

小特集 宇宙と実験室の無衝突衝撃波—粒子加速と磁場生成・増幅—

2. 無衝突衝撃波における宇宙線加速と磁場増幅の 観測・理論・シミュレーション

2. Observation/Theory/Simulation of Cosmic-Ray Acceleration and Magnetic Field Amplification at Collisionless Shock

2.3 無衝突衝撃波とプラズマの局所相互作用： 波動，多スケール物理，粒子加速・加熱

2.3 Local Interactions between Collisionless Shock and Plasma: Waves, Multi-Scale Physics, Particle Acceleration/Heating

松 清 修 一

MATSUKIYO Shuichi

九州大学大学院総合理工学研究院

(原稿受付：2015年11月16日)

無衝突衝撃波では，プラズマ粒子間のクーロン衝突の平均自由行程に対して，遷移層の厚みがけた違いに小さく，衝撃波構造を維持するのにクーロン衝突が効かない．このことが，無衝突衝撃波の遷移層構造とそこで展開する物理過程を極めて複雑なものにすると同時に，研究者にとってチャレンジングな課題を多く提供してきた．本節では，いわゆる超臨界衝撃波に注目し，前半部で遷移層の多スケール構造と基本的なプラズマのダイナミクスについて解説する．後半では，遷移層近傍での局所的な粒子加速過程に関して，特に近年進展の著しい電子加速についての最新の知見を交えながら概観する．

Keywords:

collisionless shock, wave-particle interaction, multi-scale physics, micro-instability, plasma heating, particle acceleration, injection, numerical simulation

2.3.1 はじめに

プラズマ中に無衝突衝撃波が存在する可能性は1948年に初めて指摘され[1]，その後地球バウショックの in-situ 観測によって自然界での存在が確認された[2, 3]．今から半世紀以上も前のことである．その後今日まで，無衝突衝撃波の研究が連綿と続いてきている理由は多数あると思うが，あえて一言でいうと，そのエネルギー変換（散逸）機構の複雑さと，そこに含まれる普遍的物理の重要性にあるように思う．具体的には，遷移層が非平衡プラズマのさまざまな非線形緩和過程の宝庫であること，流体～イオン～電子の各スケールにまたがって発現する多スケール物理が系を支配していること，宇宙・天体物理学の最重要課題の一つとされる宇宙線の起源に深く関わっていると考えられていること，などである．すべてのカギを握るのが，無衝突のプラズマ過程，すなわち粒子同士の衝突を介さない，電磁場（波動）と荷電粒子の相互作用である．

図1は，無衝突衝撃波の基本的なジオメトリを表したものである．本節で対象とするいわゆる fast mode shock では，磁場はプラズマとともに圧縮されて下流で強くなる．

衝撃波面法線ベクトルと上流磁場ベクトル $\mathbf{B}_1$ のなす角 θ_{Bn} を衝撃波角と呼ぶ．観測者系では一般に， $\theta_{Bn} \neq 0$ である．この場合，プラズマは基本的に磁場に巻きついて（凍結して）流れるので，流れのベクトル $\mathbf{U}_1$ と磁場ベクトル $\mathbf{B}_1$ のベクトル積で定義される対流電場 $\mathbf{E}_1$ を伴う．後述のように，対流電場は遷移層でのエネルギー散逸や粒子加速

