

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

令和元年度

修士論文

磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1 における自己組織化
プラズマの密度限界の解明

2020 年 1 月 28 日提出
指導教員 西浦 正樹 准教授

47186098 森 敬洋

要旨

磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1 において，プラズマの密度限界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 (EC) 波の伝搬および電子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 章に序論として磁場閉じ込め核融合装置と磁気圏プラズマ及びその装置 RT-1 の特徴について記述した．

第 2 章では RT-1 の概略，本研究で用いて計測器群及びプラズマ中における波動の分散関係および性質についてその要点をまとめた．

第 3 章では 2 次元波動光学計算によって RT-1 における EC 波の伝搬およびプラズマの電力吸収効率を計算した．2.45GHz と 8.2GHz の周波数帯の電磁波に対して，密度依存性を調べた．両周波数でカットオフ密度に達する前にプラズマの電力吸収効率が 0 となった．実験的に観察された密度限界を説明できないのは 2 次元であることが原因のひとつであると考えられる．ゆえに 3 次元波動光学伝搬計算も実施し，EC 共鳴層への電磁波の到達に改善が見られた．

第 4 章ではプラズマの吸収電力とエネルギー閉じ込め時間を実験的に調査した．ECH 出力変調手法を確立するため，変調周波数，変調幅依存性について調査し最適条件を明らかにした後，プラズマの吸収電力とエネルギー閉じ込め時間のプラズマの電子密度に対する依存性を明らかにした．結果，プラズマの電子密度限界値付近で急速に電力吸収効率が減少すること，および τ_E が密度に依存して減少していることが明らかになった．

最後に第 5 章に本研究の結論をまとめた．

目次

| | |
|--------------------------------------|----|
| 要旨 | 1 |
| 第 1 章 序論 | 1 |
| 1.1 原子核融合反応とそのエネルギー利用 | 1 |
| 1.2 核融合プラズマの閉じ込め | 3 |
| 1.2.1 核融合炉の成立条件 | 3 |
| 1.2.2 トカマク型 | 4 |
| 1.2.3 ヘリカル型 | 5 |
| 1.3 磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1 | 6 |
| 1.4 プラズマ中を伝搬する波動と電子サイクロトロン加熱 . . | 7 |
| 1.5 本研究の目的 | 10 |
| 1.6 論文構成 | 11 |
| 第 2 章 実験・計測装置およびプラズマ中における波動 | 12 |
| 2.1 磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1 | 12 |
| 2.2 RT-1 における反磁性信号測定 | 15 |
| 2.3 RT-1 における干渉計を用いた電子密度計測 | 17 |
| 2.4 冷たいプラズマ近似によるプラズマ中の波動 | 20 |
| 2.4.1 冷たいプラズマの誘電率テンソル | 21 |
| 2.4.2 冷たいプラズマ近似におけるプラズマ分散関係 . . | 23 |
| 2.5 熱いプラズマ近似によるプラズマ中の波動 | 25 |
| 2.5.1 Bi-Maxwellian の誘電率 | 28 |
| 2.5.2 吸収計算 | 29 |

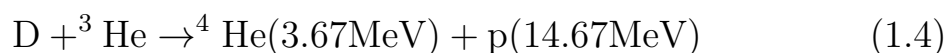
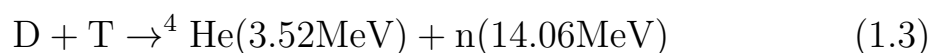
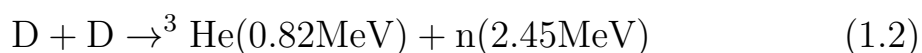
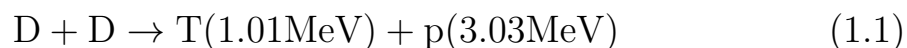
| | | |
|-------|----------------------------------------------|----|
| 2.5.3 | 電子サイクロトロン波に対する高温プラズマの誘電率テンソル | 30 |
| 2.6 | 波動伝搬計算手法 | 31 |
| 第 3 章 | 電子サイクロトロン波動伝搬およびプラズマの電力吸収計算 | 34 |
| 3.1 | はじめに | 34 |
| 3.2 | 冷たいプラズマ近似を用いた波動光学的波動伝搬計算例 . | 34 |
| 3.3 | RT-1 における 2 次元波動伝搬計算における磁場, 密度配位 | 36 |
| 3.4 | 2.45GHz 電磁波伝搬および電力吸収計算 | 38 |
| 3.5 | 8.2GHz 電磁波伝搬および電力吸収計算 | 44 |
| 3.6 | 3 次元 2.45GHz 電磁波伝搬計算 | 48 |
| 3.7 | まとめ | 49 |
| 第 4 章 | プラズマ中の EC 波の吸収電力評価 | 51 |
| 4.1 | はじめに | 51 |
| 4.2 | ECH 出力変調を用いたプラズマ中の EC 波の電力吸収効率測定原理 | 51 |
| 4.3 | 電力吸収効率測定実験 | 54 |
| 4.3.1 | 吸収効率の周波数依存性 | 57 |
| 4.3.2 | 吸収効率の変調幅依存性 | 59 |
| 4.3.3 | 吸収効率の電子密度依存性 | 59 |
| 4.4 | プラズマのエネルギー閉じ込め時間測定 | 62 |
| 4.5 | Hall 素子による反磁性信号の応答遅れ測定 | 63 |
| 4.6 | まとめ | 66 |
| 第 5 章 | 結論 | 68 |
| 参考文献 | | 70 |
| 研究業績 | | 72 |
| 謝辞 | | 74 |

第 1 章

序論

1.1 原子核融合反応とそのエネルギー利用

原子核融合反応（以下，核融合）とは，2つの軽い原子核が融合してより重い原子核になる反応である．核融合が起きると，一般に反応前の原子核の質量の合計より反応後の生成物の質量の合計の方が小さくなる．このことを質量欠損と言い，相対性理論によれば質量 Δm が欠損するとエネルギー $\Delta E = \Delta mc^2$ が出力される．核融合炉の研究・開発は，このエネルギーを取り出し，我々が利用しやすい電力を得ることを目的としている．エネルギーを効率よく取り出すためには，反応毎の解放エネルギーが大きく，かつ，反応速度係数が大きい反応を選択する方が有利である．現在，研究対象の主流となっているのは次の反応である．



ここで，D および T はそれぞれ重水素（デューテリウム）および三重水素（トリチウム）を，n および p はそれぞれ中性子と陽子を表す．

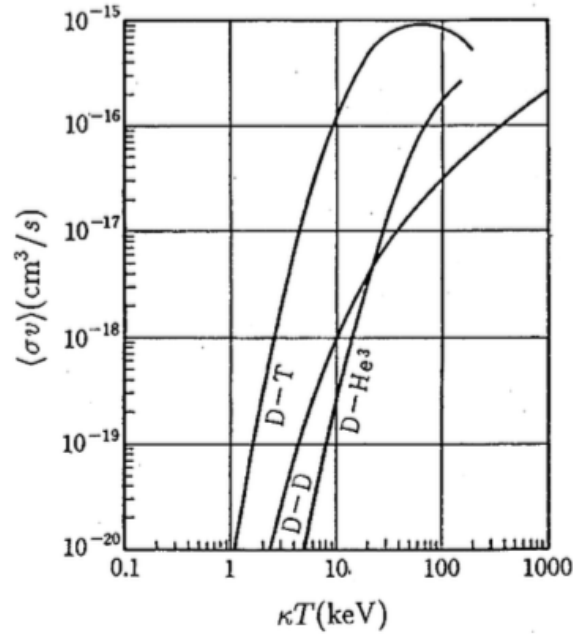


図 1.1. Rate coefficient of nuclear fusion reaction [1].

これらの核融合反応の中で現在積極的に研究が進められているのは、重水素と三重水素を用いる DT 反応である。これは図 1.1 [1] から明らかなように、他の核融合反応と比較して DT 反応は低い温度で反応率が高いという特徴を持つからである。したがってまずは DT 反応を用いた核融合炉を実現させることが現在の目標となっている。しかし DT 反応の問題として燃料の量が挙げられる。燃料となる重水素は海水約 30 リットルにつき 1 グラム含まれているため、ほぼ無尽蔵といえる一方で、三重水素は自然界にはほとんど存在しない。そのため、三重水素は人工的に生産しなければならないが、リチウムを用いた次の反応が三重水素の生成に利用できる。



これらの反応を利用して、DT 反応に必要な重水素と三重水素を得ることで、DT 反応は核融合反応のエネルギー利用として源とすることができる。

1.2 核融合プラズマの閉じ込め

1.2.1 核融合炉の成立条件

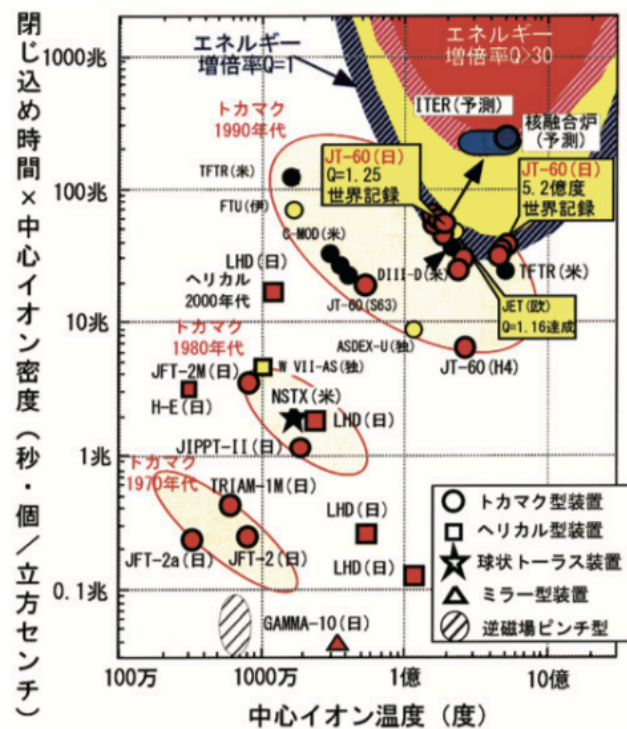


図 1.2. 核融合プラズマ実験装置の性能向上と自己点火条件 [2].

核融合反応を持続させるためには、少なくとも、核融合プラズマに供給されるエネルギーが、核融合プラズマから損失していくエネルギーより大きくなければならない. プラズマエネルギーの損失には、放射損失 P_b と、熱伝導・対流等による損失 P_L が考えられる. 一方、供給エネルギーは、外部からの加熱エネルギー P_{heat} および核融合反応の結果生じるエネルギー P_F である. ここで、 $Q = P_F/P_{heat}$ をエネルギー増倍率という. 特に、 $Q = 1$ の場合を臨界プラズマ条件、 $Q = \infty$ の場合を自己点火条件と呼ぶ. 自己点火条件は、外部からエネルギーを供給しなくても核融合反応が持続することに対応する. 核融合炉実現の為にはこの自己点火条件の実現が不可欠で

あり，効率よくプラズマを閉じ込める為の方法として磁場によるプラズマの閉じ込めが考案された．この閉じ込め磁場を作る手段として以下に述べるトカマク型とヘリカル型という2種類の方法が存在する．

1.2.2 トカマク型

磁場閉じ込め核融合装置の中で現在主流となっているのがトカマク型核融合装置である．この方式ではプラズマ閉じ込め磁場を2つの方向に分けて発生させてから合成する．その2つの方向はトロイダル方向とポロイ

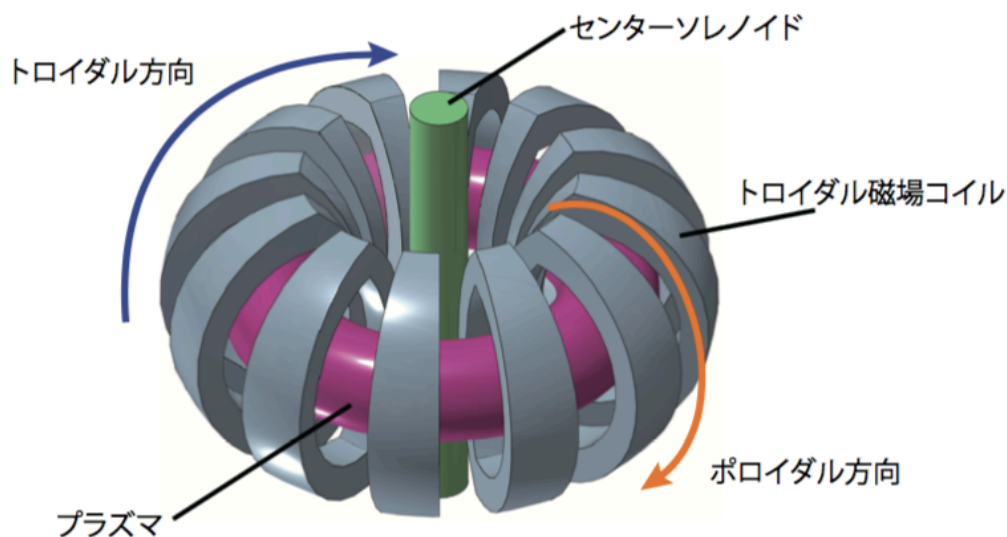


図 1.3. トカマク型装置模式図 [3].

ダル方向である．トロイダル磁場はプラズマの周辺を取り囲むように配置されたトロイダルコイルによって発生させる．一方ポロイダル磁場の発生では，センターソレノイドコイルによってまずプラズマ中にプラズマ電流を発生させ，生じたプラズマ電流によってポロイダル磁場を発生させる．この2つの磁場を組み合わせることでプラズマ閉じ込め磁場を形成する．この方式の利点は装置形状を単純化し易いため，多くの装置が作られており，実験も盛んに行われている点である．しかし一方で，電磁誘導によってプラズマ電流を発生させ続けなければ閉じ込め磁場を維持出来ない為，

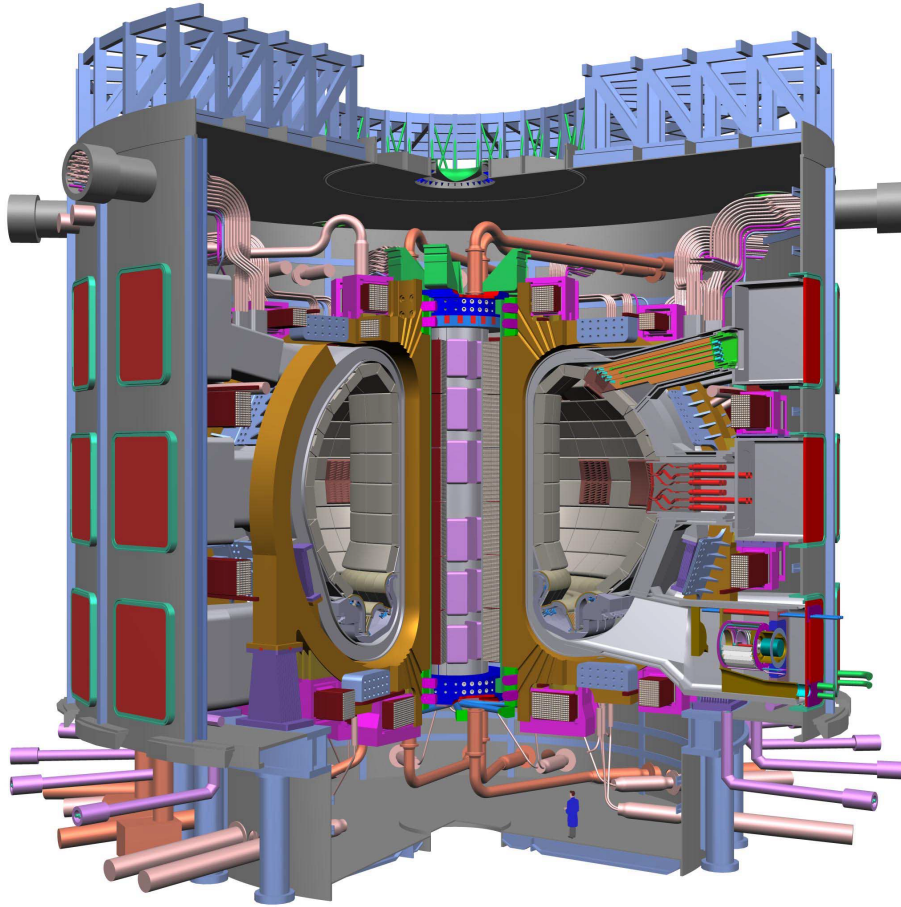


図 1.4. ITER の完成予定図 [4].

長時間の運転には不向きである．現在世界最大のトカマク型核融合実験炉 ITER（図 1.4）がフランスのカダラッシュに建設中であり，この装置から得られる新たな知見は将来の商業核融合炉の実現に繋がると期待されている．

1.2.3 ヘリカル型

一方，ヘリカル型もトカマク型と同じ形状のプラズマ閉じ込め磁場を形成する．トカマク型との違いとして，プラズマ周辺のコイルによってそのままプラズマ閉じこめ磁場を形成するという点が挙げられる．この方式をトカマク型と比較すると，プラズマ電流が存在しないという大きな特徴が

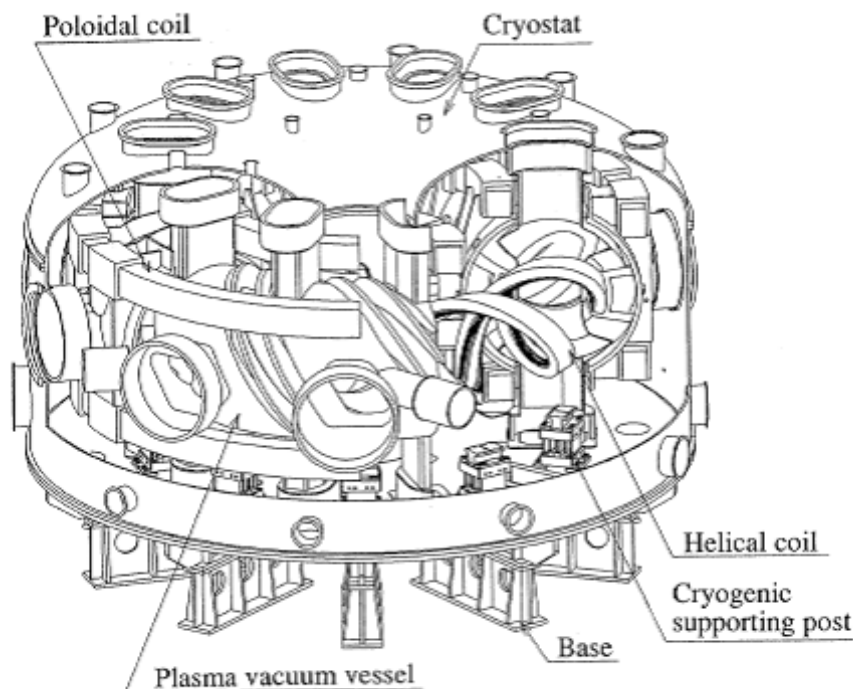


図 1.5. LHD 鳥瞰図 [5].

ある．ヘリカル型核融合装置はこの様な特徴を持つため，長時間のプラズマ運転に有利である．しかし，直接閉じ込め磁場を生成するという点から，実際の核融合炉の作成には閉じ込め磁場作成の為にコイルを複雑に配置する必要が生じる．この方式の核融合実験装置として岐阜県の土岐市にある Large Helical Device(以下 LHD) が存在し，研究が進められている [5].

1.3 磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1

先に示した DT 核融合反応の他に，重水素とヘリウムを用いた中性子を発生させない先進核融合反応 (1.4) の研究が注目されている．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工学的な課題やコス

ト、プラズマの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。

$$\beta = \frac{p}{B^2/2\mu_0} \quad (1.7)$$

ここで、 p はプラズマ圧力、 β は磁場圧力、 μ_0 は真空の透磁率である。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や土星が挙げられる。これらの惑星では、探査機 Voyager によって高い局所 β 値が観測されている [6, 7]。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 プラズマ閉じ込めを実現させると考えられている [9, 10]。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。

自然界で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 [9, 10]。磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 Ring Trap-1 (RT-1) は、この概念を元に設計された。この装置実験において、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が報告された。

磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1 では、主に電子サイクロトロン (EC) 波による電子サイクロトロン共鳴加熱 (ECH) 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 1 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]。

1.4 プラズマ中を伝搬する波動と電子サイクロトロン加熱

プラズマでは、遠距離相互作用である電場、磁場があること、抵抗、粘性などの散逸が小さいことから Coherent な摂動である波動が存在しやすい。

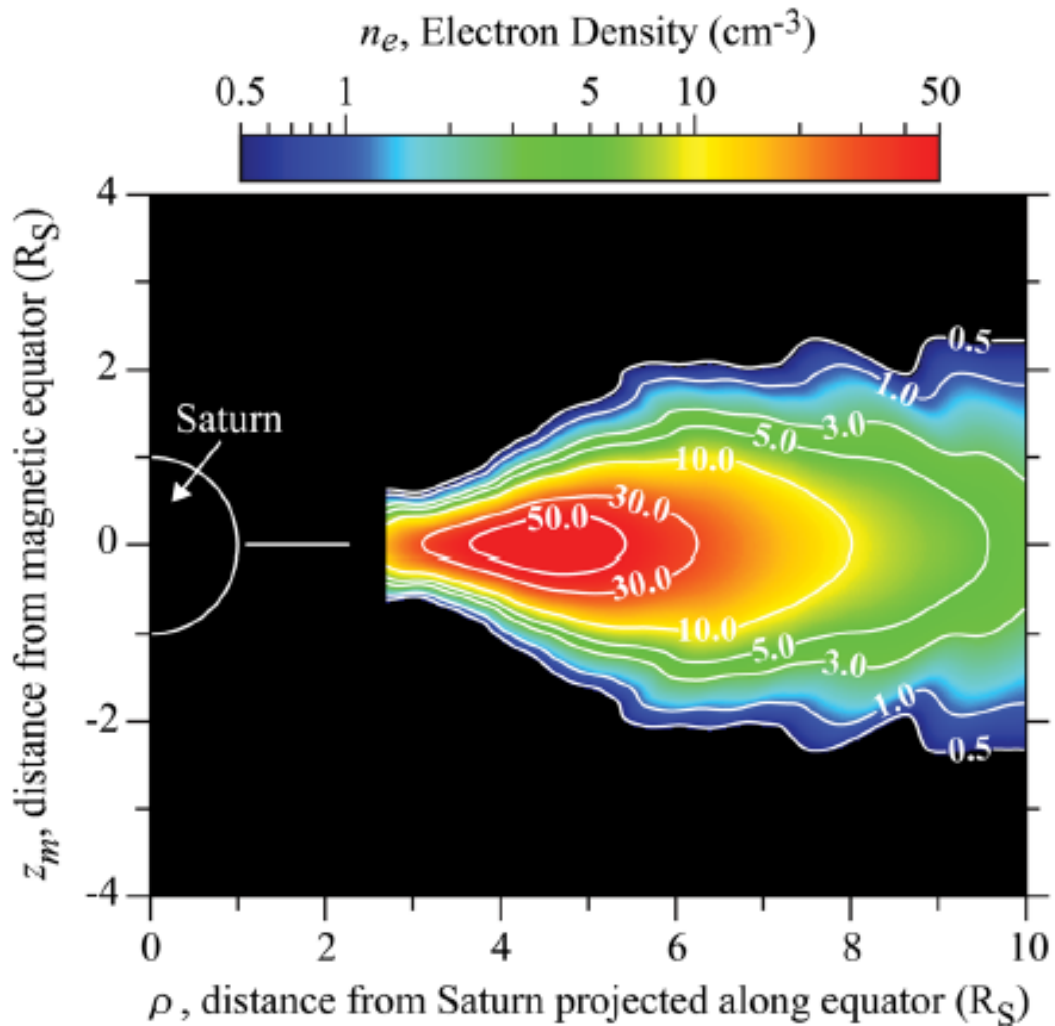


図 1.6. 土星の磁気圏におけるプラズマ [8].

