

宇宙天気予報における太陽風の MHD シミュレーション

山野内 雄哉 (名古屋大学大学院 太陽地球環境研究所)

Abstract

地球の電磁的な環境を知ることは、電子機器が発達している我々の社会で非常に重要になってきている。そのため、地球軌道での太陽風の MHD シミュレーションによる宇宙天気予報を発達させることは、我々の生活に直結した課題である。

そこで今回は、名古屋大学で行われている宇宙天気予報モデリングの最新の論文である Shiota et al.(2014) を紹介する。この論文では 2007 年から 2009 年の 3 年間のシミュレーションを実行しており、その結果を地球軌道での太陽風の観測値と比較し、ある程度的一致を得られている。

本論文紹介を通して、太陽風のモデリング研究の到達点と今後の方向性を考察し、自身の今後の指針も示す。

1 Introduction

太陽フレアや磁気嵐、太陽風などの宇宙環境の擾乱は、放射線帯にある衛星の損傷や、船外活動をしている宇宙飛行士の被ばく、さらには地上での通信障害など、我々の生活に大きな影響を与える。これらの擾乱を把握し、それに対する影響を予報することを宇宙天気予報という。宇宙天気予報では先に述べたような様々な擾乱を予報するが、本発表では太陽風に焦点を当てて議論を行う。

宇宙天気予報のための太陽風の観測は地球から 150 万キロ離れたラグランジュポイントで ACE 衛星が行っている。ここで観測された擾乱を電波によって地球に伝えることで、その擾乱が到達する前に我々はそれによる影響をある程度予想することができる。しかし、この方法のみでは ACE 衛星に到達する前の太陽風の情報は知り得ないため、比較的近い未来の予報を行うことしかできない。そこで、ACE 衛星に到達する前の太陽風の情報を、太陽の光球面磁場の観測によって MHD (Magnetohydrodynamics: 磁気流体力学) シミュレーションを使って予想し、補完することで、この問題が解決できる。現在まで、MHD を使った太陽風のモデルは、地球などの惑星の軌道におけるリアルタイムの宇宙天気予報の実用的利用に向けて発展してきている。

2 Methods

2007 年～2009 年までの太陽風に関して、速度と磁場についての MHD シミュレーションを実行し、観測データと比較することによって、今回のモデルが実際の太陽風をどのくらい再現しているのかを調べる。なお、この 3 年間は、背景太陽風のプロファイル进行测试するために、CME (Coronal Mass Ejection、コロナ質量放出) などの太陽の活動現象が穏やかな極小期付近を選択した。

具体的なセットアップは、太陽を中心に 3 次元にグリッドを配置し、 $25R_{sun} < r < 425R_{sun} \sim 2AU$ (R_{sun} ; 太陽半径) の範囲で計算を行っている。内側境界の位置は、太陽風がアルフベン速度を十分に超している位置に設定してあり、あらゆる波動が内側には伝播しないため計算量を大幅に減らせる位置に設定してある。この内側境界の位置とグリッドセルの数の設定により、30 分の実時間で 1 日分の結果が得られるようになっている。

また、内側境界は以下の 3 つのモデルを使って与える。

(1) ポテンシャル磁場モデル

カレントフリーな状況を仮定して、光球表面の磁場のプロファイルからコロナ磁場の構造と惑星間空間磁場 (IMF) の磁場構造を求める。

(2) WSA モデル (運動学モデル)

(1) で求めたコロナ磁場の構造から太陽風の速度が求められる。

(3) Helios empirical モデル

(2) で求めた速度から密度と温度が求められる。

3 Results

以上の方法で解析した結果を図 1、図 2、図 3 に示す。それぞれ順に 2007 年、2008 年、2009 年の各パラメータの時間発展を表しており、それぞれの上段は太陽風速度、下段は IMF の方位角である。黒の点で表されているのが観測結果、赤の線で表されているのが MHD モデル、青の線で示されているのが運動学モデルの計算結果である。3 年間とも太陽風速度、IMF 方位角共に傾向がよく一致しているが、太陽風速度に関して、2007 年と 2008 年の振幅が実際の測定値よりも小さくなってしまっている。また、IMF の方位角は、グローバルな磁場の変動は再現されているものの、その微細構造は再現されていない。また太陽風速度について、MHD モデル(赤)と運動学モデル(青)を比較すると MHD モデルの方が変動が大きいことが分かる。これは、太陽風加速が磁場と密接な関係があることを示唆している。

次に、図 4 に左から 2007 年、2008 年、2009 年の観測とモデルとの相関係数を示す。黒線は速度の観測と MHD モデルとの相関、青線は速度の観測と WSA モデル(運動学モデル)との相関、赤線は IMF 方位角の観測と MHD モデルとの相関である。黒線で表されている MHD モデルと観測における速度の相関のピーク値は年々下がっていることが分かる。またこのピーク値は、青線で表されている運動学モデルと観測における速度の相関のピーク値と同等の値であることから、速度の変動は基本的に内側の境界条件で決定するということがいえる。一方、IMF の方位角の相関に関しては、2007 年、2008 年ともに 0.73 という十分な程度の相関が得られているが、2009 年では 0.54 という低い値にとどまっている。これは、地球がセクター境界に近いところに位置していたため、太陽コロナ中の磁場の变化に敏感な IMF の構造が含まれていると考えられる。

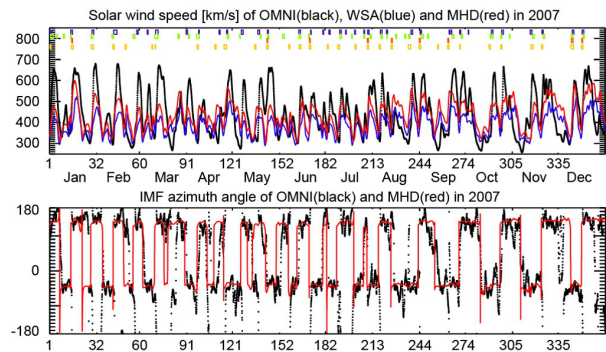


図 1: 2007 年の太陽風速度 (上段) と IMF 方位角 (下段)

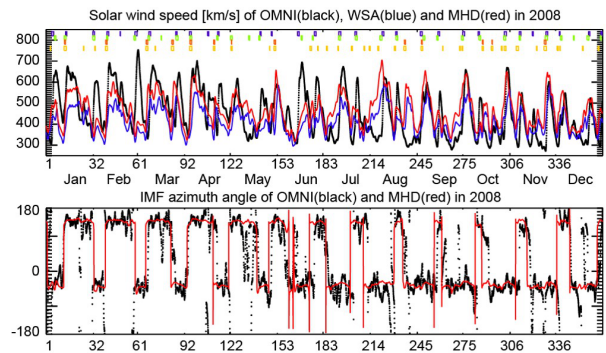


図 2: 2008 年の太陽風速度 (上段) と IMF 方位角 (下段)

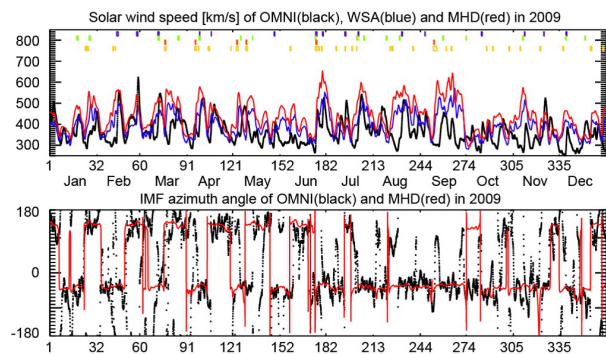


図 3: 2009 年の太陽風速度 (上段) と IMF 方位角 (下段)

4 Discussion / Summary

・太陽風速度に関して、2007 年と 2008 年に比べて 2009 年の相関は弱かった。この結果を受けて、太陽活動に応じて経験モデルを変更しなければいけな

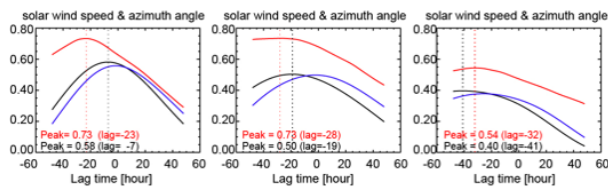


図 4: 各年の相関係数の時間発展

いと思われる。

・今回は CME の少ない太陽活動極小期の 2007 年～2009 年での解析を行ったので、シミュレーション結果をある程度再現することができた。しかし、太陽が活動的になると CME が増加し精度が下がることが予想されるため、CME のモデルと結合して精度を上げるのが今後の課題となっている。

5 Future Works

本論文を受けて、私自身の今後の研究の指針は以下の通りである。

- ・2010 年以降などの、太陽活動極小期以外ではどのような相関を示すのかを調べ、その時間発展を示す。
- ・相関が弱くなる時間に着目し、その時間の太陽で実際に発生していた現象と比較するなどして、その要因を探る。
- ・密度や温度についても同様に行い、よりモデルの精度を上げるための解決策を探る。

1m 光・赤外線望遠鏡で新しく観測すべきミラ型変光星の選出

坂田 脩一郎 (鹿児島大学大学院 理工学研究科)

Abstract

- ・鹿児島大学 1m 光・赤外線望遠鏡ではミラ型変光星の距離を測定してきた。
- ・観測天体は赤外線天文衛星 IRAS のデータから AGB 星を選び観測してきたが、ファーストライトから 10 年が経ち新しい観測天体が必要となってきた。
- ・ミラ型変光星を選出すべくそれと同定された 3450 天体を可視光変光星カタログ GCVS から選び、それらの 2MASS (近赤外) データから 2 色図上での分布を調べたところ、特定の範囲に集中していることがわかった。

1 Introduction

研究の目的

- ・我々のグループでは、天の川銀河系内のミラ型変光星の分布を明かにしている。
 - ・現在、ファーストライトから 10 年が経ち今まで観測してきた天体は大半解析まで終了している。
- 過去の観測天体の選考基準
- ・赤緯 $\geq -25^\circ$ で鹿児島で年間 4 ヶ月以上モニター観測可能。
 - ・IRASPSC において、 $12 \mu\text{m}$ 、 $25 \mu\text{m}$ 、 $60 \mu\text{m}$ 、 $Fluxdensityquality = 3$ (測光精度が良い)
 - ・中間赤外線 2 色図上において、晩期型星の存在する I 、 $IIIa$ 、 $IIIb$ を中心とした領域。[*vanderVeenandH.J.Habing(1989)*]
 - ・距離指標となるミラ型変光星を新規観測天体として本研究で選出する。

ミラ型変光星の定義

- ・Vバンドにおける振幅が 2.5~10 等級。
- ・スペクトル型 M 型、 C 型、 S 型。
- ・光度階級(巨星)。
- ・規則正しいライトカーブ。

ミラ型変光星の特性

- ・近赤外線と周期光度関係を持つ。
距離指標になる。これを利用して距離を測る。
- ・ミラ型星は近赤外線で非常に明るいので、遠いところにあるミラ型星まで観測できる。

2 Methods/Instruments and Observations

新規天体の選出基準

- 1, GCVS よりミラ型変光星と分類されている天体。
- 2, 鹿児島で年間 4 ヶ月以上モニター観測可能 (赤緯 $\geq -25^\circ$) な天体。計 3450 天体 (その内、赤経 17 時 ~ 19 時 : 1882 天体)

3, 論文検索をして、 K バンドのライトカーブがまだ描かれていない天体。(優先的に赤経 17 時 ~ 19 時の天体)

計 1562 天体 / 1882 天体 = 0.8034.. 約 80%

論文検索の結果から 3450 天体については 2772 天体が K バンド未観測であると期待できる。

3 Results

選出した天体と現観測天体の銀経銀緯分布図

銀河面の星間物質がある領域を中心に 1m 鏡では観測している。 図 1 参照。

4 Discussion

選出した 3450 天体のミラ型変光星の内、近赤外線での等級が 2MASS で公開されていた 3048 天体の近赤外線 2 色図。 近赤外 2 色図上でのミラ型変光星の分布領域を突き止めた。

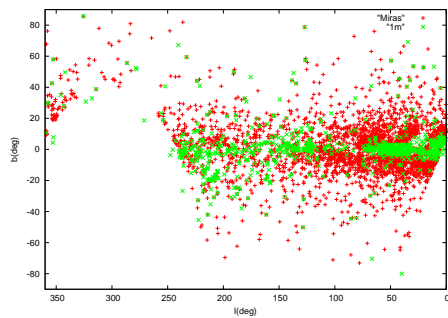


図 1: GCVS から選出したミラ型星 (赤) と 1m 鏡の観測天体 (緑) の銀経銀緯分布図

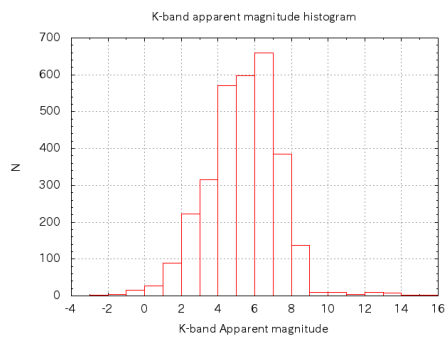


図 2: 選出したミラ型星の等級別個数

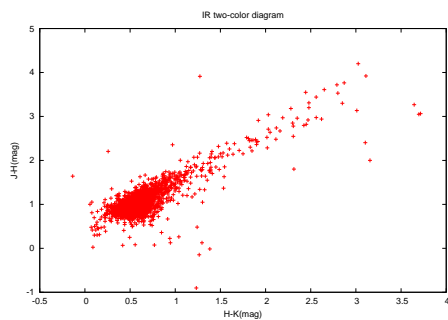


図 3: 2MASS データより求めた近赤外 2 色図におけるミラ型変光星の分布領域

5 Future Works

2MASS の全天体等級データよりミラ型変光星を選出する。これにより、遠方にあり可視光線では星間物質に隠されて赤外線ではしか観測されないミラ型変光星などを選出する。

Semiconvective Zone の形成のされ方

中村 健太郎 (新潟大学大学院 自然科学研究科)

Abstract

大質量星 ($M \gtrsim 10M_{sun}$) の主系列段階でエネルギー輸送が放射優勢である Envelope と対流優勢である Core の間に平均分子量に勾配のある領域 (Semiconvective Zone) が形成される。Semiconvective Zone では特殊な混合 (Semiconvection) が発生し、最終的にはある一定の値の平均分子量の領域になるように均される。Spruit(1992) では Overturn という断熱的な混合により平均分子量が一定の狭い領域が形成され、その領域が拡散により周囲の領域に浸透し Semiconvective Zone が均されるとして平均分子量が一定の狭い領域が広がるタイムスケールが計算された。

しかし、Spruit(1992) では 1 つの狭い平均分子量が一定の領域についてのみでしか議論がされていなかった。Semiconvective Zone の形成のタイムスケールよりも平均分子量が一定の狭い領域が広がるタイムスケールの方が長い場合、平均分子量が階段状の構造が形成され、そこから最終的な平均分子量が一定の領域になっていく。逆の場合は平均分子量が一定の 1 つの狭い領域が広がって最終的な平均分子量が一定の領域になる。2 つの場合に対して最終的な平均分子量が一定の領域になるまでの時間が変わってくるので、過去の恒星進化の計算の論文を参考にして Semiconvective Zone の形成のタイムスケールを計算し、平均分子量が一定の狭い領域が広がるタイムスケールと比較を行った。

1 Introduction

大質量星 ($M \gtrsim 10M_{sun}$) の主系列段階でエネルギー輸送が放射優勢である Envelope と対流優勢である Core の間に平均分子量に勾配のある領域 (Semiconvective Zone) が形成される。Semiconvective Zone では特殊な混合 (Semiconvection) が発生し、最終的にはある一定の値の平均分子量の領域になるように均される。その領域がどの程度の範囲まで広がるか、どの程度のタイムスケールで広がるかによって恒星の化学的構造に違いが生じ、大質量星の進化の最終段階である超新星爆発に影響を与える。

Spruit(1992) では Overturn という断熱的な混合により平均分子量が一定の狭い領域が形成され、その領域が拡散により周囲の領域に浸透し Semiconvective Zone が均されるとして平均分子量が一定の狭い領域が広がるタイムスケールが計算された。しかし、Spruit(1992) では 1 つの狭い平均分子量が一定の領域についてのみでしか議論がされていなかった。Semiconvective Zone の形成のタイムスケールよりも平均分子量が一定の狭い領域が広がるタイムスケールの方が長い場合、平均分子量が階段状の構造が形

成され、そこから最終的な平均分子量が一定の領域になっていく。(fig.1) 逆の場合は平均分子量が一定の 1 つの狭い領域が広がって最終的な平均分子量が一定の領域になる。(fig.2) 2 つの場合に対して最終的な平均分子量が一定の領域になるまでの時間が変わってくるので、過去の恒星進化の計算の論文を参考にして Semiconvective Zone の形成のタイムスケールを計算し、平均分子量が一定の狭い領域が広がるタイムスケールと比較を行った。

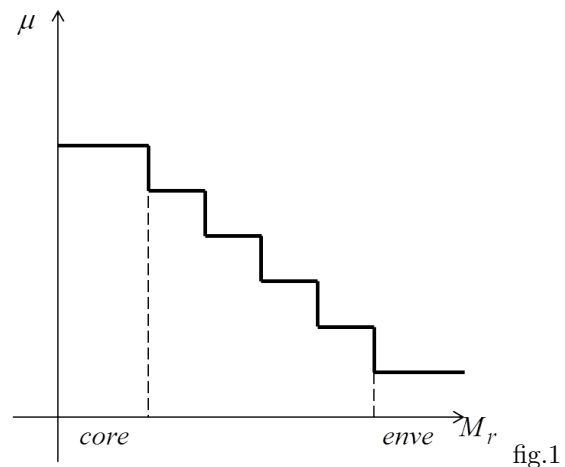
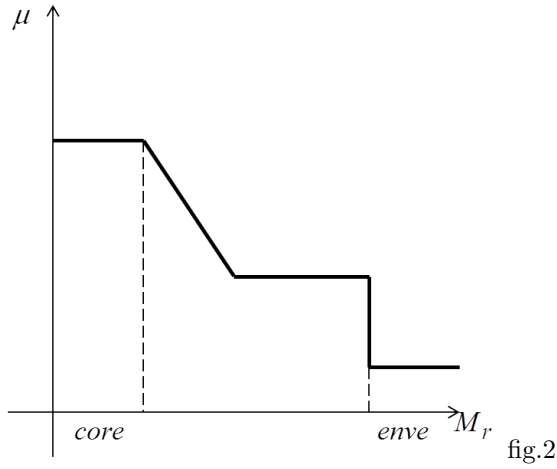


fig.1



2 Methods

自転のない静水圧平衡にある球対称の恒星を考える。下記の3つの領域に分ける。

$$Envelope : \nabla < \nabla_a$$

$$SemiconvectiveZone : \nabla_a < \nabla < \nabla_a + \frac{\varphi}{\delta} \nabla_\mu$$

$$Core : \nabla_a + \frac{\varphi}{\delta} \nabla_\mu < \nabla$$

$$\left(\varphi = \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln \mu} \right)_{P,T}, \delta = \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T} \right)_{P,\mu} \right)$$

ここで、 $\nabla (= d \ln T / d \ln P)$ は温度勾配、 ∇_a は断熱的
温度勾配、 $\nabla_\mu (= d \ln \mu / d \ln P)$ は平均分子量勾配であ
る。エネルギー生成率を Henyey et al.(1959) の

$$\varepsilon = 6.32 \times 10^{18} R_{pp} X^2 + 5.734 \times 10^{18} R_{CN} X X_{CN}$$

$$R_{pp} = \frac{4.19 \times 10^{-26} T_6^{5.5}}{1 + (T_6/15)^3} \rho$$

$$R_{CN} = \frac{6.52 \times 10^{-45} T_6^{21}}{1 + (T_6/24)^6} \rho$$

の式を用い、Core でのみエネルギーが生成されると
した。ここで、 T_6 は $10^6 K$ 単位の温度である。Semi-
convective Zone での平均分子量の勾配については
Roy(1952) の扱い

$$\frac{dX}{dM_r} = \frac{1}{M_r} \times Const$$

を用いた。Opacity への寄与は電子散乱によるもの
のみとした。中心温度 $T_c = 4.0 \times 10^7 K$ 、表面密度
 $\rho_s = 4.0 \times 10^{-7} g/cm^3$ 、恒星質量 $M \simeq 16 M_{sun}$ につ
いて水素の質量比 0.7、ヘリウムの質量比 0.29、重元
素の質量比 0.01 の均質な初期構造から中心の水素の
質量比が 0.5 になるまで構造を解いてみた。

3 Results

M=16.470105Msun							
Xc	Te(K)	L(erg/s)	Pc(g/cm/cm)	Mc/M	Rc(cm)	Time(year)	Mc(g)
0.70	1.03E+05	1.25E+38	5.14E+16	0.4695	9.25E+10	0.00E+00	1.55E+34
0.60	9.49E+04	9.94E+37	5.34E+16	0.3509	7.91E+10	2.74E+05	1.16E+34
0.50	8.67E+04	7.68E+37	5.67E+16	0.2641	6.76E+10	5.35E+05	8.70E+33
M=20Msun							
0.68	3.51E+04	1.92E+38		0.4950		0.00E+00	
0.51	3.44E+04	2.25E+38		0.4160		2.47E+06	
0.34	3.30E+04	2.89E+38		0.3740		2.82E+06	
0.17	3.12E+04	3.36E+38		0.2900		3.69E+06	
0.05	2.92E+04	3.79E+38		0.2640		4.19E+06	

Tab.1

Tab.1 は計算結果である。 $M = 20 M_{sun}$ は Henyey et
al.(1959) の計算結果の引用である。私のモデルでは水
素の質量比 0.7、ヘリウムの質量比 0.29、重元素の質
量比 0.01 の均質な初期構造をもつ時刻を $Time = 0.0$
とし

$$Time = 0.007c^2 \int \frac{dM_b}{L}$$

を用いて経過時間を求めた。ここで、 M_b は燃焼し
た水素の質量である。Henyey et al.(1959) のモデル
でも水素の質量比 0.68、ヘリウムの質量比 0.31、重
元素の質量比 0.01 の均質な初期構造をもつ時刻を
 $Time = 0.0$ として同様な計算を行った。

4 Discussion

Tab.1 から $M \simeq 16 M_{sun}$ の恒星に対して Semi-con-
vective Zone の広がる速度は

$$v \simeq \frac{9.25 \times 10^{10} - 6.76 \times 10^{10}}{1.70 \times 10^{14}} \\ \simeq 1.47 \times 10^{-4} (cm/s)$$

となる。Spruit(1992) から平均分子量が一定の層の
厚さの増加率

$$\frac{dd}{dt} \simeq \frac{(\kappa_s \kappa_t)^{1/2}}{d} \left(\frac{4}{\beta} - 3 \right) \frac{\nabla_r - \nabla_a}{\nabla_\mu}$$

が得られている。ここで、 κ_t は熱拡散率、 κ_s は溶質拡散率、 ∇_r は放射的な場合の温度勾配、 d は平均分子量一定の層の厚さ、 $\beta(= P_g/P)$ は総圧に対するガス圧の比である。Overturn による層の形成のタイムスケールは実験で他のタイムスケールより非常に小さいことがわかっているので上記の 2 つの値を比較することにより Semiconvective Zone の形成のされ方がわかる。私のモデルの平均分子量に勾配がある領域で層の厚さの増加率を求めてやると

$$\frac{dd}{dt} \sim \frac{10^4}{d}$$

が得られる。この値により初期の段階では 1 つの層だけが徐々に厚さを増加させていくが、 $X_c = 0.5$ の時の Semiconvective Zone の広さは $\sim 10^{10}$ であるのである程度まで時間が経つと階段状の平均分子量勾配の構造が形成されると考えられる。

5 Future Work

今回は私の恒星進化の計算結果が正しいものとして議論を進めたが、Tab.1 を見てもらうとわかるように Henyey(1959) の計算結果と定性的に違うふるまいをしてしまっている。載せはしなかったが違う恒星質量でも計算はしてみたのだが、それも違うふるまいをしていた。Henyey(1959) の計算で使われた仮定と私の計算で用いた仮定で大きく異なるのが Semiconvective Zone での平均分子量勾配の扱いである。計算の簡易化のため私の用いた扱いは非現実的であるので、もっと現実的な扱いを導入して再度計算を行ってみる必要があると考える。

Reference

- H.C.Spriut, A&A, 253, 131 (1992)
- R.J.Tayler, ApJ, 120, 332 (1954)
- R.Stothers, ApJ, 138, 1074 (1963)
- L.G.Henyey et al., ApJ, 129, 2 (1959)
- A.E.Roy, MNRAS, 112, 484 (1952)

極域コロナホールでの Alfvén wave による エネルギー散逸の観測的定量化

藤下祐人 (名古屋大学 太陽地球環境研究所)

Abstract

太陽に関する未解決問題としてコロナ加熱問題がある。これらに対する理論モデルはいくつか提唱されているが、その中でも波動によるエネルギー散逸に起因するものを 'wave-driven モデル' と呼ぶ。特に太陽大気の広範囲 (彩層~コロナ) における Alfvén wave の観測によって、このようなモデルはサポートされている。そこで今回は、これに関する論文 Hahn,Savin(2013) を紹介し、Alfvén wave が運搬・散逸するエネルギーと理論モデルの関係について定量的な議論を目指す。

1 Introduction

コロナ加熱や太陽風加速の理論モデルはいくつかあるが、その中でも wave にエネルギー輸送に起因するものを 'wave-driven モデル' と呼ぶ。特に今回は Alfvén wave のエネルギー散逸を扱う。最近の研究で、open field line の磁場領域において、Alfvén wave が比較的低高度で散逸しているクリアな観測結果が得られ (Hahn et al.2012, Bemporad,Abbo2012)、wave によるエネルギー散逸がコロナ加熱に寄与していることがより強く示唆されている。そこで、実際に wave がこれら 2 つの現象を担っているかを検証するために、波動により損失されるエネルギーを定量化することが必要となる。しかし、データとして測定される line widths には熱的な broadening と非熱的な broadening が含まれるという問題がある。これらがそれぞれイオン温度とプラズマの運動という異なる物理過程に依存するため、二つの寄与を分けて考えなければならない。これに伴い、Hahn,Savin(2013) では、 v_{nt} と T_i を分離して line widths を検証する方法を提案し、wave が初期エネルギー、エネルギーフラックスの変化、damping の距離・時間スケールを数値的に見積もっている。

2 Observations, Analysis Method

ひのでの EIS による分光観測から 4 つのデータを用いる。(2009 April 23 at 12:42, 13:16, 13:50, 15:17) EIS は極紫外線波長領域において分光観測を行い、太陽大気の診断を行う観測装置である。遷移層やコロナにおけるプラズマの温度、密度、速度といった情報を得るのが役割であり、幅 1-2 秒角のスリットをずらしていくことでマップを作成する。EIS のスリット幅は 2 秒角で、height range は 0.95~1.45 太陽半径をカバーしている。分光観測されるスペクトル線はある line width を持ち、その半値幅は以下のように 3 つの成分で表される。

$$\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = \left[\Delta\lambda_{\text{inst}}^2 + 4 \ln(2) \left(\frac{\lambda}{c} \right)^2 \left(\frac{2k_B T_i}{M} + v_{nt}^2 \right) \right]^{1/2}$$

