

# 太陽風はなぜ吹くか？

鈴木 建<sup>\*1</sup>, 犬塚 修一郎

〈京都大学大学院理学研究科物理学第二教室 〒606-8502 京都市左京区北白川追分町〉

e-mail: stakeru@scphys.kyoto-u.ac.jp/inutsuka@tap.scphys.kyoto-u.ac.jp

太陽には、温度が約 6,000 度の光球の上に、温度が 100 万度を超えるコロナが存在し、そこからは高温の太陽風が吹き出しています。コロナと太陽風の形成には、磁場の重要性が指摘されているものの、具体的にどのようにコロナが加熱され、太陽風が加速されるかという問題は完全には解決していません。われわれは、シミュレーションの手法を用いて、この一連の過程が、表面对流層に起因する磁力線足元の擾乱の自然の帰結であることを示しました。本稿ではさらに、太陽風の多様性の起源、および、太陽風の消失についても議論します。

## 1. 太陽-地球-星間空間

太陽は内部での核融合反応により、恒常的にエネルギーを生成しています。大部分は、輻射としてエネルギーが放出されていますが、それ以外にもほんの少し—100 万分の 1 程度—ではありますが、物質の形で直接エネルギーを放出しており、これをわれわれは（広い意味での）太陽風と呼んでいます。

太陽風は地球にもやってきました。地球近傍での太陽風の温度は 10 万度以上と高温ですので、原子は基本的にイオン化しており、電荷をもった粒子の集まりであるプラズマの状態となっています。地球はいわば巨大な磁石ですので、荷電粒子である太陽風は、地球の磁場にブロックされて、表面まで入ってくることは基本的には困難です。しかし磁力線のつなぎ換えに伴う磁場構造の変化などにより、太陽風粒子が一部地球磁気圏内部にも入り込んできます。オーロラは、このような粒

子が地球の上空で発光したものです。また、定常的な太陽風とは別に、太陽面での突発的なコロナ質量放出現象が、荷電粒子と磁力線の雲を引きつれて、時々地球までやってきます<sup>1)</sup>。場合によっては、地球の磁場構造が大きく乱され、通信障害などが発生することもあります。このように、太陽からやってくる荷電粒子は、人類の社会生活にも影響を及ぼしています。

太陽風はさらに太陽系外縁部へと吹き込み、9 惑星<sup>\*2</sup>のはるか外側まで到達し、約 90-100 天文単位<sup>2)</sup>の場所で、終端衝撃波<sup>3)</sup>を形成しています。さらに外側のヘリオポーズと呼ばれる面で、太陽系外の星間物質と接触していると考えられています<sup>\*3</sup>。

## 2. 太陽風はなぜ吹くか？

では、なぜ太陽風が吹くのでしょうか？ 単純に考えると、太陽を構成するガスは、すべて重力に捕らえられていてもよさそうなものです。なぜ

\*1 (現在の所属) 東京大学大学院総合文化研究科, 〒153-8902 目黒区駒場

\*2 やがて 10 惑星なるかもしれませんが……

\*3 終端衝撃波はリバース衝撃波に、ヘリオポーズは接触不連続面に対応しています。さらに外側には、フォワード衝撃波である、バウショックがあると考えられています。

なら、太陽表面での脱出速度は約 600 km/s であるのに対し、太陽表面の温度約 6,000 度に対応する音速（粒子の自乗平均速度）は約 6-7 km/s ですので、粒子がそのまま飛び出して太陽風となることはまず不可能だからです。

この謎を解く第一の鍵は、太陽の周囲に存在するコロナと呼ばれる領域です。このコロナはたいへん不思議な存在で、可視光線よりも X 線で明るく輝いていて、詳細な観測によると、表面よりも桁違いに熱い、温度 100 万度以上のガスから構成されることがわかってきました。このコロナの温度に対応する音速は約 150 km/s 以上です。というわけで、だいぶ脱出速度に近づいてきました。もし、コロナが 15 倍の太陽半径まで同じ温度で存在すると、太陽から遠い分、重力が弱くなるので、そこでの脱出速度は 150 km/s にまで遅くなり、音速と同じぐらいになります。つまり、ここら辺までくると、ガスが自らの圧力で、外側に逃げていくことができるようになるということです。いったん外側のガスが抜けていってしまうと、外側の密度が小さくなってタガが外れたようになります。相対的に内側の圧力が強くなりますので、内側からもスルスルとガスが外に流れ出ていくようになります。このようなガス圧による太陽風加速の理論が、E. Parker により 1958 年に提案されました<sup>3)</sup>。実際この理論は、太陽風の観測結果を大局的にはよく説明しています。

しかし、まだ問題は解決されていません。一番の大問題は、なぜ高温のコロナが、冷たい光球の上に存在するのか？ ということです。上では、コロナが存在すれば、太陽風加速問題の解決に大きく前進すると述べましたが、これでは、太陽風加速問題をコロナ加熱問題にすり替えたに過ぎません。コロナ加熱問題を解決しなくては、太陽風加

速問題に答えたことになりません。2 番目の問題は、太陽風の速度と根元のコロナの温度の相関が、上記のガス圧加速モデルの予測と逆になっているということです。太陽風には、主に中低緯度領域から吹いてくる低速風（地球近傍での速度が 300-400 km/s 程度）と、主に極域を流源とする高速風（700-800 km/s 程度）の 2 成分があることが知られています。太陽風中のイオンの電荷状態から、根元のコロナの温度を診断することができますが<sup>4)</sup>、この方法に基づくと、低速風の根元の温度は平均的に 130-140 万度であるのに対し、高速風の根元は 90-100 万度となります<sup>4)</sup>。ところが一方、ガス圧加速の理論では、高温のガスほど圧力が大きく、より加速できますから、コロナ温度が高いほど太陽風速度は速くなるはずですが、この不一致は、特に高速風で、ガス圧以外の加速機構が効率良く働いていることを示しています。

これらの謎を一挙に解くのが、第二の鍵である磁場です。太陽の光球表面には、強いところでは 1,000 ガウス以上、平均的には 1-10 ガウス程度の磁束密度をもつ磁場が存在していることが、観測によりわかっています<sup>5)</sup>。光球から上方に出た磁力線はループなど多様な形状となりコロナまで伸び、さらに一部のものは惑星間空間まで伸びて、大局的磁場を形成しています。ここで、磁場がどの程度重要になるか、定量的に見積もってみましょう。光球での平均磁束密度から得られる磁場の圧力 [ $\propto$ (磁束密度)<sup>2</sup>] は、ガスの圧力の 1 万分の 1 程度です。すなわち、光球付近ではガス圧が磁気圧よりもだいぶ大きくなっています。では、上空にいくとどうでしょうか？ 光球よりだいたい 2,000 km 上空までは、彩層と呼ばれる温度数千度から約 1 万度までの領域が続いています（図 1）。太陽（や一般的な天体）の表面では、重力に

\*4 太陽風加速領域より外側では密度が小さいため、衝突によるイオン化の影響はほとんど無視できます。したがって、地球近傍でのイオンの電荷状態は、根元の太陽コロナの温度を反映していると推測されます。このようにして決定された温度を、freezing-in 温度と呼びます。

