

高精度レーザー誘起蛍光法を用いた HYPER-II 中の 中性粒子枯渇現象の観測

松尾, 大地
九州大学大学院総合理工学府先端エネルギー理工学専攻

<https://hdl.handle.net/2324/1938053>

出版情報：九州大学, 2017, 修士, 修士
バージョン：
権利関係：



平成 2 9 年度

九州大学大学院 総合理工学府

先端エネルギー理工学専攻

修 士 論 文

論文名

高精度レーザー誘起蛍光法を用いた
HYPER-II 中の中性粒子枯渇現象の観測

氏 名

松尾 大地

指導教員名

林 信哉

目次

第 1 章 緒言	1
第 2 章 プラズマ-中性粒子相互作用による構造形成	5
2.1 中性粒子枯渇の分類	5
2.2 中性粒子枯渇の実験的観測例	7
2.3 反 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 渦	9
2.4 プラズマ-中性粒子相互作用による構造形成のまとめと課題	10
第 3 章 実験装置及び計測法	13
3.1 遷移プラズマ発生装置 HYPER-II	13
3.2 Langmuir プローブ法	17
3.3 方向性 Langmuir プローブ法	20
3.4 レーザー誘起蛍光ドップラー分光法	23
3.5 HYPER-II 装置における LIF 計測システム	26
第 4 章 実験結果と考察	29
4.1 高精度 LIF システムの精度評価	29
4.1.1 広範囲可動式集光系	29
4.1.2 広範囲可動式集光系実証実験	31
4.1.3 汎用型ファブリ・ペロー干渉計製作	33
4.2 HYPER-II の基本プラズマパラメーター	35
4.3 中性粒子枯渇現象と中性粒子の回転	37
4.3.1 HYPER-II におけるプラズマ構造形成	37
4.3.2 低パワー領域と高パワー領域における電子温度と電子密度	38
4.3.3 低パワー領域と高パワー領域における周方向流れ構造	43
4.3.4 LIF 法を用いた中性粒子計測	45
4.4 HYPER-II における中性粒子枯渇	49
4.4.1 電子と中性粒子の圧力分布	50

4.4.2 回転流に対する中性粒子-イオン衝突の効果	53
第5章 総括	55
参考文献	57
謝辞	59

第1章 緒言

プラズマは負の電荷をもつ電子と正の電荷をもつイオンおよび中性粒子から構成され、巨視的に眺めたとき電氣的な準中性条件が成立する荷電粒子多体系である。プラズマは電磁場との相互作用を通じて特有の振る舞いを示すため、固体・液体・気体の3態に次ぐ第4の状態として位置付けられている。プラズマは宇宙・天体においては他の3態よりも自然な状態であり、観測可能な物質の大部分はプラズマ状態にある。その為、プラズマの物理的性質を理解することは、自然を理解するうえで不可欠である。また、プラズマが示す多様性は核融合・産業・工業・医療・農業的等の様々な分野におけるツールとしても有用であることは広く認知されるところである。一方で、プラズマの自然における普遍性や応用分野における有効性にもかかわらず、プラズマが示す複雑な振る舞いのために、プラズマの構造形成は完全には理解されていない。プラズマの物理的性質を理解することは現在の科学における大きなテーマの一つである。

荷電粒子および電磁場のみで構成されるプラズマを完全電離プラズマと呼ぶ。これに対して、系に中性粒子を含む場合のプラズマは部分電離プラズマ (partially ionized plasma) と呼ばれる。とりわけ系全体の粒子数密度に対する荷電粒子数密度の比で定義される電離度が低いプラズマは弱電離プラズマ (weakly ionized plasma) と呼ばれ、プラズマ-中性粒子相互作用が構造形成に重要な役割を果たすと考えられる。プラズマと荷電粒子は主として電子-中性粒子の電離衝突、イオン-中性粒子の運動量交換衝突および電荷交換衝突、再結合衝突を介して互いの運動量やエネルギーを交換する。弱電離プラズマ中では、中性粒子密度がプラズマ密度よりも圧倒的に大きい場合、中性粒子の速度が遅い場合でも単位体積当たりの運動量（運動量密度）はプラズマの運動量密度に匹敵する。その為、弱電離プラズマの構造形成の理解には中性粒子の流れを考慮した構造形成の理解が重要となる。

また、固体-液体、液体-気体、固体-気体で構成される混相流対では、単相流体には見られない特有の現象が発生することが知られており、流れ形成や輸送に著しい変化をもたらすことが知られている[1]。部分電離プラズマを電磁流体と

中性流体（気体）から構成される多相流体として眺めるとき、それらの相互作用による構造形成もまた完全電離プラズマとは異なる多様性が発生することが期待される。境界を持つプラズマでは必ずプラズマ-中性粒子相互作用が発生するという一般性からも、部分電離プラズマの構造形成を理解することは重要である。

部分電離プラズマおよび弱电離プラズマは自然界において特殊な例ではない。最も身近な惑星である地球は、太陽風から荷電粒子やプラズマの生成源としてのエネルギーが供給され、地球が纏う大気と相互作用している。磁力線に沿って地球の極域に降り注ぐ高エネルギーの荷電粒子と大気の相互作用は、オーロラを発生させ科学の範疇を超えて、より一般的に我々の興味を引く構造形成を引き起こす(図 1)。赤道異常やプラズマバブルは通信障害の原因の一つであると考えられ、その発生機構の理解や予測が望まれている。より大きなスケールでは、惑星大気のスーパーローテーションもプラズマ-中性粒子相互作用に起因すると考えられている。このように、中性粒子-プラズマ相互作用は天体のスケールで、巨視的な構造の変化をもたらし、時には人類の生活に影響を及ぼしている。

実験室で生成されるプラズマの殆どは部分電離プラズマである。磁場を印加する放電方式は閉じ込めや加熱効率の増加により高密度プラズマ生成が可能であるが、代表的な誘導性結合放電、ヘリコン放電、電子サイクロトロン共鳴加熱を用いた実験装置の電離度は典型的に数%から数 10%程度であり、装置内の構成粒子の大部分は中性粒子である。このような状況では、プラズマと中性粒子の衝突を介した相補性によって放電が維持され流れ場や密度分布が形成されていると考えられる。次章で詳しく述べる中性粒子枯渇 (neutral depletion) はプラズマ-中性粒子結合効果によって生じるプラズマ及び中性粒子密度の再分布をもたらす、非一様性や放電効率の上限値を決定する要因となることが知られている[2]。

中性粒子から輸送される運動量はプラズマの渦構造形成にも影響を与える。電子温度がイオン温度よりも十分に高い電子サイクロトロン共鳴プラズマやヘリコンプラズマ中では、主にプラズマ中に形成される電場 $\mathbf{E}$ と外部磁場 $\mathbf{B}$ による $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトがプラズマの渦を支えるが、中性粒子効果が大きい場合には $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトとは逆方向に流れる渦構造が形成されることが報告されている。

部分電離プラズマにおけるプラズマ-中性粒子相互作用による構造形成は基礎・応用を問わない一般的な問題である。また、系の不均一性や渦は不安定性や

輸送現象に重要な役割を果たすため、中性粒子効果を適切に扱った構造形成の理解が重要であると考えられる。一方、中性粒子は電荷をもたないため、その計測の困難さからプラズマ中の中性粒子の振る舞いは十分に理解されていない。また、理論的な取り扱いの難しさから単純化したモデリングが採用されることも少なくない。我々は、部分電離プラズマにおける構造形成に対する中性粒子効果に着目し、中性粒子及びイオン（プラズマ）に関する物理量を直接計測することで、構造形成を理解することを目的としている。使用の可否が電荷の有無に作用されないレーザー誘起蛍光ドップラー分光法（LIF 法）を用い、対象粒子の速度分布関数を直接計測することで、流れ形成の理解に挑む。特に、プラズマと中性粒子の密度構造や流れ場がどのようなバランスによって決定されるかを明らかにすることを目指した実験的研究を行っている。

九州大学の遷移プラズマ発生装置（HYPER-II [3]）は電子サイクロトロン共鳴加熱（ECR heating）を用いて大容量プラズマを生成可能で、入射パワーやガス圧を広い範囲で制御可能である。これらの操作によって、衝突頻度を実験的に変えながら能動的に実験を行うことで、プラズマ-中性粒子相互作用と流れの関係を調べた。HYPER-II 装置では、半導体レーザーを用いた LIF システムによって中性粒子の速度分布関数計測が行われてきた。しかし従来の研究では、十分な信号-ノイズ比（SN 比）が確保されていなかったこと、観測領域が制限されている、イオンに関する LIF システムが整備されていないという問題点があった。そこで、本研究ではシステムの高精度化や計測領域の拡充を行い、イオンと中性粒子の LIF 計測が可能なシステムを装置に導入した。

本論文は以下のような章で構成される。第 2 章ではプラズマ-中性粒子相互作用と構造形成の例として中性粒子枯渇現象を概観する。ここでは、それぞれの衝突過程とその結果として生じる中性粒子枯渇の性質を実験的観測例とともに説明する。また、磁場の効果や流れの効果など近年の成果について述べる。また、中性粒子との衝突がある場合の渦形成についても述べ、従来の研究成果や本研究の意義について説明する。第 3 章では実験に用いた HYPER-II 装置及び計測システムについて述べる。特に、局所的な速度分布関数計測が可能な LIF システムについて計測の原理や実際の実験装置について詳細を述べる。第 4 章では実験結果が示される。計測の自由度の拡大および精度の向上のために開発した受光計やファ

ブリ・ペロー干渉計に関する予備実験結果を示し、LIF 計測精度について述べる。
また、HYPER-II 装置における典型的な実験領域やプラズマ-中性粒子相互作用の結果として生じる中性粒子枯渇現象の観測と枯渇構造中の流れ場に関する結果と考察について述べる。第 5 章では本研究で得られた結果を総括する。



図 1.1 2000 年 9 月 15 日にフィンランドで撮影されたオーロラの写真
[4]。

第2章 プラズマ-中性粒子相互作用による構造形成

本章ではプラズマ-中性粒子相互作用によって生じる構造形成に関して代表的な現象として、中性粒子枯渇 (neutral depletion) と相互作用によって生じる反 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 渦について概観する。2.1 節では、A. Fruchtman によってまとめられた電離衝突やイオン-中性粒子衝突によって生じる中性粒子枯渇の基礎過程 [2] を概観し、幾つかの中性粒子枯渇現象の発生機構を分類する。2.2 節では実際の実験室系で観測された中性粒子枯渇の例を示す。2.3 節では、中性粒子との相互作用によって輸送される運動量によって駆動される渦構造形成の例として、反 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 渦について述べ、2.4 節でプラズマ-中性粒子共存系における研究の現状と課題について述べる。

2.1 中性粒子枯渇の分類

部分電離プラズマ中における中性粒子枯渇現象は、プラズマと中性粒子のダイナミクスを支配する重要な現象である[2]。中性粒子枯渇とは、実験室系部分電離プラズマ内で、プラズマが高密度となる装置中心部で、中性粒子密度が減少する現象である。中性粒子枯渇現象は、しばしばプラズマの生成に影響を及ぼす。圧力一定条件下で放電パワーを大きくすると密度の濃いプラズマが生成されることは容易に想像できる。しかし、中性粒子枯渇現象が発生すると、中性粒子の密度が小さいためイオンに対する中性粒子の抗力の効果が小さくなることでプラズマの輸送が促進され、プラズマの拡散も促進される。結果的に、入力放電パワーを増加させてもプラズマの密度は増加せず、そればかりか密度は減少していく結果も報告されている[5]。中性粒子枯渇はプラズマや中性粒子密度の非一様性を伴うため、プラズマ-中性粒子共存系における構造形成の基礎課程の理解という学術的観点からだけでなく、プラズマ応用分野においても重要な現象である[6]。

中性粒子枯渇をもたらす原因について、いくつかの理論的提案がなされている。枯渇過程を大きく分類すると、電子やイオン-中性粒子間の衝突によって生じるものと、中性粒子との衝突がない無衝突で生じるものに分けることが出来る。荷電粒子-中性粒子間の衝突のあるプラズマ中では、全圧保存、中性粒子ポンピング (neutral pumping)、中性粒子加熱のいずれかが中性粒子の支配的な機構であり、無衝突プラズマではイオンポンピング (ion pumping) によって枯渇が発生する[5,7,8]。

電子と中性粒子の電離衝突が支配的な系では、電離を介して系内の総粒子数および装置内部の全圧（電子と中性粒子の圧力の総和）が一定であることみなせる場合がある。典型的な低温プラズマを考え、イオンの圧力が電子の圧力に対して無視できる場合を考える。プラズマが生成されると、装置中心部で電離が進行し、電子の圧力が増加する。全圧保存が一定であるため、中性粒子の圧力が減少する。これが全圧保存による影響である[5]。

中性粒子ポンピング (neutral pumping) とは、壁に向かって運動するイオンが中性粒子と衝突し、中性粒子が壁に向かう運動量を得ることで中心から排気されることで、枯渇する現象である。中性粒子加熱とは、電子との衝突により装置中心部で中性粒子の加熱に起因した機構である。中心領域のガス温度が上昇し、中性粒子圧力が増加すると、外側との圧力を一定に保とうとするため、中心領域の中性粒子が枯渇する。

イオン-中性粒子衝突のない無衝突プラズマ中では、バリステックに運動する中性粒子が放電中心で電離する。電離したイオンは装置中心から壁に向かって拡散運動をする。中性粒子は枯渇分を補うために中心部へと運動するが、イオンフラックスの方が大きいとき中性粒子は枯渇し、この機構はイオンポンピングと呼ばれる。

中性粒子枯渇はこれらのいずれか（もしくはその組み合わせ）が支配的となることで発生する。一方、圧力バランスと衝突を介した相互作用に着目すると、中性粒子密度が中心領域で増加する中性粒子充填 (neutral repletion) の可能性も考えることが出来る。しかし、中性粒子枯渇が起きているとき、密度の減少速度と比べて充填速度は非常に遅く、充填が生じる条件は実際の実験室系では実現しにくいとされている。

2.2 中性粒子枯渇の実験的観測例

中性粒子枯渇に関する研究は広く行われている。本節ではいくつかの実験的観測例について示す。

高周波放電を用いて実験的に中性粒子枯渇について調べたのは、おそらく Boswell らである[9]。彼らはイオンと中性粒子の温度を発光線のドップラー広がりから推定した（図 2.1）。その結果、放電中心部の Ar 原子の温度は約 3000K であるのに対し、壁近傍では中心の 1/10 程度の 300K であることを発見した。装置全域における中性粒子圧力一定を仮定すると、壁近傍の中性粒子密度に対し、装置中心の中性粒子密度は 1/10 程度である。

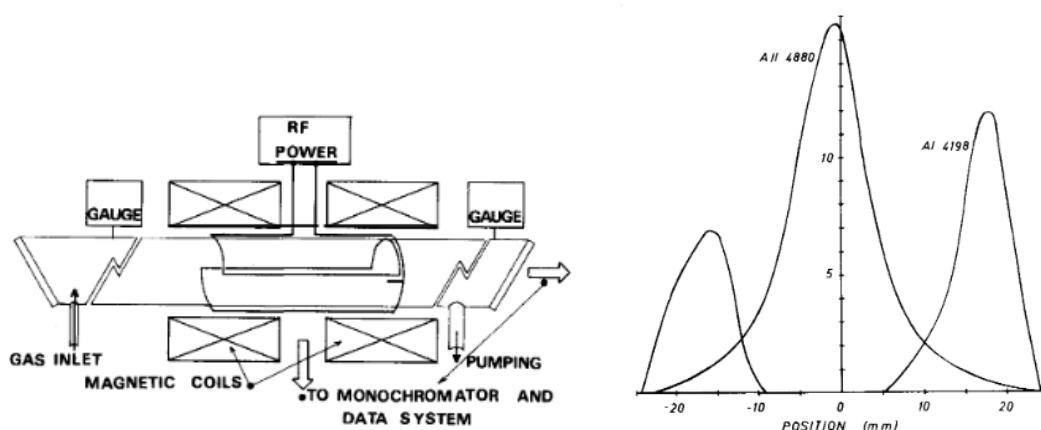


図 2.1 Boswell らが使用した実験装置（左）と、実験で得られた発光線スペクトル図（右）[9]。中心部ではイオン（Ar II）が強く発光し、外側では中性粒子の発光（Ar I）が支配的である。

O'Connell らは、低圧で動作する ICP を用いて実験を行った（図 2.2）。ガスの温度は、準安定アルゴン粒子をターゲットとした、半導体レーザーの吸収計測のドップラー分布により求められた[5]。ガス温度は入力パワーと圧力の両方に対して増加することが示された。彼らの計測では、電子の圧力による枯渇とガス加熱による枯渇のどちらであるかを判断することができた。支配的となる枯渇の原因は、ガス圧力によって異なる。高圧環境ではガス加熱による枯渇が支配的となる。低圧環境では、電子の圧力とガスの圧力が同程度となり、電離による枯渇が支配的

となる。圧力を増加させると電離による枯渇は減少するが、ガス加熱の効果が大きくなるため、圧力に対する密度の依存は単調ではないことが彼らの研究によって示された。

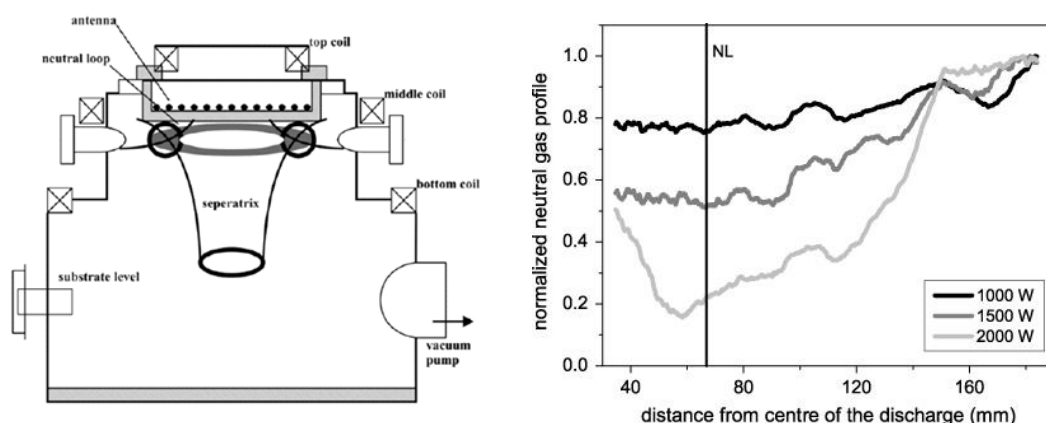


図 2.2 O'Connell らが使用した装置概要図（左）と、規格化された LIF シグナル[5]。高パワーで枯渇が大きくなる。

磁化プラズマ中の中性粒子枯渇に対する報告もなされている。Aanesland らは、二光子励起 LIF (TALIF) 法を用いて、キセノンヘリコンプラズマ中の基底状態の中性粒子密度の直接計測を行った[7]。その結果、彼らは中性粒子枯渇が磁場強度と共に増加することを発見した。これは、先の全圧の成分となる中性粒子と電子の圧力に加え、磁気圧を考慮しなくてはならないことを示唆している。ただし、磁場強度を上げると中性粒子枯渇効果は弱くなるという報告が Liard らによってなされており、全てが一致するわけではない[10]。

