

地球惑星物理学特別研究
ひのでと IRIS 衛星観測で探る太陽大気プラズマ加熱

東京大学理学部
地球惑星物理学科 4 年
05-152601
阿部 仁
指導教員
清水 敏文

2017 年 4 月 3 日

概要

太陽彩層・コロナの温度は光球の温度よりも高くなっている。この構造は単純な熱伝導では達成されず、非熱的なメカニズムによって維持されている。非熱的なメカニズムの有力な説として「波動による加熱」が考えられている。そのため、太陽大気中の波動観測が重要である。

光球面の波動観測はひので衛星で行われていて、偏光分光観測をしている。光の偏光状態を見ることで物理量を測定できる。また、物理量の位相関係から波動モードの特定を行うことができる (Fujimura and Tsuneta;2009)。

本研究では、Kanoh et al.(2016) の手法を用いてプラージュ領域の光球面での波動観測、モード特定を行った。

目次

1	イントロダクション	4
2	エネルギー散逸量推定	5
2.1	エネルギーフラックス推定	5
2.2	波動モード	5
2.3	エネルギー散逸量	5
3	観測	6
4	解析	8
4.1	物理量測定	8
4.2	波動モード	10
5	結果	11
6	考察	12
7	今後の展望	13
8	参考文献	14

1 イントロダクション

太陽大気では、下部大気である光球よりも上層大気の彩層・コロナのほうが高温になっている。(図1) 熱源は太陽内部にあるので、通常熱伝導では高度上昇に伴い温度が減少することが期待され、このような大気構造は形成されない。つまり、この大気構造は非熱的なメカニズムによって維持されていることになる。しかし、どのようなメカニズムがあるかについての理解はまだ不十分で未解決問題となっており、「彩層・コロナ加熱問題」と呼ばれる。

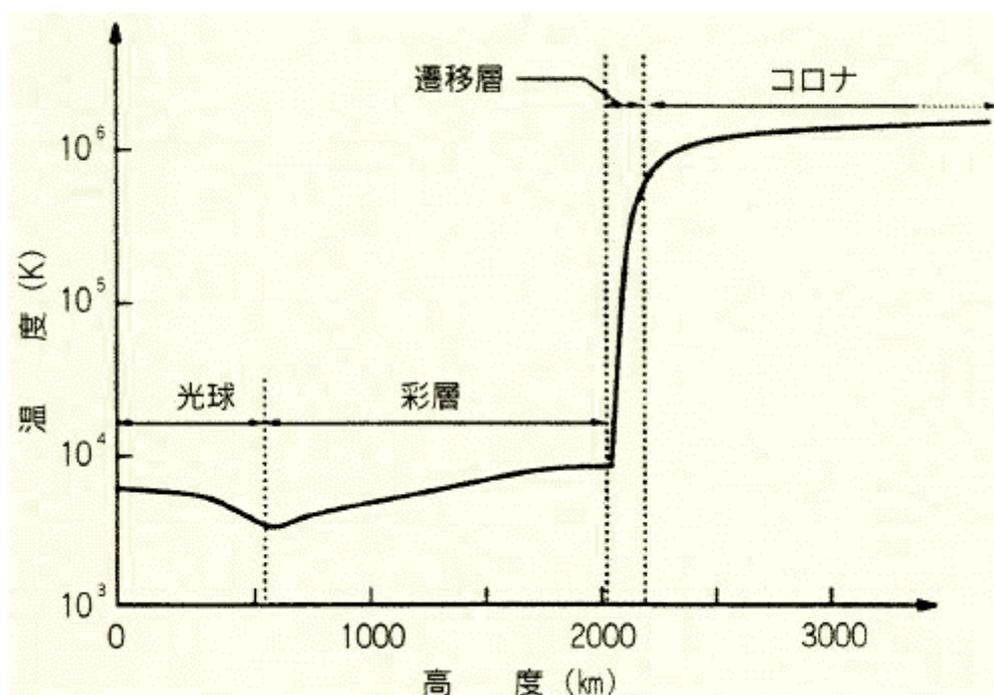


図1 太陽大気の温度構造 (<http://www.isas.jaxa.jp/home/solar/yohkoh/corona.html> より)

この非熱的なメカニズムのひとつとして現在考えられているのが、「波動による加熱」である。これは、太陽表面での運動によって励起された MHD 波動が上層大気へ伝播し、散逸、熱化することによって大気が加熱されるという説である。そのため、彩層・コロナ加熱問題を解決するためには太陽大気中の波動を観測し、波動のモード特定、そして波動が運ぶエネルギーフラックスの推定を行うことが重要である。