\*5 偏光観測によるゼーマン効果の測定から、磁束密度が求まります。

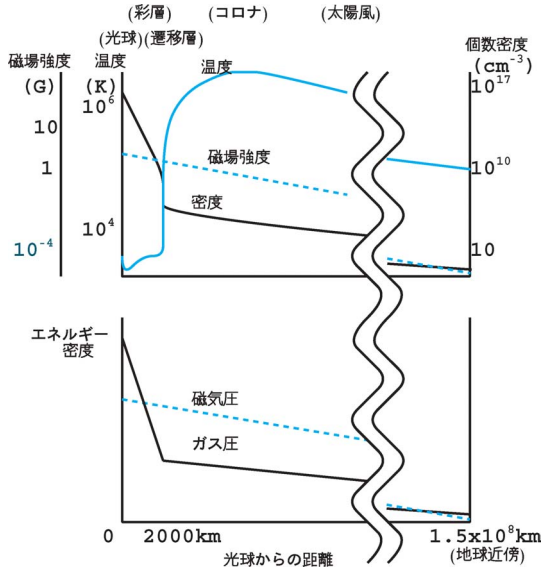


図1 (上): 温度(左縦軸), 密度(右縦軸), 磁束密度(左縦軸)の変化. スケールは厳密ではありません. また, 磁束密度は平均的な値であり, 領域ごとに若干異なっています. 光球の上空, 温度が緩やかに1万度程度まで上昇する領域が彩層であり, その上部の温度が100万度程度以上の領域がコロナです. 彩層とコロナの境界は遷移層と呼ばれています. (下): 磁気圧 [ $\propto$ (磁束密度)<sup>2</sup>] とガス圧 [ $\propto$ (密度) $\times$ (温度)] の相対的な変化. 光球と彩層下部ではガス圧のほうが卓越していますが, ガス密度の減少のほうが, 磁束密度の減少よりも急激ですので, 彩層上部からコロナでは, 磁気圧が卓越しています. 地球近傍になると, エネルギー密度は再びほぼ等しくなります.

よる成層化の効果により, 上層に向かうとともに密度は急激に減少し, 彩層上部の密度は光球の100-1,000万分の1程度にまで低下します. 温度は光球と同程度ですから, ガス圧は密度の分だけ小さくなります. 対して磁場の方は, 彩層上部やその上のコロナでも, 平均的に1 Gauss程度の磁束密度を保っていると考えられています. 結果として, 磁気圧は光球に比較しても, 典型的に10分の1程度小さいだけです. すると図1のように, 彩層上部ではガス圧と磁気圧の強さが逆転し, 磁気圧の方が10-100倍強くなります. この傾向は,

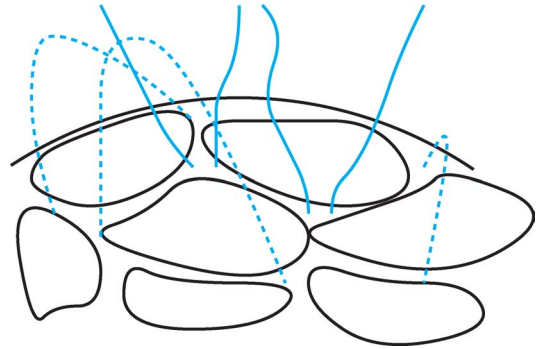


図2 太陽表面の磁場の模式図. 青実線が惑星間空間に開いた磁束管, 青破線がコロナ中で閉じたループとなっている磁束管を表しています. 黒実線は, 粒状斑のパターンを示しています. 磁力線はの粒状斑運動により粒状斑の境界に掃き集められ, 磁束管はこの粒状斑境界から“生えて”います.

コロナではもっと強くなっており, コロナは磁気圧優勢のプラズマから構成されています.

このような磁気圧優勢の状態では, エネルギー輸送, 運動量輸送が, 磁場により支配されます. 具体的に, 磁気圧がガス圧の100倍大きなプラズマを考えてみましょう. 例えば, 何らかの原因で磁場のエネルギーの10%が減衰したとしましょう. このエネルギーがすべてガスへいったとすると, ガスにとってみれば自らの10倍のエネルギーがやってきたことになり, 莫大な加熱となります. このような磁気圧卓越プラズマでは, ほんの少しの磁場の散逸が, ガスの加熱, 加速に莫大な影響を及ぼすということがわかります.

では, おおもとのエネルギーはどこからやってくるのでしょうか? 太陽内部で生成された核融合のエネルギーは, 中心核付近では輻射により外側に輸送されますが, 表面付近では輻射だけでは十分効率良く輸送することができず, 物質自らが循環すること(対流)によってもエネルギーが運ばれます. 結果として, 太陽には表面対流層が形成されます. 実際, 対流層の上面が, 光球付近の粒状斑と呼ばれる乱流渦のパターンとして, 観測されています. コロナ加熱, 太陽風加速のおおも

とのエネルギーは、この乱流運動にあると信じられています。乱流の運動エネルギーはコロナ、太陽風の形成にあり余るほどあり（例えば、文献5）、このエネルギーの一部を磁力線を通じてコロナまで持ち上げ、何とかして減衰させることができれば、ガスを加熱し、加速することができます。

図2は太陽表面の磁場の模式図です。光球から発した磁力線は、ループとなって再び光球に戻ってくるもの、惑星間空間に伸びていくもの\*6がありますが、そのどちらも足元は乱流運動によりフラフラしています。このふらつき運動のため、磁力線は絶えず変形を受けたり、振動したりしています。変形を受けると、隣同士の磁力線が近づいたりすることもあります。この近づいた磁力線同士の向きが反対だと、磁力線のつなぎ換えが起こります。また磁力線の振動は、上方へ伝播する磁気流体波動—主に、磁力線を伝わる横波であるアルフベン波—となり、これから詳しく述べるように、やがて上空で減衰するでしょう。以上の現象をエネルギー輸送の観点から見ると、磁力線の変形、振動は、表面乱流のエネルギーを抜き取って、磁力線に蓄えることに相当します。磁力線のつなぎ換え、磁気流体波動の減衰は、上空での磁気エネルギーの散逸に相当します。結果として、表面对流のエネルギーを磁力線を通して上空まで持ち上げ、減衰させることにより、コロナ加熱、太陽風加速が達成されるという仕組みです。

というわけで、コロナ加熱、太陽風加速問題とは、磁力線足元のふらつきに対し、外層がどのように応答するかを解明することであるということが出来ます。

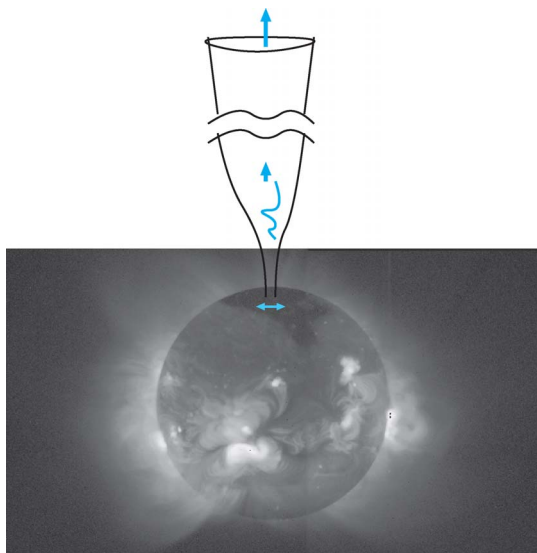


図3 コロナホール（極域の暗い領域）を源とする開いた磁束管の模式図。画像は「ようこう」衛星の軟X線望遠鏡による。

### 3. 太陽風のミッシングリンク

太陽風は太陽表面全面からまんべんなく吹き出しているわけではありません。定常的な太陽風の根元は、主にコロナホールと呼ばれるX線の輝度が暗い領域に対応しています（図3）。さらに磁場構造を詳細に解析すると、コロナホールは大局的な磁力線が惑星間空間に“開いた”領域とよく一致していることがわかっています\*7。このような開いた領域では、磁力線の構造が他の領域に比較して単純なので、（非常に直観的議論ですが）磁力線のつなぎ換え過程よりも、波動過程がより効果的に効くのではないかと筆者たちは考えています\*8。実際、コロナホール上空で観測される、スペクトル輝線の非熱的広がり空間依存性が、上方

\*6 伸びていくといっても磁力線は千切れることはないので、系外の星間磁場とつながっているものを除き、大部分は太陽系内を大きく一回りして再び太陽に戻ってきます。

\*7 図で赤道付近の明るい領域を活動領域、コロナホールにも活動領域にも属さない領域を静穏領域と呼びます。活動領域と静穏領域では、おおむね閉じた磁場構造が卓越しています。

