



## 4. 宇宙における高速流と衝撃波研究の最前線

### 4.2 太陽フレアにおける高速流とスローショック

草野 完也

独立行政法人海洋研究開発機構地球シミュレータセンター

(原稿受付：2007年3月4日)

天体プラズマ爆発現象の代表でもある太陽フレアは高温プラズマ中の磁場に蓄積された自由エネルギーが突発的にプラズマの運動と熱エネルギーに変換される現象である。先進的な衛星観測はその主機構が磁気リコネクションであることをほぼ明らかにした。一方、電磁流体力学圧縮波のひとつであるスローモードのショックが、磁気リコネクションにおける効果的な加速加熱機構として働くことをPetschekは1960年代に予測し、フレアのリコネクション説を牽引してきた。実際、スローショックは磁気圏および惑星間空間においてその存在が観測されている。ようこう衛星によるX線観測や数値シミュレーションは太陽フレアにおいてもスローショックが重要な働きをすることを示唆しているが、その詳細の解明は今後の課題でもある。2006年9月に打ち上げられたひので衛星がその問題の解明に大きな進展をもたらすかもしれない。

#### Keywords:

solar flares, shock wave, high-speed flow, plasma, solar corona, magnetic reconnection, slow mode shock, magnetohydrodynamics, YOHKOH, HINODE

#### 4.2.1 スローショックとは

理想電磁流体力学(MHD)方程式は、線形波として捻れ(シア)アルヴェン波 (shear Alfvén wave) と2つの圧縮波、すなわちファストモード (fast mode) とスローモード (slow mode) の磁気音波 (magneto-sonic waves), を持つ[1]。2つの圧縮波の大きな違いは磁気圧変動  $p_m$  とプラズマ圧変動  $p$  の位相関係の違いにある。図1上段のように、ファストモードでは磁気圧変動とプラズマ圧変動は同位相 (in phase) であるのに対して、スローモードでは逆位相 (out of phase) である。それ故、ファストモードでは磁気圧とプラズマ圧が波動の復元力として協調するのに対し、スローモードでは競合するため、波の伝播速度はその名のとおりファストモードより常に遅い。

一方、シアアルヴェン波の位相速度は2つの圧縮波の中間にあるため、これを intermediate wave と呼ぶ場合もある。そこで、スローモード、シアアルヴェン波、ファストモードの伝播速度をそれぞれ  $V_s$ ,  $V_A$ ,  $V_f$  とすると、 $V_s < V_A < V_f$  なる関係が常に成り立つ。プラズマベータ： $\beta$  (磁気圧に対するプラズマ圧の比) が1より十分大きい場合、スローモードでは磁気圧とプラズマ圧の変動は共に釣り合い磁気張力のみがその伝播を駆動するため、シアアルヴェン波と同じ分散関係が現れる。ただし、磁場に対して斜め伝播の場合、圧縮波であるスローモードとシアアル

ヴェン波の偏波方向は異なることに注意しよう<sup>1)</sup>。一方、 $\beta \ll 1$  では、スローモードは復元力を失い伝播しない。

1.1章で述べられたように、波の伝播速度を超える超高速流が伝播速度より遅い流れに遷移する際に衝撃波が現れる。また、衝撃波は3章で説明したように、特性曲線が交わることにより解の一価性が失われた不連続面とも理解で

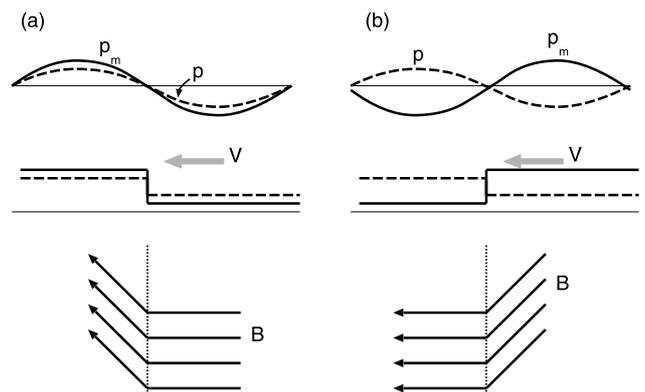


図1 (a)ファストショックと(b)スローショックの概念図。上段は線形波におけるファストモードとスローモードの磁気圧  $p_m$  (実線) とプラズマ圧  $p$  (破線) の関係、中段はファストショックとスローショックにおける  $p_m$  (実線) と  $p$  (破線) の関係、下段はスイッチオンショックとスイッチオフショックにおける磁力線の構造をそれぞれ表す。灰色の矢印はショック静止系におけるプラズマの流入方向を示す。

