

トモグラフィ計測による直線プラズマ乱流の時空間構造解析

元吉, 喬望
九州大学総合理工学府先端エネルギー理工学専攻

<https://hdl.handle.net/2324/1938033>

出版情報 : 九州大学, 2017, 修士, 修士
バージョン :
権利関係 :

平成29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

トモグラフィ計測による直線プラズマ乱流の時空間構造解析

氏名

元吉 喬望

指導教員名

藤澤 彰英 永島 芳彦

目次

1 章：序論

- 1.1 核融合とプラズマ
- 1.2 プラズマ乱流
- 1.3 研究目的

2 章：実験装置

- 2.1 直線磁化プラズマ生成装置 PANTA
- 2.2 トモグラフィシステム

3 章：解析手法

- 3.1 MLEM 法
- 3.2 周波数解析
- 3.3 F·B 関数

4 章：実験結果

- 4.1 発光強度の変化
- 4.2 周波数解析
- 4.3 空間構造

5 章：まとめ

参考文献

謝辞

1 章：序論

核融合炉は次世代のエネルギー源として注目されておりその実現に向けて様々な研究がなされている。核融合発電を実現する上で解決すべき課題の一つに、乱流揺動に起因する熱エネルギーの異常輸送が挙げられる。

そこで、磁化プラズマ中での乱流揺動による輸送現象を理解することを目的としてプラズマ全域を観測することのできるトモグラフィという手法を用いて観測された揺動の解析を行った。トモグラフィではプラズマからの発光を用いるためプローブと異なりプラズマに影響を与えることなく観測を行うことができる。

本研究では、トモグラフィで得られた局所発光量の時系列データに見られる揺動に対して FFT やウェーブレット解析を行うことで、プラズマ中での揺動の解析を行った。

1.1 核融合とプラズマ

エネルギーの長期的な安定供給と環境問題への対策として、核融合発電は将来のエネルギー源として期待され多くの国々で盛んに研究が行われている。

核融合反応は原子核同士が衝突し融合することで異なる原子に変化する反応であり、その際に発生するエネルギーを取り出して発電を行うことを核融合発電という。重水素と三重水素の核融合反応を発生させるためには1億度以上の高温状態にする必要があり、このとき原子はプラズマ状態になる。したがって核融合エネルギーの安定供給を実現するためには高温、高密度なプラズマを長時間閉じ込める必要があり現在はその目標に向けた研究が行われている。

プラズマを閉じ込める方法の1つである磁場閉じ込めの例として現在開発が行われている国際熱核融合実験炉（International Thermonuclear Experimental Reactor, ITER）を紹介する。ITERはトカマク型磁場閉じ込めによる装置で現在フランスのカダラッシュで建設が進められている。図 1.1 に ITER の装置図を示す。この装置は重水素(D)と三重水素(T)を燃料とした D-T 反応による自己点火と長時間の核融合燃焼を実証することを目的としており、日本を含めた多くの国々との連携により計画が進められている[1]。

JT-60[2]、TFTR[3]、JET[4]では入力パワーに対する核融合熱出力の割合(Q)が1を超える条件（臨界プラズマ条件）を達成できているが、自己点火など実

用化のためには熱閉じ込めを更に向上させる必要がある。プラズマ中で熱輸送をうながす主な原因は、プラズマ中の乱流に起因する異常輸送である。そのため核融合発電を実用化するためには、プラズマの異常輸送について理解しそれを制御することが必要となる。

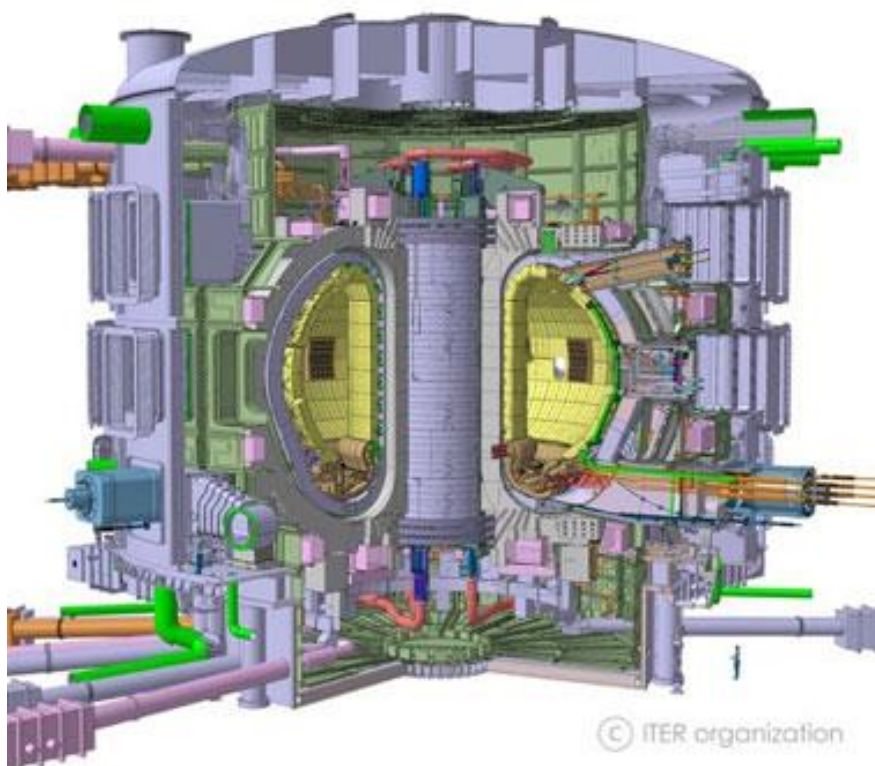


図 1.1 ITER[18]

1.2 プラズマ乱流

先に述べた通り核融合における主要な課題の一つはプラズマの異常輸送の制御である。プラズマの異常輸送は微視的な乱流揺動が引き起こしていると考えられている。したがってプラズマの異常輸送を理解するためには、プラズマ中での乱流現象の理解が必要不可欠である[5,6]。

異常輸送を引き起こす原因として最も注目されている揺動は、磁力線垂直方向にできた密度勾配により生じるドリフト波である[7]。

このドリフト波により生じる乱流は径方向に粒子輸送を生じ、閉じ込めの悪化に繋がる一方、ドリフト波乱流が非線形相互作用を通じて帯状流と呼ばれる

周方向流れ場シア構造を形成した場合、帯状流が輸送を低減する働きをする。すなわち、帯状流が自己形成され閉じ込めの改善に繋がる[8]。このように、プラズマ中の乱流は、ミクروسケールの現象が大きな構造を形成し、その構造が輸送に大きく寄与することが知られている。そのため閉じ込めを向上させるには、ドリフト波乱流が引き起こす大小様々なスケールの現象の輸送への寄与について理解を深めることが重要である。このことは、乱流状態は微視的揺動のみならずより大規模の構造を含むマルチスケールであるという認識が必要となる。

したがってプラズマ乱流により生じる輸送現象を理解するためには、ミクروسケールを解像できる程度の空間分解能でプラズマ全体を観測し、マイクロ・マクروسケールの現象を同時に観測する手段が必要である。そのための手段として、本研究室ではトモグラフィを用いた乱流揺動計測を行っている。

1.3 研究目的

ここまで述べてきたように、核融合発電を実現するには炉心プラズマの性能低下を引き起こすプラズマ乱流の理解が必要不可欠である。だが先に述べた通り、磁化プラズマ中の乱流現象は複雑な空間構造を示すため限られた領域の局所計測だけでは乱流現象の全容を捉えそこねる恐れがある。そのため本研究では、トモグラフィを用いて高い空間分解能でプラズマ全体の乱流揺動を観測することで、プラズマ中で生じる乱流現象の時空間構造を解析することを目的とした。磁化プラズマ中での揺動計測には、九州大学にある直線磁化プラズマ装置 PANTA に設置してあるトモグラフィシステムを用いた。近年トモグラフィ計測の準備が進み、直線プラズマ装置においてプラズマ全体に広がる揺動構造が瞬時に変動する現象が観測された。その放電を解析のターゲットとすることで、粗いモード構造と細かいモード構造を持つ揺動の時間変動の前後関係をとらえることに成功し、トモグラフィシステムの実験コンセプトを体現することができた。2章では PANTA とトモグラフィシステムについて説明する。3章ではトモグラフィによって得られるプラズマからの発光の視線積分量を再構成する手法である MLEM 法についての説明や、解析に用いた FFT、ウェーブレット、F・B 関数などについて説明する。4章ではそれらにより得られた時空間構造解析の結果について述べ、最後に解析結果のまとめを行う。

2章 実験装置

本章では本研究で用いた実験装置と計測機器について説明する。2.1 で直線プラズマ生成装置 PANTA について 2.2 でトモグラフィについて説明する。

2.1 直線磁化プラズマ生成装置 PANTA(Plasma Assembly for Non-linear Turbulence Analysis)

直線プラズマ装置 PANTA は磁化プラズマ中の乱流現象を観測するために開発された装置である。この装置ではこれまでドリフト波が形成する非線形波動現象が観測されている[9、10]。

PANTA の写真と概略図を図 2.1、図 2.2 に示す。PANTA では長さ 4000 mm、直径 450 mm の真空容器内に直径 100 mm のプラズマを作る。この真空容器の特徴は真空容器全体が直径 535 mm、長さ 250 mm、壁の厚さ 6 mm のモジュール真空チャンバ複数で構成されていることである。そのため実験目的毎に専用のモジュールに交換し、計測機器に応じたフランジ形状に変更できる。

PANTA では現在軸方向に等間隔で並べられた 17 個のコイルにより直線磁場を形成しており、最大 1500 G の範囲に設定できる。プラズマ生成は真空容器端に設置された石英管内部で行い、石英管に巻いたダブルループアンテナに 7.0 MHz の高周波を印加することによりヘリコン波を励起しプラズマを生成・加熱している。ヘリコン波による加熱は電子サイクロトロン加熱(ECH)と比べて高い密度のプラズマを生成できるという特徴がある[11]。加熱のための高周波は、整合回路を介してアンテナに供給される。整合条件はプラズマパラメータに依存しており、実験条件を変えると反射電力を最小にするように調整を行う。図 2.4 に典型的な入射波と反射波の検波器出力の時間発展を示す。生成されたプラズマの典型的な電子温度はおおよそ 2~4 eV である。PANTA では中性希ガス(ヘリウム、ネオン、アルゴンなど、主にアルゴンプラズマを生成する)をプラズマ生成部側から導入している。ガス流量は質量流量計によって制御を行っている。また、ガスフローを安定化させるため内径 150 mm のバッフル板を真空容器の供給端側と終端部側に取り付けている。PANTA の下流にはターボ分子ポンプを 5 つ取り付けており、おおよそ 1×10^{-4} Pa の背景真空圧力が得られる。

またトモグラフィに加えて軸方向 1875 mm には 64ch 周方向プローブアレイが取り付けられ、半径 4cm の浮遊電位、イオン飽和電流の周方向分布を計測している。図 2.3 に概略図を示す。これまでの PANTA のパラメータについてまとめたものを表 2.1 に示す。



図2.1 PANTAの放電時の写真

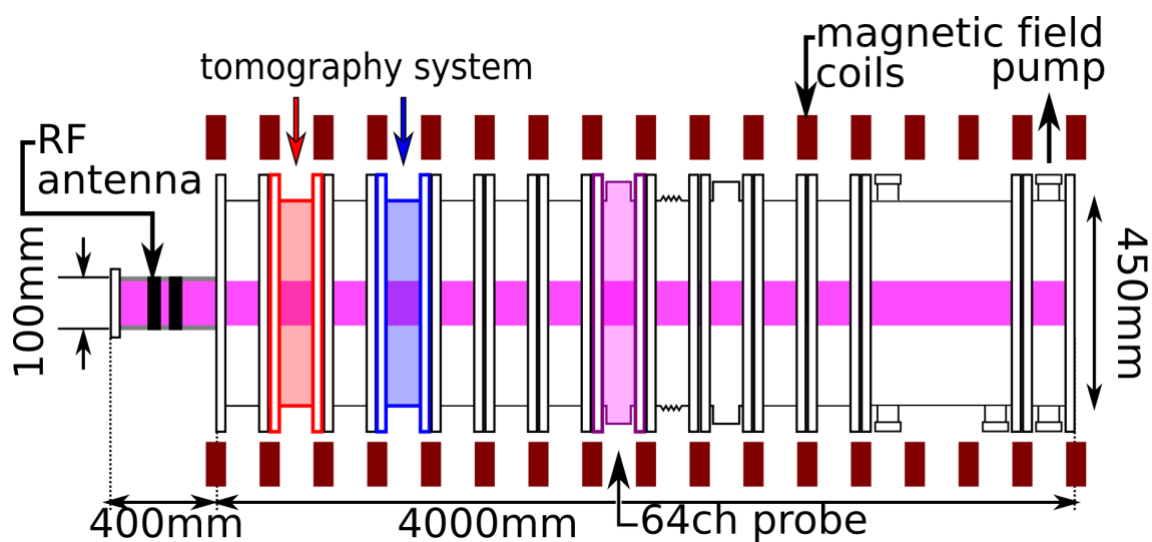


図 2.2 PANTA 概略図

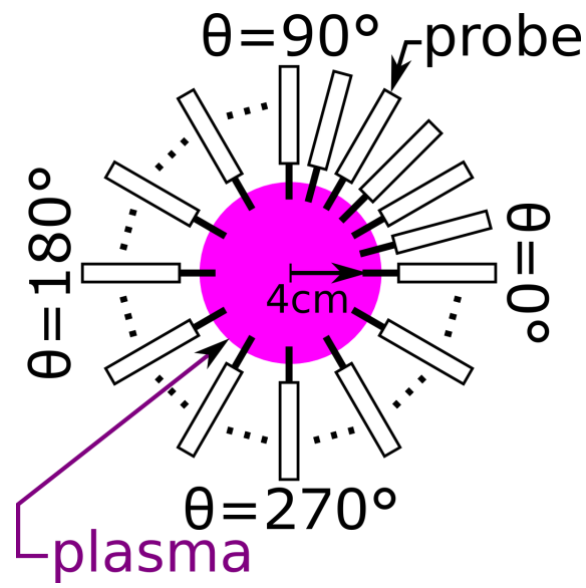


図 2.3 64ch プローブ概略図

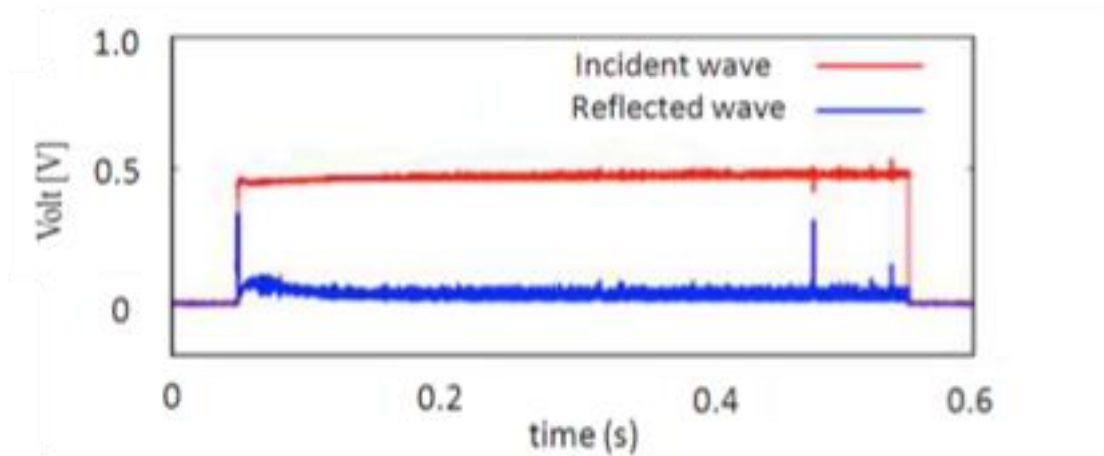


図2.4 入射波と反射波の一例

表2.1 PANTAパラメータ

Parameters	Typical Value	Operational Range
Base Pressure [near Source]	1×10^{-4} Pa	1×10^{-4} Pa
Neutral Gas Pressure	1.0 mTorr	0.6~6.0 mTorr
Magnetic Field	900 G	~1500 G
RF Power	3 kW	up to 10 kW
Electron Temperature	3 eV	2~4 eV

