

小型プラズマフォーカス装置による無衝突プラズマ流の生成と 実験室宇宙物理への応用

竹崎 太智 (富山大学)

高橋 一匡・佐々木 徹・菊池 崇志 (長岡技術科学大学)・伊藤 弘昭 (富山大学)

1. はじめに

宇宙空間では宇宙線と呼ばれる高エネルギー粒子が観測されている。宇宙線の特徴はそのエネルギー分布にあり、熱的なマクスウェル分布ではなく、非熱的なべき型の分布をとることから、粒子加速現象の存在が示唆されている。相対論的粒子のエネルギー増加過程は、フェルミ加速という統計的加速理論により宇宙線のべき型分布が説明されており、相対論的粒子の標準加速理論として受け入れられている [1]。一方、非相対論的領域での非熱的粒子の生成・加速過程は未解明であり、注入問題という天体物理学での重要課題とされている。

宇宙空間で発生する衝撃波現象は、宇宙線の生成過程に重要な役割を果たす。無衝突衝撃波とは、宇宙空間のように密度が低く、粒子間衝突が稀な無衝突プラズマ中で発生する衝撃波現象である。通常の流体力学的な衝撃波では粒子間衝突により流体のエネルギー散逸が起こるのに対し、無衝突衝撃波では、超新星残骸や太陽風のような無衝突プラズマ流が背景電磁場と非線形相互作用することで、非熱的なエネルギー散逸過程が発生する。その過程でプラズマ流中の一部の荷電粒子が加速され、宇宙線が生成されると考えられているが、その詳細な物理機構は明らかにされていない。無衝突衝撃波のエネルギー散逸過程および、粒子加速過程を理解するためには、無衝突プラズマと電磁場の非線形相互作用を実験的に評価する必要がある。

無衝突衝撃波を実験室で再現し、現象を「その場観測」する実験室宇宙物理が行われている。宇宙空間のプラズマと実験室プラズマでは密度スケールに大きな差異がある。しかし、磁化率やプラズマベータ、アルヴェンマッハ数などの無次元パラメータを適切に制御することで、短い時間スケールではあるが、宇宙空間の現象を実験室で再現することができる [2]。また、宇宙空間のイベントは単発で再現することはないが、実験室実験では典型的には現象を再現することができ、ショットを繰り返すことで現象を詳細に計測・評価できることが利点となる。近年は大型レーザーを用いた無衝突衝撃波実験が精力的に行われており、多くの実験手法および無衝突衝撃波の観測が報告されている [3]。一方、我々はパルスパワー放電を用いた実験室宇宙物理を提案している [4-6]。パルスパワー放電実験は大型レーザー実験と比較して、小型かつ安価な装置構成でプラズマ流を生成することができ、プラズマの速度、密度、および磁場の可制御性が良いことから、新たな実験室宇宙物理の手法としての可能性を持つ。本発表では小型パルスパワー放電装置を用いた無衝突プラズマ流の生成手法について説明し、生成されたプラズマのパラメータと外部磁場中での挙動の実験結果、および数値シミュレーション結果について報告する。

2. テーパー・コーン型プラズマフォーカス装置

パルスパワー放電により高速プラズマ流を生成するため、我々はテーパー・コーン型プラズマフォーカス装置 (TCPFD) を開発した [4-6]。TCPFD は高速かつ高エネルギー密度の無衝突プラズマを生成するために、ローレンツ力によるプラズマの加速・圧縮現象であるプラズマフォーカス (PF) を利用する。図 1 に TCPFD の装置構成を示す。TCPFD はパルスパワー発生回路、真空チャンバー、および PF 電極で構成される。真空チャンバー内に PF 電極およびアクリルチューブ (長さ 20 mm) を同軸上に設置する。真空チャンバー内は真空ポンプを用いて排気し、同時に雰囲気ガスを封入することで、チャンバー内の圧力およびガス種を定義する。PF 電極にパルス大電流を投入すると、まず絶縁体表面でプラズマシートが形成される。プラズマシートに流れる大電流と、電流自身が作る磁場とのローレンツ力により、プラズマシートはコーン先端へと加速される。コーン先端に到達したプラズマは Z ピンチとして圧縮され、熱プラズマが生成される。熱プラズマの運動をアクリルチューブでガイドすることで、チューブ内を準一次元的に飛翔するプラズマ流が駆動される。準一次元プラズマ流に対し、任意の方向・強度・空間分布を持つ外部磁場を印加することで、磁場中での無衝突プラズマの挙動を実験的に評価することができる。

