

小特集 太陽系プラズマ

3. 地球磁気圏

3. The Earth's Magnetosphere

3.1 地球磁気圏における無衝突衝撃波

3.1 Collisionless Shocks around the Earth's Magnetosphere

篠原 育

SHINOHARA Iku

宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所

(原稿受付：2014年 6月24日)

地球磁気圏に超音速プラズマ流である太陽風が衝突することによって磁気圏前面に形成されるバウショックや、太陽面爆発に伴って太陽系空間を伝播する惑星間空間衝撃波は、衝撃波遷移層中で直接物理量を計測することのできる貴重な環境として無衝突衝撃波研究の重要な対象である。衛星観測は単一観測でしかなかった為に時空間変動の分離ができないという欠点を抱えていたが、近年の編隊衛星観測による多点同時観測によってこれまで理論・数値シミュレーション研究から予測されていた衝撃波遷移層中の非定常構造について観測データからも議論ができるようになってきた。本章ではこれに関連してバウショックにおける準垂直衝撃波における衝撃波再形成過程と電子加速の観測について紹介する。

Keywords:

multi-satellite observations, non-stationary shock structure, electron acceleration

3.1.1 はじめに

太陽系惑星間空間は太陽上層大気を起源とする太陽風によって恒常的に満たされている。太陽風は超音速のプラズマの流れで、地球等の磁化惑星ではその磁気圏が太陽風にとっての障害物となり、磁気圏前方に定常衝撃波（バウショック）を作る。太陽風は高温・希薄な無衝突プラズマ状態にあるので、バウショックや惑星間空間衝撃波は、「そこで何が起きているか」を“その場”で直接知ることのできる貴重な環境として、無衝突衝撃波研究の重要な対象とされてきた。地球近傍の衛星観測では、ほぼ宇宙プラズマ観測に特化された単一・複数の衛星により、広いエネルギー帯をカバーするプラズマ計測器、磁場・電場、プラズマ波動のフルパッケージで詳細な情報を取得できる。一方、惑星探査機からは、宇宙プラズマ観測としては少ない情報しか得られないものの、地球近傍では観測できない他惑星における異なるプラズマ・パラメータ下での現象の情報がもたらされる。これらの太陽系内での衛星・探査機による衝撃波観測の蓄積から無衝突衝撃波の理解は飛躍的に進みつつある。

図1に衛星観測によって得られた地球における平均的なバウショックと磁気圏境界面の位置を示す。地球中心から太陽方向の直下点方向に、地球半径の約14倍程度の位置に衝撃波、約11倍程度の位置に磁気圏境界面が存在する。惑

星間空間磁場は太陽の自転によってスパイラル状になっており、地球の公転軌道付近では太陽風の流れ方向に対して約45度傾いている。上流の磁場の向きと衝撃波面の法線方向のなす角（衝撃波角）は場所によって変化し、地球の午前側では準平行衝撃波（衝撃波角が0～45度）、午後側では準垂直衝撃波（衝撃波角が45～90度）が観測されることが多くなる。バウショックの衛星観測では、バウショックを繰り返し“その場”で観測を行うことができること、幅広い衝撃波角の観測を行うことができることから、衝撃波

