

目次

第 1 章 緒言	1
1.1 はじめに	1
1.2 MUSEC-C「HAYABUSA」	2
1.3 研究背景・目的	4
第 2 章 推進システムの原理	6
2.1 ECR プラズマ	6
2.2 ECR の原理	6
2.3 「HAYABUSA」のシステム	7
2.4 マルチモノポールアンテナシステム	8
第 3 章 マイクロ波の発生原理とアンテナ	11
3.1 電磁波の分類とマイクロ波の特徴	11
3.2 電磁波の発生	12
3.3 モノポールアンテナ	13
第 4 章 マイクロ波解析手法	16
4.1 FDTD	16
4.1.1 基本式	16
4.1.2 差分式	16
4.1.3 安定条件	19
4.1.4 境界条件	19
4.1.4.1 PEC(Perfect Electric Conductor)境界条件	19
4.1.4.2 Mur 吸収境界条件	19
4.2 給電方法	20
4.3 エネルギーの流れとポインティングベクトル	22
4.4 VSWR	23

第 5 章	コードの妥当性	29
5.1	エネルギー保存	29
5.2	VSWR	31
5.2.1	吸収境界条件を用いた同軸ケーブル	31
5.2.2	反射境界条件を用いた同軸ケーブル	32
第 6 章	マルチモノポールアンテナシステムにおけるマイクロ波挙動	
	解析	34
6.1	レシーバアンテナの位置依存性	34
6.1.1	計算体系	34
6.1.2	計算条件	35
6.1.3	マイクロ波伝送量と VSWR	36
6.1.4	実験値との比較	40
6.1.4.1	実験方法と測定方法	40
6.1.4.2	実験および計算結果と考察	42
6.2	放電室径依存性	44
6.2.1	計算体系と実験条件	44
6.2.2	マイクロ波伝送量と VSWR	45
6.3	設計指針	47
6.3.1	計算体系と計算条件	47
6.3.2	結果と考察	48
第 7 章	結論	51
	参考文献	53
	謝辞	55

第 1 章 序論

1.1 はじめに

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、打ち上げ用の化学推進ロケットを連想するのが自然である。これに対して、電気のパワー（電力）を推進剤に与えることで反力を得ようというのが電気推進ロケットである。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自動車の点火プラグのような電気推進ロケットを提案していたし、第二次世界大戦直後には米航空宇宙局（NASA）マーシャル・スペールフライトセンターのスト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 年代までは化学ロケットを用いたミッションが全盛で、電気推進ロケットは陰に隠れた存在であった。比推力の高さ（燃費のよさ）を誇っても、実績の多い化学ロケットに、信頼性の点で出番を譲らざるを得なかった。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。通信衛星として名高いこの静止衛星シリーズは、初めて南北制御用に約 1.8kW の PRIMEX 社のアークジェットを南北それぞれに二台ずつ合計四台搭載した。これを機に、電気推進の研究、開発はますます過熱することとなり、現在では急速に人工衛星・惑星探査機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、静電加速型のものと、電熱・電磁加速型のものがある。前者の代表的なものにイオンスラスタがあり、後者を代表するものとして、アークジェットスラスタがある。イオンスラスタは、アークジェットスラスタに比べると、推力密度は低いが、推進剤の利用効率が高くシステムの長寿命化が可能となる。そのため衛星の軌道維持や惑星の探査など、長期にわたる宇宙ミッションに有効であり、今後主推力エンジンとして多目的な利用が考えられている。イオンスラスタのプラズマ生成には直流放電型、高周波誘導放電型、マイクロ波放電型、接触電離型などがあるが、最近注目されているものはマイクロ波放電型である。

マイクロ波によりプラズマを生成する研究は、1940 年代から本格化したレーダ

技術実用化の研究の中で、マイクロ波の回路素子に関する技術開発とともに、通信障害の原因であるマイクロ波放電についても研究が進められ大きな進展を見ている¹⁾。マイクロ波プラズマは磁界を印加することにより低気圧高密度プラズマが得られるために、その後、プラズマの輸送過程および波動現象などの研究用に広く利用された。当初は、2.45GHz のマグネトロンからマイクロ波を、空洞共振器や導波管を貫通するガラス管内に入射することにより、プラズマを生成する方式が利用された。現在では、マイクロ波プラズマに関する研究がさらなる発展をとげ、イオンスラストに応用されるまでに至った。このイオンスラストをマイクロ波放電型と呼び、小惑星探査機 MUSES-C 「HAYABUSA」(宇宙航空研究開発機構：JAXA) に搭載され、惑星「ITOKAWA」から帰還しているところである。

1.2 MUSES-C 「HAYABUSA」

2003 年 5 月 9 日、鹿児島県内之浦から M-5 ロケットにより小惑星探査機 MUSES-C 「HAYABUSA」が打ち上げられた。「HAYABUSA」のイメージ図を Fig.1-1²⁾に示す。このミッションは、探査機が小惑星「ITOKAWA」に接近し、そこで表面物質(サンプル)を収集する。さらに、地球へ戻り、カプセルを大気圏再突入させ、サンプルを回収することである。このサンプルリターン計画が成功すれば、地球上でのサンプルの分析が可能となるため、科学的意義は極めて大きいものとなる。現在は、無事に小惑星「ITOKAWA」に到着したが、サンプル収集は厳しい状況となっている。2010 年、再び地球へ帰還することを願うばかりである。

「HAYABUSA」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トが 4 機搭載されている。マイクロ波放電型イオンスラストの模式図を Fig.1-2 に示す。マイクロ波放電型イオンスラスト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³⁾が終了し、高耐久性能が実証されている。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

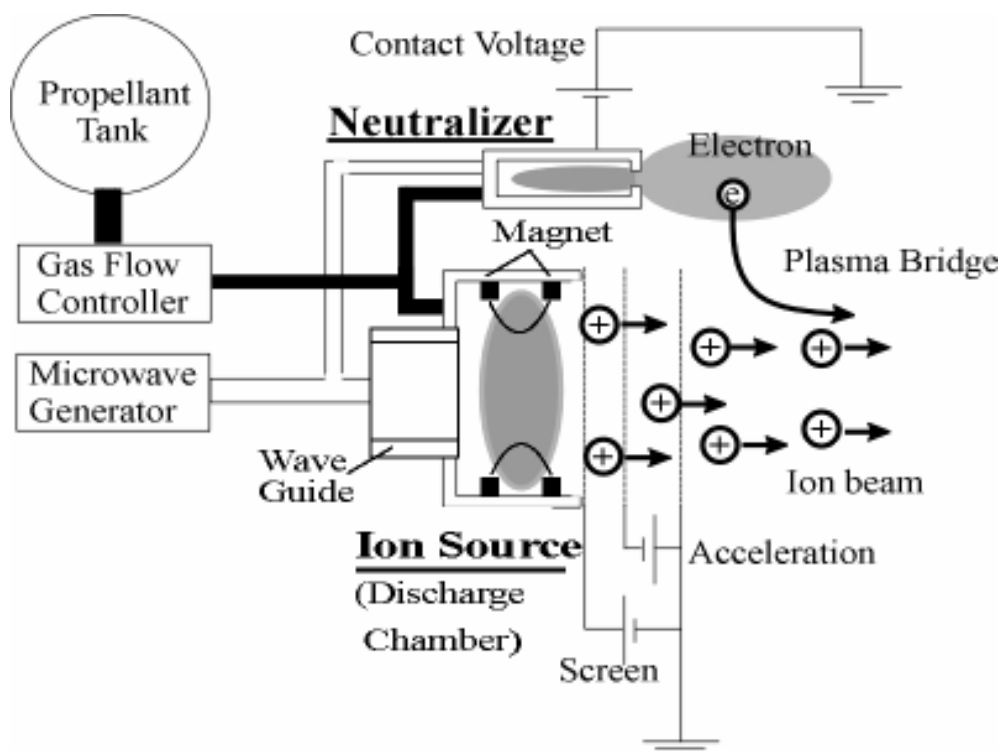


Fig.1-2 Schematic of microwave discharge ion engine system

1.3 研究背景・目的

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実情である。Table1-1 に航空宇宙技術研究所（現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「はやぶさ」で使用されているマイクロ波放電型の性能パラメータ⁴⁾と比較して示す。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。推進剤利用効率においてはその差2%とわずかであるが、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は2倍と高い。マイクロ波放電型イオンスラスタでのプラズマ生成分布が Fig.1-3 に示すように局在化しており、プラズマの生成が均一でないことが舟木らの放電室プラズマ計測結果⁵⁾から報告されている。このことが直流放電型に比べ性能が低い原因と考えられる。マイクロ波放電型イオンスラスタで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不可能であり、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。

この問題を解決する方法として、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^{6,7)}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⁸⁾特性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。しかし、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のが現状である。

現在では、マルチモノポールアンテナシステムの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通信に使用され、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、電磁波解析に有効な FDTD (finite-difference-time-domain) 法を用いた数値シミュレーションにより設計指針を得ることを目的とする。特に、スラスタ内部のマイクロ波挙動を重点に議論する。また、数値シミュレーション結果と実験結果とを比較し、数値シミュレーション結果の妥当性についても検討する。最後に、レシーバアンテナ間の相互干渉について議論し、レシーバアンテナ位置と放電室半径を考慮したマルチモノポールアンテナシステムの設計指針について触れる。

Table1-1 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

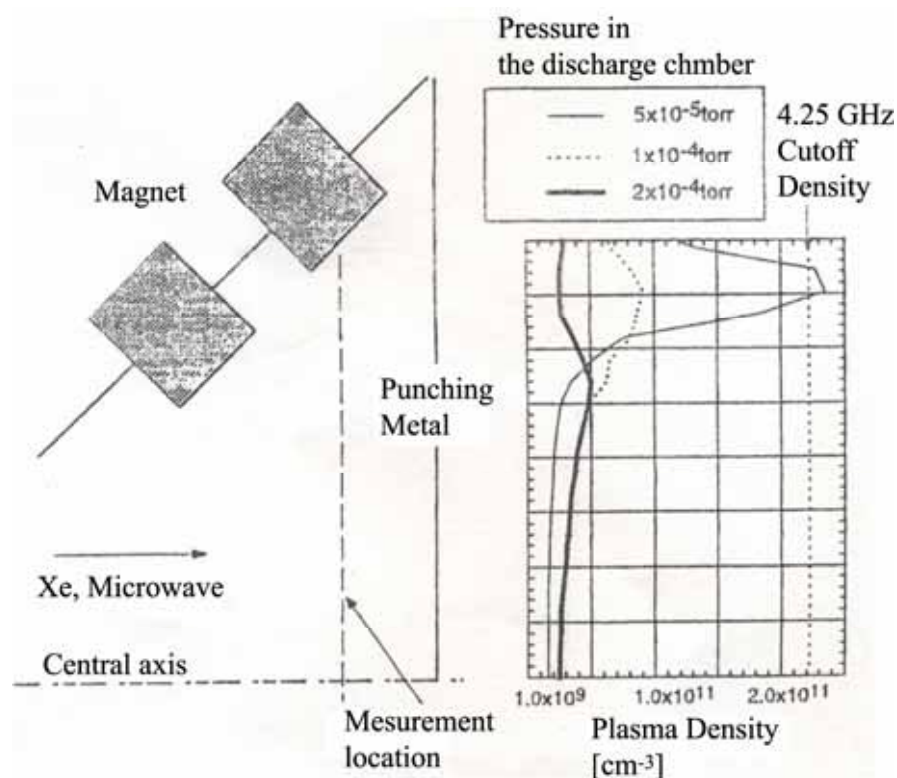


Fig.1-3 Distribution of plasma density in the microwave discharge ion thruster adopted in MUSES-C

第2章 推進システムの原理

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、電子はマイクロ波から効果的にエネルギーを得て、共鳴的に加速される。これを、電子サイクロトロン共鳴 (Electron Cyclotron Resonance : ECR) という⁹⁾。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て成果を上げている。CVD に応用すると早い成膜速度が得られ、とりわけダイヤモンドや DLC 膜などの炭素系薄膜の生成で成果を上げている。また、低気圧高密度プラズマであることから、スパッタリングによる薄膜生成や高い異方性と高速のエッチングが可能であり、種々のスパッタリング装置や ECR プラズマエッチング装置が開発されている。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れることから、プラズマプロセッシングで高い評価を得ている。ECR プラズマを生成する装置としては、マイクロ波源として 2.45GHz のマグネトロンと使用するものや、コイルを用いて外部磁場を形成するものも多い。安価な理由から電子レンジで使用する 2.45GHz のマイクロ波源を用いることが主流であるが、さらに高密度のプラズマを生成するために 4.25GHz のマイクロ波源も使用される。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

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。 m_e を電子質量、 v を速度ベクトル、 e を電荷量、 B を磁束密度とすると、磁界の元で電子の運動方程式は次式のように表される。

$$m \frac{dv}{dt} = -ev \times B \quad (2.1)$$

このときの電子の回転半径を r_L とすると

$$r_L = \left| \frac{mv_{\perp}}{eB} \right| \quad (2.2)$$

と表せる。この r_L をラーマー半径という。 v_{\perp} は電子の B に対する垂直な速度成分の大きさである。回転の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界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、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 のよって加速され、特に電子は E とは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接線方向とは逆向きに、回転する速さが等しい電場をかけると、電子は磁場からエネルギーを吸収し絶え間なく加速する。つまり、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。

逆に電子サイクロトロン共鳴を起こすときに必要な磁束密度の大きさを B_{res} とすると (2-3)、および (2-4) 式より

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

となる。

2.3 「HAYABUSA」のシステム

宇宙航空研究開発機構 (JAXA) が運用している MUSES-C 「HAYABUSA」において、マイクロ波放電型のイオンエンジンが主推進装置として採用されている。特徴としては、無電極のプラズマ生成法を用いることで、原理的には放電電極の損耗をなくし、エンジンの長寿命化を図っている。ビーム直径約 10cm の合計 4 台のイオンエンジンがジンバルプレートと呼ばれる推力ベクトル制御のための平板に搭載されている。同時運転は最大 3 台であり、4 台目は冗長系である。推力は 1 台当たり最大 8 mN で比推力は約 3,000 秒である。Fig.2-1 に、「HAYABUSA」のマイクロ波放電型イオンスラスタの模式図を示す。

このマイクロ波放電型イオンスラスタは、アンテナから励起された周波数 4.25GHz のマイクロ波が導波管を通じて放電室に投入される。放電室には、推進剤として Xe が満たされており、放電室内壁には Sm-Co 永久磁石が周方向に一様に設置されている。永久磁石近傍磁場強度が 0.15T の領域において電子サイクロトロン共鳴 (ECR) が生じ、プラズマが生成される。このプラズマ中のイオンは放電室の開口部に設けられたスクリーン、加速、減速の三枚構成の静電グリッドから加速噴射される。噴射されたイオンの反作用により推力を得ることができる。また、イオンの逆流を防ぎ、探査機本体の電気的中性を保つために中和器も搭載される。

