

平成18年度

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

修士論文

論文名

マイクロ波放電型イオンエンジンの
アンテナ設計最適化に向けた電磁波伝播解析

氏名

笠 岳幸

指導教員名

中島 秀紀 教授

目次

第一章 序論

1.1 はじめに	・・・	1
1.2 MESES-C「はやぶさ」	・・・	2
1.3 マイクロ波放電型イオンエンジンの課題	・・・	5
1.4 マルチモノポールアンテナシステム	・・・	7
1.5 研究の目的	・・・	9

第二章 推進原理

2.1 ECR プラズマ	・・・	11
2.2 ECR の原理	・・・	11

第三章 計算手法

3.1 緒言	・・・	13
3.2 電磁波解析手法 (FDTD 法)	・・・	13
3.3 プラズマ解析手法 (PIC 法)	・・・	21
3.4 PIC 法と FDTD 法のカップリング	・・・	27

第四章 電磁波発生機構とアンテナ

4.1 電磁波発生機構	・・・	29
4.2 モノポールアンテナ	・・・	31
4.3 ポインティングベクトル	・・・	34
4.4 電圧定在波比 (VSWR) と反射係数	・・・	35

第五章 電磁波伝送効率の計算

5.1 緒言	・・・	42
5.2 レシービングアンテナの設置距離と本数による依存性	・・・	43
5.3 レシービングアンテナの長さによる依存性	・・・	51
5.4 インナーアンテナの設置	・・・	54
5.5 ループ形アンテナ	・・・	57
5.6 結論	・・・	60

第六章 プラズマ生成均一化に向けた提案

6.1 緒言	・・・	61
6.2 アンテナ長によるマイクロ波伝送量調節方式	・・・	62
6.3 モノポールアンテナとループ形アンテナ	・・・	69
6.4 結論	・・・	71

第七章 アンテナと磁場配位

7.1 緒言	・・・	72
7.2 計算体系と条件	・・・	72
7.3 計算結果	・・・	75
7.4 結論	・・・	75

第八章 結論

巻末

- ・付録（流体コードに関して）
- ・謝辞

第一章 序論

1.1 はじめに

スペースシップワンがアンサリXプライスを獲得して以来，民間による商業有人宇宙輸送の計画が本格化してきた．アメリカのヴァージン・ギャラティック社はスペースシップ2の開発を進めており，来年には乗客を乗せて宇宙観光旅行を行う予定である．我が国においても旅行会社が宇宙体験弾道飛行から月旅行までの商品を発表する等，宇宙旅行への高い関心が寄せられており，本格的に宇宙時代へ突入してきた．

そのような中，宇宙技術の開発競争がめまぐるしく行われている．ロケットエンジンに関しても例外ではない．探査衛星等による長航行，長時間運用等ミッションが多様化する今日，次世代の宇宙ロケット用推進機として電気推進のイオンエンジンが注目を集めている．

一般にロケットといえば燃料と酸化剤を燃焼室で燃やし，火炎として発生した高温高压のガスを，ノズルを使って勢いよく噴射することで推力を得る，打ち上げ用の科学推進ロケットを連想するのが自然である．電気推進ロケットは電力を推進剤に与えることで反力を得ようという一種の外燃機関である．電気推進ロケットの歴史は古い．二十世紀のはじめには，ソ連（当時）のチオスコフスキー博士が電気推進ロケットを提案しており，第二次世界大戦直後には米航空宇宙局（NASA）のストゥーリンガー博士がイオンエンジンによる惑星探査を示唆している．しかし，アポロ計画以来1970年代までは信頼性の優れる化学ロケットを用いたミッションが全盛で，燃費の良さを誇る電気推進ロケットは陰に隠れた存在であった．こうした状況が一変したのは，宇宙開発の機が熟し，商業利用が始まった1990年代半ばである．この頃，世界で初めて電気推進を商用衛星にバス機器として搭載されたアメリカTRW社のTelstar-IVが打ち上げられた．これを機に，電気推進の研究開発は過熱することになり，現在では急速に人工衛星等に搭載されつつある．

電気推進は，推力発生機構の違いにより，静電加速型，電熱加速型，及び電

磁加速型のものがある．それぞれの代表的なものにイオンスラスタ，アークジェットスラスタ，そしてパルスプラズマスラスタが挙げられる．イオンスラスタはアークジェットスラスタと比べると，推力密度は低いが比推力が高い（燃費が良い）．そのため衛星の軌道維持や惑星探査等，長期にわたる宇宙ミッションに有効であり，今後主推進器として多目的な利用が考えられている．日本においては，宇宙航空研究開発機構（JAXA）が現在運用中の小惑星探査機「はやぶさ」に主推進器としてイオンエンジンが搭載されている．

1.2 MUSES-C「はやぶさ」

探査機 MUSES-C「はやぶさ」は，2003 年 5 月 9 日に鹿児島県内之浦から M-V ロケット 5 号機によって打上げられ，小惑星「イトカワ（1998SF36）」に向けて出発した．はやぶさのイメージ図を Fig. 1-1¹⁻¹⁾に示す．

今回のミッションは，探査機が小惑星の表面物質（サンプル）を採取し，地球へ持ち帰ることである（サンプルリターン）．このサンプルリターン計画が成功しその技術が確立されれば，地球上でのサンプルの分析が可能となる．そのことにより，未だ解明されていない惑星や小惑星の誕生時における様々な謎を解く手がかりとなり，極めて科学的意義は大きなものとなる．

はやぶさは打上げ後，2004 年 5 月に地球スウィングバイを行い，2005 年 9 月に小惑星イトカワに到着した．2005 年 11 月 26 日には小惑星イトカワへの降下着陸を行い，試料採取のためのタッチダウンに成功した．その後のトラブルにより地球への帰還を 3 年延期することとなり，現在は 2010 年 6 月の地球帰還を目指した運用が行われている．無事に地球へすることを願うばかりである．

さて，はやぶさでは主推進機として，ビーム直径約 10cm のマイクロ波放電型イオンスラスタが 4 機搭載されている．マイクロ波放電型イオンスラスタの模式図を Fig.1-2 に示す．マイクロ波放電型イオンスラスタはマイクロ波伝送系，磁気回路系，イオン加速系，中和器系から構成される．マイクロ波はアンテナから放射され，導波管を伝播し放電室に到達する．放電室内には，Sm-Co 永久磁石によって ECR（Electron Cyclotron Resonance）の条件を満たす磁場が生成さ

れている．使用するマイクロ波周波数は 4.25GHz で，ECR 放電によりプラズマが生成され，イオンを加速噴出させることにより推力を得る．プラズマ生成に電極を使用しないため，原理的に放電電極の損耗をなくし，長時間の運用が可能である．現在までに地上での 18,000 時間の耐久試験¹⁻²⁾が終了し，高耐久性が実証されている．三軸安定の軌道上初期重量わずか 510kg ほどで，両翼に 1 天文単位において発生する電力 2,573W の太陽電池パネルを備えている．さらに，高い比推力が得られるため，化学推進ロケットでは困難である惑星探査，惑星間軌道遷移も可能となる．



Fig.1-1 HAYABUSA
(Courtesy of JAXA)

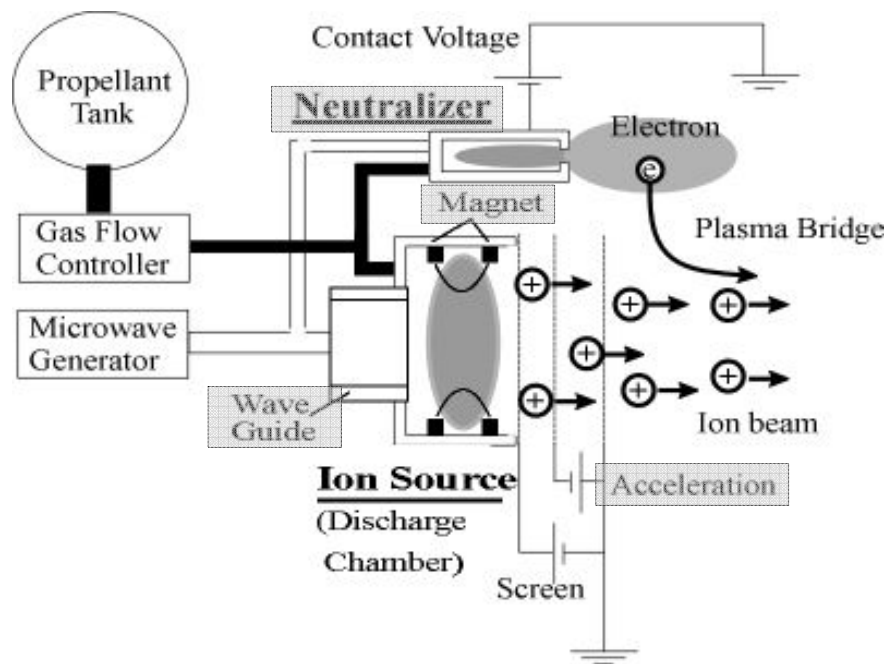


Fig.1-2 Schematic of microwave discharge ion engine system

1.3 マイクロ波放電型イオンエンジンの課題

マイクロ波放電型イオンエンジンは長寿命化が達成され実用レベルにあるが、推進性能では直流放電型に劣ることが現在の課題である。Table 1-1 に宇宙航空研究開発機構 (JAXA) で開発された直流放電型と MUSES-C で使用されているマイクロ波放電型の性能パラメータ¹⁻³⁾を比較して示す。この中でイオンエンジンの性能として重要な項目は推力密度 (推力をイオンビーム引き出し面積で割った値)、イオン生成コスト、推進剤利用効率である。推進剤利用効率ではその差は2%と僅かであるが、推力密度ではマイクロ波放電型は直流放電型に比べて70%と低い。また、引き出されたイオン1個がどれだけのエネルギーで作られたかを示すイオン生成コストでは2倍と高い。マイクロ波放電型イオンプラズマでのプラズマの生成分布が Fig. 1-3 に示すように ECR 領域に局在化しており、プラズマの生成が均一でないことが船木らの放電室プラズマの計測結果¹⁻⁴⁾から分かっている。これは、放電室中央に導波管が配置されているために放電室中央でのプラズマ生成は困難であり、導波管を使用する以上この問題は回避できないと考えられる。

そこで、導波管を使用しない方式がいくつか考案されている。その一つとして、マイクロ波放電型中和器の特性を利用したマルチモノポールアンテナシステム^{1-5,6)}が挙げられる。これは、中和器でカットオフ密度を超えるプラズマの生成が可能である特性¹⁻⁷⁾を応用したシステムであり、導波管を排除でき、アンテナを用いることで放電室内での均一なプラズマ生成が可能であるとされている。

Table 1-1 Comparison of thrust performance between

DC discharge and microwave discharge

	DC discharge	Microwave discharge
Beam diameter [cm]	35	10
Ion beam current [mA]	2880	143
Beam voltage [V]	1000	1500
Thrust [mN]	150	8.7
Thrust density [mN/cm ²]	0.039	0.028
Ion production cost [W/A]	104	223
Propellant utilization efficiency [%]	90	88

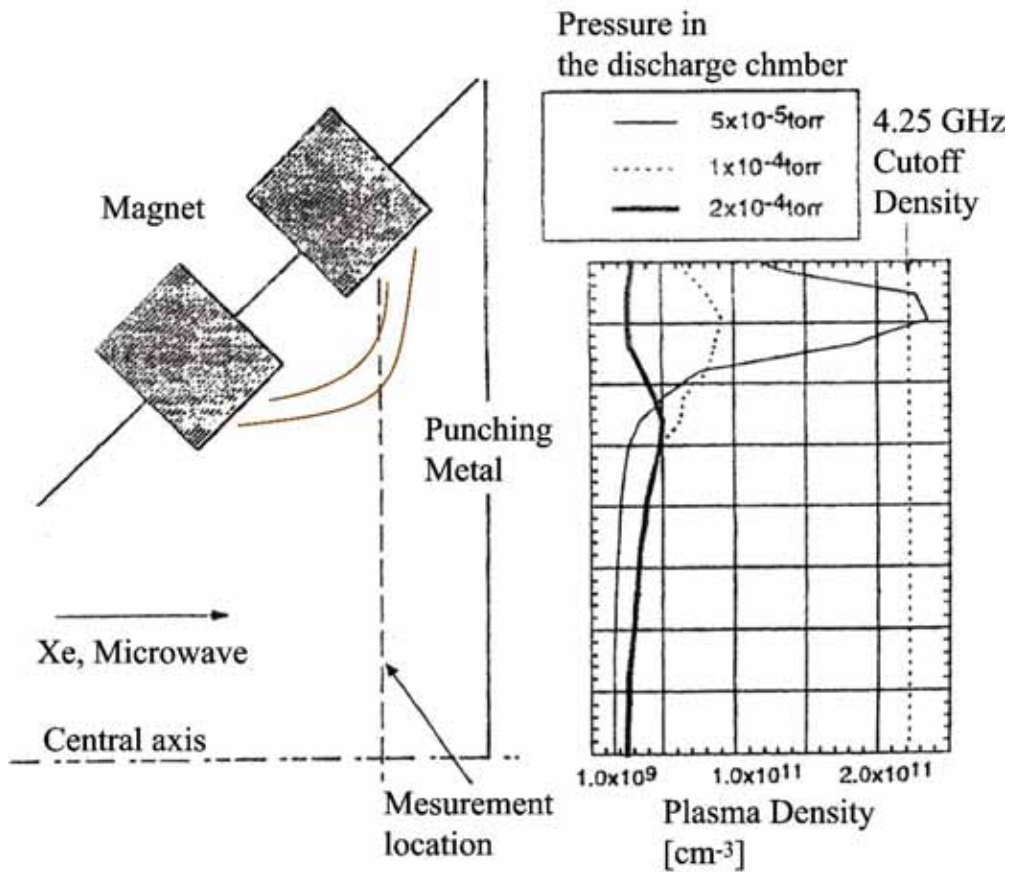


Fig. 1-3 Distribution of plasma density in the microwave discharge ion thruster adopted in MUSES-C

1.4 マルチモノポールアンテナシステム

マルチモノポールアンテナシステムは、複数本のアンテナを放電室内に挿入することによって均一プラズマを生成する方式である。Fig. 1-4 にシステムの構造を示す。複数本のアンテナによりプラズマを生成することに加え、複数本のアンテナへのマイクロ波の分配にはコネクタ等の結線によるものでなく、アンテナからアンテナへとマイクロ波の中空での伝播を利用して分配する方式を採用している。これにより、従来のマイクロ波放電型イオンスラスタに必要であった DC ブロックと呼ばれるマイクロ波電源への直流成分の印加を防ぐシステムを排除できる。このマルチモノポールシステムを利用して、マイクロ波放電型イオンスラスタの性能向上、特に推力密度の向上が期待されている。

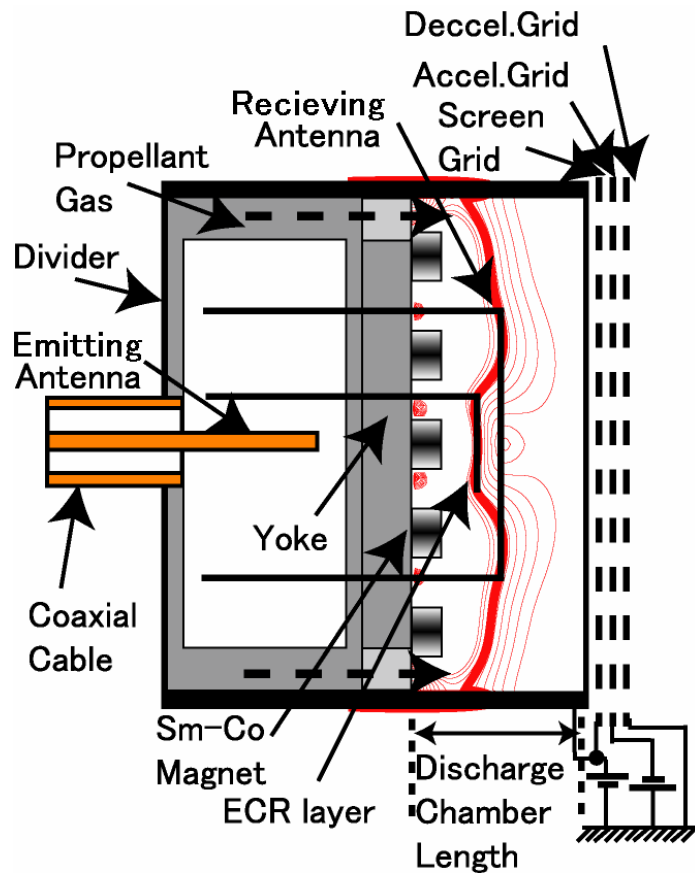
本システムは、同軸ケーブルの末端に励振されたマイクロ波（周波数 2.45GHz）を、エミティングアンテナからディバイダを通じて中空に絶縁設置された複数のレシービングアンテナへ分配する構造である。分配されたマイクロ波は、レシービングアンテナを通じて放電室内へ伝播され、永久磁石によって作られた 0.0875T の ECR 層で ECR 放電を生じ、効率的にプラズマを生成することができると考えられる。推力を得る過程は、静電グリッドにより加速噴射されたイオンの反作用による。

本システムの利点として、

1. カットオフ密度を超えるプラズマ生成が可能である
2. マイクロ波を分配する際の損失が少ない
3. マイクロ波を複数本のアンテナへ入射し、ECR 層へ直接電磁波を投入可能である
4. DC カッターの役割を兼ねることができる

が挙げられ、マイクロ波放電型イオンスラスタの性能向上が期待できるが、現状では実用化レベルの性能は達成されておらず、さらなる研究・開発が必要とされている。

(a)



(b)

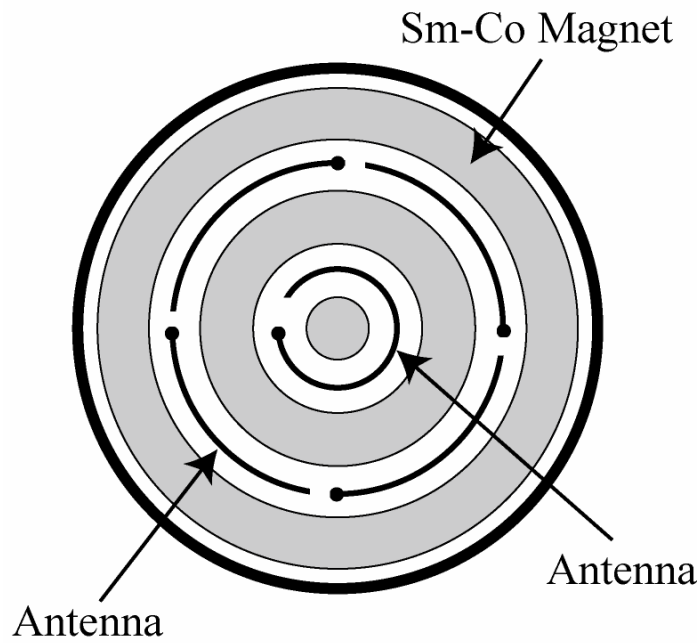


Fig.1-4 Schematic of Multi-mono pole antenna system,
(a) Side view, (b) Cross-section

1.5 研究の目的

現在，マルチモノポールアンテナシステムにおける最適な形状や，高効率なプラズマ生成の過程が解明されておらず，実験的に性能を向上することが時間的，コスト的に困難となってきた．また，一般にマイクロ波は情報通信に多く利用され，本システムのような金属で囲まれた体系内部でのマイクロ波の解析は成されていない．

そこで本研究では，スラストの最適な形状を設計するため，電磁波解析に有効な FDTD 法 (Finite Difference Time Domain)，及び粒子挙動解析に有効な PIC 法 (Particle in Cell) を用いて，体系の最適化，特にアンテナに関する設計の指針を得ることを目的とする．

はじめに FDTD コードのみを用い，マイクロ波をプラズマが完全吸収すると仮定した上で，以下の各種パラメータにおけるマイクロ波伝送効率の依存性を調査する．

- エミティングアンテナとレシーピングアンテナとの設置距離
- レシーピングアンテナの本数
- レシーピングアンテナの長さ
- インナーアンテナの設置

また，プラズマ生成の均一化を目指すために，以上のケースに対する解析結果を元にマイクロ波を磁気トラック面積比に応じて，放電室内へ伝送量を調整させる設計方法の提案を行う．

次に，レシーピングアンテナにループ形のモノポールアンテナを導入した場合におけるマイクロ波伝送効率の依存性を調査し，ループ形アンテナの有効性を議論する．

最後に，FDTD コードと PIC コードをカップリングし，プラズマを粒子で模擬した上で，アンテナ近傍における磁場とアンテナ方向による依存性を議論する．

参考論文

- 1-1) JAXA Website (<http://www.muses-c.isas.ac.jp/j/index.html>)
- 1-2) K. Toki, H. Kuninaka, I. Funaki, K. Nishiyama, Y. Shimizu, “Development Status of a Microwave Ion Engine System for the MUSES-C Mission”, IEPC-99-139 (1999)
- 1-3) 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)
- 1-4) I. Funaki, H. Kuninaka, S. Satori and K. Toki, “Plasma Diagnostics and Numerical Modeling of a Microwave Ion Engine”, AIAA-98-3478 AIAA-98-3341 (1998)
- 1-5) T. Miyamoto, K. Mii, T. Nishijima, H. Ijiri, Y. Takao and H. Nakashima, “Development of a New Microwave Discharge Type Ion Engine”, *Vacuum*, 73, 391 (2004)
- 1-6) T.Watanabe, Toyota Central Lab R&D Rev. 32, 23-33 (1997)
- 1-7) I.Funaki and H. Kuninaka, “Overdense Plasma Production in a Low-power Microwave Discharge Electron Source”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 40, 2495 (2001)

