

小特集

# 磁気リコネクション研究の到達点と課題

Magnetic Reconnection Study—Its Recent Progress and Future Prospects—

(Received 15 August 2001)

## 1. 特集にあたって

### 1.1 磁気リコネクション研究の背景

磁気リコネクション（磁力線再結合）とは文字通り、「プラズマ中で磁力線が互いにつなぎかわる」現象である。導電率の高いプラズマ中の磁力線は通常プラズマに「凍結」、すなわち、一体となって動き、そのトポロジーを変えづらい。しかし、実際には Fig. 1(a)に示すように、互いに反平行な磁場成分を持つ磁力線同士が接近すると、その部分に局所的な拡散が生じて、(b)のように X 状に交わり（この点をリコネクション点あるいは X 点という）、(c)のようにつながりかわる。磁力線および凍結されたプラズマは、上流側から X 点に接近して、つながりかわった磁力線がプラズマを加速しつつ下流側から出ていく。この過程は上流の磁気エネルギーが電流シートと下流の熱・運動エネルギーへ変換するエネルギー変換過程でもある。これは決して特殊な現象ではなく、太陽プラズマから地球磁気圏プラズマ、天体プラズマ、核融合プラズマに至るまで、すべての磁化プラズマに共通する現象である。しかも、プラズマのごく一部で起こるローカルな現象でありながら、しばしば磁化プラズマのグローバルな磁場構造そのものを変えてしまうため、その機構解明は重要である。太陽、地球、実験室プラズマなど各種の磁化プラズマの磁場構造変化や加熱を引き起こす、いわば磁化プラズマの磁場構造変化の「鍵」をにぎる基本現象として、30年前から理論や計算機シミュレーションが中心となり解明が行われ、「ようこう」「Geotail」を契機に太陽や地球磁気圏の衛星観測、そして、最近では室内実験が加わって研究が急進展している。

Fig. 1の磁気リコネクション点(X点)付近の構造には、上流側から大きな磁気エネルギーが流入し、また大きな運動・熱、磁気エネルギーが下流側に出ていくといういわばエネルギーの通過点である。X点付近を矩形に切り出すと、その構造を決める条件は境界条件に集約される

ことになる。上流のエネルギーがX点にしたがって Fig. 1のようにX点構造を変え、それが下流のエネルギーに反映され、最後はプラズマの平衡に影響を及ぼし、ひいては上流側からのエネルギーに影響を及ぼすことになる。リコネクションは、磁力線がつなぎ変わる部分のみを議論すればよいわけではなく、Fig. 1の電流シートの内外の相互作用（しばしば境界条件となる）をしっかりと考えないと一般性のある比較ができない。例えば、太陽コロナでも地球磁気圏テイルでも、大きなフローや電磁力が存在して、Fig. 1ボックスの左右の境界には大きな電界が存在する場合と、フローを生み出す源が比較的小さく、ボックス左右の電界は小さい場合がある。室内実験の場合もいろいろな境界条件を持った装置が混在しており、整理が必要である。計算機シミュレーションも同様で境界条件の異なったシミュレーション結果同士を比較すると結果が一致しないこともよくある。

また、上記4分野はそれぞれ、解明が容易な部分と極めて難しい部分、いわば得意分野と不得意分野があり、異なったアプローチでリコネクション物理の解明に迫ってきた。第2章で紹介するように、太陽衛星観測は、「ようこう」などに代表されるX線カメラを用いた美しい2

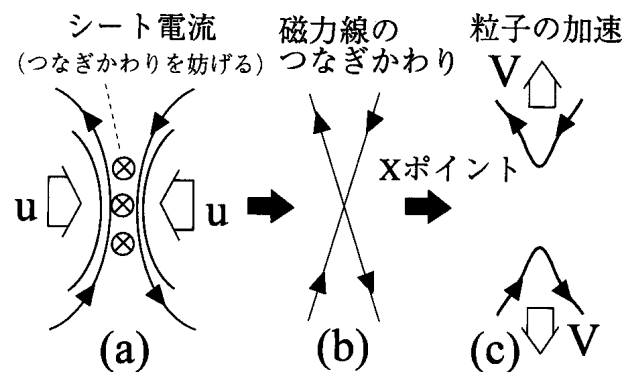


Fig. 1 What is magnetic reconnection?

