

# 宇宙における磁気ループ (バブル) 現象

柴田 一成 <国立天文台太陽物理学研究系 181 東京都三鷹市大沢 2-21-1>

太陽黒点をはじめとする天体磁気活動では、磁気ループ (バブル) 現象が中心的な役割を果たしていることが次第に明らかになってきた。これらの磁気ループ現象は、天体内部で作られた磁束が磁気浮力によって天体表面に運ばれて形成されたものであると考えられている。しかし、その浮上の詳しいプロセスや活動現象発生メカニズムについては、永らく謎にまつまっていた。近年のスーパーコンピュータの発達は、ついにこのような複雑な過程の非線形磁気流体シミュレーションを可能にしはじめ、その結果、磁束浮上のダイナミックな様子や、それにともなって発生する衝撃波やリコネクションなどの活動現象の実態がようやく明らかになりはじめた。

## §1. 太陽黒点と天体磁気活動現象

近年、太陽黒点に対する関心が高まっている。黒点がたくさん出現したために、北海道でもオーロラが見えたとか、黒点の近くで大きな太陽面爆発 (フレア) が発生して電波障害が起こった、などというような記事が新聞を賑わすことが多い。さらに黒点数が増えると地球は温暖になるとか、はては黒点数と経済変動の間に相関がある (!?), というような議論まである。そのため、一般市民の人から経済変動に関する今後の予測について真顔で尋ねられたことさえある。(何も答えられなかったのは言うまでもない!)

さてこのように関心を集めている黒点であるが、その正体は一体何であろうか? 一言でいうとそれは“磁場”である。もう少し正確に言うと、太陽内部にある磁束管が太陽表面に顔を出したところの切り口が一对の黒点として見えているのである (図 1)。<sup>1)</sup> 黒点に付随して発生するフレア

などの活動現象はすべて磁場があるゆえに発生する現象であり、オーロラはもとより気候変動や経済変動への影響も (黒点との相関がもし本当ならば) すべて太陽磁場が原因なのである。

黒点に数千ガウスにもものぼる強い磁場があることがわかったのはそれほど古いことではない。今世紀の初頭 (1908 年)、ガリレイによる黒点そのものの発見に遅れること約 300 年であった。またそれは地球磁場以外の天体磁場の最初の発見でもあった。その後太陽以外にも強い磁場を持つ恒星があることがわかり (磁気星で 1-10 kG, 白色矮星や中性子星では  $10^6$ - $10^{12}$  G), さらに星間空間や銀河にも磁場 (数  $\mu$ G) が発見されるにいたって、今世紀半ばには天体磁場というのは普遍的な現象であることが確かとなった。

太陽黒点とフレアの関係で知られているような関係、つまり、激しい活動現象と強い磁場との密接な関係というのは、比較的新しい概念である。それは最近 10-20 年間の電波天文学や X 線天文学の発展によって確立された。例えば、古くから知られていた太陽コロナは実は黒点上空に広がる磁気ループにトラップされた高温 (数百-数千万度) プラズマであること、多くの恒星には太陽類似の高温コロナがあること、太陽からしばしば惑星間空間に向けて CME (Coronal Mass Ejection) と呼ばれる巨大な磁気ループ (またはバブル) が噴出していること、星間空間や銀河にも磁気ループ (バブル) 現象\* が見られること、などである。<sup>2)</sup>

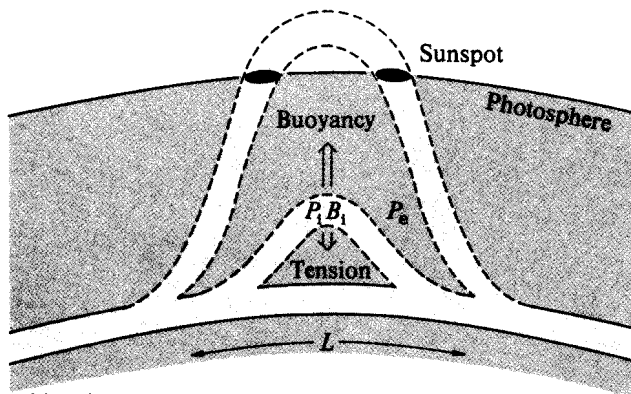
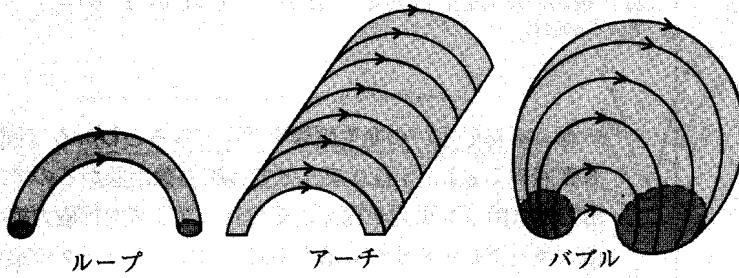


図 1 太陽黒点 (Sunspot) 形成と磁気浮力の概念図 (E. R. Priest: *Solar Magnetohydrodynamics* (D. Reidel, Dordrecht, 1982) より転載)。

\* 磁気ループや磁気バブルという用語は、宇宙物理学の専門用語として確立しているわけではない。ここでは磁気バブルと磁気ループの違いは単に幾何学的形状の違いだけとする。つまり 1 次元的なループ構造が集まって 3 次元的になったものをバブルと呼ぶことにする。ループが並んで 2 次元的になったものはアーチと呼ばれる。図 2 参照。

図2 磁気ループ、アーチ、バブル。



さてでは、どうして黒点（磁場）が出現すると活動現象が発生するのだろうか？ より一般に、天体に強い磁場があると激しい活動現象が発生するのはなぜだろうか？ そもそも、いかにして黒点（磁場）は形成されたのだろうか？