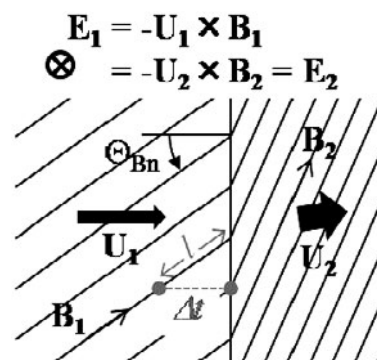


図1 無衝突衝撃波のジオメトリ．

に重要な寄与をする。

定常磁気流体衝撃波のジャンプ条件は、上流のマッハ数とプラズマベータ値（プラズマと磁場の圧力比）、衝撃波角の3つのパラメータによって完全に決定される。しかしながらこれで決まるのは、あくまで遷移層から十分離れた上流および下流のマクロな物理量の関係である。遷移層での散逸は、マッハ数が小さい間は電気抵抗だけで十分賄われるが、マッハ数の上昇に伴って遷移層構造が急峻化すると、粘性効果による散逸が重要になる。ミクロな視点で見ると、この時遷移層では、慣性の異なる電子とイオンが磁場構造の変化に対して異なるスケールで応答するため、ポテンシャルが形成されている。ポテンシャルはマッハ数とともに上昇し、いわゆる Alfvén マッハ数がただか3程度を超えるだけで、これを超えられずに衝撃波面で反射されるイオンが少なからず生成されるようになる。この状態は超臨界と呼ばれ、衝撃波の散逸過程を議論する際に、反射イオンの効果を陽に考慮する必要が出てくる。地球バウショックはほぼ常に超臨界だし、銀河宇宙線の最有力の加速源と考えられている超新星残骸衝撃波も当然超臨界衝撃波である。

本節では、複雑な超臨界衝撃波の遷移層構造とそれを支えるプラズマのダイナミクス、またその原因にも結果にもなる局所的なプラズマと電磁場（波動）の相互作用について、具体的な例（主に $\theta_{Bn} > 45^\circ$ の準垂直衝撃波）を挙げながら解説する。

2.3.2 超臨界衝撃波の基本構造

2.3.2.1 反射イオンとリフォーメーション

反射イオンの存在は、衝撃波の遷移層構造を理解する上で決定的に重要になる。話を単純化するため、準垂直衝撃波を例に、まずはイオンスケールの遷移層構造を見てみよう。反射イオンは上流磁場を感じて旋回運動しながら、対流によって再び衝撃波に押し戻される（図2 (d) (e)）。旋回運動をしている間、イオンは上流プラズマが運ぶ対流電場（ y 方向）によって加速され、最初に衝撃波面に到達したときには超えられなかったポテンシャルを超えて下流に透過する。この反射イオンの挙動を反映した遷移層のプラズマ密度分布は図2 (a) のようになる（fast mode shock では磁場強度と密度は正相関である）。反射イオンが上流にせり出して密度が少し高くなっている領域をフット、メインの衝撃波面をランプという。ランプで急減速されるイオンのうち、入射時の法線方向の運動エネルギーがポテンシャルエネルギーより小さいものが反射されるが、反射イオンはその法線方向速度を反転する間ランプ直後に長時間滞在することになるため、オーバーシュートが形成される。さらに、反射後に還流して下流に透過できた反射イオンは、もともとの透過イオンに比べてエネルギーが高いため、より大きな磁場旋回運動を行う。この旋回運動に対応して下流で密度の周期的変動が見られ、その極大点と極小点がやはりオーバーシュートとアンダーシュートとして観測される。

ここで、イオンの反射率が高くなると、興味深い現象が

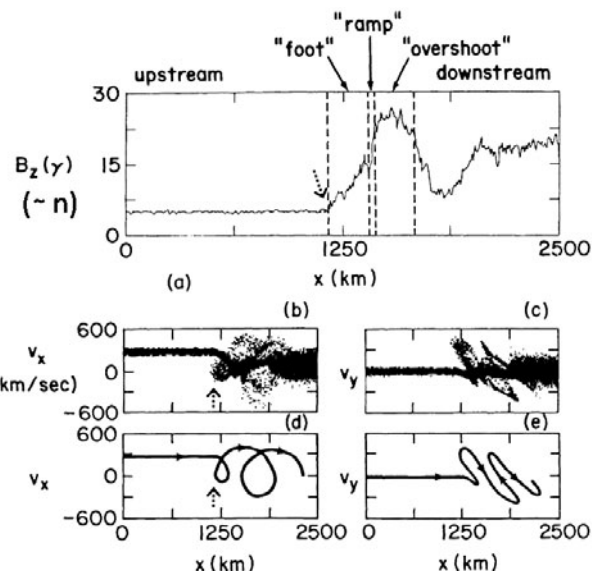


図2 1次元ハイブリッドシミュレーションで再現された超臨界衝撃波のイオンスケール構造。(a)磁場構造、(b)(c)イオンの位相空間分布、(d)(e)反射イオンの軌道。文献[4]より転載（破線矢印は筆者）。