2.2 トモグラフィシステム

これまで PANTA での乱流計測は主に静電プローブにより行われてきたが、プローブ計測はプラズマに直接計測器を接触させるため、計測対象に擾乱を与えるという欠点がある。そのためプラズマに擾乱を与えずに乱流現象を計測するために非接触な計測手法が必要となる。本研究ではそのために手法としてプラズマからの可視発光のトモグラフィ計測を用いている。トモグラフィとは断層撮影のことで主に医療診断や物理探査等で用いられてきた計測手法であり、対象の領域を様々な方向から光、電波などの透過情報(線積分量)を取得しそれを基に物理量の2次元・3次元分布を推定する手法である。本研究ではプラズマや中性粒子からの発光量に対してトモグラフィを行うことで発光の局所空間分布および時間変化を得る。トモグラフィ計測ではプラズマに影響を与えずにプラズマ全体を同時観測ができるという利点がある一方、発光強度が温度や密度などの関数であるため物理量の同定が静電プローブデータと比較して一般に難しいことが欠点である

トモグラフィシステムは PANTA の軸方向 375 mm、875 mm の 2 カ所に取り付けてある。1つのモジュールにつき検出器を4つ、方位角方向に45度ステップで設置している。検出器は33本のファイバを5mm間隔で配置したトモグラフィシステムの1モジュールの外観と検出回路の全体概略、光検出部(コリメータと光学フィルター)の概略図を図2.5、図2.6、図2.7に示す。各視線の視野が直線になるように直径2mm、長さ80mmのコリメータを用いている。図2.8にコリメータを示す。

各 ch に取り付けられたファイバは太さ 0.25 mm のファイバを 13 本束ねられたものを 1 本として構成している。特定の波長を検出するためにコリメータの後ろに干渉フィルタを取り付けている。フィルタでは青色(810±30 nm,ArI)および赤外線(476±30 nm,ArII)の範囲の波長範囲を測定している。今回のフィルタを用いた検出波長領域を図 2.9 に示す。

各視線で収集した光はフォトダイオードと増幅器により電圧に変換している。増幅器のゲインは 10⁸V/A に設定している。電圧に変換した信号はデジタイザによって記録している。サンプリング時間は 1 μsec、分解能は 16 bit である。



図 2.5 トモグラフィシステムのモジュール

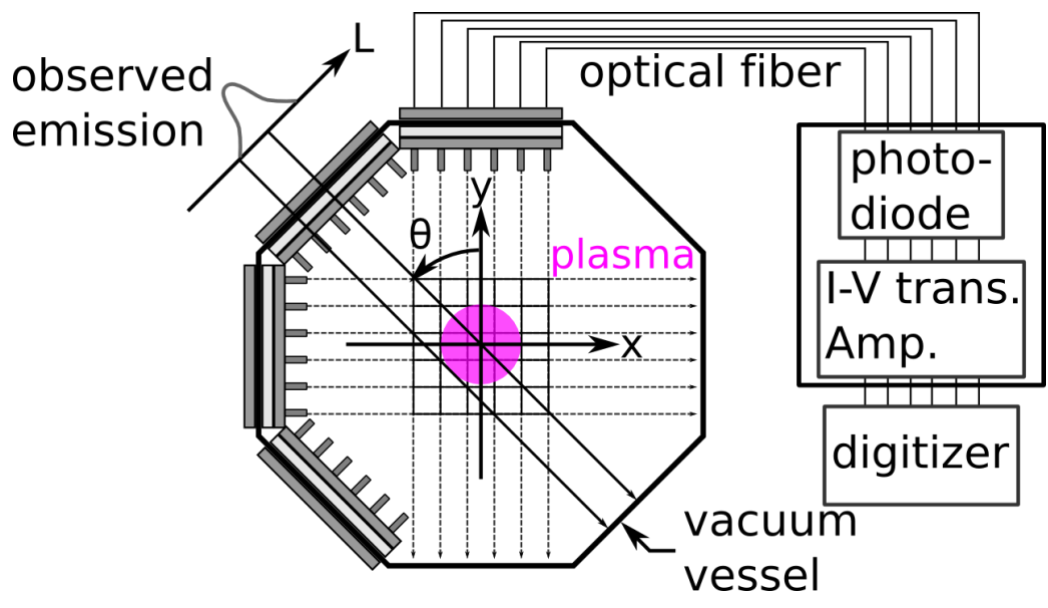


図 2.6 トモグラフィシステム概略図

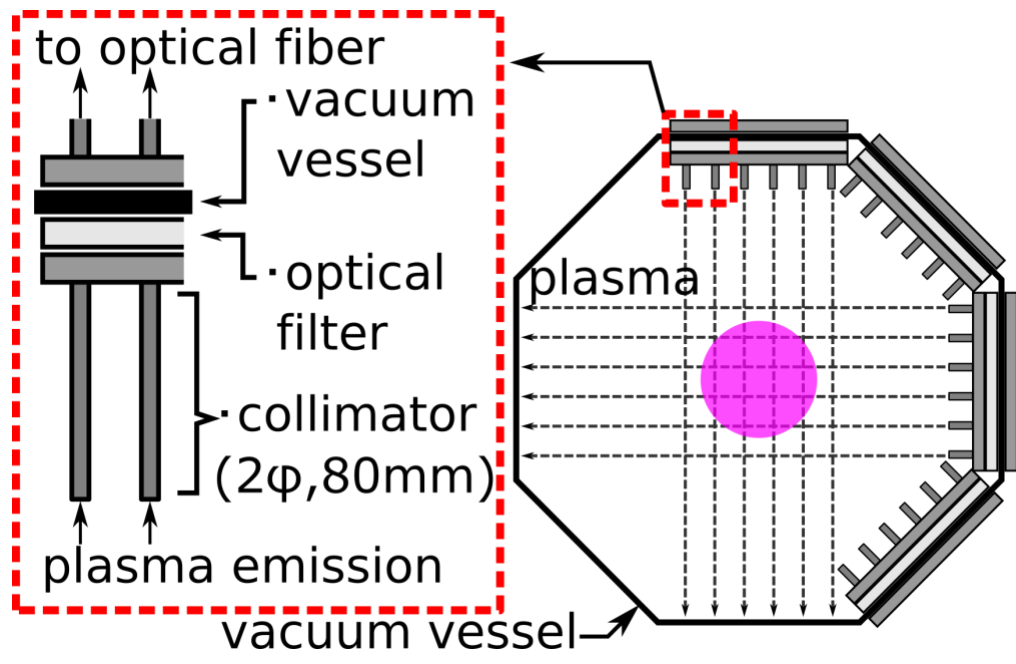


図 2.7 検出器概略図

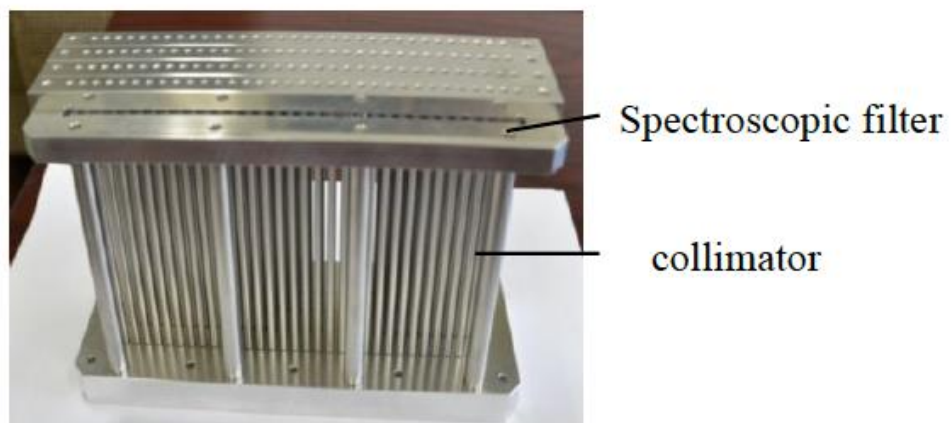


図 2.8 コリメータ

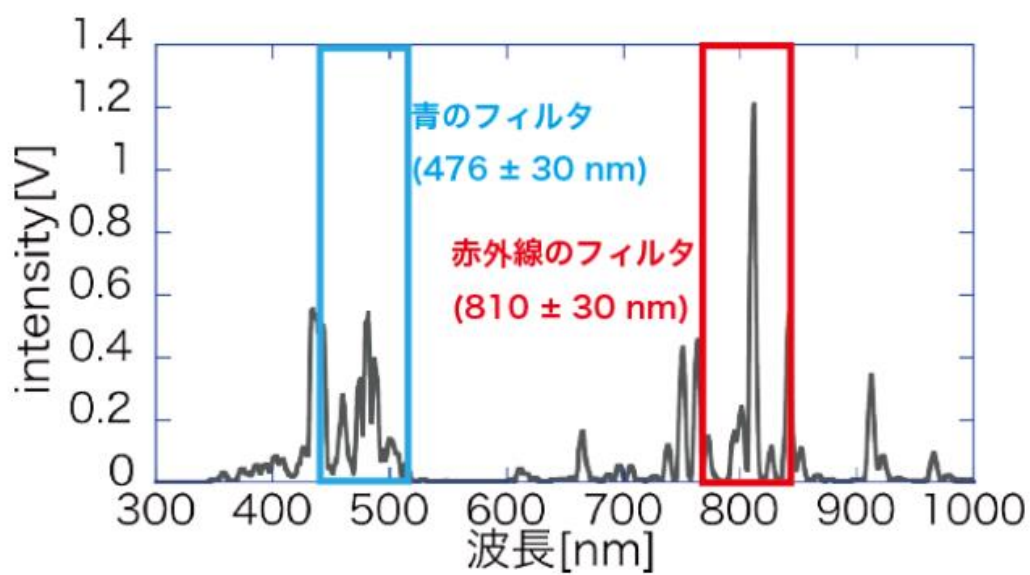


図 2.9 Ar プラズマからの発光スペクトルと波長フィルタ領域

3章：解析手法

本章ではトモグラフィアルゴリズムと解析に用いた手法について説明する。3.1 ではトモグラフィ計測によって得られた発光量から内部の構造を再構成するアルゴリズムである MLEM 法について、3.2、3.3 では今回用いた周波数解析と F-B 関数について述べる。

3.1 MLEM 法

トモグラフィにおける画像再構成のアルゴリズムは複数ある。Fourier-Zernike-Chebyshev(Cormack's)や Fourier-Bessel 級数[12、13]、などの関数、級数展開だけでなく Algebraic Reconstruction Technique(ART)、Maximum Likelihood-Expectation Maximization(MLEM)[14、15]などの基底関数を用いない反復法がある。

プラズマ乱流計測においてはその突発性、局所性を考慮すると基底関数を定めない MLEM による手法がしばしば用いられる。MLEM は最尤推定-期待値最大化法と言い逐次計算により計算を行う。

MLEM では観測領域を格子状に切り分ける。各格子上の値を逐次近似計算により定めていく。図 3.1 に検出器、格子及び視線の概要図を示す。線積分値 g_i は $g_i^k = \sum C_{ij} \varepsilon_j^k$ で推定される。ここで ε_i^k は k 回目の反復計算における推定値であり、 C_{ij} は j 番目の格子に含まれる i 番目の視線の面積または長さである。次の $k+1$ 回目の反復計算における発光量は以下の 3.1 式で書ける。

$$g_{ij}^{k+1} = C_{ij} \varepsilon_j^k \left(\frac{g_i}{g_i^k} \right) \quad (3.1)$$

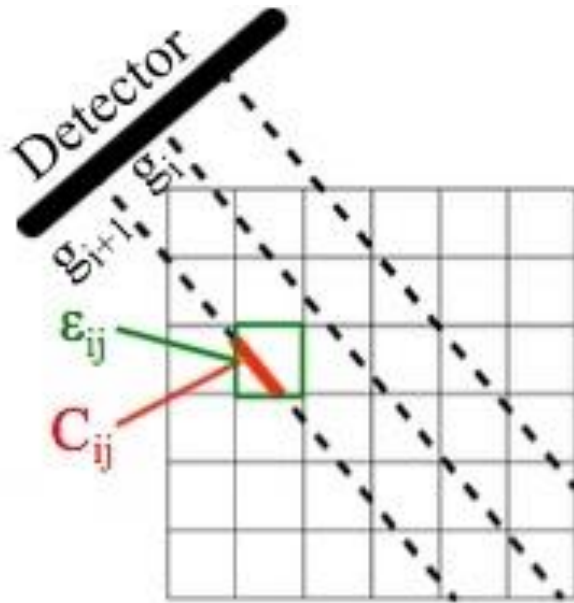
ここで g_i は実験で得られた i 番目の線積分値に設定される。 $k+1$ 回目の反復計算における j 番目の格子点の発光量は j 番目の格子から各視線までの発光量の平均、以下の 3.2 式で推定される。

$$\varepsilon_{ij}^{k+1} = \varepsilon_j^k \left(\frac{\sum_i C_{ij} (g_i / g_i^k)}{\sum_i C_{ij}} \right) \quad (3.2)$$