以前はこれらの間に確信をもって答えることは、きわめて困難だった。というのは、これらの間に答えるためには非線形非定常の多次元磁気流体 (MHD) 方程式を解く必要があったが、それを解析的に実行するのはほとんど不可能だったからである。ところがコンピュータの発展、とりわけ近年のスーパーコンピュータの発展は、事情を一変させた。ついに上の問に答えられるような非線形非定常多次元 MHD 方程式の数値解を得ること (数値シミュレーション) が可能になったのである。数値シミュレーションの方法は、観測された現象の現実的なモデリングを可能にしてくれただけでなく、実験室では再現不可能な物理過程を数値的に実験することも可能にしてくれた。このような数値シミュレーションによって、これまで謎にまつまっていた黒点の発生過程が白日の下にさらされただけでなく、数多くの“数値実験”によってその普遍的な物理法則も明らかになりはじめた。

本稿ではこのような宇宙における磁気ループ (バブル) 現象 (図2) の数値シミュレーション研究の最近の発展を紹介するとともに、それらの結果を基にして上の問 (天体磁気活動が発生する基本的理由は何か?) に対する筆者なりの答えを述べたい。

## §2. 磁気浮力

パーカーは1955年に黒点の形成について次のようなアイデアを提出した。<sup>3)</sup>

まず太陽磁場は内部の対流層におけるダイナモ機構によって生成されると考える。ダイナモとは平たく言えばプラズマの運動によって電流 (したがって磁場) が生成される過程のことで、太陽では対流と太陽自身の差動回転がダイナモの原動力である。<sup>\*\*</sup> このようにして生成された磁場がどのような分布をするのか、まだよくわかっていないが、と

にかく最終的には必ず孤立した磁束管ができるはずである。なぜなら、観測事実は黒点以外の太陽磁場は平均的に非常に弱い (10 G 以下) ことを示しているからである。つまり黒点を作っている磁束は磁場のない (非常に弱い) プラズマ中に埋まっている

孤立磁束管なのである。パーカーは、この太陽内部対流層で生成された孤立磁束管には磁気浮力 (magnetic buoyancy) と呼ばれる浮力がはたらいて、表面に浮かび上がることを示し、このようにして黒点が形成されたのではないかと考えた (図1)。このアイデアは多くの観測事実を自然に説明したので今では広く受け入れられている。

さて磁気浮力とはどういう浮力だろうか？ 簡単な例として、等温プラズマ中に埋まっている孤立した細い磁束管を考えよう。‘細い’ というのは磁束管の断面のサイズが周りのプラズマの圧力スケールハイト  $\Lambda = p_e / \rho_e g = C_s^2 / \gamma g$  に比べて十分小さい、という意味である。ただし、 $C_s = (\gamma p_e / \rho_e)^{1/2} = (\gamma R T / \mu)^{1/2}$  は音速、 $\gamma$  は比熱比、 $g$  は重力加速度、 $R$  は気体定数、 $T$  は温度、 $\mu$  は平均分子量、 $p_e$ 、 $\rho_e$  は管の外側におけるプラズマ圧と密度である。管は細いので、 $p_e$  はほぼ一様と考えて良い。管内では有限の磁場 (磁束密度  $B$ ) があり、プラズマ圧は  $p_i$ 、管の外には磁場はないとする (図1)。管の内外の圧力平衡はプラズマ圧に磁気圧を足した全圧のバランス  $p_i + B^2 / 8\pi = p_e$  で決まる。温度と密度を使って書き直すと

$$\rho_i R T / \mu + B^2 / 8\pi = \rho_e R T / \mu \quad (1)$$

となる。  $T / \mu =$  一定の場合には、磁束管内の密度 ( $\rho_i$ ) は管外のそれ ( $\rho_e$ ) より小さいことがわかる。またこれより、磁束管には単位体積当たり

$$\Delta \rho g = (\rho_e - \rho_i) g = B^2 / (8\pi \Lambda) > 0 \quad (2)$$

の浮力がはたらくこともわかる。磁場の存在が原因となって浮力が発生するので、パーカーはこれを磁気浮力と呼んだ。この磁気浮力こそが太陽内部対流層に発生した磁場 (磁束管) を表面に運ぶ原動力であり、太陽活動さらには天体磁気活動の直接の原動力なのである。

