

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 25 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
イオン閉じ込めと荷電交換の可視分光による評価

2014 年 1 月提出
指導教員 吉田 善章 教授

47126087 野上 智晃

論文要旨

磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1 におけるイオンの閉じ込め，原子分子過程，支配パラメータの理解を目的として，荷電交換反応と高温，低温電子が与える効果に着目して分光実験とモデル計算を行った。

RT-1 プラズマ中でのイオン価数の評価を近紫外，可視分光によって行った所，Ar IV の三階電離が検出可能な最大価数だった。また，今後の多価イオン研究に向けて重金属元素のプラズマ中へのドーピング実験を行った所，中性粒子とイオンからの発光を確認したものの一階電離以上の検出は達成できなかった。これは，電離・再結合のみを考慮したレート方程式を用いた価数分布の計算結果とは異なるものだった。この結果と先行研究にてイオンと中性粒子の荷電交換の影響について論じられていたことから，レート方程式に荷電交換の項を追加して実験パラメータに合わせた条件で価数分布の見積もりを行った。その結果，全ての条件において荷電交換が電離進行を妨げ，実験で検出された価数に近い分布を示した。併せて，高温電子が原子分子過程に与える効果について，電子成分を二成分に分けて取り入れた式で評価した。すると，高温電子を加えた場合には実験で検出されている以上の価数分布が予測された。検出できていないだけという可能性もあるが，高温電子の寄与自体が小さいと考えられる。大きく見積もられた原因は高温電子温度の過小評価，高温電子密度の過大評価にあると考えている。

イオンの閉じ込めと荷電交換について調べるために He I スペクトル強度比による低温電子温度及びドップラー広がり，シフトによるイオン温度，流速の同時計測を行った。特に水素プラズマ中の He II と C III の評価に注力した所，イオン温度，流速共に低温電子温度に対してほぼ線形な分布をとった。これは，イオン温度が低温電子からの熱緩和によって決定され，イオン温度によってイオンのドリフト速度が決定されていることを意味する。流速のイオン温度分布がドリフト速度の径方向の依存性に対してイオン価数ごとに異なる傾向を見せており，イオンの空間分布の情報を示唆していると考えられる。ここで得られた電子，イオン温度を用いて，エネルギー緩和時間を基にイオン閉じ込め時間 τ_C と荷電交換スケール τ_n の評価を行った。その結果，「閉じ込め時間は荷電交換によって決定される」という仮説を説明しうる結果は得られなかった。その原因の一つに中性粒子密度の過大評価が考えられる。 $\tau_C = \tau_n$ と仮定して，そこから中性粒子密度を逆算した所，実験結果からの見積もりと大きな所で一桁程度開きがあった。この中性粒子密度を用いて上述した荷電交換を考慮した価数分布計算を行った所，元の密度の結果とあまり変わらなかった。このことから，中性粒子密度の過大評価の可能性が高いと推測され，RT-1 プラズマにフィックスしたレート方程式を解く等して適切な評価を行うことで閉じ込め時間と荷電交換の関係の説明が可能になると考えられる。

目次

第 1 章	研究背景	1
1.1	RT-1 における高 β プラズマ生成	1
1.1.1	先進核融合と高 β プラズマ	1
1.1.2	イオン加熱による流れの駆動	1
1.2	RT-1 における多価イオン生成	3
1.2.1	多価イオン源としての RT-1	3
1.2.2	電子サイクロトロン共鳴イオン源 (ECRIS)	7
1.3	RT-1 プラズマ中の荷電交換反応	8
1.4	研究目的	9
第 2 章	実験装置および計測装置	11
2.1	磁気圏型プラズマ実験装置 RT-1	11
2.1.1	RT-1 での計測装置	15
2.2	可視, 近紫外分光システム	15
2.2.1	ツェルニーターナー型分光器	16
2.2.2	受光系	19
2.2.3	計測データの取得, 校正および解析	21
2.3	重金属元素ドーピング手法	21
第 3 章	実験, 数値計算結果	23
3.1	RT-1 プラズマ中のイオン価数調査	23
3.2	可視分光によるイオン温度・流速計測 (He II , C III , Ar II)	26
3.2.1	イオン温度評価	26
3.2.2	イオン流速評価	33
3.3	He I スペクトル強度比計測による電子温度評価	44
3.4	電離段階時間発展数値計算	53
3.5	RT-1 プラズマへの重金属ドーピング実験	57
第 4 章	考察	62
4.1	イオン閉じ込め時間と荷電交換時間評価	62

4.2	実験・計算結果からの総合評価	68
4.2.1	イオンのパラメータ決定要因	69
4.2.2	中性粒子密度及び荷電交換反応	75
第 5 章	結論	77
	参考文献	78
	研究業績	80
	謝辞	81

目 次

1.1	木星磁気圏プラズマの理論モデル.	3
1.2	(a) 太陽からの Fe XIII スペクトル, (b) Fe XIII スペクトル強度比 (203.8Å/202.0Å)[7]. 6	
1.3	Golovanivsky plot;ECH プラズマ源で生成が予測されるイオン (電子温度, 密度, 閉じ込め時間)[15].	6
1.4	ECR イオン源および磁場構造に関する模式図 [17].	7
1.5	He プラズマ中イオン He II の閉じこめ時間 τ_c , 荷電交換時間 τ_n の封入ガ ス圧依存性 [18].	8
2.1	RT-1 の外観.	12
2.2	RT-1 の断面図, 浮上系 [22].	13
2.3	(a)RT-1 の内部, (b)RT-1 で生成されたプラズマ.	14
2.4	ツェルニーターナー型分光器概念図.	16
2.5	ツェルニーターナー型分光器; (a) 1 m, (b) 0.35m.	17
2.6	計測光路: (赤線) 1m 分光器 (イオン詳細計測), (橙部) 0.35m 分光器 (He I 強度比計測), (青枠) 0.35m 分光器 (イオン価数調査, Mo ドープ).	19
2.7	分光受光部; (a) 近紫外光計測用ポート (0.35 m 用), (b) 可視領域メイン ポート (0.35m, 1m 同時計測可能).	20
2.8	ターゲット形状別ドープ位置 (赤, 青色の実線は計測光路).	22
3.1	単一電子温度, 密度時のイオン価数分布計算結果; (a) Ar, (b) C. $dN_Z/dt =$ $N_e S_{Z-1} N_{Z-1} - N_e (S_Z + \alpha_Z) N_Z + N_e \alpha_{Z+1} N_{Z+1}$	24
3.2	(a) H 放電時の C III スペクトル例, (b) Ar 放電時の Ar IV スペクトル例.	25
3.3	水素プラズマ中のイオン温度のマイクロ波出力依存性; (a) He II, (b) C III (磁気浮上状態, 封入ガス圧力 3.9mPa).	29
3.4	水素プラズマ中のイオン温度の封入ガス圧力依存性; (a) He II, (b) C III (wfl; 磁気浮上, wofl; コイル支持, マイクロ波出力 40kW).	30
3.5	アルゴンプラズマ中のイオン温度の封入ガス圧力依存性; (a) He II, (b) C III, (c) Ar II (磁気浮上状態, マイクロ波出力 40kW).	31

3.6	アルゴンプラズマ中のイオン温度の封入ガス圧力依存性; (a) He II, (b) C III, (c) Ar II (コイル支持状態, マイクロ波出力 40kW)	32
3.7	ヘリウムプラズマ中のイオン温度の封入ガス圧力依存性; He II (磁気浮上状態, マイクロ波出力 10kW)	33
3.8	水素プラズマ中のイオン流速のマイクロ波出力依存性 (磁気浮上状態, 封入ガス圧力 3.9mPa)	35
3.9	水素プラズマ中のイオン流速の封入ガス圧力依存性; (a) He II, (b) C III (wfl; 磁気浮上, wofl; コイル支持, マイクロ波出力 40kW)	36
3.10	アルゴンプラズマ中のイオン流速の封入ガス圧力依存性; (a) He II, (b) C III, (c) Ar II (磁気浮上状態, マイクロ波出力 40kW)	37
3.11	アルゴンプラズマ中のイオン流速の封入ガス圧力依存性; (a) He II, (b) C III, (c) Ar II (コイル支持状態, マイクロ波出力 40kW)	38
3.12	ヘリウムプラズマ中のイオン流速の封入ガス圧力依存性; He II (磁気浮上状態, マイクロ波出力 10kW)	39
3.13	RT-1 プラズマ中における 1eV の温度を持つ粒子の Curvature Drift と Grad-B Drift, Diamagnetic Drift の径方向分布 (セパトロクス配位)	40
3.14	磁気浮上プラズマにおけるイオン流速のイオン温度依存性; (a) H 放電 40kW, (b) Ar 放電 40kW, (c) He 放電 10kW.	41
3.15	イオン温度, 流速計測まとめ (磁気浮上) ; (a) 反磁性電流値分布, (b) 電子密度分布, (c) 中性粒子密度分布.	43
3.16	原子イオンの衝突輻射モデルで考慮する原子過程の模式図.	44
3.17	(a) He I エネルギー準位図, (b) 728.1 nm/706.5 nm スペクトル強度比, 電子温度・密度分布.	47
3.18	電子温度分布 (wfl 磁気浮上, wofl コイル支持) ; (a) マイクロ波出力 (ガス圧: H 3.8mPa, He 2.8mPa), (b) 封入ガス圧力, 封入ガス種 (H, Ar) 依存性 (マイクロ波出力 40kW)	49
3.19	水素プラズマ電子温度径方向分布; (a) 磁気浮上状態, (b) コイル支持状態.	50
3.20	水素プラズマにおける (a) イオン温度, (b) 流速の低温電子温度分布 (wfl: 磁気浮上, wofl: コイル支持)	52
3.21	C 電離時間発展計算例.	53
3.22	水素プラズマ中の C 価数分布; (実線) 荷電交換含む, (破線) 荷電交換無し.	55
3.23	水素プラズマ中の C 価数分布; (実線) 高温電子無し, (破線) 高温電子含む.	56
3.24	ドーブ実験時の光路 (赤: 1 m 分光器, 青: 0.35 m 分光器) と試料導入路.	58

3.25	ドープに用いたモリブデンターゲット;(a)メッシュ (ドープ前), (b)メッシュ (ドープ後), (c)薄板 (ドープ前), (d)薄板 (ドープ後), (e)棒 (ドープ後)	59
3.26	1m 分光器による Mo I スペクトル検出;(a)Mo I スペクトル例 (1)379.825 nm, (2)386.411 nm, (3)390.296 nm, (b)Mo I 発光分布.	60
3.27	0.35m 分光器による Mo I, II スペクトル検出;(a)Mo ドープ成功時の近紫外領域からの発光 (マスク領域は 1m 分光器により計測) (b)Mo I, II 発光領域, (c)Mo I 発光領域	61
4.1	イオン閉じこめ時間各種分布;(a)磁気浮上水素プラズマ中でのマイクロ波出力分布, (b)水素プラズマ中での封入ガス圧力分布, (c)アルゴンプラズマ中での封入ガス圧力分布. wfl は磁気浮上状態, wofl はコイル支持状態を表す.	65
4.2	イオン閉じこめ時間・荷電交換時間封入ガス圧分布;(a)He II, (b)C III (磁気浮上状態).	66
4.3	イオン閉じこめ時間・荷電交換時間中性粒子密度分布;(a)He II, (b)C III (磁気浮上状態).	67
4.4	本研究のダイアグラム.	68
4.5	H プラズマ, Ar プラズマにおける各パラメータの磁気浮上の有無の効果.	69
4.6	H プラズマでの高温・低温電子閉じこめ時間 (τ_{eh}, τ_{ec}) とイオン閉じこめ時間比較;(a)磁気浮上状態, (b)コイル支持状態.	72
4.7	Ar プラズマでの高温・低温電子閉じこめ時間 (τ_{eh}, τ_{ec}) とイオン閉じこめ時間比較;(a)磁気浮上状態, (b)コイル支持状態.	73
4.8	H・Ar プラズマでの高温・低温電子閉じこめ時間 (τ_{eh}, τ_{ec}) と再結合時間 $\tau_{Re} = 1/Re_Z Ne$ 比較;(a)H プラズマ, (b)Ar プラズマ (wfl:磁気浮上, wofl:コイル支持).	74
4.9	(a) 実験結果から算出した中性粒子密度と $\tau_C = \tau_n$ の仮定から求めた中性粒子密度, (b)(a) の密度を利用した低温電子のみ荷電交換を含む価数分布, (c)(a) の密度を利用した電子二成分荷電交換を含む価数分布.	76

表 目 次

2.1	1 m ツェルニーターナー型分光器	17
2.2	1 m ツェルニーターナー型分光器用 CCD 検出器	18
2.3	0.35 m ツェルニーターナー型分光器（刻線数 2 種類×中心波長 2 種類の 計 4 つのグレーティングを搭載）	18
2.4	0.35 m ツェルニーターナー型分光器用 CCD 検出器	18
3.1	電離段階評価の際の放電条件変更に伴う電子密度・温度，閉じ込め時間の 変化.	24

第1章 研究背景

1.1 RT-1 における高 β プラズマ生成

1.1.1 先進核融合と高 β プラズマ

現在、建設が進められている国際熱核融合炉 ITER は D-T 反応を発生させ、核融合発電の実証実験を行うことを目的としている。想定されている D-T 反応は比較的低温で起こすことが出来るため、最初に達成すべき目標とされているが、反応過程で中性子が発生して装置が放射化する問題がある。そこで、将来的に期待されるのが中性子の発生が少ない、D-D 反応と中性子が発生しない $D - ^3\text{He}$ 反応である [1]。D-T, D-D, $D - ^3\text{He}$ の順に反応条件が厳しくなり、より高温なプラズマを閉じ込める必要がある。しかしながら、ITER を含めて最も研究が進んでいるトカマク方式で D-D, $D - ^3\text{He}$ 反応を達成するには D-T 炉以上の強磁場が必要となるため、工学的に課題が大きくかつ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損失も問題となり、障壁は非常に大きい。そのため、弱磁場で高温のプラズマを閉じ込めるのが理想的である。しかしながら、弱磁場で高温プラズマ閉じ込めではプラズマの自由エネルギーを小さなエネルギーで束縛しなければならず、安定な制御が難しくなる。この自由エネルギーと束縛エネルギーの割合を $\beta = 2p\mu/B^2$ という無次元量で評価しており、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% を超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。このように磁気圏型閉じ込めでは高 β プラズマの閉じ込めが可能であり、磁気圏型プラズマ装置による核融合炉の概念も提唱されており、先進核融合の候補の一つとして研究が行われている [2]。

1.1.2 イオン加熱による流れの駆動

磁気圏型プラズマ閉じ込め装置 RT-1 では電子サイクロトロン共鳴加熱 (ECRH) によってプラズマを生成しており、電子 β が局所的に 90% を超えるような高 β プラズマ生成を達成している。RT-1 中には ECRH による加熱の結果、高温と低温電子の二成分

が存在していることが分かっており、高 β プラズマの主成分である高温電子については電子温度が数十 keV 程度、閉じ込め時間が数百 ms 程度であることが実験的に明らかとなっており、高 β 値の達成と共にその物理量、振る舞いについての理解も進んでいる。一方、低温電子についても閉じ込め時間の評価は進んでおり、数 ms – 数十 ms 程度であることが分かっているが、温度については実測値が乏しい。電子 β の研究については上述したような高電子 β が得られ、その理解も深まってきている。そこで、現在はイオンの高 β 化を目指して研究が行われている。ECRH によって生成されたプラズマではイオンは直接外部からエネルギーを受け取ることはなく、電子からのエネルギー緩和によって加熱されていると考えることが出来る。この時、高温電子との緩和時間が放電時間より十分に長いことから高温電子からのエネルギー緩和の効果は小さく、バルクとして存在する低温電子からのエネルギー緩和が主体であると仮定している。実際に分光によるドップラー広がりによる温度計測とファラデーカップによる温度計測で、イオンは高温電子に比べて低温の数 eV – 数十 eV 程度であると評価されている。

イオン β の研究の目的はイオンサイクロトロン共鳴加熱 (ICRH) を ECRH と同時にプラズマに導入することでイオン温度を上げ、イオン β の向上を達成し、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行うことである。電子は質量が小さいため、プラズマ自身の流れが形成されないため、イオンの流れが必要となる。RT-1 ではイオン温度に比例してドリフトが誘起されるため、イオン加熱の結果としてイオン流速の増加が得られる。イオン流速を増大させることで到達するダブルベルトラミ平衡では流れが圧力と平衡となり、最小の磁場でプラズマの閉じ込めが可能になる、即ち高 β プラズマの閉じ込めが可能になると予測している [3][4][5]。さらに、高 β プラズマが生成されることで流れが発生し、その流れが圧力分布を急峻にすることでより $\beta > 1$ を満たすような超高 β なプラズマが実現できると予測されている (図 1.1)。

このようにイオン β を向上させることによって、 β のさらなる上昇が達成されるとともに、誘起される流れ場の観測という点においても有益な成果が得られる。しかしながら、ファラデーカップによる計測や分光による広がり計測によって、温度や流速に関する知見は得られ始めているものの、イオンの閉じ込めや原子分子過程、空間分布等、明らかとなっていないことが多いのが現状である。そのため、加熱を行うにあたってイオン温度、流速分布や熱損失、電子との緩和過程を理解することは研究の進展に繋がると考えられる。

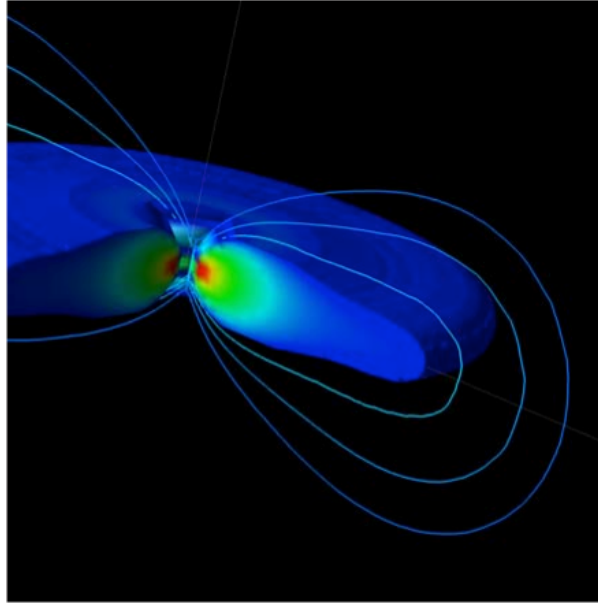


図 1.1: 木星磁気圏プラズマの理論モデル.

木星磁気圏では高速回転する高圧力プラズマが閉じ込められている.

<http://www.ppl.k.u-tokyo.ac.jp/research.html> より引用.

1.2 RT-1 における多価イオン生成

1.2.1 多価イオン源としての RT-1

多価イオンとは二価以上の正イオンを指し、一般に高温のプラズマ中に存在しており、他の物質とは異なる興味深い性質を示す.

多価イオンは核融合プラズマ研究において、ダイバータからコアプラズマへと流入するタングステン多価イオンがX線放射による温度低下をもたらし、核融合を阻害するものとして注目されてきた [6]. 今でも流入を防ぐためのダイバータへの流入エネルギー軽減手法や発光分光によるプラズマ診断のための原子データの収集、輸送解析等と様々なアプローチで研究が行われている. しかしながら、原子番号の大きな Hi-Z 多価イオンに関しては理論構築、実験に依る生成・観測が難しいため、原子データ、物理モデル共に乏しくプラズマ中での輸送解析を行うのも難しいのが現状である.

また、太陽のような高エネルギー天体の観測にも多価イオンの情報は不可欠である. 天文学においては宇宙プラズマに対して実験室プラズマの研究者が行うような能動的な計測を行うことは難しく、受動的な分光計測に頼らざるを得ない. 高温のプラズマを有する天体からは多価イオン由来のスペクトルが放出されるため、原子データ、物理モデルの充実は直接的に観測領域の拡大に繋がる. 実際に観測衛星「ひので」を使った Fe XIII からのスペクトル強度比の計測、解析から電子密度の評価が行われている (図 1.2) [7].

本研究でも 3.3 節にて同様のモデルを He I に適用して電子の情報の評価を行っているが、原子データが充実している中性粒子や低価数のイオンに比べて原子データ及びモデリングの精度向上が研究の進展に大きく寄与しうる。

ここまでは多価イオンの弊害や計測対象と多価イオン自身の特徴でなく、多価イオンの先にあるものを対象とした話であったが、他方で多価イオン自身が持つ特性が物理的、工学的にも有用であることが知られており、代表的な特徴として次の 3 点が挙げられる [9]。(1) 非常に強いクーロン力を持つこと、(2) 大きなポテンシャルエネルギーを持つこと、(3) 多彩なスペクトル線を持つこと、である。強力なクーロン力は残っている少数の電子に対して数に変化のない原子核中の陽子が持つ引力が優位に働くためであり、その力によって電子が光速に近い速さに到達し、相対論効果や量子電磁気学的効果 (QED) が現れるようになり、物理的な興味、関心が寄せられている [10]。ポテンシャルエネルギーは価数が高まるごとに大きくなり、他の原子、イオンから強力に電子を剥ぎ取ることが出来る。さらに個々のイオンが局所的に影響を与えるので、原子サイズレベルの微小領域の改変に効果があり、半導体プロセスの物理エッチングへの応用等が検討されている [11]。スペクトル線の豊富さについては単純に周期表に並ぶ元素それぞれに原子番号分の原子状態が存在しているので、その分放射スペクトルが増大するということである。必要とする波長に対して、元素・価数を選択すれば求める光源を構成できるようになるため、工業的にも物理学的にも有用である。とりわけ、エネルギー的に高励起状態にあるため、放出するスペクトルが紫外領域に豊富に存在しており、半導体プロセスの光源への応用が研究されている [11]。このように、プラズマ中の不純物として研究が始まった多価イオンであるが、それらの基礎研究を通して様々な魅力が明らかになり、多方面の応用研究に広がりつつある。[12][13][14]。しかしながら原子分子データが十分であるとは言えず、実験と理論の両面からの研究が世界的に行われている。

世界で利用されている多価イオン源は大きく四種類に分類することが出来ると考えられる。それは、核融合プラズマ実験装置と加速器及びビームイオントラップ、そして電子サイクロトロン共鳴イオン源 (ECRIS) である。核融合プラズマ実験装置では超高温のプラズマ中にガスパフやペレットを投入することで試料の電子雲を生成し、プラズマ中の高温電子の衝突電離によって多価イオンを生成する。大光量が得られるため、高分解能であるというメリットを持つが、大規模な運転を必要とし、かつパラメータの微調整が難しいといったデメリットも持っている。加速器はイオンを十分に加速した後に炭素等の薄膜を通過させることで多数の電子が剥ぎ取られて多価イオンの生成が行われる。薄膜への入射エネルギーが多価イオンの価数を決定する主要なパラメータの一つであるが、一般に数 MeV/u-数百 MeV/u のエネルギーが必要であるため、大規模な加速器が必要となる。次に電子ビームイオン源 EBIT は電子ビームのポテンシャル中にイオンがトラップされることで電子ビームの逐次衝突を受けて多価イオンとなる。大まかには電子

ビームのエネルギーの選択によって価数を決定することが可能であり、高精度な計測が可能である。ECRIS はミラー磁場と多極磁場を重畳することにより形成される極小磁場配位のもとでプラズマを長時間閉じ込め、ECRH で加熱された電子によって逐次電離を進めるイオン源である。ECRIS は、超高真空下での運転ではないため、EBIT ほどの価数には到達できないが、引き出せるイオンビームの量は大きい。

このような分類の下、RT-1 はどの装置に近い能力を有しているのだろうか。高温電子が優勢であるという考えのもと、到達可能な価数を見積もってみる。原子の電離過程で重要になる物理量は電子温度 (T_e)、電子密度 (N_e)、閉じ込め時間 (τ) である (図 1.3) [15]。電子密度は核融合プラズマに比べて小さいものの、電子温度は高温電子で数十 keV 程度、電子密度は $1 \times 10^{11} \text{m}^{-3}$ 、イオン閉じ込め時間は 0.1 s オーダーであることから、核融合プラズマレベルの電離段階は難しくとも中程度のイオンを生成するポテンシャルを有していると考えられる。図中ではおおよそ Ne^{10+} , Ar^{16+} 等が予測される。このことから核融合プラズマではオーバースペックで対応できない領域の多価イオンについて研究を行うことができると考えられる。装置の形状や設計理念としては核融合実験装置が最も近い分類ではあるが、プラズマの生成方法としては ECRIS が近い。そこで、次節で ECRIS における原子分子過程について紹介する。

RT-1 を多価イオン源として利用して多価イオン研究を行うことによって原子データの収集と共に磁気圏型プラズマにおけるイオンの振る舞いの理解に貢献できると考えられる。価数は低いものの、Voyager による木星探査によって S III, S IV といった二価以上のイオンが観測されており、このような粒子の運動について観測だけでなく実験室での研究が可能となる [16]。しかしながら、RT-1 プラズマで多価イオンの生成は可能であるのか、現状でどの程度電離が進行しているのか、どのような原子分子過程が形成されているのかといったイオンに関する基本的な情報が分かっていない。そのため、まずは RT-1 プラズマ中でのイオン価数分布やその物理モデルの理解が必要となる。

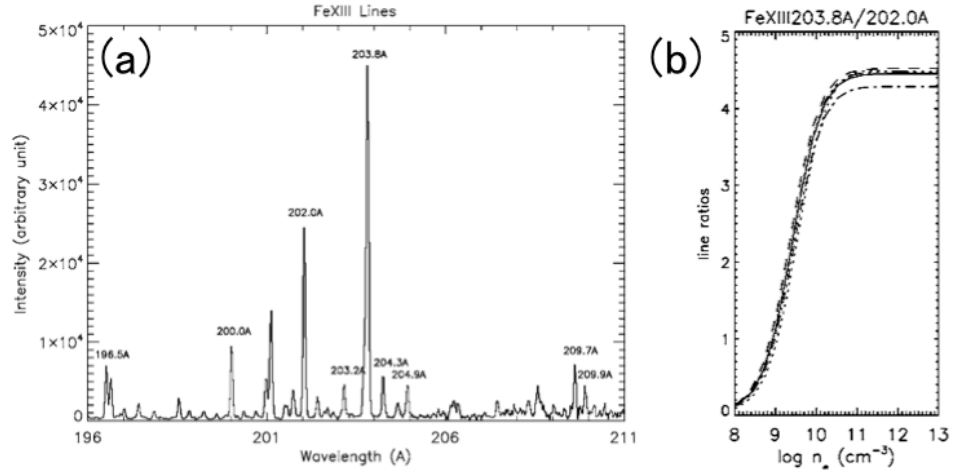


図 1.2: (a) 太陽の Fe XIII スペクトル, (b) Fe XIII スペクトル強度比 (203.8A/202.0A)[7].
T.Watanabe, et al.,Astrophys. J. 692(2009)1294-1304. より引用.
鉄の十二価のイオンからの紫外光強度比を用いて, 電子密度を評価している.

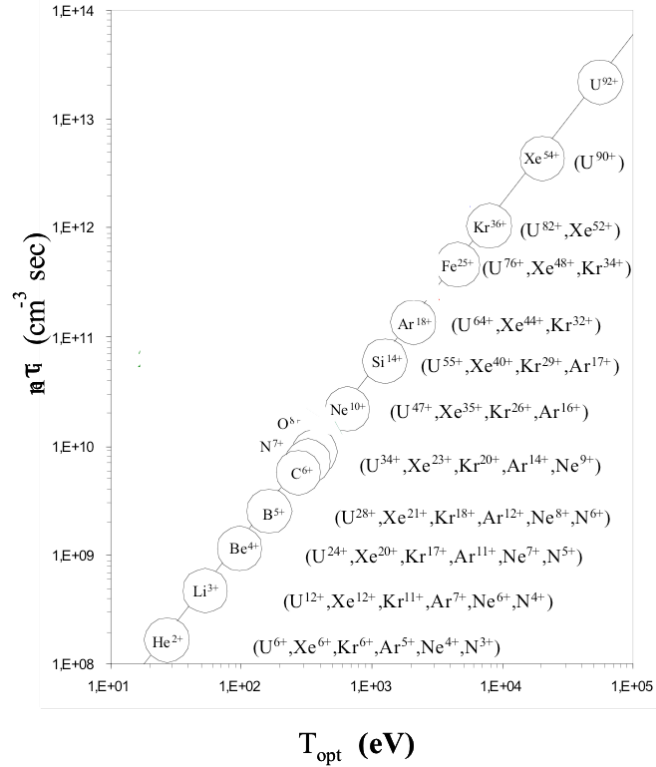


図 1.3: Golovanivsky plot;ECH プラズマ源で生成が予測されるイオン(電子温度, 密度, 閉じ込め時間)[15]. S. Gammino,Cyclotrons and Their Applications 2007 より引用. RT-1 プラズマでの高温成分 ($T_{\text{eh}} = 30\text{keV}$, $n_e = 1 \times 10^{11}\text{m}^{-3}$) とイオンの閉じ込め時間 ($\tau_i = 0.1\text{s}$) から見積もると, おおよそ Ne^{10+} , Ar^{16+} 等が予測される.