反復計算は格子 ε_i^k 毎に $|\varepsilon_i^{k+1} - \varepsilon_i^k| < \delta_c$ を満たし δ_c が収束を決めるのに適した有限の微小値という条件を満たすまで繰り返す。

今回は計測に用いた ch 数 128 個であるため、これよりも少ない格子数に再構成を行うため $11 \times 11 = 121$ 点で再構成を行なった。またサンプリング時間は $1 \mu\text{sec}$

である。



- i : Channel number
- j : Grid number
- C_{ij} : The area or length of i -th line of sight included in j -th grid
- g : Line-integrated value
- ϵ : Expected value at a grid
- k : Iterative calculation

図 3.1 検出器、観測グリッド及び視線の概要図

3.2 周波数解析

3.2.1 高速フーリエ変換(FFT: Fast Fourier Transform)

時間発展データに対しフーリエ変換はよく用いられる解析方法。時系列データから周波数毎のパワースペクトルが得られる。

時系列データ $x(t)$ は離散的な周波数成分 $X(f)$ として次の 3.3 式で変換される。

$$X(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{-2\pi f t} dt \quad (3.3)$$

ここで f は時間周波数を示す。

3.2.2 ウェーブレットを用いた時間周波数解析

FFT 解析は時系列データから窓関数を用いて時間平均のパワースペクトルを求める。一方、ウェーブレット解析[16]では周波数毎に窓関数の幅を変化させる。つまり低周波成分は長い時間窓、高周波成分は短い窓とすることで周波数毎のスペクトルの時間変化を得ることができる。

3.4 式はウェーブレットの基本式である。 a は周波数の逆数を取り、 b は平行移動を示す。

$$w(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) dt \quad (3.4)$$

$$\psi(t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi\sigma^2}} \exp(i\omega t - \frac{t^2}{2\sigma^2}) \quad (3.5)$$

ここで ψ は 3.5 式で表されるマザーウェーブレットと呼ばれる窓関数である。本研究では以下の 3.6、3.7 式で表す Gabor 窓関数を用いている。

$$\omega_\varepsilon(f, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(\tau) \psi(f, t - \tau) dt \quad (3.6)$$

$$\psi(f, t - \tau) = \sqrt{f} \exp[i2\pi f t - (f t)^2 / 2] \quad (3.7)$$

3.3 F-B 関数

フーリエ-ベッセル(Fourier-Bessel)関数[17]は、周方向のフーリエ級数と径方向のベッセル関数から成り 3.8 式で表す。

$$\varepsilon(r, \theta) = \sum_{mn} [a_m^n \cos m\theta + b_m^n \sin m\theta] J_m(k_n r) \quad (3.8)$$

ここで $\varepsilon(r, \theta)$ は画像の推定量を示す。係数 a_m^n および b_m^n は最小二乗フィッティングによって求められる。また $J_m(k_n r)$ はベッセル関数である。

このフーリエ-ベッセル関数を ML-EM 法によって得られたプラズマの発光分布にフィッティングさせることで空間構造を定量的に評価することができる。図 3.2 にフーリエ-ベッセル展開の基底画像を示す。

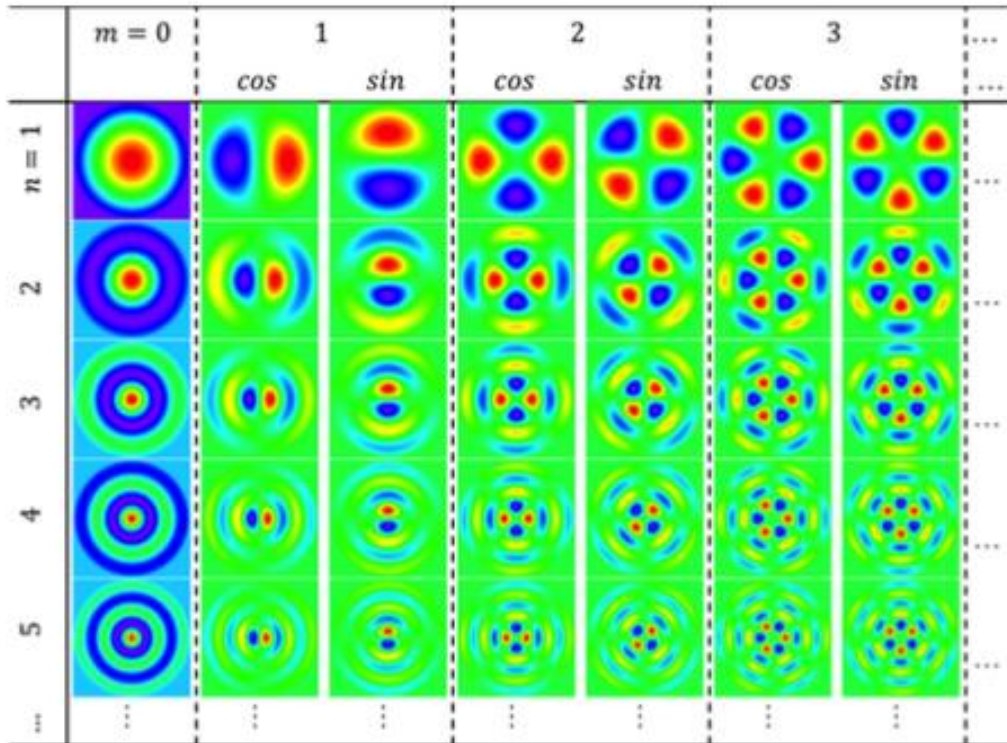


図 3.2 フーリエ-ベッセル展開の基底

4章：実験結果

本章では実験データから得られた解析結果について述べる。まず始めにトモグラフィ信号とその MLEM 操作によって得られた発光強度の時間変化について説明し、次にそれを用いた周波数分解の結果について述べる。その後、F-B 関数フィッティング等を用いた空間構造について解析した結果を述べ、最後にプラズマの変化における加熱用高周波の反射波とプラズマの相関についての結果を説明する。

4.1 発光強度の変化

本実験では自発的な発光強度の増加について注目し解析を行った。

本実験における放電パラメータを表 1 に示す。

64ch プローブアレイ(軸方向 1875 mm、 $\theta = 0^\circ$)で得られた浮遊電位とイオン飽和電流の時間変化を図 4.1 に示す。今回の放電条件において、ある一定時間が経過すると(時刻にしておおよそ 300 msec)平均電圧や振幅が大きくなるような結果が見られたため、実験解析のターゲットとし、トモグラフィを用いた解析を行った。まず始めに MLEM によって再構成を行なった結果について示す。図 4.2 は MLEM によって得られる局所発光強度分布である。プローブによって得られたデータで変化が起こる前(100~280 msec)と後(320~500 msec)それぞれで時間平均を取っている。前半に比べ後半では発光強度が強くなっていることが分かる。図 4.3 はそれらの差分を取ったものである。これからプラズマの中心付近でより発光強度が上昇していることが見られた。

表 4.1 放電条件

Base Pressure	1.16×10^{-4} Pa
(Argon)	1.7×10^{-1} Pa
Magnetic Field	1100 G
RF Power	3 kW

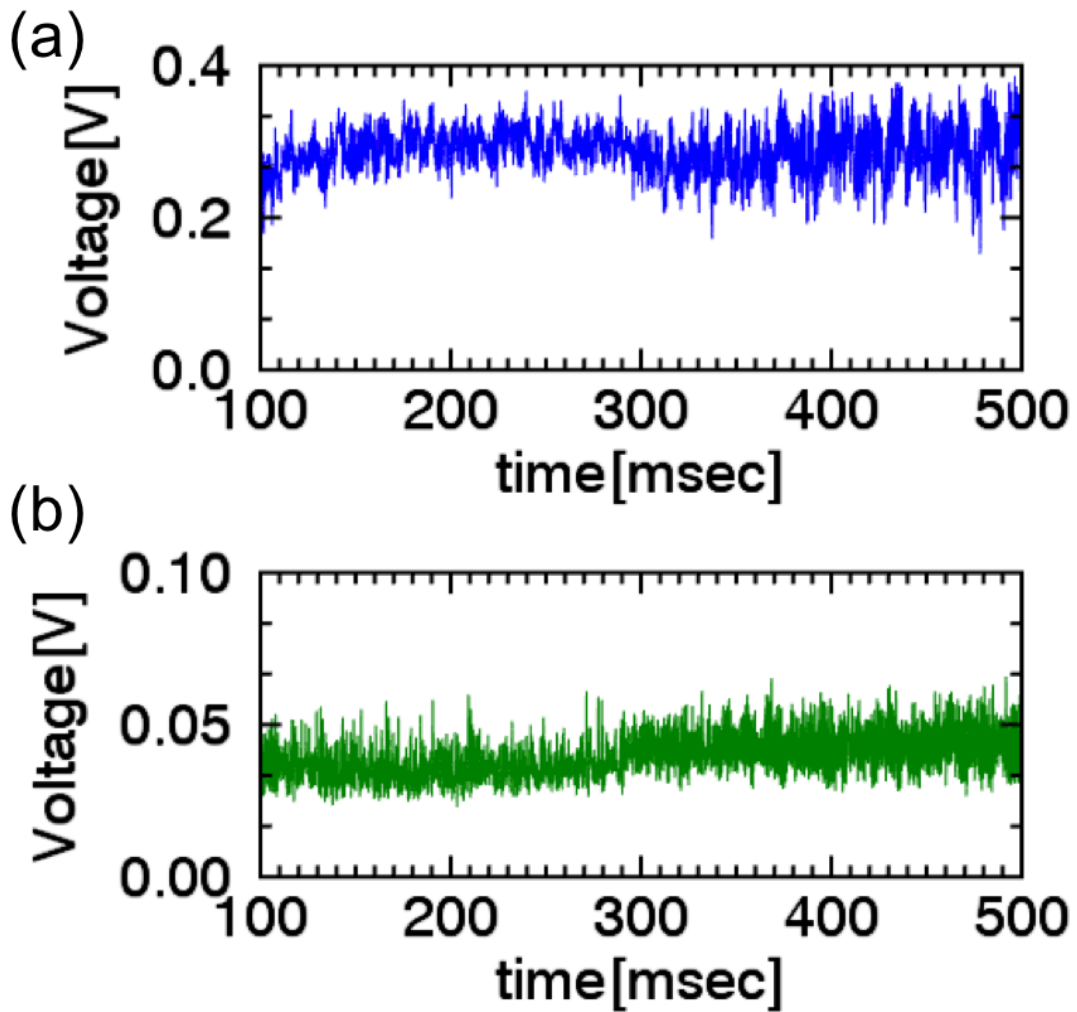


図 4.1 浮遊電位(a)イオン飽和電流(b)におけるプラズマに変化が起こる時刻近傍での時間発展

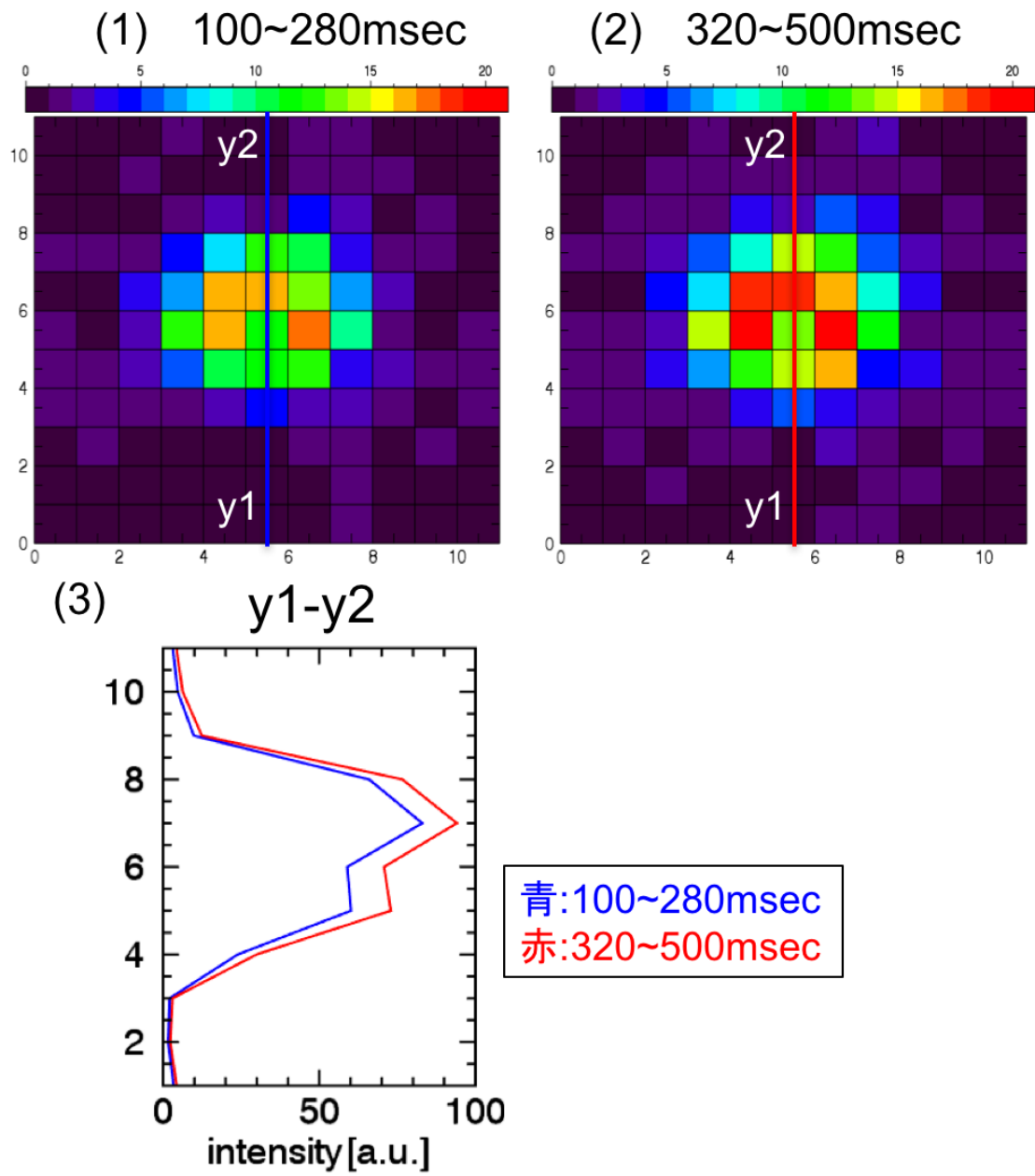


図 4.2 (1)前半(100~280msec)と(2)後半(320~500msec)での時間平均における二次元発光強度分布図と(3)y1-y2 線上での発光強度線図