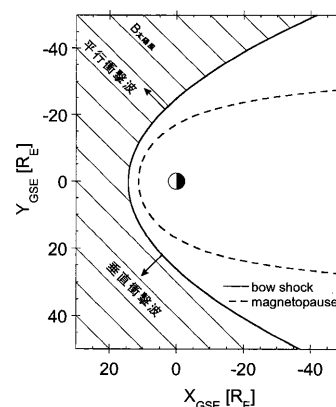


図1 平均的な地球磁気圏境界面とバウショックの位置。

Japan Aerospace Exploration Agency, Sagamihara, KANAGAWA 252-5210, Japan

author's e-mail: iku@stp.isas.jaxa.jp

角に依存する衝撃波構造の理解が進んだ。

特に1970年代末に打ち上げられた ISEE-1, 2 衛星がもたらした観測データは, 1980年代の理論・数値シミュレーション研究の進展と歩調をあわせて, 無衝突衝撃波の物理的な描像を確立することに大きな寄与をした[1]. これらの研究成果を経て, 現在では, 無衝突衝撃波の衝撃波遷移層中のエネルギー散逸機構は「臨界マッハ数 (~ 2.76) を超えた場合 (超臨界衝撃波) には, 衝撃波面でのジュール散逸だけでは必要なエネルギー散逸が賄いきれず, 反射イオンによるプラズマ不安定性を励起することを介してエネルギー散逸が担われている。」と理解されている。(太陽風のマッハ数は平均的には ~ 7 程度なので, 地球のパウショックはほとんどの場合, 超臨界衝撃波である。)しかし, 計算機能力が飛躍的に向上するにつれて, 数値シミュレーションによって衝撃波遷移層中の電子スケールのプラズマ不安定や電子スケールとイオンスケールの非線形相互作用の様相の理解が進んだことにより, エネルギー散逸に関わる各物理過程の寄与の大きさは, マッハ数, プラズマ β , プラズマ振動・サイクロトロン振動の周波数比, 等のパラメータへの複雑な依存関係によって諸説が混在している状況にある. 無衝突衝撃波におけるエネルギーの問題を理解する為に, 宇宙空間における衛星観測データに基づく実証的なアプローチに対する期待は高い。

電子スケールの現象を十分に分解するだけの高い時間分解観測の実現については将来の衛星計画を待たねばならない. しかし, 21世紀に入ってから Cluster 衛星による 4 機の衛星群による編隊観測やその他の多衛星観測等によって無衝突衝撃波遷移層中の非定常的な振る舞いについて具体的に議論できるようになりつつある[2]. 本節ではこれらの最近話題に関連して, パウショックの準垂直衝撃波領域における衝撃波再形成過程の観測, 衝撃波電子加速の観測, について紹介したい。

3.1.2 衝撃波再形成過程の観測

無衝突衝撃波はその研究の黎明期においては大局的には定常的な構造をもつと考えられていた[3]が, 早い時期から高マッハ数の時には非定常構造をもつ可能性も室内実験から指摘されていた[4, 5]. Leroy ら (1982) [6] や Quest (1985) [7], 等, 1980年代のハイブリッド・シミュレーション (イオンを粒子として扱い, 電子を質量 0 の流体として扱う計算手法) を駆使した無衝突衝撃波の理論・シミュレーション研究は, 準垂直衝撃波の波面における磁場の様相 (foot, ramp, overshoot と呼ばれる特徴的な変化) 等の衝撃波遷移層構造の観測事実を非常によく説明することに成功した. これらの成果に引き続いて, 現在まで続く理論・シミュレーション研究は無衝突衝撃波の衝撃波面の非定常的な振る舞いの物理過程を明らかにしてきている。

衝撃波面の非定常性について最も理解が進んでいる現象が衝撃波再形成過程である. これは, 超臨界衝撃波において, 反射イオンのジャイロ運動に伴って衝撃波面が準周期的に再形成される過程のことである. 図 2 に粒子シミュレーション (イオン・電子共に粒子として扱う計算手法)

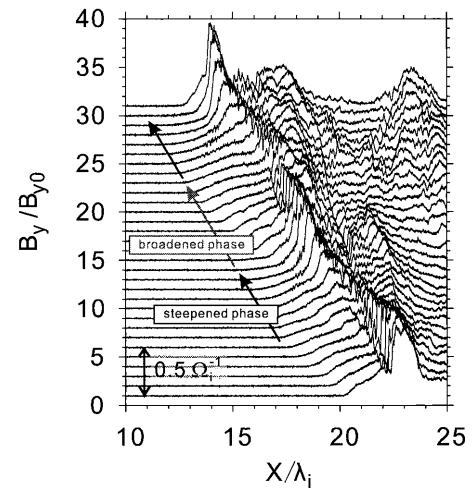


図 2 粒子シミュレーションで得られた衝撃波再形成過程を示す磁場プロファイルの時間変化. それぞれの線は $0.5\Omega_i^{-1}$ 毎の時刻に得られた磁場の空間分布を表し, 時間は図の上方向に進む. 衝撃波面での磁場勾配が急峻・緩和を繰り返していることがわかる。