## §3. 磁気浮力不安定性: 交換モードとうねりモード (パーカー不安定性)

前節で考えた孤立磁束管は平衡状態になく浮かび上がらざるを得ない運命にあったが、磁束管ではなくて磁束シー

<sup>\*\*</sup> 本稿ではダイナモについて詳しく解説する余裕はない。興味ある読者は参考文献4を参照されたい。

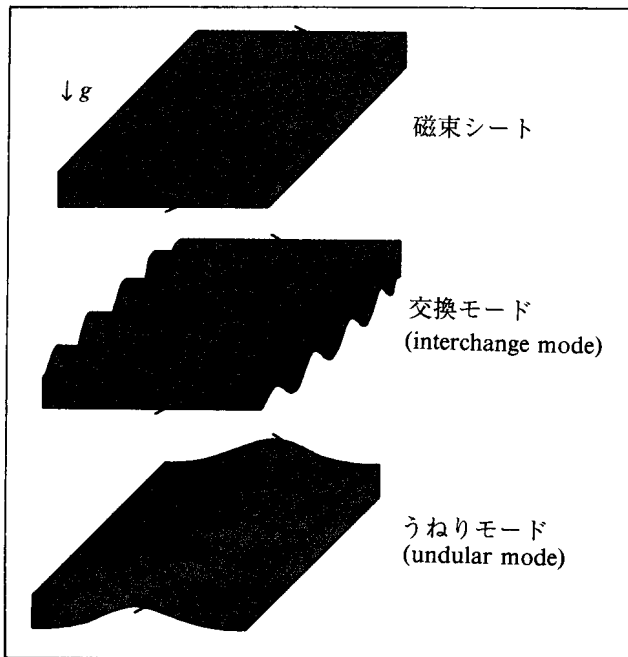


図3 磁気浮力不安定性の分類図。交換モードとうねりモード（パーカー不安定性）。

トにすれば等温・等平均分子量でも一応平衡状態をつくることはできる。しかしこの場合でも、結局は磁気浮力のために不安定となって磁束管（の一部）は浮かび上がることになる。この不安定性のことを磁気浮力不安定性(magnetic buoyancy instability)という。<sup>9)</sup> 重力場（または加速度場）中で軽い流体の上に重い流体がのっているときに起こるレイリー・テイラー不安定性は、磁気浮力不安定性の親戚みたいなものである。（磁束は質量ゼロの超軽量流体であることに注意！）またより一般的には磁気浮力不安定性は対流不安定性の一種と言ってよい。

さて磁気浮力不安定性は大きく分けて次の2種類に分類される。摂動の波数ベクトル  $k$  が  $k \perp B$  を満たすときは交換モード(interchange mode)と呼び、 $k \parallel B$  を満足するときはうねりモード(undular mode)と呼ぶ（図3）。前者は交換型不安定性とかフルート不安定性、磁氣的レイリー・テイラー不安定性と呼ばれることもあり、後者は核融合ではバルーニング不安定性、<sup>6)</sup> 天体ではパーカー不安定性(Parker instability)<sup>7)</sup> と呼ばれる。（核融合プラズマでは磁力線の曲率が実効的な重力を作り出している。直感的に言うと、曲がった磁力線に沿って運動する荷電粒子に働く遠心力が重力とよく似たはたらきをする。）重力加速度が鉛直下向き（ $z$ の負方向）のとき、交換モードの不安定性の必要条件是  $d(B/\rho)/dz < 0$  となるのに対し、うねりモードのそれは  $dB/dz < 0$  である。つまり磁気シートは交換モードに対し安定であっても、うねりモードに対しては不安定となることがある。言い替えると後者の不安定性の方がよりきびしい不安定性である。このことはうねりモード（パ

ーカー不安定性）の発生原理を考えてみるとわかる（図4も参照のこと）。うねりモードでは磁力線が曲がるので、磁力線に沿って重力が働く。そのためプラズマは磁力線の山（ループ）からすべり落ちることになり、ループの頂点は前より希薄になる。つまりループ頂点の磁気浮力は曲げないとき（交換モード）よりも大きくなるのである。もし磁気浮力が磁気張力などの復元力よりも大きければ、ループはさらに浮上してプラズマは前よりも激しく流れ落ち、ループ頂点はますます希薄になって磁気浮力が増大する…というわけで、不安定性が発生する。このように、うねりモードでは磁力線に沿った流れ（プラズマの圧縮性）が本質的であり、これが交換モードよりきびしい不安定性となっている理由である。以下、うねりモードは単にパーカー不安定性と呼ぶことにする。

上述したようにパーカー不安定性は磁力線を曲げる不安定性なので、曲げたときに生じる磁気張力が安定化にはたらく。摂動の波長を  $L$  としたとき、磁気張力はオーダー的には  $B^2/4\pi L$  と書ける。したがって波長が短いほど張力が大きくなって不安定性が安定化される。パーカー不安定性が起こるためには磁気浮力  $\Delta\rho g$  が磁気張力  $B^2/4\pi L$  より大きくなければならない；  $\Delta\rho g > B^2/4\pi L$ 。(2)式を使うと、これは  $L > 2\Lambda$  と書ける。つまり、摂動の波長がスケールハイト  $\Lambda$  程度以上の大規模摂動に対してのみ不安定になることがわかる。言い替えると、パーカー不安定性によって形成される磁気ループ（バブル）構造のサイズは第0近似としてはスケールハイトのオーダーと言える。より正確な計算によれば最も不安定な波長は  $10\text{--}20\Lambda$  程度\*であり、不安定性の成長時間はスケールハイトをアルヴェン速度\*\*  $V_A = B/(4\pi\rho)^{1/2}$  で割った時間の数倍のオーダーである。<sup>1,7)</sup>

## §4. 銀河、降着円盤におけるパーカー不安定性

### 4.1 “元祖”パーカー不安定性

前節で述べたパーカー不安定性の名前の由来は、実は太陽黒点の研究にあるのではない。それは銀河のガス円盤の不安定性に関するパーカーの著名な論文<sup>7)</sup>に由来する。

パーカーは1966年に発表したその論文の中で、銀河ガス円盤の構造について詳しく考察し、磁場は大局的には円盤

\* この場合、初期に重力をも入れた平衡状態にある磁束を考えているので、厳密に言えば  $\Delta\rho g$  の評価に(2)式は使えない。これが  $L > 2\Lambda$  とファクター 5-10 倍異なる理由である。

