

東京大学 大学院新領域創成科学研究科
基盤科学研究系
先端エネルギー工学専攻

2021 年度
修士論文

無電極電気推進機における軸方向に 卓越したホール電場形成の検証

2022 年 1 月 25 日提出
指導教員 小泉 宏之 准教授

47206063 畑 悠希

目次

| | | |
|--------------|--------------------------------|-----------|
| 第 1 章 | 研究背景 | 9 |
| 1.1 | 小型衛星と電気推進機 | 9 |
| 1.2 | 無電極電気推進機 | 14 |
| 1.3 | 磁気ノズルスラスタ | 15 |
| 1.4 | 変動磁場印加型プラズマスラスタ | 21 |
| 1.5 | 研究目的 | 25 |
| 第 2 章 | 実験装置と方法 | 27 |
| 2.1 | 真空装置 | 27 |
| 2.2 | 推進剤ガス供給系 | 29 |
| 2.3 | RF プラズマ生成用電源 | 29 |
| 2.4 | パルス電流生成回路 | 31 |
| 2.5 | エミッシブプローブ | 34 |
| 第 3 章 | プラズマポテンシャルと 電子温度の測定 | 40 |
| 3.1 | 軸方向型における測定 | 40 |
| 3.2 | 径方向型における測定 | 51 |
| 3.3 | 本章の結論 | 64 |
| 第 4 章 | 考察 | 65 |
| 4.1 | 変動磁場によるプラズマポテンシャルの変化 | 65 |
| 4.2 | 変動磁場による電場の変化 | 67 |
| 4.3 | 本章の結論 | 71 |
| 第 5 章 | 本研究の結論と今後の展望 | 73 |
| 5.1 | 結論 | 73 |
| 5.2 | 次の研究に向けて | 74 |
| Appendix A | 無衝突近似での周方向電流解析 | 75 |

目次

| | | |
|------|--|----|
| 1.1 | (a) レジストジェットスラスタと (b) アークジェットスラスタ [4]. | 11 |
| 1.2 | イオンスラスタ [4]. | 12 |
| 1.3 | ホールスラスタ [4]. | 13 |
| 1.4 | RF プラズマスラスタの概念図 [18]. ガラス管に N 回巻きの RF アンテナ (コイル) が巻かれ, これに電流 I_c を流すとアンテナを貫く方向に変動磁場が発生する. その結果, RF プラズマが生成され開口部から排出される. もう一方は絶縁体の壁で塞いでおり, 壁面にはシースが発生する. | 15 |
| 1.5 | ヘリコンスラスタにおけるダブルレイヤのプラズマ加速 [18]. 磁気ノズルの部分にダブルレイヤ (Double layer) が形成されている. Inset 1 ではイオンと電子が局地的に分離して形成されるダブルレイヤの構造を示す. | 17 |
| 1.6 | 磁気ノズルスラスタの上流 (a) と下流 (b) における電子エネルギー分布関数 (EEDF) の測定 [25]. 電子温度はそれぞれ, $T_{e,up,trapped} \sim 8$ eV, $T_{e,up,tail} \sim 3$ eV, $T_{e,down} \sim 5$ eV. ここで, trapped は高ポテンシャル側で生成された電子の, tail は加速を受けて高ポテンシャル側に移動した電子を表す. down は低ポテンシャル側の電子を表す. | 18 |
| 1.7 | VASIMR の模式図 [36]. | 20 |
| 1.8 | デブリ除去のコンセプト (a) と双方向に開口部を持った磁気ノズルスラスタ (b) [42]. | 21 |
| 1.9 | 周方向電流 j_θ とこれにかかる Lorentz 力. | 22 |
| 1.10 | 電子周方向電流 $j_{e,\theta}$ にかかる力の釣り合い. | 24 |
| 2.1 | 真空チャンバー, クライオポンプおよび推進機. | 28 |
| 2.2 | ロータリーポンプ. | 28 |
| 2.3 | ピラニ真空計 (左) と電離真空計 (右). | 29 |
| 2.4 | 推進剤流量制御器 (マスフローコントローラー, MFC). 中央のパネルに流量が表示される. | 30 |
| 2.6 | RF プラズマ生成用電源 (下) とマッチングボックス (上). | 30 |
| 2.5 | 真空チャンバー, 真空ポンプ, ガス供給系, 推進機を含めた系統図. | 31 |
| 2.7 | パルス電流生成回路. | 32 |

| | | |
|------|--|----|
| 2.8 | 軸方向磁場卓越型と径方向磁場卓越型で使用する加速コイル電流 I_{acc} の波形. 赤の波形が前者で, 青の波形が後者で使用する加速コイル電流で, 周波数はそれぞれ 60 kHz, 53 kHz である. | 33 |
| 2.9 | ファンクションジェネレータ. | 33 |
| 2.10 | オシロスコープ. | 34 |
| 2.11 | プラズマのイオン, 電子およびエミッシブプローブの先端から出る熱電子の動きを示した図. これら 3 つのフラックスの和が 0 となるように浮遊電位が定まる. | 35 |
| 2.12 | プローブ先端部の電位とプラズマポテンシャル ϕ_p との電位差. | 37 |
| 2.13 | (a) エミッシブプローブの模式図と (b) プローブ回路. | 38 |
| 2.14 | トリタンに流れる電流 (Heater current) と測定した浮遊電位の関係. | 38 |
| 2.15 | 推進機内部で Ar プラズマ (紫色) を着火させ, エミッシブプローブから熱電子を放出している様子. 左はトリタンに約 2 A, 右は約 3 A 流れている状態で, 電流の大きさに応じてプローブの発光が強くなっている. | 39 |
| 3.1 | 軸方向型における座標系. | 41 |
| 3.2 | 軸方向型のセットアップ. | 41 |
| 3.3 | 軸方向型の磁場形状. | 42 |
| 3.4 | 上から, 加速コイル電流, $(r, z) = (24, 19)$ における浮遊電位 V_f^{cold}, V_f^{hot} , プラズマポテンシャル ϕ_p , 電子温度 T_e の測定結果. 灰色の部分は測定の標準誤差を表す. | 43 |
| 3.5 | 時刻 $t = 8.0 \mu\text{s}$ におけるプラズマポテンシャルの 2 次元分布. | 44 |
| 3.6 | 時刻 $t = 26.4 \mu\text{s}$ におけるプラズマポテンシャルの 2 次元分布. | 45 |
| 3.7 | 時刻 $t = 30.4 \mu\text{s}$ におけるプラズマポテンシャルの 2 次元分布. | 45 |
| 3.8 | 時刻 $t = 34.4 \mu\text{s}$ におけるプラズマポテンシャルの 2 次元分布. | 46 |
| 3.9 | 時刻 $t = 38.4 \mu\text{s}$ におけるプラズマポテンシャルの 2 次元分布. | 46 |
| 3.10 | $z = 16$ の複数時間におけるプラズマポテンシャルの径方向分布 (上). 下図のグラフは加速コイル電流 I_{acc} の時間変化であり, マーカーはそれぞれ対応する時刻を示す. | 47 |
| 3.11 | $r = 30$ の複数時間におけるプラズマポテンシャルの軸方向分布 (上). 下図のグラフは加速コイル電流 I_{acc} の時間変化であり, マーカーはそれぞれ対応する時刻を示す. | 47 |
| 3.12 | 時刻 $t = 8.0 \mu\text{s}$ における電場の分布. | 48 |
| 3.13 | 時刻 $t = 26.4 \mu\text{s}$ における電場の分布. | 49 |
| 3.14 | 時刻 $t = 30.4 \mu\text{s}$ における電場の分布. | 49 |
| 3.15 | 時刻 $t = 34.4 \mu\text{s}$ における電場の分布. | 50 |
| 3.16 | 時刻 $t = 38.4 \mu\text{s}$ における電場の分布. | 50 |
| 3.17 | $(r, z) = (30, 16)$ における電場ベクトルの成分 (E_r, E_z) の時間変化. | 51 |
| 3.18 | 径方向型における座標系. | 52 |

| | | |
|------|---|----|
| 3.19 | 径方向型のセットアップ. | 52 |
| 3.20 | 径方向型の磁場形状. $-20 \leq r \leq 20, 0 \leq z \leq 20$ はフェライトが配置されている領域である. | 53 |
| 3.21 | 上流領域における磁場分布 (等高線は磁力線を表す) と, 上記 1 における 1 次元分布測定の範囲 (白色破線). | 54 |
| 3.22 | 上流領域におけるプラズマポテンシャルと電子の往復運動の仮定 | 55 |
| 3.23 | 複数時間におけるプラズマポテンシャルの軸方向分布 (上). 下図のグラフは加速コイル電流 I_{acc} の時間変化であり, マーカーはそれぞれ対応する時刻を示す. | 56 |
| 3.24 | 複数時間における電子温度の軸方向分布 (上). 波線はカーブフィッティングの結果を示す. 下図のグラフは加速コイル電流 I_{acc} の時間変化であり, マーカーはそれぞれ対応する時刻を示す. | 56 |
| 3.25 | 規格化 Lamor 半径の分布. 電子温度は時刻 $t = 8.0 \mu\text{s}$ の分布を使用した. | 57 |
| 3.26 | 規格化 Lamor 半径の分布. 電子温度は時刻 $t = 34.4 \mu\text{s}$ の分布を使用した. | 57 |
| 3.27 | 時刻 $t = 8.0 \mu\text{s}$ における V_f^{cold} の分布. | 58 |
| 3.28 | 時刻 $t = 26.4 \mu\text{s}$ における V_f^{cold} の分布. | 58 |
| 3.29 | 時刻 $t = 30.4 \mu\text{s}$ における V_f^{cold} の分布. | 58 |
| 3.30 | 時刻 $t = 34.4 \mu\text{s}$ における V_f^{cold} の分布. | 58 |
| 3.31 | 時刻 $t = 38.4 \mu\text{s}$ における V_f^{cold} の分布. | 58 |
| 3.32 | 時刻 $t = 8.0 \mu\text{s}$ における ϕ_p の 2 次元分布. | 59 |
| 3.33 | 時刻 $t = 26.4 \mu\text{s}$ における ϕ_p の 2 次元分布. | 59 |
| 3.34 | 時刻 $t = 30.4 \mu\text{s}$ における ϕ_p の 2 次元分布. | 60 |
| 3.35 | 時刻 $t = 34.4 \mu\text{s}$ における ϕ_p の 2 次元分布. | 60 |
| 3.36 | 時刻 $t = 38.4 \mu\text{s}$ における ϕ_p の 2 次元分布. | 61 |
| 3.37 | 時刻 $t = 8.0 \mu\text{s}$ における電場の分布と磁力線 (黒実線). | 61 |
| 3.38 | 時刻 $t = 26.4 \mu\text{s}$ における電場の分布と磁力線 (黒実線). | 62 |
| 3.39 | 時刻 $t = 30.4 \mu\text{s}$ における電場の分布と磁力線 (黒実線). | 62 |
| 3.40 | 時刻 $t = 34.4 \mu\text{s}$ における電場の分布と磁力線 (黒実線). | 63 |
| 3.41 | 時刻 $t = 38.4 \mu\text{s}$ における電場の分布と磁力線 (黒実線). | 63 |
| 3.42 | $(r, z) = (35, 10)$ における電場ベクトルの成分 (E_r, E_z) の時間変化. | 64 |
| 4.1 | 変動磁場がない時間帯 $t = 8.0 \mu\text{s}$ の分布. | 65 |
| 4.2 | $t = 26.4 \mu\text{s}$ から $t = 8.0 \mu\text{s}$ を差し引いた ϕ_p の 2 次元分布. | 66 |
| 4.3 | $t = 30.4 \mu\text{s}$ から $t = 8.0 \mu\text{s}$ を差し引いた ϕ_p の 2 次元分布. | 66 |
| 4.4 | $t = 34.4 \mu\text{s}$ から $t = 8.0 \mu\text{s}$ を差し引いた ϕ_p の 2 次元分布. | 67 |
| 4.5 | $t = 38.4 \mu\text{s}$ から $t = 8.0 \mu\text{s}$ を差し引いた ϕ_p の 2 次元分布. | 67 |
| 4.6 | 変動磁場がない時間帯 ($0 \leq t \leq 16.0 \mu\text{s}$) における電場の 2 次元分布. | 68 |
| 4.7 | $t = 26.4 \mu\text{s}$ における, 平均を差し引いた電場の 2 次元分布. | 68 |

| | | |
|------|---|----|
| 4.8 | $t = 30.4 \mu\text{s}$ における, 平均を差し引いた電場の 2 次元分布. | 69 |
| 4.9 | $t = 34.4 \mu\text{s}$ における, 平均を差し引いた電場の 2 次元分布. | 69 |
| 4.10 | $t = 38.4 \mu\text{s}$ における, 平均を差し引いた電場の 2 次元分布. | 70 |
| 4.11 | $(r, z) = (35, 10)$ における電場ベクトルの成分 (E_r, E_z) の時間変化. | 70 |
| 4.12 | イオン規格化 Lamor 半径の分布. | 71 |

表目次

| | | |
|-----|-------------------------|----|
| 2.1 | RF プラズマ生成用電源諸表. | 31 |
|-----|-------------------------|----|

Nomenclature

| | |
|----------------|--------------------------------|
| \dot{m} | 推進剤の質量流量 |
| ϵ_0 | 真空の誘電率 |
| γ_e | 電子のポリトロープ指数 |
| λ_D | Debye 長 |
| \mathbf{u}_e | 電子速度 |
| \mathbf{u}_i | イオン速度 |
| μ_0 | 真空の透磁率 |
| ν_{ei} | 電子-イオン衝突周波数 |
| ν_{en} | 電子-中性粒子衝突周波数 |
| ϕ_p | プラズマポテンシャル |
| e | 電荷素量 |
| I_{acc} | 加速コイル電流 |
| k_B | Boltzmann 定数 |
| L | 推進系内部の代表長 |
| m_e | 電子質量 |
| m_i | イオン質量 |
| r_{Le} | 電子 Larmor 半径 |
| r_{Li} | イオン Larmor 半径 |
| T_e | 電子温度 |
| T_i | イオン温度 |
| u_B | Bohm 速度 |
| V_f | 浮遊電位 |
| V_f^{cold} | エミッシブプローブにおいて熱電子を放出していない時の浮遊電位 |
| V_f^{hot} | エミッシブプローブにおいて熱電子を放出している時の浮遊電位 |

第 1 章

研究背景

1.1 小型衛星と電気推進機

かつて宇宙開発は国家が主導していたが、今日では民間企業や教育機関がその役割を担いつつある。米 SpaceX 社は、低価格・低遅延・高速インターネット通信網を提供する Starlink 衛星を展開し、2022 年 1 月時点で既に合計約 2,000 機を打ち上げている [1]。同社は米国連邦通信委員会から最大 42,000 機の衛星軌道上打上の許可を得ており、衛星の打上数が将来的に増えていくことは明白である [2]。このような宇宙開発のトレンドの変化は、小型衛星の発展に依るところが非常に大きい。商業用衛星の打上数増加や数千ドル程度の資金で開発可能な超小型衛星 CubeSat の登場により、小型衛星の開発・運用のサイクルスピードが格段に向上したためである [3]。今後、小型衛星は通信インフラのような役割に限らず深宇宙探査や地上モニタリングなどの利用へと拡がり、宇宙開発を推進するコアテクノロジーであり続けると考えられる。

小型衛星を含め宇宙機の制御に欠かせないのが電気推進機 (electric propulsion) である。電気推進機は投入した電力を推進剤の運動エネルギーへ変換して推力を得る装置であり、推進方法の違いによって電熱加速型、静電加速型、電磁加速型の 3 種類に分類される。以下ではそれぞれの電気推進機について簡単にまとめる。

1.1.1 電熱加速型

レジストジェットスラスタ

電熱線を用いて推進剤を Joule 加熱し、ノズルによって推進剤を加速・排出するタイプの推進機である (Fig.1.1 (a))。電気推進機に分類されるが、後述のアークジェットスラスタ、イオンスラスタ、ホールスラスタ、無電極推進機とは異なり、電気推進機の中で唯一プラズマを使用しない推進機である。レジストジェットの推進剤排気速度は次のように表される。

$$v_{\text{ex}} \leq \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{k_{\text{B}}T}{m}} \quad (1.1)$$

1.1. 小型衛星と電気推進機

ただし γ, m, T はそれぞれ推進剤の比熱比, 推進剤の質量, ノズル上流での温度である. 式 (1.1) より推進機の比推力 I_{sp} は \sqrt{T} に比例する. そのため温度は高い方が好ましいが, 推進剤加熱を行う気化室の壁面の材質により制限を受ける. 典型的なレジストジェット of 温度上限は 3,000 K とされる [4].

レジストジェットの比推力は $I_{sp} \sim 300$ s と電気推進機の中では大きい方ではないが, 推進効率は 50% にも及ぶ. また, システムとして単純であること, 共通の推進剤が使用できることから化学推進との併用が可能なこと, 低コストであることなどの利点があり, 推進機として非常に使いやすい. 実機での運用例として, 水を推進剤とする 6U サイズの CubeSat, EQUULEUS [5, 6] が 2022 年に打ち上げ予定である.

アークジェットスラスタ

アークジェットスラスタ (Fig.1.1 (b)) では, アノードとカソードの間でアーク放電 (100 A ~ 1 kA) を起こして推進剤を加熱する. レジストジェットスラスタの課題であった推進剤温度の上限を突破し, 性能向上を図るのがアークジェットのコンセプトである. 加熱された推進剤は, ノズルを通過する際にその熱エネルギーを運動エネルギーへと変換し, 推力を生成する. アーク放電によって電極が摩耗してしまうことが欠点である.

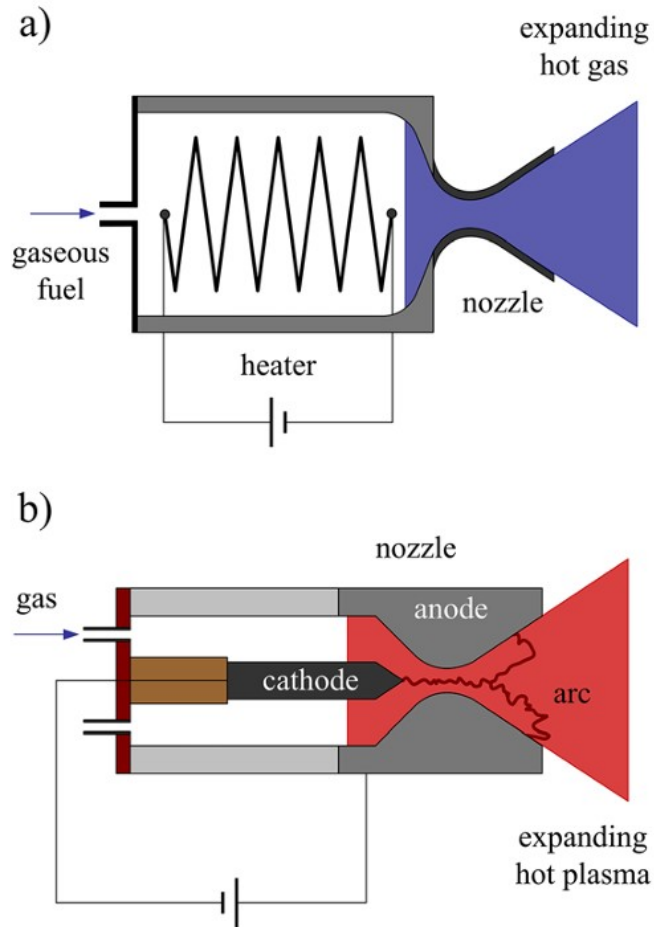


Fig.1.1: (a) レジストジェットスラスタと (b) アークジェットスラスタ [4].

1.1.2 静電加速型

イオンスラスタ

イオンスラスタはアーク放電やマイクロ波加熱などでプラズマを生成し、プラズマに露呈した多孔状の電極 (grid) に高電圧を印加してイオンを静電加速する電気推進機である (Fig.1.2)。電極からはイオンのみが排出されるが、そのまま排出を続けた場合、推進機自体がマイナスに帯電してしまう。これを避けるため、同時に中和器 (neutralizer) から電子を放出し、機体が電気的中性を保てるようにしている。イオンスラスタは実機運用された例が多く、はやぶさ [7]、はやぶさ 2 [8]、Dawn [9]、Deep Space 1 [10]、PROCYON [11] などで使用された。

イオンスラスタは比推力が大きいため衛星の長期運用に適している。その一方で、空間電荷制限によって推力密度に限界を持つため推進機として大電力化が難しい。イオンスラスタの推力に寄与する、電極間の電流密度は次のように表される。

$$j_{\text{Child}} = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \frac{V_0^{3/2}}{l^2} \quad (1.2)$$

式 (1.2) は Child-Langmuir の式といい、 V_0, l はそれぞれ電極間電圧と電極間距離である。電極間の電場 E は $0 \leq E \leq V_0/l$ の値を取りうるが、電流 j_{Child} を増大させると $E \rightarrow 0$ となってしまう。この時の電流を空間電荷制限電流といい、これ以上電流量を増やすことはできない。また、電極にプラズマが衝突することで電極が損耗する (スパッタリング) が起き、推進性能の低下や推進機としての運用寿命が制限されるという別の問題も抱えている [12].

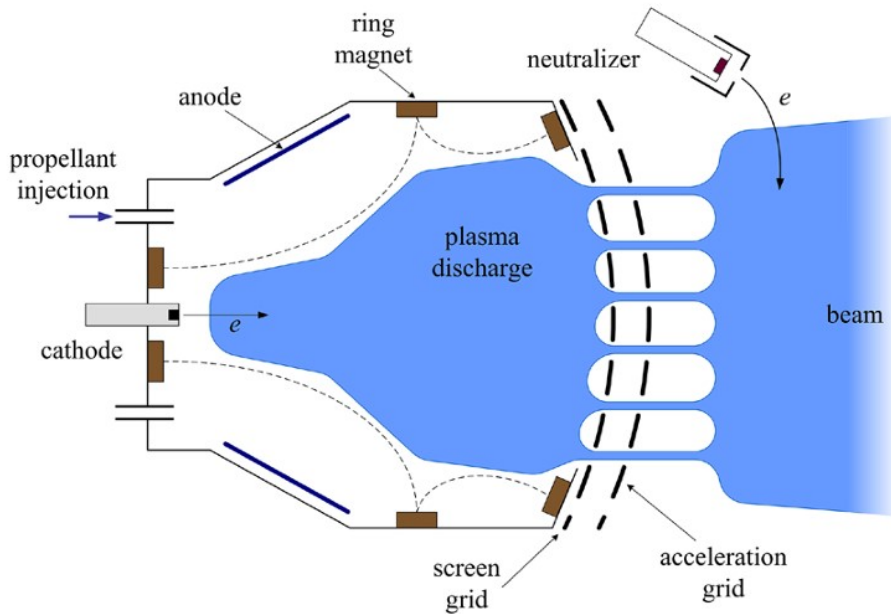


Fig.1.2: イオンスラスタ [4].

1.1.3 電磁加速型

ホールスラスタ

ホールスラスタは、ホール効果によって生じる (円筒座標系で) 軸方向のホール電場を利用してイオンを加速・排出する電気推進である。ホールスラスタの模式図を Fig.1.3 に示す。円環状のチャンネルを持ち、磁場は半径方向を向いている。放電室の上流部にアノードが、外部下流近くにカソードが配置され、アノード側が高電位となるようにこれらに間に電圧がかかっている。

軸方向ホール電場 $\mathbf{E} = (0, 0, E_z)$ と径方向磁場 $\mathbf{B} = (B_r, 0, 0)$ による $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトによって電子ホール電流

$$j_e = en_e \frac{E_z}{B_r} \quad (1.3)$$

1.1. 小型衛星と電気推進機

が生じる。さらに、電子ホール電流には磁場による軸方向の Lorentz 力

$$F = j_e B_z = en_e E_z \quad (1.4)$$

がはたらく。ホールスラスタの内部では電子は磁場によってトラップされ、ほとんどイオンのみが加速される。排出されたイオンは外部でカソードが放出する熱電子と合流し、電気的中性条件を保ちながら排出される。ただし、以上のような作動を実現するには次の条件を満たすように設計する必要がある：(1) $\omega_{ce}\tau_e \gg 1$ (ω_{ce}, τ_e はそれぞれ電子サイクロトロン振動数と電子衝突周期), (2) $r_{Le}/l \ll 1, r_{Li}/l \gg 1$ (r_{Le}, r_{Li}, l はそれぞれ電子 Lamor 半径, イオン Lamor 半径, チャンネルの代表長), (3) $l \ll \lambda_m$ (λ_m は平均自由行程).

ホールスラスタは近年の電気推進機の中でイオンスラスタと並び最も実績のある推進機であり、6 kW 級や 50 kW 級のスラスタが開発されている [16, 17]。しかし、イオンスラスタと同様にプラズマによる電極損耗の問題を抱えている [13–15]。

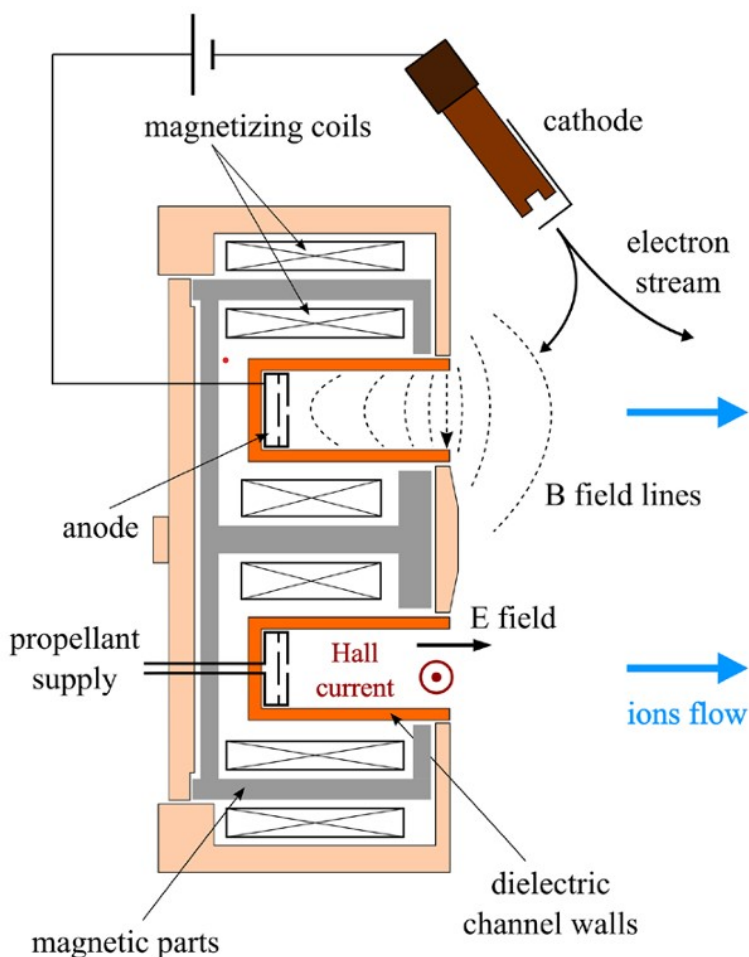


Fig.1.3: ホールスラスタ [4].

