

博士論文

電離気体プラズマのアンテナ応用に
関する理論構築と実験検証

Theoretical Construction and Experimental Verification of
Antenna Applications using Gaseous Plasma

滋賀県立大学大学院
工学研究科先端工学専攻
内藤 皓貴

1. 序論	1
1.1. 研究の背景.....	1
1.1.1. プラズマアンテナ.....	1
1.1.2. プラズマクロッキング.....	5
1.2. 研究の目的.....	6
1.3. 論文の概要.....	6
参考文献	8
2. 他励式プラズマアンテナの放射特性.....	11
2.1. はじめに.....	11
2.2. 理論解析および数値解析.....	11
2.2.1. 方法.....	11
2.2.2. 結果.....	13
2.3. 実験.....	17
2.3.1. 実験装置.....	17
2.3.2. 結果と考察.....	18
2.4. 考察.....	21
2.5. 結論.....	22
参考文献	23
3. 自励式プラズマアンテナの放射特性.....	24
3.1. はじめに.....	24
3.2. 理論解析.....	24
3.2.1. 方法.....	24
3.2.1.1. 解析式.....	24
3.2.1.2. 数値計算.....	26
3.2.2. 結果と考察.....	29
3.3. 実験.....	32
3.3.1. 実験装置.....	32
3.3.2. 結果と考察.....	33
3.4. 考察.....	34
3.5. 結論.....	37
付録 3.A. 微小ダイポールプラズマアンテナの放射特性.....	37
付録 3.B. 1/4 波長モノポールプラズマアンテナの放射特性.....	39
参考文献	41
4. 表面波励起プラズマアンテナの理論解析.....	43
4.1. はじめに.....	43
4.2. 表面波励起プラズマアンテナの定式化.....	43

4.2.1.	アンテナモデル.....	43
4.2.2.	気体放電パート.....	44
4.2.3.	電磁気パート (I)：電子密度分布.....	45
4.2.4.	電磁気パート (II)：分散関係およびプラズマの抵抗.....	47
4.2.5.	放射パート.....	48
4.3.	結果と考察.....	49
4.4.	結論.....	54
付録 4.A.	式(4-15)の導出.....	54
付録 4.B.	式(4-19)、(4-21)の導出.....	54
	参考文献.....	56
5.	プラズマによる電磁波散乱抑制.....	57
5.1.	はじめに.....	57
5.2.	解析的検討.....	57
5.2.1.	定式化.....	57
5.2.2.	結果と考察.....	58
5.3.	数値解析.....	60
5.3.1.	計算方法.....	60
5.3.2.	結果と考察.....	61
5.4.	実験.....	64
5.4.1.	実験系.....	64
5.4.2.	結果と考察.....	64
5.5.	考察.....	66
5.6.	結論.....	69
付録 5.A.	式(5-7)の導出.....	69
	参考文献.....	70
6.	結論.....	71
6.1.	本研究のまとめ.....	71
6.2.	今後の研究への展望.....	73
	参考文献.....	74
	謝辞.....	75
	研究業績一覧.....	76

1. 序論

1.1. 研究の背景

1.1.1. プラズマアンテナ

プラズマアンテナとは、構造の一部に金属や誘電体の代わりにプラズマを適用したアンテナである[1]-[3]。プラズマアンテナは次世代アンテナの一つとして近年注目を集めているが[4]、その概念自体は新しいものではない。電離気体に対してプラズマという用語が用いられ始めたのが1920年代後半であるのに対し[5]、そのおよそ10年前の1917年には、アメリカのJ. Hettingerによって「Aerial Conductor for Wireless Signaling and Other Purposes」の名称で電離気体を用いたアンテナが特許出願されている（図1-1、[6]）。その後も継続的にアンテナへのプラズマの適用は提案され[7]、[8]、1967年にはプラズマアンテナによる電磁波の受信が実証されている[9]。一方、プラズマの生成や制御といった技術的課題からプラズマアンテナの実現が難しかったためか、その後しばらくプラズマアンテナに関する報告がほとんどなされない状況が続いた。

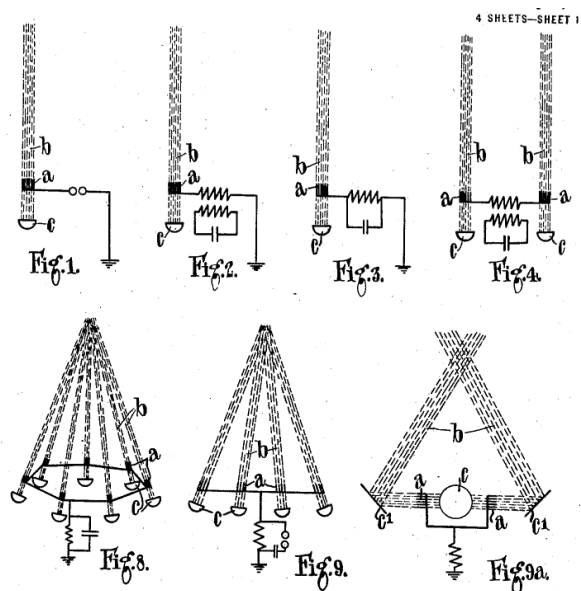


図 1-1 1919 年に出願されたアメリカ特許 1309031 の図 1~4、8、9[6]

プラズマの工業的応用および電源などの周辺技術の発展に伴って、プラズマの生成や制御に関する技術的課題が解決されてきたことなどを受け、1980年代から再びアンテナへのプラズマの適用が報告されるようになった[10]。1990年前後にアメリカで複数のプロジェクトが実施され[11]-[14]、プラズマアンテナの試作やプラズマアンテナを用いた無線通信の実証が行われた。これらのアメリカでの成果を受け、2000年前後からはオーストラリア[16]、イタリア[17]、中国[18]などを中心として研究が増加し、現在では世界各国でプラズマアンテナに関する研究が進められている。1978年以降に発行されたプラズマアンテナの文献数の変化を図1-2に示す。文献は、Google社Google Scholarを用いて[19]、「plasma antenna」

のキーワードで検索した。全言語を対象とし、特許文献および宇宙/核融合関連のキーワードを有する文献は除外した。1990年までは年に10件程度であったが、1994年以降に増加をはじめ、現在も増加を続けている。

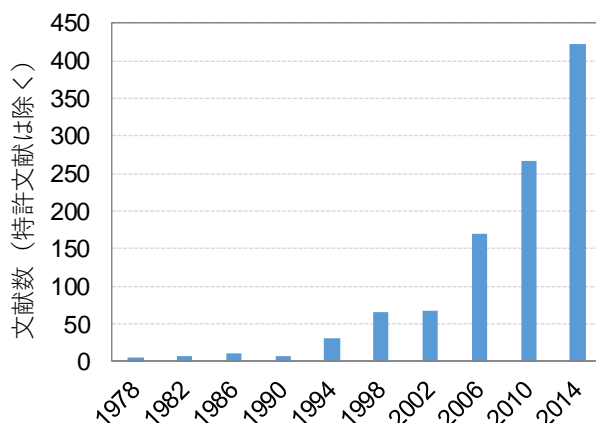


図 1-2 プラズマアンテナに関する文献数 (特許文献は除く)

プラズマアンテナが注目を集める理由として、プラズマアンテナが従来の金属アンテナにない特徴を有することが挙げられる。プラズマアンテナの主な特徴を以下にまとめる。

1. 時空間的な制御性

プラズマは、外部信号（電圧、電力、ガス圧など）でプラズマ周波数や導電率などの電気特性が制御可能であり、また複数の電極や放電管を用意し、放電パターンを切り替えることで形状も変更できる。従って、アンテナの周波数帯域や、利得、指向性などを制御できる。機械走査ではなく電子走査のため高速なビーム制御が可能であり[12]、また、放電を停止することでリングングが抑制されるなどの特徴もある[15]。

2. 電磁波との低干渉性

放電を停止するとプラズマは絶縁性の気体に戻る。従って、未使用時に放電を停止することで周囲の電磁波との干渉や、近接するアンテナとの結合を完全になくすことができる[20]。また、使用時であっても、プラズマはプラズマ周波数よりも周波数が十分高い電磁波に対しては誘電体的に振舞うため、プラズマアンテナによる電磁波の散乱は抑制される。




3. 高耐久性

プラズマは、固体、液体、気体が続く物質の第4の状態と呼ばれるように、入力電力や周囲温度を増加しても、基本的には電離度や内部エネルギーが増加するのみで、相変化を起こさない。従って、放電管などは別として、入力電力や周囲温度に上限がない。また、プラズマは、分子密度が金属や誘電体などの固体と比較して4桁以上も低い。従って、高線量のX線や γ 線などが存在する環境下であっても、アンテナ内部

での二次電子の発生が少なく、ノイズの影響を受けにくい[9]。また、未使用時に放電を停止することで、電磁波との干渉がなくなるため、大電力の電磁パルスなどが入射した場合も、送受信回路を保護できる。

目的に応じて様々な構造のアンテナが用いられるように、プラズマアンテナも、線状[21]-[25]、ループ[26]、[27]、リフレクター[28]-[30]、アレー[31]、漏れ波[32]、[33]など、様々な構造が提案、研究されている。プラズマアンテナの代表例を表 1-1 に示す。また、電離層を介した長距離通信も広義にはプラズマアンテナの一種と考えられる[34]、[35]。

表 1-1 プラズマアンテナの代表例

構造	線状アンテナ	リフレクターアンテナ	漏れ波アンテナ
例			
	I. Alexeff, et al. (2008).[26]	I. Alexeff, et al. (2006).[28]	J. Sokoloff, et al. (2016)[33]

構造は様々なものが存在するが、励起方式に従うとプラズマアンテナは大きく 3 種類に分類できる。励起方式によるプラズマアンテナの分類を図 1-3 に示す。なお、プラズマからの電磁波放射現象として、プラズマ中の共振や非線形効果で発生した高周波/高調波の放射[36]、[37]、Cherenkov 放射による電磁波の放射[38]などが報告されているが、本研究では取り扱わないものとする。

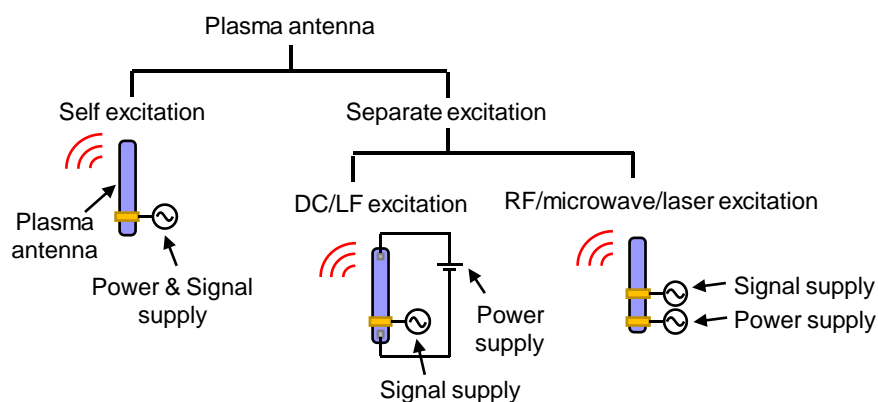


図 1-3 励起方式によるプラズマアンテナの分類

プラズマアンテナはまず大きく自励式と他励式に分類できる。自励式では、プラズマ生成用の電力と無線通信用の信号が同一の電源から供給される。機器が少なく、構造が単純であるが、プラズマと信号が相互に影響を受けるため制御が難しいという特徴がある。他励式では、プラズマ生成用の電力と無線通信用の信号が異なる電源から供給される。部品数が増え、構造は複雑になるが、プラズマと信号の相互作用が小さく制御性が良い。他励式はさらに電源周波数に応じて分類できる。それぞれに一長一短があり、目的に応じて方式が選ばれる。

以上で示したように、現在までにプラズマアンテナについて様々な研究が行われ、プラズマアンテナの特性が理論的、実験的に示されてきた。しかしながら、従来の研究には、次のような課題が存在していた。

第一に、従来の研究の多くでは研究の主要な論点がアンテナとしての特性におかれ、プラズマは完全導体または分散性（周波数特性）のない良導体として扱われることが多かった。一方、良く知られているようにプラズマは分散性媒質であり[39]、プラズマの電磁特性は電磁波の周波数 ω や電子密度 n_e 、電子と中性粒子の弾性衝突断周波数 ν_m といったプラズマパラメータに強く依存する。非磁化プラズマの場合、プラズマの比誘電率 ϵ_p は次式で与えられる[40]。

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - j\nu_m)} = 1 - \frac{e^2 n_e / \epsilon_0 m_e}{\omega(\omega - j\nu_m)}. \quad (1-1)$$

ここで、 ω_{pe} は電子プラズマ周波数、 e は素電荷、 ϵ_0 は真空の誘電率、 m_e は電子質量、 j は虚数単位である。式(1-1)より、無衝突プラズマ ($\nu_m=0$) では、 $\omega_{pe} > \omega$ の場合にプラズマは金属的 ($\epsilon_p < 0$) に振舞い、 $\omega > \omega_{pe}$ の場合にはプラズマは誘電体 ($\epsilon_p > 0$) として振舞うことがわかる。従って、プラズマアンテナの放射特性もプラズマパラメータに依存すると考えられるが、従来の研究では放射特性とプラズマパラメータの関係が十分に解明されていなかった。また、数値計算や実験においてプラズマパラメータ依存性の評価なども行われているが、プラズマは内部変数が多く、限られた条件範囲のみでしか検証ができていなかった。

第二に、従来の研究では励起方式による違いがあまり検証されておらず、動作原理の理解も十分にされていなかった。電極を放電管の一端にのみ設ければ良いという特徴から、多くのプラズマアンテナで表面波プラズマが適用されている。表面波はプラズマと誘電体の境界に沿って伝搬する電磁波の伝搬モードの一つであり[41]、プラズマは表面波から与えられる高周波電力によって維持される[42]、[43]。表面波は、プラズマの電子密度が臨界密度 n_c ($= m_e \epsilon_0 \omega^2 / e$) を超える場合のみ存在できる[44]、[45]。従って、他励式の場合、プラズマ生成用の周波数 ω_{ex} を信号の周波数 ω_{sg} より十分高くすることで、必然的に $\omega_{pe} \sim \omega_{ex} > \omega_{sg}$ が実現され、高効率なプラズマアンテナが期待できる。一方、自励式の場合は、 $\omega_{pe} \sim \omega_{ex} \sim \omega_{sg}$ となり信号はあまり放射されないと予想され、この予想は表面波が放射されることなくプラズマ表面に沿って伝搬するという過去の表面波プラズマの研究結果とも一致する[44]。しかしながら、いくつかの研究では自励式であるにも関わらず、アンテナ効率が金属アンテナと同等であったと報告されている[46]、[47]。また、他励式で $\omega_{ex} > \omega_{sg}$ であるにも関わらず、

特定の条件ではプラズマアンテナの放射特性が低かったとの報告もなされており[17]、プラズマアンテナの動作原理が十分に理解できていなかった。

第三に、従来の研究の多くは理論/数値解析または実験のいずれかにとどまり、理論と実験の定量的な比較検証が十分に行われてこなかった。理由として、プラズマ中には多くの変数や反応が存在するため理論検討には高度な数値計算技術などが必要であり、一方、プラズマアンテナの実験には高電圧設備や電波暗室などの大型な設備が必要であり、両方を揃えることが困難であることなどがあげられるが、その結果として、理論の妥当性検証や実験の理論的裏付けが不十分となっていた。

アンテナの設計において、プラズマパラメータと放射特性の関係やプラズマアンテナの動作原理についての理解、実験結果の理論的裏付けが必要不可欠であり、解決が求められる。

1.1.2. プラズマクロッキング

プラズマアンテナと類似の構造、特徴を有する技術として、近年、電磁波クロッキングが注目を集めている[48]、[49]。電磁波クロッキングは、アンテナのような電磁波と干渉する構造体を特定の材料で覆うことで、構造体による電磁波散乱を抑制する技術である。表 1-2 に示すように電磁波クロッキングはいくつか原理が提案され[50]、理論的また実験的に検証されているが、その中でも散乱相殺が、散乱抑制の効果に加えて単純な構造やロバスト性から、実用の最有力候補の一つとして研究が進められている[51]。

表 1-2 電磁波クロッキングの代表的な原理[50]

Transformation optics (座標変換光学)
Scattering cancellation (散乱相殺)
Transmission-Line (伝送線路)
Mirage-effect (鏡像効果)

散乱相殺では、構造体の周囲に比誘電率または非透磁率が 1 以下の特殊なクロッキング層を設け、構造体に生じる分極とクロッキング層に生じる負の分極を互い相殺させることで、構造体による電磁波散乱を抑制する。自然界に存在する誘電体の比誘電率や非透磁率は 1 以上のため、クロッキング層は、一般に金属の平行平板や金属の微細パターンなどのメタマテリアルで構成される[52]-[55]。前者では、平行平板のカットオフ周波数以下のエバネッセントモードを利用して 1 以下の比誘電率を実現しており、エバネッセントモードを利用することからプラズモニッククロッキングとも呼ばれる。後者は、入射する電磁波で誘起される表面電流によって、構造体で生じる散乱と逆位相の散乱が生じるように、金属パターンの表面インピーダンスを設計する。これらのメタマテリアルを用いた散乱相殺は、実験的にも実証されている[53]、[55]。

一方、メタマテリアルを用いた散乱相殺は、座標変換光学などの他の手法と比較すると優

れるものの、依然として利用可能な周波数帯域が狭いという課題がある。また、クローキング層に金属を使用するため、散乱特性が電磁波の偏波に依存するという課題もある。解決策はいくつか提案されているものの[56]-[59]、散乱相殺の利点であった単純な構造やロバスト性が犠牲となる。さらに、散乱相殺を無効化したい場合は、クローキング層を物理的に取り除く必要があり、適用箇所が限られるという課題もある。

散乱相殺と類似の構造、現象として、金属の構造体がプラズマで覆われた場合に、電磁波の散乱特性が大きく変化することが衛星通信や電波天文学の分野で 1960 年代頃から報告、研究されている[60]、[61]。例えば、高速で電離層内を移動する衛星が電離した空気に覆われることで、そのレーダー散乱断面積は大きく変化する。散乱特性の変化は、プラズマの比誘電率 ϵ_p の分散性に起因し、レーダー反射パターンに特徴的なピークとヌルが生じる[62]、[63]。ピークは Tonks-Dattner (T-D) 共振として知られる電子の疎密波が原因で生じる[64]。ヌルは主に二つの原因によって生じ、一つはもともと金属構造体のレーダー反射パターンに存在したヌル点の方向の変化、もう一つはプラズマの反共振による合計レーダー反射断面積の減少であり、これは散乱相殺の原理とまさしく一致する。

従来は、レーダーの反射パターン変化などの実用上の関心や T-D 共振への科学的興味などから、反共振はあまり注目されていなかった。しかし、第 1.1.1 項で記載したようにプラズマの比誘電率は入力電力によって可変であり、また外部電界や外部磁界によってその分布や異方性も制御できる。従って、これらの特徴を利用することで、メタマテリアルを用いた散乱相殺の課題克服が期待できる。

1.2. 研究の目的

本研究では、第 1.1 節で述べた背景のもと、電離気体プラズマのアンテナ応用に関する理論構築と実験検証に取り組んだ。第 1 の目的は、プラズマアンテナの実用化に向けて、プラズマアンテナの動作原理およびプラズマパラメータと放射特性の関係を明らかにすることである。第 2 の目的は、実験検証を行い、理論解析の結果と定量的に比較検証することで、理論の妥当性検証および実験の理論的裏付けを行うことである。第 3 の目的は、プラズマの新しい応用として、クローキング媒質としてのプラズマの有用性を理論的、実験的に示すことである。

本研究で裏付けされた理論や得られた知見を活用することによって、プラズマアンテナの実用化や高度化を進めることが可能になり、ひいては、電離気体プラズマのアンテナ応用への適用によって無線通信技術の更なる発展に貢献できる。

1.3. 論文の概要

本研究では、最も基本的なアンテナの構造であるモノポール(円柱プラズマ)を対象に、以下の 3 つの観点で理論解析、数値解析および実験検証を行った。

1. 他励式プラズマアンテナの放射特性

2. 自励式プラズマアンテナの放射特性
3. プラズマによる電磁波散乱抑制

本論文は全6章で構成される。まず、本章では、本研究の背景および必要性を明らかにするとともに、本研究の方向付けを行った。

第2章では、他励式として直流グロー放電を適用したUHF帯モノポールアンテナの放射特性について論じる。プラズマと電磁波の間に相互作用がないという条件のもと、アンテナ理論から得られる解析式と有限差分時間領域 (Finite Difference Time Domain, FDTD) 法を用いた電磁界解析によって、放射特性とプラズマパラメータの関係を示す。また、プラズマアンテナを試作し、実験と理論検討の結果の定量比較により理論解析結果の妥当性を確認する。

第3章では、自励式として表面波プラズマを適用したマイクロ波帯モノポールアンテナの放射特性について論ずる。プラズマと電磁波の相互作用を考慮するため、第2章で用いたFDTD法に Boltzmann 方程式および拡散方程式を導入し、プラズマと電磁波の相互作用がある場合の放射特性とプラズマパラメータの関係を計算する。また、プラズマアンテナを試作し、実験と理論解析の結果の定量比較により理論解析結果の妥当性を確認する。

第4章では、第3章で取り扱った表面波励起プラズマアンテナの放射特性を、表面波プラズマおよびアンテナの理論に基づき解析的に定式化する。第3章の数値解析結果との比較により、解析式の妥当性を検証するとともに、表面波励起プラズマアンテナのアンテナおよびプラズマの特性について論ずる。

第5章では、金属円柱の周囲にプラズマを形成した場合のマイクロ波の散乱特性を理論解析および実験により検証し、クローキング技術へのプラズマの適用性を評価する。過去の研究では、衛星通信などへの適用を背景として、 $v_m/\omega \ll 1$ の低圧 (無衝突) プラズマが主に取り扱われてきたが、実用を考慮すると v_m が ω と同程度となる衝突性プラズマの方が、生成が容易であり、高い電子密度を得られやすい。そこで、本研究では特にプラズマの衝突性の影響に注目して検討を行う。

最後に、第6章では、本研究で得られた成果を総括するとともに、本研究が契機となって広がる学術領域と望まれる工学的進展について述べる。

参考文献

- [1] T. Anderson, Plasma Antennas (ARCTECH HOUSE, Norwood, 2011) 1st ed., Chap. 1.
- [2] R. Kumar, Plasma Antenna (LAP LAMBERT Academic Publishing, Saarbrucken, 2011) 1st ed., Chap. 1.
- [3] D. C. Jenn, Plasma Antennas: Survey of Techniques and the Current State of the Art (Naval Postgraduate School, 2003), NPS-CRC-03-001.
- [4] F. B. Gross, Frontiers in Antennas: Next Generation Design & Engineering (Mc Graw Hill Education, 2011) 1st ed., Chap. 10.
- [5] I. Langmuir, PNAS **14**, 627 (1928).
- [6] J. Hettinger, U.S. Patent 1309031 (1919).
- [7] C. C. Laster, U.S Patent 2760055 (1952).
- [8] L. M. Vallese and S. Arnold, U.S. Patent 3404403 (1968).
- [9] R. Ghose, IEEE Trans. Antennas Propag. **15**, 713 (1967).
- [10] T. J. Dwyer, J. R. Greig, D. P. Murphy, J. M. Perina, and R. E. Pechacek, IEEE Trans. Antennas Propag. **32**, 141 (1984).
- [11] R. J. Vidmar, Southwest Research Inst. Report 1, 1990.
- [12] W. M. Manheimer, NRL Memorandum Report 6809, 1991.
- [13] T. R. Anderson, NUWC-NPT Technical Memorandum 962144, 1996.
- [14] T. R. Anderson, NUWC-NPT Technical Memorandum 972159, 1997.
- [15] I. Alexeff, W. L. Kang, M. Rader, C. Douglass, D. Kintner, R. Ogot, and E. Norris, Proc. IEEE Int. Conf. Plasma Sci., 1998.
- [16] G. G. Borg, P. Linardakis, and J. H. Harris, Proc. 23rd ANISE Plasma Sci. Technol. Conf., 2000.
- [17] G. Cerri, R. D. Leo, V. M. Primiani, and P. Russo, IEEE Instr. Meas. **57**, 242 (2008).
- [18] J. Sun, Y.-F. Xie, and Y.-M. Xu, Proc. ISAPE2012, 2012.
- [19] A. Martín-Martín, E. Orduna-Malea, M. Thelwall, and E. D. López-Cózar, J. Infometrics **12**, 1160 (2018).
- [20] T. Anderson and F. Dyer, Proc IEEE Antennas Propag. Soc. Int. Symp., 2014.
- [21] G. G. Borg, J. H. Harris, N. M. Martin, D. Thorncraft, R. Milliken, D. G. Miljak, B. Kwan, T. Nag, and J. Kircher, Phys. Plasmas **7**, 2198 (2000).
- [22] J. P. Rayner, A. P. Whichello, and A. D. Cheetham, IEEE Trans. Plasma Sci. **32**, 269 (2004).
- [23] D. Melazzi, V. Lancelloti, and A. Capobianco, IEEE Trans. Antennas Propag. **65**, 7091 (2017).
- [24] P. R. Russo, V. M. Primiani, G. Cerri, R. D. Leo, and E. Vecchioni, IEEE Trans. Antennas Propag. **59**, 425 (2011).
- [25] Y. Brelet, A. Hourd, G. Point, B. Prade, L. Arantchouk, J. Carbonnel, Y.-B. Andre, M. Pellet, and A. Mysyrowicz, Appl. Phys. Lett. **101**, 264106 (2012).
- [26] I. Alexeff, T. Anderson, and E. Farshi, Phys. Plasmas **15**, 057104 (2008).

- [27] V. V. Ovsyanikov, I. A. Reznichenko, A. L. Ol'shevs'kiy, V. M. Popel', K. V. Rodin, and Y. D. Romanenko, Proc. 4th Int. Conf. UWBUSIS, 2008, p. 77.
- [28] I. Alexeff, T. Anderson, S. Parameswaran, E. P. Pradeep, J. Hulloi, and P. Hulloi, IEEE Trans. Plasma Sci. **34**, 166 (2006).
- [29] T. Naito, K. Yamamoto, S. Yamaura, T. Tanaka, H. Ogino, and O. Sakai, Proc. 9th Eur. Conf. Anten. Propag., 2015.
- [30] M. T. Jusoh, O. Lanfond, F. Colombel, and M. Himdi, IEEE Antennas Wireless Propag. Lett. **12**, 1137 (2013).
- [31] R. Kumar and P. Kumar, AIP Advances **8**, 045306 (2018).
- [32] A. Kallel, J. Sokoloff, and T. Callegari, Micro. Opti. Tech. Lett. **56**, 2601 (2014).
- [33] J. Sokoloff, A. Kallel, and T. Callegari, Proc. 10th European Conf. Antenna and Propagation, 2016.
- [34] 前田 憲一、木村 磐根、「現代 電磁波動論」、オーム社、第1版（1984）、pp. 159-209.
- [35] R. J. Vidmar, IEEE Trans. Plasma Sci. **18**, 733 (1990).
- [36] A. Shivarova and T. Stoychev, Plasma Phys. **22**, 517 (1980).
- [37] M. Moisan, A. Shivarova, and A. W. Trivelpiece, Plasma Phys. **24**, 1331 (1982)
- [38] V. V. Annenkov, E. P. Volchok and I. V. Timofeev, Plasma Phys. Control. Fusion **58**, 045009 (2016).
- [39] T. Naito, O. Sakai, and K. Tachibana, Appl. Phys. Express **1**, 066003 (2008).
- [40] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, Principles of Plasma Discharges and Materials Processing (Wiley, Hoboken, NJ, 2005) 2nd ed., p. 96.
- [41] A. W. Trivelpiece and R. W. Gould, J. Appl. Phys. **30**, 1784 (1959).
- [42] D. T. Tuma, Rev. Sci. Instrum. **41**, 1519 (1970).
- [43] M. Moisan, C. Beaudry, and P. Leprince, Phys. Lett. A **50**, 125 (1974).
- [44] M. Moisan and Z. Zakrezewski, J. Phys. D: Appl. Phys. **24**, 1025 (1991).
- [45] M. Moisan, A. Shivarova, and A. W. Trivelpiece, Plasma Phys. **24**, 1331 (1982).
- [46] G. G. Borg, J. H. Harris, D. G. Miljak, and N. M. Martin, Appl. Phys. Lett. **74**, 3272 (1999).
- [47] R. Kumar and D. Bora, Plasma Sci. Technol. **12**, 592 (2010).
- [48] R. Fleury, F. Monticone, and A. Alù, Phys. Rev. Applied **4**, 037001 (2015).
- [49] O. Sakai, S. Yamaguchi, A. Bambina, A. Iwai, Y. Nakamura, Y. Tamayama, and S Miyagi, Plasma Phys. Control. Fusion **59**, 014042 (2012).
- [50] P.-Y. Chen, J. Soric, and A. Alù, Adv. Mater. **24**, OP281 (2012).
- [51] A. Alù and N. Engheta, Phys. Rev. E **72**, 016623 (2005).
- [52] M. G. Silveirinha, A. Alù, and N. Engheta, Phys. Rev. E **75**, 036603 (2007).
- [53] B. Edwards, A. Alù, M. G. Silveirinha, and N. Engheta, Phys. Rev. Lett. **103**, 153901 (2009).
- [54] Y. R. Padooru, A. B. Yakovlev, P. Y. Chen, and A. Alù, J. Appl. Phys. **112**, 034907 (2012).
- [55] D. Rainwater, A. Kerckhoff, K. Melin, J. C. Soric, G. Moreo, and A. Alù, New J. Phys. **14**, 013054

- (2013).
- [56] P. Y. Chen, C. Argyropoulos, and A. Alù, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 233001 (2013).
- [57] R. S. Schofield, J. C. Soric, D. Rainwater, A. Kerkhoff, and A. Alù, *New J. Phys.* **16**, 063063 (2014).
- [58] J. C. Soric, A. Monti, A. Toscano, F. Bilotti, and A. Alù, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **63**, 3235 (2015).
- [59] F. Bilotti, S. Tricarico, and L. Vegni, *New J. Phys.* **10**, 115035 (2008).
- [60] C. L. Dolph and H. Weil, *Planet. Space Sci.* **6**, 123 (1961).
- [61] W. G. Swarner and L. Peters, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **11**, 558 (1963).
- [62] S. R. Seshadri, *IEEE Trans. Antenna. Propag.* **18**, 726 (1969).
- [63] J. B. Fedele, *IEEE Antenna. Propag. AP-21*, 818 (1973).
- [64] A. Dattner, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 205 (1963).