\*\* アルヴェン速度とは、アルヴェン波（直感的に言うと、磁化プラズマの中で磁力線という“ひも”に沿って伝わる横波）の伝播速度のことである。

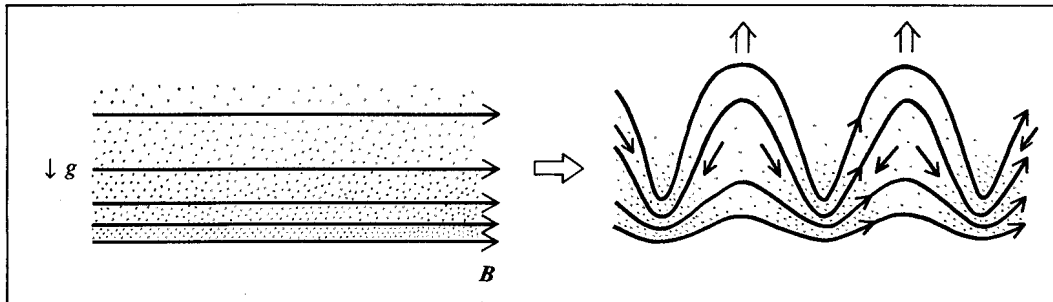


図4 銀河円盤におけるパーカー不安定性の概念図

に平行であること、円盤中のガスは水平磁場の磁気圧や宇宙線圧によってサポートされた状態にあること、などを明らかにした。次にそのようなガス層は、磁力線を曲げる摂動（磁気浮力不安定性のうねりモード）に対し非常に不安定であることを示し、その結果として銀河円盤中のガスは磁力線の谷間に集まって星間雲をつくり、星間雲の間には大きな磁気ループ構造ができることを示した（図4）。銀河ガス円盤では  $\Lambda$  は 100 pc（ $\sim 300$  光年）程度なのでループ構造のサイズはおおよそ 1-2 kpc となる。また、不安定性の成長時間は数千万年のオーダーとなり、銀河回転の周期（約 2 億年）に比べるとずっと短い。このアイデア（不安定性）は当時の観測事実を見事に説明したので、銀河星間雲の研究者の間でパーカー不安定性と呼ばれるようになった。

#### 4.2 パーカー不安定性の非線形発展：衝撃波と非線形振動

これまで述べてきたパーカー不安定性の性質はすべて、線形安定性解析に基づく話である。実際に不安定性が発生したのち、どのようにして星間雲が形成されるのか、磁気ループはどれくらいの速度で膨張するのか、ループに沿った下降流の速度はどれくらいになるのか、などの非線形過程はつい最近まで何もわかっていなかった。松元らは1988年、比較的自由に使えるようになったわが国のスーパーコンピュータをフルに用いて、世界に先駆けてパーカー不安定性の2次元非線形 MHD シミュレーションを実行するのに成功し、これらの非線形過程をはじめて明らかに

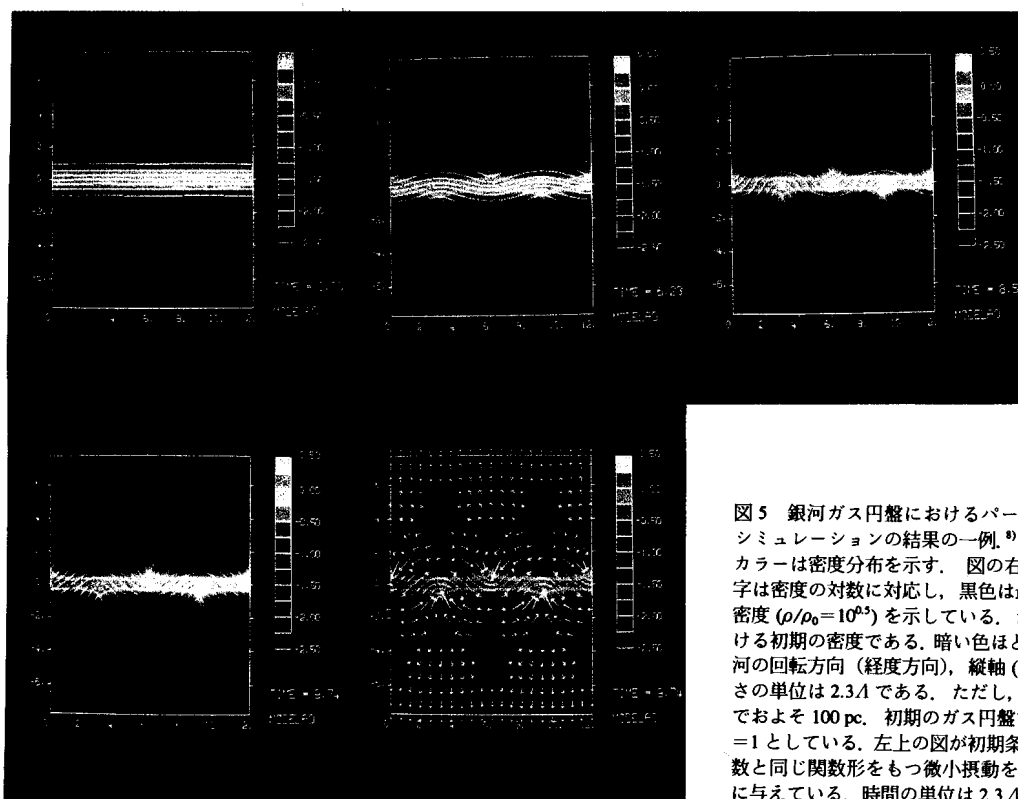


図5 銀河ガス円盤におけるパーカー不安定性の非線形2次元 MHD シミュレーションの結果の一例。<sup>9)</sup> 図で赤い線は磁力線を示し、背景のカラーは密度分布を示す。図の右側のカラーバーの横についている数字は密度の対数に対応し、黒色は最低密度 ( $\rho/\rho_0=10^{-2.5}$ )、黄色は最高密度 ( $\rho/\rho_0=10^{0.5}$ ) を示している。ただし、 $\rho_0$  は円盤赤道面 ( $z=0$ ) における初期の密度である。暗い色ほど低密度になっている。横軸 ( $x$ ) は銀河の回転方向（経度方向）、縦軸 ( $z$ ) は円盤に垂直な方向に対応し、長さの単位は  $2.3\Lambda$  である。ただし、 $\Lambda$  は円盤の厚み（スケールハイト）でおおよそ 100 pc。初期のガス円盤では音速一定、 $\beta = p_{\text{gas}}/p_{\text{mag}}$  一定 = 1 としている。左上の図が初期条件で、最も不安定なモードの固有関数と同じ関数形をもつ微小摂動を振幅が  $(V_x/C_s)_{\text{max}} = 0.01$  となるように与えている。時間の単位は  $2.3\Lambda/C_s$  である。