エネルギーフラックスの推定を行った先行研究として、Fujimura and Tsuneta(2009)、Kanoh et al.(2016)がある。Fujimura and Tsuneta(2009)は、ひのてを用いてプラージュ領域における光球面の波動観測を行い、物理量の振動から波動モードの特定、光球面でのエネルギーフラックスを推定し、彩層・コロナの加熱に十分なエネルギーフラックスがあることを示唆した。しかし、これは光球面での観測しか行っていないため、上層大気で実際にどれ位のエネルギー散逸があるかはわからなかった。そこで、Kanoh et al.(2016)は黒点暗部について研究を行い、ひのてでの光球面観測に加え、IRIS 衛星で彩層の波動観測を行った。ひのてと IRIS の同時観測を行うことで、光球面と彩層でのエネルギーフラックスをそれぞれ見積もり、彩層でのエネルギー散逸を推定した。そして、黒点暗部上空の彩層では、彩層の加熱に十分なエネルギー散逸があると結論付けた。ひ

のどと IRIS の同時観測はまだ黒点暗部についてのみしか行われていないので、その他の領域に関してものどと IRIS の同時観測を行っていく必要がある。

今回の研究の目的は、プラージュ領域でのひのどと IRIS の同時観測の前段階として、ひのどを用いてプラージュ領域での光球面の波動観測を行い波動モードを特定することと、後に IRIS との同時観測を行うためにひのどと IRIS の観測位置あわせを行うことである。

2 エネルギー散逸量推定

2.1 エネルギーフラックス推定

エネルギーフラックスは以下の式で定義される。(Kano et al.;2016)

$$F = \rho \delta v^2 \mathbf{v}_g - (\delta \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \times \delta \mathbf{B} \quad (1)$$

ここで、 ρ 、 \mathbf{B} 、 v 、 \mathbf{v}_g はそれぞれ密度、磁場、速度、群速度を表す。式の第 1 項が熱・運動エネルギーフラックスを表す項で、第 2 項がポインティングフラックスを表す項である。よって、波動のエネルギーフラックスの推定には密度、磁場、速度とその振動の振幅、そして群速度と各物理量の振動方向の関係を求めればよい。そのため各物理量の測定と波動モードの特定を行う必要がある。

2.2 波動モード

波動モードは密度の振幅と各物理量の位相関係を調べることで特定することができる (Fujimura and Tsuneta;2009)。

まず、密度の振幅は粒子の疎密を表しているので、密度振幅の大ききで圧縮波と非圧縮波を分けることができる。さらに圧縮波であった場合、磁場と密度の振動の位相関係を見ることで fast-mode と slow-mode に分けることができる。磁場と密度はそれぞれ磁気圧とガス圧に対応しているので振動が同位相であれば fast-mode、逆位相であれば slow-mode である。

また、速度と磁場の位相差を見ることによって進行波モードと定常波モードに分けることができる。振動が単純な \sin 型の波動であることを仮定し MHD 方程式に代入すると、進行波の場合磁場と速度の位相差が 0° もしくは 180° となることがわかる。一方、定常波の場合は磁場と速度の位相差が 90° もしくは -90° となる。(図 2)

2.3 エネルギー散逸量

ひのどと IRIS の共同観測を行うことで彩層でのエネルギー散逸量の見積もりを行うことができる (Kano et al.;2016)。ひのどでは偏光分光観測を用いて、光球面での波動観測を行なっているため波動モードの特定と光球面でのエネルギーフラックスの推定を行うことができる。IRIS は分光観測をもちいて、彩層での波動観測を行なっているため、ひのどで特定した波動モードと合わせることによって彩層でのエネルギーフラックスの推定を行うことができる。そして、光球面でのエネルギーフラックスと彩層でのエネルギーフラックスの差分を取ることによって、彩層でのエネルギー散逸量を見積もることができる。(図 3)