この式を基に、独立して calibration される観測装置の broadening を差し引き、いくつかの仮定 (静水圧平衡, エネルギー保存, etc) をおくことで、実際の解析に用いる有効速度に関する式を得る。

3 Results

図 1 は太陽中心からの距離に対する non-thermal velocity の変化を表している。点線が減衰しない場合で、データ点は 1.15R(sun) より遠方になると、この

振舞いからずれ始め、wave damping が起こっていることが見てとれる。

次に、エネルギーフラックスの変化を図 2 に示す。Alfvén wave が輸送する energy flux density は以下の式で表される。[Moran 2001]

$$F = 2\rho v_{[d]}^2 V_{[A]}$$

図 2 は、この F の値にフラックスチューブの area expansion の寄与をかけたものをプロットしており、horizontal line が undamped の場合を表している。図 1 と同様に、比較的 low 高度でエネルギーフラックスが減少し始め、十分なエネルギー散逸が見られた。

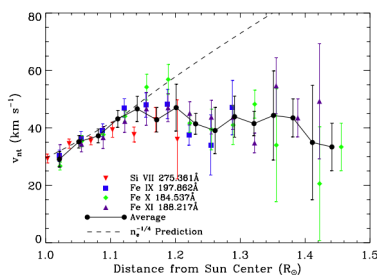


図 1: $v_{[d]}$ の damping

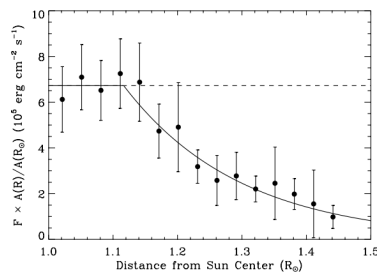


図 2: エネルギーフラックスの damping

熱や太陽風加速を説明するのに十分なものであると考えることができる。また、得られたデータ点に対し exponential でフィッティング (solid line) することで、damping の距離・時間スケールは以下のように見積もられている。

$$L_{[d]} = 0.18 \pm 0.04 R(\text{sun})$$

$$T_{[d]} = 68 \pm 15 [s]$$

以上のような議論から、

- 極域コロナホールにおいて Alfvén wave はコロナ加熱や太陽風加速を担うのに十分な初期エネルギーがあり、そしてこのエネルギーは伝播の過程で、実際にコロナ過熱が行われるのに十分な低高度で散逸される。
- さらに、見積もられた damping スケールから、sonic point での太陽風加熱を生み出すために必要なエネルギーも保持していると考えられる。

4 Conclusion, Discussion

図 2 から、上述した物理量を見積もることができる。まず、Alfvén wave のもつ初期エネルギーは $F_{[i]} = 6.7 \pm 0.7 \times 10^5 [erg/cm^2/s]$ となり、これは観測時の太陽活動極小期におけるコロナホールにおいて必要なトータルエネルギー (6.0×10^5) に対して十分な量となっている。つまり、wave によって運搬されるエネルギー量は、極域コロナホールにおけるコロナ加

光度の中間値比を用いた食連星のタイプ分類

三舂 慧人 (九州大学大学院 理学府物理学専攻)

Abstract

公転軌道面が視線にきわめて近い連星系は、両星が互いに隠し合う食現象が起き、周期的な減光が観測されるため食連星と呼ばれる。ケプラー観測機は大量の恒星データを観測し、2000 個を超える食連星を発見した。それらの食連星は光度曲線の形を決めるパラメータによって 4 タイプ (detached, semi-detached, overcontact, ellipsoidal) に分けられ (Matijević et al. 2012)、Kepler Eclipsing Binaries に連星の一覧とパラメータの値が公開されている。

我々はケプラーで観測された食連星 2023 個の光度曲線について、光度の最大値 L_{\max} 、最小値 L_{\min} 、中間値 L_{med} を算出し、中間値比 $((L_{\max} - L_{\text{med}})/(L_{\text{med}} - L_{\min}))$ と主極小の周期との関係性を調べた。その結果、周期が 0.5 日以下の食連星について、算出した中間値比の大きさによって overcontact と ellipsoidal の 2 タイプを分離できることが分かった。また分離できないものもあったが、元の光度曲線のエラーが原因であることが分かった。本研究の紹介と食連星が分離できる理由について議論を行い、さらに今後の展望について述べたい。

1 Introduction

公転軌道面が視線にきわめて近い連星系は、両星が互いに隠し合う食現象が起き、周期的な減光が観測されるため食連星と呼ばれる (参考: 恒星 シリーズ現代の天文学 第 7 巻)。NASA のケプラー観測機は大量の恒星を観測し、この中には 2000 個を超える食連星が含まれていた。観測された食連星は光度曲線の形状の目視によって 5 タイプ (detached, semi-detached, overcontact, ellipsoidal, uncertain) に分けられた (Prša et al. (2011))。図 1 に例を示す。

その後、食連星は光度曲線の形状を決める classification parameter c により、自動で 4 タイプ (detached, semi-detached, overcontact, ellipsoidal が優位な分布) に分けられ (Matijević et al. (2012))、Kepler Eclipsing Binaries に食連星の一覧と算出されたパラメータ、主極小の周期などが公開されている。

食連星のタイプ分類を自動で行うための指標を作ることは、大量の測光データに対して食連星の解析を行うのに非常に有用である。特に、簡単な演算で得られる指標を見出すことができれば、食連星の分類に要する時間は飛躍的に短くなる。そこで我々は中間値比という値を計算し、食連星のタイプ分類を自動で行う指標に用いることができないか調べた。

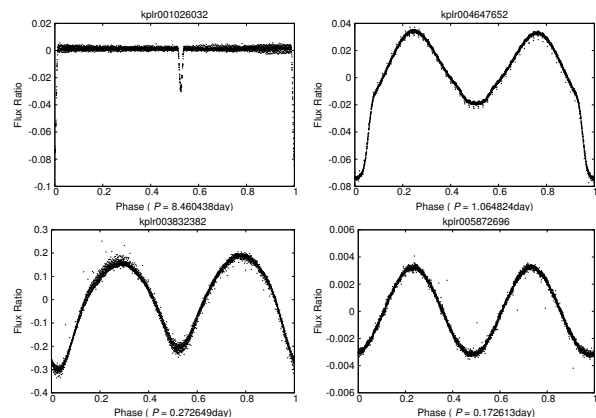


図 1: タイプ別の食連星の光度曲線 (主極小の周期で fold)。左上: detached、右上: semi-detached、左下: overcontact、右下: ellipsoidal

2 Instruments

NASA のケプラー観測機が測光したデータを用いた。ケプラーの性能は以下の通りである。

- 観測対象の恒星: 約 16 万個 (食連星は 2640 個 (2014 年 7 月時点))
- 観測期間: 2009 年 5 月 2 日~2013 年 5 月 11 日 (約 1471 日、safe mode 等を含む)

- 時間分解能: 約 29 分 (Long Cadence) と約 59 秒 (Short Cadence)

測光されたデータは MAST(Mikulski Archive for Space Telescopes) から取得できる。今回は観測期間のうち、Q10 シーズン (2011 年 6 月 27 日~9 月 28 日) に含まれる 2023 個の食連星のアーカイブデータを利用した。データは時間分解能が低いが、より多くの観測対象を持つ Long Cadence を選び、機器によって生じたエラー等を補正した PDCSAP(Pre-search Data Conditioning Simple Aperture Photometry) flux を用いた。

3 Methods

3.1 中間値比

我々は食連星の光度曲線の形状からタイプ分類を行うための新たな指標として、中間値比 MR (Median Ratio) という量を考えた。これは光度の最大値 L_{\max} 、最小値 L_{\min} 、中間値 L_{med} を用いて、

$$MR = \frac{L_{\max} - L_{\text{med}}}{L_{\text{med}} - L_{\min}}$$

と表される量である。

3.2 光度曲線の fold

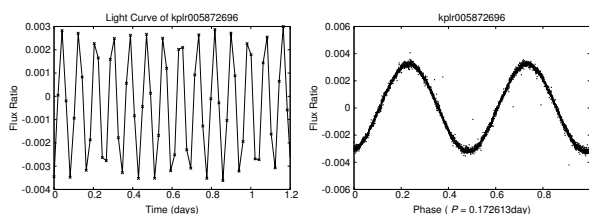


図 2: 食連星の fold の例。(左)fold 前 (右)fold 後。

fold は光度曲線を変光周期で折り重ねる操作である。図 2 の左図で、kplr005872696 は周期的な変光を起こしていることが分かる。この変光原因は食であり、主極小の周期が 0.172613 日と計算されているため、周期で光度曲線を折り重ねると図 2 の右図になる (横軸は 1 周期を 1 に規格化した)。ただし光度

曲線には食以外の変動が含まれることがあり、そのままでは上手く折り重ならない。そのため、あらかじめ fold する周期の 2 倍の長さでデータを分け、各区間で近似直線を引き、直線の傾きが水平になるようにデータを補正した (補正により主極小の周期の 2 倍より十分に長い周期の光度変動が消えることになる)。この補正データを用いて fold を行った。

今回我々は、fold の有無でそれぞれ中間値比を計算した。用いた Q10 シーズンのデータの長さは約 93 日であるため、fold なしについて主極小の周期が 93 日より長い食連星は対象外とした。また fold ありについて周期が 30 日より長い食連星は、データの長さ (約 93 日) に対して折り重ねる回数が少なくなるため対象外とした。結果食連星の数は、fold なしが 1904 個、fold ありが 1724 個となった。この中間値比の値を用いて、主極小の周期と算出した中間値比が、classification parameter c の違いによってどのような関係を持つのか調べた。

4 Results

4.1 fold なし (食連星 1904 個)

結果が図 3 である。また表 1 は classification parameter c の値が食連星のどのタイプで優位かを示したものである。

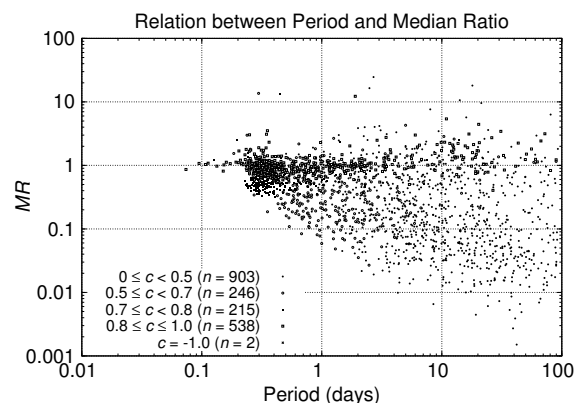


図 3: 主極小の周期と中間値比の関係 (fold なし、Q10 を利用)。点の種類は c の違い。 n は各分布の個数。

	優位な食連星タイプ
$0 \leq c < 0.5$	detached
$0.5 \leq c < 0.7$	semi-detached
$0.7 \leq c < 0.8$	overcontact
$0.8 \leq c \leq 1.0$	ellipsoidal&uncertain
$c = -1.0$	c が計算できなかったもの

表 1: classification parameter c とそのパラメータの大きさを優位な食連星のタイプ

4.2 fold あり (食連星 1724 個)

結果が図 4 である。

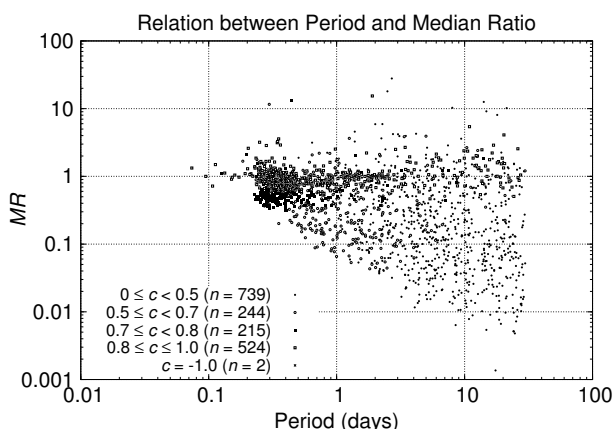


図 4: 主極小の周期と中間値比の関係 (fold あり、Q10 を利用)。点の種類は c の違い。 n は各分布の個数。

fold の有無にかかわらず、主極小の周期が 0.5 日以下において、 $0.7 \leq c < 0.8$ の分布 (overcontact が優位) と $0.8 \leq c \leq 1.0$ の分布 (ellipsoidal と uncertain が優位) が分離された。一方、主極小の周期が 0.5 日以上 1 日未満で、 $0.5 \leq c < 0.7$ の分布 (semi-detached が優位) が、 $0.1 < MR < 0.3$ で分離され、 $MR > 0.3$ では他の分布と混ざった。

5 Discussion

5.1 中間値比によるタイプ分類

主極小の周期が 0.5 日以下では、 $0.7 \leq c < 0.8$ と $0.8 \leq c \leq 1.0$ の分布を分離できた。それらの分布

を優位に占める overcontact と ellipsoidal の光度曲線を図 1 で見比べると、ellipsoidal の方がより sin 波形に近いことが分かる。ここで理想的な sin 波形は $MR = 1$ なので、ellipsoidal を多く含む分布が MR で 1 に近づき、overcontact を多く含む分布は sin 波形から外れ、 $L_{\max} - L_{\text{med}} < L_{\text{med}} - L_{\min}$ の光度曲線を持つため MR の値が 1 より小さくなり、ellipsoidal よりも下方に分布したと考えることができる。

一方で主極小の周期が 0.5 日以上 1 日未満では、 $0.5 \leq c < 0.7$ の分布が $0.1 < MR < 0.3$ で分離され、 $MR > 0.3$ では他の分布と混ざった。そこで光度曲線を見てみると、 $0.1 < MR < 0.3$ は fold した光度曲線が副極小を軸に左右対称のものであり、 $MR > 0.3$ は急な増光を起こしているものや、食以外の光度変動によって副極小を軸に左右非対称なものであった。食以外の変動は fold ありの場合、主極小の周期の 2 倍より十分長い周期の光度変動が補正される。しかし 2 倍程度の長さの光度変動の影響は補正されず含まれたままである。従ってこのような食以外の光度変動が、分離できなかった原因の 1 つに挙げられる。

fold の有無で、各 classification parameter c ごとの分布に大きな変化は見られなかった。

5.2 急な増減光の影響

$0.7 \leq c < 0.8$ の食連星には $MR \approx 1$ のものや、 $0.8 \leq c \leq 1.0$ には $MR < 0.6$ のものがあり、互いの分布に混ざるものが見つかった。また、 $0.5 \leq c < 0.7$ には $MR > 0.3$ のものがあり、他の分布に混ざった。さらにパラメータを問わず $MR > 1$ のものが存在し、 $MR > 10$ のものもあった。これらの原因の 1 つに、光度曲線に含まれる急な増減光が挙げられる。

そこで急な増減光の影響を小さくするために、公開されているケプラーの Q0~Q17 シーズン (計 18 シーズン) 全ての観測データを利用することを考えた。なぜなら各シーズンで中間値比を計算し、全シーズンで平均すれば、1 シーズンに生じる急な増減光が中間値比に与える影響が小さくなるからである。

全シーズンの食連星について、光度曲線を fold して中間値比を計算し、主極小の周期と中間値比の関係を調べたのが図 5 である。ただし対象とした食連星の数は 2063 個に増えたが、これは始めに利用した

Q10 シーズンで観測されなかった食連星が他シーズンに含まれるからである。またこのようにシーズンで観測される食連星の数が異なるため、中間値比は観測されたシーズン数で平均した。なお各シーズンの日数が異なるため、fold する周期の長さの上限を (シーズンの日数) $\times 0.3$ とした (図 5 の右端に対応)。

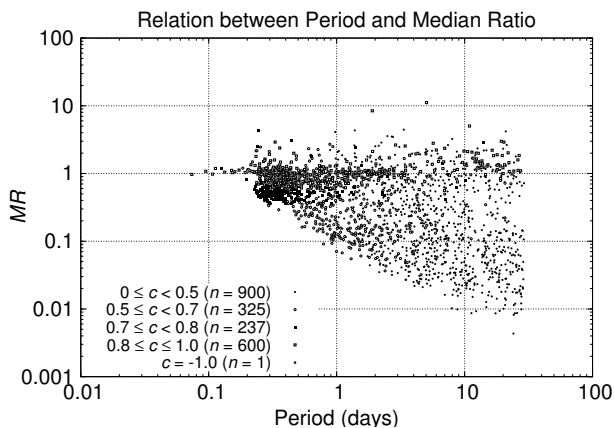


図 5: 主極小の周期と中間値比の関係 (fold あり、Q0 ~ Q17 の 18 シーズンを利用)。点の種類は c の違い。 n は各分布の個数。

図 4 と図 5 を比較すると、 $MR > 10$ のものは少なくなることが分かる。また各パラメータの分布は、それぞれ中間値比 (縦軸) 方向の広がりが狭くなった。これらから全シーズンで中間値比を平均すると、急な増減光の影響を小さくできることが言える。

6 Conclusion

食連星のタイプ分類を自動で行う指標として中間値比を計算し、classification parameter c ごとの主極小の周期と中間値比の関係を調べた。その結果、周期が 0.5 日以下では $0.7 \leq c < 0.8$ の分布 (overcontact が優位) と、 $0.8 \leq c \leq 1.0$ の分布 (ellipsoidal と uncertain が優位) を分離できた。これは ellipsoidal の光度曲線が overcontact のものより sin 波形に近く、中間値比の値として 1 に近づいたためだと考えられる。周期が 0.5 日以上 1 日未満では $0.5 \leq c < 0.7$ の分布 (semi-detached が優位) が $0.1 < MR < 0.3$ で分離され、 $MR > 0.3$ では他の分布と混ざった。理由の 1 つに食以外の光度変動の影響が考えられる。ま

た fold の有無ではパラメータごとの分布に大きな変化は見られなかった。さらに、急な増減光の影響により中間値比が上手く算出されない例があることが分かり、全シーズンで中間値比を平均し、主極小の周期と中間値比の関係を調べたところ、急な増減光の影響を小さくすることができた。

今後は主極小の周期が 0.5 日以上 of 食連星についても中間値比を用いてタイプ分類を進めることを考えていき、特に $0.5 \leq c < 0.7$ で $MR > 0.3$ を持つ分布が中間値比を用いて分離可能か検討したい。

Acknowledgement

Some of the data presented in this paper were obtained from the Mikulski Archive for Space Telescopes (MAST). STScI is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS5-26555. Support for MAST for non-HST data is provided by the NASA Office of Space Science via grant NNX13AC07G and by other grants and contracts. This paper includes data collected by the Kepler mission. Funding for the Kepler mission is provided by the NASA Science Mission directorate.

Reference

- Matijević, G., et al. 2012, AJ, 143, 123
- Prša, A., et al. 2011, AJ, 141, 83
- Slawson, R. W., et al. 2011, AJ, 142, 160
- Coughlin, J. L., et al. 2011, AJ, 141, 78
- 恒星 シリーズ現代の天文学 第 7 巻 (野本憲一・定金晃三・佐藤勝彦 [編], 2009, 日本評論社)
- FTOOLS (<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/ftools/>)
- Blackburn, J. K. 1995, in ASP Conf. Ser., Vol. 77, Astronomical Data Analysis Software and Systems IV, ed. R. A. Shaw, H. E. Payne, and J. J. E. Hayes (San Francisco: ASP), 367
- Barclay, T., et al. 2012, Kepler Data Release 13 Notes (KSCI-19053-001)
- Thompson, S. E., et al. 2013, Kepler Data Release 23 Notes (KSCI-19063-001)

ミラ型変光星のスペクトル分類

岩崎仁美 (東北大学大学院 理学研究科 天文学専攻)

Abstract

ミラ型変光星とは脈動変光星の一種で、変光の周期が 100 日より長く光度変化が大きい AGB 星のことである。このミラ型変光星はスペクトルによってさらに分類することができる。表面組成で炭素過剰な場合 ($C/O > 1$)、炭素星 (または C 型星)。酸素過剰な場合 ($C/O < 1$)、酸素星 (または M 型星)。観測天体は GCVS と NSVS でミラ型星だと分かっている天体の中で、SIMBAD ではスペクトル型が決まっていない天体を選出した。さらに仙台で観測できる天体かつ等級が 10 等より明るいものに絞ると計 80 個 (GCVS) 51 個 (NSVS) のミラ型変光星が該当した。これらの天体について分光観測を行い、スペクトルから C 型星、M 型星に分類する。今回観測、解析したものは GCVS で 1 つ、NSVS で 2 つであり、2 つが酸素星、1 つが炭素星であった。

1 Introduction

脈動によって大きく明るさの変わるミラ型変光星だが、ミラ型変光星の中でもスペクトルによってさらに分類することができる。表面組成が $C/O > 1$ なら炭素星 (または C 型星)。 $C/O < 1$ なら、酸素星 (または M 型星)。炭素星と酸素星の違いは初期質量によって決まると考えられている。初期質量 $0.8 \sim 2M_{\odot}$ または $5 \sim 8M_{\odot}$ だと酸素星。初期質量 $2 \sim 5M_{\odot}$ だと炭素星となる。炭素星の質量の下限値は Third dredge up によって炭素が中心から表面まで組み上げられる機構がおこるのが $2M_{\odot}$ 以上であるためである。さらに $5M_{\odot}$ の星だと Hot Bottom burning により炭素が窒素や酸素に変えられてしまうため炭素星にはなれない。(太陽程度の金属量の場合) 現在、GCVS で観測され、ミラ型だと分かっている天体の中でスペクトル型が決定されているのは、7835 星のうち 2459 星 (約 31%) である。NSVS では 8678 星のうち 2565 星 (約 29%)。周期がわかっている割合が 72% であることに比べるとスペクトル型の決まっている割合は約 30% とほぼスペクトル型が決められていないことがわかる。今回はそのうちの一部ではあるが分光観測することにより炭素星か酸素星を分類し、今後アストロメトリ衛星 (GAIA, JASMINE) のデータが出てきた時に役立てたい。

2 Instruments

仙台市天文台 1.3m ひとみ望遠鏡を使用し、分光観測を行った。表面化学組成が酸素過剰の場合は主に TiO のバンド吸収、炭素過剰の場合は主に CN や C_2 等のバンド吸収が見られる。それぞれ特徴的な分子の深い吸収バンドが見られるので、低分散のスペクトルから分類することが可能である。

下の表は仙台市天文台の分光装置の性能を表している。この表で今回は低分散、2.00 "スリット、波長域 6250 ~ 9750 を選択し、分解能は 1190 となる。今回の観測はスペクトルの形から炭素星か酸素星を分類するため高い分解能は必要ない。そのかわり観測候補天体は暗いため光量をできる限りロスしないよう 2.00 "スリットを使用することとした。

観測天体については GCVS と NSVS でミラ型星だとわかっている天体の中で SIMBAD でスペクトル型が決まっていないもの、かつ仙台で観測できる天体を選出した。そのなかでも平均等級が 10 等以上の天体に絞ると GCVS では 80 個、NSVS では 51 個となった。

表 1: 分解能および最適波長域

モード	1.35 "スリット	2.00 "スリット	最適波長域
中分散 (5000)	5400	3380	3600 から 6000
中分散 (6000)	5400	3380	5500 から 9000
低分散	1800	1190	3600 から 9000

3 Analysis

今回観測、解析したのは NSVS(TT_Cas:図 1,V0340_Cas:図 2),GCVS(MW_Ser:図 3) の 3 つ。最初に観測した NSVS の天体 2 つは波長域が 3260 ~ 6920 で観測を行った。ミラ型星は AGB 星であるため連続光のピークが長波長側になる。そのため 3260 ~ 6920 で得られたスペクトルは淡く、解析が困難であった。このことからその後の GCVS では長波長側で観測することとし、6250 ~ 9750 の波長域で観測した。解析には iraf を用いたが、淡いスペクトルの場合波長ピクセル関係をただしく決めることができないため、同じ位置で明るい星のスペクトルを撮りこの画像をリファレンスとし解析を進めた。また今後は波長ピクセル関係を補正し、空間方向のゆがみも補正することでより正確に一次元化することができるよう補正式を作る。

図 1: TT_Cas のスペクトル

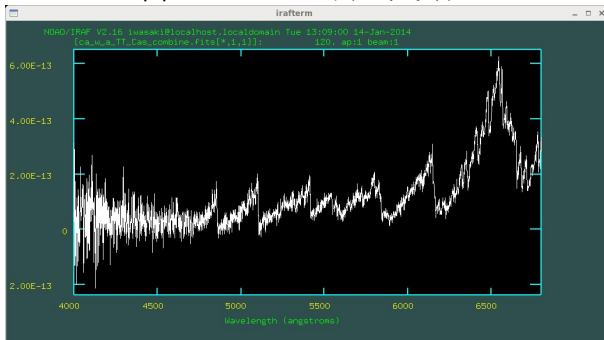


図 2: V0340_Cas のスペクトル

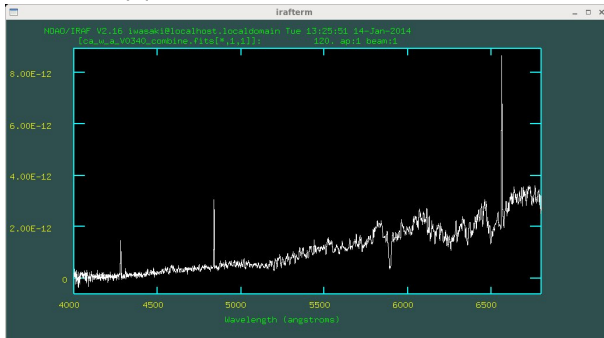
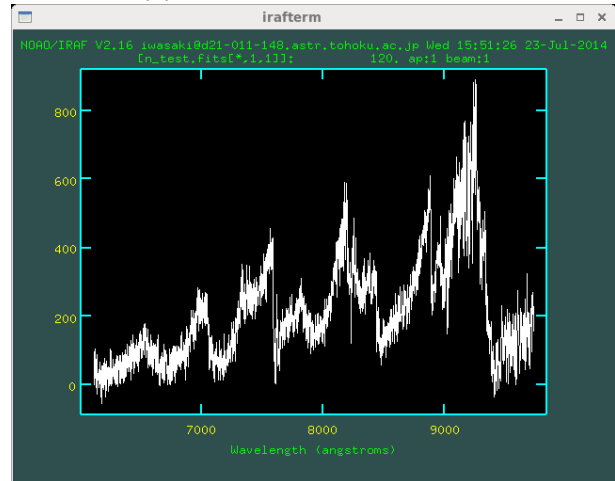


図 3: MW_Ser のスペクトル



4 Result

解析の結果得られたスペクトルより今回観測した 3 天体は TT_Cas と MW_Ser の 2 つが酸素星、V0340_Cas が炭素星ということがわかる。酸素星の 2 つは波長域は違うが図 1 の TT_Cas と図 3 の MW_Ser は 6322, 6569, 6651, 7053, 7666, 8206, 8432 のところに深い TiO の吸収バンドが見られる。一方炭素星の V0340_Cas は C2 の分子の吸収バンドとともにバルマー系列の輝線 ($H\alpha$: 6562.8, $H\beta$: 4861.3, $H\gamma$: 4340.5) が見られる。炭素星でバルマー系列の輝線が観測されるのは珍しい天体で今後追観測していく予定である。

5 Conclusion

観測したミラ型変光星は 2 つが酸素星、1 つが炭素星であった。このようにスペクトルによってミラ型変光星を炭素星と酸素星にわけるとは将来アストロメトリ衛星 (GAIA, JASMINE) のデータが公開された際に役に立つ。ミラ型変光星は周期光度関係があると考えられているため、距離のよい指標になっている。公開されたデータを用いて、近傍のミラ型変光星の周期光度関係を調べた際に炭素星と酸素星でどのような違いがでてくるのかを確認することができる。この関係を用いるとタイプをわけることによってさらに正確な距離を決めることが可能にな

る。またミラ型変光星の表面化学組成は、星の初期質量や金属量に依存して決まる。太陽程度の金属量の場合を考えると、初期質量がおよそ 2~5 太陽質量程度の星のみが最終的に炭素過多なミラ型星となりうる。従って、炭素星と酸素星の空間分布及び存在比は、恒星種族や天の川銀河の構造を考える上で重要な情報をもたらす。近傍の銀河で調べられている存在比だと、銀河中心では酸素星の割合が高く、反銀河中心方向では炭素星の割合が高いことがわかっている。わたしたちの天の川銀河ではどのような分布になっているのかも今後調べていきたい。また分光観測の際に発見した珍しい天体についても追観測をしていく。

Reference

- D.Ishihara and H.Kaneda 2011 A&A 534, A79
Abramyan G.V. & Gigoyan, K.S. 1993 ARep...37...63A.

