

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 21 年度

修士論文

磁気圏型プラズマ RT-1 の分光計測とイオン加熱実験

2010 年 2 月提出
指導教員 吉田 善章 教授

6078 水島 龍徳

要旨

磁気圏型プラズマ RT-1 でイオンを高い β にするとどれだけ流れができるかを評価するため、イオン温度とイオン流速との関係を求めることを目的とした実験をおこなった。また、イオンの閉じ込め時間を評価した。さらに、イオンが高い β をもつようなプラズマを作るためイオン加熱の予備実験をおこなった。RT-1 ではプラズマ生成加熱を ECRH により行い高い β (40%以上)を達成している。イオンは直接加熱機構をもたず、電子からのエネルギー緩和により加熱される。イオンが高い β をもつプラズマは流れを作り、その流れがプラズマの平衡に与える影響を無視できなくなる。RT-1 の場合はイオンの β は低いので、流れが平衡に影響は少ないが、電子は高い β をもつため電子の流れが平衡に影響を与える。そのため、RT-1 の磁気面配位でのトロイダル流速の温度依存性を調べることが重要である。また、イオンを加熱し、イオンが高い β をもつと、プラズマ全体の質量が流れをつくり、プラズマの平衡を大きく変化させることが将来的目的となる。He プラズマ中の He(II) (468.57nm) イオン、水素プラズマ中の不純物 C(II)(464.74nm)イオンの発光スペクトルを分光計測した。ドップラーブロードニングでイオン温度を求めた。ドップラーシフトによりイオン流速を計測した。イオン温度は放電前のガスの圧力が低い方が高く、He(II)イオンで最大 5.5eV、C(II)イオンで 18eV となった。ヘリウムのイオン温度とイオンと電子とのエネルギー緩和時間の関係からイオンの閉じ込め時間を求めると、コイル浮上してない時、浮上時共に 0.1s と求まった。その閉じ込め時間を決める原因はイオンと原子の荷電交換による損失であると結論づけた。RT-1 では少なくとも 0.1s 間、不安定性等によりエネルギーロスしないことがわかった。この閉じ込め時間でイオン加熱を考えると 1eV 加熱するのに 0.06W と求まった。フルブリッジ回路で自作したインバータにより RT-1 のプラズマの外側 $r=960\text{mm}$ に設置したループアンテナに $r=0.5\text{m}$ のところに共鳴する周波数、220kHz の高周波電流、 $I_{\text{rms}}=10\text{A}$ 流し ICRF 加熱を行った。(入射エネルギーは電流電圧波計の位相のそろった成分が 1Ω 程度増加していたため 100W と推定している。) 加熱によるイオン温度上昇は 0.4eV 以下で統計的揺らぎの範囲であった。イオン加熱が起きなかった原因として、イオンを加熱するとイオンのジャイロ半径が大きくなって真空容器にぶつかるため、閉じ込めが悪くなり、加熱できないことが考えられた。ガス圧を下げるとイオン温度が上がり、その温度変化に比例するような流れが観測された。その流れは RT-1 のカーバチャードリフトと同じ方向でコイルの上から見て時計周りに流れていた。その大きさは $r=650\text{mm}$ で 5.5eV のイオンで 6000m/s であり、計算で求めたカーバチャー+ ∇B +反磁性ドリフト速度と一致した。この流れはシアアルフベン速度が 2000000m/s であるのに対して、0.004 倍であり、磁気エネルギーに比べ無視できる量であったが、イオンの温度が 100eV を越えるような高 β プラズマで、流れのエネルギーが磁場のエネルギーと同程度となり、プラズマの平衡を考える上でコンベクティブの項を無視して考えることができなくなると予想された。

0.目次

1. 研究背景	1
1.1 先進的核融合と高 β プラズマ	1
1.2 磁気圏型プラズマでの実験	1
1.3 磁気圏型プラズマにおける流れの研究	2
1.4 イオン流速とイオン温度の関係	2
1.5 イオン加熱	3
2. 研究方法	4
2.1 磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1	4
2.2 RT-1 での計測装置	8
2.3 イオン温度とイオン流速の測定	9
2.4 プラズマ加熱	14
2.4.0 加熱するに当たって	14
2.4.1 遅波によるプラズマ加熱	15
2.4.2 RT-1 のイオン加熱用のループアンテナ設置	17
2.4.3 RT-1 のループアンテナ特性	22
2.4.4 高周波加熱用の電源 の作成	31
3. 実験結果と考察	39
3.1 イオン温度計測	39
3.2 RT-1 のイオンの閉じ込め時間	42
3.3 イオンの加熱実験	55
3.4 イオン流速	63

3.4.1	RT-1 の磁場配位でのドリフトの計算.....	63
3.4.2	イオン流速の実験結果.....	71
3.5	径方向の分布	76
4.	実験結果のまとめ.....	79
4.1	イオン閉じ込め.....	79
4.2	ICRH 加熱	79
4.3	イオン流速	80
4.4	径方向分布	81
5.	結論	82
6.	研究業績	83
7.	謝辞	84

1. 研究背景

1.1 先進的核融合と高 β プラズマ

核融合は通常 D-T 反応で想定される。D-T 反応は反応過程で中性子が発生し、装置の放射化の問題がある。先進核融合として、D-D 反応や D-He³ 反応がある。D-D 反応は燃料の問題から D-T 反応に比べ優れている。D-He³ 反応は中性子が発生しないという点で優れている。しかし、先進核融合ではより高温なプラズマを閉じ込める必要がある。高温なプラズマを強磁場で閉じ込める時にシンクロトロン放射によるエネルギーロスが問題になる。そのため、弱い磁場で高温のプラズマを閉じ込める必要がある。弱い磁場で高温のプラズマを閉じ込めることは、プラズマの自由エネルギーがプラズマを束縛するエネルギーに対する割合が増えることを意味し、プラズマの安定閉じ込めを制御することが難しくなる。プラズマの自由エネルギーがプラズマを束縛するエネルギーに対する割合を評価するものとして、 β という無次元量で評価する。 β とは $\beta = 2\mu_0 p / B^2$ で表わされる量でプラズマ熱圧力を磁気圧力で規格化したものである。この β が高いと少ない磁場で高温のプラズマを閉じ込めることができる。磁気圏型プラズマの代表例としてしばしば挙げられる、木星では局所 β が 100% を越えるようなプラズマが閉じ込められていることが Voyager I, II により観測されている。

1.2 磁気圏型プラズマでの実験

磁気圏型プラズマは、Prot-RT(東京大学)、Mini-RT(東京大学)、RT-1(東京大学)、LDX(MIT)で研究がなされている。Prot-RT に関しては現在シャットダウンしている。Mini-RT、RT-1、LDX は磁気圏型プラズマを超伝導コイルで作っている。特に Mini-RT と RT-1 は高温超伝導線材を使っている。Prot-RT は常伝導であるが流れの研究はなされており、コイルをチャージアップさせて、イオン熱速度を越える 10⁵m/s の流れを作っている。

1.3 磁気圏型プラズマにおける流れの研究

RT-1 装置は浮上した円環上の内部コイルをもつ惑星磁気圏に似た閉じこめ装置である。この装置は木星磁気圏の高い β をもつプラズマ閉じこめの研究や高速流の研究を目的とした装置である。この装置では流れのあるプラズマの平衡、ダブルベルトラミ場平衡の自己組織化に関する研究を目的としている。ダブルベルトラミ平衡は流れが圧力と平衡となり高 β なプラズマを閉じこめることを予測している[2,3]。高い β を持つプラズマを作ると、Yoshida-Mahajan の理論によると、流れが発生する。そして、その流れが流れのない時に比べて圧力分布を急峻にする。通常平衡を考える場合、流れは磁力線に沿って発生するとされ磁力線を横切るような流れを無視して考える。この近似は流れのエネルギーが磁気エネルギーと比べて小さい時には正しいが、流速がシアアルフベン速度に近づき磁気エネルギーと同程度になると、プラズマ圧力を磁気面にそって一様と考えることができなくなる。つまり、この理論は流れが有る時、平衡状態が変化することを指摘する。また、Hall 効果と一体化し、理想 MHD で予測される場合よりよい閉じこめ状態が実現されている。木星磁気圏[3]や RT-1 の磁場配位[4]でも理論的研究がなされており、RT-1 で流れが剛体回転するプラズマがシアアルフベン波と比較して 0.006 倍程度で圧力分布が内側に移動し、圧力勾配を大きくし、高い β が維持できると予測されている。[4] RT-1 では 40%を越える β が計測されているが、電子は質量が小さいため、プラズマの流れをつくらない。イオンが高 β になった時 diamag 系の流れが発生し、プラズマが自ら圧力分布を変えることで、高い β でも安定に閉じ込めると予測され、流れが重要となる。

1.4 イオン流速とイオン温度の関係

RT-1 でも木星磁気圏と同様に流れをもつプラズマを作り、木星の長時間閉じ込めや高 β 物理を理解することが課題となっている。RT-1 でのトロイダルフロー形成を狙った実験として Proto-RT で実験されたようなプラズマにバイアスをかけて、その ExB drift により流れを駆動する方法がある。コイルをチャージアップさせることや、リミターバイアスをかけることや、セパトリックスから電子を入射する方法が考えられている。流れの駆動方法は ExB drift 以外にも方法があり、イオン加熱をしてイオンがカーバチャードリフトすることでもトロイダルフローを生み出すことができる。しかし、RT-1 ではイオン加熱は行われていない。

RT-1 では 40%を越える β が達成されている。 β の高いプラズマは流れを作り、その流れが平衡を変化させる。RT-1 のプラズマは ECH により生成されている。RT-1 の電子

は 1keV を越えるようなものが観測されている。高温の電子はイオンとエネルギーのやりとりをしないためイオンの温度は低いと考えられている。本研究ではイオンの流速と温度の関係を求め、その流れと温度の関係がプラズマの反磁性によるものであり、イオン温度(β)が上がるにつれて自発的に流れが形成されることを確認することを目的とした。また、将来的にイオンの温度を加熱しイオンが β をもつプラズマ生成をするために、イオンの閉じ込め時間評価やイオン加熱の予備実験を行った。

1.5 イオン加熱

イオンの加熱方として、イオンサイクロトン共鳴による加熱(ICRH)による加熱がある。この加熱方法は、NBI と比べ別のイオン源等がいらず、装置構成の上で比較的容易にイオンを加熱することができる方法である。

トカマクでは既にこの加熱方は実績があり、主にトロイダル電流の駆動用や不安定性の抑制をする手段として使われている。また、ICRH 加熱を行うことで Hmode が実現しやすくなることが報告されている。磁気圏型と同様に小曲率半径をもつミラー装置でも ICRH による加熱は主要な加熱方法であり、磁気圏型プラズマへの適応も十分可能と考えられる。

- [1] S.M. Mahajan and Z. Yoshida, Phys. Rev. Lett. **81**, 4863 (1998).
- [2] Z. Yoshida and S.M. Mahajan, Phys. Rev. Lett. **88**, 095001 (2002).
- [3] J. Shiraishi, S. Ohsaki and Z. Yoshida, Phys. Plasma **12**, 092901 (2005)
- [4] J. Shiraishi, M. Furukawa, and Z. Yoshida, Plasma Fusion Res. **1**, 050 (2006)

2. 研究方法

2.1 磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1

RT-1 は磁気圏型プラズマを閉じ込める装置である。RT-1 では円環形状（電流中心半径 $a=0.25\text{m}$ ）の高温超伝導材料できたコイルを He Gas で 30K 以下まで冷却し、250kAturn の電流を励磁後、永久電流状態にした後、冷却系を切り離し実験している。（図 2.1.1）低温超伝導を使った実験装置はコイル内部に冷媒として液体 He を入れる。RT-1 は高温超伝導を使っているためコイルケース内に He を入れてない。

その超伝導コイルは磁気浮上が可能である。以後その超伝導コイルを浮上コイルと呼ぶ。

浮上コイルは $z=0.6\text{m}$ の浮上コイル上部に設置された釣り上げコイル（径半径 $a_2=0.4\text{m}$ ）に 30kAturn の電流を浮上コイルと同じ方向に流すことで引き合う磁力が発生し、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をレーザーセンサーで検出し、コイルの上下振動に対して、釣り上げコイルの電流をフィードバックコントロールすることでコイルを安定させている。コイルの地磁気による傾きを抑制するため、RT-1 装置の周辺に補正コイルを設けている。（図 2.1.2）磁気浮上していない時はコイルを昇降機により支えて、実験可能である。

釣り上げコイルに電流を流してない時、磁気面はダイポール磁場配位を形成し、引き上げコイルに電流を流すと、磁気面が上方に引き延ばされ、Null 点をもつようなセパトリックス配位が形成される。

RT-1 では 10^{-7}Pa まで圧力を下げることができ、純電子プラズマの長時間閉じ込めの研究がなされている。

RT-1 のプラズマ生成は 2.4GHz のマグネトロン、8.2GHz のクライストロンによる ECRH でなされる。

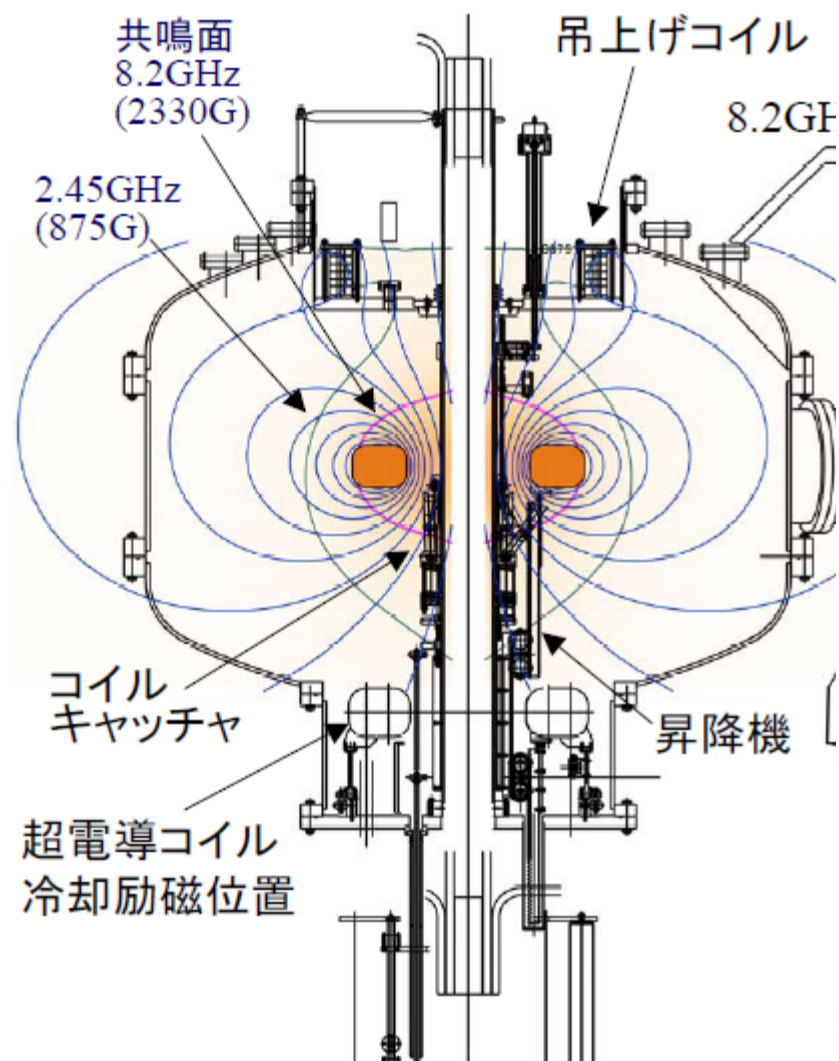


図 2.1.1 RT-1 の断面図 浮上系の説明

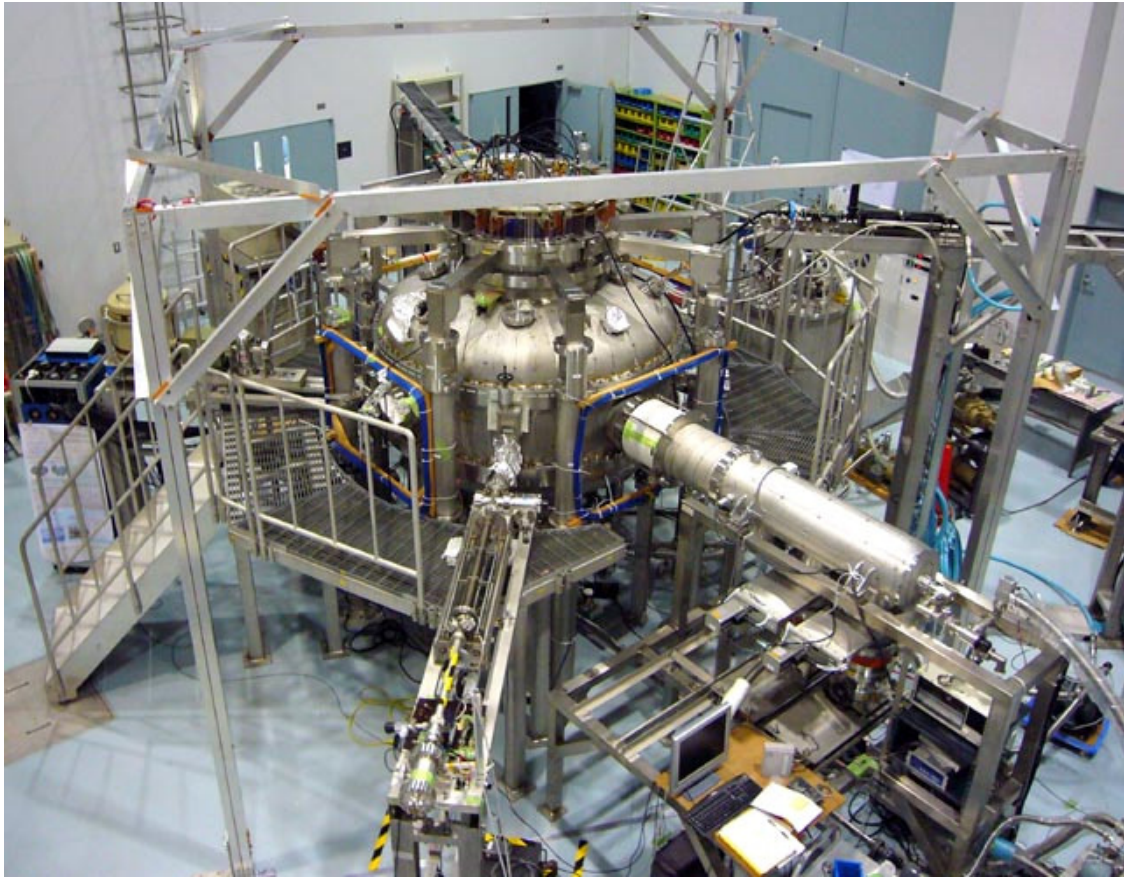


図 2.1.2 RT-1 の外観、
真空容器の周辺にあるアルミのフレームが補正コイルで地磁気を打ち消すことでコイルを
水平に浮上させている。青いケーブルは現在の補正コイルを作る前に使っていたもので現
在は使っていない。



図 2.1.3 RT-1 の内部

真ん中にあるのが超伝導でできた浮上コイルである。コイルが浮上している。

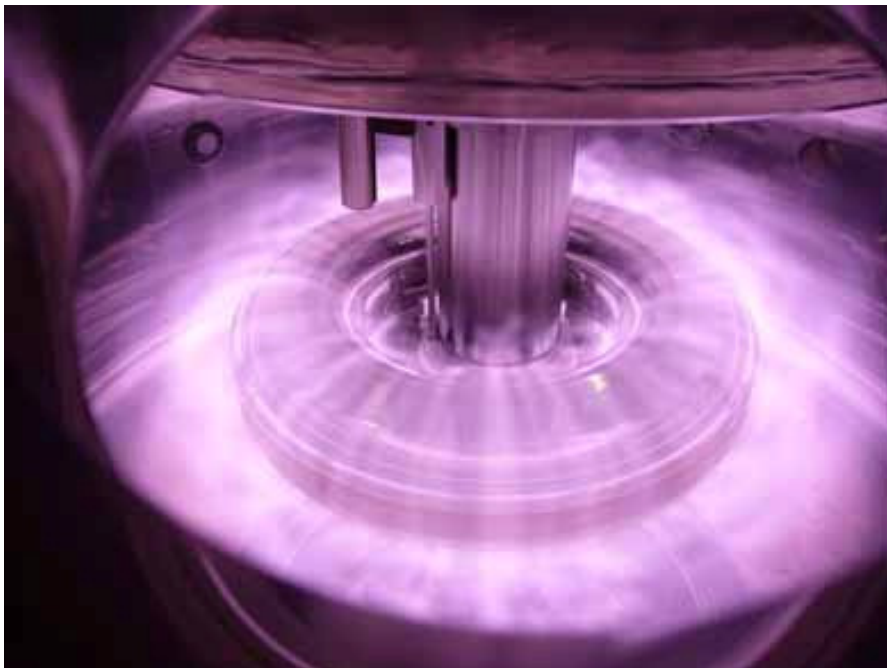


図 2.1.4 RT-1 で生成されたプラズマ

コイル周辺にプラズマが閉じ込められている。



図 2.1.5 RT-1 で生成されたプラズマ(正面)

コイル周辺にプラズマが閉じ込められている。コイルが昇降機にサポートされている。

2.2 RT-1 での計測装置

RT-1 での計測装置として、dia-magnetic loop、ホール素子プローブ、フォトダイオード、sx、干渉計、x 線カメラ、ビデオカメラ、Qmass、ダブルプローブ、ラングミュアプローブ、サーマルプローブ、分光がある。

●Dia-mag Loop RT-1 のコイルの上部とコイル平面とコイルの下部の 3 点の真空容器の外側に導線を巻きつけ、プラズマが生成された時にできる反磁性信号を計測し、平衡コードに当てはめることでプラズマの圧力分布を決定している。この計測で RT-1 の局所ベータの最大は 40%と求まっている。

●ホール素子プローブ ホール素子プローブは真空容器内の磁気面の外に固定されたものと、可動プローブとなっていて磁気面の中に挿入するものがある。これにより真空容器の外では測れなかった応答速度の速い、磁場の揺動やプラズマの減衰時間が計測されてい

る。外側の Dia-mag Loop との整合性を調べることに、高 β プラズマにおける真空の磁気面関数からのプラズマの圧力分布のずれを計測することを目的としている。

- フォトダイオード プラズマの放電中の光の放射量の時間変化を調べる。
- Sx RT-1 では高速な電子(1keV~16keV)ができる。軟 x 線を SiLi の素子で測定し、高速電子の温度と密度を求める。
- 干渉計 RT-1 の接線ポートに設置され、線積分密度を求める。ヘテロダイン検波、周波数 75GHz
- x 線カメラ 高速電子の分布を調べる。
- ビデオカメラ プラズマの放電を直接見るとマイクロ波をあびるのでビデオで遠隔的にみる。
- Qmass RT-1 中のガスの成分比をみる。(放電中は使えない)
- ダブルプローブ プラズマの密度と温度計測、高 β なプラズマではプローブが破壊されて使えない。
- ラングミュアプローブ プラズマのイオン飽和電流、フローティングポテンシャルを調べる。
- サーマルプローブ 熱流速を熱電対で検出しそこからイオン温度をもとめる。
- 分光計測 イオンのスペクトルから、イオン温度とイオン流速を求める。

2.3 イオン温度とイオン流速の測定

RT-1 ではイオンに関する測定は行われておらず、本研究ではイオンを分光により計測した。

分光による計測は、プラズマを非接触で測定することができ、高い β のプラズマを測定するのに有効な方法である。イオンの発光ラインのドップラーブロードニングとドップラーシフトをみることにより、プラズマの流れとイオン温度を測定した。分光の計測

は電気信号を直接使わないため電磁的ノイズに強く、信頼度が高い測定方である。分光計測によるイオン温度測定は核融合実験炉の NBI からの発光などでもなされ数 keV の高温なイオン温度の測定も可能な測定法である。

イオン温度計測、イオン流速の計測に He 中の He(II)(486.57nm)イオン、H プラズマ中の不純物の C(II)イオン、O(II)イオンの線スペクトルに対して、ドップラー効果にスペクトル広がり、(ドップラーブロードニング)によりプラズマのイオン温度を測定し、スペクトルのピーク波長のズレ(ドップラーシフト)によりプラズマ流速の測定を行った。特に He のイオン温度、イオン流速の測定にはパッシェン α 帯の 13 本のラインの内の強度の強い 8 本に対して多重ガウスフィッティングをかけてイオン温度を計測した。(図 2.3.1)

分光器の性能

光路は有効径 $\Phi 2.5\text{mm}$ 、レンズ $\Phi 30\text{mm}$ 、焦点距離 100mm の コリメータレンズで 50m のコア径 $2.5\mu\text{m}$ 、NA30° の光ファイバに集光し、平行 光路で測定。測定は図 2.3.2 のように RT-1 の水平ポートから測定し、視線方向を振ることができるようにした。測定できる範囲は $R=650\sim 400\text{mm}$ の範囲を図 2 のように、自由に光路を変えることができる。ファイバを 50m にしたのは x 線が CCD に当たることによるノイズを減らすためである。ファイバの設置は地下のピット内に配線した。

分光器は 1m のものを使い、波長分解能が CCD の 1 pixel に対応して 0.012nm、スリット幅 $2\mu\text{m}$ における装置幅が 0.0185nm(Ne ランプで計測)に対応する。この装置幅は CCD は IDUS の ANDOR DV4204 を使った。2 次元の CCD の横方向 (1024 pixel) に波長の異なる光が入るようにグレーティングを設置し、縦方向の光は 256pixel のうちの 11pixel 分広がっていたので、その 11pixel 分だけを抽出した。プラズマが平衡状態になった時のデータをとるため、放電開始後 0.3s から放電終了までの間にゲートが開くようにした。CCD 信号が熱揺らぎの影響を小さくするためペルチエ素子で -55°C まで冷却した。CCD のバックグラウンドは放電後 2s 後に、ゲートが開いていた長さと同じ時間分、露光して、データから引き算した。

