

東京大学大学院新領域創成科学研究科
基盤科学研究系
先端エネルギー工学専攻

平成 27 年度
修士論文

磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1 における
電子サイクロトロン加熱と ICRF 加熱に関する研究

2016 年 2 月 2 日 提出

指導教員 西浦 正樹 准教授

47-146066 虫明 敏生

要旨

磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1 において、プラズマの密度温度の向上とそれに付随した潜在的な物理現象を明らかにすることを目的として、電子サイクロトロン共鳴加熱及びイオンサイクロトロン共鳴加熱に関して研究をすすめた。本論文では、第 1 章に序論として磁気圏プラズマ及びその装置 RT-1 の特徴である高プラズマ生成について記述した。

第 2 章では RT-1 の概略、既存計測器群、及び本研究において新たに導入した電場計測に関する原理及び開発項目についてその要点をまとめた。また、既存計測では評価が困難であったため局所密度・温度を計測可能な静電プローブについてもその概要を述べる。

第 3 章では高電子ベータプラズマの生成とその主要なプラズマ成分である高エネルギー電子の振る舞いを軟 X 線スペクトル計測を利用して電子温度を評価した。低ガス圧領域では高エネルギー電子のエネルギーは 30keV 程度に達することが明らかになった。しかし、ガス圧を上昇させると高エネルギー電子成分の割合が低下するとともに、電子 β 値も低下した。ECRH 入射パワーが 50kW 程度に制限されているが、増強すれば高ガス圧でも高い電子 β 値を得られる可能性が示唆された。

第 4 章では先の ECRH により生成したプラズマはイオン温度が数 eV と低いままであることから、イオン加熱によりイオン温度を上げることが新たな課題となった。そこで、イオンを直接加熱するための手法として 2-4MHz の遅波によるビーチ加熱手法を用いたイオンサイクロトロン (ICRF) 加熱について研究を進めた。磁気圏型装置では ICRF を用いた加熱実験が成

功すれば，世界に先駆けた大きな成果となる．RT-1 では ICRF 加熱に関して研究が開始された所で，まだ有効なイオン加熱が得られていなかった．ここでは，磁気ピーチ加熱のために強磁場側からの 3 種類のループアンテナを段階的に改良し，最終的にはイオン温度上昇を確認することができた．本研究ではアンテナの設計・開発のための電磁波解析コード TASK/WF を RT-1 に利用できるように整備した．TASK/WF の結果は測定した真空電場を定量的に良く再現することが分かった．プラズマ中に新たに開発した光電界センサを用いてプラズマパラメータの変化に伴うプラズマ中の電磁波伝搬特性について考察した．その結果，アンテナから離れた場所で励起電場強度は周辺密度が高いほど（本実験では $10^{15} \sim 10^{17} \text{m}^{-3}$ ）強く検出されることが分かった．磁力線方向に遅波もしくは速波が伝搬していると考えられる．

最後に第 5 章に本研究の結論をまとめた．その他，本研究に関連した事項については Appendix A ~ D としてまとめている．

目次

要旨	i
第 1 章 序論	1
1.1 研究背景	1
1.1.1 先進核融合発電と惑星磁気圏のプラズマ	1
1.1.2 RT-1 における高 β プラズマの生成	4
1.2 研究目的	6
1.2.1 ICRF 加熱による高イオン β の実現	6
第 2 章 実験装置および計測機器	9
2.1 磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1	9
2.1.1 RT-1 における計測機器	12
2.2 半導体検出器	13
2.2.1 PHA を用いた軟 X 線検出	17
2.2.2 電子温度の測定原理	17
2.3 電場計測の原理	18
2.3.1 ポッケルス素子とポッケルス効果	18
2.3.2 光電場センサシステム	19

2.3.3	光電場センサの絶対強度較正	21
2.4	ダブルプローブによる電子密度・温度測定	23
2.4.1	ダブルプローブ測定法の原理	23
2.4.2	電子温度と電子密度の導出法	25
第 3 章	ECRH による高 β プラズマの生成と電子温度特性	28
3.1	高 β プラズマ中での電子温度測定	28
3.1.1	高温成分と低温成分の電子温度	29
3.1.2	電子温度の ECRH パワー依存性	30
3.1.3	電子温度のガス圧依存性	31
第 4 章	ICRF 加熱によるプラズマ加熱とその特性	33
4.1	光電界センサシステムを用いた ICRF 加熱の評価	33
4.1.1	slow wave による ICRF 加熱の原理	33
4.1.2	ICRF アンテナの開発とそれぞれの特徴	38
4.1.3	ICRF アンテナのインピーダンス整合調整	40
4.2	電磁波解析コード (TASK/WF) による波動伝搬吸収特性解析	42
4.2.1	RT-1 内部のシミュレーションモデル	42
4.3	大気中における電界計測とシミュレーション結果との比較	42
4.4	プラズマ中の電界計測	56
4.4.1	プラズマ中を伝搬した漏洩電界計測	56
4.4.2	プラズマ領域内の電界計測	60
4.5	ICRF アンテナによる単独加熱の評価	73
4.5.1	ダブルプローブによる電子密度・電子温度計測	73

第 5 章 結論	77
Appendix A 放射性粒子挙動解析コード (PHITS) によるシミュレーション	80
Appendix B α 粒子誘起ガンマ線イメージング実験	86
Appendix C 電子バーンシュタイン波 (EBW) による反磁性の変化	89
Appendix D バルク型光電界センサシステムの開発	92
参考文献	97
謝辞	98
研究発表	103

第 1 章

序論

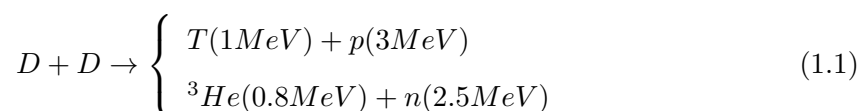
1.1 研究背景

1.1.1 先進核融合発電と惑星磁気圏のプラズマ

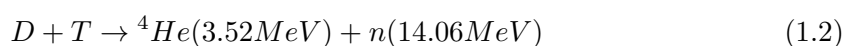
現在，将来のエネルギー供給の最も有望な方法の一つとして核融合エネルギー発電が挙げられている．長年のトカマク，ステラレータ，直線装置の研究の知見を活かし，自己点火条件の指標である Q 値において $Q > 10$ を目指した国際熱核融合実験炉 (International Thermonuclear Experimental Reactor: ITER) が建設されている．核融合エネルギー発電は水素やヘリウムのような軽い元素の原子核による核融合反応からエネルギーを得ることができる．核融合反応を起こすためには，正の電荷をもつ原子核同士をクーロン力に逆らって十分近い距離まで近づけなければならない．核融合反応を生じるためには一億度以上のイオン温度が必要であり，加熱するためには元素をイオン化し，プラズマ状態にしておかなければならない．更に，高温のプラズマを空間中に閉じ込めるために，磁場を利用する．核融合反応にはプラズマ温度の他にプラズマ密度や閉じ込め時間が密接に関わっており，プラズマ密度 (n)，閉じ込め時間 (τ)，プラズマ温度 (T) の 3 の量を掛け合わせた核融合積 ($n\tau T$) というものがある．これは ITER など

の炉心プラズマにおいて、臨界プラズマ条件や自己点火条件を満たすための指標である。核融合反応によって得られるエネルギーは原子核反応による質量欠損から発生する。その主な核融合反応は以下の式で示される。

重水素と重水素の核融合反応 ($D - D$ 反応)



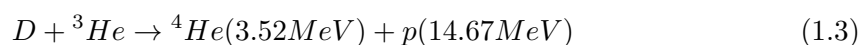
重水素とトリチウムの核融合反応 ($D - T$ 反応)



現在開発が進められている ITER では (1.2) 式を用いた D-T 反応を想定している。D-T 反応を用いる理由は、D-D 反応よりも D-T 反応の方が低いイオン温度で反応断面積が高いため、より大きい Q を得られるからである。しかし、水の中にも含まれて豊富に存在する重水素に比べ、D-T 反応で用いるトリチウムは半減期 12 年で β 崩壊を起こす放射性物質で天然にわずかしか存在しない。そのため、トリチウムの生成と管理の面に関する課題がある。また、核融合反応によって生じる α 粒子がプラズマの自己加熱や炉壁への損傷に関与する可能性も指摘されており、熱と粒子制御を行うダイバータの設計とともに α 粒子損失の計測に関する必要がある [Appendix A]。式 1.1, 1.2 の核融合反応では中性子の発生が伴う。これにより、高エネルギーの中性子を遮蔽する構造や周辺機器の放射化等の問題もある。

先に示した核融合反応の他に、重水素 (D) とヘリウム (3He) を用いた中性子を発生させない先進核融合の研究が注目されている。この核融合反応を以下に示す。

重水素 (D) とヘリウム (3He) の核融合反応 ($D - {}^3He$ 反応)



この反応では中性子が発生しないため、より安全な核融合を実現させることができる。しかし、この反応にはより高温のプラズマを効率よく閉じ込めなければならない。高温のプラズマを高圧力の状態で安定して閉じ込めるためには、磁場を強くしなければならず、強い磁場を作るためのコストやプラズマからの輻射エネルギー損失が問題となる。したがって、高いプラズマ圧力を低い磁場圧力で安定して閉じ込める必要がある。プラズマ圧力と磁場圧力の比を β 値と呼び、 β 値はプラズマの閉じ込め効率を示す重要なパラメータであり、以下の式で示される。

$$\beta = \frac{p}{B^2/2\mu_0} \quad (1.4)$$

p : プラズマ圧力, $B^2/2\mu_0$: 磁場圧力である。この β 値が高いと、少ない磁場で高温のプラズマを閉じ込めていることになり、効率よくプラズマを閉じ込めていることになる。高い β 値の例として、ダイポール型の磁場配位を示す木星が挙げられる。この木星では、探査機 Voyager 1,2 によって 100% を超える局所 β 値が観測されている [1, 2]。磁気圏型磁場配位における圧縮性の安定化効果がこの高 β プラズマ閉じ込め実現させると考えられている [3, 4]。また、惑星磁気圏に閉じ込められているプラズマがトロイダル方向に高速回転をしていることも観測されている [1, 2](図 1.1)。この現象に関しては、二磁気流体緩和理論が提唱され、この高速回転流が磁気圏における高 β プラズマの平衡状態を目指した実験研究が進められている [5, 6, 7]。

自然界には惑星磁気圏のように、磁場は低いが高ベータの高いプラズマが存在している。そのような惑星磁気圏に倣い、磁気圏型のダイポール磁場中にプラズマを閉じ込める方式の核融合装置が提案された [3, 4]。RT-1(Ring Trap-1) は、この概念を元に設計された磁気圏型プラズマ閉じ込め装置である。

磁気圏型プラズマ実験装置としては、MIT の LDX もプラズマ物理及び核融合を目指した研究が進められている [8, 9]。その中でも惑星磁気圏に見られる内向き拡散と中心にピークした

密度分布形成が実験室プラズマにおいても再現されたこと，及びその現象は乱流揺動が駆動することで説明可能なことが報告された．

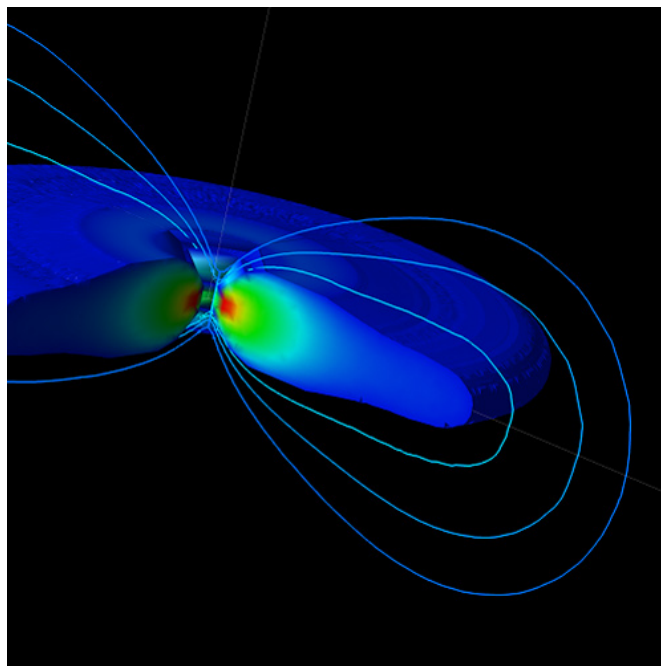


図 1.1 木星磁気圏プラズマの回転流高 β 平衡の理論モデル [10]

1.1.2 RT-1 における高 β プラズマの生成

磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1 は，木星などで見られるダイポール磁場を模擬して高 β プラズマを閉じ込めている．RT-1 では，主に電子サイクロトロン共鳴加熱 (ECRH) によってプラズマを生成しており，入射パワーの増強や最適化により電子 β 値が局所的に 100% を超えるような高 β プラズマの閉じ込めを実現している [11](図 1.3)．ECRH には 8.2GHz, 100kW 出力が可能なクライストロンを用いている．クライストロンからの出力は矩形導波管により伝送され，真空容器には 2 系統としてそれぞれ 25kW，合計 50kW の入射が可能となっている．真空封止窓の耐熱性により入射パワーは制限されている．ECRH による加熱の結果，軟 X 線のスペクトルや画像により高温電子と低温電子の二成分が存在していることがわかっ

ている [12] . 高 β プラズマの主成分である高温電子については電子温度が数十 keV 程度 , 閉じ込め時間が数百 ms 程度であることが実験的に明らかになっている . 高 β 値の達成と共にその物理量 , 振る舞いについての理解も進んでいる . 一方 , 低温電子についても閉じ込め時間や温度の評価も進んでいる . 閉じ込め時間は数 ms ~ 数十 ms 程度で , 温度は数十 eV 程度であることがわかっている [13] . 現在 , ヘリウム中性線比を使った分光による密度分布計測や静電プローブによる局所計測も進められている . ECRH によって生成されたプラズマでは , イオンは電子とのエネルギー緩和によって加熱されていると考えられる . この時 , イオンと高温電子との緩和時間が放電時間より十分長いことから高温電子からのエネルギー緩和の効果は小さく , 低温電子からのエネルギー緩和が主体であると考えられる . イオン温度を上げるには , 密度を高くする必要があるが , RT-1 では密度限界が存在し , 現状では電子衝突によるイオン加熱のシナリオには限界がある . 実際 , 分光のドップラー広がりによる温度計測とファラデーカップによるイオン温度計測では数 eV ~ 数十 eV 程度であると評価されている . そこで , 現在はイオン β を上げるために直接イオンを加熱するイオンサイクロトロン加熱 (ICRF 加熱) に関する実験を進める運びとなった .

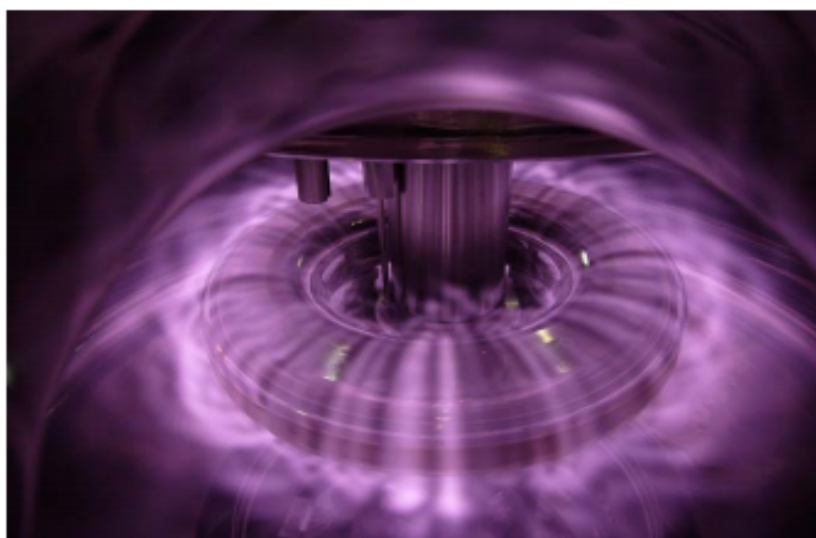


図 1.2 ECRH によって生成された RT-1 内部のプラズマ

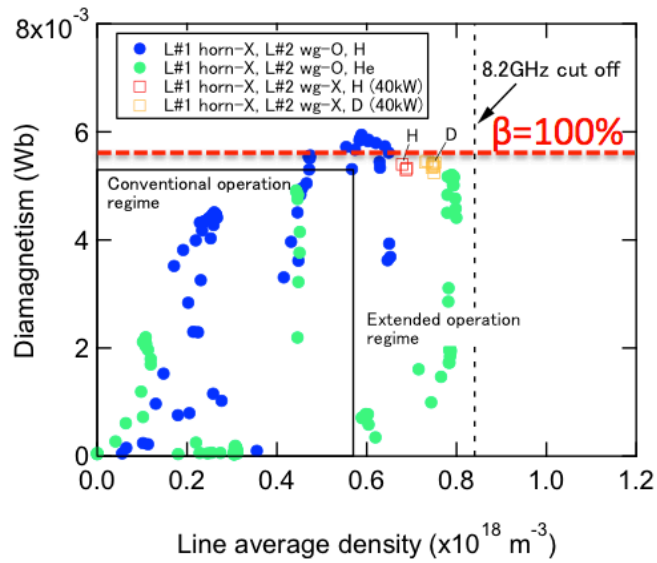


図 1.3 100% を超えた高 β プラズマの実験結果 [11]

1.2 研究目的

1.2.1 ICRF 加熱による高イオン β の実現

イオン β に関する実験の目的として、ECRH と ICRF 加熱を同時にプラズマに導入することでイオン温度を上げ、イオン β の向上から流れのあるプラズマの平衡、ダブルベルトラミ平衡の自己組織化に関する研究を行うことが挙げられる。電子は質量が小さいのでプラズマ自身の流れが形成されず、イオンの流れが必要となる。RT-1 ではイオン温度に比例して勾配ドリフト、曲率ドリフト、反磁性ドリフトが誘起されるため、イオン加熱の結果としてイオン流速を増加させることができる。また、イオン温度とは別にプラズマ中の電場により EXB ドリフトもイオン流速を変化させる要因になる。イオン流速を増加させることでダブルベルトラミ平衡に到達し、流れが圧力と平衡になるので最小の磁場でプラズマの閉じ込めが可能となる。すなわち、さらなる高 β プラズマの閉じ込めが可能であると予測されている [5, 7, 14]。このようにイオン β を向上させることで超高 β プラズマの閉じ込めが達成されるとともに、誘起さ

れたフローの観測という点においても有益な成果が期待されている。

しかし、イオンを直接加熱する ICRF 加熱は、この磁気圏型装置において実施されたことが無く、初めての試みである。イオンサイクロトロン周波数帯の波がプラズマ中を伝搬する特性の理解や ICRF アンテナの最適化などといった課題がある。通常直線型装置、例えばガンマ 10 では、遅波を用いたビーチ加熱や速波のモード変換を用いた加熱が有効であると報告されている [15]。このビーチ加熱手法は古くは Stix らによりステラレータ装置においてイオン加熱手法として研究が進められてきた [16]。強磁場側から波動を励起し、弱磁場側のイオンサイクロトロン層へ向かい磁力線方向に伝搬させるのがこのビーチ加熱手法である。現在、トカマクでは高密度プラズマを加熱する手法として適していないため（磁力線垂直方向に波動伝搬をさせることができないため大型トカマク装置の中心加熱には向いていない）、弱磁場側から速波を用いた加熱手法が主流である。しかし、磁気圏型プラズマ装置では、ポロイダル方向の磁力線のみが存在するため、この遅波ビーチ加熱が有効であると考えられる。このイオン加熱を行うためには、プラズマ中のイオンサイクロトロン周波数帯の波動励起とその伝搬特性の理解は必須である。これまでの研究においてプラズマ中を伝搬する電場を直接的に計測した例はなく、プラズマ中の RF 電場を直接計測することが可能ならば、イオンサイクロトロン周波数帯の波の伝搬特性の理解や高イオン β の実現につなげることが可能となる。

本研究では有効なイオン加熱の実証のために、ECRH によって生成された高 β プラズマと ICRF 加熱に関する特性と、ICRF 加熱時の電界計測手法の開発とその応用計測、および TASK/WF コードを使った波動伝搬特性の解析評価を実施した。ECRH で加熱された電子が制動放射によって発生する軟 X 線を計測し、そこから高 β プラズマの生成に関係している高温成分とイオンとのエネルギー緩和を起していると考えられている低温成分の電子温度の特性を評価した。続いて、非線形光学素子を用いて光電場センサシステムを設計し、大気中において ICRF アンテナから放射された RF 電場を測定した。そして、電磁波解析コード

(TASK/WF) によるシミュレーションとの比較から，ICRF アンテナによる電界放射特性とシミュレーションコード結果の妥当性を調べた．真空中における RF 電場測定とシミュレーションとを比較したのち，実際にプラズマ中を伝搬する RF 電場の直接計測を行った．また，ICRF 加熱のみで生成したプラズマについての評価も行った．それらに付随した研究として，高 β プラズマ中に存在する高温電子からの軟 X 線放射の特性を理解するための放射性粒子挙動解析コード (PHITS) を用いたシミュレーションや高密度プラズマ加熱のための電子バーンシュタイン波加熱については本編とは別に付録としてまとめた．

以下，第 2 章では実験装置および電子温度や電場などを測定するために用いた計測機器について詳しく述べる．第 3 章では軟 X 線計測により得られた，高 β プラズマ中での高温成分や低温成分の電子温度についての特性を評価している．第 4 章では，ICRF 加熱によるイオン加熱効果を評価するため，光電場センサシステムを用いた RF 電場の直接計測，および電磁波解析コード (TASK/WF) による波動伝搬吸収特性解析，及び実際にプラズマ中を伝搬した RF 電場の計測結果について述べる．第 5 章では本研究の結論を述べる．

第 2 章

実験装置および計測機器

2.1 磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1

RT-1(Ring-Trap1) は木星などに見られるダイポール磁場中にプラズマを閉じ込める実験装置である。RT-1 では、円環形状 (電流中心半径 $a=0.25\text{m}$) の高温超伝導材で作られたコイルを He ガスで 30K 以下まで冷却し、超伝導状態のコイルに電流を流して励磁した後に冷却系を切り離して実験を行っている [17]。この超伝導コイルを冷却系から切り離して昇降機によって真空容器の中心位置まで移動させた後、真空容器上部に位置する吊り上げコイルによって磁気浮上させる (図 2.1)。以降、この超伝導コイルを浮上コイルと呼ぶ。

浮上コイルは $z=0.6\text{m}$ の場所に設置された吊り上げコイル (径半径 $a_2=0.4\text{m}$) に浮上コイルと同じ方向に電流を流すことでこれらのコイルが引きせ合う磁力が発生し、重力と釣り合わせることで磁気浮上が可能となる。磁気浮上中はコイルの高さや位置を 3 つのレーザーセンサーで検出し、コイルの上下振動に対して吊り上げコイルの電流をフィードバック制御し、浮上コイルの位置を安定させている。また、地磁気による浮上コイルの傾きを抑制するために、RT-1 の周辺に補正コイルを設けている (図 2.2)。磁気浮上しない場合、浮上コイルを昇降機で支えて実験を行っている。

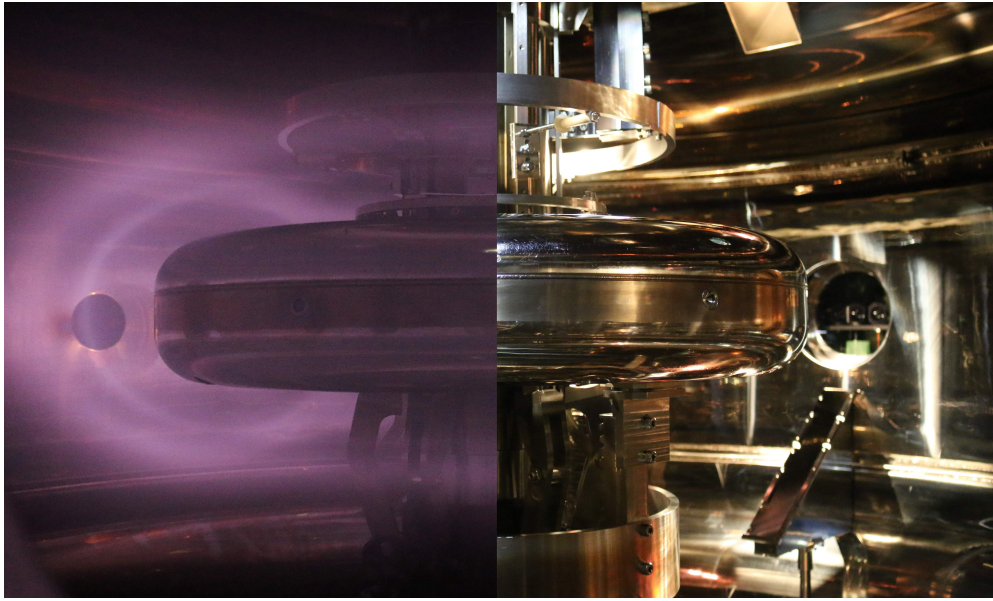


図 2.1 浮上された超電導コイル (右側) とそのときのプラズマ (左側)

吊り上げコイルに電流を流していない時、磁気面はダイポール磁場配位を形成している。吊り上げコイルに電流を流してコイルを浮上させている時は、磁気面が上方に引きのばされて Null 点を持つようなセパトリクス配位が形成される (図 2.3)。プラズマ実験前には 2.45GHz マグネトロンにより 200-300W, 0.5Hz の入射電力を用いてヘリウムプラズマによる放電洗浄を実施し、四重極質量分析器により不純物レベルが低い状態を確認後、プラズマ実験に移行している。

RT-1 では、圧力を 10^{-7} Pa 程度まで下げることができる。現在は行われていないが、高真空状態で電子銃から電子を閉じ込め磁場中に導入する純電子プラズマの長時間閉じ込めの実験も可能である。RT-1 でのプラズマ生成は、ECRH のための 2.45GHz のマグネトロン (最大出力:20kW, 放電時間:2s) と 8.2GHz のクライストロン (最大出力:100kW, 放電時間:1s), そして ICRF 加熱のための RF 電源 (周波数帯:2 ~ 4MHz, 最大出力:10kW 程度) によって行われている。

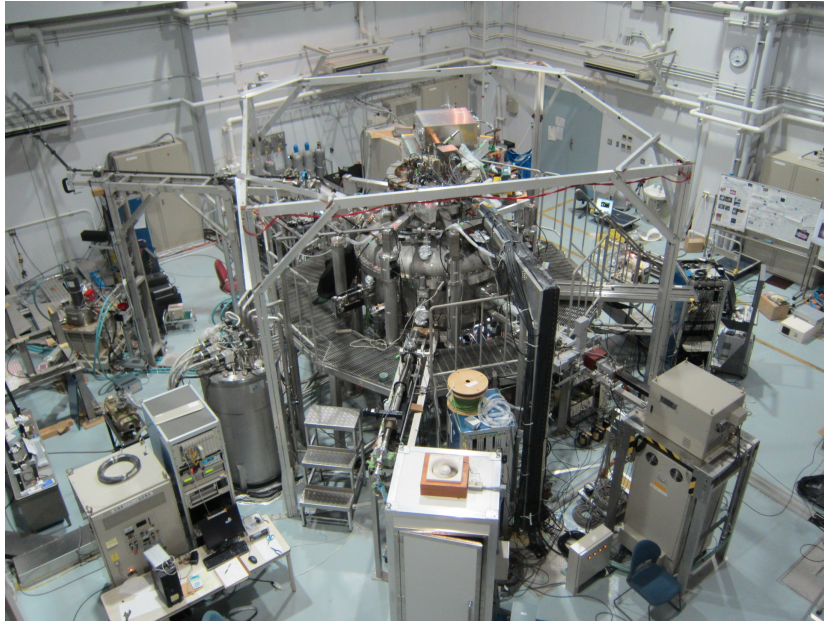


図 2.2 RT-1 の外観と補正コイル (真空容器の周辺にあるアルミフレームが補正コイルとなっている . これにより地磁気を打ち消し , コイルを水平に浮上させている .)

