

小特集

磁気リコネクション研究の到達点と課題

3. 地球磁気圏における磁気リコネクション研究

藤本正樹

(東京工業大学大学院理工学研究科)

Recent Progress in Magnetospheric Reconnection Study

FUJIMOTO Masaki

Department of Earth and Planetary Sciences, Tokyo Institute of Technology, Tokyo 152-8551, Japan

(Received 10 August 2001)

Abstract

This article reviews recent progress in magnetospheric reconnection study. With the establishment of the presence of reconnection and its importance in the magnetospheric dynamics, recent interest is shifting to understanding how reconnection occurs and develops in the magnetotail and at the magnetopause. Instruments onboard new space-crafts launched in the 90's such as Geotail (Japan-US mission) are providing us with data of unprecedented high quality. These data enable us to inspect the ion particle dynamics within a reconnection jet and to resolve ion inertia scales in the proximity of a reconnection site. Combining these observational findings with simulation studies, we have come to realize the significance of ion scale phenomena in MHD scale reconnection. The best example would be the role of Hall-current loops surrounding a reconnection site in enabling fast reconnection to proceed. Having summarized the present status as above, two critical issues for the future are suggested: Understanding cross-scale coupling down to the electron scale, and generalizing the conclusion regarding the MHD-ion scale coupling obtained for the Earth's magnetosphere to other situations such as the solar corona, where the difference between the two scales is extremely large.

Keywords:

in-situ measurement, ion kinetic effect, ion inertia effect, cross-scale coupling

3.1 磁気圏対流と磁気リコネクション

地球磁気圏とは、太陽から吹き出している太陽風に満たされた太陽系空間に浮かぶ、地球から突き出た磁力線で囲まれた領域である。この領域は、地球磁場と太陽風との相互作用で形成・維持される。この相互作用において、磁気リコネクションは大きな地位を占めている。

簡単のために、太陽風中の磁場が南向きであるとしよう (Fig. 1) [1]。この磁場は太陽風に運ばれて、磁気圏前面 (昼側) で北向きの地球磁場と接することになる (この磁気圏境界面は真昼で地球から約 10 Re (Re: 地球半

径) だけ離れている)。ここでリコネクションが起これば、一端だけが地球とつながった磁力線のペアが作られるが、これらは太陽風とともに夜側へと引っ張られ、磁気圏尾部を形成する。この引き延ばされた磁力線は夜側で再びそのパートナーと接近し、反平行な磁場配位が作られる。そこでリコネクションが再び起これば両端が閉じた磁力線が作られる。これは、磁力線トポロジーの変化と同時に、太陽風プラズマの磁気圏への流入を意味する。この磁力線が磁気圏前面へと対流していけば、ここに述べたプロセスは繰り返される。このような2つ

author's e-mail: fujimoto@geo.titech.ac.jp

のリコネクションにともなう太陽風プラズマの流入と準定常対流の駆動という考え方が、磁気圏の構成を考える際の基本である。

太陽風中の磁場が南向きであるときの磁気圏前面リコネクションの観測を紹介しよう (Fig.2) [2]. ここでは、磁気圏プラズマの基準では、プラズマ密度が比較的大きい ($\sim 10 \text{ cm}^{-3}$) ためにアルヴェン速度は小さく ($\sim 200 \text{ km/s}$)、磁力線のトポロジー変化が興味の焦点であり、加速という意味ではあまり面白くないが、やはり加速流がリコネクションを観測的に同定する上で使われる。ここで紹介する事例は、幸運なことに2つの磁気圏観測衛星が太陽風磁場が長く南向きであったときに断続的に加速流を検出した、というものである (2つの衛星のうちの一つは、1992年に打ち上げられ今も観測を続ける日米共同プロジェクト Geotail であり、この章で紹介する大部分の最新結果は何らかの形でこの衛星の成果と関連している)。観測は、両衛星とも朝6時の子午面付近にあり、互いに東西方向に $3 R_E$ 離れている状況で行われた。両衛星が観測した加速流は運動量保存の議論からリコネクションによるものと同定され、加速流が Geotail では南向きであったのに対しもう一つの衛星 (Equator-S: ヨーロッパの衛星) では北向きであったこと、それと加速流の断続性の詳細な解析から、Fig.2にあるように、両衛星の間の赤道付近に少なくとも $3 R_E$ の幅をもつリコネクション領域が、少なくとも数十分にわたって準定常的に存在したことが結論できる。そして、過去に得られた知見 (南向き太陽風磁場のときには、真昼の磁気圏境界でかなりの確率でリコネクションが起きている) とあわせれば、この幅は $3 R_E$ ではなく真昼まで及ぶものであろうこと、さらには対称性から夕方まで伸びていたであろうこと、が推測される。つまり、南向き太陽風磁場のときには、赤道面付近で準定常的に磁気圏前面を覆い尽くすようにリコネクションが起きているらしい。