見られる。反射イオンが磁場旋回運動を行う際、上流側で法線方向の速度が反転する位置に密度と磁場強度の極大点が見れる。上流からの入射イオンはここで強い磁場を感じて減速するのでさらに密度が上がり磁場も強くなる、というフィードバック効果が働いて、やがてこの位置（図2の破線矢印）に新たな衝撃波面が形成される。新たにできた衝撃波面で新たにイオンが反射され、その磁場旋回運動に伴って衝撃波面が再形成される、ということがほぼ周期的に起こる。この現象は衝撃波のセルフ・リフォーメーションと呼ばれ、上流プラズマが完全に定常であっても衝撃波面の非定常性が自発的に発現する機構として注目されている。リフォーメーションは80年代に粒子シミュレーションによって発見された現象で[5]、観測の実証をめざした取り組みが2000年代に本格化してそれなりの状況証拠がそろってきている[6]。しかしながら最近の知見では、多次元性を考慮すると競合する別の構造（リップル）との区別がつきづらいことも明らかになってきて、最終決着は持ち越されている。

2.3.2.2 遷移層のマルチスケール構造とプラズマ加熱

リフォーメーションの1周期内に起こる現象に着目してみるとさらに面白い。フット領域は、入射イオン、電子、反射イオンからなる多流体系とみなすことができる。反射イオンが作る法線方向電流を電子の減速によって打ち消すため、電子と反射イオン、電子と入射イオンの間に、それぞれ有限の速度差が生じる。これらの速度差を源として、さまざまなプラズマの微視的不安定性が励起される。不安定性はイオンの磁場旋回運動よりも時間的・空間的に小さいスケールで起こるため、実質的にイオンは磁化していないとみなせる。さまざまな不安定性のチャンネルがあり、上流のパラメータに依存して支配的な不安定性が変わる。無衝突衝撃波遷移層で起こり得る微視的不安定性については、80年代までに線形解析による調査がほぼ終わっている

[4]. しかしながら、不安定性の非線形発展が、遷移層でのエネルギー散逸や粒子加速にどのように寄与するかについて詳細な議論ができるようになってきたのは、高精度の粒子シミュレーションが可能になった2000年頃以降の話である。この時期に、それまであまり理解の進んでいなかった、遷移層での電子のダイナミクスや、電子スケールを含めた遷移層全体の多スケール物理の理解が進んだ。

一例として、太陽圏で通常観測される、Alfvén マッハ数10前後の衝撃波の場合について具体的に見てみよう。この場合、電子サイクロトロンドリフト不安定性 (ECDI) や変形2流体不安定性 (MTSI) がフット領域で励起されることが知られている[7]。ECDIは、電子静止系で見たときに、磁力線を横切る反射イオンビームが電子サイクロトロン高調波 (Bernstein 波) を励起するもので、波動の伝搬方向は磁力線垂直方向である。静電的な不安定性で、磁力線垂直方向の電子加熱に寄与する。MTSIは、同じく電子系で見た磁力線を横切るイオンビームが斜め伝搬の whistler 波を励起するもので、入射イオンビームと反射イオンビームの両方に起因するものがある。静電的性質と電磁的性質を併せ持つ不安定性で、主に磁力線平行方向の電子加熱に寄与する。励起される斜め伝搬 whistler 波の周波数は電子サイクロトロン周波数よりも低く、しばしば低域混成周波数のオーダーになる。そのため、波動が大振幅に至るとイオンの熱化にも少なからず寄与するようになる。反射イオンの磁場旋回運動よりも十分短い時間スケールでイオンの熱化が進むと、リフォーメーションが抑制されることが数値シミュレーションで確認されている[8]。