第二章 推進原理

2.1 ECR プラズマ

外部磁場中にマイクロ波を投入した際、マイクロ波周波数に等しい電子サイクロトロン周波数が存在すると、以下に記述する原理によって電子はマイクロ波から効果的にエネルギーを得て共鳴加速される。これを、電子サイクロトロン共鳴 (Electron Cyclotron Resonance : ECR) という²⁻¹⁾。ECR により加速された電子が中性粒子と電離衝突することにより、ECR プラズマが生成される。ECR プラズマは、 10^{-3} Pa の低気圧で安定な 10^{17} m⁻³ 台の高密度のプラズマである。一般には CVD、スパッタリングあるいはエッチングなどに応用され成果を上げている。ECR プラズマは他の方法では得られない高品質の低気圧高密度プラズマをつくることから、プラズマプロセッシングで高い評価を得ている。マイクロ波放電型イオンエンジンは、この ECR の原理を利用して高比推力、長寿命の性能を達成できるイオンスラスタである。

2.2 ECR の原理

以下に ECR の原理を説明する。

真空中の磁場に置かれた電子は、Lorentz 力によって磁力線に巻きつくようにサイクロトロンと呼ばれる回転運動を行う。磁場の元で電子の運動方程式は次式のように表される。

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.1)$$

ここで、電子質量を m_e 、速度を \mathbf{v} 、電荷素量を e 、磁場を \mathbf{B} とする。

このときの電子の回転半径を r_L とすると

$$r_L = \left| \frac{m\mathbf{v}_\perp}{e\mathbf{B}} \right| \quad (2.2)$$

と表せる．この r_L をラーマー半径という． v_{\perp} は B に対する電子の垂直な速度成分である．回転方向は外部磁場の向きに対して，荷電粒子の回転によってできる磁場が常に逆を向くような方向である．この回転運動の周波数を ω_c とすると

$$\omega_c = \frac{|e|B}{m_e} \quad (2.3)$$

と表される．この ω_c をサイクロトロン周波数という．

荷電粒子は電場 E によって加速され，特に電子は E の方向と逆向きに加速される．したがって，磁場中の電子が回転する向きの接線方向と逆向きに，そして回転速度が等しい電場を加えると，電子は磁場からエネルギーを吸収し加速し続ける．すなわち，高周波電場の周波数を ω_{rf} とすると

$$\omega_{rf} = \omega_c \quad (2.4)$$

の関係が成立したときに電子サイクロトロン共鳴が起きる．

式 (2-3), (2-4) より，電子サイクロトロン共鳴を起こすのに必要な磁場 B_{res} は，

$$B_{res} = \frac{m_e \omega_{rf}}{|e|} \quad (2.5)$$

となる．

参考文献

- 2-1) 林泉、高電圧プラズマ工学、丸善株式会社 (1996)

第三章 計算手法

3.1 緒言

この章では、はじめに本計算で使用した電磁波解析コードについて述べる。今回の計算では、マイクロ波の解析に FDTD 法 (Finite Difference Time Domain method) と呼ばれる電磁波の解析に最適な手法を採用した。FDTD 法はアルゴリズムが単純である事、境界条件の取扱いが容易等の特徴を持つ。次にカップリングコードについて述べる。プラズマを解析する手法として、プラズマを電磁流体として取扱う方法とプラズマを粒子として取扱う方法に大別される。本計算では特に電子の放電室内での軌道、中性粒子との衝突等の電子の粒子としての挙動を詳しく解析する為に、プラズマを粒子として取扱う粒子法を採用した。本計算では粒子法の中でも一般的によく使われている PIC 法 (Particle in Cell method) を採用した。最後に、マイクロ波解析手法、プラズマ解析手法のカップリング方式について述べるとする。

なお、コードの妥当性に関しては、増井による博士論文³⁻¹⁾及び、和泉の修士論文³⁻²⁾においてエネルギー保存等にて証明されている。

3.2 電磁波解析手法^{3-3, 4)}

3.2.1 FDTD 法

3.2.1.1 基礎式

マイクロ波の伝播解析には、FDTD 法 (Finite Difference Time Domain method) を用いる。FDTD 法は数値電磁場解析の分野において、モーメント法や有限要素法と同様に、アンテナや平面回路等数多くの複雑な問題に適用され、主要な解析手法として多く用いられている。計算には、以下のマクスウェル方程式を基礎式として用いる。

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (3.2)$$

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．

3.2.1.2 差分式

三次元のFDTD法で用いられる電場、磁場の空間配置を Fig. 3-1 に示す．このように，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与えられる．これは Yee によって提案され³⁻⁵⁾，電場の回転 ($\nabla \times \mathbf{E}$) が磁場を，磁場の回転 ($\nabla \times \mathbf{H}$) が電場の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，式 (3.1)，(3.2) を空間，時間とも中心差分した式を以下に示す (式 (3.3) ~ (3.8))．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．

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1/2, k+1/2) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j+1/2, k+1/2) + \frac{\Delta t}{\mu_0(i, j+1/2, k+1/2)} \left\{ \frac{E_y^n(i, j+1/2, k+1) - E_y^n(i, j+1/2, k)}{\Delta z} + \frac{E_z^n(i, j, k+1/2) - E_z^n(i, j+1, k+1/2)}{\Delta y} \right\} \quad (3.3)$$

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2, j, k+1/2) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(i+1/2, j, k+1/2) + \frac{\Delta t}{\mu_0(i+1/2, j, k+1/2)} \left\{ \frac{E_z^n(i+1, j, k+1/2) - E_z^n(i, j, k+1/2)}{\Delta x} + \frac{E_x^n(i+1/2, j, k) - E_x^n(i+1/2, j, k+1)}{\Delta z} \right\} \quad (3.4)$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2, j+1/2, k) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i+1/2, j+1/2, k) + \frac{\Delta t}{\mu_0(i+1/2, j+1/2, k)} \left\{ \frac{E_x^n(i+1/2, j+1, k) - E_x^n(i+1/2, j, k)}{\Delta y} + \frac{E_y^n(i, j+1/2, k) - E_y^n(i+1, j+1/2, k)}{\Delta x} \right\} \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned}
E_x^{n+1}(i+1/2, j, k) &= E_x^n(i+1/2, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0(i+1/2, j, k)} \\
&\left\{ \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2, j-1/2, k)}{\Delta y} \right. \\
&\left. + \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2, j, k-1/2) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2, j, k+1/2)}{\Delta z} - J_x(i+1/2, j, k) \right\}
\end{aligned} \tag{3.6}$$

$$\begin{aligned}
E_y^{n+1}(i, j+1/2, k) &= E_y^n(i, j+1/2, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0(i, j+1/2, k)} \\
&\left\{ \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1/2, k+1/2) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1/2, k-1/2)}{\Delta z} \right. \\
&\left. + \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i-1/2, j+1/2, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2, j+1/2, k)}{\Delta x} - J_y(i, j+1/2, k) \right\}
\end{aligned} \tag{3.7}$$

$$\begin{aligned}
E_z^{n+1}(i, j, k+1/2) &= E_z^n(i, j, k+1/2) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0(i, j, k+1/2)} \\
&\left\{ \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2, j, k+1/2) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i-1/2, j, k+1/2)}{\Delta x} \right. \\
&\left. + \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j-1/2, k+1/2) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1/2, k+1/2)}{\Delta y} - J_z(i, j, k+1/2) \right\}
\end{aligned} \tag{3.8}$$

式(3.3)～(3.8)から，時間ステップが $n+1/2$ における磁場 $H^{n+\frac{1}{2}}$ は，その半ステップ前の電場 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 $n+1$ における電場 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， $H^{n+\frac{1}{2}}$ は E^n から計算されるため，給電点に E^n だけを与える．

3.2.2 安定条件

計算結果の正確さを保つため，空間の増分値 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ は波長 λ に比べて十分小さくなければならない．($\lambda/10$ 以下)

時間ステップ Δt は，Courant の安定化条件より

$$\Delta t \leq \frac{1}{v \sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}}} \quad (3.9)$$

を満たさなければならない．この条件は極めて厳しく，わずかでも満足しなければ計算が不安定になる．

3.2.3 境界条件

3.2.3.1 PEC (Perfect Electric Conductor) 境界条件

境界面が金属のような完全導体である場合，境界に平行な電場成分を 0 とする PEC 境界条件を用いる．ディバイダ内壁やヨーク等は導体を仮定しているのて，この境界条件を適用する．

3.2.3.2 Mur 吸収境界条件³⁻⁶⁾

開放領域を取扱う場合，計算領域を仮想的な境界で閉じなければならない．この境界を吸収境界といい，この吸収境界が完全でなければ反射波が解析領域に戻り誤差の原因となる．ここでは，定式化が容易で広く使用されている Mur の吸収境界条件を用いる．

$x=0$ 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場合を考える．伝播速度を v とすると， x の負の方向に進む波は

$$E_z = E_z(x+vt) \quad (3.10)$$

と表わされ，次の微分方程式を満足する．

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{1}{v} \frac{\partial E_z}{\partial t} = 0 \quad (3.11)$$

$x=0$ の境界で完全に反射がなければ，電場は式 (3.10) の形を保ったまま伝播されるはずである．すなわち，境界でも式 (3.11) が満足される．これを FDTD 法の形式に定式化するため，時間に関して差分化すると

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_z}{\partial t} &= \frac{E_z^n - E_z^{n-1}}{\Delta t} \\ &= v \frac{\partial E_z^{n-\frac{1}{2}}}{\partial x}\end{aligned}\tag{3.12}$$

となる．右辺の x に関する微分は，電場が $x=0, \Delta x$ に割当てられていることから， $x = \Delta x/2$ で行い，式 (3.11) に代入すると

$$\frac{E_z^n(1/2) - E_z^{n-1}(1/2)}{\Delta t} = v \frac{E_z^{n-\frac{1}{2}}(1) - E_z^{n-\frac{1}{2}}(0)}{\Delta x}\tag{3.13}$$

となる．式 (3.13) の $E_z^n(1/2), E_z^{n-1}(1/2)$ も FDTD 法では直接求めることはできないため，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

$$E_z^n(0, j, k+1/2) = E_z^{n-1}(1, j, k+1/2) + \frac{v\Delta t - \Delta x}{v\Delta t + \Delta x} \{E_z^n(1, j, k+1/2) - E_z^{n-1}(0, j, k+1/2)\}\tag{3.14}$$

となる．これを Mur の一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．

3.2.4 給電方法

本計算における給電方法は同軸ケーブルを模擬し，Fig. 3-2 に示すように動径方向の 4 つの電場を中心導体に与える同軸線路給電を用いる．また，アンテナ導入部には Fig. 3-3 に示すように，Mur の一次吸収境界条件を与え，中心導体には PEC 境界条件を与えた．中心導体に与える電場の x 方向成分 E_x ， y 方向成分 E_y は近似的に

$$E_x = \frac{V}{r \ln\left(\frac{\Delta x}{a}\right)}\tag{3.15}$$

$$E_y = \frac{V}{r \ln\left(\frac{\Delta y}{a}\right)}\tag{3.16}$$

で与えられる．ただし， V は中心導体と外部導体間の電圧， r は動径方向の距離， a はアンテナの半径である．

また，同軸ケーブルのインピーダンス Z は以下の式で表される．

$$Z = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \frac{1}{2\pi} \ln \frac{R}{r} \quad (3.17)$$

ここで， R は外部導体の半径， r は中心導体の半径である．マイクロ波電力を P とすると，

$$P = \frac{V^2}{2Z} \quad (3.18)$$

となり，式(3.17)，(3.18)より V を求め，式(3.15)，(3.16)よりアンテナに与える電場を求める．ここで， E_x を $r = \Delta x/2$ の電場で， E_y を $r = \Delta y/2$ の電場で代表させると，

$$\begin{aligned} E_x(IFED, JFED, KFED) &= -E_x(IFED-1, JFED, KFED) \\ &= -\frac{V(n\Delta t)}{\frac{\Delta x}{2} \ln\left(\frac{\Delta x}{a}\right)} \end{aligned} \quad (3.19)$$

$$\begin{aligned} E_y(IFED, JFED, KFED) &= -E_y(IFED, JFED-1, KFED) \\ &= -\frac{V(n\Delta t)}{\frac{\Delta y}{2} \ln\left(\frac{\Delta y}{a}\right)} \end{aligned} \quad (3.20)$$

ここで，式中の $(IFED, JFED, KFED)$ は電場を励振する座標を与える．

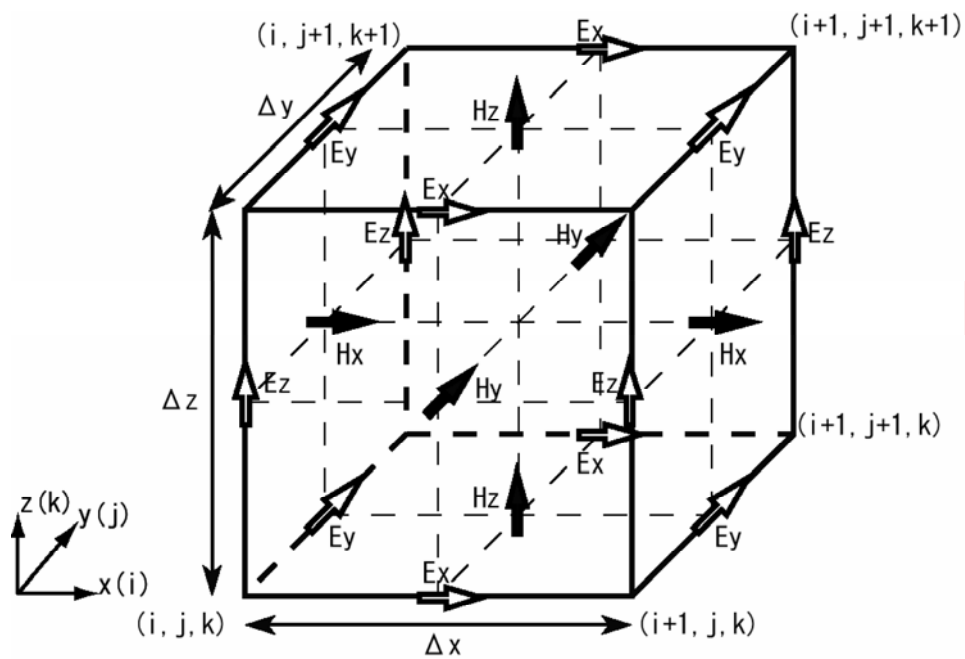


Fig. 3-1 Arrangement of electric field and magnetic field in FDTD method

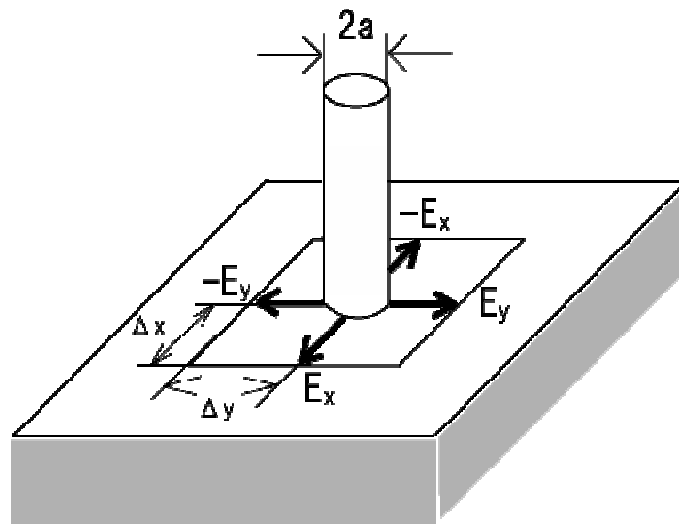


Fig. 3-2 Supply of microwave by using coaxial line method

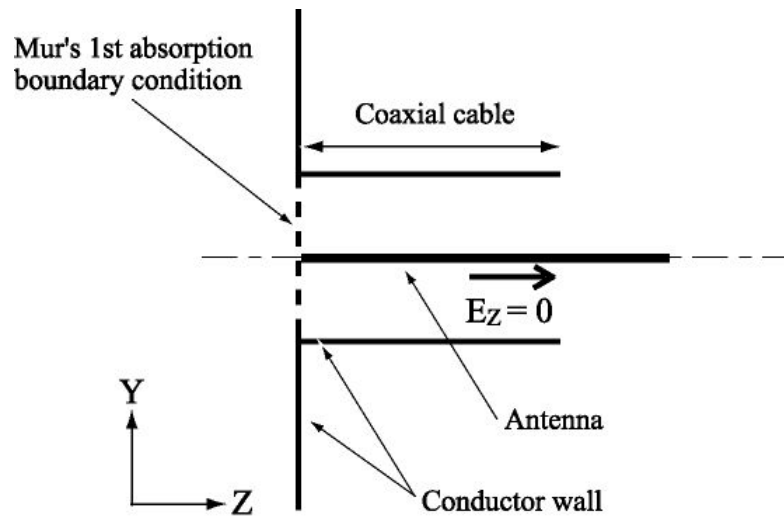


Fig. 3-3 Model of antenna

3.3 プラズマ解析手法

3.3.1 粒子挙動解析

3.3.1.1 基礎式³⁻⁷⁾

プラズマの挙動を解析する際の基礎式として運動方程式を用いる．式を以下に示す．

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3.21)$$

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v} \quad (3.22)$$

ここで， m は粒子質量， \mathbf{v} は粒子の速度， \mathbf{x} は粒子の位置， t は時間， q は粒子の持つ電荷， \mathbf{E} は電場， \mathbf{B} は磁束密度を表わす．一般的な実験室プラズマは 1 cm^3 当りに $10^{10} \sim 10^{14}$ 個が含まれ，この粒子全部を取扱うことは最新のスーパーコンピュータを用いても不可能であり，実用的でない．そこで粒子シミュレーションで取扱う粒子として，実際の粒子の電荷質量比を一定に保ったまま多数の粒子の電荷と質量を1つにまとめた超粒子を使用する事とする．超粒子数は，1セルに含まれる粒子数が10個以上になる事と取扱う粒子数よりも超粒子の重みが少ない事（統計性から）から決定する．

3.3.1.2 計算方法

式(3.22)に leap-frog 法による時間中心差分を施すと，

$$\frac{\mathbf{x}^{n+1} - \mathbf{x}^n}{\Delta t} = \mathbf{v}^{n+1/2} \quad (3.23)$$

となる．ここで，各変数の上付き添え字は時間に関するもので， n はタイムステップである．式(3.21)に時間中心差分を施すと，

$$\frac{\mathbf{v}^{n+1/2} - \mathbf{v}^{n-1/2}}{\Delta t} = \frac{q}{m} \left\{ \mathbf{E}^n + \frac{1}{2} (\mathbf{v}^{n+1/2} + \mathbf{v}^{n-1/2}) \times \mathbf{B}^n \right\} \quad (3.24)$$

である． $n-1/2$ はある時刻 n から $\Delta t/2$ だけ以前の値であることを示す．同様に， $n+1/2$ はある時刻 n から $\Delta t/2$ だけ進んだ値であることを示す．

プラズマ粒子の運動を求めるために，式(3.24)において未知量である $\mathbf{v}^{n+1/2}$ について解き，求めた $\mathbf{v}^{n+1/2}$ と式(3.23)より新たな粒子の位置 \mathbf{x}^{n+1} を求めることができる．式(3.24)を変形すると，

$$A\mathbf{v}^{n+1/2} = S \quad (3.25)$$

と書ける．ここで， α ， β ， γ ， δ を次のように定義する．

$$\alpha = \frac{q\Delta t}{2m} B_x^n \quad (3.26)$$

$$\beta = \frac{q\Delta t}{2m} B_y^n \quad (3.27)$$

$$\gamma = \frac{q\Delta t}{2m} B_z^n \quad (3.28)$$

$$\delta = 1 + \alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 \quad (3.29)$$

なお，ここでの E ， B は粒子位置におけるそれぞれの値を表わしている．

これらを用いて行列 A とベクトル S は，以下のように構成される．

$$A = \begin{pmatrix} 1 & -\gamma & \beta \\ \gamma & 1 & -\alpha \\ -\beta & \alpha & 1 \end{pmatrix} \quad (3.30)$$

$$S = \begin{pmatrix} v_x^m + cE_x^n + \gamma v_y^m - \beta v_z^m \\ v_y^m + cE_y^n + \alpha v_z^m - \gamma v_x^m \\ v_z^m + cE_z^n + \beta v_x^m - \alpha v_y^m \end{pmatrix} \quad (3.31)$$

ここで， $c = q\Delta t/m$ ， $m = n - 1/2$ である．さらに式(3.25)を次のようにして変形し，速度を求めることができる．

$$\mathbf{v}^{n+1/2} = A^{-1}S \quad (3.32)$$

$$A^{-1} = \frac{1}{\delta} \begin{pmatrix} 1 + \alpha^2 & \alpha\beta + \gamma & \alpha\gamma - \beta \\ \alpha\beta - \gamma & 1 + \beta^2 & \beta\gamma + \alpha \\ \alpha\gamma + \beta & \beta\gamma - \alpha & 1 + \gamma^2 \end{pmatrix} \quad (3.33)$$

3.3.1.3 メッシュサイズ，タイムステップ³⁻⁸⁾

計算に用いるメッシュサイズ Δ は，電子温度 T_e ，ボルツマン定数 k_b ，電子密度 n_e から計算されるデバイ長 λ_{De} ，

$$\lambda_{De} = \left(\frac{\varepsilon_0 k_b T_e}{n_e e^2} \right) \quad (3.34)$$

に対して，

$$\Delta \leq \lambda_{De} \quad (3.35)$$

であることが望ましい．また，タイムステップはプラズマ周波数 ω_{pe} ，

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (3.36)$$

に対して，

$$\Delta t \leq \omega_{pe}^{-1} \quad (3.37)$$

とすれば数値的な不安定性は生じない．時間積分の精度も考慮すると，通常は

$$\Delta t \leq 0.2 \omega_{pe}^{-1} \quad (3.38)$$

が用いられる．また，磁場中の荷電粒子のサイクロトロン運動にともなう現象をシミュレートするためには，電子サイクロトロン周波数 ω_c

$$\omega_c = \frac{eB}{m_e} \quad (3.39)$$

に対して，

$$\Delta t \ll \omega_c^{-1} \quad (3.40)$$

である必要がある．

3.3.2 PIC 法³⁻⁹⁾

3.3.2.1 内挿計算

シミュレーションでは，電磁場量を空間格子点上で求める．そのため，計算粒子の電荷，電流を空間の格子点上に分配し，マクスウェル方程式を用いて電磁場を計算しなければならない．また，粒子が感じる電磁場を計算する際，格子点上に割振られた電磁場を内挿する必要がある．このような計算を行うため，粒子シミュレーションにおいて標準的な手法である PIC 法 (Particle in Cell method) を用いる．

はじめに，粒子の位置から近傍のセル座標 (i, j, k) を求める．次に，Fig. 3-4 に示す $dx_1, dx_2, dy_1, dy_2, dz_1, dz_2$ を求める．その値を用いて，図中にあるような直方体 $V_1 \sim V_8$ の体積を求める．この体積比から粒子が感じる電磁場を内挿することができる．

具体的には，座標 (x, y, z) 上にある粒子が感じる電場 $E(x, y, z)$ は，計算セルの体積を V ，図に示すような粒子によって仕切られた空間体積をそれぞれ $V_1 \sim V_8$ とすると，格子点上の重みは

$$A_n = \frac{V_n}{V} \quad (n = 1 \sim 8) \quad (3.41)$$

となり ,

$$E(x, y, z) = A_1 E(i, j, k) + A_2 E(i+1, j, k) + A_3 E(i+1, j, k+1) + A_4 E(i, j, k+1) \\ + A_5 E(i, j+1, k) + A_6 E(i+1, j+1, k) + A_7 E(i+1, j+1, k+1) + A_8 E(i, j+1, k+1) \quad (3.42)$$

と表わされる .