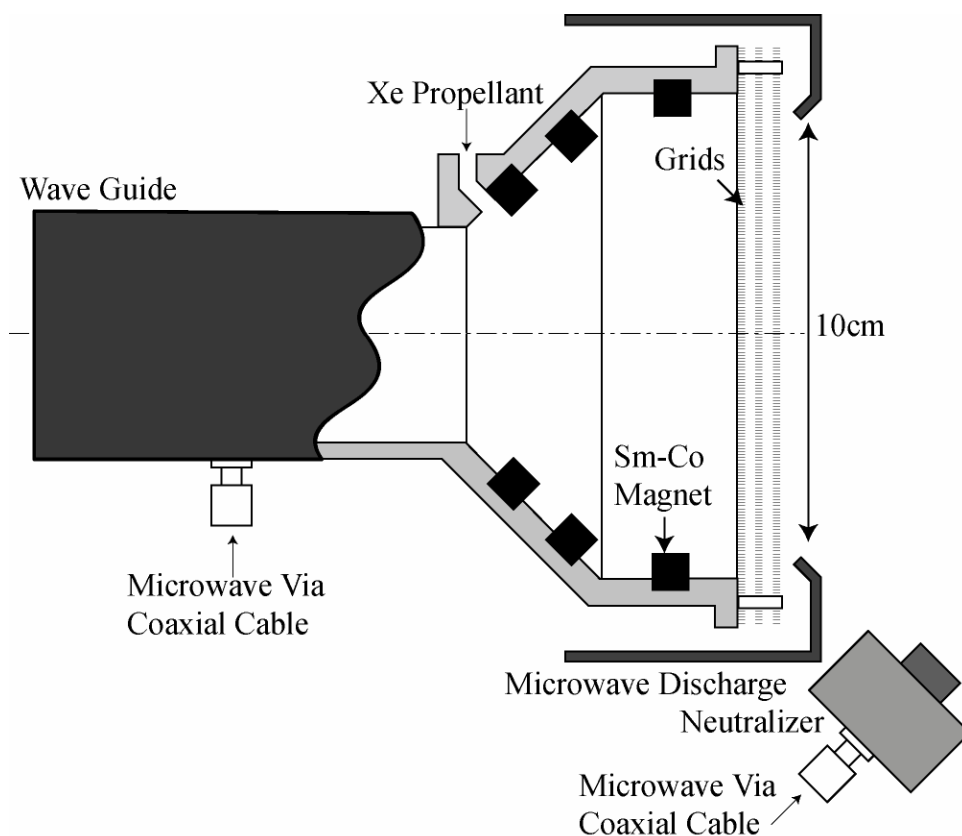


Fig.2-1 Schematic of Microwave Discharge Ion Engine System 「HAYABUSA」

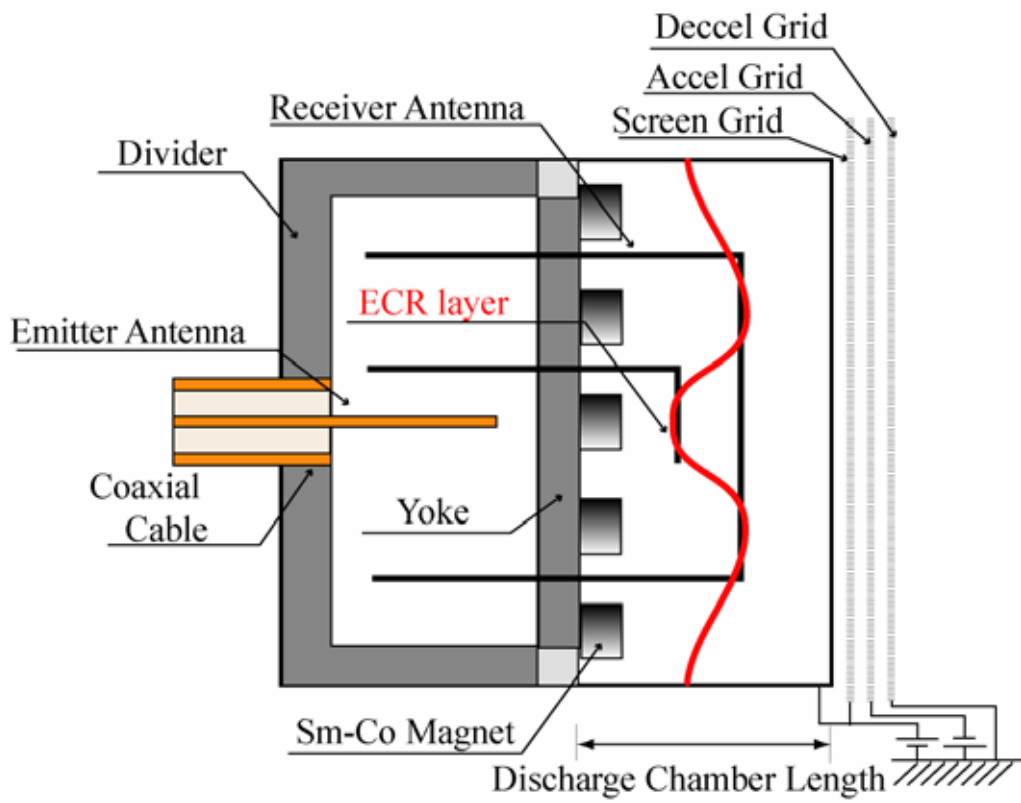
2.4 マルチモノポールアンテナシステム

MUSES-C 「HAYABUSA」 に用いられているマイクロ波放電型イオンスラスタではプラズマの生成が不均一である。この原因は導波管の使用によって放電室中央にプラズマの生成が出来ない領域が生ずる事に起因していた。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

の特性を利用した方式がある。マイクロ波放電型中和器は高密度プラズマが生成されており、この特性を利用することで導波管を用いずに、放電室内に均一にプラズマを生成できると考えられる。具体的には、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。これは、マルチモノポールシステムと呼ばれ、Fig.2-2 に示すような構造を持つ。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トに必要であった 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トの性能向上、特に推力密度の向上が期待されている。

本システムは、同軸ケーブルにより励振された周波数 2.45GHz のマイクロ波を、 $1/4$ のエミッターアンテナからデバイダー内に放射する。放射されたマイクロ波は、複数本のレシーバアンテナへ放射され、放電室内へ伝播される。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。推力を得る過程は、2.3 で述べた「HAYABUSA」の機構と同様で、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。

(a)



(b)

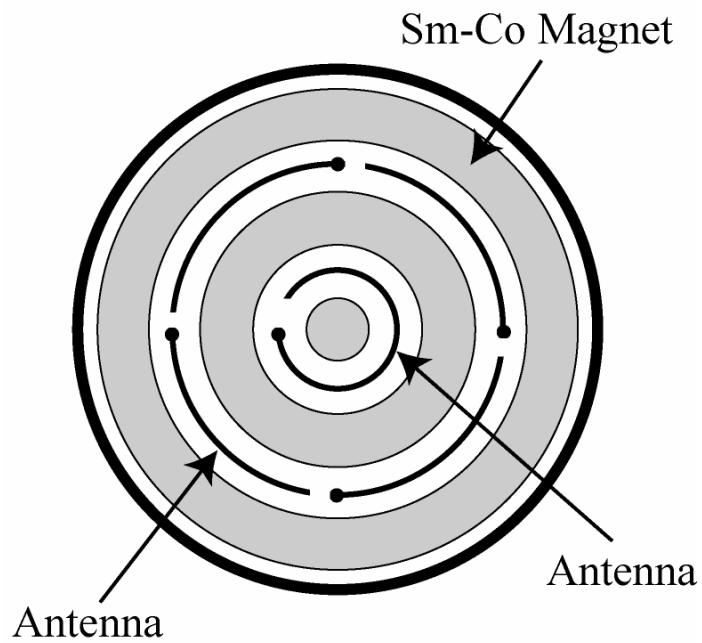


Fig.2-2 Schematic of Multi-mono pole antenna system,
(a) Side view, (b) Cross-section

第3章 マイクロ波の発生原理とアンテナ

3.1 電磁波の分類とマイクロ波の特徴

池に小石を投げると、落下点を中心に水面の上下の振動の状態：波動が円形状に拡がり、しばらくすると元の静かな状態になることは、経験から知られている。このような波動では水面の各点の媒質は進行方向に垂直すなわち上下に震動し、波動のみが伝わっているため、横波と呼ばれている。この場合伝播するのは媒質自身ではなく、振動の状態、振動のエネルギーであることに注目する必要がある。また空中に可聴周波数で振動するものを置くと、周囲に疎、密の状態ができ、その方向に伝播するので縦波と呼ばれている。

高周波電流の流れている導体（アンテナ）があると、その周囲には電流を囲んで直角に円周方向に磁界 H 、したがって媒質の透磁率 μ によって磁束密度 $B = \mu H$ の磁束ができることは電磁気学の基本のアンペールの法則として知られている。この磁束は電流の周波数によって変化するので、ファラデーの法則によって、磁束に直角方向に電界 E 、したがって媒質の誘電率 ϵ によって電束密度 $D = \epsilon E$ の時間に変化する電束を生ずる。このような電束の変化はそこに電流（変位電流）が流れているのと同じに考えてよいので、再び新たに磁界を生じる。このように電流の変化 磁界（磁束）の変化 電界（電束）の変化 磁界（磁束）の変化・・・と繰り返されるので、 E と H が一緒になって外方に電磁波動として伝播して行く。この電磁波動の伝播は、わが国では通常電磁波と呼ばれ、ラジオやテレビジョンの放送に使用されている。

電磁波の周波数分類において、一般には1GHzから30GHzをマイクロ波と呼び、それ以上の30～3,000GHzをミリ波、サブミリ波と呼んでいる。マイクロ波は、光に似た伝播特性をし、また電離層を突き抜けることができ、周波数が高いので伝送情報量が多いことや、鋭い指向性のアンテナが容易に得られるなどの特徴があるので、レーダ、宇宙通信、テレビ中継、電波天文や誘電過熱等工業面への応用など他の周波数帯に比較して独特の応用分野を持っている。

3.2 電磁波の発生¹⁰⁾

電磁波がどのように空間に放射されているのかについて述べる。

Fig.3-1(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は零であっても、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(b)のように1本の線となるが、電流分布はほぼ(a)の場合と同じで上下端で小さく中央で大きくなる。この線から電磁波は空間に放射され、アンテナと呼ばれている。特に、この形状はダイポールアンテナと呼ばれ、アンテナとしてはもっとも簡単な構造で、アンテナの基本として利用されている。なお、(a)図の場合には上下の線に逆向きに電流が流れ打ち消しあい放射はない。

電磁波発生の機構を表す図を Fig.3-2 に示す。Fig.3-2 でまず(a)のように電流が上向きの際には、電束線は正電荷から発生し負電荷に終わるので、電荷の移動につれて動き(c)のように電流が下向きになると電束は閉ループを作り、アンテナ導体を離れ(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ので、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、さらに磁界から電界を生ずるので、電界、磁界が組み合って光速で外側に拡がって行く。

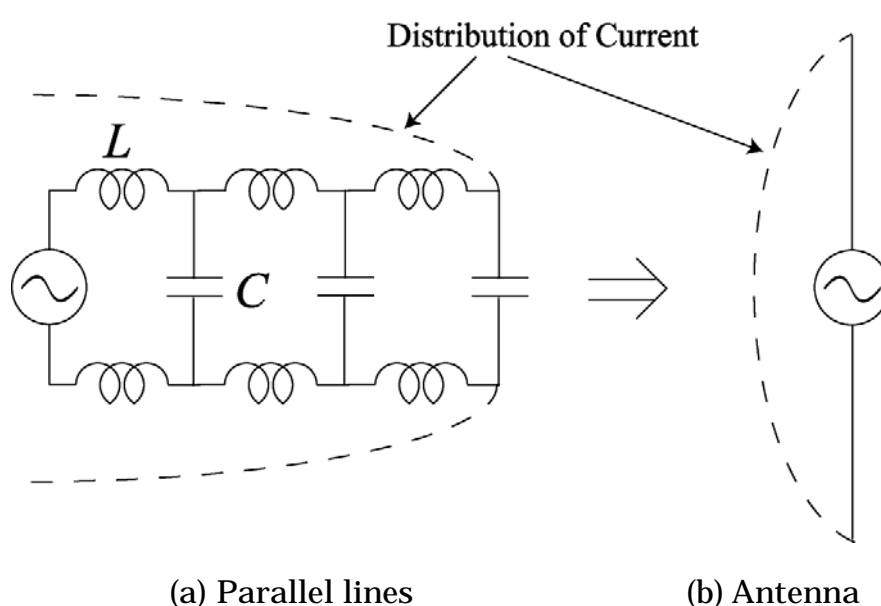


Fig.3-1 Distribution of current in Antenna

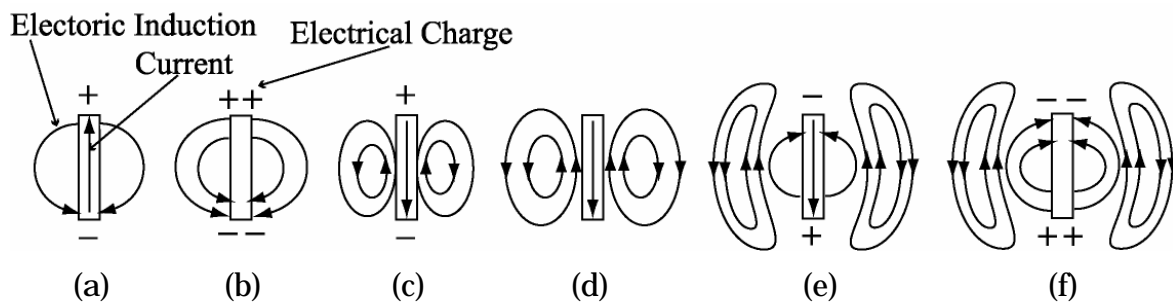


Fig.3-2 Current and electric flux of dipole antenna

3.3 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 に至るまで用途によって使い分けが成されている。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である。Fig.3-3¹⁾にモノポールアンテナと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アースしたもので、接地アンテナと呼ばれている。無限グランド板状で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.3-4 に半波長ダイポールアンテナの指向性図を示す。Fig.3-4(a)はアンテナから放射される電界の強さを表した図で、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円グラフに示したものである。円周方向に角度 θ を取り、電界の絶対値を半径方向の長さにとったもので、その最大値を 1.0 としている。Fig.3-4(a)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、 z 方向には放射しない。これは電磁波が横波であるための起こる。

ここで、モノポールアンテナの長さについて述べる。一般に、モノポールアンテナは波長の $1/4$ の長さときに、共振状態となり最も電磁波を放射することは知られている。波長の $1/4$ の長さのモノポールアンテナの電流分布は、ダイポールアンテナと同様に Fig.3-1(b)のようになり、電流はアンテナ中心で最も大きく、先端に向けて零である。仮に、アンテナの長さが $1/4$ 以上になった場合を考える。Fig.3-5 に波長の $3/8$ の長さのモノポールアンテナの電流分布を表す図を示す。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したがって電磁波が発生することは述べたが、電流が反転していると、生じた電磁波が互いに打ち消しあう。つまり、波長の $1/4$ よりも長くなった分だけ、電磁波を打ち消す向

きに電流がながれ、放射を妨げてしまうのである。これより、アンテナの長さは、波長の $1/4$ の長さが最適であることがわかる。

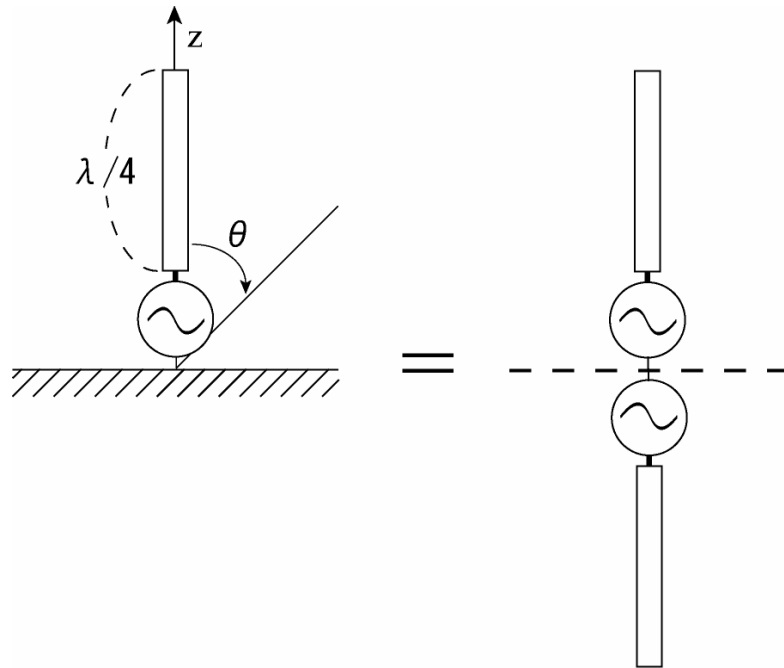
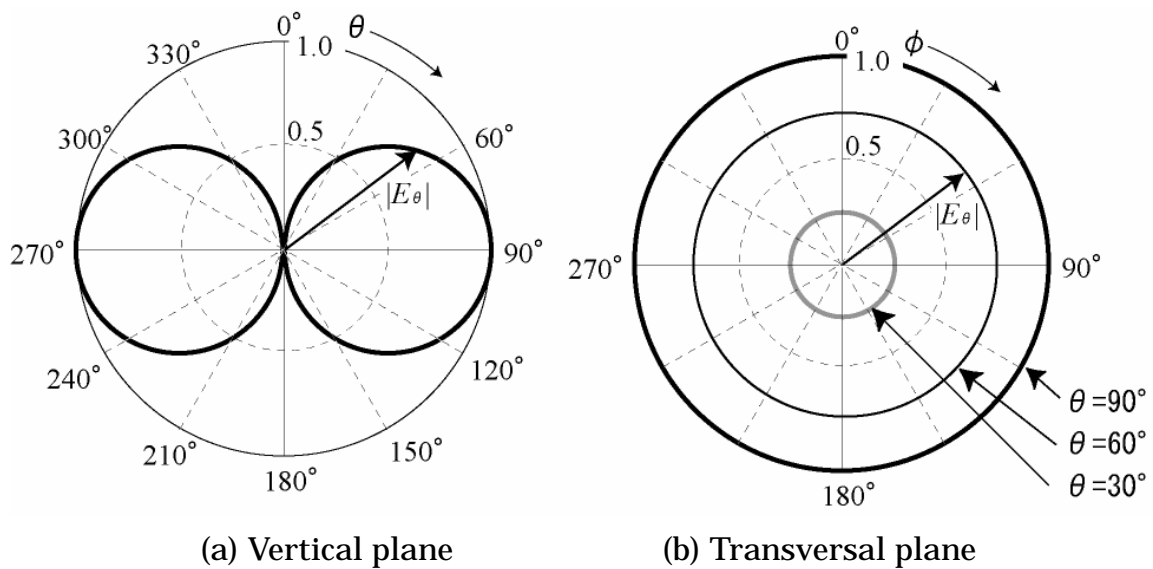