2. 他励式プラズマアンテナの放射特性

2.1. はじめに

従来の研究では、プラズマは分散性のない良導体として取り扱われることが多く、また、理論と実験の定量的な比較検証も十分に行われていなかった。一方、プラズマは分散性媒質であり、その電磁特性は電子密度や電子の弾性衝突周波数といったプラズマパラメータに依存する。また、アンテナの設計において、理論の妥当性検証や実験結果の理論的裏付けが必要不可欠である。

本章では、プラズマの分散性を考慮してプラズマパラメータと放射特性の関係を明らかにすること、理論と実験の比較検証を行うことを目的に、プラズマと電磁波の間に相互作用がないという条件のもと、直流グロー放電を適用した他励式 UHF 帯モノポールアンテナの放射特性について論じる[1]。アンテナ理論から得られる解析式と FDTD 法を用いた電磁界解析によって放射特性とプラズマパラメータの関係を示す。また、プラズマアンテナを試作し、実験と理論解析の結果の定量比較により、理論解析および実験の妥当性を確認する。

2.2. 理論解析および数値解析

2.2.1. 方法

プラズマパラメータと放射特性の関係を解析的および数値的に検討する。検討において、プラズマに対して次の近似が成り立つものと仮定する。第一に、イオンの速度は電子の速度と比較して十分に遅く、無視できると仮定する（冷たいプラズマ近似）。第二に、プラズマは流体として扱うことができるものとする（流体近似）。第三に、電子密度およびその空間分布は一定であるとする。最後に、電子振動の振幅は数値解析の空間ステップと比較して無視できる大きさとする。

冷たいプラズマ近似および流体近似は、蛍光灯や真空装置内のグロー放電のような弱電離プラズマに広く適用される近似である。第三の近似は、電子密度やその空間分布が、電磁波によって攪乱されない（相互作用がない）ことを意味している。この近似は、電磁波の電界強度が十分に小さく、ポンデロモーティブ力や電磁波による電離が無視できる場合などに成り立つ。本章で対象とする 10^3 V/m 以下の電界強度では、ポンデロモーティブ力は電子密度分布で決まるグラディエント力よりも小さく[2]、電離係数も十分に小さい[3]。最後の近似は、数値計算の妥当性から要請される。電子振動の振幅は UHF 帯の周波数では μm オーダーであり、数値計算における空間ステップはこの値よりも大きくなるように設定する。

プラズマおよびアンテナの基本的な解析式を用いてプラズマアンテナ利得の解析式を導出する。プラズマの導電率 σ_p は次式で表される[4]。

$$\sigma_p(r) = \frac{e^2 n_e(r)}{m_e (\nu_m + j\omega)}. \quad (2-1)$$

ここで、 r はプラズマ断面の半径方向の座標、 e は素電荷、 m_e は電子質量、 j は虚数単位、 n_e

は電子密度分布で座標 r の関数である。プラズマの導電率から、プラズマアンテナのインピーダンス Z_p は次式で表される。

$$Z_p = R_p + jX_p = l / \int_0^R 2\pi r \sigma_p(r) dr = \frac{lm_e}{e^2 N_e} (\nu_m + j\omega). \quad (2-2)$$

ここで、 l はプラズマの長さ、 R はプラズマの半径、 N_e は次式で表されるプラズマ断面に存在する総電子数である。

$$N_e = \int_0^R 2\pi n_e(r) dr. \quad (2-3)$$

プラズマアンテナと電磁波の給電回路の整合が取れている仮定すると、アンテナ利得 G は次式で表される[5]。

$$G = D_0 \frac{R_r}{R_r + R_p} = D_0 \left(1 + \frac{lm_e}{e^2 R_r N_e} \frac{\nu_m}{\omega} \right)^{-1}. \quad (2-4)$$

D_0 はプラズマアンテナの指向性、 R_r は放射抵抗である。式(2-4)より、アンテナ利得は電磁波の周波数 ω には依存せず、 ν_m/N_e のみに依存する。

数値解析では、FDTD 法を用いてアンテナ利得および放射パターンを計算した[6]。解析モデルを図 2-1 に示す。プラズマの計算は、Maxwell 方程式と同様の方式で電子の運動方程式の時間発展を計算する Young の Direct Integration (DI) 法を用いた[7]。解析モデル (モノポール) は軸対称形状であることから、円柱座標系の Yee アルゴリズムに従って空間差分化し[8]、赤破線で囲まれたアンテナ半分の領域のみを計算した。円柱座標系の軸上の電界計算において、座標 $r = 0$ が特異点となるため、軸上の電界は Ampère の積分法則を適用して計算した[9]。遠方界を求めるためには、無限の解放空間を模擬する必要がある。そのため、半径方向の境界には Mur の 2 次吸収境界条件を[10]、軸方向の境界には修正分散境界条件を設定した[11]。遠方界は近傍-遠方変換法を用いて計算し[12]、指向性およびアンテナ利得はアンテナへの入力電力と遠方界の電磁波のエネルギーの比から計算した。

解析モデルは地導体およびプラズマで充填された放電管とで構成した。放電管は長さ 275 mm、外直径 26 mm、厚さ 2 mm とし、材質は石英を仮定して比誘電率 3.77 とした。地導体は直径 500 mm、厚さ 2 mm の完全導体とした。放電管と地導体の間に 2 mm のギャップを設定し、振幅 1 V、周波数 300 MHz の正弦波状の電圧をデルタギャップ給電で印加した。プラズマ中に電磁波を導くため、長さ 25 mm のプローブ (完全導体) を放電管の底部に設定した。Courant 条件および Young の DI 法の安定条件に従い、計算の時空間ステップは次の通り設定した： $\Delta r = 1$ mm、 $\Delta z = 2$ mm、 $\Delta t = 2$ ps。

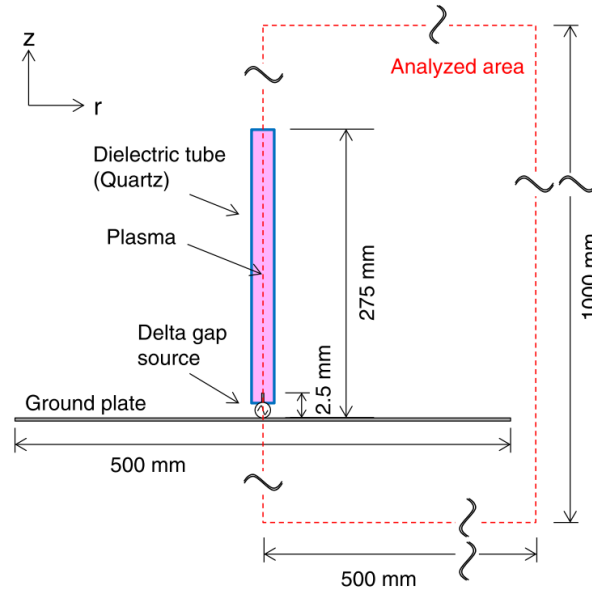


図 2-1 数値解析モデル

2.2.2. 結果

プラズマアンテナのアンテナ利得を電子密度 n_e および衝突周波数 ν_m を変化させて計算した。計算では、半径方向の電子密度分布として次式の 0 次 Bessel 関数状の分布を仮定した。

$$n_e(r) = n_{e0} J_0(2.4r/R). \quad (2-5)$$

0 次 Bessel 関数状の電子密度分布は陽光柱などで典型的にみられる分布であり[13]、 n_{e0} は軸上 ($r=0$) の電子密度の値である。

最大アンテナ利得のプラズマパラメータ依存性を図 2-2 に示す。最大アンテナ利得は指向性が最大となる方向のアンテナ利得であり、アンテナ入力端における反射損失は含まない。計算では、軸上 ($r=0$) のプラズマの DC 導電率 σ_{dc} が一定となるように電子密度と衝突周波数を変化させた。DC 導電率は式(2-1)で $r=0$ 、 $\omega=0$ としたものであり、例えば $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 、 $\nu_m = 2\pi \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ の場合、 $\sigma_{dc} = 4.5 \text{ S/m}$ となる。図において、各破線は式(2-4)で得られた結果を、マーカー付き実線は数値計算の結果を示す。一点鎖線は、実験でよく得られる圧力（弾性衝突周波数）が一定の場合の電子密度依存性を表している。なお、式(2-4)の D_0 および R_r には、解析モデルと同形状の金属アンテナを FDTD 法で計算して得た値 $D_0 = 1.681 \text{ dB}$ と $R_r = 80.8 \Omega$ を代入した。

式(2-4)から、もし DC 導電率が一定であればアンテナ利得は電子密度に関係なく一定になると期待される。しかしながら、数値計算の結果、DC 導電率が一定でもアンテナ利得は電子密度にも依存し、また電子密度の値に応じて大きく二つの依存性を示した。電子密度 n_{e0} が 10^{12} cm^{-3} 以上の場合、式(2-4)から期待される通りアンテナ利得は電子密度に依存せず、DC 導電率にのみ依存した。ただし、DC 導電率が小さいほど、式(2-4)と数値計算の結果に

差が生じた。一方、電子密度が 10^{12} cm^{-3} 以下の場合、アンテナ利得は主に電子密度に依存し、DC 導電率に関係なく電子密度が減少すると、アンテナ利得も減少した。

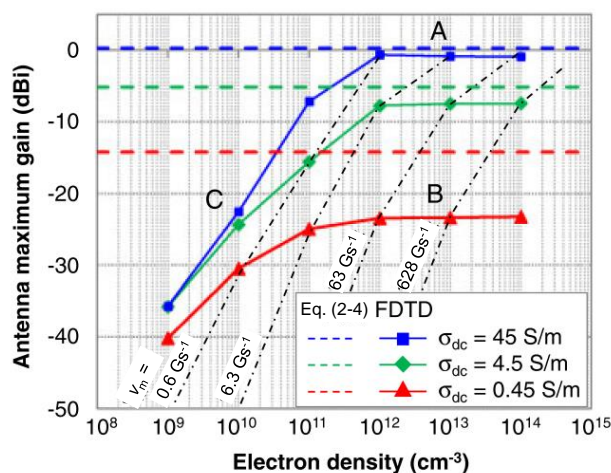


図 2-2 最大アンテナ利得の電子密度依存性

プラズマアンテナ近傍の電界の軸方向成分 E_z の分布を図 2-3 に示す。(a)、(b)、(c)はそれぞれ図 2-2 中の A、B、C に対応する。各条件におけるプラズマパラメータを表 2-1 に示す。A と B は n_{e0} が同一であり、A と C は DC 導電率 σ_{dc} が同一である。

式(2-4)と数値計算の結果がほぼ一致する条件 A では、金属の 1/4 波長モノポールアンテナと同様に均一な電界がアンテナ全体に形成された。一方、条件 B と C では軸方向に不均一な電界が形成された。条件 B では電界はプラズマ全体に広がらず、アンテナ入力端付近のみにとどまり、条件 C ではアンテナ上で電磁波の波長が電氣的に短縮された。

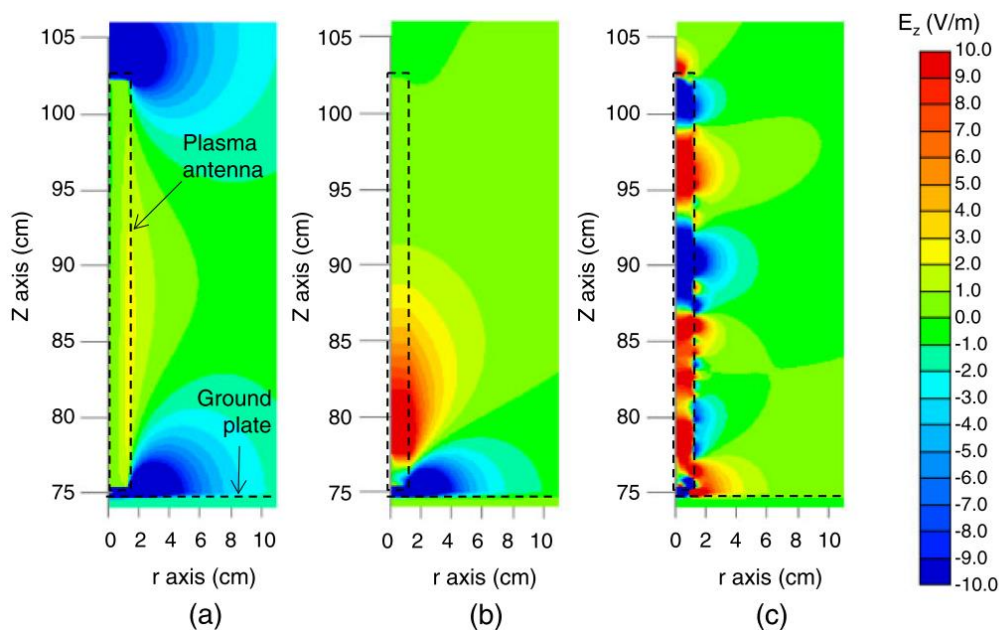


図 2-3 プラズマアンテナ近傍の電界の軸方向成分 E_z の分布。(a)、(b)、(c)はそれぞれ図 2-2 および表 2-1 の条件 A、B、C に対応。

表 2-1 図 2-2 に示す条件 A、B、C のプラズマパラメータ

	n_{e0} (cm ⁻³)	ν_m (Gs ⁻¹)	σ_{dc} (S/m)
A	1×10^{13}	1	45
B	1×10^{13}	100	0.45
C	1×10^{10}	0.001	45

図 2-3 (b)より、条件 B では、条件 A と比較して見た目のアンテナ長が短縮されていた。軸上の電界を積分し、印加電圧の 97%が印加される部分の長さを求めるとおよそ 165 mm であった。長さ 165 mm の金属アンテナの指向性及び放射抵抗を FDTD 法で計算するとそれぞれ 5.8 Ω 、1.58 dBi であった。これらの値を用いて(2-4)を計算すると、条件 B のアンテナ利得は-25.7 dBi となり、数値計算の結果とおおよそ一致する。従って、条件 B では見た目のアンテナ長つまり等価電気長が減少し、アンテナ利得が減少したと考えられる[14]。

図 2-3 (c)より、条件 C ではアンテナの共振周波数が低下している。一般に、アンテナの共振周波数はローディングコイルをアンテナや給電回路に直列に挿入することで低下する[15]。式(2-2)よりアンテナのリアクタンスは電子密度が低下するほど増加する。従って、条件 C ではプラズマがローディングコイルとして作用し、プラズマアンテナの電気短縮が生じたと考えられる。周波数 60 MHz の場合の軸方向の電界成分の分布および放射パターンを図 2-4 に示す。電磁波の波長はアンテナ長と一致し、60 MHz で共振した。なお、アンテナの有効長が自由空間の波長よりも小さいため、アンテナ利得は式(2-4)の結果よりも依然として大幅に低い。

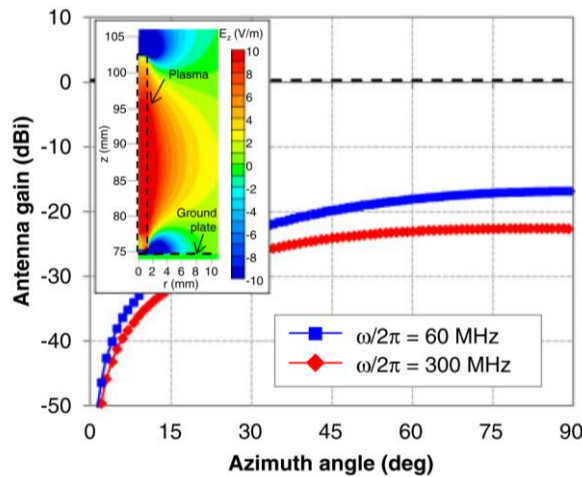


図 2-4 プラズマパラメータが表 2-1 の条件 C の場合の周波数 60、300 MHz における放射パターン。挿入図は 60 MHz の場合のプラズマアンテナ近傍の電界の軸方向成分 E_z の分布。

次にアンテナ利得の半径方向の電子密度分布依存性について検討した。電子密度分布としては、式(2-5)に加えて以下の 3 種類の分布を検討した[16]。

$$n_e(r) = n_{e0} \left(1.0 + 0.0122 \frac{r}{R} - 2.214 \left(\frac{r}{R} \right)^2 + 1.208 \left(\frac{r}{R} \right)^3 \right), \quad (2-6)$$

$$n_e(r) = n_{e0} e^{-(r/0.3R)^2}, \quad (2-7)$$

$$n_e(r) = n_{e0} \left(1.0 - \left(\frac{r}{R} \right)^{10} \right). \quad (2-8)$$

式(2-6)は水銀と希ガスの混合ガス放電、式(2-7)は高圧放電、式(2-8)は負性プラズマで典型的な電子密度分布である。式(2-4)に従うと、アンテナ利得はプラズマ断面の総電子数に依存する。このため、各電子密度分布の n_{e0} は、プラズマ断面の総電子数が一定となるように設定した。例えば、式(2-5)の場合、 $n_{e0} = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ とした。計算に使用した各電子密度分布を図 2-5 に示す。衝突周波数は $\nu_m = 2\pi \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ で一定とした。

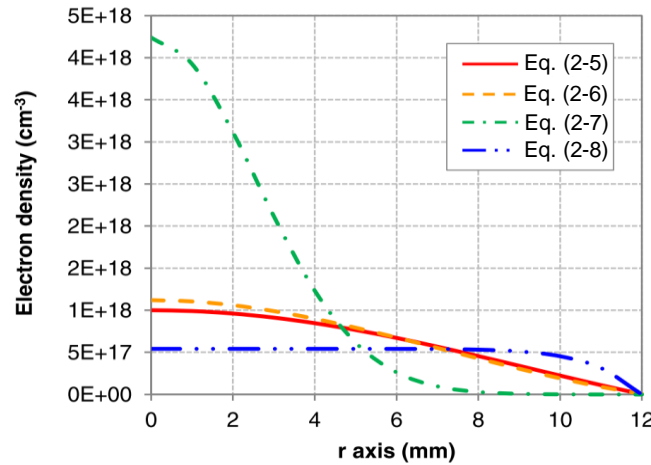


図 2-5 数値計算で使用した半径方向の電子密度分布

各電子密度分布における放射パターンを図 2-6 に示す。放射パターンは電子密度分布にあまり依存しなかった。これは、プラズマの表皮深さおよび電磁波の波長がプラズマ径よりも大きいことが原因と推察する。図 2-3 に示す通り、プラズマ断面の全ての電子は均一な電界の影響を受ける。その結果、断面の総電子数が一定であれば、プラズマ上に同じ電流が誘起され、放射パターンが電子密度分布に依存しないと考えられる。この結果は、表皮深さが数 μm で、アンテナ表面に存在する電子のみが放射に寄与する金属アンテナと異なる。なお、プラズマ径が表皮深さまたは電磁波の波長に対して無視できない場合、電子密度分布を考慮する必要がある。

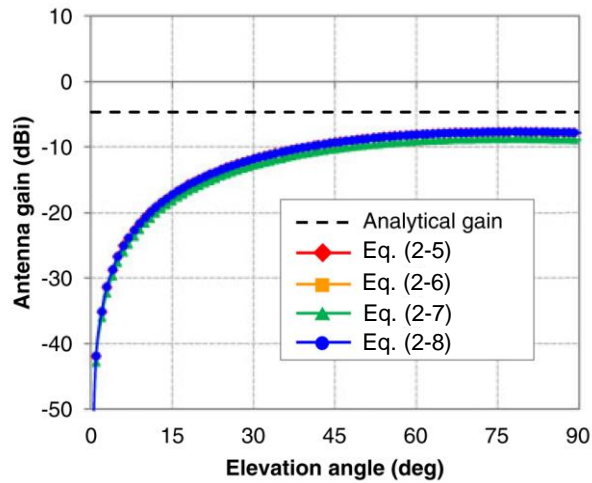


図 2-6 放射パターンの半径方向の電子密度分布依存性

2.3. 実験

2.3.1. 実験装置

実験系を図 2-7 に示す。実験では 2 種類のプラズマアンテナを用意した。プラズマアンテナはアルゴンおよび微量の水銀が封入された π 型形状の石英管であり、アルゴン圧力を 267 Pa (2 Torr) と 1333 Pa (10 Torr) とした。水銀の圧力は管壁の温度から決まる蒸気圧相当であり、管壁 20°C で数 Pa である。放電管の両端には、直径 15 mm、長さ 25 mm の円筒状のニッケル電極が一对設けられている。放電管の端部と掘り返し部との距離は 275 mm であり、放電管の外直径は 19 mm、厚さは 1 mm とした。

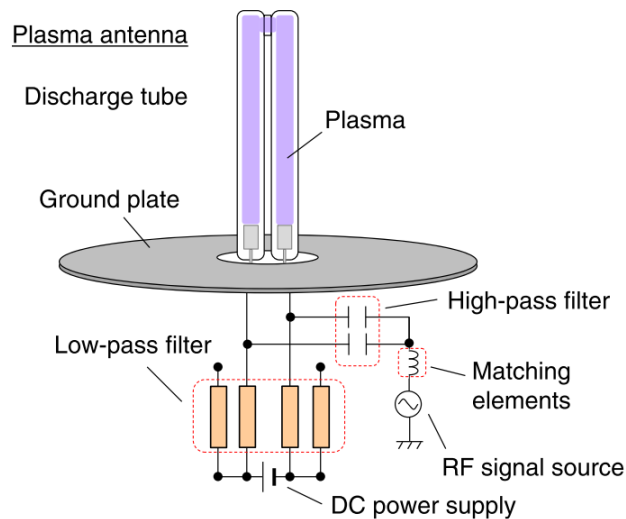


図 2-7 実験系模式図

放電管は、直径 500 mm のアルミ製の地導体の上に設置した。放電管の電極は、地導体の背面に取り付けられた DC および RF 給電回路に接続した。給電回路は、RF 電源に接続さ

れたハイパスフィルターと、DC 電源に接続したローパスフィルターで構成されている。ハイパスフィルターは DC 電力が RF 給電線に流れ込むのを防ぎ、ローパスフィルターは RF 電力が DC 給電線に流れ込むのを防ぐ。RF 給電線のインピーダンスは 50Ω とした。

プラズマの DC 導電率 σ_{dc} をサーチコイル法と電流電圧特性からの推定による 2 種類の方法で評価した。サーチコイル法では、放電管周囲に巻き付けたサーチコイルのインピーダンスの変化から σ_{dc} を推定する[16]。本測定では、内直径 19 mm の 3 巻きコイルを使用した。コイルは直径 1 mm の銅線で構成し、放電管の端部と折り返し部の間の中央に巻き付けた。インピーダンスは、ネットワークアナライザーを用いて 16~17 MHz の周波数帯域で測定した。 σ_{dc} の推定では、式(2-5)の電子密度分布を仮定した。

電流電圧特性からの推定では、陽光柱における電流密度と電界の関係式（オームの法則）から求められる次の解析式を用いて σ_{dc} を計算した。

$$\sigma_{dc} = \left(n_{e0} l_p / \int_0^R 2\pi r n_e(r) dr \right) \frac{I_p}{V_p}. \quad (2-9)$$

ここで、 l_p は陽光柱の長さ、 I_p は陽光柱を流れる電流、 V_p は陽光柱に印加される電圧である。式(2-9)の計算において、式(2-5)の電子密度分布を仮定した。 I_p は 100Ω のシャント抵抗で測定した。 V_p は電極間の印加電圧から陰極降下電圧を引いて求めた。

陰極降下電圧は静電容量型プローブ法を用いて測定した[17]。静電容量型プローブは長さ 10 mm の銅リングで、電極の先端から折り返し部の方向へ 10 mm 離れた位置の放電管外壁に巻き付けた。静電容量型プローブと接地電極との間に、容量 10 pF の 2 つのセラミックコンデンサを直列に接続し、二つのセラミックコンデンサの接続部の電圧をオシロスコープで測定した。DC 電源をオフした場合、プラズマ電位に比例した電圧が接続点に発生する。陰極降下電圧は、陰極および陽極で発生する電圧の比較から求めた。

アンテナインピーダンスはネットワークアナライザーで測定した。アンテナ放射パターンは電波暗室で測定した。

2.3.2. 結果と考察

放電電流 I_p と DC 導電率 σ_{dc} の関係を図 2-8 に示す。陰極降下領域は数 mm 以下であり、放電管の大部分は陽光柱であった[18]。圧力 1333 Pa の場合、 $I_p = 50$ mA では移動縞が発生し、 σ_{dc} が測定できなかった[19]。測定した全ての条件で σ_{dc} は I_p におおよそ比例した。圧力 266 Pa の場合、サーチコイルと電流電圧特性からの推定で求めた σ_{dc} はそれぞれ 2 倍の範囲内に収まった。一般的に電子密度の測定手法の間には同程度の差があることが報告されており[20]、妥当な結果が得られたと考える。

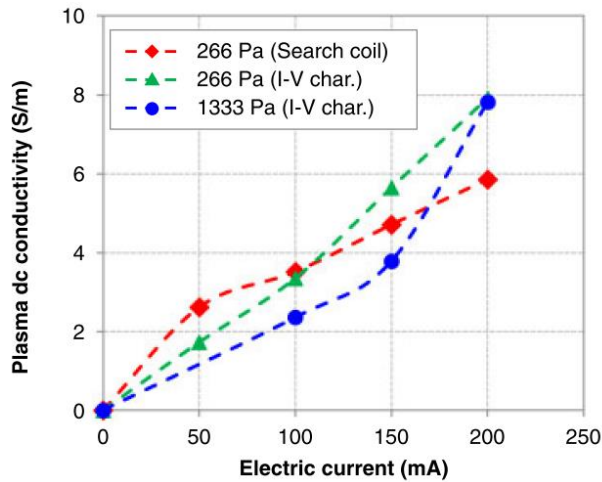


図 2-8 放電電流 I_p と DC 導電率 σ_{dc} の関係

スミスチャート上にプロットしたプラズマアンテナのインピーダンスを図 2-9 に示す。インピーダンスは 200 から 400 MHz の周波数帯域で測定した。黒破線の円は電圧定在波比 (VSWR : Voltage Standing Wave Ratio) が 2 となる範囲を示す。中抜きの三角形は 300 MHz のインピーダンスを表している。プラズマがない場合 ($I_p = 0$ mA)、プラズマアンテナの入力端は開放状態となり、インピーダンスはスミスチャートの中心の周囲を回る軌道をたどった。放電電流 I_p を増加させると、インピーダンスの軌道はスミスチャートの中央に近づいた。300 MHz では、放電電流の増加とともにアンテナ抵抗が低下し、一方でアンテナリアクタンスは増加した。

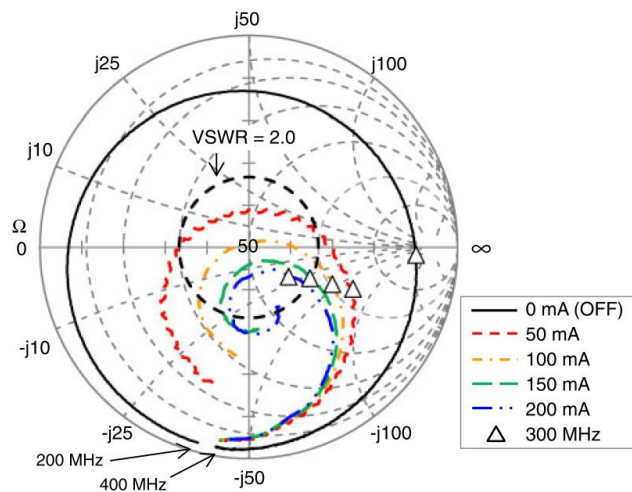


図 2-9 放電電流 I_p とインピーダンスの関係

プラズマアンテナの共振周波数を図 2-10 に示す。共振周波数は、反射損失が最小となる周波数と定義した。エラーバーは電圧定在波比 VSWR (Voltage Standing Wave Ratio) が 2 以

