

宇宙プラズマの波加熱

——太陽コロナの場合と銀河団の場合——

鈴木 建

〈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〉

(日本学術振興会特別研究員 PD)

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

恒星から銀河団に至るさまざまな大きさの天体において、高温のプラズマが存在することが知られています。私は、宇宙プラズマでの加熱、加速を担う過程の一つである、波動の減衰の研究を行ってきました。本稿では、まず太陽コロナにおける、波動減衰による加熱、加速過程を議論します。特に、高速太陽風と低速太陽風という2種類の太陽風の吹き分けを、異なったモードの波動減衰という観点から説明します。そして、藤田 裕、和田桂一両氏(国立天文台)との共同研究により、太陽で行った定式化を銀河団プラズマの加熱に応用し、波動加熱によりクーリングフローは効果的に抑制されうることを示します。

1. はじめに

宇宙のさまざまな天体において、温度が100万度、1,000万度を超える高温のプラズマが存在することが知られています。例えば身近なところでは、太陽外層には高温のコロナが存在し、そこからは高温プラズマが太陽風として吹き出しています。このようなコロナ-星風現象は、中小質量主系列星や進化初期の赤色巨星に共通の現象であることが判明しつつあります¹⁾。この恒星コロナ-恒星風現象の研究は、現代の恒星進化理論の不定性の一つである、星表面からの質量放出現象の理解に直結する重要課題です。さらに驚くべきことに、恒星になり損なった星である褐色矮星も、年齢の若いものからはX線の放射が観測されており²⁾、星周囲にコロナが存在することが示唆されています。また、原始星表面では大規模なフレアが発生し^{3), 4)}、主系列星よりも活発なコロナ活動

があることが、昨今のX線観測により知られるようになりました^{5), 6)}。これは、われわれの太陽の形成当初の表面活動が、現在より強かったことを暗示しています。このことは、惑星形成論における、原始惑星系円盤の太陽風による消失機構とも関連しており、興味深いことです。

ほかにも、ブラックホール近傍の降着円盤周囲に存在すると考えられる高温のコロナも、中心天体から吹き出すジェット形成に大きな役割を果たしていることが指摘されています⁷⁾。さらに、銀河団においてもバリオンガスの多くの部分が、数千万度を超える高温プラズマとして存在していることが知られています⁸⁾。

これらさまざまな天体の、高温プラズマに共通する未解明の問題として、いかにプラズマを高温に加熱するか、もしくは太陽、恒星風であれば加速するか、ということがあります⁹⁾。

この加熱、加速を担うものの一つとして、(磁

*1 銀河団の数千万度という値は、重力エネルギーの解放として説明されますが、中心部には何らかの加熱機構が必要です。詳しくは、天文月報2004年1月号⁸⁾参照。

気) 流体力学的波動が有力視されています。本稿では、最も近い恒星である太陽と、最も大きな天体である銀河団におけるプラズマの、波動による加熱、加速に関して、われわれがこれまでに得た結果を紹介します。

2. 太陽プラズマの加熱, 加速

2.1 太陽コロナ加熱

太陽光球の温度 6,000 度に対して、その上空に密度は小さいながらも温度が 100 万度を越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。このように、冷たい (!) 光球の上に温度が 2 桁以上も高いガスが存在することは、非常に不思議であり、これまでさまざまな加熱機構が考えられてきました。図 1 は、光球からコロナまでの平均的な温度分布とエネルギー輸送の状況を、概略的に示したものです。光球のすぐ上には光球より若干温度の低い彩層が存在しますが、2~3,000 km 上空^{*2}に温度が急上昇する幾何学的に薄い遷移層があります。遷移層では圧力平衡が成り立つため、温度の上昇に見合うよう密度は急激に小さくなります。そのさらに上空は高温、低密度のコロナとなっています。

図 1 に示すとおり、コロナからのエネルギー損失は、主に三つのタイプに分けることができます。一つめは、プラズマが運動エネルギーをもち、太陽風として吹き出していくことによる断熱的な損失。二つめは、下部コロナから遷移層への温度勾配に沿う、下方への熱伝導による損失。三つめは、輻射冷却による損失です。これら三つのタイプのエネルギー損失の合計は、観測的に見積もることができ、太陽活動の活発な活動領域では $10^7 \text{ erg/cm}^2 \text{ s}$ 程度、それ以外の静穏領域や、コロナホールでは $10^{5.5-6} \text{ erg/cm}^2 \text{ s}$ 程度となっています⁹⁾。ちなみに、太陽の光量は約 $7 \times 10^{10} \text{ erg/cm}^2 \text{ s}$ です。このエネルギー損失に見合うよう、何らか