した。<sup>9)</sup>

図5はそのシミュレーションの結果の一例である。この例では宇宙線の圧力、円盤の回転やガスの自己重力の効果<sup>9)</sup>は無視しており、ガス円盤の初期のプラズマベータ ( $\beta = \text{ガス圧}/\text{磁気圧} = 1$  (一定)) としている。図は最も不安定なモードの非線形時間発展を示している。これを見ると、時間がたつにつれ磁気ループ構造 (3次的には磁気バブル構造) が顕著に発達すること、ループに沿って落下したプラズマが磁力線の谷間の所に高密雲をつくることなどがよくわかる。この高密雲が観測されている星間雲複合体に対応すると考えられる。全く予期していなかった構造は、高密雲の上方にのびる細長い密度構造である。これはひょっとしたら電波や可視光で観測されている銀河円盤に垂直にのびるスパーと呼ばれる細長い現象に対応しているのかもしれない。<sup>10)</sup>

$\gamma$  (比熱比) = 1 の場合のシミュレーション結果によると、ループの膨張速度は最大で初期のアルヴェン速度の 30-50% まで加速されるが、しばらくたつと減速されて最終的には静止してしまう。一方、ループに沿った下降流の速度は最も不安定なモードであれば  $\beta$  によらず初期のアルヴェン速度と同程度にまで大きくなる。したがって  $\beta < 3$  のときは下降流は超音速となってループの足元 (高密雲のすぐ上) に衝撃波が発生する。この場合、系は衝撃波における散逸を経て準安定な静的平衡状態に近づいていく。しかし、 $\beta > 3$  のときは下降流の速度が音速を越えないので衝撃波は発生しない。そのため系の (自由) エネルギーは保存され、せっかく重力ポテンシャルの低いところに落ち込んだプラズマが再び跳ね返ってもとに戻るようになる。もしエネルギーの散逸が全くなければ再び不安定性が起こり…という具合に同じことが繰り返されて、非線形振動となる。<sup>11)</sup> 興味深いことに、これとよく似た非線形振動が核融合プラズマでも知られている。<sup>12)</sup>

以上で述べた結果は、実はスケールフリーな無次元モデルであり、初期の物理量の分布が相似ならば、そっくりそのまま中性子星やブラックホールの周りを回っている降着円盤 (accretion disk) に応用できる。残念ながら降着円盤の空間的構造はまだ明らかになっていないが、将来もし円盤の構造が見えるようになれば上で述べたような磁気ループ (バブル)、スパー、高密雲などの構造が見えるようになって、銀河円盤とのあまりの相似性に驚くときがあるのではないかとひそかに思っている。(なお X 線星などの降着円盤で観測されている時間変動のあるもの<sup>13)</sup>は、上述の

非線形振動や円盤そのものをこわすような激しい MHD 不安定性の準周期的励起に対応している可能性がある (筆者は考えている。<sup>14)</sup>)

## §5. 太陽浮上磁場とフレア

### 5.1 浮上磁場モデルと自己相似解

§2 で述べたように黒点形成の大筋に関してはパーカーの磁気浮力モデルが広く受け入れられている。実際、誕生

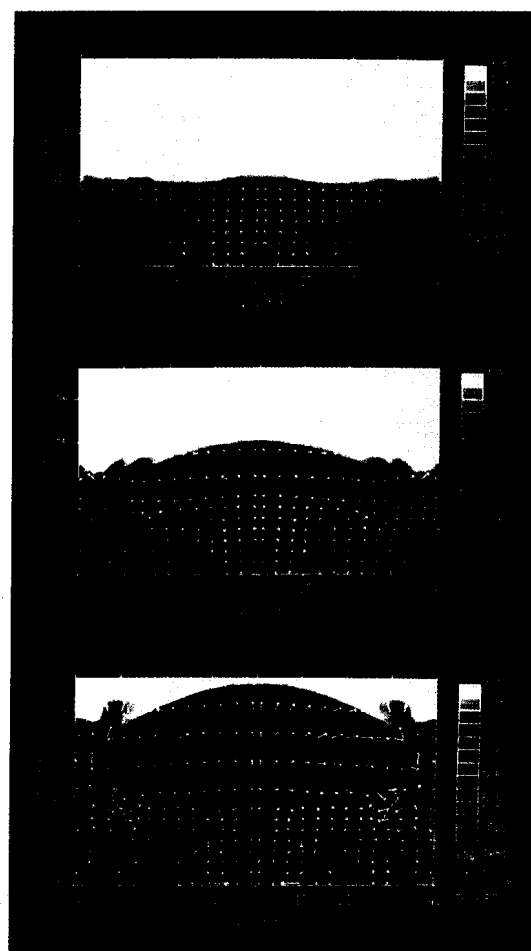


図6 浮上磁場の2次元 MHD モデル (野沢, 松元, 柴田, 諸氏よりの提供)。図は温度分布と磁力線分布を示す。計算領域は上からコロナ (温度分布で黄色のところ)、彩層、光球、対流層 ( $z < 0$  の領域) となっており、対流層に初期条件として水平な孤立磁束 ( $\beta = 4$ ) が埋め込まれている。初期の彩層とコロナには磁場はない。長さの単位はスケールハイト  $\Lambda$  (図中では  $H$  と表示されている) で、太陽表面では約 200 km に対応する。時刻  $t/\tau = 57.3, 77.1, 87.6$  における図が示されている。ただし、時間の単位は  $\tau = \Lambda / C_s \approx 20$  秒。下降流による衝撃波加熱によって数万度の高温領域 (ループ足元の赤いところ) ができていることに注意。下降流の最大値は約  $50 \text{ km s}^{-1}$ 。磁気ループは上昇するにつれて低  $\beta$  ( $\sim 0.01-0.1$ ) ループに進化する。

