

太陽コロナの磁気ヘリシティー

草野 完也

〈海洋研究開発機構地球シミュレータセンター 連結階層シミュレーション研究開発プログラム

〒236-0001 神奈川県横浜市金沢区昭和町 3173-25〉

e-mail: kusano@jamstec.go.jp

磁力線のからみを表す磁気ヘリシティーは高温プラズマの平衡と安定性を決める重要な物理量であると考えられてきました。近年、太陽表面ベクトル磁場の観測データを用いて、太陽からコロナへ供給される磁気ヘリシティーを実際に測定する方法が開発されています。太陽コロナにおける磁気ヘリシティーは、もはや単なる理論的概念ではなく、観測可能な物理量です。磁気ヘリシティーの観測的な研究によって、磁力線のからみ構造と太陽コロナのエネルギー解放活動の関係が定量的に明らかにされてきました。こうした測定結果を背景として、われわれは複雑な磁気シア構造の非線型安定性を3次元電磁流体シミュレーションで調べることにより、「シア反転フレアモデル」と呼ばれる新しいフレア発生機構モデルを提案しています。高精度な磁場観測と大規模シミュレーションの連携による太陽コロナの磁気ヘリシティー研究は、太陽天体プラズマの謎に迫る新たな方法論となりつつあります。

1. はじめに

からまった糸をほどくのに苦労した経験は誰しも持っているでしょう。太陽コロナのような高温プラズマでは、磁力線は糸と同じ幾何学的性質をもっています。実際、太陽表面上に複雑な磁力線の3次元構造が存在していることが、極紫外線やX線による観測で確認できます(図1参照)。フレア爆発など高温プラズマのエネルギー活動は磁力線のからみの緩和としてとらえることもできます。磁気ヘリシティーはこうした「磁力線のからみ」を定量化した物理量です。磁気ヘリシティーは宇宙プラズマのみならず磁場閉じ込め核融合プラズマなどで電磁流体力学的性質を規定する重要な概念であると考えられてきました¹⁾。

フレアやコロナ加熱などの太陽活動に潜んでいる法則性を磁気ヘリシティーを基本量として探ることは、太陽のみならず天体・実験室プラズマの

研究にとって魅力的なテーマです。われわれを含めた複数の研究グループが、こうした観点から、太陽コロナの磁気ヘリシティーに関する観測および理論研究を進めています。本稿では磁気ヘリシティーの基礎的性質を説明するとともに、新しい