corresponding author's e-mail: ono@katsurai.t.u-tokyo.ac.jp



次元画像が得られ、コロナの巨視的な構造の解明が大いに進んだが、反面、肝心の電流シートは太陽のスケールに比べて小さすぎてわからないし、画像信号はすべて視線方向に積分されて3次元構造を考えるには想像力を必要とする。第3章で紹介する地球磁気圏の衛星観測は、電流シート内部に直接入れるので、すべての量が測定できるなど強力な計測データを有するが、反面、衛星が位置するのは巨大な磁場構造中の1点に過ぎず、全体構造を推測するには多くの困難がある。第4章の室内実験は、X点構造の大きさが適当で、しかもいろいろな計測器を駆使して、多くの物理量が計測可能だが、作ったプラズマの磁気レイノルズ数は太陽、地球磁気圏より数桁低く、装置によっては中性粒子の影響もある。第5章の計算機解析は、最近ではMHDだけでなく、2流体方程式や粒子運動方程式を解くことができ、どんな条件や量の把握にも対応可能であるものの、仮定するモデルや境界条件によって計算結果が大きくかわることが少なくなく、計算機メモリやCPU時間の制約もある。少し大雑把に言えば、太陽衛星観測ではリコネクションの巨視的構造やダイナミクス、地球磁気圏衛星観測はローカルな電流シートの情報に得意で、計算機シミュレーションではある方程式系と境界条件を用いたモデル解析、室内実験は実験室プラズマという制約の中でそれらをつなぐ役割があるのかもしれない。

これら4分野で得られた知見は互いに重なり合い、また相補的に利用できる関係にあり、4分野を比較検討してみることは、磁気リコネクション機構の解明のために

は極めて重要である。2000年3月東京大学における University of Tokyo Symposium 2000 on Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas (MR2000)で、これらすべての研究者が一同に会する機会に恵まれ (Figs. 2, 3)、磁気リコネクション現象の物理機構の解明が急進展している (同国際会議の集録論文集については、Earth, Planet and Space Vol. 53, No.6 (2001)を参照のこと)。特に長い間不明な点が多かったリコネクション点の電流シート形成やその異常抵抗、リコネクションの高速化や3次元リコネクションといった局所的な問題、さらに、粒子加速、ショックといったリコネクションのエネルギー変換作用や、プラズモイド発生、乱流、ヘリシ



Fig. 3 MR2000のSOC, LOC会合 (後列左から山田, 松元, 柴田, Parker, Drake, Kulsrud, 前列左から小野, 星野, 寺沢)



Fig. 2 Univ. Tokyo Symposium 2000 on Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas (MR2000)の全体写真 (東京大学山上会館, 中央左に Parker, 右に Petschek)

ティ保存といった巨視的な磁場構造変化の問題について多方面からの解明を行い、分野を越えたりコネクションの統一的描像が描かれつつある。本小特集では「ようこう」[Geotail]をはじめとする衛星観測の観測データの蓄積とリコネクション室内実験の国際的広がりや、2流体や粒子シミュレーションへと発展著しい理論・計算機解析の成果を受けて、磁気リコネクション現象はどこまでわかったのか、各分野の研究は何が異なって、何が共通なのかを平易に解説する。その中で磁気リコネクション現象は果たしてどこまで解明されたのかが明らかになるものと考えている。

1.2 磁気リコネクションの基礎モデル

1.2.1 リコネクション説の始まり

磁気リコネクションという概念がこの世に現われたのは、太陽フレアを説明するためであった。Giovanelli (1946) [1]と Hoyle (1949) [2]の X 型磁気中性点電流ショート説が、その始まりである。ただし彼らの理論は、磁気中性点では磁場が 0 なので電場による粒子加速・加熱に都合が良いという程度のもので、セルフコンシステントなものではなかった。その後、Cowling (1953) [3]が、太陽大気中では電気伝導度が高いので、古典的ジュール散逸 (Spitzer 抵抗) で電流を散逸させようとすると (時間スケールを合わせようとすると)、電流シートの幅は 1 m のスケールになることを指摘し、困難 (フレアサイズとのギャップ) が明らかになった。フレアサイズ (1 万 km) の電流散逸の時間スケールは、100 万度のコロナ中で

$$t_D = \mu_0 L^2 / \eta \approx 10^{14} (T / 10^6 \text{ K})^{3/2} (L / 10^7 \text{ m}^2) \text{ (sec)} \quad (1)$$

