

世界最先端の太陽風計算への挑戦

庄田 宗人

〈国立天文台太陽観測プロジェクト 〒181-8588 東京都三鷹市大沢 2-21-1〉

e-mail: shoda.m.astroph@gmail.com



次世代太陽風探査機 Parker Solar Probe の打ち上げが成功した今、太陽風研究が新たなフェーズに入ろうとしています。観測データのさらなる充実を前に世界的に理論研究が活性化しましたが、乱流構造まで分解した三次元シミュレーションはどのグループも成功していませんでした。この記事では太陽風研究の大きな背景に加え、三次元シミュレーションへの挑戦とその成果、さらに Parker Solar Probe の最新の研究成果までを解説します。

1. はじめに

太陽からは高温のガスが定常的に高速で噴き出していることが知られており、これを太陽風と言います。今では太陽風の存在は天文学における常識となりましたが、つい60年ほど前まではその存在は疑問視されていました。太陽風研究は Eugene Parker により理論が観測を先行して始まりました [1] が、当時は広く受け入れられていなかったようです [2]。この理論では太陽風が超音速から超音速に自然に遷移することを予言しますが（詳しくは2.1節を参照）、その観測的な証拠がなかったためです。1962年に探査機 Mariner II によって超音速流の存在が直接検出されたことにより [3]、Parker の太陽風モデルは一躍注目を浴びました。以降太陽風研究は太陽物理学のみならず恒星風、惑星大気流出などの基礎として天文学の一大分野を築くこととなります。

Parker 理論の登場以来60年以上も研究され続けてきた太陽風（および恒星風）ですが、その魅力は色褪せることなくむしろ一層の興味を惹きつけています。特に近年は NASA の太陽探査機 Parker Solar Probe の登場 [4] により新たな観測データが公開され、太陽風研究はかつてない盛り上がり

を見せています。また2020年2月には新たな内部太陽圏探査機 Solar Orbiter が打ち上げられ、日米欧の協力のもと打ち上げられた水星探査機 Bepi Colombo も水星へ到達するまでのクルージングフェーズ中に太陽風観測を行うことが予定されています。太陽風研究に興味のある学生・研究者にとって今はまさにスタートアップの絶好のタイミングと言えるでしょう。

具体的な研究の話に入る前に、そもそも何故太陽風を研究する必要があるのかについて触れておきましょう。

第一に太陽風は唯一直接観測可能な宇宙プラズマ（高温の電離したガス）としてプラズマ乱流や波動-粒子相互作用などの実験室として研究されています [5]。特に実験室プラズマでの再現が難しいアルペーン波とその非線形ダイナミクス（乱流）の理解は太陽風探査なくしてここまで進展することはなかったでしょう。

また地球・惑星磁気圏に対し太陽風（の擾乱）は大きな影響を及ぼします [6]。磁気圏を激しく乱す CME（コロナ質量放出）の伝搬速度は太陽風速度に大きく左右され、また太陽風自身も特に高速な成分は磁気圏擾乱の主要な要因の一つとなります [7]。このような太陽風の惑星環境への影

響は近年地球の宇宙天気予報のためだけでなく、より広く惑星圏への影響という観点で研究されるようになってきています。

以上のような意義に加え、私が特に重要と考えるのは恒星の自転進化モデルへの応用です。太陽と同程度か太陽より軽い主系列星は一般に強い磁場に貫かれた恒星風を吹かせています。このような磁化した恒星風が恒星の自転に引っ張られて回転し始めると、磁場を介して膨大な角運動量を恒星から引き抜くことが知られています [8, 9]。この効果により角運動量が有意に減少するタイムスケールは太陽質量程度の星ではその星の寿命よりも短く [10]、恒星の自転進化（スピンドアウン）に大きな影響を及ぼします。恒星が一生にわたりどのような自転進化を辿るかを知らねば、恒星風による角運動量損失率を恒星の基本パラメータで表す必要があります。

観測から恒星風パラメータを制限するのはとても難しいため、数値モデルを用いた研究に頼ることになります。多くの場合数値モデルは観測的に制限不能なフリーパラメータを含むため、パラメータの調整次第でそれなりのモデルができてしまいますがそれでは意味がありません。そこで太陽風でのモデル較正を行う必要があります。太陽風の理論・観測が詳細に進めば進むほど恒星風モデルをより精密化できるため、恒星の自転進化の基礎として太陽風研究は大きな意義を持ちます。