以上はフット領域の構造であるが、ランプ～オーバーシュートを含めるとさらに多様な構造が見られる。反射イオンは対流電場によって磁力線垂直方向のエネルギーを獲

得するため遷移層で温度非等方となり、これによって励起される波動は衝撃波面を波打たせるリップル構造 (図3の y 方向の構造) として観測される。典型的なリップルの波長はイオン慣性長の数倍程度とされているが、遷移層では同様のスケールで背景のプラズマ密度や磁場が変化するため、いわゆる局所近似が使えない。そのため解析が困難で、リップルの成因はまだ完全に理解されていない。電子スケールに目を向けると、電子の温度異方性に起因する不安定性や、ランプを流れる電流起源の不安定性などが、衝撃波面接線方向のマイクロ構造に寄与する。そしてさらに、これらと前述のフット領域の構造が複雑に結合しあう。実際の衝撃波遷移層がいかに難解であるかが想像できよう。

2.3.3 遷移層における粒子加速と衝撃波構造

2.3.3.1 衝撃波 Fermi 加速の注入問題と粒子反射

前節で、反射イオンが超臨界衝撃波の構造に重要な役割を果たしていることを見てきた。衝撃波で荷電粒子が反射されるとい現象は無衝突プラズマならではの現象だが、実はこれが衝撃波における宇宙線加速の謎を解くカギになっていると考えられている。無衝突衝撃波を介した粒子加速モデルとして最も有名なものは、衝撃波 Fermi 加速であろう。荷電粒子が衝撃波近傍の散乱体 (磁気流体波動) によって散乱されつつ、衝撃波を横切って往復するたびにエネルギーを得るというものである。荷電粒子を質点、散乱体を上流および下流プラズマによって運ばれる壁とみなすと、衝撃波近傍に停滞している質点は近づきつつある壁と壁の間で反射を繰り返しながら加速されることが理解できよう。詳しい解析により、この機構に基づく被加速粒子のエネルギースペクトルが、観測で得られる宇宙線のべき型スペクトルをよく説明することが知られている[10]。ところが、上の話はあくまで、衝撃波近傍に長時間停滞する間に、これを横切って何度も往復できるような荷電粒子の存在を仮定した場合の話であって、そのような粒子が都合よく存在している保証は実はない。衝撃波から十分離れた位置ではプラズマは熱平衡 (に近い) 状態にあると考えるのが自然であるが、そのようなプラズマが基本的に上流から下流に向かって流れ去る中で、ある程度の粒子は背景プラズマとは大きく異なる運動をしている必要があるのだ。そうした粒子は熱平衡分布から明らかに外れた成分であろう。この‘非熱的’粒子をどのようにして作るかについて、未だ定説はなく、衝撃波 Fermi 加速の最大のハードル、注入問題と呼ばれている。すでにおわかりのように、注入のための必須条件として、衝撃波面 (あるいは下流) から、上流に向けて背景プラズマに抗して逆流する粒子が存在する必要がある。つまり、反射粒子の存在はこの条件を満たすのである。反射粒子が存在できたとして、これが周囲の電磁場の影響で非熱的エネルギーにまで加速されるには、さらに具体的なシナリオが必要だが、少なくとも前述のように、超臨界衝撃波で常に反射イオンが存在することは確かである。このためイオンの注入問題については、(まだ完全には理解されていないものの) 最低限の条件はクリアしているようだ。しかしながら電子については少々厄介であ