Fig.3-3 Monopole antenna and Dipole antenna



(a) Vertical plane (b) Transversal plane
Fig.3-4 Directional characteristics of dipole antenna

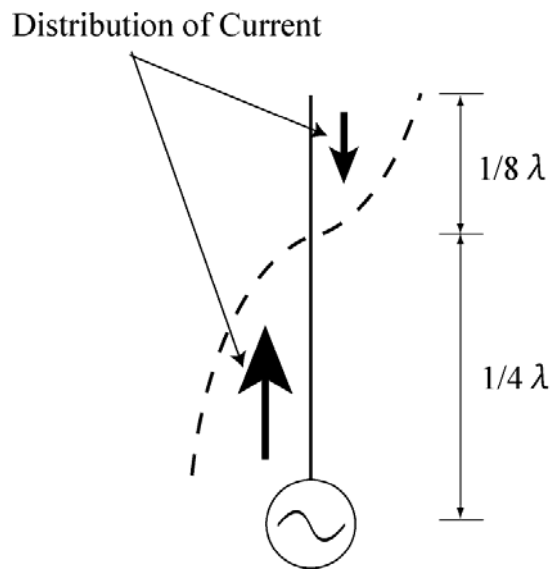


Fig.3-5 Distribution of current in Monopole antenna ($3/8 \lambda$)

第4章 マイクロ波解析手法

4.1 FDTD^{12,13)}

4.1.1 基本式

マイクロ波伝播解析には、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など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、マクスウェル方程式を基礎式として用いる。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。

$$\text{rot}\mathbf{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{i} \quad (4.1)$$

$$\text{rot}\mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (4.2)$$

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{i} は電流密度を表わす。

4.1.2 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.4-1 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で与えられる。これは Yee によって提案され¹⁴⁾、電場の回転 ($\text{rot}\mathbf{E}$) が磁場を、磁場の回転 ($\text{rot}\mathbf{H}$) 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、(4.1) 式、(4.2) 式を空間、時間とも中心差分した式を以下に示す ((4.3) ~ (4.8) 式)。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。

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1/2, k+1/2) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j+1/2, k+1/2) + \frac{\Delta t}{\mu_0(i, j+1/2, k+1/2)} \left\{ \frac{E_y^n(i, j+1/2, k+1) - E_y^n(i, j+1/2, k)}{\Delta z} + \frac{E_z^n(i, j, k+1/2) - E_z^n(i, j+1, k+1/2)}{\Delta y} \right\} \quad (4.3)$$

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

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2, j+1/2, k) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i+1/2, j+1/2, k) + \frac{\Delta t}{\mu_0(i+1/2, j+1/2, k)} \quad (4.4)$$

$$\left\{ \frac{E_x^n(i+1/2, j+1, k) - E_x^n(i+1/2, j, k)}{\Delta y} + \frac{E_y^n(i, j+1/2, k) - E_y^n(i+1, j+1/2, k)}{\Delta x} \right\} \quad (4.5)$$

$$E_x^{n+1}(i+1/2, j, k) = E_x^n(i+1/2, j, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0(i+1/2, j, k)} \left\{ \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2, j+1/2, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2, j-1/2, k)}{\Delta y} + \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2, j, k-1/2) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2, j, k+1/2)}{\Delta z} - J_x(i+1/2, j, k) \right\} \quad (4.6)$$

$$E_y^{n+1}(i, j+1/2, k) = E_y^n(i, j+1/2, k) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0(i, j+1/2, k)} \left\{ \frac{H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1/2, k+1/2) - H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1/2, k-1/2)}{\Delta z} + \frac{H_z^{n+\frac{1}{2}}(i-1/2, j+1/2, k) - H_z^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2, j+1/2, k)}{\Delta x} - J_y(i, j+1/2, k) \right\} \quad (4.7)$$

$$E_z^{n+1}(i, j, k+1/2) = E_z^n(i, j, k+1/2) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0(i, j, k+1/2)} \left\{ \frac{H_y^{n+1/2}(i+1/2, j, k+1/2) - H_y^{n+1/2}(i-1/2, j, k+1/2)}{\Delta x} + \frac{H_x^{n+1/2}(i, j-1/2, k+1/2) - H_x^{n+1/2}(i, j+1/2, k+1/2)}{\Delta y} - J_z(i, j, k+1/2) \right\} \quad (4.8)$$

(4.3) ~ (4.8) 式から、時間ステップが $n+1/2$ での磁場 $H^{n+1/2}$ は、その半ステップ前での電場 E^n と 1 ステップ前の磁場 $H^{n-1/2}$ 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 $H^{n+1/2}$ 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、 $H^{n+1/2}$ は E^n から計算されるので、アンテナの根元に E^n だけを与える。

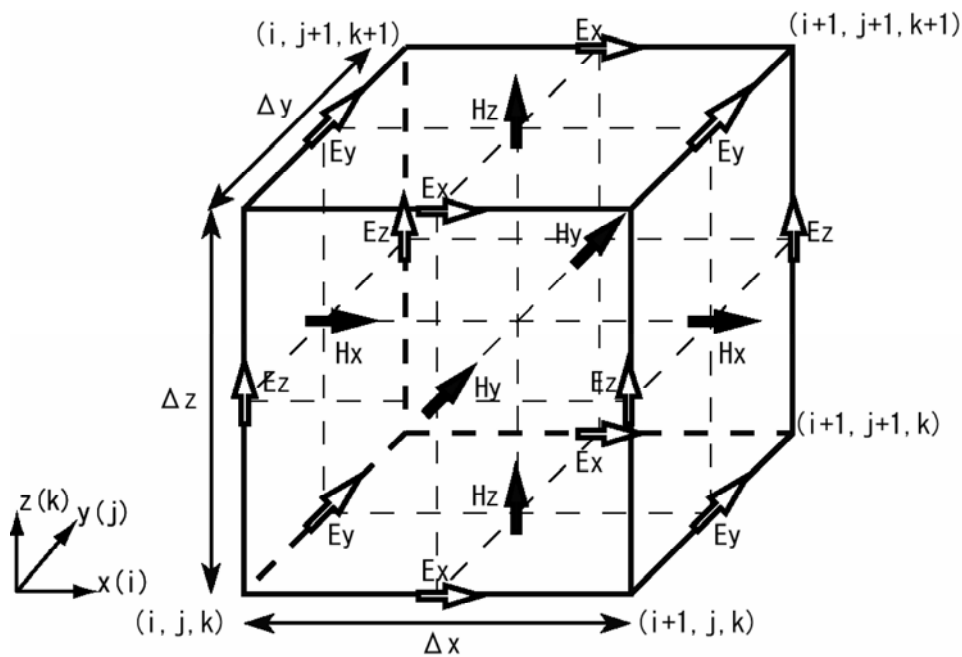


Fig.4-1 Arrangement of electric field and magnetic field in FDTD method

4.1.3 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、 c を光速とすると Courant の安定化条件より

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}}} \quad (4.9)$$

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。

4.1.4 境界条件

4.1.4.2 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。放電室内壁は導体を仮定しているため、この境界条件を適用する。

4.1.4.2 Mur 吸収境界条件¹⁵⁾

開放領域を取り扱う場合、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ってしまい、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

$$E_z = E_z(x + vt) \quad (4.10)$$

と表わされ、次の微分方程式を満足する。

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{1}{v} \frac{\partial E_z}{\partial t} = 0 \quad (4.11)$$

$x = 0$ の境界で完全に反射がないならば、電場は(4.10)式の形を保ったまま伝播するはずである。すなわち、境界でも(4.11)式が満足される。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

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_z}{\partial t} &= \frac{E_z^n - E_z^{n-1}}{\Delta t} \\ &= v \frac{\partial E_z^{n-\frac{1}{2}}}{\partial x}\end{aligned}\tag{4.12}$$

となる。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、(4.11)式に代入すると

$$\frac{E_z^n(1/2) - E_z^{n-1}(1/2)}{\Delta t} = v \frac{E_z^{n-\frac{1}{2}}(1) - E_z^{n-\frac{1}{2}}(0)}{\Delta x}\tag{4.13}$$

となる。(4.13)式の $E_z^n(1/2), E_z^{n-1}(1/2)$ 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

$$E_z^n(0, j, k + 1/2) = E_z^{n-1}(1, j, k + 1/2) + \frac{v\Delta t - \Delta x}{v\Delta t + \Delta x} \{E_z^n(1, j, k + 1/2) - E_z^{n-1}(0, j, k + 1/2)\}\tag{4.14}$$

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。

4.2 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.4-2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.4-3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

$$E_x = \frac{V}{r \ln\left(\frac{\Delta x}{a}\right)}\tag{4.15}$$

$$E_y = \frac{V}{r \ln\left(\frac{\Delta y}{a}\right)}\tag{4.16}$$

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。

$$Z = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \frac{1}{2\pi} \ln \frac{R}{r} \quad (4.17)$$

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、

$$P = \frac{V^2}{2Z} \quad (4.18)$$

となり、(4.17) 式、(4.18) 式より V を求め、(4.15) 式、(4.16) 式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、

$$\begin{aligned} E_x(IFED, JFED, KFED) &= -E_x(IFED-1, JFED, KFED) \\ &= -\frac{V(n\Delta t)}{\frac{\Delta x}{2} \ln\left(\frac{\Delta x}{a}\right)} \end{aligned} \quad (4.19)$$

$$\begin{aligned} E_y(IFED, JFED, KFED) &= -E_y(IFED, JFED-1, KFED) \\ &= -\frac{V(n\Delta t)}{\frac{\Delta y}{2} \ln\left(\frac{\Delta y}{a}\right)} \end{aligned} \quad (4.20)$$

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

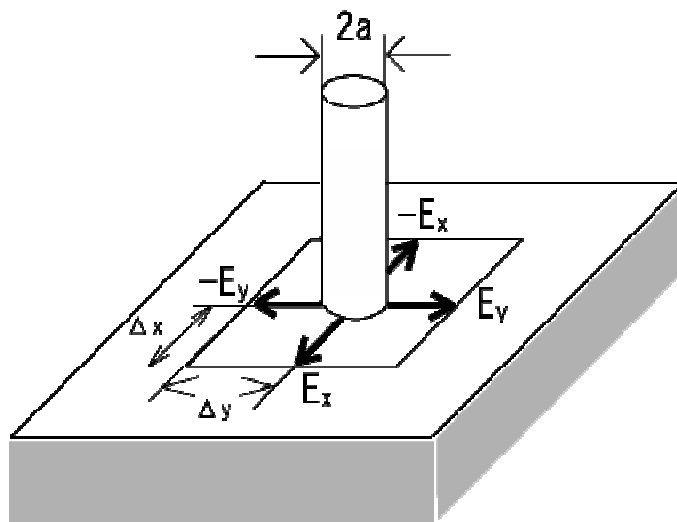


Fig.4-2 Supply of microwave by using coaxial line method

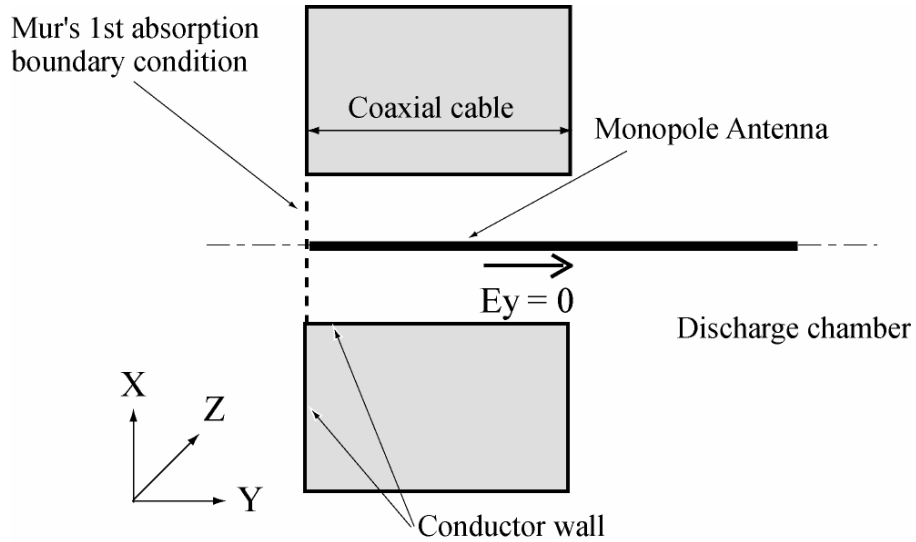


Fig.4-3 Model of antenna

4.3 エネルギーの流れとポインティングベクトル 16)

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、(4.1)式、(4.2)式にマクスウェルの方程式について(4.1)式の両辺に E を、(4.2)式の両辺に H をスカラー的にかけて辺々を引き算すると

$$\mathbf{H} \cdot \text{rot} \mathbf{E} - \mathbf{E} \cdot \text{rot} \mathbf{H} = - \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) - \mathbf{E} \cdot \mathbf{i} \quad [\text{W/m}^3] \quad (4.21)$$

となる。この式の左辺をベクトル解析の公式

$$\text{div}(\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = \mathbf{B} \cdot \text{rot} \mathbf{A} - \mathbf{A} \cdot \text{rot} \mathbf{B} \quad (4.22)$$

によって書き換えて整理すれば

$$\text{div}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) + \mathbf{E} \cdot \mathbf{i} = - \left(\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) \quad [\text{W/m}^3] \quad (4.23)$$

となる。また、内部エネルギー U は

$$U = \frac{1}{2} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{H} \cdot \mathbf{B}) \quad [\text{J/m}^3] \quad (4.24)$$

で表されるので、(4.23)式の右辺の()内には

$$\mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \frac{1}{2} \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} \right) \quad [\text{W/m}^3] \quad (4.25)$$

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す。したがって、これを(4.23)式に代入し、閉じた空間に対して体積積分すれば

$$\int_V \operatorname{div}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) dv + \int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{i} dv = -\frac{\partial}{\partial t} \int_V \left(\frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \frac{1}{2} \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} \right) dv \quad [\text{W}] \quad (4.26)$$

となり、左辺の第1項をこの体積を包む平面の積分に直せば(4.26)式は

$$\int_S (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{S} + \int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{i} dv + \frac{\partial}{\partial t} \int_V \left(\frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \frac{1}{2} \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} \right) dv = 0 \quad [\text{W}] \quad (4.27)$$

となる。(4.27)式は閉じた空間内での単位時間のエネルギーの収支が零というエネルギー保存を表している。

いま、(4.27)式の左辺の第3項を単位時間の電界、磁界のエネルギーの減少と考えれば、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。

(4.27)式の左辺の第1項に見られる被積分関数を

$$\mathbf{E} \times \mathbf{H} = \mathbf{S} \quad [\text{W/m}^2] \quad (4.28)$$

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

4.4 VSWR¹⁷⁾

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数値である。これは、伝送経路に添って電位を測定し、その極大値と極小値とから求めることができる量である。一般には、VSWRと呼ばれる。VSWR = 1の場合には給電線から空中線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(4.1)式、(4.2)式を満足する。

電源の各周波数が ω の場合、電界は $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{j\omega t}$ 、磁界は $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{j\omega t}$ で表されるので、これらを(4.1)、(4.2)式に代入すると

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = j\omega \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad (4.29)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -j\omega \varepsilon_0 \mathbf{H} \quad (4.30)$$

が導かれる。ここで、電流密度 \mathbf{i} は省略した。

さて、Fig.4-4 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 軸方向成分のみと仮定すると (4.29) 式の rot は次のように表される。

$$rot\mathbf{H} = \begin{bmatrix} \mathbf{i}_x & \mathbf{i}_y & \mathbf{i}_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ 0 & H_y & 0 \end{bmatrix} = -\frac{\partial H_y}{\partial z} \mathbf{i}_x + \frac{\partial H_y}{\partial x} \mathbf{i}_z \quad (4.31)$$

さらに、電界は導線を含む平行な x 成分のみを持っていると仮定し、(4.29) 式に代入すると、

$$-\frac{\partial H_y}{\partial z} \mathbf{i}_x + \frac{\partial H_y}{\partial x} \mathbf{i}_z = j\omega\epsilon_0 E_x \mathbf{i}_x \quad (4.32)$$

が得られるが、上式の右辺は x 成分のみであり、

$$-\frac{\partial H_y}{\partial z} = j\omega\mu_0 E_x \quad (4.33)$$

が導かれる。

同様にして、(4.30) 式を計算すると、

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} \mathbf{i}_y - \frac{\partial E_x}{\partial x} \mathbf{i}_z = -j\omega\mu_0 H_y \mathbf{i}_y \quad (4.34)$$