1.2 無電極電気推進機

1.1 節で述べたように、イオンスラスタやホールスラスタは広く運用されている電気推進機であるが、電極損耗の問題はその推進原理から避けることができない。また、空間電荷制限によってイオンスラスタの大電力化が困難なことも問題である。惑星間の航行時間を短縮することは人体の宇宙放射線被曝量を低減させることに繋がるため重要視されているが、そのためには推進機の大電力化が必要となる。従って、有人探査においてイオンスラスタが活躍できる場面は限られる。

このような問題の解決策として、電極を使用せずにプラズマの生成と排出を行う、無電極電気推進機 (以下、無電極推進機) がある。無電極推進機は以下の特徴を持つ。

- プラズマに露呈した電極を持たないため電極損耗が起らず、(電極損耗による) 推進機の寿命制限がない。
- 様々な推進剤を使用できる。
- プラズマが準中性状態を保ちながら排出されるため、イオンスラスタやホールスラスタのように中和器を必要としない (推進機としての設計がシンプルである)。

無電極推進機の作動は、大きくプラズマの生成とプラズマ加速排出に分けられる。電気推進機で用いられるプラズマには ECR プラズマ、アーク放電プラズマ、グロー放電プラズマ等があり、無電極推進機では特に RF プラズマやヘリコンプラズマが用いられる。RF プラズマは、高周波 (Radio Frequency, RF) の変動電場をガス状の推進剤に印加して生成される。変動磁場は変動電場を誘発し、この変動電場が原子をイオンと電子へと分解する。一般に、変動磁場の印加は Fig.1.4 のように RF アンテナを介して行われる。RF プラズマやヘリコンプラズマを高効率で生成する方法が既に確立されており、無電極推進機分野の研究はプラズマの効率的な加速・排出方法に集中している。

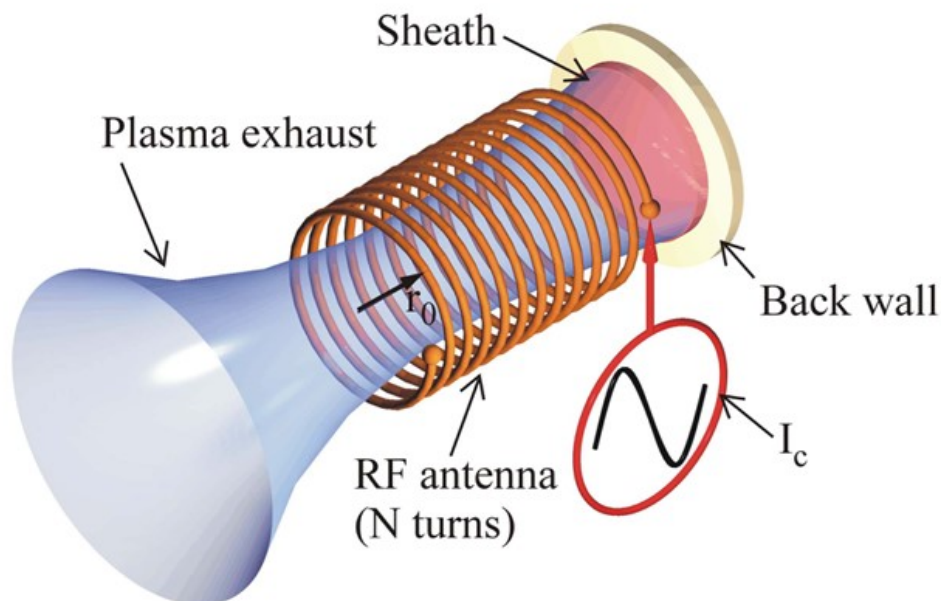


Fig.1.4: RF プラズマスラスタの概念図 [18]. ガラス管に N 回巻きの RF アンテナ (コイル) が巻かれ, これに電流 I_c を流すとアンテナを貫く方向に変動磁場が発生する. その結果, RF プラズマが生成され開口部から排出される. もう一方は絶縁体の壁で塞いでおり, 壁面にはシースが発生する.

無電極推進機の代表的な加速法として, プラズマに発散型の静磁場を印加する磁気ノズルスラスタがある. 化学推進機のノズルは推進剤気体の熱エネルギーを運動エネルギーへと変換する役割を果たすが, 磁気ノズルスラスタでは電子のエネルギーをプラズマの運動エネルギーへと変換する. 磁気ノズルスラスタについては 1.3 節で詳述する.

また, プラズマに変動電場や変動磁場を印加するタイプのスラスタもある. 前者については, 回転電場法やポンドロモータビリティによる加速を行う. 一方後者にはパルス誘導スラスタがある. パルス誘導スラスタは (磁気ノズルを使わずに) 変動磁場だけでプラズマの生成と加速を行うタイプである. このパルス誘導型の原理を磁気ノズルスラスタに適用したものが $m = 0$ や軸方向磁場卓越型プラズマスラスタである. これらについては 1.4 節で述べる.

1.3 磁気ノズルスラスタ

本節では磁気ノズルスラスタの物理現象についてまとめる. 磁気ノズルの研究は今もなお進行中であり, 数多くのテーマが存在する. その中でもダブルレイヤと推力生成, 電子のダイナミクス, 発散型磁場における電子の熱力学について述べる. また, 磁気ノズルスラスタの応用例として, 代表的な推進機 VASIMR と磁気ノズルを宇宙デブリ除去に応用する研究についても触れる.

1.3.1 ダブルレイヤと推力

ダブルレイヤ (Double Layer, DL) とは, 局所的な電荷の偏りが生じて電気的中性条件が崩れ, 電荷密度が正の領域と負の領域が隣接することで形成される, 自発的な電場である [19]. レイヤ同士は静電力とプラズマ粒子の慣性力のバランスによって保たれ, ダブルレイヤの作る電場は Boltzmann の関係式で記述される電場よりも非常に大きい. 無電極推進機におけるダブルレイヤは, ヘリコンプラズマに発散型磁場を印加したことで実験的に発見された [20, 21] (Fig.1.5 参照). ダブルレイヤの形成を観測した Charles らの研究では, ヘリコンプラズマを絶縁壁で囲まれた放電室で生成したため系には電流が流れないという条件が保たれていた. そのため, 無電流 (current-free) ダブルレイヤと呼ばれる [20].

ダブルレイヤの大きな電場を利用すればイオン加速によるイオンビーム形成が行えるため, 強力なダブルレイヤを用意すれば推力を増大させることができると考えられる. しかし, 無電流ダブルレイヤはプラズマの正味の運動量を増加させないことを示す研究がある [22]. 実際には, 無電流ダブルレイヤの上流側の電子が持つエネルギーをイオンの運動量に変換しているだけであり, 上流の電子エネルギーが下がるので全体としてのエネルギーは保存する.

すると, ダブルレイヤは推力を生まないためスラストとして機能しなくなってしまう. そのため, 一見すると磁気ノズルは推力を生成できないように見えるが, 磁気ノズルスラストの推力を成分ごとに測定した研究では推力を二流体方程式でよく説明できることが実験的に示されている. Takahashi らは 3 種類の異なる磁場形状をヘリコンプラズマに印加し, それによって推力の各成分がどのように変化するかを調べた [23]. 軸方向の全推力はプラズマソース上流端にかかる力, 電子反磁性ドリフト電流にかかる Lorentz 力, そしてイオン運動量の径方向への損失の和によって表される. 磁場形状に伴う推力の変化は, このうち反磁性ドリフト電流とこれにかかる Lorentz 力によって説明できることが明らかになった.

1.3. 磁気ノズルスラスタ

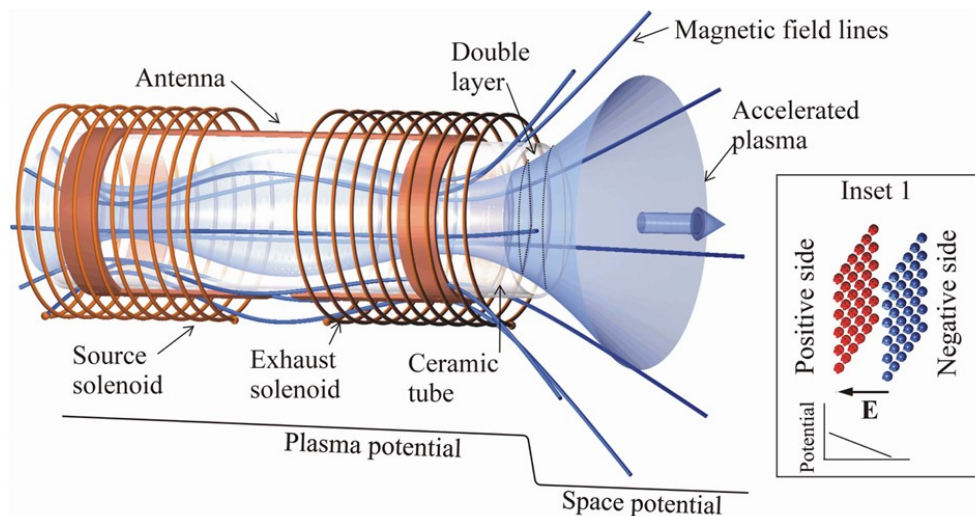


Fig.1.5: ヘリコンスラスタにおけるダブルレイヤのプラズマ加速 [18]. 磁気ノズルの部分にダブルレイヤ (Double layer) が形成されている. Inset 1 ではイオンと電子が局地的に分離して形成されるダブルレイヤの構造を示す.

1.3.2 電子のダイナミクス

磁気ノズル部分で作られるダブルレイヤによって、下流に向かって下がっていくポテンシャルドロップが推進機内に形成される。推進機内の電子のうち低エネルギーのものはポテンシャルの壁を乗り越えることができないため、高ポテンシャル側で生成された電子はそのまま高ポテンシャル側に“閉じ込め”られ、低ポテンシャル側で生成された電子は加速を受けて高ポテンシャル側に移動する。高ポテンシャル側に移動した電子は加速によってエネルギーを受け取るため、高ポテンシャル側で閉じ込められた電子よりも高いエネルギーを持つ (Fig.1.6, (a)).

また、ダブルレイヤ下流での EEDF の傾き (Fig.1.6 (b)) は上流における EEDF の高エネルギー側の傾きと一致する。これは上流側の高エネルギー電子がポテンシャルの壁を超えて下流側に流れることを表している。

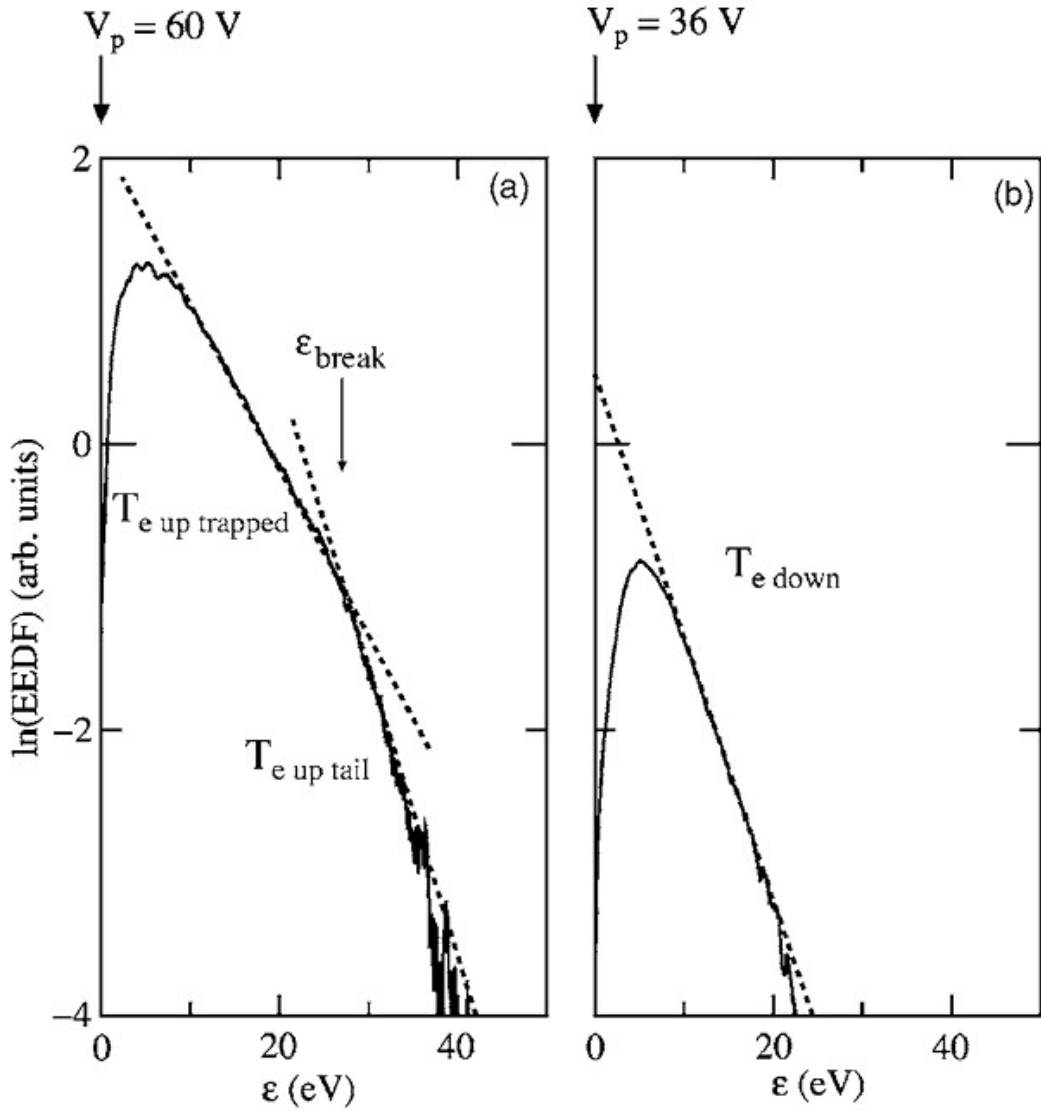


Fig.1.6: 磁気ノズルスラスタの上流 (a) と下流 (b) における電子エネルギー分布関数 (EEDF) の測定 [25]. 電子温度はそれぞれ, $T_{e,up,trapped} \sim 8$ eV, $T_{e,up,tail} \sim 3$ eV, $T_{e,down} \sim 5$ eV. ここで, trapped は高ポテンシャル側で生成された電子の, tail は加速を受けて高ポテンシャル側に移動した電子を表す. down は低ポテンシャル側の電子を表す.

1.3.3 発散型磁場における電子の熱力学

磁気ノズルにおける電子の挙動を熱力学的に解釈しようとする試みがある. 電子ガスの膨張について, 電子温度と電子密度の間に次のような関係

$$\frac{T_e}{T_{e0}} = \left(\frac{n_e}{n_{e0}} \right)^{\gamma-1} \quad (1.5)$$

1.3. 磁気ノズルスラスト

を考える (添え字の 0 は基準量とする). γ は polytropic index で, γ の値によってどのような膨張をしているかを知ることができる. 例えば, $\gamma = 1$ の時には等温膨張, $\gamma = \gamma_{adi} = (N_d + 2)/N_d$ (γ_{adi} は断熱膨張の比熱比, N_d は気体の自由度) の時には断熱膨張をしていることを意味する. 磁気ノズルスラストでは電子のエネルギーがイオンのエネルギーへと受け渡され推力に寄与すると考えられるので, この観点から断熱膨張 ($\gamma = 5/3$) することが望ましい.

Little らは電子に対し高い熱伝導率と Maxwell 型の EEPF(電子エネルギー確率関数) を仮定し, 電子からイオンへのエネルギーの受け渡しがあまり起こらないモデルを提案した [27]. このモデルでは polytropic index は $\gamma \sim 1.17$ と, ほぼ等温膨張である事が主張された (Sheehan ら [28] や Zhang ら [29] でも等温膨張が結論付けられている). しかし, 低圧・非平衡の実験室プラズマでは Maxwell 型の EEPF になることはほとんどなく, Little らの実験では EEPF の精密な測定は行われていない. また, Zhang らの実験では非 Maxwell 型 EEPF の場合に $\gamma \sim 1.17$ の等温膨張となったが [29], これに対し, 両極性電場や無電流ダブルレイヤ, シース電場が局所的な影響を与えた結果だという反論がある [25, 30].

なお, 宇宙プラズマ物理学の分野でも polytropic index は重要な役割を果たしている. Jacobs らは太陽風のモデリングを行う際, polytropic index の微調整が観測データとのずれに大きく影響することを主張している [33]. 太陽コロナのスペクトル測定を行った研究では, 磁場に沿ったプラズマの実効的な polytropic index が断熱膨張の値に近く, 熱伝導が効率的に行われていることを示した [34].

1.3.4 Variable Specific Impulse Magneto-plasma Rocket (VASIMR)

Variable Specific Impulse Magneto-plasma Rocket (VASIMR) は, 無電極推進機の中で最大電力かつ高効率な作動ができる推進機である. VASIMR は 1970 年代の核融合の磁気ダイバータ研究に起源を持ち [35], 宇宙作動を見据えて現在も研究が続けられている. VASIMR 最大の特徴はその名の通り, 推力比を変化させて (variable specific impulse) ミッションに応じた作動ができる点である.

Fig.1.7 に VASIMR の作動について説明した図を示す. 作動フローは次の通りである. まず, 推進剤を導入しヘリコン波放電によって高密度プラズマを生成する. ここで生成されるプラズマは低温だが, ICRH(イオンサイクロトロン共鳴加熱) によってイオンの熱エネルギーを増大させる. その後, 磁気ノズルを通り軸方向エネルギーへと変換される (磁力線からデタッチメントする). このような作動原理から, VASIMR は電磁加速と電熱加速の両方の特徴を持つ推進機ともいえる.

VASIMR のメリットは, 推力と比推力のバランスを自由に制御できることである. 一般的な電気推進機は投入電力が一定のため推力と比推力は反比例するが, VASIMR はプラズマ生成の電力と ICRH の電力が分離しているため, これらの電力を調整してバランス制御が可能となる.

2011 年には, 比推力が 5000 s, 推力が 5.7 N の性能が達成された [38].

1.3. 磁気ノズルスラスタ

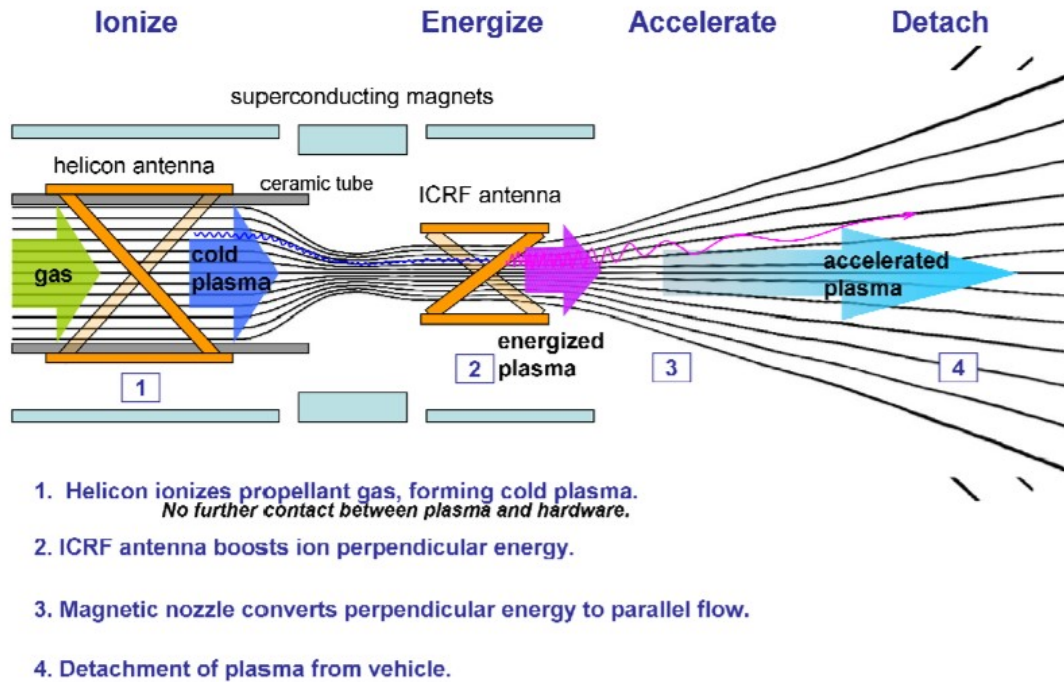


Fig.1.7: VASIMR の模式図 [36].

1.3.5 宇宙デブリ除去への応用

LEO (地球低軌道, Low Earth Orbit) は今後の宇宙開発にとって重要な空間的資源といえる。LEO では数多くの人工衛星が飛行しているが、それとともに多くの宇宙ゴミ-デブリも存在する。宇宙デブリは運用を終えた人工衛星や打ち上げロケットの残骸およびその破片を指し、時速 30,000 km(相対速度) で移動しているものもある。宇宙デブリの総質量はおよそ 6,000 トン、追尾可能なデブリの数は 22,000 個にも達すると推定されている [39]。宇宙デブリの管理・除去は LEO の安全な利用にとって欠かせない作業であり、今日の宇宙開発にとって重要な課題である。

宇宙デブリの除去法には様々あり、ロボットアームによる直接的な除去やレーザービームを照射してデブリの軌道遷移を行う方法などがある [40]。電気推進機を使って軌道遷移させる方法としては、真逆の方向を向いた (双方向) イオンスラスタを使用する方法 [41] や磁気ノズルスラスタを使う方法 [42] が考案されている。これらのスラスタは、片方の開口部から出るプラズマをデブリに照射させることで軌道遷移を行い、もう片方の開口部でスラスタとデブリとの距離を調整する。

双方向磁気ノズルスラスタを Fig.1.8 に示す。このスラスタは 2 つの磁気ノズルを持ち、それぞれの静磁場は互いに独立したソレノイドコイルに電流を流して形成される (Fig.1.8 (b))。ソレノイドコイルの電流量と推進剤流量を調節することで双方向から排出されるプラズマの量を制御できることが実験的に示された [42]。自律した移動機能とデブリ除去機能を兼ね備えたスラスタとして運用が期待される。

1.4. 変動磁場印加型プラズマスラスタ

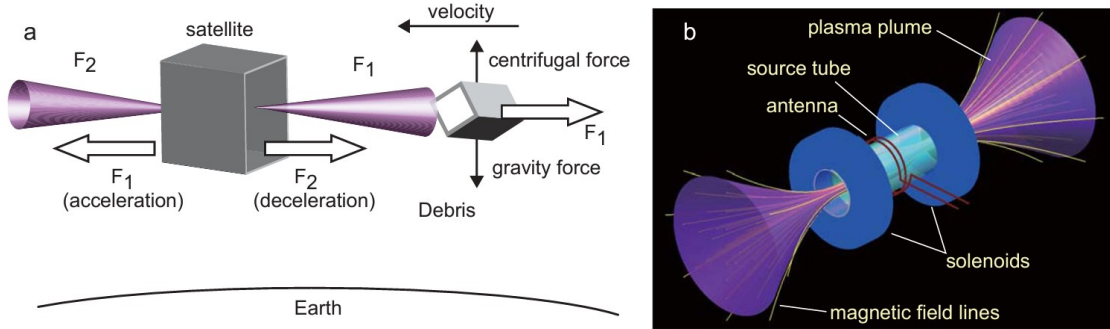


Fig.1.8: デブリ除去のコンセプト (a) と双方向に開口部を持った磁気ノズルスラスタ (b) [42].

1.4 変動磁場印加型プラズマスラスタ

$m = 0$ アンテナを用いてプラズマに変動磁場を印加し、電磁誘導によってプラズマを加速する方式を本論文では変動磁場印加型プラズマスラスタと定義する。(円筒型の)絶縁管に巻かれた $m = 0$ コイルに交流を流すと、軸方向(円筒座標系で z 方向)に時間変動磁場 \tilde{B}_z が発生する。ただし、変動磁場の周波数は 10 kHz オーダーであり、RF プラズマ生成で使用する周波数より非常に小さい。Faraday の法則によって \tilde{B}_z は周方向に電場 E_θ を作り出し、周方向電流 j_θ が誘起される。この j_θ は半径方向を向いて静磁場 B_r との相互作用で生じる Lorentz 力によって下流へと排出される。

本論文では、上述の加速法を利用した無電極推進機について研究を行った。研究対象は 2 種類のスラスタであり、静磁場の配位がそれぞれ異なる。1 つは軸方向 (z 方向) へ卓越した磁場配位を、もう 1 つは半径方向 (r 方向) へ卓越した磁場配位を、それぞれもつ推進機であり、本論文では前者を軸方向磁場卓越型、後者を径方向磁場卓越型として区別する。これらについて、以下で詳述する。

1.4.1 軸方向磁場卓越型

軸方向磁場卓越型は、 $m = 0$ コイルをプラズマソースの最上流部に配置し RF アンテナとの距離を近づけ、プラズマの高密度領域に変動磁場を印加して推進効率の向上を狙った推進機である。静磁場は上流の永久磁石によって形成され、変動磁場はスパイラルコイルに 60 kHz の交流を流すことで印加する。軸方向磁場卓越型の静磁場形状は発散型 ($\mathbf{B} = (B_r, B_z)$)、ただし周方向成分はゼロ) であり、磁気ノズルスラスタと同様の物理現象が起きている。これに加え、変動磁場により j_θ を誘起されて Lorentz 力がこれにかかり、最終的にはイオンと電子が準中性状態を保ちながら排出される (Fig.1.9)。Sekine ら [43, 44] は、推進機内におけるプラズマ密度、浮遊電位、イオン流速などを測定し、周方向電流 j_θ の形成とイオン加速について詳細に調べた。その結果について以下、周方向電流とイオン加速に分けて概説する。

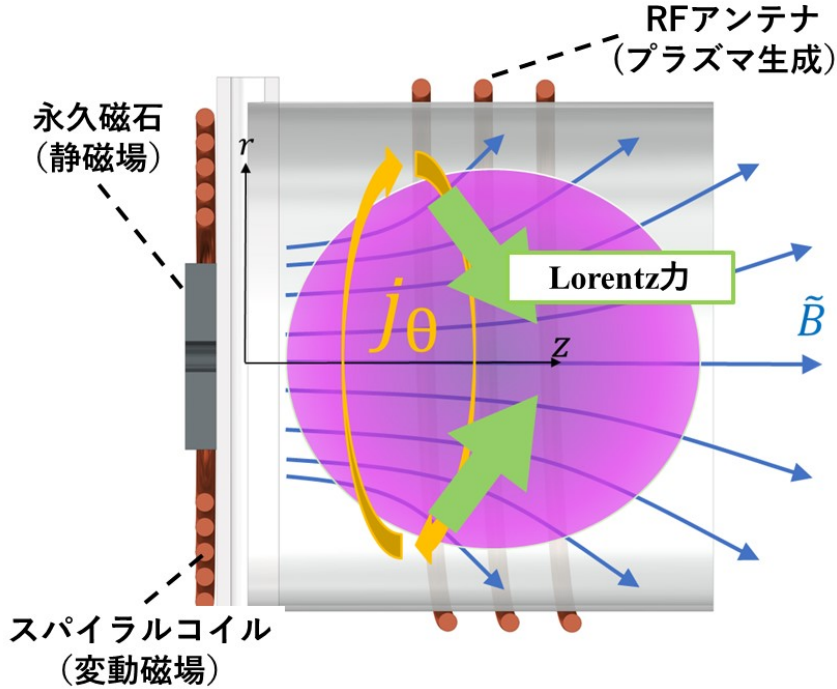


Fig.1.9: 周方向電流 j_θ とこれにかかる Lorentz 力.

周方向電流

電子の移動度がイオンに対して非常に大きい ($\because m_e \ll m_i$) ため, 周方向電流のキャリアは電子である ($j_\theta \simeq j_{e,\theta}$). 古典輸送理論のもとではプラズマの衝突が十分に起きている (衝突優勢仮定, collisional limit) と仮定され, 周方向電場 E_θ が周方向電流 j_θ を駆動する. すなわち, 古典拡散による周方向の電子電流 $j_{e,\theta}^{\text{class}}$ は,

$$j_{e,\theta}^{\text{class}} = \sigma_\perp E_\theta \quad (1.6)$$

と表せる. ここで, σ_\perp は磁場 $\mathbf{B} = B(r, z)$ に垂直な方向の電気伝導率であり, 磁場並行方向の電気伝導率 σ_\parallel を用いて次のように書ける.

$$\sigma_\parallel = \frac{ne^2}{m_e(\nu_{en} + \nu_{ei})} \quad (1.7)$$

$$\sigma_\perp = \frac{1}{1 + h_e^2} \sigma_\parallel \quad (1.8)$$

$h_e = \omega_{ce}/(\nu_{en} + \nu_{ei}) = eB/(m_e(\nu_{en} + \nu_{ei}))$ は電子ホールパラメータ, ν_{en}, ν_{ei} はそれぞれ電子-中性粒子衝突周波数と電子-イオン衝突周波数である. 古典輸送理論では衝突が優勢なので $h_e \rightarrow 0$ となる. $h_e \rightarrow 0$ のもとでは $\sigma_\perp \rightarrow \sigma_\parallel$ なので, 衝突が十分に起こる分, 磁場に対する方向に依らず電気伝導率が均一になると解釈できる.

1.4. 変動磁場印加型プラズマスラスト

周方向電流が磁気プローブによって測定され (実験値を \tilde{j}_θ とする), 式 (1.6) と比較した [44]. なお, E_θ は軸方向の変動磁場 (\tilde{B}_z) を測定し, Faraday の法則

$$E_\theta = \frac{1}{2\pi r} \iint_S \frac{\partial \tilde{B}_z}{\partial t} dS \quad (1.9)$$

を用いて計算された. ところが, 計算された $j_{e,\theta}^{\text{class}}$ は \tilde{j}_θ よりも 10^4 倍程度大きく, 値は一致しなかった.