イオン温度計測

原子からの発光ラインは、ドップラー効果による影響を受けて波長がずれる。この波長のずれは、ドップラーシフトとして流れの計測に使われる。原子がマクスウェル分布をしているとすると、このズレはガウス分布とない、このスペクトル幅の広がりから、原子のもつ熱エネルギーである温度がわかる。イオンの発光スペクトルのドップラー効果による広がりを求めることで、イオンの温度を求めることができる。ただし、イオンの発光スペクトルの広がりにはドップラー効果によるものだけでなく、分光機そのもののもつ、装置関数と呼ばれるものや、シュタルック広がりと呼ばれる電場の強いところで発生する広がりがある。装置関数は Ne 光源の光が広がる幅を装置関数として引くことで除外した。

シュタルック広がり密度が高いプラズマの方が大きく、RT-1 ではトカマク等と比べて低いため、この効果は無視できるとし、質量の軽い元素を用いることで、ドップラーブローディングの幅を広がりやすくし、他の効果で光が広がる誤差を減らした。分光器の 1pixel 分広がると、1.27eV であり、フィッティングをかけることで測定できる範囲と考えた。実際、図 2.3.1 のようにフィッティングをかけて幅の違いをみることができた。

イオン流速計測

原子からの発光ラインは、ドップラー効果による影響を受けて波長がずれる。この波長のずれを計測することでイオンの流速を決定した。ドップラーシフトする前の元の波長を決定するために、見る方向を左右に振って、その平均の波長を求めることで、速度が 0 の時の波長を決定した。1pixel ドップラーシフトすると 7680m/s に対応しており、フィッティングをかけることで測定できる範囲と考えた。実際、図 2.3.1 のようにフィッティングをかけてピーク波長の違いをみることができた。

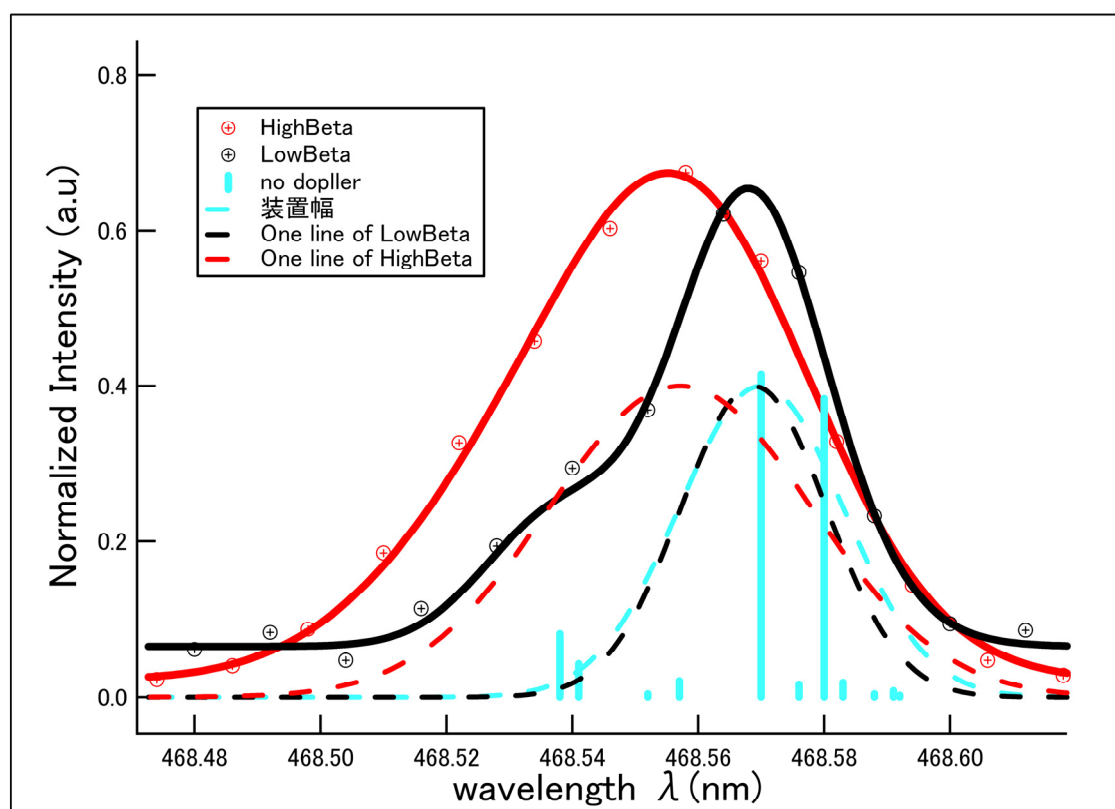


図 2.3.1 He(II) 468.57nm の多重ガウスフィッティング

He(II)イオンは paschen α 帯に多数の方位量子数や磁気量子数の異なる遷移スペクトルをもつため、多重ガウスフィッティングをかけて、計測した。パッシェン α 帯の光はプロットされた点

の波長と強度分布をもち、13本(1)ある。—の破線が13本のラインのうちの1本をドップラーシフトおよびドップラーブロードニングなしで装置幅分広げたものである。○は低 β (Heガス圧18mPa, 2.45GHz ECHPower 10kW)の時のRT-1で分光計測した実験データである。それをフィッティングしたものが—である。このフィッティングでは、先ほど装置幅分広げたスペクトルに対応するのが、—の破線である。ここから、低 β の時スペクトルはほとんどドップラー広がりせず、ドップラーシフトもしていないことが、わかり、低 β のとき、イオン温度は低く、流れもほとんどないことがわかる。○は高 β (Heガス圧0.32mPa, 2.45GHz ECHPower 5kW)の時のT-1で分光計測した実験データである。それをフィッティングしたものが—である。このフィッティングでは、先ほどのスペクトルに対応するのが、—の破線である。ここから、高 β な時は明らかにスペクトルは広がり、スペクトルのピークも移動している。このようにしてフィッティングにより幅の違いが明らかに読み取れるため、RT-1のイオン温度計測をするのに十分な分解能をもっている。また、フィッティング関数のピーク値のドップラーシフトを見ることができるとプラズマ流速も測定可能な分解能をもっている。この高 β の時の広がり幅は0.0296nmでイオン温度に換算すると、6.6eVに対応する。スペクトルの波長は0.012nmのずれで速さは8200m/sで方向はコイルの上から見て時計周りで、コイル電流と同じ方向で、カーバチャードリフトや ∇B ドリフト、反磁性ドリフトと同じ方向である。

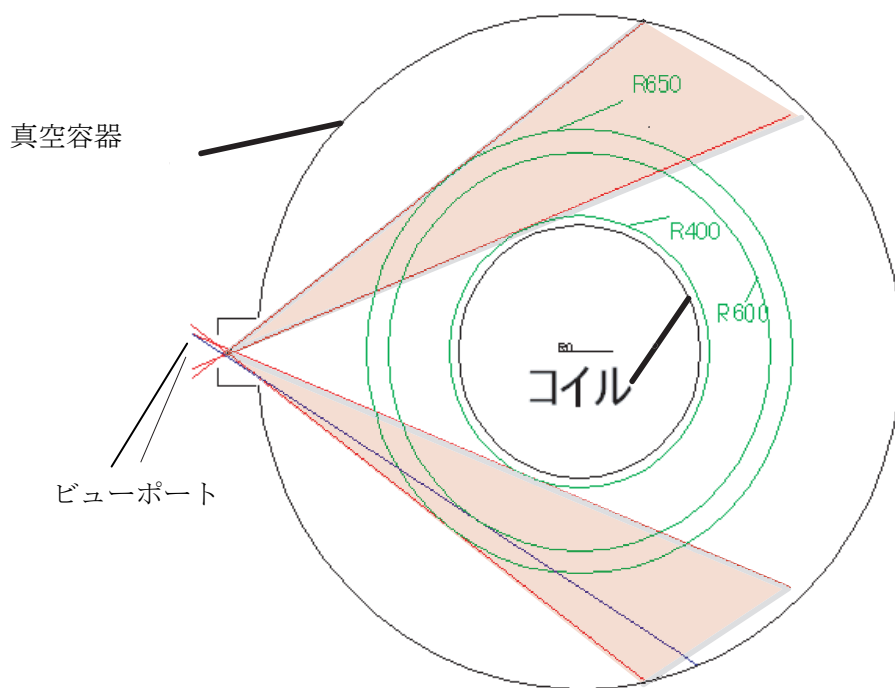


図 2.3.2 分光の計測光路の変化させられる範囲

ビューポートの外側に設置したファイバーと一体化したコリメーションレンズを左右に振るこ

とにより、 $r=0.65\text{m}$ の円に接する範囲までの計測が可能である。

$r=0.38\text{m}$ に超伝導コイルの外径があり、その外側で測定した。

流れの計測でドップラーシフトする前の元の波長からのずれが必要であるが、元の波長を決定するために、見る方向を左右に振って、その平均の波長を求めることで、速度が0の時の波長を決定した。外側の黒い円が真空容器で内側の黒い円が浮上コイルの外側の端である。

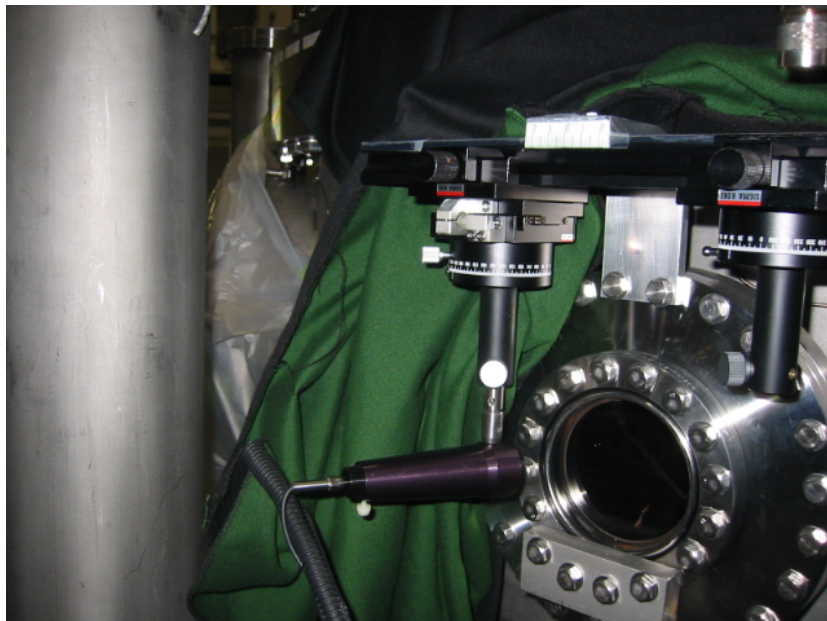


図 2.3.3 分光のレンズ

上のレールと回転ステージを移動させることで光路を変えることができる。

暗幕で覆うことで外部からの光が入らないようにしている。

このレンズが sma コネクタの 50m のファイバにつながっている。

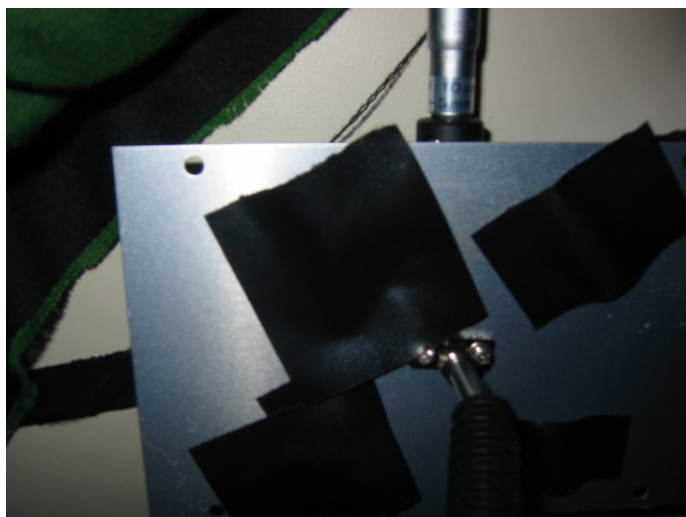


図 2.3.4 光ファイバの分光器側

光ファイバの分光器側は sma コネクタで分光器につないでいる。

上のネジで分光器のスリット幅を調節できる。



図 2.3.5 分光に使った CCD

CCD は IDUS の ANDOR DV4204 を使った。



図 2.3.5 分光器

ダイヤルを回して、波長を変化させる。

同じレンジでは 10nm 程度の範囲でみることができる。

[1]”プラズマ分光計測”山本学・村山精一 著、学会出版センター(1995)

[2]W.Lwiese and R.Fahr, J.Phys.Chem.Ref.Data, **38**,3(2009)

2.4 プラズマ加熱

2.4.0 加熱するに当たって

磁気圏型プラズマでのイオン加熱の報告はないが、磁気圏と同様に小さい曲率半径をもつミラー磁場、カスプでのイオン加熱が報告されている。RT-1 でのイオン温度を上

げること、電子により達成されている高 β がイオンでも実現可能かどうかを調べることは、磁気圏型プラズマの配位そのものの理解につながる。また、イオンでの高 β 物理の理解という点でも重要である。さらに、加熱方法の確立は核融合に必要なローソン条件を達成するためにも重要である。

RT-1 の磁場は 80G~800G でトカマクの磁場と比べ小さい。そのため、トカマクでは MHz 帯の電磁波で加熱しているのに対して、RT-1 では 20~200kHz となり、高周波発生用の電源に真空管でなく、半導体のスイッチングで行えるという点で加熱手法が異なる。また、周波数が低くなることに、波長が数 km となるため、アンテナ中に波を乗せることはできない。そのため回路は集中定数回路で考えることができるが、波長が長いとプラズマ中に波を乗せることはできず、アンテナとプラズマのカップリングにより波としてというよりエネルギーとして伝搬させることが必要となる。

2.4.1 遅波によるプラズマ加熱

プラズマが吸収するエネルギー
コールドな波の分散関係は

$$n \times n \times E + \varepsilon E = 0$$

ここで

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & -i\varepsilon_{\times} & 0 \\ i\varepsilon_{\times} & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix}$$

ここで

$$\varepsilon_{\perp} = \frac{(\varepsilon_{+} + \varepsilon_{-})}{2}, \varepsilon_{\times} = \frac{(\varepsilon_{+} - \varepsilon_{-})}{2}, \varepsilon_{\times} = \frac{(\varepsilon_{+} - \varepsilon_{-})}{2}, \varepsilon_{\pm} = 1 + \sum_{i,e} \frac{\omega_p^2 \omega}{\omega^2 (k_z v_T)^2} Z(\zeta_{\pm 1}),$$

$$\varepsilon_{\parallel} = 1 + \sum_{i,e} \frac{2\omega_p^2}{(k_z v_T)^2} (1 + \zeta_0 Z(\zeta_0))$$

である。 v_T は熱速度、 Z はプラズマ分散関数であり $\omega_i \sim \Omega$ の時

$$Z \cong -2\zeta_{-1} + i\sqrt{\pi} \exp(-\zeta_{-1}^2)$$

と近似される、

$$\zeta_n = \frac{\omega + n\Omega}{(k_z v_T)}$$

である。ここで Ω はサイクロトロン周波数、 ω_p はプラズマ周波数である。

分散関係が非自明な解をもつためには

$$n_{//}^2 = \varepsilon_+ \cong 1 + \frac{\omega_{pi}^2}{\omega \Omega_i} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{\omega + \Omega_i}$$

もしくは

$$n_{//}^2 = \varepsilon_- \cong 1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega \Omega_i} + \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{k_z v_{Ti}} Z(\zeta_{-1})$$

であり、それぞれ、速波、遅波と呼ばれる。プラズマの加熱にはこの遅波を用いて虚数部分が大きくなると波は減衰してエネルギーをイオンに与える。このことをイオンサイクロトロンダンピングと呼び ICRF 加熱の原理となる。

イオンに吸収される加熱エネルギーは

$$W_c = \frac{\omega \varepsilon_0 E^2}{2} \frac{\text{Im}(\varepsilon'')}{\varepsilon_0}$$

であり、前半部分が元の電磁波のエネルギーである。

イオンサイクロトロンダンピングの場合

$$\frac{\text{Im}(\varepsilon'')}{\varepsilon_0} = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{k_z v_{Ti}} \sqrt{\pi} \exp\left(-\left(\frac{\omega - \Omega}{k_z v_T}\right)^2\right)$$

である。プラズマ周波数は $1 \times 10^{16}/\text{m}^3$ だと 5.6×10^9 /s となり、波の波長が装置よりもずっと大きいため基本波しかできず、装置サイズが 1m なので $k_z=1/\text{m}$ 、 $v_T=10000\text{m/s}$ $\omega_i = \Omega$ とすると

$$\frac{\text{Im}(\varepsilon'')}{\varepsilon_0} = 2 \times 10^{21}$$

となる。よって共鳴面では $1/10^{21}\text{m}$ 入射すると波が加熱のエネルギーに変わってしまうので、電磁波のエネルギーが全て加熱に使われると考えられる。

電磁波のエネルギーを直線電流が作る電磁波のエネルギーと近似すると

$$W = 790 \left(\frac{dl}{\lambda} \right)^2 I^2 = 790 \left(\frac{dl\omega}{2\pi c} \right)^2 I^2$$

であり、なので、RT-1 のループアンテナは長さが 6m で共鳴周波数を 300kHz としているので、

$$W = 0.03 I^2 \text{ W}$$

となる。電流を 20A とすると加熱エネルギーは 12W となる。

この加熱エネルギーを使ってイオンを加熱するとイオンの閉じ込め時間が 0.002s、真空チャンバー内のイオンの数が 1×10^{17} とするとイオンは 1.5eV 加熱される

2.4.2 RT-1 のイオン加熱用のループアンテナ設置

RT-1 のイオン加熱を目的とした、C アンテナと L アンテナを設置した。C アンテナは 2 枚の電極間に電圧をかけ、その電圧をイオンのサイクロトロン共鳴周波数で振ることを目的として設置し、L アンテナはループ中に電流を流し、磁界を発生させ、その磁界をサイクロトロン周波数で振ることで加熱することを目的とした。C アンテナの場合プラズマの周波数がイオンのサイクロトロン周波数より大きいので、エネルギーがイオンに伝わりにくい。L アンテナは周波数が低い場合は波長が短く、アンテナに波を乗せにくいことや、発生する電磁波が小さい等の加熱の困難さをもつ。特に RT-1 に設置した L アンテナの場合、弱磁側に設置したため、アンテナ付近の磁場では共鳴周波数が 30kHz 程度になり、電磁波はほとんどでない。そのため、周波数を 220kHz にした。共鳴面は図 2.4.4 のようになる。

電流導入端子を RT-1 の北側のポートに設置し、C-アンテナ、L-アンテナを RT-1 のイオン加熱(イオンサイクロトロン共鳴加熱用に設置した。材質は両方とも非磁性で融点が高い SUS304 を用いた。C アンテナは最外殻磁気面から 0.1m 離れたところに設置した。ループアンテナは電流導入端子から SUS の板で $r=0.96\text{m}$, $Z=0.24\text{m}$ の所につないで設置した。

ループアンテナの固定は、RT-1 の真空チャンバーの上側フレンジと真ん中のフレンジの溶接面に SUS の管を埋め込みそこにクランプを固定し、クランプにネジを通し、そのネジをセラミックで絶縁し SUS のアンテナを固定した。このアンテナは磁気面の外にあるためプラズマとの電氣的シールドは特に設けていない。遅波の加熱に強磁場側の加熱が理想であるが、RT-1 のコイルの下側は、コイルの励磁や冷却でコイルを上げ下げする時に邪魔なるため、難しく、上側はコイルのキャッチャーがあることや、磁気面が容器の上方に伸びているため、設置が難しい。



図 2.4.1 RT-1 の北側上フレンジに設置した電流導入端子、4 本の端子のうち上 2 本を C-coupling 用のアンテナに電圧をかけるのに使い、下 2 本をループアンテナに電流を流す用に使う。

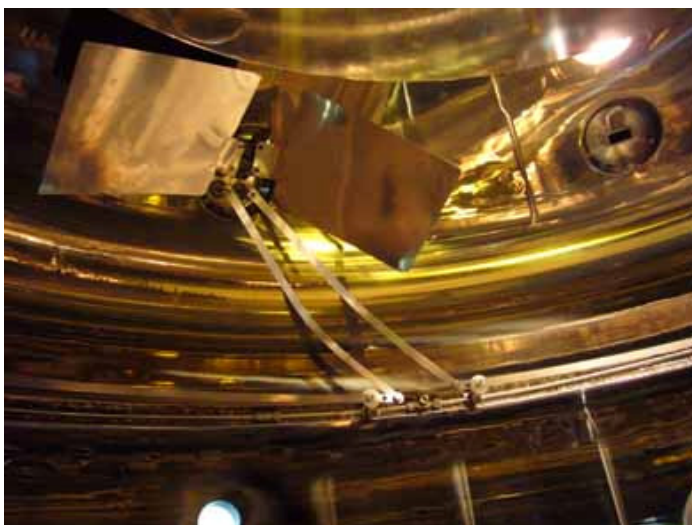
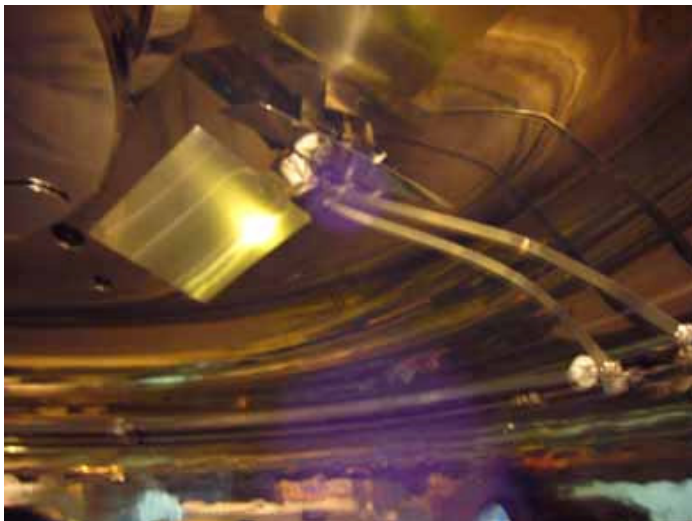


図 2.4.2 ループアンテナ(下)と C-coupling アンテナの設置

C アンテナは最外殻磁気面から 0.1m 離れたところに設置した。

ループアンテナは電流導入端子から SUS の板で $r=0.96\text{m}$, $Z=0.24\text{m}$ の所につないで設置した。

2 枚の C アンテナの両端に電界をかけ、プラズマを加熱する方法

L アンテナに電流を流し、磁界を発生させ加熱する方法がある。

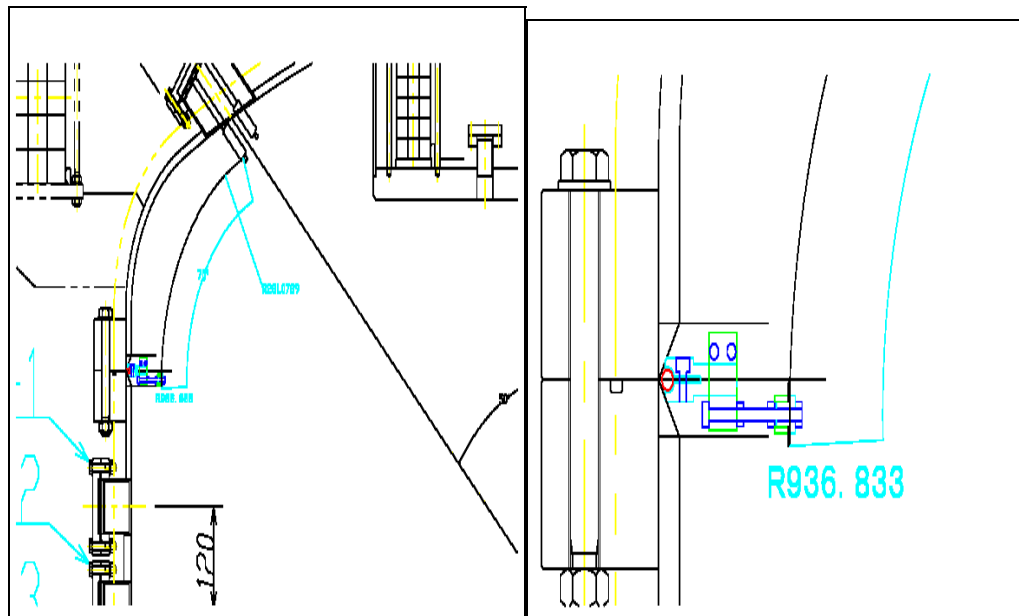


図 2.4.3 ループアンテナの設置図面

RT-1 の真空容器の上の部分と下の部分の継ぎ目のくぼみに SUS の管を押し当て、そこにクランプを固定し、そのクランプにネジをとおし、そのネジにセラミックのつば付きカラーを通し、セラミックを SUS の板(アンテナ)が通過するようにした。アンテナの幅は 13mm、厚さは 0.5mm、長さは 6m である。



図 2.4.4 アンテナの設置位置と磁気面と共鳴面の磁場強度の関係

RT-1 で ICRF 加熱をするために半径 0.96m の SUS のループを真空容器内に設置した。
 $f=220\text{kHz}$ の He(II) イオンの共鳴面—は 0.057T で $Z=0\text{m}$ のところでは $r=0.5\text{m}$ が共鳴面に相当する。 H(II) イオンの共鳴面—は 0.014T で $Z=0\text{m}$ のところでは $r=0.8\text{m}$ の場合はアンテナから共鳴面は遠い。等磁場面と磁力線が交差しているため、加熱するとプラズマ全体が加熱される。