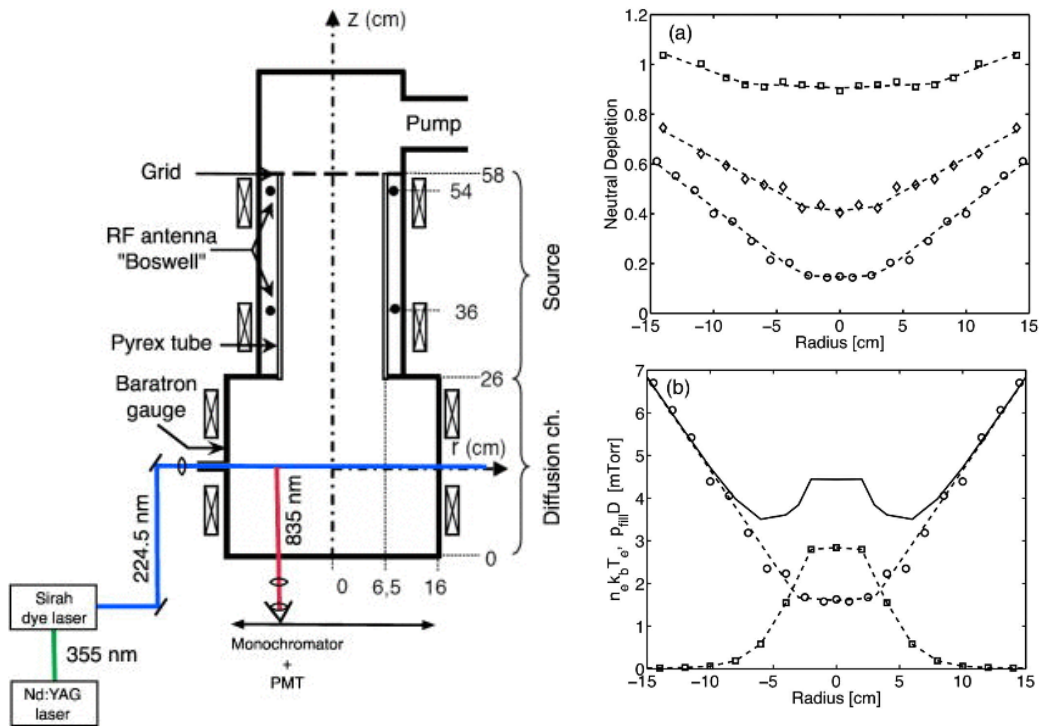


図 2.3 Aanesland らが使用した装置の概略図（左）と、実験結果（右） [7]。

○は 150 G のとき、□は 0 G のとき。

2.3 反 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 渦

プラズマ中性粒子相互作用はプラズマの流れ構造にも影響を及ぼす。中性粒子の運動量がプラズマ（イオン）に輸送されることで駆動される、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ とは反対に流れる渦構造（反 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 渦）の形成が報告されている[11]。一般に電子加熱を用いて放電が維持される低温の実験室磁化プラズマ中では、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトによって渦が形成・維持されると考えられる。これに反し、核融合研究所の直線型磁化プラズマ発生装置 HYPER-I[12]では、アルゴン磁化プラズマ中の、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトと反対に回転する渦が発見された。図 2.4 に CCD カメラを用いて装置軸方向端から撮影した、反 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 渦構造写真を示す。青白く光る領域がプラズマ密度の高い領域に対応する。方向性プローブ（DLP）を用いたイオン流れ計測と径方向電場計測の結果から、イオンは中心の高密度領域で $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト方向と反対に回転していることがわかった。図 2.5 は発光分光計測から得られたプラズマ密度

の空間分布で、反 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 渦内部では、プラズマの高密度化と中性粒子枯渇が発生していることが示されている[13]。

電荷を持たない中性粒子の流速計測には、レーザー誘起蛍光法（LIF 法）が広く使われている。先行研究で反 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 渦構造内部の非常に流れの遅い中性粒子の流速を調べるために、高精度 LIF システムが開発され、中性粒子密度、温度、流速が評価された[14,15]。図 2.6 は軸対称性を仮定して評価された、イオンおよび中性粒子の流れ構造である。中性粒子は低プラズマ密度領域（ $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 回転領域）、高プラズマ密度領域（反 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 回転領域）の両方でイオンと同じ方向に回転しており、イオンの運動量を得て中性粒子が回転方向の速度を獲得していると考えられる。径方向の流れに注目すると、中性粒子は径方向内向き（密度勾配と反対方向）に流れており、この運動量輸送によって駆動される回転方向のプラズマ流れが $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ に対向する流れを形成していることが示されている。

2.4 プラズマ-中性粒子相互作用による構造形成のまとめと課題

上述したように、プラズマと中性粒子の相互作用は特徴的な構造形成をもたらす。部分電離プラズマの構造形成を理解するためには、プラズマ（電子・イオン）と中性粒子の両方の振る舞いを調べることが不可欠である。一方で、2.2 節でも述べたように、理論モデルと実験報告の食い違いも生じている。特に、中性粒子の効果を含んだ方程式群は基本的に非線形であり、解析的に定式化することは非常に難しいため、実験観測による慎重な議論が重要となる。特に、後述するように、プラズマ-中性粒子相互作用によって発生するプラズマの不均一構造は多様性に富んでおり、また、非一様な流れ構造を同時に含んでいる。現状、プラズマ-中性粒子共存系における構造形成に関する実験データは十分であるとは言えず、プラズマおよび中性粒子の詳細計測によって部分電離プラズマの構造形成を理解することが重要であると考えられる。

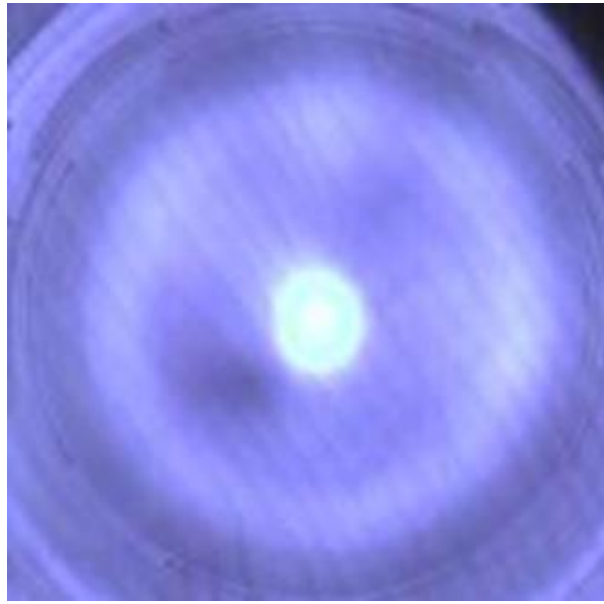


図 2.4 CCD カメラで装置軸方向端から撮影された HYPER-I で観測された単極渦構造[11]。中心の青白く光る部分でプラズマ密度は大きく、反 $E \times B$ 渦を形成している。

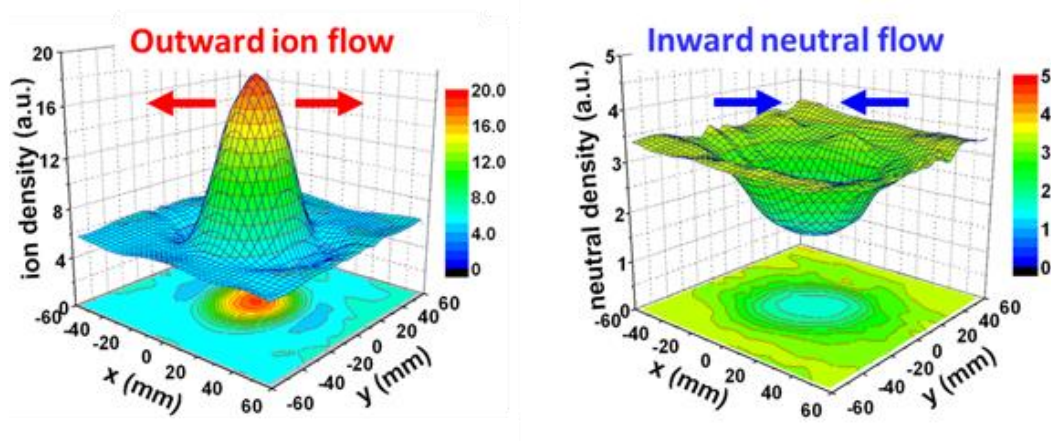


図 2.5 発光分光法による反 $E \times B$ 渦形成時の（左）イオンの密度分布と（右）中性粒子の密度分布[13]。軸方向に発光を積分したものである。

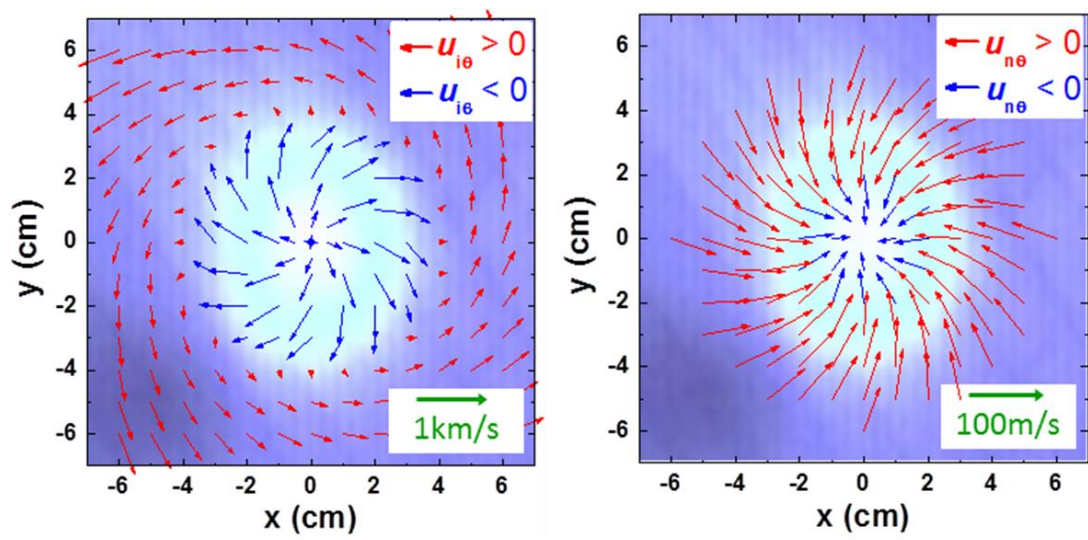


図 2.6 反 $E \times B$ 渦構造形成時の（左）イオンと（右）中性粒子の二次元流れ場[15]。軸対称性を仮定している。

第 3 章 実験装置及び計測法

本章では、実験に使用した九州大学の遷移プラズマ実験装置 HYPER-II をはじめとした実験装置、器具、ならびに使用した計測方法について記す。

3.1 遷移プラズマ発生装置 HYPER-II

本研究では九州大学の遷移プラズマ発生装置 HYPER-II (High Density Plasma Experiment-II) [3]を用いて実験を行った。HYPER-II 装置の写真を図 3.1 に、概略図を図 3.2 に示す。HYPER-II は口径の異なる 2 個のステンレス製真空容器と 8 個の水冷空芯磁場コイルから構成される。直径 0.3 m、軸長 0.95 m のプラズマ生成チャンバーと大容量のイオン非磁化プラズマの生成が可能な直径 0.76 m、軸長 1.30 m のプラズマ拡散チャンバーは同軸に接続されており、全軸長は 2.25 m である。また、磁場コイルはプラズマ生成チャンバー周辺に設置されている。プラズマ生成チャンバーは同軸二重管構造になっており、常時水冷を行うことで実験中の壁温度は一定に保たれている。本研究では、水冷チャンバーの壁温度は 30°C に設定した。真空容器には大小合わせて 28 個の計測用ポートが備え付けられ、必要に応じて計測器を設置することで、詳細なプラズマパラメーター計測が可能になっている。真空排気はロータリーポンプ (ULVAC、EC603) とターボ分子ポンプ (三菱重工 PT1500、排気速度 1500 L/min) を用いて行い、到達真空度は 2×10^{-3} Pa 以下に維持されている。ターボ分子ポンプは拡散チャンバーに設けられた枝管に接続されており、磁場に沿って輸送されたプラズマが装置端での再結合によって中性化されることで拡散チャンバー内の中性粒子密度が高くなりすぎないように設計されている。プラズマ生成に用いるガスはマスフローコントローラーを用いて流量が調整されており、ポンプ直上から真空容器内に導入される。導入されたガスの大部分はそのままポンプで排気され、実験領域へは拡散によってのみ供給される。これは、ガスを導入することによって生じる中性粒子の流れを極力抑えるためである。



図 3.1 HYPER-II 装置の写真: (左) 側面、(右) 装置後方。

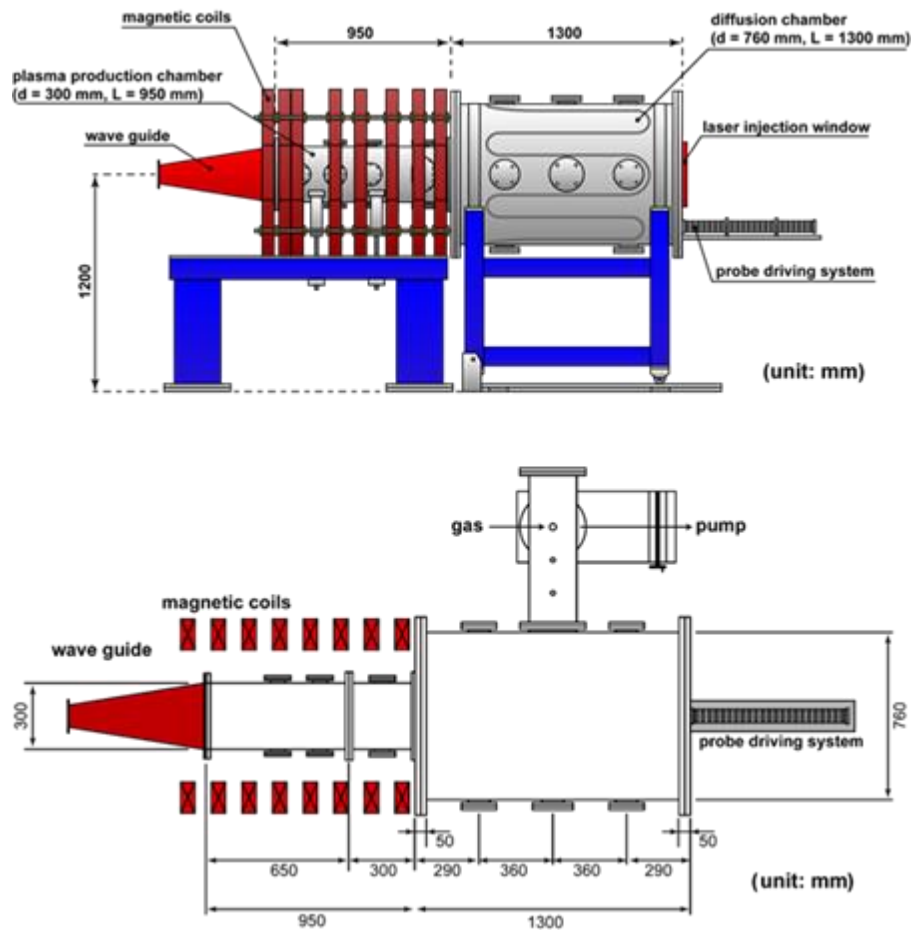


図 3.2 HYPER-II 装置の概略図。実験内容に応じてプローブ駆動機構の設置場所は変えてある。

プラズマは電子サイクロトロン共鳴加熱 (electron cyclotron resonance heating; ECR heating) を用いて生成した。10 kW で定常運転が可能なマグネトロン式マイクロ波源から発振された 2.45 GHz のマイクロ波は、矩形導波管を TE₁₀ モードで伝搬し、円形 TE₁₁ モードに変換される円筒導波管中を伝搬する。その後、テフロン製の右回り円偏波励振器 (right-hand circular polarizer) によって右回り円偏波 TE₁₀ モードに変換されたマイクロ波は石英ガラスを通して強磁場側から HYPER-II 装置内部に入射される。

強磁場入射条件を満たしたマイクロ波は電子サイクロトロン波 (electron cyclotron wave; ECW) としてプラズマ中を伝搬し、電子のサイクロトロン周波数がマイクロ波の周波数と等しくなる磁場強度が 0.0875 T の位置で、ECR によって電子に吸収される。共鳴加熱を受けた高エネルギー電子群が中性粒子と衝突することでプラズマが生成・維持される。ECW はカットオフを持たないため、効率よく高密度プラズマの生成が可能である[16]。プラズマ生成チャンバー内で ECR 加熱によって生成されたプラズマは、磁場に沿って拡散チャンバー方向へ流れ高密度で大容量の遷移プラズマが生成される。

図 3.3 に本実験で典型的なコイル電流 $I_c = 219$ A における軸上の磁場強度分布を示す。ECR 点は $z = 0.553$ m 上にある。ここで、軸方向位置の原点 ($z = 0$) はマイクロ波入射窓に位置する。磁場はほぼ装置全域に渡って単調減少しており、拡散チャンバー内の磁場強度は 0.05 T 以下である。

HYPER-II 装置の放電パラメーターはマイクロ波パワー (< 10 kW)、磁場コイル電流、導入ガス圧力 (0.01 – 5 Pa) であり、それぞれの値を変えることで無衝突プラズマから中性粒子–プラズマ相互作用が重要になる条件まで広い実験領域を確保している (コイル電流値は ECR 点が $0 \leq z \leq 0.8$ m に存在するように制御)。放電条件を変化させることで図 3.4 に示すような様々な構造のプラズマが観測される。

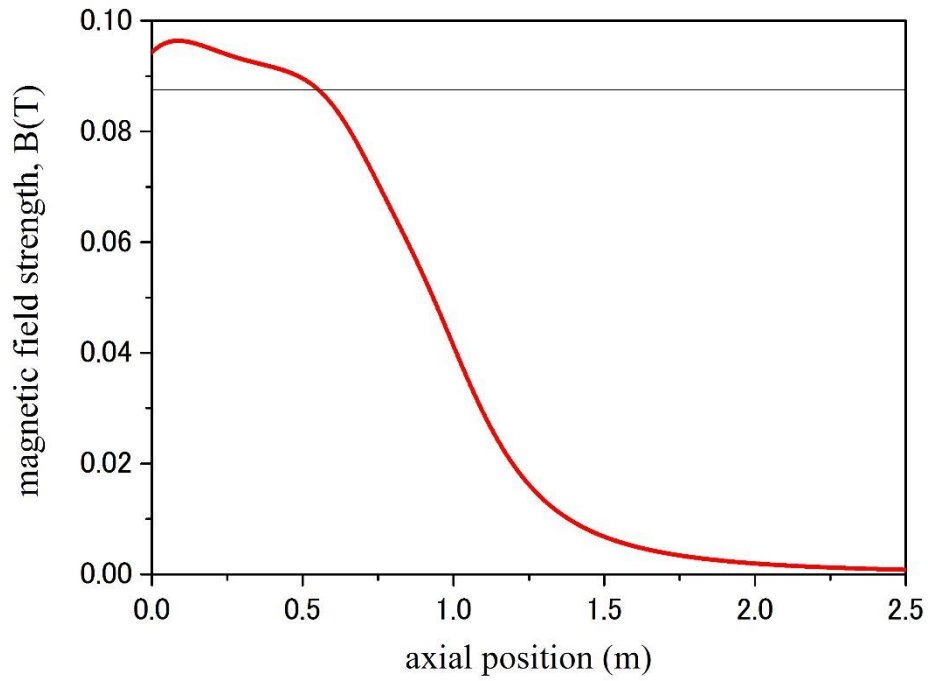


図 3.3 中心軸上の磁場強度の軸方向分布。コイル電流 $I_c = 219$ A で、ECR 点は $z = 0.553$ m（黒直線は $B = 0.0875$ Tを示す）。

