

衝撃波対応コードを用いた 磁気リコネクションの磁気流体シミュレーション研究

銭谷 誠司^{1*}

Magnetohydrodynamic (MHD) simulations of magnetic reconnection with a high-resolution shock-capturing code

Seiji Zenitani^{1*}

概要

太陽フレアや地球磁気圏現象に関わる磁気リコネクションは、長年にわたって、磁気流体理論や数値シミュレーションを用いて研究が進められている。最近のシミュレーション技法の進展で、プラズマ中の不連続構造を扱うことが容易になり、磁気リコネクションのプラズマジェットが生成する衝撃波構造を議論することができるようになってきた。本稿では、我々の最近のシミュレーション研究の成果とその意義を簡単に紹介する。

1. はじめに

宇宙空間のさまざまな場所では、プラズマ中で磁力線がつながり変わる「磁気リコネクション」現象が起きていると考えられている。太陽フレアはその一例で、太陽表面の彩層・コロナ領域に現れたアーケード状の磁力線がつながり変わってエネルギーを放出し、激しく増光することが知られている。また、地球近傍の宇宙空間では、地球の極域から夜側に伸びた磁力線が稀に磁気リコネクションを引き起こし、プラズマ粒子を高エネルギーに加速して、地球の極域大気上層部に降り込んだ電子がオーロラの発光源となる原子や分子にエネルギーを与えている。

磁気リコネクションの基本的な性質は、磁気流体力学 (MHD) の理論と数値シミュレーションによって、20 世紀半ばから研究が続けられている。中でも世界最初の MHD シミュレーションが、日本の鶴飼・津田¹によって行われたことは特筆に値するだろう。リコネクション点からは高速のプラズマジェットが吹き出して周囲のプラズマにぶつかっていくが、こうしたジェットの速度はアルヴェン速度というプラズマ中の特徴速度程度であることがわかっている。

ところで、太陽コロナのように、磁気リコネクションが起きると考えられているプラズマ環境では、プラズマ β (プラズマのガス圧と磁場の持つ磁気圧の比率) の値が $\beta < 1$ となることがわかっている。そして、このような $\beta < 1$ の領域では、アルヴェン速度が音速 (正確には遅進磁気音波の速度) よりも速くなる。言い換えると、リコネクションジェットが超音速の速度で吹き出すことになる。

このような超音速のリコネクションジェットと周辺プラズマとの相互作用は、過去の MHD シミュレーション研究ではよくわかっていなかった。理由の 1 つは、コードの性能が不十分だったことであ

2017 年 8 月 18 日受理。

¹〒611-0011 宇治市五ヶ庄 京都大学生存圏研究所学際萌芽研究センター

* E-mail: zenitani@rishi.kyoto-u.ac.jp

る。流体シミュレーションは一般に、衝撃波などの不連続構造を扱うのが苦手である。こうした不連続面では、非物理的な振動が起きて計算が異常終了することが多い。旧来の数値解法では人工的な粘性を使って数値振動を抑えていたが、副作用で構造が滑らかになり、細かな構造が見えなくなってしまっていた。

我々の最近の研究^{2,3)}では、HLLD法という比較的新しい数値解法を使ったMHDシミュレーションコードを用いて、超音速のリコネクションジェットと周辺プラズマとの相互作用の問題を詳しく解析した。HLLD法は、2005年に三好・草野⁴⁾が提案したMHD方程式の数値解法で、適度な計算負荷で衝撃波や不連続面を解くことができる。HLLDコードによるシミュレーションの結果、過去のシミュレーションでは分解できなかった細かな構造が明らかになり、背景の物理をより良く議論できるようになった。以降の章では、我々のシミュレーション研究の要点を解説するとともに、その結果の意義と今後の展望を述べる。