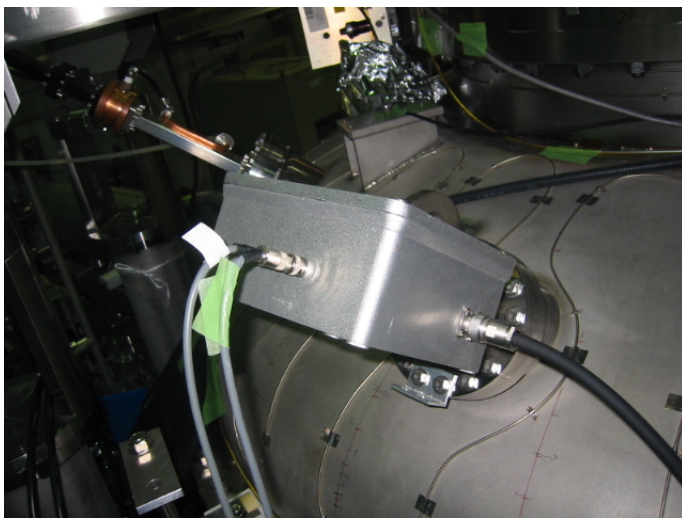


図 2.4.5 電流導入端子の外側

電流導入端子に両端の電圧電流を測定するための回路を埋め込んだ箱を直接つなぐことで、ノイズが外部に出ないようにした。

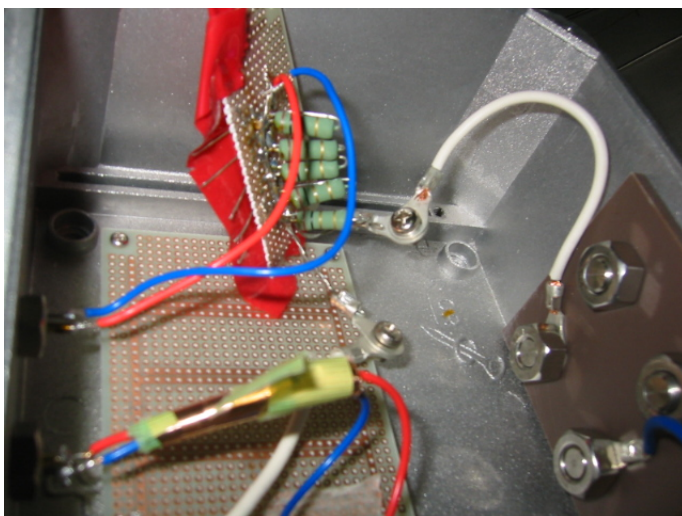


図 2.4.6 アンテナの両端の電圧と電流を測定する回路

箱の中に電流と電圧を測定する回路を作った。

電流導入端子のつなぐところを変えることで、Lアンテナに電流を流すことやCアンテナに電圧をかけたり、C=Lアンテナ間に電圧をかけることができる。

電流のピックアップ抵抗は 1Ω の抵抗を 5 個並列につないで、 0.2Ω としているが、小さいピックアップ抵抗で測定すると、L が大きいと誤差が大きくなってしまうため、配線を工夫し、 300kHz で抵抗が 1.2 倍となるようにしている。

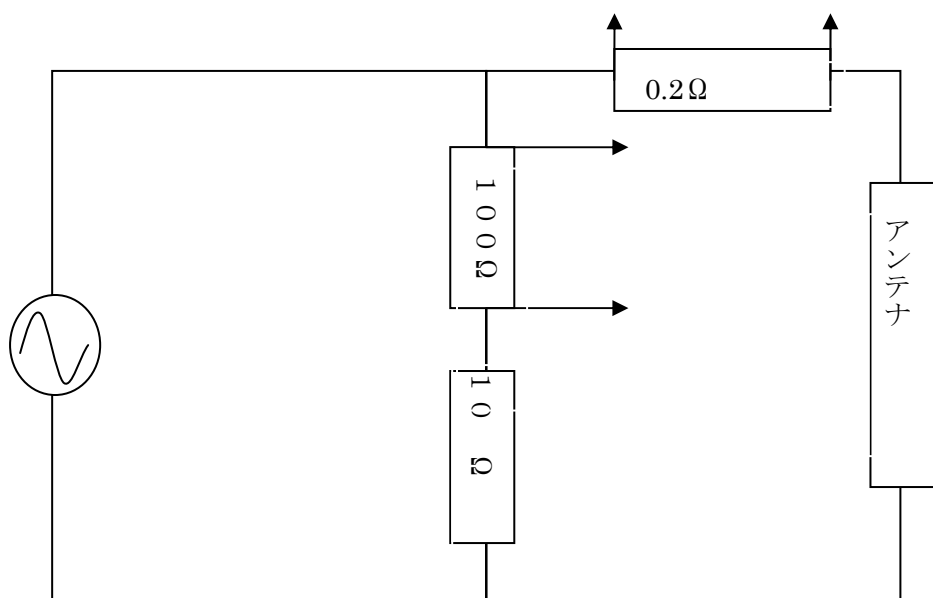


図 2.4.7 アンテナの両端電圧、電流の測定回路

電圧はアンテナに並列につないだ 100Ω と $10\text{k}\Omega$ の抵抗で $1/100$ に分圧して測定、電流は直列につないだ 0.2Ω の抵抗でピックアップしている。フルブリッジ回路からの出力はフローティングなので、フローティングで測定。

2.4.3 RT-1 のループアンテナ特性

抵抗、インピーダンス測定

アンテナの抵抗は 0.76Ω 、自己インダクタンスは $11\mu\text{H}$ と決定した。

アンテナの抵抗は SUS の抵抗率を $7.37 \times 10^{-7}\Omega\text{m}$ 、厚さ 0.3mm 、幅 13mm 、長さ 6.89m の板で計算した抵抗値 1.3Ω と比べ小さくなっていた。これは SUS の特性が予定より良かったためと考える。

インダクタンスは[1]により与えられる

$$L = 10^{-7} \times 4\pi R \left\{ \log\left(\frac{8R}{r}\right) - 2 + \delta \right\}$$

という関係式に $R=0.96, r=0.013, z=0$ を代入して求めたインダクタンス $5.2 \mu H$ と同じ程度となっていた。(図 2.4.8)

電界の理論的計算

アンテナに流した時にできる磁束は rA であたえられるので、

$$\Psi = rA_{\theta} = \frac{\mu I r}{\pi k} \left(\frac{a}{r} \right)^{1/2} \left(\left(1 - \frac{1}{2} k^2 \right) K(k^2) - E(k^2) \right) \quad (1)$$

とあらわされる。 K, E はそれぞれ 1, 2 の完全円積分を表わす。 k は

$$k^2 = \frac{4ar}{a^2 + r^2 - 2ar + z^2}$$

で表わされる。 $1A$ の電流を半径 $0.96m$ のアンテナに流し、アンテナからの距離 $0.1m$ のところで測定したとすると図 2.4.9 のように求まる。フラックスが作る起電力は

$$V = -\dot{\Psi} = -\omega \Psi \quad (2)$$

なことから周波数 $300kHz$ の時の起電力は図 2.4.10 のように求まる。そこから、フラックスが作る電界を

$$E = V / 2\pi r \quad (3)$$

という関係を用いて電界強度を求めると図 2.4.11 のようになる。

電場強度を電流を使ってかくと(1)、(2)、(3)より

$$E = fA_{\theta} = f \frac{\mu I r}{\pi k} \left(\frac{a}{r} \right)^{1/2} \left(\left(1 - \frac{1}{2} k^2 \right) K(k^2) - E(k^2) \right) \quad (4)$$

となる。ここから電界強度は電流と周波数に比例することがわかる。

また、電界のもつエネルギー密度 W は

$$W = \frac{1}{2} \epsilon \omega E^2$$

で与えられるので、ループ電流が電磁波として放出するエネルギーは周波数の 3 乗に比例し、電流に比例する。

電界測定

RT-1 のループアンテナが作る電界をポッケルスセンサーで測定した。ポッケルスセンサは高周波における応答性 ($\sim 2GHz$) がよいため用いた。また、ポッケルスセンサは光を使った測定のため電氣的ノイズに対して影響を受けにくいということも高周波電界を測定する上で重要である。本研究でポッケルスセンサーはプラズマ中の電界を測定するのに測定された実績がある。[2]しかし、電磁波を測ったという実績はもたない。ポッケルスセンサは電界センサの先端に付けたアンテナ (図 2.4.12) に電界がかかると、セン

サ内部に埋め込まれたポッケルス素子(LiNbO₃)がレーザー光を 光させる。その変化をマッ チェンダー干渉計により測定する。ポッケルスセンサーの LightSource,干渉計を(図 2.4.13)にしめす。

ポッケルスセンサーの 度 正

ループアンテナから発生する電界は、電荷が分極して発生する 電界でなく、電磁波として伝わる横波である。しかし、センサーの 正は電磁波では難しいため電極間に 300kHz の電磁波をかけた時にできる 電界で 正した。 正は 30cm 方の 3cm 離れた平板電極間(図 2.4.14)に高周波電界を けて測定したセンサーは電界に対して強度が線形に増加する電圧を出力することがわかる。そして、 正結果は図 2.6.15 のようになり、 $(V)=0.00005E(V/m)$ となった。ただし、 はセンサーが出力する電圧である。

真空容器の中での電界計測

真空容器を大気解放した時に RT-1 の東側の 406mm のポートよりポッケルスセンサーを挿入して測定した。電界の信号に高周波のフィルターを けてさらに 126 回オシロスコープで Averaging をかけて測定した。電界センサーを の板に固定し、その板を動かすことで電界の空間分布を測定した。

アンテナの位置 $z=240\text{mm}$ $r=960\text{mm}$

測定位置 $z=138\text{mm}$

測定結果

アンテナからでる電界強度の測定結果を図 2.6.16 に示す。測定中に電界センサーを導入したのと同じポートから手をいれると、電界強度が 20V/m から 2V/m に下がり、電界計測における人の影響が大きいことがわかった。アンテナから電界はアンテナ方向と同じ 方向に発生していて、理論値と比較すると 50 倍の強度があるが、これは電界が真空容器に反射して、強度が強くなっているためと考える。電界強度は真空容器周辺で最大となり、アンテナから離れるに い強くなっている。

電界強度はアンテナに 2.5A 流した場合 $r=0.8\text{m}$ のセパトリックスの内側の領域では $E=25\text{V/m}$ となっており、その強度は電流の大きさに比例すると予測している。10A の電流を流すと電界強度は 100V となり、そのエネルギー W は $1.3 \times 10^{-2}\text{J/m}^3$ となる。

$$W = \frac{1}{2} \epsilon \omega E^2$$

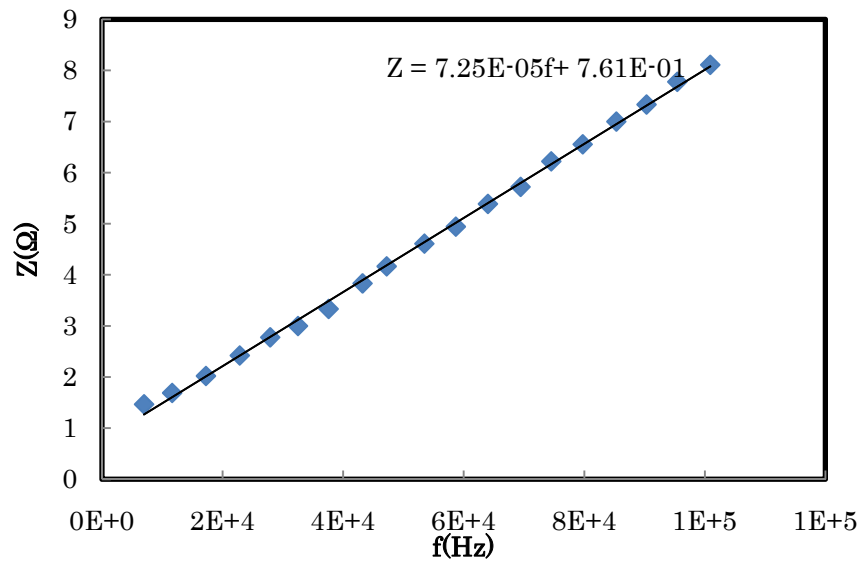


図 2.4.8 インピーダンスの周波数変化

ループアンテナのインピーダンスの周波数変化

アンテナの抵抗は 0.76Ω 、自己インダクタンスは $11\mu\text{H}$ とわかる。

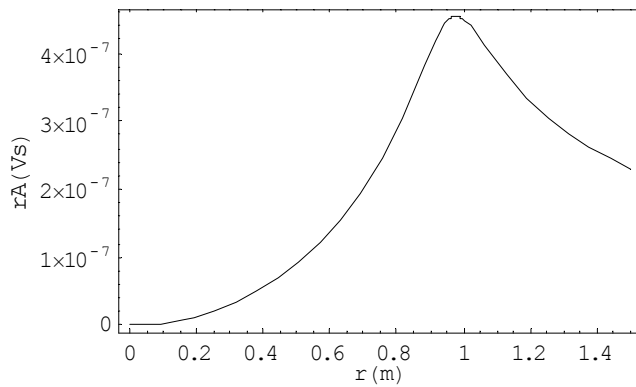


図 2.4.9 ループアンテナに 1A の電流を流した時に発生するフラックス

アンテナの位置 $R=0.96\text{m}$, アンテナ電流 $I=1\text{A}$ 、アンテナからの距離 $z=0.1\text{m}$

で $rA =$ によりフラックスを求めた。

$$\Psi = rA_{\theta} = \frac{\mu I r}{\pi k} \left(\frac{a}{r} \right)^{1/2} \left(\left(1 - \frac{1}{2} k^2 \right) K(k^2) - E(k^2) \right)$$

$$k^2 = \frac{4ar}{a^2 + r^2 - 2ar + z^2}$$

フラックスはアンテナ近傍で最大となる。

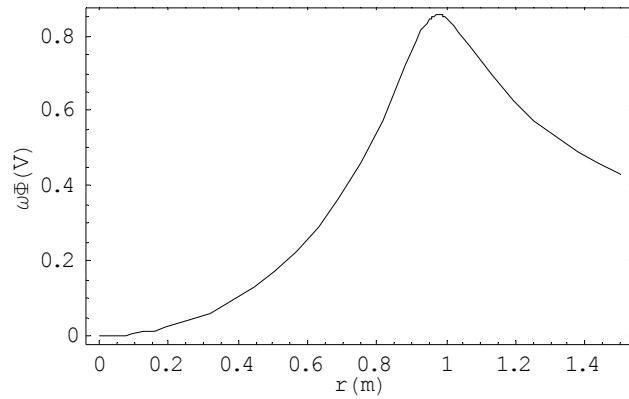


図 2.4.9 ループアンテナに 1A の電流を流した時に発生する起電力

アンテナの位置 $R=0.96\text{m}$ 、アンテナ電流 $I=1\text{A}$ 、アンテナからの距離 $z=0.1\text{m}$ 、周波数 300kHz
 アンテナ近傍で起電力がたかく、 $z=0.1$ では最大で 0.9V/m

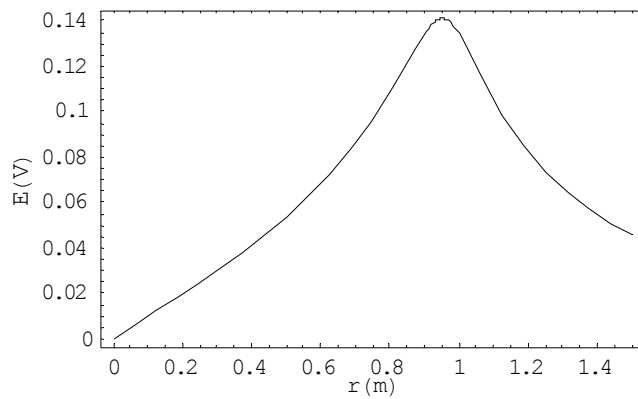


図 2.4.10 ループアンテナが作る電界

アンテナの位置 $R=0.96\text{m}$ 、アンテナ電流 $I=1\text{A}$ 、アンテナからの距離 $z=0.1\text{m}$ 、周波数 300kHz
 アンテナ近傍で発生する電界がたかく、 $z=0.1$ では最大で 0.14V/m
 電界の方向は電流と同じ方向

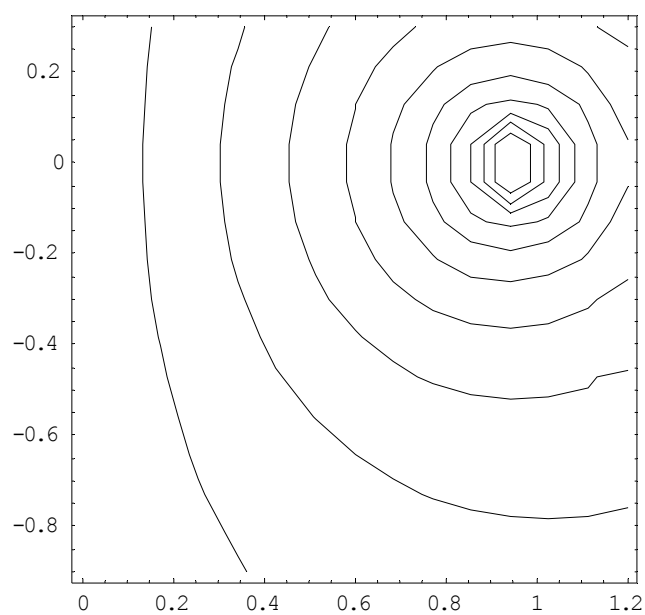


図 2.4.11 電界強度の分布

アンテナの位置 $R=0.96\text{m}$ 、アンテナ電流 $I=1\text{A}$ 、アンテナからの距離 $z=0.1\text{m}$ 、周波数 300kHz
アンテナ近傍で発生する電界がたかく、遠ざかるに い弱くなる。



図 2.4.12 電界センサの先端

電界センサの先端に付けたアンテナに電界がかかると、センサ内部に埋め込まれたポッケルス素子に変形し、光が 光する。その変化をマッ チェンダー干渉により測定する。



図 2.4.13 ポッケルスセンサの Light source

この Lightsource から赤外光を入射しファイバを通してポッケルス素子を通過し、戻ってきた光と入射光が作る干渉波を測定することで電界を調べる。



図 2.4.13 ポッケルスセンサーの干渉計

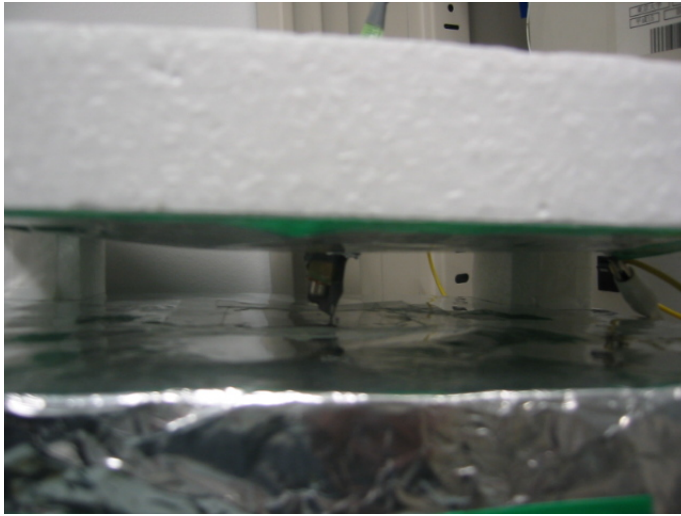


図 2.4.14 平板電極の間の電界強度を測定することでセンサーを 正
30cm 方の 3cm 離れた平板電極

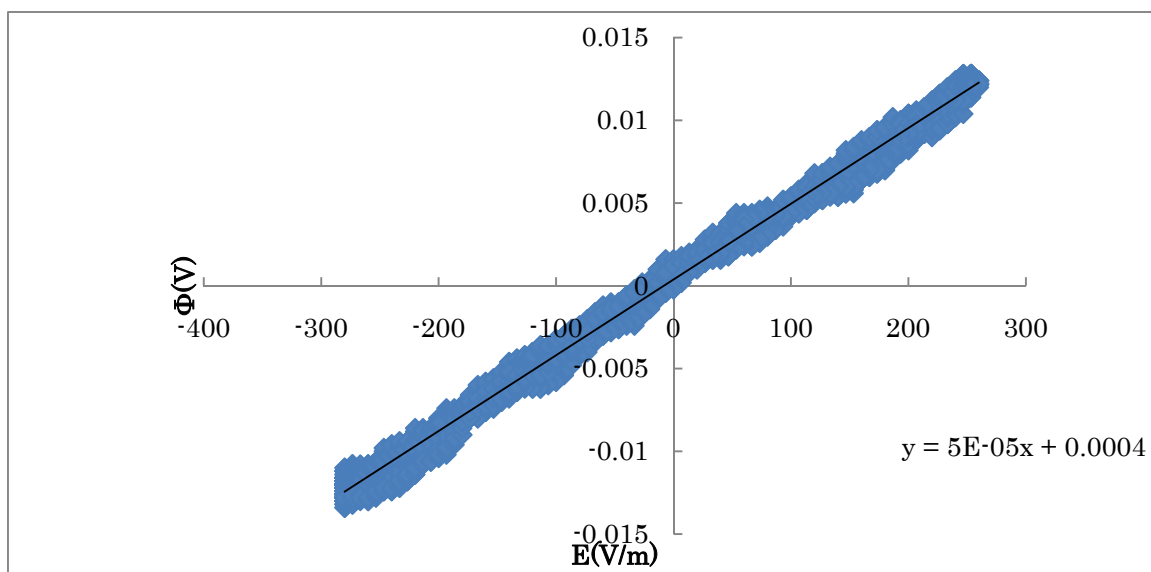


図 2.4.15 電界センサーの 正
電界に対するセンサーの出力電圧
30cm 方の 3cm 離れた平板電極間に高周波電界を けて測定
Light intensity 2dBm, 電界の周波数 300kHz
電界センサの 度がリニアで、200V/m の電界で 0.01V 発生する。

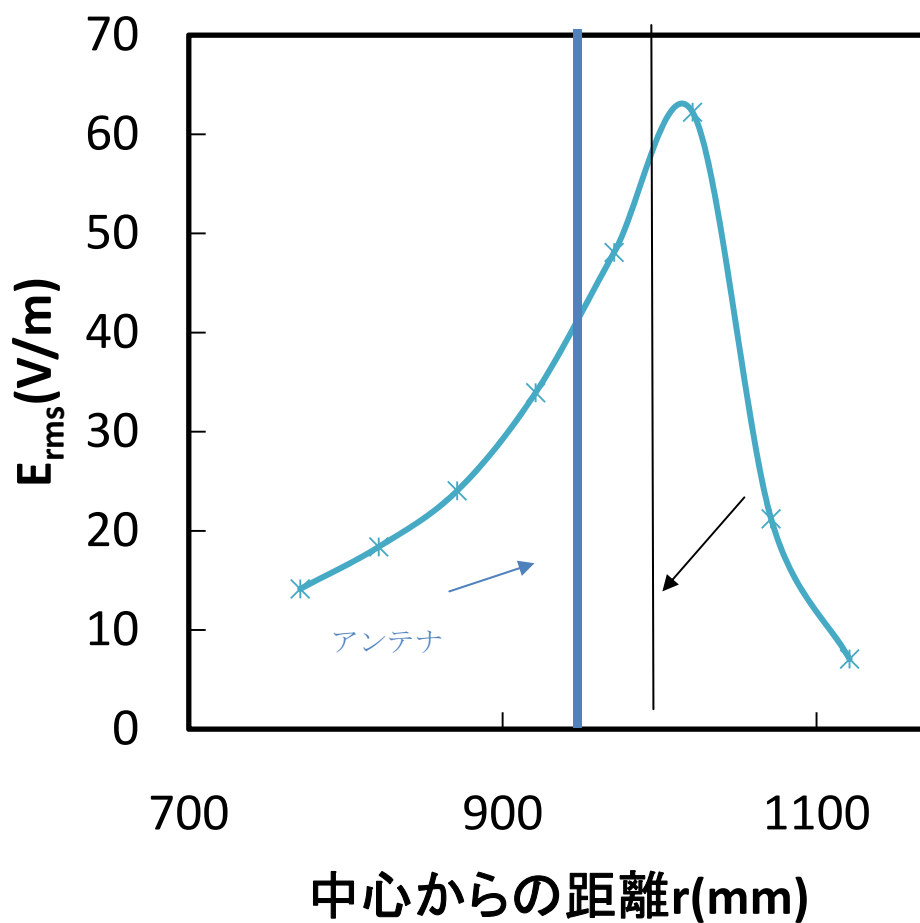


図 2.4.16 真空中でのループアンテナの作る電界強度

電界センサにより測定、真空容器内に人が入ると電界が消えてしまうので、真空の外からセンサをデルリンの に固定し測定した。

電界強度が理論値より大きく $r=0.8\text{m}$ で 25V/m となっている。

理論と異なるのは が電磁波を反射し、エネルギーを閉じ込めているためと考える。

アンテナ両端電圧 22V

アンテナに流れた電流 2.5A

周波数 300kHz

表 2.4.1 アンテナの特性

材質	SUS304
周長	6030mm
電流導入端子との りの長さ	360mm

厚さ	0.3mm
幅	13mm
抵抗	0.7Ω
インピーダンス	11 μ H
電界強度(at r=800mm z=138mm)	10V/m/A

ループアンテナの特性をまとめた

参考文献

[1]電気学会 “電気工学 ンドブック”P109(19889

[2]S.Watanabe “Measurement of Electric Field in a Flowing Plasma Using a Pockels Sensor”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 2004 年度修士論文(2005)

2.4.4 高周波加熱用の電源 の作成

RT-1 でのイオンサイクロン共鳴加熱を目的とした Invortor を作成した。

このインバータは 300kHz を目 として作成したもので、600kHz~30kHz まで運転できる。この周波数の上 は FET のターンオフ遅れ時間により 2MHz と理論的上 が決まってしまう。また、パルストランスも 1MHz という上 を持っていた。周波数の下 は信号をドライブするのにパルストランスを用いている関係でパルストランスの VS が飽和してしまうことによりが決まる。上 が理論的上 より小さくなっているのは回路のアンバランス性等によるものと考えるが実験する上では大きな問題にはならないとした。このインバータはフルブリッジ回路で作成した。フルブリッジにした理由は FET の 圧を高くするためである。[1]を参考にしてフルブリッジ回路を作った。

スイッチング素子の 定

直流電流を高周波に変換するのに、エネルギーロスが少ない方法として半導体によるスイッチングが有効である。半導体として IGBT を用いると、300kHz でスイッチングできる素子はあまりなく、 圧特性も周波数が 100kHz 以上だと悪すぎて使えない。配ラートランジスタも 圧特性が悪いことから不適とし、MOSFET を 用した。MOSFET は 圧が 1200V 位まであり、スイッチング時間もターンオン、オフ、遅れ時間合わせて 0.5 μ s(図 1)程度なので周波数も 1MHz 程度でることになり、使用条件を たす。素子一つだと発熱で素子が壊れてしまうため 10 個並列で運転した。フルブリッジ回路で 10 個並列なので素子は 10x4 の 32 個使っている。MOSFET は NEC の 2SK2477 を用いた。この FET