南向き太陽風磁場のときに大規模な昼側リコネクションが起こることは、地上からの電離層観測によっても確認されている。では太陽風磁場がまっすぐ南向きではなく東西成分を持つ際にはどうなるのであろうか。地上観測によれば、それともなつてリコネクション領域が東西にシフトすること、このシフトは太陽風磁場の東西成分の変動に対してほとんど瞬時に反応すると推測されること、また、このような振る舞いはグローバル MHD シミュレーション (磁気圏全体を MHD でシミュレートする。電気抵抗をモデル化して含んでいる) でも見られること、があげられるが、このことの磁気圏前面での「そ

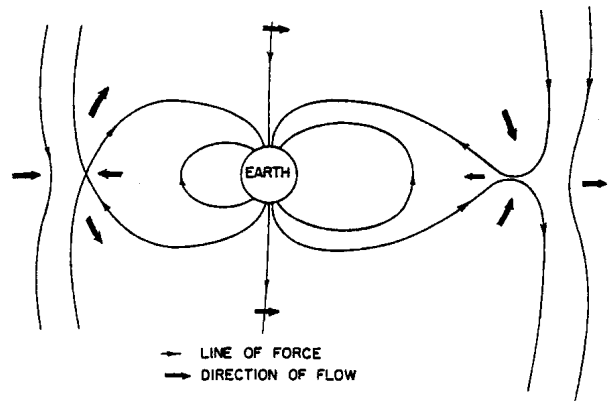


Fig. 1 Schematic drawing showing how dayside reconnection with southward interplanetary magnetic field initiates convection of field lines in the magnetosphere. The circulation is completed by the other reconnection in the distant tail that brings field lines back to the dayside [1].

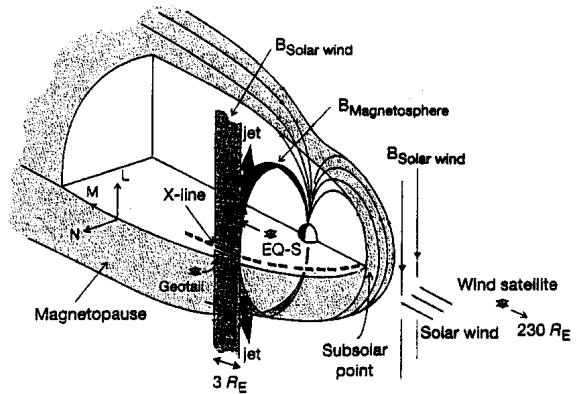


Fig. 2 Observations of large scale quasi-steady dayside reconnection under steady southward interplanetary field. Reconnection is identified to be operative close to the dawn terminator by two spacecrafts which are 3 Earth radii azimuthally apart from each other. Well documented high occurrence probability of reconnection at the subsolar region for southward interplanetary field suggests that the length of the reconnection line is not only comparable to 3 Earth radii but should be extended all the way to the noon. From the symmetry argument, it must have further extended to the dusk terminator [2].

の場」観測による検証 (リコネクション領域のシフトは東西だけでなく南北方向にもあると想像されるが、地上観測からは不明である) や物理プロセスの理解は、未解決問題として残されている。これは、磁気リコネクションが発生する場所を決定する外部境界条件は何か、という問いに答える、たいへん重要な課題である。リコネクション領域の移動を確実に「その場」観測によって検証するには、複数衛星による編隊観測が必要であり、この

ような新しい試みはヨーロッパのプロジェクト Cluster-II によって始められている。

3.2 サブストームと磁気リコネクション

さて、2つのリコネクションによる準定常磁気圏対流の駆動と上で述べたが、これは実は正しくない。というのは、対流の途中で突発的な爆発-サブストーム-が起こるからである。