磁気リコネクションによる二重スピキュールの発生モデル

須田 武憲 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

Abstract

スピキュールとは彩層からコロナへと噴出する高速 ($\sim 25\text{km/s}$) で低温 (数 1000 度 ~ 1 万度) のプラズマジェットであり、太陽表面上に常に多数存在している。その存在は 100 年ほど前には知られていたが、スピキュールの幅が $300\text{km}\sim 1500\text{km}$ と非常に小さいため、スピキュールの詳細な構造は長い間謎に包まれていた。しかし、近年の目覚ましい太陽観測衛星の発達によりスピキュールの微細構造が次第に明らかになってきた。そして我が国の太陽観測衛星「ひので」によって多くのスピキュールはペア (二重構造) で現れることが示唆された (Suematsu et al. 2008)。我々はこの二重構造を自然に説明できる可能性をもつ、スピキュールの磁気リコネクションモデルを提唱する。磁気リコネクションは反平行な磁場で起こる場合の議論が多いが、シア構造をもった 3 次元的な磁場構造でも起こりうる。シア構造をもつ磁場の磁気リコネクションによって発生する中間衝撃波と遅延衝撃波がスピキュールを発生させると考えた。そして 1.5 次元 MHD シミュレーションによって、磁気リコネクション後を想定した折れ曲がった磁場の時間発展を追い、生じた中間衝撃波と遅延衝撃波が実際にスピキュールを発生させることを確認した。本発表では我々の仮説と、数値シミュレーションの詳細な結果について解説する。

1 イントロダクション

太陽表面を $\text{H}\alpha$ や $\text{Ca}_{\text{II}}\text{H}$ など観測すると、無数の細かいジェットが見える。これらはスピキュールと呼ばれ、彩層上部を構成する低温 ($\sim 10000\text{K}$) で高密度 ($\sim 10^{-13}\text{g cm}^{-3}$) の超音速 ($\sim 25\text{km s}^{-1}$) ジェットである。スピキュールはコロナ加熱へ寄与している可能性があり、太陽物理学において非常に興味深い構造である。しかし、そもそもスピキュールがなぜ発生するのかは謎に包まれている。

スピキュールの発生原因については様々なモデルが提唱されてきた。たとえば Suematsu et al. (1982) では彩層下部で発生した slow wave が重力成層大気中を伝搬することで衝撃波へと成長し、低温高密度の彩層プラズマを高温低密度のコロナ中へ打ち上げる (スピキュールが打ち上げられる) ことを数値シミュレーションで示した。slow wave の発生原因としては小さな浮上磁場との磁気リコネクション (Suematsu et al. 1982) や、5 分振動 (De Pontieu et al. 2004) が考えられる。また、Kudoh & Shibata. (1999) は対流によって発生した Alfvén 波が非線形効果によって slow wave を発生させ Suematsu et al. (1982) と同じ過程でスピキュールを発生させることを数値シミュ

レーションで示し、さらにコロナ加熱に十分なエネルギーが供給されうること示した。

しかし、太陽観測衛星「ひので」による高分解能観測により、これらのモデルでは説明できないようなスピキュールの構造が明らかになってきた。Suematsu et al. (2008) によれば 50% 以上のスピキュールは二重構造をもっていることが示唆された。つまり、半数以上のスピキュールがペアとして表れているというのである (図 1)。このような構造は既存のモデルで説

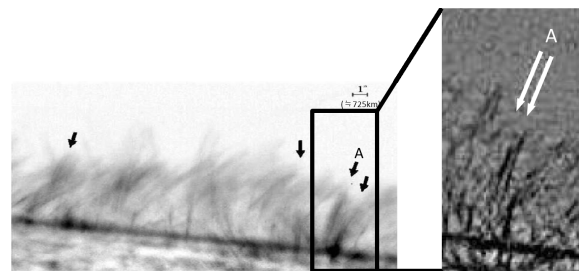


図 1: 矢印で示されたものが二重スピキュール。

明することは難しい。そこで我々は二重構造を簡単に説明できる磁気リコネクションによるスピキュール発生モデルを考案した。このモデルでは磁束管が図 2 のように対流運動によって絡みあい、磁気リコ

ネクションを起こす。そこから発生した衝撃波がそれぞれの磁束管内でスピキュールを打ち上げ、ペアのスピキュールとなるというものである。しかし、このような平行に近い磁力線間における磁気リコネクションは、磁気張力による爆発的なエネルギー解放が見込めない。このような磁気リコネクションでもスピキュールが発生しうるのかを調べるため、我々は数値シミュレーションを行った。

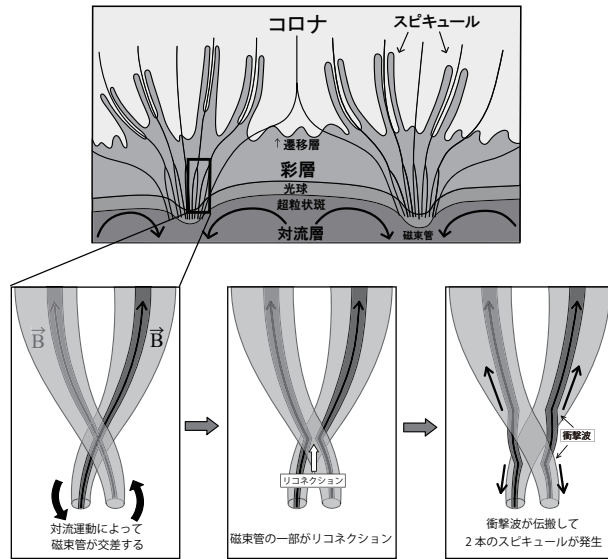


図 2: 二重スピキュールの磁気リコネクションモデル概要

2 シミュレーション設定

図 2 のようなリコネクションを再現するには 3 次元電磁流体 (MHD) シミュレーションを行わなくてはならないが、そのようなシミュレーションは多くの計算時間を必要とし、さまざまなパラメータでシミュレーションを行うことが困難になってくる。そこで図 3 のように軸対称な磁束管を考え、初期条件として磁気リコネクション直後を想定した不連続な磁場をおくというモデル化を行った。このようにすれば磁束管にそった座標に対してのみ計算を行えばよく、計算するベクトル量も磁力線の方向と磁束管の軸周りの成分になるので、1.5 次元 MHD シミュレーションとして扱うことができる。

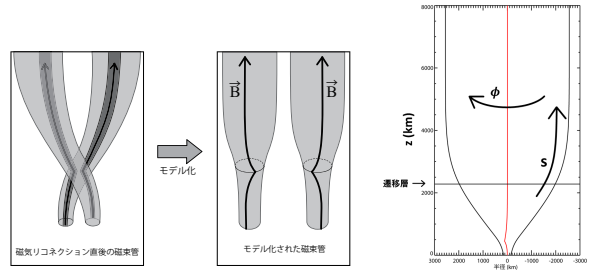


図 3: 1.5 次元へのモデル化。 図 4: 磁束管 (黒) と初期の磁力線 (赤)

図 4 は計算に使った磁束管と初期の磁力線を表している。磁束管にそった方向を s 、磁束管周りの方向を ϕ とし、磁束管に垂直な方向には運動がないものとした。

基礎方程式は以下ようになる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho A) + \frac{\partial}{\partial s}(\rho v_s A) = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho v_s A) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\left[\rho v_s^2 + P + \frac{B_\phi^2}{8\pi} \right] A \right) \\ = \left(P + \frac{\rho v_\phi^2}{2} \right) \frac{dA}{ds} + \rho g A \frac{dz}{ds} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_\phi A^{3/2}) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\left[\rho v_\phi v_s - \frac{B_\phi B_s}{4\pi} \right] A^{3/2} \right) = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\sqrt{A} B_\phi) + \frac{\partial}{\partial s} \left([B_\phi v_s - B_s v_\phi] \sqrt{A} \right) = 0 \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\left[\frac{\rho |v|^2}{2} + \frac{P}{\gamma-1} + \frac{|B|^2}{8\pi} \right] A \right) \\ + \frac{\partial}{\partial s} \left(\left[\left\{ \frac{\rho |B|^2}{2} + \frac{\gamma P}{\gamma-1} + \frac{B_\phi^2}{4\pi} \right\} v_s - \frac{B_\phi B_s v_\phi}{4\pi} \right] A \right) \\ = \rho v_s g \frac{dz}{ds} A \end{aligned} \quad (5)$$

$$P = \frac{\rho k_B T}{m_p} \quad (6)$$

ここで A とは磁束管の断面積であり、磁束の保存から $AB_s = const$ という関係をもっている。 z は光球からの高さを意味している。比熱比 γ は $\gamma = 5/3$ 、その他の記号は通常意味されるものと同様である。重力加速度 g は定数として $g = -2.74 \times 10^4 \text{ cm s}^{-2}$ とした (計算の安定のために、十分遠方では $g = 0$ とした)。初期条件は静水圧平行な条件に対して不連続な磁場 B_ϕ を加えた。初期の磁力線の形は図 4 にある通りである。初期の温度分布は

$$T/T_0 = 1 + \frac{1}{2}(a_c - 1) \{ 1 + \tanh[(z - z_{tr})/w_{tr}] \} \quad (7)$$

と与えた。ここで T_0 は光球の温度であり、光球上のスケールハイト H_0 を 150km とすれば

$$T_0 = m_p g H_0 / k_B \simeq 4900\text{K} \quad (8)$$

となる。 a_c は光球温度に対するコロナの温度 T_{corona} の比であり、 $a_c = 300$ とすれば、

$$T_{corona} = 300T_0 \simeq 1.47 \times 10^6\text{K} \quad (9)$$

となる。 z_{tr} は遷移層の高さで各シミュレーションによって異なっている。 w_{tr} は遷移層の厚みで $w_{tr} = 15\text{km}$ とした。グリッド幅等の細かな設定は紙面の都合上省略する。計算スキームは HLLD 法 (Miyoshi & Kusano, 2005) を用いた。

3 シミュレーション結果

シミュレーションの結果、リコネクションポイントから 2 種類の衝撃波が発生した (図 5)。先行する衝撃波は衝撃波面に平行な磁場 (B_ϕ) の正負が逆転する中間衝撃波 (Intermediate Shock) と呼ばれるものであり、後続の衝撃波は遅延衝撃波 (Slow Shock) である (Intermediate Shock は遷移層付近で Fast Shock へと遷移している)。これらの衝撃波が遷移層に衝突することで、彩層の高密度なガスが噴出していることがわかる。すなわち、スピキュールが発生している (図 6)。

3.1 どのような力で加速されているか

スピキュールはどのような力で s 方向に加速されているのかを調べる。 $z = z_{tr} - 150\text{km}$ の点にラグランジュ粒子を置き、そのラグランジュ粒子に対して

$$v_{pm} \equiv - \int \frac{1}{4\pi\rho} \frac{B_\phi}{r} \frac{\partial}{\partial s} (rB_\phi) dt \quad (10)$$

$$v_{cen} \equiv \int \frac{v_\phi^2}{r} \frac{\partial r}{\partial s} dt \quad (11)$$

$$v_{p+g} \equiv - \int \left\{ \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial s} - g \frac{\partial z}{\partial s} \right\} dt \quad (12)$$

という量を計算する。 v_{pm} は磁気圧によって加速された速度成分を表し、 v_{cen} は遠心力によるもの、 v_{p+g} はガス圧と重力によるものを表す (ガス圧と重力は

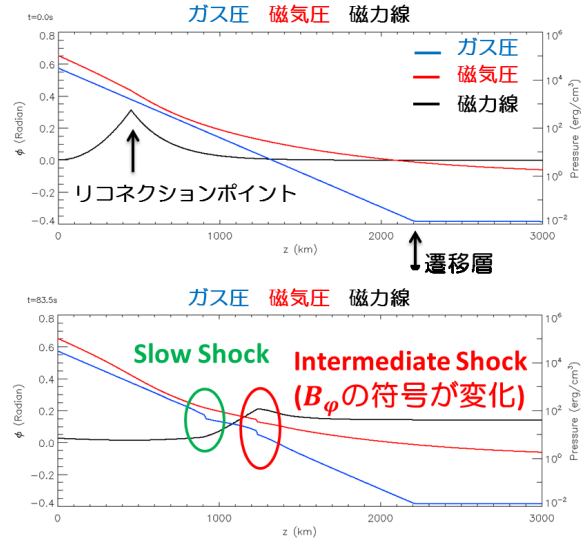


図 5: ガス圧 (青)、磁気圧 (赤)、磁力線 (黒) のプロット ($z_{tr} = 2250\text{km}$)

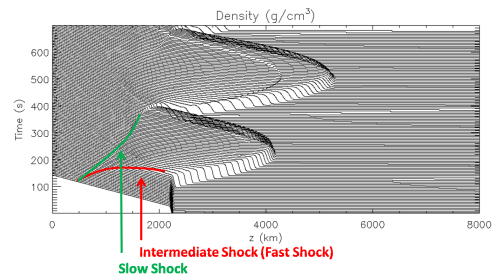


図 6: 各時間ごとの密度プロット ($z_{tr} = 2250\text{km}$)

$t = 0$ でつりあっているため一つにまとめた)。それらをプロットしたものが図 7 である。この結果から磁気圧と遠心力によって主に加速されていることがわかる。

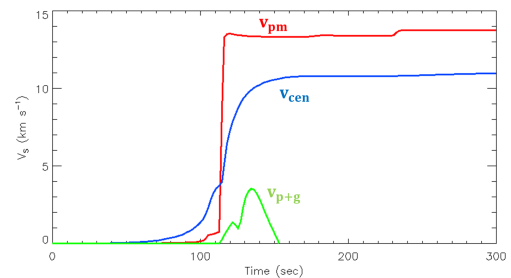


図 7: 各力で加速された速度成分

3.2 遷移層の高さに対する依存性

遷移層の高さを変化させたときスピキュールの高さは図8のように変化する。遷移層が高ければ高いほど、スピキュールが高く上がっていることがわかる。このような傾向は Slow Shock によるスピキュール発生モデル (Shibata & Suematsu, 1982) や、Alfvén 波によるモデル (Saito et al. 2001) でも見られる。

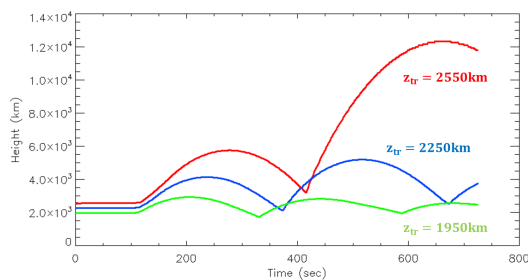


図 8: 各遷移層高さに対するスピキュールの高さ

とくに Intermediate Shock によって打ち上げられた 1 つめのスピキュールに注目する。遷移層の高さに対して速度はどのように変化するだろうか。詳細は省くが、 v_{pm} と v_{cen} は Alfvén 波のエネルギーフラックス保存 (線形近似から導かれる) などを用いて計算すると

$$v_{pm} \sim B_s^{-1} \quad (13)$$

$$v_{cen} \sim B_s^{-1} \quad (14)$$

という関係が導かれる。磁場は上空にいくほど小さくなるので、これは遷移層が高いほどスピキュールが加速されやすい傾向を理論的に示している。また自由落下を仮定すればスピキュール最高点と遷移層の高さの差 ΔH は

$$\Delta H \sim v_s^2 \sim B_s^{-2} \quad (15)$$

となる。

シミュレーション結果との比較は図9となる。ここで横軸の B_s は v_{pm} と v_{cen} の場合は $t = 0$ でのラグランジュ粒子の位置における B_s 、 ΔH の場合は z_{tr} での B_s となっている。理論計算とのずれはあるが、大まかには同じ傾向を示している。ずれがあるのは、理論計算の一部に線形近似を用いたためだと思われる。

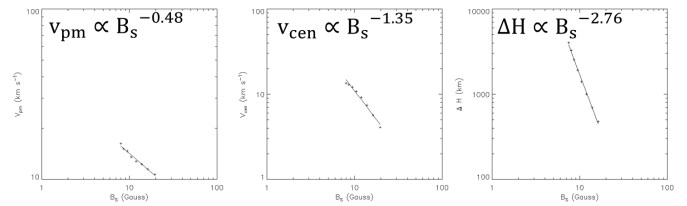


図 9: 磁場に対する各物理量の依存性

4 まとめ

今回のシミュレーションではリコネクションポイントから Intermediate Shock と Slow Shock が発生し、それぞれの衝撃波がスピキュールを打ちあげた。また、どちらも初期には大きな速度をもたないが、次第に加速され強い衝撃波となる。これは遷移層の高さを高くすると、スピキュールが高く打ちあがる傾向がみれたことからわかる。

注意しなければならない点は、今回のシミュレーションでは磁気リコネクションの計算は行っていない点である。今後さらに研究を進めるためには、実際にリコネクションを計算できる 3 次元シミュレーションを行う必要がある。

Reference

- Suematsu, Y., Shibata, K., Nishikawa, T., & Kitai, R. 1982, *Solar Phys.*, 75, 99
- De Pontieu, B., Erdélyi, R., & James, S. P. 2004, *Natur*, 430, 536
- Kudoh, T., & Shibata, K. 1999, *ApJ*, 514, 493
- Suematsu, Y., Ichimoto, K., Katsukawa, Y., et al. 2008 in *ASP Conf. Ser.* 397
- Miyoshi, T., & Kusano, K. 2005, *J. Comput. Phys.*, 208, 315
- Shibata, K., & Suematsu, Y. 1982, *Solar Phys.*, 78, 333
- Saito, T., Kudoh, T., & Shibata, K. 2001, *ApJ*,

コロナ加熱・太陽風加速問題の理論的展望

庄田 宗人 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

太陽風は太陽から惑星間空間へ恒常的に放出されるプラズマ流であり、太陽活動は太陽風を介して惑星磁気圏に影響を与えると考えられている。1958 年に Parker により理論的にその存在が予言された太陽風はその後衛星の「その場観測」によって存在が確認され、現在に至るまで継続的な観測が続いている。もともと太陽風は高温の太陽コロナがもつ熱エネルギーにより加速、放出されるものと考えられていたが、この理論では説明できない観測事実が得られたことにより太陽風モデルの修正が求められた。元来高温のコロナを形成するコロナ加熱問題と太陽風形成・加速問題は別々に扱われてきたが、現在では波動の散逸によるエネルギー供給の結果として両者が自然に形成されるというモデルが提唱されている。本講演では太陽風の観測事実、Parker による最初のモデルを紹介し、それらを踏まえたうえで現在提唱されているモデルについて考察する。

1 Introduction

太陽からは恒常的にプラズマが放出されており、その現象は太陽風と呼ばれている。太陽風は太陽活動によるプラズマの擾乱を地球まで輸送し地球磁気圏に影響を及ぼすので、現在では宇宙天気予報のための重要なファクターとして考えられている。

元来太陽風は高温の太陽大気（コロナ）のもつ熱エネルギーが作り出す自然な流れとして解釈されてきた。しかし Ulysses の観測などにより比較的温度の低いコロナホールから速度およそ 700km/sec の速い太陽風が、温度の高い活動領域から速度およそ 400km/sec の遅い太陽風が流出していると分かり、熱エネルギーだけでは太陽風の形成、加速を説明できないことが分かった。

現在ではコロナの熱エネルギーに加えて太陽表面で励起される波動により太陽風にエネルギーを供給するという考えが広く受け入れられている。さらにコロナへの熱エネルギーの供給も波動からの寄与が大きいというモデルも広まっており、コロナ加熱と太陽風加速問題は別々の問題ではなく波動エネルギーの散逸という観点のもとに統一的に扱われるようになってきている。

波動のエネルギーの散逸には非線形効果が大きく影響していると考えられている。流体はその非線形項の効果により高波数（短波長）側へエネルギーを輸送し、エネルギーの散逸を効率的にするという性

質があるからである。しかし非線形効果を扱うのは解析的にも数値的にも難しく、波動の非線形散逸を統一的に説明するモデルは完成には至っていない。

本講演ではまず太陽風の観測事実と古典モデルを説明し、現在提唱されているモデルの説明、考察を行う。

2 Observational Results

太陽風の観測は主に衛星によるその場観測とリモートセンシングによるものの二種類に分けられる。衛星による観測はさらに地球近傍を周回する人工衛星によるものと太陽極軌道を周回する「人工惑星」(Ulysses)によるものに分けられる。リモートセンシングによる太陽風観測は IPS(InterPlanetary Scintillation) と呼ばれ、現在ではトモグラフィーを用いた 3D 構造の解析が可能である。

図 1 に Ulysses による太陽風の観測結果を示した。上側の二枚のグラフは太陽風の速度分布と磁場の極性の分布を、下側の二枚は観測時期の太陽活動の強さ（黒点数）を表す。左側の二枚のグラフは Ulysses の一度目の太陽周回の際の観測データを、右側の二枚のグラフは二度目の周回の際のデータを表す。背景にはそれぞれの周回の間典型的なコロナの画像を示した。図からわかるように太陽風の大域的構造（緯度分布）は太陽活動に大きく影響される。特に太

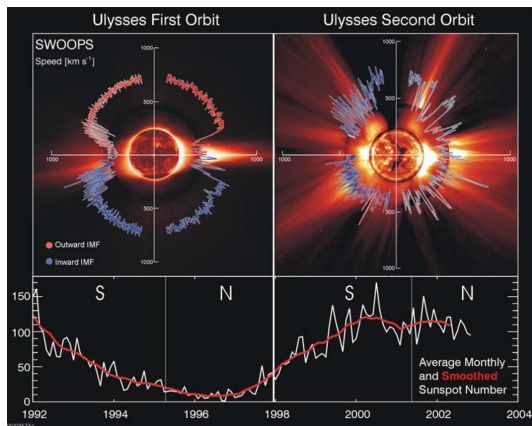


図 1: Ulysses による観測結果のまとめ。上図は太陽風の大局的な（全緯度方向の）構造。背景の画像は SOHO および Mauna Loa K-coronameter による。図中の線の中心からの距離は観測された太陽風の速度、色は観測された磁場の極性を表す。下図は黒点の数（太陽活動の強さ）を表す。左側の二枚のグラフは Ulysses の最初の周回での観測、右側の二枚のグラフは二回目の周回での観測を表す。図は McComas et al. (2003) より引用した。

陽活動静穏期（Ulysses の一回目の周回期間、図 1 の左側）での速度分布は低緯度に一樣な低速成分、中緯度から高緯度に一樣な高速成分という二極構造となっていることがわかる。太陽活動静穏期には低緯度側のコロナが高温の活動領域、高緯度側が低温のコロナホールとなるので、この観測結果は低温領域から高速の太陽風が、高温の領域から低速の太陽風が流出していることを表している。

3 Theoretical Models

太陽風の理論モデルは Parker(1958) に始まり、現在では非常に多くの理論モデルが提唱されている。そのすべてを紹介することは出来ないので、本講演では Parker(1958) および Matsumoto&Suzuki (2012,2014) の成果を紹介しその物理的解釈について述べることにする。

さきにも述べたとおり、太陽風の理論モデルは Parker(1958) に始まる。Parker はコロナの熱エネルギーによるプラズマ流の放出、加速を理論的に予言

した。図 2 に等温大気を仮定した場合の解の様子を示した。

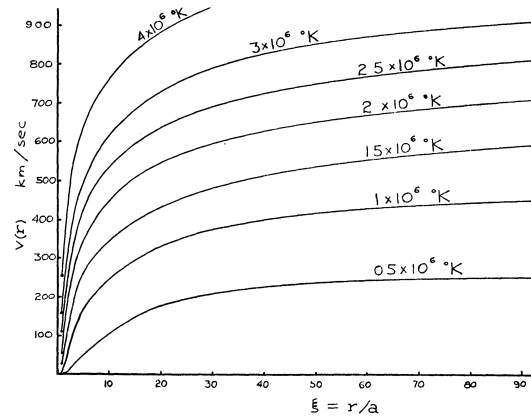


図 2: 等温大気を仮定した場合の放出流の解の様子 (Parker 1958)。

図から明らかな通り、コロナの典型的な温度 (10^6K) を想定したときほぼ観測に合致するおよそ 400km/sec の太陽風が理論的に説明される。しかしながらこのモデルでは温度の低い領域から速い太陽風が、温度の高い領域から遅い太陽風が流出する理由が説明できず、磁場の効果を考慮に入れたより正確なモデルの提唱が求められた。

現在ではコロナ加熱と太陽風加速を同時に扱うモデルが提唱されている。太陽表面で波動を励起し、そのエネルギーの散逸によりコロナ加熱と太陽風加速のエネルギーを供給するというモデルである。その一例として Matsumoto&Suzuki (2012,2014) が挙げられる。このモデルは磁気流体波動（アルフベン波）のエネルギーの散逸により等温、成層大気からコロナと速い太陽風が同時に形成されることを説明する。この研究では磁束管が開いた領域（コロナホール）に光球で励起したアルフベン波を伝播させ、そのエネルギーが散逸する様子を 2.5 次元のシミュレーションを用いて再現、考察している。

図 3 にシミュレーション結果を示した。各々のグラフは物理量の動径方向の変化を示し、上から動径方向の速度成分、方位角方向の速度成分、温度、電子数密度を表す。またグラフ中の赤線はシミュレーション結果、プロットは観測結果を表す。シミュレーション結果がよく観測結果を再現することが分かる。

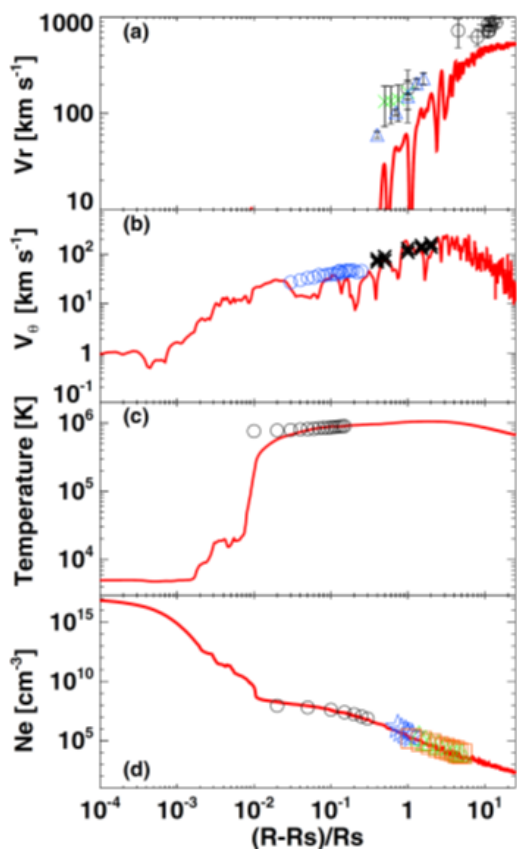


図 3: Matsumoto & Suzuki (2012) の結果。図中の赤線は動径方向の距離に対する各物理量のシミュレーション結果で、上から動径方向の速度成分、方位角方向の速度成分、温度、電子数密度のグラフを表す。プロットはそれぞれの観測結果を表す。