法による計算から得られた準垂直衝撃波の磁場構造の時間変化の例を示す. 衝撃波の静電ポテンシャルで反射された反射イオン束は, 上流側に漏れ出すにつれて磁場の foot 構造を作り, それに伴い ramp の磁場勾配も緩和化される (broadened phase). 次に, foot 構造を作った反射イオン束がジャイロ運動によって下流側へ戻ると, 再び非線形効果によって磁場が急峻化しはじめる (steepened phase). この繰り返しの周期はおよそ反射イオン束のジャイロ運動の周期である. 粒子シミュレーションからは, 再形成の過程に電子スケールの微視的不安定が励起されることも示されている[8, 9]. 微視的不安定に励起されたプラズマ波動は, 電子を加熱したり, イオン挙動に影響を及ぼしたりすることを通して, 衝撃波再形成過程の時空間スケールに影響を与えていると考えられている。

衝撃波再形成過程の発生条件については, マッハ数, プラズマ β , 等のパラメータ依存性があることが知られており, 例えば Hellinger ら (2002) [10] によって, 低プラズマ β ほど再形成過程が発生しやすく, マッハ数が高いほどより広い β で再形成が発生すると考えられていた. しかし, Hellinger ら (2007) [11] や Lembège ら (2009) [12] の空間 2 次元に拡張した垂直衝撃波の数値シミュレーション結果からは, 衝撃波面に定在する非線形ホイッスラー波の励起が衝撃波再形成過程を抑制してしまうので, ある境界値より低いマッハ数でなければ衝撃波再形成過程が発生しないことも指摘されており, 非線形ホイッスラー波の励起と衝撃波再形成過程との競合についての議論が続いている. このような状況から, 衝撃波再形成過程の実在性を確認する為には, 空間 3 次元の数値シミュレーションによるパラメトリック・スタディーや宇宙空間での衛星観測による検証が強く期待されるようになってきている。

衛星観測は, “その場” で直接物理量を測定できるものの, 1つの衛星による 1点観測では時間変化と空間変化を本質的に分離することができない. それ故, 衛星観測から衝撃波再形成過程を検証する試みはほとんどなされてい

かった。Oka と Terasawa (2007) [13] は Geotail 衛星がバウショックの遷移層を非常にゆっくりと横切ったと考えられる特異な観測例を使って、遷移層中で観測されたイオン・サイクロトロン周期程度の周期変動を考察し、観測された変動が衝撃波再形成過程によって矛盾なく説明できると結論した。しかし、この例と同様な観測例がなく、1 衛星による観測データの解析としては限界であった。

Lobzin ら (2007) [14] は、Cluster 衛星の 4 衛星によるバウショック観測の 1 例を使い、「衝撃波再形成の周期が実際にイオンジャイロ周期程度で起きていることを確認した」と報告している。Cluster の 4 衛星は同じ衝撃波を通過したにもかかわらず、その磁場変化の様相が 4 衛星それぞれ異なっており、ramp 領域で観測される磁場変動の特徴的な周波数がイオン・サイクロトロン周波数程度であったこと、観測された反射イオンがやはりイオン・サイクロトロン周期程度で変動していること等の観測事実を、衝撃波再形成過程で矛盾なく説明できるとしての結論であった。しかし、衛星間距離が 1000 km 程度離れていることもあって、残念ながら衝撃波再形成過程を直接的に捉えたものではなかった。

こうした中、Seki (2009) [15] は Cluster の 4 衛星がすべて 150 km 以内 (イオン慣性長 ~ 100 km) の配置にあり、かつ、4 衛星がわずか 1.3 秒以内 (上流のイオン・サイクロトロン周期が ~ 5 秒) に準垂直衝撃波を通過した観測した例を、より直接的な衝撃波再形成過程の証拠として報告した。ここではこの観測例について詳しく紹介したい。

図 3 は Cluster 衛星群が 2002 年 4 月 20 日 5 時 18 分 UT 頃に観測した準垂直衝撃波のサマリーデータで、上から磁場強度、磁場 3 成分、密度、速度 3 成分を示している。(座標系は地球中心系で、X 軸は太陽方向、Z 軸は北黄極方向、Y 軸はそれらと右手直交系をなす。) それぞれの図に含まれる 4 本の線は SC 1 $\sim$ SC 4 の 4 つの衛星の観測データを示す。(プラズマ観測は SC 1, SC 3 のデータのみが利用できる。) この観測時は太陽風の密度は 12.3 個/cc, プラズマ β は $\beta_i = 0.5$, $\beta_e = 0.4$, アルヴェン・マッハ数は 7.8 であった。また、最小分散法によって推定した衝撃波の法線方向から衝撃波角を求めると約 89 度となり、垂直衝撃波を観測したものと考えられる。図 3 は 5 分間分の 4 秒値データを表示しているが、この時間解像度では 4 衛星の観測データはほぼ差がないように見える。