サブストームを説明しよう。サブストームとは、そもそも真夜中付近でオーロラが爆発的に光り始め、それが次第に夜側全体へと広がる現象として定義される。まず、太陽風磁場が南向き成分をもつと、上に述べたように磁気圏対流が強く駆動されるが、それは定常的に進むことはできず、その進行にともなって磁気圏尾部の磁力線は押し潰され、地球近傍の元々は双極子磁場に近い形状をしていた磁力線すらも、大きく尾部方向へと引き延ばされるように変形される。つまり、磁気圏尾部に磁場という形でエネルギーが貯められる。この変形が「ある限界」に達すると、爆発的なエネルギー解放を経由して元の磁力線形状へと戻る（この「ある限界」が何であるのか、は理論的興味の集中するところであるが、まだ解明されていない）。この際に強い沿磁力線電流が発生し、それが電子の沿磁力線加速を誘発し、加速された電子（エネルギーは1-10 keV程度である）が磁力線に沿って地球大気に降り込むことでオーロラが光るのである。

磁気リコネクションはこのエネルギー解放においても主役を演じている、と考えられる。リコネクションがサブストームそのものを引き起こしているか、は議論の分かれるところであるが、リコネクションがサブストームの一部を構成していて、磁場という形で蓄えられたエネルギーをプラズマの熱・運動エネルギーに解放すること、それにともなうジェットが磁力線を捻って沿磁力線電流を発生させ、強いオーロラ生成に貢献していること、は間違いない。

サブストームにおけるリコネクションは、磁気圏尾部の真夜中付近、地球から20-30 Re だけ離れた位置で起こることが、Geotail 衛星の観測からわかってきた（元々の対流を駆動するリコネクションは地心距離100 Reの遠尾部で起こる）[3]。リコネクションが十分に進行すると、磁気圏尾部電流層上下にひろがるプラズマ密度が小さい領域（ローブ）の磁力線まで参加することになるが、ここでのアルヴェン速度は大きいため、吹き出すジェットは速さ1,000-2,000 km/s、温度 10^8 K以上、といった高速高温となる。反地球向きに放出されたプラズマはプ

ラズモイドと呼ばれ、その観測的特徴はリコネクションの証拠として多くの研究がなされてきた[4]。地球向きに加速されたジェットは、前方にあるプラズマ・磁場を押し退けながら地球近傍（地心距離10 Reほど）まで達するが、この最中に磁力線を捻るので強い沿磁力線電流-そして、オーロラが発生する（ただし一番最初に光るものかどうかは議論の分かれるところである）[5]。

このように、大きな空間スケールでの現象を大まかにとらえるにはMHD的に考えていくのが有効である。一方、我々は磁気圏プラズマが「無衝突」であることも知っている。この熱力学的緩和のない状況で、プラズマ粒子が速度空間でマクスウェル分布をしていて、プラズマの流れとはその分布中心が原点からずれているだけ、ということが成り立っているとは思えない。磁気圏観測衛星はまさにリコネクションジェットの中に入って粒子分布関数を計測しているのであり、無衝突系の視点からダイナミクスを実証的に解析することを可能とする。Geotail衛星[6]の最大の成果は、正しくデザインされた観測器[7,8]があればこのことが可能であるだけでなく、多くの新しい理解を生み出すことができることを示した点にあらう。

3.3 磁気圏尾部における磁気リコネクション研究の最前線

Fig.3はリコネクションジェットの観測とそのシミュレーション結果を比較した例である[9]。上段の図は横軸に観測時刻、たて軸にエネルギーをとったもので、カラーはあるエネルギーをもった粒子がある時刻でどれだけ検出されたかを示す(Etダイアグラム、上図：地球向きに飛ぶイオン、下図：反地球向きに飛ぶイオン)。上段下図から、この場合は反地球向きに飛ぶイオンが次第に高エネルギーに加速されているのがわかる（つまり、衛星はリコネクション領域の後ろ側にいる）。中段左図は、矢印で示した時刻での速度空間における分布関数データである。これは、元々3次元データであったものをある面でスライスしたもので、カラーは位相空間密度を示す。イオンの速度空間での分布が、ジェット速度を中心とするマクスウェル分布、とは程遠い、「ふたこぶ」状の分布をなすことが見てとれる。図のB軸は磁力線方向、C軸が磁力線に垂直で反地球向き方向、であることから、反地球向きに1,000 km/sほどで飛んでいく磁力線の上を、磁力線方向と反磁力線方向にすべっていく2つの成分の存在することが読みとれる。下段は磁気リコネクションのハイブリッドシミュレーション（イオンは粒子