下となる範囲を示す。共振周波数は、放電電流 I_p に比例して 269 から 287 MHz に増加した。VSWR が 2 となる比帯域は、平均して約 15%であった。

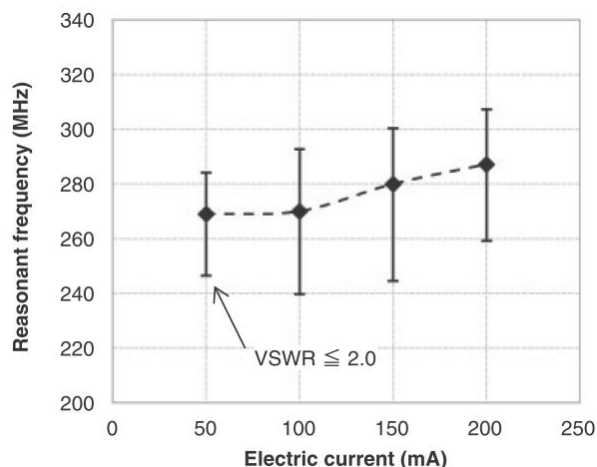


図 2-10 放電電流 I_p とプラズマアンテナの共振周波数。エラーバーは VSWR が 2 以下の範囲を示す。

300 MHz におけるプラズマアンテナの放射パターンを図 2-11、図 2-12 に示す。挿入図は仰角 θ と電界の仰角成分 E_θ の定義を示す。なお、直交偏波（プラズマの軸に電界が垂直な偏波）の利得は I_p によらず約 -20 dBi であった。アンテナ利得は I_p とともに増加し、8 の字状の対称的な放射パターンを示した。プラズマアンテナでは電子密度が陽光柱の部分よりも低い陰極降下領域が非対称に存在するが、放射パターンは放電電流の極性に依存しなかった。これは、陰極降下領域のインピーダンスが小さく（キャパシタンスが大き）、陰極降下領域が電氣的に無視されたためと考える。プラズマがない場合、給電回路の非対称性によって放射パターンは 0° 方向から若干傾いた。

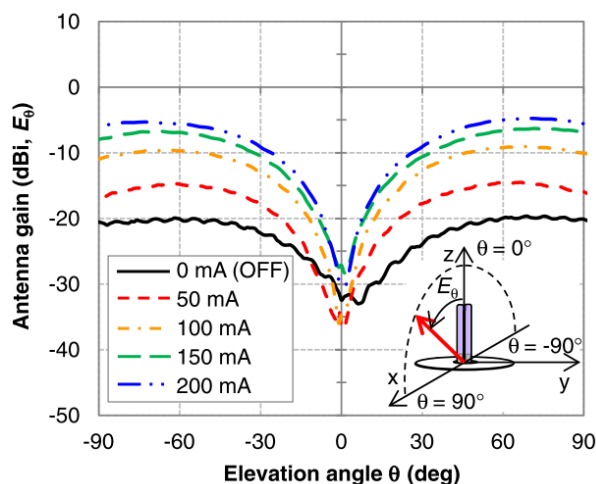


図 2-11 アルゴン 266 Pa (2 Torr) の場合のプラズマアンテナの放射パターン

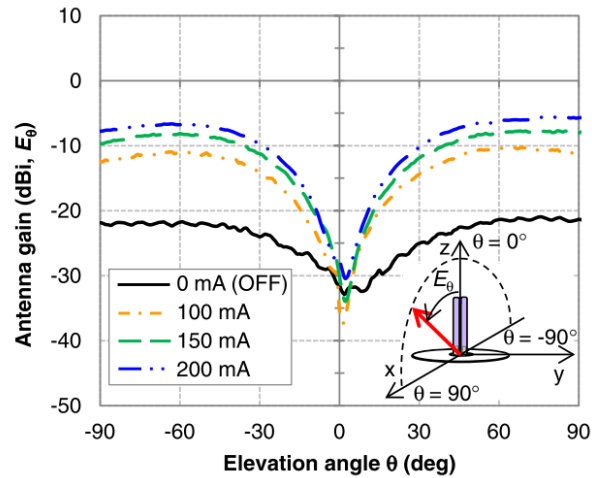


図 2-12 アルゴン 1333 Pa (10 Torr) の場合のプラズマアンテナの放射パターン

最大アンテナ利得の DC 導電率 σ_{dc} 依存性を図 2-13 に示す。解析式および数値計算により求めたアンテナ利得も併せて図に示す。なお、計算で使用したモデルは図 2-1 に示すように 1 本のプラズマのため、電子密度の空間分布に関する数値計算の結果に基づき、プラズマ断面の総電子数 N_e が実験と同じとなるようにプラズマの半径を修正した。式(2-5)の電子密度分布を仮定し、衝突周波数 ν_m はアルゴン 266 Pa に相当する 10.6Gs^{-1} とした[3]。アンテナ利得は σ_{dc} とともに増加した。実測したアンテナ利得は解析式の結果より小さく、数値計算の結果とよく一致した。

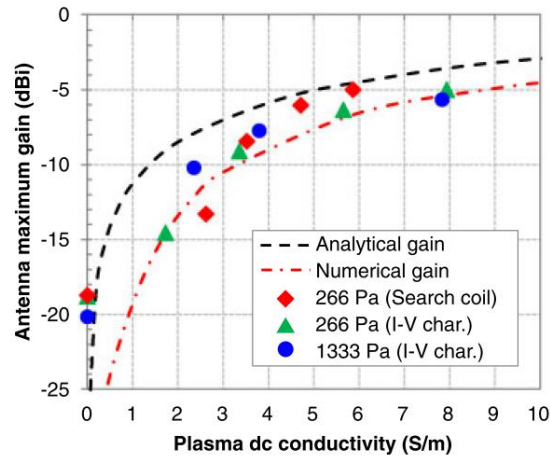


図 2-13 アンテナ利得の DC 導電率 σ_{dc} 依存性

2.4. 考察

前節までの結果より、実験結果と数値計算の結果は良く一致した。アンテナリアクタンスは I_p および σ_{dc} とともに増加した。この結果は、図 2-2 において条件 B から条件 A への変

化で表されるように、 σ_{dc} を増加させた場合に、アンテナの電気長が増加し、アンテナが良導性になった結果と一致する。また、アンテナの共振周波数は、 I_p および n_{e0} とともに増加した。この結果は、図 2-2 において条件 C から条件 A への変化で表されるように、 n_{e0} の増加によってプラズマリアクタンス X_p が低下し、波長短縮が抑制された結果と一致する。 $\sigma_{dc} < 4 \text{ S/m}$ の場合において、アンテナ利得は 266 Pa の場合よりも 1333 Pa の方が若干高くなった。 σ_{dc} が一定の場合、 N_e はおおよそガス圧に比例する。従って、1333 Pa の方が 266 Pa の場合よりも N_e が大きくなり、プラズマリアクタンス X_p が抑制され、アンテナ利得が増加したと考える。プラズマアンテナは、実験では 2 本のプラズマ（折り返し構造）であったが、数値計算では 1 本のプラズマでモデル化していた。しかし、実験と数値計算の結果は、アンテナ構造および電子密度分布の違いにも関わらず良く一致した。この結果は、アンテナ利得が電子密度分布ではなく、プラズマ断面の総電子数 N_e に依存するという図 2-6 の結果と一致する。

以上の結果より、プラズマアンテナの設計を行う際には、通常のアンテナの設計パラメータに加えて、次の二つの変数が重要となる。一つ目は、弾性衝突周波数とプラズマ断面の総電子数の比 ν_m/N_e であり、この変数がアンテナの内部損失および電気長を決める。二つ目は、電磁波の周波数とプラズマ断面の総電子数の比 ω/N_e であり、この変数がアンテナの共振周波数を決める。

最後に、アンテナの構造は一般的に電磁波の周波数、指向性や帯域幅などの所望される放射特性に従って決まるため、本章ではアンテナの長さ l や半径 R の影響は検討しなかった。しかし、もしアンテナの構造が決定されれば、更なる検討が可能となる。1/4 波長モノポールアンテナの場合、 $l = \lambda/4 = \pi c_0/2\omega$ である。半径 R は ω の逆数に比例するため、 N_e は $S_0 n_{e0}/\omega^2$ に近似できる。ここで、 c_0 は真空中の光速であり、 S_0 は電子密度分布に依存して決まる比例係数である。このとき、式(2-2)は次のように書き直すことができる。

$$Z_p = R_p + jX_p = \frac{\pi c_0 m_e}{2e^2 S_0} \left(\frac{\omega \nu_m}{n_{e0}} + j \frac{\omega^2}{n_{e0}} \right) = \frac{\pi c_0}{2S_0} \left(\frac{\omega}{\sigma_{dc}} + j \frac{\omega^2}{\epsilon_0 \omega_{pe}^2} \right). \quad (2-10)$$

R_p は ω に比例し、 X_p は ω^2 に比例する。従って、 ω の増加とともに X_p の影響が大きくなる予想される。なお、周波数の影響については、次章の付録 3. B で更に詳しく考察する。

2.5. 結論

本章では、他励式プラズマアンテナの放射特性を理論的、実験的に検討した。プラズマアンテナでは、電子の弾性衝突周波数とプラズマ断面の総電子数の比でアンテナの内部損失と電気長が決まり、電磁波の周波数と総電子数の比でアンテナの共振周波数が決まることが明らかになった。従って、プラズマが金属的か誘電体的かを決定づけるプラズマ周波数のみではプラズマがアンテナとして動作するかどうかを決定できず、これら二つのパラメータの関係を考慮する必要がある。

参考文献

- [1] Reproduced from “T. Naito, S. Yamaura, K. Yamamoto, T. Tanaka, H. Chiba, H. Ogino, K. Takahagi, S. Kitagawa, and D. Taniguchi, *Jpn. J. Appl. Phys.* **54**, 016001 (2015)”, with the permission of IOP Publishing.
- [2] H. K. Malik and A. K. Aria, *J. Appl. Phys.* **108**, 013109 (2010).
- [3] Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics* (Springer, Berlin, 1991) 1st ed., p. 55.
- [4] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (Wiley, Hoboken, NJ, 2005) 2nd ed., p. 96.
- [5] C. A. Balanis, *Antenna Theory* (Wiley, Hoboken, NJ, 2005) 3rd ed., Chap. 2.
- [6] A. Taflove, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* EMC-**22**, 191 (1980).
- [7] S. A. Cummer, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **45**, 392 (1997).
- [8] Y. Chen, R. Mittra, and P. Harms, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **44**, 832 (1996).
- [9] N. Dib, T. Weller, M. Scardelletti, and M. Imparato, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **47**, 509 (1999).
- [10] G. Mur, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* EMC-**23**, 377 (1981).
- [11] Q. Chen and V. F. Fusco, *Proc. Int. Conf. Computations in Electromag.*, 1994, p. 323.
- [12] R. Luebbers, K. S. Kunz, M. Schneider, and F. Hunsberger, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **39**, 429 (1991).
- [13] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (Wiley, Hoboken, NJ, 2005) 2nd ed., p. 540.
- [14] J. Lally and D. Rouch, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **18**, 764 (1970).
- [15] R. C. Hansen, *IEEE Trans. Commun.* **23**, 430 (1975).
- [16] K. Misono and M. Kando, *Rep. Grad. School Electron. Sci. Technol. Shizuoka Univ.* **20**, 49 (1999) [in Japanese].
- [17] Y. Takeda, R. Kitamoto, T. Uetsuki, and O. Fukumasa, *Shomei Gakkaishi* **91**, 700 (2007) [in Japanese].
- [18] A. V. Engel, *Ionized Gases* (AIP Press, New York, 1994) 1st ed., p. 230.
- [19] T. Donahue and G. H. Dieke, *Phys. Rev.* **81**, 248 (1951).
- [20] S. Knappmiller, S. Robertson, and Z. Sternovsky, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34**, 786 (2006).

3. 自励式プラズマアンテナの放射特性

3.1. はじめに

前章では、プラズマと電磁波の間に相互作用がない他励式プラズマアンテナの放射特性を調べた。一方、従来研究では、電極が放電管の一端のみで良いという特徴から表面波プラズマを用いた自励式プラズマアンテナもよく用いられる。自励式では同一の高周波電力でプラズマ生成と電磁波放射を行うため、プラズマと電磁波の間の相互作用を考慮する必要がある。しかしながら、従来研究では、自励式と他励式は個別に検討されているが、励起方式による違いは検証されておらず、また自励式の動作原理も十分に理解されていなかった。

本章では、自励式プラズマアンテナの動作原理および励起方式による違いを検証することを目的に、表面波プラズマを適用した自励式マイクロ波帯モノポールアンテナの放射特性について論じる[1]。プラズマと電磁波の相互作用を考慮するため、第2章で用いた FDTD 法に Boltzmann 方程式および拡散方程式を導入し、プラズマと電磁波の相互作用がある場合の放射特性とプラズマパラメータの関係を計算する。また、プラズマアンテナを試作し、実験と理論解析の結果の定量比較により、理論解析結果の妥当性を確認する。

3.2. 理論解析

3.2.1. 方法

3.2.1.1. 解析式

プラズマおよびアンテナ理論に基づき、プラズマパラメータと放射特性の関係を解析的に導出する。なお、本章で検討するアンテナ構造は $1/4$ 波長モノポールアンテナである。更に基本的なアンテナの構造である微小ダイポール（電気双極子）については、付録 3.A にまとめる。解析モデルを図 3-1 に示す。

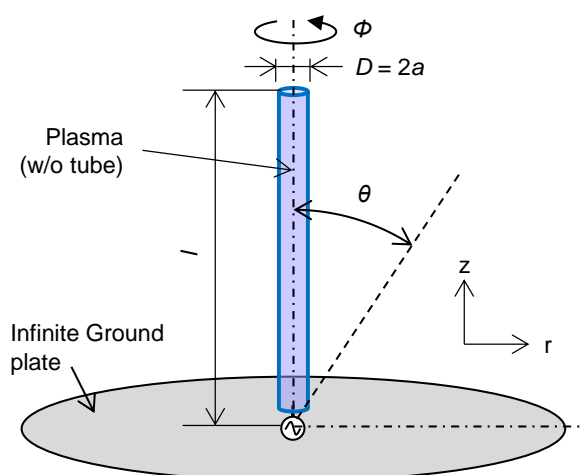


図 3-1 プラズマアンテナの解析モデル

完全導体からなる無限長の地導体の上に、長さ l 、半径 a の円柱プラズマが設置されている。

円柱プラズマと地導体の接続点を原点 ($z=0$) とし、原点から円柱プラズマに電流が供給される。簡単のため、解析モデルでは放電管の存在は考慮せず、円柱内で電子密度分布が一樣 (分布なし) であると仮定する。

プラズマは、その表面を伝搬する表面波によって生成、維持される。表面波による電流 i_p は次式で表される ($z>0$) [2]、[3]。

$$i_p(z) = i_0 e^{-jk_z z}. \quad (3-1)$$

ここで、 i_0 は原点の電流値、 j は虚数単位、 k_z はプラズマの軸方向の波数であり、次の分散関係式から求められる[4]。

$$k_{p\perp} = k_z^2 - \varepsilon_p \omega^2 / c_0^2, \quad (3-2)$$

$$k_{d\perp} = k_z^2 - \varepsilon_d \omega^2 / c_0^2, \quad (3-3)$$

$$\varepsilon_d k_{p\perp} I_0(k_{p\perp} a) K_1(k_{d\perp} a) + \varepsilon_p k_{d\perp} I_1(k_{p\perp} a) K_0(k_{d\perp} a) = 0. \quad (3-4)$$

ここで、 c_0 は真空中の光速、 ε_p 、 ε_d はそれぞれプラズマの内部、外部の比誘電率である。 I_n と K_n はそれぞれ n 次の第 1、2 種変形 Bessel 関数である。

表面波電流によって放射電磁界が誘起される。遠方における電界 E_θ 、平均電力密度 W 、放射電力 P_r は次式で表される[5]。

$$E_\theta(\theta) = \int_{-l}^l dE_\theta = jZ_0 \frac{k_0 \exp(-jk_0 r')}{4\pi r'} \sin \theta \int_{-l}^l i_p \exp(jk_0 z \cos \theta) dz, \quad (3-5)$$

$$W(\theta) = |E_\theta(\theta)|^2 / 2Z_0, \quad (3-6)$$

$$P_r = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi W(\theta) r'^2 \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (3-7)$$

ここで、 r' は原点と遠方の観測点との距離、 k_0 は自由空間中の波数、 Z_0 は自由空間のインピーダンスである。地導体の鏡像効果を考慮し、電界の導出では $z = -l$ から l まで積分している。アンテナの指向性 D_0 および放射抵抗 R_r は次式で求められる。

$$D_0 = 4\pi W(\theta) / P_r, \quad (3-8)$$

$$R_r = 2P_{\text{rad}} / |i_0|^2. \quad (3-9)$$

プラズマの給電電極 (原点) での反射損失が無視できる場合 (給電回路と電氣的な整合が取れた状態)、プラズマアンテナの放射効率 e_{cd} は次式で表される。

$$e_{\text{cd}} = R_r / (R_r + R_p). \quad (3-10)$$

ここで、 R_p はプラズマインピーダンスの実部であり、次式で求められる[6]。

$$Z_p = \frac{1}{\sigma_{dc}} \left(1 + j \frac{\omega}{\nu_m} \right) \frac{l}{\pi a^2} = \frac{m_e \nu_m}{e^2 n_e} \frac{l}{\pi a^2} \left(1 + j \frac{\omega}{\nu_m} \right). \quad (3-11)$$

ここで、 σ_{dc} はプラズマの DC 導電率、 e は素電荷、 m_e は電子質量である。以上から、アンテナ利得 G は次式で表される。

$$G(\theta) = D_0 e_{cd}. \quad (3-12)$$

注意として、実際のアンテナでは地導体は有限長であり、バックローブが存在するため、式(3-12)で得られるアンテナ利得は、実際のアンテナ利得よりも数 dB 大きくなる[7]。

プラズマを維持するための放電電力 P_p は次式で表される。

$$P_p = \pi a^2 n_e \Theta l. \quad (3-13)$$

ここで、 Θ は電子あたりに吸収される電力である[8]。このとき、プラズマアンテナへの入力電力 P_{in} はアンテナ効率 e_{cd} を用いて次式で表される。

$$P_{in} = \frac{P_p}{1 - e_{cd}}. \quad (3-14)$$

実際の表面波プラズマでは電子密度はプラズマの軸に沿って変化し、また Θ は電子密度に依存する[9]。そのため、電子密度および Θ が一様であるという仮定の妥当性については、数値計算結果との比較を通じて検討する。

3.2.1.2. 数値計算

Boltzmann 方程式および拡散方程式を組み込んだ FDTD 法を用いてプラズマアンテナのシミュレーションを行った[10]。数値計算のモデルを図 3-2 に示す。

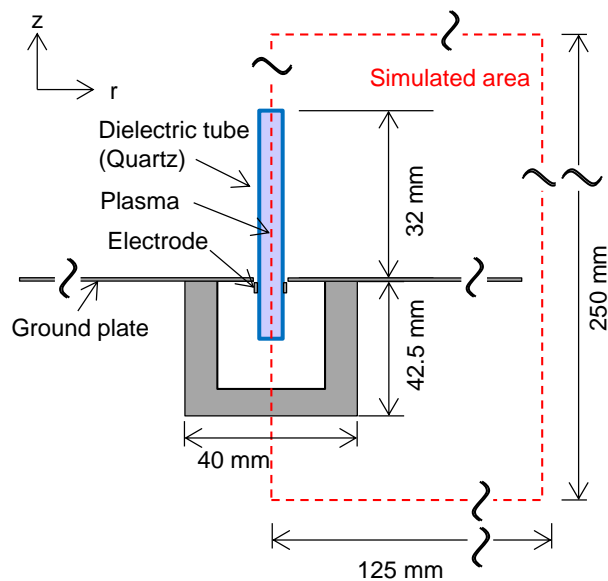


図 3-2 プラズマアンテナの数値計算モデル

構造の軸対称性から、計算は赤破線で示すアンテナ断面の半分の領域で行った。数値計算モデルは円柱座標系の Yee アルゴリズムに従い、空間差分化を行った[11]。境界条件として、アンテナの軸 ($r = 0$) には Ampère の積分法則を適用し[12]、それ以外の境界には解放空間を模擬するため完全吸収境界を設定した[13]。本研究では、プラズマの半径と電磁波の周波数の積が $2 \text{ GHz} \cdot \text{cm}$ よりも小さいため、 $m = 0$ モードのみが励起される[8]。そのため、周方向の電磁界分布は一様であると考え、周方向の電磁界の変化は考慮していない。遠方界は近傍-遠方変換法により計算した[14]。

Boltzmann 方程式は FDTD 法と同様の陽解法を用いて計算した。Boltzmann 方程式の二項近似に基づき、電子の速度分布関数 (EVDF: Electron Velocity Distribution Function) を求めるために次の二つの方程式を計算した[15]、[16]。

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} - \frac{e}{m_e} \frac{\mathbf{E}}{3v^2} \frac{\partial (v^2 \mathbf{f}_1)}{\partial v} = C_{e0} + C_{iz} + C_{ex}, \quad (3-15)$$

$$\frac{\partial \mathbf{f}_1}{\partial t} - \frac{e}{m_e} \mathbf{E} \frac{\partial f_0}{\partial v} = -\nu_m \mathbf{f}_1. \quad (3-16)$$

ここで、 \mathbf{E} は電界ベクトル、 f_0 と \mathbf{f}_1 は EVDF の等方性と異方性の項を、 v は電子の速度、 C_{e0} 、 C_{iz} 、 C_{ex} はそれぞれ電子と中性粒子の弾性衝突、電離、非弾性励起の衝突項を示す。本計算の妥当性は、Boltzmann 方程式解析ソフト Bolsig+ で計算した結果 (ただし定常解) との比較により確認した[17]。電子密度分布によって生じる両極性電界についても印加電磁界に重畳して考慮した[18]。

マイクロ波の周波数では電子は振動電磁界によって捕捉される。そのため、電子密度分布は、Boltzmann 方程式の空間項ではなく、次の拡散方程式に基づき計算した。

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = D_a \nabla^2 n_e + \left(\nu_{iz} + \nu_{\text{penning}} + \frac{Q_{si} n_e}{1 + \eta n_e} \right) n_e - Q_r n_e^2. \quad (3-17)$$

ここで、 D_a は両極性拡散定数、 ν_{iz} は電離衝突周波数、 ν_{penning} は penning 電離による電離周波数、 Q_{si} は二段階電離の速度係数、 η は二段階電離の飽和、 Q_r は体積再結合係数を表す。管壁の電子密度は 0 と仮定した[19]。水銀とアルゴン励起原子との衝突による penning 電離の影響は次式によって考慮した[20]。

$$\nu_{\text{penning}} = \frac{n_{\text{Hg}}}{n_{\text{Hg}} + 10^{-3} n_{\text{Ar}}} \nu_{\text{ex}}. \quad (3-18)$$

ここで、 ν_{ex} はアルゴンの励起衝突周波数、 n_{Ar} と n_{Hg} はそれぞれアルゴンと水銀の中性粒子の数密度である。アルゴン第 1 励起状態 (3P_0 、 3P_2 、 1P_1 、 3P_1) から生じる二段階電離は、励起準位 11.6 eV からのひとまとまりの励起とみなし、以下の Q_{si} (単位 cm^3/s) と η (単位 cm^3) を用いた[9]。

$$Q_{si} = 8.96 \times 10^{-35} T_e a^2 n_{\text{Ar}} \exp\left(-\frac{15.76}{T_e}\right), \quad (3-19)$$

$$\eta = 1.84 \times 10^{-26} \sqrt{T_e} a^2 n_{\text{Ar}} \exp\left(-\frac{15.76 - 11.6}{T_e}\right). \quad (3-20)$$

ここで、 T_e は電子温度（単位 eV）、プラズマ半径 a の単位は cm、アルゴン中性粒子の数密度の単位は cm^{-3} である。 Q_r は Ar_2^+ の解離再結合に基づく次の実験式に従って計算した[21]。

$$Q_r = 8.1 \times 10^{-7} \left(\frac{T_e}{300}\right)^{-0.64} \left(\frac{T_g}{300}\right)^{-0.86}. \quad (3-21)$$

ここで、 Q_r の単位は cm^3/s 、 T_e とガス温度 T_g の単位は K である。電磁波の周波数 2.45 GHz では、ポンデロモーティブ力よりもグラディエント力の方が2桁以上大きいため[22]、ポンデロモーティブ力による移動は無視できると仮定した。

数値計算のモデルは、プラズマで満たされた石英管、地導体、プラズマに電力を入力する金属容器（電磁波源）で構成した。石英管の長さは 45 mm、外直径は 5 mm、厚さは 1 mm、石英の比誘電率は 3.77 とした。地導体および金属容器は銅製（導電率 $5.8 \times 10^7 \text{ S/m}$ ）とした。地導体の直径は 90 mm で、厚さは 1 mm であり、地導体の下側に金属容器が配置されている。金属容器は、表面波プラズマの励起装置の一つであるサーファトロンと同様の構造をしており[8]、金属容器の内側で石英管の周囲に環状電極が取り付けられている。環状電極の幅は 2 mm、厚さは 1 mm であり、電極と地導体の間隔を 1 mm とした。デルタギャップ給電により環状電極と地導体の間に電界を印加した[10]。

石英管の内部には 133 Pa (1 Torr) のアルゴンと 3 Pa の水銀が封入されているものとした。ガス温度 T_g は 100°C (373.15 K) とした。この値は、実験結果を参考に、入力電力 40 W の場合にそのすべてが熱に変換されたと仮定して解析的に見積もった値である。石英管の内部には初期電荷として $1 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ の電子密度を設定した。初期の EVDF は $T_e = 1 \text{ eV}$ の Maxwell 分布を設定した。Boltzmann 方程式の計算では、アルゴンの衝突断面積として図 3-3 に示す電子衝突断面積を使用した[23]、[24]。 T_e 、 v_{iz} 、 v_{ex} は、計算ステップ毎に Boltzmann 方程式から計算した EVDF に基づいて計算した。 D_a は近似式である $\mu_i k_B T_e / e$ から計算した。ここで、 μ_i はアルゴンイオンの移動度 ($0.146 \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$) [25]、 k_B は Boltzmann 定数である。

FDTD 法の Courant 条件および Boltzmann 方程式の安定条件に基づき、計算の時空間ステップは次の通り設定した： $\Delta r = 0.25 \text{ mm}$ 、 $\Delta z = 0.5 \text{ mm}$ 、 $\Delta t = 0.5 \text{ ps}$ 、および $\Delta v = 7.5 \times 10^4 \text{ m/s}$ 。

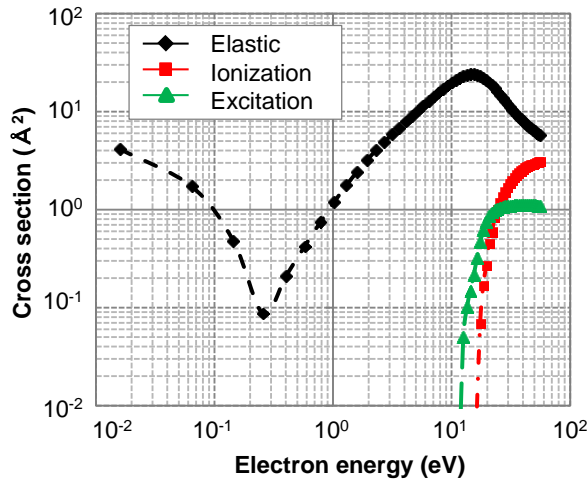


図 3-3 数値計算で使用したアルゴン中の電子衝突断面積

3.2.2. 結果と考察

アンテナ利得を解析式および数値計算で計算した。解析式ではアンテナ半径 $a = 1.5 \text{ mm}$ とし、アンテナ長は式(3-5)-(3-12)で 30 mm 、式(3-13)では金属容器内でのエネルギー消費も考慮して 45 mm とした。アンテナ周囲は空気（比誘電率 1）とし、 v_m は 133 Pa のアルゴンに相当する $5 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ とした[25]。電子当たりの吸収エネルギーは、文献を参考に 2×10^{-12} 、 5×10^{-12} 、 $1 \times 10^{-11} \text{ W}$ とした[26]。

最大アンテナ利得の入力電力 P_m 依存性を図 3-4 に示す。最大アンテナ利得は放射強度が最大となる方向のアンテナ利得と定義し、電極での反射損失は考慮していない。図において、各破線は式(3-12)と(3-13)から求めたアンテナ利得を示し、記号と実線は数値計算で求めたアンテナ利得を示す。最大アンテナ利得は P_m とともに増加した。 $P_m > 3.2 \text{ W}$ 、 $\Theta = 5 \times 10^{-12} \text{ W}$ の場合に、解析式と数値計算で求めた最大アンテナ利得は良い一致を示した。一方、 $P_m < 3.2 \text{ W}$ 以下の場合、最大アンテナ利得は数値計算では -20 dBi でほぼ一定であるのに対し、解析式では単調に減少した。

