



## 2. 電子・陽電子プラズマ中の無衝突衝撃波のシミュレーション

加藤 恒彦, 藤田 裕<sup>1)</sup>

大阪大学レーザーエネルギー学研究センター, <sup>1)</sup>大阪大学大学院理学研究科

(原稿受付: 2007年5月21日)

宇宙空間は高温で希薄なプラズマに満ちている。このようなプラズマ中を伝播する無衝突衝撃波は高エネルギー粒子の加速領域であり, また衝撃波面で磁場を生成する可能性も考えられている。近年は, 宇宙物理学の分野においても Particle-in-Cell シミュレーションを用いた無衝突衝撃波などのプラズマ現象の研究が盛んになってきている。ここでは, 主に, 著者たちによって行われた電子・陽電子プラズマ中の無衝突衝撃波のシミュレーションについて紹介する。

### Keywords:

collisionless shock, collisionless plasma, instability, particle acceleration, magnetic field generation

### 2.1 宇宙空間の無衝突衝撃波

宇宙は, 高温で希薄なプラズマに満ちている。太陽系は太陽風に満たされており, 銀河系内の星間空間では, 超新星残骸の衝撃波や, O・B型星が放射する紫外線により電離・加熱された高温プラズマが大部分の体積を占めている。銀河の間の広大な空間は, さらに希薄で高温なプラズマで満たされている。このようなプラズマ中では, 電子や陽子などの間のクーロン衝突は非常にまれで, 代わりにプラズマ振動などに代表されるような集団的な現象が重要となる。電子と陽子の運動量交換の衝突振動数  $\nu_{ep}$  と電子のプラズマ振動数  $\omega_{pe}$  との比は, おおよそプラズマパラメータ  $\Lambda_c \equiv n\lambda_D^3$  の逆数で与えられるが ( $n$  は数密度,  $\lambda_D$  はデバイ半径) [1], 例えば星間空間の高温プラズマは, 数密度が  $n \sim 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ , 温度が  $T \sim 10^5 \text{ K}$  程度であるから,  $\Lambda_c \sim 1 \times 10^{11}$  ぐらいになり, クーロン衝突のタイムスケールよりもプラズマの集団現象のタイムスケールのほうがはるかに短いことがわかる。このようなプラズマは「無衝突プラズマ」と呼ばれる。また, 宇宙空間には, 電子・陽子(イオン)プラズマだけではなく, 電子・陽電子のプラズマも存在していると考えられている。例えば, かに星雲に代表されるようなパルサー星雲では, 中心にあるパルサー(非常に強い磁場を持ち高速に回転する中性子星)から電子・陽電子プラズマの超相対論的な流れ(パルサー風)が周りに向かって放出されていると考えられている。パルサー星雲の電子・陽電子プラズマも非常に希薄であり, 無衝突プラズマであると考えられる。

このように, 宇宙物理においても, ミクロな視点から見れば無衝突プラズマとして扱うべき問題は数多くある。その中でも, 特に重要なテーマの1つが, 無衝突プラズマ中を伝播する衝撃波である「無衝突衝撃波」である。宇宙空間における無衝突衝撃波には, 超新星残骸の衝撃波や, パ

ルサー星雲で見られる衝撃波, ガンマ線バーストに伴う衝撃波など, さまざまなものがある。これらの衝撃波は, 高エネルギーの非熱的な粒子を伴うことが多く, その加速メカニズムは, 重要な研究テーマの一つである。また, 無衝突衝撃波は粒子間の衝突ではなく, 電場磁場を伴う集団現象により散逸を行う衝撃波であり, その過程は非常に複雑な非線形現象である。特に相対論的あるいは高マッハ数の無衝突衝撃波については, そのダイナミクスについてよくわかっていないことが多い。また, 近年, いくつかの超新星残骸の X 線による観測から, 衝撃波付近で磁場が背景磁場の数十倍から数百倍程度にまで増幅されている可能性が示唆されており [2-4], ガンマ線バーストに伴う超相対論的な衝撃波(外部衝撃波)においても, 上流プラズマの運動エネルギー密度に匹敵するぐらい(sub-equipartition)の強い磁場が衝撃波で作られている可能性が考えられている [5]。