の 圧は 800V である。

FET のスイッチング時間

インバータを 500V、10A の直流電源を使って実験を行う規格で電源を作成し、FET を 8 個並列につないだので FET 一個あたりに流れる電流は 1A 程度となる。この時、図 2.4.17 より MOSFET の turn off 遅れ時間は 1A の時 200ns で、FET をドライバーの電流増幅にも使ったため、2 つ合わせた turn off 遅れ時間は、400ns、更に電流が小さい時 turn off 時間も 200ns あるため、400ns 程度のパルス幅がひろがる。フルブリッジ回路の場合両側にふるため、1 周 あたり、800ns のパルス広がり分があるので、発振できる 界は 1.25MHz となり、更に回路の時定数も加わるため、遅くなる。スイッチング速度の目 は 300kHz なので素子の 界に近い。

フルブリッジ回路

図 2.4.18 のような回路をフルブリッジ回路という。①、②、③、④はそれぞれ FET が 個並列につながっている。

ゲート①、②シグナルはフローティングになっている。①と④のスイッチングが on の時③、②はスイッチ off になるよう制御する必要がある。制御が れると電流が 荷に流れず短する。

500V,10A まで出すことができる電圧制御、電流制御ができる直流電源を用いた。フルブリッジ回路に 荷をループアンテナとして、図 2.4.19 のように $V_{p-p}=300V$ 、 $I_{rms}=10A$ で 200kHz で発振することを確認し、フルブリッジ回路が完成した(図 2.4.20)。

ドライバー回路

ドライバー回路を図 4 に示す。このドライバーはファンクションジェネレータからの信号を 4 つにわけ上二つはそのままの波計、下二つはインバータ HC04 で信号を反転させた波計を出力する。一 上と 3 目の回路のドライブはフローティングになっている。ファンクションジェネレータの信号は 4 つに分けられた後、更に 2 つに分けられる。一方はそのまま、シュミットトリガー(SN74HC132)に出力し、もう一方はコンデンサーで位相をずらしてシュミットトリガーに出力する。このシュミットトリガーは NAND 信号に 理するので、両方の波計が on の時 off となり他の状態で on となる。この 理により on が off より長い波計が作られ、それを HC04 で反転することにより、元の波計よりパルス幅の短い波計ができる。論理回路は 5V 出力なので MOSFET で 15V まで昇圧する。①、②にドライブするのに信号をフローティングにする必要がある。フローティングにする方法はコンデンサーとダイオードとトランジスタを使ったブートストラップ方式とパルストランスを使った方式があるが、このドライバーではパルストランスを用いた。回路がアンバランスになることを ぐためパルストランスを①、②だけでなく③、④にもつけて①、④のタ

ーンオンが同時に起きるようにした。

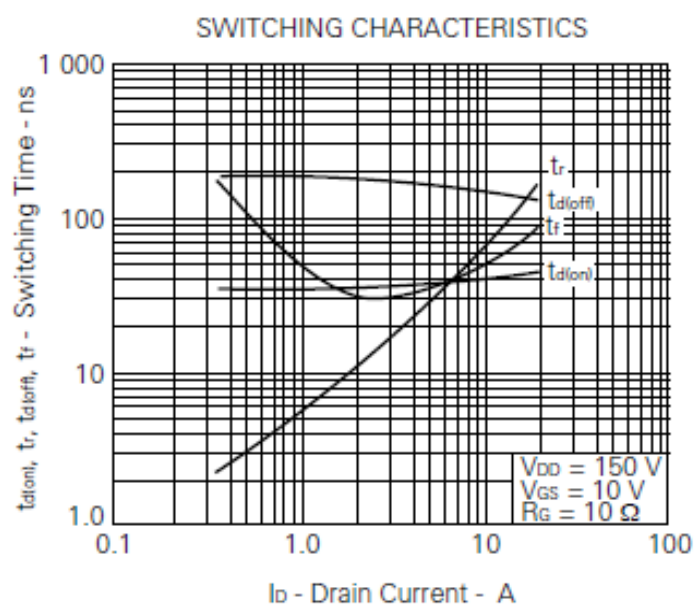


図 2.4.17.MOS FET のスイッチング時間

MOSFET の turn off 遅れ時間は 1A の時 200ns で、FET をドライバーの電流増幅にも使ったため、2つ合わせた turn off 遅れ時間は、400ns、更に電流が小さい時 turn off 時間も 200ns あるため、400ns 程度のパルス幅がひろがる。フルブリッジ回路の場合両側にふるため、1 周あたり、800ns のパルス広がり分があるので、発振できる 界は 1.25MHz となり、更に回路の時定数も加わるため、遅くなる。

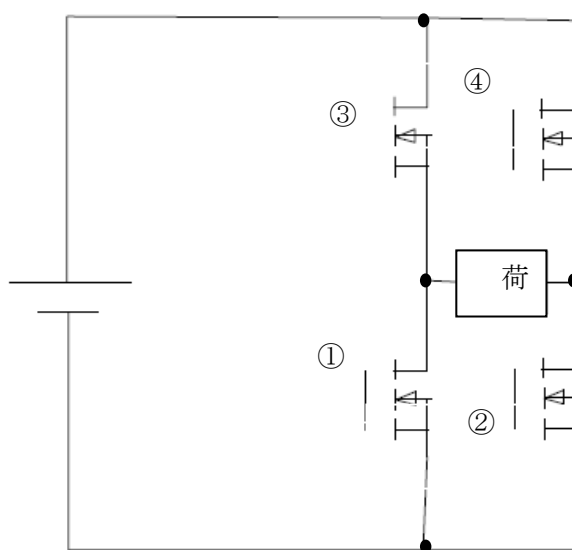


図 2.4.18 フルブリッジ回路

①、②、③、④はそれぞれ FET が 個並列につながっている。

①、②のゲートシグナルはフローティングになっている。①と④のスイッチングが on の時③、②はスイッチ off になるよう制御する必要がある。制御が れると電流が 荷に流れず短 する。

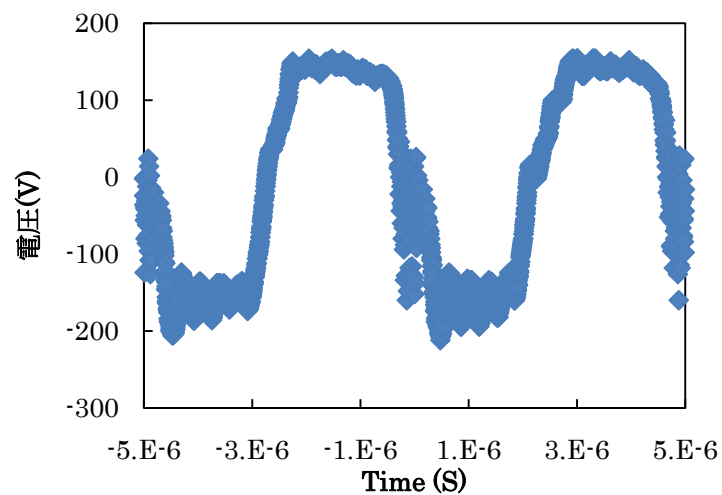


図 2.4.19 作成したフルブリッジ回路からの電圧出力波計

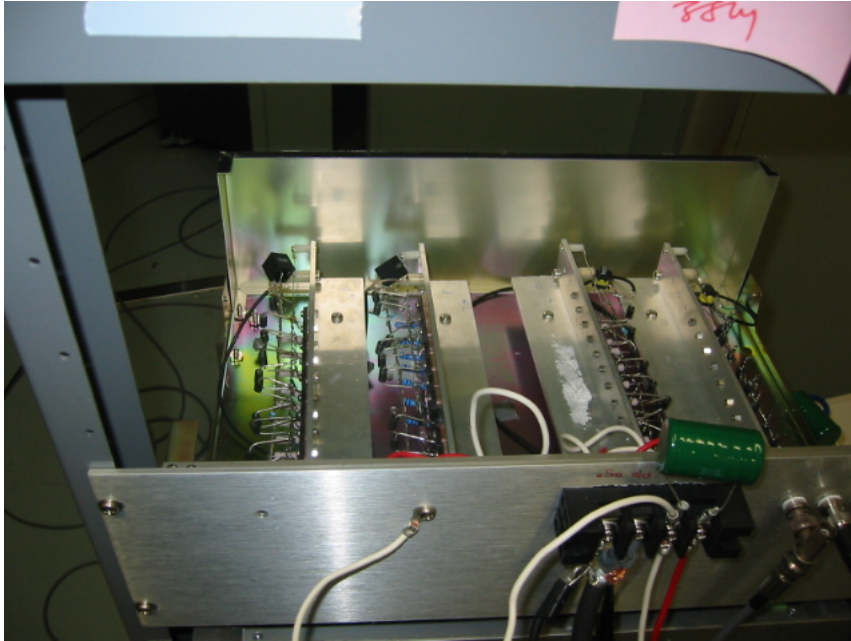
波計が完全な 形波になっていないのは、FET のスイッチング時間と回路の 生振動のためである。

フルブリッジ回路が正常に動作した

荷 RT-1 L アンテナ

電流 10A

周波数 200kHz



2.4.20 作成したフルブリッジ回路

FET 素子が 10 個並列に並べたものが図 2.4.18 のように組み合わせさせてフルブリッジ回路を作っている。

ヒートシンカーをアルミの L アンクルを加工して作った。パルストランスでドライバーから来た信号を浮かせている。

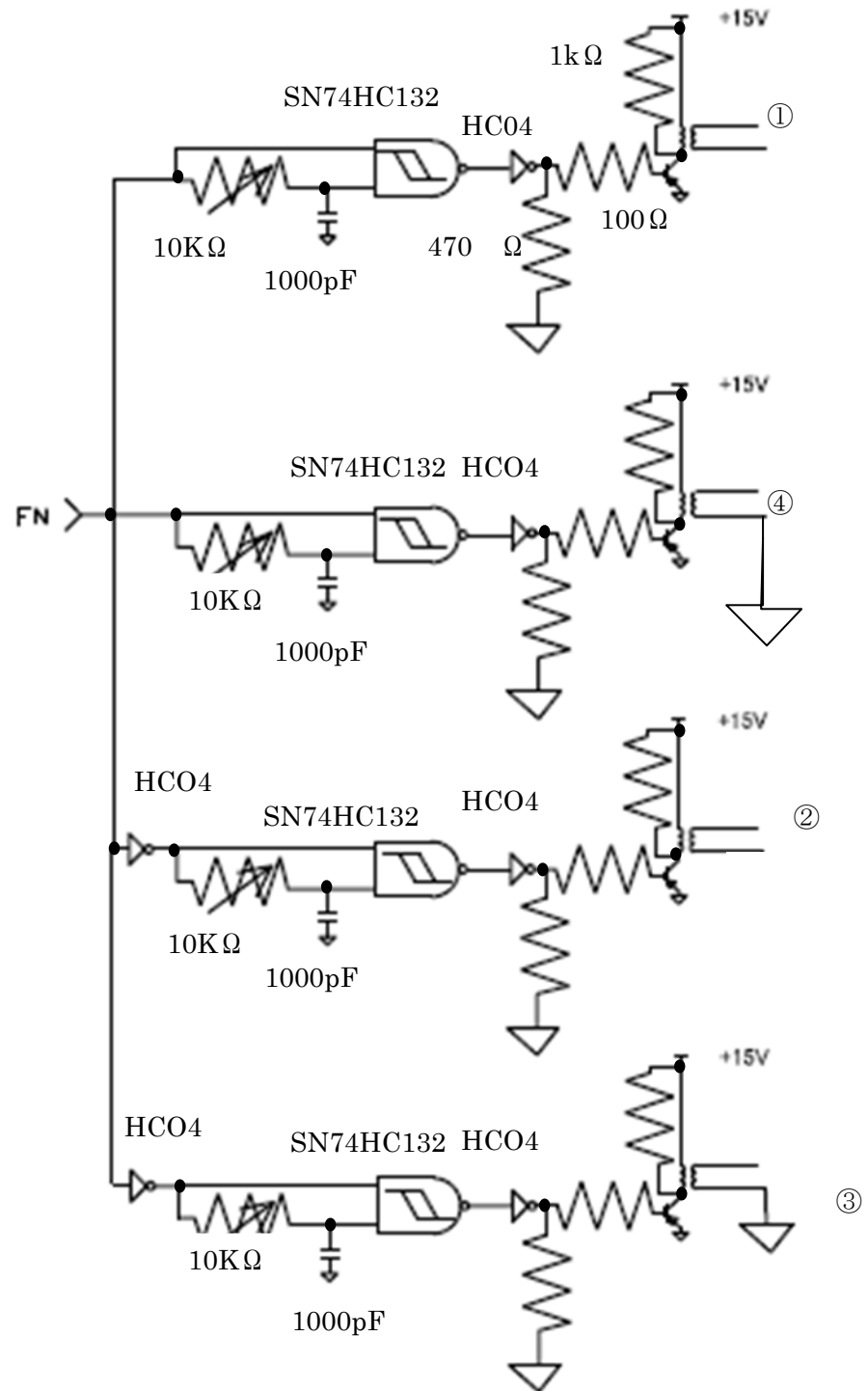


図 2.4.21 フルブリッジ回路のドライバー回路

部	型	元
MOSFET	2SK 2477	NEC
Not 論理(Invertor)	TC74HC04AP	TOSHIBA
NAND 論理	SN74HC132	Texas Instruments
パルストランス	PT4	Oxford Electrical Product

参考文献

[1]”トランジスター 3月号”,CQ 出版 ,3,P170(2004)

3. 実験結果と考察

3.1 イオン温度計測

イオン温度を He プラズマ中の He(II)468.54nm および H プラズマ中の不純物 C(II) 464.74nm のスペクトルを分光計 して、ドップラーブロードニングによりイオン温度を求めた。(図 1、図 2)

イオン温度は ECH のパワーよりもガス圧の変化に対して顕著な違いを見せ、ガス圧が低いところでイオン温度は高くなり、最大で He(II)の場合 4eV(コイル浮上なし)であった。コイル浮上時には多少温度があがり、5eV くらいになっていた。C(II)のイオン温度はコイルを浮上させないと発光ラインを計測できなかった。浮上時と浮上していない時で、He のイオン温度は顕著な差がなかったが、C(II)のイオン温度が高かった。これは C(II)の閉じ込め時間が長いと予測する。

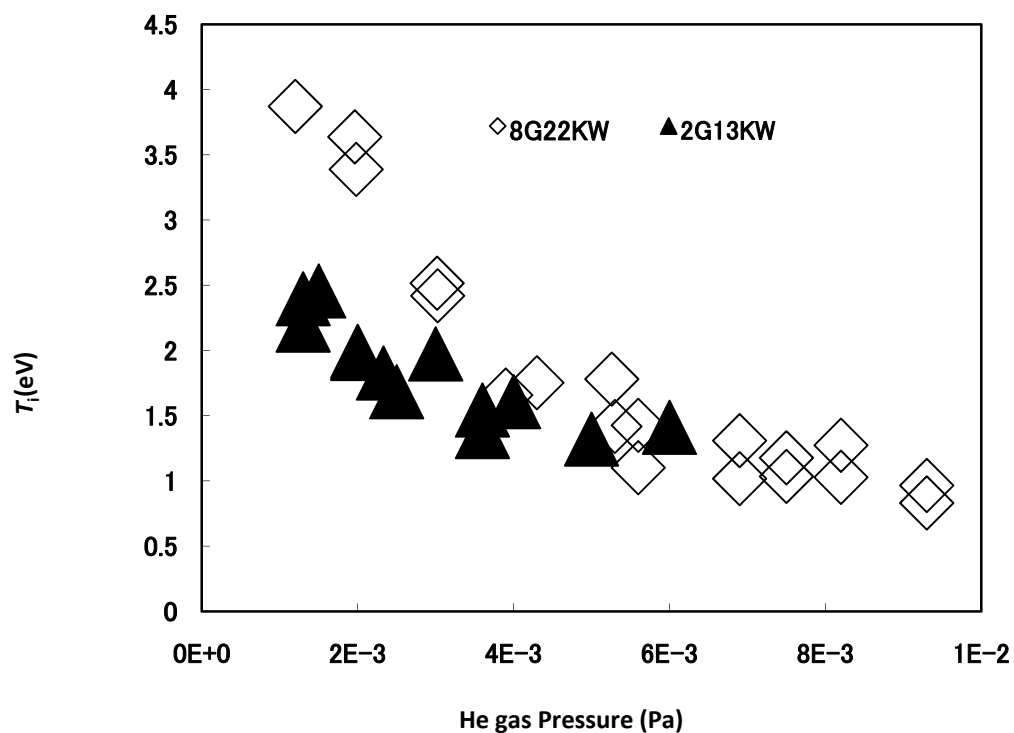


図 3.1.1 コイル浮上なしでの He プラズマ中での He(II)イオンのイオン温度

2GHZ の ECRH-Power 13KW と 8GHz の ECRH-Power22kW

He プラズマ中の He(II)イオンのドップラーブロードニングにより測定

ガス圧を下げるとイオン温度が高くなる。最大で 4eV

イオン温度の違いは閉じ込め時間の違いによるもので、閉じ込め時間は中性粒子との荷電交換により決まると 3.2 で考察

コイル浮上なし

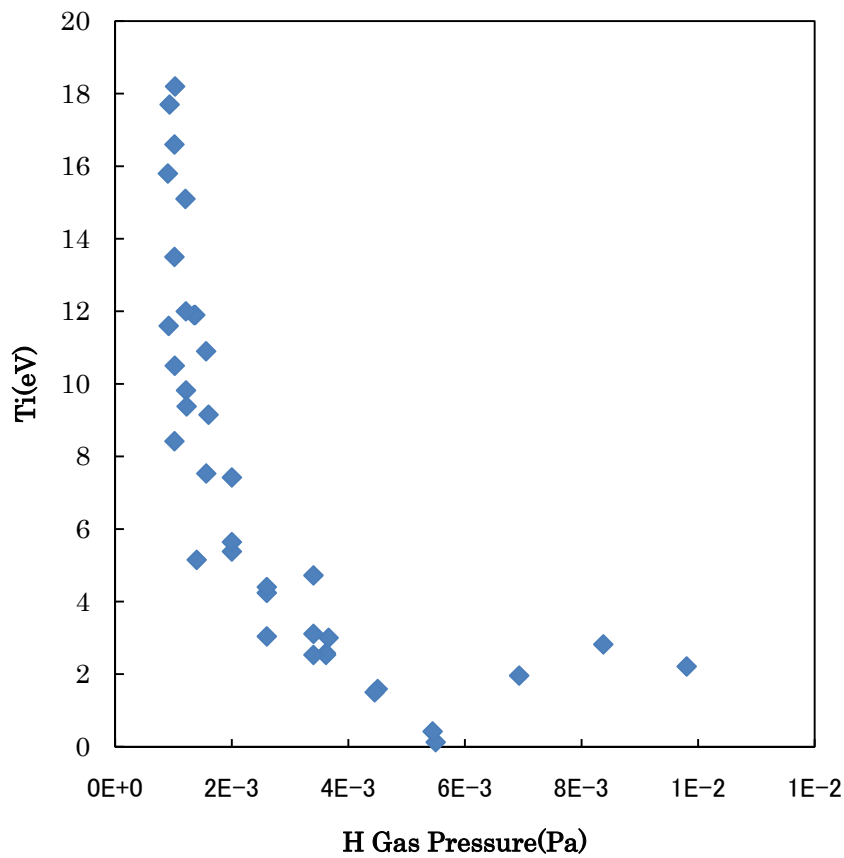


図 3.1.2 コイル浮上時の H プラズマ中の C(II)イオンのイオン温度

RT-1 のコイル浮上状態、ECRH-Power 2G 20KW

水素プラズマ中の不純物イオンの C(II)のドップラーブロードニングにより測定、イオン温度の違いは閉じ込め時間の違いによるもので、閉じ込め時間は中性粒子との荷電交換により決まると 3.2 で考察

He の時より温度が高い、その原因は C と H との荷電交換の断面積が He 同士の荷電交換の 1/10 だからである。

3.2 RT-1 のイオンの閉じ込め時間

この章で行うことは、イオンの閉じ込め時間をエネルギー緩和とエネルギーロスとの平衡からイオンの閉じ込め時間を決定し、レート方程式から中性粒子密度を求め、荷電交換の時間と閉じ込め時間を比較することである。

イオンの閉じ込め時間をイオン温度から求める

ECH でつけたプラズマのイオン温度からプラズマの閉じ込め時間を決定する方法は[1]等で行われている。ただし、実験は He や H で行ったため[1]のように多荷イオンについては考慮していない。

RT-1 におけるイオン温度はイオンの直接加熱を行わない状態だと電子からのエネルギー緩和により決まる。イオンに入ってくるエネルギーが電子からのエネルギーでイオンから出ていくエネルギーがイオンの散によるものである。その流入するエネルギーと流出するエネルギーがプラズマの閉じ込め中は平衡状態にあり、イオン温度が一定と考え

$$\frac{n(T_e - T_i)}{\tau_{ei}} = \frac{nT_i}{\tau_c} \quad (1)$$

という関係が成立する[1]。ただし τ_{ei} は電子からイオンにエネルギー緩和する時間エネルギー緩和時間、 τ_c はイオンのエネルギー閉じ込め時間である。

電子とイオンのエネルギー緩和時間に対して Landau-Spitzer によるエネルギー緩和時間を用いると

$$\tau_{e,i\perp} = \frac{3(4\pi\epsilon_0)^2 M (k_B T_e)^{3/2}}{2 \times 8 \sqrt{2\pi} Z^2 e^4 m^{1/2} n \Lambda} \quad (2)$$

と求められている。この式は磁場に直交な方向のエネルギー緩和時間で磁場に平行な方向のエネルギー緩和はこの2倍である。ここで、 Λ はクーロン対数で 20 とした。

RT-1 の電子温度と密度のうち電子温度は低 β な時のプローブデータや高 β の時の hot electron の sx によるデータはあるが、高 β の時のバルクの電子の温度がわかっていない。1keV を越える高温の電子は式(2)より緩和時間が電子温度の 3/2 乗で決まるため、バルクの電子の温度を数十 eV と予測すると、緩和時間がバルクの電子の 30 倍となるので高温電子がイオンに与えるエネルギーは無視できる。低 β の時のプラズマの温度はプローブ計測によると 7eV 程度になる。低 β なプラズマはイオンの発光がバックグラウンドのノイズに埋もれてしまい観測できないため、分光では高 β なプラズマを測っている。

電子温度が正確にわかっていなくても閉じ込め時間の最小値を求めることができる。(1)に(2)を代入し、 T_e で 分すればわかる。特に、エネルギー緩和をしないような高温電子の温度をバルクの電子の温度と同じにすることで、閉じ込め時間が短く想定される可能性がある。

閉じ込め時間が最小の時、 $T_e=3T_i$, $n_e=2 n_i$ となる。このようにして閉じ込め時間を図 1 で示されるようなイオン温度と図 3.2.2 に示されるような電子密度を用いて求めると図 3.2.3 のように閉じ込め時間の最小値が求まる。もちいた密度は干渉計により求めた線積分密度で線の光路が 1m なので、全体の平均密度と考えられる。

図 3.2.3 の閉じ込め時間はHe ガス圧を下げるに い長くなり、閉じ込め時間は少なくともガス圧が低い時には 0.05s を越えるような閉じ込め時間となっている。また、エネルギー緩和時間は 0.1s となり、計測は 1s 放電する間の 0.3~1s の間で計測していたため完全にプラズマが平衡となっているという近似を式(1)で用いたがその近似が妥当と考える

コイル浮上してない中 C(II)の閉じ込め時間を図 3.23 と同様に求めたのが図 3.2.4 であり、閉じ込め時間が最大で 0.17s となっており、He(II)の方が閉じ込め時間が短くなっている。

閉じ込め時間の原因は荷電交換

この閉じ込め時間を決めている原因を考える上で閉じ込め時間がガス圧が下がると大きくなっていることから、中性粒子とイオンとの荷電交換による影響が大きいとかんがえる。荷電交換で水素プラズマ中の C(II)の荷電交換はおもに、C(II)と H(I)の荷電交換と考えるが、反応が と考え He(II)イオンの閉じ込め時間を評価する。

He(II)の量を知るためにヘリウムの電離のレート方程式を考えると

$$\frac{dHe(II)}{dt} = nC_{I \rightarrow II} He(I) - nC_{II \rightarrow I} He(II) - nC_{II \rightarrow III} He(II) + nC_{III \rightarrow II} He(III) - \frac{He(II)}{\tau_{e(II)}} \quad (3)$$

$$\frac{dHe(III)}{dt} = nC_{I \rightarrow III} He(I) - nC_{III \rightarrow I} He(III) + nC_{II \rightarrow III} He(II) - nC_{III \rightarrow II} He(III) - \frac{He(III)}{\tau_{e(III)}} \quad (4)$$

となる。ただし、 $C_{I \rightarrow II}$ は $He(I)+e \rightarrow He(II)+2e$ の He の電離の反応速度係数を表わし、 $C_{II \rightarrow I}$ は $He(II)+e \rightarrow He(I)$ の 結合の反応速度係数を表わす。ここで定常状態を考えると式(3),式(4)の左辺=0 となり、 $C_{III \rightarrow I}=C_{I \rightarrow II}=0$, $n_e(II)= n_e(III)$ とおき、左辺=0 とすれば、

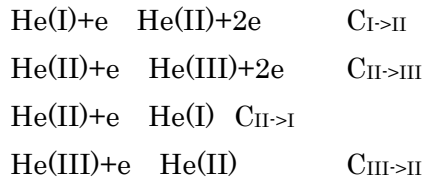
$$He(III) = \frac{nC_{II \rightarrow III}}{nC_{III \rightarrow II} + \frac{1}{\tau_e}} He(II) \quad (7)$$

$$He(I) = \frac{1}{nC_{I \rightarrow II}} \left(\frac{nC_{III \rightarrow II} nC_{II \rightarrow III}}{nC_{III \rightarrow II} + \frac{1}{\tau_e}} - nC_{II \rightarrow I} - nC_{II \rightarrow III} - \frac{1}{\tau_e} \right) He(II) \quad (8)$$

となる。

反応速度係数は温度の関数であるが、バルクの電子温度を $T_e=3T_i$ と仮定し、高速電子の温度を SX により 与えられた 10keV という値を使い、高速電子の密度を **diamagloop** から計算されるピーク圧力を電子温度で割ることにより求め、高速電子とバルクの電子の比をそれぞれの反応速度係数図にかけて、その二つをたすことにより、求めた。

