

マイクロ波放電式小型プラズマスラストに関する研究

牛尾, 康一

<https://hdl.handle.net/2324/2236282>

出版情報 : Kyushu University, 2018, 博士 (工学), 課程博士
バージョン :
権利関係 :



マイクロ波放電式小型プラズマスラストに関する研究

牛尾康一

九州大学大学院総合理工学府

先端エネルギー理工学専攻

2019年1月

目次

第 1 章 序論	1
1.1. 超小型衛星と超低高度衛星	1
1.2. 小型スラスタ	2
1.3. マイクロ波放電式小型プラズマスラスタ	6
1.3.1. 設計指針	6
1.3.2. プラズマ生成	10
1.3.3. プラズマ排出	11
1.4. 超低高度衛星と想定ミッション	3
1.5. 研究目的	13
第 2 章 実験装置	17
2.1. 真空容器	17
2.1.1. 小型真空容器	17
2.1.2. 大型真空容器	18
2.2. マイクロ波放電式小型スラスタ	20
2.3. ラングミュアプローブ	23
2.4. 電界反射型エネルギーアナライザー	27
2.5. イオンビーム電流計測	29
第 3 章 計算手法	59
3.1. 数値計算コードの概略	59
3.2. 3D-FDTD-PIC-MCC コード	61
3.2.1. 粒子計算手法	61
3.2.2. 電磁波計算手法	72
3.3. 各種物理条件と計算条件	80
3.3.1. 物理条件	80
3.3.2. 計算条件	80
3.3.3. 並列化について	81
第 4 章 スラスタ形状に関する調査	32
4.1. アンテナ形状依存性	32
4.2. セントラルヨーク長依存性	35
4.3. 放電室長依存性	40
第 5 章 プラズマ診断および推力見積もり	44
5.1. ラングミュアプローブによるプラズマ診断	44

5.2. 円筒型コレクタによるイオンビーム電流計測	50
第 6 章 数値解析によるプラズマ加熱解析	84
6.1. アンテナ形状依存性	84
6.1.1. 電場強度分布	84
6.1.2. 平均吸収エネルギー分布と電子エネルギー分布	94
6.1.3. 電離衝突	100
6.1.4. アンテナ依存性まとめ	102
6.2. 磁場強度依存性	104
6.2.1. 電場強度分布	105
6.2.2. 平均吸収エネルギー分布と電子エネルギー分布	107
6.3. 今後の課題	112
第 7 章 結論	118
謝辞	120

第1章 序論

1.1. 超小型衛星と超低高度衛星

かつて、宇宙開発といえば国家の威信をかけた一大プロジェクトであった。しかし、二十一世紀に入り多くの民間企業が宇宙ビジネスに参入したことにより、その市場は急速に拡大してきている^{1-1)~1-4)}。ベンチャー企業や新興国、大学等の研究機関の宇宙開発参入が可能になった一つの要因として、(超)小型衛星の登場が挙げられる。超小型衛星とは、重量 50 kg 以下の衛星であり、低コスト(数億円)かつ短い開発期間(2 年程度)で開発可能な点がメリットである。重量が数トンの大型衛星と比較すると、コストは 100 分の 1 以下、開発期間は半分以下である。また、小型で軽量であるために失敗した際のリスクを低減できるというメリットもある。Fig.1-1 に、50 kg 以下の衛星の 2003 年から 2017 年までの打ち上げ数と 2020 年の打ち上げ予想数を示す¹⁻⁵⁾。この図に示すように、この 15 年間で 50 kg 以下の衛星の打ち上げ数は 10 倍以上に増加しており、アメリカの Space Works Enterprises 社の試算によれば、2020 年には年間 350 機以上が打ち上げられると見込まれている¹⁻⁶⁾。超小型衛星は既に地球観測や通信のために利用が広がっており、多数の超小型衛星によるコンステレーションをアメリカのベンチャー企業 Planet 社や日本のベンチャー企業アクセルスペースなどが計画しており、さらなる超小型衛星利用の拡大が見込まれる^{1-7)~1-8)}。

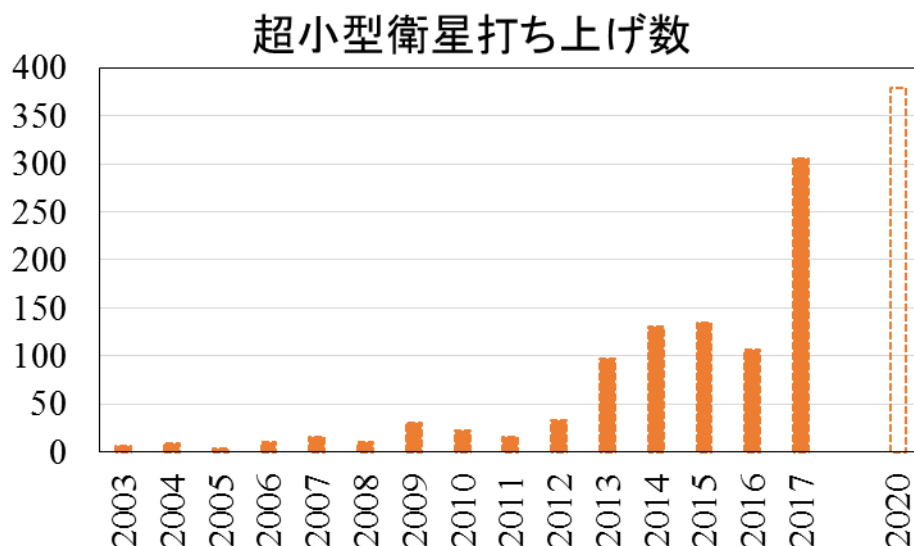


Fig. 1-1 Launch number of the microsatellites

1.2. 超小型衛星用小型スラスタ

超小型衛星利用の活発化を受けて研究が活発化しているのが、超小型衛星へ搭載するための小型スラスタの研究である。スラスタは衛星に搭載され推力を発生させることで、衛星が姿勢を制御したり軌道を遷移したりする際に使用される。そのため、スラスタは衛星が行うことのできるミッションの自由度を決定する重要なコンポーネントであるが、以前は超小型衛星に搭載可能なスラスタが少なく、ほとんどの超小型衛星はスラスタを搭載していなかった。これは、超小型衛星の空間的・電力的制約によるものであったが、近年超小型衛星に搭載可能なスラスタを開発すべく研究が活発化している。特にスラスタの中でも電気推進と呼ばれる、電気エネルギーを推力に変換するタイプのスラスタに注目が集まっている。近年は、東京大学らの「ほどよし 4 号」、「PROCYON」や、アメリカ海軍兵学校の「BRICSat-P」のように超小型衛星用電気推進スラスタの宇宙実証も行われるようになってきた^{1-11)~1-13)}。特に、「ほどよし 4 号」は電気推進の一種であるイオンスラスタを、100 kg 以下の衛星において世界で初めて作動させ、大きなインパクトを与えた。しかし、これら「ほどよし 4 号」や「PROCYON」に搭載されたイオンスラスタや、「BRICSat-P」に搭載されたマイクロアークスラスタ等だけでは多様化を続ける超小型衛星ミッションの要求にこたえることはできない。今後さらにミッションの自由度の幅を拡大するためには、特に推力電力比の大きな電気推進スラスタ、すなわち消費電力当たりの発生推力が大きなスラスタが求められている。そこで、本研究では次節に示すようなミッションを想定し、スラスタを開発した。

1.3. 超低高度衛星と想定ミッション

この節では、スラスタの使用例を想定して、スラスタに対する要求性能を試算することで、目標とする性能を明確にする。本研究で開発するスラスタの使用例の一つとして超低高度衛星が挙げられる。従来の低高度衛星が高度 600-800 km を飛行していたのに対し、超低高度衛星は高度 200 km 程度を飛行することで、地表観測の高精度化を可能とする技術である。これにより、同じ観測機器を使った場合地表の分解能は 3~4 倍に向上させることができる。もしくは、同じ分解能を実現する場合でもより性能の低い(すなわち小型で安価な)観測機器で実現が可能となる。これまでに打ち上げられた超低高度衛星は、欧州宇宙機関(ESA)の「GOCE」と宇宙航空研究開発機構(JAXA)の「つばめ」のみであるが、それぞれの重量は 1077 kg と 383 kg であり中型、もしくは小型衛星であった。これを超小型衛星まで小型化する際の障害の一つが、搭載するスラスタである。超低高度衛星は、超低高度に微量に存在する空気によって空気抵抗を受けてしまう。そのため、超低高度衛星は空気抵抗を打ち消し続けるためのスラスタの搭載が不可欠となる。「GOCE」および「つばめ」ではそれぞれ 600 W 級および 400 W 級のイオンスラスタが搭載されている^{1-14),1-15)}。しかし、超小型衛星で発生可能な電力は 50~100 W 程度であるため、これらのイオンスラスタでは超小型衛星の超低高度飛行は実現できない。そこで、本研究で開発するスラスタを用いることを想定する。

スラスタの要求性能の詳細を説明する前に、スラスタの性能を表す各パラメータについて説明する¹⁻¹⁶⁾。スラスタの推力 F は以下の式で表される。

$$F = \dot{m}v_i = \frac{m_i}{e}I_bv_i \quad (1-1)$$

ここで、 $\dot{m}$ 、 v_i 、 I_b 、 e はそれぞれ排出されるイオンの質量流量、排出されるイオンの速度、排出されるイオンビーム電流、素電荷である。この式からわかるようにスラスタの推力は排出されるイオンの量とイオンの速度の掛け算となっている。また、スラスタの重要なパラメータとして推進効率 η_t 、比推力 I_{sp} があり、それぞれ以下の式で表される。

$$\eta_t = \frac{\dot{m}_i v^2}{2P} \quad (1-2)$$

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{m}g} = \eta_u \frac{v_i}{g} \quad (1-3)$$

ここで、 P 、 g 、 η_u はそれぞれ消費電力と重力加速度、推進剤利用効率を示す。推進効率は、投入した電力がスラスタから排出される運動エネルギーに変換された割合を意味している。推進剤利用効率は、投入した推進剤のうち、イオンビームとして排出されたものの割合を示す。比推力は、単位質量の推進剤で単位推力を維持できる時間を意味している。比推力が高いほど、推進剤を有効活用していることとなる。そのため、同じ推力の場合は比推力が高いほうが推進剤消費量を低減でき、同じ推進剤消費量の場合には比

推力が高いほうが最終的に得られる速度増分が大きいことになる。この比推力の高さが電気推進スラスタの特徴であり、推進剤消費量を低減できるという点で、超小型衛星に搭載するスラスタとして適していると言える。これらを踏まえて推力電力比 F/P は次のように表される。

$$\frac{F}{P} = \frac{2\eta_t}{gI_{sp}} \quad (1-4)$$

この式からわかるように、推進効率 η_t がすべての投入電力において一定の場合、推力電力比が排出速度と反比例することを示している。実際には式(1-2)に示したように排出速度が低下すると推進効率も低下する。しかし、各種スラスタの排出速度と推力電力比の関係を見ると、排出速度の減少に伴って推力電力比が増加している¹⁻¹⁶⁾。このことから、推進効率の低下を考慮しても、排出速度を減少させることで、推力電力比の増加が可能だと言える。

本研究で仮定した超低高度衛星の詳細を Table. 1-1 に示す。この条件のもと、衛星に加わる空気抵抗の大きさを以下の式を用いて求める。

$$F = \frac{1}{2}\rho v^2 C_d S \quad (1-5)$$

ここで、 ρ 、 v 、 C_d 、 S はそれぞれ大気密度、衛星の飛行速度、粘性係数、進行方向に垂直な衛星の断面積である。今回の試算では、大気密度を $3.5 \times 10^{-9} \text{ kg/m}^3$ 、飛行速度は 7.8 km/s とした。粘性係数は、大気の状態や衛星の姿勢によって大きく変化するため、一意に決めることは難しい。そこで、「つばめ」における解析結果を参考に、 $0.2 \sim 1$ とする¹⁻¹⁷⁾。これらのパラメータを用いると、抗力の補正に必要な推力は、 $0.2 \sim 1 \text{ mN}$ となる。推進システムで消費する電力は、衛星の発電能力の $20 \sim 30\%$ 程度に抑えておくことが望ましい。マイクロ波電源の電力変換効率や推進剤供給システムでの消費電力まで考慮すると、スラスタへの投入マイクロ波電力は $10 \sim 20 \text{ W}$ である必要がある。ミッションの条件から最適な比推力 $(I_{sp})_{opt}$ は以下の式で求めることができる¹⁻¹⁸⁾。

$$(I_{sp})_{opt} = \frac{\sqrt{\alpha\tau}}{g} \quad (1-6)$$

ここで、 τ は作動時間で、ミッション期間から $6.31 \times 10^7 \text{ s}$ となる。 α は推力パワーと推進システムの重量の比で、単位は W/kg である。推進システムの重量は、「ほどよし 4 号」や「PROCYON」に搭載されたイオンスラスタシステムを参考にして試算を行う。衛星の発電能力が 100 W だとして、システム全体で消費する電力を 25 W とする。そして、参考文献 1-19)に記載のある比重量(g/W)を元にシステム重量を算出する。まず、本スラスタシステムにおいて必要なコンポーネントは、スラスタ本体、マイクロ波電源、推進剤タンクの 3 つである。スラスタ本体は実測値より 200 g とする。マイクロ波電源は参考文献より比重量が 30 g/W なので、スラスタに 10 W 投入するためにマイクロ波電源(変換効率 50%)では 20 W 消費するとして、重量は 600 g となる。タンクの重量を

計算するためには、ミッション期間中に消費する推進剤重量が必要となる。推進剤流量を 82 $\mu\text{g/s}$ と仮定すると、ミッション期間 2 年間で消費する推進剤質量は 5.1 kg となる。ここで、タンク比（推進剤重量とタンク重量の比）が 0.2 である専用タンクを使用した場合、タンクの重量は推進剤含めて 6.1 kg となる。また、その他の高圧バルブ等で 400 kg の重量が必要となる。これらを合計するとシステム全体の重量は 7.3 kg となる。これらの値を用いると、 α は以下のように計算される。

$$\alpha = \frac{10 [W]}{7.3[kg]} = 1.37[W/kg] \quad (1-7)$$

これらの値を用いて最適な比推力を計算すると、1000 s 程度となる。よって、目標性能は、マイクロ波投入電力 20 W 以下で、推力 1 mN、比推力 1000 s を目指す。この場合、推力電力比は 50 mN/kW となるが、これはサイズを問わず全電気推進の中でも大きな値であり、複数台同時作動（クラスタ化）等まで含めれば、超低高度衛星以外の用途にも使用可能だと考えられる。

Table. 1-1 The Properties of the assumed satellite

Parameter	Value
Altitude	200 km
Size	0.1 m×0.1 m×0.5 m
Mass	50 kg
Power generation	100 W
Mission period	1.5 years

1.4. マイクロ波放電式小型プラズマスラスタ

1.4.1. 設計指針

前節に述べたように、推力電力比 50 mN/kW スラスタを開発することが本研究の目的である。そして、そのためには推力電力比を増加させるためには、排出速度を減少させればよい。まず、推力 1 mN、比推力 1000 s を達成するために必要な電流値は式(1-1)より、推進剤利用効率を 70%、推進剤をアルゴンと仮定すると、172 mA となる。推次に、比推力 1000 s を達成するために必要な加速電圧について述べる。加速電圧を φ とすると、イオンの速度は、

$$v_i = \sqrt{\frac{2\varphi e}{m_i}} \quad (1-8)$$

と表される。この式を式(1-3)に代入すると、必要な電位差は 40 V となる。この加速電圧および排出速度は、推進剤を電離後に加速する電気推進としては小さく、推進剤を電離させない化学推進としては大きい値となる。このため、従来のスラスタでは推進剤 1000 s を実現しようとするすると推進効率が低くなってしまっていた。そこで、本研究では推進剤を電離した後、低電位差で加速することを考える。この低電位差を実現する方法として浮遊電位およびプラズマ電位を利用する方法がある。以下に、電位差形成についての詳細を示す。

浮遊電位とは、プラズマ中に存在する絶縁体に対して、正味の電流が流れないように、絶縁体表面が持つ電位のことである。多くの場合、電子の速度はイオンの速度より大きいので、物体表面はプラズマに対して負の電位となる。この電位によって、電子は減速、イオンは加速され、正味の電流が 0 となるよう浮遊電位が決定される。この際、物体の周辺では電気的中性が崩れ、イオン密度のほうが高くなっている。このような領域を(イオン) シースと呼ぶ。シースの構造を Fig. 1-2 に示す。シースは、プレシースとプレシースに分けられる。プレシースでは境界面の影響により電位が緩やかに低下していくが、依然として電子密度とイオン密度が等しくプラズマ状態を保っている。シース領域では電位が急速に低下し、イオン過多となっている。プレシースとシースの境界はシース端と呼ばれ、ここでの電位を基準として、プラズマ領域の電位をプラズマ電位 ϕ_p 、絶縁体表面 ϕ_w の電位をシース電位と呼ぶ。このプラズマ電位とシース電位を合計したものを浮遊電位と呼ぶ。このような現象は両極性拡散と呼ばれ、自由空間への拡散時にも同様の現象は発生する。この電位差をイオンの加速電圧として活用することを考え、電位差の大きさを見積もる。本スラスタにおいても、定常状態であればスラスタから排出されるイオン電流と電子電流は釣り合っているはずであり、基本的にはシースの考え方が適用できると考えられる。しかし、本スラスタでの電位差形成では、シースと異なり明確

な境界面が存在しない。そのため、電位差の大きさについてはシースと同程度だとしても、その空間的なスケールは大きくなると考えられる。また、境界面が導体壁である場合には、流入する電子電流とイオン電流が等しいという条件は、導体全体で満たされればよい。そのため、スラスタ壁面の電位については、スラスタ内外から流入するすべての電子とイオンを考慮する必要がある。さらに、磁場が存在する場合には、その影響も考慮する必要があり、スラスタ壁面の電位については正確な見積もりは困難だと思われる。

そこで、ここでは生成されたプラズマが自由空間に等方的に拡散していくとした場合の電位差を計算する。ここからの導出は参考文献 1-20) および 1-21) を参考としている。浮遊電位の大きさは電子電流とイオン電流のバランスがバランスするよう決定するため、それらの導出が必要である。その際、スラスタから無限遠離れた境界面を考える。この境界面では電位勾配は 0 となっており、プラズマ領域との間には浮遊電位分の電位差が存在するはずである。そして、この面に流入する電子電流とイオン電流は釣り合っていると考えられる。まず、電子電流について考える。ある面に垂直に、単位時間あたりに流入する粒子数 N_e は、以下の式で表せる。ここで、面に垂直方向を x とする。

$$N_e = \int_0^{\infty} v_x dn_e(v_x) \quad (1-9)$$

$dn_e(v_x)$ とは速度空間において、 $v_x \sim v_x + dv_x$ の空間に存在する粒子の数である。ここで、電子の速度分布がマクスウェル分布だとすれば、この粒子数 N_e は、

$$\begin{aligned} N_e &= n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \int_0^{\infty} v_x e^{-\frac{m_e v_x^2}{2k T_e}} dv_x \\ &= \frac{1}{4} n_e \left(\frac{8k T_e}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \\ &= \frac{1}{4} n_e \bar{v} \end{aligned} \quad (1-10)$$

となる。ここで、 n_e は電子密度、 T_e は電子温度、 k はボルツマン定数、 m_e は電子質量、 $\bar{v}$ は熱運動平均速度である。よって、電子電流 I_e は素電荷 e と面積 S をかけて、

$$\begin{aligned} I_e &= \frac{1}{4} n_e e \left(\frac{8k T_e}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} S \\ &= \frac{1}{4} n_e e \bar{v} S \end{aligned} \quad (1-11)$$

となる。ただし、これはプラズマ領域からプレシースとの境界面までに適応できる値であり、境界面に到着するまでに風有電位 ϕ_f 分の電位差によってエネルギーの低い電子は追い返され、電子電流は減衰してしまう。境界面に到達する電子電流は無次元量 $y_f = e\phi_f/kT_e$ を用いて、

$$I_e(V_f) = I_e \exp(-y_f) \quad (1-12)$$

と表せる。ただし、電子の速度分布はマクスウェル分布を仮定している。

次にイオン電流を求める。シース端でのイオン電流は、ボームのシース条件を用いると、

$$V_{io} = \left(\frac{kT_e}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1-13)$$

$$I_i = en_i V_{io} S \quad (1-14)$$

と表される。ここで、 V_{io} はシース端でのイオンの速度である。イオン密度 n_i はシース端での密度である。イオン電流についてはシース端まで到達したイオンはすべて境界面まで到達するため、このイオン電流と式(1-12)の電子電流が等しいとして、整理すると

$$y_f = \ln \left[0.654 \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (1-15)$$

となる。ただし、これは境界面がシース厚さに比べて十分大きな平板の時のみ成り立つ。他の境界面形状では、シースの端効果を考慮して電子とイオンのバランスを考える必要がある。この y_f は式(1-15)に示すように、ガス種だけに依存し、アルゴンの場合は $y_f = 5.2$ となる。これは、浮遊電位は電子温度の 5.2 倍になることを意味する。よって、アルゴンプラズマの場合浮遊電位 ϕ_f は、

$$\phi_f = 5.2 \frac{kT_e}{e} \quad (1-16)$$

と表せる。ここで、浮遊電位のうち、プラズマ電位とシース電位の内訳を計算しておく。ボームのシース条件よりシース端でのイオンの速度 V_{io} が分かっているので、これを用いて、シース端でのイオンのエネルギーに関して以下の等式が成り立つ。ただし、プラズマ領域でのイオンのエネルギーはシース端でのエネルギーより十分小さいとしている。

$$e\phi_p = \frac{1}{2} m_i V_{io}^2 \quad (1-17)$$

これを解いて、プラズマ電位は

$$\phi_p = \frac{kT_e}{2e} \quad (1-18)$$

となる。よって、プラズマ電位は電子温度の 0.5 倍であり、浮遊電位はそのほとんどがシース電位によるものと言える。電子温度と浮遊電位の関係を用いると電位差 40 V を実現するのに必要な電子温度を算出すると 8 eV となる。過去に小型マイクロ波放電式イオンスラストで行われたトムソン散乱による内部計測では 8 eV 程度の電子温度を実現できていることから、本スラストでも小型マイクロ波放電を用いれば実現可能な値だと考えられる¹⁻²²⁾。しかし、目標とする電流値 172 mA を達成するためには、小型マイクロ波放電式イオンスラストで用いた推進剤流量を 5 倍程度に増加させる必要があ

る。これにより、中性粒子の密度が増加することで、電子温度は低下してしまうと考えられる。そのため、より効率よく電子を加熱できるよう改良を加える必要があるほか、電子加熱のメカニズムについても明らかにすることが必要となる。次に、目標性能達成のために必要なプラズマ密度を見積もる。式(1-14)に 8 eV 、目標電流の 172 mA を代入する。面積 S には、本来であれば電位勾配から、シース端となるような局面を決定し、その表面積を代入する必要があるが、今回は簡単のため、先行研究で用いられた直径 12 mm のオリフィスの面積とした。すると、目標とするイオン電流を実現するには、 $2.1 \times 10^{18}\text{ m}^{-3}$ の密度を実現する必要があることがわかった。

以上を踏まえ、本研究ではマイクロ波放電でプラズマを生成し、プラズマ電位を用いて加速して推力を得るスラスタを開発する。このスラスタに必要な構成要素はマイクロ波電源と推進剤供給系のみとなり、軽量でコンパクトな推進システムを実現できる。しかし、上で述べた電位差や密度の見積もりでは、電子温度を空間的に一様と考えていることや、電子速度分布がマクスウェル分布と仮定したこと等の仮定も多い。そのため、実際に実験において電子温度と電位差の関係について調査する必要がある。さらに、本研究で対象とするスラスタは小型で内部の計測は制限が多く、数値解析による調査も電子温度と浮遊電位の関係を解明するうえで非常に有用なツールとなると考えられる。

本研究で開発するようなスラスタは、ECR プラズマスラスタ等と呼ばれ、1960 年代にはすでにアメリカのゼネラル・エレクトリック社の Miller, D.B らのグループやアメリカ航空宇宙局(NASA)の Kosmahl, H.G らのグループ、東京大学の Nagatomo らによって研究が行われていた^{1-23)~1-25)}。しかし、当時のマイクロ波放電技術では、マイクロ波からプラズマへのエネルギー伝達効率が低く、研究は下火の状態が続いていた。しかし、近年小惑星探査機「はやぶさ」に搭載されたマイクロ波放電式中和器に代表されるように、マイクロ波放電技術が発展してきたことにより、再び研究が活発化しつつある¹⁻²⁶⁾。特に小型のマイクロ波放電式プラズマについては次の二点による影響が大きい。一つは、従来から使われていた進行波管電力増幅器(TWTA)に加え、固体電力増幅器(SSPA)の技術開発が進んだことで、小型で軽量の増幅器が実現可能となった点¹⁻²⁷⁾。もう一つのポイントは、プラズマに直接アンテナと呼ばれる部品を挿入して電子を加熱する手法の採用である。このようなマイクロ波放電の手法はもともと様々な用途を想定したイオン源として研究開発されたもの¹⁻²⁸⁾であったが、この「はやぶさ」の中和器への採用により電気推進業界でも使用されるようになった。この手法の採用により、小さいプラズマ源であれば、マイクロ波からプラズマへのエネルギー伝達効率の上昇が可能となり、低電力で高密度のプラズマを生成可能となった。フランスの宇宙機関 ONERA や、アメリカのミシガン大学などがこの手法を用いて、ECR スラスタの研究を進めている^{1-29),1-30)}。本研究室でも 2012 年度から研究に着手した。しかし、これまで得られたデータは未だ不十分であり、放電室内での電子の加熱機構や電位差の形成や構造については不明な点も多く、調査が必要である。

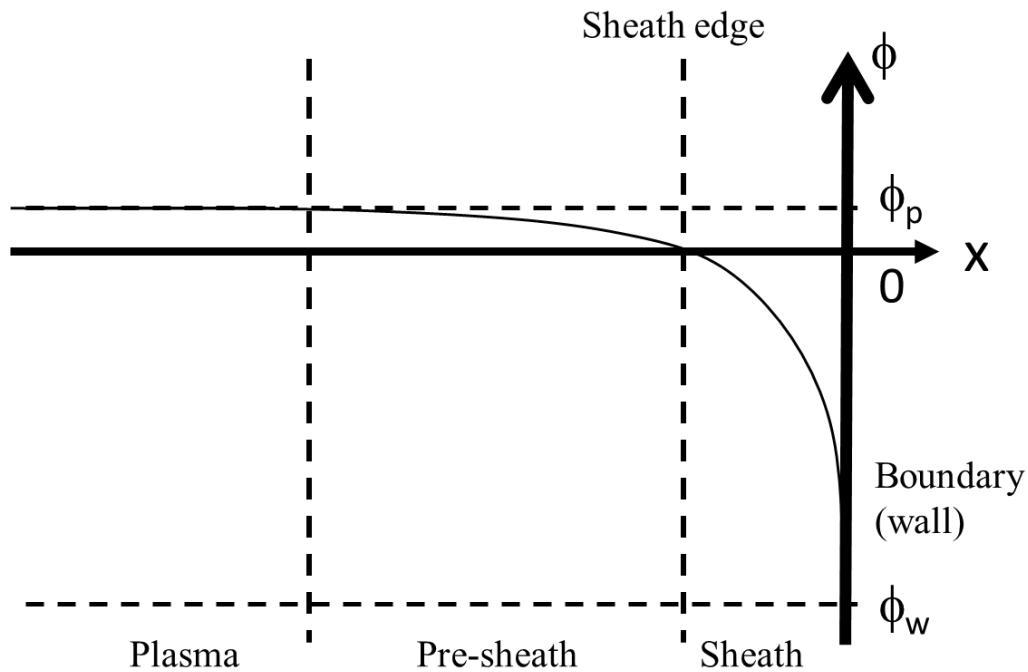


Fig.1-2 Sheath configuration

1.4.2. プラズマ生成

プラズマを生成する手法としてマイクロ波放電を用いる。スラスタの断面図を **Fig.1-3** に示す。このスラスタにおけるマイクロ波放電の特徴は、同軸ケーブルの中心導体をプラズマ中に直接挿入している点である。同軸ケーブルの外側導体は放電室壁面につながっている。この手法により、低い電力でカットオフ密度以上の高密度プラズマを生成することができる。中心導体部分をアンテナと呼び、アンテナと放電室壁面の間に電場が発生する。一方、磁石と軟鉄によって磁気回路が形成されており、この磁場に電子はトラップされている。軟鉄製の部品の内、プラズマ排出側（下流側）の部分フロントヨーク、上流側のものをバックヨークと呼んでいる。バックヨークの中でもアンテナ周囲の円筒型の部分を特にセントラルヨークと呼ぶ。セントラルヨークとフロントヨークの間の電子がトラップされる領域を磁気チューブと呼んでいる¹⁻³¹⁾。この領域の両端には磁気ミラーが形成されており、この磁気ミラーによる効果と壁面付近のシースの効果によって電子はチューブの両端で反射され、この領域内を往復運動している。そのため、マイクロ波電場によって加速されても散逸することなく推進剤の電離エネルギー以上のエネルギーまで加熱される。

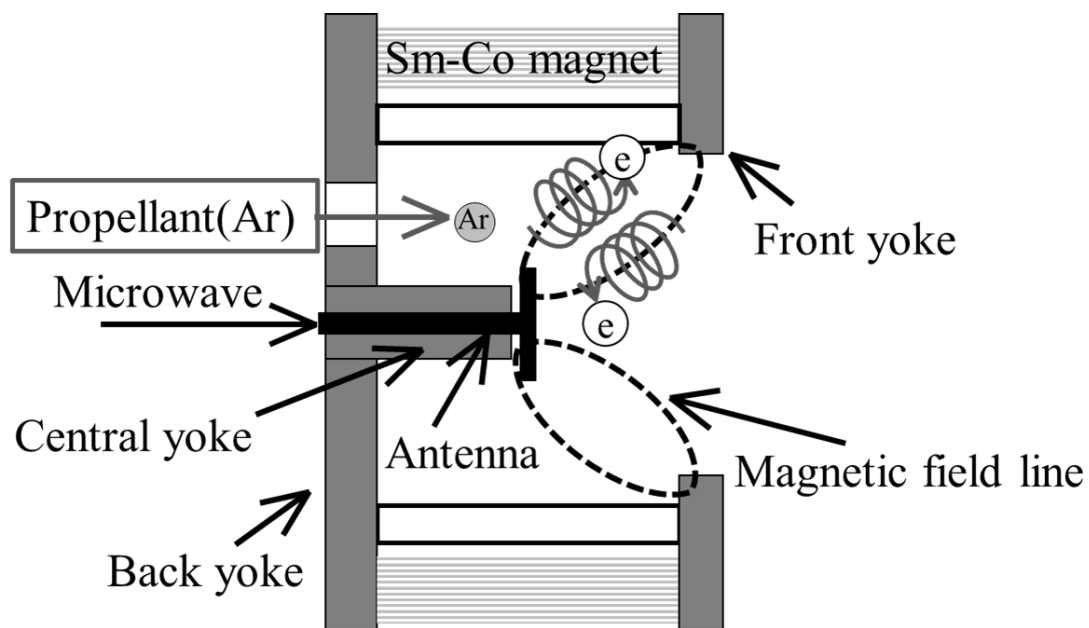


Fig. 1-3 Cross section of thruster.

1.4.3. プラズマ排出

マイクロ波放電によって生成されたプラズマの一部はスラスタ内外に形成される電位差によって、スラスタ外に排出されていく。その際、両極性電場が形成されていると考えられる。両極性電場とは、電子とイオンが拡散する際に、その拡散速度を等しくするように形成される電場のことである。これは、基本的には絶縁体とプラズマ間の電位差と同じように考えることが出来る。その形成過程を Fig.1-4 に示す。①まず初めに、電子とイオンの速度差（約 1 万倍）により、電子が先に放電室外へと排出される。②すると、放電室内はイオン過多の状態となり、電子過多のスラスタ外部との間に荷電分離によりスラスタ内部から外部へと向かう電場が形成される。この電場により電子は減速され、イオンは加速される。③この電場の効果により最終的にはイオンと電子が等量排出され、定常状態となる。この排出されたイオンの反作用として、スラスタは推力を得る。このような排出原理を採用することで、イオンスラスタ等に必要となるイオン加速用電源や中和器が不要となり、小型低電力な推進システムの実現が可能となる。このプラズマ排出原理はヘリコンプラズマスラスタでも研究されている¹⁻³¹⁾。ヘリコンプラズマスラスタにおける詳細なプラズマ物理は高橋らによって研究が進んでいる^{1-32), 1-33)}。

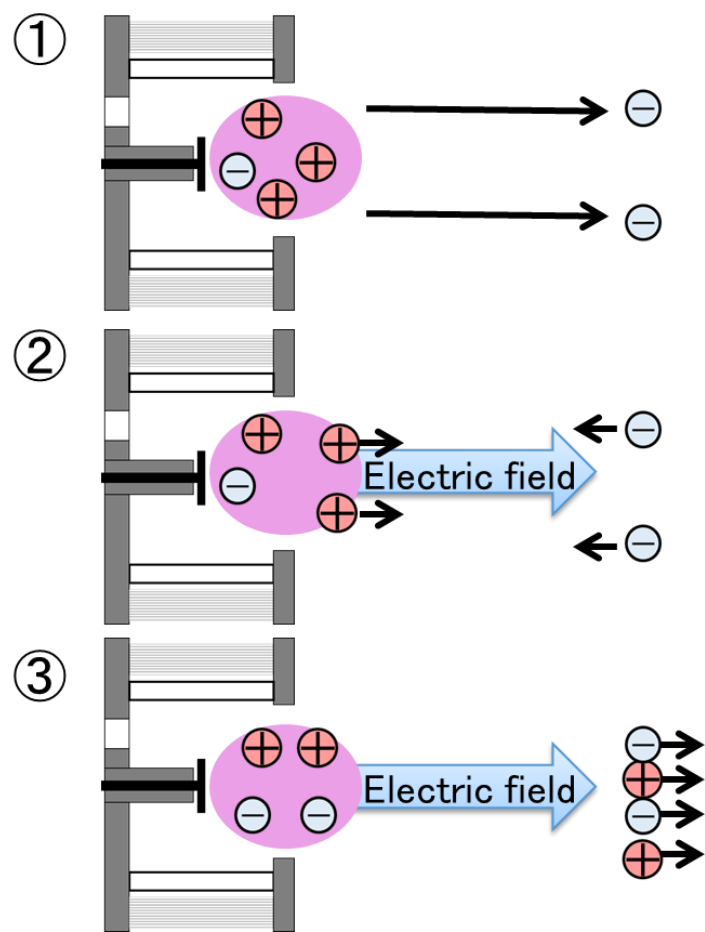


Fig. 1-4 Ion exhaust process.

1.5. 研究目的

以上を踏まえて、本研究の目的は超小型衛星に搭載可能な高推力電力比 50 mN/kW のスラスタを開発することであり、目標性能はマイクロ波投入電力 20 W 以下で、推力 1 mN 、比推力 1000 s とする。本研究では、小型マイクロ波放電式プラズマスラスタの推進原理を実証した後に、プラズマ診断を行い現状の性能を見積もり、想定した性能と比較を行った。その後、性能向上を図るために数値解析を用いてマイクロ波から電子へのエネルギー授与過程について調査を行った。

本論文は以下の 7 章から構成されている。

第 1 章では、近年の宇宙開発の動向と研究対象の小型スラスタの必要性について述べた。その後、開発したスラスタを用いる想定ミッションについて述べ目標を明確にするとともに、スラスタの原理について述べた。

第 2 章では、研究に使われた真空装置などの設備の詳細や内部診断に用いたプローブ法などの計測方法について述べた。

第 3 章では、原理実証の前段階として、スラスタから排出されるイオンビーム電流を指標として、アンテナ形状や放電室長さなどのスラスタの形状が推進性能に及ぼす影響を調査した結果について述べた。

第 4 章では、3 章で最も性能が良かったスラスタ形状において、各種プローブ等を用いて電位差の形成、加速されたイオンの排出を実証した。その後、イオンコレクタを用いた計測を通して、スラスタ性能の決定要因について述べた。

第 5 章では、本研究で用いた数値解析手法について述べた。本研究で用いたマクスウェル方程式の解法である FDTD 法や、荷電粒子の運動を計算する際に用いる衝突計算手法や PIC 法の詳細について述べた。さらに、それらの計算のカップリング手法や各種境界条件について説明を行った。

第 6 章では、数値解析を用いて、性能向上の鍵を握るマイクロ波から電子へのエネルギー伝達過程について調査した結果について述べた。

第 7 章では、本論文の総括と今後の展望を述べた。

参考文献

- 1-1) Philip D., David R., Oliver T., Andy B. and Alex da S. C., “Vertical Launch of Small Satellites from the UK”, Proceeding of 67th International Astronautical Congress, IAC-16-B4.5.5, 2016.
- 1-2) U. Sastrokusumo, R. Lumanto, “LAPAN A2 Micro Satellite and the Need for Rapid Emergency Communication”, 29th International Symposium on Space Technology and Science, 2013-f-40, 2013.
- 1-3) Planet Labs, Inc; <https://www.planet.com/>
- 1-4) Axelspace Corporation; <https://www.axelspace.com/>
- 1-5) 金岡充晃, “小型 SAR 衛星における国際動向と市場分析”, 第 62 回宇宙科学技術連合講演会講演集, JSASS-2018-4509
- 1-6) SpaceWorks Enterprises, Inc., “Nano/Microsatellite Market Forecast 2017”;
<http://spaceworkseng.com/spaceworks-releases-2017-nanomicrosatellite-market-assessment/>
- 1-7) Planet Labs, Inc.; <https://www.planet.com/>
- 1-8) Axelspace Corporation; <https://www.axelspace.com/>
- 1-9) M. van der Meijdea, R. Pail, R. Bingham, R. Floberghagen, “GOCE data, models, and applications: A review”, International Journal of Applied Earth Observation and Geoinformation, Volume 35, Part A, pp. 4-15, 2015
- 1-10) 佐々木雅範, “超低高度衛星技術試験機「つばめ」(SLATS)の開発結果と運用状況について”, 第 62 回宇宙科学技術連合講演会講演集, JSASS-2018-4200
- 1-11) Hiroyuki Koizumi, Kimiya Komurasaki, Junichi Aoyama and Koji Yamaguchi, “Engineering Model of the Miniature Ion Propulsion System for the Nano-satellite: HODOYOSHI-4”, Trans. JSASS Aerospace Tech. Japan, Vol. 12, No. ists29, pp. Tb_19-Tb_24, 2014
- 1-12) 小泉宏之, “超小型深宇宙探査機 PROCYON 推進系: 開発から宇宙運用までの道のりと教訓”, J. Plasma Fusion Res. Vol.92, No.7 (2016)501-513
- 1-13) Samantha Hurley, George Teel, Joseph Lukas, Samudra Haque, Michael Keidar, Christopher Dinelli and Jin Kang, “Thruster Subsystem for the United States Naval Academy’s (USNA) Ballistically Reinforced Communication Satellite (BRICSat-P)”, Trans. JSASS Aerospace Tech. Japan, Vol. 14, No. ists30, pp. Pb_157-

Pb_163, 2016

- 1-14) Peter N. Randal, Rhodri A. Lewis and Stephen D. Clark, “QinetiQ T5 based Electric Propulsion System and Architectural Options for Future Applications”, *Proceedings of at the 35th International Electric Propulsion Conference*, IEPC-2017-170
- 1-15) 尾崎敏之, 大須賀弘行 (三菱電機), 長野 寛, “SLATS 搭載イオンエンジンの開発”, 第 54 回宇宙科学技術連合講演会講演集, JSASS-2010-4273
- 1-16) 栗木恭一, 荒川義博, 電気推進ロケット入門, 東京大学出版 (2003)
- 1-17) Fujita, K., Noda, A.: Rarefied Aerodynamics of a Super Low Altitude Test Satellite (SLATS), *Proceedings of 41st Fluid Dynamics Conference / Aerospace Numerical Simulation Symposium*, Jun. 2009.
- 1-18) 荒川義博, 國中均, 中山宜典, 西山和孝: イオンエンジンによる動力航行, コロナ社(2006)
- 1-19) 小泉宏之, 國中均, “マイクロ波放電式小型イオンスラスタのシステム性能”, 日本航空宇宙学会論文集, 60 巻 (2012) 3 号
- 1-20) 八坂保能, “放電プラズマ工学”, 森北出版, 2007
- 1-21) 堤井信力, “プラズマ基礎工学 増補版”, 内田老鶴圃, 1995
- 1-22) Toru Ezaki, Naoji Yamamoto, Teppei Tsuru, Yusuke Kotani, Hideki Nakashima, Naoto Yamasaki, Kentaro Tomita and Kiichiro Uchino, “Plasma Properties in a Miniature Microwave Discharge Ion Thruster”, *Trans. JSASS Aerospace Tech. Japan* Vol. 8, No. ists27, pp. Pb_55-Pb_59, 2010
- 1-23) Miller, D. B., Bethke, G. W. and Crimi, G.F., “Final Report : Investigation of Plasma Accelerator (Cyclotron Resonance Propulsion System)”, NASA CR-54746, 1965
- 1-24) Kosmahl, H. G., “Three-Dimensional Plasma Acceleration Through Axisymmetric Diverging Magnetic Fields Based on Dipole Moment Approximation”, NASA TND-3782, 1967
- 1-25) Nagatomo, M., “Plasma Acceleration by High Frequency Electromagnetic Wave in Static Magnetic Fields Gradient”, *Proceedings of the 7th International Symposium on Space Technology and Science*, 1967
- 1-26) Hitoshi Kuninaka, “MICROWAVE PLASMA CONTACTOR”, *Proceedings of 23th International Electric Propulsion Conference*, IEPC-93-040
- 1-27) 飯田明夫, 今井達也, 広瀬晴三, 清野清春, 小倉恵, 上小倉明宏 “衛星搭載用マイクロ波機器”, TECHNICAL REPORT OF IECE, SPS2003-00(2004-02)

- 1-28) Junzo Ishikawa, Yasuhiro Takeiri and Toshinori Takagi, "Axial magnetic field extraction-type microwave ion source with a permanent magnet", Review of Scientific Instruments 55, 449 (1984)
- 1-29) Théo Vialis, Julien Jarrige, Ane Aanesland, and Denis Packan. "Direct Thrust Measurement of an Electron Cyclotron Resonance Plasma Thruster", Journal of Propulsion and Power, Vol. 34, No. 5 (2018), pp. 1323-1333.
- 1-30) Wachs, B. and Jorns, B., "Effect of Background Pressure on Ion Dynamics in an Electron Cyclotron Resonance Thruster", Proceedings of 54th AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, AIAA-2018-4585
- 1-31) Funaki, I., Kuninaka, H., Toki, K.: Plasma Characterization of a 10-cm Diameter Microwave Discharge Ion Thruster, Journal of Propulsion and Power, 20 (2004), pp.718-726
- 1-32) Francis F. Chen, "Permanent Magnet Helicon Source for Ion Propulsion", IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. 36, NO. 5, OCTOBER 2008
- 1-33) K. Takahashi and T. Fujiwara, "Observation of weakly and strongly diverging ion beams in a magnetically expanding plasma", APPLIED PHYSICS LETTERS 94, 061502 (2009)
- 1-34) Kazunori Takahashi, Yuichi Igarashi and Tamiya Fujiwara, "Plane and hemispherical potential structures in magnetically expanding plasmas", APPLIED PHYSICS LETTERS 97, 041501 (2010)

第2章 実験装置

2.1. 真空容器

2.1.1. 小型真空容器

実験で使用した小型真空容器の写真を Fig. 2.1 に示す。この真空容器の内径と長さはそれぞれ 0.6 m と 1 m である。排気系は、排気速度 $1.5 \times 10^{-2} \text{ m}^3/\text{s}$ のロータリーポンプと、排気速度 $5.2 \times 10^{-1} \text{ m}^3/\text{s}$ のターボ分子ポンプにより構成されている。最高到達圧力は $2.7 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ で、Ar 流量が $82 \text{ } \mu\text{g}/\text{sec}$ の時には $2.7 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ であった。また、真空容器本体は接地してある。



Fig. 2-1 Small vacuum chamber.