2. 太陽風：その基礎物理

2.1 放出流の起源

何故太陽は放出流を生み出すのか？ その鍵は太陽の高温大気（コロナ）にあります。コロナは温度 10^6 K程度の高温大気であり、太陽風検出の20年前にすでにその存在が示唆されていました [11]。コロナのような高温領域は太陽近傍だけでなく太陽からずっと離れた惑星間空間にも続いて広がっていることが知られています。例えば地球近傍のプラズマ温度はおよそ 10^5 K程度もあります。太

陽から $200 R_{\odot}$ (R_{\odot} は太陽半径) 以上も離れているにも関わらず、温度は高々一桁程度しか落ちません。

このような惑星間空間まで広がった高温大気は静水圧平衡を維持することができません。ガスを太陽の重力圏に留めて置くにはガスの熱速度が太陽からの脱出速度より小さい必要があります。脱出速度は $r^{-1/2}$ (r は太陽からの距離) で低下するため、高温な大気が十分遠くまで存在するといずれガスの熱速度が脱出速度を上回ってしまいます。そうなるともはや大気は重力に束縛されず自由に外へ飛び出していきます。これが太陽風の最も簡単な理解です。Parker理論によると、このような放出流が太陽から離れるにつれ亜音速（流速が音速より小さい状態）から超音速（流速が音速より大きい状態）に遷移する可能性があります。常に亜音速の解も数式上は存在するのですが、境界条件（星間空間との接続）を考慮すると遷音速解の方が物理的に妥当であるようです [12]。実際に観測される太陽風は常に超音速であり、Parkerの予言通り惑星間空間は超音速の流れに満たされていることがわかっています。

2.2 Parkerモデルを超えて

さて残念ながらParkerモデルは太陽風加速を完全に説明するモデルとは言えません。まずParkerモデルで必要とする高温大気はどうやって作られるのかわかりません。また後述するように観測と不整合な点もあります。それぞれを順に見ていきましょう。

Parkerモデルの示すところは高温大気があれば超音速の風を吹かせることができるということのみであり、コロナ加熱問題と太陽風加速問題が事実上同じ問題である可能性を示したにすぎません。つまり太陽風加速を解決するにはコロナ加熱問題もまとめて議論する必要があるわけです。

ではコロナ加熱問題が解ければ太陽風加速問題も解決かということ、実際はそんなに単純な話ではないようです。Parker理論ではより高温のコロナ

からより高速の太陽風が吹き出すことが予想されますが、太陽風の観測が進展すると、それとは逆により低温のコロナからより高速の太陽風が吹き出すことがわかったのです。

どういふことか少し詳しく見ていきましょう。1990年代に入ると太陽風観測装置の性能が向上し、太陽風中にほんのわずかに含まれる酸素イオンや炭素イオンの詳細な観測、特に電離度観測が可能になりました。イオンの電離度を詳細に観測すると、太陽風の吹き出す領域の温度が推定できるようになります。一般にイオンの電離度はガスのその場の温度で決定するはずですが、太陽風中では粒子間の衝突がほとんど起こらず、電離度は時間に対し一定の値に落ち着きます。これを逆手に取ると、イオンの電離度は粒子間の衝突が頻繁にあった頃のガスの温度、つまりコロナ温度を推定する手がかりになるわけです（このようなトリックで推定される温度を凍結温度と言います）。さて、この凍結温度（つまりコロナ温度）と太陽風速度の相関を見ると、両者は見事に逆相関を持つことがわかりました。先にも述べた通りこれはParkerモデルと矛盾します。このような背景のもとParkerモデルの定性的修正が求められるようになりました。

2.3 アルベーン波／乱流モデル

このような背景をもとに、コロナ加熱問題と太陽風加速問題を同時に取り扱うアルベーン波／乱流モデル（Alfvén-wave/turbulence model）という理論的枠組みが提唱され、現在最も広く受け入れられています。このモデルはParkerモデルと観測の矛盾の説明のために考えられた新しいモデルというわけではなく、むしろもともとはコロナ加熱の説明のため（のちにプラズマ宇宙論の開拓でノーベル賞を受賞する）Hannes Alfvénが提唱したモデルを少しずつアップデートしてできた「伝統的なモデル」です。アルベーン波／乱流モデルの枠組みは以下の通りです。