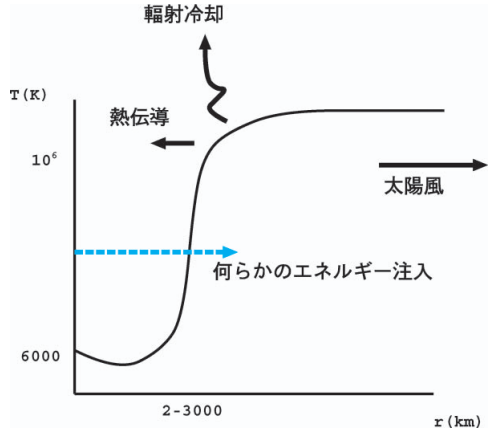


図 1 光球-コロナの温度分布と、エネルギー輸送の概略。横軸、縦軸のスケールは厳密ではありません。

のエネルギー供給をしてやる必要がありますが、このエネルギーのおおもとは、光球直下の表面对流層に起因する、乱流運動にあると考えられています。この乱流運動のエネルギーは、光球の密度、音速、および、典型的な速度分散から $10^{8-9} \text{ erg/cm}^2 \text{ s}$ 程度と見積もることができます。したがって、活動領域でも乱流運動の数%, それ以外の領域では 0.1~1% 程度を引き出すことができれば、コロナを加熱することができるわけです。しかし、エネルギーを光球のすぐ上で直接熱として与えてしまえば、彩層で輻射として逃げてしまうだけで、どうしようもありません。重要なことは、乱流のエネルギーを熱化させずにいかに上空のコロナまで運び、「適所に適量だけ」熱化させるかということです。「適所に適量だけ」と書いたのは、エネルギー供給が光球上空数千 km の場所から、太陽半径の 10 倍、20 倍の領域（太陽半径は約 70 万 km）までじわじわと続くことが、観測的に要請されるからです。このことを理論的に明快に説明することが困難であり、その結果、コロナ加熱が永らく未解明重要課題として残ってしまってい

*2 これはあくまで典型的な値で、場所ごとにかなり違うと考えられています。

ると、私は考えています。

乱流のエネルギーを抜き取った上で、コロナ内の適所でエネルギーを供給する機構として、大きく二つの過程が考えられています。一つは、光球直下の乱流運動がさまざまなモードの波動を励起し、上空まで波が伝わった後、減衰しコロナにエネルギーを供給するという過程です。もう一つは、乱流のエネルギーをいったん磁力線に蓄えた後に、磁力線のつなぎ換えにより上空で磁気エネルギーを解放¹⁰⁾することにより、コロナへエネルギーを供給する過程で、主にフレア現象¹¹⁾として観測されます。本稿では、波動加熱についての研究結果を紹介しますが、これは磁力線のつなぎ換え過程と完全に無関係というわけではありません。というのは、二つの過程は完全に独立ではなく、磁力線のつなぎ換えをきっかけとして磁気ループが振動し、光球よりもかなり上空で波動を生成させる過程^{12), 13)}も存在するからです。特に、小スケールのフレア現象¹⁴⁾は、1発ごとのエネルギー解放は小さいですが、多く発生するため、エネルギー供給の総和には、大きなフレアより卓越できる可能性があります。このような小フレアによる波動生成過程がどの程度有効なのかは、今後明らかにすべき(したい)問題です。

2.2 太陽風加速

太陽風加速は、言うまでもなくコロナ加熱と密接に関連しています。高温のコロナは、それ自体外向きのガス圧が大きく、太陽風を加速しえます。また、波動減衰、磁力線のつなぎ換えのどちらの過程も、エネルギーだけでなく運動量も輸送し、プラズマを直接加速可能です。本来、太陽風加速は、コロナ加熱と同時に議論されるべきでしょう。

太陽活動 11 年周期のうち活動が弱い時期の太陽風には、高速太陽風と低速太陽風と呼ばれる二つの異なった種族が、かなり良いコントラストを

もって存在することが知られています¹⁵⁾。高速太陽風は、極域の磁場構造の開いたコロナホールと呼ばれる領域から主に吹いていることが分かっており、地球近傍での速度は 700 km/s 程度以上、密度は 3 (cm⁻³) 程度です。対して、低速太陽風は中低緯度地帯からきていると考えられ、地球近傍での速度は 300~500 km/s、密度は高速風より高く 7 (cm⁻³) 程度となります。密度の違いはコロナ領域でも現れており、中低緯度コロナは、極域のコロナホールよりも数倍密度が高いことが観測されています(後出の図 4 の上のパネルを参照)。スカスカのものが高速まで加速されるのが高速風で、ドッシリとしたものがゆっくり加速されるのが低速風というイメージでしょうか。また、中低緯度の太陽表面は閉じた磁場構造の領域が大きな割合を占めますが、閉じた磁気ループが間欠的に開くことにより放出されるものと、残りの開いた磁場構造の領域から吹いてくるものの、どちらが低速風に卓越的なのかは、まだよく分かっていません。本稿では、コロナホールからの高速太陽風と、中低緯度の開いた領域からの低速太陽風の加速を取り上げます。

2.3 波動減衰による加熱、加速

一口に波動と言っても、どのような取り扱いを行うかによって、現れる波動が変わってきます。流体力学的波動は音波だけですが*3、磁気流体力学ではアルフベン波、速い波、遅い波の 3 種類の波動、運動論まで考えるとさらに多くの波動が存在します。太陽コロナでは磁気圧のほうがガス圧よりも大きいので、磁場の効果を考えることは必須となりますので、以後磁気流体近似に基づき議論していきます。磁気圧が卓越するプラズマにおいて、磁力線方向に伝わる磁気流体力学的波動は、二つに分けることができます。一つは縦波である遅い波で、音速で伝播し、本質的に音波と考えて良いので、以後しばしば音波と呼びます。