となる。これは年に直すと何と 300 万年 (!) で、フレアの時間スケール (数分 - 数時間) よりはるかに長い。一方、電流シートを 1 m とすると、時間は合わせられるが、体積

が小さくなるので全エネルギーが説明できない。したがって単純なジュール散逸ではフレアは全く説明できない。粒子 (または流体) と磁場とのセルフコンシステントなカップリングを考慮して、磁力線のつなぎかわりを明確に示したのは Hoyle の弟子の Dungey (1953) [4] である。しかし、Dungey 理論はプラズマ熱圧力を無視したものであった。プラズマ熱圧力を考慮した最初の電磁流体リコネクション理論は、Sweet (1958) [5] と Parker (1957) [6] による。ここに至ってようやく現代的な意味でのリコネクション理論が始まったと言えよう。ただし、Parker (1963) [7] も認めたように Sweet-Parker model でもまだフレアは説明できない。フレアを説明できる MHD リコネクション理論はようやく Petschek (1964) [8] によってもたらされた。以下では、Sweet-Parker model と Petschek model をもう少し詳しく見てみよう (各モデルの比較については Table 1 参照)。

1.2.2 Sweet-Parker model

Sweet (1958) [5] と Parker (1957) [6] は、抵抗だけでは散逸時間を短くできないことに注目し、プラズマの流れを導入した (Fig. 4(a)). 磁力線は速度  $V_i$  のプラズマ流によって磁気中性面まで運ばれ、そこで逆向きの磁場と遭遇しジュール散逸によって消える。そのとき、磁気エネルギーは熱エネルギーへと変換される。解放された熱はプラズマ圧力を増大させ、その熱圧力によって今度は磁気中性面にそってプラズマが加速される。このプラズマ流はリコネクションジェットと呼ばれ、その速度はアルヴェン速度 ( $V_A$  コロナ中では約 1,000 km/s) 程度にまで

Table 1 Comparison of three magnetic reconnection mechanisms.

Model	$t/t_A$	$M_A = V_i/V_A$	$w/L$	$l/L$
Diffusion	$R_m^{-1}$	$R_m^{-1}$	1	1
Sweet-Parker	$R_m^{+1/2}$	$R_m^{-1/2}$	$R_m^{-1/2}$	1
Petschek	$R_m^0$	$R_m^0 \theta$	$R_m^{-1} \theta^{-1}$	$R_m^{-1} \theta^{-2}$

Note:  $R_m$  = magnetic Reynolds number,  $t = L/V_i$  = time scale of the reconnection,  $t_A = L/V_A$  = Alfvén time,  $\theta = V_i/V_A$ ,  $w$  = thickness of diffusion region,  $l$  = length of diffusion region,  $L$  = size of the whole system.

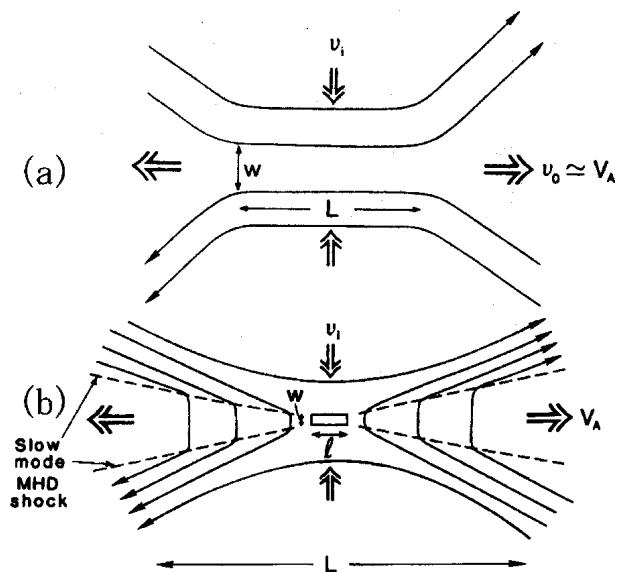


Fig. 4 (a) Sweet-Parker model and (b) Petschek model.