そこで, 衝突優勢仮定とは逆の無衝突近似 (collisionless limit, $h_e \rightarrow \infty$) のもとで考える. 無衝突近似における電子周方向電流は, 電子の反磁性電流 $j_{De,\theta}$ と $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト電流 $j_{\mathbf{E} \times \mathbf{B},\theta}$ の和として近似できる (導出過程は Appendix A を参照).

$$j_{e,\theta} \simeq j_{De,\theta} + j_{\mathbf{E} \times \mathbf{B},\theta} \quad (1.10)$$

ただし,

$$j_{De,\theta} = \frac{\partial_{\perp,rz} p_e}{B} \quad (1.11)$$

$$j_{\mathbf{E} \times \mathbf{B},\theta} = -\frac{enE_{\perp,rz}}{B} \quad (1.12)$$

ここに p_e は電子温度, n はプラズマ密度, $\mathbf{E}_{\perp,rz}$ は磁力線に垂直な $r-z$ 面内の電場である ($\partial_{\perp,rz}$ も同様の定義). 推定した $j_{De,\theta}$ と測定値 \tilde{j}_e を比較したところ, \tilde{j}_e は $j_{De,\theta}$ より数倍程度大きいことが判明した. 従って, 式 (1.10) より周方向電流は $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト電流 (1.12) が担っていると考えられる.

$\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト電流が支配的であるとすれば, 磁場垂直方向に電場 $\mathbf{E}_{\perp,rz}$ が発達していると考えられる. 式 (1.10, 1.11, 1.12) から電子にかかる力の釣り合いを考えると,

$$j_{e,\theta} B \simeq \partial_{\perp,rz} p_e - enE_{\perp,rz} \quad (1.13)$$

となる (Fig.1.10 参照). 式 (1.13) の左辺は周方向電流にかかる Lorentz 力, 右辺第 1 項は (磁場垂直方向の) 電子圧力勾配, 第 2 項は $\mathbf{E}_{\perp,rz}$ による静電力 $enE_{\perp,rz}$ である. 先行研究 [43] では式 (1.13) が満たされることが実験的に示され, $\mathbf{E}_{\perp,rz}$ はこの条件のもとに発達すると考えられる. また, \mathbf{E}_{\perp} は式 (1.12) によって表されることからホール電場とみなせる.

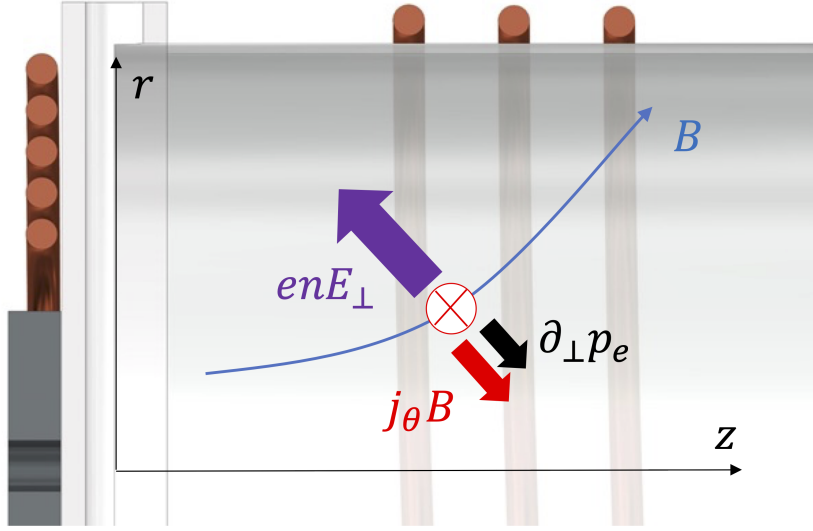


Fig.1.10: 電子周方向電流 $j_{e,\theta}$ にかかる力の釣り合い.

イオン加速

イオン加速について、磁場を横切る方向と並行な方向に分けて記述する。まず、磁場を横切る方向へは、局所的なホール電場 $\mathbf{E}_{\perp,rz}$ によって静電加速される。

$$m_i \left[\frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t} + (\mathbf{u}_i \cdot \nabla) \mathbf{u}_i \right] = e \mathbf{E}_{\perp,rz} \quad (1.14)$$

本推進機においてイオンは非磁化であるためサイクロトロン運動はせず、磁場の効果は入らない。上流側では $\mathbf{E}_{\perp,rz}$ は中心軸を向いているため、中心軸上でプラズマ密度が大きくなる。

中心軸上に集中したイオンは、軸方向を向いた磁場 $\mathbf{B} \simeq (0, 0, B_z)$ に沿って下流へと加速される。イオンを加速させる電場 E_z は、電子の軸方向の力の釣り合いの式から導くことができる。

$$enE_z = -\frac{\partial p_e}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial z}(nT_e) \quad (1.15)$$

プラズマデタッチメントの節で述べた通り発散磁場によって電子温度は低下するが、軸方向の磁場に沿った流れでは電子温度は低下せずほぼ一定であることがわかっている [45]。よって、式 (1.15) の左辺と右辺を z 方向に積分して次を得る。

$$\ln \left(\frac{n}{n_0} \right) = \frac{e(\phi_p - \phi_{p0})}{T_e} \quad (1.16)$$

式 (1.16) は (電子に対する) Boltzmann の関係で、右辺は規格化された軸方向のポテンシャルドロップである (添え字 0 は上流の値を表す)。すなわち、密度勾配が Boltzmann 電場を形成し、イオンは軸方向に加速される。

1.5. 研究目的

以上をまとめると、変動磁場印加型プラズマスラストでのイオン加速は次のようなステップに従う。(1) 周方向電流 $j_{e,\theta}$ は $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト電流 $j_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}e,\theta}$ と反磁性電流 $j_{De,\theta}$ から成り、電子にかかる力の釣り合いを満たすようにホール電場 $E_{\perp,rz}$ が発達する。(2) $E_{\perp,rz}$ により中心軸上にプラズマが集中する。(3) プラズマ密度の増大に伴い、局所的に大きな Boltzmann 電場が作られ、これに従いイオンは (磁場に沿って) 下流方向に加速される。

1.4.2 径方向磁場卓越型

軸方向磁場卓越型ではホール電場 \mathbf{E}_{\perp} が中心軸方向を向いているため、イオンを直接的に軸方向へと加速することはできない。そこで、上流部でほとんど半径方向を向くような静磁場配位を用いし、ホール電場が軸方向を向くようにして高効率なイオン加速を狙った推進機が径方向磁場卓越型プラズマスラストである。

この推進機では、これまでにターゲット板を用いた推力測定、マッハプローブによるイオン流速測定、ラングミュアプローブによる浮遊電位測定が行われ、次のような結果が得られている [46]。

- 浮遊電位測定の結果、変動磁場に応じて変化する変動成分の振幅が軸方向磁場卓越型での結果 [43] と比べて 1/100 程度の大きさであった。このことから、ホール電場 \mathbf{E}_{\perp} の大きさが非常に小さいと考えられる。
- \mathbf{E}_{\perp} がほとんど形成されてないにも関わらず、変動磁場の周波数に応じたイオン流速の変動が確認された。すなわち、 \mathbf{E}_{\perp} 以外の要因で変動磁場周波数と同じ周波数でイオン加速が起きている。
- 軸方向磁場卓越型と異なり、本推進機の上流部 (周方向電流が発達する領域) ではイオンも磁化している。そのため \mathbf{E}_{\perp} ではなく、周方向電場 E_{θ} と径方向磁場 B_r による軸方向の $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト電流がイオンを軸方向に駆動していると考えられる。

1.5 研究目的

1.4 節で見たように、変動磁場印加型プラズマスラストではホール電場がイオン加速を起こす上で重要な役割を担っている。しかし、いずれの推進機でもプラズマ密度測定や浮遊電位測定の結果から間接的にホール電場の存在を示唆しているのみである。特に、ラングミュアプローブで浮遊電位を取得しそこからプラズマポテンシャルを推定するには電子温度の情報が必要になるが、電子温度を空間的に一定とする・時間変化はないものとするといった前提がおかれているため必ずしも正確なプラズマポテンシャルを得ることはできない。

そこで、本研究ではプラズマポテンシャルと電子温度のより正確な測定を行い、先行研究で行われなかった電場分布の直接的な取得を目指す。具体的には、以下の3つを目的とする。

1. エミッシブプローブによるプラズマポテンシャル測定を行い、軸方向磁場卓越型推進機における電場分布の変化を計測する。

1.5. 研究目的

2. 径方向磁場卓越型推進機においても電場分布を計測する．その上で軸方向磁場卓越型の電場分布と比較し, 静磁場配位を変更したことで電場の方向がどのように変化したかを明らかにする．
3. 径方向磁場卓越型におけるホール電場の形成を検証する．

第 2 章

実験装置と方法

2.1 真空装置

本実験では直径 1.4 m, 長さ 3 m のステンレス製真空チャンバー (Fig.2.1) を使用した。チャンバー内を真空状態に保つため, 2 つの真空ポンプを用いている。真空引きをする際は最初にロータリーポンプ (大亜真空製, RPK-3000, Fig.2.1 参照) で大気圧から約 40 Pa まで粗引きをする。その後, クライオポンプ (ULVAK 製, U-20P, Fig.2.2 参照) で真空引きを行い, 背圧はおよそ 8×10^{-4} Pa (推進剤を導入している時は $\sim 10^{-2}$ Pa) まで到達することができる。クライオポンプはヘリウムコンプレッサとチラーを用いて冷却している。

チャンバー内圧力はピラニ真空計 (大亜真空製, PSG-1) と電離真空計 (アネルバ製, M-431HG) を用いて測定する。2 つの真空計を Fig.2.3 に示す。前者は大気圧から ~ 1 Pa, 後者は 1 Pa 以下の圧力帯を, それぞれ測定することができる。

2.1. 真空装置

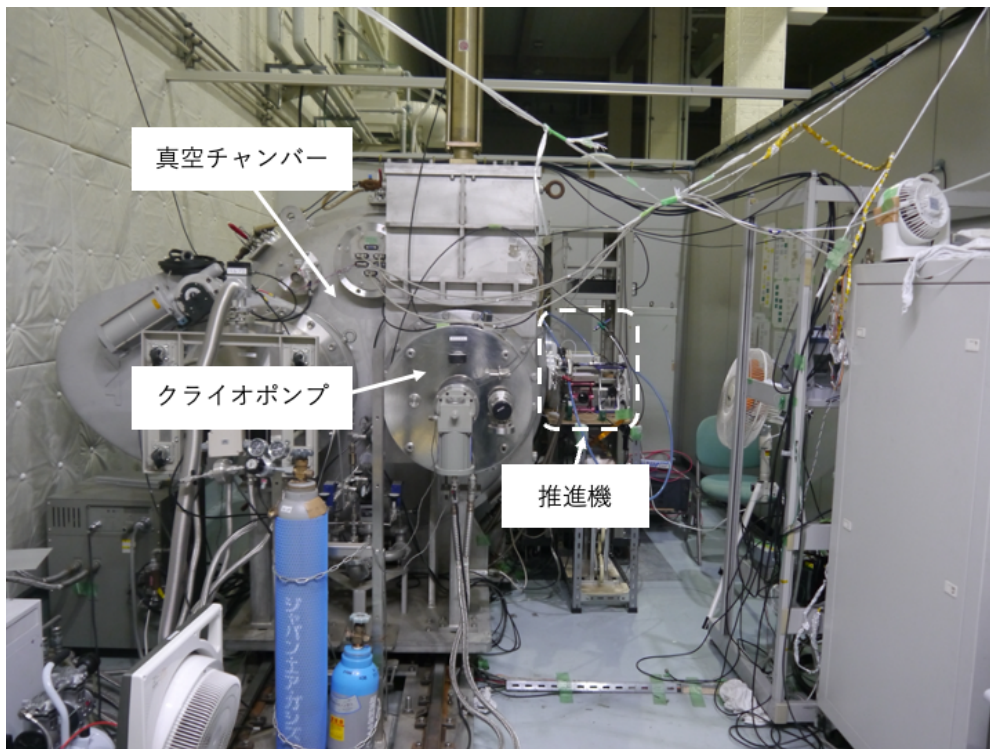


Fig.2.1: 真空チャンバー, クライオポンプおよび推進機.

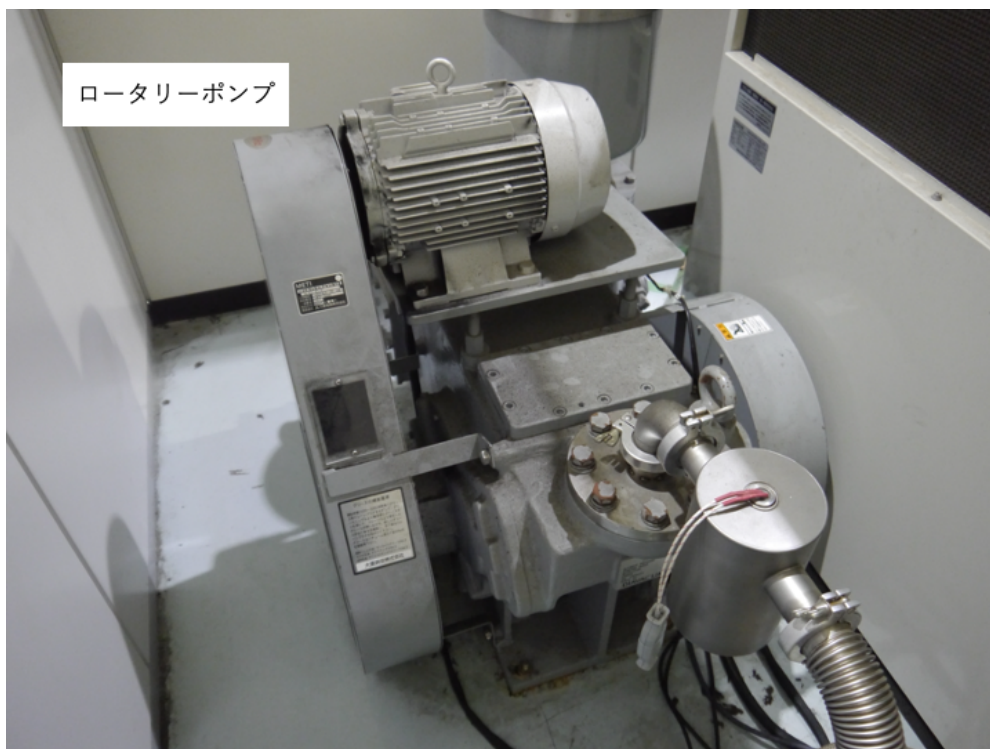


Fig.2.2: ロータリーポンプ.

2.2. 推進剤ガス供給系



Fig.2.3: ピラニ真空計 (左) と電離真空計 (右).

2.2 推進剤ガス供給系

ガス供給は推進剤 (Ar) のガスタンクと推進剤流量制御器 (マスフローコントローラー, MFC, Fig.2.4) からなる. MFC は流量を 1 sccm 刻みで, 10 sccm から 90 sccm まで変更することができる. チャンバー, 真空ポンプ, ガス供給系, 推進器を含めた全体系統を Fig.2.5 に示す.

2.3 RF プラズマ生成用電源

高周波 (RF) プラズマ生成のため, 高周波電源 (Thamway 製, T161-5613HA) を使用した (Fig.2.6). 電源の諸表を Table.2.1 に示す. 出力電力は 1 W 刻みで変更することができる. RF プラズマ生成用電源から出力された電力は Fig.2.6 上のインピーダンス整合をとるためのマッチングボックスを介して推進機のアンテナに送られる. マッチングボックス内部には 2つの可変コンデンサと 1つの可変インダクタが内蔵されており, 電源と負荷を合わせた部分のインピーダンスが 50Ω となるようにフィードバック制御でインピーダンス整合を行う.

2.3. RF プラズマ生成用電源

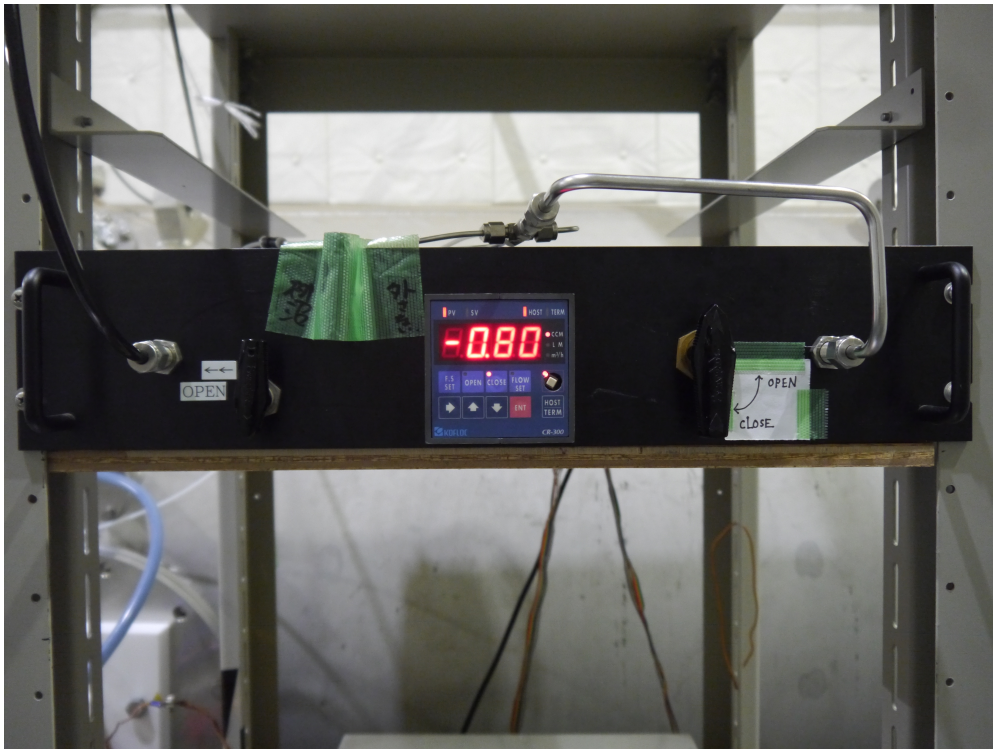


Fig.2.4: 推進剤流量制御器 (マスフローコントローラー, MFC). 中央のパネルに流量が表示される。

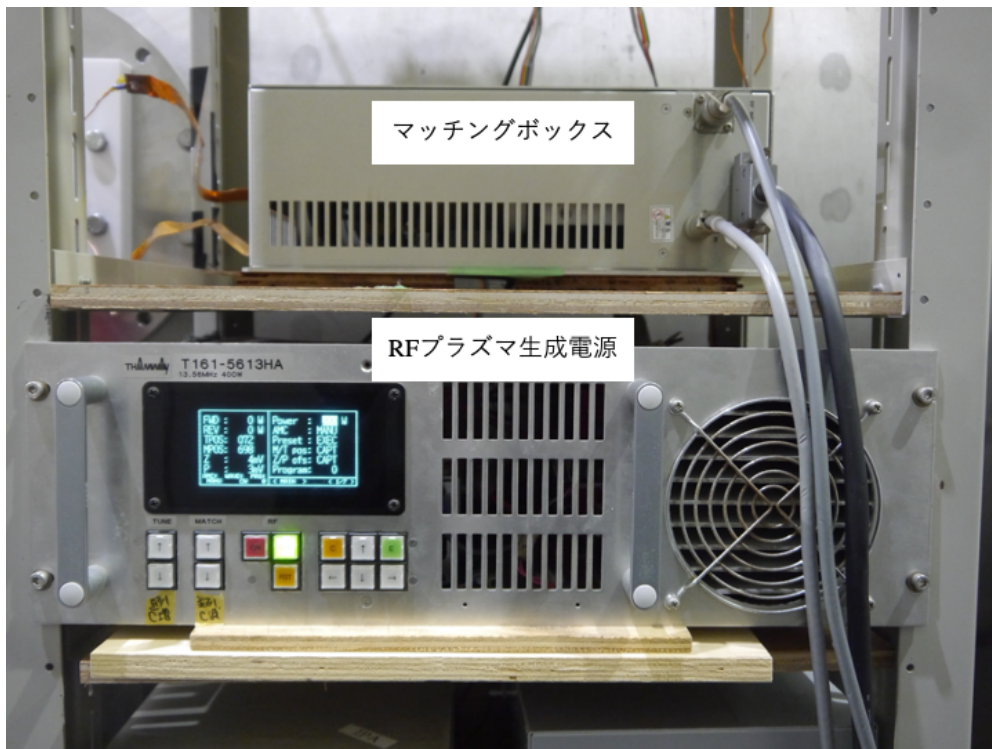


Fig.2.6: RF プラズマ生成用電源 (下) とマッチングボックス (上).

2.4. パルス電流生成回路

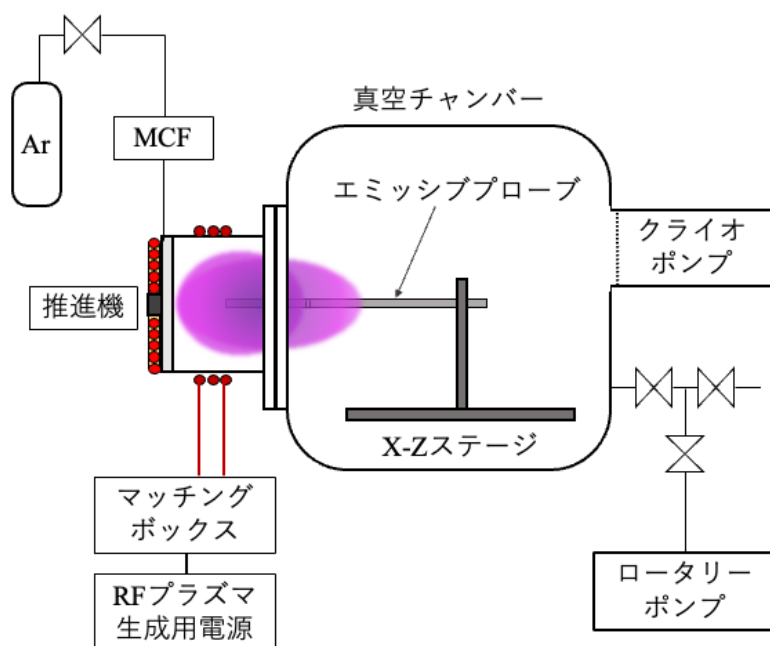


Fig.2.5: 真空チャンバー, 真空ポンプ, ガス供給系, 推進機を含めた系統図.

Table.2.1: RF プラズマ生成用電源諸表.

| 周波数 | 最大出力電力 | 特性インピーダンス |
|-----------|--------|-------------|
| 13.56 MHz | 400 W | 50 Ω |

2.4 パルス電流生成回路

変動磁場を発生させるための電流を流す回路がパルス電流生成回路である。回路図を Fig.2.8 に示す。DC 電源 (東和計測製, AKTB-03K1P/S) は 400 nF のキャパシタを充電するために使用される。最大出力電圧と電流はそれぞれ 3 kV, 1 mA である。本実験においては充電電圧を 1 kV とした。キャパシタへの充電が完了したのち, IGBT スイッチ (SEMIKRON 製, SEMiX603GB12E4p) にファンクションジェネレータ (RIGOL 製, DG1022. Fig.2.9 参照) からトリガ信号が入力され, キャパシタと加速コイル (スパイラルアンテナ) を含んだ LCR 共振回路ができる。この LCR 回路には 10 kHz オーダーの低周波パルス電流 (以降, 加速コイル電流 I_{acc} と呼称する) が流れ, 加速コイルを介してプラズマ中に変動磁場を印加することができる。なお, 実験を行う軸方向磁場卓越型推進機と径方向磁場卓越型推進機で加速コイル電流の周波数は異なり, 前者は 60 kHz, 後者は 53 kHz である (Fig.2.8)。これはそれぞれの推進機で使用したスパイラルアンテナの自己インダクタンスが互いに異なることが原因である。測定対象であるプラズマポテンシャルと電子温度の周波数は, 加速

2.4. パルス電流生成回路

コイル電流の周波数に依存して変動するため、約 7 kHz の周波数の差は測定に大きな影響を及ぼさないと考える。

加速コイル電流 I_{acc} は Rogowskii コイルによって計測され、その出力電圧はオシロスコープ (Rohde & Schwarz 製, RTH1004. Fig.2.10 参照) でプローブ信号として取得される。オシロスコープは入力端子, GND と 4 つのチャンネルが互いに絶縁されている。オシロスコープでデータ取得する際は、搭載されている平均化機能を使って 32 回平均化処理を行った。また、実験系では RF プラズマ生成用電源の 13.56 MHz のノイズが出力信号に合わせて入り込んでしまうため、これもオシロスコープ搭載機能であるデジタルローパスフィルタをかけてデータを得た。帯域制限周波数は 2 MHz である。

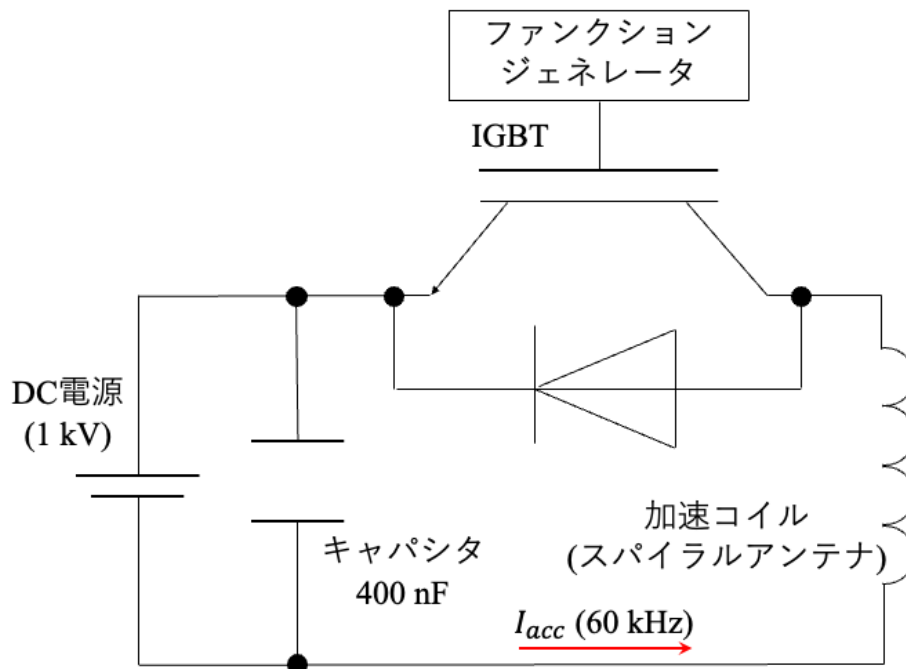


Fig.2.7: パルス電流生成回路.

2.4. パルス電流生成回路

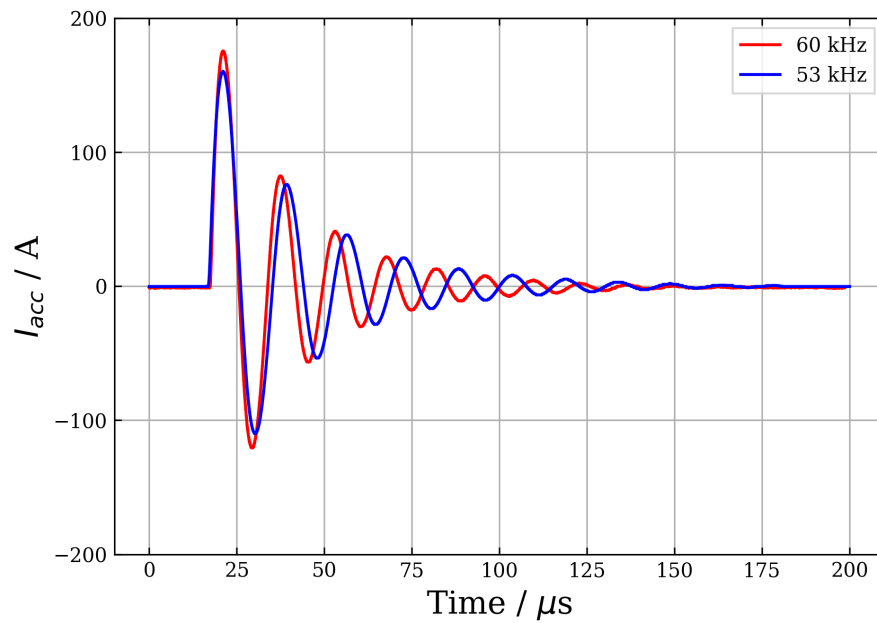


Fig.2.8: 軸方向磁場卓越型と径方向磁場卓越型で使用する加速コイル電流 I_{acc} の波形. 赤の波形が前者で, 青の波形が後者で使用する加速コイル電流で, 周波数はそれぞれ 60 kHz, 53 kHz である.