一方，プラズマは下記の要因で様々な波動がある。

- イオン電子の少なくとも 2 種類の構成粒子がある。
- 密度に対する依存性 (プラズマ振動数 Π)，磁場に対する依存性 (サイクロトロン周波数 Ω)，熱運動に対する依存性 $k_B T$ がある。
- 磁場の向き，波動の伝搬方向，電場の向き，変位の向きの関係がある。

これらの様々な側面に対応してプラズマ中の波動は様々な分類される。

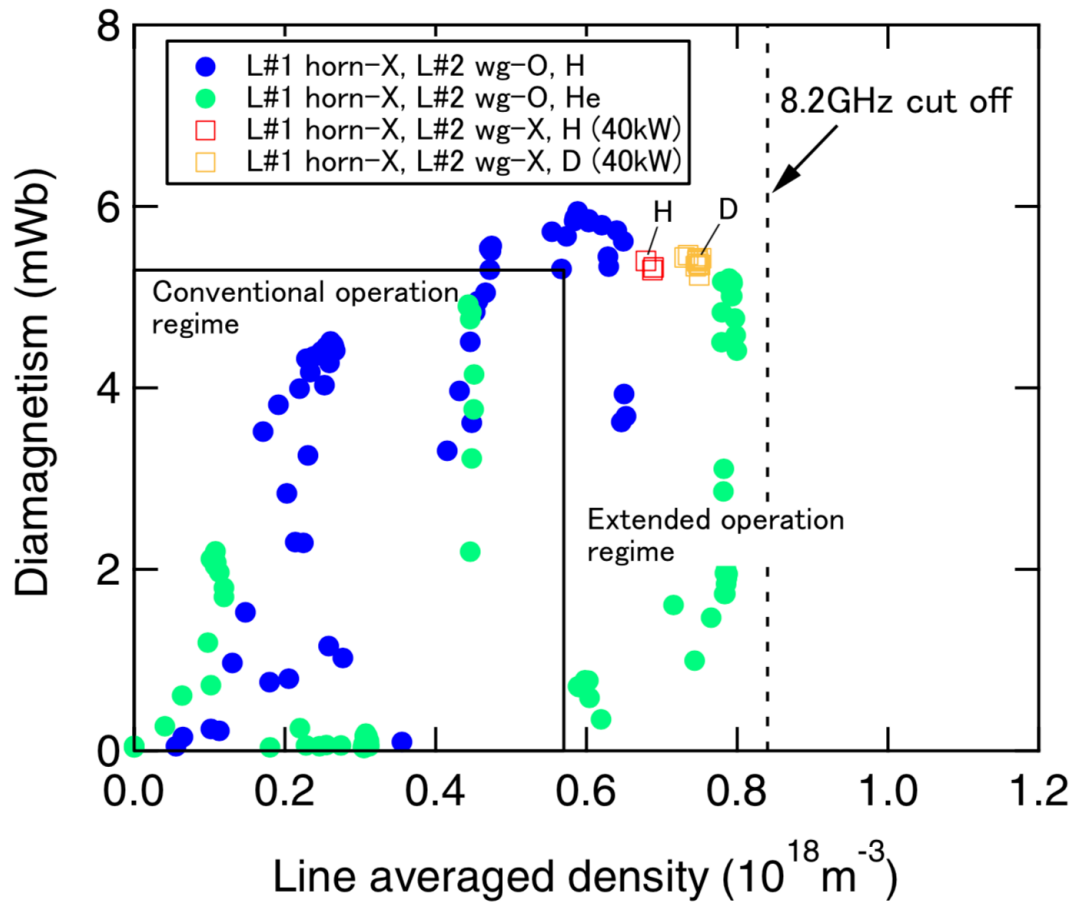


図 1.7. RT-1 における高 β プラズマ実験結果 [11].

- 静電波，電磁波

静電波は波の進行方向と同方向にイオンや電子の密度が疎になったり密になったり（薄くなったり濃くなったり）という振動しながら伝わる波で，縦波であるが，電磁波（電波）は真空中では電場と磁場が進行方向と垂直方向に振動しながら伝搬する横波である．

- 冷たいプラズマ近似，熱いプラズマ近似の波動

プラズマの力学的性質を保持するように，一様磁場中に空間的に均一に存在する温度 0 のプラズマとして仮定する場合は冷たいプラズマ近似，プラズマの温度が 0 ではなく有限な場合を考え，粒子と波動の相互作用を考える場合は熱いプラズマ近似と呼ぶ．

- R 波, L 波
プラズマ中の波動が右回り円偏光のとき R 波, 左回り円偏光のとき L 波と呼ぶ.
- 正常波 (Ordinary Wave, O 波), 異常波 (Extraordinary Wave, X 波)
プラズマ中の波動の偏光面が磁場に平行な時に O 波, 垂直な時に X 波と呼ぶ.
- 速波 (Fast Wave), 遅波 (Slow Wave)
伝搬する波の位相速度 $v = \omega/k$ (ω は角周波数, k は波数) が速い波を速波, 遅い波を遅波と呼ぶ.

プラズマの加熱手法は主にオーミック加熱, 中性粒子入射加熱 (Neutron Beam Injection: NBI), 高周波加熱の 3 つであり, 特に RT-1 では高周波加熱の ECH が用いられる. これは磁界中で, 電子は磁力線に巻き付くように回転しながら移動するため, この回転運動の周期に対応した周波数の高周波をプラズマに入射すると, プラズマ中の電子が選択的に加熱され, その運動エネルギーが高められることを利用している. 電子を選択的に加熱するため, 効率の良い加熱法として多くのプラズマ装置で用いられている.

1.5 本研究の目的

本研究の目的は, 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波の伝搬およびプラズマに対する電力吸収効率を評価することで, 自己組織化プラズマの電子密度限界を解明することである.

RT-1 においては, 電子サイクロトロン加熱として 8.2GHz および 2.45GHz の周波数の電磁波が用いられているが, それぞれの周波数帯の電磁波による加熱において発生する電子密度には限界が存在する. 特にこの密度限界は電磁波の周波数に対するプラズマのカットオフ密度よりも大きい. このような密度限界が内向き拡散を含むダイポール磁場閉じ込めに付随する現象であるかそれとも高密度加熱による加熱が成功しているかについては, 電磁波の波長に対して密度勾配が急峻に存在していることもあり, 正確な解析が行われていない. よって本研究では, 波動光学計算に

よる RT-1 での電磁波の伝搬計算を行い，プラズマの電力吸収について数値解析を行う．さらに入射している電磁波の出力の変化に対してプラズマの反磁性信号の応答を実験的に解析することで実験における RT-1 でのプラズマの電力吸収効率を解析し，数値計算結果と比較することで，電子密度限界の要因を解析する．また，エネルギー閉じ込め時間の評価およびプラズマの加熱分布の解析は，プラズマの輸送現象を支配している物理機構の解明につなげることができる．

1.6 論文構成

本論文の第 2 章では実験装置および測定装置について詳しく述べるとともに，磁化プラズマ中の波動の定式化について詳しく述べる．第 3 章では，RT-1 における電子サイクロトロン加熱による加熱効果を評価するため，COMSOL を用いた波動光学計算による EC 波動伝搬およびプラズマの電力吸収特性の解析について述べる．第 4 章では ECH 出力変調の際のプラズマの反磁性信号測定の結果からプラズマの蓄積エネルギーの時間変化を求め，プラズマの電力吸収効率およびエネルギー閉じ込め時間の特性を評価している．第 5 章では本研究の結論および課題を述べる．

第 2 章

実験・計測装置およびプラズマ中における波動

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 冷凍機を用いて 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。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。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 Bi-2223 高温超伝導材を 2160 巻きにして、ステンレスケースの中に入れてある。ステンレスケースの外半径は 0.375m, 内半径は 0.18m である。ステンレス鋼製のコイルケース内部には、励磁用の給電部や超伝導体を励磁するための永久電流スイッチ (PCS), 温度センサー, 冷却ヘリウム流路等が配置されている。

プラズマ実験に先立ち、浮上コイルは装置下部のメンテナンスポートにおいて 20K 以下まで冷却された後、外部電源を使用した直接給電により励磁され、永久電流モードとなる。励磁を終えた浮上コイルは午前中に再冷却され、午後の実験では冷却系 (2 本のトランスファーチューブ) およびコ

イル計測・制御系 (3本の計測ピン) から分離され, 昇降機を用いて装置赤道面 (図 2.2 のコイルの位置) まで上昇させる. これらの一連の操作は真空容器の内部で実施される. 真空容器の上部には大気側に常伝導体の吊り上げコイル (径半径 $a_2 = 0.4\text{m}$) が $z = 0.6\text{m}$ の場所に設置されており, この釣り上げコイル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よ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.

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. 地磁気による不正磁場を補正するために, RT-1の外周部には補正コイルが設けられている (図 2.1 参照). 浮上コイルと吊り上げコイルに流れる電流によって図 2.2 のように磁気面が上方に引き伸ばされて Null 点を持つような Separatrix 配位が形成される.

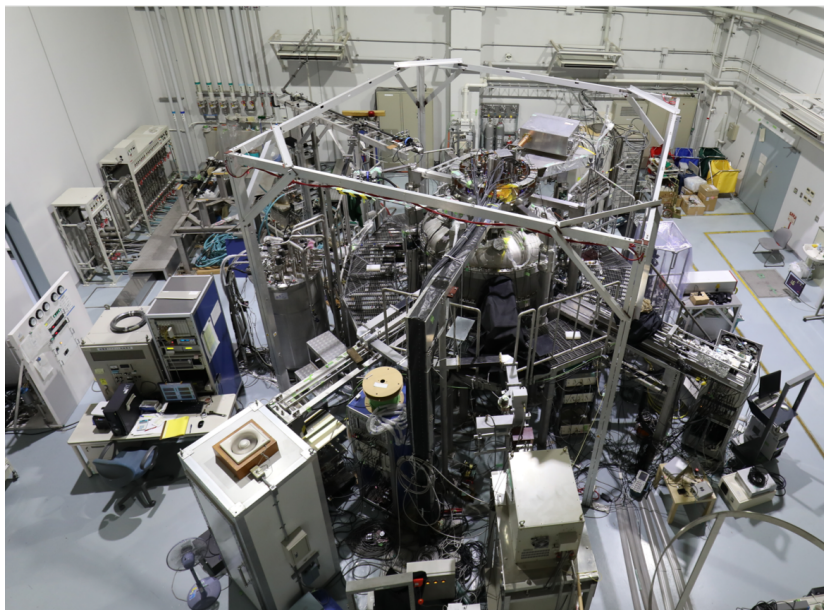


図 2.1. 磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1 の外観と地磁気補正コイル. 真空容器周辺のアルミフレームが補正コイルであり, これにより地磁気を打ち消し, コイルを水平に磁気浮上させている.

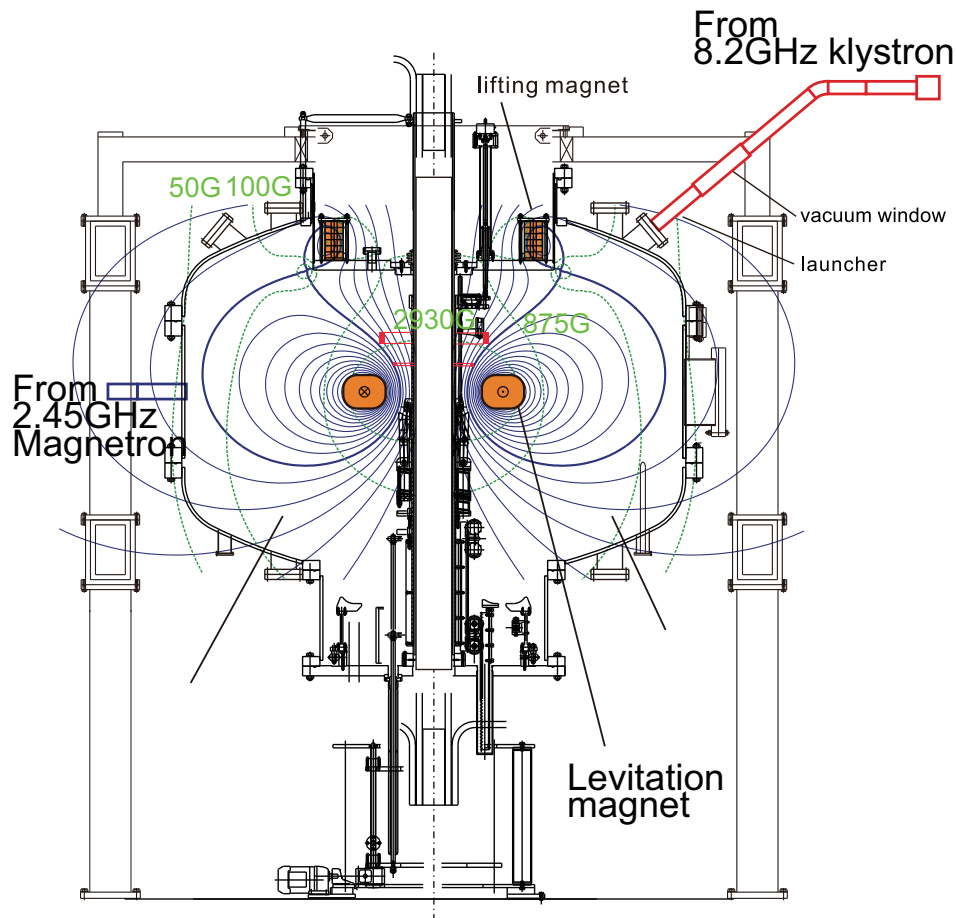


図 2.2. RT-1 の真空容器中心を含む垂直断面図.

プラズマ実験前には 2.45GHz のマグネトロンから 1kW, 1Hz の周波数で電磁波を入射することによりヘリウムプラズマによる放電洗浄を実施し、Q マス (四重極型質量分析計) によって不純物レベルが低い状態を確認後、プラズマ実験を開始している。

RT-1 では、複合分子ポンプ (TG2400) 2 台を用いて、真空容器内の圧力は 10^{-6} Pa 前半程度までの真空を維持することが出来る。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実験も可能である。RT-1 でのプラズマ生成は、ECH のための 8.2GHz のクライストロン (最大出力 100kW, 放電時間 1s), 2.45GHz のマグネトロン (最大出力 20kW, 放電時間 2s) によって行われている。8.2GHz のクライストロンは 2017 年 6 月 30 日に故障したた

め、現在は 2.45GHz のマグネトロンによってプラズマを生成，維持している．プラズマ実験中の真空容器内の様子を図 2.3 に示す．

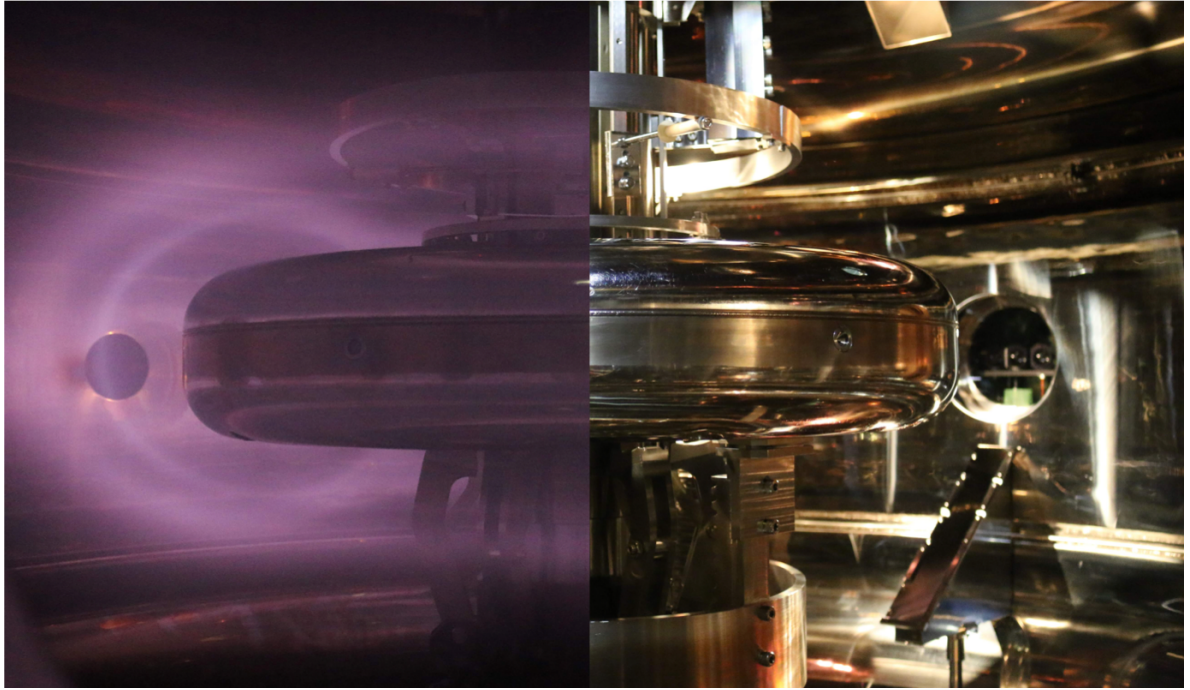


図 2.3. プラズマ生成時 (左側) と真空時 (右側) の RT-1 の真空容器内部. 中央に浮上コイルがあり，その周辺を磁力線に沿った明るいプラズマが観測されている．

2.2 RT-1 における反磁性信号測定

プラズマが平衡状態である場合，MHD 方程式 (2.1) を元にプラズマの平衡と磁束密度の変化を計算することができる．これは圧力勾配の力とローレンツ力との間で均衡が保たれていることを意味する．

$$\nabla p = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (2.1)$$

反磁性電流が生み出す磁束の変化 (反磁性信号) をフラックスループにより計測することで，MHD 方程式から導かれる Grad-Shafranov 方程式を解き，反磁性信号とプラズマ圧力 (β) の関係を計算できる．先行研究ではトロイダル対称性のもとで磁気圏型磁場配位におけるプラズマ圧力平衡計

算コード RTEQ により，RT-1 における多様な状態でのプラズマの平衡計算を行い，その妥当性を実験的に検証している [20]．

プラズマの反磁性信号は，フラックスループにより計測する．RT-1 の真空容器の側面に，トロイダル方向に周回するフラックスループが設置されている．計測された磁束の変化は絶縁アンプで信号を調節し，WE7000 データ収集システムに保存される．保存された磁束の変化を数値積分することで反磁性信号の時間変化を得る．

図 2.4 に RT-1 におけるフラックスループを示す．フラックスループは



図 2.4. RT-1 におけるフラックスループ．

4 本あり，それぞれの半径位置は $r = 1.01\text{m}$ ，垂直位置は $z = \pm 0.20\text{m}$ と $z = \pm 0.36\text{m}$ である．

反磁性信号とプラズマ圧力 p との関係を知るために，予めプラズマの圧力分布を仮定し，その圧力分布を元に平衡計算を行い，フラックスループの位置での磁束変化とプラズマ圧力の間関係を求めている．先行研究 [20] では仮定した圧力分布の妥当性について，半径方向に並べたホール素子列により磁場変化を計測している．また，プラズマ圧力が磁気圧力に近くなると磁気面の変形が生じることから，真空磁気面を使うことができなくなる．その場合，プラズマの平衡計算から得られた変形した磁気面形状を使う必要がある．低いプラズマ圧力から圧力が高くなっていった場合の平衡計算による磁場配位計算例を図 2.5 に示す．

反磁性信号の上昇に従って磁気面が外側に変形し，真空の磁場配位から

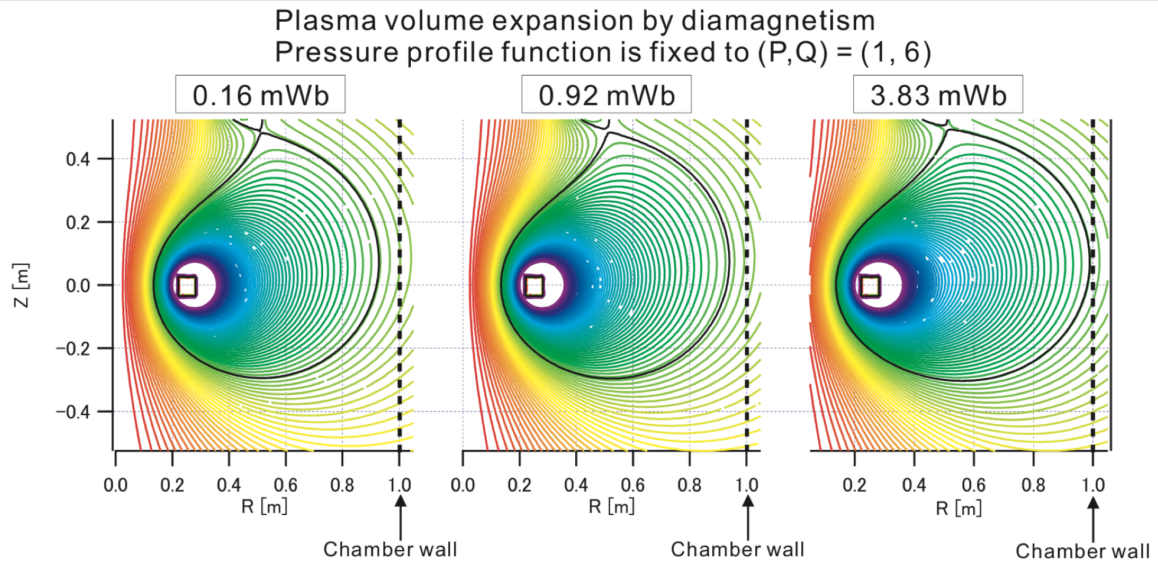


図 2.5. 反磁性信号増加とプラズマの体積膨張の計算例 [20]. 黒い線は Seapatrix を示している.

外れている様子が分かる. プラズマの平衡計算から反磁性信号とプラズマの蓄積エネルギーとの関係を結びつけることができる.

2.3 RT-1 における干渉計を用いた電子密度計測

RT-1 ではミリ波干渉計 3 台で電子密度を計測している. この干渉計は, Mach-Zehnder 型干渉計として知られる干渉計である. その仕組みとして, プラズマ中を通過したミリ波と真空中 (= ケーブル中) を通過したミリ波はプラズマの電子密度に応じた位相差を持つため, その干渉信号からプラズマ中の電子密度を見積もることが出来る. 得られた電子密度は光路上の電子密度の線積分値になる [14]. RT-1 では, それぞれ計測視線の違う 3 台の干渉計を導入し, 密度分布を得ている.

図 2.6 に干渉計のブロック図を示す.

干渉計は複数台を同時に使用するため, 互いに干渉を起こさないようにそれぞれの干渉計の位相同期発振器 (Phase Locked Oscillator : PLO) の出力周波数は少しずつ変化させてある. PLO から出力された 18.752GHz の信号は 2WAY divider により 2 つの異なる経路に分岐される. プラズ

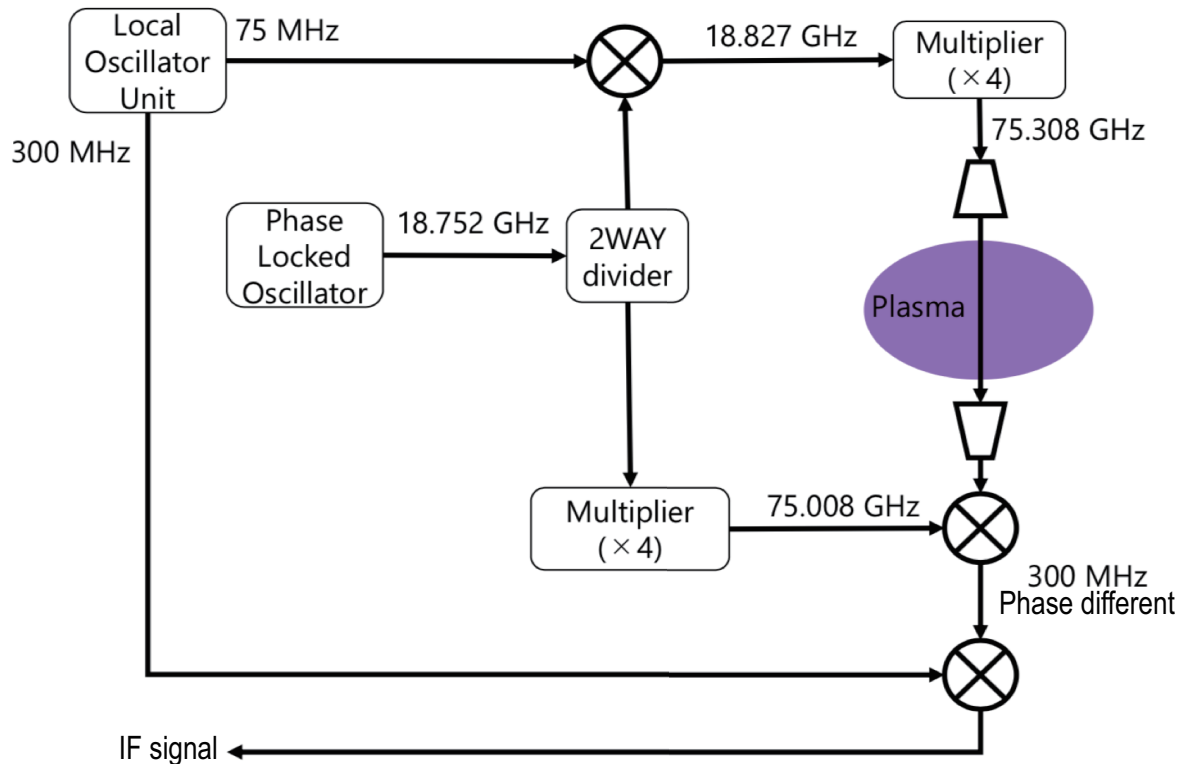


図 2.6. 干渉計のブロック線図 [22].

