text{s}$ である. ここで, コロナよりも温度が低い彩層の方が多くのエネルギーを必要とするのは, 彩層の方が密度が高いためである.

高温に加熱された大気は, 太陽風を駆動していると考えられている. 太陽風は太陽圏を形成し, 太陽系の惑星の周囲の環境に影響を与える. そのため, 彩層・コロナ加熱問題を理解することは重要である. 例えば, 地球では太陽風と地球磁場が相互作用し地球磁気圏を形成しているが, 太陽プラズマが地球の近くまで侵入し, オーロラを作ったり磁気嵐を起こしたりする. 一方で, 太陽は G 型の主系列星であり, 恒星の中ではごくありふれた星である. そのため, 太陽物理を理解することはその他の恒星物理の理解へ繋げる事ができると考えられており, 大気加熱問題を解明するもう一つのモチベーションになっている. 実際, コロナが観測されている恒星も存在している. 太陽観測は, 恒星観測に比べて圧倒的に高い空間分解能での観測を行う事ができ

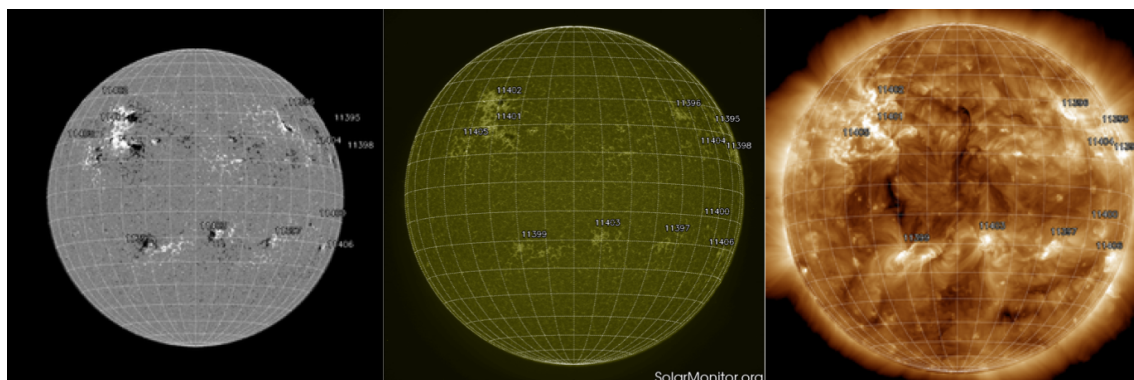


Figure 1.2: それぞれ SDO 衛星によって撮影された太陽全球データ. 左: マグネトグラムによって撮影された太陽光球磁場の全球データ. 白色が正極, 黒色が負極を表す. 中央: $1600\text{\AA}$ の波長で撮影された彩層下部の全球データ. 右: $193\text{\AA}$ の波長で撮影された. コロナの全球データ. 光球磁場が強い領域と彩層・コロナの放射強度が大きい領域が相関している様子が見られる. 画像は <https://www.solarmonitor.org/> より引用した.

るので, 太陽の観測を恒星に応用するのはかなり効果的である. このように, 大気加熱を考えることは, 太陽物理の理解を進めるだけでなく, その他の恒星や太陽系の惑星の物理を理解する事にも繋がるため重要である.

1.2 加熱メカニズム

太陽大気を加熱しているエネルギーの源泉は, 太陽の対流運動であると考えられている. 対流運動は彩層・コロナを加熱するのに十分なエネルギーを持っている. そして, 対流運動のエネルギーは磁場を介して上空へ輸送されていると考えられており, その手段として以下の2つのメカニズムが考えられている.

1.2.1 波動加熱説

波動加熱説とは, 光球での対流運動により磁力線に磁気流体波が生じ, それが上空で散逸し熱エネルギーに変化することによって上空の加熱が行われているという説である. 光球で発生した圧縮性の MHD 波は, 密度の変動を引き起こし, コロナに達する前に波のつつ立ちが起こり熱エネルギーに変化したり, 密度成層の強い遷移層を超える事が出来ずに反射されると考えられている. そのため, 彩層を加熱する上で重

要な波であると考えられている。一方アルフベン波は非圧縮性の波であり、彩層で熱エネルギーに変化する事なく、コロナに到達する事ができると考えられている。そのため、コロナを加熱するのにはアルフベン波が重要であると考えられている。しかし、コロナ中でいかにエネルギーを散逸させるかを解明することが重要な課題となっている。太陽大気中の波動はあらゆる高度で見つかっている。(e.g. Okamoto et al. 2007, Tomczyk et al. 2007)

波が大気の加熱に寄与するかどうかを見極めるためには、波動の存在のみでなく十分なエネルギーを運んでいるか、そして熱へと変化しているかを調べる事が重要である。波のエネルギーフラックスは

$$F = \rho \delta v^2 v_g + (B_0 \times \delta v) \times \delta B \quad (1.1)$$

で与えられる。ここで、 ρ は密度、 δv は速度の振幅、 v_g は群速度、 B_0 は背景磁場強度、 δB は磁場の振幅である。よって、波のエネルギーフラックスは物理量(磁場・速度)の振幅と群速度(波のモード)を決定することで推定する事ができる。そのため、光球・彩層・コロナそれぞれで物理量を定量的に診断する事が重要である。

彩層加熱を調べる上で、波のエネルギー推定は多く行われており、主に波のモードとして音波を仮定してエネルギー推定がなされる場合が多い。活動領域、静穏領域それぞれで光球や彩層において波動観測されていて、多くの観測結果がある。Bello Gonzales et al. (2010) は Sunrise (Solanki et al. 2010) IMax による彩層における波動観測を静穏領域で行い、 $6.4 \times 10^6 \sim 7.7 \times 10^6$ erg/cm² 程度のフラックスが 5.2~10 mHz の範囲にあるので、彩層・コロナの加熱の 2 倍以上のエネルギーが存在することを示した。また、Fujimura & Tsuneta (2009) はひので衛星 (Kosugi et al. 2007) に搭載されている可視光磁場望遠鏡 (SOT; tsuneta et al. 2008)/Spectro-Polarimeter (Lites et al. 2013) を用いて、活動領域において光球で波動モードを特定しエネルギーフラックスを推定することに成功し、光球から流出しているエネルギーフラックスが彩層・コロナの加熱に十分であることを示した。Kanoh et al. (2016) は黒点において光球で波動モードを特定し、光球・彩層の物理量振幅を診断することでそれぞれの層でのエネ

ルギーフラックス及び散逸量の推定した。その結果、彩層での波動エネルギーの散逸量は彩層の加熱に十分である一方で、コロナの加熱には不十分であることを示した。一方、Fossum & Carlsson (2005) は Transition Region And Coronal Explorer (TRACE; Handy et al. 1999) を用いて、彩層での波動観測を行い、彩層中の波動エネルギーを推定したが、彩層を加熱するのにエネルギーの 10 分の 1 程度にしか満たないことを示した。また、McEwan & de Moortel (2006) も TRACE を用いてコロナで波動観測を行い、コロナ中の磁気音波のエネルギーがコロナ加熱に全く足りないことを示した。このように、多くのエネルギー推定が行われているが結果は研究によって異なり、実際に彩層・コロナの加熱に十分であるかは未だにわかっていない。そのためより正確なエネルギー推定を行う事が重要である。

彩層はプラズマ β (磁気圧とガス圧の比) が 1 になる領域であり、波動はモード変換を起こす。また、波の非線形の効果も無視できないため、波動はより複雑なふるまいをする。そのため、光球だけでなく彩層でもモード特定をする事が、より正確なエネルギーフラックスの推定に不可欠である。モード特定は物理量の位相関係を調べることで可能になるが、彩層での物理量の診断は光球に比べて複雑であり、まだ進んでいない。さらに、光球から彩層でのエネルギーフラックスの減少が本当に彩層での散逸や大気の加熱に関与しているのかは自明ではない。温度変動を直接観測できれば波の振幅の減少から測る波の減衰と大気の温度の上昇と対応関係を調べることができ、エネルギーフラックスの差と散逸・加熱量の正確な対応関係を見つけることができる。

1.2.2 ナノフレア加熱説

ナノフレア加熱説とは、上層大気中で小さな磁気リコネクションによるエネルギー解放が起き、太陽大気が温められるという説である (Parker 1972)。ようこう (Ogawara et al. 1991) に搭載された Soft X-ray Telescope (SXT, Tsuneta et al. 1991) でのマイクロフレア ($\geq 10^{27}$ erg) の観測以降、太陽コロナ中では小さなフレアが多く起こっている事がわかり、コロナ加熱の有力な説であると考えられてきた。しかし、現在観測され

ているフレアのエネルギー量の総和はコロナ加熱に必要なエネルギーの 10~20%程度にしか満たない。そこで、現在観測されているものよりもさらに小さなフレアのエネルギーが加熱に十分であることを調べる事が重要である。

まず、フレアには以下のようなシンプルなスケール則がある事が知られている。

$$\frac{dN(E)}{dE} = A \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \quad (1.2)$$

ここで、 $N(E)$ は、エネルギー E を持つフレアの個数、 A は定数である。 E_1, E_2 の範囲のエネルギーの総和は以下のように求められ、

$$\int_{E_1}^{E_2} N(E) E dE = \frac{A}{E_0^\alpha} \left(\frac{1}{2-\alpha} \right) (E_2^{2-\alpha} - E_1^{2-\alpha}) \quad (1.3)$$

α が 2 以上であれば、小さなフレアのエネルギーが支配的となる。つまり、べきの傾きが $\alpha > 2$ であれば、現在観測されていないより小さなフレアによってコロナが加熱されている可能性がある。一方で、過去の研究 (Shimizu 1995) では 10^{27}erg 以上のエネルギー範囲でのべきの傾きは $\alpha < 2$ で小さなフレアは加熱に重要ではない事が示唆されている。(図 1.3)

また、Aschwanden et al. (2000) や Parnell & Jupp (2000) などによって、TRACE を用いた紫外線観測によって $10^{24} - 10^{26}\text{erg}$ の範囲でのフレアの統計解析も行われている。Aschwanden et al. (2000) ではべきの傾きは -1.6 程度であるのに対して、Parnell & Jupp (2000) では $-2 \sim -2.5$ と研究によってかなり異なる数値が出ている。紫外線を用いたエネルギー推定は不確実性が大きいため、サンプルの選び方やエネルギーの求め方によって結果は変わってしまう。そのため、もっと精度良く小さなエネルギーを特定することが一つの課題である。

一方で、Ishikawa et al. (2017) では Hinode に搭載されている X-ray telescope(XRT; Golub et al. 2007; Kano et al. 2008) で増光の起こらない(小さなフレアも見られない)静かな活動領域のコロナのプラズマ中でも 1000 万度を超える成分が存在することを示した。1000 万度を超える成分を波動による加熱で生成するのは難しい (Schmelz et

al. 2009). 一方, ナノフレアのエネルギー規模でもコロナ中に 1000 万度のプラズマ成分が生成されることがシミュレーションから示唆されている (Klimchuk et al. 2008). そのため, 直接個々のイベントは観測できないサイズのナノフレアが起きていることが示唆されている.

1.3 彩層でのエネルギー・質量輸送

上記のような加熱メカニズムを考える上で彩層は重要な層である. なぜなら, まず波動は, 密度成層の影響で上方へ伝播するほど振幅が大きくなり彩層に到達すると非線形の効果を受ける. また, 彩層中では音速とアルフベン波の速度が等しくなる領域が存在し, モード変換を受ける. 光球からコロナへの波動の伝搬を考えるのに彩層の存在は無視できない. また, 磁気リコネクションによるエネルギー解放も彩層で観測される. 彩層内でマイクロフレアが起きている証拠は数多く観測されている. De Pontieu et al. (2009) では Hinode に搭載されている EUV imaging spectrometer (EIS; Culhane et al. 2007) を用いて, 太陽コロナ輝線を観測し, コロナループの足元では blue shift が卓越していることを示した. そして, 彩層・遷移層のプラズマの一部が磁気リコネクションによって, コロナ温度まで加熱され上昇することによって, コロナを高温プラズマで満たしている可能性を示唆した. また, コロナ中で起きたリコネクションによって生じた非熱粒子が彩層に落ちてきて熱化すれば, コロナのマイクロフレアを温度上昇として捉える事ができる.

また, コロナからは常に太陽風が吹き出しており, 質量損失が生じている. そのため, 太陽風を維持するためには, 彩層からの質量輸送が重要であるため, スピキュールなどによる彩層から上方への質量輸送を調べる事も重要である.

彩層の物理現象を定量的に理解するためには, 物理量の診断が不可欠である. まず, 波動によるコロナ・彩層の加熱調べる上で, エネルギーフラックスの推定が重要である. それに必要な物理量の一つである速度は彩層ラインのドップラーシフトから導出できる. 速度の振幅から運動エネルギー・ポインティングフラックスを特定することにより, エネルギーの伝搬・散逸を捉える事ができる. また, 密度は紫外線

の輝線の強度比 (O IV ラインペア) などを用いて遷移層の高さで推定されている。温度は電波領域もしくは紫外線の放射強度などを用いて観測されている。まず、フレアによって生じる熱エネルギーは

$$E = 3nk_B\Delta TV \quad (1.4)$$

推定される。ここで、 n は電子数密度、 k_B はボルツマン定数、 ΔT は温度変動幅、 V は体積である。そのため、加熱問題を考える上で温度変動の正確な測定は重要である。また、温度と速度、磁場の位相関係を比較する事で波動モードの特定もできる。

速度や密度に関しては紫外線や H_α などを用いた高空間分解能での観測が行われ (Roupe van der Voort et al., 2015 など), 診断が行われているが、温度は紫外線では部分電離の影響で放射メカニズムが非局所熱力学平衡の状態であり、放射強度と温度の関係が単純ではなく、正確な温度測定は難しい。

1.4 電波観測

彩層の温度変動を捉えるためには、上述のように紫外線観測では困難である。一方、電波観測では容易な背景がある。彩層での電波の放射は、電子同士の衝突によって起こる。そのため、彩層で観測される多くの輝線や吸収線とは異なり、局所熱力学平衡の状況下にあると仮定して良く、源泉関数がプランク関数と等しくなる。また、電波の領域ではレイリー・ジーンズの近似が有効であり、放射強度と温度が線形の関係となる。そのため、電波放射強度は彩層の温度計のようにふるまい、より正確な温度診断に有効である。詳細は Chapter 2 に記述されている。

その一方で、電波は波長が長く、高分解能での観測を行うためには、可視光や紫外線に比べて大きな口径を持つ望遠鏡、もしくは複数のアンテナを組み合わせる干渉計が必要になる。彩層を観測できる電波はミリ波からサブミリ波である (図 1.6)。過去のミリ波観測は Nobeyama45m 望遠鏡などによる単一鏡での観測がほとんどである。例えば、Iwai & Shimojo (2015) は Nobeyama45 m 望遠鏡を用いて黒点の温度構造を観

測したが、その分解能は 115GHz の波長で 15'' であった。そのため、空間構造までは分解できず、黒点などの大きな構造に対しての研究が多い。また、安定した像を作成するためには、長い積分時間が必要であり、時間変動を追うような観測はほとんどなされていなかった。数少ない例として、White et al. (2006) が Berkeley-Illinois-Maryland Array (BIMA) によって、85GHz の波長帯において空間分解能 10'' での観測を行っており (図 1.4), 静穏領域、活動領域それぞれで時系列解析を行った。周波数解析の結果から 3mHz, 5mHz のピークが検出され、これらが彩層中に存在する圧縮波であると示唆した。結果の図が図 1.5 である。また、彩層に存在する波動による電波で観測される温度変動を調べた数値計算も、Loukitcheva et al. (2006) によってなされており、波動によって彩層温度が有意に変動することを示した。しかし、その他の彩層を観測するスペクトル線との時系列の比較がなく、彩層のその他の現象 (マイクロフレアなど) の言及がなされていない。そのため、観測されたピークが本当に波動によるものかわからない。

このように、彩層の電波観測は物理量診断に有用である一方で、技術的困難から高空間分解能での観測に乏しかった。しかし、Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA, Wootten & Thompson 2009) が 2016 年より観測を開始し、数秒角スケールの空間分解能での電波観測が可能になった。これは、今まででは達成し得なかった分解能であり、微細な現象を捉えることができるようになってきた。また、高い空間分解能による観測はより空間的に小さいイベントをとらえることができ、(1.4) 式における V がより小さくなるため、エネルギー的にも小さいイベントを捉えることができるようになる。小さいイベントまで捉えられるようになると、例えばコロナで発生したフレアが彩層に降り注いだ時、それを温度上昇がとして捉えられる可能性がある。そして、捉えた温度上昇の信号からコロナでのエネルギーを推定できる可能性がある。このように、ALMA による高空間、時間分解能による観測は、彩層で観測されるダイナミクス (波動・マイクロ/ナノフレア、スピキュールなど) の温度を定量的に測定することができるため重要である。

1.5 本研究の目的

本研究の目的は、まず ALMA によって、観測例のない 5'' の空間分解能での彩層温度の時間変動の空間的特徴を理解することである。彩層温度は大局的な磁場構造 (静穏領域・活動領域) によって異なっていて、活動領域の方がより大きな加熱が必要であることはわかっている。しかし、活動領域内では黒点以外にもプラージュ領域 (黒点ではないが磁場が集中する領域)、磁気中性線など、より小さい光球磁場構造が存在する。これらの空間分布を空間分解した温度変動についての研究は、過去のミリ波観測では実施できなかった。そこで、光球磁場と、ALMA によって観測される彩層温度の空間分布や温度変動などを比較し、「光球磁場分布に対して彩層温度変動が活発な領域や有意な温度変動はどこで起こるか」を明らかにする。

また、もう一つの目的は ALMA によって観測される個々の温度変動に対して、上層大気はどのように応答するか、そして、今までの彩層～コロナの観測によって見つけているどの物理現象に対応するかを理解することである。ALMA による温度変動がどの物理現象をに対応するか特定することができれば、ALMA で得られる温度変動からエネルギー注入イベントや波動などを分離することができ、コロナ・彩層加熱問題の解明に寄与することができるからである。本研究では、特に大きな温度変動に注目した。これらのイベントを詳細に調べるために、光球磁場分布や彩層放射強度、X 線放射強度の時間変化と比較を行い、観測される大きな温度変動が何に起因するかを明らかにする。

本論文は以下の内容で構成されている。Chapter2 では観測および手法を記述する。また、Chapter3, Chapter4 ではそれぞれ結果とその解釈を述べる。また、Chapter5 では、まとめと今後の展望を記述する。