1) 太陽表面は熱対流運動に支配されており、莫

大な運動エネルギーを持っています。この対流運動が太陽表面の磁場を揺らすことで磁場の横波＝アルベーン波が生成され上空へと伝播します。

- 2) 太陽大気へと到達したアルベーン波はある高さに到達すると非線形的に減衰し始めます。これは背景磁場強度の減少（双極子磁場なら $B_r \propto r^{-3}$ ）とともに相対的な振幅 $\delta B/B$ ($\delta B, B$ はそれぞれ擾乱磁場、平均磁場)が増大するため、非線形項が重要な役割を果たすからです。通常この非線形過程を大まかに「乱流」と呼びます。波のエネルギーの熱化によりコロナが加熱されます。
- 3) アルベーン波の全てがコロナの熱に変わるわけではなく一部の波はさらに遠方へ伝播していきます。アルベーン波の実効的な圧力 $p_{\text{wave}} = \delta B^2/8\pi$ とガス圧力 p_{gas} を介して太陽風が加速されます。

図1にはアルベーン波／乱流モデルの概略図を示しました。アルベーン波／乱流モデルはParkerモデルの不満点を解決し様々な観測を説明する非常に優れたモデルと言えます。例えば1.で磁場と対流の相互作用を考慮するため、観測される表面磁場と太陽風の関係を再現できるかもしれません。2.で直接コロナ加熱を取り扱うため太陽風加速問題の置き換えは起こりません。3.でガス圧力と波圧力の両方を考慮するため、凍結温度の問題を解決できる可能性があります。まだまだモデルが未完成である以上観測を完全に説明可能なモデルとは言えませんが、いずれにせよ最も有力なモデルであることに違いはありません。

2.4 アルベーン波／乱流モデルの問題点

数値計算能力の向上に伴い、計算領域を広げたり、一次元計算を二次元・三次元計算へ拡張したりとアルベーン波／乱流モデルは徐々に現実的な設定へ近づいてきました。2010年代に入ると太陽風の広い領域にわたって大局的に乱流を解くことができるようになり、輸送現象や加熱のより高

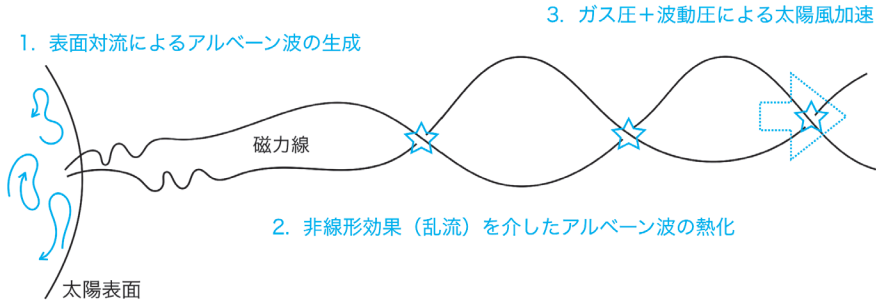


図1 アルベーン波／乱流モデルの概略図。星マークは磁力線の絡まりによる加熱，矢印は太陽風の加速を表します。黒線は太陽表面および表面から上空へと繋がる磁力線を表します。1. 対流不安定な太陽表面の擾乱により磁場（磁力線）が揺らされアルベーン波が生成され、その一部は上空へと伝播します。2. 上空でアルベーン波は非線形波動へと発展し乱流を介して波動エネルギーの一部を熱へと変換します。3. 熱化されず十分遠方まで生き延びたアルベーン波の波動圧により太陽風はさらなる加速を受けます。

精度なモデル化や観測との比較ができるようになりました。ところがここで一つ致命的な問題点が発生してしまいます。数値計算で得られたコロナの加熱量が必要な加熱量の10-20%程度しかなかったのです [13, 14]。コロナの加熱量は太陽風の密度を決める重要な因子であるため、これではとても現実の太陽風は説明できません。