1) スローモードの変動磁場  $B_1$  は波数ベクトル  $k$  と磁場の基本成分  $B_0$  の作る面内にあるのに対し、シアアルヴェン波の  $B_1$  は  $B_0$  と  $k$  に共に直交する方向にある。

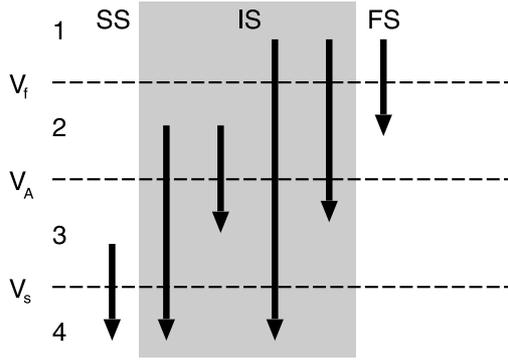


図2 MHDショックの分類。矢印は上流と下流の速度の変化を意味する。SSはスローショック、ISはIntermediateショック、FSはファストショックを表す。

きる。MHDでは3つの異なる波のモードがあるため、流速  $V$  の領域を 1:  $V_f < V$ , 2:  $V_A < V < V_f$ , 3:  $V_s < V < V_A$ , 4:  $V < V_s$  に分けることにしよう。すると、エントロピー条件を満たす可能な衝撃波の種類は図2に示す6つであることがわかる。このうち、速度領域3から4への遷移がスローショック(SS)に対応し、領域1から2への遷移がファストショック(FS)に対応する<sup>2)</sup>。

前述した磁場と圧力の位相構造の違いに起因して、図1中段に示すようにファストショックではショック通過に伴って衝撃波に沿った磁場成分が増加するのに対して、スローショックでは減少するという特徴がある。ただし、プラズマ圧はスローショックでもファストショックでも共に増加する。それ故、図1下段に示すようにファストショックではショックの通過に伴って波面法線と磁力線との角度が増加するが、スローショックでは逆に減少する。

MHDにおいても定常衝撃波における上流と下流の状態変数の変化は1.2章において説明された通常流体の場合と同様、流体場の保存則より導かれるランキン・ユゴニオの関係式によって規定される。ただし、MHDでは通常流体で考慮された質量、運動量、エネルギーに関する保存則に加えて磁束の保存も考慮されなくてはならない。  $V$ ,  $V_A$ ,  $c_s$  を衝撃波静止系で見た流速、アルヴェン速度、音速、 $\gamma$  を比熱比、 $\theta$  を上流における衝撃波面法線から測った磁力線の角度とすると、上流の密度( $\rho_1$ )に対する下流の密度( $\rho_2$ )の圧縮率  $X (= \rho_2/\rho_1)$  は

$$\begin{aligned} & (V_1^2 - XV_{A1}^2)^2 \{ Xc_{s1}^2 + \frac{1}{2}V_1^2 \cos^2 \theta [X(\gamma - 1) - (\gamma + 1)] \} \\ & + \frac{1}{2}V_{A1}^2 V_1^2 \sin^2 \theta X \{ [\gamma + X(2 - \gamma)] V_1^2 \\ & - XV_{A1}^2 [(\gamma + 1) - X(\gamma - 1)] \} = 0 \end{aligned} \quad (1)$$

の解として与えられる[4]。ここで、添字1は衝撃波面上の上流を意味する。さらに添字2が衝撃波面の下流を意味す

2) アルヴェン速度  $V_A$  を横切る他の4つの遷移は **intermediate shock (IS)** と呼ばれ、その存在と安定性に関して多くの論文が出版されているが、本稿の範囲を越えるので詳しく述べない。他の文献を参照されたい[2, 3]。