無衝突衝撃波は非常に複雑な非線形現象であり, もっとも有効な研究手段の一つは, コンピュータによる数値シミュレーションである。以下では, 電子・陽電子プラズマ中の相対論的な衝撃波のシミュレーション [6] について紹介する。

### 2.2 電子・陽電子プラズマ中の無衝突衝撃波のシミュレーション

ここで使用するシミュレーション法は, 電磁粒子シミュレーション法と呼ばれるもので, Particle-in-Cell (PIC) シミュレーションの一種である。電場・磁場はグリッド上で Maxwell 方程式を解き, 粒子については個々の粒子の運動方程式を解いて時間を進めていく [7]。この方法では, 粒子の運動量分布も扱うことができるので, 運動論的な現象を含む非常に幅広いプラズマ現象を取り扱うことができる。

以下のシミュレーションでは、空間については2次元、速度や電場・磁場のベクトルについては3次元で扱う(2D3V)。時間の単位としては電子プラズマ振動数の逆数 $\omega_{pe}^{-1}$ をとり、長さの単位としては電子skin depth  $l_0 = c\omega_{pe}^{-1}$ をとる(ここで、電子プラズマ振動数 $\omega_{pe} \equiv (4\pi n_{e0}e^2/m_e)^{1/2}$ は、上流の電子数密度 $n_{e0}$ に対して定義されるものとする)。電場と磁場の単位としては、 $E_* = B_* = c(4\pi n_{e0}m_e)^{1/2}$ をとる。グリッドは $N_x \times N_y = 4096 \times 512$ を用い、粒子については、電子、陽電子それぞれ $3.2 \times 10^8$ 個を用いて計算する。シミュレーションボックスの物理的なサイズは $L_x \times L_y = 480l_0 \times 60l_0$ である。

衝撃波は、無衝突衝撃波のシミュレーションではよく用いられるインジェクション法と呼ばれる方法で生成する。まず、シミュレーション領域の2ヶ所( $x = 30l_0$ と $x = 450l_0$ )に粒子を反射する壁を置く。その間の領域を電子・陽電子プラズマで満たし、右向きに初速度を与える(バルク速度の大きさを $V = 0.9c$ とし、熱速度は $v_{th} = 0.1c$ とする)。これを初期条件として時間を進めると、右側の壁で反射した粒子と左から流入してくる粒子との間でプラズマの不安定性が起り、衝撃波が形成されていく。シミュレーション系は衝撃波の下流静止系に対応し、シミュレーションでは衝撃波の伝播を下流静止系で見るということになる。以下では、衝撃波の上流に背景磁場がない場合のシミュレーション結果を示す。

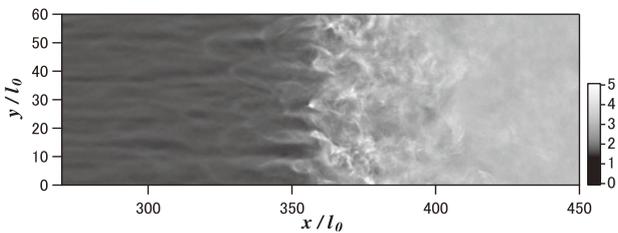


図1 電子数密度  $n_e/n_{e0}$  ( $\omega_{pe} t = 233$ )。

### 2.2.1 シミュレーション結果

図1は、シミュレーションの終了時刻( $\omega_{pe} t = 233$ )における電子の数密度を表す。数密度の値は、下流系で見た上流プラズマの数密度 $n_{e0}$ で規格化している。この図では、左側が衝撃波の上流にあたり、右側が衝撃波の下流にあたる。図から、上流のプラズマが左から流れてきて、 $x/l_0 = 350 - 400$ の非一様な領域を経て $x/l_0 > 400$ のほぼ一様な下流領域に至ることがわかる。下流の数密度は上流の3.3倍ほどになる。また、遷移領域付近にはskin depthの数倍程度のサイズのフィラメント状の構造も見られ、数密度の変動が $x$ 方向だけでなく、 $y$ 方向にもあることがわかる。