*3 厳密にはエントロピー波もありますが、「つまらない解」として省略します。

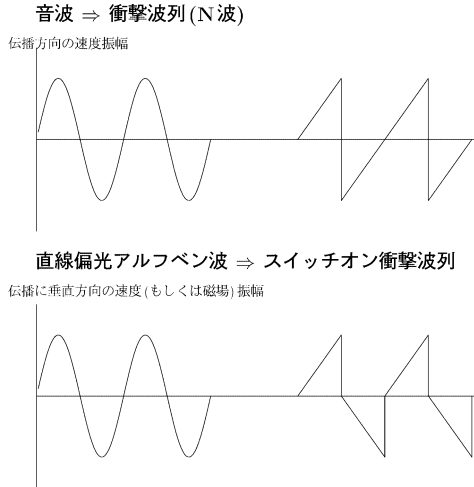


図 2 (上): 音波の突っ立ち³¹⁾により, N 波 (衝撃波列) へ. 横軸は位置, 縦軸は伝播方向の速度振幅.
 (下): 直線偏光アルフベン波が突っ立ちにより, スイッチオン衝撃波列²²⁾に. 縦軸は, 伝播に垂直方向の速度, もしくは, 磁場振幅.

もう一つは速い波とアルフベン波が縮退した横波で, アルフベン速度で伝播します.

太陽大気では, 上方にいくに従い密度が急激に減少するので, 上方へ伝わる音波はエネルギーフラックスを保つべく, 振幅が増大します. その結果, 図 2 上にあるような波頭の突っ立ちが促進され, やがて衝撃波列 (その形から N 波と呼ばれる) を形成します. この衝撃波による波の減衰は非常に効果的です. したがって, 光球付近で乱流運動により励起された音波は, 彩層内で減衰しコロナに行き着くことはできず¹⁶⁾, これまで音波はコロナ加熱には重要ではないと考えられていました. しかし, 磁気ループの振動により, 上空のコロナで音波が生成される可能性が指摘され¹²⁾, 実際にコロナ内で伝播する音波が発見されました^{17), 18)}, *4. このような上空で生成された音波に

よるコロナ加熱を定量的に評価し, 上部コロナ加熱, 太陽風加速には寄与が小さいものの, 下部コロナを十分に加熱可能という結果を得ました¹⁹⁾.

一方, 横波は音波と異なり, 基本的に非圧縮性波動なので, 波形の崩れが発生しにくく, 音波よりも減衰は遅くなります. その分上部コロナ加熱, 太陽風加速に寄与可能であるため, いろいろな過程が調査されてきました. それぞれの減衰過程に立ち入ることは詳細すぎるので行いませんが, 最近注目されている減衰機構である, 高周波のアルフベン波 (コロナ内で 1 万 Hz 程度) のイオンサイクロトロン共鳴^{*5}についてのみ, 簡単に触れておきます. この過程では, 質量/電荷比に比例してイオンごとに共鳴振動数が異なるため, 陽子よりも, 2 階電離したヘリウム, 5 階電離した酸素等の重いイオンが選択的に加熱される傾向にあります. また, 磁場に垂直方向の温度 (速度分散) が, 平行方向より大きくなるという特徴もあります²⁰⁾. これらの傾向が, 極域のコロナホール上空で観測され²¹⁾, イオンサイクロトロン減衰過程が注目を浴びました. イオンサイクロトロン共鳴は, 重いイオンの加熱には確かに効果的であると思われます. しかし, 陽子, 電子の共鳴周波数は重いイオンより大きく, そのような周波数をもつ波は, 重いイオンによりすでに吸収されていると推測されるため, プラズマの根幹をなす陽子, 電子の加熱に関しては, この過程が卓越的に効くのかどうか疑問が残ります. これはあくまでも個人的見解ですが, 陽子, 電子の加熱には, 横波の減衰に関してほかの過程を考える必要があると私は考えています.

そこで私は, Hollweg²²⁾ により提案された, 直線偏光アルフベン波の衝撃波列形成過程に注目しました. 直線偏光したアルフベン波では, 波の位

*4 観測された音波のエネルギーフラックスは, コロナ加熱に必要な量より小さいものでした. ただし, 観測されるのは視線方向の積分量なので, この部分の不定性があり, 実際のコロナにはもっと大きなエネルギーの音波が存在する可能性は否定できません.

*5 この過程は磁気流体的取り扱いではなく, 運動論的取り扱いにより出てくるものです.