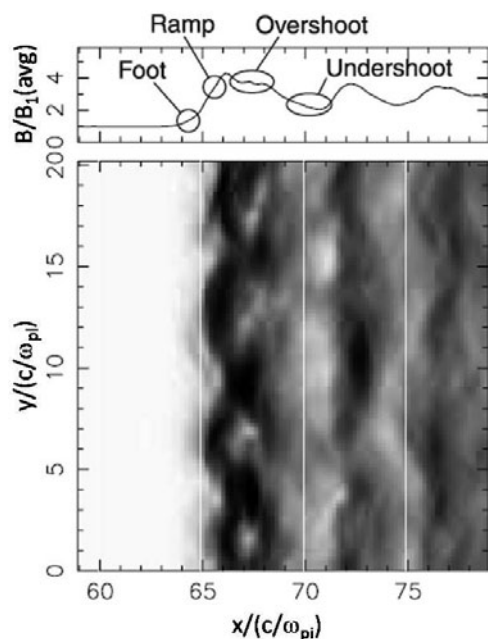


図3 2次元ハイブリッドシミュレーションで再現された超臨界衝撃波のイオンスケール構造。(上) y 方向に平均化した磁場構造、(下)磁場強度の2次元空間構造。文献[9]より転載。

る。衝撃波面のポテンシャルは、イオンを反射させるが、電子に対しては反射を妨げる向きに作用するからである。

2.3.3.2 高マッハ数衝撃波での電子反射

まずはじめに、十分マッハ数の大きい準垂直衝撃波に対して、電子注入過程の具体的なモデルが提示された。マッハ数が100を超える超新星残骸衝撃波のような場合には、フットで大振幅の Buneman 不安定性（静電的不安定性で、この場合、反射イオンと入射電子の間の速度差により、電子静止系で高域混成波が励起される）が励起されることが知られている。この不安定性によって作られるポテンシャルはかなり安定で、空間的には準平面的な構造を持つ（図4下）。電子の一部がこれに捕捉されるが、被捕捉電子のバウンス周期が磁場旋回周期よりも短いのが特徴で（図4上）、そのためこれらの電子は実質的に磁場の影響を受けない。背景プラズマが運ぶ対流電場（ E_y ）は平面的なポテンシャル構造に沿う方向を向いているため、捕捉された非磁化電子はこれによってほぼ DC 的に加速され、短時間のうちに局所的に非熱的電子が作られる。加速は対流電場に反平行、すなわち磁場に垂直方向である。垂直方向にエネルギーを得た電子は大きなピッチ角を持つので、衝撃波磁場によって簡単にミラー反射（後述）される。このシナリオでは、波動を介した加速と衝撃波の構造的磁場によるミラー反射がセットになっている[12]。一方、マッハ数が10程度の衝撃波では、先述の ECDI や MTSI が Buneman 不安定性に取って代わる。これらの不安定性では被捕捉電子が磁化してしまうため、対流電場は加速に効きにくい。このことは一見、超新星残骸の観測では非熱的電子によるシンクロトロン放射がしばしば見られるのに対して、地球バウショックの in-situ 観測では顕著な電子加速がほとんど見られない、という観測事実と整合しているようでもある。

2.3.3.3 低マッハ数衝撃波での電子反射

ところが近年、太陽圏終端衝撃波[13]や銀河団 merger 衝撃波[14]など、かなりマッハ数の低い衝撃波での電子加速の観測例が相次いで報告されている。特に後者（図5）は、衝撃波上流にあたる intra-cluster medium の温度が a few~10 keV にもおよぶ高ベータの衝撃波であると考えられている。このため、衝撃波のいわゆる fast mode マッハ

数は $M_f \ll 10$ となり、かなり弱い衝撃波ということになる。一般に、衝撃波における粒子加速効率はマッハ数とともに上昇すると考えられており、これまで低マッハ数衝撃波が加速器として注目されることはほとんどなかった。ところが、実はこのような低マッハ数かつ高ベータの衝撃波では、古典的な機構で非常に効率よく相対論的な反射電子が生成されることがわかり、最近注目を集めている。我々はこれを相対論的衝撃波ドリフト加速と呼んでいる。