3) それゆえ、 $V_{1y}/V_{1x} = B_{1y}/B_{1x}$ 。

4) 図3において  $M_{A1}$  が1を超えてさらに上昇すると、下流の接線磁場はその向きを変え ( $B_{2y} < 0$ )、図2における strong IS (領域2から4への遷移) と weak IS (領域2から3への遷移) に分岐する。また、weak ISは、 $M_{A1} = 1$  において **回転不連続 (RD: rotational discontinuity)** に至ることがわかる。詳しくは[2]を参照。

るとすると、衝撃波面の法線方向 ( $x$  方向) と接線方向 ( $y$  方向) の磁束密度  $B$  と流速  $V$  および、圧力  $P$  の変化はそれぞれ

$$\begin{aligned} \frac{V_{2x}}{V_{1x}} &= \frac{1}{X}, \\ \frac{V_{2y}}{V_{1y}} &= \frac{V_1^2 - V_{A1}^2}{V_1^2 - XV_{A1}^2}, \\ \frac{B_{2x}}{B_{1x}} &= 1, \\ \frac{B_{2y}}{B_{1y}} &= \frac{(V_1^2 - V_{A1}^2)X}{V_1^2 - XV_{A1}^2}, \\ \frac{p_2}{p_1} &= X + \frac{(\gamma - 1)XV_1^2}{2c_{s1}^2} \left( 1 - \frac{V_2^2}{V_1^2} \right), \end{aligned}$$

で与えられる。ただし、ここでは流速が磁場に平行である座標系を選んでいる<sup>3)</sup>。

図3の縦軸と横軸は式(1)を満たす衝撃波面上流と下流のアルヴェンマッハ数、 $M_{A1} (= V_1/V_{A1})$  と  $M_{A2} (= V_2/V_{A2})$ 、の関係を表している。スローショック(SS)は曲線の左部分における  $M_{A1} < 1$  の領域に対応する。スローショック(SS)下流で接線磁場成分は  $M_{A1}$  の増加と共に減少し、 $M_{A1} = 1$  のとき図1b下段のように消失する ( $B_{2y} = 0$ )。これを **スイッチオフショック (Switch-off Shock)** と呼ぶ。スイッチオフショックは接線磁場成分のエネルギーをすべてプラズマの運動と熱エネルギーに変換する効果的なエネルギー変

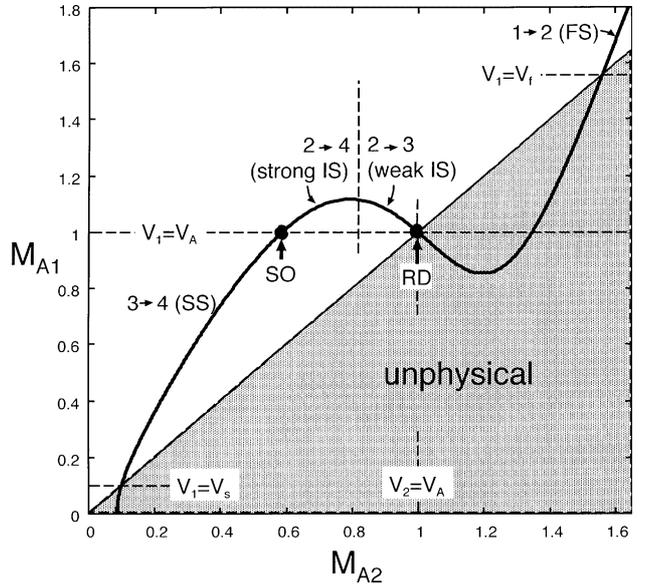


図3 MHDにおけるランキン・ユゴニオの関係式(1)を満たす上流と下流のアルヴェンマッハ数 ( $M_{A1}$  と  $M_{A2}$ ) の関係。灰色領域 (unphysical) はエントロピー条件を満たさないため、衝撃波は物理的に存在できない。SOはSwitch-Off Shockを、RDはRotational Discontinuityを意味する。 $\gamma=5/3, \theta=50^\circ, c_s/V_A=0.1$  の場合。

換機構でもある<sup>4)</sup>。

#### 4.2.2 磁気リコネクションとスローショック

Sweet と Parker らは太陽フレアのメカニズムが磁気リコネクションによる磁気エネルギーの解放であることを先見的に提案した[5,6]。しかし、Sweet-Parker モデルはフレアにおける急激なエネルギー解放の時間スケールを説明できないという困難を抱えていた<sup>5)</sup>。