マ中に送信される信号は、75MHz の信号をミキサによって合成した後、Multiplier により周波数を 4 倍の 75.308GHz に変換し、送信側のホーンアンテナからプラズマ中に入射する。受信側のホーンアンテナで受信された信号は、分岐されたもう一方の信号と合成し、その差周波数である 300MHz の中間周波数 (IF) 信号となる。この IF 信号を、局部発振器 (Local Oscillator Unit : LOU) から出力される 300MHz の基準信号と合成することで、プラズマ中を通過したミリ波との間に発生する位相差 $\Delta\phi$ を検出する。

次に、この位相差とプラズマ密度の関係を導く。Maxwell 方程式と荷電粒子の運動方程式から、冷たいプラズマの波動の分散関係式を導くことがで

きる [13]. プラズマの屈折率 N は, 電子密度 n_e を用いて

$$N = \left(1 - \frac{\omega_e}{\omega_c}\right)^{1/2} \quad (2.2)$$

$$= \left(1 - \frac{n_e}{n_c}\right)^{1/2} \quad (2.3)$$

と表せる. ここで, n_c は角周波数 ω の電磁波に対するプラズマのカットオフ密度

$$n_c \equiv \frac{\omega^2 m_e \varepsilon}{e^2} \quad (2.4)$$

である. この時位相差 $\Delta\phi$ は,

$$\Delta\phi = \int (k_p - k_0) dl \quad (2.5)$$

$$= \int (N - 1) \frac{\omega}{c} dl \quad (2.6)$$

$$\approx -\frac{\omega}{2cn_c} \int n_e dl \quad (2.7)$$

と表せるため, 観測された $\Delta\phi$ から電子密度の線積分値を求めることが出来る.

位相は 2π の不確定性を持つため, 位相変化が 2π を超えるとフリンジジャンプが生じる. フリンジジャンプが生じると位相変化をそのまま密度値に算出することができないため, 信号波形からフリンジジャンプが起こっている箇所を特定し, 修正する必要がある. 2π (1 フリンジ) の位相差を生じる線積分電子密度は, 式 (2.5) の左辺 $= 2\pi$ とすると,

$$\int n_e dl = 7.46 \times 10^6 f \text{m}^{-2} \quad (2.8)$$

となる. RT-1 の干渉計の場合, $f = 75\text{GHz}$ を代入して

$$\int n_e dl = 5.6 \times 10^{17} \text{m}^{-2} \quad (2.9)$$

が1 フリンジである.

図 2.7(a),(b) に干渉計の計測視線を示す．水平方向に IF1($r=450\text{mm}$) と，垂直方向に IF2($r=620\text{mm}$), IF3($r=700\text{mm}$) の計 3 視線での計測を行った． r は各計測視線に対してコイルの中心から降ろした垂線の長さである．干渉計が計測する値は線積分電子密度なので，線平均電子密度を求

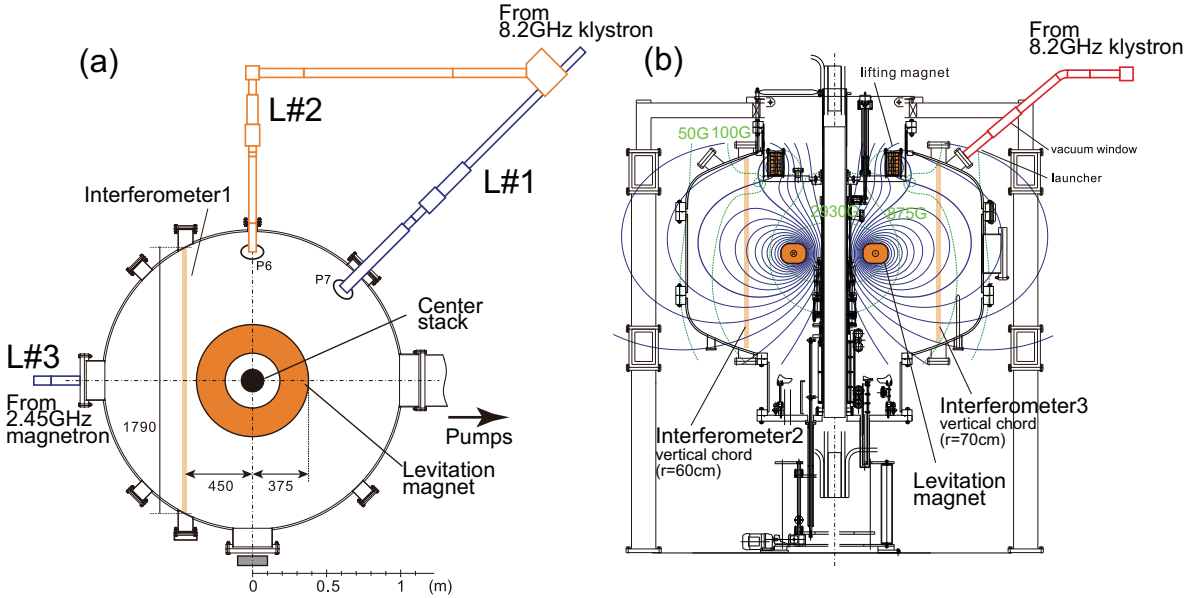


図 2.7. RT-1 の断面図．(a) が RT-1 の赤道面を含む水平断面，(b) が RT-1 真空容器中心を含む垂直断面を示す．

めるには光路長を決定する必要がある．光路長は「入射ミリ波とプラズマ存在領域の重なる長さ」であるが，静電プローブ計測によって Separatrix 外にもプラズマが存在することが分かっている．そこで真空壁と接する磁気面 ($\phi = 0.006$) の内部をプラズマ存在領域とした時，IF1 の光路長は 1.60m, IF2 の光路長は 0.87m, IF3 の光路長は 0.76m となるため，この値をもとに IF1-3 の線平均電子密度を計算した．

2.4 冷たいプラズマ近似によるプラズマ中の波動

プラズマ中の波を取り扱うのに適し，数学的解析が比較的簡単でしかもプラズマの力学的性質を基本的に保持するようなモデルを導入する．すなわち，一様磁場中に空間的に均一に存在するような温度 0 のプラズマモデ

ルである．従って無擾乱状態ではイオンも電子も静止している．1 次の擾乱によって生じる電場，磁場によってイオンや電子は運動し，その結果生じる電場，磁場が自己矛盾なく取り扱われる．このようなモデルを冷たいプラズマモデルと言い，プラズマ中の波の性質を表す分散式を導入できる．従ってプラズマはある誘電率テンソル \mathbf{K} を持つ電磁波伝搬媒質と考えることができる．

このモデルでは一様な磁場，密度，温度 0 という場合を想定しているが，磁場や密度が変化する特徴的な長さ（プラズマの大きさ）に比べて，取り扱う波の波長が短く，かつ粒子の熱速度に比べて波の位相速度が大きければ良い近似で適用できる．この誘電率テンソル \mathbf{K} は磁場，密度の関数になるため，磁場，密度が空間的に変化する場合のプラズマは不均一，非等方で，かつ強い分散性を示す媒質とみなすことができる．

2.4.1 冷たいプラズマの誘電率テンソル

0 次の無擾乱状態の冷たいプラズマにおいては密度 n や磁場 \mathbf{B} は空間的に一様で時間的にも一定であり，イオンおよび電子は静止しているとする．

1 次の擾乱項は $\exp i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)$ の形で変化するものとする．位相速度は $v_{ph} = \omega/k$ で与えられ， \mathbf{k} の方向に伝搬する．プラズマ中のイオンや電子は電場 \mathbf{E} や磁気誘導 \mathbf{B}_1 によって運動し，その速度を \mathbf{v}_k とする (k は粒子の種類を示す)．プラズマ粒子の運動によって生じる電流 \mathbf{j} は

$$\mathbf{j} = \sum_k n_k q_k \mathbf{v}_k \quad (2.10)$$

である． n_k と q_k はそれぞれ k 種の粒子の密度および電荷である．電気変位 \mathbf{D} は

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (2.11)$$

$$\mathbf{j} = \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} = -i\omega \mathbf{P} \quad (2.12)$$

となる．ここで \mathbf{E} は電場， \mathbf{P} は電気分極， ε_0 は真空の誘電率を表す．従っ

て \mathbf{D} は次のように表される.

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} - \frac{i}{\omega} \mathbf{j} \equiv \varepsilon_0 \mathbf{K} \cdot \mathbf{E}. \quad (2.13)$$

\mathbf{K} を誘電率テンソルという. k 種の単一荷電粒子の運動は

$$m_k \frac{d\mathbf{v}_k}{dt} = q_k (\mathbf{E} + \mathbf{v}_k \times \mathbf{B}) \quad (2.14)$$

である. ここで $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1$ であり, $\mathbf{v}_k, \mathbf{E}, \mathbf{B}_1$ は 1 次の微小量である. 従ってこれらの 1 次の微小量に関する 1 次方程式は

$$-i\omega m_k \mathbf{v}_k = q_k (\mathbf{E} + \mathbf{v}_k \times \mathbf{B}) \quad (2.15)$$

である. \mathbf{B}_0 の方向に z 軸を取ると運動方程式の解は

$$\begin{aligned} v_{k,x} &= \frac{-iE_x}{B_0} \frac{\Omega_k \omega}{\omega^2 - \Omega_k^2} - \frac{E_y}{B_0} \frac{\Omega_k^2}{\omega^2 - \Omega_k^2}, \\ v_{k,y} &= \frac{E_x}{B_0} \frac{\Omega_k^2}{\omega^2 - \Omega_k^2} - \frac{iE_y}{B_0} \frac{\Omega_k \omega}{\omega^2 - \Omega_k^2}, \\ v_{k,z} &= \frac{-iE_z}{B_0} \frac{\Omega_k}{\omega} \end{aligned} \quad (2.16)$$

となる. ここで Ω_k は k 種の荷電粒子のサイクロトロン周波数で

$$\Omega_k = \frac{-q_k B_0}{m_k} \quad (2.17)$$

である. 式 (2.16) より \mathbf{v}_k を \mathbf{E} で表し, \mathbf{j} の式 (2.10) に代入しさらに \mathbf{D} の式 (2.13) を用いると, 冷たいプラズマの誘電率テンソルは STIX parameter[13] を用いて

$$\epsilon \cdot \mathbf{E} = \varepsilon_0 \mathbf{K} \cdot \mathbf{E} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

$$\begin{aligned}
S &= \frac{1}{2}(R + L), D = \frac{1}{2}(R - L), \\
R &\equiv 1 - \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega(\omega - \Omega_s)}, \\
L &\equiv 1 - \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega(\omega + \Omega_s)}, \\
P &\equiv 1 - \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega^2}, \\
\omega_{pk}^2 &\equiv \frac{n_k q_k^2}{\varepsilon_0 m_k}
\end{aligned}$$

と表される.

2.4.2 冷たいプラズマ近似におけるプラズマ分散関係

マクスウェル方程式

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.19)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.20)$$

よりフーリエ変換から

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega \mathbf{B}_1,$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\omega \epsilon_0 \mathbf{K} \cdot \mathbf{E}$$

そして

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.21)$$

を得る. 無次元ベクトル

$$\mathbf{n} \equiv \frac{\mathbf{k}c}{\omega}$$

を定義すると (c は光速), $n = |\mathbf{n}|$ は光速と波の位相速度との比で屈折率を表す. \mathbf{n} を用いると式 (2.21) は

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{E}) + \epsilon \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (2.22)$$

となる． \mathbf{n} と \mathbf{B}_0 とのなす角度を θ とし， \mathbf{n} ベクトルが zx 平面にあるように x 軸をとると式 (2.22) は

$$\begin{pmatrix} S - n^2 \cos^2 \theta & -iD & n^2 \cos \theta \sin \theta \\ iD & S - n^2 & 0 \\ n^2 \cos \theta \sin \theta & 0 & P - n^2 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (2.23)$$

で表される． $\mathbf{E} \neq 0$ の解が存在するためには行列のデターミナントが 0 でなくてはならない．

$$An^4 - Bn^2 + C = 0, \quad (2.24)$$

$$A = S \sin^2 \theta + P \cos^2 \theta, \quad (2.25)$$

$$B = RL \sin^2 \theta + PS(1 + \cos^2 \theta), \quad (2.26)$$

$$C = PRL. \quad (2.27)$$

この式 (2.24) が伝搬ベクトル \mathbf{k} と角周波数 ω との関係を決定する． \mathbf{k} と ω の関係式を分散式という．

$\theta = 0$ すなわち磁力線方向に伝搬する波について，分散式 (2.24) は解

$$P = 0, \quad n^2 = R, \quad n^2 = L \quad (2.28)$$

を持ち， $n^2 = R$ の分散式になる波を R 波， $n^2 = L$ の分散式になる波を L 波と呼ぶ．

$\theta = \pi/2$ すなわち磁力線垂直方向に伝搬する波について，分散式 (2.24) は解

$$n^2 = \frac{RL}{S}, \quad n^2 = P \quad (2.29)$$

を持ち， $n^2 = P$ になる波を正常波 (Ordinary mode wave)， $n^2 = RL/S$ になる波を異常波 (Extraordinary mode wave) と呼ぶ．

また，分散式の解においてある条件により屈折率 n が 0 になったり無限大になったりする． $n^2 = 0$ の時をカットオフと言い，波の位相速度

$$v_{\text{ph}} = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n} \quad (2.30)$$

は無限大になる．分散式から明らかなように，

$$P = 0 \quad \text{or} \quad R = 0 \quad \text{or} \quad L = 0 \quad (2.31)$$

の条件でカットオフが発生する． $n^2 = \infty$ の時を共鳴といい，波の位相速度は0に近づき，そこでは波の吸収が起こりうる．共鳴条件は

$$\tan^2 \theta = -\frac{P}{S} \quad (2.32)$$

である．

2.5 熱いプラズマ近似によるプラズマ中の波動

プラズマの温度が高くなり速度分布に熱速度程度の広がりがあり、波の位相速度が熱速度と同じ程度になる場合、ランダウ減衰やサイクロトロン減衰が起きることで、プラズマは波からエネルギーを吸収する．波動加熱には非線形あるいは統計的過程が伴うが、実験結果は線形および準線形理論で説明できることが多い．これは加熱現象が波の減衰過程であるからである．線形理論の基礎は高温プラズマの誘電率テンソル \mathbf{K} である．

前節では冷たいプラズマ中の波の分散式を導いた．この場合は無擾乱状態においてイオンも電子も静止していることを仮定している．しかし熱いプラズマ中では、無擾乱状態において、色々な速度をもつ荷電粒子がラーマー旋回運動をしていて螺旋軌道を描いている．これらの事実から、熱いプラズマの誘電率テンソルを求める．

k 種の粒子の分布関数 $f_k(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ はブラゾフ方程式に従う．

$$\frac{\partial f_k}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f_k + \frac{q_k}{m_k} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f_k = 0 \quad (2.33)$$

マクスウェル方程式は以下である.

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_k q_k \int f_k d\mathbf{v} \quad (2.34)$$

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} = \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \sum_k q_k \int \mathbf{v} f_k d\mathbf{v} \quad (2.35)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.36)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.37)$$

$f_k, \mathbf{B}, \mathbf{E}$ を無摂動状態の 0 次の量と $\exp i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)$ で変化する摂動項に分離すると

$$f_k = f_{k0}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) + f_{k1} \quad (2.38)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1 \quad (2.39)$$

$$\mathbf{E} = 0 + \mathbf{E}_1 \quad (2.40)$$

となるのでブラゾフ方程式とマクスウェル方程式は以下のように線形化で

きる.

$$\mathbf{v} \cdot \nabla_r f_{k0} + \frac{q_k}{m_k} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \cdot \nabla_v f_{k0} = 0 \quad (2.41)$$

$$\sum_k q_k \int f_{k0} d\mathbf{v} = 0 \quad (2.42)$$

$$\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}_0 = \sum_k q_k \int \mathbf{v} f_{k0} d\mathbf{v} = \mathbf{j}_0 \quad (2.43)$$

$$\frac{\partial f_{k1}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_r f_{k1} + \frac{q_k}{m_k} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) \cdot \nabla_v f_k = -\frac{q_k}{m_k} (\mathbf{E}_1 + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_1) \cdot \nabla_v f_{k0} \quad (2.44)$$

$$i\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_1 = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_k q_k \int f_{k1} d\mathbf{v} \quad (2.45)$$

$$\frac{1}{\mu_0} \mathbf{k} \times \mathbf{B}_1 = -\omega \left(\epsilon_0 \mathbf{E}_1 + \frac{i}{\omega} \sum_k q_k \int f_{k1} d\mathbf{v} \right) \quad (2.46)$$

$$\mathbf{B}_1 = \frac{1}{\omega} (\mathbf{k} \times \mathbf{E}_1) \quad (2.47)$$

高温プラズマの誘電率テンソル \mathbf{K} ($\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{K} \cdot \mathbf{E}$) は以下のように与えられる.

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.48)$$

$$\mathbf{j} = \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} = -i\omega \mathbf{P} \quad (2.49)$$

$$\frac{1}{\epsilon_0} \mathbf{D} = \mathbf{E}_1 + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sum_k q_k \int \mathbf{v} f_{k1} d\mathbf{v} \equiv \mathbf{K} \cdot \mathbf{E}_1 \quad (2.50)$$

よって f_{k1} を求めることができれば \mathbf{K} を計算できる.

2.5.1 Bi-Maxwellian の誘電率

0 次の分布関数が Bi-Maxwellian である, つまり

$$f_0(v_\perp, v_z) = n_0 F_\perp(v_\perp) F_z(v_z) \quad (2.51)$$

$$F_\perp(v_\perp) = \frac{m}{2\pi T_\perp} \exp\left(-\frac{mv_\perp^2}{2T_\perp}\right) \quad (2.52)$$

$$F_z(v_z) = \left(\frac{m}{2\pi T_z}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m(v_z - V)^2}{T_z}\right) \quad (2.53)$$

であるとして誘電率テンソルを計算する. この時の \mathbf{K} は以下となる.

$$\mathbf{K} = \mathbf{I} + \sum_{i,e} \frac{\Pi^2}{\omega^2} \left(\sum_n \left(\zeta_0 Z(\zeta_n) - \left(1 - \frac{1}{\lambda_T}\right) (1 + \zeta_n Z(\zeta_n)) \right) e^{-b} \mathbf{X}_n + 2\eta_0^2 \lambda_T \mathbf{L} \right) \quad (2.54)$$

$$\mathbf{X}_n = \begin{bmatrix} n^2 I_n / b & in(I'_n - I_n) & -(2\lambda_T)^{1/2} \eta_n \frac{n}{\alpha} I_n \\ -in(I'_n - I_n) & (n^2/b + 2b) I_n - 2b I'_n & i(2\lambda_T)^{1/2} \eta_n \alpha (I'_n - I_n) \\ -(2\lambda_T)^{1/2} \eta_n \frac{n}{\alpha} I_n & -i(2\lambda_T)^{1/2} \eta_n \alpha (I'_n - I_n) & 2\lambda_T \eta_n^2 I_n \end{bmatrix} \quad (2.55)$$

$$Z(\zeta) \equiv \frac{1}{\pi^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-\beta^2)}{\beta - \zeta} d\beta,$$

$I_n(b)$ is the modified Bessel function

$$\eta_n \equiv \frac{\omega + n\Omega}{2^{1/2} k_z v_{Tz}}, \zeta_n \equiv \frac{\omega - k_z V + n\Omega}{2^{1/2} k_z v_{Tz}}$$

$$\lambda_T \equiv \frac{T_z}{T_\perp}, b \equiv \left(\frac{k_x v_{T\perp}}{\Omega} \right)^2, \alpha \equiv \frac{k_x v_{T\perp}}{\Omega}$$

$$v_{Tz}^2 \equiv \frac{T_z}{m}, v_{T\perp}^2 \equiv \frac{T_\perp}{m}$$

\mathbf{L} マトリックスの成分は $L_{zz} = 1$ 以外零である.

プラズマが等方マクスウェル分布 ($T_z = T_\perp$) で、 $V = 0$ の場合、 $\eta_n = \zeta_n$, $\lambda_T = 1$ となり、以下の形になる。

$$\mathbf{K} = \mathbf{I} + \sum_{i,e} \frac{\Pi^2}{\omega^2} \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} (\zeta_0 Z(\zeta_n)) e^{-b} \mathbf{X}_n + 2\zeta_0^2 \mathbf{L} \right] \quad (2.56)$$

2.5.2 吸収計算

誘電率テンソルを

$$\mathbf{K}(\mathbf{k}, \omega) = \mathbf{K}_H(\mathbf{k}, \omega) + i\mathbf{K}_I(\mathbf{k}, \omega) \quad (2.57)$$

とする。分散媒質における波動場のエネルギー密度は

$$\frac{\partial W_0}{\partial t} = -\omega_r \frac{1}{2} \epsilon_0 \mathbf{E}_0^* \cdot \mathbf{K}_I \cdot \mathbf{E}_0 - \nabla \cdot \mathbf{P} \quad (2.58)$$

で表される (右辺第1項はランダウ減衰およびサイクロトロン減衰の項、第2項は波の放射の項)。よってプラズマの単位体積あたり吸収される入力 P^{ab} は

$$P^{ab} = \omega_r \frac{\epsilon_0}{2} \mathbf{E}^* \cdot \mathbf{K}_I \cdot \mathbf{E} \quad (2.59)$$

で与えられ、

$$P^{ab} = \omega \frac{\epsilon_0}{2} \{ |E_x|^2 \text{Im} K_{xx} + |E_y|^2 \text{Im} K_{yy} + |E_z|^2 \text{Im} K_{zz} \\ + 2\text{Im}(E_x^* E_y) \text{Re} K_{xy} + 2\text{Im}(E_y^* E_z) \text{Re} K_{yz} + 2\text{Im}(E_x^* E_z) \text{Re} K_{xz} \}$$

と計算できる。

誘電率テンソルを $b \ll 1$ と仮定して展開すると、サイクロトロン減衰およびその高周波減衰による吸收入力は

$$G_{\pm n} \equiv \text{Im} \zeta_0 Z_{\pm n} = (k_z/|k_z|) \pi^{1/2} \zeta_0 \exp(-\zeta_{\pm n}^2)$$

の項に関わる ($\zeta_n = (\omega + n\Omega)/(2^{1/2} k_z (T_z/m)^{1/2})$, $Z_{\pm n} = Z(\zeta_{\pm n})$)。 $b \ll 1$

の場合

$$\begin{aligned}
(\text{Im}K_{xx})_{\pm n} &= (\text{Im}K_{yy})_{\pm n} = (\Pi_j/\omega)^2 G_{\pm n} \alpha_n \\
(\text{Im}K_{zz})_{\pm n} &= (\Pi_j/\omega)^2 2\zeta_{\pm n}^2 G_{\pm n} b \alpha_n n^{-2} \\
(\text{Re}K_{xy})_{\pm n} &= -(\Pi_j/\omega)^2 G_{\pm n} (\pm \alpha_n) \\
(\text{Re}K_{yz})_{\pm n} &= -(\Pi_j/\omega)^2 (2b)^{1/2} \zeta_{\pm n}^2 G_{\pm n} \alpha_n n^{-1} \\
(\text{Im}K_{xz})_{\pm n} &= -(\Pi_j/\omega)^2 (2b)^{1/2} \zeta_{\pm n}^2 G_{\pm n} (\pm \alpha_n) n^{-1} \\
\alpha_n &= n^2 (2 \cdot n!)^{-1} (b/2)^{n-1}
\end{aligned}$$

となる。これらの項の吸收入力への寄与は以下のようになる。

$$P_{\pm n}^{ab} = \omega \left(\frac{\Pi_j}{\omega} \right) G_n \left(\frac{\epsilon_0}{2} \right) \alpha_n |E_x - iE_y|^2 \quad (2.60)$$

$$\zeta_n = (\omega + n\Omega_i)/(2^{1/2}k_z v_{Ti}) = (\omega - n|\Omega_i|)/(2^{1/2}k_z v_{Ti})$$

よって、イオンサイクロトロン減衰の場合 $+n$ の項の寄与が、電子サイクロトロン減衰の場合 $-n$ の項の寄与が支配的になる。

2.5.3 電子サイクロトロン波に対する高温プラズマの誘電率テンソル

ECH が支配的であるならば、高温プラズマの誘電率テンソルにおいてはイオン項を無視でき、また、 $b \ll 1, \zeta_0 \gg 1$ であるので、誘電率テンソルは以下のようになる。

$$\begin{aligned}
K_{xx} &= K_{yy} = 1 + X\zeta_0 Z_{-1}/2, \quad K_{zz} = 1 - X + N_{\perp}^2 \chi_{zz}, \\
K_{xy} &= -iX\zeta_0 Z_{-1}/2, \quad K_{xz} = N_{\perp} \chi_{xz}, \quad K_{yz} = iN_{\perp} \chi_{yz}, \\
\chi_{xz} &\approx \chi_{yz} \approx 2^{-1/2} X Y^{-1} \frac{v_T}{c} \zeta_0 (1 + \zeta_1 Z_{-1}), \\
\chi_{zz} &\approx X Y^{-2} \left(\frac{v_T}{c} \right)^2 \zeta_0 \zeta_{-1} (1 + \zeta_1 Z_{-1}), \\
X &\equiv \frac{\Pi_e^2}{\omega^2}, \quad Y \equiv \frac{\Omega_e}{\omega}, \quad \zeta_{-1} = \frac{\omega - \Omega_e}{2^{1/2}k_z v_T}, \quad N_{\perp} = \frac{k_{\perp} c}{\omega}
\end{aligned}$$

