

二周波誘導結合型プラズマエッチャーにお
ける機能分離と気相 表面相互作用の光学
的診断

平成 年度

三好 康史

目次

序論

本研究の背景および目的

半導体デバイス

半導体デバイスの構造

半導体 デバイスの微細化

半導体 デバイス製造プロセス

プラズマプロセス

本研究の目的および構成

実験装置

誘導結合型プラズマ 装置

真空容器系

給排気系

電源系

プラズマに供給される実効的なパワーの見積り

発光分光測定

実験装置

フォトンカウンティング法

時間分解測定原理

時間較正

ストリークスコープ

絶対値較正

励起種数密度の算出

測定対象

手法

レーザ吸収分光法

実験装置

光の吸収

アーベル逆変換

準安定励起原子密度の導出

準安定励起原子の温度の測定

測定対象

マイクロ波干渉計

実験装置一覧

二周波誘導結合型プラズマにおける モード遷移と機能分離の光学的診断

誘導結合型プラズマにおける モード遷移の光学的診断

背景

中での結果

中での結果

中における結果

まとめ

二周波誘導結合型プラズマにおける機能分離の光学的診断

背景

座標系

励起種 数密度の流量依存性

励起種 数密度の圧力依存性およびバイアス依存性

マイクロ波干渉計による電子数密度測定

準安定励起原子数密度の測定に関して

準安定励起原子数密度の圧力依存性

準安定励起原子数密度のバイアス依存性

準安定励起原子数密度の供給電力依存性

準安定励起原子数密度のガス種依存性

準安定励起原子数密度の位置依存性

まとめ

エッチング時の 中での気相 表面相互作用の光学的診断

背景

ストリークスコープを用いた発光分光測定系とシングルフォトンカウンティ

ング法による測定系の比較

低周波バイアス源のプラズマへの時空間構造への影響

及び エッチング時におけるプラズマ構造
本章のまとめ

結論

周波誘導結合型プラズマにおける モード遷移と機能分離の光学的診断
及び エッチング時の 中におけるプラズマ 表面相
相互作用の光学的診断

表一覧

半導体デバイスロードマップ

プラズマエッチング の特性

エッチングガスとその特性

酸化膜エッチングと エッチングにおけるプラズマ外部条件の主な差異

プラズマに供給される実効的なパワー

ストリークスコープ掃引特性

マルチチャンネル分光器のグレーティング特性

絶対値較正で用いるパラメータ

準安定励起原子密度の導出に用いた各記号およびその値

吸収分光測定準位

本研究で使用した装置一覧

本研究で使用した装置一覧

プラズマ中の電子数密度

反応レート

と の比率

本章での外部プラズマ条件

図一覧

半導体製造工程

シリコン単結晶ウェハ製造工程

エピタキシャルウェハ

各種 構造

フォトマスク製作工程フロー

フォトマスク断面

レチクル使用概念図 逐次縮小投影方式

ウェハ処理工程 前工程 フロー

ウェハ処理工程 前工程 フロー

組立工程全体フロー

の高集積化のエッチング方式の推移

プラズマプロセス装置

整合回路

等方性エッチングと異方性エッチング

トランジスタゲート電極形成プロセスフロー

周波

誘導結合型プラズマ

の装置構造

イオンアシストエッチング概念図 系ガスによる エッチング

代表的な加工形状異常

誘導結合型プラズマ 装置

シールドボックス

一卷電流コイル

型整合回路

リアクタへの供給電力 とプラズマ中で消費される電力 圧

力 の プラズマで計測

用マッチングボックス

上部バイアス電極

発光分光測定システム

フォトディテクター

レイ トレーシングのモデル

の入射確率

の入射確率

の入射確率

の入射確率

の入射確率

の入射確率

分光器グレーティングの回折効率

ランプの波長スペクトルによる波長分解能の測定

光電子増倍管の量子効率

による時間測定の原理図

ストリークスコープを用いた 測定系

マルチチャンネル分光器原理

ストリークスコープ原理

フォトカソードの感度と量子効率

標準 ランプ の放射強度特性 計測距離

励起種 及び のエネルギー準位図と光学遷移

励起種 のエネルギー準位図と光学遷移

励起種 のエネルギー準位図と光学遷移

励起種 のエネルギー準位図と光学遷移

の気相中における主要反応経路

フィルタのインパルス応答

法概念図

の断面とアーベル逆変換

吸収分光測定システム

ダイオードレーザ 出力の電流及び波長依存性

シングルフォトンカウンティング法を用いた場合のレーザビームに対する

受光面積

ダイオードレーザ吸収分光計測で使用した受光系

朝日分光 の波長依存性

フィルターの減衰率の決定

吸収曲線

光の吸収

吸収による光の強度変化

ドップラー広がりによる吸収スペクトルの広がり

エネルギー準位

測定原理図

計算に用いられる 回路モデルの例 より抜粋

式より求められる の動作点 より抜粋

計算により求められるヒステリシス特性 より抜粋

における励起種 の線積分発光強度特性

中における励起種 の線積分発光強度 プラズマ消費電力特性

コイル電流振幅特性

中における励起種 の 次元数密度空間分布 モード

モード 母ガス圧力 流量 コイル電流振幅

中における励起種 の 次元数密度空間分布 モード

モード 母ガス圧力 流量 コイル電流振幅

中における励起種 の 次元数密度空間分布

モード放電 流量 コイル

電流振幅

中における励起種 の線積分発光強度特性

中における励起種 の 次元数密度空間分布 モード

モード 母ガス圧力 流量 コ

イル電流振幅

中における励起種 次元空間分布 モード

モード 母ガス圧力 流量 コイル電流

衝突断面積

衝突断面積

リアクタ内コイル平面上での 方向誘導電界 の空間分布

中、コイル平面 の平面上での励起種 の 像

モード モード 母ガス圧力 流量 コイル電流

中、励起種 の軸方向 方向空間分布 母ガス圧力

流量 コイル電流

生成室

数密度の 次元分布 流量依存性 外部条件は

の 次元数密度分布 バイアス依存性

の 次元数密度分布 バイアス依存性

数密度径方向分布の圧力依存性

数密度径方向分布の圧力依存性

数密度径方向分布の圧力特性

数密度の 次元分布の圧力依存性

数密度の 次元分布の圧力依存性

数密度の 次元分布の圧力依存性

数密度の 次元分布の圧力依存性

数密度の 次元分布の圧力依存性

数密度の 次元分布の圧力依存性

数密度の径方向分布バイアス依存性

数密度の径方向分布バイアス依存性

数密度の径方向分布バイアス依存性

数密度の径方向分布バイアス依存性

数密度の径方向分布供給電力依存性

数密度の径方向分布のガス種依存性

数密度の径方向分布のガス種依存性

数密度の径方向分布のガス種依存性

数密度の径方向分布のガス種依存性

の数密度径方向分布の位置依存性

の数密度径方向分布の位置依存性

の数密度径方向分布の位置依存性

の数密度径方向分布の位置依存性

の数密度径方向分布の位置依存性

の数密度径方向分布の位置依存性

準安定励起原子数密度の 分布

準安定励起原子数密度の 分布

準安定励起原子数密度の 分布

準安定励起原子数密度の 分布

準安定励起原子数密度の 分布

準安定励起原子数密度の 分布

測定位置

数密度の径方向分布

系プラズマ中の 基板の断面 像 より抜粋

基板上に形成される 系ポリマー層、及び 系反応層 の
像 より抜粋

図と 図より得られた 像

コイル上

励起種 と の線積分数密度のバイアス特性

ウェハ無し

励起種 の軸方向数密度特性

ウェハ無し

励起種 の 像バイアス特性

励起種 の径方向分布の時間特性

励起種 及び の軸方向空間分布の時間依存特性

エッチング時の励起種 の時間特性 中における圧力特性
及び 中における特性

エッチング時の励起種 の像 像の断面図と径方向
分布の比較

エッチング時の励起種 の径方向分布 時におけ
る母ガス圧力特性 圧力 におけるバイアス特性

のエッチレート及び励起種 のバイアス特性

エッチング時のエッチレート及び励起種 のバイ
アス特性

コイル近傍 及びバイアス電極近傍 における励起種
のバイアス特性

エッチング

励起種 のバイアス特性及び軸方向特性

エッチング

エッチング時における励起種 及び のバイア
ス特性

エッチング時における励起種 及び のバイ
アス特性

第 章

序論

本研究の背景および目的

半導体デバイス

半導体デバイスは現在の社会を情報化構成するエレクトロニクスの基盤技術の一つに挙げられる。半導体デバイスは機器では携帯電話等に代表される身近な情報端末、や炊飯器といった家電や自動車制御用途等に使用されている。加えて、半導体デバイスは現在の無線有線通信、電力、水道、道路鉄道航空交通システム網といった大規模社会インフラを構成するに当たっても必要不可欠な要素である。また、大規模数値計算を必要とするような様々な研究開発用途にあたっては計算機を構成する半導体デバイスの果たす役割は非常に大きい。半導体は年にアメリカのベル研究所においてショックレー等が点接触のトランジスタを発見したのが始まりである。その後、研究が続けられ、年代になると、チップ内に複数のトランジスタ及び抵抗等を搭載したものが出現した。その後電卓や電子時計を主用途として性能、機能の改良が進められ、集積度も向上していった。また、この時期に等に代表される記憶素子も実用化された。年代以降は用途も拡大し、製造プロセスの微細化が進み、ロジック系デバイスの集積規模は大きくなり、チップに数千～数万素子を搭載した、数十万～数百万素子を搭載したへと発展していった。また、現在のの原型となるマイクロコンピュータも実用化された。搭載されているマイクロプロセッサはへと高性能化していき、現在はのが登場するまでに至っている。また、ゲートアレイ、等のカスタムあるいはフルカスタム仕様の製品も登場するに至る。記憶素子もに加えて、等の特徴のある記憶素子が実用化、発展を続けている。

半導体デバイスの構造

半導体デバイスは非常に多くのトランジスタから構成されている。例えば、現在、市販されている最新のではその素子数は一億を超える。半導体デバイスに通常使用されているトランジスタは以下の種類である。

バイポーラトランジスタ

主にマイクロプロセッサ等に用いられる。

高速性を重視している。

トランジスタ

主に記憶素子に使用される。

集積性を重視している。

半導体 デバイスの微細化

半導体デバイス製造プロセスの微細化は年々進行しており、今後も微細化は進行すると予想されている 図。半導体デバイス製造プロセスの微細化には主に以下のようなメ

表 半導体デバイスロードマップ

[Source: ITRS roadmap 2003 edition](#)

Years of production	2003	2004	2005	2006	2007	2008	2009	2010
Technology node	65nm(hp90)		45nm(hp65)			32nm(hp45)		
DRAM ½ pitch (nm)	100	90	80	70	65	57	50	45
MPU/ASIC M1 ½ pitch (nm)	120	107	95	85	76	67	60	54
MPU/ASIC poly Si ½ pitch (nm)	107	90	80	70	65	57	50	45
MPU printed gate length (nm)	65	53	45	40	35	32	28	25
MPU physical gate length (nm)	45	37	32	28	25	22	20	18
Transistor density SRAM (Mtransistors/cm ²)	305	393	504	646	827	1057	1348	1718
Transistor density SRAM (Mtransistors/cm ²)	61	77	97	122	154	194	245	309

リットがある。

高集積化 トランジスタ一つあたりの面積が縮小することにより、同面積により多くの素子を形成することが出来る。それにより、半導体デバイスの高性能、多機能化が実現される。

高速化 微細化はトランジスタ内において電子が移動する距離 ではゲート長 を短縮する。このことによりトランジスタの応答性が増すため、結果として半導体デバイスの高速動作が可能となる。

省電力化 今日、我々の使用することが出来る電力量は有限である。加えて発熱等の観点からも、半導体デバイス等の電子機器の消費電力はより低いことが望ましい。消費電力を決める要因は様々である。トランジスタの数や、電源電圧や回路のキャパシタンス、トランジスタのリークなど、様々な要因によって決まってくる。例えば、半導体デバイスの消費電力は

消費電力

動作ノード数

全ノード数

ノード容量

電源電圧

周波数

ノード当たりのリーク電流

と書き表すことが出来る。右辺第一項目は動作しているノードの消費電力であり、動作ノード数に比例し、電気容量に比例し、電圧の乗に比例し、周波数に比例するものとなっている。第二項目はリークによる消費電力であり、全ノード数に比例し、ノード当たりのリーク電流量に比例し、電源電圧に比例する。ここで、従来の製造プロセスでは一項目は二項目に比べて数桁のオーダーで数値が大きく、消費電力のほとんどは第一項目でまかなわれることになる。しかし、微細化に伴うトランジスタ面積の縮小は、トランジスタの閾値電圧の低下につながる。このことは上式の電源電圧を低下させるため、結果として、半導体デバイスの消費電力は低下する。しかし、微細化によりノード当たりのリーク電流は増大してしまう。上式からわかるように、消費電力の大部分を担っている第二項は電源電圧の乗に比例しており、プロセステクノロジーの微細化により電圧を下げることは、消費電力の減少に大きく寄与する。一般に、製造プロセスを縮小すると、消費電力は小さくなると言われている。しかし、ノード以降の領域では、微細化が進むにつれてリークによる消費電力を示す第二項が第一項と同じレベルに近づき、リークによる消費電力が無視できなくなる。このため、製造プロセスの微細化は省電力のためには必ずしもメリットばかりとならないが、上記のようにダイサイズの縮小によるコストダウンやトランジスタの高速化など別のメリットも多く、総合的に考えて今後ともプロセスの微細化は進行することになると予想されている。そこで、プロセスの微細化を前提としながら、リークを抑えることにより消費電力を

下げる等の技術も重要となっている。

半導体デバイスの微細化はそれらの製造プロセスに用いられる技術の革新と高度化無くしては実現不可能である。

半導体 デバイス製造プロセス

ここでは、弱電離の反応性プラズマが使用される半導体 デバイス製造プロセスについて簡単に述べる。図に、半導体デバイス製造工程の大まかな流れを示す。

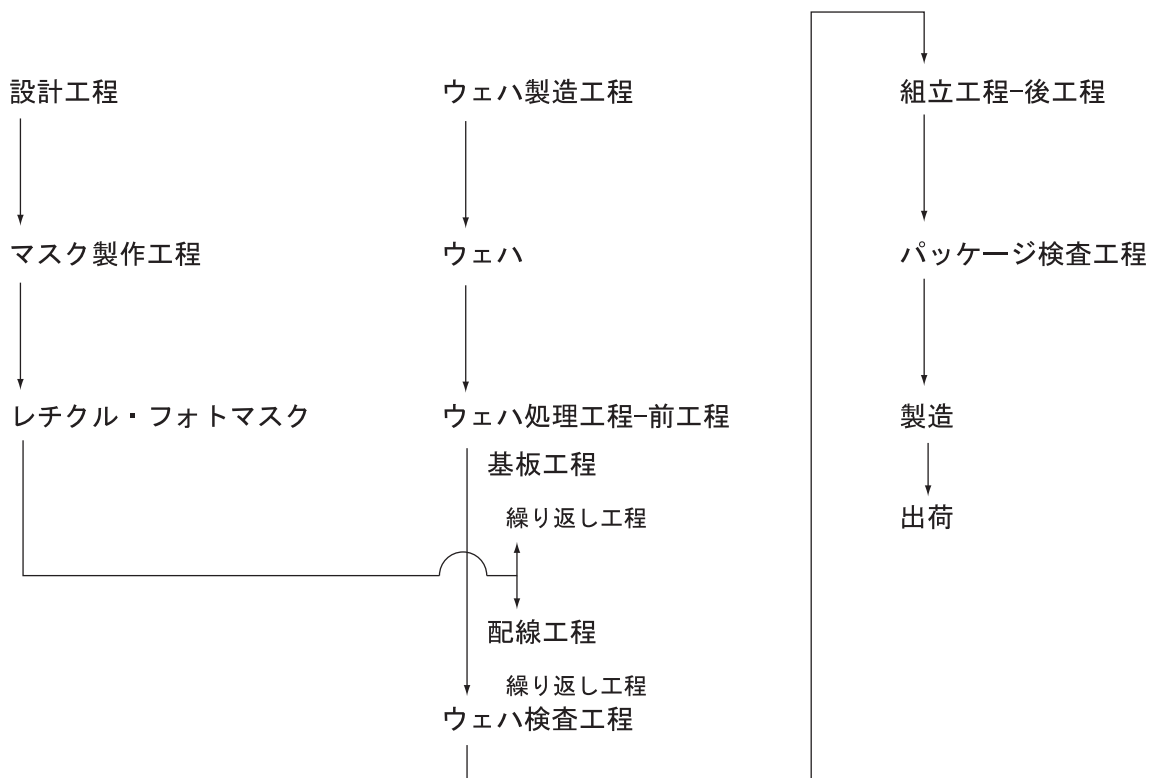


図 半導体製造工程

ウェハ製造工程

単結晶ウェハ製造工程では、最初に結晶を成長させ、インゴットを製造する結晶成長。次に、インゴットを加工し、ウェハを製造する結晶加工。最後に、プロセスにデバイス製造領域に無欠陥層を形成するゲッターリング。最も一般的な単結晶ウェハ製造工程を図に示す。

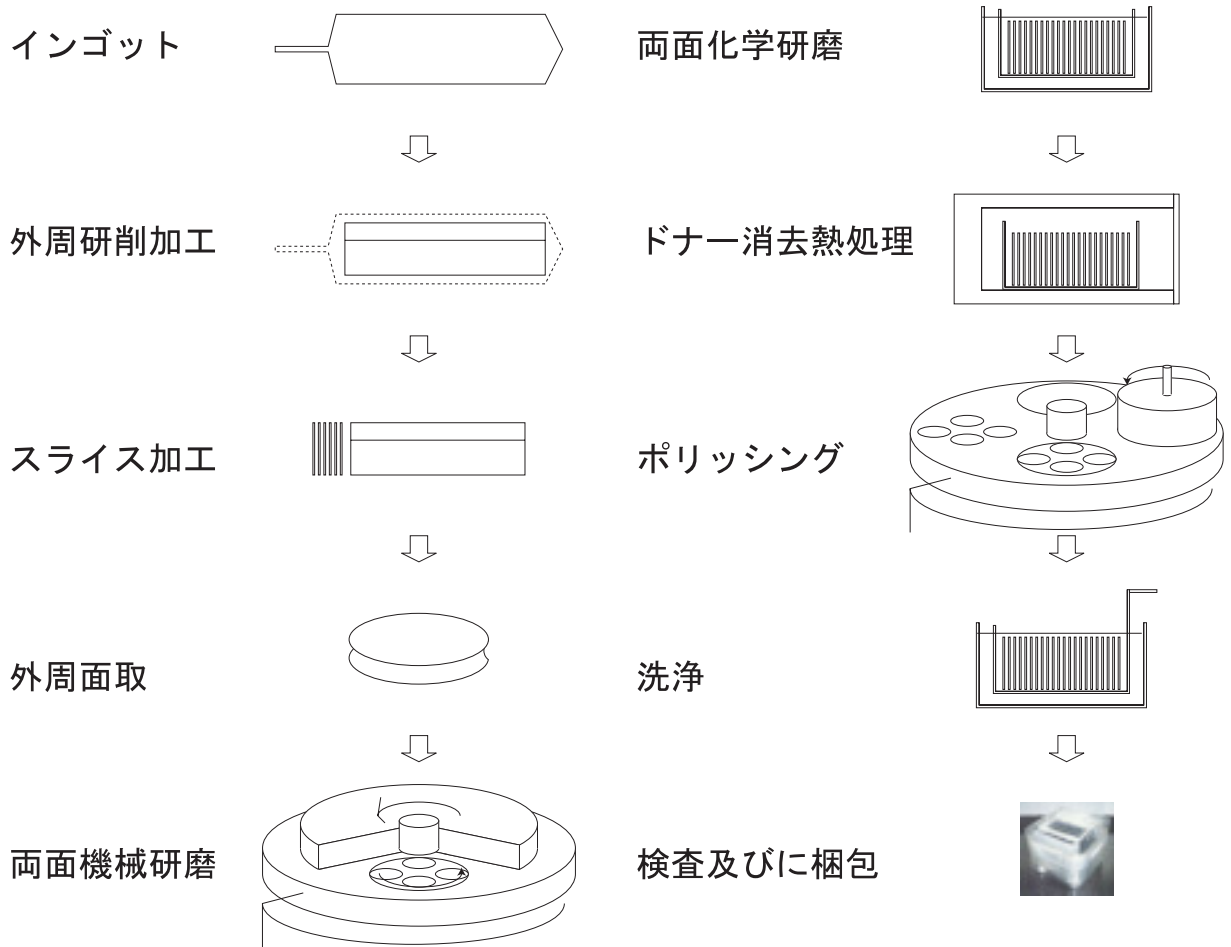


図 シリコン単結晶ウェハ製造工程

また、結晶の完全性が要求される用途や抵抗率の異なる多層構造を必要とする場合には、単結晶ウェハをエピタキシャル炉の中で約 1000°C まで加熱し、気化された四塩化珪素、三塩化シランを炉内に流し、ウェーハ表面上に単結晶シリコン薄膜を気相成長させたエピタキシャルウェハと呼ばれる結晶基板を製造・使用する。