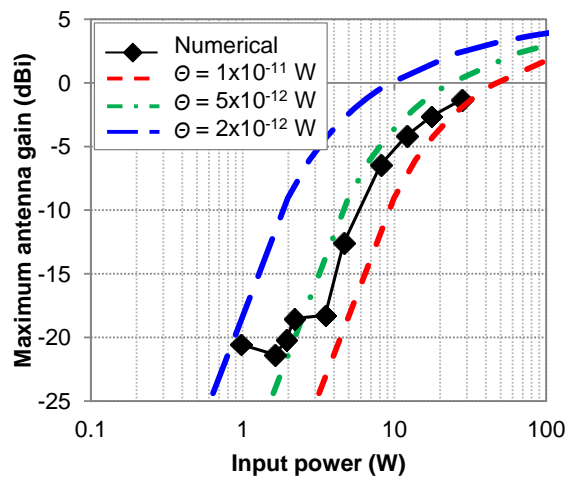


図 3-4 解析式および数値計算で求めた最大アンテナ利得の入力電力依存性

各入力電力 P_{in} におけるプラズマの軸上 ($r=0$) の電子密度分布を図 3-5 に示す。地導体は $z=0$ に位置している。図において、各線の近傍に記載している数字は P_{in} (単位: W) を示す。 P_{in} が 3.2 W 以下の場合、プラズマは放電管の端部に到達せず、 P_{in} を増加するとほぼ一定の電子密度 $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ でプラズマの範囲が拡大した。この電子密度 $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ が表面波プラズマを維持する臨界密度である。プラズマはおよそ $P_{in} = 3.2 \text{ W}$ で放電管の端部に到達し、さらに P_{in} を増加させると電子密度は臨界密度以上に増加した。

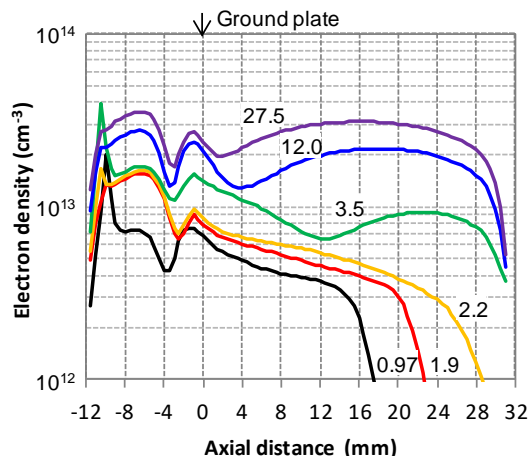


図 3-5 数値計算で求めた軸方向の電子密度分布

$P_{in} = 8.1 \text{ W}$ の場合の、 $z=0, 15$ および 30 mm の位置における径方向電子密度分布を図 3-6 に示す。各電子密度分布は、軸上 ($r=0$) の電子密度で規格化して示している。また、比較のため、陽光柱内での典型的な電子密度分布である 0 次 Bessel 関数 J_0 (式(2-5)) も併せて示す[27]。電子密度分布は、地導体から離れるとともに J_0 と同様の分布となった。この結果は、表面波プラズマの数値計算結果と一致している[28]。

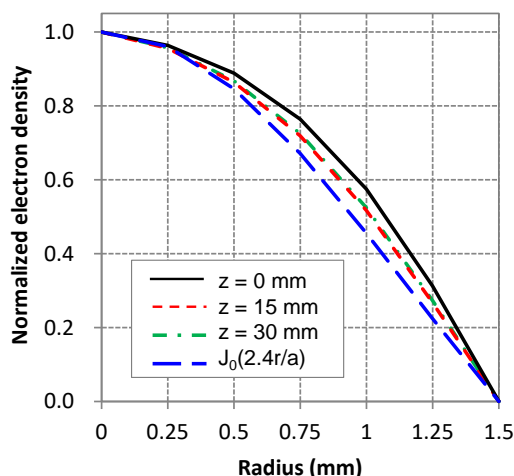


図 3-6 数値計算で求めた半径方向の電子密度分布

図 3-4、図 3-5 で示した結果より、プラズマが放電管の端部に到達するまでは電磁波は空間に放射されず、プラズマが放電管端部に到達した後に電子密度 n_e の増加とともに電磁波が放射された。 $P_{in}=(a) 27.5$ 、(b) 4.6、および(c) 1.6 W におけるプラズマ近傍の軸方向電界分布 E_z を図 3-7 に示す。また、臨界密度 n_c と自由空間の電磁波の波長 λ_0 とともに、各場合の電子密度および表面波の波長 λ_{sw} を表 3-1 に示す。表 3-1 において、電子密度は $P_{in} = 27.5$ W の場合は軸上で最も小さくなる部分の値とし、 $P_{in} = 4.5$ 、1.6 W の場合は軸上の電子密度の平均値を電子密度とした。表面波の波長は電界分布の節間の距離から求めた。

$P_{in}=4.6$ 、1.6 W の場合、 n_e は n_c と同等の値で、 λ_{sw} は λ_0 よりも短かった。一方、 $P_{in}=27.5$ W の場合、 n_e が n_c よりも十分大きく、 λ_{sw} は λ_0 と同等であった。従って、 $P_{in} = 4.6$ 、1.6 W の場合は、プラズマ上と空間の波長の不整合によって電磁波が放射されず、 $P_{in} = 27.5$ W の場合はプラズマ上と空間の間で波長の整合が取れることで電磁波が放射されたと考える。衝突性プラズマの場合、表面波の減衰に伴う電磁波の放射が報告されている[29]。一方、今回の場合は、入力電力の増加によって、表面波の減衰が抑制されるとともに、電磁波の放射は増加する。従って、プラズマアンテナの電磁波の放射原理は、表面波の減衰に伴う電磁波放射とは異なり、金属のモノポールアンテナの場合と同様にプラズマ上での表面波の共振によるものである。

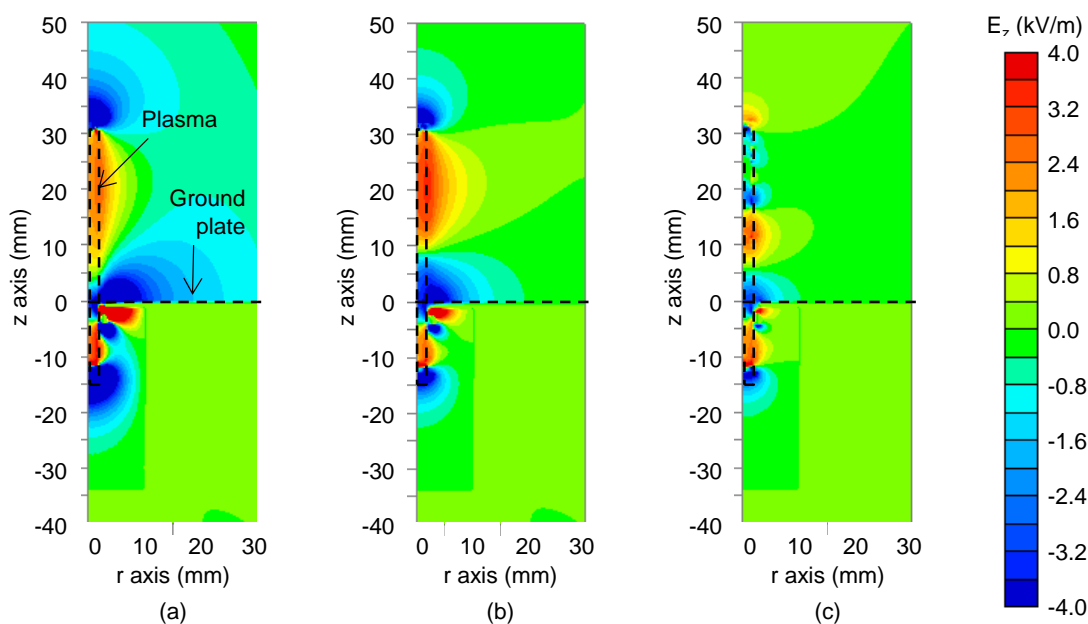


図 3-7 各入力電力でのプラズマ近傍の軸方向電界分布 E_z : (a) 27.5 W、(b) 4.6 W、(c) 1.6 W

表 3-1 各入力電力における電子密度および表面波の波長

	(a) 27.5 W	(b) 4.6 W	(c) 1.6 W	Notes
n_e (cm^{-3})	8.4×10^{12}	3.4×10^{12}	1.8×10^{12}	$n_c \doteq 3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$
λ_{sw} (mm)	114	86	25	$\lambda_0 = 122 \text{ mm}$

数値計算で得られた電子あたりの吸収エネルギー θ は、プラズマが放電管端部に到達するまでは 2.5×10^{-12} Wで、到達した後は入力電力とともに約 5×10^{-12} Wまで増加した。 θ の増加は、おそらく n_e の増加による体積再結合の増加が原因であると考えられる。表面波プラズマの電子温度は、入力電力によらずおよそ3.2 eVであった。

プラズマが放電管端部に到達した場合、解析式の結果は数値計算の結果と良く一致した。従って、解析式の導出における n_e と θ が一定という仮定は妥当と考える。もし θ が判明していれば、解析式に基づき計算を行うことで、時間を要する数値計算を行うことなく、アンテナ利得を求めることができる。また、逆にアンテナ利得から θ を求めることもできる。一方、プラズマが放電管端部に到達していない場合、解析式の結果は数値計算の結果と大きく乖離した。これは、電子密度分布と電子あたりの吸収エネルギーが入力電力に大きく依存し、プラズマ軸上でも変化するためである。この場合、アンテナ利得は数値的に計算するか、さらに厳密に分散関係($n_e - k_z$)およびエネルギーバランス($n_e - \theta$)に基づき解析的に計算する必要がある[9]。分散関係($n_e - k_z$)およびエネルギーバランス($n_e - \theta$)に基づく解析式については、次章で定式化を行う。

3.3. 実験

3.3.1. 実験装置

実験系模式図を図 3-8 に示す。プラズマアンテナの構造および寸法は、図 3-2 で示した数値計算モデルとほぼ同一とした。放電管は石英製であり、アルゴンと微量の水銀を封入した。アルゴンの圧力は約 133 Pa (1 Torr) で、水銀の圧力は放電管壁の温度から決まる蒸気圧程度(数 Pa)である。なお、微小な放電管を熱加工する際、圧力の正確な制御が難しく、上記の圧力には誤差が含まれる。

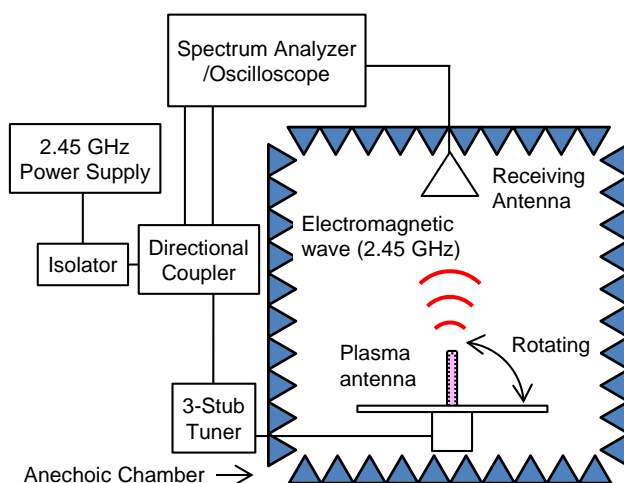


図 3-8 実験系模式図

電極は、金属容器の壁面を通る同軸ケーブルを介して給電回路に接続した。給電回路はマ

マイクロ波源、アイソレータ、方向性結合器および3スタブチューナーで構成した。マイクロ波源は2.45 GHzの連続波を生成し、入力および反射電力を方向性結合器に接続した検波ダイオードまたはスペクトラムアナライザーで測定した。マイクロ波の電気整合は反射電力のモニター値を見ながら3スタブチューナーで調整した。

放射特性は電波暗室で測定した。スペクトラムアナライザーで放射電力を測定し、アンテナ利得を利得2.5 dBiの基準ダイポールアンテナの放射電力との比較で求めた。プラズマアンテナを回転台の上に設置し、回転台を回転させて各放射角での電磁波放射を測定した。実験を通じて、放電管内のガス温度を一定に保つため、各条件の測定は、事前に入力電力40 Wで1分間プラズマを生成した後に行った。

3.3.2. 結果と考察

最大アンテナ利得の入力電力 P_m 依存性を図 3-9 に示す。図 3-4 に示した数値計算の結果も併せて図に示す。測定値は数値計算の結果と同様の特性を示した。 P_m が2.5 W以下の場合、アンテナ利得はほぼ一定となり、 P_m を増加するとアンテナ利得は増加した。プラズマの発光の様子から、プラズマは $P_m = 2.5$ W 付近で放電管端に到達した。プラズマがない場合の電磁波の放射強度はノイズレベル以下であった。

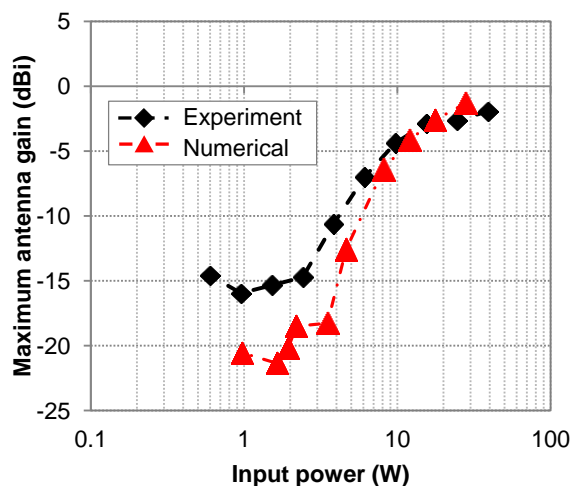


図 3-9 最大アンテナ利得の入力電力依存性

各入力電力における放射パターンを図 3-10 に示す。 $P_m = 10$ W および金属アンテナの場合について数値計算で求めた放射パターンも併せて図に示す。測定した放射パターンは、数値計算の結果と良く一致した。放射強度はおよそ30度が最大であった。放射角の0度からの傾きは地導体が有限長であることが理由であり、角度30度は金属アンテナの場合とも一致した[7]。

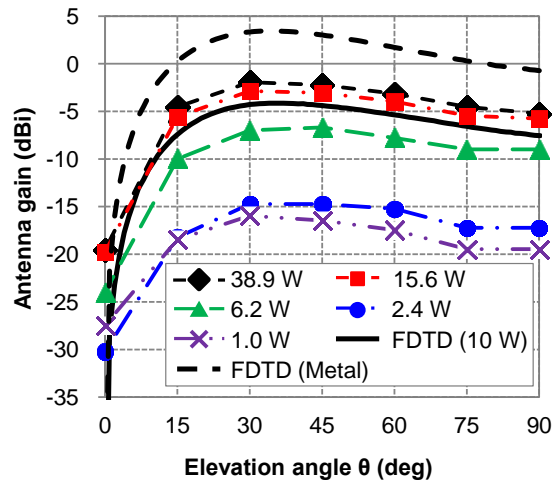


図 3-10 プラズマアンテナの放射パターン

3.4. 考察

実験結果は、解析式および数値計算の結果と良く一致した。電磁波はプラズマが放電管端部に到達するまではほぼ放射されず、 P_m の増加に伴い電磁波の放射は増加した。この特性について考察すると、プラズマが放電管端部に到達していない場合、入力電力は電子密度の増加ではなく、プラズマの体積増加に消費される。電子密度は、図 3-5 に示したように、臨界密度付近で維持される。電子密度が臨界密度と同程度であるため、表面波の波長はプラズマアンテナ上で短縮される。その結果、プラズマアンテナ上の表面波と自由空間中の電磁波の波長の不整合により、電磁波は空間に放射されないと推察する。この結果は、表面波がプラズマの表面を放射されることなく伝搬するという表面波プラズマの理論と一致する[8]。一方、プラズマが放電管端部に到達した場合、入力電力は主に電子密度の増加に消費される。電子密度の増加に伴い表面波の波長が増加し、自由空間中の電磁波の波長と同程度になると電磁波は自由空間へと放射される。

従って、表面波プラズマからの入力電力の放射を促進するためには、プラズマが放電管端部に到達し、かつ臨界密度よりも十分に高い電子密度となるように入力電力を設定することが重要である。一方、無線通信用途などでプラズマの励起周波数と異なる信号周波数を使用する場合に、励起電力の放射を抑制するためには、プラズマが放電管端部に到達しないようにすることが好ましい。

次に、プラズマパラメータとアンテナ利得の関係について考察する。解析式および数値計算で求めたアンテナ利得の電子密度依存性（図 3-4 の横軸を電子密度に変更したもの）を図 3-11 に示す。なお、プラズマが放電管端部に到達していない場合は、軸上の電子密度の平均値を電子密度とし、プラズマが放電管端部に到達している場合は、軸上の電子密度の最小値とした。解析式および数値計算で求めたアンテナ利得は良く一致した。従って、アンテナ利得は入力電力ではなく、前章の他励式プラズマアンテナと同様に、電子密度に依存する。

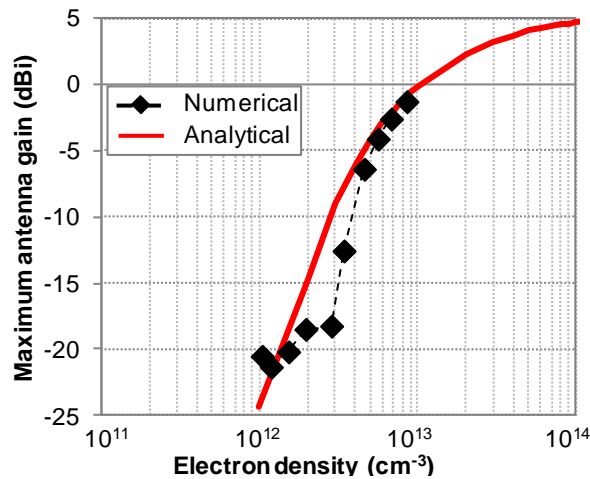


図 3-11 理論解析および数値計算で求めた最大アンテナ利得の電子密度依存性

前章の他励式プラズマアンテナでは、アンテナ利得は n_e が一定値以下の場合には n_e と導電率 σ_{dc} ($\propto n_e/\nu_m$) に依存し、 n_e が一定値以上の場合には σ_{dc} のみに依存した。そこで、表面波プラズマの場合について調べるため、 n_e と σ_{dc} の関数として解析式でアンテナ利得を計算した。アンテナ利得の n_e と σ_{dc} 依存性を図 3-12 に示す。一点鎖線は、実験などで観測される ν_m が等しい場合の依存性を示す。アンテナ利得は、他励式プラズマアンテナと同様のプラズマパラメータ依存性を示した。 n_e が 10^{13} cm^{-3} 以上の場合、アンテナ利得は n_e ではなく、 σ_{dc} のみに依存した。 n_e が 10^{13} cm^{-3} 以下の場合、アンテナ利得は n_e と σ_{dc} に依存した。

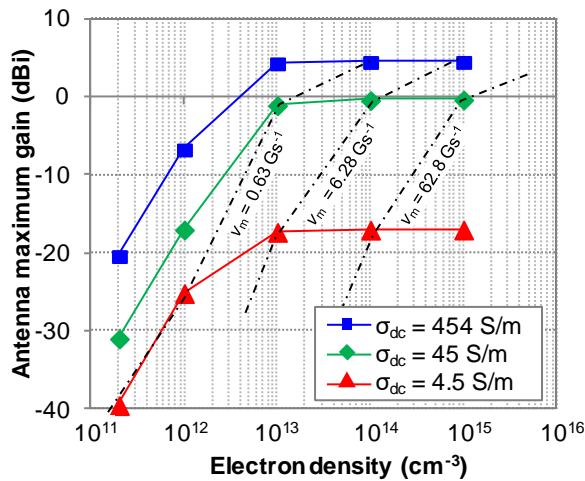


図 3-12 解析的に求めた最大アンテナ利得の電子密度および DC 導電率依存性

第 3.2 節で解析式の導出を行ったが、解析式はアンテナの構造やプラズマの条件に応じて修正が必要になる。式(3-11)では、プラズマの長さが放電管の長さとしたが、この仮定は、減衰によって電磁波がプラズマ全体に広がらない $\nu_m \gg \omega$ の場合には不適切であった。このような場合、例えば、放電管長の代わりに次式の補正したプラズマ長を用いること

ができる。

$$l' = \int_0^l \exp(-\alpha z) dz = \frac{1 - e^{-\alpha l}}{\alpha}. \quad (3-22)$$

ここで α はプラズマの軸方向の減衰定数（波数 k_z の虚部）である。 l' はアンテナへの印加電圧がプラズマの抵抗によって線形に減衰すると仮定した場合に、印加電圧がおよそゼロになる長さを表している。また、第 3.2 節で考慮した鏡像効果も、地導体の直径が電磁波の波長と同程度以下のような場合では不適切である。前章で示した他励式プラズマアンテナについて、以上の補正を行った解析式でアンテナ利得を計算した結果を図 3-13 に示す。各マーカーは、前章で行った数値計算の結果、各実線は鏡像効果を考慮せず、式(3-22)の等価長 l' を適用して式(3-12)で計算した結果を示す。その他の条件は、前章の他励式プラズマアンテナと同じとした。解析式の結果は数値計算の結果と良く一致した。なお、図 3-12 と図 3-13 を比較すると、UHF 帯（図 3-13）では低電子密度の範囲でアンテナ利得が急激に減少するなど、アンテナ利得のプラズマパラメータ依存性に若干の差がみられた。この差については本章の付録 3.B で考察する。

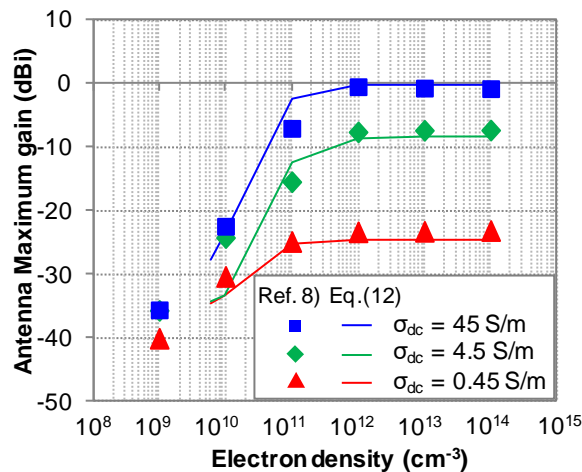


図 3-13 補正した解析式で求めた前章の他励式プラズマアンテナのアンテナ利得

最後に、プラズマアンテナと金属アンテナの比較を行う。図 3-10 に示したように、プラズマの抵抗が高いため、プラズマアンテナの利得は相似形状の金属アンテナの利得よりも小さかった。また、入力電力つまり電子密度の増加によってアンテナ利得の改善は期待されるが、現在の電子密度も弱電離プラズマとして既に非常に高い値である。従って、プラズマで金属アンテナの完全な代替を実現することは非現実的である。一方、アンテナ利得の差は 5 dB 程度であり、これは通信距離に換算して約 40% の減少に相当するが、近距離通信などの場合では十分な利得である。プラズマアンテナは、非放電時の低い電波干渉や電気特性のダイナミックな制御性といった利点があり、スマートアンテナなどの将来のインテリジェントアンテナシステムとの親和性を有しており [30]、用途に応じた金属アンテナとプラズマアンテナの使い分けが重要である。

3.5. 結論

本章では、自励式プラズマアンテナの放射特性を理論的、実験的に検討した。プラズマが放電管端部に到達するまでは電磁波は放射されず、入力電力のほとんどがプラズマの体積増加に消費される。一方、プラズマが放電管端部に到達した後は、入力電力は主に電子密度の増加に消費され、電子密度の増加に伴い電磁波の放射も増加する。アンテナ利得のプラズマパラメータ依存性は、他励式プラズマアンテナと同様であった。放電管構造や入力電力で電磁波の放射量が異なることから、適切にプラズマアンテナを設計することで、表面波プラズマをアンテナとしても、プラズマ源としても使用することができる。一般的な放電条件において、プラズマアンテナの利得は金属アンテナよりも小さく、プラズマアンテナで金属アンテナを完全に代替することは難しい。しかし、プラズマアンテナの利得も無線通信には十分適用できる範囲であり、またプラズマアンテナは金属アンテナにないユニークな特性を有する。従って、用途に応じた金属アンテナとプラズマアンテナの使い分けが重要である。

なお、本章での検討において、従来の表面波プラズマの研究結果と異なる結果が得られた。まず、放電管内部の電子密度は臨界密度よりも非常に高い値であった。次に、従来の表面波プラズマでは電子密度は軸方向に単調に減少するが、入力電力に依存して軸方向の電子密度分布が大幅に変化した。これらの結果については次章で検討する。

付録 3.A. 微小ダイポールプラズマアンテナの放射特性

本章では、アンテナの理論に基づき 1/4 波長モノポールプラズマアンテナの放射特性を導出した。一方、更に基本的なアンテナの構造として微小ダイポール（電気双極子）が存在する。本付録では、微小ダイポールプラズマアンテナの放射特性とプラズマパラメータの関係についてまとめる[31]。

周波数 ω ($e^{j\omega t}$) で振動する長さ l 、半径 r の微小ダイポールプラズマを考える。このとき、プラズマの誘電分極 P_d および線電流 i_f は次式で与えられる。

$$P_d = \varepsilon_0 (\varepsilon_p - 1) E_0 = -\frac{\varepsilon_0 \omega_{pe}^2}{\omega(\omega - j\nu_m)} E_0, \quad (3-23)$$

$$i_f = \pi r^2 \frac{dP_d}{dt} = j\omega \pi r^2 P_d = \frac{\pi r^2 \varepsilon_0 \omega_{pe}^2}{\nu_m + j\omega} E_0 = \pi r^2 \sigma_p E_0. \quad (3-24)$$

ここで、 E_0 は外部電界である。線電流から、微小ダイポールプラズマアンテナの放射電力 P_r 、指向性 D 、放射抵抗 R_r は次式で表される[5]。

$$P_r = \frac{\pi}{3} Z_0 \left| \frac{i_f l}{\lambda} \right|^2 = \frac{\pi}{3} Z_0 \left| \frac{\pi r^2 l}{\lambda} \right|^2 |\sigma_p E_0|^2 = \frac{\pi r^4 l^2 k_0^2 \varepsilon_0}{12 c_0} \frac{\omega_{pe}^4}{(\nu_m^2 + \omega^2)} |E_0|^2, \quad (3-25)$$

$$D = 2\pi Z_0 \left| \frac{k_0 i_f l}{4\pi} \right|^2 / P_r = \frac{3}{2}, \quad (3-26)$$

$$R_r = \frac{2P_r}{|i_r|^2} = Z_0 \left(\frac{2\pi}{3} \right) \left| \frac{l}{\lambda} \right|^2. \quad (3-27)$$

従って、指向性及び放射抵抗はプラズマパラメータに依存せず、形状のみに依存し、理想的な電気双極子の場合と一致する。プラズマによる損失 P_p は次式で表される[9]。

$$P_p = \frac{1}{2} \pi r^2 \operatorname{Re}[\sigma_p] |E_0|^2 l, \quad (3-28)$$

ここで、 $\operatorname{Re}[\sigma_p]$ は σ_p の実部を表す。従って、アンテナ効率 e_{cd} は次のように得られる。

$$e_{cd} = \frac{P_r}{P_r + P_p} = \frac{R_r}{R_r + l / (\pi r^2 \sigma_{dc})} = \left(1 + \frac{6\epsilon_0}{r^2 l k_0^3} \frac{\omega}{\sigma_{dc}} \right)^{-1}. \quad (3-29)$$

従って、 σ_{dc}/ω が大きいほどアンテナ効率は増加する。一般に $l \leq \lambda/50$ の場合に微小ダイポールとして扱われる。 $r=l=\lambda/50$ と仮定すると、 $\sigma_{dc}/\omega = 2.7 \times 10^{-8}$ の場合に $e_{cd} = 1/2$ となる ($\omega/2\pi = 300$ MHz の場合に $\sigma_{dc} = 50$ S/m に相当)。

なお、微小ダイポールプラズマアンテナの放射特性として、式(3-25)ではなく Lorentz 型の放射特性も報告されている[32]。ここで、微小ダイポールプラズマと類似の構造を有する金属ナノロッドにおいて、Lorentz 型の特性を有する局在プラズモン共鳴が生じることが報告されており[33]、[34]、微小ダイポールプラズマアンテナで報告されている Lorentz 型の放射特性も同様の局在プラズモン共鳴を表していると考える。以下、金属ナノロッドの場合を参考に[33]、Lorentz 型共振特性を導出する。

