

太陽コロナにおける MHD エネルギー緩和と磁気再結合

広大理学部 草野完也 (Kanya Kusano)*

太陽を取り巻く高温プラズマである太陽コロナの観測は近年急速に進歩している。特に、観測衛星「ようこう」による X 線像の連続観測によって、コロナがこれまで考えられていたよりはるかに多様なダイナミクスを示すことが明らかにされた。¹ すなわち、太陽コロナはフレアとして知られてきた大規模な爆発によってだけでなく、マイクロフレア、ジェット、ブライต์ポイント等と呼ばれる大小様々なエネルギー解放現象によって常に活動している状態にある。

太陽コロナにおけるこうした活動現象の観測的特徴は、それらがいずれも突発的に現れる点にある。理論的にはこれらの活動は、コロナ磁場中に蓄えられたエネルギーが突然解放され、プラズマの運動や熱に変換される現象と考えられている。一方、コロナ中のいかなるエネルギーもその起源は太陽内部にあるから、コロナにおけるエネルギー解放現象が継続して生じるためには、コロナ磁場中にエネルギーを供給するメカニズムが存在しなければならない。それゆえ、コロナの活動現象は、太陽中のエネルギーを磁気エネルギーに変換しコロナ磁場に蓄積するフェーズと、蓄積されたエネルギーを急速に解放するフェーズから成り立っている。このうち、特に大規模なエネルギー解放の時間スケールはコロナ中の典型的なアルフベン時間 (τ_A) でスケールされることが観測的に知られている。² 一方、エネルギーの蓄積は太陽表面の運動が作る外向きのポインティングフラックスによってなされるが、太陽表面運動 (0.1~1 Km/sec) はコロナ中のアルフベン速度 (100~1000 Km/sec) に比べてはるかに遅いから、蓄積は解放に比べて非常にゆっくりと進行するはずである。³ すなわち、コロナ中のエネルギー解放現象はある種のカタストロフであると考えられる。

それでは、いつ、どのようにしてエネルギーの蓄積が解放に転移するのであろうか？この問題 (trigger problem) は太陽フレア研究における中心的課題である。それは「何故、太陽フレアが生じるのか？」という初源的問題の根幹を成している。我々はこの問題に電磁流体力学 (MHD) における selective dissipation theory と数値シミュレーションを基に取り

*本研究は、西川恭治 (Kyoji Nishikawa)、鈴木喜雄 (Yoshio Suzuki)、藤江憲悟 (Kengo Fujie)、森山勝志 (Kantsusi Moriyama) らとの共同研究である。

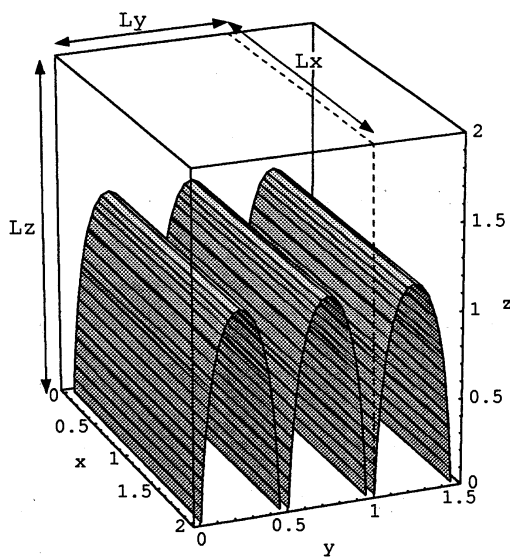


図 1: 太陽コロナのモデル領域と Taylor 状態の等磁束面。

組んできた。その結果、太陽コロナにおける突発的なエネルギー解放は分岐した最小エネルギー解の遷移過程として統一的に説明できるであろうことを理論的に明らかにした。^{5, 6}

J.B.Taylor は逆磁場ピンチ (RFP) として知られるトーラス型プラズマ閉じこめ装置中の磁場構造が自発的に安定な状態を実現する現象を説明するため、「電気伝導性が高く強く磁化したプラズマ中の磁場構造は、磁気ヘリシティ

