

活動的な太陽型星風における降着相の出現

寺西 恭雅 (名古屋大学大学院 理学研究科 M2)

Abstract

太陽型の主系列星について 1 次元の MHD シミュレーションを行ったところ、恒星が現在の太陽より活動的な場合、光球からエネルギーを注入し続けているにもかかわらず星風が降着に転じるケースがいくつか見られた。そのうち 1 つを解析した結果、熱不安定によって生じる密度揺らぎによる Alfvén 波の反射が原因であることが分かった。この星風の降着相の出現は、恒星風による質量放出率に影響を与えることが考えられる。星風が降着すること自体が質量放出率を減らすという効果の他にも様々な影響を与える可能性があり、今後、その影響を統計的に研究していく必要がある。

1 Introduction

太陽質量の 1.5 倍程度以下の質量を持つ若い太陽型星は非常に活動的で、X 線のフラックス、磁場ともに現在の太陽の 100 倍から 1000 倍程度であることが観測からも分かっている。このような星は、周囲の惑星系の形成や進化に多大な影響を与えると考えられ、活動的な若い太陽型星の研究は重要性を増している。

太陽型星の星風による質量放出について述べた論文 Suzuki et al. (2013) におけるシミュレーションで、若い活動的な星の星風は時間とともに大きく変化することが分かってきた。今回は、若い太陽型星からの星風の放射冷却と熱伝導を取り入れた MHD シミュレーションの中で見られた星風の降着現象を解析した結果について述べる。

2 Simulation Setting

今回のシミュレーションでは、光球から恒星風の加速がほぼ終了する十分な位置 ($30R_{\odot}$) までの計算領域における、磁気流体波動によるエネルギー輸送を 1 次元の磁気流体シミュレーションにより取り扱う。磁気流体力学の基礎方程式に放射冷却と熱伝導を取り入れ、波の伝搬や減衰、周囲のガスの加熱や加速を首尾一貫した方法で解くことにより、恒星表面の物理量の変化に対し、恒星風がどのように変化するかを精査する (Suzuki & Inutsuka (2005), Suzuki & Inutsuka

(2006))。恒星の質量、半径、有効温度は現在の太陽と同じ値 ($M = M_{\odot}$, $R = R_{\odot}$, $T_{\text{eff}} = 5780\text{K}$) を用いている。星風は図 1 のような開いたチューブ状

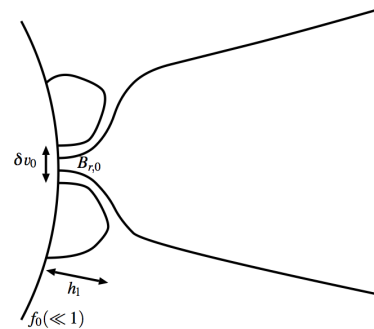


図 1: 磁場構造と 4 つのフリーパラメーター

の磁場から吹き出すと考えられており、このシミュレーションでも図 1 のようなチューブ状の磁場構造を仮定している。

フリーパラメーターは、恒星表面での速度の摂動 δv_0 、恒星表面での動径方向の磁場の強さ $B_{r,0}$ 、開いた磁場領域の占める面積の割合である filling factor f の恒星表面での値 f_0 、閉じたループ状の磁場の典型的な高さ h_1 の 4 つである。 f は磁場チューブの断面積の変化のうち r^2 以外の部分を表すパラメーターでチューブ状磁場の開き具合を表す。 h_1 は開いたチューブ状の磁場が急激に広がっている部分の長さを示し、filling factor f は $r \lesssim h_1$ では $f(r) < 1$ であるが、十分遠方では $f(r) \simeq 1$ になっている。

フリーパラメーターの値としてはそれぞれ以下のものを用いてシミュレーションを行った。

$$\begin{aligned} \delta v_0 &= 5.35 \text{ km/s} & B_{r,0} &= 16 \text{ kG} \\ f_0 &= 1/6400 & h_1 &= 0.1 R_\odot \end{aligned} \quad (1)$$

現在の太陽をよく説明する値はそれぞれ、 $\delta v = 1.34 \text{ km/s}$, $B_{r,0} = 1 \text{ kG}$, $f_0 = 1/800$, $h_1 = 0.01 R_\odot$ であり、(1) 式は、恒星表面での速度摂動、磁場ともに強く、恒星表面から注入しているエネルギーは、現在の太陽の約 32 倍である。活動的な若い太陽による星風をシミュレーションしている。