準静電界近似における微小ダイポールプラズマの等価回路モデルを図 3-14 に示す。

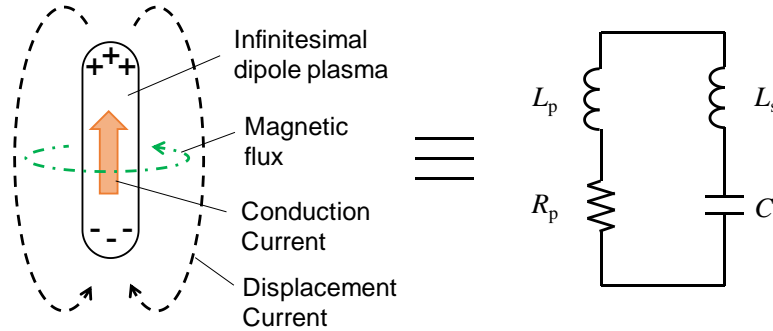


図 3-14 微小ダイポールプラズマの等価回路

R_p 、 L_p は式(3-11)で表されるプラズマの抵抗とインダクタンスである。 L_s は微小ダイポールの自己インダクタンスであり、次式で表される ($r \ll l$) [35]。

$$L_s \approx \frac{\mu_0 l}{2\pi} \ln \left(\frac{2l}{r} \right). \quad (3-30)$$

C は自由空間中に置かれ、直列接続された 2 枚のディスクのキャパシタンス (各 1 枚のキャパシタンス C_s) であり、次式で表される[36]。

$$C = C_s/2 = \pi\epsilon_0 r. \quad (3-31)$$

オームの法則より、等価回路モデルで次式の関係が成り立つ。

$$E_0 l = i_f (R_p + j\omega L_p + j\omega L_s + 1/j\omega C). \quad (3-32)$$

従って、次式のダイポールモーメントが導出される。

$$p = \frac{i_f l}{j\omega} = \frac{E_0 l^2}{j\omega(R_p + j\omega L_p + j\omega L_s + 1/j\omega C)} = \frac{AE_0}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\eta\omega}, \quad (3-33)$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{(L_p + L_s)C}}, \quad A = \frac{l^2}{L_p + L_s}, \quad \text{and} \quad \eta = \frac{R_p}{L_p + L_s}. \quad (3-34)$$

もし、 $L_p \gg L_s$ の場合、

$$\omega_0 \cong \frac{1}{\sqrt{L_p C}} = \omega_{pe} \sqrt{r/l} = \omega_{pe} \sqrt{\kappa}, \quad \eta \cong \nu_m, \quad (3-35)$$

$$p \cong \frac{AE_0}{\kappa\omega_{pe}^2 - \omega^2 + j\nu_m\omega}. \quad (3-36)$$

従って、局在プラズモン共鳴は ω_p と κ (アスペクト比) から決まる周波数で生じる。ダイポールモーメントからの放射電力 P_r は次式で与えられる。

$$P_{\text{rad}} = \frac{\omega^2 k_0^2 |p|^2}{12\pi\epsilon_0 c_0} = \frac{k_0^2 \epsilon_0 (\pi r^2 l)^2 |E_0|^2}{12\pi c_0} \frac{\omega^2 \omega_{pe}^4}{(\kappa\omega_{pe}^2 - \omega^2)^2 + \nu_m^2 \omega^2}. \quad (3-37)$$

もし $r \ll l$ の場合、式(3-37)は式(3-25)に近似される。

局在プラズモン共鳴は局在モード (非放射) であるため、この共振をそのままアンテナに応用することはできない。一方、近接場光の分野において、金属ナノロッド上の近接場光を放射電磁界に変換する手法が提案されており[37]、同様の手法によってこの共振を無線通信に応用できる可能性はある。

付録 3.B.1/4 波長モノポールプラズマアンテナの放射特性

第 3.4 節の考察で、UHF 帯とマイクロ波帯とでアンテナ利得のプラズマパラメータ依存性に差があることを述べた。本付録ではこの差について考察する。

第 2.5 節の考察において、1/4 波長モノポールプラズマアンテナのインピーダンスを次式の通り導いた (式(2-10)と同じ)。

$$Z_p = R_p + jX_p = \frac{\pi c_0 m_e}{2e^2 S_0} \left(\frac{\omega \nu_m}{n_{e0}} + j \frac{\omega^2}{n_{e0}} \right) = \frac{\pi c_0}{2S_0} \left(\frac{\omega}{\sigma_{dc}} + j \frac{\omega^2}{\epsilon_0 \omega_{pe}^2} \right). \quad (3-38)$$

式(3-38)を参照すると、1/4 波長モノポールプラズマアンテナのインピーダンスは σ_{dc}/ω 、 ω_{pe}^2/ω^2 に依存する。周波数 $\omega/2\pi = 30, 300, 3000$ MHz に対して、長さ 0.275λ 、半径 0.01λ のモノポールプラズマアンテナの放射特性を計算し、 σ_{dc}/ω 、 ω_{pe}/ω を変数としてグラフ化した

ものを図 3-15 に示す。周波数によらず、アンテナ利得は同じ σ_{dc}/ω 、 ω_{pe}/ω 依存性を示した。従って、前章の結果から断面積の影響（式(3-38)の S_0 ）も考慮すると、1/4 波長モノポールプラズマアンテナのアンテナ利得は $S_0\sigma_{dc}/\omega$ と $S_0\omega_{pe}^2/\omega^2$ の2つのパラメータによって決定される。

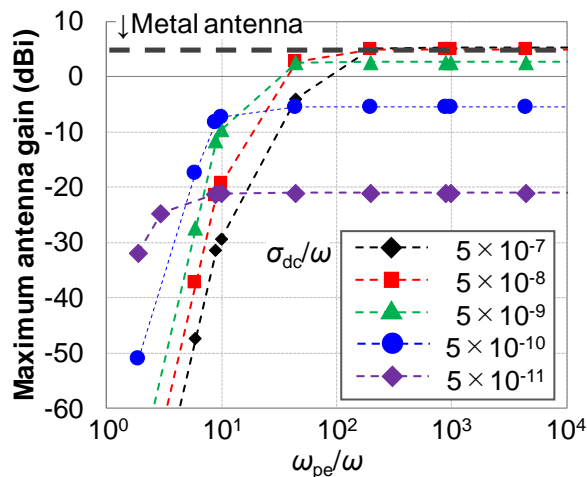


図 3-15 1/4 波長モノポールプラズマアンテナのアンテナ利得のプラズマパラメータ依存性

最後に図 3-15 の興味深い点として、 ω_{pe}/ω が小さい場合（特に ω_{pe}/ω が 10 以下）、 σ_{dc}/ω が小さいほうがアンテナ利得は大きい。この理由として、 σ_{dc}/ω が小さい場合、図 2-3(b)に示すように電磁波はアンテナ長よりも短い距離で減衰されるため、 ω_{pe}/ω が減少しても、つまり表面波の波長が短縮されても、アンテナ上の電界分布があまり変化しない。そのため、 ω_{pe}/ω が減少しても ω_{pe}/ω が高い場合と同程度のアンテナ利得が維持される。一方、 σ_{dc}/ω が大きい場合、 ω_{pe}/ω が減少すると、図 2-3(a)から(c)への変化で示されるようにアンテナ上の電界分布が大きく変化する。そのため、 ω_{pe}/ω が減少すると空間との不整合が増加し、アンテナ利得が低下する。絶対的なアンテナ利得は低いですが、アンテナの周波数よりも高い周波数の電磁波との干渉を抑制するために ω_{pe}/ω （電子密度）を低くしたい場合などでは、この動作領域を利用することも有効と考えられる。

参考文献

- [1] Reproduced from “T. Naito, S. Yamaura, Y. Fukuma, and O. Sakai, *Phys. Plasmas* **23**, 093504 (2016)”, with the permission of AIP Publishing.
- [2] C. A. Balanis, *Antenna Theory*, 3rd ed. (Wiley, Hoboken, 2005), Chap. 10.
- [3] B. Yin, F. Yang, P. Wang, and Z. Zhang, *TELKOMNIKA Indonesian Journal of Electrical Engineering* **12**, 113 (2014).
- [4] M. Moisan, A. Shivarova, and A. W. Trivelpiece, *Plasma Phys.* **24**, 1331 (1982).
- [5] C. A. Balanis, *Antenna Theory*, 3rd ed. (Wiley, Hoboken, 2005), Chap. 4.
- [6] T. Naito, S. Yamaura, K. Yamamoto, T. Tanaka, H. Chiba, H. Ogino, K. Takahagi, S. Kitagawa, and D. Taniguchi, *Jpn. J. Appl. Phys.* **54**, 016001 (2015).
- [7] M. M. Weiner, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **AP-35**, 488 (1987).
- [8] M. Moisan and Z. Zakrezewski, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **24**, 1025 (1991).
- [9] H. Schluter and A. Shivarova, *Physics Reports* **443**, 121 (2007).
- [10] P. Russo, G. Cerri, and E. Vecchioni, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **59**, 1503 (2011).
- [11] Y. Chen, R. Mittra, and P. Harms, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **44**, 832 (1996).
- [12] N. Dib, T. Weller, M. Scardelletti, and M. Imparato, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **47**, 509 (1999).
- [13] F. L. Teixeira and W. C. Chew, *IEEE Microwave Guided Wave Lett.* **7**, 285 (1997).
- [14] R. Luebbers, K. S. Kunz, M. Schneider, and F. Hunsberger, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **39**, 429 (1991).
- [15] U. Kortshagen, C. Busch, and L. D. Tsendin, *Plasma Sources Sci. Technol.* **5**, 1 (1996).
- [16] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, 2nd ed. (Wiley, Hoboken, NJ, 2005), p. 681.
- [17] G. J. M. Hagelaar and L. C. Pitchford, *Plasma Sources Sci. Technol.* **14**, 722 (2005).
- [18] Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics*, 1st ed. (Springer, Berlin, 1991), Chap. 2.
- [19] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, 2nd ed. (Wiley, Hoboken, NJ, 2005), p. 136.
- [20] A. L. J. Burgmans and A. H. M. Smeets, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **16**, 755 (1983).
- [21] P. Lukac, O. Mukus, I. Morva, Z. Zabudla, J. Trnovec, and M. Morvova, *Plasma Sources Sci. Technol.* **20**, 055012 (2011).
- [22] H. K. Malik and A. K. Aria, *J. Appl. Phys.* **108**, 013109 (2010).
- [23] A. V. Vasenkov, *Phys. Rev. E* **57**, 2212 (1998).
- [24] S. J. Buckman and J. Mitroy, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **22**, 1365 (1989).
- [25] Y. P. Raizer, *Gas Discharge Physics* (Springer, Berlin, 1991) 1st ed., Chap. 2.
- [26] J. Contrino, A. Gamero, A. Sola, M. Saez, V. Colomer, A. S-Medel, and J. E. S. Uria, *Mikrochimica Acta* **3**, 179 (1989).

- [27] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, 2nd ed. (Wiley, Hoboken, NJ, 2005), p. 540.
- [28] M. Moisan, C. M. Ferreira, Y. Hajlaoui, D. Henry, J. Hubert, R. Pantel, A. Ricard, and Z. Zakrzewski, *Rev. Phys. Appl.* **17**, 707 (1982).
- [29] J. Margot and M. Moisan, *J. Plasma Phys.* **49**, 357 (1993).
- [30] J. H. Winters, *IEEE Personal Commun.* **5**, 23 (1998).
- [31] T. Naito, 10th International Workshop on Microplasmas, Kyoto, Japan, 20-24, May. 2019.
- [32] T. Anderson, *Plasma Antennas* (ARCTECH HOUSE, Norwood, 2011) 1st ed., Chap. 3.
- [33] C. Huang, X. Yin, H. Huang, and Y. Zhu, *Opt. Exp.* **17**, 6407 (2009).
- [34] D. Zhu, M. Bosman, and J. Yang, *Opt. Exp.* **22**, 9809 (2014).
- [35] E. B. Rosa, *Bulletin of the Bureau of Standards* **4**, 301 (1908).
- [36] C. Snow, "Formulas for Computing Capacitance And Inductance", Washington: U.S. Govt. Print. Off., 1954.
- [37] A. Alù and N. Engheta, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 213902 (2010).

4. 表面波励起プラズマアンテナの理論解析

4.1. はじめに

前章で行った表面波励起プラズマアンテナの放射特性の検討において、従来の表面波プラズマの研究結果と異なる次の結果が得られた。まず、表面波プラズマがアンテナとして振舞う場合の放電管内部の電子密度は、表面波励起に必要な臨界密度よりも非常に高い値であった。また、従来の表面波プラズマでは電子密度は軸方向に単調に減少するが、入力電力に依存して軸方向の電子密度分布が大幅に変化した。

本章では、表面波励起プラズマアンテナの動作原理、特に表面波プラズマの従来研究と第3章で得られた結果の相違点を説明することを目的に、表面波励起プラズマアンテナの放射特性を表面波プラズマおよびアンテナの理論に基づき解析的に定式化する[1]。数値結果との比較により解析式の妥当性を検証するとともに、表面波励起プラズマアンテナのアンテナおよびプラズマの特性について論ずる。

4.2. 表面波励起プラズマアンテナの定式化

4.2.1. アンテナモデル

プラズマアンテナのモデルを図 4-1 に示す。前章と同様に、モデルは典型的な表面波励起プラズマアンテナである。周波数 ω の高周波信号が電磁波源 (Launcher) に印加され、高周波信号の高電界が放電管内部に形成される。放電管内に形成された高電界によって、放電が発生し、プラズマが形成される。

本検討では、プラズマの半径 R と ω の積が $2\text{GHz}\cdot\text{cm}$ よりも小さいことから、軸対称モードを取り扱う[2]。放電管内にはアルゴンと微量の水銀蒸気が封入されている。プラズマ端部を z 軸の原点としており、原点と電磁波源外側 (地導体) の距離はプラズマ長さ l に依存して変化する。プラズマが放電管端部に到達した場合は、プラズマ長 l は電磁波源外側の放電管長 l_d と一致する。

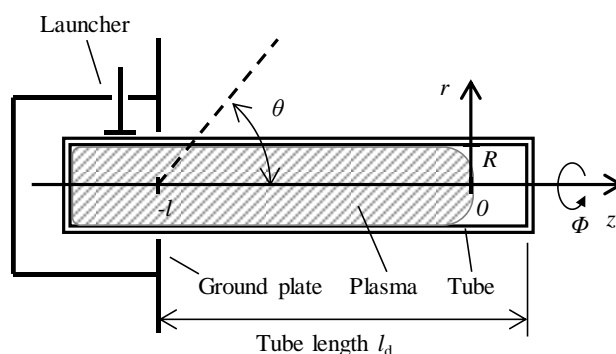


図 4-1 プラズマアンテナの解析モデル

4.2.2. 気体放電パート

磁場のない連続波の表面波プラズマの場合、荷電粒子の粒子保存則およびエネルギー保存則は次式で表される[2]、[3]。

$$D_a \nabla_{\perp}^2 n_e + \nu_i n_e + \nu_p n_e + \frac{\rho_{si} n_e^2}{1 + \eta n_e} - Q_r n_e^2 = 0, \quad (4-1)$$

$$n_e \nu_* U_* = Q = n_e \Theta. \quad (4-2)$$

ここで、 D_a は両極性拡散定数、 ρ_{si} は多段階電離のレート係数、 η は多段階電離の飽和を表す係数、 Q_r は再結合定数、 Q は電磁波のジュール損失、 Θ は電子あたりに吸収される電力である。 \perp は径方向を表す。 ν_i 、 ν_p はそれぞれ直接電離、ペニング電離の衝突周波数である。 ν_* は全励起衝突周波数であり、次式で表される。

$$\nu_* = \nu_{*0} \exp(-U_*/T_e). \quad (4-3)$$

ここで、 U_* は第1励起準位への励起エネルギーである。式(4-3)を用いて式(4-2)は次のように変形できる。

$$T_e = -U_*/\ln[\Theta/\Theta_i]. \quad (4-4)$$

ここで、 $\Theta_i (= \nu_{*0} U_*)$ は規格化のための定数である。 ν_i 、 ν_p 、 ρ_{si} は次式で表される。

$$\nu_i = \nu_{i0} \exp(-U_i/T_e) = \nu_{i0} (\Theta/\Theta_i)^s \quad (4-5)$$

$$\nu_p = \nu_{p0} \exp(-U_i/T_e) = \nu_{p0} (\Theta/\Theta_i)^s \quad (4-6)$$

$$\rho_{si} = \rho_{si0} \exp(-U_i/T_e) = \rho_{si0} (\Theta/\Theta_i)^s. \quad (4-7)$$

ここで、 U_i は電離エネルギー、 $s = U_i/U_*$ である。式(4-5)-(4-7)の右辺への変形では式(4-4)を用いた。電子密度分布は、次式の Bessel 関数分布状の径方向分布で与えられる。

$$n_e(r, z) = n_0(z) J_0(\mu r/R). \quad (4-8)$$

$n_0(z)$ はプラズマ軸上の電子密度分布で、 μ は径方向分布の不均一性を表す変数である。式(4-1)において、非線形項を $n_e^2 \rightarrow n_0(z) n_e(r, z)$ で、第4項目の分母を $n_0(z)$ で近似すると、 n_e と Θ の関係が次式のように得られる。

$$(\Theta/\Theta_i)^s = \frac{D_a (\mu/R)^2 + \mu_a Q_r \bar{n}_e}{\nu_{i0} + \nu_{p0} + \mu_a \rho_{si0} \bar{n}_e / (1 + \mu_a \eta \bar{n}_e)}. \quad (4-9)$$

ここで、 $\mu_a = \mu/2J_1(\mu)$ であり、文字上の上付き線は径方向の平均値を表す。電子密度 n_e が与えられると、 Θ と T_e を式(4-3)-(4-9)から求めることができる。

4.2.3. 電磁気パート (I)：電子密度分布

電磁界の時空間変動が $\exp[j(\omega t - k_z z)]$ で表されるものとする。ここで、 $k_z (= \beta - j\alpha)$ は z 軸方向の波数である。円柱プラズマ上を伝搬する表面波の電磁界は次式で表される[4]。

$$E_z = B_1 I_0(k_{p\perp} r), \quad E_r = jB_1 (k_z/k_{p\perp}) I_1(k_{p\perp} r), \quad H_\phi = jB_1 (\omega \varepsilon_0 \varepsilon_p / k_{p\perp}) I_1(k_{p\perp} r). \quad (4-10)$$

ここで、 I_0, I_1 は 0, 1 次の第 1 種変形 Bessel 関数である。 B_1 は比例係数であり、

$$k_{p\perp}^2 = k_z^2 - \varepsilon_p k_0^2. \quad (4-11)$$

ここで、 k_0 は自由空間中の波数、 ε_p は次式の平均化したプラズマの比誘電率である。

$$\varepsilon_p = 1 - \frac{e^2 \bar{n}_e / \varepsilon_0 m_e}{\omega(\omega - j\nu_m)} = 1 - \frac{\bar{\omega}_{pe}^2}{\omega(\omega - j\nu_m)}. \quad (4-12)$$

半無限長の放電管における表面波プラズマの定式化では、 z 軸正方向に進む前進波のみが考慮される。一方、有限長の放電管では z 軸負方向に進む後進波についても考慮する必要がある[5]。前進波および後進波の軸方向の電界成分は次式で表される。

$$E_{zF} = B_1 I_0(k_{p\perp} r) e^{j(\omega t - \int_0^z k_z ds)}, \quad E_{zB} = -B_1 I_0(k_{p\perp} r) e^{j(\omega t + \int_0^z k_z ds + \varphi)}. \quad (4-13)$$

ここで、添え字の F、B は前進波と後進波を表す。 φ は前進波が放電管端部で反射される際の位相変化である。放電管端部での反射では、エネルギー損失はないと仮定する ($|E_{zF}| = |E_{zB}|$ at $z=0$)。また、式(4-13)の表現で電磁波源でのインピーダンス不整合は考慮されている。

ジュール損失 Q は電磁界と次式の関係にある。

$$Q = \bar{n}_e \Theta(z) = \frac{\nu_m e^2}{2m_e (\omega^2 + \nu_m^2)} \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi m_e (r, z) |\mathbf{E}(r, z)|^2 dr. \quad (4-14)$$

ここで、 \mathbf{E} は前進波と後進波の電界ベクトルを足し合わせた全電界ベクトルである。 $|\mathbf{E}|^2$ は、一般的なモノポールアンテナの条件では、次のように近似できる。

$$|\mathbf{E}|^2 \cong |\mathbf{E}_F|^2 \left[1 + e^{4\int_0^z \alpha ds} - 2e^{2\int_0^z \alpha ds} \cos\left(2\int_0^z \beta ds + \varphi\right) \right] = |\mathbf{E}_F|^2 F^{-1}. \quad (4-15)$$

カギかっこの中の第 1, 2 項目はそれぞれ前進波と後進波に相当し、第 3 項目は前進波と後進波の干渉成分を表している。式(4-15)の導出は付録 4.A で示す。

式(4-14)、(4-15)を比較すると、 Θ は次の通り前進波、後進波および干渉成分に分解できる。

$$\Theta = \Theta_F + \Theta_B + \Theta_I = \Theta_F F^{-1}. \quad (4-16)$$

ここで、添え字の I は干渉を表す。式(4-13)の定義に基づくと、前進波のエネルギー保存則は次式で表される。

$$\frac{dS_F}{dz} = -2\alpha S_F = -Q_F = -\bar{n}_e \Theta_F. \quad (4-17)$$

S_F は前進波のポインティングベクトル、 Q_F は前進波のジュール損失である。式(4-17)より、

$$S_F = \frac{\bar{n}_e \Theta_F}{2\alpha} = \frac{\bar{n}_e \Theta F}{2\alpha}. \quad (4-18)$$

表面波はプラズマアンテナに沿って伝搬する導波モードであるのに対し、放射はプラズマと電磁波源の間に形成された非導波モードである[41]。プラズマアンテナの電界分布および等価回路の模式図を図 4-2 に示す[7]。共役整合を仮定して、等価回路のリアクタンス成分は省略している。非導波モードは主に空間中を伝搬するため、プラズマによる損失は少ないと考えられる。そのため、式(4-17)ではジュール損失のみを前進波の損失機構として考慮している。

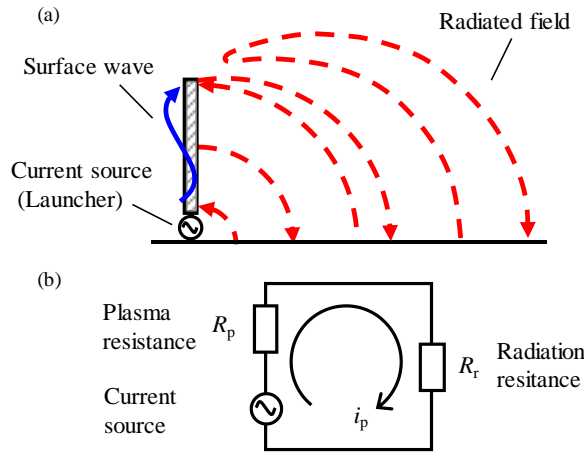


図 4-2 プラズマアンテナの(a)電界分布および(b)等価回路の模式図。共役整合を仮定して、等価回路のリアクタンス成分は省略。

式(4-17)の S_F に式(4-18)を代入すると、次の電子密度勾配の式が得られる。

$$\frac{d\bar{n}_e}{dz} = \frac{-2\alpha\bar{n}_e - [(\bar{n}_e/F)(dF/dz)]}{1 + [(\bar{n}_e/\Theta)(d\Theta/d\bar{n}_e)] - [(\bar{n}_e/\alpha)(d\alpha/d\bar{n}_e)]}. \quad (4-19)$$

$F=1$ の場合、式(4-19)は後進波のない場合の表面波プラズマの式と等しくなる。

Bohm の境界条件から、放電管端部において次の関係が成り立つ[8]。

$$D_a \left. \frac{d\bar{n}_e}{dz} \right|_{z=0} = -v_s \bar{n}_e. \quad (4-20)$$

ここで、 v_s はイオン音速である。式(4-20)を式(4-19)に代入すると、次式の放電管端部での境界条件が得られる。式(4-19)、(4-21)の導出は付録 4.B で示す。

$$\cot \frac{\varphi}{2} = \frac{-v_s}{2\beta D_a} \left[1 + \frac{\bar{n}_e}{\Theta} \frac{d\Theta}{d\bar{n}_e} - \frac{\bar{n}_e}{\alpha} \frac{d\alpha}{d\bar{n}_e} \right]. \quad (4-21)$$

式(4-21)は、電子密度 n_e が与えられると解くことができる。電子密度が高い場合、 n_e に対する Θ と α の変化量が小さく、また一般に v_s は βD_a よりも大きいため、 φ はおおよそゼロとなる。従って、通常の開放端の伝送線路の場合と同様に、プラズマ端部は電氣的に開放状態とみなせる[9]。

4.2.4. 電磁気パート (II) : 分散関係およびプラズマの抵抗

プラズマと放電管および放電管と空気の境界で、電磁界の境界条件を解くことで、次式の分散関係式を得ることができる[4]。

$$\frac{\varepsilon_d k_{a\perp} K_0(k_{a\perp} R_1) K_1(k_{d\perp} R_1) - \varepsilon_a k_{d\perp} K_1(k_{a\perp} R_1) K_0(k_{d\perp} R_1)}{\varepsilon_a k_{d\perp} K_1(k_{a\perp} R_1) I_0(k_{d\perp} R_1) + \varepsilon_d k_{a\perp} K_0(k_{a\perp} R_1) I_1(k_{d\perp} R_1)} = \frac{\varepsilon_p k_{d\perp} I_1(k_{p\perp} R) K_0(k_{d\perp} R) + \varepsilon_d k_{p\perp} I_0(k_{p\perp} R) K_1(k_{d\perp} R)}{\varepsilon_d k_{p\perp} I_0(k_{p\perp} R) I_1(k_{d\perp} R) - \varepsilon_p k_{d\perp} I_1(k_{p\perp} R) I_0(k_{d\perp} R)}. \quad (4-22)$$

ε_a 、 ε_d は空気および放電管の比誘電率、 K_0 、 K_1 は 0、1 次の第 2 種変形 Bessel 関数である。 R_1 は放電管の外半径、 $k_{i\perp}$ は次式で表される半径方向の波数である。

$$k_{i\perp}^2 = k_z^2 - \varepsilon_i k_0^2. \quad (4-23)$$

ここで、添え字 i = “a”、 “d” はそれぞれ空気と放電管を表す。式(4-22)の右辺の分子は放電管がない場合の分散関係 (式(3-4)) と一致する。

Ampère の法則および式(4-10)の H_ϕ より、プラズマの軸に沿って流れる電流 i_p は次式のように得られる。

$$i_p = 2\pi R H_\phi = j2\pi R \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_p}{k_{p\perp}} B_1 I_1(k_{p\perp} R) \left[e^{j(\omega t - \int_0^z k_z ds)} - e^{j(\omega t + \int_0^z k_z ds + \phi)} \right]. \quad (4-24)$$

プラズマで吸収されるエネルギーは次式で表される。

$$P_p = \frac{1}{2} \int_{-l}^0 |i_p|^2 / \pi R^2 \operatorname{Re}[\sigma_p] dz. \quad (4-25)$$

ここで、 σ_p は平均化したプラズマの導電率

$$\sigma_p = \frac{e^2 \bar{n}_e}{m_e (\nu_m + j\omega)}, \quad (4-26)$$

であり、 $\operatorname{Re}[\sigma_p]$ はその実部を表す。このとき、プラズマの抵抗 R_p は次式で定義される。

$$R_p = 2P_p / |i_{p0}|^2. \quad (4-27)$$

ここで、 i_{p0} は i_p の最大値である。なお、 R_p の定義は後述するアンテナの放射抵抗と同じであり、インピーダンス整合の議論の際に通常用いられる電磁波源における入力インピーダンスの定義 (式(4-38)) とは異なる[10]。電磁波源における平均電子密度は臨界密度 $n_c (= m_e \varepsilon_0 \omega^2 / e)$ よりも十分高いため、 ε_p は次式の通り近似される。

$$\varepsilon_p \cong -\frac{e^2 \bar{n}_e / \varepsilon_0 m_e}{\omega(\omega - j\nu_m)} = \frac{-j\sigma_p}{\varepsilon_0 \omega}. \quad (4-28)$$

アンテナの半径が電磁波の波長よりも小さい典型的なモノポールアンテナの場合、 $I_0(k_{p\perp} R) \sim 1$ 、 $I_1(k_{p\perp} R) \sim k_{p\perp} R/2$ と近似される。従って、式(4-24)は次のように変形できる。

$$i_p \cong \pi R^2 \sigma_p B_1 \left[e^{j(\omega t - \int_0^{-l} k_z ds)} - e^{j(\omega t + \int_0^{-l} k_z ds + \phi)} \right] = \pi R^2 \sigma_p E_z. \quad (4-29)$$

電流 i_p は電界 E_z に比例する。

4.2.5. 放射パート

電磁波は進行波電流から放射される。遠方界における電磁波の電界 E_θ 、平均放射電力 W および平均放射エネルギー P_r は次式で表される[11]。

$$E_\theta(\theta) = jZ_0 \frac{k_0 e^{-jk_0 r'}}{4\pi r'} \sin\theta \int_{-2l}^0 i_p e^{jk_0 z \cos\theta} dz, \quad (4-30)$$

$$W(\theta) = |E_\theta(\theta)|^2 / 2Z_0, \quad (4-31)$$

$$P_r = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi W(\theta) r'^2 \sin\theta d\theta d\phi. \quad (4-32)$$