\*8 活動領域などの磁力線構造の閉じた領域では、磁力線のつなぎ換え過程<sup>9)</sup>がフレアとして観測されています<sup>7), 8)</sup>ので、磁力線のつなぎ換え過程も確かに重要と考えられます<sup>9)</sup>。また、コロナホール領域でも表面付近では、突発的な現象が観測されており<sup>10)</sup>、つなぎ換え過程が全く起こってないわけではありません。

に伝播するアルフベン波の振幅の傾向と似ており<sup>11)</sup>、磁場構造の開いた領域での、アルフベン波の存在の間接的証拠を示しているのではないかと考えられています。

では、太陽表面の乱流運動で生成されたアルフベン波などの波動は、どのように上空まで伝播し、そして、どこでどのように減衰し、ガスを加熱、加速するのでしょうか？ 太陽大気を上方へ伝播する波動の重要な特徴は、周囲のガス密度の減少により、振幅が増大し、さまざまな非線形効果による減衰が効果的になるということです。一般的に、静止したガス中を波動が減衰せずに伝播する場合、エネルギーフラックス  $\propto \rho \delta v^2 v_{ph}$  が保存されます\*<sup>9)</sup> ( $\rho$ ,  $\delta v$ ,  $v_{ph}$  はそれぞれ密度、振幅、および、考えている波の位相速度)。上方へ伝播する波では密度が急激に減少するため、(位相速度がそれほど変化しない場合) 振幅はそれに見合うだけ大きくなり、波動は非線形 ( $\delta v/v_{ph} \geq 1$ ) となります。実際は  $\delta v/v_{ph} \approx 1$  となると、いろいろな非線形減衰過程が効果的に働くようになり、エネルギーフラックスを保存する代わりに波動が減衰し、周囲のガスを加熱するはずで

す。このような、非線形現象を伴う波動の伝播、減衰の解析には、何と言っても数値シミュレーションが強力な手段となります。というのは、解析的手法に基づくモデル化では、非現実的な単純化をせざるをえない場合がほとんどで、現実には即した取り扱いをすることが非常に困難となるからです\*<sup>10)</sup>。したがって、このような非線形過程の研究には、必要なところで電卓を叩くかのごとくシミュレーションを行い、それをつなぎ合わせて理論を構築していくのが、賢明な方法であると筆者らは考えています。

しかしながら、これまでの太陽風加速研究のほ

とんどは、解析的モデル化の手法が取られていました。動的シミュレーションを用いた手法でも、光球表面から惑星間空間までの波動伝播とガスの加熱を同時に扱った研究は、1次元—1本の磁力線—近似の下でも、誰もやっていませんでした。これにはもちろんわけがあります。図1に示したように、光球から惑星間空間までで、密度は  $10^{16}$  (1京!!) 分の1になります。このような大きな密度差を、シミュレーションで同時に解くことは一般に困難です。そのためこれまでは、領域を「光球からコロナ底部まで」や「コロナ底部から外側」のように切り分けて、シミュレーションが行われていました。特に、これまでの「太陽風加速のシミュレーション」と銘打った論文は、コロナ底部から外側のみを考えたものしかありませんでした。この場合、始点の温度はすでに高温のコロナに対応しており、暗にコロナ加熱問題を解くことは放棄し、“狭い意味での太陽風加速”を取り扱った研究ということになります。

すなわち磁力線足元のふらつきに対し、どのようにコロナが加熱され、太陽風が加速されるかを、実際に直接示す研究はなかったということです。

#### 4. とりあえず計算してみよう

というわけで、磁力線足元のふらつきに対し、どのようにコロナが加熱され、太陽風が加速されるかを、実際に計算機の中で実験することにしました。

図3のような、1次元の曲がった磁束管中の磁気流体シミュレーションコード\*<sup>11)</sup>に必要な物理過程(輻射冷却とクーロン散乱による熱伝導)を取り入れ、光球で磁力線に擾乱を与えるシミュレーションを行います。計算領域は、太陽光球か

\*<sup>9)</sup> この場合、波の波長が周囲の物理量の変化のスケールより小さいと仮定(WKB近似)しています。また、ガスが加熱される場合、エネルギーフラックスは保存せず、代わりに波の作用が保存量として定義されます<sup>12)</sup>。

\*<sup>10)</sup> かく言う筆者も、解析的モデル化に基づいた研究<sup>13), 14)</sup>を行っていたので、あまり偉そうなことは言えません。

\*<sup>11)</sup> 採用したスキームは、佐野孝好、犬塚修一郎の非線形磁気流体ゴドノフ+特性曲線法<sup>15)</sup>。

ら 65 倍の太陽半径 (0.3 天文単位) とします。外側の境界をここまで広く取ると、太陽風の加速領域を完全にカバーすることができます。広い領域で、波動伝播と減衰を直接追うために諸々の工夫を行い、1次元にもかかわらず複雑なプログラムとなってしまうため、結局すべての計算コードのバグを除去するまでに1年半\*12を要しましたが、ともかく結果オーライ、約2年間全く同じ計算を繰り返して、ようやく結果にたどり着きました。

### 5. 結局、コロナと太陽風は自然にできた

シミュレーションは、静止した1万度の冷たい太陽大気からスタートさせます。すなわち、最初にはコロナも太陽風も与えずに、純粋に磁力線の足元のふらつきのみで、コロナ加熱と太陽風加速が達成されるのかを見てやろうという目論みです。光球で与える磁力線の擾乱の振幅は、観測される乱流の速度振幅の1 km/s程度とし、周期には、最もエネルギーが集中している3-5分振動を中心とする適切なスペクトルを仮定します<sup>16)</sup>。

図4は、初期状態から準定常状態に落ち着くまでの、コロナ、太陽風のシミュレーション結果の一例を示しています\*13。シミュレーションは、外層が一気に100万度まで加熱されることを示しています。これは、磁力線足元のふらつきにより生成されたアルフベン波が、磁気圧卓越の領域まで伝播し減衰した瞬間に、一気にガスが加熱されるためです。第2章で述べたように、磁気圧が卓越したガスでは、ほんの少し磁気エネルギー(ここではアルフベン波のエネルギー)が減衰するだけで、ガスにとっては莫大な加熱となるのです。さらに外側へは、波の到達よりも速く熱伝導によりガスが加熱され、コロナが素早く形成されます。