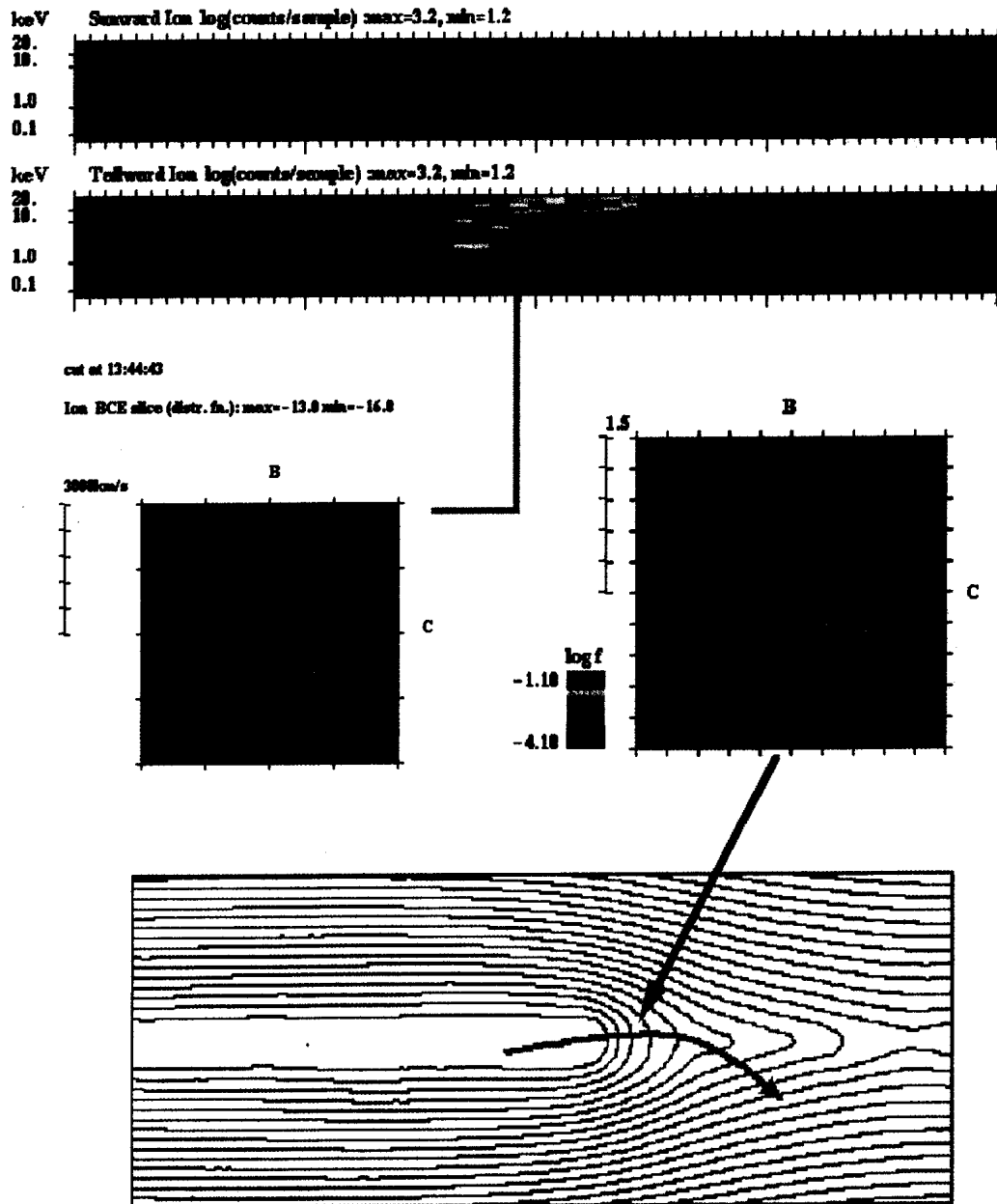


Fig. 3 Geotail spacecraft observations of ion particle dynamics within a reconnection jet. In the middle of the jet where strongly southward directed field lines are convecting tailward, counter-streaming ions are detected. Because of the collisionless nature of the magnetospheric plasma, the ions forming the jet are by no means constituting a Maxwellian velocity distribution whose center is shifted to the velocity of the jet. Reproduction of this feature by a particle simulation enables us to pin down the ion dynamics that results in this peculiar distribution function shape.