ここで、 r' は観測点とアンテナの原点 ($z = -l$) との距離である。 Z_0 は自由空間のインピーダンス、 i_p は式(4-24)で与えられる進行波電流である。鏡像効果を考慮して、電界は $z = -2l$ から 0 まで積分して求める。アンテナの指向性 D_0 と放射抵抗 R_r は次のように得られる。

$$D_0(\theta) = 4\pi W(\theta) / P_r, \quad (4-33)$$

$$R_r = 2P_r / |i_{p0}|^2. \quad (4-34)$$

電磁波源での反射損失がない場合、アンテナの放射効率 e_{cd} は次式で表される。

$$e_{cd} = R_r / (R_r + R_p). \quad (4-35)$$

アンテナ利得 G は次式によって計算できる。

$$G(\theta) = D_0(\theta) e_{cd}. \quad (4-36)$$

最後に、プラズマに投入する全入力エネルギー P_{in} は、アンテナの放射効率の定義に従い、次の関係式で求められる。

$$P_{in} = P_p + P_r = P_p / (1 - e_{cd}). \quad (4-37)$$

プラズマアンテナへの入力抵抗 R_{in} は次式で表される[12]。

$$R_{in} = (R_p + R_r) |i_{p0} / i_p(-l)|^2. \quad (4-38)$$

4.3. 結果と考察

導出した解析式に基づき、表面波励起プラズマアンテナのプラズマ及びアンテナの特性を計算した。電磁波の周波数は 2.45 GHz とした。この時の臨界密度 n_c は $7.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ に相当する。放電管の内半径は 1.5 mm、放電管壁の厚さは 1 mm とした。電磁波源の外側の放電管の長さ l_d は 30 mm とし、石英製を想定して放電管の比誘電率 ϵ_d は 3.77 とした。放電管には、133 Pa (1 Torr) のアルゴンと 3 Pa の水銀が封入され、ガス温度 T_g は 100°C (373.15 K) とした。これらの条件は前章に示した条件と同じである。その他の変数を表 4-1 に示す。ここで、 v_m は数値計算の結果を再現するため、参考文献[1]の値から 2.5 倍した。この変更は、マイクロ波帯における電子のエネルギー分布関数の違いや、定式化で考慮しなかった放射による減衰が原因であると推定する。

表 4-1 計算で用いた変数。 N_0 は基底状態のガスの数密度 (cm^{-3})、 T_e は電子温度 (eV)、 R はプラズマの半径 (cm)、 p はガスの圧力 (Torr)

Parameter	Unit	Values	Reference
U_i	eV	15.75	[1]
U_*	eV	11.56	[1]
v_{*0}	s^{-1}	$1.04 \times 10^{-8} T_e^{0.5} N_0$	[1]
v_{i0}	s^{-1}	$1.26 \times 10^{-8} T_e^{0.5} N_0$	[1]
v_m	s^{-1}	$1.84 \times 10^{-8} T_e^{1.5} N_0 \times 2.5$	[1]
v_p	s^{-1}	$N_{\text{Hg}} / (N_{\text{Hg}} + 10^{-3} N_0) v_{*0} e^{(U_i - U_*) / T_e}$	[13]
$\rho_{\text{si}0}$	cm^3/s	$8.96 \times 10^{-35} T_e R^2 N_0$	[1]
η	cm^3	$1.84 \times 10^{-26} T_e^{0.5} R^2 N_0 e^{-(U_i - U_*) / T_e}$	[1]
D_a	cm^2/s	$3.51 \times 10^3 T_e p^{-1}$	[1]
Q_r	cm^3/s	$5.86 \times 10^{-8} (T_e / 800)^{-0.67}$	[1]

放電管がある場合とない場合の表面波の分散関係を計算した結果を図 4-3 に示す。 ω/ω_{pe} が 0.2 以下の場合、放電管の有無による分散関係の差は小さかった。一方、 ω/ω_p が 0.2 以上では、 ω/ω_{pe} とともに分散関係の差は拡大した。 $\omega/\omega_{pe} = 0.2$ はおよそ $n_e/n_c = 25$ に相当する。従って、 n_e が $25 \times n_c$ 以下の場合には、放電管の考慮が必要である。

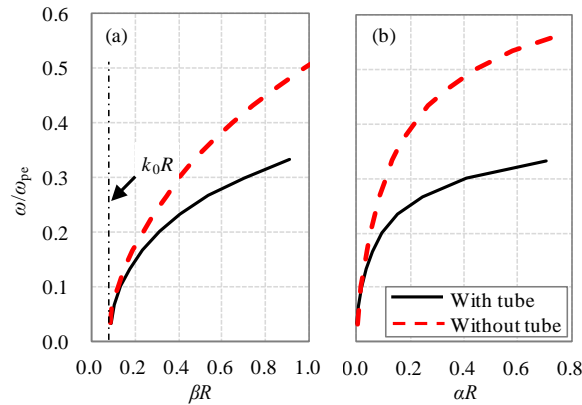


図 4-3 放電管がある場合とない場合の表面波の分散関係。(a) $\beta R - \omega/\omega_{pe}$ 、(b) $\alpha R - \omega/\omega_{peo}$ 。 $f = 2.45$ GHz、 $v_m/\omega = 0.34$ 、 $R = 1.5$ mm、 $R_1 = 2.5$ mm、 $\epsilon_d = 3.77$ 。

プラズマ軸上の電子密度分布 n_0 を図 4-4 に示す。横軸は、電磁波源からの距離を表す。各線に添えられている数字はプラズマへの総入力電力 P_{in} (W) を表す。挿入図は、前章で示した数値計算の結果である。電子密度分布は定性的にも定量的にも数値計算の結果とおおよそ一致した。 P_{in} が 1 W 以下の場合、プラズマは放電管端部に到達せず、前進波のみが存在し (式(4-15)において $F = 1$)、半無限長の放電管における表面波励起プラズマと同様の電子密度分布となった。プラズマが放電管端部に到達した場合は、電子密度は大幅に増加した。解析式に従うと、この電子密度の増加は表面波プラズマの基本的性質と放電管端部の境界条件が原因と考えられる。放電管端部まで表面波プラズマが維持されるためには、放電管端部の電子密度が n_c よりも高いことが必要である。一方、放電管端部の電子密度の勾配は Bohm の境界条件を満たす必要がある。その結果、放電管端部にプラズマが到達した場合に高い電子密度が実現される。

解析式と数値計算の結果には、プラズマ端部および電磁波源の近傍でいくつかの相違が存在した。まず、プラズマが放電管端部に到達しない場合、プラズマ端部の電子密度は解析式の結果では緩やかに低下したが、数値計算では急峻に減少した。数値計算における減少は $\omega = \omega_{pe}$ が成り立つ点での局所共鳴吸収が原因と推定する[14]。この効果は式(4-22)の分散関係式に共鳴吸収の項を導入することで考慮できる。次に、電磁波源近傍における電子密度およびその勾配は、解析式よりも数値計算で大きくなった。これは、解析式において、軸方向の拡散 (特に電磁波源内部から) を考慮していないことが原因と考えられる。軸方向の拡散は拡散項を導入することである程度は考慮できるが、電磁波源近傍に置ける電子密度分布の勾配などにいくつかの仮定が必要となる[15]。

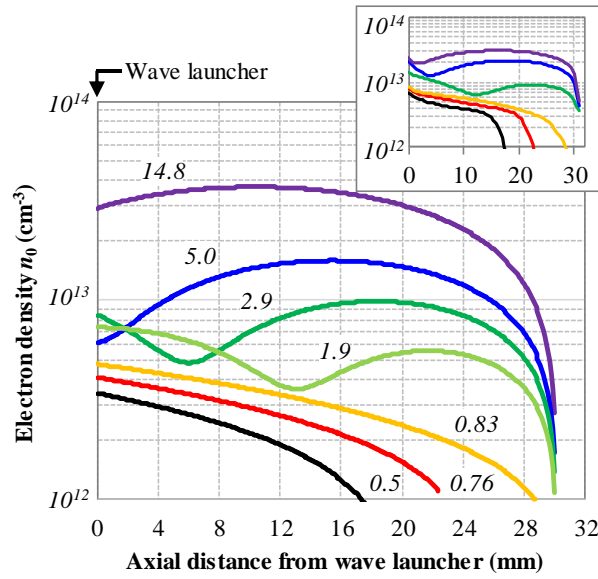


図 4-4 プラズマ軸上の電子密度分布 n_0 。各線に添えられている数字は総入力電力 P_{in} (W) を示す。挿入時は前章で示した数値計算結果である。

プラズマ軸上の電子あたりの吸収エネルギー θ を図 4-5 に示す。各線に添えられた数字はプラズマへの総入力電力 P_{in} (W) を示す。 θ の値は前章の数値計算の結果 16 MeV/s と同じオーダーであった。プラズマが放電管端部に到達しない場合は、半無限長の放電管における表面波プラズマの場合と同様に θ はプラズマの軸に沿って減少した。プラズマが放電端部に到達した後は、 θ は図 4-4 に示した電子密度分布と同様に変化した。

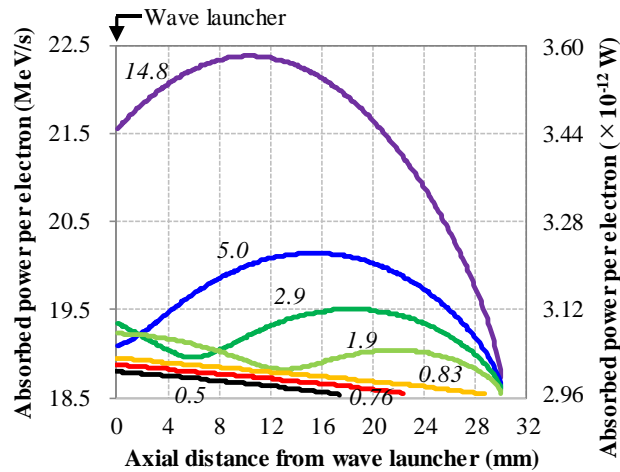


図 4-5 プラズマ軸上の電子あたりの吸収エネルギー。各線に添えられている数字は総入力電力 P_{in} (W) を示す。

前進波、後進波および干渉成分の電子あたりの吸収エネルギーを図 4-6 に示す。図 4-6(a) は $P_{in} = 14.8$ W の場合、図 4-6(b) は $P_{in} = 1.9$ W の場合である。プラズマの軸に沿った電子あたりの吸収エネルギーは前進波および後進波の比率に応じて変化した。 $P_{in} = 14.8$ W の場合、

減衰定数 α が小さく、後進波が進行波と同等の大きさであった。そのため、プラズマ全長にわたって干渉成分が形成され、プラズマアンテナの中央付近は主に干渉成分によって、両端部は前進波および後進波によってプラズマが維持されている。 $P_{in}=1.9\text{ W}$ の場合、減衰定数 α が大きく、後進波は急速に減衰した。そのため、放電管端部のみに干渉成分による電子密度の山が形成され、他の部分は主に前進波によってプラズマは維持されている。

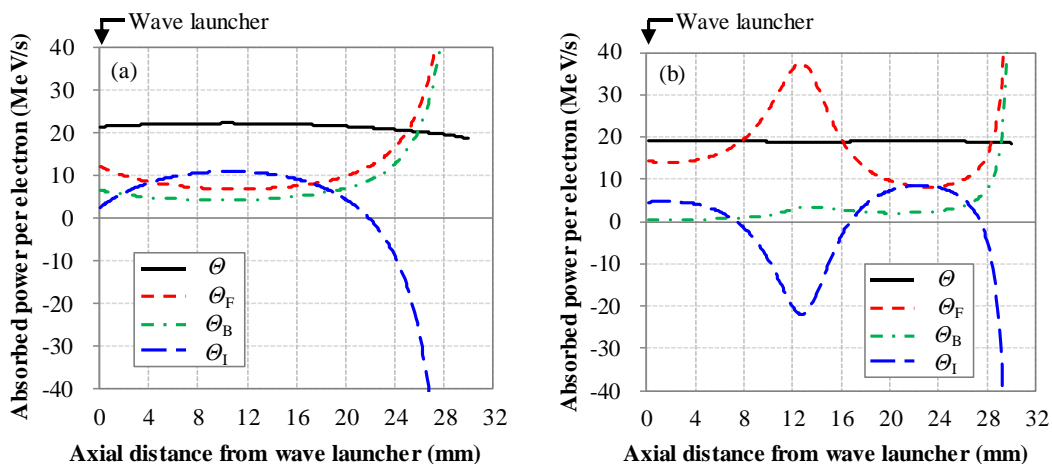


図 4-6 前進波、後進波および干渉成分の電子あたりの吸収エネルギー。(a) $P_{in}=14.8\text{ W}$ 、(b) $P_{in}=1.9\text{ W}$ 。

最大アンテナ利得の総入力電力 P_{in} 依存性を図 4-7 に示す。最大アンテナ利得は、最大放射方向のアンテナ利得 G と定義する。解析式の結果は、数値計算の結果を定性的に再現した。プラズマが放電管端部に到達するまで ($P_{in}<1\text{ W}$) は、アンテナ利得はおおよそ一定となり、プラズマが放電管端部に到達した後は急峻に増加した。解析式の結果は、数値計算の結果よりも数 W 低い方向へシフトした。このシフトは解析式で考慮しなかったエネルギー消費が原因と考える。理論解析では、電磁波源の内部のエネルギー消費などを考慮しておらず、エネルギー消費が過小評価されたと考える。

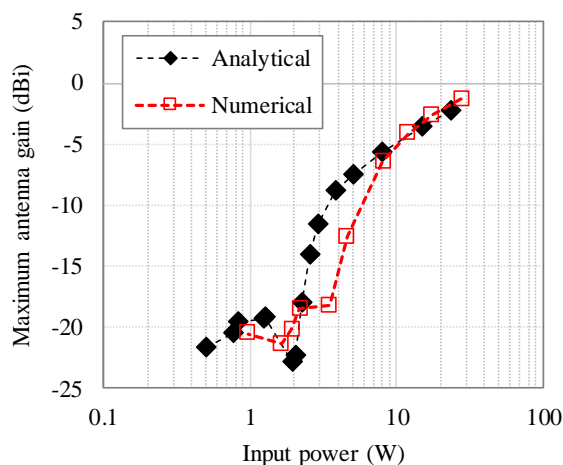


図 4-7 最大アンテナ利得の総入力電力依存性

プラズマの抵抗 R_p および放射抵抗 R_r の入力電力依存性を図 4-8 に示す。プラズマが放電管端部に到達していない場合、 R_p および R_r はともにほぼ一定であった。 R_p は R_r よりも十分に大きく、アンテナ利得は低い値で一定となる。入力電力の増加に伴い、 R_p が減少、 R_r が増加し、 R_p と R_r は同程度となった。従って、最大アンテナ利得は R_p の減少と R_r の増加の相乗効果により、入力電力の増加に伴い急激に増加する。また、入力電力の増加に伴い、 R_r は金属アンテナの放射抵抗 36Ω に漸近した[12]。

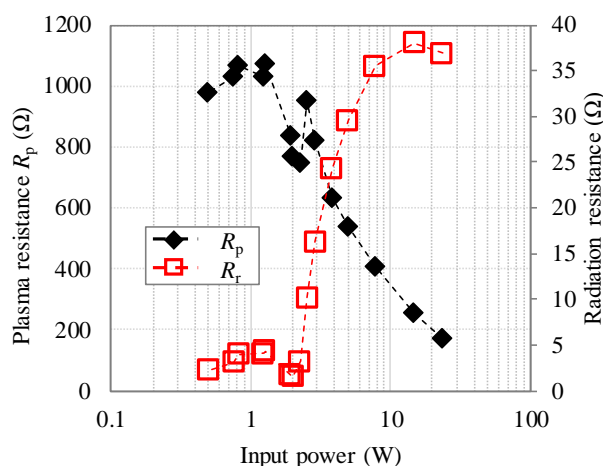


図 4-8 プラズマの抵抗および放射抵抗の入力電力依存性

アンテナの入力抵抗 R_{in} の入力電力依存性を図 4-9 に示す。プラズマが放電管端部に未到達の場合、 R_{in} はおおよそ R_p と一致した。入力電力の増加に伴い、金属アンテナの場合と同様に、表面波の波長 λ_{sw} に従って R_{in} は変化した[12]。挿入図に示すように、 $\text{Re}[k_p l] = \pi$ つまり $2l = \lambda_{sw}$ となる $P_{in} = 5 \text{ W}$ 付近では、 R_{in} は非常に高い値となった。プラズマ形成の観点では、 $P_{in} < 5 \text{ W}$ の場合は、局所的に R_{in} が最小となる $P_{in} = 2 \text{ W}$ 付近でプラズマが安定的に生成される。また、 P_{in} が 5 W 以上では、入力電力とともに R_{in} は低下し、良いインピーダンス整合が得られるようになる。

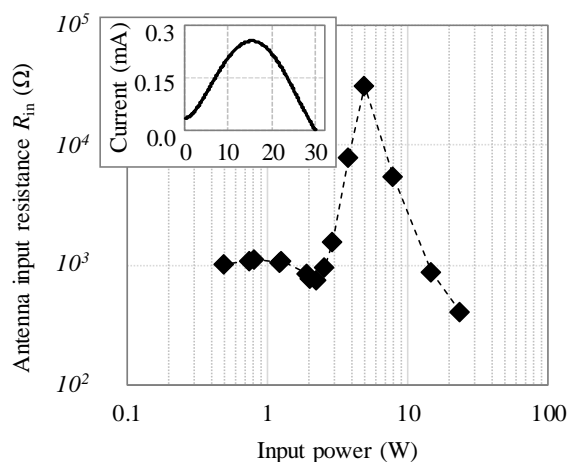


図 4-9 アンテナ入力抵抗の入力電力依存性。挿入図は $P_{in} = 5 \text{ W}$ の場合の電流分布。

4.4. 結論

本章では、拡張した表面波プラズマおよびアンテナ理論に基づき、有限長の放電管での表面波励起プラズマアンテナの特性を解析的に定式化した。定式化の結果は、前章で示した数値計算の結果と良い一致を示した。有限長放電管における電子密度は、前進波と後進波の干渉と放電管端部での境界条件が要因で臨界密度よりも極めて高くなった。プラズマの軸に沿った電子密度分布は、前進波と後進波の比率に基づいて決定された。プラズマが放電管端部に未到達の場合は、高いプラズマの抵抗と低い放射抵抗によってアンテナ利得は低い値で一定となる。一方、プラズマが放電管端部に到達すると、プラズマ抵抗の低下と放射抵抗の増加の相乗効果により、アンテナ利得は急激に大きくなり、プラズマはアンテナとして動作する。

付録 4.A. 式(4-15)の導出

本付録では式(4-15)を導出する。式(4-10)に従うと、 $|E_r|^2$ および $|E_z|^2$ は次のように得られる。

$$|E_r|^2 = |E_{rF} + E_{rB}|^2 = \left| \frac{k_z}{k_{p\perp}} B_1 I_1(k_{p\perp} r) \right|^2 \left[e^{-2\int_0^z \alpha ds} + e^{2\int_0^z \alpha ds} + 2 \cos\left(2\int_0^z \beta ds + \phi\right) \right], \quad (4-39)$$

$$|E_z|^2 = |E_{zF} + E_{zB}|^2 = |B_1 I_0(k_{p\perp} r)|^2 \left[e^{-2\int_0^z \alpha ds} + e^{2\int_0^z \alpha ds} - 2 \cos\left(2\int_0^z \beta ds + \phi\right) \right]. \quad (4-40)$$

従って、

$$|\mathbf{E}|^2 = |E_r|^2 + |E_z|^2 = |\mathbf{E}_F|^2 \left[1 + e^{4\int_0^z \alpha ds} - 2 \frac{1-A}{1+A} e^{2\int_0^z \alpha ds} \cos\left(2\int_0^z \beta ds + \phi\right) \right]. \quad (4-41)$$

ここで、

$$|\mathbf{E}_F|^2 = |E_{rF}|^2 + |E_{zF}|^2 = |I_0(k_{p\perp} r) B_1|^2 (1+A) e^{-2\int_0^z \alpha ds}, \quad (4-42)$$

$$A = |I_1(k_{p\perp} r) k_z|^2 / |I_0(k_{p\perp} r) k_{p\perp}|^2. \quad (4-43)$$

一般的なモノポールアンテナ構造では A は 1 よりも小さいため、

$$|\mathbf{E}|^2 \cong |\mathbf{E}_F|^2 \left[1 + e^{4\int_0^z \alpha ds} - 2e^{2\int_0^z \alpha ds} \cos\left(2\int_0^z \beta ds + \phi\right) \right], \quad (4-44)$$

となり、式(4-15)が導出される。

付録 4.B. 式(4-19)、(4-21)の導出

本付録では式(4-19)、(4-21)を導出する。式(4-17)の左辺に式(4-18)の S_F を代入すると、

$$\frac{dS_F}{dz} = \frac{d}{dz} \left(\frac{\bar{n}_e \Theta F}{2\alpha} \right) = \frac{1}{2} \left[\frac{\Theta F}{\alpha} \frac{d\bar{n}_e}{dz} - \frac{\bar{n}_e \Theta F}{\alpha^2} \frac{d\bar{n}_e}{dz} \frac{d\alpha}{d\bar{n}_e} + \frac{\bar{n}_e F}{\alpha} \frac{d\bar{n}_e}{dz} \frac{d\Theta}{d\bar{n}_e} + \frac{\bar{n}_e \Theta}{\alpha} \frac{dF}{dz} \right]. \quad (4-45)$$

式(4-17)の右辺と式(4-45)の等号を取ると、

$$-2\alpha\bar{n}_e = \frac{d\bar{n}_e}{dz} \left[1 + \frac{\bar{n}_e}{\Theta} \frac{d\Theta}{d\bar{n}_e} - \frac{\bar{n}_e}{\alpha} \frac{d\alpha}{d\bar{n}_e} \right] + \frac{\bar{n}_e}{F} \frac{dF}{dz}. \quad (4-46)$$

式(4-46)を変形すると、次の通り式(4-19)が導かれる。

$$\frac{d\bar{n}_e}{dz} = \frac{-2\alpha\bar{n}_e - [(\bar{n}_e/F)(dF/dz)]}{1 + [(\bar{n}_e/\Theta)(d\Theta/d\bar{n}_e)] - [(\bar{n}_e/\alpha)(d\alpha/d\bar{n}_e)]}. \quad (4-47)$$

ここで、

$$\frac{1}{F} \frac{dF}{dz} = -4Fe^{2\int_0^z \alpha ds} \left[\alpha \left(e^{2\int_0^z \alpha ds} - \cos \left(2\int_0^z \beta ds + \varphi \right) \right) + \beta \sin \left(2\int_0^z \beta ds + \varphi \right) \right]. \quad (4-48)$$

次に放電管端部 ($z=0$) では、式(4-48)は次の通りになる。

$$\left. \frac{1}{F} \frac{dF}{dz} \right|_{z=0} = -2\alpha - 2\beta \cot \frac{\varphi}{2}. \quad (4-49)$$

式(4-19)に式(4-49)および式(4-20)を代入すると、

$$\left. \frac{d\bar{n}_e}{dz} \right|_{z=0} = \frac{2\bar{n}_e\beta \cot(\varphi/2)}{1 + [(\bar{n}_e/\Theta)(d\Theta/d\bar{n}_e)] - [(\bar{n}_e/\alpha)(d\alpha/d\bar{n}_e)]} = -\frac{v_s}{D_A} \bar{n}_e. \quad (4-50)$$

式(4-50)を変形すると、次の通り式(4-21)が導かれる。

$$\cot \frac{\varphi}{2} = \frac{-v_s}{2\beta D_A} \left[1 + \frac{\bar{n}_e}{\Theta} \frac{d\Theta}{d\bar{n}_e} - \frac{\bar{n}_e}{\alpha} \frac{d\alpha}{d\bar{n}_e} \right]. \quad (4-51)$$

参考文献

- [1] Reproduced from “T. Naito and O. Sakai, *Phys. Plasmas* **26**, 073506 (2019)”, with the permission of AIP Publishing.
- [2] H. Schlüter and A. Shivarova, *Physics Reports* **443**, 121 (2007).
- [3] M. Moisan and H. Nowakowska, *Plasma Sources Sci. Technol.* **27**, 073001 (2018).
- [4] V. L. Granatstein, S. P. Schlesinger, and A. Vigants, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **AP-11**, 489 (1963).
- [5] M. Moisan, C. M. Ferreira, Y. Hajaoui, D. Henry, J. Hubert, R. Pantel, A. Ricard, and Z. Zakrzewski, *Revue Phys. Appl.* **17**, 707 (1978).
- [6] M. Moisan and Z. Zakrzewski, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **24**, 1025 (1991).
- [7] C. A. Balanis, *Antenna Theory*, 3rd ed. (Wiley, Hoboken, 2005), Chap. 2.
- [8] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, 2nd ed. (Wiley, Hoboken, 2005), Chap. 5.
- [9] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*, 4th ed. (Wiley, Hoboken, 2011), Chap. 2.
- [10] M. Moisan, Z. Zakrzewski, R. Pantel, and P. Leprince, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-12**, 203 (1984).
- [11] C. A. Balanis, *Antenna Theory*, 3rd ed. (Wiley, Hoboken, 2005), Chap. 10.
- [12] C. A. Balanis, *Antenna Theory*, 3rd ed. (Wiley, Hoboken, 2005), Chap. 4.
- [13] A. L. J. Burgmans and A. H. M. Smeets, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **16**, 755 (1983).
- [14] Y. M. Aliev and A. V. Maximov, *Phys. Scr.* **51**, 257 (1995).
- [15] A. Shivarova and K. Tarnev, *Phys. Scr.* **T82**, 65 (1999).
- [16] J. Gregório, S. Parsons, and J. Hopwood, *Plasma Sources Sci. Technol.* **25**, 03518 (2016).

