



## 小特集 俯瞰と展望：磁気リコネクション研究の最前線

# 4. 新たなリコネクション研究の芽

## 4. New Trends of Reconnection Research

### 4.1 相対論領域のリコネクション

#### 4.1 Relativistic Magnetic Reconnection

銭谷 誠司, 高橋 博之<sup>1)</sup>

ZENITANI Seiji and TAKAHASHI Hiroyuki<sup>1)</sup>

国立天文台理論研究部, <sup>1)</sup>国立天文台 CfCA

(原稿受付：2013年11月7日)

近年、高エネルギー天体環境でリコネクションを議論するための基礎研究として、特殊相対論効果を取り入れた磁気リコネクションの研究が進んでいる。本節では、運動論および流体論のシミュレーション研究を軸に、これまでの相対論リコネクション研究の進展をレビューする。

#### Keywords:

magnetic reconnection, relativity, kinetic modeling, magnetohydrodynamics, radiation effects

#### 4.1.1 はじめに

近年、かに星雲やガンマ線バーストなどの高エネルギー天体周辺のプラズマ環境で、磁気リコネクションの役割が議論されるようになってきた。こうした環境では、古典的なプラズマ物理に加えて、相対論・輻射・量子効果といったエキゾチックな物理が効くようになる。特に、特殊相対論効果を考慮した「相対論リコネクション」研究は21世紀に入って大きく進展しており、今やリコネクション研究の1ジャンルになったといえるだろう。本節では、相対論リコネクション研究のあらましを駆け足で紹介する。

相対論効果には、大まかにいうと次の3つのタイプがある。1つめは、ローレンツ因子 ( $\gamma = 1/\sqrt{1-(v/c)^2}$ ) が効いて高エネルギー粒子の慣性が増えることで、流体のバルク要素についても同じことがいえる。2つめは、体積要素がローレンツ収縮して見かけ上のプラズマ密度が高くなることである。3つめは、相対論的温度が流体慣性を増す効果である。流体静止系で見た慣性エネルギーに相当するエンタルピー密度は

$$w = \rho c^2 + \Gamma p / (\Gamma - 1) \quad (1)$$

と表される。ここで、 $\rho$  は静止質量密度、 $\Gamma$  は気体の比熱比、 $p$  は圧力であり、プラズマの内部エネルギーが静止質量エネルギーのオーダーに達すると、実質的な流体慣性が大きくなるのがわかる。

高エネルギー物理学では、相対論プラズマの性質を磁化パラメータ

$$\sigma \equiv b^2 / (\mu_0 w) \quad (2)$$

という無次元量を使って議論する。ここで、 $b$  はプラズマ静止系磁場、 $\mu_0$  は透磁率であり、 $\sigma$  はプラズマ系の磁気エネルギーとプラズマエネルギー密度の比みたいなものだと思えばよいだろう。リコネクション系の代表的速度であるアルヴェン速度は、

$$c_A = c \sqrt{\sigma / (1 + \sigma)} \quad (3)$$

と表され、磁場が強くなる（つまり  $\sigma$  が大きく）なればなるほど、光速に近づいていく。相対論的リコネクションが議論されるのは  $c_A \rightarrow c$  となるような  $1 \ll \sigma$  の高  $\sigma$  環境である。

相対論リコネクションにつながる基礎研究は1970年代にまでさかのぼるが[1, 2]、最初の本格研究は Blackman & Field[3]による定常リコネクションモデルである。こうした初期の理論[3, 4]では、リコネクションのアウトフロー領域でローレンツ収縮効果が効いて（2つ目の相対論効果）エネルギー排出効率が上がるため、相対論リコネクションのリコネクション速度は  $R = (v_{in}/v_{out}) \approx (v_{in}/c) \approx 1$  程度まで速くなると考えられていた。これに対し、Lyubarsky[5]は、磁気エネルギーが一度、熱エネルギーに変換されると、3つ目の相対論効果によって慣性が増えるため、アウトフロー速度は速くならないことを指摘した。また、その結果リコネクション速度は非相対論と同じ  $R \approx 0.1$  程度であると予想した。非相対論研究では、リコネクション速度  $R$  が0.1に達するかどうかが「速い」リコネ

Corresponding author's address: National Astronomical Observatory of Japan, Mitaka, TOKYO 181-0015, Japan