1.2.2 電子サイクロトロン共鳴イオン源 (ECRIS)

ECR イオン源は核融合プラズマの研究から産み出されたもので、現在では大強度多価イオンビーム供給装置として様々な分野で利用されている。原理としては単純でミラー磁場と多極磁場の合成磁場中に ECR プラズマがトラップされ、逐次電離によってプラズマ中のイオンの価数を高くするというものである。構造的には閉じ込め手法を除いて、RT-1 と同様と考えて良い。多価イオンビーム生成用 ECR イオン源のプラズマは RT-1 プラズマと同様に数 keV 以上の高温電子と低温イオンが混在している点でも一致する。ガス圧の増加とともに電子温度・閉じ込め時間の低下、電子密度の増加が見られ、イオン価数が低下する傾向にあり、RT-1 プラズマでも同様の傾向が見られる [17]。このように装置構成は異なるものの、プラズマの特性は非常によく似ており、原子分子過程についても同様である可能性がある。

ECRIS での Z 価のイオンのレート方程式は次式で表されることが分かっている [19][20]。

$$\begin{aligned} \frac{dN_Z}{dt} = & N_e \langle \sigma v \rangle_{Z-1 \rightarrow Z}^{ion} N_{Z-1} - N_e \langle \sigma v \rangle_{Z \rightarrow Z+1}^{ion} N_Z \\ & + N_0 \langle \sigma v \rangle_{Z+1 \rightarrow Z}^{cx} N_{Z+1} - N_0 \langle \sigma v \rangle_{Z \rightarrow Z-1}^{cx} N_Z - \frac{N_Z}{\tau_Z} \end{aligned} \quad (1.1)$$

ここで、 N_Z , N_e , N_0 がそれぞれ Z 価のイオン密度、電子密度、中性粒子密度を、 $\langle \sigma v \rangle_{Z \rightarrow Z+1}^{ion}$, $\langle \sigma v \rangle_{Z-1 \rightarrow Z}^{cx}$ がそれぞれ電離速度係数、荷電交換速度係数を、 τ_Z が Z 価のイオンの閉じ込め時間を表す。このように再結合過程の代わりに荷電交換が電離を妨げる項として加えられている。かつ、図 1.3 で示したように閉じ込め時間も価数の決定には考慮すべき事柄と考えられている。また、高温電子の温度についての研究も行われており、過度にエネルギーを加えすぎると温度が上昇しすぎて電離に寄与しなくなるため、目的とするイオン価数に合わせた出力調整が必要になるとされている。このように ECRH 加熱により生成される RT-1 プラズマと似たような性質を数多く持っていることから、荷電交換と高温電子の考え方については参考にする必要があると考えられる。

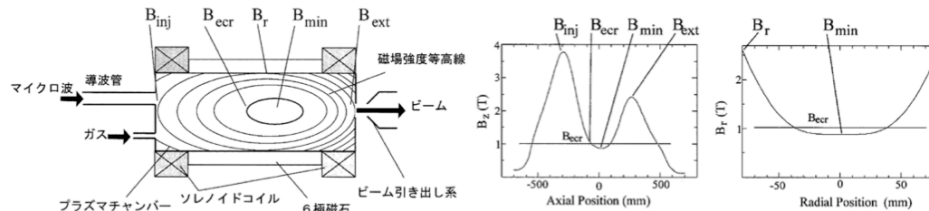


図 1.4: ECR イオン源および磁場構造に関する模式図 [17].

ミラー磁場と多極磁場の重畳により形成される極小磁場配位にトラップされた ECR プラズマの逐次電離により、多価イオンを生成する。

T. Nakagawa, J. Phys. Soc. Jpn. **62**(2007)329. より引用。

1.3 RT-1 プラズマ中の荷電交換反応

イオンについての先行研究はファラデーカップによるイオン温度計測の他に可視分光を用いて行われており，その中で中性粒子がイオンのパラメータを決定するということが示唆されている（図 1.5） [18]．He プラズマ中の He II に対してイオン温度計測と中性粒子密度評価からイオンの閉じ込め時間を低温電子とのエネルギー緩和時間から評価した所，封入ガス圧力（中性粒子密度）に対して強い依存性を示した．同時に中性粒子との荷電交換時間を評価して閉じ込め時間と比較した所，閉じ込め時間に沿うような結果が得られている．このとき，中性粒子密度は電子密度と同程度であると評価されている．この結果から RT-1 プラズマではイオンの閉じ込めは中性粒子との荷電交換によって決定することが示唆されている．

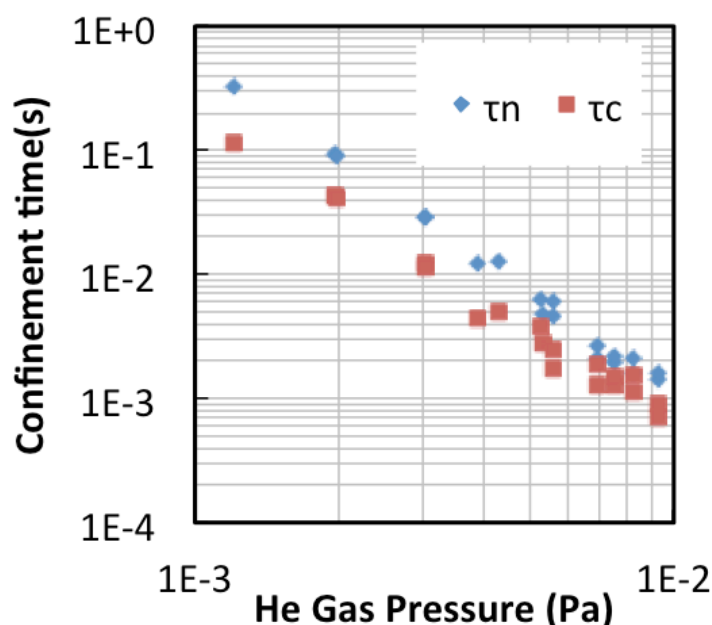


図 1.5: He プラズマ中イオン He II の閉じこめ時間 τ_c ，荷電交換時間 τ_n の封入ガス圧依存性 [18]．

可視分光によるイオン温度評価及び干渉計から得た電子密度の評価を基に閉じこめ時間と荷電交換を評価している．荷電交換反応は $\text{He} + \text{He}^+ \rightarrow \text{He}^+ + \text{He}$ を想定している．どちらも封入ガス圧に強い依存性を示し，かつ τ_c が τ_n に沿って推移していることから，荷電交換がイオンの閉じこめを決定することが示唆されている．水島龍徳，東京大学院修士論文（2010）より引用．

電離度が90-99 % のように高い場合では放電前に封入しているガスの粒子はもとの密度の数%程度であり、わずかなものであるように思えるが、RT-1の電子密度領域 (10^{17} - 10^{18}m^{-3}) ではその残留中性粒子密度が電子密度と同程度の値をとりうる。そのため、電子とイオンだけでなく、中性粒子も RT-1 プラズマ中で重要なパラメータとなりうると推測される。

また、RT-1 プラズマでの典型的な電子密度は $1 \times 10^{17} - 7 \times 10^{17}\text{m}^{-3}$ (線平均密度) である一方で、封入ガス圧力から見積もることの出来る放電前の中性粒子密度は $2 \times 10^{17} - 2 \times 10^{18}\text{m}^{-3}$ と明らかに中性粒子密度の方が大きい条件であると考えられる。そのため、特にガス圧力が高い条件の場合には中性粒子が大量に存在する可能性は高い。原子分子過程に関して ECR イオン源に関するモデリングにおいて荷電交換が電離を妨げる項として組み込んで電離平衡の評価が行われており、RT-1 でも中性粒子 (荷電交換) の寄与は検討すべき事柄である。以上のことから、イオンが電子だけでなく荷電交換のような中性粒子との反応がイオンの挙動を決定しうる事が推測されており、原子分子過程や閉じ込め機構の解明に際して考慮すべき要素であると言える。

1.4 研究目的

多価イオン研究とイオン加熱研究について共通する課題に支配パラメータや原子分子過程、閉じ込め等のイオンに関する基礎的な知見を得ることが挙げられる。イオンの理解の切り口として先行研究で得られた知見から荷電交換を取り上げ、荷電交換がイオン閉じ込め、原子分子過程に与える効果に注目して研究を行った。また、電子は熱緩和や電離過程においてイオンに大きな影響を与える要素の一つであるため、イオンと併せて評価を行う必要がある。高温と低温の二成分の電子が RT-1 プラズマには存在しているが、高温電子のイオンとのエネルギー緩和時間は数百秒と放電時間よりも非常に大きいことから高温電子の寄与は大きくないと考えられるので、特に低温電子とイオンの関係に注目する。ECH プラズマ中ではイオン温度は電子からの熱緩和によって決定されと考えられており、RT-1 プラズマでは低温電子からの熱緩和が主であると仮定できる。しかしながら、低温電子温度の実測値は真空容器壁面の温度であり、コアプラズマでは未だなされていない。そのため、本研究では衝突輻射モデルに基づく可視分光による計測を試みた。高温電子の温度については X 線計測による実績があり、閉じ込めの理解も進んでいるため実験での計測は行っていないが、原子分子過程における役割は明らかになっていない。そこで、荷電交換の評価と併せて高温電子が原子分子過程に与える効果についての調査も行っている。他にも、将来の多価イオン研究のために、あるいは重金属イオンの輸送解析の研究のために、RT-1 プラズマへの重金属元素ドーピングの可否、金属粒子の輸送の様子の調査を試みた。

以上のように、荷電交換と高温、低温電子が与える効果に着目して近紫外・可視分光とモデル計算を用いて、RT-1 プラズマ中のイオンの閉じ込め、原子分子過程、イオンの支配パラメータの理解を目的として本研究を行った。

以下、第二章では実験装置と計測装置、重金属導入システムについて述べる。第三章では初期実験として行ったイオン電離段階調査、荷電交換の効果の評価を試みるために行ったイオン温度計測及び He I スペクトル強度比計測、RT-1 での重金属元素のドーピング及び輸送や電離の評価を目指して行ったドーピング実験、原子分子過程の理解を目指して行った数値計算について述べる。第四章では実験・数値計算結果についての考察を述べる。第五章で結論を述べる。

第2章 実験装置および計測装置

2.1 磁気圏型プラズマ実験装置 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作られたコイルを He gas で 30 K 以下まで冷却し、250 kAturn の電流を励磁して永久電流状態にした後に冷却系を切り離して実験を行っている（図 2.2）[21]。低温超伝導材を使った実験装置はコイル内部に冷媒として液体 He を入れるが、RT-1 は高温超伝導材を使用しているためコイルケース内に He を入れない。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中心位置まで移動させた後に支持状態と磁気浮上状態の 2 通りの状態で実験を行っている。以後この超伝導コイルのことを浮上コイルと呼ぶ（図 2.3）。

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吊り上げコイル（系半径 $a_2 = 0.4\text{m}$ ）に 30 kAturn 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吊り上げコイルの電流をフィードバック制御することで浮上コイル位置を安定させている。地磁気によるコイルの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）。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を行う。

吊り上げコイルに電流を流していない時、磁気面はダイポール磁場配位を形成している。吊り上げコイルに電流を流すと、磁気面が上方に引き延ばされて Null 点を持つようなセパトリクス配位が形成される。

RT-1 では 10^{-7}Pa まで圧力を下げることが可能であり、ガスを導入してマイクロ波によってプラズマ放電を行う実験だけでなく、高真空状態で電子銃から電子を閉じ込め磁場中に導入する純電子プラズマの長時間閉じ込めの研究も行われている。RT-1 でのプラズマ生成は 2.4 GHz のマグネトロン（最大出力 20kW）、8.2 GHz のクライストロンによる ECRH でなされる。

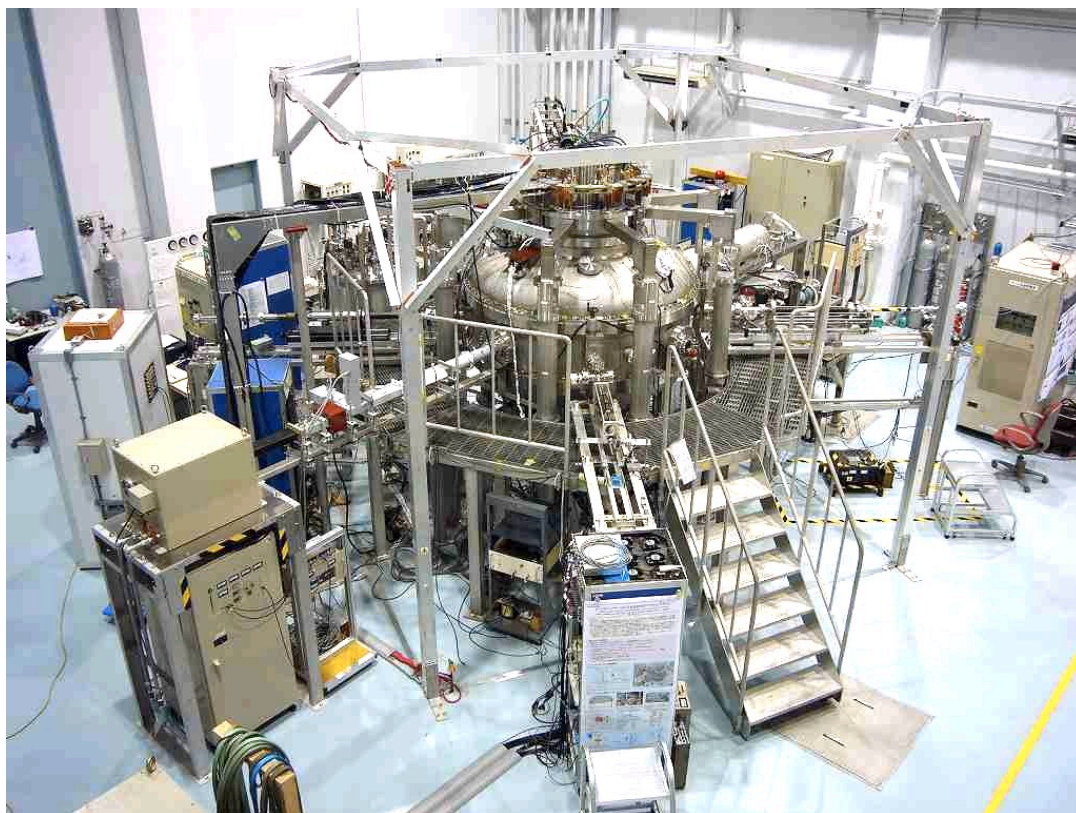


図 2.1: RT-1 の外観.

真空容器の周辺にあるアルミ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.

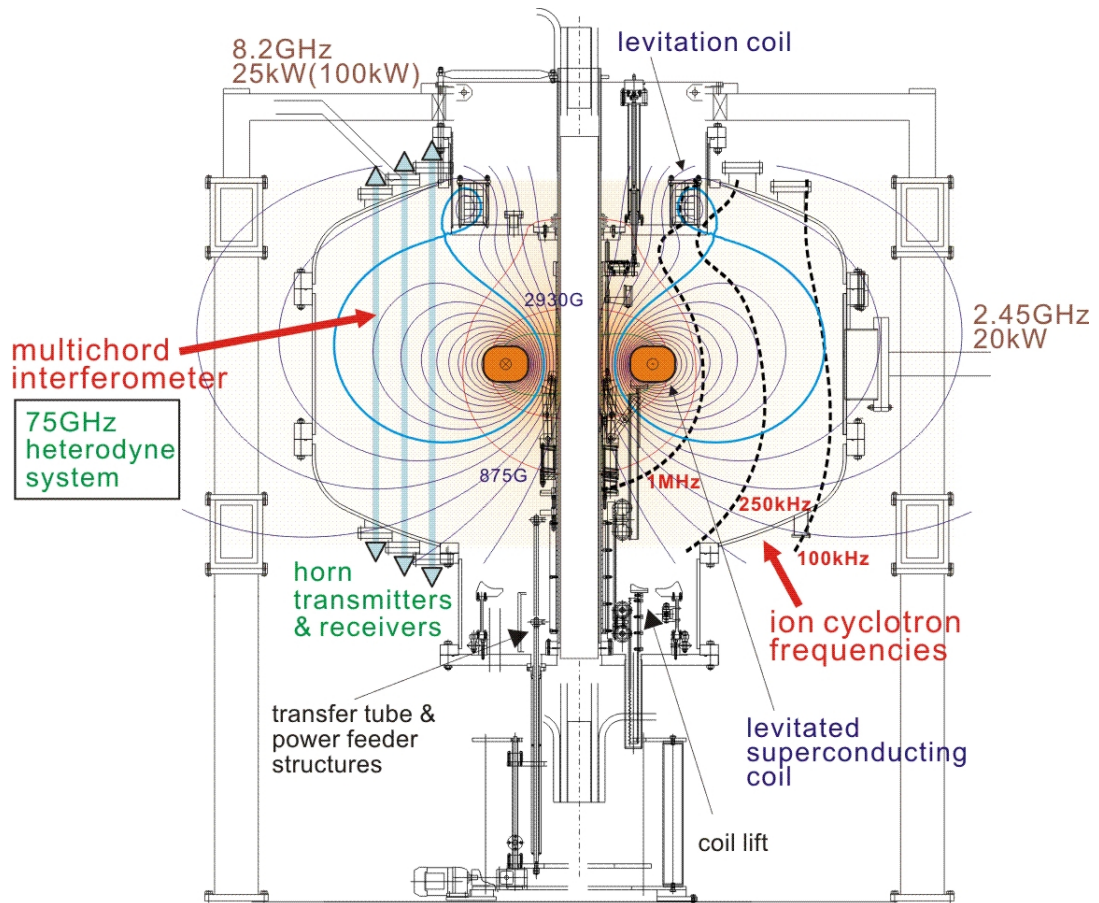
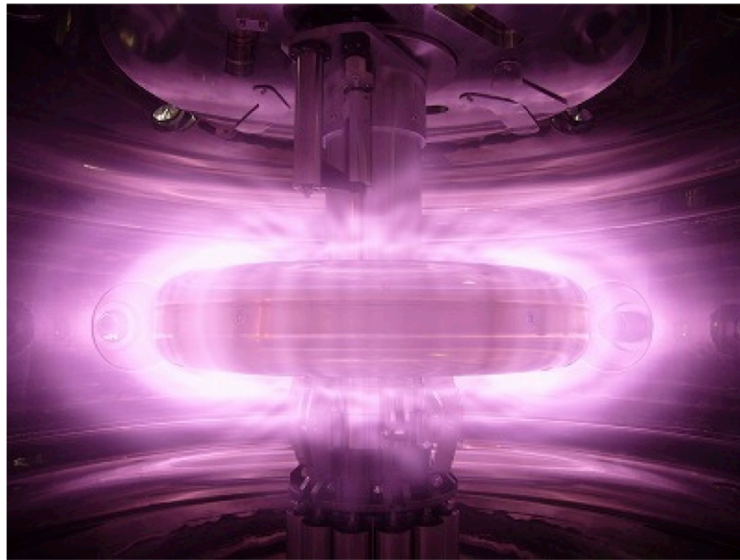


図 2.2: RT-1 の断面図, 浮上系 [22].

H. Saitoh, et al., Nucl. Fusion **51** (2011)063034 より引用.



(a)



(b)

図 2.3: (a)RT-1 の内部, (b)RT-1 で生成されたプラズマ.

(a) の中央にあるのが浮上コイルで, 磁気浮上中の様子である.

(b) コイル周辺にプラズマが閉じ込められている様子が分かる.

2.1.1 RT-1 での計測装置

RT-1 での計測装置には Dia-magnetic Loop , フォトダイオード, X 線カメラ, ビデオカメラ, S_x , 電子干渉計, Q_{mass} , 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, ホール素子プローブ, 近紫外可視分光がある. 以下, 本研究を通して実際に使用した計測器について簡単に示す.

- ・ Dia-magnetic Loop

RT-1 の浮上コイル上部, コイル平面, コイル下部の真空容器の外側の 3 カ所に導線を巻き付け, プラズマが生成された時に生じる反磁性信号を計測しており, 平衡コードで計算することでプラズマの圧力分布を決定している. 現在, RT-1 の局所 β の最大は 90% と求められている.

- ・ ビデオカメラ

プラズマの放電を直接見ると, マイクロ波及び X 線を浴びてしまうのでビデオで遠隔的にモニターする.

- ・ 電子干渉計

RT-1 の接線ポートに 1 つ, 垂直ポートに 2 つの 3 カ所に設置されており, 線積分密度を求める. 本研究では浮上コイルに近い内側のプラズマを主に計測しているため, 最も内側の視線の干渉計データを参考にしている.

- ・ Q_{mass}

RT-1 中のガスの成分比を計測することが出来る. 不純物の残留量や 2 種類のガスの混合を行う時のモニターに用いているが, 5 mPa 以上の圧力及び放電中は使用できないため, その場合は低ガス圧時の条件を参考にして実験を行っている.

- ・ 近紫外可視分光計測

詳細は次節で示すが, 2 種類の分光器を使い分けてスペクトル強度比から電子温度を, スペクトル広がり・シフトからイオン温度・速度を評価している.

2.2 可視, 近紫外分光システム

プラズマ研究において, プラズマからの発光及びプラズマ中に能動的に誘起された光の分光診断は欠かすことの出来ない計測である. 本研究ではプラズマ中のイオン, 中性粒子からの発光スペクトルを 1 m と 0.35 m の 2 種類の分光器を用いて計測した. それぞれ測定対象が異なり, 前者は可視光領域で高分解能, 高精度なスペクトル広がり・シフトを, 後者は近紫外可視光領域で大光量広波長域に対する計測を行っている. 詳細は以下に示す.

2.2.1 ツェルニーターナー型分光器

分光器にはプリズム方式やファブリペロー型等いくつかのタイプがあるが、プラズマの発光分光に広く使用されている分光器は反射型平面回折格子（グレーティング）を用いたツェルニーターナー（Czerny-Turner）マウントと言われるものであり、本研究でもサイズの異なる2種類のツェルニーターナー型分光器（1m, 0.35m）を使用している（図2.5）。検出器には CCD（charge-coupled device）を用いており、ノイズ抑制のため、素子を冷却しながら計測を行う。分光器の内部光学系は、光路の順に入り口スリット→コリメートミラー→グレーティング→カメラミラー→CCD 検出器となっている（図2.4）。本研究では上述したように2種類の分光器を使い分けているが、特性の違いは主に分光器の大きさとグレーティングの刻線数によって生じる。分光器の大きさは分解能と光量に作用し、大きいほど分解能は高まるが明るさを表す F 値は大きくなる（暗くなる）。グレーティングは対応波長域がそれぞれ決まっており、刻線数は分解能を決定する。以上のような特性を基に、1 m の分光器は F 値が大きいものの、波長分解能（逆線分散）が 0.012 nm/pixel と十分に高いため、可視光領域のイオン、中性粒子のスペクトルに対して広がりとしフトを計測して、イオン温度と流速の評価に使用している。一方、0.35 m の分光器は F 値が小さく、グレーティング、ファイバー共に近紫外光対応のため、微弱なシグナルを検出して RT-1 中のイオン価数の評価に使用している。また、グレーティングを近紫外光用、可視光用、狭波長用、広波長用に変更が可能であるため、可視光領域の He I スペクトル強度比を計測し、電子温度評価に使用している。

以下、表に各分光器、CCD の性能詳細を示す。

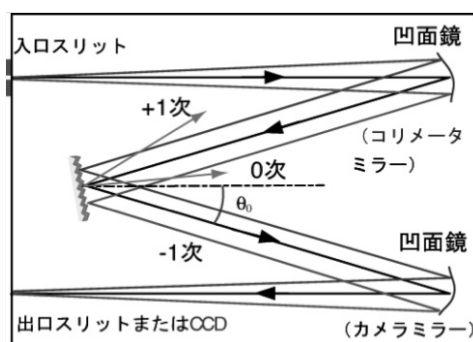


図 2.4: ツェルニーターナー型分光器概念図。

S.Kado, J. Plasma Fusion Res. Vol.83, No.2 (2007)176 - 187. より引用。

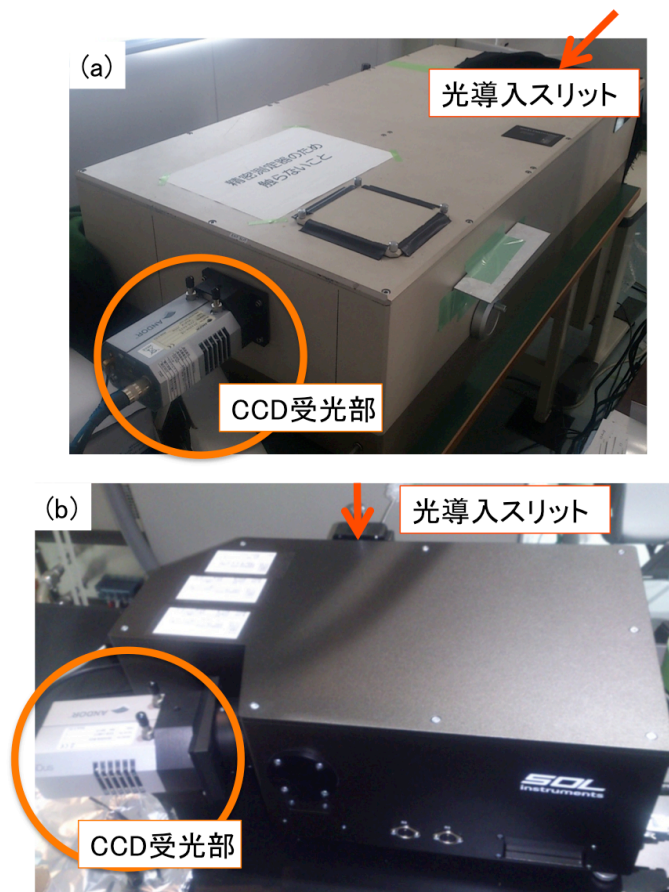


図 2.5: ツェルニーター型分光器; (a) 1 m, (b) 0.35m.
1m 分光器は可視領域における狭帯域高分解能計測に, 0.35m 分光器は近紫外及び可視領域における広帯域計測に用いている.

表 2.1: 1 m ツェルニーター型分光器

1 m ツェルニーター型分光器	
F 値	8.5
波長分解能 [nm]	0.01
逆線分散 [nm/mm]	0.55
有効グレーティング面積 [mm ²]	102 × 102
グレーティング刻線数 [1/mm]	1800
焦点距離 [mm]	1000
対応波長域 [nm]	390 - 800

表 2.2: 1 m ツェルニーターナー型分光器用 CCD 検出器

Andor IDUS DV4204	
ピクセル数	1024 × 255
素子サイズ [μm]	26 × 26
対応波長域 [nm]	390 - 800
冷却温度 [$^{\circ}\text{C}$]	-55

表 2.3: 0.35 m ツェルニーターナー型分光器（刻線数 2 種類 × 中心波長 2 種類の計 4 つのグレーティングを搭載）

0.35 m ツェルニーターナー型分光器	
F 値	3.8
波長分解能 [nm]	0.03/0.3
逆線分散 [nm/mm]	1.19/11.9
有効グレーティング面積 [mm^2]	70 × 70
グレーティング刻線数 [1/mm]	2400/300
焦点距離 [mm]	350
対応波長域 [nm]	200 - 800

表 2.4: 0.35 m ツェルニーターナー型分光器用 CCD 検出器

Andor IDUS DU420A	
ピクセル数	1024 × 255
素子サイズ [μm]	26 × 26
対応波長域 [nm]	200 - 800
冷却温度 [$^{\circ}\text{C}$]	-70

2.2.2 受光系

1 m の分光器には図 2.7（下）に示すような 10 ch のファイバアレイ（50 m）を可視領域対応の光学窓に設置し、プラズマからの蛍光を導入している。この光学系を使用することで図 2.6 に示すような光路からの蛍光を得ることが出来、径方向の発光強度やイオン温度、流速の評価を行っている。両凸レンズをコリメータレンズとして使用し、平行光を焦点位置に集光させる。この焦点位置にファイバアレイを設置することで、1つのレンズとファイバアレイで複数の光路の計測が可能になる。計測は図の P7 ポートからコイルに対し左右方向へ 2つのファイバアレイを設置して行った。計測できる光路に接する円の半径は、 $350 < R[\text{mm}] < 750$ の範囲である。

0.35 m 分光器は近紫外光の計測を行う時と可視光の計測を行う時で使用するポートが異なる（図 2.7）。いずれの場合も 1 m の分光器の計測に干渉すること無く同時計測が可能である。有効径 $\Phi 2.5 \text{ mm}$ 、焦点距離 100 mm のコリメータレンズで 16 芯のファイバに集光している。水平ポートからの計測では視線方向を振ることが出来るようになっており、 $400 < R[\text{mm}] < 600$ の範囲を選択することが出来る。

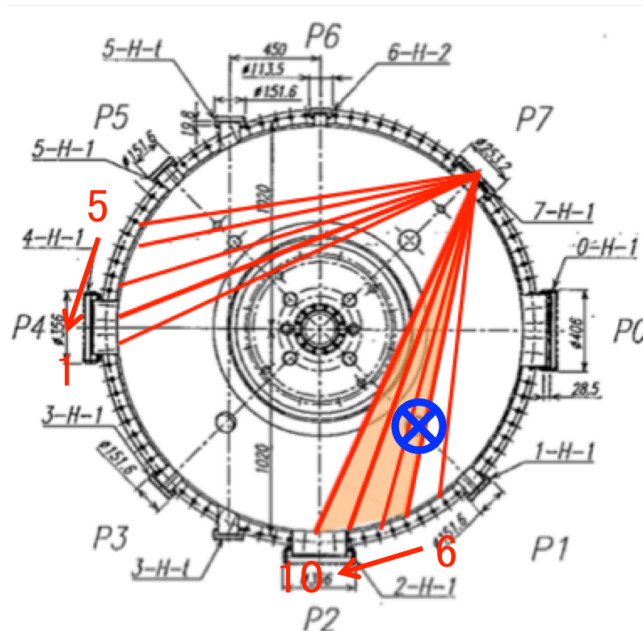


図 2.6: 計測光路：(赤線) 1m 分光器（イオン詳細計測），(橙部) 0.35m 分光器（He I 強度比計測），(青枠) 0.35m 分光器（イオン価数調査，Mo ドープ）。

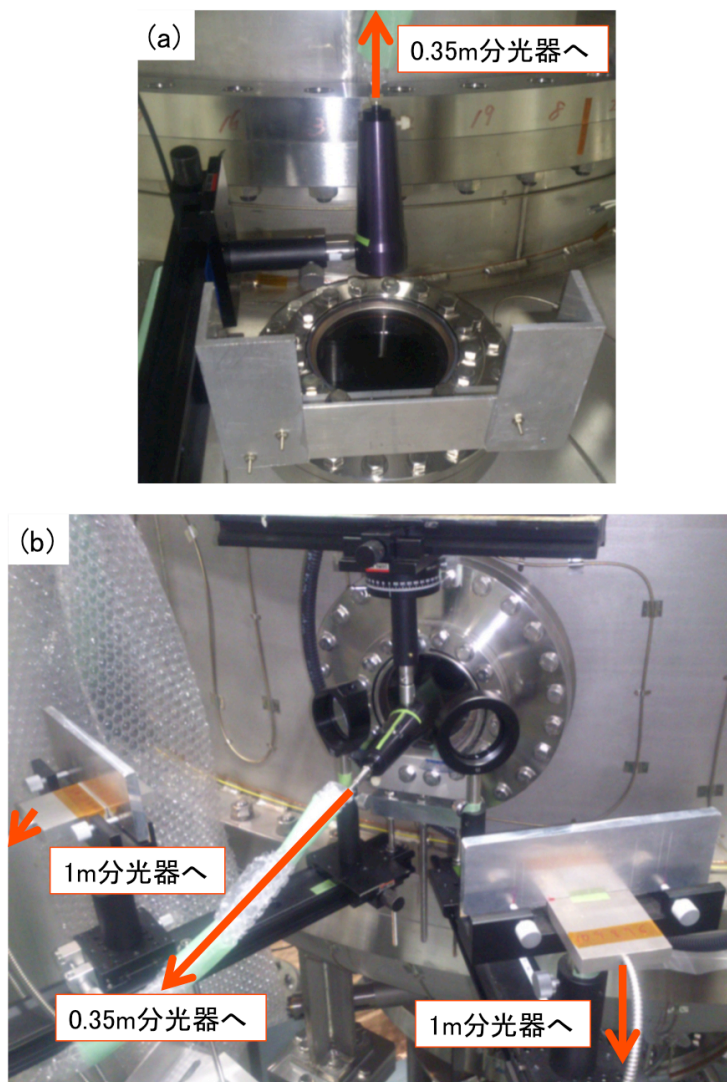


図 2.7: 分光受光部; (a) 近紫外光計測用ポート (0.35 m 用), (b) 可視領域メインポート (0.35m, 1m 同時計測可能).