3 Energetics Formulation

次に、解析に用いる物理量について述べる。恒星風のエネルギー保存式は、定常の場合、

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{v} \left(\frac{v^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} - \frac{GM}{r} \right) \right. \\ \left. - \frac{1}{4\pi} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \mathbf{F}_c \right] + q_R = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

である。 F_c は熱伝導によるエネルギーフラックス、 q_R は放射による冷却を表している。

(2) 式の r 方向に注目する。磁気チューブの断面積を $S_{(r)}$ とすると、任意のベクトル \mathbf{A} の発散は、 $\nabla \cdot \mathbf{A} = \frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial r} (SA_r)$ となる。§2 でも触れたように $S \propto r^2 f_{(r)}$ なので、ベクトル \mathbf{A} の発散は、

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = \frac{1}{r^2 f} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 f A_r) \quad (3)$$

r 方向にのみ注目し、(2) 式を積分すると、

$$\begin{aligned} 4\pi r^2 f \left[\rho v_r \left(\frac{v_r^2}{2} + \frac{v_\perp^2}{2} + \frac{B_\perp^2}{4\pi\rho} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} - \frac{GM}{r} \right) \right. \\ \left. - B_r \frac{v_\perp B_\perp}{4\pi} + F_{c,r} \right] + 4\pi \int q_R r^2 f dr = \text{const.} \end{aligned} \quad (4)$$

添字 \perp は動径方向に垂直な成分を示す。(4) 式から Alfvén 波によるフラックス (F_A) を抜き出すと、

$$F_A = v_r \left(\rho \frac{v_\perp^2}{2} + \frac{B_\perp^2}{4\pi} \right) - B_r \frac{v_\perp B_\perp}{4\pi} \quad (5)$$

(5) 式の第一項を F_1 、第二項目を F_2 とおく。第一項 $F_1 = v_r (\rho \frac{v_\perp^2}{2} + \frac{B_\perp^2}{4\pi})$ は background flow (v_r) に

よって運ばれるエネルギーフラックスであり、第二項 $F_2 = -B_r \frac{v_\perp B_\perp}{4\pi}$ は磁気張力に起因するポインティングフラックスで、background flow がない場合においても伝わっていく。

Elsässer 変数を導入する。Elsässer 変数 z_\pm は、

$$z_\pm = v_\perp \mp \frac{B_\perp}{\sqrt{4\pi\rho}} \quad (6)$$

で表される。Elsässer 変数は Alfvén 波の伝播方向を示し、 z_+ は正方向への伝播を、 z_- は負方向への伝播をそれぞれ表している。 z_\pm を用いて磁気張力によるポインティングフラックス F_2 を書き換えると、

$$F_2 = -B_r \frac{v_\perp B_\perp}{4\pi} = \frac{1}{4} \rho (z_+^2 - z_-^2) v_A \quad (7)$$

v_A は Alfvén 速度を表し、 $v_A = B_r / \sqrt{4\pi\rho}$ である。 $F_2 \propto (z_+^2 - z_-^2)$ となっていることから、 F_2 は Alfvén 波が正方向に伝播するときは正の値に、負方向に伝播する場合には負の値になる。この F_2 の値を用いて Alfvén 波の伝播方向を見る事にする。

4 Results

シミュレーションでは約 1.1×10^3 秒ごとにデータをとっている。結果は 50 タイムステップ、つまり 5.5×10^4 秒ごとに平均をとり解析した。以降、時間についてはタイムステップを用いて表すことにする。例えば $t = 500$ と書くときはシミュレーション開始から 500 タイムステップ後から 550 タイムステップまでの結果を平均したものを示す。

図 2 は 2 つの時間 ($t = 500$, $t = 1950$) のときの太陽風の動径方向の速度 v_r を示したものである。 $t = 500$ のときは太陽風が加速され吹き出しているが、 $t = 1950$ のとき、太陽風の速度は負になっており、太陽に降着している事が分かる。各時間において $r = 10R_\odot, 20R_\odot$ の位置での質量放出率を示したものが図 3 である。これを見ると、質量放出率も降着しているとき ($t = 1950$) には 0 を下回っている事が見て取れる。 $t = 500$, $t = 1950$ のいずれも、光球面から現在の太陽よりも激しくエネルギー注入しているのにも関わらず、このような違いが生まれている。太陽風の大部分が降着しているような状態は