2. 磁気流体シミュレーション

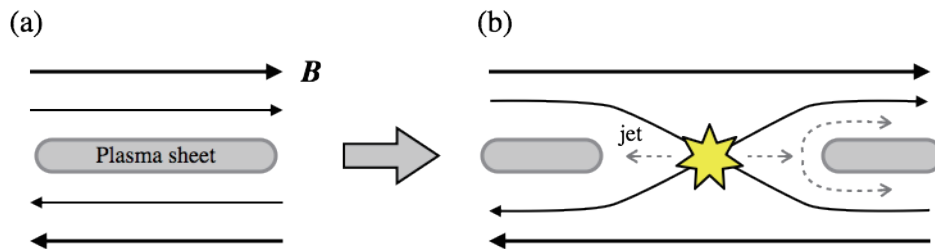


図1：(a) 磁力線の初期設定とプラズマシート。(b) リコネクション発生後のプラズマ流の構造。

本研究では、図1のようなリコネクション系を想定する。初期設定では、図1(a)のように、反平行に向かい合った磁場を考え、中央にプラズマ密度の濃い「プラズマシート」領域を設定する。これは、中央では磁場の圧力(磁気圧)がなくなるため、プラズマのガス圧で構造を支える必要があるからである。そして、シミュレーションコードを使って、磁気流体方程式の時間発展を解き進めていく。その際、中心付近に擾乱を与え、電気抵抗パラメーターを調整することで、中央部分で磁気リコネクションを起こす。実際には、系の対称性を利用して、図1(b)の右上象限のみを計算して計算量を節約している。そして、前述のように $\beta < 1$ のプラズマ環境を想定して、上流の磁場領域のプラズマ β を $\beta = 0.2$ あるいは $\beta = 0.1$ とした。

図2は、 $\beta = 0.2$ のシミュレーション結果で、リコネクションがよく発達した段階($t=250$)のプラズマの右向き速度成分(V_x)を表したものである。見やすくするために、右上象限を右下に折り返して、図1(b)の右半分に対応する部分を表している。白いコンターは磁力線を表していて、上半分と下半分で逆を向いた磁場が、XY座標の原点でつなぎ変わっている。リコネクション点からは高速のジェット(色が濃い領域)が吹き出していて、その先端にプラズマが吐き集まって大きな磁気島(プラズモイド)を形成している。速度の1.0は先に述べたアルヴェン速度に相当する。磁気島の右半部ではプラズマ流は上下2つに分かれているが、これは、シミュレーションの初期設定で中央部に高密度のプラズマシートを置いたために、プラズマ流が上下に分かれるからである(図1(b)右側)。これらのジェット・磁気島の内部・周辺には、さまざまな箇所に微細な構造が見えている。

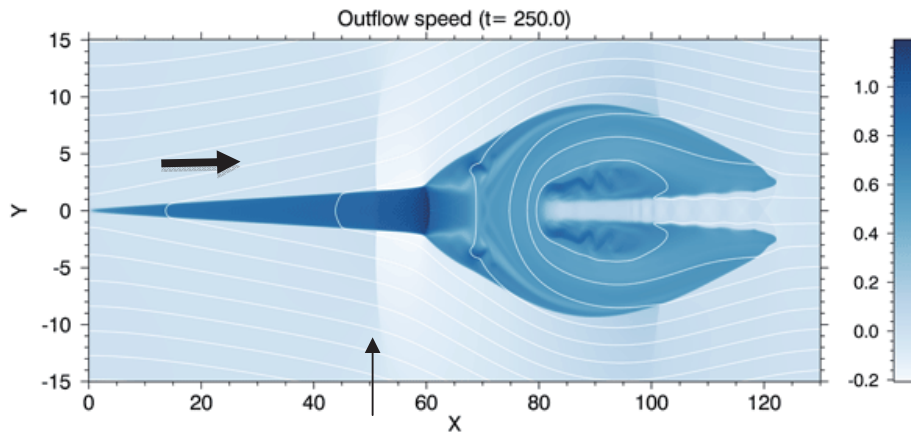
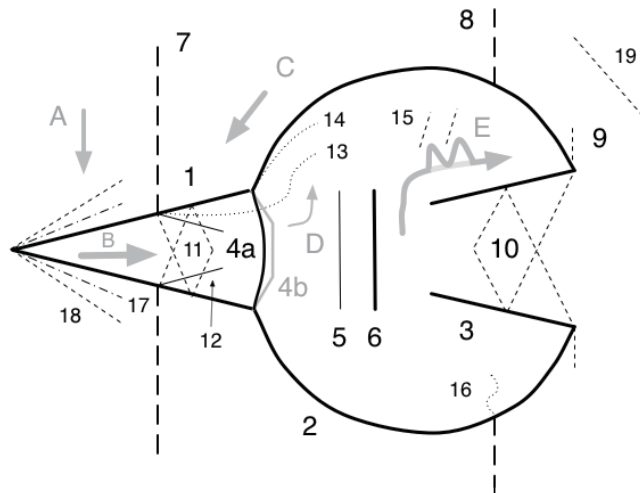