が得られるが、 y 成分に着目すると、

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -j\omega\mu_0 H_y \quad (4.35)$$

が導かれる。

さて、(4.33) 式、(4.35) 式とから H_y を消去すると、

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = -\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 E_x \quad (4.36)$$

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、

$$\gamma = \pm j\omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0} \quad (4.37)$$

が得られ、(4.36) 式の解は

$$E_x = E_{xa} e^{-j\omega\beta z} + E_{xb} e^{j\omega\beta z} \quad (4.38)$$

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。

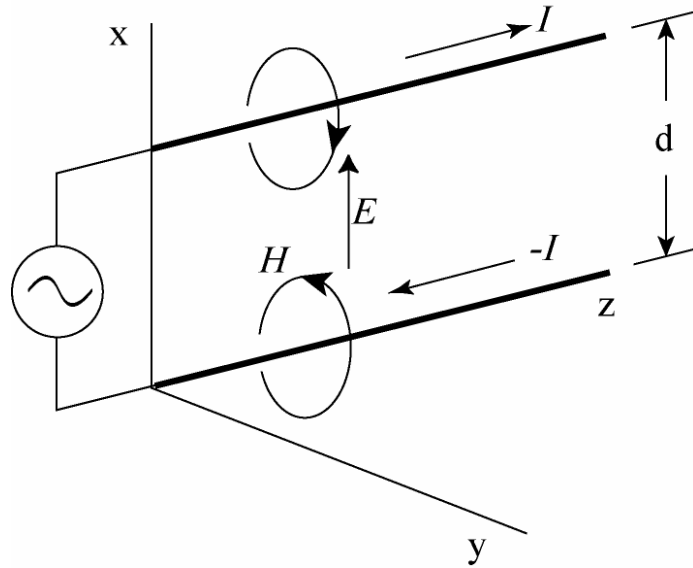


Fig.4-4 Parallel transmission line of electric and magnetic fields

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.4-4 に示すように xy 平面内にあり、2 線間の間隔が d で、 z 軸に添って長く伸びているものとする。線路に沿った任意の点の導線間の電位は、

$$V = \int_d E_x dx \quad (4.39)$$

で表される。(4.38) 式で表した電界を (4.39) 式に代入すると、電位は、

$$V = \int_d (E_{xa} e^{-j\beta z} + E_{xb} e^{j\beta z}) dx = \int E_{xa} dx \cdot e^{-j\beta z} + \int E_{xb} dx \cdot e^{j\beta z} \quad (4.40)$$

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、(4.40) 式は

$$V = V_a e^{-j\beta z} + V_b e^{j\beta z} \quad (4.41)$$

となる。ここで、進行波を $\sin(\omega t - \beta z)$ 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 $e^{j(\omega t - \beta z)}$ と表せる。同様に反射波は $e^{j(\omega t + \beta z)}$ と表せる。これを考慮すると (4.41) 式は入射波と反射波の電位を示すこととなる。

ここで、特性インピーダンス Z_0 の伝送線路の電流は (4.41) 式より

$$I = \frac{1}{Z_0} \{ V_a e^{-j\beta z} - V_b e^{j\beta z} \} \quad (4.42)$$

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のことである。(4.41) 式、(4.42) 式は、進行波と反射波の成分で表されているため、進行波には i の、反射波には r の添字を付けて

$$V = V_i + V_r \quad (4.43)$$

$$I = I_i + I_r \quad (4.44)$$

と表すことができる。

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 $P_i = V_i I_i$ 、 $P_r = V_r I_r$ は各々進行波の電力を表している。今、Fig.4-5 に示すように負荷 Z_L が接続された位置を $l = 0$ にとると、

$$P_i(0) = V_i(0)I_i(0) = \frac{V_a^2}{Z_0} \quad (4.45)$$

の電力が負荷に向かっているが、

$$P_r(0) = V_r(0)I_r(0) = \frac{V_b^2}{Z_0} \quad (4.46)$$

の電力は電源に戻されるため、負荷に伝えられた正味の電力は

$$P_L = P_i(0) - P_r(0) = \frac{V_a^2 - V_b^2}{Z_0} = \frac{V_a^2}{Z_0} \left\{ 1 - \left(\frac{V_b}{V_a} \right)^2 \right\} \quad (4.47)$$

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、

$$\Gamma = \frac{V_b}{V_a} \quad (4.48)$$

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、(4.48) 式で定義した反射係数を使って

$$P_L = \frac{V_a^2}{Z_0} (1 - \Gamma^2) \quad (4.49)$$

で表され、反射係数が零に近いほど電力が負荷に供給されるが、反射係数が1の場合は、電力は負荷には全く供給されないことがわかる。このことは、伝送線路に接続したアンテナに電力が供給されず、結果としてアンテナから放射される電力が少なくなることがあることを示している。

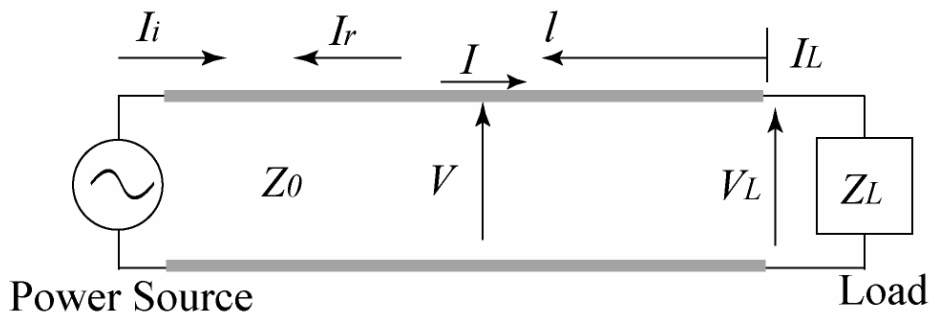


Fig.4-5 Impedance, current and voltage of transmission line

さて、Fig.4-5 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、(4.41)式と(4.42)式において $I(0) = \frac{V_a - V_b}{Z_0} = I_L$ および $V(0) = V_a + V_b = Z_L I_L$ が成り立つ。これらを連立方程式として解くと、進行波と反射波の係数 V_a 、および V_b はそれぞれ、

$$V_a = \frac{Z_0 + Z_L}{2} I_L, \quad V_b = \frac{Z_L - Z_0}{2} I_L \quad (4.50)$$

と与えられ、この結果を(4.49)式に代入すると反射係数は

$$\Gamma = |\Gamma| e^{j\phi} = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (4.51)$$

で表される。なお、負荷のインピーダンス Z_L は普通は複素数であり、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 としている。

(4.51)式から、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、 $\Gamma = 0$ と反射係数は零となり、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の状態にあるという。

(4.41)式の電位を(4.51)式の反射係数を使って表すと、

$$V(z) = V_a (e^{j\beta l} + \Gamma e^{-j\beta l}) = V_a e^{j\beta l} \{1 + |\Gamma| e^{j(\phi - 2\beta l)}\} \quad (4.52)$$

となるが、上式の絶対値を計算すると

$$|V(z)| = |V_a| \sqrt{1 + \Gamma^2 + 2|\Gamma| \cos(\phi - 2\beta l)} \quad (4.53)$$

となる。

(4.53)式より、 $\cos(\phi - 2\beta l) = 1$ のときに電位は最大になり

$$|V_{\max}| = |V_a| (1 + |\Gamma|) \quad (4.54)$$

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

$$|V_{\min}| = |V_a| (1 - |\Gamma|) \quad (4.55)$$

となる。上式より求めた伝送線路の電圧の極大値と極小値の比、

$$\rho = \frac{|V_{\max}|}{|V_{\min}|} = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} \quad (4.56)$$

を、電圧定在波比 (VSWR) と言う。この VSWR は、伝送線路に添って電位を測定し、その極大値と極小値とから求めることができる量である。(4.49)式で定義

した線路の反射係数 Γ は、測定によって直接に知ることはできない量であるが、VSWR が測定されれば、(4.56) 式により

$$|\Gamma| = \frac{\rho - 1}{\rho + 1} \quad (4.57)$$

と与えられることがわかる。

VSWR はアンテナの基本的な性能評価の基準となる。これは、間接的に反射波の量を調べることによる。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、反射波が必ず含まれる。反射波があれば、その分の電力が無駄となり、アンテナとして性能は落ちることがわかる。したがって、入射波、反射波の量を調べることは、すなわち 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。

第5章 FDTD コードの妥当性

5.1 エネルギー保存

ここでは本研究で使用した FDTD コードの妥当性を検証する為にエネルギー保存の確認を行った。プラズマが無い場合の電磁気的エネルギーの保存は、(4.27)式より

$$\int_A (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{A} = \frac{\partial}{\partial t} \int_V \left[\frac{1}{2} \epsilon_0 \mathbf{E}^2 + \frac{1}{2} \mu_0 \mathbf{H}^2 \right] dV \quad (5.1)$$

で与えられる¹⁸⁾。検証は Fig.5-1 に示す体系で行った。真空領域の端の破線は吸収境界条件を示している。計算条件としては、メッシュサイズが X、Y、Z 方向とも $1 \times 10^{-3} \text{m}$ 、タイムステップが $1 \times 10^{-12} \text{[sec]}$ 、マイクロ波周波数が 2.45 GHz である。アンテナ前方の 8 セル × 8 セル × 8 セル (Calculation area) の領域について (5.1) 式を適用した。Fig.5-2 に計算結果を示す。両者は時間的にもエネルギーの振幅においても良い一致を示している事が分かる¹⁹⁾。これにより本研究で使用した FDTD コードの妥当性が確かめられた。

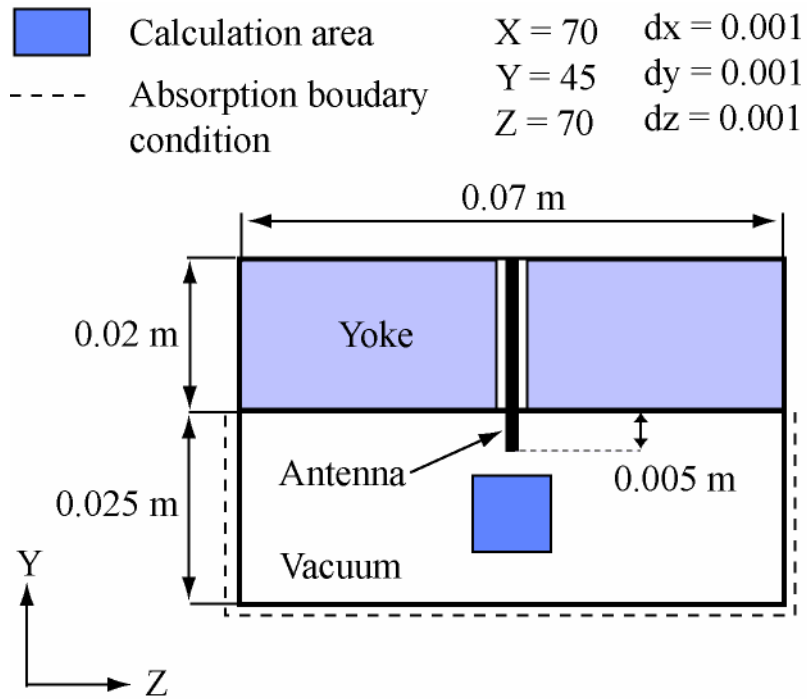


Fig.5-1 Calculation system for checking the validation of the FDTD code

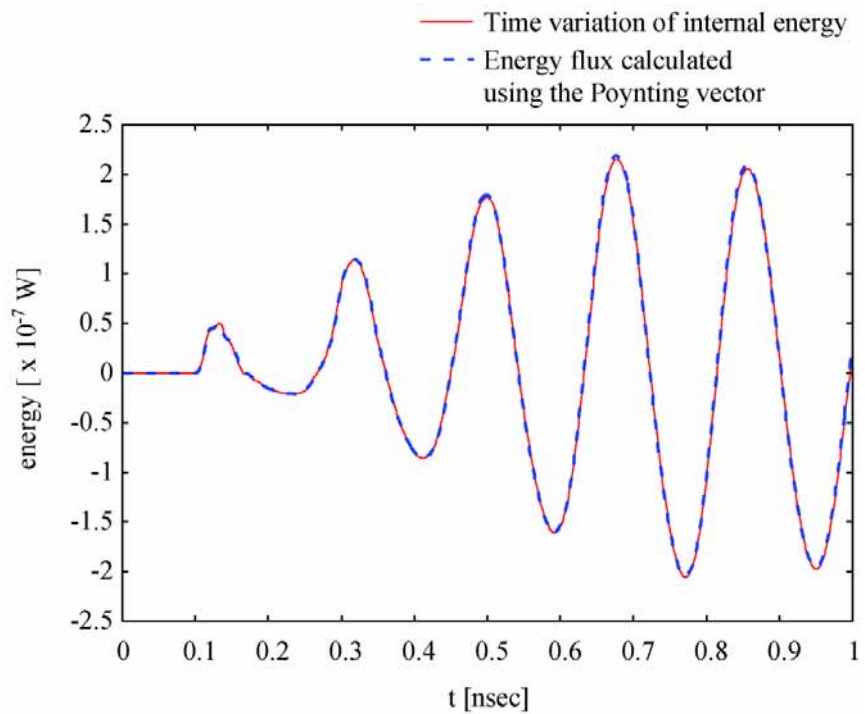


Fig.5-2 Comparison of time variation of internal energy with energy flux from results of the FDTD code

5.2 VSWR

4.4 で述べたように、VSWR はアンテナの基本的な性能評価の基準となりアンテナ設計に要求される重要な項目である。VSWR を求めることができれば、基本的なアンテナ性能を評価できるだけでなく、実験との比較を行うことも可能となる。ここでは、最も簡単な計算体系である同軸ケーブルにおいて VSWR の計算の妥当性を検証する。

5.2.1 吸収境界条件を用いた同軸ケーブル

Fig.5-3 に吸収境界条件における同軸ケーブルの模式図を示す。内径は 2 mm、長さは 190 mm、ケーブル内は真空で、外径は金属で囲まれている。波源には、周波数 2.45GHz のマイクロ波を用いている。この条件では、入力されたマイクロ波はケーブル上を伝播し、境界で吸収されることとなる。つまり無反射の条件である。

VSWR を求めるため、同軸ケーブル上の電圧を求めた。Fig.5-4 に、同軸ケーブル上の電圧を示す。Fig.5-4 と (4.56) 式から VSWR は 1.01、(4.57) 式から反射係数は 0.01 と計算される。一般に、無反射の同軸ケーブルでは、VSWR は 1、反射係数は零となるので、本計算コードでは VSWR が正確に計算されていることを意味する。

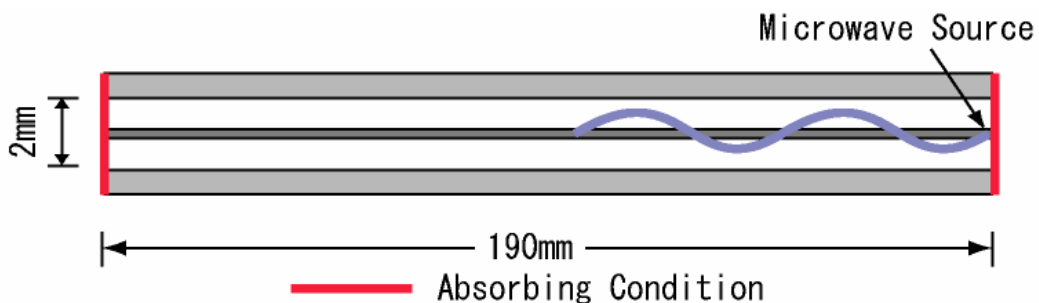


Fig.5-3 Schematic of coaxial cable

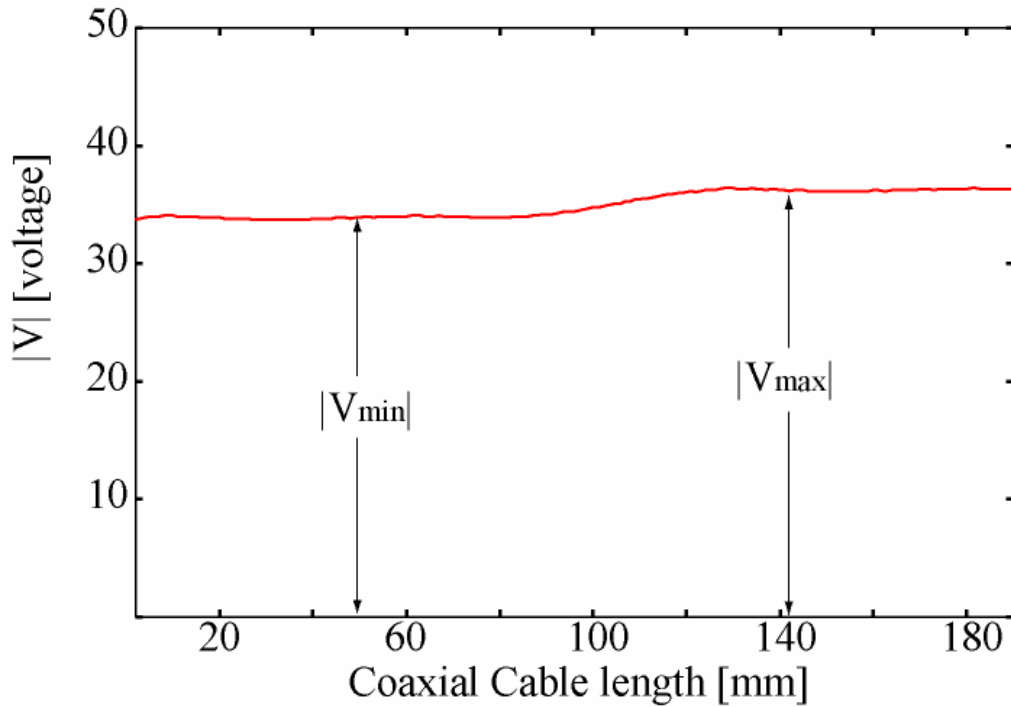


Fig.5-4 Voltage in coaxial cable

5.2.2 反射境界条件を用いた同軸ケーブル

Fig.5-5 に同軸ケーブルの一つの境界に反射条件にした模式図を示す。境界条件以外は、5.2.1 と同様である。この境界条件を用いると、励振されたマイクロ波は全て反射境界で反射される。つまり、完全反射の条件である。Fig.5-6 に、この条件での同軸ケーブル上の電圧を表す図を示す。Fig.5-6 より、5.2.1 同様に (4.56) 式と (4.57) 式から、VSWR はほぼ無限大、反射係数は 1.0 と計算される。この結果は、実際同軸ケーブルの完全反射と一致している。以上より、本研究に用いた VSWR の計算は正確に行われていることが確認された。