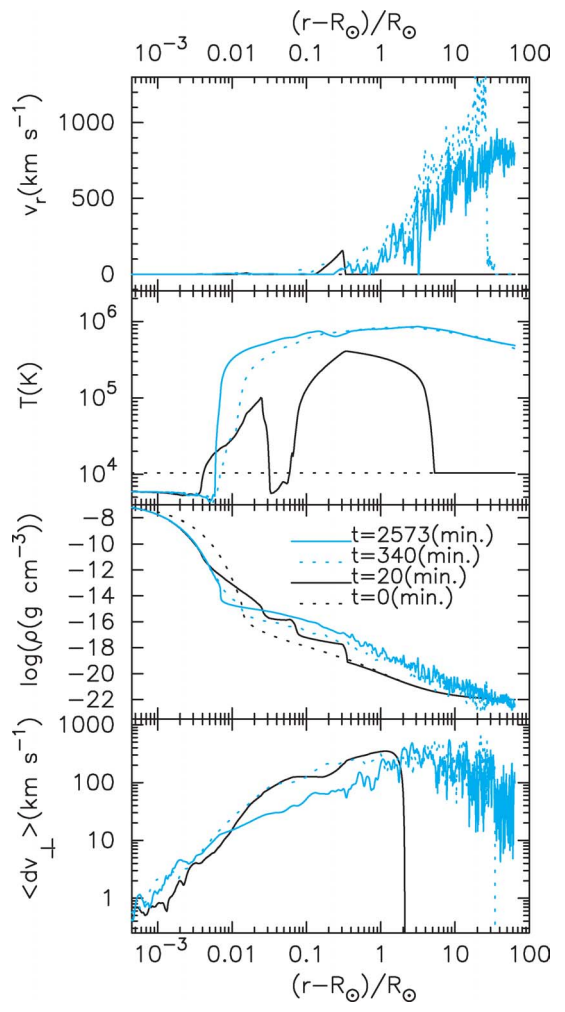


図4 静止した冷たい(1万度)太陽大気が、100万度まで加熱され、音速を超える速さまで加速され、準定常状態に落ち着くまで、四つのパネルは、太陽風速度  $v_r$  ( $\text{km s}^{-1}$ ), 温度  $T$  (K),  $\log$  スケールの密度  $\log[\rho (\text{g cm}^{-3})]$ , 2乗平均したアルフベン波の振幅  $\langle dv_{\perp} \rangle$  ( $\text{km s}^{-1}$ ) を、光球からの太陽半径 ( $R_{\odot}$ ) で規格化した距離  $[(r-R_{\odot})/R_{\odot}]$  に対してプロットしたものです。(  $r$  は太陽中心からの距離。) 黒点線, 黒実線, 青点線, 青実線はそれぞれ、シミュレーション開始後0分, 20分, 340分, 2573分のものです。

\*12 もちろん、「すべて」のバグが取れたという保証はありません。

\*13 シミュレーションの動画は以下からダウンロード可能です。

[http://www-tap.scphys.kyoto-u.ac.jp/~stakeru/research/suzuki\\_200506.mpg](http://www-tap.scphys.kyoto-u.ac.jp/~stakeru/research/suzuki_200506.mpg)

この熱伝導は、内側にもじわじわとガスと暖め、これが彩層とコロナを分ける遷移層の内側への移動として見えています。これは、彩層からコロナへの熱伝導による物質の蒸発現象と解釈されるので、彩層蒸発と呼ばれています。一方、太陽風もガス圧のみならず、アルフベン波に伴う磁気圧により、音速を超える速さ（遷音速流）まで順調に加速されています\*14。詳細に調べると、ガス圧よ

り磁気圧の方が数倍卓越しており、この太陽風はガス圧駆動ではなく、波動駆動であると言えます\*17。

図5は、コロナ、太陽風の数値シミュレーション結果を、極域の高速風の観測データと比較したものです。アルフベン波の振幅と比較している観測データは、スペクトル線の非熱的広がり（内側の領域）と、電波の吸収で観測される擾乱の振幅（外側の領域）です。われわれのシミュレーションは、パラメーターを極力排除した、前進的な手法に基づくものです。与えたのは、光球での磁力線の擾乱と、磁束管の磁束密度と形状のみで、これらはいずれも観測的に求められ、手で適当に与えたパラメーターは存在しません。図5は、このような前進的なシミュレーションが、コロナと太陽風の形成は、光球での磁力線のふらつきからの自然の帰結であることを示しています。し

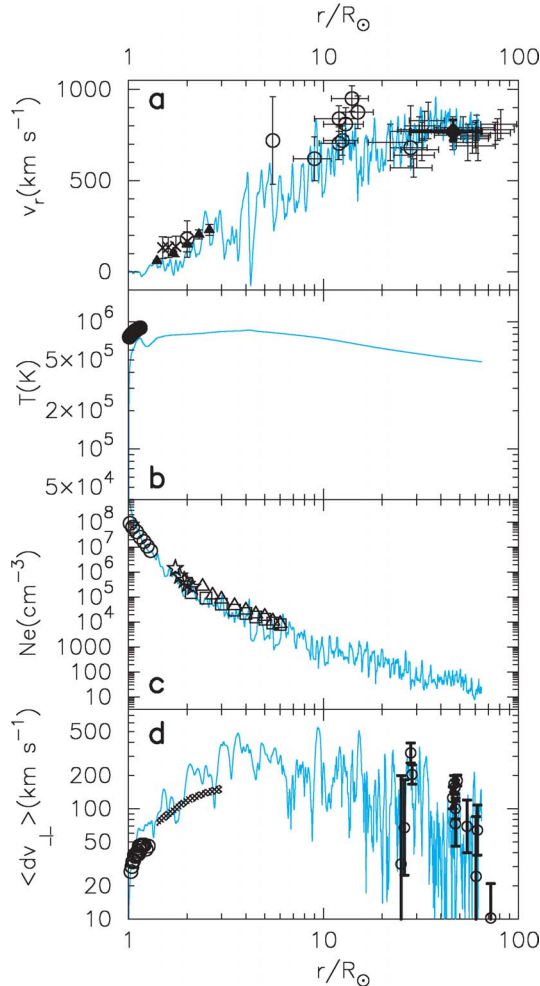


図5 シミュレーション結果と、極域からの高速太陽風との比較。パネルcが電子密度  $N_e$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) を表しているのを除き、プロットしている物理量は図5と同じですが、横軸が太陽中心からの距離を太陽半径で規格化したもの ( $r/R_{\odot}$ ) となっています。観測値を以下にまとめます。a: 縦方向のエラーバー付きのバツ印<sup>18)</sup>と三角<sup>19)</sup>は、SOHO衛星により求められた、水素イオンの速度。縦横のエラーバー付きの正方形<sup>20)</sup>、および、縦横のエラーバー<sup>21)</sup>は惑星間シンチレーション観測による太陽風速度。縦方向のエラーバー付きの丸印はSpartanによる観測<sup>22)</sup>。b: データは、電子温度の観測値<sup>23)</sup>。c: 丸印<sup>24)</sup>、星と三角印<sup>18)</sup>、四角印<sup>25)</sup>のいずれも、SOHO衛星による電子密度。d: 丸印<sup>11)</sup>、バツ印<sup>26)</sup>はスペクトル輝線の非熱的広がり。エラーバー付きの丸印は、惑星間シンチレーション観測に基づく擾乱速度<sup>27)</sup>。

\*14 やや高度ですが、一般的な恒星風の遷音速構造の構築において、定常流問題では、ガスの速度が音速を超える点（遷音速点）の取り扱いが数学的に難しくなります。しかし、動的シミュレーションでは、このような困難は全くありません。したがって、太陽、恒星風解の構築では、動的シミュレーションのほうが、定常近似する場合よりも容易です。さらに、得られた太陽風構造が安定かどうかまで自動的に判定できてしまうという利点もあります。

たがって、1次元磁気流体近似の下という条件がつきませんが、本シミュレーションにより、磁場構造が開いた領域でのコロナ加熱、太陽風加速問題が解決しました。

### 6. なぜ100万度か？

コロナの温度が100万度になる理由を、もう少し詳しく説明しておきましょう。図6は、光学的に薄い場合の輻射冷却関数 ( $\text{erg cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) を、温度に対してプロットしたものです。10万度を越えた辺りから、輻射冷却関数は右下がりになることがわかります。これは、ガスが熱せられれば熱せられるほど、冷却されにくくなること(熱的不安定性)を示しています。このような温度のガスは安定して存在できず、非常に薄い遷移層が形成される原因となります。しかし、輻射冷却関数の右下がりの傾向は100万度を越えても続くため、10万度のピークを超えたガスは100万度をはるかに超え、1,000万度程度まで加熱されてしまってもおかしくありません。

ここで重要になるのは、熱伝導によるエネルギー損失です。クーロン散乱に基づく熱伝導のエネルギーフラックスは、温度  $T$ 、熱伝導係数  $\kappa = \kappa_0 T^{5/2}$  に対し、 $F_c = \kappa_0 T^{5/2} (dT/dr)$  ( $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) と表されます。この標式からわかるように、温度が上がると、熱伝導の効率は非常に良くなります。太陽コロナの状況では、温度が100万度程度以上になると、コロナから彩層への下向きの熱伝導フラックスによる、エネルギー損失が重要になります。温度変化の空間スケール  $l$  が変わらなると仮定<sup>\*15</sup>すると、熱伝導による損失と釣り合うために必要な加熱率  $Q$  ( $\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ ) は

$$Q = \frac{d}{dr} \left( \kappa_0 T^{5/2} \frac{dT}{dr} \right) \sim \frac{\kappa_0 T^{7/2}}{l^2}$$