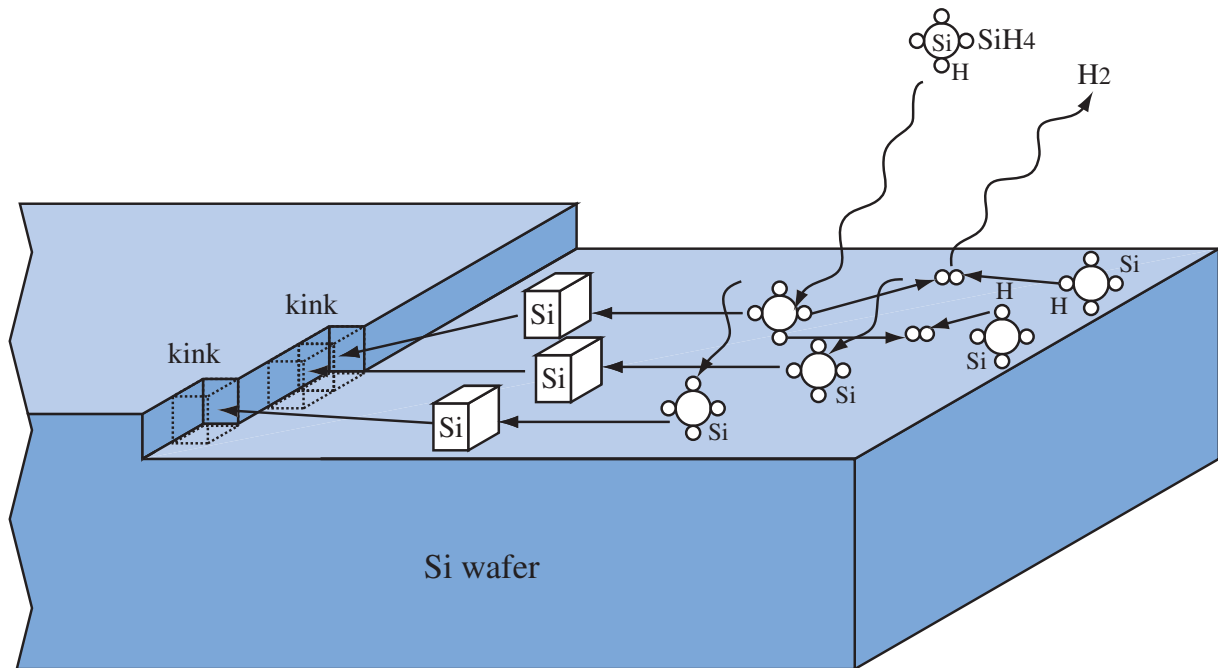


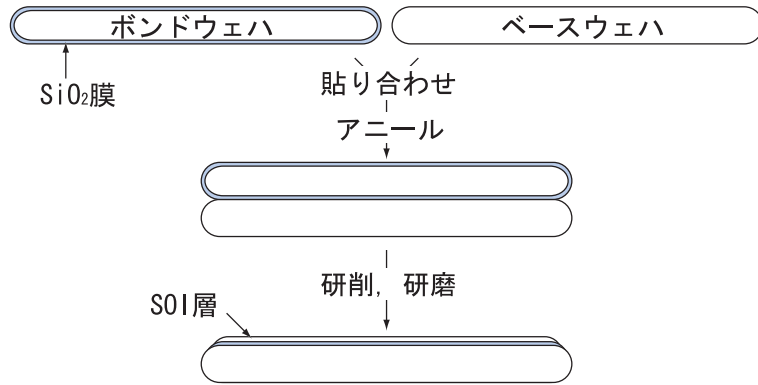
図 エピタキシャルウェハ

半導体デバイスを構成する素子の微細化・高集積化に伴い、デバイスの消費電力は増加の一途をたどっている。これは、近年の半導体デバイスに対しては低消費電力化に対するニーズにそぐわない。デバイスの低消費電力化を実現するために非常に有効な技術としてあげられる。基板上に形成されたデバイスの課題としては、各素子トランジスタの分離がある。技術を用いることにより、各トランジスタは層下の絶縁層により完全に分離されるために、寄生容量が従来のものと比較すると著しく低下する。つまり、半導体デバイスに対するニーズである低消費電力化、高速化、高集積化、微細化を同時に達成することが可能となる。図に各種の基板を示す。

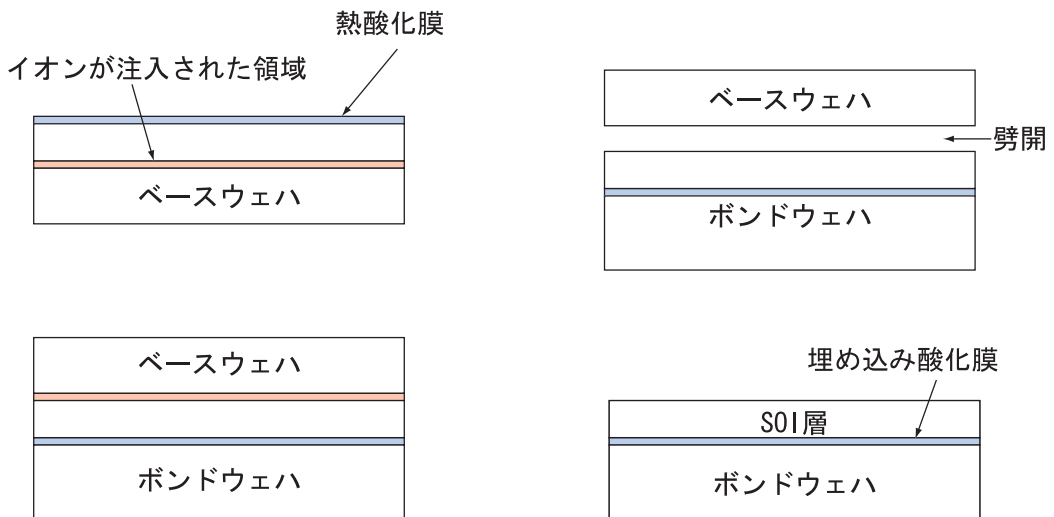
半導体 デバイス設計工程

この工程において、所望の機能を実現するための半導体 デバイスの回路設計を行う。マニファクチャラーや の種類によってその設計手順は若干異なるが、基本的には以

(a). ウェハ貼り合わせ工程とSOIウェハ



(c). SIMOXウェハ作製技術の模式図



(b). 水素イオン注入法によるスマートカットプロセスを用いたSOIウェハ作製法

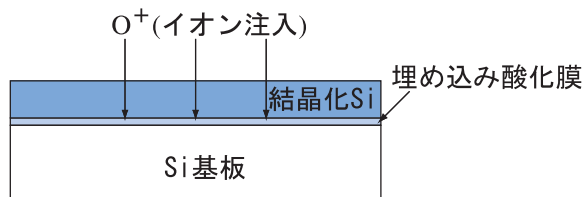


図 各種 構造

下のような流れとなる。

動作レベル記述 検証 記述

設計 検証 記述

論理設計 検証 ゲート記述

テスト設計

レイアウト設計 タイミング検証

以上の流れにより最終的な回路データが生成される。これらの工程は全て、専用ソフトを用いてコンピュータ上で行われる。上記の各設計工程の詳細についてはここでは省略する。

マスク製作工程

半導体 デバイス設計工程において設計された回路を形成するために必要となるマスク製作工程を図に示す。図の左側に大工程、中工程、詳細工程の工程区分順序を示す。右側は各工程の目的、主要装置、材料等を示す。詳細は に示されている。

フォトマスクとは半導体デバイスの回路パターンをフォトリソグラフィ技術によりウェハ面に転写するための原版であり、マスクブランク上にパターンが形成された構造体の総称である。図 にフォトマスクの断面模式図を示す。マスクブランクのガラス基板が支持体の役割を果たし、基板上に回路パターンが形成されている。回路パターンは紫外光を透過する部位と遮断する部位から構成されている。

半導体デバイス用途の高集積回路パターンをシリコンウェハに転写する方式は通常、逐次縮小投影方式でステッパ、スキャナ等の投影方式が使用される。その際、露光装置に原版として使用される拡大回路パターンが形成されたフォトマスクはレチクルと呼称される。図に逐次投影方式のレチクルの使用概念を示す。レチクル上の回路パターンをレンズによりに縮小してシリコンウェハ全面に逐次露光する。現在、半導体デバイスは層以上の多層構造をとるため、各層に対応した回路パターンを持つレチクルが必要である。通常、つのレチクルが層の回路パターンに対応するため、つの半導体デバイスを製造するためには層数と同数である以上のレチクルが必要となる。つの半導体デバイスの製造に必要な回路パターンのレチクルの全層はセットと呼ばれる。レチクルは回路パターンの原版となるため、高精度の品質が要求される。回路パターンは電子ビーム描画装置を用いてマスクブランク上に描画され、フォトリソグラフィ技術で処理形成されたパターンの検査が行なわれる。近年、回路パターンの高集積化によるデータ密度増により、レチクルのコストの高騰とスループットの低下が問題となっている。

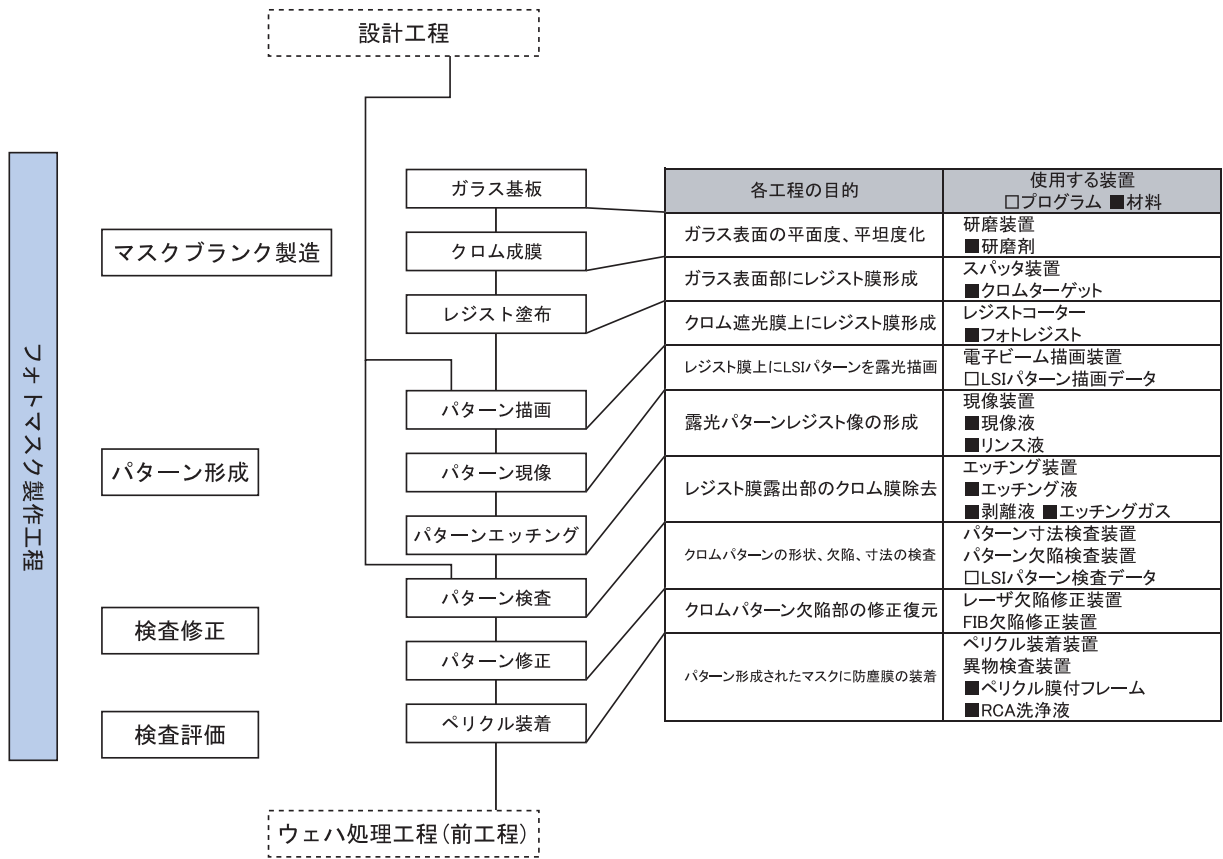


図 フォトマスク製作工程フロー

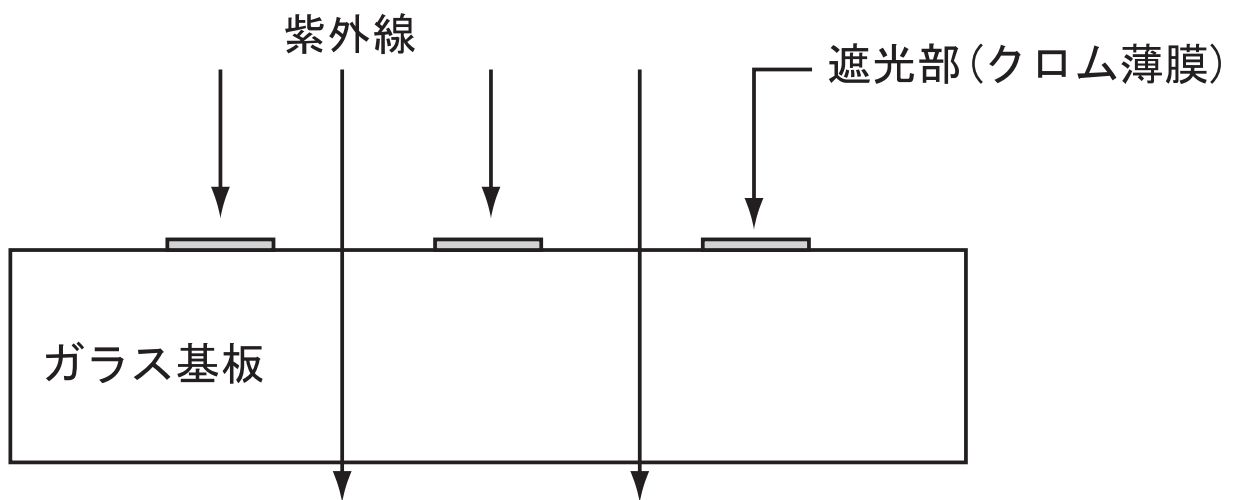


図 フォトマスク断面

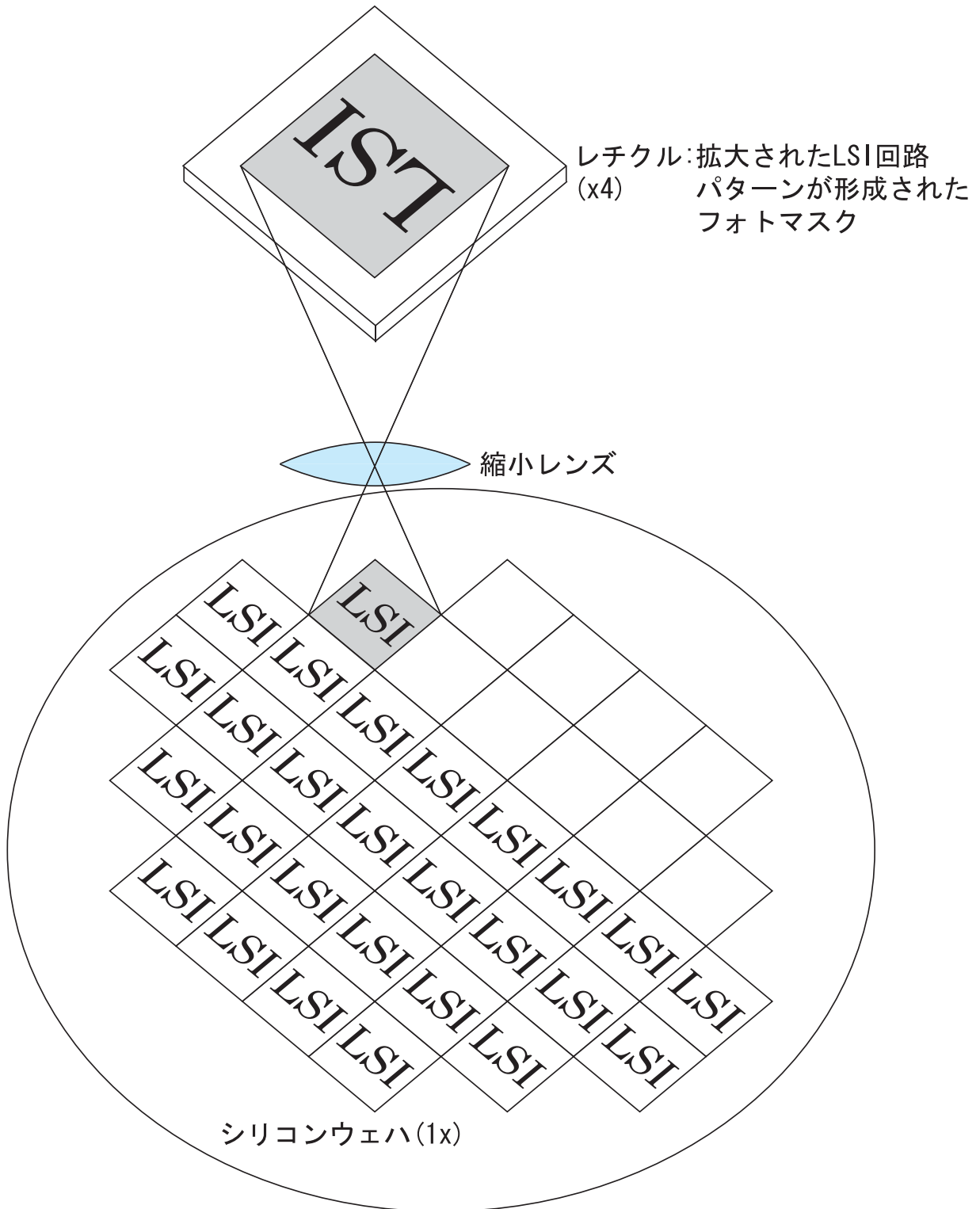


図 レチクル使用概念図 逐次縮小投影方式

ウェハ処理工程 プロセス前工程

ここでは前述の工程により作製されたウェハ表面に上記で述べたマスクを用いて多種にわたる導電・絶縁層を形成・積層することにより回路が完成するまでの過程について簡単に述べる。ウェハ処理工程フローは大きく分けて

基板工程

配線工程

の 2 つの工程からなる。

各工程は要素プロセスと呼ばれる幾つかの種類肯定が行われることにより構成されている。要素プロセスには、洗浄・酸化・フォトリソグラフィ・ドライエッチング・イオン注入・アニール・スパッタリング・塗布成膜・メッキ及びに処理工程中各種ウェハ検査等があり、個々の工程に応じて要素プロセスの処理内容 レシピ が選ばれる。