相により磁気圧が異なり、位相速度も異なってきます。波の山と谷の部分の位相速度がほかに速いため、図2下のように波の突っ立ちが音波の場合と同じく発生し、1波長につき2個の衝撃波を形成します。衝撃波面を上流から下流にいくに従い、もとの磁力線に垂直方向の磁場振幅が0から有限の値に「スイッチオン」されるため、この衝撃波は速い衝撃波^{*6}の一種である、スイッチオン衝撃波と呼ばれています。スイッチオン衝撃波では磁場を生成する分だけ、波の散逸の指標であるエントロピー生成が、流体力学的衝撃波より小さくなります。その結果、スイッチオン衝撃波列の減衰はN波より遅く、外部コロナ加熱、太陽風加速に寄与できると考えられます。このスイッチオン衝撃波列過程は、コロナ加熱と太陽風加速に寄与可能と推測されていたものの、定量的議論はこれまでなされていませんでした。そこで私は、以下に述べるような方法で、N波と同時にスイッチオン衝撃波列の伝播を、プラズマでの運動量、エネルギー輸送過程と首尾一貫して扱えるモデルを構築し、コロナ加熱と太陽風加速の定量的評価を行いました²³⁾。

2.4 モデルと結果

太陽表面で励起された、音波と直線偏光アルフベン波が突っ立ち、それぞれN波とスイッチオン衝撃波列として、開いた磁力線内を上方に伝わる状況を考えます(図3)。このモデルでは、波の生成機構を特定しませんが、音波は磁気ループ振動によりコロナ内で励起されたものを念頭に置き、直線偏光アルフベン波は磁気ループ振動、ならびに、表面の乱流運動で励起されたものを念頭に置いています。座標系は球座標の動径方向1次元を考えますが、コロナ内の1~2倍の太陽半径の領域で、急速に磁束管が開く効果を考慮できるよう修正を加えたものを用います(図3)。太陽表面、特に中低緯度領域では、閉じた磁場領域が大

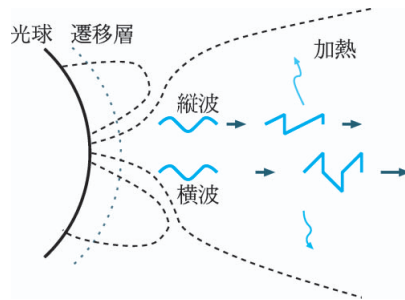


図3 太陽風モデルの概略。破線は磁束管を、点線は遷移層を表します。太陽光球の一部は閉じた磁束管に占められるので、開いた磁束管は $1/r^2$ よりも急激に開きます。この開いた磁束管を縦波、横波が衝撃波列となって伝播します。

半を占めていますが、2~3倍の太陽半径の領域では、磁場構造は基本的に開いていることが知られています。これは、流束管が球対称的なものよりも大きく開いていることを意味しており、観測値との比較を議論するときに、この効果を考慮することは必要です。

磁気流体近似を用いますが、プラズマは1成分ではなく、陽子と電子の2成分の流体からなると仮定します。ここでは、衝撃波列の伝播を直接取り扱うのではなく、定常近似の下、平均的な振幅の変化を考えることにします。このとき、波長は、音速、あるいは、アルフベン速度が変化するスケールより十分小さいという近似を用います(WKB近似)。すると、振幅の変化は、プラズマの密度、温度、速度等の物理量の関数として、うまく表すことができます^{19), 23)}。この振幅の変化の式を、質量、運動量、エネルギー保存の式とともに解きます。このとき、波列とプラズマ間の運動量、エネルギー輸送(波加速と波加熱)には、反作用を考慮した完全な取り扱いを行います。

計算領域は遷移層底から1AUまでとし、遷音速解の仮定と適切な境界条件を与えると、コロナ、太陽風構造が一意に決定できます。与えるパ

*6 速い衝撃波では、衝撃波面の通過により、磁場が強められるという特徴があります。逆に、遅い衝撃波では、磁場が弱められるという性質があります。

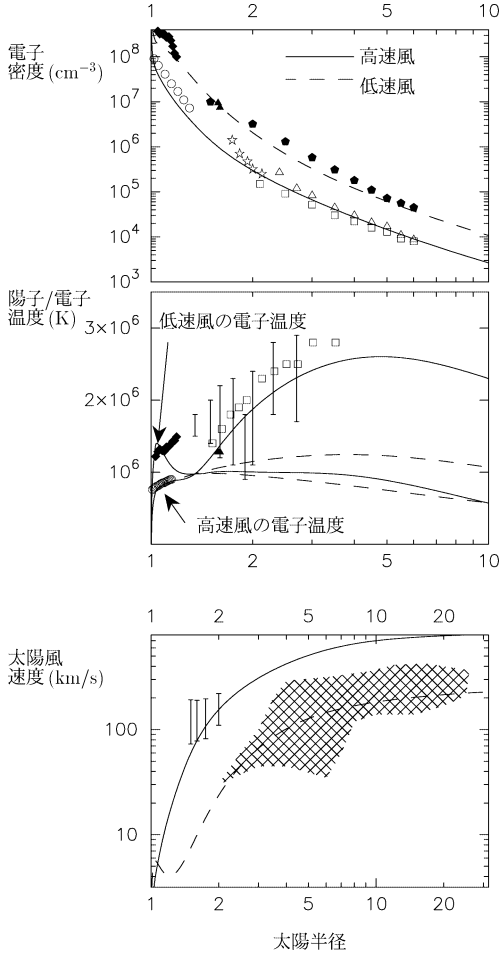


図 4 モデル計算の結果と、観測値の比較。上のパネルは電子密度分布，中央は陽子および電子温度，下は太陽風速度。実線が、高速風モデルの結果で、破線が低速風モデルの結果を表します。また、どちらのモデルでも、陽子温度の方が電子温度より高くなっています。密度、温度の観測値は、白抜きが極域のコロナホール（高速風領域^{32)~37)}、中埋めが中低緯度コロナ（低速風領域^{38), 39)} のものです。太陽風速度で、影を付けた領域は、低速風の観測⁴⁰⁾、エラーバー付きのデータは高速風の観測³³⁾。