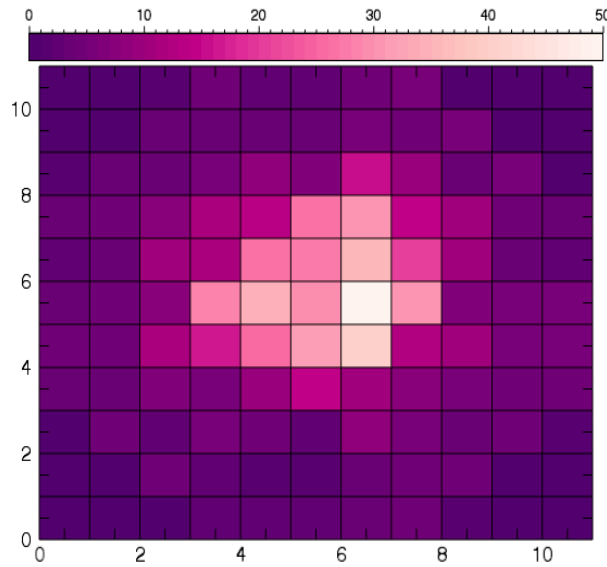


図 4.3 図 4.2 で得られた発光強度分布の前半と後半の差分

図 4.4 に MLEM で計算した 121 点の局所発光強度の合計の時系列データを示す。発光強度の上昇は浮遊電位やイオン飽和電流の増加同様 300 msec 付近を境に発生していることが分かる。時間平均を見ると、発光強度の変動のほうが、イオン飽和電流や浮遊電位と比較して変動が大きい。

MLEM で得られた局所発光強度についてそれぞれの格子状の点で見ていく。図 4.5 にプラズマ中心部分の格子点における局所発光強度の時間発展を示す。この図よりどの点においても 300 msec 付近を境に強度や振幅が増加していることが分かる。

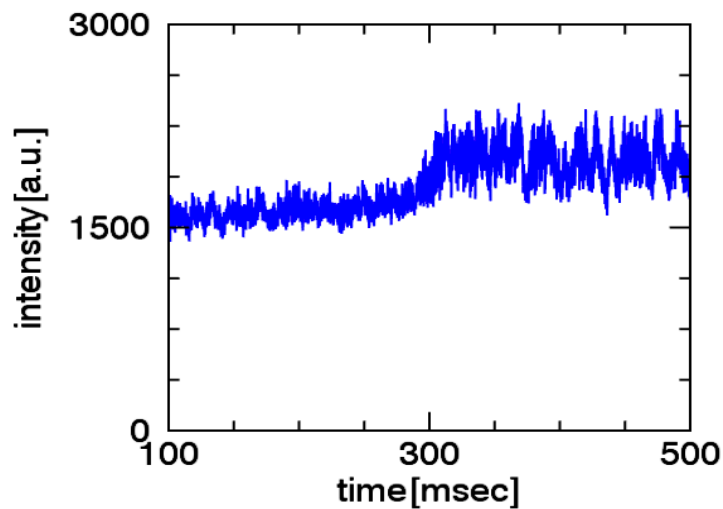


図 4.4 全格子点の発光強度合計の時間発展

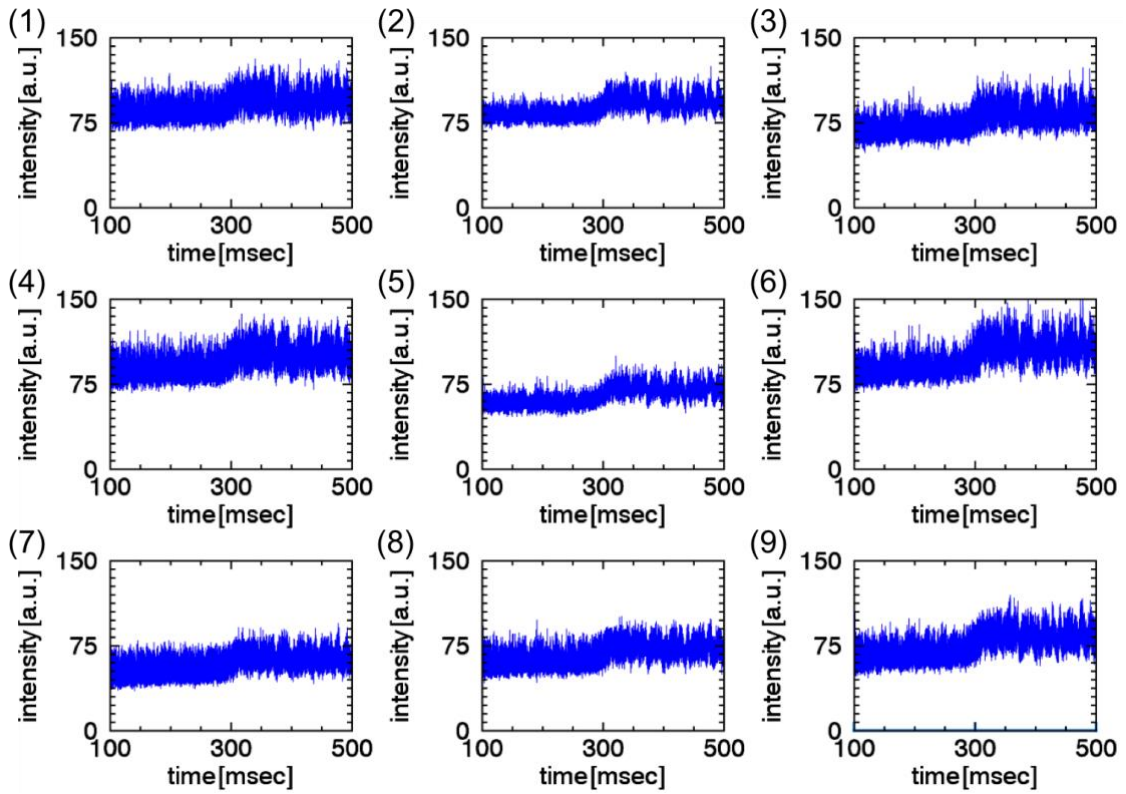
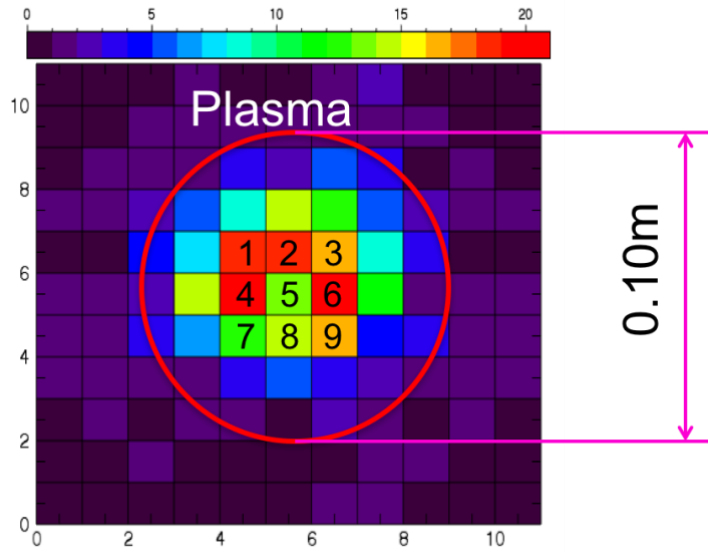


図 4.5 プラズマ中心付近における局所発光強度の時間発展

プラズマのエッジ部分では密度勾配に起因するドリフト波などの揺動が見られやすい。トモグラフィによって観測された発光強度についてもその強度の勾配の大きい部分においては同様に揺動が観測されやすいと考えられる。発光強度の標準偏差の二次元分布図を図 4.6 に示す。発光強度の標準偏差が大きいほど発光揺動が強い位置であり、ここからは揺動の大きな位置であった点 A(プラズマ中心から $x=0$ mm、 $y=30$ mm の位置)における局所的な発光強度について見ていく。図 4.7 に点 A における発光強度の時系列データを示す。他の格子点と同じく発光強度が 300 msec 付近(網掛け)を境に増加傾向にあることが分かる。この局所発光強度に対しヒストグラムを計算したものを図 4.8 に示す。またプラズマ中心における局所発光強度の時系列データとヒストグラムを図 4.9 に示す。ヒストグラムは、データの高次のモーメントの情報を含んでおり、揺動の統計的性質が時間的に変動しているかどうかを検定できる。歪度、尖度を見ると、300 msec の変化の前後で非ガウスの特徴からガウスの特徴が顕著になる。

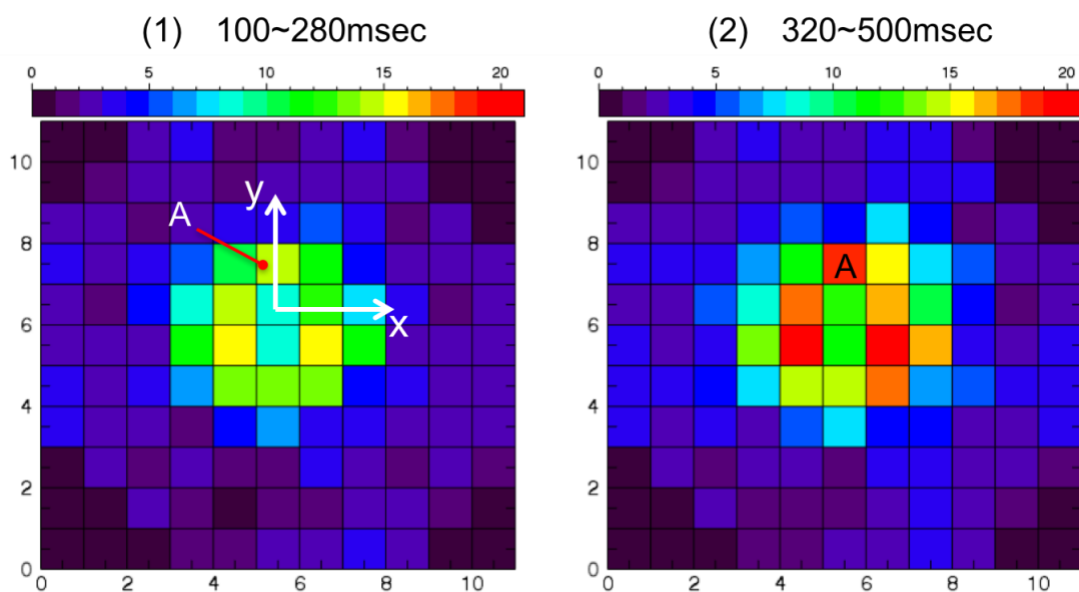


図 4.6 発光強度の標準偏差の分布図
点 A はプラズマ中心から $x=0$ mm、 $y=30$ mm

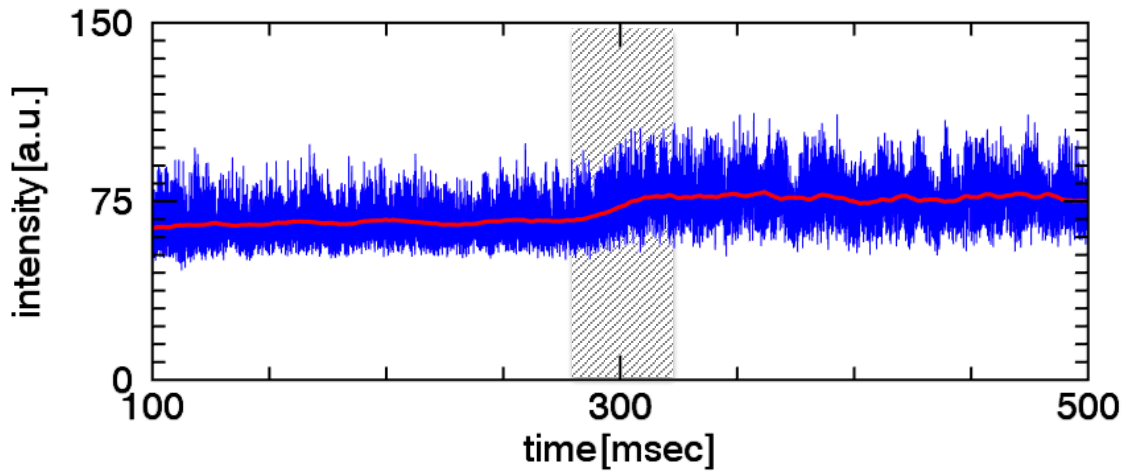


図 4.7 点 A(プラズマ中心から $x=0$ mm, $y=30$ mm)における
局所発光強度の時間発展

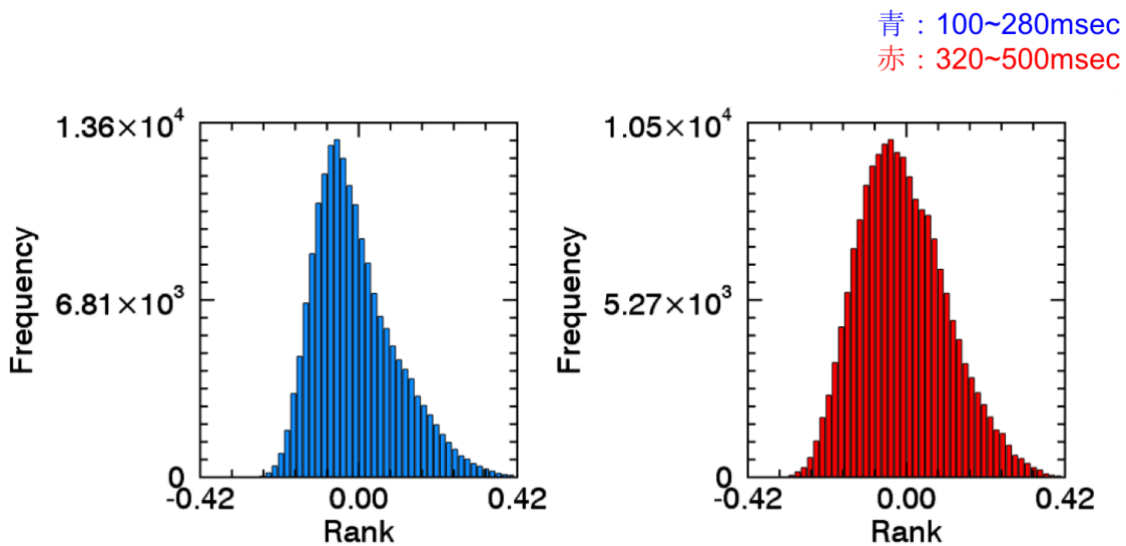


図 4.8 点 A における局所発光強度の確率密度分布

表 4.2 点 A における統計量

	100~280 msec	320~500 msec
平均値	2.22×10^{-15}	-5.64×10^{-15}
標準偏差	0.109	0.117
歪度	0.790	0.412
尖度	3.47	2.90