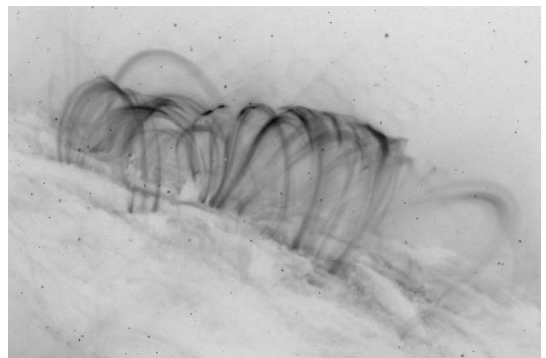


図1 TRACE衛星によって観測された2001年4月15日の大規模太陽フレアの極紫外線像。山本哲也氏提供。

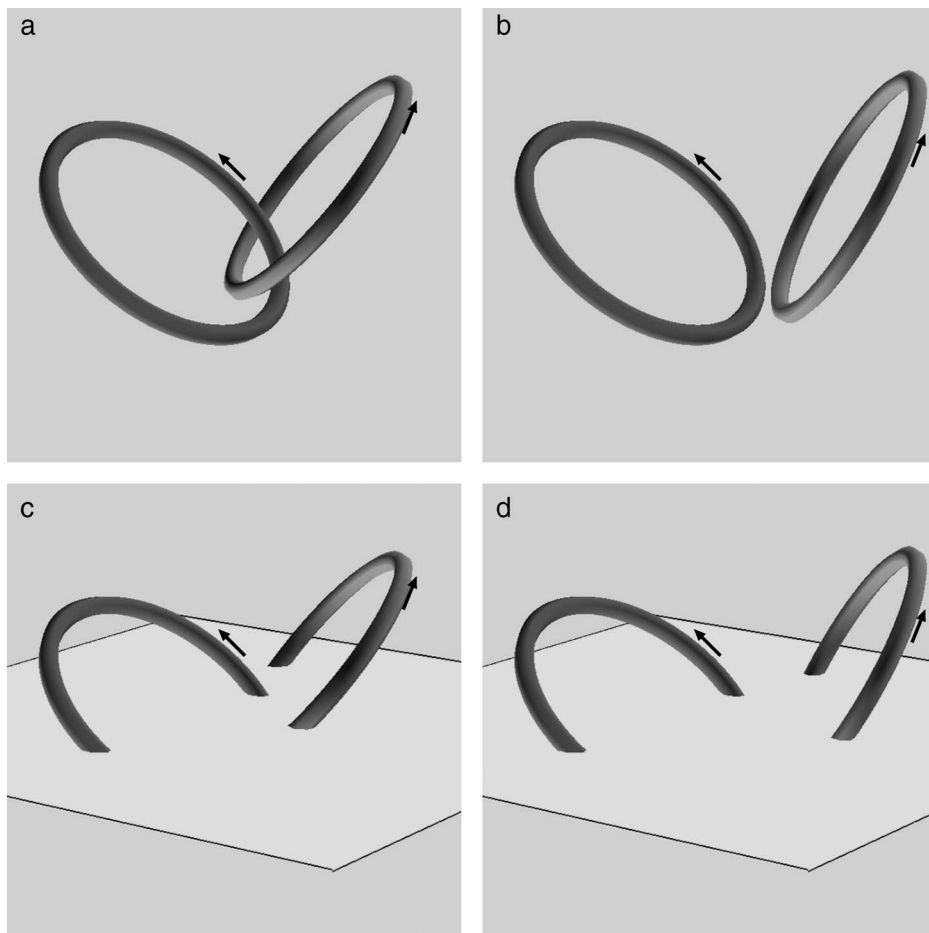


図2 (a) からまりのある二つの磁束管と (b) からまりのない磁束管の例. (c) と (d) の磁束管は (a) と (b) と同じ. ただし, 領域が境界をもつ場合, 磁束管のからまりを境界の内部の情報だけで決めることはできない.

研究成果の一端を紹介します.

2. 磁気ヘリシティ

磁気ヘリシティの基本的定義は, 考えている領域 V 全体に関する体積積分

$$H = \int_V \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV \quad (1)$$

で与えられます. ここで, \mathbf{B} は磁束密度, \mathbf{A} はベクトルポテンシャル (すなわち, $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ となるベクトル場) です. 図 2a は簡単な磁束管の例を示しています. 二つの細いトーラス管内部をトー

ラスに沿った磁束 Φ と Ψ がそれぞれ貫き, トーラスの外に磁束はないとしましょう. このとき, 管内部の体積積分を, 管の断面積分と管に沿った 1 周積分に分離し, ストークスの定理を用いれば, $H = 2\Phi\Psi$ となることが簡単にわかります. 一方, 図 2b のようにからみのない磁束管に関しては常に $H = 0$ となります. すなわち, 磁気ヘリシティ (1) は「からまった磁束の積」を表す量です.

磁場には発散がない ($\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$) ことから磁力線は端をもちません. このため, 磁力線のからみを

靴ひものようにほどくことはできません。「磁力線のからみ」は磁力線のつなぎ替え（磁気リコネクション）*1 が起こらない限り変化しないので、磁気ヘリシティは磁力線のトポロジーに関する保存量であるといえます。

磁束管のからみの方向によって磁気ヘリシティの符号が変わります。磁束が右ねじ方向にからまれば正、左ねじ方向であれば負となります。例えば、図 2a では $H > 0$ です。それゆえ、磁気ヘリシティはその大きさと符号で、磁束のからみの総量とからみの方向を表します。一方、考える領域内部に異なる方向のからみが共存する場合、磁気ヘリシティはからみの強さを適切に表現することができないことがあることに注意する

必要があります。

次に、考えている領域 V が有限で、境界 S で区切られている場合を考えてみましょう。この場合も、その境界 S を横切る磁束がない場合（すなわち、磁力線が境界に接する場合）、定義 (1) は適切に磁力線の幾何学的性質を表現します。しかし、太陽コロナ磁場は太陽表面を横切っているため、太陽表面を境界とするコロナ領域を考えると、(1) はヘリシティの適切な定義ではありません。この問題は、図 2c および 2d のように領域が境界で区切られていると、境界の外での磁束の構造が分からなければ磁束のからみが特定できないことに由来します。

この困難を解決するため、M. A. Berger と G.

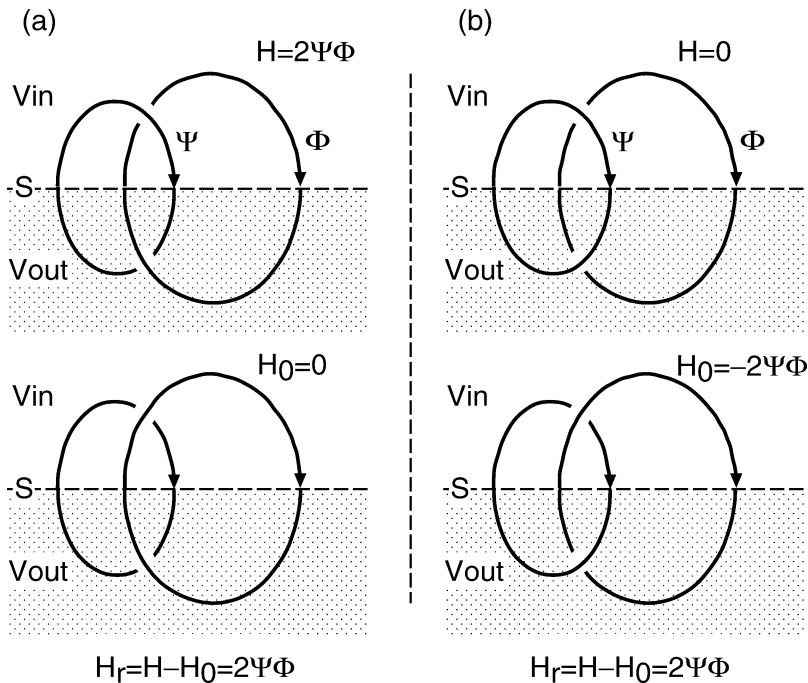


図 3 境界 S を横切る二つのトラス磁束 (Ψ と Φ) の相対ヘリシティ。(a) および (b) は、境界 S の外部領域で異なる磁場をもつ。基準場のヘリシティとの差 $H_r=H-H_0$ は外部領域の磁場にかかわらず $2\Psi\Phi$ となる。

