

## 磁気リコネクションによる二重スピキュールの発生モデル

須田 武憲 (京都大学大学院 理学研究科 宇宙物理学教室)

### Abstract

スピキュールとは彩層からコロナへと噴出する高速 ( $\sim 25\text{km/s}$ ) で低温 (数 1000 度  $\sim 1$  万度) のプラズマジェットであり、太陽表面上に常に多数存在している。その存在は 100 年ほど前には知られていたが、スピキュールの幅が  $300\text{km}\sim 1500\text{km}$  と非常に小さいため、スピキュールの詳細な構造は長い間謎に包まれていた。しかし、近年の目覚ましい太陽観測衛星の発達によりスピキュールの微細構造が次第に明らかになってきた。そして我が国の太陽観測衛星「ひので」によって多くのスピキュールはペア (二重構造) で現れることが示唆された (Suematsu et al. 2008)。我々はこの二重構造を自然に説明できる可能性をもつ、スピキュールの磁気リコネクションモデルを提唱する。磁気リコネクションは反平行な磁場で起こる場合の議論が多いが、シア構造をもった 3 次元的な磁場構造でも起こりうる。シア構造をもつ磁場の磁気リコネクションによって発生する中間衝撃波と遅延衝撃波がスピキュールを発生させると考えた。そして 1.5 次元 MHD シミュレーションによって、磁気リコネクション後を想定した折れ曲がった磁場の時間発展を追い、生じた中間衝撃波と遅延衝撃波が実際にスピキュールを発生させることを確認した。本発表では我々の仮説と、数値シミュレーションの詳細な結果について解説する。

### 1 イントロダクション

太陽表面を  $\text{H}\alpha$  や  $\text{Ca}_{\text{II}}\text{H}$  など観測すると、無数の細かいジェットが見える。これらはスピキュールと呼ばれ、彩層上部を構成する低温 ( $\sim 10000\text{K}$ ) で高密度 ( $\sim 10^{-13}\text{g cm}^{-3}$ ) の超音速 ( $\sim 25\text{km s}^{-1}$ ) ジェットである。スピキュールはコロナ加熱へ寄与している可能性があり、太陽物理学において非常に興味深い構造である。しかし、そもそもスピキュールがなぜ発生するのかは謎に包まれている。

スピキュールの発生原因については様々なモデルが提唱されてきた。たとえば Suematsu et al. (1982) では彩層下部で発生した slow wave が重力成層大気中を伝搬することで衝撃波へと成長し、低温高密度の彩層プラズマを高温低密度のコロナ中へ打ち上げる (スピキュールが打ち上げられる) ことを数値シミュレーションで示した。slow wave の発生原因としては小さな浮上磁場との磁気リコネクション (Suematsu et al. 1982) や、5 分振動 (De Pontieu et al. 2004) が考えられる。また、Kudoh & Shibata. (1999) は対流によって発生した Alfvén 波が非線形効果によって slow wave を発生させ Suematsu et al. (1982) と同じ過程でスピキュールを発生させることを数値シミュ

レーションで示し、さらにコロナ加熱に十分なエネルギーが供給されうること示した。

しかし、太陽観測衛星「ひので」による高分解能観測により、これらのモデルでは説明できないようなスピキュールの構造が明らかになってきた。Suematsu et al. (2008) によれば 50% 以上のスピキュールは二重構造をもっていることが示唆された。つまり、半数以上のスピキュールがペアとして表れているというのである (図 1)。このような構造は既存のモデルで説

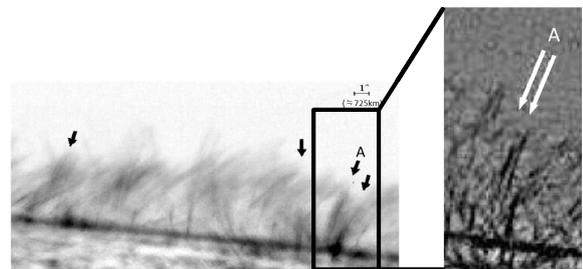


図 1: 矢印で示されたものが二重スピキュール。

明することは難しい。そこで我々は二重構造を簡単に説明できる磁気リコネクションによるスピキュール発生モデルを考案した。このモデルでは磁束管が図 2 のように対流運動によって絡みあい、磁気リコ

ネクションを起こす。そこから発生した衝撃波がそれぞれの磁束管内でスピキュールを打ち上げ、ペアのスピキュールとなるというものである。しかし、このような平行に近い磁力線間における磁気リコネクションは、磁気張力による爆発的なエネルギー解放が見込めない。このような磁気リコネクションでもスピキュールが発生しうるのかを調べるため、我々は数値シミュレーションを行った。