達する。一方, 磁気中性面に向かうプラズマ流 (インフロー) の速度は  $V_i \approx V_A/\sqrt{R_m}$  となる (ただし,  $R_m = \mu_0 L V_A/\eta = t_D/t_A$  は磁気レイノルズ数)。したがって, エネルギー変換の時間スケールは

$$t_{SP} \approx L/V_i = t_A \sqrt{R_m} \quad (2)$$

(=長さ  $L$  の空間領域の磁場が速度  $V_i$  で運ばれるのにかかる時間) となり, 単純なジュール散逸の時間スケール (1) 式よりはるかに短い。しかし, 実際のコロナへ応用すると  $R_m \approx 10^{13}$  なので  $t_{SP} \approx 3 \times 10^7 \text{ sec} \approx 1 \text{ 年}$  となって, 依然としてフレアの時間スケール (数分-数時間) よりずっと長い。以上のリコネクション理論を Sweet-Parker model という。

### 1.2.3 Petschek model

そこで登場したのが Petschek model である。Petschek (1964) [8] は, Sweet-Parker model で時間が遅くなったのが, リコネクションジェットの幅が狭かったためであることを見抜き, 幅を広くするために実に巧妙な手口を考えた。それは電磁流体波を考慮する方法である。つまり Sweet-Parker model における磁気中性面 (拡散領域) を狭い小さな領域にとどめておき, つなぎ変わった磁力線を電磁流体衝撃波 (スローショック) を利用してアルヴェン速度で排出してやれば, プラズマも同時に速く大量に排出できる (Fig. 4(b) 参照)。したがってジェットの幅も広くなり, 結果としてインフローの速度が大きくなるのである。磁気エネルギーを  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  力によって直接プラズマの運動エネルギーに変換したと言ってもよい。Petschek の得た近似解によれば

$$t_{\text{Petschek}} \approx 8 \log(R_m) t_A/\pi \approx 10 - 100 t_A \quad (3)$$

となって, 磁気レイノルズ数にはほとんどよらない。これはまた太陽フレアの実際に観測された時間スケールとも良い一致を示すので, ここに至ってようやく磁気リコネクション説がフレアのエネルギー解放機構として有力であると考えられるようになった。しかしながら, 以下のように問題点も少なくなかった。

1) Petschek model はあくまで近似解であって, 厳密解ではない。果たして Petschek の近似解は電磁流体方程式の真の解になっているのか? これはその後, Ugai and Tsuda (1977) [9], Sato and Hayashi (1979) [10] らの数値シミュレーションによりほぼ解決された。しかし, 抵抗分布が一様な状態では Petschek model [8] が現れることはないとの見解で理論, シミュレーションが一致しつつあることも注意を要する。どういう条件

下で Petschek model が実現するかについては, 激しい論争があり, 今なお決着がついていない。

2) Petschek model によれば, 太陽フレアでは磁気拡散領域は 0.01 cm 以下というとんでもなく小さな空間スケールになる。1万 km のサイズのフレアが 0.01 cm 以下のスケールによってコントロールされているというような馬鹿げたことがあるのだろうか? 太陽コロナでは, 実際にはイオンのラーモア半径  $\rho_i = c(mkT)^{1/2}/eB \approx (B/10 \text{ G})^{-1}(T/10^6 \text{ K})^{1/2} \text{ m}$  が 10-100 cm 程度なので, 磁気拡散領域がこれよりはるかに小さくなるとは考えにくい。このようなマイクロプラズマのスケールになると異常抵抗や無衝突過程が重要になるが, その物理はまだ完全には解明されていない。果たして, 電気抵抗の起源は何なのだろうか?