*1 磁気リコネクション 向きの異なる二つの磁力線が、散逸の効果で互いにつなぎ替わる現象。つなぎ替わった磁力線は磁場の張力によりリコネクション点より外側にプラズマを加速する。太陽フレアのみならず、惑星磁気圏や核融合プラズマ実験におけるエネルギー解放機構の重要な素過程であると考えられている。

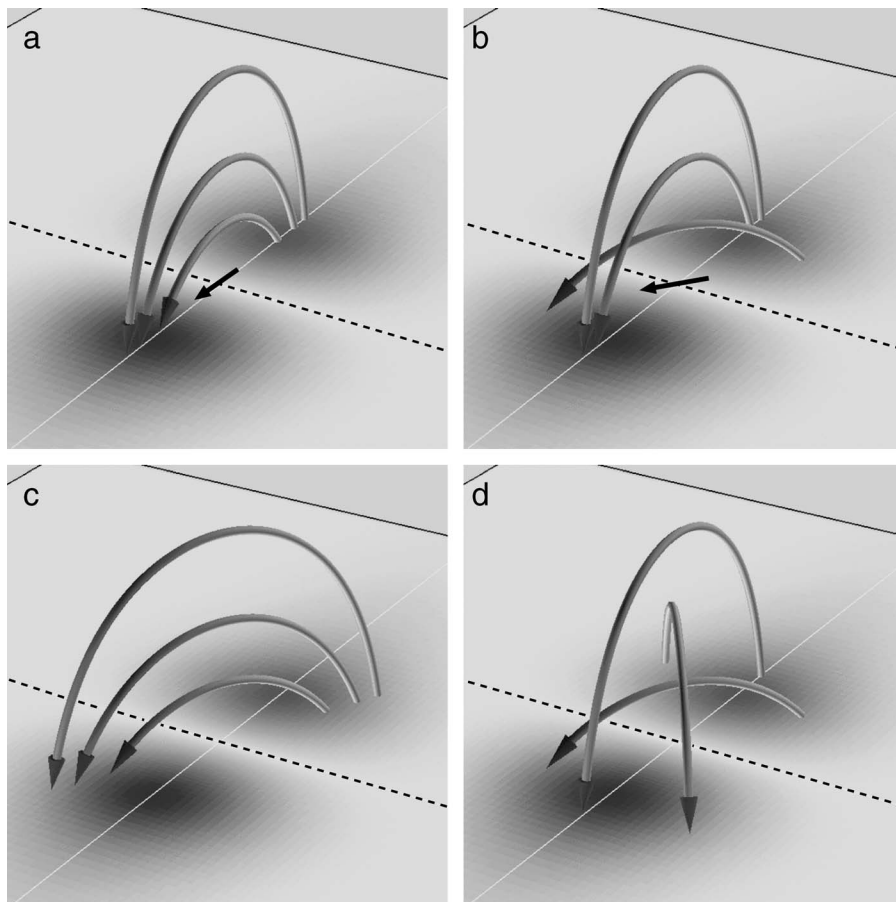


図4 磁気ループの3次元構造: (a), (b), (c), および (d) はそれぞれ, ポテンシャル場, シアのある場, 線形フォースフリー場, およびシア反転場を表す. 破線は磁気中性線を, (a), (b) における中央のベクトルは磁気中性線上の磁場の方位角を示す.

B. Field は基準場のヘリシティ H_0 からのずれである相対ヘリシティ $H_r = H - H_0$ という概念を導入しました²⁾. 図3を見てみましょう. それぞれの図で境界 S が太陽表面, その上部が考えているコロナ領域 V_{in} , 下部が領域の外部 V_{out} (すなわち, 太陽内部) に対応します. 図3a上図では二つの磁束管 Ψ と Φ が領域 V_{in} に存在しています. これに対して, 図3a下図には適当に決められた基準となる場が領域 V_{in} に描かれています. ただし, 上下の図で領域の外部 V_{out} には共通の場が存在しています. 図2aのトーラス管と同様に, 図3a上図のヘリシティは $H = 2\Psi\Phi$ ですが, 図3a

下図ではからみがないため $H_0 = 0$ となることがわかります. それゆえ, $H_r = 2\Psi\Phi$ です. 一方, 図3bでは図3aとは異なる場が外部領域 V_{out} を満たしています. このため, $H = 0$ および $H_0 = -2\Psi\Phi$ となりますが, やはり $H_r = 2\Psi\Phi$ です. すなわち, 外部領域にどのような場があろうとも相対ヘリシティは変化しません.

実際に, 境界 S を横切る磁場成分に関して共通の境界条件をもつ適当なベクトル場 B_0 を基準とする限り, 相対ヘリシティ H_r は境界の外の磁場によらずに一意に決まることを証明できます. そこで, 相対ヘリシティは境界内部 V_{in} のみの

積分

$$\mathbf{H}_r = \int_{V_{in}} (\mathbf{A} + \mathbf{A}_0) \cdot (\mathbf{B} - \mathbf{B}_0) dV \quad (2)$$

によって決まります。ここで、 \mathbf{A}_0 は基準場 \mathbf{B}_0 のベクトルポテンシャルです。相対ヘリシティ(2)はゲージ不変な量であり、太陽コロナの磁気ヘリシティに関する適切な定義として広く使われています。

基準場の選び方は任意ですが、一般的には、境界での法線成分磁場から決まるポテンシャル場が用いられます。ポテンシャル場は領域内に電流をもたないエネルギー最小の磁場です。それゆえ、相対ヘリシティを、領域内部に流れる電流が作った磁場のからみととらえることもできます。このとき、相対ヘリシティは内部電流によって作られる磁場の自由エネルギー(ポテンシャル場のエネルギーからの増分)とともに増加します。