図 2 : 磁気流体シミュレーションの結果。系がよく発達した段階 ($t=250$) におけるプラズマのアウトフロー (V_x) 成分を示す。白いコンターは磁力線。

我々の 2011 年の研究論文²⁾ (Zenitani & Miyoshi 2011、以降 ZM11 と略記) では、こうした構造の性質と成因を詳しく議論した。図 3 は、ZM11 の結果をもとに、その後のアップデート³⁾ を反映させた、まとめ図である。図 1(a) のような簡単な状態からはじまった系の中に、このような多彩な構造が出来るのは驚くべきことである。

2016



- | | |
|--|--|
| 1. Petschek slow shock (Petschek 1964) | 17.rotational discontinuity (Petschek & Thorne 1967) [in guide-field reconnection] |
| 2. outer shell = slow shock (Ugai 1995) | 18.conduction front (Yokoyama & Shibata 1997) [with heat conduction] |
| 3. intermediate shock (Abe & Hoshino 2001) or slow shock (Saito et al. 1995) | 19.forward fast shock (Nitta et al. 2016) [in asymmetric reconnection] |
| 4a fast shock (Forbes & Priest 1983) | A. reconnection inflow |
| 4b oblique shock & Mach disk (Takasao et al. 2015) | B. outflow jet |
| 5. looptop front (Ugai 1987) | C. post-plasmoid reverse flow |
| 6. tangential discontinuity | D. internal flow |
| 7. post-plasmoid vertical slow shock (Zenitani et al. 2010) | E. flapping jet (KH instability) |
| 8. outer vertical slow shock (Zenitani & Miyoshi 2011) | |
| 9. fast-mode wave front (Saito et al. 1995) | |
| 10.overexpanded shock-diamonds (Zenitani et al. 2010) | |
| 11.underexpanded shock-diamonds (Zenitani 2015) | |
| 12.slow expansion wavefront (Zenitani 2015) | |
| 13.contact discontinuity (Zenitani & Miyoshi 2011, 2015) | |
| 14.contact discontinuity (Zenitani 2015) | |
| 15.vortex-driven shocklets (Miura 1992, 1995) | |
| 16.contact discontinuity (Zenitani 2015) | |

図 3 : 磁気島周辺構造のまとめ図。ZM11²⁾ をもとに最近の研究結果を反映させたもの。

例えば、図2の $x=50$ 付近の矢印で示す領域(図3の #7)には、シャープな境界面が描かれている。これは、右側を上流とする衝撃波(正確には遅進衝撃波)である。この衝撃波は、音速程度の速度で磁気島が動くときに後ろ側に現れる。航空機の世界では、巡航速度が音速の0.8倍を超えたあたり(遷音速という)から、翼の上面に縦衝撃波が現れることが知られている⁵⁾。図4は、その際の翼の断面の模式図であるが、翼面上側を速く回り込む気流が一時的に音速を超えると、亜音速に戻るときに衝撃波ができるわけである。図2,3の磁気島を翼面に見立てると、 $x=50$ 付近の衝撃波は図4の縦衝撃波に相当することがわかる。

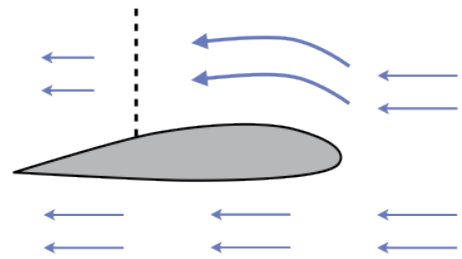


図4：飛行機の翼面の縦衝撃波。

また、磁気島の先頭(図3の #10)にも興味深い構造が現れている。図5は、 $\beta=0.1$ の計算で、プラズマの上下方向の速度(V_y)をプロットしたものであるが、磁気島先頭の $80 < x < 110$ 付近に周期振動が見えている。これは「ショックダイヤモンド」という構造に対応している。