磁気リコネクションは電流層の中で磁場が局所的な散逸を受ける結果、磁力線のつなぎ換えが生じる現象である。散逸領域の磁力線に沿った長さを $L$ 、幅を $\delta$ 、散逸領域の流入部分におけるプラズマ速度と磁束密度を $V_i$ および $B_i$ 、流出領域におけるそれらを $V_o$ および $B_o$ であるとしよう。また、プラズマの抵抗率が $\eta$ 、密度が $\rho$ のとき、拡散領域への流入と流出に関する質量、運動量、磁束の保存則より無次元リコネクション速度は

$$M_i = V_i/V_o = V_i/V_{Ai} = \delta/L = S^{-1/2}$$

によって規定される。ここで、 $V_{Ai}$ は流入領域でのアルヴェン速度 $B_i/(\mu_0\rho)^{1/2}$ 、 $S$ はLundquist数 $(\mu_0LV_{Ai}/\eta)$ を示す。

保存則のみに従うSweet-Parkerモデルの弱点は散逸領域の長さ $L$ を決める内部機構を持たないことにある。そこで、Sweet-Parkerモデルでは $L$ がシステム長で決まると考えた。しかし、太陽コロナでは磁場の基本長は約 $10^8$  mもあるため、 $S$ が $10^{14}$ 程度という非常に大きな値を持つ。そのため、散逸領域は極端に薄い構造を持ち、流入速度は極めて遅くなる。結局、リコネクションの時間スケール $(L/V_i)$ は太陽フレアの継続時間から期待される時間スケール $(L/V_A)$ に対して $S^{1/2}$ 倍も長くなってしまふ。

その後、Petschekによってスローショックがこの困難を解決する役割を果たすことが提案されたことは良く知られている[9]。図4にPetschekモデルの概念図を示そう。磁力線を横切ってリコネクション領域に入射してくる外部流れの速度と磁場をそれぞれ $V_e$ と $B_e$ とする。リコネクションの時間スケールを短くするためには与えられた $B_e$ に対して $V_e$ を最大にする必要がある。Petschekはそのために散逸領域におけるリコネクションに伴ってスローショックが形成されると考えた。スローショックでは磁力線の向きは波面に直交する方向に回転し、下流部に磁場 $B_N$ を作る。前節で述べたように、もし流入速度 $V_e$ が $B_N$ のアルヴェン速度に等しいと、スローショックはスイッチオフショックとして現れ、接線磁場のエネルギーをすべてプラズマに変換することができるため、効率的なエネルギー変換が可能になる。そこで、 $V_e$ と $B_N$ には比例関係が与えられる。

一方、Petschekモデルでは流入領域は電流のないポテンシャル磁場で満たされていると仮定された。そのため、 $B_N$ が大きくなるほど、 $B_N$ を作るスローショック上の電流の効果により、散逸領域上流での磁束密度 $B_i$ は $B_e$ に比べて減少しなくてはならない。 $B_i$ の減少はリコネクションを抑制する効果を持つため、 $B_N$ と $v_e$ の増加には上限が存在することになる。結局、外部領域における最大アルヴェン

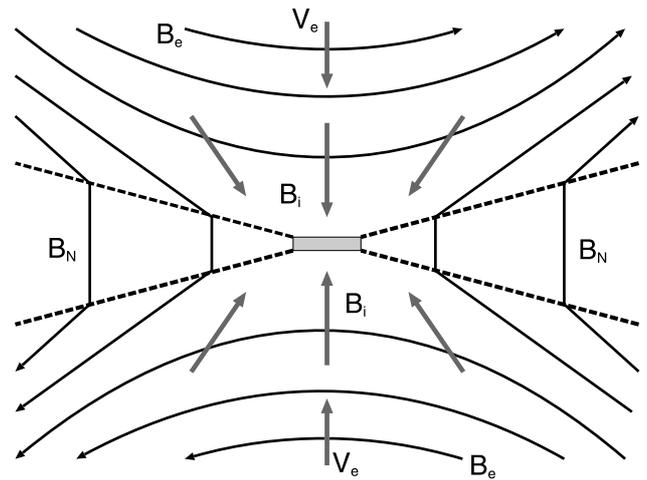


図4 Petschekのリコネクションモデルにおける磁場構造の概念図。破線がスローショックを、中央の長方形は散逸領域を、灰色の矢印は流速ベクトルを表す。

マッハ数は

$$M_e \sim \frac{\pi}{8 \log S_e}$$

と与えられる。ここで $S_e$ は外部領域でのLundquist数である。リコネクション率は $S_e$ の対数に依存するため、太陽コロナの典型的な条件においても $M_e$ は0.1–0.01程度の値をとり、高速リコネクションを説明することができる。