(a) 近紫外光を透過する石英窓を使用しているため、本研究ではイオン価数調査と Mo ドープ時に使用した。

(b) 2 種の受光系が互いに干渉せずにコイルと同じ高さの視線を持つ。複数の視線を選ぶことが出来るため径方向の情報を得ることが出来る。

2.2.3 計測データの取得, 校正および解析

いずれの計測においても放電開始から 0.1 s 後から 0.9 s までの 0.8 s 間, 露光してデータを取得する。これは干渉計での密度変化やフォトダイオードによる発光強度変化を見た上で, 放電が安定した領域を選択している。

1 m の分光器での計測ではまず既知のスペクトルを用いて波長校正を行う必要がある。計測領域によって, ネオン, アルゴン, キセノン, 水銀の 4 種類の標準光源を組み合わせで校正を行っている。ファイバアレイに 1 本分岐させた校正用のファイバがあり, それを基準にして全 ch の校正を行っている。イオン温度の評価の精度を高めるために波長校正が終わった後に装置関数 λ_m の評価を行う必要がある。校正に使用した標準光源のスペクトルに対しても波長校正を行ってそのスペクトルに対してガウスフィッティングを行い, その広がり装置関数として解析に使用する [23]。イオン流速の評価を行う際にはもう一段階手順を踏むことが望ましく, それは RT-1 プラズマ中の中性粒子からのスペクトルを利用して各 ch の微小なズレを補正することである。プラズマからの蛍光が CCD のピクセル上に縦方向にまっすぐ導入できるようにアラインメントを行っているが, 完全ではない。また, ショットごとに微妙にズレが生じてしまう。そのため, プラズマ中でほとんど流れがないと考えられる中性粒子からのスペクトルを基準としてそのズレを補正することが求められる。

0.35 m の分光器での計測では分光器, CCD の動作ソフト中に波長校正を自動で行うことが出来るため, 標準光源を利用した校正は行っていない。精度はあまり高くないが, 本研究では高精度な計測が必要でなかったため, 既知のスペクトル ($H_\alpha = 656.279\text{nm}$ 等) を用いておおよその校正にとどめている。

2.3 重金属元素ドープ手法

本研究では多価イオン研究の一環としてモリブデンやタングステンのような重金属の RT-1 プラズマ中へのドープを試みた。H, He, Ar のような気体として配管を通じて容易に導入できるものとは異なり, プラズマ近傍で固体から気体へと相変化をさせてプラズマへと導入しなければならない。そこで, 導入手法としてプラズマ中にターゲットを挿入し, プラズマからの加熱によってガス化してプラズマ中にドープを行うという手法をとった。使用したのは図 3.24 に示す 2 つのポートで, これは導入する重金属ターゲットの形状とポートの制約, 分光の視線によって決定した。ターゲットはステンレス製のパイプの先端に取り付けた状態で径方向に駆動可能でプラズマの条件によって位置を変えることが出来, ショットごとに目視でターゲットの状態をモニターしながら実験を行った。ターゲットは真空容器に接地した状態でプラズマ中へと導入している。

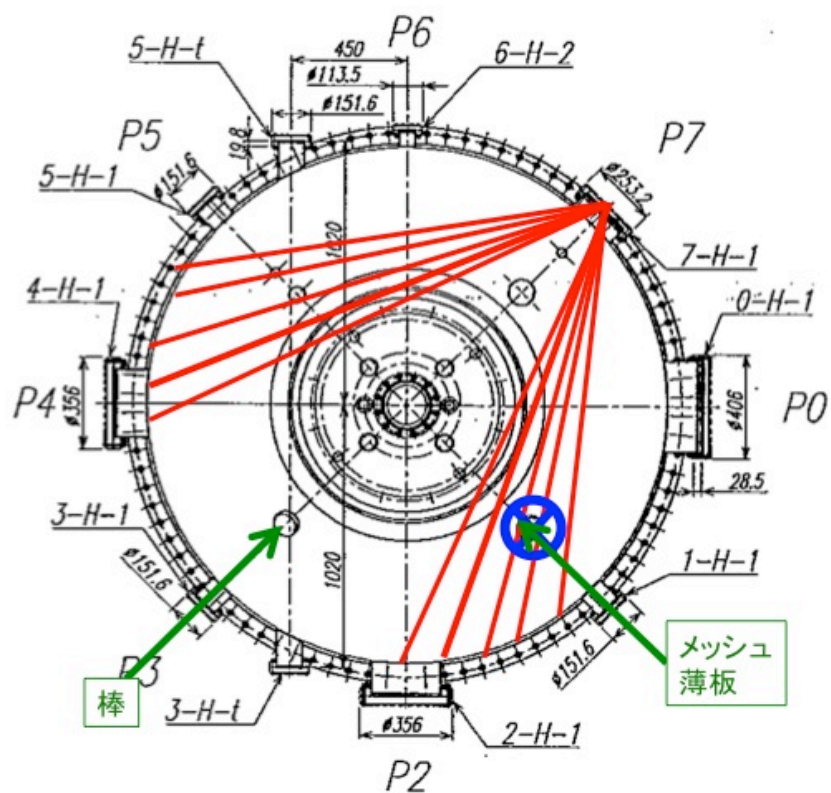


図 2.8: ターゲット形状別ドーブ位置 (赤, 青色の実線は計測光路)。

各ターゲットは径方向に駆動できるポートから放電条件ごとに位置を調整しながら、ドーブ実験を行った。高温電子が図中で左回りの流れを形成しており、その流れを受ける側からの入熱が大きい。

第3章 実験, 数値計算結果

本研究では磁気圏型プラズマ実験装置 RT-1 で ECH 加熱により発生させたプラズマからの発光に対して近紫外可視分光計測を行い, RT-1 プラズマでの最高イオン価数の調査, He I 強度比計測による電子温度評価, スペクトル広がり・シフトからのイオン温度, 流速評価を行った. また, 今後の多価イオン研究に向けた Mo, W ドープ実験も行っている. 実験と併せて, RT-1 プラズマ中にの元素についてレート方程式を構築し, 電離の時間発展計算を行ったため, これらの結果について本章にて紹介する.

3.1 RT-1 プラズマ中のイオン価数調査

RT-1 プラズマでの多価イオン研究の初期実験として, 様々な放電条件で広範な波長に対してイオンの価数の上限, 及び変化の傾向を調査した. 計測の際は第3章で示した2種類の分光器を用いて行った. 主な計測対象は封入ガスの Ar, 不純物の C, O である. 変化させた条件は,

1. マイクロ波出力 (kW)
2. 封入ガス圧力 (Pa)
3. ガス種 (H, He, Ar)
4. 磁気浮上の有無

である. イオンの電離を左右するパラメータは電子温度と電子密度と閉じ込め時間であり, その積が指標として用いられる ($n_e T_e \tau_c$). そこで, おおまかに放電条件が電子温度, 電子密度, 閉じ込め時間に与える効果を表3.1に示す. この表からマイクロ波出力が強く, 磁気浮上をさせた場合が電離が進行するということは分かるが, ガス圧力とガス種の選択は単純なものでない. そのため, 実験時は各ガス種について電子密度と電子温度それぞれが最も高くなるような放電を目指して実験を行った.

様々な条件で計測を行った結果, 検出された最大の価数は Ar IV の三階電離や C III の二階電離であった (図3.2). これは ADAS を用いた電離・再結合のみを考慮したモデルによるイオン価数分布の平衡計算の結果と異なり, 電離が予想される以上に進んでいないことが分かった (図3.1) [24]. 単に検出に至っていないだけとも考えられるが, 想定したモデルが不十分であることが最大の原因と考えられる.

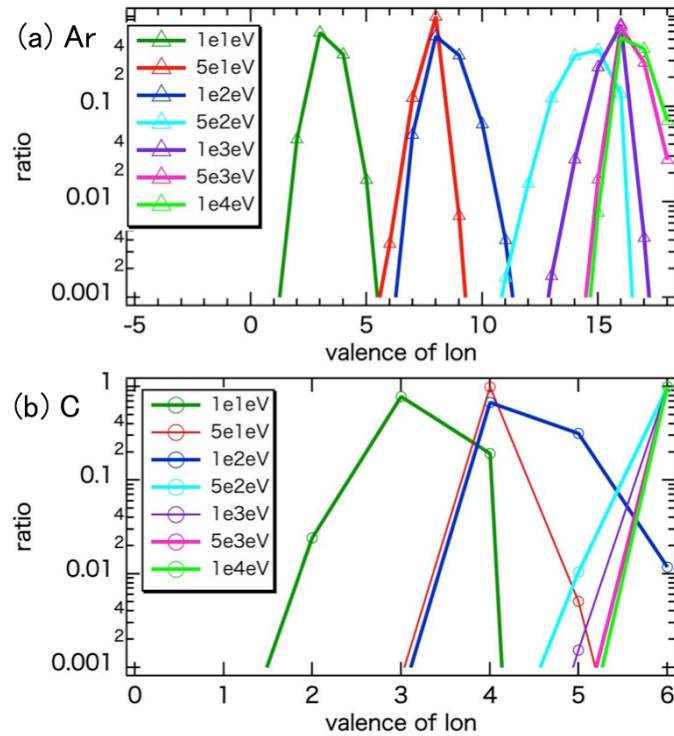


図 3.1: 単一電子温度，密度時のイオン価数分布計算結果; (a) Ar, (b) C.

$$dN_Z/dt = N_e S_{Z-1} N_{Z-1} - N_e (S_Z + \alpha_Z) N_Z + N_e \alpha_{Z+1} N_{Z+1}$$

電離，再結合のみを考慮したレート方程式を基に高温・低温電子成分いずれの場合も想定した計算を行った所，全体的に高価数領域に分布が偏る結果となった。
[24]

表 3.1: 電離段階評価の際の放電条件変更に伴う電子密度・温度，閉じ込め時間の変化. イオンの電離を左右するパラメータは電子温度と電子密度と閉じ込め時間であり，その積が指標として用いられる ($n_e T_e \tau_c$)．実験条件の変更でこれらのパラメータを自在に制御するのは難しいため，実験時は電子密度と電子温度がそれぞれ最も高くなるような放電を目指して実験を行った．

放電条件	電子密度 n_e	電子温度 T_e	閉じ込め時間 τ_c
マイクロ波出力 (kW)	出力上昇に伴い増大	出力上昇に伴い増大	出力上昇に伴い増大
封入ガス圧力 (Pa)	圧力上昇に伴い増大	圧力上昇に伴い減少	圧力上昇に伴い減少
ガス種 (H, He, Ar)	H,He,Ar の順に増大	H,He,Ar の順に減少	H,He,Ar の順に減少
磁気浮上の有無	磁気浮上により向上	磁気浮上により向上	磁気浮上により向上

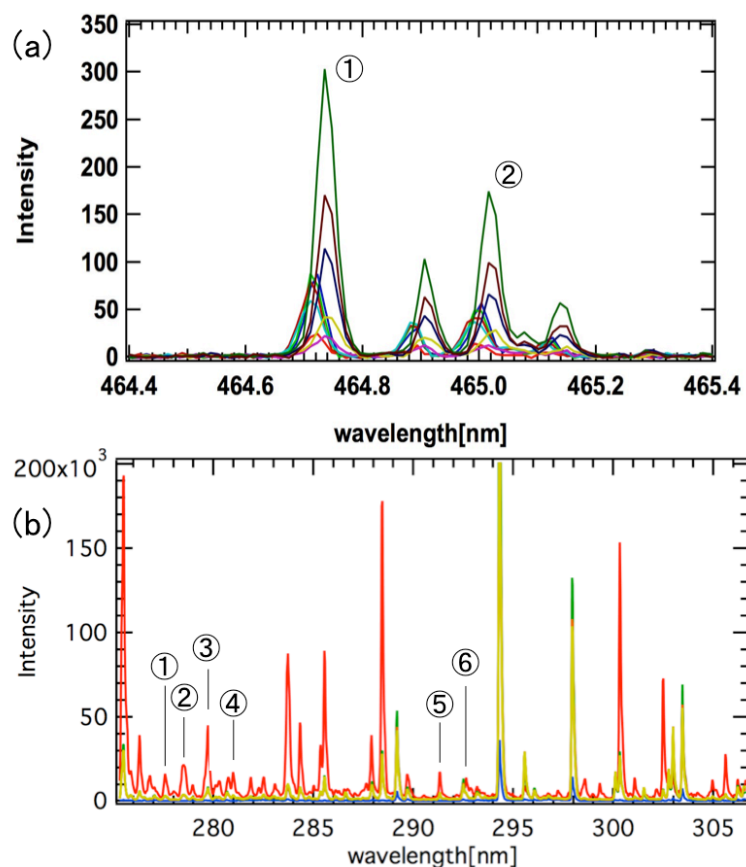


図 3.2: (a) H 放電時の C III スペクトル例, (b) Ar 放電時の Ar IV スペクトル例.

(a) C III スペクトル詳細

(1) C III 464.742 nm ($1s^2 2s 3p^3 P 2 \rightarrow 1s^2 2s 3s^3 S 1$)

(2) C III 465.0246 nm ($1s^2 2s 3p^3 P 1 \rightarrow 1s^2 2s 3s^3 S 1$)

(b) Ar IV スペクトル詳細

(1) Ar IV 277.625 nm ($3s^2 3p^2(^3P) 4p^4 D 3/2 \rightarrow 3s^2 3p^2(^3P) 4s^4 P 1/2$)

(2) Ar IV 278.443 nm ($3s^2 3p^2(^1D) 4p^2 F 5/2 \rightarrow 3s^2 3p^2(^1D) 4s^2 D 3/2$)

(3) Ar IV 279.708 nm ($3s^2 3p^2(^3P) 4p^4 D 1/2 \rightarrow 3s^2 3p^2(^3P) 4s^4 P 1/2$)

(4) Ar IV 280.947 nm ($3s^2 3p^2(^3P) 4p^4 D 7/2 \rightarrow 3s^2 3p^2(^3P) 4s^4 P 5/2$)

(5) Ar IV 291.297 nm ($3s^2 3p^2(^3P) 4p^2 D 5/2 \rightarrow 3s^2 3p^2(^3P) 4s^2 P 3/2$)

(6) Ar IV 292.627 nm ($3s^2 3p^2(^3P) 4p^2 D 3/2 \rightarrow 3s^2 3p^2(^3P) 4s^2 P 1/2$)

3.2 可視分光によるイオン温度・流速計測

(He II , C III , Ar II)

RT-1 プラズマ中のイオンの基本的性質を調べるために、ドップラー広がり、シフトを利用したイオン温度、流速計測を行った。使用光路は図 2.6 の赤線部で、コイルに対して軸対称となるような視線を使用した。視線の番号の対応は内側の視線から 1-5, 及び 10-6 である。アラインメントの結果、10-6 の視線の方が発光強度が大きく得られたため、10-6 の結果を中心に示していく。ここでは、イオン温度、流速について記述する。計測対象とするイオンは He II , Ar II , C III の 3 種のイオンである。波長校正を行った上で、スペクトルにガウスフィッティングを行い、広がりとしフトからイオン温度、流速を評価する。変更した条件はマイクロ波出力、ガス圧力、ガス種、磁気浮上の有無である。

3.2.1 イオン温度評価

発光種のスペクトルはドップラーシフトした中心波長に対し広がりを持っている。この広がりには原子の熱運動に起因するものであるため、広がりからイオンの温度（＝エネルギー）を評価することが出来る。しかしながら、発光線の広がりにはドップラー広がり以外にも主に以下の 8 個が挙げられる [23]。

1. 自然幅
2. シュタルク広がり（衝突広がり）
3. スピン - 軌道相互作用（微細構造）
4. ゼーマン分裂
5. シュタルク分裂
6. ドップラー広がり
7. 視線方向の積分量
8. 装置関数 λ_m

これらの要因を分離することによって、対応するパラメータ（温度、流速）を正確に評価することが可能になる。以下、本計測での対処を示す。

2. シュタルク広がりが高電子密度下で、4. ゼーマン分裂は強磁場条件下で、5. シュタルク分裂は強電場中で考慮すべき現象であるため、これらの条件を満たさない RT-1 プラズマに対する計測では考える必要は無いとする。3. 微細構造はスペクトル形状を非対称にするため、見かけ状の波長広がり・シフトを引き起こす可能性があり、微細構造を持つ He II (468.57 nm) のスペクトル解析の際はフィッティングの際に微細構造を考慮に入れた解析式を使用する。7. 視線方向の積分量に関しては上記のシフトや広がりを持

つパラメータが空間分布を持つ場合考慮すべき点ではあるが、本研究では積分量を代表値としてそのまま扱っている。

1-5は、単一粒子からのスペクトル線のシフトであるが、6. ドップラー広がりとは熱運動している集団が速度分布を持っていることから有限温度に対応するものになる。温度計測についてはこの量を正確に抽出して評価する必要がある。その際に8. 装置関数 λ_m を考慮する必要がある。装置関数は観測装置固有の応答関数であり、デルタ関数の入力に対しても出力は広がりを持つため、真のスペクトル広がり $\lambda_{1/e}$ を得るには装置関数をデコンボリューションしなければならない。Ne標準光源のスペクトル広がりを装置関数として扱い、フィッティング結果 λ から差し引くことで除外した($\lambda_{1/e} = \sqrt{\lambda^2 - \lambda_m^2}$)。得られた真のスペクトル広がりを利用してイオン温度 T_i [eV]の評価を行った。

入力マイクロ波パワー依存性

マイクロ波出力依存性に関しては各放電条件について、全てのイオンが同様の依存性を示したため、代表して磁気浮上状態の水素プラズマ中のHe IIとC IIIのイオン温度を図3.3に示す。どちらのイオンも出力の増大に伴って、温度上昇していることが分かる。変化の幅は数eV程度とそれほど大きなものではない。C IIIの方がHe IIよりも高い温度となっているがこれはイオン価数の違いによるものと考えられる。C IIIは一階前の価数であるC IIの段階で既にある程度の温度を有しており、その状態からC IIIになってさらに熱を供給された結果、一階電離のHe IIよりも二階電離のC IIIの方が高い温度を有しているものと考えられる。

CH別の大小関係に着目すると、条件による揺らぎはあるものの概ね $6 > 7 > 8 > 9 > 10$ という傾向が見られており、外側に向かうにつれて温度が上昇していることが分かる。CH6の温度が他のCHに比べてやや過大評価気味であるが、これは計測時のC IIIの発光強度が他のCHに比べて小さく、フィッティングの際に広がりが多少大きめに評価されていることに起因する。そのため、CH6の温度の絶対値に関しては参考値にとどめておく。

封入ガス圧力依存性

封入ガス圧力依存性に関しては同時に封入ガス種の違いと磁気浮上の有無についての評価も行う。図3.4-3.7に水素、アルゴン、ヘリウム放電における各イオンの計測結果を示す。まず、全ての計測に共通して言えることは高ガス圧力になるほど温度が低下していき、高ガス圧力領域の方が変化幅が大きくなっている。計測領域全体を通しての変化量もマイクロ波出力依存性の時と比べて大きい。マイクロ波出力以上にガス圧力はプラズマパラメータの決定に大きく寄与していると考えられる。マイクロ波出力依存性と同

様に CH 別の大小関係も $6 > 7 > 8 > 9 > 10$ という傾向が見られ、外側に向かうにつれて温度が上昇している。

図 3.4 と図 3.5, 図 3.7 の He II と C III の温度を比較することで、ガス種に関する依存性を見ることが出来る。図 3.7 はマイクロ波出力が 10kW と小さいものの、既に図 3.5 の He II よりも温度が高いことから、 $\text{He} > \text{Ar}$ であることが推測出来る。一方、水素プラズマはアルゴンプラズマよりも圧倒的に高温となっており、ここで示してはいないが他の結果からの知見を総合すると、イオン温度は $\text{H} > \text{He} > \text{Ar}$ の順に下がっていくことが分かった。これは、放射損失が原子番号に依存していることに起因するものと考えられる。

図 3.4 と図 3.6 から水素プラズマとアルゴンプラズマについて磁気浮上の有無の効果の評価を行う。水素プラズマではデータ数は少ないものの、同程度の圧力でコイル支持の方が温度が低くなっていることが分かる。アルゴンプラズマではコイル支持中は He II と C III の光量が落ちるため、評価できていない部分も有るが、磁気浮上の有無で大きな差は見られない。いずれも磁気浮上の方が若干温度が高いようでは有るが、決定的なものではない。この水素プラズマとの差異については、4.2.1 節にて考察を行う。

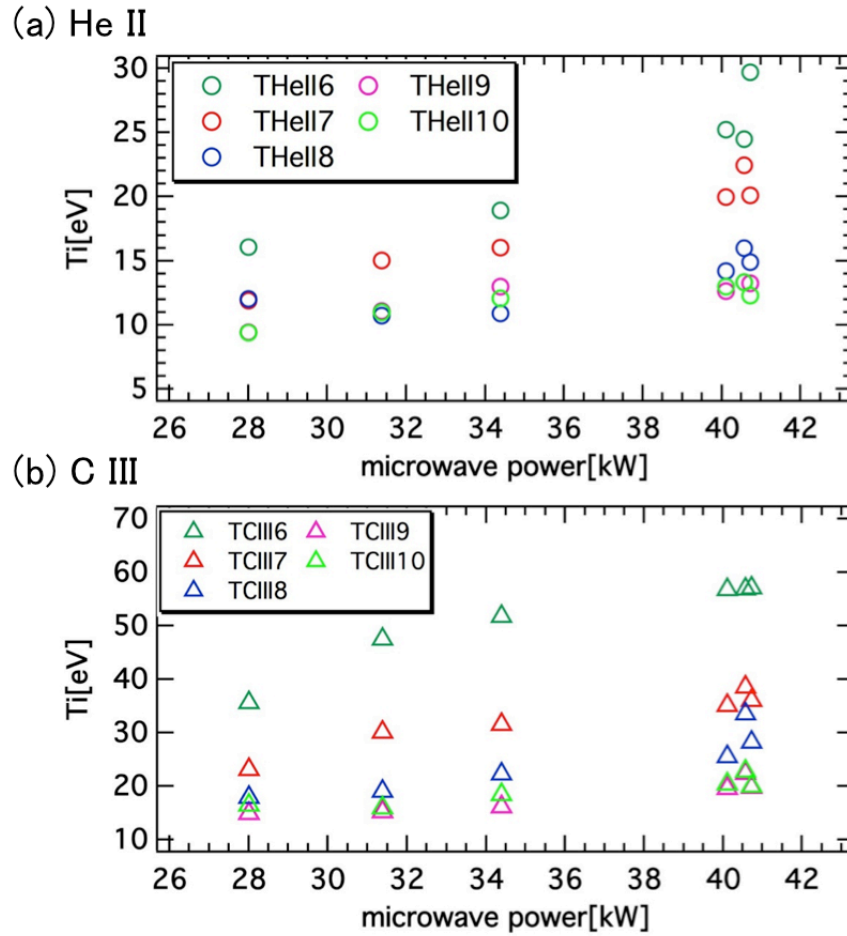
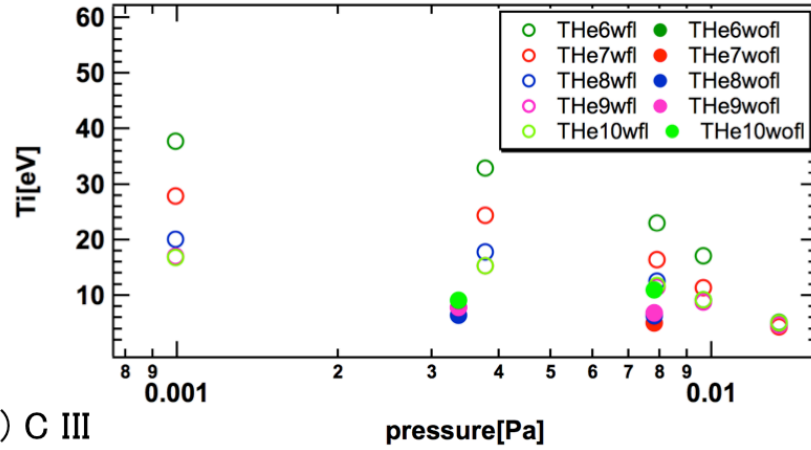


図 3.3: 水素プラズマ中のイオン温度のマイクロ波出力依存性; (a) He II, (b) C III (磁気浮上状態, 封入ガス圧力 3.9mPa) .

両イオン共にマイクロ波出力の増加に伴って温度が上昇していることが分かる. 変化量は大きくない. C IIIの方がHe IIよりも高い温度を示しているが, これはイオンの価数が1段階高いためと考えられる. CHごとの大小関係に注目すると, 概ね $6 > 7 > 8 > 9 > 10$ という傾向が見られ, 外側に向かうにつれて温度が上昇していることが分かる.

(a) He II



(b) C III

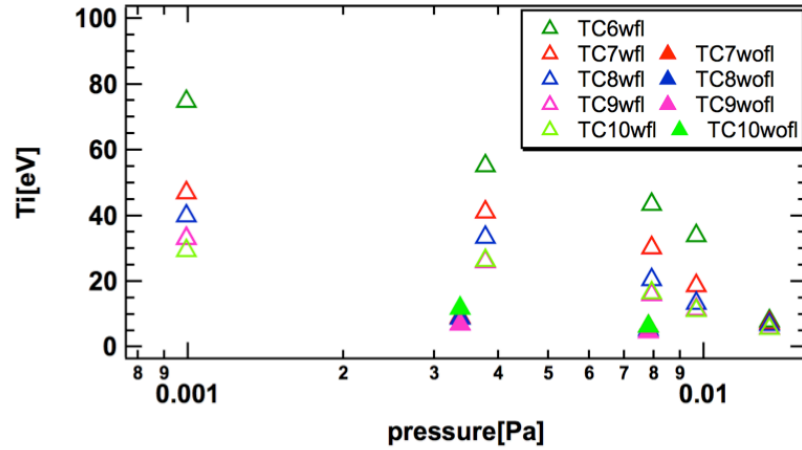


図 3.4: 水素プラズマ中のイオン温度の封入ガス圧力依存性; (a) He II, (b) C III

(wfl; 磁気浮上, wofl; コイル支持, マイクロ波出力 40kW) .

マイクロ波出力依存性時に比べて変化の幅が数十 eV 程度と大きくなっている. イオン種の大小関係は CIII > HeII のままで, いずれも高ガス圧力時に大きく温度が低下している. コイル支持すると, 温度が大きく減少していることが分かる.

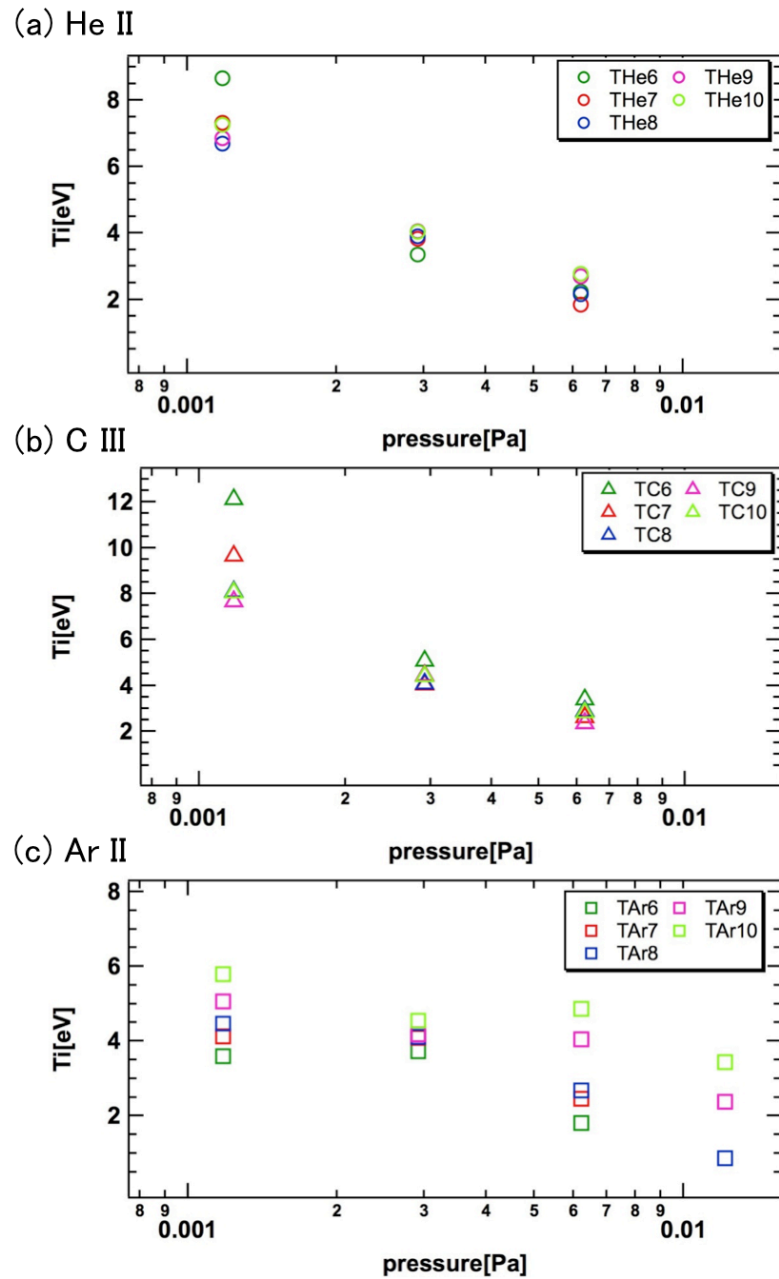


図 3.5: アルゴンプラズマ中のイオン温度の封入ガス圧力依存性;

(a) He II, (b) C III, (c) Ar II (磁気浮上状態, マイクロ波出力 40kW). 高ガス圧力時に He II, C III の発光強度が十分得られなかったため, プロット数に差が生じている. 図 3.4 と封入ガス種以外は同条件の放電ではあるが, イオン温度は依存性は同様であるものの, 全てのイオンで大きく低下している. He II, C III はガス圧に対する依存性は強いが, Ar II は圧力増加と共に低下してはいるが変化は小さい.