2.1.2. 大型真空容器

Fig. 2-2 に、実験で使った大型真空容器を示す。この真空容器の内径と長さはそれぞれ 1.0 m と 1.2 m である。排気系は、排気速度 $2.7 \times 10^{-2} \text{ m}^3/\text{s}$ のロータリーポンプと、排気速度 $1.0 \times 10^{-1} \text{ m}^3/\text{sec}$ のターボ分子ポンプにより構成されている。最高到達圧力は $1.7 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ で、Ar 流量が $82 \text{ } \mu\text{g}/\text{sec}$ の時には $3.6 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ であった。また、真空容器本体は接地してある。

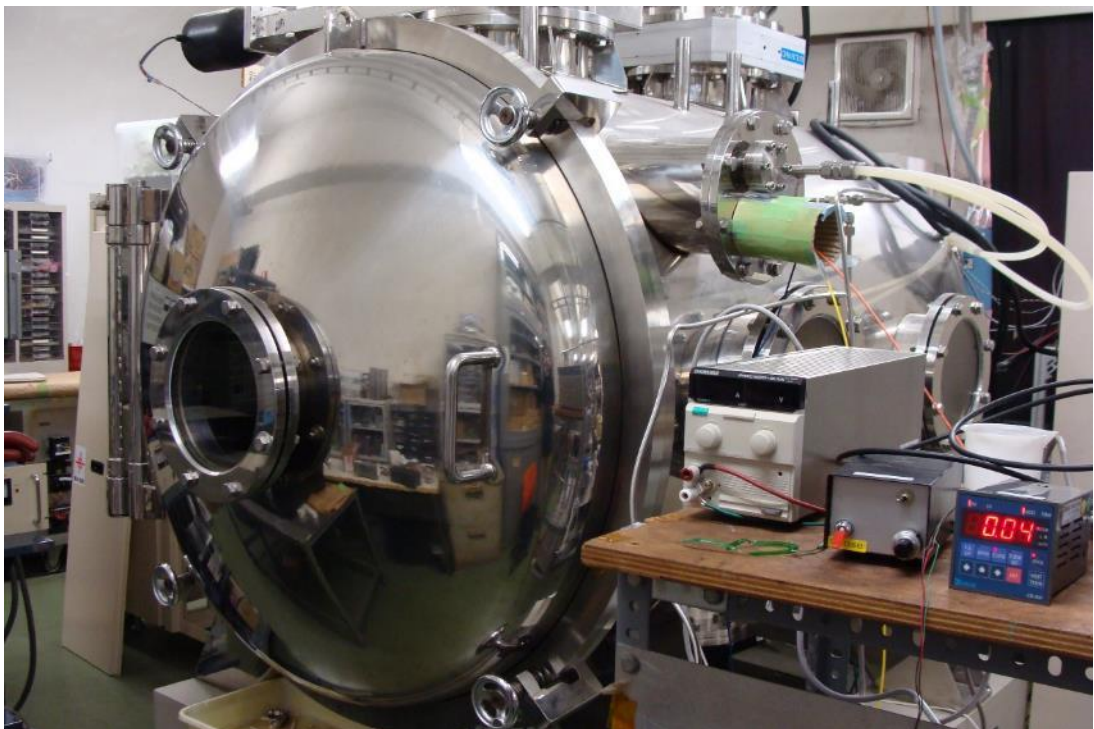


Fig. 2-2 Large vacuum chamber.

2.1.3. スペースサイエンスチャンバー

Fig. 2-3 に、宇宙科学研究所のスペースサイエンスチャンバを示す。この真空容器の内径と長さはそれぞれ 2.5 m と 5.0 m である。排気系は、排気速度 3.4×10^3 l/s(窒素)のターボ分子ポンプ一つと、排気速度 2.8×10^4 l/s(窒素)のクライオポンプ二つから構成されている。到達圧力は 2.28×10^{-4} Pa で、Ar の流量が $82 \mu\text{g/s}$ の時の背圧は 3.28×10^{-4} であった。また、このチャンバーでは容器内にプラズマを発生させることが出来、本研究では背景プラズマとして密度 $7 \times 10^{11} - 1 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ の Ar プラズマを発生させた。その際の容器内圧力は 1.69×10^{-2} Pa であった。

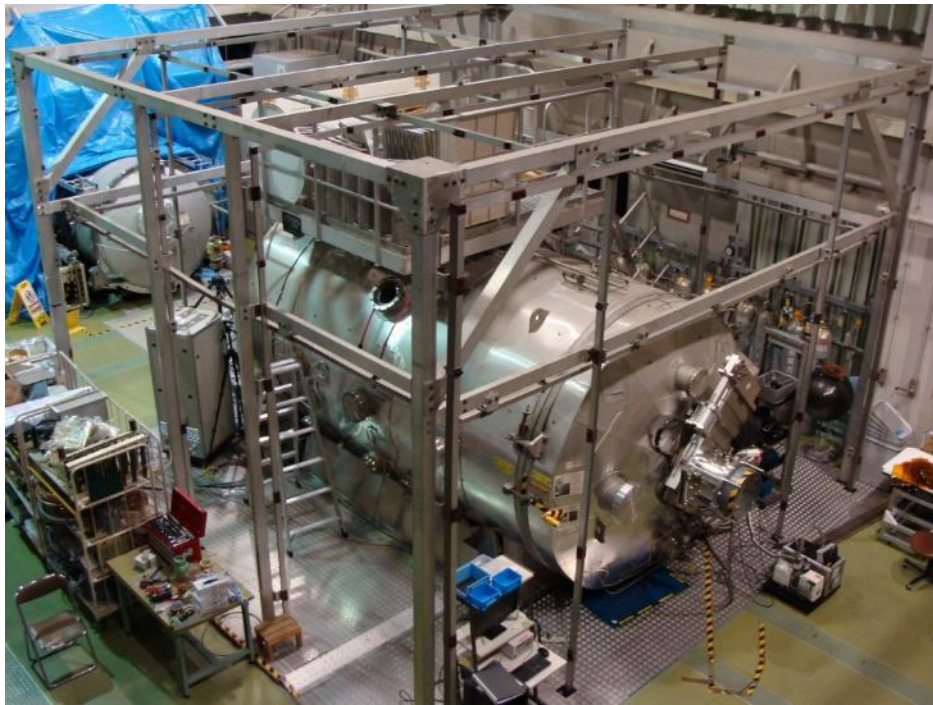
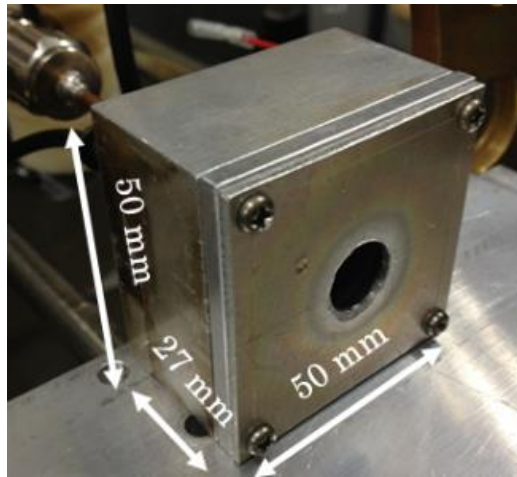


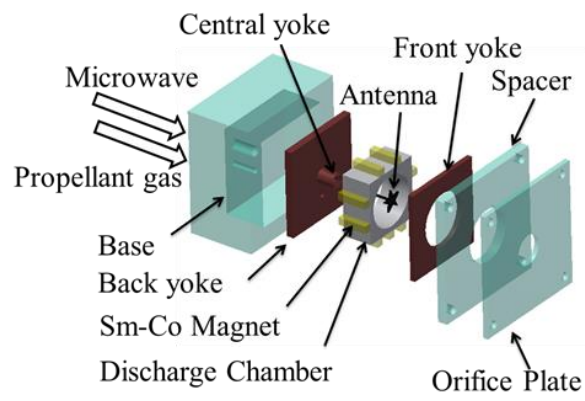
Fig. 2-3 Space science chamber at ISAS

2.2. マイクロ波放電式小型スラスタ

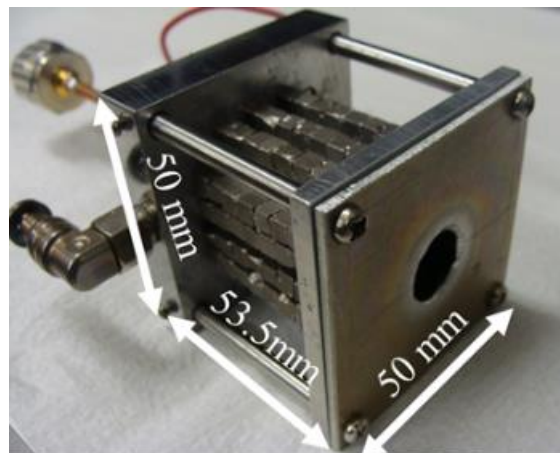
本研究では 2 種類のスラスタを開発した。Fig. 2-4(a)~(d)は二つのスラスタの外観を示している。一つは(a)および(b)に示すもので、スラスタサイズが 50 mm×50 mm×27 mm で放電室長さが 12 mm である。もう一つは(c)および(d)に示す、スラスタサイズが 50 mm×50 mm×53.5 mm で、放電室長さが 33 mm のものである。部品構成は基本的には共通で、Al 製の放電室の周囲に Sm-Co 磁石は配置されており、それを軟鉄製のヨークで挟み込んだ形となっている。ヨークはプラズマ排出側（下流側）にあるものをフロントヨーク、その反対側にあるものをバックヨークと呼ぶ。アンテナは放電室中心に設置されており、その周囲の円筒型のヨークをセントラルヨークと呼ぶ。そして、その下流にはそれぞれスペーサーおよびオリフィスプレートと呼ばれる Al 製のプレートが設置されている。放電室の内径は 21 mm で、Sm-Co 磁石の大きさは 4 mm×4 mm×12mm もしくは 4 mm×4 mm×32mm であり、放電室の長さに対応している。ヨークは、Sm-Co 磁石と組み合わせることで、放電室内に磁気回路を形成している。Fig.2-5 に放電室長さ 12 mm、磁石個数 9 個での磁場強度分布と磁力線を示す。この磁場強度は放電室周囲の Sm-Co 磁石の個数を変更することで変化させることができる。また、本実験で使用したマイクロ波周波数 1.6 GHz において対応する電子サイクロトロン共鳴(ECR)層を示している。大型のプラズマ源では、ECR は電子の加熱に大きく関与しており、本スラスタでも電子の加熱に関与しているのではないかと考えられる。オリフィスプレートは推進剤を放電室内に閉じ込め、中性粒子密度を増加させる目的で設置されている。本研究では先行研究において最適化された直径 12 mm の穴を持つオリフィスプレートを用いた²⁻¹⁾。Fig.2-5 に示すように、磁気チューブはフロントヨークよりも少し下流にまで形成されている。そのため、磁気チューブを往復している電子がオリフィスプレートに衝突するのを防ぐためにフロントヨークとオリフィスプレートの間に空間を設ける必要がある。そのためにフロントヨークとオリフィスプレートの間に挿入しているのがスペーサーである。スペーサーの値は先行研究の結果をもとに 4 mm とした。



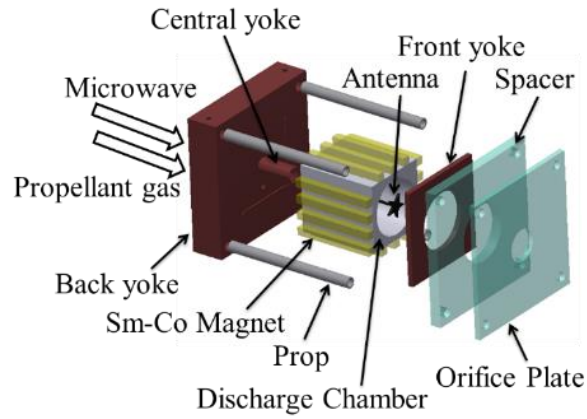
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig. 2-4. Microwave discharge thrusters (a) photo of 12 mm discharge chamber type, (b) parts assembly of 12 mm discharge chamber type, (c) photo of 33 mm discharge chamber type, (d) parts assembly of 33 mm discharge chamber type.

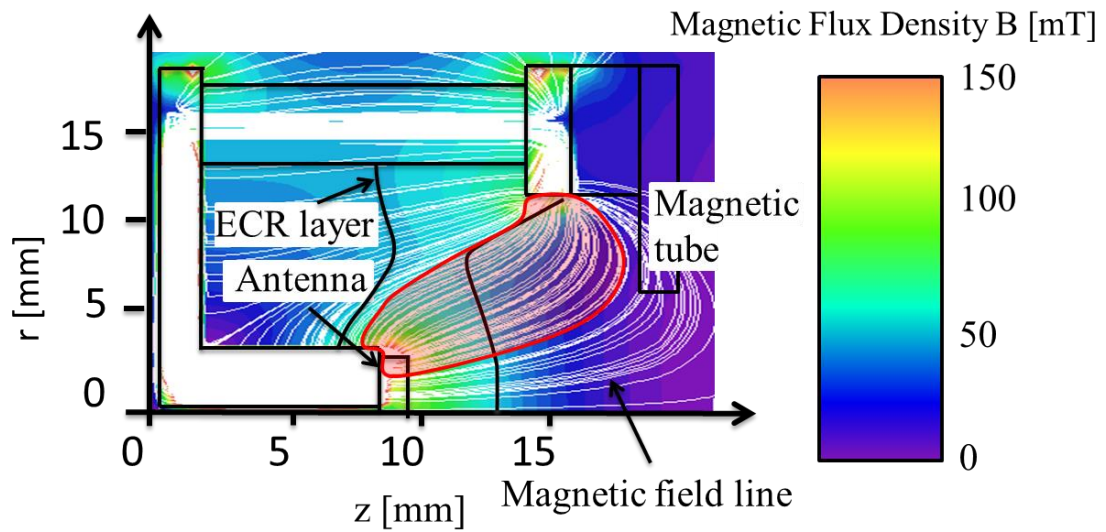


Fig. 2-5. Magnetic field distribution with discharge chamber length 12mm, 9 magnets.

2.3. プローブ計測

2.3.1. ラングミュアプローブ²⁻²⁾

本研究ではラングミュアプローブを用いてプラズマ診断を行った。本研究で使用したラングミュアプローブを Fig. 2-5 に示す。Fig. 2-7 に示すように、ラングミュアプローブを一次元トラバース装置に固定し、スラスタ下流からスラスタ中心軸上に挿入した。この図に示すように、プローブの導体部分は、直径 0.15 mm、長さが 2 mm である。この寸法は、プラズマへの擾乱をなるべく少なくすること、ラーマー半径との関係、シースによる端効果の低減等を考慮して決定した²⁻³⁾。

次に、ラングミュアプローブにおいて各プラズマパラメータの算出方法を説明する。ラングミュアプローブをプラズマに挿入し、プローブに印加する電圧を掃引した際に得られる典型的な V-I 特性を Fig. 2-8 に示す。横軸がプローブ電位、縦軸がプローブに流れ込む電流である。電流の符号は、プローブに流れ込む電子電流を正にとっている。 I_{es} 、 I_{is} 、 V_f 、 V_s はそれぞれ電子飽和電流、イオン飽和電流、浮遊電位、プラズマ電位を表している。この V-I 特性は 3 つの領域に分けられる。一つ目は Fig. 2-8 右側の電子飽和領域で、この領域ではプローブ電位がプラズマ電位より高く、ほとんどのイオンがプラズマ-プローブ間で電位差によって跳ね返され、プローブに到達することができない。そのため、この領域では電子のみがプローブに流入している。二つ目の領域は反発電界領域と呼ばれ、プローブ電位がプラズマ電位に近く、電子・イオンともに流入している。三つ目の領域はイオン飽和電流領域であり、プローブ電位がプラズマ電位より十分低く、電子は跳ね返されイオンのみがプローブに流入している。以下に各プラズマパラメータの導出方法を述べる。

(1) 電子温度 T_e

反発電界領域において、電子の平均自由行程がシースを含めたプローブの寸法より十分大きく、電子のエネルギー分布をマクスウェル分布だと仮定すると、以下の式が導かれる。

$$\frac{d \ln I_e(V_p)}{dV} = -\frac{e}{T_e} \quad (2-1)$$

ここで、電子電流 I_e はプローブに流れ込む全電流 I_p から、イオン電流 I_i を差し引いたものである。 I_i は、Fig. 2-8 の(a)に示すように、イオン飽和電流領域の電流を外挿することによって得られる。この式からわかるように、電子温度は V-I 特性を片対数グラフにプロットした際の傾きから求められる。

(2)空間電位 V_s

空間（プラズマ）電位は片対数グラフにおいて、電子反発領域で引いた接線と電子飽和電流に引いた接線の交点のプローブ電位として求められる。この接点の交点は、プローブ電流 V_p の変曲点に対応している。

(3)電子密度 n_e

電子密度は電子飽和電流、もしくはイオン飽和電流から求められる。イオン電流から電子密度を求める場合、プローブ表面からの二次電子放出があると、見かけ上イオン電流が増加してしまい、電子密度を大きく見積もってしまう可能性がある。そのため、多くの場合電子密度は電子飽和電流から求められるが、電子電流は磁場の影響を大きく受けてしまうという問題がある。本スラスタでの放電室内では磁場の影響が大きいと考えられるので、本研究ではイオン飽和電流より電子密度を算出した。電子密度は以下の式を用いて算出される。

$$I_{is} = n_e e S \left(\frac{k_b T_e}{m_i} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \quad (2-2)$$

ここで、 m_i はイオンの質量、 k_b はボルツマン定数である。



Fig. 2-6 Photo of the Langmuir Probe.

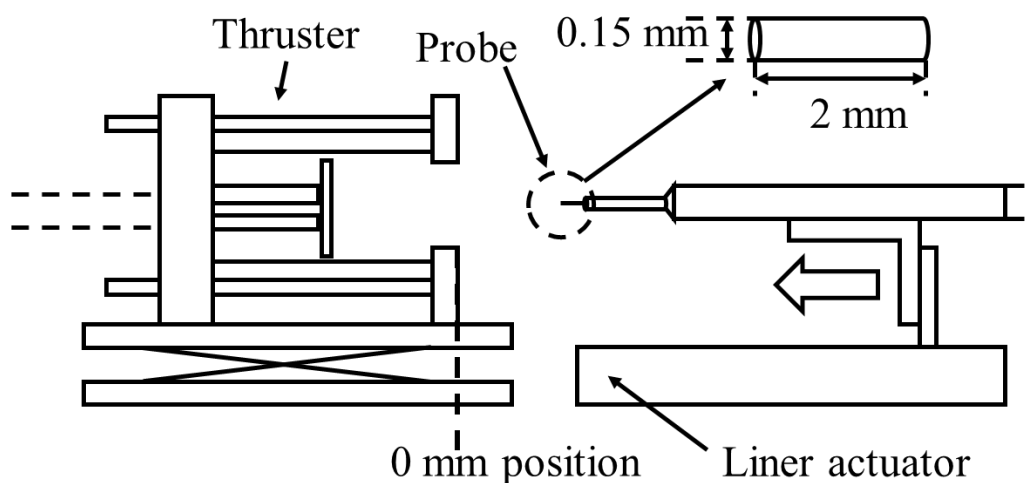


Fig. 2-7 Schematics of the probe measurement.

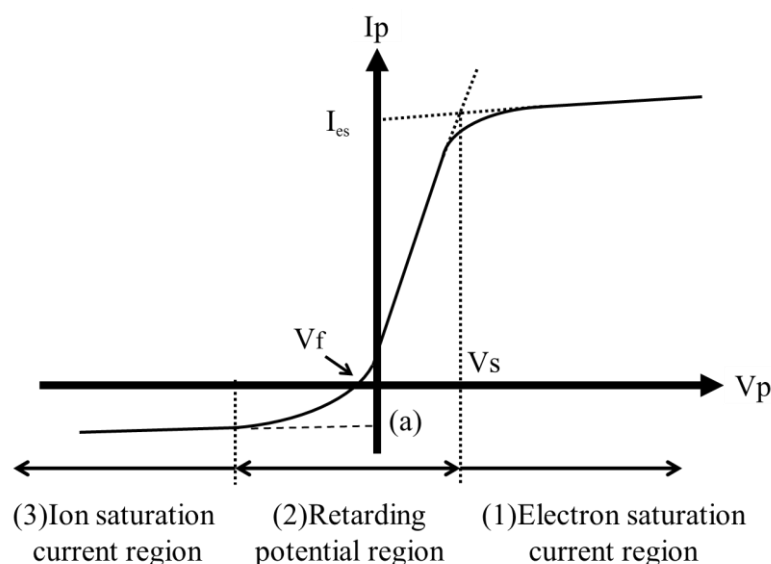


Fig. 2-8 V-I characteristic gained by Langmuir probe.

2.3.2. エミッシブプローブ²⁻⁴⁾

エミッシブプローブは空間電位を計測する際に使用した。エミッシブプローブは、ラングミュアプローブよりも正確に空間電位を計測することができる。Fig.2-9 に実験で使用したエミッシブプローブの写真を、Fig.2-10 にエミッシブプローブで得られる V-I 曲線を示す。RPA 中心部の円形の部分がビーム捕集面である。エミッシブプローブのフィラメント部分は直径 0.125 mm の 1% トリアタングステンを使用している。このフィラメントを加熱することで、熱電子が放出される。この熱電子はフィラメント周囲のイオンシースによって加速されプラズマに流入する。この際、この熱電子の電流量と等

しいイオン電流がフィラメントに流れ込む。これにより、Fig.2-10 に示すようにプローブの浮遊電位は空間電位へと近づく。電子の放出が十分であれば、浮遊電位は空間電位とほぼ等しくなる。そのため、この浮遊電位を空間電位として計測した。本研究では、プローブに変圧器を介して電流を流してプローブを加熱した。変圧器には、振幅 10~11 A、周波数 8 kHz の sin 波を印加した。



Fig. 2-9 Photo of the emissive probe.

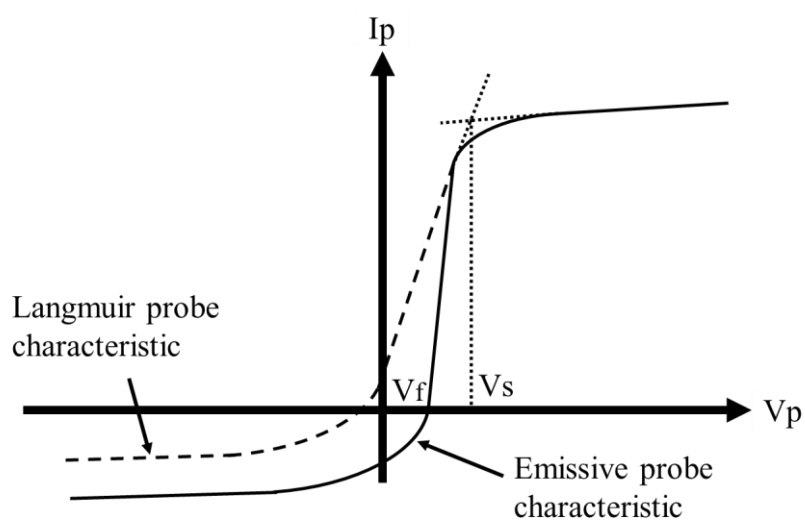


Fig. 2-10 I-V characteristic gained by emissive probe.

2.4. 電界反射型エネルギーアナライザー^{2-5),2-6)}

電界反射型エネルギーアナライザー(RPA; Retarding Potential Analyzer)を、スラスタから排出されたイオンのエネルギーを計測する際に使用した。Fig.2-11 と Fig. 2-12 にその写真と概略図を示す。RPA は 4 枚のグリッドと 1 つのコレクタから構成されている。グリッドはスラスタ側から順番に、FG (Floating Grid)、ERG (Electron Retarding Grid)、IRG(Ion Retarding Grid)、SESG (Secondary Electron Suppression Grid)と呼ばれる。RPA では、IRG (Ion Retarding Grid)に電圧を印加することで電位勾配を形成し、その勾配を乗り越えることのできるエネルギーを持つイオンのみを選択的に捕集する。そして、IRG に印加する電圧を掃引しながらコレクタに流れるイオン電流を計測することで、イオンのエネルギー分布関数(IEDF)を取得することができる。本研究では、IRG には 0~65 V を印加し、EGR と SESG には -40 V を、コレクタには -30 V を印加した。FG には電圧を印加していない。また、それぞれの開口率は、FG と EGR と SESG は 200 mesh/inch で、IRG は 400 mesh/inch である。FG は電氣的に浮かせることで RPA 内の電場が外に漏れだしプルームに擾乱を与えることを防いだ。さらに、FG はグリッド 3 枚を微妙にずらして重ねることで、RPA 内に流入するプラズマの量を制限し、空間電荷制限則によりイオン電流が制限されることを防いだ。ERG には負の電圧を印加することで、RPA 内部へ電子が侵入することを防いだ。SESG はコレクタよりも負の電圧を印加されており、コレクタへのイオンの衝突により生じた二次電子をコレクタへと追いつ返す役割がある。コレクタに -30 V 印加したのはイオンの捕集能力を高めるためである。

イオンエネルギー分布関数 $f(E_i)$ は以下の式で与えられる。

$$f(E_i) = -\frac{1}{eI_{c0}} \frac{dI_c}{dV_{RG}} \quad (2-3)$$

ここで、 V_{RG} と I_c はそれぞれ IRG への掃引電圧とコレクタに流れる電流を示している。 I_{c0} は、掃引電圧が 0 V の際のコレクタ電流である。イオンエネルギーの平均値 $E_{i,ave}$ は以下の式を用いて計算した。

$$E_{i,ave} = \int_0^{+\infty} E_i f(E_i) dE_i \quad (2-4)$$

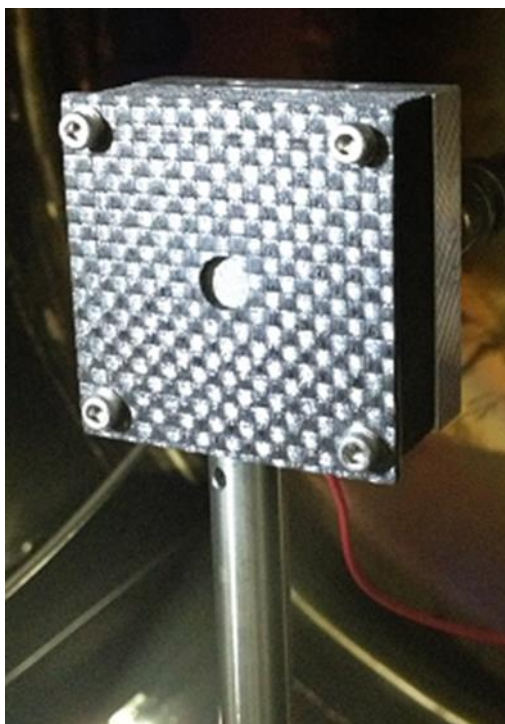


Fig. 2-11 Photo of the retarding potential analyzer.

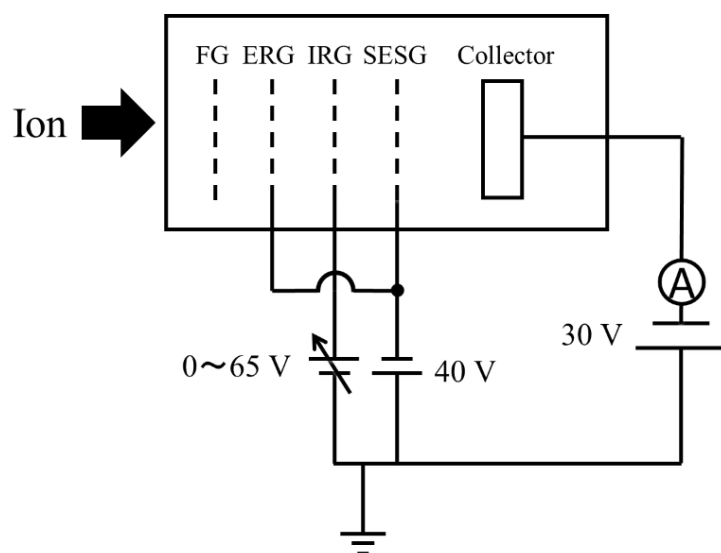


Fig. 2-12 Schematic of retarding potential analyzer.

2.5. イオンビーム電流計測

性能の指標として、スラスタから排出されるイオンビーム電流を行った。Fig. 2-13 にイオンビーム電流計測の実験体系を示す。スラスタ下流にイオンコレクタを設置し、イオンビーム電流を計測する。しかし、スラスタから排出されたビームはイオンと電子どちらも含んでいるため、正味の電流は 0 でありそのままでは計測できない。そこで、電子を跳ね返しイオンのみを捕集するため、イオンコレクタには -30 V を印加した。Fig. 2-14 に、コレクタ電圧を変化させた場合のコレクタに流れる電流を示す。この図に示すように、コレクタ電圧は -30 V で十分飽和している。本研究では 2 種類のイオンコレクタを設置した。一つは $100\text{ mm} \times 100\text{ mm}$ のアルミ板でスラスタの下流 50 mm に設置した。もう一つは円筒型のスラスタで、穴の開いたパンチングメタルをコレクタとして使い、スラスタを覆うように設置した。開口率は 48% である。円筒型コレクタの写真を Fig. 2-15 に示す。この円筒型コレクタは、平板コレクタでは捕集できないような、電荷交換衝突の影響で大きな発散角を持つイオンを捕集することができる。しかし、中性粒子の閉じ込め効果や開口部から捕集されずに通過するイオンの補正等、問題点も多い。そこで、円筒型コレクタは推力を見積もる際の全イオンビーム電流を計測するためだけに使用し、その他の定性的な比較を行う際には平板コレクタを使用した。

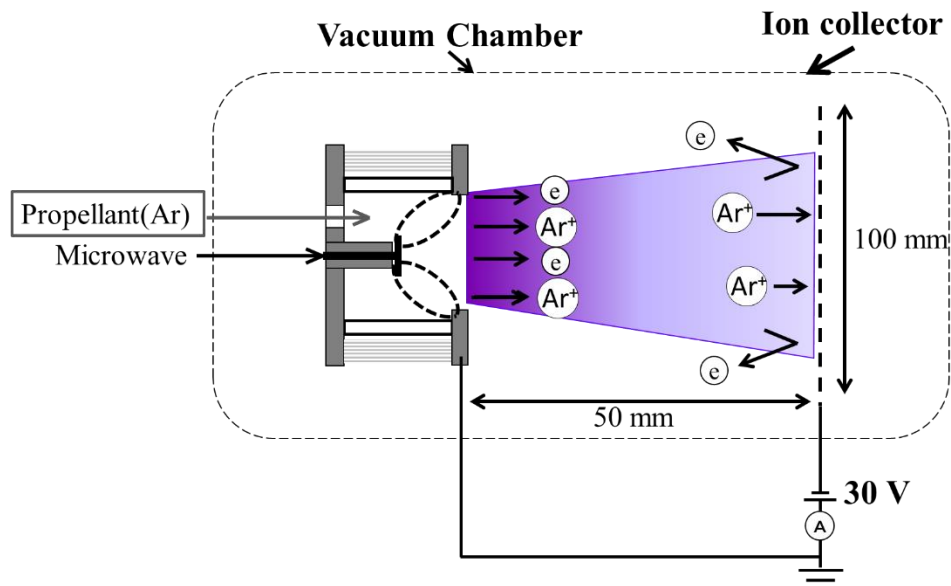


Fig.2-13 Schematics of ion beam measurement.

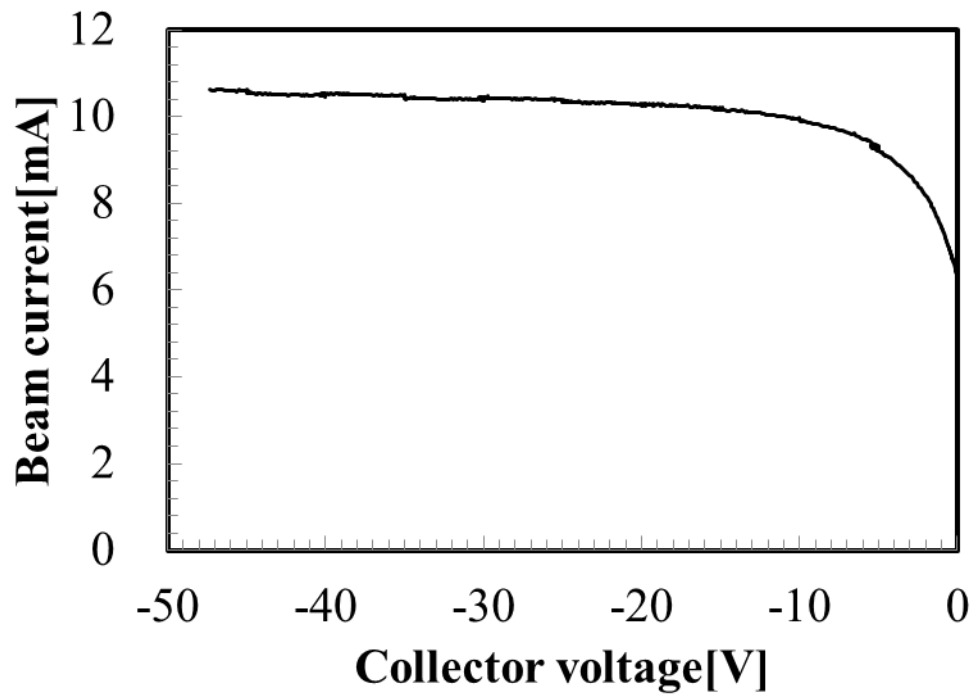


Fig. 2-14 Ion beam current saturation curve

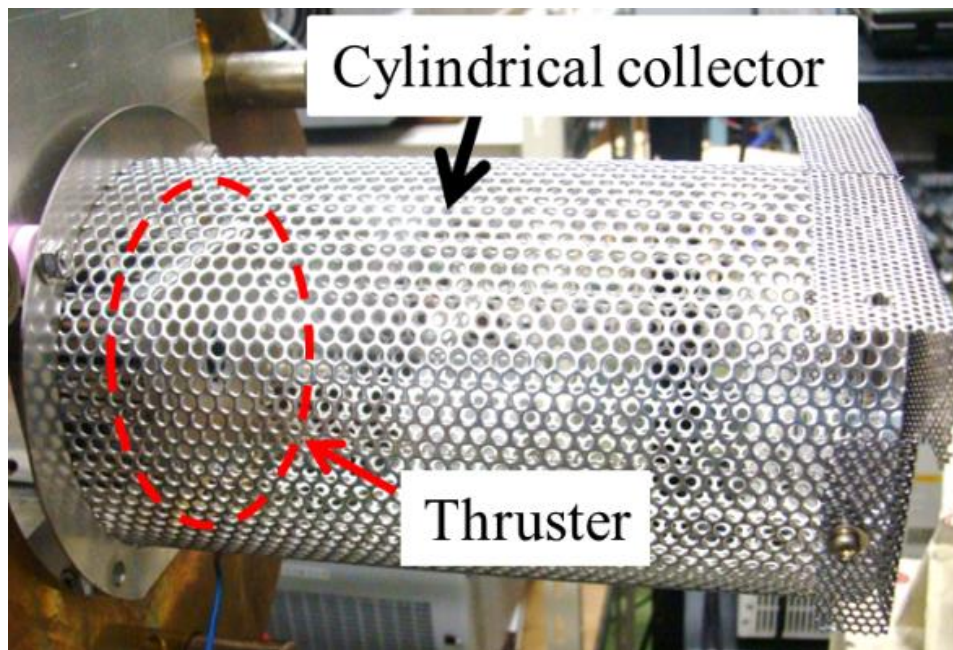


Fig. 2-15 Photo of the cylindrical collector

参考文献

- 2-1) 豊田裕司, 牛尾康一, 山本直嗣, 中島秀紀, 「小型マイクロ波プラズマ推進機の開発」プラズマ応用科学, プラズマ応用科学会, vol.21 No.2, pp.103-108, 2013 (平成21年12月)
- 2-2) 堤井 信力, 「プラズマ基礎工学」, 内田老鶴圃
- 2-3) プラズマ・核融合学会, “プラズマ診断の基礎と応用”, コロナ社, 2006
- 2-4) J. P. Sheehan, Yevgeny Raitses, Noah Hershkowitz, Michael McDonald, “Recommended Practice for Use of Emissive Probes in Electric Propulsion Testing”, Journal of Propulsion and Power, Vol. 33, No. 3 (2017), pp. 614-637.
- 2-5) Reijen, B. V., Weis, S., Lazurenko, A., Haderspeck, J., Genovese, A., Holtmann, P.: High Precision Thrust Vector Determination through Full Hemispherical RPA Measurements assisted by Angular Mapping of Ion Energy Charge State Distribution, Proceedings of the 33rd International Electric Propulsion Conference, Oct.2013.
- 2-6) Christian Böhm, and Jérôme Perrin, “Retarding-field analyzer for measurements of ion energy distributions and secondary electron emission coefficients in low-pressure radio frequency discharges”, : Review of Scientific Instruments 64, 31 (1993)
- 2-7) Ryoji Yanagi, Itsuro Kimura, “New Type of Target for the Measurement of Impulse Bits of Pulsed Plasma Thrusters”, Journal of Spacecraft and Rockets, Vol. 19, No. 3 (1982), pp. 246-249.

第3章 スラスタ形状に関する調査

本章では、スラスタの原理実証を行う前段階としてイオンビーム電流を指標として各スラスタ形状依存性を調査した。実験はすべて九州大学の小型真空容器内で行った。

3.1. アンテナ形状依存性

アンテナはマイクロ波放電において非常に重要な部品の一つであり、マイクロ波放電式小型イオンスラスタにおいても、そのアンテナ形状が性能に影響を及ぼすことが知られている⁽³⁻¹⁾。そこで、Fig.3-1 に示す(a)L 字型アンテナ(b)大円盤アンテナ(c)小円盤アンテナ(d)星型アンテナを用いてイオンビーム電流を計測した。実験条件としては、放電室長 12 mm、磁石 9 個、セントラルヨーク長(L_c)は 7 mm、推進剤流量 82 $\mu\text{g/s}$ である。この推進剤流量は、すべて電離した場合 200 mA に相当する量である。磁石の個数については先行研究において最適化された値である⁽³⁻²⁾。実験時にはスラスタ本体は GND に接続した。これは、本章の実験全て同様である。投入電力は 2 ~ 32 W まで 2 W 刻みでデータを取得した。計測の結果を Fig. 3-2 に示す。計測は各 3 回行い、その平均値を示している。標準誤差の大きさは 1 %前後と小さく、グラフ中のマーカーに隠れる程度の大きさであったため、グラフには記載していない。この図に示すように、投入電力 10 W 時には、イオンビーム電流は高い順に、星型アンテナ、小円盤アンテナ、大円盤アンテナ、L 字アンテナとなった。そのイオンビーム電流値は、星型アンテナを基準とすると小円盤アンテナがその 92%、大円盤アンテナが 67%、L 字型アンテナが 16%であった。このように、L 字アンテナの性能が著しく小さかった。L 字アンテナはアンテナ先端に強い電場が発生すると考えられ、実際先行研究においても L 字の先端で強い発光が観測されている⁽³⁻³⁾。このことから、L 字型アンテナでは不均一なプラズマしか形成できず、放電室内全体を有効活用できなかったため、性能が低かったと考えられる。大円盤の性能が低かったのは、磁気チューブとの接触面積が大きいためだと考えられる。磁気チューブの領域を、アンテナ位置ではスラスタ中心軸から距離が 2.5 mm 以上の領域であるとした場合の各アンテナの磁気チューブ接触面積を Table.3-3 に示す。この表に示すように大円盤アンテナの磁気チューブ接触面積が最も大きく、星型アンテナはその 35%で、小円盤アンテナの接触面積は 0 mm^2 であった。磁気チューブは電子が往復運動する領域であり、高密度高エネルギー電子が存在していると考えられる。そのため、磁気チューブ接触面積が大きいと、磁気チューブを往復している電子がアンテナ表面で再結合してしまうというロスが増大する。アンテナ径は大きいほど、より広範囲にアンテナ近傍の強電場が発生し、磁気チューブ内のより多くの電子を加熱することができるものの、磁気チューブ接触面積が増加してしまうというトレードオフが存在する。この

結果、大円盤アンテナでは、広域に強電場を発生させることができた一方で、アンテナ表面でのロスが多く性能が下がってしまったと考えられる。一方で、小円盤アンテナではロスは小さく抑えられたものの、強電場が発生する領域が小さく、性能は星型アンテナに及ばなかったのだと思われる。これらのトレードオフの結果、星型アンテナが最も高い性能を示したと考えられる。一方で、投入電力が 14 W 以上になると、星型アンテナよりも小円盤アンテナの性能のほうが高くなる。この原因として、小円盤アンテナの磁気チューブにおけるミラー比が高いことが考えられる。セントラルヨーク側の磁気ミラーにおいて、大円盤アンテナや星型アンテナの表面で反射するが、L 字アンテナのアンテナが存在しない領域や小円盤アンテナではセントラルヨークの表面で反射することとなる。星型アンテナでもアンテナが窪んでいる領域では、電子はセントラルヨーク表面で反射していると考えられる。この違いによるミラー比の差を計算する。大円盤アンテナ表面の、セントラルヨークとフロントヨークを結んだ直線上の磁場強度は 80 mT 程度となるが、セントラルヨーク表面の角部分では 150 mT 程度である。そのため、小円盤アンテナにおけるミラー比は小円盤アンテナの 2 倍程度となる。このため、小円盤アンテナではたとえ電子エネルギーが上昇しても、高いミラー比により電子を磁気チューブに閉じ込めることができ、性能が伸びたのだと考えられる。

これらの考察の内、アンテナが形成する電場やその結果どの領域の電子が加熱されるのかは、アンテナの特徴を議論する上で非常に重要でありながら、実験的に調査することは難しい。そこで、これら各アンテナの電子加熱特性の議論については、数値解析が大きな威力を発揮すると考えられる。

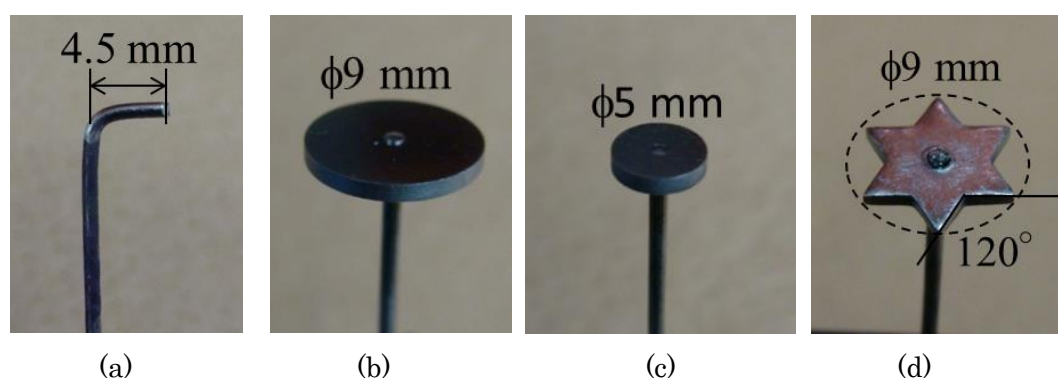


Fig.3-1 Picture of the antennas (a)L shape, (b)Large disk, (c)Small disk and (d)Star.