として扱うが、電子の振る舞いは質量0の電荷中性化流体として近似されている)から得られた磁力線形状を示す。このシミュレーションは初期条件として反平行な磁場を考え、その磁場を含む面での2次元計算である。曲がった矢印は、流体的なパラメータの比較から推測される衛星の相対的な軌跡である。地球側は右。中段右図は、矢印でしめした場所(これは、中段左図のデータが取得

されたと考えられる場所である)でのシミュレーションから得られる分布関数データである。中段両図の酷似から、シミュレーションによる現象の再現成功が結論でき、シミュレーションの解析からイオンの粒子としての振る舞いが理解できる。実際、二成分分布は、最初は磁力線がまっすぐな部分に止まっていたイオンが、U字形をした磁力線の部分が反地球向きに飛んでいくにつれて

その部分に吸い込まれた結果（ちょうど糸の上をビーズ玉がすべっていくのと同様である）、と理解される。注意したいのは、2つの成分が同じ場所に反対側からやってきても、「衝突」してひとつの分布に緩和してしまわないことである。このように磁気圏での観測は、宇宙プラズマを無衝突相互作用をする多粒子系という視点からとらえる、というスタンスを実証を伴って可能にする。さらにこの例は、リコネクションジェットを、少なくともイオンに関しては、まさに無数の飛び回っている粒子の総和として考える必要のある可能性も示唆している[10-13].

MHDを超えてという意味では、ホール(有限イオン慣性)効果の実証も、磁気圏における研究ならではの成果である。電流はイオンと電子がずれて流れることで担われる、ところがMHDでは電流は有限として扱うがこの流れのずれは小さいものとして無視する。磁気拡散領域周辺では、強い電流が流れるためこのずれを無視することができず、その結果、特徴的な電流パターンとそれとともになう平面に垂直な磁場変形が現れることが理論的に予想される (Fig. 4: もちろんこのパターンはMHDでは出てこない) [14, 15]. この電流パターンは、磁気拡散領域周辺ではイオンはその慣性のためにほとんど流れていないが、電子は上下から流入して左右に排出されるため電子流が電流を担っている、ということで理解される。

さて、実際に磁気拡散領域周辺をGeotail衛星が観測したと思われる事例を解析してみると、磁場強度がやや大きいとき、つまり、拡散領域から上下方向にやや離れた場所で、数百 eV 程度に加速された電子が磁力線に沿って拡散領域に向かって流れている様子が観測される [16, 17]. このことは拡散領域を囲む4つの象限すべてにおいて見られ、ホール効果まで考慮した理論的予想通りの結果である。また、数は限られるが、電子がイオンを大きく上回る速さ（イオンはアルヴェン速度前後、電子は超アルベニック）で地球方向に流れている事例も報告されており、これは拡散領域のごく近傍においてそこから左右へのアウトフローの一つを観測した可能性が高い。さらに、拡散領域をまさに横切ったと思われるときに観測された磁場成分の変動が、ホール効果から予想される通りだったという報告もある（ただし、時間分解能の限界から拡散領域内部に関する情報は得られていない）。