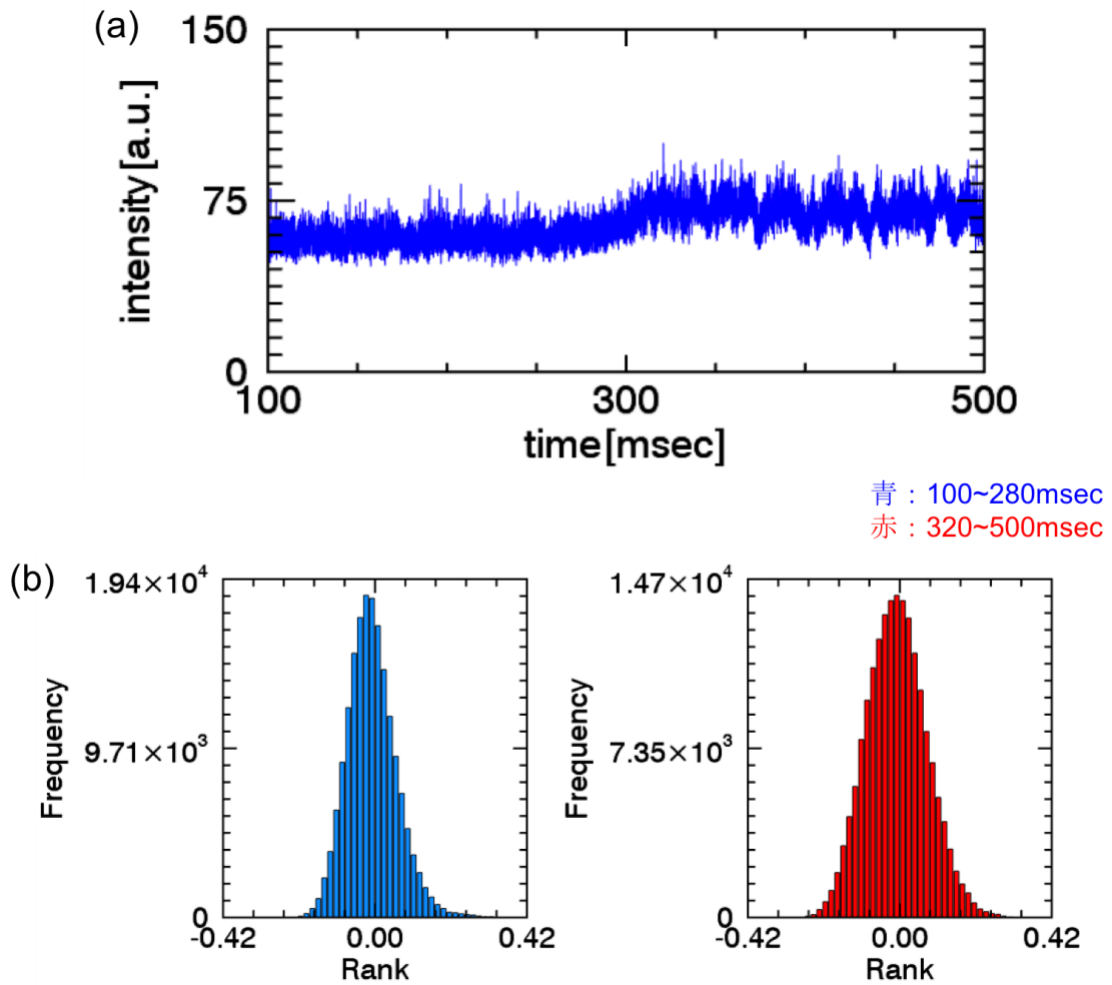


図 4.9 プラズマ中心($x=0$ mm, $y=0$ mm)における(a)局所発光強度の時間発展と
(b)変化前後の確率密度分布

表 4.3 プラズマ中心における統計量

	100~280 msec	320~500 msec
平均値	-3.32×10^{-15}	0.179×10^{-15}
標準偏差	0.0682	0.0827
歪度	0.561	0.181
尖度	4.08	2.97

4.2 周波数解析

4.2.1 FFT

これまでの結果から今回得られた実験結果では局所発光強度が時間的に増加することが分かった。ここからは揺動の周期的特徴について周波数解析を行った結果について示す。

図 4.8 に、図 4.4 に示した空間全体における発光強度の合計の時系列データに対して前半(100~280 msec)と後半(320~500 msec)それぞれで FFT 解析を行った結果を示す。合計値は、方位角方向モード数 $m=0$ の挙動を表している。ここで周波数分解能は 0.1 kHz である。前半(青)に対し後半(赤)のパワースペクトルが大きくなっている。また後半にのみ 2 kHz でパワーのピークを持つことが分かる。このことは、 $m=0$ の揺動が放電後半に 2 kHz 付近で発生していることを示唆している。

図 4.9 に図 4.6 の発光強度の時系列データに対し図 4.8 同様、前半後半に区切って FFT 解析を行った結果を示す。前半と後半でスペクトルが異なっている振る舞いは図 4.8 と同じであるが、その様相は図 4.8 とは異なっている。図 4.9 の前半のスペクトルでは、3 kHz 付近でスペクトルのピークが見られる一方、後半では 3 kHz は 3.5 kHz に周波数がアップシフトし、新たに 2 kHz や 5.5 kHz が出現している。このように、前半と後半で揺動構造が大きく変化していることがわかった。

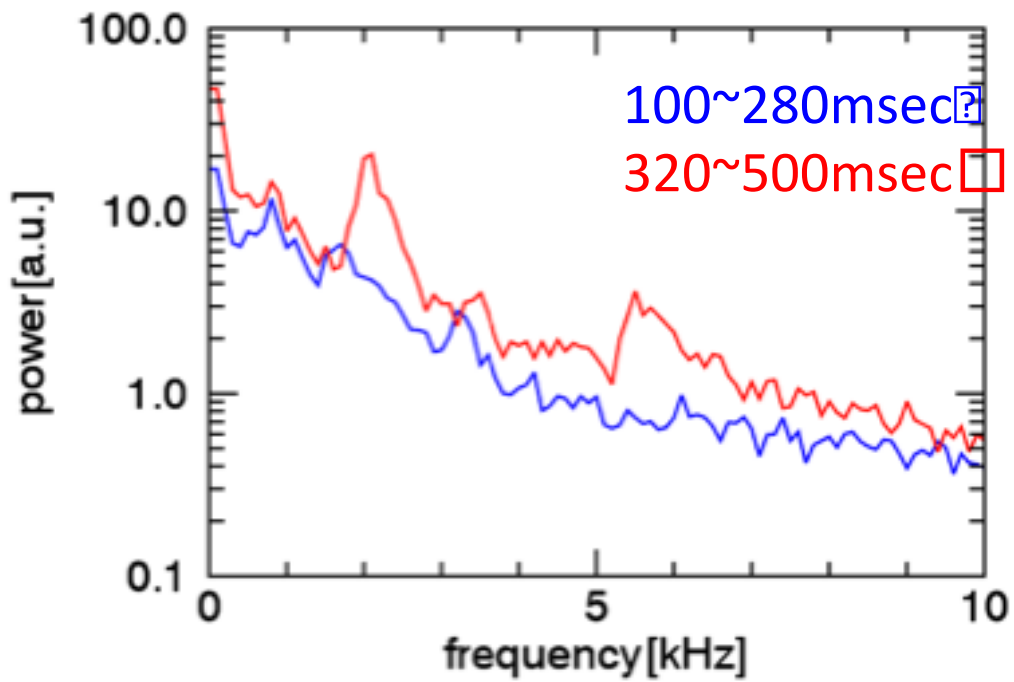


図 4.8 空間全体における発光強度の周波数スペクトル

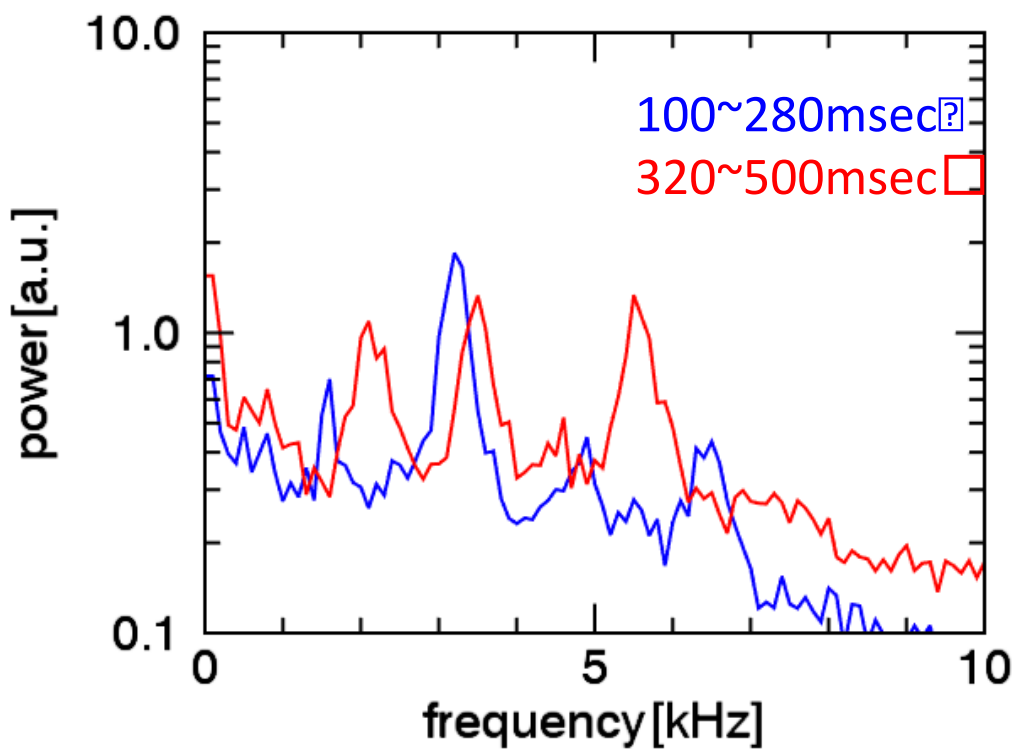


図 4.9 点 A における発光強度の周波数スペクトル

4.2.2 ウェーブレット

FFT でみられた前後半によるピークの違いを詳細に、特に 300 msec 付近でのスペクトルの変化について見るためにウェーブレット解析を用いてパワースペクトルの時間変化を求めた。

図 4.10 にプラズマ中心部付近の格子点のウェーブレットスペクトログラムを示す。周波数分解能は 0.1 kHz、窓関数は 3 章 2.2 節で示したガボール窓を用いて計算を行った。FFT 解析によって見られた前後半における周波数の違いは発光強度の変化が見られる 300 msec 近くで起きていることが分かる。これらの結果からピークの強さは異なるもののプラズマ中心付近ではどの点においても周波数スペクトルは時間と共に特に 300 msec 付近で変化していることがわかった。図 4.11 にピークを持つ周波数帯毎の複数の格子におけるスペクトルの時間変化を示す。ここでは各スペクトルの信号をそれぞれの最大値で規格化している。5.0~6.0 kHz、1.5~2.5 kHz のパワーの変化よりどの点においても 300 msec より少し前でほぼ同時に大きくなっている。このことからおおよそ空間全体で同時にスペクトルの変化が見られることが分かった。

図 4.12 に点 A におけるスペクトログラムを示す。変化の起きた 300 msec 以降に注目すると変化が起きた後 3~4 kHz 帯のスペクトルは断続的なパワーの変化が起きておりパワーが小さくなるタイミングで 2~3 kHz、5~6 kHz のスペクトルのパワーがピークを持つように見られた。それぞれの周波数帯は互いに影響を及ぼしながら発光揺動に表れていると考えられる。