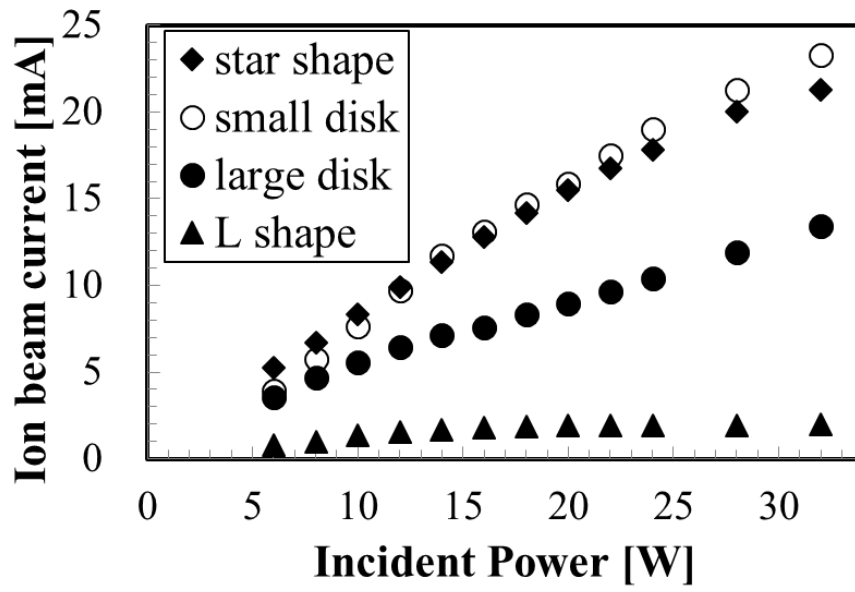


Fig.3-2 Ion beam current with each antenna. (Error bar is smaller than marker)

Table. 3-1 Contact area with the magnetic tube

Contact area with the magnetic tube(mm ²)	
Star shape	15.4
Small disk	0
Large disk	44.0

3.2. セントラルヨーク長依存性

Fig.3-3 に示すセントラルヨークの長さ L_c を変更することで、磁気チューブの長さを変化させた。磁気チューブはプラズマ生成に大きく関与しており、その長さには最適値が存在すると考えられる。Fig. 3-4 に磁石 9 個での各セントラルヨーク長での磁場強度分布を示す。この図に示すように、セントラルヨーク長を変更することで、磁気チューブ長だけでなく ECR 層とアンテナの位置関係のどちらも変化してしまう。そのため、セントラルヨーク長ごとに、磁石個数を変化させ、アンテナと ECR 層の位置関係が $L_c=7\text{ mm}$ 、磁石 9 個の時とあまり変化しないようにした。それぞれの磁石個数は(セントラルヨーク長, 磁石個数)=(3mm, 11 個)、(5mm, 10 個)、(7mm, 9 個)、(8mm, 9 個)である。このときの磁場強度分布を Fig.3-5 に示す。今回は、推進剤流量を $82\text{ }\mu\text{g/sec}$ と、その半分の流量である $41\text{ }\mu\text{g/s}$ に変化させて行った。それらのイオンビーム電流計測の結果を Fig.3-6 及び Fig.3-7 に示す。 $L_c=8\text{ mm}$ 、磁石 9 個の条件では、推進剤流量 $82\text{ }\mu\text{g/s}$ の際には投入電力を 24 W 以上で、推進剤流量 $41\text{ }\mu\text{g/s}$ の条件ではどの投入電力でもプラズマを維持することが出来なかった。ここで、磁気チューブ長と平均自由行程の関係を考察するため、平均自由行程を計算する。衝突断面積は電子のエネルギーによって変化するため、断面積データ(詳細は第 5 章で述べる)を用いて、エネルギーごとに平均自由行程を算出すると、Table 3-2 のようになる。一方、各セントラルヨーク長における磁気チューブ長は Table. 3-3 のようになる。これらの表から分かるように、電子が衝突間に磁気チューブを往復する回数は、推進剤流量 $82\text{ }\mu\text{g/s}$ の場合は 1~3 回程度、推進剤流量 $41\text{ }\mu\text{g/s}$ の場合は 3~5 回程度となる。Fig. 3-6 及び Fig.3-7 に示すように、推進剤流量 $82\text{ }\mu\text{g/s}$ の際にはイオンビーム電流のセントラルヨーク長依存性は比較的小さかったものの、推進剤流量 $41\text{ }\mu\text{g/s}$ の際にはイオンビーム電流の差が顕著に表れている。これは、推進剤流量が $82\text{ }\mu\text{g/s}$ の際には中性粒子密度が高いことにより、電子の平均自由行程が短く、電子が衝突までの間に磁気チューブ内を往復する回数が小さかったために、磁気チューブの長さの変化による影響が小さかったのだと考えられる。一方で、推進剤流量が $41\text{ }\mu\text{g/s}$ の際には、平均自由行程が長く、磁気チューブの長さが電子加熱に大きく関与していると考えられる。 $L_c=8\text{ mm}$ の条件でプラズマの維持が難しかったのは、磁気チューブ長が短すぎるために、電子が中性粒子と衝突する前に磁気チューブを何度も往復することで、エネルギーが非常に高くなり、磁気チューブから逃げてしまった可能性がある。しかし、今回のセントラルヨーク長を変化させた場合には、最も電子加熱が行われていると思われるアンテナ近傍と、オリフィスの距離も変化しており、これによっても性能が変化する可能性がある。

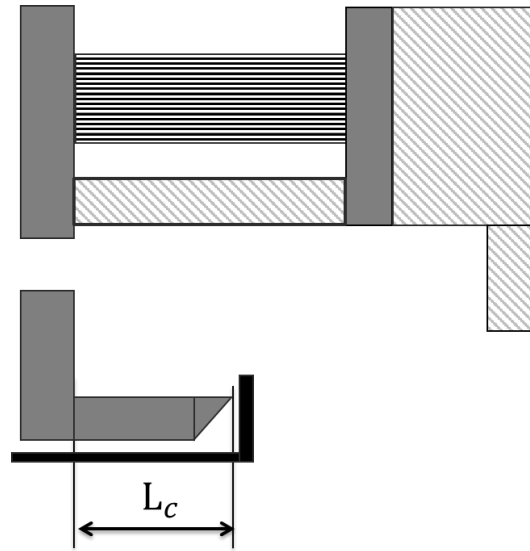


Fig. 3-3 Length of central yoke.

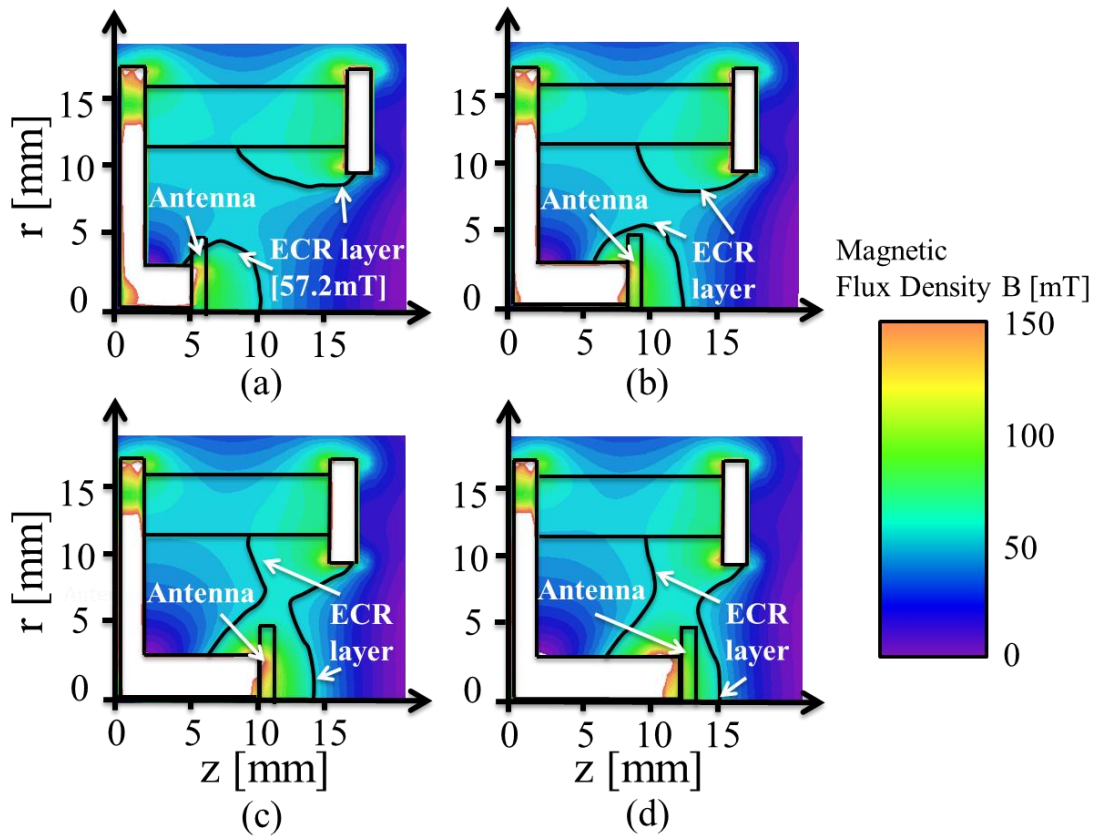


Fig. 3-4 Magnetic field distribution with 9 magnets for 4 central yoke lengths.

(a) 3mm, (b) 5 mm, (c) 7 mm, (d) 9mm.

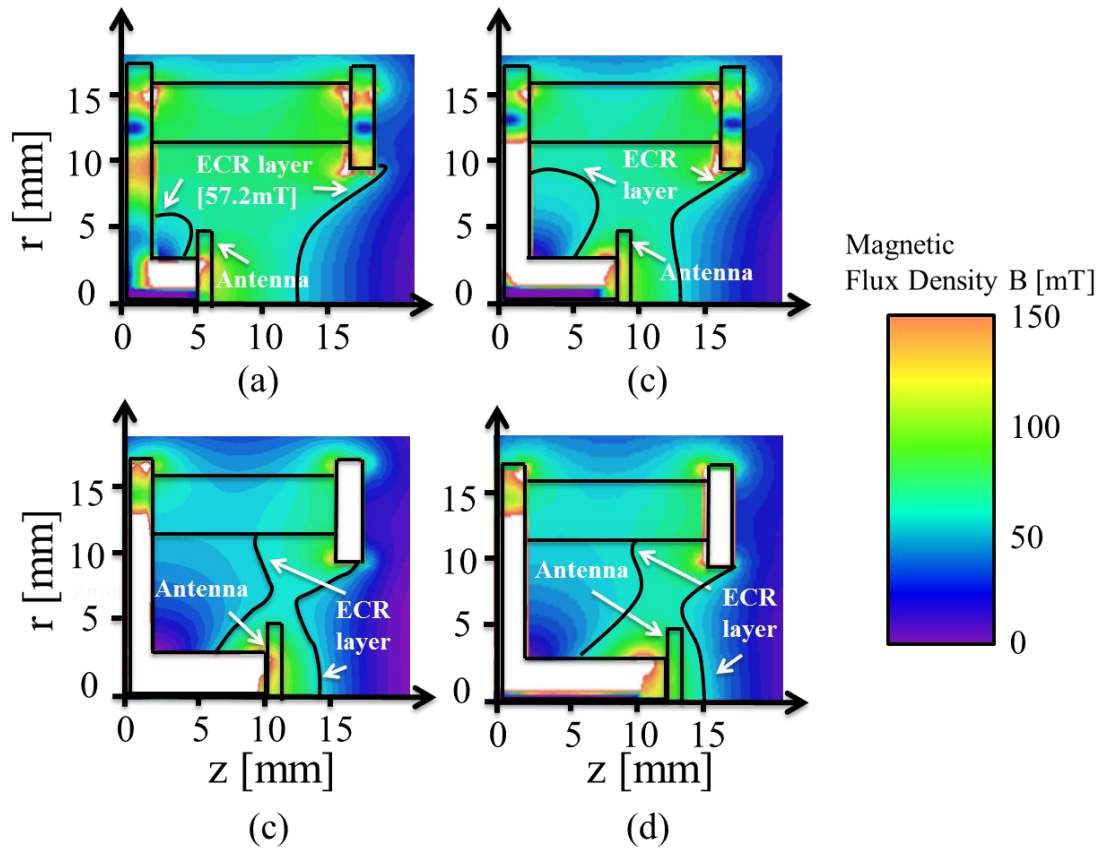


Fig. 3-5 Magnetic field distribution for 4 central yoke lengths.
(a) 3mm with 11 magnets, (b) 5 mm with 10 magnets, (c) 7 mm with 9 magnets,
(d) 9mm with 9 magnets.

Table. 3-2 Mean free path for each condition

Mass flow rate	Electron energy			
	5 eV	10 eV	15 ev	20 eV
82 $\mu\text{g}/\text{sec}$	65 mm	33 mm	36 mm	44 mm
41 $\mu\text{g}/\text{sec}$	130 mm	66 mm	72 mm	88 mm

Table. 3-3 Magnetic tube length.

	L_c			
	3 mm	5 mm	7 mm	9 mm
Magnetic tube length	11.7 mm	10 mm	9 mm	8 mm

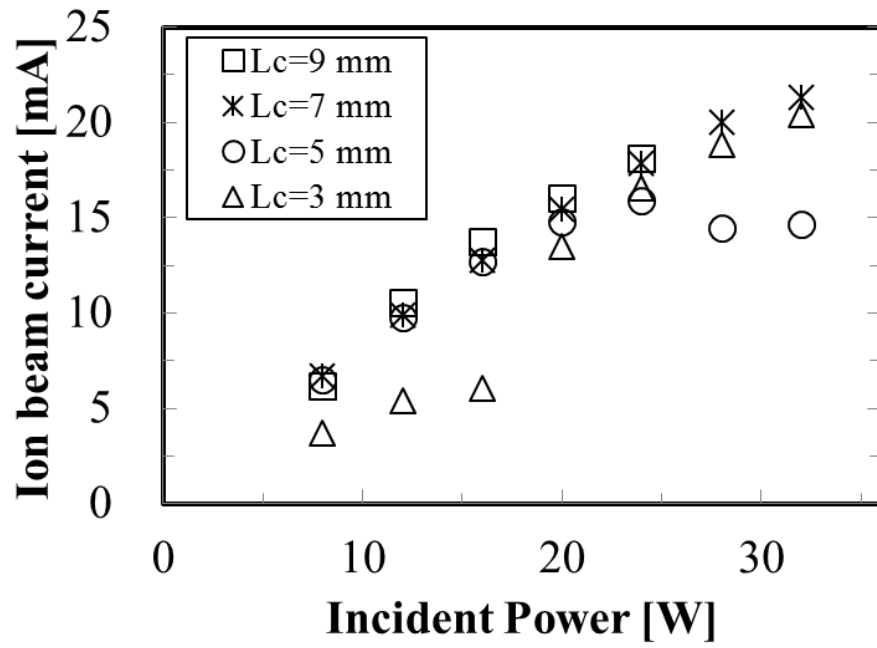


Fig. 3-6 Ion beam current vs incident power for 3 lengths of central yoke for 82 $\mu\text{g}/\text{sec}$. (Error bar is smaller than marker)

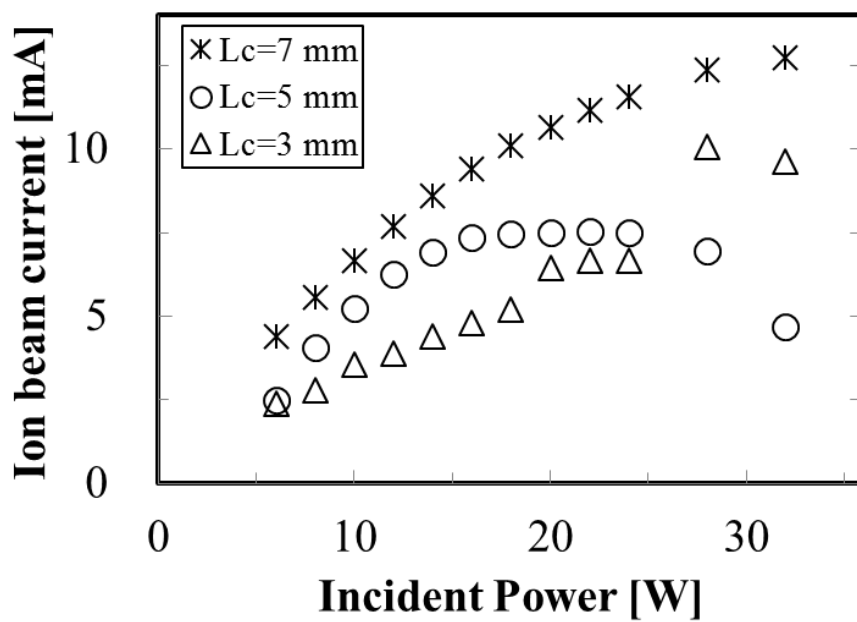
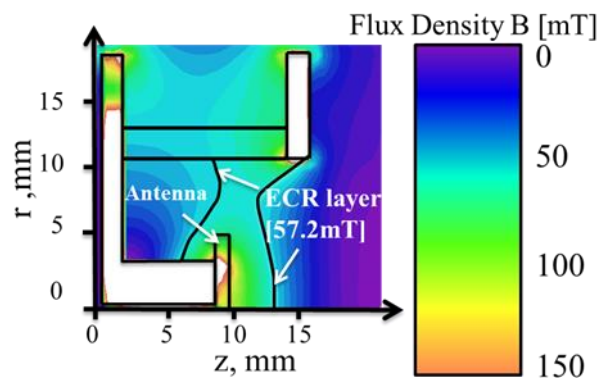


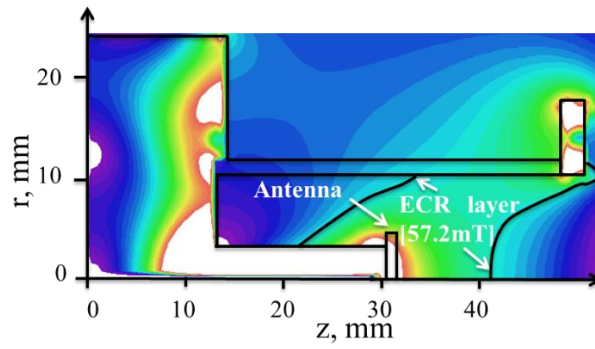
Fig. 3-7 Ion beam current vs incident power for 3 lengths of central yoke for 41 $\mu\text{g}/\text{sec}$. (Error bar is smaller than marker)

3.3. 放電室長依存性

前節のセントラルヨーク長依存性についての調査では、磁気チューブの長さだけでなく、アンテナとオリフィスの距離も変化してしまった。そこで、各形状のサイズ比を保ったまま、放電室を延長して磁気チューブ長の変化を図った。前節と同じく、磁場強度を調整することで、磁気チューブと ECR 層の位置関係を保ったままで、磁気チューブのみを変化させた。放電室は 12 mm から 33 mm へと約 2.5 倍に延長した。放電室長さ 12 mm の際の磁石個数は 9 個、放電室長さ 33 mm の際の磁石個数は 14 個とした。放電室長さ 33 mm の際のセントラルヨーク長は 19 mm とした。この条件での磁気チューブ長は 15 mm となり、約 1.6 倍に延長されている。これらの放電室長での磁場強度分布を Fig. 3-8 に示す。推進剤流量 82 $\mu\text{g}/\text{sec}$ と 41 $\mu\text{g}/\text{sec}$ の時のイオンビーム電流計測結果をそれぞれ Fig.3-9、Fig.3-10 に示す。これらのグラフに示すように、前節と同じく、流量が小さいほうが性能差が顕著に表れている。推進剤流量 82 $\mu\text{g}/\text{sec}$ の場合には、投入電力が 12 W 以上の場合には放電室長さ 12 mm のほうが性能が高く、投入電力がそれよりも増加すると、放電室長さ 33 mm のほうが性能は高くなる。これは、電子が一度衝突してから次に衝突するまでの間に電離エネルギー以上にまで加熱される必要があるため、投入電力が小さくアンテナ近傍の電場が小さい場合には、磁気チューブは短いほうが高い性能を示したのだと考えられる。一方で、投入電力が大きくなり電場が強い場合に、磁気チューブが短すぎると電子が衝突間の時間にアンテナ近傍により多くの回数接近し、電子のエネルギーが高まり過ぎて電子が磁気チューブから逃れてしまうと考えられる。推進剤流量 41 $\mu\text{g}/\text{sec}$ の場合には、中性粒子密度が下がり電子の平均自由行程が伸びるので、同様の理由で磁気チューブが長いほうが性能が高くなったのだと考えられる。以上の結果から、平均自由行程が長い場合には、最適な磁気チューブ長も長くなることがわかった。



(a)



(b)

Fig. 3-8 Magnetic field distribution for each discharge chamber (a) 12 mm discharge chamber type and (b) 33 mm discharge chamber type.

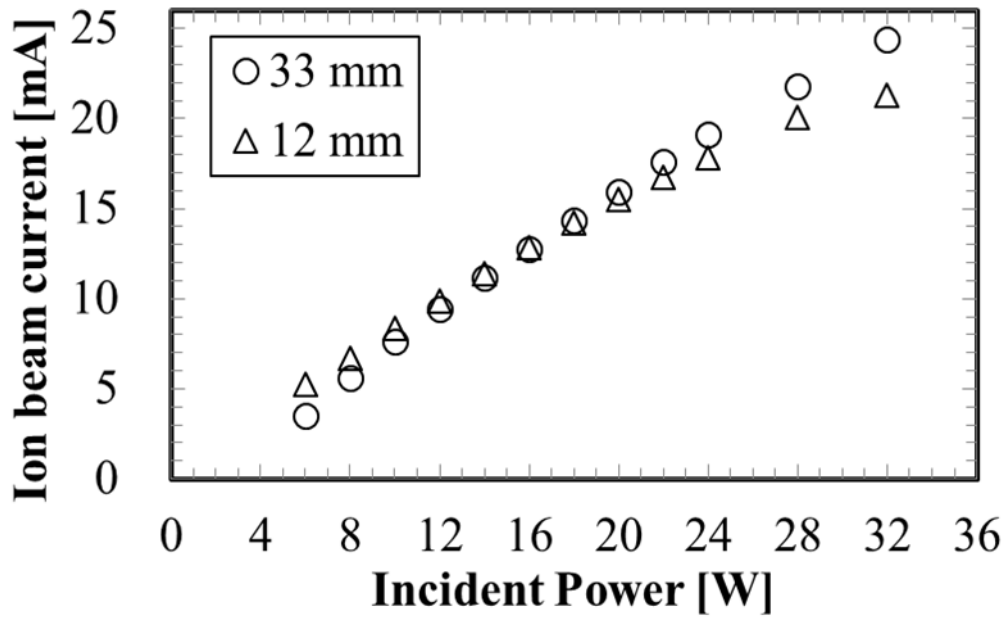


Fig. 3-9 Ion beam current vs. incident power for two discharge chamber lengths for 82 $\mu\text{g}/\text{sec}$. (Error bar is smaller than marker)

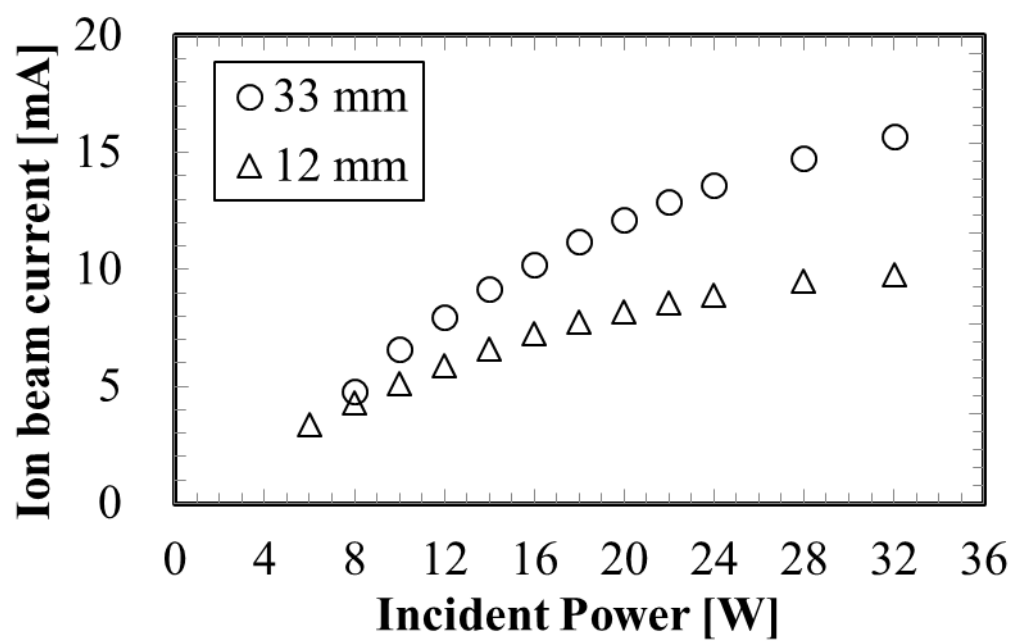


Fig. 3-10 Ion beam current vs. incident power for two discharge chamber lengths for 41 $\mu\text{g}/\text{sec}$. (Error bar is smaller than marker)

参考文献

- 3-1) Naoji Yamamoto, Hirokazu Masui, Hiroshi Kataharada, Hideki Nakashima, and Yoshiyuki Takao. "Antenna Configuration Effects on Thrust Performance of Miniature Microwave Discharge Ion Engine", Journal of Propulsion and Power, Vol. 22, No. 4 (2006), pp. 925-928.
- 3-2) 豊田裕司, 牛尾康一, 山本直嗣, 中島秀紀「小型マイクロ波プラズマ推進機の開発」プラズマ応用科学, プラズマ応用科学会, vol.21 No.2, pp.103-108, 2013
- 3-3) 片原田弘, “小型マイクロ波放電式イオンスラスタにおける推進性能評価”, 平成 6 年度九州大学修士論文

第4章 プラズマ診断および推力見積もり

第4章では、前章の形状依存性で最も性能が高かった形状を用いて、プラズマ診断を行った。得られた結果から、推進原理実証及び性能調査を行い、性能とプラズマ状態の関係を明らかにした。

4.1. ラングミュアプローブによるプラズマ診断

2.3 節で述べたように、ラングミュアプローブを一次元駆動装置に設置し、スラスタの中心軸上に下流方向から挿入した。このとき、スラスタ本体はGNDに接続していた。Fig. 4-1 にその様子を示す。実験は九州大学の大型真空容器で行った。スラスタの作動条件は、放電室長 33 mm、磁石個数は 14 個、アンテナ形状は星型とした。推進剤流量については 82 $\mu\text{g/s}$ および 41 $\mu\text{g/s}$ で行い、それぞれの結果を Fig.4-2 及び Fig.4-3 に示した。横軸の位置は、Fig.4-1 のようにスラスタのオリフィス表面を 0 mm として、放電室外側を正にとっている。電子密度は、スラスタ内部の磁場の影響を考慮して、イオン飽和電流から算出している。推進剤流量 41 $\mu\text{g/s}$ で、投入電力 10 W の際の値が大きくばらついているのは、プラズマの密度が低く Fig2-6 に示したようなきれいな I-V 曲線が計測できなかったためである。まず、電位分布についてみると、推進剤流量 82 $\mu\text{g/s}$ の時にスラスタ最深部の電位は、投入電力 10 W、20 W、32 W の時にそれぞれ、19 V、23 V、25 V であった。一方で、スラスタの外部でも電位は 0 V になっておらず、電位は 10~15 V 程度でほぼ一定となっている。電位勾配はなだらかで、40 mm 程度かけて、10 V の電位差が形成されている。これは、同じくプラズマと宇宙空間の電位差を利用してプラズマを排出するヘリコンプラズマスラスタが急峻な電位勾配を形成するのとは異なる傾向である⁽⁴⁻¹⁾。このようななだらかな電位勾配は電気推進スラスタの中ではホールスラスタで見られる電位勾配に近い。ホールスラスタでは電位勾配が磁力線と垂直に形成され、磁場が電位の構造を決定づけることが知られている⁽⁴⁻²⁾。本スラスタでも、排出方向と垂直方向成分の磁場は存在するため、これにより電子の動きが制約を受け、遮蔽に要する距離が長くなっているのではないかと考えられる。スラスタ内外の電位差はどの投入電力でも 10 V 程度であり、当初想定していた電位差 40 V の 1/4 の値であるものの、スラスタ内外に確かに電位差が形成されていることが確認できた。スラスタ外部でも電位が 0 V になっていないのは、真空容器が比較的小さいために、真空容器壁面が何らかの境界条件として影響を与えている可能性がある。今回は、スラスタ壁面と真空容器、どちらも GND に接続して同電位としていたことも関係している可能性がある。推進剤流量 41 $\mu\text{g/s}$ の時にはスラスタ内外の電位差は、投入電力 10 W 時は 5 V 程度、20 W、32 W 時は 15 V 程度であった。投入電力 10 W 時にはオリフィス付近

で急峻な電位勾配が起こっており、プラズマの生成モードが他の条件と異なると考えられる。電子温度については、推進剤流量 $82\ \mu\text{g/s}$ の時には、スラスタ内部で $4\sim 5\ \text{eV}$ 、放電室外部で $1\sim 2\ \text{eV}$ 程度であり、電位勾配と同じくスラスタ内部から外部にかけてなだらかに減少している。放電室内部の電子温度も想定していた電子温度 $8\ \text{eV}$ には到達していない。また、電子温度が $4\sim 5\ \text{eV}$ であれば、(1-16)の電子温度と浮遊電位の関係からすると、電位差はその5倍の $20\sim 25\ \text{V}$ 程度の電位差が形成されているはずであるが、スラスタ内外の電位差はその半分以下の値となっている。一方で、プラズマとスラスタ壁面($0\ \text{V}$)の電位差を見ると、スラスタ最深部の電位が電子温度から予想される浮遊電位とかなり近い。推進剤流量 $41\ \mu\text{g/s}$ 、投入電力 $20\ \text{W}$ 、 $32\ \text{W}$ の時には、スラスタ内部では $5\sim 6\ \text{eV}$ 程度であり、推進剤流量 $82\ \mu\text{g/s}$ の時と比較して1割程度上昇している。投入電力 $10\ \text{W}$ 時にはスラスタ内部で $3\ \text{eV}$ 程度で、他の条件との差が大きい、これもプラズマの生成モードが変化したためだと考えられる。推進剤流量の減少によって電子温度が上昇したのは、推進剤単位質量当たりの投入電力が増加し、各電子が受け取るエネルギーが増加したためだと考えられる。そして、電子温度が上昇したことで、結果として電位も上昇したのだと考えられる。推進時流量 $41\ \mu\text{g/s}$ の結果でも、電子温度から見積もられる浮遊電位とスラスタ壁面($0\ \text{V}$)を基準とした電位が比較的近いことがわかる。これらのことから、電子温度から見積もった浮遊電位はプラズマとスラスタ壁面との電位差についてはうまく見積もれるものの、プラズマと外部空間との電位差についてはうまく適用できないことがわかった。その理由として、前述の磁場による影響が考えられる。しかし、実際に磁場がどのように電位差形成に影響しているかをスラスタ内部から外部にかけて実験的に調査するのは、スラスタが小さいことから限界がある。そこで、数値計算コード、特に粒子一つ一つの挙動を解析できる粒子コードが非常に有用であると考えられる。電子密度については、推進剤流量 $82\ \mu\text{g/s}$ 時に放電室内部で $7\times 10^{17}\sim 2\times 10^{18}\ \text{m}^{-3}$ 程度、推進剤流量 $41\ \mu\text{g/s}$ 時に $2\times 10^{17}\sim 6\times 10^{17}\ \text{m}^{-3}$ 程度であった。いずれの条件においても投入電力の増加と共に電子密度は増加しており、投入したエネルギーがプラズマ生成に寄与していることがわかる。また、目標性能を達成するために必要な密度 $2.1\times 10^{18}\ \text{m}^{-3}$ であったが、これは推進剤流量 $82\ \mu\text{g/s}$ かつ投入電力 $32\ \text{W}$ 時のみ達成できている。しかし、超小型衛星搭載のためには消費電力は $10\sim 20\ \text{W}$ に抑える必要があり、消費電力当たりのプラズマ生成量を増加させる必要がある。密度を向上させるには電子加熱効率の向上が必要である。そのためには、まず現在のスラスタ内部での電子加熱の詳細なメカニズムを明らかにする必要がある。

これらのプローブ計測の値については、考慮しておくべき誤差が存在する。一つはプローブ周囲にシースが形成されることにより、プローブの表面積が実質的に増加してしまうことによる誤差である。スラスタ内部でのシース厚さは、デバイ長の $3\sim 4$ 倍程度だとすると⁽⁴⁻³⁾、逆説的ではあるがプローブ計測結果から計算すると $50\sim 100\ \mu\text{m}$ 程度となる。プローブは直径 $0.15\ \text{mm}$ 、長さ $2\ \text{mm}$ なので、表面積は 1.5 倍から 2 倍程度に

なっていると考えられる。これにより、電子電流が増加し、密度が高く見積もられていると考えられる。一方で、今回の計測ではプローブに対して磁力線が平行なため、電子のプローブへの流入量が減少してしまう。ラーマー半径は電子に比例するため、エネルギーの小さい電子ほどより大きく磁場の影響を受けてしまう。そのため、磁場の存在により電子飽和電流が減少していると考えられる。電子飽和電流が減少すると、電位は低く、電子温度は高く見積もれてしまう。これらの電子飽和電流に対する効果の補正を正確に行うことは困難であるため、二つの効果が打ち消し合っていると仮定して、値の補正は行っていない。

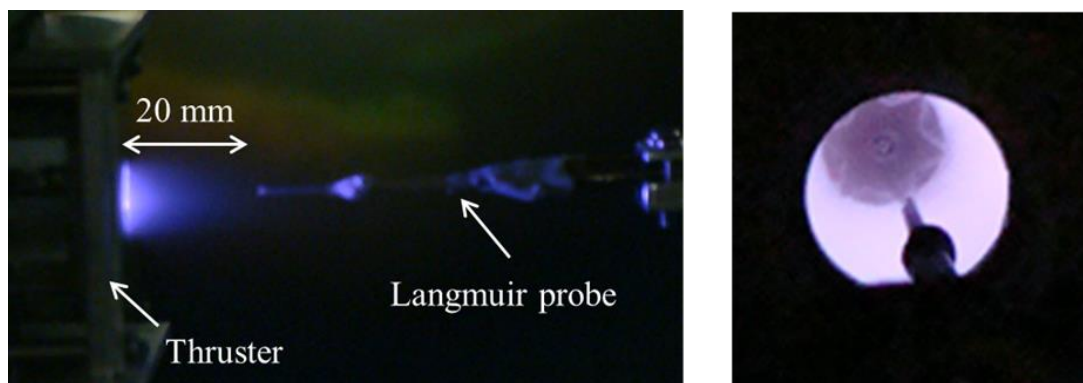
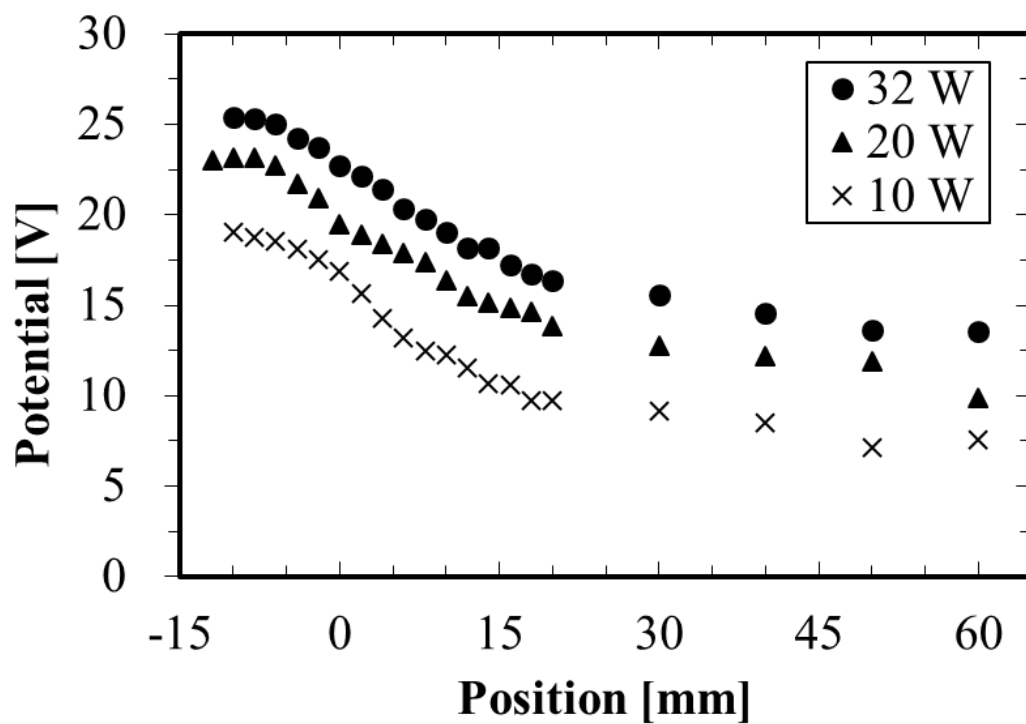
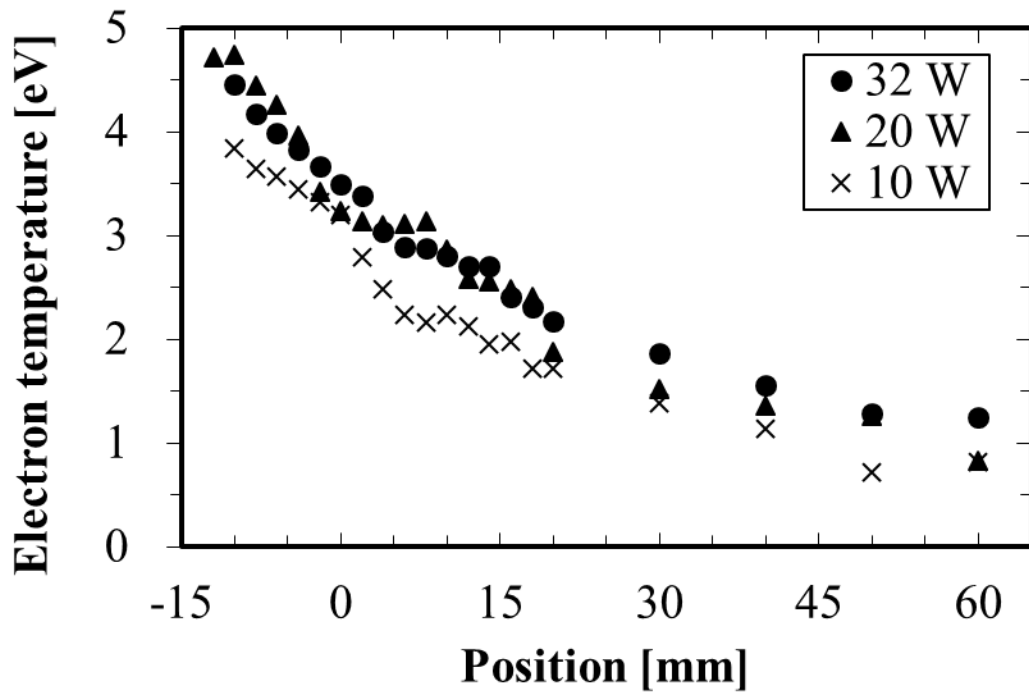


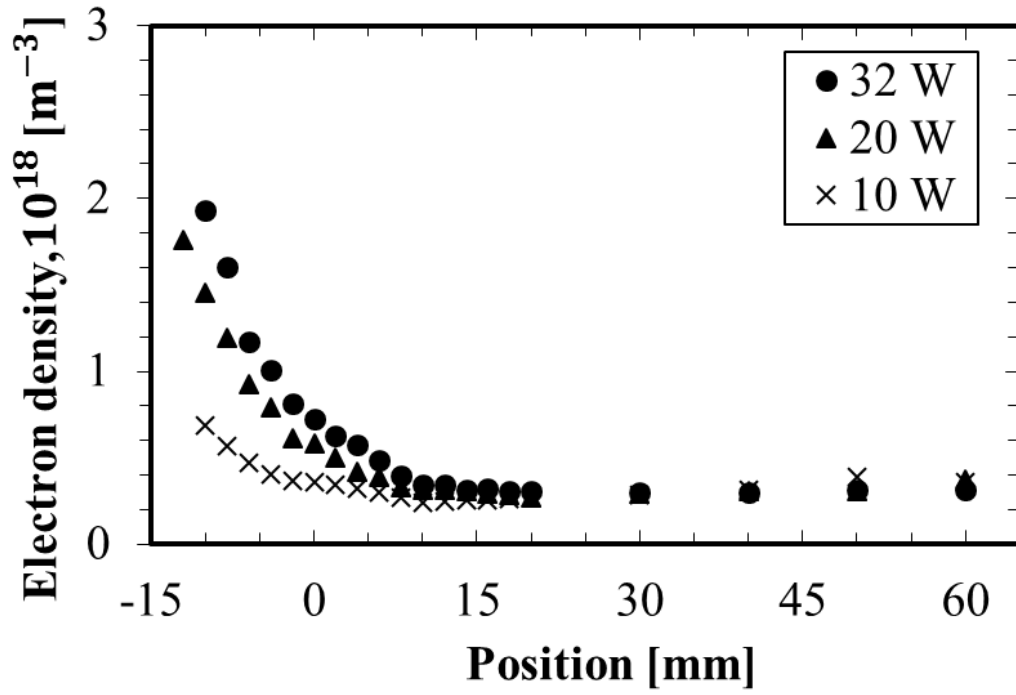
Fig. 4-1 Photo of the Langmuir probe measurement.