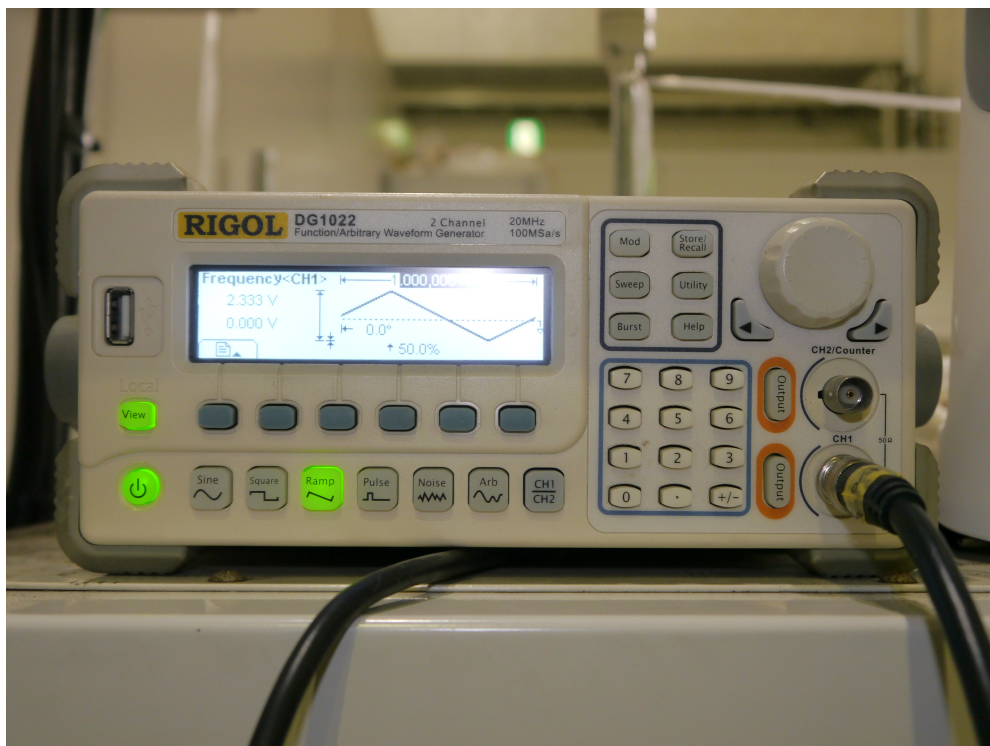


Fig.2.9: ファンクションジェネレータ.

2.5. エミッシブプローブ



Fig.2.10: オシロスコープ.

2.5 エミッシブプローブ

2.5.1 測定原理

プラズマポテンシャルの測定はプラズマの挙動を理解するうえで重要なパラメータである。エミッシブプローブ (Emissive probe) は、種々あるプラズマポテンシャルの計測法の中で最もシンプルかつ精度よく計測を行うことができる [47, 49].

エミッシブプローブの測定対象は、プローブの電極における浮遊電位 (V_f) である。浮遊電位においては電極に流入するイオンフラックスと電子フラックスの和がゼロになる。エミッシブプローブ測定の特徴は、プラズマのイオンと電子のフラックスに加え、プローブの電極 (フィラメント) から放出される熱電子のフラックスを含めた3つのフラックスがゼロになる点において浮遊電位が決定される (Fig.2.11)。プラズマのイオン、電子、フィラメントから放出される熱電子のフラックスをそれぞれ $\Gamma_i, \Gamma_e, \Gamma_{e,em}$ とすると、エミッシブプローブで測定する浮遊電位は次の式から決定される。

$$\Gamma_i - \Gamma_e + \Gamma_{e,em} = 0 \quad (2.1)$$

ここでフラックス (電流) の方向はフィラメントに流れ込む方向をプラスに取っている。

イオンフラックスは, Bohm 速度 v_B を用いて

2.5. エミッシブプローブ

$$\Gamma_i = n_s v_B \quad (2.2)$$

と表される. Bohm 制限 $v_B \geq \sqrt{T_e/m_i}$ によってシース端におけるイオン速度はゼロより大きく, 従ってイオンフラックスもゼロにはならない. 一方, プラズマの電子が Maxwell 分布であると仮定した場合, 電子フラックスは

$$\Gamma_e = \frac{1}{4} n_s v_e \exp\left(\frac{-e\phi_{\text{sheath}}}{T_e}\right) \quad (2.3)$$

と表される ($n_s, \phi_{\text{sheath}}, T_e$ はシース端におけるプラズマ密度, シースポテンシャル, 電子温度 (eV 単位)). また, $v_e = \sqrt{8T_e/\pi m_e}$ は電子の熱速度である.

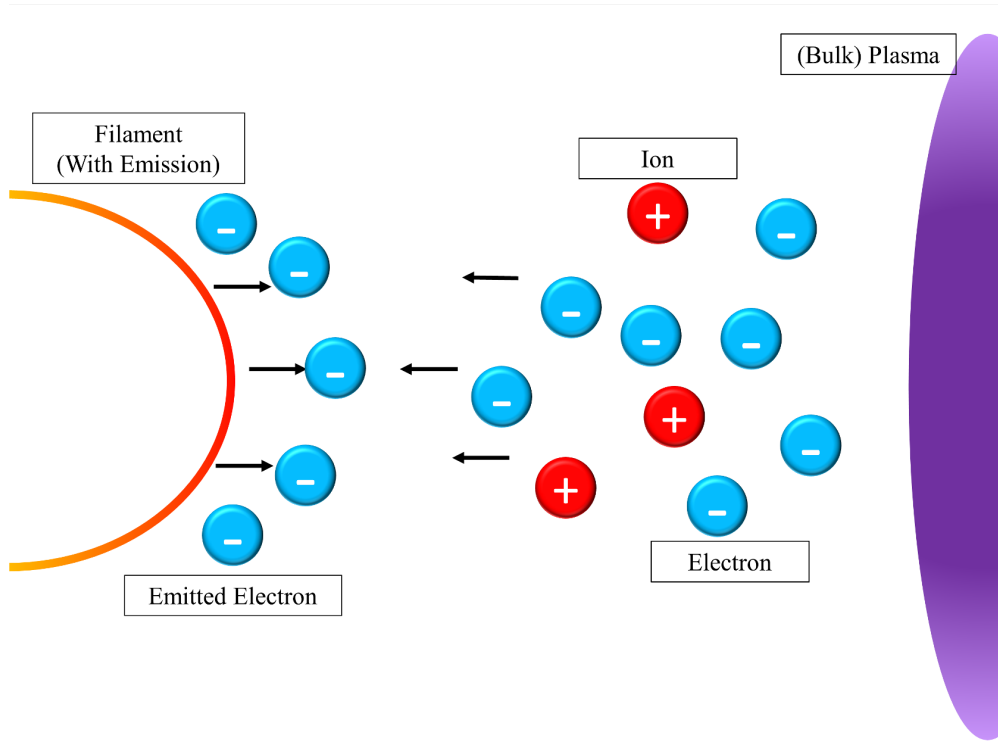


Fig.2.11: プラズマのイオン, 電子およびエミッシブプローブの先端から出る熱電子の動きを示した図. これら 3 つのフラックスの和が 0 となるように浮遊電位が定まる.

式 (2.1) において $\Gamma_{e,\text{em}}$ とした場合, 式 (2.2), (2.3) を代入することにより次のシースポテンシャルを得る.

$$\phi_{\text{sheath}} = -\frac{T_e}{e} \ln \sqrt{\frac{m_i}{2\pi m_e}} \quad (2.4)$$

電子はイオンに比べ移動度が大きい ($m_e \ll m_i$) ためフィラメントには電子がイオンよりも流入し, プラズマポテンシャルと比べてフィラメントの電位は低くなる. 熱電子フラックスがある場合, Hobbs らによるとシースポテンシャルは式 (2.4) から次のように変化する [48].

2.5. エミッシブプローブ

$$\phi_{\text{sheath,em}} = -\frac{T_e}{e} \ln \left(\frac{1 - \hat{\Gamma}}{\sqrt{2\pi m_e/m_i}} \right) \quad (2.5)$$

$\hat{\Gamma}$ はフィラメントから放出される熱電子のフラックスと流入する電子のフラックスの比である。また、電子温度とイオン温度との間に $T_i \ll T_e$ の関係を仮定している。式 (2.5) は熱電子の放出量が増えるほどシースのポテンシャルドロップは小さくなることを主張しているが、準中性プラズマの場合は空間電荷制限によって $\hat{\Gamma} < 1$ であるため、 $\phi_{\text{sheath}} = \phi_p$ とはならない。熱電子の電子温度は一般にプラズマの電子温度に比べて小さいため、フィラメントとプラズマの間のポテンシャルドロップ ϕ_{sheath} が小さくなるほどプラズマに到達しにくくなる。つまり、熱電子を一定量以上放出した場合、熱電子の一部がフィラメント側に戻ってくる。この時の ϕ_{sheath} の大きさは、

$$\phi_{\text{sheath}} \approx -\frac{T_e}{e} \quad (2.6)$$

となり、電子温度倍程度で飽和する [49]。

2.5.2 本実験での測定方法

以上の議論から、プラズマポテンシャル ϕ_p はフィラメントにおける浮遊電位 V_f と熱電子放出が無い場合のシース端のポテンシャルドロップ (2.4) を用いて

$$\phi_p = V_f + \phi_{\text{sheath}} = V_f - \beta \frac{T_e}{e} \quad (2.7)$$

と求めることができる。ただし、 $\beta \equiv \ln \sqrt{m_i/2\pi m_e}$ であり、本実験で用いたアルゴンプラズマ ($m_i = 6.6 \times 10^{-26}$ kg) に対しては $\beta = 5.17$ である。 V_f はエミッシブプローブの測定によって得られるが、本実験で T_e は未知数であるため、 ϕ_p, T_e を含んだ関係式をもう1つ用意し連立させて解く必要がある。そのためには式 (2.5) を用いて $\phi_p = V_f + \phi_{\text{sheath,em}}$ を用いればよいが、 $\hat{\Gamma}$ が未知であるためこのままでは解くことができない。しかし数値計算の先行研究 [50] によると、十分に熱電子放出が起きている場合は $\phi_{\text{sheath,em}} = 1.5T_e/e$ となることが示されている。

以上をまとめると、本実験において ϕ_p (および T_e) を求めるため、次の連立方程式を解く。

$$\begin{cases} \phi_p = V_f^{\text{hot}} + \alpha T_e = V_f^{\text{hot}} + \frac{1.5T_e}{e} \\ \phi_p = V_f^{\text{cold}} + \beta T_e = V_f^{\text{cold}} + \frac{5.17T_e}{e} \end{cases} \quad (2.8)$$

$V_f^{\text{hot}}, V_f^{\text{cold}}$ はそれぞれ、十分に熱電子放出をしている時と全く放出していない時の浮遊電位とする (後に詳述)。Fig.2.12 に式 (2.8) の関係を模式的に示す。

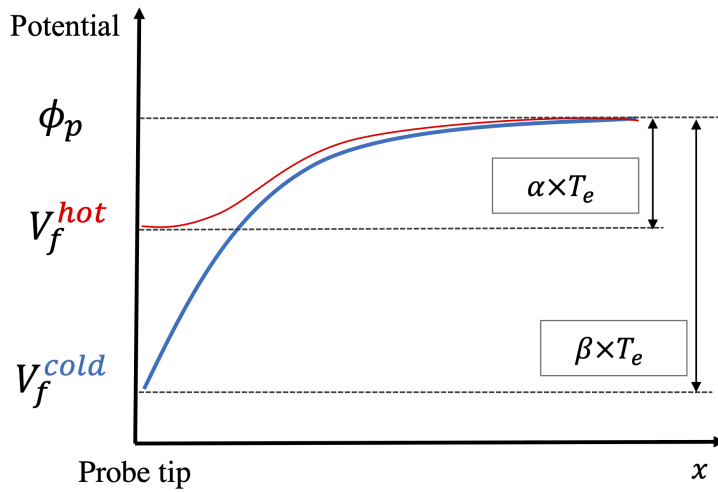


Fig.2.12: プローブ先端部の電位とプラズマポテンシャル ϕ_p との電位差.

2.5.3 作成したプローブ

本実験で使用したエミッシブプローブを Fig.2.13 に示す. プローブは全長が 600 mm で, セラミック菅の先端に熱電子を放出するトリウム入りタングステン (Thoriated Tungsten, トリタン) が付いている. トリタンワイヤーの直径は 0.15 mm であり, このトリタンに電流を流して Joule 加熱し, 熱電子を放出する.

セラミック菅は直径 2 mm で, 内部に直径 0.4 mm の孔が 2 つ空いている. 孔の中には先端のトリタンとは別のタングステン線が複数本走っており, トリタンの両端とタングステン線がセラミック菅の内部で電氣的に接触している (Fig.2.13 (a)). 菅内部のタングステン線は直流電源に繋がり, 電圧を印加することでトリタン部を熱する電流 (Heater current) を流すことができる (Fig.2.13 (b)). 測定対象である浮遊電位は 2 つの 100 Ω 抵抗の間の電圧を測定して得る.

なお, トリタン自体は着脱できるようになっている. 複数回実験を続けるとトリタンが熱で損耗・破断してしまい, 高頻度でトリタンを交換する必要があるためである.

トリタンに流れる電流量が増加していくと, 測定する浮遊電位は次第に高くなっていき, 最終的には飽和する. これを表しているのが Fig.2.14 である. 2.0 A 程度までは横ばいだが, 2.3 A あたりから急激に上昇し, 2.5 ~ 3.0 A で飽和する. Fig.2.15 はプラズマ内部でエミッシブプローブから熱電子を放出している様子である. 電流量が増えたことで熱電子の量も増え, より強く発光している. 本実験においては, この飽和した状態の浮遊電位を V_f^{hot} , 電流が全く流れていない状態で測定した浮遊電位を V_f^{cold} と定義する. また, 浮遊電位が飽和する電流量はプラズマの状態 (測定点の位置による違いを含める) によって変わるため, 各測定点で V_f^{hot} 測定時の電流量は変化するが, 典型的には 2.5 ~ 3.0 A の値をとる.

2.5. エミッシブプローブ

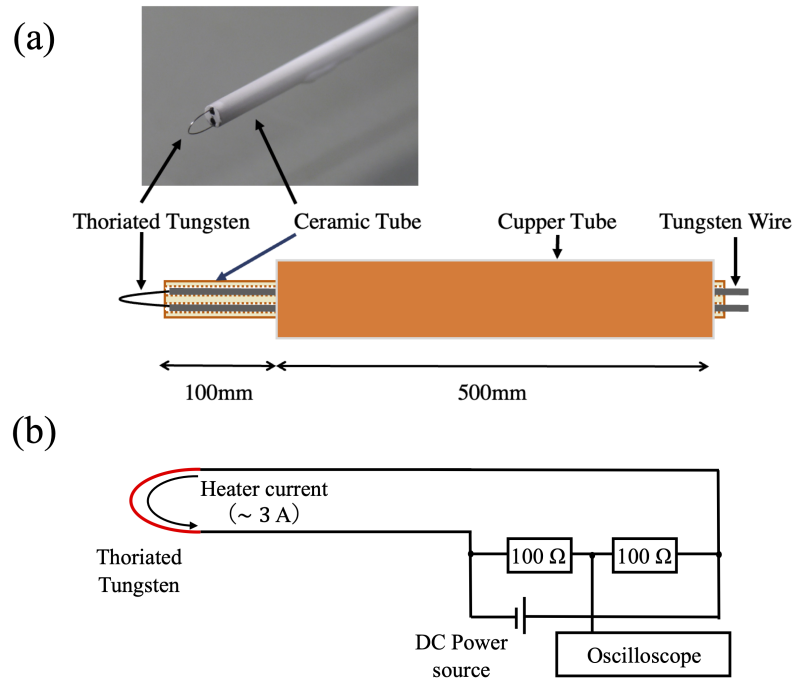


Fig.2.13: (a) エミッシブプローブの模式図と (b) プローブ回路.

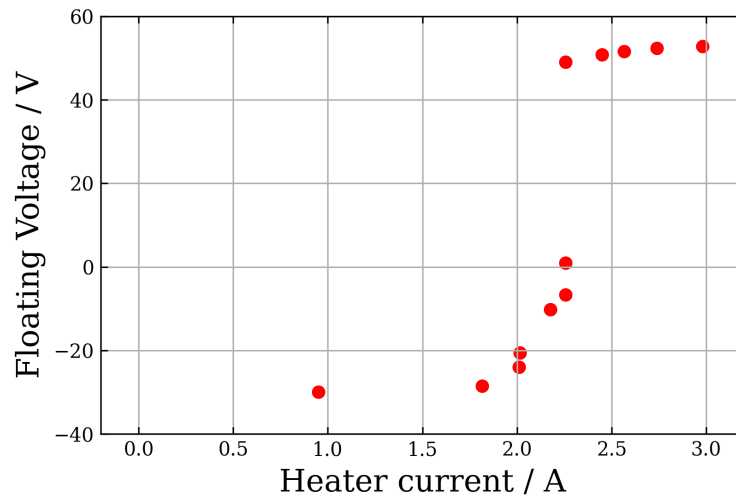


Fig.2.14: トリタンに流れる電流 (Heater current) と測定した浮遊電位の関係.

2.5. エミッシブプローブ

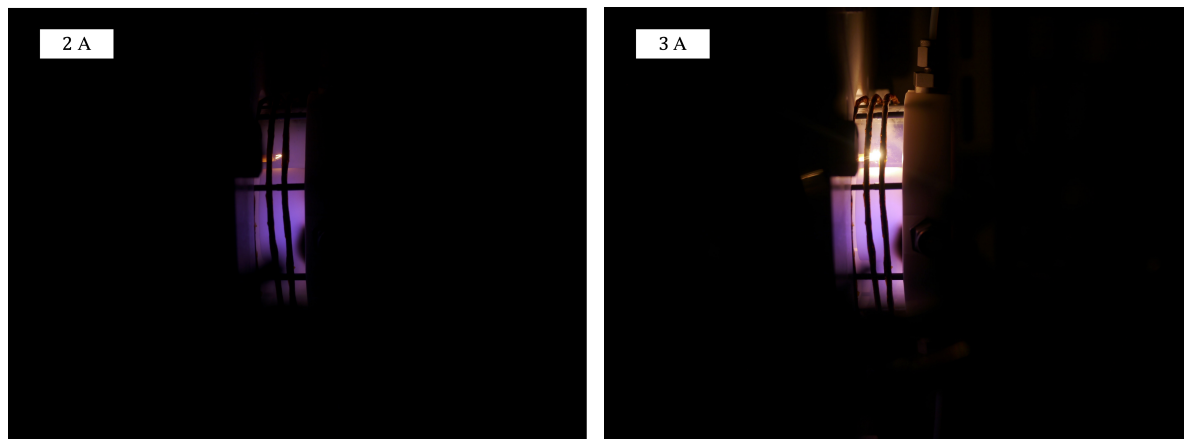


Fig.2.15: 推進機内部で Ar プラズマ (紫色) を着火させ, エミッシブプローブから熱電子を放出している様子. 左はトリタンに約 2 A, 右は約 3 A 流れている状態で, 電流の大きさに応じてプローブの発光が強くなっている.

第 3 章

プラズマポテンシャルと 電子温度の測定

本章では実験の測定と結果について述べる。2種類の実験を実施し、軸方向型と径方向磁場卓越型推進機のそれぞれでエミッシブプローブによるプラズマポテンシャルと電子温度の測定を行った。なお、これ以降は簡潔のため、軸方向磁場卓越型推進機を「軸方向型」、径方向磁場卓越型推進機を「径方向型」と表記する。

3.1 軸方向型における測定

3.1.1 推進機と磁場形状

軸方向型の座標系を Fig.3.1, 外観を Fig.3.2 にそれぞれ示す。プラズマを生成する放電室は、直径 8 cm, 長さ 5 cm のガラス管であり、ガラス管の周りにはプラズマ生成用 RF アンテナ, 上流部には永久磁石と変動磁場印加用スパイラルコイル (加速コイル) が配置されている。ガラス管は真空チャンバーに外付けされ、推進機上流部の上部と下部の両方から推進剤が導入される。放電室内の上流面はセラミックプレートが置かれ、プレートの複数の孔から推進剤が均一になるように拡散する。軸方向型の座標系は円筒座標系とし、原点をガラス管の最上流面における中心におく。また、真空チャンバー内部にはエミッシブプローブが配置され、リニアアクチュエータで r, z 方向にそれぞれ動かすことができる。

永久磁石が推進機内に作る静磁場の分布を Fig.3.3 に示す。上流部で磁場強度が最も強くなっており、一般的な磁気ノズルスラストの静磁場を形成している。

3.1. 軸方向型における測定

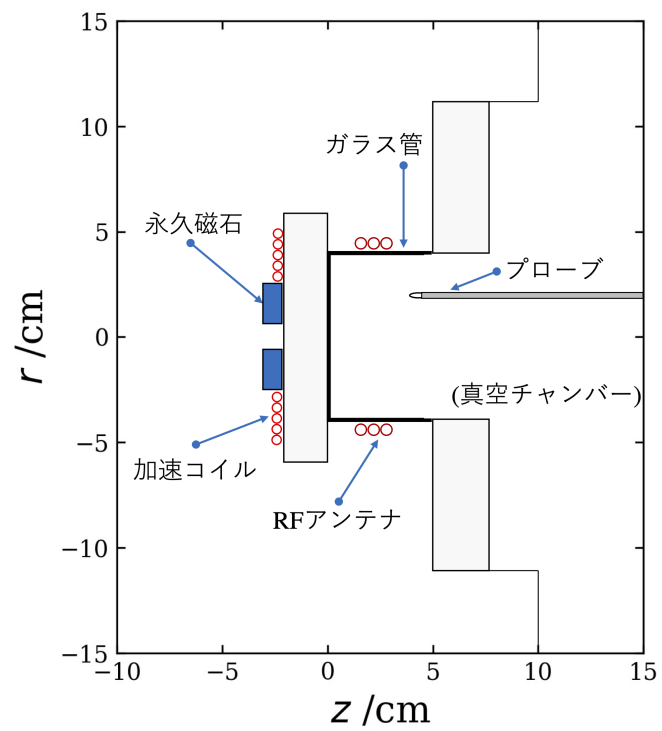


Fig.3.1: 軸方向型における座標系.

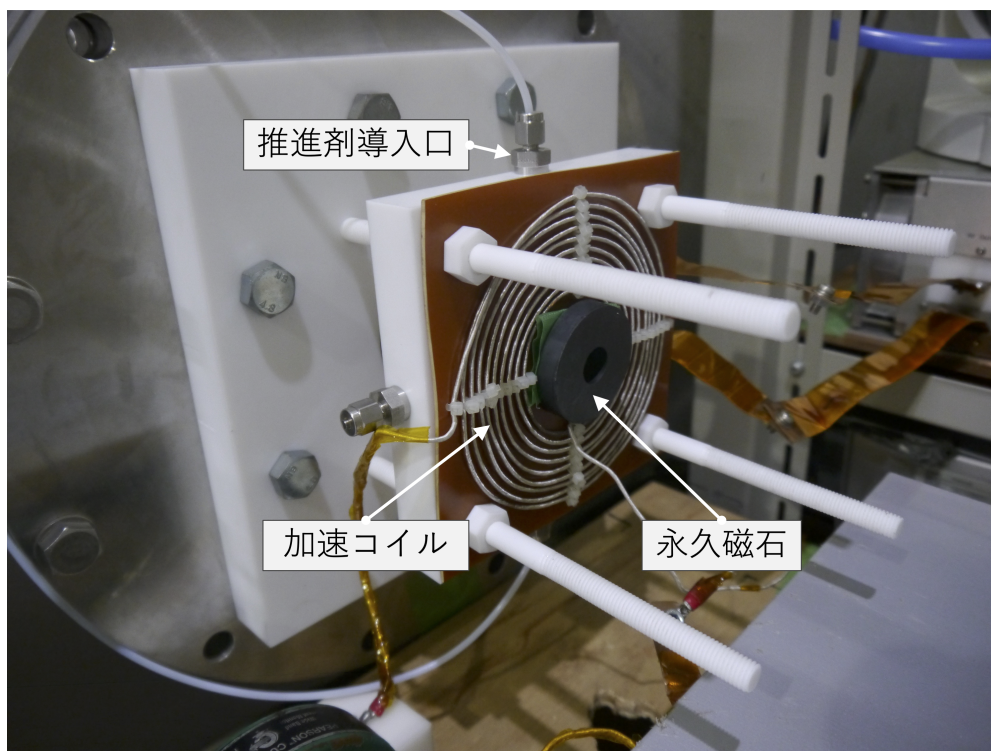


Fig.3.2: 軸方向型のセットアップ.

3.1. 軸方向型における測定

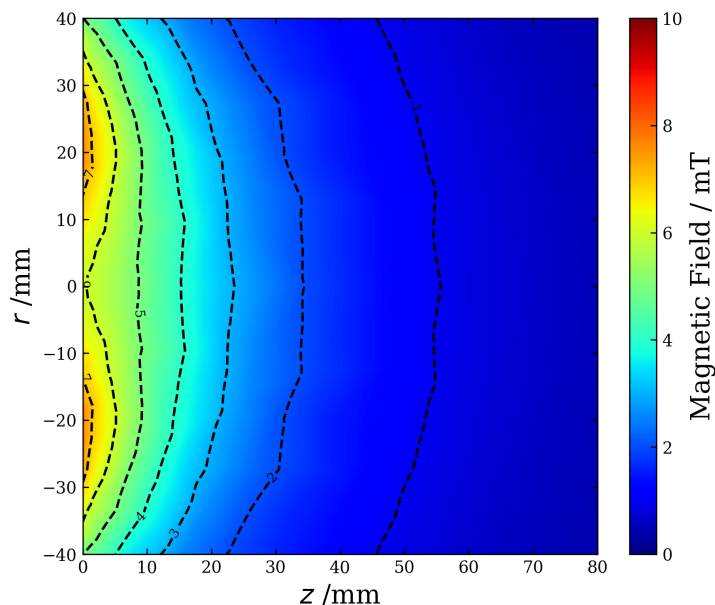


Fig.3.3: 軸方向型の磁場形状.

3.1.2 実験条件と測定方法

プラズマ生成と加速コイル電流

プラズマ生成電力は 200 W, 推進剤には Ar ガスを使用した. 推進剤の流量は 60 sccm である. また, 加速コイル電流の周波数は 60 kHz である.

測定方法

変動磁場を印加した時のプラズマポテンシャルを測定するため, 次のように測定を行った. まず, 測定位置にエミッシブプローブを移動させ, プラズマを点火する. V_f^{hot} を測定する場合はこの状態で電流を流し始め, 浮遊電位の飽和を確認する (V_f^{cold} を測定する場合は電流は流さない). その後, ファンクションジェネレータを使用して 1 Hz 周期で加速コイル電流を流し, 計測を行った.

V_f^{hot} 測定時はプローブ先端が非常に高温になるため, 推進機の壁面に至近距離まで近づけることができない. そのため, 本実験ではプローブの測定範囲を $0 \leq r \leq 30, 10 \leq z \leq 40$ に制限した (プラズマの軸対称性を仮定しており, r 方向は半分の領域で測定している). 測定点の間隔は 3 mm とし, 合計 121 点で計測した.

3.1.3 測定結果

プラズマポテンシャルと電子温度の時間変化

最初に例として, $(r, z) = (24, 19)$ における測定結果を Fig.3.4 に示す. 横軸に時間をとり, 加速コイル電流, V_f^{cold} , V_f^{hot} , プラズマポテンシャル ϕ_p , 電子温度 T_e の時間変化をプロットした. 加速コイル電流の変化に応じた変動が各物理量で確認できる. これを測定領域の各点で取得した.