3.2.1 の T_i , 図 2 の n_i , 図 3.2.3 の τ_e , 図 3.2.5 の



の 結合と電離の断面積からを式(3),(4)に代入し、電子温度を $3T_i$, 閉じ込め時間を τ_e とし、電離度を求めると図 3.2. のようになる。電離度は圧力が $2 \times 10^{-3} \text{Pa}$ より低いところで、数十 となり、荷電交換する中性粒子が減ると考える。実際の中性粒子の密度を求めると、図 3.2. のようになる。図 3.2. に nn' とおいてプロットした点は

$$p = \frac{3}{2} nkT \quad (9)$$

という気体の性質を利用して $T=300\text{K}$ の 温度と放電直前の中性粒子の圧力から求めた中性粒子密度からプラズマになった分の密度を引いたものである。実際のプラズマ中の中性粒子密度は中性粒子の温度も高く、この密度より小さくなると考える。中性粒子の数を多く見積もってしまったのは閉じ込め時間を最小値で求めたことと、温度も最小の温度で求めたため電離度を低めに見積もってしまったためと考える。そのことから実際の中性粒子は nn 、 nn' の小さい方が正しいと考える。つまりガス圧が低い時は nn の値、高い時は nn' の値を 用いて考える。(図 3.2.8)

中性粒子とイオンとの荷電交換の時間は τ_n は

$$\tau_n' = \frac{1}{C_n n_n''} \quad (10)$$

というように求まる。ただし、 C_n は $He(I)+He(II) \rightleftharpoons He(II)+He(I)$ の荷電交換反応における反応速度係数で反応断面積 (図 3.2.9) にイオンの熱速をかけて、もとめた。

荷電交換によるエネルギー損失とエネルギー閉じ込め時間の圧力変化を図 3.2.10

に示した。これより閉じ込め時間は荷電交換により決まっているといえる。閉じ込め時間は少なくとも 0.1s であった。ここから、RT-1 では少なくとも 0.1s 間、不安定性等によりエネルギーロスしないことがわかる。

RT-1 のイオン加熱に必要なエネルギー

RT-1 のイオンでの高い β をもつプラズマの実現は核融合研究として重要である。また、高 β なプラズマを実現して、Mahajan-Yoshida らが 及している流れがプラズマの β の分布を変えるような配位の実 も重要となる。イオン加熱直接加熱に必要なエネルギー W は

$$W = n_e V T_i [\text{eV}]$$

というエネルギーバランス関係にある。ここで V は真空容器の体積で 1 のオーダーである。

T_i を 1eV とすると、イオンの密度を $2 \times 10^{16}/\text{m}^3$ とし、閉じ込め時間が 0.1s なので 0.03W/eV のエネルギーが必要なる。また、イオンのカーバチャードリフトが磁気エネルギーに対して無視できなくなるようなプラズマを自己組織化するには、イオン温度を 200eV にする必要があり 12W のエネルギーをプラズマのイオン上昇に使われるような加熱を行えばよい。

RT-1 の閉じ込め時間を決める荷電交換

この閉じ込め時間は電子の閉じ込め時間と比べてもほぼ同じ長さをもっているため、RT-1 でのエネルギーロスの原因が荷電交換により決まっているといえそうである。この閉じ込め時間は装置サイズが半径 1m の装置として悪いわけではない。それにも関わらず荷電交換でエネルギーをロスするのは、トカマク等が新古 散や異常 散でエネルギー損失するのに対して、磁気圏配位は MHD 安定なため異常 散がなく、バナナ 道もとらないため新古 散の影響もないためである。RT-1 では長時間閉じ込めを目指した研究がなされており、閉じ込めを長くするためには、電離度を更に上げることが重要となる。電離度を式(4)の関係から求めると閉じ込め時間が一 長い時で 80%となっている。この電離度を電子の温度をもっと上げることでさらなる長時間閉じ込めが実現されると考えている。たとえば電離度を 98%にして中性粒子を 1/10 にし閉じ込め時間を 10 倍にするには電子密度を下げずに電子温度を現状推定されている 52eV から 270eV 以上に上げることで実現可能と推定される。また、本実験は実験中 H ガスを 流れ流しの状態で実験したがガスパフ等を工夫することでより高い電離度の実現が可能と考える。

閉じ込め時間を最小で見積もったことに対する補足

電子温度を 知変数として閉じ込め時間を求めるのに閉じ込め時間の最小値というものをを用いたが、エネルギー緩和時間に対する電子温度の影響はさほど大きくなく、閉じ込め時間としては妥当だと考えている。例えば図 3.2.10 のようにイオン温度が 16eV の場合閉じ込め時間が 0.15s なら 40eV となり 0.16s なら 80eV となって、電子温度が 2 倍に

なっても閉じ込め時間がほとんどかわらないというようになり、閉じ込め時間を決める上で電子温度の影響は小さいと考える。

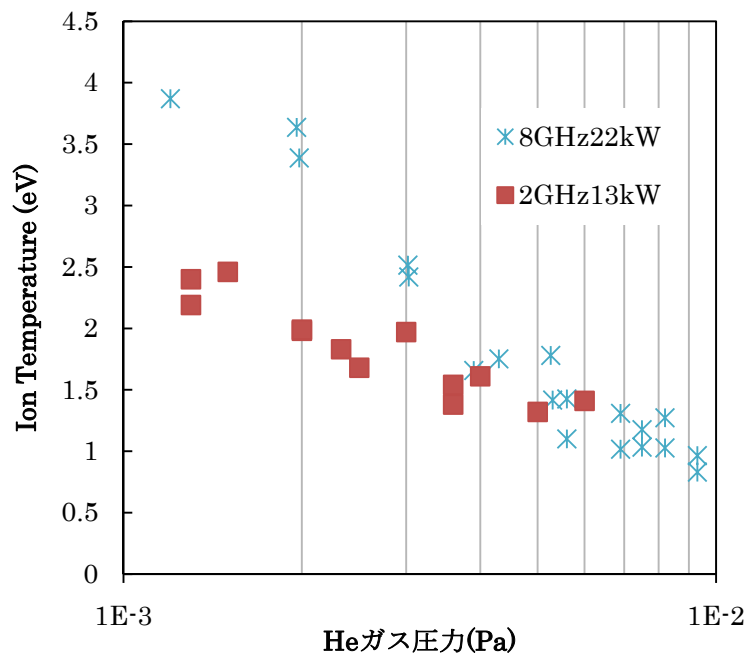


図 3.2.1 He プラズマ中の He(II)イオンのイオン温度のガス圧力依存性
2GHZ の ECRH-Power 13KW と 8GHz の ECRH-Power22kW、浮上なし

He プラズマ中の He(II)イオンのドップラーブロードニングにより測定

ガス圧を下げるとイオン温度が高くなる。最大で 4eV

イオン温度の違いは閉じ込め時間の違いによるもので、閉じ込め時間は中性粒子との荷電交換により決まると考察

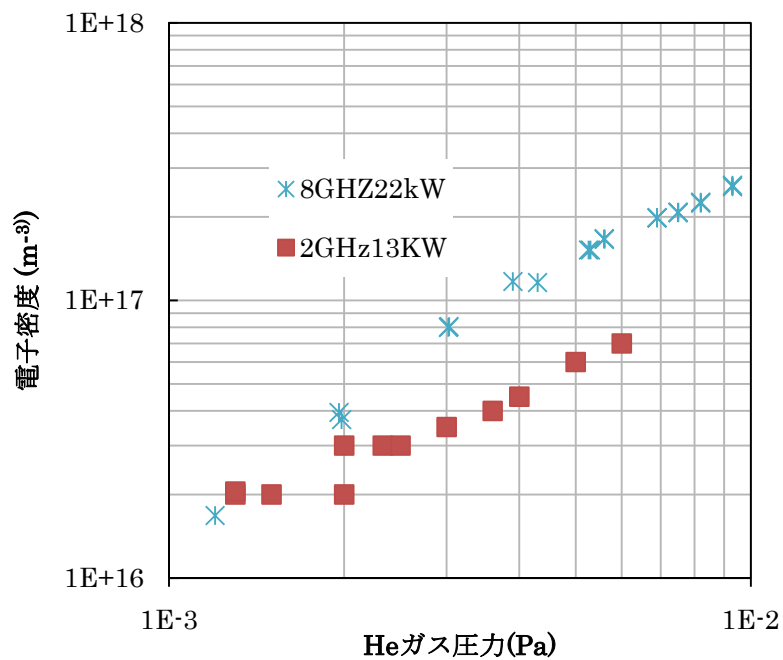


図 3.2.2 He プラズマの電子密度のガス圧変化
干渉計により測定された線密度

電子密度は He ガス圧力が下がると小さくなっている。

図 3.2.2 のイオン温度とこの電子密度を使って、イオンのエネルギー閉じ込め時間を決定した。決定方法は電子とのエネルギー緩和の式に電子温度をイオンの温度の 3 倍として、電子からのエネルギー緩和とイオンのエネルギーロスが平衡するとして求める。

電子温度とこの密度を使って電離度を計算するのに用いた。

ガス圧からプラズマ中の中性粒子を推定するのに用いた。

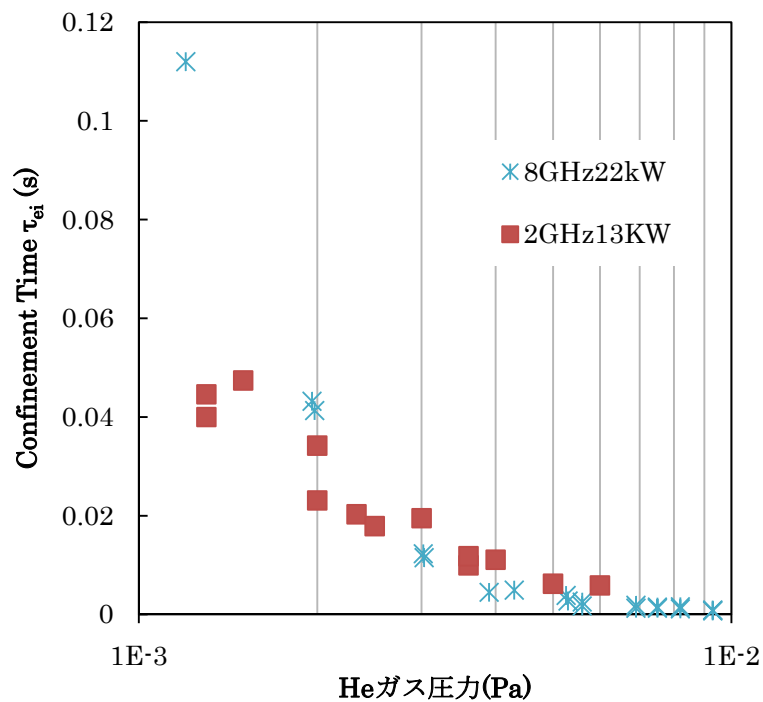


図 3.2.3 He プラズマ中の He(II)のエネルギー閉じ込め時間
2GHZ の ECRH-Power 13KW と 8GHz の ECRH-Power22kW、コイル浮上なし

コイルの浮上なし

イオンが電子からエネルギーをエネルギー緩和によりエネルギーをもらい実験で計測された温度になるまでに必要な時間

図 3.2.2、図 3.2.1 のイオン温度と密度から式(1)、(2)を用いて計算
ガス圧が低い時ほど長く、最大で 0.05s

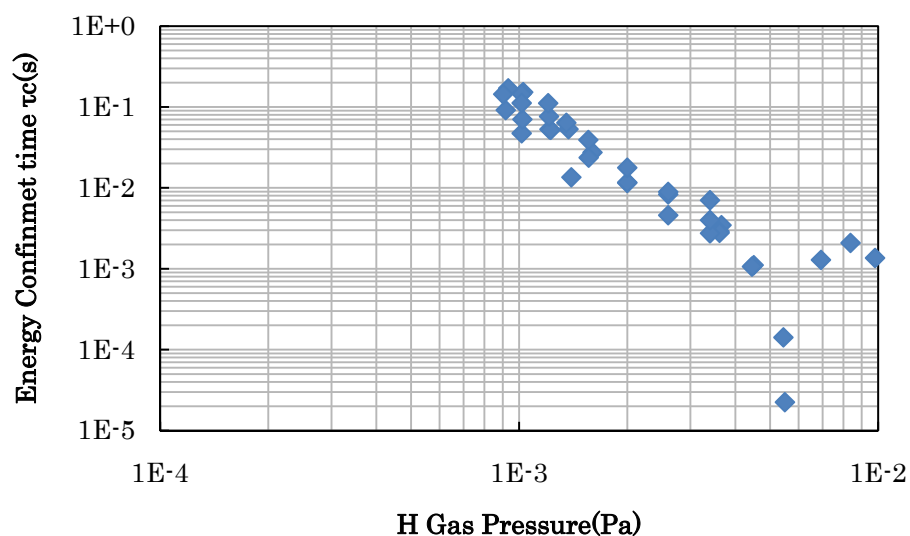


図 3.2.4 コイル浮上時の H プラズマ中の C(II)イオンの閉じ込め時間

閉じ込め時間が He のものが 0.05s であったのに対して、0.2s の閉じ込め時間となり、閉じ込め時間が長い。その原因は不純物イオンである c は c 同士の荷電交換はほとんどなく、H と C の荷電交換は He 同士の荷電交換の 1/10 の断面積だからである。

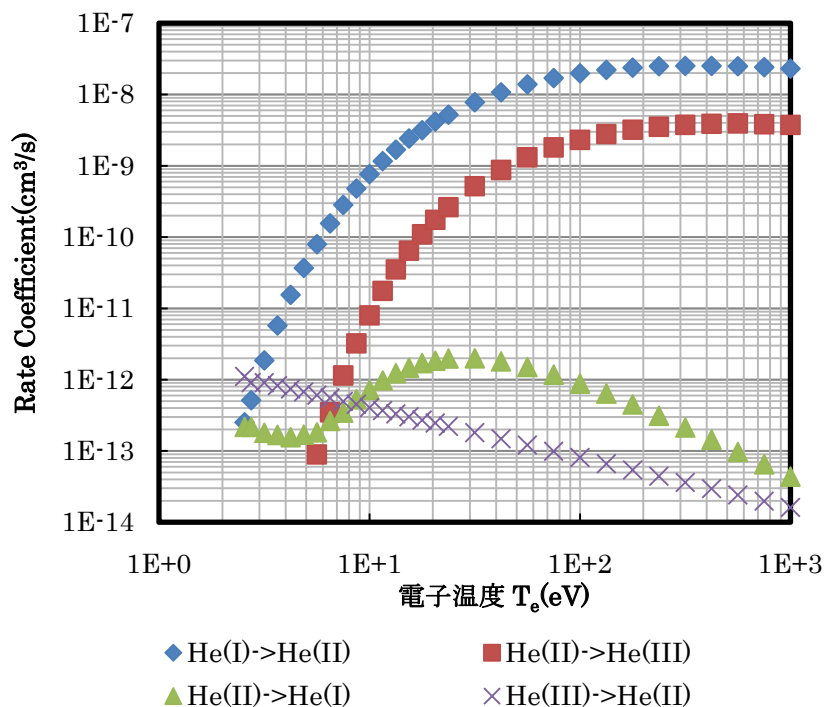
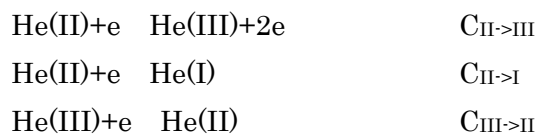


図 3.2.5 反応速度計数の温度依存性

He(I)+e He(II)+2e C_{I>II}



出 [3]Kato, T.Asano, E. NIFS-DATA, **54**(1999)。

温度が高い方が電離の反応速度係が大きく、結合の断面積が大きい。

反応速度係数を使って、図 3.2.2 の密度と図 3.2.1 のイオン温度の3倍を電子温度として、He の電離のレート方程式を使って、電離度と中性粒子密度を決定

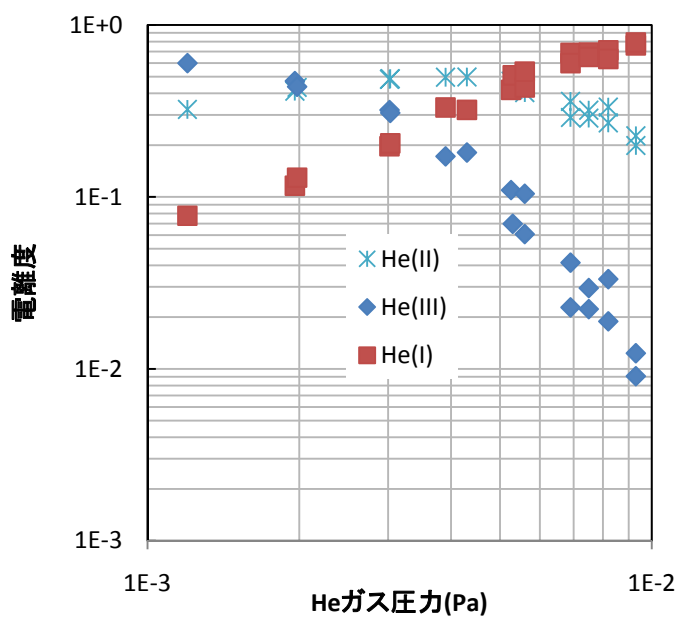


図 3.26 He Gas 圧力と電離度の関係、

レート方程式を解いて、He の電離度を決定

He(I)8%, He(II)32%, He(III)60%程度に電離される。

$T_i=3.8\text{eV}$, $T_{eL} =11.4\text{eV}$, $T_{eH}=10\text{keV}$ 、 $n_L=0.44 \times 10^{16}/\text{m}^3$, $n_H=1.24 \times 10^{16}/\text{m}^3$, 8.2GHz
ECH-Power 22kW

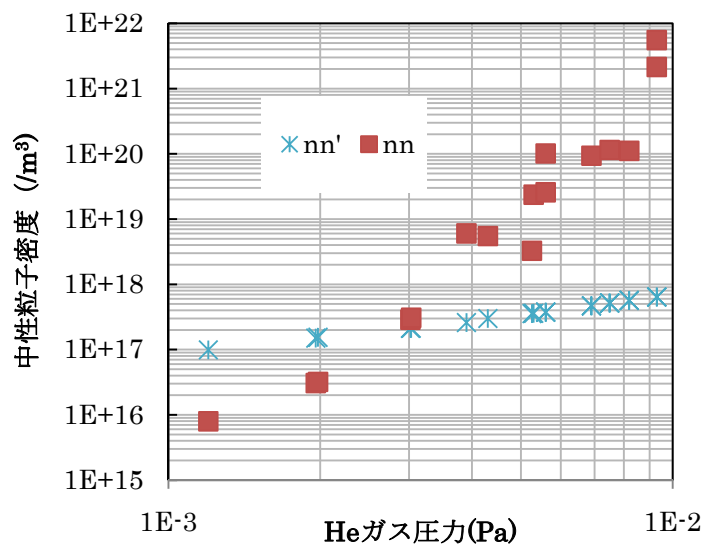


図 3.2.7 中性粒子密度のガス圧依存性

8G 22kW コイルの浮上なし

nn 式(14)より計算

nn' 中性粒子の温度を 温 300K とし気体状態方程式から求めた中性粒子密度

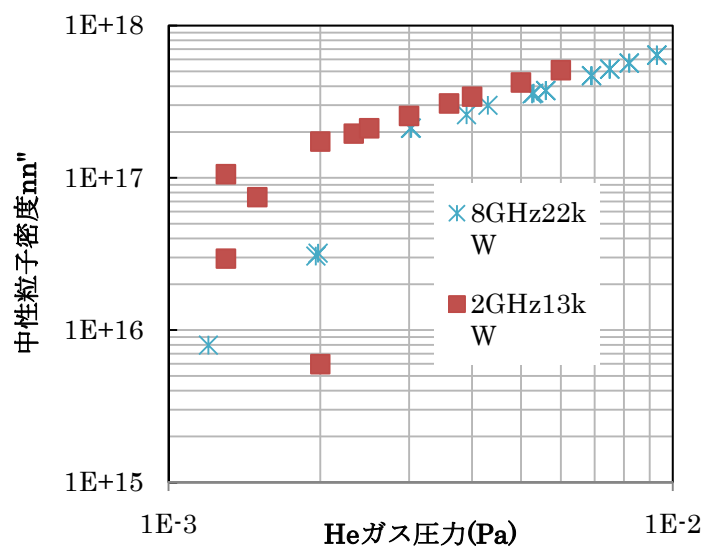


図 3.2.8 図 3.2.7 の nn,nn'のうち小さい方の値を中性粒子の密度として密度を求めた。

中性粒子密度は $1 \times 10^{16}/\text{m}^3$ 以下まで下げることができている。

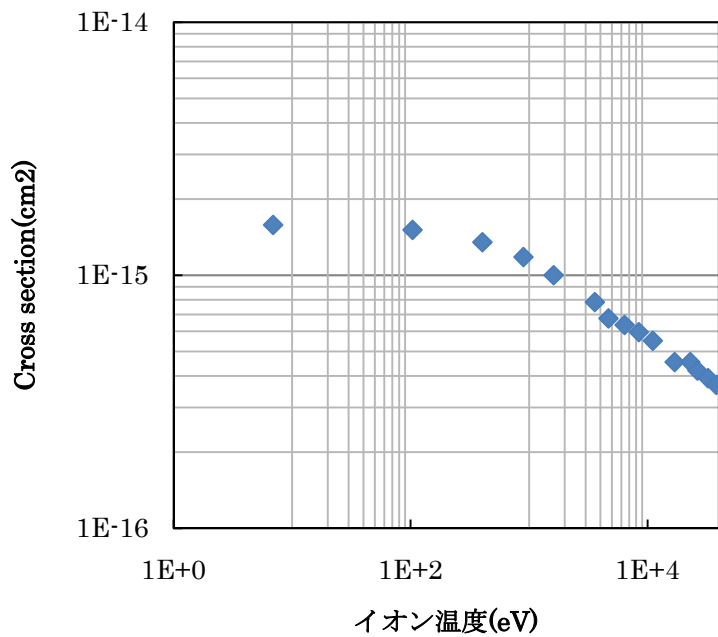


図 3.2.9 He(I)+He(II) He(II)+He(I)の反応断面積
 反応断面積にイオン熱速度をかけて反応速度係数とした
 出 [4] Gilbody, H et al.
 Proc. R. Soc. London A 238 (1956)334

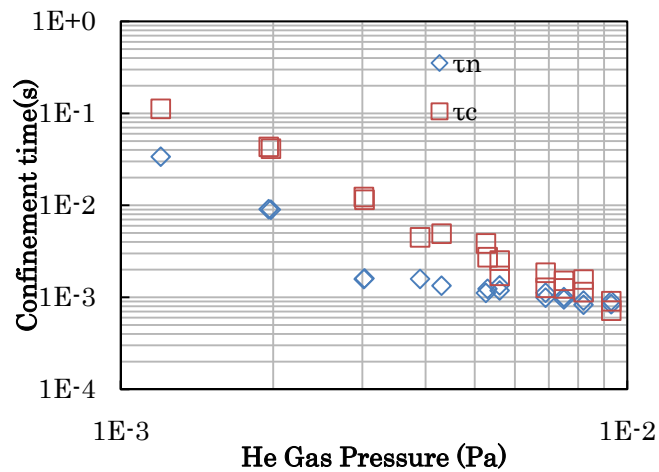


図 3.2.10 イオンの閉じ込め時間 τ_c と荷電交換の時間 τ_n の圧力変化
 τ_c は図 3.2.3 と同じもの
 τ_n は式(6)より求めた。
 8G 22kW コイルの浮上なし
 イオンの閉じ込め時間は中性粒子の荷電交換で決まっていた。

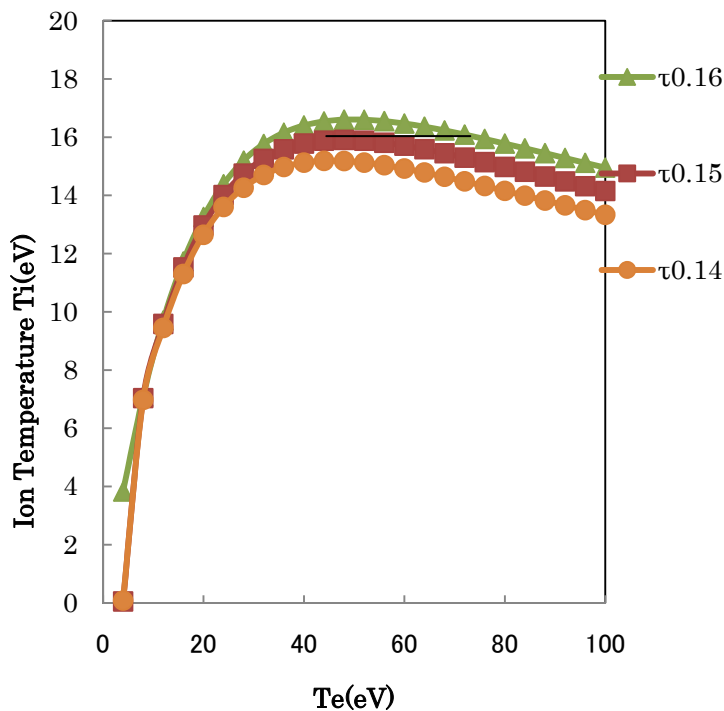


図 3.2.11 電子温度とイオン温度の関係の閉じ込め時間依存性

電子温度が一定温度より高くないと閉じ込め時間がいくら長くてもイオン温度は上がらない。

一定の温度を越えると、イオン温度はほとんど変わらず、電子温度の違いにより閉じ込め時間はあまり影響を受けない。電子温度を 知変数として閉じ込め時間を求めるのに閉じ込め時間の最小値というものを用いたが、エネルギー緩和時間に対する電子温度の影響はさほど大きくなく、閉じ込め時間としては妥当だと考えている。例えばイオン温度が 16eV の場合閉じ込め時間が 0.15s なら 40eV となり 0.16s なら 80eV となって、電子温度が 2 倍になっても閉じ込め時間がほとんどかわらないようになり、閉じ込め時間を決める上で電子温度の影響は小さい

参考文献

- [1]Spitetrer L”Physics of Fully Ionized Gases” Newyork:wiley(1962)
- [2] GD Shirkov Plasma Sources Sci. Techonol. **2**(1993)
- [3] Kato, T.Asano, E. NIFS-DATA,**54**(1999).
- [4] Gilbody, H et al. Proc. R. Soc. London A 238 **334**(1956)