3) 現在でもこれらのモデルはリコネクションを考える基礎モデルとして多用されている反面, X 点付近の物理はこうした MHD 方程式では記述できない点が具体的に解明されるようになってきた。2) でも述べたようにイオンラーモア半径が電流シート幅に近づいてくると, 電子は磁化されていてイオンは磁化されていない状況となり, イオンの運動と電子の運動は独立に考える必要がある。電流シートにおけるホール効果の影響はどうか, さらに電流シート内のイオンと電子の独立した運動がいかなる不安定を生み, 異常抵抗を誘発したり, 電流シート構造を決めていくのかを解明することが重要である。ことによると, Petschek model は幻影なのかもしれない?

### 1.3 問題点・論点の整理

磁気リコネクションの最も基本的な問題は, リコネクション率, あるいはリコネクション速度を決める物理条件は何か? という問題である。2 流体, 粒子運動を考慮した統一モデルはまだないので, 簡単に, 議論を古典的な MHD モデルに限定して考えてみよう。リコネクション率というのは, 平たく言えば, リコネクションの進行速度, もう少し厳密に言えば, 単位時間につき変わる磁束  $d\Phi/dt$  である。ファラデーの式を用いると,  $d\Phi/dt$  は拡散領域における電場 ( $E$ ) に等しい。さらに  $E = -V_i \times B$  を考慮すると, リコネクション率は, リコネクション領域に向かう流れ (インフロー) の大きさ ( $V_i$ ) であるとも言える。電場を  $V_A B$  で無次元化すれば, アルヴェン・マッハ数  $M_A = V_i/V_A$  が無次元化されたリコネクション率ということになる。Petschek model における拡散領域では局所的に Sweet-Parker model が成り立つ

ているので、現象が定常ならば拡散領域の幅ないし長さを決めればリコネクション率は一意的に決まる。その意味で、リコネクション率の問題は拡散領域の大きさ(幅ないし長さ)を決める物理条件は何か? という問題と等価であると言ってもよい。リコネクションによるエネルギー解放率は、ポインティングフラックスで決まり、 $dW/dt = B^2 V_i L^2 / \mu_0$  というふうにインフロー速度(したがって、リコネクション率)に比例するので、リコネクション率について問うことは、エネルギー解放率について問うことと等価である。ただし、 $L^2$  はリコネクション領域の面積(Sweet-Parker modelでは電流シート、すなわち、拡散領域の面積、Petschek modelではslow shock frontの面積)である。体積 $L^3$ 中の磁気エネルギー( $B^2/2\mu_0$ )を、上記の解放率で割ると、リコネクションによるエネルギー解放時間 $t_{rec}$ が計算でき、ファクタを無視すると $t_{rec} = (B^2 L^3 / \mu_0) / (dW/dt) \approx L / V_i = t_A / M_A$ となる。つまり、Alfven timeで無次元化されたエネルギー解放時間( $t_{rec}/t_A$ )は、無次元化されたリコネクション率 $M_A$ の逆数の程度である。太陽フレア、天体フレア、磁気圏サブストームなどの天体爆発的エネルギー解放現象では、リコネクション率はどうなっているのか、まだ精密な測定や統計的な研究はない。しかし、オーダ的に $M_A \approx 0.001 - 0.1$ 程度であるというのは、20世紀半ばから予想されており、近年の観測もそれを支持している。つまり、天体爆発現象をリコネクション説で説明するには、 $M_A \approx 0.001 - 0.1$ となるリコネクションモデルが必要であり、このような「大きな」リコネクション率を生み出す物理条件の解明が最も基本的な課題である。そうしたモデルは、ここに述べたMHD的な描像に限らず、近い将来、進展著しい2流体モデルや運動論的モデルによって記述されるかもしれない。

さて、リコネクションを研究していく上での重要な論点をできるだけわかりやすく一般性のあるものに絞って、整理してみよう。これらはなかなか解決が難しい問題であるが、上記4分野の努力により、近年、次第にその解決の糸口が見通せるようになってきた。

