

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, magnetohidrodynamics, 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 (slowmode) 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: β(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つ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¹⁾. 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 pm(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 pm(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.

4.2 High-Speed Jet and Slow Mode Shock in Solar Flares KUSANO Kanya

authors' e-mail: kusano@jamstec.go.jp

NII-Electronic Library Service

Lecture Note



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²⁾.

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の間の角 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, γ を比熱比, θ を上流における衝撃波面法線から測った磁力 線の角度とするとき,上流の密度(ρ_1)に対する下流の密度 (ρ_2)の圧縮率 $X(=\rho_2/\rho_1)$ は

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

の解として与えられる[4].ここで, 添字1は衝撃波面の上 流を意味する.さらに添え字2が衝撃波面の下流を意味す 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

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

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³⁾.

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, $M_{A1} (\equiv V_1/V_{A1}) \ge M_{A2} (\equiv V_2/V_{A2})$, 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



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*_{y2} < 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.

Journal of Plasma and Fusion Research Vol.83, No.4 April 2007

換機構でもある4).

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⁵⁾.

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 δ ,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 η ,密度が ρ 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

 $M_{\rm i} = V_{\rm i}/V_{\rm o} = V_{\rm i}/V_{\rm Ai} = \delta/L = S^{-1/2}$

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($\mu_0 LV_{Ai}/\eta$)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 10⁸ m も あるため, S が10¹⁴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う.

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. Petscheck 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 5)磁気リコネクション研究の詳細は文献[7,8]などを参照.



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

$$M_{\rm e} \sim \frac{\pi}{8 \log S_{\rm e}}$$

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 とローブ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ブ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

K. Kusano

Lecture Note

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 Petschek 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ロスケールの散逸過程とマク ロスケールの 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⁶⁾.

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領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.

Journal of Plasma and Fusion Research Vol.83, No.4 April 2007

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. こうしたミクロスケールの構 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 Annihiliation 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 Fiels 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 Manetotail,' 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-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 MagneticEnergy 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-

Lecture Note

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).