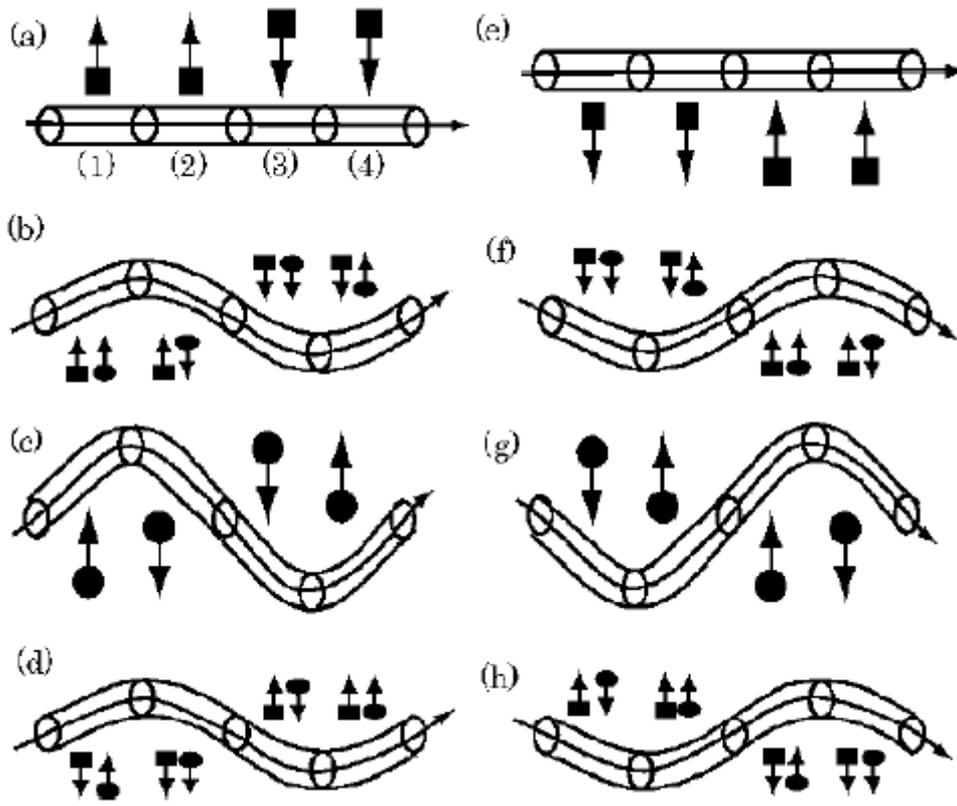


図2 定常波モードの磁場と速度の変動。四角の矢印は速度の方向を表し、丸い矢印は磁場の方向を表す。(Fujimura and Tsuneta;2009)

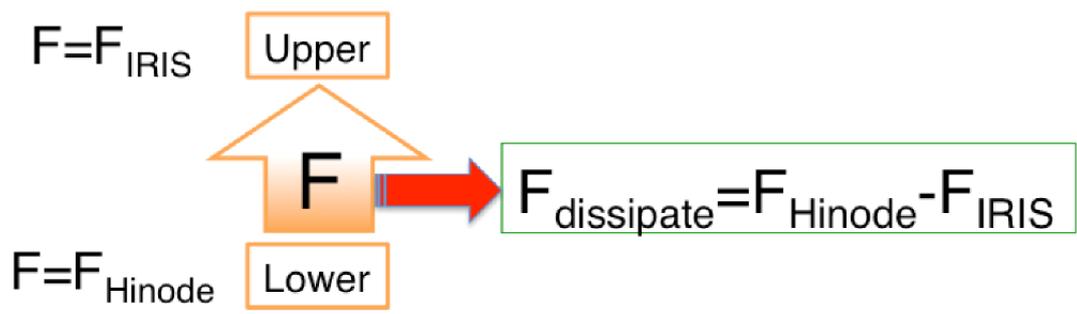


図3 彩層でのエネルギー散逸の見積もりの図 (Kanoh et al.;2016)

3 観測

観測は2015年2月12日12:20-13:30 UTに、太陽中心座標で $(x, y) = (747'', 367'')$ に位置するプラージュ領域で行った。ひのでの観測は、ひのでのに搭載された可視光磁場望遠鏡 (SOT) の spectro-polarimeter (SP) によって行われた。SP は偏光分光観測を行っていて、6301.5Å、6302.5Å にある Fe I の吸収線のストークスパラメータ I, Q, U, V プロファイルを記録している。波長分解能は 21.55mÅ である。3" の幅を 10 箇所のス

リット位置で観測し、1箇所での測定は1.6秒間行われ、3"の幅を1回観測する時間は22秒である。

はじめに、ひので/SOT-SPの観測位置とIRISの観測位置をあわせた。SPはFe Iの連続光の図、IRISはMg IIのslit-jaw image(SJI)を用いた。まずは、SPとひので/SOTのフィルタグラフ(FG)が撮影したG-bandの画像の位置あわせを行った。IDLのprocedure'congrid.pro'を用いて2つの図のピクセルサイズをあわせ、SPの画像とFGの画像で相互相関をとり、相関係数が最大になる場所を見つけることで位置をあわせた。その後、2つの図を比較し、グラニュールなどの構造が両者で一致していることを確認した。次に、IRISとFGが撮影したCa IIの画像の位置あわせを同様の手順で行った。G-bandの画像とCa IIの画像はいずれもFGが撮影しているため同じ場所を見ていると考えられ、SPとG-bandの位置あわせの結果と、IRISとCa IIの画像の位置あわせの結果を合わせることでSPとIRISの位置あわせを行った。

まず、ひのでとFGのG-bandの位置あわせの結果を図4に、IRISとFG-Ca IIの位置あわせの結果を図5に示す。そしてそれらを用いてひのでとIRISの位置あわせを行なった結果が図6。図4の左は観測した領域をG-bandで撮影し、ひのでとIRISが観測した領域を示したものである。黄線はIRISのスリットの位置、赤枠は、ひので/SOT-SPによって偏光分光観測を行った領域、紫枠が今回の研究で解析した領域である。