3.3.2.2 電荷密度および電流密度計算

電荷密度 , 電流密度はそれぞれ Fig. 3-4 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) 上に割振られる電荷は ,

$$\rho(i, j, k) = \frac{V_1}{V^2} qN \quad (3.43)$$

となる . すべての粒子について和をとれば , 格子点状での電荷密度が得られる . また , 電流密度は

$$j = qnv \quad (3.44)$$

より ,

$$j(i, j, k) = \frac{V_1}{V^2} qNv \quad (2.45)$$

PIC 法では式(3.43)から求まる電荷密度を元にポアソン方程式を解くことにより , 静電場の効果をシミュレート可能となる . 静電場を考慮する為には式(3.45)を満たす事が必要である . 式(3.45)の意味は , 実際のプラズマ中での電場はデバイ長で遮蔽される為 , この効果を PIC 法において再現する場合は , デバイ長以内のセルの電場の影響だけを考慮すればよい事を示している . 一般のプラズマの場合 , デバイ長は $\lambda_{De} \sim 10^{-4} m$ である . このオーダーのメッシュサイズを採用すると汎用の計算機では限られた領域のみしか解析できず , 本計算で対象とするアンテナ近傍の領域におけるマイクロ波の電場中の電子の挙動を解析することは不可能となる . そこで本計算においてはメッシュサイズを式(3.45)より大きく設定し , 静電場を考慮しない事とした . マイクロ波の時間スケールでは , イオンはほとんど静止していると見なせるため , イオンは背景とし電子のみを取扱うことにする .

3.3.3 荷電粒子と中性粒子の衝突

荷電粒子は電磁場の影響を受けて , 中性粒子と衝突する . プラズマは電子 , イオン , 中性粒子から成るとする . 電子とイオンの数密度は中性粒子

の数密度より非常に小さいため，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する．電子と中性粒子は弾性，励起，電離衝突をすると仮定する．なお，以下に用いる乱数³⁻¹⁰⁾は(0,1)間に一様に分布する乱数である．

3.3.3.1 衝突計算

乱数 r_2 を用いて以下のように衝突の種類を決める．ここでは例として，電子と中性粒子の衝突について示す．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 $\sigma_{\text{ionization}}$ とする．

- * $0 \leq r_2 \leq \frac{\sigma_{\text{elastic}}}{\sigma_{\text{total}}}$ のとき弾性衝突
- * $\frac{\sigma_{\text{elastic}}}{\sigma_{\text{total}}} \leq r_2 \leq \frac{\sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{excitation}}}{\sigma_{\text{total}}}$ のとき励起衝突
- * $\frac{\sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{excitation}}}{\sigma_{\text{total}}} \leq r_2 \leq \frac{\sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{excitation}} + \sigma_{\text{ionization}}}{\sigma_{\text{total}}}$ のとき電離衝突

ここで， $\sigma_{\text{total}} = \sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{excitation}} + \sigma_{\text{ionization}}$ 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．

3.3.3.2 Null-collision 法^{3-11, 12)}

計算時間短縮のため，Null-collision 法を用いる．これには，架空の衝突断面積 σ_{fake} を導入する．すべての電子のエネルギー E に対して

$$\sigma_{\text{fake}} < \sigma_{\text{total}} \quad (3.46)$$

であるとし，例えば電子と中性粒子の衝突においては

$$\sigma_{\text{total}} = \sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{excitation}} + \sigma_{\text{ionization}} + \sigma_{\text{fake}} \quad (3.47)$$

とする．ここで，

$$\sigma_{\text{total}} v = \frac{\nu_{\text{collision}}}{n_{\text{gas}}} = \text{constant} \quad (3.48)$$

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．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，3.3.3.1において， $\sigma_{\text{total}} = \sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{excitation}} + \sigma_{\text{ionization}} + \sigma_{\text{fake}}$ とし，

$$* \frac{\sigma_{\text{elastic}} + \sigma_{\text{excitation}} + \sigma_{\text{ionization}}}{\sigma_{\text{total}}} \leq r_2 \leq 1 \quad \text{のとき Null-Collision Process}$$

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．本計算では Null-Collision 法で用いた $\nu_{\text{collision}}/n_{\text{gas}}$ の値は $2.00 \times 10^{-12} \text{ m}^3/\text{sec}$ である．

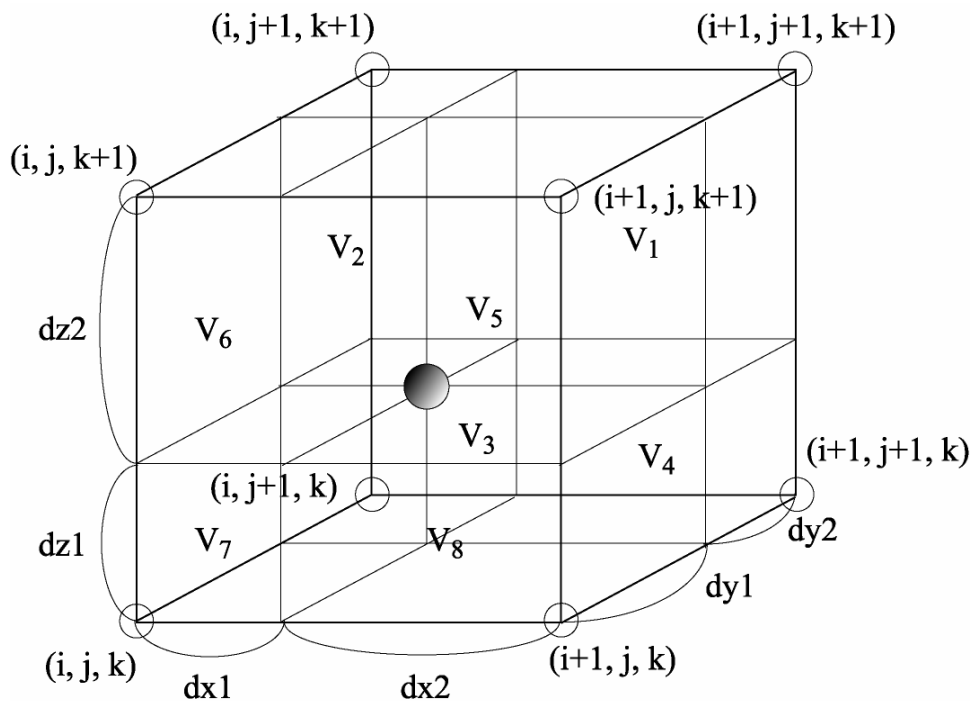


Fig. 3-4 Construction of cell in the PIC method

3.4 PIC 法と FDTD 法のカップリング

本研究では、3.1 で述べたマイクロ波解析の FDTD 法と 3.2 で述べたプラズマ解析の PIC 法を組み合わせる事^{3-13,14)}によりプラズマの挙動とマイクロ波の伝播を同時に解析する。Fig. 3-5 にカップリングコードのフローチャートを示す。FDTD コードで計算されたマイクロ波の電磁場は PIC コードに渡され、その電磁場の効果が粒子の運動に影響する。また、電子の挙動により計算される電流密度が FDTD コードに渡され、電磁波に粒子の効果が加えられる。このように PIC コード、FDTD コードの間で物理的に相互作用を及ぼすデータをやり取りすることで、プラズマおよびマイクロ波の挙動を解析する。なお、タイムステップについては FDTD 法では式(3.9)、PIC 法では式(3.37)により決定され計算の安定化条件が異なる。しかし、必ずしも両者のタイムステップを一致させる必要は無いため、本研究では PIC 法の計算負荷を軽減するために FDTD コードを連続(2~20回)で計算させた後に PIC コードを1回計算することとした。カップリングコードは三次元 X-Y-Z 座標系を採用することにより、三次元的構造を持つアンテナの解析を可能とした。

なおマイクロ波の境界条件は、ヨークや導体は PEC 境界条件を用い完全反射とし、プラズマ領域では Mur の吸収境界条件を用いる。また電子の境界条件はシースを模擬したモデルを考える。今回の計算では、アンテナ上の損失は考慮しないものとする。

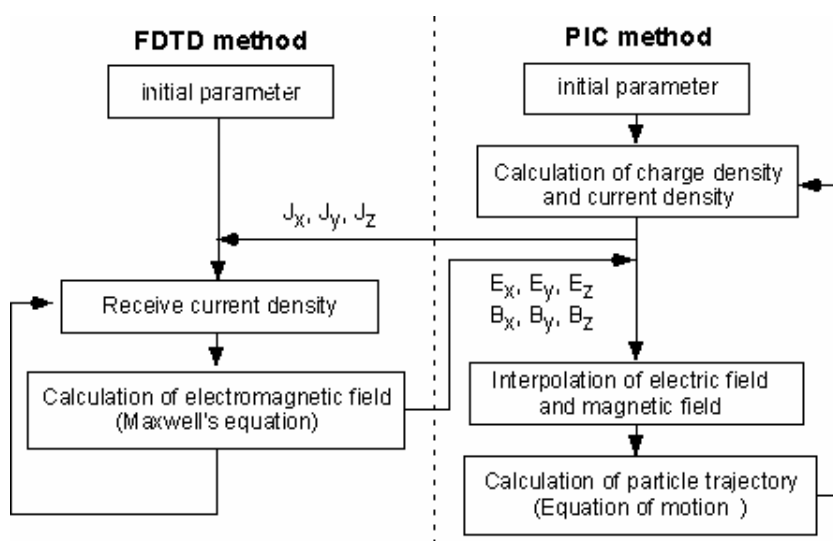


Fig. 3-5 Flow chart of coupling code

参考文献

- 3-1) 増井博一, “マイクロ波放電型宇宙推進用プラズマ源に関する数値解析”(2005年度博士論文), 九州大学
- 3-2) 和泉敬介, “マルチモノポールアンテナシステムを用いたマイクロ波放電型イオンラスターの電磁波解析”(2005年度修士論文), 九州大学
- 3-3) 橋本修, 安部琢美, “FDTD 時間領域差分法入門”, 森北出版 (1996)
- 3-4) 宇野亨, “FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析”, コロナ社 (1998)
- 3-5) K. S. Lee, “Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell’s Equations in Isotropic Media”, IEEE Trans. Antennas Propagation, 14, 302 (1966)
- 3-6) G. Mur, “Total-field Absorbing Boundary Conditions for the Time-Domain Electromagnetic Field Equations”, IEEE Trans. Electromagnetic Compat., 40, 100 (1998)
- 3-7) 内藤裕志, “粒子シミュレーションの基礎”, プラズマ・核融合学会誌, 74, 470 (1998)
- 3-8) 田中實, 山本良一, “計算物理と計算化学”, 海文堂 (1998)
- 3-9) 石黒静児, “静電粒子シミュレーション”, プラズマ・核融合学会誌, 74, 591 (1998)
- 3-10) 丹慶勝市, 奥村晴彦, 佐藤俊朗, 小林誠, “Numerical Recipes in C (日本語版)”, 技術評論社 (1993)
- 3-11) V. Vahedi and M. Surendra, “A Monte Carlo Collision Model for the Particle-in-cell Method: Applications to Argon and Oxygen Discharges”, Computer Physics Communications 87, 179 (1995)
- 3-12) 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 (2003)
- 3-13) V. P. Gropinath and T. A. Grotjohn, “Three-dimensional Electromagnetic PIC Model of a Compact ECR Plasma Source”, IEEE Trans. Plasma Sci., 23, 602 (1995)
- 3-14) T. A. Grotjohn, “Modeling the Electron Heating in a Compact Electron Cyclotron Resonance Ion Source”, Rev. Sci. Instrum. 67, 921 (1995)

第四章 電磁波発生機構とアンテナ

本章では、電磁波の発生機構、及びアンテナに関する各種事項について述べる。

4.1 電磁波発生機構⁴⁻¹⁾

ここでは、電磁波がどのようにして空間に放射されるのかについて述べる。

Fig. 4-1(a)のように高周波発信器を先端開放の平行2線に接続すると、この線路は分布常数線路として動作して、終端の電流が0であっても他の点では電流が流れ最大振幅は点線のような分布となる。いま、この線路を上下に開くと同図(b)のような1本の線となるが、電流分布はほぼ図(a)の場合と同様に上下端で小さく中央で大きくなる。この線がアンテナと呼ばれ、電磁波が空間に放射される。特に、この形状はダイポールアンテナと呼ばれており、アンテナの中で最も単純な構造であり、アンテナの基本として用いられている。なお、図(a)の場合には上下の線に逆方向に電流が流れ打ち消しあうため、放射はしない。

電磁波発生の機構を Fig. 4-2 に示す。はじめに、図(a)のように電流が上向きに流れるとき電束線は正電荷から発生し負電荷に終わる。電束線は電荷の移動につれて動き、図(c)のように電流が下向きに流れると電束線は閉ループを作る。その後、電束線はアンテナ導体を離れ図(d)、(e)のように次第に外側に進む。電荷は発振源と同じ周波数で変化するため、電束線も同じ周波数 f で変化する。電束線が外側へ進むとアンペールの法則によって磁界を生じ、さらにその磁界から電界を生じるため、電界と磁界が合わさって光速で外側に拡がって行く。

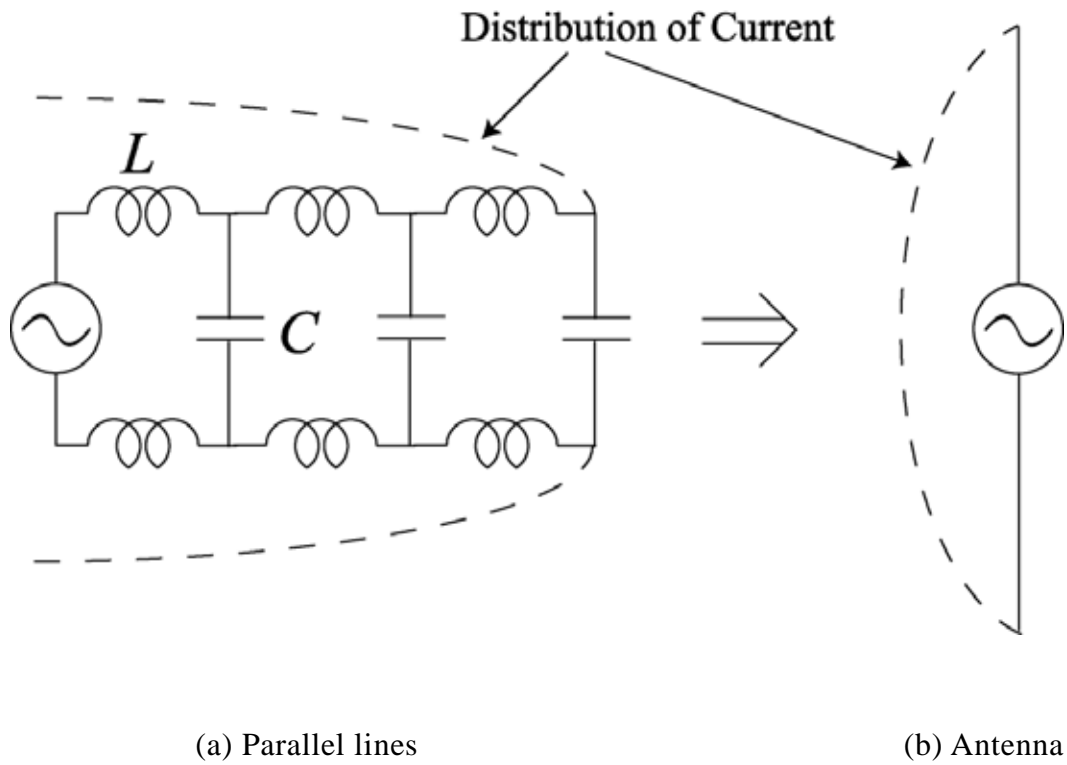


Fig. 4-1 Distribution of current in Antenna

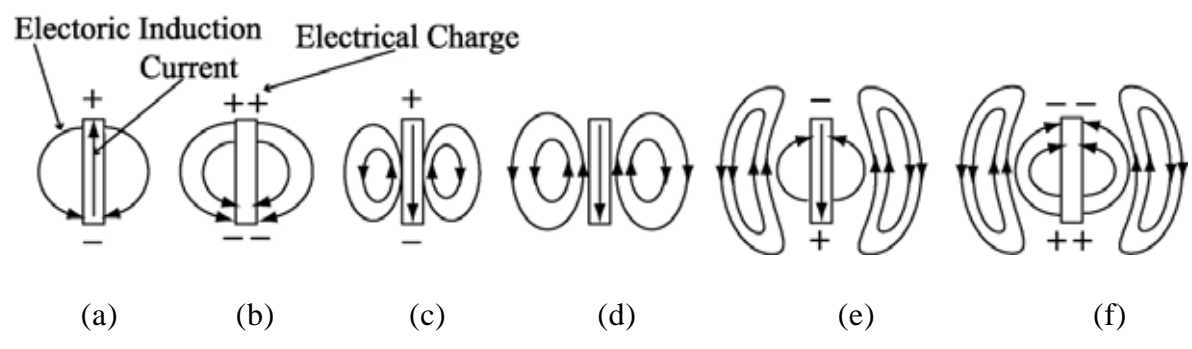


Fig. 4-2 Current and electric flux of dipole antenna

4.2 モノポールアンテナ

現在では、様々な形状のアンテナが考案され、携帯電話、衛星放送や無線 LAN 等、用途によってそれぞれ使い分けがなされている。特に、モノポールアンテナは、線状アンテナの最も基本的な形状である。Fig. 4-3^{4,2)}にモノポールアンテナ、及びダイポールアンテナの概念図を示す。モノポールアンテナは、上下対になっている半波長ダイポールアンテナを大地に接地したもので、接地アンテナと呼ばれている。無限グランド板状の鏡像を考慮すると、大地は完全導体に近似することができ、半波長ダイポールアンテナと等価になり、その帯域特性、指向性もそれと同じになる。Fig. 4-4 に半波長ダイポールアンテナの指向性図を示す。図(a)はアンテナから放射される電界の強さを表しており、角度 ϕ が一定の平面内で、 z 軸からの角度 θ の方向の電界の強さを極座標表示したものである。なお、電界の強さは絶対値表示であり、放射電界の最大値でそれぞれを規格化されている。図のように二つの円が並んだ指向性を 8 の字型指向性といい、振動方向 (z 方向) に垂直な方向に最も強く放射し、振動方向には放射しない。これは電磁波が横波であるために起こるのである。

ここで、モノポールアンテナの長さに関して述べる。一般に、モノポールアンテナは波長の $1/4$ の奇数倍の長さのとき共振状態となり、最も電磁波を放射することが知られている。波長の $1/4$ の奇数倍の長さのモノポールアンテナの電流分布は Fig. 4-1(b) のようになり、電流分布はアンテナ中心で最も大きく先端に向けて 0 となる。

それでは、アンテナの長さが $1/4$ に奇数倍以外について考える。Fig. 4-5 に波長の $3/8$ 倍の長さのモノポールアンテナの電流分布を示す。図より、電流の向きはアンテナ上で上下に反転していることがわかる。アンペールの法則によって電磁波が発生することは前節で述べたが、反転した電流が流れた場合、生じた電磁波が互いに打ち消しあうことになる。すなわち、波長の $1/4$ 倍よりも長くなった分だけ電磁波を打ち消す向きに電流が流れ、放射を妨げてしまう。このことより、アンテナの長さは波長の $1/4$ の奇数倍の長さが最適であることがわかる。