これらの観測の最も大きな意味は、リコネクション率がホール効果によってのみ制御される、という最近の（ちょっとびっくりするような）説とつながってくること

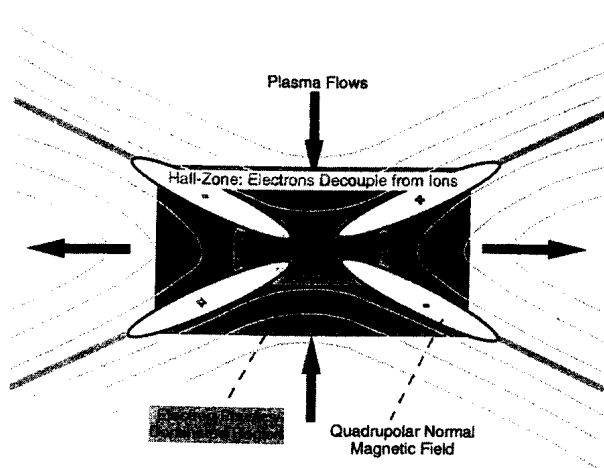


Fig. 4 The Hall current loop in the proximity of the reconnection region. Within the ion-electron decoupling region, ions are stagnant while electrons are flowing-in vertically and flowing-out horizontally. These facts result in the current loop within the plane and the magnetic field component out of the plane. This Hall effect makes the structure of the out-flow region (the out-flow velocity and the width) to be related to the property of the in-flow, and thus resolving the "choking" problem that makes the Sweet-Parker model to result in slow reconnection [15].

にある [18]. Fig. 4にあるような状況が設定されると、電子とともに上下から入ってくる磁力線は、電子とともにスムーズに左右から排出されることが可能となる。これはアウトフロー領域の幅と速度が、ちょうど上下からの流入量を排出するように自律的に調節するためであり、イオンと電子の分離がありさえすればこれが可能であることは、以下のように簡単に示すことができる（元々の論文では、Whistlerモードの分散関係うんぬんという、やや不明解ともとれる議論がなされている [19]）：今、簡単のために密度は一樣（非圧縮）であるとし、電子が電流を担っている状況を考えると、この電流とともになう磁場成分 δB は Ampere の法則から、インフロー部ではインフロー部の幅 L とインフロー速度 V_z について $enV_z \sim \delta B/L$ を満たす。同様に、アウトフロー部でアウトフロー部の幅 H とアウトフロー速度 V_x との間に $enV_x \sim \delta B/H$ 。これらより $V_x H \sim V_z L$ 。右辺は上下からの流入量であり、この式は、これと釣り合うようにアウトフロー構造が決定されることを示す、と読むことができる。インフローとアウトフローとが磁場成分を通じて関係づけられること、まさにホール効果がこの関係のエッセンスである。そしてこの効果は、磁気拡散領域内部の過程の詳細にかかわらず、大きなリコネクション率（インフロー速度をアルヴェン速度で規格化する、という指標を用いればおよそ0.2という値）を結果的にも

たらず、MHD モデルの範囲内で大きなリコネクション率を可能とする Petschek モデルにおいては、 H は電流抵抗値から決まる宇宙プラズマにおいては非常に小さい値であり、 L も同程度に小さくなるのが要請される（そうでなければ、Sweet-Parker 的な遅いリコネクションになってしまう）のに対し、ここでは H 、 L とともにイオン慣性長程度であること（イオン・電子分離が起こることのみが必要）が求められているだけである。そして、数値シミュレーションにおいては、ホール効果が採り入れられてさえいればこのスケールは自然に発現し、また、観測結果はこのような機構が実際に磁気圏において実現していることを示唆するのである [20, 21]（但しここで注意したいのは、以上の議論でリコネクションが遅くなる理由が取り除かれはしたが、速くなる理由はまだ必ずしも理解できたわけではない、ということである）。

ホール効果による電流ループは拡散領域近傍に局在するものではなく、その一端は磁力線にはほぼ沿って伝播していくことが考えられるが、実際、そのような電流システムは同定され、しかもそこを流れる電流値は、磁気圏-電離層結合という巨視的な視点からみても無視できないぐらいの強度を持つこと、つまり、ホール電流はグローバルな興味からも重要な要素になり得ることが最近示された [22]。特に、ホール効果を考えることで磁気リコネクションにともなって強い電流密度を得ることが可能になり、それを担うように電子の強い沿磁力線加速が起きるであろうこと、そして、沿磁力線電子加速は宇宙に普遍的な現象であるらしいという最近の結果とあわせて考えると、ホール効果による強い電流駆動が宇宙に普遍的な現象である、という推論もあり得る。