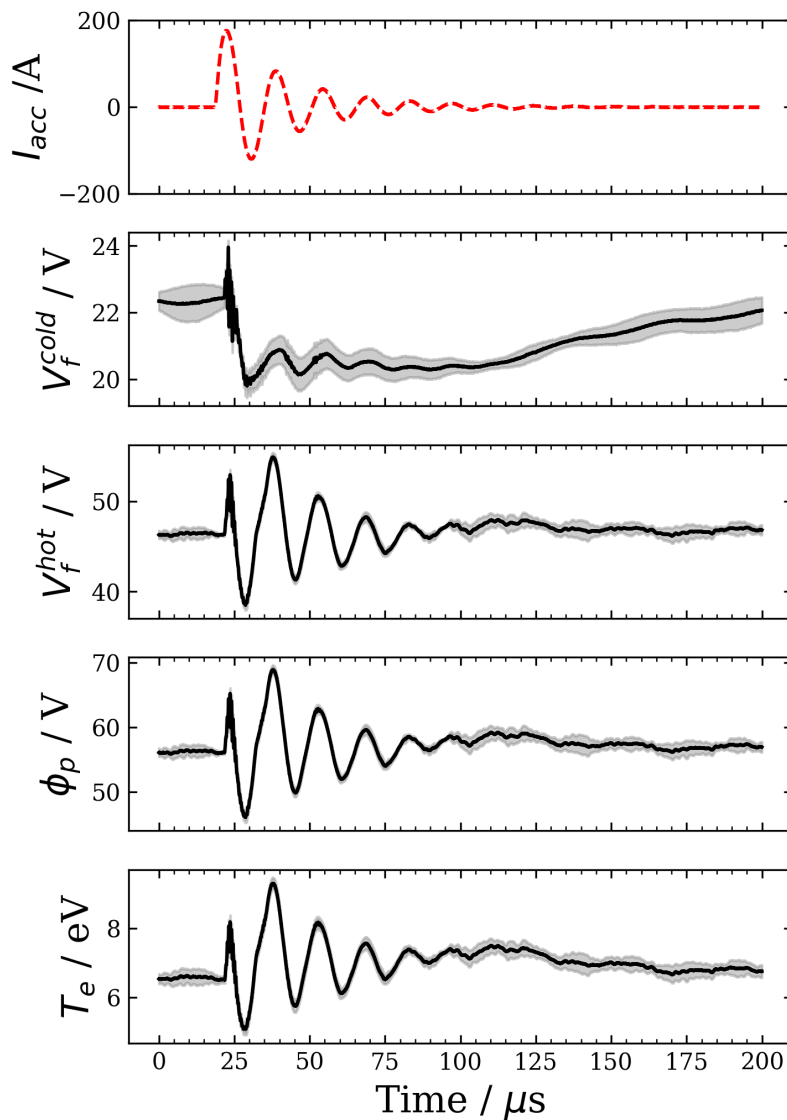


Fig.3.4: 上から, 加速コイル電流, $(r, z) = (24, 19)$ における浮遊電位 V_f^{cold} , V_f^{hot} , プラズマポテンシャル ϕ_p , 電子温度 T_e の測定結果. 灰色の部分は測定の標準誤差を表す.

3.1. 軸方向型における測定

プラズマポテンシャルの2次元分布

各点で測定したプラズマポテンシャルを2次元座標にプロットしたものが Fig.3.5～3.9 に示す。これらは $I_{acc} = 0$ となる時刻, dI_{acc}/dt が最大・最小および0となる時刻に対応している。

プロットしたポテンシャルは, 2次元のガウス関数を3つ重ね合わせた関数で非線形最小二乗フィッティングをした結果である。フィッティング関数を式(3.1)に示す。各々の2次元ガウス関数は式(3.2)で表され, 変数は座標 r, z , フィッティングパラメータは $A_i, \mu_{r,i}, \mu_{z,i}, \sigma_{r,i}, \sigma_{z,i}$ である。フィッティング関数はこれらに加え, 定数部分の C をパラメータに持ち, 合計16個のフィッティングパラメータがある。

$$f(r, z) = \sum_{i=1}^3 f_i(r, z) + C \quad (3.1)$$

$$f_i(r, z) = A_i \exp \left[-\frac{(r - \mu_{r,i})^2}{\sigma_{r,i}^2} \right] \exp \left[-\frac{(z - \mu_{z,i})^2}{\sigma_{z,i}^2} \right] \quad (3.2)$$

また, Fig.3.10 に $z = 16$ における径方向の ϕ_p 変化を, Fig.3.11 に $r = 30$ における軸方向の ϕ_p 変化をそれぞれ示す。波線はフィッティングの結果を表す。先行研究 [43] ではおよそ $20 \leq r \leq 30, 0 \leq z \leq 20$ の領域でイオン飽和電流値が増減を繰り返しており, 周方向電流 j_θ が発達していると考えられる。本測定で得られた結果でも同じ領域で ϕ_p の変動が大きく発生していることがわかる。

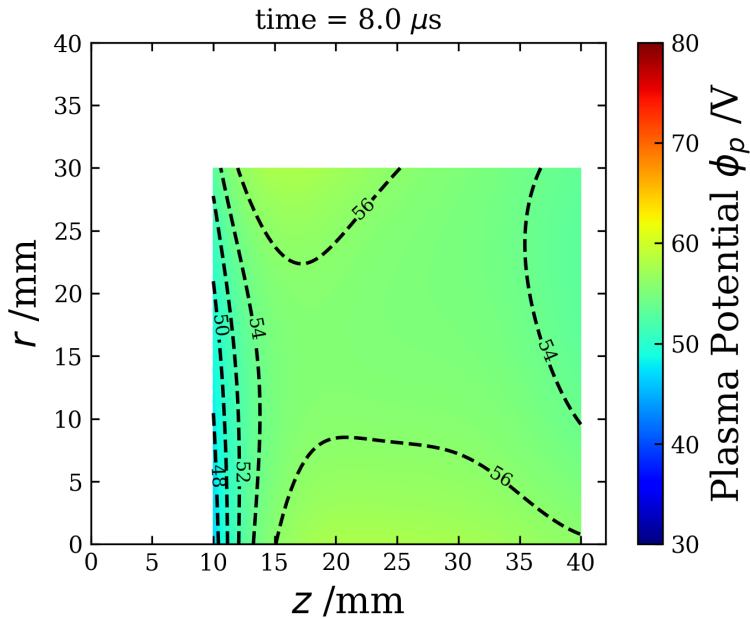


Fig.3.5: 時刻 $t = 8.0 \mu\text{s}$ におけるプラズマポテンシャルの2次元分布。

3.1. 軸方向型における測定

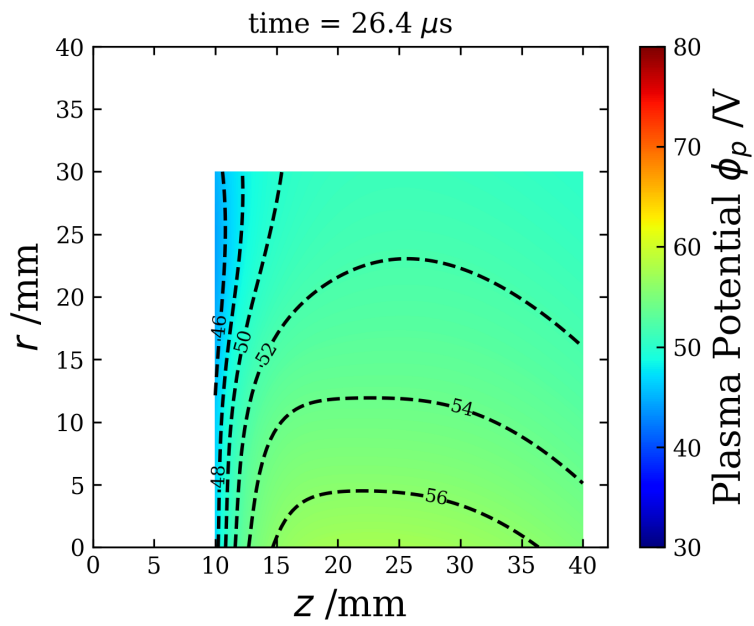


Fig.3.6: 時刻 $t = 26.4 \mu\text{s}$ におけるプラズマポテンシャルの2次元分布.

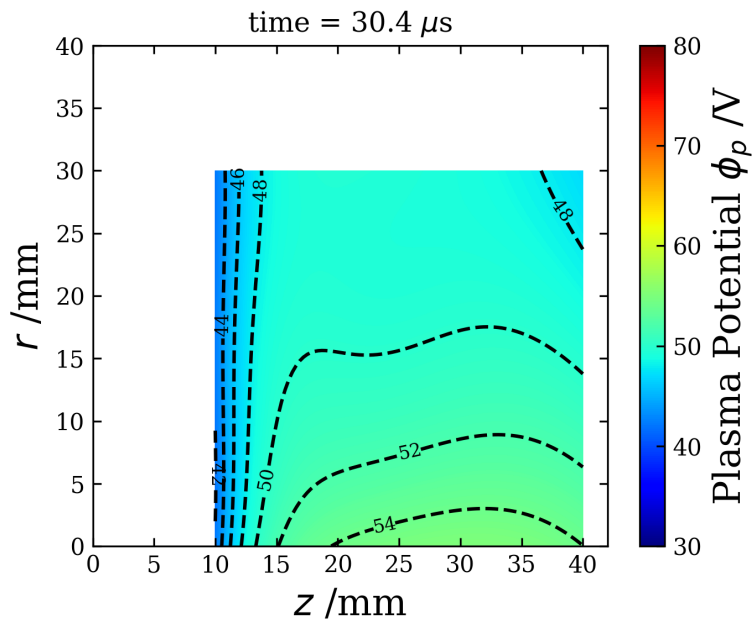


Fig.3.7: 時刻 $t = 30.4 \mu\text{s}$ におけるプラズマポテンシャルの2次元分布.

3.1. 軸方向型における測定

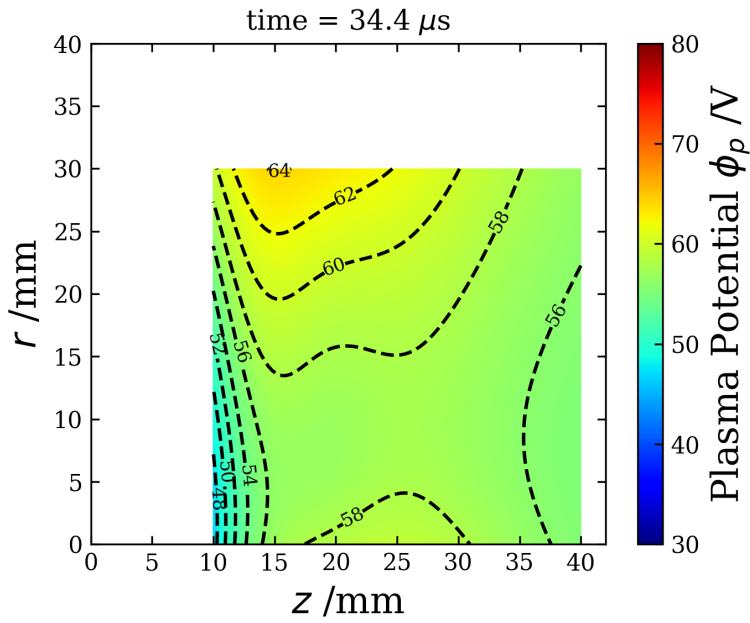


Fig.3.8: 時刻 $t = 34.4 \mu\text{s}$ におけるプラズマポテンシャルの2次元分布.

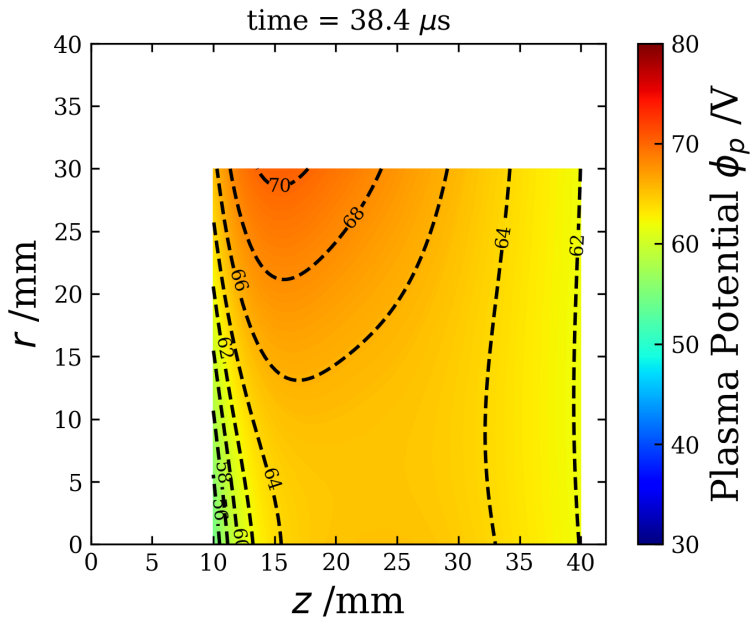


Fig.3.9: 時刻 $t = 38.4 \mu\text{s}$ におけるプラズマポテンシャルの2次元分布.

3.1. 軸方向型における測定

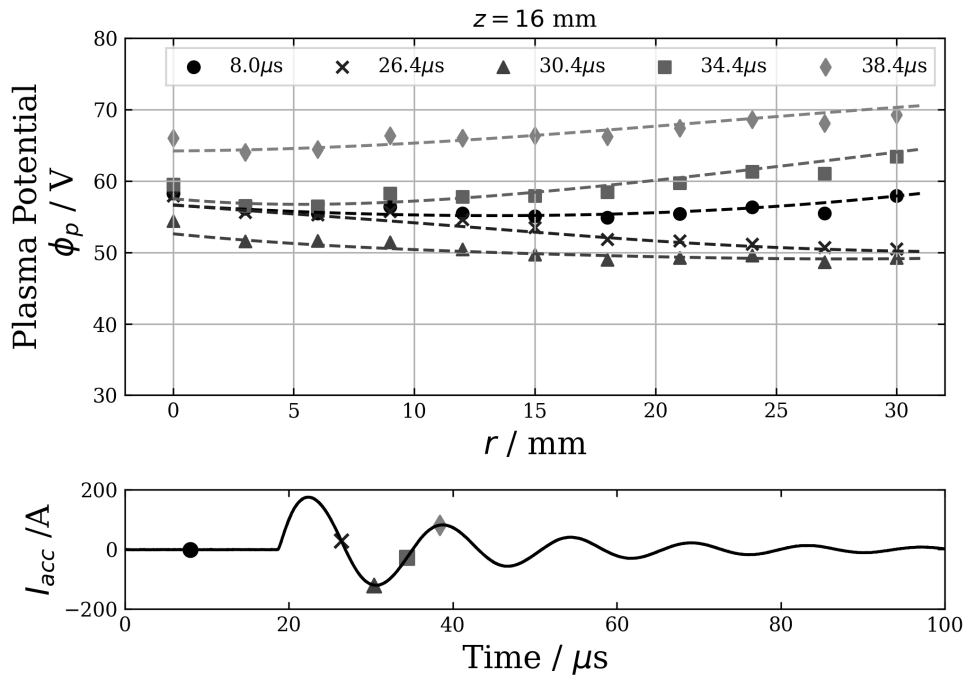


Fig.3.10: $z = 16$ の複数時間におけるプラズマポテンシャルの径方向分布 (上). 下図のグラフは加速コイル電流 I_{acc} の時間変化であり, マーカーはそれぞれ対応する時刻を示す.

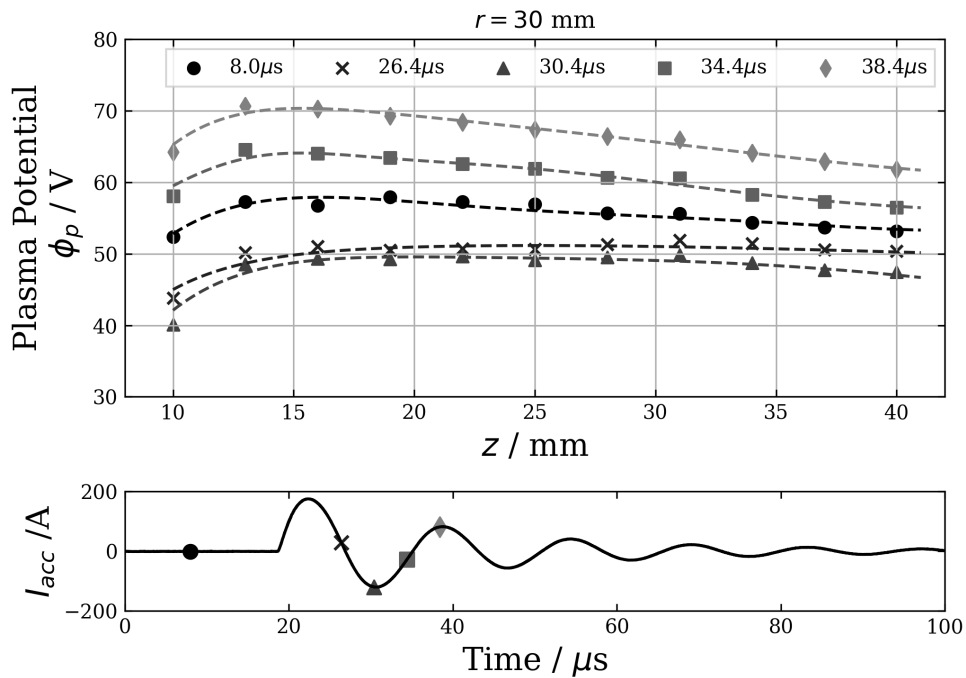


Fig.3.11: $r = 30$ の複数時間におけるプラズマポテンシャルの軸方向分布 (上). 下図のグラフは加速コイル電流 I_{acc} の時間変化であり, マーカーはそれぞれ対応する時刻を示す.

電場の計算

Fig.3.12~3.16 に、各時刻における電場分布を示す。電場は、 ϕ_p のフィッティング式 (3.1) を解析的に微分し、座標とフィッティングパラメータを代入した式から得た。

$21 \leq r \leq 30, 16 \leq z \leq 24$ の領域に着目すると、 $t = 26.4 \mu\text{s}$ と $t = 34.4 \mu\text{s}$ で電場の向きが r, z 方向の両方で反転している。参照として、Fig.3.17 に $(r, z) = (30, 16)$ における電場ベクトルの成分 (E_r, E_z) の時間変化を示した。 I_{acc} の変化に伴う E_r, E_z の変化量はおおよそ等しく ($\sim 1 \text{ V/mm}$) 変化のタイミングも揃っている。この電場の反転は磁力線に関して起きており、磁場垂直電場 $\mathbf{E}_{\perp, rz}$ が形成されていることを示している。

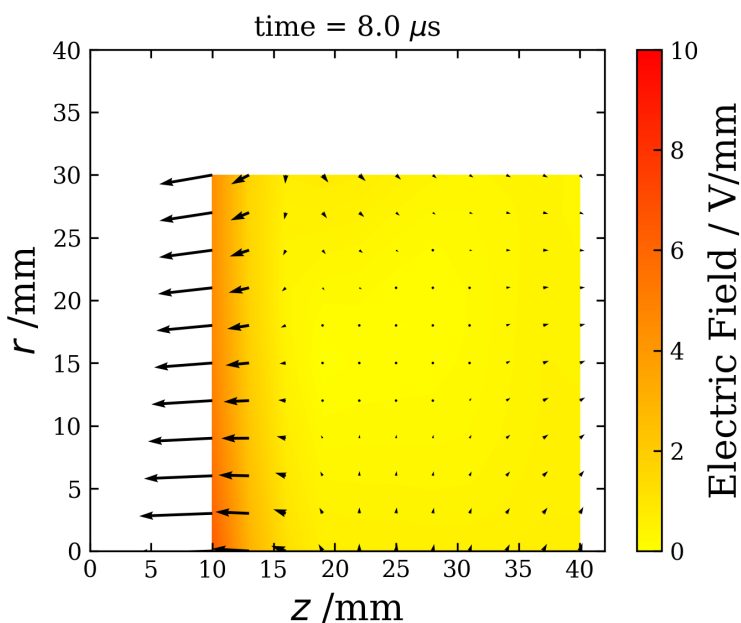


Fig.3.12: 時刻 $t = 8.0 \mu\text{s}$ における電場の分布.

3.1. 軸方向型における測定

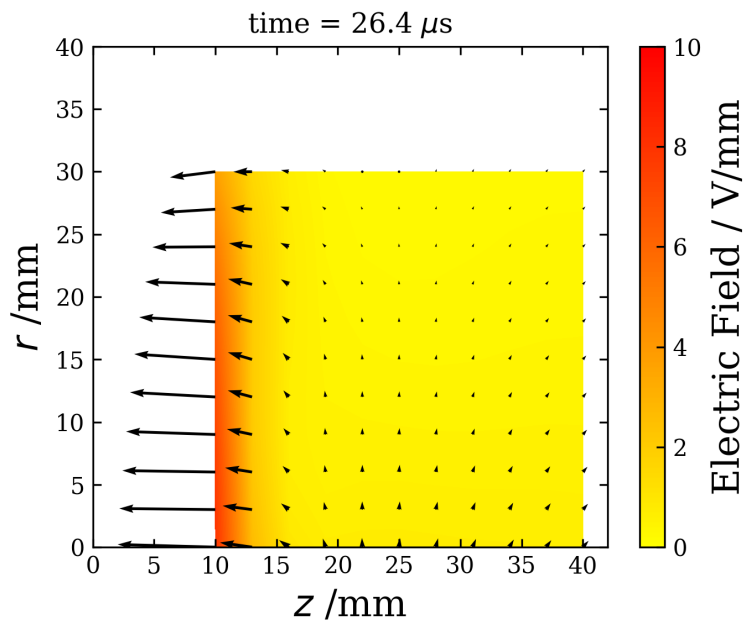


Fig.3.13: 時刻 $t = 26.4 \mu\text{s}$ における電場の分布.

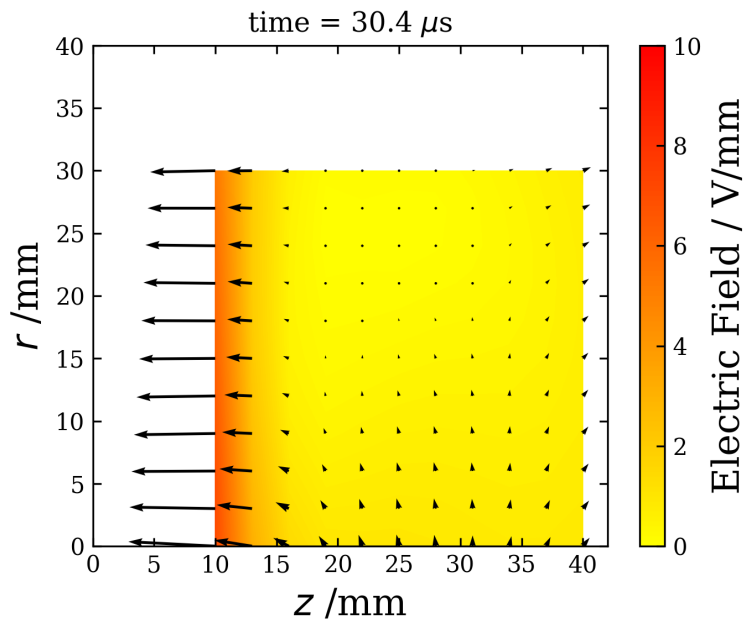


Fig.3.14: 時刻 $t = 30.4 \mu\text{s}$ における電場の分布.

3.1. 軸方向型における測定

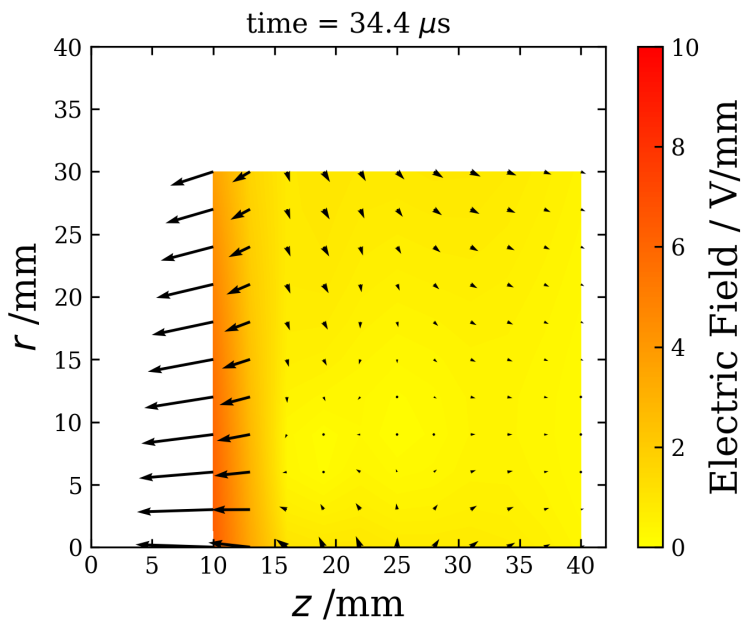


Fig.3.15: 時刻 $t = 34.4 \mu\text{s}$ における電場の分布.

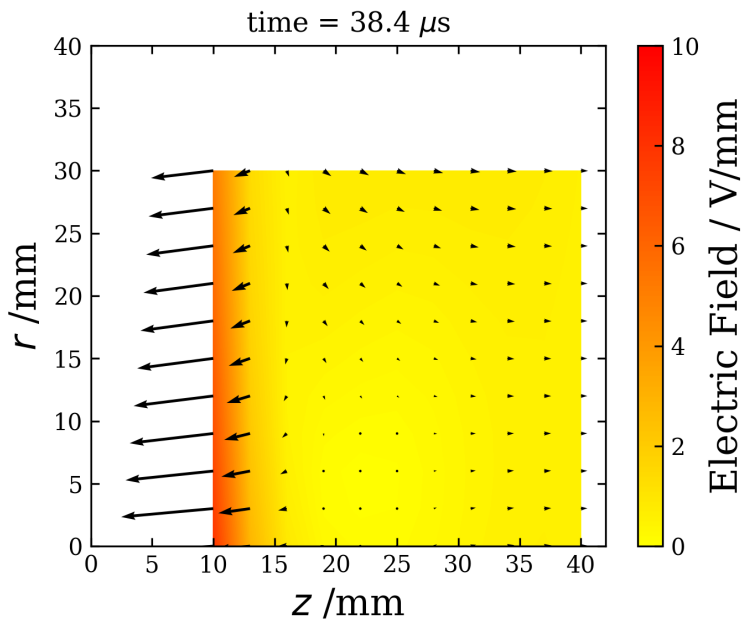


Fig.3.16: 時刻 $t = 38.4 \mu\text{s}$ における電場の分布.

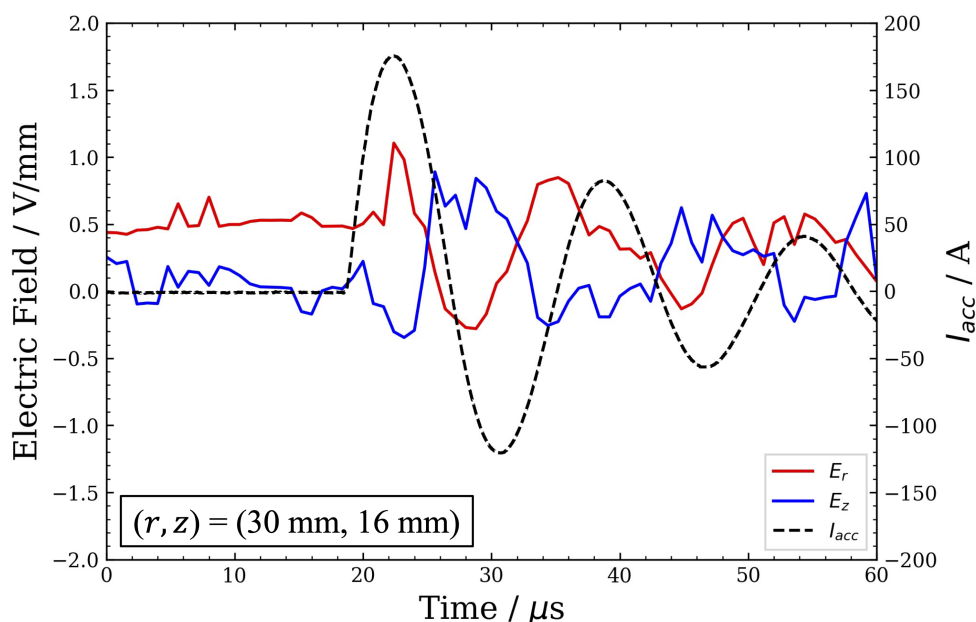


Fig.3.17: $(r, z) = (30, 16)$ における電場ベクトルの成分 (E_r, E_z) の時間変化.

3.2 径方向型における測定

3.2.1 推進機と静磁場形状

径方向型の座標系を Fig.3.18, 外観を Fig.3.19 にそれぞれ示す. 放電室は直径 8 cm, 長さ 5 cm のガラス管で, ガラス管の周りにプラズマ生成用 RF アンテナと上流部に変動磁場印加用スパイラルコイル (加速コイル) が置かれている. 軸方向型と同様, ガラス管は真空チャンバーに外付けされ, 推進機の上部和下部から推進剤が導入される. また, 座標系は円筒座標系とし, 原点をガラス管の最上流面における中心におく.