ラメーターは、縦波（音波→N波）のエネルギーフラックスと周期，横波（直線偏光アルフベン波→スイッチオン衝撃波列）のエネルギーフラックスと周期，遷移層底の磁場の強さ，および、磁束

管の開き具合の六つです。が、周期に関する依存性は、よく観測されている0.5~5分程度のものを考える場合には、それほど強くないことが分かりましたので、今回は横波，縦波両方とも周期2分の波をすることにします。したがって、調整すべきパラメーターは四つとなります。なお、周期に対する依存性が弱くなること理由は、次のように考えることができます。周期の短い波列は、単位長さ当たりによく多くの衝撃波があるため、速く減衰します。しかし、減衰により衝撃波強度（マッハ数）が小さくなると、さらなる減衰は抑えられます。このような自己調節機能により、周期に対する依存性はそれほど大きくありません。

図4は高速/低速太陽風領域のモデル計算の結果を、観測値と比較したものです。モデル計算は、観測値の傾向を、よく再現していることが分かります。唯一、低速太陽風の温度が、観測よりも低くなってしまっていますが、これについては後で議論します。賢明な読者の方なら、パラメーターが四つもあれば、観測と合わせられるのは当然だろう、という至極ごもっともなご指摘をなさる方もいらっしゃるでしょう。そこで次に重要となるのが、選んだパラメーターの物理的意味です。これについて、2種類の太陽風の吹き分けという観点から議論します。

2.5 高速/低速太陽風の吹き分け

表1は、高速/低速太陽風モデルで選んだ、四つのパラメーターを表しています。表から、低速太陽風では非常に大きな縦波（音波）の注入が必要であることが分かります。音波は、下部コロナで減衰するため、先に述べた三つのタイプのエネルギー損失のうち、大部分が下方への熱伝導へと向かいます（図1, 2.1章）。しかしこのエネルギーも、結局は遷移層で輻射として逃がさなくてはなりません。輻射冷却を増加させるには、密度を上げることが必要です。別の言い方をすると、下部コロナでの多量のエネルギー注入は、より密度の高い彩層のほうまで、コロナが侵食できるという

表 1 高速太陽風, 低速太陽風モデルに採用したパラメーター. 四つのパラメーターはそれぞれ, 横波のエネルギーフラックス, 縦波のエネルギーフラックス, 遷移層底の磁場強度 (B_0), 磁束管の開き具合 (f_{max}). $f_{max}=1$ は遷移層底部で磁場構造がすべて開いている場合, $f_{max}=8$ は 1/8 のみ開いている場合に対応しています.

モデル	横波 (erg cm ⁻² s ⁻¹)	縦波 (erg cm ⁻² s ⁻¹)	B_0 (G)	f_{max}
高速風	2.4×10^5	0.36×10^5	2	1
低速風	4.4×10^5	7.2×10^5	10	8

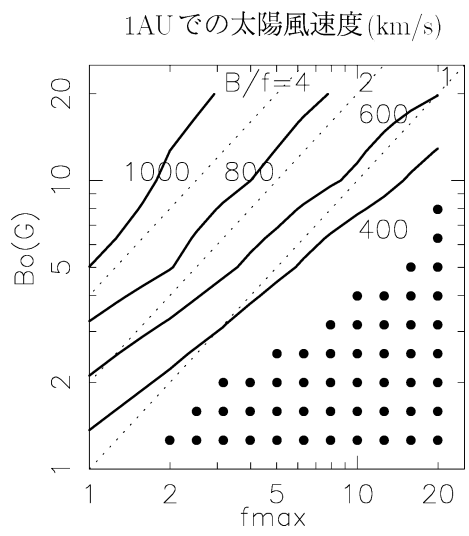


図 5 磁束管の開き具合 (f_{max}), 遷移層底部の磁場の強さ (B_0) と, 1 AU での太陽風速度 (実線, 数値の単位は km/s) の関係. 点線は, B_0/f_{max} =一定の線. なお, 黒丸は 1 AU 付近の温度が低温となり過ぎ, 太陽風構造が決定できなかったモデル. 太陽風速度が, B_0/f_{max} =一定の線とほぼ平行であることから, B_0/f_{max} が太陽風速度を決める良い指標となっていることが分かります.

ことです. すなわち, 音波の注入は遷移層の密度を上げ, それに引きずられるようにして, コロナの密度も高くなり, 密度の高い低速太陽風を説明できるのです. また結果は, 低速太陽風領域での輻射強度が, 高速太陽風領域より 1 桁程度大きいことを予想しますが²³⁾, これも, 中低緯度の静穏領域の輻射強度が, 極域のコロナホールより 1 桁程度大きいという傾向⁹⁾と, 一致しています.

対して, 高速太陽風では密度が小さいため, 縦波の注入は少量でよく, 相対的に横波の役割が重要となっています. 横波の減衰は遅いので, より多くの運動量を, 亜音速 (太陽風速度が音速より遅い) 領域ではなく, 超音速 (音速より速い) 領域で供給できます. 解いている運動量保存の式は, いわゆるラバール管の式と同じですが, 亜音速領域での運動量供給は流速 (密度×速度) を上げ, 超音速領域での供給は速度のみを上げという関係があります. したがって, 横波を相対的に多く注入することにより, 密度を上げずに, 太陽風を効果的に加速することができるのです.