図 4 にはアルフベン波の散逸プロセスの寄与の大きさが示されている。アルフベン波の散逸には主に、横波であるアルフベン波が非線形効果により別の縦波を励起し衝撃波を形成することで散逸する「縦波的散逸」と互いに逆行する二つのアルフベン波が波動間相互作用により高波数側にエネルギーを輸送することによる「横波的散逸」の二種類が挙げられる。この研究ではどちらの寄与がどの程度働いているか数値的に見積もっており、図 4 に、横波的散逸によるものが赤色の斜線部分に対応する。黒色、青色の実線はそれぞれ放射冷却、断熱膨張による冷却の割合を表す。また黒色の斜線部は遷移層（コロナと彩層の境界）に対応する。図からわかるように、領域によって主要な散逸過程が異なることが分かる。

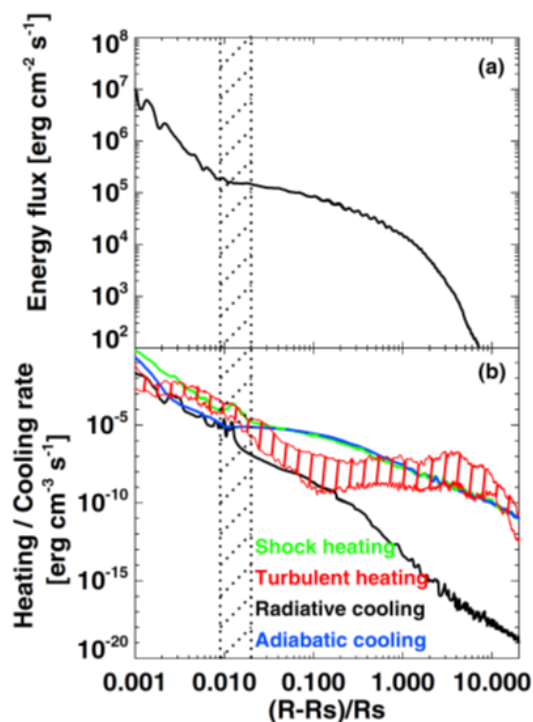


図 4: アルフベン波のエネルギーフラックスとその散逸過程。上図 (a): アルフベン波の持つエネルギーフラックスの動径方向の距離に関するグラフ 下図 (b): アルフベン波の散逸によるエネルギー供給率と放射、断熱膨張による冷却率のグラフ。緑色の線が縦波が衝撃波を形成することによるエネルギー供給、赤の領域が横波のカスケードによるエネルギー供給に対応する。一方黒色の線は放射による冷却、青線は断熱膨張による冷却を表す。

この研究に問題点がないわけではない。まず第一にシミュレーションの結果が数値計算の解像度に強く依存してしまうという問題点が挙げられる。したがって数値計算の精度が十分良く、計算結果が現実の系を十分正しく反映していることを示すのは容易ではない。また数値計算の資源の問題上、この研究をそのまま現実の太陽の磁場に適用したり、大域的構造の計算に拡張するのもまた容易ではない。

現在では乱流を適当にモデル化し、計算の負担を軽くすることでより複雑な系での計算を試みる研究も多い。今後の研究の進展のためには第一原理の数値計算とモデル化（経験的モデル化、半解析的モデル

化) による系の簡単化の両者が必要となるだろう。

4 Summary and Conclusions

Matsumoto&Suzuki(2012,2014)をはじめとする現在の太陽風理論の多くでは、加速のエネルギーは太陽表面で励起される磁気流体波動の散逸で補われていると考えられている。波動エネルギーの散逸には波動の非線形発展が重要な役割を果たしていると考えられており、その詳細な物理過程は未だに不明確である。今後の研究の方針として、数値シミュレーションの高精度化に加えて解析的手法等による非線形効果のモデル化、その定量的見積もりなども重要になるであろう。

Reference

- [1] E. N. Parker, *Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields.*, ApJ 1958
- [2] D. J. McComas, H. A. Elliott, N. A. Schwadron, J. T. Gosling, R. M. Skoug, B. E. Goldstein, *The three-dimensional solar wind around solar maximum* Geophys. Res. Lett. 2003
- [3] T. Matsumoto and T. K. Suzuki *Connecting the Sun and the Solar Wind: The First 2.5-dimensional Self-consistent MHD Simulation under the Alfvén Wave Scenario* ApJ 2012
- [4] T. Matsumoto and T. K. Suzuki *Connecting the Sun and the solar wind: the self-consistent transition of heating mechanisms* MNRAS 2014

黒点ライトブリッジのダイナミクス

加納 龍一 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

太陽黒点の特徴的な構造のひとつとして、黒点暗部を裂くようにして現れるライトブリッジという構造がある。このライトブリッジの領域において光球で超音速 ($>6\text{km/s}$) の下降流の存在が報告されているが、その原因はまだ解明されていない。[1] によれば、その下降流の原因は黒点暗部の垂直磁場とライトブリッジの水平磁場との磁気リコネクションであるとされているが、今まで時間発展を追った研究はされていなかったため、その磁気リコネクション説に確証を得ることができていなかった。そこで、JAXA の衛星「ひので」と NASA の衛星「IRIS」の同時観測でライトブリッジの下降流発生領域の光球と彩層の磁場と速度場の時間発展を追ったところ、下降流の原因は磁気リコネクションではなく、磁束管の浮上によるサイフォン流ではないかと思われる特徴を発見した。

1 Introduction

太陽の活動性は磁場によるものがほとんどである。フレアトリガー、コロナ加熱、ダイナモなどの未解決問題も、磁場が重要な役割を果たしていると考えられている。太陽における磁場の影響の典型例として、黒点の存在が挙げられる。黒点ひとつをとっても、その活動性は多岐にわたる。今回は黒点の「ライトブリッジ」という構造に着目した。黒点のライトブリッジとは、黒点を裂くようにして現れる構造のことであり、特徴としては以下のようなものが挙げられる。

- 黒点暗部の太陽表面に垂直な磁場に対して、太陽表面に水平な磁場がよく観測される。
- 光球の水平磁場と垂直磁場の境界で、超音速 ($>6\text{km/s}$) の下降流が観測される。

この下降流の起源については現在も議論が繰り広げられている。一般的には黒点暗部の垂直磁場とライトブリッジの水平磁場との磁気リコネクションが起源になっていると考えられているが、磁場と速度場の時間発展を追って研究がされた例が今まで存在しないので、決め手に欠けている。また、もし磁気リコネクションが原因であるなら下降流の発生に伴い上空で上昇流が観測されるはずであるが、その上昇流の存在も今まで観測されていない。これらより、

高時間分解能で下降流発生に伴う磁場構造と上空の速度場を同時観測することで、下降流の発生原因を突き止めることを目的として研究を行った。

2 Observations

2013 年 9 月 1 日の NOAA Active Region 11836 の黒点 (図 1) を、16:00 から 18:00 まで「ひので」と「IRIS」で共同観測を行ったデータを用いた。注目する黒点は太陽表面の $(-112'', 39'')$ の位置にあり、ほぼディスクセンターにある。

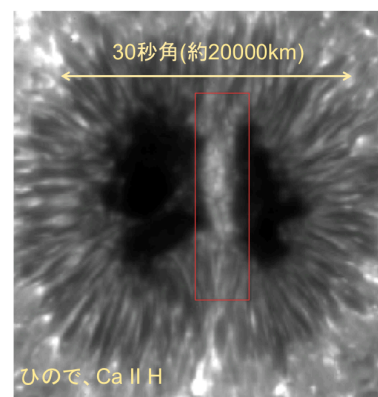


図 1: 今回解析した黒点。赤の四角で囲まれた領域がライトブリッジ

「ひので」では、SP(Spectropolarimeter) のデータを利用した。ひのでの SP は鉄の 630nm における吸収線を利用してストークスプロファイルを求めており、光球における磁場と速度場を求めることができる。1 ピクセルのサイズは $0''.32$ で、今回のデータは Sparse Raster モードで横に 30 スリットの範囲を観測したものである。このデータの時間分解能は 1 分である。

「IRIS」では、Si IV の分光スペクトルデータを利用した。1 ピクセルのサイズは $0''.17$ で、データは Sit and Stare モードで観測されたものである。このデータの時間分解能は 4 秒である。

3 Results

3.1 ひので

Milne Eddington Inversion を「ひので」の SP のプロファイルに作用させて磁場を導出したところ、観測期間内に、ライトブリッジに沿った水平磁場が伸びてくる様子をとらえることができた (図 2)。また、水平磁場の成長に伴い、水平磁場の上側の端で周囲の磁場と同じ極性の下降流、下側の端で周囲の磁場と逆の極性の上昇流の存在を示すプロファイルが見られた (図 3)。また、下降流と上昇流は一瞬ではなく、水平磁場が成長しだしてから断続的に観測することができた。この下降流と上昇流の存在を示すプロファイルは複雑な構造をしているため簡単にフィッティングをして速度を求めることはできないが、ピークの山の位置から大雑把に見積もっても音速程度 ($>6\text{km/s}$) の速度を持っていることがわかる。

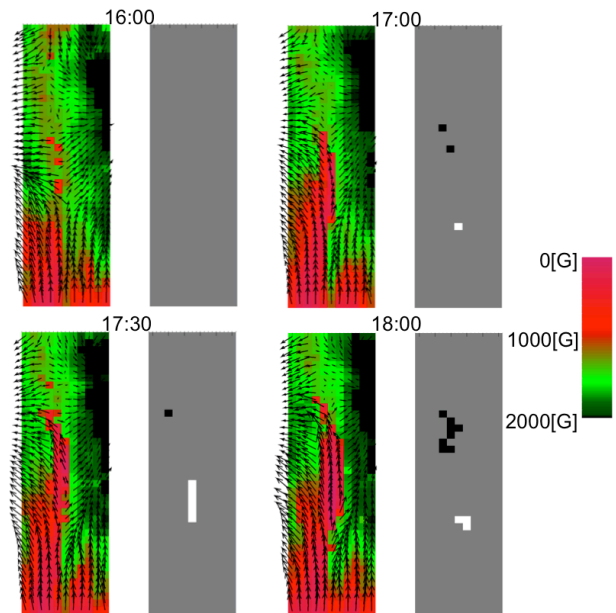


図 2: 時間ごとに発展していく磁場 (左) と速度場 (右)。磁場は矢印が水平磁場の強さと向きを表し、色は垂直磁場の大きさを表す。また、速度場は白色が上昇流を表し、黒色が下降流を表す。

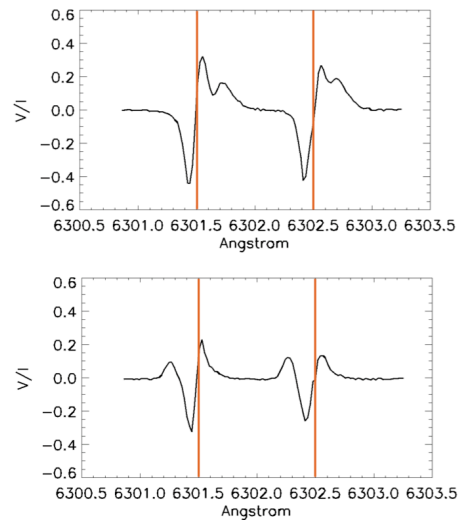


図 3: 水平磁場の上側の端で観測された周囲の磁場と同じ極性の下降流のプロファイル (上) と、水平磁場の下側の端で観測された周囲の磁場と逆の極性の上昇流のプロファイル (下)。オレンジ色の線はラインセンター

3.2 IRIS

「ひので」で下降流が観測された点に着目して、分光された Si IV 1394(~80000K)、C II 1336(~25000K)、Mg II k 2796(~10000K) の輝線にガウシアンフィッティングをすることで上空の速度場と明るさを求めたところ、速度場は約 3 分の周期で音速以下のスピードで振動している様子がみられた。明るさは全体的に暗く、下降流の発生に伴って速度や温度に特徴的な反応は見られなかった。(図 6、7)

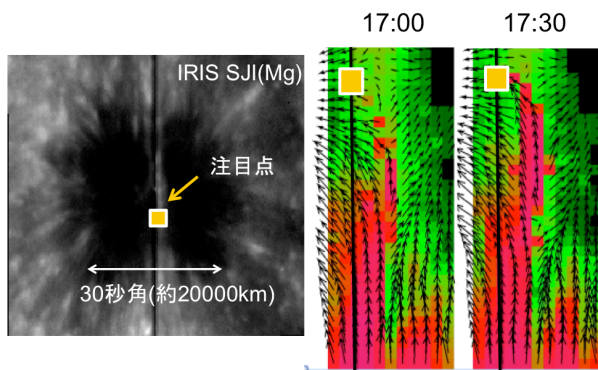


図 4: IRIS のスリット位置 (左) と、ひのでのデータのスリットに対応する位置 (右)

Si IV 1394 と C II 1336 のラインは光量が少ないためにデータが乱れてしまっているところもあるが、Mg II k 2796 のラインは光量も十分で、データの乱れは少ない。Mg II k 2796 のラインは一般的にはプロファイルがシンプルなガウシアンではなく中央がへこんだ形をしていることが多いが、今回の場合は黒点暗部領域なのでプロファイルはシンプルなガウシアンに近いものになるため、ガウシアンフィッティングで速度を求めることができた。(図 5)

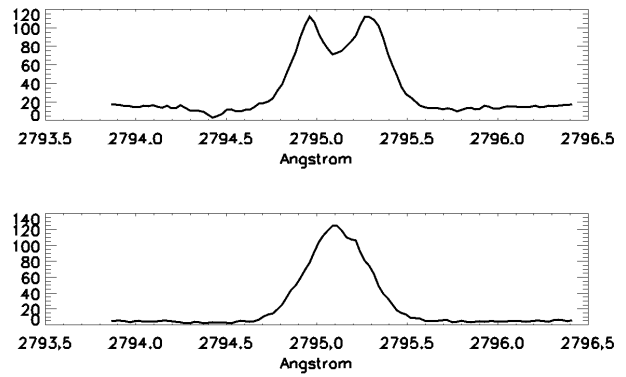


図 5: k3 の山のあるプロファイル (上) と k3 の山のないプロファイル (下)。温度が低い領域では k3 の山がなくなることが多い。

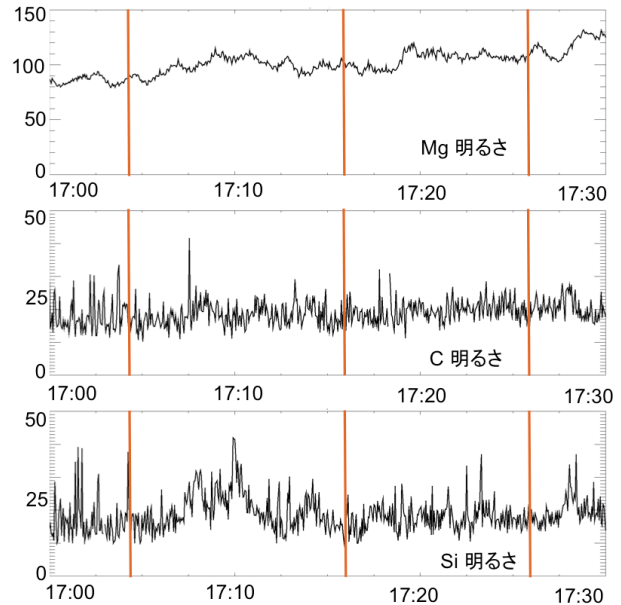


図 6: ガウシアンフィッティングをして得られた明るさのプロット。オレンジ色の線は光球の下降流とスリットが重なった時間

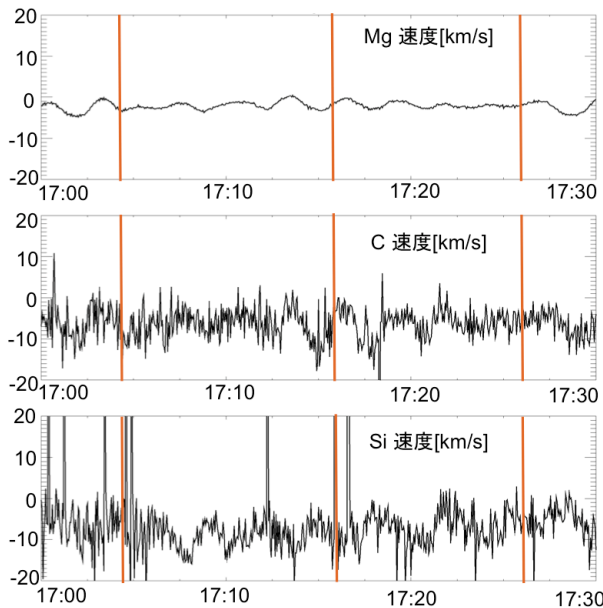


図 7: ガウシアンフィッティングをして得られた速度のプロット。オレンジ色の線は光球の下降流とスリットが重なった時間

4 Discussion

「IRIS」のデータの示す速度の周期的な変化は、周期や速度といった特徴が [2] の黒点上空における黒点の振動の観測結果と似ているため、太陽の固有振動によって励起された黒点の振動によるものであると考えられる。さらに、Si IV の音速は 34km/s であるため、観測された速度はリコネクション由来であるとするあまりにも遅い。以上の結果に加えて下降流発生に伴い特徴的なシグナルが見られなかったことから、下降流の発生原因は磁気リコネクションではないと考えられる。さらに、「ひので」から得られた下降流と上昇流の長期間の存在や、上昇流と下降流で極性が違うことから、この流れはライトブリッジの領域に新しく磁束管が浮上してきて、その磁束管に沿って生じた流れだと考えられる (図 8)。ライトブリッジにおける浮上した磁束管の存在は他にも報告例 [3] はあり、磁束管に沿った音速に近い流れはサイフォン流 [4] として知られている。磁束管に沿った流れの例としては半暗部のエバーシェッド流 [5] などが挙げられ、太陽の他の領域でも存在は示唆され

ている。

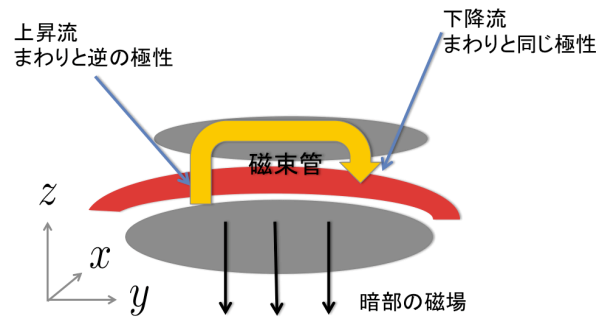


図 8: 磁束管の浮上による流れの模式図

5 Conclusions

「ひので」と「IRIS」で共同観測することによりライトブリッジ領域の下降流発生に伴う速度場と磁場を求めたところ、光球での下降流発生に伴い上空では顕著な変化は見られなかった。これは、下降流の原因が磁気リコネクションではないことを示している。さらに、下降流発生とともに別の領域で逆極性の上昇流が観測され、上昇流と下降流が長時間継続したことより、ライトブリッジ領域での下降流の原因は、磁束管の浮上に伴うサイフォン流である可能性が見いだせた。サイフォン流であることを結論づけるためには、今回求めた物理量の他にも、速度の具体的な値、磁束管の両端の磁場の強さ、磁束管の太さを求める必要がある。

6 Reference

- [1] Louis, R. E et al., 2009, ApJ, 704, 29
- [2] H. Tian et al., 2014, ApJ, 786, 137
- [3] Shimizu, 2011, ApJ, 738, 83
- [4] Thomas, John H, 1988, ApJ, 333, 407
- [5] Schlichenmaier, R, 1998, A & A, 337, 897

太陽フレアのトリガとなる磁気中性線付近の磁場構造

川畑 佑典 (東京大学大学院 理学系研究科)

Abstract

太陽フレアは蓄積された磁気エネルギーが突然解放されて熱エネルギーや運動エネルギーに変換される現象である。フレアは黒点群が存在する活動領域において観測され、エネルギー解放メカニズムとしては磁力線が繋ぎかわる磁気リコネクションによるものと考えられているが、フレアのトリガのメカニズムについてはよくわかっていない。活動領域には磁場の極性が正から負に切り替わる地点である磁気中性線 (PIL) が存在し、フレア発生前にはこの磁気中性線に沿って長時間持続するシアの流れが観測されている。また Kusano et al.(2012) ではこの磁気中性線において、シアの流れが存在するという条件に加え、ある特徴を持った磁場擾乱が局所的に存在する事でフレアが発生するというモデルを提案した。つまりフレアのトリガを調べるには、磁気中性線付近の磁場、及びシアの流れを詳細に解析する必要がある。本研究ではフレアのトリガメカニズムに関わるこれらの論文を基に、太陽観測衛星ひのでに搭載された SOT により得られたデータの解析結果について報告する。

1 Introduction

太陽フレアは太陽大気に蓄積された磁気エネルギーの解放現象であり、解放されるエネルギーは 10^{29} - 10^{32} erg に達する。ほとんどのフレアは 型黒点と呼ばれる黒点において生成される。型黒点では磁気中性線と呼ばれる磁場の正極と負極が入り替わる地点において複雑な磁場構造を示す。フレアのエネルギーの蓄積のメカニズムとしては、この磁気中性線付近における、シアの流れと収束の流れが重要であると考えられている。初めはポテンシャル磁場と呼ばれる低いエネルギー状態であった磁場が、シアや収束の流れにより引き延ばされエネルギーを蓄積していく (図 1)。

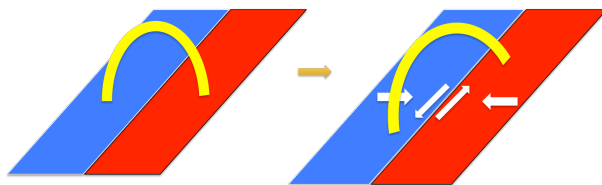


図 1: 磁気エネルギーの蓄積
磁場が取りうる最低のエネルギー状態であるポテンシャル磁場の状態から、シアと収束の流れにより磁気ループが引き延ばされてエネルギーが蓄積

このようにして蓄えられた磁気エネルギーは磁気

リコネクションと呼ばれる現象により、解放される。磁気リコネクションとは、磁力線が繋ぎかわる現象である (図 2)。

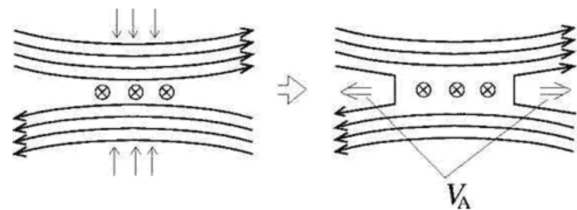


図 2: 磁気リコネクション
磁力線が繋ぎかわる事により、磁気エネルギーを解放

反平行に並んだ磁力線が押し付けられると磁力線間に強い電流が流れ、何らかの原因で電気抵抗が大きくなり電流が散逸することにより、磁力線が繋ぎかわる。繋ぎかわった事により、磁気張力が働きプラズマが加速され、磁気エネルギーが運動、熱エネルギーへと変換される。この現象が太陽でも起こっていると考えられている。上記のようにフレアの解放メカニズムについてはよく研究がなされているが、フレアのトリガに関してはよく知られていない。

2 Previous study

Kusano et al.(2012) では数値シミュレーションにより、フレアの発生に必要な微小磁場構造のモデルを提案している。この数値シミュレーションでは、ある角度にシアさせた磁気ループの下に、微小磁場を挿入する(図3)。シアの角度と挿入する微小磁場の正負の向きをパラメータとしてフレアが発生するかを3次元のMHDシミュレーションで計算した結果が図4である。この結果をみるとフレアを発生させた微小磁場構造が二つに限られている事が分かる。元の磁場と180度逆になっている opposite polarity(OP) と90度時計回りに回転している reversed shear(RS) である。このことはフレアのトリガを観測的に解明する事は、太陽の光球の微小磁場構造を詳細に調べる必要があることを示している。

観測では、Shimizu et al.(2014) で2012年3月7日に発生したX5.4クラスフレアの発生前後の磁気中性線付近の磁場、速度場を解析した研究がある。磁気中性線に沿って高速のフローが観測され、このフローはフレア発生の6時間前から、発生後も数時間持続している。このフローが磁場のシアを増加させ、フレアが発生しやすい磁場構造を作ると考えられる。

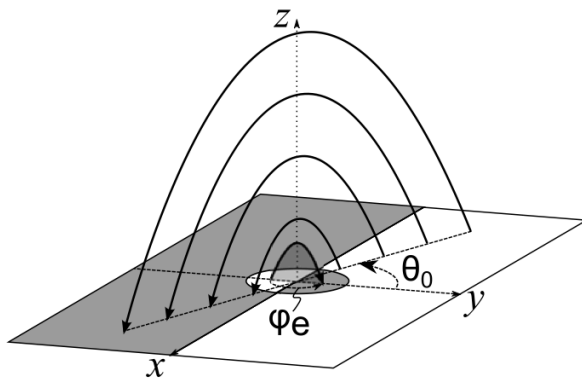


図3: フレアの微小磁場構造
シアしている磁気ループの真下に微小磁場を挿入
(Kusano et al. 2012)

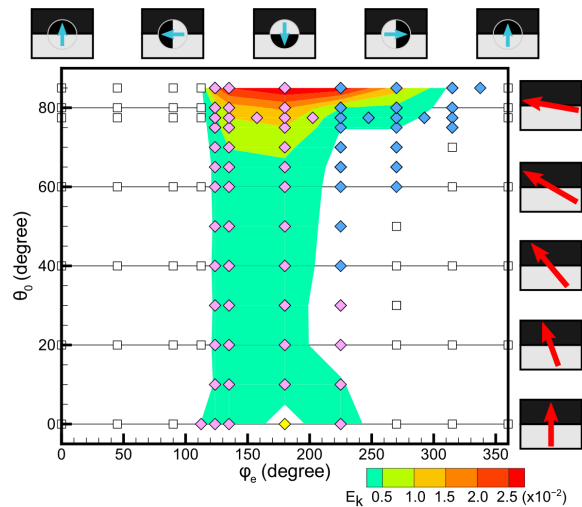


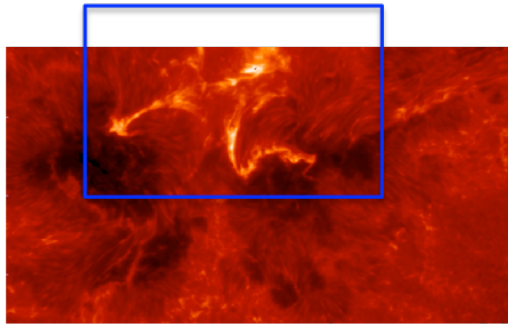
図4:
フレア発生に必要な微小磁場構造が存在 (Kusano et al. 2012)