基板工程は回路を構成する部品をウェハ上に形成する工程である。すなわち、各種のトランジスタ、容量、抵抗等の素子をウェハ上に形成する工程である。

各部品を作製する一連の要素プロセスは、以下のような工程ブロックで呼ばれている。

素子分離領域形成

ウェル形成工程

トランジスタ系成工程

その他の素子形成工程

基板工程に続く配線工程は基板工程で完成した部品を配線層により接続して回路として完成させる工程である。従来、配線材料としては Al が用いられてきたが、近年は電気抵抗率が低く微細化及びに高速動作に適した Cu を中心とした、

多層配線形成工程

最終保護膜形成工程

という工程になっている。配線層数はデバイスの進歩と共に増加し、最大で 10 層以上まで多層化している。

ウェハ処理工程-前工程

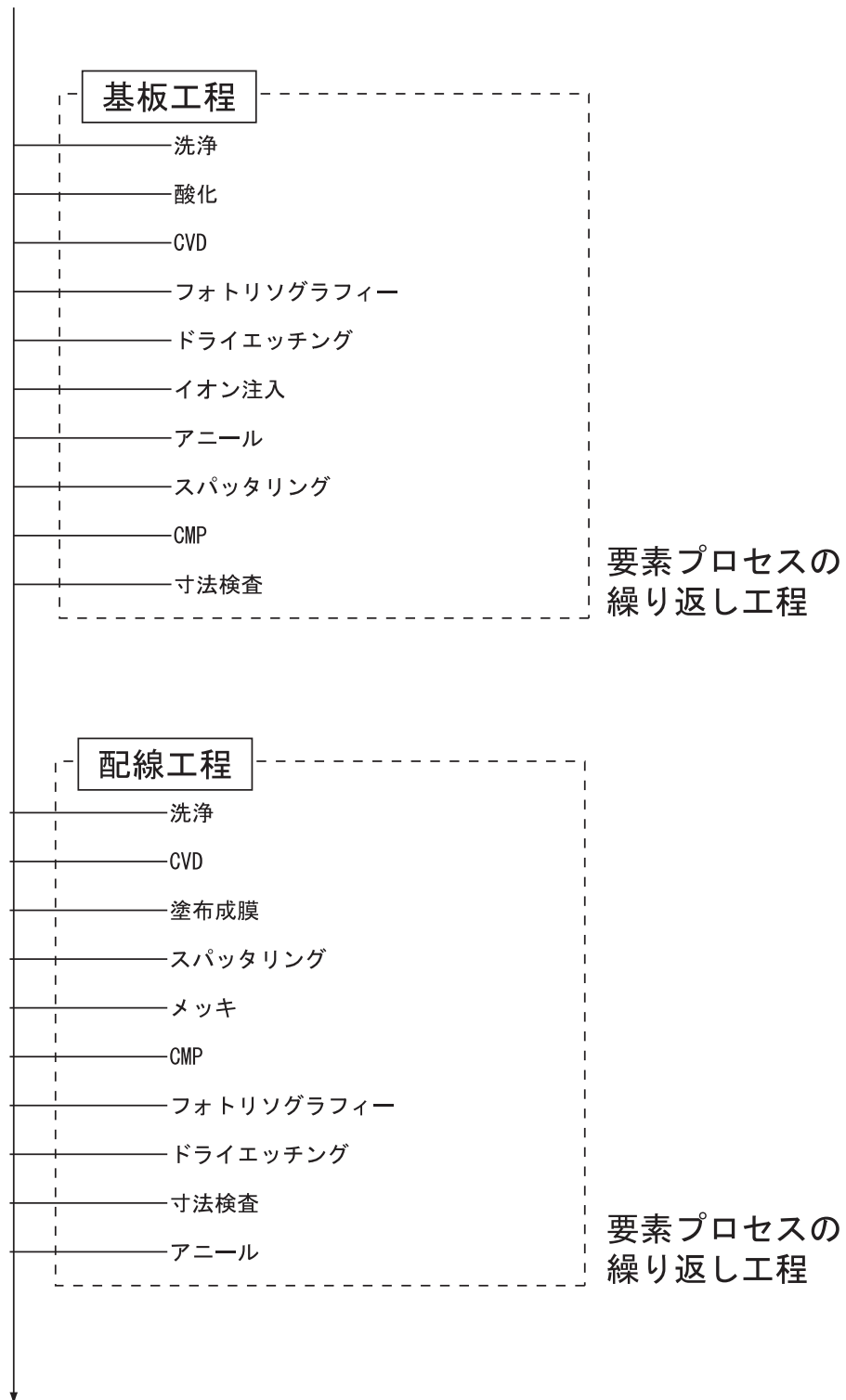


図 ウェハ処理工程 前工程 フロー

ウェハ処理工程-前工程

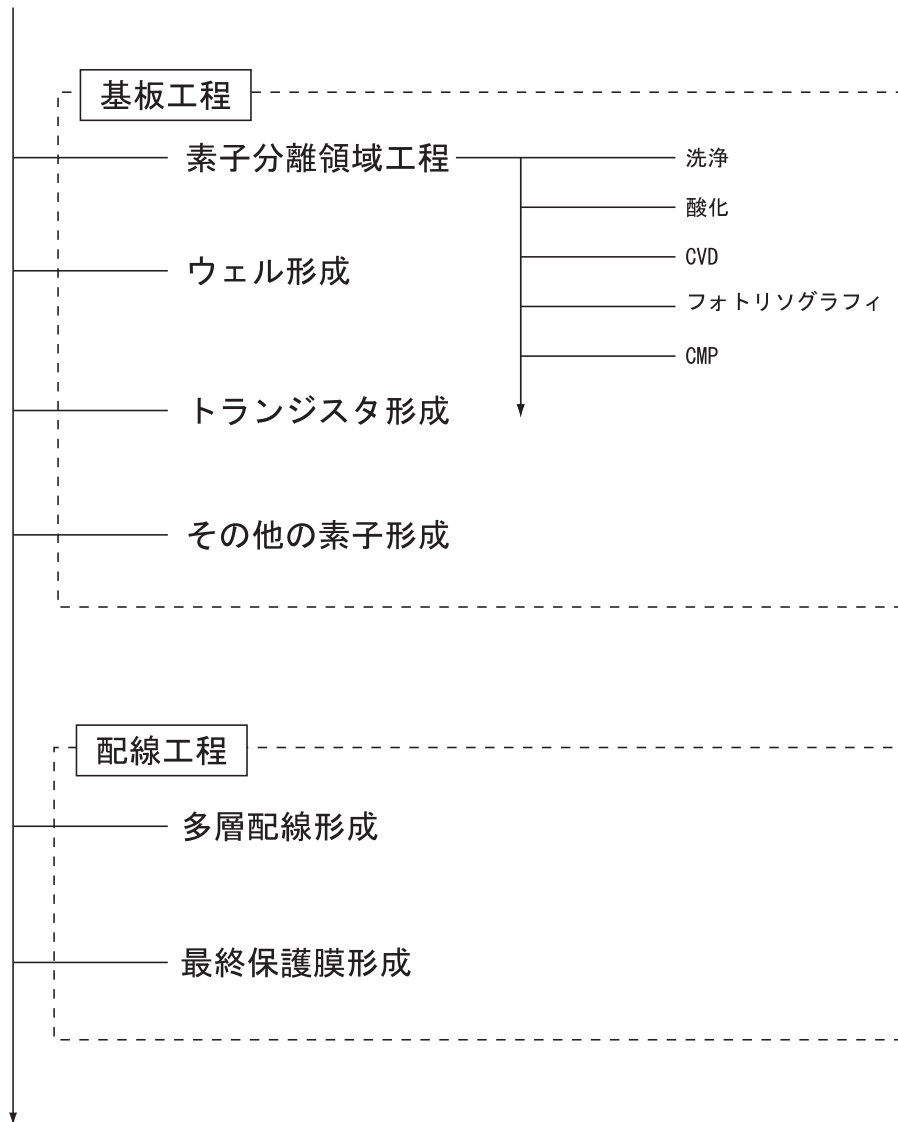


図 ウェハ処理工程 前工程 フロー

組立工程

組立工程は前工程で完成したウェハから個々のチップを切り出し、電子機器に組み込むための構造、形状に仕上げる工程である。その目的は

扱い易い外部接続端子を作る。

外力等で傷が付かないようにチップを保護する。

水分などで回路が腐食しないように保護する。

扱い易い形状にする。

複数のチップを組み込んでシステムを完成する。

等である。これらを実現する構造、形状、材料などを総称して半導体パッケージと呼ぶ。したがって、その作業はパッケージング工程であり、組立工程はその一部である。図は、組立工程全体の流れを表している。

バックラインディング工程

前工程ではウェハは反らないように厚く、厚さはウェハの直径が の場合で約 としてある。半導体パッケージは薄いことが要求されるため、ウェハ裏面を削り約 程度にする。

ダイシング工程

ウェハからチップを個々に分離するために高速で回転する薄い砥石でチップ表面に沿ってウェハに切れ目を入れる。

ダイボンディング工程

ダイシングされたウェハからチップを一つずつピックアップし、リードフレームまたは基板に搭載する。 のマルチチップの場合はこれを繰り返す。

ワイヤボンディング工程

チップの電極端子とリードフレームのインナリード、基板上の端子、あるいは でマルチチップの場合は他のチップの電極端子との間を直径約 の金線で電氣的導通があるように繋ぐ。

封止工程

取扱の容易な外形を与え、かつ、回路保護、信頼性維持のためにエポキシ樹脂で封止する。

メッキ工程リードを半田メッキして錆を防ぐとともに、ユーザがプリント基板等に半田付けする時の予備半田の役割を与える。

切断・成形工程リードフレームから個々のパッケージに切り離しリードを成形。

マーキング工程製造会社あるいはロゴマーク、品種名、製造年月、ロット 等をインクまたはレーザーにより印刷する。

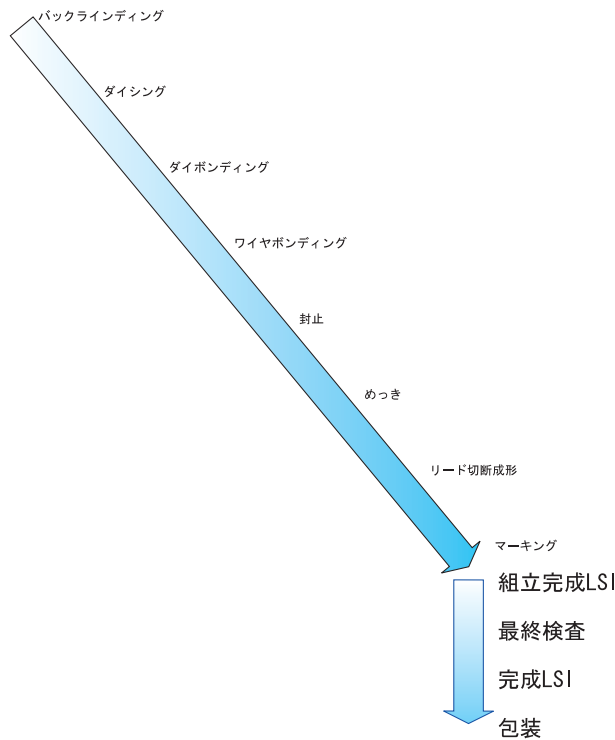


図 組立工程全体フロー

検査工程

検査工程は大きく大別するとウェハ検査工程とパッケージテスト工程からなる。本工程については簡単に触れるに止める。詳細は参考文献を参照されたい。

ウェハ検査工程

ウェハ処理工程で完成したウェハをウェハの状態で電氣的に良品、不良品の識別をするのがウェハ検査である。この工程では、パラメトリックテスト、プローブテスト、レーザーリペア等が行なわれる。

パッケージテスト工程

この工程では、組立後のパッケージを信頼性確保のためのバーンイン工程と不良を取り除くテスト工程を行なう。

プラズマプロセス

本研究はプラズマプロセスにおけるウェハとプラズマのインターフェース境界領域を対象としている。本節では、プラズマプロセスにおいて使用される非平衡反応性プラズマについての簡単な説明と、本研究の背景と目的について述べる。

半導体製造プロセスへのプラズマの応用

プラズマ電離気体は、古くからアーク溶接や照明等の熱源及び光源等として利用されてきた。また、年代以降は気体レーザーの励起・発振にも用いられ、年代後半に入ると半導体製造プロセス等に代表される材料プロセスにまでプラズマの応用範囲は広がりを見せた。プラズマ中では、気相中の電子が外部電磁界によりエネルギーを得ることにより、原料となる気体原子・分子を励起、解離、電離させ、ラジカル種及びイオン種を生成する。プラズマのような成膜プロセスにおいては、これら粒子が基板上に堆積し、表面反応等を経て所望の膜が堆積される。ドライエッチングでは、ラジカル及びイオン種が表面物質と反応し揮発性物質に変化することによりエッチングが進行する。これらの反応プロセスの進行は、プラズマ中から供給されるイオンエネルギー等にも大きく依存する。

半導体デバイスのテクノロジードライバであるの高集積化のエッチング方式の推移を図に示す。ドライエッチングは年代後半に入り半導体製造プロセスの一部材料の加工に導入され始めたが、その他多くの材料は薬液によるウェットエッチングにより処理されていた。反応性プラズマの利用は から の初期まではアッシングや エッチング用途に限定された。また、エッチング機構もイオンアシスト効果を積極的に利用するものではなかった。年代前半になると、製造プロセス用途にイオンアシスト効果を利用した非等方性エッチングが可能となる が導入された。それ以降は半導体デバイスの微細化進行とともに高まる非等方性エッチングへのニーズを背景として、プロセスで使用される被エッチング材料の大半が によりエッチングされるようになった。

プラズマプロセスは旧来の薬液によるウェットプロセスと比較して、異方性の高い微細加工を実現可能であるという点で優れており、微細化を続ける半導体デバイスの製造プロセスにおいては今後も必要不可欠な技術である。前述のウェハ処理工程 前工程 において約 以上の工程 ノードでは 工程程度 にプラズマが用いられている。

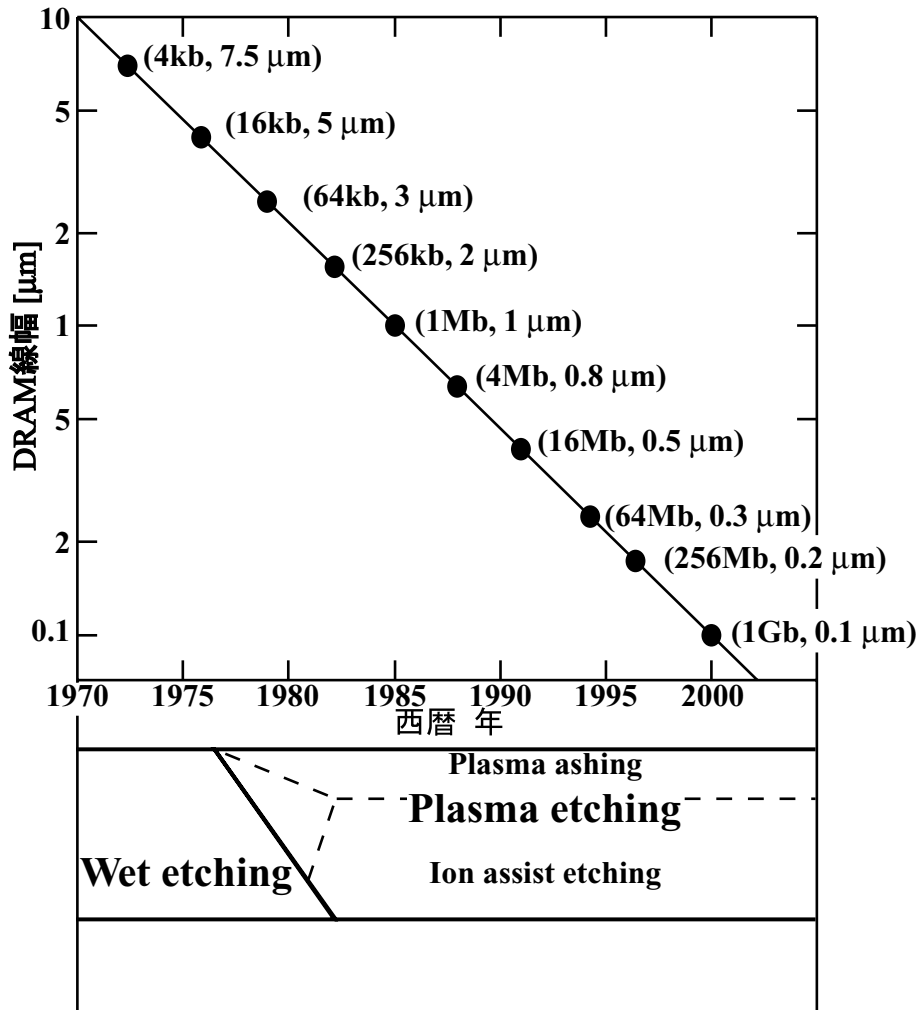


図 の高集積化のエッチング方式の推移

非平衡プラズマ

半導体プロセスに用いるプラズマは電離度が高々 程度の弱電離プラズマである。弱電離プラズマにおいては、荷電粒子間の衝突周波数は荷電粒子 中性粒子間のそれに比べて非常に低い。電子 分子間 質量比 の衝突による電子のエネルギー損失は無視できる程度である 衝突前のエネルギーの数千から数万分の一程度の損失。一方で、質量が同程度のイオン 分子間の衝突においては、イオンは衝突前後でエネルギーの約半分を失う。その結果、電子のみが電界により効率よく加熱され、電子の平均エネルギーはイオンや中性粒子に比べて非常に高い非平衡状態 すなわち低温プラズマ が実現される。通常、プラズマプロセスに使用される電子温度 平均エネルギーの指標 は通常、数 に達し、中性粒子やイオンの約 数百 という値に較べると遥かに高い。そのため、通常の熱平衡状態では、ガス温度を 程度まで上げなくては発生しない中性粒子の解離反応が電子 分子間衝突発生する。すなわち、ガス温度を低く保ったまま、反応性の高いラジカル種が容易に生成される。プラズマプロセスにおいてはこれらの解離ラジカル種が中心的な役割を果たす。

プラズマプロセス装置

プラズマプロセスで用いる装置は、一般的には、真空容器 プラズマリアクタ、吸気・排気装置及び電源装置系から構成される 図。

真空容器

一般的には、プロセスは大気圧より低い圧力、減圧下のリアクタ内において行われる。このリアクタに求められる条件は

- 外部へのリークの無い圧力容器であること
- 高周波・高電圧を印加することでプラズマを内部に生成することが出来ること
- ガス圧力・流量を制御可能であること
- 基板温度の制御が可能であること
- メンテナンス及びクリーニングが容易であること
- リアクタ壁からの汚染がプラズマにおよばないこと

等である。リークの無い容器にするため、反応室壁面の素材として や石英ガラスが使用される。耐腐食性が要求される場合は 等が使用される場合もある。通常、許容されるリークレートは 以下である。これは、リアクタ内へ壁や