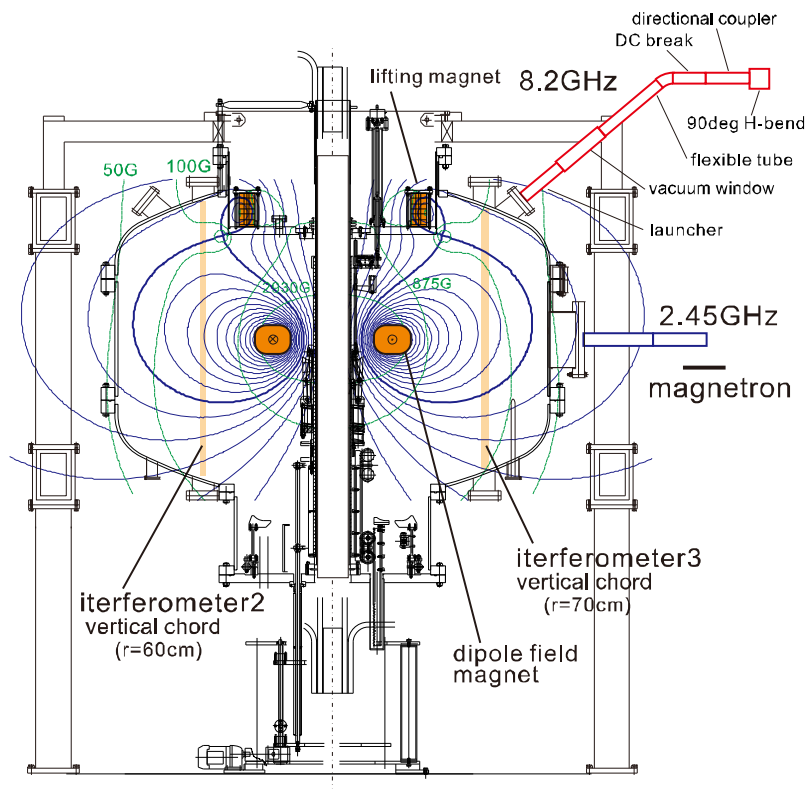


図 2.3 RT-1 の断面図 (浮上系と加熱系を含む)[18]

2.1.1 RT-1 における計測機器

RT-1 での計測機器には、Dia-magnetic Loop、75GHz 干渉計、Q_{mass}、軟 X 線検出器、ダブルプローブ、ホール素子プローブ、可視分光計、フォトダイオード、光電場センサシステムなどがある。以下に、本研究に関係した計測機器や実際に用いたものについて説明する。

・ Dia-magnetic Loop

ミリ波干渉計は RT-1 の浮上コイル上部、コイル平面、コイル下部に位置した真空容器の外側の 4 ヶ所に導線を巻きつけ、プラズマが生成された時に生じる反磁性信号を計測しており、プラズマの蓄積エネルギーを求めることができる。4 本の反磁性信号の平均値を反磁性信号としてここでは取り扱う。

・ 75GHz 干渉計

RT-1 の接線ポートに 1 つ ($z=450\text{mm}$)、垂直ポートに 2 つ ($r=620,700\text{mm}$) の 3 ヶ所に設置されている。キャリア信号として 75GHz のミリ波を用い、プラズマの密度に応じて屈折率が変化することで生じる位相差を観測して、線積分密度を求めている。

・ 可視分光計

分光器はプラズマからの発光およびプラズマ中で能動的に誘起された光を診断する計測機器である。RT-1 では、複数の分光器を使い分けてスペクトル強度比から電子温度を (He line intensity ratio method)、スペクトル広がり・シフトからイオン温度や速度を評価している。分光器の視線を変えることで、イオン温度の分布も得られるようになっている。

以下に、実験の際に得られる典型的な信号波形を示す (図 2.4)。

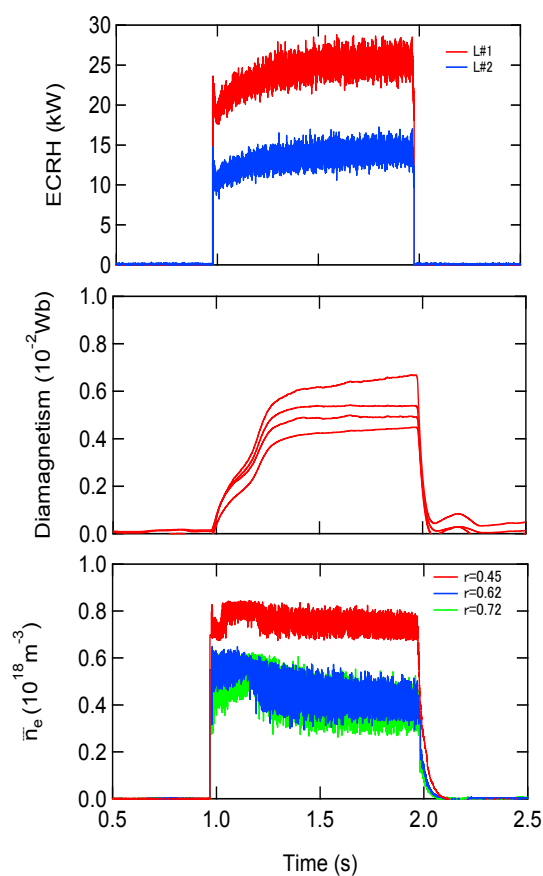


図 2.4 実験で得られる信号波形 (放電時間中の ECRH パワー, 反磁性信号, 密度)

2.2 半導体検出器

RT-1 では, エネルギー分解能に優れた Si 半導体検出器を使用して 10keV 程度まで軟 X 線の検出を行っている. 半導体検出器は有感部が固体であるために, 荷電粒子 (α 線や β 線) はもとより, 光子 (X 線や γ 線) に対しても全エネルギー吸収の確率が高い. よって, 半導体検出器はエネルギーの測定に適している. 以下にその動作原理を述べる.

半導体結晶に入射した荷電粒子 (光子の場合は交互作用で生成された高速二次電子) は, そのエネルギーに比例した多くの電子・正孔対を生成し, 電子と正孔は結晶中の電場に沿って速やかに電極に到達してパルス信号を作る. 以下にそのプロセスを簡単に述べる (図 2.5).

1. 放射線に有感な半導体の領域内に荷電粒子が入射し、電離作用によってその飛跡に沿って多くの電子・正孔対が生成される。
2. 生成された電子は結晶内の電場によって電極 (n^+ 層) へ移動し、正孔は陰極 (p^+ 層) へ移動する。十分に高い電場中では、生成したすべての電子と正孔は結晶中の不純物に捕獲されることなく電極に集められ、吸収したエネルギーに比例した大きさ (パルス波形) の信号がえられる。
3. いくつかの価電子帯順位からいくつかの伝導帯順位にわたって電離作用が生じるため、個々の放射線の電離過程ではそれぞれ少し異なったエネルギーが吸収される。また、生成された電子がより高いエネルギーを持つ場合はさらに電子・正孔対を生成する。
4. $E(\text{eV})$ なるエネルギーが有感領域内で吸収されて、 N 個 ($=E/\epsilon$) の電子・正孔対が生成し、 $Q(\text{coulomb})=1.602 \times 10^{-19} N$ の電荷信号が生じる。

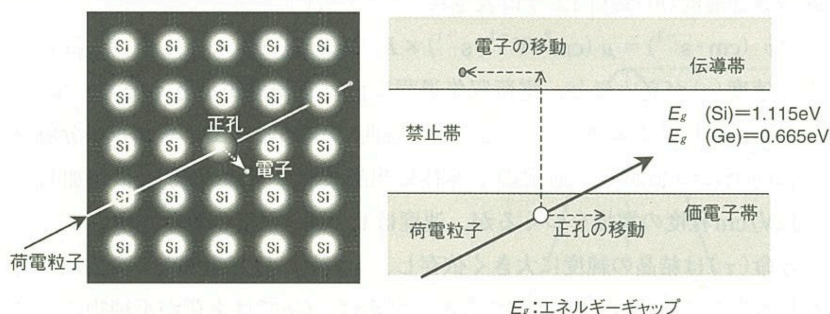


図 2.5 半導体における電子・正孔対の生成 [19]

現在、Si と Ge およびいくつかの種類化合物半導体が放射線検出器として使われているが、その特徴は半導体自体の物理的特性によって決まる。以下に表としてまとめる。

RT-1 では、Si(Li) 検出器と CdTe 検出器の 2 種類の検出器を用いて軟 X 線の計測を行っている。本研究で実際に用いたのは Si(Li) 検出器なので、それについて以下に述べる。

シリコンは原子番号 ($Z=14$) が低いのでエネルギーが数十 keV 以上の光子に対しては光電

表 2.1 検出器として用いられる半導体の物理的性質 [19]

半導体	原子番号 (Z)	密度 (g/cm ³)	E_g (eV)	ϵ (eV)	電子:寿命 τ (s)	正孔:寿命 τ (s)
Si	14	2.33	1.12	3.61	3×10^{-3}	3×10^{-3}
Ge	32	5.32	0.665	2.96	1×10^{-3}	1×10^{-3}
GaAs	31, 33	5.31	1.43	4.27	1×10^{-7}	1×10^{-7}
CdTe	48, 52	6.2	1.5	4.43	1×10^{-6}	1×10^{-6}
HgI ₂	80, 53	7.70	2.1	4.15	1×10^{-7}	1×10^{-8}

効果の確率が低くなり、したがって光子スペクトルでは全エネルギー吸収ピークが小さい。また、禁止帯幅が少し大きい (1.12eV) ので熱雑音が低く、室温で動作させることもできる。

プレーナ型の p 型シリコン結晶の片面に Li を拡散させ、Li イオンを結晶内部にドリフトさせることによって電荷補償タイプの真性領域 (空乏層:有感領域) がつくられる、これは旧世代の Ge 検出器である Ge(Li) 検出器と同じ製法であり、Si(Li) 検出器とも呼ばれる。この方法によって空乏層の厚さが 5mm 以上の Si(Li) 検出器をつくることができる、よって、数十 keV 以下の低エネルギー X 線スペクトル測定によく用いられる。また、低エネルギーの光子 (光子) を排除するために、X 線透過率の高い物質で窓を作る必要がある。こうした用途に対して標準的に使用される窓の材質はベリリウムである (図 2.6)。ベリリウムは毒性が非常に強く、摂取は致死性の肺炎の原因となる。素手で触ったり、居室や実験室の空気中に長時間開放して置いてはならない。保管時は、密閉して金庫等の人に触れない場所に保存する必要がある。

検出器の検出効率は測定対象の X 線のエネルギーに強く依存する。よって、実際の X 線スペクトルを取得するには、検出器で観測される X 線スペクトルから実際にプラズマから放出される X 線スペクトルを見積もる必要がある。検出効率を決める要因は、検出器の量子効率 (低エネルギーは検出しない、高エネルギーも透過のため感度が低下する) とベリリウム窓の透過率である。低エネルギー側の X 線の光子を遮蔽するのはベリリウム窓であり、また高エネルギー側の光子は検出器との相互作用が低下するため、いずれも検出効率が低くなる。

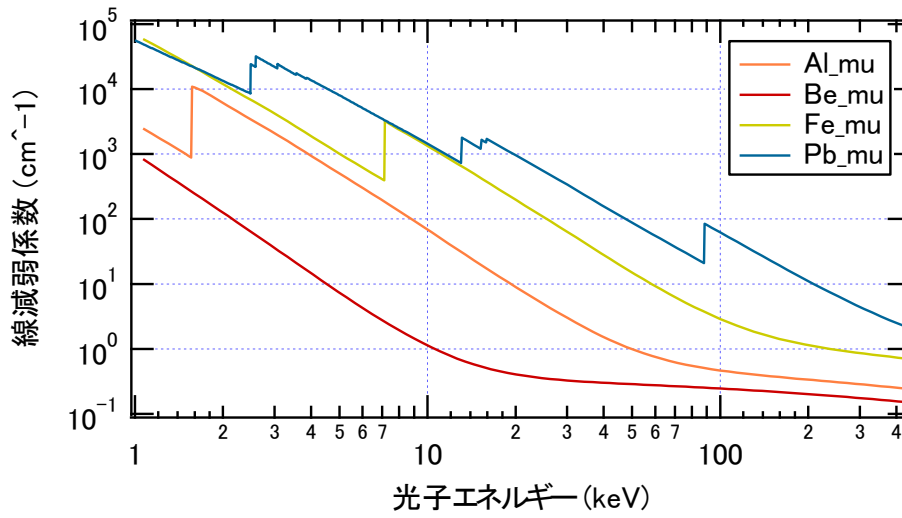


図 2.6 各物質の線減弱係数 [20]

以下に，RT-1 で使われている検出器の検出効率を計算（ベリリウムの吸収係数と，検出器のデータシートを使用した）したものを示す．また，検出器と Be の厚さも示す．

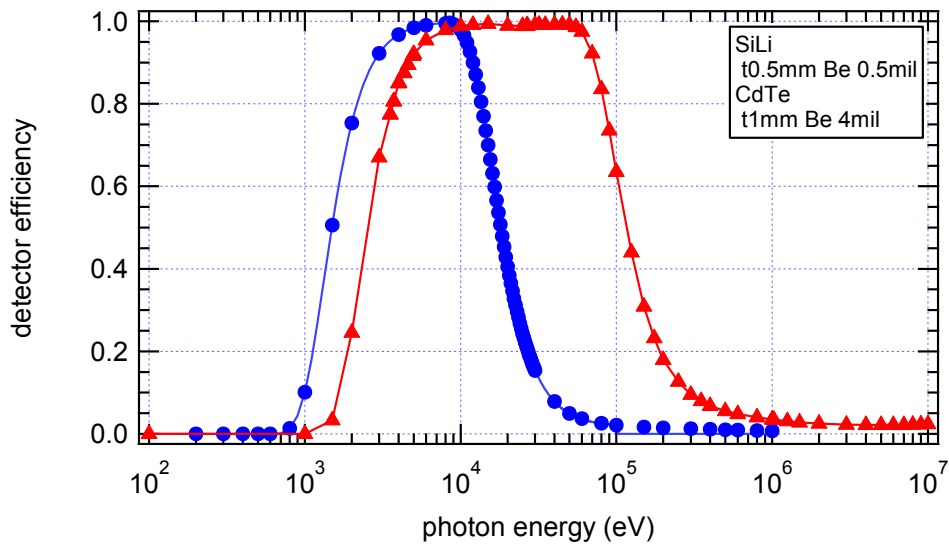


図 2.7 Si(LI) 検出器と CdTe 検出器の検出効率 [20]

この Si(Li) 検出器は Be 窓により真空から切り離し、鉛コリメーター（直径 8mm）を用いている。r=720mm, z=680mm の位置に設置され、真空容器上から真下を見下ろす視線を確保している。

2.2.1 PHA を用いた軟 X 線検出

半導体検出器 (XR100) において検出器で得られた信号は、内蔵のプリアンプを介して、波高分析 Pulse Height Analysis(または Multi Channel Analysis) 器を持つ PX4 へと入力される。プリアンプから出力される信号の電圧は、X 線のエネルギーに対して 1mV/keV 程度である。PX4 は、PHA 機能の他にも AD 変換や pulse shaping、電源供給等の様々な機能を持つ。PHA により、検出した各フォトンに対する電圧レベルの信号群は、横軸がパルス波高、縦軸がカウント数のグラフ（つまり度数分布）に焼き直され、USB で接続した PC 上に表示される。これにより、プラズマから放射される X 線のエネルギー分布を得る事が出来る。

2.2.2 電子温度の測定原理

本研究では、プラズマからの制動放射の連続スペクトルを半導体検出器により取得し、電子温度を推定している。

荷電粒子は加速度を受けた時に電磁波を放射する。プラズマ中の電子がイオンとのクーロン相互作用により発生する制動放射は、keV 程度の電子温度に対しては X 線の領域となる。電子の速度分布がマクスウェル分布である場合には、その強度は

$$I = n_h n_i Z_{eff}^2 \frac{\exp(-\frac{E_X}{T_h})}{E_X \sqrt{T_h}} \quad (2.1)$$

に比例する。n_h は電子密度横軸にフォトンのエネルギー E_X、縦軸にカウント数（または強度）をプロットし、この式 2.1 でフィッティングを掛ける事により、電子温度 T_h を求める事

が出来る [21] . プラズマからの放射には , この他に再結合放射と線スペクトルが含まれる . 立体角や全電子密度 (=イオン温度) を考慮して , 電子の絶対値を決定する事が原理的に可能である . 以上のようにして , 電子温度の評価を行った .

2.3 電場計測の原理

本研究では , プラズマ中を伝搬する RF 電場の特性を得るために光電場センサシステムを設計・製作した . この光電場センサシステムには , 非線形光学素子であるポッケルス素子が用いられている .

2.3.1 ポッケルス素子とポッケルス効果

ポッケルス効果とは , ある誘電体の等方性結晶において電場がかけられると複屈折性を示す現象である . このとき , 電場の強さに比例して屈折率が変化する (図 2.8) . この効果をもつ誘電体の等方性結晶であるものをポッケルス素子と呼ぶ . また , ポッケルス素子は電気光学結晶 (Electro-Optical 結晶) とも呼ばれる .

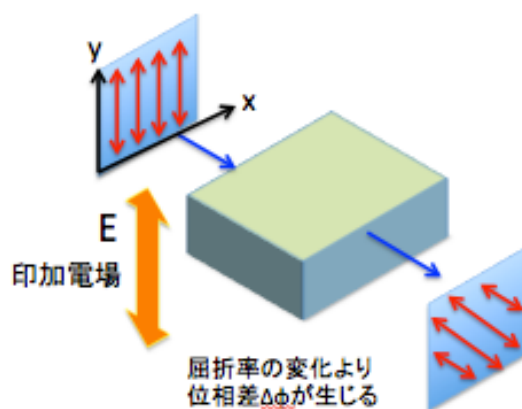


図 2.8 ポッケルス効果

この性質を利用することで , 直接的な電場計測を行うことができる [22] . ポッケルス素子の

例として, CdTe, ZnTe, LiNbO₃ などが挙げられる．本研究に用いたポッケルス素子は LiNbO₃ である．

2.3.2 光電場センサシステム

光電場センサシステムには, バルク型と光導波路型の 2 種類に分けられる．バルク型についても開発をすすめ, 電界信号の検出に成功しているが [Appendix D], ここでは, 主に本研究で用いた光導波路型の光電場センサシステムについてに述べる．このシステムは, レーザ光源 (CBDX1-L-H01-FA, IDPHOTONICS)、サーキュレータ、ポッケルス素子とミラーが一体となった電場センサ (CS-1403, 精工技研), 光検出器 (818-BB-35F, Newport) とスペクトラムアナライザ (MS-2720T, Anritsu) で構成されている (図 2.9)．用いたレーザーの強度や波長も図 2.9 に示している．

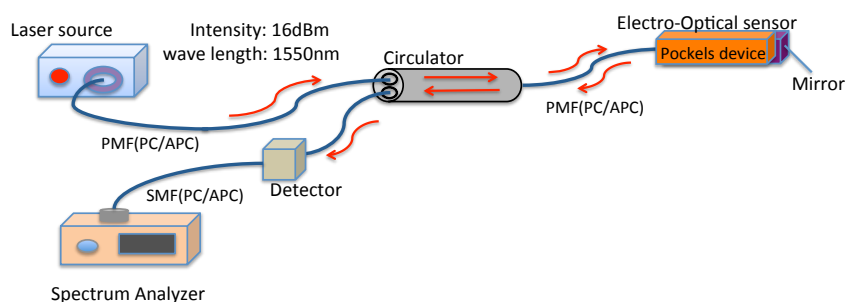


図 2.9 光電場センサシステムのセットアップ

レーザー光源から出力された光はサーキュレータを介して電場センサに入射される．そこで電場センサ内のミラーにより反射されて戻ってきた光はサーキュレータをもう一度介して光検

出器側へ入射される．そこで電気信号へと変換された信号をスペクトラムアナライザで信号を周波数スペクトルとして検出するという流れになっている．このシステムで用いた電場センサの写真とサイズ、測定可能周波数帯や感度は以下の図や表にまとめた．

表 2.2 電場センサのサイズ，測定感度と測定可能周波数

サイズ	5.5 × 6.0 × 24.0mm
測定感度	0.5[V/m]~20[kV/m]
測定可能周波数	100[kHz]~10[GHz]



図 2.10 電場センサ

図 2.11 に光導波路型の光電場センサシステムの原理を示す．EO 結晶表面には，光が通過する光導波路がつくられており，一度分岐した後に合流するマッハ・ツェンダー (MZ) 型干渉計が形成されている．分岐後の片側の光導波路は，そのまま合流点までつくられているが，もう片側の光導波路にはこの導波路を挟むように電場受信用の小型ダイポールアンテナ電極が形成されている．光導波路に入射されたレーザー光は，分岐後に同位相のまま上下に分かれて光導波路内を進み，再び合流して出力される．ここで，受信アンテナによって電場を受信すると，電

極間に電場が発生する．ポッケルス効果により電極に挟まれた光導波路内で屈折率の変化が生じ，光の位相が変化して位相変調光となる．このようにして両者の光は位相ずれを起こし，合成された光は干渉し，振幅変調光として出射される．

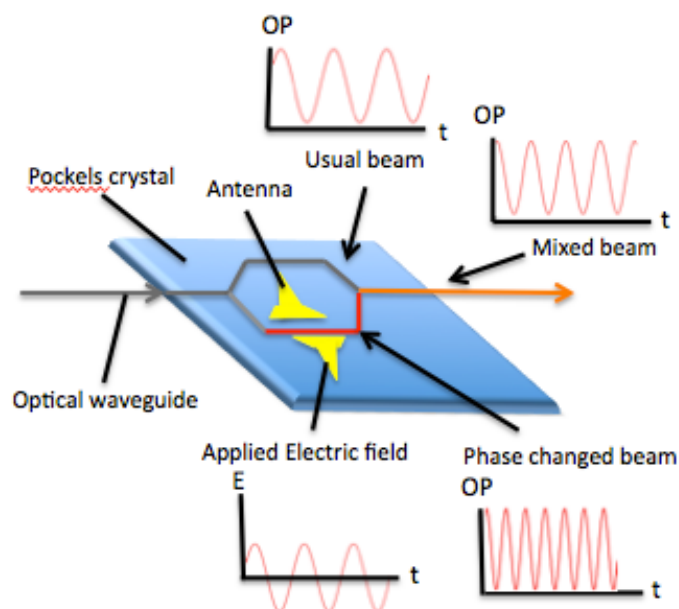


図 2.11 電場センサにおける位相変調の原理

2.3.3 光電場センサの絶対強度較正

ポッケルス素子が含まれる電場センサには製作精度による個体差や検出器やファイバーの減衰率などがあるので，既知の電場を作り出し，実際にその既知の電場を計測して検出信号から電場強度の絶対値を得るための感度較正を行う必要がある．そこで，本研究では電磁波吸収体の中で電場を発生させ，そこで電界センサの較正実験を行った (図 2.12)．以下に実験結果を示す．

ポッケルスセンサを 1 方向の電界に対して θ 方向に回転させることで，電場に対するセンサの感度較正を行った．このようにして，電場の絶対値や方向を計測することができる．

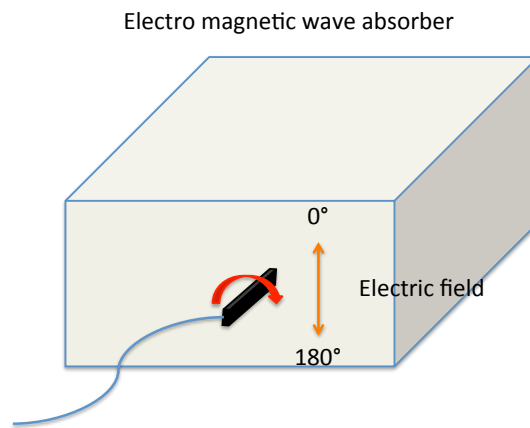


図 2.12 電場センサの較正実験

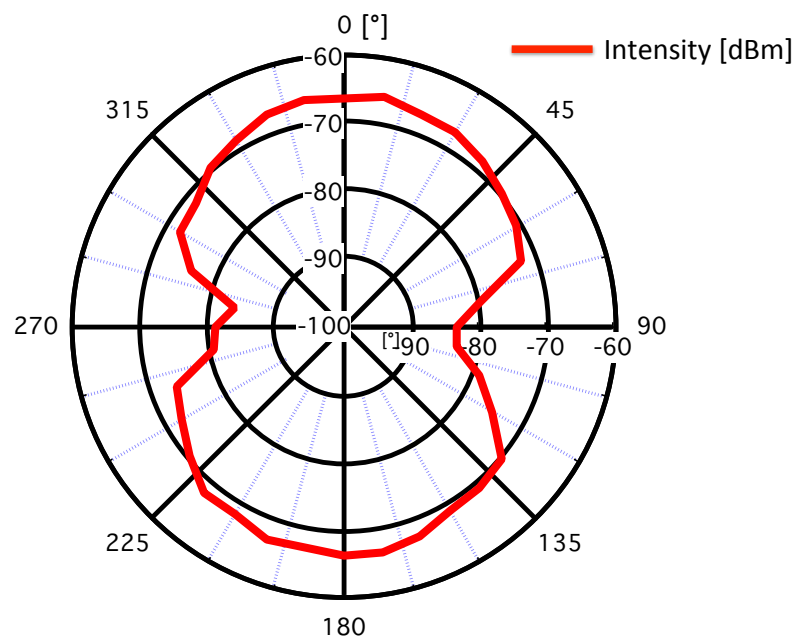


図 2.13 電場センサの較正実験結果

2.4 ダブルプローブによる電子密度・温度測定

2.4.1 ダブルプローブ測定法の原理

ダブルプローブ法とは、プラズマ中に微小電極を挿入して電流を計測することで、電子温度 T_e や電子密度 n_e を求める計測法である。直接電極をプラズマに挿入して計測するため、干渉計を用いた計測のようにモデル関数に依存せず、計測結果が積分値ではなく局所値として得られるため、空間分解能優れている。一方、プラズマ中への電極挿入は、プラズマの損失領域の増大や不純物混入を招くことから、プラズマへの擾乱を与えやすいといった欠点もあるため、注意が必要である。プラズマに直接電極を挿入するため、低温・低密度プラズマの計測に限定される。

プローブ法には探針の数が1つのシングルプローブ法や探針が3つのトリプルプローブ法などが存在するが、本研究では探針が2つのダブルプローブ法を用いた。探針のうち、一方を基準電極とすることでプローブは電位的に浮いた状態となり、プラズマ空間電位の変動に自動的に追従することが可能である。ダブルプローブ法の基本的な回路構成を図 2.14 に示す。近接した2本の探針をプラズマ中に挿入し、電極間に可変電圧 V_d を印加してそのときに生じるプローブ電流 I_p を記録し、電流-電圧特性を得る。

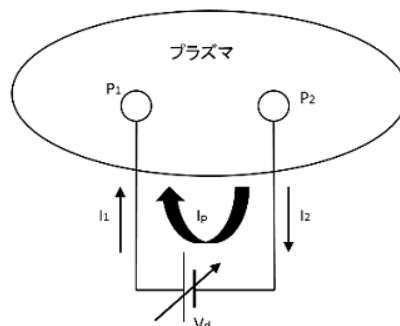


図 2.14 ダブルプローブの回路構成 [23]

ダブルプローブに流れるプローブ電流とプローブ電位の関係を図 2.15 に示す．プローブに流れる電流のうち，電子による電流の大きさを I_e ，イオンによる電流の大きさを I_i と表すと， $I_p = -I_e + I_i$ と書けて図 2.15 の点線のような概形をなす．ここでプローブ 1, 2 に流れる電流を図 2.14 のようにそれぞれ I_1 および I_2 とすると，プローブは自動的に閉回路を構成するため $I_1 = I_2$ となる．プローブの電位をそれぞれ V_1 および V_2 とする ($V_1 - V_2 = V_d$) と，印加電圧 $V_d = 0$ の場合，2 本のプローブは同電位となって電流が流れない．したがって，2 本のプローブとも電位的には図 2.15 で示される浮動電位 V_f の位置にくる． $V_d > 0$ のとき， V_1 は V_f より正の電位に， V_2 は V_f より負の電位にそれぞれずれ，プローブ電流が生じる．このとき， $I_1 = I_2$ を満たすように動くが，電子電流の増加はイオン電流の増加に比べて急であるため，プローブ電流の大きさは V_d が十分大きい範囲ではイオン電流によって制限される．このようにして得られる電流-電圧特性は図 2.16 の右半分のような曲線となる．2 本のプローブを入れ替えて考えることで， $V_d < 0$ の場合も同様な曲線を得るため，図 2.16 のような原点对称なダブルプローブの電流-電圧特性を得ることができる．

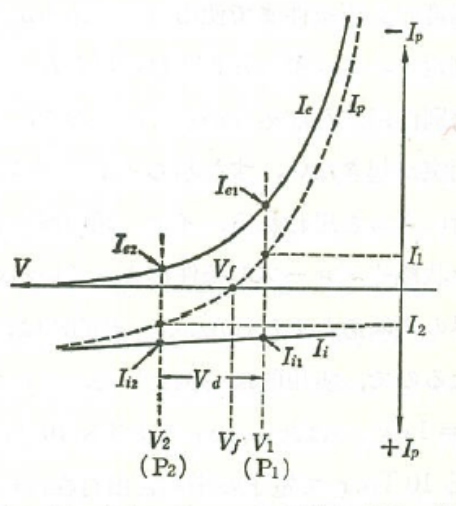


図 2.15 ダブルプローブの電流と電圧の関係 [23]

実際の測定では，2 本のプローブの空間電位が必ずしも等しくないこと，2 本のプローブを

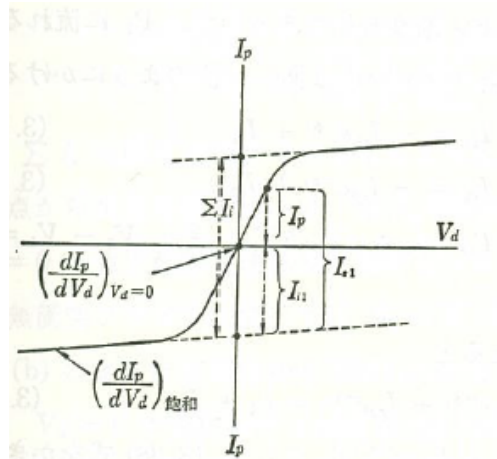


図 2.16 ダブルプローブの電流-電圧特性 [23]