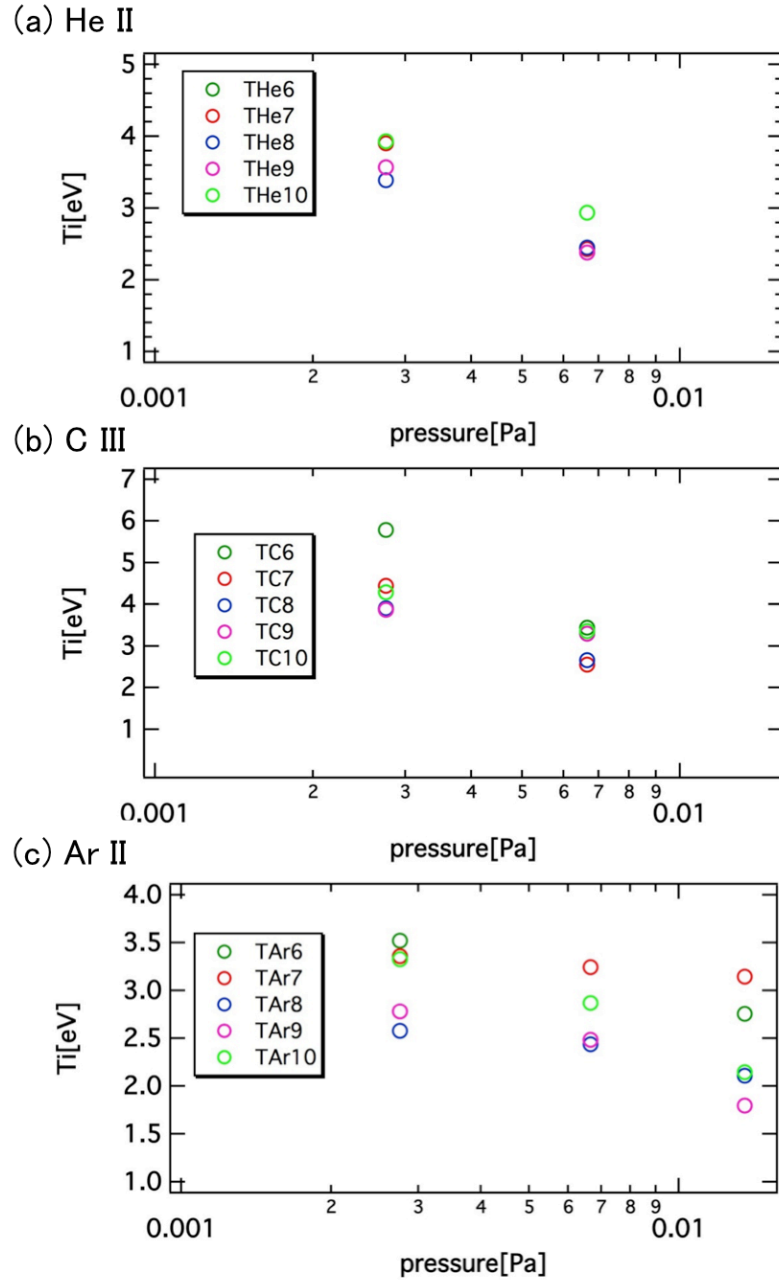


図 3.6: アルゴンプラズマ中のイオン温度の封入ガス圧力依存性;
 (a) He II, (b) C III, (c) Ar II (コイル支持状態, マイクロ波出力 40kW).
 コイル支持状態になったことで若干の温度低下が見られるが, 明らかな変化ではない. 水素プラズマとは異なる傾向でありその差異については 4.2.1 節にて考察を行う.

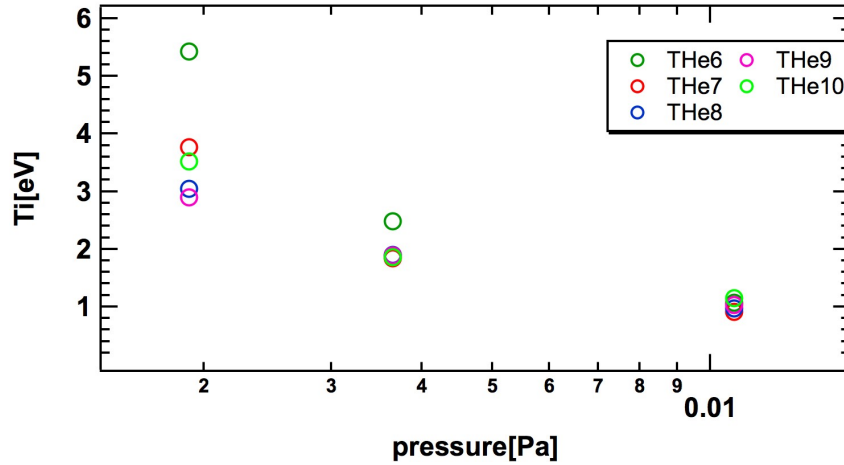


図 3.7: ヘリウムプラズマ中のイオン温度の封入ガス圧力依存性;He II（磁気浮上状態，マイクロ波出力 10kW）。

マイクロ波出力の条件が他とは異なるものの，既に同ガス圧力のアルゴンプラズママイクロ波出力の条件が他とは異なるものの，既に同ガス圧力のアルゴンプラズマよりも温度が高いことから， $\text{He} > \text{Ar}$ であることが分かる．水素プラズマとの比較も行っており， $\text{H} > \text{He}$ であった．総合すると $\text{H} > \text{He} > \text{Ar}$ であり，これは原子番号に依存する放射損失に起因するものと考えられる．

3.2.2 イオン流速評価

プラズマの流れ計測は検出器である CCD の 1 pixel 以下の波長のドップラーシフト量をその数分の 1 の精度で測定する必要がある．そのため，速度 0 に対応する波長基準を高精度に求めることが不可欠である．波長基準からのシフトを $\Delta\lambda$ ，と表すと光速 c [m/s] を用いて流速 V_i [m/s] は次式で表せる．

$$V_i = c \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \right)^2 \quad (3.1)$$

放電ごとに分光器，CCD の条件が微妙に変化してしまうので，このシフトの正確な評価をするために軸対称視線の midpoint と各視線中の He I スペクトルを波長基準として，波長校正を行った．以下，イオン温度と同様にマイクロ波出力と封入ガス圧力の依存性を示す．

マイクロ波出力依存性

マイクロ波出力依存性についてガス種における差異は見られなかったため、水素プラズマ中の He II と C III を代表して図 3.8 に示す。イオン温度と同様に出力の増大と共に流速は増大している。イオン種における大小関係は HeII > CIII となっており、イオン温度とは反対の結果となった。CH ごとの評価については $7 > 8 > 9 > 10$ はほぼ一貫しているが CH6 が定まらない。おおよそ CH7 と CH8 の中間のような値を示しているが、変動が大きい。この原因としてはイオン温度の評価の際にも挙げたが、発光強度の大きさが一つある。流速に関してはそれだけでなく、分光器への入射端におけるファイバ配列にも問題があると考えている。CH6 と軸対称な CH は CH5 でファイバ端でも隣接しており、データ取得時に互いの情報を取り入れている可能性がある。そのため、データの精度は低いものと見なしておくことにする。CH6 以外のデータに関しては $7 > 8 > 9 > 10$ という傾向が見られることから、イオン温度と同様に外側に向かうにつれて流速が大きくなっていると考えられる。

封入ガス圧力依存性

封入ガス圧力依存性を図 3.9-3.12 にかけて、封入ガス種、磁気浮上の有無の評価も併せて示す。全体的にはガス圧力が増加すると速度が減少するというように温度と非常に良く似た傾向を示す。イオン種の大小関係は温度と同様に HeII > CIII であるが、各 CH の大小関係は一貫していない。水素プラズマ中では概ね $7 > 8 > 9 > 10$ では有るが、He II のグラフで高ガス圧時に反転が見られる。同様に図 3.10 と図 3.11 のアルゴンプラズマにおいても $10 > 9 > 8 > 7$ のようにこれまでの傾向と反転した結果が得られている。これは流速評価の際の精度によるものである可能性もあり、再計測の必要はあるが $10[\text{km/s}]$ 以下の領域に偏って見られることからある一定の流速を超えると流れ場が変化することを示している可能性もある。いずれにせよ、温度とは異なる計測を示していることに注目する必要がある。

ガス種については温度と同じく $\text{H} > \text{Ar}$ は明らかであるが、 $\text{H} > \text{He} > \text{Ar}$ は明確に判断できない。しかしながら、CH の傾向以外は温度と同様の傾向を示していることから、 $\text{H} > \text{He} > \text{Ar}$ であると推測される。水素プラズマとアルゴンプラズマにおける磁気浮上の有無に関しては温度と同様であり、水素プラズマでは磁気浮上による流速の増大が見られるものの、アルゴンプラズマではその差をはっきりと確認できない。この件についてもイオン温度と併せて 4.2.1 節にて考察を行う。

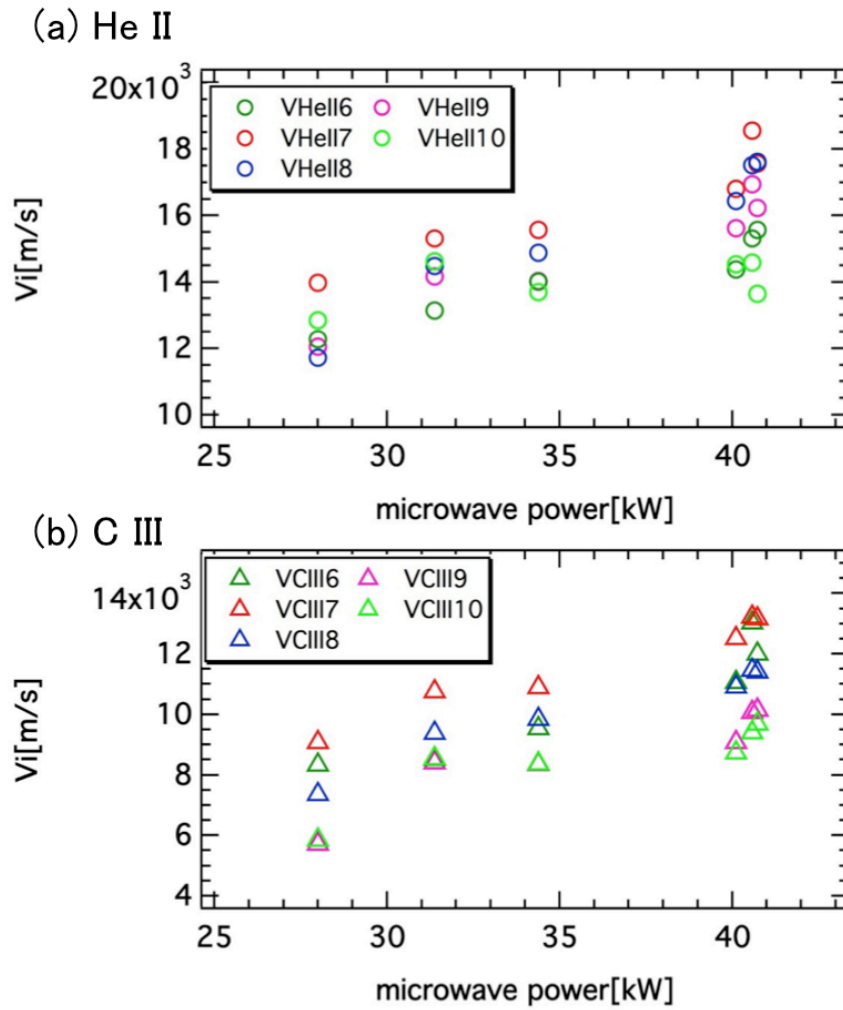


図 3.8: 水素プラズマ中のイオン流速のマイクロ波出力依存性

(磁気浮上状態，封入ガス圧力 3.9mPa) .

温度と同様に出力の増加とともに速度の増大が見られる．精度が悪い CH6 を除いて，CH ごとの大小関係は $7 > 8 > 9 > 10$ という傾向が見られており，外側の方が速い流れが生じている．HeII $>$ CIII と温度とは異なる傾向を示している．

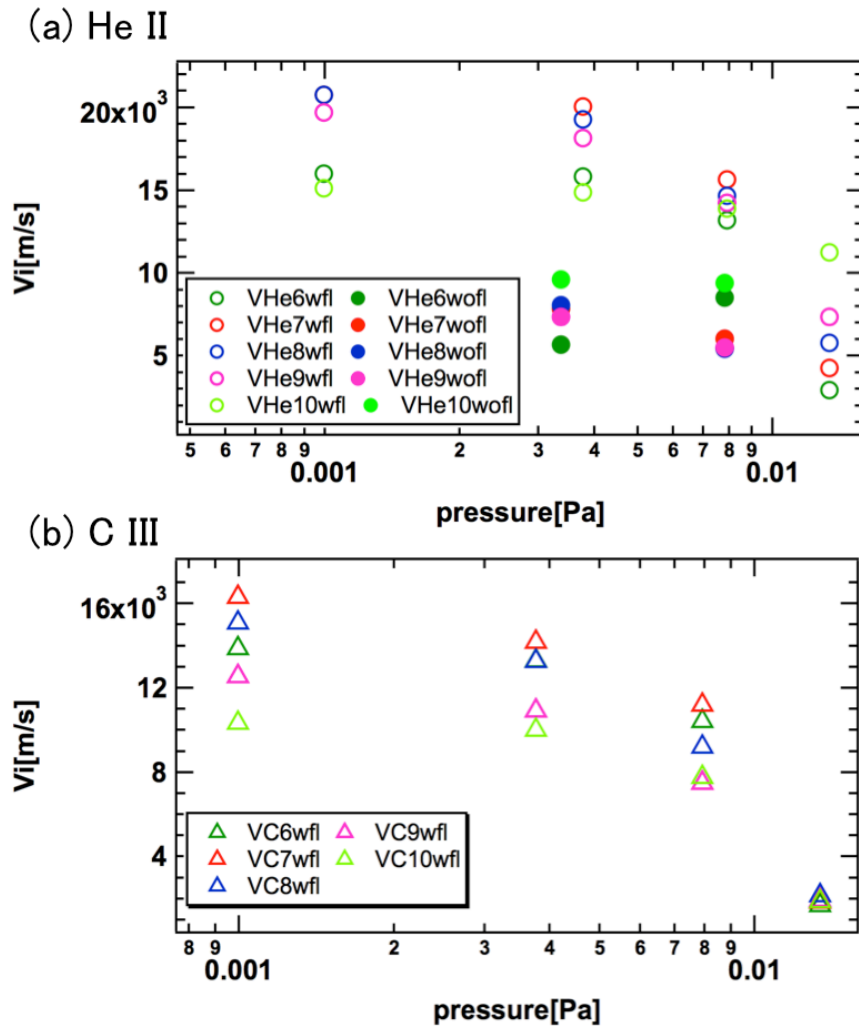


図 3.9: 水素プラズマ中のイオン流速の封入ガス圧力依存性; (a) He II, (b) C III (wfl; 磁気浮上, wofl; コイル支持, マイクロ波出力 40kW) .

両イオン共に温度と同様にガス圧力の増加に伴い、速度が減少している。CH ごととの大小関係は $7 > 8 > 9 > 10$ という傾向が見られるが、He II の高ガス圧力時に分布の反転が見られる。コイル支持時には大きく流速が減少している。

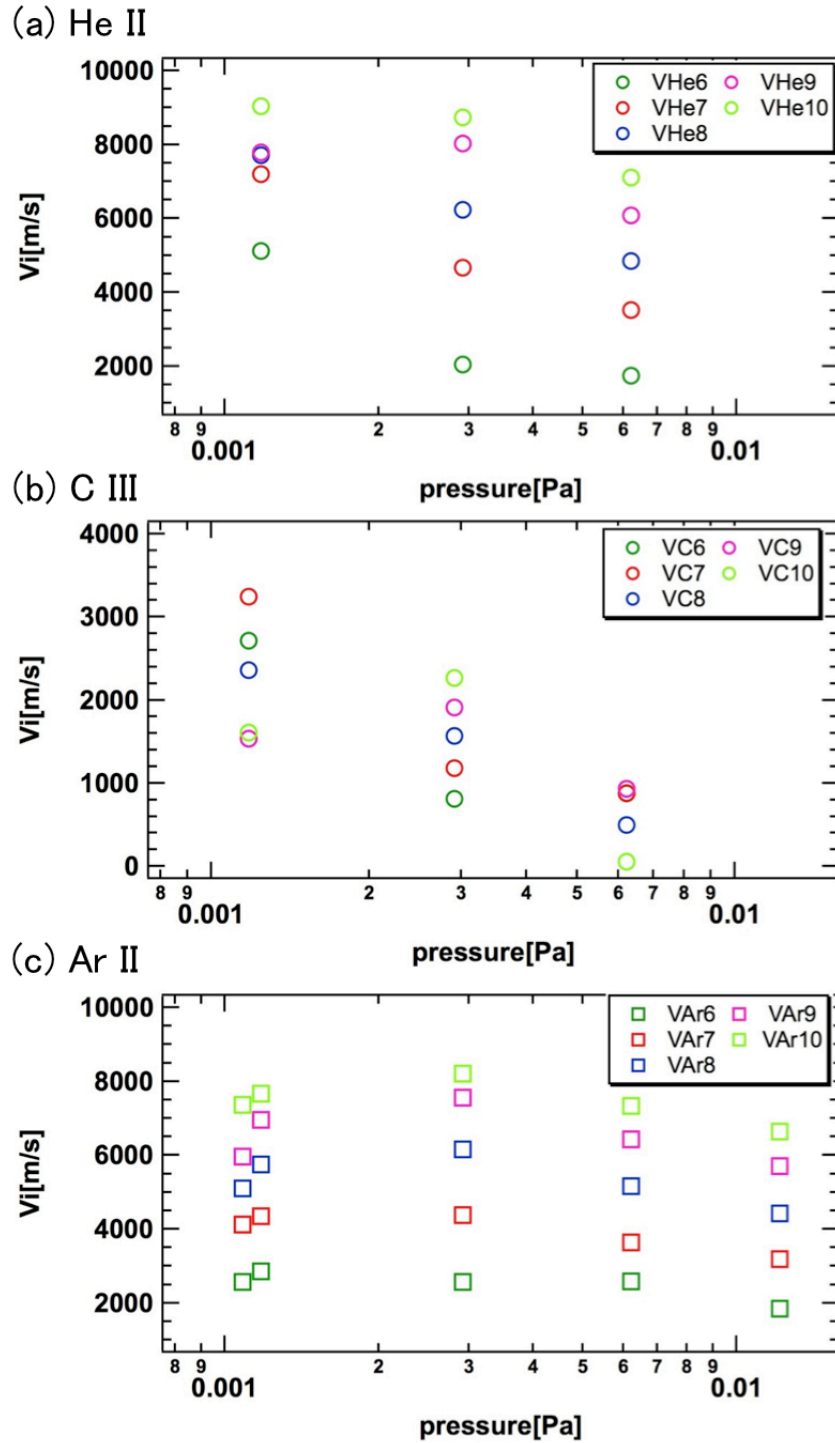


図 3.10: アルゴンプラズマ中のイオン流速の封入ガス圧力依存性;

(a) He II, (b) C III, (c) Ar II (磁気浮上状態, マイクロ波出力 40kW). ガス圧に対する依存性は同じだが水素プラズマに比べて大きく速度が落ちる. Ar II については依存性が非常に弱く, ほぼ一定となっている. CH の傾向は反転しており, 内側で流れが速くなっている.

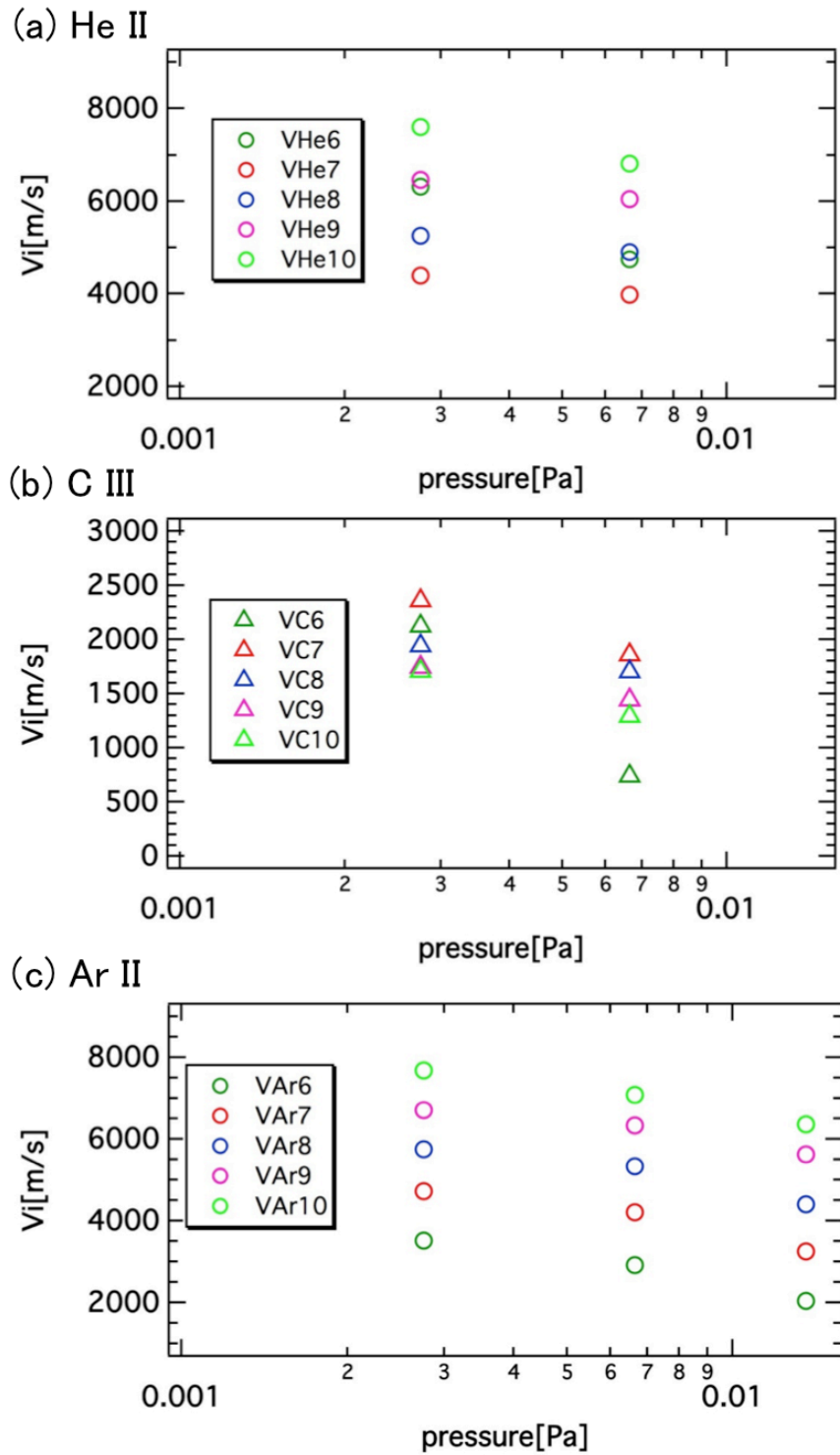


図 3.11: アルゴンプラズマ中のイオン流速の封入ガス圧力依存性;

(a) He II, (b) C III, (c) Ar II (コイル支持状態, マイクロ波出力 40kW). 磁気浮上からの変化ははっきりとしたものは見られない. 速度分布の反転はこちらでも見られ, Ar II では特に明らかである. 反転は低速度時に生じており, 流れ場形成に閾値が存在している可能性を示唆している.

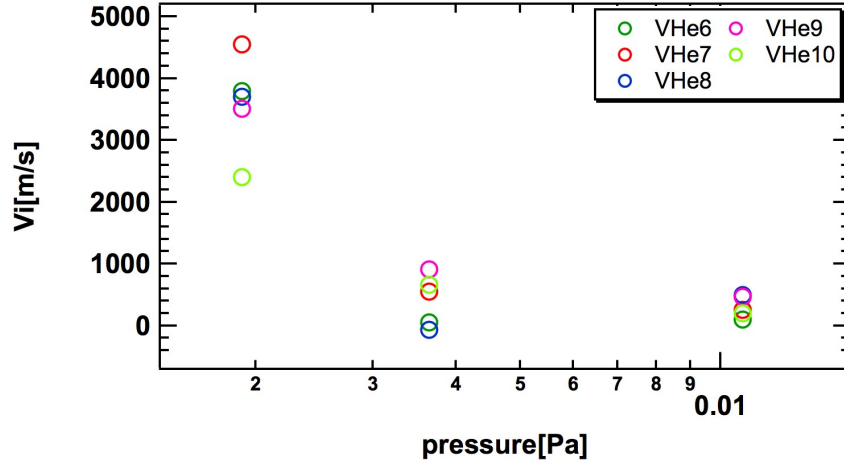


図 3.12: ヘリウムプラズマ中のイオン流速の封入ガス圧力依存性; He II (磁気浮上状態, マイクロ波出力 10kW) .

ヘリウムプラズマでは分布の反転は見られない. この結果からは $H > He > Ar$ を断定することは難しいが, 変化の傾向が温度と速度で似ていることから温度と同様の傾向を示すものと推測される.

RT-1 磁場配位で生じる各種ドリフトと流速計測結果の比較

RT-1 磁場配位では円環コイル周りのダイポール磁場の曲率, 強度勾配とプラズマ圧力勾配から, 式 3.2-3.4 で表される Curvature Drift と ∇B Drift, Diamagnetic Drift が駆動されている [25].

$$v_R = \frac{mv_{\parallel}^2}{2e} \frac{2}{BR} = T_i \frac{2}{BR} \quad (3.2)$$

$$v_{\nabla B} = -\frac{mv_{\parallel}^2}{2e} \frac{\nabla B}{B^2} = -T_i \frac{\nabla B}{B^2} \quad (3.3)$$

$$v_D = -\frac{\nabla p}{enB} = -\frac{T_i}{B} \frac{\nabla p}{p} = T_i \frac{\nabla \ln p}{B} \quad (3.4)$$

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速度, B は磁場強度, R は磁力線の曲率半径, n は荷電粒子密度, p はプラズマ圧力を表す. RT-1 のプラズマ閉じ込め領域では曲率半径ベクトル, ∇p は径方向に外向き, 磁場は上向き, かつ ∇B は内向きに生成されているので, イオンはいずれのドリフトもコイル上方から見て時計回りの方向である. 各ドリフトの前半の項は粒子の温度を表す項なので, これらのドリフトはイオン温度の上昇によって誘起されていくものである. また, 磁場, 曲率半径共に径方向に分布を持つため, ドリフト速度は位置によって変化し, 外側に向かうほど大きくなる (図 3.13) .