となります。例えば、温度を100万度から1,000万度の10倍にするのに、3,000倍の加熱率が必要

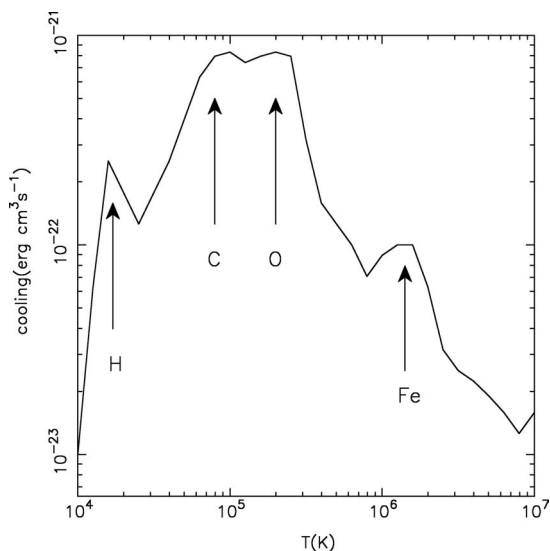


図6 輻射冷却関数の温度依存性<sup>28)</sup>。矢印は各温度で主な寄与をする冷却剤のイオン種を示しています。

になります。逆に言うと、加熱率をほんの少し変えただけでは、熱伝導損失による安定化機構により、温度変化は非常に小さくなるということです。

まとめると、ある程度以上の加熱があると、輻射冷却の10万度付近のピークを超え、ガスが一気に高温になるものの、100万度を越えると熱伝導損失による安定化により、それ以上温度を上げるのが困難になるということになります。したがって、コロナの温度は100万度付近に保たれるのです。なお、このことは波動以外の加熱過程でも成り立ちます。

### 7. 波動の減衰

磁場構造の開いた領域で、コロナが加熱され、超音速の太陽風が加速される原因は、光球付近の磁力線の擾乱により発生した、アルフベン波の減衰であることを見てきました。では具体的に、アルフベン波はどのように減衰するのでしょうか？

\*15 厳密にはこの仮定は正しくありません<sup>29)</sup>。



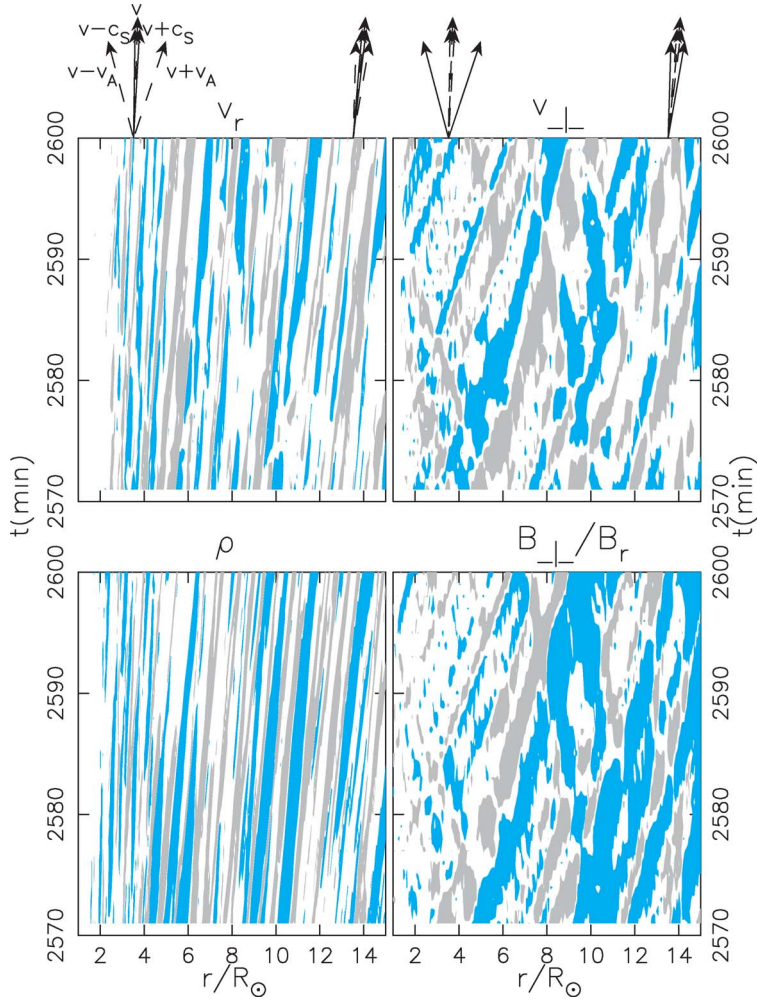


図7 密度  $\rho$ 、動径（磁力線）方向の速度  $v_r$ 、磁力線に垂直方向の速度  $v_{\perp}$ 、動径方向の磁場強度で規格化した横方向の磁場強度  $B_{\perp}/B_r$  の各振幅の、時間（縦軸）-距離図（横軸）。灰色、青色で囲まれた領域は、それぞれの振幅がある値より正、もしくは、負の方向に大きくなっていることを示します。パネルの上には、対応する場所での、さまざまな波が伝播する場合の傾きが示してあります。 $v, v_A, c_s$  はそれぞれ、太陽風速度、アルフベン速度、音速を表しています。5種類矢印は、内側から、内向きに伝播するアルフベン波、内向きに伝播する音波、太陽風速度、外向きに伝播する音波、外向きに伝播するアルフベン波にそれぞれ対応しています。

図7は四つの物理量、密度  $\rho$ 、動径（磁力線）方向の速度  $v_r$ 、磁力線に垂直方向の速度  $v_{\perp}$ 、動径方向の磁束密度で規格化した垂直方向の磁束密度  $B_{\perp}/B_r$  の各振幅の、時間-距離図です。灰色、青色で囲まれた領域は、それぞれの振幅がある値よりも正、もしくは、負の方向に大きくなっているこ

とを示します。各パネルには斜め方向に走るパターンが見えますが、これがいろいろな種類の波動の伝播を表しています。パターンの傾きは波動の伝播速度に対応しており、傾き（絶対値）が緩やかなほど、速く伝播する波となります。参考のため、上部には、対応する場所でのアルフベン波、

音波と太陽風<sup>\*16</sup>の伝播速度を示しています。  $v_{\perp}$  と  $B_{\perp}/B_r$  には、横波であるアルフベン波が伝播する様子が見えています。しかも、表面から励起された外向きに伝播するものだけでなく、内向きに走るものも存在していることが見てとれます。  $\rho$  と  $v_r$  には、縦波である音波の（少しわかりにくいですが）外向きに伝播する成分が見えています。この音波も、表面から伝播してきたものではなく、下に述べるよう、何らかの過程により途中で生成されたものです。

波の伝播、減衰を定量的に調べるために、それぞれの波のエネルギーフラックス  $\rho\delta v^2(v_r \pm v_{ph})$  の絶対値をプロットしたのが、図8です。彩層の領域では、内向きアルフベン波が、外向きアルフベン波をなぞるように変化していることがわかります。これは、大部分の外向きアルフベン波が彩層の伝播中に反射され、光球の方へ戻ってしまうことを示しています。この反射は、以下のような理由で起こります。彩層ではコロナに比べて温度が低いため、密度が急激に減少します<sup>\*17</sup>。それにつれて、アルフベン速度 ( $=B/\sqrt{4\pi\rho}$ ;  $B$  は磁束密度) も急激に上昇します。彩層の状況下では、波長よりも短いスケールで、アルフベン速度が大きく変化します。すると、伝播の過程で波形が大きく変形してしまいます。波の変形は、波が（一部）反射されていることを示しています。光球で生成された外向きアルフベン波の85%程度が、コロナまで透過せずに反射されて戻ってしまいます。しかし、コロナホール領域のコロナ加熱と太陽風加速は、コロナへの透過分15%で十分に説明できます<sup>\*18</sup>。