3.3 イオンの加熱実験

L アンテナを使った加熱

フルブリッジ回路を使ってLアンテナに 220kHz, $I_{rms}10A$ の電流を流した。アンテナの電源の間に直列に 63nF のコンデンサーを入れている。プラズマができた時に-10A バイアスされている(図 3.3.1)。これはプラズマの作る反磁性信号であると考ええる。その時のループの両端の電圧を図 3.3.2 に示す。プラズマがついていない時の電流からみた電圧の位相は-1.14rad でプラズマをつけると-0.9rad となった。また、インピーダンスは $Z=4.6\exp(-i1.14t)\Omega$ から $Z=4.73\exp(-i0.9t)\Omega$ となり、インピーダンスの電流と同位相な成分はプラズマのない状態で 1.92 Ω 、プラズマができると、2.94 Ω となっていた。この抵抗差の 1 Ω 分がミューチャルインダクタンスとなってプラズマの加熱に使われたとすると電流の実効値が 10A なので、100W がプラズマの加熱に使われたことになる。このエネルギーが全てイオンに入ったとするならばプラズマの密度を $n=1e16/m^3$, プラズマの体積を 3m³, 閉じ込め時間を 0.05s とすれば 1keV の温度上昇が される。

フルブリッジ回路で作成したインバータから L アンテナに電流の実効値 10A, 周波数 220kHz をかけた時の rf かけた時とかけなかった時のイオン温度の変化を図 3.3.2 示す。温度上昇はエラーバーの範囲であった。

エラーバーが 1 割程度あるため、閉じ込め時間の長いガス圧の低い所で行おうとするとイオン温度が 4eV 程度なため、0.4eV 上げる必要がある。0.4eV 温度を上げるために必要なエネルギーW は 0.1W/m³ である。($n=1 \times 10^{16} m^{-3}$, $\tau=0.005s$)

$$W=0.4 \times e \times n /$$

He(II)の発光量の変化

図 3.3.5 のように rf ある時はない時よりも He(II)の発光強度が減少するということが観測された。このようにスペクトルの強度が小さくなるのはガス圧が $8 \times 10^{-4} m^{-3}$ 以下のところで起きていた。これはイオン温度が上がらない原因がフィッティングにあり、実際はガウシアンでないイオンの成分が増えている可能性や加熱することでイオンのサイクロトロン半径が大きくなり、外側のイオンが閉じ込め領域の外にいった可能性がある。図 3.3.6 にその発光強度比のガス圧変化を示す。圧力が低くなるにつれて発光強度比が大きくなった。圧力が低くなると閉じ込め時間が長くなり、イオン加熱が起りやすくなる。そういった状態でイオンの発光量が減っているため、加熱されたイオンが閉じ込め領域の外に げた可能性を支持している。

加熱時に揺動の出現

イオン加熱をループアンテナから 220kHz の電波を発生させると、発生させる前にはなかった揺動がラングミュアプローブに流れるイオン飽和電流から観測された。(図

3.3.7)この揺動はプラズマつける前は小さいため(図 3.3.8)、プラズマ中を波が伝搬したことをしめすとかんがえる。

放電後の diamag の減衰が速くなる。

Rf 入射によりプラズマが不安定になった可能性がある。

2.4.3 章の電界計測の結果では 300kHz の高周波をループアンテナに $I_{p-p}=2.5A$ 流した時に、RT-1 内部で大気中で測定した電界は $r=0.8m$ で $E_{p-p}=25V/m$ であった。

実験では 220kHz の高周波を流し電流 $I_{p-p}=35A$ をながし、プラズマのイオンサイクロトロンヒーティングを試みた。

電界は周波数に比例するため、電界は $E_{p-p}=256V/m$ となる。この電界のもつエネルギーは $0.4W/m^3$ となる。

実際にプラズマをつけると、放電前後で電圧と電流の位相が変化した。電圧と電流がそろった純抵抗成分はプラズマが有る時が 2.9Ω 、ない時が 1.9Ω であった。この抵抗の増加がプラズマとのミューチャルインダクタンスの増加により発生したためだとして、そのエネルギーを求めると $I_{rms}=10A$ の電流を流したので 100W プラズマに吸収されたことになる。プラズマの閉じ込め時間が 0.05s なので、イオンの粒子数を 2×10^{16} とすると 16keV 上昇すると求まる。

He(II)のドップラーブロードニングの測定結果は ICRF かけた時はかけなかった時と比べて誤差の範囲 0.4eV 以上の上昇は見られなかった。

ループアンテナで観測した位相差は、プラズマとのミューチャルインダクタンスの増加でなく、プラズマの反磁性信号の影響を受けたためで実際はほとんどなかったと考える。

また、RT-1 の配位では高温のイオンはミラートラップされ、磁気面に沿って赤道面上に移動することが考えれる。赤道面上にくると、内側にいた粒子が外側に輸送される。外側では磁場が弱いためイオンのジャイロ半径が大きく真空容器にぶつかるためイオンの閉じ込め性能がイオン温度を上げると下がっていることも考えられた。実際 He の発光量が RF をかけると減少し、その減少の仕方がガス圧が低い時の方が顕著であった。このことは、ガス圧が低いと荷電交換で決まるイオンの閉じ込め時間が長くなり、イオン温度が上がりやすくなり、イオンが真空容器にぶつかりやすくなり発光量が減ったと考えることができる。

ion 密度を $1 \times 10^{16}/m^3$ 、イオンのエネルギー閉じ込め時間を 0.05s なことから、真空中で測った電界のエネルギーからイオン温度の上昇を求めると、6eV 上昇となるが、実際のイオン温度の上昇は 0.4eV 以下であった。その原因は発生した電磁波のエネルギーが全てプラズマに吸収されたわけではないので、顕著な加熱が起きなかったと考える。

RF をかけると He(II)の発光量が減っていた (図 3.3.7) ことからプラズマが不安定になりイオンがロスしてしまっていることが考えられる。特に外側のイオンは加熱によりイオンのジャイロ半径が図 3.3.4 のように大きくなり、真空容器にぶつかるためイオンの閉じ込め時間が短くなった可能性がある。不安定性に関しては放電後に rf が無い時に じっくりと減衰していた diamaga が rf が有る時は ECH の放電を終えるとすぐに diamag がなくなっていたことに対応していると考えている

また、アンテナが共鳴面から遠いため、共鳴面でエネルギーが伝わらなかった可能性がある。プラズマの波数をコントロールしていなかったので遅波による加熱が効率的に行えなかった可能性がある。

それをふまえ、今後のイオン加熱として、加熱パワーをもっと強くするということもひつようだが、ミューチャルインダクタンスを大きくするため、アンテナを磁気面の内側につけることが重要だと考える。また、波の波数制御のため、アンテナを二つ設置し、位相をずらして、電流を流すことも重要と考える。アンテナから出るエネルギーは周波数の高周波化が有効と考える。

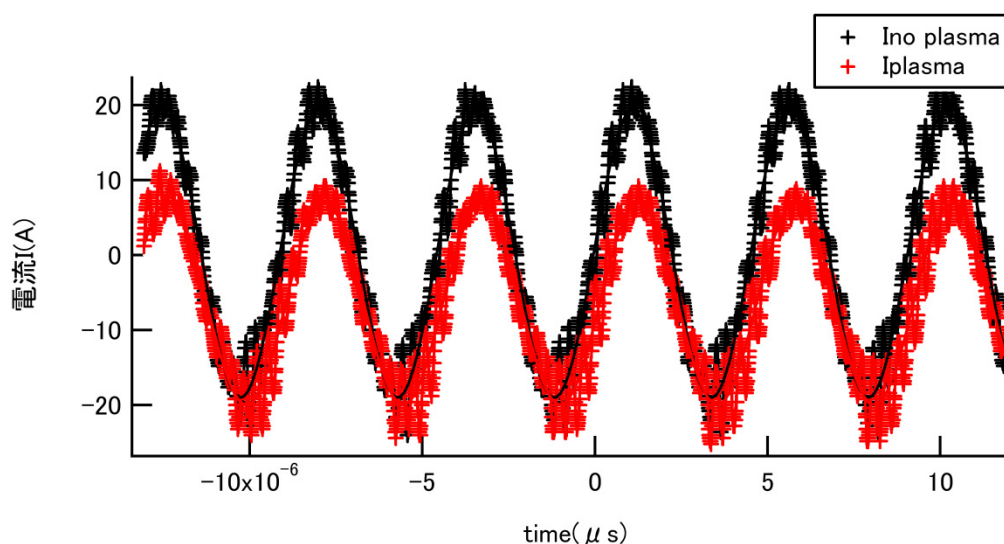


図 3.3.1 フルブリッジ回路を使って L アンテナに 220kHz で実効値 $I=10A$ の電流を流した。その時のプラズマが付いている時とついていない時の電流波計

+プラズマ中

+真空中

電流がプラズマがつくとコイル電流と反対向き 10A の DC 電流が流れる。この電流はプラズマがついたことによる反磁性による電流であると考ええる。

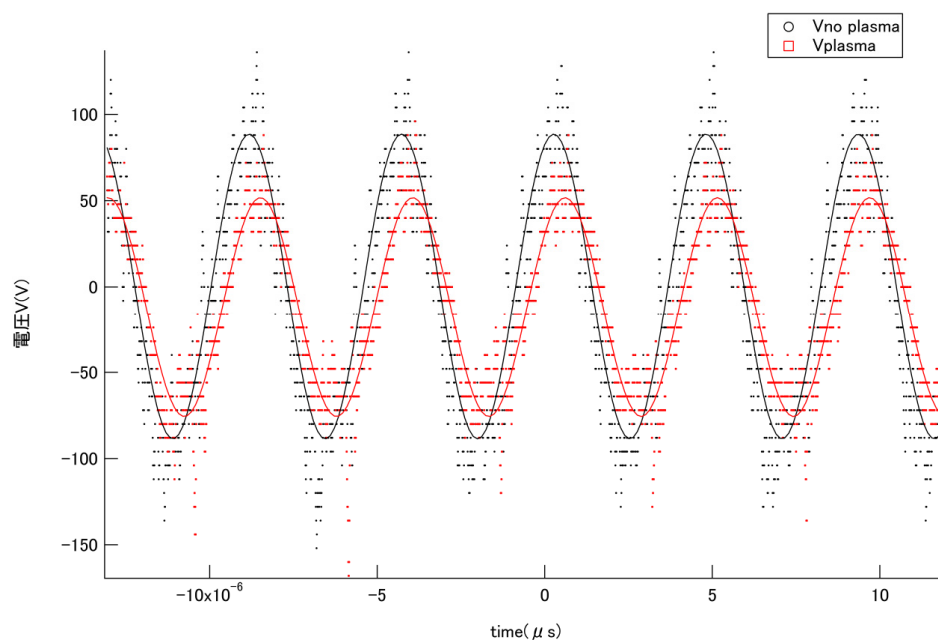


図 3.3.2 フルブリッジ回路を使って L アンテナに 220kHz で実効値 $I=10A$ の電流を流した。その時のプラズマが付いている時とついていない時の電圧波計

+プラズマ中

+真空中

プラズマがついていない時の電流からみた電圧の位相は -1.14rad でプラズマをつけると -0.9rad となり、アンテナの L 分と抵抗成分の比で抵抗成分が大きくなる。抵抗成分の増加は 1Ω となり、電流の実効値は $10A$ なので、 $100W$ 分プラズマをつけた時に抵抗成分で消費されるエネルギーが増える。

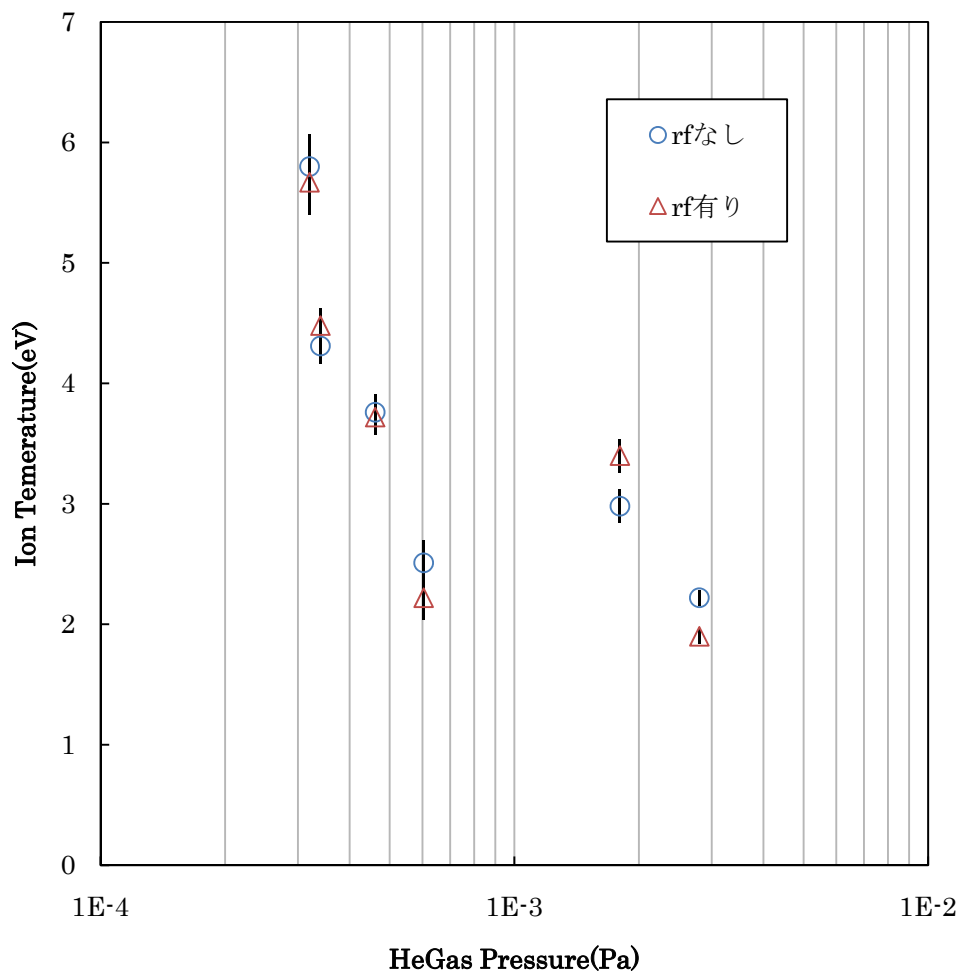


図 3.3.3. L アンテナに電流を流して加熱を行った時のイオン温度

フルブリッジ回路で作成したインバータから L アンテナに電流の実効値 10A, 周波数 220kHz をかけた時の rf かけた時とかけなかった時の He(II)イオンの温度の変化

ECH-Power 3kW, 4Shot 重ね合わせ、放電時間 2s、 $r=0.65\text{m}$ に接する光路

温度上昇はエラーバーの範囲であった

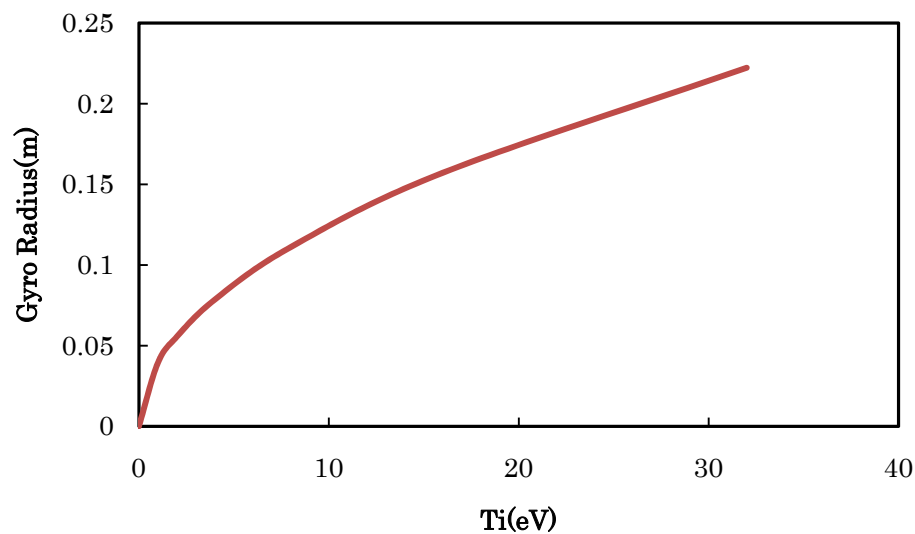


図 3.3.4. RT-1 の最外殻磁気面 $R=0.9\text{m}$ 、 $B=800\text{G}$ での H⁺ イオンのジャイロ半径とイオン温度の関係

イオン温度が上がり、 5eV を越えたあたりで、真空用容器にイオンがジャイロ運動でぶつかり、イオン温度を上がりにくくしている可能性が考えられる。

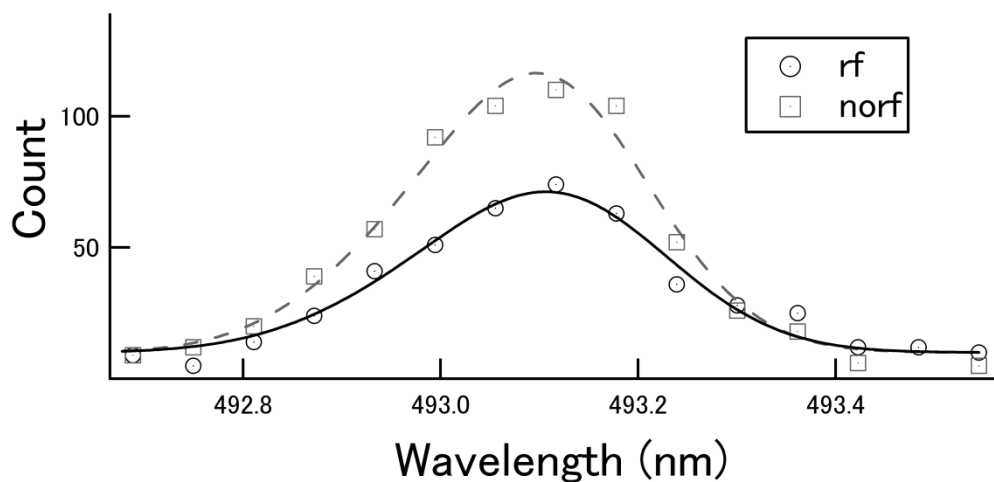


図 3.3.6 rf ある時のない時の発光スペクトルの違い

ECH-Power 3kW, 4Shot の平均温度、放電時間 2s、He:H=1:1 プラズマ

Rf が有る時はない時より発光強度が小さくなった。この傾向はガス圧が低い時ほど顕著になった。(図 3.3.7) このように発光強度が圧力が低くなるにつれて下がったのは、圧力が低い方が、イオンの閉じ込め時間が長く、長い間 rf を受けたためと考える。発光量が下がったのは rf を受けたことにより、プラズマが不安定になりイオンの閉じ込めを悪くした可能性がある。このことは放電後に rf が無い時に つくりと減衰していた diamaga が rf が有る時は ECH の放電を終え

るとすぐに **diamag** がなくなっていたことに対応していると考えている。また、図 3.3.4 に示したようにジャイロ半径が大きくなって真空容器にイオンが したためイオンの閉じ込めが悪くなった可能性もある。

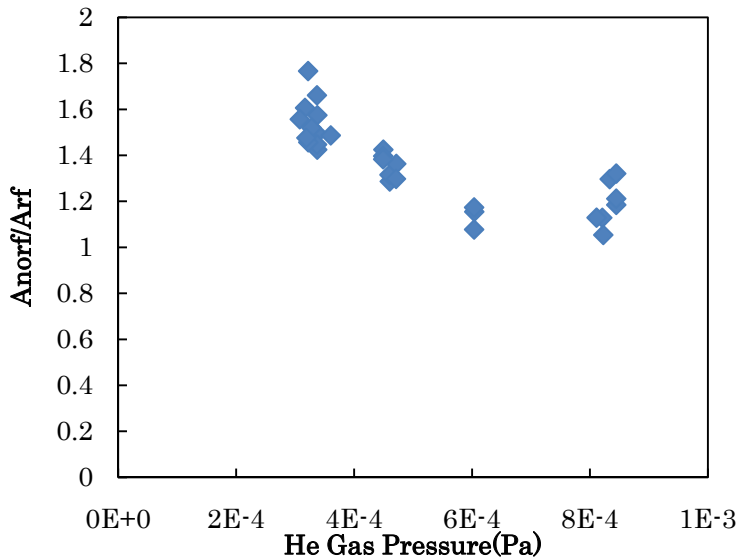
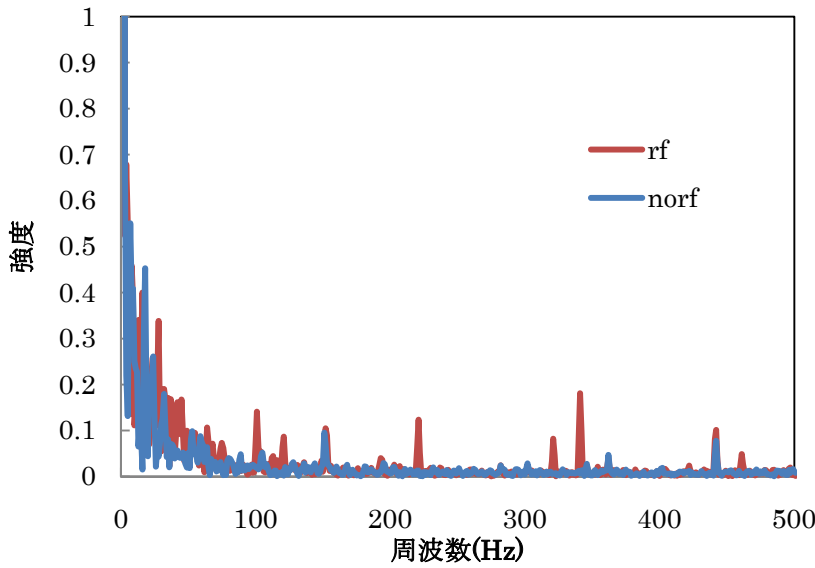


図 3.3.7 He(II)の Icrf 有る時とない時での発光強度比 (He(II)の発光強度(Icrf 無)/ He(II)の発光強度(Icrf 有)) のガス圧依存性。

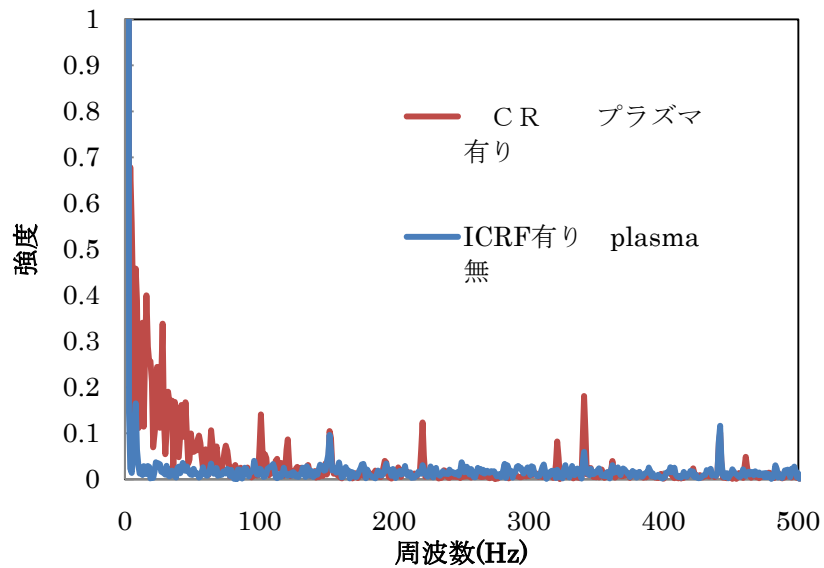
ECRH-Power 5kW

Rf をかけると図 3.6.1 のように He(II)イオンの発光強度が下がった。この発光強度の減衰は圧力が低い方が顕著であった。



3.6.3 プラズマ放電中の ICRF かけた時とかけなかった時のイオン飽和電流のフーリエスペクトル

RF が有る時はプラズマをつける前は 220kHz の揺動は小さいが、プラズマをつけると 220kHz の揺動が大きくなる。この揺動はプラズマ中に電磁波が伝搬したことを示すと考え
る。



3.6.4 ICRF をかけた時のプラズマ中と真空中のイオン飽和電流

3.4 イオン流速

3.4.1 RT-1 の磁場配位でのドリフトの計算

カーバチャードリフト

磁力線の曲率とサイクロトロン運動によりカーバチャードリフトが駆動される。

RT-1 のようなダイポール様の磁場配位は磁力線が大きく曲げられ、その曲率によりイオンと電子がそれぞれ反対方向にトロイダル方向に沿ってドリフトする。その速度は温度に比例するため、イオン温度を上昇することで、この流れを増大させることが予測される。この速度は磁力線に沿って運動する粒子の遠心力 $F=mv^2/r$ と磁場によって発生するため、大きさは $mv^2/qB/r[1]$ となる。前半部分が粒子の温度を表わす項となるので、速度は $2T/B/r$ となる。

カーバチャードリフトは

$$v_{\kappa} = \frac{mv_{\parallel}^2}{2e} \frac{2}{BR} \quad (1)$$

となっている。 m は粒子の質量、 e は粒子の電荷、 v_{\parallel} は磁力線に平行な粒子の運動の速度、 B は磁場強度、 R は磁力線の曲率半径を表わす。RT-1 の磁気配位ではコイルの外側の領域では曲率半径ベクトルの向きは外向きで磁場の向きはコイルの外側では上向きとなっているため、ドリフトの方向はコイルの上からみて時計周りの方向となる。

このドリフトの $mv_{\parallel}^2/2e$ の部分は粒子の温度に 当する部分である。カーバチャードリフトは温度に比例するため、イオンを加熱することでイオンのカーバチャードリフトが大きくなり、流れをもつプラズマが形成されることが される。

カーバチャードリフトとよく似た式で表わされる ∇B ドリフトがある。 ∇B ドリフトは磁場が勾配をもつことによりひき起こされるドリフトで

$$v_{\nabla B} = -\frac{mv_{\parallel}^2}{2e} \frac{\nabla B}{B^2} \quad (2)$$

で表わされる。RT-1 のコイルの外側では磁場は外側に向かうほど小さくなるため、磁場勾配ベクトルは、内向きになり、ドリフトはカーバチャードリフトと同じコイルの上からみて時計周りの方向となる。