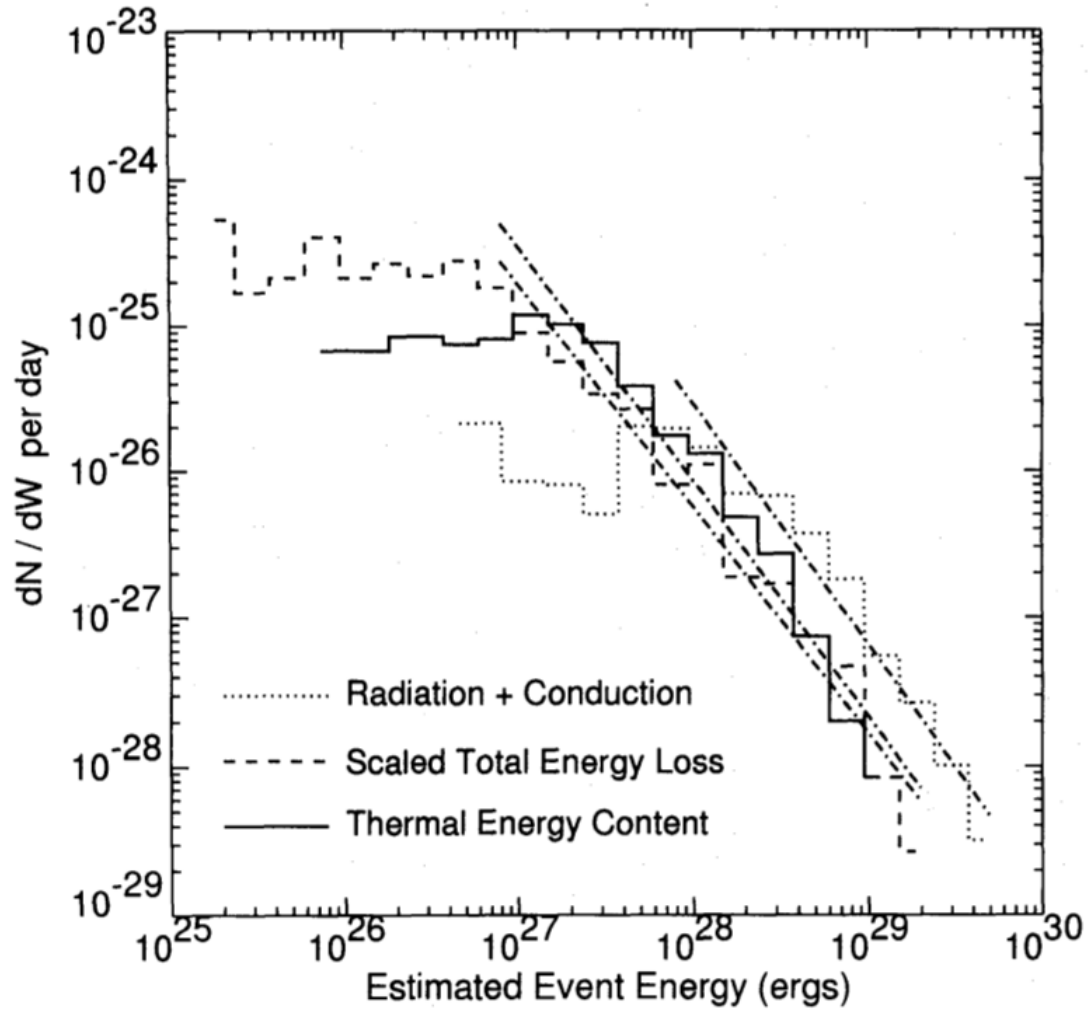


Figure 1.3: 突発的な増光のエネルギーに対する頻度分布. 点線は放射と伝導のエネルギー, 破線は総エネルギー量, 実線は熱エネルギー. それぞれのべきの傾きは 1.5 から 1.6 の間である. Shimizu (1995) より引用.

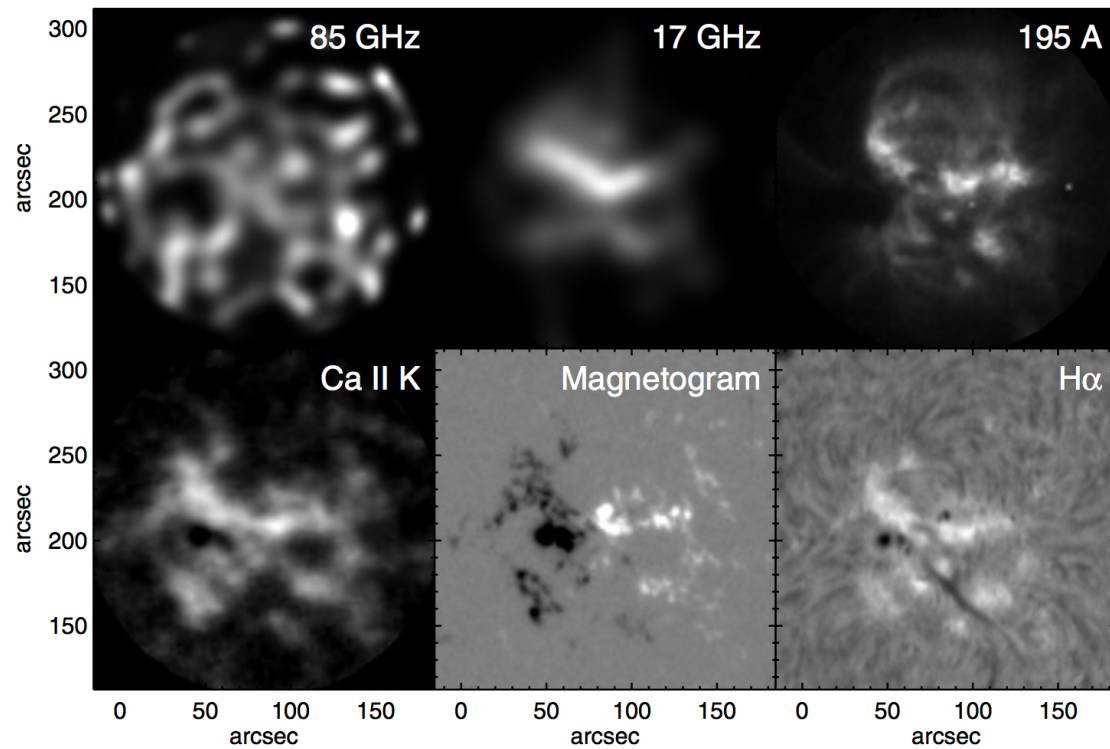


Figure 1.4: BIMA とその他の彩層・コロナ線及び光球磁場との比較. White et al.(2006) より引用

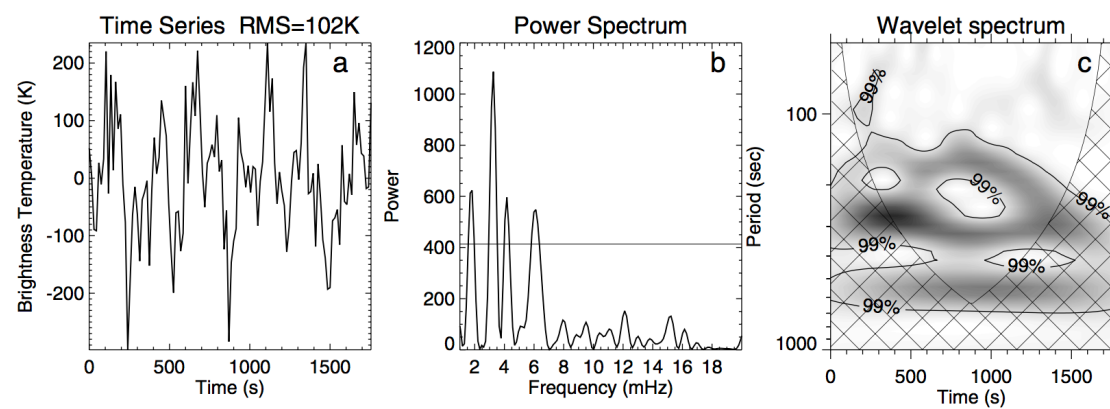


Figure 1.5: 活動領域において BIMA で観測された彩層温度の時間変動と FFT の結果. White et al.(2006) より引用

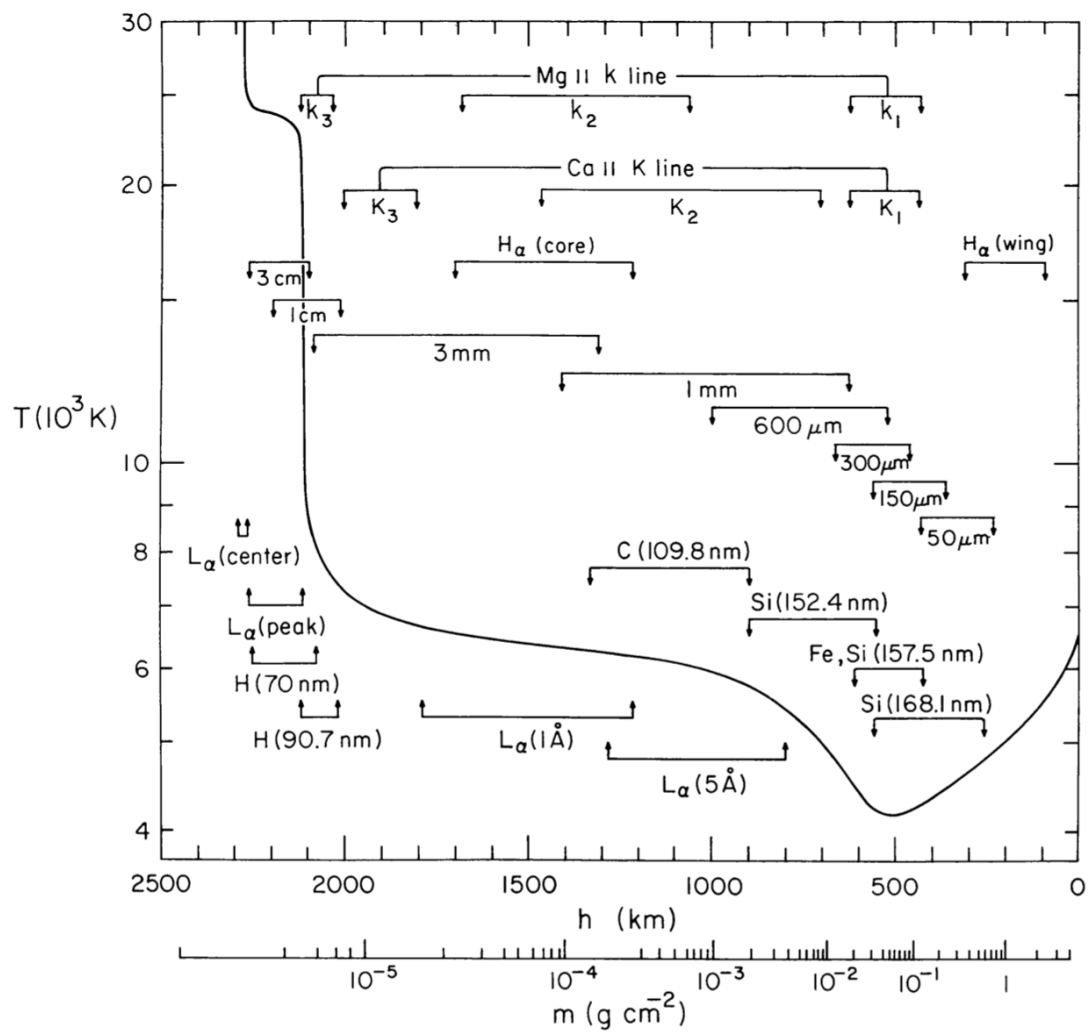


Figure 1.6: 極端紫外線コンティニューム, L_α , ミリ波などの観測から得られた静穏領域の高さ方向の温度分布. 書かれているバーはラインやコンティニュームのおおよその形成高度. Vernazza et al. (1981) より引用.

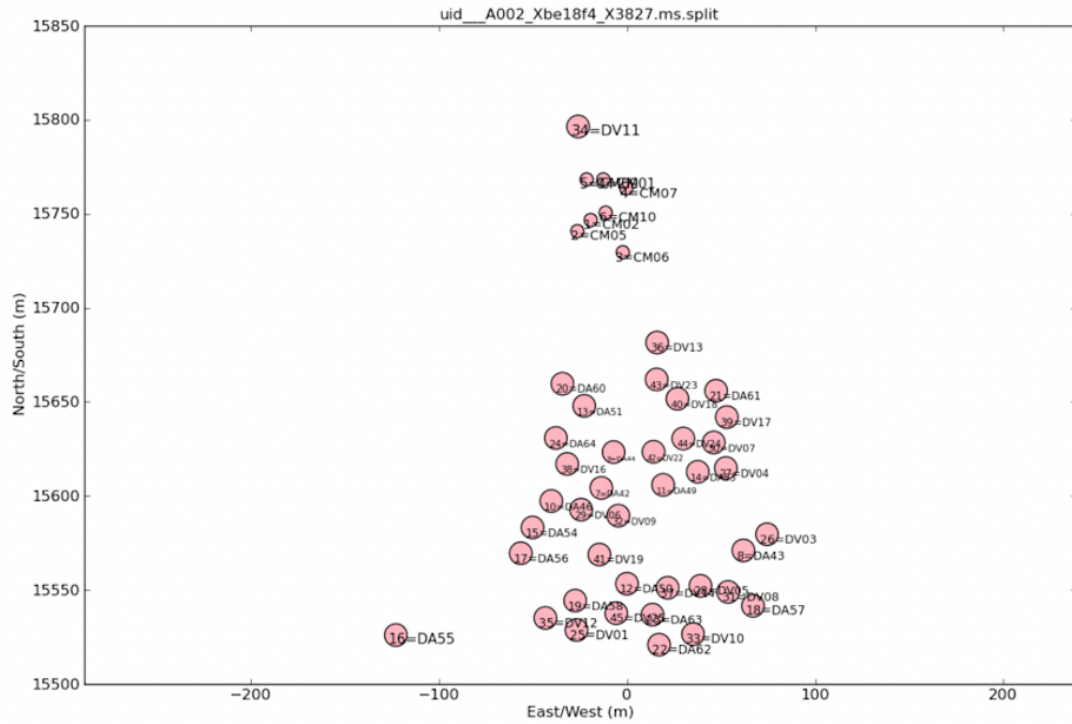
Chapter 2

観測と解析

今回用いるデータは「太陽マイクロフレア・ナノフレアのエネルギー評価」(2016.1.00030.S, Energy evaluation of micro- and nano-flaring heating events in solar active regions) という ALMA Cycle4 のプロジェクトによって観測されたもので, 太陽中心から見て, 南東に位置するプラージュ領域を観測した (図 2.5). 本研究では, 彩層温度変動の特徴に注目するために ALMA で観測される彩層温度のデータを中心に解析する. また, 温度変動の特徴と空間的な特徴を比較するために, Hinode SOT による光球磁場マップ, Hinode XRT によるコロナ放射強度, IRIS SJI による彩層放射強度の観測も合わせて行なっている. 2.1 では ALMA の観測について, 2.2 では Hinode 衛星による観測について, 2.3 では IRIS 衛星観測についてそれぞれ記述する. また, 2.4 では複数の観測機器で観測しているため位置合わせを行う必要があり, その手法について記述する.

2.1 ALMA 観測

ALMA はチリ・アンデスの高原に設置されたミリ波・サブミリ波帯の電波干渉計である. 7m の口径を持つアンテナが 7 台, 12m の口径を持つアンテナ 39 台で観測している. 観測は 2017 年 3 月 19 日に 15:33~16:26UT, 16:53~17:46UT, 18:16~19:10UT の 3 回行われた. 今回の解析では 1 回目のデータセットを使用した. アンテナ配置は C40-1 であり, アンテナ配置は図 2.1 のようになっていた. 最大の基線長は 249m であった. C40-1 は ALMA の太陽観測モードの中で, 一番コンパクトなアンテナ配



Antenna Configuration

Figure 2.1: C40-1 のアンテナ配置の図

置になっている. 空間分解能は最も長いアンテナの基線長で決まり, 今回の観測では $5''.0 \times 3''.9$ であった. この空間分解能は ALMA の中では一番低い空間分解能である. しかし, 低い空間分解能での観測は温度感度を向上させるため, より小さな温度変動も捉えることができる. また, 時間分解能は最大 2s であるが, 像の質を向上させるためデータを 20s 積分して像合成した. また, 像合成する際には, 空間分解能とは無関係にピクセルサイズを設定することができる. 今回はピクセルサイズ $0''.3 \times 0''.3$ で作成した.