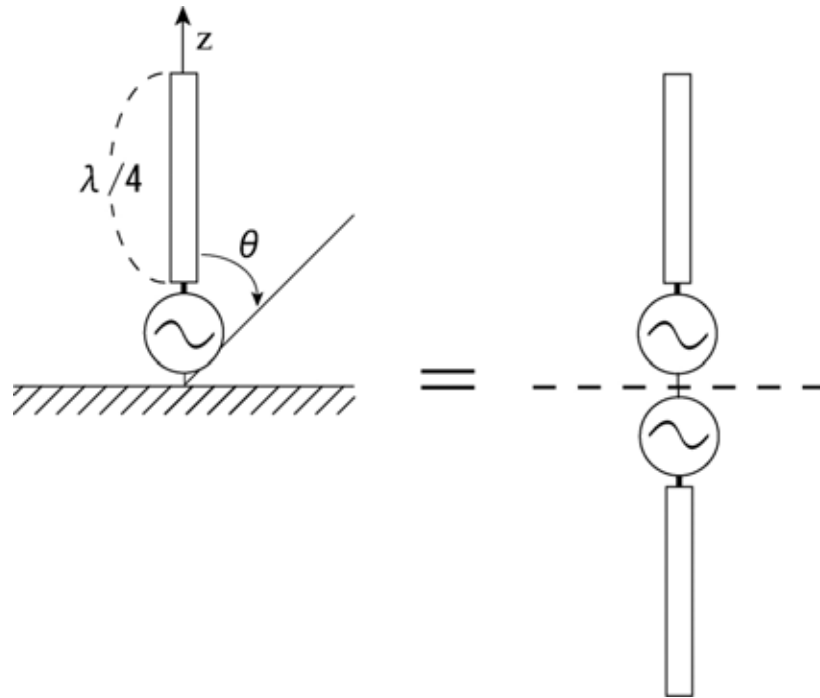
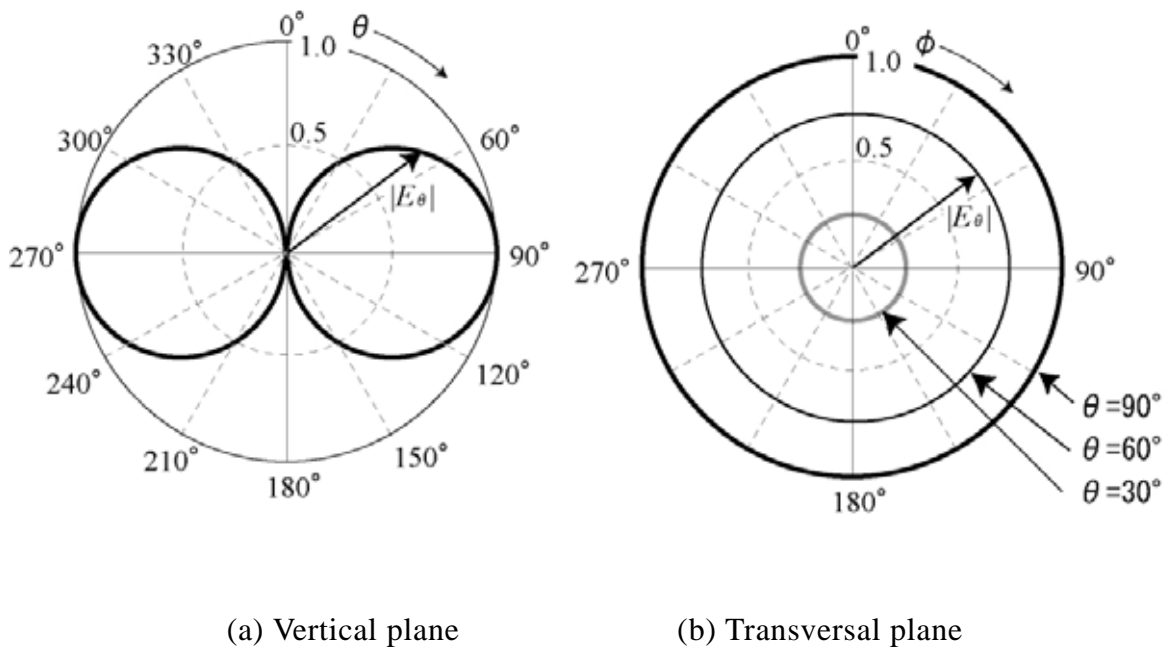


Fig. 4-3 Monopole antenna and Dipole antenna



(a) Vertical plane

(b) Transversal plane

Fig. 4-4 Directional characteristics of dipole antenna

Distribution of Current

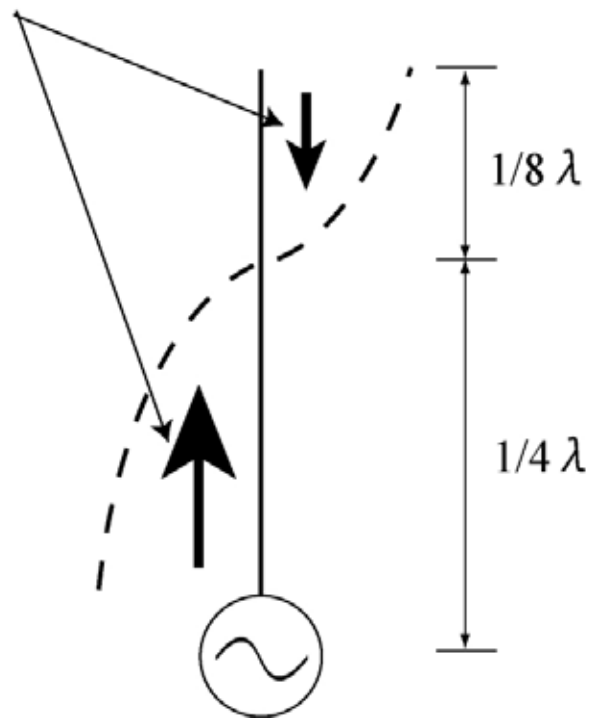


Fig. 4-5 Distribution of current in Monopole antenna ($3/8 \lambda$)

4.3 エネルギーの流れとポインティングベクトル ⁴⁻³⁾

電界，磁界の現象が波動として伝播し，新たな場所にそれらの現象が現れるのは，電界，磁界のエネルギーが伝播することを意味する．次にこのような電磁波のエネルギーの流れについて考える．

いま，式(3.1)，(3.2)のマクスウェルの方程式について，式(3.1)の両辺に \mathbf{H} を，式(3.2)の両辺に \mathbf{E} を乗じて辺々を減ざると

$$\mathbf{H} \cdot \text{rot } \mathbf{E} - \mathbf{E} \cdot \text{rot } \mathbf{H} = - \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) - \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} \quad [\text{W/m}^3] \quad (4.1)$$

$$\left(\text{ここで， } \mathbf{D} = \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \text{， } \mathbf{B} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \right)$$

となる．式の左辺をベクトル解析の公式

$$\text{div}(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = \mathbf{B} \cdot \text{rot } \mathbf{A} - \mathbf{A} \cdot \text{rot } \mathbf{B} \quad (4.2)$$

を用いて整理すると

$$\text{div}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) + \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} = - \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) \quad [\text{W/m}^3] \quad (4.3)$$

となる．また，内部エネルギー U は

$$U = \frac{1}{2} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{B}) \quad [\text{J/m}^3] \quad (4.4)$$

で表されるため，式(4.3)の右辺括弧内には

$$\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \frac{1}{2} \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} \right) \quad [\text{W/m}^3] \quad (4.5)$$

の関係があり，これは電界，磁界のエネルギーの単位時間当たりの変化の割合を示している．これを式(4.3)に代入し，閉空間に対して体積積分すると

$$\int_V \text{div}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) dv + \int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} dv = - \frac{\partial}{\partial t} \int_V \left(\frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \frac{1}{2} \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} \right) dv \quad [\text{W}] \quad (4.6)$$

となり，左辺の第1項をこの体積を包む平面の積分に直すと式(4.6)は

$$\int_S (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{S} + \int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} dv + \frac{\partial}{\partial t} \int_V \left(\frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \frac{1}{2} \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} \right) dv = 0 \quad [\text{W}] \quad (4.7)$$

となる．式(4.7)は閉空間内における単位時間あたりのエネルギー収支が0で

あるというエネルギー保存を表している。

いま、式(4.7)の左辺の第3項を単位時間あたりの電界、磁界のエネルギーの減少と考えると、その一部は第2項の表すジュール熱として消費され、残りの第1項は、単位時間に平面から流出するエネルギーと考えられる。体積内に湧き出しがあると、湧き出しの体積積分は電力が放出される場合に正で、流入する場合に負になる。式(4.7)の左辺の第1項に見られる被積分関数を

$$\mathbf{E} \times \mathbf{H} = \mathbf{S} \quad [\text{W/m}^2] \quad (4.8)$$

と置くと、 \mathbf{S} をポインティングベクトル(Poynting Vector)といい、単位面積を単位時間あたりに通過する電磁波のエネルギーを表している。

4.4 電圧定在波比と反射係数⁴⁻⁴⁾

電圧定在波比(Voltage Standing Wave Ratio)は、高周波の伝送路における進行波と反射波の関係を示す値である。これは、伝送経路に添って電位を測定し、その振幅の極大値と極小値とから求めることができる値であり、一般にはVSWRと呼ばれる。VSWRは1以上の値であり、VSWR=1のとき給電線からアンテナに供給された電力が全て放射され、それ以外の場合には電力の一部が給電線に反射波として分布し有効に放射されなくなる。

伝送線路に流れる電流によってその周囲に磁界が生じ、導線上の電荷によって電界が生じる。これらの電界 \mathbf{E} と磁界 \mathbf{H} はマクスウェルの方程式(3.1)(3.2)を満足する。

電源の各周波数を ω とすると、電界は $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{j\omega t}$ 、磁界は $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{j\omega t}$ で表される。これらを式(3.1),(3.2)に代入すると

$$\text{rot}\mathbf{H} = j\omega\epsilon_0\mathbf{E} \quad (4.9)$$

$$\text{rot}\mathbf{E} = -j\omega\epsilon_0\mathbf{H} \quad (4.10)$$

が導かれる。ここで、電流密度 \mathbf{J} は省略する。

さて、Fig. 4-6に示すような導線に挟まれた空間では、磁界は導線を含む平面に垂直な y 方向成分のみと仮定すると式(4.9)のローテーションは次のように表される。

$$\text{rot}\mathbf{H} = \begin{bmatrix} \mathbf{i}_x & \mathbf{i}_y & \mathbf{i}_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & H_y & 0 \end{bmatrix} = -\frac{\partial H_y}{\partial z} \mathbf{i}_x + \frac{\partial H_y}{\partial x} \mathbf{i}_z \quad (4.11)$$

(ただし, $\mathbf{i}_x, \mathbf{i}_y, \mathbf{i}_z$ は各方向の単位ベクトルを表す.)

さらに, 電界は導線を含む平行な x 方向成分のみを持っているとし, 式 (4.9) に代入すると,

$$-\frac{\partial H_y}{\partial z} \mathbf{i}_x + \frac{\partial H_y}{\partial x} \mathbf{i}_z = j\omega\epsilon_0 E_x \mathbf{i}_x \quad (4.12)$$

が得られる. ここで, 上式の右辺は x 方向成分のみであるため,

$$-\frac{\partial H_y}{\partial z} = j\omega\mu_0 E_x \quad (4.13)$$

が導かれる.

同様にして, 式 (4.10) を計算すると,

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} \mathbf{i}_y - \frac{\partial E_x}{\partial x} \mathbf{i}_z = -j\omega\mu_0 H_y \mathbf{i}_y \quad (4.14)$$

が得られるが, y 方向成分に着目すると,

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -j\omega\mu_0 H_y \quad (4.15)$$

が導かれる.

さて, 式 (4.13), (4.15) から H_y を消去すると,

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = -\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 E_x \quad (4.16)$$

となる. γ を未定定数とし, 上式の解を $E_x = E_{x0} e^{\gamma z}$ と仮定して解くと,

$$\gamma = \pm j\omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \quad (4.17)$$

が得られ, 式 (4.16) の解は

$$E_x = E_{xa} e^{-j\omega\beta z} + E_{xb} e^{j\omega\beta z} \quad (4.18)$$

となる. ただし $\beta = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ で, E_{xa}, E_{xb} は未定定数である.

次に, 伝送線路には電圧と電流も波動として伝わることを示す. 伝送線路は, Fig. 4-6 に示すように xy 平面内にあり, 2 線間の間隔を d とし, z 軸に添って長く伸びているとすると, 線路に沿った任意の点の導線間の電位は

$$V = \int_d E_x dx \quad (4.19)$$

と表される．式(4.18)で表す電界を式(4.19)に代入すると，電位は

$$V = \int_d (E_{xa} e^{-j\beta x} + E_{xb} e^{j\beta x}) dx = \int_d E_{xa} dx \cdot e^{-j\beta x} + \int_d E_{xb} dx \cdot e^{j\beta x} \quad (4.20)$$

から計算される．

上式で， $V_a = \int_d E_{xa} dx$ ，および $V_b = \int_d E_{xb} dx$ と置くと，式(4.20)は

$$V = V_a e^{-j\beta x} + V_b e^{j\beta x} \quad (4.21)$$

となる．ここで，進行波を $\sin(\omega t - \beta x)$ とすると，指数関数 $e^{j\omega t} = \cos \omega t + j \sin \omega t$ を用いれば，進行波は $e^{j(\omega t - \beta x)}$ と表すことができる．同様に反射波は $e^{j(\omega t + \beta x)}$ と表される．これらを考慮すると，式(4.21)は入射波と反射波の電位を示すことが分かる．

ここで，特性インピーダンス Z_0 の伝送線路の電流は式(4.21)より

$$I = \frac{1}{Z_0} \{V_a e^{-j\beta x} - V_b e^{j\beta x}\} \quad (4.22)$$

で与えられる．なお，特性インピーダンス Z_0 は伝送線路の形状によって定まるインピーダンスである．ここで，式(4.21),(4.22)において，進行波には i の，反射波には r の添字を付けて進行波，反射波をそれぞれ表すと

$$V = V_i + V_r \quad (4.23)$$

$$I = I_i + I_r \quad (4.24)$$

となる．

さて，電気回路において電流と電位の積は電力を表すが，伝送線路においても $P_i = V_i I_i$ ， $P_r = V_r I_r$ は各々進行波と反射波の電力を表している．いま，Fig. 4-7に示すように負荷 Z_L が接続された位置を $l=0$ とすると，

$$P_i(0) = V_i(0) I_i(0) = \frac{V_a^2}{Z_0} \quad (4.25)$$

の電力が負荷にかかっているが，

$$P_r(0) = V_r(0) I_r(0) = \frac{V_b^2}{Z_0} \quad (4.26)$$

の電力は電源側に戻されるため，負荷に伝えられた実際の電力は

$$P_L = P_i(0) - P_r(0) = \frac{V_a^2 - V_b^2}{Z_0} = \frac{V_a^2}{Z_0} \left\{ 1 - \left(\frac{V_b}{V_a} \right)^2 \right\} \quad (4.27)$$

である．上式から，負荷に供給される電力は進行波の係数 V_a と反射波の係数 V_b との比の関数として与えられるため，

$$\Gamma = \frac{V_b}{V_a} \quad (4.28)$$

を線路に対する負荷の反射係数と定義する．

その結果，負荷に伝わる電力は式 (4.28) で定義される反射係数を用いて

$$P_L = \frac{V_a^2}{Z_0} (1 - \Gamma^2) \quad (4.29)$$

で表される．反射係数が 1 の場合は，伝送線路に接続したアンテナに電力が供給されず負荷には全く電力が供給されない．反射係数が 0 に近いほど電力が負荷に供給されるが，反射係数が 0 以外では，アンテナから放射される電力が少なくなることを意味している．

さて，Fig. 4-7 に示すように， $l=0$ の位置に接続された負荷 Z_L に流れる電流を I_L ，負荷の電位を $Z_L I_L$ とすれば，式(4.21)(4.22)において $I(0) = \frac{V_a - V_b}{Z_0} = I_L$ ，及び $V(0) = V_a + V_b = Z_L I_L$ が成り立つ．これらを解くと，進行波と反射波の係数 V_a ，および V_b はそれぞれ，

$$V_a = \frac{Z_0 + Z_L}{2} I_L, \quad V_b = \frac{Z_L - Z_0}{2} I_L \quad (4.30)$$

と与えられる．これらを式 (4.28) に代入すると反射係数は

$$\Gamma = |\Gamma| e^{j\phi} = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (4.31)$$

で表される．なお，負荷のインピーダンス Z_L は通常複素数であり反射係数も複素数となるため，上式では反射係数の位相を ϕ と表している．

式 (4.31) から，伝送線路に接続された負荷のインピーダンスと，伝送線路の特性インピーダンスが等しく， $Z_L = Z_0$ のとき，反射係数は 0 となり負荷に供

給される電力は最大となる．このような状態を，負荷と伝送線路が整合（インピーダンスマッチング）の状態にあるという．

式（4.21）の電位を式（4.31）の反射係数を使って表すと，

$$V(z) = V_a (e^{j\beta l} + \Gamma e^{-j\beta l}) = V_a e^{j\beta l} \{1 + |\Gamma| e^{j(\phi - 2\beta l)}\} \quad (4.32)$$

となるが，上式の絶対値を計算すると

$$|V(z)| = |V_a| \sqrt{1 + \Gamma^2 + 2|\Gamma| \cos(\phi - 2\beta l)} \quad (4.33)$$

となる．

式（4.33）より， $\cos(\phi - 2\beta l) = 1$ のときに電位は最大となり

$$|V_{\max}| = |V_a| (1 + |\Gamma|) \quad (4.34)$$

また， $\cos(\phi - 2\beta l) = -1$ のときに，最小になり

$$|V_{\min}| = |V_a| (1 - |\Gamma|) \quad (4.35)$$

となる．上式より求めた伝送線路の電圧の振幅の極大値と極小値の比，

$$\rho = \frac{|V_{\max}|}{|V_{\min}|} = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} \quad (4.36)$$

を電圧定在波比（VSWR）と言う．VSWRは，実際に伝送線路に添って電位を測定し，その振幅の極大値と極小値から求めることができる値である．式(4.28)で定義した線路の反射係数 Γ は，測定によって直接に求めることはできないが，VSWRを測定すれば式（4.36）より

$$|\Gamma| = \frac{\rho - 1}{\rho + 1} \quad (4.37)$$

と算出できることがわかる．

VSWRはアンテナの基本的な性能評価の基準となる．これは，間接的に反射波の値を調べられることによる．アンテナを設計する際に，投入電力の全てが電磁波放射に使用されるアンテナが理想的だと考えられる．しかし，実際にはそのような理想的なアンテナを設計することは不可能であり，反射波が必ず含まれる．反射波があればその分が電力の損失となり，アンテナ性能が落ちることがわかる．したがって，VSWRを調べることはアンテナ設計に要求される重要な項目であると言える．

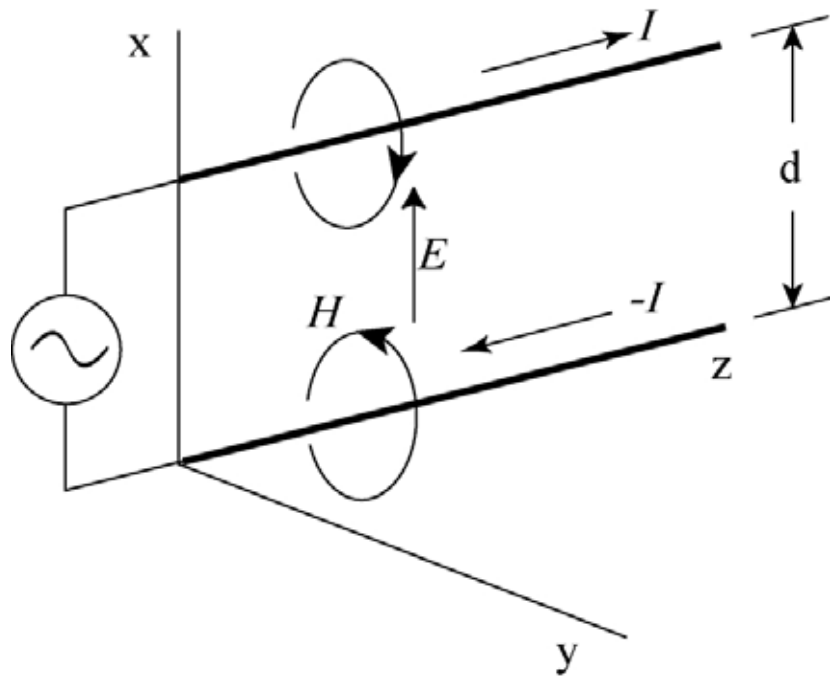


Fig. 4-6 Parallel transmission line of electric and magnetic fields

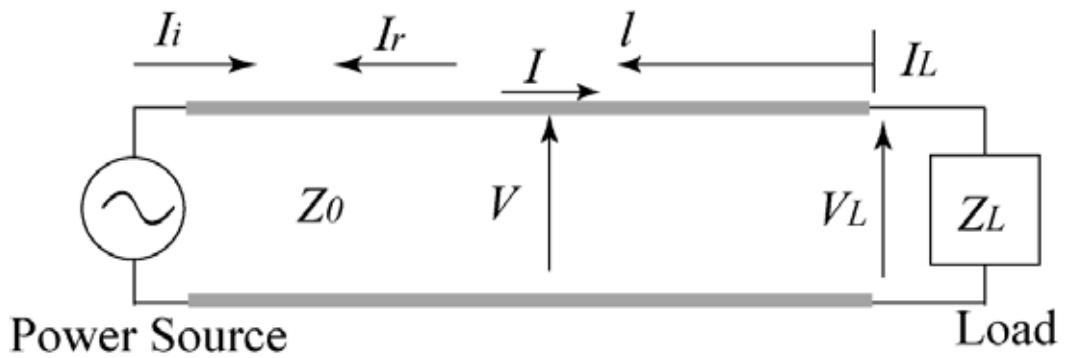


Fig. 4-7 Impedance, current and voltage of transmission line

参考文献

- 4-1) 岡田文明、マイクロ波工学 - 基礎と応用 - 、学献社 (1997)
- 4-2) 稲垣直樹、電気・電子学生のための電磁波工学、丸善株式会社 (1980)
- 4-3) 川村雅恭、電気磁気学 - 基礎と例題 - 、昭晃堂 (2001)
- 4-4) 築地武彦、電波・アンテナ工学入門、総合電子出版社 (2002)