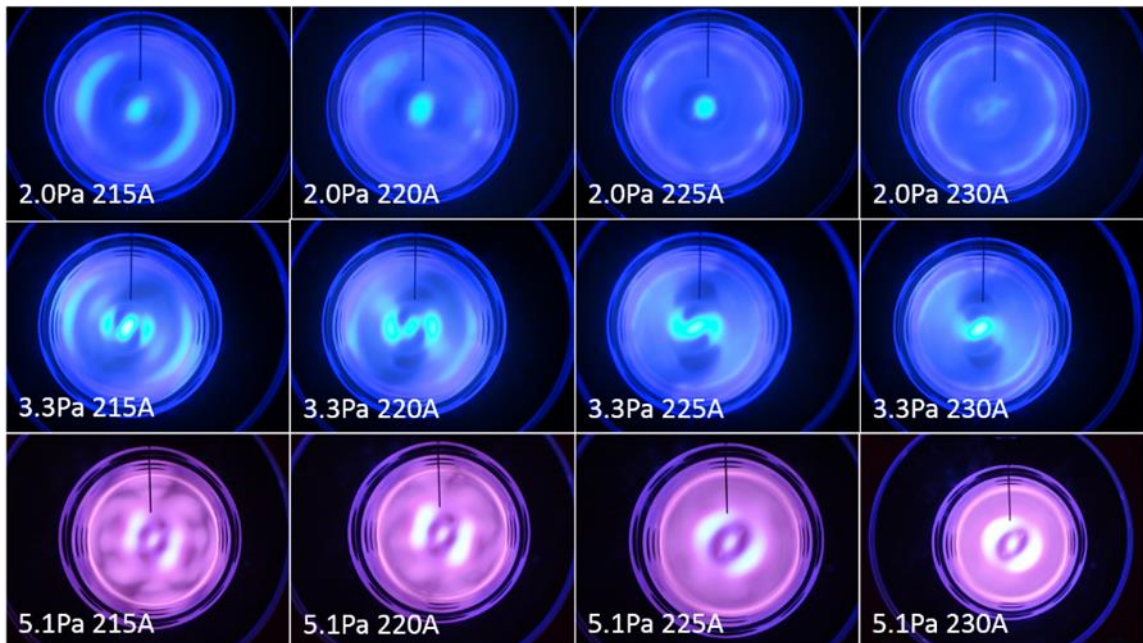


図 3.4 圧力および磁場強度を変えた時のプラズマ発光の様子。入射マイクロ波パワーは 5 kW。プラズマの写真は文献[17]から転載。

3.2 Langmuir プローブ法

本研究では電子密度、電子温度、プラズマポテンシャルの計測に Langmuir プローブ (Langmuir probe) を用いた。Langmuir プローブ法はプラズマ中に小さな電極を挿入し、電極に流入する電流の特性からプラズマパラメーターを決定する能動的診断法である[18-20]。

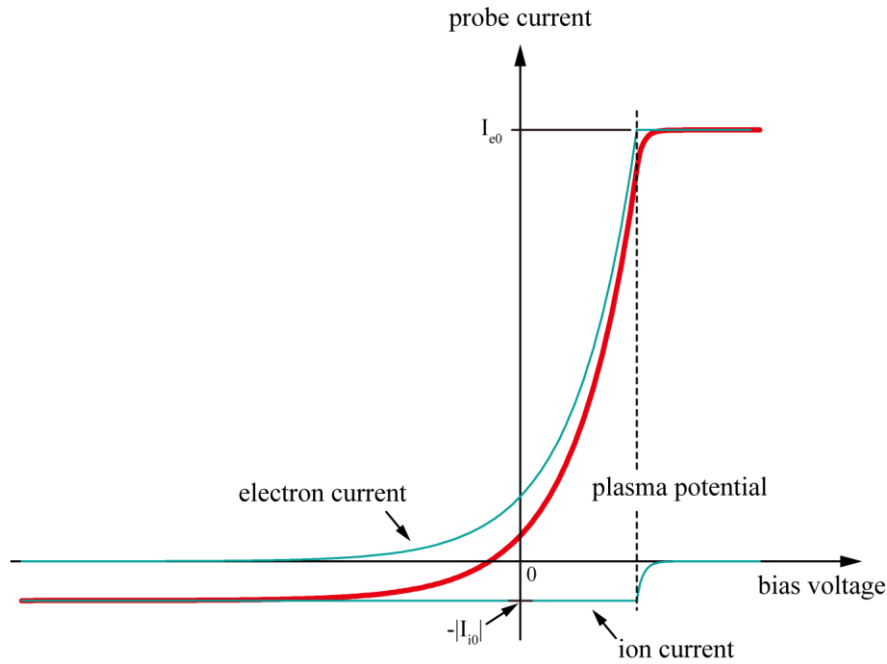


図 3.5 典型的なプローブ電流－電位特性 ($\phi_b - I_p$ 特性)。

電極の電位 ϕ_b がプラズマ電位 ϕ_s に等しい時、プラズマから電極は見えないので熱運動に起因した電流がプローブに流れる (プラズマ中に流れはないと仮定する)。プローブ電流 I_p とし、電子が流入する場合を $I_p > 0$ で定義すると、 $\phi_b = \phi_s$ の時のプローブ電流は

$$I_p(\phi_b = \phi_s) = I_{e0} - I_{i0} \quad (3.1)$$

となる。ここで、 I_{e0} と I_{i0} はそれぞれ電子飽和電流とイオン飽和電流である。また、 T は温度、 m は質量を表し添字の e は電子、 i はイオンを表す。 k_B は Boltzmann 定数である。また、イオンは 1 価であることも仮定している。プローブ電位がプラズマ電位よりも低い場合 ($\phi_b < \phi_s$) には、電子はポテンシャル障壁

によって電極への流入が妨げられ、エネルギーの高い電子のみが電極に到達する。一方、イオンはポテンシャルによって加速されるので、全てのイオンが電極に到達できる。質量保存からイオン電流の大きさはイオン飽和電流に等しくなければならないので、この電位領域でのプローブ電流は

$$I_p(\phi_b < \phi_s) = I_{e0} \exp\left[\frac{e(\phi_b - \phi_s)}{k_B T_e}\right] - I_{i0} \quad (3.2)$$

更に、プローブ電位を負に印加し $\phi_b \ll k_B T_e / e$ となると、ポテンシャル障壁を乗り越えて電極に到達する電子は殆ど 0 になるので、プローブ電流はイオン飽和電流に等しくなる。1 次元の無衝突モデルを用いれば、イオン飽和電流は Bohm 条件で特徴づけられる大きさで評価され、 $T_i \ll T_e$ のとき

$$|I_p|_{\phi_b \ll k_B T_e / e} = I_{i0} = \exp\left(-\frac{1}{2}\right) enS \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \approx 0.61 enS \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \quad (3.3)$$

となる。ここで、 n はプラズマ密度でプラズマ中の準中性条件を仮定している。 S はプローブの電極表面積 (捕集面積) である。

典型的なプローブ電流電位特性 ($\phi_b - I_p$ 特性) を図 3.5 に示す。電子温度は (3.2) 式が成り立つ電位領域を用いて同定される。はじめに、得られた $\phi_b - I_p$ 特性からイオン飽和電流を差し引き、電子電流 $I_e(\phi_b)$ を求める。その後、 $I_e(\phi_b)$ の片対数プロットから $I_e(\phi_b) \propto \exp[e(\phi_b - \phi_s)/k_B T_e]$ となる領域 (片対数プロット上で直線に分布する領域) の傾きから電子温度 T_e を求めた。実際の実験データでは、イオン飽和電流は印加電位に依存して変化する。これは、電極形状によって印加電位に対してシース構造が変化し、実効的な捕集面積が変化するためである。本実験では、 $\phi_b \leq -50$ V の領域をイオン飽和電流領域とみなし、この領域の電流を線形フィットすることで電子電流を評価した。電子密度 n はイオン飽和電流から評価した。 $\phi_b = -90$ V の時の電流をイオン飽和電流 I_{i0} とみなし、(3.3) 式から n を同定した。

実際に実験に利用した Langmuir プローブの構成を図 3.6 に示す。本実験では、図 3.6(a) に示す径方向駆動型の Langmuir プローブを用いて、高空間分解能かつ大域的なパラメーター計測を行った。電極はタングステン製で、円柱電極を採用した (直径 1.5 mm、軸長 1.2 mm)。電極は外径 3.0 mm、内径 1.6 mm のアルミナ絶縁管 (Al_2O_3) を通して、ステンレス製 (SUS304) のプローブアタッチメント

及びプローブシャフトに保持される。プローブシャフトはウィルソンシールタイプのゲージポートに設置されており、プローブ端をシールすることで真空が保持される。プローブ端から大気側に導かれた芯線は図 3.6(b) に示すプローブ計測回路に接続され、直流抵抗 R での電位降下からプローブ電流 I_p が計測される。

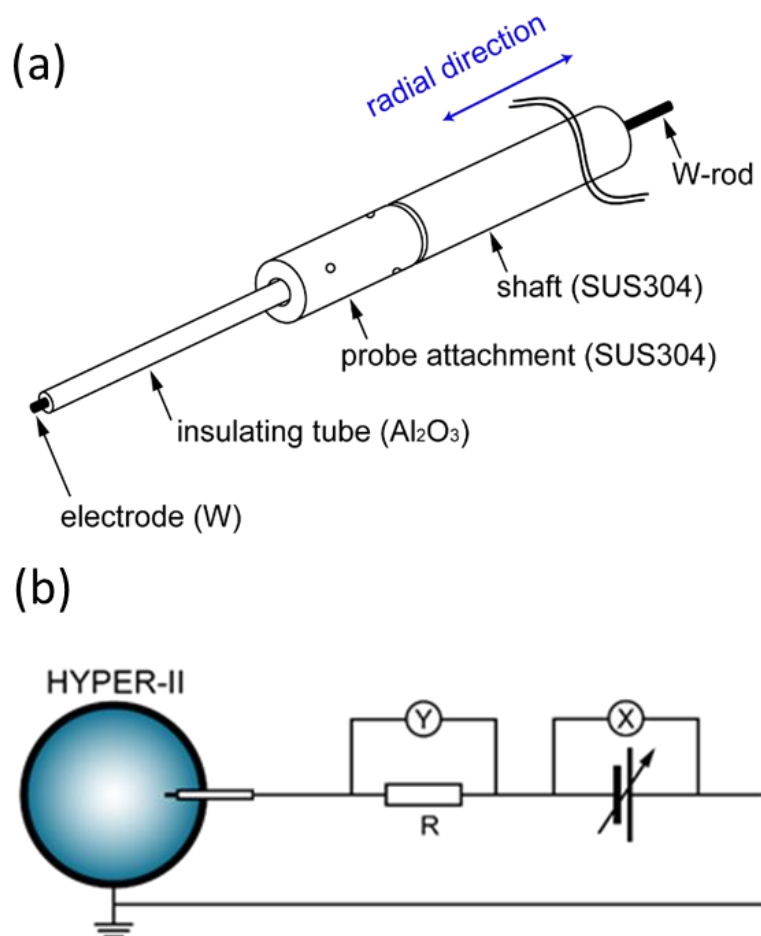


図 3.6 Langmuir プローブの概略図。(a) 径方向駆動型 LP、
(b) 計測回路の概略図。

3.3 方向性 Langmuir プローブ法

方向性 Langmuir プローブ (directional Langmuir probe; DLP) [21]は指向性を持った Langmuir プローブで、流れに対するイオン飽和電流の対称性からプラズマの流れ (イオンマッハ数) を決定する。2 電極の Langmuir プローブを用いたマッハプローブ (Mach probe) も同様に、イオンマッハ数を計測する手法であるが、ここでは単電極で対称性から流れを決定する手法を採用する計測器を DLP としてマッハプローブと区別する。

図 3.7 に示すような、絶縁管壁にイオン捕集用の細孔が設けられた DLP を考え

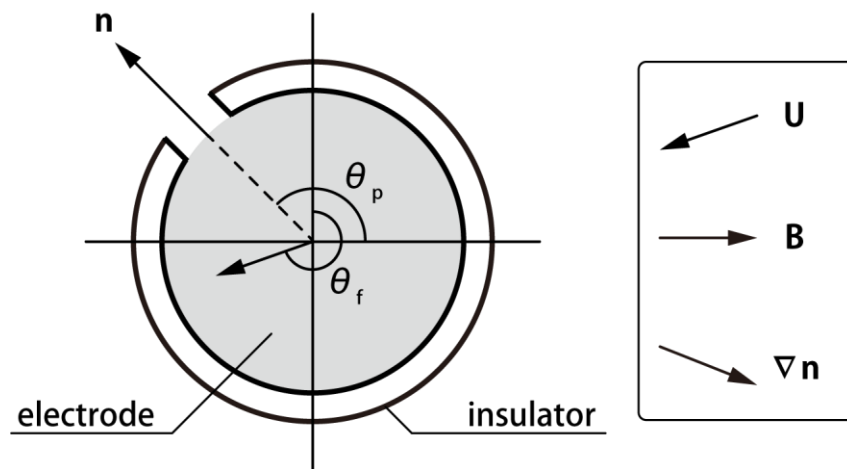


図 3.7 流れ、磁場、密度勾配がある場合の DLP の計測原理の概略図。

る。電極中心を軸として、DLP を回転させながらイオン飽和電流 $I_{is}(\theta_p)$ を計測する時、プラズマがプローブ周辺で等方的であれば、イオン飽和電流はプローブ角度に依存せず一定値 I_{is0} を取るはずである。流れ、磁場、密度勾配が存在すると、この電流の対称性が破れる。

はじめに流れの効果を考える。プローブの捕集孔の法線ベクトルを $\mathbf{n}$ 、イオン流速を $\mathbf{U}$ とすると、法線ベクトルが流速ベクトルに対抗する時に電流は最大、平行になる時に最小となると期待される。このとき、流れのある場合のプローブ電流の角度依存性はイオン流速 $\mathbf{U}$ の符号反転に対して、 $I_{is}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{U}) = I_{is}(-\mathbf{n} \cdot -\mathbf{U}) \neq I_{is}(\mathbf{n} \cdot -\mathbf{U})$ なる性質を持つので、流れのある場合のプローブ電流の角度依存性は

$$I_{is}(\theta_p) = I_{iso} \left[1 + \alpha \frac{U}{C_s} \cos(\theta_p - \theta_f) \right] \quad (3.4)$$

の用を書くことが出来る。ここで、 α は較正係数、 C_s はイオン音波速度、 θ_f はイオン流速を表す角度 (図 3.7 参照) である。

荷電粒子は磁場に巻き付いて運動するので、磁場に対する影響も考慮しなければならない。磁場 $\mathbf{B}$ について、符号の反転は粒子の旋回方向を反転させるだけなので、磁場に沿った方向と垂直な方向の運動の特性には影響を及ぼさない。流れの効果の場合と同様に、磁場の方向を与える角度を θ_B とし、磁場の効果による展開パラメーターを ρ_i/a (ρ_i : イオンラーマー半径、 a : プローブ半径) で表すと、磁場を考慮したプローブ電流の角度依存性は

$$I_{is}(\theta_p) = I_{iso} \left[1 - \beta \frac{\rho_i^2}{a^2} \sin^2(\theta_p - \theta_B) \right] \quad (3.5)$$

と表すことが出来る、 β は定数である。磁場が 0 の極限 ($B \rightarrow 0$) で、補正項は 0 である。

プラズマが非一様な場合、非一様性のスケール長がプローブサイズよりも小さいと、プローブを回転させることで異なるプラズマパラメーターの位置を計測することになるので、プローブの有限サイズ効果を考慮しなければならない。今、非一様性として密度の不均一性を考え、密度勾配のスケール長を $L_n^{-1} \equiv |(1/n)\nabla n|$ と置く。 $\mathbf{n}$ が密度勾配と反平行の時電流は最大、平行の時最小となるので、電流は $I_{is}(\mathbf{n} \cdot \nabla n) = I_{is}(-\mathbf{n} \cdot -\nabla n) \neq I_{is}(\mathbf{n} \cdot -\nabla n)$ の対称性を持つ。したがって、展開パラメーターを $\gamma = a/L_n$ とし、密度勾配を与える角度を $\theta_{\nabla n}$ とすると、この不均一性に対する補正は

$$I_{is}(\theta_p) = I_{iso} [1 + \gamma \cos(\theta_p - \theta_{\nabla n})] \quad (3.6)$$

と書ける。ここで、 γ は定数である。その他のパラメーターの非一様性が問題にある場合も同様に補正項を考えることが可能である。

流れ、磁場、密度勾配の寄与を考慮した場合の DLP の電流の角度依存性は、(3.4)–(3.6)式より

$$I_{is}(\theta_p) = I_{is0} \left[1 + \alpha \frac{U}{C_s} \cos(\theta_p - \theta_f) \right] \times \left[1 - \beta \frac{\rho_i^2}{a^2} \sin^2(\theta_p - \theta_B) \right] \times [1 + \gamma \cos(\theta_p - \theta_{vn})] \quad (3.7)$$

と表すことが出来る。ここで、各効果が大きくない場合を考え、 $\alpha, \beta, \gamma \ll 1$ とすると

$$I_{is}(\theta_p) + I_{is}(\theta_p + \pi) = I_{is0} [2 + O(\alpha^2, \beta^2, \gamma^2, \alpha\gamma) + O(\alpha\beta\gamma)] \approx 2I_{is0} \quad (3.8)$$

また、

$$I_{is}(\theta_p) - I_{is}(\theta_p + \pi) \approx 2I_{is0} \left[\alpha \frac{U}{C_s} \cos(\theta_p - \theta_f) + \gamma \cos(\theta_p - \theta_{vn}) \right] \quad (3.9)$$

であるので

$$\frac{I_{is}(\theta_p) - I_{is}(\theta_p + \pi)}{I_{is}(\theta_p) + I_{is}(\theta_p + \pi)} = \alpha \frac{U}{C_s} \cos(\theta_p - \theta_f) + \gamma \cos(\theta_p - \theta_{vn}) \quad (3.10)$$

が得られる。プローブサイズを十分小さく製作していれば、 $\gamma \rightarrow 0$ とすることが可能なので、この場合には

$$\frac{U}{C_s} \cos(\theta_p - \theta_f) = \frac{1}{\alpha} \frac{I_{is}(\theta_p) - I_{is}(\theta_p + \pi)}{I_{is}(\theta_p) + I_{is}(\theta_p + \pi)} \quad (3.11)$$

となり、流れに対する対称性からイオンマッハ数を同定することが出来る。

本実験で使用した DLP の概略図を図 3.8 に示す。基本的な構造は Langmuir プローブ [図 3.6(a)] と同じである。絶縁管には先端が封じきりのセラミックス保護管 (Al_2O_3 、外径 3.0 mm、内径 1.6 mm) を用いており、絶縁管側面にはイオン捕集用の細孔が設けられている。高密度の生成チャンバーのイオン流れを計測する DLP の捕集孔は直径 1.0 mm の円形で、拡散チャンバー内に設置した DLP の捕集孔のサイズは短軸 1.0 mm、長軸 4.0 mm のレーストラック形状を採用した (分解能を確保するため、プローブを回転させる方向に短軸を設けている)。