図 4 には高時間解像度のデータを用いて、衝撃波をまさに横切った前後 4 秒間に得られた磁場・電場のデータを示す。上段は磁場強度、下段は電場の法線方向成分である。4 衛星は SC 1, 2, 3, 4 の順に衝撃波面を通過した。法線方向の相対的な衛星位置関係は最初の SC 1 と SC 4 までの距離は 85 km しか離れていないが、図 4 から明らかなように、高時間分解データで見ると衝撃波面はわずか 1 $\sim$ 2 秒の間に大きく変動していることがわかる。

SC 1 の磁場データからは急峻化した ramp と overshoot が、電場データからは大きな電場の法線方向成分が検出されていることがみてとれる。引き続き SC 2 もほぼ SC 1 と同様の特徴を示すが、overshoot の強さがやや減少している。

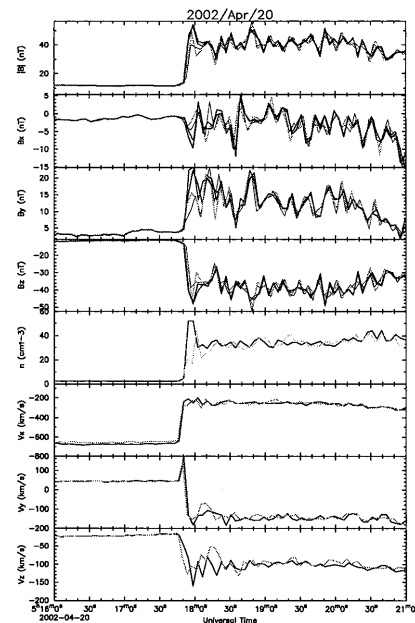


図 3 2002 年 4 月 20 日 5 時 16 分から 21 分 (世界標準時) の Cluster 衛星群の準垂直衝撃波の観測データ。上から磁場強度、磁場 3 成分、密度、速度 3 成分を表す。衝撃波面を 5 時 17 分 54 秒前後に 4 衛星が通過した。

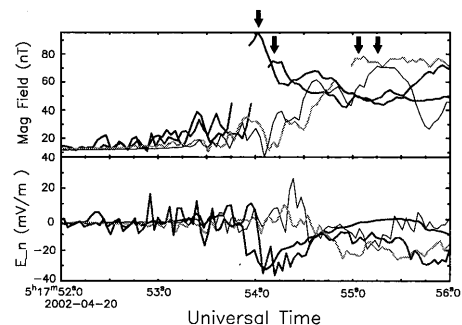


図 4 衝撃波通過時の 5 時 17 分 52 $\sim$ 56 秒の 4 秒間を拡大した図。上は磁場強度、下は電場の衝撃波法線方向成分。黒太線: SC1, 濃灰線: SC2, 薄灰線: SC3, 黒細線: SC4 のデータを表す。

また、SC 2 では foot 領域での電場擾乱が発生していることがわかる。一方、SC 3 では ramp の磁場変化は SC 1, 2 に比べて緩和されており overshoot もはっきりしない。また、衝撃波前面に foot 構造をはっきりと見ることができる。SC 4 は SC 3 よりさらに磁場変化がなだらかになっている一方、衝撃波前面での電場擾乱が大きくなっている。高時間解像度の磁場データを用いて 4 衛星それぞれから独立に推定された衝撃波法線方向はほぼ一致しており、4 衛星にとってはほぼ一様な衝撃波面を通過していると考えられる。また、衛星間距離はイオン慣性長/旋回半径程度であり、これらの 4 衛星の観測の差は空間構造によるものではなく、時間変化を観測したものと考えられる。

これらを時間変化だと考えるとすると、観測される特徴は衝撃波再形成過程の数値シミュレーションで示される時間変化の特徴によく似ていることに気がつく。(図 2 の数値シミュレーションによる磁場プロファイルと比べて見ていただきたい。) Seki (2009) [15] は、できる限り観測データとパラメータをあわせた空間 1 次元の粒子シミュレー