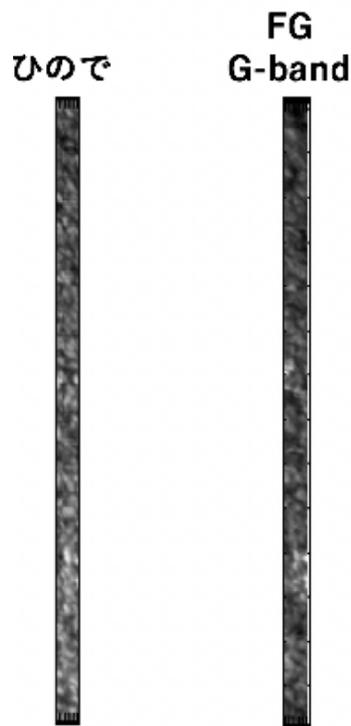


図4 ひのでの画像とFGのG-bandの位置あわせの結果。左図がひのでの画像で右図がFGのG-bandの画像。グラニュールなどの構造が一致している様子が見られる。

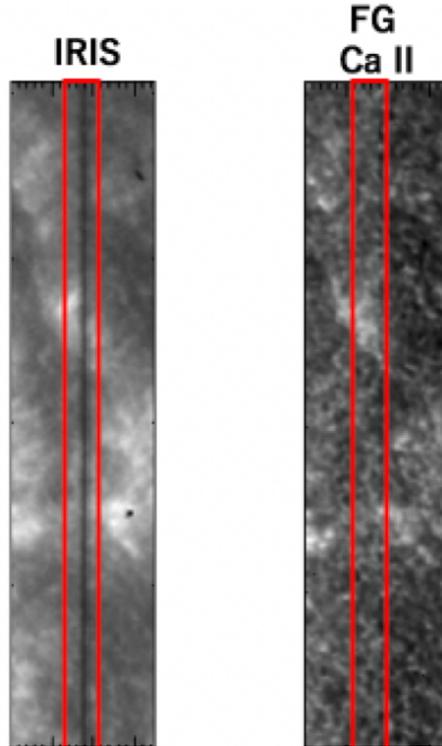


図5 IRIS の Mg II k 2796 Å の輝線の slit-jaw image と FG の Ca II の画像の位置あわせの結果。赤枠線はひのでの観測位置。

4 解析

4.1 物理量測定

ひので/SOT-SP が記録しているストークスパラメータ I, Q, U, V を用いることによって各物理量を得ることができる。ストークスパラメータ I, Q, U, V はそれぞれ以下の式で定義される。

$$I = \langle E_x^2 \rangle + \langle E_y^2 \rangle \quad (2)$$

$$Q = \langle E_x^2 \rangle - \langle E_y^2 \rangle \quad (3)$$

$$U = \langle E_a^2 \rangle - \langle E_b^2 \rangle \quad (4)$$

$$V = \langle E_l^2 \rangle - \langle E_r^2 \rangle \quad (5)$$

E は電場、 $\langle \rangle$ は平均値を表す。また、添え字はそれぞれの座標系を表し、 (x, y) はカーテシアン座標系、 (a, b) は 45° 回転させたカーテシアン座標系、 (l, r) は左周りと右回りを表す。 I は光の放射強度、 Q, U は直線偏光、 V は円偏光を表すパラメータである。今回は、このうち2つのパラメータ I, V を用いた。 I, V の波長プロファイルを図7に示した。

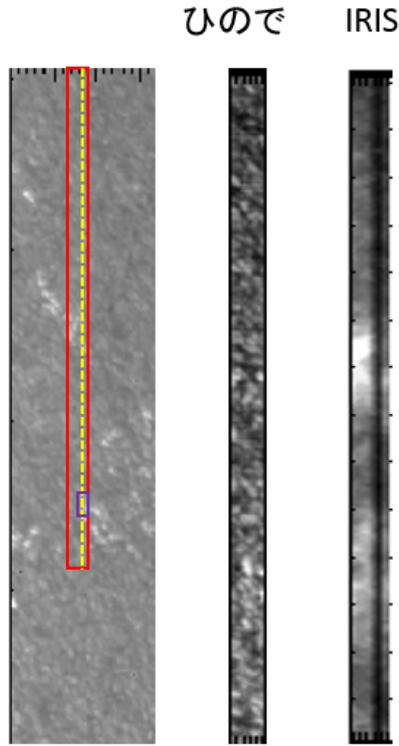


図6 今回観測した領域の図。左図が観測した領域を G-band で撮影したもの。中央の図がひので/SOT-SP の連続光の図。右図が IRIS による Mg II k 2796 Å の輝線の slit-jaw image。