較正係数 α は電子温度とイオン温度の比やプローブの形状に依存する。例えば、 $\alpha = (T_e + T_i)/4\sqrt{T_e T_i}$ のとき、Hudis と Lidsky の 1 次元の自由落下モデル (Free fall model) [22] と一致する。また、捕集孔のサイズやイオン-中性粒子衝突によって、較正係数が変化することも実験的に確認 [12,23] されており、イオンマッハ数

の定量評価には、レーザー誘起蛍光法などを用いた絶対流速計測が可能な手法とのクロスチェックが必要である。

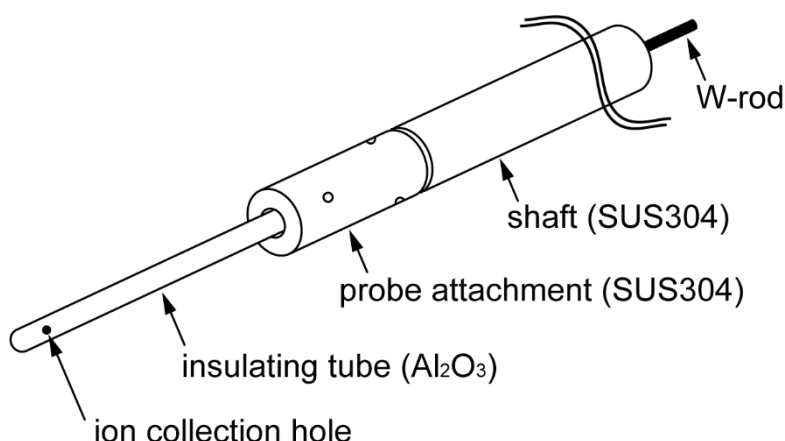


図 3.8 DLP の概略図。

3.4 レーザー誘起蛍光ドップラー分光法

レーザー誘起蛍光法は、Stern らが初めてプラズマを計測対象として行ったレーザー分光法の一つである[24]。観測対象の粒子の共鳴周波数と同じ発振周波数を持つレーザーをプラズマ中に入射させる。プラズマ中の対象粒子はその吸収確率に応じてレーザー光を吸収し、上準位に励起する。励起状態の寿命を過ぎると、各下準位に各放出確率に応じて脱励起する。その際、上準位と下準位のエネルギー差に対応した周波数の蛍光を全立体角に放出する。放出された蛍光を光検出器で検出することで、レーザーを吸収励起した原子の状態を調べる方法が LIF 法である。

LIF 法において蛍光を得る準位系として 2 準位系と 3 準位系があるが、2 準位系では共鳴励起用レーザーと観測する蛍光の周波数が等しいため、レーザーの迷光による影響がある。一方、レーザーと観測する蛍光の周波数が異なる 3 準位系

ではレーザー強度によらず分光が可能であり、迷光による SN 比の低下は問題にはならないので、一般的に 3 準位系がよく利用されている。

LIF 法は計測機器をプラズマの外に設置して計測できるため、観測対象粒子に影響をほとんど与えない非接触診断法である。また、本研究での LIF 計測は、レーザー光軸に垂直な方向に設置したレンズで蛍光を集光するため、局所的な計測が可能になっている。

プラズマ中の粒子の速度は熱的な広がりをもっており、共鳴周波数はドップラー効果によって広がりをもつ。そこで、レーザーの周波数を掃引しながら粒子を上準位に励起し、各レーザー周波数に対する蛍光放射強度を計測することで励起粒子の速度分布関数を得ることができる。

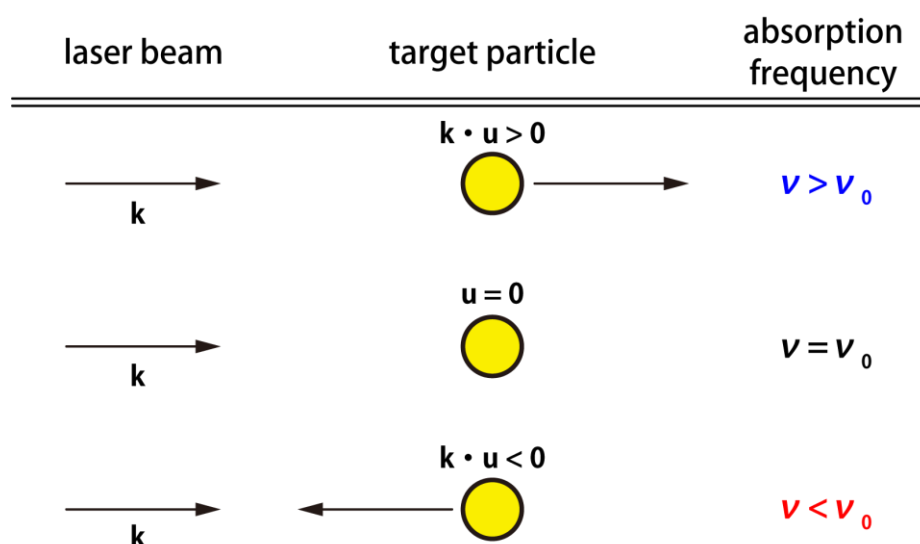


図 3.9 粒子の運動と吸収周波数のドップラーシフトの関係。

基準座標系を実験室系に選び、静止した対象粒子の共鳴吸収励起が生じるレーザーの周波数を ν_0 とする。粒子が速度 $\mathbf{u}$ を持っている場合には、ドップラー効果によって共鳴周波数のドップラーシフトが生じる。運動する粒子の共鳴条件のドップラーシフトの模式図を図 3.9 に示す、粒子が光源から遠ざかる場合 ($\mathbf{k} \cdot \mathbf{u} > 0$, $\mathbf{k}$ はレーザーの波数ベクトル) には、静止している場合よりも周波数が低くなって観測されるので、共鳴は静止している場合よりも高い周波数のレーザーを入

射した場合に生じる。反対に、光源に向かって粒子が運動している場合 ($\mathbf{k} \cdot \mathbf{u} < 0$) には、共鳴周波数は低周波数側にシフトする。波数ベクトルに対して垂直な速度成分についても、相対論的効果に起因するドップラー効果が存在するが、この効果は $(u/c)^2$ のオーダーであるので、本研究では考慮しない。

運動する粒子に対する共鳴周波数を ν' とすると、ドップラー条件は

$$\nu' = \nu_0 \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{k}}{c|\mathbf{k}|} = \nu_0 \frac{u}{c} \quad (3.12)$$

で与えられる。質量 m 対象粒子の速度分布関数 $f(u)$ が温度 T の Maxwell 分布

$$f(u) = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{mu^2}{2k_B T} \right) \quad (3.13)$$

の場合、(3.12)式を代入して、速度を周波数軸に変換すると、

$$f(\nu) = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{mc^2 \nu^2}{2k_B T \nu_0^2} \right) \quad (3.14)$$

となる。ここで、周波数空間での速度分布関数の幅 ΔW_{f_ν} は

$$\Delta W_{f_\nu} = \left(\frac{k_B T \nu_0^2}{mc^2} \right)^{1/2} = \frac{U_t}{\lambda_0} \text{ (Hz)} \quad (3.15)$$

である。ここで、 $U_t = \sqrt{k_B T / m}$ は熱速度、 $\lambda_0 = c / \nu_0$ は静止した粒子に対する共鳴波長である。

速度分布関数の形状の正確にトレースには、レーザーが速度分布関数を十分に分解する必要があるので、レーザーのスペクトル線幅 ΔW_L が ΔW_{f_ν} に比べて十分狭いこと ($\Delta W_L \ll \Delta W_{f_\nu}$) が速度分布関数の直接計測の必要条件となる。例えば、室温程度のアルゴン粒子に対して可視光レーザーを用いて LIF 計測を行う場合を想定し、 $U_t = 4 \times 10^2$ m/s、 $\lambda_0 = 700$ nm とすると、 $\Delta W_{f_\nu} \sim 570$ MHz となる。本研究で用いる半導体レーザー (DL100) の典型的なスペクトル線幅は 0.1–1 MHz 程度であるので、この条件を満足している。

3.5 HYPER-II 装置における LIF 計測システム

本研究で使用する LIF システムの概略図を図 3.10 に示す[25,26]。本システムでは、HYPER-II のプラズマ中に入射されたビームによって生じる蛍光を、受光系で集光し光電子増倍管（浜松ホトニクス、R3896）を用いて電気信号に変換することで LIF 信号を得る。光源には対象粒子の共鳴周波数に調整された外部共振型半導体レーザー（external cavity diode laser: ECDL）を用いており、計測粒子の励起波長に合わせて TOPTICA 社製、DL100 (668 nm for Ar II)、DL100proHP (440–443 nm for Ar II)、DL100pro (696 nm for Ar I) を使用した。一般に、LIF 強度は主に電子との衝突励起によって生じるプラズマの自発光に比べて非常に微弱であるため、有意な LIF 信号を得るためには自発光に由来するノイズと LIF 信号を区別して計測する必要がある。そこで、レーザーを電気光学変調器（electro optical modulator: EOM）と偏光ビームスプリッター（polarization beam splitter: PBS）を用いてビームの振幅を変調し、この変調周期に同期した蛍光のみをロックイン検出することで、信号－雑音比（SN 比）を確保している。また、受光系は干渉フィルター（バンド幅 10 nm）を用いて、LIF スキームに用いる波長の光のみを光電子増倍管（photo multiplier tube: PMT）で検出できるように構成されている。

正確な速度分布関数計測や流速の絶対計測を行うためには、レーザーの発振周

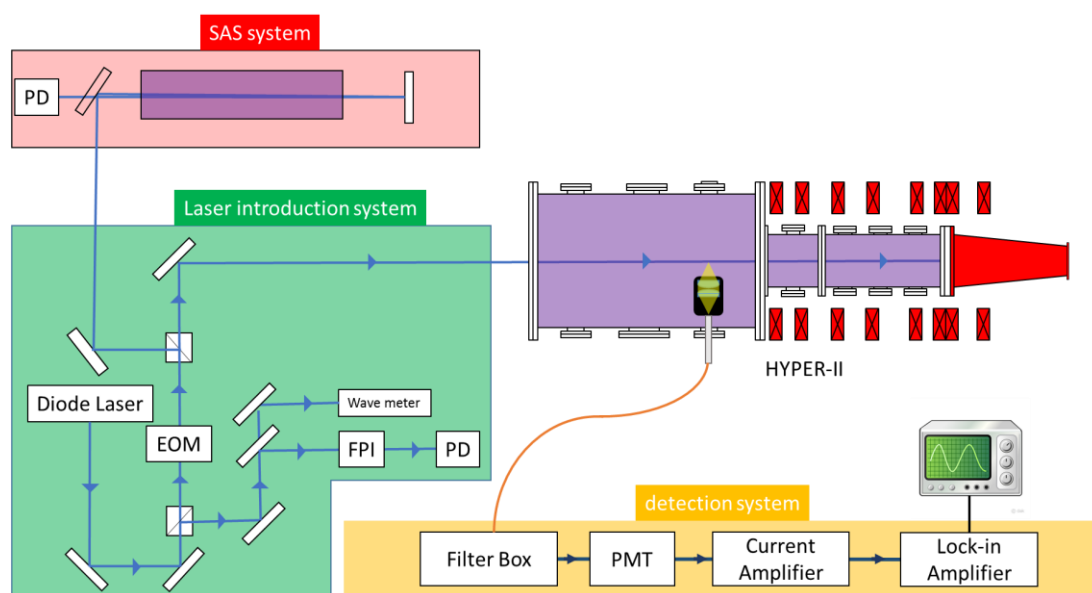


図 3.10 LIF 計測システム概略図。赤、緑、黄色のエリアはそれぞれ SAS システム、レーザー導入システム、ロックイン検出系を表す。

波数 (ν) や周波数原点 (ν_0) を高精度に決定することが不可欠である。本研究では絶対波長較正を行うために、飽和吸収分光法 (saturated absorption spectroscopy method: SAS method) もしくは吸収分光法とファブリ・ペロー干渉計 (Fabry-Pérot interferometer: FPI) を採用している。

実験では、掃引する周波数全域に渡って周波数の絶対値較正を行うために FPI を用いている。FPI は 1 組の対向した高反射ミラーから構成され、FPI 内を往復したビームが干渉条件を満たしたときに透過光強度が著しく増加することを利用して free spectral range (FSR) と呼ばれる周波数間隔を較正する。ミラーの焦点距離によって様々な FPI の構成が存在するが、本研究では光路調整が安定する同心型 (concentric type) の FPI を採用している。ここで、同心型 FPI の共振器長を L 、凹レンズの焦点距離を $R = L/2$ とすると、光路長が十分長い時、 $4L = m\lambda' = mc/\nu'$ ($m = 1, 2, \dots$) のとき、ビームは共振器内で増幅される。ここで、 λ' と ν' は共振条件を満たす基本波長と周波数である。隣り合う増幅条件 (例えば、 $m = 1$ と $m = 2$) の周波数差が FSR になるので

$$\text{FSR} = \nu'_{m+1} - \nu'_m = \frac{(m+1)c}{4L} - \frac{mc}{4L} = \frac{c}{4L} \quad (3.16)$$

となる。したがって、連続的にレーザーの周波数を掃引しながら FPI の出力をモニターすることで、周波数メモリを構成することが出来る。また、レーザー周波数を固定し共振器長をピエゾ素子で変化させた場合にも、共振器長に対して FPI の櫛が観測される。これはレーザーの発振モードの安定性 (シングルモード発振) をモニターする指標となるので、周波数掃引を行う前にモード発振の確認も行いながら実験を行った。本実験では $\text{FSR} = 296 \text{ MHz}$ と 373 MHz の FPI を用いている (図 3.13 参照)。

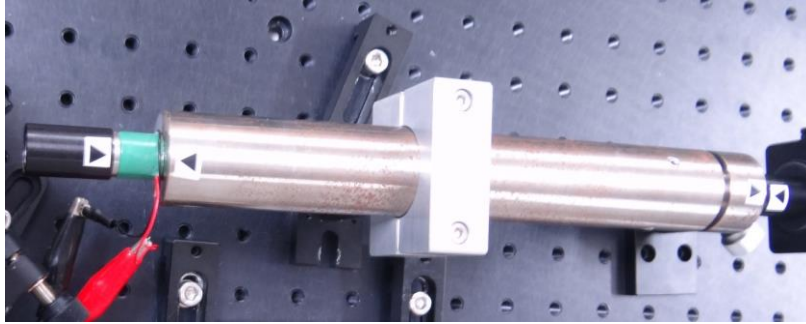


図 3.13 レーザ一周波数メモリ較正に用いた FPI の写真。
(上) $\text{FSR} = 296 \text{ MHz}$ 、(下) $\text{FSR} = 373 \text{ MHz}$ 。

第4章 実験結果と考察

本章では HYPER-II 装置で LIF 計測とプローブ実験で得た結果と考察を記す。はじめに、4.1 節で LIF 計測に用いた実験器具について述べる。4.2 節では HYPER-II 装置の典型的なプラズマパラメーターについて述べる。4.3 節では、HYPER-II 装置内の荷電粒子と中性粒子の回転に着目した実験結果について述べる。

4.1 高精度 LIF システムの精度評価

3.5 節で HYPER-II 装置に導入した LIF 計測システムについて紹介した。ここでは、LIF 計測システムに組み込んだ広範囲可動式集光系と 400 – 700 nm 波長帯に適應する、新たに製作した FPI について、計測の原理実証実験の結果について述べる。

4.1.1 広範囲可動式集光系

直径 0.76 m の拡散チャンバーを持つ HYPER-II 装置では、自発光ノイズが大きいこと、レンズで集光しようとした場合、ターゲットまでの距離が遠く、立体角が小さいことから、外部からの集光は困難であった。このため、坂本らは装置挿入型の集光系を開発した[27]。この集光系は、主に両凸レンズと真空対応の光ファイバーで構成され、真空容器内で得た LIF 光を大気に伝播することができる。また、集光系からターゲット観測点までは数 cm 離れており、プラズマへの擾乱を最小限に抑えて計測が可能であることが示されている。しかし、従来の受光計は自発光ノイズの大きい高電力環境下で SN 比が悪く、十分な LIF 信号を得るために多くの加算平均操作が必要であるという問題点があった。

そこで、本研究では従来の受光計を改良し、効率的に高精度な LIF 計測が可能な装置挿入型広範囲可動式集光計を製作した。図 4.1 に広範囲可動式集光系の写真と内部構造の概要を示す。大幅な改良点は立体角の確保である。また、構造を見直し擾乱を更に抑える小型化にも取り組んだ。新しい受光系では、従来使用されていた両凸レンズからアクロマティックレンズ（色消しレンズ）を採用し、収

差を小さくすることでファイバーへの結合効率を上昇させた。アクロマティックレンズはダブルレット構造と呼ばれる、凸レンズと凹レンズを組み合わせた構造をしている。これにより球面収差が補正され、ファイバーへのカップリング効率が改善される。また、色収差も補正され、異なる波長の LIF 光を集光しても焦点は変わらず、集光系のレンズ位置を再調整する必要がない。適切なレンズを選定することで、計測に使用出来る（ファイバーに結合される）レンズの実効面積が増加するため、従来よりも小さなレンズを使用しても大きな立体角を確保することが可能となった。一方で、新しく開発した受光計の焦点距離は先行研究と比べて焦点でのスポットサイズが小さくなっており、実験時は慎重なアライメントが必要である。実験時には、この点に注意しながら光軸および受光計のアライメントを行い、LIF 計測を行った。

さらに、プラズマの直接接触によるレンズの汚染を防ぐために、新たに集光レンズとプラズマの間に直径 1 インチのガラス板を設置した。これによって、汚染によるレンズの交換に起因する再アライメントが不要になり、受光計のメンテナ