3 Observations and data analysis

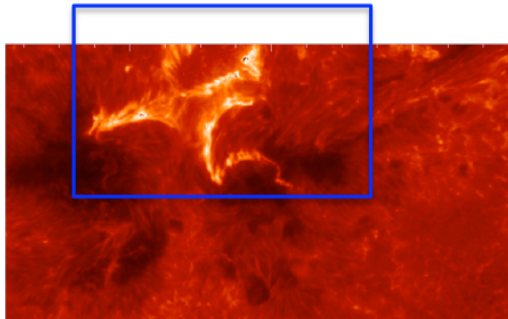
本研究の解析には太陽観測衛星ひのでに搭載されている可視光磁場望遠鏡 (Solar Optical Telescope, SOT) を用いる。SOT の Spectro Polarimeter(SP) による磁場に感度のある Fe I 線 (630.15,630.25nm) を用いた偏光観測によって太陽光球の磁場と速度場を解析する。

本研究では2014年2月2日から2月4日にかけて10回以上のMクラスフレアを起こした活動領域であるNOAA11967を解析のターゲットとした。今回の研究はShimizu et al.(2014)と同様に、フレア発生前後の光球の磁場、速度場構造を解析する事を目的としたので、フレア発生前後にSPのデータが多く取られている活動領域を選んだ。NOAA11967では2014年2月2日08:20UT(M2.2)、09:31UT(M4.4)、18:11UT(M3.1)、22:04UT(M1.3)、2014年2月4日01:23(M3.8)に発生したフレアの前後にSPのデータが多く取られている為、この5つのフレアについて解析した。

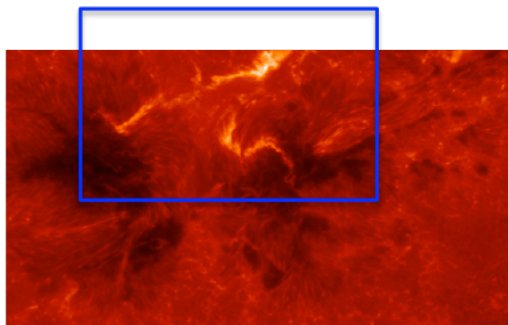
NOAA11967で観測されたフレアの特徴として、最初に起こった3つのフレアが同じ場所、同じループの形で光っている事があげられる(図5)。



2014/02/02 08:20UT



2014/02/02 09:32UT

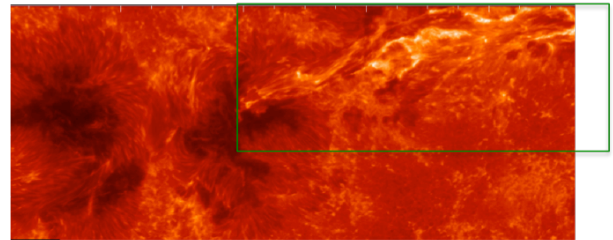


2014/02/02 18:17UT

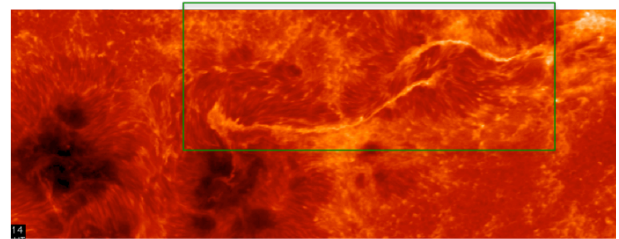
図 5: Homologous flare

このように一度エネルギーを解放した後まったく同じ形のループが光るようなフレアは Homologous flare と呼ばれ、ひのででは観測例がまだ少ない。Homologous flare は前述の磁気リコネクションによる

エネルギー解放を考えると、一度リコネクションで解放した数時間後にまた同じ形で増光することは考えにくい。また 22:04UT と 01:23UT に発生したフレアは先のフレアと異なり西側の領域で増光が見られる (図 6)。



2014/02/02 22:05UT



2014/02/04 01:33UT

図 6: Homologous フレアとは異なるループで起こったフレア

4 Futurer works

今後の研究方針としては、flare のループの足下の磁場構造の解析を行うことで、Homologous flare と通常の flare が起こる際の磁場構造の違いを解明する事を目標とする。さらにイベント解析のみでなく複数の活動領域を統計的に解析する事で、普遍的な解釈を導く事を最終的な目標にしたい。

Acknowledgement

指導教官の清水先生に丁寧なご指導を頂きました。ここに感謝の意を表します。

Reference

Kusano, K. and Bamba, Y. and Yamamoto, T. and Iida, Y. and Toriumi, S. and Asai, A. 2012. *ApJ*, 644, 1278

Shimizu, T. and Lites, B.W. and Bamba, Y. 2014. [arXiv,1406,1617](https://arxiv.org/abs/1406.1617)

スーパーフレアを起こした太陽型星の高分散分光観測

野津 湧太 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室 M1)

Abstract

我々は、ケプラー宇宙望遠鏡の測光データの解析により、太陽型星 (G 型主系列星) におけるスーパーフレア (最大級の太陽フレアの $10 \sim 10^4$ 倍、 $10^{33} \sim 10^{36}$ erg のエネルギーを放出) を多数発見した。太陽フレアは、黒点周辺の磁気エネルギーが突発的に解放される爆発現象である。スーパーフレアも同様の現象と仮定すると、そのエネルギーを説明するには、巨大な黒点の存在が必要である。一方、多くのスーパーフレア星では、準周期的な明るさの変動が観測されている。その振幅は、黒点の影響による太陽の明るさの変動の振幅と比べてはるかに大きい。このことも、巨大黒点を持つ星が自転しているとすれば、説明が可能である。しかし、本当に太陽のような星で巨大黒点は存在するのか、分光観測による詳細な探査が重要である。

そこで我々は、すばる望遠鏡 HDS を用いて、スーパーフレア星の高分散分光観測を行っている。本発表では、これまでに分光観測した 50 星について報告する。観測の結果、50 星中 34 星では、連星の証拠は見られなかった。これら 34 星について、詳細な解析を行った。まず、自転の効果による吸収線の広がり測定し、星の射影自転速度を求めた。求めた値は、星の自転軸の傾斜角の影響を考慮すれば、明るさの変動 (上述) の周期から推定した自転速度と矛盾しなかった。次に、Ca II の吸収線の強度 (星の彩層活動を反映する) を測定し、星の他の性質と比較した。その結果、明るさの変動振幅との間に相関が見られた。特に、大黒点の存在が予想される明るさの変動振幅の大きな星は、例外なく高い彩層の活動性を示した。これら 2 点から、上記の明るさの変動は、巨大黒点を持った星の自転で説明できることが支持される。

1 Introduction

太陽の表面では、太陽フレアと呼ばれる爆発現象が頻りに発生しており、これは黒点付近に蓄えられた磁気エネルギーが、熱や運動、放射のエネルギーへ突発的に変換される過程だと考えられている (レビュー論文例: Shibata & Magara 2011)。これまでに観測された最大の太陽フレアのエネルギーは 10^{32} erg 程度だが、それを上回るフレア (スーパーフレア) が太陽で発生する可能性はあるのだろうか? そのような疑問に答えるため、我々のグループでは、主に系外惑星探査に用いられているケプラー宇宙望遠鏡の高精度測光データを用いて、太陽型星 (G 型主系列星) におけるスーパーフレアを探査する研究を行ってきた。その結果、現在までに 8 万個を超える太陽型星の 500 日分の測光データを解析し、279 個の太陽型星で 1547 個ものスーパーフレア ($10^{33} \sim 10^{36}$ erg; 最大級の太陽フレアの $10 \sim 10^4$ 倍のエネルギーのフレア) を発見するに至っている (Maehara et al. 2012; Shibayama et al. 2013)。非常に沢山のイベントを発

見した事で、スーパーフレアに関する統計的研究をする事が可能になった。発生頻度分布について調べてみると、スーパーフレアの発生頻度は、太陽フレアと同様のべき分布をしており、太陽フレアとスーパーフレアの類似性が強く示唆された (Shibata et al. 2013; Shibayama et al. 2013)。

我々は、上記の結果を踏まえ、太陽フレアの理解をもとに、スーパーフレアを理解する事が可能かという観点で更なる検討を行ってきた。上述したように、太陽フレアは黒点付近の磁気エネルギーが突発的に解放される現象である。スーパーフレアも同様の磁気エネルギー解放現象だと仮定すると、その巨大なエネルギーを説明するためには、太陽で見られるものよりもはるかに巨大な黒点の存在が必要だと考えられる。また、ケプラーの観測データを詳しく調べると、多くのスーパーフレア星では、数日から数十日程度の周期の準周期的な明るさの変動が見られた。その振幅は、典型的には数% 程度であり、黒点の影響による太陽の明るさの変動の振幅 ($0.01 \sim 0.1\%$ 程

度) と比べてはるかに大きい。この変動は、星表面に大きな黒点が存在し、星の自転に伴って黒点の見え方が変化する事で生じているのだとすると、解釈が可能である (Notsu et al. 2013b)。すなわち、巨大黒点が星表面に存在する事が明るさの変動からも示唆されるといえる。しかし、上記の結果はあくまで、測光観測結果のみに基づく結果である。

本当に巨大黒点が存在するのか、そして上述の明るさの変動が巨大黒点を持った星の自転で説明できるのか、明らかにするためには、分光観測によって、詳細な探査をする事が極めて重要である。以下の章で詳しく述べるように、星のスペクトルでは、自転速度の情報が吸収線の広がりとして反映される。また、太陽でも知られているように、黒点の存在が CaII 線などの強度として反映される。本研究では、スーパーフレア星の分光観測を行い、これらの観点に着目して解析を行った。

2 観測の概要

我々は、すばる望遠鏡の高分散分光器 (HDS) を用いて、スーパーフレア星 50 星の分光観測を行った。これら 50 天体は、比較的明るいスーパーフレア星 ($V \leq 14\text{mag}$) の中から、温度が太陽に近く、明るさ変動周期が比較的大きい (自転が遅く、太陽に似ていることが期待される) 天体を中心に選ばれた。観測期間は、2011 年 8 月、2012 年 8 月と 9 月、2013 年 6 月の 3 期間にわたっての、合計 5.5 日間である。吸収線の細かい成分を調べるため、波長分解能はそれぞれ 10 万、5 万、及び 8 万程度に設定した。波長域は、6100~8820Å であり、この波長域は、星の活動を反映する CaII の 3 重線 (8498/8542/8662Å) や H α 線が含まれている。また、S/N 比 (信号雑音比) については、CaII 8542 線付近で 50~100 程度となった。50 天体のうち 3 天体について、すでに Notsu et al. (2013a) 及び Nogami et al. (2014) で報告しており、観測設定や解析手法の詳細については、これら 2 本の論文の中で詳しく記載している。

50 天体の観測の結果、半数以上の天体 (34 天体) では、連星の証拠が見られず、温度や表面重力等の大気パラメータを確認した上で、単独の太陽型星だ

と判定された。残りの 16 天体のうち、12 天体については、スペクトル線が、2つの星の成分が重なった形状になっていたり、複数の観測日のデータの間で視線速度の変化が見られるなどの連星としての徴候が見られた。また 4 天体については、望遠鏡を向けた時点で実視連星である事が分かった。以下、本報告では、単独星だと判定された 34 天体について、更に詳しい解析を行った。

3 明るさ変動周期は自転に対応するのか？

一般に、星表面の各点から出る光は、自転に伴う運動でドップラーシフトして放射される。太陽以外の恒星を観測する場合、点源であるために、星全面の光を足し合わせた状態で観測する事になる。したがって、自転によってドップラーシフトした光を足し合わせる事になり、全体としてはラインの広がりとして観測される。このラインの広がりを調べることで、自転速度を見積もる事が出来る (図 1 も参照)。ただし、太陽以外の恒星を観測する場合、太陽のように赤道方向から観測しているとは限らず、ラインの広がりから得られる値は、自転速度の視線方向への射影成分 " $v \sin i$ " となることに注意する必要がある (i は星の自転軸の方向と視線方向のなす角)。具体的な $v \sin i$ の測定方法については、Notsu et al. (2013a) で詳細に説明している。

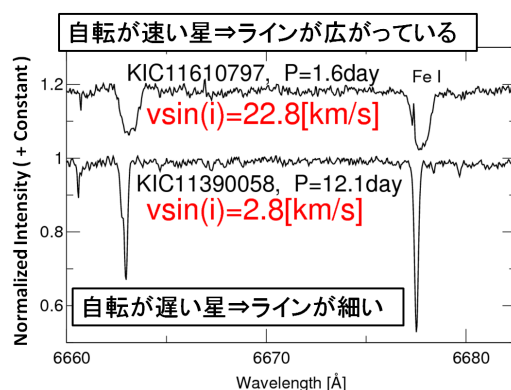


図 1: 自転速度の違いによる、吸収線の広がりの違いの例。2 星とも今回分光観測したスーパーフレア星である。

続いて、明るさの変動が自転に対応する事を確認するために、吸収線の広がりから測定した射影自転速度 “ $v \sin i$ ” と明るさの変動周期の比較を行った。まず、明るさの変動周期 (P) から、

$$v_{lc} = \frac{2\pi R_s}{P} \quad (1)$$

(R_s は星の半径) の関係式を用いて、周期 P に対応する速度の値 (v_{lc}) を導出し、それを $v \sin i$ の値と比較した (図 2)。明るさの変動が自転と一致するならば、 $v \sim v_{lc}$ という関係が成立し、図 2 において、 $v = v_{lc}$ の近傍に全てのデータ点が位置することが期待される。しかし、太陽以外の恒星は赤道方向から観測しているとは限らないため、上述のように $\sin i$ の効果が加わって、赤道方向から見てる場合 ($\sin i = 1; i = 90^\circ$) と比べて、分光的に求めた速度 $v \sin i$ の値が小さくなる場合があると考えられる。すなわち、

$$v \sin i \lesssim v_{lc} \quad (2)$$

という関係式が予想される。

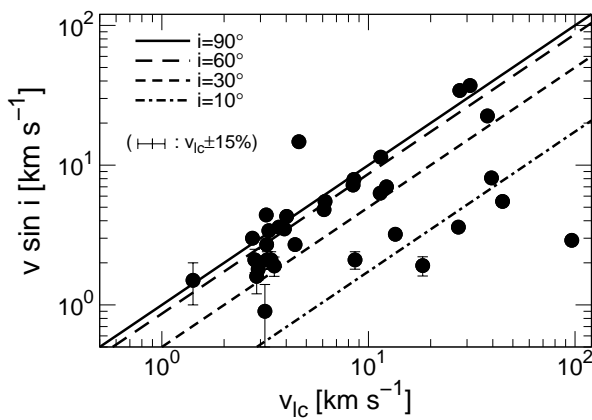


図 2: 明るさの変動周期から求めた速度 (v_{lc}) と、分光的に求めた射影自転速度 ($v \sin i$) の比較。4 本の線はそれぞれ、視線方向と自転軸のなす角度 (i) を表す。 $i = 90^\circ$ の線が星を赤道方向から観測した場合に対応する。

図 2 を見てみると、データ点のほとんどは、 $v \sin i = v_{lc}$ の線 ($i = 90^\circ$) の下に分布しており、ここで述べた解釈 (式 (2)) と矛盾していない。また、 $i = 10^\circ$ と書かれた線の近傍に位置するような点は、極に近い方向から観測 (自転軸の方向と視線方向のなす角が小

さい) ということになる。図 2 が式 (2) と矛盾ないということは、明るさの変動周期の値が、星の自転軸の傾斜角の影響を考慮すれば、分光観測で求めた自転速度と矛盾していないという事を意味している。すなわち、この結果は明るさの変動が自転で説明できると言う解釈を支持しているといえる。

4 CaII 線を用いた巨大黒点の存在の検証

続いて、分光データから巨大黒点の存在の確認を試みた。Zeeman 効果等によって、黒点付近の強い磁場強度の値を直接検出することが出来れば、巨大黒点の存在を証明する事が出来ると期待される。しかし、太陽の場合と違って、星全面の観測であるために、G 型星では黒点以外の光球部分からの光が強すぎる事、そして今回の観測と比べてさらに高い S/N の観測が必要とされることをふまえると、現状では磁場の直接検出は困難である。したがってここでは、Ca II 線を用いて、磁場強度の強さを間接的に推定する事を試みた。黒点周辺の磁場が強い領域では、磁力線に沿ってエネルギーが輸送されて、上空の彩層が加熱され、彩層から放射される Ca II 線等の放射が増加する事が知られている (e.g., Schrijver et al. 1989)。したがって、星全体としての Ca II 線の放射強度を調べることで、間接的ではあるが、星の平均磁場強度を推定する事が出来るといえる。星の光球表面での圧力バランスをふまえると、黒点の磁場強度自体は、巨大黒点であっても太陽黒点と同オーダーだと推測されるので、星としての平均磁場強度の値は、黒点サイズの情報を反映すると考えられるこれらの事を踏まえ、以下では、CaII 線の強度を調べ、検討を行った。

図 3 に、スーパーフレア星の CaII8542 及び 8498 線のスペクトルを例示した。CaII 線のコア部分が浅くなっている星は、巨大黒点の磁場の影響によって彩層がより加熱されていると予想される。続いて、図 4 において、ケプラーで観測された明るさ変動の振幅と、CaII8542 線のライン中心の深さ $r_0(8542)$ (ライン中心の強度を連続光部分の強度で規格化した値) を比較した。その結果、明るさの変動振幅と $r_0(8542)$

の値の間に正の相関が見られた。すなわち、明るさの変動振幅の大きい星ほど、CaII 線のコア部分が浅くなっている。1章で触れたように、明るさ変動振幅の値は、明るさの変動が自転に対応するならば、黒点サイズの値に対応している。この事を踏まえると、明るさの変動振幅が大きく、大きな黒点の存在が予想される星は、 $r_0(8542)$ の値からも例外なく巨大黒点の存在が示唆される (CaII 線のコア部分が浅い) という結論を得る事が出来る。

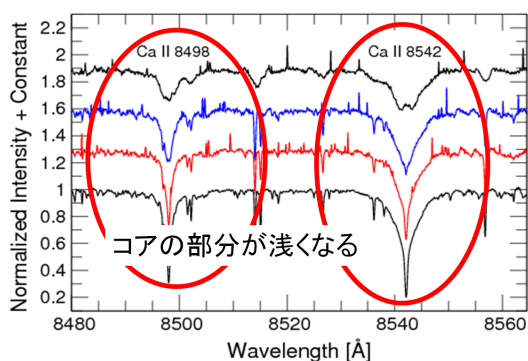


図 3: スーパーフレア星の CaII 8542 及び 8498 線のスペクトル例。一番下は太陽類似星 18Sco(活動性低い)のスペクトル

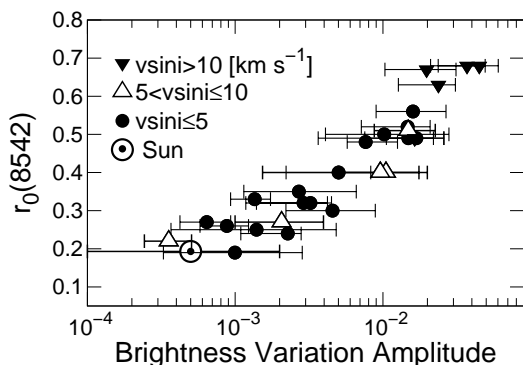


図 4: ケプラーで観測された明るさの変動振幅と、CaII 8542 線中心の深さ $r_0(8542)$ の比較。

5 Conclusion

すばる望遠鏡 HDS を用いて、スーパーフレア星の 50 星の高分散分光観測を行った。観測の結果、50

星中 34 星では、連星の証拠は見られなかった。これら 34 星について、詳細な解析を行った。まず、自転の効果による吸収線の広がりを測定し、星の射影自転速度を求めた。求めた値は、星の自転軸の傾斜角の影響を考慮すれば、ケプラーで観測された明るさの変動の周期から推定した自転速度と矛盾しなかった。次に、Ca II の吸収線の強度 (星の彩層活動を反映する) を測定し、星の他の性質と比較した。その結果、明るさの変動振幅との間に相関が見られた。特に、大黒点の存在が予想される明るさの変動振幅の大きな星では、Ca II 線の強度からも、大黒点の存在が例外なく示唆された。これら 2 点から、スーパーフレア星の示す準周期的な明るさの変動は、巨大黒点を持った星の自転で説明できることが支持される。

Acknowledgement

本研究は、国立天文台すばる望遠鏡の共同利用観測で得られたデータを用いて、本田敏志氏、前原裕之氏、野津翔太氏、柴山拓也氏、野上大作氏、柴田一成氏ほかの皆様と行った共同研究です。すばる望遠鏡での観測の際には、田実晃人氏をはじめとするハワイ観測所の職員の皆様にご多大お世話になりました。また、分光観測データの解析の際には、国立天文台の竹田洋一氏から数多くの有益な助言を頂きました。これらの方々をはじめとして、本研究に関わった全ての皆様にご深く感謝します。

Reference

- Maehara, H., Shibayama, T., Notsu, S., et al. 2012 Nature, 485, 478
- Nogami, D., Notsu, Y., Honda, S., et al. 2014, PASJ, 2014, 66, L4
- Notsu, S., Honda, S., Notsu, Y., et al. 2013a, PASJ, 65, 112
- Notsu, Y., Shibayama, T., Maehara, H., et al. 2013b ApJ, 771, 127
- Schrijver, C. J., Cote, J., Zwaan, C., et al. 1989, ApJ, 337, 964
- Shibata, K., & Magara, T. 2011, Living Rev. Sol. Phys, 8, 6
- Shibata, K., Isobe, H., Hillier, A., et al. 2013 PASJ, 65, 49
- Shibayama, T., Maehara, H., Notsu, S., et al. 2013 ApJS, 209, 5

中質量星からの恒星風駆動と質量放出率の決定機構を理解するための数値シミュレーション研究

西澤 淳 (名古屋大学大学院 理学研究科 M2)

Abstract

宇宙空間のあらゆる恒星は恒星風を吹き出して質量放出をしている。太陽型星の恒星風駆動には磁気流体波動の一種である Alfvén 波が重要な役割を果たしていると考えられている。本研究では、恒星の質量放出率がどのように決定されているかを規定するために、数値シミュレーションを用いて恒星風の運動エネルギーを計算している。光球表面での磁場や摂動速度の大きさを変えることにより、注入する Alfvén 波の Poynting フラックスを変化させ、恒星風の運動エネルギーがどのように変化するか調べた。磁気流体力学を用いて光球から恒星風へのエネルギー輸送のメカニズムのモデルを構築し、磁気流体シミュレーションを行った Suzuki et al.2013 によると、注入する Poynting フラックスを大きくすると恒星風の運動エネルギーは急激に大きくなるが、途中から大きくならずにかえって減少してしまう現象が見られた。すなわち、エネルギー注入の増加と共に恒星風のエネルギーは飽和するということであり、Wood et al.2005 で観測されている傾向をよく説明している。

本研究では太陽よりも質量が小さい中質量星に注目して、同様のシミュレーションを行っている。中質量星における恒星風の運動エネルギーの依存性について、太陽型星と比較したときの類似点と相違点を議論する。

1 Introduction

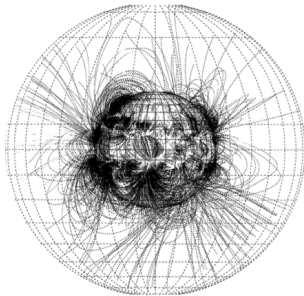


図 1: 太陽の磁場構造 (Hakamada et al.2005)

太陽では図 1 のように、閉じたループ状の磁場構造 (磁束管) と、開いたチューブ状の磁場構造が観測されており (Hakamada et al.2005)、他の恒星にも同様の磁場構造が存在すると考えられている。恒星風は主に開いたチューブ状の磁場構造の部分から吹き出しているため、閉じたループ状の磁場構造は考えずに開いたチューブ状の磁場構造のみを考えることにする。大質量星や漸近赤色巨星など光度の大きい星の恒星風は輻射で駆動されているのに対し、太陽

質量に近い星 (太陽型星) やそれより質量の小さい中質量星の恒星風は、表面对流層から発生する Alfvén 波の Poynting フラックスが上空に輸送されることにより、駆動していると考えられている。太陽型星の恒星風の運動エネルギーをシミュレーションにより求めた Suzuki et al.2013 は、星の放出する X 線フラックスが大きくなると恒星風の運動エネルギーはそれにしたがって増加するが、途中で増加が止まり (飽和) 、更に X 線フラックスが大きくなるとかえって運動エネルギーが減少してしまうという奇妙な現象が起こることを示した。本研究では中質量星で同様のシミュレーションを行い、このような飽和現象が起こるかについて、太陽型星との比較をする。

2 Methods

本研究では中質量星についてシミュレーションを行い、その質量、半径、有効温度はそれぞれ $M = 0.8M_{\odot}$, $r_0 = 0.74R_{\odot}$, $T_{\text{eff}} = 5096K$ の主系列星とする。また光球表面における密度と音速はそれぞれ、 $\rho_0 = 1.84 \times 10^{-7}g/cm^3$, $c_s =$

5.92km/s ($T_{\text{eff}} = 5096\text{K}$ から導いた) とし、外側の境界は $r \approx 25r_0$ とした。

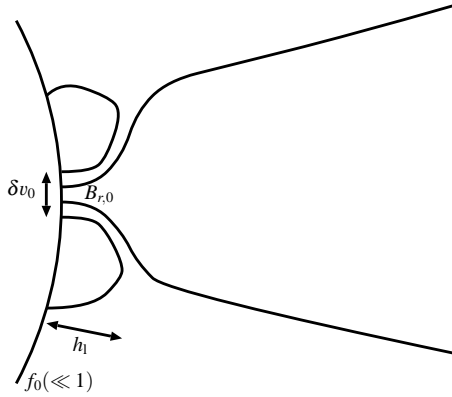


図 2: 光球の磁場構造

図 2 は光球における磁場構造を詳しく示している。閉じたループ状の磁場構造の高さ h_l を超えると開いたチューブ状の磁束管が一気に広がっている。 B_r はある高さ r での磁場の大きさ、 $B_{r,0}$ は光球表面での磁場の大きさである。 $f(r)$ はある高さ r における表面積中の開いたチューブ状の磁場構造が占める割合であり、 f_0 は光球表面での $f(r)$ であり $f_0 \ll 1$ である。今回は閉じたループ状の磁束管を考えないためにこれを導入した。このとき磁束は保存して

$$B_r f(r) r^2 = B_{r,0} f_0 r_0^2 \quad (1)$$

である。また δv_0 は光球の r 方向に垂直な方向の摂動速度で、これにより磁力線が揺らされて Alfvén 波が発生する。シミュレーションではこの 4 つの変数の値を変動させる。 $B_r, f_0, \delta v_0$ は光球で注入されるエネルギーの大きさを決め、 h_l は彩層における Alfvén 波の反射に関係する。光球表面からは r 方向に Alfvén 波が吹き出しており、Poynting フラックス F_A をもっている。今回行うシミュレーションでは、光球表面からは Alfvén 波のみを注入し、この Alfvén 波の Poynting フラックスが恒星風の運動エネルギーへと変換されていく過程を精査する。 F_A を高さ r での開いたチューブ状の磁束管の閉める表面積で表面積分すると、チューブ状の磁束管から吹き出る単位時間当たりの Alfvén 波のエネルギー (光度; erg/s の次元を持つ) が導ける。

$$L_A(r) f(r) = 4\pi r^2 f(r) F_A(r) \quad (2)$$

今後これを $(L_A f)_r$ と記述する。

注入された Alfvén 波の Poynting フラックスは最終的な恒星風の運動エネルギーに変換されるまでに様々な減衰過程を受ける。星の質量損失率を

$$\dot{M} = 4\pi r^2 f \rho v_r \quad (3)$$

と表わすと、減衰した後の最終的な恒星風の運動エネルギーは

$$\begin{aligned} L_K(r) f(r) &= \dot{M} \frac{v_r^2}{2} = 4\pi r^2 f(r) \rho v_r \frac{v_r^2}{2} \quad (4) \\ &= 4\pi r^2 f(r) F_K(r) \quad (5) \end{aligned}$$