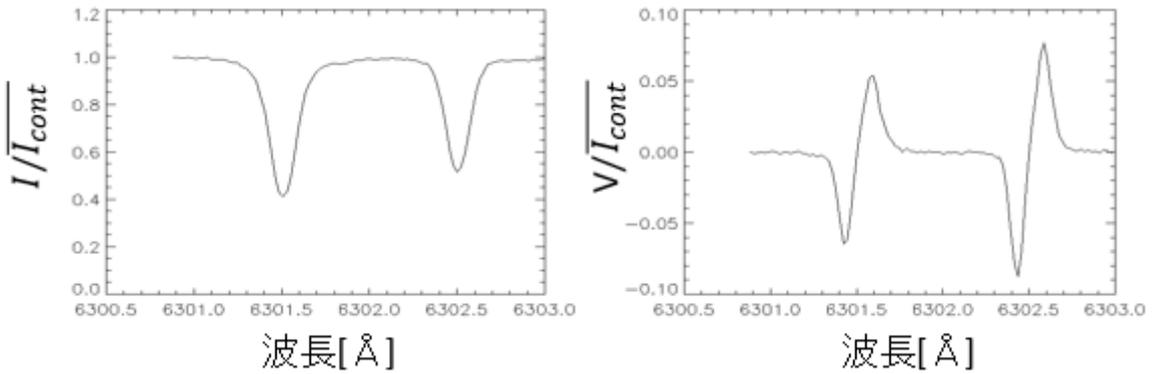


図7 ストークスパラメータ I, V をそれぞれ連続光の放射強度の平均値で規格化したもの。連続光の放射強度の定義は式 (6)

4.1.1 放射強度の測定

視線方向の放射強度はストークスパラメータ I から得ることができる。連続光の放射強度 (I_{cont}) と吸収線の放射強度 (I_{core}) は以下の式で定義する。

$$I_{cont} \equiv \left\langle \int_{630.1nm}^{630.2nm} I(\lambda) d\lambda \right\rangle \quad (6)$$

$$I_{core} \equiv \min [I(\lambda)]_{630.1nm}^{630.2nm} \quad (7)$$

4.1.2 速度の測定

視線方向の速度は、ドップラー効果から求めることができる。粒子が運動しているとき、その速度に応じて吸収線の波長がずれるため、そのズレを測定することでドップラー速度が計算できる。ドップラー速度を求める式は以下。

$$v = c \frac{\delta\lambda}{\lambda_0} \quad (8)$$

ここで c は光速、 λ_0 は吸収線の波長、 $\delta\lambda$ は波長ズレ。ドップラーシフトはストークス I, Q, U, V のいずれでも見られるが、今回は磁気大気の影響のみを反映するストークス V のゼロ点を用いて、ドップラー速度を測定した。

4.1.3 磁場の測定

視線方向の磁場の測定にはゼーマン効果を用いる。放射される光は視線方向に対して右回りと左回りの2つの円偏光状態がある。磁場がない状態では、2つの状態は縮退していて、正味の円偏光は0になる。しかし、視線方向に磁場が加わると縮退が解け、2つの円偏光状態にエネルギー差が生まれ正味の円偏光が生じる。つまり、円偏光と視線方向の磁場には関連があり、特に磁場が弱いときには円偏光の割合 CP と磁場が比例関係にある(弱磁場近似)。今回は弱磁場近似を用いて磁場の測定を行う。 CP は以下の式で定義される。

$$CP = \frac{V}{I_{cont}} \quad (9)$$

ここで、

$$V \equiv \int_{630.1nm}^{630.2nm} |V(\lambda)| d\lambda \quad (10)$$

である。また、 CP と B_{LOS} の関係式は Kanoh et al.(2016) で用いられたものを使用した。関係式は以下。

$$CP = (5.8 \times 10^{-5}) B_{LOS} + 0.0027 \quad (11)$$

4.2 波動モード

エネルギーフラックスを推定するためには、観測された波動のモードを特定することが必要である。放射強度の振幅と物理量の位相関係を調べることによってモードを特定することができる。

まず、放射強度の振幅について考える。放射強度とガス圧は正の相関がある (Kanoh et al.;2016) ため、放射強度の振幅によって圧縮モードと非圧縮モードに分けることができる。振幅が大きい場合は圧力変化も大きいため圧縮モード、小さい場合は圧力変化が小さいため非圧縮モードであると考えられる。今回は、圧縮モードであればソーセージ波、非圧縮モードであればキンク波という仮定を行った。それぞれの波については図8。

次に、物理量の位相関係について考える。 I と B の位相関係を見ることで、fast モードと slow モードを見分けることができる。 I, B はそれぞれガス圧と磁気圧に対応している。つまり、 I と B の位相が同位相であれば、ガス圧と磁気圧が同時に強くなったり弱くなったりするため fast モード、逆位相であればガス圧と磁気圧が競合するため slow モードであると考えられる。また、 v と B 、 v と I の振動の位相関係は、波動が定常波であるか進行波であるかを表すことが過去の研究からわかっている。2つの位相差がそれぞれ同位相か逆位相であれば進行波、 90° か -90° であれば定常波である。(Moreels and Van Doorselaer,2013)

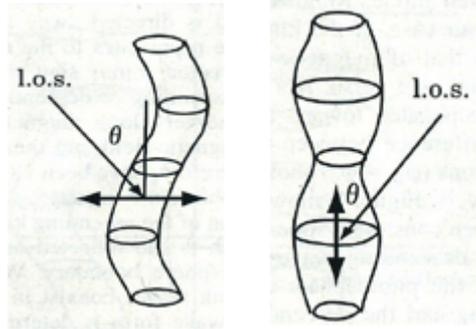


図8 キンク波とソーセージ波の図 (Fujimura and Tsuneta;2009 より)