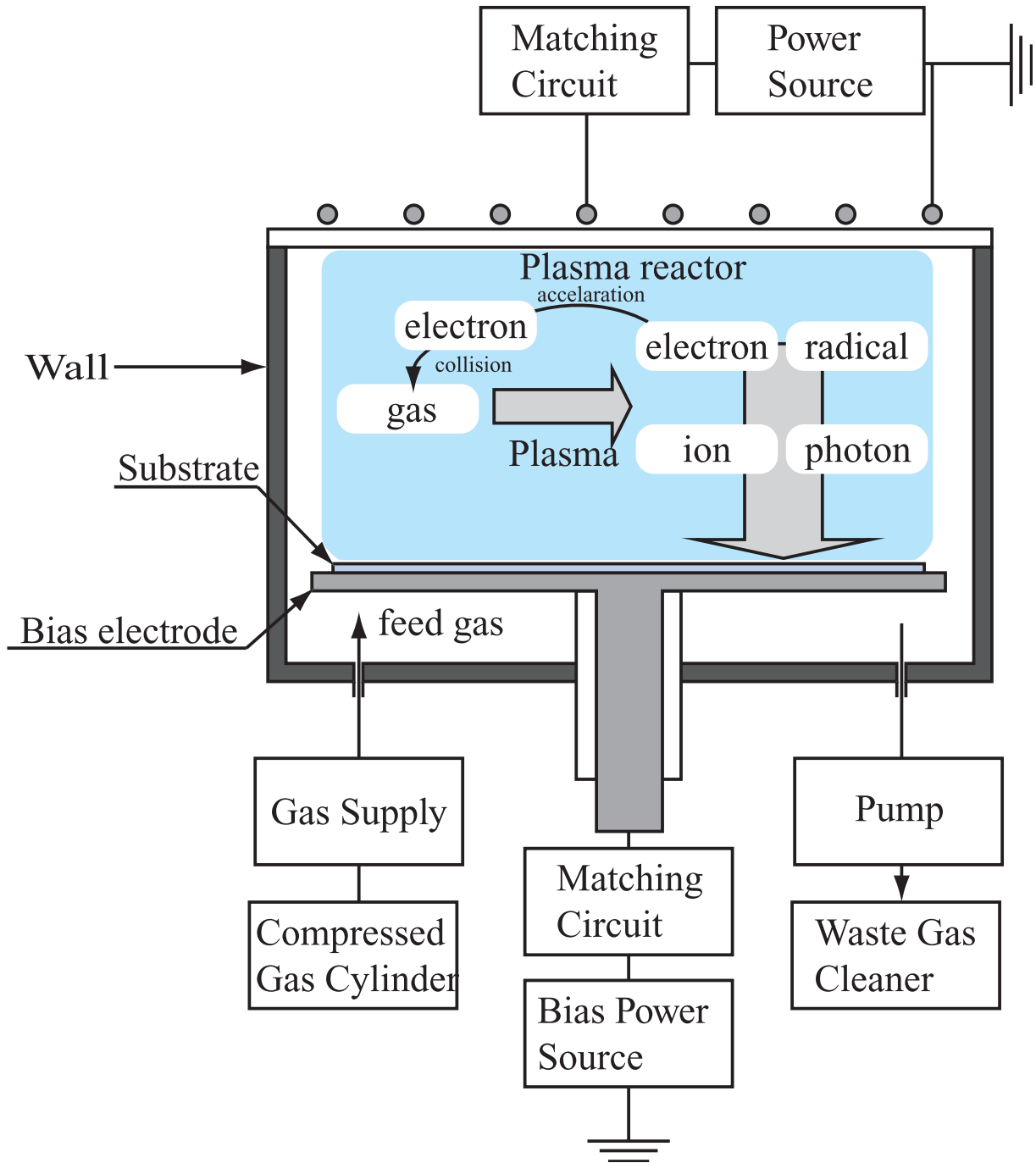


図 プラズマプロセス装置

外部からの不純物の進入を防ぐためにも必要である。

プラズマを発生させるためには、リアクタ内あるいは外部には高周波電源と接続された電極やコイル等および、また、加工基板をのせるためのバイアス電極または接地電極が準備される。リアクタの構造はプラズマの構造、さらにはプロセスそのものにも大きな影響を与える。そのため様々な形式のプラズマリアクタが研究・実用化されている。現在、プラズマプロセスに使用されているプラズマリアクタの代表的な形式としては、成膜工程ではマグネトロンプラズマ、エッチング工程では容量結合型プラズマ や誘導結合型プラズマ

が挙げられる。原料ガスの流量は、吸気系により制御されて、リアクタ内に供給される。また、リアクタ内のガス圧力制御は調圧バルブによりなされ、ポンプにより排気される。基板温度はヒーターや液体により加熱・冷却されることで調節される。プロセスを安定して行うためには、リアクタ内部壁面の定期的なクリーニングを行う必要がある。これは、プロセスにより内部壁面に様々な付着物が生じ、それらの付着物は少なからずプロセスに影響を与えるためである。リアクタ内のメンテナンスを容易にするために、壁面には換装の容易な防着板が取り付けられる。

電源装置

通常、プラズマの生成・維持には高周波電源が使用される。使用される周波数は電波法の下、 と の工業周波数である。最近ではプラズマの生成効率とプラズマ密度を高める目的でプラズマ源の周波数は と上昇しており、一部では 励起のプラズマ源も工業化されている。内部インピーダンス の電源に負荷を接続した場合、負荷のインピーダンスが となるときにインピーダンスの整合がとれ、負荷への供給電力は最大になる。通常、プロセスで使用される電源の内部インピーダンスとプラズマのインピーダンスとは整合が取れていない。そのため、プラズマ、すなわち負荷への供給電力を制御するためには電源とプラズマ間に整合回路 を入れる必要がある。整合回路は通常、コンデンサ とコイルインダクタンス から構成される 形または 形と呼ばれる回路が使用される。この整合回路の可変コンデンサの容量を調整することにより、プラズマからの反射波電力が最小となるように整合を取る。

吸気・排気系

ガスは図 に示すように、上流から順にガスポンプ、ガス供給系、リアクタ、排気の吸気・排気系、除去装置とに分類される。原料ガスは圧力 の高

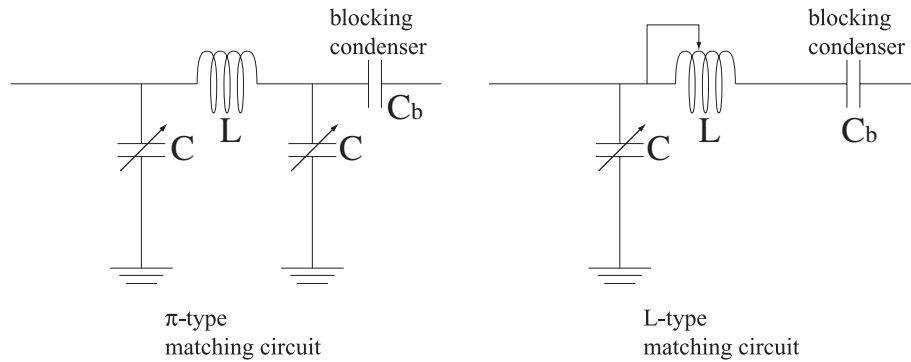


図 整合回路

圧でボンベ内に封入されている。ボンベとリアクタ間はレギュレータ及びマスフローコントローラ を介して接続される。混合ガスを使用する場合には、複数のガスボンベと用いるガス種に対応した複数のマスフローコントローラとミキサが用いられる。リアクタ内では、様々なガス反応過程が生じるため、ガスの組成は供給前と比べて変化する。リアクタ内の圧力は排気ポンプとリアクタの間に設けられたコンダクタンス調整バルブ バタフライバルブ等 により制御される。使用される排気ポンプは、動作圧力範囲により、低真空ポンプ、中真空ポンプ、高真空ポンプと分類される。エッチング工程では、高真空ポンプと補助の低真空ポンプを、大流量を必要とする成膜工程では中真空ポンプと低真空ポンプを組み合わせで使用する。高真空ポンプとしてはターボ分子ポンプやクライオポンプが、中真空ポンプとしてはモレキュラドラッグポンプ及びメカニカルブーストポンプが、低真空ポンプとしては油回転ポンプやドライポンプが挙げられる。排気されるガスが可燃性や毒性を持つ分子を含む場合も多い。そのため、ポンプから排気されたガスは除害装置 により無害化された後に排気される。

プラズマエッチング技術

プラズマによるエッチング機構は化学的なエッチング機構と物理的なエッチング機構の長所を活かしたものである 。一般に、化学的なエッチングとは薬液を用いたウェットエッチングに代表される高選択比かつ等方性エッチングを、物理的なエッチングとはイオンスパッタリングに代表される低選択比かつ異方性エッチングを指す。プラズマによるドライエッチングの主だった特性を表に示す。

ドライエッチングに要求される特性を、 トランジスタのゲート電極形成プロセス

表 プラズマエッチング の特性

長所	短所
異方性エッチングが可能	
エッチングの開始・終了が容易	材料選択比がウェットエッチングに比べると低い
エッチングの終点検出が可能	プラズマによる電氣的・物理的ダメージ
反応生成物除去が容易	

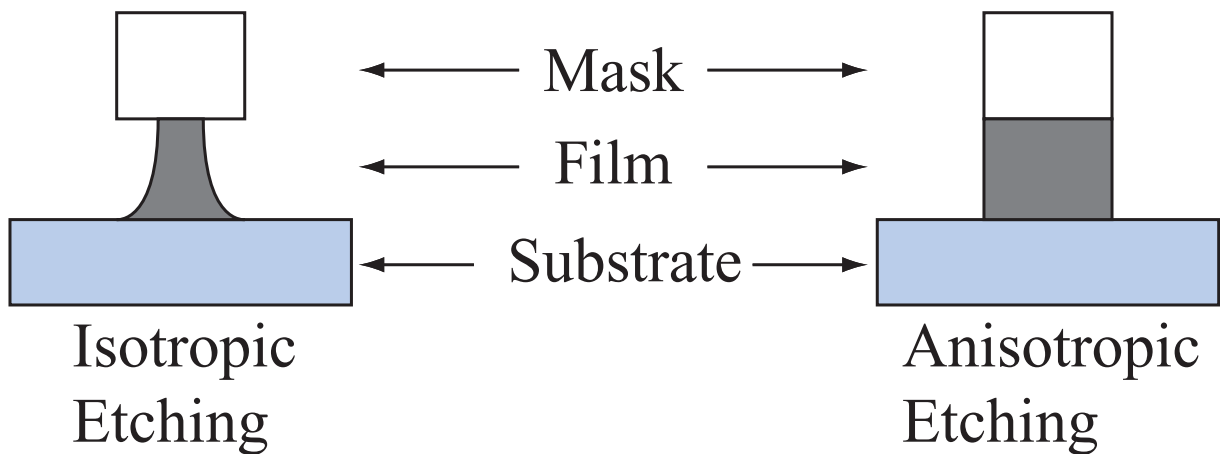


図 等方性エッチングと異方性エッチング

の流れを例にとって示す。トランジスタのゲート電極にはヤシリサイドが用いられ、図 1-10 にあるようにパターンニングされる。トランジスタ性能はゲート電極幅ここでは L_g とするに大きく依存するため、ゲート電極はレジスト寸法どおりの加工が要求される。エッチングの仕上がりを図 1-10 の矩形形状となるためには以下の点が重要となる。

ゲート電極エッチングの終了時において、レジストの残厚が十分にあること、すなわち、

— —

ドライエッチング時には、面内のエッチレートやエッチング対象となる薄膜ここでは t_f の膜厚が一定とならないケースが多々ある。そのため、下地酸化膜がプラズマにさらされる状況が生じる。これら、下地のエッチングは望ましくないので、

— —

という、条件を満たす必要がある。

ここで、 k_1 はエッチレート、 t_f は薄膜である。添字の 1 はそれぞれマスク、酸化膜に対応する。 k_2 や k_3 は選択比と呼ばれる。この選択比は反応性プラズマを設計する際に最も重要なパラメータの一つである。例えば、フルオロカーボン系ガスを原料として、下地として SiO_2 のエッチングを行なう場合には k_2 程度の選択比が求められる。

図 1-10 のゲート形成後に t_f で厚さ t_f の酸化膜を堆積させると、同図 1-10 に示されるような構造が形成される。この状態から、マスクなし異方性ドライエッチングにより酸化膜を全面で除去する場合を考える。ここで、エッチングは垂直方向のみに進行すると仮定し、垂直方向の酸化膜厚を考えると、図 1-10 にあるようにゲート電極の側面ではゲート電極の厚さが上乘せされるため k_2 となることが分かる。すなわち、酸化膜厚が面内で不均一となる。よって、厚さ t_f 分だけエッチングを行なった場合、図 1-10 のようにゲート電極側面付近に酸化膜がエッチングされずに残る。このように段差のある部分に不均一に堆積した薄膜をエッチングする場合にはこのような状況が生じ易い。このような、基板のある一部ではエッチングが終了し、他の一部では被加工膜が残る状況は、エッチレートが面内で不均一な場合にも生じ、ドライエッチングを行なう際に不可避の現象である。そのため、実際のドライエッチングでは、この点を考慮し、エッ

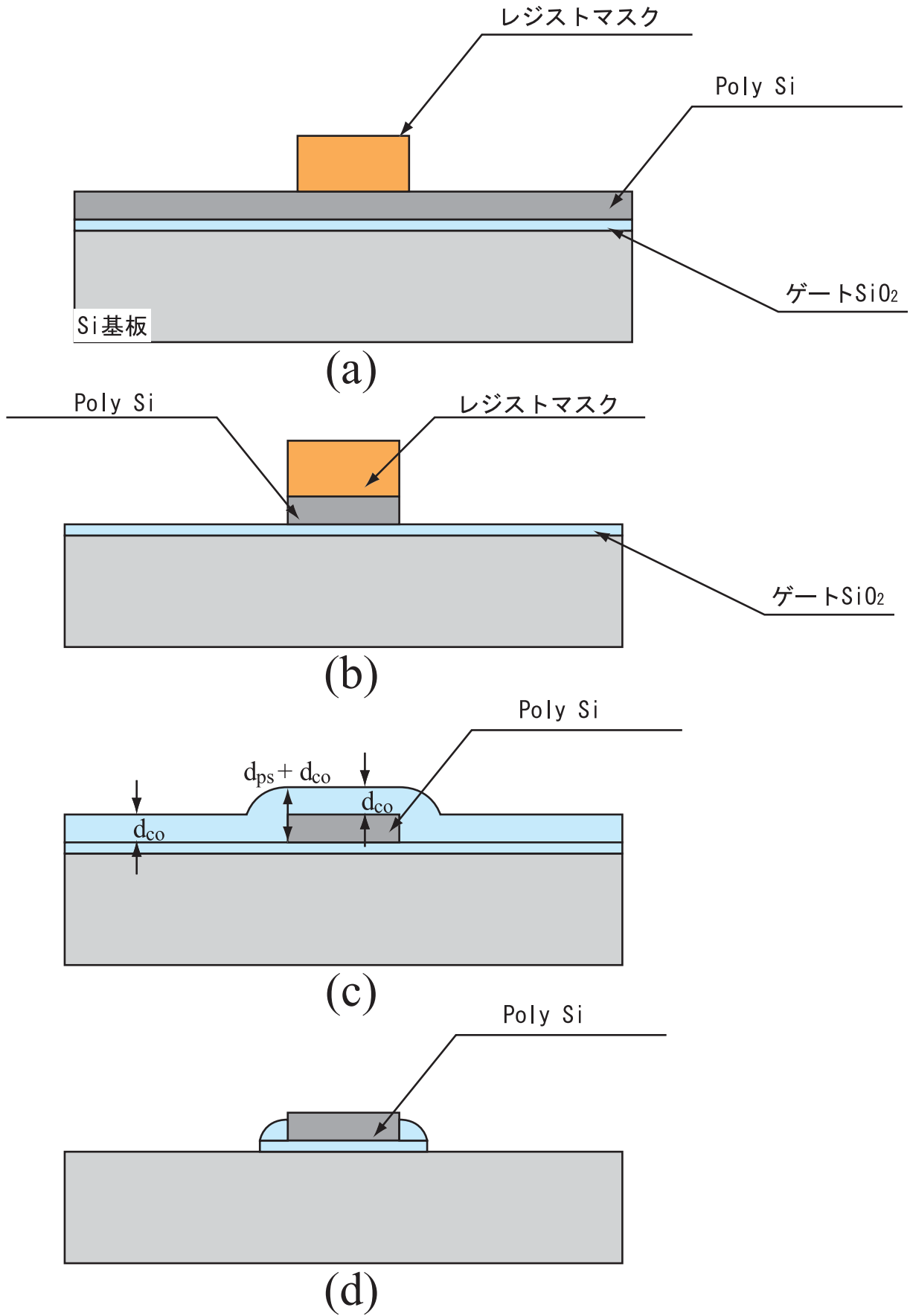


図 トランジスタゲート電極形成プロセスフロー

エッチング時間を、最も早くエッチングが終了する部分のエッチングに要する時間から から 程度延長するのが一般的である。これはオーバーエッチ と呼ばれる。

したがって、上記のように下地と被加工膜の選択比を十分に確保し、オーバーエッチングにより下地にダメージを与えないことが、適切なエッチングを行なうためには重要である。

一方で、図 に示すように、上記の特性をデバイス特性の向上に利用するケースもある。図 では、 トランジスタのドレイン側の電界を緩和する

構造を形成するために、酸化膜の残り スペース をマスクとして不純物のイオン注入をおこなう。

プラズマエッチャーとエッチングガス

ここでは、ドライエッチングに使用される代表的なプラズマエッチャー エッチング装置とエッチングガスについて述べる。現在、ドライエッチングに用いられている主要なエッチャーとしては前述のように 周波 及び が挙げられる。また、アッシングにおいては等方性エッチングが求められ、 が代表的である。

平行平板型 のドライブ側 高周波電源 の対向電極にウェハを設置してプラズマプロセスを行なう方式は、最も広く普及したドライエッチャーの一つである。この方式では、ウェハを設置した電極側を接地すると、基板に入射するイオンのエネルギーは比較的小さいため、イオンアシスト効果の少ない化学的エッチングが実現される。しかし、フルオロカーボン为原料ガスとして にホールやトレンチ加工を行うような異方性の高いエッチングが求められる場合、ウェハを設置した電極に低周波のバイアス電圧が印加される。低周波電源と高周波電源、それぞれの周波数と電圧振幅を上手く調整することにより、プラズマの生成 高周波電極側 と基板に入射するイオンエネルギー 低周波側の独立制御が可能になる 参考文献 と図を参照。この方法で半導体プロセスに最適な反応性プラズマの設計及び制御が容易になる。このプラズマエッチング手法は や と呼ばれる。プロセス内部条件はプラズマ密度 、母ガス圧力 程度が一般的である。