図7 浮上磁場にもなうリコネクション。磁力線と速度場の時間発展を示す。初期のコロナには浮上磁場と逆向きの水平磁場 ( $\beta=0.2$ ) がある。計算領域、長さ、時間の単位などは、図6のケースと同じ。複数の磁気島が融合しながら中性面に沿って噴出していることに注意。

したばかりの黒点群（活動領域）ではアーチフィラメントと呼ばれる磁気ループの上昇が観測されており、これは黒点対流層からの磁束の浮上で形成されるというモデルの観測的証拠となった。

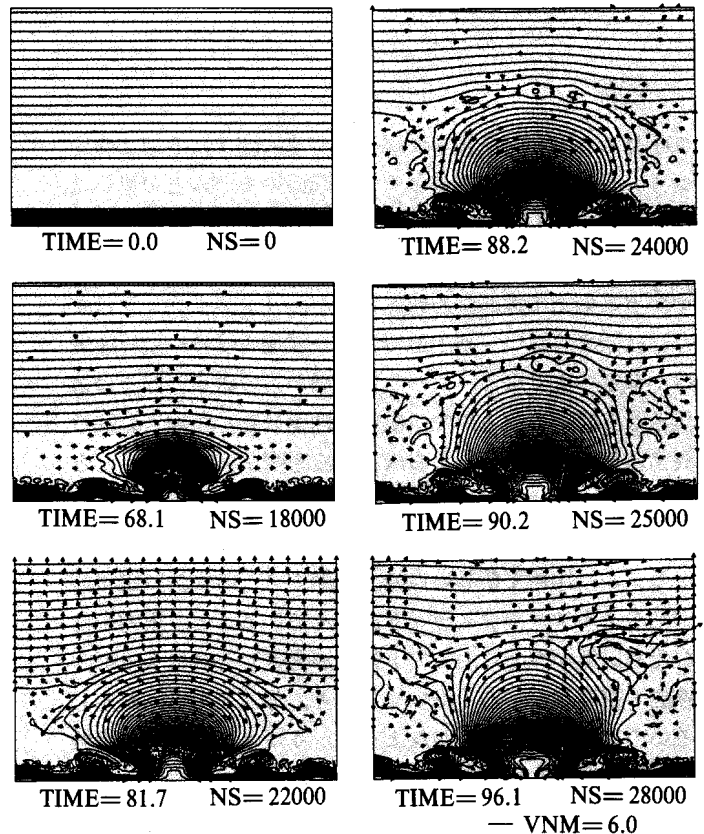
さてこのように黒点形成の観測データは最近20数年の間に著しく増大し、パーカーの説が大筋においては正しいことが立証されたが、観測データが増えるにつれ今度は逆に理論研究の立ち後れが目立ってきた。例えば上で述べたアーチフィラメントは彩層上部（光球の上空 5000-1 万 km の高度）にあって、およそ  $10-15 \text{ km s}^{-1}$  の速度で浮上しているが、光球での磁束の浮上速度はわずか  $1 \text{ km s}^{-1}$  程度しかない。光球で見て浮上磁場と彩層上部のアーチフィラメントは、はたして物理的に同一の現象なのだろうか？ またこのような浮上磁場領域は非常に活動的なことが知られているが、それはなぜなのだろうか？

以上の疑問は、§1にも述べたようにスーパーコンピュータを用いた MHD 数値シミュレーションによって答えることが可能になった。<sup>15)</sup> 図6を見ていただきたい。これは§3に述べたパーカー不安定性の非線形 MHD シミュレーションを太陽浮上磁場の場合に適用したものである。図6は温度と磁力線の分布を示す。計算領域は上からコロナ、彩層、光球、対流層となっており、対流層に初期条件として水平な孤立磁束が埋め込まれている。これはパーカー不安定性に対し不安定であり、磁束の真ん中付近に、局所的な初期摂動を与えると不安定性が成長して磁気ループが上昇しはじめる。上昇するにつれループ中の  $\beta$  は次第に減少する。重力による下降流のためである。銀河におけるパーカー不安定性の場合（図5）と異なるのは、ループが止まらずどんどん上昇（膨張）することである。銀河の場合には円盤の外辺部のガス圧が小さい（赤道面のガス圧の  $10^{-3}$  程度）ので、磁気ループの膨張は非線形的に安定化されてしまて止まるのだが、太陽の場合は光球に比べてコロナの圧力が  $10^{-5}-10^{-6}$  と非常に小さいので、あたかも真空への膨張のように磁気ループは自由に膨張するのである。

図6でおもしろいのは、膨張がほぼ自己相似的になっている点である。実際ループの上昇速度  $V_z$  は、

$$V_z \approx 0.5 \omega_i z \quad (3)$$

と書けることがわかった。<sup>15)</sup> ここで、 $\omega_i$  は不安定性の線



形成率、 $z$  は光球面からの高さである。以上の結果をヒントにして解析的な相似解を探したところ、(3)式を満たす近似的な1次元解が見つかった。<sup>16)</sup> この解によれば、ラグランジュ座標で物理量は指数関数的に変化する。（このような指数関数的時間変化を示す相似解は非常に珍しい！）