遷移層底部の磁場強度と, 磁束管の開き具合についても, 2 種類の太陽風は異なった傾向を示しています. ここでまず注目したいのは, B_0/f_{max} という値です. 高速風のモデルではこの値が 2 で, 低速風では約 1 と, かなり違っていることが分かります. 磁場の保存を考えると, 磁束管が開き切る 2 倍の太陽半径より外側の場所 r , 磁場の強さ B に対して, $Br^2f_{max} = B_0R_{\odot}^2$ (R_{\odot} は太陽半径) という式が成り立ち, ここから, 磁場の強さ B は B_0/f_{max} に比例することが分かります. すなわち, B_0/f_{max} は, 上部コロナの磁場の強さを決める値となります. 同じエネルギーフラックスをもつスイッチオン衝撃波列を考えたとき, 衝撃波強度 (アルフベンマッハ数) は磁場が強いほど小さく, 衝撃波列の減衰は遅くなります. すなわち, 大きな B_0/f_{max} を採用すると, 横波の減衰は遅くなり, より多くの運動量が超音速領域で供給されることとなります. 後は上の議論と同じで, B_0/f_{max}

f_{\max} の値が大きな磁束管ほど、太陽風速度が大きくなる傾向になることが示せます(図5)。面白いことに、この傾向は名古屋大学太陽地球環境研究所の太陽風グループの最近の観測結果²⁴⁾でも得られており、衝撃波列の減衰機構が、実際の太陽風でも卓越的に効いていることを間接的に示しているのかもしれませんが(ただし、他の加熱、加速過程で、この傾向を説明できるものがある可能性は否定できません)。

また、低速太陽風モデルでは、磁束管の開き具合のパラメーターとして8—すなわち領域の1/8のみ磁場構造が開いている—という大きな値を採用しましたが、これも中低緯度コロナでは大部分が閉じた磁場構造となっているという傾向と、定性的に一致しています。またこのモデルに基づくと、低速太陽風の下部(太陽半径の2倍程度以下)は、閉じた磁気ループに囲まれていることとなります。閉じた磁束管とのつなぎ換えなどの相互作用により、さらに多くのエネルギー解放、上空での波動の励起があっても不自然ではないように思えます。このようなことが、図4の低速太陽風領域の温度を上げ、観測とより良い一致を示すようにできるかもしれません。

3. 銀河団加熱への応用

2002年末、当時所属していた国立天文台理論天文学研究系のセミナーで、波動減衰による太陽コロナ加熱、太陽風加速の話をしました。聴衆の中には、銀河団の専門家である藤田 裕氏(国立天文台)がおり、波加熱の過程が銀河団加熱に応用可能だろうという提案がありました。天文月報2004年1月の記事⁸⁾にあるように、銀河団業界は「クーリングフロー学説の終焉」という一大転換期にあるようで、皆クーリングフローを抑制するための、新たな加熱源を探している最中であるようです。現在この加熱源として、中心のcD銀河

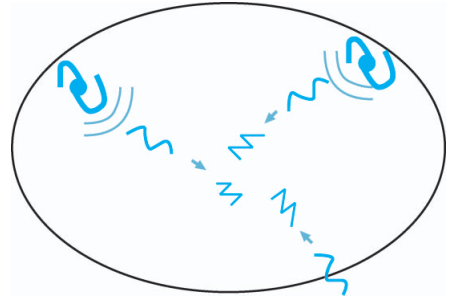


図6 銀河団加熱のわれわれのシナリオ。銀河や暗黒物質の塊の運動により、乱流が発生します(詳細は本文参照)。

に存在するであろう巨大ブラックホールからの加熱²⁵⁾と、外部からの熱伝導²⁶⁾という二つの過程が盛んに議論されていますが、どちらもそれぞれ問題を抱えている状況にあります。さまざまな議論の末、銀河団加熱に効く非常に自然な過程として、次のようなシナリオを考え出しました²⁷⁾(図6)。

銀河団外縁部では、銀河団内の銀河やそれに付随する暗黒物質の運動、および、他の銀河団との相互作用などにより、乱流運動が至る所で励起されているはずである。太陽表面の乱流運動がさまざまな波を励起するように、銀河団内の乱流運動によっても、いろいろな波動が生成されていてもおかしくない。銀河団が太陽コロナと違う点は、ガス圧の方が磁気圧より大きいというところだ。これは、音波がアルフベン波などの磁気的な波動よりも、重要な役割を果たすことを推測させる。生成された音波^{*7)}はいろいろな方向に伝播するだろうが、幾何学的効果により中心部に多くの音波が集中するだろう。さらに、銀河団中心部の温度が外部より若干低い場合、音速の勾配による音波の屈折が生じ、これも音波を中心に集中させるであろう。当然、音波は衝撃波を形成しN波になり、銀河団中心部を加熱可能であろう。