と表わされる。ここで F_K と L_K は運動エネルギーフラックスと単位時間当たりに r を通過する運動エネルギー (光度; erg/s の次元を持つ) である。

外側の境界 ($r_{\text{out}} = 25r_0$) を単位時間に通過する運動エネルギー $L_K(r_{\text{out}}) f(r_{\text{out}}) = L_K(r_{\text{out}}) (f(r_{\text{out}}) = 1)$ が、光球で注入されるエネルギー $(L_A f)_0$ からどのように決まるのかを考える。

光球で注入されるエネルギーフラックスは以下のように表せる。

$$F_{A,0} = \rho_0 \langle \delta v_0^2 \rangle v_{A,0} \quad (6)$$

ここで $v_{A,0}$ は光球表面での Alfvén 速度であり、位置 r のときは $v_A = \frac{B_r}{\sqrt{4\pi\rho}}$ である。

したがって、光球に注入される Alfvén 波のエネルギーは

$$(L_A f)_0 = 4\pi r_0^2 f_0 \rho_0 \langle \delta v_0^2 \rangle v_{A,0} \quad (7)$$

$$= 4\pi r_0^2 f_0 \rho_0 \langle \delta v_0^2 \rangle \frac{B_r}{\sqrt{4\pi\rho}} \quad (8)$$

と表すことができる。

図 3 は注入されたエネルギー $(L_A f)_0$ が最終的な恒星風の運動エネルギー $L_K(r_{\text{out}})$ に変換されるまでに受ける、エネルギーの減衰過程を示している。光球から放出された Alfvén 波 (エネルギー $(L_A f)_0$) は彩層を通過してコロナへ向かう。しかし彩層からコロナへの遷移領域付近では急激な密度減少が起こり、Alfvén 速度 v_A は急激に増加する。これによって Alfvén 波の一部は反射してしまい、遷移層を通過するエネルギーは減少する。このとき反射されずに彩層を通過

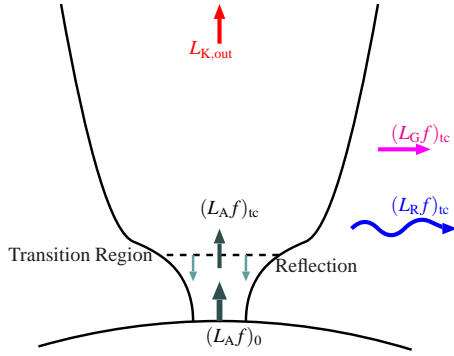


図 3: エネルギーの減衰過程

するエネルギーを $(L_A f)_{tc}$ とする。ただし彩層の頂上を温度が $T = 2 \times 10^4 \text{K}$ になる位置 $r = r_{tc}$ と定義した。

また彩層を通過したエネルギーは、 $r = r_{out}$ で運動エネルギーに変換されるまでに熱放射と重力損失によってエネルギーを損失する。熱放射するエネルギー量は $(L_R f)_{tc}$ と書いて

$$(L_R f)_{tc} \equiv 4\pi \int_{r_{tc}}^{r_{out}} q_R r^2 f dr \quad (9)$$

と表せる。ここで $q_R (\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1})$ は冷却率であり、高度が高い領域では $q_R \propto \rho^2$ である。

また、重力損失するエネルギーは $(L_G f)_{tc}$ と書いて

$$(L_G f)_{tc} \equiv \dot{M} \frac{GM}{r_{tc}} \quad (10)$$

である。したがって、彩層を通過した後に r_{out} まで残る最終的な恒星風の運動エネルギー $L_{K,out}$ は

$$L_{K,out} \approx (L_A f)_{tc} - (L_R f)_{tc} - (L_G f)_{tc} \quad (11)$$

である。以上、様々なエネルギーの減衰過程を説明した。次の節からは $(L_A f)_0$ を変化させたとき $L_{K,out}$ がどのように振る舞うか、磁気流体力学の基礎方程式に熱伝導と放射冷却の効果を取り入れて作成した数値シミュレーション (Suzuki&Inutsuka 2005) を使用して調べた結果について考察する。

3 Results

太陽型星と中小質量星の場合について計算した結果をそれぞれ示す。

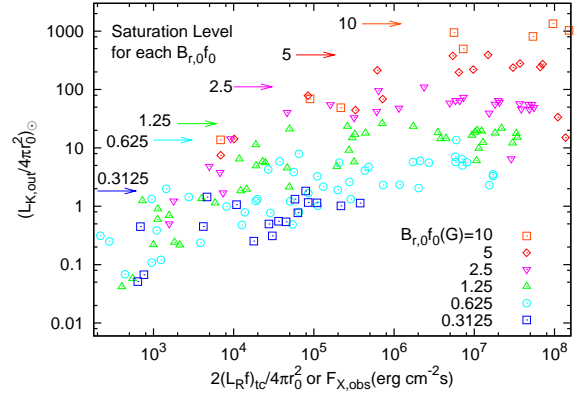


図 4: 太陽型星の恒星風の運動エネルギー (Suzuki et al.2013 改変)

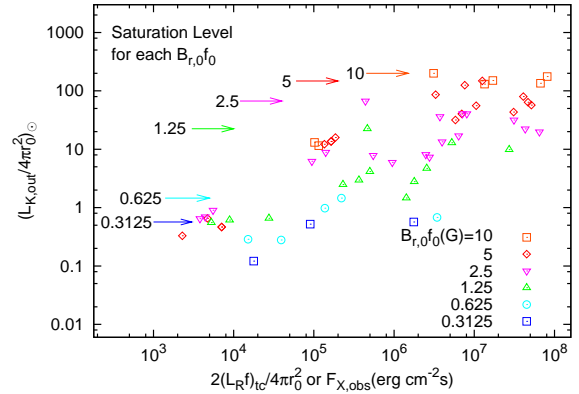


図 5: 中質量星の恒星風の運動エネルギー

図 4 は太陽型星について計算した結果である。横軸は Wood et al.(2005) で観測されたフラックス F_X である。シミュレーションの結果と比較するために、シミュレーションにおける放射損失 $(L_R f)_{tc}$ のフラックスを 2 倍した値を F_X と等しいとした (今回無視した閉じたループ状の磁束管の影響を近似的に取り入れるためである)。縦軸は恒星風の運動エネルギーフラックスを太陽レベルで規格化したものである。また、 $B_{r,0}f_0$ の値によって色分けをしており、色付きの矢印は $B_{r,0}f_0$ それぞれの値における最大値を示している。

図 5 は中質量星における結果である。太陽型星と同じ $B_{r,0}f_0$ を用いて、同様に色分けをした。

4 Discussion

図 4 から、横軸の値が大きくなると運動エネルギーフラックスが矢印の値で頭打ちになり、その後は上昇せずかえって減少していることから、恒星風のエネルギーが飽和していることを確認できる。

前者の急激な上昇は、 δv_0 を大きくしたため磁気圧が増加し、彩層での密度の r 変化が小さくなることから Alfvén 速度の変化が緩やかになり、Alfvén 波の反射が抑制されたためであると考えられる。また後者の減少は、磁気圧の増加により上空の密度が大きくなってしまい、放射損失 ($\propto \rho^2$) によりエネルギーを多く損失してしまうためであると考えられ、これが飽和が起こる原因であると考えられる。

図 5 を見ると中質量星においても、太陽型星と同様に矢印の値で運動エネルギーフラックスが頭打ちしていることから、恒星風のエネルギーが飽和していることを確認できる。また太陽型星 (図 4) と比較すると、同じ $B_{r,0} f_0$ のとき中質量星の方が、飽和したときの運動エネルギーが小さいことが分かる。これは表面重力の差が影響していると考えられる。中質量星は $M = 0.8M_\odot$, $r_0 = 0.74R_\odot$ から、表面重力は太陽型星と比べて約 1.46 倍であり、これにより太陽型星と比べて質量放出が少なくなるため、恒星風のエネルギーも小さくなったと考えられる。

5 Conclusion

以上の結果より、中質量星でも恒星風のエネルギーの飽和が起こることを確認でき、太陽型星との比較をすることもできた。この先も計算を続けて、さらに詳しく中質量星について調べていく予定である。特に太陽型星と比べて飽和の値が小さくなったことについては、表面重力の違い以外にも原因があると思われるため、さらなる考察を進めていきたい。

また今回は $M = 0.8M_\odot$ の恒星のみについて計算したが、 $M = 0.6M_\odot, 0.4M_\odot$ などさらに小質量星の場合についても調べて、中小質量星全体における恒星風駆動のメカニズムを理解したいと考えている。

Reference

Suzuki, T. K. & Inutsuka, S. 2005, ApJL, 632, L49

Suzuki, T. K. et al. 2013, PASJ, 65, 98

Hakamada, K., Kojima, M., Ohmi T., Tokumaru, M., & Fujiki, K. 2005, Sol. Phys.

Wood et al. 2005, ApJL, 628, L143

成長過程の superhump を用いた AM CVn 型激変星の質量比の初めての推定

磯貝 桂介 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

Abstract

激変星は白色矮星を主星に持つ近接連星系であり、軌道周期は数時間と非常に短い。その 1 つ AM CVn 型の特徴は、水素スペクトル線の欠乏と、普通の激変星よりも更に短い 1 時間未満の軌道周期である。この 2 つの特徴から、伴星は水素が少なく半径の小さいヘリウム白色矮星であると予測されている。激変星では伴星から主星へと質量輸送が行われており、主星の周りには降着円盤と呼ばれる円盤状のガスが形成されている。降着円盤から主星への質量降着が原因で、激変星は outburst と呼ばれる突発的な可視の発光現象を示す。大規模なものは superoutburst と呼ばれ、このとき、同時に superhump という現象を起こす。典型的に、superoutburst が最大で数等級の増光をして 1~2 週間続くのに対し、superhump は軌道周期 (数時間程度) よりも数% 長い周期で 0.3~0.5 等の小さな光度変動である。superhump は連星の潮汐力が降着円盤に作用して引き起こす現象だと考えられている。そのため、superhump の周期は連星の質量比の関数となっている。これまでも superhump の周期から質量比を求める方法はあったが経験式で、精度に問題があった。しかし、近年 superhump の中でも周期の変動があることが分かり、比較的周期の長い、成長過程の superhump を使うことで、質量比を理論的に求める方法が確立された (Kato and Osaki, 2013)。今回、激変星 CR Boo の観測を通じて、AM CVn 型としては初めて成長過程の superhump を観測することに成功した。その結果、得られた質量比は、伴星がヘリウム白色矮星であるという予測の範囲に収まる結果となった。

1 Introduction

激変星とは白色矮星を主星に持つ近接連星系である。典型的に、連星の距離は太陽半径ほどと非常に近く、軌道周期は数時間程度となっている。伴星から主星へは質量輸送が行われており、主星の周りには降着円盤と呼ばれる円盤状のガスが形成されてい

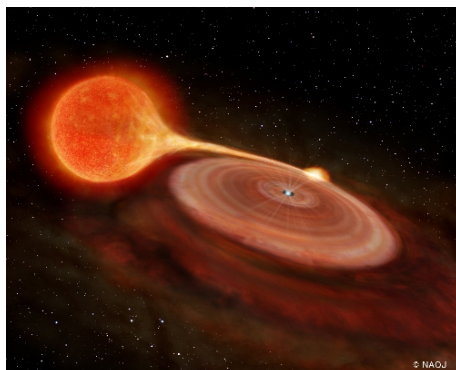


図 1: 激変星のイメージ

る。(図 1)

今回扱う AM CVn 型激変星の特徴は 2 つある。1 つ目は、H スペクトルが欠乏しており、かつ He スペクトルが豊富という特徴である。このことから、伴星は水素があまり残っていない星だと考えられる。2 つ目は、軌道周期が 5 分~65 分という超短周期であるという特徴である。(図 2) この場合、連星の距離も非常に近くなることから、伴星はコンパクトな天体である必要がある。以上のことから、伴星はヘリウム白色矮星と予測される。

激変星の中には、数日間、可視で数等級の増光を示す outburst と呼ばれる現象を行うものがある。outburst は、降着円盤から主星への質量降着によって円盤が発光する現象である。大規模なものは superoutburst と呼ばれ、このとき、同時に superhump という現象を起こす。(図 3、図 4) 典型的に、superoutburst が最大で数等級の増光をして 1~2 週間続くのに対し、superhump は軌道周期 (数時間程度) よりも数% 長い周期で 0.3~0.5 等の小さな光度変動であ

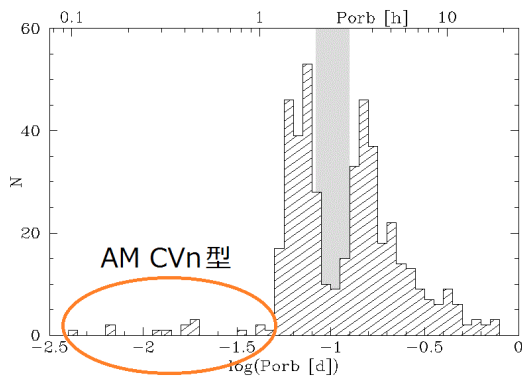


図 2: 軌道周期に対する激変星の分布 (Ritter and Kolb (2003))

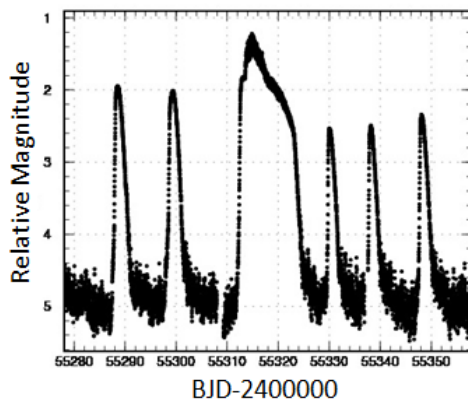


図 3: outburst と superoutburst の光度曲線の例。Kepler 衛星、V1504 Cyg のデータより。

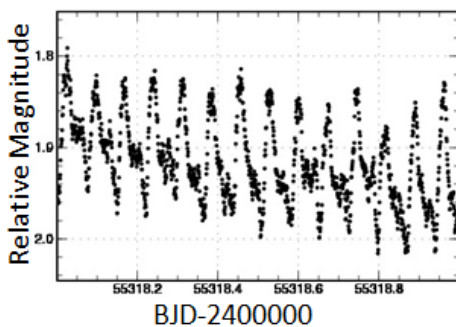


図 4: superhump の光度曲線の例。Kepler 衛星、V1504Cyg のデータより。

る。superhump は伴星からの潮汐力によって円盤が歪む現象である。そのため、superhump の周期から

質量比の情報を取り出すことができる。

superhump と質量比に関係があることはこれまでも知られていたが、質量比のわかっている水素に富んだ通常の激変星から求められた次のような経験式であった。

$$\frac{P_{sh} - P_{orb}}{P_{orb}} = 0.12q \quad (1)$$

ここで、 P_{sh} は superhump 周期、 P_{orb} は軌道周期、 q は質量比 (Roelofs 2007)。この場合、 q の誤差は最大で 50% にまでなる。

今回、superhump を用いた純粋な力学的な q の推定法が提案された (Kato and Osaki 2013)。superhump の中でも周期変動が存在することが分かり、潮汐力により円盤の歪みが大きくなっていく“成長過程の superhump”の周期を使うことで、理論式、

$$\epsilon^* \equiv \frac{P_{sh} - P_{orb}}{P_{sh}}$$

$$r_{3:1} = 3^{(\epsilon^* - 2/3)}(1+q)^{(\epsilon^* - 1/3)} \quad (2)$$

が得られる。ここで、 $r_{3:1}$ は伴星と円盤の軌道周期が 3:1 になる、3:1 共鳴半径。

これを使って AM CVn 型の q を高精度で求め、伴星がヘリウム白色矮星であることを確認したい。また、AM CVn 型は連星間距離が非常に短いことから重力波放射の有力ソースと考えられている天体である。重力波検出においても、AM CVn 型の q を精度よく求めることは意義がある。さらに、AM CVn 型はある種の Ia 型超新星の progenitor として期待されている天体でもある。たくさんの AM CVn 型の q が得られれば、Ia 型超新星の進化経路を辿ることにもつながる。

2 Methods

ここでは、成長過程の superhump の周期を求める方法について解説する。

superhump は、伴星と円盤の軌道周期が 3:1 になり、共鳴を起こすことで生じる現象である。伴星が周期的に潮汐力を及ぼすことで円盤が歪み、光度変動として現れる。3:1 共鳴が起きていて、円盤の歪みが増幅されていくフェーズだけを取り出すことが出来れば、純粋に力学的に q を求めることが出来る。

そこで、 $O-C$ diagram というものを導入する。 O は Observation、 C は Calculation を表し、(E 周期目の観測時間) $- E \times$ (期待される *superhump* 周期) を意味する。“期待される *superhump* 周期”は基本的に *superhump* 初期の周期を使う。 $O-C$ diagram とは要するに、傾きが *superhump* 周期を表す図で、直線なら周期一定、下に凸なら周期は増加、上に凸なら周期は減少傾向にあることを意味する。 $O-C$ diagram を使えば全体の周期変化をよりの確にとらえることができる。

SW UMa の *superoutburst* について $O-C$ diagram を描いたのが図 5 である。 $O-C$ diagram が 3 つのフェーズに分かれていることが見て取れる。図中に A と書いてあるフェーズが、今回求めたい“成長過程の *superhump*” (stage A *superhump*) である。stage A では、グラフ中段に示した *superhump* の振幅が増加傾向にあり、円盤の歪みが増幅されていることが読み取れる。3:1 共鳴が成長すると、円盤の歪みが 3:1 共鳴半径の内側にも広がり、円盤内の圧力効果によってより内側の半径における歳差運動の影響を受けて *superhump* 周期は減少し、図中の B と書いてあるフェーズ (stage B *superhump*) に移行する。

$O-C$ diagram を描いたのち、stage A の部分だけを取り出して周期解析をしてやれば、今回求めたい成長過程の *superhump* 周期が得ることが出来る。

3 Observations

観測は京都大学屋上の 40cm 望遠鏡+CCD(no filter)で行った。期間は 2014 年 4 月 7 日~4 月 28 日、観測対象は CR Boo である。さらに、京大を中心とした変光星観測のネットワーク、VSNET (国際変光星ネットワーク) の協力により多くのデータを得ることが出来た。その結果、得られた光度曲線が図 6 である。

4 Results and Discussion

CR Boo の *superhump* で $O-C$ diagram を描くと図 7 のようになった。 $O-C$ diagram は途中で折

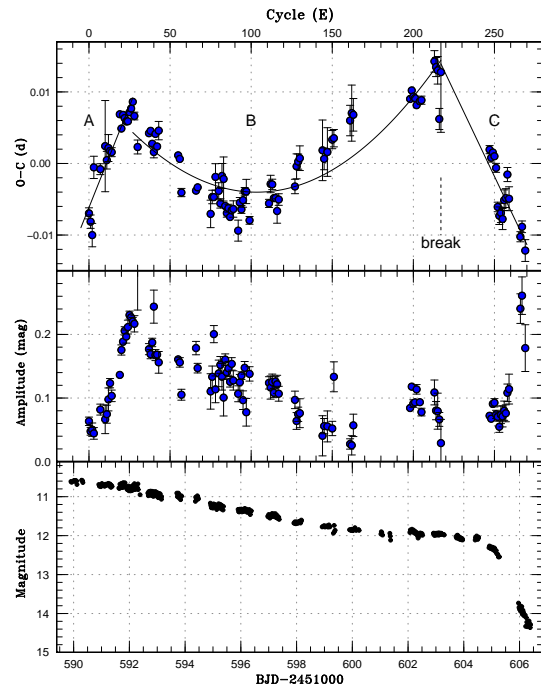


図 5: SW UMa の *superoutburst* の光度曲線 (下)、*superhump* の振幅 (中)、 $O-C$ diagram (上) (Kato et al. 2009)

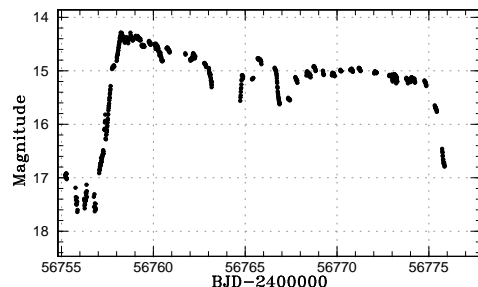


図 6: CR Boo の光度曲線

れ曲がっており、周期の変化が明らかである。図 7 から明らかになった stage A の区間だけを使って改めて周期を求めてやると、成長過程の *superhump* 周期 $P_{sh} = 25.056 \pm 0.029$ 分が得られる。

これを (2) 式の理論式に適用すると、質量比

$$q = 0.059 \pm 0.006$$

が得られる。対して、従来の経験式では

$$q = 0.085 \pm 0.045$$

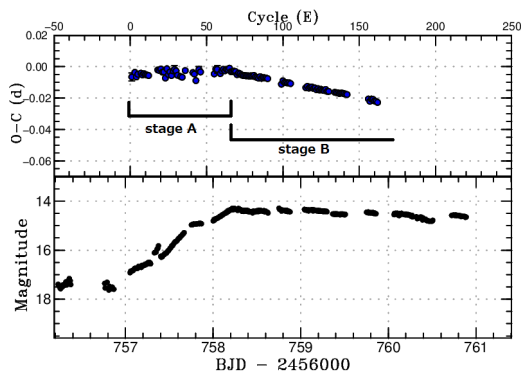


図 7: CR Boo の $O - C$ diagram

と求められている。(Roelofs et al. 2007) 理論式では誤差ははるかに小さくなっていることがわかる。

ここで、CR Boo の伴星が本当にヘリウム白色矮星かどうか確認する。伴星が縮退している激変星は、図 8 の分布の左下の領域に存在する (Armstrong, E. et al. 2012)。赤線は完全縮退、緑線は半縮退の境界を表し、主星質量 $M_1 = 0.60, 0.75, 1.00M_{\odot}$ の 3 つの値を仮定して計算した。図 8 により、今回推定した CR Boo の q は半縮退が許される領域に収まった。

AM CVn 型の進化モデルは、図 9 のようなものが考えられている (Nelemans. 2010)。各線は、主星と伴星の質量を仮定したときの進化経路を表す。縦軸の伴星質量は質量輸送により単調減少するので、進化が進むにつれ激変星は右下へ移動していく。黒い縦線は、従来の推定方法による AM CVn 型の分布を表す。今回の研究による推定結果は、 $M_1 = 0.75, 1.00M_{\odot}$ の 2 つを仮定し、それぞれ赤線、緑線で示した。従来の値と比べると、伴星は少し軽いことが示唆される。今後、多くの AM CVn 型に対して、今回行った推定法を適用させれば、図 9 上に AM CVn 型の分布を載せ、進化モデルの検証を行うことができるはずである。

5 Conclusion

成長過程の superhump を使うことで質量比を理論的に求める方法が確立されたことを受け、AM CVn 型としては初めて、新たな推定法を適用した。その結果、今回観測した CR Boo は、伴星がヘリウム白色

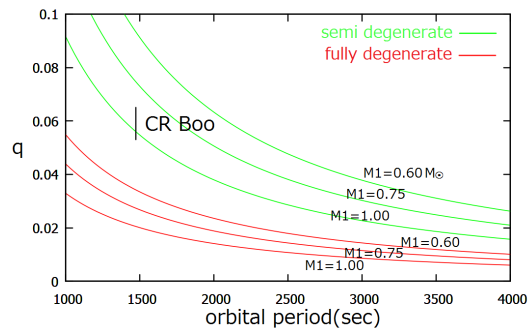


図 8: 伴星が縮退する領域 (Armstrong et al. 2012)

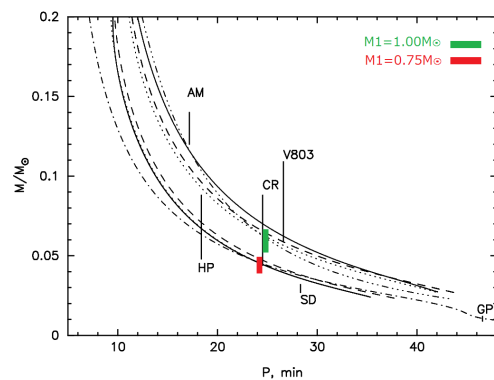


図 9: AM CVn 型の進化経路。縦軸は伴星質量、横軸は軌道周期。(Nelemans. 2010)

矮星であるという予想から推定される質量比の範囲内に収まったが、従来の推定値よりも伴星が軽いことが示唆された。今後、この推定法により AM CVn 型の進化モデルの検証が推進されることが期待される。

Reference

- Ritter, H., & Kolb, U. 2003, A&A, 404, 301
- Kato, T., & Osaki, Y. 2013, PASJ, 65, 115
- Hirose, M., & Osaki, Y. 1990, PASJ, 42, 135
- Nelemans, G, et al. 2010, MNRAS, 401, 1347
- Roelofs, G.H.A., et al. 2007, ApJ, 666, 1174
- Tsugawa, M., & Osaki, Y. 1997, PASJ, 49, 75
- Warner, B. 1995, Baltic Astron, 4, 363
- Kato, T., et al. 2009, PASJ, 61, 395
- Armstrong, E., Patterson, J., Kemp, J. 2012, MNRAS, 421, 2310

明らかになってきた激変星進化の最終段階

中田 智香子 (京都大学大学院 理学研究科)

Abstract

激変星とは、軌道周期が数時間程度の、白色矮星を主星とする連星系である。伴星から主星への質量輸送により、主星の周りには降着円盤が形成されている。標準的な激変星の進化理論では、激変星は軌道周期を短くする方向に進化を進めるが、やがて最小周期を経ると軌道周期は長くなっていく。軌道周期が長くなっていく状態に達した系を”period bouncer”と呼ぶ。理論的には period bouncer は多く存在するはずだが、現在の観測ではほとんど見つかっていない。最小軌道周期周辺の天体は、スーパーアウトバーストと呼ばれるより明るく持続時間の長い増光を示す。スーパーアウトバースト中には、スーパー ハンプという微小な光度変動がみられ、その変動周期は、系の軌道周期よりも数%長いことが分かっている。近年、period bouncer の有力候補とされる 2 天体が発見された。さらに我々は、それぞれ 2011 年と 2013 年に増光が観測された 2 天体もこれら period bouncer 候補と同様の性質を示すことを発見した。period bouncer 候補天体の増光頻度の低さを考慮に入れて、我々はおおまかに period bouncer の密度を推定した。その結果、我々が period bouncer 候補とした天体により、理論と観測の乖離を埋められる可能性がでてきた。