**問題1: Sweet-Parker modelか, Petschek modelか?**

前述したように、Sweet-Parker modelでは、リコネクション率 $M_A$ が磁気レイノルズ数に強く依存するので、古典抵抗(Spitzer resistivity)を考える限りは太陽フレアを全く説明できないが、Petschek modelでは、リコネクション率は磁気レイノルズ数にほとんどよらないので、太陽フレアを説明することができる。以上でもって、Sweet-Parker vs Petschekの議論は終わりかというところ

そんなに単純ではない。そもそもPetschek model実現の条件がまだ確立していないからである。人によってはPetschek modelそのものに否定的な考えもある[11, 12]。一方、Sweet-Parker modelはシミュレーションで容易に実現することが知られている。太陽フレアでも、もし、広い空間領域にわたって実効的な抵抗が古典抵抗よりも10桁以上大きいようなことがあれば、Sweet-Parker modelでフレアを説明することが可能になる。果たしてそのような「実効的抵抗」は存在するのか、それともPetschek modelが実現しているのだろうか? あるいはどちらでもないのか?

**問題2: 駆動型磁気リコネクションか, 自発型リコネクションか?**

磁気リコネクション速度が電流シートの外部の条件で決まるのか、それとも内部の物理で決まるのかという問題意識から、それぞれ駆動型、自発型リコネクションという考え方が生まれている。駆動型磁気リコネクションは核融合科学研究所の佐藤らが提唱した考え方[10]で、小さくても有限の抵抗がリコネクション点に存在すれば、外部の電界や流速等の条件が内部構造や物理を変えてリコネクションはすべて外部境界条件によって決定されると考える。外部からリコネクションのインフローを強く駆動する場合はこうした状況がよく当てはまり、事実、核融合プラズマのダイナモ現象などはこの駆動力によってリコネクション速度が決められている。一方、自発型磁気リコネクションでは、電流シートの異常抵抗(具体的には、微視的な不安定や波動による電子の散乱)やプラズモイドなどの内的要因でリコネクション速度が決定される点を重視するもので、国内では愛媛大学の鶴飼らが提唱している[9]。電流シートの異常抵抗がリコネクション速度を上昇させるのは、まさに内的要因によってリコネクション速度が決定されていることを示しており、また外部からリコネクションを駆動しても、磁束がパイルアップするだけでリコネクションが進行しない場合があることも内的要因の重要性を示している。ただ、よく考えると、外部駆動力通りにリコネクションが進行するのは異常抵抗や効率的な粒子排出など何らかの内的メカニズムが発生しているわけであり、単に現象をみる上での着眼点の差に過ぎない気もするのだが……以上の、自発型(spontaneous) vs. 駆動型(driven)リコネクションとSweet-Parker vs. Petschek reconnectionの関係がどうなっているかについてはTable 2をご覧ください。

Table 2 Theories and simulations which support Sweet-Parker, Petschek, driven and/or spontaneous reconnection models.

	Spontaneous Model	Driven Model
Petschek Model	Ugai-Tsuda(1977) [9] ( $\eta$ is not uniform.)	Sato-Hayashi(1979) [10]
	many [15]	Priest-Forbes(1992) [14]
Sweet-Parker Model		Biskamp(1986) [13] ( $\eta$ is uniform.)