ションを行い、計算結果と観測データの比較を行った。その結果、粒子シミュレーションで観測された衝撃波再形成過程によって、観測データが定量的にもよく説明できることが示された。即ち、SC1, SC2 は steepened phase を、SC3, SC4 は broadened phase を観測していたと解釈すると、わずか1～2秒の間の衝撃波面の変化が理解できる。 $(\Omega_i^{-1}$ は約1秒に相当する。) Seki (2009) [15] はさらに foot 領域で観測される電場擾乱についても解析を進め、Scholer ら (2003) [8], 等で報告されている変形2流体不安定が foot 領域で励起されている可能性まで言及しており、観測事実はこれまでの粒子シミュレーションで報告されてきた衝撃波再形成過程の特徴と多くの点で一致するものであった。これらの解析からこの観測例は、衝撃波再形成過程をはじめてその実在を直接証明したものと考えられている。

以上のように1つの観測例ではあるが、衛星間距離がイオンスケール以下の編隊衛星によって高時間分解観測をすることが、衝撃波面の非定常構造を把握することに非常に有効であることがわかる。残念ながら Cluster 衛星群がこの観測と同じ～200 km 以下の衛星間距離でバウショックを観測した期間は非常に短く、衝撃波再形成過程を同定できるケースはこの1例のみであった。

本節では準垂直衝撃波の衝撃波再形成過程について詳しく述べたが、準平行衝撃波についても衝撃波再形成過程が提唱されている[16, 17]。平行衝撃波では、磁力線に沿って上流へ漏れ出す反射イオンビームは上流に低周波波動を励起するが、励起された波動の非線形発展により SLAMS (Short Large Amplitude Magnetic Structures) を形成し、SLAMS が太陽風に流されて衝撃波面と相互作用することで準周期的な変動が生まれると考えられている[18, 19]。SLAMS に伴うエネルギー散逸が平行衝撃波形成に本質的な役割を果たしている可能性も指摘されており、SLAMS の寄与を知ることは平行衝撃波の理解にとって重要な課題である。しかし、平行衝撃波は、磁力線平行方向への粒子の易動性の為に垂直衝撃波に比べて衝撃波遷移層はずっと厚く、SLAMS 形成過程まで含めると数値シミュレーションですべてを計算することは困難であり、衛星観測にとっても様々なスケールでの同時多点観測でないと平行衝撃波形成に関わる現象を同時に捉えることができない。こうした困難下にはあるものの、SLAMS 近傍における電子スケール波動の励起とプラズマ加熱の発見[20]や、斜め衝撃波(衝撃波角～45度)の観測が平行衝撃波の衝撃波再形成過程の描像とよく一致している報告[21], 等, Cluster 衛星群による編隊衛星観測は平行衝撃波研究にも重要な知見をもたらしている。

3.1.3 準垂直衝撃波における電子加速

衝撃波粒子加速は、宇宙線の起源論や天体物理学的な高エネルギー現象との強い関連性もあって、無衝突衝撃波の物理の中で重要な研究課題である。衝撃波加速の標準理論としては、フェルミ加速が広く受け入れられている[22]。フェルミ加速は相対速度をもつ散乱体の間を運動すること

によって加速される物理過程である。衝撃波の上下流に存在する MHD 乱流によって散乱された粒子は、衝撃波の上下流間を何度も往復を繰り返すことで大きなエネルギーを得ることができる。しかし、無衝突衝撃波の遷移層は、特に電子にとっては、その厚さを無視することができず、ある程度までエネルギーがあがらない限り自由に上下流間を行ったり来たりすることができない。どのように電子がフェルミ加速を受けられるまで加速されるのか、議論が続いている(インジェクション問題)。

このインジェクション問題を理解することに衛星観測を役に立てられないだろうか。惑星間空間衝撃波においては、高エネルギー電子の生成が観測され、その加速機構が電子フェルミ加速だと考えられる例が報告されているが、電子フェルミ加速を伴う観測はまれである[23]。これは、電子に対するインジェクションや散乱過程の働き方に依存しているからだと考えられている。一方、バウショックでの観測については、電子はほぼ断熱的に振る舞う[24]と考えられていたことや、バウショックの空間スケールが小さくフェルミ加速があったとしても効率的ではないだろうと考えられていたこともあって、バウショックでの電子加速はほとんど注目されていなかった。しかし、バウショックにおいても、準垂直衝撃波で～10 keV に及ぶ非熱的成分が生成されることは、ISEE の観測から報告されていた[25]。図5(a)には Geotail 衛星で観測された準垂直衝撃波の例を示す。1995年10月3日19時40分頃の観測例でこの時のアル