ドリフトの径方向分布とともに図 3.4- 3.12 で得られた流速の温度分布を示す。流速のガス圧力依存性でも径方向分布について H, He プラズマでは外側の方が, Ar プラズマでは内側の方が流れが速くなっているとしたが, ドリフト速度の分布と比較すると予測されるほどの分布はいずれの条件でも形成されていないことが分かった。径方向では無くイオン種ごとに一定の分布をとることが分かった。He II と Ar II は同様の分布 $V_i=900 \sim 1500T_i$ を持っており, C III は $V_i=160 \sim 550T_i$ と大きく異なる分布をとっている。また, He II と Ar II については温度から予測されるドリフト速度以上の速度を持つ領域が各 CH に見られており, $E \times B$ ドリフトのような流れが駆動されていると考えられる。C III については光っている領域 (C III の生成領域) がコイル近傍に集中している可能性が考えられる。全 CH にわたって蛍光が得られているが, これは真空容器壁面からの反射光を計測している可能性があり, イオンの空間分布が示されている, または価数に依存する流れを妨げる効果が存在していることを示唆している。

流速と温度の関係性の評価を行った結果, イオン種 (価数) によって温度に対して異なる分布をとること, Curvature+Grad-B+Diamagnetic ドリフト以外に流れを駆動する・阻害する現象が存在することが分かった。空間分布については反射光対策を行った上で, 追実験を行う必要がある。

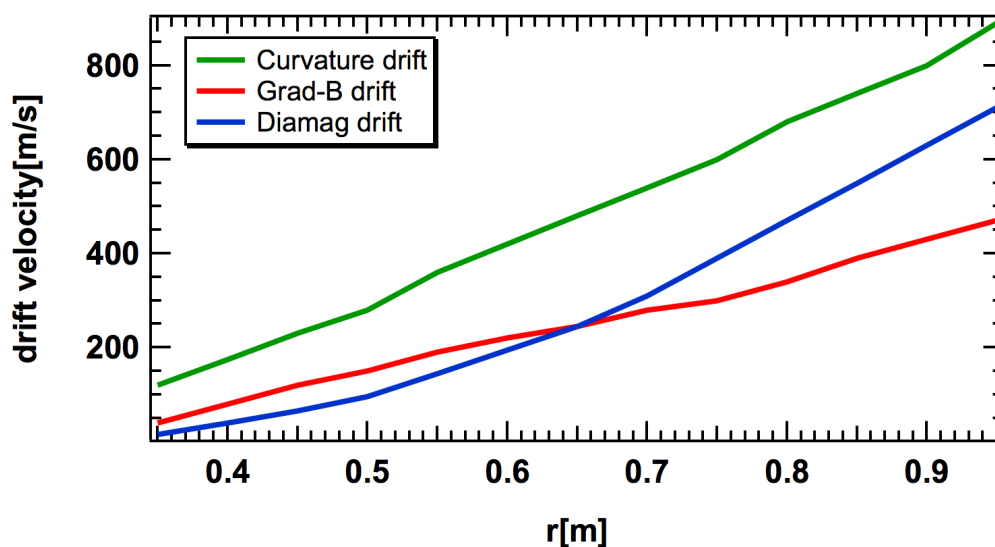


図 3.13: RT-1 プラズマ中における 1eV の温度を持つ粒子の Curvature Drift と Grad-B Drift, Diamagnetic Drift の径方向分布 (セパトロクス配位)。磁気浮上中のセパトロクス配位での各ドリフトの径方向分布を示す。外側に向かうにつれて全てのドリフト速度が増大していくと予想される。

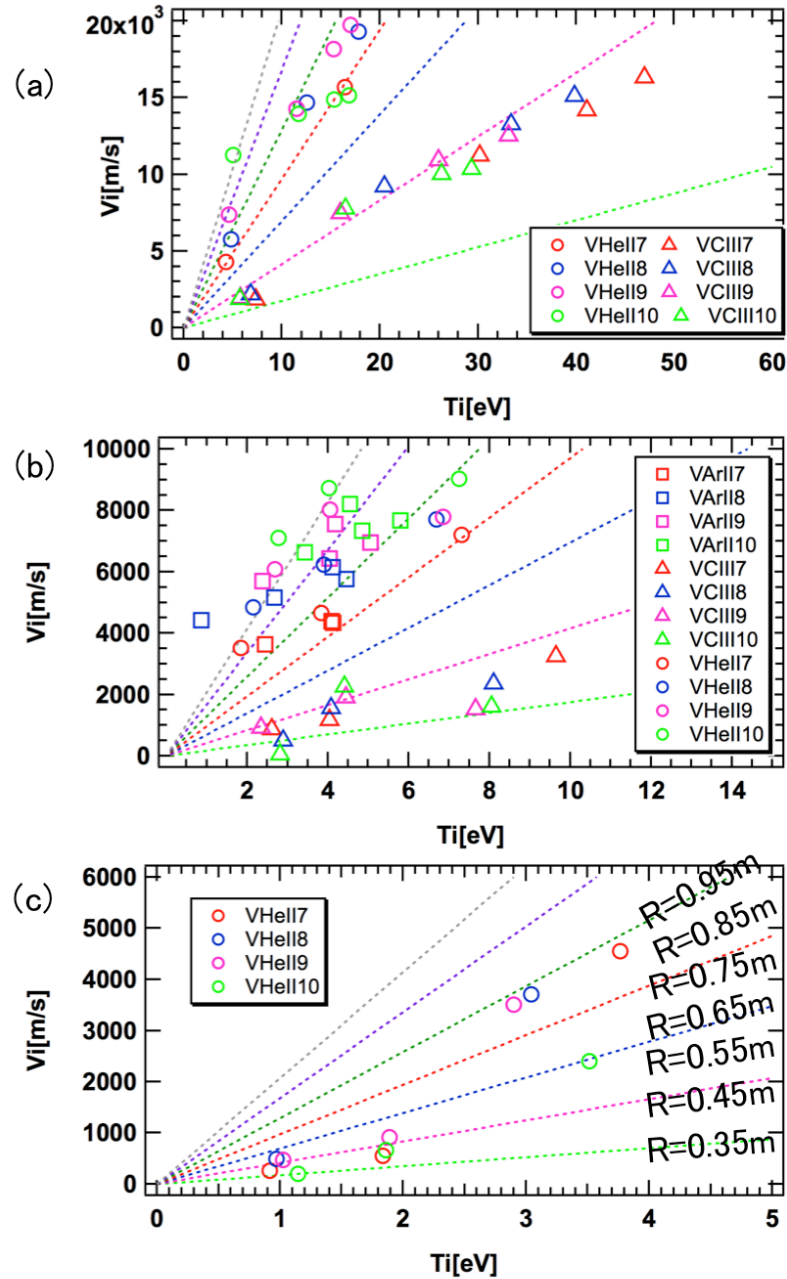


図 3.14: 磁気浮上プラズマにおけるイオン流速のイオン温度依存性;

(a)H 放電 40kW, (b)Ar 放電 40kW, (c)He 放電 10kW.

点線で示すのは Curvature+Grad-B ドリフトの径方向分布を示したものである。いずれの条件でもドリフトと一致するような径方向分布を持つ流れは形成されていなかった。He II と Ar II は同様の分布 $V_i=900\sim 1500T_i$ を持っており、C III は $V_i=160\sim 550T_i$ と価数ごとに異なる分布をとっている。このことから、イオンの空間分布の情報を示していることが推測される。

イオン温度，流速計測結果まとめ

図 3.15 にイオン温度・流速の反磁性電流値，電子密度，中性粒子密度の分布を示して，イオン温度・流速計測結果のまとめとする．これらのデータは封入ガス圧力依存性を調べた際のデータを利用している．(a) の反磁性電流値分布で 4mWb を超えた部分で低温，低流速となっているが，ここでは高ガス圧力時に反磁性電流値の増大が見られた結果であるため，他とは異なる性質を見せている．大まかには反磁性電流値の上昇に従って，温度流速は増加している．電子密度の分布は右肩下がりの傾向を示す．これはガス圧力の増大に伴って電子密度が増加していることを表している．中性粒子密度分布についてはガス圧力分布とほとんど同じようなグラフになっている．放電前の中性粒子密度が電子密度よりも十分大きく，かつ電子密度の増分以上に中性粒子密度の増分が大きいことに起因する結果である．

以上のようにガス圧力の増大に従って，反磁性電流値は減少，電子密度は増大，中性粒子密度は増大するため，図 3.15 のような分布をとり，電子密度と中性粒子密度はガス圧力変化への依存性が強いため，ガス圧力分布と似た傾向を示す．反磁性電流値はガス圧力に対して一定の依存性は持っているが，それほど大きくないためガス圧力分布とは異なる傾向を示している．

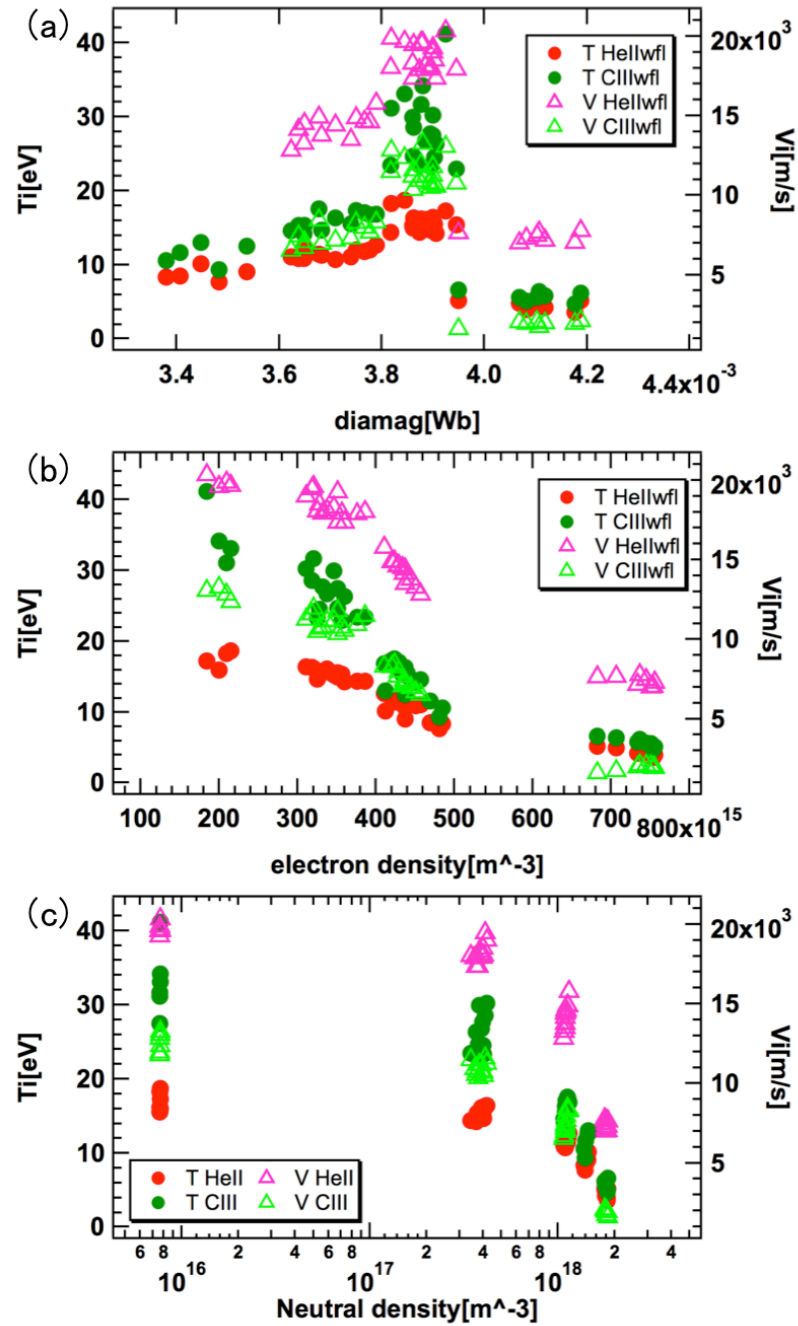


図 3.15: イオン温度，流速計測まとめ（磁気浮上）；(a) 反磁性電流分布，(b) 電子密度分布，(c) 中性粒子密度分布。

反磁性電流値が 4 mWb を超えた部分は高ガス圧力放電時であるため，温度流速共に低くなっている。ガス圧力の増大に従って，反磁性電流値は減少，電子密度は増大，中性粒子密度は増大するため，このような分布をとる。

3.3 He I スペクトル強度比計測による電子温度評価

He 原子は原子データが豊富であり、強いスペクトルを持つことからプローブ粒子として有用であり、電子温度・密度計測で広く用いられている。衝突輻射モデル (Collisional Radiative model) に基づく電子温度・密度計測は Fujimoto が He の CR モデルを構築してから改良が進められ [26][27], TEXTOR トカマク [28] や JT-60U[30], NAGDIS-II 線形装置 [29] 等の様々なプラズマで応用されてきた。RT-1 では高温電子については軟 X 線計測によって温度が、干渉計によって電子密度の総和と高温電子と低温電子の比率を知ることが出来るが、低温電子の温度については真空容器直近のプロービングデータしか無かった。そのため、4.1 節の閉じ込め時間を計算する時に電子温度に仮定する必要があった。イオンと高温電子の緩和時間は数百 s であり、イオンに対して大きな影響力を持つのは低温電子であると考えられることから、低温電子温度を実験的に評価するために He I スペクトル強度比を用いることにした。実際に高温電子が存在する RF プラズマで適用された例が報告されており、その際は二成分の温度差は数十 eV 程度であり、評価値に数%の増加が見られた [31]。RT-1 では数十 keV 程度の高温電子であるので、過大評価している可能性はあるが、中性粒子とはほとんど相互作用がないと考えられるため、今回は単一成分の結果を使用した。選択次第で電子密度も同時に計測でき、かつプローブ粒子として数%混ぜておけば必要な光量を得られるため、有用な計測法である。以下に使用した He の CR モデルについて詳細を示す。

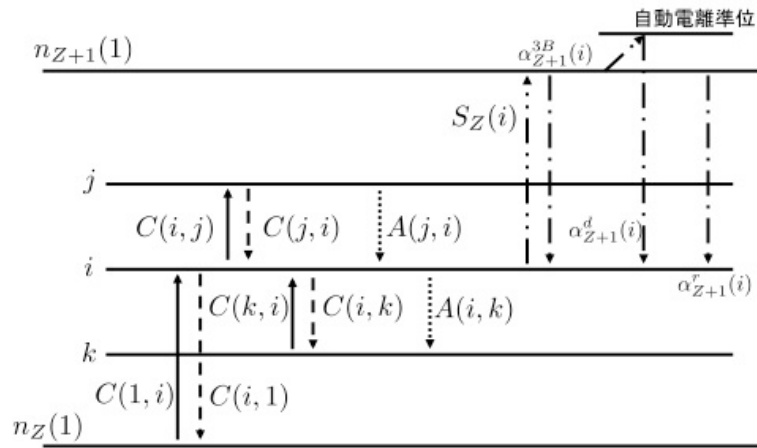


図 3.16: 原子イオンの衝突輻射モデルで考慮する原子過程の模式図。

準位 i への原子過程として、それぞれ C は電子衝突励起 (実線), 電子衝突脱励起 (破線), A は放射遷移, S は電子衝突電離, $\alpha_{Z+1}^{3B}(i)$, $\alpha_{Z+1}^d(i)$, $\alpha_{Z+1}^r(i)$ は三体再結合速度係数, 二電子性再結合速度係数, 放射性再結合速度係数である。 [32]

本計測で用いる CR モデルは図 3.16 に示すような過程を考慮したもので、ある元素の Z 価のイオンのエネルギー準位 i のポピュレーションを求める式を書き下すと以下のようになる。電離や再結合は 1 つ価数の異なるイオンの基底状態からのみ起こると仮定する。また、簡単のため、励起は異なる価数のイオンからは起こらないと仮定する。

$$\begin{aligned} \frac{dn_Z(i)}{dt} = & \sum_{k < i} C_Z(k, i) n_e n_Z(k) + \sum_{j > i} \{C_Z(j, i) n_e + A_Z(j, i)\} n_Z(j) \\ & - [\sum_{k < i} C_Z(i, k) + \sum_{j > i} C_Z(i, j) + S_Z(i)] n_e + \sum_{k < i} A(i, k) n_Z(i) \\ & + \{\alpha_{Z+1}^{3B}(i) n_e + \alpha_{Z+1}^d(i) + \alpha_{Z+1}^r(i)\} n_e n_{Z+1}(1) \end{aligned} \quad (3.5)$$

ここで、 $C_Z(i, j)$ は準位 i から準位 j への電子衝突励起・脱励起速度係数、 $A_Z(i, j)$ は放射遷移確率、 $S_Z(i)$ は準位 i からの電子衝突電離速度係数、 $\alpha_{Z+1}^{3B}(i)$ 、 $\alpha_{Z+1}^d(i)$ 、 $\alpha_{Z+1}^r(i)$ はそれぞれ $Z+1$ 価のイオンから準位 i への三体再結合速度係数、二電子性再結合速度係数、放射性再結合速度係数である [33]。

この式を図 3.17 に示す準位全てに適用する。各準位の密度を計算するにあたって、式 3.5 に準定常近似を行う（左辺 = 0）。このとき、基底準位 (1^1S) だけでなく、準安定準位 ($2^1S, 2^3S$) の 3 準位を例外として扱う。すると、線形結合した連立方程式を解くことによって、各準位について次式のような解が得られる。

$$n(p) = r_0(p) n_e n_i + r_1(p) n_e n(1^1S) + r_2(p) n_e n(2^1S) + r_3(p) n_e n(2^3S) \quad (3.6)$$

ここで、 n_i は He II の密度を、 $r_0(p)$ 、 $r_1(p)$ 、 $r_2(p)$ 、 $r_3(p)$ は電子温度・密度の関数となるポピュレーション係数を、 $n(p)$ は準位 p の密度を、添字は 0, 1, 2, 3 がそれぞれイオン、 1^1S 、 2^1S 、 2^3S の準位を表す。一方、 1^1S 、 2^1S 、 2^3S の密度を表す式は以下になる。各係数 k はポピュレーション係数と各速度係数を用いて表す。これらの式の時間発展計算を行うことで 4 準位の密度を計算することが出来、式 3.6 から励起準位の密度も得られる。

$$\frac{d}{dt} n(1^1S) = k_{01} n_e n_i - k_{11} n_e n(1^1S) + k_{21} n_e n(2^1S) + k_{31} n_e n(2^3S) \quad (3.7)$$

$$\frac{d}{dt} n(2^1S) = k_{02} n_e n_i + k_{12} n_e n(1^1S) - k_{22} n_e n(2^1S) + k_{32} n_e n(2^3S) \quad (3.8)$$

$$\frac{d}{dt} n(2^3S) = k_{03} n_e n_i + k_{13} n_e n(1^1S) + k_{23} n_e n(2^1S) - k_{33} n_e n(2^3S) \quad (3.9)$$

$$\frac{d}{dt} n_i = -\left\{ \frac{d}{dt} n(1^1S) + \frac{d}{dt} n(2^1S) + \frac{d}{dt} n(2^3S) \right\} \quad (3.10)$$

自然放出遷移を有する He I の各エネルギー準位の密度を利用することで CR モデルでの有効放出速度係数 C_{em}^{eff} を次式で得られる。

$$C_{em}^{eff}(\lambda; i \rightarrow j) = \frac{A_{ij} n(i)}{n_e \sum_k n(k)} = \frac{A_{ij} n(i)}{n_e n_{He}} \quad (3.11)$$

この有効放出速度係数 C_{em}^{eff} を使用したいスペクトルの組み合わせ分，計算を行い，係数の比をとることでそれがスペクトル強度比を表すことになる．

$$\frac{C_{em}^{eff}(\lambda; i \rightarrow j)}{C_{em}^{eff}(\lambda; k \rightarrow l)} = \frac{A_{ij}n(i)}{A_{kl}n(k)} \quad (3.12)$$

式 3.12 を様々な電子温度・密度について計算を行うことで，そのスペクトルの組み合わせがどのようなプラズマへの計測に使用できるかが分かる．RT-1 プラズマのパラメータ領域では 728.1nm($2^1P - 3^1S$)/706.5nm($2^3P - 3^3S$) のスペクトル比が電子温度に適していることが分かったため，この組み合わせを電子温度計測に使用した（図 3.17）．

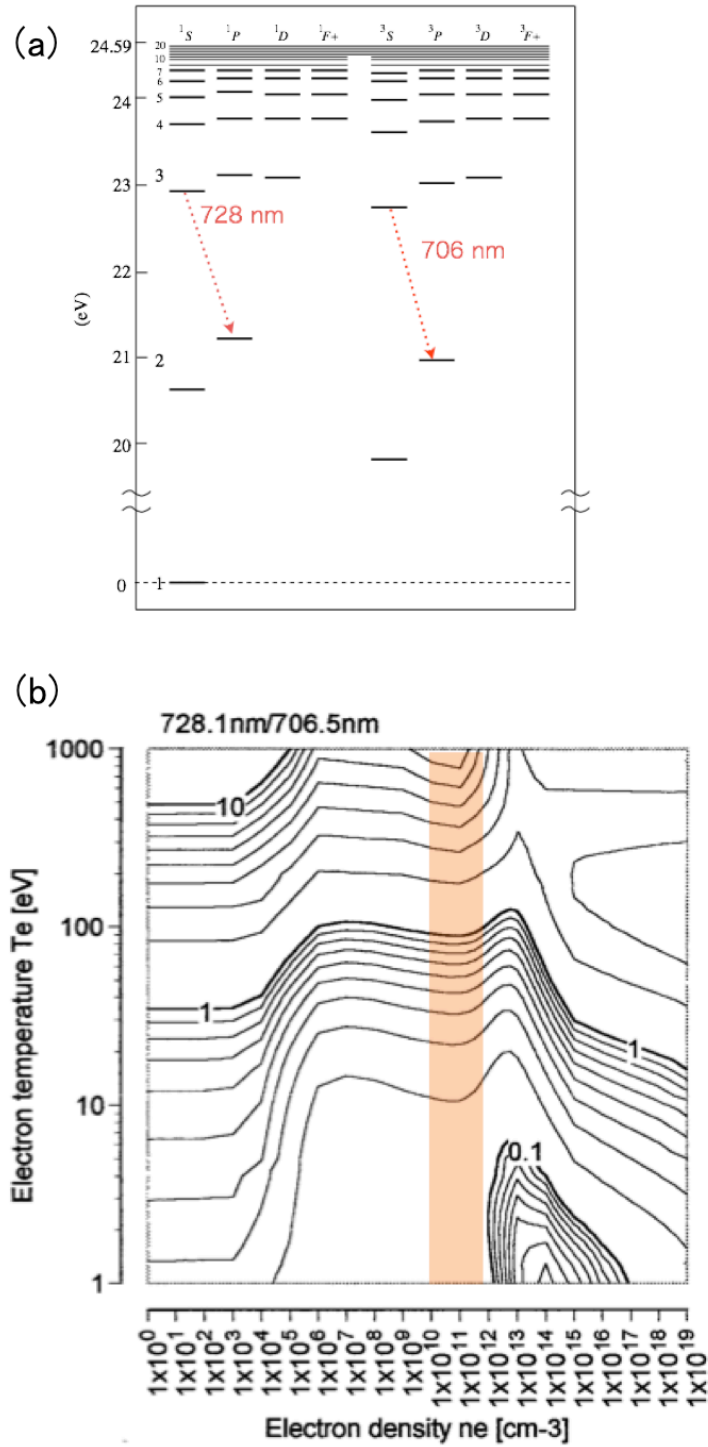


図 3.17: (a) He I エネルギー準位図, (b) 728.1 nm/706.5 nm スペクトル強度比, 電子温度・密度分布. S. Sasaki, M. Goto, et al., NIFS-DATA-49(1998). より引用. 準位図中に示す二つの遷移過程からのスペクトルを計測し, その強度比を利用する ($728.1\text{nm}(2^1P - 3^1S)/706.5\text{nm}(2^3P - 3^3S)$). RT-1 の電子密度が図中にマスクした領域なので, 電子密度のみに分布を持つとして電子温度の評価を行う.

マイクロ波出力依存性と封入ガス圧力依存性

図 3.18 にマイクロ波出力依存性と封入ガス圧力の依存性を示す。図 3.18(a) については水素プラズマ、ヘリウムプラズマどちらもマイクロ波出力の増大とともに電子温度が増加している。図 3.18(b) では水素プラズマとアルゴンプラズマに関して磁気浮上とコイル支持の二通りの計測結果について示しているが、いずれもガス圧力の増加とともに電子温度が減少している。水素プラズマでは特に顕著であるものの、アルゴンプラズマでは変化が小さい。これはアルゴンプラズマ中のイオン温度の変化が小さかったことと一致する結果である。また、磁気浮上の有無に関しては違いはほとんど影響ない。図 3.18(a) において圧力は $H3.8\text{mPa} > He2.8\text{mPa}$ であるが、電子温度は $H > He$ であり、かつ図 3.18(b) のアルゴン 2.8mPa 時の温度と比較すると $He > Ar$ であることから、総合して $H > He > Ar$ であることが分かる。

径方向分布

tangential な計測ではあるが、径方向に光路を振ることが出来るのでその径方向分布を調べた。図 3.19 に水素プラズマの径方向分布について、磁気浮上の有無の二通りの計測結果を示す。横軸は選択した光路の最近接内接円の半径を表している。図 3.19(b) の $R=500\text{mm}$ 近傍の視線で電子温度が上昇する傾向が見られるが、全体的には外側に向かうにつれて温度が低下していることが確認できる。これはイオン温度の分布と反対の傾向である。図 3.19(a) の磁気浮上状態の方が分布がなだらかで、図 3.19(b) のコイル支持状態では変動が激しく急峻な分布を形成していると考えられる。封入ガス圧力の違いによる分布の違いは図 3.19(b) のコイル支持状態で若干見られるものの、目立ったものではない。

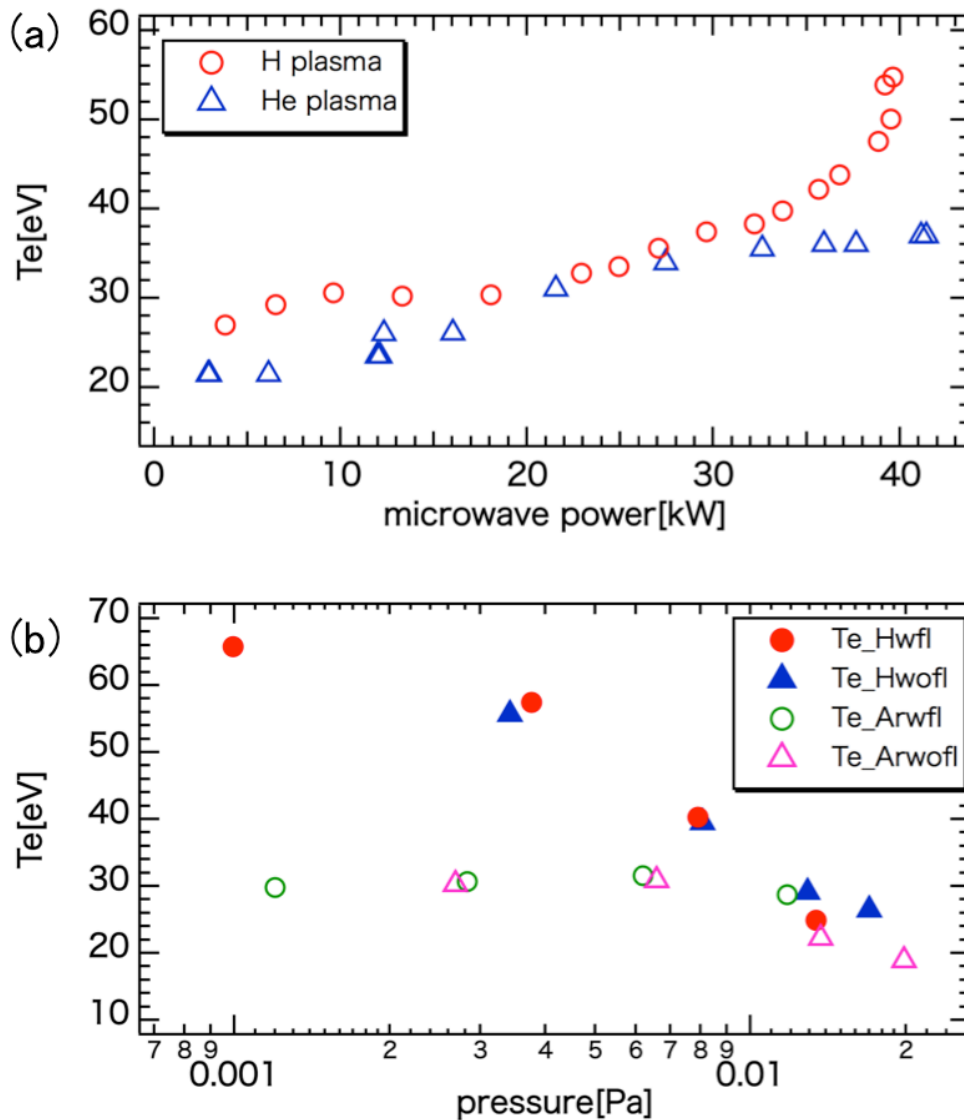


図 3.18: 電子温度分布 (wfl 磁気浮上, wofl コイル支持) ;

(a) マイクロ波出力 (ガス圧 : H 3.8mPa, He 2.8mPa) ,

(b) 封入ガス圧力, 封入ガス種 (H,Ar) 依存性 (マイクロ波出力 40kW) .

マイクロ波出力増大に伴い, H, He プラズマ共に電子温度は増大している. ガス圧力に対しては圧力の増大に従って温度が減少しており, H プラズマはそれが顕著である一方, Ar プラズマは変化が小さい. また, 磁気浮上の有無による違いはほとんど無い. (a) にてガス圧の違いにも関わらず $H > He$, (b) の Ar 2.8mPa 時の温度と比較して $He > Ar$ であることが分かる.

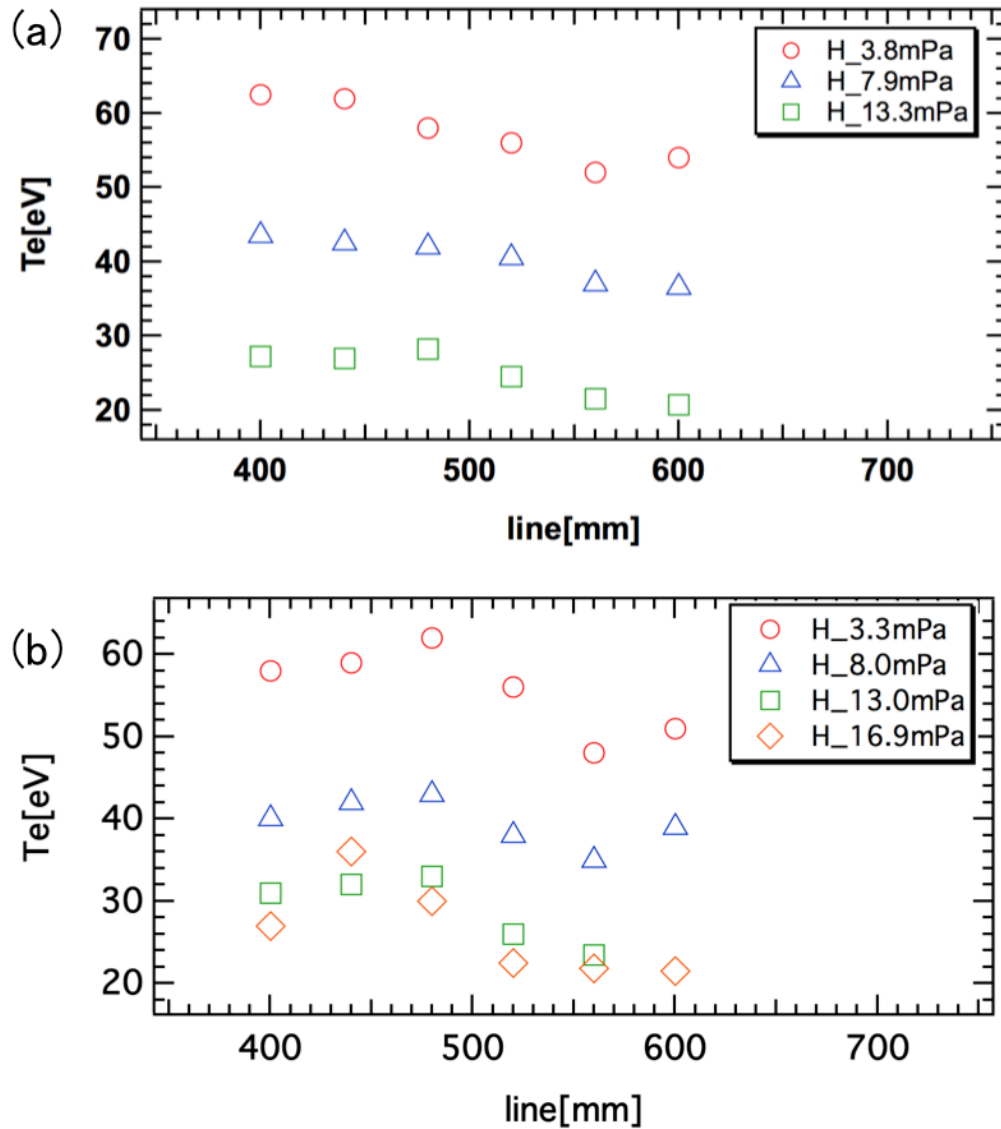


図 3.19: 水素プラズマ電子温度径方向分布;(a) 磁気浮上状態, (b) コイル支持状態.
 変動を含むものの, 全体的には外側に向かうにつれて温度の低下を確認できる.
 磁気浮上の有無については若干コイル支持状態の方が温度の変動が大きく, 急峻な分布を形成していると思われる. ガス圧力の違いによる分布の差異は確認できない.