1 Introduction

激変星とは、軌道周期が数時間程度の、白色矮星を主星とする連星系である。伴星から主星への質量輸送により、主星の周りには降着円盤が形成されている。激変星の進化段階をみるために、図 1 のように、縦軸に質量比 (伴星の質量/主星の質量)、横軸に軌道周期をとった平面が用いられる。まずは、質量輸送を進めることで質量比が小さくなりながら、角運動量の損失により軌道周期が短くなっていく。その後伴星の縮退がはじまると、伴星の質量・半径関係が逆転し、それ以後は軌道周期が長くなる方向に進化していく。この激変星進化の最終段階にある星を”period bouncer”と呼ぶ。激変星進化のタイムスケールは数十億年であり、現在の宇宙年齢を考えると、多くの系が period bouncer として存在していると考えられる。しかし、現在の観測では period bouncer 候補天体はほとんど見つかっておらず、この理論と観測の乖離は長年の問題となってきた。

現在知られている短周期の天体の多くは、SU UMa 型矮新星とそのサブグループに属する天体である。矮新星とは、アウトバーストという 3 ~ 5 等程度の振幅で数日間続く増光を示す天体である。このうち、SU UMa 型は通常のアウトバーストに加え、スーパー

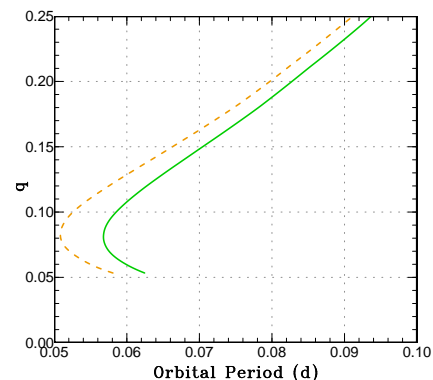


図 1: 激変星進化の質量比 (縦軸、伴星質量/主星質量) と軌道周期 (横軸) の関係。質量輸送が進むことで、質量比は小さくなり続ける。軌道周期はまず短くなる方向に進化するが、伴星が縮退を始めると長くなっていく。

アウトバーストと呼ばれるより明るく持続時間の長い増光を示す。SU UMa 型矮新星の代表的な光度曲線を図 2 に示す。

スーパーアウトバーストの観測は、SU UMa 型矮新星を研究する上で非常に重要である。スーパーアウトバースト中には、スーパーハンプという微小な

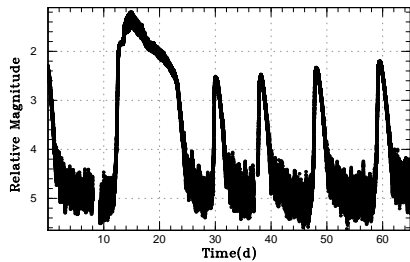


図 2: SU UMa 型矮新星 V1504Cyg のケプラー衛星による光度曲線。12 日目に見られる増光がスーパーアウトバースト。その他の増光はすべてアウトバースト。

光度変動がみられ、それが系の軌道周期や質量比を知るための指標となるためだ。おおまかに、スーパーハンプ光度の変動周期は、系の軌道周期よりも数%長いことが分かっている。図 2 のスーパーアウトバーストの一部を拡大した際にみられるスーパーハンプを図 3 に示す。スーパーハンプは、降着円盤が 3:1 の共鳴半径に達し、降着円盤が楕円形に変形して歳差運動を起こすことで生じると考えられている。スーパーハンプ周期はスーパーアウトバースト中で変化していく。3:1 共鳴が成長していく過程で見られるスーパーハンプは、ステージ A スーパーハンプと呼ばれている。このステージ A スーパーハンプの周期は、軌道周期よりも数%長い周期を示す。この周期が 3:1 共鳴を力学的に反映していることが近年明らかになり、ステージ A スーパーハンプを捉えることは降着円盤の物理を探る上で重要性を増している (Kato, Osaki 2013)。ステージ A はスーパーアウトバーストの初期段階に数日観測される。ステージ A が観測された後はステージ B と呼ばれる段階に移る。ステージ B スーパーハンプはステージ A のものよりも少し周期が短くなっている。これは 3:1 共鳴が成長しきって降着円盤内の圧力効果が効いていくためだと考えられている。また、SU UMa 型矮新星の一部には早期スーパーハンプと呼ばれる変動を示す天体がある。これはスーパーアウトバースト初期に降着円盤が 2:1 の共鳴半径に達して起こるとされており、早期スーパーハンプの周期は軌道周期とほぼ一致する。スーパーハンプ周期は伴星による潮汐効果を反映しているため、激変星進化を探る上で重要に

なる質量比の情報を含んでいる。スーパーハンプの周期を使って質量比を推定する方法は広く用いられてきたが、従来の式は経験的なものであった。しかし、上記のようにスーパーハンプの周期変化の理解が進むことで、力学的に 3:1 共鳴を反映しているステージ A スーパーハンプを用いて理論的に質量比を推定する方法が確立された (Kato, Osaki 2013)。

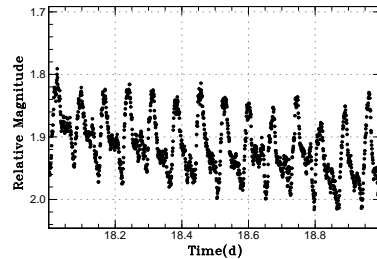


図 3: 図 2 のスーパーアウトバーストのうち 1 日分を拡大した際にみられるスーパーハンプ。

これまでも period bouncer 候補として発表された天体があったが、その根拠となる質量比の値は従来の経験式で観測された全てのスーパーハンプの周期を使って用いられたものである。過去の period bouncer 候補天体に、EG Cnc という星がある。Patterson et al. (1998) によってこの天体の質量比は 0.027 と見積もられ、period bouncer 候補天体とされるに至った。この天体の特徴として、スーパーアウトバーストが終了した直後に数回の再増光 (アウトバーストのような増光が数回繰り返される) が確認されたことが挙げられる。したがって、このような「複数回の再増光」をおこす天体が period bouncer 候補となり得るのではないかと考えられてきた。

近年には新しい質量比の推定法を用いて、新たな period bouncer 候補が見つかっている。SSS J122221.7-311523(以後 J122221) と OT J184228.1+483742 (以後 J184228) では質量比が 0.042-0.045 と見積もられた。これら 2 天体が、ステージ A からの質量比推定法が確立されて以後初めて見つかった period bouncer 候補といえる。これらの天体の共通の性質には、ステージ A スーパーハンプの期間が長い、ステージ AB 間でのスーパーハンプの周期変化が大きい、減光速度が遅い、といったものが挙げられる。

今回紹介する 4 天体は、2 天体が複数回の再増光を示すもの、もう 2 天体が J122221 など近年の period bouncer 候補と似た特徴を持つ天体である。複数回の再増光を示す 2 天体 OT J211258.65+242145.4(以後 J211258) と OT J203749.39+552210.3(以後 J203749) は共に 2012 年にスーパーアウトバーストが観測された。天体 OT J075418.7+381225(以後 J075418) と OT J230425.8+062546 (以後 J230425) はそれぞれ 2013 年と 2011 年にスーパーアウトバーストが捉えられた。J230425 の観測については Kato et al. (2012a) にまとめられているが、ここでは新しい解釈を紹介する。

2 Observations and Results

今回紹介する 4 天体は、京都大学を中心とする国際変光星ネットワーク (VSNET) の多くの協力者により観測された。観測ログは Nakata et al. (2013) と Nakata et al. (2014) に掲載されている。

2 天体の光度曲線を図 4~5 に示す。横軸は全て barycentric Julian days(BJDs)-2400000。紙面の都合上、複数回再増光をおこす天体を J211258 に、近年の period bouncer 候補と類似の天体を J075418 に代表させた。

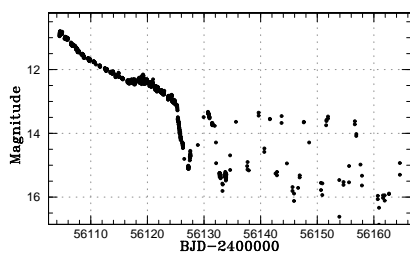


図 4: J211258 の光度曲線。8 回の再増光がみられる。

各天体のスーパーハンプ周期を解析するにあたり、phase dispersion minimization (PDM) という手法 (Stellingwerf 1978) を用いた。周期解析の結果とステージ A を用いた方法による質量比を表 1 に示す。ステージ A を用いた質量比の推定方法を適用するためには、ステージ A スーパーハンプ周期と軌道周期が必要になる。早期スーパーハンプがみられた天体についてはその周期を軌道周期とすることができる。

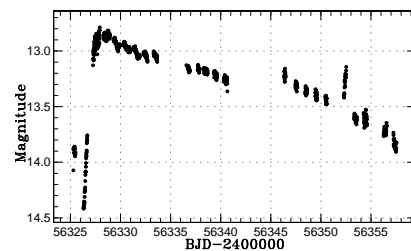


図 5: J075418 の光度曲線。

今回、J075418 と J230425 については早期スーパーハンプを示さなかったため、質量比を推定することができなかった。

3 Discussion

3.1 再増光と進化段階

複数回の再増光をおこした 2 天体について、ステージ A を用いた新しい手法で質量比を見積もると、その質量比は period bouncer と言える値より大きくなった。縦軸に質量比、横軸に軌道周期をとった激変星進化の図を 6 に示す。J211258 と J203749 は period bouncer の位置にはなく、その他の (period bouncer ではない) 天体と変わらない位置に存在している。複数回の再増光を示す天体は period bouncer であるという考えは、EG Cnc の研究により支持されてきたが、今回はそれを覆す結果となった。

3.2 新たな period bouncer 候補天体

近年の period bouncer 候補と同じ特徴を示す J075418 と J230425 については、質量比が求まらないものの、period bouncer 候補であると考えられるだろう。

我々の観測が現在の体制で行われるようになって 5 年が経つ。この間に今回紹介した 4 つの period bouncer 候補天体 (J122221, J184228, J075418, J230425) が発見され、それ以外の SU UMa 型矮新星は 248 天体が観測された。この観測をもとに、period bouncer の数密度を簡単に推測する。まず、ある系でスーパーアウトバーストが起こる間隔 (T_s) は質量輸

表 1: 各天体についての周期解析の結果。単位は全て d。

	J211258	J203749	J075418	J230425
早期 sh	0.059732(3)	0.06051(18)	-	-
ステージ Ash	0.06158(5)	0.06271(11)	0.072218(3)	0.067245(17)
ステージ Bsh	0.060221(9)	0.061307(9)	0.070758(6)	0.066351(12)
質量比	0.081(2)	0.097(8)	-	-

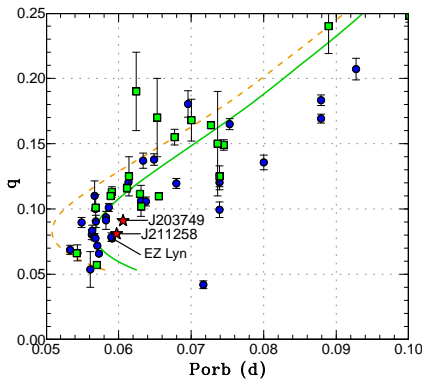


図 6: 標準進化曲線上での J211258 と J203749 の位置 (星)。丸は、ステージ A スーパーハンプから質量比を求めた period bouncer 候補ではない矮新星。四角は、蝕から質量比を求めた period bouncer 候補でない矮新星。

送率に反比例する (Osaki 1995)。これまでの観測から、多くの SU UMa 型矮新星は $T_s(\text{SU UMa}) \sim 1\text{yr}$ である。period bouncer の質量輸送率は SU UMa 型矮新星の 100 分の 1 とも言われ、このことから、period bouncer で $T_s(\text{PB}) \sim 100\text{yr}$ と見積もられる。しかしながら $T_s(\text{PB})$ の不定性は大きいのでここでは $T_s(\text{PB})$ を $10\text{--}10^2\text{yr}$ としておく。 T_s と増光を検出する Catalina Real-Time Transient Survey (CRTS) の観測間隔を考えると、SU UMa 型矮新星の多くはこの 5 年で 1 度は増光を捉えられたと考える。しかし、 T_s が長い period bouncer については、CRTS の観測間隔により増光を逃してしまったものもあるだろう。この観測でカバーできた時間の割合を $f \sim 0.1\text{--}0.5$ とする¹。これらより、period bouncer 候補天体の、SU

¹CRTS の観測間隔は典型的には 10 日に 1 回で、太陽の方角にあたる時には seasonal gap が発生する。

UMa 型矮新星に対する数を次のように見積もった。

$$\frac{N(\text{PB})}{N(\text{SUUMa})} \sim \frac{4}{248} \times \frac{1}{f} \times \frac{T_s(\text{PB})}{5} \sim 0.6\text{--}16 \quad (1)$$

Kolb (1993) では激変星の 70% が period bouncer に達しているとは見積もられている。我々が得た値は、このような理論的予測と矛盾しない。今回 period bouncer 候補とした天体の特徴は

- ステージ A スーパーハンプの期間が長い (通常の SU UMa 型矮新星の 4–8 倍)
- ステージ AB 間でのスーパーハンプの周期変化が大きい (通常の SU UMa が 1.0–1.5% の変化であるのに対し 1.5–2.0%)
- 減光速度が遅い (通常の SU UMa で 0.7–0.15 mag/d に対し 0.01–0.05 mag/d)

である。簡単な数密度推定の結果から、これらの特徴をもつ天体によって、長年謎に包まれていた period bouncer の一団を説明できる可能性が出てきた。

Reference

Kato, T., et al. 2012a, PASJ, 64, 21
 Kato, T., Monard, B., Hamsch, F.-J., Kiyota, S., & Maehara, H. 2013b, PASJ, 65, L11
 Kato, T., & Osaki, Y. 2013, PASJ, 65, 115
 Kolb, U. 1993, A&A, 271, 149
 Nakata, C., et al. 2013, PASJ, 65, 117
 Nakata, C., et al. 2014, PASJ, submitted
 Osaki, Y. 1995, PASJ, 47, 47
 Patterson, J. 1998, PASP, 110, 1132
 Patterson, J., et al. 1998, PASP, 110, 1290
 Stellingwerf, R. F. 1978, ApJ, 224, 953

鹿児島大学 1m 光赤外線望遠鏡における観測データの自動解析パイプライン構築と脈動変光星の周期解析

山下 智志 (鹿児島大学大学院 理工学研究科)

Abstract

ミラ型変光星には、変光周期と絶対光度が比例するという周期光度関係がある。この関係を用いることで、天体までの距離推定が出来ることから、ミラ型変光星の天の川銀河系内立体分布の解明を目指している。鹿児島大学 1m 光赤外線望遠鏡では近赤外線カメラを用いて、現在 350 天体以上の脈動変光星のモニター観測をしている。とくにミラ型変光星は、国立天文台 VERA プロジェクトの年周視差による距離測定が行われている。近赤外線観測では、天体の明るさと変光周期が求まることから、VERA と協力し周期光度関係の高精度化を目標としている。

私達は、J,H,K' バンドの視野 5.5 分角を有する近赤外線カメラで観測を行い、画素数 512 × 512 の HAWAII アレイを用いて撮像されるデータが得られる。今までの解析手順として、各個人が画像処理から測光までを手動で行っていたため、膨大なデータ解析に多大な時間が掛かり、結果にばらつきが生じていた。私はこの問題点を解決するために、自動解析パイプラインを構築した。解析パイプラインは観測終了後の毎朝 8 時 00 分に、自動的にデータ転送・画像処理・天体検出・測光を行っている。さらに、視野に写り込んでいる天体を 2MASS カタログ (Two Micron All-sky Survey) と比較・同定することによって、等級較正やアストロメトリの解析を自動で行うことが出来る。これらの解析パイプラインは 8 スレッドの並列処理をさせることで、解析に要する時間は約 10 分程度で行われるようになり、変光星の予想周期を求め、周期を決定するために必要な観測を判断することが出来る。また、従来の解析やパイプラインによる解析の結果として、約 600 天体についての変光周期や光度曲線が得られており、VERA で得られている暫定的な周期光度関係を用いて、ミラ型変光星の天の川銀河系内立体分布を調査している。今後の開発として、検出天体のデータベース化を進めており、新規変光天体の発見に応用していく予定である。

1 Introduction

鹿児島大学では、国立天文台と協力し VERA プロジェクト (VLBI Exploration of Radio Astrometry) でミラ型変光星や星形成領域までの距離を三角測量の原理で測定している。特に、ミラ型変光星を精密に距離測定することで、その天体の真の明るさ (絶対光度) を求めることが出来る。ミラ型変光星には変光周期と絶対光度が比例するという関係があり、周期が長い天体ほど絶対光度が明るい。これをミラ型変光星における周期光度関係という。VERA では、宇宙の距離指標となる周期光度関係の構築を目指している。また、鹿児島大学 1m 光赤外線望遠鏡では、脈動型変光星の明るさと変光周期を測定している。VERA で構築している周期光度関係を用いることで、多数

の天体についての距離を求めることが出来る。この 2 つの研究プロジェクトは、互いに補完的であり、天の川銀河系の構造を解明し、立体精密地図を作成することを目標としている。

2 Instruments and Observations

2.1 1m 光赤外線望遠

- 光学系：リッチークレチアン
- 有効主鏡径：1m
- 架台：経緯台
- 焦点：カセグレン焦点 (F12)

2.2 近赤外線カメラについて

- 検出器：HAWAII アレイ 512 × 512 ピクセル
- 視野：5.5 × 5.5 分角
- フィルター：J(1.25 μ m)、H(1.65 μ m)、K'(2.15 μ m)
- シーイングサイズ：1.3 秒角

2.3 観測天体

赤外線天文衛星 IRAS のカタログより選出し、現在約 400 天体のモニター観測を継続している。

3 Methods

3.1 自動解析パイプライン概要

- 1 次処理
 - IRAF(CL Script) & Perl
- 天体検出・測光
 - SExtractor
- 座標系変換・天体同定
 - リファレンスカatalog：2MASS catalog
 - OPM(Optimistic Pattern Matching)
 - WCS(World Coordinate System)X,Y 座標から赤道座標に変換する WCS パラメーターの決定。

3.2 1 次処理フローチャート

図 1 参照。

3.3 測光解析フローチャート

図 2 参照。

4 Results

4.1 自動解析パイプラインの結果

- 解析時間
「データ転送 1 次処理 測光解析」を含めた解析時間は、約 10 分程度で行える。解析自動化前の解析では、解析に要する時間は約 3 時間ほど掛かっていたため、大幅な時間短縮が実現されている。
- 天体検出
SExtractor による検出 (S/N=3) で視野内に写り込む天体を、高い精度で検出が出来る。
- 天体同定
OPM で 2MASS catalog と検出天体 catalog との比較・同定は、約 98 % の確率で成功している。同定に失敗するときの主な理由としては、検出天体が 6 個以下の時や誤検出が多い時である。WCS の決定精度は、約 0.1 秒角から 0.15 秒角で決定しており、高い精度での座標変換・WCS の決定が出来る。
- 等級較正
2MASS 等級と器械等級の差の最頻値を求めることで、等級の原点 (基準) である「等級ゼロ点」を決定する。検出した器械等級に等級ゼロ点を加える事で、明るさの較正を行うことが出来る。

4.2 IRAS 天体の周期解析結果

フーリエ級数展開を用いた周期解析と sin 関数によるフィッティングを行った。フィッティングの RMS が最も小さくなる日にちを IRAS 天体の周期として採用している。ライトカーブは図 3 を参照。

4.3 新規変光星候補天体の発見

IRAS 天体のモニター観測と同時に、天体の自動検出・自動解析により赤外線で見えない変光星の探査を行うことが出来る。大きい振幅を持つ変光星は、SExtractor の aperture 測光で十分に見つけることが出来る。図 4 の新規変光星候補天体は、SIMBAD

や VizieR 等で変光星として報告されていない天体である。

5 Future Works

- 自動解析パイプラインを天文関係のライブラリが豊富な Python + Pyraf ベースにする。
- 等級ゼロ点決定を fitting や clipping を使って高精度化する。
- 検出天体の座標と測光結果をまとめたデータベースを構築する。

6 Summary

- 1 次処理・測光解析を行う自動解析パイプラインを運用しており、解析時間の大幅な短縮化や解析結果を可視化する仕組みを構築している。
- IRAS 天体の測光結果から周期を解析し、変光周期を決定している。
- 天体検出・天体同定によって、新規変光星候補天体を発見できるようになっている。

7 Appendix

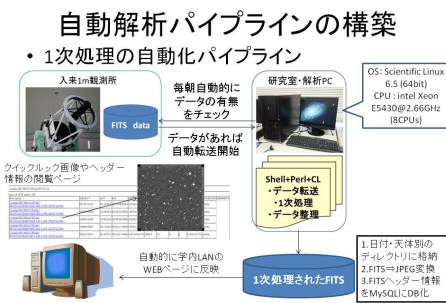


図 1: 1 次処理の自動化パイプラインのフローチャート

• 測光解析の自動化パイプライン

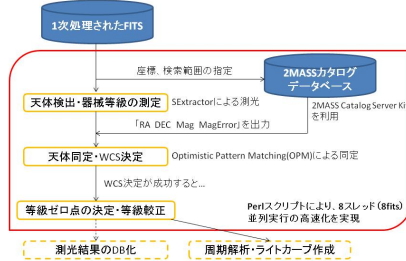


図 2: 測光解析の自動化パイプラインのフローチャート

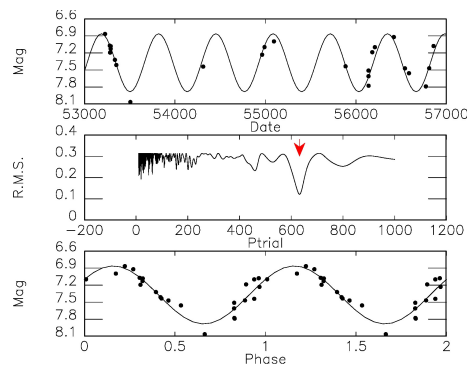


図 3: IRAS 19303+1553 の周期解析結果

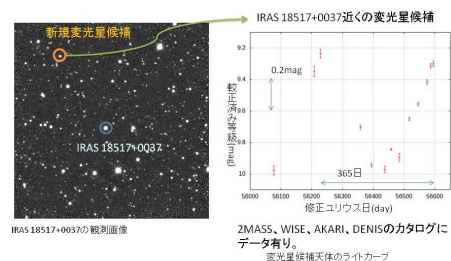


図 4: IRAS 18517+0037 の観測画像と新規変光星候補天体のライトカーブ

中間赤外線で大きく増光した天体について

小野里 宏樹 (東北大学大学院 理学研究科)

Abstract

私は、IRAS、AKARI、WISE というの中間赤外線全天サーベイを行った人工衛星のカタログデータを用いて、恒星やその周りに大規模な変化が起こったと考えられる大きく変光した天体を探した。その結果、恒星進化上で重要である大規模構造の変化が起こした候補となる天体を全天で 11 天体発見した。これらの天体について先行研究がほとんどなされておらず、正体が不明である。そのため、岡山天体物理観測所から観測可能な天体については、岡山近赤外撮像・分光装置 (ISLE) を用いて撮像・分光観測を行いその正体を探った。また、南アフリカ赤外線天体観測所 (IRSF) から観測可能な天体については、近赤外 3 色同時サーベイ用カメラ (SIRIUS) を用いて撮像モニター観測を行い、その正体を探っている。これらの観測から、いくつかの天体についてはその正体が明らかになってきている。

1 Introduction

宇宙において、中間赤外線の主な放射源は温度が数百 K 程度のダストである。生誕期や終末期にある恒星の周辺にはしばしば大量のガスやダストが存在し、それは恒星の進化、銀河内の物質循環、化学進化の重要な要素である。これまでの研究で、中間赤外線の光度の時間変化は、晩期型星の脈動や原始星の間欠的増光に付随して起こりうるということがわかっている。晩期型星の周りの比較的定常な状態のダストに関しては様々な研究が行われ、大きな成果が上げられてきた。

しかしながら、晩期型星内部の熱パルス、原始星周りの降着円盤の不安定性などが原因となる恒星の大規模構造の変化は数年から数百年という天文学的には非常に短期間に生じると考えられている (Habing 2004; Hartmann 2009 など)。そのような恒星進化の決定的な場面を直接観測することはその物理的背景を明らかにするためにきわめて重要であるが、時間スケールが恒星の寿命と比較し非常に短いため、一部の例外 (Duerbeck & Benetti 1996; Gandhi et al. 2012) を除きそのような天体は観測されていない。

そこで、IRAS、AKARI、WISE という中間赤外線全天サーベイを行った人工衛星のカタログデータを用いてそのような非常にまれな天体を検出できないかを調べることにした。IRAS、AKARI、WISE はそれぞれ 1983 年、2006 年、2009 年に打ち上げら

れたため、IRAS とその他の衛星の観測時期には 20 数年の間隔がある。この時間間隔は恒星の内部構造の急激な変化と再調整が外部への質量放出や増光として反映される最小の時間間隔に相当すると考えられる。そのため、これら 3 つのカタログを比較することにより、恒星自身や星周環境に重大な変化が起こったと考えられる中間赤外線大きく増光した天体を発見できると考えた。

2 ターゲット天体の選出

以下の手順で上記のような恒星や星周環境に大きな変化が起こったと考えられる中間赤外線大きく増光した天体を探した。まず、AKARI の全天 point source catalog (PSC, version 1.0) と WISE の全天 PSC を比較し、AKARI の座標から 5" 以内の WISE 天体を同一天体を見なし、AKARI-WISE catalog を作成した。このとき複数の WISE 天体が存在した場合には、もっとも近い天体が同一天体であると見なした。その後 AKARI-WISE catalog と IRAS の全天 PSC (version 2.0) を比較し、同じく AKARI の座標から半径 5" 以内の IRAS 天体を同一天体と見なした。以上の手順で 3 つのカタログすべてで検出されている天体のうち、次の条件を満たすものを今回のサンプル天体とした。

- 増光を調べる波長帯の IRAS の flux density

quality¹ が 3

- 増光を調べる波長帯の IRAS、AKARI、WISE の S/N 比が 3 以上

このようにして作ったサンプルのうち、以下の条件のうち 1 つ以上を満たすものをターゲットとした。

1. $\frac{F_{\nu, \text{AKARI S9W}}}{F_{\nu, \text{IRAS 12}}} > 10$
2. $\frac{F_{\nu, \text{WISE W3}}}{F_{\nu, \text{IRAS 12}}} > 10$
3. $\frac{F_{\nu, \text{AKARI L18W}}}{F_{\nu, \text{IRAS 25}}} > \sqrt{10} \sim 3.16$
4. $\frac{F_{\nu, \text{WISE W4}}}{F_{\nu, \text{IRAS 25}}} > \sqrt{10} \sim 3.16$

なお、今回は増光した天体のみを扱い、減光した天体については扱わない。なぜなら、IRAS は AKARI や WISE に比べて空間分解能が非常に悪く、AKARI や WISE では独立して検出できた天体を 1 つの天体だと見なし、天体を明るく見積もってしまったために減光したように見えるということが考えられるからである。以上のように条件を設定し、IRAS の PSC の 245889 天体、AKARI-WISE の PSC の 864306 天体の中から 11 天体を選出した。しかしながら、これらの天体について先行研究で得られている情報はほとんどなかった。そのため、現在様々な観測所で正体を探るための観測を行なっている。以下では、岡山天体物理観測所で ISLE を用いて観測を行った天体について述べる。