現実的な乱流計算が登場するまでアルベーン波／乱流モデルにおける加熱量は十分であると思われていました。磁気流体乱流の簡単なサブグリッドモデル（渦粘性）とアルベーン波伝播の方程式を組み合わせると加熱量を見積もることができ、それによると加熱量は十分であるはずでした [15]。どうやらこのサブグリッドモデルは乱流加熱率を減少させるような素過程（逆カスケード）を見逃し、その結果加熱量を一桁近く過大評価しているらしいことがその後明らかになったのです [16, 17]。このような経緯で乱流を直接解像するような数値シミュレーションの必要性が認識され始めました。

さて加熱率不足問題が出てしまったからといってアルベーン波／乱流モデルがお蔵入りになるわけではありません。実はこれまでのほとんどのモデルではプラズマの圧縮性を無視するモデルが用いられてきました。圧縮性を無視した計算では7

つの磁気流体波動のうち4つを無視することができるので計算負荷が非常に少なく済むのです。一方コロナや太陽風はプラズマの圧縮性が大きく効き、しかも圧縮性に由来する加熱もかなり起こることが知られています [18]。つまりこれまでのモデルを圧縮性を考慮して解き直せば加熱率不足の問題を解決できる可能性があります。このような背景のもと、私は博士課程在学中は一貫して圧縮性効果に注目して太陽風の研究を行ってきました。

3. 世界最先端シミュレーションへ

3.1 新たな計算コードを開発

アルベーン波／乱流モデルをプラズマの圧縮性を考慮し一段階上へとアップデートする、それが私の博士論文のターゲットとなりました。一般に圧縮性の磁気流体シミュレーションは非圧縮の場合に比べ計算が破綻しやすい性質があります。特に太陽風は極めて希薄で磁場が支配的な領域に衝撃波が発生するため、既存のコードではとても安定的な計算ができず自前でコードを開発する必要性がありました。もともとパソコンやプログラミングが苦手で、学部生時代のプログラミングの授業で落第点スレスレの成績であった私にとってこれは想像以上の困難を極めました。

もう少し具体的に太陽風シミュレーションの難しさについて触れておきましょう。最も難しい点は大きなダイナミックレンジです。太陽表面から(超アルペーン速度の)太陽風までシミュレーションすると、磁場強度は5桁、密度は14桁も変化します。したがって太陽表面では微小な擾乱でも、密度や磁場強度が減少する太陽風まで到達すると無視できない効果を持つことになります。このような「微小な擾乱が系のダイナミクスを制御する」問題では高い精度で計算をしなければなりません。高次精度計算法は一般的に不安定であり、特に強い衝撃波が局所的に発生する太陽風では簡単に計算が破綻してしまいます。したがって一般にトレードオフの関係にある高次精度と安定性を両立するような計算法が必要となります。

また空間解像度や時間ステップ数も大きな障壁となります。太陽風の動径方向の空間スケールはおおよそ $10 R_{\odot}$ ですが、太陽風の駆動源となる乱流の空間スケールは $10^{-3} R_{\odot}$ 程度しかありません。乱流を十分なグリッド数で解像するには典型的に 10^4 のグリッド数が動径方向に必要となります。また太陽風加速のタイムスケールはおおよそ 5×10^4 s ですが、太陽風中で働く最も高速な現象の熱伝導のタイムスケールはたったの 10^{-4} s 程度です。まともにとると 10^9 のタイムステップ数が必要となり、数値計算の大きな障壁となります。

このような困難を克服するため、私は1. 衝撃波に対し安定で2. 乱流を分解できるほど高解像度で3. 熱伝導を高速に解けるようなコードを開発しました。私の在籍していた研究室(東大・太陽天体プラズマ研究室)が指導教官も含め数値計算マニアの集まりだったのは私にとって何よりの助けになりました。またさらにラッキーなことに、ちょうどコードがほぼ完成した頃国立天文台のスーパーコンピューターがアップデートされ、予想以上に大規模な並列計算が可能になりました。コード開発と天文台の豊富な計算資源に助けられ、何とか世界初の数値計算に成功したのです。なお

余談ですが、私のシミュレーション結果を私以外で初めて見たのは私の指導教官でも同僚でもなく妻でした。赤、白、青の三色で描画したからか「床屋のくるくるしてるアレみたい」という感想をいただき、何とも複雑な気持ちになったのを覚えています。