図4aは、あるポテンシャル磁場の磁束管構造を示します。このとき、定義から $\mathbf{H}_r = 0$ です。一方、図4bでは一部の磁束管がポテンシャル場とは異なるため、相対ヘリシティはゼロでない値をもちます。このような非ポテンシャル場がある場合、磁気中性線(太陽表面の法線磁場成分の符号が変わる線)上で磁場の方位角にポテンシャル場からのずれが生じます。この方位角のずれ(ϕ)を磁気シア(角)と呼びます。反時計回りに方位角をとるとき、磁気シアの符号は磁束が作る相対ヘリシティの符号に一致します。図4bでは負の相対ヘリシティが生まれます。

3. Taylor のエネルギー原理

太陽コロナの磁気レイノルズ数^{*2}は極めて大き

いため、大局的な運動に関しては電気抵抗を含まない理想電磁流体力学(MHD)近似がよく成立します。このとき、磁力線はプラズマに凍り付いており、すり抜けやつなぎ換えを起こさない糸として振舞うため、磁力線のトポロジーは変化せず、磁気ヘリシティは常に保存します。

一方、現実のプラズマでは多少なりとも電気抵抗が存在します。しかし、J. B. Taylor は磁気レイノルズ数が十分に大きければ磁気エネルギーに対して磁気ヘリシティの散逸はひじょうに遅いため、エネルギー緩和過程において、ヘリシティ保存を拘束条件として用いることを提案しました(Taylor のエネルギー原理)³。その結果として得られる極小エネルギー場は Taylor 状態と呼ばれ、定数 α を用いた force-free 方程式 $\nabla \times \mathbf{B}_{\text{iff}} = \alpha \mathbf{B}_{\text{iff}}$ の解として与えられます⁴。実際に、Taylor 状態は逆磁場ピンチ^{*3}やスフェロマック^{*4}などのプラズマ閉じ込め実験で自発的に形成される安定平衡とよい一致を示すことが知られています⁵。また、数値シミュレーションによってコロナ磁場においても Taylor 状態が自発的に形成される傾向があることが示されています⁶。

force-free 方程式のパラメーター α は磁力線のからみに関する波数に対応します。一般の force-free 平衡解では α は磁力線毎に異なる値をとることができますが、Taylor 状態の α は空間全体で同様であるという特徴があります。つまり、Taylor のエネルギー原理は、からみの不均一性が存在する場合、磁気ヘリシティの交換を通して磁場のからみが平坦化されることによりエネルギーが最小化することを意味しています。コロナ磁場における最も簡単な Taylor 状態は図4cのように一様

*2 磁気レイノルズ数 電気抵抗による電場とプラズマの運動による誘導電場の大きさの比。磁気レイノルズ数が高いほど抵抗散逸の効果は小さくなる。太陽コロナでは 10^{12} 程度の大きな値をとる。

*3 逆磁場ピンチ (RFP) トーラス状のプラズマ内部に流れる電流が作る磁場によって高温プラズマを閉じ込める実験装置。プラズマ電流が増加すると自己組織化過程を通してトーラス方向の磁場がプラズマの内部と外部で自発的に逆転し、安定平衡を作り出す。

*4 スフェロマック 球状のプラズマ中に流れる電流が作る磁場によってプラズマを閉じ込める実験装置。逆磁場ピンチと同様に電磁流体の自己組織化を通して実現する安定平衡状態である。

なシアのあるアーケード磁場であり、シア角と α は一定の関係を持ちます。また、Taylor 状態では、磁気エネルギーの変化 ΔE と磁気ヘリシティーの変化 ΔH の間に比例関係 $\Delta E = \alpha \Delta H$ があります。それゆえ、磁気ヘリシティーは自由エネルギーの代替量であり、 α はエネルギーとヘリシティーの変換係数の役割を果たします。すなわち、狭い領域のからみ (α が大きい) ほど、ヘリシティーは大きな自由エネルギーを生み出します。

4. 太陽コロナ活動と磁気ヘリシティーの相関

コロナ磁場は太陽内部のダイナモで作られた磁

束の上昇によって供給され、コロナのエネルギー状態を支配しています。すなわち、コロナにおける磁場はエネルギー貯蔵庫の役割を果たし、加熱やフレア爆発のエネルギー源となります。そのため、コロナへの磁気エネルギー蓄積機構を明らかにするとともに、蓄積された磁気エネルギーを熱と運動へ変換する機構を解明することはコロナ研究における最も重要な課題です。

磁気ヘリシティーは良い保存量であるとともに自由エネルギーの代替でもあるため、太陽コロナへ供給される磁気ヘリシティーを測定できれば、これらの問題に対して重要な情報が得られるはずです。さらに、ヘリシティー入射とコロナ活動の