厳密に同じ寸法に仕上げることが困難なことなどから，原点に対して非対称な図形となることもある．

2.4.2 電子温度と電子密度の導出法

電子温度 T_e と電子密度 n_e は，計測で得られた電流-電圧特性を以下で求める曲線でフィッティングすることで算出する．

プローブ電流は電子電流とイオン電流の和と表現できるので，

$$I_1 = +I_{e1} - I_{i1} = +I_{e0} \exp\left(\frac{eV_1}{kT_e}\right) - I_{i1} \quad (2.2)$$

$$I_2 = +I_{e2} - I_{i2} = +I_{e0} \exp\left(\frac{eV_2}{kT_e}\right) - I_{i2} \quad (2.3)$$

と書くことができる．ここで I_{e0} は $V_d = 0$ のときの電子電流の大きさ， k はボルツマン定数， T_e は電子温度である． $I_1 = I_2 = I_P$ ， $V_d = V_1 - V_2$ に注目すると，

$$I_p = -I_0 \tanh\left(\frac{eV_d}{2kT_e}\right) \quad (2.4)$$

となる．ここで I_0 は $I_0 = \Sigma I_i = I_{i1} + I_{i2}$ であり，つまりイオン電流を意味する．イオン電流 I_0 は，

$$I_0 = \kappa n_e e S \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \quad (2.5)$$

と書ける．ここで S はプローブ電極の表面積， m_i はイオン質量を表す． κ は T_i/T_e の関数であるが， T_i は T_e と比べて十分小さいと見なせ，このとき κ は 0.61 として計算した．

電子温度の単位をケルビン (K) から電子ボルト (eV) に変換した上で式 2.4，2.5 から I_0 を消すと，

$$I_p = -\kappa n_e e S \sqrt{\frac{e^3 T_e}{m_i}} \tanh\left(\frac{V_d}{2T_e}\right) \quad (2.6)$$

となる． I_p および V_d を計測し， T_e および n_e をパラメータにとってこの式でフィッティングすることで，電子温度と電子密度を算出することができる．

本研究では I_p および V_d を計測するために，図 2.17 のような回路を用いた．

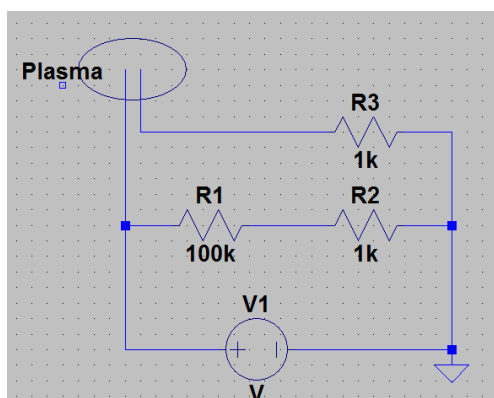


図 2.17 ダブルプローブ計測回路

電圧計により，抵抗 R_2 および R_3 の電圧を計測している．抵抗 R_1 ， R_2 および R_3 にかかる電圧をそれぞれ V_{R1} ， V_{R2} および V_{R3} ，電源電圧を V とすると，

$$V = V_d + V_{R3} = V_{R1} + V_{R2} \quad (2.7)$$

$$I_p = \frac{V_{R3}}{R_3} \quad (2.8)$$

となるため、

$$V_d = \frac{R_1 + R_2}{R_2} V_{R2} - V_{R3} \quad (2.9)$$

となり、ダブルプローブの電流-電圧特性が得られる。以上のようにして局所的な電子温度と電子密度を見積もることができる。

第 3 章

ECRH による高 β プラズマの生成 と電子温度特性

ECRH には 8.2GHz ミリ波ビームを入射している．偏波は O-mode と X-mode 入射が存在し，先の研究から X-mode 入射の方が高密度プラズマ生成に適しているという結果が得られている [18]．

3.1 高 β プラズマ中での電子温度測定

RT-1 では電子温度を見積もるために軟 X 線の計測を行っており，検出器から得られた軟 X 線スペクトルを解析するには検出器の量子効率とベリリウムの透過率の補正を行わなければならない．図 3.1 に実際の検出器で得られたスペクトルを示す．横軸のエネルギー値は Am 線源により校正した値を用いている．縦軸のカウント数は検出器の検出効率のエネルギー依存性とベリリウムの透過率により補正している [図 2.7]．

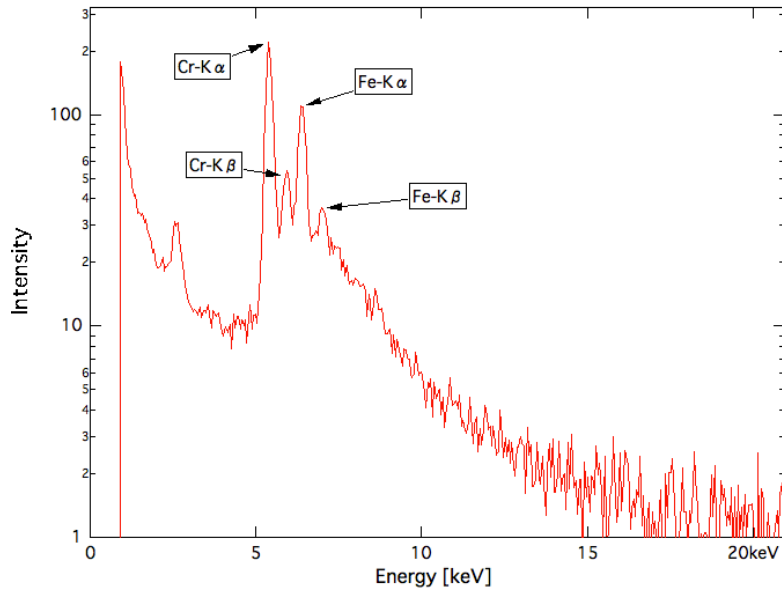


図 3.1 Be の透過率と検出器効率で補正した X 線スペクトル分布

図 3.1 中のピークは Cr と Fe の特性 X 線である．これらは高温電子がステンレスの支持構造物や真空容器との衝突により発生したものと考えられる．電子密度が低い場合 (1mPa 程度) にはこの特性 X 線がスペクトルに見られるが，電子密度が上がるにつれ，制動放射による X 線の割合が高くなってくる．

3.1.1 高温成分と低温成分の電子温度

実際に得られたスペクトルにおいて，式 2.1 でフィッティングすることにより電子温度を求めた．電子温度を見積もる際，そのスペクトルの傾きが 2 種類あることがわかった．その 2 つの傾きがそれぞれ ECRH により発生する高エネルギー成分 T_{eh} ・低エネルギー成分 T_e であると考え，それらを見積もったグラフを以下に示す．

このときの T_{eh} , T_e はそれぞれ 9.0[keV] , 0.81[keV] となった．ただし，低温成分は Si 検出器のノイズから生じるものである可能性もあるため，参考値として考えている．このときのガス種や ECRH パワーの条件なども図 3.2 に示している．

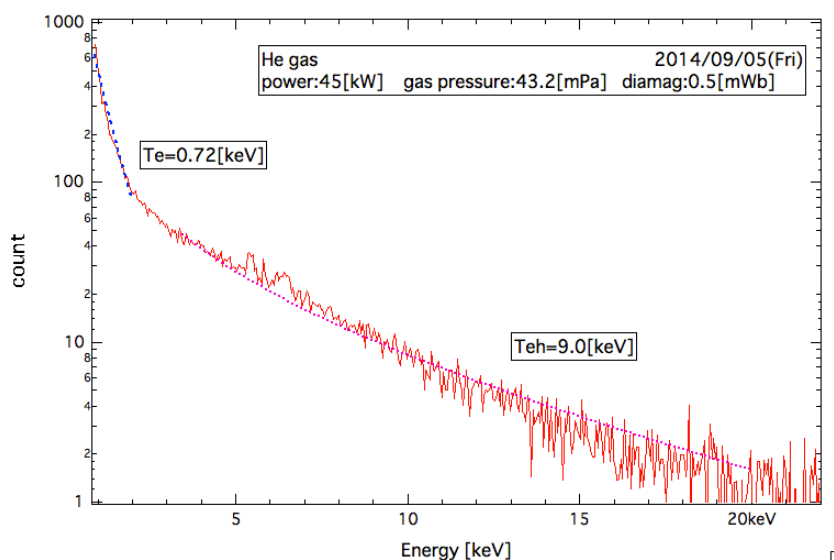


図 3.2 低温成分と高温成分の電子温度のフィッティング

3.1.2 電子温度の ECRH パワー依存性

水素プラズマにおいて，軟 X 線から求めた電子温度の ECRH パワー依存性について調べた

(図 3.3)．水素ガス圧は 4.3 mPa 一定とした．

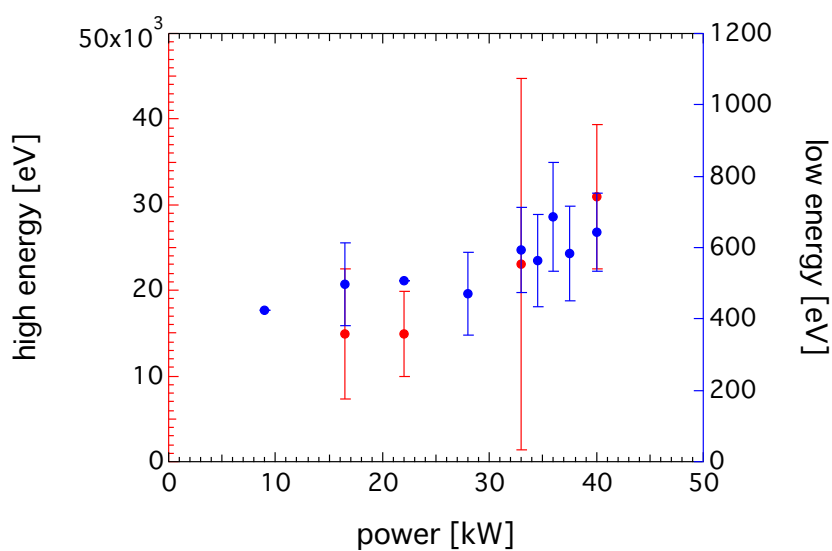


図 3.3 低温成分と高温成分の電子温度の ECRH パワー依存性

ECRH の出力が上がると、高エネルギー成分の電子温度が上がり、低エネルギー成分の電子温度はあまり変化しないという結果が得られた。これは ECRH のパワーが主に高エネルギー成分の電子に吸収され、低温電子との相互作用にはあまり寄与していないことを示している。

3.1.3 電子温度のガス圧依存性

続いて、ECRH の出力を 44kW とした場合の高温と低温成分の電子温度のガス圧依存性を以下に示す。高エネルギー成分の電子温度について、プラズマのカットオフ密度を越えて

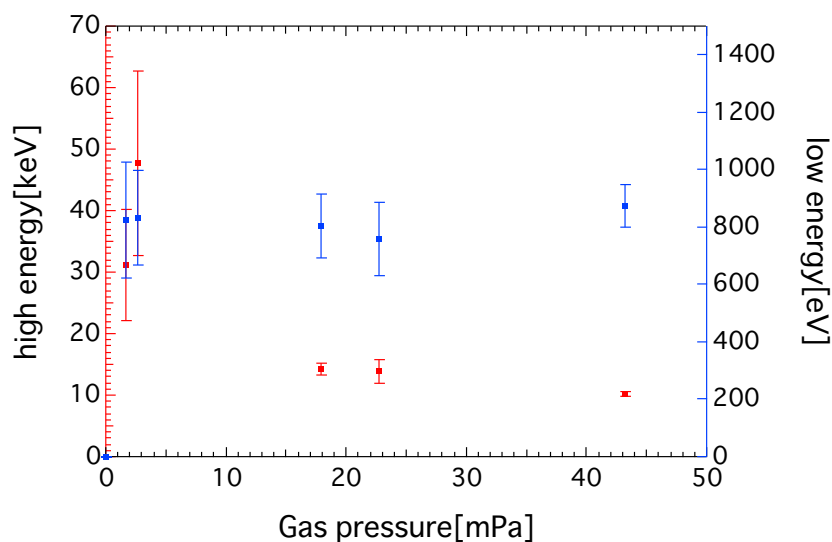


図 3.4 低温成分と高温成分の電子温度のガス圧依存性 (反磁性信号強度は左から、3.9, 4.0, 1.6, 1.1, 0.49[mWb] である)

からガス圧を上げると電子温度が低くなるという結果が得られた。これはプラズマの密度がカットオフを越えて一定のとき、ガス圧が高くなるにつれて粒子 1 個あたり与えられるパワーが減少してしまうことが原因と考えられる。高エネルギー成分の電子温度の変化が、反磁性信号強度と連動していることから反磁性信号は高エネルギー成分の電子に依存していることも確認できた。また、こちらについても低エネルギー成分の電子温度については明確な依存性は得られなかった。

次に、不純物として検出される Fe や Cr の強度のガス圧依存性をまとめたものを以下に示す。

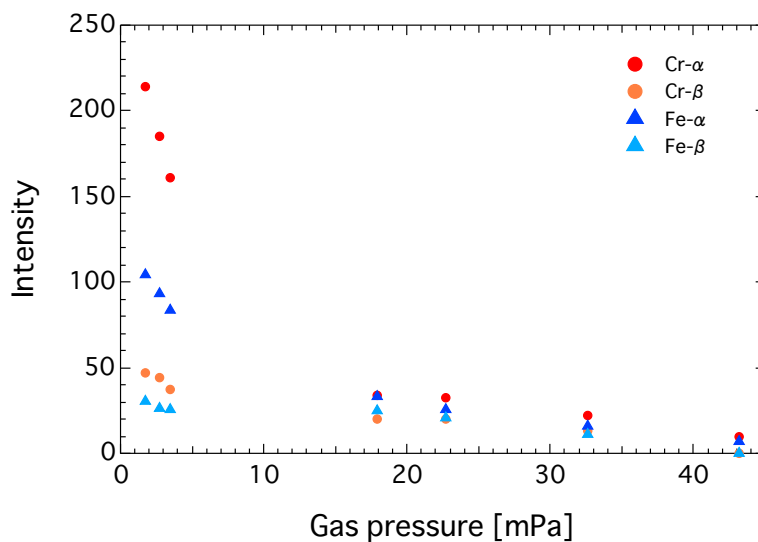


図 3.5 不純物の特性 X 線強度のガス圧依存性

不純物の特性 X 線はガス圧をあげるにつれて検出されなくなることがわかった。このことは、電子密度が高くなると高エネルギー電子が粒子衝突により減速されるためであると考えられる。また、その代わりに低温電子もしくはイオンの加熱にパワーが奪われるものとも考えられる。

第 4 章

ICRF 加熱によるプラズマ加熱とその特性

4.1 光電界センサシステムを用いた ICRF 加熱の評価

4.1.1 slow wave による ICRF 加熱の原理

RT-1 では slow wave による ICRF 加熱，つまりビーチ加熱によってイオンの温度を上げる実験を行っている．以下にその原理を示す．

一様なプラズマ中を伝搬する波動の角周波数，電場，磁場や波数ベクトルを考慮すると，マクスウェルの式より，

$$\mathbf{N} \times (\mathbf{N} \times \mathbf{E}) + \mathbf{K} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (4.1)$$

の波動方程式が導かれる．また，屈折率や誘電テンソルなどは以下の式で表される．

$$\mathbf{N} \equiv \frac{\mathbf{k}c}{\omega} \quad (4.2)$$

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} K_{\perp} - N^2 \cos^2 \theta & -iK_{\times} & N^2 \sin \theta \cos \theta \\ iK_{\times} & K_{\perp} - N^2 & 0 \\ N^2 \sin \theta \cos \theta & 0 & K_{\parallel} - N^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

$$K_{\perp} = 1 - \frac{\Pi_i^2}{\omega^2 - \Omega_i^2} - \frac{\Pi_e^2}{\omega - \Omega_e^2} \quad (4.4)$$

$$K_{\times} = -\frac{\Pi_i^2}{\omega^2 - \Omega_i^2} \frac{\Omega_i}{\omega} - \frac{\Pi_e^2}{\omega - \Omega_e^2} \frac{\Pi_e}{\omega} \quad (4.5)$$

$$K_{\parallel} = 1 - \frac{\Pi_e^2 + \Pi_i^2}{\omega^2} \simeq 1 - \frac{\Pi_e^2}{\omega^2} \quad (4.6)$$

ここで、磁場や電場、波数ベクトルの関係を図 4.1 のようにみなし、波が伝わる方向と磁場の方向とのなす角を θ としている。そして、磁場と垂直に伝搬する波 ($\theta = \pi/2$) や磁場と平行に伝搬する波 ($\theta = 0$) の場合について考察する。

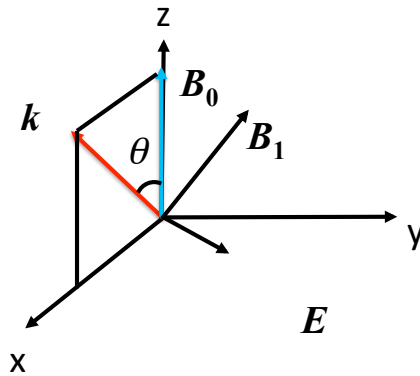


図 4.1 磁場、電場と波数ベクトルの関係

(1) 磁場と垂直に伝搬する波 ($\theta=\pi/2$) の場合, 式 4.1, 4.3 から以下の分散式が得られる.

正常波 (O-mode) :

$$\frac{\omega^2}{c^2 k_{\parallel}^2} = 1 + \frac{\Pi_e^2}{c^2 k_{\perp}^2} \quad (4.7)$$

異常波 (X-mode) :

$$\frac{\omega^2}{c^2 k_{\parallel}^2} = \frac{\omega^4 - (\Omega_i^2 + \Omega_e^2 + \Pi_e^2)\omega^2 + \Omega_i^2\Omega_e^2 - \Pi_e^2\Omega_i\Omega_e}{(\omega^2 - \omega_L^2)(\omega^2 - \omega_R^2)} \quad (4.8)$$

ただし, ω_R と ω_L は次式で与えられる.

$$\omega_R = \frac{\Omega_e}{2} + \left[\left(\frac{\Omega_e}{2} \right)^2 + \Pi_e^2 + |\Omega_e\Omega_i| \right]^{\frac{1}{2}} > 0 \quad (4.9)$$

$$\omega_L = -\frac{\Omega_e}{2} + \left[\left(\frac{\Omega_e}{2} \right)^2 + \Pi_e^2 + |\Omega_e\Omega_i| \right]^{\frac{1}{2}} > 0 \quad (4.10)$$

式 4.7, 4.8 はそれぞれ正常波 (O-mode), 異常波 (X-mode) と呼ばれ, その分散関係を図 4.2 に示す.

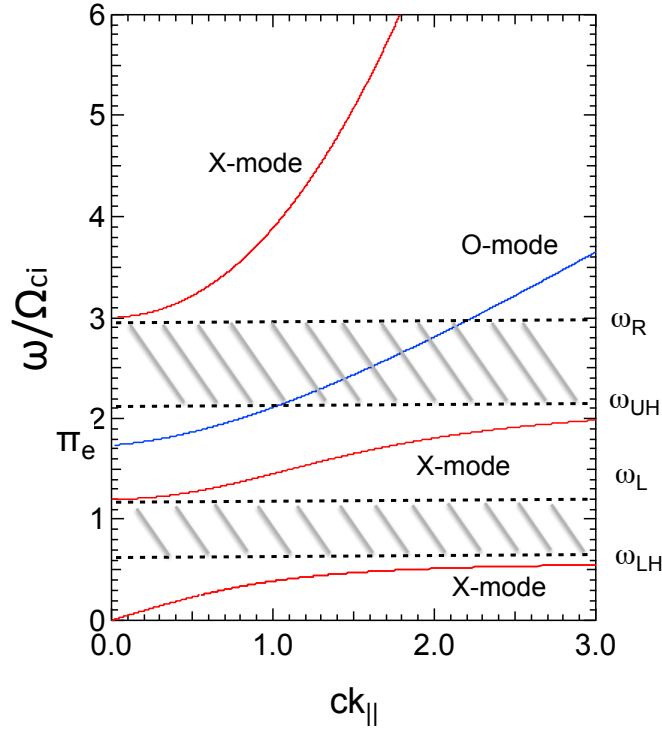


図 4.2 磁場と垂直に伝わる波 ($\theta=\pi/2$) の分散関係図 [24, 25]

(2) 磁場と平行に伝搬する波 ($\theta=0$) の場合, $K_{\parallel} = 0$, $N^2 = R$, $N^2 = L$ に対応させること

で以下の分散式を得る .

R 波 :

$$\frac{\omega^2}{c^2 k_{\parallel}^2} = \frac{1}{R} = \frac{(\omega - \Omega_i)(\omega - \Omega_e)}{\omega^2 - \omega\Omega_e + \Omega_e\Omega_i - \Pi_e^2} = \frac{(\omega + |\Omega_i|)(\omega - \Omega_e)}{(\omega - \omega_R)(\omega + \omega_L)} \quad (4.11)$$

L 波 :

$$\frac{\omega^2}{c^2 k_{\parallel}^2} = \frac{1}{L} = \frac{(\omega + \Omega_i)(\omega + \Omega_e)}{\omega^2 + \omega\Omega_e + \Omega_e\Omega_i - \Pi_e^2} = \frac{(\omega - |\Omega_i|)(\omega + \Omega_e)}{(\omega - \omega_R)(\omega + \omega_L)} \quad (4.12)$$

式 4.11, 4.12 はそれぞれ速波 (fast wave), 遅波 (slow wave) と呼ばれる . また, 波動方程式

の y 成分を考えると，速波と遅波はそれぞれ右回り円偏波，左回り円偏波であることがわかる．

遅波 (slow wave) について考えると，アンテナにおいて励起された波動は磁力線方向に伝搬し，イオンサイクロトロン共鳴層の位置では slow wave の左回り円偏波 (L-wave) 成分が減衰する．そのエネルギーをイオンに付与する．これをイオンサイクロトロン減衰と呼び，slow wave を用いたイオン加熱の原理である [24, 25]．その分散関係を図 4.3 に示す．

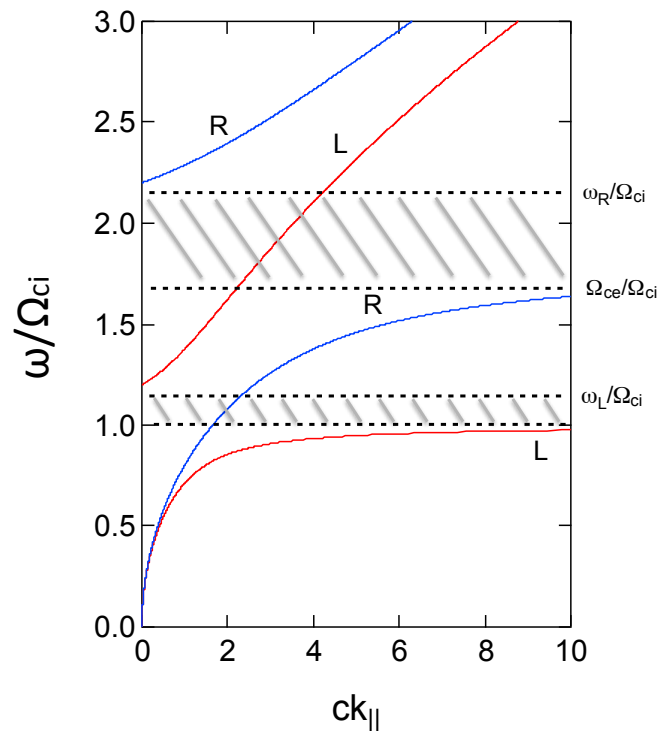


図 4.3 磁場と平行に伝わる波 ($\theta=0$) の分散関係図 [24, 25]

図 4.3 からわかるように，弱磁場側から伝搬する slow L-wave はイオンサイクロトロン共鳴層に到達する前にカットオフ層が存在し，イオンサイクロトロン共鳴層まで伝搬することができない．従って，強磁場側からイオンサイクロトロン共鳴層へ伝搬させる必要があることが分かる．この強磁場側からの slow-L wave を使った加熱手法をビーチ加熱と呼ぶ [16]．古くは stellarator の高周波加熱手法として研究が進められてきたが，トカマクやヘリカルなどのトロ

イダル系装置では高密度加熱を行うことができないため、磁力線を横切る波動伝搬が可能な速波によるイオン加熱が主流である。しかし、RT-1のような磁気圏型装置においては磁力線はポロイダル方向に伸びているため、通常のトロイダル系装置における課題は大きな問題点とはならない可能性がある。

4.1.2 ICRF アンテナの開発とそれぞれの特徴

RT-1 では、ICRF 加熱のために複数の ICRF アンテナを設計・製作している。今までに、

- 3 turn-loop antenna
- cap-shape antenna
- double-loop antenna

が作られ、現在は double-loop antenna を ICRF 加熱用に用いている。それぞれのアンテナについて、電界の伝搬特性を光電界センサシステムを用いて調べた。以下にそれぞれのアンテナの写真を示す。

3 turn-loop antenna は、Series にそれぞれのループアンテナが結合された初期アンテナである。アンテナを保護するためにファラデーシールドを取り付けている。イオン温度が変化する兆候は観測されたが、より効率の良い加熱を目指して、cap-shape antenna が設計された。このアンテナは磁力線に垂直な E_{θ} を励起するループ部と磁力線に沿う E_{\parallel} を励起する cap 部を組合わせたループアンテナである。 E_{\parallel} 部を追加することで電子へのパワー吸収の効率を高めることを目的としている。Double-loop antenna は、初期ループアンテナと比較しプラズマとアンテナ間の距離を近くし、IC 共鳴層へも近づけることでイオンへの吸収を高めた設計になっている。

1. 3 turn-loop antenna

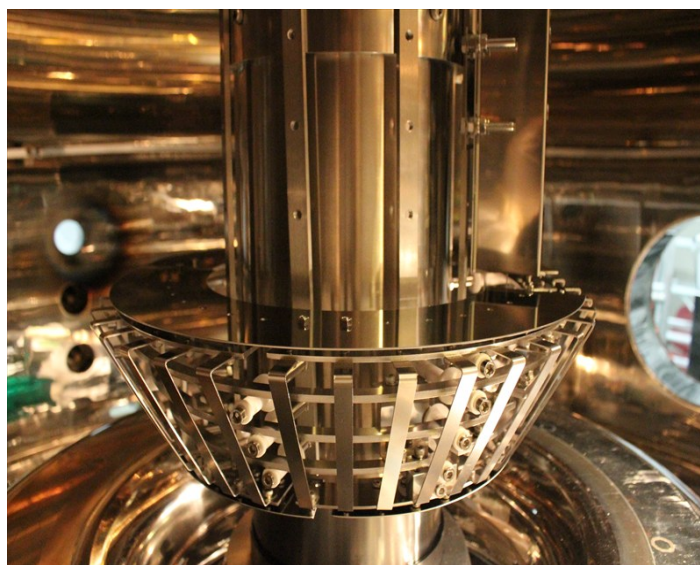


図 4.4 3 turn-loop antenna(アンテナの周りにプラズマをシールドするファラデーシールドが取り付けられている)

2. cap-shape antenna



図 4.5 (cap-shape) antenna(loop antenna の間に6つの (cap-shape) が備え付けられている)

3. double-loop antenna



図 4.6 double-loop antenna(上下に二つの loop antenna を設置している)

4.1.3 ICRF アンテナのインピーダンス整合調整

ICRF 加熱装置ではアンテナのインピーダンス (数 Ω) と伝送ラインのインピーダンス (50Ω) が異なるため、インピーダンス整合が必要であり、良い整合を保つことで反射電力を小さく抑え、大パワーの入射が可能となる。ICRF 加熱機構の回路図を以下に示す。

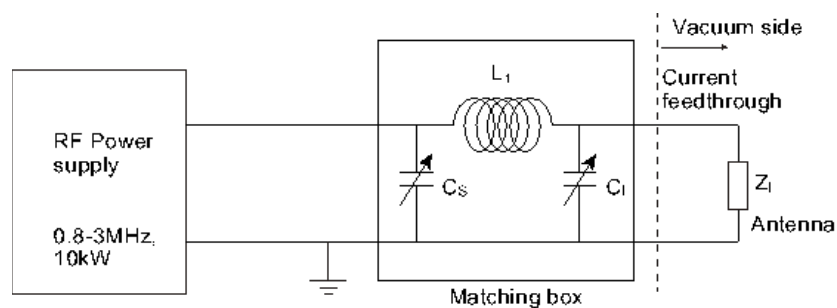


図 4.7 ICRF 加熱機構の回路図

入射パワーを最大にし、反射のパワーを最小に抑えるために、実際にはマッチングボックス内の電源側のコンデンサ C_S とアンテナ側の C_I を調整する必要がある。ICRF の周波数やプラズマが存在する状態においてもアンテナ側のインピーダンスが変化するため、様々な放電条件においてマッチングを調整しなければならない。現在用いられている double-loop antenna について、ネットワークアナライザを用いて反射波強度が最も低くなる C_S と C_I の条件を調べた。その結果を図 4.8 に示す。