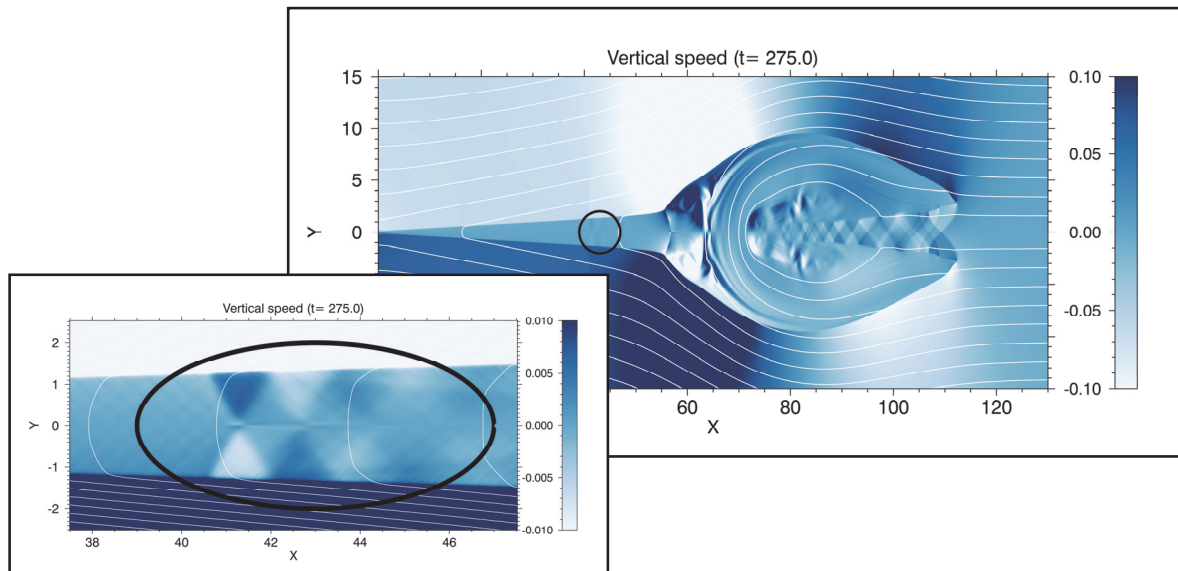


図5： $\beta=0.1, t=275$ でのプラズマ速度の上下成分(V_y)。左下は中央部分の拡大図。

ショックダイヤモンドは航空・ロケット分野で知られている超音速流特有の構造である。図6のようにジェットエンジン(灰色部分)から高温・高速のガスが後方に吹き出す状況を考える。ジェット内の圧力を P_{jet} 、外気の圧力を $P_{ambient}$ とする。ジェットが排出口から外に出ると、周囲からジェットを押しこむ外力が急に $P_{ambient}$ に変化する。しかし、ジェットの排出速度がジェット内の音速より速い場合は、この圧力差をすぐに調整することができない。そこで、 $P_{jet} < P_{ambient}$ の場合(過膨張と呼ぶ)は衝撃波が、 $P_{jet} > P_{ambient}$ の場合(不足膨張と呼ぶ)は膨張波(希薄波)がジェット内を斜めに伝わっていく。ジェットと外気との境界は自由境界であるから、反対側に到達した衝撃波は膨張波、膨張波は圧縮波(衝撃波)となって反射し、このサイクルを繰り返すことで、ダイヤモンドの形の境界領域を作っていくわけである。

ショックダイヤモンドの実例を1つ紹介しよう。米ソ冷戦時代、アメリカ空軍はマッハ 3.2 で飛ぶ超音速偵察機 SR-71⁶⁾ を運用していた。この SR-71 の姿を、イギリス BBC の特集番組でも見ることができる^{7,8)}。映像の 2:50 あたりで、エンジン後方から吹き出す排気ジェットの中に見える、綺麗な周期構造に注目していただきたい。超音速機の排気ジェットはガス内の音速よりも速い速度で吹き出す

ため、内部にショックダイヤモンドが出来、このうち高圧・高密度の部分が光って見えるわけである。

図 5 の $80 < x < 110$ 付近には、プラズマシートが存在していて、左側から高速のプラズマ流が吹き付けていた (図 1(b))。これは、磁気島に対して細いプラズマシートが右側から高速でぶつかっていることと等価である。図 6 を左右反転させると、図 5 の $80 < x < 110$ の振動構造は、図 6(a) の過膨張タイプの超音速ジェットに対応することがわかる。

このようなショックダイヤモンドは、超音速ジェットが境界を横切るときに現れる普遍的な構造である。図 5 の左の図は、黒丸で示した領域 (図 3 の #11) を拡大したものである。この領域では、リコネクション点から吹き出す高速のジェットが、先ほど述べた縦衝撃波と交差している。そして、交差点を横切る速度が音速を超えると、ショックダイヤモンドが生成される条件が揃う。カラーバーを調整して図 5 左を注意深く観ると、図 6(b) の不足膨張タイプのショックダイヤモンドが形成されていることがわかる³⁾。