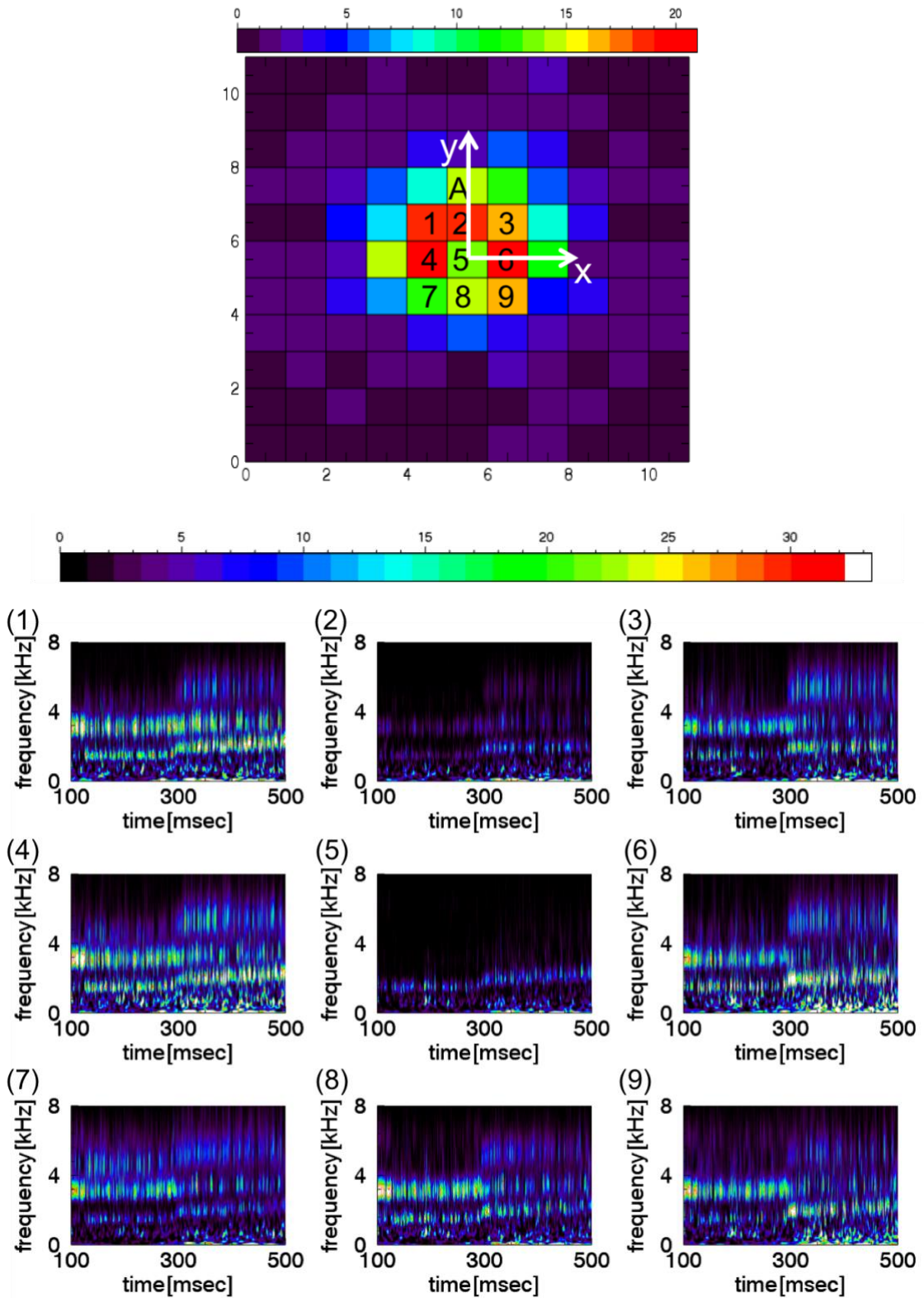
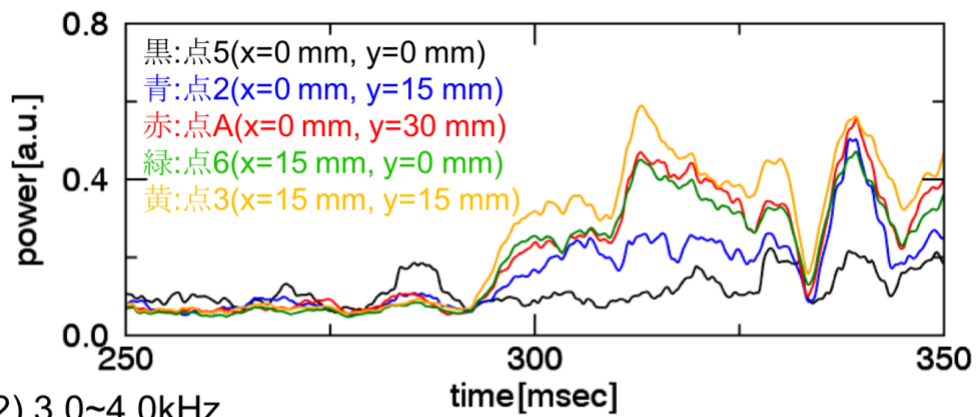
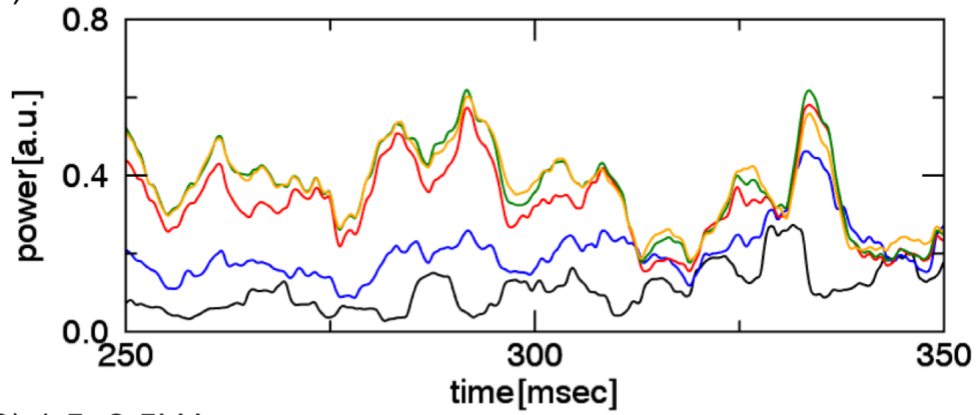


図 4.10 プラズマ中心付近における周波数スペクトルの時間発展

(1) 5.0~6.0kHz



(2) 3.0~4.0kHz



(3) 1.5~2.5kHz

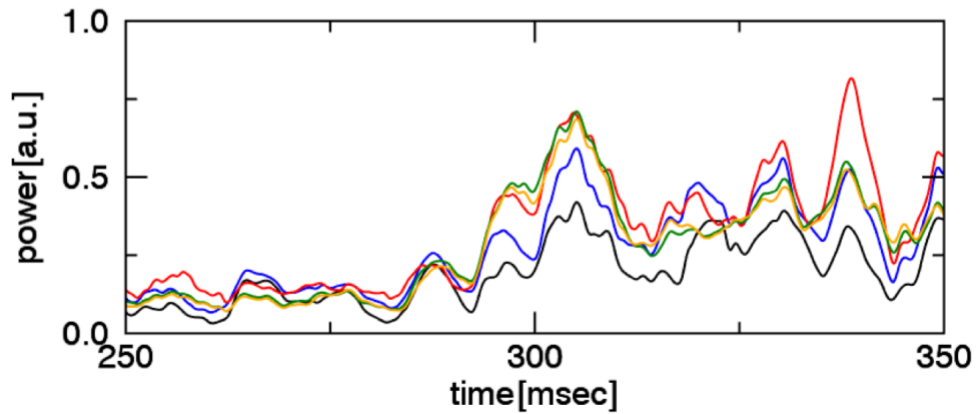


図 4.11 各周波数帯におけるそれぞれの点のパワーの時間発展

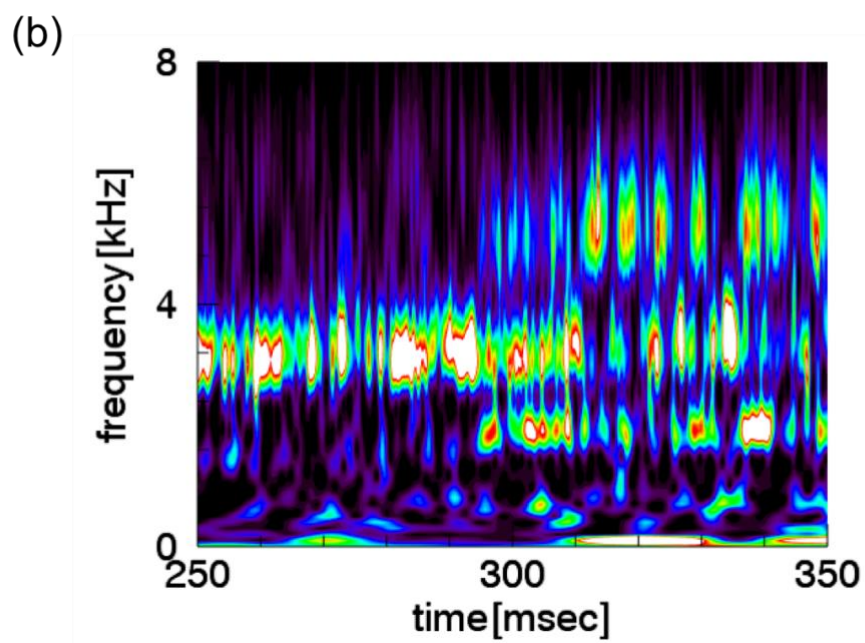
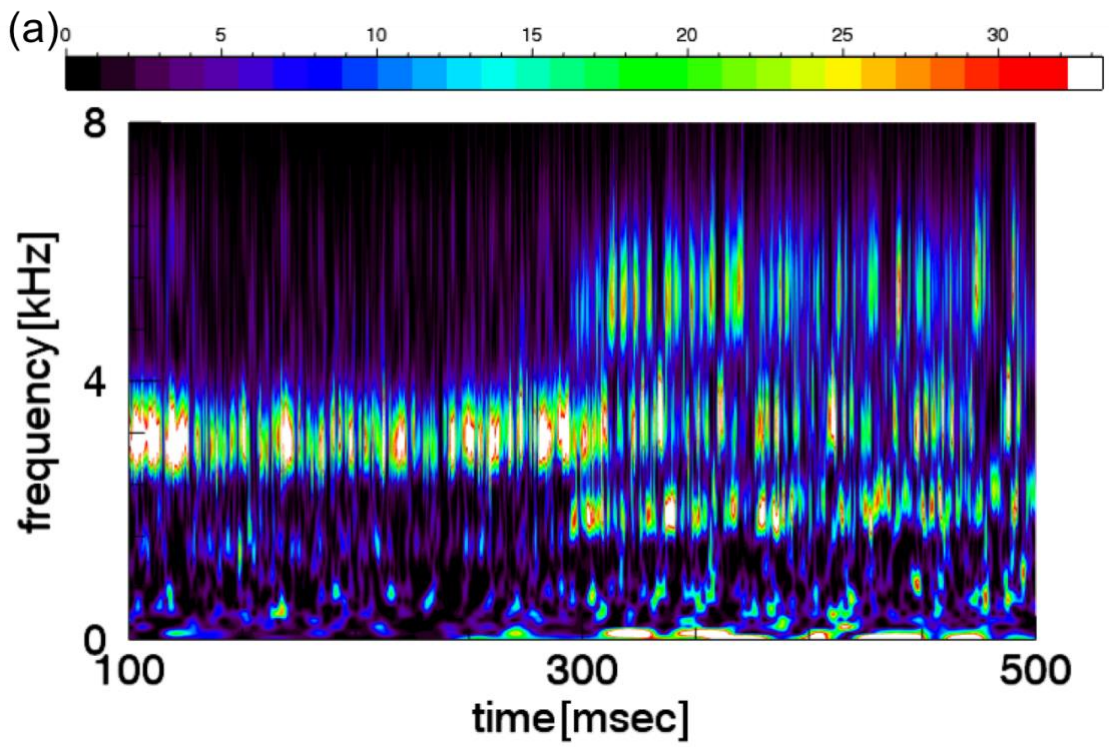


図 4.12 (a)点 A におけるウェーブレットスペクトログラム
(b) 300 msec 付近の拡大図

4.3 空間構造

次に周波数解析でみられたピークを持つ周波数帯ごとにバンドパスフィルタを用いて局所発光強度を抜き出し、それぞれの周波数帯ごとに二次元パターンの時間変化をプロットして、分布が時間的にどのように変化するかを観察する。図 4.13 にバンドパスフィルタを用いて抜き出した各周波数帯での 190.67 msec と 413.85 msec の二次元発光分布を示す。図から見られるようにそれぞれが異なる方位角モードを持っている。特徴的なのが①-1 と②-1 であり、時間的に前半と後半でモード数がそれぞれ 1, 0 と異なっていることが見られた。周波数は近いが、両者のモード数が変化することは、単純に回転周波数などが変化するのではなく、励起される不安定性の種類自体が前半と後半で変動する事象を発見した。一方、①-2 と②-2、③-1 と③-2 については、モード数の変動は発生しておらず、基本的な不安定性の種類は変化していない可能性がある。周波数の変動は不安定性の分散式や回転速度の変化によって生じる可能性がある。そのような微細な変動が前半と後半で発生している可能性がある。

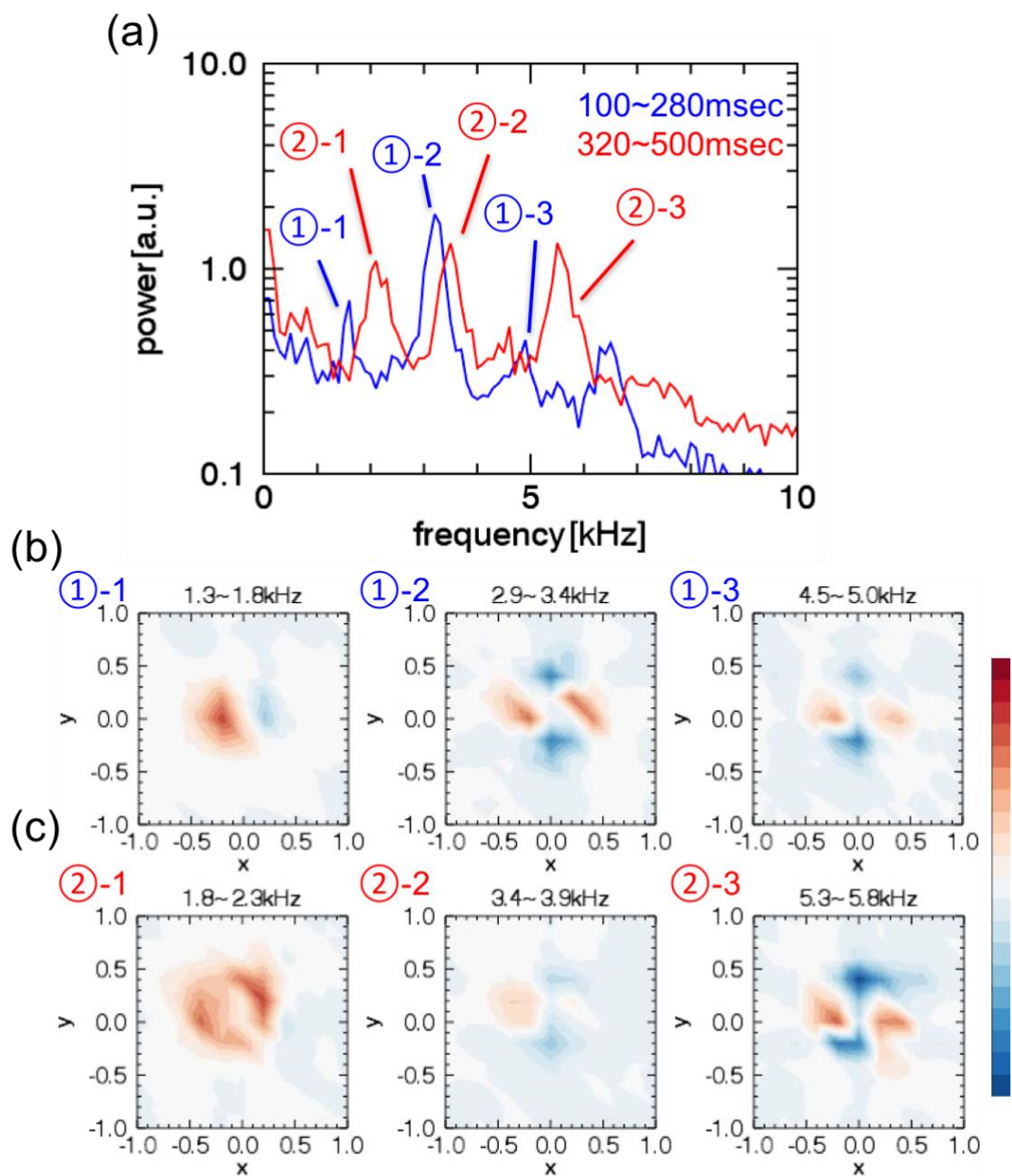


図 4.13 (a)点 A における FFT スペクトル(b)190.67 msec と(c)413.85 msec における各周波数帯の二次元発光強度分布

二次元パターンの図では多くのモード数を含んでおり、支配的なモード構造の振る舞いは判明するが、各モード構造の時間変化はわからない。各周波数帯における空間構造の変化が 300 msec 付近でどのように変化しているかについて F·B 関数フィッティングを用いてモード構造ごとの解析を行った。図 4.14~4.16 は各周波数帯におけるモード係数の時間変化を示す。