Petschekモデルはスイッチオフショックの条件を満たす流れが上流にあるという条件のもとで、散逸領域の入射磁場を決めるという巧妙なアイデアを導入した。その結果、散逸領域の長さ $L$ も自動的に決めることができる。ただし、Petschekモデルは上流の場がポテンシャル磁場で与えられるという近似に基づく特殊解の一つでしかない。その後、スローショックを伴う多くのリコネクション解が存在することが見出されている[4,10]。

#### 4.2.3 スローショックの観測

スローショックの存在は高速リコネクションの証拠でもある。それゆえ、様々な宇宙プラズマ観測の重要なテーマにもなってきた。実際にスローショックが宇宙空間中で形成されていることはFeldmanらやSmithらによる磁気圏尾部の衛星観測によってはじめに報告されている[11,12]。その後、ISEE-3衛星による網羅的観測ではプラズマシートとロープ領域の境界にスローショックが比較的頻繁に現れることが示唆された[13]。また、斎藤らはランキン・ユゴニオ条件に関する精密なデータ解析に基づき、GEOTAIL衛星がプラズマシートとロープ境界を通過する際に約10%の割合でスローショックを観測したと報告している[14]。さらに、磁気圏の太陽側境界や[15]、太陽圏空間[16,17]においてもスローショックの存在が報告されており、スローショックは宇宙プラズマに比較的普遍的に現れる現象であるのかもしれない。

一方、1990年代に太陽観測衛星ようこうの活躍によっ

て、太陽フレアが磁気リコネクションによるエネルギー解放現象であることがほぼ結論づけられた[18]。フレアにおけるリコネクションの重要な証拠の一つとして、軟 X 線観測で見られる太陽フレアのカスプ構造が挙げられる[19]。太陽フレアが太陽外縁部で発生する場合、ポストフレアループと呼ばれるアーケード状構造を軟 X 線で観測することができる[20]。ポストフレアループはリコネクションで解放されたエネルギーによって太陽表面の高密度プラズマが加熱され、磁力線に沿って膨張した結果生じると考えられている。上方に尖ったポストフレアループのカスプ構造はリコネクション下流の磁場構造を反映していると考えられる。

さらに常田は YOHKOH に搭載された軟 X 線望遠鏡 (SXT) を使いポストフレアループの精密な電子温度の解析を実施し、図 5 に見られるように、フレアにおいて最も温度の高い領域は実は X 線で輝くフレアループではなく、そのはるか上方に存在することを発見した[21]。さらに、高温領域の外側に不連続的に温度が上昇する構造があることも確認した。これらの構造は Petschek モデルと一致しているように見える。

この他にも、リコネクションの下流域に生じたファストショックに対応すると考えられる硬 X 線のスポット[22]、リコネクションによって上方に打ち出されたと思われる X 線プラズモイド[23]、リコネクション領域に入射するプラズマ流れ[24]など、太陽フレアのリコネクション説を裏づける数々の証拠が観測によって見出されている。ただし、スローショックを直接特定するためには磁場と圧力の位相関係を明らかにしなければならない。光学観測のみが可能な太陽コロナではコロナ中の磁場を直接測ることは今のところ難しい。それ故、フレアに伴うリコネクションが Pet-

schek モデルで本当に説明できるのかどうかは今でも重要な研究テーマである。

#### 4.2.4 課題：スローショックの形成機構

太陽フレアのリコネクションとスローショックに関するもうひとつの重要な問題はその発現機構の解明にある。Petschek モデルを含めて従来のリコネクションモデルの多くはその定常解を求めるものであり、解の動的な実現可能性はまだ十分に理解できていない。磁気リコネクションの構造とダイナミクスはミクروسケールの散逸過程とマクروسケールの MHD 過程の連関によって支配されていると考えられる。それゆえ、スローショックを伴う Petschek 型リコネクションの発生を主に外部条件が決めるのか、それとも電流層内部の散逸機構が決めるのかという問題は長年の論争のテーマでもある。過去25年以上、多くのシミュレーション[25-27]が Petschek モデルと矛盾のないリコネクションの再現に成功しているにも関わらず、この問題は未だに完全に解決していない<sup>6)</sup>。