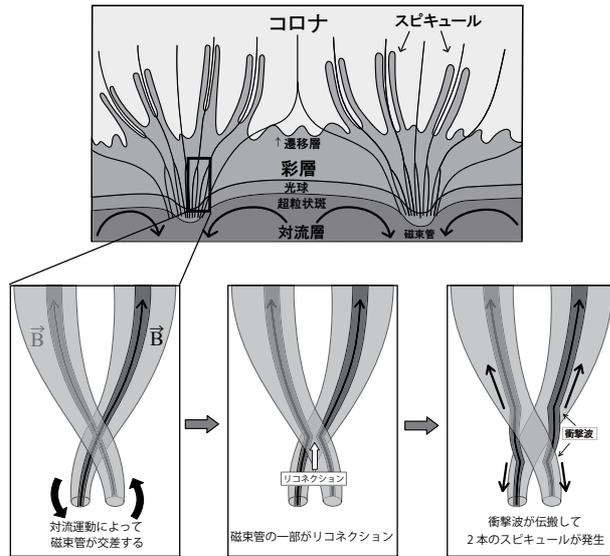


図 2: 二重スピキュールの磁気リコネクションモデル概要

## 2 シミュレーション設定

図 2 のようなリコネクションを再現するには 3 次元電磁流体 (MHD) シミュレーションを行わなくてはならないが、そのようなシミュレーションは多くの計算時間を必要とし、さまざまなパラメータでシミュレーションを行うことが困難になってくる。そこで図 3 のように軸対称な磁束管を考え、初期条件として磁気リコネクション直後を想定した不連続な磁場をおくというモデル化を行った。このようにすれば磁束管にそった座標に対してのみ計算を行えばよく、計算するベクトル量も磁力線の方向と磁束管の軸周りの成分になるので、1.5 次元 MHD シミュレーションとして扱うことができる。

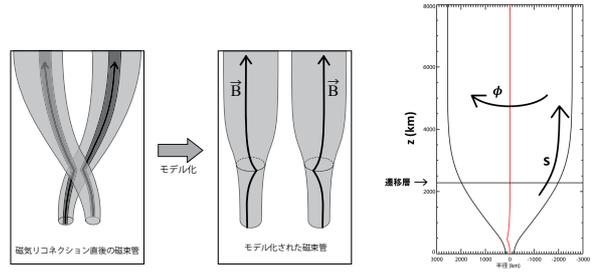


図 3: 1.5 次元へのモデル化。 図 4: 磁束管 (黒) と初期の磁力線 (赤)

図 4 は計算に使った磁束管と初期の磁力線を表している。磁束管にそった方向を  $s$ 、磁束管周りの方向を  $\phi$  とし、磁束管に垂直な方向には運動がないものとした。

基礎方程式は以下のようなになる。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho A) + \frac{\partial}{\partial s}(\rho v_s A) = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho v_s A) + \frac{\partial}{\partial s} \left( \left[ \rho v_s^2 + P + \frac{B_\phi^2}{8\pi} \right] A \right) \\ = \left( P + \frac{\rho v_\phi^2}{2} \right) \frac{dA}{ds} + \rho g A \frac{dz}{ds} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_\phi A^{3/2}) + \frac{\partial}{\partial s} \left( \left[ \rho v_\phi v_s - \frac{B_\phi B_s}{4\pi} \right] A^{3/2} \right) = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\sqrt{A} B_\phi) + \frac{\partial}{\partial s} \left( [B_\phi v_s - B_s v_\phi] \sqrt{A} \right) = 0 \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \left[ \frac{\rho |v|^2}{2} + \frac{P}{\gamma-1} + \frac{|B|^2}{8\pi} \right] A \right) \\ + \frac{\partial}{\partial s} \left( \left[ \left\{ \frac{\rho |B|^2}{2} + \frac{\gamma P}{\gamma-1} + \frac{B_\phi^2}{4\pi} \right\} v_s - \frac{B_\phi B_s v_\phi}{4\pi} \right] A \right) \\ = \rho v_s g \frac{dz}{ds} A \end{aligned} \quad (5)$$

$$P = \frac{\rho k_B T}{m_p} \quad (6)$$

ここで  $A$  とは磁束管の断面積であり、磁束の保存から  $AB_s = const$  という関係をもっている。 $z$  は光球からの高さを意味している。比熱比  $\gamma$  は  $\gamma = 5/3$ 、その他の記号は通常意味されるものと同様である。重力加速度  $g$  は定数として  $g = -2.74 \times 10^4 \text{ cm s}^{-2}$  とした (計算の安定のために、十分遠方では  $g = 0$  とした)。初期条件は静水圧平行な条件に対して不連続な磁場  $B_\phi$  を加えた。初期の磁力線の形は図 4 にある通りである。初期の温度分布は

$$T/T_0 = 1 + \frac{1}{2}(a_c - 1) \{1 + \tanh[(z - z_{tr})/w_{tr}]\} \quad (7)$$