曲率半径は

$$R = \frac{(F_r^2 + F_z^2)^{\frac{3}{2}}}{\begin{vmatrix} F_{rr} & F_{rz} & F_r \\ F_{rz} & F_{zz} & F_z \\ F_r & F_z & 0 \end{vmatrix}} \quad (3)$$

である。F は曲線を表わす関数で下のサフィックスは 分を表わす。

ダイポール配位の場合磁気面は

$$rA_\theta = \frac{\mu I r}{\pi k} \left(\frac{a}{r} \right)^{1/2} \left(\left(1 - \frac{1}{2} k^2 \right) K(k^2) - E(k^2) \right) = const \quad (4)$$

とあらわされる。[1] K,Eはそれぞれ 1、2 の完全 円積分を表わす。k は

$$k^2 = \frac{4ar}{a^2 + r^2 - 2ar + z^2} \quad (5)$$

で表わされる。 磁気面を求めると図 2.4.1 になる。式(4)を式(3)に代入して曲率半径を求めると図 3.4.2 のようになる。曲率半径は外側の磁気面の方が大きく r=1m では曲率半径 R=0.32m となり図 3.4.1 の見た目と していない。

RT-1 では浮上コイル上部に釣り上げコイルを配置しセパトリックス配位を作っている。磁気浮上すると図 3.4.2 のような磁気面が形成される。

釣り上げコイル半径 a2=0.4m, 直位置 z2=0.3m 電流 30kA,

浮上コイル半径 a=0.25m 直位置 z=0m 電流 240kA

図 3.4.1、図 3.4.2 の釣り上げコイルの電流が流れてる時と流れてない時では、明確な差異をもつ。図 2.4.3 にダイポールとセパトリックスでの z=0 での磁気面の曲率半径を示す。—ダイポール—セパトリックスである。セパトリックス配位の場合外側の磁力線が引き上げコイルに引られるため外側の曲率半径が大きくなっている。

磁場強度を

$$B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial rA_\theta}{\partial r} \quad (6)$$

より求めると図 4 のようになる。z=0m のところでは磁場強度はセパトリックスとダイポールでほとんど同じ磁場強度を示す。ダイポール—セパトリックス—である。

図 は温度を 1eV とした時のカーバチャードリフトと∇Bドリフトの速度を示す。

—ダイポール磁場でのカーバチャードリフト

—セパトリックス配位でのカーバチャードリフト

—ダイポール磁場での∇Bドリフト

—セパトリックス配位での∇Bドリフト

である。カーバチャードリフトはダイポール配位—の場合には $r=0.6m$ で $400m/s$ で外側にいくに い速度が大きくなっている。セパトリックス配位—でも $r=0.6m$ まではダイポールと同じような流れ分布を示す。そして、その外側にいくと流れがダイポールと比較すると小さくなる。これは曲率半径が外側で引き上げコイルにより引きのばされたからである。 ∇B ドリフトも外側にいくほど流れが大きい。流れの大きさはカーバチャードリフト半分である。最後に、反磁性ドリフトについて考えると

$$v_D = -\frac{\nabla P}{qnB} = -\frac{T_i(eV)}{B} \frac{\nabla p}{p} = \frac{T_i(eV)}{B} \nabla \ln p$$

であり、 $P \propto r^{-5}$ とすると、

$$v_D = 5 \frac{T_i}{B}$$

となる。セパトリックス配位でのカーバチャードリフト、 ∇B ドリフト、反磁性ドリフトを図 3.4.6 にあらわした。

図 3.4.6 の v_{total} は $1eV$ の時のカーバチャードリフトと ∇B ドリフト+反磁性ドリフトを合わせた速度の $z=0m$ での径方向 r による変化を表わす。外側の方がトロイダルフローが大きく、 $r=0.6$ で $800m/s$ となる。

図 3.4.7、2.4.8 がダイポールとセパトリックスでのカーバチャードリフト+ ∇B ドリフトの r - z 平面上の分布である。ダイポール方向では z 分布はほぼ一様な流れとなっている。セパトリックスではセパトリックス近傍では磁場が 0 なので速度が発散している。

このカーバチャードリフト+ ∇B +反磁性ドリフトはイオン温度に比例しイオンの熱速度はイオン温度の平方根に比例するため、イオン温度が上がると、イオンの熱速度を越える。また、シアアルフベン速度は磁場と密度によって決まっているため、イオン温度を上げることでカーバチャードリフト+ ∇B ドリフト+反磁性でシアアルフベン速度に近い流速を えることができる。

シアアルフベン速度の 0.06 倍程度の流れが発生すれば、2 流体緩和と Hall 効果が顕著となる流れによって高 β を維持するプラズマが実現される。RT-1 のシアアルフベン速度は $2.38 \times 10^6 m/s$ なので、その 0.06 倍だと $1.4 \times 10^5 m/s$ の流れを作ればよい。

シアアルフベン速度 $\times 0.06$ 、カーバチャードリフト速度、熱速度の温度依存性を図 2.4.9 に示す。100eV を越えたところでカーバチャードリフト+ ∇B ドリフトが 3 つの速度の中で最大になり、プラズマの圧力分布に対して支配的に くと考える。イオンは温度が低く今後加熱することによって圧力分布に影響を与える流れが発生すると予測する。

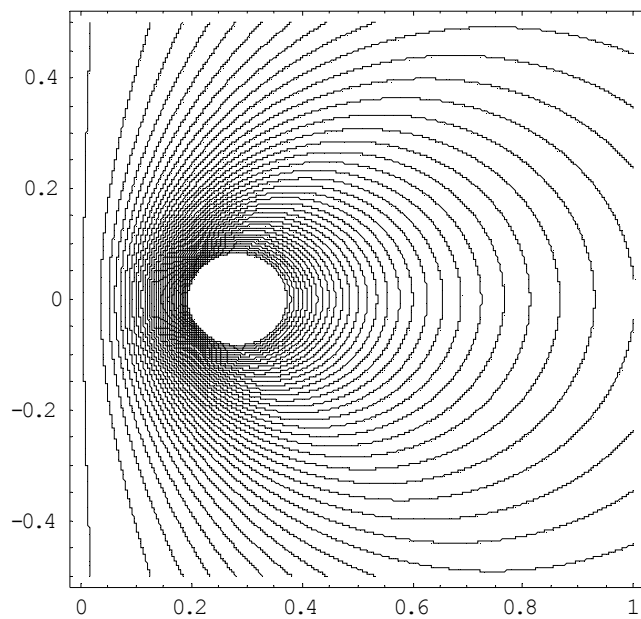


図 3.4.1 式(2)から求めた RT-1 の磁気 $r=0.25$ に環電流をもつ。

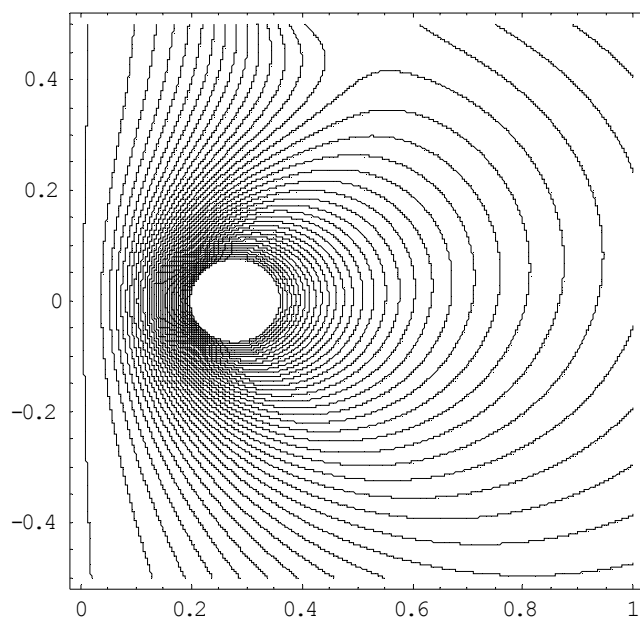


図 3.4.2 セパトリックス配位での磁気面
 釣り上げコイル半径 $a_2=0.4\text{m}$, 直位置 $z_2=0.3\text{m}$ 電流 30kA ,
 浮上コイル半径 $a=0.25\text{m}$ 直位置 $z=0\text{m}$ 電流 240kA

引き上げコイルにより外側の磁気面が外側に引き延ばされ、曲率半径が大きくなっている。

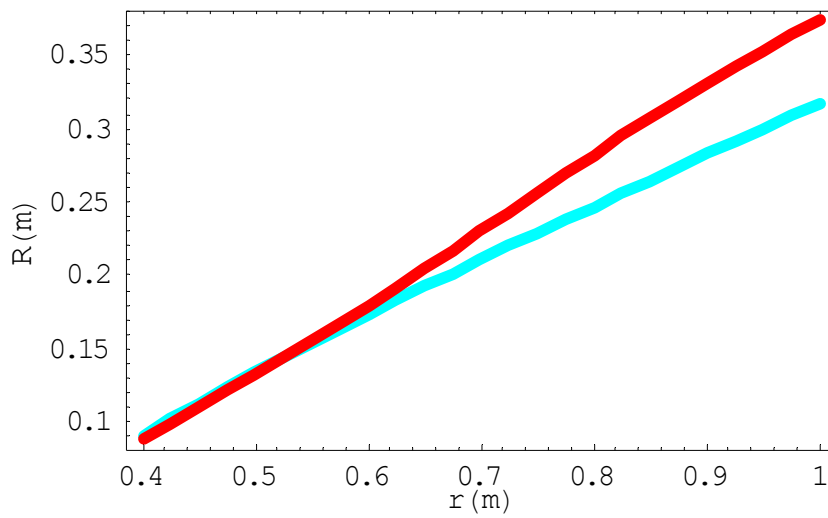


図 3.4.3 曲率半径 R の径方向 r 変化 ($z=0$) —ダイポール—セパトリックス($a=0.25$ 、 $z=0$)。

曲率半径は $RT-1$ の磁場配位では外側ほど大きく、セパトリックス配位では曲率半径が外側でダイポールと比べて大きくなっている。これは外側の磁力線が引っ られるためである。

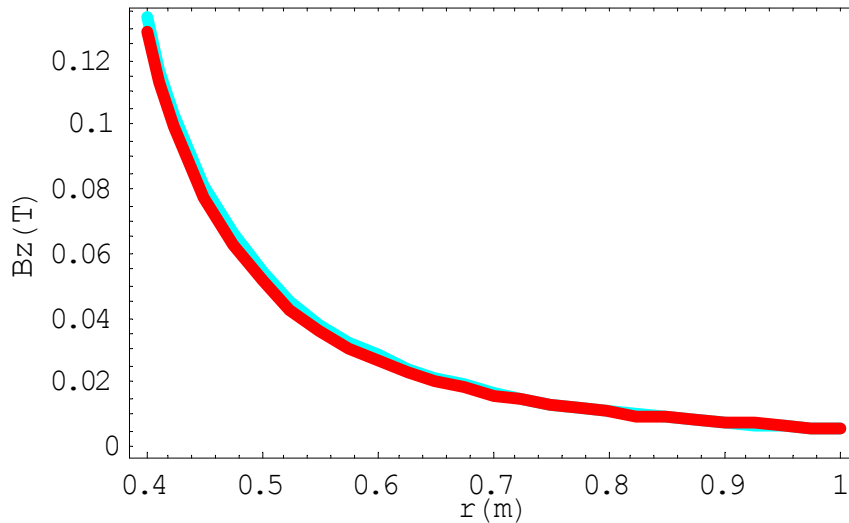


図 3.4.4 磁場強度の径方向変化($a=0.25$ 、 $z=0$ 、 $I=250\text{kA}$)。—ダイポール—セパトリックス

磁場強度はコイルから遠ざかるに い小さくなる。セパトリックス配位もダイポール配位も同じような磁場強度である。

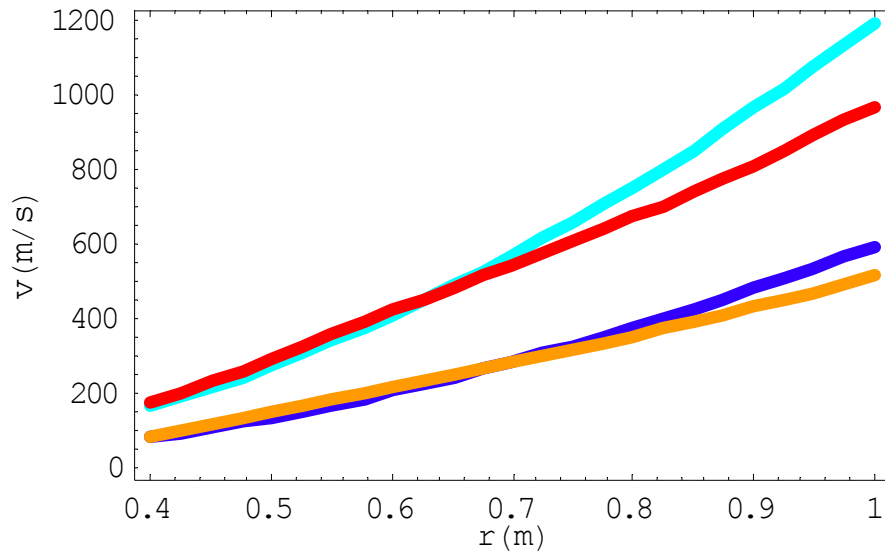


図 3.4.5 RT-1 のカーバチャードリフト、 ∇B ドリフトの径方向変化
 温度を 1 eV としている。流れの方向はカーバチャードリフト、 ∇B ドリフト共にコイル電
 流と同じ方向

- ダイポール磁場でのカーバチャードリフト
- セパトリックス配位でのカーバチャードリフト
- ダイポール磁場での ∇B ドリフト
- セパトリックス配位での ∇B ドリフト

カーバチャードリフト、 ∇B ドリフト共に外側の方が速い。カーバチャードリフトの方が ∇B ドリフトより大きい。カーバチャードリフトはセパトリックス配位の方が対ポールと比べて外側で遅くなっている。 ∇B ドリフトはダイポール配位でもセパトリックス配位でもほとんど変わらない。

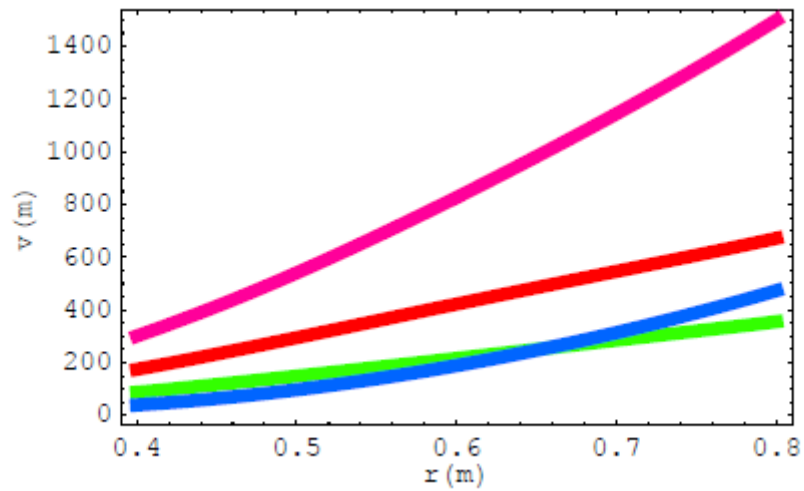


図 3.4. セパトリックス配位での、温度が 1eV の時のカーバチャードリフト+ ∇B ドリフト+反磁性ドリフトの $z=0$ での径方向変化

—カーバチャードリフト

— ∇B ドリフト

—反磁性ドリフト

—vtotal

total はカーバチャードリフトと ∇B ドリフトと反磁性ドリフトをたした。

この磁場と曲率半径から温度が 1eV の時のカーバチャードリフト

速度を求めると外側の方が流れが速く、 $r=0.6\text{m}$ のところでは 400m/s となる。

セパトリックスの方が外側で遅くなっている。

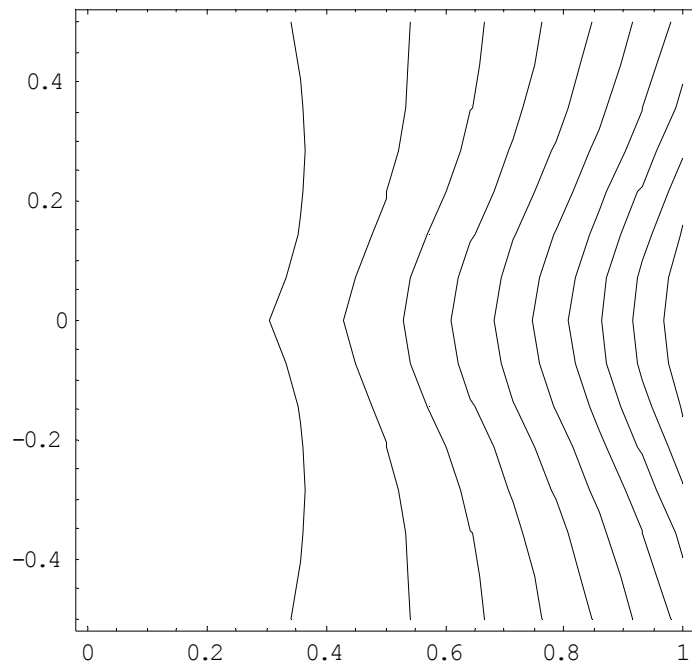


図 3.4. ダイポール配位でのカーバチャードリフト+ ∇B ドリフト速度の r - z 分布
外側の方が速く z が 0 から遠いと少し遅くなる。

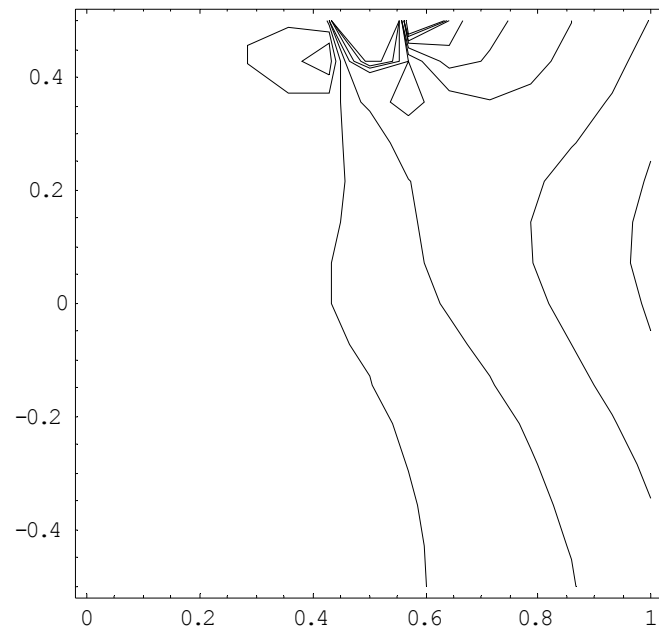


図 3.4.8 セパトリックス配位でのカーバチャードリフト速度
外側の方が速く z が 0 から遠いと少し遅くなる。
セパトリックス近傍で速度が速くなる。

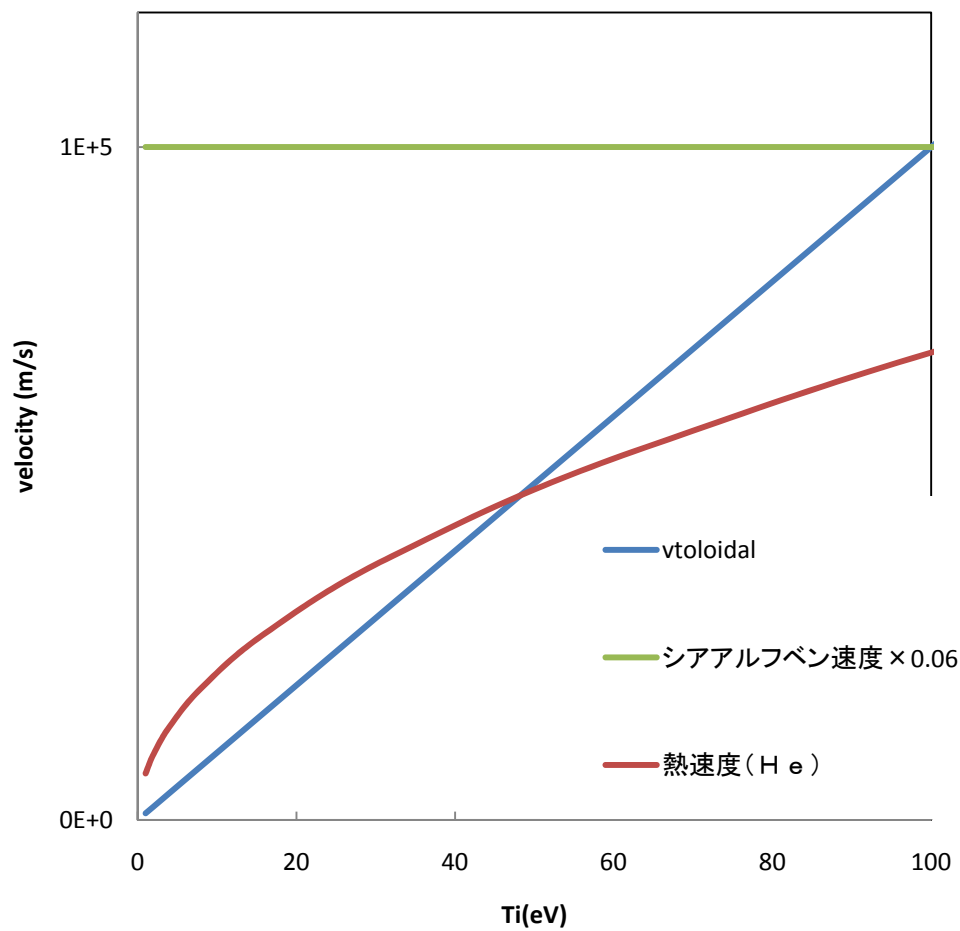


図 3.4.9 カーバチャー+ ∇B ドリフト、シアアルフベン速度、熱速度(He)の温度依存性

参考文献

- [1] “Introduction to Plasam Physics” Francis F.Chen P23
- [2] “核融合のためのプラズマ物理” 宮本健朗 岩波書店

3.4.2 イオン流速の実験結果

RT-1 のイオン流速を He(II)イオン(468.54nm)の発光スペクトルをドップラーシフトにより計測した。

図 3.4.10 に結果を示す。L アンテナから rf を入射した時と入射していない時も対比している。2.45GHz の ECRH を 3kW で 5s 間放電を行っている。コイルは完全浮上状態で実験した。測定光路はコイル中心から見た径方向半径 $r=0.65\text{m}$ に接する直線上である。

図 3.4.10 から He Gas の圧力が下がるとトロイダル流速が増加している。その速度は速いところで 8km/s である。rf をかけていない方が流速が速くなっているが原因はわからない。

図 3.4.11 はトロイダルフローを He(II) のドップラーブロードニングで測定したイオン温度の関数としてプロットしたものである。このイオン温度の変化は図 3.3.2 を使っている。つまり、イオンを直接加熱したものでなく、He のガス圧力を下げて放電してイオン温度を変化させている。

3.4.1 章で計算したカーバチャードリフト+ ∇B ドリフト+反磁性ドリフトの $r=0.65\text{m}$ の値と一致している。RT-1 の流れはこのカーバチャードリフトと ∇B ドリフトと反磁性ドリフトによるものと考えることができる。

この流れはイオン温度が高い方が速くなっているため、イオンを加熱すればこの流れも速くなると読み取れ、イオン加熱ができれば流れのあるプラズマを実現できると考える。 β の高いイオンの閉じ込めをすれば流れが自発的にでき、プラズマが自己組織化することが予測される。プラズマの磁気エネルギーとドリフトのエネルギーが速度がドリフト速度がシアアルフベン速度程度になると平衡に影響を及ぼすが、イオンが高 β なプラズマをつくり、100eV を越えるようなプラズマではドリフトの速度がシアアルフベン速度の 0.06 倍となるため、平衡を考える上で流れを考慮する必要がある。

実験結果から温度と流れの関係が

$$v = 1000T[\text{eV}]$$

と求まる。

ここで電子でもイオンでも同じ式がなりたつとして電流密度を求めると、

$$j=qnv=1000qnT[\text{eV}]=1000nkT[\text{K}]=1000P[\text{Pa}]$$

となる。RT-1 の電子はピーク圧力 100Pa で数 kA の diamag 電流を流しているので式に代入すると電流密度が 100kA/m^2 となり、diamag current が数 keV なので、diamag current を流している領域が $1/100\text{m}^2$ となる。これは電流が局所的に流れているという事実と一致する。

$r=0.4\text{m}$ での水素プラズマ中の不純物イオン C(II) のドップラーシフトからも流れが計測された。(図 3.4.12 図 3.4.13) その速度はカーバチャードリフトと ∇B ドリフトで予測された速度の 2 倍程度あり、プラズマの内側ではカーバチャードリフト、 ∇B ドリフト以外の流れが発生していると考え。マイクロ波のパワーを同じ条件にしていけないので直接比較することは難しいが、カーバチャードリフトが理論的に予測するように外側の流れが速いということはあまり見られず、内側でも同じ程度の流れが発生していると考え。

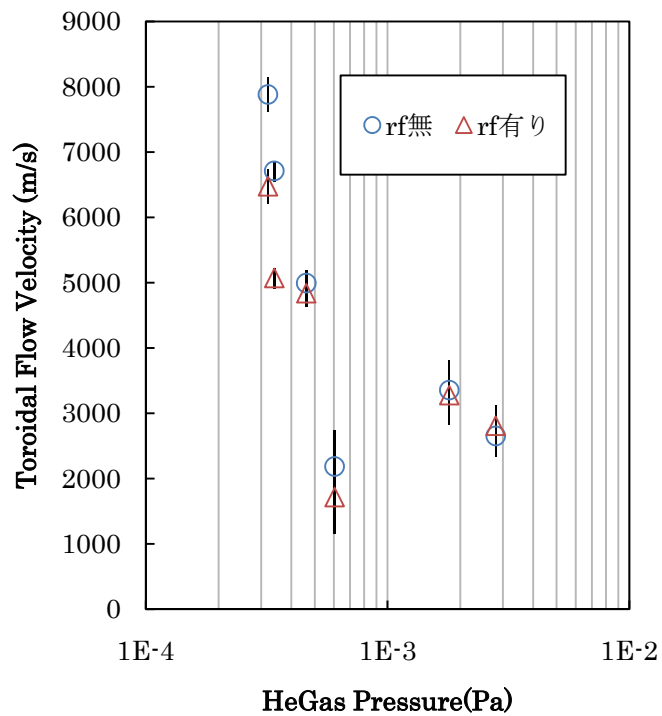


図 3.4.10 トロイダルフローの圧力変化

フルブリッジ回路で作成したインバータから L アンテナに電流の実効値 10A, 周波数 220kHz をかけた時の rf かけた時とかけなかった時の He(II)イオンのトロイダルフローの圧力変化、コイルを上から見て時計周りの方向(カーバチャードリフトの方向)を正に取っている。