(a)

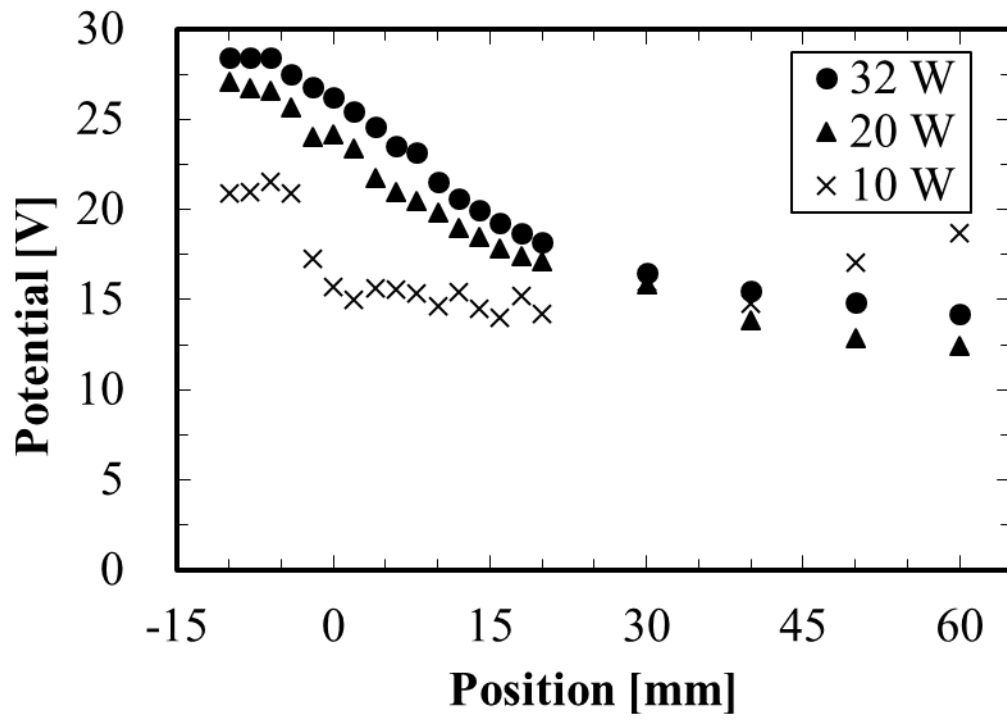


(b)

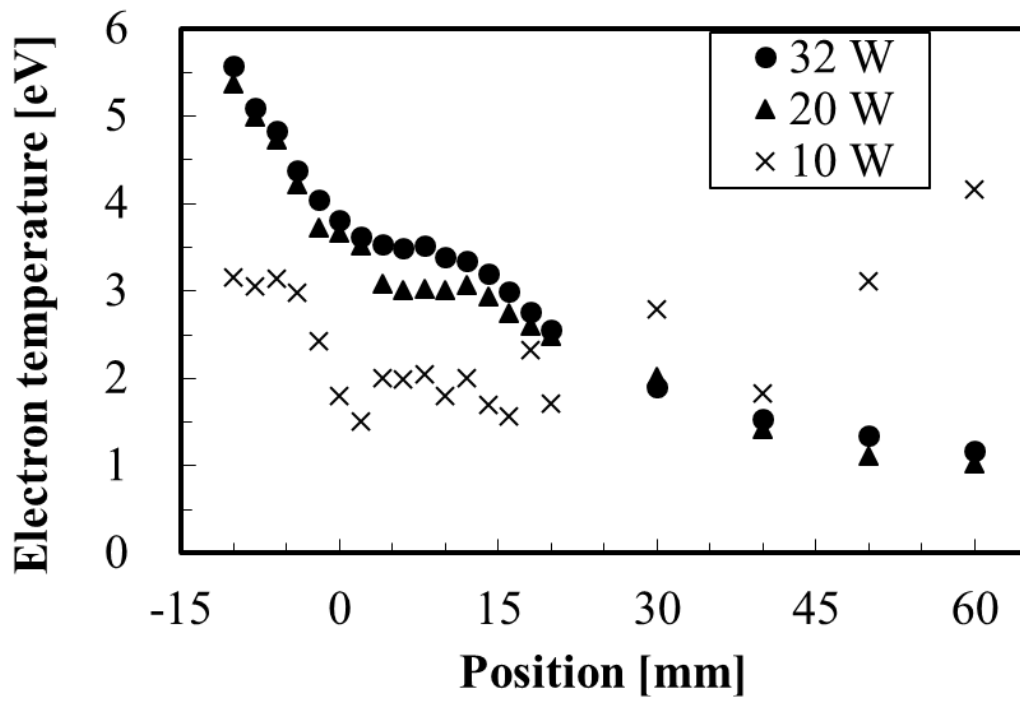


(c)

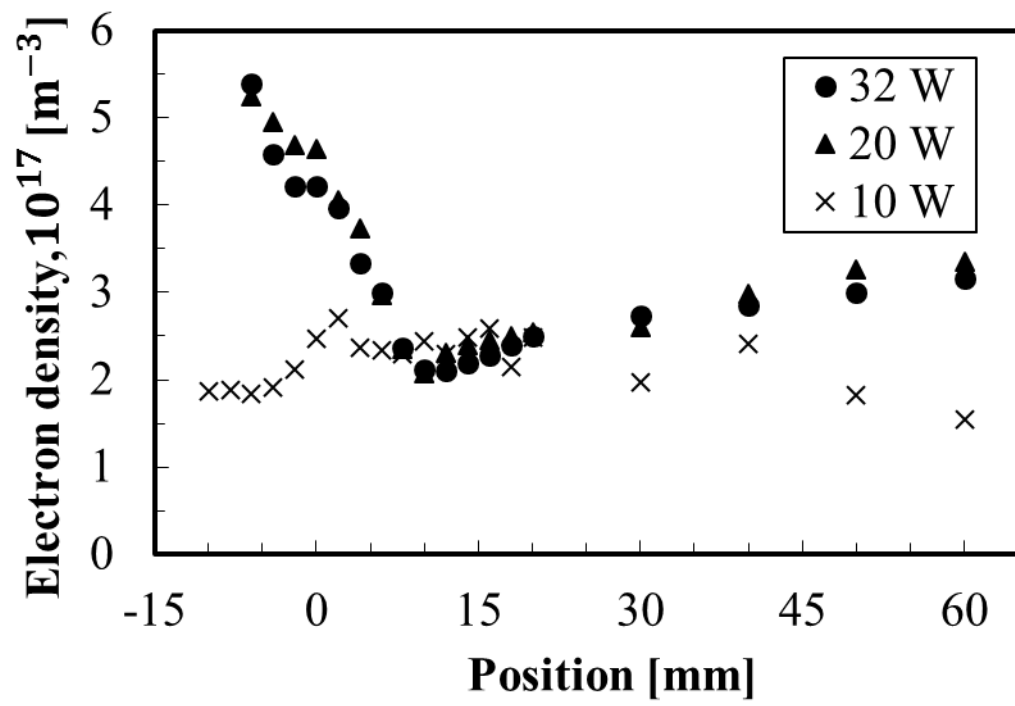
Fig.4-2 Results of probe measurement for $82 \mu\text{g/s}$, (a) Distribution of the potential, (b) Distribution of the electron density, (c) Distribution of the electron temperature.



(a)



(b)



(c)

Fig.4-3 Results of probe measurement for $41 \mu\text{g/s}$, (a) Distribution of the potential, (b) Distribution of the electron density, (c) Distribution of the electron temperature.

4.2. エミッシブプローブによる電位差計測

前節において、想定よりも小さいものの電位差の形成が確認された。しかし、これまでの実験ではすべてスラスタ本体は GND に接続されており、宇宙空間で衛星に搭載した状態を想定し、スラスタを電氣的に浮かせた状態でも実験を行う必要がある。さらに、スラスタを運用する超低高度領域には希薄ながらもプラズマが存在するため、これが排出する電子とイオンのバランス、すなわち電位差の形成に影響を与える可能性がある。そこで、宇宙科学研究所のスペースサイエンスチャンバーを用いて実験を行った。真空容器内部に $7 \times 10^{11} - 1 \times 10^{12} \text{ m}^3$ のアルゴンプラズマを発生させ、スラスタ本体を電氣的に浮かせた。さらに、搭載する衛星を模擬して、 $27 \text{ cm} \times 42 \text{ cm}$ のアルミ板をスラスタ本体に接続した。設置時の写真を Fig.4-4 に示す。また、スラスタはプラズマの点火確率を優先するため、放電室長 12 mm、磁石個数 8 個、星型アンテナ、オリフィス径 10 mm で実験を行った。この状態で、エミッシブプローブをスラスタ下流から挿入した。その時の様子を Fig.4-5 に示す。計測の結果得られた空間電位分布を Fig.4-6 に示す。また、プローブを挿入していない状態でのスラスタの電位を Fig.4-7 に示す。この図に示すように、どの投入電力においてもスラスタ内外には 10 V 程度の電位差が形成されている。電位はスラスタから 100 mm 程度では 0.5 V 程度となっており、真空容器の電位とほぼ同電位まで落ちていることが確認された。一方で、スラスタ電位については、真空容器の電位よりも低い負の値となり、投入電力と共に低下していき、プラズマとの電位差は大きくなっていく。これは、スラスタ内部のプラズマ密度が増加したことで、スラスタに放電室内側から流入する電子・イオン電流と外部から流入する電子・イオン電流のバランスが変化したためだと考えられる。これらのことから言えるのは、スラスタ内の電位は、スラスタ外部空間の電位を基準に決定され、同時に、スラスタ電位は流入する電子電流とイオン電流がバランスするよう決定されるということである。前節のラングミュアプローブの計測において、スラスタ内部の電位が 20 V 程度であったのは、スラスタと真空容器をどちらも GND に接続して同電位としていたことで、プラズマの電位がスラスタ壁面を基準に決まっていたためだと考えられる。また、これはどちらの計測でも共通して見られることであるが、投入電力を増加させ、電子温度を増加させたとしても、スラスタ内外の電位差にはほとんど変化がない。これは、電子温度が電位差の決定要因となるという予想とは異なり、磁場が電位差決定について支配的な可能性がある。磁場と電位差の関係を明らかにするには、実験に加え数値計算が非常に有効だと思われる。

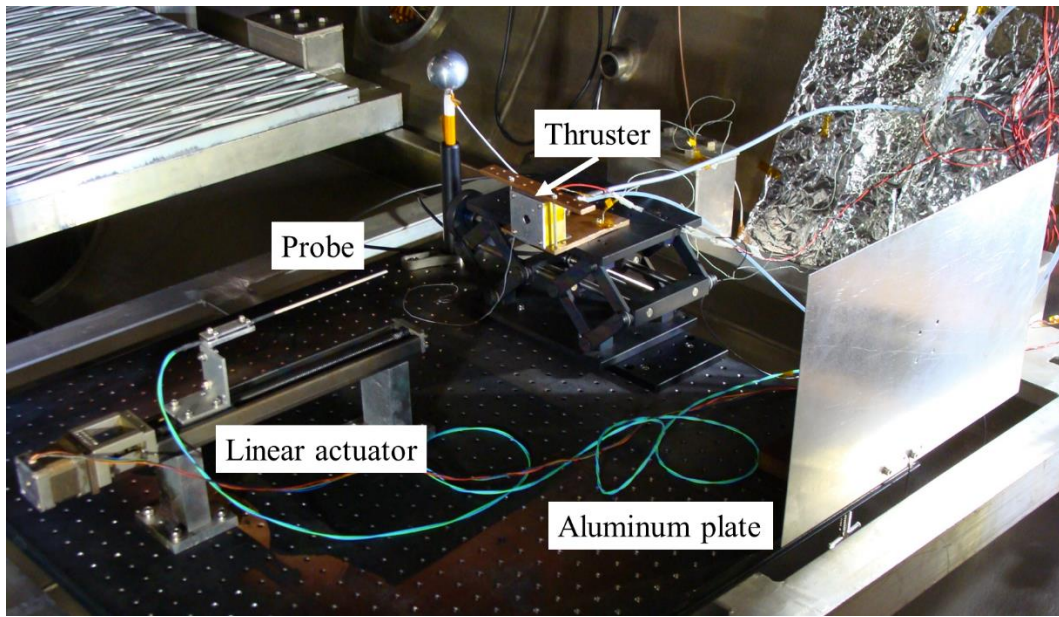
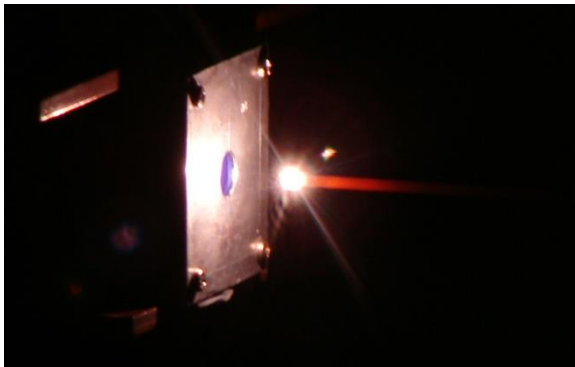
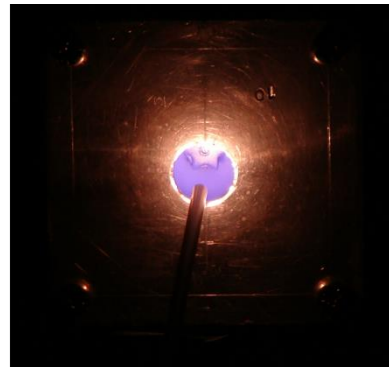


Fig. 4-4 Setup of experiments



(a)



(b)

Fig. 4-5 photo of the emissive probe measurement

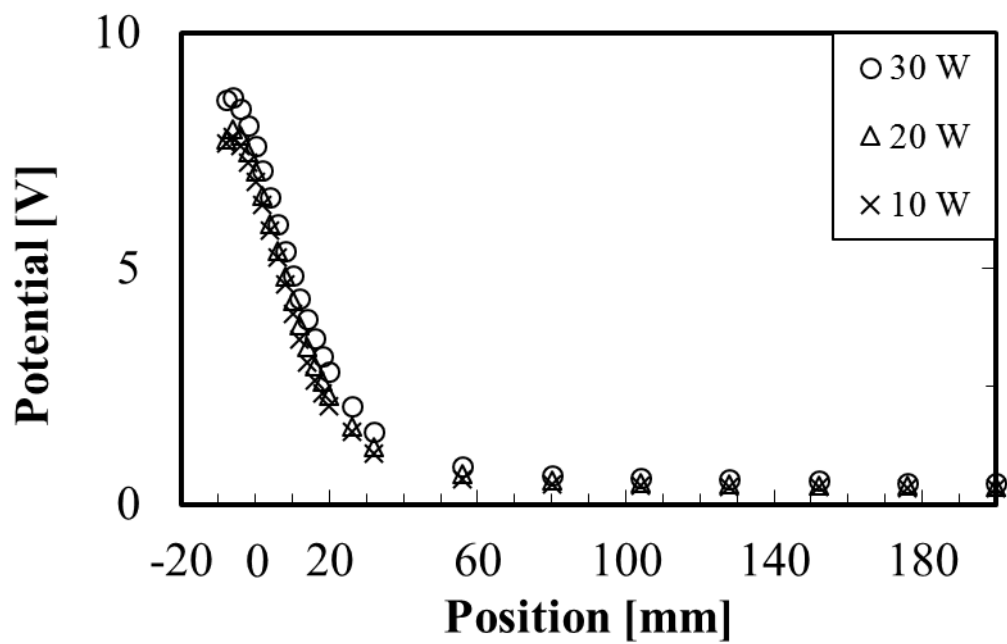


Fig.4-6 Space potential distribution for several incident power

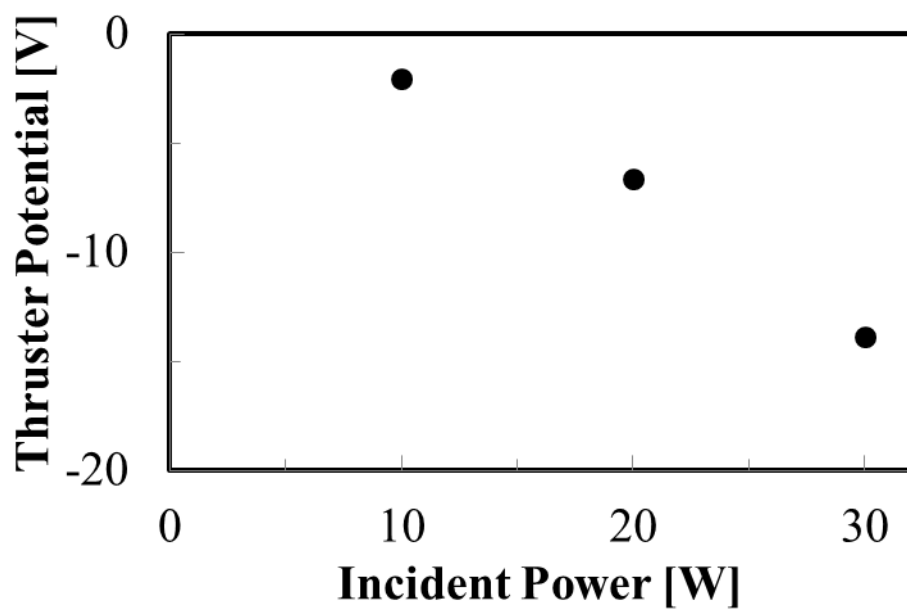


Fig.4-7 Thruster potential

4.3. RPA によるイオンのエネルギー分布計測

これまでの調査から、宇宙空間であっても電位差の形成が確認され、イオンの加速が可能であることが示された。次に、実際にイオンが加速されていることを確認した。RPA を用いて、排出されたイオンのエネルギー分布関数計測を行った。放電室長は 33 mm、磁石個数は 14 個、アンテナ形状は星型、推進剤流量は 82 $\mu\text{g/s}$ 、オリフィス径は 12 mm で、ラングミュアプローブで計測を行った条件と同じ条件とした。実験は九州大学の大型真空容器で行い、スラスタ本体は GND に接続している。計測の結果得られたイオンのエネルギー分布関数を Fig.4-8 に示す。投入電力 10 W、20 W、32 W におけるイオンの平均エネルギーは、それぞれ 13.7 eV、18.4 eV、19.3 eV であった。このように、スラスタから加速されたイオンが排出されていることを確認した。ラングミュアプローブで得られた電位分布では、各投入電力におけるスラスタ中心軸上最深部の電位は、投入電力 10 W、20 W、32 W 時にそれぞれ 19.0 V、23.7 V、25.4 V であった。これと比較すると、イオンエネルギー分布はこれよりも高いエネルギーのイオンと、低いエネルギーのイオン、どちらも存在することがわかる。計測された電位よりも高いエネルギーを持つイオンは、電子密度・電子温度が最も高いと考えられる磁気チューブ領域で生成されたものであり、その磁気チューブ領域の電位が中心軸上の電位よりも高かったことを意味していると考えられる。中心軸上電位よりも低いエネルギーのイオンが存在する理由は次の二つ考えられる。一つ目は、RPA の内部で電荷交換衝突もしくは電離が起こることによって、電位勾配の途中で生成したイオンである。もう一つの可能性は、RPA に入る前に電荷交換衝突で生まれたイオンである。これらは電位勾配の途中で生まれるため、RPA に到着するまでに得るエネルギーが低くなる。しかし、今回 RPA を設置したスラスタ下流 50 mm では電位は降下しきっておらず 10 V 程度であるはずである。そのため、RPA よりも上流で電荷交換衝突で生成した低速イオンがいたとしても、そのエネルギーは 10 eV 以上となるはずである。ただし、RPA の設置により電位勾配の構造が変化している場合には、10 eV 以下のイオンも計測される可能性がある。

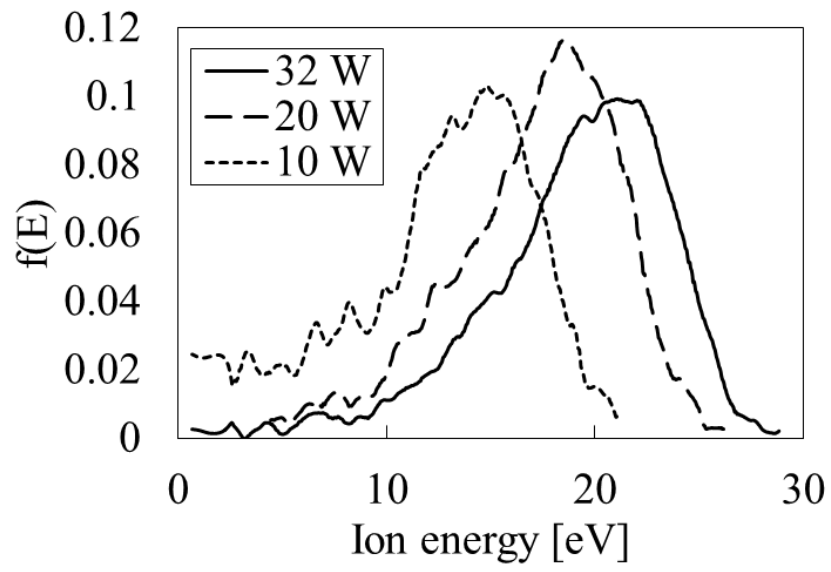


Fig. 4-8 Ion energy distribution function for several incident power.

4.4. 円筒型コレクタによるイオンビーム電流計測

4.4.1. イオンビーム電流計測結果

次にスラスタの推力を見積もる。スラスタの推力を見積もるためには、排出されるイオンの量、すなわちイオンビーム電流に加えイオンの速度が必要となる。イオンビーム電流は、これまで $100\text{ mm} \times 100\text{ mm}$ の平板のコレクタを、スラスタから 50 mm の距離に設置して計測していた。しかし、これではイオンビームの発散角が大きいため、スラスタから排出される全イオンビーム電流を計測することはできない。そのため、コレクタの位置を変化させることでコレクタに流れるイオンビーム電流が変化することが、先行研究で判明している⁽⁴⁴⁾。イオンビームの発散角が大きい原因の一つとして、イオンと中性粒子の電荷交換衝突による効果が考えられる。電荷交換衝突により、イオンの電荷が中性粒子に移る。これにより、イオンであったものが中性粒子に、中性粒子であったものがイオンとなる。中性粒子はランダムな熱運動によって拡散するため、電荷交換によって発生したイオンの発散角は非常に大きくなってしまう。そこで、2.5 節で述べた円筒型のコレクタを使用することによって、電荷交換前のイオンのフラックスを算出することができる。定常状態で電荷の蓄積がないとすれば、電荷交換が起こっても、イオンのフラックスは保存されているはずである。作動条件は、放電室長 33 mm 、磁石個数 14 個、推進剤流量は $82\text{ }\mu\text{g/s}$ とした。Fig. 4-9 に、円筒コレクタと平面コレクタで計測したイオンビーム電流値を示す。図に示すように、円筒コレクタで計測したイオンビーム電流は平面コレクタで計測したイオンビーム電流の 2 倍程度であり、これまでの平面コレクタを用いた計測では約半分のイオンが計測されていなかったことがわかった。

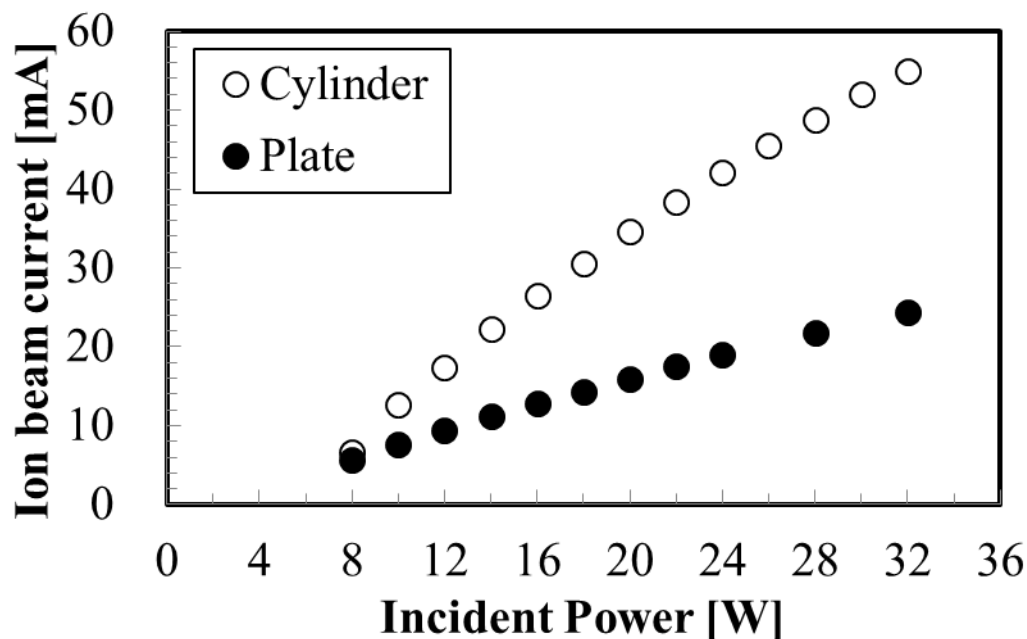


Fig. 4-9 Effect of collector configuration. (Error bar is smaller than marker)

4.4.2. 推力見積もり

円筒コレクタで計測したイオンビーム電流を元に推力を見積もる。しかし、今回の計測で用いた円筒コレクタには中性粒子を閉じ込め効果を低減するために直径 3 mm の穴が開口率 48%で空いている。そのため、スラスタから排出される全イオンビーム電流を求めるには、この穴を通過するイオンの分を補正する必要がある。スラスタから十分遠方のデバイ長は、プローブ計測より求めたスラスタ中心軸上の電子温度と、電子飽和電流から求めたスラスタ下流 60 mm 地点の電子密度($1.0 \times 10^{16} \sim 4.0 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ 程度)を用いると、50 μm 程度となる。よって、コレクタからデバイ長以上離れた位置を通過するイオンはコレクタに捕集されないと仮定し、穴の直径はデバイ長より十分大きいので、開口率をそのままイオンの非捕集率とした。以上のような仮定のもとで補正した電流値と、この補正したイオンビーム電流を元に推力 F 、比推力 I_{sp} 、推進剤利用効率 η_u を見積もった結果を Table.4-1 に示す。それぞれ式(1-1)～(1-3)を用いて計算した。イオンの速度は、ラングミュアプローブで計測された、放電室内最深部の電位から計算した。この表に示すように、32 W マイクロ波を投入しても目標の推力の半分程度しか出ていないことがわかる。推力電力比で言えば、どの投入電力でも目標の 1/3 以下しかない。ただし、この推力と比推力は排出されたイオンがすべてスラスタ軸方向に排出されたと仮定した場合の値であり、推力を過大評価していると考えられる。また、性能の特徴として推進剤利用効率が低いことが挙げられる。推進剤利用効率とは、投入した推進剤のうち、イオンビームとして排出されたものの割合を示す。推進剤利用効率が低い要因としては、次の二つが考えられる。一つは、推進剤が十分に電離していないこと。もう一つ

は、生成されたプラズマがうまく排出されていないこと。これら二つの要因のうち、どちらがより支配的か調査するため、プローブ計測の結果を用いてスラスタ内部の引き出し可能なイオンビーム電流 I_m を考える。これを算出するためには、スラスタ内部でのイオンの密度と排出時の速度が必要となる。イオン密度については、電子密度と等しいと仮定し、速度については(1-13)及び(1-14)と同じく、ボームのシース条件から決定した。そして、今回は簡単のため、オリフィス($\phi 12\text{ mm}$)の面積を用いた。そのため、この計算によって得られる電流値は、スラスタ中心軸上と同じパラメータのプラズマが自由空間に拡散する際に、 $\phi 12\text{ mm}$ の面積相当のシース端（プラズマ端）を通過するイオン電流を算出していることとなる。 n_i にはシース端で密度を代入する必要があり、一般的にはシースから離れたプラズマ領域の密度に $\exp(-1/2)$ をかけることでシース端の密度とする。しかし、今回の計測結果では密度勾配が 0 となっている領域が見られないため、スラスタの最深部の値をシース端密度とした。これらの条件のもと計算を行った結果を Table. 4-2 に示す。推進剤流量 $41\text{ }\mu\text{g/s}$ でのプローブ計測の結果はばらつきが大きかったため、推進剤流量 $82\text{ }\mu\text{g/s}$ の場合のデータをもとに計算を行った。この表に示すように、スラスタ内部での引き出し可能なイオンビーム電流値と、円筒コレクタで計測したイオンビーム電流を補正した値は、非常に近い値を示しておりスラスタ内部のプラズマはよく排出されていると考えられる。よって、目標性能を達成するにはプラズマ密度の向上と電位差の向上、その両方が必要であることがわかった。プラズマ密度を向上させるには、アルゴンの電子エネルギー以上の電子をより効率よく作り出すこと、そして電位差の向上には前述のように電子温度の向上が必要であると考えられる。つまり、今後性能を向上させるには電子の加熱効率を上げる必要があり、電子の加熱過程の調査が不可欠であると言える。

Table 4-1 Compensated ion beam current.

Incident power	10 W	20 W	32 W
Ion beam current	24.2 mA	66.0 mA	105 mA
Thrust	96.0 μN	288 μN	478 μN
Specific impulse	118 sec	355 sec	589 sec
Thrust to power ratio	9.6 mN/kW	14.4 mN/kW	14.9 mN/kW
Propellant utilization	0.12	0.33	0.53

Table 4-2 Potential ion beam current in discharge chamber.

Incident power	10 W	20 W	32 W
Potential current	23 mA	65 mA	114 mA

参考文献

- 4-1) K. Takahashi, T. Kaneko, and R. Hatakeyama, “Double layer created by electron cyclotron resonance heating in an inhomogeneously magnetized plasma with high-speed ion flow”, *Physics of Plasmas*, 15(7), (2008)
- 4-2) Jesse A. Linnella and Alec D. Gallimore, “Internal plasma potential measurements of a Hall thruster using xenon and krypton propellant”, *PHYSICS OF PLASMAS* 13, 093502 2006
- 4-3) 岡本 幸雄, “プロセスプラズマの基礎”, *Journal of the Vacuum Society*, 59 巻 7 号 p. 161-170, 2016
- 4-4) 豊田裕司, “小型マイクロ波プラズマ推進機の開発”, 平成 25 年度九州大学修士論文

第5章 計算手法

第4章までの実験で、目標性能を達成するにはプラズマ密度及び電位差を向上させる必要があることがわかった。そのためには、電位差の決定要因についての調査とマイクロ波による電子加熱効率の向上が必要であり、どちらに対しても数値解析は非常に有用だと考えられる。本章では、開発中のコードの全体像を説明した後に、今回電子加熱について調査するために用いた 3D-FDTD-PIC-MCC コードの詳細について述べる。

5.1. 数値計算コードの概略

本研究室では、Table. 5-1 に示す二つのコードを組み合わせ（連成）計算を行うことを目的としてコード開発が進められている。

Table.5-1 Outline of the numerical code

3D-FDTD-PIC-MCC	マイクロ波と電子の相互作用を計算
2D-Full-PIC-MCC	イオンと電子の挙動と静電場を計算

これらのコードの連成手法は、異なる物理現象を異なるタイムステップで別々に解き、データのやり取りを行うため、弱連成と呼ばれる。Fig.5-1 にこれらのコードの連成手法を示す。

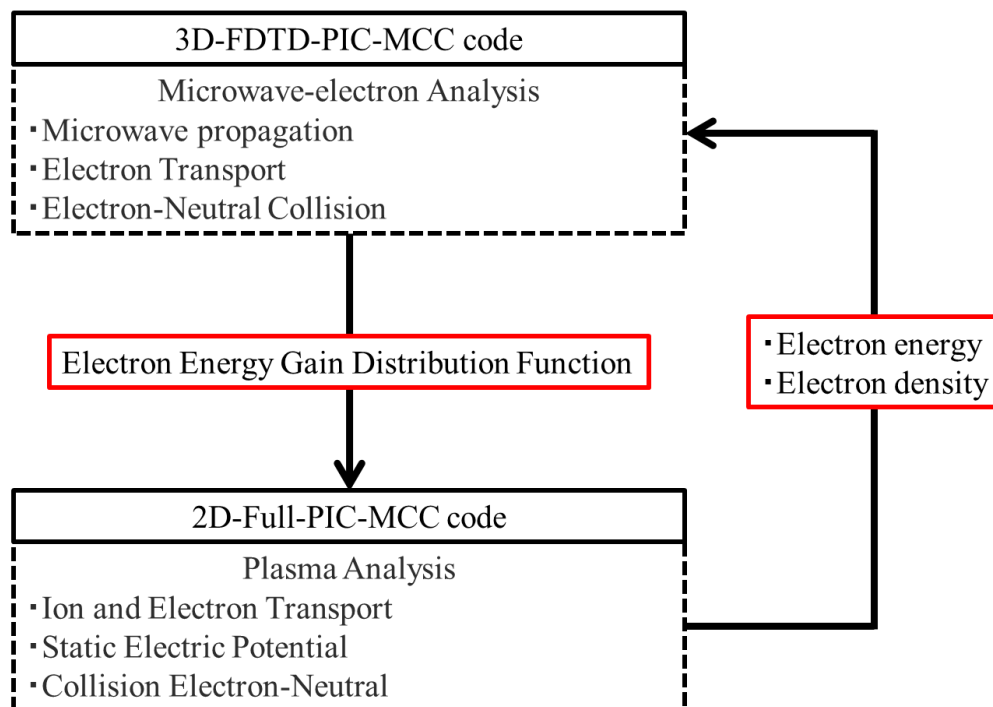


Fig.5-1 Coupling method

詳細を説明すると、まず 3D-FDTD-PIC-MCC コードにて、マイクロ波の伝搬と電子の挙動を計算する。この計算により、計算体系内のどこの電子がどれくらいのエネルギーをどれだけの確率で得るかを算出する。この確率分布関数をエネルギー獲得確率分布と呼ぶ。2D-Full-PIC-MCC コードでは、このエネルギー獲得確率分布を用いて、電子にエネルギーを与えながら、電子とイオンの運動と静電場を計算する。そして、ある程度計算を進めた後、得られた電子温度・電子密度分布を 2D-FDTD-PIC-MCC コードにフィードバックし、エネルギー獲得確率分布を更新する。これを数サイクルを繰り返すことで、定常状態までの計算を目指す。この連成手法を採用することによって、マイクロ波の伝搬計算を毎ステップ行う必要がなくなり、計算時間の短縮が可能となる。しかし、現段階では 2D-Full-PIC-MCC コードが未完成なため、3D-FDTD-PIC-MCC のみを用いて計算を行い、電子の加熱特性の解析を行った。

5.2. 3D-FDTD-PIC-MCC コード

5.2.1. 粒子計算手法 ⁵⁻¹⁾

5.2.1.1. 基礎式とその解法

本研究で用いるコードでは、プラズマを粒子法を用いて計算している。プラズマのモデル化は、粒子モデルと電磁流体モデルの二つに大別される。しかし、流体モデルでは電子のエネルギー分布関数を取り扱えず、シースを模擬できない。本研究で扱うスラストにおいて、スラスト内外に形成される電位差を計算する上で、スラスト壁面との間にシースによって形成される電位差は非常に重要である。そのため、流体モデルは不採用とし、粒子モデルを採用した。粒子計算における基礎方程式は以下に示す荷電粒子(今回の計算では電子)の運動方程式である。

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (5-1)$$

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v} \quad (5-2)$$

ここで、 m は粒子の質量、 v は粒子速度、 x は粒子位置、 t は時間、 q は粒子の電荷、 E は電場、 B は磁束密度を表わす。この運動方程式を解いて粒子の運動を計算する。式(5-2)を leap-frog 法を用いて差分化すると、

$$\frac{\mathbf{x}^{n+1} - \mathbf{x}^n}{\Delta t} = \mathbf{v}^{n+1/2} \quad (5-3)$$

と表せる。式中にある各変数の上付き添え字は時刻を表しており、1 タイムステップ計算を進めると、値は 1 増加する。(5-3)式に時間中心差分を施すと、

$$\frac{\mathbf{v}^{n+1/2} - \mathbf{v}^{n-1/2}}{\Delta t} = \frac{q}{m} \left\{ \mathbf{E}^n + \frac{1}{2} (\mathbf{v}^{n+1/2} + \mathbf{v}^{n-1/2}) \times \mathbf{B}^n \right\} \quad (5-4)$$

となる。上付き添え字の $n - 1/2$ はある時刻 n から $\Delta t/2$ ステップだけ前の時刻の値であることを意味する。同様に $n + 1/2$ はある時刻 n から $\Delta t/2$ ステップだけ進んだ時刻の値であることを意味する。

荷電粒子の運動を計算するために、(5-4)式を $\mathbf{v}^{n+1/2}$ について解き、求めた $\mathbf{v}^{n+1/2}$ を(5-3)式に代入し、新たな粒子の位置 $\mathbf{x}^{n+1}$ を求めることができる。(5-4)式を行列を用いた形に変形すると、

$$\mathbf{A} \mathbf{v}^{n+1/2} = \mathbf{S} \quad (5-5)$$

と表すことが出来る。ここで、 $\mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\beta} \cdot \boldsymbol{\gamma} \cdot \boldsymbol{\delta}$ を以下のように定義する。

$$\alpha = \frac{q\Delta t}{2m} B_x^n \quad (5-6)$$

$$\beta = \frac{q\Delta t}{2m} B_y^n \quad (5-7)$$

$$\gamma = \frac{q\Delta t}{2m} B_z^n \quad (5-8)$$

$$\delta = 1 + \alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 \quad (5-9)$$

ここでの $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{B}$ は各粒子位置におけるそれぞれの値を表わしているため、後述の PIC 法で内挿して求める必要がある。これらを用いると、行列 $\mathbf{A}$ とベクトル $\mathbf{S}$ は、以下のように表せる。

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 1 & -\gamma & \beta \\ \gamma & 1 & -\alpha \\ -\beta & \alpha & 1 \end{pmatrix} \quad (5-10)$$

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} v_x^m + cE_x^n + \gamma v_y^m - \beta v_z^m \\ v_y^m + cE_y^n + \alpha v_z^m - \gamma v_x^m \\ v_z^m + cE_z^n + \beta v_x^m - \alpha v_y^m \end{pmatrix} \quad (5-11)$$

ここで、 $c = q\Delta t/m$ 、 $m = n-1/2$ である。さらに (5-5) 式の両辺に $\mathbf{A}$ の逆行列を左から作用させて次のように変形し、速度 $\mathbf{v}^{n+1/2}$ を求めることができる。

$$\mathbf{v}^{n+1/2} = \mathbf{A}^{-1} \mathbf{S} \quad (5-12)$$

$$\mathbf{A}^{-1} = \frac{1}{\delta} \begin{pmatrix} 1 + \alpha^2 & \alpha\beta + \gamma & \alpha\gamma - \beta \\ \alpha\beta - \gamma & 1 + \beta^2 & \beta\gamma + \alpha \\ \alpha\gamma + \beta & \beta\gamma - \alpha & 1 + \gamma^2 \end{pmatrix} \quad (5-13)$$

本計算で扱うスラスタの内部に存在する粒子の数は数千億から数兆個にものぼり、これらを一つ一つ計算することはメモリや計算コストの面から考えて現実的ではない。そこで、多数の粒子をまとめて一つの超粒子として扱い、計算コストを低減する。超粒子の電荷と質量の比は実際の粒子と同じである。一つの超粒子の重みは、1セルに含まれる粒子数が 100 個以上になるように決定する。

5.2.1.2. PIC 法⁵⁻²⁾

各粒子の位置は、その変数の精度相当の細かさで計算領域内に存在している。それに対して、場の量(電荷密度や後述の FDTD 法を用いて計算された電場)は空間的に差分化されて計算されるため、メッシュと呼ばれる計算格子上に定義されている。このメッシュサイズが場の量の空間分解能となる。そのため、これらのメッシュ上に定義された場

の量を各粒子の位置に内挿したり、逆に粒子の情報をメッシュ上に分配したりする必要がある。その際に用いられるのが Particle-In-Cell(PIC)と呼ばれる手法である。以下にその詳細を示す。

まず、粒子の位置から所属するセル番号 (i, j, k) を求める。次に、Fig.5-2 に示す粒子と格子点の各座標軸上での距離 $dx1, dx2, dy1, dy2, dz1, dz2$ を求める。これらの値を用いて、図中に示す直方体 $V_1 \sim V_8$ の体積を求める。そして、この直方体の体積比を用いて粒子を感じる場の量を内挿する。後述するが、FDTD 法で計算された電磁場は格子点から半セル分ずれた位置に定義されている。Fig. 5-2 に示したのは格子点上に定義された値(本計算では静磁場のみ)を内挿する場合、もしくは格子点上へ値(本計算では電流密度)を分配する場合の図である。そのため、FDTD 法により計算された電場を内挿する際には、半セル分のずれを考慮し、各直方体の体積を算出する必要がある。

次に具体的な計算手順を、静磁場を例として説明する。座標 (x, y, z) 上にある粒子を感じる静磁場 $B(x, y, z)$ は、セルの体積を V 、図に示すような粒子によって仕切られた直方体をそれぞれ $V_1 \sim V_8$ とすると、各格子点の重みは

$$A_n = \frac{V_n}{V} \quad (n=1 \sim 8) \quad (5-14)$$

となり、粒子を感じる静磁場は

$$\begin{aligned} B(x, y, z) = & A_1 B(i, j, k) + A_2 B(i+1, j, k) \\ & + A_3 B(i+1, j, k+1) + A_4 B(i, j, k+1) \\ & + A_5 B(i, j+1, k) + A_6 B(i+1, j+1, k) \\ & + A_7 B(i+1, j+1, k+1) \\ & + A_8 B(i, j+1, k+1) \end{aligned} \quad (5-15)$$