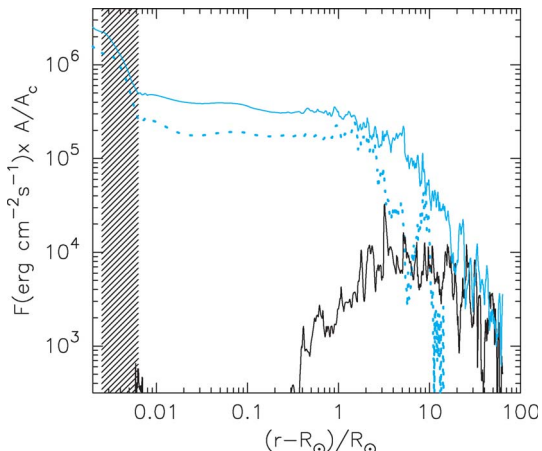


図8 波の各成分のエネルギーフラックス (erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>) の変化。1.02 倍の太陽半径の場所での、磁束管の断面積  $A_c$  で規格化しています。青実線、青点線、黒実線は、それぞれ外向きアルフベン波、内向きアルフベン波、外向き音波を示しています。影を付けた領域は彩層です。

次に、コロナに目を移しましょう。最初はなかった音波が、徐々に生成されていることがわかります。これは、アルフベン波の磁気圧のムラ（非線形項）により、プラズマの縦方向の運動が励起されることが原因です<sup>\*19</sup>。この過程は、工藤哲洋、柴田一成<sup>31</sup>)や森安聡嗣ら<sup>32</sup>)により、太陽表面現象を説明するために調べられています。このようにして、表面から伝播してきたアルフベン波のエネルギーは、音波に受け渡されます。音波は圧縮性波動ですから、波頭の突っ立ちにより衝撃波を形成し、周囲のプラズマを加熱します。最終的に、始めにあったアルフベン波のエネルギーが、ガスの加熱に使われました。さらに、音波は密度

<sup>\*16</sup> われわれの1次元近似の下では、アルフベン波と速い磁気流体波動が縮退しているので、まとめてアルフベン波を呼ぶことにします。「音波」は、ここでは遅い磁気流体波動のことです。太陽風速度は、エントロピー波に対応します。

<sup>\*17</sup> 静水圧平衡の場合、圧力のスケール高は温度に比例します。

<sup>\*18</sup> これは、表面の乱流のエネルギーは、コロナ加熱、太陽風加速にあり余るほどであるため、かなりの部分が失われても問題がないためです。ちなみに、彩層は密度が高いため、彩層を加熱するにはコロナよりも多くのエネルギーが必要で、反射されたアルフベン波は、このような彩層加熱に寄与しています。

<sup>\*19</sup> 乗鞍コロナ観測所などの観測より、コロナ中を伝播する音波が発見されており<sup>30</sup>)、ここで述べたような過程との関連性について、今後調べる必要があります。

のムラですので、アルフベン速度にもムラを生じさせます。すると、彩層で起こったような、アルフベン波の反射を引き起こします。

音波による密度ムラが鏡の役目をして、外向きアルフベン波から、内向きアルフベン波を発生させるのです\*20。コロナ中で内向きアルフベン波が存在するのは、このような理由からです。アルフベン波の反射は、アルフベン波が外側に抜けていくまでに伝播する距離を長くします。長い距離伝播すれば、それだけ減衰も受けるわけですから、結果として反射は、加熱の効率を上げるように働きます。

図8は、コロナに透過してきたアルフベン波のうち、外側境界から出ていくものは1%以下しかなく、効果的にアルフベン波が減衰し、コロナ加熱と、太陽風加速が行われたことを示しています。

### 8. 高速風と低速風

アルフベン波の減衰は、違った種類の太陽風でも普遍的に働いているのでしょうか？最初に、太陽風には高速風と低速風という、2種類の種族があると述べました。もう一度特徴を表にまとめておきましょう(表1)。

速度、密度、コロナ温度の関係から、熱いところからどっしりと重いものがゆっくり吹いてきたのが低速風で、冷たい場所から軽いものがスカッと速く吹いてきたものが高速風であると言えます。また、名大太陽地球環境研究所の太陽風グループを中心とする観測グループの結果<sup>35)</sup>から、太陽風の速度は、磁束管の根元の光球磁場強度  $B_0$  と開き具合  $f_{max}$  の比が大きくなると、速くなる傾向があることもわかっています(詳細は文献5も参照)。また、低速風の根元の近くには、活動領域が存在することが多く、このような場合、擾乱の速度  $\delta v$  が若干大きくなるかもしれません。

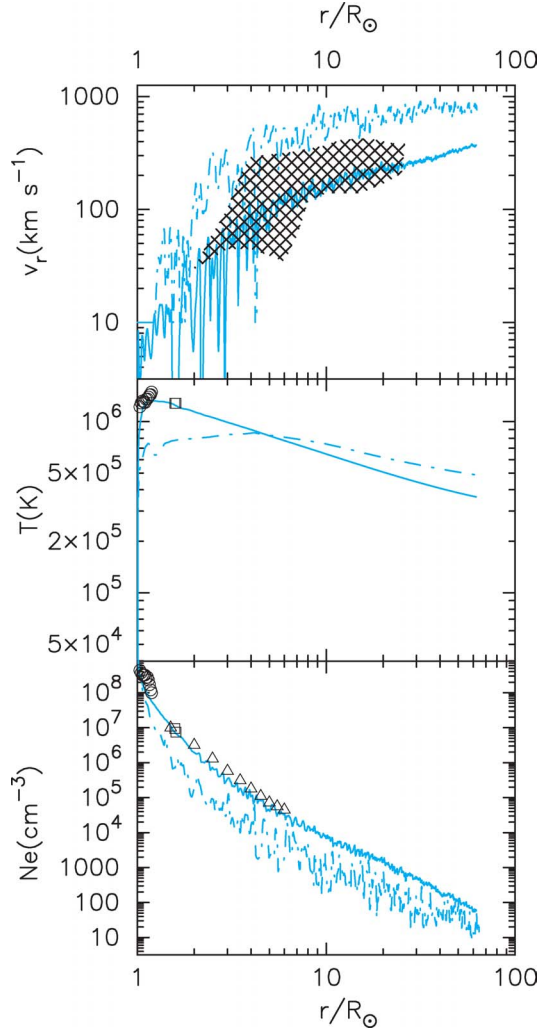


図9 高速風と低速風の結果の比較。三つのパネルは、上から太陽風速度  $v_r$  ( $\text{km s}^{-1}$ )、温度  $T$  (K)、電子密度  $N_e$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) です。実線と波線はそれぞれ低速風、及び、高速風のシミュレーション結果を示しています。観測値は低速風のもののみ示しています。(高速風のもののは、図5を参照下さい。) 観測データは以下にまとめます。(上): 影を付けた領域は、赤道域の太陽風速度の分布<sup>36)</sup>。(中): データ<sup>37)</sup>は電子温度、(下): 丸印と四角印<sup>37)</sup>、三角<sup>38)</sup>は SOHO 衛星の測定した電子密度。

\*20 3波共鳴である崩壊不安定<sup>33), 34)</sup>に対応します。

表1 高速風と低速風の比較.  $B_0$  は光球での磁束密度,  $f_{max}$  は磁束管の開き具合,  $\delta v$  は光球での擾乱振幅を示しています.  $B_0/f_{max}$  と  $\delta v$  の ( ) 内はシミュレーションで採用した値です.