Corresponding author's e-mail: seiji.zenitani@nao.ac.jp

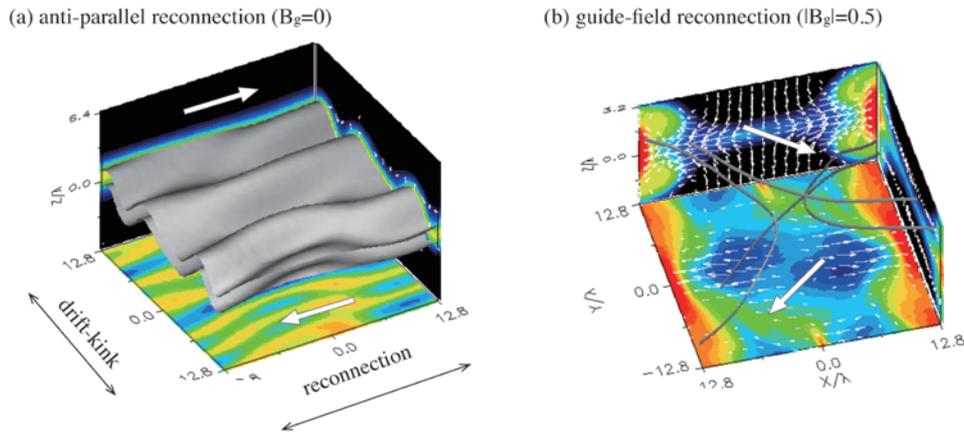


図1 PICシミュレーションによる3次元リコネクション系の時間発展 [12]. (a)反平行系での境界層領域 (灰色)と(b)ねじれ磁場系でつなぎかわった磁力線. 白矢印は磁力線の向き, 各投影面はプラズマ密度を示す.

クシオン問題であるが, 相対論では,  $R$  が1か0.1かという「さらに速い」リコネクションが議論されていることは興味深い.

#### 4.1.2 運動論シミュレーション

Zenitani & Hoshino[6]は世界で初めて, 電子・陽電子プラズマ中の相対論的磁気リコネクションの粒子 (PIC) シミュレーションを行い, アウトフロー速度が光速近くに達するリコネクションを再現するとともに, リコネクション領域でDC型の粒子加速が起きることを示した[6,7]. 運動論では, リコネクション領域を通る粒子は Speiser 運動という特徴的な運動をすることが知られている[8]. 相対論リコネクションでは, 粒子が Speiser 運動する間にローレンツ因子 $\gamma$ 相当の慣性を得て (1つ目の相対論効果), 粒子が加速領域から逃げにくくなり, さらに長時間粒子加速が続く. こうした正のフィードバック機構の結果, 粒子加速効果が強められるわけである. リコネクション領域での加速効果は, その後の多くの研究で確認されている[9-11].

初期の運動論研究のハイライトは, 3次元系でのモード競合問題であろう. 2次元リコネクション面と垂直方向では, 反転磁場を支える電流層で相対論的ドリフトキンク不安定というフルート型モードが成長することが明らかになった (図1a)[7]. ドリフトキンク不安定は, リコネクション不安定 (相対論的ティアリング不安定) より速く成長したのち, 乱流崩壊してプラズマを加熱する. しかし, 背景磁場がねじれている (ガイド磁場成分を持つ) 場合は, ドリフトキンク不安定が安定化されて, リコネクションとそれに伴う粒子加速が起きる (図1b). 磁気トポロジーの違いによって電流層のプラズマ素過程が切り替わり, 磁気エネルギーの解放先もプラズマの熱的成分から非熱的成分になってしまうことは, 宇宙プラズマのエネルギー配分において運動論物理が重要であることを象徴している [12].

また, リコネクションジェットが周辺プラズマと衝突する領域で, 速度分布関数の非等方由来する相対論的ワイベル不安定が乱流磁場を作ることも報告されている[13]. 一連の研究で, リコネクション系における運動論プラズマ

素過程が一通り出揃ったといえるだろう.

近年は, より大規模な3次元系でシミュレーション研究が行われている [14,15]. 特に, パルサーからのプラズマ流の先端で起きると考えられている圧縮駆動型リコネクションが, 効率的な粒子加速過程として注目を集めている [16].