ECH-Power 3kW, 4Shot 重ね合わせ、放電時間 2s、 $r=0.65\text{m}$ に接する光路
流れの大きさはガス圧が低いところで rf がない時の方が速かった。

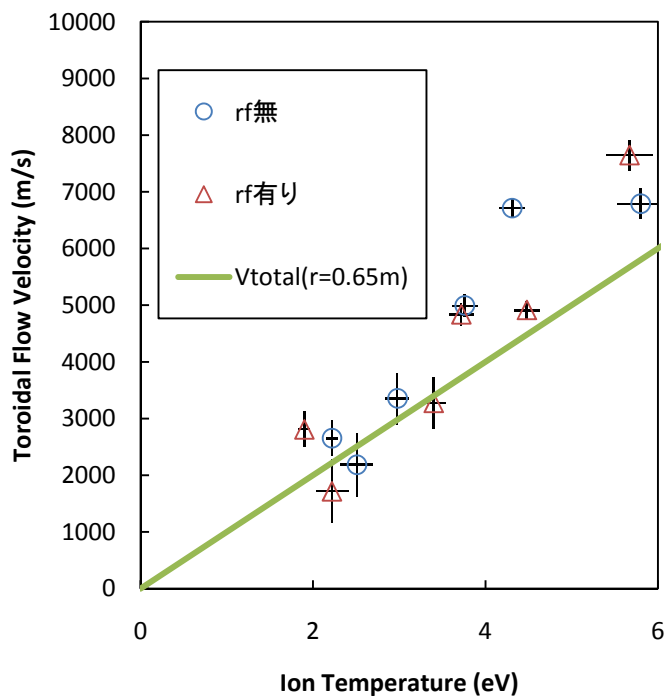


図 3.4.11 イオン温度とトロイダルフローの関係

—はコイル中心からの距離 $r=650\text{mm}$ の位置で計算したカーバチャー+ ∇B ドリフト

フルブリッジ回路で作成したインバータから L アンテナに電流の実効値 10A , 周波数 220kHz をかけた時の rf かけた時とかけなかった時の He(II) イオンのトロイダルフローの圧力変化、コイルを上から見て時計周りの方向(カーバチャードリフトの方向)を正に取っている。カーバチャ+ ∇B ドリフトで予測される直線上に乗る。流れがイオン温度に比例していることからディアマグ系のドリフトと考えられ、温度と速度の関係は $v=6000T[\text{eV}]$ となる。

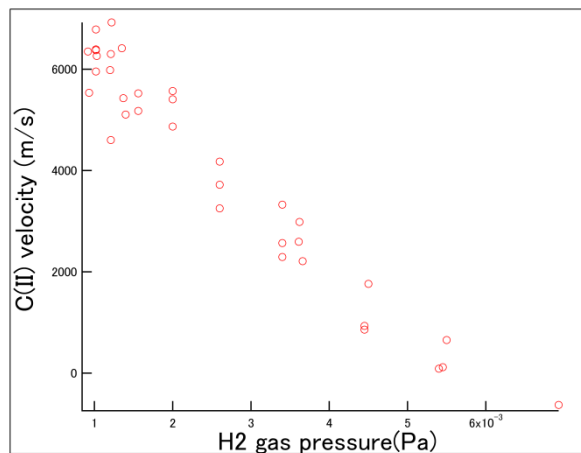


図 3.4.12 水素プラズマ中の C(II)イオンのドップラーシフトにより求めた、トロイダル流速のガス圧変化

$r=0.4\text{m}$ に接する光路で測定 8.2GHz の ECRH・Power 12kW 完全浮上 1s 放電

内側でも流れが発生している。流れは水素ガス圧が低い時の方が速い

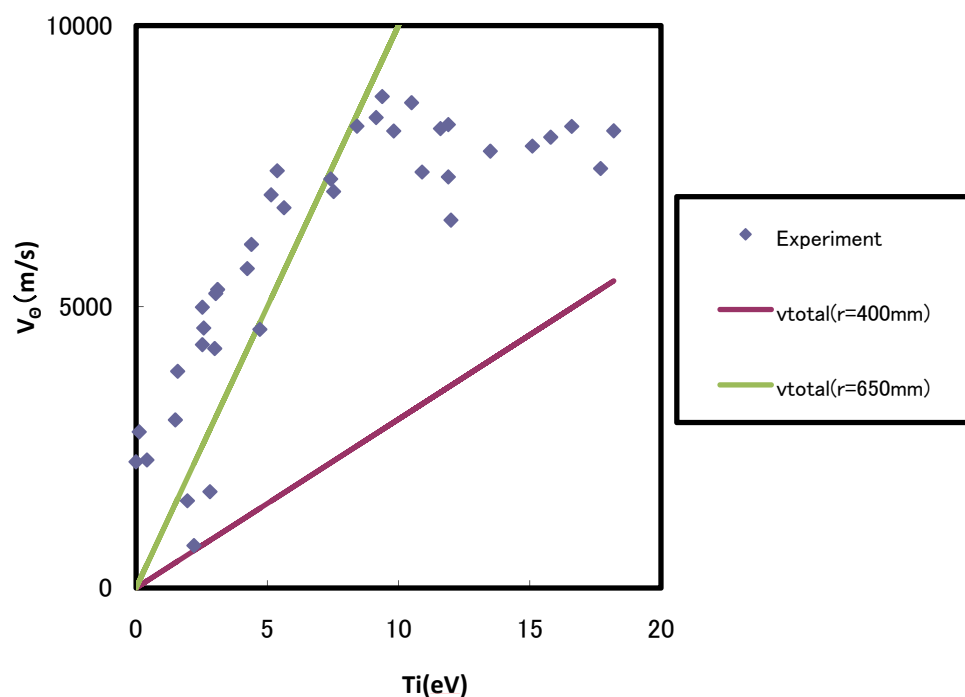


図 3.4.13 水素プラズマ中の C(II)のトロイダル流速のイオン温度変化ガス圧変化

$r=0.4\text{m}$ に接する光路で測定

8.2GHz の ECRH・Power 12kW 完全浮上 1s 放電

内側ではカーバチャードリフトは遅いと 3.4.1 の計算で求めたが、内側でも外側と同程度(3.5.3)の流れがあるが、流れが温度に比例していないため、カーバチャードリフトに diamag 系以外の ExB drift が重なったと考える。

3.5 径方向の分布

イオン流速とイオン温度、発光強度の径方向分布を示す。図 3.5.1 は He(II)イオンの発光強度である。その分布はほぼ一様であり、外側で減少しているが、外側は光路長が短くなることを考慮する必要がある。RT-1 のトロイダル方向に発光強度が一様として、図 3.5.1 の線積分から発光強度の分布を求めたのが図 2 である。発光強度は $r=0.55\sim 0.6$ でピークをもつような分布となっていた。発光強度は電子温度と密度が高いほど強くなるため、圧力分布のピークが $r=0.55\text{m}$ の周辺にあると考える。2.45GHz の ECH でプラズマ生成加熱を行ったので共鳴面は $r=0.45\text{m}$ であるので、妥当な値である。

図 3.5.3 が RT-1 のトロイダルフローの分布である。方向はカーバチャードリフトと同一の方向に流れができています。強度はコイル近傍が周辺より大きい。カーバチャードリフトで予測されるような外側にいけばいくほど速くなるような流れの分布にはならなかった。この分布が内側と外側で同じになっている原因は、3.4 章でメインとなったカーバチャードリフト、 ∇B ドリフトの他の要因による流れが重畳されたためと考える。イオン温度の分布は線積分であるため、はっきりとわからないが、ほぼ一様に分布していると考え

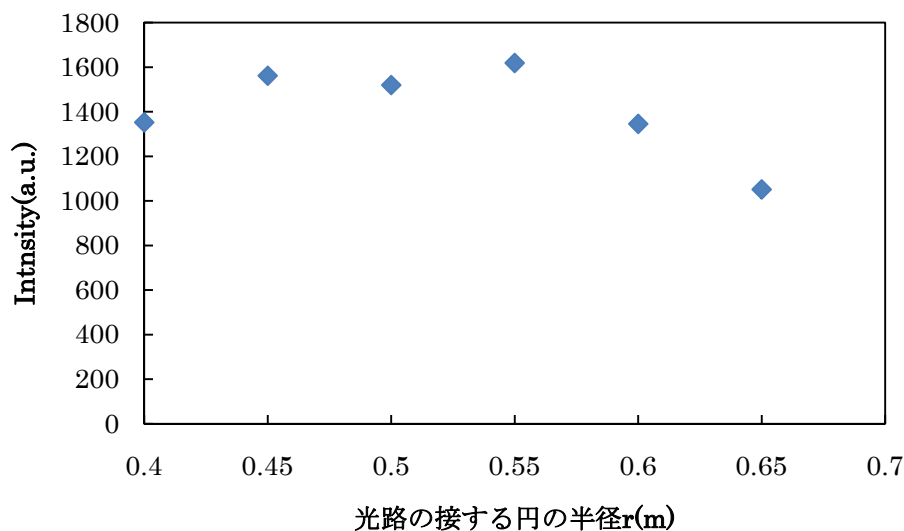


図 3.5.1 He(II)の発光強度の線積分径方向依存
2,45GHz の ECH Power-10kW 圧力 $2 \times 10^{-3}\text{Pa}$ 浮上なし

分光では発光強度の線積分として観測されるが、この発光強度から、トロイダル方向に発光強度の分布が一様であるとして、発光強度の分布を求めたのが図 3.5.2 である。

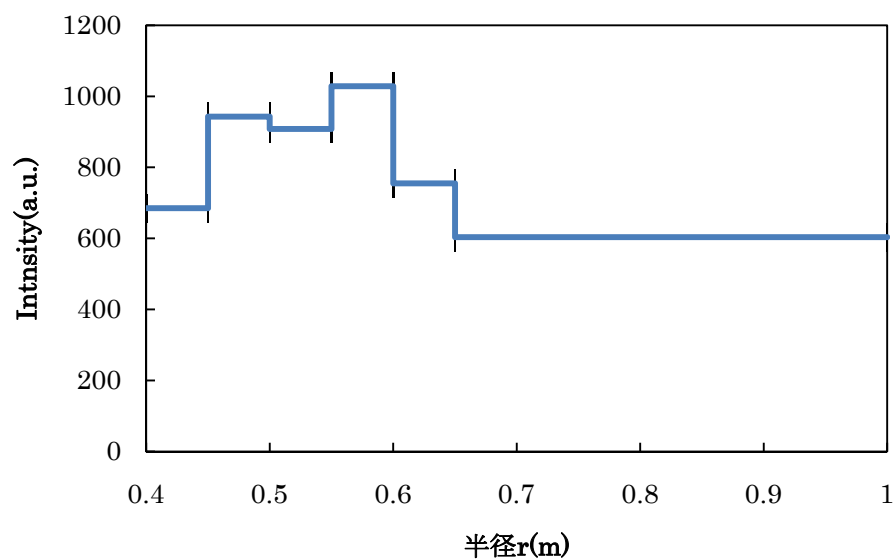


図 3.5.2 図 3.5.2 の発光強度の線積分値を径方向強度に変換した。

トロイダルに発光強度は一樣であり、

$r=0.40\sim0.45\text{m}$, $r=0.45\sim0.50\text{m}$, $r=0.50\sim0.55\text{m}$, $r=0.55\sim0.60\text{m}$, $r=0.60\sim0.65\text{m}$, $r=0.65\sim1\text{m}$ で発光強度が一樣として求めている。

発光強度は $r=0.55\text{m}$ あたりにピークをもつような分布となっている。

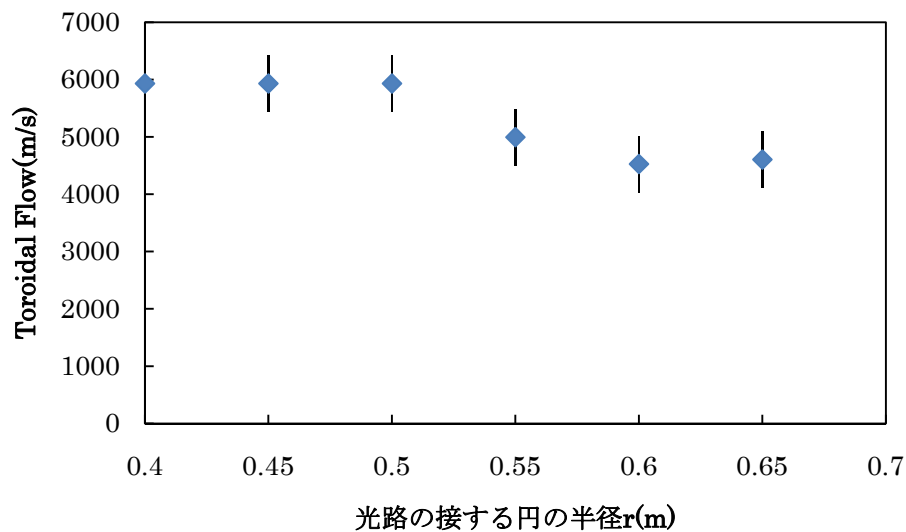


図 3.5.3 He(II)イオンのドップラーシフトによるトロイダルフローの径方依存
2,45GHz の ECHPower-10kW, 圧力 $2\times10^{-3}\text{Pa}$, 浮上なし

トロイダルフローは一樣で同じ方向に流れている。

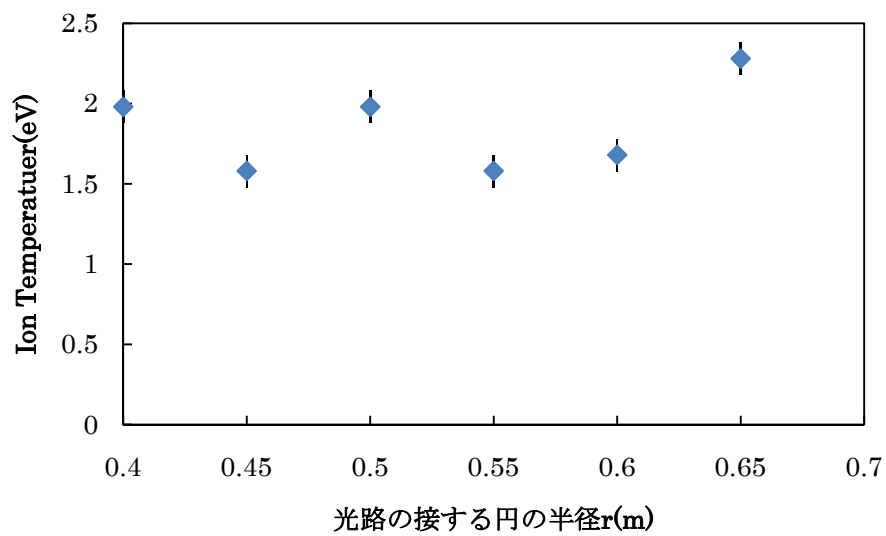


図 3.5.3 He(II)イオンのドップラーブロードニングで測定したイオン温度の径方向依存
2.45GHz の ECHPower-10kW 圧力 2×10^{-3} Pa 浮上なし

イオン温度の径方向分布はほぼ一様である。

4. 実験結果のまとめ

4.1 イオン温度とイオン閉じ込め

He プラズマ中の He(II)イオンのドップラーブロードニングで測定したイオン温度はガス圧力が低い方が高く、最大で $5\text{eV}(3 \times 10^{-3}\text{Pa})$ 。イオンのエネルギー閉じ込め時間を電子とのエネルギー緩和により測定されたイオン温度に上げるまでに必要なイオンのエネルギー閉じ込め時間は 0.2 。このエネルギー閉じ込め時間は主に中性粒子との荷電交換により決まる。RT-1 では少なくとも 0.1s 間、不安定性等によりエネルギーロスしないことがわかった。

H プラズマ中の不純物イオンの C(II)のイオン温度が最大で 18eV 程度あった。これは He の閉じ込め時間が荷電交換により決まっているが、炭素と水素の荷電交換の反応断面積はイオン温度が低い時(1keV 以下)、 $1 \times 10^{-16}/\text{cm}^3$ であるのに対し、He 同士の荷電交換の断面積は $1 \times 10^{-15}/\text{cm}^3$ であるため、He と比べて荷電交換しにくいと考えられる。

4.2 ICRH 加熱

300kHz の高周波をループアンテナに $I_{p-p}=2.5\text{A}$ 流した時に、RT-1 内部で大気中で測定した電界は $r=0.8\text{m}$ で $E_{p-p}=25\text{V/m}$ であった。

ループアンテナに 220kHz の高周波を流し電流 $I_{p-p}=35\text{A}$ をながし、プラズマのイオンサイクロトロンヒーティングを試みた。

電界は周波数に比例するため、電界は $E_{p-p}=256\text{V/m}$ となる。この電界のもつエネルギーは 0.4W/m^3 となる。

実際にプラズマをつけると、放電前後で電圧と電流の位相が変化した。電圧と電流がそろった純抵抗成分はプラズマが有る時が 2.9Ω 、ない時が 1.9Ω であった。この抵抗の増加がプラズマとのミューチャルインダクタンスの増加により発生したためだとして、そのエネルギーを求めると $I_{\text{rms}}=10\text{A}$ の電流を流したので 100W プラズマに吸収されたことになる。プラズマの閉じ込め時間が 0.05s なので、イオンの粒子数を 2×10^{16} とすると 16keV 上昇すると求まる。

He(II)のドップラーブロードニングの測定結果は ICRF かけた時はかけなかった時と比べて誤差の範囲 0.4eV 以上の上昇は見られなかった。

ループアンテナで観測した位相差は、プラズマとのミューチャルインダクタンスの増加でなく、プラズマの反磁性信号の影響を受けたため実際はほとんどなかったと考える。

また、RT-1 の配位では高温のイオンはミラートラップされ、磁気面に沿って赤道面上に移動することが考えられる。赤道面上にくると、内側にいた粒子が外側に輸送される。外側では磁場が弱いためイオンのジャイロ半径が大きく真空容器にぶつかるためイオンの閉じ込め性能がイオン温度を上げると下がっていることも考えられた。実際 He の発光量が RF をかけると減少し、その減少の仕方がガス圧が低い時の方が顕著であった。このことは、ガス圧が低いと荷電交換で決まるイオンの閉じ込め時間が長くなり、イオン温度が上がりやすくなり、イオンが真空容器にぶつかりやすくなり発光量が減ったと考えることができる。

ion 密度を $1 \times 10^{16}/\text{m}^3$ 、イオンのエネルギー閉じ込め時間を 0.05s なことから、真空中で測った電界のエネルギーからイオン温度の上昇を求めると、6eV 上昇となるが、実際のイオン温度の上昇は 0.4eV 以下であった。その原因は発生した電磁波のエネルギーが全てプラズマに吸収されたわけではないので、顕著な加熱が起きなかったと考える。

RF をかけると He(II)の発光量が減っていたことからプラズマが不安定になりイオンがロスしてしまっていることが考えられる。特に外側のイオンは加熱によりサイクロトロン半径は大きくなりロスした可能性がある。

また、アンテナが共鳴面から遠いため、共鳴面でエネルギーが伝わらなかった可能性がある。プラズマの波数をコントロールしていなかったので遅波による加熱が効率的に行えなかった可能性がある。

それをふまえ、今後のイオン加熱として、加熱パワーをもっと強くするということがひとつようだが、ミューチャルインダクタンスを大きくするため、アンテナを磁気面の内側につけることが重要だと考える。また、波の波数制御のため、アンテナを二つ設置し、位相をずらして、電流を流すことも重要と考える。アンテナから出るエネルギーは周波数の高周波化が有効と考える。

4.3 イオン流速

イオン流速はガス圧を下げると速くなりカーバチャードリフトと同じ方向に流れていた。ガス圧を下げるとイオン温度も上昇するので、イオン温度と流れの関係をプロットするとイオン温度に比例するようなイオン流速が観測された。流れの方向と大きさは、カーバチャー+ ∇B +反磁性 drift から予測されるものとおなじで、6eV で 8000m/s であった。現在はイオン流速がシアアルフベン速度と比べ、0.003 倍であるが、イオンの β が上が

るとプラズマが自発的に流れを形成し、温度を上昇させれば更に、流れを作るので、イオン温度が 100eV 以上になるとプラズマの圧力分布を変えるような流れができると予測された。その流れはプラズマの平衡を考える上で運動方程式のコンベクティブの項を無視できなくする。プラズマの内側で、水素プラズマ中の不純物イオンの C(II)はの発光からもとめた流れはカーバチャードリフトよりも速かったが、イオン温度が 10eV 以上に上がると、流速が大きくなっていないので、diamag に依存しない、ExBdrift 等が加わっていた可能性がある。その流れの速さは 4000m/s 程度である。その流れを $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトだと仮定すると、電場の方向が外側、つまり、コイルがプラスにチャージアップする方向に、400V/m 程度の電界が発生していたと評価される。

4.4 径方向分布

発光の線積分値に対して、トロイダル方向に発光強度は均一であるとして、各位置での発光分布を求めると、He(II)の発光強度は $r=0.55\text{m}$ をピークとするような発光分布であった。この発光分布はプラズマの圧力分布に依存していると考えられる。イオン温度、イオン流速は全体的にはほぼ一様な分布となっている。外側の流れはカーバチャードリフトと同じ大きさだが、内側ではカーバチャードリフトよりも速かった。

5. 結論

磁気圏プラズマ閉じ込め装置 RT-1 におけるイオン温度を He プラズマ中の He(II) のドップラーブロードニングにより計測すると、電子からのエネルギー緩和によりイオンは 5.5eV まで加熱されることがわかった。その加熱は荷電交換によってイオンがエネルギーロスのことでのバランスで決まっていた。荷電交換の時間は He ガスのガス圧が低い方が長く 1×10^{-3} で 0.1s であった。RT-1 では少なくとも 0.1s 間、不安定性等によりエネルギーロしないことがわかった。 $r=0.95\text{m}$ のところに設置したループアンテナに $I_{\text{rm}}=10\text{A}$ の 220kHz の高周波を流し、イオン加熱を行い、統計的揺らぎの 0.4eV 以下の加熱であった。プラズマの流れはカーバチャードリフト、 ∇B ドリフト、反磁性ドリフトと同じ方向に $r=0.65\text{m}$ でイオン温度 5.5eV 時に 6000m/s が発生し、イオン温度に比例しており大きさもカーバチャードリフトと同様であった。現在はイオン流速がシアアルフベン速度と比べ、0.003 倍であるが、イオンの β が上がるとプラズマが自発的に流れを形成し、温度を上昇させれば更に、流れを作るので、イオン温度が 100eV 以上になるとプラズマの圧力分布を変えるような流れができると予測された。その流れはプラズマの平衡を考える上で運動方程式のコンベクティブの項を無視できなくする。ドリフト速度の分布はカーバチャードリフト+ ∇B ドリフトが外側の方が内側より速い計算で求まるが、実際は内側も外側と同じ程度の流れが発生していたが、流れの速さがイオン温度に比例していなかったため diamag 由来以外の流れが同時に観測されたと考えられた。

6. 研究業績

水島龍徳、小野督幸、柴田俊充、利根川明、河村和幸
デタッチプラズマでの磁力線方向の熱流束の空間分布測定
日本物理学会 2008 年 3 月(近畿大学)

水島龍徳、林裕之、矢野善久、斎藤晴彦、森川惇二、吉田善章
磁気圏型プラズマ閉じ込め(RT-1)におけるトロイダル方向の流れ計測
日本物理学会 2009 年 3 月(立教大学)

水島龍徳、小林慎也、矢野善久、斎藤晴彦、森川惇二、吉田善章
磁気圏型配位でのイオン加熱とイオン温度計測
日本物理学会 2009 年 9 月(熊本大学黒髪キャンパス)

水島龍徳、小林慎也、矢野善久、斎藤晴彦、森川惇二、吉田善章
磁気圏型配位でのイオン加熱実験
日本物理学会 2010 年 3 月(岡山大学)

7. 謝辞

本修論をまとめるにあたって、実験に協力してもらった、吉田先生、森川先生、斉藤先生、D3の矢野先輩、M1の小林君、卒論生の酒井君等、多くの人の協力なしではできなかった。

特に、吉田先生には興味のもてるようなテーマを与えてくださったことに加え、実験中にどういうデータを次にとったらよいか、データをどう解釈すればよいか、どのような解析をおこなったらよいか等、多大なアドバイスをもらいました。学会の予稿を出す直前には何度も忙しい中予稿のチェックをしてもらうなど大変ご迷惑をおかけしました。また、就職活動がうまくいかずに焦っているときに、先生と話して気持ちが整理できたことが鮮明に記憶に残っています。食事の時は、いつもためになる話をしていただきまして、ありがとうございました。

森川先生には、実験に必要な電気工作に必要な基礎的知識を授けていただいたり、作った回路の動作チェックに協力してもらったりお世話になりました。また、実験前にクーリングタワーの掃除等お世話になりました。

斉藤先生には、安全に実験をすすめるためのオペレーションを行ってもらいました。また、加熱を行った時にプローブに揺動がでることを教えてもらい、加熱がうまくいっていない時に、勇気づけられました。

D3の矢野先輩には、補正コイルを作るときに、工作機器の使い方を教えてもらいました。また、回路工作している時に気にかけてもらったりしました。

TOSHIBAの水牧さんらには忙しいなか何度もrt-1のキャッチャーおよび昇降機の修理に足を運んでいただき、無事キャッチャーを直すことができました。

M1の小林君、卒論生の酒井君には私が計測した分光のイオン温度と比較するために、サーマルプローブを作って頂きました。また、彼らにRT-1のことを聞かれてうまく説明ができた時は実験がうまくいなくて喪失した自身を取り戻すことができました。

M1のフォーゲル君との会話は英会話の勉強になりました。

M2の川面君にはホームページやライブラリーを使いやすくすることや、論文読んで、わからないこと等をいっしょに考えました。

その他、沼沢さんや林さん、播磨さん、江本君、古川研、小川研、岡野研の方とも楽しい時間を過ごさせていただきありがとうございました。