イオン温度・流速と低温電子温度

本研究を行う以前は「イオン温度は低温電子からの熱緩和によって決定される」という仮定のもとに研究が行われてきた。今回、イオンスペクトル広がり計測とスペクトル強度比によってイオン温度、低温電子温度の同時計測を行ったことで、これらの結果を基に仮定の妥当性の評価を行う。同様に、流速もイオン温度に相関を持つため併せて評価する。ここでは評価のしやすさから、電子温度、イオン温度共に変化幅が大きかった水素プラズマについて図 3.20 に示す。

図中にはマイクロ波出力、封入ガス圧等の場合分けを行わずに温度、流速の評価を行うことが出来た全ての結果の電子温度分布を載せている。唯一、磁気浮上状態とコイル支持状態の違いについては場合分けを行っている。その結果、イオン種と磁気浮上の有無の違いごとにイオン温度、流速共に電子温度に対して線形に近い分布をとっている。放射損失や高温電子による加熱といった他の加熱要因は考えられるものの、それらはあくまで補助的な要因であり、ほとんどが低温電子温度によって決定されていると言える結果である。従って、「イオン温度は低温電子からの熱緩和によって決定される」という仮定は正しく、イオン温度だけでなく流速についても同様のことが言える。現状の ECH 加熱に限定すれば、水素プラズマではマイクロ波出力、封入ガス種及び圧力、磁気浮上の有無を決定することで低温電子温度が決定され、イオン温度、流速は放電条件依存でなく、放電条件設定で決定された低温電子温度によって決定されているといえる。

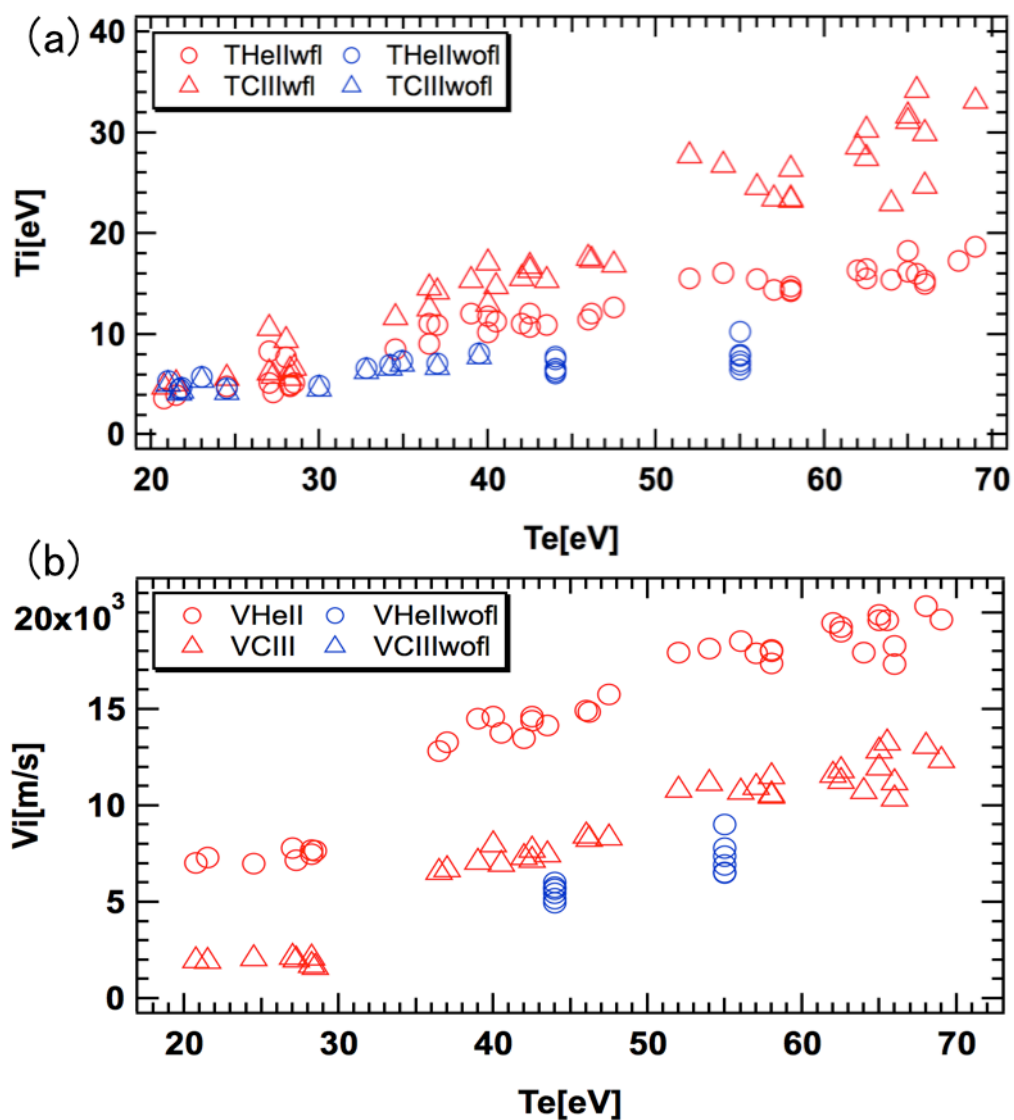


図 3.20: 水素プラズマにおける (a) イオン温度, (b) 流速の低温電子温度分布
(wfl:磁気浮上, wofl:コイル支持)。

放電条件を考慮せずに電子温度とイオン温度のみに着目して作成したグラフだが、イオン温度、流速共に低温電子温度に対してほぼ線形に変化していることが分かる。磁気浮上、コイル支持状態やイオン種の違いがあっても、分布の傾向は同様である。

3.4 電離段階時間発展数値計算

RT-1 プラズマからの発光分析で低価数（3 階電離程度）までしか検出されておらず、電離・再結合モデルで予想されるほど電離が進んでいなかった（図 3.1）．閉じ込め時間が中性粒子の荷電交換時間に依存しているという知見が先行研究 [18] 及び本研究で得られており，原子分子過程においても中性粒子（荷電交換）が大きな影響を与えているのではないかと予想した．そこで，電離・再結合モデルに荷電交換を電離を鈍らせる効果として追加し，レート方程式を各元素について構築し，その時間変化・平衡状態を追った [19][20]．また，元の電離・再結合モデルは電子一成分しか考慮されておらず，二電子成分を持つ RT-1 プラズマを正確に模擬出来ていない．そのため，本節で用いたモデルには電子二成分を考慮したものになっている [31]．

ここでは，第 3.2 節で実際に計測したパラメータを基に数値計算を行った．評価の対象は水素プラズマ中の C とした．選択した理由は実際に計測を行ったため，核融合プラズマの研究により水素プラズマ中の C の原子データが整備されているためである．

$$\begin{aligned} \frac{dN_Z}{dt} = & (N_{eh}Sh_{Z-1} + N_{ec}Sc_{Z-1})N_{Z-1} \\ & - \{N_{eh}(Sh_Z + \alpha h_Z) + N_{ec}(Sc_Z + \alpha c_Z) + N_0C_Z\}N_Z \\ & + (N_{eh}\alpha h_{Z+1} + N_{ec}\alpha c_{Z+1} + N_HC_Z + 1)N_{Z+1} \end{aligned} \quad (3.13)$$

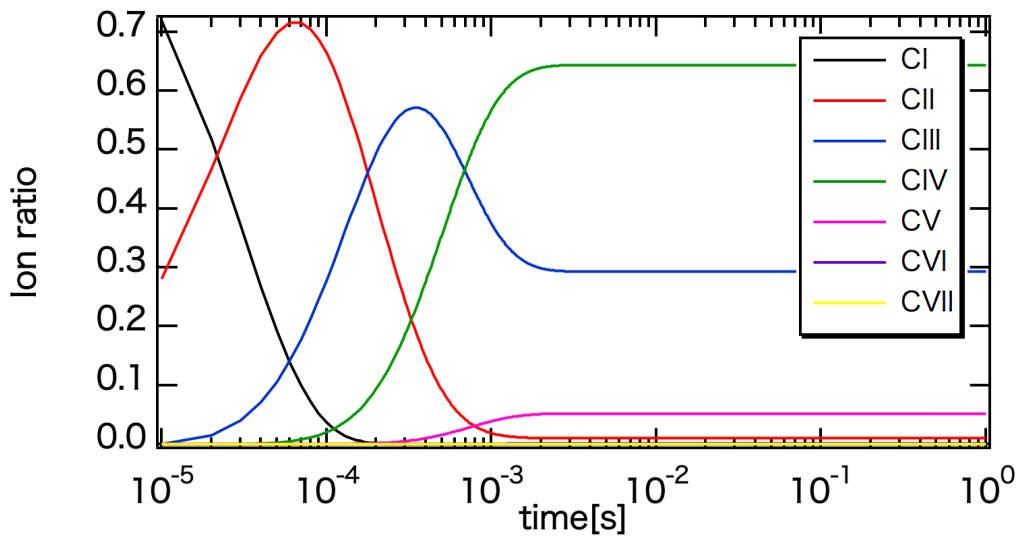


図 3.21: C 電離時間発展計算例．

RT-1 の放電時間 1 秒間の中性粒子からの価数の時間発展計算を行い，平衡に至った時の価数分布を評価した．

荷電交換の効果

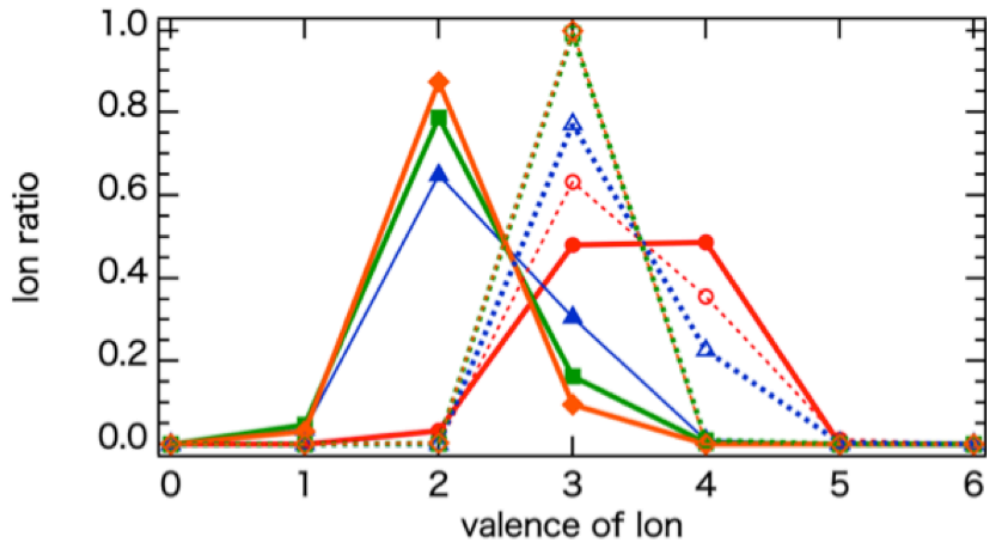
図 3.22 に荷電交換の効果を取り入れたものと含まないものの二通りの結果を併せて示す。評価をしやすいするために低温電子一成分を仮定している。ここで用いている水素原子密度 N_h は放電前の封入ガス圧から気体の状態方程式を用いて水素分子の密度を計算し、その水素分子がマイクロ波導入により全て原子状態に切れたと仮定した結果得られる水素原子密度から干渉計で計測した電子密度を差し引くことで評価している。

4通りの条件で計算を行った所、全ての条件で荷電交換を加えたことによる低価数側への分布のシフトが見られた。これまでの計測で C については二段階電離の C III までが検出されており、0.8mPa 時の計算結果以外では C III が最も多くなる分布が得られており、RT-1 プラズマに近い状況を模擬出来ているのではないかと考えられる。

高温電子の効果

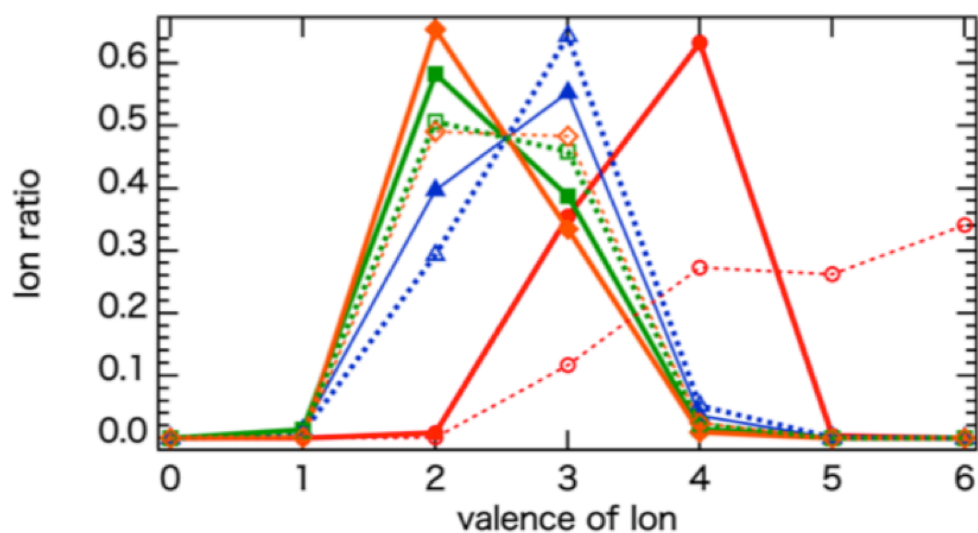
図 3.23 に高温電子を取り入れた電子二成分の計算結果と低温電子一成分の計算結果を示す。ここでは荷電交換を取り除いた場合、分布が高価数側に偏りすぎて評価が難しくなることが予測されたため、荷電交換を考慮した計算を行っている。導入した高温電子は低温電子との割合を放電条件ごとに設定して密度を決定している。割合は干渉計の信号に密度崩壊の速度が異なる二成分の密度成分が観測されており、その比率を参考に決定した。高温電子温度は数十 keV 程度と考えているが、入手できた速度係数の上限が 10keV だったので今回は 10keV に固定して評価を行っている。

全ての条件において高温電子を加えることで高価数側に分布がシフトしており、比率を高く設定した 0.8mPa 時が顕著である。一方、比率が低い条件においてはそれほど大きな差は生じていない。RT-1 プラズマでは三階電離が検出限界であり、二階電離でさえも検出が難しいので高温電子の寄与は非常に小さいのではないかと考えられる。その原因としてはこの結果から二つ考えることが出来、一つに 10keV 以上の超高温の電子が生成されていることで反応断面積が小さくなっていること、二つ目に密度の絶対値を評価していないので高温電子密度の過大評価をしていることが挙げられる。



	Pressure [mPa]	Te[eV]	Ti[eV]	Ne[m ⁻³]	Nh[m ⁻³]	H:C
●	0.8	66	33	1.8E+17	8E+15	0:10
▲	2	60	27	3.1E+17	4.2E+17	0:10
■	4	40	15	4.6E+17	1.1E+18	0:10
◆	6	25	5	7.5E+17	1.8E+18	0:10

図 3.22: 水素プラズマ中の C 価数分布; (実線) 荷電交換含む, (破線) 荷電交換無し.
 水素原子密度 $N_h = \text{放電前の水素原子密度} - N_e$ として評価している. 全ての
 条件で荷電交換を加えたことで低価数側へのシフトが見られた. RT-1 プラズ
 マでは三階電離が検出限界なので, RT-1 プラズマでは荷電交換が優位に働い
 て電離を妨げていると考えられる.



	Pressure [mPa]	Te[eV]	Ti[eV]	Ne[m ⁻³]	Nh[m ⁻³]	H:C
●	0.8	66	33	1.8E+17	8E+15	5:5
▲	2	60	27	3.1E+17	4.2E+17	3:7
■	4	40	15	4.6E+17	1.1E+18	1:9
◆	6	25	5	7.5E+17	1.8E+18	1:9

図 3.23: 水素プラズマ中の C 価数分布; (実線) 高温電子無し, (破線) 高温電子含む. 高温電子を加えることで高価数側にシフトしており, 比率が高い 0.8mPa 時が顕著である. 比率が小さい時にはそれほど違いは生じていない. RT-1 プラズマでは高温電子の寄与が小さい, もしくは高温電子温度, 密度をそれぞれ過小, 過大評価していると考えられる.

3.5 RT-1 プラズマへの重金属ドーブ実験

RT-1 プラズマ中で原子番号の大きな Hi-Z 金属イオンがどのような振る舞いを示すか、RT-1 プラズマ内への効果的な金属イオンのドーブ手法の確立を目指して行った。磁気圏型プラズマ中での Hi-Z 多価イオンの研究だけでなく、核融合プラズマの分野においてコアプラズマのような超高温領域以外の温度領域でのタングステンの原子データ、輸送構造が研究課題として挙げられており、RT-1 プラズマへの重金属ドーブは新たな分野の開拓に繋がる。以下、実際にプラズマへとドーブした結果について、分光によって観測を行い、プラズマ中での分布・価数について示す。

RT-1 に直接試料を接触させるドーブ手法について述べる。以前、プラズマに対しプロービングを試みた所、高温電子からの入熱によってプローブ先端が溶解、破損したことがあった。磁気浮上中はそれがより激しくなる。そのため、RT-1 ではプロービングはあまり行われていないが、このことは金属をプラズマであぶれば溶解し、プラズマ中へと入っていく可能性を示している。そこで、真空容器側面のポートからプロービングする時と同じようにプラズマ中へと導入していき、プラズマによる加熱、蒸発というプロセスを狙って実験を行った。使用した試料は Mo と W で、形状はメッシュ、薄板、棒の3種類である。棒の時のみポートの取り回しの都合上、異なる位置からの導入になる(図 3.24)。計測の際の光路は図に示す通りである。以下、それぞれの結果について示す。

Mo (メッシュ, 薄板, 棒)

磁気浮上時、コイル支持のいずれの場合も全ての形状でドーブの成功を確認した。激しく赤熱し、その発光が数秒間続く場合に限りプラズマ中へと入っていった(図 3.25)。1 shot ごとの放電条件だけでなく、蓄熱に依存する所が大きく、放電条件の自由度は非常に低かった。ドーブ成功が続いていても、数を重ねるうちに蓄熱量が増えていき、全損してしまうこともあったため、注意を要する。発光分布等に磁気浮上の有無の差が確認できなかったため、データ量の豊富なコイル支持状態の結果を代表して示す(図 3.26-3.27)。

コイル支持では真空容器壁に近いような領域では赤熱さえせずに、ドーブすることは出来なかった。しかしながら、試料端がコイル近傍の $R = 0.75 \text{ m}$ を超えると一気に試料の加熱が進み、ドーブが成功した。この結果から、RT-1 プラズマではコイル支持中に高温電子が $R = 0.75 \text{ m}$ 以上外側の領域にはほとんど存在していないことが分かる。これは、コイル支持では高温電子が支持台に衝突して消滅してしまい、外側へと輸送されていかなかったためと考えられる。分光の結果は、近紫外領域で主に発光が検出されており、Mo I と Mo II が検出された。とりわけ Mo II の発光が顕著であった。1 m の分光器でも計測を行っており、その発光分布が外側の視線に集中していることから、Mo が

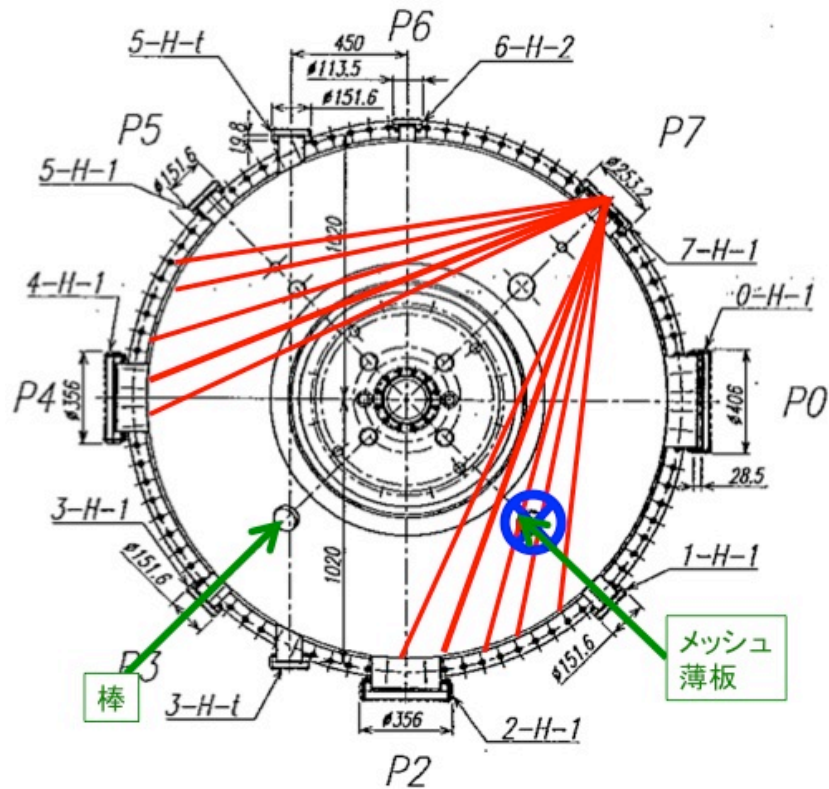


図 3.24: ドープ実験時の光路（赤：1 m 分光器，青：0.35 m 分光器）と試料導入路。

ガス化・イオン化した後にあまり内側へと輸送されていなかったことが分かる。一方，試料を直接見ていない光路でも同様に壁面側の光路で強い発光が検出されているため，トロイダル方向への輸送は生じていることが分かる。この傾向はターゲットの形状に依らなかった。

磁気浮上時には壁面直後ですぐに試料が赤熱し，ドープの成功を確認した。コイル支持との比較から浮上時には壁面付近の外側の領域まで高温電子が輸送されているということが分かる。しかしながら，コイル支持以上に制御が難しく，プラズマ中に入れた瞬間に全損してしまうことがあった。計測の結果はコイル支持とほとんど変わらず，Mo I と Mo II の検出に留まった。発光分布の傾向も同様に壁面近くに偏る結果となった。

W（メッシュ）

W メッシュも磁気浮上時に Mo メッシュと同じポートから導入を試みたが赤熱に留まり，W スペクトルの検出には至らなかった。W の融点/沸点は 3422/5555 °C，Mo の融点/沸点は 2623/4639 °C と融点/沸点共に 1000 °C 程度の差があり，その結果が現れたものと思われる。Mo では導入量や放電条件の制御が難しく，継続して実験を行うには安定性に欠け，かつ W はそもそもドープすることが出来なかった。

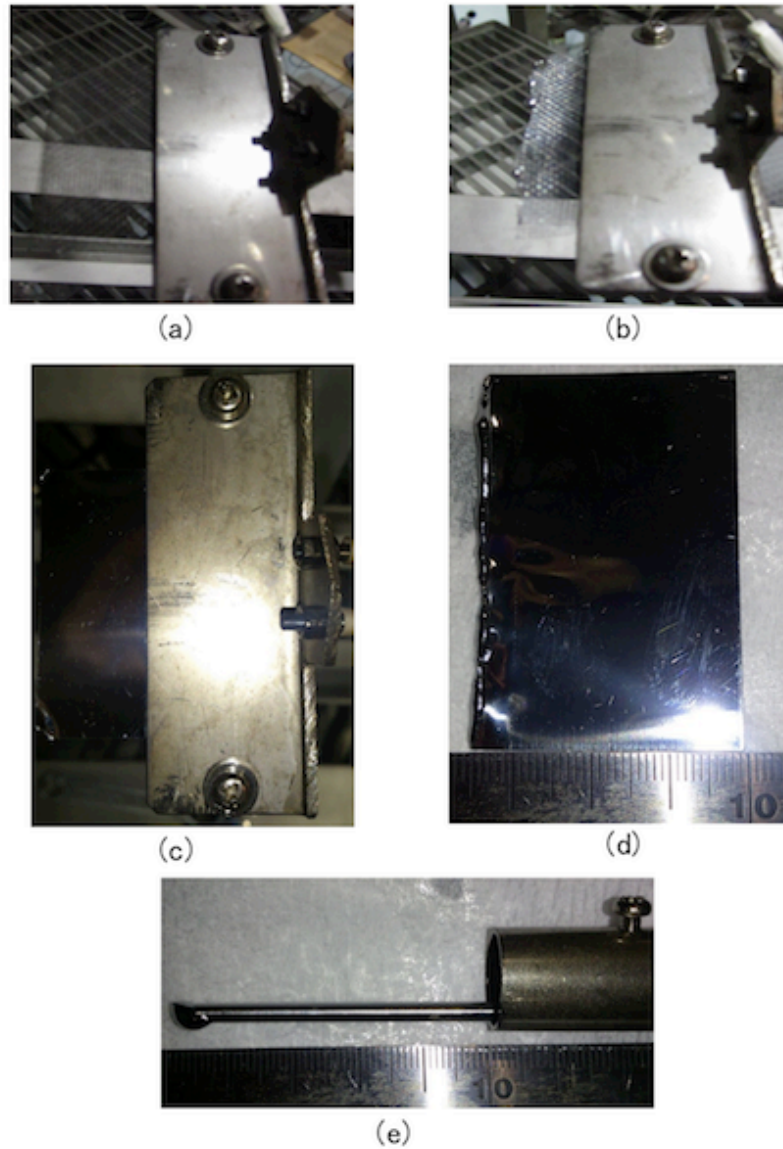


図 3.25: ドープに用いたモリブデンターゲット;(a) メッシュ (ドープ前), (b) メッシュ (ドープ後), (c) 薄板 (ドープ前), (d) 薄板 (ドープ後), (e) 棒 (ドープ後). ドープ前後の比較を示す. 全てのターゲットで激しい発光の際に表面が溶解, 蒸発したことでプラズマ中に侵入していった.

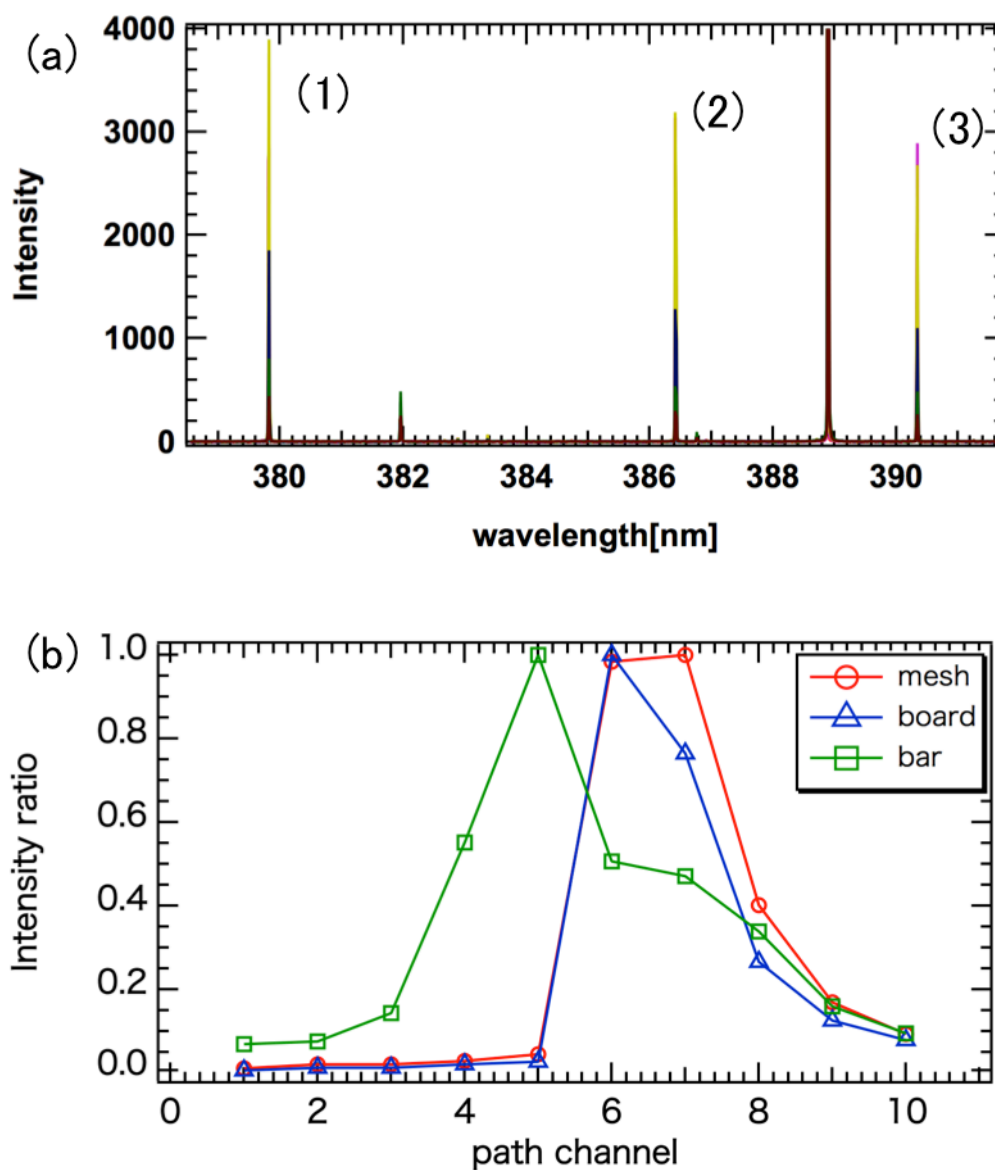


図 3.26: 1m 分光器による Mo I スペクトル検出;(a)Mo I スペクトル例 (1)379.825 nm, (2)386.411 nm, (3)390.296 nm, (b)Mo I 発光分布.
 近紫外領域での Mo I のスペクトルを (a) のように検出した. (b) から分かるようにメッシュと薄板の際は CH6-10 の方向から導入したため, CH6-10 の方が圧倒的に光っており, かつ真空容器壁面に近い CH6-7 が最も発光強度が大きい. 棒の時はターゲットを直接見ることは出来ないが全ての光路でスペクトルを検出した. こちらも壁面に近い CH5-6 が最も大きなシグナルを得た.