荷電粒子の基本的振る舞いとして、磁気ミラー運動がある。磁力線沿いにらせん運動している荷電粒子が、磁場の強い領域にさしかかると反射される現象だ。上流から下流にかけて磁場が上昇する衝撃波は、典型的な磁気ミラーである。しかも衝撃波の場合、反射によって粒子は加速される。上流の電子は、プラズマの流れとともに磁力線に巻きついた状態で衝撃波に入射する（図1の●）。時刻 t で上流にいる電子が時刻 $t + \Delta t$ で反射されるとすると、この間電子からみて、衝撃波は磁力線沿いに $l = U_1 \Delta t / \cos \theta_{Bn}$ だけ移動してきたことになる。つまり電子が感じる実効的な衝撃波速度は $-U_1 / \cos \theta_{Bn}$ となる。この速度は θ_{Bn} が90度に近くなるほど大きくなり、反射後の電子の速度もそれに応じて大きくなる。実はこれは、衝撃波面そのものによる Fermi 加速にはほかならない（ドリフト加速の名は、加速を受ける間電子が遷移層で対流電場に反平行方向にドリフトすることに由来している）。反射が起こるかどうかは、観測者系での個々の電子のエネルギーとピッチ角で決まるが、総じてマッハ数や θ_{Bn} が大きくなると反射率は低くなる。地球バウショックでも同様の過程で電子反射が起こっているが、反射電子のフラックスはエネルギーが高くなると急激に減少するため、効率的な注入源にはなっていないようである。先の超新星残骸衝撃波では、マッハ数が高いので本来反射しにくいはずであるが、Buneman 不安定性によってあらかじめピッチ角の大きい非熱的電子を作っておくことで、反射率を高めることができています。

この機構を上述の銀河団 merger 衝撃波に適用してみる。この系の特徴は、低マッハ数かつ高温の上流プラズマにある。マッハ数が低いことで反射率を高く保つことができ、高温のため θ_{Bn} がかなり大きくてもそれなりの量の電子を反射することができるのである。 θ_{Bn} が90°に近づいて、電子からみた実効的な衝撃波速度が光速近くなる極限的な場合（ $-U_1 / \cos \theta_{Bn} \sim -c$ ）を考えると、反射電子のエネル

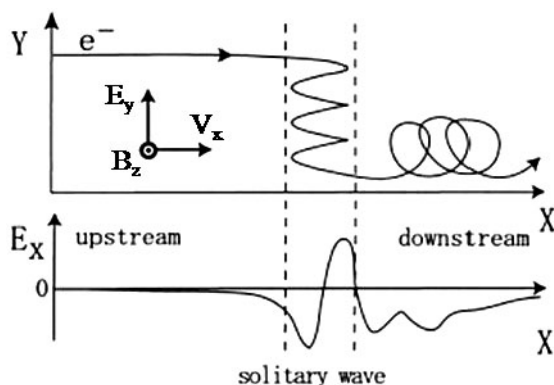


図4 高マッハ数衝撃波遷移層における Buneman 不安定性に伴う電子加速。文献[11]より転載。

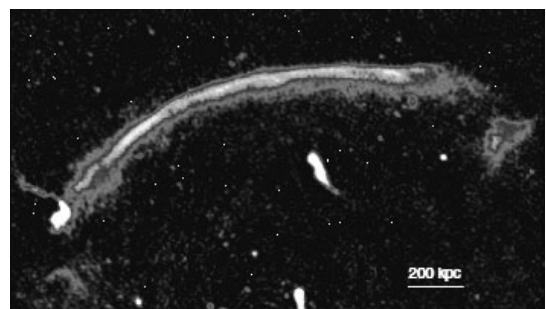


図5 銀河団 CIZA J2242.8+5301 からの電波放射。放射源は衝撃波で加速された相対論的電子と考えられている。文献[14]より転載。

ギーは相対論的になる．このような極限的な場合に有意な量の反射電子が存在できるための条件は，詳しい解析により $\eta = (B_1/B_{0s})^{1/2}/(v_{te}/c) \sim O(1)$ と見積もられる[15]． B_1/B_{0s} は上流磁場とオーバースhoot磁場の強度比で，典型的に1/5～1/6程度と見積もられる．10 keVの電子の熱速度は $v_{te}/c \sim 0.14$ であるので， $\eta \sim 3$ となる．太陽風や星間空間では $v_{te}/c \ll 1$ なので $\eta \gg 1$ となり，適用外である．