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

を保存しながら、磁気エネルギー

$$E = \frac{1}{2\mu_0} \int_V \vec{B} \cdot \vec{B} dV, \quad (2)$$

を最小化する状態に自発的に緩和する」ことを提唱した。⁴ ただしここで、 $\vec{A}$ は磁場 $\vec{B}$ のベクトルポテンシャル ($\nabla \times \vec{A} = \vec{B}$)、およびその積分は考える系全体 (V) でとる。電気伝導度無限大の ideal MHD システムにおいては H は厳密に保存されるが、有限の電気抵抗をもつシステムにおいてはその厳密な保存は破れ、磁気ヘリシティも散逸を免れない。しかし、Taylor は磁気レイノルズ数が 1 に比べて非常に大きな場合、磁気ヘリシティの散逸は磁気エネルギーのそれに比べて十分に遅いと考えた。すなわち、磁気ヘリシティに対する磁気エネルギーの selective dissipation を提唱した。

Taylor の原理は RFP の磁場構造におけるユニバーサルな性質を見事に説明し大成功を納めた。本研究の前半は、この原理を太陽コロナに適応し、太陽コロナにおける Taylor の

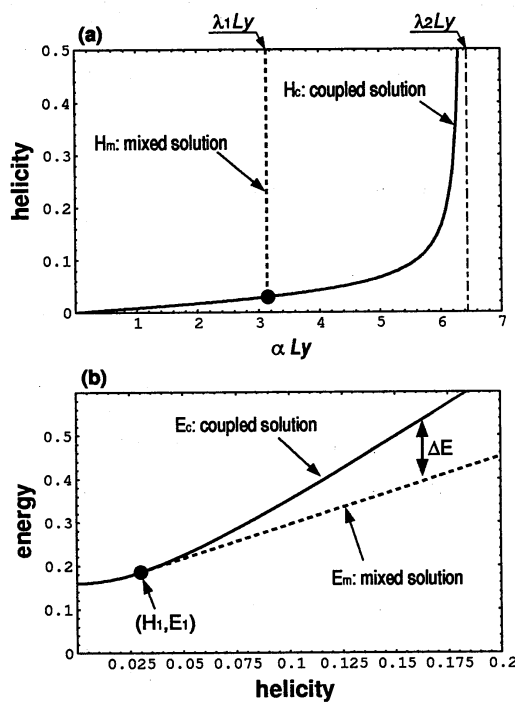


図 2: (a) Taylor の最小エネルギー状態 ($\nabla \times \vec{B} = \alpha \vec{B}$) における α と磁気エネルギーの関係。 λ_1 及び λ_2 は真空磁場と非結合あるいは結合する固有関数の固有値を示す。(b) 磁気ヘリシティと磁気エネルギーの関係。(H_1, E_1) は結合解と混合解との分岐点を示す。

最小エネルギー状態を求める事にある。ここでは図 1 に示すような領域を考える。すなわち、太陽光球面を底面とするような直方体の内部をコロナであるとする。側面 (x 及び y 方向) には簡単化のため周期境界条件を課す。底面には、境界面に垂直な磁場成分を境界条件として与える。図 1 では、最も簡単な例

$$B_z = B_0 \sin(2\pi y/L_y) \quad (3)$$

を描いている。垂直成分のみを条件として与える理由は、光球面のプラズマ密度はコロナのそれに比べて非常に大きいため、コロナ中の MHD 時間スケールでは光球面を横切る磁束密度分布に変化は生じない (すなわち、line-tying) ためである。また、上面では便宜上、 $B_z = 0$ とする。太陽コロナが無限の惑星間空間につながっているにも関わらず、領域を有限とする理由は以下の通りである。すなわち、最小エネルギー配位がシステム全体で実現するためには、あらゆる点に境界条件の情報が到達しなければならないが、光球面状態は常に変化しているために、有限の時間スケールを考える限り、考える領域も有限でなければならない。

Taylor の最小エネルギー状態は簡単な変分原理より方程式

$$\nabla \times \vec{B} = \alpha \vec{B} \quad (4)$$

で記述できる。ここで、 α は空間に依存しない定数である。それゆえ、問題は与えられた境界条件のもとで(4)式を解く事にある。ただし、このとき磁気ヘリシティ H をパラメタとする。

一般に、(4)式は以下に示す2つの異なるタイプの解を形式的に持つ。1つは

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}_0 + \sum_i' \frac{\alpha}{(\lambda_i - \alpha)} \frac{\lambda_i}{|\lambda_i|} I_i \nabla \times \vec{a}_i, \quad (5)$$