誘導結合型プラズマ はプラズマの生成と基板に入射するイオンエネルギーの独立制御が に比べて容易であるとされる高密度プラズマ源の一つである。

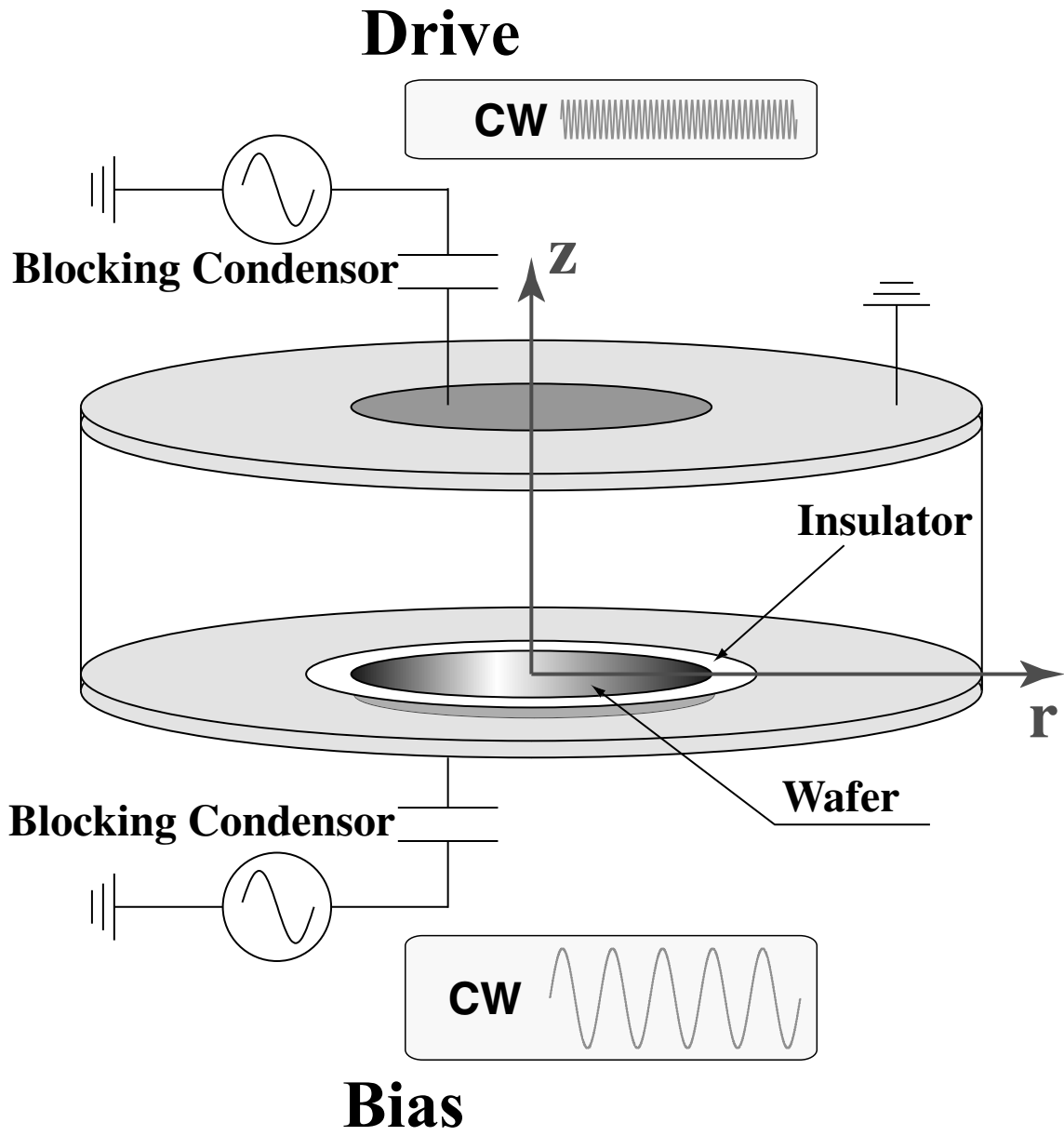
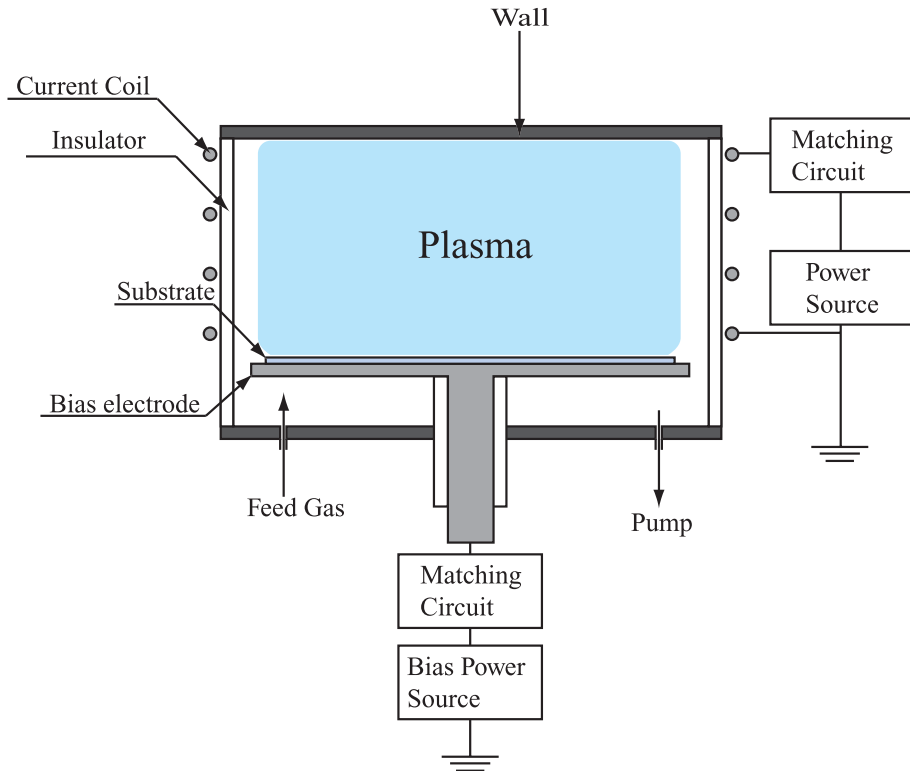


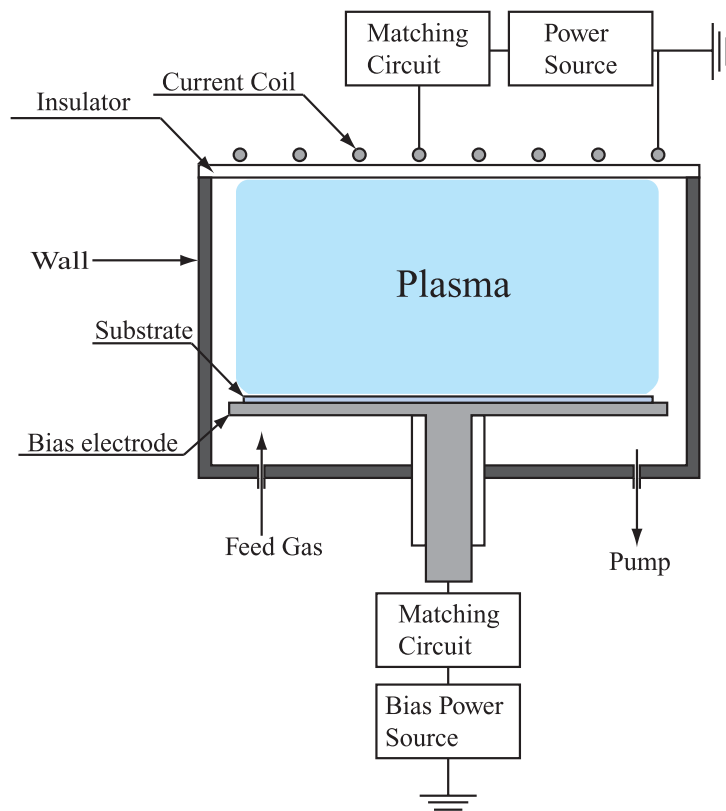
図 周波

他の高密度プラズマ源として、ヘリコン波、表面波プラズマ等が開発されているが、が構造的に単純であり広く使用されている。ではプラズマ密度プラズマ中の荷電粒子の数密度を増加させるためにドライブ側の電圧を高めると、同時にプラズマポテンシャルプラズマの中性バルク領域の電位が増加し、基板側のイオンエネルギーも変化してしまう。また、逆にイオンエネルギーを上げるためにバイアス側の電圧を増加させると、プラズマ密度が変化してしまう。つまり、イオンエネルギーとプラズマ密度の独立制御を行なうためには制約も多い。に代表される高密度プラズマは、プラズマ密度がと比べて桁以上高く、より低圧力において動作可能な特性を持つ。のプラズマ密度が高い要因の一つには、電極やリアクタ壁方向への電界がすなわちシース電位勾配がと比べて弱いために壁面での荷電粒子の損失が少なく、効率良くプラズマを生成できることが挙げられる。動作圧力範囲が広いこともこの特性によるところが大きい。主なの構造を図に示す。はリアクタの側壁または上部に設置された電流コイルに高周波電流を流すことによりリアクタ内部に生じる方向誘導電界によりプラズマを生成する。上述のようにプラズマ密度がに比べて桁以上高く、壁方向電界も弱いためにコイルから供給される電力の変化によるプラズマポテンシャルの変動は小さい。また、プラズマ密度が高いために、バイアス源によりプラズマが擾乱されにくい。よって、より高い自由度を持ったプラズマ密度とイオンエネルギーの独立制御が達成可能である。また、低圧力で動作するために基板に入射するイオンフラックスの異方性をより高めることが可能となる。近年の半導体プロセスでは高エッチレートとスループットに対するニーズが高まりにより、高密度プラズマ源であるはその使用範囲を広げてきた。その一方で、狭ギャップと比較すると、装置構造上、ラジカル種や荷電粒子の空間均一性が劣る点とガス種の解離度の制御が困難であるという問題を抱える。そのため、プラズマプロセス上、とを使い分けるのが一般的である。

はエッチングやフォトリジストのアッシング用途に広く用いられる。プラズマ中の荷電粒子や光の影響を避け、ラジカル種の化学反応のみによるエッチングを実現するという観点から、は図に示されるようなプラズマ源とウェハを設置する反応室を分離する構造を採用している。プラズマ源としては、導波管内にマイクロ波を印加しプラズマを生成するマイクロ波プラズマを用いる。マイクロ波の周波数は工業周波数が一般的である。マイクロ波プラズマで生成



(a) Inductively Coupled Plasma



(b) Terminal Coupled Plasma

図 誘導結合型プラズマ

したラジカル種は数十 下流のウェハを設置したエッチング室のウェハ面にノズルを介して一様に入射するような設計となっている。この形式はダウンフローエッチングとも呼称される。マイクロ波放電領域を過ぎると電子温度が急激に減衰するため、他の領域での荷電粒子の生成はほぼ皆無である。プラズマ源からの荷電粒子は管壁に輸送され、再結合し消滅するため、ウェハに到達する粒子はほぼ中性粒子のみとなる。この結果、中性ラジカルのみによる化学的なエッチングが実現される。

のエッチングにおいては系のガスが、レジストのアッシングでは が使用される。エッチングは中性ラジカルのみにより進行するためエッチングは等方的となる。

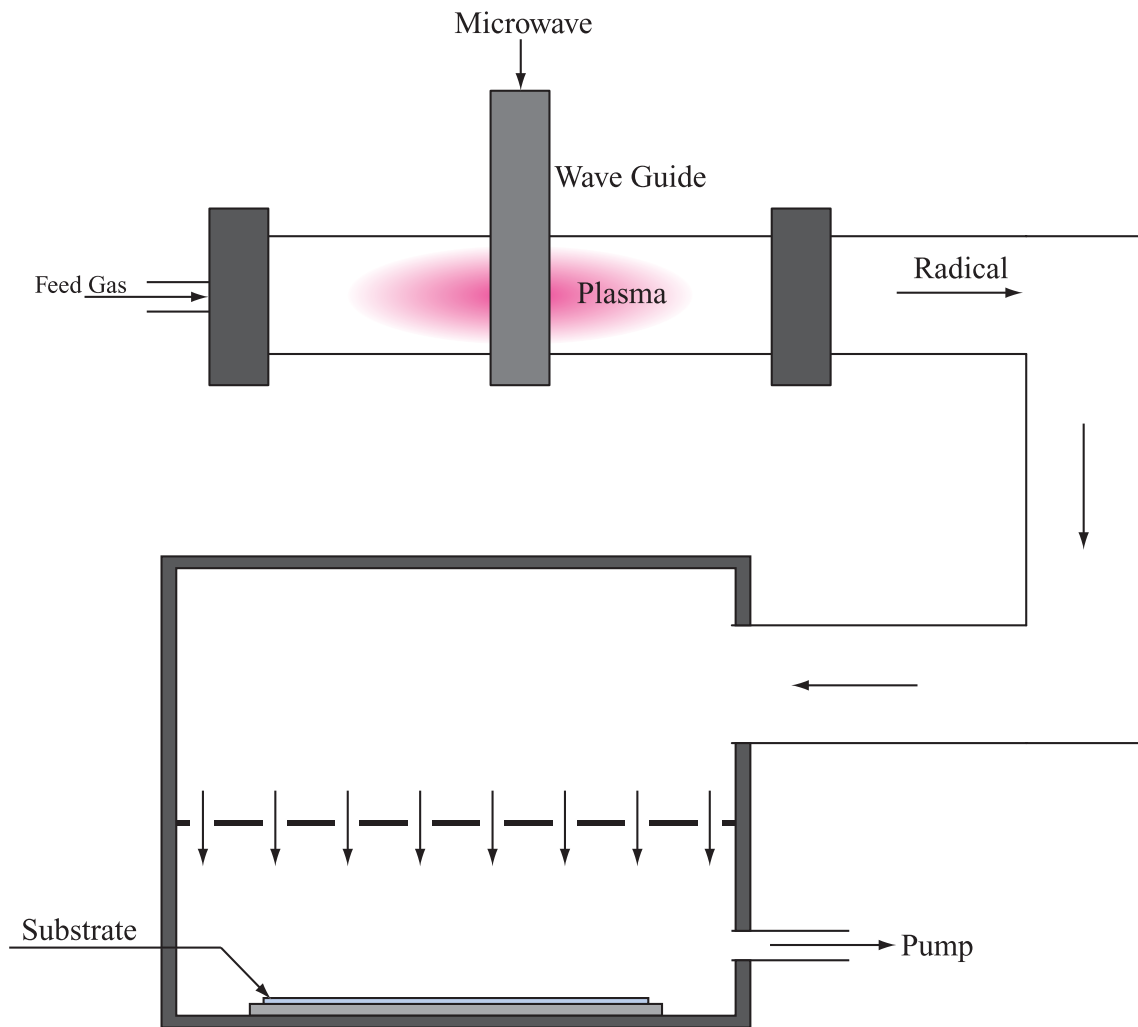


図 の装置構造

エッチングにおいて使用されるガス

プラズマエッチングは、プラズマ中において生成されたイオン及びラジカルが被加工面に到達し、表面において被加工物質と反応して反応生成物として揮発性物質を生成・離脱させ、リアクタから排気することにより進行する。そのため、プラズマの母ガスとして、低温において表面蒸気圧の高い反応生成物を生じさせるプラズマ表面系を選ぶ必要がある。　を含むハロゲン化合物が母ガスに多いのは、被加工材料を揮発性の高いハロゲン化合物にして除去することが比較的容易だからである。表に、主要な被加工材と対応したエッチングガスを示す。ガスの組成は他の外部条件と関連した問題であり、最適な選択を行う必要がある。また、異方性エッチングを必要とするか、下地との選択性を重視するか、下地の材料は何か、等の要素を考慮する必要もある。近年では、デバイス微細化に伴う配線遅延等の問題から、新たに有機系膜が層間絶縁膜に使用される機会が増えている。対応したエッチングガスとしては、一般的に混合ガスが使用される。このように、新たな材料が導入されるとこれに対応して新しいエッチングガスがプロセスに導入される。今後も、新たな被エッチング材料が半導体プロセスに導入されると予想され、それに伴いプラズマプロセスの最適化のために新たなエッチングガスの導入を行うことは続くと考えられる。

イオンアシストエッチング

高アスペクト比の異方性エッチングを実現するためには、イオンアシスト効果を利用したイオンアシストエッチング　または　と呼ばれる　が用いられる。この際、イオンはイオンが入射する面におけるエッチングレートの増加に寄与する。イオンアシストエッチングの機構としては以下の　種が挙げられる。

揮発性エッチ生成物を生成する表面反応の促進

被エッチング面からの反応生成物 エッチ生成物 の離脱促進

いずれのプロセスにおいても、被エッチング面に入射するイオンの運動エネルギーを反応に利用する。反応　においては、揮発性のエッチ生成物を生成するために必要なエネルギーをイオン運動エネルギーから供給する。これらの反応過程に要するエネルギーは通常数　程度であり、熱的效果よりも基板前面のシースから容易に高エネルギーを得ることが出来るイオンからのエネルギー供給による寄与が圧倒的に大きい。電子も数　の運動エネルギーを持つが、質量が軽く、しかも、基板表面前面に形成される

表 エッチングガスとその特性

エッチング対象	主なエッチングガス	コメント
多結晶シリコン		<p>等方性またはほぼ等方性 アンダーカット大、 に対する選択比小</p> <p>異方性大、 に対する選択比小</p> <p>等方性、 に対する選択比大</p> <p>異方性大、 に対する選択比最も大</p>
結晶シリコン	多結晶シリコンと同じ	多結晶シリコンと同じ
酸化シリコン		<p>ほぼ等方性 アンダーカット大、 異方性はイオンエネルギーを増しガス圧を低下させると改善、 に対する選択比小</p> <p>異方性顕著、 に対する選択比大</p> <p>異方性大、 に対する選択比大</p>
窒化シリコン		<p>等方性、 選択比は対 大、 対 小</p> <p>異方性大、 選択比は対 小、 対 大</p> <p>異方性大、 選択比は対 、 対 ともに大</p>
		<p>ほぼ等方性 アンダーカット大</p> <p>異方性大、 が酸化除去のために混合されることがあり</p>
		<p>エッチレート大、 に対する選択比小</p> <p>に対する選択比大</p>
フォトレジスト		他の材料に対する選択比非常に大

シースでは電子を減速する方向の電界が生じるため、ここで論じる反応過程には寄与しないと考えて差し支えない。

反応では表面において生成された不揮発性のエッチ生成物等を表面から気相に離脱させるために必要なエネルギー数を反応と同様に被加工表面に入射するイオンの運動エネルギーにより供給する。実際のドライエッチングではこの両過程が同時に進行する。

高アスペクト比エッチングメカニズム

半導体デバイス製造工程では、高アスペクト比 トレンチまたはホール構造の深さと底部幅の比を指すエッチングは必要不可欠である。現在、アスペクト比は最大で 程度、その深さは数十 に至る。高アスペクト比のエッチングを行なう際には、トレンチまたはホールの幅、深さ、側壁の角度テーパ角といった断面形状の制御性及び再現性が要求される。また、下地のエッチングストップ層が存在しない工程もあるため、エッチレートの差が直接深さの不均一性につながる。また、同じ工程を繰り返す際の深さ再現性も非常に重要である。高アスペクト比エッチングにおいて、形状を精密に制御するためには、トレンチ及びホールの側壁に堆積する薄膜をエッチング保護膜として利用する。例えば、側壁保護膜パッシベーション膜の形成機構としては以下のものが挙げられる。

エッチングにより生成された反応副生成物の再付着

プラズマ中で生成される中性ラジカルを原料とするポリマー性保護膜

スパッタされたマスクやレジストの再付着

保護膜はエッチング終了後にウェットプロセスやアッシング等により除去される。トレンチ及びホール形成後には、酸化膜、及び金属 や が代表的であるを やメッキ等により埋め込むことが多いが、その際、加工形状テーパ角等に問題が生じている場合にはきれいな埋め込みが出来ず、間隔やボイドが残り、デバイス特性の低下につながる。そのため、加工形状制御のためにはプラズマ外部条件を種々の形で適切に制御する必要がある。

制御パラメータ

プラズマプロセスにおいて、外部から直接制御が可能なパラメータとして以下の項目が挙げられる。

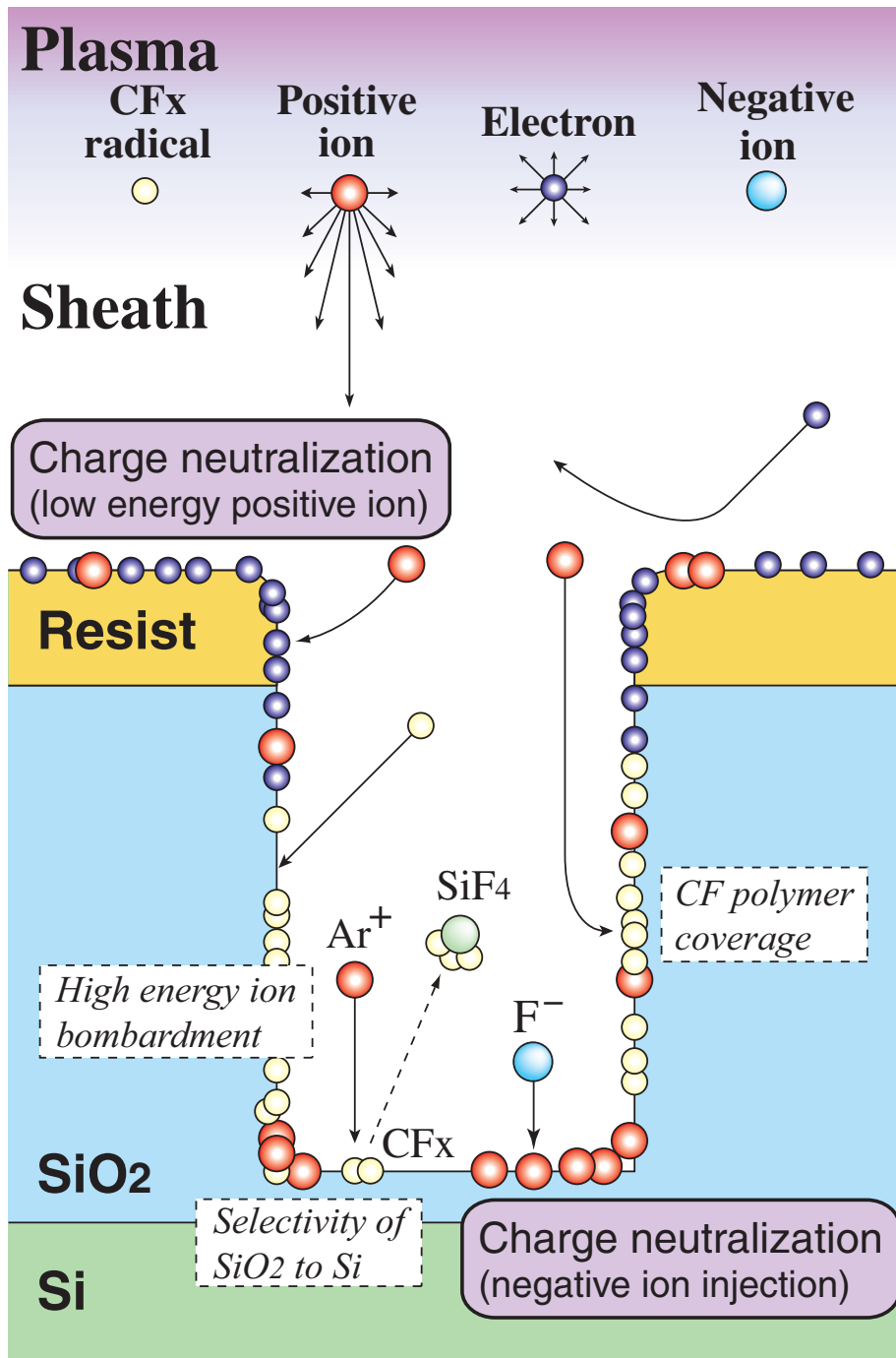


図 イオンアシストエッチング概念図 系ガスによる エッチング

母ガスのガス種及び組成

前述のように、被エッチング材料及び求められるプロセス特性によりガス種とその組成を最適化する必要がある。ガス種及び組成により、プラズマ中で生成される正負イオン、電子、ラジカルの組成及び数密度は大きく変化する。すなわち、反応性プラズマのエッチング特性は大きく影響される。