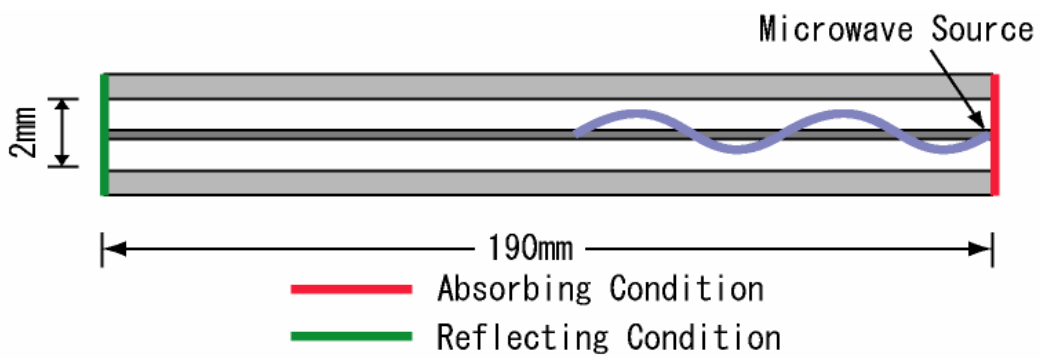


Fig.5-5 Schematic of coaxial cable

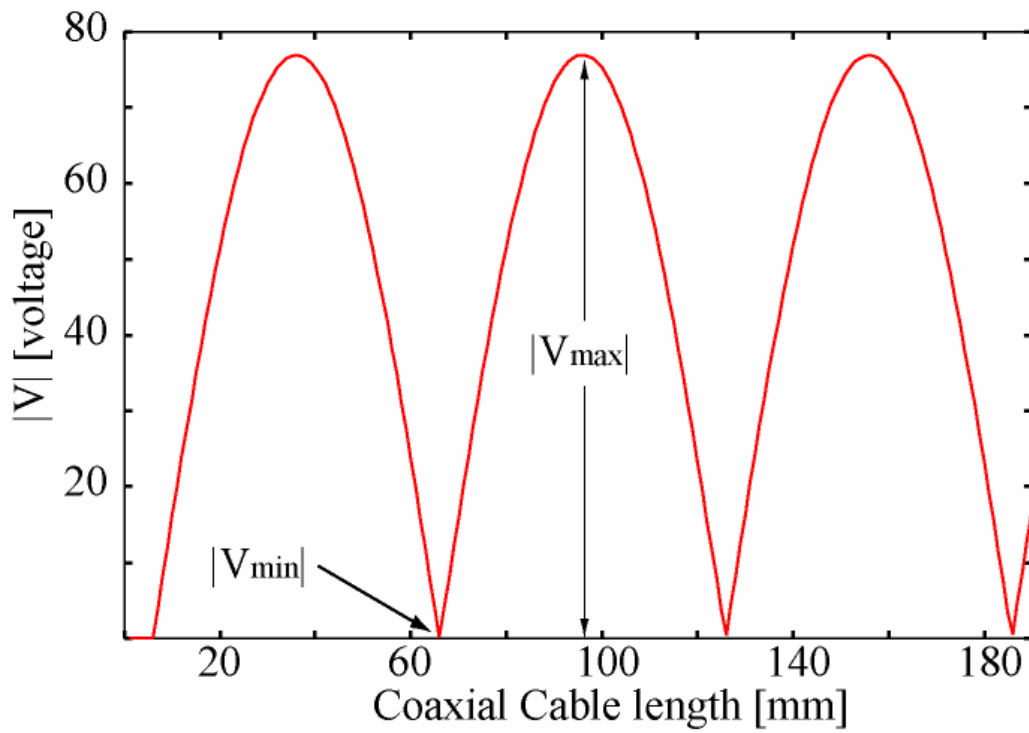


Fig.5-6 Voltage in coaxial cable

第6章 マルチモノポールアンテナシステムにおけるマイクロ波挙動解析

第6章では、本研究室で考案した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解析について述べる。現在では、マルチモノポールシステムの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。そこで、簡単な体系においてマイクロ波の挙動を数値解析し、実験との比較により、マルチモノポールアンテナシステムの現状を検証した。さらに、レシーバアンテナ間の干渉を解析し、マルチモノポールアンテナシステムの設計指針に触れる。

6.1 レシーバアンテナの位置依存性

ここでは、4本のレシーバアンテナの位置を変化させたときのマイクロ波伝播の挙動をマイクロ波伝送量、VSWR から検討する。さらにシミュレーション結果と実験結果との比較を行い、シミュレーション結果の妥当性やアンテナの最適な配置についても議論する。

6.1.1 計算体系

計算体系を Fig.6-1 に示す。マイクロ波は、同軸ケーブル末端で励振され、エミッタアンテナ上へ伝播し放射される。マイクロ波の周波数は 2.45GHz である。エミッタ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 2.45GHz の波長 (122.4 mm) の $1/4^{20,21)}$ 、同軸ケーブルは $1/2$ になるように設計されている。そのため、エミッタアンテナの長さは 30.6 mm であり、同軸ケーブルの長さは 61.2 mm である。また、レシーバアンテナもエミッタアンテナ同様に、アンテナの最適化のため、両端は波長の $1/4$ の長さである。レシーバアンテナは、径方向に等しい距離 r の位置に 4 本設置した。 r は体系の中心から径方向 (10 ~ 40 mm) へ変化させる。

ディバイダーおよび放電室の直径は 106 mm で、長さは 137.5 mm である。ディバイダーと放電室とを区切るヨークの長さは 10.2 mm で、レシーバアンテナ設置のため直径 2 mm の空洞を設けている。体系の両端の境界条件には吸収条件を用いている。同軸ケーブル上の吸収境界条件は、ディバイダー内のマイクロ波の反射波を通過させる役割を果たす。放電室の吸収条件は、レシーバアンテナから放射されたマイクロ波を体系外へ放射する。その他の境界面は、金属を仮定しており、完全反射境界条件 (PEC) を採用している。

メッシュサイズは X、Z 方向については 1.0 mm であるが、Y 方向については周波数 2.45GHz の波長のアンテナを規格化するため 1.0197 mm とした。メッシュ数は、X、Z 方向に 116、Y 方向に 195 である。

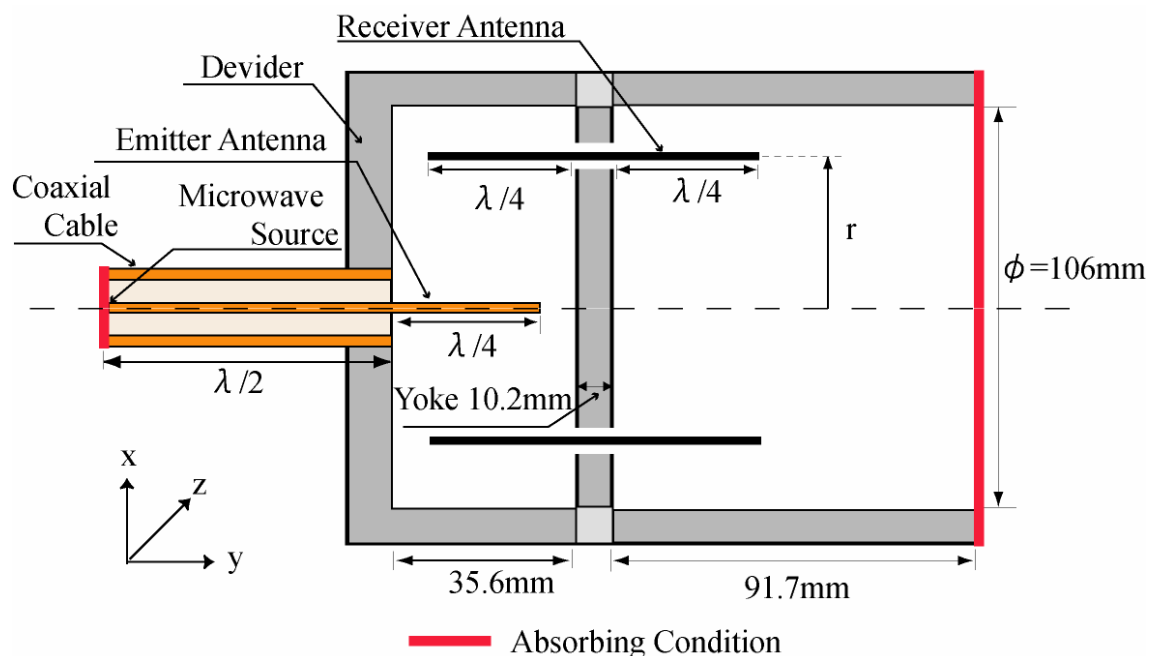


Fig.6-1 Calculation geometry for VSWR estimation

6.1.2 計算条件

ここで用いた計算条件を Table6-1 に示す。タイムステップは 1.8×10^{-12} sec であり、Courant の安定条件を満足している。ステップ数は 10,000 回 (18[nsec]) でマイクロ波の伝播が定常に達するのに十分な回数である。マイクロ波電力は 32[W] である。

Table6-1 Calculation condition

Time Step	1.8×10^{-12} sec
Number of Step	10000
Mesh Size	X=1.0, Y=1.0197, Z=1.0 mm
Microwave Frequency	2.45 GHz
Microwave Power	32 W

6.1.3 マイクロ波伝送量と VSWR

はじめにレシーバアンテナの位置 $r = 29$ mm の場合について述べる。Fig.6-2 に 18[nsec] 経過後の放電室方向外側へ放射されたマイクロ波伝送量を示す。また、Fig.6-3 に、(4.24) 式から求められた系に蓄えられる内部エネルギーの瞬時値を示す。Fig.6-2 の Input は同軸ケーブルからマイクロ波が投入されたエネルギー[J] の積算値を表し、Output は放電室から吸収境界条件を通過したマイクロ波のエネルギー[J] の積算値を表す。ここでは、ポインティングベクトル[W/m²]からエネルギー[J]へ換算している。

Fig.6-2 と Fig.6-3 を見てみると、Input - Output と内部エネルギーの瞬時値が一致していることがわかる。これは、入力から出力を差し引いたものが、系に蓄えられたエネルギーと一致していることを意味しており、エネルギー保存の関係が成り立っていることを示している。したがって、Fig.6-1 のような複雑な体系においてもエネルギーの関係が正確に計算されていることが確認された。Fig.6-3 より内部エネルギーの瞬時値が一定値を維持している。これは、系に流入するマイクロ波が定常状態となっていることを示している。

次に、マイクロ波の入射と反射を調べるために、エミッタアンテナの VSWR を計算した。エミッタアンテナは同軸ケーブルに直接接合されており、エミッタアンテナの VSWR を求めるには同軸ケーブル上の電圧を見ればよい。同軸ケーブル上の電圧は Fig.6-4 のようになる。この図から $V_{\max} = 66.8$ [V]、 $V_{\min} = 48.5$ [V]なので、(4.56) 式より $VSWR = 1.37$ と計算される。さらに、(4.57) 式より反射係数は 0.158 となる。

ここで、レシーバアンテナ位置 r を 10 ~ 40 mm に変化させた場合について考える。

Fig.6-5 に投入されたエネルギーと放電室に放射されたエネルギー（18[nsec]時）を、Fig.6-6 に反射係数を示す。Fig.6-5 と Fig.6-6 から、反射係数が小さいとき、つまりマイクロ波の反射が少ないとき、放電室に放射されるエネルギーが大きいことがわかる。反射が少なければ、放射するマイクロ波は大きくなるのは当然の結果といえる。また、レシーバアンテナの位置 $r=33\text{mm}$ のとき最も反射が少なく、放電室に多くのマイクロ波を伝播できている。これは、系によって最適なレシーバアンテナの位置が存在することを示唆しており、レシーバアンテナの位置に関して、マルチモノポールアンテナシステムの最適化への可能性がある。