MHD シミュレーションの結果によれば、スローショックを伴うリコネクションを生み出すためには電気抵抗の局所化が一定の役割を果たすとする報告がある。この異常抵抗と呼ばれる局所的散逸の起源に関してはイオン音波や低周波混成帯ドリフト波不安定性 (LHDI) などが盛んに研究されてきた[29]。また、電子慣性や粒子の非ジャイロ軌道に起因した電子圧力テンソルの非対角項がリコネクションの電場形成に重要であるとする研究も多くある[30, 31]。さらに、一般化されたオームの法則における Hall 項の重要性についても寺沢の指摘以来盛んに研究されている[32]。特に、Hall 項によって導入されるホイッスラー波の分散に起因して、リコネクション下流域で開いた磁場構造が作

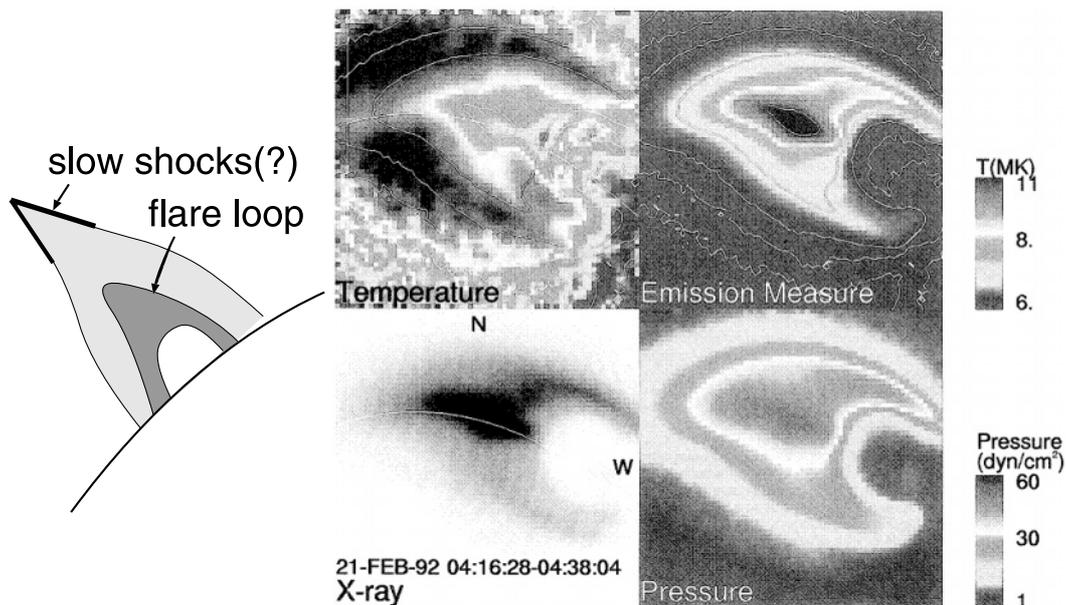


図 5 右図はようこう衛星によって観測されたポストフレアループの温度, emission measure, 圧力, X 線強度分布。X 線強度の強い領域の外縁部に極端に温度の高い層が見出された。文献[21]より転載。左のスケッチは筆者による。

6) この問題に関するすぐれたレビューとして、[28]などが参考になる。

られることが高速リコネクションの条件のひとつであるという提案は注目される[33].

しかし、Hall項が重要となるイオン慣性長は太陽コロナではわずか10 mでしかない。こうしたマイクロスケールの構造とダイナミクスが巨大なフレアループ全体のマクロスケール構造と如何に関係しているかを明らかにすることは今後の重要な課題である。そのためにまったく異なるスケールに適合した計算モデルを連結し、マルチスケール相互作用を直接扱うことができる連結階層シミュレーションの開発などが進められている[34, 35].