単位体積あたり吸収される電磁波の入力 P_{-1} は

$$P_{-1} = \omega X \zeta_0 \frac{\pi^{1/2}}{2} \exp\left(-\frac{(\omega - \Omega_e)^2}{2k_z^2 v_{Te}^2}\right) \left(\frac{\epsilon_0}{2}\right) |E_x - iE_y|^2 \quad (2.61)$$

となる。 $\omega = \Omega_e$ の時 $\zeta_{-1} = 0$, $Z_{-1} = i\pi^{1/2}$, $K_{xx} = 1 + ih$, $K_{xy} = h$, $\chi_{yz} = \chi_{xz} = 2^{1/2} X(v_{Te}/c)\zeta_0 = X/(2N_{||})$, $\chi_{zz} = 0$, $h \equiv \pi^{1/2}\zeta_0 X/2$ であるので誘電率テンソル \mathbf{K} は

$$\mathbf{K} = \begin{bmatrix} 1 + ih & h & N_{\perp}\chi_{xz} \\ -h & 1 + ih & iN_{\perp}\chi_{xz} \\ N_{\perp}\chi_{xz} & -iN_{\perp}\chi_{xz} & 1 - X \end{bmatrix} \quad (2.62)$$

となる。

2.6 波動伝搬計算手法

電子サイクロトロン周波数帯の波動は、プラズマの空間不均一の特徴長に比べて波長が短い場合が多いことと、他の周波数帯の波動とは異なり、アンテナからプラズマ内部まで伝搬不能領域が存在しない場合が多いことから、幾何光学近似が広く用いられている。プラズマ装置において多く用いられている幾何光学近似を用いた電磁波伝搬計算法に光線追跡 (Ray-trace) 法が存在する。

EC 波の光線追跡法による伝搬解析では、波束の波数ベクトル \mathbf{k} と位置ベクトル \mathbf{r} の伝搬経路に沿った発展が、光線追跡方程式

$$\frac{d\mathbf{r}}{d\tau} = -\frac{\partial D}{\partial \mathbf{k}} / \frac{\partial D}{\partial \omega} = \mathbf{v}_g, \quad (2.63)$$

$$\frac{d\mathbf{k}}{d\tau} = \frac{\partial D}{\partial \mathbf{r}} / \frac{\partial D}{\partial \omega} \quad (2.64)$$

によって記述される。これらの式を連立微分方程式として解くことで、波動の軌跡および奇跡に沿った波数の値を求めることができる。ここで τ は経路に沿って群速度 \mathbf{v}_g で伝搬する時間に対応し、分散関係 $D(\mathbf{k}, \omega; \mathbf{r}, t)$ は

$$D = \det \mathbf{D}, \quad \mathbf{D} = \frac{c^2}{\omega^2} [\mathbf{k}\mathbf{k} - k^2 \mathbf{I} + \boldsymbol{\epsilon}(\mathbf{k}, \omega; \mathbf{r}, t)] \quad (2.65)$$

で定義され、 ϵ はプラズマの誘電率テンソルである．波のエネルギー W_w の発展は

$$\frac{\partial W_w}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}(\mathbf{v}_g W_w) = 2\gamma W_w = -\epsilon_0 \mathbf{E}^* \cdot \epsilon_A \cdot \mathbf{E} \quad (2.66)$$

に従い、 γ は成長率、 ϵ_A は誘電率テンソルの反エルミート成分である．

光線追跡法では、プラズマが EC 波のカットオフ層を持つようなオーバーデンス状態の時、カットオフ点での振幅に伝搬不能領域の透過率を乗じて、新たに XL 波の光線追跡を行う手法が取られている．しかしながら、モード変換率の正確な評価が行えない点や、波長がプラズマサイズと同程度になるため正確に解析できないという欠点をもつ．そのため小型装置や O-X モード変換を含む場合等には、光線追跡法ではなく電磁波を波動光学的に取り扱う必要がある．よって波動光学計算では、マクスウェル方程式

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \cdot \mathbf{E} + i\omega \mu_0 \mathbf{j}_{ext} \quad (2.67)$$

を境界値問題として有限要素法を用いて解き、定常状態における空間の電場成分を全て解析する．ここで ϵ は冷たいプラズマ近似を用いたプラズマの誘電率テンソル、 μ_0 は透磁率、 \mathbf{j}_{ext} は電磁波を励起するアンテナ電流である．これにより、波動光学計算ではモード変換まで含めた電磁波の伝搬を計算することができる．しかしながら、空間における波としての性質を Maxwell 方程式として計算するためには、空間における電場を計算する位置をできるだけ細かくしなければならず、計算の際に必要なメッシュのサイズは解析する波の波長よりも十分小さくなくてはならない．そして十分小さい空間メッシュに対して全ての場所で Maxwell 方程式に矛盾がないように解く必要があるため、計算負荷が非常に大きくなりやすいという欠点があるが、波動光学計算には存在する．そのため、大型装置では MHz 帯のイオンサイクロトロン波に対してのみ計算が行われており、プラズマ中の電子を加熱するための高周波、大出力の GHz 帯の EC 波に対しては、光線追跡方やビーム追跡法による解析が主に行われており、波動光学計算解析はあまり行われていない．本研究では、RT-1 で発生しているプラズマが

- プラズマの大きさが EC 波の波長よりも小さい

- 生成されているプラズマ中にはカットオフ層が存在するオーバーデンス状態である

という特徴から，光線追跡法ではなく波動光学計算によって EC 波の伝搬，吸収を解析した．

第 3 章

電子サイクロトロン波動伝搬および プラズマの電力吸収計算

3.1 はじめに

本章では，磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1 における冷たいプラズマ近似による Full wave 計算での電子サイクロトロン波の波動伝搬の計算結果およびプラズマの電力吸収効率の電子密度依存性について述べる．

3.2 冷たいプラズマ近似を用いた波動光学的波動伝搬計算例

まず，本論文第 2 章で述べた冷たいプラズマ近似による Full wave 計算による電子サイクロトロン周波数帯の波動伝搬計算の初期計算結果を示す．

計算条件として，左側から x 方向に 2.45GHz の電磁波を 10kW の強度で入射していると仮定した．その時の磁場強度 $|\mathbf{B}| = B_z$ および電子密度 n_e は，

$$B_z = 0.05\text{T}$$

$$n_e = 2.0 \times 10^{17} (0.1 \cdot \sqrt{0.5 \cdot y^2 + x^2} - 0.04) \text{m}^{-3}$$

とした (図 3.1 参照)．計算領域は $0\text{m} \leq x \leq 1.2\text{m}, 0\text{m} \leq y \leq 1.2\text{m}$ であり，境界は全て吸収境界とした．また，数値計算におけるメッシュサイズは，計算する波の波動としての性質を示すことができるように

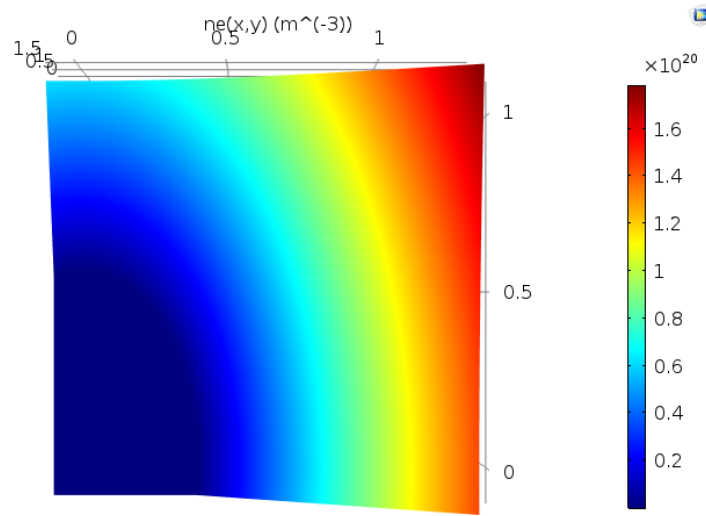


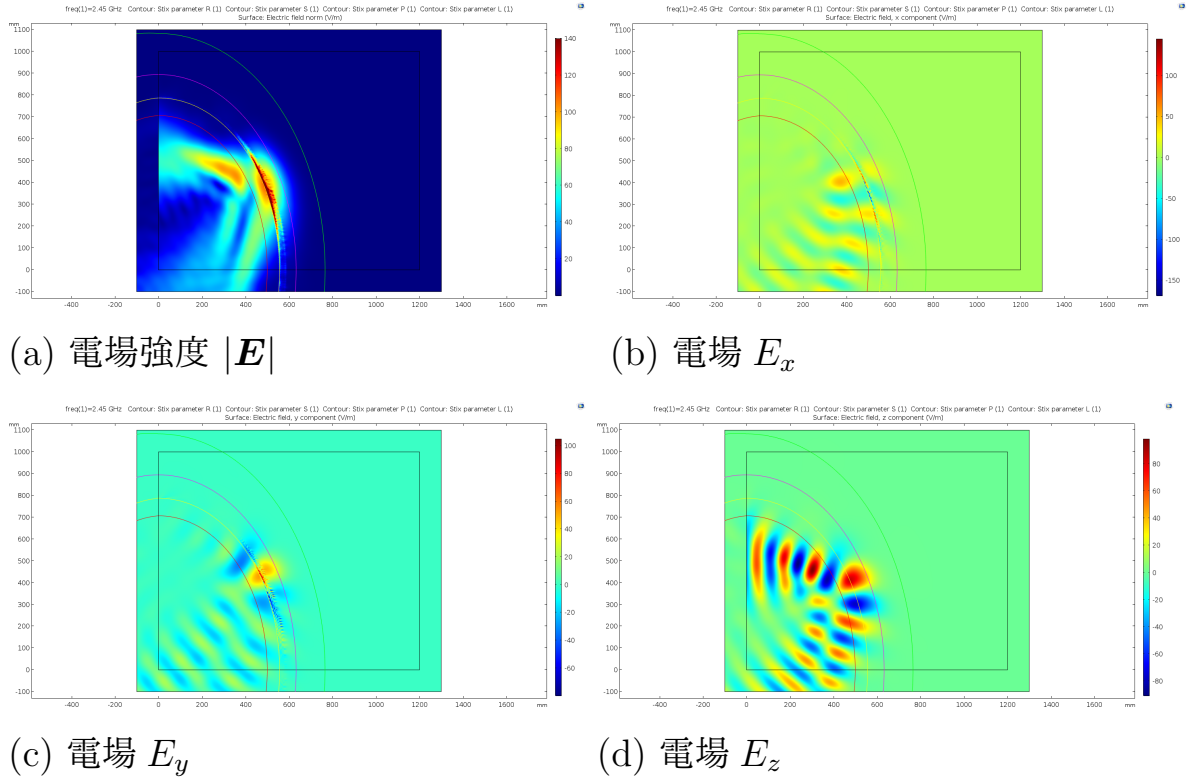
図 3.1. 初期計算密度

十分に小さくすることとし, 2.45GHz の電磁波の真空中の波長である $\lambda_{2.45GHz} = \frac{c}{f} \approx 120(\text{mm})$ の $1/20$ のサイズである 1 辺 6-0.6mm の非等方の三角形メッシュとして, COMSOL システム上で計算領域を分割し, 計算を行なった.

2.45GHz 電磁波を O-mode, X-mode で収束させて入射した際の計算結果を図 3.2, 3.3 に示す.

2.45GHz の電磁波に対して左側から順番に $R=0$ (赤線), $S=0$ (黄線), $P=0$ (桃線), $L=0$ (緑線) の境界面が形成されている様子が確認できる. O-mode 入射に対して理論的にカットオフ層として示される $P=0$ の層で電磁波が反射している様子が確認できる. また, X-mode 入射に対しては, X-mode のカットオフ層として知られる $R=0$ で電磁波の一部が反射されるとともに電磁波がモード変換を行うことで E_z 成分が励起されて電磁波成分の一部が通過し, $P=0$ で反射されている様子が確認できる.

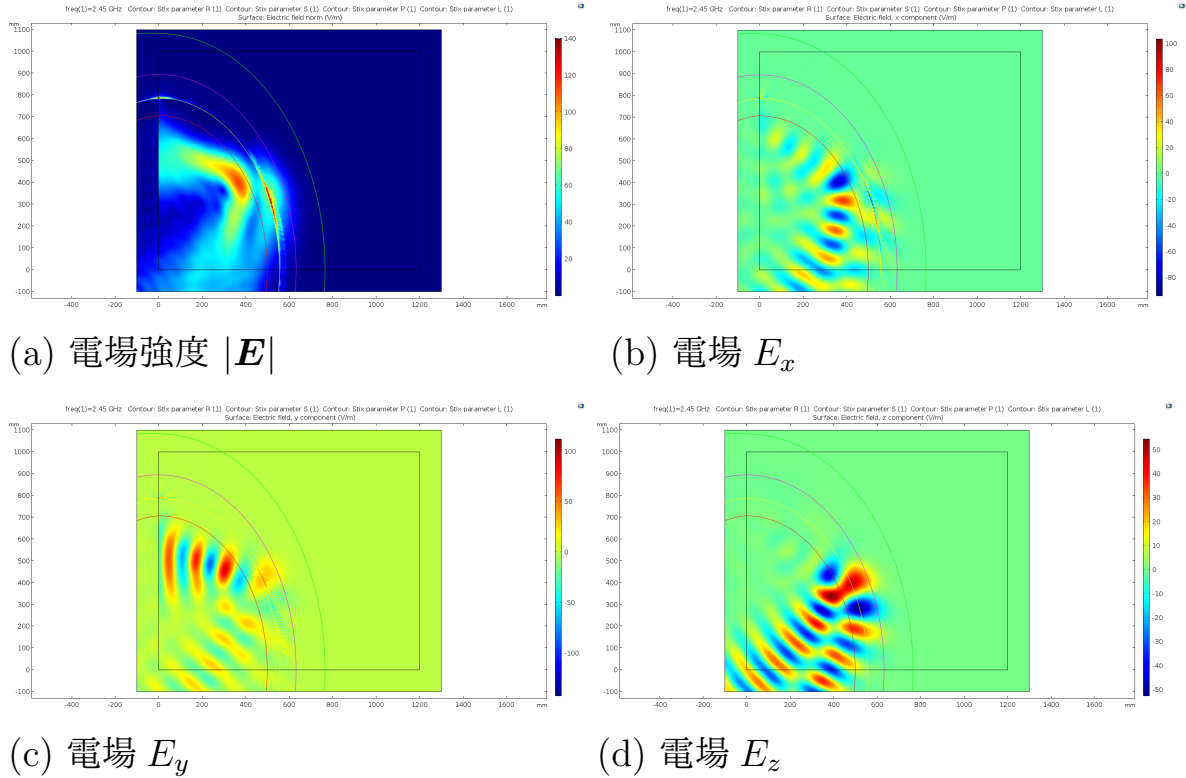
これらの計算結果から, 本計算手法は, 電場のモード変換まで含めた電磁波の波動伝搬を模擬することができると言える. この計算手法を RT-1 における EC 波伝搬計算に用いる.

図 3.2. 2.45GHz 電磁波の O-mode(E_z 励起) 入射時の電場計算結果

3.3 RT-1 における 2 次元波動伝搬計算における磁場，密度配位

RT-1 においては，ECH の電磁波として，2.45GHz および 8.2GHz の電磁波が使用されている．そのため，COMSOL ソフトウェアを使用した有限要素法 Full-wave 計算により，プラズマ内の 2.45 GHz および 8.2 GHz 電磁波の伝搬を計算する．8.2 GHz の EC 波は対角ポートから、2.45 GHz は水平ポートから入射されるとし，電磁波を入射するポートサイズは実際の RT-1 における電磁波導波管のサイズによって決定し，それぞれ 2.45GHz 電磁波入射時は 150mm, 8.2GHz 電磁波入射では 50mm のポートを仮定した．

計算に用いた磁場は，超伝導 magnet (115 A、2160 回転) と lifting

図 3.3. 2.45GHz 電磁波の X-mode(E_y 励起) 入射時の電場計算結果

magnet (430 A、68 回転) によって生成される RT-1 における真空磁場を用いる (図 3.4 参照).

電子密度のプロファイルは、以下の式に従うとして最も適したパラメータとなるように設定する.

$$n_e(r, z) = n_0 \times \exp \left(-a \left(\frac{\psi(r, z) - \psi(r_{max}, 0)}{\psi(1, 0)} \right)^2 \left(\frac{B(r, z)}{B_0(r, z)} \right)^{-b} \right) \quad (3.1)$$

$\phi(r, z)$: 位置 (r, z) における磁気面関数

$\phi(1, z)$: 真空壁 ($r = 1.0\text{m}, z = 0.0\text{m}$) での磁気面関数

$B(r, z)$: 位置 (r, z) での磁場の大きさ

$B_0(r, z)$: $\phi(r, z)$ 上の $z = 0\text{m}$ を満たす点での磁場の大きさ

(n_0, a, b, r_{max}) : フィッティングパラメータ

実験においては干渉計 1 - 3 の計測結果をもとに、式 3.1 で決定される

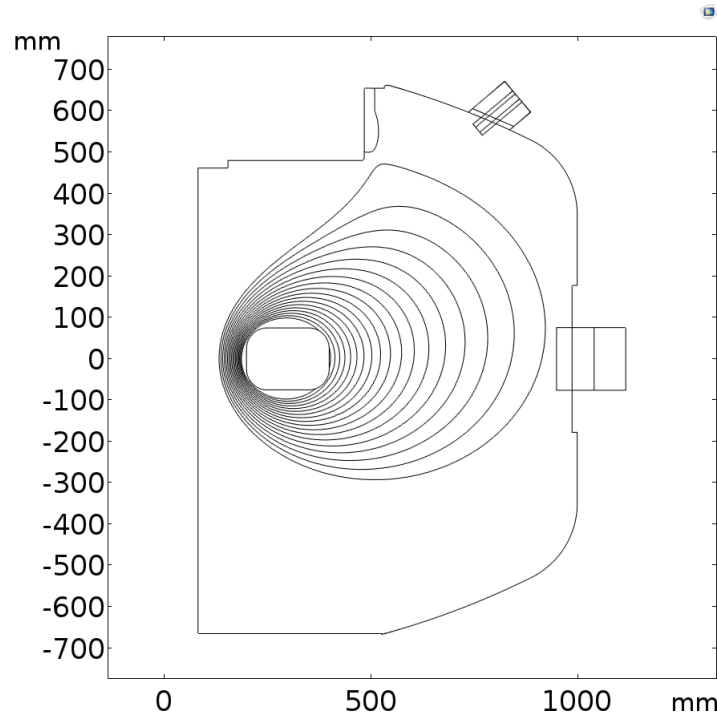


図 3.4. RT-1 磁束関数等高線図

密度分布に対して計測結果の誤差が最小となるようにフィッティングパラメータが決定され、電子密度分布として用いられる。

今回の計算ではピーク密度として $n_0 = 3.5 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$, 他のパラメータは $a = 9.33, b = 1.084, r_{max} = 0.547 \text{m}$ とした。また、白線は Separatrix を示している。この時の電子密度分布を図 3.5 に示す。

3.4 2.45GHz 電磁波伝搬および電力吸収計算

我々は、RT-1 装置のプラズマ閉じ込めにおける 2.45 GHz ECH での実験的電子密度限界を調査した。その結果を図 3.6 に示す。横軸は干渉計 1 で計測された線平均電子密度、縦軸は真空容器外側のループ線で計測された反磁性信号である。

2.45 GHz-ECH において、入射電力は 0 から 18 kW の範囲で設定した。ヘリウムのガス圧は、0.28 mPa から 3.2 mPa の範囲で設定した。RT-1 の密度限界は、 $\bar{n}_e = 1.6 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$ で現れ、2.45 GHz の EC 波のカットオフ

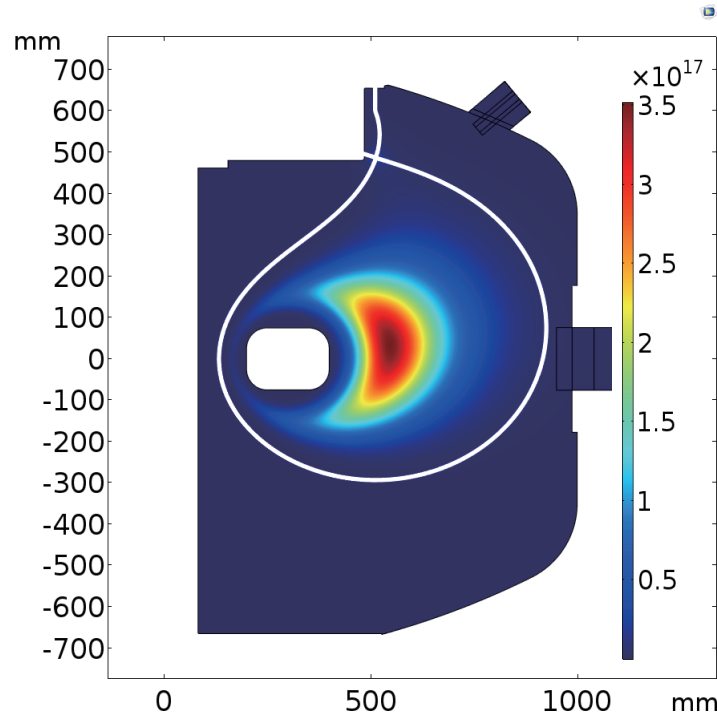


図 3.5. RT-1 電子密度分布例

密度である $\bar{n}_e = 0.8 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$ を超えている. すなわち, この時のプラズマはオーバードレンス状態であり, 高密度加熱が行われている可能性があるため, それを数値計算的に再現することを目指す.

この線平均密度 $\bar{n}_e = 1.6 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$ の場合, 電子のピーク密度は $n_0 = 3.5 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$ であり, その他のパラメーターは $a = 9.33, b = 1.084, r_{max} = 0.547 \text{m}$ であった. まず, 先ほどの代表とする密度パラメータでの 2.45GHz の O-mode および X-mode 入射での数値計算結果を図 3.7 に示す.

電磁波は, 図 3.7 (a) および図 3.7 (b) に示すように, X-mode では $R = 0$, O-mode では $P = 0$ で反射される. 結果が示すように, 赤道面の水平ポートから EC 波が入射されると, O-mode と X-mode の両方の電場の伝搬の様子は非常に伝搬と反射が同様になる. これは, RT-1 の電子密度限界付近の密度プロファイルにおいては, $P = 0$ の層と $R = 0$ の層が非常に近接しているためだと考えられる. O-mode, X-mode 入射どちらの条件に対しても, 真空容器はいったん遮断された電磁波を反射することで EC 波を電子サイクロトロン共鳴 (ECR) 層に到達させていることが示された.

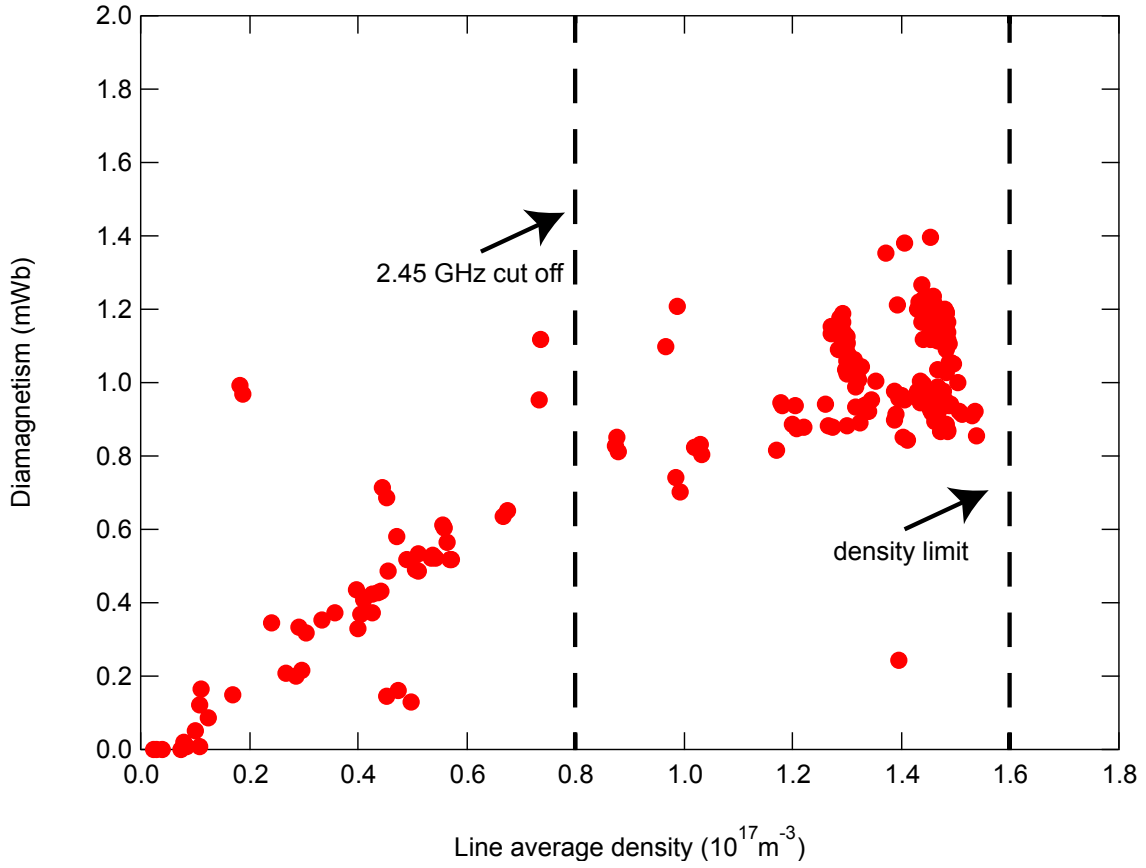


図 3.6. RT-1 における 2.45 GHz ECH で観測された電子密度限界 (He プラズマ).