と記述される。ただしここで、 $\vec{A}_0$ は境界条件を満たす真空磁場のベクトルポテンシャル ($\nabla \times \nabla \times \vec{A}_0 = 0$)、 λ_i と $\vec{a}_i$ は一樣境界条件 (境界に垂直な成分が存在しない) における演算子 $\nabla \times$ の固有値と固有ベクトルのベクトルポテンシャルを示す ($\nabla \times \nabla \times \vec{a}_i = \lambda_i \nabla \times \vec{a}_i$)。また、

$$I_i = \int_V \vec{a}_i \cdot \nabla \times \vec{A}_0 dV \quad (6)$$

であると共に、総和 $\sum_i'$ は

$$I_i \neq 0 \quad (7)$$

なる固有ベクトルに関してのみとる。条件(7)は固有関数が真空磁場と「結合」してることを意味しているため、解(5)は「結合解」と呼ばれている。

一方、もう1つの解は

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}_0 + \sum_{i \neq j}' \frac{\lambda_i \lambda_j}{|\lambda_i|(\lambda_i - \lambda_j)} I_i \nabla \times \vec{a}_i + \beta \nabla \times \vec{a}_j. \quad (8)$$

と記述される。ここで、 $\nabla \times \vec{a}_j$ は真空磁場と結合しない固有関数 ($I_j = 0$)、 λ_j はその固有値である。それ故、解(8)は結合成分と非結合成分からなる「混合解」である。結合解は図2(a)に見られるように α の任意の値について存在する事ができるが、混合解は $\alpha = \lambda_j$ である時にのみ存在する。それ故、磁気ヘリシティ H を0から増加させた場合、はじめは結合解のみが存在するが、図2(b)に示すように α が非結合成分の最小固有値に到達したときに、解は(5)と(8)に分岐する。それ以上大きな H に関しては最小エネルギー解は常に混合解によって与えられる。

太陽コロナをモデル化したシステム (図1) においても、上の一般的説明と同様に(5)と(8)への分岐が生じることが明らかにされた。⁵ 場を水平2次元方向にフーリエ分解した場合、一般に、各モードにおける固有値の大きさはモードの波長が長いほど小さい。それ故、最小非結合固有値を与えるフーリエモードはモード数0の平均場モードである。詳

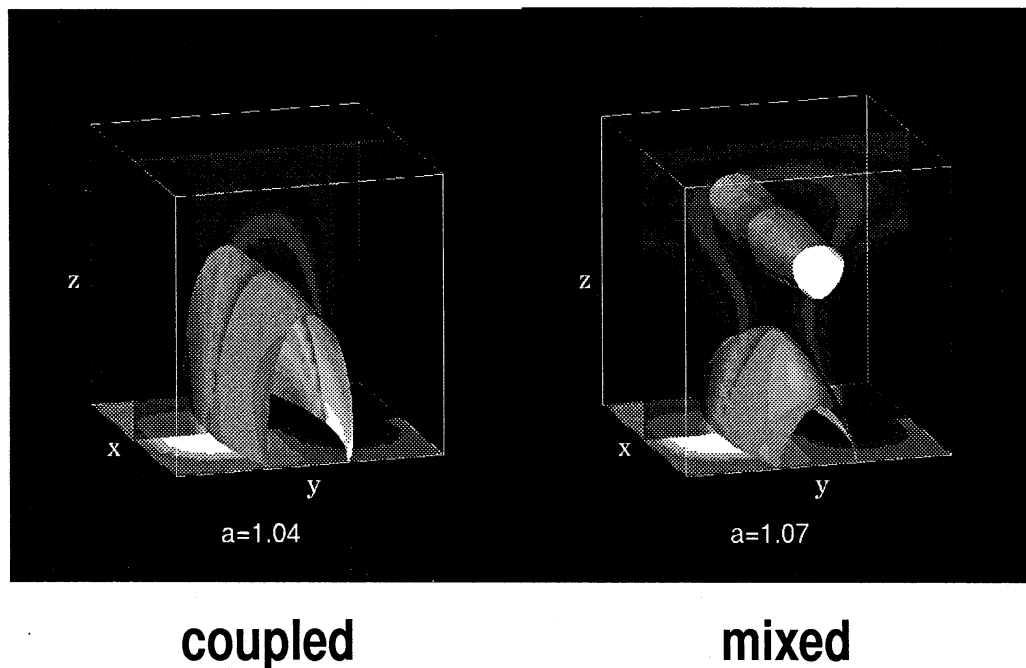


図 3: 結合解（右）と混合解（左）の等磁束面。

しい解析によって、分岐条件が満たされるためにはシステムのアスペクト比 a （図 1 における L_z/L_y ）が $\sqrt{3/4}$ 以上で、かつ磁気ヘリシティ H が a に応じて決められる臨界値以上でなければならない事が明らかにされた。この事実は、太陽コロナ中の磁気ループ形状が垂直方向に引き延ばされるか、あるいはコロナ中に十分な磁気ヘリシティが注入されるならば、コロナ中の最小エネルギー解が結合解から混合解へ遷移する事を意味している。