#### 4.2.5 今後の展望

Petschekモデル以来、スローショックと高速リコネクションの関係に注目する多くの研究が理論と観測の両面からなされてきた。磁気圏および太陽圏では実際のスローショックが直接観測されており、太陽でもスローショックの間接証拠がX線観測によって与えられている。最近では太陽コロナの観測に基づいてショックの構造を再現するシミュレーション研究[36]も試みられている。また、スローショックは太陽コロナと太陽風の準定常的な加熱機構としても注目されている[37, 38].

2006年に打ち上げられた太陽観測衛星ひので(SOLAR-B)は最新の光学、X線、分光観測装置を搭載しており、フレアに伴うショック構造と磁場の関係をより明瞭に解明すると期待されている[39]. 筆者は、今後数年間のうちに精密観測と数値シミュレーションとが相補的な役割を担いながら太陽フレアの構造とダイナミクスを明らかにする研究が急速に進み、スローショックと高速プラズマ流の発現機構に関しても多くの知見が得られるものと信じている。

#### 参考文献

- [1] N.F. Cramer, *The Physics of Alfvén Waves* (WILEY-VCH Verlag Berlin GmbH, Berlin, 2001).
- [2] H. Karimabadi, 'Physics of Intermediate Shocks: A Review,' *Advances in Space Research*, **15**, 507 (1995).
- [3] C.C. Wu, 'On MHD Intermediate Shocks,' *Geophys. Res. Lett.* **14**, 668 (1987).
- [4] E. Priest and T. Forbes, *Magnetic Reconnection, MHD Theory and Application*, (Cambridge University Press, Cambridge, 2000).
- [5] P.A. Sweet, 'The Neutral Point Theory of Solar Flares,' *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, Proc. IAU Symp. No. 6*. Edited B. Lehnert. International Astronomical Union. Symposium no. 6 (Cambridge University Press, 1958), pp.123-134.
- [6] E.N. Parker, 'The Solar-Flare Phenomenon and the Theory of Reconnection and Annihilation of Magnetic Fields,' *Astrophys. J. Suppl.*, **8**, p.1963 (1963).
- [7] 小野 靖, 柴田一成, 星野真弘, 藤本正樹: プラズマ・核融合学会誌 **77**, 948 (2001).
- [8] J. Birn and E. Priest (Edited.) *Reconnection of Magnetic Fields, Magnetohydrodynamics and Collisionless Theory and Observations* (Cambridge University Press, Cambridge, 2007).
- [9] H.E. Petschek, *Magnetic Field Annihilation*, Physics of Solar Flares, ed. W.H.Hess (NASA SP-50, Washington D.C., 1964) p.425.
- [10] V.M. Vasyliunas, 'Theoretical Models of Magnetic Field Line Merging,' *Rev. Geophys. Space Phys.* **13**, 303 (1975).
- [11] W.C. Feldman *et al.*, 'Evidence for Slow-Mode Shocks in the Deep Geomagnetic Tail,' *Geophys. Res. Lett.* **11**, 599 (1984).
- [12] E.J. Smith *et al.*, 'Slow Mode Shocks in the Earth's Magnetotail - ISEE-3,' *Geophys. Res. Lett.* **11**, 1054 (1984).
- [13] W.C. Feldman *et al.*, 'Slow-Mode Shocks: A Semipermanent Feature of the Distant Geomagnetic Tail,' *J. Geophys. Res.* **90**, 233 (1985).
- [14] Y. Saito *et al.*, 'Slow Mode Shocks in the Magnetotail,' *J. Geophys. Res.* **100**, 23567 (1995).
- [15] D.W. Walthour, J.T. Gosling, B.U.Ö. Sonnerup and C.T. Russell, 'Observation of Anomalous Slow-Mode Shock and Reconnection Layer in the Dayside Magnetopause,' *J. Geophys. Res.* **99**, 23705 (1994).
- [16] A.K. Richter *et al.*, 'Solar Wind Observations Associated with a Slow Forward Shock Wave at 0.31 AU,' *J. Geophys. Res.* **90**, 7581 (1985).
- [17] J.T. Gosling, S. Eriksson, R.M. Skoug, D.J. McComas and R.J. Forsyth, 'Petschek-Type Reconnection Exhausts in the Solar Wind Well beyond 1AU: Ulysses,' *Astrophys. J.* **644**, 613 (2006).
- [18] 草野完也, 常田佐久: 太陽フレアの機構を探る - 磁気リコネクションとエネルギー遷移 -, 日本物理学会誌 **53**, 656 (1998).
- [19] 柴田一成: 太陽・天体プラズマにおける磁気リコネクション, プラズマ・核融合学会誌 **77**, 955 (2001).
- [20] S. Tsuneta *et al.*, 'Observation of a solar flare at the limb with the YOHKOH Soft X-ray Telescope,' *Pub. Astro. Soc. Jpn.* **44**, L63 (1992).
- [21] S. Tsuneta, 'Structure and Dynamics of Magnetic Reconnection in a Solar Flare,' *Astrophys. J.* **456**, 840 (1996).
- [22] S. Masuda *et al.*, 'A Loop-Top Hard X-Ray Source in a Compact Solar Flare as Evidence for Magnetic Reconnection,' *Nature* **371**, 6497/OCT6, p.495 (1994).
- [23] K. Shibata *et al.*, 'Hot-Plasma Ejections Associated with Compact-Loop Solar Flares,' *Astrophys. J.* **451**, L83 (1995).
- [24] T. Yokoyama *et al.*, 'Clear Evidence of Reconnection Inflow of a Solar Flare,' *Astrophys. J.* **546**, L69 (2001).
- [25] T. Sato and T. Hayashi, 'Externally Driven Magnetic Reconnection and a Powerful Magnetic Energy Converter,' *Phys. Fluids* **22**, 1189 (1979).
- [26] T.G. Forbes and E.R. Priest, 'Numerical Simulation of Reconnection in an Emerging Magnetic Flux Region,' *Solar Phys.* **94**, 315 (1984).
- [27] M. Ugai, 'Computer Studies on the Spontaneous Fast Reconnection Model as a Nonlinear Instability,' *Phys. Plasmas* **6**, 1522 (1999).
- [28] 星野真弘, 柴田一成: 磁気リコネクションの数値シミュレーション, プラズマ・核融合学会誌 **77**, 981 (2001).
- [29] J.D. Huba, N.T. Gladd, K. Papadopoulos, 'The Lower-Hybrid-Drift Instability as a Source of Anomalous Resistivity for Magnetic Field Line Reconnection,' *Geophys. Res. Lett.* **4**, 125 (1977).
- [30] R. Horiuchi and T. Sato, 'Particle Simulation Study of Col-