と与えた。ここで  $T_0$  は光球の温度であり、光球上のスケールハイト  $H_0$  を  $150\text{km}$  とすれば

$$T_0 = m_p g H_0 / k_B \simeq 4900\text{K} \quad (8)$$

となる。 $a_c$  は光球温度に対するコロナの温度  $T_{corona}$  の比であり、 $a_c = 300$  とすれば、

$$T_{corona} = 300T_0 \simeq 1.47 \times 10^6\text{K} \quad (9)$$

となる。 $z_{tr}$  は遷移層の高さで各シミュレーションによって異なっている。 $w_{tr}$  は遷移層の厚みで  $w_{tr} = 15\text{km}$  とした。グリッド幅等の細かな設定は紙面の都合上省略する。計算スキームは HLLD 法 (Miyoshi & Kusano, 2005) を用いた。

### 3 シミュレーション結果

シミュレーションの結果、リコネクションポイントから 2 種類の衝撃波が発生した (図 5)。先行する衝撃波は衝撃波面に平行な磁場 ( $B_\phi$ ) の正負が逆転する中間衝撃波 (Intermediate Shock) と呼ばれるものであり、後続の衝撃波は遅延衝撃波 (Slow Shock) である (Intermediate Shock は遷移層付近で Fast Shock へと遷移している)。これらの衝撃波が遷移層に衝突することで、彩層の高密度なガスが噴出していることがわかる。すなわち、スピキュールが発生している (図 6)。

#### 3.1 どのような力で加速されているか

スピキュールはどのような力で  $s$  方向に加速されているのかを調べる。 $z = z_{tr} - 150\text{km}$  の点にラグランジュ粒子を置き、そのラグランジュ粒子に対して

$$v_{pm} \equiv - \int \frac{1}{4\pi\rho} \frac{B_\phi}{r} \frac{\partial}{\partial s} (rB_\phi) dt \quad (10)$$

$$v_{cen} \equiv \int \frac{v_\phi^2}{r} \frac{\partial r}{\partial s} dt \quad (11)$$

$$v_{p+g} \equiv - \int \left\{ \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial s} - g \frac{\partial z}{\partial s} \right\} dt \quad (12)$$

という量を計算する。 $v_{pm}$  は磁気圧によって加速された速度成分を表し、 $v_{cen}$  は遠心力によるもの、 $v_{p+g}$  はガス圧と重力によるものを表す (ガス圧と重力は

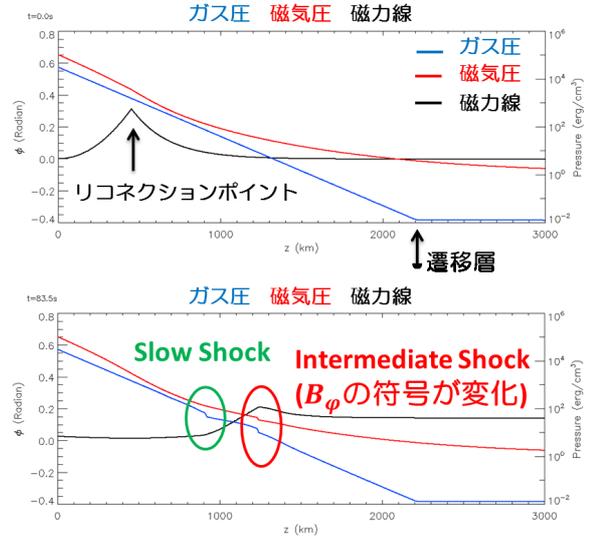


図 5: ガス圧 (青)、磁気圧 (赤)、磁力線 (黒) のプロット ( $z_{tr} = 2250\text{km}$ )

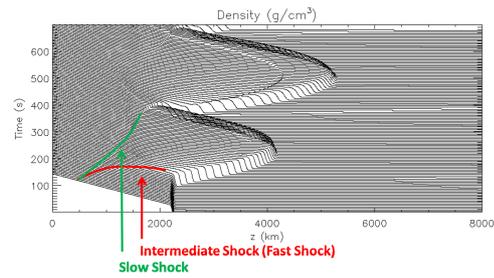


図 6: 各時間ごとの密度プロット ( $z_{tr} = 2250\text{km}$ )

$t = 0$  でつりあっているため一つにまとめた)。それらをプロットしたものが図 7 である。この結果から磁気圧と遠心力によって主に加速されていることがわかる。