5. プラズマによる電磁波散乱抑制

5.1. はじめに

本章では、クローキング技術（散乱相殺）へのプラズマの適用性について、散乱理論に基づく理論解析、電磁界解析を用いた数値解析、および実験により検証した結果をまとめる[1]。プラズマで覆われた物体による電磁波散乱に関する過去の研究では、衛星通信などへの適用を背景に $v_m/\omega \ll 1$ の低圧（無衝突）プラズマが主に取り扱われてきたが、実用を考慮すると v_m が ω と同等の衝突性プラズマの方が生成は容易であり、また高い電子密度を得られやすい。そこで、本研究では特にプラズマの衝突性の影響に注目して検討を行う。なお、散乱相殺の原理に従い[2]、本研究では無限長円柱に対して電界が円柱の軸に垂直な TE（Transverse Electric）モードのマイクロ波が入射した場合の散乱を検討する。

5.2. 解析的検討

5.2.1. 定式化

散乱理論に基づき、無限長円柱の散乱長を解析的に導出する[2]。解析モデルを図 5-1 に示す。解析モデルはプラズマ層で覆われた無限長の金属円柱とし、金属円柱の半径を r_c 、プラズマの厚さを $r_p - r_c$ とする。電磁波は金属円柱の軸に対して垂直入射する。電磁波の電界成分は金属円柱の軸に垂直である（TE モード）。簡単のため、金属柱は完全導体で、プラズマ層内の電子密度分布は一様であると仮定する。また、プラズマは非磁化とする。

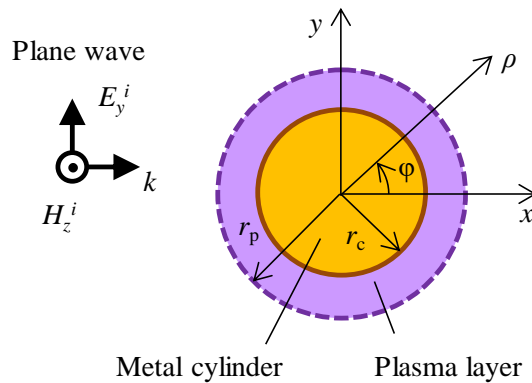


図 5-1 プラズマ層で被覆された金属円柱断面の模式図

TE モードの場合、円柱座標系における磁界の入射、透過、散乱成分はそれぞれ次式で表される。

$$H_z^i = H_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} j^{-n} J_n(k_0 \rho) e^{jn\phi} \quad (\rho \geq r_p), \quad (5-1)$$

$$H_z^t = H_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} j^{-n} \left[a_n J_n(k_p \rho) + b_n Y_n(k_p \rho) \right] e^{jn\phi} \quad (r_p \geq \rho \geq r_c), \quad (5-2)$$

$$H_z^s = H_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} j^{-n} c_n H_n^{(2)}(k_0 \rho) e^{jn\phi} \quad (\rho \geq r_p). \quad (5-3)$$

ここで、 J_n と Y_n は n 次の第 1 種、2 種 Bessel 関数であり、 $H_n^{(2)}$ は n 次の第 2 種 Hankel 関数である。また、 a_n 、 b_n 、 c_n は境界条件から決まる未知数である。 k_0 、 $k_p (= \sqrt{\epsilon_p} k_0)$ はそれぞれ自由空間とプラズマ中の波数である。

円柱とプラズマの境界では、電界の境界に平行な成分は 0 である。また、プラズマ外周の境界では、電界と磁界の境界に平行な成分が連続的に変化する。これらの境界条件に基づくと、次の行列方程式が得られる。

$$\begin{bmatrix} J_n'(k_p r_c) & Y_n'(k_p r_c) & 0 \\ J_n(k_p r_p) & Y_n(k_p r_p) & H_n^{(2)}(k_0 r_p) \\ J_n'(k_p r_p) Z_p & Y_n'(k_p r_p) Z_p & H_n^{(2)'}(k_0 r_p) Z_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_n \\ b_n \\ -c_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ J_n(k_0 r_p) \\ J_n'(k_0 r_p) Z_0 \end{bmatrix}. \quad (5-4)$$

ここで、 Z_0 と Z_p はそれぞれ自由空間とプラズマ中の特性インピーダンスである。散乱係数 c_n は式(5-4)から計算することができる。また、散乱長 Q_s は次式で与えられる。

$$Q_s = \frac{4}{k_0} \sum_{n=0}^{+\infty} (2 - \delta_{n,0}) |c_n|^2. \quad (5-5)$$

5.2.2. 結果と考察

散乱長の電子の弾性衝突周波数 ν_m および電子プラズマ周波数 ω_{pe} 依存性を図 5-2 に示す。マイクロ波の周波数 $\omega/2\pi$ は 3 GHz で、プラズマの厚さ $r_p - r_c$ は 5 mm とした。また、本研究では、断りのない限り $r_c = 10$ mm とした。図では、 ν_m と ω_{pe} を ω で規格化している。 $\omega_{pe}/\omega = 0$ の場合は、プラズマがない金属円柱単独の場合の散乱長である。

散乱長の依存性は $\nu_m/\omega - \omega_{pe}/\omega$ 平面上で 4 つの領域に分けることができる。第 1 の領域は $\omega_{pe}/\omega < 1$ と小さな (今回の場合はおおよそ 1 以下の) ν_m/ω で囲まれた範囲である。この領域では、 ω_{pe}/ω の増加とともに散乱長は低下、つまり散乱相殺が生じる。なお、注目すべきこととして、ガス圧力が数 100 Pa に相当する $\nu_m/\omega > 1$ の衝突性プラズマにおいても散乱相殺は生じている。第 2 の領域は $\omega_{pe}/\omega < 1$ と $\nu_m/\omega > 1$ で囲まれる範囲である。この領域では、散乱長は金属円柱単独の散乱長とおおよそ一致する。マイクロ波の速い振動と中性粒子による高頻度の衝突によって電子は入射波に追従できなくなり、プラズマは誘電体のように振舞うと考えられる。第 3 の領域は、 $\omega_{pe}/\omega > 1$ と $\nu_m/\omega > 1$ で囲まれる領域である。この領域では、散乱長は ω_{pe}/ω とともに増加し、半径 r_p の金属円柱の散乱長に単調に近づく。プラズマは損失性導体として振舞っていると推察する。第 4 の領域は、 $\omega_{pe}/\omega > 1$ と $\nu_m/\omega < 1$ で囲まれる領域である。散乱のピークが $\omega_{pe}/\omega = \sqrt{2}$ 付近に現れ、これらが T-D 共振に相当する。さらに ω_{pe}/ω を増加させると散乱長は減少し、第 3 の領域と同様に半径 r_p の金属円柱の散乱長に単調に近づく。

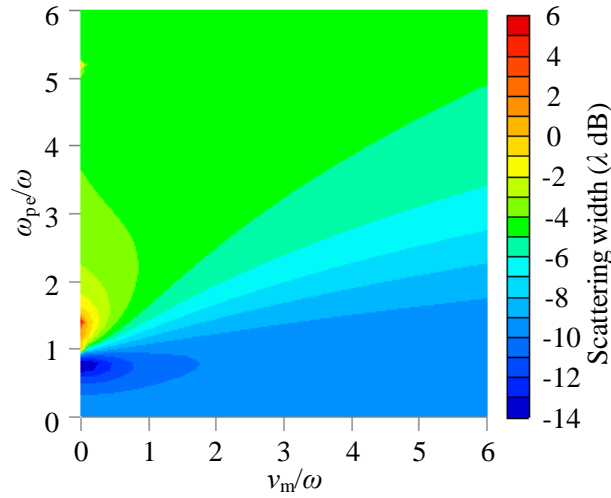


図 5-2 散乱長の電子の弾性衝突周波数 ν_m およびプラズマ周波数 ω_{pe} 依存性。 $\omega/2\pi = 3$ GHz。

散乱長のプラズマの厚さ $r_p - r_c$ およびプラズマ周波数 ω_{pe} 依存性を図 5-3 に示す。図 5-3(a) は無衝突プラズマ ($\nu_m/\omega = 0$)、図 5-3(b) は衝突性プラズマ ($\nu_m/\omega = 0.27$) の場合の結果である。図では、 $r_p - r_c$ をマイクロ波の半波長 $\lambda/2$ で、 ω_{pe} を ω で規格化している。

いずれの場合も散乱相殺が $\omega_{pe}/\omega < 1$ で生じる。散乱長が最小となるプラズマ厚さは ω_{pe}/ω の減少とともに増加する。 $k_0 r_c \ll 1$ 、 $k_0 r_p \ll 1$ となる準静電界近似において、散乱相殺が成り立つ条件は次式で表される[2]。

$$\gamma = \frac{r_p}{r_c} = 2^n \sqrt{\frac{\epsilon_p + 1}{1 - \epsilon_p}} \quad \text{or} \quad \epsilon_p = \frac{\gamma^{2n} - 1}{\gamma^{2n} + 1}. \quad (5-6)$$

図において、白破線は $n = 1$ 、 $\nu_m/\omega = 0$ の場合の式(5-6)の軌跡を示す。どちらの場合においても散乱長が最小となる領域は式(5-6)の軌跡と良く一致する。T-D 共振 (白一点鎖線) は、 $\nu_m/\omega = 0$ の場合は明確に表れるが、衝突性プラズマでは極めて不明瞭になる。これらの結果は、T-D 共振が共振現象であり、散乱相殺は ν_m/ω 依存性が少ない、非共振現象であることを示している。なお、注目すべきこととして、 $\nu_m/\omega - \omega_{pe}/\omega$ 平面上で T-D 共振と散乱相殺が $\omega_{pe}/\omega = 1$ の上下に対称的に位置している。

無衝突プラズマの場合、 $\lambda/10$ 以下のプラズマ厚さでは散乱長は式(5-6)の軌跡上でおおよそ一定である。一方、衝突性プラズマの場合、散乱長が最小となる最適なプラズマ厚さが存在する。これは、式(5-6)は ϵ_p が実数つまり $\nu_m/\omega = 0$ の場合のみ完全に成立するためである。

T-D 共振が生じる ω_{pe}/ω はプラズマ厚さとともに増加し、共振以上の ω_{pe}/ω では、散乱長はプラズマ厚さとともに単調に増加する。ただし、無衝突プラズマの場合、例えば図 5-3(a) の A 点のような c_0 モードの散乱ピークがみられる。

以上の結果より、衝突性プラズマも電磁波散乱抑制への適用が可能であり、 $\nu_m/\omega > 1$ の場合でも散乱相殺は実現できる。むしろ、T-D 共振による電磁波散乱の抑制という観点から、衝突性プラズマの方が無衝突プラズマよりも好ましい。 $\nu_m/\omega - \omega_{pe}/\omega$ 平面上での散乱長の 2

次元表示により、T-D 共振と散乱相殺の関係が明らかになった。本節で得られた結果については第 5.5 節でさらに考察を行う。

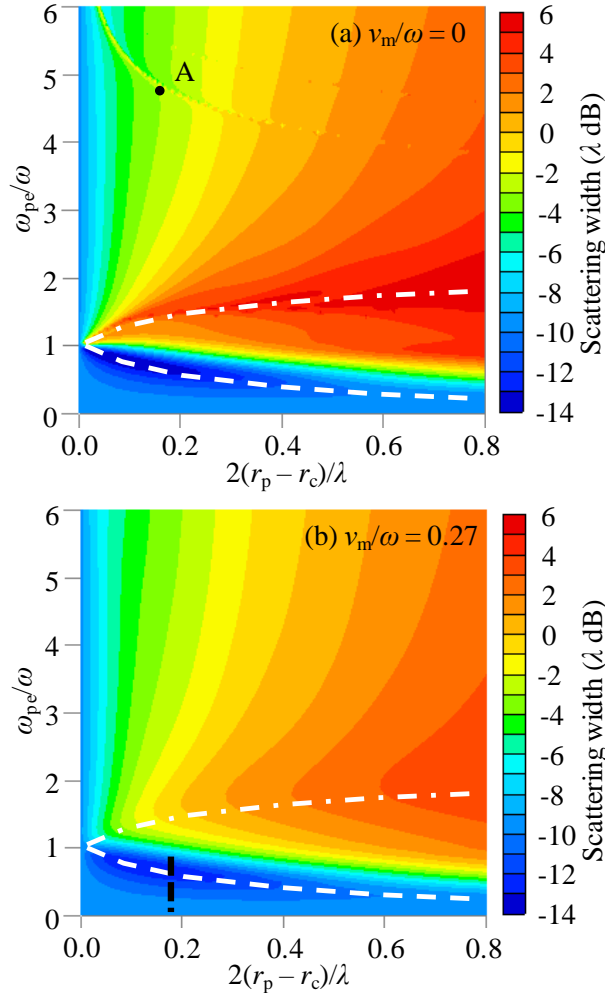


図 5-3 散乱長のプラズマの厚さ $r_p - r_c$ およびプラズマ周波数 ω_{pe} 依存性。(a) $\nu_m/\omega = 0$ 、(b) $\nu_m/\omega = 0.27$ 。白破線は式(5-6)の軌跡、白一点鎖線は T-D 共振を表す。黒破線は、後述の実験結果に相当する。

5.3. 数値解析

5.3.1. 計算方法

前節では、プラズマによる電磁波散乱抑制の実現可能性を解析的に検討した。しかし、プラズマによる散乱抑制の現象を解析式から理解することは難しい。また、プラズマ中の電子密度分布や金属管周囲に設置する放電管の存在など、解析モデルと実際の構成にはいくつかの相違がある。そこで、本節では、数値解析によって実際と近いモデルでの電磁波散乱抑制について検討する。

金属円柱の散乱特性は、2次元の FDTD 法の計算プログラムを用いて計算する[3]。プラ

ズマは Young の DI 法を用いて FDTD 法に組み込まれている[4]。

数値計算モデルを図 5-4 に示す。放電管に囲まれた金属円柱が中央に設置されている。金属円柱および放電管の直径はそれぞれ 20 mm と 41 mm であり、金属円柱の導電率は銅を想定して 5.8×10^7 S/m とする。放電管は石英製を仮定し、比誘電率は 3.8 とする。プラズマは金属円柱と放電管の間に配置する。半径方向の電子密度分布は電子の拡散方程式を解くことで求めることができる。今回の場合、電子密度分布は次式で与えられる。

$$n_e(\rho) = n_0 \left[J_0(\chi\rho/r_p) + \alpha Y_0(\chi\rho/r_p) \right]. \quad (5-7)$$

ここで、 n_0 、 χ 、 α は比例係数である。式(5-7)の導出は付録 5.A に記載する。 v_m はプラズマ応用でよく使われる条件の一つである 133 Pa のアルゴンを想定し、 5×10^9 s⁻¹ とする[5]。

モデルの両端は Mur の 2 次吸収境界条件を用いて終端し[6]、モデルの左端で平面波を励起する。モデルの上下の境界は、後述する実験系を再現するため、完全電気壁に設定する。

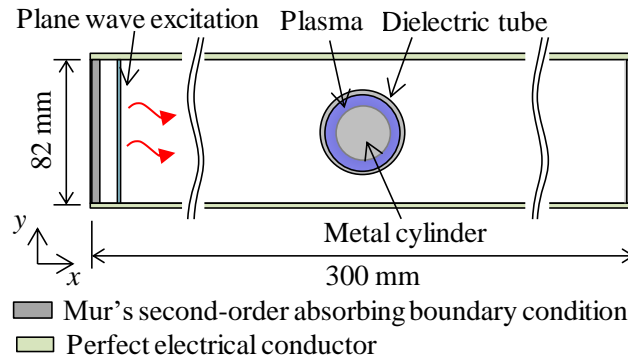


図 5-4 数値計算モデルの模式図

5.3.2. 結果と考察

$\omega/2\pi = 3$ GHz の場合の散乱長の平均電子密度 n_{ave} 依存性を図 5-5 に示す。平均電子密度 n_{ave} は次式に従って計算した。

$$n_{ave} = \int_{r_c}^{r_p} 2\pi\rho n_e(\rho) d\rho / \pi(r_p^2 - r_c^2). \quad (5-8)$$

解析的検討で用いた電子密度が均一なモデルの場合について、式(5-5)および FDTD 法で計算した散乱長も併せて図に示す。散乱長の絶対値にやや差はあるものの、放電管の存在および電子密度分布の違いにも関わらず、数値計算モデルと解析モデルの結果は定性的、定量的にも良く一致した。

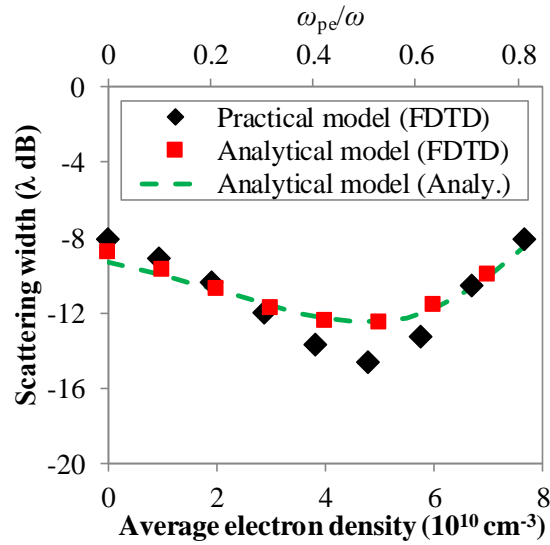


図 5-5 3 GHz における散乱長の平均電子密度依存性

プラズマがない場合およびプラズマがある場合の散乱界および電子電流の分布を図 5-6 に示す。ここで、 $\omega/2\pi=3 \text{ GHz}$ 、プラズマの平均電子密度は $n_{\text{ave}}=3.8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ である ($\omega_{pe}/\omega=0.58$)。プラズマがない場合、散乱界は金属円柱内に誘起された双極子モーメントによって放射された。プラズマがある場合、金属円柱の周囲に双極子モーメントで誘起された磁界を弱める向きの電流が流れ、その結果、双極子モーメントによる散乱界は電流による散乱界によって相殺された。この誘起された電流が、局在化したプラズマの振動である T-D 共振と異なり、散乱相殺が非共振的な特性を有する理由と推察される。図 5-5 において、散乱長は電子密度の最大値ではなく n_{ave} に依存した。これは、プラズマ中を流れる全電流が散乱特性に影響を与え、また全電流が n_{ave} に比例するためと考えられる。

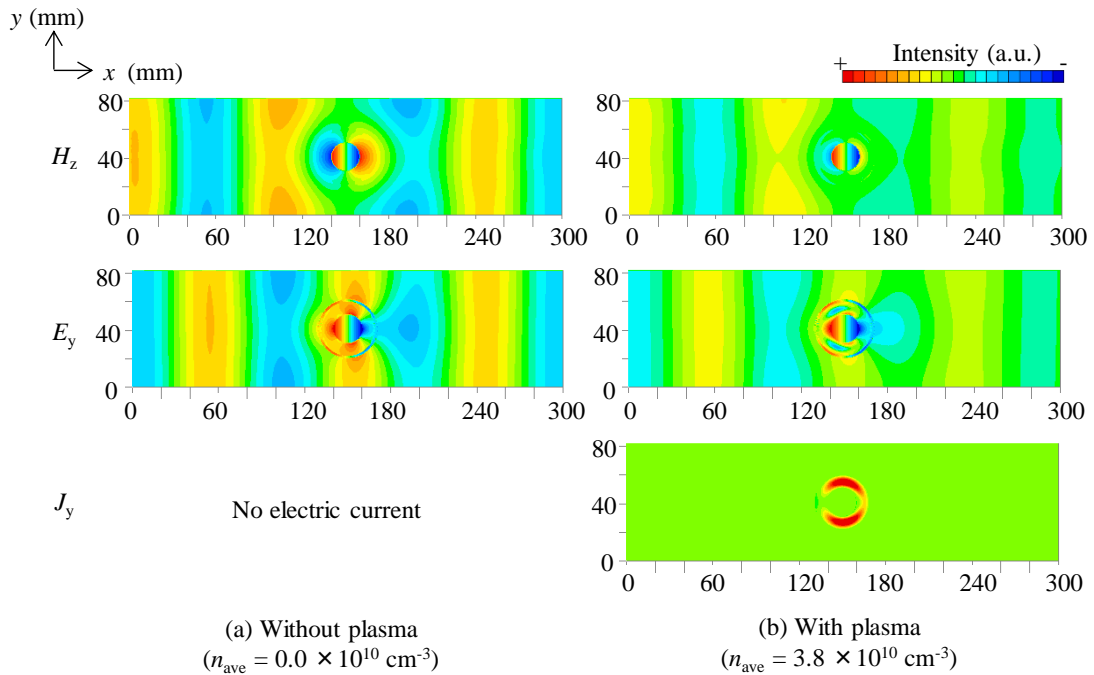


図 5-6 散乱界の電磁界分布および電流分布。(a) プラズマなし ($n_{\text{ave}} = 0 \text{ cm}^{-3}$)、(b) プラズマあり ($n_{\text{ave}} = 3.8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$)

次節の実験では、散乱長の代わりに、透過率及び反射率を測定する。そのため、以下では透過率と、反射率、散乱長の関係について述べる。透過率、反射率と散乱長の平均電子密度依存性を図 5-7 に示す。透過率、反射率、散乱長はそれぞれプラズマがない場合の値で規格化している。反射は主に散乱によって生じるため、反射率は、散乱長と同様の依存性を示した。一方、透過率は n_{ave} が $4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 程度まではほとんど電子密度依存性を示さず、それ以上の密度では n_{ave} とともに透過率は減少した。これは、TE モードでは原理的に金属円柱の散乱長が少なく、透過率にプラズマが与える影響は小さいことが原因であると考えられる。前節で示したように、 $\omega_{\text{pe}}/\omega$ が 1 に近づくと透過率は急激に低下した。

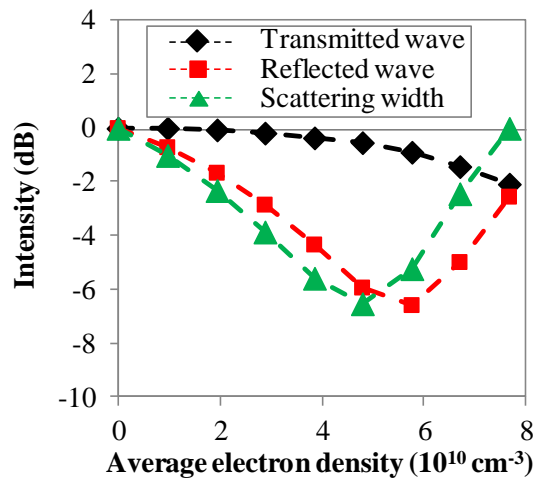


図 5-7 透過率、反射率と散乱長の平均電子密度依存性

5.4. 実験

5.4.1. 実験系

実験系を図 5-8 に示す。金属円柱と石英管（放電管）の寸法と構造は、数値計算モデルと同じとした。金属円柱の両側にはアルミ板を設けた。金属円柱および石英管は、真空継手を介して真空容器に取り付けた。真空容器にはアルゴンガスボンベと真空ポンプを接続し、アルゴンガス流量を調整して石英管内のガス圧を 100 Pa に調整した。

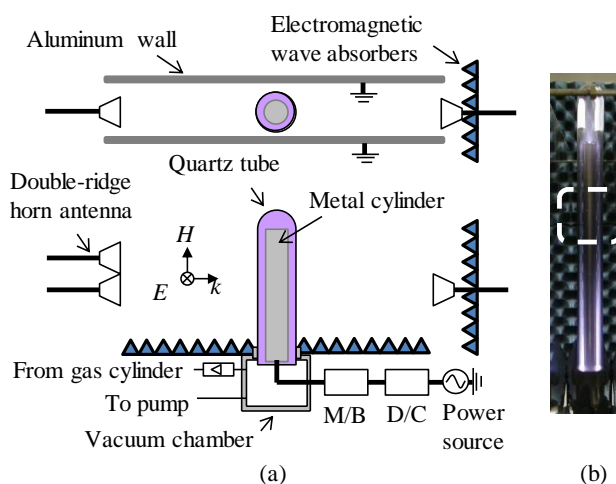


図 5-8 実験系。(a) 模式図、(b) 金属円柱の周囲に形成したプラズマの写真。D/C：方向性結合器、M/B：整合器。

整合器を介して 13.56 MHz 電源から金属円柱と真空容器の間にプラズマを生成するための高周波電力を印加した。石英管内部に生成されたプラズマの様子を図 5-8(b)に示す。発光の様子から判断して、プラズマは軸の周方向には均一に生成され、軸方向には分布を有していた。散乱特性の入力電力依存性を評価するため、高周波電力は 200 Hz でのこぎり波状に変調した。入力および反射電力は方向性結合器を介してオシロスコープで測定した。プラズマで吸収された高周波電力は入力電力から反射電力を引いた差分として計算した。

電磁波の透過率および反射率の測定は、ダブルリッジホーンアンテナを用いて行った。一方のアンテナを信号発生器に接続し、他方のアンテナは検波器を介してオシロスコープに接続した。図 5-8(b)の白破線で囲まれた領域に電磁波を照射した。金属円柱とアンテナ開口面の距離は、電磁波が Fraunhofer 領域で平面波とみなせるように、数値計算モデルよりも広げて 675 mm とした[7]。無限空間を模擬するため、アルミ板の辺縁部は電波吸収体で覆った。

5.4.2. 結果と考察

吸収電力および反射率の時間変化を図 5-9 に示す。電磁波の周波数は 3 GHz であり、反射率はプラズマがない場合の振幅で規格化している。反射率は吸収電力とともに周期的に

変化した。

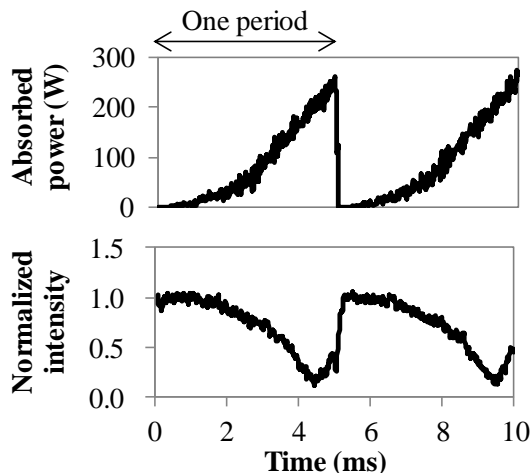


図 5-9 吸収電力および反射率の時間変化

透過率および反射率の吸収電力依存性を図 5-10 に示す。電磁波の周波数は 3 GHz である。吸収電力の増加に伴い、透過率は徐々に減少した。反射率は 220 W 程度までは、吸収電力の増加とともに減少し、その後増加した。反射率は最大で約 8 dB 減少したのに対し、透過率の減少は 1 dB 以下であった。

粒子保存則およびエネルギー保存則に従い、吸収電力から平均電子密度を推定した。推定の詳細は付録 5.A に記載する。推定した電子密度を図 5-10 の上側横軸に示す。なお、推定では、発光の様子から判断して全吸収電力の 20 %が電磁波を照射した範囲で吸収されたと仮定した。透過率、反射率と推定した電子密度の関係は、図 5-7 に示した数値計算の結果と良く一致した。図 5-10 の反射率の電子密度依存性は、図 5-3(b)における黒破線に相当する。

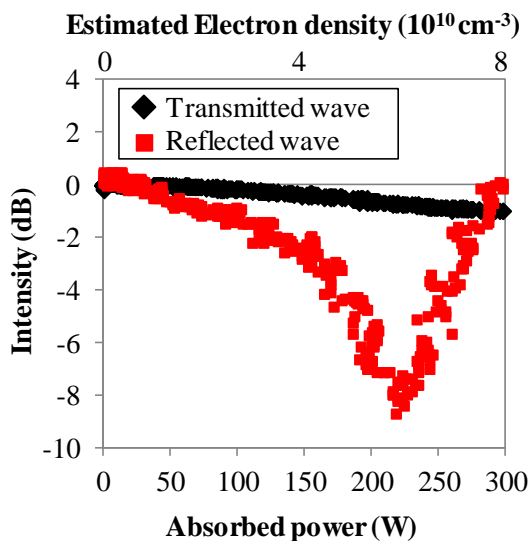


図 5-10 透過率および反射率の吸収電力依存性

透過率および反射率の周波数依存性を図 5-11 および図 5-12 に示す。比較のため、数値計算の結果を図 5-11(b)および図 5-12(b)に示す。透過率は 3 GHz 以上で数値計算の結果と一致した。周波数の増加とともに透過率は増加し、吸収電力の増加とともに減少した。3 GHz 以下における差は、実験系の周囲からの回折の影響と考えられる。反射率はおおよそ数値計算の結果と一致した。反射率は 2 GHz 付近で急峻に変化した。これは電磁波の周波数が電子プラズマ周波数に近づいたためである。反射率が最小となる周波数は、吸収電力を 180 W から 280 W に増加することで、約 1 GHz 増加した。

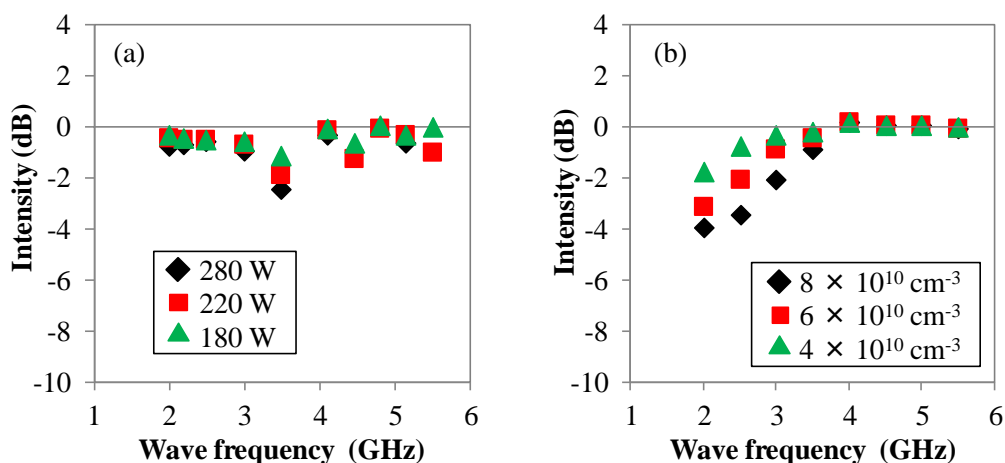


図 5-11 透過率の周波数依存性。(a)実験、(b)数値計算。

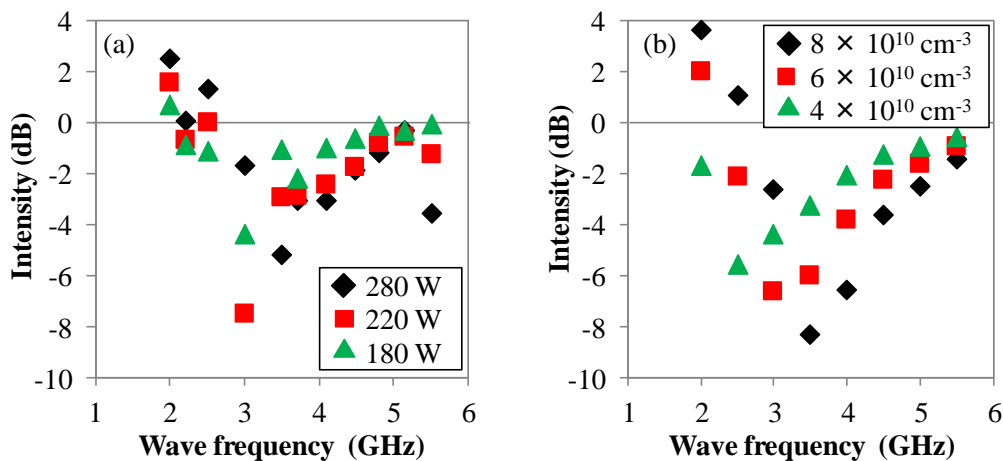


図 5-12 反射率の周波数依存性。(a)実験、(b)数値計算。

5.5. 考察

第 5.2 節において、 $v_m/\omega - \omega_{pe}/\omega$ 平面上での散乱長の 2 次元表示により、T-D 共振と散乱相殺の関係性を明らかにした。本節では、第 5.2 節で得られた結果について詳細に検討を行う。