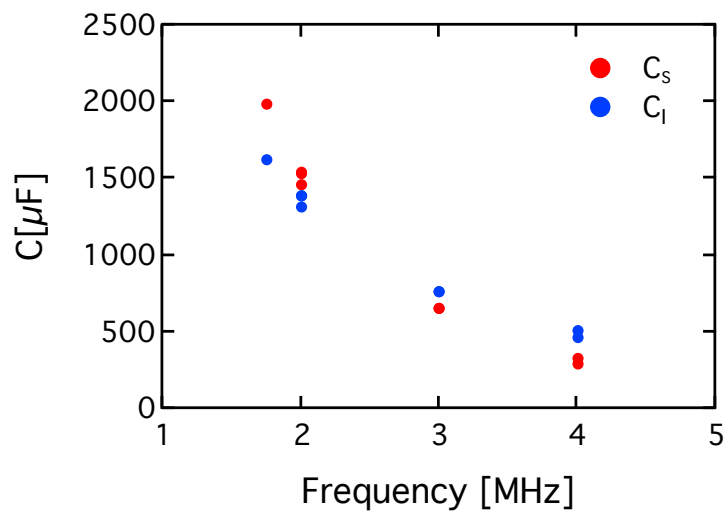


図 4.8 double-loop antenna のアンテナ整合に必要な 型マッチング回路内のコンデンサ容量

図 4.8 のようにマッチング回路内のコンデンサ容量を設定し、各周波数におけるアンテナのインピーダンス整合調整を行うことで反射波を 10% 程度以下に抑えることができた。また、周波数を上げるにつれて、それぞれの C の値が下がるという傾向を得ることもできた。この値を参考にして、プラズマ中においても電子密度変化によるインピーダンスの変化による反射電力の低減のためのマッチング調整を行った。

4.2 電磁波解析コード (TASK/WF) による波動伝搬吸収特性解析

4.2.1 RT-1 内部のシミュレーションモデル

TASK(Transport Analyzing System for tokamaK) コードは、プラズマにおける平行、輸送、波動伝搬、速度分布を解析するコード群である。TASK/WF コードは有限要素法を用いた波動解析コードであり、トロイダル方向をフーリエ解析している [27]。TASK コードは主にトカマクプラズマにおける波動解析に用いられるが、本研究では、2次元 XY 座標において RT-1 の真空容器内の構造と浮上コイル、ダイポール磁場、密度分布を組み入れ、プログラムを実行している。また、シミュレーション開始時、RT-1 内部の浮上した超電導コイル構造を TASK/WF コードで再現することが困難であったが、真空容器内部に金属導体と同じ媒質を設置することで浮上コイルを再現することを可能にした。その様子を図 4.9 に示す。

図 4.9 のようなモデルを使い、電磁波伝搬と吸収のための波動解析を行った。密度は磁力線上で一定にしており、最外殻磁気面より外側では密度を一定にしている。 θ 方向における電界分布の計算例を以下に示す (図 4.10)。

4.3 大気中における電界計測とシミュレーション結果との比較

各 ICRF アンテナから放射される RF 電場を大気中において計測し、TASK/WF コードで計算した電場との比較を行った。また、それぞれのアンテナの特性を知るためにパワー吸収の電子密度依存性についても調べた。

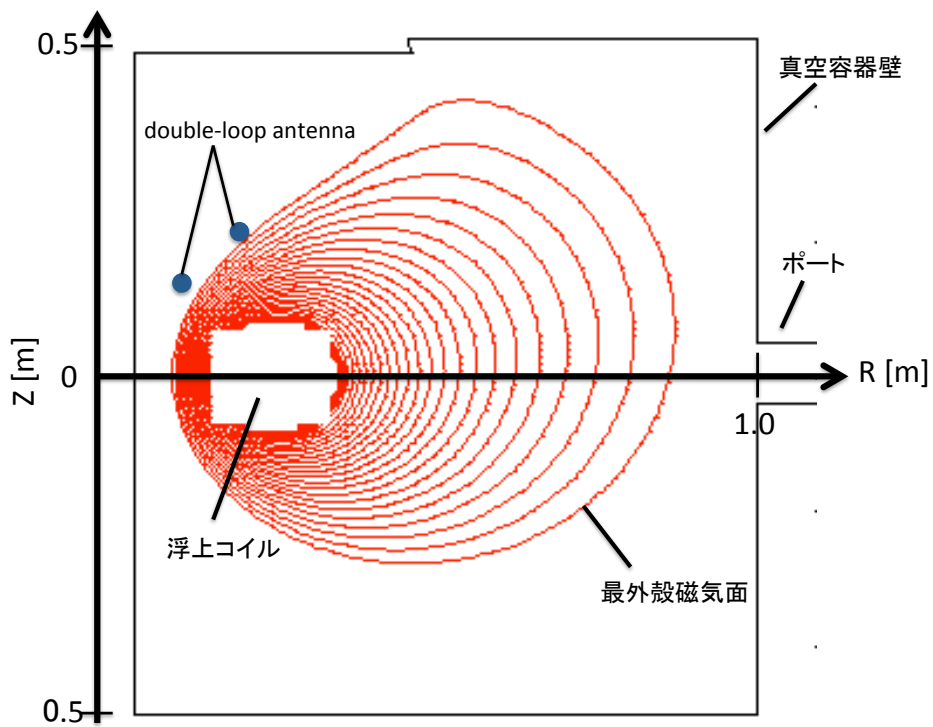


図 4.9 浮上コイルを再現した RT-1 内部の構造と磁力線 (浮上コイルの部分金属導体となっている)

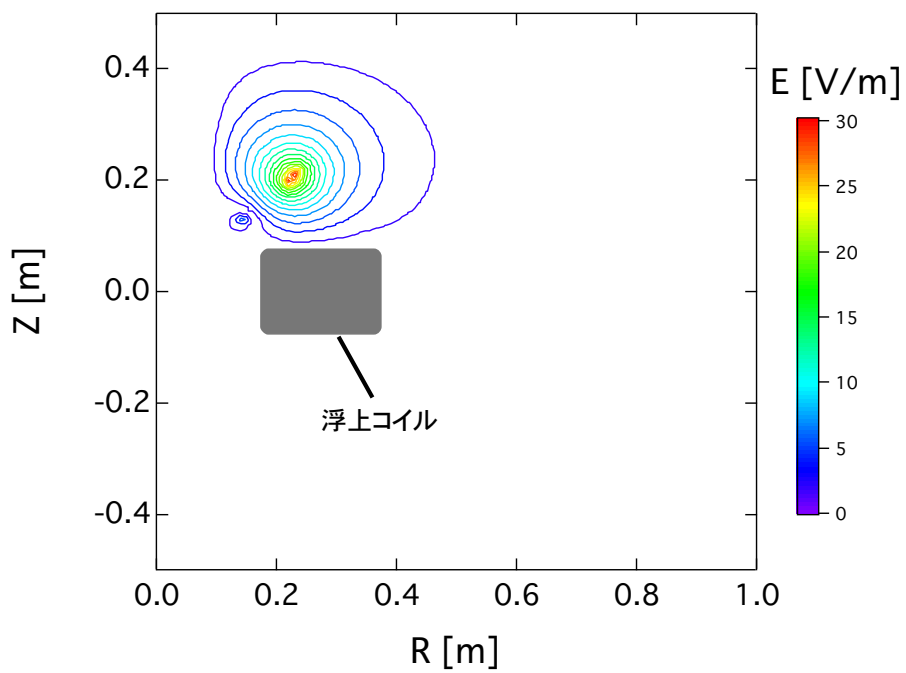


図 4.10 θ 方向における電界分布の計算例

1. 3 turn-loop antenna

下図に示すように、 $R=0.26[m]$ の位置において電界センサを真空容器真上から Z 軸に沿って挿入した (図 4.11) . 以下にその計測結果とシミュレーション結果を示す .

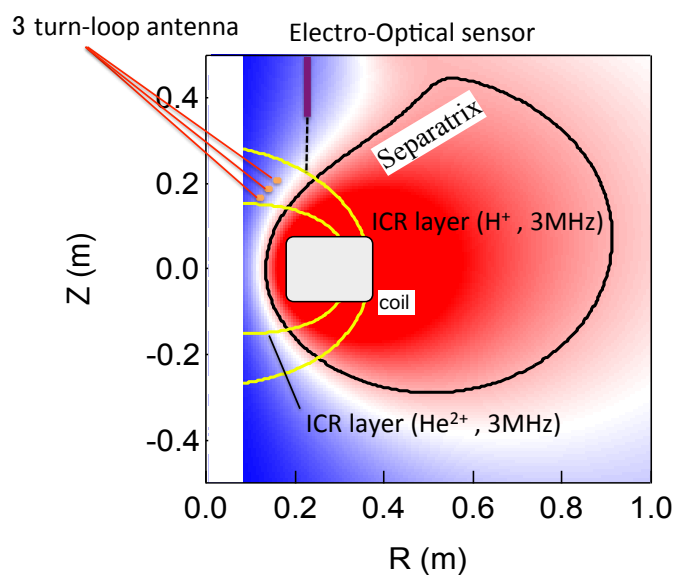


図 4.11 3 turn-loop antenna と計測位置

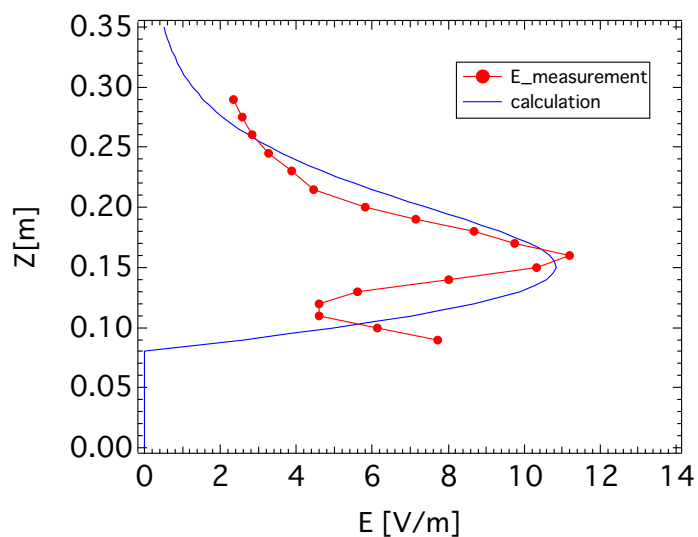


図 4.12 3 turn-loop antenna における電界計測結果とシミュレーション結果

図 4.11 より，電場強度は $Z=0.16[\text{m}]$ 付近（アンテナ付近）で電場強度が最大となる結果が得られた．シミュレーション結果と比較すると，電場強度のピークの位置と強度はほぼ一致していることがわかった． $Z=0.1[\text{m}]$ 以下に注目すると，実測値では電場強度が上がっているのに対して，TASK による計算では Z が小さくなっても電界強度は変わらずに下がっている．実測値で電場があがるのは， $Z=0.75[\text{m}]$ の位置に浮上コイルがあり，その金属導体から反射した電場のせいだと考えられる．

続いて，プラズマ中におけるイオンのパワー吸収をシミュレーションした結果を示す．また，計算条件については表にまとめた．

表 4.1 吸収分布図のシミュレーションにおける計算条件

周波数	3MHz
高周波電流	1A
中心電子密度	$1 \times 10^{18}[\text{m}^3]$
周辺電子密度	$1 \times 10^{15}[\text{m}^3]$
中心磁場強度	1.2T

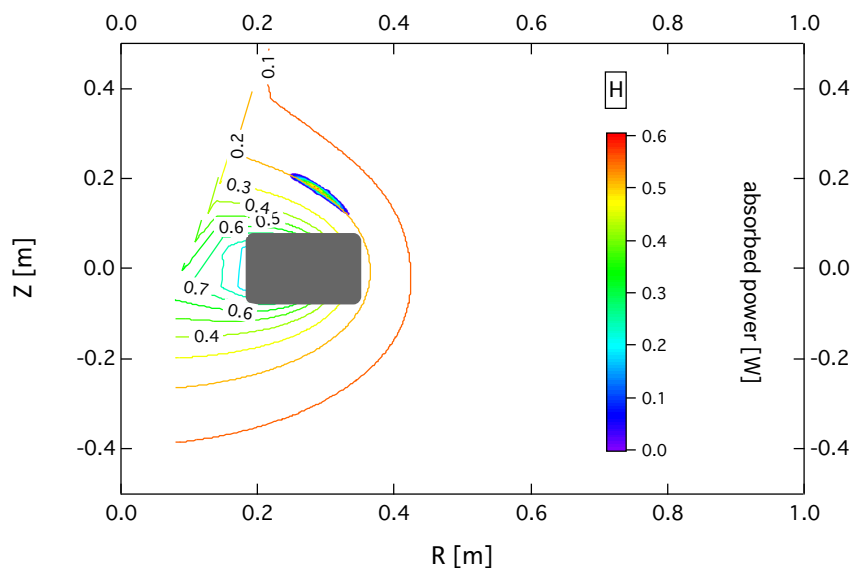


図 4.13 水素イオンの吸収分布図

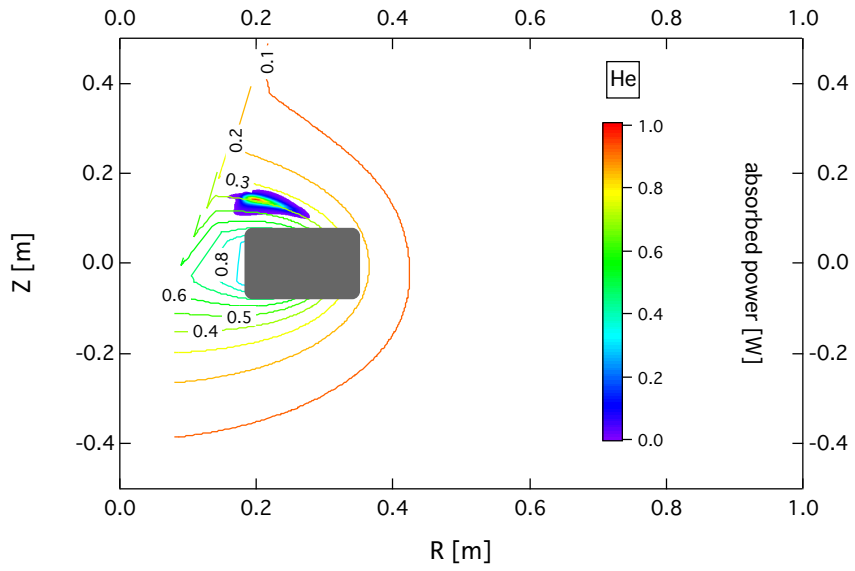


図 4.14 ヘリウムイオンの吸収分布図

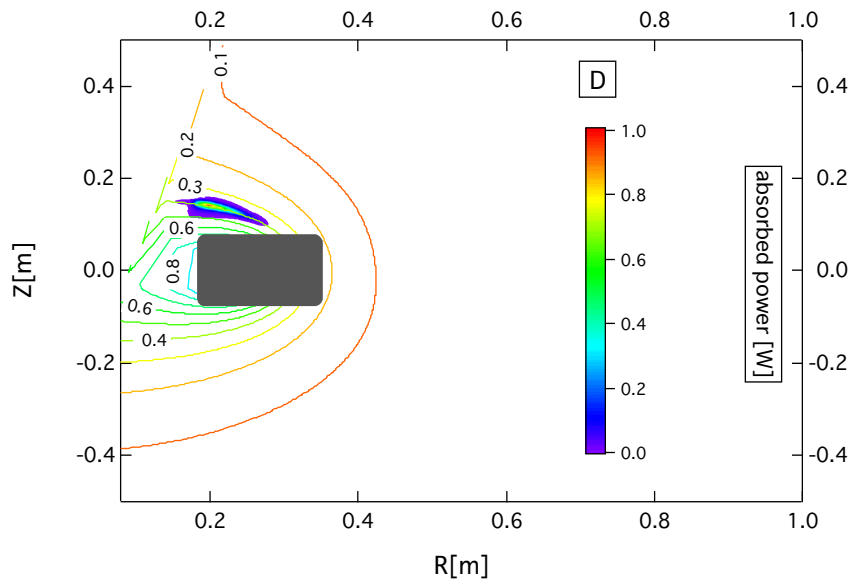


図 4.15 重水素イオンの吸収分布図

水素に比べてヘリウムと重水素が内側のイオンサイクロトロン共鳴層で吸収していることが確認でき、水素よりもヘリウムや重水素の方が多くのパワーを吸収していることが分かる．続いて、各イオンにおける吸収パワーの電子密度依存性についてシミュレーションした結果を示す．周波数：3MHz，高周波電流：1A で計算した．

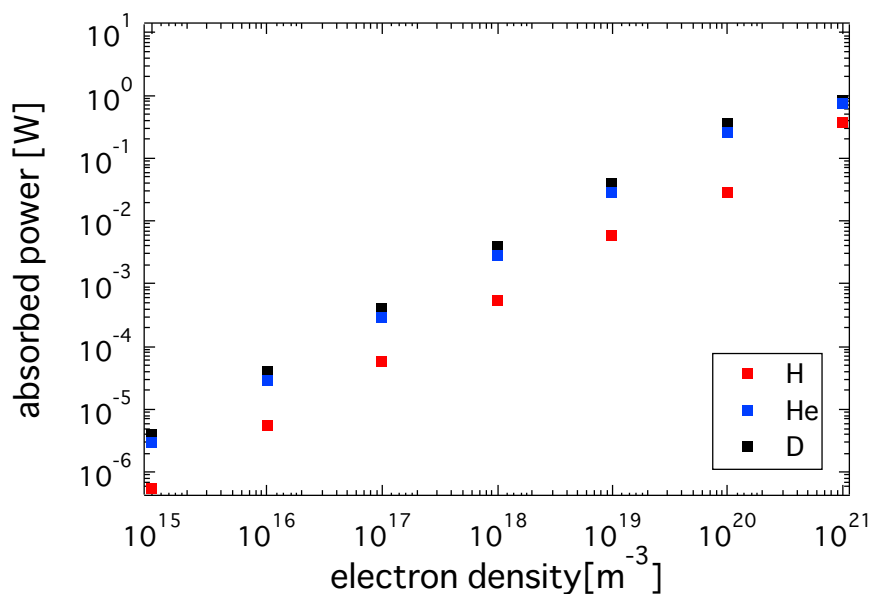


図 4.16 3 turn-loop antenna におけるパワー吸収の電子密度依存性

各イオンのパワー吸収は密度に大きく依存する結果が得られた．この結果からも吸収パワーの大きさは $D > He > H$ となっている．各イオン種によって吸収パワーが違うのは重水素やヘリウムのイオンサイクロトロン共鳴層が水素よりもアンテナに近いいため重水素やヘリウムの吸収の方が大きくなっていると考えられる．現在，RT-1 における密度のオペレーション領域は最大 18 乗までであるが，より電子密度を上げることでイオンの吸収が大きくなるという結果が得られた．

2. (cap-shape) antenna

(cap-shape) antenna における計測の際にも 3 turn-loop antenna と同様に $R=0.26[m]$ の位置で Z 軸に沿って計測した (図 4.17) ．

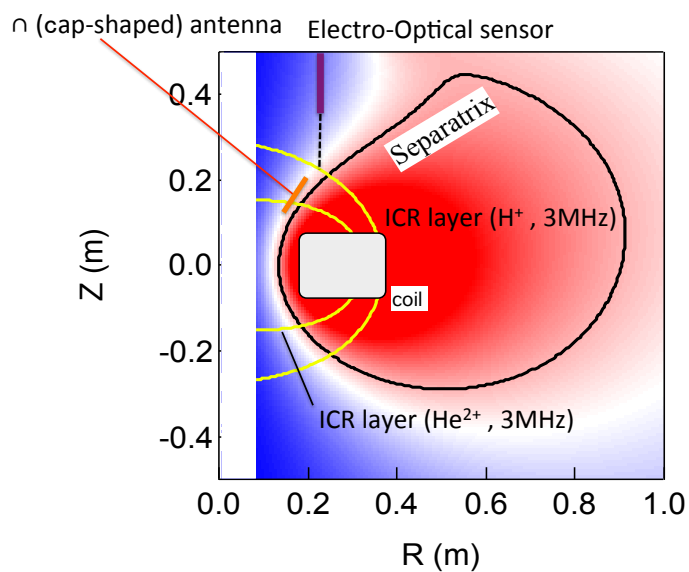


図 4.17 (cap-shape) antenna と計測位置

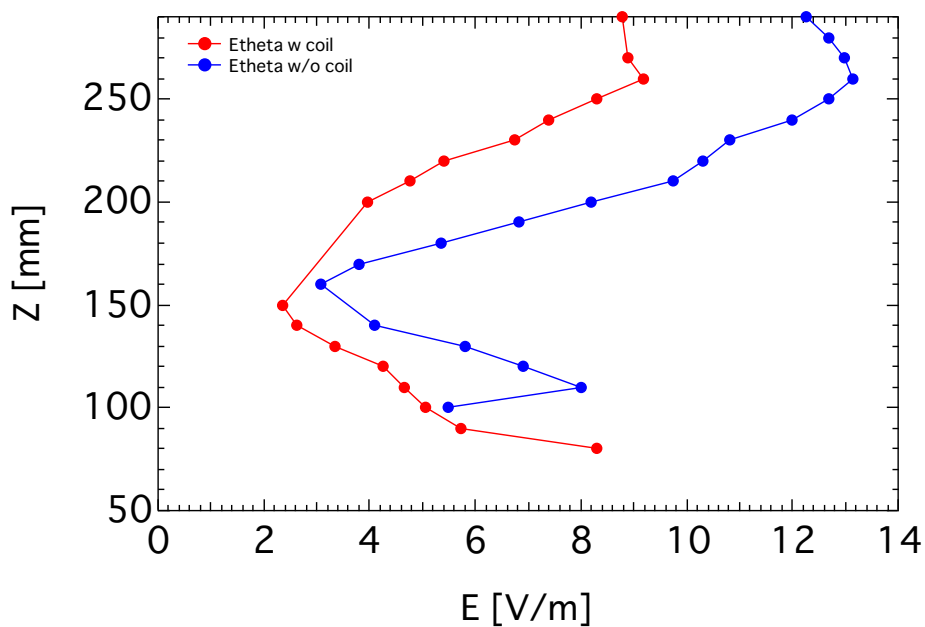


図 4.18 (cap-shape) antenna における電界計測結果 (θ 方向)

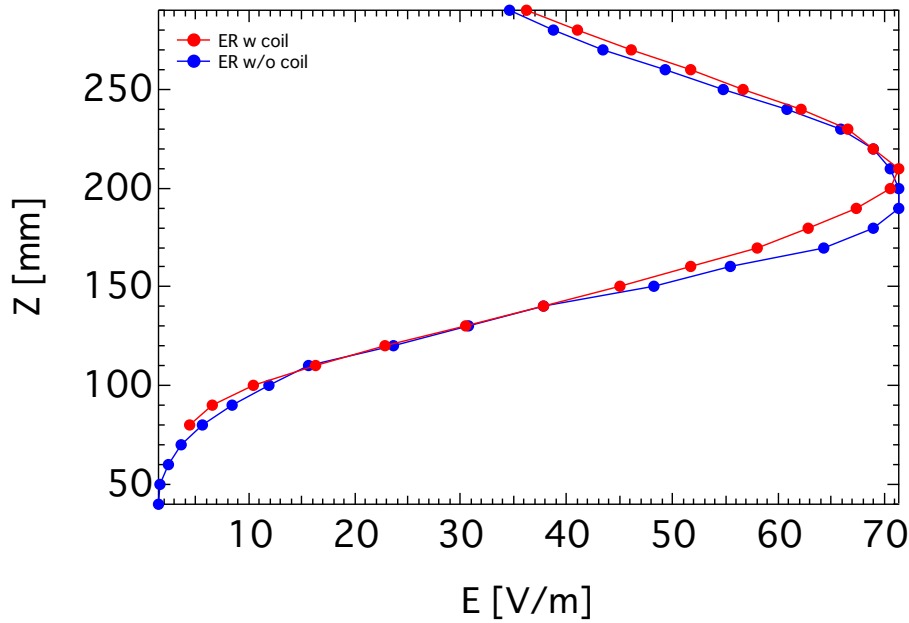


図 4.19 (cap-shape) antenna における電界計測結果 (R 方向)

図 4.18 から、こちらでも浮上コイルがある場合ではコイル表面で電界が上がるという結果が得られた。図 4.19 ではその傾向は見られなかったため、 θ 方向の反射が強いことがわかった。(cap-shape) antenna の構造を TASK/WF で再現するのは困難であったため、正確な電場分布をシミュレーションをすることができなかった。そこで、代わりに Λ の形状を 6 周期として配置したアンテナを簡易モデルとして入力し、パワー吸収の電子密度依存性を計算した。周波数 3MHz、高周波電流 1A とし、水素イオンと電子の吸収電力について計算した。その結果を以下に示す。

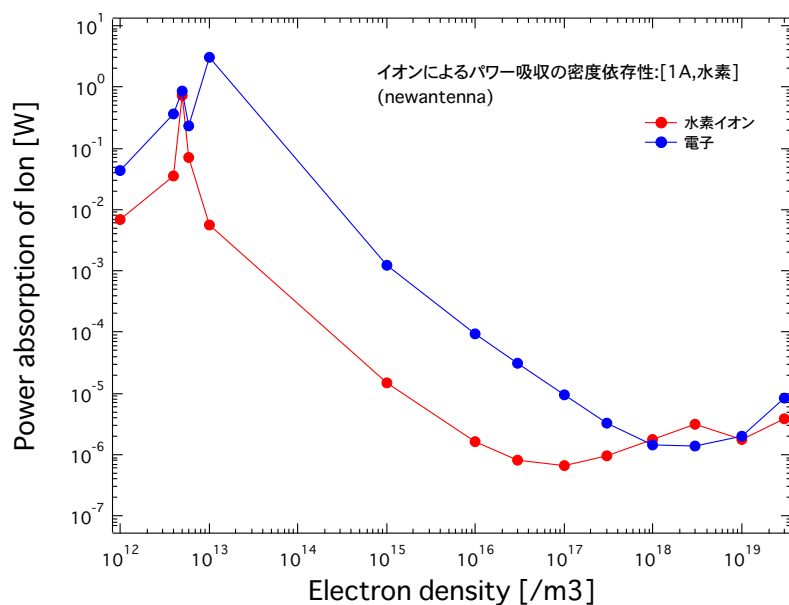


図 4.20 (cap-shape) antenna におけるパワー吸収の電子密度依存性

図 4.20 より，電子密度が低くなるにつれてイオンと電子のパワー吸収が良くなることがわかった．また，全体的にイオンの吸収よりも電子の吸収の方が多いという結果になった．これはアンテナに流れる電流に Z 方向の成分があり，その方向の電場がランダム減衰して電子にパワーを与えているためだと思われる．このアンテナ特性から，イオンへのパワー寄与が少ないということがわかった．

3. double-loop antenna

double-loop antenna における計測の際にも同様に $R=0.26[m]$ の位置で Z 軸に沿って計測した (図 4.21)．しかし，この位置では $Z=0.21$ 付近にある上方のループアンテナと重なるため，計測範囲をある程度限定した．以下にその結果を示す．

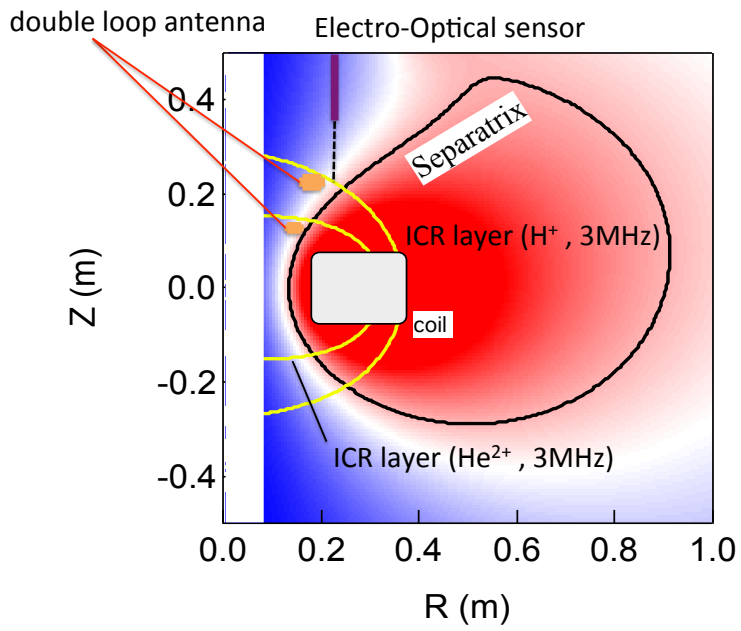


図 4.21 double-loop antenna と計測位置

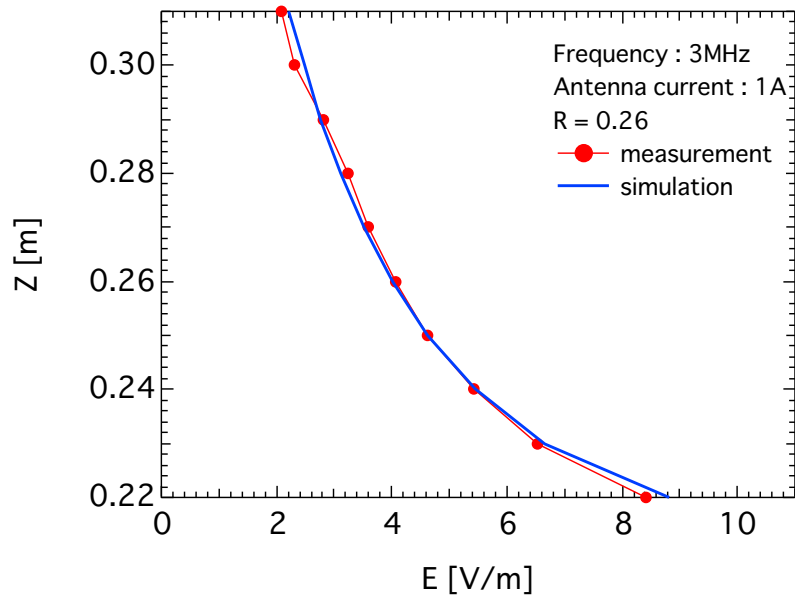


図 4.22 double-loop antenna における電界計測結果 (θ 方向)