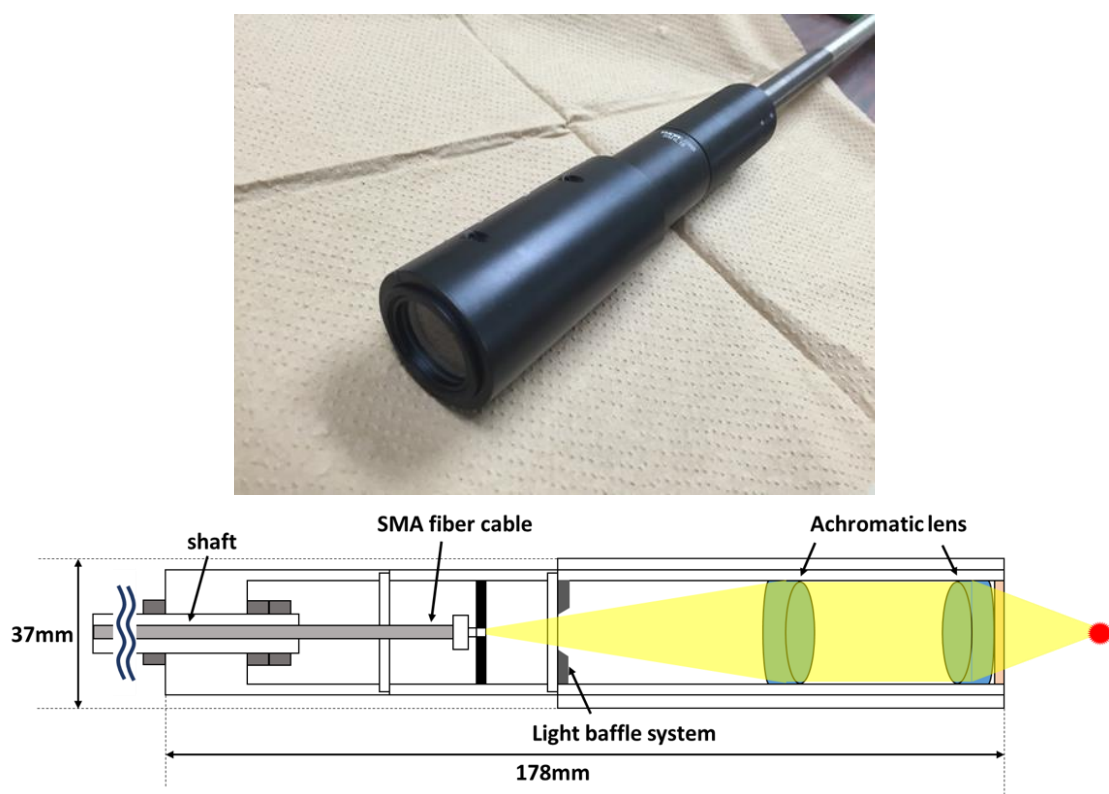


図 4.1 広範囲可動式集光系の前方上部からの写真と構造概略図。

ンスが容易になったため、良質な実験条件で効率的に計測が行うことが可能になった。

4.1.2 広範囲可動式集光系実証実験

新たに製作した LIF 受光計の受光効率を調べるために、従来の受光計との比較実験を行った。図 4.2 は旧式と本研究で改良を行った受光計のそれぞれで得られた LIF スペクトルである。実験は圧力 0.13 Pa、コイル電流値 230 A、マイクロ波パワー 3 kW で行った。なお、ここで示す結果では放電条件及び計測条件は統一されているが、SN 比の改善を調べるためにロックイン検出の時定数や積分時間などは最適化されてない。図 4.2 から見てわかるように、SN 比は大きく改善され、プラズマの自発光の強い環境下に於いても、1shot で十分ガウスフィットできるスペクトルを得ることができた。現在の改良された受光システムは、HYPER-II における殆どの実験条件で LIF 計測が可能であり、放電条件によって細かくセッティングを変えることなく、様々な実験条件で LIF 計測を行うことが可能となった。

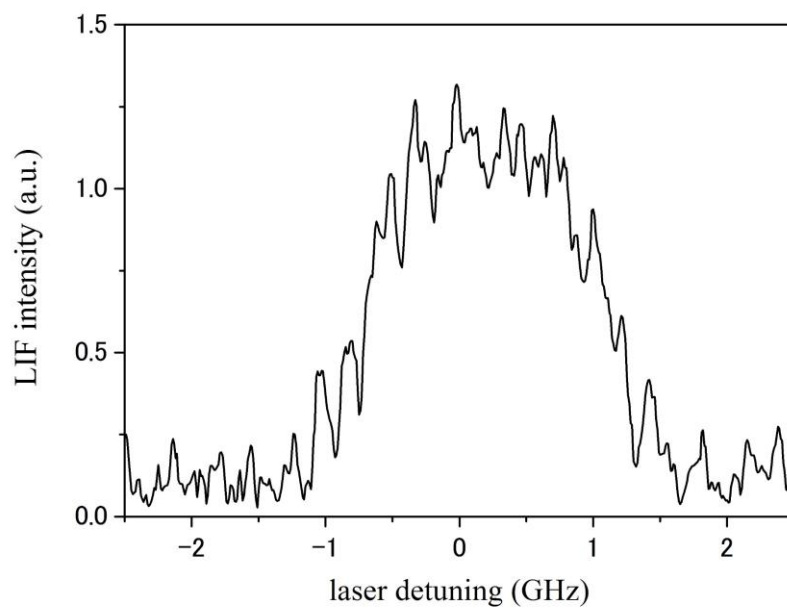
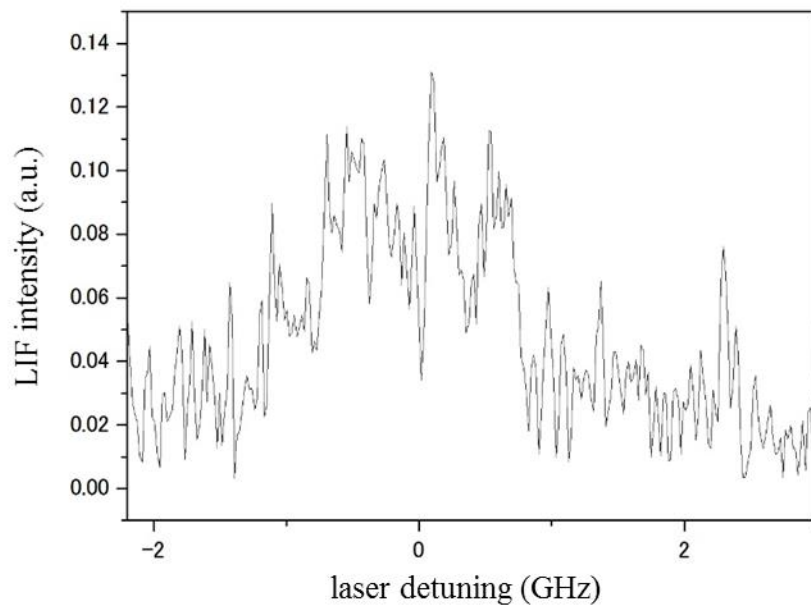


図 4.2 先行研究（上）と本研究（下）で得られた LIF スペクトル(1 ショット)。ガウスフィットするのに十分なスペクトルが得られた。

4.1.3 汎用型ファブリ・ペロー干渉計製作

本研究室では、中性粒子 LIF 計測システムが先行研究によりすでに構築されていたが、イオン計測用 LIF システムは実装されていなかった。特に、中性粒子 LIF 計測システムに組み込んでいる FPI に対応する波長帯に、イオン LIF 計測に使用するレーザーの波長に対応していないという問題点があった。そこで本研究では、イオンの LIF 計測に用いるレーザー波長に対応した FPI を新たに制作した (図 3.13 参照)。直径 1 インチの凹面鏡を 2 枚使用し、鏡裏にレジンを塗り、紫外線で硬化させることで 400–700 nm のレーザー光が 0.1% 程度透過できるようになっている。新しく開発した FPI の凹面鏡の焦点距離は 100 mm、共振器長は $L \sim 200$ mm で構成しており、自由スペクトルレンジが $\text{FSR} \sim 373$ MHz となるように設計した。スリット付きのレンズチューブで固定しており、共振器長の微調整が可能である。凹面鏡内で反射した光は干渉条件を満たしたときに、強度が増し、反対の凹面鏡を透過してフォトディテクターで電圧信号として出力される。レーザーの波長を掃引して得られる典型的な出力信号と干渉スペクトルを図 4.3 に示す。ピエゾ電圧値と波長計で周波数を調べ、共振スペクトル同士の間隔 (FSR: 自由スペクトルレンジ) を求めた。その結果、 $\text{FSR} = 373.0 \pm 4.6$ MHz であった。 ± 5 MHz ほどの誤差は共振器の膨張によるものではなく、ピエゾ電圧値の広がりによるピーク値を決定する誤差に起因するものである。したがって、室温程度の中性粒子の LIF スペクトルの広がり (約 1 GHz) を十分分解できる波長目盛になっているため、新しく開発した FPI は中性粒子 LIF 計測にも十分対応することが確認できた。また、共振スペクトルの半値幅は、 $\Delta f = 10$ MHz であった。これより、フィネス F は、

$$F = \frac{\text{FSR}}{\Delta f} \quad (4.1)$$

より、 $F = 37.3$ であった。このとき、入射レーザーパワー 15 mW であり、共振スペクトルは非常に小さいため、アライメント精度向上など、フィネスを向上させることは今後の課題である。

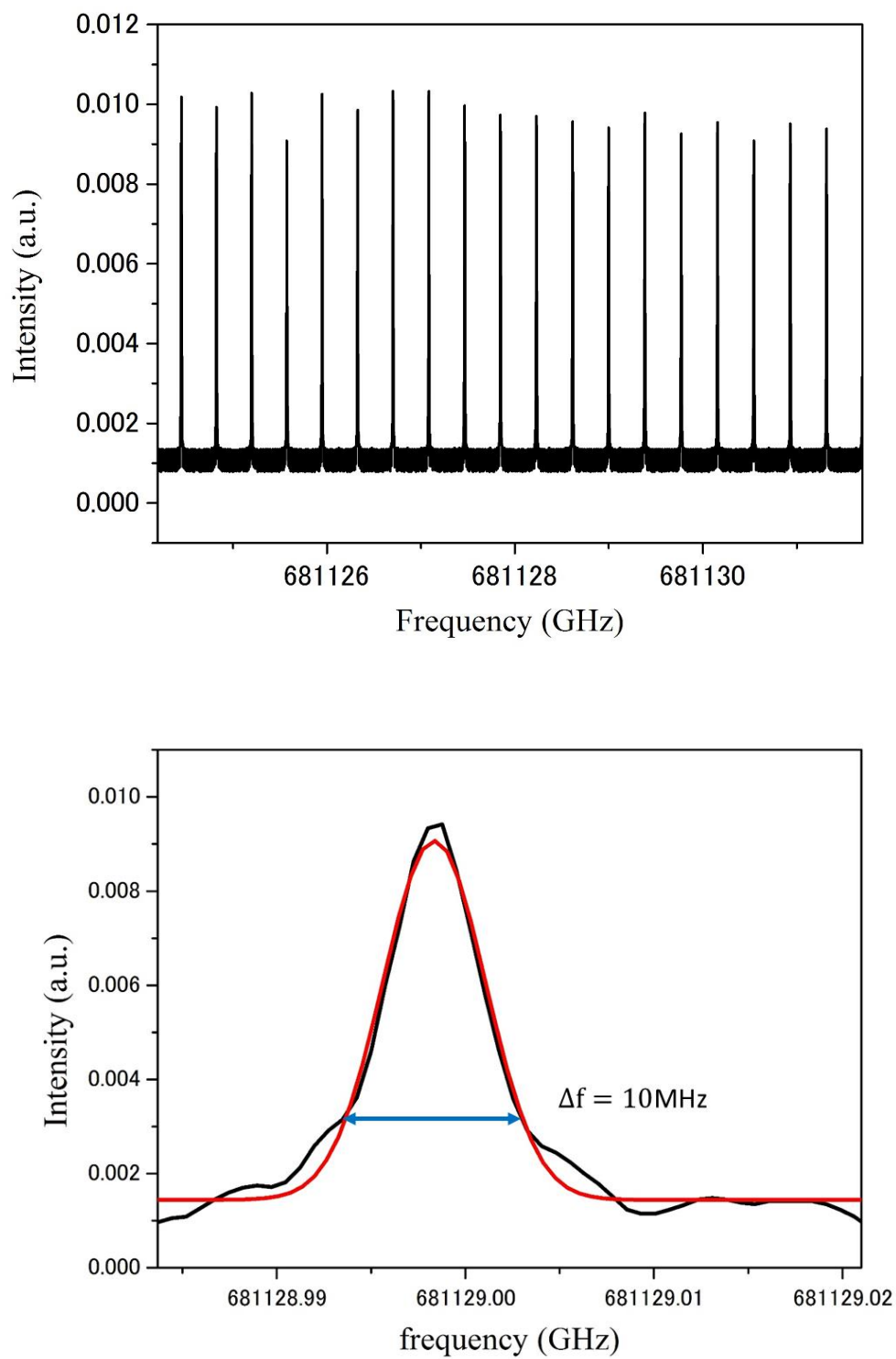


図 4.3 （上）典型的な共振スペクトル信号 （下）共振スペクトルの拡大図。

4.2 HYPER-II の基本プラズマパラメーター

始めに、予備実験としてプラズマ中性粒子相互作用によるプラズマの構造形成を調べるために、電子温度および電子密度の導入ガス圧力依存性を調べた。導入ガス圧力はプラズマ中の中性粒子密度を実効的に変化させることに対応するので、中性粒子との衝突の効果を調べるのに有効な方法である。計測には $r = 0 \text{ mm}$ 、 $z = 1210 \text{ mm}$ に設置したラングミュアプローブを用いた。放電に用いたガスはアルゴンで、コイル電流および入射マイクロ波パワーをそれぞれ 230 A 、 5 kW とし、ガス圧を $7.0 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ から 3.1 Pa まで変えて実験を行った。 0.5 Pa 以上の圧力で放電を行う際は、ターボ分子ポンプの損傷を防ぐためにゲートバルブの開閉率を変えて排気量をコントロールし、真空容器内のガス圧力を調整した。

プローブ電流－電位特性から評価した電子温度と電子密度の圧力依存性を図 4.4 に示す。電子温度は $1.5 - 3.5 \text{ eV}$ であり、電子密度は $10^{17} - 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 程度である。電子温度は低圧から高圧に推移すると、はじめは急激に小さくなるが徐々になだらかに減少する。これは、電子－中性粒子衝突によって電子のエネルギーが中性粒子に移動するためであると考えられる。アルゴン原子と電子の弾性衝突のレート係数は、電子温度 3 eV に対して、 $R_{el} = 1.3 \times 10^{-13} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ である[28]。この時、中性粒子の温度を 300 K と仮定すると、ECR 点からの実効的な装置長 $L_{\text{eff}} = 1 \text{ m}$ に対して 0.02 Pa 以上の圧力領域では衝突の平均自由行程が L_{eff} より短くなる。これは、実験を行った圧力領域では装置内で電子－中性粒子衝突が生じており、その平均自由行程は圧力の増加とともに短くなることを意味している。この描像は HYPER-II 装置における導入ガス圧力に対する電子温度の変化と定性的に一致している。

電子密度は 低圧で単調に増加し、 1.5 Pa で最大値をとる。更に圧力を上げると、電子密度は圧力に対して減少する。高圧力領域で観測される電子密度の圧力に対する減少の理由として、中性粒子枯渇が考えられる。そこで、圧力 1.5 Pa の場合について、中性粒子枯渇現象の寄与を調べるための実験を行った。

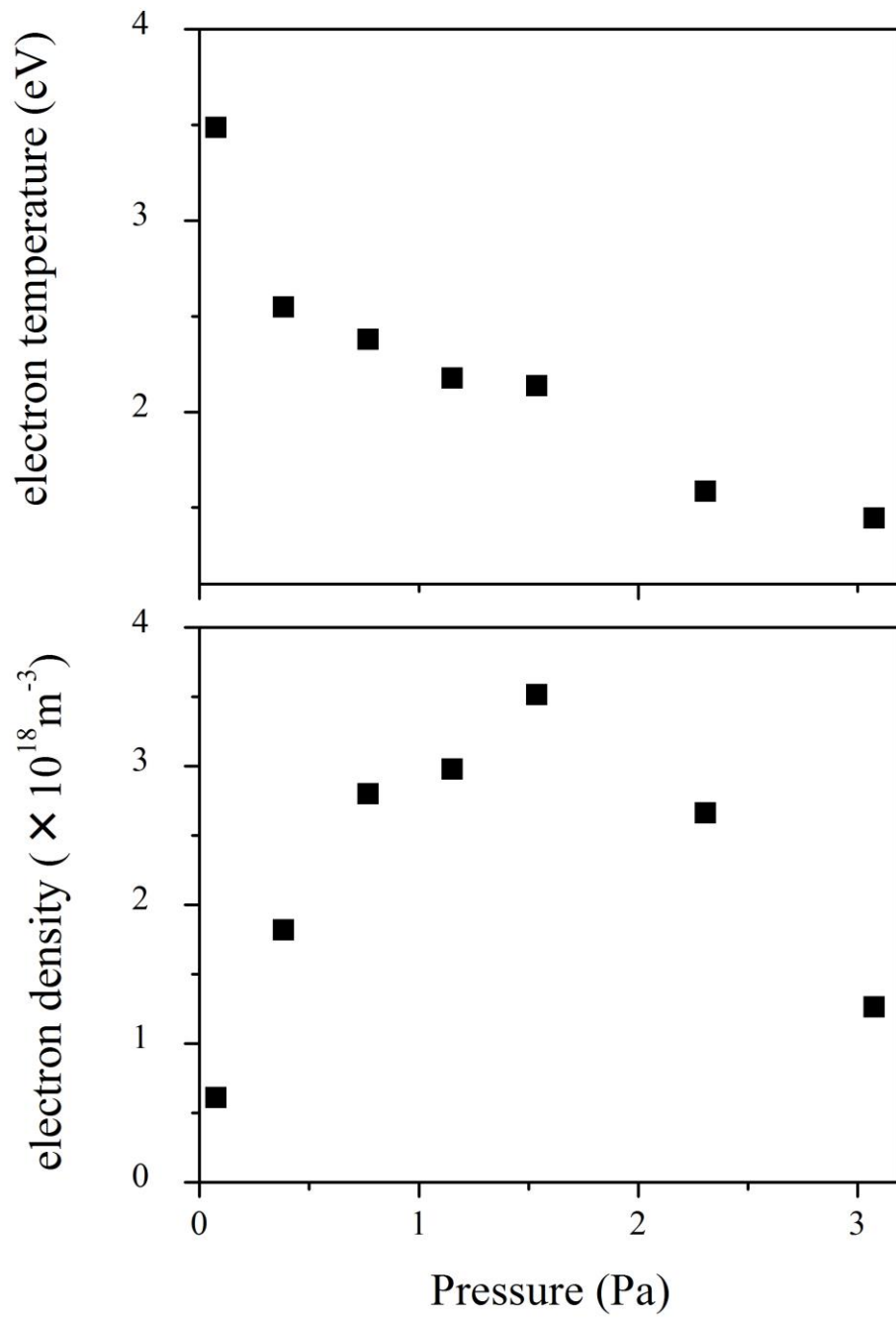


図 4.4 電子温度（上）と電子密度（下）の導入ガス圧力依存。

4.3 中性粒子枯渇現象と中性粒子の回転

4.3.1 HYPER-II におけるプラズマ構造形成

アルゴンガス圧力 1.5 Pa、コイル電流値 219 A 一定条件下でマイクロ波パワーを制御すると、2 kW 以上の高パワー条件でプラズマは視覚的に確認できる特徴的な構造が現れる。装置軸方向端より撮影したプラズマの写真を図 4.5 に示す。