	速度	密度	コロナ温度	流源	$B_0/f_{max}$	$\delta v$
高速風	大	小	小	極域	大 (161(G)/75)	小? (0.7 km/s)
低速風	小	大	大	中低緯度域	小 (322(G)/450)	大? (1.0 km/s)

以上を踏まえて、磁束管と擾乱振幅がいろいろな場合について、シミュレーションを行って見ました. 表中の ( ) 内のようなパラメーターを選んだ場合、高速風と低速風の観測値が、図9のように非常によく説明できます. これは、観測されている  $B_0$ ,  $f_{max}$ , および推測される  $\delta v$  の傾向とばっちり合っています.

高速風、低速風の違いを作るのに、特に重要なパラメーターは  $B_0/f_{max}$  です<sup>39)</sup>. ループ構造がなくなった十分外側の磁束管の磁束密度は、磁束の保存から  $B_0/f_{max}$  に比例します. 具体的には、約2倍の太陽半径より外側の磁場の強さは、ほぼ  $B_0/f_{max}$  で決っています.  $B_0/f_{max}$  が小さな磁束管では、波の振幅  $\delta B$  が同じでも、非線形度合  $\delta B/B$  は大きくなり、アルフベン波は速く減衰します. すると、表面に近い亜音速領域での加熱が相対的に増えるため、太陽風の速度を上げるのではなく、密度を上げることにより、質量流速 (密度×速度) を大きくするように作用します<sup>39)</sup>. 同時に、下層での加熱が大きいことにより、コロナ領域での温度も高くなります. つまり、アルフベン波の減衰場所が  $B_0/f_{max}$  によりコントロールされて、高速風と低速風の傾向を一挙に説明できてしまいます. 太陽風の多様性も、表面の3-5分振動で生成されたアルフベン波の非線形減衰という単一の過程で説明できうるのです\*21.

## 9. 消える太陽風

ここまでは、表面擾乱の振幅を観測で得られる程度のものでしてました. しかし、これが大きく違ったらどうなるのでしょうか? 特に、擾乱振幅が小さく、現実的な太陽風を駆動するエネルギーが十分ない場合、太陽風は超音速まで加速されることができのでしょうか? この話題は、現実の太陽風からは離れた、純粋に科学的な興味に基づくもの感じられるかもしれません. しかし、過去に太陽風の質量流速が、普段より約100倍小さくなったこともあり\*22, このような現象との関連を探るうえでも非常に面白い話題です.

そこで、表面の擾乱の振幅を  $\delta v = 0.3 - 1.4$  km/s 程度に変えて、太陽風がどのように変化するかを見てみました. 図10は、振幅が小さくなるにつれて、加熱が減ってコロナの温度が低くなることを示しています.  $\delta v = 0.3$  km/s の場合は、温度は20万度程度\*23となり、もはやコロナとは呼べないぐらい低温になっています. 温度が小さくなると、急激に熱伝導のフラックスは小さくなりますので (第6章を参照)、彩層蒸発によるコロナへの質量の供給が、急激に抑えられます. そして、コロナとそこから吹き出す太陽風の密度は、振幅の低下に伴い、急激に減少しているのがわかります. 振幅を4-5倍程度しか変えていないのに、コロナの密度と太陽風の質量流速は、1万倍程度変わって

\*21 ただし、他の過程を排除するものではありません.

\*22 1999年5月10-12日頃、地球近傍での太陽風密度が非常に小さくなり<sup>40)</sup>、「太陽風の消失イベント」など呼ばれたりしています.

\*23 第6章の議論から、20万度のガスは熱的に不安定ですが、現在の場合では密度が非常に小さいため熱伝導が効果的に効いています. そのため、20万度のガスが比較的安定に存在しています.

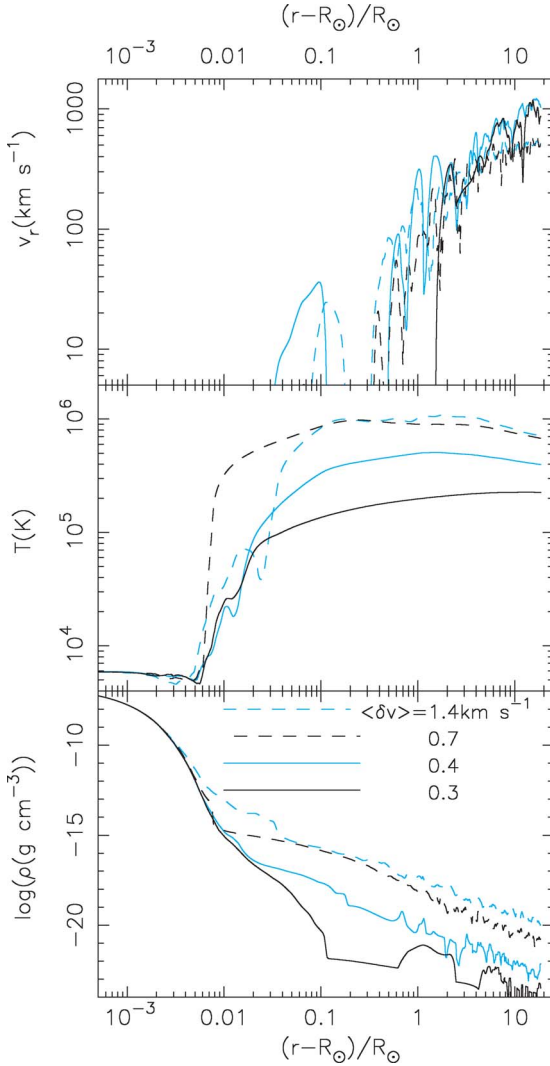


図10 光球付近の擾乱振幅  $\langle \delta v \rangle$  を変えた場合の、コロナ、太陽風の構造。三つのパネルは上から、太陽風速度  $v_r$  ( $\text{km s}^{-1}$ )、温度  $T$  (K)、 $\log$  スケールの密度  $\log [\rho$  ( $\text{g cm}^{-3}$ )] を表しています。黒実線、青実線、黒点線、青点線はそれぞれ、 $\langle \delta v \rangle = 0.3, 0.4, 0.7, 1.4$  ( $\text{km s}^{-1}$ ) の場合です。

います。しかし、振幅を小さくした場合でも、太陽風は超音速まで加速されています。これは、アルフベン波駆動型の太陽風（および恒星風）では、

最終的に超音速まで加速される遷音速解が普遍的に安定であり、注入されるエネルギーの変化は、太陽風の密度の変化のみにより調整されることを示しています。

太陽風の消失イベントとの関連を、もう少し見ておきましょう。シミュレーション結果は、質量流速の100倍程度の変化は、光球の擾乱が2-3倍変化すると説明できることを示しています。しかし、観測された消失イベントでは、太陽風の速度も小さくなっており、これはわれわれのシミュレーションでは説明できません。おそらく、地球近傍での太陽風を議論するには、地球まで伝播する過程での、隣り合う磁束管の間の相互作用（押し合いへし合い）を考えなくてはならないと推測されます。

### 10. 残された課題

本稿では、磁場構造の開いた領域において、コロナ加熱と太陽風加速は、表面对流層による、磁力線足元の擾乱の自然の結果であることを示しました。ただし、われわれのシミュレーションでは、1次元の磁力線上での磁気流体近似を用いていることに注意しなくてはなりません。上記の近似を行わない、3次元の電磁粒子シミュレーションを行えたとしても<sup>\*24</sup>、結果の大勢は変わらないと思われませんが、アルフベン波の減衰の状況に若干の修正が加えられる可能性はあります。

われわれのシミュレーションでは、アルフベン波からの非線形効果による音波の生成が、主な減衰過程でしたが、多次元の効果を見ると、磁力線に垂直方向の高周波数成分への乱流的なカスケードが重要になります<sup>41)</sup>。すると、高周波数の（波長の短い）波は、粘性や磁気拡散の効果を受けやすいですから、減衰が促進されると推測されます。また、カスケードにより0.001-0.01 Hz（周期が数分の振動に対応）の波から1万 Hz程度の波