2.3.3.4 相対論的衝撃波ドリフト加速と電子注入

図6は，低マッハ数高ベータ準垂直衝撃波の1次元粒子シミュレーションの結果である[15]．衝撃波面で反射された電子が，相対論的な運動量を持って上流に逆流しているのがわかる（図6上）．反射電子は上流プラズマに対して相対論的な相対速度をもつため，波動を励起する．自己励起した波動によって散乱された反射電子が再び衝撃波に向かって戻っていく様子が，別途行われたシミュレーションによって再現されている（図6下）．衝撃波遷移層で初期加速，反射された電子が，上流で自己励起した波動によって散乱され，再び衝撃波に戻ってくる．一連の過程は衝撃波における電子注入過程の初期段階を再現していると考えてよさそうだ．以上は1次元シミュレーションの結果で，反射電子を生成する部分の計算と，その後反射電子が波動を自己励起して散乱される部分の計算は，別途行われている．別のグループによる多次元計算で，あるパラメータ域では上記の過程が自己無撞着に再現されている[16]．ただし一般には，多次元にするとリップル構造の影響が出てくるため，上のシナリオを修正する必要があることも指摘されており，今後の研究の進展が待たれる．

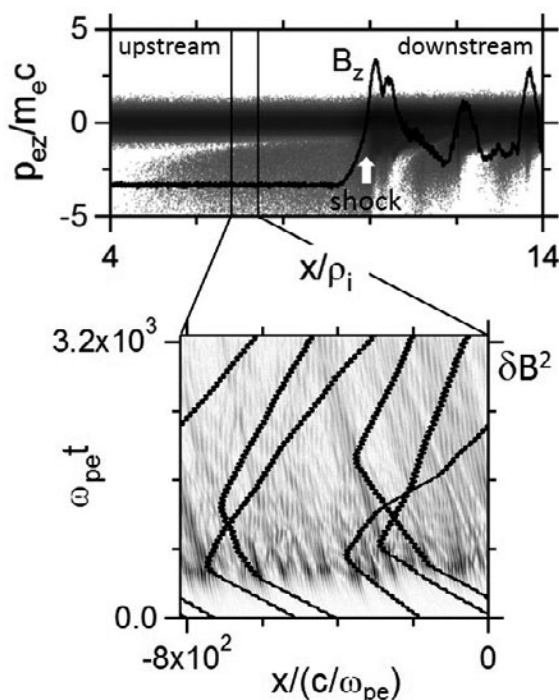


図6 低マッハ数高ベータ衝撃波による電子加速の粒子シミュレーション．(上)電子の位相空間分布と磁場波形，(下)反射電子による上流での波動励起と電子散乱．

2.3.4 まとめと今後の展望

本節では，超臨界衝撃波の遷移層構造とそれに付随した局所的なプラズマ加熱，非熱的電子の生成過程について，準垂直衝撃波を具体例として，最新の知見を交えつつ概観した．衝撃波遷移層で展開される物理過程はかくも多様で複雑である．散逸した上流の流れのエネルギーが，下流の熱エネルギーだけでなく，様々な波動や非熱的粒子にも分配されることが無衝突衝撃波の特徴であり，すべてを包括的に捉えながら個々の過程の理解を深めていく必要がある．