図2には、 $y$ 方向に平均したいくつかの物理量のプロファイルを示している：(a)電子数密度、(b) $x$ 方向の電子の平均速度、(c)電場・磁場の大きさ。この図の(a)、(b)から、数密度と $x$ 方向の平均速度がいずれも $350 < x/l_0 < 400$ の領域で下流の状態へ遷移していることがわかる。この領域が衝撃波の遷移領域であり、マクロに見れば「衝撃波面」に相当する。そして、図2の(c)から、ここで非常に強い磁場ができていくことがわかる。この磁場のエネルギー密度は、上流プラズマのバルクな運動エネルギー密度の約8%にも達し、以下で見るように衝撃波の散逸を主に担っている。

図3に $y$ 方向に平均した電子数密度の時間発展を示す。横軸が $x$ 座標、縦軸が時間 $t$ である。衝撃波の遷移領域(数密度がジャンプしている領域)が、時間とともにほぼ一定の速度で上流へ向かって伝播し、その後ろには一様な下流領域が広がっていく様子が見える(図の左下に見える細かい線状の密度構造は、最初に壁で反射された粒子である。これは初期条件の影響と言えるが、これらの粒子の密度は時間とともに減少していくので、十分時間が経った後は、遷移領域周辺の構造には影響を与えないと思われる)。

図4は(a)磁場の $z$ 成分と(b)電流密度の $x$ 成分である。

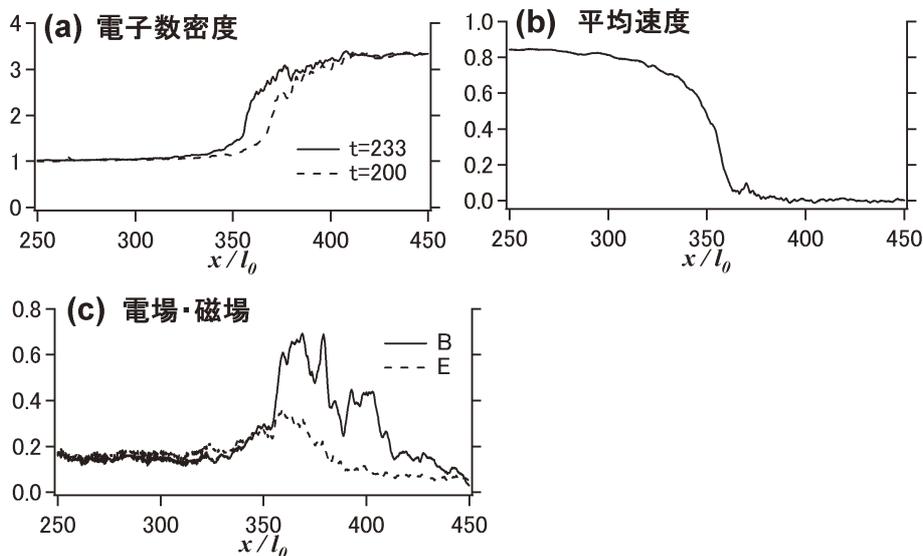


図2 衝撃波の遷移領域付近のプロファイル ( $\omega_{pe} t = 233$ )：(a)電子数密度  $n_e/n_{e0}$  (実線は $\omega_{pe} t = 233$ 、破線は $\omega_{pe} t = 200$ での値)、(b)電子の $x$ 方向の平均速度  $V_x/c$ 、(c)電場 $|E|/E_*$  (破線)と磁場 $|B|/B_*$  (実線)。

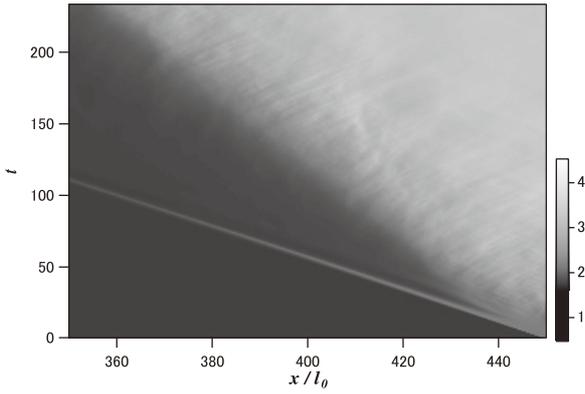


図3 電子数密度  $n_e/n_{e0}$  の時間発展.