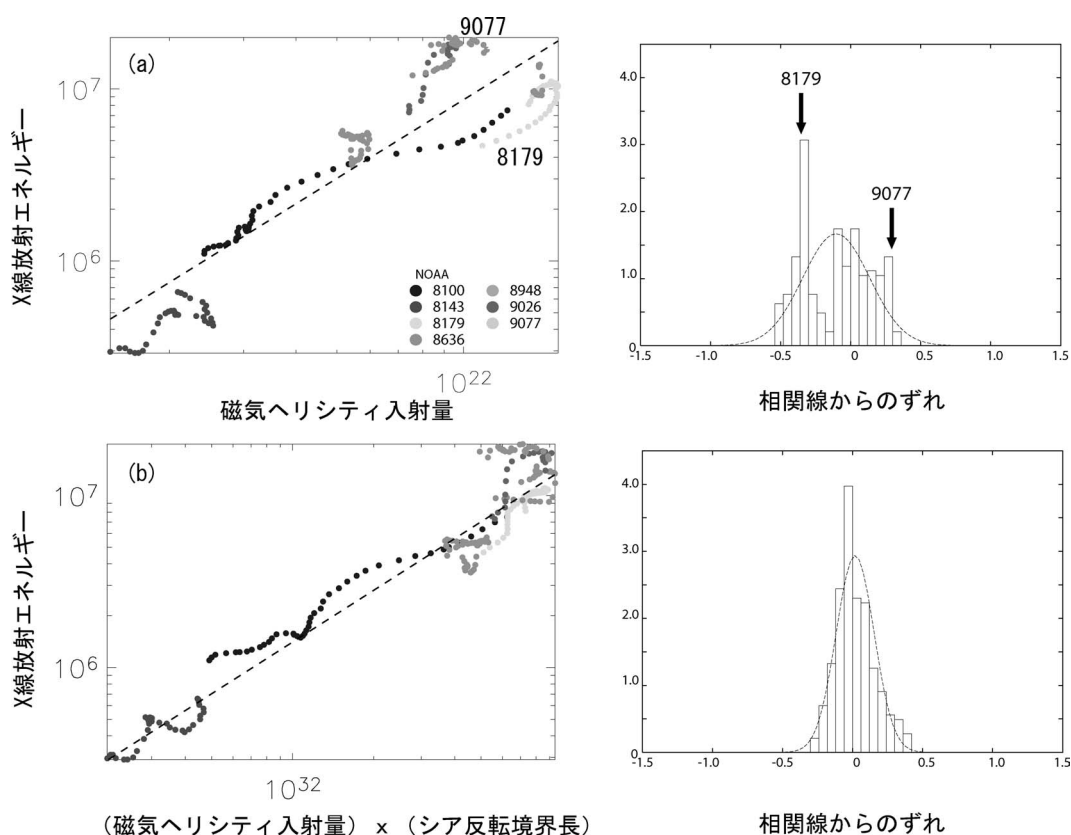


図5 複数の活動領域における磁気ヘリシティー入射量と Yohkoh/SXT で観測された軟 X 線放射エネルギー量の関係。(a) は横軸に磁気ヘリシティー入射量の大きさを、(b) は磁気ヘリシティー入射量と磁気シア反転領域の長さの積をとった場合を示す。右図は相関線からのずれの分布、図中の数字は解析された活動領域の NOAA 番号を示す。活動領域 9077 と 8179 は (a) で極端に相関線からずれている。文献 8 より転載。

間に何らかの相関関係を見いだすことができれば、コロナを活性化する物理条件を明らかにできるものと思われます。われわれはこうした問題意識のもとでコロナへの磁気ヘリシティー入射量を測定する新しい方法を開発しました。

単位時間あたりに境界 S を横切って移動する磁力線のからみ、すなわち「磁気ヘリシティー流束」を考えましょう。数学的に磁気ヘリシティー流束は

$$\frac{dH}{dt} = \int_S \mathbf{E} \times \mathbf{A}_0 \cdot d\mathbf{S} \quad (3)$$

と書けます²⁾。ここで、 \mathbf{E} は電場であり、高温プラズマではプラズマの速度 \mathbf{V} が誘導電場 $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{V}$ を作っています。そこで、

$$\frac{dH}{dt} = \int_S [(\mathbf{A}_0 \cdot \mathbf{B})\mathbf{V} - (\mathbf{A}_0 \cdot \mathbf{V})\mathbf{B}] \cdot d\mathbf{S} \quad (4)$$

となります。ここで右辺の第1項目はからまった磁束が境界を横切って入射される効果を、第2項目は境界面上の運動が境界を横切る磁力線をからませる効果を表しています。

一方、磁場の時間変化は誘導方程式

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (5)$$

を通して電場 \mathbf{E} およびプラズマ速度 \mathbf{V} と関係しています。そこで、マグネトグラフ^{*5}を使って観測された太陽表面磁場 (\mathbf{B}) とその時間変化 ($\partial \mathbf{B} / \partial t$) が (5) 式を満たすように太陽表面の電場 \mathbf{E} を求めることを考えます。これは誘導方程式の逆問題であり、制限条件が全くない場合、その解に一意性はありません。しかし、磁場 \mathbf{B} と境界法線ベクトル \mathbf{S} に直交する方向の速度成分が与えられれば、誘導方程式を満たす電場 \mathbf{E} が磁場観測から一意に決まることを証明することができます⁷⁾。われわれはこの一意性の定理を利用して誘導方程式の逆問題を数値的に解き、ヘリシティー流束を

計算する方法を世界に先駆けて開発しました⁸⁾。

図 5a は複数の活動領域に関して上の方法で測定されたヘリシティー入射量と太陽観測衛星「ようこう」(Yohkoh) に搭載された軟 X 線望遠鏡 (SXT) で観測された軟 X 線放射エネルギーの関係を示しています⁹⁾。ここで、各点は太陽表面上のさまざまな活動領域における異なる時間の測定に対応します。この図からヘリシティー入射量とともに X 線放射量が増加する傾向を見て取ることができますが、その分散は小さくありません。また、相関線からのずれは正規分布から大きく異なっています。この結果は単に磁気ヘリシティー量のみがコロナの活動度を決めるわけではないことを示唆しています。前述したように、ヘリシティー入射はコロナへの自由エネルギー供給に対応するので、この事実は供給されたエネルギーを解放する効率が活動領域ごとに異なることを物語っています。では、何が、エネルギー解放効率の違いを生むのでしょうか。