第五章 電磁波伝送効率の計算

5.1 緒言

本章以降では，マルチモノポールアンテナシステムを利用したマイクロ波放電型イオンエンジンの電磁波伝播解析について述べる．現在まで，本システムを用いた推進効率の向上，及びプラズマ生成の均一化に向けた最適な形状が解明されておらず，実験的にそれらを解明することが時間的，コスト的に困難となってきた．そこで，システムの最適な体系の解明に向けて，重要な要素の一つであるアンテナ設計の指針を得るために，システム内のアンテナの各種特性とマイクロ波伝播の依存性を計算する．

本章では，レシーピングアンテナに関する以下の各種条件におけるマイクロ波伝播の依存性を計算した．また，計算の妥当性を示すために，実験値と定性的な比較を行った．

エミッティングアンテナとレシーピングアンテナとの設置距離

レシーピングアンテナの本数

レシーピングアンテナの長さ

インナーアンテナの設置

ループ形アンテナ

なお，本章の計算では FDTD コードのみを用いて電磁波解析を行い，放電室内で生成されるプラズマはマイクロ波を完全に吸収すると仮定して計算を行った．また，レシーピングアンテナにはモノポールアンテナを使用した．

5.2 レシービングアンテナの設置距離と本数による依存性

ここでは、マイクロ波の伝送効率と、エミッティングアンテナとレシービングアンテナの設置距離、及び本数との依存性を調査した。レシービングアンテナを1本設置した場合、及び複数本設置した場合に、エミッティングアンテナからの設置距離を変えて計算を行った。また、計算の妥当性を示すために実験値と比較した。なお、システム内のマイクロ波伝送効率の依存性を示す指針として、VSWR（電圧定在波比）を用いて議論することにする。前章で述べたように、VSWRは値が低いほど反射波が少なく、マイクロ波伝送効率が良いことを意味する。

5.2.1 計算体系

計算体系を Fig. 5-1 に示す。円筒形のディバイダ直径は 85 mm、長さ 35.6 mm、また放電室の直径は 106 mm、長さ 40 mm である。ディバイダと放電室を区切るヨークの厚さは 10.2 mm で、レシービングアンテナ設置のため直径 2 mm の空洞を設けている。ここで、メッシュサイズは X、Y、Z 方向について 1.0 mm とする。これは波長の 1/10 以下という安定条件を満たしている。

図において同軸ケーブル左端で励振されたマイクロ波は、エミッティングアンテナへ伝播しディバイダ内へ放射される。このときマイクロ波の周波数には 2.45GHz を用いる。エミッティングアンテナの長さは、マイクロ波の放射を最適化するために波長（122.4 mm）の 1/4 倍（30.6 mm）^{20,21)}、同軸ケーブルは 1/2 倍（61.2 mm）になるように設計されている。レシービングアンテナの長さも同様に、ディバイダ側及び放電室側ともに波長の 1/4 倍（30.6 mm）にする。また、レシービングアンテナは 1～4 本を Fig. 5-2 に示すように配置する。

境界条件に関して、Fig. 5-1 に示すように同軸ケーブルの左端、及び放電室壁には吸収条件を用いる。同軸ケーブル上の吸収境界条件は、ディバイダ内のマイクロ波の反射波を通過させる役割を果たす。また、放電室壁に吸収条件を用いるのは、放電室内を伝播するマイクロ波が、生成されるプラズマによって吸収されると仮定しているためである。ディバイダやヨーク等その他の境界面は完全導体を仮定しており、完全反射境界条件（PEC）を採用する。

5.2.2 計算条件

計算条件を Table 5-1 に示す．タイムステップは Courant の安定条件を満足するために 1.8×10^{-3} nsec を用いる．計算回数はマイクロ波伝播が定常に達するのに十分な 10,000 回 (18 nsec) とする．また，同軸ケーブルの左端にマイクロ波電力 10 W を与える．

5.2.3 実験概要

本実験では，計算コードの妥当性を示すために，Fig. 5-1 に示す計算体系を模擬したシステムを用いて VSWR の測定を行い，計算結果と定性的な比較を行う．実験では，レシーピングアンテナを 4 本設置した体系 (Fig. 5-2(d)) を用いて，設置距離 r を 5 通り (10, 28, 30, 33, 40mm) 変え，エミッティングアンテナ上の入射波と反射波を測定し，VSWR を算出する．

本実験で用いる実験装置の概略図を，Fig. 5-3 に示す．実験装置は主に真空排気系，マイクロ波伝送系，スラスタ本体から構成される．真空チャンバは SUS 製で，内径 60 cm，長さ 100cm の円筒型である．また，マイクロ波電源の周波数は 2.45GHz である．ここで，マイクロ波伝送系のフローチャートを Fig. 5-4 に示す．マイクロ波は固体発振器で励振された後，アッテネータ (減衰器) を経て，アンプによって増幅される．その後，アイソレータ，方向性結合器を経て，特性インピーダンス 50 の N 型同軸ケーブルへ伝送される．真空チャンバまでの経路は N 型真空用コネクタを使用し，チャンバ内で N 型ケーブルからセミリジッドケーブルへ変換され，SMA コネクタを経てスラスタ部へ導入される．伝送系を逆送する反射波は，ダミーロードによって熱として外部へ放出される．なお，同軸ケーブルとエミッティングアンテナとのインピーダンスマッチング (整合) は，マイクロ波電源と真空チャンバ間の N 型ケーブル長と，真空チャンバからスラスタ部までのセミリジッドケーブル長を変化させて行っている．

本実験では，VSWR を算出するために入射波と反射波の電力を測定する必要がある．そこで，信号を隔離，分離または結合することができる方向性結合器を用いて，Fig. 5-4 に示すように入射波と反射波を独立に測定した．測定した入射波と反射波電力より，VSWR を算出する．なお，投入電力は，パワーモニタにより計測された入射波と反射波の電力差によって検出される．

5.2.4 計算結果

計算結果を Fig. 5-5 に示す．はじめに，レシービングアンテナを 1 本設置した場合について述べる．計算結果より，エミティングアンテナとレシービングアンテナの設置距離 r が 5 mm のとき VSWR が 1.12 (反射係数 0.058) と最も低く伝送効率が良いことが分かる．また r が離れると VSWR が高くなり，伝送効率が悪くなっている．すなわち，設置距離 r が近いほど伝送効率が良いということが分かる．

この理由として，エミティングアンテナから放射されるマイクロ波のエネルギーは，アンテナの特性からアンテナに近いほど高くなる（ただし，遠方においてはアンテナ指向性を考慮する必要がある）．そのため，エミティングアンテナに近いほど，レシービングアンテナは効率良くマイクロ波を受信できるのである．

次に，レシービングアンテナを複数本設置した場合について述べる．計算結果より，本数が 2 本の場合は設置距離 r が 15 mm のとき VSWR が 1.12 (反射係数 0.056) と最も低く伝送効率が良い．本数 3 本の場合は r が 20 mm のとき VSWR が 1.22 (反射係数 0.098)，本数 4 本の場合は r が 25 mm のとき VSWR が 1.29 (反射係数 0.125) と最も伝送効率が良い．また，それぞれの本数において VSWR が最も低い距離を中心にして，その距離より近くても離れても VSWR が高くなり伝送効率が落ちている．すなわち，それぞれの本数において伝送効率が最も良くなる最適値が存在することが分かる．

この理由について，設置距離 r が近すぎる場合は，ディバイダからレシービングアンテナを通して放電室内へマイクロ波を放射する際，他のレシービングアンテナが放射したマイクロ波を受信して，反射波としてディバイダへ戻されるためだと考えられる．また， r が遠い場合については，レシービングアンテナを 1 本設置したときと同様の理由により，エミティングアンテナとの距離が遠くなった結果，伝送効率が落ちたと考えられる．

以上より，レシービングアンテナを 1 本設置する場合はエミティングアンテナと設置距離を近づけることにより伝送効率を上げることができるが，複数本設置する場合は，設置距離を近づければ必ずしも伝送効率が上がるわけでは

なく本数によって最適な距離が存在するため，これらを考慮してアンテナを設置することが必要となる．

また，アンテナ本数に関して，本数が増えれば必ずしも伝送効率が上がるというわけではない．例えば， r が 30 mm のときは本数が増えれば VSWR が低くなり伝送効率が上がっているが， r が 10 mm のときには逆に本数が少ないほうが伝送効率が良くなっている．このことより，配置距離 r によって最適本数があることが分かる．すなわち，レシービングアンテナを設置する距離が決まった場合，伝送効率を上げるために単に本数を増やすのではなく，それぞれの最適本数を考慮して設置する必要がある．

5.2.5 計算結果と実験結果の比較

計算結果と実験結果の比較結果を Fig. 5-6 に示す．実験結果より， $r=25\sim 28\text{mm}$ 付近で VSWR の値が最も低く，その距離を中心にして，近づいても離れても VSWR が落ち，伝送効率が悪くなっていることが分かる．すなわち，計算結果と同様に設置距離に最適値が存在していることが分かる．このことは，計算結果と定性的にほぼ一致しており，計算結果の妥当性が確認されたと言える．なお，測定器の都合により 5 通り（10，28，30，33，40mm）の設置距離以外は測定していないが，計算結果との定性的な比較を行う上で問題ないと考えられる．

Table 5-1 Calculation condition

Time Step	1.8×10^{-3} nsec
Iteration	10,000
Mesh size	X=1.0, Y=1.0, Z=1.0 mm
Microwave Frequency	2.45 GHz
Microwave Power	10 W

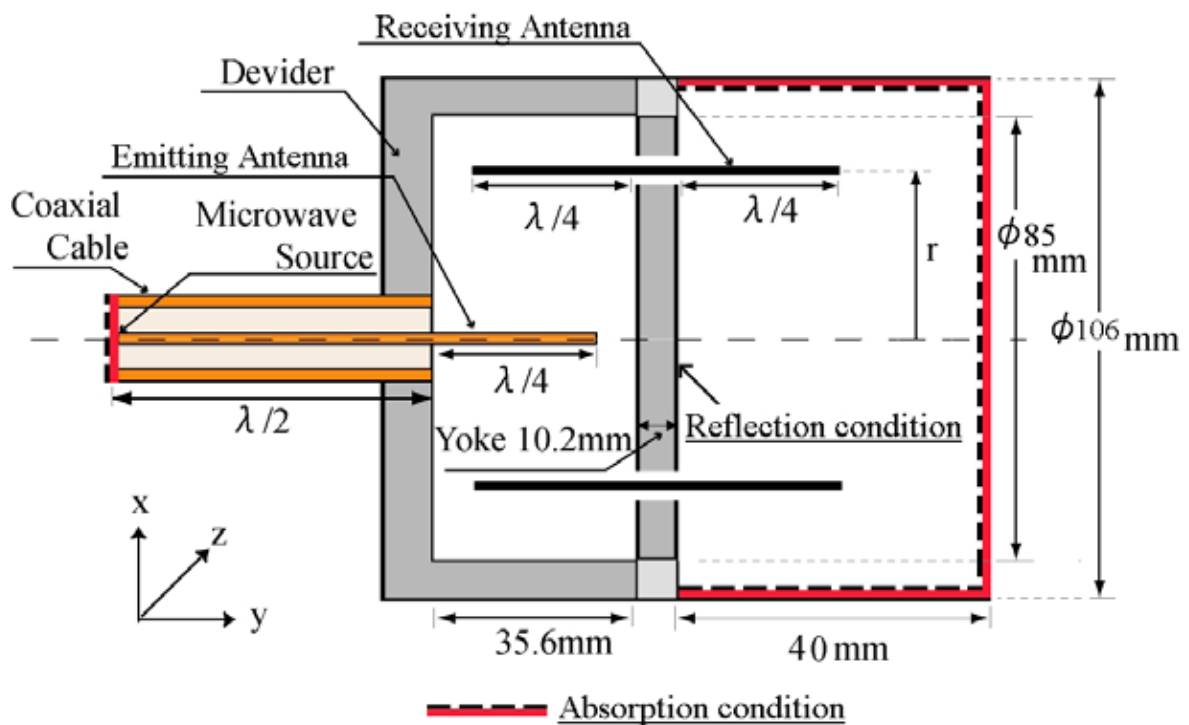


Fig.5-1 Calculation geometry (Side view)