径方向型では, 静磁場は異方性フェライト磁石 (Fig.3.18 中, 永久磁石) と軟磁性フェライトコア (図中, フェライト) によって形成される. 永久磁石は軸方向に大きな磁場を生み出し, フェライトはその磁束を推進機の内部まで輸送するとともに径方向に発散した磁場形状へと整形する. フェライトは放電室に突き出した格好になっており, 放電室とフェライトの間はセラミック製のカバー (直径 4 cm, 長さ 2 cm) で隔てられている. また, プラズマからの熱によってフェライトがキュリー温度に達することを防ぐため, フェライト内部に冷却水を導入して循環させることで昇温を防いでいる.

本推進機の静磁場形状は Fig.3.20 のようになっている. 軸方向型と異なり, 上流部 ($0 \leq r \leq 40, 0 \leq z \leq 30$) では径方向に磁場が卓越していることがわかる. また, $-20 \leq r \leq 20, 0 \leq z \leq 20$ はフェライトが配置されている領域である.

3.2. 径方向型における測定

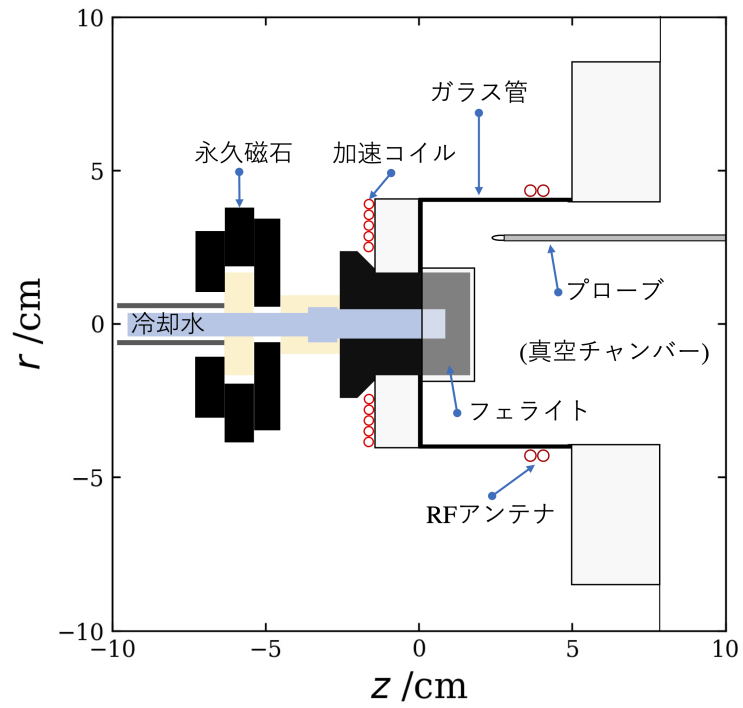


Fig.3.18: 径方向型における座標系.

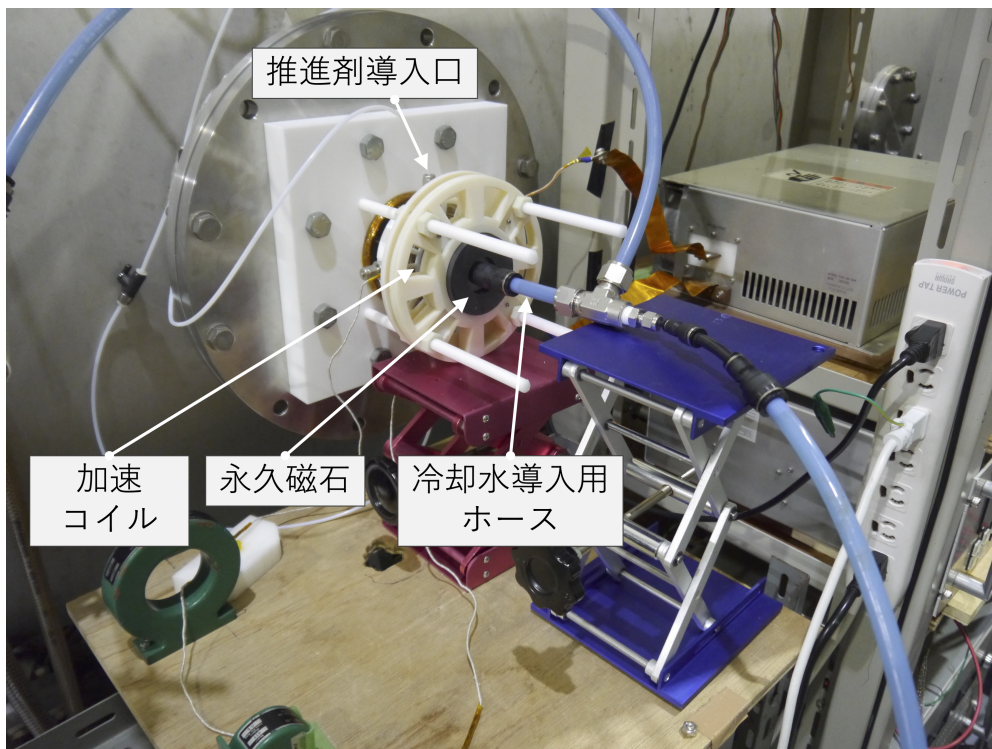


Fig.3.19: 径方向型のセットアップ.

3.2. 径方向型における測定

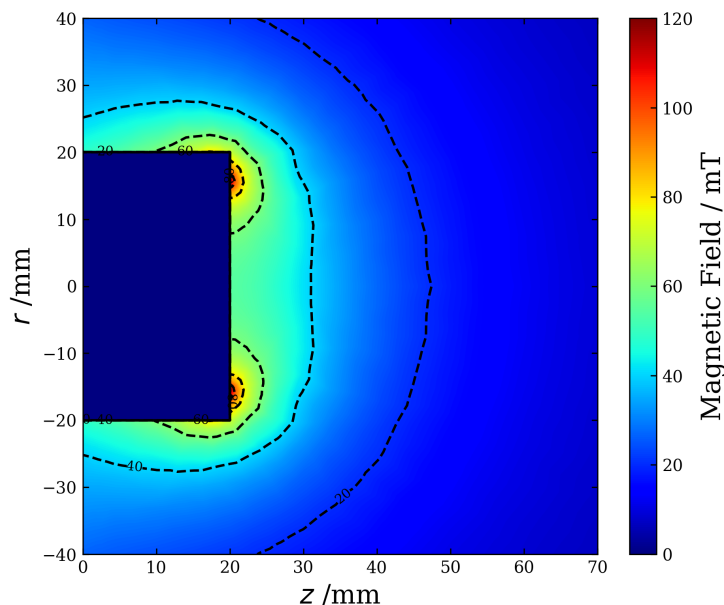


Fig.3.20: 径方向型の磁場形状. $-20 \leq r \leq 20, 0 \leq z \leq 20$ はフェライトが配置されている領域である.

3.2.2 実験条件と測定方法

プラズマ生成と加速コイル電流

プラズマ生成に関する諸条件は軸方向型の実験条件と共通である. また, 加速コイル電流の周波数は 53 kHz である.

測定方法

本推進機における測定は, 軸方向型の場合と少し異なる. 前述の通り, エミッシブプローブで熱電子を放出して V_f^{hot} を測定する場合は推進機の壁面から 10 mm だけ離す必要がある. しかし, 本推進機の上流で測定をすると $r = 30, z \geq 10$ の直線上でしか測定することができない. そこで, 上流でのプラズマポテンシャルの 2 次元分布を推定するため, 以下のような手順を踏んだ.

1. $r = 30, z = 10, 15, \dots, 110$ の直線上で V_f^{cold} と V_f^{hot} を測定し, 電子温度 T_e の軸方向 1 次元分布を算出する (Fig.3.21 参照).
2. T_e の軸方向分布に対してカーブフィッティングを行い, 計測できなかった $z < 10$ での分布を推定する.
3. 上流領域において, T_e はひとつの磁力線上では一定であると仮定する. これより, 上流での T_e の 2 次元分布を得る.
4. V_f^{cold} 測定は熱電子放出をしないため, 推進機壁面にプローブを近づけて測定することがで

3.2. 径方向型における測定

きる. $25 \leq r \leq 35, 2 \leq z \leq 30$ の領域において 2 mm 間隔でプローブを移動させて V_f^{cold} を測定する.

5. T_e, V_f^{cold} の 2 次元分布と $\phi_p = V_f^{cold} + 5.17T_e/e$ の関係式を利用し, 同領域の ϕ_p の 2 次元分布を推定する.

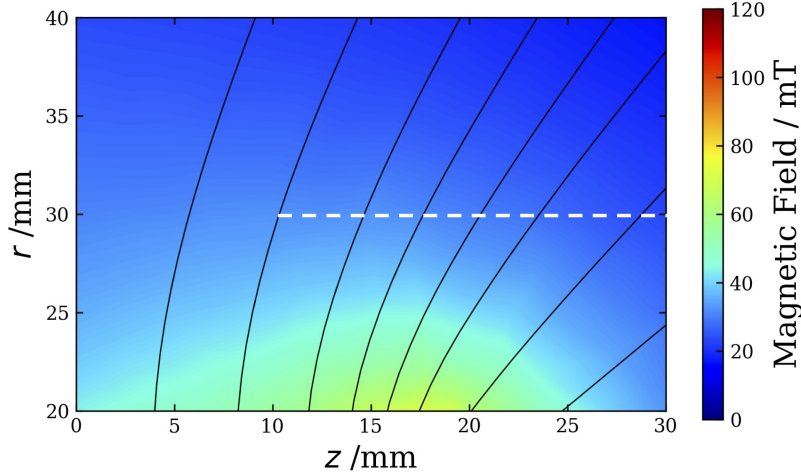


Fig.3.21: 上流領域における磁場分布 (等高線は磁力線を表す) と, 上記 1 における 1 次元分布測定の範囲 (白色破線).

ここで, 上述の 3 について詳しく述べる. $20 \leq r \leq 40, 0 \leq z \leq 20$ の上流領域では $r = 20$ にフェライトのカバー壁面が, $r = 40$ にガラス管壁面が位置する. これらの壁面にはシースが形成され, Fig.3.22 に示すような ϕ_p の構造を持つと考えられる. そのため, 上流領域の電子は両端のシースに跳ね返される. また, 径方向の磁場が形成されているため電子が磁化していることを仮定すると, 電子は磁力線に沿って径方向に往復運動を行う. 往復運動によって磁力線方向の運動エネルギーは増加しないため, 磁力線ごとに電子温度は一定と見なすことができる (電子が磁化しているかどうかについては, 電子温度の 1 次元分布から計算を行い検証する).

以上の仮定から, 次のように ϕ_p の 2 次元分布を求める. 例として, $(r, z) = (35 \text{ mm}, 20 \text{ mm})$ における ϕ_p を求めるとする. この場合, $(r, z) = (35 \text{ mm}, 20 \text{ mm})$ を通る磁力線の方程式を特定し, その磁力線が $r = 30 \text{ mm}$ と交わる z 座標 $z = z_0$ を計算する. $r = 30 \text{ mm}$ 上の T_e はフィッティングから得られているため, $(r, z) = (30, z_0)$ での T_e が直ちに得られる. 最後に, 磁力線に沿って電子温度が一定であるから $(r, z) = (35 \text{ mm}, 20 \text{ mm})$ と $(r, z) = (30, z_0)$ で T_e が等しいことを利用し, $(r, z) = (35 \text{ mm}, 20 \text{ mm})$ での ϕ_p を計算する. この計算を各点について行うことで ϕ_p の 2 次元分布を得た.

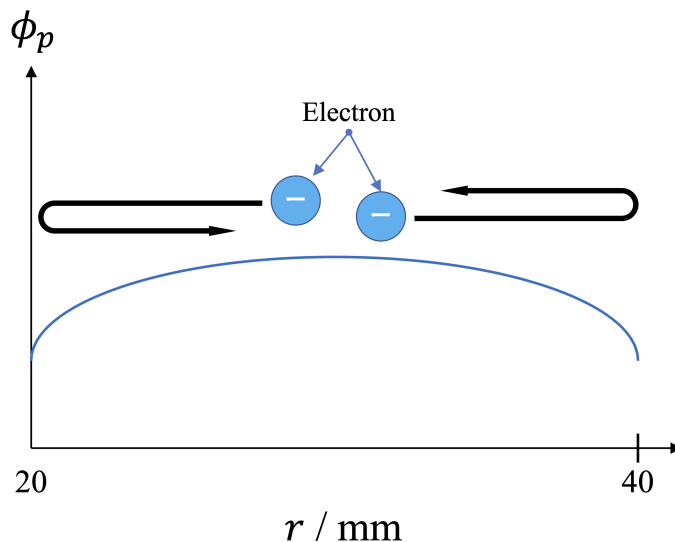


Fig.3.22: 上流領域におけるプラズマポテンシャルと電子の往復運動の仮定

3.2.3 測定結果

1次元分布の測定

$r = 30, 10 \leq z \leq 110$ におけるプラズマポテンシャルと電子温度の1次元測定の結果をそれぞれ Fig.3.23, 3.24 に示す. プラズマポテンシャルと電子温度は共に加速コイル電流の増減に伴って変化していることがわかる. 電子温度の分布については, 次の式でフィッティングを行った. Fig.3.24 より, 上流部では下流部に比べ非常に高くなっている.

$$f(z) = A \exp(-Bz) + C \quad (3.3)$$

ただし A, B, C はフィッティングパラメータであり, z は軸座標を示す.

また, 推定した電子温度から電子が磁化しているかを検証した. 電子 Lamor 半径

$$r_{Le} = \frac{\sqrt{2em_e T_e}}{eB} \quad (3.4)$$

(e, m_e, B はそれぞれ電荷素量, 電子質量, 磁束密度である) と系のスケール長 L との比をとった値 r_{Le}/L を, 規格化 Lamor 半径と定義する. これが 1 を超えていれば電子 Lamor が系より大きいため電子は非磁化となり, 逆に 1 未満であれば磁化していると判断する. 電子温度が最も低い $t = 8.0 \mu\text{s}$ と最も高い $t = 34.4 \mu\text{s}$ における規格化 Lamor 半径の分布をそれぞれ Fig.3.25 と 3.26 に示す. これら両方の電子温度分布に対し電子は完全に磁化していることが分かる.

3.2. 径方向型における測定

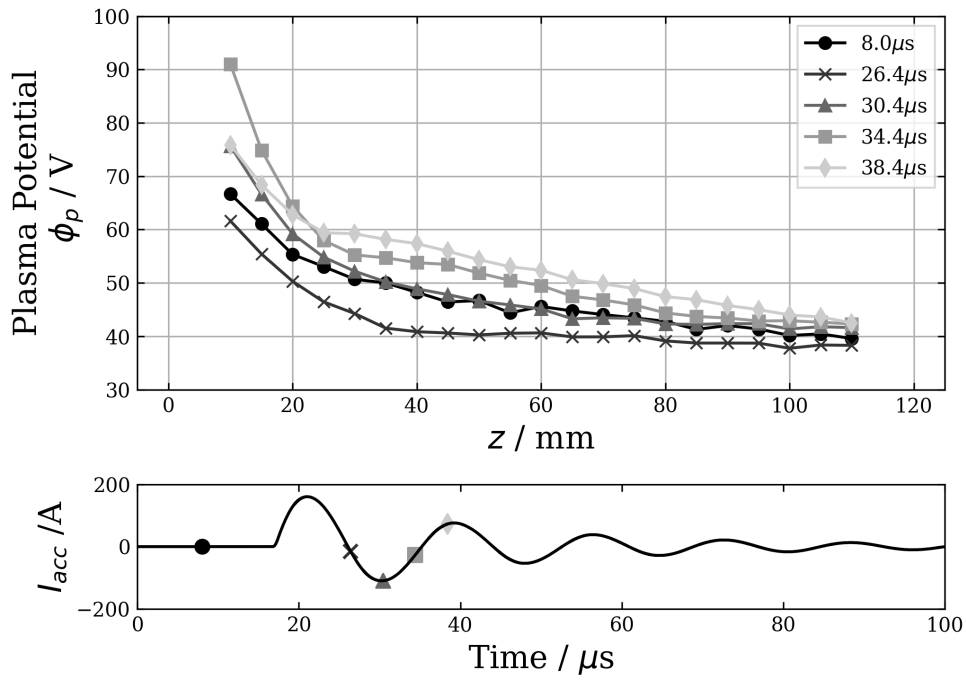


Fig.3.23: 複数時間におけるプラズマポテンシャルの軸方向分布 (上). 下図のグラフは加速コイル電流 I_{acc} の時間変化であり, マーカーはそれぞれ対応する時刻を示す.

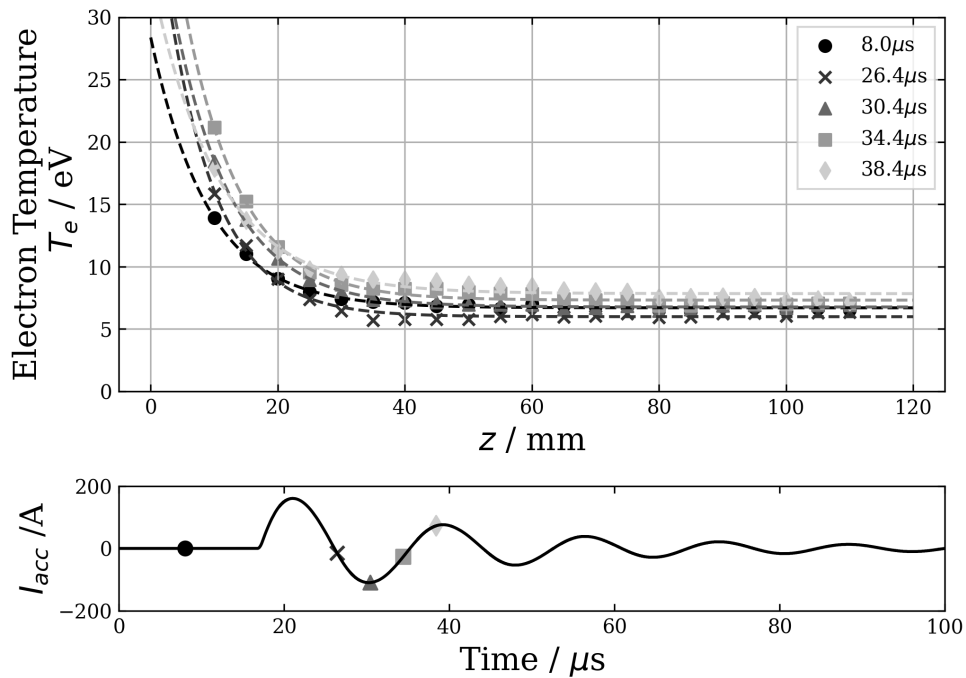


Fig.3.24: 複数時間における電子温度の軸方向分布 (上). 波線はカーブフィッティングの結果を示す. 下図のグラフは加速コイル電流 I_{acc} の時間変化であり, マーカーはそれぞれ対応する時刻を示す.

3.2. 径方向型における測定

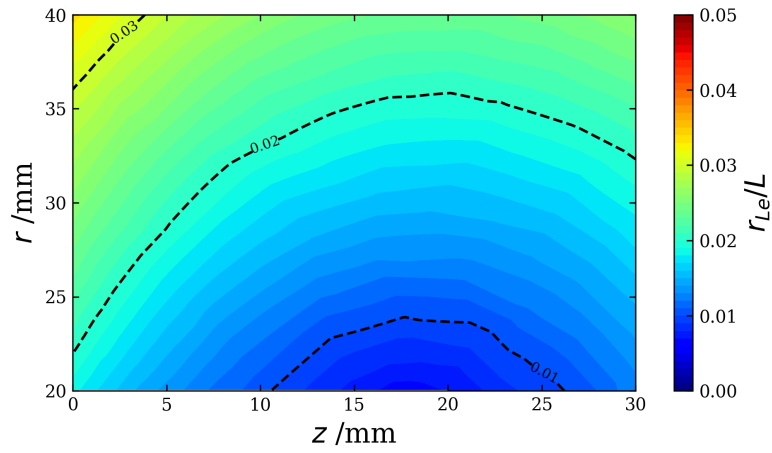


Fig.3.25: 規格化 Larmor 半径の分布. 電子温度は時刻 $t = 8.0 \mu\text{s}$ の分布を使用した.

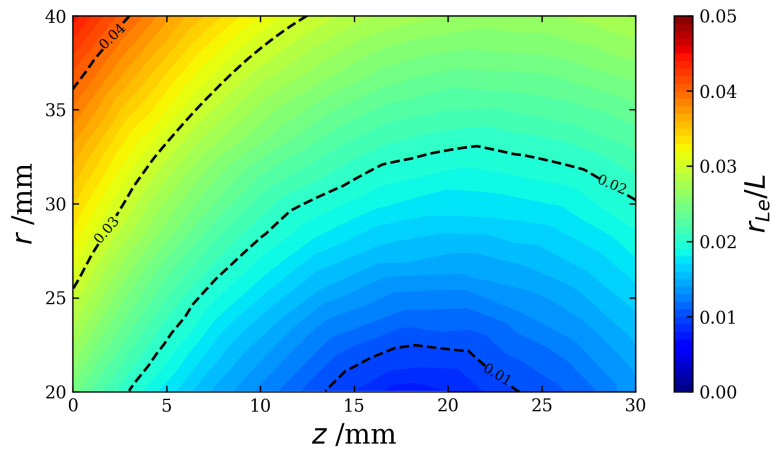


Fig.3.26: 規格化 Larmor 半径の分布. 電子温度は時刻 $t = 34.4 \mu\text{s}$ の分布を使用した.

V_f^{cold} の 2 次元測定と ϕ_p の推定

まず V_f^{cold} の測定結果を Fig.3.27~3.31 に示す. 各時刻とも, r 方向よりも z 方向へのポテンシャル変化が大きく, z 軸上流へと向かってポテンシャルは減少していく.

3.2. 径方向型における測定

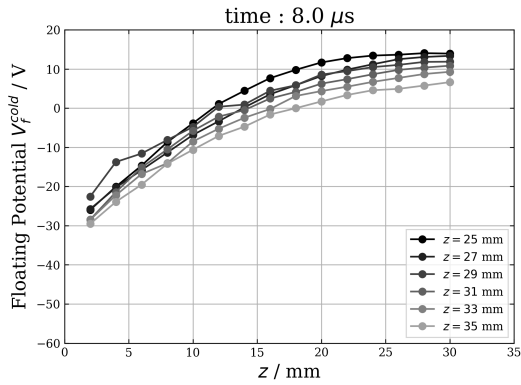


Fig.3.27: 時刻 $t = 8.0 \mu\text{s}$ における V_f^{cold} の分布.

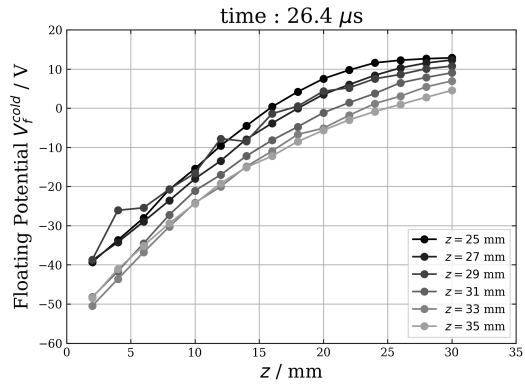


Fig.3.28: 時刻 $t = 26.4 \mu\text{s}$ における V_f^{cold} の分布.

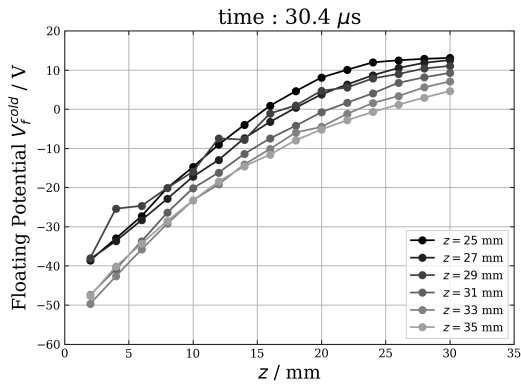


Fig.3.29: 時刻 $t = 30.4 \mu\text{s}$ における V_f^{cold} の分布.

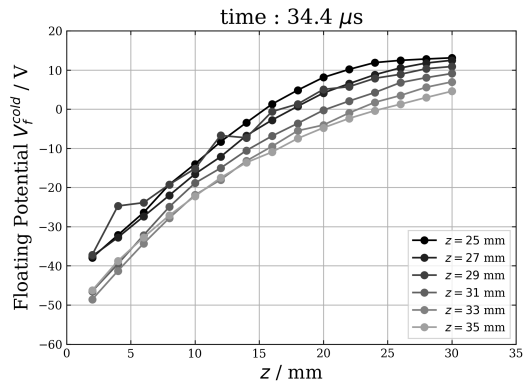


Fig.3.30: 時刻 $t = 34.4 \mu\text{s}$ における V_f^{cold} の分布.

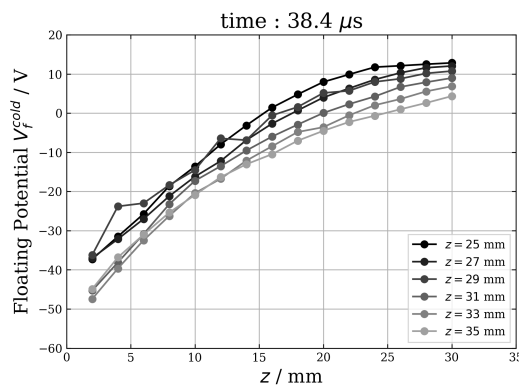


Fig.3.31: 時刻 $t = 38.4 \mu\text{s}$ における V_f^{cold} の分布.

次に、 V_f^{cold} と T_e の分布からプラズマポテンシャル ϕ_p を計算した。これに対して、軸方向型の場合と同様に2次元のガウシアンフィッティングを行った結果が Fig.3.32~3.36 である。ただし、

3.2. 径方向型における測定

フィッティングに用いた ϕ_p は $25 \leq r \leq 35, 10 \leq z \leq 30$ の領域のデータに限定した。これは、 $r = 30, z \leq 10$ での電子温度の分布が式 (3.3) に従うとは言い切れないためである。この領域での電子温度分布を特定するには、さらに電子密度の測定なども必要になる。フィッティングの結果としては、軸方向に上流から下流へと向かってプラズマポテンシャルが減少していく結果が得られた。

また、ここで使用したフィッティング式は式 (3.5) であり、2次元ガウス関数 (3.2) を2つ重ね合わせた関数である。フィッティングパラメータは合計 11 個であり、軸方向型と同様に各時刻でフィッティングを行った。

$$f(r, z) = \sum_{i=1}^2 f_i(r, z) + C \quad (3.5)$$

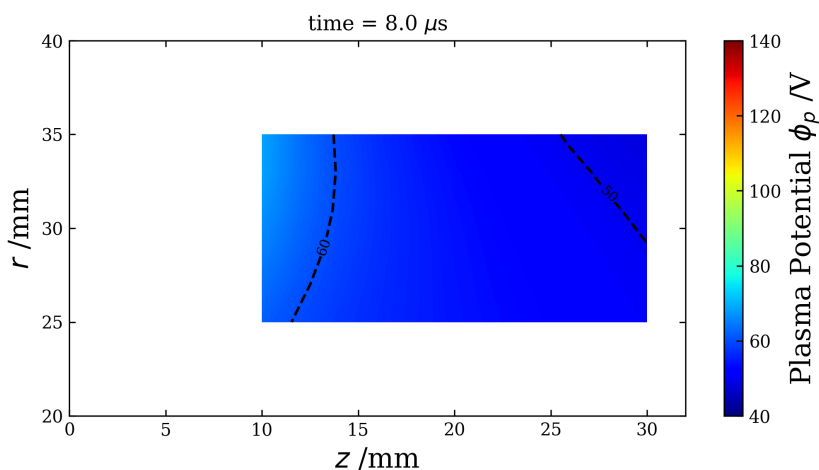


Fig.3.32: 時刻 $t = 8.0 \mu\text{s}$ における ϕ_p の 2次元分布.