図 4.22 より，計測結果とシミュレーション結果においてかなり良い一致を得ることができた．アンテナ付近で電場の計測値が上がっているのは，上方のアンテナに厚みがあるためだと思われる．シミュレーションではアンテナは点線のループアンテナの構造となっている．

double-loop antenna の加熱特性を調べ，最もイオンパワー吸収効率が良い条件を電子密度依存性として調べた．ここで，イオンサイクロトロン共鳴層とアンテナ位置の関係から， He^+ ， He^{2+} ， H^+ とともに周波数は 2MHz により計算した．ただし， H^+ に関しては 3MHz の方が上側ループアンテナ位置にイオンサイクロトロン共鳴層が近くなるので，吸収効率は良くなると考えられる．高周波電流は 1A で計算し，以下にその結果を示す．

1. 周波数：2MHz

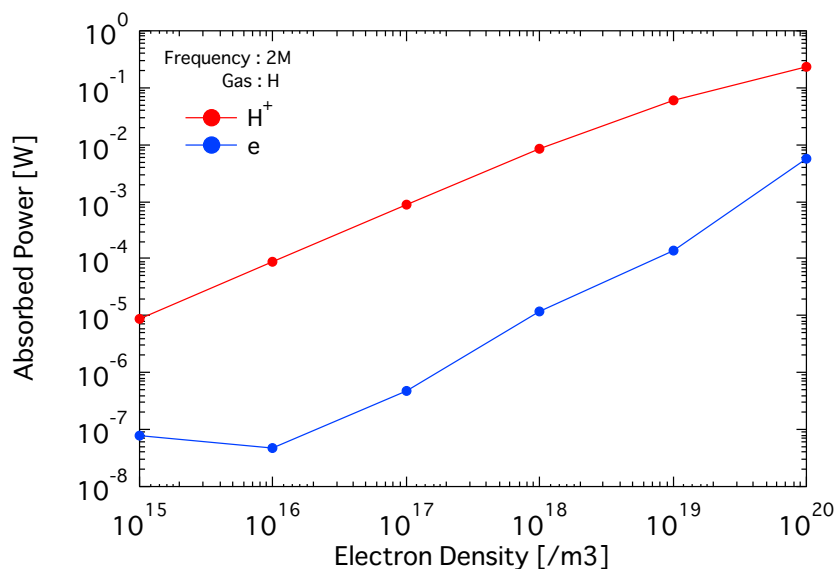


図 4.23 水素プラズマによるパワー吸収の密度依存性 (2MHz)

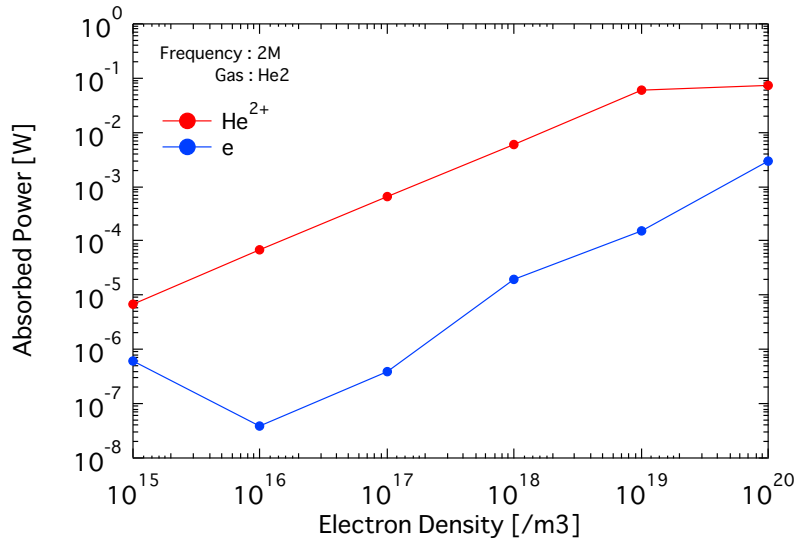


図 4.24 He²⁺ プラズマによるパワー吸収の密度依存性 (2MHz)

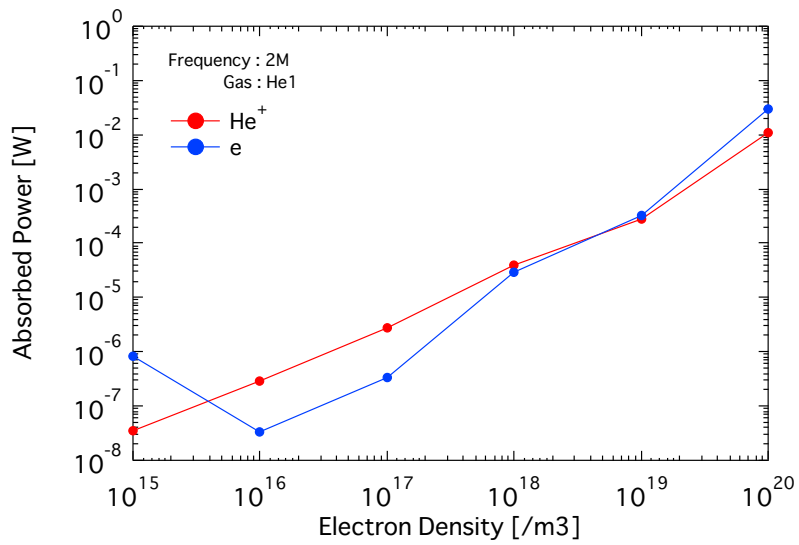


図 4.25 He⁺ プラズマによるパワー吸収の密度依存性 (2MHz)

図 4.23 , 4.24 , 4.25 から , 周波数が 2MHz の場合のイオンによるパワー吸収は $\text{He}^{2+} \geq \text{H}^+ > \text{He}^+$ の順番で良くなっていることがわかった .

2. 周波数：3MHz

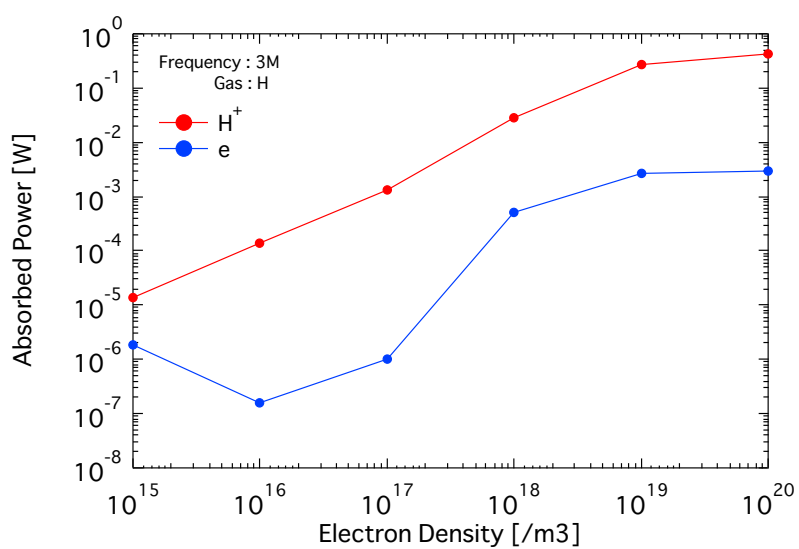


図 4.26 水素プラズマによるパワー吸収の密度依存性 (3MHz)

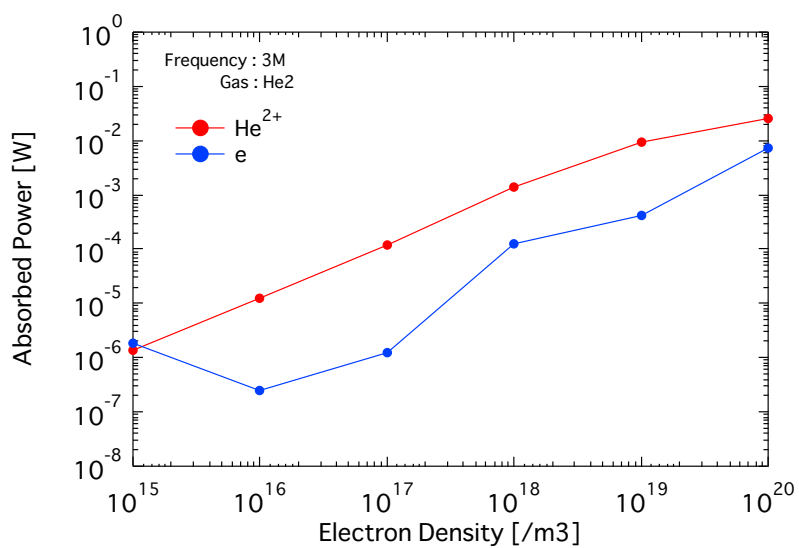


図 4.27 He^{2+} プラズマによるパワー吸収の密度依存性 (3MHz)

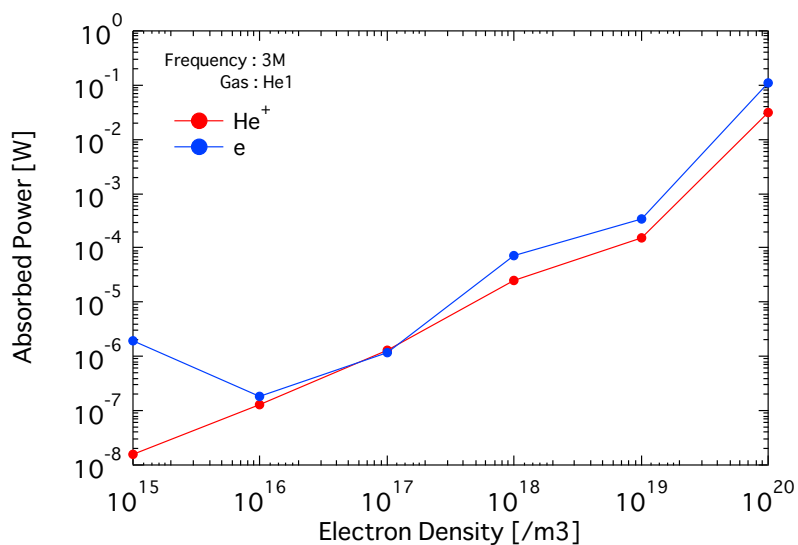


図 4.28 He⁺ プラズマによるパワー吸収の密度依存性 (3MHz)

図 4.26, 4.27, 4.28 より, 周波数が 3MHz の場合のイオンによるパワー吸収は H⁺ > He²⁺ > He⁺ の順番で高いことがわかった.

以上の結果より, イオンによるパワー吸収は

H⁺(3MHz) > He²⁺(2MHz), H⁺(2MHz) > He²⁺(3MHz) > He⁺(2MHz) > He⁺(3MHz)

の順番で良くなっていることがわかった. これは, 周波数のにより IC 共鳴層がアンテナから近くなったり遠ざかったりすること, 及びアンテナが IC 共鳴層より弱磁場側に移動してしまうためである. シミュレーション結果から 3MHz における水素イオンの吸収が最も高くなっていることがなることが予想される. 遅波 L 波による加熱をより効率よく行うために, ICRF アンテナは IC 共鳴層に近く, 更に強磁場側に配置する必要があることが分かった. そのような指針で double-loop antenna を設計製作した.

4.4 プラズマ中の電界計測

アンテナに励起された電磁波がシミュレーションで予想される程度の電場を励起し、伝搬しているかを知ることは、有効なイオン加熱において非常に重要である。そのためまずプラズマ中を伝搬した電磁波が真空容器外へ漏洩してくる電場強度を電センサにより計測した。

4.4.1 プラズマ中を伝搬した漏洩電界計測

ここでは実際にプラズマ中を伝搬した後の電界の計測を行った。電界センサを真空容器の窓ポートの前に設置し $[Z=0.0\text{m}, R=1.1\text{m}, \theta \text{ 方向}]$ 、漏洩電界を計測した [図 4.29]。

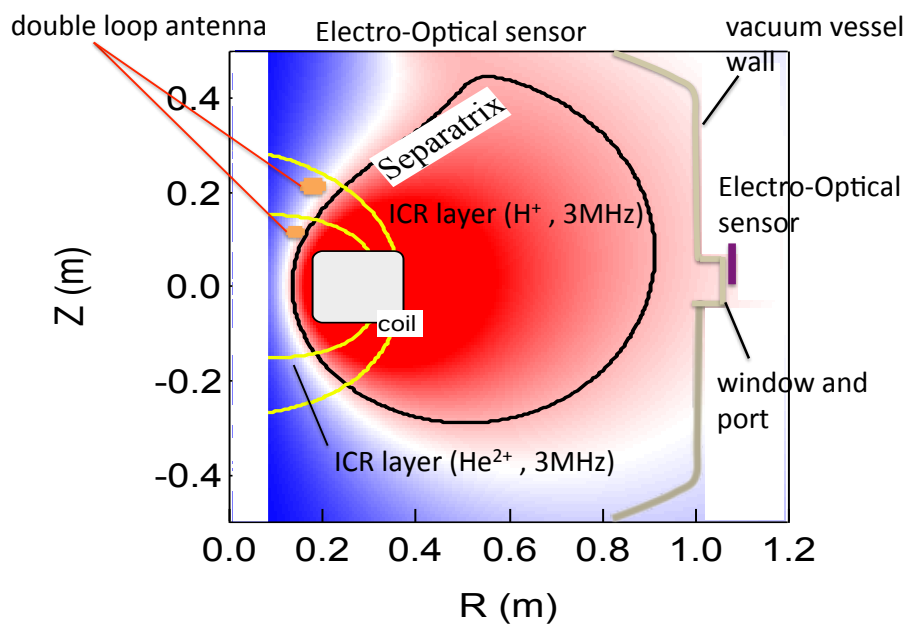


図 4.29 漏洩電界の計測位置

この計測条件における、漏洩電界の強度の ICRF パワー依存性についての結果を示す。水素、重水素、アルゴン、ヘリウムそれぞれのプラズマにおいて計測を行った。また、同じ条件でのシミュレーション結果についても示す [図 4.30]。

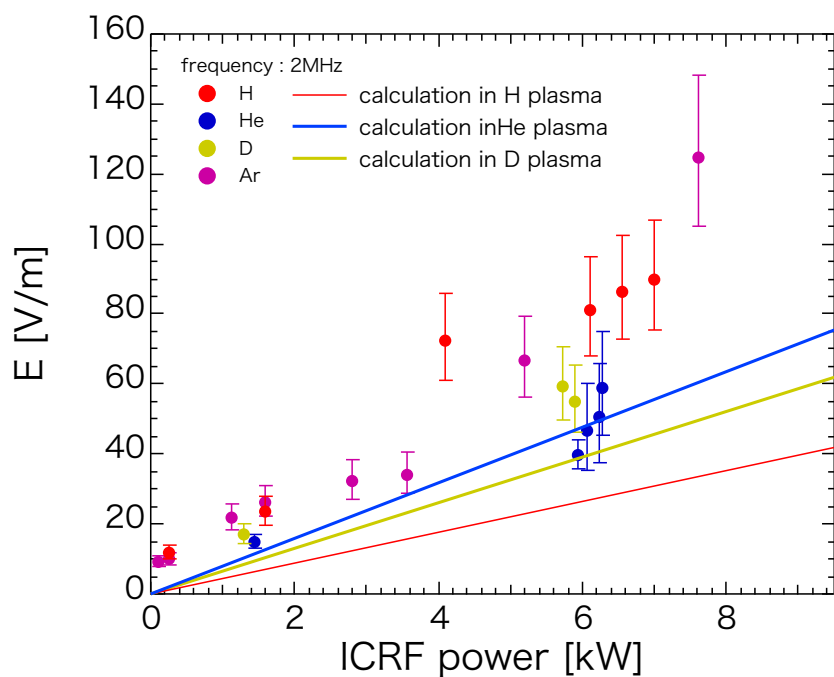


図 4.30 各種プラズマにおける漏洩電界の ICRF パワー依存性

図 4.30 より，プラズマを伝搬した後の電界の強さは $H \geq Ar > D > He$ の順番で強くなっていることがわかった．シミュレーションとの比較により，ヘリウムが比較的一致していることが確認できたが，シミュレーションと計測での電界の強さの順番が違うこともわかった．

続いて，イオン加熱が確認されたときのイオン温度の変化とプラズマを伝搬した後の電界の強さとの関係について調べた．まず，ダブルループアンテナによるイオン加熱実験の結果を示す [図 4.31] ．

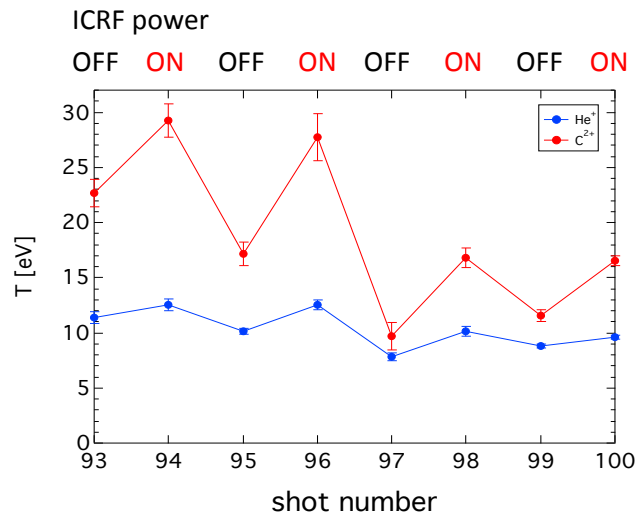


図 4.31 ヘリウムプラズマにおけるイオン温度の変化

図 4.31 より，ヘリウムプラズマにおける C^{2+} と He^+ の温度変化を示している．これらのイオン温度は分光によって計測されている．計測結果より，明らかに ICRF 加熱による加熱効果が確認できている．この結果は磁気圏型プラズマでは初めてとなっている．イオンの加熱が確認されたときにおいて，イオン温度の変化とプラズマ中を伝搬した漏洩電界の強さとの関係を図に示す [図 4.32] ．

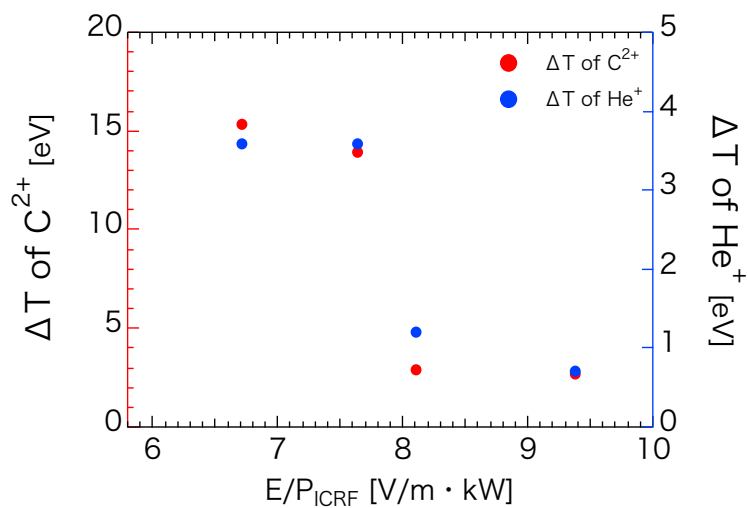


図 4.32 イオンの温度変化と漏洩電界強度の関係

図 4.32 より、プラズマ中を伝搬した後の電界の強さが強いほど、イオンの温度変化が少ないことがわかり、アンテナから放射された電界をプラズマが吸収してイオン温度が上がっていることが確認できた。しかし、この測定に用いた分光の視線方向 (R の位置) が異なっているため、参考結果として考えている。

そして、漏洩電界の強度と電子密度の依存性について調べた [図 4.33]。また、そのときのシミュレーションとの比較も行った。

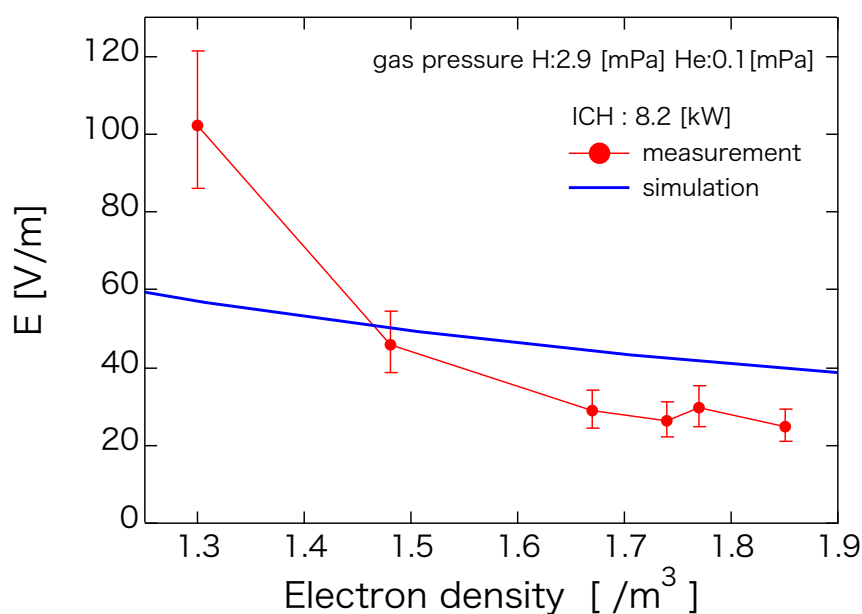


図 4.33 ヘリウムプラズマにおける漏洩電界の電子密度依存性

図 4.33 より、計測結果とシミュレーションの両方において電子密度が上がると、漏洩電界の強度が下がるという結果が得られた。この結果より、電子密度が高いほど ICRF パワーを吸収することがわかった。

4.4.2 プラズマ領域内の電界計測

続いて、プラズマ中における RF 電場の伝搬特性を得るために、プラズマ領域中における電界計測を行った。その際、真空やプラズマ中に電界センサを挿入するには、耐真空・耐熱のための保護容器が必要である。そのための保護容器 (図 4.34) を駆動機に取り付け、その中に電界センサを取り付けて電場の空間分布計測を実現した。

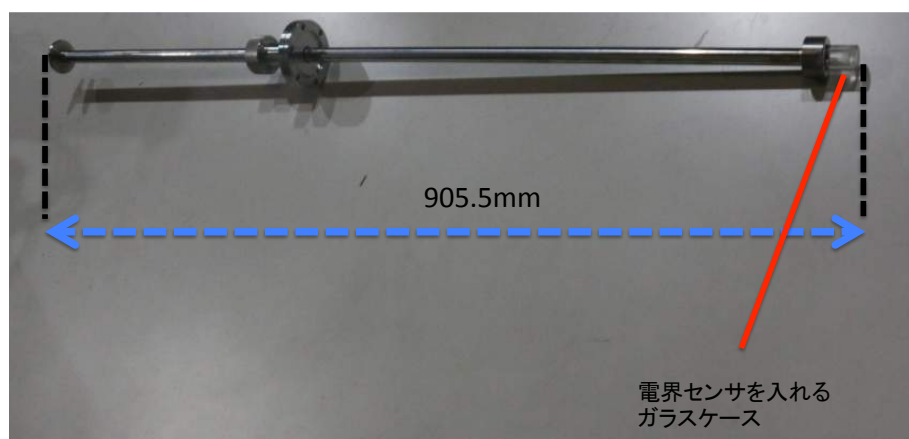


図 4.34 電界センサを取り付ける保護容器

電場センサを図 4.35 のように挿入し、プラズマ領域中の電界を測定した。真空中で測定した結果とシミュレーションによる結果と合わせて図 4.36、図 4.37 に示す。(電界はアンテナに 1A の電流が流れているように規格化している)

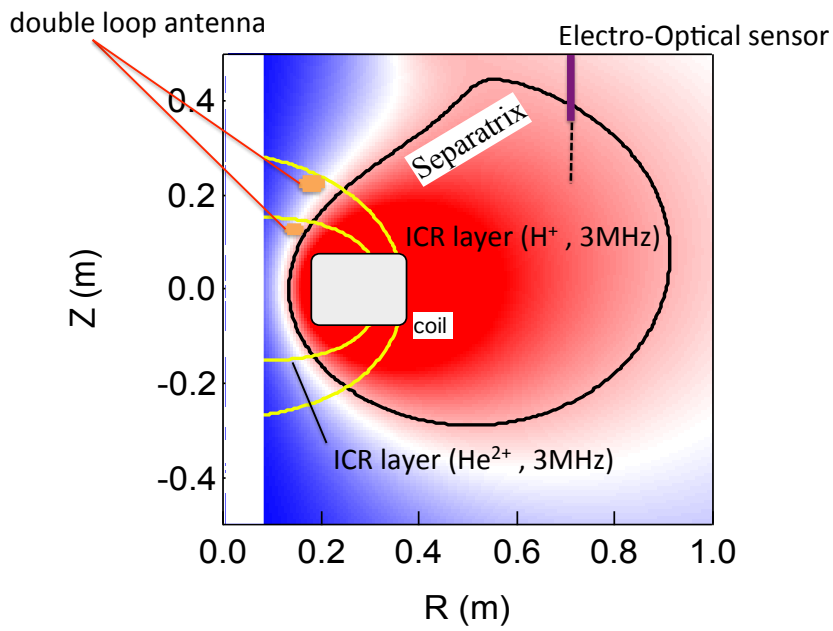


図 4.35 プラズマ中における電場計測位置

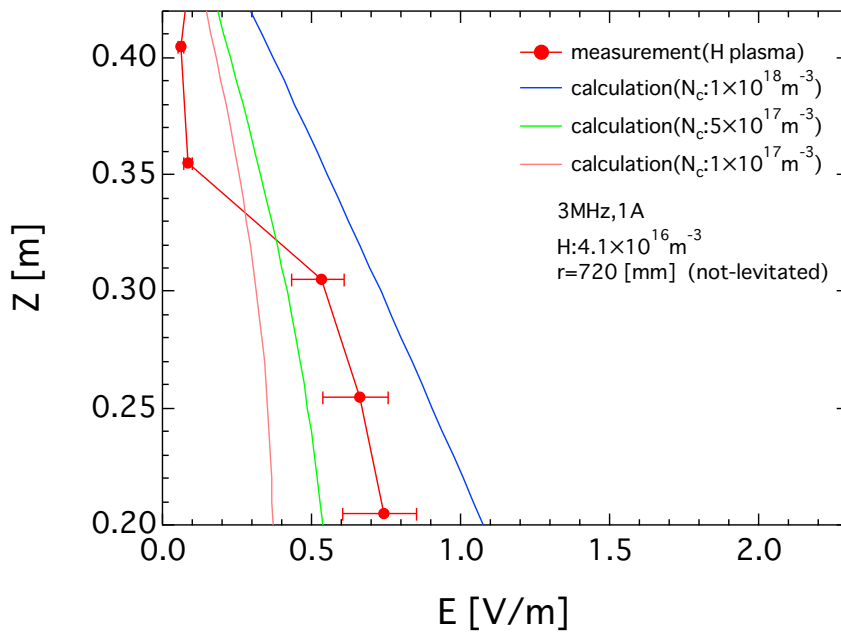


図 4.36 水素プラズマ中における電界計測結果と計算結果との比較 (not-levitated)