ガス圧力

母ガスの圧力の変化により気相中で母ガスの衝突確率 衝突周波数 が変化をする。通常、ドライエッチングで使用されるガス圧力においては、母ガス圧力を上昇させることで、気相中の電子の平均エネルギーは低下する。これは電子 母ガス間の衝突周波数の増加が主な要因である。また、プラズマ密度は基本的には増大すると考えて良い。中性ラジカル種の数密度及び組成も母ガス圧力に大きく影響されるため、エッチング特性も大きな影響を受ける。また、基板に入射するイオンのシース内での衝突周波数も変化するため、入射イオンの指向性も影響を受ける。具体的には、シース内でのイオンの衝突確率が高くなる高圧力ではイオンの指向性と平均エネルギーは低下する。シース幅は数 程度であり、イオンの平均自由行程は圧力以下で数 以上となる。ドライエッチング時の圧力が通常 以下に設定されるのは主にこのためである。

ガス流量

ガス流量により、リアクタ内での中性粒子 ラジカル、反応生成物等 の滞在時間及び空間分布が大きく変化する。ガス流用を制御することで、面内のラジカル均一性を改善することが可能である。加えて、エッチングに関与する中性ラジカル種はプラズマ中で生成されるために、気相中での反応生成及び消滅過程を考慮したプロセス設計が必要となり、プラズマ中での中性ラジカル種の輸送過程及び生成消滅過程を解析することは必要不可欠である。本研究では、長寿命の準安定励起原子をプローブとした中性粒子の輸送及び生成消滅過程の実験的解析を行っている。流量を適切に制御することにより、気相中での中性ラジカル種及び反応生成物の挙動 数密度、組成等 を制御できる。また、流量を適切に制御することにより、リアクタ壁への反応生成物等の付着もある程度可能である。

プラズマ源の電力と周波数

プラズマ源の電力はプラズマ生成のためにリアクタに供給される高周波電源の電力である。基本的には、電力増加と共にプラズマ密度は線形に増加する。しかし、主に高密度プラズマ領域では荷電粒子間のクーロン衝突の影響が顕在化するためプラ

ズマ密度の増加は緩やかになる。また、電源周波数はプラズマ中の電子の加熱 エネルギー供給 機構を決定の決定要因の一つである。電子のエネルギー分布

は駆動電源周波数に大きく依存する。通常、電源周波数の増加と共にプラズマ密度は増加する。これは、高周波一周期内の電子の移動距離が短くなり、リアクタ壁への電子損失が少なくなるために効率の良いプラズマの生成維持が出来るためである。一方で、電源周波数が高くなると電波の波長がリアクタ系の数倍となり、

コイル、電極上の場所により電圧 電流 位相が一様でなくなる 定常波効果。周波数が数百 以上ではこの影響が顕著になるため、電極またはコイルの形状を電源周波数に合わせた特殊形状にする必要がある。

外部の電子機器へ電波の影響が増大し、これを防ぐためにプラズマ源のシールド等を厳重にする必要がある。

このように、電源周波数を増大させると取り扱いが幾分困難になるのも事実である。

バイアス電圧及びバイアス周波数

前述のようにバイアス電圧は基板に入射するイオンのエネルギーを制御し、エッチングを促進するために印加される。基板に入射するイオンのエネルギーは主に以下の要素に依存する。

基板が設置されたバイアス電極とバイアス電極前面のプラズマポテンシャルの電位差

イオンがバイアス電極前面のシース領域を通過する間のイオンの衝突確率

上記のシース領域をイオンが通過するために要する時間とバイアス一周期の比

基板及びリアクタ壁温度

基板温度はエッチング中に表面で進行する種々過程に影響を与え、側壁保護膜や表面反応層の組成にも影響を与える。リアクタ表面での粒子の付着確率も表面温度に大きく依存する。

上記のように、外部プラズマパラメータとプラズマ及びエッチング特性は密接かつ複雑に関連していることがわかる。換言すれば、プラズマプロセスの最適化のためには上記のパラメータすべてを的確に制御する必要がある。

プラズマエッチャーに求められる特性

現在、プラズマエッチャーには主に以下のような特性が求められている。

プラズマの生成とイオンエネルギーの独立制御のための機能分離

これは上記のとを説明する際に述べたように、プラズマ主にプラズマ密度、ラジカル・イオンの組成の制御を高周波源では誘導コイル、ではドライブ電極にあたるにより、ウェハに入射するイオンのエネルギーの制御をウェハを装着した低周波電圧が印加されたバイアス電極を用いて独立に制御することを意味する。このことは自由度の高いプラズマプロセスの設計・制御に貢献する。

プラズマ空間構造の大口径均一性

半導体製造プロセスで用いられるウェハの直径は大口径化を続けており、現在の標準的なウェハの直径は程度になっている。それに伴い、プラズマエッチングの加工対象となる面積も増加している。その際には被加工材となるウェハ前面でのプラズマ特性を空間的に均一にする必要がある。なぜなら、ウェハ前面でプラズマ構造ここではプラズマポテンシャル、ラジカル・イオンの組成及び空間数密度分布を指すが空間的に不均一であることはマクロなチャージングダメージや不均一なエッチレートに起因する物理的ダメージ等の多くの問題を生じさせるためである。

エッチングの再現性

プラズマエッチングを行うことにより、様々な物質プラズマ中で生成されるラジカル、リアクタ壁及び被加工表面からから気相中に放出される諸物質がリアクタ壁に付着再付着・堆積する。例えば、エッチング時には被加工表面から多量の揮発性エッチ生成物が放出される。それら、エッチ生成物は気相中でさまざまな反応過程に關与するため、エッチング時のプラズマ構造は非エッチング時と異なり気相表面相互作用。エッチング終了後に再度プラズマを生成すると、リアクタ壁の付着物質はプラズマ中に放出される。そのため、プロセスを行なう度にプラズマ構造電子、イオン、中性ラジカルの組成、数密度及びに空間分布は異なり、エッチング特性も変化し、このことは、プロセスの再現性を低下させる主要因となる。つまり、クリーニングを行わずにプロセスを続ける際には、これらプロセスによるプラズマ特性の変化を把握、フィードフォワードし最終的な加工形状を一定に保つ必要がある。リアクタ壁の異常エッチングやエッチ生成物の気相及び表面で

の挙動を研究・解明することは、気相及び表面の相互作用が原因となるプラズマ特性の変化に起因するエッチング特性の変化の影響を最小限に抑えるためには必要不可欠である。

エッチング時の材料選択性

オーバーエッチ時には下地の素材がプラズマエッチングに晒される。その際には下地へのダメージとエッチングを最小限に抑える必要がある。そのためには被加工材のエッチレートに対する下地材料のエッチレートを低くする必要がある。この材料選択性はエッチングガスとラジカル・イオンの組成を最適化することにより実現される。

適切な加工形状の実現

プラズマ特性は被加工材のエッチング形状の決定要因である。プラズマ特性によっては被加工材に加工形状異常が生じる。代表的な加工形状異常を分類したもののトレンチエッチングを例にとり、図に示す。エッチングにより得られる加工形状に影響を与える要因としては

入射イオンの指向性

入射粒子フラックスの組成とラジカル イオンフラックス比

ラジカル付着確率とイオンエッチング確率

保護膜形成

マスクのエッチング

チャージアップ効果

が挙げられる。以下で、図に示した代表的な形状異常の要因について述べる。

サイドエッチ

サイドエッチは主に側壁に形成される保護膜が不足し、エッチングされることで生じる。つまり、側壁に入射する中性ラジカル 保護膜を形成するラジカル種を指す とイオン エッチング作用 とのバランスに問題がある状況下でサイドエッチは生じる。

ボウイング

チャージアップ効果 電子遮蔽効果 よる入射イオンの軌道変化、シース中での

イオン衝突により入射イオンの指向性の低下により側面に入射するイオンが増加するために生じる。

トレンチング

底面の端部のエッチレートが中央部に比べて高い場合に生じる。主な要因としては、底部中央の保護膜厚が厚過ぎることが挙げられる。

テイパー

テイパ角 θ が 90° を大きく超えた形状を指す。レジストやハードマスクの後退、または底部の保護膜が過剰になることにより発生する。

逆テイパー

上記のテイパーとは逆に、テイパ角 θ が 90° を大きく下回った形状を指す。これは上記のボウイングと同様の要因で生じる。

ショルダリング

この形状はトレンチングとは逆に底部端部のエッチレートが中央部に比べて低い場合に生じる。主な要因としては、底部端部の保護膜厚が過剰である場合に生じる。

ノッチング

チャージアップ効果により、軌道が曲げられたイオンが底部の端部に入射し異常エッチングが生じるために発生する。

通常、許容される加工誤差は加工長の $\pm 1\%$ 程度である。そのため、微細化が進行する表 1 につれ、許容される加工誤差は小さくなり、より高精度のドライエッチングの制御が要求される。

プラズマによる被加工材へのダメージの抑制

表 2 で示したようにプラズマエッチングは被加工材に様々なダメージを与える。プラズマによる被加工材へのダメージの抑制はプラズマプロセスにおいて必要不可欠である。プラズマにより生じ得る主なダメージを以下に示す。

高エネルギーイオンによる物理的ダメージの

前述のように、基板に入射する高エネルギーイオンはエッチングに大きく寄与する。一方で基板の結晶構造を破壊するなどの悪影響も及ぼす。これらのダメージはアニール工程によりほぼ取り除くことが可能であることは先に述べたとおりである。しかし、近年、デバイスの性能向上のために熱耐性の低い材

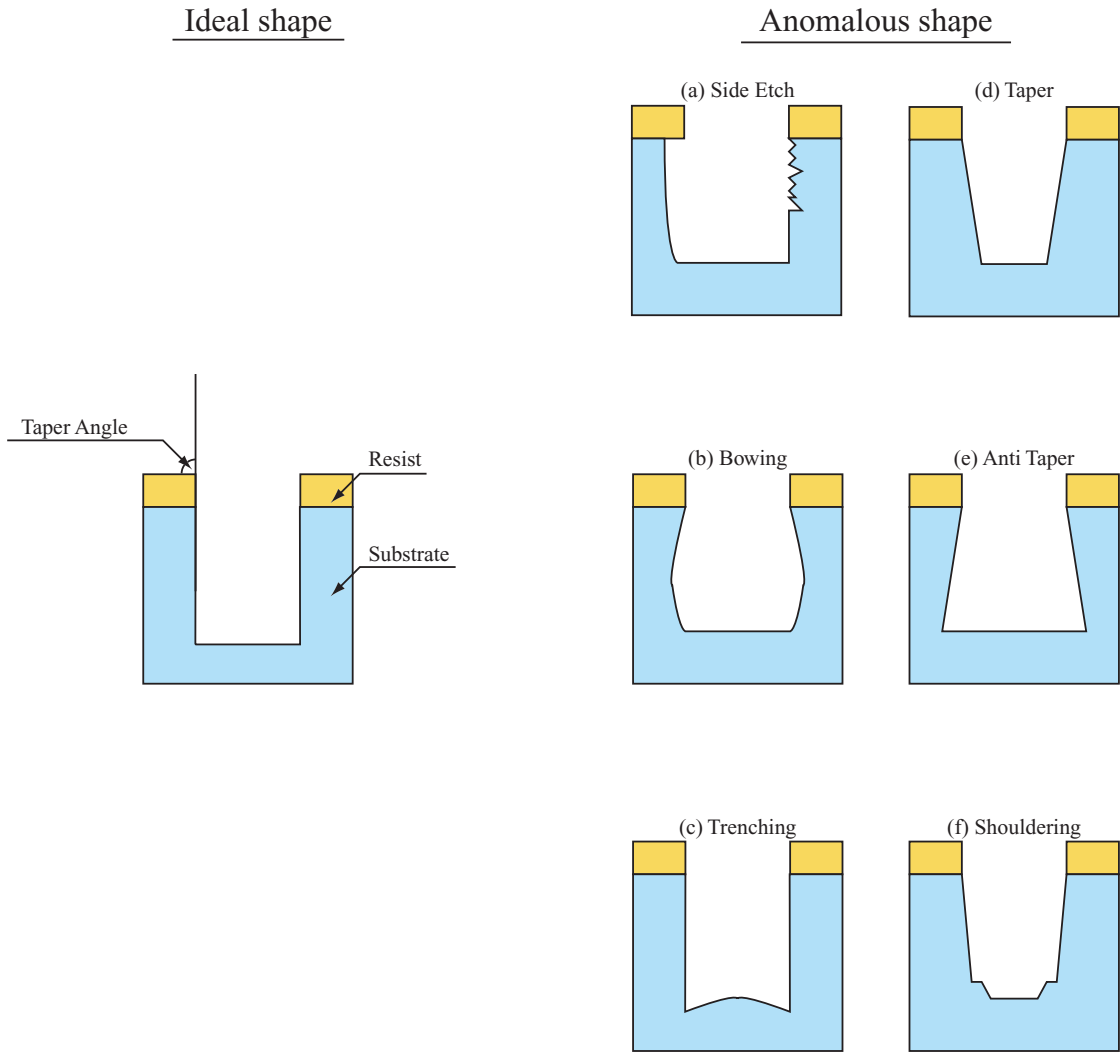


図 代表的な加工形状異常

がプロセスに導入され、アニール温度は低温化する傾向にある。そのため、エッチング中のイオン衝突によるダメージの抑制はより一層重要となる。

プラズマによる基板等の変質

エッチング及びアッシング工程において、基板は反応性プラズマに曝される。その際、条件によってはプラズマとの接触面において進行する反応過程により表面構造が変質する。このことにより、後の工程により形成される保護膜または配線との接触性等が悪化し、デバイスの寿命等の諸特性が悪化する危険性が生じる。プラズマ中のイオン及び中性粒子の組成を最適化することにより、この種のダメージは抑制することが可能である。

マクロ及びミクロのチャージアップ効果による電氣的ダメージ

チャージアップ効果による電氣的ダメージ チャージングダメージは 種類に分類可能である。

基板近傍のプラズマ構造が空間的に不均一であることに起因するマクロなチャージングダメージ

基板近傍のプラズマ構造が空間的に不均一であると、基板に入射する荷電粒子が空間的に不均一となる。このこと主にプラズマポテンシャルの不均一に因るにより基板上の不均一なチャージング分布 電位差が生じる。上記の電位差は絶縁破壊を引き起こし、デバイスの歩留まりを下げる要因となる。マクロなチャージングはプラズマ構造を均一にすることで抑制可能である。

被加工パターン構造及び入射荷電粒子の速度の方向性に起因するミクロなチャージングダメージ

被加工表面前面に形成されるシース中では、イオンを加速し電子を減速する方向の電界が生じる。そのため、表面に入射するイオンの速度分布は基板法線方向の成分が大きくなり、逆に電子は等方的な分布となる。このことにより、非導電性材の高アスペクト比パターン底部にはイオンが多く入射し正に、上部では電子が多く入射に負に帯電するチャージアップ効果。このチャージアップ効果は加工形状異常の要因ともなる。また、底部のチャージアップは酸化膜等の絶縁膜の破壊を招く。微細化の進行と共に、高アスペクト比化するパターンと、酸化膜がより薄くなる等の要因により、局所的なチャージング効果はより深刻な課題となると予想される。

上記の各項目を達成することは、プラズマプロセスの設計・制御において最も重要な事項である。

プラズマ及び表面の解析

これまで反応性プラズマの設計・制御に寄与することを目的とした多くの研究がなされてきた。プラズマ特性はリアクタ内部で生じる様々な過程衝突、光放出、により決定されるため、これらの研究は気相プラズマ及び表面を対象としている。以下に主な気相と表面を対象とした解析手法について簡単に述べる。

プラズマの解析手法

プローブ法

最も古くから存在するプラズマ診断手法の一つがプローブ法である。構造によって、シングルプローブ、ダブルプローブ、トリプルプローブと呼称される。プラズマ中に金属の探針を挿入し、その電流電圧特性より、電子数密度、プラズマポテンシャル、電子エネルギー分布等を計測することが出来る。比較的最近では、プラズマ中の電磁界を計測するプローブも登場している。この手法の長所は、構造が比較的シンプルであることに加えて、歴史が長いために技術の蓄積量が多いことである。短所としては、プラズマに直接金属の探針を挿入するので、プラズマの擾乱、リアクタの汚染を引き起こすことが挙げられる。プラズマ中の荷電粒子が電子と正イオンのみから構成される等場合、計測の信頼性は比較的高い。しかし、プラズマプロセスに使用されるような複雑な組成を持つプラズマを計測対象とする場合は信頼性の点で問題がある。

発光分光法

もプローブ法と同様に古くからプラズマの構造診断に使用されてきた手法である。プラズマ中では、電子と中性分子が衝突した際、分子は電子からエネルギーを授受し上準位へ励起される励起衝突が生じる。その際、生成された励起種は下準位への光学的遷移が可能であれば、エネルギーを光として外部に放出し脱励起する確率を持つ。この際、放出する光の波長は脱励起時の上準位と下準位のエネルギー差分の波長を持つ。放出された光を分光計測器で測定するのが発光分光法である。測定した発光種に関する衝突過程衝突に関与する粒子種、エネルギー等が既知であれば、プラズマ中の粒子種、電子のエネルギー等についての有益な情報が得られる。例えば、後述する励起種はプラズマ中の高エネルギー電子と基底状態のとの間の励起衝突により大半が生成されるため、からの発光は高エネルギー電子の挙動をモニタすることに相当する。長所としては、プラズマからの発光を計測するのでプラズマを擾乱しないこと、空間分解能及びに

測定位置に関する自由度が高い、レーザ等の光源を使用しないために比較的測定系が安価であることが挙げられる。短所としては、定量的なデータが発光励起種密度及びネット励起レートしか得られない、発光に含まれるカスケード遷移や自己吸収等からの寄与を考慮に入れる必要がある場合があるという点が挙げられる。