次に, n_0 は他のプロファイルパラメータを維持したまま変更されるとして, 様々なピーク密度の条件において電磁波伝搬計算を行った. つまり, プラズマの成長過程における電磁波の伝搬の様子を模擬した. それぞれ中心密度 n_0 を (a) $n_0 = 3.5 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$, (b) $n_0 = 7.0 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$, (c) $n_0 = 2.5 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$ の 3 条件で変化させた. これはそれぞれの中心密度が, 2.45GHz のカットオフ密度である n_c に対して, $n_0 \leq n_c, n_0 \approx n_c, n_0 \geq n_c$ の条件である. その結果を以下の図 3.8 に示す.

図 3.8 (a) に示すように, $n_0 = 3.5 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$ においては 2.45 GHz の電磁波は ECR 層に直接到達できる. しかし n_0 が $n_0 = 7.0 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$ を超えると, EM 波は Omode の遮断層である $P=0$ によって 2 つのパスに分割されたあと, ECR 層に到達する. $n_0 = 2.5 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$ に至っては, 大きく

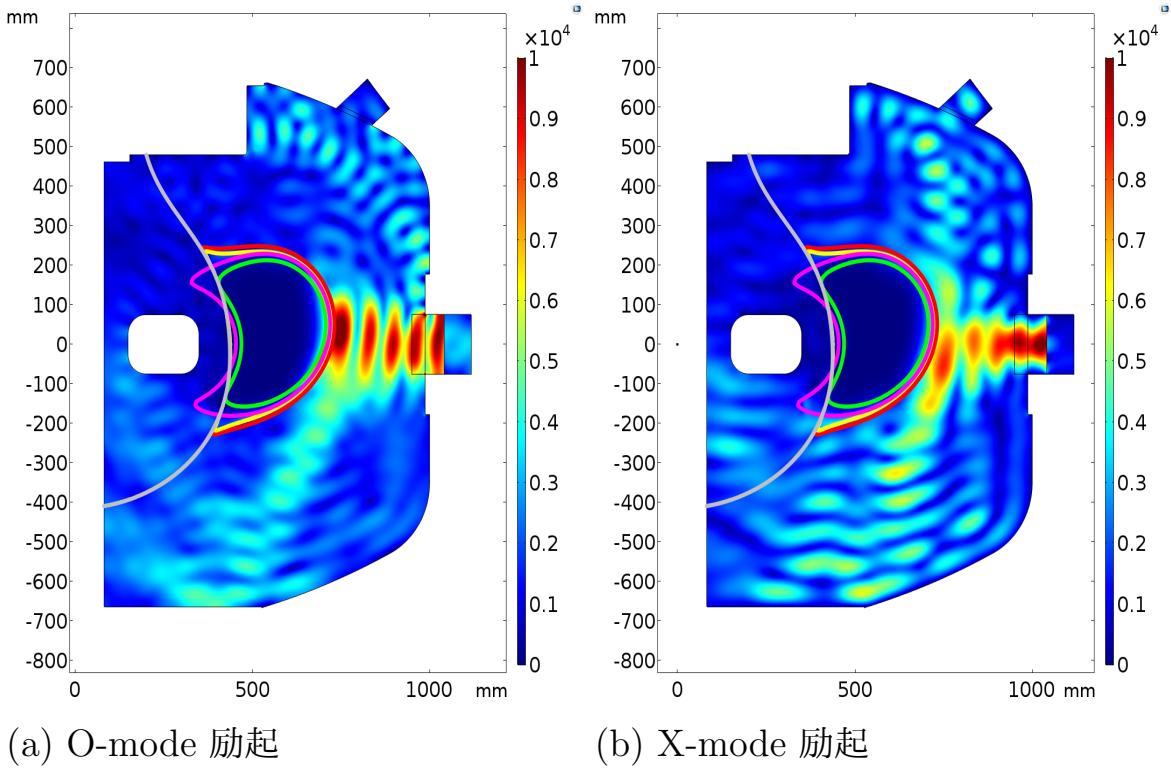


図 3.7. 図 3.6 の密度限界条件における 2.45 GHz 電磁波伝搬計算結果（赤の線は $R = 0$ ，ピンクの線は $P = 0$ ，緑色の線は $L = 0$ ，黄色の線は $S = 0$ ，灰色の線は ECR 層を示す）。

反射層が入射ポートに真空容器での反射によってようやく ECR 層に到達している．これらの結果は，RT-1 のプラズマの密度限界に対して，RT-1 の真空容器形状による電磁波の反射や回り込みの影響が非常に強い可能性を示している．

先に示した各電子密度における電磁波伝搬計算結果に対し，ECR 層における電磁波の吸収を考える．まず，第 2 章から，熱いプラズマ近似を考慮したプラズマの EC 波吸収の式は以下の式で表される．

$$P_{abs} = \frac{\omega_{pe}^2}{2k_z v_{Te}} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_{ce})^2}{2k_z^2 v_{Te}^2}\right) \frac{\epsilon_0}{2} |E_x - iE_y|^2 \quad (3.2)$$

ここで， ω_{pe} は電子プラズマ周波数， v_{Te} は電子の熱速度であり， $v_{Te} = \sqrt{2T_e/m_e}$ で表現される． z 方向は磁力線に平行な方向であり，波数ベクトル

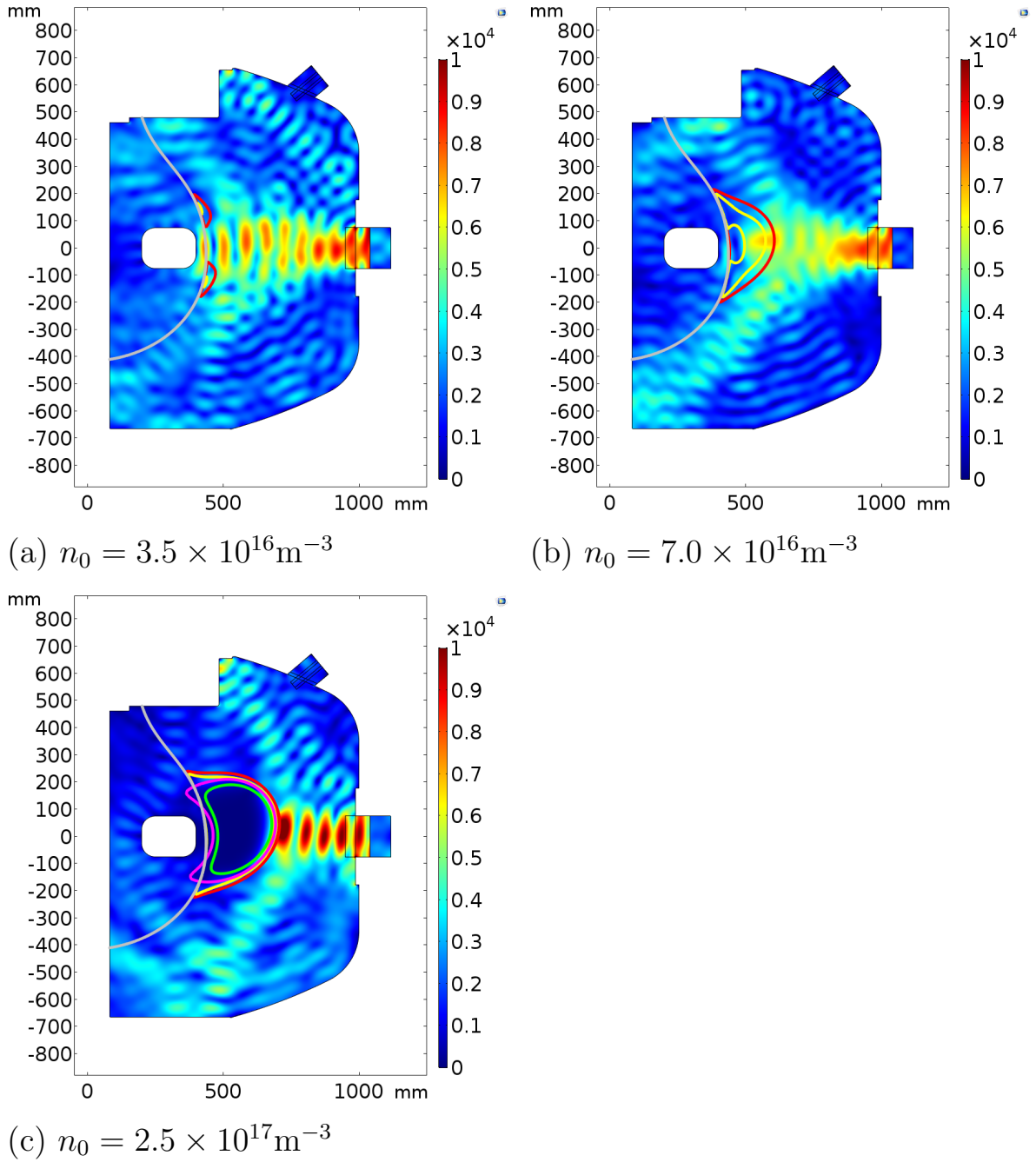


図 3.8. 各ピーク電子密度での 2.45GHz 電磁波伝搬計算結果 (O-mode 励起).

ル \mathbf{k} は電磁波の入射方向に平行であり, k_z 波数ベクトルの z 成分を示す. E_x と E_y は電磁波の x 方向および y 方向の電場成分である.

P_{abs} は単位体積あたりの電力吸収量を示すので, まず, 電磁波伝搬計算結果から, ECR 層近傍における電子サイクロトロン近傍における単位体積あたりの共鳴加熱量をメッシュの各グリッドにおいて計算できる. この時の結果を図 3.9 に示す. なお T_e は空間的に一様で 10 eV であるとした.

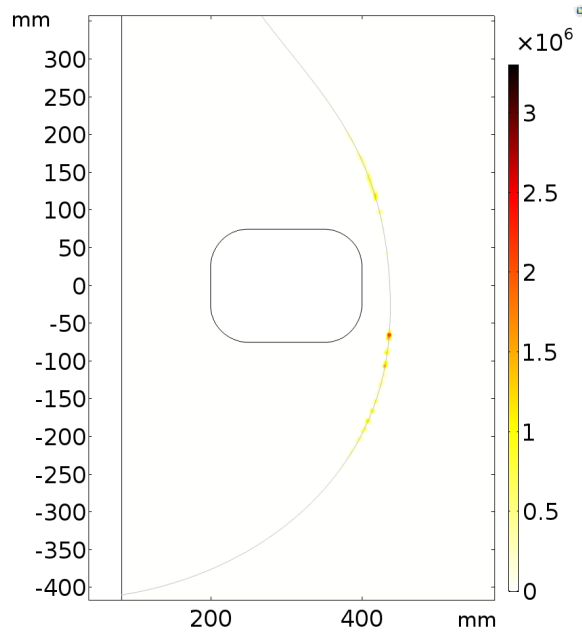


図 3.9. 2.45 GHz 電磁波の ECH 時における電力吸収の空間分布, 単位は (W/m^3) , ピーク密度は $n_0 = 3.5 \times 10^{16} \text{m}^{-3}$ であり, 灰色の線は電子サイクロトロン共鳴層を示す.

この結果から, EC 波の吸収は ECR 層に沿って (MW/m^3) のオーダーで発生しているという知見が得られた.

プラズマ全体の電力吸収 P_{abs}^{total} は各グリッド上で P_{abs} をメッシュサイズで積分した値を合計した値として計算した. つまり,

$$P_{abs}^{total} = \sum P_{abs} \times mesh_{width} \times mesh_{high} \times 2\pi \quad (3.3)$$

となる.

吸収効率としては, P_{abs}^{total} を入射電力 P_{in} で割った値を示している.

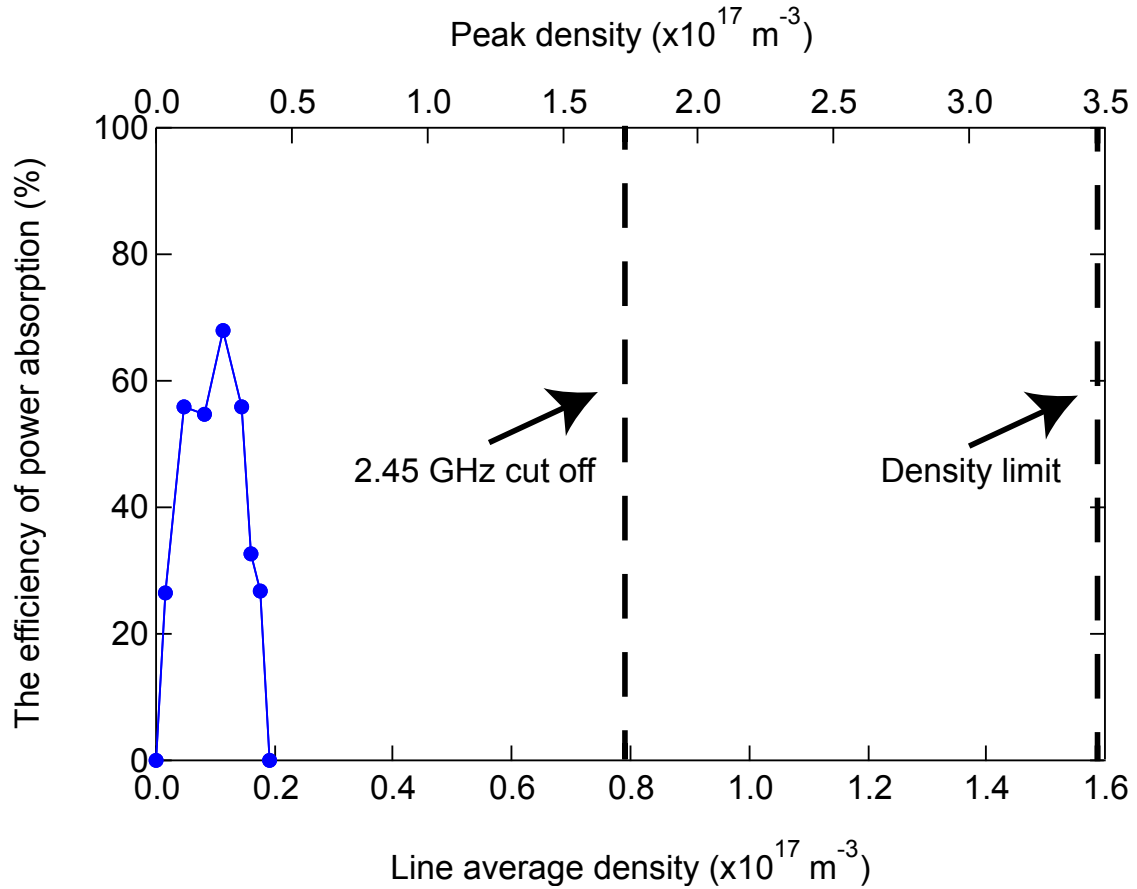


図 3.10. O-mode 入射時の 2.45GHz 電磁波のプラズマの電力吸収効率の密度依存性.

吸収効率の電子密度依存性の計算結果を図 3.10 に示す.

プラズマの電力吸収効率は $n_0 = 2.5 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ で $\sim 70\%$ という最大値を迎え, $n_0 = 4.2 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ で 0 になっている. しかし先に示した結果のように, 吸収効率が 0 になった密度よりも高い密度のプラズマは生成されており, また電磁波は ECR 層に到達しているため, この計算結果は RT-1 におけるプラズマの電子密度限界を正しく模擬できていない.

3.5 8.2GHz 電磁波伝搬および電力吸収計算

現在行われていないが, 8.2Ghz 電磁波を用いた高性能なプラズマ閉じ込め研究においても, 反磁性信号および電子密度の限界が示されている.

このような 8.2GHz 電磁波の加熱に対しても、2次元波動伝搬計算を行った。この計算において、メッシュサイズは、計算する波の波動としての性質を示すことができるように十分に小さくすることとし、8.2GHz の電磁波の真空中の波長である $\lambda_{8.2GHz} = \frac{c}{f} \approx 36(\text{mm})$ の $1/20$ のサイズである 1 辺 1.8-0.18mm の非等方の三角形メッシュとして、COMSOL システム上で計算領域を分割し、計算を行なった。

今回の計算でも 2.45GHz 電磁波伝搬計算時と同様に、 n_0 は他のプロファイルパラメータを維持したまま変更されるとして、様々なピーク密度の条件において電磁波伝搬計算を行った。つまり、プラズマの成長過程における電磁波の伝搬の様子を模擬した。それぞれ中心密度 n_0 を (a) $n_0 = 3.5 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$, (b) $n_0 = 1.0 \times 10^{18} \text{m}^{-3}$, (c) $n_0 = 1.0 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ の 3 条件で変化させた。これはそれぞれの中心密度が、プラズマの 8.2GHz のカットオフ密度である n_c に対して、 $n_0 \leq n_c, n_0 \approx n_c, n_0 \geq n_c$ の条件である。その結果を以下の図 3.11 に示す。

8.2 GHz の電磁波は、図 3.11(a) が示すように、中心密度 n_0 が $n_0 = 3.5 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$ の時には電磁波は直接 ECR 層に到達する。図 3.11(b) の時、つまり $n_0 = 1.0 \times 10^{18} \text{m}^{-3}$ の時には、プラズマの中心密度が 8.2GHz に対するカットオフ密度よりも高い高密度状態になり、電磁波は ECR 層に到達する前にカットオフ層によって遮断されるもしくは伝搬方向を曲げられながらも電磁波は ECR 層に到達する。中心密度 n_0 が $n_0 = 1.0 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ に達すると、カットオフ層はプラズマ中心部から大きく電磁波入射ポートに張り出すため、図 3.11 (c) に示すように、電磁波は ECR 層に到達が困難になる。

次に、式 (3.2) から、プラズマ全体の電力吸収効率を計算した。この結果を以下の図 3.12 に示す。なお、電子温度 T_e は空間的に一様で 10 keV であるとした。

プラズマの電力吸収効率は中心密度で $n_0 = 0.4 \times 10^{18} \text{m}^{-3}$ の時に最大である $\sim 80\%$ という最大値を迎え、 $n_0 = 0.9 \times 10^{18} \text{m}^{-3}$ で 0 になっている。これは 2.45GHz の電磁波の電力吸収効率の密度依存性と大きく異なり、中心の密度がカットオフ密度に達するまで吸収効率が落ちていない。

しかし 2.45GHz, 8.2GHz のどちらの 2 次元波動伝搬計算による加熱効率

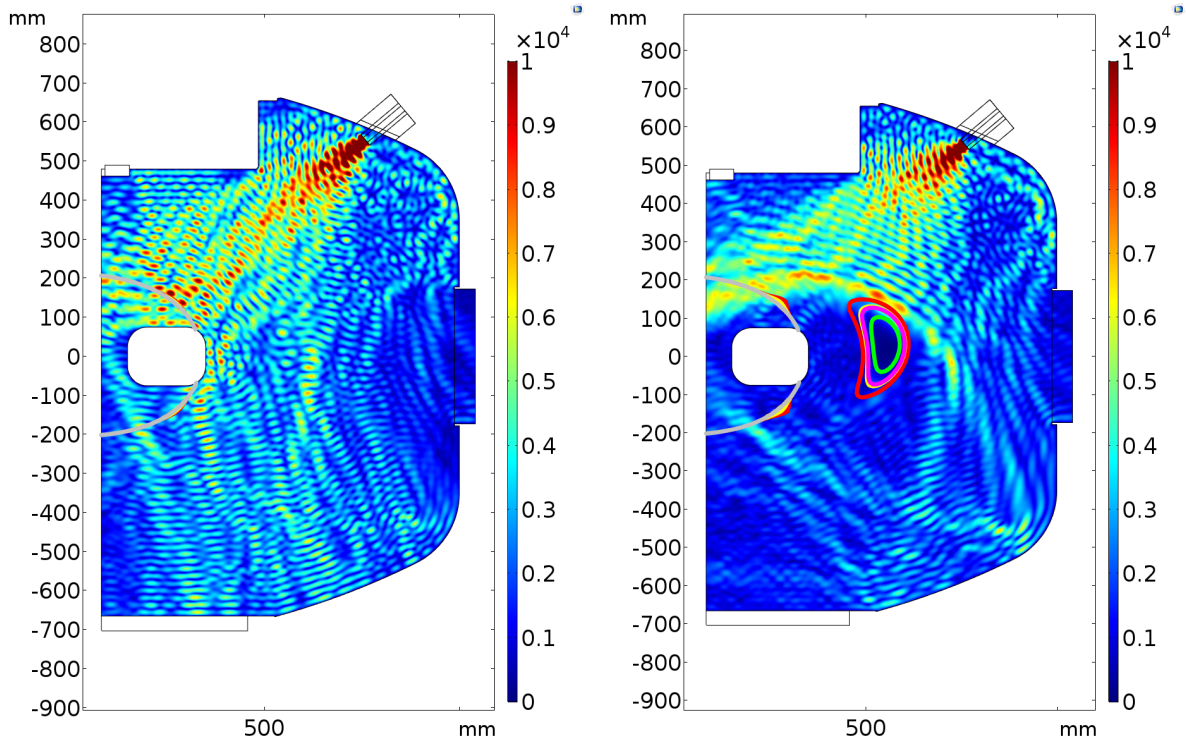
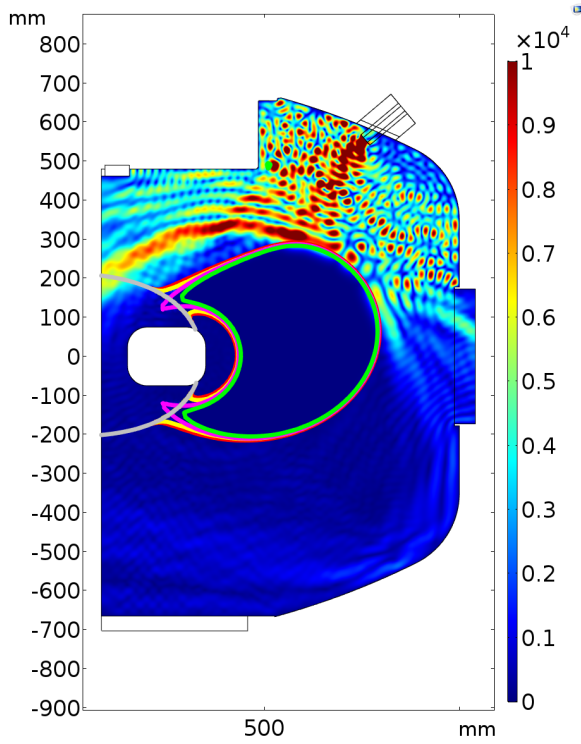
(a) $n_0 = 3.5 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$ (b) $n_0 = 1.0 \times 10^{18} \text{m}^{-3}$ (c) $n_0 = 1.0 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$

図 3.11. 各ピーク電子密度での 8.2GHz 電磁波伝搬計算結果 (X-mode 励起) (赤の線は $R = 0$, ピンクの線は $P = 0$, 緑色の線は $L = 0$, 黄色の線は $S = 0$, 灰色の線は ECR 層を示す).