3.2 観測と整合的な太陽風を再現

ここからはシミュレーション結果について議論をしたいと思います。図2は二次元面(子午面 $\phi=0$)におけるシミュレーションデータを可視化したものです[19]。パネルは上からそれぞれ温度、太陽風速度、反太陽方向伝播アルペーン波、太陽方向伝播アルペーン波を表します。また図の左端が太陽表面のわずか上空(コロナ底部)にあたります。太陽風の温度、速度はいずれも高速太陽風の典型的な値を再現します。したがって太陽風の加熱・加速のいずれもを数値シミュレーションで正しく再現できたことになります。

図2で特筆すべき点は反太陽方向伝播アルペーン波と太陽方向伝播アルペーン波の構造の違いでしょう。反太陽方向伝播アルペーン波は準周期的な大きな構造を維持しながら外へと伝播する一方、太陽方向伝播アルペーン波はより微細な、より乱れた構造を持ちます。太陽風シミュレーションでこの構造の違いを直接的に示したモデルは他になく、当初は解析のミスや非物理的挙動を危惧しましたが、どうやら磁気流体乱流の性質の一つとして理解されることがわかりました。アルペーン波が駆動する乱流では、相互作用するアルペーン波間で振幅の差異がある場合、振幅の小さい成分を早く渦崩壊(カスケード)させようとする性質があります。今回のシミュレーションでは太陽方向伝播アルペーン波がマイナーな成分にあたり、したがってより細かく渦崩壊したと解釈できるわけです。加熱・加速の議論だけでなく波動や乱流のダイナミクスまで予言できるのが直接数値計算の醍醐味であり、私たちの研究の最大の強みと言えます。

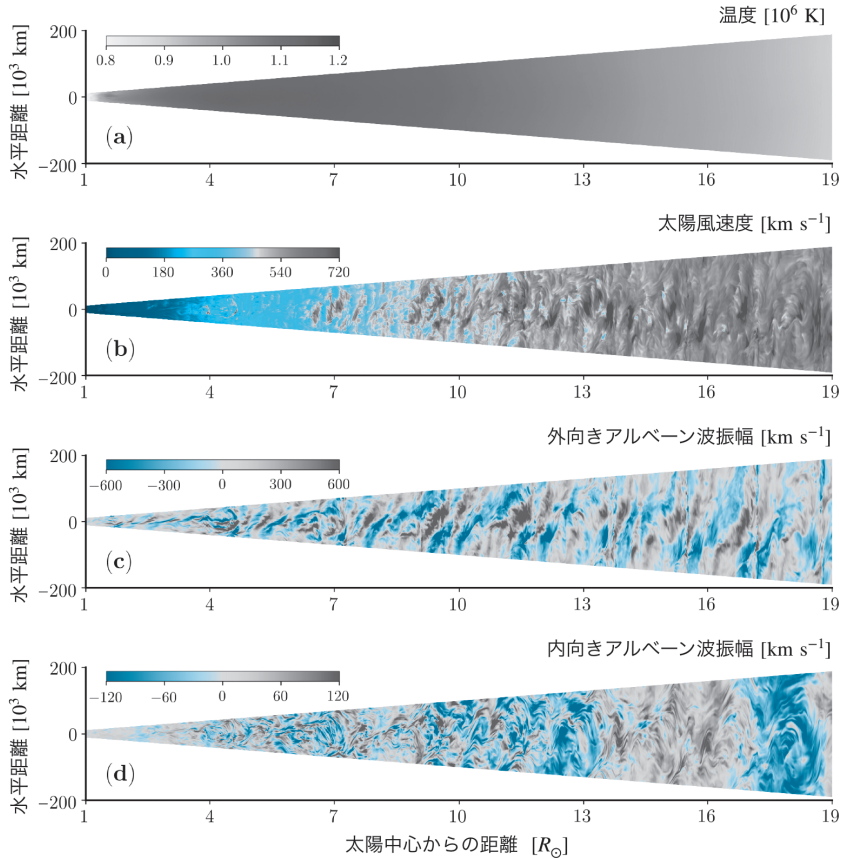


図2 太陽風三次元シミュレーションの結果. 系が準定常状態に達した後, 二次元面 ($\phi=0$) 上の物理量の分布を示します. (a): 太陽風温度. (b): 太陽風速度. (c): 反太陽方向に伝播するアルベーン波. (d): 太陽方向に伝播するアルベーン波. 図はAAS社の許可のもと Shoda et al. (2019) より引用掲載. 色が見えにくい場合はオンライン版をご覧ください.