5 結果

今回は図6の紫色の枠内 (3pix×10pix) を平均したデータを解析し、各物理量を求めた。図9は、得られたドップラー速度、磁場、吸収線の放射強度の時間変化をプロットしたものである。また、図10は、太陽表面の構造変化などによる長期的な変動を取り除くために、もとの時間プロファイルから16点 (352秒) の移動平均を引いたものである。図10からいずれの物理量にも周期的な振動が見られることがわかる。こ

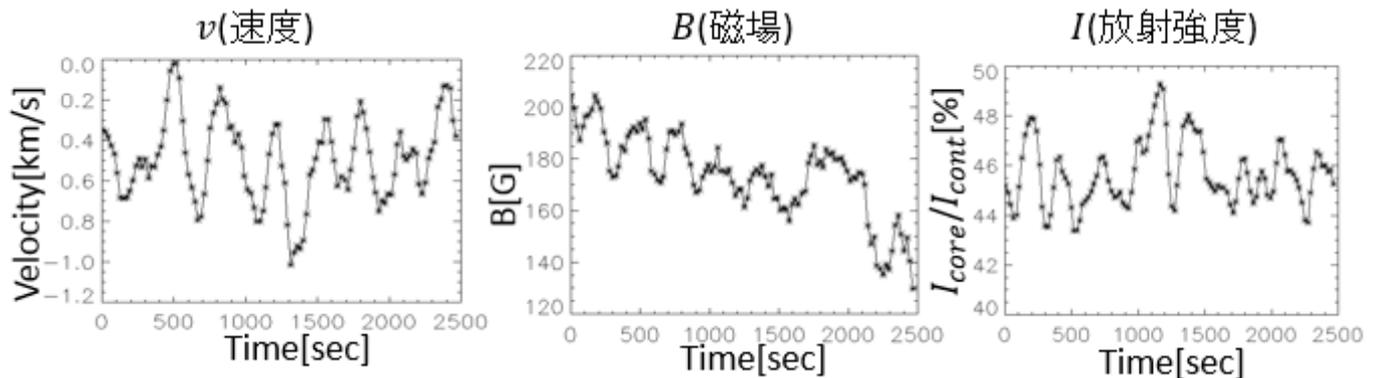


図9 各物理量の時間変化。速度は blue shift を正とした。また、吸収線の放射強度は連続光の放射強度の平均値で規格化した。

の振動の周波数成分を調べるためにフーリエ変換を施し、パワースペクトルを求めた。解析ではIDLのprocedure'fft_power_spectrum.pro'を用いてパワースペクトルを求めた。その結果が図11。図7から3つの物理量で共通の周波数をもつピークがあり、その周波数は約3.3mHzであることがわかる。

次に、各物理量の位相関係を調べた。図12は、2つの観測量の相互相関係数とタイムラグの関係である。図12から、 I_{core} と B の相互相関係数は、タイムラグがないときに最大値を取っているの、2つの物理量の位相差は 0° であると考えられる。また v と I_{core} の相互相関係数は、タイムラグがないときは0であったが、 I に正のタイムラグを与えると徐々に大きくなり、 $\frac{1}{4}$ 周期 (75s) のあたりで最大になっている。そのため v の位相は I_{core} の位相に比べて $\frac{\pi}{2}$ 進んでいると考えられる。また、 v と B の相互相関係数は、 v と I_{core} とほぼ同様の形をしているが、タイムラグがないときに相関係数が正であることと、相関係数が最大になるタイ