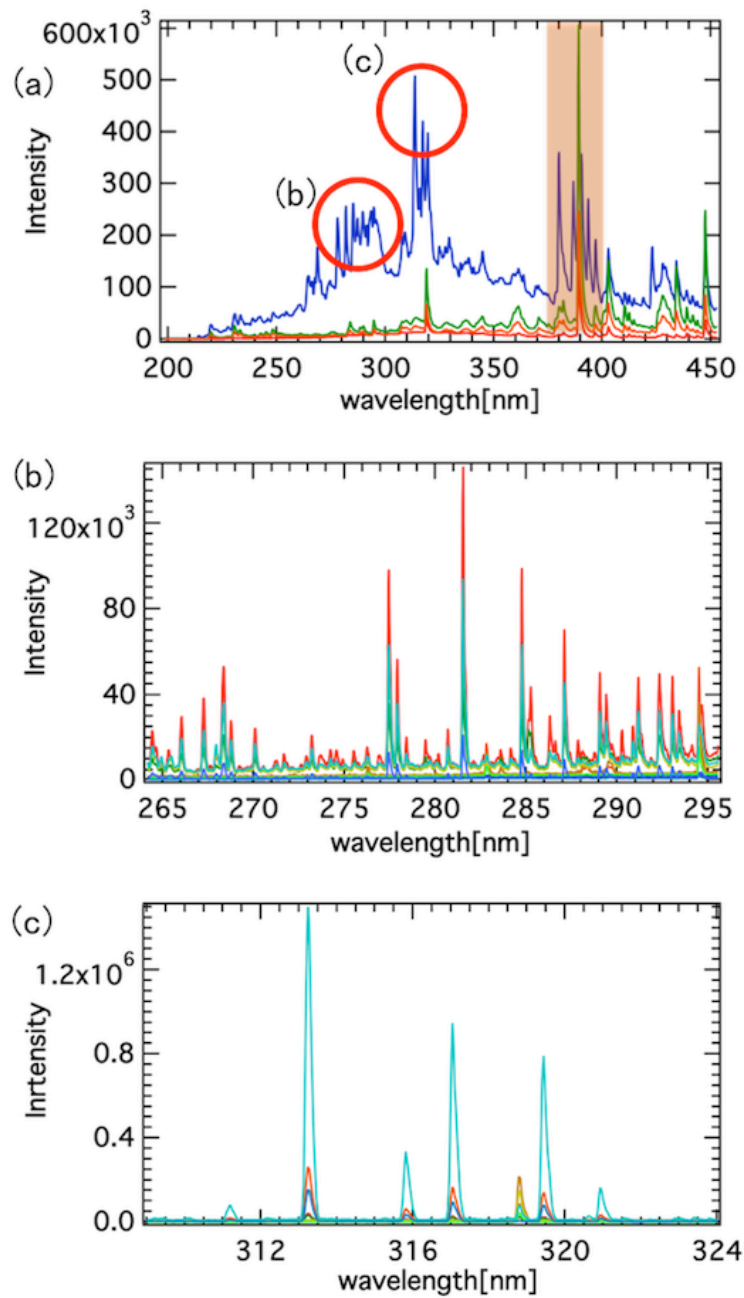


図 3.27: 0.35m 分光器による Mo I, II スペクトル検出;

(a)Mo ドープ成功時の近紫外領域からの発光 (マスク領域は 1m 分光器により計測)

(b)Mo I, II 発光領域, (c)Mo I 発光領域.

ドープ成功時には近紫外領域に密集したスペクトルが現れる. Mo I の方が発光強度が大きく, 可視領域に近い領域で発光が得られた. Mo II 以上の価数は確認できなかった.

第4章 考察

4.1 イオン閉じ込め時間と荷電交換時間評価

イオン閉じこめ時間 τ_c

第3.3節で 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ことが分かった。イオンに流入するエネルギーは電子からのエネルギーで、イオンから流出するエネルギーは拡散によるものである。プラズマの閉じ込め中はエネルギーの流出入は平衡状態にあり、イオン温度が一定と考えると、

$$\frac{n_e(T_e - T_i)}{\tau_{eq}} = \frac{n_e T_i}{\tau_c} \quad (4.1)$$

という関係が成立する [?]。ただし、 n_e [m^{-3}] は電子密度、 T_e [eV] は電子温度、 τ_{eq} [s] は電子からイオンへのエネルギー緩和時間、 τ_c [s] 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は Landau-Spitzer によるエネルギー緩和時間を用いると、

$$\tau_{eq} = \frac{3(4\pi\epsilon_0)^2 m_i T_e^{3/2}}{16\sqrt{2}\pi Z^2 e^4 m_e^{1/2} n_e \ln \Lambda} \quad (4.2)$$

と求められている [34]。ここで、 m_i, m_e [kg] はそれぞれイオン、電子の質量を、 Z はイオン価数を、 $\ln \Lambda (= 20)$ はクーロン対数を表す。高温電子とイオンの緩和時間を計算すると、数十秒から数百秒と放電時間より長くなるため、イオン温度の決定は低温電子によるものと考えられる。そのため、本研究では低温電子との閉じこめ時間の緩和時間からイオンの閉じこめ時間を評価する。

$$\tau_c = \frac{T_i}{T_{ec} - T_i} \tau_{eq} = \frac{T_i}{T_{ec} - T_i} \frac{3(4\pi\epsilon_0)^2 m_i T_{ec}^{3/2}}{16\sqrt{2}\pi Z^2 e^4 m_e^{1/2} n_e \ln \Lambda} \quad (4.3)$$

荷電交換時間スケール τ_n

閉じ込め時間との比較として本研究では荷電交換の時間スケール τ_n を放電中の中性粒子密度 n_n [m^{-3}] と荷電交換速度係数 C_n [m^3/s] を用いて次式のように用いている。

$$\tau_n = \frac{1}{C_n n_n} \quad (4.4)$$

ここで、使用する中性粒子密度及び荷電交換速度係数は対象とするイオンによって扱いが異なることに注意する。対象とするイオンが He プラズマ中の He II である場合には、そのまま He I-II 同士の荷電交換を考えて良いが、不純物として H プラズマ中に存在する C III を対象とする場合、不純物である C I-III 同士の荷電交換よりも H I - C III 同士の荷電交換の方が多いと考えられるため、H I - C III の荷電交換を評価する。

閉じこめ時間については水素プラズマ、アルゴンプラズマ中の He II と C III について計算を行い、荷電交換時間については水素プラズマ中のイオンについて計算を行った。使用したデータはプラズマの中心を通る CH9 からのイオン温度と干渉計の電子密度及びスペクトル強度比による電子温度である。それらの結果を図 4.1-4.2 に示す。

図 4.1(a) のマイクロ波出力分布によると、出力増大とともに閉じこめ時間が伸びていることが分かる。マイクロ波出力を上げることで式 4.3 に含まれる電子密度、電子温度、イオン温度が上昇し、温度成分の増分が電子密度の増分よりも大きいことから閉じこめ時間の増大につながったと考えられる。この時のプラズマの物理的な描像はマイクロ波出力増大に伴って、電離度及び各種粒子の温度が上昇し、再結合や荷電交換のような反応が起きにくくなった結果、閉じ込めが長くなったと予測される。

一方、図 4.1(b)-(c) では、封入ガス圧力の増加とともに閉じこめ時間が短くなっており、これは電子・イオン温度と同様の変化である。磁気浮上の有無の二通りの結果を示しているが、ほとんど違いが見られないため、磁気浮上の有無は計測領域に限定すれば閉じこめ時間に影響を与える現象ではないと言える。封入ガス圧力の増加によってマイクロ波出力分布と同様に式 4.3 に含まれる電子密度が上昇、電子温度、イオン温度が減少するため、閉じこめ時間も減少した。物理的にはガス圧力の増加に伴い、電子密度は上がる一方で電離度が低下して中性粒子密度は高まり、かつ電子温度が低下するため再結合過程の断面積が大きくなることから、閉じ込め時間が短くなっていくと予測される。

磁気浮上状態の水素プラズマでの閉じこめ時間と荷電交換の比較を図 4.2-4.3 で行っている。荷電交換時間は He II と C III で異なる振る舞いを示しており、He II はガス圧力に対して概ね単調減少しているが、C III は高ガス圧力時には減少していた荷電交換時間が一転して増加している。中性粒子密度に対する分布は放電前の中性粒子密度 $> N_0$ ということもあり、ガス圧力の分布とほとんど変わらない。中性粒子密度が低く見積もられている領域では τ_C , τ_N が近接しており、先行研究と同じ大小関係を示している。この違いは荷電交換速度係数の温度分布に起因するものであり、He II では速度係数の値の変化は大きくないが、C III は中性粒子密度の変化以上に大きく、その結果高圧ガス時に荷電交換時間が長くなるといった現象が起きている。ガス圧力の増加に従って閉じこめ時間・荷電交換時間共に概ね減少する傾向は得られているが、先行研究で得られた「荷電交換時間が閉じこめ時間を決定する」という示唆に従うものではなく、 $\tau_c > \tau_n$ であり、

かつ閉じこめ時間と荷電交換時間の変化が全く異なる推移を示している。従って、荷電交換の閉じ込めへの寄与を示唆する結果とは言えない。

計測結果及び評価指標の妥当性から閉じこめ時間・荷電交換時間の評価の改善について検討する。

第一にここで評価している閉じこめ時間はイオンの粒子閉じこめ時間とは異なり、エネルギー閉じこめ時間と同様の性質を持つ時間を評価していることが問題の一つである。荷電交換時間はエネルギー閉じこめ時間の性質は粒子閉じこめ時間と同じものであるため、比較対象としては評価が難しいものである。また、プラズマ中でエネルギー閉じこめ時間の方が長く、実際の粒子閉じこめ時間はより短いことが推測される。従って、粒子閉じこめ時間の実験的評価が求められる。

二点目に中性粒子密度の評価が適切でなく、過大評価あるいは過小評価している可能性がある。この問題については他の数値計算結果等とも擦り合わせて考える必要があるため、4.2節にて詳細を述べる。荷電交換時間に限定すれば過大評価をしている可能性が大きいと言える。

三点目に閉じこめ時間の評価に使用した緩和時間は温度が0の状態のイオンが電子からの熱緩和によって温度 T_i を持つまでの時間を意味しており、既にある温度を持つ高温の中性粒子や上の価数のイオンからの価数変化は考慮していないことが挙げられる。既にある程度の温度を持っていた場合、温度上昇に必要な時間は短くて済むため、そのような仮定の考慮が必要と考えられる。特に C III は二階電離であることから、一階電離からの情報を引き継いでいるはずなので過大評価となっていると考えられる。

このように評価の精度向上の余地は大きく、これらの改善を行うことで「荷電交換時間が閉じこめ時間を決定する」という仮定を肯定するような知見が得られる可能性がある。しかしながら、現状では封入ガス圧力に強く依存しているという結果以外はこの仮定を示唆する知見が得られておらず、荷電交換（中性粒子）はイオンの閉じ込めを決定する要素の一つであるという限定的なものに留まる。

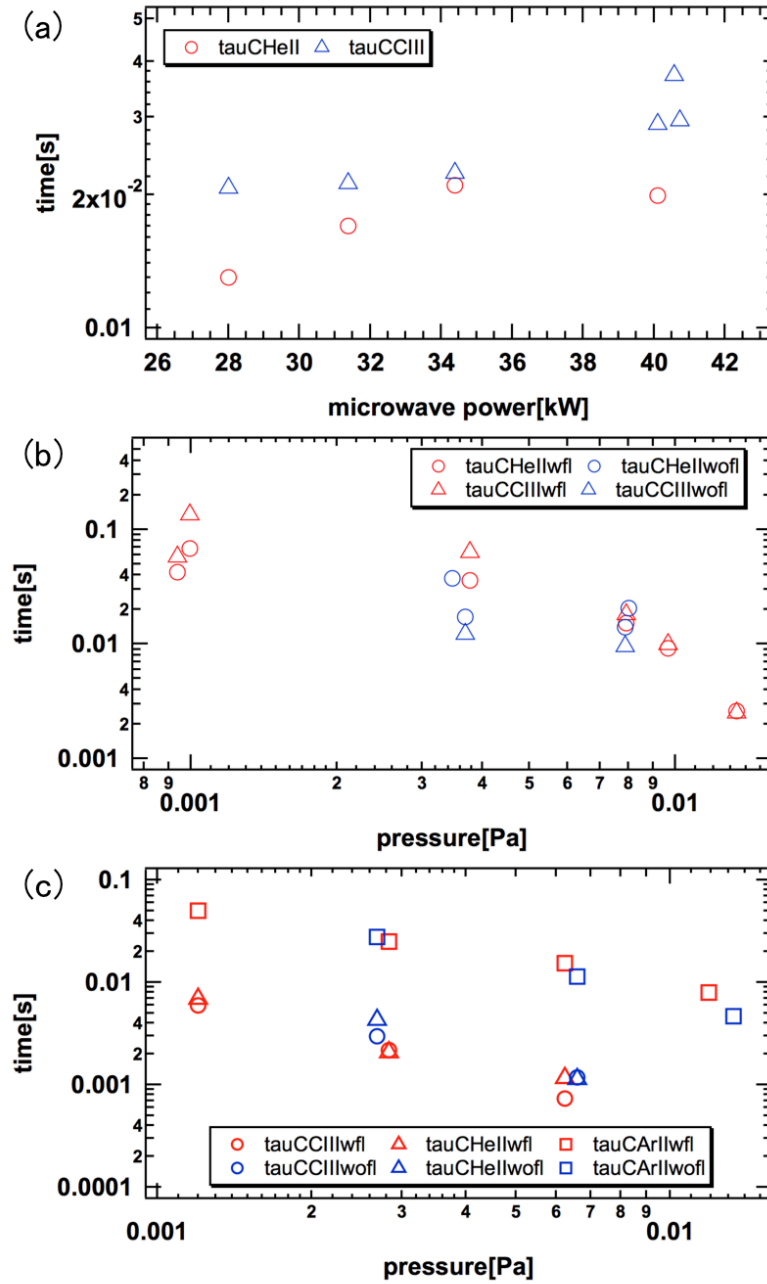


図 4.1: イオン閉じこめ時間各種分布;(a) 磁気浮上水素プラズマ中でのマイクロ波出力分布, (b) 水素プラズマ中での封入ガス圧力分布, (c) アルゴンプラズマ中での封入ガス圧力分布. wfl は磁気浮上状態, wofl はコイル支持状態を表す. 閉じこめ時間はマイクロ波出力に対して正の相関を示すことが分かる. 一方, 封入ガス圧力に対してはイオン温度, 流速と同様に負の相関を持つことが分かる. 磁気浮上の有無は閉じこめ時間に影響を与えていない.

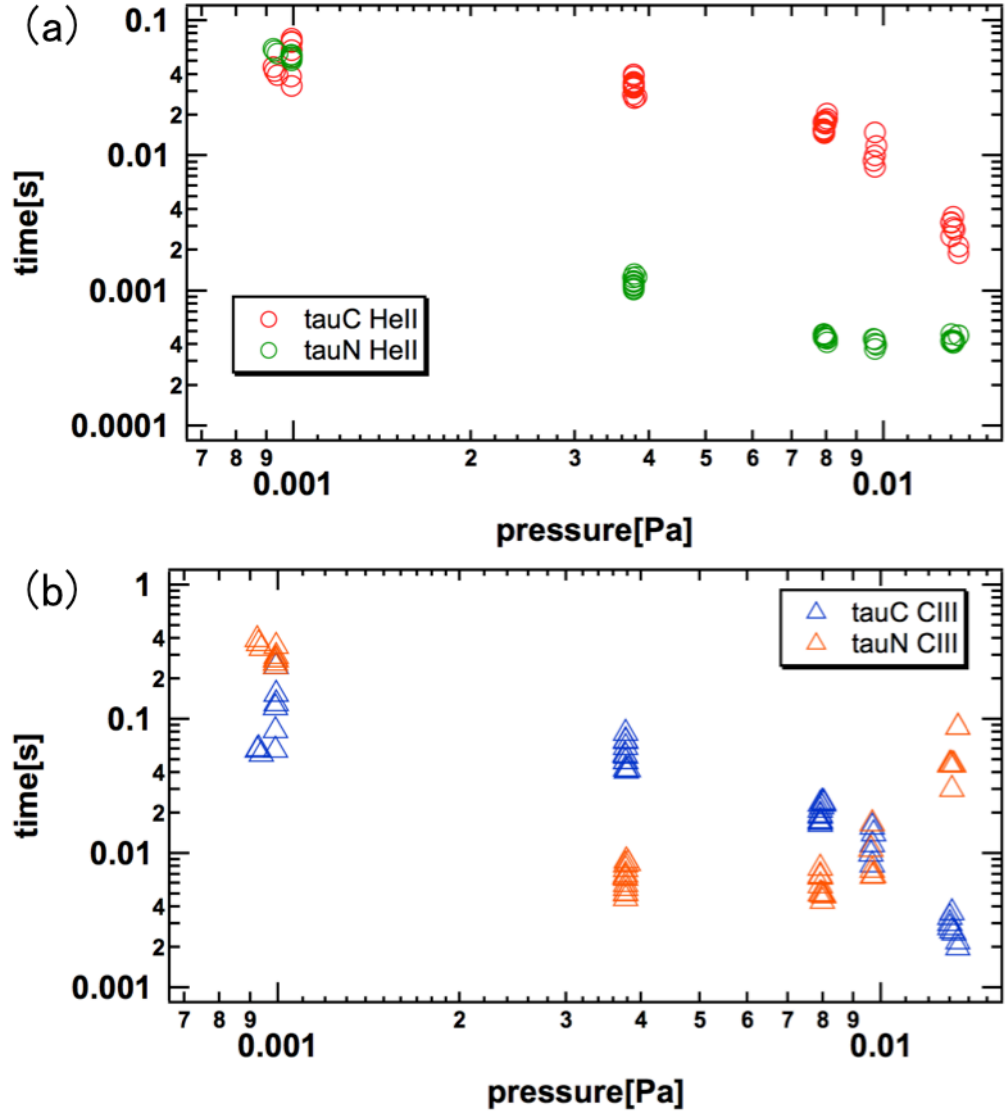


図 4.2: イオン閉じこめ時間・荷電交換時間封入ガス圧分布;

(a)He II, (b)C III (磁気浮上状態).

He II, C III いずれも先行研究で示唆された荷電交換時間が閉じこめ時間を決定するような分布を持たなかった. ほとんどの領域で $\tau_c > \tau_n$ である一方で, C III では低ガス圧力時と高ガス圧力時で $\tau_c < \tau_n$ と逆転している. この結果からは荷電交換の寄与を示唆するものは得られなかった.

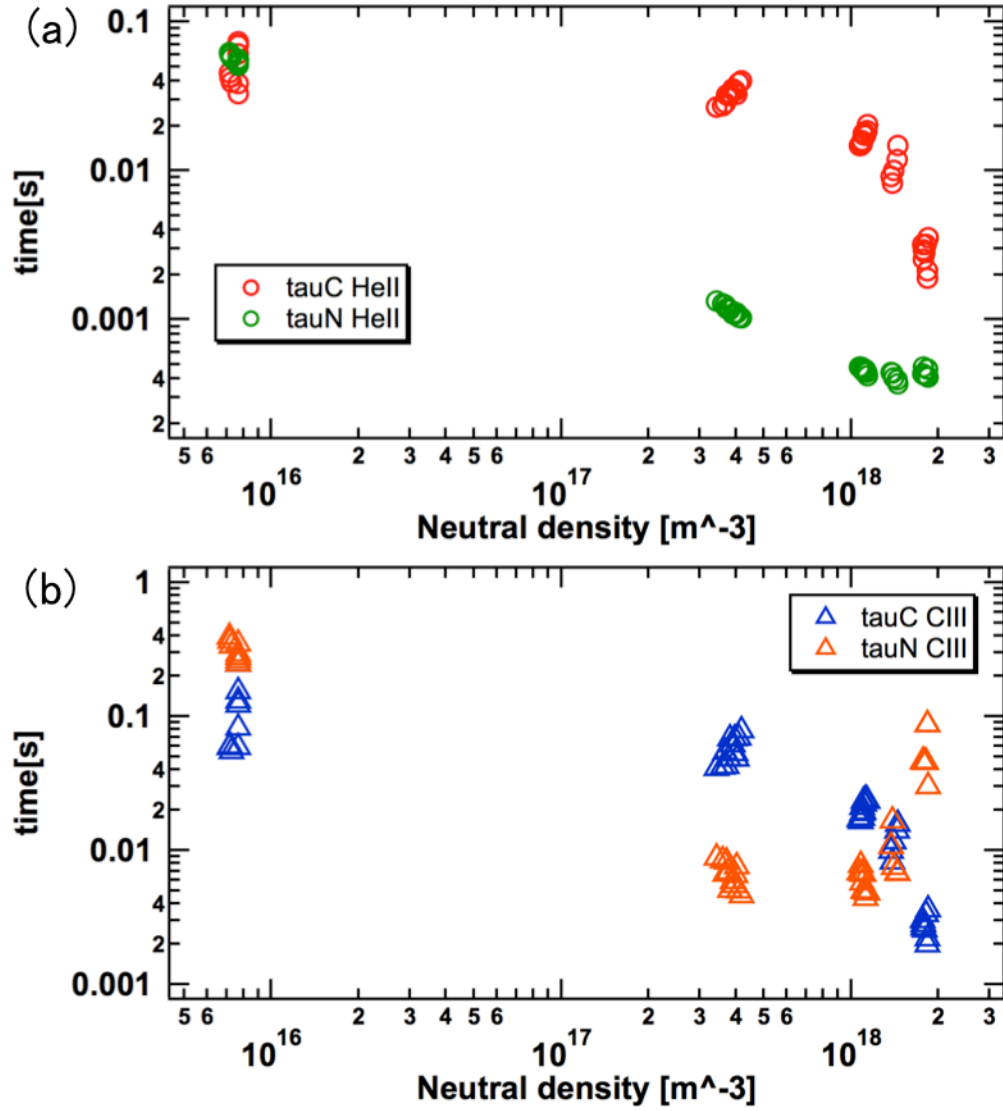


図 4.3: イオン閉じこめ時間・荷電交換時間中性粒子密度分布;

(a)He II, (b)C III (磁気浮上状態) .

放電前の中性粒子密度 $> N_e$ であるため, He II, C III 共に, ほぼ封入ガス圧の分布に似た依存性を示した. 中性粒子密度が低く見積もられている領域では τ_C , τ_N が近接しており, 先行研究と同じ大小関係を示している.

4.2 実験・計算結果からの総合評価

考察を行う前に図 4.4 に本研究のダイアグラムを示す。本研究では直接計測を行うことが出来るのは図中の黒枠内のパラメータであり、それ以外の赤・青枠は計測結果を利用して算出したものである。研究内容ごとに色分けをして区分を行っているが、大別して温度・流速・閉じ込めのプラズマ中でのイオンの運動に関する研究と原子分子過程に関する研究を行った。個別の実験や数値計算で明らかになることは限定的な内容であるため、ダイアグラムを見ても分かるように様々な要素が絡み合ったイオンの挙動を理解するのは難しい。そのため、これまで得られてきた全ての知見を活用することで、イオンに関する物理現象の理解を試みる。ここでは各研究で分散して登場はしていたものの、共通の理解を得ることが出来ていない、イオンパラメータの決定要因と中性粒子密度及び RT-1 における荷電交換反応について総合的な考察を行う。

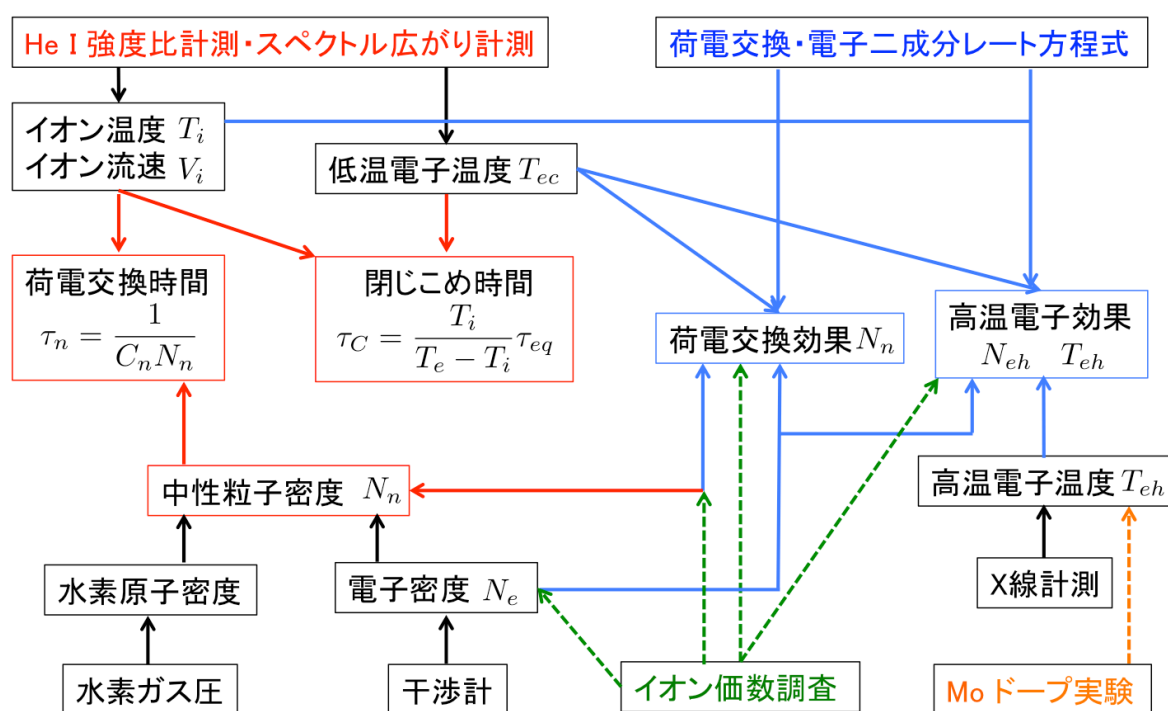


図 4.4: 本研究のダイアグラム。

第 3 章で示した実験・計算結果に関わる各物理量の相関図を示す。各研究で得られた知見を相互に活用しながら、研究を行ってきた。これらの複雑に絡み合う結果からイオンパラメータの決定要因と中性粒子密度（荷電交換）の評価を行う。

4.2.1 イオンのパラメータ決定要因

ここでのイオンのパラメータは主にイオン温度及びそれにより誘起される流速を対象とする。第3章で、イオン温度・流速は低温電子温度に線形に近い分布をとるという結果が以前より仮定していた「イオン温度は低温電子からの熱緩和によって決定される」を裏付けるものであるということを示した。しかしながら、水素プラズマでは磁気浮上の有無の違いで電子温度は変わらないにも関わらず、イオン温度は磁気浮上状態の方が高くなるという現象が見られている。一方、アルゴンでは磁気浮上の有無の違いはほとんど見られない。このことから、電子からの熱緩和以外にも支配パラメータが存在することが予測される。本節ではそのパラメータの同定を目的とする。

図 4.5 に磁気浮上による性能の違いについて水素プラズマとアルゴンプラズマで比較した表を示しているが、イオン温度と流速以外に大小関係に関しては異なる項目が無い。ここからはイオン温度・流速の違いを説明できるものが無いので、RT-1 プラズマにおける磁気浮上の有無の効果を大きく受けており、パラメータを大きく向上させる電子の閉じこめ時間に注目してみる。

	H プラズマ磁気浮上	H プラズマコイル支持	Ar プラズマ磁気浮上	Ar コイル支持
β	高	低	高	低
T_{ec}	同	同	同	同
T_{eh}	高	低	高	低
N_e	高	低	高	低
N_{ec} 比率	低	高	低	高
N_{eh} 比率	高	低	高	低
τ_{ec}	高	低	高	低
τ_{eh}	高	低	高	低
T_i	高	低	同	同
V_i	高	低	同	同
τ_c	同	同	同	同
τ_N	同	同	同	同
価数	高	低	高	低
N_n	高	低	高	低

図 4.5: H プラズマ, Ar プラズマにおける各パラメータの磁気浮上の有無の効果。

水素・アルゴンプラズマにおける磁気浮上の有無の比較を電子・イオン・中性粒子密度に関して行った所、各物理量の大小関係はイオン温度、流速以外は同様の傾向を示すことが分かる。

図 4.6-4.7 に水素，アルゴンプラズマにおける高温，低温電子閉じこめ時間 (τ_{eh}, τ_{ec}) とイオン閉じこめ時間の封入ガス圧力分布を示す。磁気浮上の有無を wfl, wo fl で表記している。ここで封入ガス圧力分布は高温・低温電子共に概ねガス圧力増加とともに減少している。まず，図 4.6 の水素プラズマに注目する。磁気浮上状態を表す (a) では電子の閉じこめ時間は高温，低温共に全ガス圧力に渡ってイオンの閉じこめ時間よりも長いことが分かる。高ガス圧力時にイオンの閉じ込め時間が短くなっても電子の閉じ込め時間は長いままである。一方，コイル支持状態を表す (b) では高温電子の閉じ込めは長いままだが，低温電子は閉じ込め時間が非常に短く，イオンの閉じ込め時間よりも短くなっている。これは，コイルを支持する台座にプラズマが接触していることに起因するものと考えられる。磁気浮上することで障害が無くなり，特に低温電子の閉じ込めが良くなっていると思われる。イオン温度・流速を決定する低温電子の閉じ込め時間の改善が磁気浮上によってもたらされており，このことがイオン温度・流速の差異に寄与していると考えられる。コイル支持状態では電子はイオンとの熱交換を行うのに十分な時間プラズマ中に滞在できずに台座に衝突して消滅してしまう。磁気浮上することでイオンとの熱交換を行う時間が十分に得られるようになり，イオンの温度・流速が上昇すると考えられる。

水素プラズマとアルゴンプラズマの差異は図 4.6-4.8 から考える。図 4.7 を見ると，磁気浮上状態の (a) では電子閉じ込め時間の傾向は水素プラズマと同様でイオンの閉じ込め時間よりも長い，絶対値としては電子，イオン共に短い。また，(b) のコイル支持状態については水素プラズマのようなはっきりとした高温，低温の区別がつかず，明確な差ではないが He II や C III の閉じ込め時間よりは電子の閉じ込め時間の方が長い。Ar II についても同様である。二つの結果からアルゴンについては水素よりも差は小さいものの，磁気浮上による電子閉じ込め時間に変化は見られた。しかしながら，Ar プラズマでは磁気浮上によるイオン温度・流速の向上が確認できていない。その原因として図 4.8 に示す再結合過程が寄与しているものと考えられる。図中には再結合過程が生じる時間スケールとして $\tau_{Re} = 1/Re_Z Ne$ を定義して，それを電子の閉じ込め時間と併せて示している。 Re_Z は Z 価のイオンの再結合速度係数である。アルゴンについては生成を確認している Ar II, III, IV の三種のイオンについて示している。水素プラズマ中では放電時間の一秒間を優に超える時間が計算されており，プラズマ中で支配的な現象でないことが分かる。一方，アルゴンでは磁気浮上の有無の差がほとんどなく，かつ電子の閉じ込め時間に近いオーダーの値をとることから，アルゴンプラズマ中では再結合過程は主要な現象の一つであると言える。これに併せてアルゴンでは放射損失が大きいこと，電子の温度が上がりやすく，さらに再結合過程が起りやすくなるといった状態にある。従って，アルゴンプラズマでは磁気浮上をしても再結合過程が頻繁に生じるために電子からイオンへのエネルギーの交換が十分に行われていないと考えられる。