と表わされる。

次に、格子点に電荷密度、電流密度を分配する際について説明する。電荷密度は Fig.5-2 に示されるセルの格子点上で定義され、セル中に N 個の粒子を代表した 1 個の超粒子が存在したとき、格子点 (i, j, k) 上に割り振られる電荷密度は、

$$r(i, j, k) = \frac{V_1}{V^2} qN \quad (5-16)$$

となる。すべての粒子について和をとれば、格子点上での電荷密度が得られる。また、電荷 q の荷電粒子が密度 n 、速度 $\mathbf{v}$ で流れている場合の電流密度は

$$\mathbf{j} = \frac{qn\mathbf{v}}{V} \quad (5-17)$$

と表せるので、これを用いて

$$\mathbf{j}(i, j, k) = \frac{V_1}{V^2} qN\mathbf{v} \quad (5-18)$$

となる。

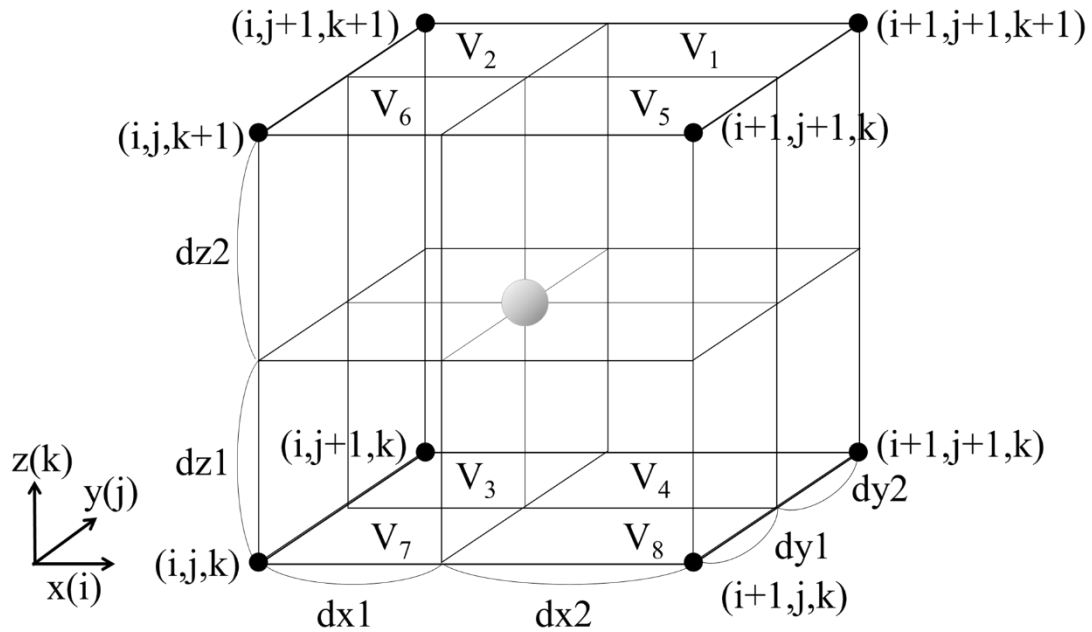


Fig. 5-2 Schematics of 3D-PIC method

5.2.1.3. 粒子境界条件

プラズマと導体壁が接すると、導体表面にデバイ長の数倍程度の厚さを持つシースが形成される。この領域では、導体に流入する電子とイオンのフラックスが等しくなるよう、電位差が形成されている。この電位差によってイオンは加速され、電子は減速、あるいは跳ね返される。この現象は、電子のみを扱う 3D-FDTD-PIC-MCC コードでは模擬することができない。そこで、3D-FDTD-PIC-MCC コードではシースを模擬するため、壁面に到達した電子のうち、10 eV 以上の電子は壁面に到達して消失し、それより小さなエネルギーのものは反射されるものとして扱う。この閾値はエミッシブプローブによるプラズマ計測において、スラスタ内外の電位差が 10 V 程度であったことから決定した。

5.2.1.4. 衝突計算 MCC 法⁵⁻³⁾

本数値解析コードでは、粒子の衝突の解析には MCC(Monte-Carlo-Collision)法を用いている。粒子同士の衝突判定を各粒子間の衝突周波数から決定する確率と乱数を用いて判定するというのがモンテカルロ衝突法である。以下に詳しく述べる。

・衝突種別

本コードでは電子が電磁場の影響を受けて運動しながら、中性粒子と衝突する。電子とイ

オンの数密度は中性粒子の数密度の 1000 分の 1 程度と非常に小さいため、電子-電子、電子-イオン、イオン-イオンの各衝突は無視できるものとし、電子-中性粒子のみの衝突を取り扱う。衝突種別は弾性、励起、電離衝突のみを取り扱う。

・平均自由行程と衝突周波数⁵⁻⁴⁾

厚さが l で、構成物質の数密度が N の板を考える。エネルギー E の粒子束が、板に垂直に当たる場合を考える。入射した粒子は板の構成物質に衝突すると、散乱され粒子束からは外れてしまうものとする。そのため、全く衝突をせずに板を透過していく粒子数は、入射粒子数より少なくなる。微小な厚み dl を通過する際に減少する粒子数 dn は、 σ を衝突の断面積、 n をその地点を通過する粒子数とすれば、

$$dn = -nN\sigma dl \quad (5-19)$$

と表される。この式を積分して、板を衝突せずに通過する粒子数は

$$n = n_0 \exp(-N\sigma l) \quad (5-20)$$

となる。ここで、 n_0 は板表面($l=0$)を通過する粒子数である。それゆえ、($l, l+dl$)間で最初の衝突が起こる確率は、

$$P_{initial}(l)dl = \exp(-N\sigma l)N\sigma dl \quad (5-21)$$

となり、 l 進むまでに衝突が起こる確率は、

$$\begin{aligned} P(l) &= \int_0^l P_{initial}(l)dl \\ &= 1 - \exp(-N\sigma l) \end{aligned} \quad (5-22)$$

となる。最初の衝突までに粒子が移動する平均距離 λ は $P(l)$ を用いて以下のように表される。

$$\begin{aligned} \lambda &= \int_0^\infty lP(l)dl \\ &= \frac{1}{N\sigma} \end{aligned} \quad (5-23)$$

これを平均自由行程という。よって、モンテカルロ法における計算で任意の点から出発し最初の衝突が起こるまでの距離 l を決めるには、乱数 r を用いて、

$$\begin{aligned} r &= P(l) \\ &= 1 - \exp\left(-\frac{l}{\lambda}\right) \end{aligned} \quad (5-24)$$

とすればよい。さらに、これを変形すると、

$$l = -\lambda \ln(1-r) \quad (5-25)$$

となる。ここで、 r は一様乱数であるから $1-r$ を r に置き換えると、

$$l = -\lambda \ln(r) \quad (5-26)$$

と表わされる。また、速さ v の粒子が中性粒子と衝突する際の断面積を σ とすれば、この粒子が1秒間に中性粒子と衝突する回数、すなわち衝突周波数 ν は、式(5-23)を用いて、

$$\begin{aligned}\nu &= \frac{v}{\lambda} \\ &= \sigma N v\end{aligned}\tag{5-27}$$

と表せる。

・ 衝突確率と衝突判定

すべての衝突の断面積は、荷電粒子のエネルギーの関数として表わされる。

$$\sigma = \sigma(E)\tag{5-28}$$

そのため、荷電粒子速度がわかれば、各衝突種別ごとの荷電粒子と中性粒子の衝突周波数を計算することができる。そして、すべての衝突種別の衝突周波数を合計したものを、全衝突周波数 ν_{total} と呼ぶ。したがって、ある荷電粒子 m の衝突確率 $P_{\text{collision}m}$ は、式(5-22)を用いて、以下の式で表わすことができる。

$$\nu_{\text{total}} = n_{\text{gas}} \sigma_{\text{total}} v_m\tag{5-29}$$

$$\begin{aligned}P_{\text{collision}m} &= 1 - \exp(-n_{\text{gas}} \sigma_{\text{total}} v_m \Delta t) \\ &= 1 - \exp(-\nu_{\text{total}} \Delta t)\end{aligned}\tag{5-30}$$

ここで、 n_{gas} は中性粒子の数密度、 v_m は荷電粒子 m の速度、 σ_{total} は全衝突断面積である。ある乱数 r_1 ($0 < r_1 < 1$)を用いて、 $P_{\text{collision}m} > r_1$ のときに粒子 m はタイムステップ Δt の間に衝突が起こるとする。

・ 衝突種別判定

前節の $P_{\text{collision}m}$ はすべての衝突種別を含んだ値であるため、衝突することが決定した場合は、次にどの種別の衝突が起こるのかを決定する必要がある。そこで、乱数 r_2 を用いて以下のように衝突の種別を決定する。弾性衝突断面積を σ_{elastic} 、励起衝突断面積を $\sigma_{\text{excitation}}$ 、電離衝突断面積を $\sigma_{\text{ionization}}$ として、以下のように判定する。

$$\begin{aligned}*\quad 0 \leq r_2 \leq \frac{\sigma_{\text{elastic}}}{\sigma_{\text{total}}} & \quad \text{であれば弾性衝突} \\ *\quad \frac{\sigma_{\text{elastic}}}{\sigma_{\text{total}}} \leq r_2 \leq \frac{\sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{excitation}}}{\sigma_{\text{total}}} & \quad \text{であれば励起衝突} \\ *\quad \frac{\sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{excitation}}}{\sigma_{\text{total}}} \leq r_2 \leq \frac{\sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{excitation}} + \sigma_{\text{ionization}}}{\sigma_{\text{total}}} & \quad \text{であれば電離衝突}\end{aligned}$$

ここで、 $S_{\text{total}} = S_{\text{elastic}} + S_{\text{excitation}} + S_{\text{ionization}}$ である。このように断面積の比と乱数を対応させ、衝突の種類を決める。本数値計算では実験と同じく推進剤はアルゴンとする。本計算で使ったアルゴンの断面積データを Fig. 5-3 に示す。断面積のデータは核融合科学研究所(NIFS)のデータベースをフィッティングすることで求めた⁵⁻⁵⁾。フィッティングは、より正確なフィッティングのため、エネルギー区間ごとに異なる関数にフィッティングしている。今回の計算では多価電離は考慮していない。

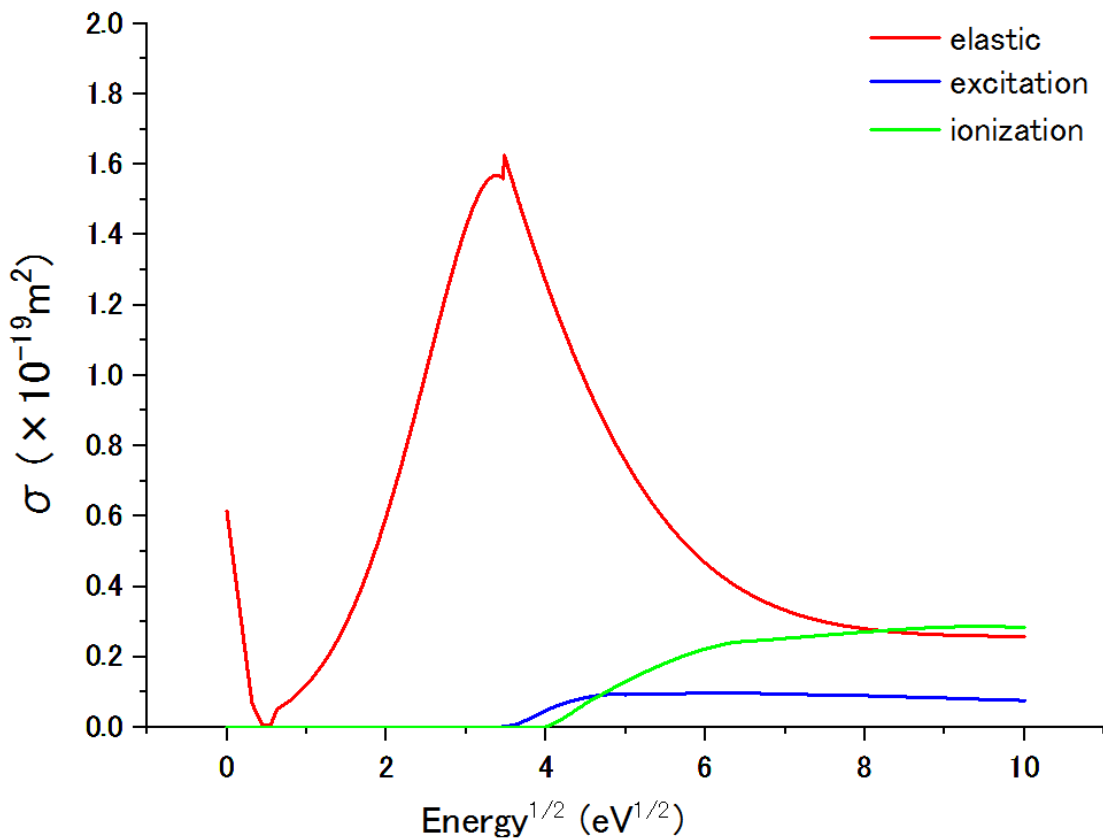


Fig. 5-3 Cross section of argon

・衝突後のエネルギーと散乱角⁵⁻⁶⁾

粒子は衝突の前後でエネルギーの受け渡しを行うとともに、衝突前とは異なる方向に散乱される。以下にそれぞれの衝突におけるエネルギーと散乱角の計算手法について述べる。

①弾性衝突

速度($\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2$)を持つ粒子対が、衝突後に速度($\mathbf{v}'_1, \mathbf{v}'_2$)となったとすると、

$$\mathbf{v}'_1 = \frac{1}{2}(\mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2 - \mathbf{u}') \quad (5-31)$$

$$\mathbf{v}'_2 = \frac{1}{2}(\mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2 + \mathbf{u}') \quad (5-32)$$

と表わすことができる。ここで、 $\mathbf{u}' = \mathbf{v}'_2 - \mathbf{v}'_1$ （相対速度）である。ここで、片方の粒子を電子、もう一方を中性粒子とし、衝突前の電子、中性粒子の速度をそれぞれ $\mathbf{v}_e \cdot \mathbf{v}_n$ 、衝突後の速度をそれぞれ $\mathbf{v}'_e \cdot \mathbf{v}'_n$ とする。電子と中性粒子の衝突では、電子は中性粒子に比べ質量が非常に小さいため、電子のみが散乱される。そのため、中性粒子の速度 $\mathbf{v}_n$ を無視すれば、相対速度は $\mathbf{u} = \mathbf{v}_n - \mathbf{v}_e \cong -\mathbf{v}_e$ としてよい。よって、電子の質量を m 、中性粒子の質量を M とすれば、系全体のエネルギー保存則から次式が成立する。

$$\mathbf{v}'_e = \frac{m + M \cos \chi}{m + M} \mathbf{v}_e + \frac{M \sin \chi}{m + M} \mathbf{h} \quad (5-33)$$

$\mathbf{h}$ の直交座標での各成分は

$$h_x = v_{er} \cos \phi \quad (5-34)$$

$$h_y = -\frac{v_{ex} v_{ey} \cos \phi - v_e v_{ez} \sin \phi}{v_{er}} \quad (5-35)$$

$$h_z = -\frac{v_{ex} v_{ez} \cos j + v_e v_{ey} \sin j}{v_{er}} \quad (5-36)$$

ここで、

$$v_{er} = \sqrt{v_{ey}^2 + v_{ez}^2} \quad (5-37)$$

$$v_e = \sqrt{v_{ex}^2 + v_{ey}^2 + v_{ez}^2} \quad (5-38)$$

であり、 χ は散乱角、 ϕ は任意の角である。式で与えられる電子の速度はエネルギー損失後のものであることに注意されたい。

次に、衝突前後のエネルギー収支について考える。衝突前の電子のエネルギーを $E_{\text{incident},e}$ とし、衝突後の電子のエネルギーを $E_{\text{scattered},e}$ とすれば、

$$E_{\text{scattered},e} = E_{\text{incident},e} \quad (5-39)$$

と表せる。電子は、エネルギー $E_{\text{incident},e}$ が小さいときには等方散乱され、大きいときは主に前方散乱されるという傾向がある。これを考慮した散乱角 χ の確率密度関数を $g(\chi)$ として以下に示す。ここで、 $E_{\text{incident},e}$ の単位をeVとする。

$$g(\chi) = \frac{E_{\text{incident},e} \sin \chi}{2 \left\{ 1 + E_{\text{incident},e} \sin^2 \frac{\chi}{2} \ln |1 + E_{\text{incident},e}| \right\}} \quad (0 \leq \chi \leq \pi) \quad (5-40)$$

これを解けば、

$$\cos \chi = 1 + \frac{2 \left\{ 1 - (1 + E_{\text{incident},e})^{r_3} \right\}}{E_{\text{incident},e}} \quad (5-41)$$

となる。この値を式に用いることで衝突後の速度を求める。このとき、任意の角は

$$\phi = 2\pi r_4 \quad (5-42)$$

として与える。

②励起衝突

基底状態にある中性粒子をある準位に励起した際に電子が失うエネルギーを励起エネルギー $E_{\text{excitation}}$ とし、入射電子のエネルギーを $E_{\text{incident},e}$ 、励起衝突後のエネルギーを $E_{\text{scattered},e}$ 、励起後の速度を $\tilde{\mathbf{v}}$ とする。これらの値を用いるとエネルギー収支は、

$$E_{\text{scattered},e} = E_{\text{incident},e} - E_{\text{excitation}} \quad (5-43)$$

と表わされ、励起後の速度は

$$\tilde{\mathbf{v}} = \mathbf{v}_e \sqrt{1 - \frac{E_{\text{excitation}}}{E_{\text{incident},e}}} \quad (5-44)$$

となる。ここで、励起衝突を励起と弾性衝突に分けて考える。すると、励起でエネルギーを失った後に(5-44)式中 $\tilde{\mathbf{v}}$ の速度で弾性衝突をすると考えることができる。(5-33) 式中 $\mathbf{v}_e$ に $\tilde{\mathbf{v}}$ を用いて、衝突後の速度 $\mathbf{v}'_e$ を求める。このときの散乱角には(5-41)式を用いるが(5-41)式中の $E_{\text{incident},e}$ には(5-43)式から求められる $E_{\text{scattered},e}$ を用いる。NIFS のデータベースによれば、アルゴンにおける励起は 6 種類存在し、本計算ではそれらの励起の断面積の合計を励起断面積として扱っている。そこで、励起エネルギー $E_{\text{excitation}}$ はそれら 6 種類の励起エネルギーを、各断面積の積分値を重みとして加重平均することによって求めた。その結果、励起エネルギーは 12.96 eV とした。

③電離衝突

入射電子のエネルギーを $E_{\text{incident},e}$ 、散乱された電子のエネルギーを $E_{\text{scattered},e}$ 、電離によって生成した電子のエネルギーを $E_{\text{created},e}$ 、電離エネルギーを $E_{\text{ionization}}$ とする。これらの値を用いると、衝突前後でエネルギーが保存されることから、エネルギー収支は

$$E_{\text{scattered},e} + E_{\text{created},e} = E_{\text{incident},e} - E_{\text{ionization}} \quad (5-45)$$

と表わされる。

電離によって生成した電子のエネルギーは、 $0 \sim (E_{\text{incident},e} - E_{\text{ionization}})/2$ の範囲で分

布するが、そのエネルギー分布が不明なため、 $0 \sim (E_{incident,e} - E_{ionization})/2$ の範囲に一樣に分布しているものとし、以下の式で与えられる⁵⁻⁷⁾。

$$E_{screated,e} = r_5 \frac{(E_{incident,e} - E_{ionization})}{2} \quad (5-46)$$

また、入射電子が電離によって失うエネルギーを ΔE とすると、

$$\Delta E = E_{incident,e} - E_{created,e} \quad (5-47)$$

と表わされる。(5-44)式から電離後の電子の速度は、

$$\tilde{v} = v_e \sqrt{1 - \frac{\Delta E}{E_{incident,e}}} \quad (5-48)$$

となる。次に、この速度の粒子が弾性衝突をすると考える。(5-35)式中 v_e に $\tilde{v}$ を用いて、衝突後の速度 v'_e を求める。散乱角には(5-41)式を用いるが、(5-41)式中の $E_{incident,e}$ には(5-46)式から求められる $E_{scattered,e}$ を用いる。電離エネルギー $E_{ionization}$ は、アルゴンの場合15.75 eVである。

電離後の生成電子の持つエネルギーは、

$$E_{created,e} = \Delta E - E_{ionization} \quad (5-49)$$

となる。また、入射電子の速度 v_e を用いると生成電子の速度は

$$v_{created,e} = \frac{v_e}{v_e} \sqrt{\frac{2E_{created,e}}{m}} \quad (5-50)$$

となる。生成された電子も同様にこの速度で弾性衝突をすると考えれば、 $v_{created,e}$ を v_e の代わりに(5-35)式に代入すれば、衝突後の速度を求めることができる。散乱角についても同様に生成電子のエネルギー $E_{created,e}$ を用いて(5-41)式から求める。

• Null-collision 法⁵⁻⁸⁾

衝突計算にかかる時間を短縮するため、Null-collision 法を用いる。そのため、架空の衝突断面積 σ_{fake} を導入する。ただし、電子のすべてのエネルギー E に対して、

$$\sigma_{fake} < \sigma_{total} \quad (5-51)$$

であるとする。すると、全衝突断面積 σ_{total} は

$$\sigma_{total} = \sigma_{elastic} + \sigma_{excitation} + \sigma_{ionization} + \sigma_{fake} \quad (5-52)$$

となる。ここで、

$$\sigma_{total} v = \frac{v_{collision}}{n_{gas}} = \text{constant} \quad (5-53)$$

を満たす σ_{fake} を導入すれば、 $\nu_{\text{collision}}$ が一定、すなわち $P_{\text{collision,m}}$ が一定となりエネルギーに依存しない。つまり。これまで粒子のエネルギー毎に変化していた衝突確率を、最大の衝突確率で一定として扱うこととなる。したがって、粒子毎に $P_{\text{collision,m}}$ を計算する必要がなくなり、全粒子に対して衝突計算を行わず、衝突を起こす粒子のみについて衝突の種類を決めればよい。これにより、計算時間を大幅に短縮できる。衝突の種類を決めるときは、 $\sigma_{\text{total}} = \sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{excitation}} + \sigma_{\text{ionization}} + \sigma_{\text{fake}}$ とし、

$$\frac{\sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{excitation}} + \sigma_{\text{ionization}}}{\sigma_{\text{total}}} \leq r_2 \leq 1$$

のとき Null-Collision Process とする。

Null-Collision Process が選ばれたときには、粒子の運動は何ら変化しないものとする。Fig.5-4 に電子と中性粒子の衝突におけるアルゴンガスの中性粒子密度で規格化した衝突周波数を示す。本計算の Null-Collision 法で用いた $\nu_{\text{collision}}/n_{\text{gas}}$ の値は $2.27 \times 10^{-13} \text{ m}^3/\text{sec}$ である。

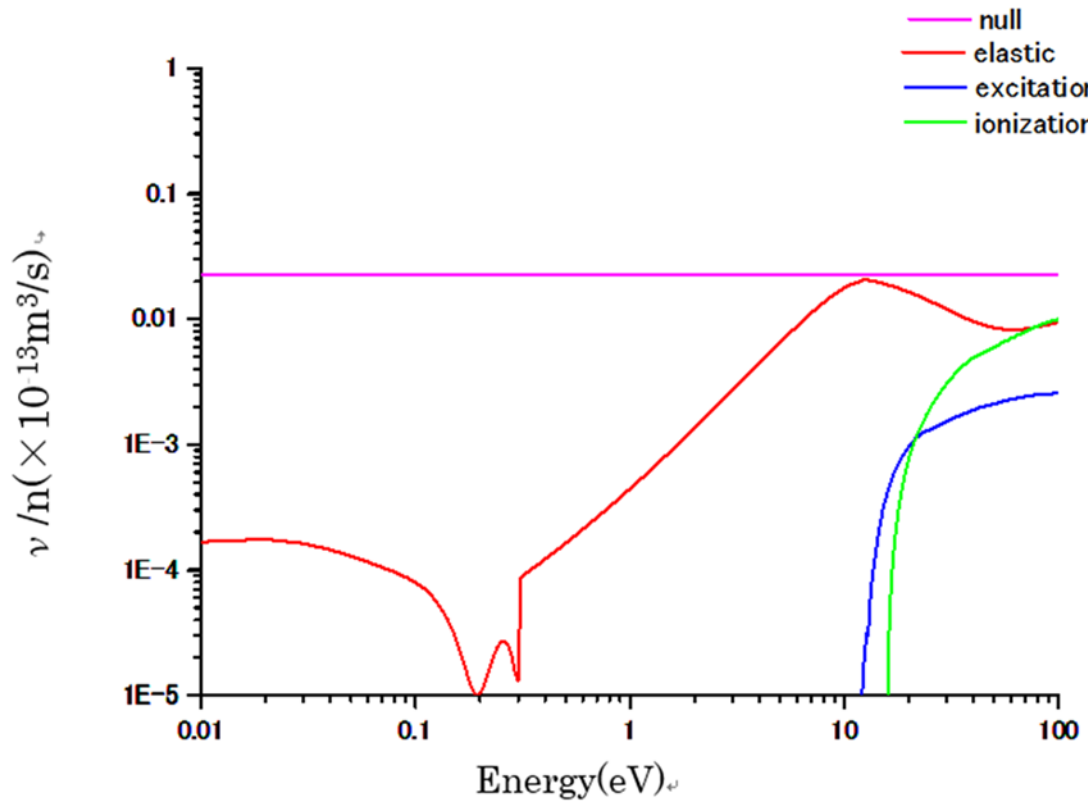


Fig. 5-4 Normalized cross section of argon

- ・ タイムステップの制約

モンテカルロ法においては、1 タイムステップの間に各粒子についての衝突を 1 回ず

つしか処理することができない。しかし、有限のタイムステップを用いる限りは、本来は1タイムステップの間に複数回の衝突が起こるべきところを、一回しか計算できないというミスが起こる可能性がある。この衝突計算のミスを減らすために、タイムステップを十分小さくする必要がある。

ある粒子のタイムステップあたりの衝突ミス回数は

$$r \sim \sum_{k=2}^{\infty} P_i^k = \frac{P_i^2}{1 - P_i} \quad (5-54)$$

と表される。ここで、衝突ミスの回数 r を 1%以下にするには $P_i \leq 0.1$ とする必要がある。null-collision を用いる場合は、 $P_{null} \leq 0.1$ すなわち

$$\Delta t \leq \frac{0.1}{n_{null}} \quad (5-55)$$

を満たすようにタイムステップを設定する必要がある。

5.2.2. 電磁波計算手法 (5-9) ~ (5-11)

5.2.2.1. 基礎式とその解法

本計算では、電磁波の伝搬を計算するため、Finite-difference time-domain method(FDTD)法を用いて三次元のマクスウェル方程式を解いている。FDTD 法は、時間領域差分法とも訳される通り、他の解法である有限要素法やモーメント法と異なり時間領域でマクスウェル方程式を差分化することが特徴である。そのため、電磁波伝搬の過渡的な時間経過を計算することができる。本計算コードは電磁波計算と粒子計算を組み合わせてながら定常状態までの計算を目指す必要があるため、FDTD 法を採用した。以下に基礎式として用いる微分形式のマクスウェル方程式を示す。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (5-56)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (5-57)$$

ここで、 $\mathbf{E}$ は電場、 $\mathbf{H}$ は磁場、 μ_0 は真空の透磁率、 ε_0 は真空の誘電率、 $\mathbf{J}$ は電流密度を表わす。この式の時間的・空間的差分を取り、計算を行う。

三次元の FDTD 法では、Fig.5-5 に示すように電場と磁場がセル上に配置されている。この図に示すように、電場・磁場ともに空間的に交互に配置され、電場はセルの各辺に沿って、磁場はセル面の中心に定義されている。これは Yee によって提案され、電場の回転 ($\nabla \times \mathbf{E}$) が磁場を、磁場の回転 ($\nabla \times \mathbf{H}$) が電場を生み出すというマクスウェル方程式を満たすように配置されている。この電磁場の配置のもと、(5-56)式、(5-57)式を空間、時間とも中心差分した式を、式((5-58)~(5-63))に示す。ここで、 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$

は空間幅、 Δt は時間幅、添え字 (i, j, k) はセル中での座標、添え字 n は時間ステップを表わす。

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1/2, k+1/2) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j+1/2, k+1/2) + \frac{\Delta t}{m_0(i, j+1/2, k+1/2)} \left\{ \frac{E_y^n(i, j+1/2, k+1) - E_y^n(i, j+1/2, k)}{\Delta z} + \frac{E_z^n(i, j, k+1/2) - E_z^n(i, j+1, k+1/2)}{\Delta y} \right\} \quad (5-58)$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2, j, k+1/2) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i+1/2, j, k+1/2) + \frac{\Delta t}{m_0(i+1/2, j, k+1/2)} \left\{ \frac{E_z^n(i+1, j, k+1/2) - E_z^n(i, j, k+1/2)}{\Delta x} + \frac{E_x^n(i+1/2, j, k) - E_x^n(i+1/2, j, k+1)}{\Delta z} \right\} \quad (5-59)$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2, j+1/2, k) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i+1/2, j+1/2, k) + \frac{\Delta t}{m_0(i+1/2, j+1/2, k)} \left\{ \frac{E_x^n(i+1/2, j+1, k) - E_x^n(i+1/2, j, k)}{\Delta y} + \frac{E_y^n(i, j+1/2, k) - E_y^n(i+1, j+1/2, k)}{\Delta x} \right\} \quad (5-60)$$

$$E_x^{n+1}(i+1/2, j, k) = E_x^n(i+1/2, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0(i+1/2, j, k)} \left\{ \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2, j-1/2, k)}{\Delta y} + \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2, j, k-1/2) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2, j, k+1/2)}{\Delta z} - J_x(i+1/2, j, k) \right\} \quad (5-61)$$

$$E_y^{n+1}(i, j+1/2, k) = E_y^n(i, j+1/2, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0(i, j+1/2, k)} \left\{ \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1/2, k+1/2) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1/2, k-1/2)}{\Delta z} + \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i-1/2, j+1/2, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2, j+1/2, k)}{\Delta x} - J_y(i, j+1/2, k) \right\} \quad (5-62)$$

$$\begin{aligned}
E_z^{n+1}(i,j,k+1/2) = & E_z^n(i,j,k+1/2) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0(i,j,k+1/2)} \\
& \left\{ \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2,j,k+1/2) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i-1/2,j,k+1/2)}{\Delta x} \right. \\
& \left. + \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i,j-1/2,k+1/2) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i,j+1/2,k+1/2)}{\Delta y} - J_z(i,j,k+1/2) \right\}
\end{aligned} \tag{5-63}$$

((5-58)~(5-63))式から、時間ステップが $n+1/2$ での磁場 $H^{n+\frac{1}{2}}$ 、その半ステップ前での電場 E^n と1ステップ前の磁場 $H^{n-\frac{1}{2}}$ から求めることができ、時間ステップが $n+1$ での電場 E^{n+1} は、半ステップ前の磁場 $H^{n+\frac{1}{2}}$ と1ステップ前の電場 E^n から求めることができる。初期値については、すべて0でアンテナ・セントラルヨーク間にもみ電場を与える。式中の J は粒子計算から求められる電流密度で、この項が荷電粒子による電磁波伝搬への影響を意味している。

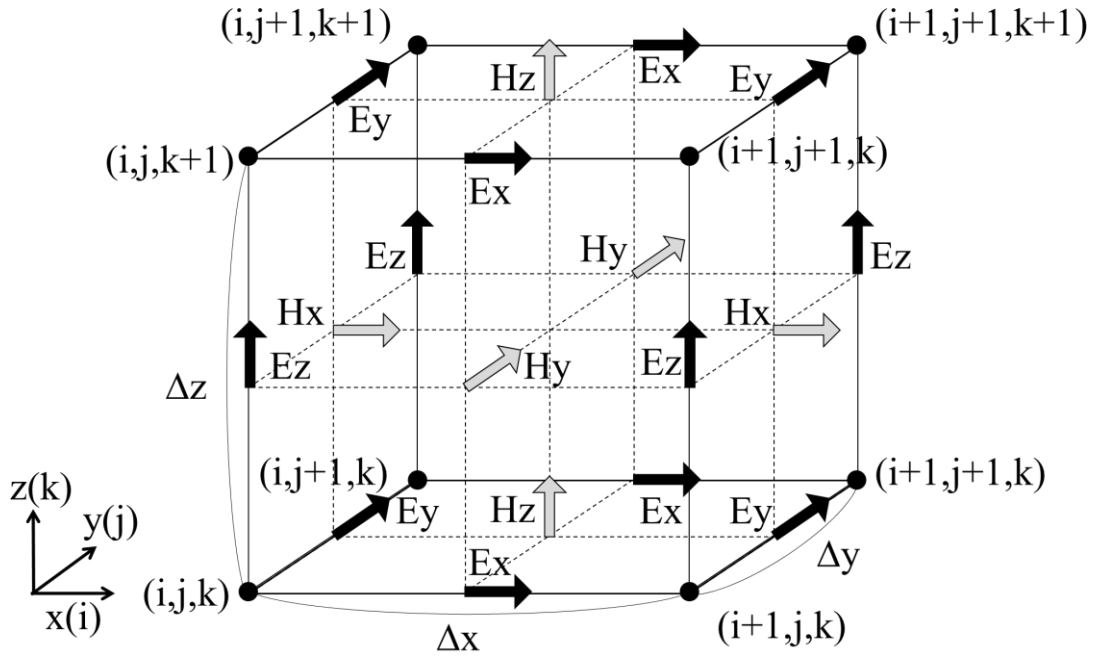


Fig. 5-5 Schematics of FDTD method.

5.2.2.2. アンテナの模擬および給電方法

本計算では、アンテナを完全導体として扱う。マイクロ波の給電はセントラルヨーク内部の同軸ケーブル部分に電場を加えることで模擬する。Fig. 5-6 にセントラルヨーク内部の給電面での断面を示す。この図はメッシュサイズが 0.25 mm の場合を示している。アンテナは直径 1 mm、セントラルヨーク内径は 2 mm である。図中の灰色で示したセルが導体、白色で示したセルが自由空間で電磁波が伝搬する。この自由空間に投入する電場を以下の式から決定した⁵⁻¹²⁾。

$$E_r = \frac{V_0}{r} \quad (5-64)$$

$$E_x = E_r \cos\theta \quad (5-65)$$

$$E_y = E_r \sin\theta \quad (5-66)$$

ここで V_0 はアンテナとセントラルヨーク間の電圧、 r はアンテナの中心軸からの距離、 θ はアンテナ中心軸を原点として各給電電場と x 軸がなす角度である。 V_0 はセントラルヨーク内を通過するポインティングベクトルをもとに決定した。詳細は次節で述べる。

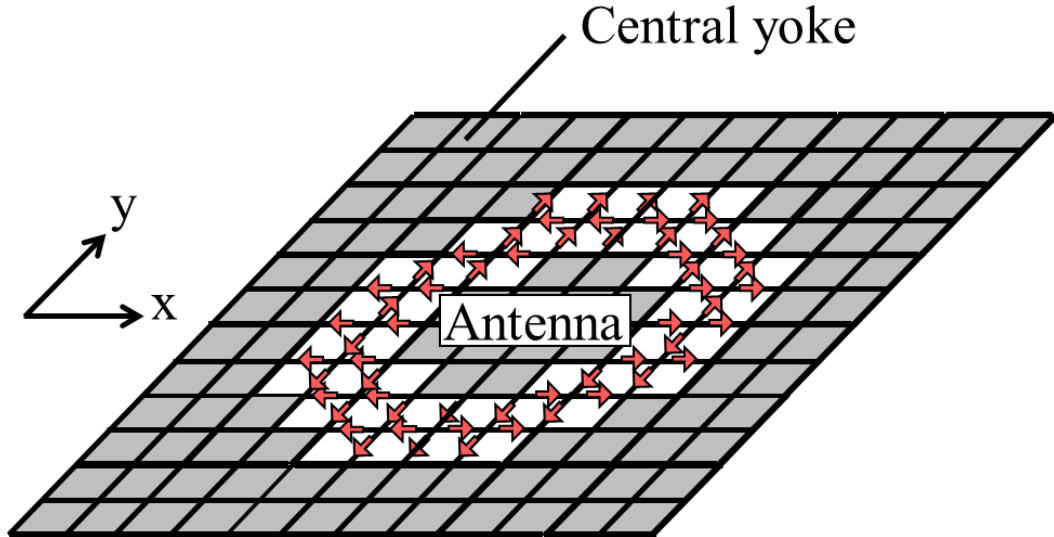


Fig.5-6 Cross section of microwave feeding point

5.2.2.3. 投入エネルギーの計測

投入エネルギーはセントラルヨーク内のポインティングベクトルを計算することで求める。ポインティングベクトル $\mathbf{S}$ は以下の式で表され、電磁波のエネルギーの流れを表す⁵⁻¹³⁾。

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (5-67)$$

電磁波の基本的な性質として、伝搬経路のインピーダンスが変化すると、その地点で波の一部が反射してしまう。この波を反射波と言い、スラスタにマイクロ波を投入した際にも、投入したうちの一部がアンテナから放射され電子に吸収されるが、一部は反射波として返って来る。ある一面のポインティングベクトルを計算しただけでは、反射波を差し引いた正味の投入電力しか計算することができない。しかし、実際の実験では投入波電力が制御パラメータであり、数値計算でもこの値を算出する必要がある。そこで、Fig. 5-7 に示すように、二つの面でポインティングベクトルを計算した。緑色の線で表した面に電場を投入すると、その両側に同じエネルギーを持った投入波が伝搬していく。アンテナ先端側に伝搬した波は放電室内へと放射され電子に吸収されるが一部は反射波として返ってくる。そして、反射波はアンテナ根本まで到達し、Mur の一次吸収境界条件（後述）で吸収される。そのため、電場投入地点からアンテナ側では、投入波(FWD)と反射波(REF)の進行方向が逆で、ポインティングベクトルはこれらの波が打ち消し合った値 $\mathbf{S}_1$ となる。一方、電場投入地点よりもバックヨーク側では投入波と反射波の向きがそろっており、ポインティングベクトルはこれらが強め合った値 $\mathbf{S}_2$ となる。そのため、投入波のポインティングベクトル $\mathbf{S}_{fwd}$ と反射波のポインティングベクトル $\mathbf{S}_{ref}$ は以下のように表される。

$$\mathbf{S}_{fwd} = \frac{\mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2}{2} \quad (5-68)$$

$$\mathbf{S}_{ref} = \frac{-\mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2}{2} \quad (5-69)$$

この $\mathbf{S}_{fwd}$ の値を投入電力として扱い、この値が目標値となるようにアンテナ-セントラルヨーク間の電圧を決定した。そして、3D-FDTD-PIC コードの計算の間、その電圧は一定とした。

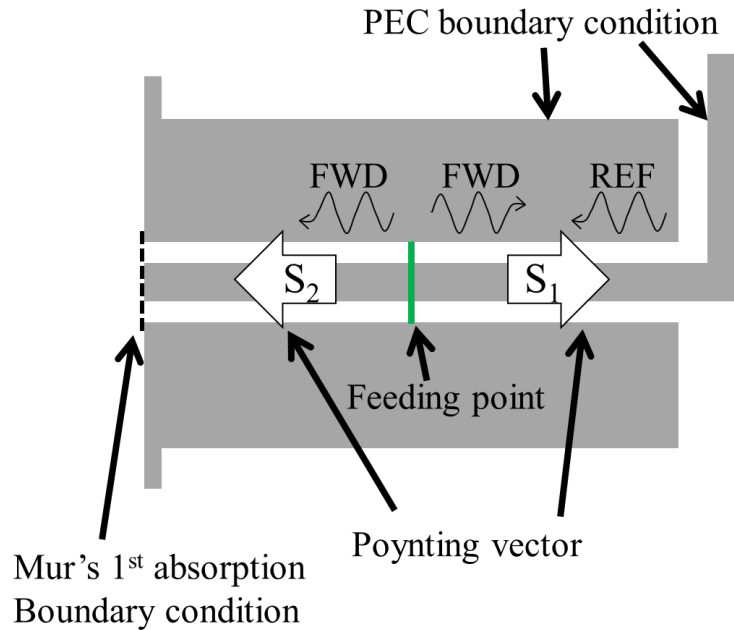


Fig.5-7 Calculation of microwave feeding power

5.2.2.4. PEC(Perfect Electric Conductor)境界条件

スラスタを構成するアルミやモリブデンや軟鉄はすべて完全導体とみなし、境界に平行な電場成分を 0 とする PEC 境界条件を用いる。ただし、境界面に垂直な電場は存在する。

5.2.2.5. Mur の吸収境界条件 ⁵⁻¹⁴⁾

FDTD 法を用いた計算では、計算領域の端には何かしらの境界条件を設定し、計算領域を閉じる必要がある。そして、開放領域を模擬するには、吸収境界条件を配置する。吸収境界条件にはいくつか種類があるが、その中でも実装が容易で、メモリの使用量も小さい、Mur の一次吸収境界条件を使用した。以下に詳細を述べる。

$x = 0$ の吸収境界に x の正の方向から、 E_z 成分を持つ平面波が入射するとする。伝播速度を v とすると、 x の負の方向に進む波は

$$E_z = E_z(x + vt) \quad (5-70)$$

と表わされ、次の微分方程式を満足する。

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{1}{v} \frac{\partial E_z}{\partial t} = 0 \quad (5-71)$$

もし、 $x = 0$ の境界で完全に反射がないならば、電場は(5-70)式の満足したまま伝播するはずである。すなわち、境界でも(5-71)式が満足される。これを FDTD 法の形式に定式化するため、(5-71)式を時間について差分化すると

$$\begin{aligned}
\frac{\partial E_z}{\partial t} &= \frac{E_z^n - E_z^{n-1}}{\Delta t} \\
&= v \frac{\partial E_z^{n-\frac{1}{2}}}{\partial x}
\end{aligned} \tag{5-72}$$

となる。ここで、右辺の x についての微分は、電場が $x = 0, \Delta x$ に割り当てられていることから、 $x = \Delta x/2$ で行い、(5-71)式に代入すると

$$\frac{E_r^n(i, n-1/2) - E_r^{n-1}(i, n-1/2)}{\Delta t} = v \frac{E_r^{n-\frac{1}{2}}(i, n) - E_r^{n-\frac{1}{2}}(i, n-1)}{\Delta z} \tag{5-73}$$

となる。しかし、(5-72)式の $E_z^n(1/2), E_z^{n-1}(1/2)$ も FDTD 法では直接計算することはできない。そこで、前後の値で平均して求める。そして、 E_z についてまとめると

$$\begin{aligned}
E_z^n(0, j, k+1/2) &= E_z^{n-1}(1, j, k+1/2) \\
&+ \frac{v\Delta t - \Delta x}{v\Delta t + \Delta x} \{E_z^n(1, j, k+1/2) - E_z^{n-1}(0, j, k+1/2)\}
\end{aligned} \tag{5-74}$$

となる。これを Mur の 1 次吸収境界条件という。上式は吸収境界に平行な電場成分について適用される。Mur の 1 次吸収境界条件を導波管の先端に配置した場合、反射率は 0.5%程度であることを確認している。

5.2.2.6. 計算体系

Fig. 5-8 に L 字アンテナの場合の計算体系を示す。赤色の部分は導体を表し、PEC 条件を適用している。青色の部分は計算領域で粒子計算・電磁場計算ともに行う。緑色の部分はアンテナ・セントラルヨーク間とオリフィスの外に配置されており、電磁場計算のみを行う。アンテナ・セントラルヨーク間には絶縁用のセラミックやマイカが挿入されており粒子は侵入しないため、粒子計算は行わない。オリフィスの外で粒子計算を行わないのは、Mur の一次吸収境界条件が不安定になるのを防ぐためである。これは Mur の吸収境界条件が、伝搬速度が自明の電磁波のみに適応可能なためであり、これが粒子計算領域と接していると、吸収境界が電子の運動によって発生した微弱な電場を増幅してしまい、電場が発散してしまう。そこで、オリフィス外には粒子を設置しないことで、マイクロ波は粒子を通過後、真空を光速で伝搬し吸収境界に吸収される。この計算体系だとオリフィス外のエネルギー獲得確率は計算できないが、オリフィスはマイクロ波の波長に比べて十分小さく、オリフィス外に漏れ出すマイクロ波は無視できると考える。

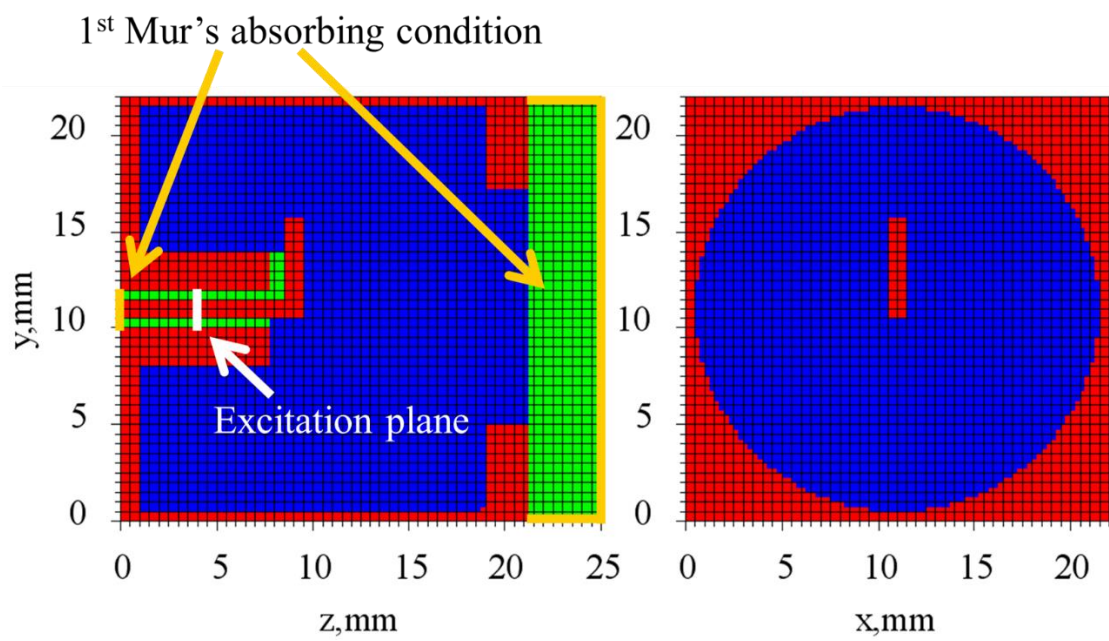


Fig. 5-8 Computational mesh for L shape.