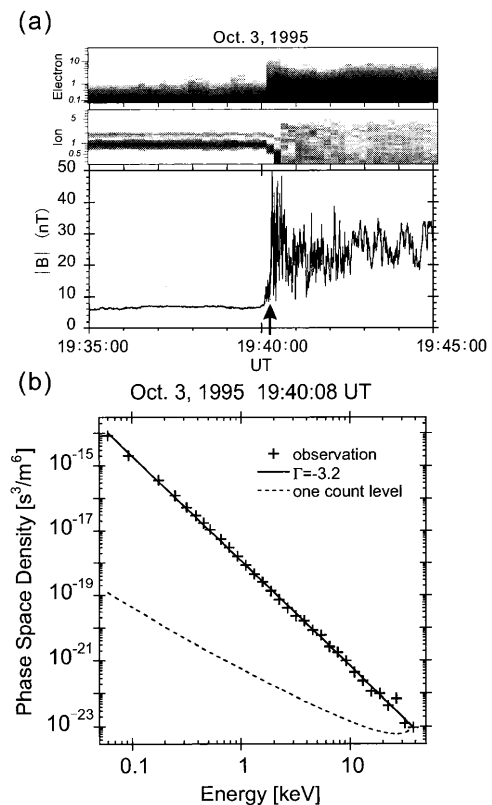


図5 1995年10月3日19時35分から45分(世界標準時)の Geotail 衛星の準垂直衝撃波の観測データ。(a)上から時間-電子のエネルギースペクトル図、イオンの時間-エネルギースペクトル図、磁場の最大変化方向成分。(b)19時40分8～20秒に得られた電子のエネルギースペクトル。

ヴェン・マッハ数は約11で、衝撃波角の最小分散法による推定は約85度であった。図5(b)には19時40分8-20秒の間に観測された電子のエネルギースペクトルもあわせて示す。40 keVの観測上限値まではほぼ冪乗分布が伸びていることがわかる。

Okaら(2006)[26]はGeotailの約3年間の観測データから、78例の準垂直衝撃波(衝撃波角が60度以上)を集めて、高エネルギー電子の非熱的成分について調べた。電子のエネルギースペクトルを冪乗分布($\propto E^{-\Gamma}$)として解析した結果、その冪係数 Γ は3~5の間に分布し、ホイッスラー臨界マッハ数によってその性質がわかれることが示された。超ホイッスラー臨界マッハ数の場合には Γ は3~3.5となり、アルヴェン・マッハ数が大きい程ハードなエネルギー分布になる傾向が見られた一方、ホイッスラー臨界マッハ数以下では3.5~5のソフトなエネルギー分布のみが観測された。先の例は、冪係数は3.2で高マッハ数、ほぼ垂直衝撃波の例であり、Okaら(2006)の解析で最もハードな電子スペクトルが得られたグループに属するものである。Okaら(2006)[26]の議論では、ホイッスラー臨界マッハ数以下のケースについては、上流側へ漏れ出すホイッスラー波による電子散乱によって拡散的衝撃波加速が起こっている可能性が指摘されている。しかし、超ホイッスラー臨界マッハ数のケースに見られる電子加速については、磁場勾配ドリフト加速[27]やサーフィン加速[28]、等が議論されているものの、未だに詳細な加速機構は不明である。

最近、私たちは空間3次元の準垂直衝撃波の粒子シミュレーションを行い[29]、これまでの空間1, 2次元の計算では見ることのできなかった電子加速過程を発見した。この電子加速は2段階の加速過程を経ている。1段階目では、foot領域に励起される大振幅な電磁波に捕捉される一部の電子群が、波に捕捉されている間に(衝撃波の静止系で見て)上流電場と反対方向にドリフトすることによって加速される。1段階目の加速を受けた電子はramp領域で磁場勾配ドリフトによって再び上流電場と反対方向にドリフトすることで更に加速される。foot領域での加速を可能とする大振幅な電磁波は空間3次元の計算ではじめて現れた波であるために、1段階目の加速の有無がこれまでの空間低次元計算との差になったと考えている。一方、2段階目のramp領域での加速については、衝撃波再形成過程による時間変化の影響が大きく、steepened phaseで磁場勾配が急峻化した時には加速を受けるが、broadened phaseではあまり機能しない。