### 問題3：電気抵抗はなぜ増えるのか？

太陽フレア現象を始めとする高温希薄な無衝突プラズマ環境では、古典的 Spitzer 抵抗は小さすぎて活動的磁気リコネクション現象を説明できない。そのため何らかの磁場拡散過程を担う電気抵抗が必要であり、大きく分けて次の2つが考えられる。①電流駆動型のプラズマ不安定によって励起されたプラズマ波動と粒子の散乱過程に起因する「異常電気抵抗」と、②リコネクションの大局的電場の下で粒子慣性項が担う「等価電気抵抗」である。前者①のプラズマ波動としては、イオン音波や低周波混成帯域の波(LHDI)などが候補と考えられるが、例えば地球磁気圏プラズマシートでは、イオン温度が電子温度より高く、イオンと電子の相対速度が電子温度を超えることはない。イオン音波が電気抵抗に寄与する可能性はない。また LHDI の場合は磁気中性線で減衰することが知られており、異常電気抵抗の起源についていまだ解決を見ていない。異常電気抵抗の問題は、いわば輸送係数を定める非線形問題であるという捉え方が一般的であったが、実際の物理系では時間的に発展する非定常のリコネクションを対象としており、マイクロ系の物理が準定常となる以前にマクロ系の状態が変化している場合が多い。古典的に輸送係数を理解するのではなく、非定常な非線形問題として取り組む研究が増えてきている。②の等価電気抵抗の場合は、X点での電気抵抗を決めるものは最終的に電子の運動であると考えられており、電子加熱や軌道運動のダイナミクスが巨視的構造の下でどのように反応するかが鍵となる。イオンスキン長のスケールでは、イオンは非磁化している。イオンと電子の慣性の違いによりできる分極電場やホール電流の構造発展、またそれらのミクロスケールが巨視的リコネクション構造の下でどのように反応するかが興味深く、極度に非線形の問題として現在解明が進んでいる。プラズマシートにおいて、①の異常電気抵抗か②の無衝突等価電気抵抗のどちらが、どのようなプラズマパラメータで重要になってくるかは、いまだ十分な理解には至っていない。

ない。

### 問題4：リコネクションの3次元性の寄与は？

磁気リコネクションは、理想電磁流体近似が破綻するエネルギー散逸領域のジオメトリに支配され、磁場拡散領域の3次元構造は大切である。3次元リコネクションという場合にも、リコネクション面に垂直の第3番目の次元が電流駆動型の波動を記述すればよい「弱い3次元性」と、空間的に局在化した「強い3次元性」の下でのリコネクションとを区別したほうがよい。「弱い3次元性」の例として、リコネクションと磁場散逸領域の競合過程がある。無衝突リコネクションでも抵抗性MHDリコネクションの場合でも、空間2次元の系で起こすことができる不安定であるが、抵抗性MHDリコネクションの場合、異常電気抵抗の発生と自己無撞着にリコネクションの発展を記述するには、電流方向のマイクロなプラズマ不安定を考える必要があり、弱い3次元性を考慮した取り扱いが必要である。無衝突リコネクションと異常電気抵抗との競合過程も、果たして弱い3次元性がリコネクション率を上げるのかどうか興味深い問題として議論されている。「強い3次元性」のリコネクションの研究としては、太陽フレアで観られるようなリコネクションの電流方向のサイズを決めるものが何か、また電流方向に有限のスケールをもつリコネクションのエネルギー変換率がどのように変わるかなどがあり、リコネクションの本質的な問題があるが、いまだその理解は乏しい。特に、リコネクションの生み出す最高エネルギーを決めるものは、およそ電流方向のスケールとリコネクション電場の積であり、非熱的高エネルギー粒子形成の観点でも3次元構造の理解が必要不可欠である。またダイナモ問題や太陽フレアのように、リコネクション発生前のプラズマシートが3次元性をもつ場合や外部境界条件として磁束管をねじる運動がある場合などでは、磁場の曲率に関与するプラズマ過程と複雑に関連しており残された問題は多い。

### 問題5：リコネクションは定常か、非定常か？

磁気リコネクション過程は、多くの場合、2次元定常モデルをイメージして議論されてきた。これはどこまで正しいのであろうか。例えば、Petschek modelで提示されるような構造が形成する空間や時間は、太陽コロナや惑星磁気圏において十分にあるのであろうか、十分にありさえすれば、定常モデルに漸近していくのであろうか。電気抵抗をモデル化して採り入れたMHDで巨視的には定常解が得られたとしても、その効果が粗視化・モデル化されてしまった磁気拡散領域内部のプロセスと外

部のMHD領域をつなぐ部分に疑問が残る。例えば、定常状態に入ってしまうと、磁気拡散領域内部プロセスの効果は一定の電気抵抗で与えられるようなものなのであろうか、それとも、リコネクションの開始から終了まで抵抗値は本質的に時間変化しつづけるのであって、定常状態に落ち着くということはないのだろうか。あるいは、この時間変化の効果は拡散領域内部で調節された結果、外側のMHD領域には波及しないものであり、たとえばイオンスキン長以下のスケールを潰して見れば、定常状態として認識されるのかもしれない。逆に、そもそもミクロスケールでの時間変化が巨視的な定常状態を維持するための自己調節だ、ということもあり得る。