*7 厳密には、磁気圧よりガス圧が大きいプラズマでの、磁気流体力学的速い波。

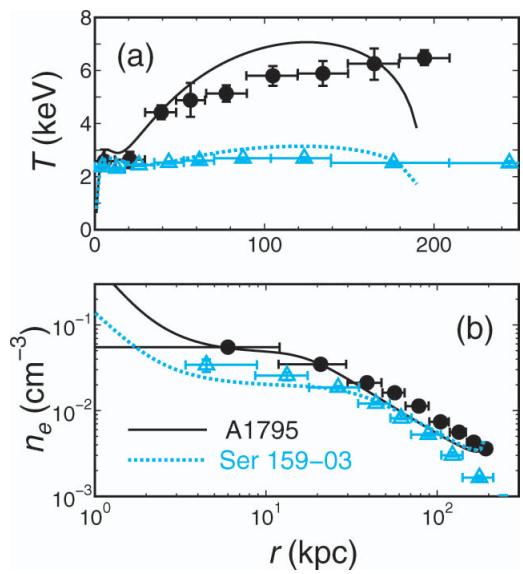


図7 銀河団 Abell 1795 と Ser 159-03 におけるモデル計算と、観測^{(40), (41)}の比較。

これはいけそうだということで、太陽コロナでの縦波（音波→N波）伝播の式を、銀河団用に修正し、銀河団プラズマの加熱、そしてクーリングフローの抑制の可能性を調べました。音波としては、外縁部での振幅が音速の1~2割程度、周期が銀河団コアの力学時間程度のものを与え、Abell 1795 と Ser 159-03 という銀河団についての計算を行いました。どちらの銀河団においても、XMM-Newton や Chandra 衛星の観測以前に、「クーリングフロー学説」に基づき信じられていた大きな質量流入率ではなく、その1/10程度の流入率で密度分布や温度分布の観測を再現できるという結果を得ました（図7）。すなわち、この過程はクーリングフローを十分抑制可能ということです。ちなみに、Abell 1795 で用いた質量流入率は、最近のXMM-Newtonによる観測結果⁽²⁸⁾と矛盾しないものとなっています。さらに、和田桂一氏（国立天文台）の協力の下、非定常計算も行い

ましたが、音波の突っ立ちによる衝撃波列形成、結果としての加熱が起こり、上記の結果がほぼ再現されることが確認されました。余談ですが、世界標準となった単語「Tsunami」にあやかって、このアイデアが世界標準となることを願い、論文には「銀河団の津波」と名づけました^{*8}。面白いことに、このシナリオをそのまま見たかのような観測が出てきました。藤田氏らはXMM-NewtonとChandraにより銀河団Abell 133を観測し⁽²⁹⁾、銀河団中心から離れたところにある弱い衝撃波らしき波面を発見しました。この弱い衝撃波は、中心の活動銀河核起源では説明が困難で、外部で生成された音波が、伝播してきたものであろうと推測されています。

4. おわりに

本稿では、太陽コロナと、銀河団プラズマでの加熱加速機構として、波動の衝撃波形成による散逸という過程を取り上げました。この過程は、どちらの天体でも観測の傾向を説明可能ですが、これはほかの過程を否定したわけではありません。波動の減衰過程は他にもいろいろありますが、それぞれの過程をまず一つひとつ詳しく調査し、比較検討することが重要だと思います^{*9}。また、プラズマ加熱には、波動減衰とは別に磁力線のつなぎ換え過程も存在します。磁力線のつなぎ換えは、波動加熱と対立する過程と見なされていることもあります。両者は対立するのではなく、協力する場合も多々あるということを描きおきたいと思います。磁力線のつなぎ換えにより磁束管が振動し、波動を励起する場合もあれば、波動が磁力線のつなぎ換えを誘発する場合もあると考えられるからです。太陽コロナでも、銀河団でも⁽²⁹⁾、このようなことが頻繁に起こり、加熱に重要な役割を果たしているのではないかと想像され

*8 われわれが考えているのは音波で、津波は重力波ですので、厳密には正しくありません。
 *9 現在、京都大学の犬塚氏、大阪大学の佐野氏との協力の下、非定常シミュレーションにより、他の波動減衰過程の研究を始めました。乞うご期待。

ます。

この研究を通して、「素過程を抑えた上で、他分野の話に耳を傾ける」ことの重要性を認識しました。太陽コロナの知識が、そのまま銀河団に応用できたことには、われながら目から鱗が落ちました。そして何とんでも、「宇宙プラズマの実験室としての太陽コロナ」の重要性も再認識しました。宇宙の中で、太陽ほど詳細に観測されている天体はないので、太陽で修行を積んだ研究は、他の天体に即応用可能になるという強みがあるような気がします。2年後には太陽観測衛星 Solar-B の打ち上げも予定されています。Solar-B により、プラズマの素過程がもっと手に取るように分かってくるんだろうと想像すると、非常に楽しみです。