後半部分で注目した電子注入過程については，いかにして対流電場から効率的にエネルギーを得るかがカギといえよう．ここでは衝撃波ドリフト加速が有力であることを見てきたが，注入効率の定量的評価は今後の課題である．地球バウショックの観測では，衝撃波ドリフト加速による高エネルギー電子の加速効率が，平面衝撃波での断熱過程を仮定した理論の見積りを大きく下回ることが知られている．不安定波動による遷移層の微細構造が，加速効率に影響している可能性がある．最近ではまた，遷移層の乱流場の中で起こる磁気リコネクションが加速に効くという報告もなされている[17]．いずれのモデルも，検証はこれからというべき段階にあり，今後新たなモデルも含めて広い視点からの研究が継続されるべきであろう．

話をできるだけ単純化するため，ここでは電子および単一のイオン成分から成るプラズマを念頭に議論したが，多イオン種の効果も興味深い．2004年と2007年にボイジャー探査機によってin-situ観測が行われた太陽圏終端衝撃波では，ピックアップイオンと呼ばれる星間物質起源のイオン種が，衝撃波構造を含め，散逸過程を劇的に変化させていることがわかっている．ピックアップイオンは太陽風プラズマに対して非熱的であるため，これを非熱的成分による衝撃波構造の変性と解することができる．同様に，流体スケールで見た時の衝撃波構造は，宇宙線成分による変性を受けると考えられている．これらのことは，無衝突衝撃波の構造と高エネルギー粒子の生成が本質的に不可分の関係にあることを示唆している．無衝突衝撃波が高エネルギー粒子の生成を前提として存在するものであるとすると，いわゆるテスト粒子的なアプローチには注意が必要である．

最後に，実験室宇宙物理による無衝突衝撃波の研究についてコメントしておこう．衝撃波の散逸機構を紐解くためには，系の大域的構造をとらえつつ，遷移層近傍のきわめて複雑な非平衡プラズマを高解像度でとらえることが重要である．例えば超新星残骸衝撃波などの遠方天体のリモートセンシングでは，時間分解能と空間分解能は基本的に分離しているが，実験ではわずか 10^{-1-2} ns で計測対象領域を衝撃波が通過してしまうため，計測器の時間分解能が空間分解能を決めてしまうという難しさがある．また現在，世界の大規模レーザー実験で，遷移層の局所的なプラズマ諸量の計測に主として用いられているのが協同トムソン散乱計測であるが，非平衡プラズマを想定した散乱理論の整備は十分になされていない．宇宙・天体プラズマ物理学の基盤研究ツールとして実験室宇宙物理を発展，定着させていく

ためには、計測面での技術的、理論的な革新についても真剣に取り組む必要があろう。

参考文献

- [1] R. Courant and K.O. Fredrichs, *Supersonic flow and shock waves* (Interscience, New York, 1948).
- [2] C.P. Sonett and I. J. Abrams, J. Geophys. Res. **68**, 1233 (1963).
- [3] N.F. Ness *et al.*, J. Geophys. Res. **69**, 3531 (1964).
- [4] C.S. Wu *et al.*, Space Sci. Rev. **37**, 63 (1984).
- [5] B. Lembege and J. M. Dawson, Phys. Fluids **30**, 1767 (1987).
- [6] V.V. Lobzin *et al.*, Geophys. Res. Lett. **34**, L05107 (2007).
- [7] S. Matsukiyo and M. Scholer, J. Geophys. Res. **111**, A06104 (2006).
- [8] M. Scholer and S. Matsukiyo, Ann. Geophys. **22**, 2345 (2004).
- [9] D. Burgess, ApJ **653**, 316 (2006).
- [10] A.R. Bell, MNRAS **182**, 147 (1978).
- [11] M. Hoshino, Prog. Theo. Phys. Suppl. **143**, 149 (2001).
- [12] T. Amano and M. Hoshino, ApJ **661**, 190 (2007).
- [13] R.B. Decker *et al.*, Nature **454**, 67 (2008).
- [14] R.J. van Weeren *et al.*, Science **330**, 347 (2010).
- [15] S. Matsukiyo *et al.*, ApJ **742**, 47 (2011).
- [16] X. Guo *et al.*, ApJ **794**, 153 (2014).
- [17] Y. Matsumoto *et al.*, Science **347**, 974 (2015).