さらに重要な事実は、コロナ磁場配位における結合解と混合解の磁力線のトポロジカルな構造が異なっている点にある。図 3 に典型的な光球面境界条件における混合解と結合解の等磁束面を示す。結合解は光球面の上に立つ単純なアーケード構造を示すが、混合解はアーケードの上に光球面から切り放された磁束管を持っている。上記したように解が分岐したならば常に最小エネルギー状態は混合解によって与えられる。それ故、もし解の分岐条件が満たされるならば、最小エネルギー原理に従う限り独立した磁束管は自発的に形成されなければならない。明らかにその過程は磁力線のトポロジカルな変化を伴うため、磁気再結合を必要とする。

磁気再結合は局所的に形成された強い電流層の内側で抵抗散逸が磁場の構造進化を支配する場合に生じる現象である。磁力線をつなぎ換えると共に、磁気エネルギーの解放に有効に働く。⁷ 「ようこう」の観測によれば、大型の太陽フレアはアーケード磁場の上方

で生じる磁気再結合を伴うことがほぼ確認されている。⁸ 図3の構造変化はそれらの観測事実と定性的な良い一致を示す事から、我々はここで「太陽フレアは最小エネルギー解の分岐とその結果生じる解の遷移過程である」ことを理論的に提唱する。

さらに、この仮説の数値的な検証を試みる。ここでの基本的問題は解の動的接近性に関するものである。すなわち、磁気ヘリシティを MHD タイムスケールに比べてゆっくりと注入した場合、解が分岐点を通過するときシステムは即座に最小エネルギー状態である混合解を実現するか？それとも、しばらく結合解に留まった後、混合解へ遷移するか？を考える。もし、前者ならば全てのエネルギー進化は準静的に進行し、カタストロフィックな現象を説明できない。この問題は本稿の冒頭で述べたエネルギーの蓄積問題やフレアのトリガに関する重要な問題である。

この問題を考察するために2次元の MHD 数値シミュレーションを実行する。⁹ 基本方程式は運動方程式と誘導方程式によって与えられ、流体の密度変化、熱エネルギーは無視する。使われた数値解法は空間差分に関して2次精度の中心差分と時間差分に関して4次精度の Runge-Kutta-Gill 法である。初期条件として、磁気アーケード型の真空磁場を置き、光球面境界に磁力線を引き延ばす方向のシア運動を仮定する。シア運動の最大速度は典型的なアルフベン速度の1%である。シア運動はコロナ領域に磁気ヘリシティを供給し、さらにその結果としてアーケード構造のアスペクト比を増加させる。このため、ある時点で解の分岐条件が満たされる。

図4 (a) はこのシミュレーションにおける磁気ヘリシティと磁気エネルギーの変化を描いている。シミュレーションは電気抵抗 η をパラメタとして3種類行われた。その結果、(1) 初期の変化は結合解に沿って準静的に進行する。(2) 分岐点を通過後もシステムはしばらく結合解に留まる。(3) ある時点でエネルギーの増加は止まり混合解へ向けたエネルギー緩和が生じる。(4) エネルギー緩和過程において磁気ヘリシティはほとんど変化しない。(5) エネルギー緩和の時間スケールはアルフベン時間の10から20倍程度であり、抵抗散逸時間に比べて十分短い。これらの結論は、混合解がカタストロフィックに実現することを意味しており、上の理論的仮説を大いに支持するものである。

ではなぜ分岐点通過後も、システムはエネルギーの高い結合解に留まるのであろうか？この答えは線形安定性の解析によって与えられる。安定性解析の結果、分岐点を越えた結合解は線形不安定である事が明らかにされた。⁶ それ故、分岐点通過後、不安定性は即座に