\*24 現在の計算機パワーでは、太陽風を星表面からこのような取り扱いで解くことはおそらく無理です。

がうまく生成されると、コロナ中でイオンの Larmor 運動と共鳴し波が減衰します (イオンサイクロトロン共鳴)。この過程が、水素以外の重イオンの加熱に重要になるとの指摘もありますが<sup>42)</sup>、反論もあり<sup>43), 44)</sup>、状況は混沌としています。どの程度これらの過程が効果的なのかは、単純なオーダー評価などから見積もるのは困難であり、シミュレーションしてみないとわからないという側面があります。

ここで忘れてならないのは、詳細な観測の重要性です。非圧縮性波動であるアルフベン波は、密度変化を伴わないため、音波のように輝度の変化から伝播の様子を伺い知ることができません。したがってアルフベン波の直接検出には、磁場強度と速度の微妙な変化を測定しなくてはなりません。さらに伝播特性を知るために、光球からコロナへといくに従い、波の振幅がどう変わるかを観測的に決定することが重要です。2006年に打ち上げが予定されている Solar-B 衛星は、太陽表面の磁力線の微細構造の観測や、光球とコロナの同時観測ができ、アルフベン波の伝播の観測にも非常に適しています<sup>\*25</sup>。観測的に決定された波の伝播特性を、異なった減衰過程の予測と比較することで、具体的な加熱過程を決定できるはずで

すべての人が納得できる、コロナ加熱、太陽風加速の解答が出るのは、もうまもなくでしょう。

## 謝 辞

これまで所属していた京都大学天体核研究室の方々からは、有意義な議論、批判をいただき、たいへん感謝しています。また、京都大学花山天文台、国立天文台太陽天体プラズマ研究部、名古屋大学太陽地球環境研究所の太陽風グループの皆様にも、頻繁に議論に付き合ってくださいました。本研究を遂行するにあたり、日本学術振興会から特別研究員 PD として援助を受けています。ま

た、京都大学 21 世紀 COE プログラム「物理学の多様性と普遍性の探求拠点」から援助を受けています。

## 参 考 文 献

- 1) 八代誠司, 2005, 天文月報 98, 409
- 2) Burlaga L. F., Ness N. F., Acuña M. H., Lepping R. P., Connerney J. E. P., Stone E. C., McDonald F. B., 2005, Science 309, 2027
- 3) Parker E. N., 1958, ApJ 128, 664
- 4) Schwadron N. A., McComas D. J., 2003, ApJ 599, 1395
- 5) 鈴木 建, 2004, 天文月報 97, 276
- 6) 新田伸也, 2004, 天文月報 97, 107
- 7) Tsuneta S., Hara H., Shimizu T., Acton L. W., Strong K. T., Hudson H. S., Ogawara Y., 1992, PASJ 44, L63
- 8) Masuda S., Kosugi T., Hara H., Tsuneta S., Ogawara Y., 1994, Nat 371, 495
- 9) 勝川行雄, 2004, 天文月報 97, 571
- 10) Yamauchi Y., Moore R. L., Suess S. T., Wang H., Sakurai T., 2004, ApJ 605, 511
- 11) Banerjee D., Teriaca L., Doyle J. G., Wilhelm K., 1998, A&A 339, 208
- 12) Jacques S. A., 1977, ApJ 215 942
- 13) Suzuki T. K., 2002, ApJ 578, 598
- 14) Suzuki T. K., 2004, MNRAS 349, 1227
- 15) Sano T., Inutsuka S., 2006, in preparation
- 16) Suzuki T. K., Inutsuka S., 2005, ApJ 632, L49
- 17) Suzuki T. K., Inutsuka S., 2006, JGR, in press
- 18) Teriaca, L., Poletto, G., Romoli, M., Biessacker, D. A., 2003, ApJ 588, 566
- 19) Zangrilli L., Poletto G., Nicolosi P., Noci G., Romoli M., 2002, ApJ 574, 477
- 20) Kojima M., et al., 2004, JGR 109, A04103
- 21) Grall R. R., Coles W. A., Klinglesmith M. T., Breen, A. R., Williams P. J. S., Markkanen J., Esser R., 1996, Nature 379, 429
- 22) Habbal S. R., Esser R., Guhathakura M., Fisher R. R., 1995, Geophys. Res. Lett. 22, 1465
- 23) Fludra A., Del Zanna G., Bromage B. J. I., 1999, Space Sci. Rev. 87, 185
- 24) Wilhelm K., Marcsh E., Dwivedi B. N., Hassler D. M., Lemaire P., Gabriel A. H., Huber M. C. E., 1998, ApJ 500, 1023
- 25) Lamy P., et al., 1997, in Fifth SOHO Workshop, The

\*25 もちろん、磁場構造の閉じた領域での、磁力線のつなぎ換えの観測も重要です。

Corona and Solar Wind near Minimum Activity, ed. A. Wilson (ESA-SP 404; Noordwijk: ESA), p. 491

26) Esser R., Fineschi S., Dobrzycka D., Habbal S. R., Edgar R. J., Raymond J. C., Kohl J. L., Guhathakurta M., 1999, ApJ 510, L63

27) Canals A., Breesn A. R., Ofman L., Moran P. J., Fallows R. A., 2002, Ann. Geophys. 20, 1265

28) Landini M., Monsignori-Fossi B. C., 1990, A&AS 82, 229

29) Rosner R., Tucker W. H., Vaiana G. S., 1978, ApJ 220, 643

30) Sakurai T., Ichimoto K., Raju K. P., Singh J., 2002, Sol. Phys. 209, 265

31) Kudoh T., Shibata K., 1999, ApJ 514, 493

32) Moriyasu S., Kudoh T., Yokoyama T., Shibata K., 2004, ApJ 601, L107

33) Goldstein M. L., 1978, ApJ 219, 700

34) Terasawa T., Hoshino M., Sakai J. I., Hada T., 1986, JGR 91, 4171

35) Kojima M., Fujiki K., Hirano M., Tokumaru M., Ohmi T., Hakamada K., 2005, in The Sun and the heliosphere as an Integrated System, eds. G. Poletto and S. T. Suess (Kluwer Academic Publishers), p. 147

36) Sheeley N. R. Jr., et al., 1997, ApJ 484, 472

37) Parenti S., Bromage B. J. I., Poletto G., Noci G., Raymond J. C., Bromage G. E., 2000, A&A 363, 800

38) Hayes A. P., Vourlidas A., Howard R. A., 2001, ApJ 548, 1081

39) Suzuki, T. K., ApJL, in press (astro-ph/0602062)

40) Larmers H. J. G. L. M., Cassinelli J. P., 1999, Introduction to Stellar Winds (Cambridge University Press, Cambridge)

41) Le G., Russell C. T., Petrinec S. M., 2000, Geophys.

Res. Lett. 27, 1827

42) Goldreich P., Sridhar S., 1995, ApJ 438, 763

43) Kohl J. L., et al., 1998, ApJ 501, L127

44) Raouafi N.-E., Solanki S. K., 2004, A&A 427, 725

45) Hirayama T., 2005, Pre Print

**Why the Solar Wind Streams Out?**

**Takeru K. SUZUKI and Shu-ichiro INUTSUKA**

*Department of Physics, Kyoto University, Kitashirakawa-Oiwake-cho, Sakyo-ku, Kyoto 606-8502, Japan*

Abstract: The sun possesses the hot corona of which the temperature exceeds 1 million K above the cooler photosphere with temperature of about 6,000 K, and the hot solar wind streams out from there. Although it has been pointed out that magnetic field plays an important role in the formation of the corona and solar wind, it has not been solved how in the reality the coronal heating and solar wind acceleration are accomplished. By using numerical simulation, we have shown that the coronal heating and solar wind acceleration are natural consequence of the footpoint fluctuations of the magnetic field lines which originate from the surface convective layer. We also discuss an origin of the variety of solar winds and disappearance of solar winds.