- lisionless Driven Reconnection in a Sheared Magnetic Field,' *Phys. Plasmas* **4**, 277 (1997).
- [31] M. Hesse, K. Schindler, J. Birn and M. Kuznetsova, 'The Diffusion Region in Collisionless Magnetic Reconnection,' *Phys. Plasmas* **6**, 1781 (1999).
- [32] T. Terasawa, 'Hall Current Effect on Tearing Mode Instability' *Geophys. Res. Lett.* **10**, 475 (1983).
- [33] M.A. Shay, J.F. Drake, B.N. Rogers, R.E. Denton, 'Alfvénic Collisionless Magnetic Reconnection and the Hall Term,' *J. Geophys. Res.* **106**, 3759 (2001).
- [34] K. Kusano, S. Hirose, T. Sugiyama, S. Shima, A. Kawano and H. Hasegawa, 'Macro-micro Interlocked Simulation for Multiscale Phenomena' *Proc. Int. Conf. Computational Science, Lecture Note in Computer Science, Springer* (2007).
- [35] T. Sugiyama and K. Kusano, 'Interlocked Simulation in Plasma Physics by Connection of MHD and PIC Models,' *submitted to J. Comp. Phys.* (2007).
- [36] D. Shiota *et al.*, 'Slow and Fast MHD Shocks Associated with a Giant Cusp-Shaped Arcade on 1992 January 24' *Publications of the Astronomical Society of Japan*, **55**, L35 (2003).
- [37] S. Moriyama *et al.*, 'The Nonlinear Alfvén Wave Model for Solar Coronal Heating and Nanoflares,' *Astrophys. J.* **601**, L107 (2004).
- [38] T.K. Suzuki, 'Coronal Heating and Acceleration of the High/Low-Speed Solar Wind by Fast/Slow MHD Shock Trains,' *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **349**, 1227 (2004).
- [39] K. Shibata, S. Nagata and T. Sakurai (eds.), 'New Solar Physics with Solar-B Mission' *Astronomical Soc. Pacific Conf. Series* (2007).