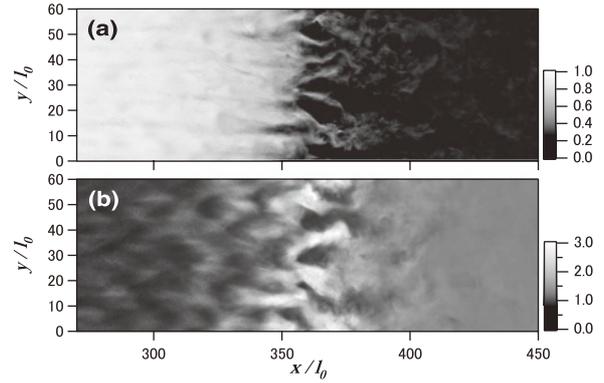


図5 (a) 電子の  $x$  方向の平均速度  $V_x/c$  と (b) 電子プラズマの局所静止系での規格化した運動エネルギーの平均,  $\langle E_{kin}/m_e c^2 \rangle = \langle \gamma - 1 \rangle$ .

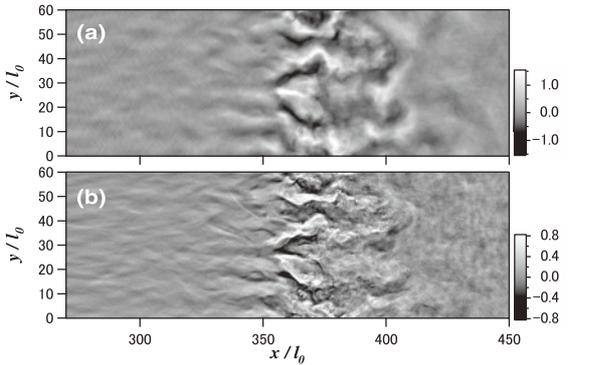


図4 (a) 磁場の  $z$  成分  $B_z/B_*$  と (b) 電流密度の  $x$  成分  $J_x/n_{e0}ec$ .

(a) から、遷移領域付近で作られる磁場の変動の方向(波数ベクトルの方向)は主に  $y$  方向であることがわかり、(b) から、この磁場を作っているのは、 $x$  方向に電流を運ぶ多数の電流フィラメントであることがわかる。この状況は、ガンマ線バーストの衝撃波に対して提案された Weibel 不安定性による磁場生成モデル [5] と consistent である。Weibel 不安定性とは、粒子の速度分布関数が非等方的な場合に発生するプラズマの不安定性であり [8, 9]、多数の電流フィラメントが作られ、それにより磁場が作られる。この種の不安定性は、プラズマのビームが互い違いに通過するような (2 流体的な) 場合にも発生する [10, 11]。したがって、この衝撃波の場合も、上流と下流のプラズマが混ざり合う遷移領域で、 $x$  方向に速度分散が大きい状態になり、Weibel 不安定性が発生していると考えられる。

Weibel 不安定性により作られた電流フィラメントは、不安定性の進行に伴い成長していき、同時に磁場も成長する。そして、フィラメント内の電流が Alfvén 電流 [12] に到達すると、電流の成長は止まり、磁場もサチュレーション (最大値に達する) [13]。Alfvén 電流によるサチュレーションは、物理的には、電流フィラメントが作り出す磁場が強くなりすぎたために、電流を運ぶ粒子が磁場により大きく曲げられて電流に寄与できなくなることに起因する。Alfvén 電流は軸対称な電流に対して導かれたものなので、今の 2 次元シミュレーションの場合、厳密にはそのままの形では適用できないが、定性的なメカニズムは同じである。図 4 を見ると、遷移領域付近での磁場の強さは  $|B| \sim 0.7B_*$  程度であり、上流から流入する速度  $v \sim 0.9c$  の