現在, ALMA による太陽観測は Band 3 (100 GHz) と Band 6 (237 GHz) の 2 つの波長帯で観測を行なっている. Band 6 は短い波長を持っており, 同じ基線長で観測を行なった場合, Band 3 よりも高い空間分解能で観測できる. その一方, Band 3 では空間分解能の代わりに Band 6 より広い視野での観測できるという利点がある. 今回の研究では 100 GHz での観測を行なっている. 観測によって得られるデータは, 任

意の二つのアンテナ間の絶対値と位相差の組み合わせ(ビジビリティ)であり、空間方向のフーリエ成分を取得していることになる。原理的にはビジビリティを無限に獲得し、フーリエ逆変換を施せば真の画像が得られる。しかし、実際はアンテナの個数は有限であり、離散的なビジビリティしか得られない。これをそのまま逆変換すると、干渉縞(フリンジ)が生じてしまう。この効果を補正するために今回は、このデータを「clean」という手法を用いて逆変換することにより、輝度分布を得ている。cleanとは、フーリエ逆変換によって得た輝度マップにおいて最大値の点を点源とし、cleanビームという理想的なビームを畳み込んだ結果を差し引く。残った放射強度マップに対して同様の工程を繰り返し、残差が基準の放射強度を下回るまで繰り返す。これによって、有限のアンテナ配置による離散的なビジビリティデータを補正することができる。本研究では、Common Astronomy Software Applications(CASA)のprocedure「tclean」を用いて、像合成を行なった。また、すべてのアンテナを用いて像合成するとうまく合成できないことがわかり、12 m と 7 m のアンテナの組み合わせによるデータは用いずに合成を行なった。

ALMA は地球大気のゆらぎを補正するため、約 10 分おきに 3 分間クエーサーを観測している。フーリエ変換をする際には、この 3 分間は線形補間によって補間している。この線形補間による FFT 結果への影響は理論的にはあるピークが周囲の周波数へ広がる効果をもつ。そのため、周波数方向にあるピークが存在する場合、絶対値はなまされ小さくなってしまいが、ピークの周波数方向の位置には影響を与えないと考えられる。

通常干渉計で絶対温度を推定する場合は、宇宙の何もない部分を 0K として温度を診断する。しかし、太陽は観測視野よりも対象の方が大きいため、絶対温度をはかる事ができない。その場合、単一鏡の観測も併せて行う事で絶対温度を診断する事ができるが、今回の観測では行っていないため、絶対温度を測定する事ができず、像合成した画像の平均値からの差分しか知る事ができない。そのため、今回の ALMA 観測における温度は観測視野の平均値からのズレを表す。なお、今回の観測では温度の変動にのみ注目するため、絶対温度がわからなくても問題はない。

電波の波長帯では彩層電波領域の主な放射源は大気中に存在する自由電子の衝突

であり, 局所熱力学的平衡の環境下にある. そのため, 源泉関数はプランク関数で記述され, 電波の放射強度は以下の式で表すことができる.

$$I = \int_0^{\tau_{max}(\nu)} B_\nu(T(\tau)) e^{-\tau} d\tau \quad (2.1)$$

ここで, T は温度, $\tau_{max}(\nu)$ は源泉関数への有意な寄与が生じる最大の光学的深さである. optically thick な環境下では $\tau_{max}(\nu) = \infty$ である. また, $B_\nu(T(\tau))$ は周波数 ν でのプランク関数

$$B_\nu(T(\tau)) = \frac{2hc}{c^2} (e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1)^{-1} \nu^3 \approx \frac{2k_b}{c^2} T \nu^2 \quad (2.2)$$

である. ここで, h はプランク定数, k_B はボルツマン定数, c は光速である. また, 中辺から左辺への近似はレイリージーンズの法則を用いており, 波長の長い電波領域では有効な近似となる. 以上から,

$$I = \frac{2k_b \nu^2}{c^2} \int_0^\infty T e^{-\tau} d\tau \quad (2.3)$$

となり, $\int_0^\infty T e^{-\tau} d\tau = T_b$ として輝度温度を定義すると, 放射強度が温度と線形の関係になっている事がわかる.

図 2.2 は静穏領域の 3 次元大気モデルから輻射輸送計算を行った寄与関数の結果である. 寄与関数は放射強度がどの高度を反映しているかの割合をしめす関数である. 電波の波長帯で 100GHz の波長帯では, 彩層中部の温度を反映していると考えられる. 静穏領域では 960km(Wedemeyer-Böhm et al. 2007), 活動領域では 1550km(Loukitcheva et al. 2015) の高度で寄与関数が最大値をとる. ただし, 寄与関数の半値幅は 440km であり, 100GHz の電波観測は幅広い層を平均した温度を観測していることがわかる.

また, ジッターなどによる揺らぎの効果は, 連続する時間に対してクロスコリレーションをとり一番相関が良いところで合わせることで, 視野中心の時間変動を補正している.

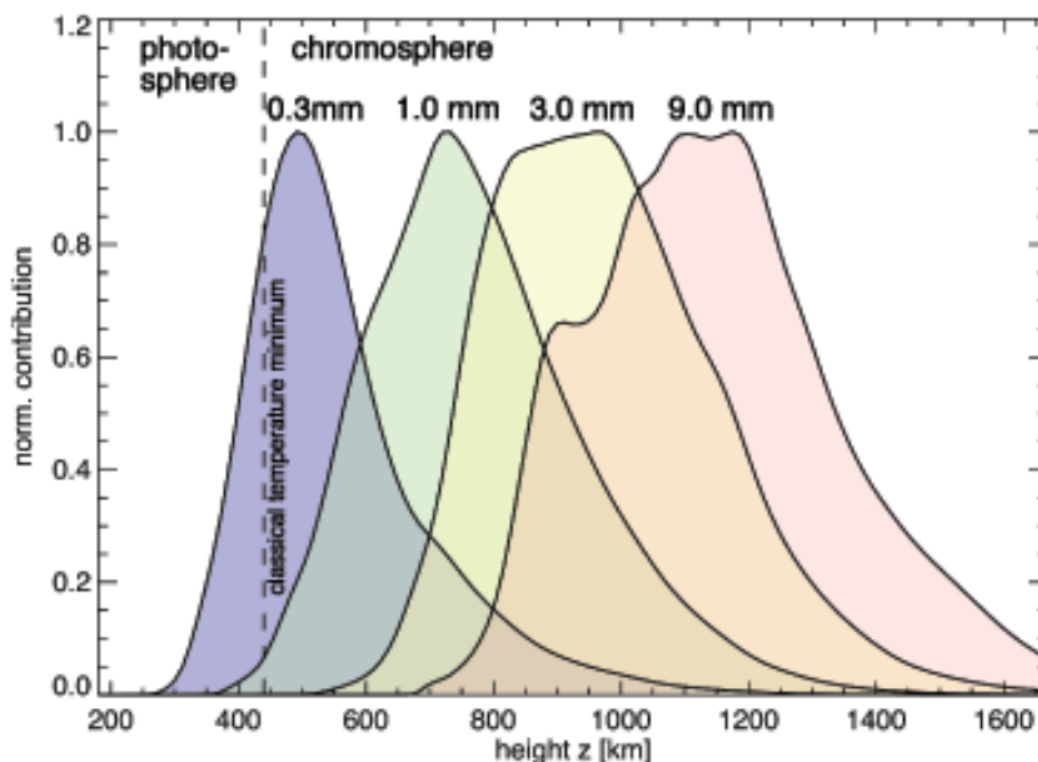


Figure 2.2: 静穏領域の太陽大気の数値モデルに基づく、太陽円中心での 0.3 mm, 1.0 mm, 3.0 mm, 9.0 mm の波長での連続体放射強度の寄与関数. 垂直の破線は温度最低層を表し、光球と彩層の境界である. Wedemeyer-Böhm et al. (2007) から引用.

2.1.1 ノイズレベルの推定

温度の時間変動が有意であるかを調べるためには、ノイズレベルの推定が必要である. 本研究では, Shimojo et al. (2017) の手法に従いノイズレベルの推定を行なった.

ALMA は 2 つの直交する直線偏光のデータ (以下 x, y 方向) をそれぞれ獲得している. 彩層磁場の影響によって円偏光が生じるが, Faraday 効果の影響は現在の ALMA の精度では捉えられない. また, x, y 方向のクロストークも無視できる. そのため, 原理的には x, y 偏光それぞれで合成した画像は同じものになるはずである. そのため, この 2 つの偏光で作成した画像の差分をノイズとみなす. 図 2.3 上段はある時間において x, y 偏光それぞれのみで像合成した結果であり, ほぼ同じ図が合成されている様子がわかる. また, 下段左は x 偏光で作成した画像から y 偏光で合成した画像を差し引いたものである. 元の温度構造によらずランダムに差分が現れている様子がわ

かる.

この差分値をヒストグラムにし, ガウスフィットすることでノイズレベル (1σ) を推定する. ノイズは時間に対して安定しているとは限らないため, この作業を各時間ステップで行い, ノイズを調べる. ノイズレベルの時間変化は, 図 2.4 である. 全ての時間でノイズレベルが 20K 以下である事がわかる. そのため, 今回はノイズレベルを 20K とした.

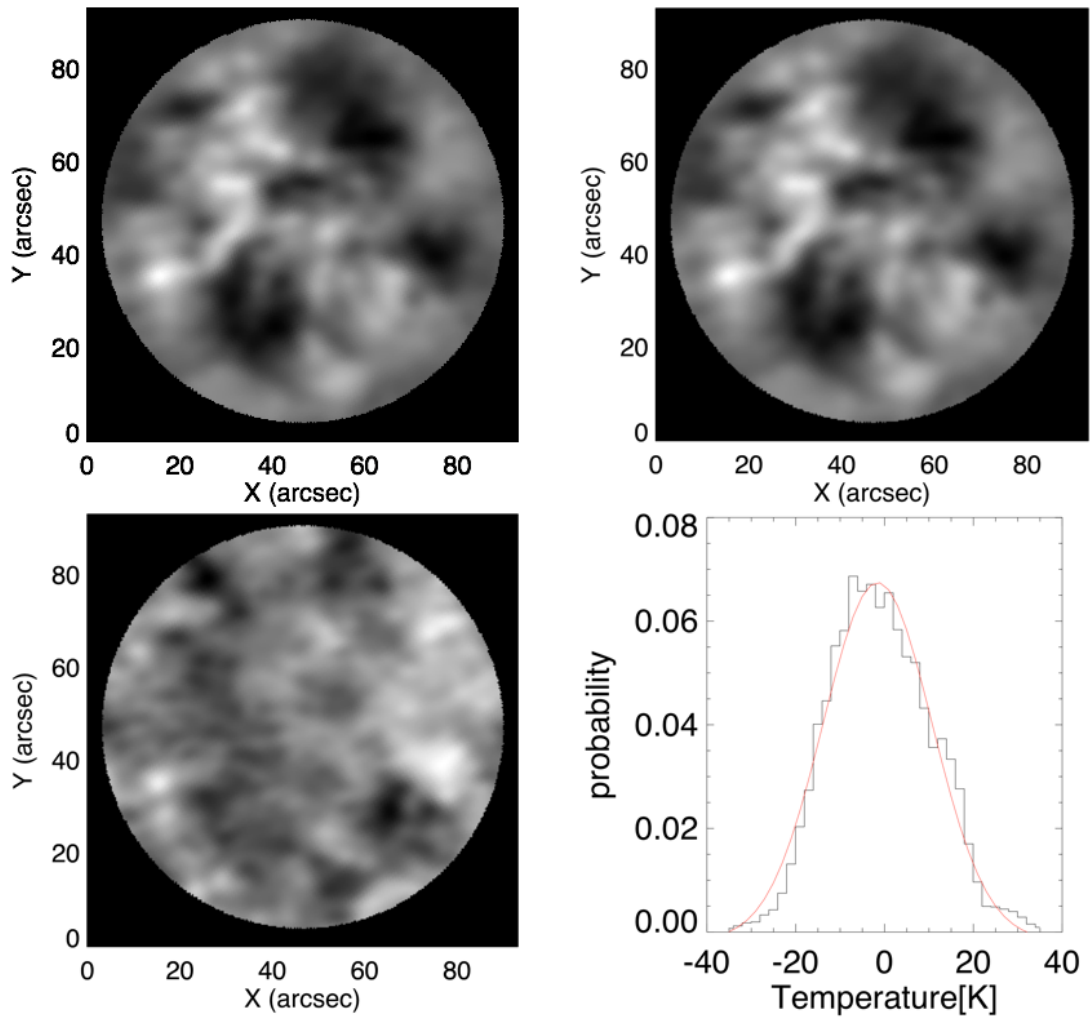


Figure 2.3: 上段左 : x 偏光で像合成したデータ, 上段右 : y 偏光で像合成したデータ, 下段左 : x 偏光から y 偏光を引いた差分, 下段右 : 差分のヒストグラム. 赤線はガウスフィットの結果

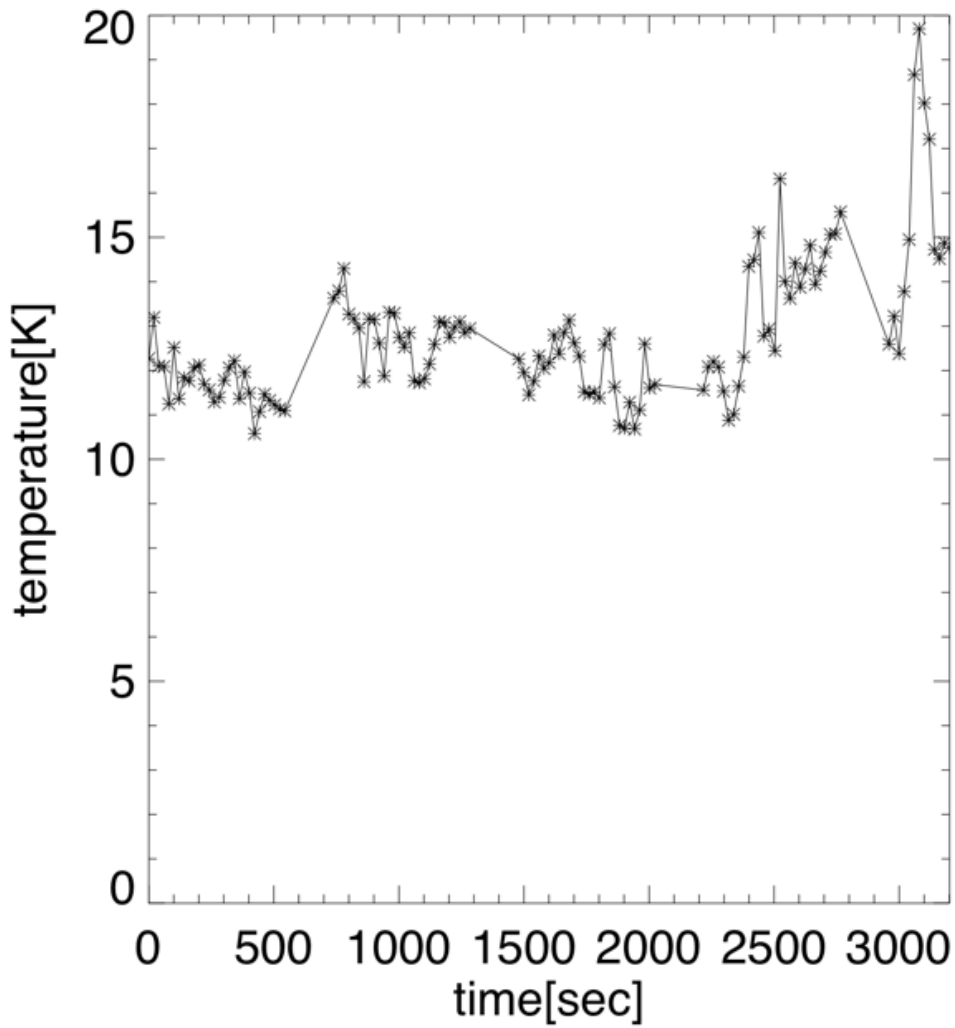


Figure 2.4: 各時間ステップで求めたノイズの時間変動

2.2 Hinode 観測

Hinode 衛星に搭載された SOT/SP では, Fe I 6301.5 Å, 6302.5 Å の吸収線を偏光分光観測し, 4つのストークスパラメータ IQUV を獲得している. ストークスパラメータ I は放射強度を表し, Q は 0° から 90° までの直線偏光成分の強度の差, U は 45° から 135° までの直線偏光成分の強度の差, V は円偏光成分の強度の差を表す. 得られるストークスパラメータに milne-eddington inversion を行うことで, 光球面での磁場を獲得できる. 今回の解析では, HAO/NCAR-CSAC より level2 データをダウンロードすることにより, 磁場情報を取得した. 今回 SOT-SP は $80''$ の視野を 256 点のスリット

位置で観測している. スリット幅は $0''.15$ であり, $0''.3$ 西へスリット位置を移動させて観測を行った. 一つのスリット位置での露光時間は 3.2 秒であり, 平均ケイデンスは約 30 分である.

XRT では, コロナを撮像観測している. XRT には複数のフィルターがあり, それぞれ観測する温度帯が異なっていて (図 2.5), 今回は Al-poly filter の観測を行っている. 空間分解能は約 $1''$ であり, 時間分解能は 2s であった. 観測視野は $128'' \times 128''$ である. XRT level 0 データ (生データ) 画像は, Solar Soft Ware の `procedure, xrt_prep.pro` によって較正された. `xrt_prep.pro` ではキャリブレーションは, 暗電流レベル, フラットフィールド, 宇宙線による高輝度ピクセルの除去が行われる. また, ジッターなど視野中心の揺らぎは `procedure, 'xrt_jitter.pro'` を用いて補正した.

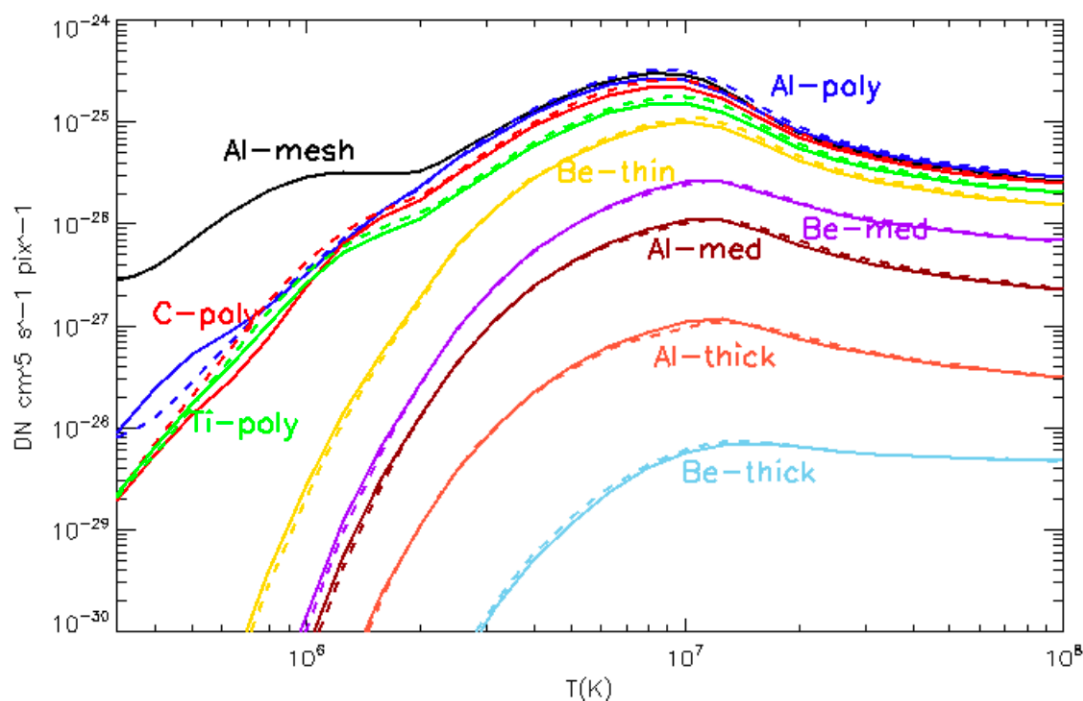


Figure 2.5: XRT のそれぞれのフィルターでの温度応答関数.