以上から、イオンは電子からの熱緩和によってエネルギーを得ることで温度、流速を決定するが、電子の閉じ込め時間がイオンとの熱交換に十分な長さでない場合は温度上昇が小さくなることが分かった。アルゴンについては描像が異なり、再結合過程が頻繁に起きていることから電子、イオン共に熱交換を行うのに十分な時間を確保することが出来ていないと考えられる。

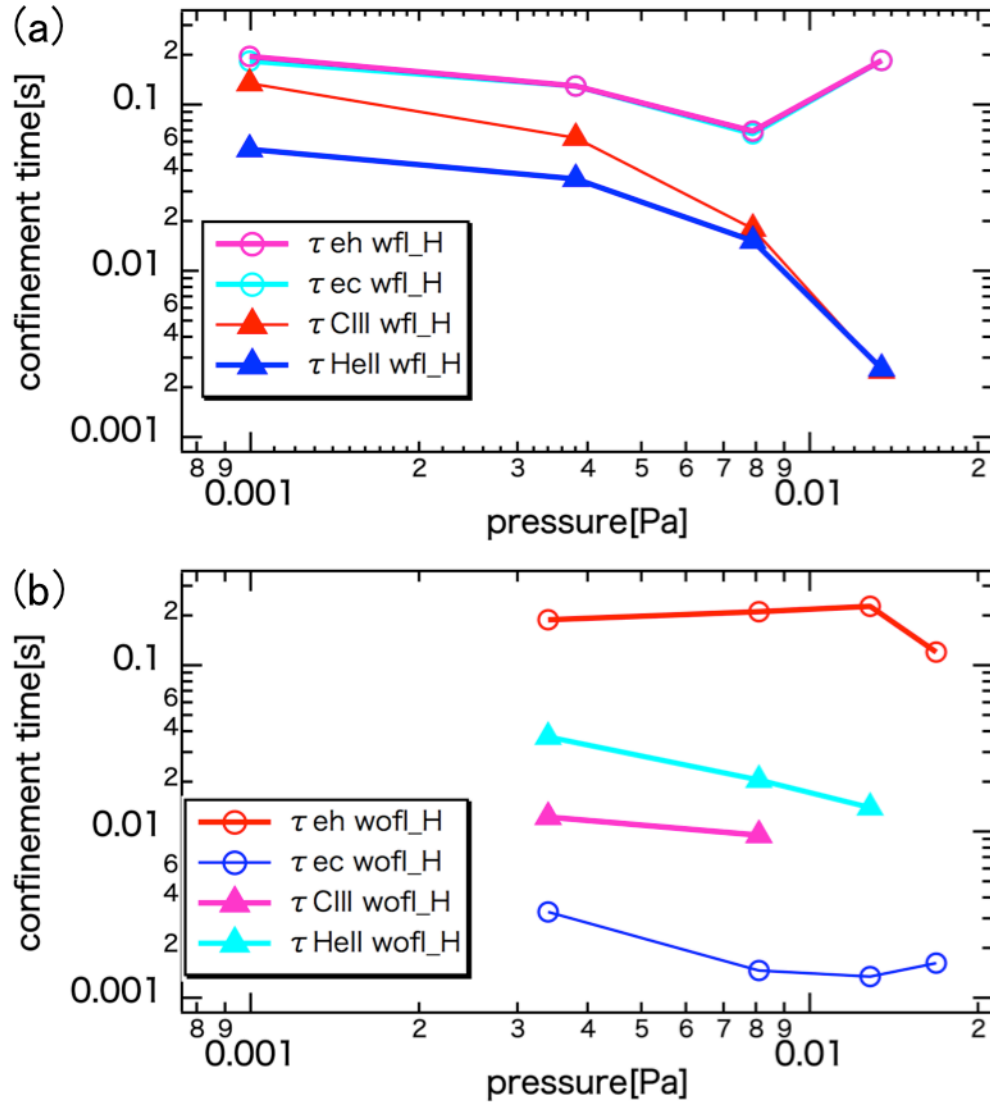


図 4.6: H プラズマでの高温・低温電子閉じこめ時間 (τ_{eh}, τ_{ec}) とイオン閉じこめ時間比較; (a) 磁気浮上状態, (b) コイル支持状態.

水素プラズマでは磁気浮上状態では高温, 低温電子の閉じ込め時間はイオンより十分長い, コイル支持状態では低温電子の閉じ込め時間はイオンよりも小さいことが分かる. このことから, コイル支持状態では電子はイオンとの熱交換を行うのに十分な時間が得られず, その結果イオン温度・流速が低くなると考えられる.

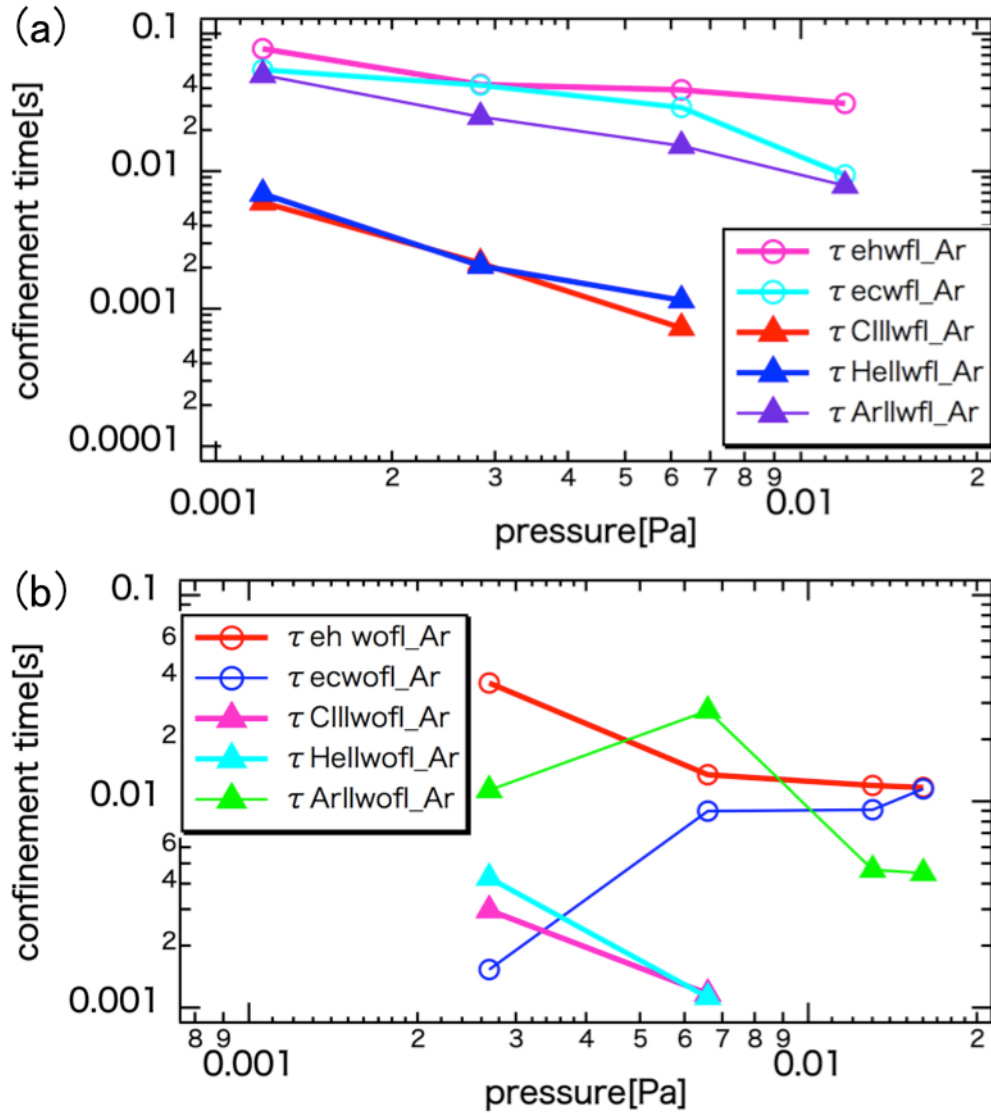


図 4.7: Ar プラズマでの高温・低温電子閉じこめ時間 (τ_{eh}, τ_{ec}) とイオン閉じこめ時間比較; (a) 磁気浮上状態, (b) コイル支持状態.

磁気浮上状態では水素プラズマと同様にイオンより長い閉じ込め時間を得ており, コイル支持状態では高温低温の区別がはっきりしないが, イオンの閉じ込めと同程度あるいは以上の閉じ込め時間となっている. しかし, 閉じ込め時間の絶対値が小さく, かつイオンの温度上昇がなされていないため, 電子の熱緩和, 閉じ込め以外現象を考慮する必要があると考えられる.

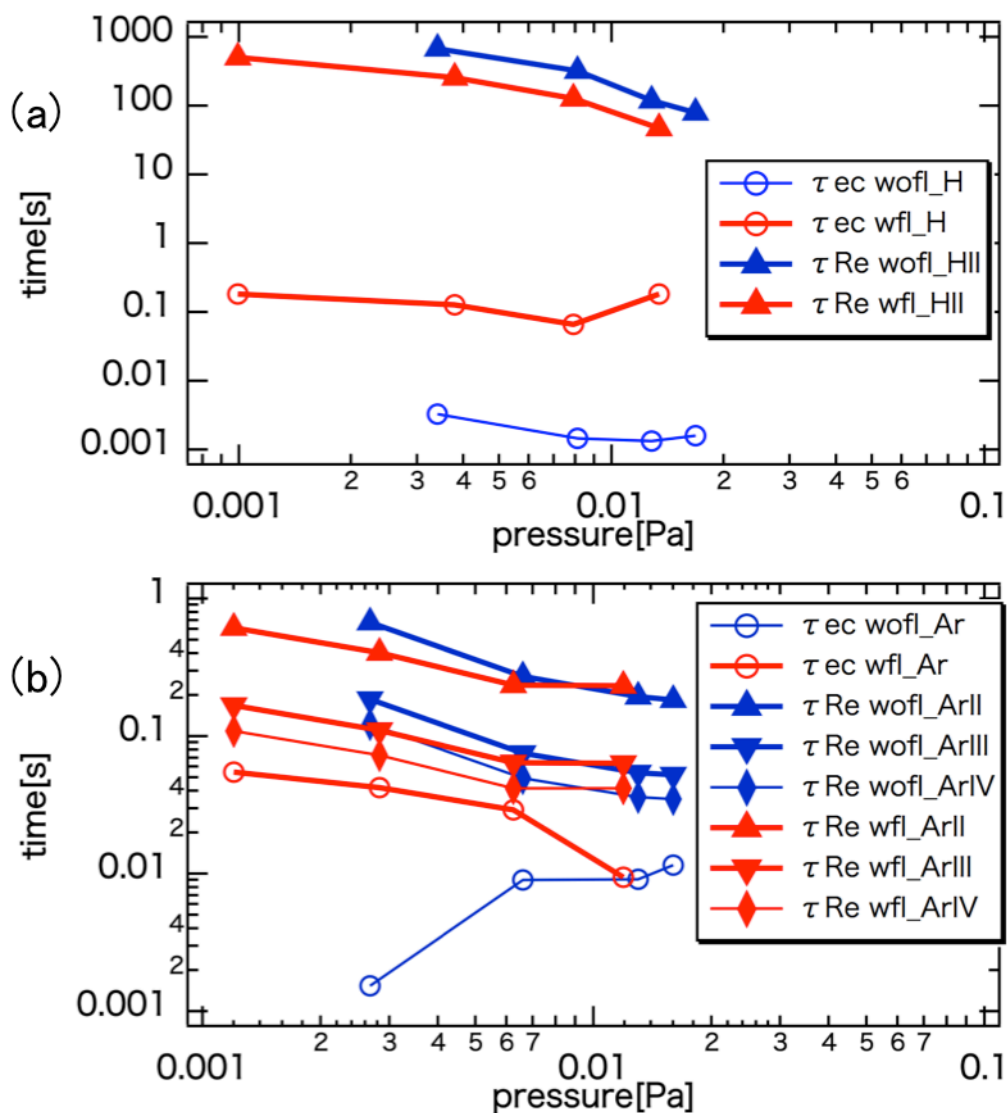


図 4.8: H・Ar プラズマでの高温・低温電子閉じこめ時間 (τ_{eh}, τ_{ec}) と再結合時間 $\tau_{Re} = 1/Re_Z Ne$ 比較; (a) H プラズマ, (b) Ar プラズマ (wfl:磁気浮上, wofl:コイル支持)。

水素プラズマでは再結合時間スケールは放電時間よりも十分長く、支配的な現象でないと考えられる。一方、アルゴンは磁気浮上の有無の区別無く、電子の閉じ込め時間に近い値を示しており、支配的な現象の一つと言える。アルゴンプラズマでは電子の閉じ込め時間と併せて、再結合過程が頻繁に起こることイオンの温度・流速の上昇が妨げられていると推測される。

4.2.2 中性粒子密度及び荷電交換反応

本研究では封入ガス圧力と電子密度から見積もった中性粒子密度を利用して、閉じ込め時間と原子分子過程への荷電交換の効果の評価を試みた。原子分子過程に荷電交換過程を組み込むことで電離進行が妨げられ、より RT-1 プラズマに近いモデルと言える結果を得られたが、一方で閉じ込め時間と荷電交換時間の関係からは「閉じ込め時間は荷電交換によって決定される」という知見を支持する結果は得られなかった。4.1 節で閉じ込め時間と荷電交換時間の差異の原因について考察を行い、熱平衡による閉じ込め時間の定義、熱平衡モデルの見直し等を挙げたが、ここでは中性粒子密度の評価の妥当性について再検討を行う。具体的には 3.4 節の電離平衡計算と擦り合わせして結果を相互に評価する。

まず、4.1 節で得られた閉じ込め時間が荷電交換によって決定される、すなわち $\tau_C = \tau_n$ を仮定すると、中性粒子密度は He II, C III の閉じ込め時間から図 4.9 のように得られる。低ガス圧力時と高ガス圧力時の C III を除くと、評価に利用した中性粒子密度は過大評価していることになる。実際に、真空容器全体を平均化したモデルで、電子密度、温度分布等を考慮していないため、コアプラズマ領域では過大評価を行っている可能性は大いにある。次に図 4.9(a) で示した He II と C III の閉じ込め時間から算出した中性粒子密度を利用して、荷電交換過程を含む (b) 低温電子のみ、(c) 電子二成分の価数分布を元の結果に併せて示す。元の結果を実線で、He II の閉じ込め時間由来のものを点線で、C III の閉じ込め時間由来のものを一点鎖線で表している。高ガス圧力時の C III の結果（橙一点鎖線）と高温成分の比率が大きい条件は変化が見られるが、荷電交換を含まない場合に比べるとその変化は小さい。それ以外の条件ではほとんど変化が見られない。このことから、中性粒子密度が一桁程度小さい場合でも荷電交換の価数分布に与える影響は依然として優位に働くことが分かる。また、使用しているモデルは不完全で閉じ込めや壁相互作用等によって電離がより進みにくくなることが予測されるので、ここで、用いた中性粒子密度程度で十分であると考えられる。

以上の点から、現状の中性粒子密度評価は過大評価している可能性があり、適切に評価を行うことで「閉じ込め時間は荷電交換によって決定される」という仮定を説明することが分かった。そのためには、原子分子過程モデルの精度向上、及び空間分布への発展を行い、水素プラズマであれば H I の評価を確立することが求められる。

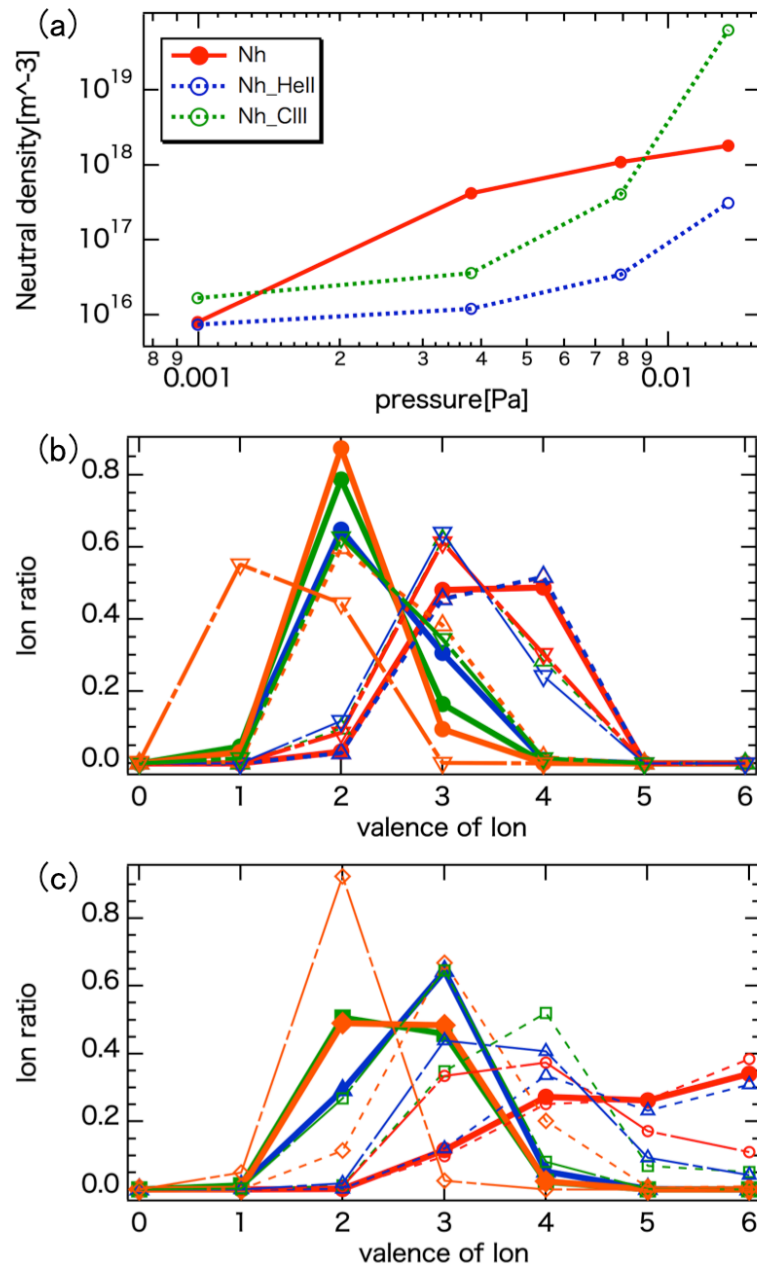


図 4.9: (a) 実験結果から算出した中性粒子密度と $\tau_C = \tau_n$ の仮定から求めた中性粒子密度, (b)(a) の密度を利用した低温電子のみ荷電交換を含む価数分布, (c)(a) の密度を利用した電子二成分荷電交換を含む価数分布.

(a) から実験結果から評価した中性粒子密度は閉じ込め時間から予測される密度より一桁程度大きく見積もられていることが分かる. (b), (c) では中性粒子密度の増減に伴う変化は見られるものの, 荷電交換の有無の違いに比べて小さく, 依然として荷電交換は価数分布に対して優位に働いている.

第5章 結論

RT-1 中のイオン温度・流速をドップラー広がり・シフトから、低温電子温度を He I スペクトル強度比により計測を行った所、イオン温度・流速は低温電子温度に対して線形に近い分布を示し、イオン温度・流速は低温電子からのエネルギー緩和により決定されると言える。イオン温度・流速共に径方向分布については外側の方が大きいことが分かったが、流速については各種ドリフトから予測されるような分布は形成されておらず、Curvature, ∇B , Diamag ドリフト以外の流れを産み出すまたは阻害する現象が存在するまたは価数ごとにドリフトから予測される径方向分布に対して異なる分布を示しており、イオンの空間分布の情報を示していると考えられる。それ以外にも、磁気浮上の有無による差は低温電子の閉じ込め時間が磁気浮上することで長くなり、イオンとの熱緩和を行う時間が十分に得られるために生じることが示唆された。また、水素プラズマでは磁気浮上の影響が顕著に表れるのに対してアルゴンプラズマではほとんど見られないことについては、アルゴンプラズマでは再結合過程が頻繁に生じており、それにより電子とイオンとの熱緩和が行われるのに十分な時間が得られないためであると考えられる。

原子分子過程の中に高温と低温の電子二成分と荷電交換過程を組み込み、RT-1 プラズマ中のイオン価数分布について評価した所、高温電子の寄与は小さく低温電子が支配的であることと荷電交換は電離の進行を阻害し、実験結果に近いような分布を形成するのに寄与しており、原子分子過程における荷電交換の役割は大きいと言える。

磁気浮上状態の水素プラズマに関する実験結果から He II, C III の閉じ込め時間と荷電交換時間を見積もったが、「閉じ込め時間は荷電交換によって決定される」という仮定を説明する結果は得られなかった。その原因として、熱平衡による閉じ込め時間の定義、熱平衡モデルの妥当性等を挙げたが、その中でも中性粒子密度の過大評価について追検討を行った。閉じ込め時間が荷電交換時間に等しいとの仮定の下に中性粒子密度を算出し、その密度を用いてイオン価数分布を計算した所、元の結果からの変化は大きくなく、依然として荷電交換が優位に働いていることが確認できたことから、実験結果から求めた密度から一桁程度小さくてもイオン価数分布には矛盾しないことが分かった。このことから、中性粒子密度を過大評価である可能性が高まり、RT-1 プラズマにフィックスしたレート方程式を解く等して適切に評価を行うことで閉じ込め時間と荷電交換の関係の説明が可能になると考えられる。

参考文献

- [1] 高村秀一：「プラズマ理工学入門」森北出版株式会社 (1997).
- [2] A. Hasegawa, L. Chen, M. E. MAUEL, Nuclear Fusion, **30**(1990)2405.
- [3] S. M. Mahajan, Z. Yoshida, Phys. Rev. Lett. **81**(1998)4863.
- [4] Z. Yoshida, S. M. Mahajan, Phys. Rev. Lett. **88**(2002)095001-1
- [5] J. Shiraishi, M. Furukawa, and Z. Yoshida, Plasma Fusion Res. **1**(2006)050.
- [6] M.Hasuo,H.Tanaka,J.Yanagibashi, J.Plasma.Fusion Res. **89** (2013)273-283.
- [7] T.Watanabe, H. Hara, et al.,Astrophys. J. **692**(2009)1294-1304.
- [8] T.Watanabe, J. Phys.: Conf. Ser. **163**(2009)012002.
- [9] J.D.Gillaspy, J.Phys.B:At. Mol. Opt. Phys. **34** (2001)R93-R130.
- [10] E. Lindroth, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. **98**(1995)1-9.
- [11] J.D.Gillaspy, J.M.Pomeroy, et al. J.Phys.:Conf.Ser **58** (2007)451.
- [12] R. Katai, S. Morita, M. Goto, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. **107** (2007)120-140.
- [13] N.Nakamura, et al., Phys. Rev. Lett. **100** (2008)073203.
- [14] T.Pütterich, et al., Plasma. Phys. Control. Fusion. **50** (2008)085016.
- [15] S. Gammino,Cyclotrons and Their Applications 2007, Eighteenth International Conference. 'ECR PLASMA PHYSICS AND PRODUCTION OF HIGHLY CHARGED HEAVY ION FROM MS-ECRIS'
- [16] A. L. Broadfoot, et al.,Science, New Series, **204** , No.4396(1979)979-982.
- [17] T. Nakagawa, J. Phys. Soc. Jpn. **62**(2007)329.

- [18] 水島龍徳, 東京大学大学院修士論文 (2010).
- [19] G.Melin, A. G. Drentje, et al., J. Appl. Phys. **86**, (1999)4772.
- [20] G.D.Shirkov, Plasma Sources Sci. Technol. **2**(1993)250-257.
- [21] J. Morikawa, Z. Yoshida, et al., Fusion Engineering and Design **82**(2007) 1437-1442/
- [22] H. Saitoh, Z. Yoshida, et al., Nucl. Fusion **51** (2011)063034.
- [23] S.Kado,J.Plasma Fusion Res.**83**(2007) 176-187.
- [24] <http://www.adas.ac.uk>
- [25] "Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion: Volume 1: Plasma Physics", F. F. Chen, Springer (1984).
- [26] T.Fujimoto, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. **21**(1979)439-455.
- [27] M.Goto, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. **76**(2003)331-344.
- [28] E. de. la. Cal, Plasma Phys. Control. Fusion **43**(2001)813-823.
- [29] S. Kajita, N. Ohno, et al., Physics of Plasmas **13**(2006)013301.
- [30] H. Kubo, M. Goto, et al., J.Plasma Fusion Res. **75**(1999)945.
- [31] S. Sasaki, S. Takamura, S. Watanabe, et al., Rev. Sci. Instrum. **67**(1996)3521.
- [32] S. Sasaki, M. Goto, et al., NIFS-DATA-49(1998).
- [33] 浜口智志, 村上泉, 加藤太治:「プラズマ原子分子過程ハンドブック」プラズマ・核融合学会編 大阪大学出版会 (2011).
- [34] "Physics of Fully Ionized Gases", Lyman. Spitzer. Jr., Dover Books on Physics(1962).
- [35] G. D. Shirkov, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. **A322**(1992)161-165.
- [36] H.Saitoh,Z.Yoshida,Phys.Plasmas **18**,056102(2011).

研究業績

口頭発表

野上智晃, 吉田善章, 齋藤晴彦, 矢野善久, 川面洋平, 山崎美由梨, 森田繁^A, 村上泉^A ;
東大新領域, 核融合研^A

RT-1 におけるイオン閉じ込め ; 可視分光による荷電交換の評価
日本物理学会 2013 年 9 月 (徳島大学)

野上智晃, 吉田善章, 西浦正樹, 齋藤晴彦, 矢野善久, 川面洋平, 山崎美由梨, 森田繁^A,
村上泉^A ; 東大新領域, 核融合研^A

RT-1 におけるイオン閉じ込め特性 ; 低温電子と中性粒子の分光による評価.
「プラズマ分光と素過程研究の深化と展開」研究会 2014 年 1 月 (核融合研)

野上智晃, 吉田善章, 西浦正樹, 齋藤晴彦, 矢野善久, 川面洋平, 山崎美由梨, 森田繁^A,
村上泉^A ; 東大新領域, 核融合研^A

RT-1 におけるイオン閉じ込め特性 ; 低温電子と中性粒子の分光による評価.
日本物理学会 2014 年 3 月 (東海大学)

ポスター発表

野上智晃, 吉田善章, 齋藤晴彦, 森川惇二, 矢野善久, 笠岡紀和, 坂本渉 ; 東大新領域
磁気圏型プラズマにおける多価イオン可視分光計測
プラズマ科学のフロンティア 2012 2012 年 8 月 (核融合研)

謝辞

本論文をまとめるに当たって、実験に協力していただいた、吉田先生、森川先生、西浦先生、齋藤先生、ポスドクの矢野さん、川面さん、M1の山崎さんにはお世話になりました。核融合科学研究所の村上先生、森田先生、京都大学の門先生とのディスカッションのおかげで実験を円滑に行うことが出来、感謝しております。他にも多くの方に様々な形で協力していただき、このような方々の協力無しにはまとめることが出来ませんでした。

特に、吉田先生には多価イオンに関する興味深いお話をテーマ検討時にしていただいたことでこのように打ち込むことが出来るテーマと出逢えたと思っており、感謝しております。実験条件の選択や解釈、解析の手法について、また数値計算におけるモデリングについてなど多大なアドバイスを頂きました。研究に行き詰まって相談をさせていただいたことで状況を打破できたことが多々有りました。研究者の心構え等、研究だけでなく様々なことを教えていただきました。感謝しております。

森川先生にはRT-1の工学的なお話を聞かせていただき、縁遠かった工学分野に興味を持つきっかけとなりました。森川先生がいなければRT-1の安定なオペレーションは達成できていなかったと思っており、感謝しております。

西浦先生には実験データの解析手法や数値計算について、実際に一緒に考えて、解決策を提案していただいて、本当に助かりました。他にも分光研究会の紹介をしていただいたことで行き詰まっていた事柄の解決にも繋がりました。感謝しております。

齋藤先生には入学直後から無知な私にRT-1での研究について一から教えていただくとともに、研究の方向性等についても相談に乗っていただき、非常に助かりました。私の研究は齋藤先生無しにはここまで進めることはできなかったと思っております。ありがとうございました。

矢野さんには新しく取り組む計測器具の開発からRT-1プラズマの基礎まで様々なことを教えていただきました。非常に相談をしやすく、頼りすぎてしまうこともありました。お世話になりました。

川面さん、M1の山崎さんには実験のオペレーションを共に行っていただき、そのおかげで円滑に実験を行うことが出来ました。

核融合研の村上先生には共同研究の細かな事務手続きや計算コードの指導まで様々な

形でお世話になりました。おかげで原子分子過程に関する理解が深まり、よりよい研究活動となりました。ありがとうございました。

同じく核融合研の森田先生には分光技術や多価イオン研究に関する実験的なコメントをたくさん頂き、実験の進展に繋がりました。プラズマの条件が大きく異なる RT-1 の話にもレベルを合わせて検討していただき、心強いコメントを頂きました。ありがとうございました。

京都大学の門先生には研究を始めたばかりの時に RT-1 における分光技術や多価イオン研究について議論をしていただきました。また、分光器導入の際には選定のアドバイスもして下さり、助かりました。ありがとうございました。

その他にも秘書の北山さんには出張の手続き等、研究室生活を支えていただき、感謝しております。

同期の M2 の方々には理論と実験でお互い分からないことは多々ありましたが、研究の話をする事で誤りに気づかされたり、研究以外の生活においても支えていただいたりとおかげで楽しく日々を過ごすことが出来ました。ありがとうございました。

先輩や後輩の皆様とも、研究室生活で研究を通してあるいは研究以外の場面でも関わりを持つことで修士生活が実りのあるものになったと思っています。お世話になりました。

最後に、長い学生生活を経済的にも精神的にも支え続けてくれた家族には心から感謝しております。