観測事実との対応関係について少し述べておこう。上で述べたモデル（図6）は驚くほど多くの観測事実を説明する。例えば、本節の最初に述べたアーチフィラメントの速い上昇と光球浮上磁場の遅い上昇の関係は(3)式によって見事に説明された。つまり光球浮上磁場は次第に加速されてアーチフィラメントになるのである。また銀河の磁気ループの場合（§3）と同様にフィラメント（ループ）の足元には強い MHD 衝撃波が発生することも明らかになった。観測によるとフィラメントの足元にはプラージュと呼ばれる明るい領域が見られるが、これは衝撃波による加熱（図6）で説明できるのではないかと考えられる。

#### 4.2 浮上磁場にもなうリコネクションとフレア

フレアの発生機構はまだよくわかっていないが、ある種のフレアは浮上磁場にもなう発生することが知られている。浮上磁場にもなうフレアの最も単純なモデルは、浮上磁場ループが上層大気中にある逆向きの磁場と衝突し

てリコネクションを起こす場合である。図7にその2次元シミュレーションの例を示そう。前節のモデルとの違いは、初期のコロナに逆向きの水平磁場 ( $\beta=0.2$ ) を仮定していることである。浮上磁場ループが逆向きのコロナ磁場につかると磁気中性面が形成されるが、リコネクションはすぐには始まらない。浮上磁場は強い減速を受け、上昇速度はかなり小さくなる。しかし対流層からの磁束の浮上は依然として続いているので、磁気中性面は強く圧縮され続け、異常電気抵抗\*が発生するほど電流密度が大きくなったときに、ついにリコネクションが始まる。これは典型的な駆動型リコネクションである。<sup>17)</sup> 従来の駆動型リコネクションモデルに比べて新しい点は、駆動力(この場合は磁気浮力)をセルフコンシステントに含んでいること、重力を含むため磁気中性面に沿って下降流が発生しそれによって中性面の密度がどんどん減少すること、などである。おもしろいのは図からも明らかなように、リコネクションが複数の磁気島形成という形で始まることである。磁気島(magnetic islands)には低温高密度プラズマが閉じ込められており、島の中央では電流(紙面に垂直方向)も大きい。つまり磁気島は3次元的に言うと電流フィラメントである。この電流フィラメント間の引力が融合不安定性(coalescence instability)<sup>19)</sup>を引き起こし、磁気島は動的時間スケール\*\*で融合する。さらにこれらの低温高密度プラズマは、周辺の高温プラズマと一部共存状態のままアルヴェン速度程度で中性面の両側へ噴出する。1991年8月には太陽観測衛星 Solar A が打ち上げられたが、ここで述べたような現象が観測的に検出されるかどうか大変興味深いところである。

なおもっと激しいフレアを説明するには、捻れた磁束管の浮上を調べる必要があり、<sup>20)</sup> そのためには  $100^3$ - $200^3$  もの数のメッシュを含む3次元 MHD シミュレーションが不可欠となる。(捻れた磁束管の方が捻れていない磁束管より磁気エネルギーを多量に含むことに注意!<sup>21)</sup> わが国におけるスーパーコンピュータの発展は天文・核融合分野においてすでにこのようなシミュレーションも可能にしはじめており、今後の研究の進展が期待される。

\* この例では異常電気抵抗モデル<sup>17,18)</sup>に基づいた電気抵抗を仮定している。ただしそれでもまだコロナループの磁気レイノルズ数  $R_m$  は大きすぎて ( $R_m > 10^6$ ) フレアの速い時間スケールを説明するのは困難である。この計算では、もしリコネクションが起こればどんな現象が発生するかという問題意識から、実際よりかなり大きな抵抗を仮定している ( $R_m \approx 10^3$ )。

\*\* アルヴェン波が磁気島を横切る時間程度。

## §6. おわりに

§1で述べた、なぜ天体磁気活動が発生するか?、という問に対する筆者の答えを最後にまとめておこう。

天体内部におけるダイナモ作用で生成された磁場は磁気浮力の作用で天体表面に浮上する。磁束の浮上は重力エネルギーと磁気エネルギーの逐次解放のプロセスであり、最も単純な磁気ループの浮上ですら、天体表面では衝撃波の発生のような激しい活動現象を引き起こす。天体表面では上層になるほどプラズマが希薄になってガス圧に比べ磁気圧が支配的 ( $\beta \ll 1$ ) になるからである。プラズマは重いのですぐに落下してしまうが、磁場は軽いので天体表面をループ(バブル)で覆いつくすようになる。これが低ベータ領域(コロナなど)ができる原因である。このようにしてコロナに輸送された磁気エネルギーがリコネクションなどによって突然解放されると爆発現象(フレア)になる。

ただしフレアの発生機構はまだ完全には解明されていない。フレアは天体磁気活動現象のプロトタイプでもあるので、その解明は天体プラズマ物理学の最重要課題の一つとなっている。幸い今回の太陽活動極大期は前回よりも活発であり、フレアの貴重な観測データがたくさん得られそうである。世界の最先端をゆくわが国の新しい太陽観測装置(Solar A 衛星, 電波ヘリオグラフ, フレア望遠鏡など)<sup>22)</sup> が本極大期に大いに活躍することを期待して筆をおきたい。