2.3 IRIS 衛星観測

Interface Region Imaging Spectrograph (IRIS; De Pontieu et al. 2014) は撮像観測により放射強度を測定する Slit-jaw image (SJI) とスリット部での分光観測している. 今回の観測では Si IV ($10^{4.8}\text{K}$), C II ($10^{4.2}\text{K}$), Mg II ($10^{4.0}\text{K}$) の 3 つの波長帯で観測している. SJI は, 1 回の撮像での視野は $60'' \times 65''$, 時間分解能は 22 秒であり, 空間分解能は $0''.34 \times 0''.34$ である. また, 次の撮像は視野中心を西へ $8''$ ずらして観測を行い, 8 点ごとに同じ領域を観測している. 最大の視野は $120'' \times 65''$ である.

今回の解析では, IRIS lmsal より level2 データをもちいている. level2 データは暗電流補正, フラットフィールド, 幾何学的補正などの装置のキャリブレーションを行っている (De Pontieu et al. 2014).

2.4 視野合わせ

Hinode SOT/SP, XRT, IRIS, ALMA の観測視野を合わせた. ただし, 通常, 異なる観測機器間で視野を合わせる際には, 画像間の相関を取ることがよく行われるが, "ALMA 観測で取得する放射強度図" と "他の観測機器で得られる放射強度" は構造が合うかわからないため, 相関によって視野を合わせることは困難である. そこで, 観測機器間で直接相関を取ることにはせずに, それぞれ太陽面上のどの位置を観測しているか個別に調べることで, 位置合わせを行った. まず, ALMA 以外のデータは Solar Dynamic Observatory (SDO; Chamberlin et al. 2012) によって撮られている全球データと相関を取ることによってどこを太陽面上のどこを観測しているかを調べた. Hinode SOT/SP は太陽全面で光球磁場を観測している SDO に搭載された Heliospheric and Magnetic Imager (HMI; Schou et al. 2012) と, IRIS SJI は $2794\text{\AA}$ の画像と SDO に搭載された Atmospheric Imaging Assembly (AIA; Lemen et al. 2012) $1600\text{\AA}$ の全球画像と Hinode XRT は SDO/AIA $94\text{\AA}$ とそれぞれ相関をとることによって正確な太陽座標を求めた. また, ALMA のアンテナのポインティングの確度は $2''$ よりも小さい (ALMA Partnership et al., 2016) ため, ALMA は観測の input 情報の座標をそのまま正確な座

標とした。図 2.5 は位置あわせの流れをまとめたものである。その後、大局的な構造を比較して、位置あわせの妥当性を確認した。その結果、ALMA の観測ポインティングを計算が間違っていることを発見し、修正を依頼した。また、IDL の `procedure, 'get_correl_offsets.pro'` を用いて、ALMA と IRIS で相互相関をとり一番相関が良くなるピクセルを確認し、最大値をとる位置がいずれの観測機器でも 2" 以内になっていることがわかった。これは、位置合わせの結果が分解能である 5" よりもよく決まっていることをサポートする。

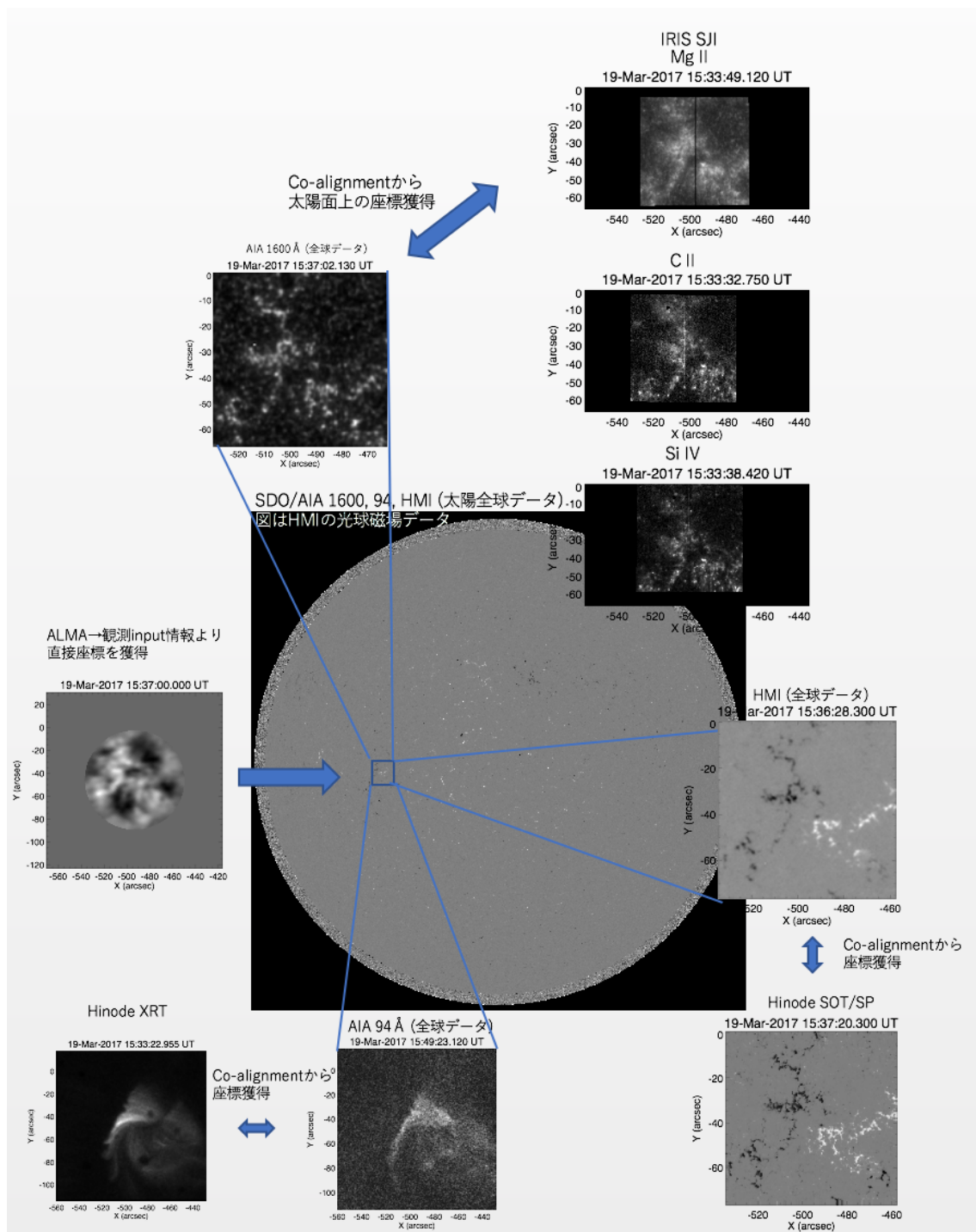


Figure 2.6: 各観測機器間のコアライメント

Chapter 3

結果

3.1 時間平均構造の比較

まずは, ALMA, IRIS, Hinode の解析に使用した時間全体 (15:33~16:26UT) で平均したマップを比較する. それぞれ時間平均マップが図 3.1 である. いずれの画像でも,

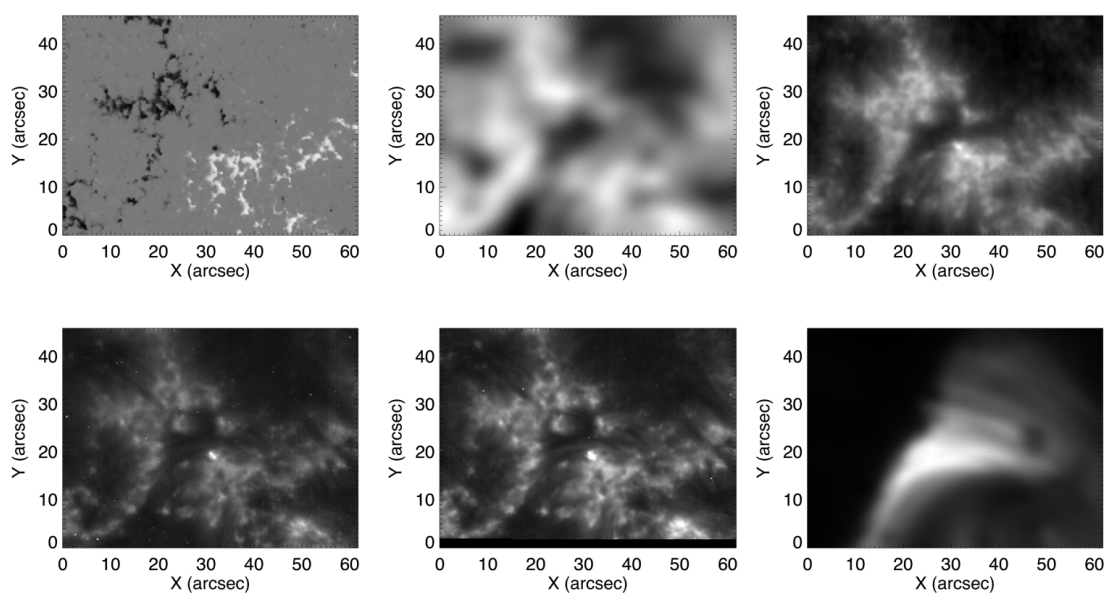


Figure 3.1: 解析領域の時間平均したマップ. 上段左は光球の視線方向磁場を表し, 白が正極, 黒が負極の磁場を表している. 中央は ALMA で得られた彩層温度, 右が IRIS SJI Mg II による彩層中部の放射強度である. また, 下段 左が IRIS SJI C II による彩層上部の放射強度, 中央が IRIS SJI Si IV による遷移層下部の放射強度, 右が XRT によるコロナ放射強度である. それぞれ白いほうが高い値を黒い方が低い値を示す.

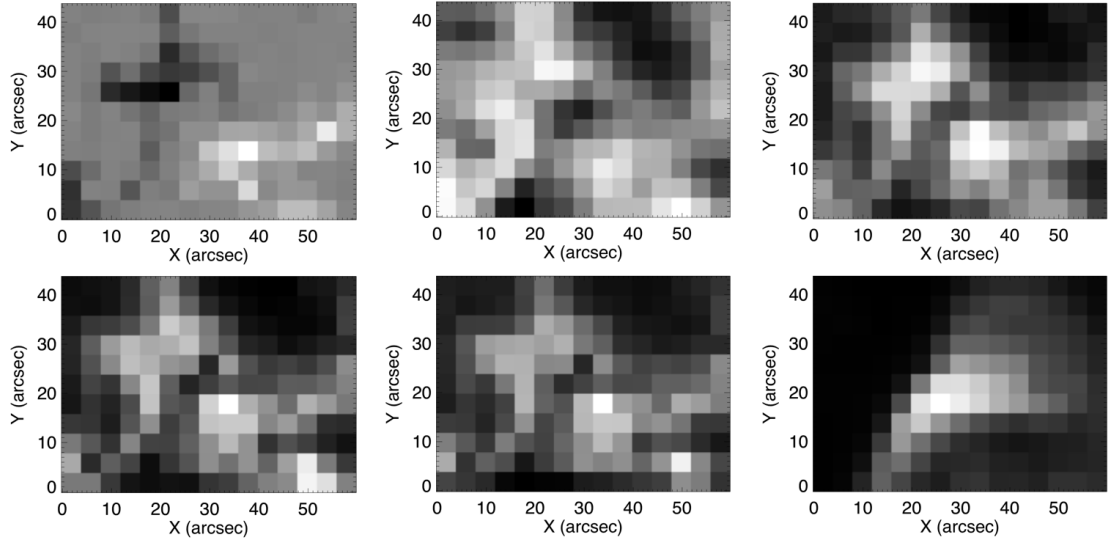


Figure 3.2: 図 3.1 を 4" にビニングしたもの.

大局的な構造は一致している様子が見られる. これ以降の解析では ALMA の空間分解能に合わせるために, ALMA, IRIS, Hinode のデータを全て 4" にビニングした (図 3.2).

一方で, 光球磁場の強いところに対して, 彩層放射強度, 温度は広がりをもっている. IRIS の放射強度が広がっているのは彩層での磁場の広がりによる効果, ALMA の広がり分解能によって全体がなまされる効果によるものであると考えられる. どの程度磁場と上層大気が相関しているかを調べるために Pearson の相関係数を求めた. Pearson の相関係数は

$$r = \frac{\sigma_{XY}}{\sigma_X \sigma_Y} \quad (3.1)$$

を用いて計算した. ここで, σ_{XY} は ALMA, IRIS SJI と光球磁場の共分散

$$\sigma_{XY} = \sum_i (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})/n \quad (3.2)$$

である. ここで, $\bar{x}$ は ALMA, IRIS のマップを空間平均した時の平均値, x_i は各ピクセルの値, $\bar{y}$ は光球磁場のマップを空間平均した時の平均値, y_i は各ピクセルの値, n は

総ピクセル数. また, $\sigma_{X(Y)}$ はそれぞれ ALMA, IRIS SJI と光球磁場の標準偏差,

$$\sigma_{X(Y)} = \sqrt{\sum_i (x_i(y_i) - \bar{x}(\bar{y}))^2 / n} \quad (3.3)$$

である. その結果, 磁場と SJI の相関はいずれも 0.7 程度であり, 彩層の放射強度と磁場の関係は完全な比例関係ではない. また, ALMA と磁場との相関はさらに悪くなり, 0.5 程度である. これは, 磁場構造と上層大気の違いは分解能の違いのみでは説明できない. そのため, 磁場強度の大きさと上空大気の温度は完全には比例しないことがわかる.

次に, ALMA 100GHz がどの高度を観測しているのか調べるために, IRIS の 3 つの SJI の中で ALMA と対応のいいフィルターを見つけ, 3 つの SJI と ALMA をそれぞれ比較した. 図 3.3 は各波長の SJI と ALMA の平均放射強度の散布図である. 散布

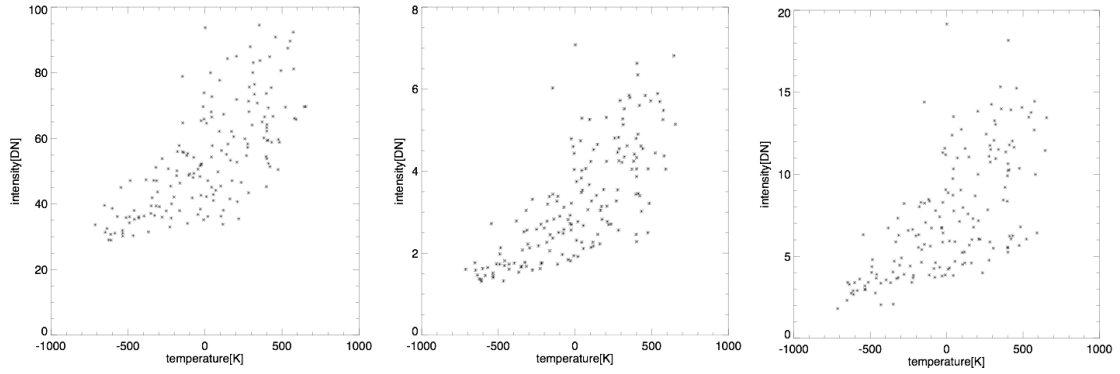


Figure 3.3: IRIS の 3 つの SJI 放射強度と ALMA 温度の散布図. 左からそれぞれ ALMA vs Mg II, C II, Si IV の散布図である. Pearson の相関係数はそれぞれ 0.70, 0.73, 0.65 である.

図はいずれのデータも強い正の相関をもっている事がわかる. また, ALMA と 3 つのフィルターに対して Pearson の相関係数を求めた. ALMA と Mg II, C II, Si IV それぞれ 0.70, 0.73, 0.65 となっている. このことから, ALMA と Mg II, C II の画像がよく対応している事がわかり, ALMA 100GHz が Mg II k から C II の間を観測していると考えられる. これは, 彩層中部から上部に対応する.

3.2 時間変動の特徴

3.2.1 時間変動の空間分布

ALMA の時間変動の活発さ (温度変動) とその空間分布を調べるために, 各ピクセルのタイムプロファイルの標準偏差を計算した (図 3.4). また, 標準偏差と各ピクセルの平均温度の散布図を書いたものが図 3.5 である. 図 3.5 を見ると, 0K 付近に大きな

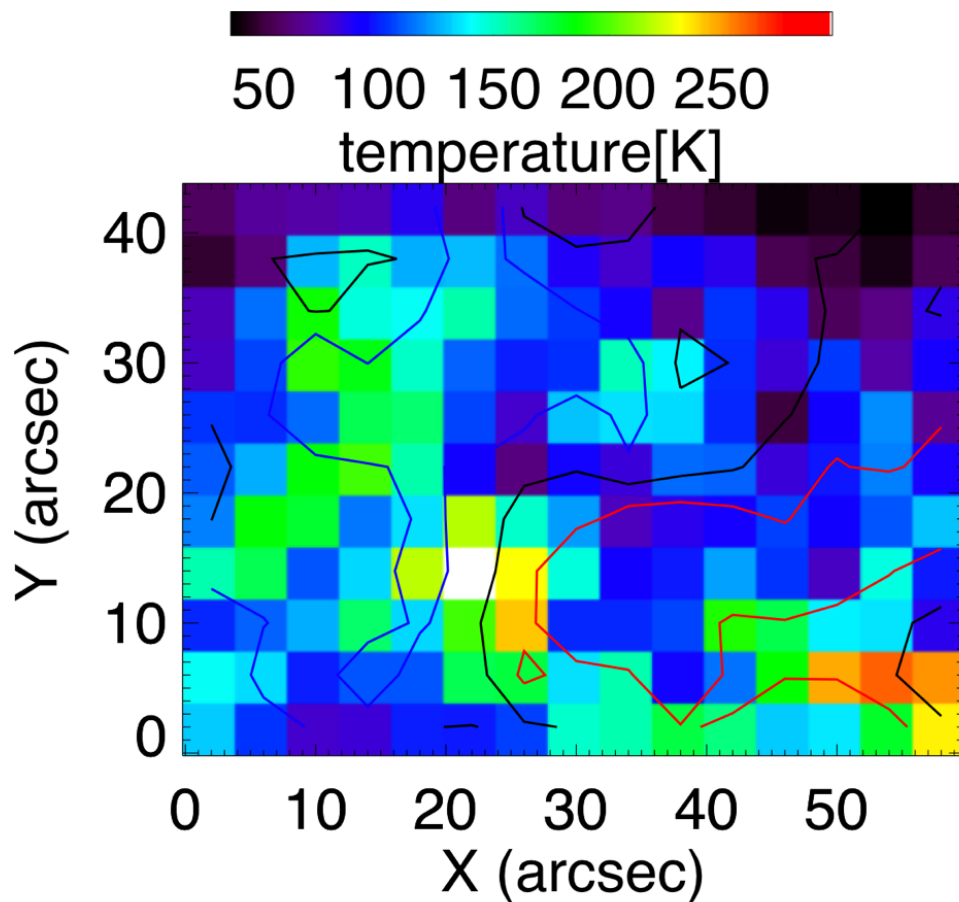


Figure 3.4: 各ピクセルの時間プロファイルから出した標準偏差の空間分布. 等高線は光球の視線方向磁場を表し, 赤線が+100G, 黒線が 0G, 青線が-100G

温度変動を示すものが存在し, これらは平均温度が高い領域 ($\sim 500\text{K}$) を上回る標準偏差をもつ. また, ALMA の平均温度と温度変動の大きさも強い相関は示さず, 相関係数は 0.34 である. 温度変動は温度が高くなっている領域よりもむしろその周囲の

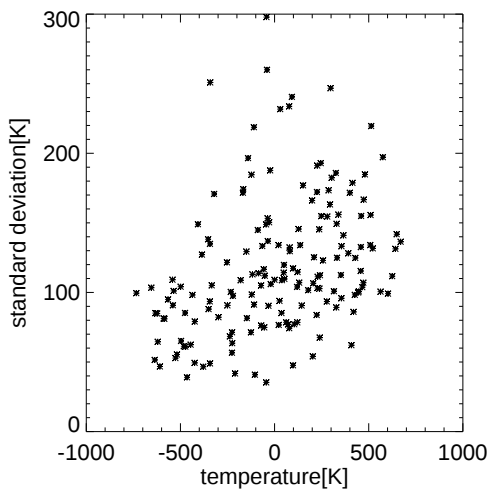


Figure 3.5: 各ピクセルの背景温度と標準偏差の散布図.