われわれは各活動領域における磁場の空間構造をさまざまな量に関して調べた結果、ある結論に達しました。実は、太陽表面における磁場のシア角 ϕ を調べると、ヘリシティー入射量に対して X 線放射量が大きい領域ほどシア角の符号が頻繁に変化するという特徴がありました。このことは、磁気シアが複雑に符号を変える場合にエネルギー解放効率が高まる可能性を意味しています。そこで、太陽表面でシア角の符号が変わる境界線の長さを磁場観測から求め、入射ヘリシティー量に乗じた値をパラメーターとして X 線量と比較したところ、図 5b で示される非常に分散の小さな相関関係を得ることができたのです。この結果は、磁気ヘリシティー入射量のみならず、磁気シア構造の複雑さがコロナ活動をより活性化すること初めて明確に示したものです。

*5 マグネトグラフ ゼーマン効果（磁場によって原子中の電子のエネルギー準位の縮退が解け、スペクトル線が分離する効果）を使い、太陽表面の磁場を分光測定する装置。

5. 太陽フレア発生機構と 磁気ヘリシティー

過剰に磁気ヘリシティーが蓄積されるとコロナ磁場が不安定になることが理論的に示されています^{10), 11)}。また、これまでの観測でシアの強い領域でフレアが発生する傾向があることはよく知られています¹²⁾。明確な因果関係は確認されていませんが、フレア発生の際に磁気ヘリシティーの入射に変化が見られたという報告もあります¹³⁾。それゆえ、統計的なコロナの活動度のみならず、個々のフレア発生が磁気ヘリシティー入射量と関係しているのかどうかは、フレア発生機構の理解にとって興味深い問題です。

われわれの解析では、必ずしも、フレアの発生位置と活動領域中で磁気ヘリシティー入射率の高い場所が一致するわけではありませんでした。また、入射された磁気ヘリシティーを各活動領域の全磁束の2乗で規格化した「磁束のからみ数」は、解析したすべての領域でたかだか0.02程度の値しかとりませんでした¹⁴⁾。すなわち、フレア活動が活発な活動領域においても、全磁束が1回以上からまるような大規模な磁力線のねじれ構造が実現されているわけではないと考えられます。磁気ヘリシティー入射の増加がフレア発生の直接原因となるかどうかはいまだに議論の余地のある問題です¹⁵⁾。

われわれの解析は、フレアで解放されるエネルギーを十分に超える自由エネルギーが、磁気ヘリシティー入射に伴って、コロナへ供給されたことを示しています。しかし、過剰な磁気ヘリシティーの蓄積がフレアのトリガとして働くことを示す証拠はいまのところ得られていません。それゆえ、磁気ヘリシティーの大きさのみでは測れない磁場の構造がフレアのトリガー機構に関与して

いる可能性が高いと考えています。

シア構造の複雑さとコロナのX線放射活動との相関に関する結果(図5b)は、磁束からみの符号変化がコロナ活動を活性化する原因となることを示唆しました。また、フレア活動のある領域では符号の異なる磁気ヘリシティーが同時に入射される傾向があることも観測されています¹⁶⁾。そこでわれわれは、十分な自由エネルギーを担う磁気ヘリシティーの供給が行われた後に、図4dのような磁気シア反転構造が生まれることがフレア発生の原因の一つとなるとする仮説を提案しました¹⁷⁾。

前述したように磁気シアの符号と磁気ヘリシティーの符号は対応します。もし、コロナ中でシア角の符号が急激に変わるシア反転層が存在する場合、この層上の強い電流が流れ、シア反転した二つの磁力線のつなぎ替え(磁気リコネクション)が生じると考えられます。その結果、二つの磁力線のシアが混ざりあい、シアのない磁力線が生まれます。この過程は符号の異なる磁気ヘリシティーの「対消滅」に対応し、自由エネルギーを最も効果的に解放することができます。

実際に、磁気シアの急激な符号の反転とフレア爆発に関係があることを示唆する観測が最近報告されています¹⁸⁾。さらに、TRACE衛星による紫外線観測と磁気シア構造の位置関係に関する詳細解析は、複数のフレアにおいて太陽表面ではじめに発光する点がシア反転線と一致することを示しています¹⁹⁾。こうした観測結果はわれわれの仮説を支持するものです。

そこで、仮想的なシア反転層を初期条件とする3次元MHDシミュレーションを実施し、3次元空間における磁力線の構造変化を調べてみました(図6:表紙カラー図)。すると、シア反転層で成長するテアリングモード不安定性*6が磁気リコネク

*6 テアリングモード不安定性 磁場の反転層における電流の散逸と、プラズマの変形とのフィードバックによる電磁流体不安定性。磁気リコネクションを伴いながら成長する。

ションを通して、磁気シアを打ち消すことがわかりました（図 6a-b）。この結果はわれわれの当初の予想に一致します。しかし、このシミュレーションは、単純なテアリング不安定性の成長のみにとどまらず、われわれを意外な発見へ導きました。計算を継続した結果、シア反転層の上部にカスプ構造*7を伴う新たな電流層が形成され、突発的に磁気アーケードが上方へ噴出する現象が見いだされたのです（図 6d）²⁰。この結果は、軟 X 線観測で見られるフレアループの基礎構造を非常によく説明しています。