図6(a)にsteepened phaseで得られた電子のエネルギースペクトルの流れ方向の空間変化を示す。foot領域での一段目の加速を経て、rampからovershootにかけて高エネルギー粒子が出現することがみてとれる。図6(b)は最も高エネルギーな電子が出現するrampからovershoot領域で得られた電子のエネルギースペクトルである。高エネルギー部に非熱的電子が生成されていることがわかり、steepened phaseで得られるエネルギースペクトルについては冪乗分布で近似すると冪係数 Γ は3.4となり、先の観測例と近い値となった。この計算結果例はアルヴェン・マッハ数が

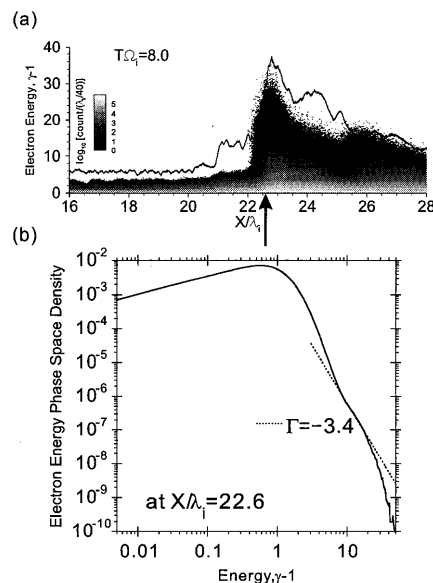


図6 垂直衝撃波の空間3次元粒子シミュレーションによって得られた(a)電子エネルギースペクトル流れ方向の空間変化(グレー階調は粒子数を表す。)と(b) $X/\lambda_i = 22.6$ における電子エネルギースペクトル。

7.4, 衝撃波角は90度, プラズマ β は $\beta_i = \beta_e = 0.16$ と, バウショックでの観測と近い値をとった計算であるが, 周波数比 $\omega_{pe}/\Omega_e = 2$ と現実の太陽風($\omega_{pe}/\Omega_e \sim 100$)よりはかなり小さな値である。したがって, foot領域での大振幅電磁場の励起条件等が異なる可能性がある, 等, 私たちの数値シミュレーション結果が観測された電子加速を直接説明できるものであるかについては議論の余地は大きい, 準垂直衝撃波における電子加速を考える上で大きなヒントが得られたと考えている。図4や図5に示した観測例についてはどちらも被加速電子の観測とあわせてfoot領域に磁場擾乱が存在することが見てとれる。foot領域の擾乱と電子加速の関係については今後のデータ解析の課題である。

バウショックにおける電子加速については, 最近, 土星においてアルヴェン・マッハ数が ~ 100 程度と推定される高マッハ数のバウショックにおいて数100 keVに及ぶ電子加速が起こることが報告されている[30]。また, 水星軌道付近では惑星間空間衝撃波のマッハ数が40以上となることが予想される[31], 等, 太陽系空間内における衝撃波観測のパラメータ・レンジは幅広い。今後, 地球での衛星観測に加えて, 探査機による他惑星における“その場”観測によって天体物理的な応用に繋がる衝撃波加速現象の詳細へ迫ることが期待できるだろう。

3.1.4 まとめ

本章では, 最近の地球バウショックの観測成果について, 準垂直衝撃波における衝撃波再形成過程と電子加速について紹介をした。Cluster衛星による編隊衛星観測の結果から, 複数点同時観測の威力の一端が感じられたのではないと思う。しかし, Cluster編隊では衛星間距離が均一であった為に, 特定の空間スケールの現象しか区別できなかった。最近では, 例えばCluster衛星とTHEMIS衛星の異なるスケールの編隊観測データを使って, バウショック

のグローバルな構造とローカルな電子加熱のカップリングの可能性が提唱される[32], 等, これまでほとんど議論がなかった, 衝撃波のマクロスケール構造とイオン・電子スケールとの結合についての研究も, 複数の衛星ミッションを組み合わせた限られた機会ではあるものの, 可能となりつつある. 無衝突衝撃波を含む宇宙プラズマ現象はマルチスケールの現象が複雑にカップリングしていることが多く, 将来的には, よりコーディネートされた形での多衛星によるマルチスケール多点による衛星同時観測が実現されることが強く望まれる.