3 観測とデータ解析

今回選出した天体のうち、北半球から観測できる 4 天体については岡山天体物理観測所の近赤外撮像・分光装置 (ISLE) を用いて撮像・分光観測を行った。なお 4 天体のうちの 1 天体 (IRAS 22343+7501) は、Rosvick and Davidge (1995) や Kun et al. (2009) と今回の観測を行なっている際に 4 つの星 (2MASS J22352345+7517076、2MASS J22352442+7517037、[RD95] C、2MASS J22352497+7517113) の集まりである

¹IRAS の flux density quality は 1-3 まであり、3 は high quality のデータ、2 は moderate quality のデータ、1 はデータが上限値であることを表す。

ことが判明した。撮像観測は JHKs-band で、分光観測は低分散 (R ~ 510、350、410、それぞれ J、H、K) と中分散 (R ~ 2400、3600、2000、それぞれ J、H、K) で行った。波長較正のために Ar と Xe のランプを、また感度ムラやフリッジの補正のためにドームフラットを取得した。また、検出器の効率や大気の透過率を補正するために A0 型星を大気標準星として取得した。

撮像データはダーク (バイアスを含む) やスカイを引き、フラットで割るといった標準的な方法で 1 次処理を行った。IRAS 19574+4941、V2494 Cyg、V583 Cas については開口測光を行い、2MASS J22352345+7517076、2MASS J22352442+7517037、[RD95] C、2MASS J22352497+7517113 については PSF fitting 測光を行った。機械等級から見かけの等級に直す際は、2MASS のカタログを利用した。ターゲット以外の視野内の天体について 2MASS の等級と機械等級を比較し、その差について 2MASS と機械等級の測光誤差で重み付き平均を取り、それをターゲットの機械等級に足すことでターゲットの等級と誤差を求めた。

分光データも、スカイを引き (ダークとバイアス引きを含む)、フラットで割り、波長較正を行うという標準的な方法で処理を行った。検出器の効率や大気の透過率は次のように補正した。A0 型星の本来のスペクトルが水素の吸収線を除くと 10000 K の黒体であると仮定し、水素の吸収線を Gaussian fitting して取り除き、それで 10000 K の黒体のスペクトルをわり、感度曲線を求めた。それをターゲットのスペクトルにかけることにより、検出器の効率や大気の透過率を補正した。

4 結果と議論

4.1 IRAS 19574+4941

今回選出した天体の中では比較的小さいが、全体で 2-3 倍の増光が見られた。

ISLE での撮像観測の結果、近赤外線では 2MASS から大きな変光は見られなかった。また、分光観測の結果、弱い TiO の吸収が 1.104 μm と 1.242 μm の

表 1: 選出した天体のそれぞれの波長における flux 密度の比

	$\frac{F_{\nu, \text{AKARI S9W}}}{F_{\nu, \text{IRAS 12}}}$	$\frac{F_{\nu, \text{WISE W3}}}{F_{\nu, \text{IRAS 12}}}$	$\frac{F_{\nu, \text{AKARI L18W}}}{F_{\nu, \text{IRAS 25}}}$	$\frac{F_{\nu, \text{WISE W4}}}{F_{\nu, \text{IRAS 25}}}$
IRAS 19574+4941	2.407 ± 0.097	2.436 ± 0.098	3.190 ± 0.192	3.291 ± 0.199
V2494 Cyg	25.39 ± 1.55	54.45 ± 3.31	7.907 ± 0.423	11.27 ± 0.57
IRAS 22343+7501	3.323 ± 0.641	12.09 ± 0.49	1.298 ± 0.183	3.068 ± 0.153
V583 Cas	5.224 ± 0.598	3.978 ± 0.282	5.106 ± 0.464	3.935 ± 0.331

表 2: 測光結果の一部

天体名	Band	ISLE 等級	系統誤差	偶然誤差	2MASS 等級	2MASS 誤差
2MASS J22352345+7517076	J	15.029	0.009	0.007	14.230	上限値
	H	10.658	0.004	0.006	12.030	上限値
	Ks	7.581	0.009	0.008	11.590	0.054

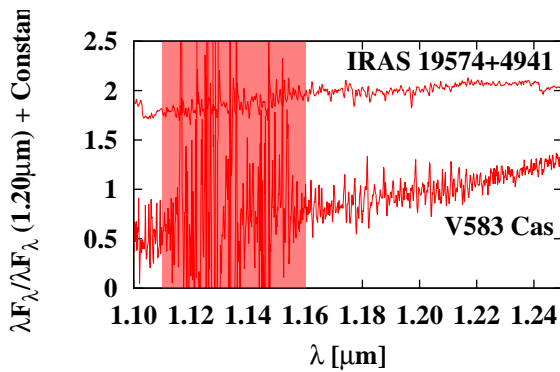


図 1: ISLE の J-band の中分散のスペクトル

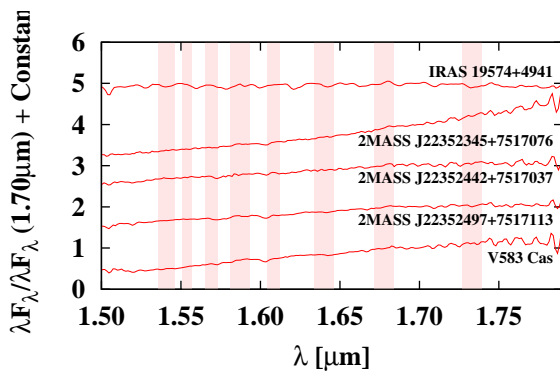


図 2: ISLE の H-band の低分散のスペクトル

付近に見られた。また、H-band と K-band のスペクトルには CO の吸収が見られた。これらのスペクトルの特徴と、この天体が既知の星形成領域に属して

いないことから、この天体の正体は M 型の AGB 星であると考えられる。

中間赤外線線の増光の原因としては、恒星の脈動による変光と、質量放出によるダストの増加が原因として考えられる。

4.2 V24949 Cyg

中間赤外線ですべての中で最も大きな増光が見られた天体である。興味深いことに、遠赤外線でも大きな増光が見られた ($F_{\nu, \text{AKARI N60}}/F_{\nu, \text{IRAS 60}} = 6.921$ and $F_{\nu, \text{AKARI WIDE-S}}/F_{\nu, \text{IRAS 100}} = 5.676$)。Reipurth & Aspin (1997) や Greene, Aspin, & Reipurth (2008) などから、この天体はオリオン座 FU 型星² という種類の変光星であることが知られている。中間赤外線や遠赤外線での増光の原因は、降着により開放された重力エネルギーが光として放出され、その光が恒星の周りの降着円盤や外層を暖めたことにより、それらからの放射量が増加したという事が考えられる。可視光線での増光は既に知られていたが、中間赤外線や遠赤外線での増光は、今回初めて発見されたことである。

²突然に強い増光 (最大 6 等) が見られる前主系列星。突然の増光は、降着円盤からの大量の質量降着 ($\approx 10^{-4} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$) が原因であると考えられている (Herbig 1977)。

4.3 IRAS 22343+7501

WISE の W4 band で IRAS 12 から大きな増光が見られた。しかしながら、IRAS、AKARI、WISE では 4 天体を分離できていないため、増光した天体を突き止めることはできなかった。

2MASS J22352442+7517037 と 2MASS J22352497+7517113 については Kun et al. (2009) からその正体が古典的 T Tauri 型星であることがわかっている。今回の撮像観測で、2MASS J22352345+7517076 は Ks で 2MASS から 4 等もの変光を示した。近赤外線でこれほど大きな変光を示す天体として考えられるのは young stellar object (YSO) である。近赤外線のスペクトルで特徴が見られないのも、恒星の周りの円盤によって恒星が隠されているためであることが考えられるため、その正体が YSO であることと矛盾しない。さらにこの恒星が Cepheus flare region という星形成領域に属すること、周りに nebula が見られることも、この天体が YSO であることを支持する。

4.4 V583 Cas

中間赤外全体 IRAS からで 4-5 倍という大きな増光が見られた。

この恒星は先行研究で、M 型星に分類するものと、炭素星に分類するものの両方が存在する。しかしながら、どちらも根拠となるデータを示しておらず、データから確認することができなかった。今回の観測で得られた近赤外線のスペクトルを見ると、 $1.52 \mu\text{m}$ に HCN と C_2H_2 の吸収が見られる。これは非常に低温の炭素星に見られる特徴である。しかしながら、普通の炭素星では $1.77 \mu\text{m}$ に C_2 の吸収が見られるはずであるが、この天体には見えていない。低温の恒星では 2 原子分子が減り、多原子分子が増えることが考えられるので、その結果が現れている可能性があるが、それと比較できる H-band のスペクトルが低温の炭素星 (例えば CW Leo、C9,5e 型) が現在までに取得されていないため、残念ながら天体の正体に結論を下すことはできない。おそらくは非常に低温の炭素星である。その場合、非常に大量に質量放出をしていることが考えられるため、大量のダ

ストが放出されたことにより、中間赤外線が増光したという事が考えられる。

5 まとめ

中間赤外線ですくく増光した天体を探した結果、全天に 11 天体を見つけた。これらの天体についての先行研究がほとんどなされていなかったため、現在様々な観測所でその正体を探る観測を行なっている。今回はその中の岡山天体物理観測所の結果について報告した。岡山天体物理観測所での観測の結果、2 天体についてその正体に迫ることができた。今後は北半球からは観測出来ない天体についても分光観測を行いその正体を探りたい。また、今回 IRAS と AKARI-WISE の PSC を比較する際、matching の精度を上げるため、狭い半径で matching を行なっている。そのため、本当は同一天体であるが、matching できていない天体も一定数存在しているものと思われる。今後はそのような天体についても調べていきたいと思う。

Reference

- Duerbeck, H.W. & Benetti, S. 1996, ApJ, 468, L111
- Gandhi, P., Yamamura, I., & Takita, S. 2012, ApJ, 751, L1
- Green, T.P., Aspin, C., & Reipurth, B. 2008, AJ, 135, 1421
- Habing, H.J. 2004, Obs, 124, 393
- Hartmann, L. 2009, Accretion Processes in Star Formation (2nd ed.; Cambridge Univ. Press)
- Herbig, G.H. 1977, ApJ, 135, 1421
- Ita, Y., et al. 2010, A&A, 514, A2
- Kun, M., Balog, Z., Kenyon, S. J., Mamajek, E. E., & Gutermuth, R. A. 2009, ApJ, 185, 451
- Reipurth, B. & Aspin, C. 1997, AJ, 114, 2700
- Rosvick, J.M. & Davidge, T.J. 1995, PASP, 107, 49

太陽フレア開始時における不安定性とカタストロフ

石黒 直行 (名古屋大学大学院 理学研究科)

Abstract

太陽の研究、特にフレアトリガー問題に関してこれから研究を進めるにあたって、今回 Bernhard Kliem の *Catastrophe versus instability for the eruption of a toroidal solar magnetic flux rope* という論文の紹介を行う。この論文では、太陽表面での爆発現象の始まりが磁場の不安定性として、もしくはカタストロフとして形成され（ここでカタストロフというのは、主に考えている変数とは別のパラメーターの変化によって、平衡条件が変化することを表している）、その両方が平衡下での力のつりあいに関する同じ方程式から出発していることを述べている。このときに、外部の 2 重極子もしくは四重極子内部のトロイダルフラックスロープを電流を輸送するフラックスのモデルとして用いると、パラメーター空間における安定な領域中での平衡消失のために、代表的な発展過程でのカタストロフの折りたたみが生じることを説明している。さらにこのカタストロフとトーラス不安定性は同じ点で生じ、そのために太陽爆発の始まりの状況下で同様の描像になる、と示している。

1 Introduction

太陽フレア爆発現象の解析は、多波長にわたる観測やその結果に基づいた数値計算といった様々な観点からの解析がなされている。フレアや CME (コロナ質量放出) の初期段階には flux rope と呼ばれる、ループ状の磁場構造が形成されている。この flux rope の成長を記述するモデルのひとつに、Torus Instability (Kliem, Torok [2006]) が提案されている。この発表では catastrophe と Torus Instability の比較研究である "Catastrophe versus Instability for the eruption of a toroidal solar magnetic flux rope", B.Kliem et al. (2014) の紹介を行う。

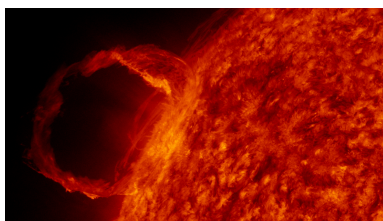


図 1: SDO 衛星に搭載された AIA によって観測された太陽表面でのプロミネンス (2010 年 4 月 21 日)

2 catastrophe と不安定性

一般的には系の振る舞いの急激な変化のことを catastrophe と呼び、数学的には Tom によって系統的分類が与えられている。この catastrophe を理解するために、次の単純な例、空間座標 x とパラメーター a を用いて、

$$V_a = -\frac{1}{3}x^3 + ax \tag{1}$$

という形式のポテンシャルの振る舞いを考える。空間に関して系に働く力は $F(x) = dV_a/dx$ であることより、平衡点は $F(x) = 0$ 、つまり $x^2 - a = 0$ と表すことができ、パラメーター a の値によって平衡点の位置が決定できる。これは次のように分類される。

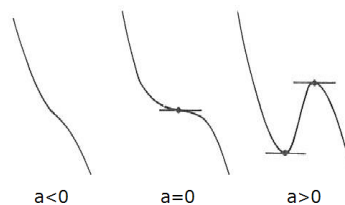


図 2: パラメーターによる平衡点の変化

→ $a > 0$ では平衡点は 2 つ存在、それぞれ安定と不安定

→ $a = 0$ では平衡点は 1 つ存在、不安定
 → $a < 0$ では平衡点は消え、必ず不安定となる
 つまり、パラメーター a が正から負へと移るにつれて平衡点が消失し、系の振る舞いが大きく変化することがわかる。

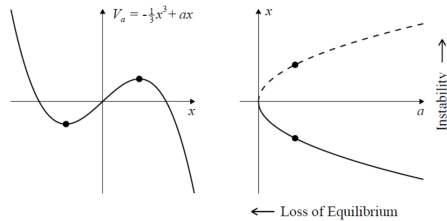


図 3: (左) ポテンシャルのプロット (右) パラメーターと平衡点のプロット

3 方程式系とモデル

次に flux rope のモデルととくべき方程式を紹介する。基本的には Torus Instability と同様の条件を考える。主な条件を挙げると

- flux rope は大半径 R 、小半径 a であるトーラスの形
 - トーラスの形状は自己相似形を仮定 (→ $R/a = const$)
 - トーラス内部に合計 I の電流が流れている
 - 外部磁場はトーラス平面に垂直に交わる
- トーラスの大半径の運動方程式は次のように表すことができ、

$$\rho_m \frac{d^2 R}{dt^2} = \frac{\mu_0 I^2}{4\pi^2 a^2 R} \left[\ln\left(\frac{8R}{a} - \frac{3}{2} + \frac{l_i}{2}\right) \right] - \frac{IB_e(R)}{\pi a^2} \quad (2)$$

右辺第 1 項はトーラス電流が作る磁場によるローレンツ力 (hoop force)、第 2 項は外部磁場によるローレンツ力を表している。

外部磁場によるトーラス面内を貫く磁束は次で表せる。

$$\Psi_e(R) = -2\pi \int_0^R B_e(r) r dr \quad (3)$$

ところで Torus Instability の不安定性の条件は、力が釣り合う平衡点で、傾きが 0 より大きければよい、としており

$$\frac{d}{dR} \left(\rho_m \frac{d^2 R}{dt^2} \right)_{R=R_{eq}} > 0 \quad (4)$$

ここで R_{eq} は平衡点での R を表す。外部磁場を $B_{ex}(R) = BR^{-n}$ と仮定、このとき指数部 n の条件が決まって、

$$n > n_{cr} = \frac{3}{2} - \frac{1}{4c} \quad (5)$$

となる。($c = \frac{L_e}{\mu R}$ 、 L_e は外部インダクタンス) この decay index n_{cr} を今回の catastrophe での場合と比較する。

4 catastrophe と不安定性の比較

外部磁場として双極子磁場を与える

$$B_e(R) = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{qL}{(R^2 + L^2)^{3/2}} \quad (6)$$

q 、 L はそれぞれ磁極の強さ、トーラス面と磁極の距離を表す。また双極子磁場での decay index は $n_{bp} = -\frac{d \ln B_e}{d \ln R} = 3(L^2/R^2 + 1)^{-1}$ と定義できる。無次元化した空間座標 $\xi = R/L$ を用いて、磁束は次の形にかける。

$$R^2 B_e(R) = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{q\xi^2}{(\xi^2 + 1)^{3/2}} \quad (7)$$

$$\Psi_e(R) = \mu_0 q \left[\frac{1}{(\xi^2 + 1)^{1/2}} - 1 \right] \quad (8)$$

$q(t) = \sigma(t)q_0$ 、 $L = L_0$ 、つまり磁極の強さをパラメーターに変化させたときの平衡位置をプロットすると、平衡点が消失するのは

$$\xi = [(6c - 1)/(6c + 1)]^{1/2} \rightarrow n_{bp} = \frac{3}{2} - \frac{1}{4c} \quad (9)$$

となる。

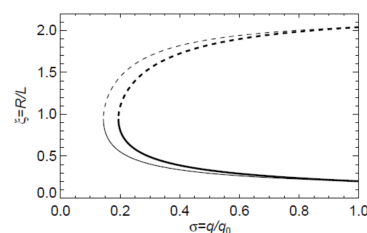


図 4: 外部双極子磁場のとき、磁極の強さをパラメーターとして変化させたときの平衡点のプロット

したがって catastrophe の点と torus Instability の開始は対応しており、全く同じ decay index で表すことがわかった。

5 まとめと展望

catastrophe 理論は、平衡点が生成または消失するなどによって系の振る舞いが急激に変化することを体系化したものである。

torus instability と同様の条件を設定し、磁極の強さをパラメーターとして変化させたとき、平衡点が消失する条件を調べることで、catastrophe の発生する臨界点と torus instability の開始はまさに一致していることがわかった。

・今後の展望

torus instability は自己相似形の flux rope を仮定して不安定性の条件を求めているが、実際の flux rope はより複雑な形状をしている。そのためより現実的な形状の flux rope における不安定性の条件、太陽表面から CME が発生する条件を求める必要がある。

Reference

Kliem et al. (2014)

Kliem and Torok (2006)

鹿児島大学 1m 光赤外望遠鏡の現状と今後の展望

林田 健三 (鹿児島大学大学院 理工学研究科)

Abstract

鹿児島大学では、1m 光赤外線望遠鏡を用いて主に晩期型星の観測を行っている。VERA グループと協力してより信頼性の高い周期光度関係を構築することや、周期光度関係から天の川銀河の三次元立体構造を明らかにすることを、目標として、これまでに 350 以上の脈動型変光星をモニター観測している。ここでは、その成果としてこれまでに得られた周期光度関係や天の川銀河の三次元の分布を示す。

さらに、鹿児島大学は現在新たに装置開発を行っている。現在、行っているものとしては、より高精度な観測を実現する部分減光フィルターの導入、観測データの自動解析システムの構築、より高度な観測が可能となる 3 バンド同時撮像赤外線カメラの開発、などが挙げられる。

1 観測機器

以下に鹿児島大学 1m 光赤外線望遠鏡 (以下、1m 望遠鏡) の主なパラメータを示す。

望遠鏡

所在:鹿児島県薩摩川内市入来町

北緯:31.747 °, 東経:130.439 °, 標高:550m

主鏡径:1m

焦点:カセグレン焦点 (F=12)

光学系:リッチークレチアン

シーイングサイズ:1.3

架台:経緯台

赤外線カメラ

検出器:HAWAII ARRAY(512 × 512)

視野:5.5 × 5.5

ピクセルスケール:0.63

限界等級:J 17.6mag, H 17.0mag, K' 16.3mag

(10 分積分, 10", Seeing=1.4")

2 目的・観測成果

1m 望遠鏡が主に晩期型星の観測を行っている目的は、1) VERA (VLBI Exploration of Radio Astrometry) が年周視差で距離を求め、周期光度関係を構築する 2) 多数のミラ型変光星について、距離を周期光度関係を用いて求められる距離を用いて、天の川銀河の三次元立体構造を明らかにする、の 2 つである。以下に、昨年度の観測状況と、これまでに得られた成果として、周期光度関係と天の川銀河の 3 次元構造の図を示す。

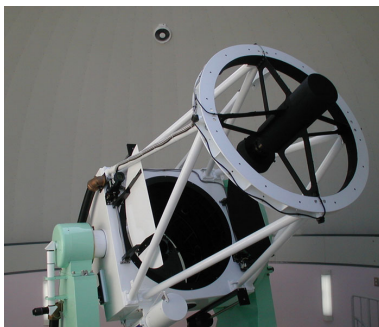
表 1: 昨年度の観測状況

変光モニター観測天体数	400 天体程度
外部観測依頼天体数	4 天体
ToO 観測依頼天体数	4 天体

3 装置開発 (1)...JHK-3 バンド同時撮像赤外線カメラ

現在の鹿児島大学 1m 望遠鏡の赤外線カメラは、1 回の撮像で 1 つのバンドで観測を行う。すなわち、複数のバンドで観測を行うには 1 回撮像した後フィルターを変更して再度撮像を行う、という作業を繰り返さなくてはならない。

新しく開発されている赤外線カメラは 1 回の撮像で



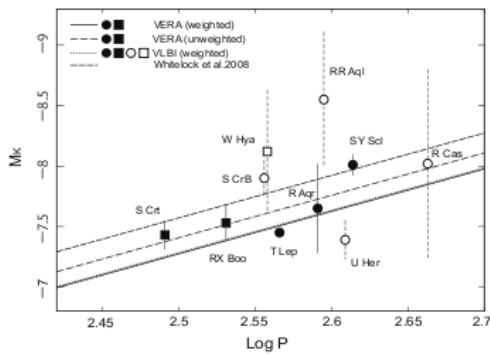


図 1: VERA で測定した距離を用いて得られた周期光度関係

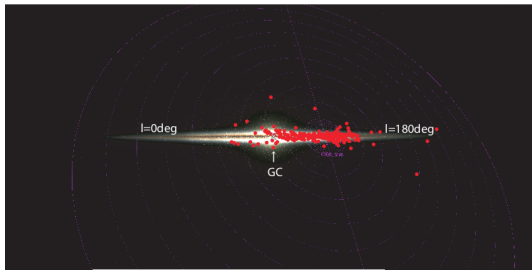


図 37 銀河面と垂直な方向の分布。背景は国立天文台 4D2U プロジェクト提供

図 2: 銀河面と垂直な方向の分布。背景は国立天文台 4D2U プロジェクト提供

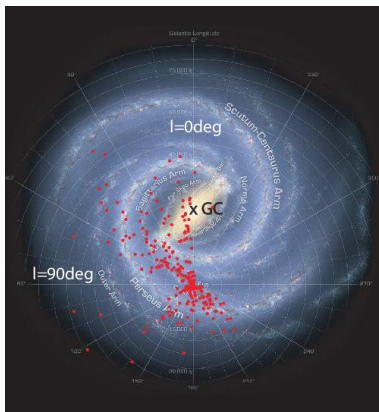


図 3: 銀河面上での分布。背景はスピッツァーグループが示した想像図。(NASA/JPL-Caltech/R. Hurt(SSC-Caltech) ssc2008-10b)

J,H,K の 3 バンドの同時観測を行う。これにより、現在の 3 倍の観測効率を実現する。さらに、J,H,K の 3 バンドで同時に観測を行うことにより、短周期の天

体も観測できるようになる、フィルター変更の際に生じる各バンドでの観測時間のズレを解消することができる、といったメリットがある。このような新規赤外線カメラを現在設計中である。

4 装置開発 (2)...部分減光フィルター

先述した目的を達成するために、1m 望遠鏡では VERA の観測対象となるメーザーを伴う晩期型星をモニター観測している。

しかし、近距離天体が多く、K バンドでは 0.4 等と明るすぎて、検出器がサチュレーションを起こしてしまう。この問題を解消するために鹿児島大学では減光フィルターを導入した。

まず最初に、視野内全面減光フィルターを導入したが、晩期型星だけでなく、測光に用いる参照星まで減光してしまい、参照星が写らなくなる、という問題が生じた。

この新たに発生した問題を解消するために部分減光フィルターを導入した。これにより、部分的に晩期型星のみを減光することに成功した。現在、このフィルターについて試験観測・性能評価を行っている。以下に、アンタレス (K -3.9mag) を減光せずに撮像した画像と減光フィルターを用いて撮像した画像を示す。

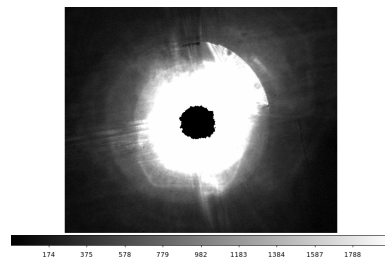


図 4: 減光なし。サチュレートしている画像。

5 装置開発 (3)...自動解析システム

鹿児島大学では、400 以上の天体をモニター観測している。これらの天体を毎夜観測したデータを手動で解析すると 2,3 時間を要する。そのため、観測

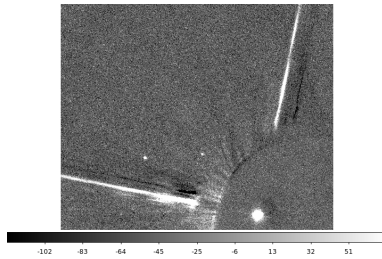


図 5: 減光あり (1/5000)。右下に写っている天体がアンタレス。うまく減光出来ている。

に対して解析が追いついていない状況にあった。この問題を解消するために、自動解析システムを開発した。これにより、毎夜のデータの解析時間は 5 10 分に短縮された。

以下にそのシステムのフローチャートを示す。

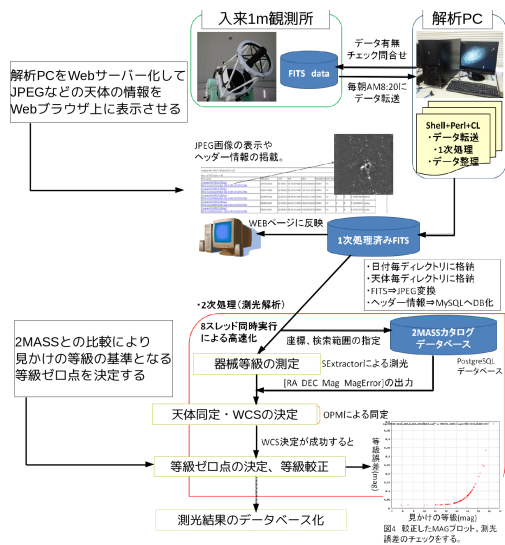


図 6: 自動解析システムのフローチャート

Reference

Nakagawa, A., Omodaka, T., Handa, T., et al. 2014, arXiv:1404.4463 2) 宮ノ下修士論文 (2011), VERA 望遠鏡と鹿児島大望遠鏡で求めた 600 個のミラ型変光星の立体配置