まず、T-D 共振と散乱相殺は、図 5-2 や図 5-3 に示したように $\omega_{pe}/\omega = 1$ の上側と下側に

対称的に位置した。準静電界近似において、散乱係数 c_n ($n > 1$) の近似式は次式で表される。

$$c_n \cong -\frac{\varepsilon_p(1+\gamma^{2n})+(1-\gamma^{2n})}{\varepsilon_p(1+\gamma^{2n})+(1-\gamma^{2n})-j(A_n/\gamma^{2n})[\varepsilon_p(1+\gamma^{2n})-(1-\gamma^{2n})]} \quad (5-9)$$

ここで、

$$\gamma = \frac{r_p}{r_c}, \quad (5-10)$$

$$A_n = \frac{(n!)^2}{n\pi} \left(\frac{2}{k_0 r_c} \right)^{2n}, \quad (5-11)$$

である。式(5-6)は、式(5-9)の分子をゼロにすることで得られる。式(5-9)より、T-D 共振の条件は次式で表される。

$$\varepsilon_p = \frac{\gamma^{2n}-1}{\gamma^{2n}+1} \frac{\gamma^{2n}+jA_n}{\gamma^{2n}-jA_n} = \frac{\gamma^{2n}-1}{\gamma^{2n}+1} e^{j\delta}, \quad \tan \frac{\delta}{2} = \frac{A_n}{\gamma^{2n}}. \quad (5-12)$$

式(5-6)と式(5-12)を比較すると、T-D 共振と散乱相殺の違いは $e^{j\delta}$ のみである。準静電界近似では、 A_n は通常 γ^{2n} よりも大きくなるため、 $\delta=\pi$ つまり $e^{j\delta}=-1$ となる。従って、T-D 共振と散乱相殺は、 $v_m/\omega - \omega_{pe}/\omega$ 平面上で $\omega_{pe}/\omega = 1$ ($\text{Re}[\varepsilon_p]=0$) を中心に、上側と下側に対称的に位置する。なお、無衝突プラズマ柱 ($v_m/\omega = 0$ および $r_c = 0$) の場合、プラズマの比誘電率および式(5-12)から、T-D 共振の共振周波数 $\omega = \omega_{pe}/\sqrt{2}$ が導出される。

続いて、衝突性プラズマの場合、散乱相殺に最も適したプラズマの厚さが存在した。式(5-4)から求めた式(5-6)の軌道上の散乱係数 c_n を図 5-13 に示す。式(5-9)から求めた c_1 も併せて図に示す。式(5-9)が成り立つ準静電界近似では、 c_1 は次の条件において最大となり、それ以上にプラズマ厚さを増加させると図 5-13 に示すように単調に減少する。

$$\gamma_{\max}^2 = \frac{A_1(1+v_m^2/\omega^2)}{A_1+v_m/\omega}. \quad (5-13)$$

準静電界近似を超えた領域では散乱係数 c_n は γ とともに増加する。その結果、衝突性プラズマの場合には散乱相殺に最適なプラズマ厚さが存在することになる。なお、無衝突プラズマの場合は式(5-9)の分子が完全にゼロとなるため、 c_1 は γ によらず常にゼロとなる。

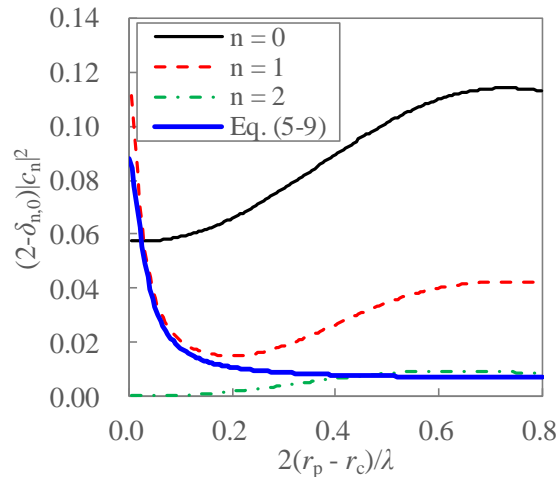


図 5-13 式(5-6)の条件で式(5-4)から求めたプラズマ厚さと散乱係数 c_n の関係。 $\omega/2\pi = 3$ GHz、 $v_m/\omega = 0.27$ 、および $r_c = 10$ mm。青実線は式(5-9)から求めた c_1 を示す。

無衝突プラズマの場合、図 5-3(a)のポイント A として示したように、解析的に c_0 の共振ピークが得られた。式(5-1)-(5-3)に基づき、ポイント A の磁界分布を計算した結果を図 5-14 に示す。この共振条件では入射磁界 H_z^i と透過磁界 H_z^t が一致し、その結果 c_0 がゼロとなる。一方、この共振モードはプラズマ中に磁界が集中するため、エネルギー的に不安定であり、またプラズマの外部から入射した電磁波はこのような高電子密度のプラズマ内部に侵入することができないため、この共振モードを実験的または数値的に確認することは困難である。なお、円筒空洞共振のような特殊な条件において、類似の磁界分布を再現することができる。空洞の外半径が Bessel 関数 $J_1(k_0\rho)$ の第 1 のゼロ点と一致し、空洞の中央にプラズマで覆われた金属柱が配置された系を考える。この系で、プラズマ内部に磁界を誘導した場合について FDTD 法で計算した結果を図 5-14 に青実線で示す。計算によって得られた磁界分布は解析解と良く一致した。

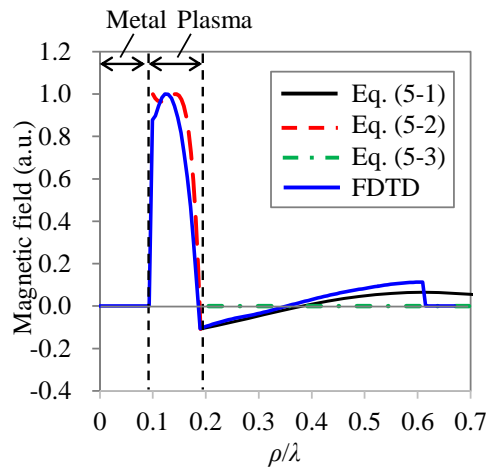


図 5-14 図 5-3(a)中のポイント A における磁界分布。 $\omega_{pe}/\omega = 4.79$ 、 $r_c/\lambda = 0.1$ 、および $2(r_p - r_c)/\lambda = 0.18$ 。

5.6. 結論

本章では、特にプラズマの衝突性に着目し、プラズマによる散乱相殺について検証した。解析的検討において、 $\nu_m/\omega - \omega_{pe}/\omega$ 平面上での散乱長の2次元表示により、T-D共振と散乱相殺の関係および散乱相殺が $\nu_m/\omega > 1$ の衝突性プラズマでも実現できることを明らかにした。また、散乱相殺を数値計算および実験的にも確認した。数値計算において、プラズマ中に誘起される電子電流によって金属円柱の散乱が相殺されることが確認された。透過率および反射率測定により、プラズマで被覆された金属円柱の散乱特性を評価し、実験結果が数値計算の結果と定量的に一致することを確認した。

これらの結果はプラズマが散乱抑制に有効であることを示している。現在、メタマテリアルを中心に行われているクローキング技術にプラズマを適用することで、メタマテリアルの限界を打破し、実用の幅を広げることが期待できる。

付録 5.A. 式(5-7)の導出

本付録では、式(5-7)の金属円柱と放電管の間の電子密度分布を導く。円柱座標系における電子の拡散方程式は次式で表される[8]。

$$\frac{d^2 n_e}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dn_e}{d\rho} + \frac{\nu_{iz}}{D_a} n_e = 0. \quad (5-14)$$

ここで、 D_a は電子の拡散定数、 ν_{iz} は電離衝突周波数である。本章で対象としたアルゴンの圧力は 100 Pa と高いため、金属円柱および放電管表面の電子密度はゼロとみなすことができる。この場合、式(5-14)から電子密度分布は次式で与えられる。

$$n_e(\rho) = n_0 [J_0(\beta\rho) + \alpha Y_0(\beta\rho)]. \quad (5-15)$$

ここで、

$$\beta = \sqrt{\nu_{iz}/D_a} = \chi/r_p, \quad (5-16)$$

$$\alpha = -J_0(\beta r_c)/Y_0(\beta r_c) = -J_0(\beta r_p)/Y_0(\beta r_p), \quad (5-17)$$

である。

次に、電子密度と吸収電力の関係を粒子保存則およびエネルギー保存則から導く[9]。径方向の電子の流束 Γ_ρ は次式で表される。

$$\Gamma_\rho(r) = -D_a \frac{dn_e}{d\rho}. \quad (5-18)$$

電子の損失は、主に金属円柱および放電管の表面で生じると仮定すると、放電管断面の電子の粒子保存則から次式の関係が与えられる。

$$2\pi r_p \Gamma_\rho(r_p) - 2\pi r_c \Gamma_\rho(r_c) = K_{iz} n_g \int_{r_c}^{r_p} 2\pi \rho n_e d\rho. \quad (5-19)$$

ここで、 K_{iz} は電離レート係数であり、 n_g は中性粒子の密度である。拡散係数および電離レート係数は電子温度の関数である。従って、式(5-18)、(5-19)を計算することで電子温度を求めることができる。

同様に、放電管断面の電子のエネルギー保存則から次式の関係が与えられる。

$$\begin{aligned} S_{\text{abs}} &= 2\pi \left[r_p \Gamma_\rho(r_p) - r_c \Gamma_\rho(r_c) \right] e(E_e + E_i) + eE_c \int_{r_c}^{r_p} 2\pi\rho K_{iz} n_g n_e d\rho \\ &= 2\pi \left[r_p \Gamma_\rho(r_p) - r_c \Gamma_\rho(r_c) \right] e(E_e + E_i + E_c) \end{aligned} \quad (5-20)$$

ここで、 S_{abs} は放電管断面の吸収電力、 E_e と E_i はそれぞれ1つの電子とイオンによって失われる平均運動エネルギー、 E_c はイオン-電子対の衝突によって失われるエネルギーである。 E_e 、 E_i および E_c は電子温度の関数である[9]。従って、電子密度が式(5-20)から求められる。

参考文献

- [1] Reproduced from “T. Naito, T. Tanaka, Y. Fukuma, and O. Sakai, Phys. Rev. E **99**, 013204 (2019)”, with the permission of APS.
- [2] A. Alù, D. Rainwater, and A. Kerkhoff, New J. Phys. **12**, 103028 (2010).
- [3] A. Taflove, IEEE Trans. Electromagn. Compat. EMC-**22**, 191 (1980).
- [4] S. A. Cummer, IEEE Trans. Antennas Propag. **45**, 392 (1997).
- [5] Y. P. Raizer, Gas Discharge Physics (Springer, Berlin, 1991) 1st ed., p. 55.
- [6] G. Mur, IEEE Trans. Electromagn. Compat. EMC-**23**, 377 (1981).
- [7] C. A. Balanis, Antenna Theory (Wiley, Hoboken, NJ, 2005) 3rd ed., Chap. 2.
- [8] M. A. Liebermann and A. L. Lichtenberg, Principle of Plasma Discharges and Materials Processing (Wiley, Hoboken, NJ, 2005) 2nd ed., Chap. 10.
- [9] M. A. Liebermann and A. L. Lichtenberg, Principle of Plasma Discharges and Materials Processing (Wiley, Hoboken, NJ, 2005) 2nd ed., Chap. 3.

6. 結論

6.1. 本研究のまとめ

本研究では、電離気体プラズマのアンテナ応用に関する理論構築と実験検証に取り組んだ。本研究において得られた結果を以下にまとめる。

第2章では、他励式プラズマアンテナの放射特性を、特にプラズマパラメータ依存性に注目しながら理論的、実験的に検討した。プラズマアンテナでは、電子の弾性衝突周波数 ν_m とプラズマ断面の総電子数 N_e との比 ν_m/N_e によってアンテナの内部損失および電気長が決まり、電磁波の周波数 ω とプラズマ断面の総電子数 N_e との比 ω/N_e によって、アンテナの動作周波数が決まることが判明した。アンテナ利得は ν_m/N_e と ω/N_e の二つのパラメータのバランスによって決まる。従って、従来の研究でよく用いられてきた、プラズマの振舞いが金属的か誘電体的であるかを定めるプラズマ周波数（電子密度）を基準とするだけでは、プラズマアンテナがアンテナとして動作するかどうかを決定することができない。一方、プラズマアンテナの動作に適したプラズマパラメータは、蛍光灯内のグロー放電のような一般的なプラズマで得られる値と同程度であり、プラズマアンテナに適したプラズマパラメータが実現可能であることを確認した。

第3章では、自励式プラズマアンテナで代表的に用いられる表面波励起プラズマアンテナの放射特性を理論的、実験的に検討した。表面波励起プラズマアンテナでは、入力電力の一部がプラズマ生成に消費され、残りが空間に電磁波として放射される。評価の結果、プラズマが放電管端部に到達するまでは、従来の表面波プラズマの研究結果が示す通り、電磁波はほとんど放射されず、入力電力のほとんどがプラズマの体積増加に消費される。一方、プラズマが放電管端部に到達した後は、入力電力は電子密度増加に寄与し、電子密度の増加に伴い電磁波の放射も増加することが判明した。放射特性のプラズマパラメータ依存性は、第2章で評価した他励式プラズマアンテナと同様であった。上記の結果より、表面波プラズマからの電磁波の放射は放電管の形状や入力電力によって制御できる。従って、適切に放電管形状や放電条件を設定することで、表面波プラズマをアンテナとしても、電磁波を放射しないプラズマ源としても利用することが可能である。現実的な放電条件において、表面波励起プラズマアンテナのアンテナ利得は、同形状の金属アンテナより小さかった。従って、表面波励起プラズマアンテナで金属アンテナを完全に代替することは困難である。しかし、無線通信には十分なアンテナ利得であり、またプラズマアンテナには金属アンテナにはない特徴があることから、適切な使い分けによってプラズマアンテナの活用が期待できる。

第3章の検討において、表面波プラズマの従来研究と異なる結果が得られた。これらの原因を調査するため、第4章では表面波プラズマ及びアンテナ理論に基づき、表面波励起プラズマアンテナの放射特性を解析的に定式化し、評価した。従来の表面波プラズマとの違いとして、表面波励起プラズマアンテナの放電管が有限長であることに着目し、表面波プラズマの理論を有限長の放電管の場合に拡張した。解析式から得られた結果は数値計算と良く一致し、有限長の放電管においては進行波と後進波の干渉が重要であることを明らかにした。

干渉と放電管端部での境界条件によって、臨界密度よりきわめて高い電子密度が放電管内部に実現される。放電管の軸上の電子密度分布は進行波と後進波のバランスによって決定される。プラズマが放電管の端部に到達していない場合は、進行波のみが存在し、プラズマの抵抗が大きく、放射抵抗が小さいため、アンテナ利得は低い値となる。プラズマが放電管端部に到達すると、後進波が発生し、その結果としてプラズマの抵抗の減少と放射抵抗の増加の相乗効果によってアンテナ利得が増加し、表面波プラズマがアンテナとして動作することが判明した。

第5章では、プラズマの新しい応用として、クローキング媒質としてのプラズマの有用性の検証を目的に、特にプラズマの衝突性に着目して、プラズマによる散乱相殺を理論的、実験的に検討した。理論解析では、 $v_m/\omega - \omega_{pe}/\omega$ 平面上への二次元表示により、T-D共振と散乱相殺の関係を明らかにした。また、散乱相殺は $v_m/\omega > 1$ の衝突性プラズマでも生じることを確認した。数値計算の結果、プラズマ中に誘起された電流によって金属円柱の散乱が相殺されることが明らかになった。プラズマで覆われた金属円柱の散乱特性を電磁波の透過率および反射率から実験的に評価し、数値計算と定量的に一致する結果が得られた。

以上より、本研究の目的である、プラズマアンテナの動作原理およびプラズマパラメータと放射特性の関係の解明、理論と実験の定量比較による理論の妥当性検証および実験の理論的裏付け、クローキング媒質としてのプラズマの有用性の検証が果たせたものとする。

研究のまとめとして、プラズマパラメータ領域上でのプラズマアンテナおよびプラズマクローキングの位置づけについて述べる。図 6-1 に本研究で明らかにしたプラズマアンテナおよびプラズマクローキングの動作に適したプラズマパラメータ領域を示す。

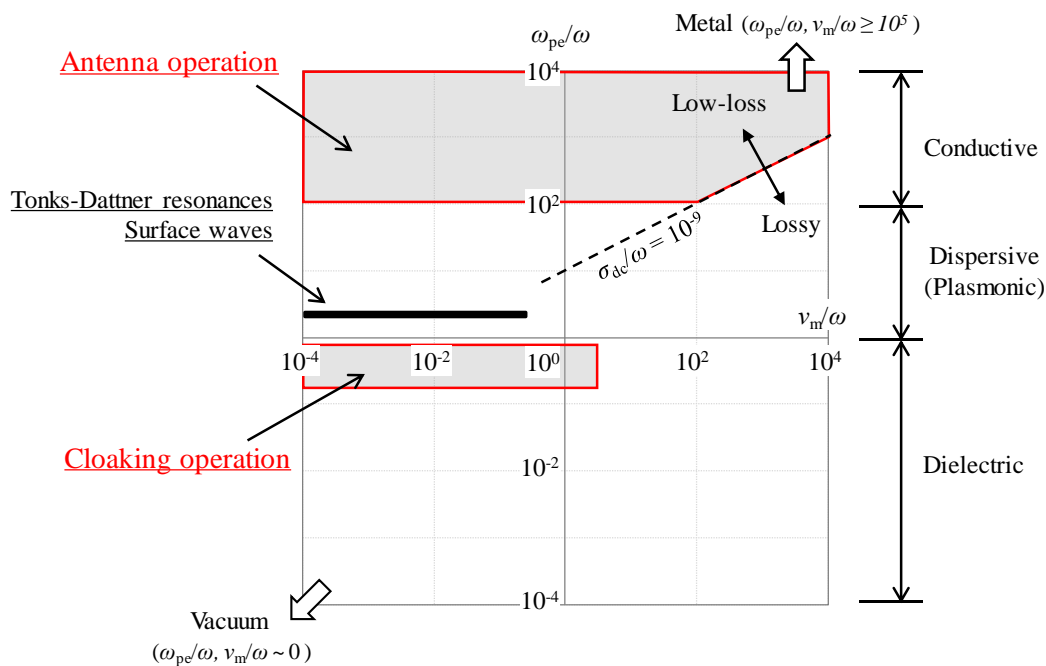


図 6-1 プラズマパラメータ領域上のアンテナとクローキングの位置づけ

第2章および第3章の結果（特に図 3-15）より、 $\omega_{pe}/\omega > 10^2$ および $\sigma_{dc}/\omega > 10^{-9}$ で囲まれる領域がプラズマアンテナの動作に適している。この領域ではプラズマが良導性を示し、高いアンテナ効率を実現できる。 $\omega_{pe}/\omega < 10^2$ の場合は、プラズマの分散性が強く表れ、プラズマ上で局在性の表面波が励起されるためアンテナ動作には不適である。また、 $\sigma_{dc}/\omega < 10^{-9}$ の場合、プラズマによる内部損失が大きくなり、アンテナ効率が大幅に低下するため、アンテナ動作には同様に不適である。なお、金属アンテナはプラズマパラメータ領域上でグラフの右上に位置する。

第5章の結果（特に図 5-2）より、 $10^0 > \omega_{pe}/\omega > 10^{-1}$ および $v_m/\omega < 10^1$ で囲まれる領域がプラズマクローキングの動作に適している。この領域ではプラズマは損失が小さな ENZ (epsilon-near-zero) 型媒質として振舞う。 $\omega_{pe}/\omega < 10^{-1}$ の領域ではプラズマが希薄となり、プラズマは真空と同等に振舞う。また、 $\omega_{pe}/\omega > 10^0$ の領域ではプラズマの分散性が強くなり、Tonks-Dattner resonances による散乱が強くなる。また、図示していないが、 $\omega_{pe}/\omega \sim 10^0$ および $v_m/\omega > 10^1$ の領域を電磁波の吸収体として使用する提案もなされている[1]。

以上で述べた通り、プラズマはプラズマパラメータに応じて多様な応答を示す。従って、用途や電磁波の周波数 ω に応じて適切にプラズマパラメータを設定することが重要である。

6.2. 今後の研究への展望

最後に、電離気体プラズマのアンテナ応用に向けて、本研究が契機となって広がる学術領域と望まれる工学的進展を整理する。

第一に、本研究では、プラズマアンテナの動作原理の解明を目的としたため、プラズマにより発生するノイズの影響について考慮しなかった。低温プラズマから発生するノイズの主な要因としては、量子雑音（熱雑音、ショット雑音）[2]-[4]、プラズマ振動[4]、[5]、非線形効果による高調波発生[5]、[6]、時間変動（低周波放電やパルス放電における周期的な電子密度の変化）、プラズマ生成用の高電圧/入力電力の混入などが挙げられる。ノイズは通信効率に関する重要な特性であり、またプラズマから発生する大電力のノイズは固体素子や微細配線で構成される送受信回路に深刻なダメージを与える懸念がある。プラズマアンテナで発生するノイズについていくつかの報告がなされているが[7]、[8]、その条件は限定的であり、実用化に向けてさらなる検討が必要である。

第二に、本研究では最も基本的なアンテナの構造であるモノポールを対象に理論検討を行い、主な式展開においてはプラズマ断面の電子密度が一定とみなす細線近似 (thin-cylinder approximation) [9]や準静電界近似[10]を採用した。実際に第2章や第5章ではプラズマ断面の総電子数（平均電子密度）が放射特性や散乱特性に重要であり、電子密度分布の影響は小さいという結果が得られた。しかし、現実のアンテナには様々な構造があり、プラズマ断面の寸法が電磁波の波長と同程度となる場合やフレクチャーアンテナのように放射方式が異なる場合には、これらの近似は成り立たず、電子密度分布を考慮する必要がある。

第三に、第5章で検証した散乱相殺は、電界が金属円柱の軸に垂直な TE (Transverse Electric)

モードを対象とした。一方、金属円柱による電磁波の散乱は、電界が金属円柱の軸に平行な TM (Transverse Magnetic) モードの場合により顕著となる。プラズマのような ENZ 型媒質では、原理上 TE モードでしか散乱相殺は生じず、TM モードの散乱を抑制するためには、メタサーフィス[11]など異なる技術とプラズマの組み合わせについても検討を進めていく必要がある。

最後に、本研究で得られたこれらの成果に基づき、プラズマアンテナの実用化や高度化が進められること、更には無線通信技術が発展していくことを願う。

参考文献

- [1] R. J. Vidmar, IEEE Trans. Plasma Sci. **18**, 733 (1990).
- [2] S. Kojima, and K. Takayama, Phys. Rev. **80**, 907 (1950).
- [3] 西辻 昭, 北海道大學工学部研究報告 **24**, 99 (1961).
- [4] 田丸 健, 応用物理 **41**, 501 (1972).
- [5] A. Shivarova and T. Stoychev, Plasma Phys. **22**, 517 (1980).
- [6] A. Iwai, Y. Nakamura, and O. Sakai, Phys. Rev. E **92**, 033105 (2015).
- [7] T. Anderson, Plasma Antennas (ARCTECH HOUSE, Norwood, 2011) 1st ed., Chap. 12.
- [8] G. G. Borg, J. H. Harris, N. M. Martin, D. Thorncraft, R. Milliken, D. G. Miljak, B. Kwan, T. Ng, and J. Kircher, Phys. Plasmas **7**, 2198 (2000).
- [9] H. Schluter and A. Shivarova, Physics Reports **443**, 121 (2007).
- [10] A. Alù, D. Rainwater, and A. Kerkhoff, New J. Phys. **12**, 103028 (2010).
- [11] A. Alù, Phys. Rev. B **80**, 245115 (2009).

謝辞

本研究の遂行ならびに本論文をまとめるにあたり、指導教官として常に適切なご指導とご助言を頂いた滋賀県立大学大学院工学研究科先端工学専攻の教授 酒井道博士に深くお礼申し上げます。また、酒井教授には、筆者が京都大学大学院工学研究科電子工学専攻修士課程に在籍時から三菱電機株式会社に入社して現在に至るまで、様々なご助言や励ましを頂いたことにも深謝の意を表します。

滋賀県立大学大学院工学研究科先端工学専攻の教授 奥村進博士、同教授 作田健博士には、副査としてご助言頂くとともに、本論文の内容、構成につき詳細にご検討頂きました。ここに、深謝の意を表します。

また、本研究を進めるにあたり、滋賀県立大学工学部電子システム工学科ネットワーク情報工学分野の山口修平氏、嘉部祐樹氏には、実験準備や実験補助にご協力頂きました。感謝申し上げます。

本研究は筆者が三菱電機株式会社先端技術総合研究所在籍中に行ったものです。この間、2014年4月から三菱電機株式会社と酒井教授との共同研究の一部として実施し、2018年4月以降は、滋賀県立大学工学研究科先端工学専攻に社会人課程として在籍し、酒井教授にご指導を頂きながら研究を進めました。

この間、本研究および開発において多大な貢献を頂いた三菱電機株式会社の山本和男博士、千葉英利博士、田中泰博士、山浦真悟氏、荻野勇人氏、福間雄一郎氏、水草真一氏に対して深くお礼申し上げます。また、開発を主導し、有益な助言やご教示、励ましの言葉を頂いた三菱電機株式会社の端山勝博氏、吉田幸久博士（現三菱プレシジョン株式会社）、古川誠司博士、和田昇氏、太田幸治氏に対して謹んで感謝の意を表します。さらに、開発を進めるにあたり、関係部門の多くの技術者、スタッフにご協力頂きました。ここに厚くお礼を申し上げます。

最後に、筆者が社会人学生として仕事と学業が両立できるように支えてくれた妻 里沙と息子 皓士、そして新しく生まれてこようとしているわが子に心からの感謝を捧げて結びとさせていただきます。

研究業績一覧

本研究を構成する成果が公表された査読付き学術論文

- (1) T. Naito, S. Yamaura, K. Yamamoto, T. Tanaka, H. Chiba, H. Ogino, K. Takahagi, S. Kitagawa, and D. Taniguchi, “Theoretical and experimental investigation of plasma antenna characteristics on the basis of gaseous collisionality and electron density”, *Jpn. J. Appl. Phys.* **54**, 016001 (2015).
- (2) T. Naito, S. Yamaura, Y. Fukuma, and O. Sakai, “Radiation characteristics of input power from surface wave sustained plasma antenna”, *Phys. Plasmas* **23**, 093504 (2016).
- (3) T. Naito, T. Tanaka, Y. Fukuma, and O. Sakai, “Electromagnetic wave cloaking and scattering around an antiresonance-resonance symmetrical pair in the frequency domain”, *Phys. Rev. E* **99**, 013204 (2019).
- (4) T. Naito and O. Sakai, “Analytical formulation for radiation characteristics of a surface wave sustained plasma antenna”, *Phys. Plasmas* **26**, 073506 (2019).

本研究に関連した査読付き学術論文

- (1) O. Sakai, T. Sakaguchi, T. Naito, D.-S. Lee, and K. Tachibana, “Characteristics of materials composed of microplasma arrays”, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **49**, B453 (2007).
- (2) T. Naito, O. Sakai, and K. Tachibana, “Experimental Verification of Complex Dispersion Relation in Lossy Photonic Crystals”, *Appl. Phys. Exp.* **1**, 066003 (2008).
- (3) O. Sakai, T. Naito, and K. Tachibana, “Microplasma Array Serving as Photonic Crystals and Plasmon Chains”, *J. Plasma Fusion Res.* **4**, 052 (2009).
- (4) O. Sakai, T. Naito, and K. Tachibana “Experimental and numerical verification of microplasma assembly for novel electromagnetic media”, *Phys. Plasmas* **17**, 057102 (2010).
- (5) O. Sakai, T. Naito, T. Shimomura, and K. Tachibana, “Microplasma array with metamaterial effects”, *Thin Solid Films* **13**, 3444 (2010).
- (6) O. Sakai, A. Iwai, Y. Omura, S. Iio, and T. Naito, “Wave propagation in and around negative-dielectric-constant discharge plasma”, *Phys. Plasmas* **25**, 031901 (2018).

本研究に関連した査読付き国際会議プロシーディングス

- (1) T. Naito, O. Sakai, and K. Tachibana, "Electromagnetic properties in a plasma photonic crystal and its dispersion relation in complex wave number space", *Metamaterials' 2008*, Pamplona, Spain, 21-26, Sep. 2008.
- (2) T. Naito, K. Yamamoto, S. Yamaura, T. Tanaka, H. Ogino, and O. Sakai, "Investigation of electromagnetic Wave Propagation Through One-Dimensional Plasma Array", *9th European Conference on Antennas and Propagation*, Lisbon, Portugal, 12-17, April 2015.
- (3) T. Naito, T. Tanaka, Y. Fukuma, and O. Sakai, "Fundamental study on scattering cancellation of

microwaves using plasma", IEEE Conference on Antenna Measurements & Applications, Tsukuba, Japan, 4-6, Dec. 2017.

本研究に関連した国際学会発表

- (1) T. Naito, "Analytical study of plasma and antenna properties of linear plasma antennas", 10th International Workshop on Microplasmas, Kyoto, Japan, 20-24, May. 2019 (invited).