5.3. 各種物理条件と計算条件

5.3.1. 物理条件

Table 5-3 に本計算に用いた物理条件を示す。条件は実験条件に合わせている。投入電力は 20 W とした。これらのパラメータのもと、アンテナ形状と磁場強度を変更して計算を行った。中性粒子の密度は、推進剤流量と真空容器内圧力とスラストのコンダクタンスから求め、放電室内で一様とした。初期のイオン密度と電子密度は等しいとし、放電室内に一様に分布させた。密度の大きさと初期電子エネルギーの値は後述するプローブ計測の結果から決定した。イオンの温度は 0 eV とし、初期エネルギーは室温とした。

Table 5-3 physical condition

Parameter	Value
Propellant	Ar
Mass flow rate	82 $\mu\text{g/s}$
Microwave frequency	1.6 GHz
Incident power	20 W
Initial electron or ion density	$5.0 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$
Initial electron temperature	3.5 eV

5.3.2. 計算条件

タイムステップ等の計算条件を決定するため、各種物理現象のタイムスケールを Table. 5-4 に示す。表中に示したアンテナ近傍では、磁場強度は 100 mT として計算した。プラズマを扱うシミュレーションの場合、メッシュサイズはデバイ長以下に設定するのが一般的である。しかし、スラスト内部のデバイ長は今回の初期条件から計算すると、20 μm 程度となる。しかし、メッシュサイズをその程度にすると、計算コスト及び計算時間の面から計算が困難になってしまう。そこで、本研究では計算可能なメッシュサイズの中でも最小であったメッシュサイズ、0.25 mm を採用し、格子数は x 方向に 88、y 方向に 88、z 方向に 100 とした。本研究では静電場を考慮していないため、デバイ長に関連する物理現象であるデバイ遮蔽やシープを取り扱っていない。そのため、メッシュサイズがデバイ長よりも大きいことによる計算結果への影響は小さいと考えられる。詳細は後述するが、メッシュサイズを変更させた際の計算結果の違いも調査した。メッシュサイズ 0.25 mm より FDTD における計算制約条件³⁻¹⁵⁾は、プラズマ周波数を 5 個に分類する、 $\omega_{pe}^{-1}/5 = 8.0 \times 10^{-12} \text{ sec}$ 、電磁波の伝搬速度を光速と仮定すると Courant 条件より、 $4.8 \times 10^{-13} \text{ sec}$ 以下であればよいが、計算誤差を考え、1.25

$\times 10^{-13}$ sec とした。PIC における制約条件としては、100 mT でのサイクロトロン運動周期の 1/10 として、 4.0×10^{-11} sec、衝突計算の制約より、 7.3×10^{-10} sec、最大電子速度を 50 eV とした時の 1 セルあたりを飛び越えないための Courant 条件は、 3.4×10^{-11} sec となり、さらにその 10 分の 1 程度とすると 3×10^{-12} sec となる。このなかで最も厳しい制約条件は Courant 条件であるためこれを満たしさえすればよい。これらの条件だけを考えれば、PIC のタイムステップは FDTD のタイムステップの 10 倍程度大きくてもよい。しかし、そうするとアンテナ周囲で計算が不安定となった。これは、アンテナ周囲の大きな電流密度を FDTD 計算で複数回使い続けることに起因していると考えられる。そのため、本コードでは FDTD と PIC を同じタイムステップで計算することとし、その大きさは 1.25×10^{-13} sec とした。各種計算条件を Table 5-5 に示す。

Table 5-4 Time and spatial scale of the each physical phenomenon

Parameter	Value
Microwave period	6.25×10^{-10} s
Collision period(null collision method)	3.7×10^{-8} s
Larmor period(at ECR layer)	6.25×10^{-10} s
Larmor period(near the antenna)	3.6×10^{-10} s
Microwave wavelength	1.87×10^{-1} m
Larmor radius(at ECR layer and 5 eV)	1.0×10^{-4} m
Larmor radius (near the antenna and 5eV)	6.2×10^{-5} m
Debye length	1.9×10^{-5} m

Table 5-5 calculation condition

Parameter	Value
Mesh size	0.25 mm
Time step(FDTD)	1.25×10^{-13} s
Weight of super particle	5.0×10^4
The number of super particle	6.4×10^7
The number of super particle per cell	120

5.3.3. 並列化について

3D-FDTD-PIC-MCC コードでは、粒子分割による並列化を行っている。並列化手法は MPI(Message Passing Interface)を用いており、並列数は 144 である。FDTD 計算

には並列化を適用していない。現在の計算では **6.25 ns** 計算するのに 30 時間以上かかってしまうため、今後は **FDTD** にも並列化を適用し、計算時間を削減する必要がある。

参考文献

- 5-1) 内藤裕志, プラズマ・核融合学会誌, 74 (1998), 470.
- 5-2) 石黒静児, プラズマ・核融合学会誌, 74 (1998), 591
- 5-3) Giovanni Lapenta, Jeremiah U. Brackbill, Journal of Computational Physics, 115, (1994), 213.
- 5-4) 高村秀一, “プラズマ理工学入門”, 森北出版, 東京, 1997
- 5-5) NIFS DATABASE 核融合科学研究所データベース (<http://dbshino.nifs.ac.jp/index-j.html>)
- 5-6) V. Vahedi, M. Surendra, “A Monte Carlo collision model for the particle-in-cell method: applications to argon and oxygen discharges”, Computer Physics Communications 87 (1995) 179-198
- 5-7) 南部健一: “コンピュータアナリシスシリーズ 7 原子・分子モデルを用いる数値シミュレーション 日本機会学会編” (コロナ社, 1996)
- 5-8) Katsuhisa Koura, “Null - collision technique in the direct - simulation Monte Carlo method”, The Physics of Fluids 29, 3509 (1986)
- 5-9) Yee, K. S.: Numerical Solution of Initial Boundary Value Problem Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media, IEEE Trans. Antennas Propagat., 14 (1966), pp. 302-307.
- 5-10) 宇野亨: “FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析”, コロナ社, 東京, 1998
- 5-11) 宇野亨, 何一偉, 有馬卓司, “数値電磁界解析のための FDTD 法-基礎と実践-”, コロナ者, 2016
- 5-12) 中島将光, “マイクロ波工学 基礎と原理”, 森北出版, 東京, 1975
- 5-13) 橋本修, “実践 FDTD 時間領域差分法”, 森北出版, 東京, 2006
- 5-14) G. Mur, “Absorbing Boundary Conditions for the Finite-Difference Approximation of the Time-Domain Electromagnetic-Field Equations”, IEEE TRANSACTIONS ON ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY, VOL. EMC-23, NO.-4, NOVEMBER 1981
- 5-15) 電気学会・マイクロ波プラズマ調査専門委員会, “マイクロ波プラズマの技術”, オーム社, 東京, 2003

第6章 数値解析によるプラズマ加熱解析

3 章において、アンテナ形状が性能への影響することが明らかとなったが、それぞれのアンテナでどのような電場が発生し、どこに電子が加熱されているのか等、各アンテナにおける電子加熱の詳細は明らかになっていない。そこで、本章では各アンテナ形状の電子加熱特性について調査するとともに、マイクロ波から電子へのエネルギー授与過程を明らかにした。

6.1. アンテナ形状依存性

6.1.1. 電場強度分布

磁石個数 9 個での、各アンテナ形状における、マイクロ波の第九周期から第十周期(5.6 ns~6.25 ns)までで平均した電場強度分布を Fig.6-1 に示す。左側に $x=11$ mm の yz 断面を、右側に $z=9$ mm の xy 断面を示す。ここで、アンテナ周辺領域の呼び名を Fig.6-2 に示す。図中に青で囲ったアンテナとオリフィスの間の空間をアンテナ下流と呼ぶ。その中でも緑で囲ったアンテナのごく近傍を、アンテナ下流側表面と呼ぶ。赤で囲った領域をアンテナ側面と呼ぶ。ただし、この領域は L 字アンテナの場合には軸対称ではないので、アンテナ先端と呼ぶことにする。オリフィス出口に強い電場が存在しているのは、電子を配置している領域と配置していない領域の境界では、下流に向かって流れる電子電流が支配的であるために、その電子電流由来の電場が発生していると考えられる。どのアンテナにも共通する特徴として、アンテナ表面の強電場がアンテナから離れるにしたがって急速に減衰していることが挙げられる。プラズマにそのプラズマ周波数より低い周波数の電磁波が入射すると、電磁波は表皮厚さと呼ばれる距離しか浸透せず反射される。表皮深さは電場強度が $1/e$ に減衰するまでの距離を意味している。プラズマ周波数 ω_p は以下の式で表される⁶⁻¹⁾。

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (6-1)$$

ここで、 e 、 n_e 、 ϵ_0 、 m_e はそれぞれ素電荷、電子密度、真空の誘電率、電子質量である。電子密度 $5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ の条件で計算すると、プラズマ周波数は 40 GHz となり、マイクロ波周波数 1.6 GHz を大きく上回っている。そのため、マイクロ波はプラズマに反射されると考えられる。表皮深さ δ は以下の式で表される。

$$\delta = \frac{c}{\omega_p} \quad (6-2)$$

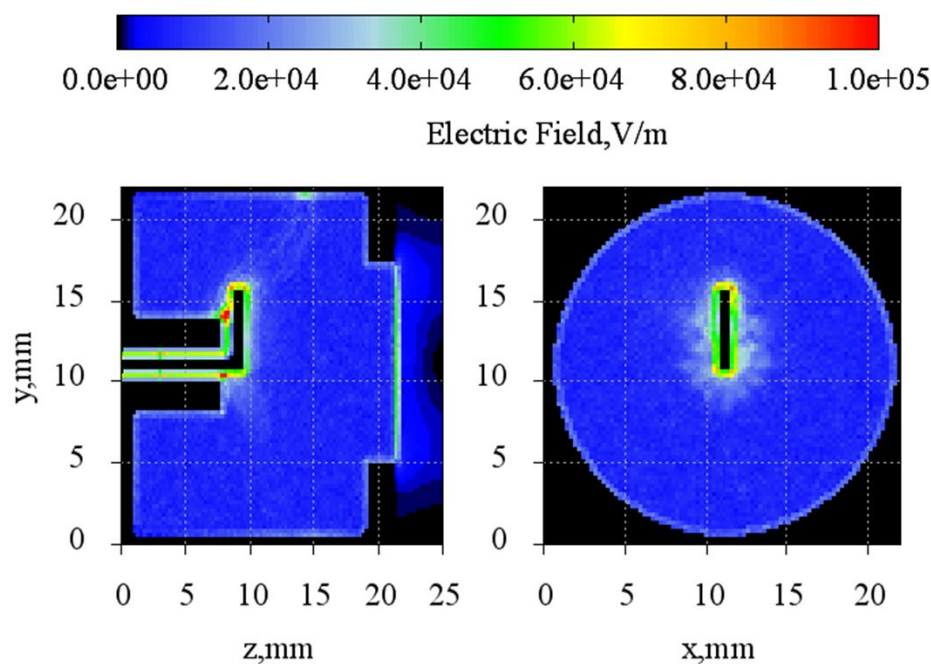
ここで c は光速である。この式を用いて表皮深さを計算すると、7.5 mm となる。一方、

数値計算の結果（L字アンテナの先端）から表皮深さを計算すると、その厚さはわずか3メッシュ分、すなわち0.5~0.75 mmとなる。これはプラズマ密度から計算される表皮厚さの1/10程度であり、一般的な表皮深さの理論には当てはめられないと言える。これは、スラスタの放電室が直径21 mmとマイクロ波の波長187 mmよりも非常に小さいためではないかと考えられる。

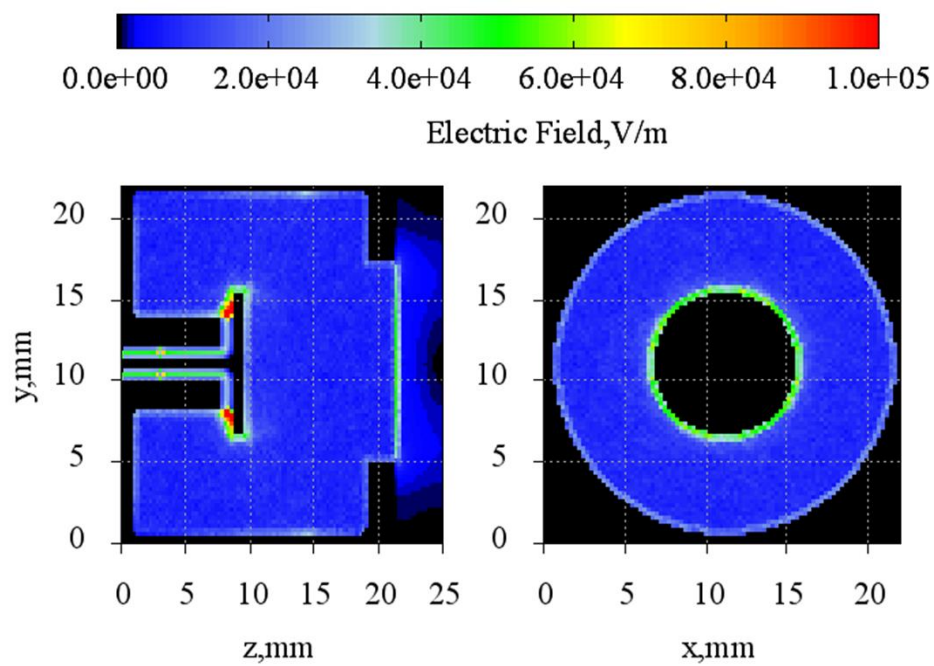
ここで、さらなる調査として、星型アンテナにおいて電場と磁場の伝搬過程や電場強度と磁場強度の比率について調査を行った。Fig.6-3に0.065 nsから、0.065 ns刻みの電場と磁場の瞬時値と規格化した電磁場比率を示す。もしマイクロ波が波として伝搬しているのであれば、電場と磁場の腹と節は一致しなければならない。しかし、これらの図に示すように磁場は電場に比べて減衰がゆるやかで、電場と磁場が対応しているとは言い難い。また、電磁波中では電場を磁束密度で割った値は光速に等しくなるはずである。図に示したのは電場を磁束密度で割った値を光速で割ったものであり、もしマイクロ波が波として伝搬しているのならこの値は1になるはずである。0.065 nsの結果が示すように、給電したマイクロ波がアンテナ先端に到達したころの時刻では、セントラルヨーク内の電磁波比率は光速に近く、波として伝搬していると考えられる。このとき、放電室内にはまだマイクロ波は到達していないが、電子の運動によって生じた電場が存在するため、放電室内は電場の比率が高くなっている。その後、マイクロ波がアンテナ先端に到達すると反射が発生し、セントラルヨーク内の比率も光速からずれていく。放電室内の比率は、マイクロ波が到達するにつれてセントラルヨーク周辺からアンテナ近傍にかけて光速に近づくが、その中に光速よりも小さい領域や大きい領域も点在しており、0.056 nsのセントラルヨーク内の分布と比べれば、ばらつきが大きく、波としては伝搬していないと考えられる。アンテナ周辺の電磁場比率が光速に近い領域は時刻ごとにセントラルヨーク周辺からアンテナ前方まで移動するものの、アンテナ近傍の比率は常に光速よりも大きいままであった。よって、これまでの調査から示唆されてきたように、本スラスタ放電室内において、マイクロ波は波の形態を保っていないと考えられる。

次に各アンテナにおける電場強度について述べる。L字アンテナではアンテナ先端に最も強い 6.0×10^4 V/m程度の電場が発生しており、その次にアンテナの曲がり部周辺に 5.0×10^4 V/m程度、下流側表面に 4.0×10^4 V/m程度の電場が発生している。アンテナとセントラルヨークの間にも強い電場が発生しているが、この領域で加熱された電子は磁力線に沿って運動し、アンテナまたはセントラルヨークに衝突してしまうため、スラスタ性能には寄与しないと考えられる。これは大円盤アンテナや星型アンテナでも同様である。次に大円盤アンテナの電場強度分布を見ると、円盤の側面に 4.0×10^4 V/m程度、アンテナ下流側表面に $2.0 \sim 3.0 \times 10^4$ V/m程度の電場が発生している。小円盤については、アンテナの側面に $2.5 \sim 3.0 \times 10^4$ V/m程度、アンテナ下流側表面に 2.0×10^4 V/m程度の電場が発生している。また、セントラルヨークの先端の角の部分には $5.0 \sim 9.0$

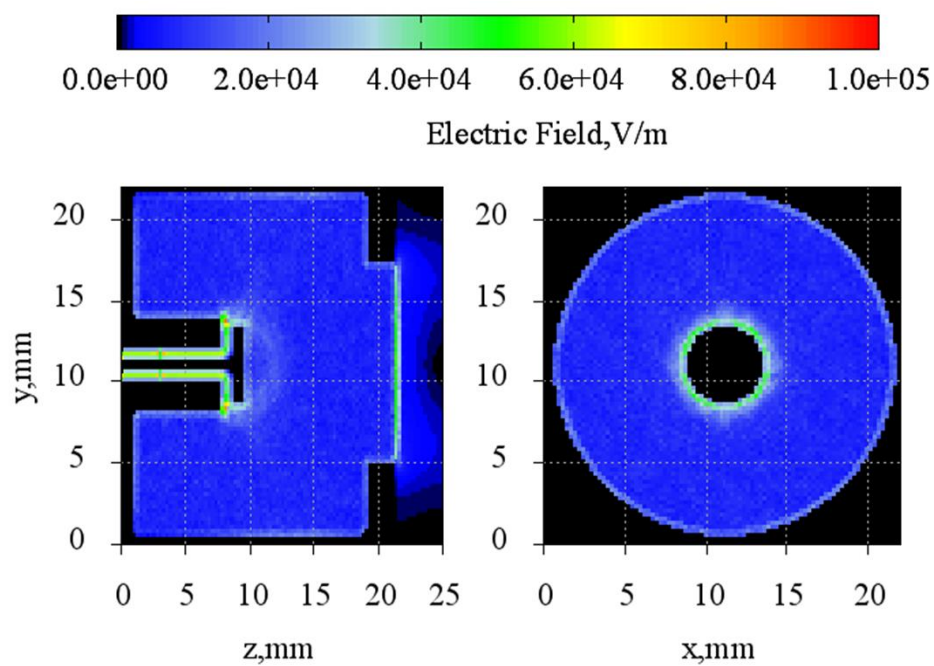
$\times 10^4 \text{ V/m}$ 程度の電場が発生している。この領域は他のアンテナではアンテナの裏側に位置しているため、ここで加熱された電子はアンテナやセントラルヨークに衝突するが、小円盤アンテナではアンテナ直径が小さいために、この領域で加熱された電子もその後のプラズマ生成に寄与すると考えられる。さらに、小円盤アンテナでは下流側に表面から 2 mm 程度離れた領域にも $1.5 \times 10^4 \text{ V/m}$ 程度の電場が発生している点も特徴的である。他のアンテナでは、この領域の電場は $8.0 \times 10^3 \text{ V/m}$ 程度なので 2 倍程度強い電場が発生していることになる。星型アンテナでは、アンテナ側面に $3.0 \sim 5.0 \times 10^4 \text{ V/m}$ 程度の電場が発生している。星型の鋭角な先端部分に強い電場が発生するかに思えたが、そのような傾向はほとんど見られなかった。アンテナ下流側表面には、 $2.0 \sim 3.0 \times 10^4 \text{ V/m}$ 程度の電場が発生している。



(a)



(b)



(c)

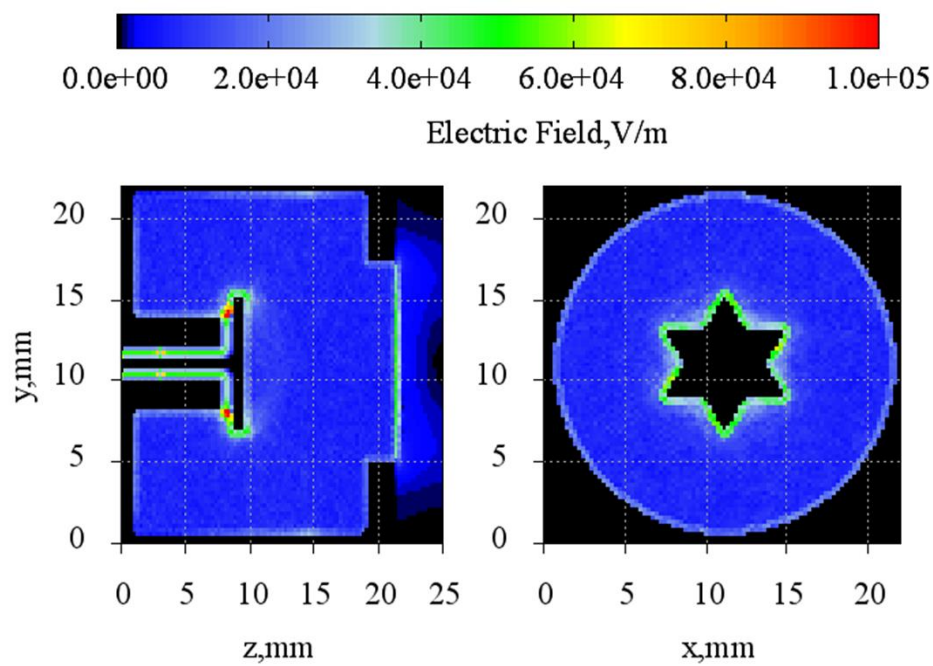


Fig.6-1 Electric field distribution, (a) L shape, (b) Large disk, (c) small disk, (d) star shape.

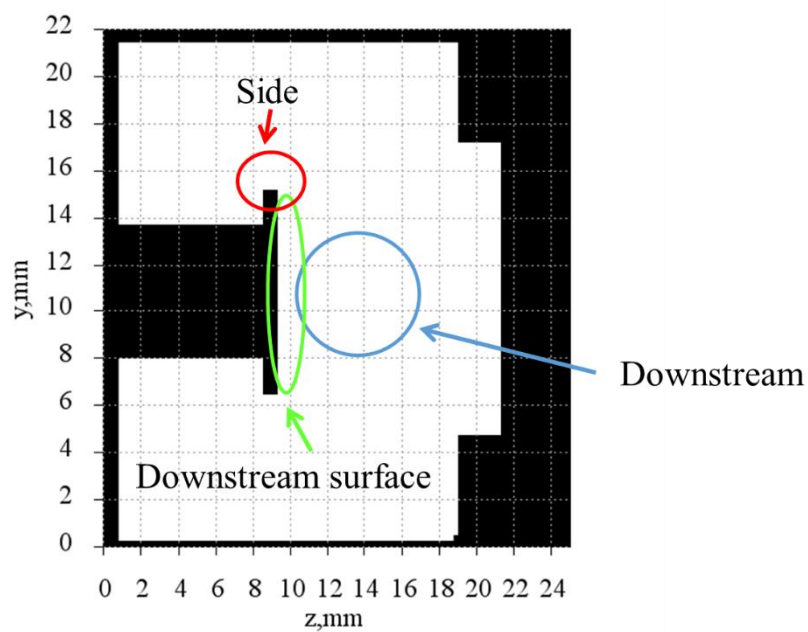
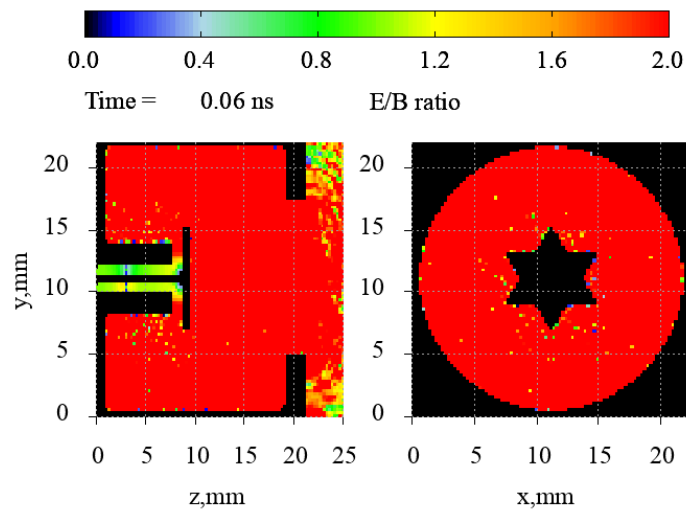
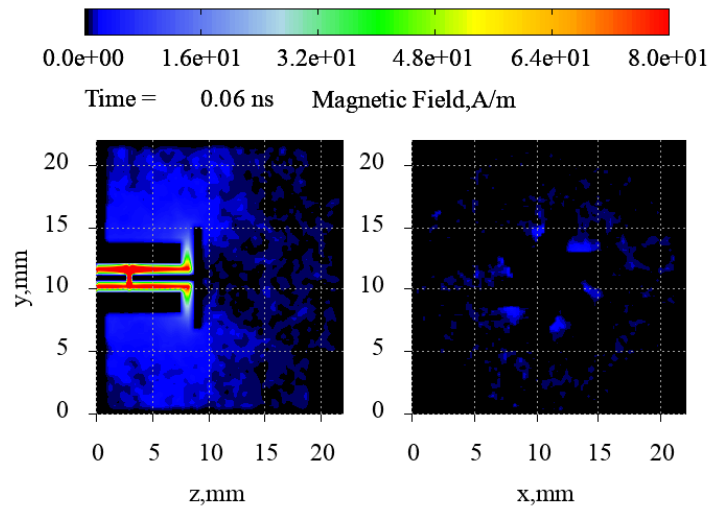
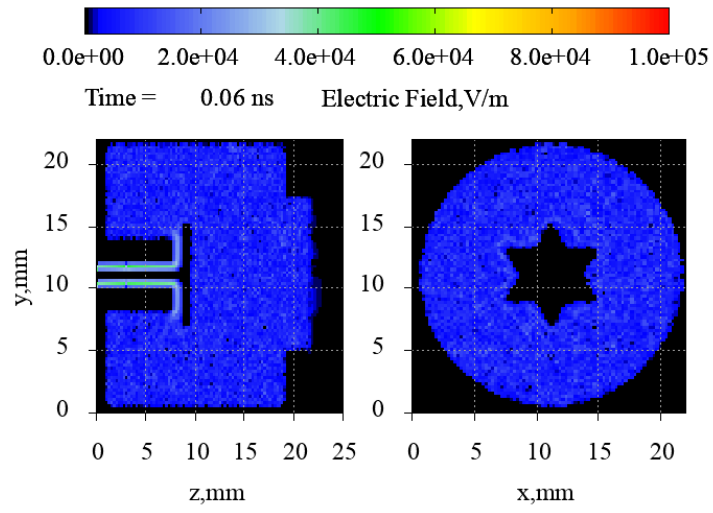
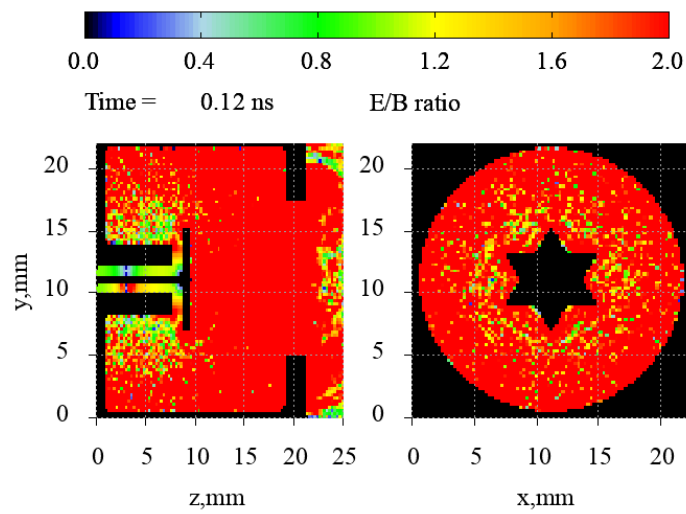
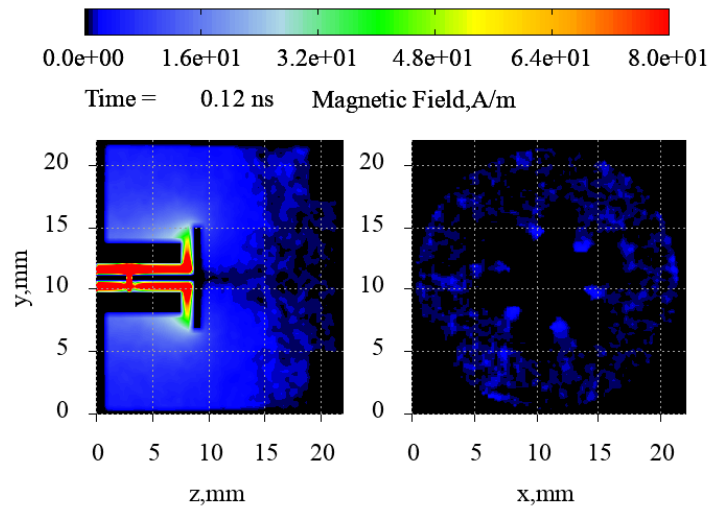
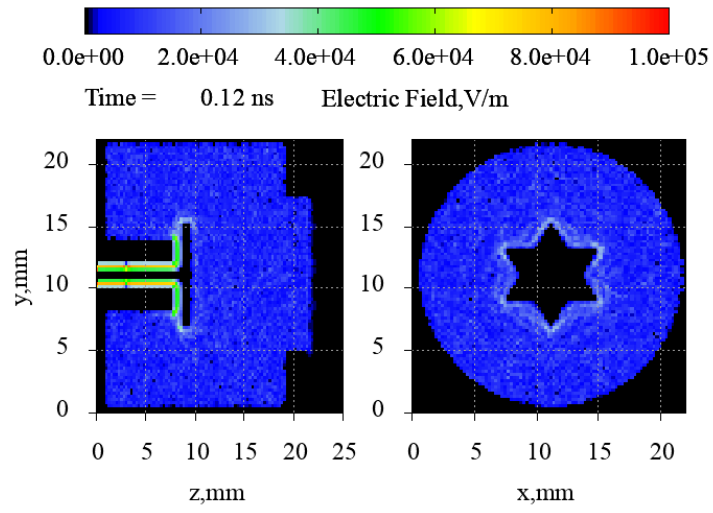
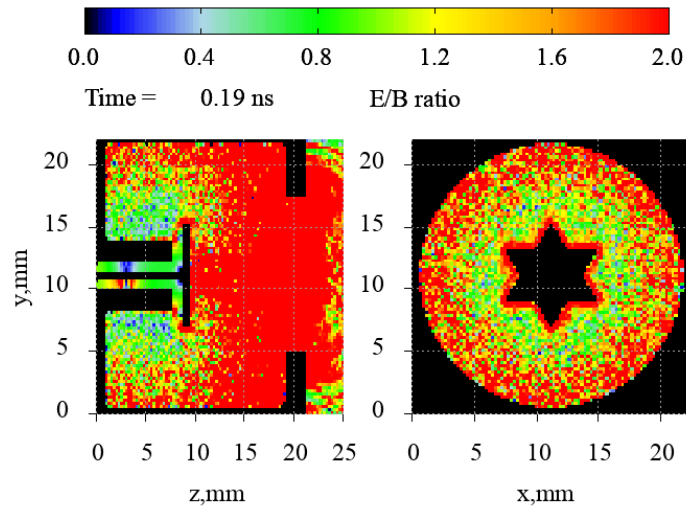
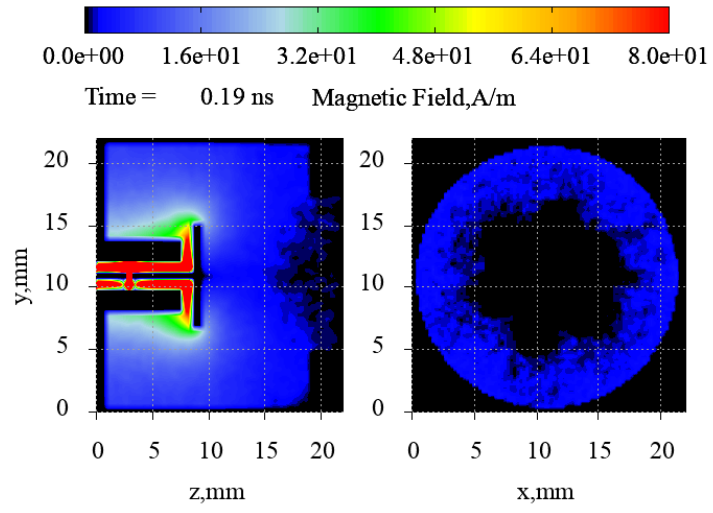
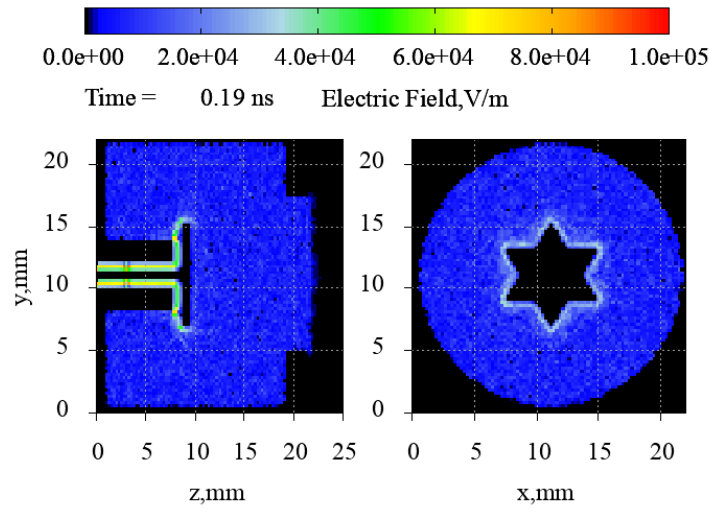
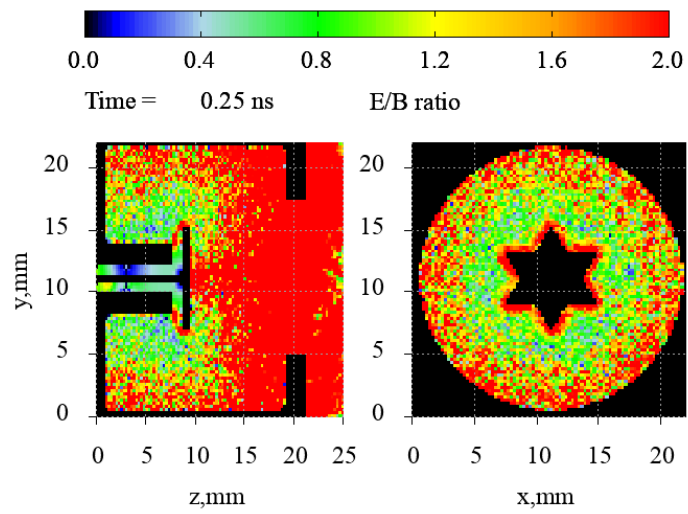
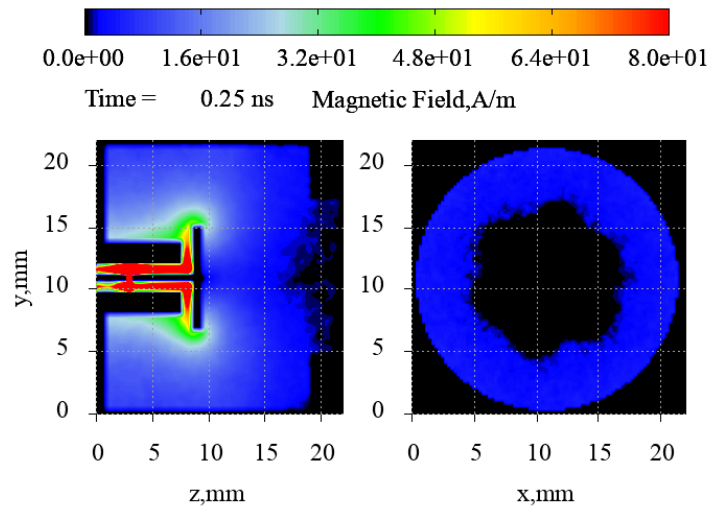
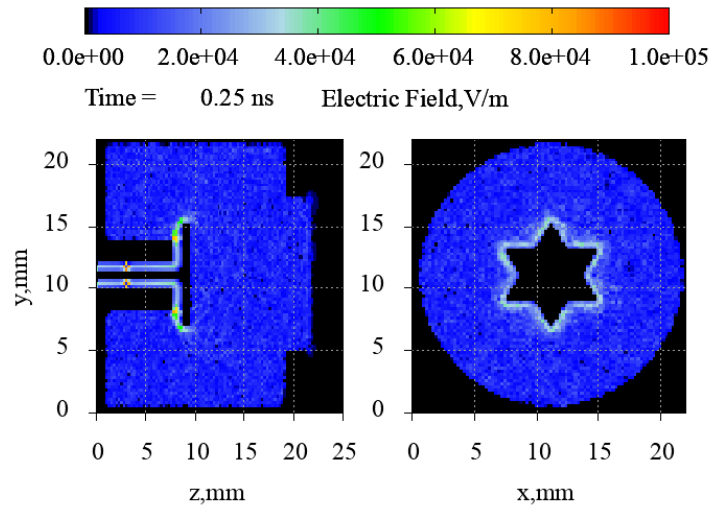


Fig.6-2 Area name near antenna.