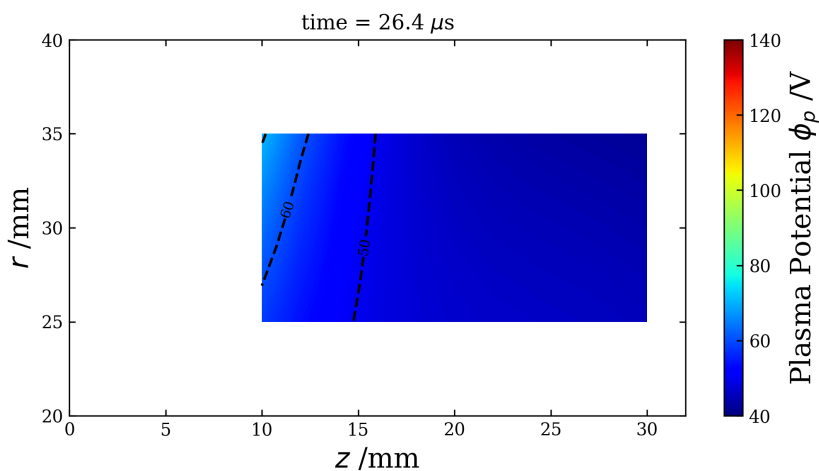


Fig.3.33: 時刻 $t = 26.4 \mu\text{s}$ における ϕ_p の 2次元分布.

3.2. 径方向型における測定

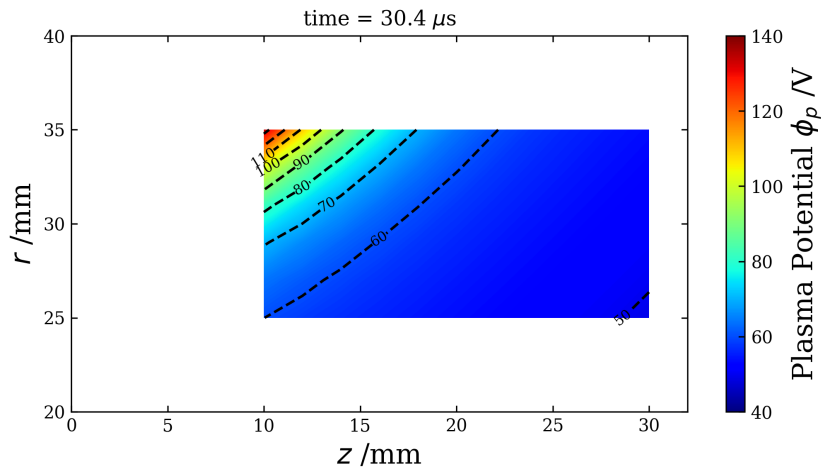


Fig.3.34: 時刻 $t = 30.4 \mu\text{s}$ における ϕ_p の 2 次元分布.

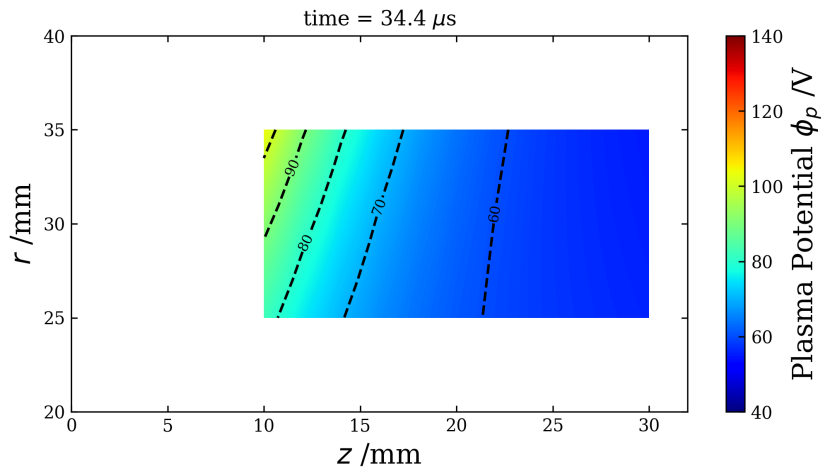


Fig.3.35: 時刻 $t = 34.4 \mu\text{s}$ における ϕ_p の 2 次元分布.

3.2. 径方向型における測定

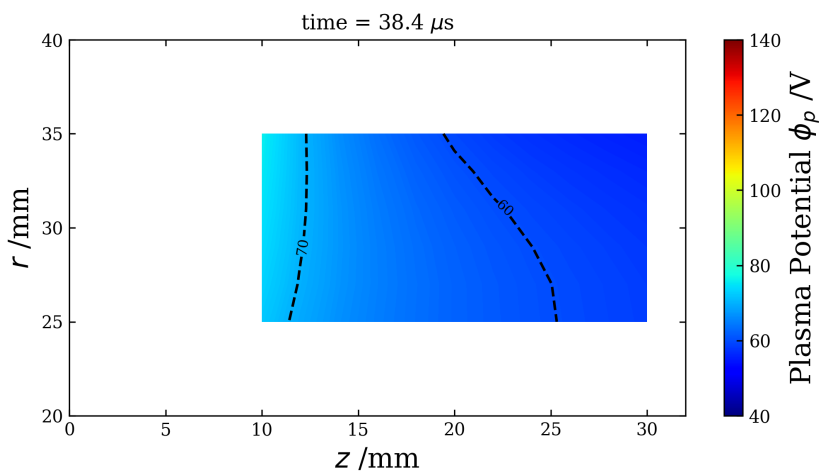


Fig.3.36: 時刻 $t = 38.4 \mu\text{s}$ における ϕ_p の 2 次元分布.

電場の計算

プラズマポテンシャルのフィッティング式 (3.5) を解析的に微分し、電場分布を得た。電場 (及び磁力線) の時間変化を Fig.3.37 から 3.41 に示す。いずれの時刻においても電場は磁力線に対して垂直となっており、電場最大の大きさはおよそ 40 V/mm 程度であった。

また, Fig.3.42 に $(r, z) = (35, 10)$ における電場ベクトル成分の時間変化を示す。径方向の電場成分 E_r は ~ 2 V/mm ほどだったのに対し、軸方向の電場成分 E_z は 3 \sim 11 V/mm の範囲で変化し、径方向の電場よりも数倍以上大きい値を取っていることがわかった。このことから、磁力線垂直方向に強い電場が形成されていることが分かった。

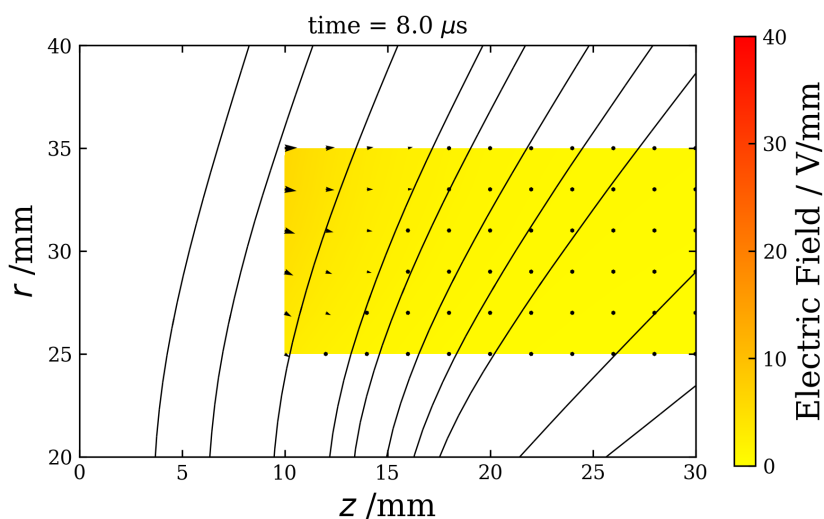


Fig.3.37: 時刻 $t = 8.0 \mu\text{s}$ における電場の分布と磁力線 (黒実線).

3.2. 径方向型における測定

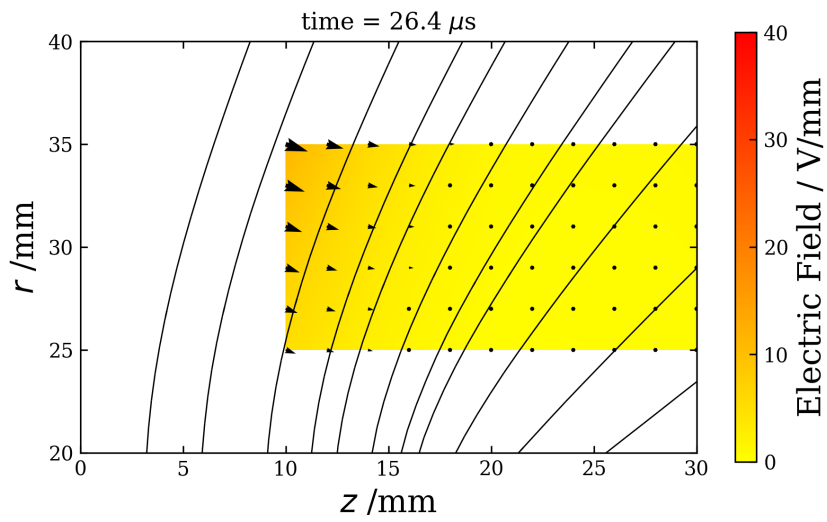


Fig.3.38: 時刻 $t = 26.4 \mu\text{s}$ における電場の分布と磁力線 (黒実線).

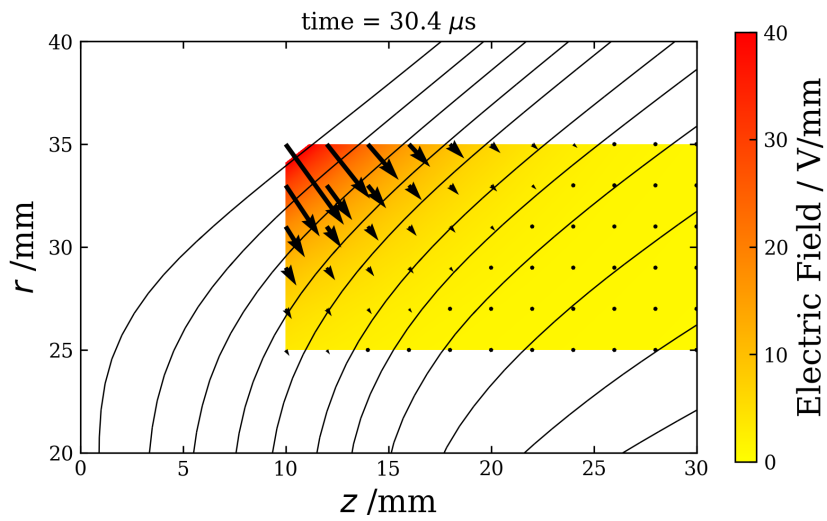


Fig.3.39: 時刻 $t = 30.4 \mu\text{s}$ における電場の分布と磁力線 (黒実線).

3.2. 径方向型における測定

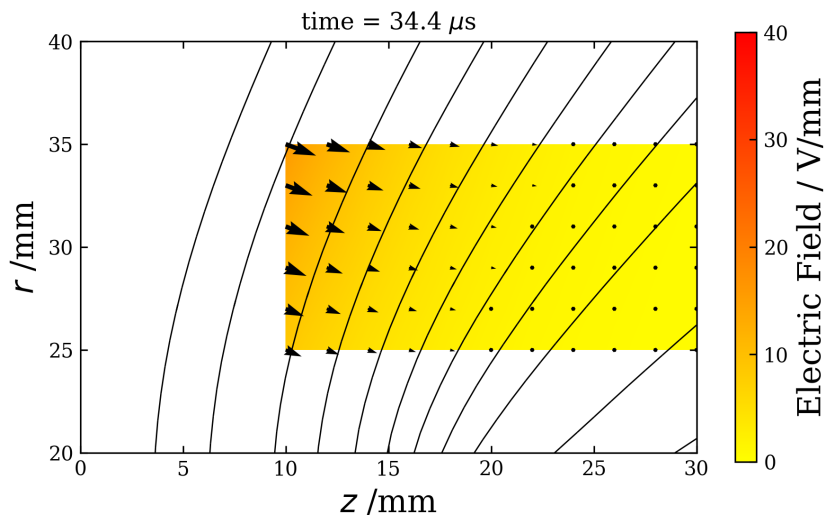


Fig.3.40: 時刻 $t = 34.4 \mu\text{s}$ における電場の分布と磁力線 (黒実線).

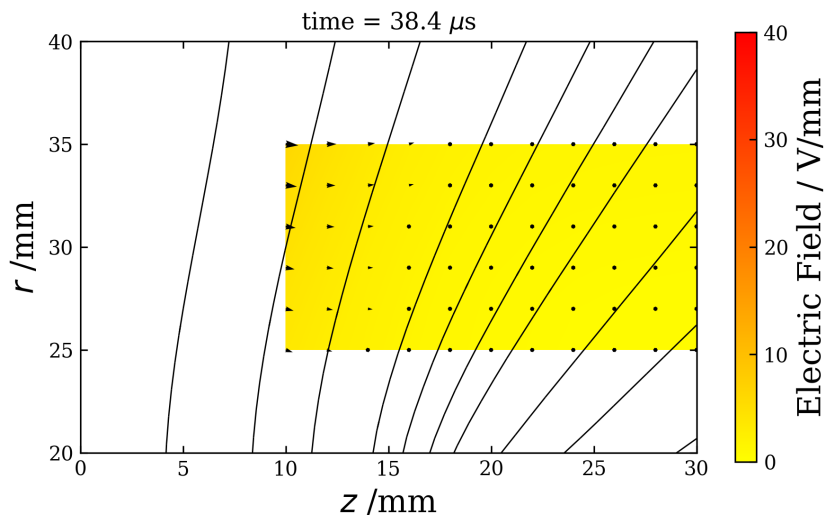


Fig.3.41: 時刻 $t = 38.4 \mu\text{s}$ における電場の分布と磁力線 (黒実線).

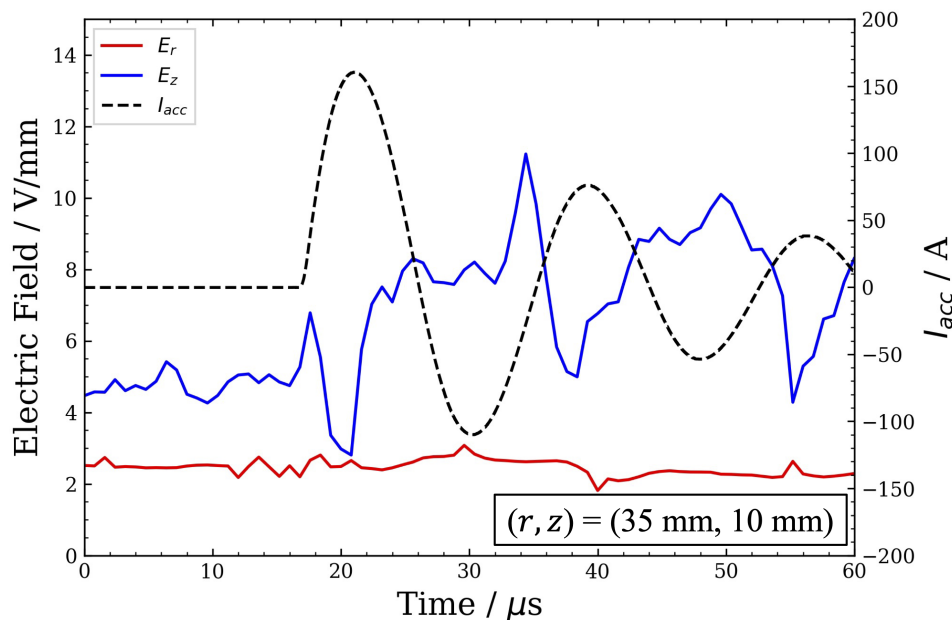


Fig.3.42: $(r, z) = (35, 10)$ における電場ベクトルの成分 (E_r, E_z) の時間変化.

3.3 本章の結論

本章における結論を以下に示す.

1. 軸方向磁場卓越型推進機と径方向磁場卓越型推進機において, プラズマポテンシャルと電子温度の測定を行なった.
2. 軸方向型では, r 方向と z 方向に同じ程度の大きさの電場が形成され, 磁場に垂直な電場が形成されていることが実験的に示された.
3. 径方向型では軸方向型とは異なる測定によってプラズマポテンシャルの2次元分布を算出した. この計算において, 上流部で電子が磁化していることを仮定し, 電子温度が磁力線に沿って一定であることを前提とした.
4. 電子温度の1次元分布測定の結果に対しフィッティングを行い, 測定できなかったさらに上流領域での電子温度分布を推定した. また, V_f^{cold} の上流での2次元分布を測定し, プラズマポテンシャルの2次元分布を得た.
5. 電場を計算し, 全ての時間帯において軸方向 (磁力線に垂直な方向) に大きな成分を持つ電場の形成が実験的に確かめられた.

第4章

考察

第3章では径方向型の測定で軸方向に卓越した電場が形成されていることが実験的に確かめられた。本章では電場の形成過程について考察を行い、ホール電場として形成されているかどうかを検証する。

4.1 変動磁場によるプラズマポテンシャルの変化

変動磁場によるプラズマポテンシャルと電場の変化を論じるため、変動磁場がない時間帯 $t = 8.0 \mu\text{s}$ の値を各時間から差し引いた値を求める。 $t = 8.0 \mu\text{s}$ における分布は Fig.4.1 の通りである。

次に、Fig.4.1 の分布を各時刻の分布から差し引いた結果を Fig.4.2~4.5 に示す。カラーバーは Fig.4.1 からの変化量を表す。上流において著しく ϕ_p が増加していることがわかる。

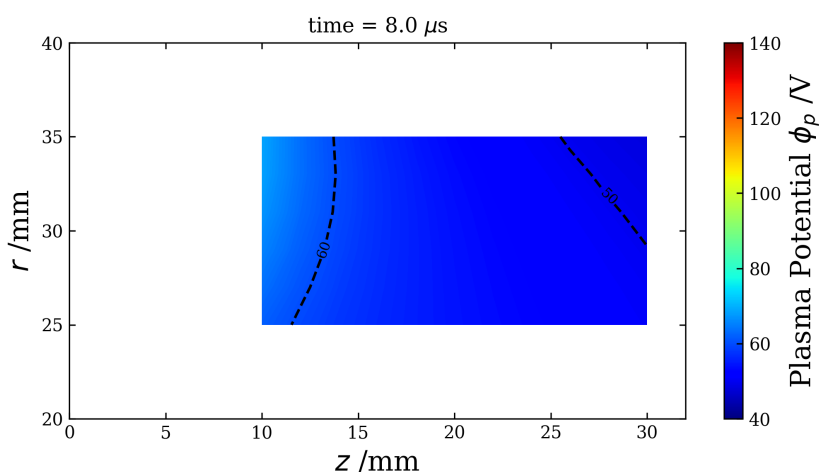


Fig.4.1: 変動磁場がない時間帯 $t = 8.0 \mu\text{s}$ の分布。

4.1. 変動磁場によるプラズマポテンシャルの変化

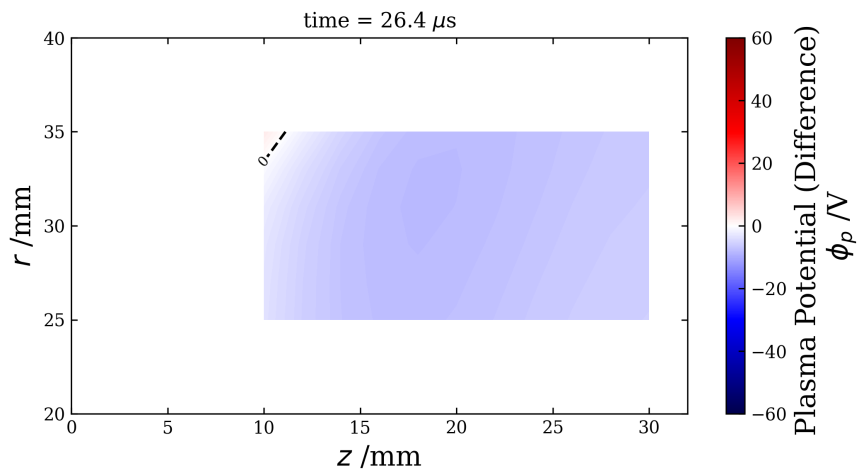


Fig.4.2: $t = 26.4 \mu\text{s}$ から $t = 8.0 \mu\text{s}$ を差し引いた ϕ_p の 2 次元分布.

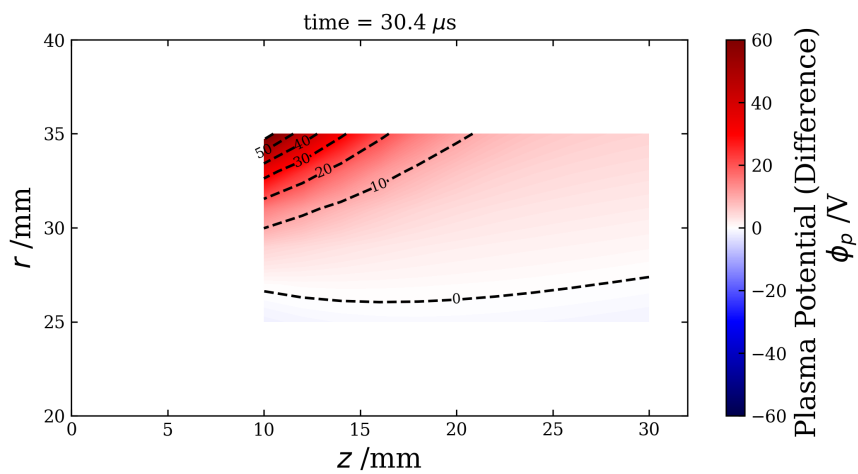


Fig.4.3: $t = 30.4 \mu\text{s}$ から $t = 8.0 \mu\text{s}$ を差し引いた ϕ_p の 2 次元分布.

4.2. 変動磁場による電場の変化

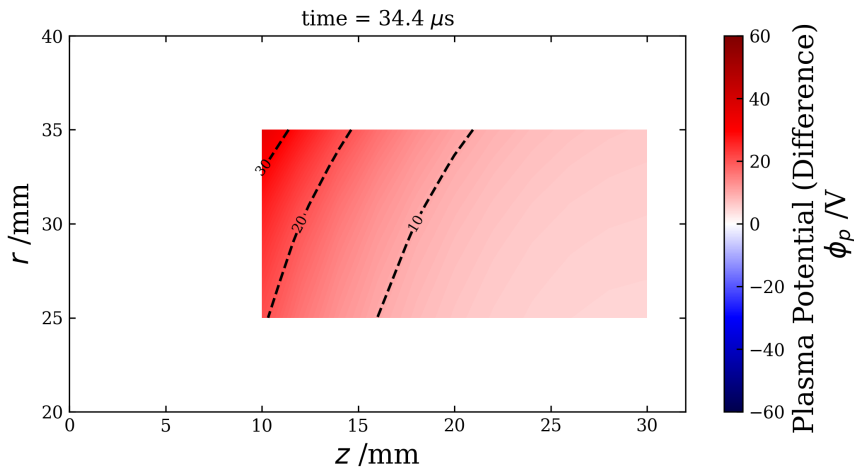


Fig.4.4: $t = 34.4 \mu\text{s}$ から $t = 8.0 \mu\text{s}$ を差し引いた ϕ_p の 2次元分布.

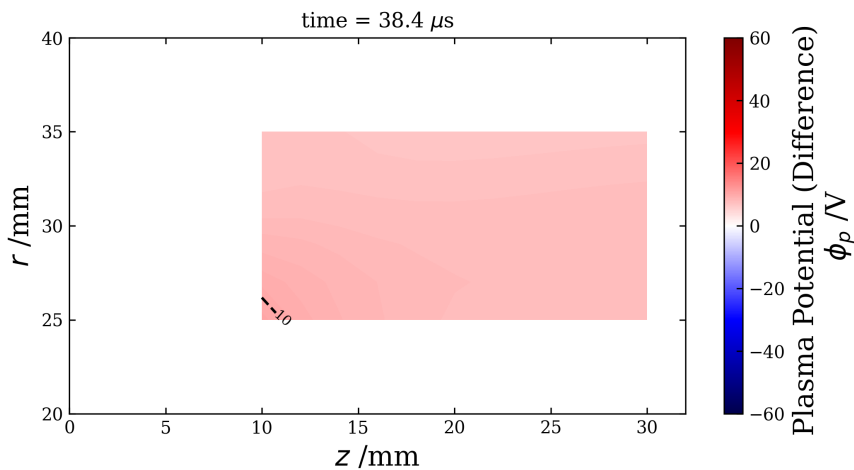


Fig.4.5: $t = 38.4 \mu\text{s}$ から $t = 8.0 \mu\text{s}$ を差し引いた ϕ_p の 2次元分布.

4.2 変動磁場による電場の変化

プラズマポテンシャルと同様に、変動磁場がない時間帯 $t = 8.0 \mu\text{s}$ の電場分布を Fig.4.6 に示す。この分布から各時刻の分布を差し引いた結果を Fig.4.7~4.10 に示す。上流領域で変化量が大いなのは ϕ_p の場合と一致している。

電場の径方向成分に着目すると、ほとんど変化していないことがわかる。Fig.4.11 に $(r, z) = (35, 10)$ における電場ベクトルの成分 E_r, E_z の時間変化を示す。示した時間帯では $E_r \simeq 0 \text{ V/mm}$ であり、変動磁場の有無に関わらず E_r に変動は見られない。一方、 E_z の変動は顕著である。変動磁場がない時の分布を差し引く前 (Fig.3.42) では変動磁場がない時間帯で $E_z \simeq 4.5 \text{ V/mm}$ 、一方

4.2. 変動磁場による電場の変化

Fig.4.11 では E_z の振幅がおおよそ 4 V/mm であるから, 変動磁場がない時間帯の倍近い大きさの電場が軸方向に形成されている.

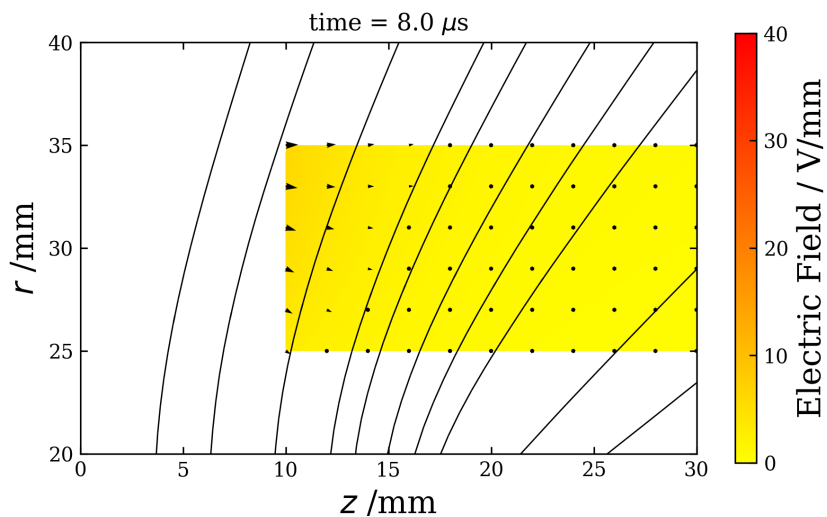


Fig.4.6: 変動磁場がない時間帯 ($0 \leq t \leq 16.0 \mu\text{s}$) における電場の 2 次元分布.

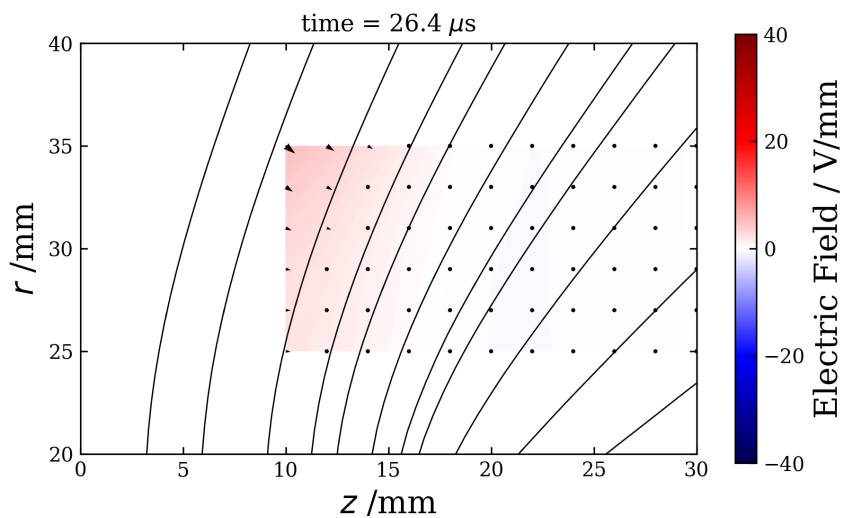


Fig.4.7: $t = 26.4 \mu\text{s}$ における, 平均を差し引いた電場の 2 次元分布.