3.3 圧縮性の役割

もともとのモチベーションとして, 圧縮性を考慮しないアルベーン波/乱流モデルでは太陽風の加熱率が一桁足りないという問題がありました. 圧縮性磁気流体シミュレーションで太陽風を再現できたということは, 圧縮性を考慮すれば足りなかったはずの加熱率が十分に得られたこととなります. では何故圧縮性が加熱率の上昇に貢献したのでしょうか?

これを理解するには太陽風乱流の物理をもう一度整理しておく必要があります. まず太陽風を加熱する主要プロセスであるアルベーン波乱流は逆

行するアルベーン波の衝突により駆動される乱流です. 太陽から離れていく方向のアルベーン波は太陽表面对流から生成されるのですが, 乱流に必要な逆向き成分, すなわち太陽に向かっていくアルベーン波はどのようにして作られるのでしょうか? 答えは太陽風中のアルベーン波の反射です. したがって波の反射率は乱流加熱を制御する最も重要なパラメータです. 例えば反射率が0の場合全く乱流は維持されず加熱も(ほとんど)できないというわけです.

ではアルベーン波はどのようにして反射するのでしょうか? 波は一般に位相速度の勾配を感じ

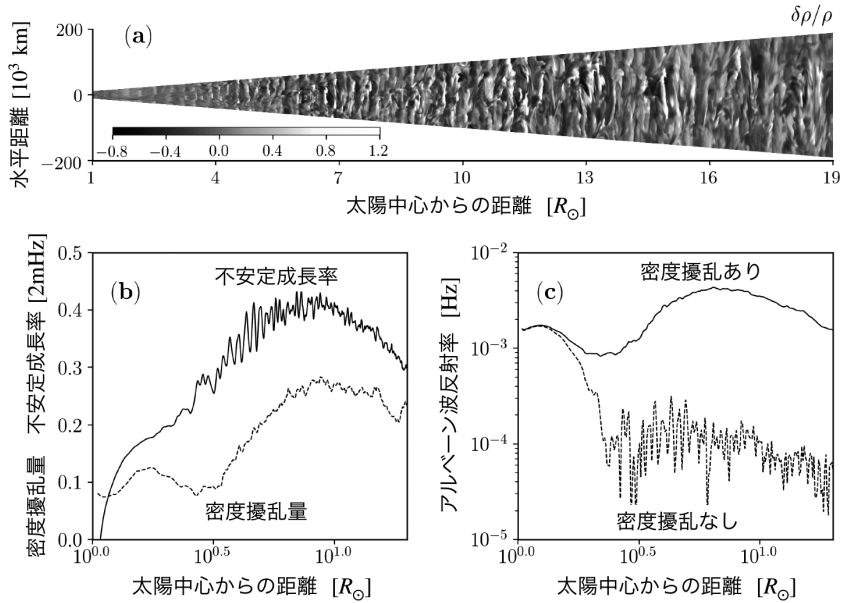


図3 (a): 二次元面 ($\phi=0$) 上の相対密度擾乱 ($\delta\rho/\rho$) の分布. (b): 太陽中心からの距離 r に対する相対密度擾乱 $\delta\rho/\rho$ (破線) およびアルベーン波の不安定度 (成長率) γ_{PDI} (実線). (c): 太陽中心からの距離 r に対するアルベーン波の反射率. 密度擾乱ありの場合 (実線) および密度擾乱を除去した場合 (破線). 図はAAS社の許可のもと Shoda et al. (2019) より引用掲載. 色が見えにくい場合はオンライン版をご覧ください.

た時反射を起こします. アルベーン波の位相速度は密度の関数であるため, (特に細かな) 密度勾配, 特に密度擾乱があるとアルベーン波は反射されます. 圧縮性を無視してしまうと密度は重力成層によるゆったりとした勾配しか持たず反射率は低くなります. 一方圧縮性を考慮すると, プラズマの圧縮により至る所に密度擾乱が生じるため反射率は急増し結果アルベーン波乱流の加熱率も増加するというわけです.