吸収分光法

プラズマ中に存在する励起種は特定の光の波長を吸収し上準位に励起することが出来る。励起種のこの順位間のエネルギー差に対応した光をプラズマ中に入射させると、この励起種に吸収され減衰した出射光が得られる。光の減衰量はプラズマ中の励起種数密度の情報を含むため、適切な手順を経ることでプラズマ中の励起種数密度を測定することが出来る。上記の手法は吸収分光法と呼ばれる。プラズマ中の長寿命準安定励起種または中性ラジカル種を測定対象とすることが多い。特に、参照光にレーザ光源を用いた吸収分光法を

と呼ぶ。この手法は、光強度を適当に調節すること

により、プラズマを擾乱することなく非接触の計測を行うことが出来る。また、では計測された吸収スペクトラムから準安定励起種の温度を求めることが出来る。短所はレーザ光源等の測定系が幾分高価になることである。

レーザ誘起蛍光法

はプラズマ中の励起種をレーザ光源により上準位に励起させポンピング、脱励起する際に放出される光を計測する手法である。測定対象はと同様に、準安定励起種または中性ラジカル種を測定対象とすることが多い。この計測の特徴はと同様であるが、空間分解能をと比較して高くすることが可能である。また、近年、を利用してプラズマ中の電界強度の計測報告例もある。

質量分析法

プラズマ中のラジカル、イオン種をリアクタ壁や電極面の細孔からサンプルし、そのイオンまたは中性ラジカルの組成やイオンエネルギー分布を質量分析器主に重極質量分析器を用いて計測する手法である。この手法は、測定可能種が非常に多いという特徴を持つ。その一方で、空間分解能が低く、若干であるがプラズマ構造を擾乱してしまうというデメリットも有する。

マイクロ波干渉計

プラズマ中の誘電率はプラズマ中に存在する電子の挙動により、大気中の誘電

率とは異なる。そのため電磁波がプラズマ中を伝播する際には真空中を伝播する場合と比較して、電磁波の位相に遅れが生じる。このプラズマの特性を利用して、プラズマ中の電子数密度を計測することが出来る。プローブとしては周波数が帯のマイクロ波を用いることが多い。これは帯のマイクロ波は発振と位相差の検出が比較的容易であり、波長もリアクタのサイズに比べ十分に小さいことが主な要因である。実際の計測では、電磁波の位相の入出力特性を計測する。この手法はプローブ法とは異なり、非接触の計測手法である。

数値計算による解析

現在、多くのプラズマ計測手法が開発・利用されている。その一方で、様々な制約により計測が困難な物理量も多く存在する。数値計算によるプラズマ構造の解析は計測では困難な情報についての知見を得ることを可能にする。また、各プラズマパラメータの相関を把握することが比較的容易であり、プラズマ構造の全体像の定性的理解の手助けとなる。数値計算の手法としては粒子モデルや流体モデル等、さまざまな手法が提案・運用されている。

表面の解析手法

線光電子分光分析

は代表的な表面分析装置の一つで、固体の表面から数 μm の深さ領域に関する元素および化学結合状態の分析に用いられる。高真空中で固体試料表面に特定エネルギーの軟 X 線(線または線)を照射すると、光電効果により試料から電子光電子が放出される。これをアナライザーに導き、電子のエネルギースペクトルとして検出する。光電子は深い領域からも放出されるが、試料表面に到達するまでに非弾性散乱により運動エネルギーを失いピークとしては検出されず、スペクトルのバックグラウンドとなる。非弾性散乱を受けず試料表面から脱出した数 μm の深さ領域の光電子のみがピークとして検出され、分析に用いられる。各種原子の内殻電子は固有の結合エネルギーを持っているので、検出された電子の結合エネルギーから元素の種類、シグナル強度から元素の比率を調べることが可能となる。検出可能な元素は C から U までとなる。検出限界は元素によって異なるが最大で 10eV 程度である。さらに、各種元素の化学結合状態が異なると結合エネルギーが僅かに変化するため区別されて検出される。これにより有機物の官能基分析、 C の定量などや無機物の酸化状態の分析、メタルと酸化状態の定量などが可能となる。プラズマプロセス研究では、プラズマによる表面状態の変化、ダメージ、

保護膜の解析に広く用いられる。

走査型電子顕微鏡

は試料に電子線を照射し、その表面形態を観察する装置である。試料に電子線を照射すると、試料表面から二次電子が放出される。細く絞られた入射電子ビームを試料表面に走査させ、発生した二次電子を検出し、発生量を輝度の信号に変換することで目的の像が得られる。二次電子は凹凸のうち凸部分からの発生量が多いため、像では凸部分が明るく、凹部分が暗いものとなり、三次元的な凹凸をディスプレイや写真のような二次元の像として表すことが出来る。観察を行うには試料に金属やカーボンを蒸着し、導電性を付与する必要がある。これは試料に導電性がない場合は試料表面に電荷がたまりチャージアップ、正常な像が得られないからである。また、観察時の環境は高真空下であるため、含水試料は脱水処理が必要となる。プラズマプロセスに関連した研究においては、主に、被加工対象パターンの断面像を得るために使用されることが多い。の最大の長所は光学顕微鏡の分解能を超えた倍率で立体的に試料の形状が評価できることで、逆にデメリットは高真空下で変形・変性するものは観察が非常に困難という点である。電子線源にはいくつか種類があり、汎用型ではタングステンフィラメントに電流を流して熱電子を発生させるタングステンヘアピン型が、高分解能型のものではチップに電界をかけて電子を発生させる電界放射型が使用される。

透過型電子顕微鏡

は試料に電子線を照射し、その内部構造を主に観察する装置である。試料の形状並びに表面構造に加え試料の凝集度合い、結晶パターン、格子欠陥の存在及び結晶の配向方位等の解析に利用されている。試料に電子線を照射すると、試料を透過する電子透過電子と相互作用によって散乱する電子散乱電子が生じる。通常は対物可動絞りにより散乱電子をカットし、透過電子のみを結像させる明視野像を観察する。一方、散乱電子を結像させた場合、暗視野像が得られる。の原理は光学顕微鏡と同様であるが、観察を高真空中で行う必要がある、光源に電子線を用いるためレンズは電磁レンズを用いており、電子線は可視光線より波長が短いため、光学顕微鏡より高倍率の観察が可能となる。電磁レンズとはコイルに電流を流した時に凸状に分布する磁界が発生し、電子に対して凸レンズとして作用するものである。利用に際しては、試料を電子線透過可能な厚さ以下に薄片化する必要がある、薄片化にあたり、超薄切片法やイオンミリング法といった試料調製を用いる必要がある。

プラズマプロセスに関連した研究においては、スケールの表面反応層のモニタ等に使用されている。

エリプソメトリ

基板上等に形成された薄膜の膜厚を計測する手法の一つとして、エリプソメトリが挙げられる。薄膜に光が入射した場合、この薄膜から反射してくる光は干渉の結果、入射光とは位相振幅強度が異なる。直線偏光が入射すると反射光は楕円偏光になる。エリプソメトリでは楕円偏光の位相角と、楕円の振幅強度比から求められる正接を測定し、薄膜の膜厚及び複素屈折率を求める。注意深く測定し正しい解析・解釈をおこなうことにより、極めて有益な情報が得られる。プラズマプロセスに関連した研究では、薄膜のエッチレートのモニタ等に使用されている。光源として、レーザー光を用いるのが一般的である。この手法は、プラズマプロセス時のエッチングを比較的容易に非接触でモニタすることが可能である。

質量分析法

原理的には上記の質量分析法と同じである。代表的な手法としては飛行時間型二次イオン質量分析が挙げられる。これは、固体試料の最表面にどのような成分が存在するかを調べるための手法である。オーダーの極微量成分を検出することができ、有機物・無機物に適用出来る。また、表面に存在する成分の分布スペクトルを調べることも可能である。プラズマプロセスに関連しては、ビーム実験に際してエッチング表面から放出されたイオン及び中性粒子の分析に用いられることが多い。

数値計算による解析

数値計算により、被加工材のエッチング及びデポジションといった加工形状を数値解析で行ない、エッチング機構を分子動力学を用いて解析を行なうといった様々な研究がなされている。

誘導結合型プラズマを対象とした過去の研究

は低圧力における高密度プラズマを比較的容易に実現できるため、プラズマプロセスで広く用いられている。それに伴い、を対象とした多くの研究がなされてきた。ここでは本研究でも使用されるのプラズマ構造解析を目的とした過去の代表的な研究例を述べその基礎特性について言及する。

らは を対象とし、 を用いて電子密度、電子温度、空間電位を測定している。また、発光分光法を用いて励起種の密度分布を測定し、電子密度、電子温度の分布との相関を考察している。また、磁場プローブを用いてプラズマ内の誘導電磁場および電子の方位角方向のドリフト速度の測定を行なうとともに、測定した電子密度の値を用いて表皮厚さを導出している、。ドリフト速度の測定結果から、電子は、熱速度と同程度のドリフト速度を持っていることがわかり、電子の運動エネルギーは誘導電界の時間変調を反映して一周期に二つのピークを持つことになると予想している。当研究室の田所らによる発光分光計測によって実際にはこの誘導電界 による加熱以外にも ドリフトによる加熱も加わることで電子の運動エネルギーは一周期に四つピークを持つことが確認された。

らは を対象として、圧力 以下の領域で により、空間電位、 電子密度、電子の平均エネルギーを測定している。この論文では、このような低圧力領域では電子のエネルギー緩和長がリアクター径に対して十分長いために、コイル近傍での局所的な電子加熱に対して、電子はポテンシャルの井戸によってトラップされながら全放電空間を移動することになり、ポテンシャルが最大となる中心軸付近 バルク部 において電子の運動エネルギーが最大となり電離もそこで最大となる、といった モデルを提唱している。

らは を用い、外部電源からプラズマに供給される実効的なパワーを求めるとともに、 を用いて電子温度、空間電位、電子温度を測定している。後述するが本研究ではプラズマ中で実効的に消費される電力を求める際にはこの にある手法を用いている。

は同様に を用い、レーザーを用いた吸収分光測定によって プラズマ中での準安定励起原子、 および共鳴準位、 の密度の線積分値の空間分布と吸収曲線の 幅から温度の測定を行なっている。その結果、圧力、供給電力 において

の密度、 、 、 の数密度

バルクプラズマ中における、 、 および の温度

と示している。

中川らは の高周波により駆動される における電子数密度、解離度といったプラズマ構造を、 、 により計測し、 で駆動した場合との比較・検討を行なっている 。この計測では をプラズマ生成に利用することで において問題となる過剰解離を抑制することが可能であると結論している。

また、 らはモンテカルロ法を用いて低圧力 における異常表皮効果 による電子の非局所的加熱 機 構を明らかにした 。また、この文献 では低圧力では磁界の電子加熱に対する影響が高圧力下とは大きく異なることが述べられている。

これらの報告からプラズマプロセスにおいて一般的に使用される外部条件のもとでは、の基本的な特性としては

電子密度

空間電位

電子温度

であることがわかる。

本研究の目的および構成

情報化社会の根幹を支える技術の一つにメモリ等に代表される半導体テクノロジーが挙げられる。これら半導体デバイスの性能向上とともにデザインルールは微細化、高集積化及び多層化を遂げており、この傾向は今後も続くことが予想されている。それに伴い、半導体製造技術に対する技術的要求もより高くなっている。半導体製造プロセスにおける最も重要な要素としてデバイス加工ツールである反応性プラズマの最適化及びその制御が挙げられる。反応性プラズマの適切な設計・制御は加工形状の異常、ばらつき及びデバイスに対する諸ダメージを防ぎ、歩留まりを向上させるためには不可欠である。

今日の半導体製造プロセスにおいて、は主にゲート電極に使用されるメタルシリサイドのエッチングに使用されている。一方、ゲート酸化膜や層間絶縁膜等のエッチングにはがエッチャーとして使用されるのが主流である。狭ギャップのではプラズマはドライブ電極前面に生じる強度の均一性が高い電界により生成・維持されるので、重要なウェハ前面バイアス電極前面での大口径で均一なプラズマの生成が比較的容易である。しかし、に代表されるではその特性上、ソースでは誘導コイル近傍での十分なプラズマの空間均一性を実現することが困難である。そのため、エッチャーではプラズマを生成・維持するための誘導コイルとエッチング対象となるウェハの距離を離し拡散させることにより、ウェハ近傍でのプラズマの空間的均一性を改善するのが一般的である。一方で、ウェハとソース間の距離を離すことによるプラズマの体積増加は中性粒子の滞在時間の増加をもたらし、プラズマ密度が高い中ではガス種の解離過程の過剰な進行につながる。を下地とする酸化膜のエッチングを系の母ガスを用いエッチングする際、過剰解離によるラジカルの増加はの選択比の低下ラジカルの増加によるエッチレートの増加といったプロセスにおける深刻な問題をもたらす。ゲート酸化膜や層間絶縁膜エッチングコンタクトホールまたはトレンチエッチングにが使用されない主な要因としては、このようにプラズマ中の粒子電子、イオン、中性ラジカルの生成・消滅・輸送構造を制御し解離度ラジカル種の組成と大口径均一性の最適化を両立させることが困難なことが挙げられる。表に酸化膜エッチングとエッチングにおけるプラズマ外部条件の主な差異を示す。表に示すように酸化膜とのエッチングでは用いるエッチャーや母ガスのみならず、印加するバイアス振幅も大きく異なる。これは酸化膜エッチング時に要求されるエッチレートを実現するため必要なイオンエネルギーがエッチングと比べ高いためである。

低圧高密度プラズマ源であるエッチャーの利用を酸化膜エッチングにまで拡張することは半導体プロセスにおいて重要な高エッチレートとスループットを実現する観点

表 酸化膜エッチングと エッチングにおけるプラズマ外部条件の主な差異

被エッチング材	酸化膜		
使用される主なエッチャー			
母ガス			
バイアス振幅			

から意義深い。そして、そのためにはフルオロカーボン系ガスを母ガスとして用いた中でのラジカル種の組成とプラズマ空間構造の最適化を含めたプラズマの設計および制御、そして、高バイアス振幅印加時のプラズマ生成とイオンエネルギーの独立制御を実現が求められる。

本研究では、酸化膜エッチング工程におけるエッチャー使用の可能性を探ることを視野に入れ、及びを母ガスとしたを対象に非接触の光学的診断手法を用いて、における粒子の生成・消滅・輸送構造、またはエッチング中のウェハ近傍のプラズマ構造、プラズマ生成とイオンエネルギーの機能分離を明らかにすることを目的とする。本論文の構成は以下の通りである。

第 章は序論で、本研究を行なうに至った背景をはじめとしてプラズマプロセス、特にプラズマエッチングの概略及びに課題について述べ、本研究の背景と課題及びに位置づけを行った。

第 章では、本研究で使用した実験装置と測定診断手法、また、診断の対象となる原料ガスについて詳細な説明を行う。

第 章の概要を以下に示す。

半導体プロセスにおいて有用な は高プラズマ密度のモードと低プラズマ密度のモードという 2つの動作状態を持つ。プロセス時にはこの両状態間の遷移によるプラズマ不安定化 リアクタ壁の異常エッチングによる汚染等が報告されている。故にモード駆動時のプラズマ構造及び両状態間の遷移現象を解明することはの制御及び設計のために重要である。しかし、モード時における時空間構造及び両状態間の遷移メカニズムを解析した研究は少数である。それらの課題を解決すべく、を用いたアプローチを行う。そして、この計測を元にモード駆動時の中の詳細なプラズマ空間構造を明らかにする。

上述のようにプラズマ中の粒子の生成、消滅及び輸送特性はプロセス特性に大きな影響を与える。この章では、リアクタ内における準安定励起種及び励起種の時間・空間構造を及びにより診断・解明する。準安定励起種はの生成維持において非常に重要な役割を果たす。同時に準安定励起種は中性ラジカルここではラジカルの挙動を反映するプローブになるにより計測される励起種はプラズマ中の電子の光学的プローブになる。計測により得られた結果をもとにリアクタ内での中性ラジカル及び電子の生成・消滅・輸送構造についての知見が得られる。また、プラズマ生成及びイオンエネルギーの独立制御性についての知見を得るために、低周波バイアス源のプラズマ構造に与える影響を明らかにする。

第章では及びエッチング時の中におけるプラズマ表面相互作用の光学的診断を目的とした研究を行なう。プラズマプロセス時において、エッチングによりウェハ表面より気相プラズマ中に多量全流量と比して数に達する場合もあるの揮発性及び不揮発性エッチ生成物が放出される。エッチ生成物及びその派生物は表面及び気相中において様々な反応プロセスに関与する。結果として、気相中の電荷バランス並びに基板入射イオンの構成等といったプラズマ構造の変化やリアクタ壁の汚染を引き起こし、プラズマプロセス自体にも影響を及ぼす。また、エッチング時には気相中の表面反応に寄与するラジカル・イオンがエッチャントとして消費される。そのため、エッチング時のプラズマ構造は非エッチング時と比較して大きく異なる。このような現象は表面気相相互作用と呼ばれ、プロセスの再現性に大きな影響を与える。エッチング時のプラズマ構造診断を行い気相表面相互作用を解明することはプロセス反応性プラズマのより高度な設計・制御を実現することに大きく寄与する。そこで第章ではエッチ生成物及びその派生物がプラズマエッチング表面間のインターフェースで行なう挙動、プラズマ構造に与える影響に焦点を当て表面気相相互作用を明らかにすることを目的とした計測を第章で行なう。具体的には低周波バイアス電極上に設置されたもしくはサンプルを用いてエッチングを行う際に生じるエッチ生成物、エッチ生成物より生じる派生物及びエッチングに寄与するエッチャントの時空間構造を用いて計測し、それらの時空間構造を明らかにする。また、酸化膜エッチング時に用いられるような以上の高振幅のバイアスを印加した際のプラズマの時空間構造診断を行ない、高振幅のバイアス下でのを母ガスとしたにおける機能分離を証明する。

第 章は結論であり、上記の内容を総括しまとめている。

第 章

実験装置

誘導結合型プラズマ 装置

本研究で用いた誘導結合型プラズマの装置図を図に示す。第章で述べたように、の形状には様々なタイプが存在する 図 参照。ここでは図に示すような円筒形石英ガラス側面に一巻コイルを配置したタイプを用いた。本研究で誘導コイルを一巻とした理由は、一巻コイルを用いることでの基礎特性について理解が容易になるためである。当研究室では同様を持った形状のについて数値計算によるモデリングを行っており、実験・数値計算の両面からの解析を進めている。一般的なプラズマプロセス系と同様に、装置は大きく分けて、真空容器チャンバー系、給排気系、電力供給系から構成されている 図。それぞれの詳細については以下で記述する。

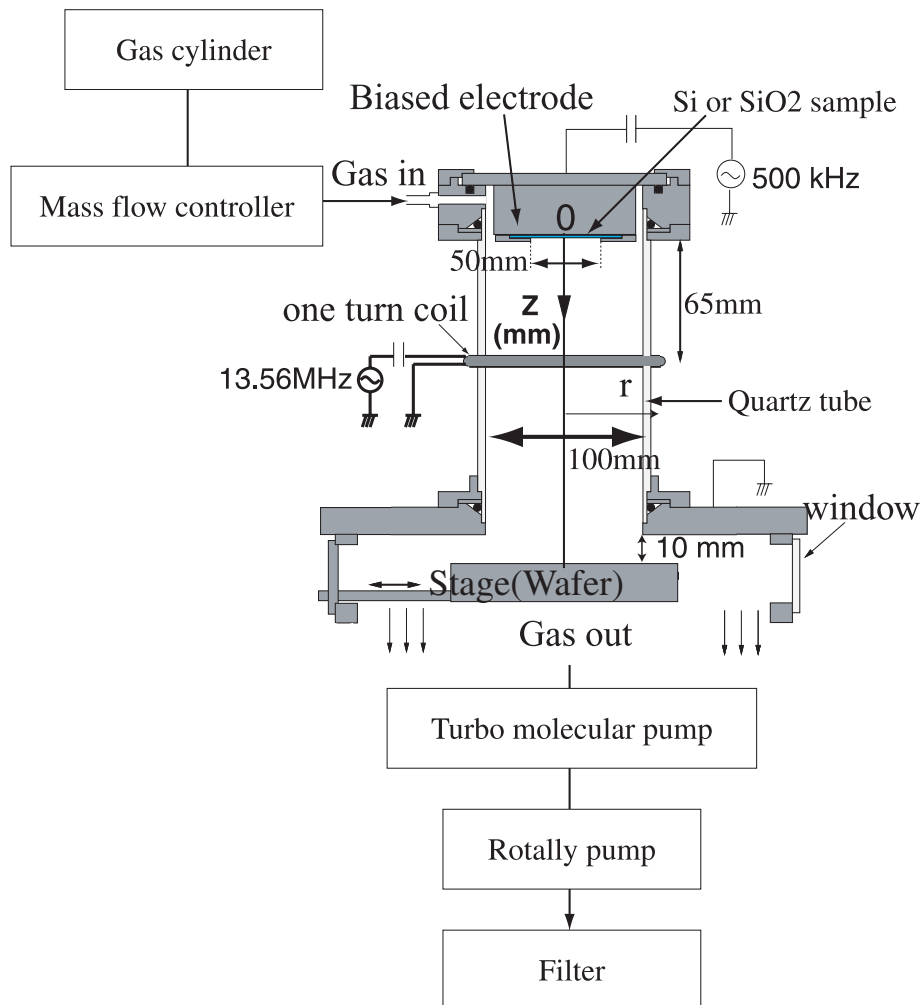


図 誘導結合型プラズマ 装置

真空容器系

誘導結合型プラズマなどの高密度プラズマ装置は、一般的にプラズマを生成する領域とエッチング等のプロセスを行なう領域とを分離した構成になっていることが多い。これはプロセスに必要なイオンやラジカルなどの粒子種をウェハーが存在する領域まで拡散、輸送させ、プロセス制御ラジカル、イオンの径方向一様性をプラズマ生成制御主にプラズマ密度とは独立して行なうためである。