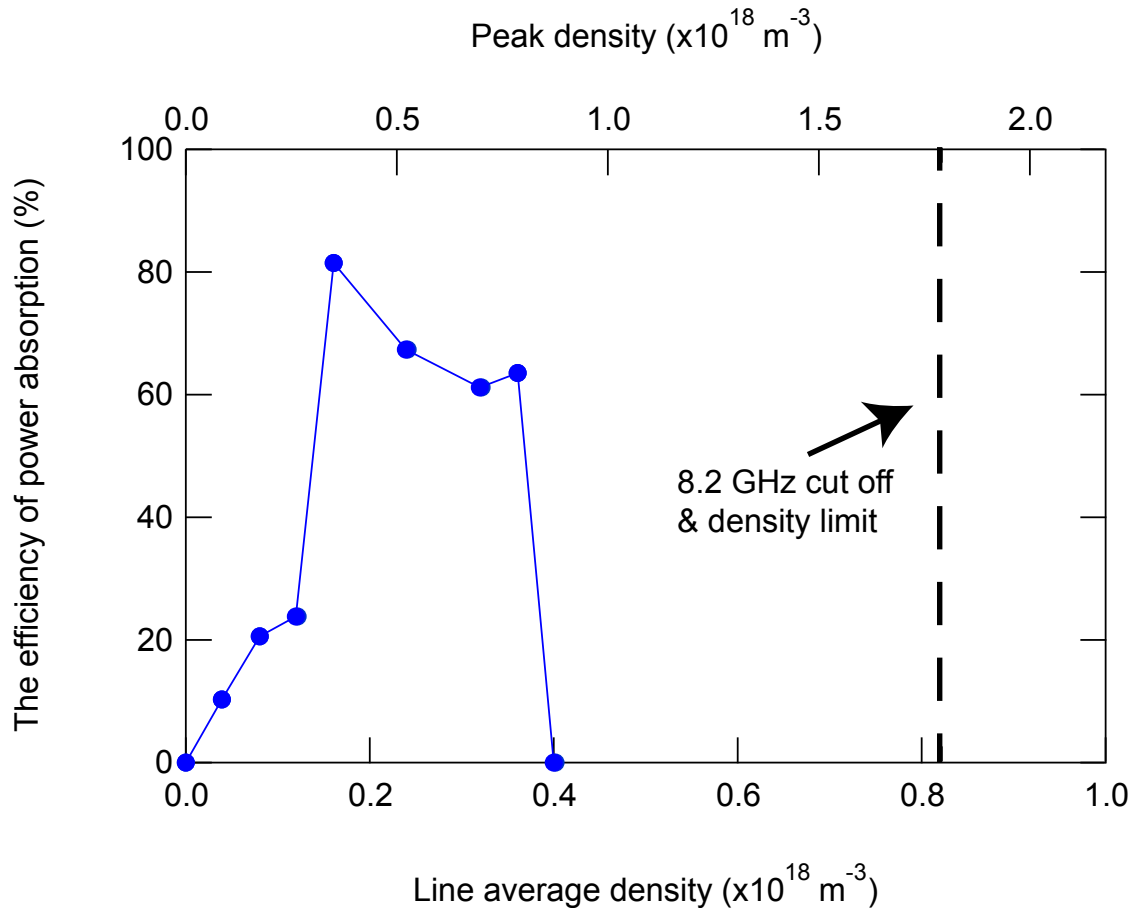


図 3.12. X-mode 入射時の 8.2GHz 電磁波のプラズマの電力吸収効率の密度依存性.

計算においても、数値計算では RT-1 で生成されているプラズマの密度限界を説明できていない．この原因として考えられるのは計算の際に空間次元を 3 から 2 に減らしたことである．つまり、トロイダル方向への伝搬波の広がりには計算できておらず、トロイダル方向に広がる波は、3 次元的には真空容器壁面に衝突するが、2 次元計算上は部分的に同じ平面に散乱されトロイダル方向への回り込みを模擬できていない．真空容器壁面での多重反射は、電力吸収効率の定量分析のための波の分布に大きく影響するため、計算空間を 3 次元拡張して行う必要があるが、計算資源も次元の増加に伴い爆発的に増えるため、注意が必要である．

3.6 3次元 2.45GHz 電磁波伝搬計算

2次元空間で計算していた波動伝搬計算を3次元計算に拡張した．3次元の電磁波伝搬計算では，磁場，および密度は2次元波動伝搬計算で用いた配位を，トロイダル対称性を仮定して3次元化した分布を用いた．またRT-1 真空容器の3次元形状を計算領域とし，真空容器および浮上コイルを反射境界として用いた．この時に用いた3次元モデルを下の図 3.13 に示す．

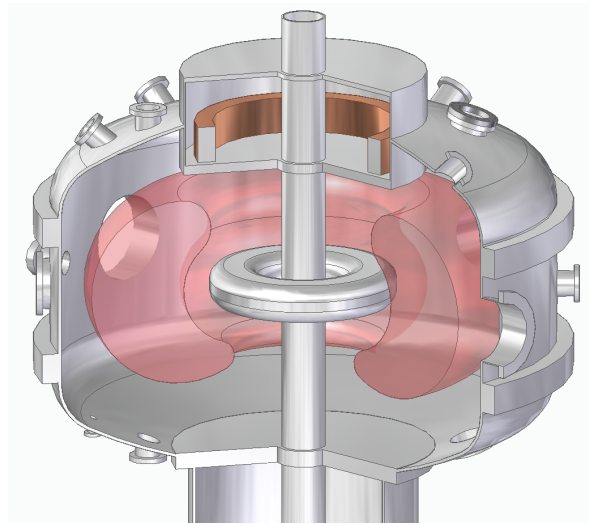


図 3.13. RT-1 装置の3次元モデル. 赤色の領域はプラズマの存在する領域を示している．

また，2.45GHz 電磁波は右側の1つのポートから O-mode で入射されるとした．

n_0 は他のプロファイルパラメータを維持したまま変更されるとして，様々なピーク密度の条件において電磁波伝搬計算を行った．つまり，プラズマの成長過程における電磁波の伝搬の様子を模擬した．それぞれ中心密度 n_0 を (a) $n_0 = 1.7 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$, (b) $n_0 = 2.8 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$, の2条件で変化させた．これはそれぞれの中心密度が，2.45GHz のカットオフ密度である n_c および電子密度限界時の中心密度 n_{lim} に対して， $n_0 \approx n_c, n_0 \approx n_{lim}$ の条件である．その結果を以下の図 3.14 に示す．

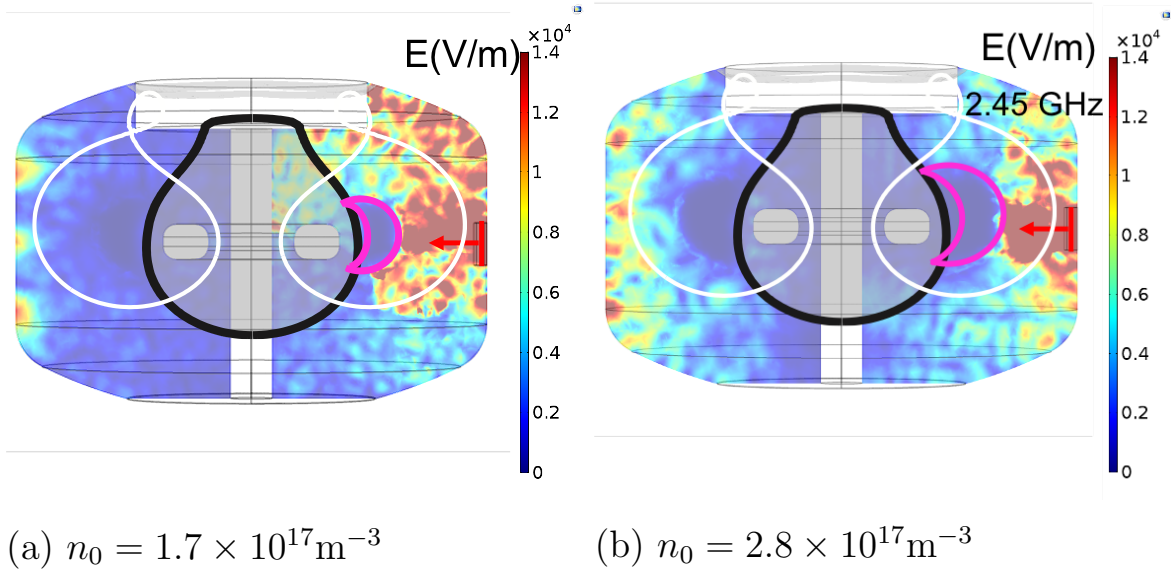


図 3.14. 各ピーク電子密度での 2.45GHz 電磁波 3 次元伝搬計算結果の電磁波の入力ポートを含む R-Z 断面分布 (O-mode 励起) (ピンクの線は $P = 0$, 黒色の線は ECR 層を示す).

3 次元波動伝搬計算結果を電磁波の入力ポートを含む R-Z 断面で示す. 図 3.14(a) が示すように 3 次元計算では, $n_0 \approx n_c$ の場合でも, EC 波は上側から ECR 層に一部到達している. しかし n_0 が n_{lim} 近くなると EC 波は成長したカットオフ層で入射側に反射され, Separatrix 内部の共鳴層に到達できない.

3 次元モデルで電磁波伝搬を取り扱えると, 電磁波の回り込みおよびトロイダルに非対称な効果が強く表れ, プラズマ中の EC 波電力吸収を評価できる可能性がある. 今後は, この 3 次元電磁波伝搬結果を利用しプラズマの電力吸収を評価する必要がある. 3 次元計算でも説明できない場合, モード変換加熱を考慮する必要がある.

3.7 まとめ

RT-1 装置で生成されたプラズマ内の EC 波の伝搬と加熱メカニズムを明らかにするために波動光学シミュレーションを磁気圏型プラズマ閉じ込

め装置 RT-1 に適用した.

得られた波動電場分布に対して, 熱いプラズマ近似によるプラズマの電力吸収効率の式を使用してプラズマ中の EC 波電力吸収効率を評価した.

8.2 GHz と 2.45 GHz の EC 波の ECH において, 密度分布を考慮するとオーバードレンスの状態に達していた. 2.45GHz と 8.2GHz の両周波数帯の電磁波に対して, 様々な密度で電磁波伝搬・吸収計算を行なったが, 両方の周波数でカットオフ密度未満でプラズマの電力吸収効率が 0 となった. そのため現在のシミュレーションでは, 電力吸収効率の観点から実験的に観察されたオーバードレンス状態と密度限界を説明できていない.

数値計算と実験の不一致を解消する方法として, プラズマの電力吸収評価の高精度化や電子バーンシュタイン波 (EBW) へのモード変換を模擬することが挙げられる [19]. また, プラズマの生成の際に強く内向き拡散を伴うことでオーバードレンスな自己組織化プラズマの生成を示している可能性がある. したがって, RT-1 装置で生成されるプラズマのオーバードレンス状態と電子密度限界を理解するには, さらなる研究が必要である.

第 4 章

プラズマ中の EC 波の吸収電力評価

4.1 はじめに

プラズマに対して ECH 時の輸送特性解析をするためには，プラズマに吸収される ECH 電力の空間分布評価が必要不可欠である．近年の輸送研究では，輸送が温度勾配や密度勾配 などだけでは説明づけることができず，加熱電力が直接的に輸送を駆動していることも示唆されている．以上のように輸送解析のためには加熱吸収電力評価が重要となる．一方で，加熱吸収電力評価は加熱物理としても重要なテーマである．本研究では，反磁性信号計測で測定されたプラズマ蓄積エネルギーから加熱吸収電力を評価する方法を用いることで，プラズマの吸収電力を評価し，波動光学計算による数値計算結果と比較，検討する．

4.2 ECH 出力変調を用いたプラズマ中の EC 波の電力吸収効率測定原理

加熱吸収電力はプラズマ蓄積エネルギーの時間変化から実験的に評価することができる [21]．中性粒子ビーム入射加熱 (NBI) が存在せず，EC 波が入射されていない場合，プラズマの蓄積エネルギーの時間変化は次式のように書ける．

$$\frac{dW_{p0}}{dt} = -\frac{1}{\tau_{E0}}W_{p0} - P_{rad0} \quad (4.1)$$

W_p : プラズマ蓄積エネルギー

τ_{E0} : エネルギー閉じ込め時間

P_{rad0} : プラズマの放射パワー

EC 波入射時は, 次式で表現される.

$$\frac{dW_{p1}}{dt} = -\frac{1}{\tau_{E1}}W_{p1} - P_{rad1} + P_{ECH} \quad (4.2)$$

P_{ECH} : 追加で入射された ECRH の加熱パワー

添字の'0','1' はそれぞれ ECH オフ時とオン時の値であることを示している.

$\tau_{E0} = \tau_{E1}$, $W_{p0} = W_{p1}$, $P_{rad0} = P_{rad1}$ の時, プラズマの ECH 吸収電力は式 (4.1),(4.2) より 次式のように表せる.

$$P_{ECH} = \left(\frac{dW_{p0}}{dt} - \frac{dW_{p1}}{dt} \right) \quad (4.3)$$

この式 (4.3) を用いて, ECH オンオフ時のプラズマ蓄積エネルギーの時間微分値の差から プラズマの ECH に対する吸収電力評価をすることができる. RT-1 では反磁性磁束計測を行なっているため, この結果からプラズマの蓄積エネルギー W_p が計算可能である. 以下に反磁性信号に対するプラズマの蓄積エネルギー計算手法について示す.

反磁性電流が生み出す磁束の変化 (反磁性信号) をフラックスループにより計測することで, MHD 方程式から導かれる Grad-Shafranov 方程式を解き, 反磁性信号とプラズマ圧力 (β) を関係付けることが出来る. 先行研究では RTEQ コードによりプラズマの平衡計算を行い, その妥当性を実験的に検証している [20]. 反磁性信号とプラズマ圧力の関係を, 予めプラズマ圧力分布を仮定した平衡計算により半経験則として求めた. 関係式は式 (4.4) のように表される [20].

$$\beta_{local,max} = 18W_{diamag} \quad (4.4)$$

ここで, $\beta_{local,max}$ は局所 β の最大値を % で, 反磁性信号 W_{diamag} は mWb の単位である. $\beta_{local,max} \sim 100\%$ 近傍では反磁性信号の非線形性が

ら，式 (4.4) は過小評価となる傾向を示すが，反磁性信号の低い領域では精度よく $\beta_{local,max}$ を示すと考えてよい．これに対し，体積平均 β 値である $\beta_{volume,average}$ は，

$$\beta_{volume,average} = \frac{1}{10} \beta_{local,max} = 1.8 W_{diamag} \quad (4.5)$$

となることが，MHD 解析によって判明している． β の定義は式 (1.7) があるので，プラズマの圧力分布 $p(r, z)$ は，

$$p(r, z) = \frac{B(r, z)^2}{2\mu_0} \cdot \beta \quad (4.6)$$

である．よって空間の各位置における磁場が判明すれば，プラズマの圧力分布が判明する．

蓄積エネルギー W_p は，プラズマの存在する空間 S に対して

$$W_p = \int p dV \quad (4.7)$$

であるので，ここで，プラズマの存在領域を真空磁場における Separatrix 内側として， R, z 方向にそれぞれ $\Delta r, \Delta z$ に分割した際のグリッド位置を i, j とした時，トロイダル対称性を仮定した際のプラズマ蓄積エネルギーは，

$$W_p = \sum_{i,j} p(r_i, z_j) \cdot \Delta r \cdot \Delta z 2\pi r_i = \sum_{i,j} \frac{B(r_i, z_j)^2}{2\mu_0} \cdot \beta_{volume,average} \cdot \Delta r \cdot \Delta z 2\pi \quad (4.8)$$

で数値計算できる．

プラズマが存在する領域を r, z 方向に 1000 分割して計算した結果，プラズマの反磁性信号と蓄積エネルギーの関係式は

$$1[\text{mWb}] = 150[\text{J}] \quad (4.9)$$

と計算される．本論文では，上の関係式を用いて吸収電力を定量化した．

4.3 電力吸収効率測定実験

RT-1 においては，プラズマを生成維持している加熱手法が ECH のみである．よって ECH の入力を完全に off にすると，プラズマが完全に消え，プラズマの状態が大きく変化することになる．よって本研究では，ECH の on-off を繰り返すのではなく，ECH の入射パワーを一定周期で一定の幅で上下させることで，プラズマの状態を大きく変化させずにプラズマの反磁性信号の応答を測定する．図 4.1 に ECH に変調を発生させた際の入力電力の時間変化およびそれに対する反磁性信号の応答を示す．

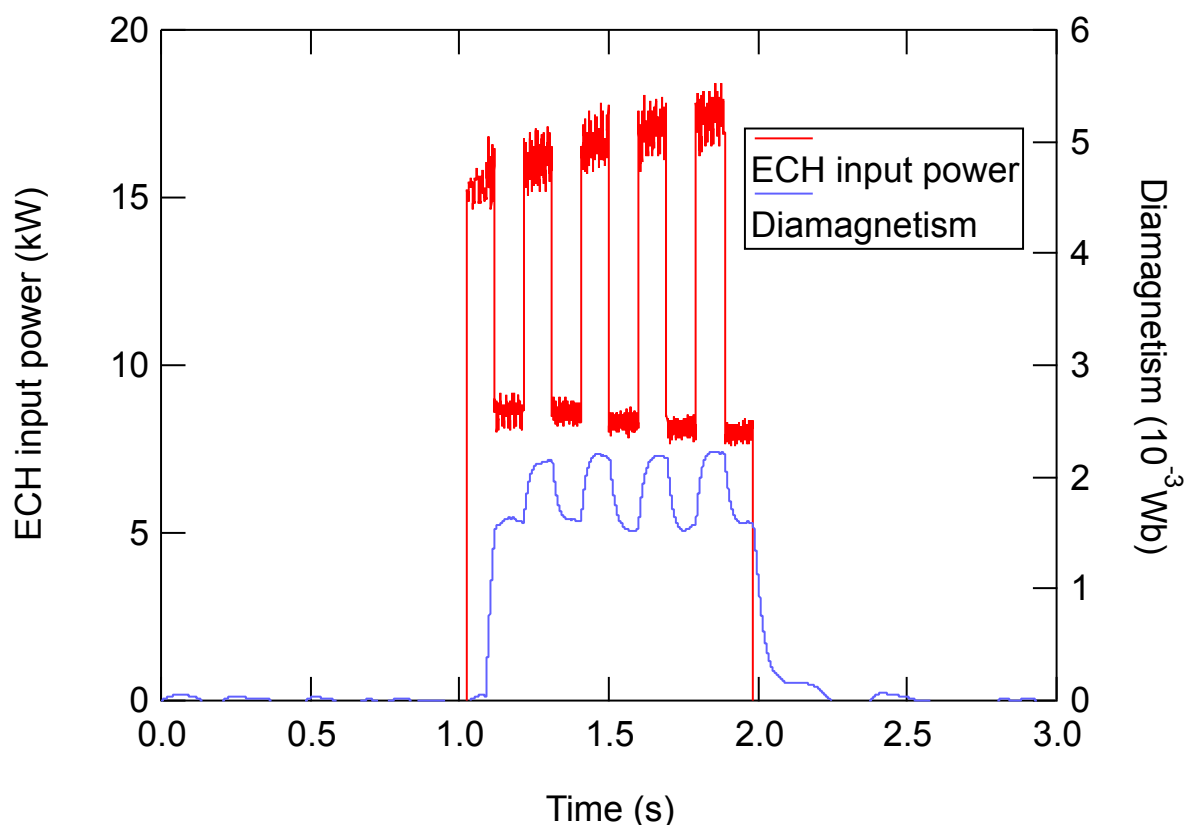


図 4.1. ECH 出力変調時の反磁性信号の応答.

この時の ECH の最大電力は 17kW，最小電力は 8kW であり，周波数 5Hz で最大電力と最小電力を繰り返した (以下この動作を ECH 出力変調と呼ぶ)．封入している気体は He であり，ガス圧は 2.36mPa の一定値で

ある．図 4.1 が示すように，ガス圧が低いため最初はプラズマの点火が遅れ，ECH の入力から約 0.1s 後にプラズマが生成されている．さらに ECH の変調に応答する形で反磁性信号も応答を示し，およそ 2.2mWb から 1.6mWb の範囲で ECH と同じ周期で変化している．

このプラズマの反磁性信号の時間変化応答から，各プラズマの状態における電力吸収効率を測定した．

しかし反磁性信号計測の時間応答を鈍らせる要因としてインダクタンスがある．ここでは，ECRH 開始直後のような急な変化をする場合でも計測の時間応答は十分に早いのかを考える．図 4.2 は ECRH 出力変調実験（図 4.1）において反磁性信号計測で測定した最後 1.8s から 2.0s におけるプラズマの時間応答とその時間微分値の関係を示したものである．

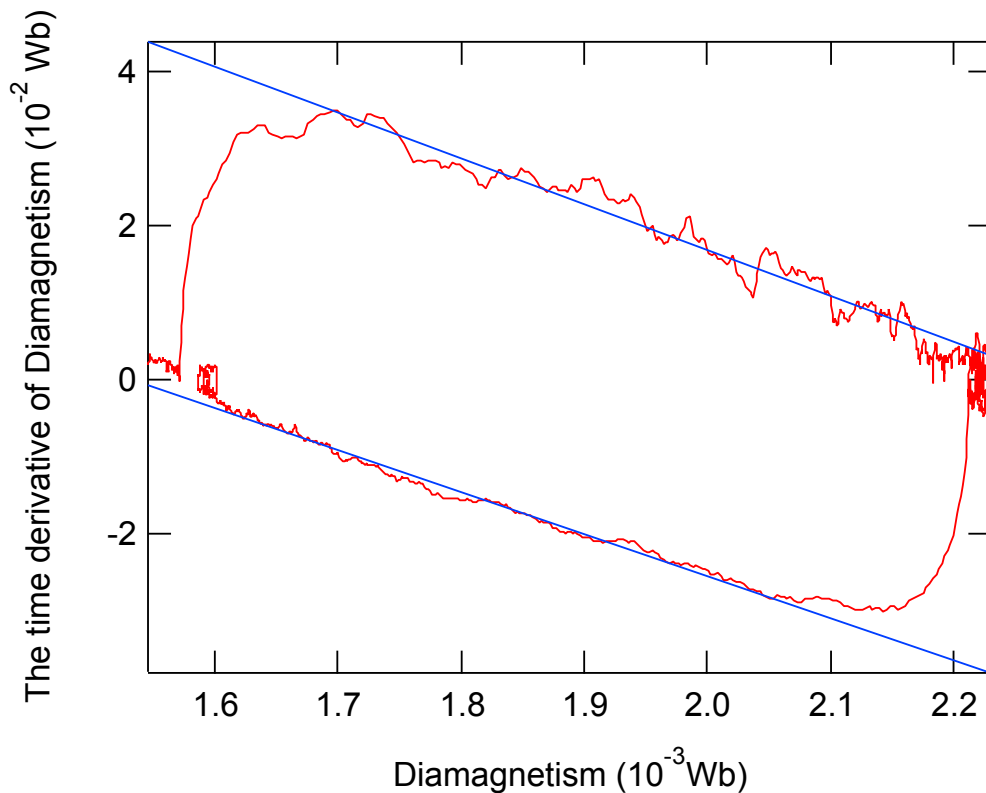


図 4.2. 反磁性信号計測で測定したプラズマの時間応答とその時間微分値の関係．

式 (4.1),(4.2) が示す通り，図 4.2 の傾き $(\frac{dW_p}{dt})/(W_p)$ は $-1/\tau_E$ と一致す

る．閉じ込め時間が一定であり，且つ，反磁性信号計測に対するインダクタンス補正が十分であると，ECRH 開始と終了のタイミングで ECRH 吸収電力分だけプラズマ蓄積エネルギーの時間微分値が急激に増減し，この図は平行四辺形になる．しかし，ECH 開始と終了のタイミングに反磁性信号計測で測定されたプラズマ蓄積エネルギーの時間微分値は時間応答が鈍っている．

ECRH 出力変調のような急にプラズマ蓄積エネルギーが変化する場合は，補正しきれていないインダクタンスの影響により反磁性信号計測は数ミリ秒の時定数を持って応答することを明らかになった．従来法では式 (4.3) のように ECRH 開始直前直後におけるプラズマ蓄積エネルギーの時間微分値の変化量を ECRH 吸収電力としている．よって上記で示した反磁性信号計測の時間鈍りによりプラズマ蓄積エネルギーの時間微分値の変化量は本来よりも小さく見積もられる．そのため，反磁性信号計測を用いた ECH 吸収電力評価の従来法ではインダクタンスの影響が吸収電力を過小評価するように働く．

図 4.2 の傾き $(\frac{dW_p}{dt})/(W_p)$ は $-1/\tau_E$ と一致する．ECRH 開始前後数 10 ミリ秒間で傾き $(\frac{dW_p}{dt})/(W_p)$ つまり閉じ込め時間 τ_E は変わっていない．したがって，反磁性信号計測にインダクタンス補正不足の影響が現れていない時間帯で，且つ，ECH オンオフ中の同プラズマ蓄積エネルギーとなる時間帯 $W_{p0} = W_{p1}$ において，式 (4.3) を用いて吸収電力を評価できる．具体的には，図 4.2 のように $\frac{dW_p}{dt} - W_p$ 図を描き，計測の時間鈍りが無い時間帯で，ECH 出力変調時の $W_{p0} = W_{p1}$ となる時の dW_p/dt の差から吸収電力を求める．以上のように，反磁性信号計測の時間鈍りの影響を考慮する加熱吸収電力評価法を今回は解析に用いた．

従来法は解析区間の選択の仕方に起因して吸収電力評価に任意性が大きい，採用手法は閉じ込め時間が変化しない限りでは評価に任意性は小さい．採用手法は反磁性信号計測の時間鈍りを考慮している点と評価の任意性が小さい点が従来法に比べての利点である．

4.3.1 吸収効率の周波数依存性

本手法で解析を行う前に，変調周波数と ECH の最大電力と最小電力の差分（変調幅）に対する吸収電力の依存性について，実験的に調査した．ここでいう吸収効率とは，解析手法によって得られる ECH 変調時のプラズマの吸収電力を，ECH の変調幅で割った値である．

まず，ECH の変調周波数を低周波数領域と高周波数領域に分けて実験し，吸収効率の変調周波数依存性を調査した．以下の図 4.3,4.4 に結果を示す．

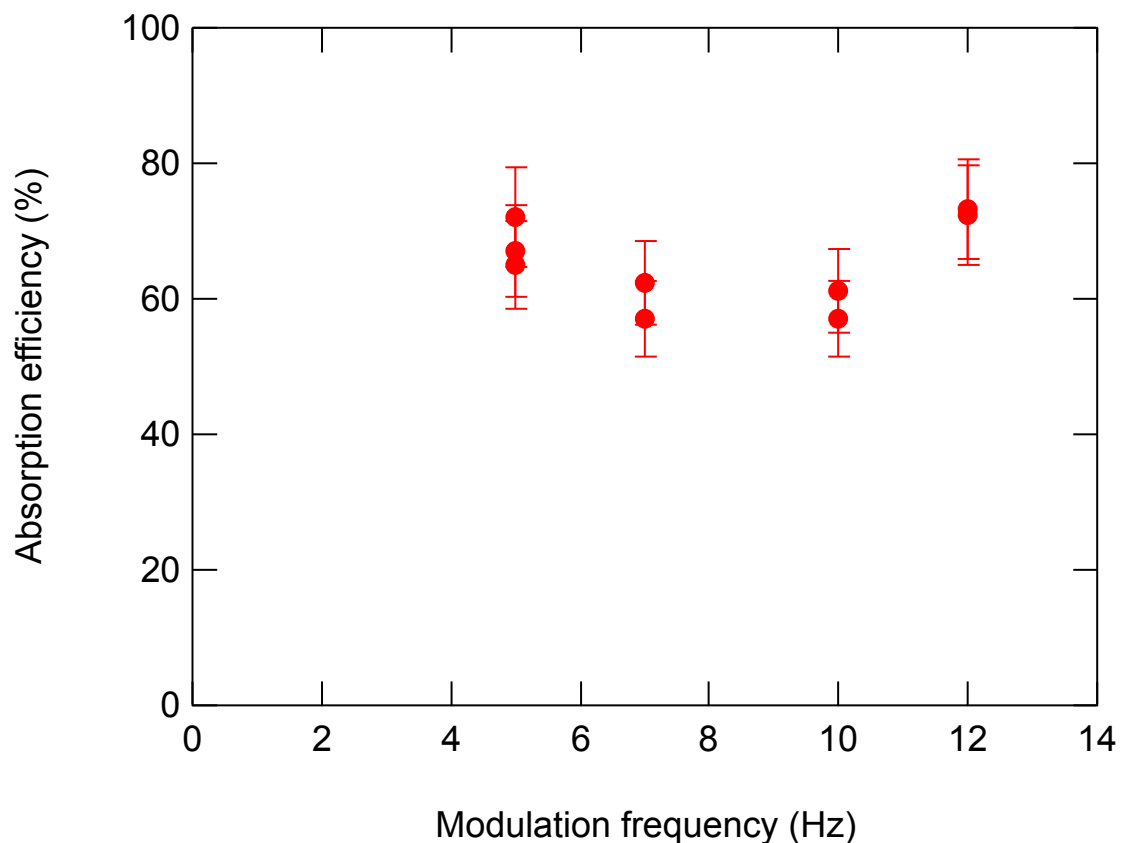


図 4.3. プラズマ中の EC 波電力吸収効率の低変調周波数 (5-12Hz) 依存性.