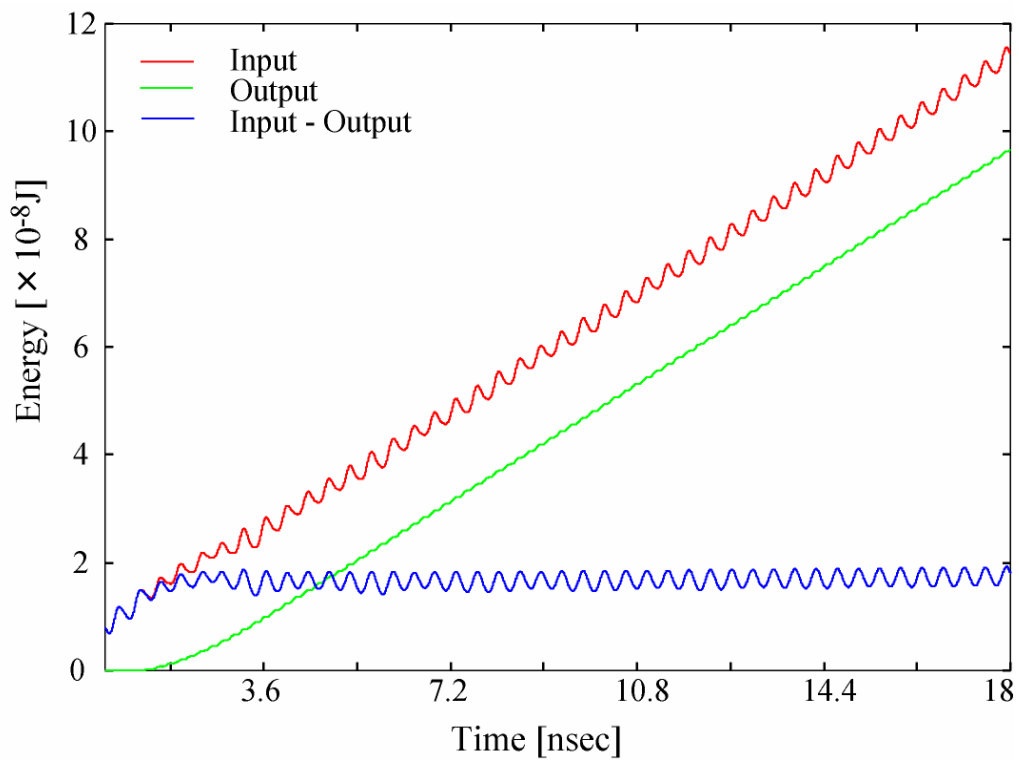


Fig.6-2 Energy flow of microwave

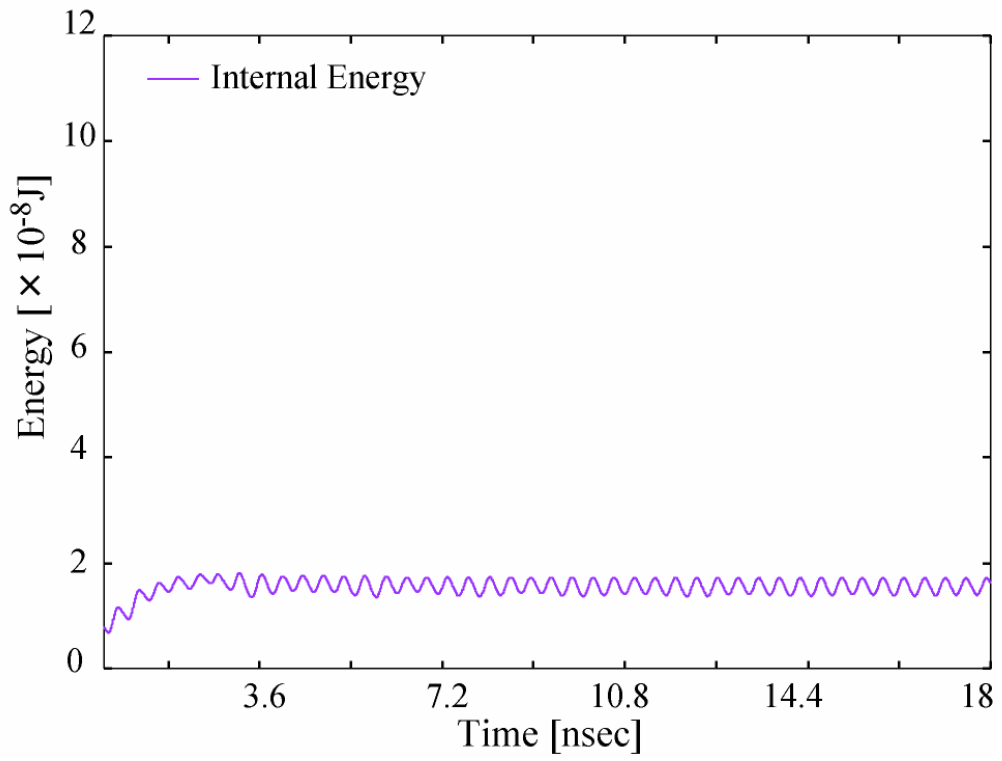


Fig.6-3 Internal energy

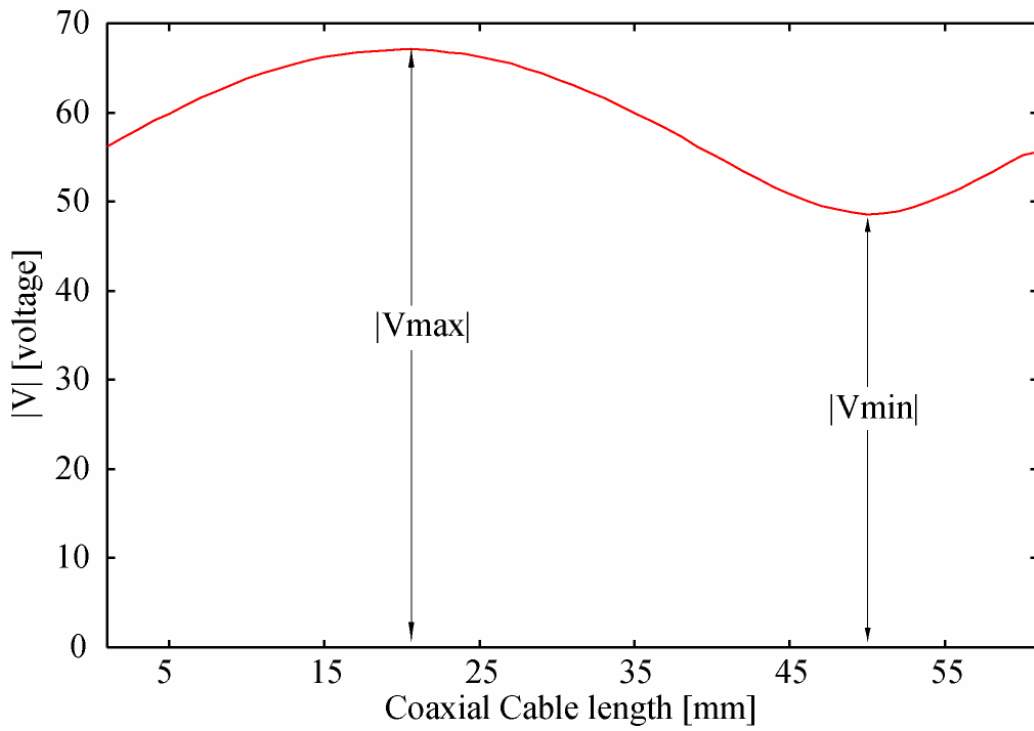


Fig.6-4 Voltage on the coaxial cable

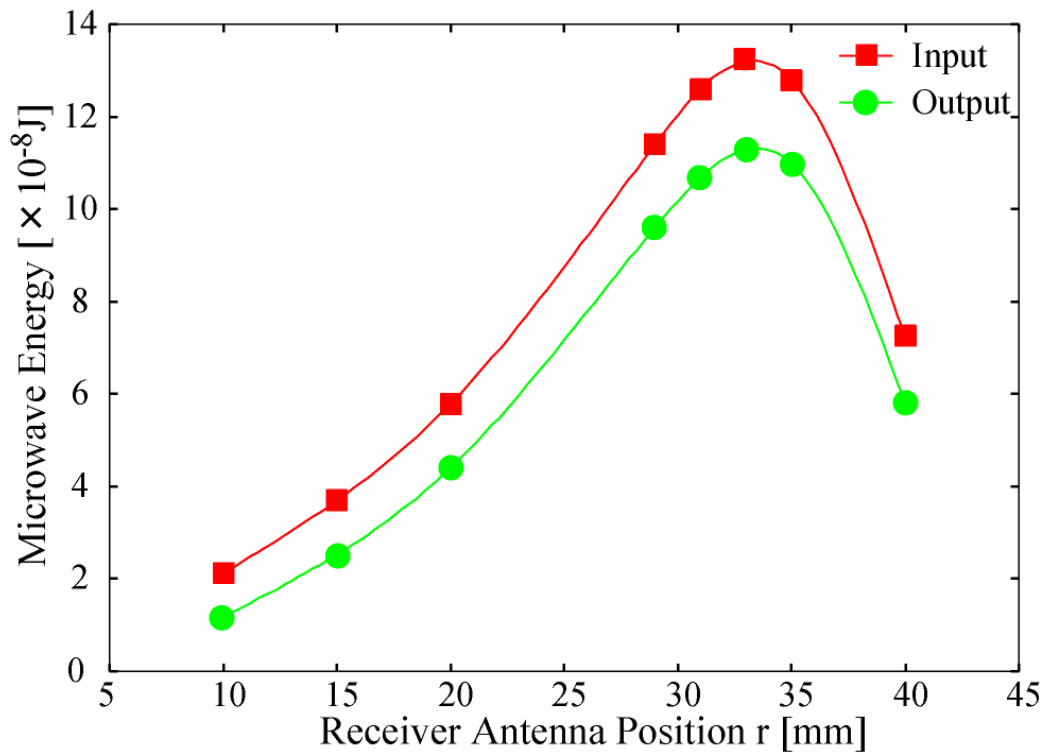


Fig.6-5 Energy flow of microwave vs. receiver antenna position

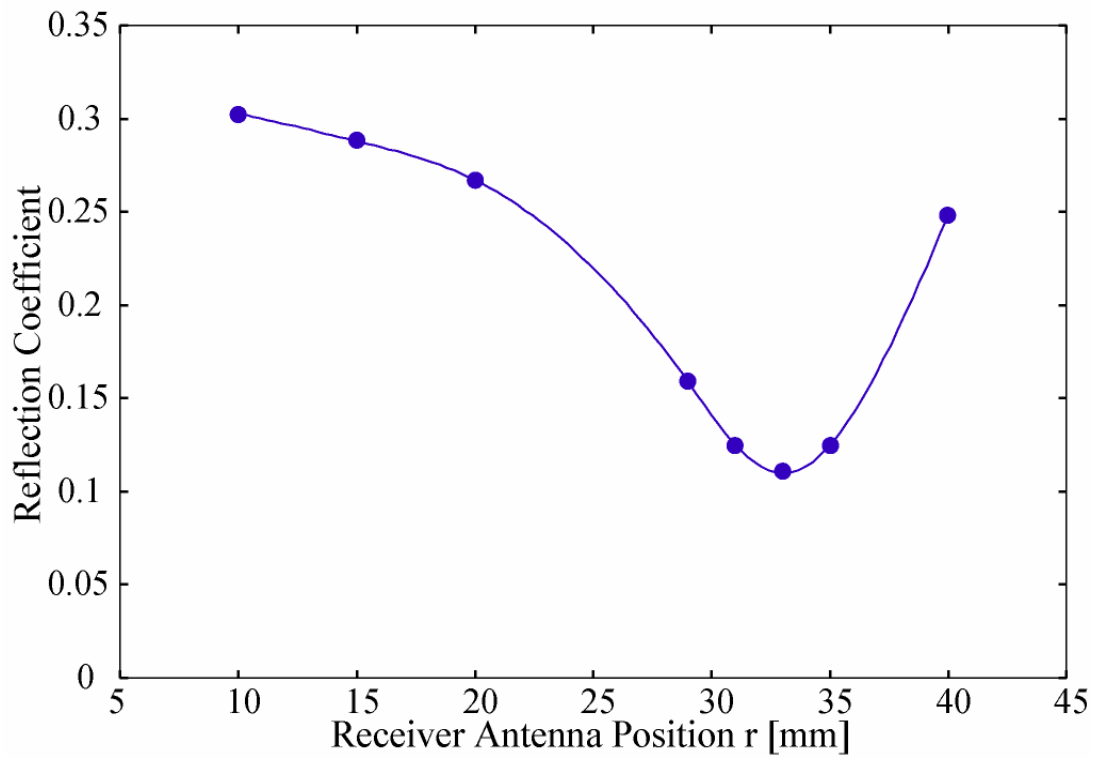


Fig.6-6 Reflection coefficient vs. receiver antenna position

6.1.4 実験値との比較

本実験では、マイクロ波の入射と反射の量を調べた。それらの量を実験的に知ることによって、前述のシミュレーション結果と比較、検討することができる。ここでは、実験値とシミュレーション結果の類似性を確認することで、シミュレーション結果の妥当性の確認を目的とする。

6.1.4.1 実験方法と測定方法²²⁾

本研究の実験装置の模式図を Fig.6-7 に示す。写真を Fig.6-8 に示す。実験装置は主に真空排気系、マイクロ波伝送系、イオンスラスタ本体から構成される。真空容器は SUS 製で、内径 60cm、長さ 100cm の円筒型である。マイクロ波伝送には、固体発信器により発信されたマイクロ波をアンプにより増幅する形式を使用している。マイクロ波の周波数は 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.6-9 に示す。マイクロ波は発信器から発信された後、アッテネーター（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 型同軸ケーブルにより出力される。真空容器内へは N 型真空用コネクタを使用し、真空容器内で N 型ケーブルからセミリジッドケーブルへと変換され、SMA コネクタを経てスラスタ部へ導入される。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差により検出される。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。アンテナとの整合はマイクロ波電源から真空容器までの N 型ケーブルの長さと同軸ケーブルからスラスタ部までのセミリジッドケーブルの長さを変化させて行っている。

スラスタ本体には、マルチモノポールアンテナシステムを用いたスラスタを使用した。スラスタの模式図を Fig.6-10 に示す。今回使用したスラスタは、6.1.1 で述べた計算体系とほぼ同様の形状である。同軸ケーブルから伝搬されたマイクロ波は、エミッタアンテナから放射される。さらに、レシーバアンテナを介して放電室まで伝搬されるよう設計されている。本実験は、レシーバアンテナの位置 r を 10、29、40 mm の三通りで変化させた。

次に、測定方法を述べる。本研究では、入射波と反射波のパワーを測定するため方向性結合器を用いた。方向性結合器は信号を隔離、分離または結合するための装置である。Fig.6-9 に示すように、入射波と反射波を独立に測定することができる。

その分離されたマイクロ波の信号はパワーモニタに出力される。今回はそのデータから、反射係数を計算した。反射係数は、入射波と反射波とのパワーの比から求めた。

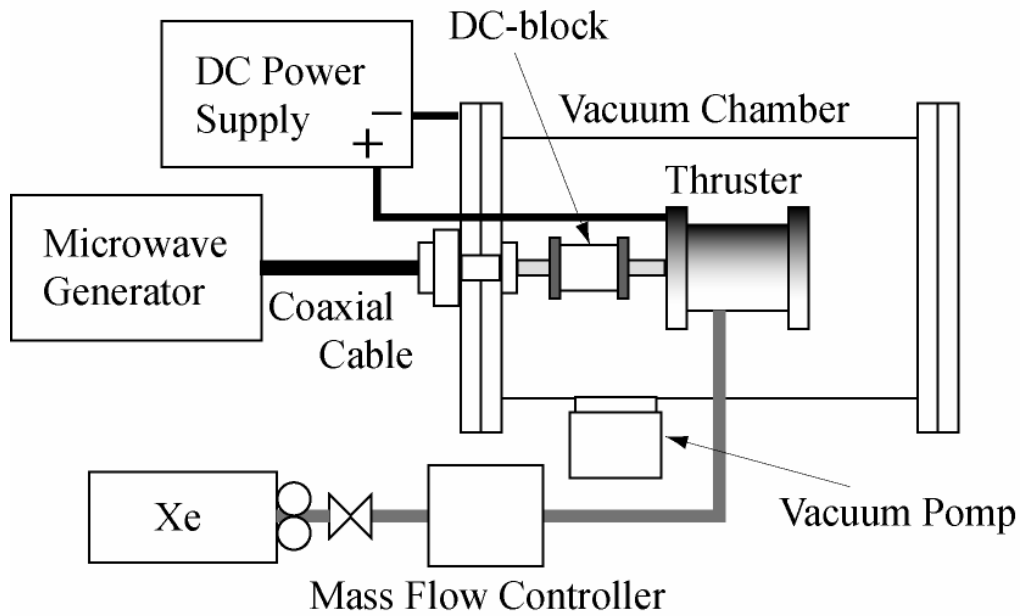


Fig.6-7 Schematic of experimental apparatus

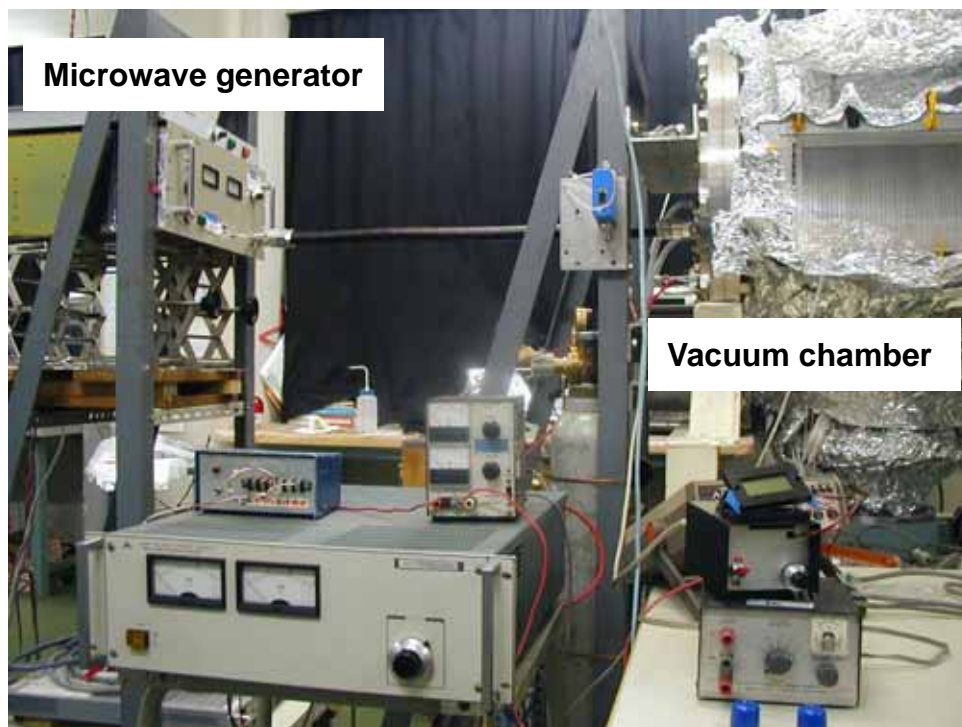


Fig.6-8 Experimental setup

Fig.6-12 にディバイダー内の電界時間平均値分布を表す図を示す。縦軸は電界強度の時間平均値の絶対値で、横軸は中心にあるエミッタアンテナからの距離 r である。いずれの条件でも電界強度のピークは3箇所において存在し、中心はエミッタアンテナの位置であり、その他はレシーバアンテナの位置を表している。まず、レシーバアンテナ位置 $r=10$ mmのときをしてみる。レシーバアンテナの位置の電界強度は他と比べて小さい値を示していることがわかる。これは、中心のエミッタアンテナとの距離が近すぎることによって互いに干渉しているからだと考えられる。 $r=40$ mmのときは、電界強度が $r=10$ mmに比べて小さい。これは、中心のエミッタアンテナからの距離 r が離れすぎることによりマイクロ波がレシーバアンテナへ伝播しにくくなっていると考えられる。 $r=33$ mmのときは、電界強度は最も高い値を示しており、効率よくマイクロ波を受信していると考えられる。この結果は、レシーバアンテナがエミッタアンテナから適当な位置にあるといえ、Fig.6-11 の反射係数が最も低くなっていることにも起因する。以上より、レシーバアンテナは近傍もしくは遠方に設置しても、アンテナ間の干渉や受信性能の低下により、放電室へマイクロ波を伝播するには不適な体系である。