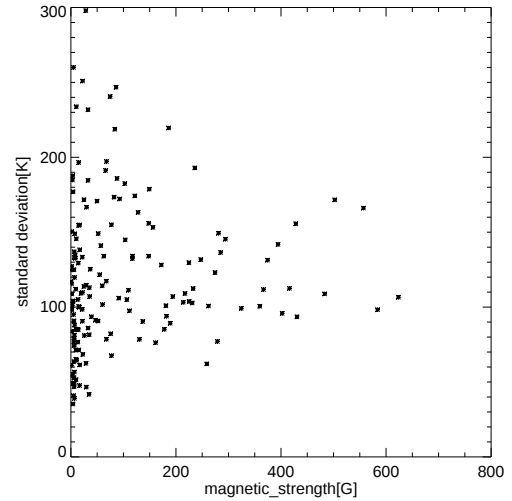


Figure 3.6: 光球磁場と ALMA 時間変動の標準偏差との散布図

領域にひろがっている事がわかる. また, 図 3.6 は光球磁場と標準偏差の散布図である. 光球磁場と比較すると, 標準偏差が大きなピクセルはほとんど光球磁場がない領域になっている. 特に標準偏差が 200K を超えるような領域は全て, 磁場が 200G 以下である. 磁場が 200G 以上の領域は標準偏差が 100~170K になっており, 光球磁場の真上は磁力線の周囲と比較して温度変動が活発ではないことがわかる. 一方, 周囲にほとんど磁場のない領域 ($x=40'' \sim 50'', y=30'' \sim 40''$) では大きな温度変動が見られず, ほとんどのピクセルでは標準偏差が 100K 以下である (図 3.2, 図 3.4). そのため, 光球磁場が存在すると彩層大気の温度変動は活発になるが, その影響は磁力線の真上ではなくその周囲に強く影響を与えていると考えることができる.

3.2.2 温度上昇イベントの特徴

温度上昇の特徴を捉えるために, 全てのタイムプロファイルから温度上昇のピークを抽出した. ピークの特徴として, 「増分」と「上昇時間」を調べた. 増分はタイムプロファイルの極小値とその次の極大値の温度差とし, 上昇時間は極小値とその次の極大値の時間差とした. また, 振幅が 60K (3σ , ノイズレベルの 3 倍) 以上であるもののみを有意な上昇とした. 有意な上昇をヒストグラムにしたものが図 3.7 である.

図 3.7 の左は振幅のヒストグラムである. 小さな温度変動が頻繁に存在し, 増分が大きくなるにしたがって頻度が少なくなっていく様子が見られる. 中央は上昇時間のヒストグラムである. ヒストグラムから上昇時間は 60s で最頻値を取ることがわかる. 右は振幅を上昇時間で割った, 温度上昇の速さのヒストグラムである. 温度変動は 1K/s に大きなピークがあり, 速い温度変動に尾を引いている様子が見られる.

図 3.8 は有意な温度上昇の空間分布である. 各ピクセルで有意な温度変動が何回起こったかを示したものである. これを見ると, 静穏領域では有意な温度変動の回数が少ない傾向があるものの, ほとんどすべてのピクセル ($x=52'' \sim 56'', y=40'' \sim 44''$ 以外) で有意な温度上昇が見られる. そのため, 磁場の有無に関わらず, 有意な温度上昇は存在することがわかる.

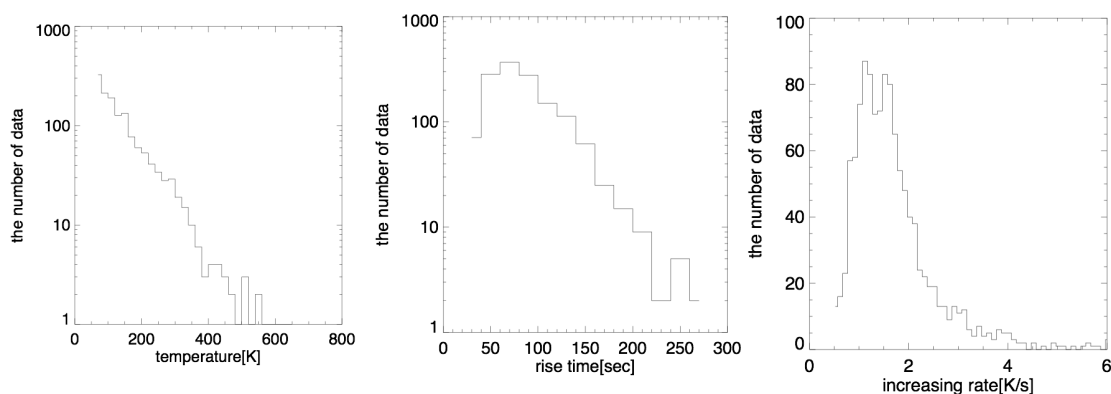


Figure 3.7: 左は温度上昇の振幅のヒストグラム. 中央は温度上昇の時間のヒストグラム. 右は温度上昇の速さのヒストグラム.

また, それぞれの温度上昇の振幅と磁場, 背景平均温度の散布図が図 3.9 である. これを見ると, 大きな振幅を持つイベントはやや背景温度が高いところに集まっているように見える. 一方, 光球磁場との散布図から, 振幅の大きなイベントは磁場の小さい領域で頻発していることがわかる. 特に 400K を超えるようなイベントは 10 例中 8 例が光球磁場が 100G 以下のピクセルで起こっている.

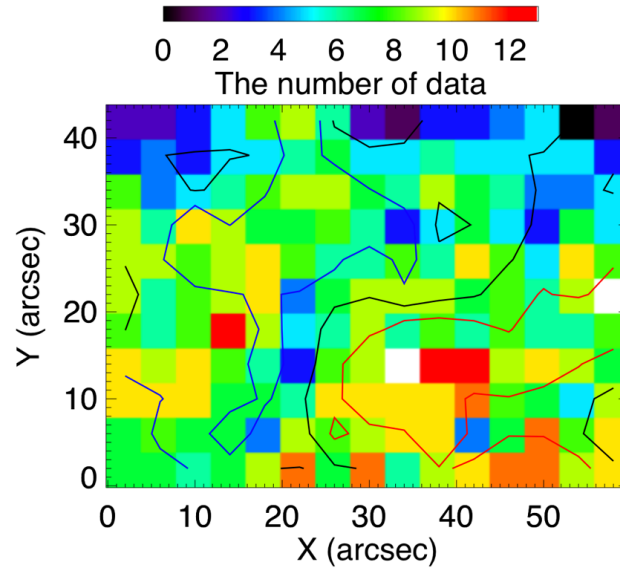


Figure 3.8: 有意な温度上昇の空間分布. 各ピクセルで何回有意な変動が起きたかを表す. 青線は光球磁場が-100G, 黒線は 0G, 赤線は 100G をそれぞれ表す.

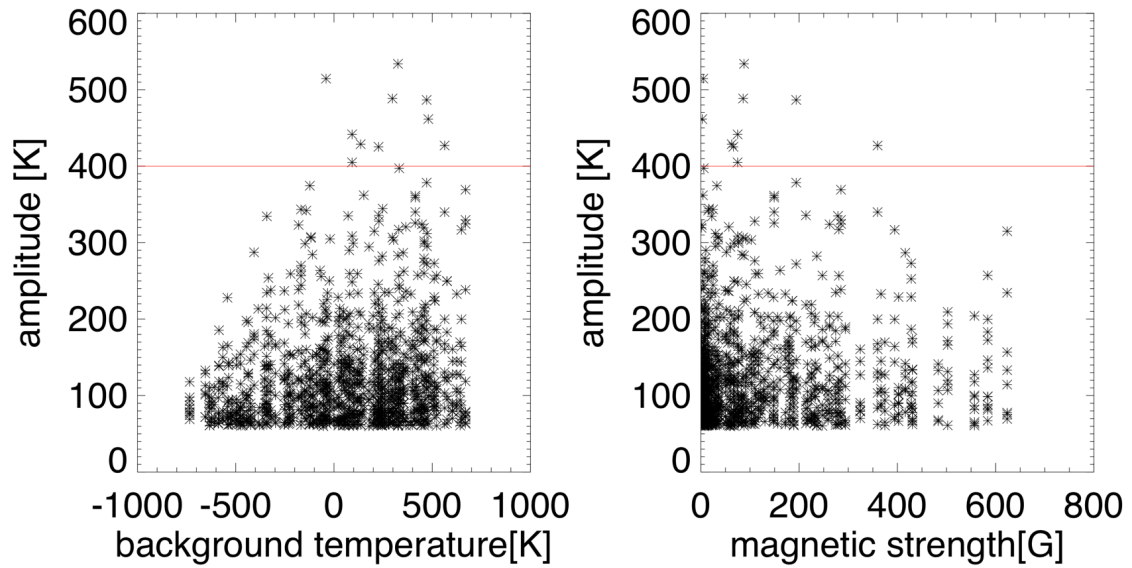


Figure 3.9: 左は温度上昇の振幅と背景の平均温度の散布図. 右は背景温度と磁場の散布図. 赤線は温度上昇の振幅が 400K のライン.

イベント番号	温度増分 [K]	背景温度 [K]	光球磁場強度 [G]	温度上昇速度 [K/s]
1	405	92	75	3.4
2	429	135	63	3.6
3	534	325	88	1.6
4	488	297	86	2.7
5	514	-40	5	3.7
6	462	479	3	2.6
7	425	226	66	3.0
8	442	92	75	3.0
9	427	562	360	2.4
10	487	471	194	2.2

Table 3.1: 400K 以上のピークの特徴をまとめたもの

3.3 上層大気の変動と彩層温度の応答

ALMA で見られる温度上昇の振幅がエネルギー解放によってもたらされるものであると考えれば, エネルギーのインプット量と考えることができるため, 温度上昇が大きなイベントはエネルギー注入の大きなイベントになると考えられる. エネルギー注入の大きなイベントは, ALMA 以外の観測機器でもシグナルを受け取っている可能性が高いので, 比較がしやすい. そこで, ここでは温度上昇の振幅が大きいイベント, 特に 400K 以上のデータについて, IRIS や XRT と比較する. 見つかった有意な温度上昇は全部で 1189 個であり, そのうち振幅が 400K を超えるイベントは全部で 10 個であった. この 10 個のイベントについてまとめたものが表 3.1, 3.2 である. Si IV の増分は極小値と次の極大値の差分である. XRT の増分については, イベント 2 以外はノイズを超えるような変動は見つからなかった. 400K を超えるピークの温度上昇率は 1.6~3.6K/s の間に分布していて, イベント 3(1.6K/s) 以外は, 温度上昇の速さが上位 20%(2.2K/s) 以上であった. そのため, 大きい温度変動を示すイベントは温度変動が速いイベントが大半であることがわかる. また, 10 つのイベントがそれぞれどこで起こったものかを表したマップが図 3.10 である.

イベント番号	Si IV 増分 [DN $\times\pi x^2$]	XRT 増分 [DN $\times\pi x^2$]
1	2650	—
2	6106	$\sim 3.0 \times 10^4$
3	1728	—
4	10541	—
5	6163	—
6	1555	—
7	634	—
8	2707	—
9	3053	—
10	1260	—

Table 3.2: 400K 以上のピークの特徴をまとめたもの (表 3.1 の続き)

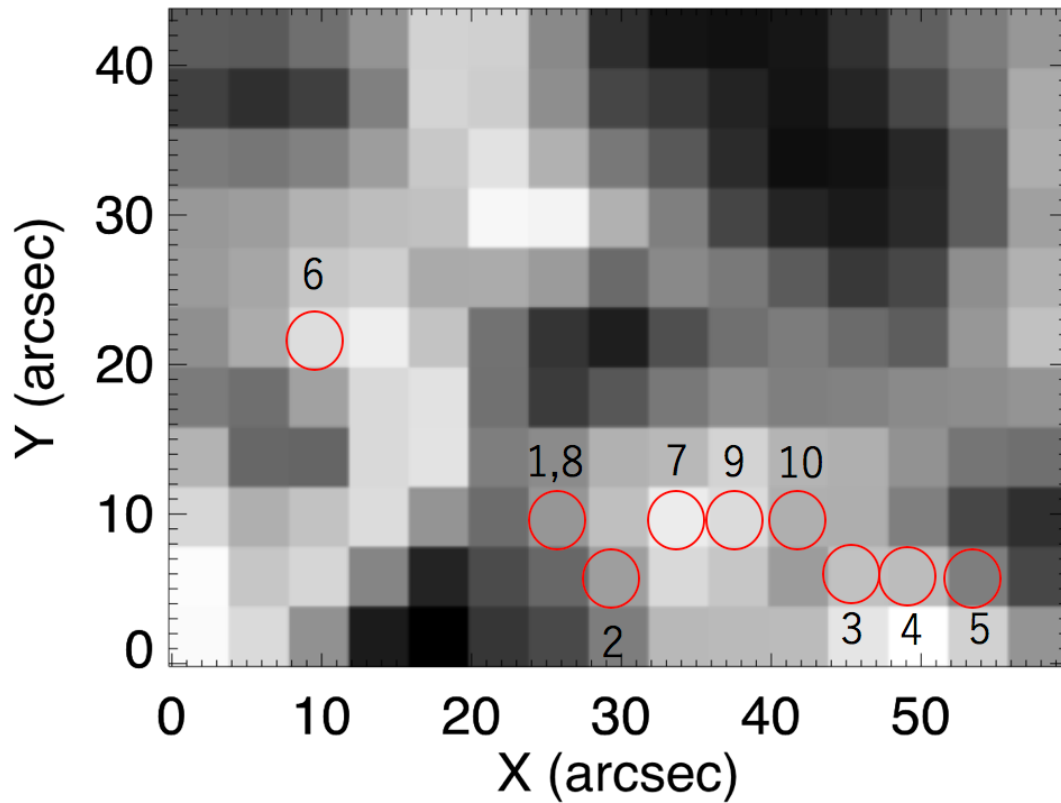


Figure 3.10: 400K 以上の温度変動を示す 10 個の空間分布. 数字はイベント番号.

3.3.1 XRT,IRIS の増光を伴うピーク

イベント2のピークでは, ALMA の増光と同時に IRIS SJI の Si IV に増光が見られた(図 3.11). また, XRT でループ状の増光が観測され(図 3.12), ALMA, IRIS の増光位置が XRT で観測されたループの足元と一致する. これは, コロナで発生したマイクロフレアによって加速された粒子が彩層へ到達し, 熱化したものであると考えられる.

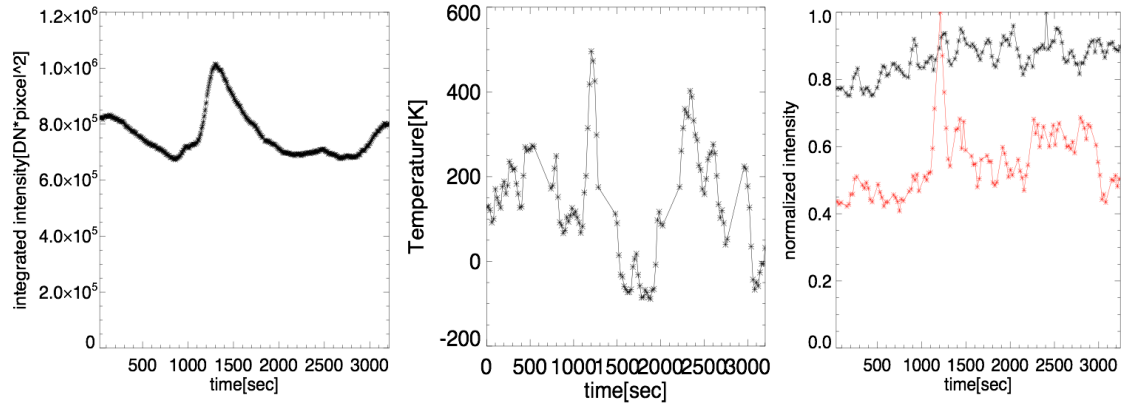


Figure 3.11: 左はフレアループ内で積分した放射強度の時間変動. 中央はフレアコロナ中の足元での ALMA, 右は IRIS SJI の時間プロファイル. 右図の黒線が Mg II, 赤線が Si IV を表す. いずれのプロファイルでも 1200s 付近に突発的な増光が見られる.