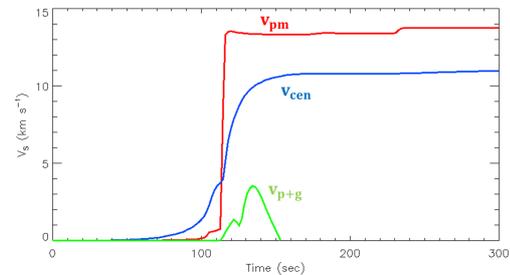


図 7: 各力で加速された速度成分

### 3.2 遷移層の高さに対する依存性

遷移層の高さを変化させたときスピキュールの高さは図8のように変化する。遷移層が高ければ高いほど、スピキュールが高く上がっていることがわかる。このような傾向は Slow Shock によるスピキュール発生モデル (Shibata & Suematsu, 1982) や、Alfvén 波によるモデル (Saito et al. 2001) でも見られる。

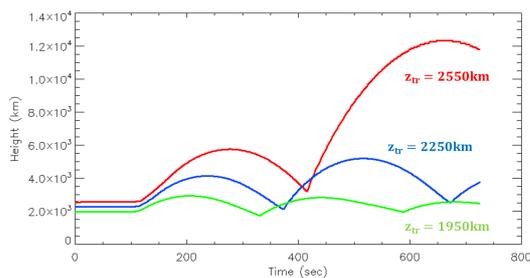


図 8: 各遷移層高さに対するスピキュールの高さ

とくに Intermediate Shock によって打ち上げられた 1 つめのスピキュールに注目する。遷移層の高さに対して速度はどのように変化するだろうか。詳細は省くが、 $v_{pm}$  と  $v_{cen}$  は Alfvén 波のエネルギーフラックス保存 (線形近似から導かれる) などを用いて計算すると

$$v_{pm} \sim B_s^{-1} \quad (13)$$

$$v_{cen} \sim B_s^{-1} \quad (14)$$

という関係が導かれる。磁場は上空にいくほど小さくなるので、これは遷移層が高いほどスピキュールが加速されやすい傾向を理論的に示している。また自由落下を仮定すればスピキュール最高点と遷移層の高さの差  $\Delta H$  は

$$\Delta H \sim v_s^2 \sim B_s^{-2} \quad (15)$$

となる。

シミュレーション結果との比較は図9となる。ここで横軸の  $B_s$  は  $v_{pm}$  と  $v_{cen}$  の場合は  $t = 0$  のラグランジュ粒子の位置における  $B_s$ 、 $\Delta H$  の場合は  $z_{tr}$  での  $B_s$  となっている。理論計算とのずれはあるが、大まかには同じ傾向を示している。ずれがあるのは、理論計算の一部に線形近似を用いたためだと思われる。

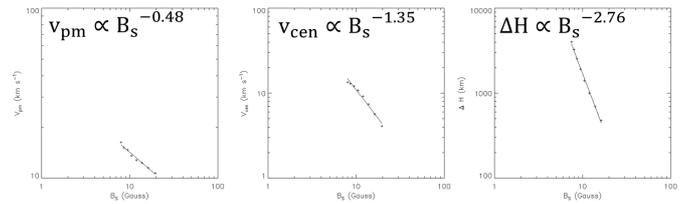


図 9: 磁場に対する各物理量の依存性

## 4 まとめ

今回のシミュレーションではリコネクションポイントから Intermediate Shock と Slow Shock が発生し、それぞれの衝撃波がスピキュールを打ちあげた。また、どちらも初期には大きな速度をもたないが、次第に加速され強い衝撃波となる。これは遷移層の高さを高くすると、スピキュールが高く打ちあがる傾向がみれたことからわかる。

注意しなければならない点は、今回のシミュレーションでは磁気リコネクションの計算は行っていない点である。今後さらに研究を進めるためには、実際にリコネクションを計算できる 3 次元シミュレーションを行う必要がある。

## Reference

- Suematsu, Y., Shibata, K., Nishikawa, T., & Kitai, R. 1982, Solar Phys., 75, 99
- De Pontieu, B., Erdélyi, R., & James, S. P. 2004, Natur, 430, 536
- Kudoh, T., & Shibata, K. 1999, ApJ, 514, 493
- Suematsu, Y., Ichimoto, K., Katsukawa, Y., et al. 2008 in ASP Conf. Ser. 397
- Miyoshi, T., & Kusano, K. 2005, J. Comput. Phys., 208, 315
- Shibata, K., & Suematsu, Y. 1982, Solar Phys., 78, 333
- Saito, T., Kudoh, T., & Shibata, K. 2001, ApJ,