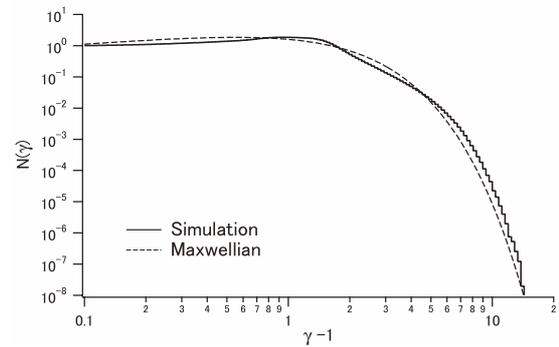


図6 電子のエネルギー分布(シミュレーションボックス全体).

粒子の Larmor 半径は  $r_g \sim 3l_0$  ぐらいになり、図 4 (b) のフィラメントのサイズと同程度になる。したがって、上流からの粒子はこの磁場により大きく曲げられて等方化され、このことが、衝撃波における上流粒子のバルクな運動エネルギーの散逸機構になっていると考えられる。図 5 に、(a) 電子のバルク速度と (b) 内部エネルギーを示すが、上流プラズマのバルクな運動エネルギーが衝撃波の遷移領域で散逸されて下流プラズマの内部エネルギーに変換されている様子がわかる。また、図 4 に戻って下流領域の構造を見てみると、 $350 < x/l_0 < 400$  では、右に行くに従いフィラメントが太くなっている。これは、同じ方向へ電流を運ぶフィラメント同士が合体して、下流側で大きなスケールへ進化していくからである。それと同時に、磁場の強さは弱くなっていく (図 2 (c) も参照)。

以上の結果から、背景磁場がまったく無い場合でも、無衝突衝撃波が生成されることがわかった。この衝撃波で一つ面白い点は、散逸が衝撃波面法線とは垂直な波数ベクトルを持つ不安定性に伴う磁場により担われることである。

図 6 はシミュレーションボックス内のすべての電子のエネルギー分布である(実線のヒストグラム)。横軸は、静止エネルギーで規格化した電子の運動エネルギーである ( $E_{kin}/m_e c^2 = \gamma - 1$ )。参考のために、上流の運動エネルギーがすべて下流の内部エネルギーになったとした場合の Maxwell 分布も破線で示してある。この図から明らかなように、この背景磁場無しのシミュレーションでは非熱的な

高エネルギー粒子は特に見られず、粒子は衝撃波で単純に熱化したようである。

### 2.2.2 背景磁場がある場合の衝撃波について

ここでは詳しくは述べないが、我々は背景磁場がある場合の2次元シミュレーションも同様に行い、この場合には、粒子は衝撃波で熱化されるだけでなく、一部の粒子が高エネルギーにまで加速されること（粒子加速）を示している。しかし、同時に衝撃波の構造や粒子加速のメカニズムは2次元シミュレーションの次元性の影響を大きく受け、背景磁場がシミュレーション面内にあるか、それに垂直かで結果が大きく異なることもわかった。したがって、このような衝撃波の物理を正しく扱うためには3次元シミュレーションが必要である。3次元のシミュレーションは2006年に Spitkovsky [14]によって数十億の粒子を用いた計算がすでになされているが、その結果は、純粋な電子・陽電子プラズマ中の衝撃波では背景磁場のあるなしにかかわらず粒子加速は起きないというものであった。これは、これまで1次元や2次元のシミュレーションで見られたサーフィン加速[15]やドリフト加速的な加速を否定するものである。しかし、その後、我々は6億粒子を用いた予備実験的な3次元シミュレーションを行い、サーフィン加速やドリフト加速的な加速が3次元でも働くことを確認している。我々は、近いうちにさらに大規模な計算を行って、加速が起きるかどうかについて明らかにしたいと思っている。