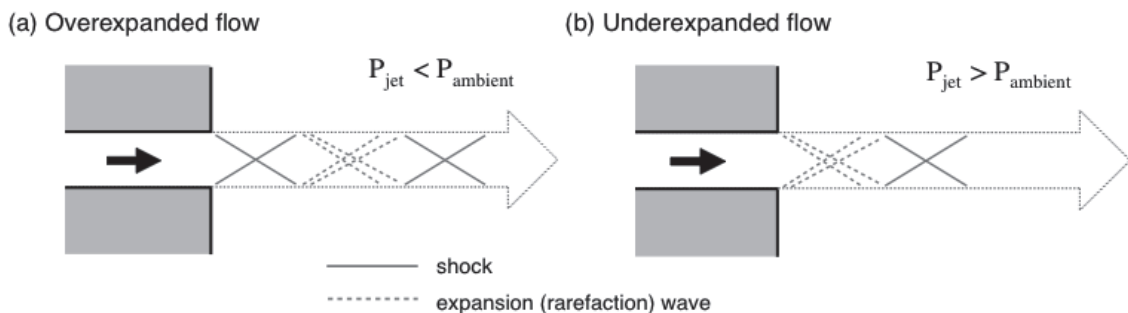


図 6 : ショックダイヤモンドの生成原理。ジェットの圧力 (P_{jet}) と大気圧 ($P_{ambient}$) の違いによって (a) 過膨張流と (b) 不足膨張流に分類することができる。

3. 公開シミュレーションコード “OpenMHD”

本研究では、並列計算に対応したシミュレーションコードを Fortran 90 言語で開発した。このコードを IDL および Python3 の可視化ルーチンとあわせてパッケージ化し、“OpenMHD” という名で公開している⁹⁾。そして、公開開始後もハイブリッド並列化や並列 I/O 対応などの改良を取り入れて、コードを更新し続けている。コンパイラと MPI 並列環境さえ揃えば、PC でもスーパーコンピューターでも同じコードを走らせることができるので、興味のある方は、ぜひお試しください。コードの配布・解説サイト (図 7) の URL は参考文献¹⁰⁾ を参照してほしい。

2016 年には、OpenMHD の利用者によるシミュレーション研究論文が初めて出版された¹¹⁾。また、生存圏研究所の KDK スーパーコンピューターを使って磁気リコネクション問題に取り組む愛媛大学グループが、ここ数年、OpenMHD を使って研究を進めている。

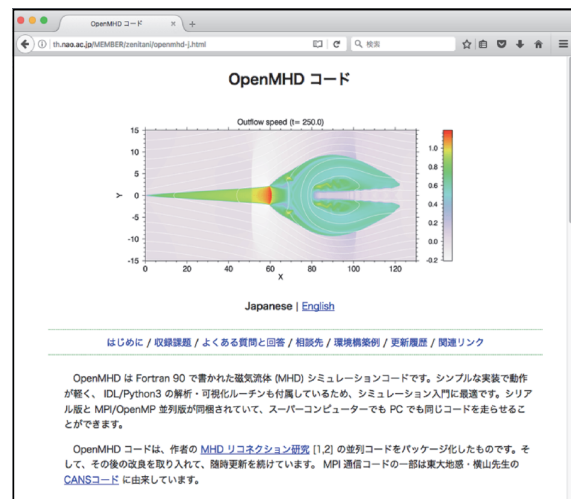


図 7 : OpenMHD コードの配布サイト¹⁰⁾

4. まとめと展望

今回の研究で、 $\beta < 1$ のプラズマ環境における磁気リコネクションのアウトフロージェットやプラズマモイドの運動に伴って、周辺にさまざまな衝撃波・不連続構造が形成されることがわかった。このような構造を解くにあたっては、高性能の HLLD 数値解法が威力を発揮した。シミュレーション系で見えた構造の背景には、航空・ロケットや宇宙ジェットと同様の高速流の物理が作用していた。

こうした衝撃波・不連続構造は、太陽コロナや磁気圏プラズマ環境でも実際に形成されているのだろうか。航空の世界で実在するショックダイヤモンド相当の構造は、条件が揃えば形成されるはずである。一方、太陽コロナ環境ではイオン・電子の温度差や熱伝導効果、地球磁気圏では運動論効果が不連続構造をぼかしてしまうだろう。これらの効果は、磁気流体近似で無視した詳細物理の結果であるから、本研究で議論した磁気流体近似の結果は議論の出発点になるはずである。