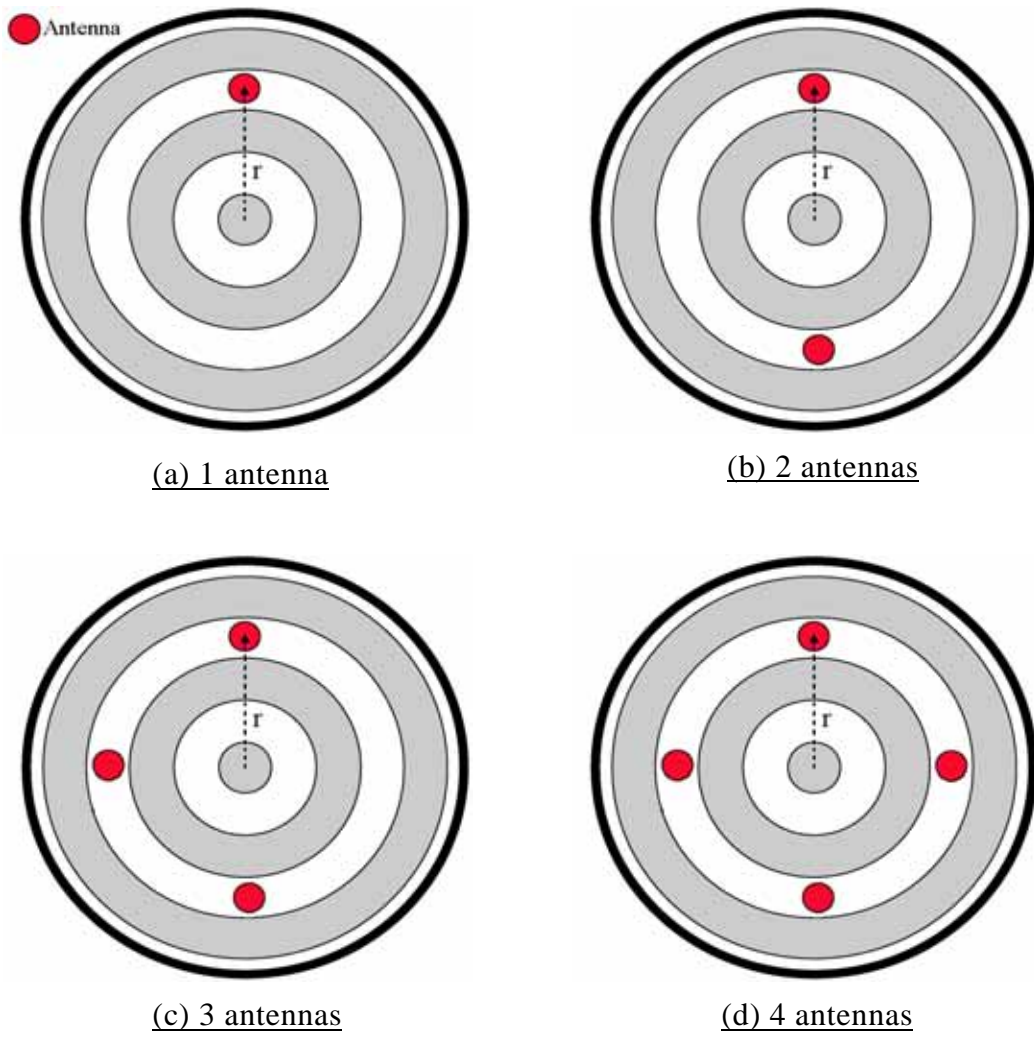


Fig. 5-2 Number of Receiving antennas

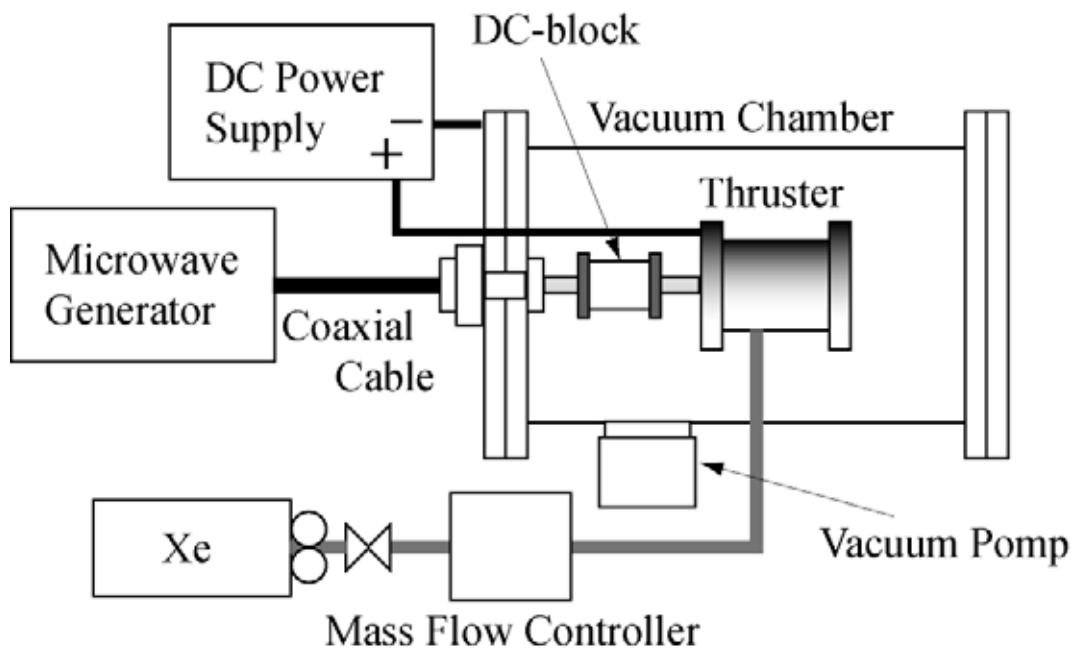


Fig.5-3 Schematic of experimental apparatus

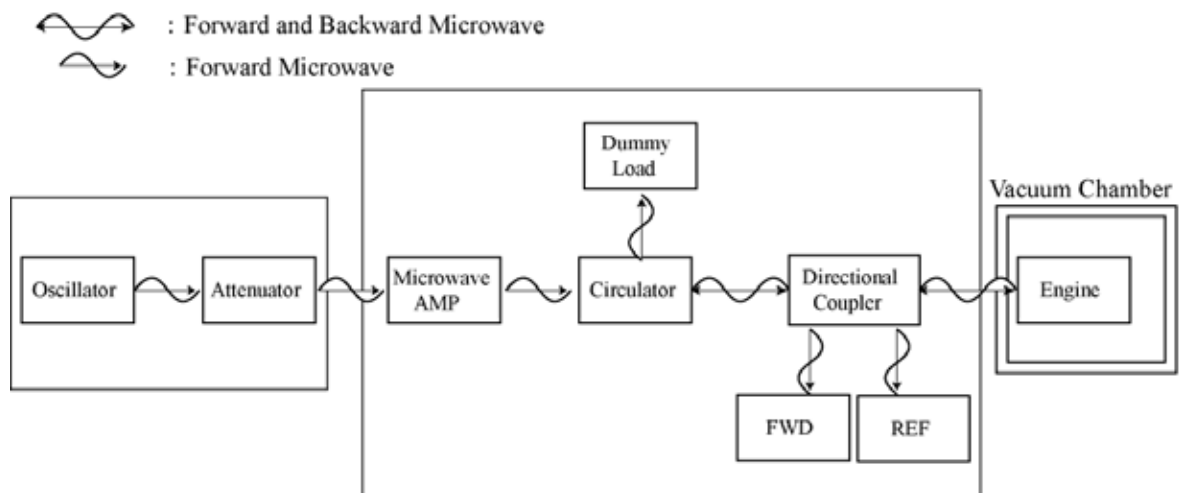


Fig.5-4 Flowchart of microwave transmission

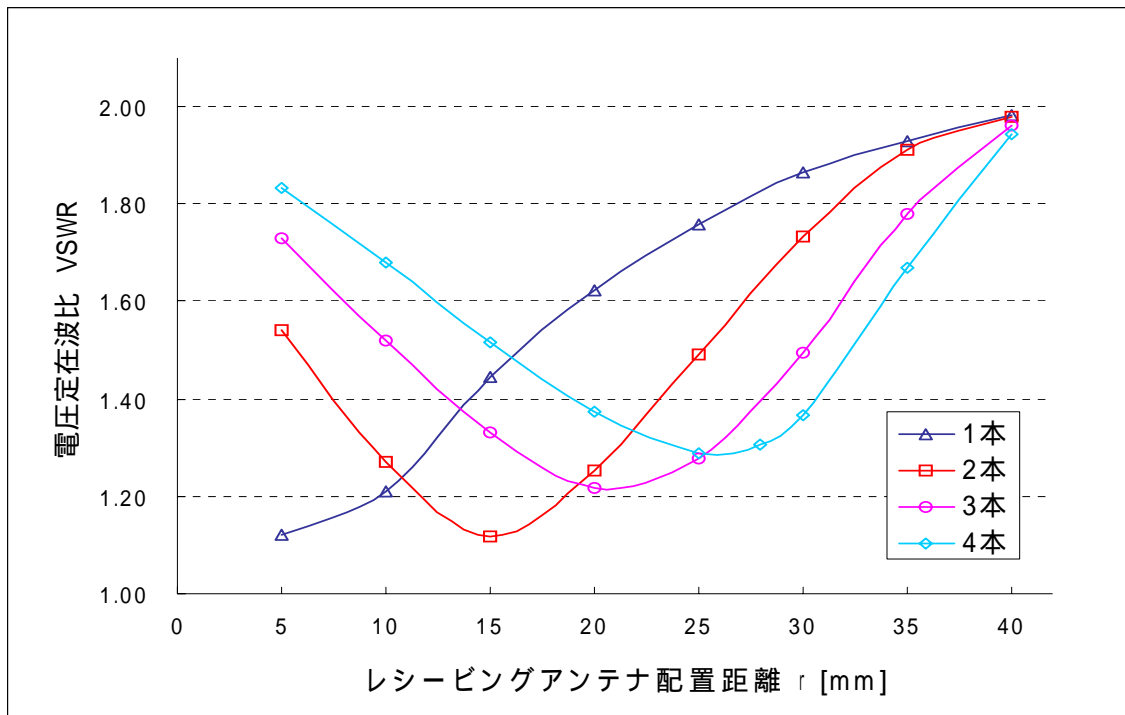


Fig. 5-5 レシーピングアンテナ配置距離とマイクロ波伝送効率の依存性

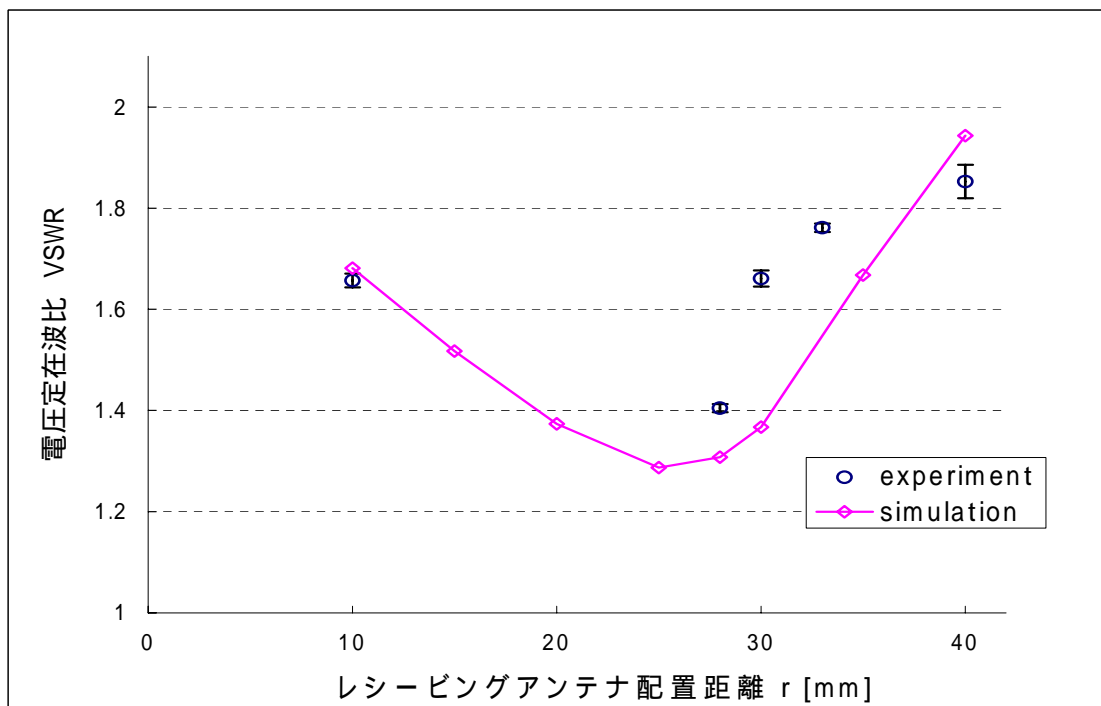


Fig. 5-6 計算結果と実験結果の比較

5.3 レシーピングアンテナの長さによる依存性

ここでは、マイクロ波の伝送効率とレシーピングアンテナの長さとの依存性を調査した。レシーピングアンテナを複数本設置した場合に、アンテナの長さを変えて計算を行った。

5.3.1 計算体系,及び条件

計算体系、及び条件は、ディバイダ側のレシーピングアンテナ長を除いて、5.2の場合と同様である。アンテナを中心から等間隔で2本設置 (Fig. 5-2(b)) し、1本を波長の $1/4$ 倍の長さに固定し、もう片方を $10\text{ mm} \sim \lambda/4$ の間で変化させる。なお、アンテナ設置距離 r は $15,30\text{ mm}$ の2通りとする。

以上の条件において、VSWR、各アンテナのマイクロ波伝送量 ($r=30$ の結果のみ) を計算し、レシーピングアンテナ長と伝送効率の依存性を求める。

5.3.2 計算結果

レシーピングアンテナを2本設置した場合の、VSWRの計算結果を Fig. 5-7 に示す。結果より r が 15 mm においてアンテナ長 $\lambda/4$ が最も VSWR が低いですが、 r が 30 mm のにおいてはアンテナ長が 25 mm の場合が最も VSWR が低く伝送効率が良いことが分かる。すなわち、アンテナ1本の場合と異なり、アンテナ放射・受信特性の良い $\lambda/4$ が必ずしも最適値とは言えないことが分かる。これは、レシーピングアンテナが放電室で放射するマイクロ波を、他方のレシーピングアンテナが放電室側で受信することによる。特に、アンテナ長が $\lambda/4$ の場合には、放射したマイクロ波を効率よく受信しやすいため、反射波としてディバイダ側に戻りやすくなる。今回は、レシーピングアンテナの放射と受信のバランスがとれた長さが 25 mm 、もしくは $\lambda/4$ だったと考えられる。

以上より、レシーピングアンテナを1本設置する場合は、モノポールアンテナの特性により $\lambda/4$ の長さが最も伝送効率が良いが、複数本設置する場合は放電室内でのレシーピングアンテナ同士のマイクロ波の受け渡しがあり、必ずしも $\lambda/4$ の長さが良いとは言えないため、アンテナを複数本設置する場合はこれらを考慮した上でアンテナ設計を行う必要がある。

それでは、 r が 30mm における各アンテナのマイクロ波伝送量の計算結果を Fig. 5-8 に示す。結果より、アンテナ長を変えることにより各アンテナの伝送量が増えていることが分かる。このケースにおける最適な長さ 25 mm を中心にアンテナ長を変えた場合、長さを変えた方のアンテナの伝送量が減り、他方のアンテナの伝送量が増えている。また、ディバイダから放電室に伝わるマイクロ波伝送量の合計は低下していることが分かる。これらは、前に述べたようにアンテナ長を変えることにより、受信効率が悪くなりマイクロ波伝送が減ったこと、及びシステム全体のマイクロ波伝送効率が低下したためだと考えられる。

以上より、レシーピングアンテナを複数本設置した場合、アンテナ長を変えることにより各アンテナのマイクロ波伝送量比が変わり、システム全体の伝送効率が低下するため、アンテナを複数本設置する場合はこれらを考慮した上でアンテナ設計を行う必要がある。

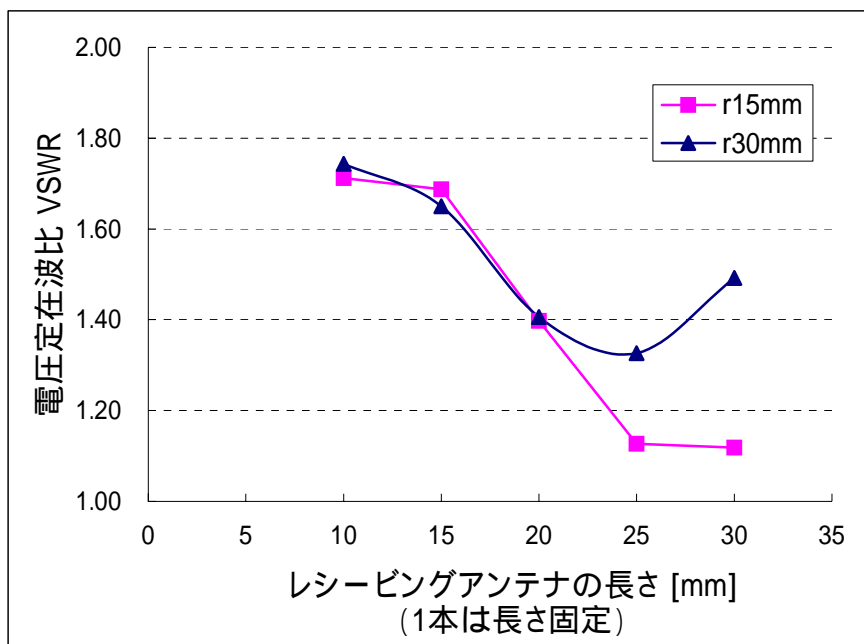


Fig. 5-7 レーシングアンテナ長とマイクロ波伝送効率の依存性

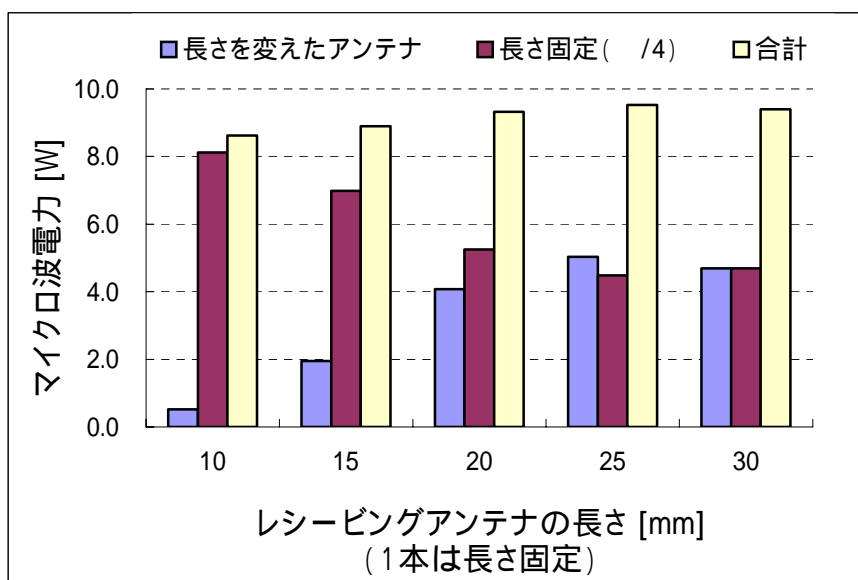


Fig. 5-8 レーシングアンテナ長と各アンテナのマイクロ波伝送量の依存性

5.4 インナーアンテナの設置

ここでは、マイクロ波の伝送効率とインナーアンテナの設置との依存性を調査した。アウターアンテナと設置距離の異なるアンテナを設置することで、マイクロ波伝送効率(VSWR)、及び各アンテナのマイクロ波伝送量がどのように変化するかを計算で求め、インナーアンテナ設置の有効性を議論する。

5.4.1 計算体系

計算体系を Fig. 5-9 に示す。図において、(a) アウター2本、(b) アウター3本、(c) インナー1本、(d) インナー1本 - アウター2本の3通りのアンテナ配置において計算する。インナーアンテナの設置距離は $r_1=15\text{mm}$ 、アウターアンテナは $r_2=30\text{mm}$ とする。その他の条件に関しては、5.2 節と同様とする。

5.4.2 計算結果

VSWR の計算結果を Table 5-2 に、ケース (d) における各アンテナのマイクロ波伝送量の結果を Fig. 5-10 に示す。ケース (a) の VSWR の結果は 1.73、ケース (b) では 1.50、ケース (c) では 1.45、ケース (d) では 1.10 となる。

今回のアンテナ設置場所において、ケース (d) とケース (a)、(b) を比較すると、インナーアンテナを設置することで VSWR が低くなり、伝送効率が良くなっていることが分かる。また、ケース (c) とケース (d) の比較結果より、インナーアンテナとアウターアンテナを組み合わせることにより、伝送効率が良くなることが分かる。

これらの理由として、5.2 節の結果からも分かるようにインナーアンテナがエミティングアンテナに近いことで受信効率が良いためだと言える。また、インナーとアウターアンテナを組み合わせることにより、インナーアンテナが受信しなかったマイクロ波を、効率よくアウターアンテナが受信したことにより伝送効率が向上したと考えられる。

次に Fig. 5-10 の結果より、インナーアンテナを設置した場合、インナーアンテナにマイクロ波の伝送が集中し、2本のアウターアンテナの合計と比べてもインナーアンテナの伝送量が多いことが分かる。これは、前に述べたようにイ

ンナーアンテナの受信効率がアウターアンテナに比べ高いためである。

以上より、インナーアンテナの設置はマイクロ波伝送効率向上に有効であると言える。しかし、その一方でインナーアンテナにマイクロ波伝送が集中し、インナーとアウターアンテナの伝送量の不均一が起きることに注意しなければならない。なお、今回のアンテナ配置は 5.2 節の結果を踏まえた上で、効率のよいアンテナ配置の組み合わせを設計している。実際には 5.2 節の結果が示すように、インナーアンテナとアウターアンテナの距離、アンテナ本数など考慮した上でインナーアンテナの設置を行う必要があり、適当にインナーアンテナを設置すれば必ず伝送効率が向上するというわけではない。

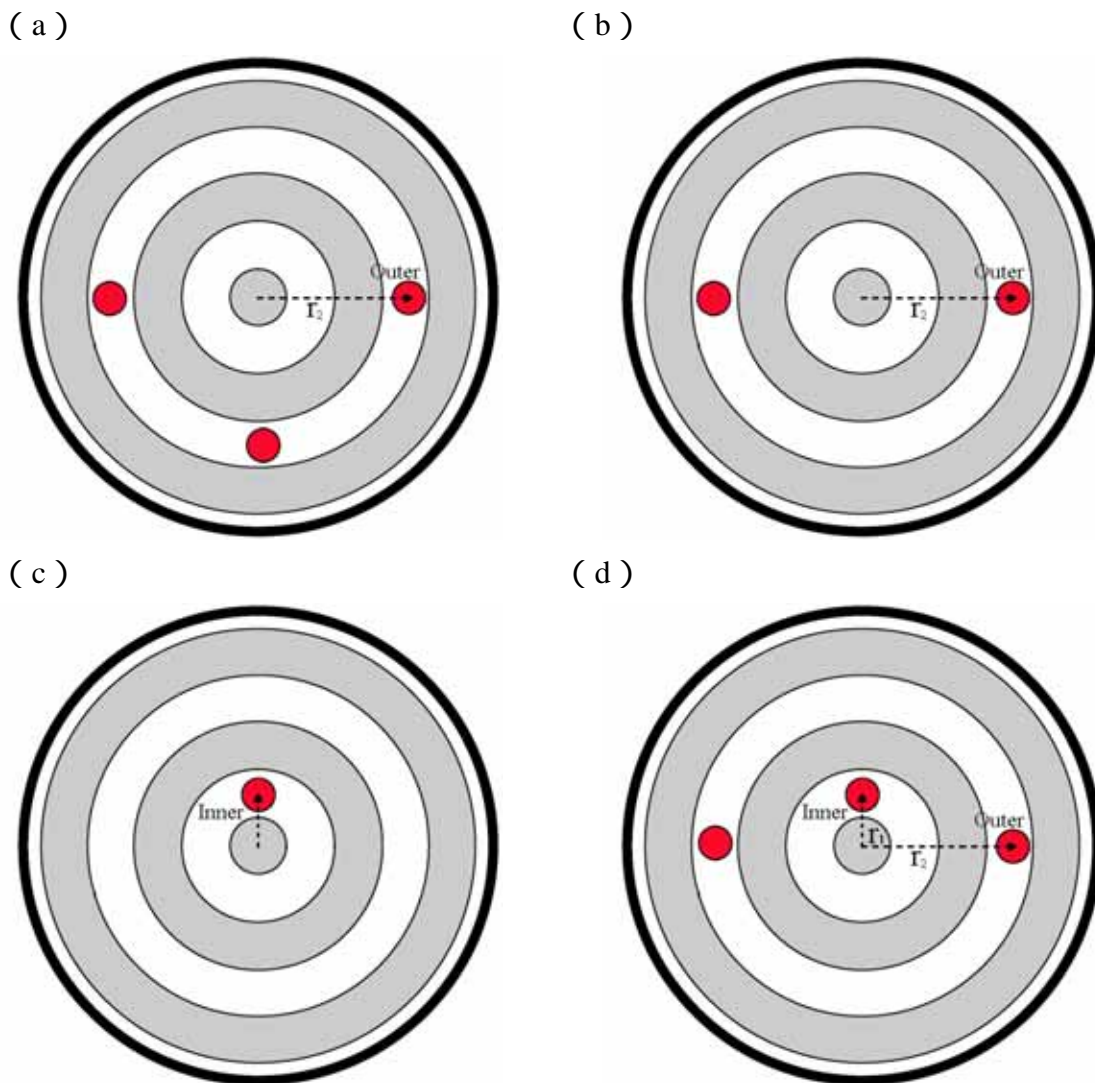


Fig. 5-9 Calculation geometry

Table 5-2 各ケースにおける VSWR の計算結果

ケース	インナーアンテナ	アウターアンテナ	VSWR
a	無し	2本	1.73
b		3本	1.50
c	1本	無し	1.45
d	1本	2本	1.16

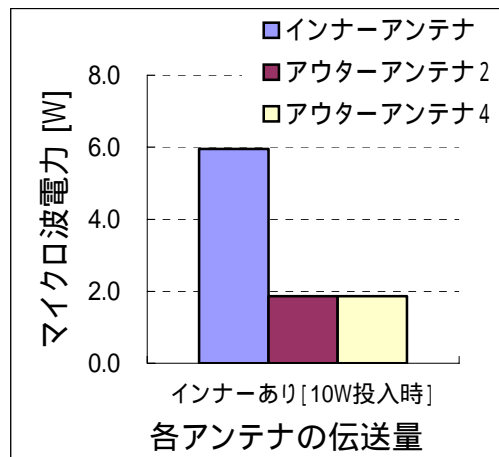


Fig. 5-10 各アンテナのマイクロ波伝送量の比較
(ケース(c)において)

5.5 ループ形アンテナ

ここでは、マイクロ波の伝送効率とループ形アンテナ設置との依存性を調査した。レシーピングアンテナに本研究室で用いられているループ形アンテナ⁵⁻¹⁾を用いた場合に、モノポールアンテナにおけるマイクロ波伝送効率との比較、及び ECR 層における電界強度の比較を行い、ループ形アンテナの有効性を議論する。

5.5.1 計算体系

Fig. 5-11 に計算体系を示す。ループ形アンテナの全長（ヨークからの高さ + 周方向の長さ）は波長 λ の 1/4 倍の長さとする。本研究室の実験体系より ECR 層がヨークから 10 mm の位置にあるとする。この場合、ループ形アンテナを ECR 層に直接投入するために、ヨークからの高さを 10 mm、周方向の長さ 20 mm（全長 $\lambda/4$ - 高さ 10 mm）とする。なお、アンテナ設置位置 r は 30mm とする。

5.5.2 計算結果

Fig. 5-12 に、ループ形アンテナとモノポールアンテナのマイクロ波伝送効率の比較結果を示す。結果より、ループ形アンテナの方がモノポールアンテナより VSWR が高く、伝送効率が悪いことが分かる。

また、Fig. 5-13 に、各アンテナにおける ECR 層での電界強度の結果を示す。結果より、ループ形アンテナの近傍で強い電界強度が存在することが分かる。これは、アンテナ特性により、アンテナ近傍では静電的な電界の影響によって強い電界が存在するためである。

以上のことより、ループ形アンテナではシステム全体のマイクロ波伝送効率は落ちるが、ECR 層に直接アンテナを設置することで、投入電力を効率よく ECR 層に伝えることができることが分かった。すなわち、プラズマ生成を効率よく行うにあたり、ループ形アンテナを使用することは有効であると言える。

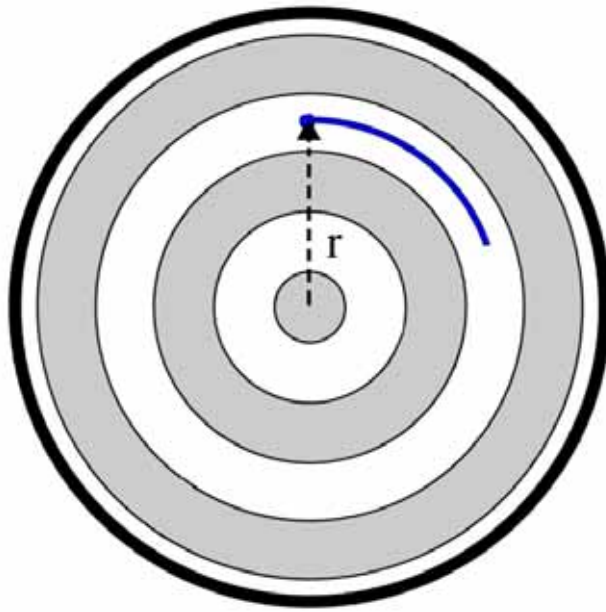


Fig. 5-11 Calculation geometry for loop antenna (Cross-section)