このように $R=53$ mmにおいて、 $r=33$ mmの場合が最もマイクロ波を放電室へ伝播しているように、レシーバアンテナ位置には最適値が存在することが確認された。

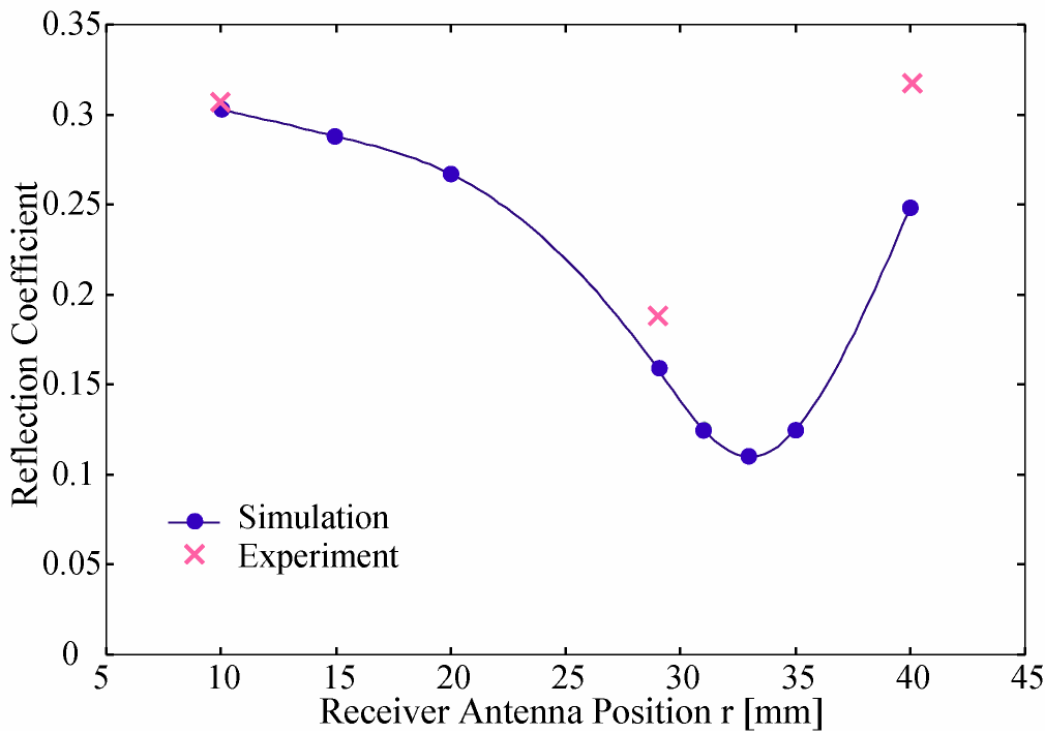


Fig.6-11 Comparison of reflection coefficient vs. receiver antenna position between simulation and experiment

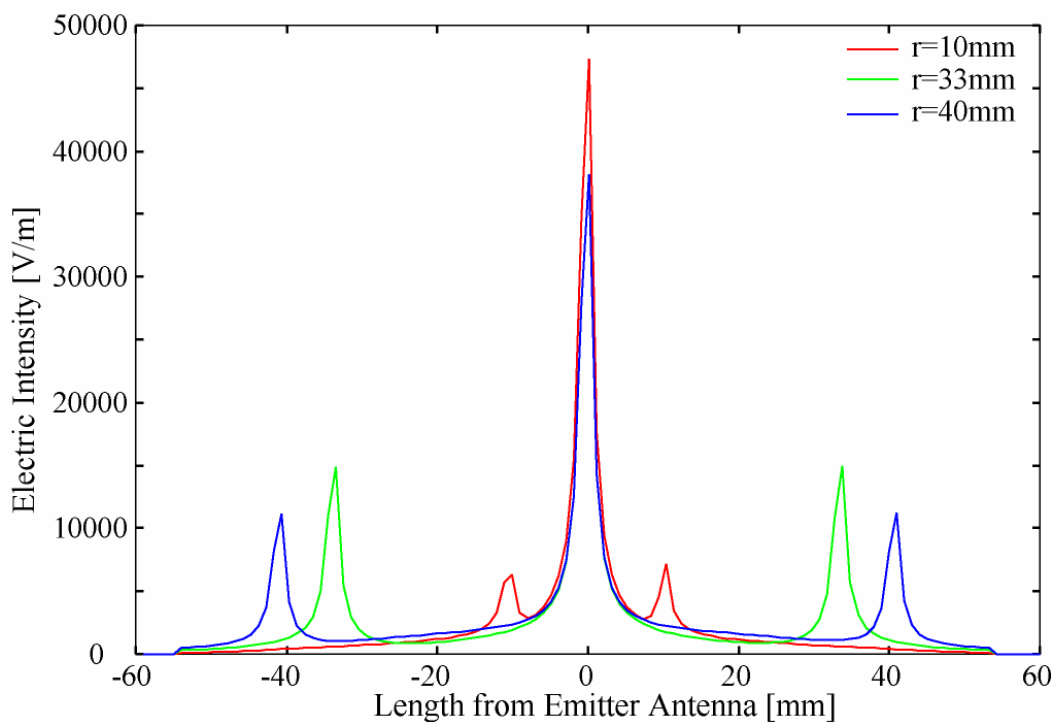


Fig.6-12 Distribution of electric intensity in divider

6.2 放電室径依存性

ここでは、4本のレシーバアンテナの位置を固定し、放電室の半径 R を変化させた時の、マイクロ波伝播の状況をマイクロ波伝送量、VSWR から調査する。

6.2.1 計算体系と計算条件

計算体系を Fig.6-13 に示す。レシーバアンテナの位置を中心から 33 mm に固定し、放電室半径 R を 49 ~ 69 mm まで変化させた。その他の計算体系、計算条件は 6.1 と同様である。

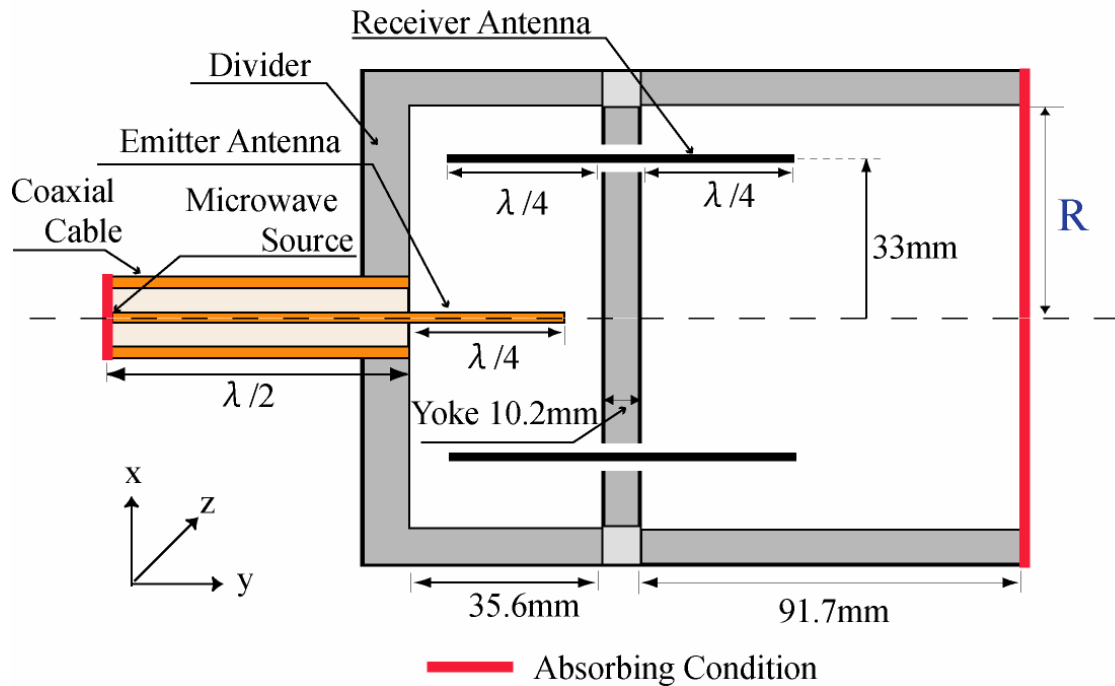


Fig.6-13 Calculation geometry for variable radii R

6.2.2 マイクロ波伝送量と VSWR

Fig.6-14 に放電室半径 R を変化させたときの投入されたエネルギーと放電室に放射されたエネルギー(18[nsec]時)を示す。また、その場合の反射係数を Fig.6-15 に示す。この図より、6.1.3 と同様に反射係数が小さいとき、放射されるエネルギーも高い値を示すことがわかる。つまり、放電室の半径 R を変化させたときも、反射係数が小さいほうがよりマイクロ波を放射できることが確認され、前項と同様の結果を得た。また、 $R = 57\text{ mm}$ のとき、反射係数も小さく、放電室へマイクロ波は多く放射されていることがわかった。

次に、 $R = 57\text{ mm}$ のとき最も反射係数が小さくなった理由について考える。6.1.4.2 ではレシーバアンテナには系に対して最適な位置が存在することを述べた。本計算では、レシーバアンテナ位置 r を 33 mm と固定しているので、Fig.6-15 の結果から、レシーバアンテナに対する最適な放電室半径 R が存在することが推測される。このことは、マイクロ波の伝送を効率よく行う上で、レシーバアンテナの位置を決定すると自ずと放電室半径も決定されることを示している。この場合では、レシーバアンテナ位置 $r = 33\text{ mm}$ のとき、最適な放電室半径 R は 57 mm ということになる。以上の結果は、イオンスラストの最適な形状を決定する上で重要となる。

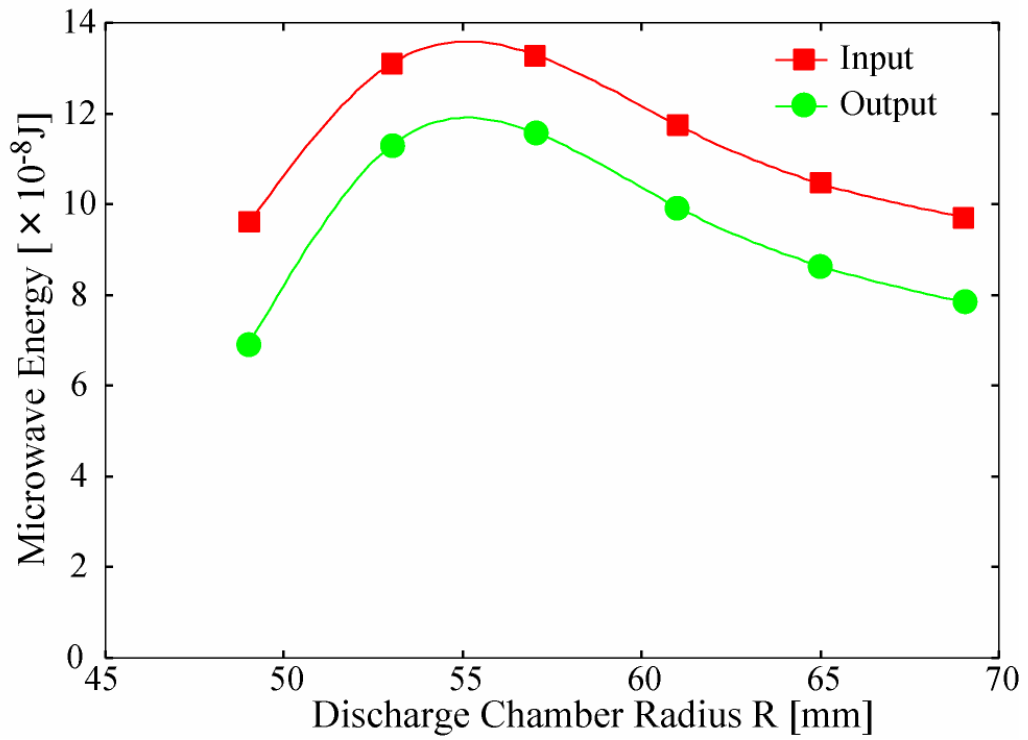


Fig.6-14 Energy flow of microwave for various discharge chamber radii R

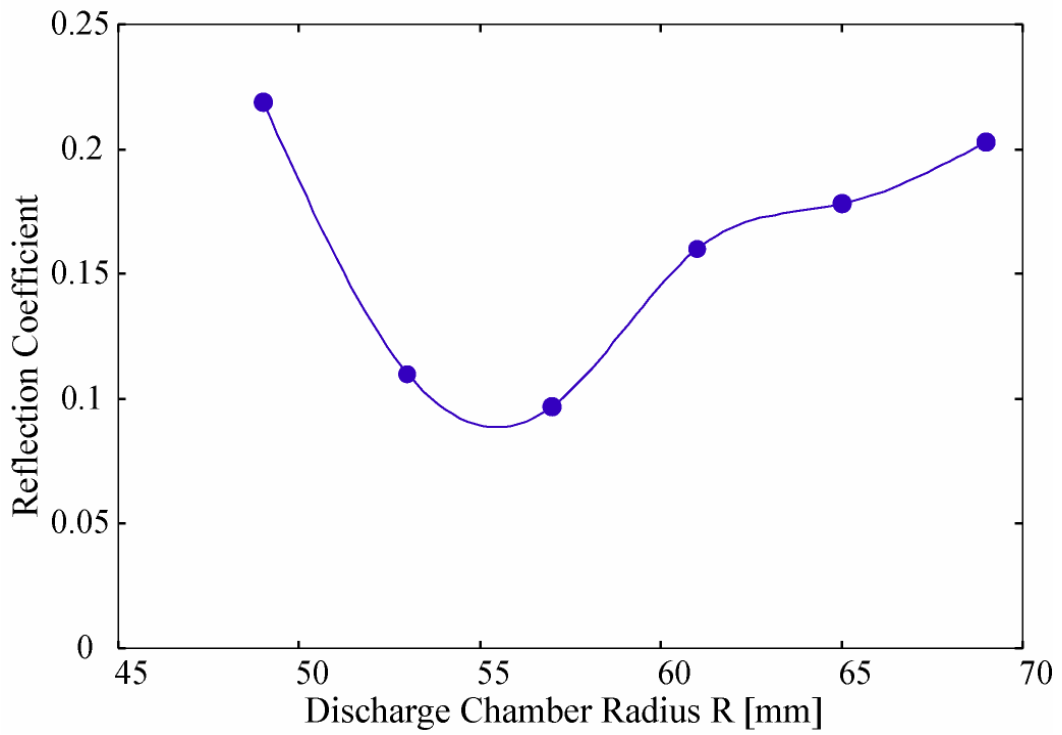


Fig.6-15 Reflection coefficient for various discharge chamber radii R

6.3 設計指針

6.1 では、レシーバアンテナ位置について VSWR コードと実験との比較により検証してきた。6.2 では、最適な放電室半径を導出することができた。これらのマイクロ波の解析により、マルチモノポールアンテナシステムにおける最適化への可能性を示すことができた。ここでは、各レシーバアンテナのマイクロ波伝送量を計算することによりアンテナ間の干渉を解明する。これにより、さらに効率よくマイクロ波を伝送可能なマルチモノポールアンテナシステムの設計指針を得る。

6.3.1 計算体系と計算条件

Fig.6-16 に計算体系を示す。(a)は平面図で、(b)はヨーク中の断面図である。本体系は、レシーバアンテナを内側に 1 本、外側に 4 本、合計 5 本設置しており、外側のレシーバアンテナは中心から 29 mm、内側のレシーバアンテナは中心から 9 mm に設置してある。また、(b)の番号はレシーバアンテナの位置を示す。本計算では(a)に示すように、各レシーバアンテナのマイクロ波伝送量を調査するため、マイクロ波伝送量を計算する面をヨーク中とした。その他の計算体系、計算条件は 6.1 と同様である。