#### 4.1.3 流体シミュレーション

Watanabe & Yokoyama[17]は相対論磁気流体方程式系に電気抵抗を取り入れた相対論抵抗磁気流体 (RRMHD) 方程式系を考案し, 世界で初めて相対論リコネクションの RRMHD シミュレーションを行った (図2). しかし, 数値的な扱いが難しいこともあって (注), RRMHD 研究はしばらく足踏みしていた. 例えば,

$$\sigma > 1/2 \tag{4}$$

では, 式(3)のアルヴェン速度が相対論的音速の上限

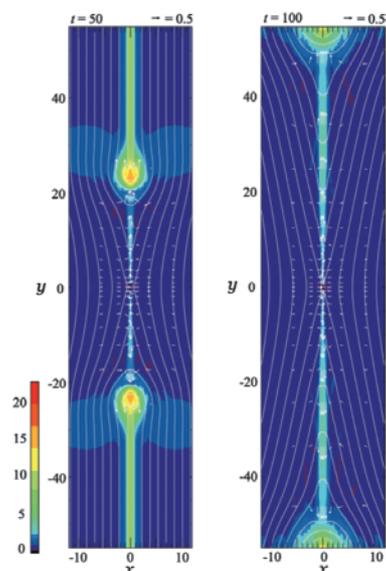


図2 Watanabe & Yokoyama[17]による世界初の RRMHD シミュレーション. リコネクション系の時間発展とプラズマ密度 (カラー) を表す. 【Reproduced by permission of the AAS】

$c/\sqrt{3}$  を超えるため、コードの衝撃波対策が必須である。また、磁気エネルギー優勢領域ではプラズマ圧力の正値性問題があるうえ、系を閉じるオームの法則が硬いことも問題である。これらの問題点のいくつかは、その後の数値解法の改良で克服され[18, 19]、2010年代に入って基礎的なシミュレーション結果が出始めた。代表的な結果は、Petschek リコネクションのアウトフロー速度が相対論アルヴェン速度 (式(3)) で近似できること[20]、Sweet-Parker リコネクションのリコネクション速度が系の典型 Lundquist 数  $S$  に逆比例 ( $R \sim S^{-1/2}$ ) すること[21]、そして、Lundquist 数  $S$  が大きくなると Sweet-Parker リコネクションがプラズモイド型リコネクションに遷移すること[22]であろう。これらは、いずれも非相対論 MHD リコネクションの性質をそのまま相対論に拡張したものである。

こうした流体リコネクションを少し違う観点から議論したのが、Zenitani[23]が提案した相対論多流体モデルである。この研究では、電子・陽電子をそれぞれ独立させた相対論二流体系で、RRMHD 計算に先駆けて準定常 Petschek リコネクションを再現した。二流体方程式系は、ラーモア半径や慣性長といった物理スケールを含んでおり、静電波や二流体不安定を再現する。これらが全体のダイナミクスに及ぼす影響はまだ未知数であり、今後も基礎研究を積み重ねていく必要がある。

上述の理論問題については、流体シミュレーション結果の多くは、Lyubarkyモデルを支持している[20, 21, 23]。しかし、リコネクション速度は少し速くなっているため、大きな慣性を持つ相対論的高温プラズマ (3つ目の相対論効果) がエンタルピーフローという形でエネルギーフローを改善していると考えられている。

#### 4.1.4 新しいフロンティア

実際の宇宙空間では、プラズマ粒子のエネルギーはさまざまな放射過程によって光子に引き継がれるだろう。Jaroschek & Hoshino[24]は粒子の運動方程式に放射冷却項を取り入れた PIC シミュレーションを行い、電流層のモード競合問題を議論した。そして、シンクロトロン冷却によって磁力線垂直方向のプラズマ圧力が下がるため、反平行磁場中でもリコネクションが優勢になることを示した。流体分野では、Takahashi & Ohsuga[25]が、RRMHD 系に輻射輸送を取り入れた相対論抵抗性輻射磁気流体 (RRRMHD) 方程式系を構築し、Petschek 型リコネクションの数値計算に成功している (図3)。そして、アウトフロージェット内では輻射場のエネルギー密度が大きくなり、プラズマフローに対して輻射抵抗が働くといった新しいダイナミクスが報告されている。

また、一般相対論抵抗磁気流体コード (GRRMHD) [26, 27]の開発も進んでおり、例えばリコネクションを考慮したブラックホール磁気圏研究への応用が期待されている。