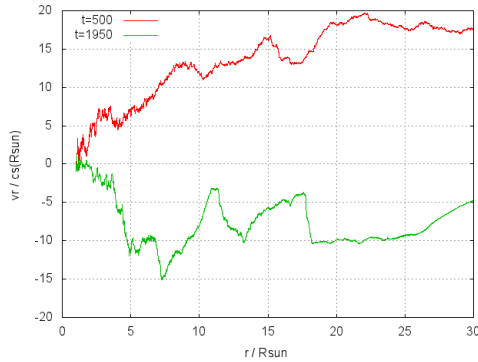


図 2: 星風の速度を示した図。縦軸は恒星表面での音速 ($c_s = 6.31\text{km/s}$) で規格化してある。

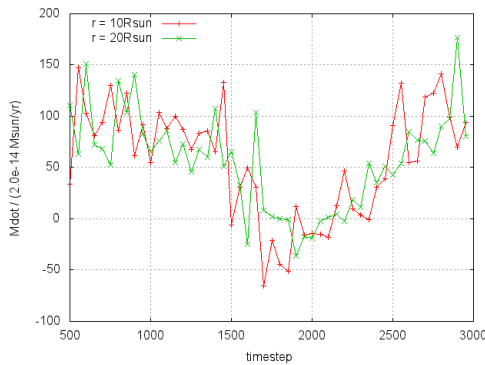


図 3: $r = 10R_\odot, 20R_\odot$ での星風による質量損失率の時間変化を示した図。縦軸は現在の太陽の質量損失率の値 ($\dot{M} = 2.0 \times 10^{-14} M_\odot/\text{yr}$) で規格化している。横軸はタイムステップ。

8.3×10^5 秒 (約 9.5 日間) におよび、一瞬起こるだけの現象ではない。

この降着現象の主な原因は熱不安定性による密度の急激な変化である。降着のメカニズムは次の ① ~ ④ のようなものであると考えられる (図 4)。

- ① 何らかの原因で温度が 10 万度程度まで低下する。
- ② 熱不安定により温度が揺らぎ、それに合わせて密度が揺らぐ。
- ③ 密度が急激に変化する谷間あるいは山のような場所ができると、 $v_A = B_r / \sqrt{4\pi\rho}$ よりその場所で Alfvén 速度が急激に変化し Alfvén 波が反射する。
- ④ 反射した Alfvén 波によるポインティングフラックス (F_2) のエネルギーがプラズマの運動エネルギーに輸送され、太陽風の降着が起きる。

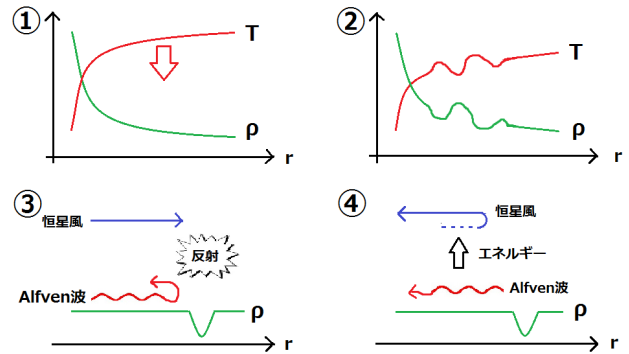


図 4: 星風降着のメカニズムの概略図

温度が 10 万度程度を超える領域の輻射冷却関数には熱不安定領域が存在し (Sutherland, Dopita (1993))、このような温度を持つガスは、より低温の数万度以下の相か、高温の 100 万度を超える相への転移する傾向にある。これに起因してガス圧や密度のムラを生じ、恒星風動的過程にも影響を与える。

① ~ ④ の過程が顕著に現れているのが以下の図 5(A) 図 5(B) に示す例である。図 5 は上が $r^2 F_1$ と $r^2 F_2$ を、下は密度を示している。縦軸は対数になっているので、グラフが下に切れているところはその値がマイナスであることを示している。図 5(A) を見ると、 $r = 24R_\odot$ 辺りに密度が約一桁変化する密度の谷間がある事が分かる。次の時間を示す図 5(B) を見ると密度の谷間の少し手前で F_2 が負の値になっており、この密度の谷間で Alfvén 波の反射を起こしていることが読み取れる。

図 5(A) の $r = 5 \sim 13R_\odot$ で $F_1 < 0$ となっているが、これは時間平均によって均された結果グラフには現れない、 $r = 24R_\odot$ のものとは別の密度の谷間によって引き起こされるものである。これもしばらく続き、部分的に太陽風の降着を引き起こしている。

図 5(A), 図 5(B) で見られる密度の谷間はその後しばらく残り、その間 Alfvén 波の反射を引き起こす。これが大規模な降着現象の引き金になり、図 5(C) のようにほとんどの領域で $F_1 < 0$ つまり $v_r < 0$ の状態を作る。