4.2. 変動磁場による電場の変化

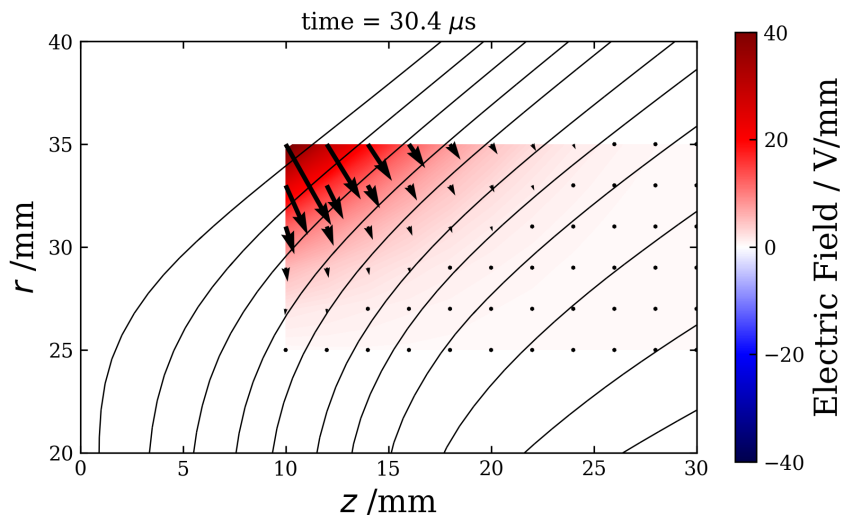


Fig.4.8: $t = 30.4 \mu\text{s}$ における, 平均を差し引いた電場の2次元分布.

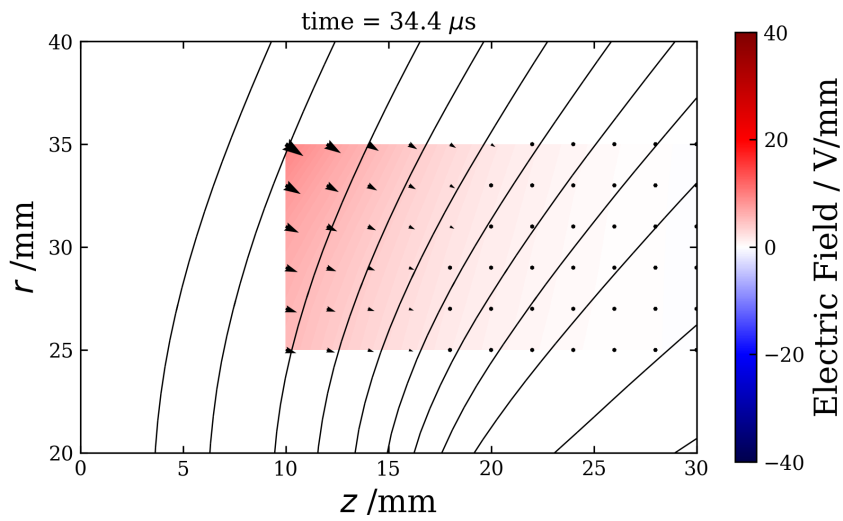


Fig.4.9: $t = 34.4 \mu\text{s}$ における, 平均を差し引いた電場の2次元分布.

4.2. 変動磁場による電場の変化

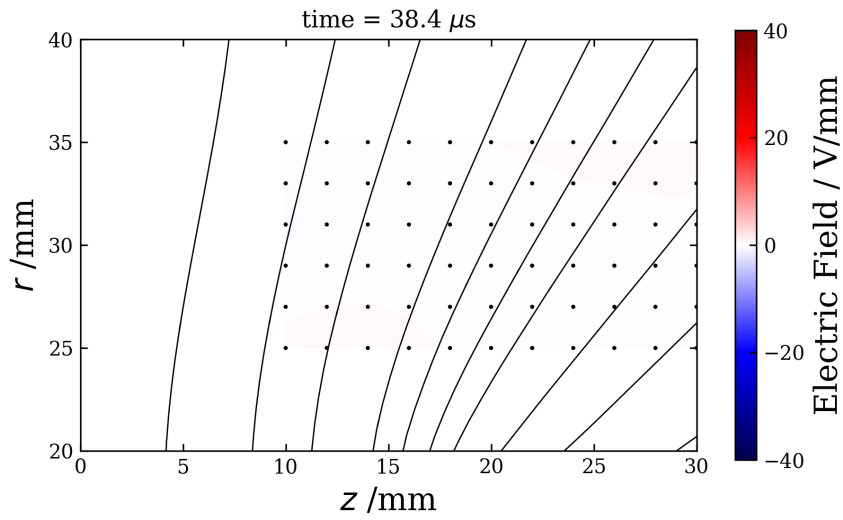


Fig.4.10: $t = 38.4 \mu\text{s}$ における, 平均を差し引いた電場の2次元分布.

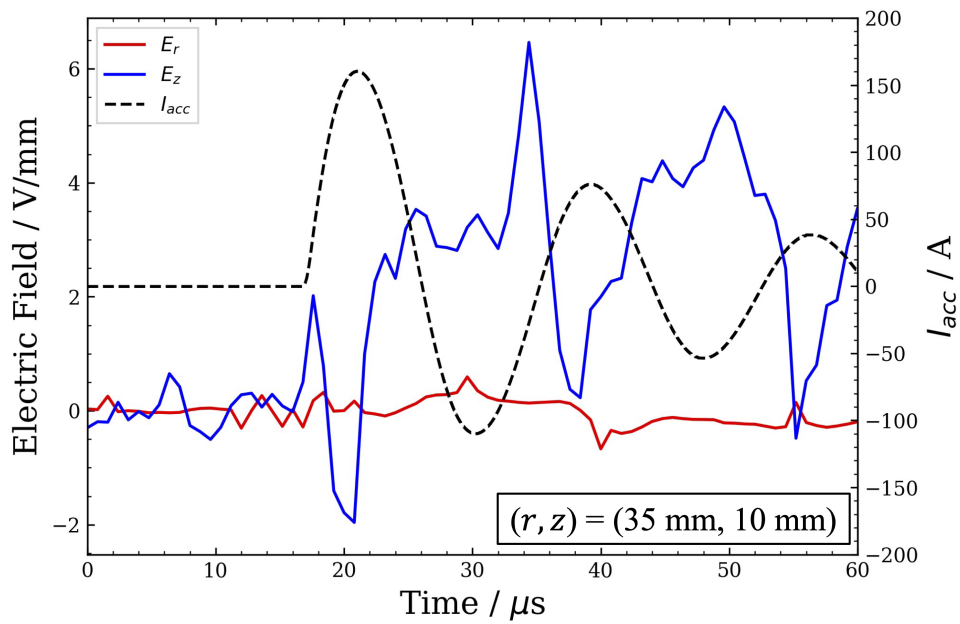


Fig.4.11: $(r, z) = (35, 10)$ における電場ベクトルの成分 (E_r, E_z) の時間変化.

4.2.1 軸方向電場の形成に関する考察

本節では、研究の目的である (磁場に垂直な) 軸方向ホール電場の形成について考察する。これまでの議論から、変動磁場の印加によって軸方向に卓越した電場が形成されていることが確認された。一方、先行研究 [46] ではラングミュアプローブで計測した浮遊電位の変動が小さく、電場は形成されていないと結論づけている。その原因として、イオンが磁化していることを挙げている。そもそも、ホール電場形成の条件として電子が磁化・イオンが非磁化という条件が求められるのは、電子の周方向電流だけが $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトによって (磁力線に垂直に) 移動し、荷電分離が起こる必要があるためである (ここでの $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトは、周方向電場 E_θ と径方向磁場 B_r によるもの)。ここでイオンも磁化しているとイオンの周方向電流にも $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトがはたらくが、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトの力の方向は電荷の正負によらないためイオンと電子は同じ方向にドリフトし、結果的に荷電分離が引き起こされなくなる。先行研究 [46] では $z \leq 50$ の領域でイオンが磁化していたため、荷電分離は起きずホール電場は形成されなかった。

一方、本測定では $30 \leq r \leq 40, 0 \leq z \leq 30$ の上流領域でイオンは部分的に非磁化になっている。規格化したイオンの Lamor 半径 r_{Li}/L の分布を Fig.4.12 に示す。なお、 r_{Li} の計算にあたっては先行研究 [46] で得られたイオン流速 $u_i \simeq 1.5$ km/s を用いた。 $r_{Li}/L = 1$ のラインが領域の中央からやや下を走っており、イオンが磁化している部分としていない部分が混在している。Fig.4.7~4.10 の電場変化と比較すると、非磁化の領域で電場が大きく形成されている。従って、(部分的ではあるものの) ホール電場は形成されていると考えられる。

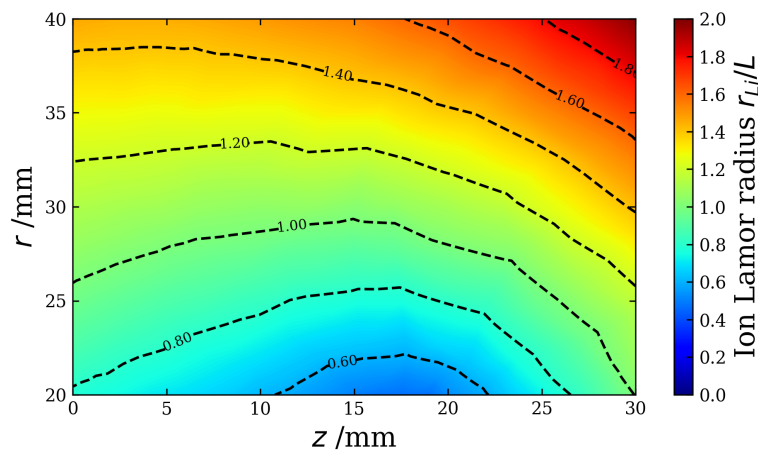


Fig.4.12: イオン規格化 Lamor 半径の分布。

4.3 本章の結論

最後に、本章の結論をまとめる。

4.3. 本章の結論

1. 軸方向ホール電場形成の検証を行なった. 変動磁場がない時間帯のプラズマポテンシャルおよび電場の平均分布を計算し, 各時間の分布から差し引くことで変動磁場に伴う変化量を抜き出した.
2. プラズマポテンシャル, 電場とも $z \leq 10$ の上流領域で変化が顕著であった. これは上流での電子温度の変化が非常に大きいことに起因すると考えられる.
3. 電場に関しては, 径方向ではほとんど変動がなかったのに対し軸方向成分は非常に大きく変動していた. このことから, 変動磁場によって磁力線に垂直な方向への電場形成が起きているといえる.
4. 推進機のスケール長で規格化したイオン Lamor 半径を計算し, イオンの磁化・非磁化領域を推定した. 上流では磁化している領域としていない領域が混在し, 後者ではホール電場が形成されていると考えられる. 一方, 磁化領域ではホール電場は形成されていないと考える.

第 5 章

本研究の結論と今後の展望

最後に、本研究における結論と今後の展望を述べる。

5.1 結論

1. ホール電場をプラズマ加速に利用する、変動磁場印加型プラズマスラスタにおけるプラズマポテンシャルと電場の測定を行なった。軸方向磁場卓越型と径方向磁場卓越型の両方で初めて電場の直接測定である。前者では2種類の浮遊電位 V_f^{cold} , V_f^{hot} を測定し、プラズマポテンシャルの2次元分布を取得した。後者では測定範囲の関係から、 V_f^{cold} の2次元分布と電子温度の1次元分布からプラズマポテンシャルの2次元分布を推定した。
2. 先行研究によって示唆されていた通り、軸方向磁場卓越型では主に径方向へのホール電場の形成が確認された。これに対し、径方向磁場卓越型では軸方向(磁力線に垂直な方向)に強力な電場が形成された。
3. 変動磁場印加による効果を見るため、変動磁場がない時間帯のプラズマポテンシャルと電場の値を基準とし、この基準からの各時間での変動分を確かめた。結果、変動磁場に対応した変化が認められた。特に $z \simeq 10$ の上流領域で変化量が顕著であったが、これは最初の計算に用いた電子温度の変化が上流部で大きかったことに起因する。
4. 最後に、軸方向の電場がホール電場として形成されているかを検証した。ホール電場は電子が磁化、イオンが非磁化の条件のもとで形成される。推進機のスケール長で規格化した電子/イオン Lamor 半径を計算したところ、電子は上流で完全に磁化していたがイオンは磁化・非磁化領域が混在していた。
5. イオン非磁化領域ではホール電場の形成が起きていると結論づけた。一方、磁化領域ではホール電場は形成されていないとした。ただし、イオン磁化・非磁化領域の線引きはあくまで代表値を用いた判別によるものであり、従って明確にホール電場が形成されている領域とそうでない領域の区別はできない。

5.2 次の研究に向けて

1. 本研究の改善点は, (ホール電場が形成されるであろう) 上流領域で電子は磁化, イオンは非磁化の条件を完全に満たす静磁場配位を用意することである. これを達成するための手段は複数あるが, 実験条件のコントロールを考えると, 静磁場を電磁石によって形成することは有効な方法である. 電磁石に流す電流量を制御することで磁場強度を変更し, ある程度連続的に磁化/非磁化を変えることができるためである. 本研究では当初電磁石を使用する予定だったが, セッティング上の困難があったため用意できなかった. 今後の課題としたい.
2. プラズマポテンシャルの測定に加え, プラズマ密度の測定も行うべきである. E_θ と B による $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトを議論するためには ϕ_p の構造だけでは不十分で, さらに密度分布変化の情報を踏まえる必要がある.
3. 上流でのホール電場形成が確立された後, ホール電場による下流でのプラズマ加速の有無について明らかにしたい. 具体的には, RPA(逆電位アナライザ) やマッハプローブなどでイオンビームのプロファイルを調べる. また, 加速コイル電流 I_{acc} の周波数も効率的な加速に関係してくると考える. 周波数があまりにも大きいとホール電場の向きが高頻度で反転してしまい, 下流までプラズマを加速させることができないことが想定される. 効率的な加速周波数を特定するためには, 加速コイル電流の周波数をある程度連続的に変更できる状態が望ましく, 加速コイルを含む交流回路のマッチング周波数の候補を複数用意しなければならない.

以上.

Appendix A

無衝突近似での周方向電流解析

ここでは、変動磁場印加型プラズマスタの周方向電流の解析についてまとめる。この系における磁場 \mathbf{B} 、電場 \mathbf{E} 、電子電流 \mathbf{j}_e はそれぞれ次のように表すものとする。

$$\mathbf{B} = (B_r, 0, B_z) = B\mathbf{e}_{\parallel,rz} \quad (\text{A.1})$$

$$\mathbf{E} = E_{\parallel,rz}\mathbf{e}_{\parallel,rz} + E_{\perp,rz}\mathbf{e}_{\perp,rz} + E_{\theta}\mathbf{e}_{\theta} \quad (\text{A.2})$$

$$\mathbf{j}_e = j_{e\parallel,rz}\mathbf{e}_{\parallel,rz} + j_{e\perp,rz}\mathbf{e}_{\perp,rz} + j_{e,\theta}\mathbf{e}_{\theta} \quad (\text{A.3})$$

$\mathbf{e}_{\parallel,rz}$, $\mathbf{e}_{\perp,rz}$, \mathbf{e}_{θ} は単位ベクトルで、それぞれ $r-z$ 面内で磁場に並行、垂直な方向と円筒座標系の方位角方向のベクトルである (方位角方向は磁場に垂直であるとする)。

まず、電子に対する運動方程式は次のように書ける。

$$m_e n \frac{d\mathbf{u}_e}{dt} = -en(\mathbf{E} - \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}) - \nabla \cdot \mathbf{P}_e + en\eta\mathbf{j}_e \quad (\text{A.4})$$

ここで $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla$ は対流微分である。また、 $\mathbf{P}_e, \eta, \mathbf{j}_e$ はそれぞれ電子圧力テンソル、プラズマ抵抗率、電子電流である。この系は軸対称性を持ち、また電子圧力 $p_e = nT_e$ は等方的であると仮定する。着目する現象は印加する変動磁場の周波数 10 kHz オーダーに依存して起こると考えると、これに比べて電子の運動の周波数は非常に大きい。そのため、式 (A.4) の左辺の電子慣性項を無視することができる。各方向の電子電流について式を整理すると、次を得る。

$$j_{e\parallel,rz} = \sigma_{\parallel} \left(E_{\parallel,rz} + \frac{\partial_{\parallel,rz} p_e}{en} \right) \quad (\text{A.5})$$

$$j_{e\perp,rz} = \frac{h_e^2}{1+h_e^2} \frac{enE_{\theta}}{B} + \sigma_{\perp} \left(E_{\perp,rz} - \frac{\partial_{\perp} p_e}{en} \right) \quad (\text{A.6})$$

$$j_{e,\theta} = \sigma_{\perp} E_{\theta} - \frac{h_e^2}{1+h_e^2} \left(\frac{enE_{\perp,rz}}{B} - \frac{\partial_{\perp,rz} p_e}{B} \right) \quad (\text{A.7})$$

ここで無衝突近似を導入すると、 $h_e \rightarrow \infty$ より $\sigma_{\perp} = \sigma_{\parallel}/(1+h_e^2) \rightarrow 0$, $h_e^2/(1+h_e^2) \rightarrow 1$ であるから、周方向電流 (A.7) は

$$j_{e,\theta} \simeq -\frac{enE_{\perp,rz}}{B} + \frac{\partial_{\perp,rz}p_e}{B} \quad (\text{A.8})$$

となり、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト電流と反磁性電流の和として近似できる。

参考文献

- [1] SPACEFLIGHT NOW. “SpaceX deploys 49 more Starlink satellites in first launch of 2022.”
- [2] R. Massey, S. Lucatello and P. Benvenuti. “The challenge of satellite megaconstellations.” *Nature Astronomy*. **4**, pp. 1022-1023. (2020).
- [3] A. Orlova, R. Nogueira and P. Chimenti. “The Present and Future of the Space Sector: A Business Ecosystem Approach.” *Space Policy*. **52**, 101374. (2020).
- [4] S. Mazouffre. “Electric propulsion for satellites and spacecraft: established technologies and novel approaches.” *Plasma Sources Science and Technology*. **25**, 033002. (2016).
- [5] J. Asakawa, H. Koizumi, K. Nishii, N. Takeda, M. Murohara, R. Funase and K. Komurasaki. “Fundamental Ground Experiment of a Water Resistojet Propulsion System: AQUARIUS Installed on a 6U CubeSat: EQUULEUS.” *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Aerospace Technology Japan*. **16**, No. 5. pp. 427-431. (2018).
- [6] R. Funase et al., “Mission to Earth–Moon Lagrange Point by a 6U CubeSat: EQUULEUS.” *IEEE Aerospace and Electronic Systems Magazine*. **35**, No. 3, pp. 30-44. (2020).
- [7] M. Yoshikawa, A. Fujiwara and J. Kawaguchi. “Hayabusa and its adventure around the tiny asteroid Itokawa.” *Highlights of Astronomy*. **14**. (2006).
- [8] S. Watanabe, Y. Tsuda, M. Yoshikawa, S. Tanaka, T. Saiki, S. Nakazawa. “Hayabusa2 Mission Overview.” *Space Science Reviews*. **208**, pp.3-16. (2017).
- [9] J. Bophy. “The Dawn Ion Propulsion System.” *Space Science Reviews*. **163**, 251-256. (2011).
- [10] M. G. Marcucci and J. E. Polk. “NSTAR Xenon Ion Thruster on Deep Space 1: Ground and flight tests (invited).” *Review of Scientific Instruments*. **71**, No. 3. (2000).
- [11] H. Koizumi, H. Kawahara, K. Yaginuma, J. Asakawa, Y. Nakagawa, Y. Nakamura, S. Kojima, T. Matsuguma, R. Funase, J. Nakatsuka and K. Komurasaki. “Initial Flight Operations of the Miniature Propulsion System Installed on Small Space Probe: PROCYON.” *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Aerospace Technology Japan*. ISTS **30**, pp. Pb13-Pb22. (2016).
- [12] S. Shang, S. Xiang, L. Jiang, W. Wang, B. He and H. Weng. “Sputtering distribution of LIPS200 ion thruster plume.” *Acta Astronautica*. **160**, pp. 7-14. (2019).
- [13] N. P. Brown and M. L. R. Walker. “Review of Plasma-Induced Hall Thruster Erosion.” *Applied*

-
- Science*. **10**, 3775. (2020).
- [14] L. Yan, P. Y. Wang, Y. H. Ou and X. L. Kang. “Numerical Study of Hall Thruster Plume and Sputtering Erosion.” *Journal of Applied Mathematics*. **2012**, 327021. (2012).
- [15] X. Cao, G. Hang, H. Liu, Y. Meng, X. Luo and D. Yu. “Hybrid-PIC simulation of sputtering product distribution in a Hall thruster.” *Plasma Science and Technology*. **19**, 105501. (2017).
- [16] I. Funaki, S. Cho, T. Sano, T. Fukatsu, Y. Tashiro, T. Shiiki, Y. Nakamura, H. Watanabe, K. Kubota, Y. Matsunaga and K. Fuchigami. “Development of a 6-kW-class Hall thruster for geostationary missions.” *Acta Astronautica*. **170**, pp. 163-171. (2020).
- [17] D. Manzella, R. Jankovsky and R. Hofer. “Laboratory Model 50 kW Hall Thruster.” *38th AIAA / ASME / SAE / ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. (2002).
- [18] S. N. Bathgate, M. M. M. Bilek and D. R. McKenzie. “Electrodeless plasma thrusters for spacecraft: a review.” *Plasma Science and Technology*. **19**, 083001. (2017).
- [19] S. D. Baalrud, B. Schneiner, B. T. Yee, M. M. Hopkins and E. Barnat. “Interaction of biased electrodes and plasmas: sheath, double layers, and fireballs.” *Plasma Source Science and Technology*. **29**, 053001. (2020).
- [20] C. Charles and R. Boswell. “Current-free double-layer formation in a high-density helicon discharge.” *Applied Physics Letters*. **82**, No. 9. (2003).
- [21] C. Charles and R. W. Boswell. “Laboratory evidence of a supersonic ion beam generated by a current-free “helicon” double-layer.” *Physics of Plasma*. **11**, No. 4. (2004).
- [22] A. Frutchman. “Electric Field in a Double Layer and the Imparted Momentum.” *Physical Review Letters*. **96**, 065002. (2006).
- [23] K. Takahashi, T. Lafleur, C. Charles, P. Alexander and R. W. Boswell. “Electron Diamagnetic Effect on Axial Force in an Expanding Plasma: Experiments and Theory.” *Physical Review Letters*. **107**, 235001. (2011).
- [24] K. Takahashi. “Helicon-type radiofrequency plasma thrusters and magnetic plasma nozzles.” *Reviews of Modern Plasma Physics*. **3**, No.3. (2019).
- [25] K. Takahashi, C. Charles, R. W. Boswell, T. Kaneko and R. Hatakeyama. “Measurement of the energy distribution of trapped and free electrons in a current-free double layer.” *Physics of Plasmas*. **14**, 114503. (2007).
- [26] A. V. Arefiev and B. N. Breizman. “Ambipolar acceleration of ions in a magnetic nozzle.” *Physics of Plasmas*. **15**, 042109. (2008).
- [27] J. M. Little and E. Y. Chohueiri. “Electron Cooling in a Magnetically Expanding Plasma.” *Physical Review Letters*. **117**, 225003. (2016).
- [28] J. P. Sheehan, B. W. Longmier, E. A. Bering, C. S. Olsen, J. P. Squire, M. G. Ballenger, M. D. Carter, L. D. Cassady, F. R. Chang Díaz, T. W. Glover and A. V. Ilin. “Temperature gradients due to adiabatic plasma expansion in a magnetic nozzle.” *Plasma Sources Science and Technology*. **23**, 045014. (2014).

-
- [29] Y. Zhang, C. Christine and R. Boswell. “Thermodynamic Study on Plasma Expansion along a Divergent magnetic Field.” *Physical Review Letters*. **116**, 025001. (2016).
- [30] R. W. Boswell, K. Takahashi, C. Charles and I. D. Kaganovich. “Non-local electron energy probability function in a plasma expanding along a magnetic nozzle.” *Frontiers in Physics*. **3**, Article 14. (2015).
- [31] K. Takahashi, C. Charles, R. Boswell and A. Ando. “Adiabatic Expansion of Electron Gas in a Magnetic Nozzle.” *Physical Review Letters*. **120**, 045001. (2018d).
- [32] K. Takahashi, C. Charles, R. W. Boswell and A. Ando. “Thermodynamic Analogy for Electrons Interacting with a Magnetic Nozzle.” *Physical Review Letters*. **125**, 165001. (2020d).
- [33] C. Jacobs and S. Poedts. “A polytropic model for the solar wind.” *Advances in Space Research*. **48**, pp. 1958-1966. (2011).
- [34] T. V. Doorsselaere, N. Wardle, G. D. Zanna, K. Jansari, E. Verwichte and V. M. Nakariakov. “The First Measurement of the Adiabatic Index in the Solar Corona using Time-Dependent Spectroscopy of HINODE / EIS Observations.” *The Astrophysical Journal Letters*. **727**, L32. (2011).
- [35] F. R. Chang and J. L. Fisher. “A supersonic gas target for a bundle divertor plasma.” *Nuclear Fusion*. **22**, No. 8. (1982).
- [36] E. A. Berling III, B. W. Longmier, T. W. Glover, F. R. Chang-Díaz, J. P. Squire and M. Brukardt. “High Power Electric Propulsion Using VASIMR™: Results From Flight Prototypes.” *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition*. pp. 1-18. (2009).
- [37] F. R. Vhang-Díaz. “Plasma propulsion for interplanetary flight.” *Thin Solid Films*. **507**, No. 449. (2006).
- [38] E. A. Bering III, B. W. Longmier, M. Ballenger, C. S. Olsen, J. P. Squire and F. R. Chang Díaz. “Performance studies of the VASIMR®VX-200.” *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition*. AIAA 2011-1071. (2011).
- [39] J. N. Pelton. “New Solutions for the Space Debris Problem.” *SpringerBriefs in Space Development*. pp. 1-9. (2015).
- [40] C. P. Mark and S. Kamath. “Review of Active Space Debris Removal Methods.” *Space Policy*. **47**, pp. 194-206. (2019).
- [41] C. Bombardelli and J. Peláez. “Ion Beam Shepherd for Contactless Space Debris Removal.” *Journal of Guidance, Control and Dynamics*. **34**, No. 3. (2011).
- [42] K. Takahashi, C. Charles, R. W. Boswell and A. Ando. “Demonstrating a new technology for space debris removal using a bi-directional plasma thruster.” *Scientific Reports*. **8**, 14417. (2018).
- [43] H. Sekine, H. Koizumi and K. Komurasaki. “Electrostatic ion acceleration in an inductive radio-frequency plasma thruster.” *Physics of Plasmas*. **27**, 103513. (2020).
- [44] H. Sekine, H. Koizumi and K. Komurasaki. “Measurement and identification of azimuthal current

-
- in an RF plasma thruster employing a time-varying magnetic field.” *AIP Advances*. **11**, 015102. (2020).
- [45] C. Charles, R. Boswell and K. Takahashi. “Boltzmann expansion in a radiofrequency conical helicon thruster operating in xenon and argon.” *Applied Physics Letters*. **102**, 223510. (2013).
- [46] 山村修平. “ホール電場を用いた無電極電気推進機の提案とプラズマ流の計測.” Master thesis, The University of Tokyo. (2020).
- [47] Y. Raitses, D. Staack, A. Smirnov and N. J. Fisch. “Space charge saturated regime and electron temperature saturation in Hall thrusters.” *Physics of Plasmas*. **12**, 073507. (2005).
- [48] G. D. Hobbs and J. A. Wesson. “Heat flow through a Langmuir sheath in the presence of electron emission.” *Plasma Physics*. **9**, No. 85. (1967).
- [49] J. P. Sheehan, Yevgeny Raitses, Noah Hershkowitz and Micheal McDonald. “Recommended Practice for Use of Emissive Probes in Electric Propulsion Testing.” *Journal of Propulsion and Power*. **33**. No. 3. (2017).
- [50] L. A. Schwager. “Effects of secondary and thermionic electron emission on the collector and source sheaths of a finite ion temperature plasma using kinetic theory and numerical simulation.” *Physics of Fluids B: Plasma Physics*. **5**, No. 631. (1993).

業績リスト

1. 畑悠希, 関根北斗, 小泉宏之, 小紫公也. “変動磁場印加型無電極推進機におけるプラズマポテンシャル測定と磁場垂直方向の電場形成.” 第 65 回宇宙科学技術連合講演会. 2021 年.