われわれのシミュレーションから、さらに、アーケード噴出の前に S 字状の磁場構造（図 6c 中の赤線で示された磁力線）が自発的に形成されることも見いだされました²¹。Yohkoh/SXT などによる観測によって、「シグモイド」と呼ばれる S（または逆 S）字状構造がしばしばコロナ中に出現することが発見されています²²。シグモイドはさまざまな噴出現象に伴って現れることから、コロナにおける爆発現象の前兆と考えられてきましたが、爆発に至る因果関係はいまだによく理解されていません²³。シグモイド形成に関しては、さまざまなモデルがこれまでに提出されていますが^{24, 25}、われわれのシミュレーションではシグモイド形成からアーケード噴出までを、一つのモデルで再現することに成功しました。

また、シミュレーションで見いだされた S 字状磁場の α パラメーターが Taylor 状態の理論予測値とよく一致することも明らかにされています。この結果は、コロナ中のシグモイド形成が、実験室プラズマで知られている自己組織化現象と共通の物理過程として理解できうることを意味していると同時に、最近の磁気シアに関する統計的観測とも整合するものです²⁶。

これらの研究成果は単に過剰なヘリシティーの

蓄積のみによってではなく、さらにシアの反転を伴うコロナ磁場の不安定化の結果として太陽フレアが発生する可能性を示唆しています。そこで、われわれは以下に示すような太陽フレア発生に関する新しいシナリオを提案しました²⁰。

1. シア反転層の形成 はじめに、太陽活動領域の比較的広い部分に磁気ヘリシティーが入射され、シアをもつ磁気アーケードが形成されます。その上で、アーケードの一部に、反転したシアをもつ磁束が太陽内部からの磁束上昇か太陽表面のシア運動によって形成されると考えます。その結果、異なるシアをもつ二つの磁束領域が接触し、その境界に電流層が作られます（図 6a）。

2. テアリング不安定とシグモイド形成 薄い電流層はテアリングモードに対して不安定化し、図 6a でシア角の異なる磁力線がリコネクションを受ける結果、図 6b の赤線で示される磁力線が生まれます。この磁気リコネクション（今後、 R_A と呼ぶ）を通してエネルギー緩和が進むことによって、Taylor 状態に近いシグモイド構造（図 6c の赤線で示された S 字状の磁力線）が自発的に生まれます。

3. アーケードの内部崩落とフレア発生 シア反転層におけるリコネクションが進行すると、反転層に接する磁束が対消滅し、アーケード内部の力の釣り合いが失われます。その結果、磁力線が内部のシア反転層に向かって図 6d の青線で示すようにカスプ磁場を作って崩落し、カスプ磁場の先端に新たな電流層を形成します。新たな電流層でもリコネクション (R_B) が始まり、リコネクション点から上下に向かう高速プラズマ流が放出されますが、このうち下降流は既存の電流層に衝突して初めのリコネクション R_A をさらに駆動します。その結果、二つのリコネクションのフィードバックが開始され、エネルギー解放が爆発的に

*7 **カスプ磁場** 先端の尖った磁場形状。磁気リコネクションの際に、磁力線が狭い領域に細く束ねられた結果、形成されると考えられる。太陽フレアの軟 X 線像などで同様の形状がしばしば観測され、太陽フレアが磁気リコネクションを伴って発生することを示す証拠の一つとなった。

進行してフレア爆発に至ります。

4. プラズモイド放出とフレアループの形成
一方、第2のリコネクション R_B から放出される上昇流は上部コロナへの噴出流となり、蓄積されていた磁気ヘリシティーの一部をプラズモイド*8として惑星間空間へ放出します。また、シア反転層の近傍では対消滅を通して磁気ヘリシティーが失われます。その結果、ポテンシャル磁場に近い構造をもつポストフレアループが太陽表面に現れます。ただし、対消滅を免れた一部のシグモイド磁束はフレアループの内部に残存します（図6dの赤線）。

「シア反転フレアモデル」と呼ばれる上のシナリオは、コロナ中で磁力線のからみを効率的にほどく過程を理論的に説明するとともに、軟X線によるフレアの形態観測と磁気ヘリシティーの定量的測定結果を矛盾なく説明することができます。

フレア発生機構に関してはこれまでも多くのモデルが提案されていますが、それらとともにシア反転フレアモデルを検証するためには、フレアの前後におけるコロナ磁場の3次元構造を明らかにする必要があります。例えば、シア反転フレアモデルでは、プラズモイド放出を駆動するリコネクション (R_B) はシグモイドの上部で発生するため、シグモイド自身がプラズモイドとして放出されるわけではありません。プラズモイド放出におけるシグモイドの形態変化と、カスプ磁場を伴うリコネクション点の位置関係が明らかにできれば、モデルの成否を確かめることができると考えられます。

6. 今後の展望

過去10年間に多くの衛星観測によって太陽コロナのダイナミックな姿が明らかにされてきました。

特に、軟X線観測によるコロナの形態学的な解析は、磁気リコネクションとフレアの関係など、多くの重要な知見をわれわれに与えました。しかし、フレア発生機構をはじめとするコロナ活動の基本問題が、多くの理論モデルの提案にもかかわらず、いまだに謎として残されています。今後、こうした問題を完全に解明するためには、コロナ磁場の「精密観測」と「3次元構造の解明」が是非とも必要です。2006年に打ち上げ予定の次期太陽観測衛星「Solar-B」はそのための強力な武器となると期待されています²⁷⁾。特に、Solar-Bに搭載される太陽光学望遠鏡 (SOT) によるベクトル磁場の高分解連続観測は、磁気ヘリシティーの入射過程と磁気シア構造の解明において画期的な情報をもたらすと考えられます。さらに、磁場観測と地球シミュレーターによる大規模3次元数値シミュレーションを積極的に結合することで、直接観測できない太陽コロナの3次元像を数値的に再現することが計画されています。