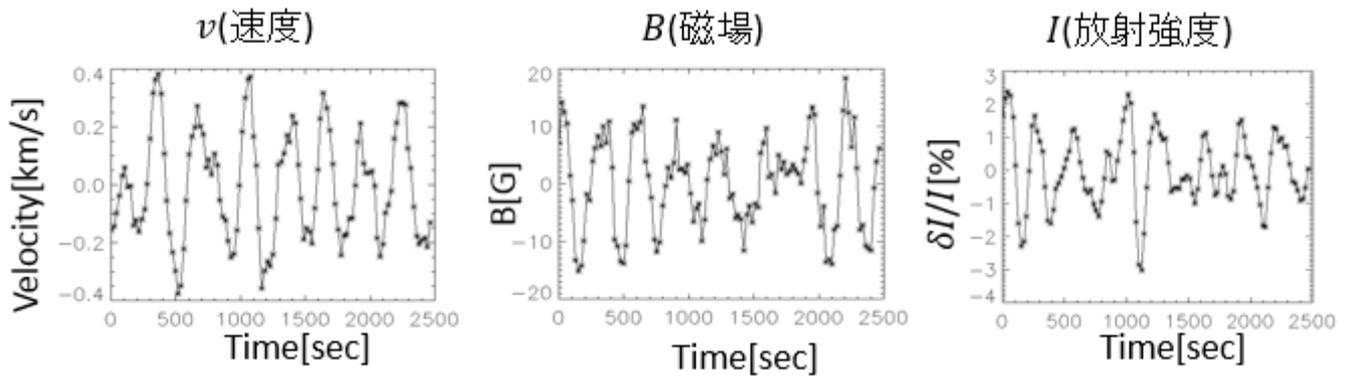


図 10 各物理量の時間変化から 16 点の移動平均を取り除き、振動成分を取り出したもの。

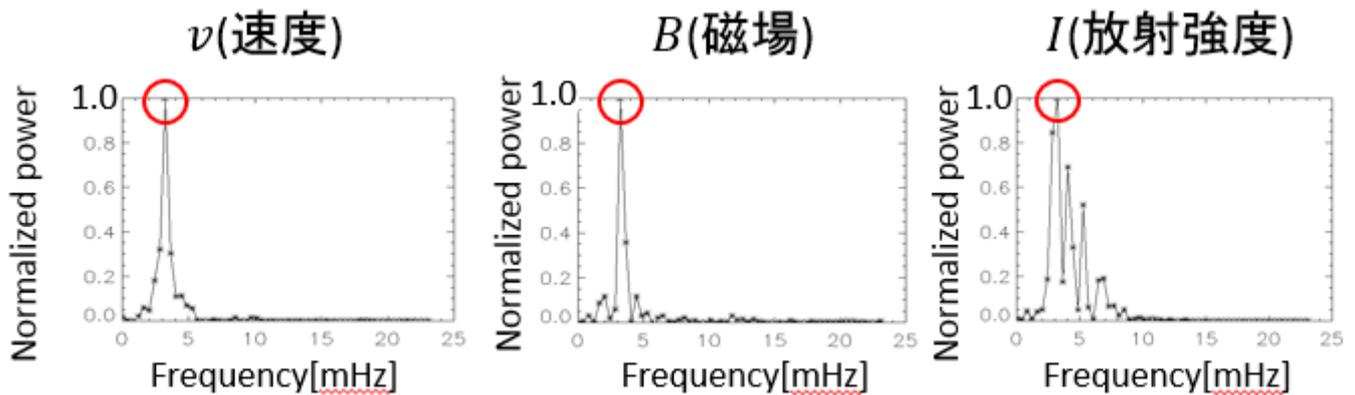


図 11 それぞれの物理量のパワースペクトル。赤丸は 3 つの物理量で共通の周波数をもつピーク

ムラグが $\frac{1}{4}$ 周期よりも小さいことから v と B の位相差は $\frac{\pi}{2}$ 未満であると考えられる。

6 考察

まず、図 11 からいずれの周波数プロファイルでも 3.3mHz のところにピークが見られたことから、このピークは MHD 波動による振動を表していると考えられる。また、放射強度の振幅が連続光に対して数パーセント程度と大きな振動が見られたため、波動は圧縮波、すなわちソーセージ波であると考えられる。そして、図 12 の位相関係から、 I_{core} と B の位相差は 0° であったことから fast モードであると考えられる。また、 v と I_{core} の位相差が $\frac{\pi}{2}$ であったことから、この波は定常波であると考えられる。以上のことをまとめると、今回発見された振動は fast ソーセージモードの定常波であると結論付けられる。

しかし、 v と B の位相差は $\frac{\pi}{2}$ 未満であり、 $\frac{\pi}{2}$ からのズレが見られた。 $\frac{\pi}{2}$ からのズレは進行波成分を表すため、fast ソーセージモードの定常波と同じ周波数をもつ進行波が存在するかもしれない。また、その進行波が圧縮波であれば v と I_{core} の位相差も $\frac{\pi}{2}$ からずれるはずだが、今回はそうならないので、 I_{core} の振動を伴わないキンク波であると考えられる。よって、今回の振動の中には、キンクモードの進行波も存在するかもしれない。