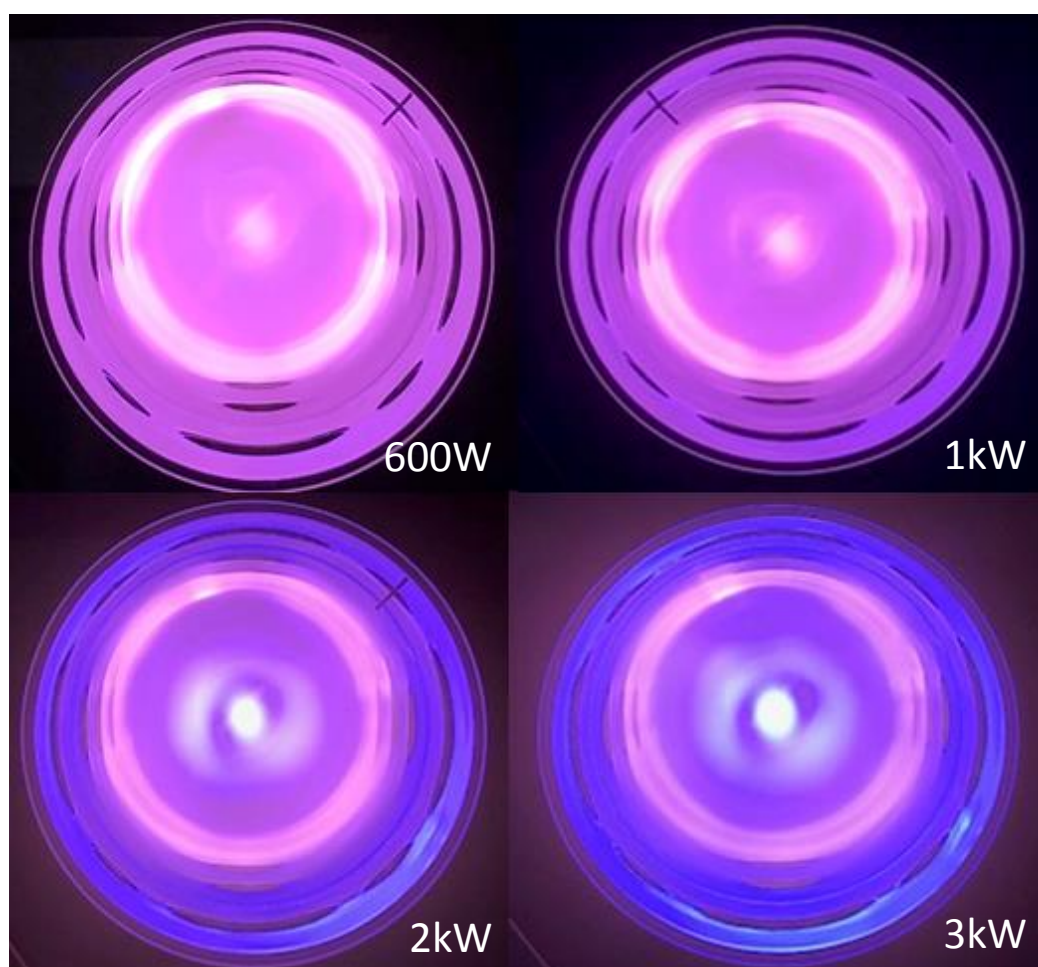


図 4.5 HYPER-II 軸方向端より撮影したアルゴンプラズマの写真。マイクロ波パワー（左上）600 W、（右上）1 kW、（左下）2 kW、（右下）3 kW。

低電力 (600 W) のとき、プラズマは赤く少しだけ中心付近が白く見える。マイクロ波パワーを増加させると、プラズマの中心領域に特徴的な高発光領域が形成され、3 kW ではプラズマは青く、中心付近に「猫の目」のような構造が形成される。この実験では、導入ガス圧力は一定に保たれているため電離度が低く中性粒子密度が導入時とプラズマ生成時でほとんど変化しない場合には、パワー毎に衝突頻度は大きく変わらない (ただし、中性粒子枯渇が生じ中性粒子密度の非一様性が存在する場合には平均自由行程は条件によって変化する)。一方で、プラズマの密度や温度はパワーによって変化するので、中性粒子の圧力に対するプラズマの圧力の比は低パワーと高パワーで大きく異なっている。以降の議論では、入射マイクロ波パワーが $\leq 1 \text{ kW}$ のときを低パワー、 $\geq 2 \text{ kW}$ を高パワーとする。プラズマの構造が形成されるとき、中性粒子とプラズマの相互作用がどのように構造形成に関与しているかを調べた。

4.3.2 低パワー領域と高パワー領域における電子温度と電子密度

プラズマ中に構造が見られない低パワー領域と構造が形成される高パワー領域のそれぞれにおけるプラズマパラメーターの径方向分布を調べた。放電条件は 4.3.1 節と同様で、マイクロ波パワーが 2 kW のときを構造のあるプラズマ、600 W のときを構造がないプラズマとして扱う。計測位置は $z = 800 \text{ mm}$ で、 $\theta = 45^\circ$ に設置された DLP と $\theta = 135^\circ$ に設置されたラングミュアプローブを用いて径方向分布を $r \leq 50 \text{ mm}$ の領域を間隔 10 mm で計測した。

低パワー、高パワーそれぞれにおけるプラズマ中心での電流－電位特性を図 4.6 に示す。また、中心における電子温度、電子密度、空間電位を表 4.1 に示す。電子温度はあまり変わらないが、電子密度は一桁異なり、構造内部のプラズマの密度が著しく高くなっていることが分かる。

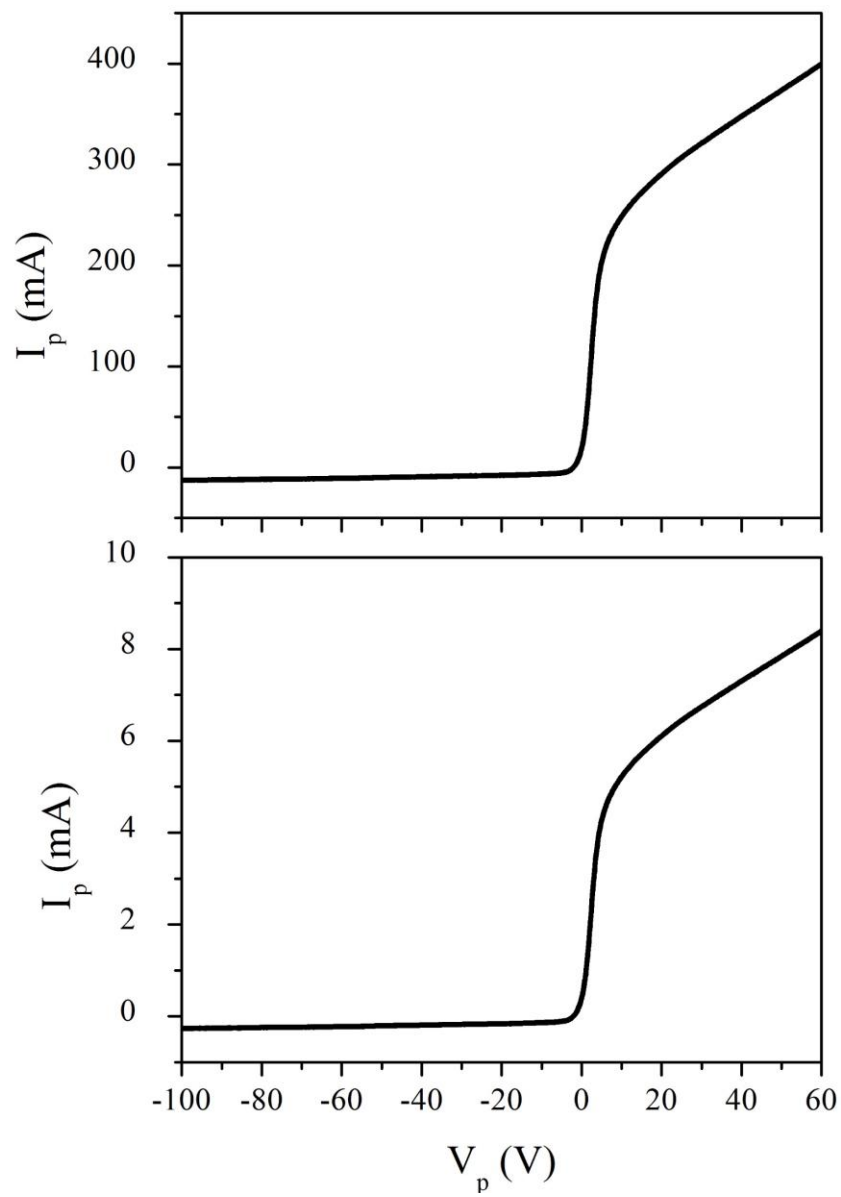


図 4.6 中心における（上）構造が形成されている場合と（下）構造がない場合のプローブ電流－電位特性。

表 4.1 中心におけるプラズマパラメーター

入射マイクロ波 パワー (W)	電子温度(eV)	電子密度(m^{-3})	空間電位(V)
2k	2.0	3.1×10^{18}	8.2
600	1.6	1.6×10^{17}	3.7

径方向、周方向の流れを測定する上で、円筒対称系であるかどうか確かめることは重要である。そこで、 $z = 800 \text{ mm}$ において、 $\theta = 135^\circ$ の DLP と $\theta = 45^\circ$ のラングミュアプローブ (LP) を用いて径方向分布を計測し、系の対称性について調べた。DLP から得られるイオン飽和電流は、電子密度に比例するので、規格化したイオン飽和電流の分布から対称性を評価することが出来る。LP および DLP で計測された規格化されたイオン飽和電流（電子密度）の径方向分布を図 4.7 に示す（それぞれのデータは $r = 10 \text{ mm}$ の値で規格化されている）。低パワー（600 W）で構造がないとき、DLP とラングミュアプローブの結果は良く一致しており、軸対称構造を持っていることが分かる。高パワー（2 kW）で構造があるときは、構造のない場合と比べて径方向外側でずれが大きくなった。図 4.5 から、構造があるときにはラングミュアプローブは図中左斜め上から中心に向かってスキャンされ、比較的明るい（白い）部分を多くスキャンしている。一方、DLP は写真右斜め上から中心に向かって駆動され、暗い（青い）部分を多くスキャンしている。発光強度の強弱は、電子密度の高低と相関を持つことが分かっており、各方向から計測した径方向分布のズレが発光強度分布に対応することから、プラズマが僅かに楕円構造を持っていることに起因して分布の不一致が観測されたと考えられる。しかし、この構造の歪みによる効果は小さく、現在の議論において本質的な影響を及ぼさないと考えられる。以下、高パワー領域で構造が形成されている場合も実効的に軸対称系が成り立つとして議論を行う。

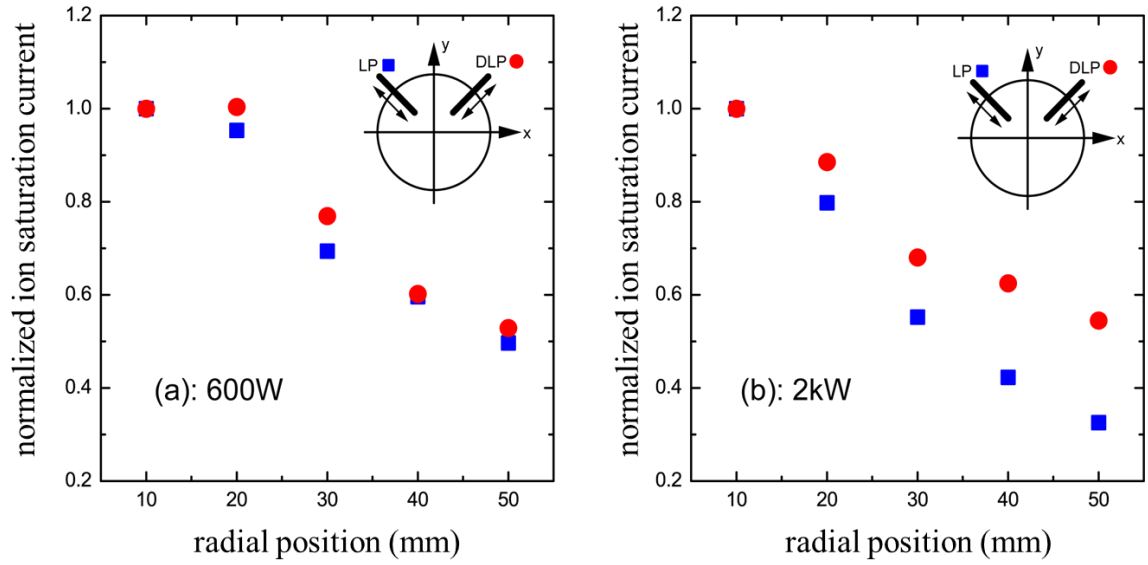


図 4.7 規格化されたイオン飽和電流の径方向分布（●：DLP、■：LP）。
入射マイクロ波パワー：(a) 600W、(b) 2kW。

構造が形成されない低パワーと構造が形成されている高パワー条件における電子温度、電子密度、空間電位の径方向分布をそれぞれ図 4.8(a)と図 4.8(b) に示す。構造の有無にかかわらず、電子温度は径方向にほぼ一定で約 $T_e = 1.5 \text{ eV}$ である。電子密度は外側に向かうにつれて緩やかに減少している。空間電位は $r \geq 40 \text{ mm}$ で外側に向かって急激に減少し、特に外側の領域では径方向外向きの電場が発生していることがわかる。

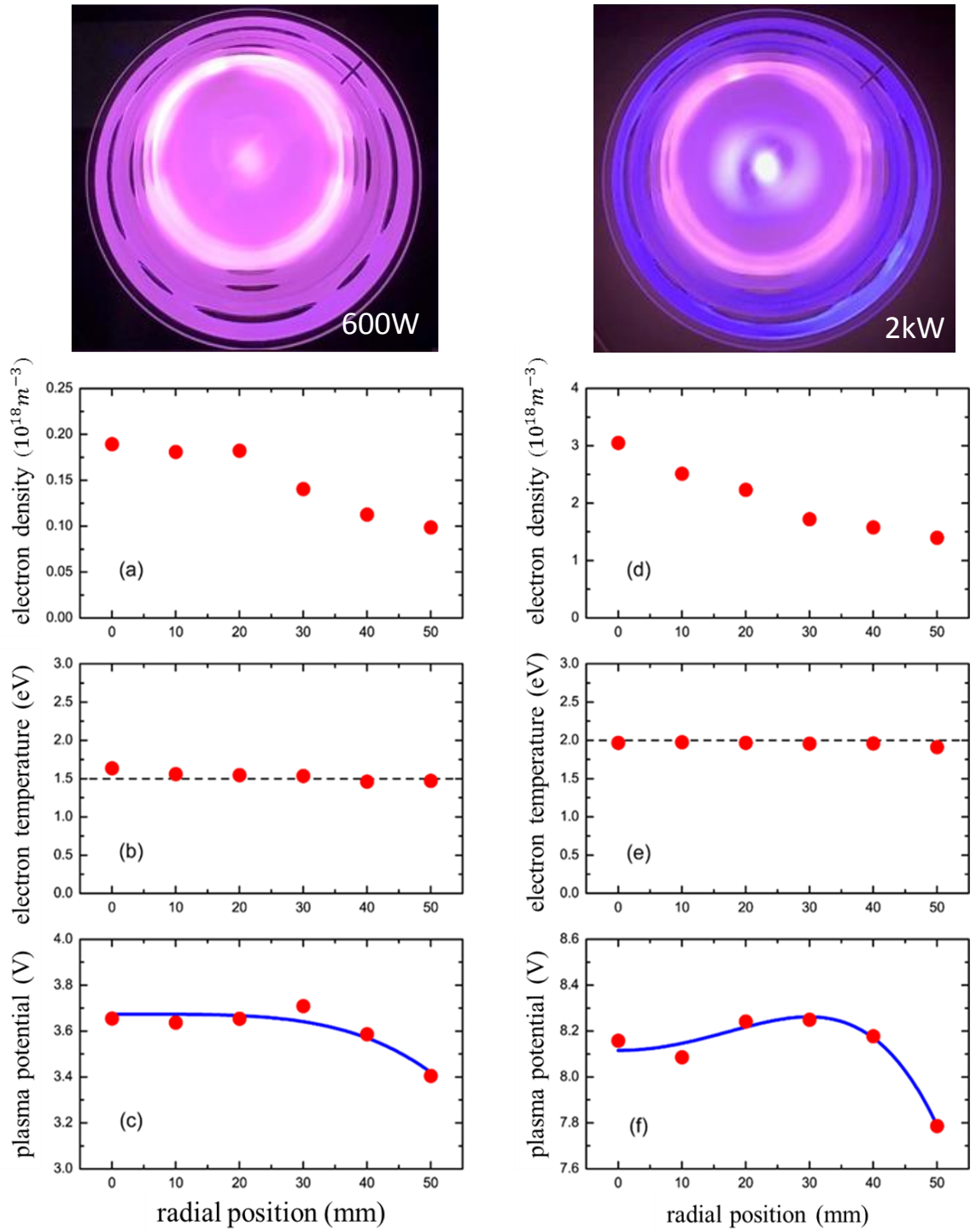


図 4.8 構造のない低パワー放電（600 W）と構造が形成される高パワー放電（2 kW）における電子密度、電子温度およびプラズマ電位の径方向分布。600 W: (a) 電子密度、(b) 電子温度、(c) 空間電位；2 kW：(d) 電子密度、(e) 電子温度、(f) 空間電位。

4.3.3 低パワー領域と高パワー領域における周方向流れ構造

ここで、プラズマ及び中性粒子の回転方向の流れに着目する。現在の実験ではプラズマは定常状態であるので、電場は静電ポテンシャル ϕ を用いて

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi \quad (4.2)$$

で与えられる。磁場は $-z$ 方向に印加されており、磁場強度は $B = 6.52 \times 10^{-2} \text{ T}$ で径方向にほとんど一定である。径方向電場と軸方向磁場によって生じる周方向の $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト回転速度 $u_{E \times B}$ は

$$u_{E \times B} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} = -\frac{E_r}{B} = \frac{1}{B} \frac{\partial \phi}{\partial r} \quad (4.3)$$

で与えられる。図 4.8 に示した径方向のポテンシャル分布から求めた構造があるときと構造がないときの $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト速度径方向分布を図 4.9(a) に示す。ここで、径方向電場は系の軸対称性を仮定し、ポテンシャルのデータを 4 次関数（径方向位置の 0 次、2 次、4 次を含んだ関数）でフィットすることで求めた。ドリフト速度は外側に向かうほど増加し、構造が形成される高パワー条件において、 $r = 50 \text{ mm}$ で速度は $u_{E \times B} = 800 \text{ m/s}$ に達し、構造がないときの数倍となる。

図 4.9(b) は DLP を用いて評価したイオン流速の径方向分布である（■: 600 W、●: 2 kW）。ここで、流速の評価には式(3.11) を用いた。本実験では、DLP の較正係数を決定するための較正実験を行っていないため、ここでは $\alpha = 1$ とし、定量的な評価は行わない。図 4.9 はイオンの流れが $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト方向に駆動されていることを示しており、径方向分布も定性的に一致している。興味深いことは、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト速度が、構造が形成されている高パワー放電（2 kW）でより大きな値を取るのに対して、DLP を用いたイオン流れ計測の結果は逆の傾向を示すことである。このような結果をもたらす要因の一つとして、プラズマ-中性粒子の相互作用が考えられる。一方、一般的にイオンと中性粒子の衝突はイオンを減速させる効果をもたらすと考えられるため、低パワーでのプラズマ密度が高パワー条件よりも低いことを考慮すると、この傾向は逆であるように思われる。イオン