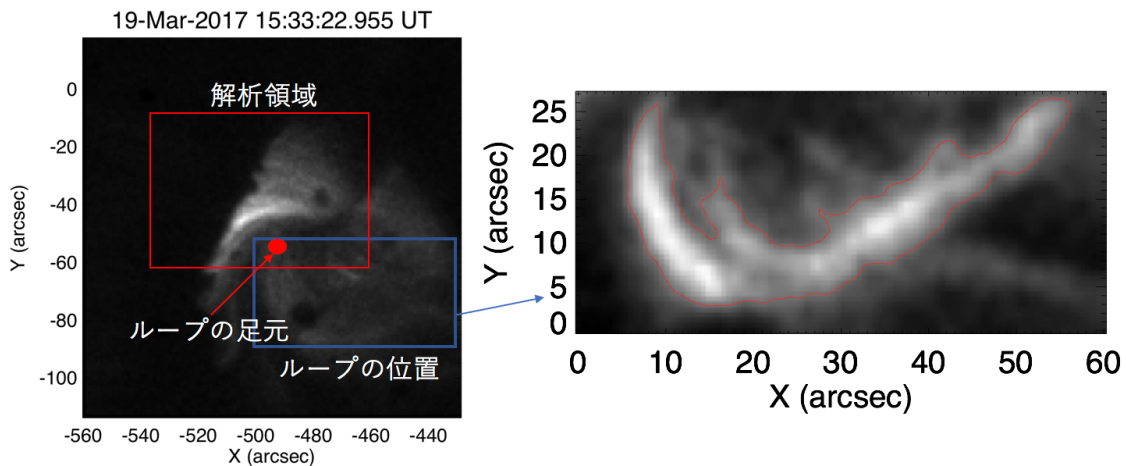


Figure 3.12: 左は XRT 観測視野とフレアの位置. 右はコロナで見られたループ状の増光の様子. ループのサイズは最大の放射強度の半分までとし, 赤線がフレアのサイズを表す.

このイベントを用いてコロナで発生したフレアが彩層でどの程度のエネルギーとして観測できるか調べた. まず, Sako (Doctor thesis, 2014) の手法に習い, XRT の増光

からマイクロフレアのエネルギーを導出した. XRT Al-poly フィルターの温度感度は 100 万 ~ 1000 万 K の間でほぼべき乗になっている (図 3.13 左). 両対数のグラフから傾きを推定すると約 1.8 になる. つまり, 温度感度は温度の 1.8 乗に比例する事がわ

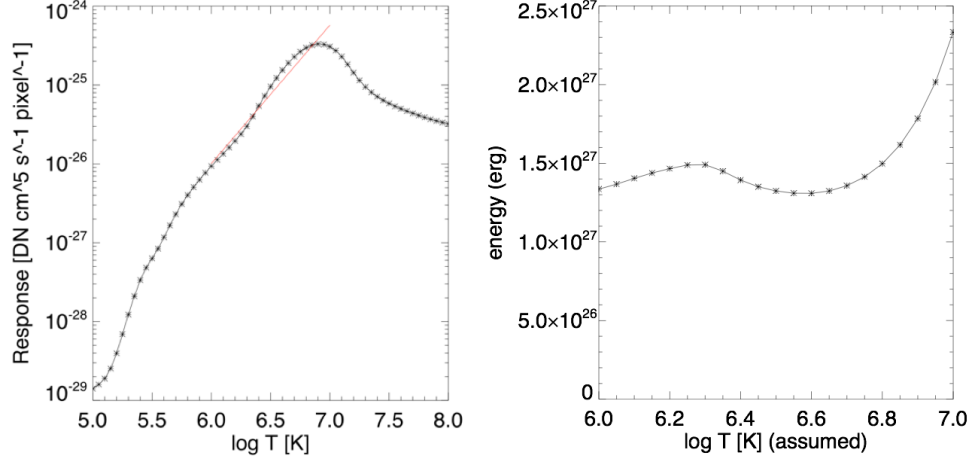


Figure 3.13: 左は XRT Al-poly フィルターの温度応答関数. 赤線は $\log T = 6.0 \sim 7.0$ の範囲で直線フィットを行なった結果. $\log T = 6.9 \sim 7.0$ では直線から外れてしまっているが, $\log T = 6.0 \sim 6.9$ まではうまく直線フィットできている様子が見られる. 直線の傾きは 1.8 である. 右は仮定する温度を変更して行った時のフレアのエネルギーの変化. 温度応答関数が直線に近い $\log T = 6.9 \sim 7.0$ の範囲では仮定する温度を変えてもエネルギーは大きく変わらない. それ以降はエネルギーが大きくなるがオーダーではエネルギーは変わらないことがわかる.

かる. 温度応答関数は 1pixel, 1 秒, 1 エミッションメジャーあたりのある温度に対応する放射強度レベルを表す. もし温度応答関数 R が温度の二乗に比例する場合, 温度感度関数 R は

$$R(T) = \frac{I}{\int n_e^2 dV} \approx \frac{I}{n_e^2 V} \propto T^2 \quad (3.4)$$

となり, 密度は温度の逆数に比例する. 理想気体を仮定するとエネルギーは $3nk_B T$ で表されるため, エネルギーは温度に依存しない事がわかる. 今回は温度の 1.8 乗と 2 に近い値を取るため, エネルギーは温度にあまり依存しない. そのため, 温度を仮定することによって, Al-poly フィルターの放射強度からエネルギーを推定する事ができる. 温度をある温度に仮定する ($T = T_{assume}$) と, フレアによる熱エネルギーは

$$E = 3 \sqrt{\frac{I}{RV}} k_B T_{assume} V \quad (3.5)$$

となる. フレアの視線方向に垂直な面での面積は, ピークの放射強度をもつピクセルの半分の値までをフレアの範囲とみなし, 大きさを求めた. また, 視線方向の深さはフレアループの幅と同じであると仮定した. その結果, フレアループの長さは $60''$, 幅は $10''$ であった. これらの値を用いて, フレアのエネルギーを計算すると, $E \sim 10^{27} \text{erg}$ であった. また, 仮定する温度を変えてもエネルギーのオーダーは変わらない (図 3.13 右).

次に, 彩層で得られる熱エネルギーを推定する. 密度は典型的な値として, Vernazza et al. (1981) によって計算された 1 次元太陽大気モデルの値を用い, $n \sim 10^{12} \text{cm}^{-3}$ を仮定する. また, 加熱の深さは Wedemeyer-Böhm et al. (2007) によって計算された寄与関数の半値幅 ($\sim 500 \text{km}$) であるとする, ALMA で得られた温度上昇は $\sim 400 \text{K}$ なので,

$$E = 3nk_B\Delta TV \tag{3.6}$$

より $1 \times 10^{24} \text{erg}$ である事がわかる.

このケースでは彩層ではコロナで放出されるわずか 0.1% 程度しか獲得できない.

3.3.2 IRIS のみ増光を伴うピーク

図 3.14 はイベント番号 4 の時間発展の様子である. ALMA, Si IV, C II で 1800s 付近に増光が見られる. ALMA と Si IV, C II 間の増光のタイミングは 30s 以内で一致している. 一方で, Mg II では 1800s 付近にピークは見られない. また, XRT でも 1800s 付近には増光は見られない. 温度上昇は 400K 程度のピークを抽出しているので, 前節と同様にエネルギーを推定すると, ALMA から観測される温度から導出されるエネルギーは $\sim 10^{24}\text{erg}$ である. このほかにも, イベント 1,5,8,9 でも似たような増光が見られた. ここで, 増光の閾値として $2000\text{DN}\times\text{pix}^2$ 以上の増分を示すものとした.

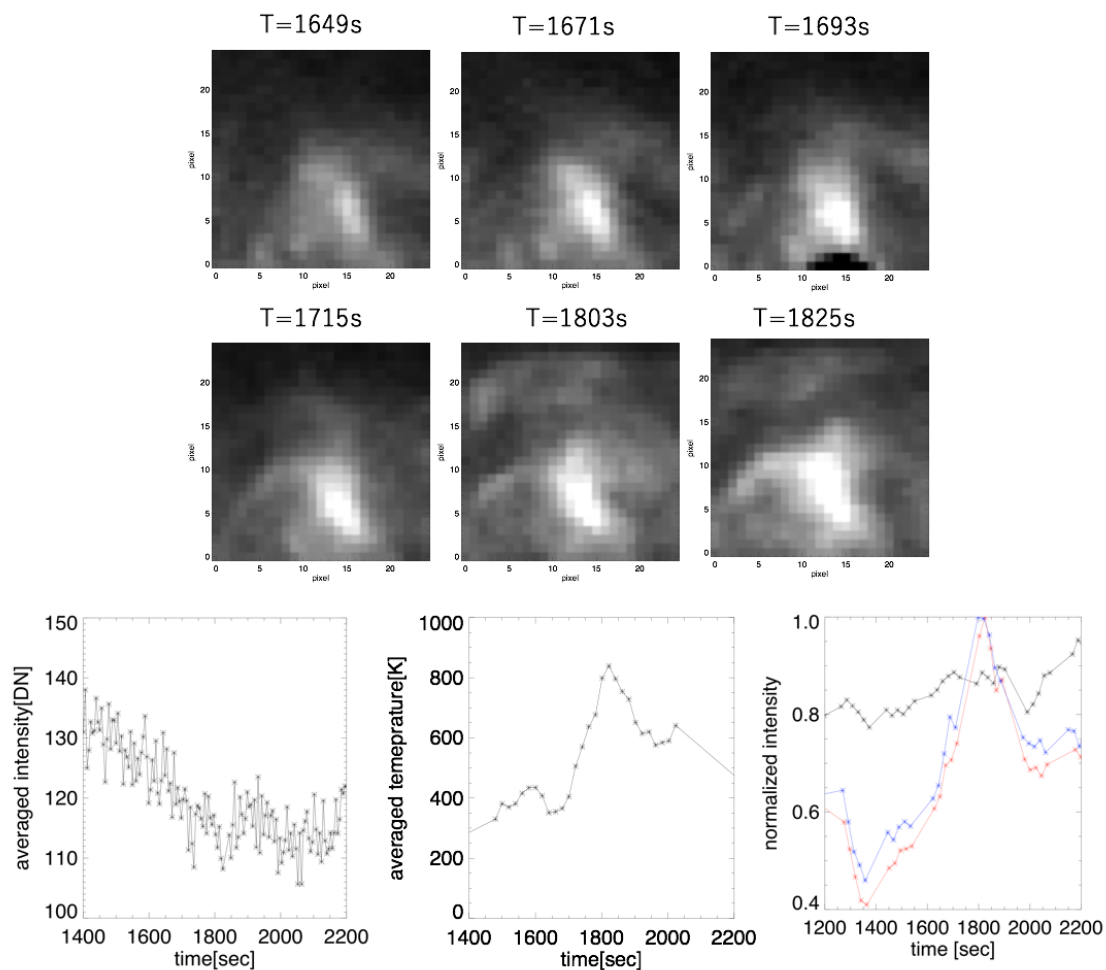


Figure 3.14: 上段 : IRIS SJI Si IV の増光の時間発展. 点状の増光が発展している様子が見られる. 下段左 : XRT の放射強度の時間変動. 1800s 付近には増光が見られない. 中央 : ALMA の彩層温度の時間変動 1800s に 400K 以上増光するピークが見られている. 右 : IRIS SJI の時間発展. 黒は Mg II, 赤は Si IV, 青は C II の時間プロファイル. Si IV, C II では 1800s 付近に大きなピークを持っている. 一方, Mg II には目立つピークは見られない.

3.3.3 XRT, IRIS で大きな増光が見られないピーク

ALMA でのみ大きな温度変動が見られ, XRT, IRIS SJI の画像で目立った突発的な増光が見られない例が 4 例 (イベント番号 3,6,7,10) あった. 温度上昇は 400K 程度のピークを抽出しているので, 前節と同様にエネルギーを推定すると, ALMA から観測される温度から導出されるエネルギーは約 10^{24} erg である. このようなイベントの 1 例としてイベント 7 の時間発展の様子を図 3.15 に示す.

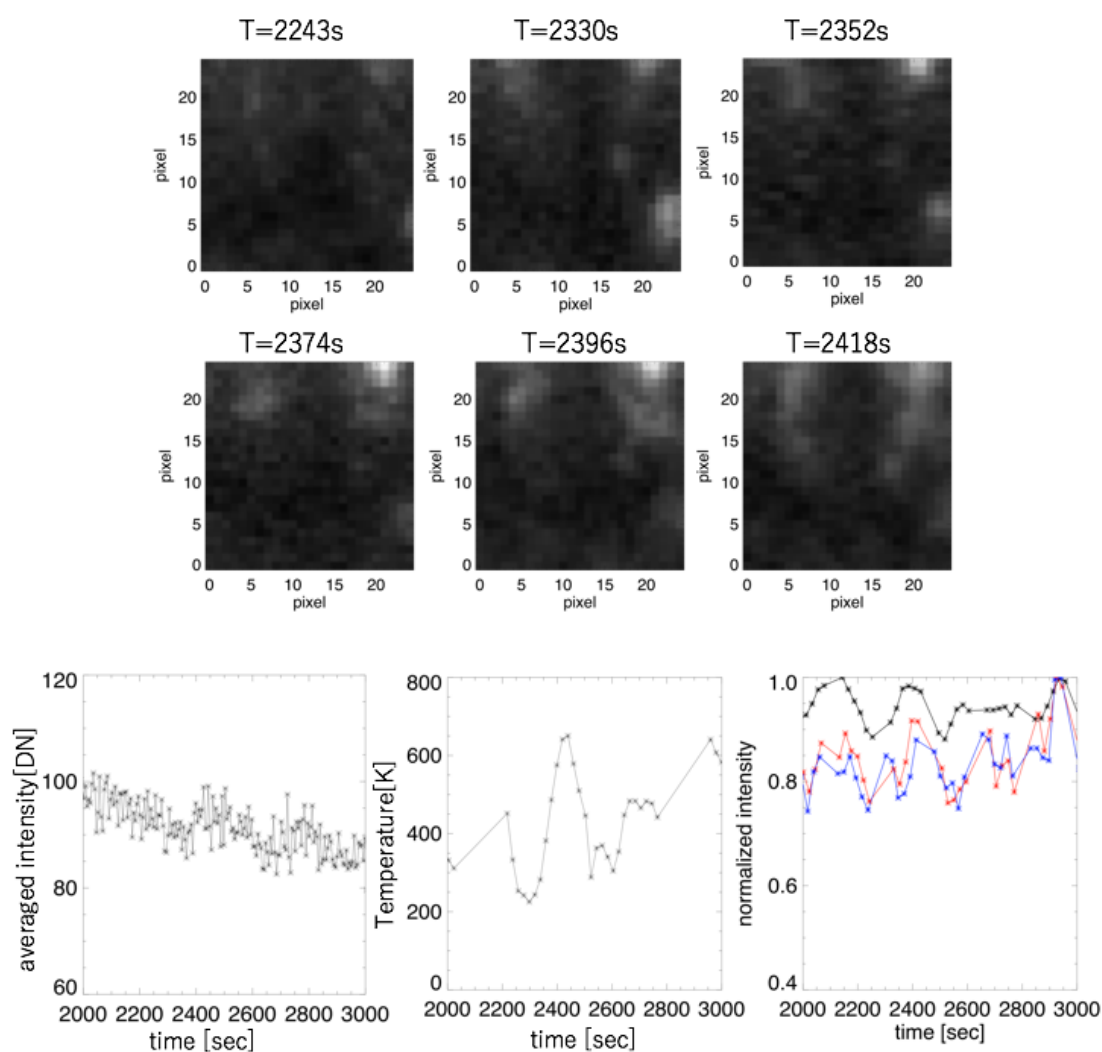


Figure 3.15: 上段 : IRIS SJI Si IV の増光の時間発展. 明るい構造は見られない. 下段 左 : XRT の放射強度の時間変動. 2400s 付近には増光が見られない. 中央 : ALMA の彩層温度の時間変動 2400s に 400K 以上増光するピークが見られている. 右 : IRIS SJI の時間発展. 黒は Mg II, 赤は Si IV, 青は C II の時間プロファイル. Si IV, C II, Mg II で 2400s 付近に小さなピークがあるが, 時間変動の中では大きな変動ではない.

Chapter 4

議論

4.1 時間平均構造の比較

ALMA と IRIS SJI の時間平均の比較から, ALMA 100GHz が Mg II k から C II の間を観測していることが示唆された. これは, 活動領域を想定した 3 次元電磁流体シミュレーションを行なった Loukitcheva et al. (2015) の数値計算の結果と整合的である. また, Shimojo et al. (2017) は ALMA の 237GHz の画像と SDO/AIA, IRIS の複数の波長帯の画像を比較し, Mg II k₂ の画像と非常に良い相関がある事を示唆した. 電波の波長帯は波長が長いほど大気上空を反映するので, 100GHz は Mg II k₂ よりも高い高度を観測している事を示している. このことも今回の結果と整合する. また, 光球での磁場の強さと彩層の温度は 0.5 程度の相関係数であり正の相関は示すものの, 磁場の強い領域の周囲にも温度が高い領域が広がっている. また, 磁場と IRIS の放射強度の相関は 0.7 程度であり, ALMA と同様に磁場の強い領域の周囲にも明るい領域が広がっている. 明るい領域が広がっている 1 つの原因としては光球よりも彩層は圧力が低いために彩層では磁束管が広がる. 彩層におけるエネルギー解放領域が磁束管に沿っているとすると, 放射強度の強い領域は光球の磁場領域も広がって見えることになる. ALMA の輝度温度と光球磁場の相関が IRIS の放射強度と磁場の相関よりも低くなる原因として ALMA の低い分解能が考えられる. しかし, 今回は ALMA の空間分解能に合わせて, ビニングを行なっているため, これらのズレは空間分解能

の違いだけでは説明できない。

4.2 温度上昇イベント

まず, 有意な信号を区別するため Shimojo et al. (2017) の手法に従いノイズレベルの推定を行なった. その結果, ノイズレベルは 20K 程度であると推定された. この値は, 先行研究である White et al. (2006) のノイズレベル 100 K に比べて 5 倍も小さな温度上昇を検出できることを示している. また, 空間分解能も $10''$ から $5''$ と 2 倍向上しているため, エネルギーとしては $5 \times 2^2 = 20$ 倍小さいエネルギーを検出できることを示している. 今回の解析では体積は $4''^2 \times 500\text{km}$, 密度は 10^{12}cm^{-3} を仮定しているので, 最小のエネルギーとして $3nk_B\Delta T \sim 10^{23}\text{erg}$ 程度まで検出できる. そのため, $10^{24} - 10^{26} \text{ erg}$ の範囲のエネルギーは十分検出できると考えられ, Aschwanden et al. (2000) や Parnell & Jupp (2000) によって行われたエネルギー帯域のイベントは彩層上部の高度ではあるが高い温度感度で観測可能であることを示している.

また, 図 3.5 の散布図を見ると最小の標準偏差は $\sim 30\text{K}$ である. このことは全てのピクセルでノイズレベルを超えるような有意な変動が存在していることを示している. 図 3.8 から光球磁場や彩層平均温度によらず, 有意な温度上昇が存在している様子が見られる. このため, 彩層は磁場がなく平均温度が低い領域でも有意な温度変動を示していて, ALMA はそれを十分捉えられることがわかった.