一方, 地球以外の惑星に目を向けると, 太陽風の太陽系内の空間的な広がりから, 地球とは異なるパラメータレンジでの衝撃波の“その場”観測がなされる可能性が高い. 特にアルヴェン・マッハ数が10を大きく超えるような高マッハ数の衝撃波の物理を考えると, エネルギー散逸機構が劇的に変わる可能性が指摘されている[33], 等, 地球近傍では見られない高マッハ数の衝撃波観測から新しい物理が見つかるかもしれない. 現在, 打ち上げに向けて準備中の水星探査ミッション BepiColombo をはじめとして, 地球以外の磁気圏におけるバウショックや惑星間空間衝撃波を通した衝撃波研究の新しい展開にも期待したい.

参考文献

- [1] R.G. Stone and B.T. Tsurutani, eds., *Collisionless shocks in heliosphere: reviews of current research: a tutorial review*, Geophys. Monograph 35, AGU, Washington (1985).
- [2] A. Balogh and R.A. Treumann, *Physics of Collisionless Shocks*, ISSI Scientific Report 12, Springer-Verlag, Heidelberg-Berlin-New York (2013).
- [3] D.A. Tidman and N.A. Krall, *Shock Waves in Collisionless Plasmas*, Wiley-Interscience, Hoboken, N.J. (1971).
- [4] J.W.M. Paul *et al.*, *Nature* **208**, 133 (1965).
- [5] D.L. Morse *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 13 (1972).
- [6] M.M. Leroy *et al.*, *J. Geophys. Res.* **87**, 5081 (1982).
- [7] K.B. Quest, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1872 (1985).
- [8] M. Scholer *et al.*, *J. Geophys. Res.* **108**, 1014 (2003).
- [9] L. Muschietti and B. Lembège, *Adv. Space Res.* **37**, 483 (2006).
- [10] P. Hellinger *et al.*, *Geophys. Res. Lett.* **29**, 2234 (2002).
- [11] P. Hellinger *et al.*, *Geophys. Res. Lett.* **34**, L14109 (2007).
- [12] B. Lembège *et al.*, *J. Geophys. Res.* **114**, A03217 (2009).
- [13] 岡 光夫, 寺沢敏夫: プラズマ・核融合学会誌 **83**, 367 (2007).
- [14] V.V. Lobzin *et al.*, *Geophys. Res. Lett.* **34**, L05107 (2007).
- [15] Y. Seki, *Observational Study of Non-stationary Shock Structure*, PhD thesis, Univ. of Tokyo (2009).
- [16] D. Burgess, *Geophys. Res. Lett.* **16**, 345 (1989).
- [17] M. Scholer and T. Terasawa, *Geophys. Res. Lett.* **17**, 119 (1990).
- [18] M. Scholer *et al.*, *J. Geophys. Res.* **108**, 1273 (2003).
- [19] K. Tsubouchi and B. Lembège, *J. Geophys. Res.* **109**, A 02114 (2004).
- [20] R. Behlke *et al.*, *Geophys. Res. Lett.* **31**, L16805 (2004).
- [21] B. Lefebvre *et al.*, *J. Geophys. Res.* **114**, A11107 (2009).
- [22] R.D. Blandford and J.P. Ostriker, *Astrophys. J.* **179**, 573 (1978).
- [23] N. Shimada *et al.*, *Astrophys. Space Sci.* **264**, 481 (1999).
- [24] C.C. Goodrich and J.D. Scudder, *J. Geophys. Res.* **89**, 6654 (1984).
- [25] J.T. Gosling *et al.*, *J. Geophys. Res.* **94**, 10011 (1989).
- [26] M. Oka *et al.*, *Geophys. Res. Lett.* **33**, L24104 (2006).
- [27] D. Krauss-Varban and C.S. Wu, *J. Geophys. Res.* **94**, 15367 (1989).
- [28] M. Hoshino and N. Shimada, *Astrophys. J.* **572**, 880 (2010).
- [29] I. Shinohara *et al.*, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **39**, 1173 (2011).
- [30] A. Masters *et al.*, *Nature Phys.* **9**, 164 (2013).
- [31] D.F. Smart and M.A. Shea, *J. Geophys. Res.* **90**, 183 (1985).
- [32] J.J. Mitchell and S.J. Schwartz, *J. Geophys. Res.* **118**, 7566 (2013).
- [33] N. Shimada and M. Hoshino, *J. Geophys. Res.* **110**, A02105 (2005).