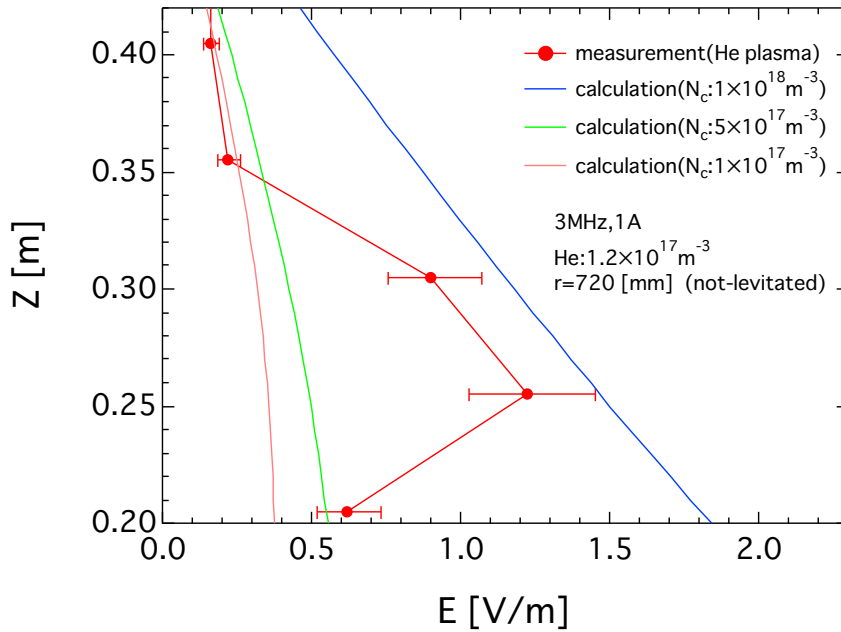


図 4.37 ヘリウムプラズマ中における電界計測結果と計算結果との比較 (not-levitated)

図 4.36，図 4.37 より，真空中とプラズマ中において電界分布に大きな差があり，プラズマがある状態の方が電界が強くと分布していることがわかった．また，真空中における電界計測とシミュレーションはほぼ一致していることも確認することができた．計算結果においても，プラズマ中で電界が大きくなる結果が得られ，その電界の大きさはプラズマの密度に大きく関係しているということがわかった．そこで，それぞれのプラズマにおいて密度を変化させた際のシミュレーションによる電界分布 (θ 方向) を図 4.38～図 4.43 に示す．

(1) 水素プラズマ

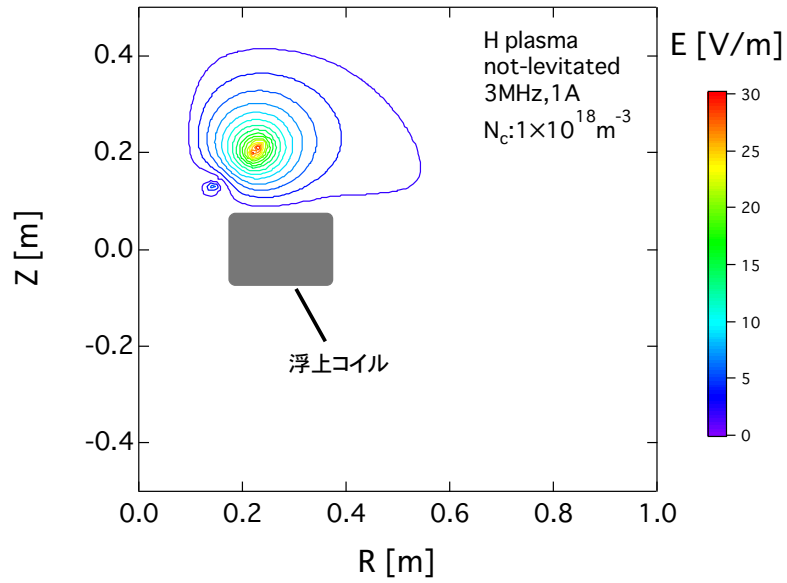


図 4.38 中心密度が $1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ のときの水素プラズマにおける電界分布 (θ 方向) シミュレーション

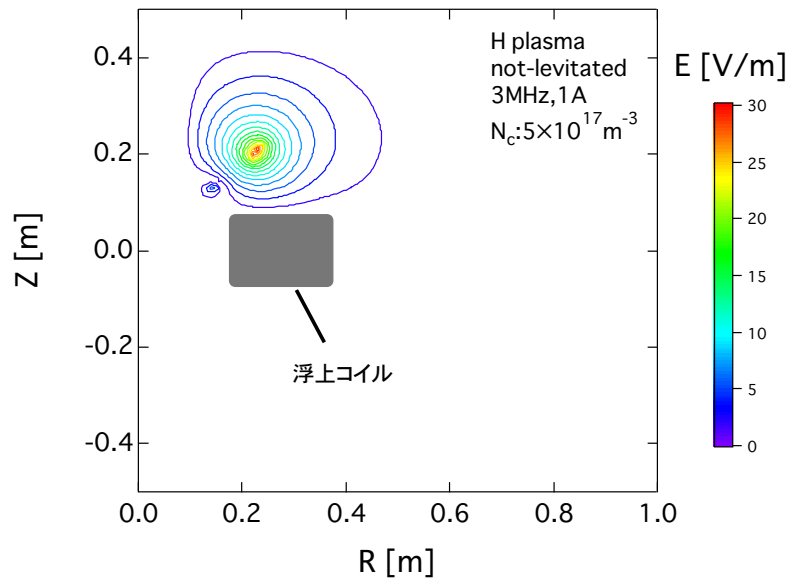


図 4.39 中心密度が $5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ のときの水素プラズマにおける電界分布 (θ 方向) シミュレーション

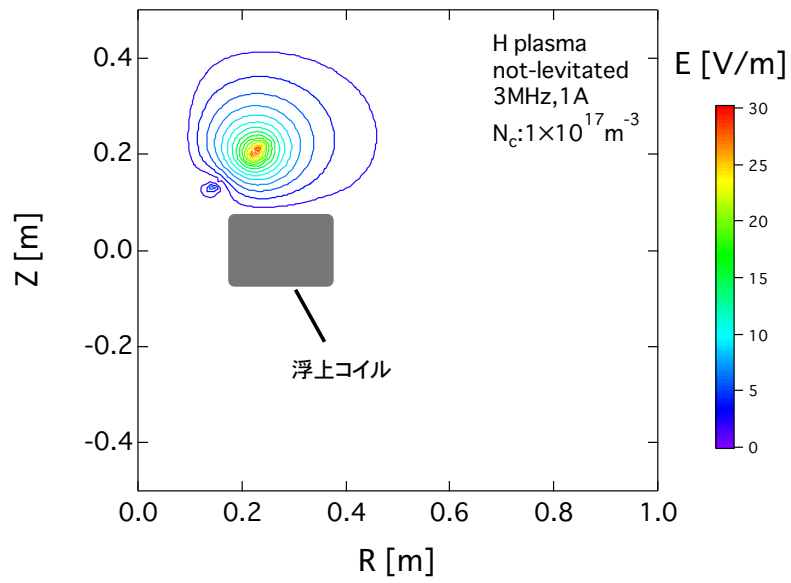


図 4.40 中心密度が $1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ のときの水素プラズマにおける電界分布 (θ 方向) シミュレーション

(2) ヘリウムプラズマ

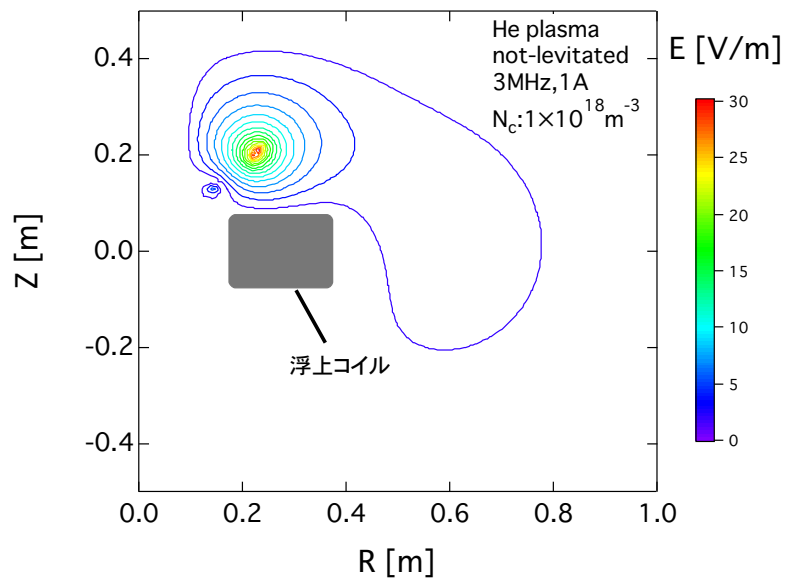


図 4.41 中心密度が $1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ のときのヘリウムプラズマにおける電界分布 (θ 方向) シミュレーション

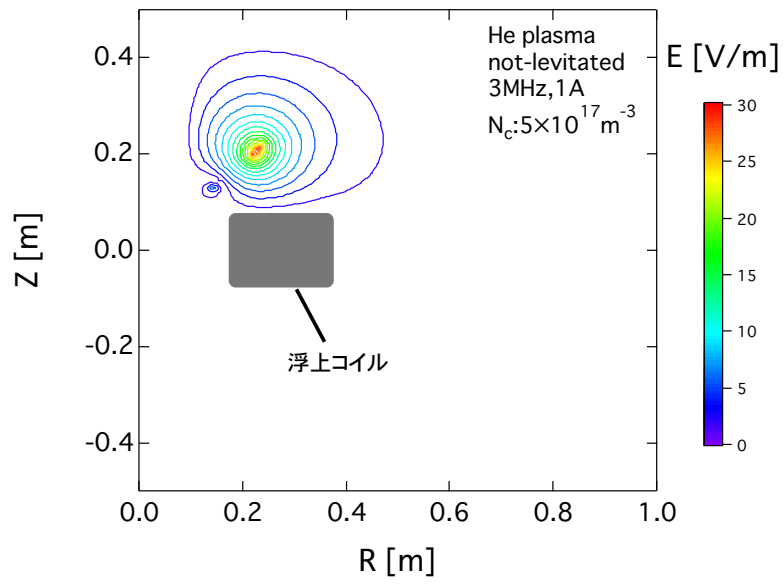


図 4.42 中心密度が $5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ のときのヘリウムプラズマにおける電界分布 (θ 方向) シミュレーション

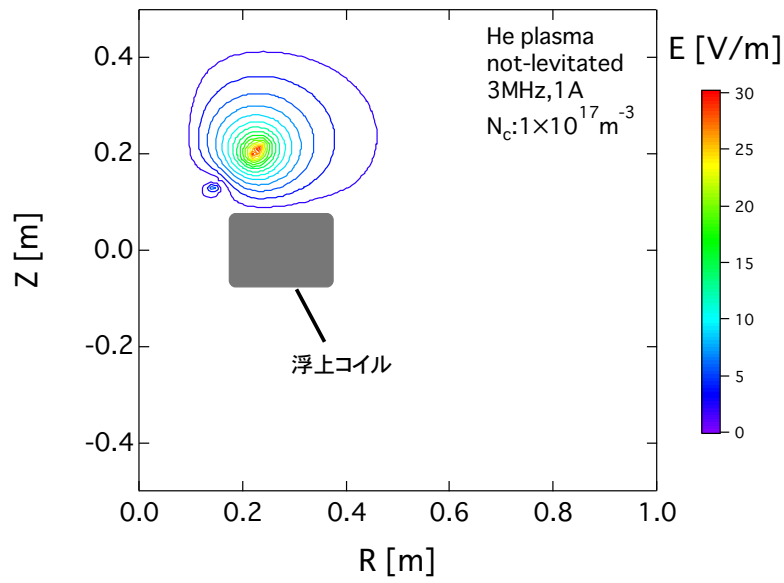


図 4.43 中心密度が $1 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ のときのヘリウムプラズマにおける電界分布 (θ 方向) シミュレーション

図 4.38～図 4.43 より，それぞれのプラズマにおいて中心の電子密度が高いほど電界の浸み込み範囲が広いことが確認でき，これによってプラズマ中では電場が大きくなると考えられる．続いて，水素プラズマとヘリウムプラズマにおいて $Z=235\text{mm}$ の位置における電界強度の電子密度依存性を調べた図 4.44．電子密度は $R=720\text{mm}$ の視線をみている干渉計を参考にした．

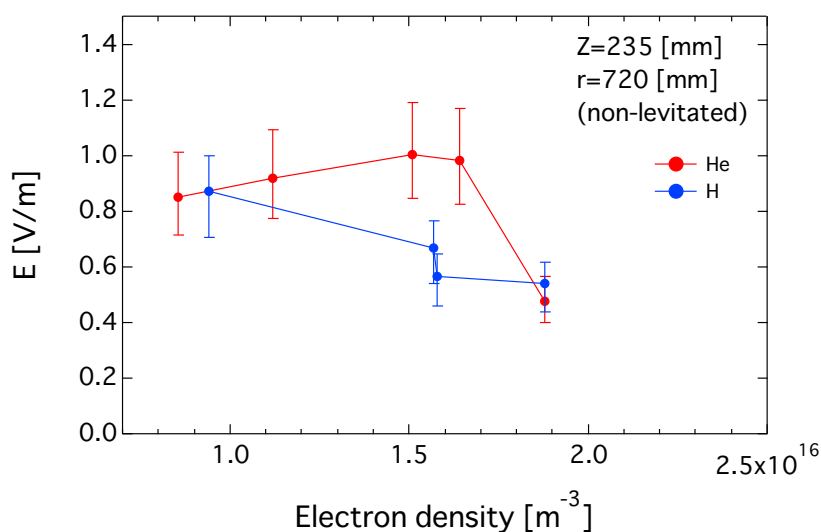


図 4.44 ヘリウムプラズマと水素プラズマ中の電場の電子密度依存性 (not-levitated)

図 4.44 より， $1.7 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$ から急激に電界強度が減少し始めるが，水素プラズマでは単調的に減少するという結果になった．密度依存性が存在するが，その理由についてはさらに実験を行う必要がある．

密度依存性を明らかにするために，光電界センサにより調べた空間領域の密度・温度をダブルプローブにより測定した．ダブルプローブで調べた水素プラズマとヘリウムプラズマにおける電子温度分布と電子密度分布についての結果を示す．

1. 水素プラズマ (ECRH パワー：15.2kW，ICRF 加熱パワー：10.1kW)

$Z=200\text{mm}$ の電界計測位置では電子密度は ICRF が ON になると OFF の場合に比べ

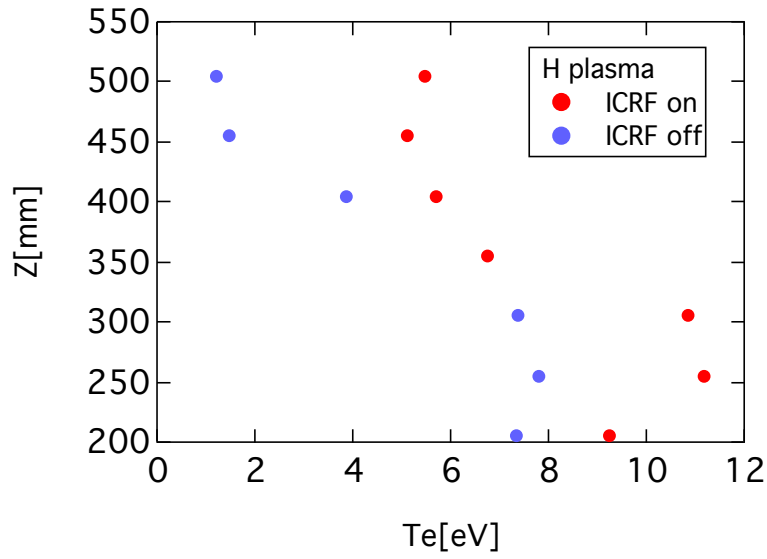


図 4.45 ダブルプローブによる水素プラズマ中の電子温度分布 (not-levitated)

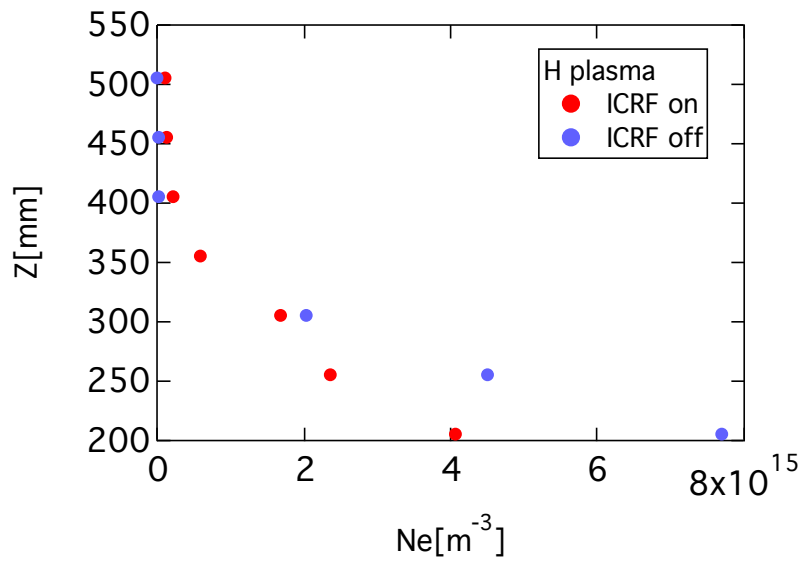


図 4.46 ダブルプローブによる水素プラズマ中の電子密度分布 (not-levitated)

密度の低下が見られる．温度に関しては ON になると OFF の場合に比べ温度の上昇が見られる．アンテナが L 波だけでなく R 波も励起していることを考えると，電子加熱の効果が観測されるのも妥当な結果と言える．

2. ヘリウムプラズマ (ECRH パワー : 19kW , ICRF 加熱パワー : 8.8kW)

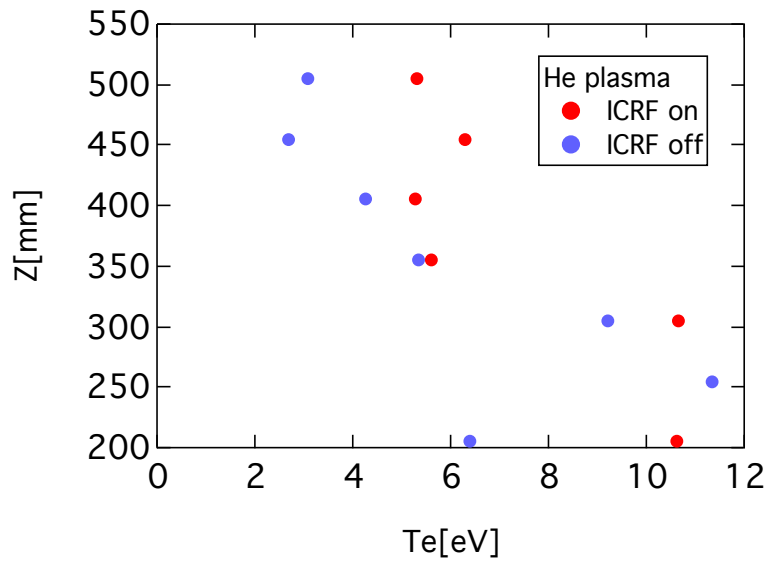


図 4.47 ダブルプローブによるヘリウムプラズマ中の電子温度分布 (not-levitated)

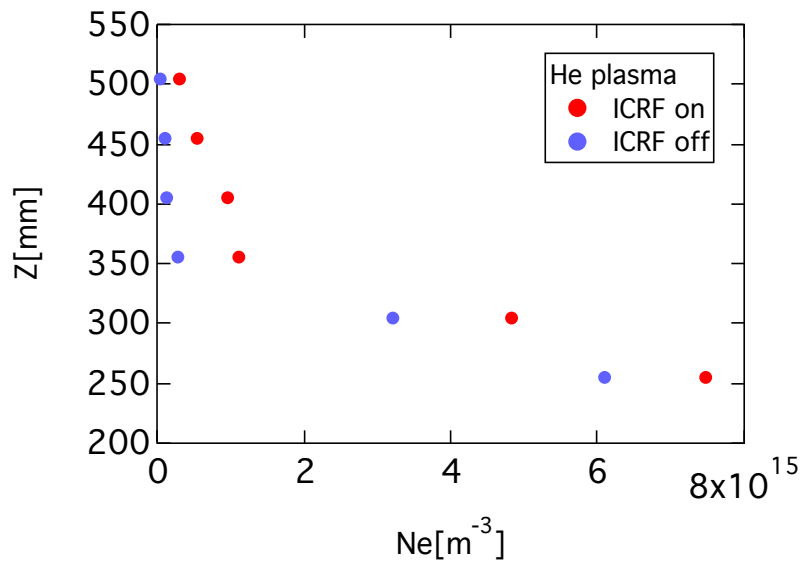


図 4.48 ダブルプローブによるヘリウムプラズマ中の電子密度分布 (not-levitated)

図 4.47, 図 4.53 にはヘリウムプラズマに関して示す．この場合は ON-OFF の差はわずかであるが，ON の場合密度も温度も上昇傾向にある点が水素プラズマと異なる点である．

続いて，浮上した状態における電界計測の結果を計算結果と合わせて示す (図 4.49) ．

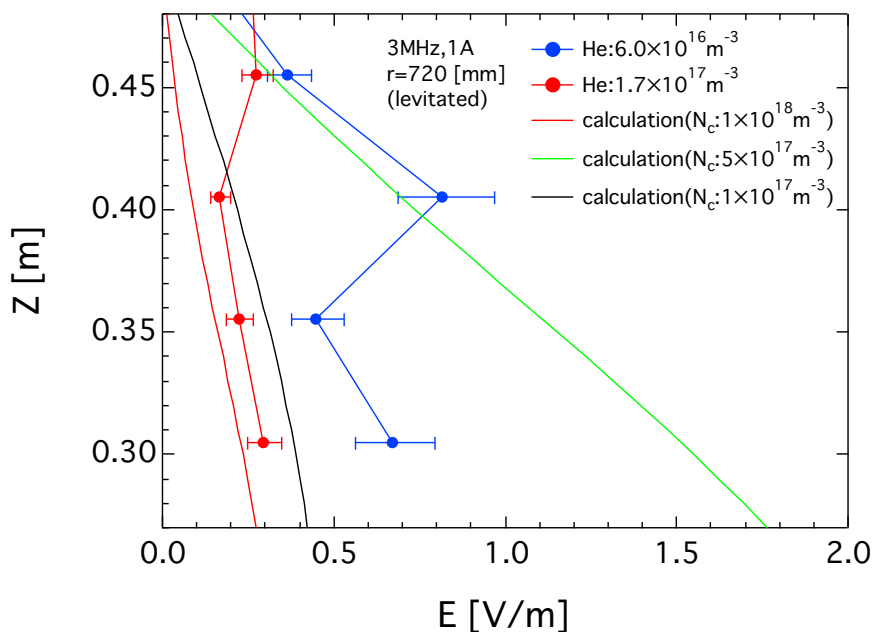


図 4.49 ヘリウムプラズマ中における電界計測結果 (levitated)

図 4.49 からも，着時状態と同じく，電界強度は電子密度に強く依存する結果となった．しかし，浮上状態の計算では電子密度が上がると，電界強度が一気に弱まっており，測定結果からも確認できる．これは密度がある程度高くなるとイオンがパワーを吸収して電場が弱くなっているせいだと考えられる．同時に測定している分光からのイオン温度は電子密度が高い場合のみ変化があった (図 4.50) ．

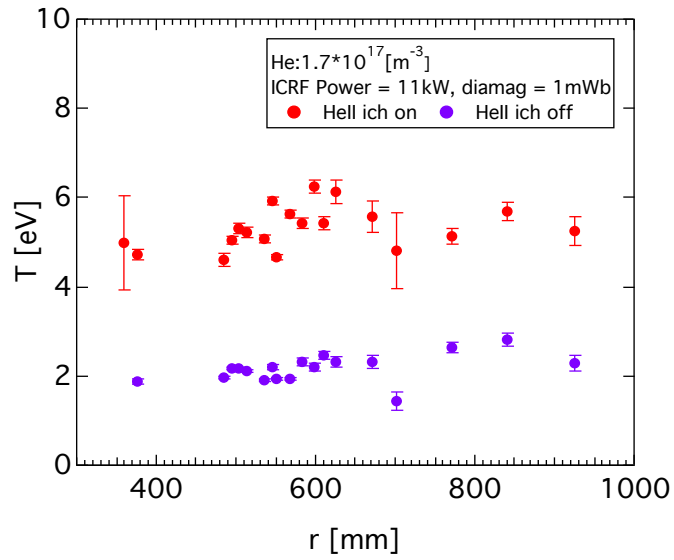


図 4.50 電子密度が高いときのイオン温度変化

これらの結果から、密度が高い場合と低い場合における吸収分布のシミュレーションを行い、その吸収量を評価した (図 4.51, 図 4.52) .

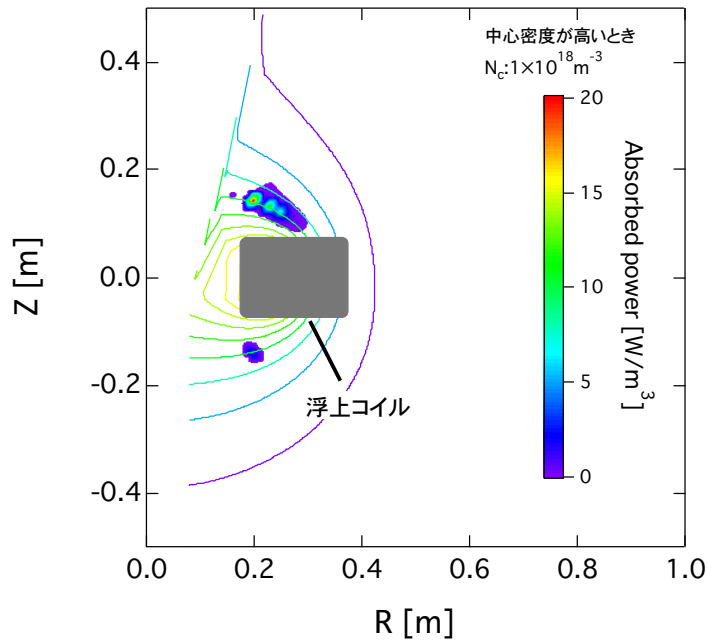


図 4.51 電子密度が高いときのパワー吸収分布

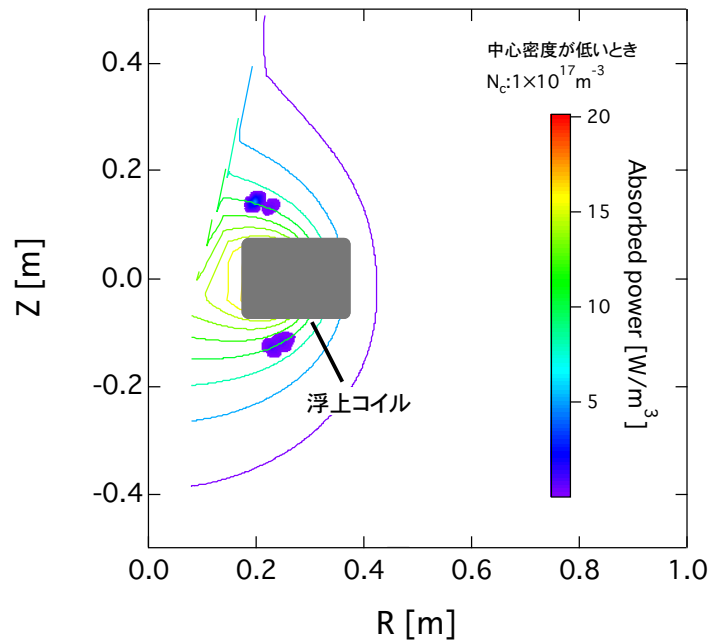


図 4.52 電子密度が低いときのパワー吸収分布

図 4.51, 図 4.52 より, ヘリウムイオンがイオンサイクロトロン共鳴層の位置でパワーを吸収している様子が確認でき, その吸収量は密度が高い場合の方が多いたことがわかった. この結果からも, 電子密度がある程度高い場合にはイオンのパワー吸収が大きくなることで電界が弱くなっていると考えられる.

浮上状態において, 電界センサと同じ条件でダブルプローブによる電子温度分布と電子密度分布の計測も行っている. その結果を以下に示す.