リコネクションがある時刻で始まったという状況である以上、リコネクションジェットはその前方で停滞しているプラズマを押しながら進んでいくわけだが、このジェット先端部分は、衝突する流体界面において普遍的に見られるリヒトマイヤー・メシュコフ・モードに対して不安定であることが最近示され、不安定の非線形状態では先端部は分裂していくこと、さらには、この不安定においてイオン慣性・イオン粒子効果が大きく効くことも示された [23]。この分裂したジェット先端部分は、地球磁気圏の観測では Bursty Bulk Flows (BBFs) と呼ばれてきたものに対応するであろう。BBF は、地球近傍の尾部（地心距離 15-20 Re）で地球向きのイオンの流れがスパイク状に増大 (>400 km/s) する、というものだが、この磁気圏の中のある一点で得られたデータに見られる時系列特性と、流れの空間構造との対応は不明である。

ジェット先端部分でのダイナミクス（プラズマ加熱など）は宇宙プラズマの様々な場面で問題となっており [24]、このジェット先端不安定をまず実証するために、地球磁気圏での新しい視点に立った観測的研究が望まれる。

磁気拡散領域内部の過程の詳細はリコネクション率に影響を与えないかもしれないが、やはり知っておきたいものである。いろいろなアイデアがあるが、低周波混成 (Lower Hybrid, LH) 波が異常抵抗を担っている可能性については、比較的詳細にデータ解析された [25]。LH 波を励起することでイオンは電子を引きずることができるようになるが、これを実効的に電気抵抗が発生した、と評価する立場をとる。それに従ったデータ解析結果によれば、波動強度は観測された電子加熱（典型的なエネルギーとして 10 keV 程度）を説明するには十分であるが、素早くリコネクションを引き起こすには足りない、ということである。ただしこの解釈には注意が必要で、衛星は拡散領域内部を観測していなかっただけで、実はそこには強烈な波動擾乱が存在するかもしれないし（衛星観測で、拡散領域という、広大に展開する現象空間のうちのごく微小な体積に遭遇することは、全くの運頼みである）、また、素早くリコネクションを引き起こせない、という議論も、従来の枠組み（準線形理論にしたがって電気抵抗という形で波動の効果を評価して、MHD に採り入れる）によれば、というものに過ぎず、電子スケールと MHD スケールのよりダイナミックな結合様式を考えれば問題は解決するのかもしれない。

3.4 惑星磁気圏におけるリコネクション研究のこれから

さて、磁気圏プラズマ観測によるリコネクション研究はどこに向かうべきであろうか。これまで明らかになってきたのは、イオンスケールと MHD スケールは考えられてきた程離れたものではなく、大規模ダイナミクスの文脈でもイオン粒子効果やホール効果が色々なところで顔を出す、ということであった。これに対して、それは地球磁気圏のスケールがイオンスキン長・ラーモア半径に比べて十分大きくなかったからで、木星磁気圏や太陽コロナなどの巨大スケール環境ではそれほどではない、という議論があり得る（地球磁気圏尾部の電流層の厚さは、せいぜい 5 Re 程度、つまりイオンスキン長・ラーモア半径の 30 倍程度である）。その一方で、通常の粘性などによる散逸は宇宙プラズマにおいては無視できるから、ダイナミクスの進展にともなってイオンスケール、さらには電子スケールまで波数レンジが伸びていく

ことを止めるものではなく、むしろ、その波数領域でのダイナミクスを発動することによって散逸を創発している、そしてその様式は単純に粘性や抵抗といった輸送係数でまとめられるようなものではない、ということも十分考えられる。木星磁気圏という巨大スケール環境で「その場」観測を行ってこのあたりをすっきりさせる、というのは魅力的なアイデアである。また、動的な散逸創発を支持するシミュレーション結果、つまり、大規模MHD現象が時間発展するうちに電子スケール現象と非線形結合するという結果、が最近得られており、これを信じれば、地球磁気圏観測においても、複数衛星の編隊観測によって大規模ダイナミクスをモニターしながら、観測の時間分解能をあげて局所的には電子ダイナミクスも把握し、スケール間結合を実証する、という本質的な課題が残っていることを意味する。おそらくは、このような視点を持つことで初めて、大規模ダイナミクスの流れの中でいかに特異点生まれ、そこでいかにリコネクションがトリガーされるに至るか、という問題は決着するであろう。そして、その理解を分布関数レベルの実証（これは宇宙プラズマが無衝突である以上、必須であると言える）を伴って進めていけるのは、少なくとも現段階では磁気圏というフィールドしかないことは強調しておきたい。