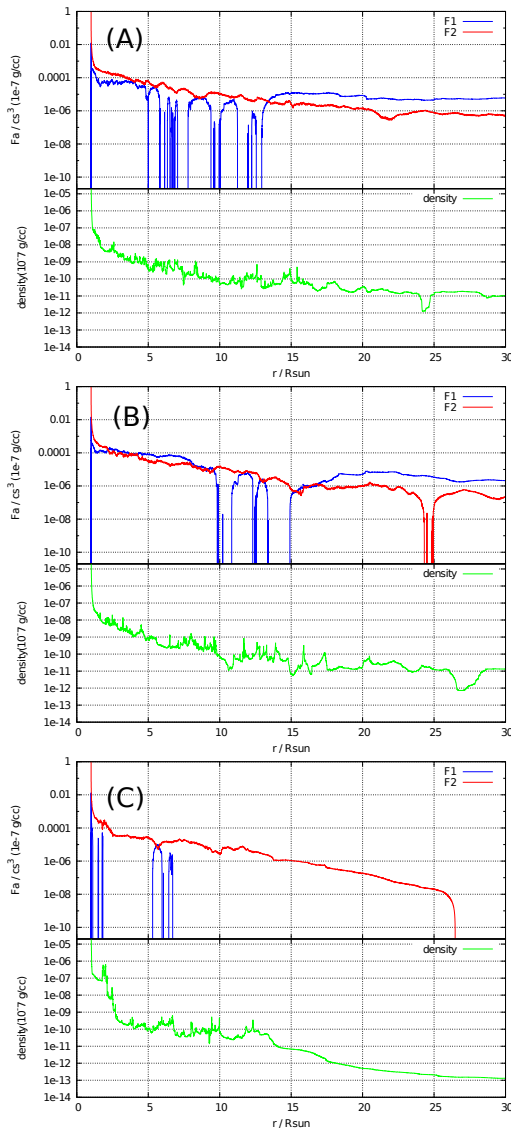


図 5: $t = 1500$ (A), $t = 1550$ (B), $t = 2050$ (C) で、 F_1, F_2 と密度を比較した図。密度は恒星表面での密度 (10^{-7} g/cc) で、 F_1, F_2 は恒星表面での音速 ($c_s = 6.31$ km/s) の 3 乗と恒星表面での密度でそれぞれ規格化した。

5 Discussion

恒星表面から現在の太陽より多くのエネルギーを注入しているのにも関わらず恒星風が降着に転じるという点で、この現象自体大変興味深いものであるが、それだけではなく恒星の質量放出率に影響を及ぼす可能性もある。

降着している分、質量放出率が減るということがまず第一に考えられるが、その他にも、次のような

影響も考えられる。図 5(C) の密度のグラフに注目すると、 $r = 2 \sim 3R_{\odot}$ の付近に密度の山があることが分かる。これは、恒星風が降着した結果、表面付近の密度が上昇したものと見ることができ、(2) 式の放射冷却を表す項 q_R の密度依存性は $q_R \propto \rho^2$ であるため、表面付近での密度上昇によって放射冷却が効率的になり、エネルギーを放射で逃がしてしまうため、恒星風の放出が阻害される可能性がある。

6 Conclusion

恒星表面からエネルギーを注入し続けているにもかかわらず降着が起こるといふ事例を紹介し、降着が起こる原因を調べた。§4 で概略を説明したように、この恒星風の降着現象は、熱不安定によって生じる密度揺らぎによって引き起こされる Alfvén 波の反射が原因になっている。今回は 1 つのイベントのみを取り上げたが、星風の降着相の出現は積み重なれば恒星の質量放出率に影響を与える可能性がある。§5 に挙げたような質量放出率に与える影響を見積もるためには、より多くのイベントについて統計的に研究する必要がある。

M 型星は、全光度に対する X 線放射の比が高いという傾向が観測から得られており、このことから活動度も高く、降着相が出現するような恒星風を伴う天体が多く存在すると推測されている。今後は、星風の降着が起こりやすい傾向にある M 型星による恒星風のシミュレーションに取り組み、降着相の出現が質量放出率に与える影響を考察していきたいと考えている。

Reference

- Sutherland R. S., Dopita M. A., 1993, ApJS, 88, 253
- Suzuki, T. K. et al. 2013, arXiv:1212.6713
- Suzuki, T. K. & Inutsuka, S. 2005, ApJL, 632, L49
- Suzuki, T. K. & Inutsuka, S. 2006, J. Geophys. Res., 111, A06101
- Velli, M. 1994, ApJ, 432, L55
- Wood, B. E., Müller, H.-R., Zank, G. P., Linsky, J. L., Redfield, S. 2005, ApJL, 628, L143