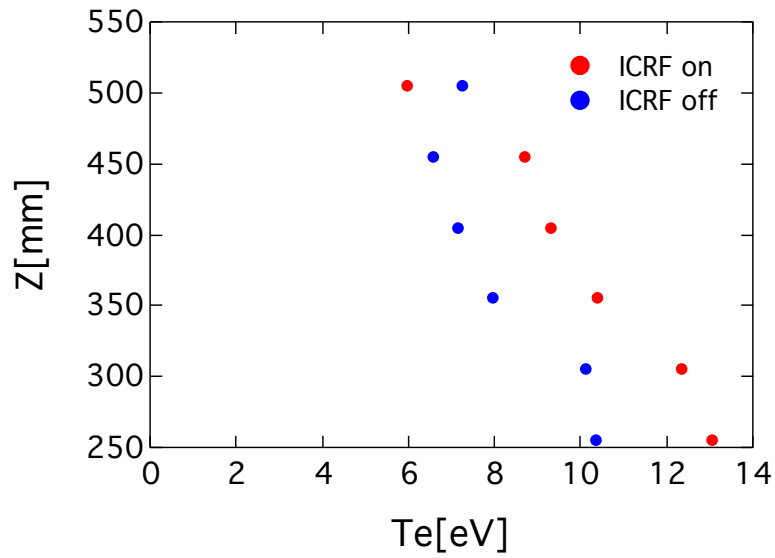


図 4.53 ダブルプローブによるヘリウムプラズマ中の電子温度分布 (levitated)

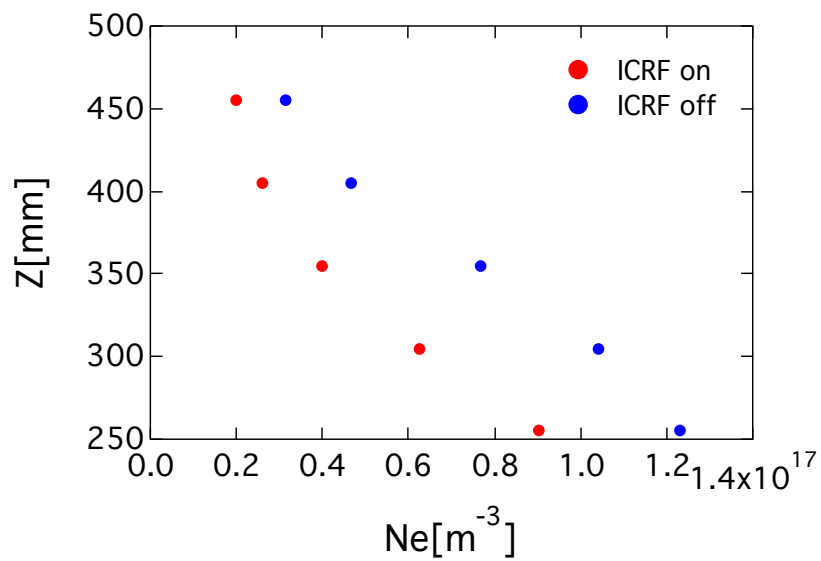


図 4.54 ダブルプローブによるヘリウムプラズマ中の電子密度分布 (levitated)

図 4.53, 図 4.54 より, 着地状態とは異なる分布を得ることができ, 浮上時の方が電子密度はかなり高くなっていることがわかった. この結果からも, 浮上時の正確な密度分布を計算に適用させることで正確な電界を計算できると考えられる.

4.5 ICRF アンテナによる単独加熱の評価

4.5.1 ダブルプローブによる電子密度・電子温度計測

ICRF アンテナ単独で加熱することでもプラズマを生成することができた [図 4.55] . そこで, ダブルプローブを用いて ICRF 加熱時における電子温度と電子密度を計測した [図 4.56] . 図 4.56 に示されているように, $Z=0.12\text{m}$ の位置において径方向 (R 方向) にそってダブルプローブを挿入した. また, 水素プラズマとヘリウムプラズマにおいてダブルプローブによる電子温度・電子密度計測を行った. その結果を以下に示す.

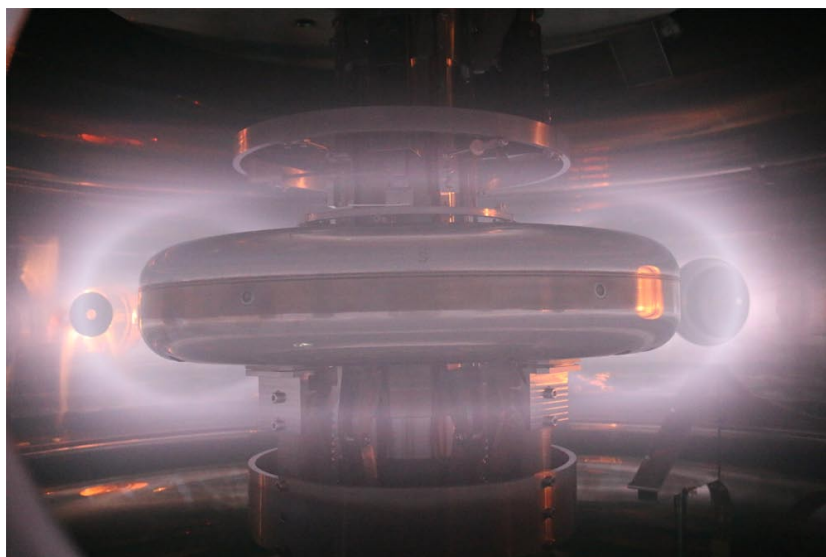


図 4.55 ICRF 単独加熱時のヘリウムプラズマ

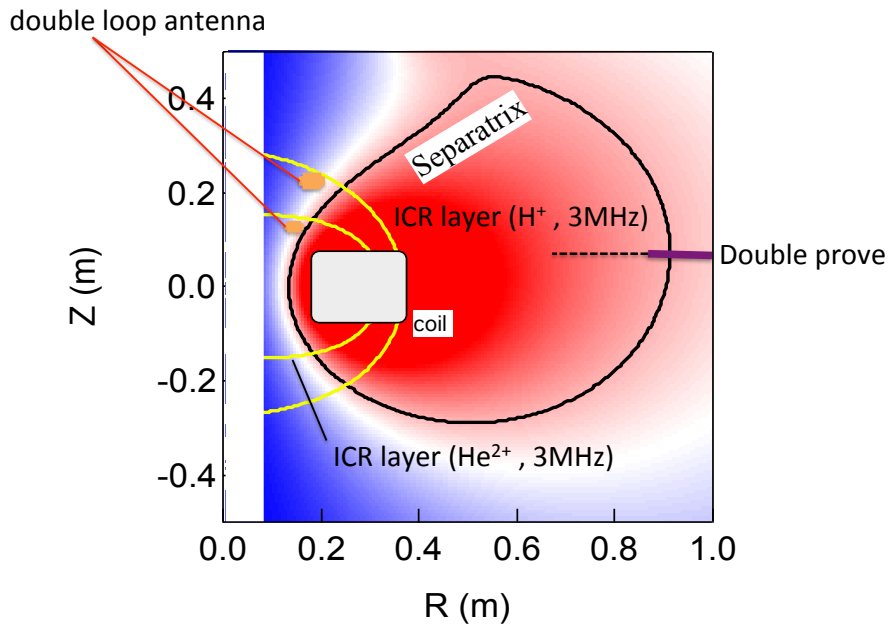


図 4.56 ICRF 単独加熱時におけるダブルプローブの挿入位置

1. 水素プラズマ

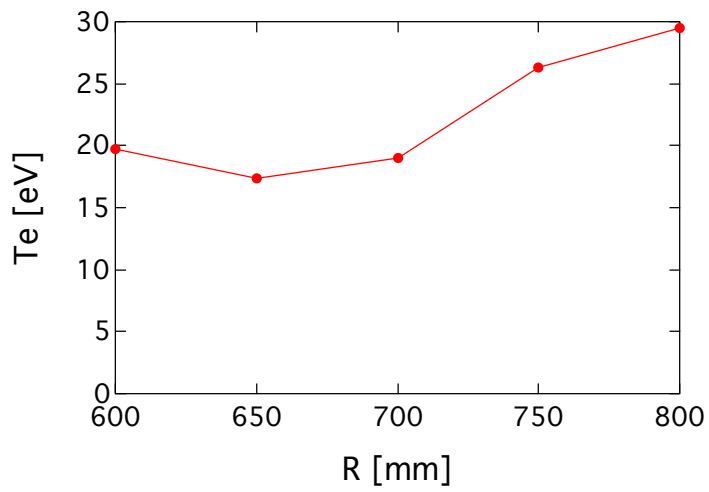


図 4.57 ICRF 単独加熱による水素プラズマの電子温度

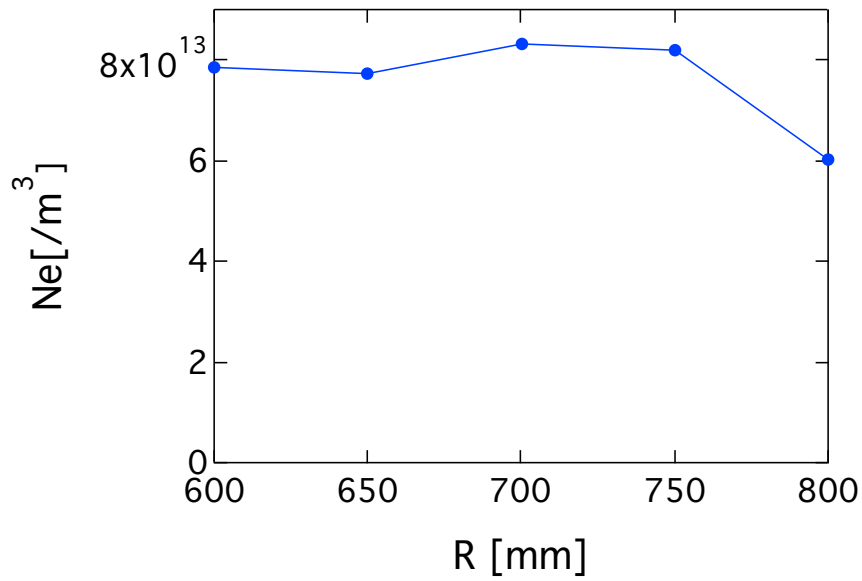


図 4.58 ICRF 単独加熱による水素プラズマの電子密度

図 4.57 から、電子温度は外側の方が電子温度が高くなっていることがわかった。図 4.58 では、 $R=700\text{mm}\sim 750\text{mm}$ の間にピークがあることがわかった。この結果から、ICRF 単独加熱による水素プラズマは外側にプラズマが存在していると考えられる。

2. ヘリウムプラズマ

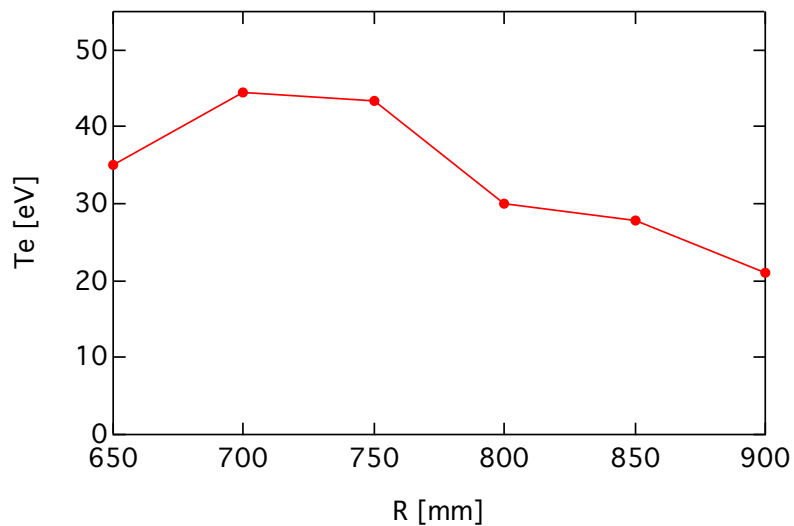


図 4.59 ICRF 単独加熱によるヘリウムプラズマの電子温度

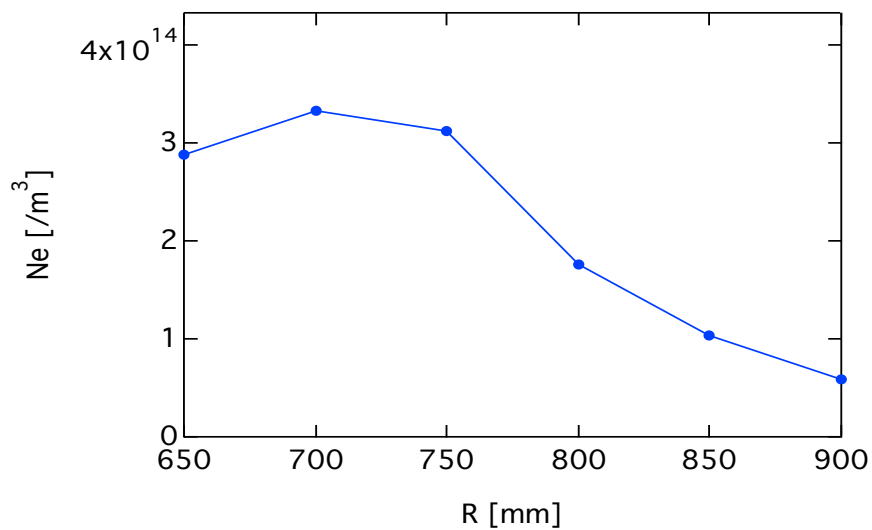


図 4.60 ICRF 単独加熱によるヘリウムプラズマの電子密度

図 4.59, 4.60 から, 電子温度と電子密度の両方において, $R=700\text{mm}\sim 750\text{mm}$ の間にピークがあることがわかった. この結果からも, ICRF 単独加熱によるヘリウムプラズマも外側にプラズマが存在していると考えられる. 実際に, ICRF 単独加熱によるプラズマは中抜けが起きていることが確認できている (図 4.55). したがって, この計測結果からもプラズマの中抜けが起きていることがわかった.

第 5 章

結論

磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1 において，プラズマの密度温度の向上とそれに付随した潜在的な物理現象を明らかにすることを目的として，電子サイクロトロン共鳴加熱及びイオンサイクロトロン共鳴加熱に関して研究を進めた．

ECRH で加熱された電子の制動放射によって発生する軟 X 線を計測し，高温成分と低温成分の電子温度の特性について評価した．その結果，高温成分の電子温度は $\sim 30\text{keV}$ の範囲で存在し，ECRH のパワーと依存性から，ECRH のパワーが主に高エネルギー成分の電子に吸収され，低温電子との相互作用にはあまり寄与していなかった．高エネルギー成分の電子温度について，プラズマのカットオフ密度を越えてからガス圧を上げると高温成分の電子温度が低くなった．これは電子・中性ガスとの衝突によりエネルギー損失が生じることが原因であると考えられる．また，不純物から放出される特性 X 線のガス圧依存性を調べ，ガス圧が高くなるにつれ不純物からの特性 X 線が減少することからも，高エネルギー電子の減少を説明できる．

ICRF 加熱実験に関して，非線形光学素子を用いて光電場センサシステムを開発し，大気中において ICRF アンテナから放射された MHz 帯 RF 電場を測定し，電磁波解析コード (TASK/WF) によるシミュレーション結果と比較した．その結果，計測した電場はシミュレー

ションにより良く再現できた。この TASK/WF を ICRF アンテナ設計に用い、イオンへの RF パワー吸収の最適化を行った。シミュレーション結果から、ループアンテナを水素イオンやヘリウムイオンの IC 共鳴層に近くなるように設置することでイオンを効率よく加熱できることがわかった。この結果に基づいて設計された double-loop antenna を用いた ICRF 加熱実験を実施し、磁気圏型プラズマで初めて ICRF 加熱を用いたイオンの加熱に成功した。プラズマ中を伝搬した真空容器外への漏洩 RF 波を計測することで、イオンの温度変化が大きい時は漏洩電界強度低下することが分かった。そのことから有効な RF 波の吸収が生じるとイオンが加熱されることが示唆される。また、その漏洩 RF 波の強度はシミュレーションでその傾向を再現できた。プラズマ領域中に光電界センサを挿入し、RF 電場を測定した。その場合、アンテナで励起された電磁波はイオンサイクロトロン波 (遅波 L 波) として強磁場側から弱磁場方向に磁力線に沿って伝搬し (ビーチ加熱)、その伝搬した RF 電場強度はプラズマの密度に大きく依存する結果が得られた。また、ICRF 加熱のみで生成したプラズマについての評価も行い、ダブルプローブによる電子温度・電子密度の計測の結果、ICRF のみの単独加熱では最外殻磁気面の外側にも強いピークを持つプラズマが形成されていることを示した。

以上をまとめると、次の3項目に要約できる。

- ・ 8.2GHz-ECRH により生成したプラズマには $\sim 30\text{keV}$ の高エネルギー電子が存在し、加熱パワーを上げると高エネルギー電子のエネルギーは高くなるが、ガス圧と共にエネルギーは低下する。
- ・ ICRF 加熱実験において、TASK/WF を整備し RT-1 の電磁波伝搬計算により、アンテナの最適化を実施した。磁気圏型装置においてその計算結果に基づいて設計製作された π -shape antenna と double-loop antenna とともにイオン温度上昇が観測された。磁気圏型装置において世界で初めてイオン加熱を実証した。
- ・ ICRF により励起されたプラズマ中の RF 電場を計測するために光電界センサシステムを新

たに開発した．そのシステムを用い，プラズマ中に励起された MHz 帯の遅波を計測可能にした．また励起波動の強度は密度依存性が存在する．

今後，本研究で開発した光電界センサを用いて位相情報の抽出を含めた波動伝搬特性を理解することで，RT-1 において ICRF 加熱により電子密度やイオン温度のパラメータ領域を拡大させることが可能になる．更には自己組織化プラズマ中のポテンシャル構造や揺動電場構造を理解することも重要であり，それら解明が期待できる．

Appendix A

放射性粒子挙動解析コード (PHITS)

によるシミュレーション

序論でも述べたが、磁場閉じ込め型核融合炉内の D-T 反応により生成される α 粒子が引き起こす自己加熱やそれによる炉壁の損傷が問題となっている。この解決方法として、燃焼プラズマ実験に適用可能な損失 α 粒子計測が求められている。炉壁内や近傍に設置するシンチレータで計測すると、炉内の熱や放射線により劣化してしまうなどの欠点がある。そこで、炉壁に導入した Be と α 粒子との衝突により誘起される (式 1, 2)4.44MeV の γ 線分布から α 粒子分布を取得する、高エネルギー誘起 γ 線計測手法が提案されている。



実際に、神戸大学との共同研究によって、HPGe 検出器を用いて 4.44MeV の γ 線計測を行っている。また、新たに開発された GAGG 検出器を用いて実験を行うことを予定している。GAGG は近年新しく開発されたシンチレータであり、ガドリニウムアルミニウムガリウ

ムガーネット ($Gd_3Al_2Ga_3O_{12}$) のことである。高価な HPGe 検出器に比べ、GAGG 検出器は比較的安価で作ることができるメリットがある。この研究では、 α 崩壊を起こす Am を使った Am-Be 線源を用いている。

そこで、ここでは放射性粒子挙動計算コード (PHITS) を用いて、

1. Am-Be 線源を模擬して現在使われている HPGe 検出器 (R=53mm,L=67mm) とこれから使う予定である GAGG 検出器 (2×2×47mm) の応答関数をシミュレーションすること
2. サイズを変更した GAGG 検出器 (10×10×20mm) についてのシミュレーションを行うこと
3. GAGG 検出器の検出器効率をシミュレーションすること

を目的とした。

PHITS(Particle and Heavy Ion Transport code System) とは、任意の体系中における様々な放射線の挙動を、核反応モデルや各データを用いて模擬するモンテカルロ計算コードである。適用例として

- ・ 加速器遮蔽設計
- ・ 放射線治療&防護研究
- ・ 宇宙や地球などの惑星科学

などが挙げられる [28]。

以下に、実際に PHITS を用いた各検出器において Am-Be 線源を模擬したシミュレーション結果を示す。

1. HPGe(R=53mm,L=67mm)

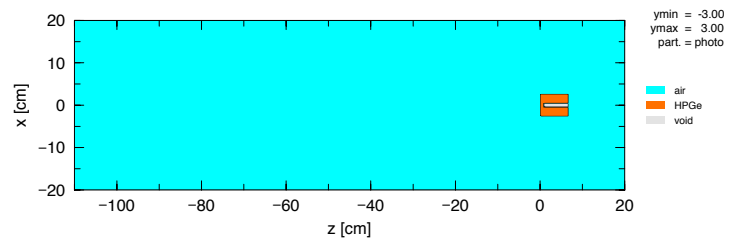


図 1 HPGe におけるシミュレーション体系

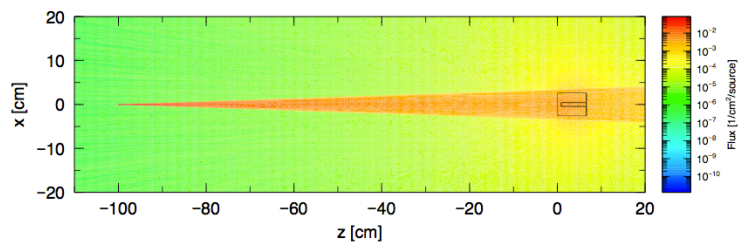


図 2 HPGe における Am-Be 線源を用いたシミュレーション結果

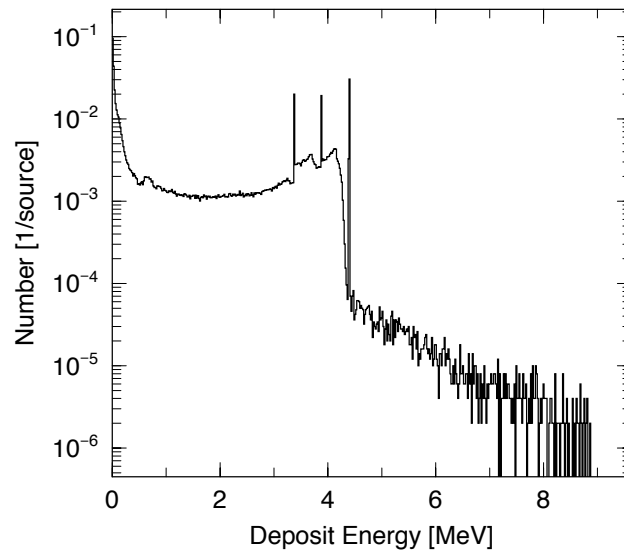


図 3 HPGe における応答関数

2. GAGG(2×2×47mm)

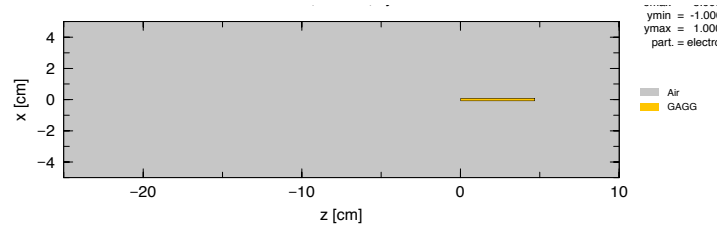


図4 GAGG(2×2×47mm)におけるシミュレーション体系

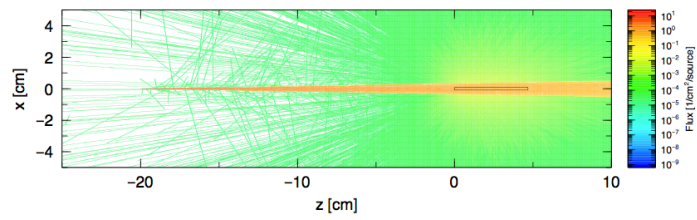


図5 GAGG(2×2×47mm)における Am-Be 線源を用いたシミュレーション結果

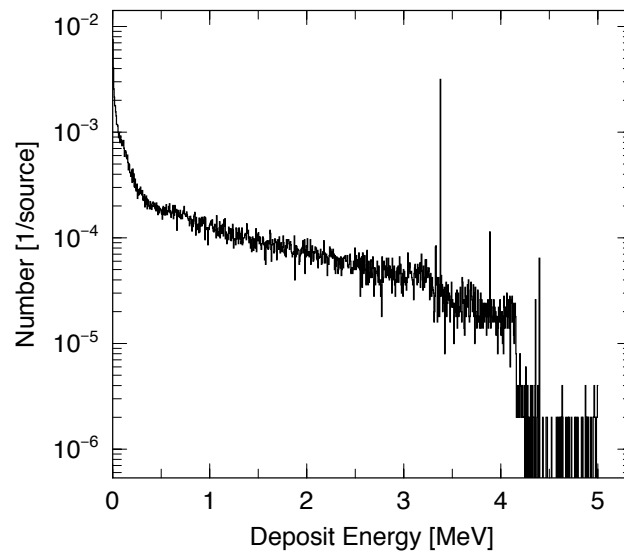


図6 GAGG(2×2×47mm)における応答関数

3. GAGG(10×10×20mm)

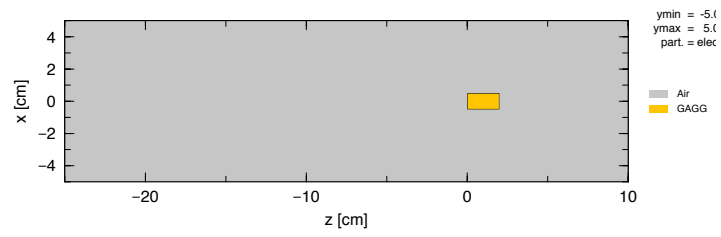


図 7 GAGG(10×10×20mm) におけるシミュレーション体系

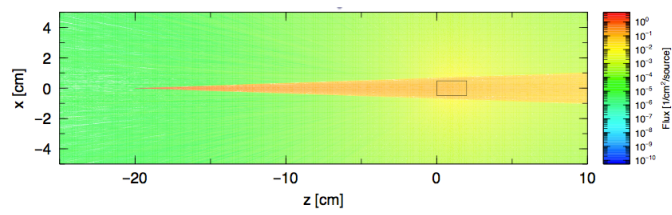


図 8 GAGG(10×10×20mm) における Am-Be 線源を用いたシミュレーション結果

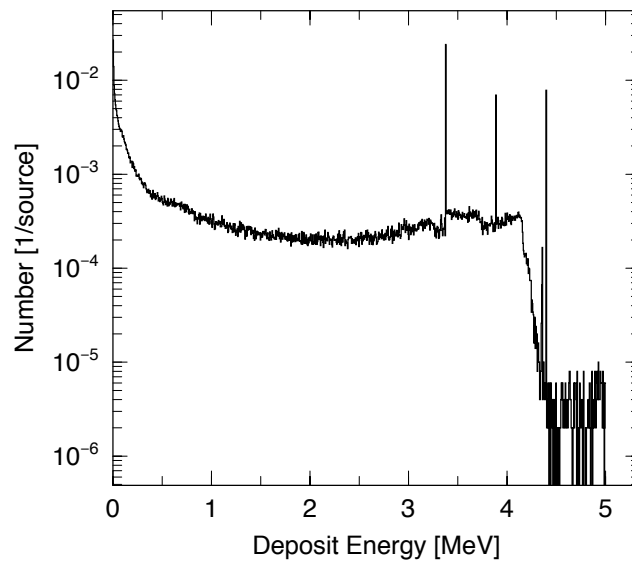


図 9 GAGG(10×10×20mm) における応答関数

以上の結果より、各検出器の応答関数をシミュレーションすることができた。どの検出器にも 4.44MeV の光電ピークとシングルエスケープ、ダブルエスケープピークが確認できた。また、サイズが (10×10×20mm) の GAGG 検出器なら、現在使われている HPGe 検出器と同等量の γ 線を検出できることがわかった。

よって、以下に GAGG(10×10×20mm) における検出効率のシミュレーション結果を示す。このシミュレーションは図 8 と同じ体系を用いて、入射光子エネルギーを変更して行った。

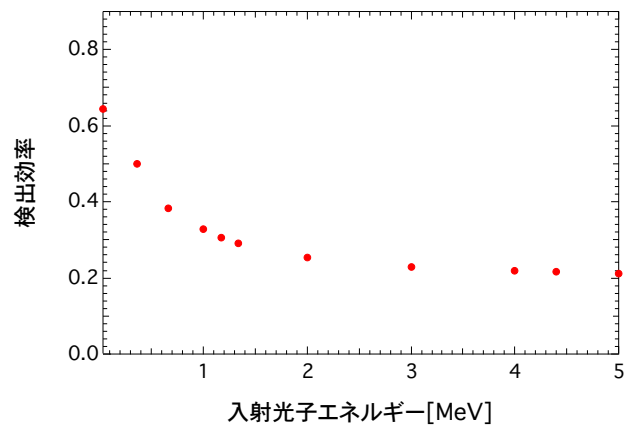


図 10 GAGG(10×10×20mm) における検出効率

以上より、Am-Be 線源を用いたシミュレーションを行うことができ、今後新しく使う GAGG 検出器の応答関数をシミュレーションした。その結果、GAGG 検出器のサイズの違いによる特性が得られ、HPGe 検出器との比較をすることができた。また、GAGG(10×10×20mm) 検出器における検出効率をシミュレーションすることもできた。

Appendix B

α 粒子誘起ガンマ線イメージング実験

Appendix A より, α 粒子誘起ガンマ線計測の研究が進められており, それを可視化するためのイメージング実験を行った. この研究では, SOI ピクセル検出器と呼ばれる X 線や荷電粒子等の放射線イメージングセンサを用いた. 貼り合わせ型シリコンウエハー (SOI: Silicon-On-Insulator) を用いた技術により小型・高分解能を実現することができる. 12×12 チャンネルの素子を用いることにより, スペクトルと 2 次元のイメージが得られる [29]. 実際に用いられた素子の写真を以下に示す.