また, ALMA の平均温度の高い領域と温度変動の活発さには強い相関は存在せず, その周囲に変動の活発な領域が存在している. 温度変動が大きなピクセルと平均温度の大きなピクセルが一致しない一つの要因としてループの大きさによる効果が考えられる. ループはその足元から冷える. 大きなループであるほどループの体積に対する足元の大きさの割合は小さくなり, 小さなループであるほど割合が大きくなる. そのため, 大きなループほど冷えにくく, 小さなループほど冷えやすいと考えられる. 以上から, 加熱などの温度変動のイベントは光球の磁場の上空ではなくむしろその周囲であると考えられ, その一方で冷却が効きやすいため平均温度としては小さくなると考えられる.

また、標準偏差が 200 K を超える領域は $x = 16'' \sim 28''$, $y = 8'' \sim 20''$, $x = 48'' \sim 60''$, $y = 4'' \sim 8''$ の領域に局在化している。まず、前者は磁気中性線付近に増光が集中している。そのため、環境として正極と負極が入り混じる環境であると考えられる。そのため、磁気リコネクションなどの突発的な温度上昇が起きやすい環境であったため、温度変動が大きかったのではないかと考えられる。実際に、 $x = 16'' \sim 28''$, $y = 8'' \sim 20''$ の領域において Hinode SOT/SP で得られる光球磁場マップを見ると、正極と負極が入り混じる領域になっていることがわかる (図 4.1)。また、後者は HMI を用いてより広い光球磁場分布を確認すると、双極の磁束管が湧き出ている部分の正極を見ていることがわかった (図 4.2)。磁束管が浮上してくる際には多くのリコネクションが起き、加熱が活発に起きることが知られている (Tian et al. 2018 など)。そのため、この領域では温度変動が活発であったのではないかと考えられる。

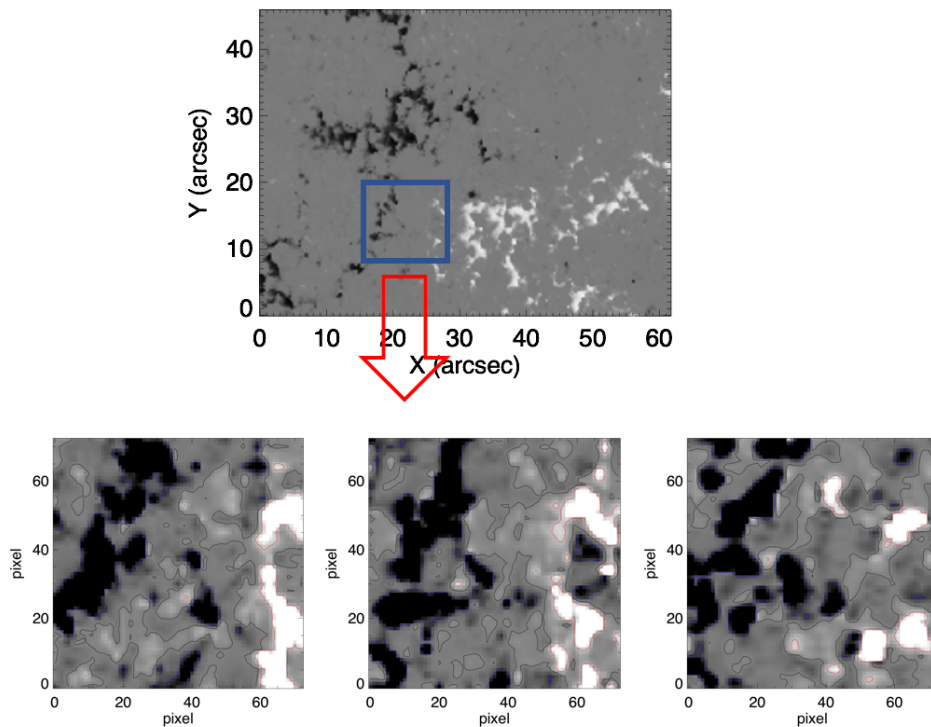


Figure 4.1: Hinode SOT/SP で得られるマップ。下段は時間変動が大きかった領域 ($x = 16'' \sim 28''$, $y = 8'' \sim 20''$) の磁場マップ。左から右へ時間発展する。等高線は赤が 50G, 黒が 0G, 青が -50G を表す。

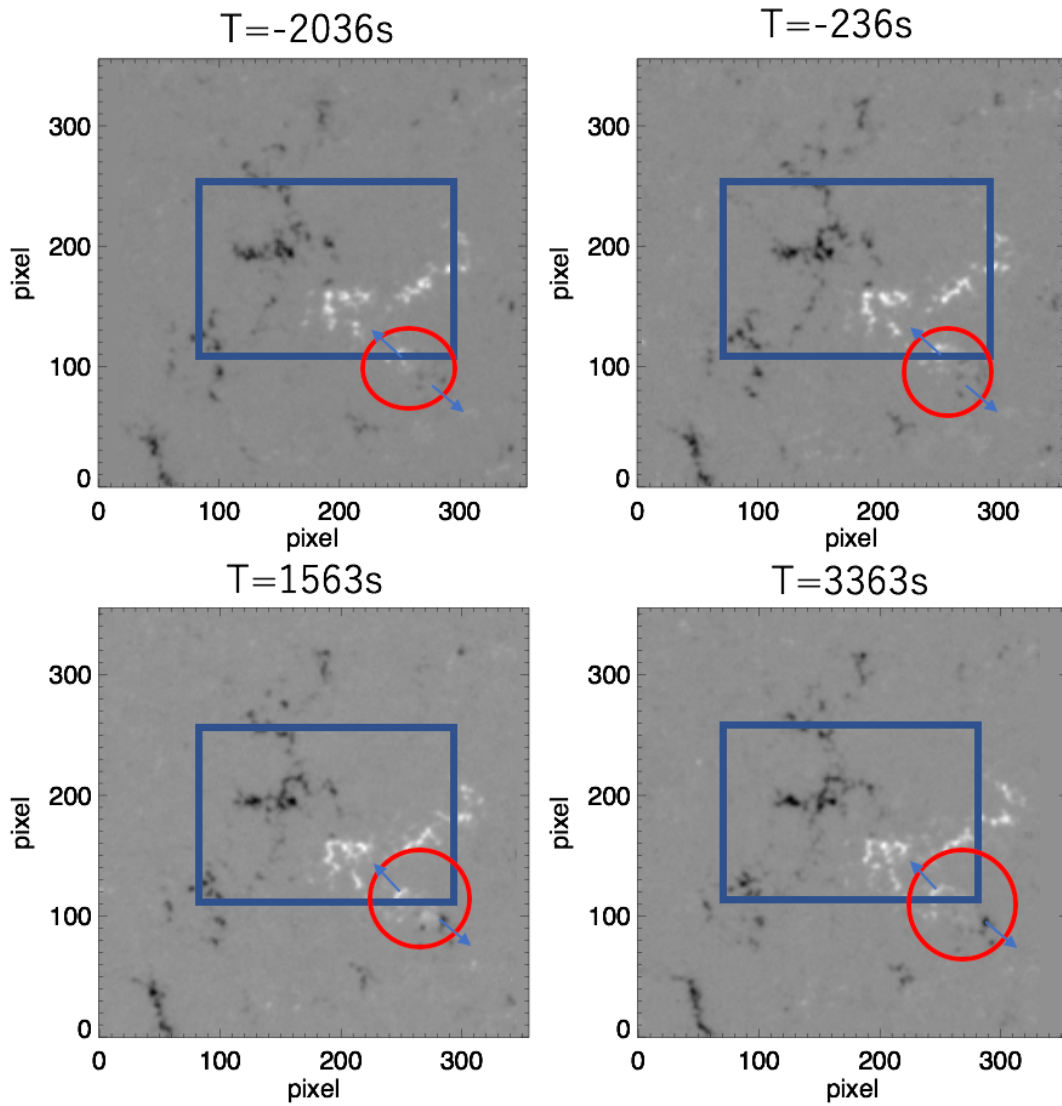


Figure 4.2: SDO/HMI から取得した広域磁場マップ. 青枠が図 3.1 の領域. 赤丸の位置から磁束管が湧き出ている様子が見られる. 図上部に記載されている時間は ALMA の 1 枚目の時間を 0s とした時の時間.

4.3 大きな温度変動を示すピクセル

4.3.1 フレアライクな時間変動

解析した時間中に 1 例ではあるがマイクロフレアと思われる XRT のループ状の増光が見られた。そして、それと同時に ALMA, IRIS Si IV でも増光が見られた。そのため、ALMA はコロナ中で起きたマイクロフレアを彩層中で獲得し、有意な信号として捉えることができることがわかる。

一方、XRT, ALMA それぞれで得られた増光から、熱エネルギーを計算すると、コロナ中では $\sim 10^{27} \text{erg}$ 程度のエネルギーが得られた一方で、ALMA ではそのわずか 0.1% 程度に当たる 10^{24}erg のエネルギーしか得られないことがわかった。今回 XRT で観測されたフレアは増光が始まる場所が、足元付近ではなくループの中心部付近からであったので、このマイクロフレアはコロナ中で起こったと考えられる。その場合、コロナのエネルギーは ALMA の観測高度に達する前に、エネルギーを散逸してしまうと考えられる。そのため、彩層ではコロナのわずか 0.1% 程度のエネルギーしか観測できなかったのだと考えられる。また、ALMA, IRIS SJI の時間プロファイルでは ALMA, Si IV にのみ増光がみられ、Mg II では特徴的な増光が見られなかった。これは、Mg II が他の二つより低い高度を観測していて、マイクロフレアのエネルギーが Mg II の高度に達するまでに散逸してしまったためであると考えられる。

また、ALMA で観測された温度振幅は約 400K であり、ノイズレベルの 20 倍である。そのため、ALMA では今回観測されたマイクロフレアのエネルギー $\sim 10^{27} \text{erg}$ の 1/20 程度すなわち $\sim 10^{26} \text{erg}$ までであれば、コロナ中で起こったエネルギーを有意な信号として捉えられると考えられる。 $10^{24} - 10^{26} \text{erg}$ 程度のべきの傾きを調べたいため、コロナで起こるナノフレアを観測するという観点では ALMA による観測は適さないことがわかる。

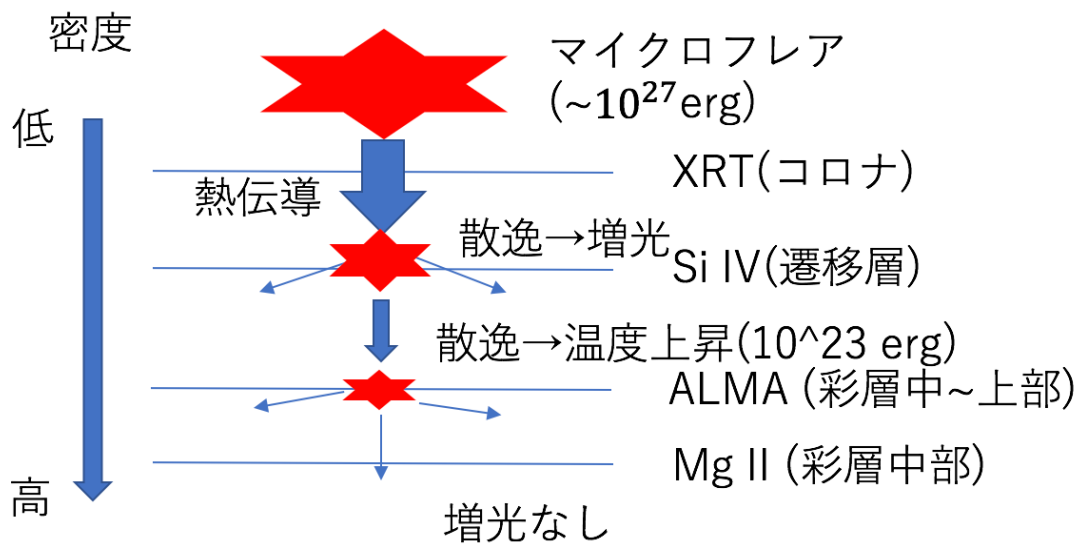


Figure 4.3: コロナで生じたマイクロフレアのエネルギーが Si IV, ALMA へ伝播する様子.

4.3.2 IRIS のみ増光を伴う例

ALMA と IRIS のみ増光するイベントは 5 例あった. 400K 以上のピークは Si IV とほぼ同時に増光している. そのため, 彩層上部から下部遷移層までは加熱が起こっているが, コロナまでにはエネルギーが伝達しないイベントであると考えられる. つまり, これらの増光は彩層, 遷移層中で起こっているイベントであると考えられる. また, 同時に増光していることから, これらの増光現象は突発的な現象であると考えられる. また, Mg II の SJI ではピークを見つけることはできなかった. このことから, 彩層上部から遷移層までに局在化した温度上昇イベントであると考えることができる (図 4.5). ALMA から推定されるエネルギーは $\sim 10^{24}$ erg 程度であるのに対し, XRT のノイズは約 3DN 程度である. ここでノイズはループ構造などの特徴がない領域の標準偏差から求めた. 体積を $4''^3$ と仮定し, このノイズから XRT のエネルギーを見積もると, 8×10^{25} erg であるので, このイベントはコロナで有意な信号として発見できないことと整合的である.

突発的な温度上昇として磁気リコネクションによる磁気エネルギーの解放が考えられる. 突発的な温度上昇があった場所は磁気中性線の付近と磁場の周りに集中し

ていた. これは大きな磁場とその周りに小さな逆極性の磁場が存在する領域や逆極性の磁場が入り混じる領域での磁場の打ち消しによって起こると考えられる. 光球磁場の 1 例を図 4.4 に示す.

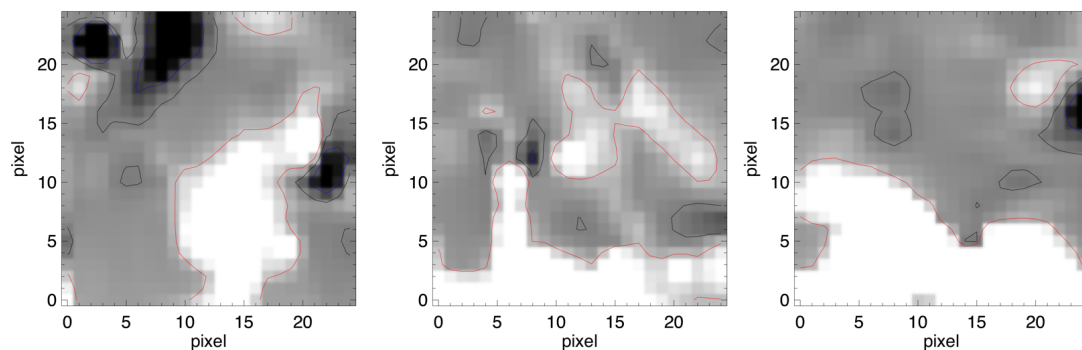


Figure 4.4: イベント 4 が起こった領域における Hinode SOT/SP で得られるマップ. 左から右へ時間発展する. 等高線は赤が 50G, 黒が 0G, 青が -50G を表す.

また, エネルギーの小さいイベントの方がエネルギー的に大きなイベントよりも頻繁に起こることが知られているので, XRT のみで見られた 1 例のサンプルに対し, ALMA, Si IV のみで見られたサンプルの方が多いのはエネルギーが小さいイベントの方がより頻繁に起こりやすいことと整合的である.

4.3.3 ALMA でのみ大きな増光が見られた例

10 イベントのうち 4 例は ALMA でのみ増光が見られ, Si IV, C II, Mg II k では大きな増光は見られなかった. これは, 高さ的に非常に局在化した温度変動であることがわかる (図 4.6). エネルギー解放は彩層の高さエネルギーが小さいイベントの方がより局在化した温度変動を示すと考えられるため, 300K, 200K と閾値を下げていけばより小さなエネルギーを観測することになり, ALMA のみで見られる温度変動をより多く観測することになると考えられる.

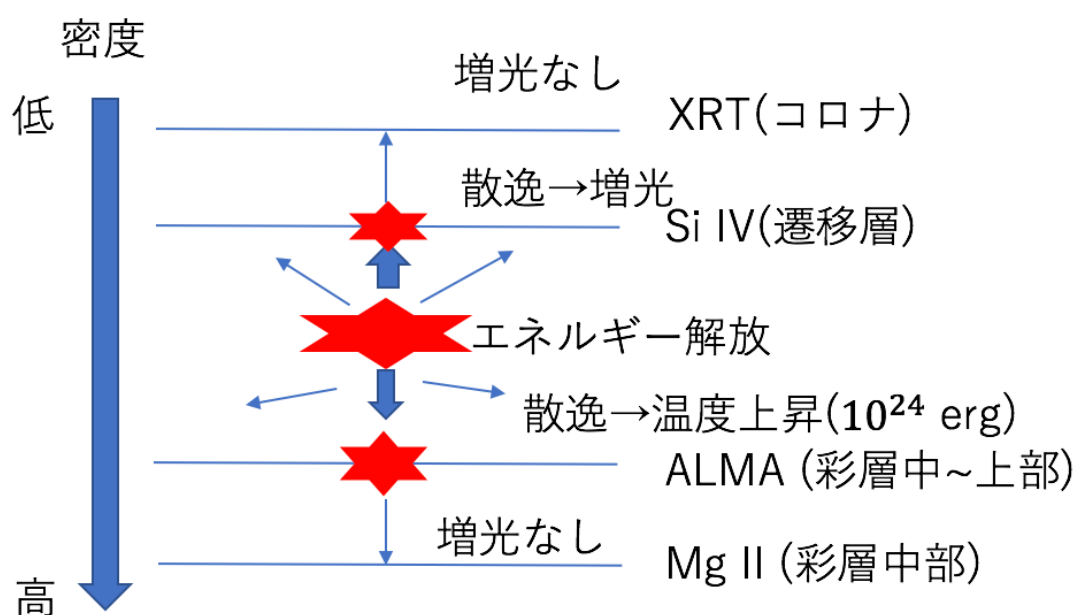


Figure 4.5: 彩層・遷移層中で解放されたエネルギーが Si IV, ALMA へ伝播する様子.