流れの定量的な評価や詳細な分布計測は今後の課題として挙げられるが、プラズマ中性粒子相互作用が両条件でどのように関与するかについて、LIF 法を用いて調べた。

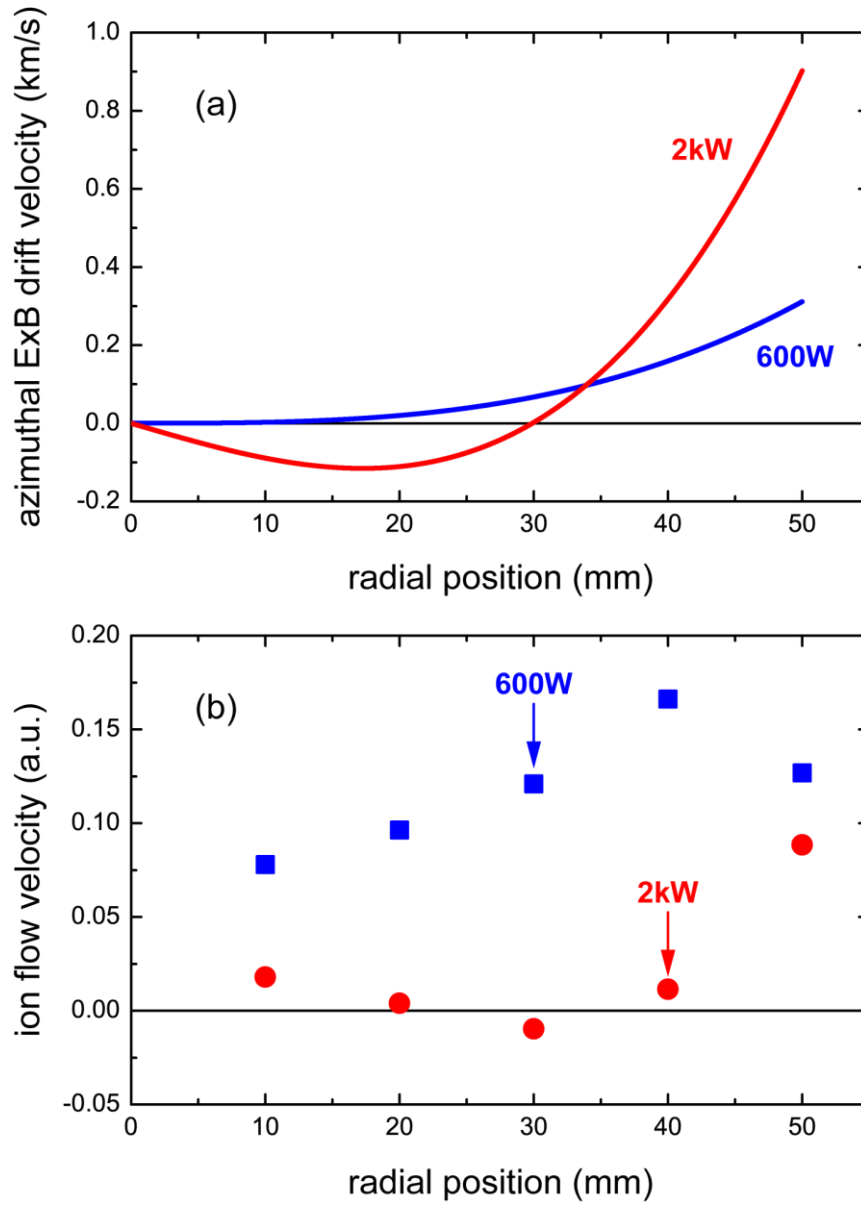


図 4.9 (a): 構造のない低パワー（600 W）と構造が形成される高パワー条件における周方向の $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト速度の径方向分布。(b) DLP を用いて計測された周方向イオン流速の径方向分布（■：600 W、●：2 kW）。

4.3.4 LIF 法を用いた中性粒子計測

前節で、回転するプラズマの振る舞いを、ラングミュアプローブを用いて実験的に調べ、空間電位分布から $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト速度を導いた。本小節では、同じ実験条件で LIF 法を用いて計測した中性粒子の流れ構造に関する結果について述べる。

実験条件は 4.3.2 節と同じである。レーザービームは図 4.10 に示すような $z = 800 \text{ mm}$ に設置された楕円窓から $-x$ 軸方向に入射されている。本研究では軸対称構造を持つプラズマを対象にしているため、入射ビームの高さ (y 位置) を変えながら、 y 軸上で LIF 計測を行うことで、周方向の速度成分に対する速度分布関数を計測することが出来る。また、拡散チャンバー ($D = 0.76 \text{ m}$) と比べて直径が小さい生成チャンバー ($D = 0.3 \text{ m}$) では、外部から LIF 光を集光することが可能であるため、本実験では両凸レンズとスリットで構成された外付集光系を使用した。入射レーザービームパワー 5.3 mW 、波長 696.7352 nm (真空) のレーザーを入射し、 $y = 10, 20, 30, 40, 50 \text{ mm}$ における準安定アルゴン原子に対する LIF スペクトルを観測し、流速、温度、密度を調べた。速度は装置の θ 方向を正とし、密度は LIF スペクトルを積分して求めた。図 4.11 に構造があるとき、ないときの $y = 10 \text{ mm}$ における LIF スペクトルを示す。



図 4.10 HYPER-II 装置の楕円窓 (長軸 66.5 mm)。

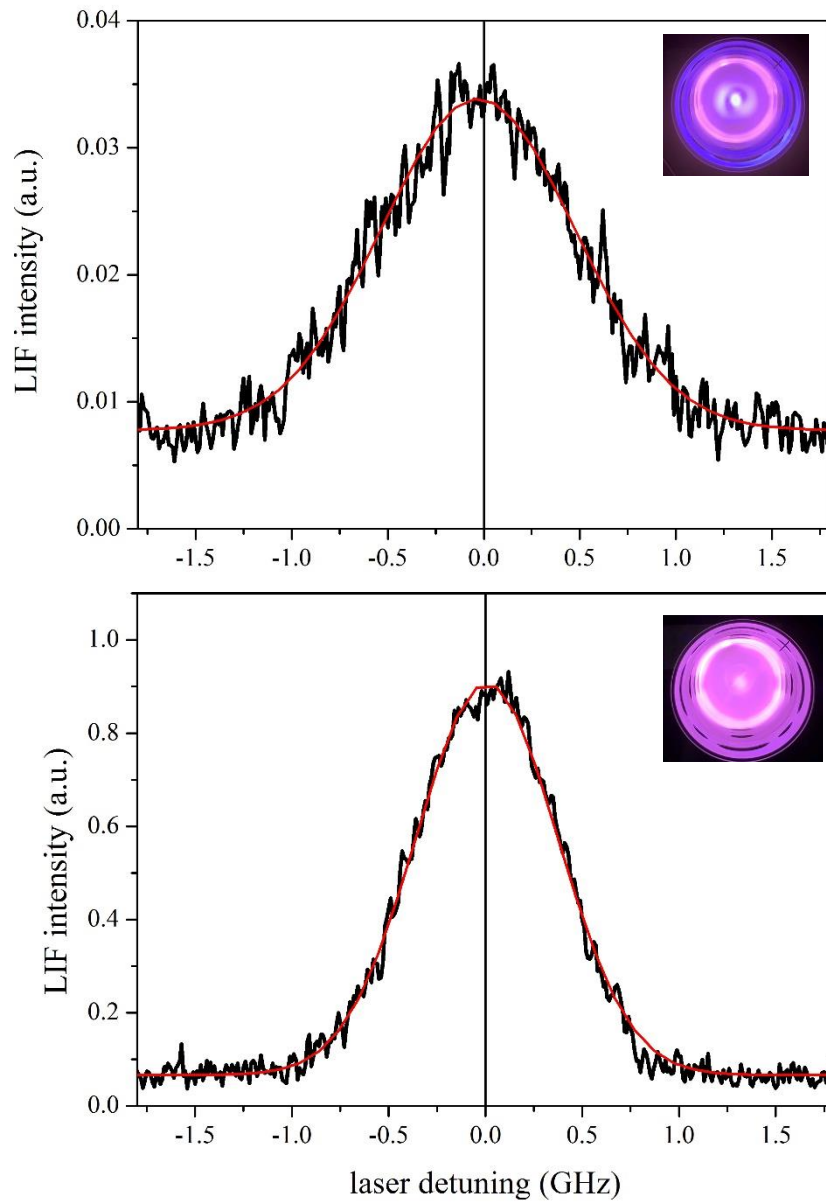


図 4.11 (上) 構造があるとき (2 kW)、(下) 構造がない場合 (600 W) の $y = 10 \text{ mm}$ における LIF スペクトル。それぞれ、5 ショット、3 ショットの加算平均。

構造がないとき、あるときそれぞれでフィットするのに十分な SN 比で、LIF スペクトルを得ることができた。これらの LIF スペクトルから、 $y = 10 \text{ mm}$ における速度、温度は、構造があるとき $21 \pm 3.2 \text{ m/s}$ 、 0.052 eV であり、構造がないとき $5.11 \pm 1.14 \text{ m/s}$ 、 0.027 eV であった。中性粒子の周方向流速、温度、積分された LIF 強度の径方向分布を、それぞれ図 4.12、図 4.13、図 4.14 に示す。周方向の中性粒子流速は構造の有無にかかわらず、径方向外側で大きくなる。速度は殆どの位置で $+\theta$ 方向であり、イオンの回転流速分布と定性的に一致している。本実験では、中性粒子は装置エンドから拡散によってのみ装置に導入されるため、特徴的な回転方向のガス流れは存在しないと考えられる。また、中性粒子は電磁場の影響を受けない。したがって、観測された中性粒子の回転方向の流れは、衝突を介してイオンから輸送される運動量に由来するものであると考えられる。

温度は構造の有無に関わらず径方向外側に向かうほど低くなる。構造があるときには、 $y = 10 \text{ mm}$ と $y = 50 \text{ mm}$ では約 100 K 異なる。装置内で電子温度はほぼ一定であったが中性粒子の温度は中心領域のほうが周辺に比べて高くなっており、中心近傍の中性粒子はプラズマからより多くのエネルギーを受け取りやすくなっている。

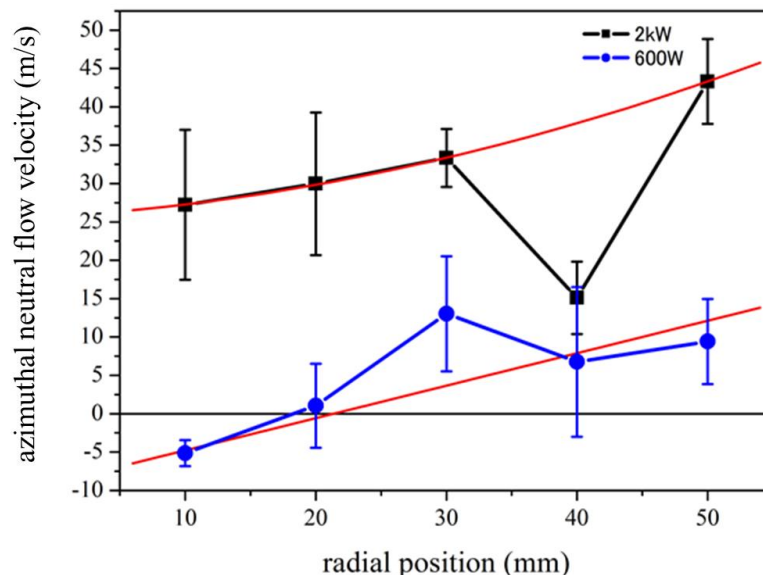


図 4.12 準安定中性粒子周方向回転速度分布。(黒) 構造があるとき、(青) 構造がないとき。

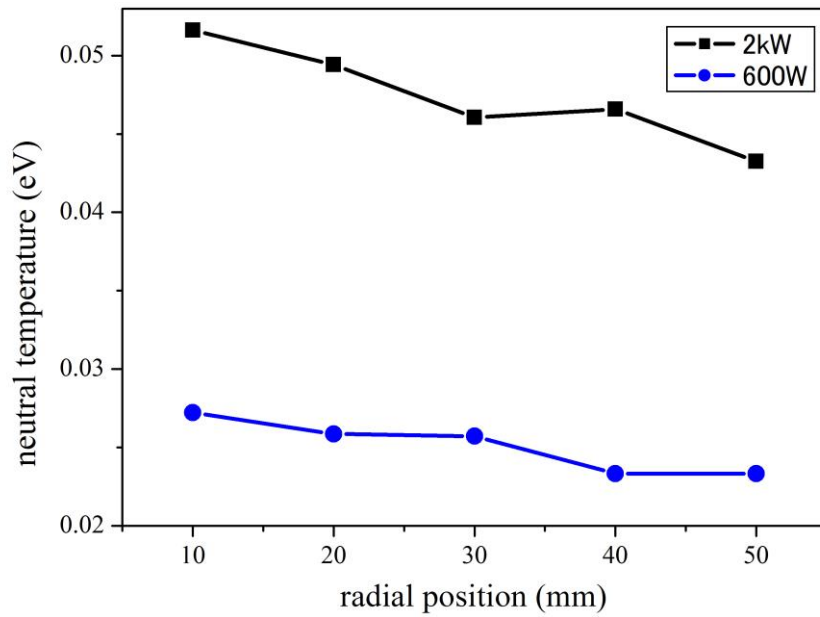


図 4.13 準安定中性粒子温度径方向分布。(黒) 構造があるとき、(青) 構造がないとき。

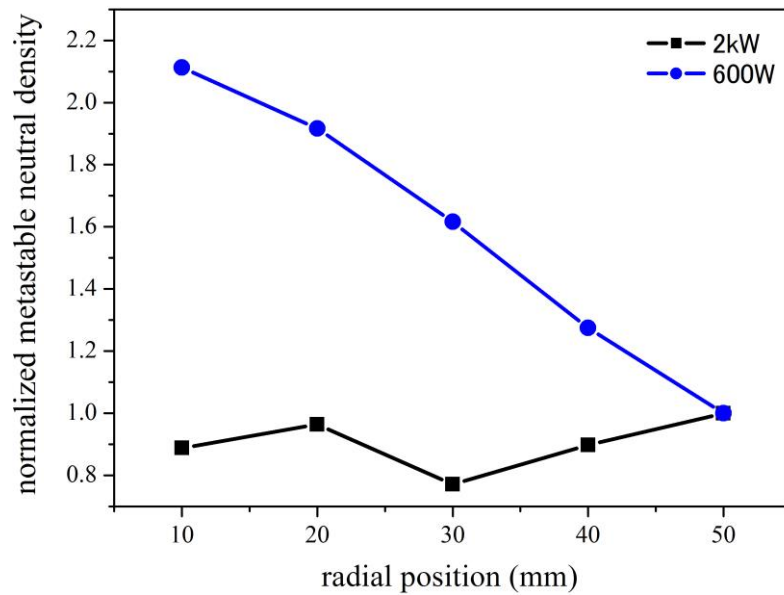


図 4.14 準安定中性粒子径方向分布。(黒) 構造があるとき、(青) 構造がないとき。 $r = 50 \text{ mm}$ の密度で規格化している。

4.4 HYPER-II における中性粒子枯渇

ここで、基底状態のアルゴン中性粒子の密度を考える。本研究で対象とするプラズマの温度は 2 eV 以下と低温のため、中性粒子の大部分は基底状態にあると考えられる。励起状態の中性粒子は、基底状態から電子との励起衝突によって生成されると考え、励起状態の中性粒子密度 n_{ex} が

$$n_{\text{ex}} \propto n_e n_g \quad (4.4)$$

に従うとする。ここで、 n_e は電子密度、 n_g は基底状態の中性粒子密度である。実際、電子密度や電子温度が本実験での値と近い HYPER-I を用いた研究で、(4.4) 式が妥当であることが衝突輻射モデル[30,31]を用いて確認されている[26]ため、本研究でも (4.4) 式を用いて中性粒子密度 (n_g) の評価を行う。図 4.15 は励起状態の積分された LIF 強度 ($\propto n_{\text{ex}}$) と電子密度の径方向分布から (4.4) 式を用いて評価した中性粒子の径方向分布である。構造があるとき、構造内部の中性粒子密度は中心で低く、中性粒子枯渇が起きていることがわかる。

第 2 章で述べたが、中性粒子枯渇は始めに衝突の有無によって分類される。HYPER-II 装置内部でイオンの平均自由行程

$$\lambda_i = \frac{1}{n_n \sigma} \quad (4.5)$$

について評価する。ここで、 n_n は中性粒子密度、 σ は電離交換衝突の衝突断面積である。イオンの温度が 0.1 eV 程度の場合の衝突断面積は $\sigma \sim 7 \times 10^{-19} \text{ m}^2$ である[29]。現在の実験では、導入ガス圧力と励起状態の中性粒子温度が既知である。基底状態の中性粒子温度が励起状態の温度に等しく、中性粒子が理想気体の状態方程式 $P_n = n_n k T_n$ に従うと仮定すると、(4.5) 式は $\lambda_i = k T_n / (P_n \sigma)$ となる。本実験の導入中性粒子圧力 1.5 Pa、中性粒子温度 ($T_n = 300 - 600 \text{ K}$) および衝突断面積を用いて、平均自由行程を計算すると

$$\lambda_i \sim T_n \times 10^{-5} \text{ m} \leq 8 \text{ mm} \quad (4.6)$$

となり、生成チャンバーの半径 150 mm より十分短い。これより、HYPER-II 装置内部では、荷電粒子と中性粒子の衝突が頻繁に起こっていると考えられる。

O'Connell らによると、高圧環境下における中性粒子枯渇はガス加熱が支配的となることが報告されている[5]。HYPER-II 装置におけるガス圧力 1.5 Pa は、コントロールパラメーターにおいて比較的高圧の部類となる。このため、実験で得られた準安定中性粒子温度の径方向分布を、 $r = 10 \text{ mm}$ の温度で規格化して、構造があるときとないときの温度の径方向分布を比較した (図 4.16)。両者はよく一致しており、この結果から中性粒子ガス加熱が支配的ではないと考えられる。

4.4.1 電子と中性粒子の圧力分布

衝突のあるプラズマにおいて、中性粒子枯渇を引き起こす他の要因は、電子の圧力増加に起因するものがある。プラズマ装置内部の全圧が一定であるとき、電子の圧力 (P_e) が増加すると中性粒子の圧力 (P_n) は小さくなり、中性粒子密度が減少する。電子の圧力を $P_e = nk_B T_e$ として評価した電子圧力の径方向分布を図 4.17 に示す。図 4.17 からわかるように、構造がない場合の電子圧力は構造がある場合に比べてかなり小さい。また、構造がある場合の電子の圧力は中心付近でより高く、導入ガス圧力に匹敵する。構造があるときとないときでは、電子温度はほとんど一定であり、電子密度の勾配が大きく中性粒子密度枯渇に寄与している。このとき、系内の全圧を考える。系内で担うイオンの圧力が電子の圧力に比べて十分小さいとすると、全圧 P_{tot} は、

$$P_{\text{tot}} = P_e + P_n \quad (4.7)$$

で表される。

$r = 50 \text{ mm}$ における中性粒子圧力が、導入ガス圧 1.5 Pa と等しいと仮定して評価した全圧力の径方向分を図 4.18 に示す。構造の有無にかかわらず、全圧力は径方向にほぼ一定である。この結果は、プラズマと中性粒子が衝突を介して相互に影響し合うことを意味しており、HYPER-II で観測された中性粒子枯渇は、電子と中性粒子の衝突に起因していることがわかる。このとき、構造があるときの $r = 10 \text{ mm}$ における中性粒子圧力は 0.87 Pa と見積もられ、電離度は 2.1% となる (中性粒子の密度は理想気体の状態方程式を仮定して評価)。高圧力条件化における O'Connell らとの実験結果の相違は、電離度の違いであると考えられる。実際、彼