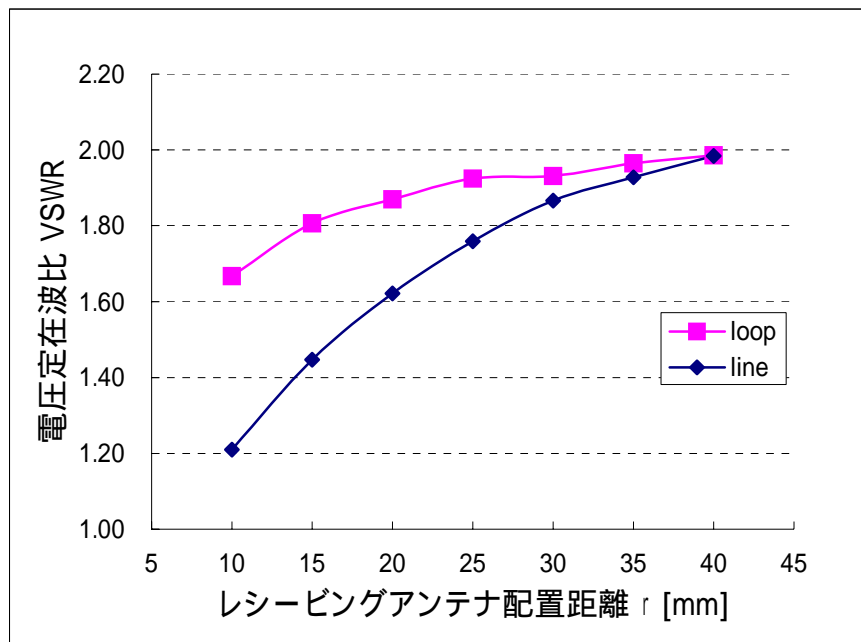
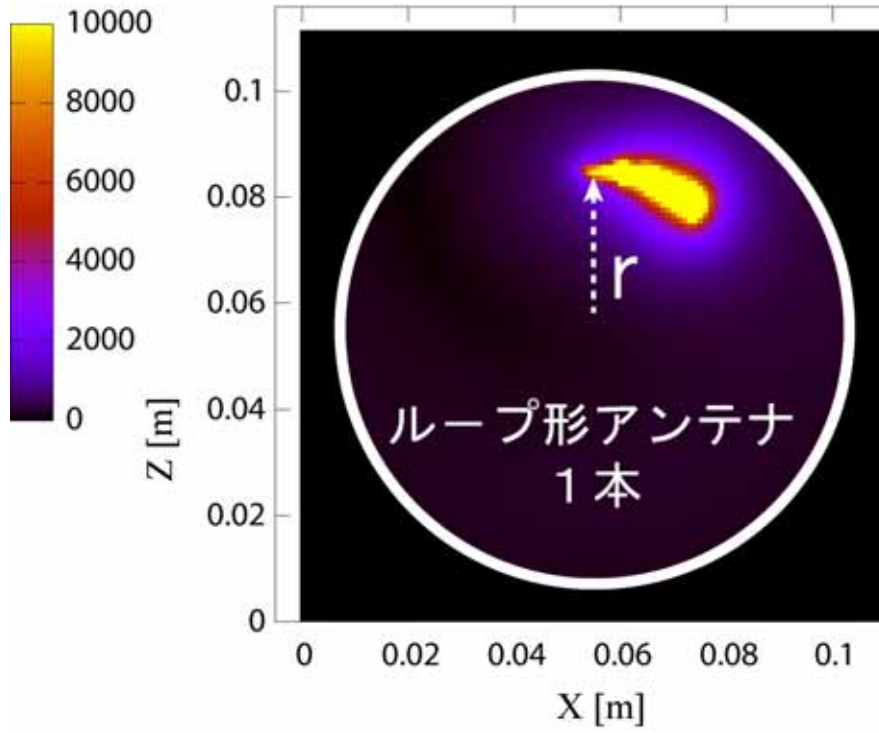


Fig. 5-12 ループ形アンテナとモノポールアンテナによる
マイクロ波伝播効率の比較

(a)



(b)

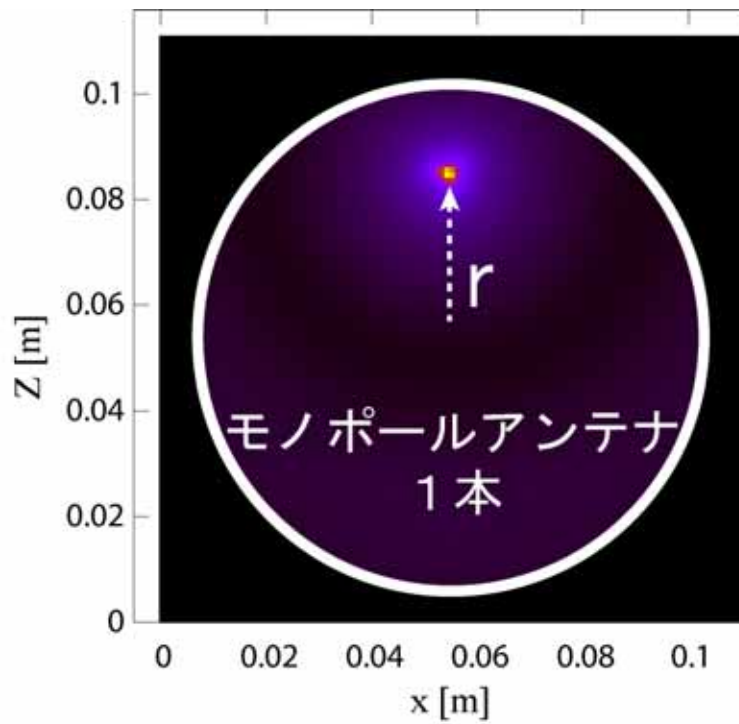


Fig. 5-13 ECR 層における電界強度
(a)ループアンテナ, (b)モノポールアンテナ

5.6 結論

レシービングアンテナに関して様々な条件におけるマイクロ波伝送効率等の解析結果より、以下のことが分かった。

1) エミッティングアンテナとの距離

1本だと近いほど伝送効率が良いが、複数本だと最適距離が存在する。

2) 本数

設置距離によって最適本数があり、アンテナ本数を増やせばマイクロ波伝送効率が上がるとは限らない。

3) 長さ

1本の場合は $\lambda/4$ が最もマイクロ波伝送効率が良いが、複数本設置する場合は必ずしも $\lambda/4$ が良いとは限らない。また、アンテナ長を短くすると伝送効率が低下する。

複数本設置する場合、アンテナ長を変えることにより各アンテナのマイクロ波伝送量が変化する。また、アンテナ長を短くするとマイクロ波伝送効率が低下する。

4) インナーアンテナの設置

インナーアンテナを設置することで、マイクロ波伝送効率の向上が期待できるが、インナーアンテナにマイクロ波伝送が集中する。

5) ループ形アンテナ

モノポールアンテナに比べ伝送効率が悪いが、ECR層に直接設置することで効率よく電力を投入することが可能であるため、ループ形アンテナを使用することは有効である。

参考文献

5-1)宮本尚使,“マイクロ波放電型イオンスラストの性能向上に関する実験的研究”(2005年度博士論文),九州大学

第六章 プラズマ生成均一化に向けた提案

6.1 緒言

本章では、マルチモノポールアンテナシステムの達成目標の一つである「プラズマ生成均一化」に向けて、前章の各種アンテナ特性の結果を元に、マイクロ波伝送の観点からアンテナ設計方法を提案する。

新屋敷⁶⁻¹⁾の結果より、レシービングアンテナにインナーアンテナとアウトアンテナを設置した場合、インナー側の磁気トラックでプラズマ生成が高いことが確認されている。この原因の一つに、前章の結果で示されたように、マイクロ波伝送量がアウトアンテナに比べインナーアンテナの方が多いたことが挙げられる。また、磁気トラック面積がインナー側の方が狭いたことが挙げられる。これは、プラズマ生成領域がアウトアンテナ側に比べ少ないため、単位生成量あたりの投入電力が大きくなり、結果として電子温度が上昇しプラズマ生成に差ができた。

そこで、プラズマ生成均一化に向けたアンテナ設計の指針として、レシービングアンテナによるマイクロ波伝送量と、磁気トラック面積との関係に着目することにする。すなわち、磁気トラック面積比とマイクロ波伝送量比を同程度にすれば、それぞれの磁気トラックにおけるプラズマ生成は均一化できると考えられる。そこで、マイクロ波伝送量比と磁気トラック面積比を同程度にするために、以下の2方式を提案する。

- 1) レシービングアンテナの長さを変えることで、磁気トラック面積比に合わせてマイクロ波の伝送量を調節する。
- 2) マイクロ波伝送量比に合わせて、磁気トラック面積比を調節する。

以下では方式1に関して取上げる。本方式に関して、システムのマイクロ波伝送効率、及び各アンテナの伝送量を計算で求め、本方式の実現性を議論する。また、実験値との定性的な比較を行い、その妥当性を示すこととする。

6.2 アンテナ長によるマイクロ波伝送量調節方式

6.2.1 本方式の概要

本方式では、磁気トラック面積比に応じたマイクロ波伝送を行うために、レーシングアンテナの長さを変えることでマイクロ波伝送量を調節する。前章の結果より、アンテナの長さを変えるとマイクロ波伝送効率が変わること、及びアンテナを2本設置した場合、それぞれのアンテナ長による伝送効率に応じたマイクロ波が伝送されることが確認された。また、インナーアンテナにはアウターアンテナに比べ、マイクロ波伝送量が多いことも確認された。

そこで、インナーアンテナの伝送量を減らし、その分アウターアンテナに伝送量を増やすことで、磁気トラック面積比に応じたマイクロ波伝送を行うことができると考えられる。前章の結果より、アンテナは長さを短くすると伝送効率が落ちるため、インナーアンテナの長さを変えて伝送量を調節することにする。アウターアンテナに関しては効率よくマイクロ波を伝送させるために、波長の $1/4$ 倍の長さに固定することにする。

次節以降では、実際にインナーアンテナの長さ変えた上で、各アンテナのマイクロ波の伝送量、及びシステム全体の伝送効率を計算し、以下の事項を確認する。

- 1) インナーアンテナとアウターアンテナのマイクロ波伝送量の変化。
- 2) 磁気トラック面積比に応じたマイクロ波が、インナー、アウターアンテナにそれぞれ伝送されること。
- 3) システム全体のマイクロ波伝送効率を求め、本方式の有効性。

また、実際に実験によってインナーアンテナを変えた上でプラズマ生成の分布を測定し、計算の妥当性を確認することにする。

6.2.2 計算体系と条件

Fig. 6-1 , Table 6-1 に計算体系 , 及び条件を示す . インナーアンテナ設置位置 r_1 は 15mm , アウターアンテナ設置位置 r_2 は 27.5mm とする . これらは , 実際
に実験で用いられるヨークを考慮した上で体系の設計を行った . また使用する
アンテナはモノポールアンテナとし , インナーアンテナを 1 本 , アウターアン
テナ 3 本を , 図に示す配置位置に設置する . アンテナ長に関して , インナーア
ンテナはディバイダ側で 10 ~ 30mm の間で変化させ , アウターアンテナは $\lambda/4$
(約 30mm) で固定とする . (放電室側のインナーアンテナ長は $\lambda/4$ に固定)

ここで , 磁気トラック面積比は

$$\text{インナー : アウター} = r_1^2 : (r_2^2 - r_1^2) \quad \underline{1 : 2.4} \quad \text{である .}$$

以上の条件において , ディバイダ側のインナーアンテナの長さによる , マイ
クrowave伝送効率 (VSWR を計算) , 及び各アンテナの伝送量の依存性を計算で
求める .

Table 6-1 Calculation condition

Time Step	1.8×10^{-3} nsec
Iteration	10,000
Mesh size	X=1.0, Y=1.0, Z=1.0 mm
Microwave Frequency	2.45 GHz
Microwave Power	10 W

6.2.3 計算結果

Fig. 6-2 に各アンテナのマイクロ波伝送量の比較結果を、Fig. 6-3 に VSWR の計算結果を示す。Fig. 6-2 より、ディバイダ側のインナーアンテナの長さを変えることにより、各アンテナの伝送量が変化していることが分かる。この計算では、Fig. 6-3 よりインナーアンテナの長さが 25mm のときが最も VSWR が低く伝送効率が良い、このアンテナ長より短くなるとインナー側よりアウター側の伝送量比が増えている。アンテナ長が 10 mm に至っては、インナーアンテナのマイクロ波伝送電力の値がマイナスの値となり、平均的に放電室からディバイダへ反射波のみを伝播していることになる。また、今回の結果では、インナーアンテナ長 14~15mm において伝送量比が約 2.4 倍となり、磁気トラック面積比と同じにするという条件をほぼ満たしていることが分かる。

このようにインナーアンテナ長を変えることによりマイクロ波伝送量比が変わる理由は、前章の結果から分かるようにインナーアンテナの長さが短くなることでインナー側の受信効率が悪くなり、マイクロ波伝送量が減ったためと考えられる。しかし、Fig. 6-3 の結果が示すように、インナーアンテナの長さを変えることでシステム全体のマイクロ波伝送効率が悪くなり(VSWRが高くなる)、その結果 Fig. 6-2 が示すように、放電室へ伝送されるマイクロ波伝送量の合計が少なくなっている。(今回の計算において、伝送効率に関するインナーアンテナ長の最適値 25mm の VSWR は 1.15 (反射係数 0.070) に対して、アンテナ長 15 mm における VSWR は 1.63(反射係数 0.238)となり、反射係数の差は 0.168) すなわち、インナーアンテナの長さを変えて伝送量比を調節する場合、システム全体のマイクロ波伝送効率が落ちるという欠点があることが分かる。

実際にシステムを構築する場合、システムの性能に対してマイクロ波伝送効率の低下が許容範囲か考慮した上で、アンテナ設計を行う必要がある。

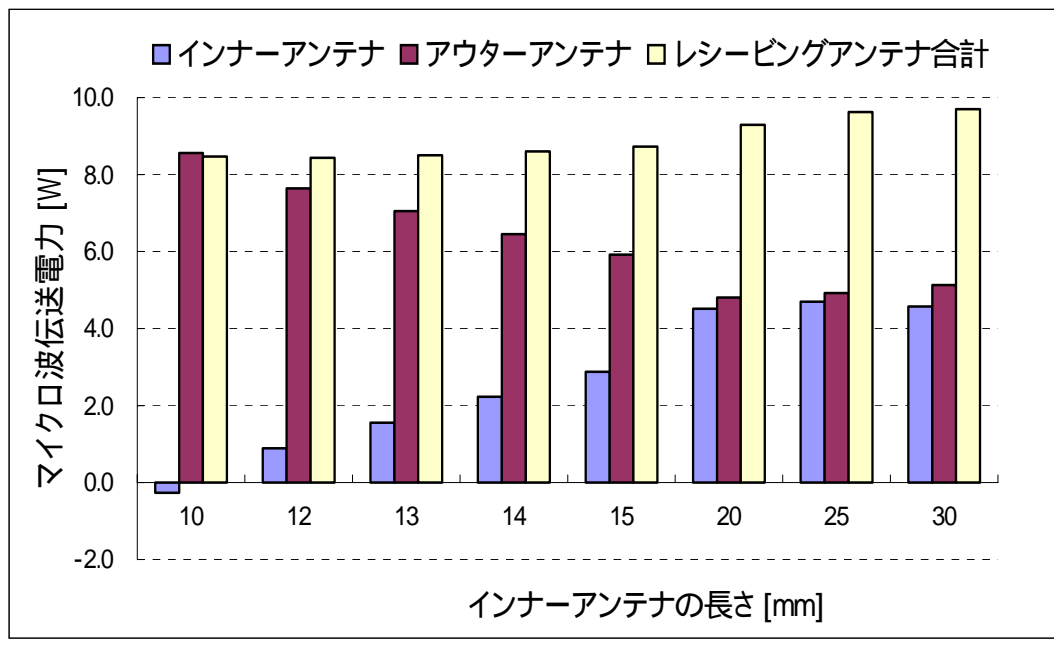


Fig. 6-2 インナーアンテナ長による
各アンテナのマイクロ波伝送量の依存性

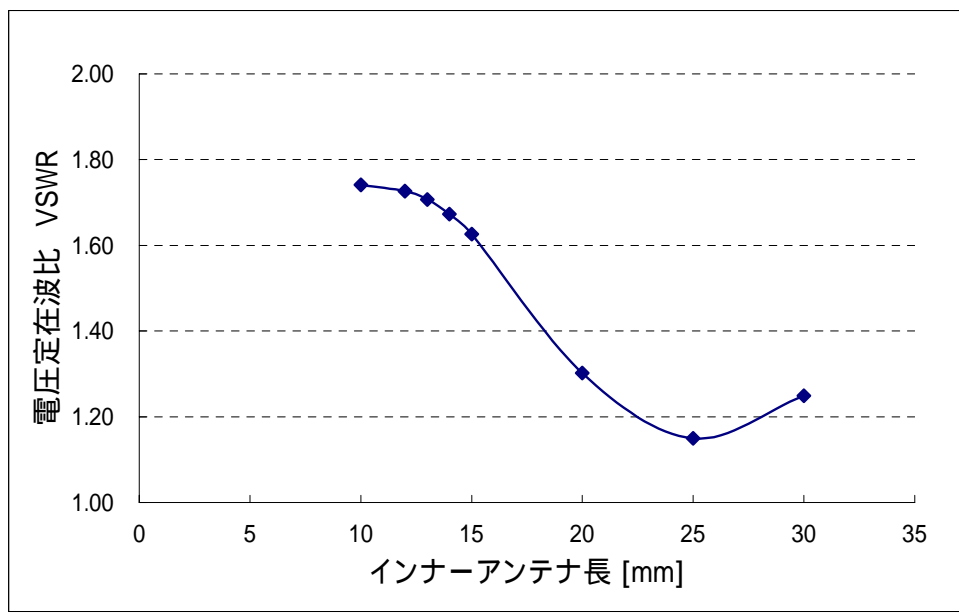


Fig. 6-3 インナーアンテナ長によるマイクロ波伝播効率の依存性

6.2.5 実験方法

Fig. 6.1 の計算体系を模擬して、実験装置を製作した。マイクロ波伝送系の実験装置の概要は 5.2.3 節と同様とする。計算体系と同様にディバイダ側のインナーアンテナの長さを 10 mm ~ $\lambda/4$ (約 30 mm) の間を 5 mm 間隔で変えて、プラズマ生成領域の依存性を調査する。

プラズマ生成分布の測定方法として、Fig. 6-1 (b) に示すプローブ測定経路に沿ってイオンビームプロファイル(イオンビーム電流の測定)を行う。また、放電室グリッド側から撮影したプラズマ発光の写真による比較も行う。なお、使用する推進剤は Xe (キセノン) を使用し、投入電力や推進剤流量を変えながら測定を行う。

6.2.5 実験結果

ディバイダ側のインナーアンテナ長が 10 mm、及び $\lambda/4$ (約 30 mm) におけるプラズマ発光写真の結果を Fig. 6-4 に、イオンビームプロファイルの結果を Fig. 6-5 に示す。プラズマ発光写真の結果より、インナーアンテナの長さが 10 mm の場合にはアウター側が強く発光し、アンテナ長 30 mm ではインナー側が強く発光している。このことより、インナーアンテナ長を変えることにより、プラズマ生成領域の分布を変化させることができること確認した。次に、イオンビームプロファイルの結果より、インナーアンテナ長 $\lambda/4$ (約 30 mm) の場合に比べ、10 mm の方がビーム電流が平坦であることが分かる。また、ピーク電流値がアンテナ長 10 mm の方が低いことが分かる。

以上の結果より、計算結果のインナーアンテナ長によるマイクロ波伝送効率、及び各アンテナの伝送量比の依存性の結果と傾向が一致し、マイクロ波伝送量比を変えることでプラズマ生成の均一化を目指すことが実現可能であることが分かった。ただし、プラズマ発光写真の結果と比べると、アンテナ長 10 mm においてアウター側よりインナー側にビーム電流のピークが現れている。この理由として、放電室長が 40 mm と長いため、プラズマが生成されてグリッドで加速されるまでの間の拡散の影響が大きいこと、及び壁面損失による影響によって中央部分にピークが現れたものと考えられる。実際にアンテナ設計を行う上で、放電室長による影響も考慮する必要があることが分かる。

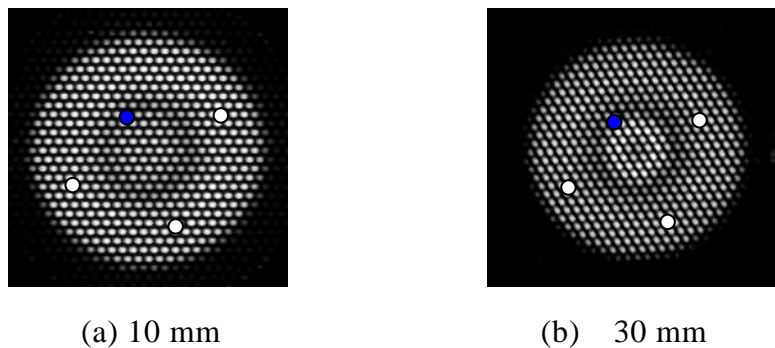


Fig. 6-4 インナーアンテナ長によるプラズマ発光の比較
(投入電力 12 W)