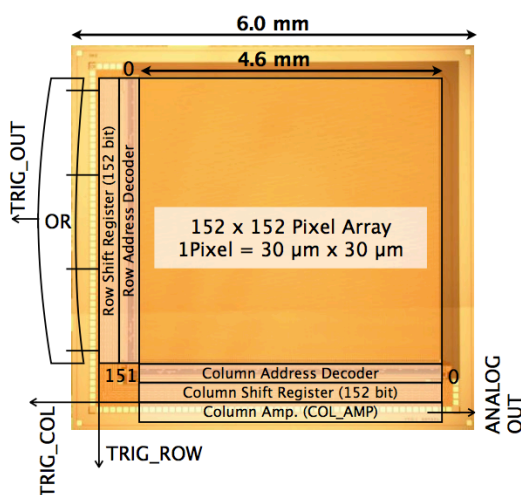


図 11 検出器の素子 (XRPIX2b) と簡易ブロック図

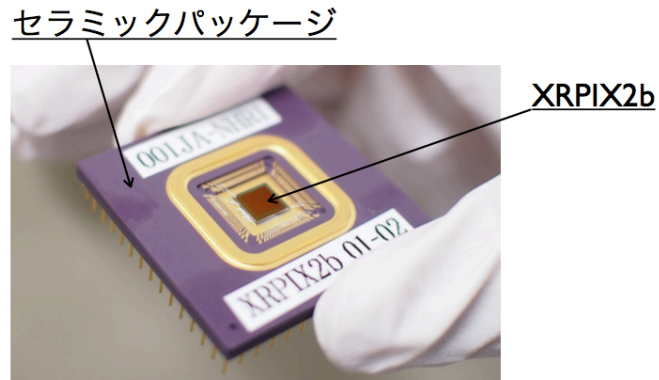


図 12 素子が組み込まれたパッケージ写真

図 12 からわかるように，検出器の素子は各チャンネル毎に得られたデータを読み出すために 176 本のピンが備えられているセラミックパッケージに格納されている．このセラミックパッケージを Sub Board に取り付け，SEABAS と呼ばれる Main Board を PC につなげることでデータを収集・制御することができる．そのシステムの様子を以下に示す．

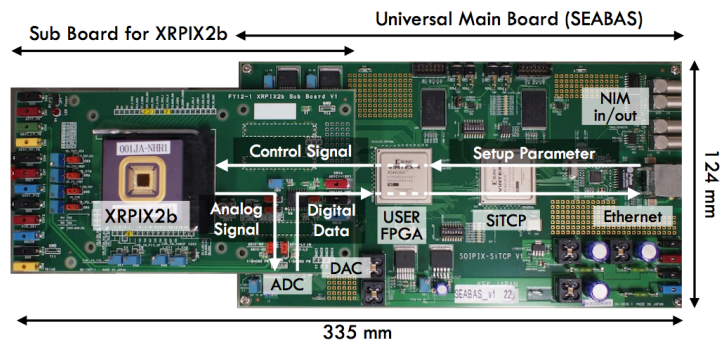


図 13 SEABAS(Main Board)，Sub board，検出器パッケージとそのシステム概要

本研究では、試験的に RT-1 から放射される制動放射の X 線スペクトルとその分布を取得した。コリメートしていない検出器を真空容器窓の前に設置して実験を行った。その結果を以下に示す。

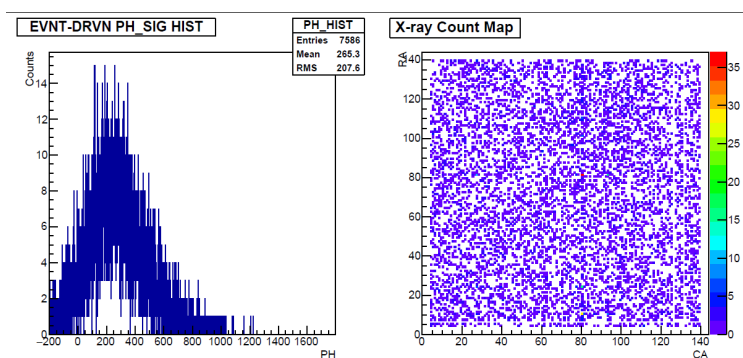


図 14 制動放射によって発生した軟 X 線のスペクトルとその空間分布

図 14 より、制動放射による軟 X 線のスペクトルとその 2 次元分布を得ることができた。コリメートしていないため、素子の全範囲にわたって軟 X 線が検出されていることが確認できる。この素子をコリメートすることにより、ECRH によって発生した軟 X 線分布を可視化できることがわかった。

Appendix C

電子バーンシュタイン波 (EBW) による反磁性の変化

RT-1 では、ECRH のために 2.45GHz のマグネトロンと 8.2GHz のクライストロンを使って実験を行っている。8.2GHz のクライストロンを使った実験では、100% を超える局所電子 β 値が得られ、さらに β 値を上げるための研究が行われている。通常、ECRH 実験においては、正常波 (O モード) あるいは異常波 (X モード) で電磁波を入射し、これらを電子サイクロトロン共鳴 (ECR) 層に送り込み、そこで電磁波を吸収させて加熱を行う。しかし、電磁波にはカットオフと呼ばれる密度上限があり、高電子密度領域ではプラズマ中を伝搬することができない。そこで、電子密度に関係なくプラズマ中を伝搬できる波として電子バーンシュタイン波 (EBW) があり、これはカットオフ密度が存在しない。よって、EBW によるカットオフ密度を超えたオーバードンスプラズマの加熱研究が盛んに行われている。

電子バーンシュタイン波 (EBW) は磁場 B_0 以上にほぼ垂直方向に大きな波数ベクトル k を持って伝搬する静電波である ($k\rho_e \gg 1$, ρ_e は熱電子ラーモア半径)。波長 λ は熱電子のラーモア半径のオーダーであり、真空中の自由空間波の波長 $\lambda = 2\pi c/\omega$ に比べてはるかに短い。また、静電波モードであるのでポインティング束はゼロであり、電子プラズマ波と同様に波動に伴う

電子群の運動により波動エネルギーが伝わる．その速度（波の群速度）はせいぜい電子の熱速度程度であり，電磁波モードの場合に比べて非常に小さい．電子バーンシュタイン波も電磁波モードの場合と同様に ECR 層近傍でサイクロトロン吸収されるが，群速度が電子の熱速度に比例するので波束の伝搬軌道に沿っての単位長あたりの減衰率は低電子温度のプラズマにおいても非常に小さいといった特徴もある [30]．以上を踏まえて，ここでは RT-1 における電磁波のモード変換を行い，EBW を用いた加熱実験について述べる．

8.2GHz のクライストロンを用いて，2.45GHz のマグネトロンのカットオフ密度を十分に越えたところ ($n=4\times 10^{17}/\text{m}^3$) で 2.45GHz のマグネトロンのモード変換を用いた加熱を行った．8.2GHz のパワー：40.8kW，2.45GHz のパワー：9.2kW，ガス種：H，ガス圧：17.8mPa の条件で実験を行い，以下にその結果を示す．

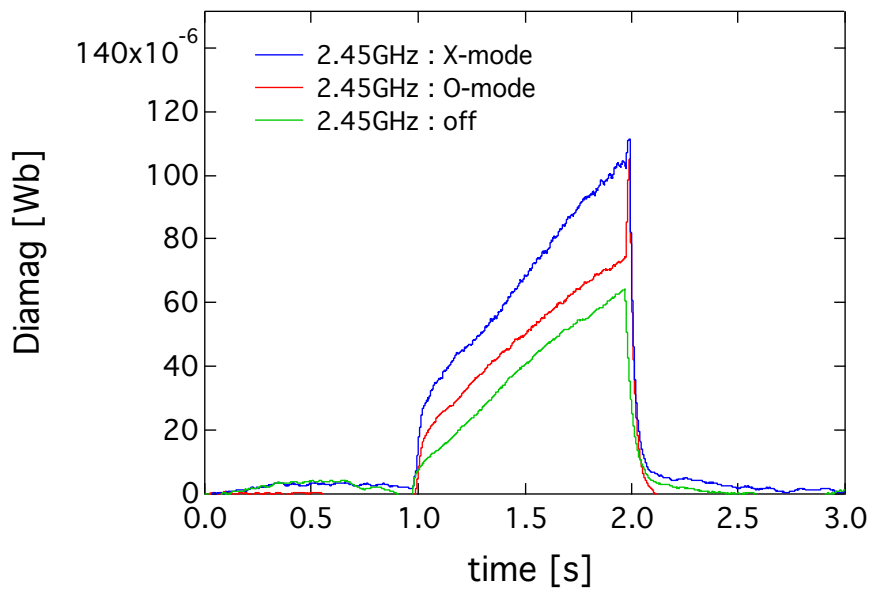


図 15 2.45GHz マグネトロンによる反磁性信号の変化

図 15 から、2.45GHz マグネトロンのモード変換による反磁性の変化が顕著に見られた。強度にして 2 倍程度の上昇が見られた。以上より、2.45GHz の電磁波がカットオフ密度を越えてプラズマを加熱し、EBW のモード変換が有効であることを示した。

Appendix D

バルク型光電界センサシステムの 開発

第4章でも述べたが，光電界センサシステムは2種類に分けられる．本研究で主に用いたのは光導波路型の電界センサであるが，バルク型についても独自で開発を進めており，試験的な電界測定に成功している．以下にその詳細を述べる．

バルク型電界センサは，レーザー光源 (CBDX1-L-H01-FA, IDPHOTONICS)、サーキュレータ、ポラライザ，1/4 波長板，ポッケルス素子 (ZnTe)，ミラー，光検出器 (818-BB-35F, Newport) とスペクトラムアナライザ (MS-2720T, Anritsu) で構成されている (図 16) ．

レーザー光源から出力された光はポラライザによって偏光方向が一方向に特定され，1/4 波長板によって円偏光へと変換される．そして，円偏光となった光がポッケルス素子を通過するとき，素子に電界が加えられていると，その光は屈折率変化により楕円偏光となる．その円偏光と楕円偏光の位相差をもった強度変調光を検出することによって電界の計測が可能となる (図 17) ．

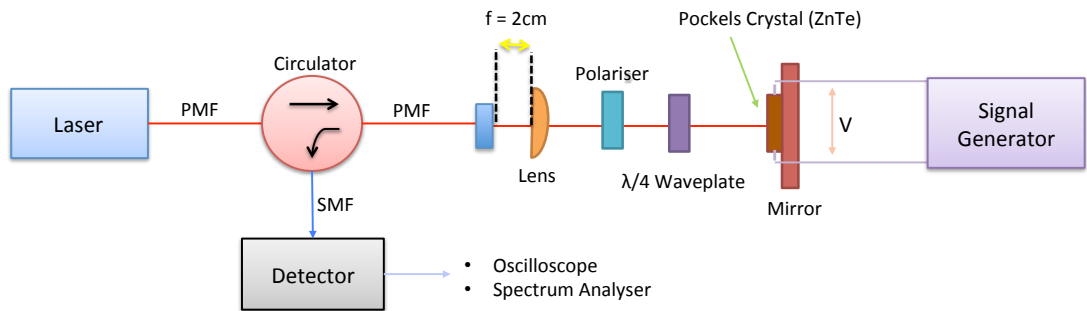


図 16 バルク型光電界センサシステムのセットアップ

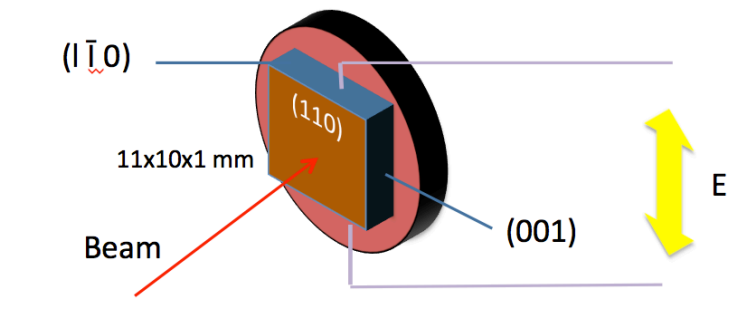


図 17 ポッケルス素子の電界感度方向とサイズ

光導波路型の電界センサと違い，ポラライザなどの偏光子を用いることによって光路を二つ用意する必要がないといったメリットがある．

このシステムを用いて実際に電界計測を行った．ポッケルス素子に 100V/m と 1kV/m の 1MHz の高周波電界を印加して，その信号を検出した際の結果を示す．

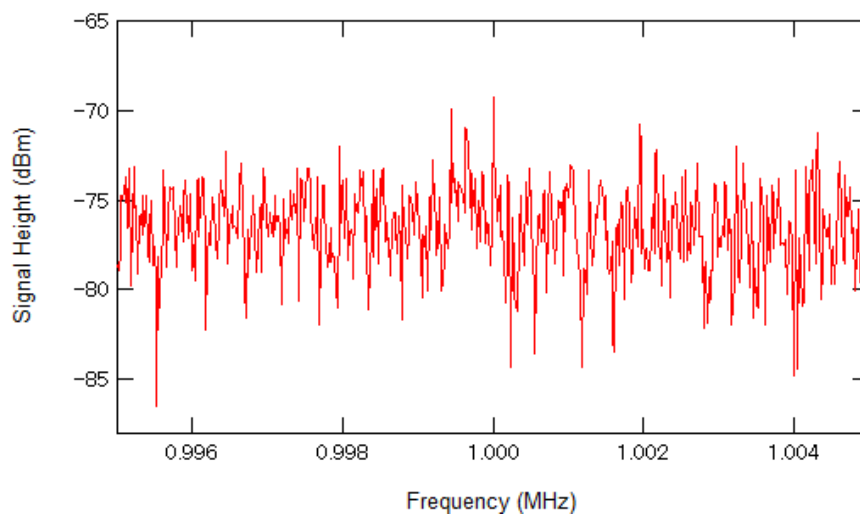


図 18 1MHz , 100V/m の電界を印加した際の検出信号

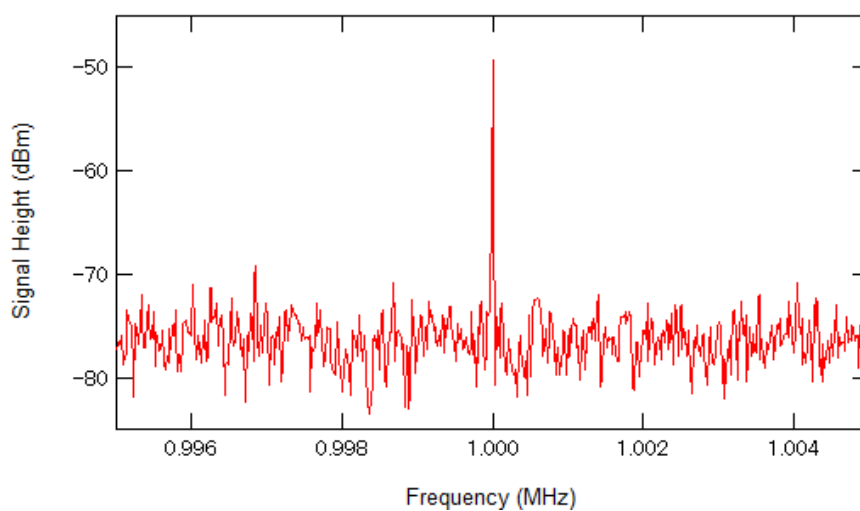


図 19 1MHz , 1kV/m の電界を印加した際の検出信号

図 18 , 19 より , 1MHz の電界においては 100V/m の強度を検出することができず , 1kV/m の電界は顕著な信号を検出することができた .

続いて , この素子における検出信号の周波数依存性を調べた (図 20) .

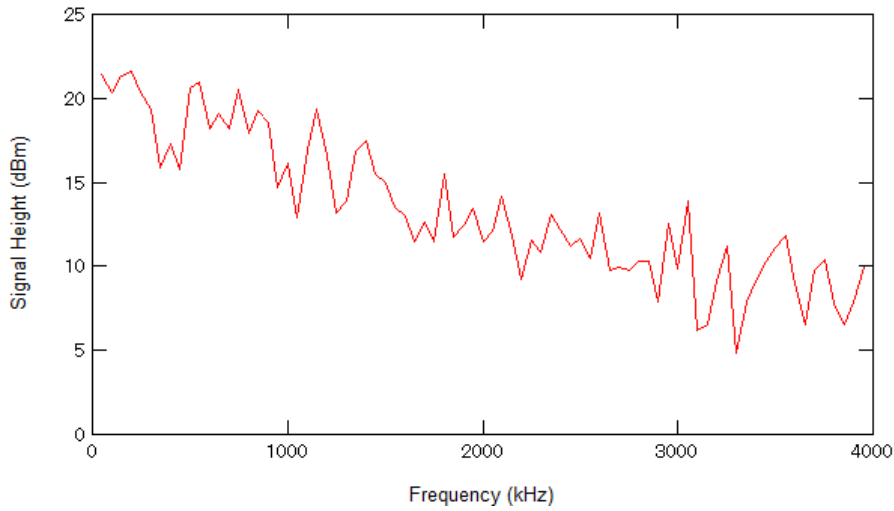


図 20 1kV/m の電界を印加したときにおける検出信号の周波数依存性

図 20 より，周波数が上がるにつれて検出信号が低くなるという傾向がわかった．これにより，各周波数における電界の絶対値の校正を行うことができる．そして，各周波数帯における最低感度を調べた (図 21) ．

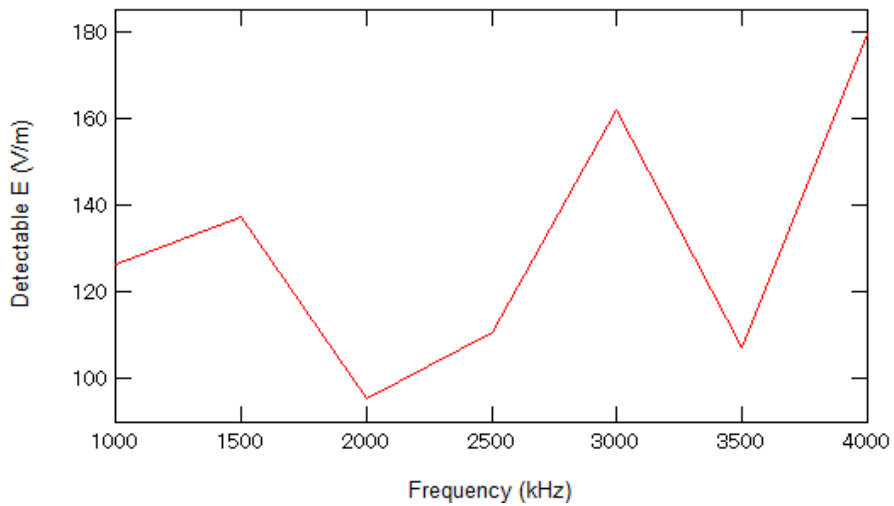


図 21 各周波数帯における最低検出電界強度

図 21 より，各周波数において最低感度に違いが見受けられた．周波数が上がると感度が悪くなる傾向は図 20 と一致している．

以上の結果より，自作のバルク型電界センサにおいても電界計測を行うことができた．しかし，実際にプラズマ中の電界測定に用いる場合には，素子のサイズを小さくし，偏光子を含むシステムをコンパクトにしなければならない．また，マイクロメータやフォトカブラを用いて光の損失を防ぎ，より高感度に設計する必要があることもわかった．

参考文献

- [1] S. M. Krimigis *et al.*, Science **206**, 977 (1979).
- [2] L. J. Lanzerotti *et al.*, Science **257**, 1518 (1992).
- [3] A. Hasegawa, Comments Plasma Phys. Controlled Fusion **1**, 147 (1987).
- [4] A. Hasegawa, L. Chen, and M. E. Mauel, Nucl. Fusion, **30**, 2045 (1990).
- [5] S. M. Mahajan and Z. Yoshida, Phys. Rev. Lett. **81**, 4863 (1998).
- [6] Z. Yoshida, and S. M. Mahajan, J. Math Phys. **40**, 5080 (1999).
- [7] Z. Yoshida and S. M. Mahajan, Phys. Rev. Lett. **88**, 095001 (2002).
- [8] A. C. Boxer *et al.*, Nature Physics **6**, 207-212 (2010).
- [9] M. E. Mauel, Review talk "The Physics of the Laboratory Magnetosphere" 57th Annual Meeting of the APS, Division of Plasma Physics, AR1.01, Savannah, Georgia, USA (2015)
- [10] J. Shiraishi and S. Ohsaki and Z. Yoshida, Phys. PLasmas **12**, 092901 (2005).
- [11] M. Nishiura *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 053019 (2015).
- [12] H. Saitoh, Z. Yoshida *et al.*, PLasma Fusion Res. **4**, 050 (2009).
- [13] 野上 智晃, 東京大学大学院修士論文 (2014).
- [14] J. Shiraishi, M. Furukawa and Z. Yoshida, PLasma Fusion Res. **1**, 050 (2006).
- [15] A. Mase, T. Tokuzawa *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **66**, 821 (1995).

- [16] Thomas H. Stix, Waves in plasmas. (1992).
- [17] J. Morikawa, Z. Yoshida *et al.*, Fusion Engineering and Design **82**, 1437-1442 (2007).
- [18] H. Saitoh, Z. Yoshida *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 063034 (2011).
- [19] 放射線応用計測 基礎から応用まで 野口正安/富永洋 著 日刊工業新聞社.
- [20] 齋藤 晴彦, 私信.
- [21] I.H. Hutchinson, Principles of Plasma Diagnostics. Cambridge University Press (1987).
- [22] H. Togo, et al., Int. J. RF Microw. CAE **14**, 290-297 (2004).
- [23] プラズマ基礎工学 増補版 井 信力 著 内田老鶴圃.
- [24] Y. Yasaka, ICRF Heating of Mirror-Confined Plasmas, プラズマ・核融合学会誌 Vol.75 (1999) No.9 P1069-1078.
- [25] プラズマ物理の基礎 宮本 健郎 著 朝倉書店.
- [26] K. Appert, J. Vaclavik and L. Villard, Phys. Fluids **27**, 432 (1984).
- [27] <http://bpsu.nucleng.kyoto-u.ac.jp/task>
- [28] <http://phits.jaea.go.jp>
- [29] <https://www.kek.jp/ja/Research/AAT/DTP/SOI>
- [30] T. Maekawa, J. Plasma Fusion Res. Vol.78, No.6 **508-520**, (2002).

謝辞

本研究をまとめるにあたって、実験や研究方針について指導してくださった、西浦先生、吉田先生、矢野さん、川面さん、齋藤先生には大変お世話になりました。実験のみならず、授業やディスカッションにおいても協力していただいた、先輩の若林さん、大野さん、Hamdiさん、佐藤さん、山崎さん、同期のアンクル君、種橋君、後輩の高橋君、中塚君、牛田君、秘書の北山さんにもお世話になりました。そして、核融合科学科学研究所の久保先生、山田先生、京都大学の福山先生、筑波大学の池添先生、原子力研究開発機構の岩元さん、神戸大学の谷池先生、東京大学の島添先生、精工技研の大沢さん、藤浪さんとのディスカッションや研究会のおかげで本研究を円滑に行うことができ、とても感謝しております。他にも UTSIP のインターンシップ生 Niall, Jackey を含め、多くの方々に様々な形で協力していたことを、この場を借りて心より御礼を申し上げます。

特に、西浦先生には何から何までサポートしていただき、言葉だけでは表せられないほど感謝しております。私がやりたいと思ったことをすべてカバーしていただき、研究が行き詰まった際には夜遅くまで指導してくださったりと、私の研究生生活の大半を支えていただきました。研究の進め方や論文の書き方、研究発表の際のポイントなど学ぶべきことが多く、実りのある修士生活を送ることができました。それゆえ、自分の至らない部分で多大なご迷惑をおかけしたことを大変申し訳なく思っています。研究生生活だけでなく、私生活の面でも助けていただき、本当にありがとうございました。これからの人生においても、西浦先生からご指導してい

いただいたことを忘れずに役立てようと思っています。繰り返しになりますが、本当にありがとうございました。

吉田先生には研究テーマや研究方針についていつも的確な指導をしてくださいました。RT-1の基本的な話から装置の運転手順まで、すべてを一から教えていただきました。研究方針が定まらない際にも、すぐさま解決策を提案してくださるなど、研究に関して多大なアドバイスを頂きました。私の理解が追いつかずに何度も同じアドバイスをしてくださったりと、吉田先生にも大変なご迷惑をおかけしてしまい、申し訳ありませんでした。修士生活を支えていただき、本当にありがとうございました。

矢野さんには実験において何から何まで頼っていました。実験準備で probe などを作る際には、注意点まで丁寧に教えていただきました。どんな些細なことでも親切に答えていただき、頼りすぎた部分もあったと反省しています。実験データの解釈に関しても適切な意見をくださったりと、とても感謝しています。ありがとうございました。

川面さんには研究の面においても日常生活においてもお世話になりました。実験をしている先輩が少なかった私にとって、川面さんは一番頼りになる先輩でした。実験の進め方、実験結果の考察や数値計算に関して非常に多くのアドバイスを頂きました。研究の面でも日常生活の面でも支えていただき、ありがとうございました。

齋藤先生には遠くにいるのにもかかわらず、軟 X 線計測に関するアドバイスや現在の研究内容などを丁寧に指導していただきました。少ない時間の中で多くのことを教えて頂き、ありがとうございました。

核融合科学研究所の久保先生や山田先生には、研究所に訪れた際の世話人を引き受けてくださったり、研究に関してのアドバイスを頂いたり、非常にお世話になりました。私の主な研究テーマではありませんでしたが、トムソン散乱計測に関する様々な指導をありがとうございました。

京都大学の福山先生には、電磁波解析シミュレーションコード (TASK コード) に関して多大なアドバイスと指導をしてくださいました。研究が行き詰まった際には、何度も連絡をしてしまい、その度に丁寧に回答をしてくださいました。福山先生の助言のおかげで、RT-1 の内部構造をより忠実に模擬したシミュレーションを行うことができました。学会や研究会での議論を含め、ありがとうございました。

筑波大の池添先生には TASK コードの研究会に誘っていただいたり、GAMMMA10 を見学させてくださいました。おかげさまでより実りのある研究を行うことができました。ありがとうございました。

原子力研究開発機構の岩元さんには、PHITS 実習の際に世話人を引き受けてくださったり、実習で多くの指導をしてくださったりと、非常にお世話になりました。短い期間でしたが、有意義な時間を過ごすことができました。ありがとうございました。

神戸大の谷池先生や東京大学の島添先生には、損失 α 粒子のイメージング計測に関する研究の際に、タンデム加速器や SOI 検出器をお借りして実験をさせていただきました。お忙しい中で時間をつくっていただき、ありがとうございました。

精工技研の大沢さんや藤浪さんには、電場計測にあたって電場センサの較正やサポートなど、大変お世話になりました。無茶なお願いにもかかわらず、柔軟に対応してくださり本当にありがとうございました。

先輩の若林さん、大野さん、Hamdi さん、佐藤さん、山崎さんには、研究分野が違っていても積極的な議論によって私の研究をより豊かなものにしてくださいました。日常生活の面でも様々なサポートをしてくださり、本当にありがとうございました。

同期のアンクル君や種橋君には、研究の面や日常生活の面においても支えていただきました。2年の間、苦しいときも楽しいときも共に過ごせたことを嬉しく思います。修士生活を楽しく過ごせたのは二人のおかげです。本当にありがとうございました。

後輩の高橋君，中塚君，牛田君にも研究や日常生活の面において支えていただきました。頼りない先輩で残せるものも少なかったかもしれませんが，優秀な後輩のおかげで楽しい日々を過ごすことができました。ありがとうございました。

秘書の北山さんには最後まで色々な件で迷惑をかけてしまい，本当に申し訳ありませんでした。北山さんのおかげで，修士生活を無事終えることができます。学生生活を何から何までサポートしていただき，ありがとうございました。

Niall and Jackey, I can not finish my thesis without your cooperation. I never forget memorial days that I spent with you. Thank you very much.

最後に，長い学生生活を経済的にも精神的にも支え続けてくださった家族に，心から感謝を申し上げます。ありがとうございました。

虫明 敏生

研究発表

A. 口頭発表

1. 虫明敏生, 吉田善章, 西浦正樹, 川面洋平, 矢野善久, 山崎美由梨, Kashyap Ankur

”RT-1 における非線形光学素子を用いた RF 電場の直接計測”

日本物理学会第 70 回年次大会, 24aAP-10, 早稲田大学 (2015.3.24) .

2. 虫明敏生, 西浦正樹, 吉田善章, 矢野善久, 川面洋平, 齋藤晴彦, 山崎美由梨, Kashyap

Ankur, 高橋典生, 中塚正崇, 福山淳

”RT-1 におけるポッケルス素子を用いた高 プラズマ中の RF 電場計測”

プラズマ核融合学会第 32 回年会, 26aB06, 名古屋大学 (2015.11.26) .

3. (発表予定)

虫明敏生, 西浦正樹, 吉田善章, 矢野善久, 川面洋平, 齋藤晴彦, 山崎美由梨, Kashyap

Ankur, 高橋典生, 中塚正崇, 福山淳

”磁気圏プラズマ装置 RT-1 における光電界センサシステムを用いた高 プラズマ内部の RF 電場計測”

日本物理学会第 71 回年会, 21pAE-8, 東北学院大学 (2016.3.22) .

B. ポスター発表

4. 虫明敏生, 吉田善章, 西浦正樹, 齋藤晴彦, 矢野善久, 川面洋平, 山崎美由梨, Ankur Kashyap
”磁気圏型装置 RT-1 において生成された高 プラズマの電子温度計測”
Plasma Conference 2014, 19PB-064, 朱鷺メッセ (2014) .
5. T. Mushiake, M. Nishiura, Z. Yoshida, Y. Yano, Y. Kawazura, H. Saitoh, M. Yamasaki, A. Kashyap, N. Takahashi, M. Nakatsuka, A. Fukuyama
”Measurement of RF electric field in high- plasma using a Pockels detector in magnetosphere plasma confinement device RT-1”
57th Annual Meeting of the APS, Division of Plasma Physics, JP12.00120, Savannah, Georgia, USA (2015.11.17) .