らの報告によると、ガス加熱が支配的となるのは電離度が 0.4% 未満のときである[5]。

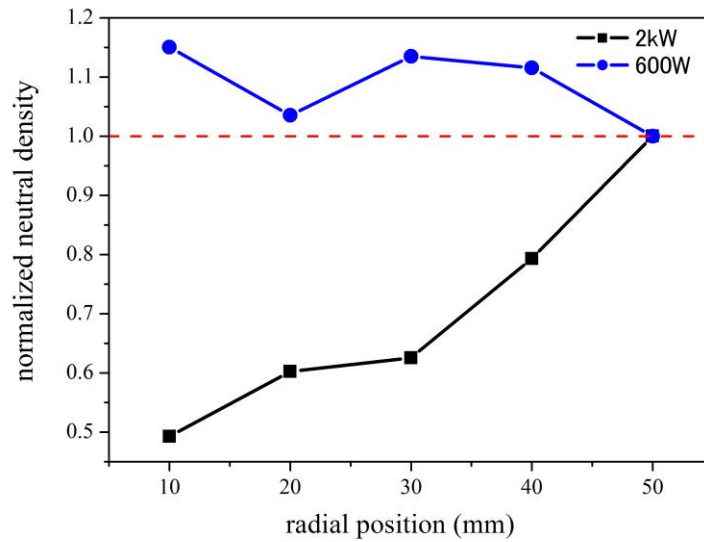


図 4.15 (黒) 構造があるとき、(青) 構造がないときの中性粒子度。
 $r = 50 \text{ mm}$ で規格化している。

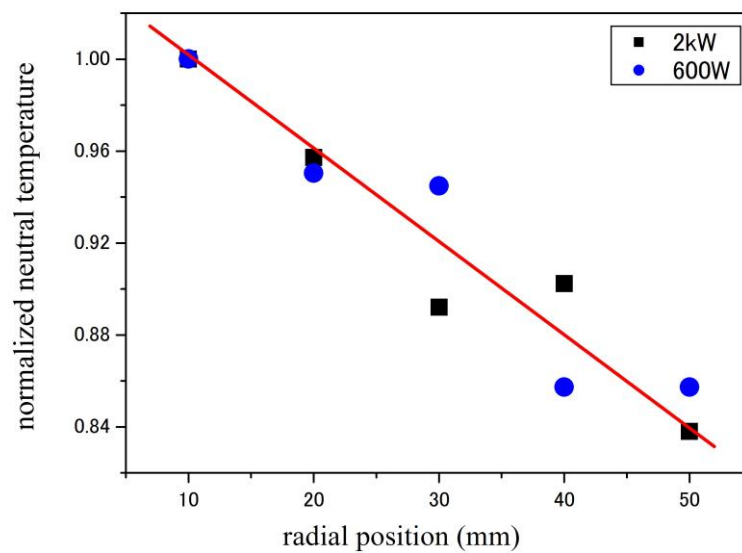


図 4.16 (黒) 構造があるとき、(青) 構造がないときの温度比径方向分布。
 $r = 10$ で規格化している。

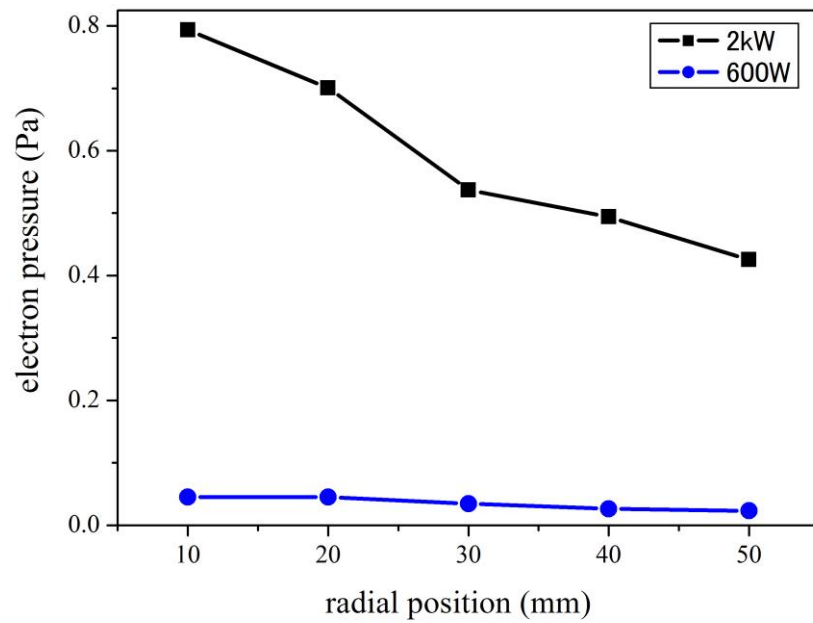


図 4.17 (黒) 構造があるとき、(青) 構造がないときの電子の圧力の径方向分布。

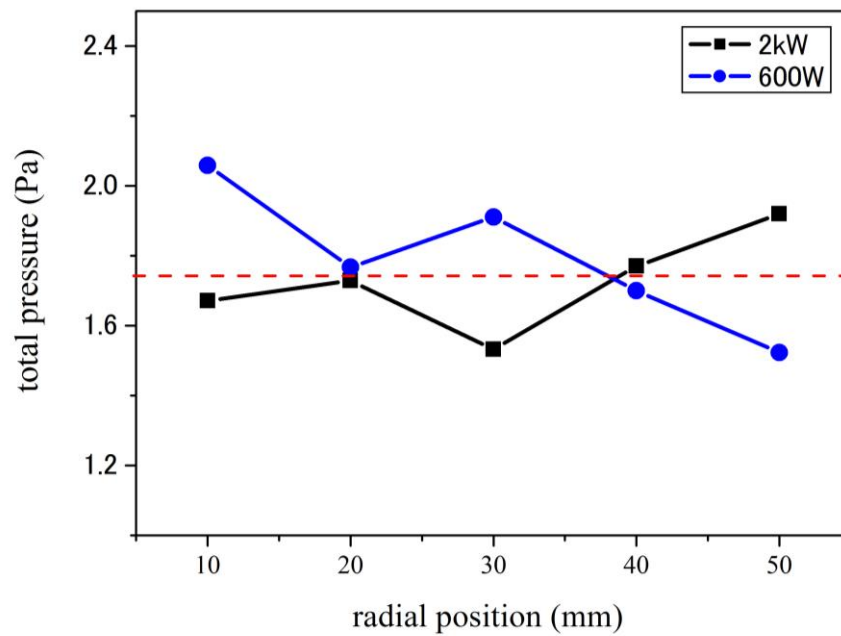


図 4.18 (黒) 構造があるとき、(青) 構造がないときの全圧径方向分布。

4.4.2 回転流に対する中性粒子－イオン衝突の効果

イオンと中性粒子の衝突による運動量輸送を考える。中性粒子との衝突があるとき、イオンの運動方程式は、定常状態で遅い流れを考えると、

$$0 = -\nabla p_i + en_i \mathbf{E} + en_i \mathbf{U}_i \times \mathbf{B} - Mn_i \nu_{in} (\mathbf{U}_i - \mathbf{U}_n) \quad (4.8)$$

と表される。ここで、 ν_{in} はイオンと中性粒子の電荷交換衝突周波数、 $\mathbf{U}_i$ はイオンの流速、 $\mathbf{U}_n$ は中性粒子の流速である。イオンが受ける力 $\mathbf{F}$ を $\mathbf{F} = \mathbf{E} - \frac{\nabla p_i}{en_i}$ とすると、(4.8) 式は、

$$0 = \mathbf{F} + \mathbf{U}_i \times \mathbf{B} - \alpha B (\mathbf{U}_i - \mathbf{U}_n) \quad (4.9)$$

と書き直される。ここで、 $\alpha = \frac{\nu_{in}}{\omega_{ci}}$ であり、 $\omega_{ci} = eB/M$ はイオンサイクロトロン周波数である。(4.9) 式をイオン流速 $\mathbf{U}_i$ について解くと、

$$\mathbf{U}_i = -\frac{1}{1+\alpha^2} \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{B^2} + \frac{\alpha}{1+\alpha^2} \frac{\mathbf{U}_n \times \mathbf{B} + \mathbf{F}_\perp}{B} + \frac{\alpha^2}{1+\alpha^2} \mathbf{U}_{n\perp} \quad (4.10)$$

となる。磁場は軸方向に一樣 ($\mathbf{B} = -B\mathbf{e}_z$) で、軸対称系 ($\partial/\partial\theta \rightarrow 0$ 、 $F_\theta = 0$) を考えると、イオンの周方向流速は、

$$U_{i\theta} = \frac{1}{1+\alpha^2} \left(\frac{E_r}{B} - \frac{1}{en_i B} \frac{\partial p_i}{\partial r} \right) + \frac{\alpha}{1+\alpha^2} U_{nr} + \frac{\alpha^2}{1+\alpha^2} U_{n\theta} \quad (4.11)$$

である。(4.11) 式の右辺第一項は $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトによる回転の効果を表す。右辺第三項は、中性粒子との衝突による回転の効果を表す（右辺第二項、第四項はそれぞれ反磁性ドリフトと摩擦による効果であるが、ここでは無視する）。イオンとの衝突により、中性粒子が径方向内向き流れを作ると、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトによる回転を打ち消す方向に力が働く。

4.3.3 節で、 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトによる θ 方向に回転は構造の有無に関わらず、およそ $+\theta$ 方向であることを述べた。一方で、予想されるイオンの $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト回転流速は、構造がある場合 (2 kW) の方が大きいにも関わらず、実験データは反対の結果を示す。構造のある場合、電子密度は構造を持たないプラズマの場合の 10 倍以上高く、また径方向の密度の不均一性も強いため、(4.11) 式は中性粒子枯渇が発生する構造の現れる条件でより重要となる。DLP により得られたイオン流速の径方向分布 (図 4.9) において、構造がある場合の方が構造のない場合

に比べて回転イオン流速が小さいのは、枯渇現象の発生に伴う中性粒子効果の増大によってもたらされたものと考えられる。

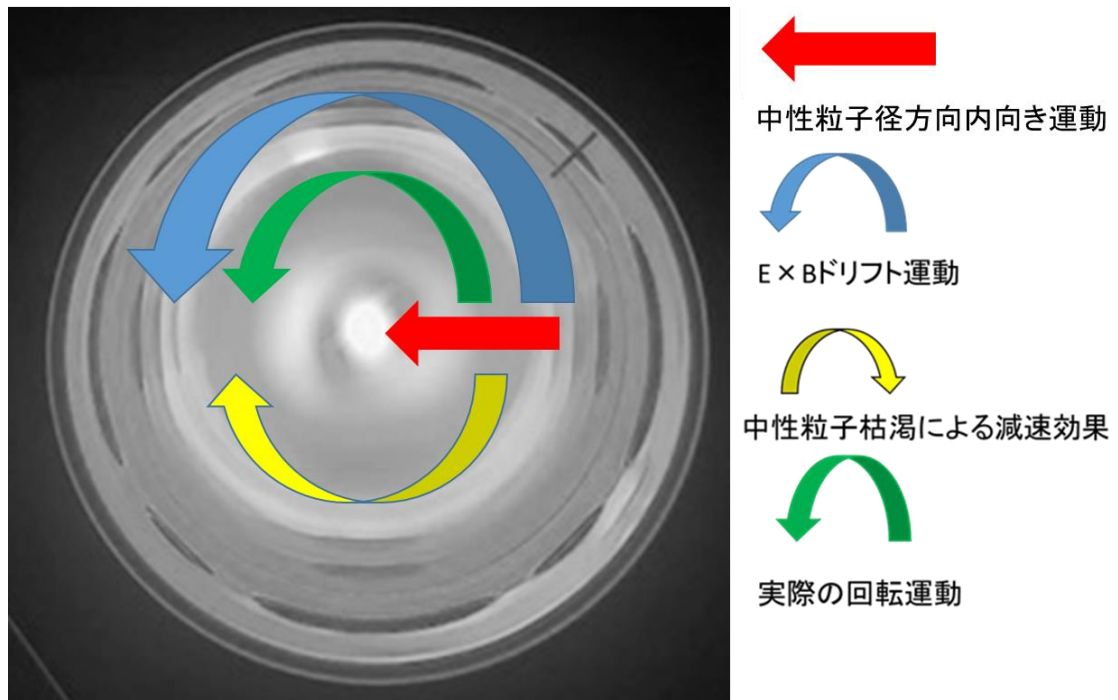


図 4.19 中性粒子枯渇とイオンの回転運動のメカニズム図。

第5章 総括

本研究では、部分電離プラズマにおける構造形成に対する中性粒子効果に着目し、中性粒子及びイオン（プラズマ）に関する物理量を直接計測するための高精度 LIF システムを構築し、LIF システムとプローブ計測法を併用して HYPER-II における基礎実験を行った。以下、本実験で得られた結果をまとめる。

● 高精度 LIF システムの構築

汎用型ファブリ・ペロー干渉計を製作するなどして、HYPER-II における高精度 LIF システムを構築し、プラズマと中性粒子の流速計測が可能となった。広範囲可動式集光系により、HYPER-II 内の LIF 光を SN 良く得ることができ、より精密な流速計測が可能となった。中性粒子及びイオンの LIF システムを構築した。イオンの LIF 計測については、SN 比の問題から速度分布関数の直接計測には至らなかったが、適切な励起準位を選ぶことで本システムをそのまま流用可能である。本研究で行ったシステム開発によって、原理的にイオンと中性粒子の直接計測が可能になり、部分電離プラズマの流れ構造形成を効率的に定量評価できるシステムを構築した。

● HYPER-II 装置における中性粒子枯渇

HYPER-II で観測される局在化した高発光領域を持つプラズマについて、高精度 LIF システムとプローブ計測を活用して、その構造を詳細に調べた。高発光領域の電子密度は周辺に比べて高くなっており、特徴的な密度構造をもつことが明らかになった。また、構造内部の中性粒子は中心で減少しており、中性粒子枯渇を伴う現象であることも明らかになった。中性粒子枯渇が発生する場合においても、系の全圧は径方向にほとんど一定となると評価され、プラズマと中性粒子の相互作用によって構造が維持されることを示唆する結果を得ることが出来た。中性粒子枯渇は、荷電粒子との衝突、特に電子との衝突により引き起こされ、イオンの $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト運動を減速すると関連付けた。

● 最後に

本研究では、中性粒子とイオンの相互作用による中性粒子枯渇について、主に回転（周方向成分）に着目し調べた。構造形成の完全な理解には径方向流れ計測によるイオン-中性粒子相互作用の定量評価などに課題が残るが、局在化した中性粒子枯渇構造が形成されることや、放電条件を変えた時に構造のパターンが変化することなど、部分電離プラズマの構造形成が多様性に富むことを示したと言える。中性粒子枯渇は、研究が始まって比較的日子が浅く、未解決の課題は多い。本研究による成果が、今後の中性粒子枯渇現象をはじめとする、部分電離プラズマの構造形成の物理機構解明に貢献するものであることを強く願う。

参考文献

- [1] P. Atkins and J. Paula 編 『アトキンス 物理化学』, 東京化学同人, (1979).
- [2] A. Frutchtman, J.Phys. D: Appl. Phys. **50**, 473102 (2017).
- [3] K. Terasaka *et al.*, J. Plasma Phys. **81**, 345810101 (2015).
- [4] [NASA Images] https://www.nasa.gov/mission_pages/sunearth/about-aurorae/index.html
- [5] D. O’Connell *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **41**, 035208 (2008).
- [6] S. Yun *et al.*, Phys. Plasmas **7** 3448 (2000).
- [7] A. Aanesland *et al.*, Appl. Phys. Lett. **91**, 5192(2007).
- [8] R. Magee *et al.*, Phys. Plasmas **20**, 123511 (2013).
- [9] R. Boswell *et al.*, Appl. Phys. Lett. **50**, 1130 (1987).
- [10] L. Liard *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **40**, 5192 (2007).
- [11] A. Okamoto *et al.*, Phys. Plasmas **10**, 2211 (2003).
- [12] S. Yoshimura *et al.*, J. Plasma Phys. **81**, 345810204 (2015).
- [13] 富田晃弘, 名古屋大学大学院理学研究科修士論文(2006).
- [14] M. Aramaki *et al.*, Rev. Sci . Instrum. **80**, 053505 (2009).
- [15] 荻原公平, 九州大学大学院総合理工学府博士論文 (2011).
- [16] M. Tanaka *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **60**, 1600 (1991).
- [17] 安部瑛美夏, 九州大学工学部卒業論文 (2017).
- [18] プラズマ・核融合学会編, 『プラズマの生成と診断—応用への道—』, コロナ社, (2004).
- [19] I. H. Hutchinson, “Principles of Plasma Diagnostics (Second Edition)”, Cambridge University Press, Cambridge (2002).
- [20] E. V. Shun’ko, “Langmuir Probe in Theory and Practice”, Universal Publishers, Boca Raton, (2009).
- [21] K. Nagaoka *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **70**, 131 (2001).
- [22] M. Hudis *et al.*, J. Appl. Phys. **41**, 5011 (1970).
- [23] E. -K. Park *et al.*, Curr. Appl. Phys. **12**, 1497 (2012).

- [24] R. A. Stern *et al.*, Phys. Rev. Lett. **34**, 1548 (1975).
- [25] M. Aramaki *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **80**, 053505 (2009).
- [26] K. Terasaka *et al.*, Phys. Plasmas **23**, 112120 (2016).
- [27] 坂本雄樹, 九州大学大学院総合理工学府修士論文 (2014).
- [28] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg, “Principles of Plasma Discharges and Materials Processing 2nd ed.”, New York: Wiley (2005).
- [29] J. W. Sheldon, Phys. Rev. Lett. **8**, 64 (1962).
- [30] K. Kano *et al.*, Plasma Sources Sci. Technol. **9**, 314 (2000).
- [31] K. Kano *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **41**, 91 (2001).

謝辞

本研究を行うにあたり、2017年3月に九州大学を退官されました田中雅慶教授には、私が九州大学工学部所属時代から、実験結果に対する議論や論文作成、留学に対するサポート、研究の楽しさなど、多岐にわたり熱心に指導していただき心より感謝いたします。林信哉教授には、実験結果に対する議論を深めていただき、様々なアプローチからのアドバイスを頂き、深く感謝いたします。寺坂健一郎助教には、日々の実験に対する指導やアドバイス、並びに論文執筆に尽力していただき、心より感謝しております。韓国、Pusan National University の Kim Gyung Chung 教授には、韓国における学校生活だけでなく、日頃の生活で不便がないよう様々な支援をしていただき、心より感謝しております。林研究室事務補佐の櫻木由美さんには、学会出張をはじめとした事務手続き等でサポートしていただき、大変お世話になりました。2017年度まで在籍されました田中研究室テクニカルスタッフの江頭ゆかりさんには、事務手続きだけでなく、日頃の研究室生活を快適に過ごせるよう勤めていただき、大変お世話になりました。同研究室内の川瀬亮太氏には、日々の研究に対する議論を深めていただきました。同じ研究グループとして、後輩の安部瑛美夏氏には、実験の手伝いや、結果に対する議論等、私が学ぶ上でたくさん手助けをしていただきました。その他、同研究室の同級生、後輩、並びに卒業されました多くの先輩方に、3年間の研究室生活を支えていただきました。充実して3年間過ごすことができたことを、お世話になりました全ての方々に対し心より感謝申し上げます。

最後になりましたが、大学院に入学してからも、経済的な支えだけでなく、精神的にも支えていただきました両親と家族に対し、24年間分の感謝もこめて謝辞とさせていただきます。