#### 4.1.5 まとめ

ここ10年ほどで相対論リコネクション研究の地平線は一気に広がった。運動論シミュレーションでは、リコネク

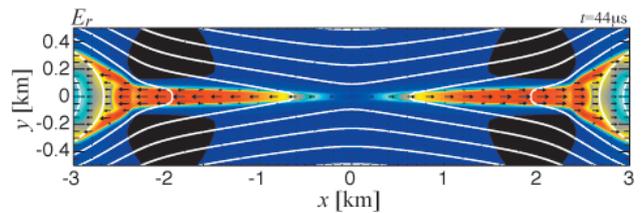


図3 Takahashi & Ohsuga[25]による RRRMHD シミュレーション。輻射場のエネルギー密度 (カラー) と輻射フラックス (矢印) を示す。

ションが魅力的な粒子加速過程であることが認識されたうえで、さまざまなプラズマ素過程が出揃った。今後は、大規模3次元リコネクションや、リコネクションを一要素とする大規模・乱流系への展開が進むだろう。流体シミュレーションでは、リコネクションの基礎的な振る舞いが非相対論研究の素直な延長であることがわかった一方、磁気リコネクション物理の課題である電気抵抗のクロージャー問題は、相対論領域でも未解決のままである。また、輻射輸送や一般相対論を取り入れた展開も視野に入ってきた。今後は、こうした基礎研究を踏まえた応用研究が行われ、高エネルギー天体分野での磁気リコネクションの役割がこれまで以上に明らかになっていくだろう。

#### 参考文献

- [1] L.M. Zelenyi and V.V. Krasnoselskikh, *Astron. Zh.* **56**, 819 (1979).
- [2] V.S. Semenov *et al.*, *PPCF* **35**, 1441 (1993).
- [3] E.G. Blackman and G.B. Field, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 494 (1994).
- [4] M. Lyutikov and D. Uzdensky, *Astrophys. J.* **589**, 893 (2003).
- [5] Y. Lyubarsky, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **562**, L63 (2005).
- [6] S. Zenitani and M. Hoshino, *Astrophys. J.* **562**, L63 (2001).
- [7] S. Zenitani and M. Hoshino, *Astrophys. J.* **670**, 702 (2007).
- [8] T.W. Speiser, *JGR* **70**, 4219 (1965).
- [9] C. Jaroschek *et al.*, *Phys. Plasmas* **11**, 1151 (2004).
- [10] N. Bessho and A. Bhattacharjee, *Astrophys. J.* **750**, 129 (2012).
- [11] B. Cerutti *et al.*, *Astrophys. J.* **770**, 147 (2013).
- [12] S. Zenitani and M. Hoshino, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 095001 (2005).
- [13] S. Zenitani and M. Hesse, *Phys. Plasmas* **15**, 022101 (2008).
- [14] W. Liu *et al.*, *Phys. Plasmas* **18**, 052105 (2011).
- [15] D. Kagan *et al.*, *Astrophys. J.* **774**, 41 (2013).
- [16] L. Sironi and A. Spitkovsky, *Astrophys. J.* **741**, 39 (2011).
- [17] N. Watanabe and T. Yokoyama, *Astrophys. J.* **647**, 123 (2006).
- [18] S. Komissarov, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **382**, 995 (2007).
- [19] C. Palenzuela, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **394**, 1727 (2009).
- [20] S. Zenitani *et al.*, *Astrophys. J.* **716**, 214 (2010).
- [21] H.R. Takahashi *et al.*, *Astrophys. J.* **739**, L53 (2011).
- [22] M. Takamoto, *Astrophys. J.* **775**, 50 (2013).
- [23] S. Zenitani *et al.*, *Astrophys. J.* **696**, 1385 (2009).
- [24] C. Jaroschek and M. Hoshino, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 075002 (2009).
- [25] H.R. Takahashi and K. Ohsuga, *Astrophys. J.* **772**, 127 (2013).

- [26] N. Bucciantini and L. Del Zanna, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **428**, 71 (2013).  
[27] K. Dionysopoulou *et al.*, *PRD* **88**, 044020 (2013).

[注] Watanabe & Yokoyama[17]は可変グリッドを用いていた。今振り返れば、最小グリッドに合わせた短い時間ステップで硬い方程式に対処し、リコネクション下流側の衝撃波を大きなグリッドで鈍らせていたことに相当し、大変困難な仕事だったことがわかる。