### 2.2.3 Weibel 不安定性による宇宙磁場の形成

最後に Weibel 不安定性で宇宙磁場の起源を説明する我々のモデルについて紹介したい[16]。宇宙にあまねく存在する銀河や、その集団である銀河団にはマイクロガウス程度の磁場が存在しているが、その起源はわかっていない。多くの場合、何らかの種磁場があり、それが銀河の回転などに伴うダイナモ効果により、現在の値まで何桁も増幅したと考えられているが、種磁場として最小限必要な磁場の値がかなり大きく、そのような種磁場を説明する理論モデルの構築は困難を極めている。そこで我々は Weibel 不安定性でこのような磁場が形成されないか考えた。宇宙の様々な天体が形成されるときには、多くの場合衝撃波が発生する。この衝撃波の中では Weibel 不安定性が発達する可能性がある。我々は、Weibel 不安定性のサチュレーションのモデル[13]を電子・陽子プラズマの場合に応用し、また衝撃波での粒子速度分布関数の非等方性の簡単なモデルを用いて、天体が誕生するときに発生する磁場の見積もり

を行った[16]。その結果、発生する磁場の強度は0.1マイクロガウス程度に達し、種磁場としては十分な強度であることがわかった。

しかしこのモデルでは、Weibel 不安定性で発生した磁場がすぐには消失せず長期間維持されることを仮定している。この仮定が正しいかどうかは、まだよくわかっていない（電子・陽電子プラズマの場合には、現在大規模なシミュレーションにより調べられつつあるが、残念ながらどちらかという否定的である[17]）。そこで我々は衝撃波ではなく、温度が異なるガスが接したところに行ける温度勾配での Weibel 不安定性を調べた[18]。衝撃波の場合と異なり、こちらの場合は磁場は長期間維持されそうである。温度勾配もたいていの天体に存在するので、Weibel 不安定性で宇宙磁場ができているのであれば、温度勾配の方が主な磁場形成の現場かもしれない。

### 参考文献

- [1] 田中基彦, 西川恭治: 高温プラズマの物理学 (丸善, 1991).
- [2] J. Vink and J.M. Lamming, *Astrophys. J.* **584**, 758 (2003).
- [3] A. Bamba, R. Yamazaki, M. Ueno and K. Koyama, *Astrophys. J.* **589**, 827 (2003).
- [4] H.J. Völk, E.G. Berezhko and L.T. Ksenofontov, *Astron. Astrophys.* **433**, 229 (2005).
- [5] M.V. Medvedev and A. Loeb, *Astrophys. J.* **526**, 697 (1999).
- [6] T.N. Kato, *Astrophys. J. in press* (2007).
- [7] C.K. Birdsall and A.B. Langdon, *Plasma Physics via Computer Simulation* (McGraw-Hill, New York, 1985).
- [8] E.S. Weibel, *Phys. Rev. Lett.* **2**, 83 (1959).
- [9] B.D. Fried, *Phys. Fluids* **2**, 337 (1959).
- [10] Y. Kazimura, J.I. Sakai, T. Neubert and S.V. Bulanov, *Astrophys. J. Lett.* **498**, L183 (1998).
- [11] L.O. Silva, R.A. Fonseca, J.W. Tonge, J.M. Dawson, W.B. Mori and M.V. Medvedev, *Astrophys. J. Lett.* **596**, L121 (2003).
- [12] H. Alfvén, *Phys. Rev.* **55**, 425 (1939).
- [13] T.N. Kato, *Phys. Plasmas* **12**, 080705 (2005).
- [14] A. Spitkovsky, preprint (astro-ph/0603211) (2006).
- [15] M. Hoshino, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **143**, 149 (2001).
- [16] Y. Fujita and T.N. Kato, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **364**, 247 (2005).
- [17] P. Chang, A. Spitkovsky and J. Arons, preprint (arXiv: 07043832).
- [18] Y. Fujita, T.N. Kato and N. Okabe, *Phys. Plasmas* **13**, 122901 (2006).