以上の仮説を検証すべく, 私たちは密度擾乱の解析を行いました. 図3(a) に二次元面上の相対密度擾乱 ($\delta\rho/\rho$) の分布を示しました. 図からわかる通り, 密度擾乱は数値計算領域内の至る所に存在し, 特に縦に伸びた不連続的な空間構造も見られることがわかります. これは衝撃波が太陽風中に存在することを示します. 図3(b) には密度擾乱 (破線) およびアルベーン波の不安定度 (実線) の動径分布を示しています. アルベーン波は

圧縮性の高い領域を伝播すると不安定化し圧縮性乱流を駆動することが知られています. 図3(b) で示されている通り, 密度擾乱の大きさとアルベーン波の不安定度には有意な相関があり, したがって密度擾乱はアルベーン波の不安定性を介して生成されたことを示唆します. 図3(c) には密度擾乱がアルベーン波の反射に及ぼす影響を示します. 実線は密度擾乱の効果を取り入れて計算した反射率, 破線は密度擾乱を取り除き計算した反射率を表します. 図から明らかな通り太陽風が加速される領域 $2 \leq r/R_\odot \leq 20$ においてアルベーン波の反射率は密度擾乱の存在により一桁以上も大きくなります. 少し複雑なロジックなので密度擾乱に関する解析を整理しましょう. 私たちの解析結果は1. 計算領域の至る場所に存在する密度擾乱はアルベーン波の不安定性により生成され, 2. 密度擾乱はアルベーン波の反射率を一桁以上上昇させることを示します. ところで, 密度擾乱 (圧

1. 理論的に予想されていた磁場構造



2. PSPが観測した磁場構造



図4 太陽近傍の太陽風の磁場構造. 放射状の背景磁場にアルペーン波状の磁場擾乱が乗っているような磁場構造が理論的に予想されていましたが実際の観測ではS字構造 (switchback) が至る所で観測されました.

縮性)を考慮しないこれまでの研究では太陽風の乱流加熱率が一桁足りないのです。乱流加熱率はだまかに反射率に比例するため、私たちの解析結果は先行研究における加熱率不足の原因も定量的に明らかにしたと言えるでしょう。

4. さらなる挑戦へ

私たちの研究によりアルペーン波/乱流モデルの加熱率不足の問題は解決し、私たちの太陽風加速の理解は大きく前進したと言えます。一方太陽・恒星風の謎はまだ多く残されており、今後さらにモデルを発展させる必要があります。ここでは具体的にどのような課題が残されているのか、簡単に紹介いたします。

4.1 Parker Solar Probeの登場

2018年8月、NASAの次世代太陽探査機Parker Solar Probe (以下PSP)が打ち上げられました[4]。PSPは太陽に接近することで太陽近傍の電磁場やプラズマを直接観測するというこれまでにない画期的なミッションです。2019年11月にサイエンスデータが公開され、すでに驚くべき観測

結果を提供し始めています。中でも最も驚くべき結果は磁力線の構造です。理論的には太陽が作り出す大局磁場は太陽風により放射状に引き伸ばされ、その中を局所的な磁場擾乱であるアルペーン波が伝播するという予想がされていました。これらの予想が間違っていたわけではなかったのですが、これに加え局所的な磁場の反転 (magnetic switchback) が至る所で観測されたのです[20]。磁力線の形状でいうと、これはS字状のひっくり返った磁力線がここかしこに存在することを意味します。さらに面白いことにこの磁場反転領域は周囲のプラズマよりも音速の1-2倍程度高速な太陽風速度を持つこともわかっており、したがって太陽風加速の基礎物理と密接に関連している可能性があります。

S字磁場構造が驚きを持って受け止められた理由は、プラズマ中の磁力線が曲がった構造を嫌う性質があるからです。プラズマ中のローレンツ力は磁力線をまっすぐにしようと働きます(この力はちょうど曲がったバネがまっすぐになろうとする力に似ているためよく磁気張力と呼ばれます)。普通に考えれば、たとえS字状の磁力線ができたとしてもすぐにまっすぐになってしまうはずなのです。実際これまでの理論モデルでS字磁場構造の存在を予言したものはほとんどありませんし、当然私たちのシミュレーションでも再現できていません。この理論と観測のギャップは私たちが何か重要なファクターを見逃していることを示唆します。いずれにせよ太陽風の物理はそう簡単ではなく、まだまだ私たちをワクワクさせてくれそうです。