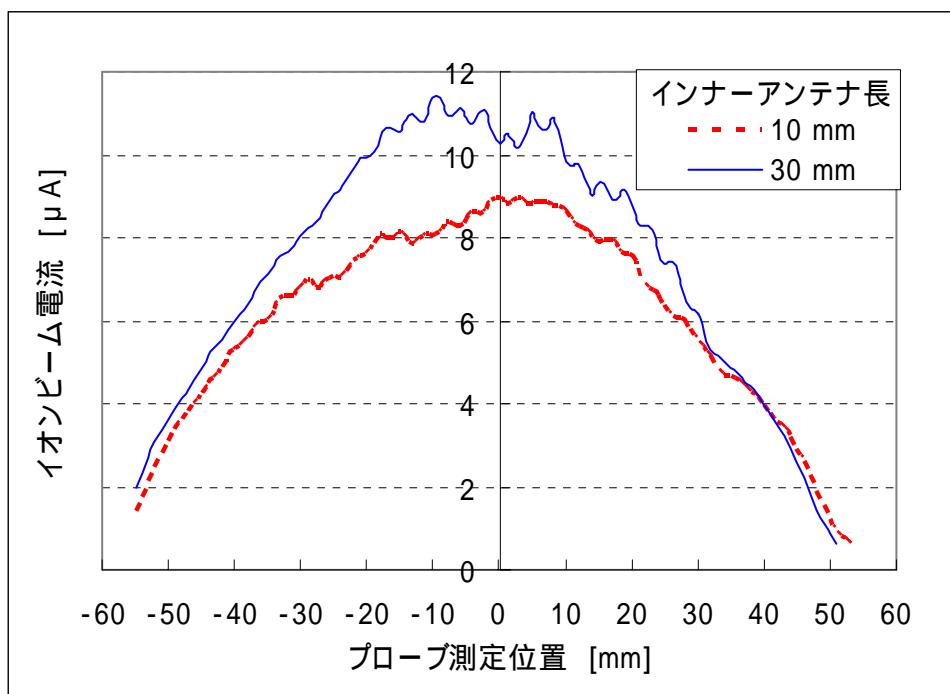


Fig. 6-5 イオンビームプロファイルの測定結果

6.3 モノポールアンテナとループ形アンテナ

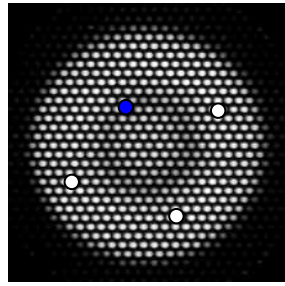
前節で行った実験ではモノポールアンテナを使用した。実験の中で、イオンビームプロファイル測定と同時に、引き出し電流の測定を行った。低電力投入時には、32W で引き出し電流 44 mA であったが、ある閾値を越えると Fig. 6-6 に示すようにモードが遷移し、48W 時に 106 mA、52W 112 mA、56W 116 mA を記録し、マルチモノポールアンテナシステムを用いた過去最高記録（ループ形アンテナを用いた場合に 32W 105mA、40 W 109 mA⁶⁻²⁾）を更新した。

この現象を説明する仮説の一つとして、これはアンテナの役割が異なるためと考えられる。すなわち、Fig.6-7 において、ループ形アンテナでは電極として静電的に電力を ECR 層に投入するのに対し、モノポールアンテナでは、アンテナからのマイクロ波電力の伝播によって ECR 層に電力を投入している。

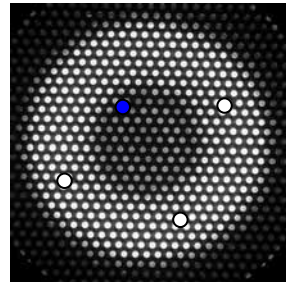
前章の結果から分かるように、ループ形アンテナでは、アンテナ近傍で強電界が形成されるため低電力でも ECR 層に効率よく電力を投入することができる。しかしながら、投入電力が高くなるとアンテナ近傍の電子温度が非常に高くなるが、三好らの実験⁶⁻³⁾により、電子温度の上昇がプラズマ生成に必ずしも結びつかないことが示されている。一方、モノポールアンテナでは、低電力投入時においてアンテナからのマイクロ波伝播が少ないため電流値は低いが、投入電力が高くなるとマイクロ波電力の伝播が増加し ECR 層への電力の投入が増えることにより電流値が上昇したと考えられる。

また、別の仮説として、低電力投入時では、ECR 層において ECR 加熱で電子がエネルギーを得ているが、高電力時には ECR 加熱だけではなく、アンテナ近傍において、プラズマ共鳴によってエネルギーを得るようになるため、電流値が上昇すると考えられる。

これらの仮説の妥当性の検証に関しては、今後の課題の一つである。



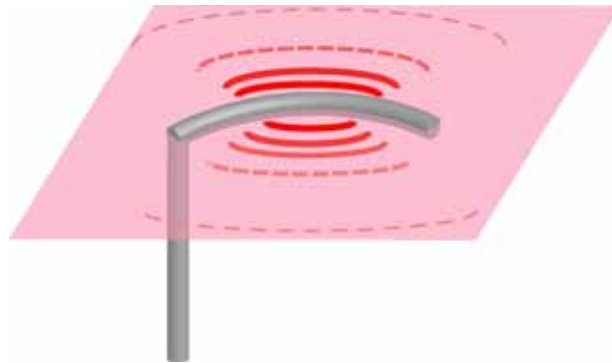
(a) モード変化前 (10W)



(b) モード変化後 (48W)

Fig.6-6 モードの違いによるプラズマ発光写真
(アンテナ長 10mm において)

(a)



(b)

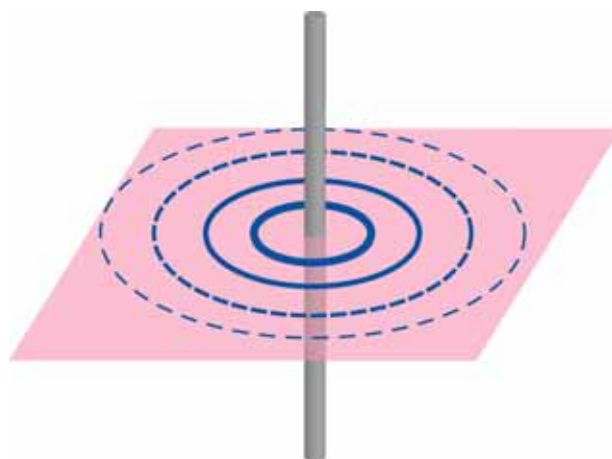


Fig. 6-7 マイクロ波伝播のイメージ図
(a) ループアンテナ, (b) モノポールアンテナ

6.4 結論

本章では、プラズマ生成の均一化を目指すために、インナー、アウター側の磁気トラック面積比とマイクロ波伝送量比を同程度にする方法を提案した。今回はディバイダ側のインナーアンテナの長さを変えてマイクロ波伝送量比を調節する方法に関して述べ、マイクロ波伝送効率、及び各アンテナの伝送量比を計算で求め、実験によりプラズマ生成分布を測定し実現可能性を調査した。

) 計算結果より、インナーアンテナの長さを変えることで各アンテナの伝送量比を調節できることを確認した。しかし、一方でシステム全体のマイクロ波伝送効率が悪くなり、放電室へ伝送するマイクロ波の量が減少する。

) 実験によるイオンビームプロファイル測定、プラズマ発光写真の結果より、プラズマ生成の分布が定性的に計算結果と一致し、本方式の実現可能性が確認できた。

参考文献

6-1) 新屋敷佳祐, “アンテナを用いるマイクロ波放電型イオンエンジンの研究”(2005年度修士論文), 九州大学

6-2) 宗貞伸孝, “10cm級マイクロ波放電型イオンエンジンのアンテナ及び磁場設計指針”(2006年度修士論文), 九州大学

6-3) 三好誠, “マイクロ波放電型イオンエンジンのアンテナ配置最適化”, 第50回宇宙科学技術連合会論文集 3F08, 2006.11

第七章 アンテナと磁場配位

7.1 緒言

本章では,スラスタの最適な形状を設計するため,電磁波解析に有効な FDTD 法,及び粒子挙動解析に有効な PIC 法を用いて,アンテナと磁場の関係が性能に及ぼす影響を調査した.

7.2 計算体系と条件

磁場の閉じ込め効果を考慮するために,Table 7-1 に示す条件で計算を行なう.ここでは,サマリウム-コバルト(Sm-Co)永久磁石を使用し,ヨークの厚さは 0.01m とする. Fig. 7-1 に Case1 の計算体系を示す. Case1 は,アンテナを ECR 領域 ($Y=0.02\text{m}$) 付近に磁場と平行に配置する. Fig. 7-2 に Case2 の計算体系を示す. Case2 は,Case1 の体系を 90 度回転させ,アンテナを磁場と垂直に配置する.これらは,マルチモノポールアンテナシステムのアンテナ近傍を模擬したものである.

推進剤には Xe (キセノン) を使用し,密度は $3.21 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 一定とする.なお, Xe の電離エネルギーは 12.13 eV である.また,電子エネルギーはマクスウェル分布で与え,初期密度は $3.0 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ とする.その他の条件は表に示す通りである.

ここではマイクロ波の時間スケールではイオンはほとんど静止していると思わせるため,イオンは背景として扱う.マイクロ波の境界条件は,ヨークや導体は PEC (Perfect Electric Conductor) 境界条件を用い完全反射として,そしてプラズマ生成領域では Mur の吸収境界条件を用いる.電子の境界条件はシースを模擬したモデルを考える.今回の計算ではアンテナ上の損失を考慮していない.

Table 7-1 Calculation condition

Time step (FDTD)	5.0×10^{-13} sec
Time step (PIC)	1.0×10^{-11} sec
Mesh size	5×10^{-4} m
Microwave frequency	2.45 GHz
Microwave power	10 W
Propellant	Xenon
Neutral particle density	$3.21 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
Initial particle number	4,000,000
Initial density	$3.0 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$
Initial energy	Maxellian

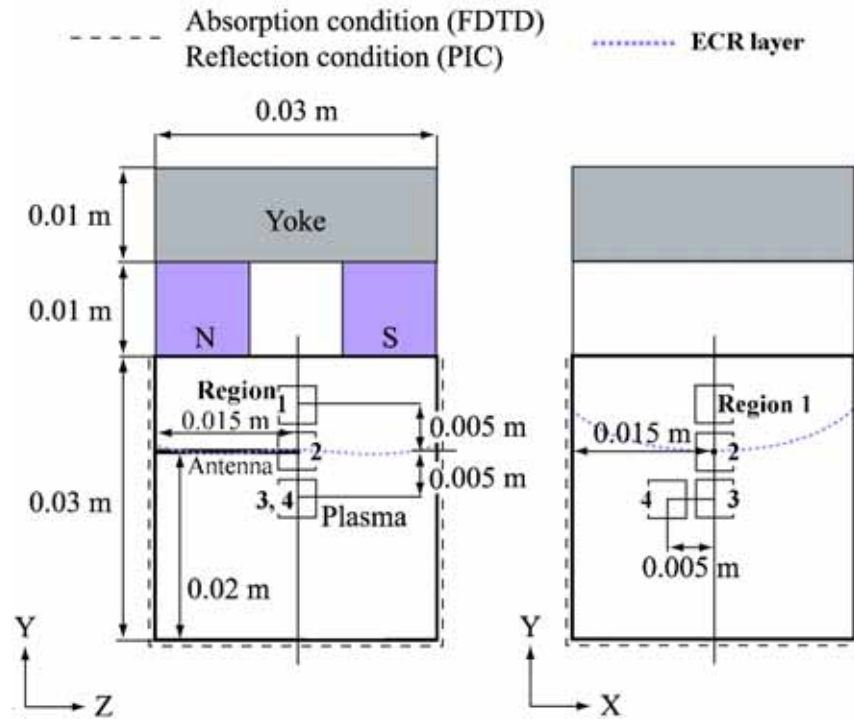


Fig. 7-1 Calculation geometry for Case 1

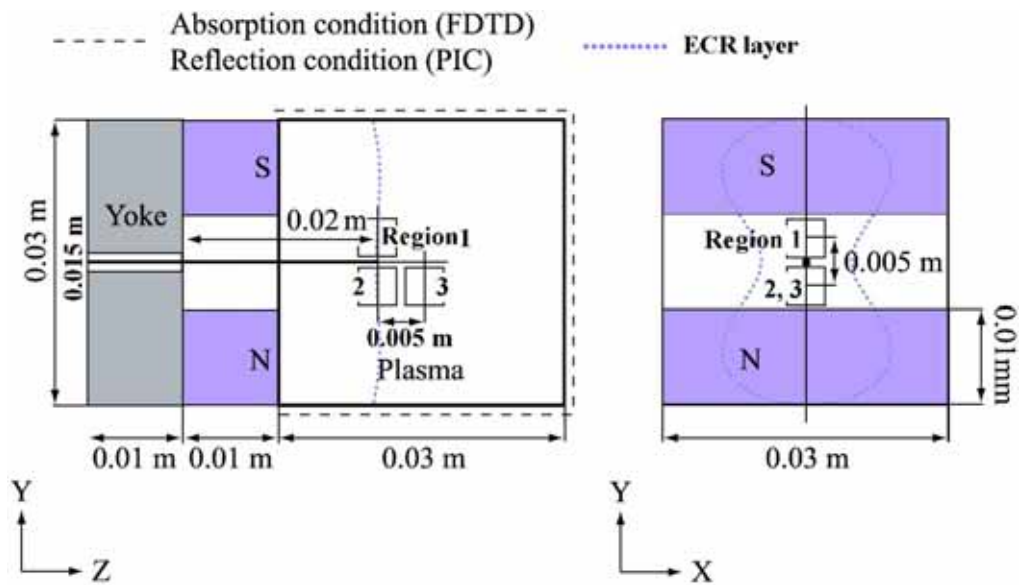


Fig. 7-2 Calculation geometry for Case 2

7.3 計算結果

ここでは、電子のエネルギー分布関数 (EEDF) の計算結果を示す。EEDF とは、各電子エネルギーに対する(電子)密度分布を表している。

Case1 の結果を Fig. 7-3 に、Case2 の結果を Fig. 7-4 に示す。EEDF は 100nsec($t^*=245$)で平均化されている。また、図中の右上に示される数値は、それぞれの領域に含まれる Xe の電離エネルギー (12.13eV) 以上のエネルギーを持つ電子の割合を示している。

Case1 の結果から、アンテナに近い領域 2 において、電離エネルギー以上のエネルギーを持つ電子の存在確率が最も高いことが分かる。また、領域 1 と 3 では同じような傾向が見られる。領域 4 でも高エネルギーの電子は存在するが、他の領域に比べて少ない。次に Case2 の結果から、領域 1 と 2 で同程度の高エネルギーの電子が存在し、領域 3 ではほとんど存在しない。

これらの計算結果より Case1 と Case2 のアンテナ近傍での EEDF の結果を比較すると、Case1 の方が高エネルギーの電子の存在確率が高い。これは Case1 の方が、磁場に対して垂直な電場 E_{\perp} が大きいためだと考えられる。

7.4 結論

永久磁石を用いてアンテナと磁場配位の依存性を調査した結果、プラズマを効率よく生成するためには、アンテナを磁場に対して平行に、そして ECR 領域付近に配置すると良いと考えられる。

ただし今回の計算結果では、アンテナ上による損失は無視して取扱っている点に注意したい。実際のシステムでは、ECR 層に直接アンテナを設置した場合、アンテナ近傍において電子エネルギーが非常に高くなるため、アンテナ損失が無視できないと考えられる。今後、さらに精度の高い計算を行う上で、アンテナ近傍のシースを考慮した計算が必要になってくると思われる。

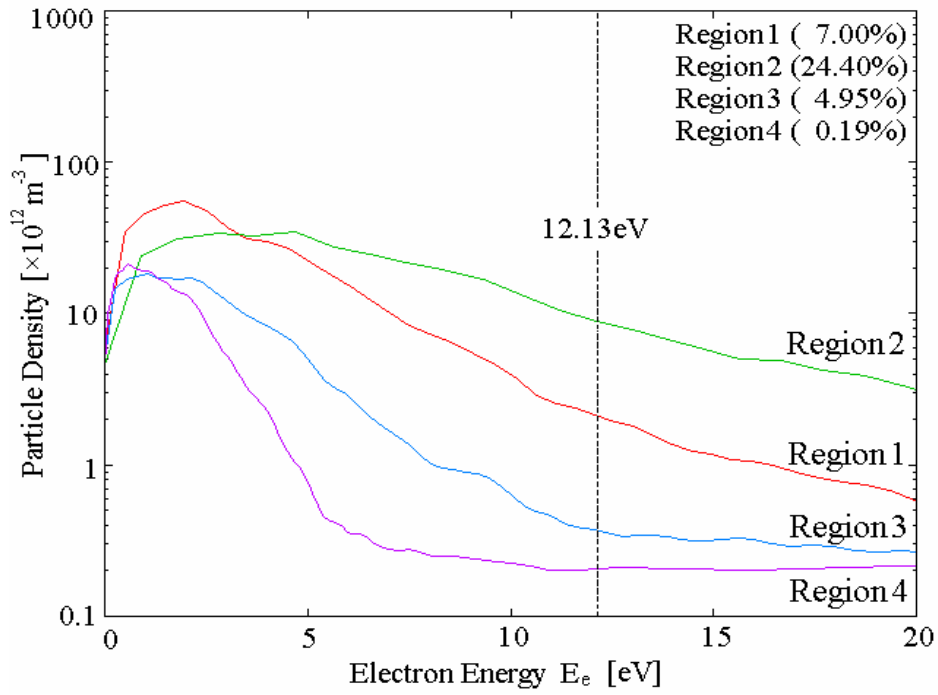


Fig. 7-3 EEDF for Case1

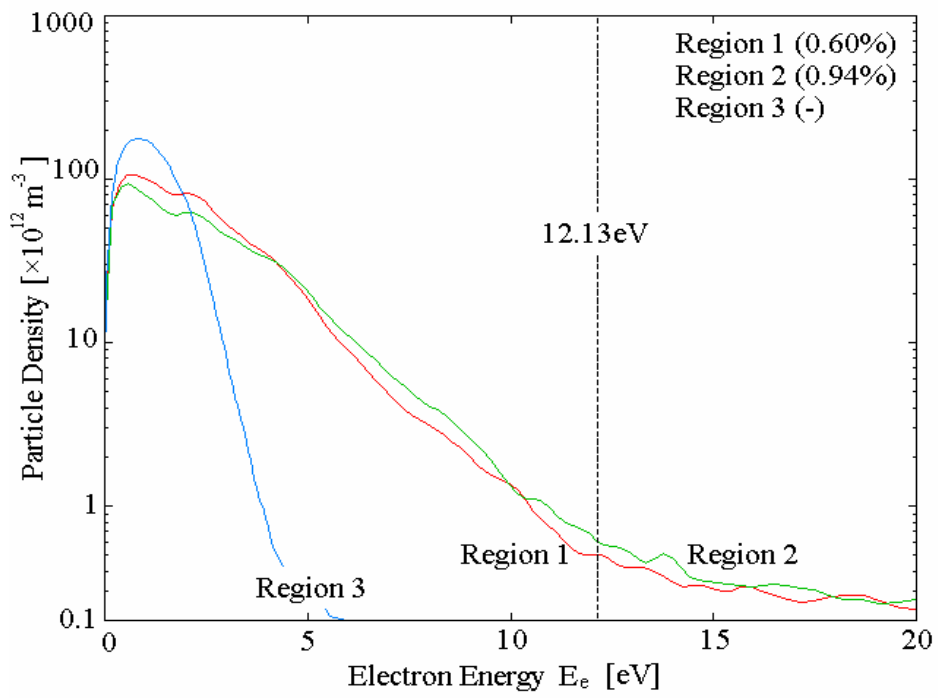


Fig. 7-4 EEDF for Case2

第八章 結論

マルチモノポールアンテナシステムの最適な形状を設計するため、本論文では、数値シミュレーションによりアンテナ形状の性能への依存性を調査することを目的とした。その結果、以下の結論を導いた。

- () レシービングアンテナの形状とマイクロ波伝送効率との関係より、アンテナ設計指針をまとめると、
 - 1) エミティングアンテナとの距離は、1本だと近いほど伝送効率が良いが、複数本だと最適距離が存在する。
 - 2) アンテナ本数は設置距離によって最適値があるため、アンテナ本数を増やせばマイクロ波伝送効率が上がるとは限らない。
 - 3) アンテナ長は、1本設置する場合は $\lambda/4$ が最もマイクロ波伝送効率が良いが、複数本設置する場合は必ずしも $\lambda/4$ が良いとは限らない。また、アンテナ長を短くすると伝送効率が低下する。複数本設置する場合は、アンテナ長を変えることにより各アンテナのマイクロ波伝送量が変化する。また、アンテナ長を短くするとマイクロ波伝送効率が低下する。
 - 4) インナーアンテナを設置すると、マイクロ波伝送効率の向上が期待できるが、インナーアンテナにマイクロ波伝送が集中する。
 - 5) ループ形アンテナは、モノポールアンテナに比べ伝送効率が悪いが、ECR層に直接設置できるため、効率よく電力を投入することが可能である。

- () マイクロ波伝送量の観点からプラズマ生成の均一化を目指す方法の提案について。

各アンテナのマイクロ波伝送量を調節し、磁気トラック面積比と同じにすることでプラズマ生成の均一化を目指した。ディバイダ側のインナーアンテナ長を変えることにより、伝送量比を調節できることを確認した。しかし、システム全体のマイクロ波伝送効率が低下することに注意しなければならない。

実験によるプラズマ発光強度とイオンビームプロファイル計測の結果、インナーアンテナ長を変えることで、インナー側のプラズマ発光強度やイオンビーム電流の分布が計算による各アンテナのマイクロ波伝送量の結果と同様の傾向を示し、計算結果の妥当性が示すことができた。

- () 永久磁石を用いた、マルチモノポールアンテナシステムのアンテナ近傍におけるアンテナと磁場配位の依存性について。

プラズマを効率よく生成するためには、アンテナを磁場に対して平行に、そ

して ECR 領域付近に配置すると良いと考えられる。ただし今回の計算結果では、アンテナ上による損失は無視して取扱っている。

今後の課題として、今回の計算ではマイクロ波がプラズマに完全に吸収されるという仮定の上で解析を行ったが、より精度の高い計算を行うために放電室全体のプラズマを模擬した解析を行う必要がある。

本研究室ではプラズマを模擬する方法として粒子コードが用いられているが、放電室全体の領域を模擬するには計算コストがかかりすぎる。そこで、現在新しく流体コードの作成を行っており、今後の課題として流体コードの完成があげられる。なお、流体コードに関して巻末の付録に簡単に紹介している。