図 4.3 は最大 ECH 入力電力 17kW，変調幅 50%(最大入力電力と最小入力電力の差分を最大入力電力で割った値)，He ガス圧 1.77mPa，最大反磁性信号 2.2mWb，変調周波数 5-12Hz の時の吸収効率を示している．図 4.4

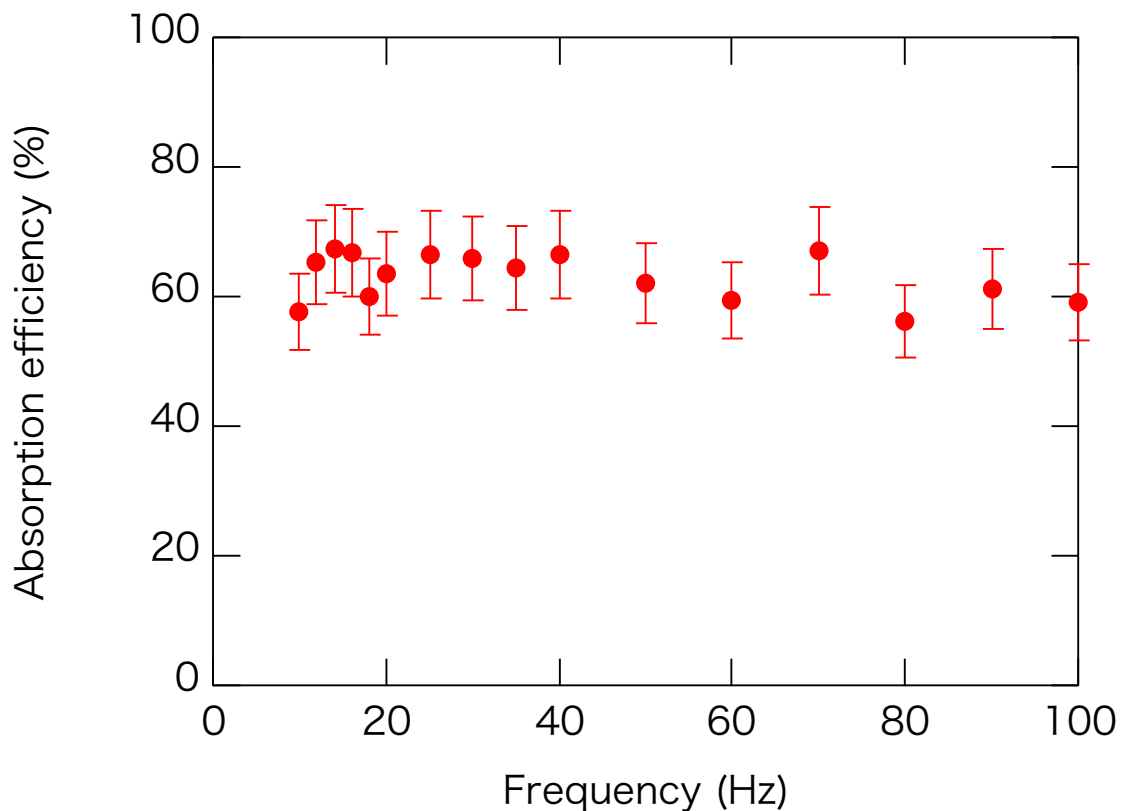


図 4.4. プラズマ中の EC 波電力吸収効率の高変調周波数 (10-100Hz) 依存性.

は最大 ECH 入力電力 17kW, 変調幅 40%, He ガス圧 1.77mPa, 変調周波数 10-100Hz の時の吸収効率を示している. それぞれ, 低周波数領域では ECH 出力変調に対してプラズマが十分に応答していることによって反磁性信号が定常に達している時間が長くなり, 変調 1 周期における測定の際に計測装置に取り込まれるノイズが増大することによって結果に影響を与える可能性がある. 一方高周波数の ECH 出力変調では, 先ほどとは逆に ECH の変調が早すぎるため, 反磁性信号が十分に応答できず, それがプラズマ吸収電力解析結果に影響を与える可能性があるため, 別のシリーズの実験として解析した.

図 4.3 に示すように, 低周波数の ECH 出力変調では, プラズマの電力吸収効率としておよそ 50%-70% の値を示しており, 誤差を含めて考えると計測結果は一定値の範囲内におさまっているが, 誤差の範囲が大きい. こ

これは前述したように 1 周期に渡って計測されたノイズの量が低周波数であれば大きくなるためであると考えられる。

図 4.4 に示すように、高周波数の ECH 出力変調では、プラズマの電力吸収効率としておよそ 55%-70% の値を示しており、誤差を含めて考えると計測結果は一定値の範囲内におさまっており、誤差の範囲が小さい。これは 1 周期に渡って計測されたノイズの量が減少するのに加え、100Hz に近い高周波数 ECH 出力変調に対してもプラズマの反磁性信号測定は十分な応答性能があるからであると考えられる。よってプラズマの電力吸収効率測定は、変調周波数 5-100Hz における実験データを、誤差も含めて計測することで同様な扱いを行えると考えた。

4.3.2 吸収効率の変調幅依存性

反磁性信号計測で測定したプラズマの電力吸収効率の入力電力変調幅依存性について調査した。以下の図 4.5 に結果を示す。

図 4.5 は最大 ECH 入力電力 17kW、変調周波数 5Hz、He ガス圧 1.77mPa、最大反磁性信号 2.2mWb の時に、変調幅を 20% から 55% に変化させた時の結果である。RT-1 では、プラズマの生成および維持を ECH のみで行なっているため、変調幅を大きくすると低出力側でプラズマを維持している入射電力が小さくなり、プラズマの状態（反磁性信号）が大きく変化してしまうため、プラズマの電力吸収効率測定結果も大きく変化する可能性がある。

図 4.5 が示すように、ECH の変調幅を 20% から 55% で変化させた時に対して、吸収効率は 50-70% で推移し、計測誤差も含めると一定値であるとみなすことができる。よって本研究においては、変調幅を変化させたとしても、プラズマの電力吸収効率は変化しないとみなして実験を行なった。

4.3.3 吸収効率の電子密度依存性

これまでの議論をもとに、プラズマの電子密度に対する電力吸収効率を調査した。その結果を図 4.6 に示す。

図 4.6 は変調周波数を 10Hz、ECH 電力変調幅を 2kW で固定し、最大

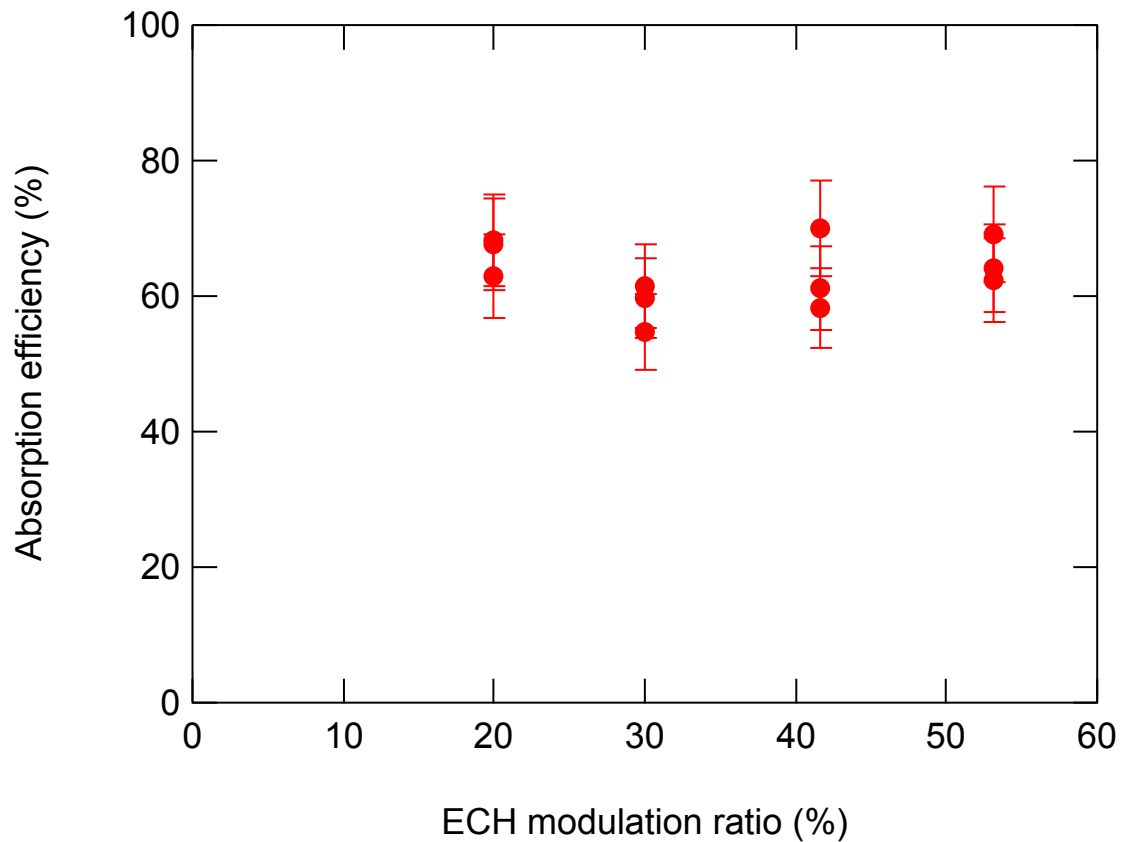


図 4.5. プラズマの電力吸収効率の ECH 変調幅依存性.

ECH 入力電力を 4-17kW, He ガス圧を 1.77-11.8mPa の範囲で変化させた際に IF1 で計測された線積分電子密度から計算された線平均電子密度と, プラズマの電力吸収効率を示している.

図 4.6 が示すように, 現在の 2.45GHz 電子サイクロトロン波を用いた ECH において, 線平均電子密度が 2.45GHz のカットオフ密度 $n_e = 0.8 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$ より小さい低密度の領域においては, プラズマの電力吸収効率は約 100% である. そしてカットオフ密度を超えた領域においても, プラズマの電力吸収効率は 100% を維持している. しかし線平均電子密度が $\bar{n}_e = 0.8 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$ を超えると急速にプラズマの電力吸収効率は低下し, 現在 RT-1 における 2.45GHzECH で生成される密度の限界である $\bar{n}_e = 1.6 \times 10^{17} \text{m}^{-3}$ 付近ではプラズマの電力吸収効率は 20% を下回る.

図 4.6 の電子密度に対するプラズマの電力吸収効率は, 現在の

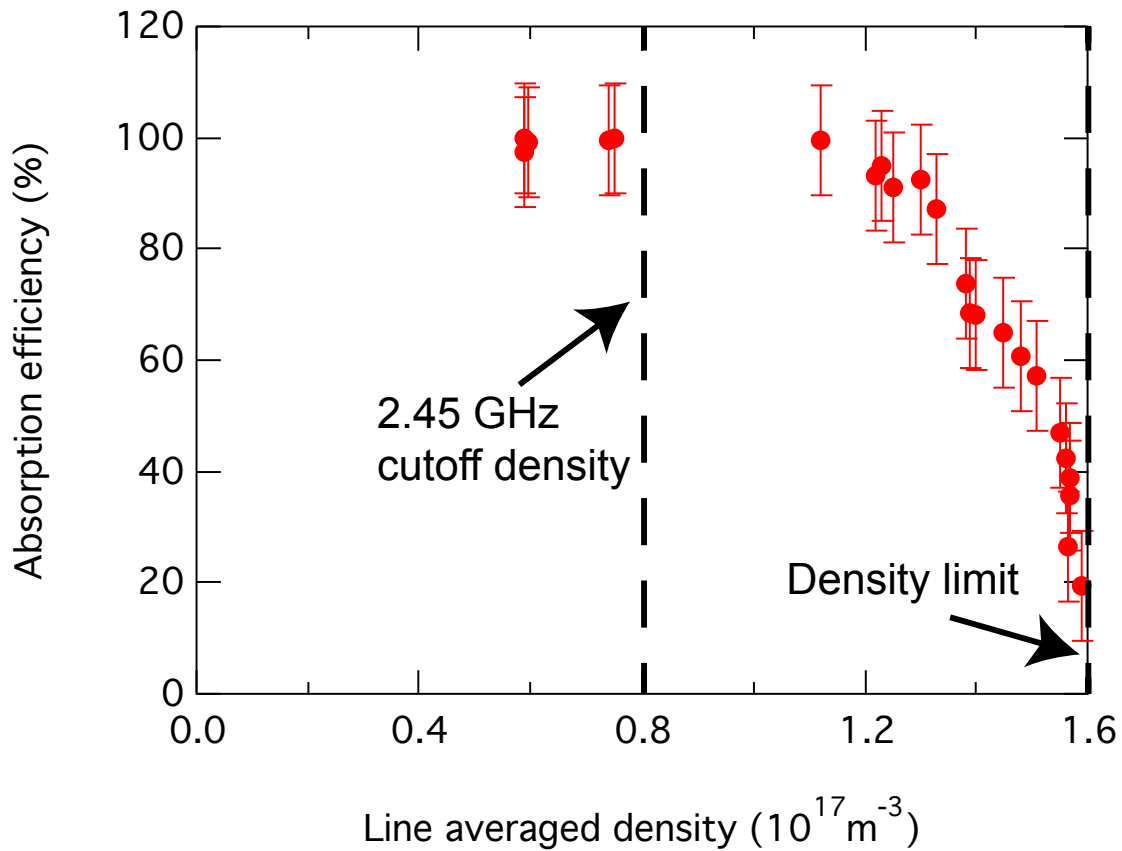
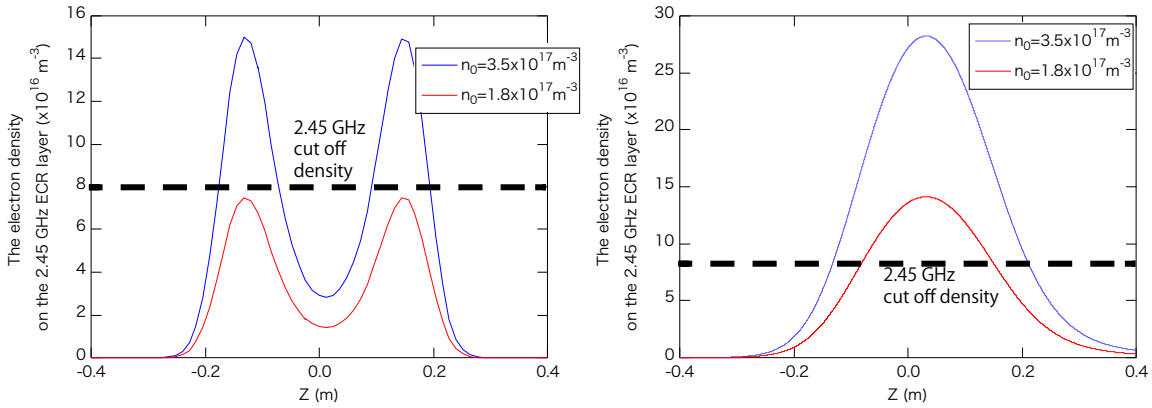


図 4.6. プラズマの電力吸収効率の電子密度依存性.

2.45GHzECH におけるオーバードンス状態および電子密度限界を吸収効率の低下という観点から説明できる. 2.45 GHz ECR 層 (875G) および $r = 0.6 \text{ m}$ における電子密度分布を図 4.7 に示す.

これは, プラズマの電子密度が増加するにつれてオーバードンスになったとしても最外殻磁気面内の ECR 層における電子密度はカットオフ密度を超えておらず, 現在の電子密度限界値においては Separatrix 内部 $-0.25\text{m} \leq Z \leq 0.25\text{m}$ の ECR 層の大部分およびプラズマ前面部がオーバードンスになるために, 電磁波が共鳴層に到達できず, 加熱効率が減少しているのだと考えられる. よって現在の電子密度限界を超えるためには単に ECH の出力を上昇させるだけでは不十分であり, EBW へのモード変換を含む新たな入射方法を検討する必要がある.



(a) 2.45 GHz ECR 層 (875G) における電子密度分布. (b) $r = 0.6$ m における電子密度分布.

図 4.7. 2.45 GHz ECR 層 (875G) および $r = 0.6$ m における電子密度分布 ($n_0 \approx n_c$ と $n_0 \approx n_{lim}$ の場合).

4.4 プラズマのエネルギー閉じ込め時間測定

ECH 出力変調とそれに伴う反磁性信号の時間応答解析からは、式 (4.2), (4.1) に示すように、プラズマのエネルギー閉じ込め時間についても、図 4.2 の傾きから解析可能である。

しかし特に傾きの値は周波数変化によるノイズの多寡や 1 周期の長さに強く影響されるため、変調周波数を変化させた際のエネルギー閉じ込め時間 τ_E の依存性を調査した。結果を図 4.8 に示す。

図 4.8 は最大 ECH 入力電力 17kW、変調幅 40%、He ガス圧 1.77mP、変調周波数 10-40Hz の時の τ_E を示している。この図が示すように、変調周波数を変化させても誤差の範囲内でエネルギー閉じ込め時間は 10-20ms であると計測された。よってこの変調周波数の領域で実験を行い、解析を行った。

これまでと同様、エネルギー閉じ込め時間についても密度依存性を調査した。結果を図 4.9 示す。

図 4.9 は変調周波数を 10Hz、ECH 電力変調幅を 2kW で固定し、最大

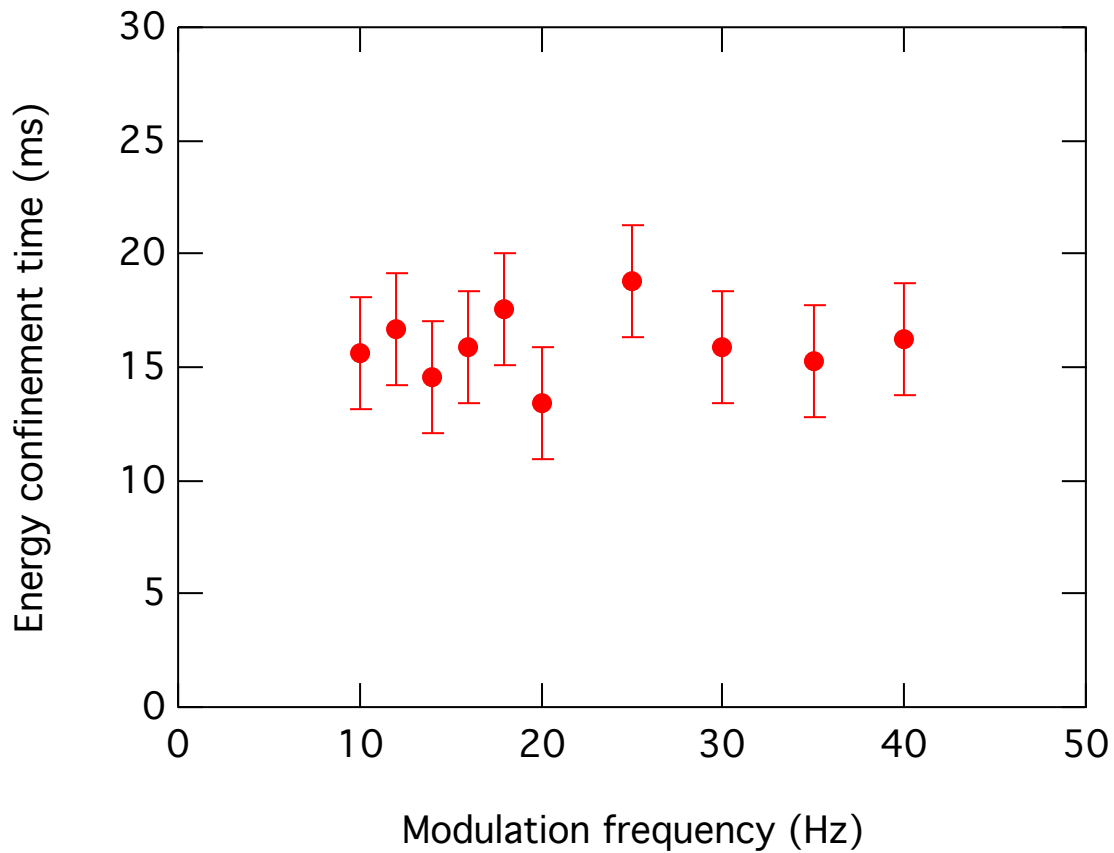


図 4.8. プラズマのエネルギー閉じ込め時間の変調周波数依存性.

ECH 入力電力を 4-17kW, He ガス圧を 1.77-11.8mPa の範囲で変化させた際に IF1 で計測された線積分電子密度から計算された線平均電子密度と, プラズマのエネルギー閉じ込め時間を示している.

プラズマは低密度では安定した長い閉じ込め時間 $\tau_E = 60\text{ms}$ を示しているが, 密度の増加に伴い線形に閉じ込め時間が悪化し, $\bar{n}_e = 1.6 \times 10^{17}\text{m}^{-3}$ 付近では閉じ込め時間は 10ms 以下となることが示された.