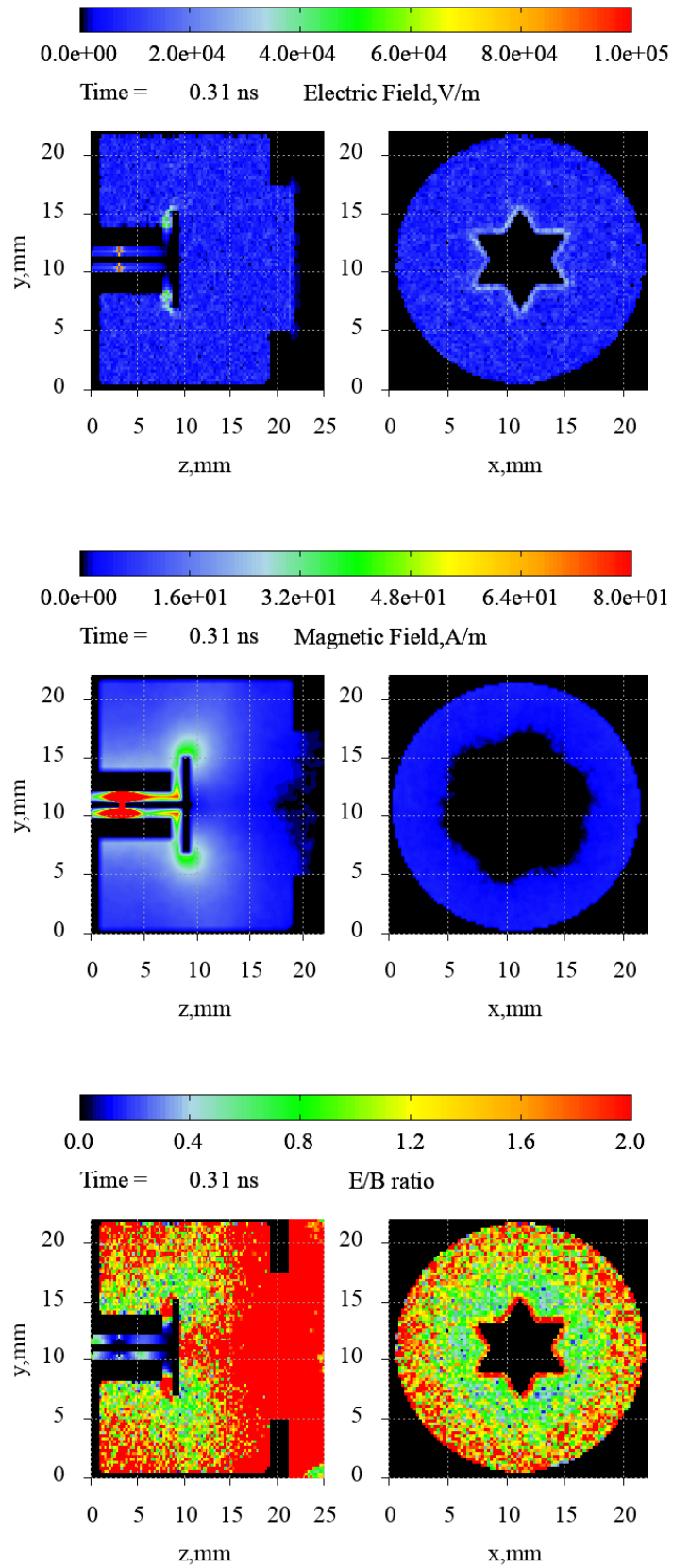


Fig. 6-3 Electric field distribution and magnetic field at each time..

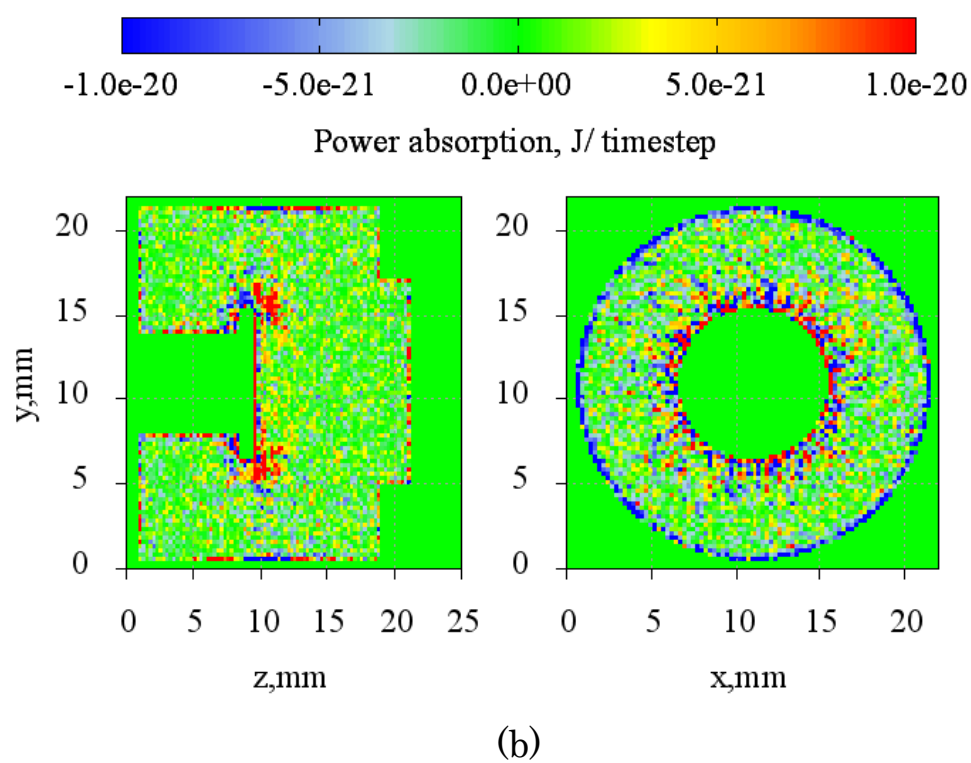
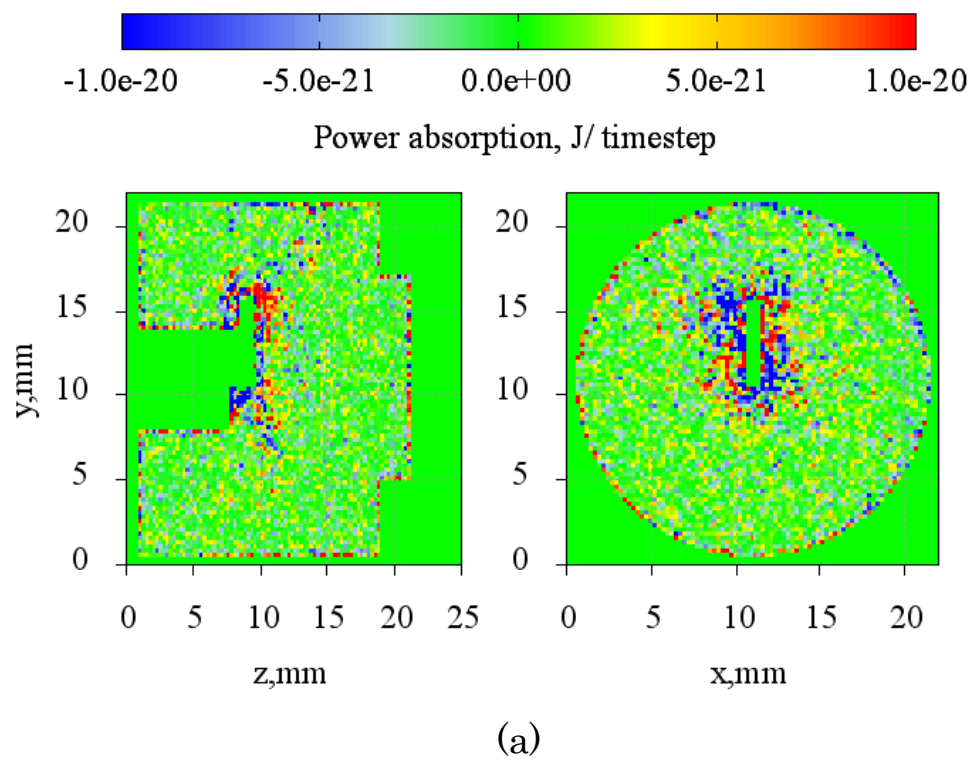
6.1.2. 平均吸収エネルギー分布と電子エネルギー分布

Fig.6-4 に平均吸収エネルギー分布を、Fig.6-5 に電子エネルギー分布を示す。平均吸収エネルギー分布は、各超粒子が 200 タイムステップの間に獲得したエネルギーを、最初のマイクロ波 1 周期分を除いた、0.6 ns～6.25 ns までの 5.65 ns にわたって積算した値をセルごとに平均した値である。最初の 1 周期を除外するのは、マイクロ波が給電面から放電室内までの伝搬する時間を考慮してのことである。200 タイムステップというのは、別途開発中の 2D-Full-PIC-MCCC コードのタイムステップであり、将来的にはこの情報を 3D-FDTD-PIC-MCC コードから 2D-Full-PIC-MCC コードへ受け渡す予定であるためである。200 タイムステップは 0.025 ns であり、サイクロトロン運動の周期の 1/10 程度である。電子エネルギー分布は計算の終了時刻である 6.25 ns での分布を示している。

どのアンテナにも共通して、平均吸収電力の絶対値が大きなセルは、アンテナ近傍の電場強度の強い領域に分布していることがわかる。電子エネルギー分布においてもアンテナ近傍の電子のエネルギーが高い点は、どのアンテナでも共通している特徴である。電子エネルギー分布からは、アンテナ近傍で加熱された電子が磁力線に沿って放電室内に拡散しており、特に磁気チューブ内に高エネルギー電子が分布していることがわかる。アンテナ近傍の電子エネルギーは L 字アンテナ、大円盤アンテナ、星型アンテナでは 12 eV 以上に達しているものの、小円盤アンテナ近傍の電子エネルギーは 8 eV 程度と他のアンテナよりも低くなっている。これは、小円盤アンテナにおいてアンテナ側面の電場が最も小さかったことと一致している。一方で、吸収電力分布において、吸収電力の平均値がマイナスのセルが存在していることがわかる。これは、電子の運動方向と電場が逆向きのために減速される電子が存在するという理由のほか、アンテナ近傍ではアンテナに、壁面付近では壁面に衝突することでエネルギーを失う事等が原因として考えられる。たとえ平均値がマイナスであっても、電子のエネルギーがマイナスになることはないため、結果として電子のエネルギーは高くなると考えられる。また、アンテナ側面の電子のエネルギーは 12 eV を超えているが、これは電子温度 8 eV のマクスウェル分布の平均エネルギーに相当する。このことから、現在の加熱機構でも、電位差 40 V を実現するするのに必要な電子温度 8 eV は達成可能であると言える。しかし、プラズマ内外に 40 V の電位差を形成するためには、より広い範囲に 12 eV 程度の電子を作り出すことが必要である。

ここで、以前よりこのような小型マイクロ波放電において、電子加熱への寄与が期待されていた ECR の効果について検証する。そのために、全セルでの吸収エネルギーの合計値に対する ECR 領域とアンテナ近傍での加熱量の比率を Table.6-1 に示す。ECR 領域は磁場強度が 57.0～57.2 mT の領域とした。本計算コードでは電子の運動と電磁波伝搬を共に三次元で計算しており、分散関係を再現することができる。そのため、マイクロ波の磁化プラズマ中の伝搬を計算することができ、ECR による加熱効果を再現

可能である。そのため、ECR による加熱が発生していれば、この ECR 領域で電子の吸収電力が大きくなるはずである。アンテナ近傍領域とは電場強度が $1 \times 10^4 \text{ V/m}$ 以上の領域とした。電場強度が $1 \times 10^4 \text{ V/m}$ 以上の領域は、アンテナ表面から 1 mm 程度の領域である。この表に示すように、どのアンテナ形状においても ECR 領域での加熱は全加熱量の 2% 以下に留まっており、加熱にほとんど寄与していないことがわかる。一方で、アンテナ近傍での加熱量は全加熱量の 75~90% であり、アンテナ近傍での加熱がほとんどの割合を占めていると言える。小円盤アンテナにおけるアンテナ近傍加熱の割合が他のアンテナよりも低いのは、前節でも述べたようにアンテナ下流の比較的離れた距離まで電場が到達しているため、アンテナ近傍の強電場以外での加熱量が比較的大きくなったのだと考えられる。このため、Fig.6-4(c)や Fig.6-5(c)でもアンテナ下流での電力吸収量や電子エネルギーが他のアンテナよりも大きい。また、星型アンテナでも小円盤アンテナ程ではないが、アンテナ側面での吸収量が大きな領域が、少し中心軸側まで広がっている。一方で、大円盤アンテナではあまり中心軸側まで広がってはいない。L 字アンテナでは、アンテナ下流のスラスト中心軸付近での加熱も起こっている。Fig.3-2 に示すように、小円盤アンテナと星型アンテナのイオンビーム電流値が高かったことを考えれば、アンテナ側面だけでなく、アンテナ下流側の加熱も行えるアンテナ形状のほうが性能が高くなるのではないかと考えられる。これは、先行研究において、磁気チューブだけでなく、アンテナ下流すなわちスラスト中心軸上の発光強度も高いモードのほうが、イオンビーム電流が高かったという実験結果の結果と一致する。L 字アンテナの性能が低かったのは、アンテナと反対側の磁気チューブに高エネルギー電子があまり分布しておらず、プラズマ生成の生成量が他のアンテナよりも少なかったのではないかと考えられる。つまり、アンテナ下流のスラスト中心軸上の電子の加熱と磁気チューブ内の電子のどちらもバランスよく行う必要があるのだと考えられる。



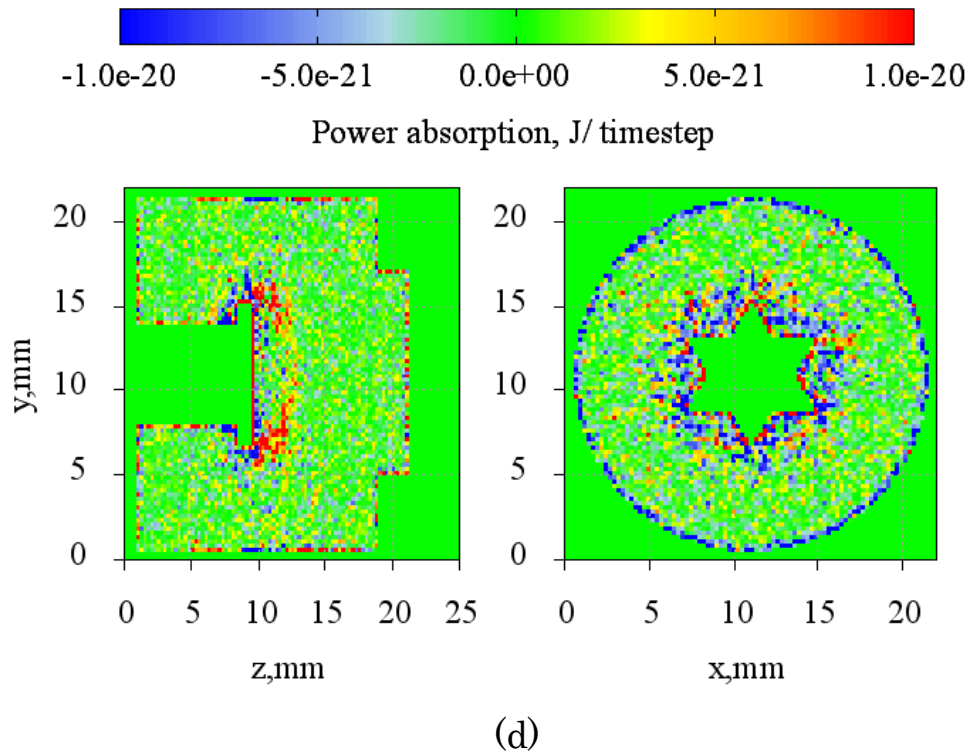
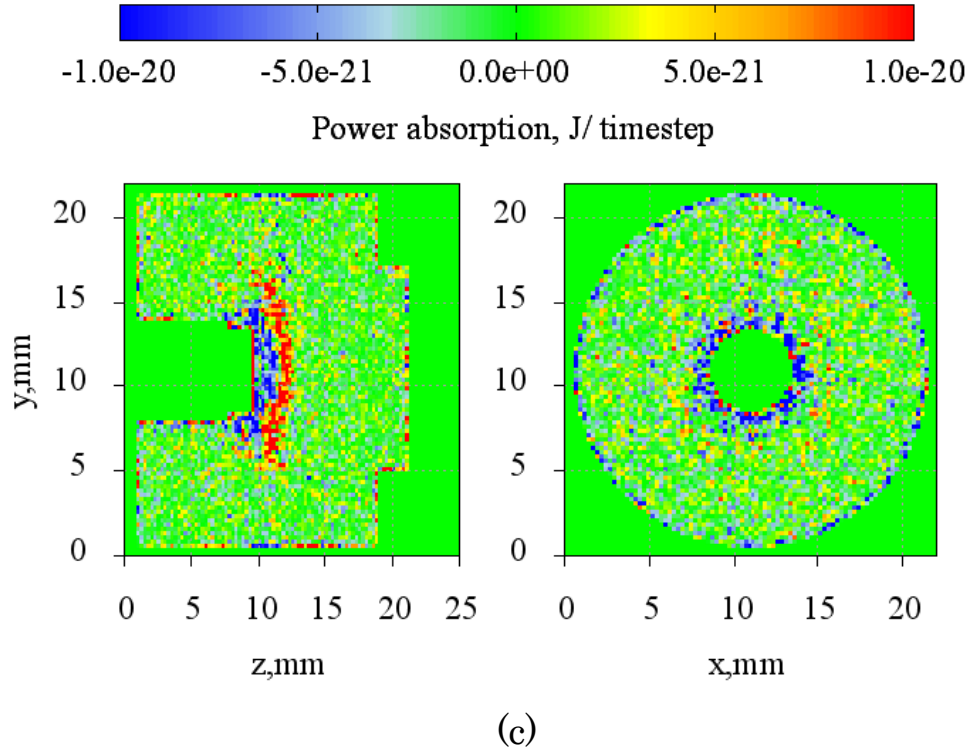
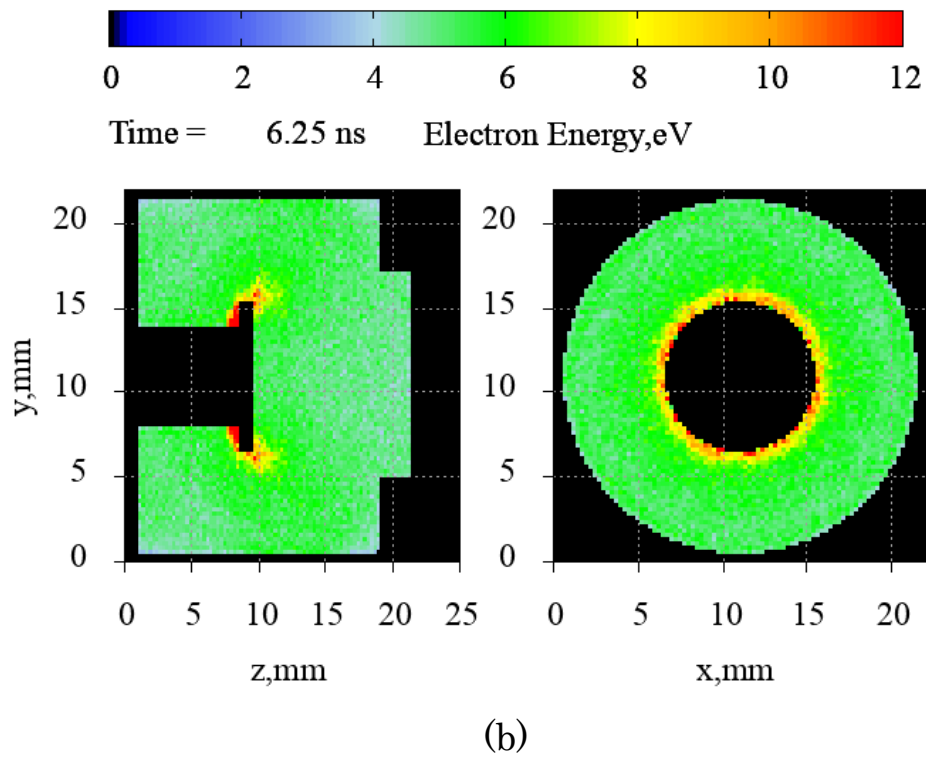
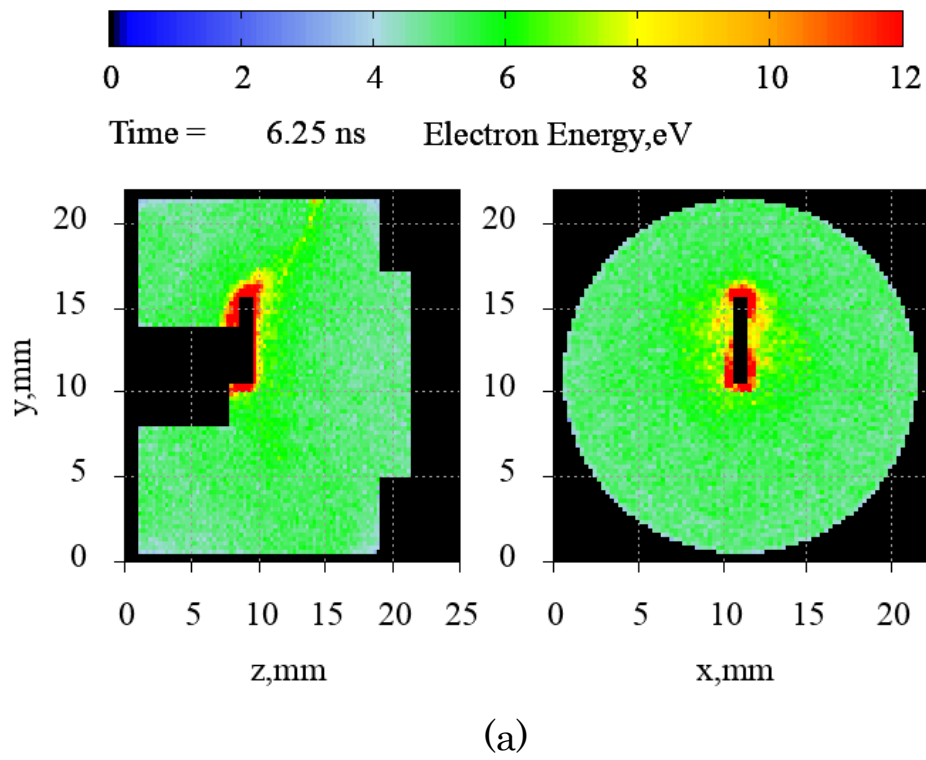


Fig.6-4 Power absorption distribution (a) L shape, (b) Large disk, (c) small disk, (d) star shape.



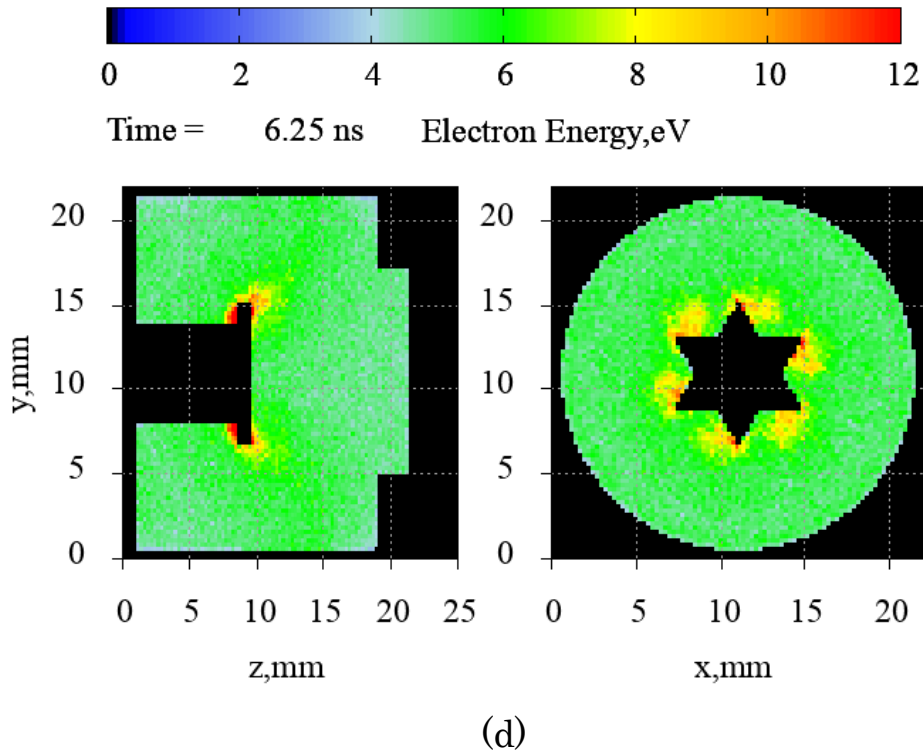
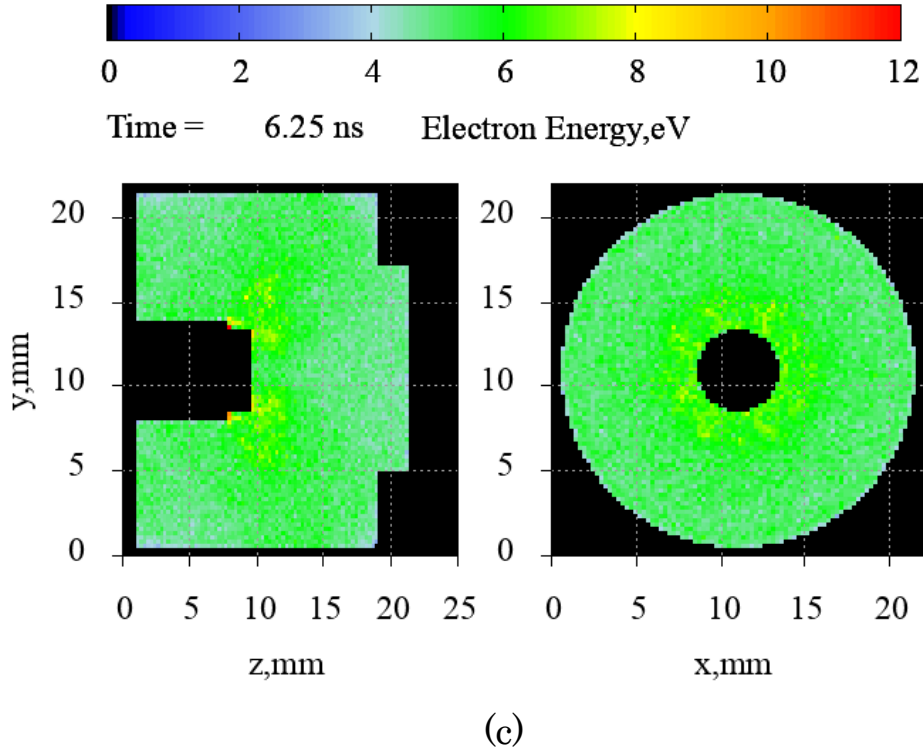


Fig.6-5 Electron energy distribution (a) L shape, (b) Large disk, (c) small disk, (d) star shape.

Table. 6-1 ECR and nearfield heating ratio.

	L shape	Large disk	Small disk	Star shape
ECR region (%)	0.56	0.85	1.56	1.67
Nearfield (%)	85.4	92.9	74.7	85.7

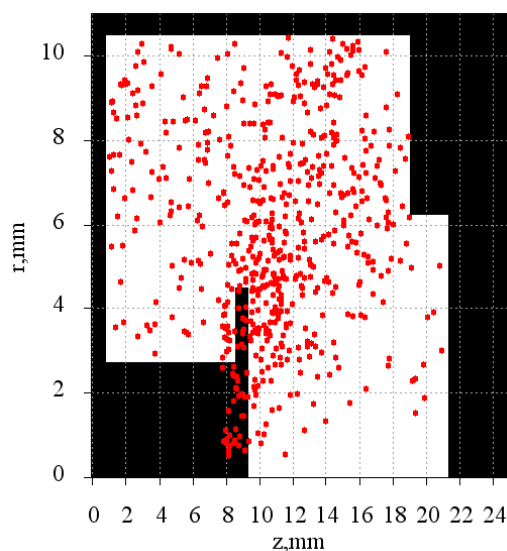
6.1.3. 電離衝突

各アンテナの電子加熱が結果としてどれだけプラズマ生成に寄与しているのか確認するため、各アンテナにおける電離衝突の数と電離衝突位置を調査した。Table.6-2 に各アンテナにおける電離数を、Fig.6-6 にその空間分布を示す。ただし、空間分布は三次元的な分布を見やすくするため、 r - z 座標に変換している。どのアンテナでも、マイクロ波による加熱がほとんど行われていない領域でも電離衝突が起こっているのは、電子の初期エネルギーをマクスウェル分布に従って決めた際に、たまたま電離エネルギー以上のエネルギーを持った電子によるものだと考えられる。Fig.6-5(a)に示した L 字アンテナにおいて、アンテナ及びセントラルヨークの中で電離衝突が起こっているように見えるのは、アンテナがない領域での電離衝突位置も含んでいるためである。まず、電離数についてであるが、L 字型アンテナが最も多く、次いで小円盤アンテナ、大円盤アンテナ、星型アンテナという結果となった。この傾向は、Fig.4-2 に示したイオンビーム電流計測結果における、L 字アンテナが最も性能が低く、小円盤アンテナと星型アンテナの性能が高いという傾向とは全く異なる。これは、今回の計算時間が短かったために、磁気チューブを往復することによって電子エネルギーが増加するという効果を再現できていないことが原因だと考えられる。電子のエネルギーを 6 eV として、速度が三方向に均等に分配されているとすると、磁気チューブに沿う方向の速度は 685 km/s となる。このとき、6.25 ns の間に進む距離は 5.2 mm となる。セントラルヨーク長が 7 mm のとき、磁気チューブは 9 mm 程度だと考えられるので、計算時間の間に磁気チューブを 1 往復以上する電子はほとんどいないと考えられ、磁気チューブの効果がまだ表れていないと言える。そのため、局所的に強電場を発生させた L 字アンテナでは、磁気チューブの恩恵を受けなくとも、電離エネルギー以上の電子を多く生成でき、電離数が最大になったのだと考えられる。そして、実験ではこの L 字アンテナが最も性能が低く、小円盤アンテナと星型アンテナの性能が高かったことを考えれば、プラズマ生成は磁気チューブを往復した結果高いエネルギーを持った電子によるものが支配的だと考えられる。次に電離衝突位置の分布を見ると、程度の差はあるもののどのアンテナでも磁気チューブに沿って電離衝突は多く、さらにアンテナと距離が近いほど電離衝突がより多く起こっている。L 字アンテナでは、電離衝突はアンテナを囲うような領域で起こっている。しかし、アンテナとは反対側の磁気チューブでの電離はかなり少なかった。

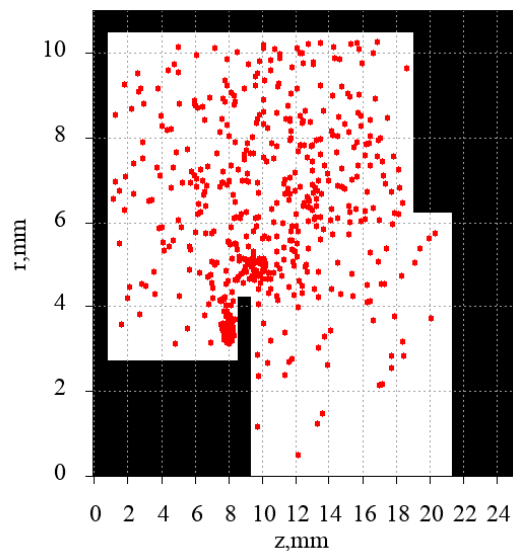
大円盤アンテナでは、アンテナ裏側の領域で多くの電離が起こっており、そこで生成した電子の多くはアンテナに衝突して損失すると思われる。小円盤アンテナでは、放電室内で比較的一様に電離が起こっている。これは、Fig.6-5(c)に示す電子エネルギー分布で高エネルギー電子が広範囲に分布している傾向と一致しており、放電室の広い範囲にアルゴンの電離エネルギー以上の電子が存在していると言える。しかし、電離数は最も少なく、あまり電子を加熱出来ていないと言える。星型アンテナでは、磁気チューブ内での電離が多く、特にアンテナ近傍での電離が多い。大円盤アンテナと同じくアンテナ裏側でも電離が起こっているが、大円盤と違い電離が密な位置が大円盤アンテナよりも下流側に寄っている。これは、星型の凹部分の存在により裏側で加熱された電子の一部がアンテナ下流側へ移動してきたためではないかと考えられる。

Table. 6-2 The number of ionization collision with each antenna shape.

	L shape	Large disk	Small disk	Star shape
Ionization number	595	556	432	493



(a)



(b)

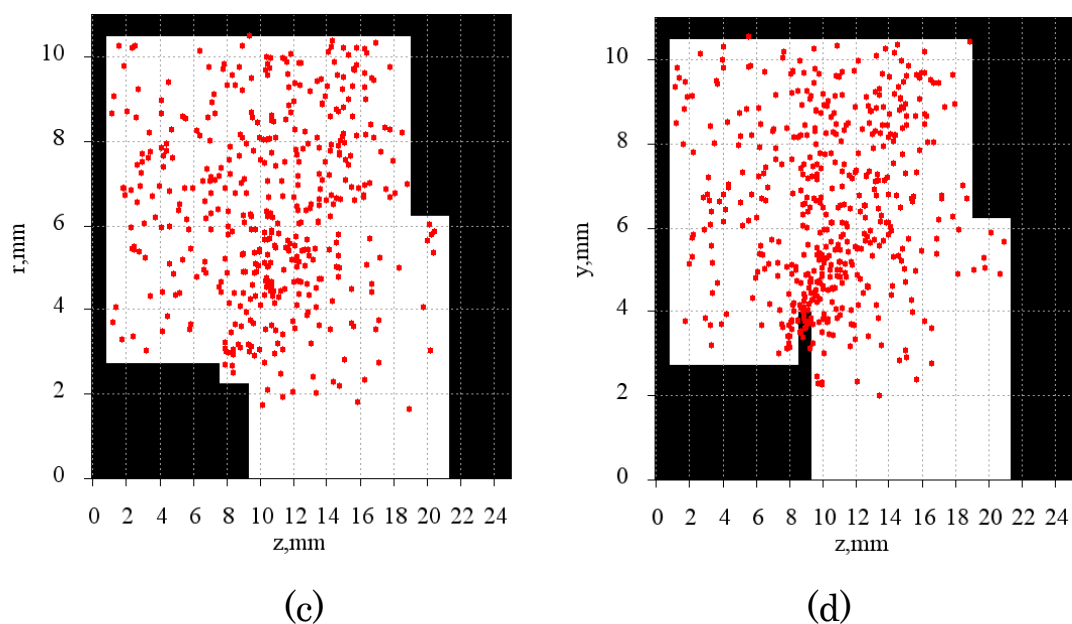


Fig.6-6 Ionization collision place distribution (a) L shape, (b) Large disk, (c) small disk, (d) star shape.

6.1.4. アンテナ依存性まとめ

これまでの数値解析結果と実験結果から各アンテナの特徴と考察をまとめる。

・L字アンテナ

アンテナがある側の磁気チューブ及びアンテナ軸周囲の電子を局所的に加熱することができる。そのため、磁気チューブの効果を用いずとも、電子を電離エネルギー以上まで加熱することが出来る。実験では著しく性能が低かったことから、磁気チューブを最大限に活用したほうが効率よく電子を加熱できると考えられる。

・大円盤アンテナ

アンテナ側面を周方向に万遍なく加熱することができ、磁気チューブ全域を活用することが出来る。その中でも電離エネルギー以上の電子がアンテナ裏側に多く存在している。しかし、大円盤アンテナの場合はアンテナ裏面で生成した電子はそのほとんどがアンテナに衝突してしまい、性能に寄与しないと考えられる。このため、実験でも性能が伸びなかったのだと考えられる。

・星型アンテナ

大円盤アンテナほど周方向に一樣ではないものの、磁気チューブほぼ全域を活用できる。また、その形状からアンテナ裏側で加熱もしくは生成された電子の一部はアンテナよりも下流側に移動することが可能となっている。そのため、大円盤アンテナよりも磁気チューブ内での電離が多い。これにより、大円盤よりも良い性能を示したのだと考えられる。

- ・小円盤アンテナ

アンテナ側面だけでなく下流側までの広い範囲の電子を加熱することが出来る。しかし、アンテナ近傍の電場強度は全アンテナの中でも最小で、それに伴い電子エネルギーや電離数も最小となった。一方で、実験においては性能が良かったことから、磁気チューブと接触しておらず、アンテナ表面でのロスがないというメリットが、電場強度の弱さを上回るほど大きなものであるのだと考えられる。

6.2. 磁場強度依存性

前節では ECR での加熱効果について調査を行ったものの、前節での計算条件である磁石個数 9 個では ECR 層はアンテナから離れた場所に位置している。そこで、ECR の位置依存性について調査するため、異なる磁場強度で計算を行った。先行研究において、磁石個数を変更し磁場強度が性能に与える影響を調査した結果を Fig6-6 に示す。この図に示すように磁場強度が高いほどイオンビーム電流は高くなっている。磁石 5 個以下と磁石 10 個以上ではプラズマは点火しなかった。ただし、イグナイタやスタブチューナーを使えば点火は可能な可能性はある。そこで、今回は数値計算において磁場強度依存性がよりはっきり表れるよう、磁石個数 9 個、7 個、5 個で計算を行った。それぞれの磁石個数での磁場強度分布を Fig.6-7 に示す。この図に示すように、ECR 層は磁石個数 5 個ではアンテナと重なって、磁石個数 7 個ではアンテナの近傍に、磁石個数 9 個ではアンテナから離れた位置に存在している。

ほとんどの計算条件については、アンテナ形状依存性を調査したときと同じであるが、投入電力については若干の差異がある。アンテナ形状依存性を調査した際には投入電力が 20 W となるよう印加電圧をアンテナごとに調整していた。しかし、今回はどの磁場強度での計算でも投入電圧は一定とした。これは、今回の計算では磁場強度（ECR 層の位置）のみによる影響を見たかったため、どの条件でも発生する電場の大きさが同じになるよう印加電圧は固定とした。

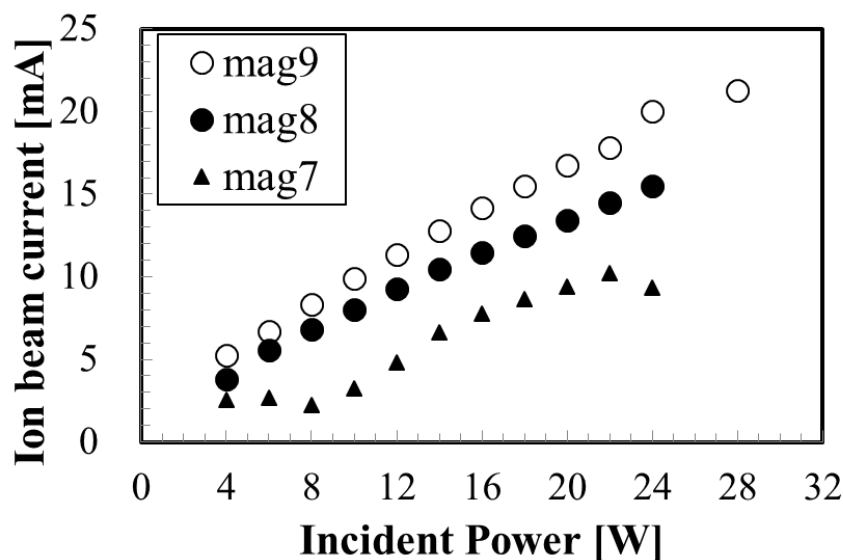


Fig.6-6 Ion beam current with each magnetic field strength

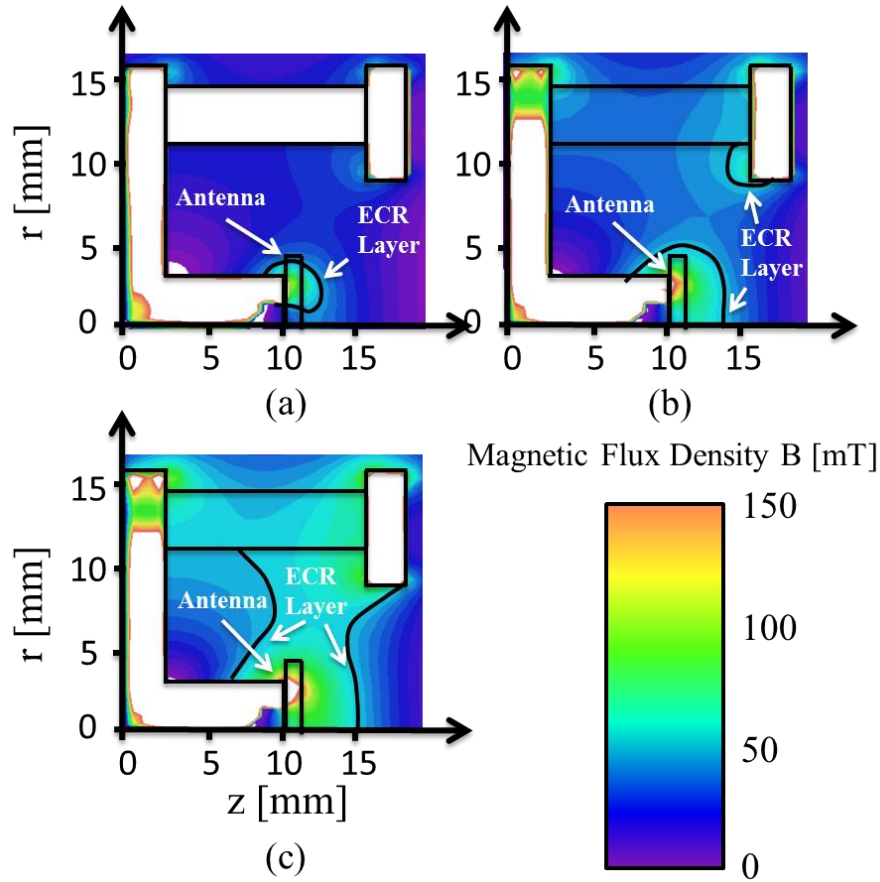
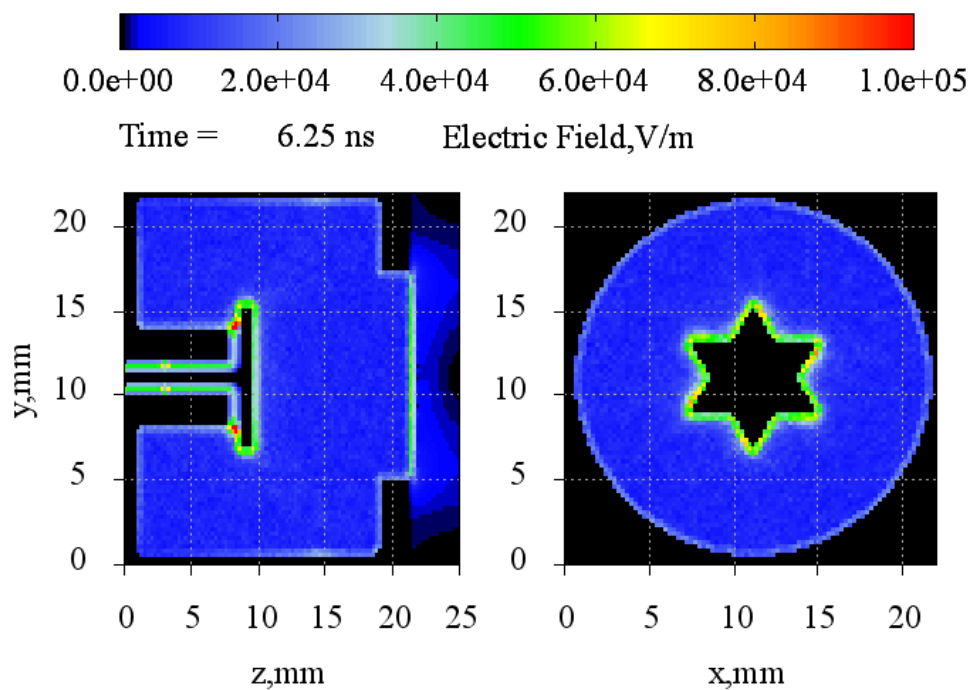


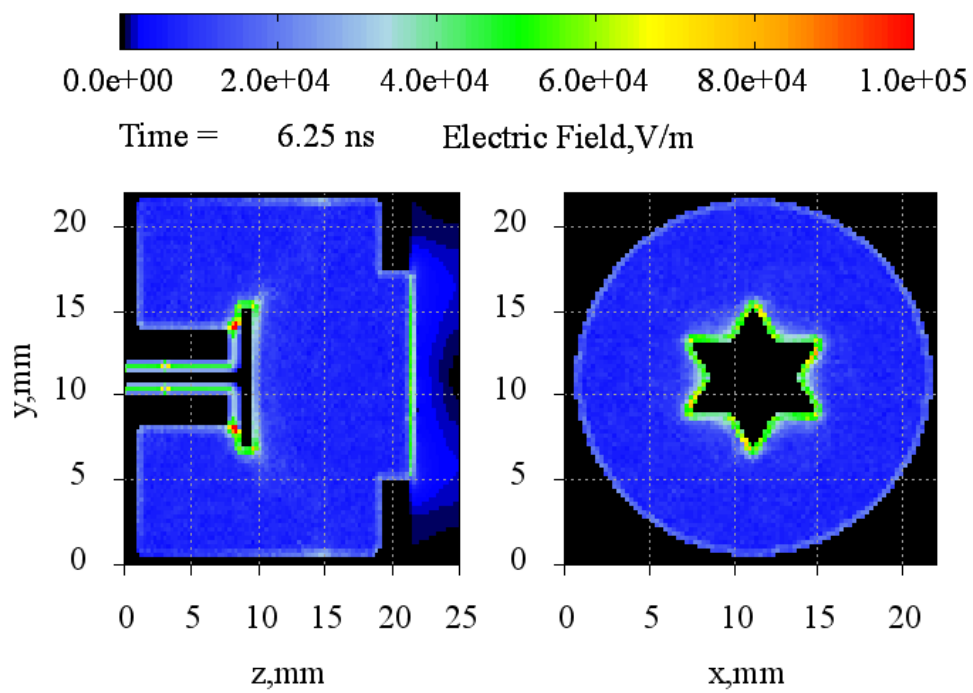
Fig.6-7 Magnetic field distribution with (a) 5 magnets, (b) 7 magnets, (c) 9 magnets.