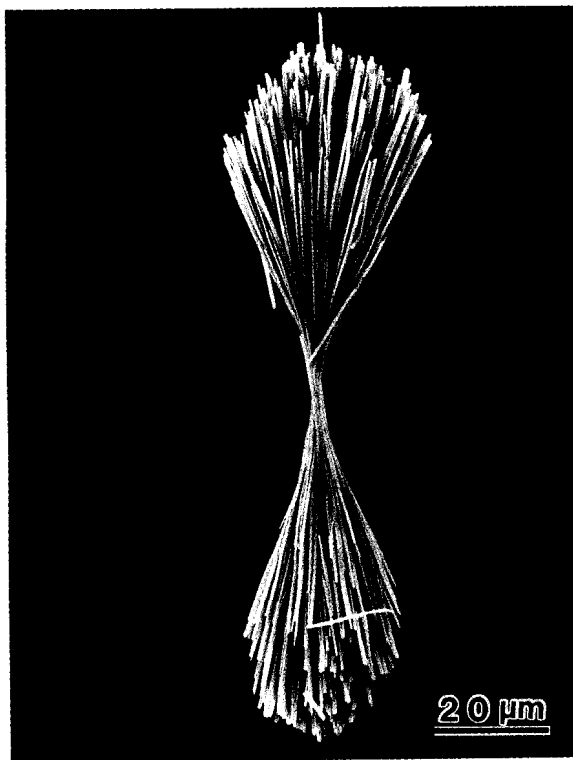
本稿の内容は多くの方々との共同研究の成果に基づいている。またシミュレーションの大半は核融合科学研究所の計算機共同研究としてなされたものである。これらの共同研究や議論に参加し、援助して下さった方々、とりわけ松元亮治博士(千葉大)、野沢恵氏(名大 STE 研)、田島俊樹教授(テキサス大)、佐藤哲也教授(核融合研)には深く感謝したい。最後に、お忙しい中、本稿の草稿を丹念に読んで有益なコメントを多数下さった核融合研の田中基彦博士に深くお礼申し上げる。

## 文 献

- 1) E. R. Priest: *Solar Magnetohydrodynamics* (Reidel, 1982). E. N. Parker: *Cosmical Magnetic Fields* (Clarendon Press, 1979)
- 2) 内田 豊, 柴田一成, 松元亮治: 天文月報 **83** (1989) 181.
- 3) E. N. Parker: *Astrophys. J.* **122** (1955) 293.
- 4) 吉村宏和: 科学 **49** (1979) 553, 716. 藤本光昭, 沢 武文: *パリティ* **4** (1989) No. 6, 14.
- 5) D. W. Hughes and M. R. E. Proctor: *Annu. Rev. Fluid Mech.* **20** (1988) 187.
- 6) G. Bateman: *MHD Instabilities* (MIT Press, 1978).

- 7) E. N. Parker: *Astrophys. J.* **145** (1966) 811.
- 8) R. Matsumoto, *et al.*: *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **40** (1988) 171.
- 9) 例えば F. Nakamura, T. Hanawa and T. Nakano: *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **43** (1991) 685.
- 10) Y. Sofue, M. Fujimoto and M. Tosa: *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **28** (1976) 317
- 11) R. Matsumoto, *et al.*: *Astrophys. J.* **356** (1990) 259.
- 12) N. Nakajima: *J. Phys. Soc. Jpn.* **56** (1987) 3911.
- 13) 柴崎徳明: *日本物理学会誌* **45** (1990) No. 4, 233.
- 14) K. Shibata, T. Tajima and R. Matsumoto: *Astrophys. J.* **350** (1990) 295.
- 15) K. Shibata, *et al.*: *Astrophys. J.*, **338** (1989) 471. **345** (1989) 584, **351** (1990) L25.
- 16) K. Shibata, T. Tajima and R. Matsumoto: *Phys. Fluids B* **2** (1990) 1989.
- 17) T. Sato and T. Hayashi: *Phys. Fluid* **22** (1979) 1189.
- 18) M. Tanaka and T. Sato: *J. Geophys. Res.* **86** (1982) 5541. M. Ugai: *Plasma Phys. Controlled Fusion* **27** (1985) 1183.
- 19) T. Tajima, *et al.*: *Astrophys. J.*, **321** (1987) 1031. T. Tajima and J-I. Sakai: *Sov. J. Plasma Phys.* **15** (1989) 519, 606.
- 20) H. Kurokawa: *Space Sci. Rev.*, **51** (1989) 49.
- 21) Y. Uchida and K. Shibata: *Solar Phys.* **116** (1988) 291.
- 22) 天文月報 (1991) 5月号「太陽観測特集」の記事を参照のこと (注: Solar A 衛星は 1991年8月30日に打ち上げに成功し、「陽光」(ようこう)と名付けられた)

## フォトサロン



### 繊維状マグネシウム化合物「モスハイジ」

この写真は宇部興産社製の結晶で「モスハイジ」と呼ばれ、正方晶系の結晶構造で、 $\text{MgSO}_4 \cdot 5\text{Mg}(\text{OH})_2 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ の組成をもつ。この結晶は大きなアスペクト比をもち、樹脂やゴム等の補強材として利用されている。

$\text{MgSO}_4$ 水溶性液に  $\text{NaOH}$ を入れて  $\text{Mg}(\text{OH})_2$ を作り、この中へ  $\text{MgSO}_4$ を入れて水熱反応させると、扇状(茶せん状)のモスハイジは生成される。その中央部からb軸両方向に伸びた直径約  $1\mu\text{m}$ の繊維状結晶が束ねられた茶せんのような形をしており、隣り合う繊維状結晶の方位はわずかに異なっているに過ぎない。

(*New Ceramics* (1990) No. 9より転載。) 岩永 浩<長崎大教養>