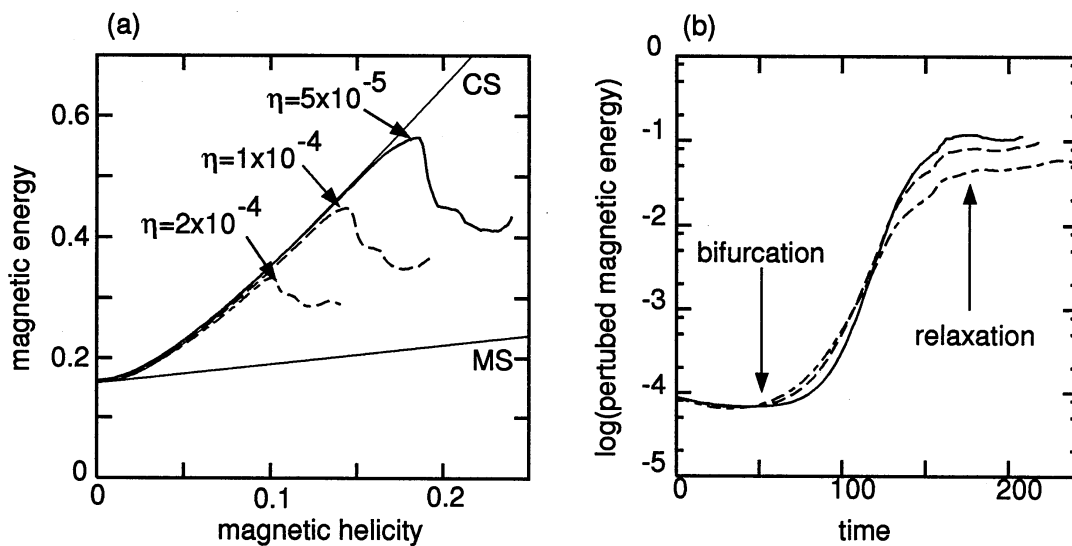


図 4: 数値シミュレーションの結果。 η は電気抵抗、CS 及び MS はそれぞれ結合解と混合解を示す。(a) 磁気ヘリシティと磁気エネルギーの変化。(b) 不安定モードのエネルギーの時間変化。

成長を開始する。しかし、結合解と混合解のトポロジーの違いにより、混合解を実現するためには磁気再結合過程を経なければならない。磁気再結合を実現する為には不安定性の振幅が平衡解のそれに比べて無視できないほど大きくなければならないが、図 4 (b) に示すように不安定性の成長時間は τ_A に比べて長いため、振幅が非線形領域に到達するまで有限の時間が経過する。その間、磁気ヘリシティは連続的に供給されるためシステムは結合解のブランチに留まったまま、高エネルギー状態に励起される。このことは、エネルギーの蓄積が不安定性の成長とヘリシティ注入の競争過程として実現することを意味している。電気抵抗の減少と共に、不安定性の成長率と磁気ヘリシティの散逸は共に小さくなるため、電気伝導性が高くなるとヘリシティ注入が不安定性をより凌駕し、システムはより高いエネルギー状態へ到達できる。その結果、図 4 (a) のようにより激しいエネルギー緩和過程が実現する。

数値計算においては空間分解能の限界から現実のコロナにおけるような小さな電気抵抗率を用いる事ができない。実際、もし古典散乱理論をコロナに適応した電気抵抗の値と比べるならば、ここに示したシミュレーションの抵抗は 10 桁も大きい。このことは現実のコロナではさらに大規模のエネルギー蓄積と解放が生じる可能性を意味している。しか

し、一方、電気伝導性が極端に高くなると電流シートの構造不安定性などいくつかの新しい現象が現れる可能性も無視できない。我々の研究は太陽フレアをはじめとするコロナにおけるエネルギー解放過程を最小エネルギー原理から統一的に説明する可能性を示した。しかし、太陽コロナのダイナミクスを完全に理解するためにはさらに理論、観測の両面から詳細な考察を深める必要がある。

参考文献

- [1] L. Acton, *et al.*, Science, **258**, 618 (1992).
- [2] S. Tsuneta, in *Solar Active Region Evolution: Comparing Models with Observations*, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol.68, edited by K.S. Balasubramaniam and G.W.Simon (Astronomical Society of the Pacific, San Francisco, 1994) p.338.
- [3] E.R. Priest, *Solar Magnetohydrodynamics*, Geophysics & Astrophysics Monographs, Vol.21, (Reidel, Dordrecht, 1982).
- [4] J.B. Taylor, Phys. Rev. Lett., **33**, 1139 (1974).
- [5] K. Kusano, Y. Suzuki, and K. Nishikawa, Astrophys. J., **441**, 942 (1995).
- [6] K. Kusano, and K. Nishikawa, 'Bifurcation and linear stability of coronal magnetic arcades in a linear force-free field', to be published in Astrophys. J., **461** (1996).
- [7] D. Biskamp, *Nonlinear Magnetohydrodynamics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1993).
- [8] S. Masuda, T.Kosugi, H.Hara, S. Tsuneta, and Y. Ogawara, Nature, **371**, 495 (1994).
- [9] K. Kusano, *et al.*, 'Bifurcation and nonlinear dynamics of solar coronal mageto-plasma', to be submitted to Astrophys. J.