また、不透明度の変化による影響にも注意しなければならない。不透明度が変化すると、観測している Fe

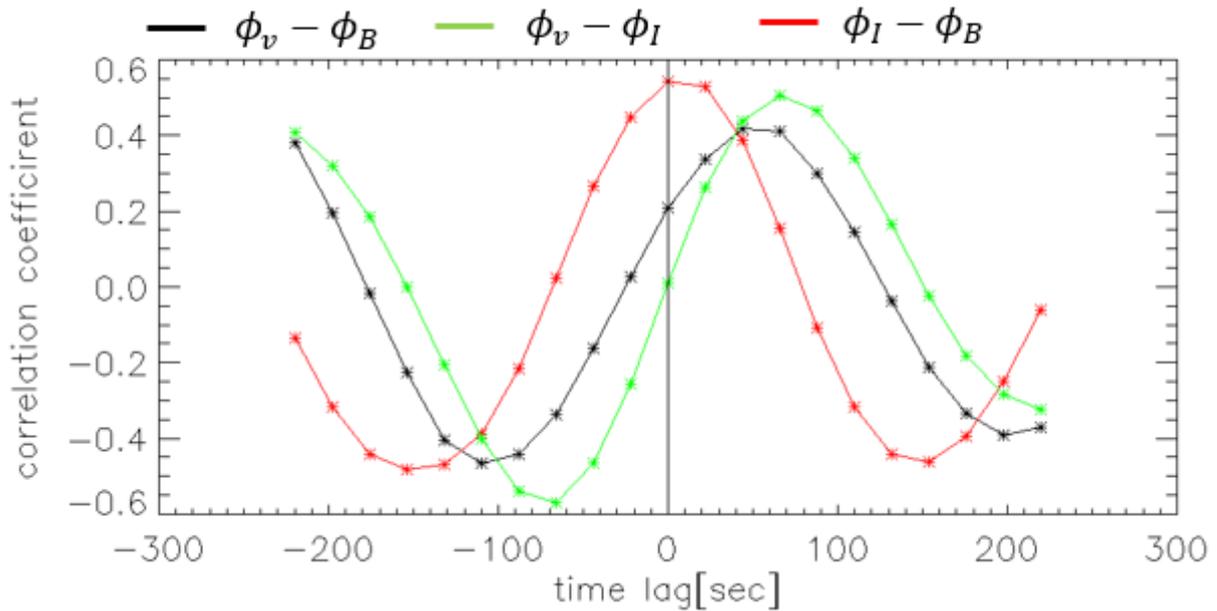


図 12 各物理量の相互相関係数とタイムラグの関係。赤線が $\delta I_{core} - \delta B$, 緑線が $\delta v - \delta I_{core}$, 黒線が $\delta v - \delta B$ の相互相関係数を表す。また、タイムラグは 2 つの物理量のうち後ろに与えた。

I の吸収線が形成される高度が上下する。観測する高度が変化すると磁場や密度も変化するため、実際には波動が生じていなくても見かけ上振動が見られる。Fujimura and Tsuneta(2009) によると、不透明度の変化によって見かけ上の揺らぎが生じるときは I と B の位相差が 0° になり、今回の観測の結果と一致する。そのため、今回観測された波動の一部は、不透明度の変動によってもたらされたものである可能性が高い。

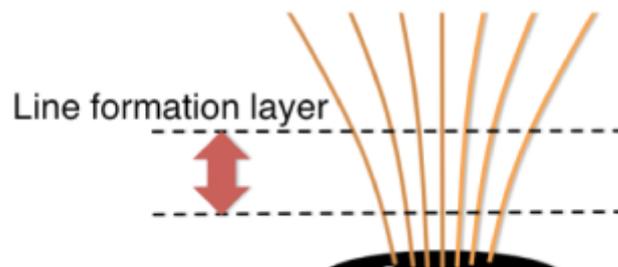


図 13 不透明度の変化による影響を表す図。(Kanoh et al.;2016)

7 今後の展望

まず、今回はひのひによる光球面での波動観測から、得られた振動が fast ソーセージモードの定常波であるという結果になった。しかし、Fujimura and Tsuneta(2009) では全ての観測領域で fast モードは得られていないこと、今回の解析は 1 領域についてのみしか行われていないことなどに注意しなければならない。まずは、Fujimura and Tsuneta(2009) で解析が行われた領域について、今回と同じ手法を用いて解析を行い Fujimura and Tsuneta(2009) と同じ結果が得られるかを確かめる必要がある。また、今回観測した領域が太

陽の中心からかなり離れたリムであることも考慮する必要があると考えられる。これらを踏まえて、観測面ではブラージュ領域でより多くの波動観測、モードの特定を行い、fast モードが見られるかを調べる必要があると考えられる。また観測位置に関して、リムでの観測と太陽中心の近くの観測をそれぞれ行い、位置によって fast モードの観測されやすさが変化するかを調べることも、今回結果の理解に役立つだろう。理論の面では、波動観測の手法や原理についてより深く理解し、解析結果に対する解釈を再考する必要がある。また、各波動モードが発生する条件などを学び、今回解析した領域が fast モードを発生させるのに適した環境であるかを調べることも重要である。

次に、今回はひのひでのによる光球面の波動観測しか行うことができなかったため、IRIS による彩層の波動観測も行う必要がある。

最後に、ひのひでと IRIS での観測、解析結果の解釈を適切に行った後に Kanoh et al.(2016) の手法などを用いて、光球面と彩層のエネルギーフラックスをそれぞれ推定し、彩層でのエネルギー散逸量を見積もる必要がある。

8 参考文献

- [1]Fujimura, D., and Tsuneta, S. 2009,ApJ,702,1443
- [2]Kanoh, R., and Shimizu, T., and Imada, S. 2016,Apj,831,1
- [3]Moreels, M. G., and Van Doorselaere, T. 2013,A&A,97,310