以上の計画は新しい宇宙プラズマの視点を実証を伴って構築するというものだが、そこに進む以前に、いくつかの基本的なパラメータで観測的に決定されていないものもあり、こちらを解決することも望まれる。例をあげれば、磁気圏前面においては、太陽風磁場の東西成分によるリコネクション領域の位置決定、および、リコネクションを起こす磁力線が反平行でない場合のリコネクションラインが電流方向となす角度、が代表的であるし、磁気圏尾部では、リコネクションラインの東西方向の長さ、そして、リコネクションの継続時間、であろう。これらはヨーロッパの4衛星編隊観測プロジェクト Cluster-II や、今後10年間に米国などで打ち上げられる次世代磁気圏観測衛星によって解決されることが期待できる。

磁気圏尾部リコネクションという現象を普遍的なパラメータ空間の中で位置づけることで、磁気圏での躍動的な現象をさぐるという入口から入って、普遍的な宇宙プ

ラズマダイナミクスの世界にアプローチすることが可能になる。プラズマの本質の深い理解とそれによって可能となる具体的問題と普遍性のリンク、これこそ、MHD近似だけでは決してその真の本質に迫れない宇宙プラズマに対して、「手にとって」の研究で迫る磁気圏プラズマ分野の醍醐味であり、磁気リコネクション研究はその好例である。その一方、巨視的構造を俯瞰的に捉えにくい、という弱点があるのも事実であり、特性を生かす一方で、今後とも太陽観測や実験室プラズマ分野とも連携して研究を進めていくべきであろう。

参考文献

- [1] J.W. Dungey, *Phys. Rev. Lett.* **6**, 47 (1961).
- [2] T.D. Phan *et al.*, *Nature* **404**, 848 (2000).
- [3] T. Nagai *et al.*, *J. Geophys. Res.* **103**, 4419 (1998).
- [4] A. Ieda *et al.*, *J. Geophys. Res.* **106**, 3845 (2001).
- [5] J. Birn and M. Hesse, *J. Geophys. Res.* **101**, 15, 345 (1996).
- [6] A. Nishida, *J. Geomagn. Geoelectr.* **46**, 3 (1994).
- [7] T. Mukai *et al.*, *J. Geomagn. Geoelectr.* **46**, 669 (1994).
- [8] S. Kokubun *et al.*, *J. Geomagn. Geoelectr.* **46**, 7 (1994).
- [9] M. Fujimoto *et al.*, *Geophys. Res. Lett.* **23**, 2533 (1996).
- [10] T. Mukai *et al.*, *J. Geomagn. Geoelectr.* **48**, 541 (1996).
- [11] M.S. Nakamura, M. Fujimoto and K. Maezawa, *J. Geophys. Res.* **103**, 4531 (1998).
- [12] M. Hoshino *et al.*, *J. Geophys. Res.* **103**, 4509 (1998).
- [13] K. Arzner and M. Scholer, *J. Geophys. Res.* **106**, 3827 (2001).
- [14] B.O.U. Sonnerup, *Solar System Plasma Physics* (North Holland, New York, 1979) Vol.3.
- [15] M. Hesse, J. Birn and M. Kuznetsova, *J. Geophys. Res.* **106**, 3721 (2001).
- [16] M. Fujimoto *et al.*, *Geophys. Res. Lett.* **24**, 2893 (1997).
- [17] T. Nagai *et al.*, *J. Geophys. Res.* (2001) *in press*.
- [18] J. Birn *et al.*, *J. Geophys. Res.* **106**, 3715 (2001).
- [19] M. Shay *et al.*, *Geophys. Res. Lett.* **26**, 2163 (1999).
- [20] X.H. Deng and H. Matsumoto, *Nature* **410**, 557 (2001).
- [21] J.F. Drake, *Nature* **410**, 525 (2001).
- [22] N. Yokokawa *et al.*, *Earth Planets and Space* (2001) *in press*.
- [23] M.S. Nakamura, M. Fujimoto and H. Matsumoto, *Adv. Space Res.* (2001) *in press*.
- [24] S. Masuda *et al.*, *Nature* **371**, 495 (1994).
- [25] I. Shinohara *et al.*, *J. Geophys. Res.* **103**, 20, 365 (1998).