4.2 太陽風から恒星風へ

太陽風の三次元数値シミュレーションが成功した今、次なる目標は恒星風の三次元シミュレーション、さらに恒星風パラメータ(質量損失率・角運動量損失率など)の普遍的なスケーリング則の導出となります。特に太陽風の最新のシミュレーションやPSPの最新の観測結果を還元しつつ

恒星風モデルを発展させることが重要でしょう。残念ながら（幸運なことには？）、特に若い恒星の恒星風シミュレーションは太陽風シミュレーションに比べ数倍難しく、すぐには目標を達成できそうにありません。若い恒星は太陽に比べはるかに磁場強度が強く（最大で太陽の1000倍程度）またコロナ温度も高い（最大で太陽の10倍程度）ため、アルヴェン波や熱伝導のタイムスケールがはるかに短くその分シミュレーションが困難なのです。しかし恒星風シミュレーションは恒星、恒星圏、さらには惑星大気の進化を理解する上で避けては通れません。今後は太陽風と恒星風の研究連携をベースに、太陽風よりさらに難しい系のシミュレーションに挑戦していきます。

謝 辞

本寄稿の内容は私の博士論文に基づいております。研究の遂行にあたり、指導教官の横山央明先生には忍耐強くご指導いただきました。また東京大学の鈴木建さんにも、特に博士後期課程の間には頻繁に議論させていただき、多くの貴重なご意見をいただきました。お二人のご指導なくして私の博士論文は完成しなかったに違いありません。またAllan Sacha Brun教授、Sean Matt教授にはISSIチームへ招待していただき、私が恒星物理学へ興味を広げる重要な機会をいただきました。シミュレーションコードの開発にあたり、現在名古屋大学特任助教の飯島陽久さんには基礎的な事項から最先端の話題まで広くご教授いただきました。また国立天文台CfCAのサポートなくしてはこれほどまでに完成度の高い数値計算はありえませんでした。以上の方々には心より感謝申し上げます。

参 考 文 献

[1] Parker, E. N., 1958, ApJ, 128, 664
 [2] Gombosi, T. I., et al., 2018, Living Rev. Sol. Phys., 15, 4
 [3] Neugebauer, M., & Snyder, C. W., 1962, Science, 138,

1095
 [4] Fox, N. J., et al., 2016, Space Sci. Rev., 204, 7
 [5] Bruno, R., & Carbone, V., 2013, Living Rev. Sol. Phys., 10, 2
 [6] Cranmer, S. R., et al., 2017, Space Sci. Rev., 212, 1345
 [7] Tsurutani, B. T., et al., 2006, J. Geophys. Res. (Space Phys.), 111, A07S01
 [8] Weber, E. J., & Davis, L., Jr., 1967, ApJ, 148, 217
 [9] Sakurai, T., 1985, A&A, 152, 121
 [10] Gallet, F., & Bouvier, J., 2013, A&A, 556, A36
 [11] Edlén, B., 1943, ZAp, 22, 30
 [12] Velli, M., 1994, ApJ, 432, L55
 [13] Perez, J. C., & Chandran, B. D. G., 2013, ApJ, 776, 124
 [14] van Ballegoijen, A. A., & Asgari-Targhi, M., 2016, ApJ, 821, 106
 [15] Verdini, A., et al., 2010, ApJ, 708, L116
 [16] van Ballegoijen, A. A., & Asgari-Targhi, M., 2017, ApJ, 835, 10
 [17] Verdini, A., et al., 2019, Sol. Phys., 294, 65
 [18] Suzuki, T. K., & Inutsuka, S.-i., 2005, ApJ, 632, L49
 [19] Shoda, M., et al., 2019, ApJ, 880, L2
 [20] Bale, S. D., et al., 2019, Nature, 576, 237

A Challenge toward a State-of-the-Art Simulation of the Solar Wind

Munehito SHODA

National Astronomical Observatory of Japan,
 Solar Science Observatory, 2-21-1 Osawa,
 Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan

Abstract: Now that the next-generation solar wind explorer Parker Solar Probe launched, we are entering a new era of solar wind research. Although Theoretical studies are activated since before the launch, no groups have succeeded in simulating the three-dimensional solar wind resolving the fine-scale turbulence therein. In this article, I introduce briefly the background of the solar wind research, the challenge toward the 3D simulation of the solar wind, and the first scientific results of Parker Solar Probe.