磁気ヘリシティーはかつて理論的な概念として提案され電磁流体力学研究において重要な役割を果たしてきました。しかし、太陽コロナにおいて磁気ヘリシティーは今や観測可能な物理量です。太陽コロナへの磁気ヘリシティー入射を包括的に測定できれば、太陽内部のダイナモ過程に関する重要な情報を得ることもできるでしょう。今後10年間の太陽コロナ研究では、精密観測に基づいた理論モデルの定量的検証が進むと考えられます。すなわち、太陽コロナは高温プラズマダイナミクスに関する実験室としての役割を果たすことでしょう。観測と数値シミュレーションとの連携による磁気ヘリシティーの解析が、天体プラズマ研究の新しい方法論としてわれわれを数多くの新発見へ導くと期待しています。

*8 プラズモイド 空間中で自発的に閉じ込められたプラズマの塊り。大規模フレアにおける磁気リコネクションによって太陽コロナから惑星間空間へ放出されると考えられている。

謝 辞

本稿をまとめるにあたり、太陽コロナの磁気ヘリシティ研究を共同で進めてきた以下のみなさんに協力していただきました。深く感謝いたします(敬称略)。山本哲也、能登谷瞬、横山央明(東京大学)、真栄城朝弘(情報数理研究所)、井上諭(広島大学)、桜井 隆、浅井 歩(国立天文台)。また、われわれの研究の少なくない部分が以下の方々と有意義な議論を通して動機づけられたことに謝意を表します(敬称略)。P. Démoulin (Observatoire de Paris), R. C. Canfield (Montana State Univ.), 柴田一成(京都大学), E. Priest (St. Andrews Univ.), M. Berger (Univ. College, London)。

参考文献

- 1) Geophysical Monograph 111, Magnetic Helicity in Space and Laboratory Plasmas, ed. M. R. Brown, R. C. Canfield, A. A. Pevtsov (Washington, D. C., AGU)
- 2) Berger M. A., Field G. B., 1984, J. Fluid Mech. 147, 133
- 3) Taylor J. B., 1974, Phys. Rev. Lett. 33, 1139
- 4) Woltjer L., 1958, Proc. Nat. Acad. Sci. USA 44, 489
- 5) Taylor J. B., 1986, Revs. Modern Phys. 58, 741
- 6) Kusano K., Suzuki Y., Kubo H., Miyoshi T., Nishikawa K., 1994, ApJ 433, 361
- 7) Kusano K., Maeshiro T., Yokoyama T., Sakurai T., 2004, Astronomical Society of the Pacific Conference Series 325, 175
- 8) Kusano K., Maeshiro T., Yokoyama T., Sakurai T., 2002, ApJ 577, 501
- 9) Maeshiro T., Kusano K., Yokoyama T., Sakurai T., 2005, ApJ 620, 1069
- 10) Kusano K., Suzuki Y., Nishikawa K., 1995, ApJ 441, 942
- 11) Kusano K., Nishikawa K., 1996, ApJ 461, 415
- 12) Hagyard M. J., 1988, Solar Phys. 115, 107
- 13) Moon Y.-J., Chae J., Wang H., Choe G. S., Park Y. D., 2002, ApJ 580, 528
- 14) Yamamoto T. T., Kusano K., Maeshiro T., Yokoyama T., Sakurai T., 2005, ApJ 624, 1072
- 15) Nindos A., Andrews M. D., 2004, ApJ 616, L175
- 16) Yokoyama T., Kusano K., Maeshiro T., Sakurai T., 2003, Advances in Space Research 32, 1949
- 17) Kusano K., Yokoyama T., Maeshiro T., Sakurai T., 2003, Advances in Space Research 32, 1931
- 18) Wang J., Zhou G., Zhang J., 2004, ApJ 615, 1021
- 19) 真栄城朝弘, 2005, 広島大学学位論文
- 20) Kusano K., Maeshiro T., Yokoyama T., Sakurai T., 2004, ApJ 610, 537
- 21) Kusano K., 2005, ApJ 631, 1260
- 22) Rust D. M., Kumar A., 1996, ApJ 464, L199
- 23) Canfield R. C., et al., 1999, GRL 26, 627
- 24) Magara T., Longcope D. W., 2001, ApJ 559, L55
- 25) Fan Y., Gibson S. E., 2004, ApJ 609, 1123
- 26) Nandy D., Hahn M., Canfield R. C., Longcope D. W., 2003, ApJ 597, L73
- 27) Shimizu T., 2002, Advances in Space Research 29, 2009

Magnetic Helicity in the Solar Corona

Kanya KUSANO

The Earth Simulator Center, Japan Agency for Marine-Earth Science and Technology, 3173-25 Showa-machi, Kanazawa-ku, Yokohama, Kanagawa 236-0001, Japan

Abstract: Magnetic helicity, which is a measure of the magnetic flux linking, is an important quantity for the magnetohydrodynamics. Recently, the new methodologies were developed to enable the measurement of magnetic helicity injection through the solar surface into the solar corona. This new measurement confirmed that magnetic helicity as well as the complexity in coronal magnetic structure plays a crucial role for the energy liberation activity in the solar corona. Based on the results, a new model of the solar flare onset mechanism so-called 'reversed-shear flare model' has been proposed.