パルスパワー発生回路のキャパシタバンク $C \sim 12 \mu\text{F}$ 、充電電圧 $V \sim 15 \text{ kV}$ として、ピーク電流 $I_{\text{dis}} \sim 100 \text{ kA}$ 、半値幅 $\tau \sim 3 \mu\text{s}$ のパルス大電流を PF 電極に投入した。真空チャンバー内にヘリウムガスを封入し、圧力を $0.1\text{-}0.5 \text{ Pa}$ の範囲で調整した。外部磁場は永久磁石を用いて、アクリルチューブの中心 $x = 10 \text{ mm}$ でピーク $B_z = 25 \text{ mT}$ となる三角状の空間分布を持つ垂直磁場をプラズマ流に印加した。ストリークカメラを用いたプラズマ自発光計測によりプラズマ挙動および自発光スペクトルを、装置終端に設置されたファラデーカップ (FC) によりイオン挙動をそれぞれ評価した。

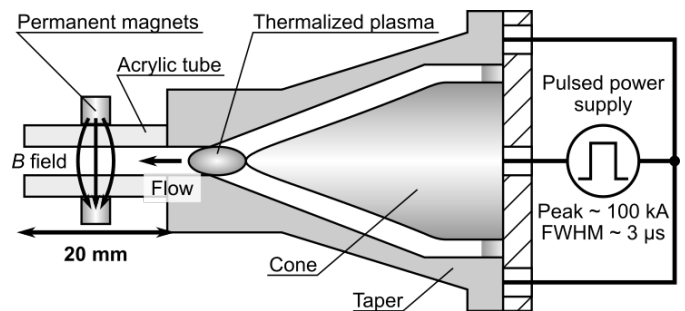


図 1 TCPFD の装置構成 [5]。

3. 結果および考察

3.1 TCPFD で生成される無衝突プラズマ流

ストリークカメラを用いたアクリルチューブ内部のプラズマ自発光計測, および FC を用いたイオン電流計測により, TCPFD で生成されたプラズマ流のパラメータを評価した [5].

外部磁場を印加しない場合, プラズマ流はアクリルチューブ内を一定の速度で飛翔した。自発光の時間進展の傾きから, プラズマ流の速度 $U \sim 30$ km/s と算出される。また, イオン電流計測および自発光スペクトル計測から, イオン数密度 $n_i \sim 7.4 \times 10^{19}$ m⁻³, および電子温度 $T_e \sim 2.6$ eV と見積もられた。得られたプラズマパラメータからイオンの平均自由行程 λ_{ii} と, 磁気流体力学での相似条件の一つである磁気レイノルズ数 R_M を算出する。イオンの平均自由行程は $\lambda_{ii} = 4\pi\epsilon_0^2 m_i^2 U^4 / (Z^4 e^4 n_i \ln\Lambda) \sim 69$ mm と算出される。ここで, ϵ_0 は真空の誘電率, m_i はイオン質量, e は素電荷, $\ln\Lambda$ はクーロン対数, Z はイオン価数であり, $Z = 1$ と仮定した。また, 磁気レイノルズ数は, $R_M = \mu_0 U L / \eta \sim 5.12$ と算出される。ここで, μ_0 は真空の透磁率, L はシステムスケール長であり, アクリルチューブの長さ $L = 20$ mm とした。 η はプラズマの電気抵抗率であり, スピッツァー抵抗 $\eta = e^2 m_e^{1/2} \ln\Lambda / (16\pi (k_B T_e)^{3/2}) \sim 1.47 \times 10^{-4}$ $\Omega \cdot m$ とした。上記の議論より, $\lambda_{ii} / L > 1$ となり, TCPFD で生成されたプラズマがアクリルチューブ内では無衝突となることが示された。また, $R_M > 1$ はプラズマが磁場に応答することを意味し, 宇宙プラズマとの相似性が示された。