6.2.1. 電場強度分布

Fig.6-8 に各磁場強度での電場強度分布を示す。これも Fig.6-1 と同じく最後のマイクロ波一周の間平均した値である。Fig.6-8(c)は Fig.6-1(d)と同一である。これらの図に示すように、アンテナ側面の電場強度は磁石個数 9 個の場合は $3.0 \sim 5.0 \times 10^4$ V/m 程度であったが、磁石個数 7 個と磁石個数 5 個の場合には一部で $5.0 \sim 8.0 \times 10^4$ V/m 程度の電場も発生しているなど、1.5 倍程度大きかった。また、アンテナ下流側表面では磁場強度が弱まるほど電場強度が高まっており、磁石個数 5 個の場合にはアンテナ下流側表面でも 5.0×10^4 V/m 程度というアンテナ側面と同程度の電場が発生している。



(a)



(b)

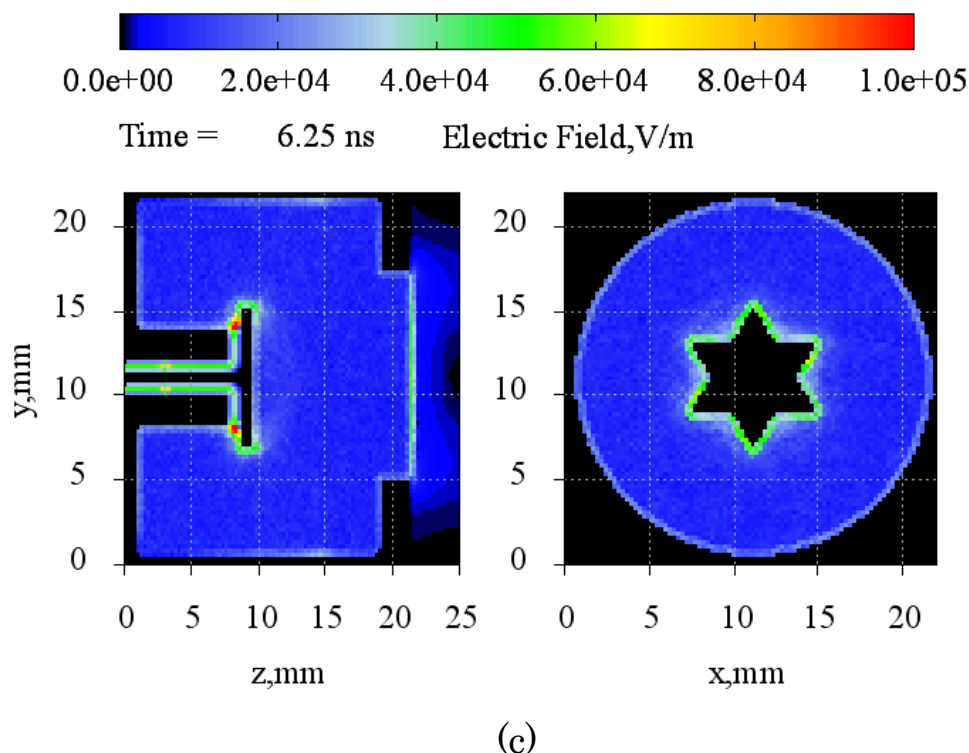


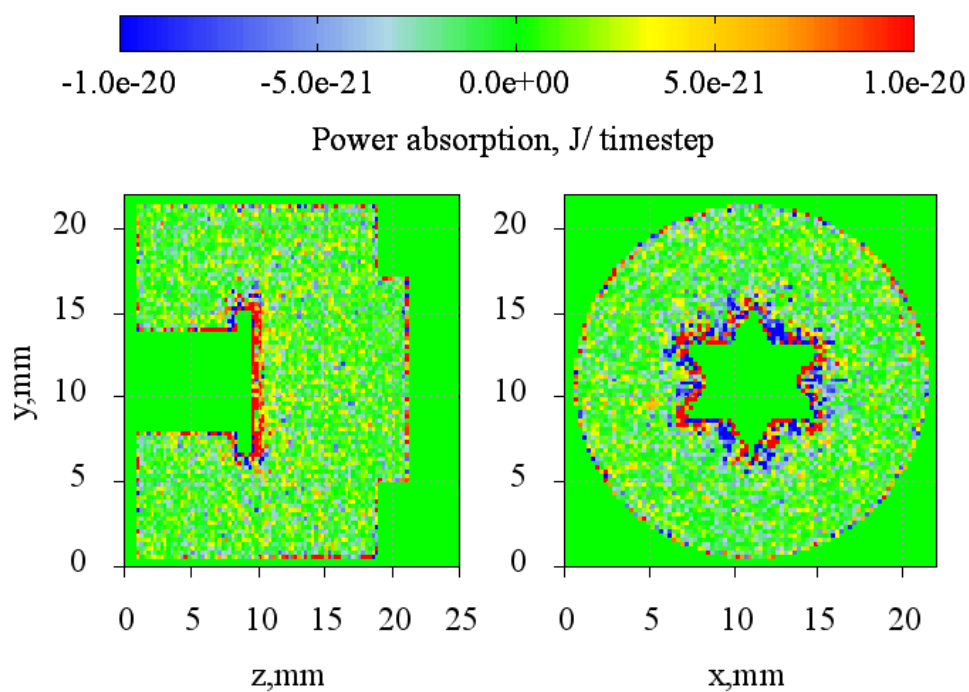
Fig.6-8 Electric field distribution, (a) 5 magnets, (b) 7 magnets, (c) 9 magnets.

6.2.2. 平均吸収エネルギー分布と電子エネルギー分布

Fig.6-9 に平均吸収エネルギー分布を、Fig.6-12 に電子エネルギー分布を示す。平均吸収エネルギー分布は、基本的に Fig.6-8 に示した電場が強い領域で吸収エネルギーも高くなっており、磁場が弱まるにつれアンテナ下流側表面でも加熱が起っている。そして、特に注目すべきは磁石個数 7 個の時に平均吸収エネルギーの絶対値の大きいセルが密に分布しているという点である。このため、アンテナ側面の電子エネルギーは磁石個数 7 個の場合が最も高く、アンテナ上流から下流にかけて 10 eV 程度の電子が分布している。そこで、ECR 加熱の効果を調査するため、前節と同様 ECR 領域とアンテナ近傍での加熱量が全加熱量に示す割合を計算した。その結果と各条件での ECR 領域の体積を Fig.6-3 に示す。磁石個数 5 個と 7 個の場合にアンテナ近傍での加熱量が 100%を超えているのは、アンテナから離れた位置で、電子の減速が多く起こっていたことを意味する。また、どのアンテナにおいても ECR 領域の加熱量は全加熱量の 2%以下であり、ECR はやはり加熱にほとんど加熱に寄与していないことが示唆される。磁石個数 5 個と 7 個では、ECR 層がアンテナに近づいたにもかかわらず、ECR 領域での加熱割合が減少しているのは、ECR 領域の体積が減ったためであると考えられる。ECR 領域加熱割合が磁石個数 7 個よりも 5 個のほうが大きいのは、磁石個数 5 個の場合には ECR 領域がアンテナ近傍領域と一部重なっているためである。一方で、磁石個数 7 個の場合に最

も高い電子エネルギーを実現していることから、電子の加熱に適した磁場強度が存在すると考えられる。

しかし、最終的に磁場強度がどのように性能に影響を及ぼすのかを議論するためには、磁場による閉じ込め効果まで考慮する必要がある。そのためには、別途開発中の 2D-Ful-PIC-MCC コードを用いて、定常状態まで計算を行う必要がある。



(a)

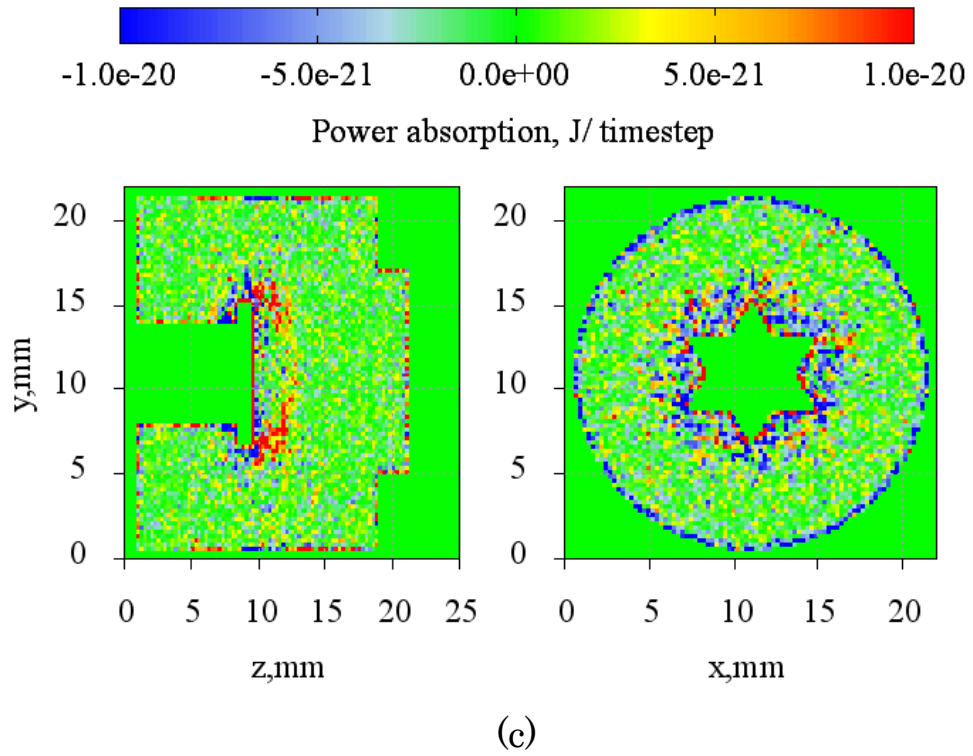
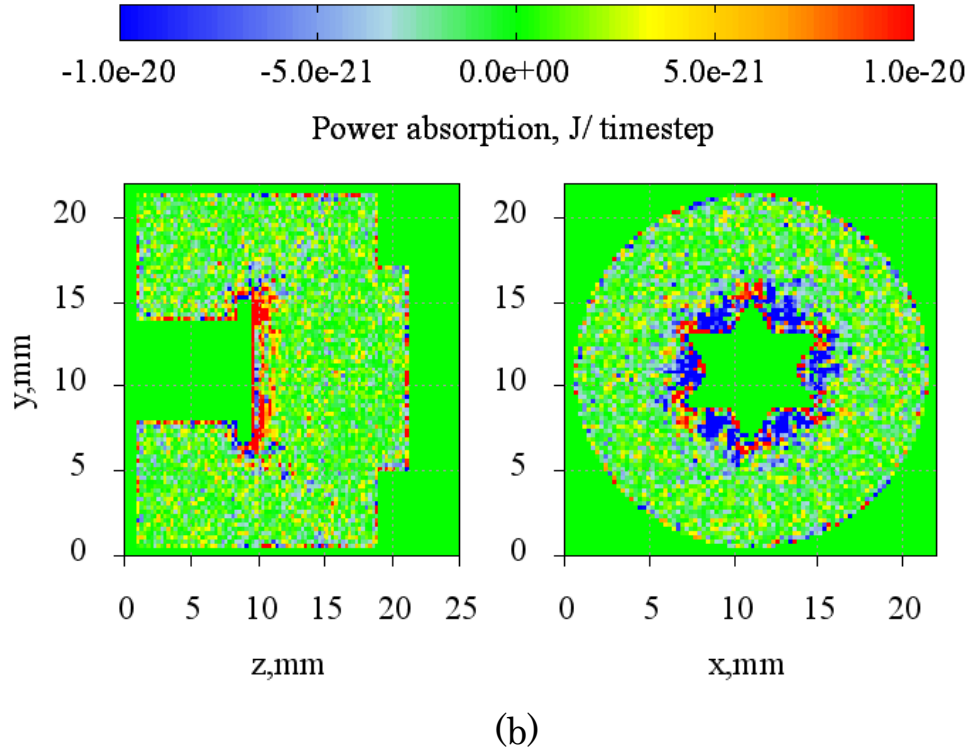
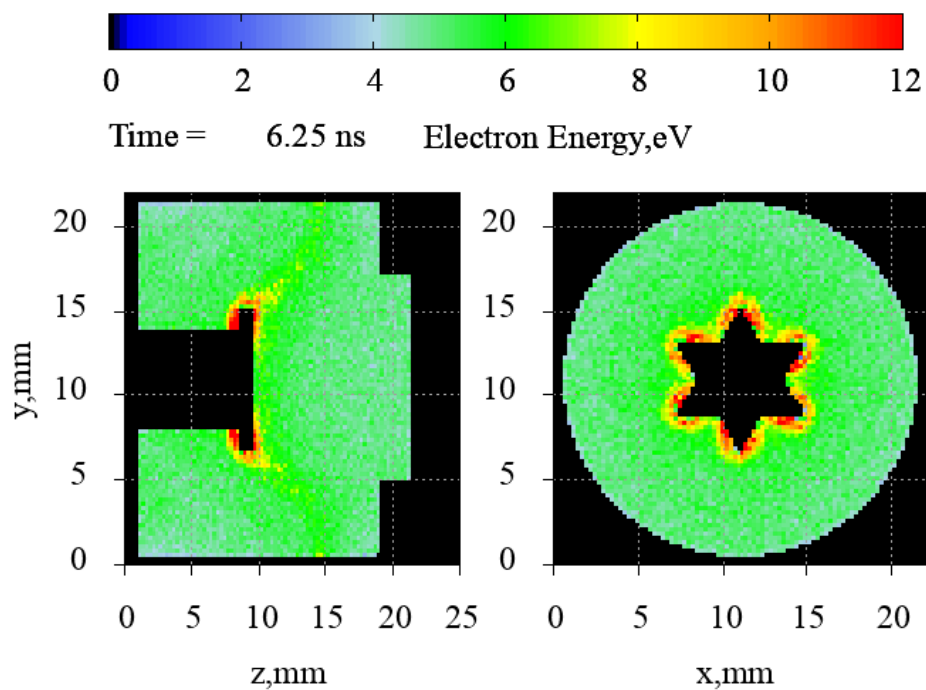
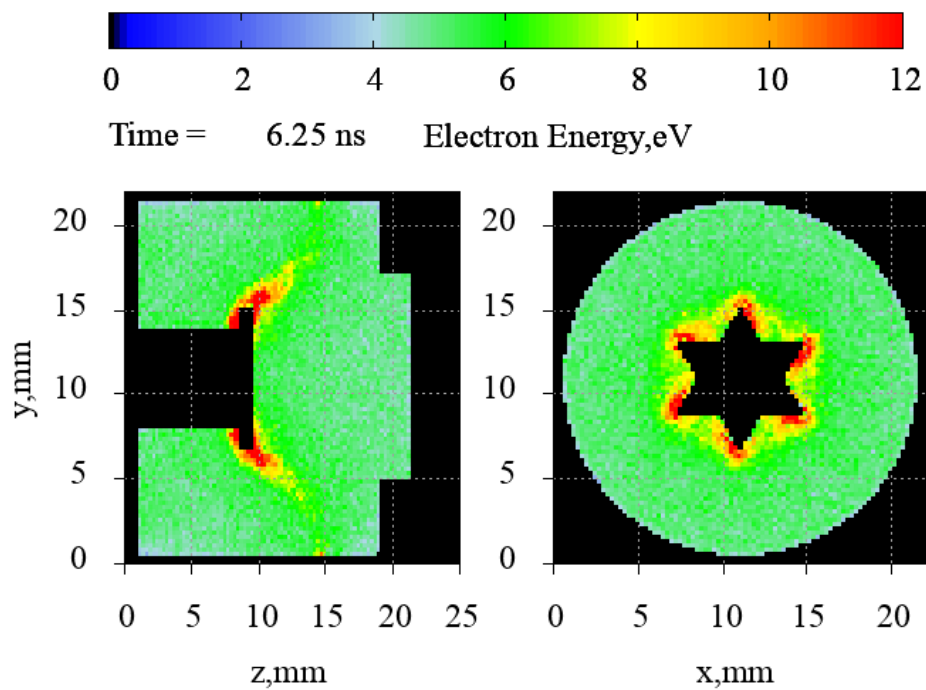


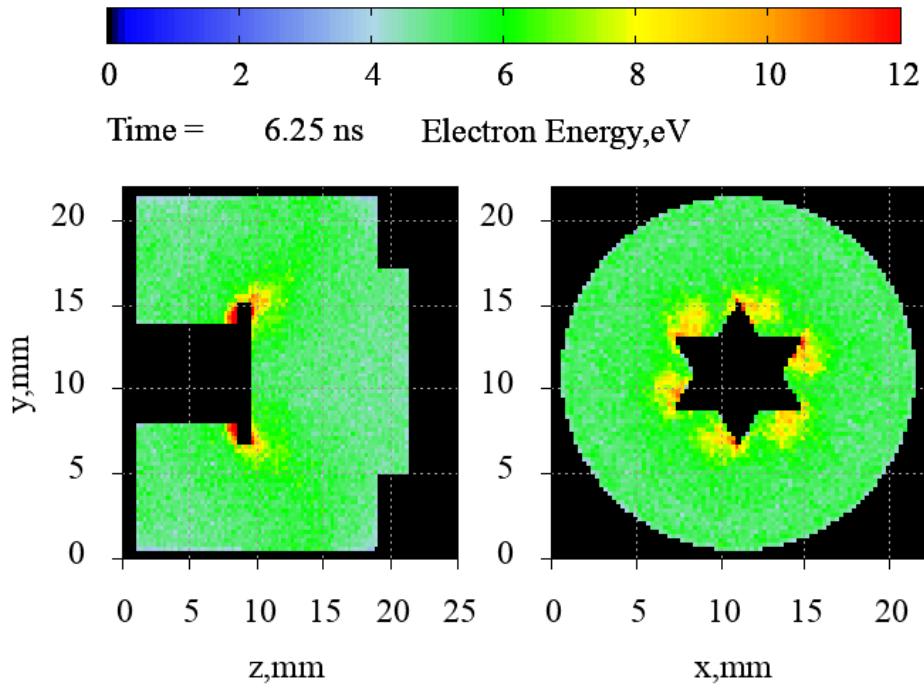
Fig.6-9 Power absorption distribution (a) 5 magnets, (b) 7 magnets, (c) 9 magnets.



(a)



(b)



(c)

Fig.6-10 Electron energy distribution (a) 5 magnets, (b) 7 magnets, (c) 9 magnets.

Table. 6-3 ECR and nearfield heating ratio with.

	5 magnets	7 magnets	9 magnets
ECR region (%)	1.18	0.470	1.67
Nearfield (%)	119	117	85.7
ECR area (mm ³)	1.45	6.17	25.8

6.3. 加熱過程に関する検証

これまでの調査で ECR 領域での加熱量が、全加熱量の 2 %程度しか占めていないことが明らかとなった。しかし、これまでに調査したのはあくまで ECR 領域と定義した領域で起こった加熱であり、ECR による加熱のみを抽出したものではない。そこで、磁石個数 9 個、星型アンテナの条件で、Fig.6-11 に示すアンテナ近傍の領域での電子エネルギー分布関数(EEDF)を磁場に垂直方向と平行方向に分けて算出した。算出領域を比較的広めにとったのは、バックヨーク側の ECR 層を含むためである。セントラルヨーク側の ECR 層まで含めようとする加熱されていない電子の数が多くなり過ぎ、加熱の効果が埋もれてしまうため、領域は Fig.6-11 の範囲とした。Fig.6-12 に示すように、0 ns の時点で磁場に垂直な方向の電子エネルギーのほうが大きい、これは電子の 3 自由度のうち 1 自由度分のエネルギーが磁場に平行に、2 自由度分のエネルギーが磁場に垂直に分配されるためである。また、0 ns から 6.25 ns までの電子エネルギー分布の変化を見ると、磁場に垂直方向へのエネルギーのほうが増加量が多い。これを定量的に評価するため、この電子エネルギー分布から観測領域内の全エネルギーを算出し、エネルギーの増分を計算する。すると、磁場に垂直方向のエネルギー増分は 3.2×10^{-8} J で、磁場に平行方向のエネルギー増分は 5.7×10^{-9} J であった。このように磁場に垂直方向のエネルギー増分は平行方向のエネルギー増分の 5.6 倍であった。一方で、この領域内での最終周期(10 周期目)の周期平均電場を磁場に垂直な電場と磁場に平行な電場を領域内で平均すると、磁場に垂直なものが 7.75×10^3 V/m、磁場に平行なものは 5.16×10^3 V/m であった。つまり、磁場に垂直な電場は磁場に平行な電場の 1.5 倍であった。この電場の比率を考慮しても、磁場の向きに関係なく等方的に加熱されている場合には磁場に垂直な方向への加熱は平行な方向への加熱の 3 倍にしかない。すなわち、単純に電場強度の違い以上の差があり、磁場に垂直な方向へのほうが 2 倍程度加熱されやすいと言える。この効果と、電場強度の大きさが合わさり、アンテナの側面の電子が最も加熱されるのだと考えられる。以上のことから、ECR 領域で起こっている加熱量は全加熱量の 2%であるが、磁力線に垂直な方向への加熱は重要であると言える。

ここで、磁場に垂直な方向と平行な方向への加熱過程について、詳しく考察する。まず磁場に平行な方向への加熱であるが、もしマイクロ波による電場が、空間上に一様な電場強度であった場合には、マイクロ波半周期の間は磁力線と平行方向に加速される。しかし、次のマイクロ波半周期では電場の向きが逆転し、加速と同じ分だけ減速されてしまい正味のエネルギー増分は 0 となる。一方で本スラスタの体系では、電場がアンテナ近傍で局所的に強い、この強電場で加速された電子はマイクロ波の位相が反転する前に、強電場領域を離脱する。これにより、電子は平行方向にエネルギーを獲得することができる。次に、磁場に垂直な方向についてであるが、こちらも電場強度が空間的に一様な場合、磁場強度が ECR に対応する強度でない限りは、磁力線に平行な方向と

同じく、一時的に加速されたとしても、マイクロ波周波数とサイクロトロン周波数の違いにより、徐々に減速されていき、最終的に電場から得る正味のエネルギーは 0 となってしまう。しかし、本体形では電場強度がアンテナ近傍で局所的に高いため、一時的に加速された後、減速されエネルギーをすべて失う前に、強電場領域から離脱する。これにより、電子は磁力線と垂直方向にエネルギーを獲得する。このため、本スラストでは、電場がアンテナ近傍で急速に減衰していることにより、電子加熱が可能になっていると言える。磁場に垂直方向への電子のエネルギー増分が大きかった理由としては、平行な方向への加速では、マイクロ波の位相と電子位置の関係によっては、電子はアンテナに近づく方向に加速されてしまい、アンテナに衝突してエネルギーを失ってしまうためだと考えられる。一方で、磁力線に垂直な方向への加速では、例えば位相がずれており減速されたとしても、エネルギーが 0 eV になった瞬間から再び加速が始まる。このため、結果として磁力線に垂直な方向のエネルギーのほうがより増加したのだと考えられる。

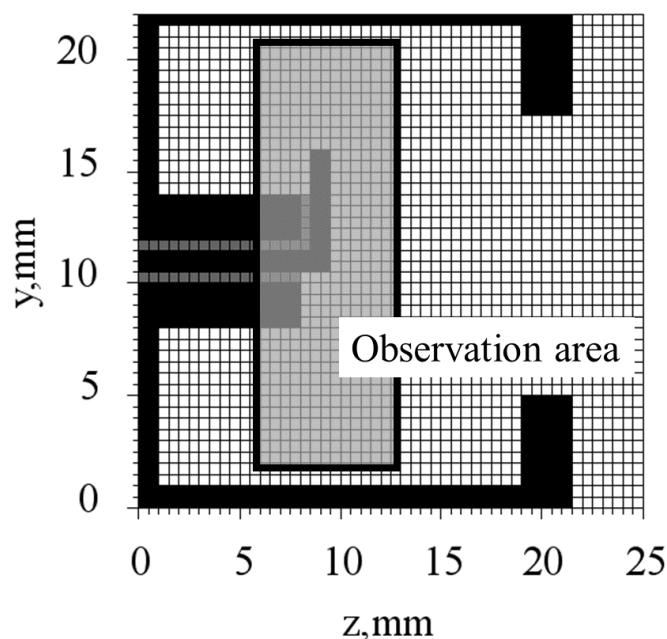


Fig.6-11 Electron energy distribution observation area.

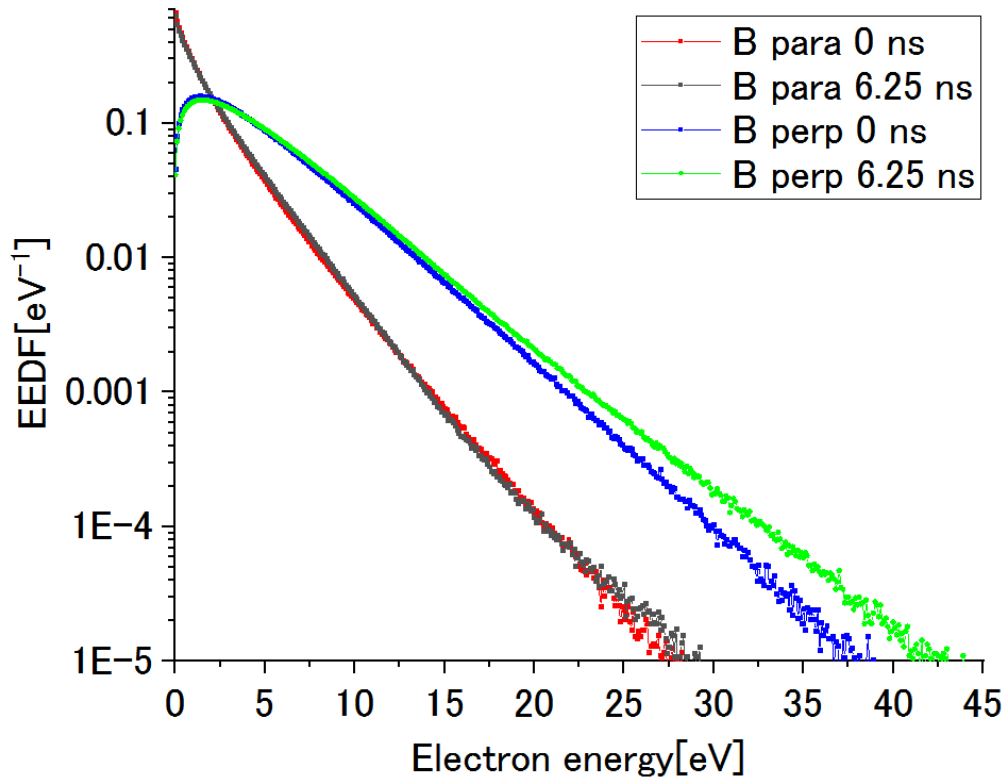


Fig. 6-12 Electron energy distribution for the direction parallel or perpendicular to magnetic field line at 0 ns.

6.4. メッシュサイズ変更による計算結果への影響

前章で述べたように、本計算コードではメッシュサイズがデバイ長よりも大きい。これにより計算結果が正しくプラズマを再現できていない可能性があるため、メッシュサイズが計算結果に与える影響を調査する必要がある。Fig.6-13 と Fig.6-14 に 0.5 mm メッシュで、大円盤アンテナでの周期平均電場と電子エネルギー分布を示す。星型アンテナは 0.5 mm メッシュでの形状再現率が低くなってしまうため大円盤アンテナを選んだ。これらの図に示すように、電場がアンテナ近傍で急速に減衰するという点や、アンテナ周囲の電子のエネルギーが 12 eV 以上に達している点など、0.25 mm メッシュで得られた特徴は 0.5 mm メッシュの計算でも得られている。しかし、アンテナ表面の電場が $1/e$ にまで減衰するのにかかる距離、すなわち表皮深さを結果から計算すると、1~1.5 mm となる。これは、0.25 mm メッシュで計算した際の表皮深さの約 2 倍である。しかし、どちらのメッシュサイズにおいても減衰に要するメッシュ数は 3 メッシュであった。このことから、現在の表皮深さは過大評価されている可能性があり、メッシュサイズを小さくすると、表皮深さはさらに短くなる可能性がある。

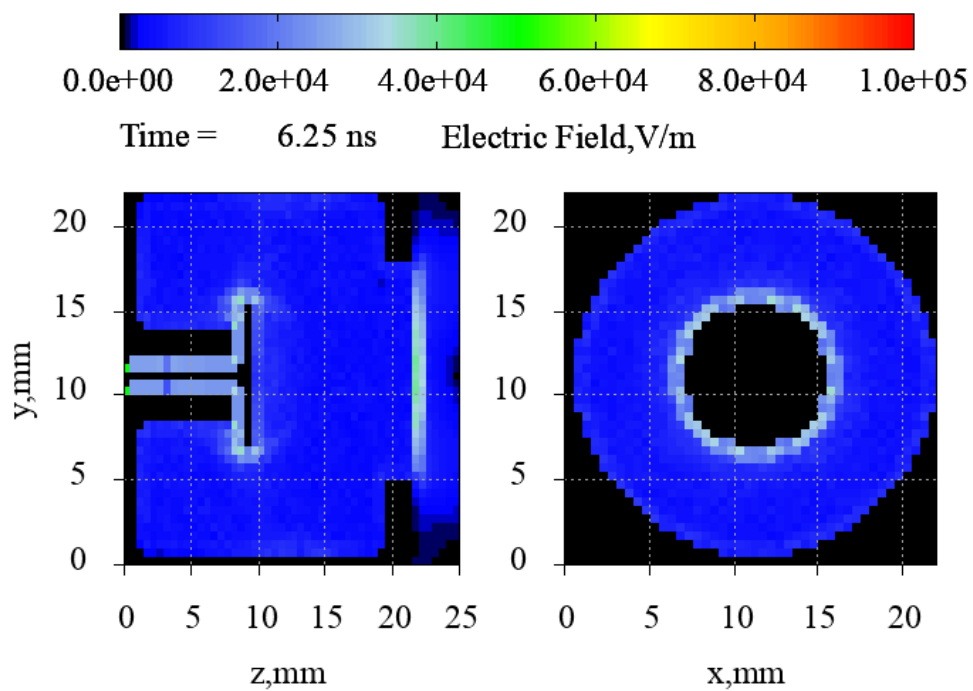


Fig.6-13 Electric field distribution with 0.5 mm mesh.

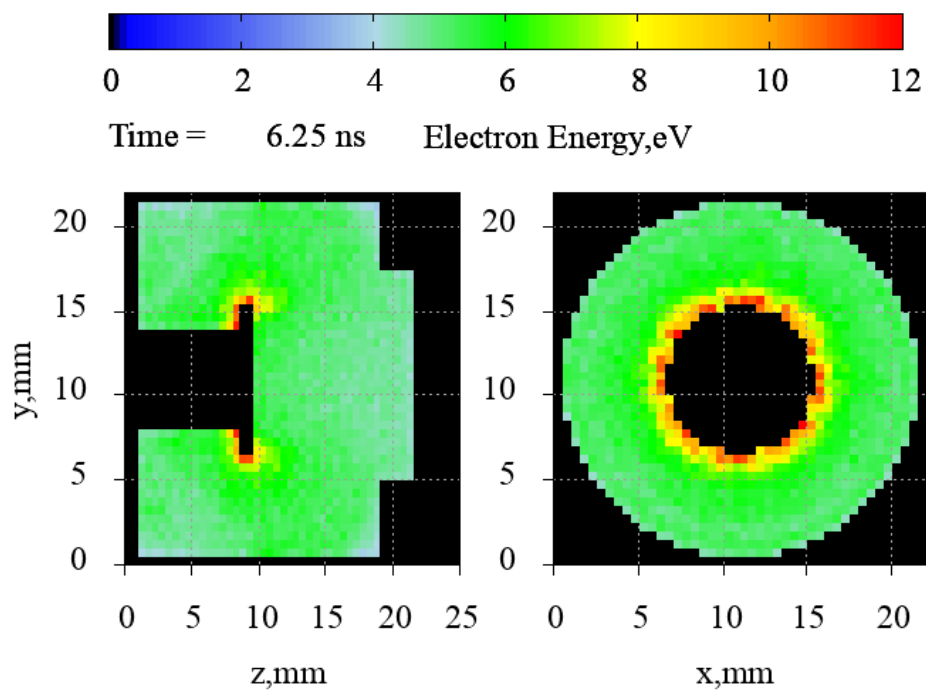


Fig.6-14 Electron energy distribution with 0.5 mm mesh.

6.5. 得られた設計指針

これまでの調査結果から、今後の性能向上にかかわる重要な知見が以下のように得られた。

- ①加熱した電子によってスラスト内外の電位差を向上させるには、アンテナ近傍の強電界で磁気チューブ内に存在する電子だけでなく、アンテナ下流の電子も加熱すること
- ②より効率よく電子を加熱するには、磁場と垂直な方向に電場を発生させることと、アンテナ近傍の磁場強度を電子加熱に最適な磁場強度に調整すること

参考文献

- 6-1) 八坂 保能, “プラズマ放電工学”, 森北出版, 2007
- 6-2) 平川 美晴, 中北 正人, “マイクロ波放電型イオンスラストにおける電子サイクロトロン共鳴のシミュレーション”, 日本航空宇宙学会論文集, 47 巻(1999) 546 号 p. 267-271.

第7章 結論

本論文では、超小型衛星に搭載可能な高推力電力比のマイクロ波放電式小型スラスタを開発するため、1)性能のスラスタ形状依存性に関する調査、2) プラズマ診断および推力見積もり、3) 数値解析によるプラズマ加熱解析を行った。その結果、マイクロ波放電式小型スラスタの推進原理を実証し、さらに放電式内部での電子加熱のほとんどがアンテナ近傍で行われていることを明らかにした。以下に詳細を述べる

1) 性能のスラスタ形状依存性に関する調査

アンテナの形状をL字、大円盤、小円盤、星型と変化させて、スラスタからは排出されるイオンビーム電流がどのように変化するか調査した。その結果、電子の加熱領域の広さとアンテナ表面でのロスのトレードオフから星型アンテナが最も性能が良かった。次に、セントラルヨーク長および放電室長を変化させることで、磁気チューブ長さとイオンビーム電流の関係を調査した。その結果、推進剤流量ごとに最適な磁気チューブ長さが存在することがわかった。

2) プラズマ診断および推力見積もり

スラスタの性能を見積もるため、ラングミュアプローブ及びイオンコレクタを用いてプラズマ診断を行った。その結果、プラズマが存在する宇宙空間においても、推進剤流量 $82 \mu\text{g/s}$ 時に放電室内外には 20 V 程度の電位差が形成されており、さらにそれに対応するエネルギーを持ったイオンが排出されていることを確認した。これにより、従来大型の ECR プラズマで研究されていた推進原理を、小型のマイクロ波放電プラズマでも実現可能であることを示した。さらに、それを模擬宇宙空間で実証したのは世界に例を見ない成果である。プローブ診断の結果や、スラストスタンドを用いた計測から、現在の推力電力比は目標性能の $1/3$ 以下であり、性能向上にはプラズマ密度の向上及び電子温度の向上が必要であることがわかった。

3) 数値解析によるプラズマ加熱解析

マイクロ波を計算する FDTD 法と、電子の挙動解析を組み合わせた 3D-FDTD-PIC-MCC コードを用いて、スラスタ内部での電子加熱特性を調査した。その結果、マイクロ波は波として伝搬せず、アンテナ表面から 1 mm 程度の極近傍で、全体の電子加熱のうち $75\sim 90\%$ 程度が起こっていることを明らかにした。一方で、電子加熱は磁力線に垂直な方向のほうが磁場に平行な方向よりも 2 倍程度加熱されやすいことが明らかにな

った。次に、磁場強度依存性について調査したところ、ECR とは別に電子加熱に対して最適な磁場強度が存在することがわかった。

また、今後の課題としては以下の2項目が考えられる。

- ・2D-Full-PIC-MCC コードでの計算

第6章の冒頭で紹介したように、現在2D-Full-PIC コードが開発中である。このコードで計算を行えば、ポアソン方程式を解くことが出来るため、定常状態まで計算することが可能となる。このコードを用いることで、今回電位差との関係が予想された磁場との関係を明らかにすることができ、性能向上に関しての知見を得られる。さらに、電子加熱の面でも、今回考慮できなかった磁気チューブの電子加熱への寄与や磁場閉じ込めの効果まで扱うことが出来る。

- ・スラスタの性能向上

今回見積もられた結果では、最大でも目標性能の1/3程度の推力電力比しか達成することができていない。今後は今回の研究で得られた知見を元に、アンテナ形状、磁場形状や放電室形状をすべて含めて再設計する必要がある。

謝辞

まず初めに、以前より興味のあった宇宙推進機の分野についての研究の場を与えてくださると共に、ミーティング等で様々なご指導を頂いた中島秀紀名誉教授に深く感謝いたします。最終的にこの研究室に入る決心をしたのは、中島先生の講義を聞いて、宇宙への興味が再確認できたためでした。研究や論文製作、その他あらゆる事について時に厳しく、ときに丁寧にご指導くださった山本直嗣教授に深く感謝致します。なかなか期待に応えられず歯がゆい思いをされたとは思いますが、6年間教えていただいたことを胸に、「青は藍より出でて藍より青し」を体現できるよう頑張っていきます。森田太智助教には、ミーティング等でいつもの確な指摘をいただくとともに、イオンスラスタゼミでも大変お世話になりました。深く感謝いたします。一緒に九重山に登って黒川温泉に一緒に行ったのも良い思い出です。事務的な手続き等で支えてくださるとともに、研究室を明るい雰囲気にしてくださった、馬渡隆子事務補佐員と大内田映子事務補佐員に深く感謝します。

この度、本論文の副査を担当していただき、私の拙い論文に対して非常に丁寧にコメントをいただきました、九州大学総合理工学府の稲垣滋教授、羽田亨教授に深く感謝いたします。

楽しく充実した研究室生活を送らせていただいた研究室の皆様に感謝致します。同じ研究グループで、実験のいろはを教えていただいた卒業生の豊田裕司氏に深く感謝いたします。スラスタ内部の現象について優しく教えてくださった、Indranuj Dey 氏に深く感謝いたします。後輩としてともに慣れない数値計算に挑んだ松尾拓哉氏に深く感謝いたします。一緒に実験しながら様々なことを教えてくださった李後毅氏に深く感謝いたします。同じスラスタの実験グループとして、JAXA 実験等とともに挑んだ上野文輔氏に深く感謝いたします。遅くなった日には家に泊めていただき大変助かりました。同じ数値計算コードを扱いながら、共にバグと戦った小山智樹氏に深く感謝いたします。一緒にスタンド製作に励んだ大坪正和氏に深く感謝いたします。数値解析に関してご助力いただいた廣池匠哉氏に深く感謝いたします。廣池氏の協力のおかげでなんとか博士論文を書くことが出来ました。博士課程3年の伊藤直哉氏、博士課程2年の江川雄亮氏、枝本雅史氏、Ali Yousefian 氏、修士2年の池田凌氏、児島富彦氏、竹末一平氏、長野公勇氏、修士1年の安達美咲氏、黒江雄貴氏、齊木淳氏、高木麻理子氏、西岡裕輝氏、西牟田直氏、学部4年の井上純武氏、河津誠人氏、川邊智氏、桑原直也氏に深く感謝いたします。キャンパスアジア組の Huang Yan 氏、Chen Wen 氏に感謝いたします。卒業した、笹川裕太郎氏、富永宙志氏、伊藤匠氏、齋藤直哉氏、坂井寿光氏、木邊厚視氏、楠田将士氏、田中啓介氏、奥田雄氏、川島諒祐氏、中野和彦氏、高瀬紘平氏、前田優士氏、山口敦氏、飯島健介氏、市丸智裕氏、三浦智之氏、板谷佑太朗氏、岩本政隆氏、川原友太郎氏、福本湧氏、淵上太貴氏に深く感謝いたします。短い時間でしたが一緒に実験に取り組んだ、Kaartikey Misra 氏、高木柳之介氏に深く感謝いたします。

その他、講義や学会、学生協議会、留学等でかかわりのあった研究室外、大学外、国外の先生方、学生の皆様に感謝いたします。研究室外の方との交流も大変良い刺激となりました。

また、この 6 年間という長い研究室生活を常に支えてくれた家族に深く感謝致します。家族のサポートがなければここまで研究に取り組むこともできなかったと思います。今後少しでも恩返しできるよう頑張っていきたいと思います。