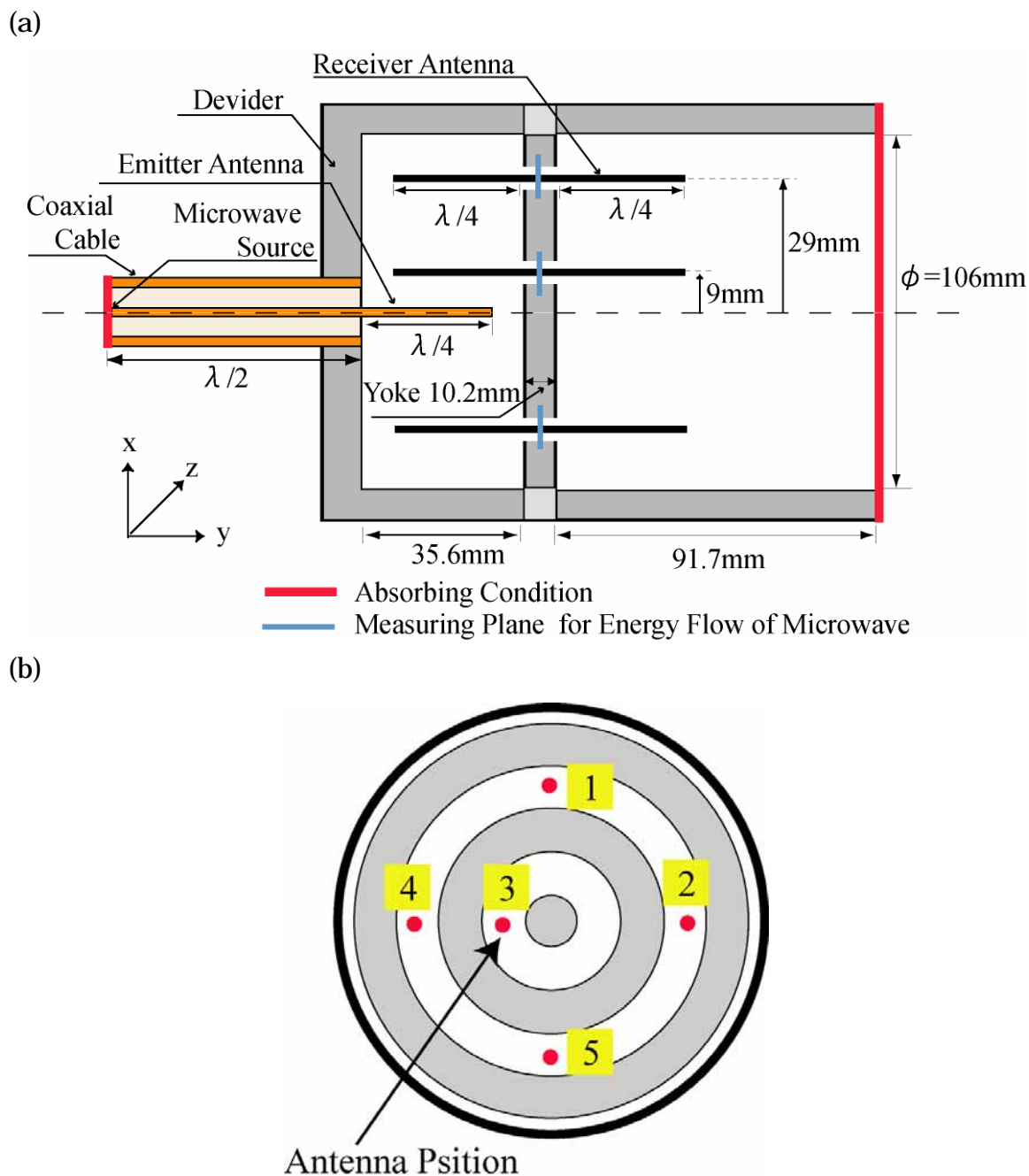


Fig.6-16 Calculation geometry for five receiver antenna system,
 (a) Side view, (b) Cross-section

6.3.2 結果と考察

Fig.6-17 に各レシーバアンテナのマイクロ波の伝送量を示す。Fig.6-17 の縦軸は伝送されたマイクロ波のエネルギーの積算値を示している。また、番号はレシーバ

アンテナの位置を示している。ここで、各レシーバアンテナのマイクロ波伝送量について考える。まず、アンテナ3は、Fig.6-17の傾きから1.25[W]と最もマイクロ波を放電室に伝送していることがわかる。これは、エミッタアンテナに対し最も近くに位置しているためと考えられる。一方、アンテナ4は0.2[W]と最もマイクロ波伝送量は小さい。これは、エミッタアンテナからみて、アンテナ3の影となっているため、マイクロ波を直接受信できないからだと考えられる。

さらに、他のアンテナ1、2、5に比べアンテナ4は電力が一定ではなく、リップルからわかるように放電室からディバイダーに戻っている時間帯が存在している。Fig.6-18にアンテナ3と4の電力を示す。Fig.6-18の縦軸は電力を表し、横軸は時間である。値の正負が意味することは、正のときはマイクロ波が放電室に伝送されており、負のときには放電室からディバイダーに伝送されていることを表す。Fig.6-18より、アンテナ3の振幅が大きいのに対し、アンテナ4の振幅が小さいことがわかる。この両者の差は、先に示したFig.6-17のマイクロ波伝送量においても表れており、マイクロ波伝送量と電力の関係を確認できる。Fig.6-18より、アンテナ3の振幅が正に大きくなっているとき($t=10.8$ [nsec])、アンテナ4の振幅が負になっている。一方、アンテナ3が正に小さく振動しているとき($t=11.7$ [nsec])は、これに従属してアンテナ4の負への振幅がない。これはアンテナ3からのマイクロ波の放射が、アンテナ4に影響していることを示唆している。また、アンテナ3とアンテナ4の振動には時間的に差が生じていることから、このアンテナ配置では、放電室内にアンテナ3から放射されたマイクロ波が、アンテナ4の放射を妨げる働きを示していることと考えられる。これより、アンテナ間に干渉が生じていることが確認され、さらにFig.6-17において見られる、アンテナ3のマイクロ波伝送量のリップルが説明できる。

ここで、6.1のFig.6-6に示すように、レシーバアンテナ位置が10 mmのとき反射係数が大きくなっているが、これは上記に示しているようにアンテナ間の相互干渉の結果であると考えられる。すなわち、エミッタアンテナの近くに位置するレシーバアンテナは効率よくマイクロ波を受信し放射することがわかった。しかし、近くに位置しすぎるために、アンテナ間の干渉の影響が大きくなってしまい、結局マイクロ波の伝送が効率的に行われなかったと考えられる。つまり、レシーバアンテナの配置にはアンテナの干渉も考慮する必要があることがわかった。

以上より、各レシーバアンテナの伝送量を計算した結果から、アンテナ間の干渉の存在が明らかになった。また、レシーバアンテナ間の干渉を考慮することも設計指針において重要な項目であることが確認された。

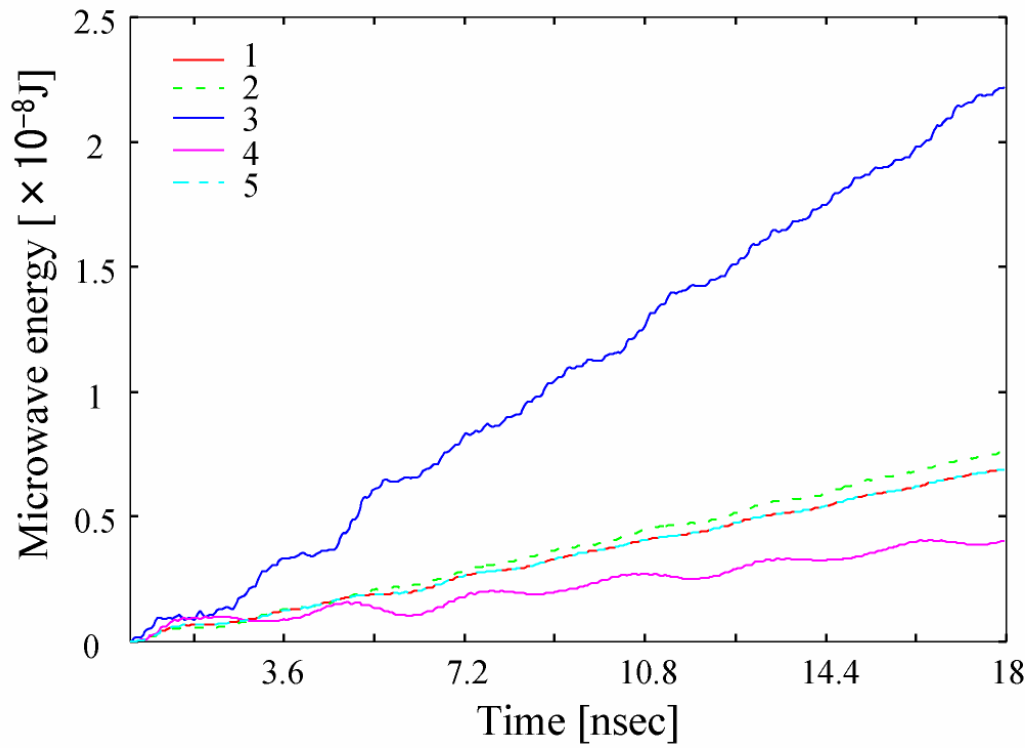


Fig.6-17 Energy flow of microwave for respective receiver antennas

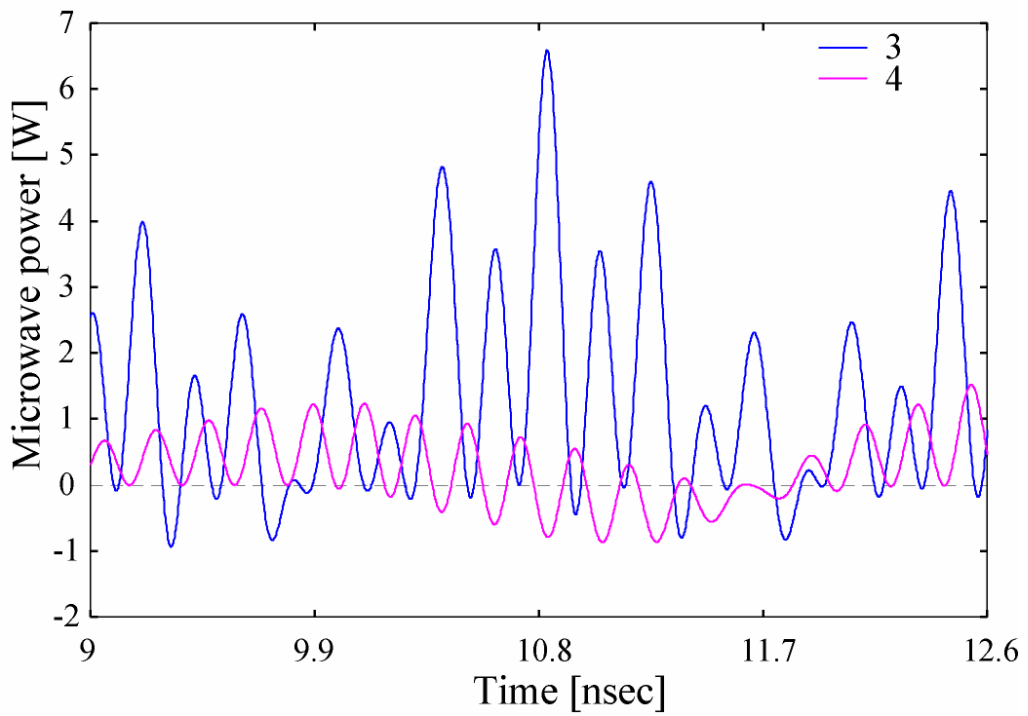


Fig.6-18 Microwave power for receiver antenna 3 and 4

第7章 結論

本論文では、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、数値シミュレーションにより設計指針を得ることを目的としている。本研究では、スラスト内部のマイクロ波の挙動解析を行い、さらに実験との比較によりシミュレーション結果の妥当性を検討した。以下に、結論としてシミュレーションコードの妥当性と、マイクロ波解析による設計指針を述べる。

(1) シミュレーションコードの妥当性

本研究は、主にポインティングベクトルと VSWR を用いた。ポインティングベクトルはエネルギー保存の関係から、VSWR は同軸ケーブルによる検証により妥当性が示された。さらに、VSWR は実験との比較により、同様の傾向が得られ、実験的にも正しいことが確認された。

(2) マルチモノポールアンテナシステムにおける、VSWR のレシーバアンテナ位置依存性と放電室半径依存性

本論文では、レシーバアンテナの位置と、放電室半径をそれぞれパラメータにとり、最もマイクロ波を伝播する体系を求めた。結果として、この二つのパラメータは互いに密接な関係があることがわかった。具体的には、一方が決定されれば、自ずともう一方も決定される。これは、ディバイダー内の電界強度分布によるもので、本計算コードを用いれば最適な放電室半径あるいはレシーバアンテナ位置を決定できる。

(3) マルチモノポールアンテナシステムの設計指針

マイクロ波解析の結果、レシーバアンテナ位置と放電室半径には相互の関係が成り立っていることが確認された。さらに、アンテナ間において、マイクロ波の相互干渉が存在することを明らかにした。マルチモノポールアンテナシステムの設計においては、この効果を考慮する必要がある。本コードを用いることにより、マルチモノポールアンテナシステムの最適な体系の設計が今後求められる。

また、今後の課題として次の三項目が考えられる。

(1) レシーバアンテナの本数

本研究ではレシーバアンテナを4本用いている。しかし、これはマイクロ波の伝播挙動を解析において簡単のためであって、4本が効率よくマイクロ波を伝播できるとは限らないと推測される。実験では、本研究で設置しているレシーバアンテナよりもさらに内側へ1本のレシーバアンテナを追加しており、良い性能結果を得ている。したがって、レシーバアンテナを4本と限定せず、さらに多くの体系での電磁波解析が必要であると考えられる。

(2) レシーバアンテナの形状

実験において、レシーバアンテナはループアンテナのように曲げられている。本研究では、レシーバアンテナの本数と同様、簡単のためモノポールアンテナを使用している。したがって、本計算コードを用いて正確な実験体系を模擬するためにはレシーバアンテナを曲げる必要がある。しかし、FDTDの特徴として、湾曲した体系の設定は困難である。今後は、モノポールアンテナを曲げることを目的として、湾曲した体系を作成し、その体系の妥当性を明らかにしなければならないと考える。

(3) プラズマの導入

本研究ではマイクロ波解析を目的としていた。今回はマイクロ波のみの挙動解析を行ったが、プラズマの挙動を考慮していない。つまり、プラズマによるマイクロ波の反射なども考慮されていないことになる。今後は、プラズマを導入したマイクロ波解析を行い、プラズマによる反射等の因果関係を解明する必要がある。

参考文献

- 1). 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)
- 2). JAXA ホームページ (<http://www.muses-c.isas.ac.jp/j/index.html>)
- 3). 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)
- 4). 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)
- 5). 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)
- 6). 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)
- 7). T. Watanabe, Toyota Central Lab R&D Rev. 32, 23-33 (1997)
- 8). I. Funaki and H. Kuninaka, “Overdense Plasma Production in a Low-power Microwave Discharge Electron Source”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **40**, 2495 (2001)
- 9). 林泉、高電圧プラズマ工学、丸善株式会社 (1996)
- 10). 岡田文明、マイクロ波工学 - 基礎と応用 - 、学献社 (1997)
- 11). 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)
- 12). 橋本修, 安部琢美, “FDTD 時間領域差分法入門”, 森北出版 (1996)
- 13). 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)
- 14). K. S. Lee, “Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell’s Equations in Isotropic Media”, *IEEE Trans. Antennas Propagation*, **14**, 302 (1966)
- 15). G. Mur, “Total-field Absorbing Boundary Conditions for the Time-Domain Electromagnetic Field Equations”, *IEEE Trans. Electromagnetic Compat.*, **40**, 100 (1998)
- 16). 川村雅恭、電気磁気学 - 基礎と例題 - 、昭晃堂 (2001)
- 17). 築地武彦、電波・アンテナ工学入門、総合電子出版社 (2002)
- 18). 中野惣之助、岡本幸太郎、宇佐美興一、工学系の基礎電磁気学、朝倉書店 (2001)
- 19). H. Kosaka and K. Ono, “Numerical Analysis of the Electromagnetic Fields in a Microwave Plasma Source Excited by Azimuthally Symmetric Surface Waves”, *The Japan Society of Applied Physics*, **41**, 2199 (2002)

- 20).後藤尚久、図説・アンテナ、社団法人電子情報通信学会（1995）
- 21).佐藤源貞、川上春夫、田口光雄、現代アンテナ工学、総合電子出版者（2004）
- 22).片原田弘、“小型マイクロ波放電式イオンスラストにおける推進性能評価”、九州大学修士論文（2005）