図 4.14 では 1.5~2.5 kHz 近傍の揺動の振る舞いを示す。揺動は 300 msec よりも少し手前で変動が起こっており $m=0$ が大きく増加している。また図 4.15 では 3-4 kHz の振る舞いを示すが、 $m=2$ の変化は乏しい。図 4.16 では 4.5-6 kHz の振る舞いを示すが、揺動強度は全体的に 300 msec 手前で増加傾向を示すことが分かった。

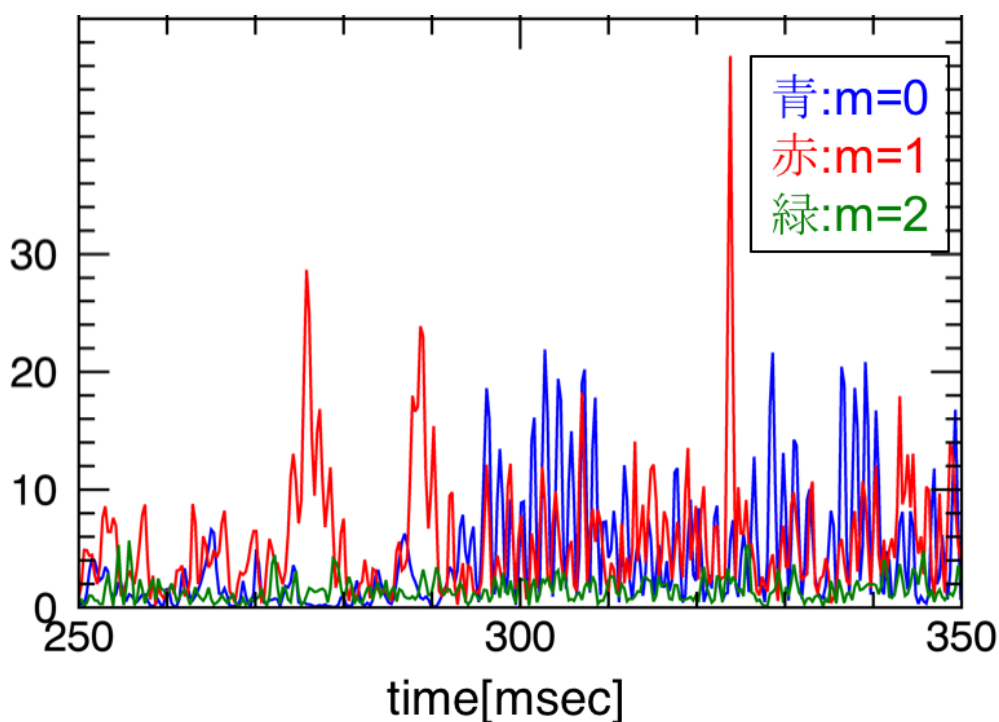


図 4.14 1.5~2.5 kHz の発光強度に対するモード係数の時間発展

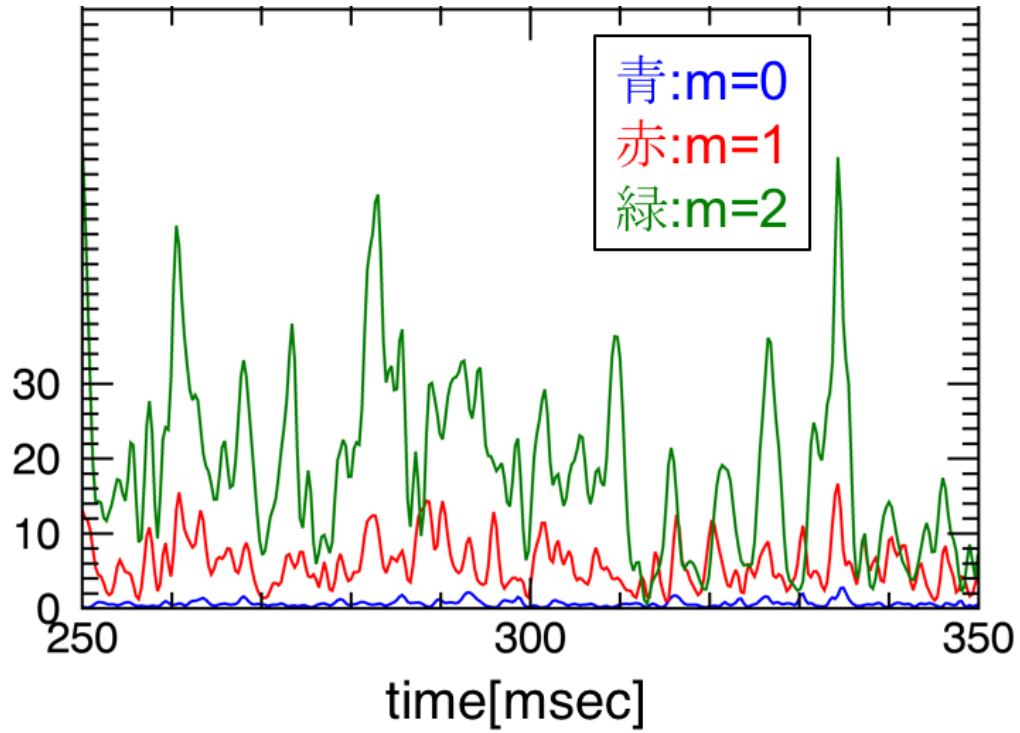


図 4.15 3.0~4.0 kHz の発光強度に対するモード係数の時間発展

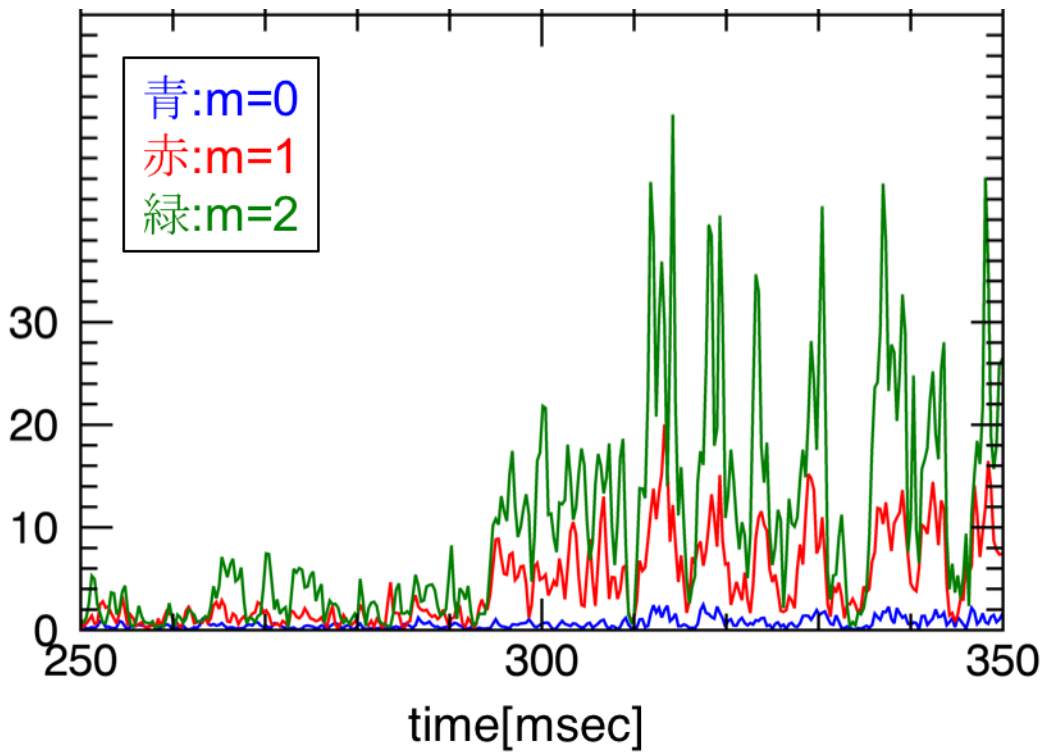


図 4.16 4.5~6.0 kHz の発光強度に対するモード係数の時間発展

このような揺動の振る舞いの変化は、プラズマ全体の変化と関連しているのだろうか。本プラズマは真空容器端の RF アンテナより生成し、直線磁場に沿って真空容器本体に供給している。プラズマやガス圧の微妙な変化に応じて、RF の入射波と反射波の振る舞いに微妙な変化が生じ、変化が保持される可能性がある。特に反射波は入射波と比較してプラズマの変化に敏感であり、反射波の検波器信号にはプラズマの揺動の情報も含んでいる。そこで、最後にプラズマの加熱における RF 反射波と発光揺動の関係性について示す。図 4.17 に RF の入射波と反射波の検波器信号を示す。入射波も反射波も 300 msec 近傍で変動しているが、その程度は反射波のほうが高い。また図の RF の検波器信号について FFT 解析を行ったものを図 4.18 に示す。この時の周波数分解能は 0.1 kHz である。入射波と反射波いずれも発光強度同様におよそ 300 msec 付近から振幅が大きくなっており前半に比べ後半ではスペクトルが大きくなっていることが見られる。

A 点における局所発光強度と RF における入射、反射波とのコヒーレンス、位相差を前半、後半それぞれで計算したものを図 4.19、4.20 に示す。発光強度のスペクトルにおけるピークに注目する。コヒーレンスは入射波、反射波ともに 2kHz で高く、その大きさは前半に比べ後半の方がより大きくなっている。位相差については、前半 1.5 kHz と後半 2 kHz では、入射波との位相差は前半と後半で変化が乏しいが、反射波との位相差が $\pi/2$ から $-\pi/2$ 近くへ変化していることが分かった。これは先程までの解析結果により得られた $m=0$ によって生じる揺動と関係があると推測される。すなわち、反射波はプラズマソース近傍のデータであり、トモグラフィの観測点から軸方向に距離がある。その結果、1.5–2 kHz の揺動の軸方向の構造の変動を捉えた可能性がある。