**問題6：巨視的ダイナミクスの寄与は？**

磁気リコネクション過程が、ある領域ではプラズマ運動論効果を考慮しなければならない側面を持ちながら、一方では巨視的なスケールで効果を及ぼすという特徴を持つことは言うまでもないが、では、巨視的ダイナミクスに重点をおいて考える際にはどこまで非MHD効果を考える必要があるのだろうか。例えば、太陽コロナや地球磁気圏での磁気リコネクションにともなって電子加速が起こっていることは知られているが、この問題には、MHDで大規模電磁場構造を与えてその中でテスト粒子としての電子を追いかけて加速を考える、といった手法で十分なのだろうか、それともイオン・電子の有限慣性効果などを考えることで、初めて加速機構の本質が捉えられるのだろうか。さらに、このような非MHD効果が発動することで、逆に巨視的ダイナミクスに大きな影響を及ぼして、MHDでは巨視的スケールすら正しく記述できない、ということが起きる可能性はないのだろうか。

**問題7：リコネクションのエネルギー変換の本質は？**

磁気リコネクションの重要なポイントは磁気エネルギーを解放し、プラズマを加速・加熱する特性である。磁気エネルギー解放は、主として①電流シート部分の抵抗損失および②電流シートから排出されるアウトフローの運動エネルギーの2つの経路で行われる。問題は、このエネルギー解放が、プラズマのイオンおよび電子のそ

れぞれにどのような割合でエネルギーを注入するのかわかる。この際、電流シートについては異常抵抗を発生する不安定などによるイオンや電子の加熱を考慮する必要であるし、アウトフローについてもそれが果たしてイオンと電子にいかなる速度分布関数を与えるのか説明が必要で、ショックとの関連も重要な研究テーマといえる。

- 小野 靖 (東京大学・高温プラズマ研究センター) (1.1, 1.3)
- 柴田一成 (京都大学・花山天文台) (1.2, 1.3)
- 星野真弘 (東京大学・大学院理学系研究科) (1.3)
- 藤本正樹 (東京工業大学・大学院理工学研究科) (1.3)

**参考文献**

- [1] R.G. Giovanelli, *Nature* **158**, 81 (1946).
- [2] F. Hoyle, *Some Recent Researches in Solar Physics* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1949).
- [3] T.G. Cowling, *The Sun*, ed. G.P. Kuiper (Univ. Chicago Press, Chicago, 1953) p.532.
- [4] J.W. Dungey, *Phil. Mag.* **44**, 725 (1953).
- [5] P.A. Sweet, *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, IAU Symp. No. 6, ed. B. Lehnert (Cambridge Univ. Press, London, 1958) p.123.
- [6] E.N. Parker, *J. Geophys. Res.* **62**, 509 (1957)
- [7] E.N. Parker, *Astrophys. J. Suppl.* **8**, 177 (1963)
- [8] H.E. Petschek, *Physics of Solar Flares*, ed. W.N. Hess (NASA SP-50, Washington, DC, 1964) p.425.
- [9] M. Ugai and T. Tsuda, *J. Plasma Phys.* **17**, 337 (1977).
- [10] T. Sato and T. Hayashi, *Phys. Fluids*, **22**, 1189 (1979).
- [11] D. Biskamp, *Nonlinear Magnetohydrodynamics* (Cambridge Univ. Press, 1994).
- [12] D. Biskamp, *Magnetic Reconnection in Plasmas* (Cambridge Univ. Press, 2000).
- [13] D. Biskamp, *Phys. Fluids* **29**, 1520 (1986).
- [14] E.R. Priest and T.G. Forbes, *J. Geophys. Res.* **97**, 16757 (1992).
- [15] 例えば、M. Scholer, *J. Geophys. Res.* **94**, 8805 (1989); T. Yokoyama and K. Shibata, *Astrophys. J.* **436**, L197 (1994); R. Kulsrud, *Earth, Planets and Space* **53**, 417 (2001).