また、本研究を含めた最近の MHD リコネクション研究からは、プラズマの圧縮性流体効果というキーワードが浮かび上がってくる。磁気リコネクションの MHD 理論は、非圧縮性を仮定した簡単な系で議論されることが多かった。しかし、議論の限界が見えてきたため、プラズマの圧縮性を考慮した理論モデルの議論が始まったところである^{12,13)}。また、リコネクションジェットが音速を超えた場合に、超音速流特有の断熱加速が起きることも報告されている^{14,15)}。そして、本研究を契機として、超音速のリコネクションジェットが生成する衝撃波構造がわかってきた^{2,3,11)}。これら3つの話題は、流体力学では、圧縮性流体力学あるいは高速流体力学⁵⁾の枠組みで議論されるものである。圧縮性流体の知識は、MHD リコネクションの物理を理解するために有用である。

さらに最近では、宇宙の高エネルギー天体周辺の相対論的プラズマ環境で起きる磁気リコネクションにも注目が集まっている¹⁶⁾。相対論プラズマでは、音速が $c/\sqrt{3}$ (c は光速) を超えることができないため、さまざまな速度が超音速になりやすく、圧縮性流体効果が強く効くことがわかっている。非相対論リコネクション研究でプラズマの圧縮性流体効果を理解しておくことは、その先の相対論リコネクションの性質を理解するためにも重要である。

最後に、本研究で生まれた OpenMHD コードを公開した結果、利用者による研究成果が少しずつ出てきている。これからも OpenMHD が多くの方々の研究をアシストできれば幸いである。

5. 謝辞

著者を圧縮性流体力学・高速流体力学の世界に引き合わせて下さった筑波技術大学の新田伸也氏に感謝する。

参考文献

- 1) Ugai, M. and Tsuda, T., Magnetic field-line reconnection by localized enhancement of resistivity. I - Evolution in a compressible MHD fluid, *J. Plasma Phys.*, **17**, 337, 1977.
- 2) Zenitani, S. and Miyoshi, T., Magnetohydrodynamic structure of a plasmoid in fast reconnection in low-beta plasmas, *Physics of Plasmas*, **18**, 022105, 2011
- 3) Zenitani, S., Magnetohydrodynamic structure of a plasmoid in fast reconnection in low-beta plasmas: Shock-shock interactions, *Physics of Plasmas*, **22**, 032114, 2015
- 4) Miyoshi, T. and Kusano, K., A multi-state HLL approximate Riemann solver for ideal magnetohydrodynamics, *J. Comput. Phys.*, **208**, 315, 2005
- 5) 松尾一泰、圧縮性流体力学—内部流れの理論と解析、オーム社、2013.
- 6) https://en.wikipedia.org/wiki/Lockheed_SR-71_Blackbird, 2017年8月17日閲覧
- 7) <http://www.bbc.com/future/story/20130701-flying-the-worlds-fastest-plane>, 2017年8月17日閲覧

- 8) <https://www.youtube.com/watch?v=-k6WVdqzY2g>, 2017年8月17日閲覧
- 9) Zenitani, S., *Astrophysics Source Code Library*, record ascl:1604.001, 2016.
- 10) <http://th.nao.ac.jp/MEMBER/zenitani/openmhd-j.html>, 2017年8月17日閲覧
- 11) Nitta, S., Wada, T., Fuchida, T., and Kondoh, K., Critical Differences of Asymmetric Magnetic Reconnection from Standard Models, *Astrophys. J.*, **828**, 63, 2016
- 12) Hesse, M., Birn, J., and Zenitani, S., Magnetic reconnection in a compressible MHD plasma, *Phys. Plasmas*, **18**, 042104, 2011.
- 13) Birn, J., Hesse, M., and Zenitani, S., Reconnection in compressible plasmas: Extended conversion region, *Phys. Plasmas*, **18**, 111202, 2011.
- 14) Shimizu, T and Ugai, M., Adiabatic expansion acceleration mechanism of superfast jets in the spontaneous fast magnetic reconnection model, *Phys. Plasmas*, **7**, 2747, 2000
- 15) Shimizu, T and Ugai, M., Magnetohydrodynamic study of adiabatic supersonic and subsonic expansion accelerations in spontaneous fast magnetic reconnection, *Phys. Plasmas*, **10**, 921, 2003
- 16) Zenitani, S., Hesse, M., and Klimas, A., Resistive Magnetohydrodynamic Simulations of Relativistic Magnetic Reconnection, *Astrophys. J.*, **716**, L214, 2010