謝 辞

現在所属する京都大学天体核研究室の方々、以前所属していた国立天文台理論天文学研究系の方々には、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、国立天文台太陽物理学研究系、京都大学花山天文台を中心とする太陽グループ、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も、議論にお付き合い下さり、ありがとうございました。藤田 裕氏には、共同研究者として、また、本稿の校正においてもお世話になりました。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 DC2, 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) Ayres T. R., 2000, *Solar Phys.* 193, 273
- 2) Tsuboi Y., Maeda Y., Feigelson E. D., Garmire G. P., Chartas G., Mori K., Pravdo S. H., 2003, *ApJL* 587, L51
- 3) Imanishi K., Nakajima H., Tsujimoto M., Koyama K., Tsuboi Y., 2003, *PASJ* 55, 653
- 4) Shibata K., Yokoyama T., 1999, *ApJL* 526, L49
- 5) Tsuboi Y., Koyama K., Hamaguchi K., Tatematsu K., Sekimoto Y., Bally J., Reipurth B., 2001, *ApJ* 554, 734
- 6) Tsujimoto M., Koyama K., Tsuboi Y., Goto M., Kobayashi N., 2002, *ApJ* 566, 974
- 7) Kato Y., Mineshige S., Shibata K., 2004, *ApJ* in press (astro-ph/0307306)
- 8) 牧島一夫, 池辺 靖 2004, *天文月報* 97, 6
- 9) Golub L., Pasachoff J. M., 1999, *Solar Corona* (Cambridge), 第 1 章
- 10) Yokoyama T., Shibata K. 1995, *Nature* 375, 42
- 11) Tsuneta S., et al., 1992, *PASJ* 44, L63
- 12) Sturrock P. A., 1999, *ApJ* 521, 451
- 13) Miyagoshi T., Yokoyama T., Shimojo M., 2004, *PASJ* 56, 207
- 14) Katsukawa Y., Tsuneta S., 2001, *ApJ* 557, 343
- 15) Kojima M., Fujiki K., Ohmi M., Tokumaru M., Yokobe A., Hakamada K., 2001, *JGR* 106, 15677
- 16) Stein R. F., Schwartz R. A., 1972, *ApJ* 177, 807
- 17) O'Shea E., Muglach K., Fleck B., 2002, *A&A* 387, 642
- 18) Sakurai T., Ichimoto K., Raju K. P., Singh J., 2002, *Sol. Phys.* 209, 265
- 19) Suzuki T. K., 2002, *ApJ* 578, 598
- 20) Cranmer S. R., Field G. B., Kohl J. L., 1999, *ApJ* 518, 937
- 21) Kohl J. L., et al., 1998, *ApJL* 501, L127
- 22) Hollweg J. V., 1982, *ApJ* 254, 806
- 23) Suzuki T. K., 2004, *MNRAS* in press (astro-ph/0312573)
- 24) Hirano M., Kojima M., Tokumaru M., Fujiki K., Ohmi T., Yamashita M., Hakamada K., Hayashi K., 2003, *Eos Trans. AGU* 84(46), Fall Meet. Suppl., Abstract SH21B-0164
- 25) Tucker W. H., Rosner R., 1983, *ApJ* 267, 547
- 26) Takahara M., Takahara F., 1979, *Porg. Theor. Phys.* 62, 1253
- 27) Fujita Y., Suzuki T. K., Wada K., 2004, *ApJ* 600, 650
- 28) Tamura T., et al., 2001, *A&A* 365, L87
- 29) Fujita Y., et al. 2004, submitted to *ApJ*
- 30) Makishima K., et al., 2001, *PASJ* 53, 401
- 31) ランダウ, リフシッツ流体力学 (東京図書)
- 32) Wilhelm K., Marsch E., Dwivedi B. N., Hassler D. M., Lemaire P., Gabriel A. H., Huber M. C. E., 1998, *ApJ* 500, 1023

33) Teriaca L., Poletto G., Romoli M., Biesecker D. A., 2003, ApJ 588, 566

34) Lamy P., Quemerais E., Liebaria A., Bout M., Howard R., Schwenn R., Simnett G., 1997 in Fifth SOHO Workshop, The Corona and Solar Wind near Minimum Activity, ed. A. Wilson (ESA-SP 404; Noordwijk: ESA), 491

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

36) Fludra A., Del Zanna G., Bromage B. J. I., 1999, SSR 87, 185

37) Antonucci E., Dodero M. A., Giordano, S., 2000, Sol. Phys. 197, 115

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

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

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

41) Etori S., Fabian A. C., Allen S. W., Johnstone R. M., 2002, MNRAS 331, 635

42) Kaastra J. S., Ferrigno C., Tamura T., Paerels F. B. S., Peterson J. R., Mittaz J. P. D., 2001, A&A 365, L99

Wave Heating in Astrophysical Plasma
–Examples in the Solar Corona and in Galaxy Clusters–

Takeru K. SUZUKI
Department of Physics, Kyoto University, Kitashirakawa-Oiwake-cho, Sakyo-ku, Kyoto 606-8502, Japan

Abstract: It is widely known that hot plasma is ubiquitous in various astrophysical objects from stars to galaxy clusters. I have worked on the wave dissipation which play a role in the momentum and energy transfer in the plasma. In this article, I firstly introduce our results on the wave heating and acceleration in the solar corona. I show that two kinds of the solar winds, the high-speed wind and low-speed wind, can be explained by the dissipation of different types of the waves. Then, we apply the wave dissipation to the heating in galaxy clusters in collaboration with Drs. Yutaka Fujita and Keiichi Wada (NAOJ). We show that the wave heating could be an effective process in reducing the cooling flow.