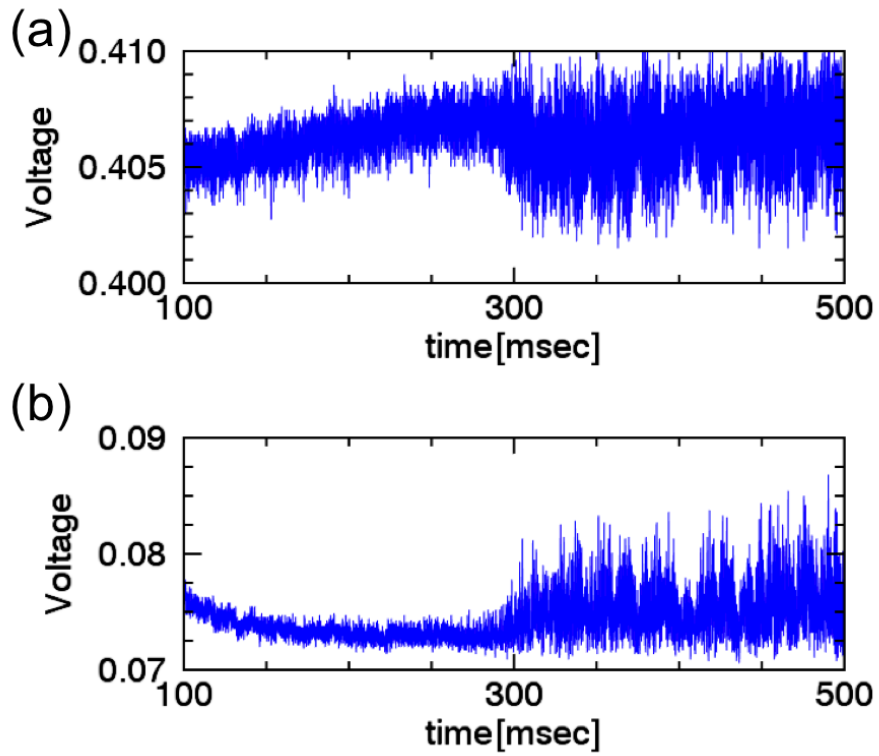


図 4.17 RF の(a)入射波と(b)反射波

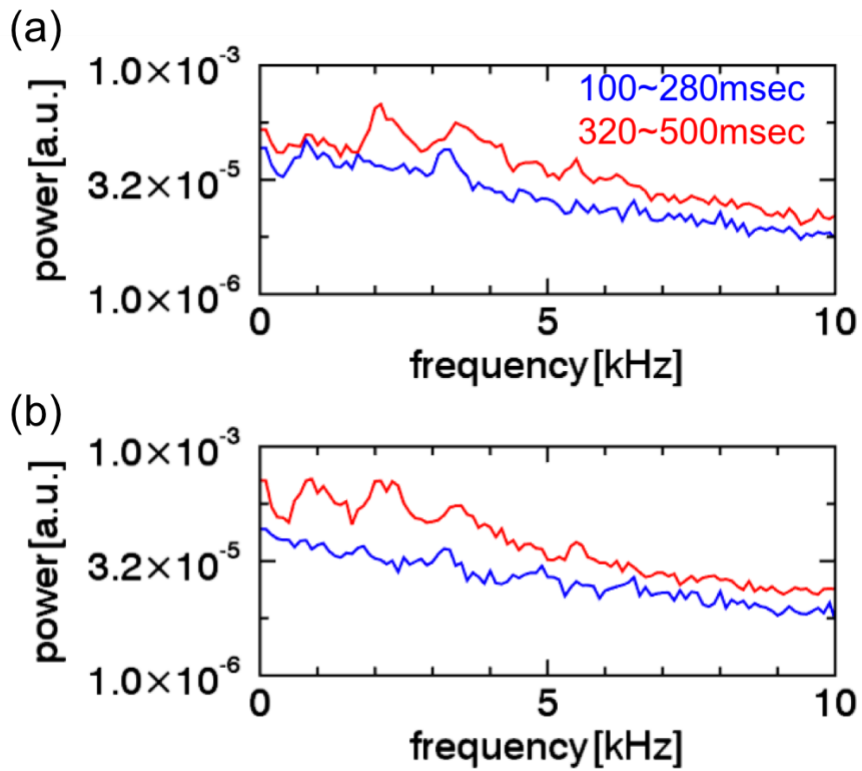


図 4.18 RF パワースペクトル(a)入射波(b)反射波

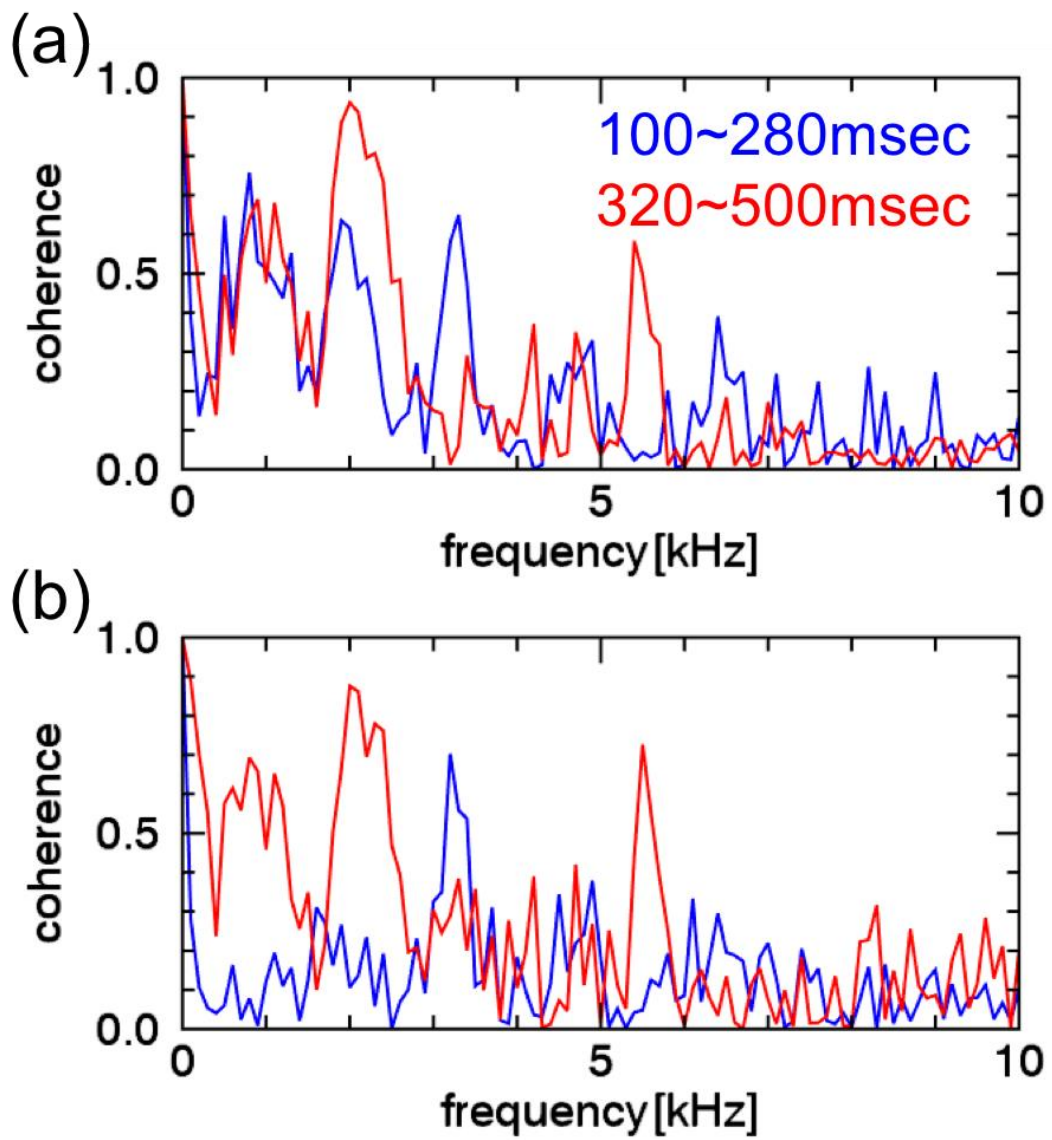


図 4.19 RF 信号(a)入射波(b)反射波と点 A の局所発光強度のコヒーレンス

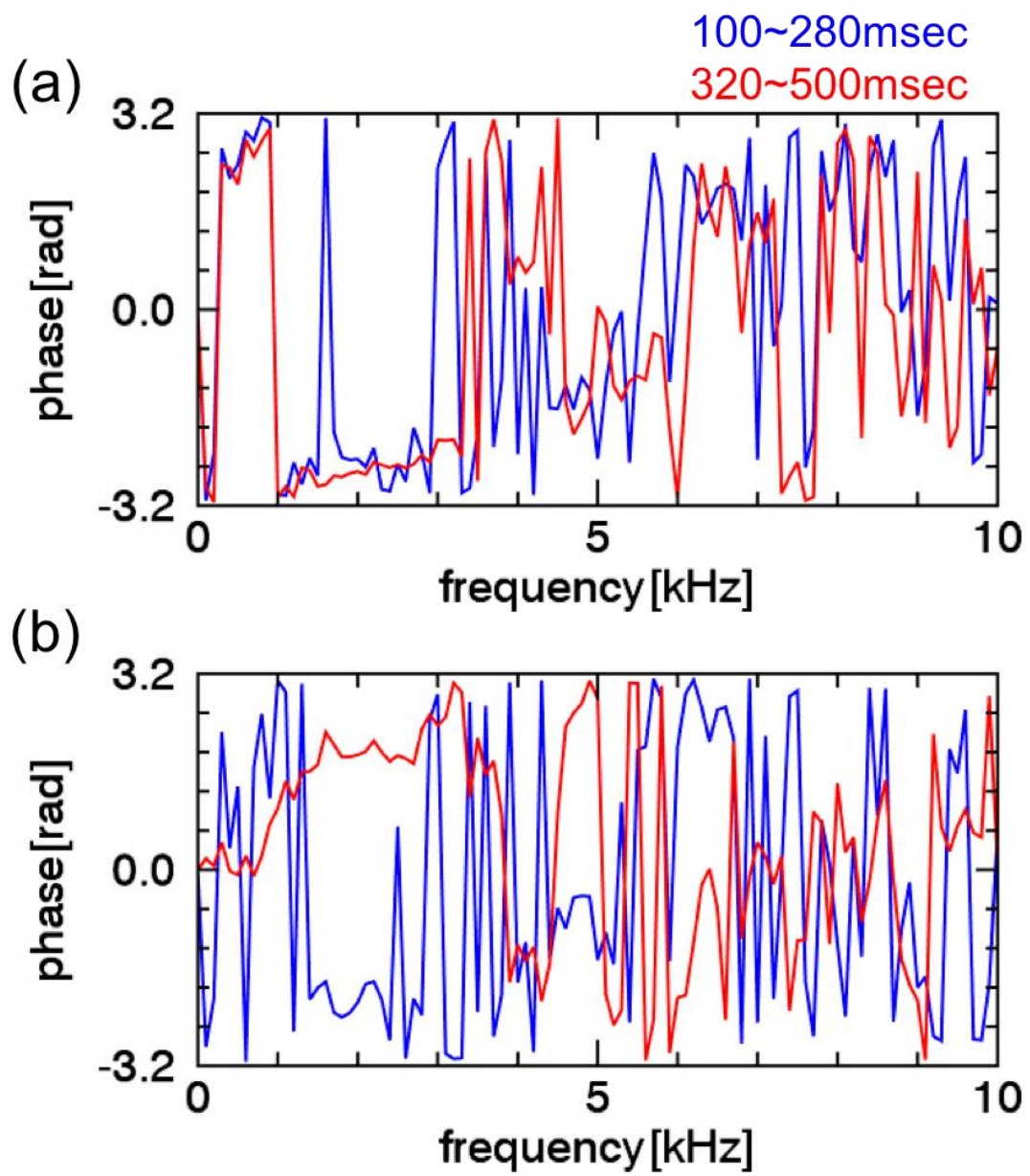


図 4.20 RF 信号(a)入射波(b)反射波と点 A の局所発光強度の位相差

5章：まとめ

核融合炉の実現には、高性能なプラズマの生成、制御が求められており、そのためにはプラズマ乱流揺動と乱流輸送の理解が不可欠である。プラズマ乱流は、マルチスケール揺動により構成されているためプラズマ全体の変動を観測する必要がある。そのため我々の研究室ではプラズマの局所的、全体的な発光を観測することのできるトモグラフィシステムによる実験を直線プラズマ生成装置 PANTA により行なっている。アルゴンプラズマの局所 ArI 発光の視線積分データを基に MLEM 法という手法により 2 次元の局所発光分布として再構成を行っている。本研究では、大域的構造が時間的に変動する様子をトモグラフィシステムがどのように捉えられるかを試験するため、放電中にスペクトルが変化する放電を対象とし、その時系列データに対しスペクトル解析や空間構造解析を行った。

今回、磁場 1100 G、ガス圧 0.17 Pa の条件にて実験を行なった。この条件ではプローブで観測されたイオン飽和電流、浮遊電位時系列データの振幅が 300 msec 近傍を境に変化していた。その局所平均発光強度の時系列データは、発光強度の平均量、振幅が 300 msec を境に増加を示していた。

次に局所発光強度の時系列データに対し FFT 解析を行うと、ピークを持つ周波数スペクトルが変化の起きる前後で異なっていた。ウェーブレット解析により周波数スペクトルの時間変化を見るとその変化は発光強度の変化と同じく 300 msec 付近からプラズマ全体でほぼ同時に起きていることが分かった。

さらに周波数解析により得られたピーク毎に発光強度の空間構造 (2 次元像) について解析を行った。ピークを持つ周波数ごとに発光強度の二次元分布を見比べるとそれぞれが異なるモード構造・振幅を持つことが分かった。

その結果について詳しく調べるために周波数帯毎に変化の際(250~350 msec) のモード構造の変化を F-B 関数フィッティングを用いて計算を行なった。解析結果から発光強度の上昇が起きている際に各周波数帯の持つ揺動における支配的なモードやその大きさが時間的に変化しており、特に 1.5~2.5 kHz の周波数帯においては $m=1$ が支配的な揺らぎから 300 msec 付近で $m=0$ の係数が増加し支配的な揺らぎへと変化していることが分かった。

プラズマ生成加熱の RF について見てみると発光強度の変化と同じく 300 msec から振幅が増加している。発光強度の変化に対して特に反射波との位相差

を見てみると変化の起きる前の 1.5 kHz に対して変化の起きた後の 2 kHz では $-\pi/2$ から $-\pi/2$ の位相差の変化が見られた。これは発光強度変化後の 2 kHz の揺動で見られた $m=0$ を持つ構造により RF の信号が影響を及ぼされたものと考えられる。

このように自発的なプラズマの揺れによるプラズマ発光強度の増加つまりプラズマの密度や温度の増加が見られ、その内の 1.5~2.5 kHz 付近では揺動の構造自体が変化していることを発見した。しかしこれらの結果だけでは今回の現象について、例えば線形不安定な揺動の発現と消滅について、結論づけられない。より詳細な解析については今後分散関係等を用いて揺動の同定などを行う必要がある。

参考文献

- [1] R. Aymar et al, Summary of the ITER Final Design Report (2001)
- [2] T. Fujita and the JT-60 Team, Nucl. Fusion 43 (2003)
- [3] J. D. Strachan et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 3526 (1994)
- [4] M. Keilhacker et al., Nucl. Fusion 39 (1999)
- [5] H. Biglari and P. H. Diamond, Phys. Plasmas 2,1 (1990)
- [6] K. H. Burrell, Phys. Plasmas 4, 1499 (1997)
- [7] W. Horton, Rev. Mod. Phys. 71, 3, 735-778 (1999)
- [8] A. Fujisawa, Nucl. Fusion 49, 013001 (2009)
- [9] T. Yamada, S.-I. Itoh, T. Maruta, N. Kasuya, Y. Nagashima, S. Shinohara, K. Terasaka, M. Yagi, S. Inagaki, Y. Kawai et al., Nat. Phys. 4, 721 (2008)
- [10] T. Kobayashi et al., Phys. Plasmas 22, 112301 (2015)
- [11] S. Shinohara et al., Phys. Plasmas 16, 057104 (2009)
- [12] A. M. Cormack, J. Appl. Phys. 35 2908 (1964)
- [13] Y. Nagayama, J. Appl. Phys. 62 2702 (1987)
- [14] F. Natterer, 'The Mathematics of Computerized Tomography', Wiley, Philadelphia, (1986)
- [15] L.A. Shepp and Y. Vardi, IEEE Trans. Med. Imag. 1 113 (1982).
- [16] B.Ph. van Milligen, et al., Rev. Sci. Instrum. 68, 967(1997)
- [17] Y. Nagayama, J. Appl. Phys. 62, 2702 (1987)
- [18] http://www.fusion.qst.go.jp/ITER/images/page/1/1-iter_r1.jpg

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの方々のご指導とご助力をいただきました。この場を借りて感謝申し上げます。

まずは、本分野において何も知らなかった私に対して1から手取り足取り、解析の指針や発表資料の添削などの多くを丁寧かつ熱心にご指導賜りました指導教員である藤澤彰英教授に深く感謝申し上げます。

またゼミの開催、発表資料の細かなチェック、本論文を作成するにあたり多くの添削ご指摘などをしていただきました永島芳彦准教授に心より感謝致します。

さらに、勉強、実験、具体的な解析の手法、発表資料のチェック、本論文の添削などありとあらゆる本研究の全ての部分において数多くのご教授いただきました九州大学学術研究員である山崎広太郎博士研究員にここで深く感謝申し上げます。

加えて実験、解析をするにあたり協力していただいた、藤澤・永島研究室の皆様、所属する研究グループである九州大学応用力学研究所極限プラズマ研究連携センター稲垣滋教授、糟谷直宏准教授、小菅佑輔准教授、山田琢磨准教授、佐々木真助教、九州大学応用力学研究所高温プラズマ理工学研究センターの皆様、研究生活面で様々なサポートをしてくださった九州大学応用力学研究所及び九州大学総合理工学府先端エネルギー理工学専攻の皆様へ心から感謝の気持ちと御礼を申し上げたく、謝辞とかえさせていただきます。