4.5 Hall 素子による反磁性信号の応答遅れ測定

反磁性信号測定はループ線が真空容器の外側に配置されているため, 真空容器のインダクタンスの影響を受ける. 真空容器の内部に Hall 素子を導入し, 内部の位置での磁場強度変化を測定し反磁性信号測定結果と比較

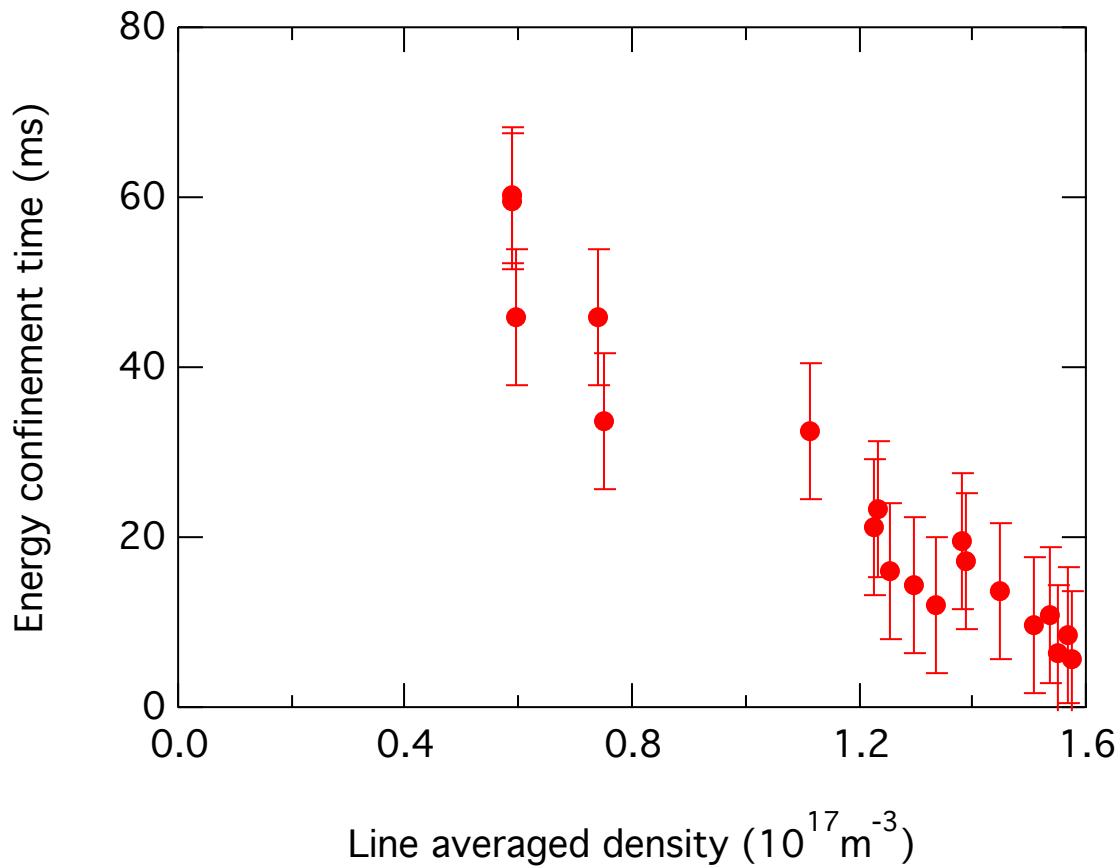


図 4.9. プラズマのエネルギー閉じ込め時間の電子密度依存性.

することで、反磁性信号測定における真空容器のインダクタンスの影響を調査した．Hall 素子は Honeywell 社の SS496A を用いた．計測範囲は $\pm 640\text{G}$ であり，Hall 素子の位置は $(R, Z) = (0.395\text{m}, -0.40\text{m})$ である．ECH を 7Hz で変調した際の反磁性信号応答および Hall 素子で計測された真空磁場からの B_z の変化量を，図 4.10 に示す．

反磁性信号は ECH 出力変調に応じて応答を示しているが，Hall 素子で計測された磁場も同様に ECH 変調に応じて応答が変調している．この最大変化量は，反磁性信号と内部 Hall 素子における磁場強度変化量を比較した先行研究 [20] と比較してもほぼ一致しており，妥当であると考えられる．

この反磁性信号と Hall 素子の応答遅れを比較することで，反磁性信号計測に真空容器のインダクタンスが与える影響を解析する．図 4.11 に 50Hz 変調での反磁性信号応答および Hall 素子で計測された真空磁場からの B_z

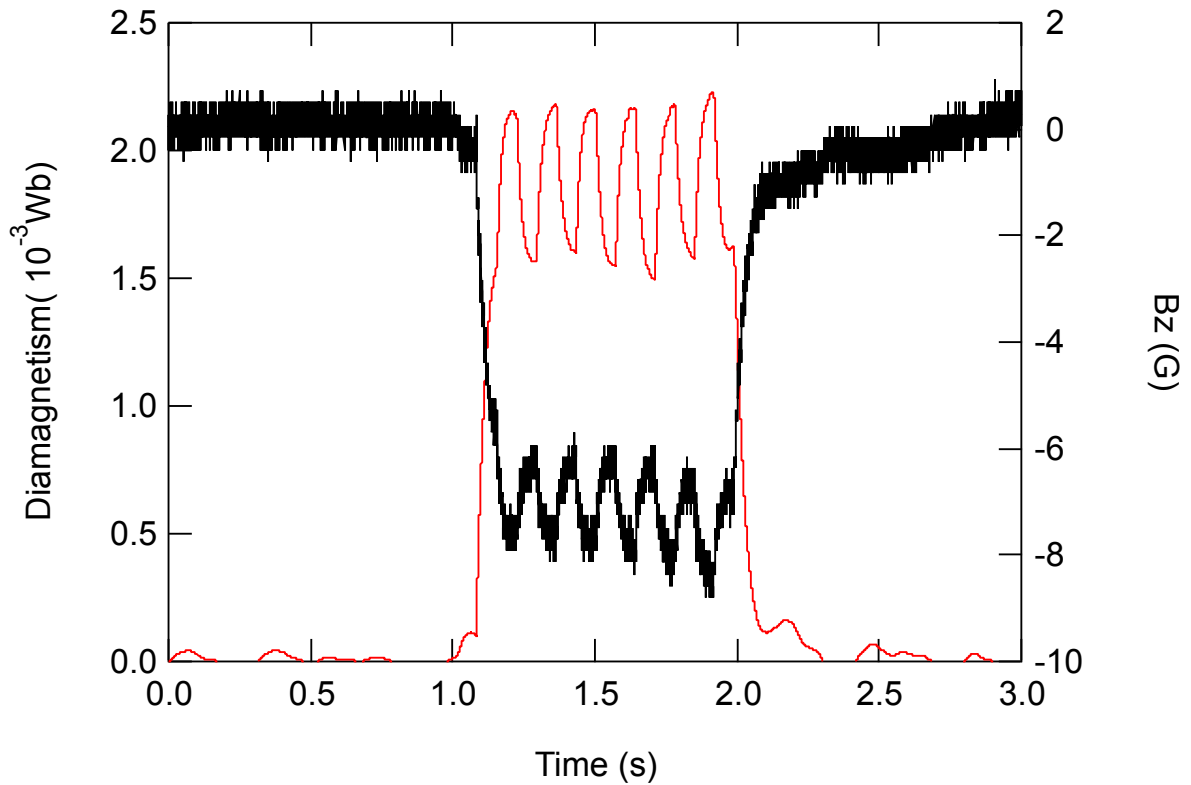


図 4.10. 7Hz 変調での反磁性信号および Hall 素子で計測された磁場強度 B_z .

の変化量を示す.

反磁性信号は Hall 素子の応答と比較して明確に応答が遅れている. この遅れは真空容器に流れる渦電流が原因と考えることができ, その遅れ時間は最大 3ms に達する. よって反磁性信号計測は真空容器のインダクタンスによって 3ms 程度の応答遅れが発生するため 3ms 以下の時間変化スケールを捉えることができない. 前セクションで計測された電子密度範囲においては反磁性信号計測によるエネルギー閉じ込め時間 τ_E は 10ms 以下にまで低下することが示されたが, 真空容器のインダクタンスを考慮すると 3ms 以下のエネルギー閉じ込め時間は計測不可能であることに注意して, 今後の閉じ込め時間計測を行う必要がある.

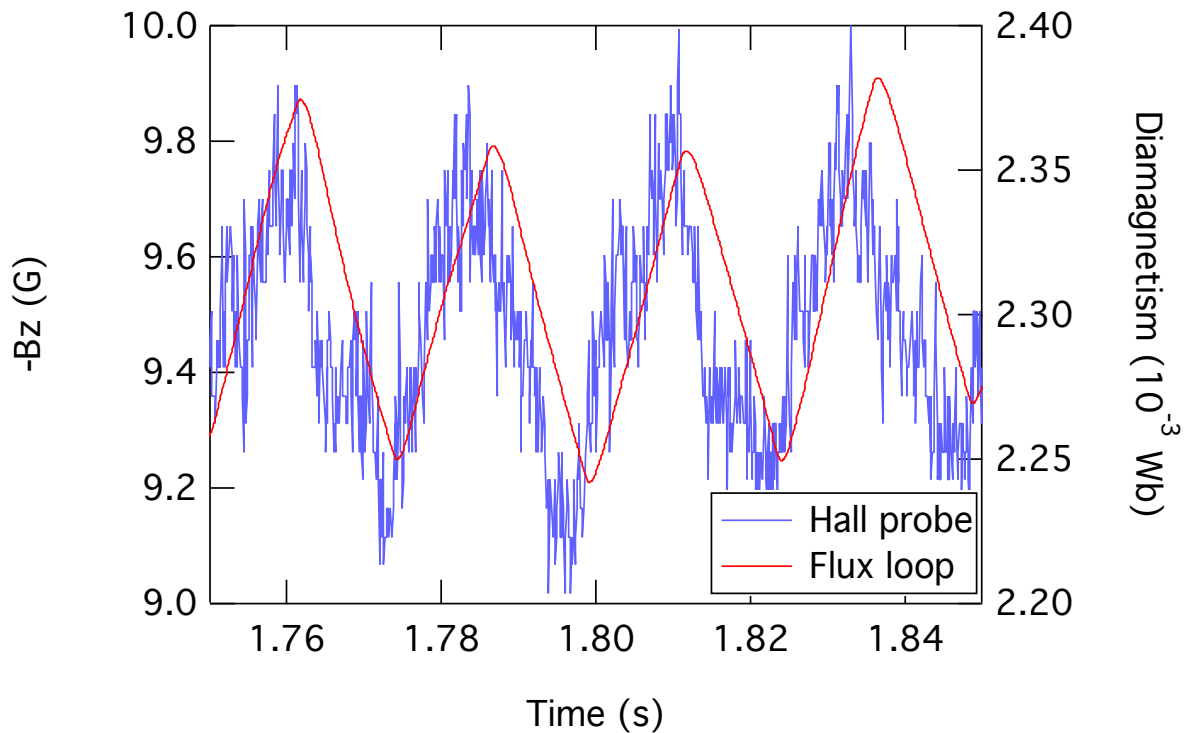


図 4.11. 50Hz 変調での反磁性信号および Hall 素子で計測された磁場強度 B_z .

4.6 まとめ

本章では、ECH 出力変調とそれに伴う反磁性信号計測により、プラズマの吸収電力とエネルギー閉じ込め時間のプラズマの電子密度に対する依存性を調査した。

まず、先行研究の RT-1 における MHD 方程式と反磁性信号の解析結果から、反磁性信号とプラズマの蓄積エネルギーの関係性を定式化した。そして反磁性信号の時間応答からプラズマの電力吸収を求めることができるが、この際に真空容器のインダクタンスを反磁性信号計測で補正していない点が、プラズマ蓄積エネルギーの時間微分値の変化量を本来よりも小さく見積もる原因となる。本研究ではしたがって、反磁性磁束計測にインダクタンス補正不足の影響が現れていない時間帯で、且つ、ECH オンオフ中

の同プラズマ蓄積エネルギーとなる時間帯 $W_{p0} = W_{p1}$ において、式 (4.3) を用いて吸収電力を評価する手法を用いた。この手法の利点は閉じ込め時間が変化しない限りでは評価に任意性は小さい。採用手法は反磁性磁束計測の時間鈍りを考慮している点と評価の任意性が小さい点が従来法に比べての利点である。

この手法を用いた際の変調周波数、変調幅依存性について調査したのち、プラズマの吸収電力とエネルギー閉じ込め時間のプラズマの電子密度に対する依存性を調査した。結果、 n_c 前後の密度では吸収効率は 100 % を維持しているが、 $1.5n_c$ 以上の領域では吸収効率は徐々に下がり、密度限界付近で 0 に近づく。そのため、吸収効率の低下が密度限界を引き起こしていることが明らかになった。これは EC 共鳴層の密度がカットオフ密度になることが主要因と考えられる。また、エネルギー閉じ込め時間 τ_E は、密度上昇に伴い 60ms から 10ms へ低下する。

第 5 章

結論

本研究はダイポール磁場中に自己組織化する高ベータプラズマの密度限界の解明を目的として研究を進めた．RT-1 におけるプラズマ中の EC 波の伝搬と ECR 層での吸収と密度限界の関係に着目して，以下の 2 つの課題について研究を展開した．

1. RT-1 における EC 波の伝搬と吸収を数値シミュレーションで模擬する．
2. ECH に対するプラズマ中の EC 波の電力吸収効率を実験的に評価する．

課題 1 に関して，RT-1 で生成されたプラズマ中の EC 波の伝搬と ECR 層での吸収を波動光学シミュレーションでモデル化した．波動光学計算では誘電率テンソルを冷たいプラズマ近似と仮定し，EC 周波数帯の電磁波のカットオフ層における波の反射や偏波特性を確認した．この計算手法を RT-1 の磁場，干渉計から再構成した密度分布を取り入れ，境界条件を金属の反射境界とし，EC 波の 2 次元波動伝搬を計算した．その結果得られた波動電場の空間分布を用いて，熱いプラズマ近似によるプラズマ中の EC 波の電力吸収効率を評価した．

RT-1 では，8.2 GHz と 2.45 GHz の EC 波を用いてプラズマを加熱しているが，このどちらの場合も，共鳴層での密度分布を考慮すると，プラズマの電子密度がカットオフ密度を超えるオーバードレンス状態に達してい

た．密度を更に増加させると，共鳴層でのカットオフ密度領域が拡大するとともに，入射ポートから共鳴層へ向かう経路上の密度もカットオフ密度領域が成長していく．そのため，EC 波の電力吸収効率が 0 に近づいていることが分かった．

ただし，先の 2 次元波動光学シミュレーションでは，カットオフ密度の値を再現することができなかった．そのため波動の真空容器表面での反射を考慮するため 3 次元幾何構造へ拡張した．波動伝搬状態を計算することができるようになった．今後は，共鳴層での吸収を計算すれば，実験で観測されたカットオフ密度の予測が可能になると考えている．それでも実験値を再現できない場合は，モード変換加熱をモデル化する必要がある．

課題 2 に関して，ECH 出力変調とそれに伴う反磁性信号計測により，EC 波の吸収電力とエネルギー閉じ込め時間を実験的に評価する手法を用いた．

この手法を用いる際の ECH 出力変調周波数と変調幅依存性を調べ，その最適な変調周波数 10Hz，変調振幅 2kW と実験から決定した．その条件で EC 波の吸収電力とエネルギー閉じ込め時間の電子密度依存性を調べた．その結果， n_c 前後の密度では吸収効率は 100% を維持しているが， $1.5n_c$ 以上では吸収効率は徐々に下がり，密度限界付近で 0 に近づいた．そのため，吸収効率の低下が密度限界を引き起こしていることが明らかになった．これは ECR 層の電子密度がカットオフ密度になることが主要因と考えられる．また，エネルギー閉じ込め時間 τ_E は，密度上昇に伴い 60 ms から 10 ms へ低下することも分かった．

以上から，RT-1 における密度限界は，EC 波の吸収電力の低下が主要因であることが分かった．しかし，その物理描像を波動光学シミュレーションで説明するには，2 次元モデルでは不十分であり，3 次元化へ拡張する必要がある．それによって現状の密度限界値を超えた高密度プラズマ生成の検討が可能となる．

参考文献

- [1] 宮本健郎, 「プラズマ物理・核融合」, 東京大学出版 (2004).
- [2] プラズマ・核融合学会編, 「プラズマエネルギーのすべて」, 日本実業出版社 (2007).
- [3] 藤間光徳, 「トカマクプラズマにおけるタングステン不純物輸送に関する統合シミュレーション」, 慶應義塾大学博士論文 (2013).
- [4] IAEA, "*Summary of the ITER final design report*", IAEA, VIENNA (2001).
- [5] 本島修, 「低温工学」 **11** 540 (1997).
- [6] S. M. Krimigis, *et al.*, Science **206**, 977 (1979).
- [7] L. J. Lanzerotti, *et al.*, Science **257**, 1518 (1992).
- [8] A. M. Persoon, *et al.*, Geophys. Res. Lett., **118**, 2970, (2013).
- [9] A. Hasegawa, Comments Plasma Phys. Controlled Fusion **1**, 147 (1987).
- [10] A. Hasegawa, L. Chen, and M. E. Mauel, Nucl. Fusion, **30**, 2045 (1990).
- [11] M. Nishiura, *et al.*, Nucl. Fusions **55**, 053019 (2015).
- [12] Z. Yoshida, *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 112507 (2010).
- [13] T.H.STIX, *Waves in Plasmas* (AIP press, 1992)
- [14] I. H. Hutchinson, *Principles of Plasma Diagnostics Second Edition* (Cambridge University Press, 2002)
- [15] K. Miyamoto, *Plasma Physics for Controlled Fusion* (Iwanami Book, 2012)
- [16] I. Fidone, *et al.*, Phys. Fluids **21**, 645 (1978).

- [17] H. P. Laqua, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 3467 (1997).
- [18] R. Ikeda, *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **50**, 567 (2010).
- [19] K. Uchijima, *et al.*, Plasma and Fusion Research **6**, 2401122 (2011).
- [20] 矢野喜久, 「磁気圏型プラズマ閉じ込めにおける高 β プラズマの磁場構造の実験的解析」, 東京大学博士論文 (2010).
- [21] 牧野良平, 「電子サイクロトロン共鳴加熱時の吸収電力評価及び熱・粒子輸送メカニズムの解明」, 名古屋大学博士論文 (2015).
- [22] 菅田徹也, 「磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1 における自己組織化プラズマの空間構造の解明」, 東京大学修士論文 (2018).
- [23] 虫明敏生, 「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」, 東京大学修士論文 (2016).

研究業績

学術論文

1. T. Mori, M. NISHIURA, Z. YOSHIDA, N. KENMOCHI, S. KATSURA, K. NAKAMURA, Y. YOKOTA, T. TSUJIMURA, and S. KUBO
 ”Simulation of electromagnetic wave propagation in a magnetospheric plasma”
 Plasma Fusion Res. 14 (2019) 3401134-1-3401134-5 [doi:10.1585/pfr.14.3401134]

研究発表 (口頭)

1. 森敬洋, 西浦正樹, 吉田善章, 斎藤晴彦, 釧持尚輝, 桂将太郎, 中村香織, 横田侑己, 辻村亨, 久保伸
 ”プラズマ中の Full-wave 電磁波伝播シミュレーションとダイポール閉じ込め装置への応用”
 日本物理学会 第 74 回年次大会, 14aK309-9, 九州大学 (伊都キャンパス) (2019.3.14)
2. 森敬洋, 西浦正樹, 吉田善章, 斎藤晴彦, 釧持尚輝, 中村香織, 横田侑己, 上田研二, 辻村亨, 久保伸
 ”ECH 出力変調を用いた RT-1 における ECH 効率の実験的解析”

日本物理学会 2019 年秋季大会, 10pK22-3, 岐阜大学柳戸キャンパス (2019.9.10)

3. (発表予定)森敬洋, 西浦正樹, 吉田善章, 釧持尚輝, 中村香織, 上田研二, 横田侑己, 辻村亨, 久保伸

”遮断密度を超えたプラズマ生成に対する EC 波の伝搬と吸収シミュレーション”

日本物理学会 第 75 回年次大会, 16pD13-5, 名古屋大学東山キャンパス (2019.3.16)

研究発表 (ポスター)

1. Takahiro Mori, Masaki Nishiura, Toru I. Tsujimura, Zensho Yoshida, Naoki Kenmochi, Shotaro Katsura, Kaori Nakamura, Yuuki Yokota, Shin Kubo

”Simulation of Electromagnetic Wave Propagation in a Magnetospheric Plasma,”

The 27th International Toki Conference on Plasma and Fusion Research & The 13th Asia Pacific Plasma Theory Conference, P2-83, Ceratopia Toki, Toki-city, Gifu, Japan (2018.11.19-22)

謝辞

本論文を作成するにあたり，西浦先生，吉田先生，斎藤先生，釧持さん，白幡先輩，中村先輩，桂先輩，同期の横田君，後輩の相原君，上田君には大変お世話になりました．研究室生活において秘書の北山さんにも大変お世話になりました．吉田・西浦・斎藤研究室の皆様には深く感謝致します．研究室以外の多くの方々にも様々な形で協力して頂きました．この場を借りて心より御礼申し上げます．

特に西浦先生には非常に感謝しております．実験はもとより，実験準備，データ解析方法，学会発表の準備などあらゆる面で大変お世話になりました．お忙しい中，朝早くから夜遅くまで丁寧に指導して頂いたおかげで滞りなく研究を進めることが出来ました．自分 1 人では解決できないような壁にぶつかった時は，西浦先生の鋭い考察力と問題解決力に幾度も救われました．研究の面だけではなく，私生活でも大変お世話になりました．修士課程の 2 年間のみではなく，博士課程に進んでさらに研究を続けていきますので，これからもご指導ご鞭撻よろしくお願いいたします．

吉田先生には RT-1 の開発経緯から実験中に注意すべき点，これまで先人が行ってきた研究など非常に幅広く教えて頂きました．また，実験中や毎週のミーティングで度々助言を頂きました．吉田先生の本質を突いた言葉は，研究を改めて見直すきっかけとなり，新たな発見や気づきを得ることが出来ました．研究以外でも，とても興味深いお話をして頂き，非常に感銘を受けました．ありがとうございました．

斎藤先生には実験の際の計測装置におけるノイズ除去について多く助言をいただきました．また，実験に必要なデータを取得するための実験条件を決定する際には，何度も相談にのっていただいたことに感謝いたします．

ありがとうございました。

釧持さんには実験作業を手伝って頂きました。釧持さんの手際の良さには非常に感銘を受けました。また、Python で実験データを読み込むコードを作成して頂いたのは非常に助かりました。また研究生活だけでなく学生生活についても大変お世話になりました。おかげで充実した学生生活を送ることが出来ました。ありがとうございました。

秘書の北山さんには事務手続きで大変お世話になりました。何度かこちらのミスでご迷惑をおかけすることもありましたが、その度に速やかに対応して頂きました。研究生活を滞りなく送れたのは北山さんのおかげです。ありがとうございました。

白旗先輩は理論研究の先輩として、プラズマの理論や計算機の利用を研究室に入ったばかりで右も左も分からない自分に対して優しく丁寧に教えて下さいました。おかげでスムーズに修士生活を始めることが出来ました。ありがとうございました。

桂先輩には研究面や生活面に関しても親身になって相談に乗って頂きました。先輩の研究に取り組む姿勢は初めて実験に取り組む際の参考にさせていただきました。ありがとうございました。

中村先輩には西浦研究室直属の先輩ということで、実験に関して色々なこと教えて下さったり、自分の計測器の取り付け等を手伝って頂きました。また、研究についての相談にも何度ものっていただきました。研究者として一歩ずつ研究を進めキャリアを積む先輩の姿はとても素晴らしく、これからも研究を行う上での参考にさせていただきたいと思います。博士課程に進んでもよろしく願いいたします。

同期の横田君には共に研究を進めていく仲間として非常にお世話になりました。横田君と研究について議論していくうちに解決した問題がいくつもありました。また、研究に対するストイックな姿勢はとても刺激になりました。さらに、自分が腐ることなく研究に打ち込み続けることが出来たのは夜遅くまで研究室で研究をしている姿を見ていたからであると思います。楽しい修士生活を送れたのは横田君のおかげです。ありがとうございました。

後輩の上田君、相原君にも研究面や生活面でお世話になりました。上田

君には特に RT-1 の MHD 平衡計算について詳しい内容を教授してもらいました。それほど先輩らしいことは出来ず，むしろ 2 人から学ぶことの方が多い 1 年間でしたが，2 人のおかげでとても楽しい日々を送ることが出来ました。ありがとうございました。

UTSIP で来た中国人の Lan 君には貴重な経験をさせてもらいました。とても優秀で回路作成の際に納得いくまで議論し尽くしたことはとてもいい経験になりました。また，問題が起こった際にはあっという間に解決してしまう能力の高さにはとても感銘を受けました。また，中国の学校生活や風習について実体験を踏まえて話してくれたことはとても興味深かったです。ありがとうございました。

最後に，柏で 2 年間学ぶことを経済的に支援してくれた家族に心から感謝申し上げます。ひたすら研究に打ち込むことができたのは，家族の暖かい支援があったからです。本当にありがとうございます。