4.4 温度上昇のまとめ

今回, 大きな温度変動として温度上昇幅が 400K 以上のものをピックアップし, IRIS, XRT と比較しどのような物理現象に対応するか調べた. まず大きな温度変動 (400K 以上) が 10 例見られた. そのうち, 1 例は XRT にループ状の構造が見られ, ループの末端に対応する場所に Si IV, ALMA での増光が見られた. このため, このイベントはコロナで起こったマイクロフレアが熱伝導によって彩層上部まで落ちてきたものを観測していると考えられる. 一方, 5 例では IRIS Si IV, ALMA のみで増光が見られた. 遷移層で見られる突発的な増光としては UV burst や Type-II spicule, Jet などがある. これらは彩層・遷移層で起こる磁気リコネクションによって起こるエネルギー解放の結果であると考えられている. また, 4 例は ALMA でのみ増光が見られた. 今回見られた 400K 以上の温度変動では, ほとんどが温度上昇の速さが 2.4~3.5K/s であり, 支配的に存在する変動よりもかなり早い変動であることがわかる. そのため, 今回観測された突発的な変動は特殊な例であり, 1~1.5K/s に分布するような温度上昇は突発的な増光とはまた違う原因である可能性がある. 1~1.5K/s の成分として太陽面全

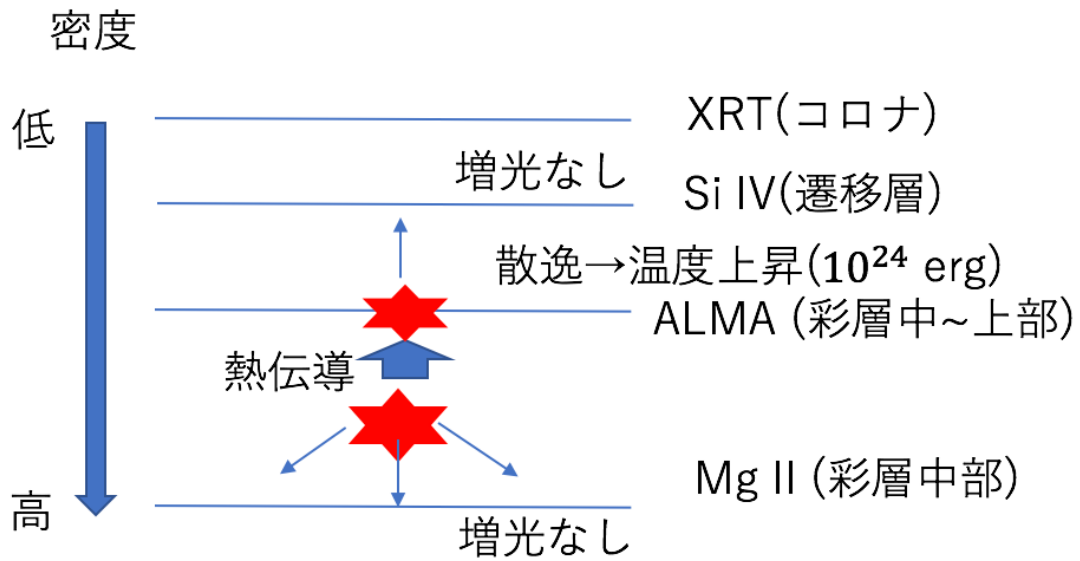


Figure 4.6: 彩層中で解放されたエネルギーが ALMA へ伝播する様子.

体に存在する光球から伝播してくる音波などの影響が考えられる.

また, 本研究では, 10^{24}erg 程度のエネルギーに対応する温度上昇イベントを複数観測したため, このイベントがコロナへ伝わっているかを調べることができれば, 今まで不定性が大きかった $10^{24} - 10^{26}\text{erg}$ の領域のべきの傾きをより正確に推定できる可能性がある. ただし, これらのイベントは XRT で増光を示さなかったため, コロナ温度まで加熱されているかわからない. そのため, 彩層・遷移層で発生した磁気リコネクションのエネルギーはコロナ中で熱エネルギーへと変換するか今後調べなければならない.

今回発見された有意な温度上昇イベントを全てエネルギー注入による加熱であると考えて, 単位時間・単位面積当たりのエネルギー注入量を見積もる. 密度は 10^{12}cm^{-3} を仮定し, 上部彩層の深さを 500km と仮定すると, $1 \times 10^5\text{erg}/\text{cm}^2/\text{s}$ となる. Withbroe & Noyes (1977) によると彩層の放射冷却によって失われるエネルギーフラックスは $10^7\text{erg}/\text{cm}^2/\text{s}$ であるので, 観測された温度上昇をエネルギー注入であるを見積もっても, 彩層を加熱するのに必要なエネルギーは得られない. また, 彩層の温度変動の原因にはエネルギー注入による加熱の他に, 波動やスピキュールなどによる温度変動の可能性もあり, この値は過大評価であると考えられるため, 活動領域の彩層のエネ

ルギーは磁気リコネクションなどによるエネルギー注入では賄えない可能性が高い.

4.5 波動について

1~1.5K/s に分布するような温度上昇の候補として波動を考えたため、周波数解析を実施した. Loukitcheva et al. (2006) の行なった数値計算によると、静穏領域では4~6mHz にピークをもたずである. また, White et al. (2006) の行なった3.5mm での電波観測でも、静穏領域で4mHz 付近で大きなピーク (フーリエパワーが $1000\text{K}^2/\text{Hz}$ 程度) を持っていた. しかし、今回の ALMA のデータでは、周囲に磁場のない領域 ($x=40'' \sim 50'', y=30'' \sim 40''$) で、このような周波数帯に大きなピークは見られなかった. 典型的な例として、 $x=44'' \sim 48'', y=32'' \sim 36''$ の領域での時間プロファイルと周波数解析の結果を示す. 3mHz 以上の周波数帯に $\sim 30\text{K}^2/\text{Hz}$ のパワーが存在している様子が見られる. これは、White et al. (2006) のわずか数%程度である. なぜ、今回の観測では過去の研究にあるような振動の信号が得られなかったのかはわからなかった.

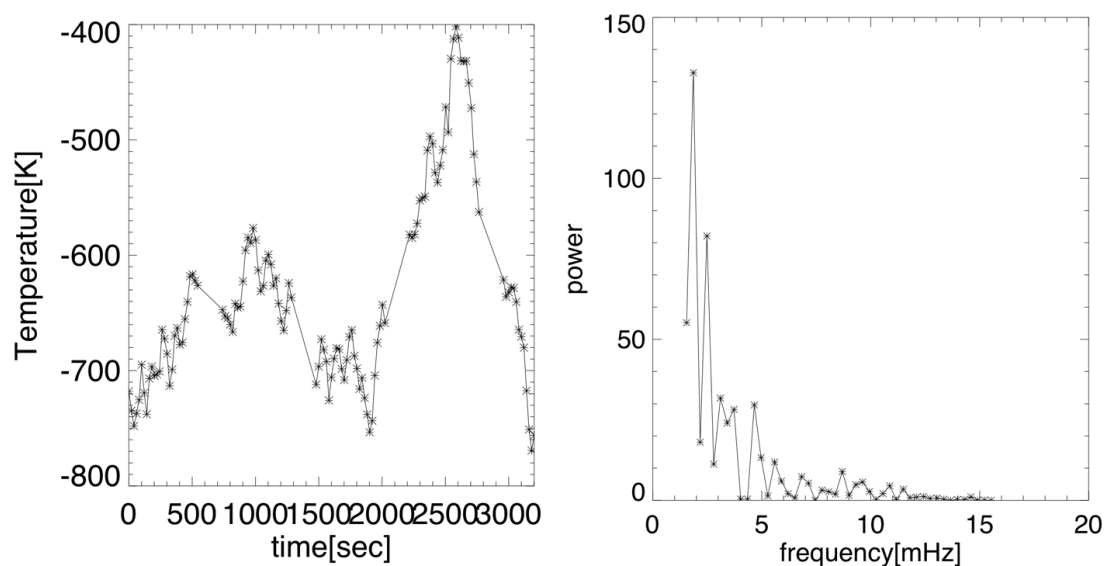


Figure 4.7: 左, $x=44'' \sim 48'', y=32'' \sim 36''$ での時間プロファイル. 右, 周波数解析の結果

Chapter 5

まとめ・今後の展望

5.1 まとめ

本研究では, ALMA によって数秒角の空間分解能で彩層温度を観測し, その特徴を調べた. その結果, 温度変動の激しい領域は磁場の真上ではなく, 磁場の小さいところに集中していることがわかった. また, 磁場の小さいところの中でも磁気中性線付近や強い磁場の周辺で大きい変動を示し, 周囲に磁場の存在しない領域は小さい温度変動になっていることがわかった. そのため, 磁場の存在は大気加熱に影響を与えるが, 磁場の直接真上ではなくその周囲に強く影響を与えと考えられる. これは, 磁気中性線付近や強い磁場の周辺が逆極性の磁場同士が相互作用しやすい環境にあり, 磁気リコネクションなどのエネルギー解放イベントが活発に起こりやすい領域であるためだと考えられる. 一方で, 有意な温度上昇は周囲に磁場のほとんど存在しない領域でも存在することがわかった.

また, 温度上昇の増分が特に大きい (400K 以上) の温度上昇プロファイル 10 例について, XRT, IRIS との比較を行なった. そのうち, 1 例では XRT, IRIS SJI Si IV, ALMA で増光が見られた. これは, コロナ中で起きたマイクロフレアによって生じた熱が足元から彩層上部まで降り注いでくる様子を ALMA で捉えたと考えられる. しかし, エネルギー的には, ALMA で推定されるエネルギーは XRT で推定される量の 0.1% にしか満たないことがわかり, コロナ中のマイクロフレアを ALMA で捉えエネ

ルギーを診断するのは難しいことがわかった。また, Si IV と ALMA でのみ増光が見られるイベントも 5 例見つかり, それらは磁気中性線付近や強い磁場の周辺に分布していた。これは彩層・遷移層の高度で起こるリコネクションによって磁気エネルギーが解放された結果だと考えることができる。残りの 4 例は ALMA の高度のみで見られた増光であり, ALMA の観測高度のみに限定された温度上昇イベントであった。

5.2 今後の展望

まず, 彩層温度の空間分布, 時間変動は光球で見られる磁場分布における磁気中性線付近や強い磁場の周辺で大きい変動することがわかったが, 彩層磁場を直接測定することができれば, 実際に今回温度変動が激しかった領域で磁場の打ち消しや磁気リコネクションの証拠となる時間発展を見つけられる可能性があるため重要である。

また, 今回は温度変動が 400K 以上の変動に注目して, IRIS の撮像データや XRT の応答と比較した。今後さらに IRIS によるスリット観測と合わせることによって, ALMA, IRIS のみで見られる発生したイベントの速度を調べ, 彩層のどの物理現象に対応するかより詳しく理解できるようになる。また, 今回はモデルから仮定した密度であるが, 遷移層の輝線である O IV と Si IV の輝線の強度比から観測的に求めることができれば, より正確なエネルギー推定が可能になる。さらに, 磁場の時間発展と合わせて比較すれば, 突発的な増光が起こるときに磁場の打ち消しが同時に起こるかを調べることができ, 打ち消される磁場の量と温度変動のエネルギーを比較することができるため, 現象のより深い理解につながる。また, 今回 400K に設定した閾値を 300K, 200K・・・と下げていくことによって, より小さな温度変動と上層大気の応答を調べることができる。今回設定した閾値では温度上昇率が, 支配的に存在する成分 (1K/s) よりも大きいサンプルが多かった。よって, 1K/s にピークを作っている成分はより温度上昇の小さいピークであると考えられるので, 小さな温度変動がどの物理現象に対応するかを調べることも重要である。

また, 今回解析に用いたデータの分解能は $5'' \times 4''$ と ALMA の中では一番低い分解能である。分解能がより向上すれば空間的に小さなイベントを見つけることができ,

イベントの体積が小さくなることになるのでより小さなエネルギーまで発見できる。また、彩層ではより微細な構造が存在する (network 構造など)。このような構造は 4”程度の空間分解能では、なまされて識別できなくなってしまうが、1”程度の分解能があればこのような構造が見えてくると数値計算から示唆されている (Loukitcheva et al. 2015)。このスケールまで分解能が向上すれば、より細かな空間構造と温度変動の比較を行うことができる。

謝辞

多くの方々のご指導・ご協力により、本論文を完成させることができました。終始熱心なご指導を頂いた、指導教員である清水敏文准教授に感謝の意を表します。進捗の悪い私に対し根気強く直前まで多くのコメントや励ましをいただきました。改めて感謝いたします。また、国立天文台の下条圭美助教には、ALMA のデータについて一からご指導いただきました。データに関する疑問や不具合に対し、丁寧な解説や原因究明をしていただくなど、多くの時間を割いていただきました。宇宙科学研究所ひのでグループの皆様、坂尾准教授、松崎准教授、大宮司さん、山岸さん、川手さん、伴場さん、Carlos さん、大場さん、川畑さん、長谷川さんには日頃から多くの支援、アドバイスをいただきました。特に、川手さん、大場さん、川畑さん、長谷川さんは本修士論文について直前まで多くのアドバイスをしてくださりました。ありがとうございました。本研究に協力して頂いた皆様へ、心からの感謝の気持ちと御礼を申し上げたく、謝辞にかえさせていただきます。

本論文では以下の ALMA データを使用しています: ADS/JAO.ALMA#2016.1.00030.S. ALMA は、ESC (加盟国の代表)、NSF (米国)、NINS (日本)、NRC (カナダ)、NSC および ASIAA (台湾)、KASI (大韓民国) の共和国とのパートナーシップです。Joint ALMA Observatory は、ESO, AUI/NRAO, NAOJ によって運営されています。Hinode は、国内パートナーとしての NAOJ、国際パートナーとしての NASA および STFC (イギリス) と共同で、ISAS/JAXA によって開発され、打ち上げられた日本のミッションです。Hinode ミッションの科学的な運営は、ISAS/JAXA で組織された Hinode 科学チームによって行われます。打ち上げ後のサポートは、JAXA と NAOJ (日本)、STFC (イギリス)、NASA, ESA, および NSC (ノルウェー) によってなされていま

す. IRIS は、LMSAL がミッション運用を行い、NASA Ames Research center で実行した NASA の小規模探査ミッションです。これらのミッションに関わった人々に感謝いたします。

参考文献

- ALMA Partnership, Asayama, S., Biggs, A., de Gregorio, I., Dent, B., Di Francesco, J., Fomalont, E., Halse, A.S., Humphries, E.: 2016, ALMA Cycle 4 Technical Handbook, <http://almascience.org/documents-and-tools/cycle4/alma-technical-handbook>. 978-3-923524-66-2.
- Aschwanden, M. J., Tarbell, T. D.; Nightingale, R., W., et al. 2000, ApJ, 535, 1047
- Bello Gonzalez, N., et al. 2010, ApJL, 723, L134
- Culhane, J. L., et al. 2007, Sol. Phys., 243, 19
- Chamberlin, P., Pesnell, W. D., & Thompson, B. 2012, Sol Dyn Obs, 9781461436, 1
- De Pontieu, B., McIntosh, S. W., Hansteen, V. H., Schrijver, C. J., 2009, ApJL, 701, 1
- De Pontieu, B. et al. 2014, Sol. Phys., 289, 2733
- Fossum, A., & Carlsson, M., Nature, 435, 919
- Fujimura, D., & Tsuneta, S. 2009, ApJ, 702, 1443
- Golub, L., DeLuca, E., Austin, G., et al. 2007, Sol Phys, 243, 63
- Handy, B. N., et al. 1999, Sol. Phys., 187, 229
- Ishikawa, S., Glesener, L., Krucker, S., et al. 2017, Nat. Astron., 1, 771
- Iwai, K., Shimojo, M., 2015, ApJ, 804, 48
- Kano, R., Sakao, T., Narukage, N., et al. 2008, Publ Astron Soc Japan, 60, 827
- Klimchuk, J. A., Patsourakos, S., & Cargill, P. J. 2008, ApJ, 682, 1351
- Kankelborg, C. C., Martens, P., Warren, H., P., 2000, ApJ, 535, 2
- Kanoh, R, Shimizu, T., & Imada, S. 2016, ApJ, 831, 24
- Kosugi, T., et al. 2007, Sol. Phys., 243, 3

Lemen, J. R., Title, A. M., Akin, D. J., Boerner, P. F., Chou, C., Drake, J. F., Duncan, D. W., Edwards, C. G., Friedlaender, F. M., Heyman, G. F., Hurlburt, N. E., Katz, N. L., Kushner, G. D., Levay, M., & Russ, N. W. 2012, *Sol Phys*, 275, 17

Lites, B. W., et al. 2013, *Sol. Phys.*, 283, 579

Loukitcheva, M., Solanki, S. K., White, S., 2006, *A&A*, 456, 713

Loukitcheva, M., Solanki, S. K., Carlsson, M., & White, S. M. 2015, *A&A* 575, 15

McEwan, M. P., & de Moortel, I., *A&A*, 448, 2

Ogawara, Y., et al., 1991, *Sol. Phys.*, 136, 1

Okamoto, T. J., et al. 2007, *Science*, 318, 1577

Parker, E. N., 1989, *Sol. Phys.* 121, 271

Parnell, C. E., & Jupp, P. E., *ApJ*, 529, 554

Roupe van der Voort, L., Leenaarts, J., de Pontieu, B., Carlsson, M., & Vissers, G. 2009, *ApJ*, 705, 272

Sako, 2014, Ph.D. Thesis

Schmelz, J. T., Kashyap, V. L., Saar, S. H., et al. 2009, *ApJ*, 704, 863

Shimizu, T. 1995, *PASJ*, 47, 251

Shimojo, M., et al. 2017, *SoPh*, 292, 87

Solanki, S. K., et al. 2010, *ApJ*, 723, L127

Schou, J., Scherrer, P. H., Bush, R. I., et al. 2012, Design and ground calibration of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) instrument on the Solar Dynamics Observatory (SDO), *The Solar Dynamics Observatory*, Vol. 9781461436

Tian, H., Zhu, X., Peter, H., et al. 2018, *ApJ*, 854, 174

Tsuneta, S., et al., 2008, *Sol. Phys.*, 249, 167

Tsuneta, S., et al., 1991, *Sol. Phys.*, 136, 37

Tomczyk, S., McIntosh, S. W., Keil, S. L., Judge, P. G., Schad, T., Seeley, D. H., & Edmondson, J. 2007, *Science*, 317, 1192

Vernazza, J. E., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1981, *ApJS*, 45, 635

Wedemeyer-Bohm, S., Ludwig, H. G., Steffen, M., Leenaarts, J., & Freytag, B., 2007,

A&A, 471, 977

White, S. M., Loukitcheva, M. & Solanki, S. K., 2006, A&A, 456, 697

Withbroe, G. L. & Noyes, R. W. 1977, ARA&A, 15, 363

Wootten, A., & Thompson, A. R. 2009, IEEE Proceedings, 97, 1463