3.2 外部磁場の印加によるプラズマ挙動の変化

外部磁場を印加した場合のプラズマ挙動をストリークカメラ, および FC で計測した [5]。外部磁場を印加した場合, 磁場印加領域でのプラズマ流の減速を観測した。プラズマ流はアクリルチューブ入射時に速度 26 km/s を持つが, 磁場のピーク位置 $x = 10$ mm に近づくにつれ減速し, アクリルチューブ終端では 7 km/s となった。上記の議論のとおり, プラズマ流の磁気レイノルズ数 $R_M > 1$ のため, プラズマは磁気圧を受けることから, 減速は外部磁場の影響であると考えられる。また, 外部磁場を印加した場合, イオン電流波形も変化を示した。自発光計測でのプラズマ流の減速に対応し, プラズマ流からのイオン電流信号も遅れて観測された。さらに, 遅れたプラズマ流の信号に先行したイオン電流が検出された。これらの結果から, TCPFD で生成されたプラズマ流が外部磁場に応答することが示され, 磁場を印加した場合, プラズマ流に先行するイオンが存在することが明らかとなった。

3.2 数値シミュレーションによる垂直磁場中でのプラズマ挙動の解析

TCPFD で生成されたプラズマ流の垂直磁場中での挙動を解析するため, 電磁 Hybrid Particle-In-Cell (PIC) 法を用いた数値シミュレーションを行った [5-6]。計算は空間 1 次元 (x), 速度空間 3 次元 (v_x, v_y, v_z) で行われた。解析領域にドリフト速度 $U_d = 30$ km/s, 密度 $n = 10^{20}$ m⁻³, 温度 $T = 3$ eV の熱プラズマを模擬した計算粒子を配置し,

プラズマ流が垂直磁場 B_z に入射した場合のイオンと電磁場の挙動を解析した。

数値シミュレーション結果は, プラズマ流と垂直磁場の相互作用による粒子加速現象を示した [5-6]。プラズマ流が垂直磁場に入射すると, プラズマ流の減速とプラズマ流中の一部のイオンの加速を観測した。これらの結果は, 自発光計測で観測したプラズマ流の減速, およびイオン電流計測で観測した先行イオンの信号の結果と定性的に一致する。プラズマ流の進展にともない, プラズマ流の動圧と磁気圧のバランスにより, 垂直磁場が圧縮・変調される。変調磁場が電場を誘起し, その電場がプラズマ流中の一部のイオンを加速することが示された。これらの結果より, 非相対論的領域での無衝突プラズマ流と垂直磁場の相互作用による粒子加速現象を確認した。

4. まとめ

本研究ではパルスパワー放電を用いて無衝突プラズマ流を生成するために TCPFD を開発した。TCPFD は流速 $U = 30$ km/s, イオン数密度 $n_i = 10^{20}$ m⁻³, 電子温度 $T_e = 3$ eV の準一次元プラズマ流を駆動し, 生成されたプラズマ流の外部磁場への応答を観測した。また, プラズマパラメータの評価から, プラズマ流の無衝突性, および宇宙プラズマとの相似性が示された。TCPFD で生成されたプラズマ流に外部磁場を印加した場合, プラズマ流に先行したイオンを観測した。数値シミュレーションにより垂直磁場中でのプラズマ流の挙動を解析すると, プラズマ流と垂直磁場の相互作用による粒子加速現象を確認した。この粒子加速現象はプラズマ流の進展にともない磁場が変調し, 変調磁場により誘起される加速電場がプラズマ流中の一部のイオンを加速することが明らかとなった。

今後の課題として, TCPFD の電極内部でのプラズマ挙動の評価と制御, およびイオンのエネルギー分布関数の評価があげられる。TCPFD は無衝突プラズマの生成のために低圧領域 (< 1 Pa) での動作が要求される。しかし, 低圧領域では電極内部での放電箇所や電流経路が安定せず, プラズマ流の再現性が低いという課題がある。そのため, 電極内部のプラズマ挙動の計測と, 電極形状の最適化や外部トリガによる放電箇所の制御が必要と考える。プラズマ流の再現性が向上すると, 多数ショット計測によるイオンエネルギー分布関数の評価が可能となる。プラズマ流および加速イオンのエネルギーを定量的に評価することで, 数値シミュレーションで予測された粒子加速現象を実験的に検証する。

参考文献

- [1] A.R. Bell, Mon. Not. R. Astron. Soc. **182**, 147 (1978).
- [2] R.P. Drake, Phys. Plasmas **7**, 4690 (2000).
- [3] 坂和洋一, 他, プラズマ核融合学会誌 **92**, 73 (2016).
- [4] T. Sasaki, et al., JPS Conf. Proc. **1**, 015096 (2014).
- [5] T. Takezaki, et al., Phys. Plasmas **23**, 062904 (2016).
- [6] T. Takezaki, et al., High Energy Density Phys. **33**, 100698 (2019).