リアクタ

プラズマは誘導コイルの巻かれた円筒形 内径 外径 高さ 溶解石英ガラス管内で生成される図。石英ガラス管は真空状態を保つため下部の拡散室 プロセス室 上蓋と オールリング及びフランジを介して接続される。また、石英ガラス管の上部にはガス導入口を設けたステンレス製フランジが取り付けられ、アルミニウム製の 上蓋及び リングにより真空状態が維持される。

シールドボックス

本研究ではプラズマを生成する際に、数十アンペアの電流を流すため強い電磁波が整合回路、一巻コイル及びプラズマから放射される電力供給系からの電磁波は同軸ケーブル等を用いることにより外部への放射は無視できる。この電磁波により周辺の実験機器が誤作動する恐れがあるため、実験中は生成室を接地されたアルミニウム製の箱で覆って電磁波を遮断している。このシールドボックスを図に示す。この内側は、光の反射をできる限り防ぐように黒色アルマイト加工が施されている。また、プラズマからの発光の観測はシールドボックスに設けられた可変スリットを介して行なわれる。

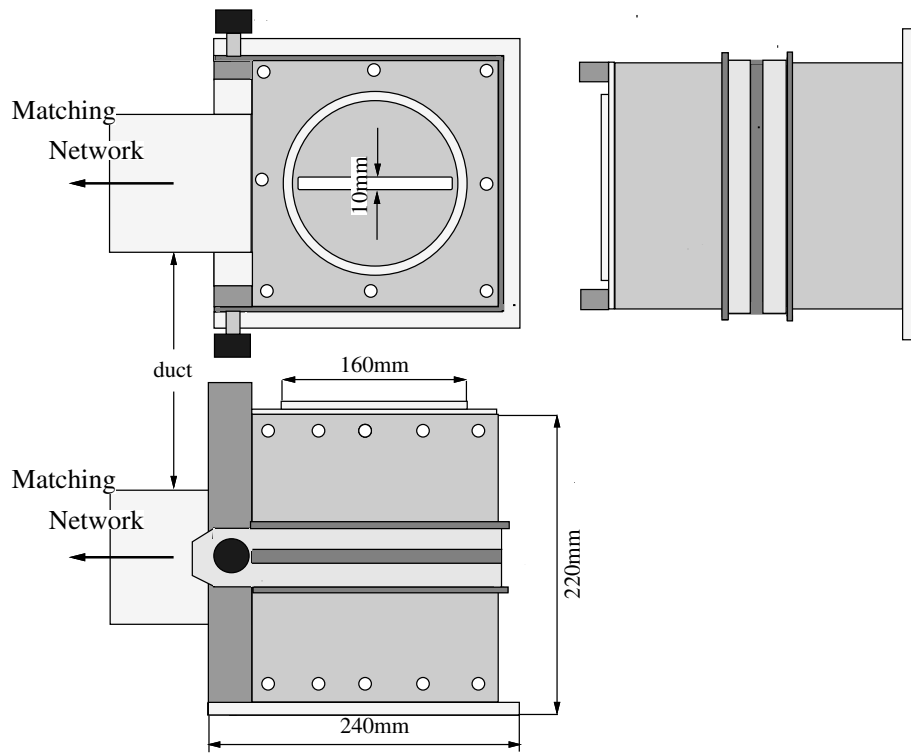


図 シールドボックス

給排気系

マスフローコントローラ、ポンプ

ガス流量はマスフローコントローラにより制御される。各々の試料ガスに対応したマスフローコントローラを通してガラス管上部に設置されたフランジからチャンバー内へと原料ガスを供給する。一方、排気系は背圧用のロータリーポンプ 排気速度 と高真空用のターボ分子ポンプ 排気速度 で構成されており、それぞれは図 に で示している。ロータリーポンプは大気圧状態から起動し、ターボ分子ポンプの背圧ポンプとしてはたらく。また、ターボ分子ポンプは ガスのような腐食性ガスを流すとき、そのガスがベアリングチャンバーに混入することを防ぐためベアリング部分を不活性のシールガスで保護しなければならない。本実験では ガス導入時にシールガスとして窒素 を流して使用している。ガスはロータリーポンプからフィルタを介して排気される。

圧力計

リアクター内の圧力は、電離真空計 とダイヤフラム真空計により計測され、それぞれは図 に で示している。それぞれの圧力計は用途に合わせて使用される。実験開始前には十分な排気を行い残留ガスなどの不純物を取り除かなければならない。この際の到達真空度を計測する際には電離真空計を使用し、到達真空度が約 に達してから実験を開始する。一方、ダイヤフラム真空計は実験中 ガス流入時の圧力計測に使用され、チャンバー内の圧力は図 のメインバルブによって調節する。

電源系

電源系

本研究ではプラズマ生成用 電源として 電源 を使用する。電源からの電力はケーブルでの損失を防ぐために 規格の同軸ケーブルを用いて、電力計、マッチングボックス、一卷コイル 図 参照 へと信号を供給する。

誘導コイル

プラズマ生成室 円筒石英管 の側面中央に一巻きの銅製中空コイル 図 が巻かれている。このコイルは水冷式コイルであり、内部に冷却水を流すことによりコイルの過剰加熱を防いでいる。

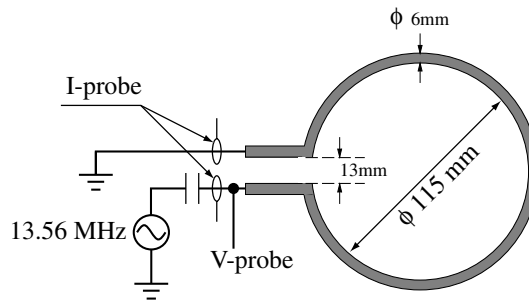


図 一巻電流コイル

電圧・電流プローブ

コイルに印加される電圧・電流はそれぞれ高電圧プローブ 電流プローブ を用いて検出され、それらの信号はオシロスコープによって計測される。オシロスコープで得られたデータはパーソナルコンピュータに転送、記録される。

用マッチングボックス

本実験で使用するような 電源の出力インピーダンスは と決まっているが、通常、系のインピーダンスは にならない。そのため、電源から直接この系に電力を供給してもその一部が反射し、プラズマ源の系に十分な電力を供給することが困難である。そこでプラズマに電力を供給するためのインピーダンス整合回路が必要となる。本実験に用いたマッチングボックス内の電気回路を図に示す。これは型整合回路で、二つの可変コンデンサを調整し整合をとる。この電気回路は 電磁波を遮断するためアルミ製の箱で覆われている。電源駆動時では、入力波、反射波の電力をそれぞれ電力計によりモニタし、反射波電力がゼロになるよう整合をとり入力波電力を投入電力とする。

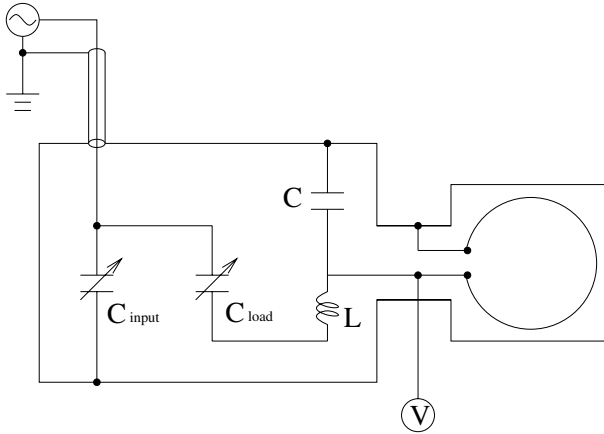


図 型整合回路

プラズマに供給される実効的なパワーの見積り

本研究では、外部プラズマパラメータの一つとして電力を用いている。電力計で読みとられる電力が全てプラズマに供給されるわけではなく、電源からコイルを介してプラズマに至るまでの整合回路やケーブル、そしてコイルの抵抗成分におけるジュール熱として消費される。そのため等 によって報告された方法を用いて、プラズマに供給される実効的な電力の見積りを行なった。その手順を以下に示す。

この方法は電源からの供給電力が、プラズマと種々の電力供給系の抵抗成分によって消費されるという仮定の下で用いられる。

はじめに、リアクター内を真空状態にしてプラズマの生成のない 状態で電力計の値 とコイルに流れる電流値 を測定し、電力供給系の実効的な抵抗 を求める。次に、プラズマが生成された状態で 電流値 を測定し、式 からプラズマで消費される電力 を測定する。

この方法によって測定した種々の外部プラズマ条件における投入電力に対するプラズマ消費電力値を以下の図表に示す。この結果から、本装置系では投入電力の がプラズマによって消費されていることが分かる。

バイアス低周波 電源

上記 においてプラズマ生成用の 電源とは別にガラス管上部に設置されたバイアス電極に、バイアス電圧を印加するための 電源系が装着されている。電源系は発振器 及びアンプ

表 プラズマに供給される実効的なパワー

原料ガス	
圧力	投入電力

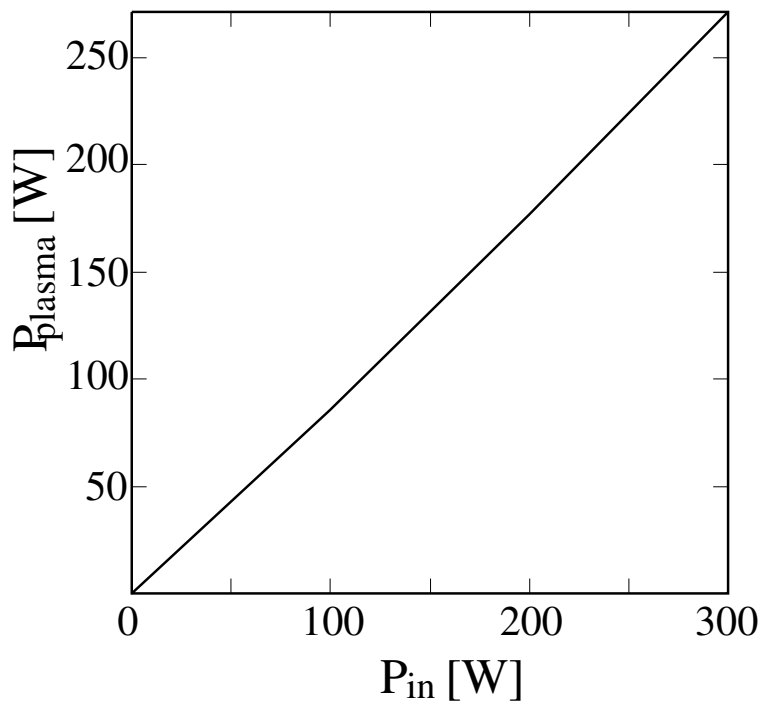


図 リアクタへの供給電力 とプラズマ中で消費される電力 圧力
の プラズマで計測

から構成される。発振器により 信号を出力、アンプにより増幅出力、後述のマッチングボックス によりインピーダンスの整合を行いバイアス電極に電圧を印加する 図 参照 ことによりバイアス電極上に低周波バイアスが印加可能となっている。

用マッチングボックス

電源系において用いたマッチングボックス の回路図を以下に示す。本研究においては、プラズマを生成する際に 用マッチングボックスにより側の整合をとり、続いて バイアスを印加する際に 用マッチングボックスにより側の整合をとる。第 章と第 章で述べるが、 バイアスによる の擾乱は僅かであり、本研究においては バイアスを印加することによって 側の整合が乱れることは無かった。

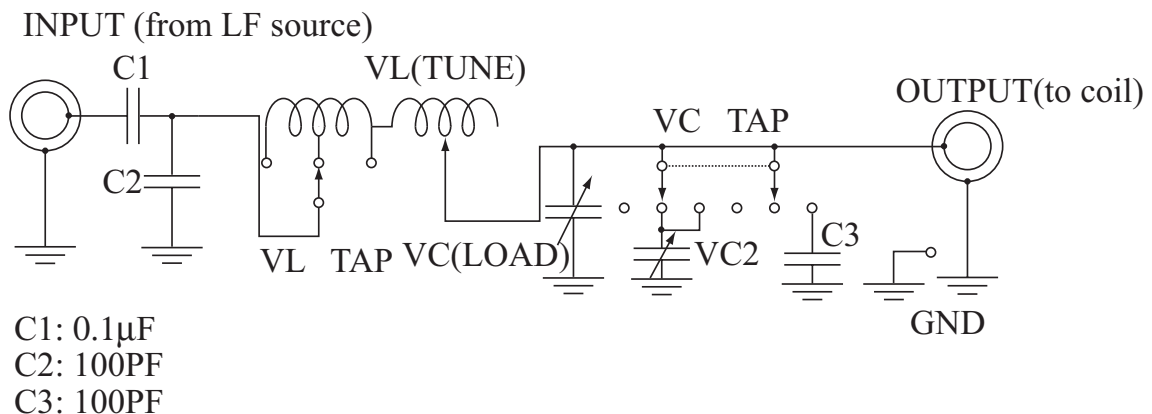


図 用マッチングボックス

バイアス電極

図に本研究で用いるバイアス電極の概略図を示す。バイアス電極はガラス管上部のフランジと絶縁部を挟んで接続された構造となっており、 バイアス電源系とは同軸ケーブルで上部フランジの大気側にある コネクタと接続されている。上部フランジは接地されており、電圧が印加されるバイアス電極等とはテフロン等の絶縁性の素材により電氣的に絶縁されている。電極材質はアルミニウムで、直径 となっている。アルミニウムはプラズマによりスパッタされ易く、リアクタ内がスパッタ粒子により汚染される。これを防ぐためにプラズマと接触する面はエッチング耐性に優れたアルミナメッキ厚さ

を施した。また、図にあるように、バイアス電極上に または のサンプルを装着するためのアルミナカバーが設けられている。

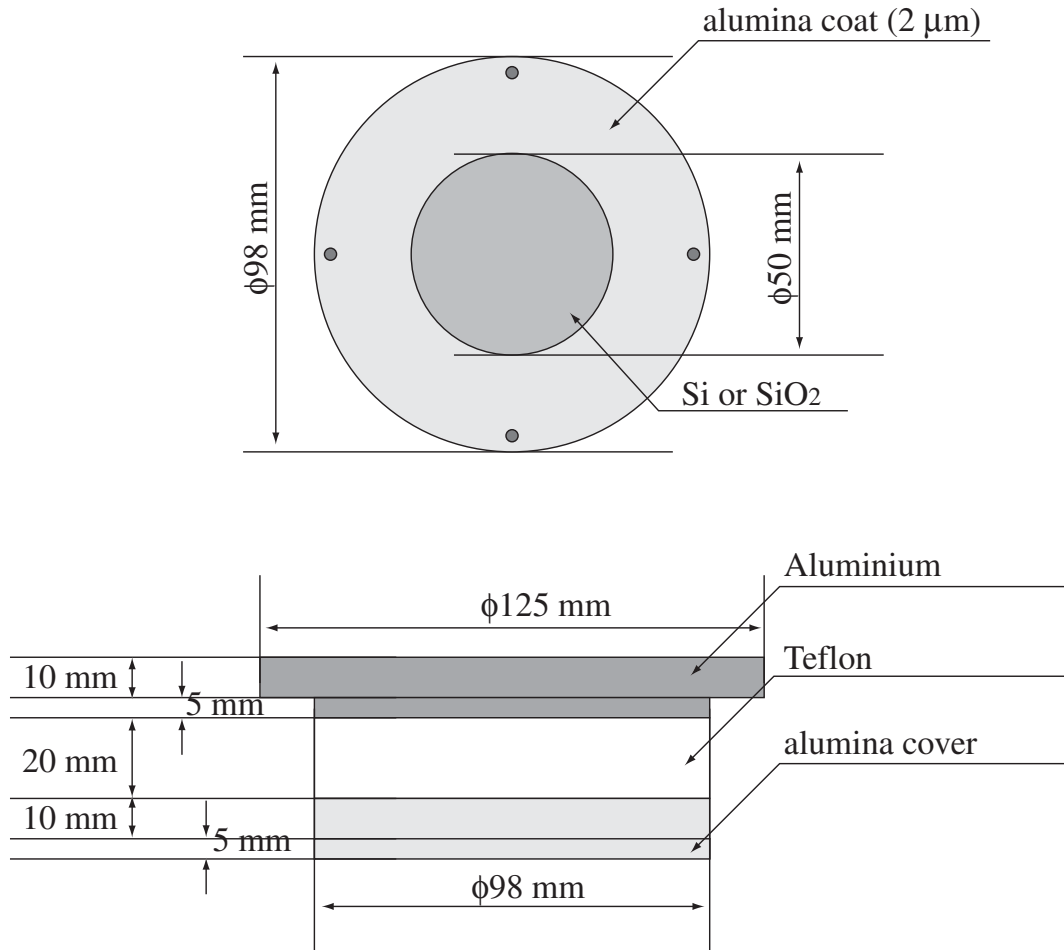


図 上部バイアス電極

電圧・電流プローブ

バイアス電極に印加する電圧波形は高電圧プローブ を用いて検出され、オシロスコープ によってモニターされる。オシロスコープ で得られたデータはパーソナルコンピュータに転送、記録することが可能である。

実験装置

フォトディテクター

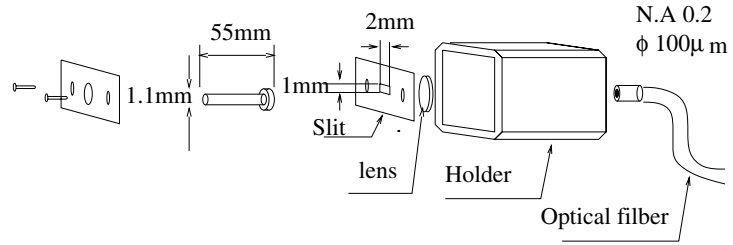
発光分光測定に用いたフォトディテクターを図に示す。ディテクターは、円筒形のパイプ、パイプホルダ、スリット、石英平面凸レンズ 焦点距離、直径、レンズホルダー、マルチモード光ファイバー コア径、開口数で構成されており、ロボットに取り付けられている。このディテクターは平行光のみをファイバに入射させるように設計されている。したがって、このディテクターの位置分解能はスリットの大きさ 縦横により決定される。この位置分解能でフォトンが取り込まれていることを確認するために図に示されるように、実際のリアクター形状に即したモデルにおいて、石英管の中心軸からディテクターの入射スリットまでの距離を に固定して 軸方向に走査した場合のレイ トレーシングを行なった。

ある位置 において発生したフォトンが光ファイバーに入射する確率は次式で表される。

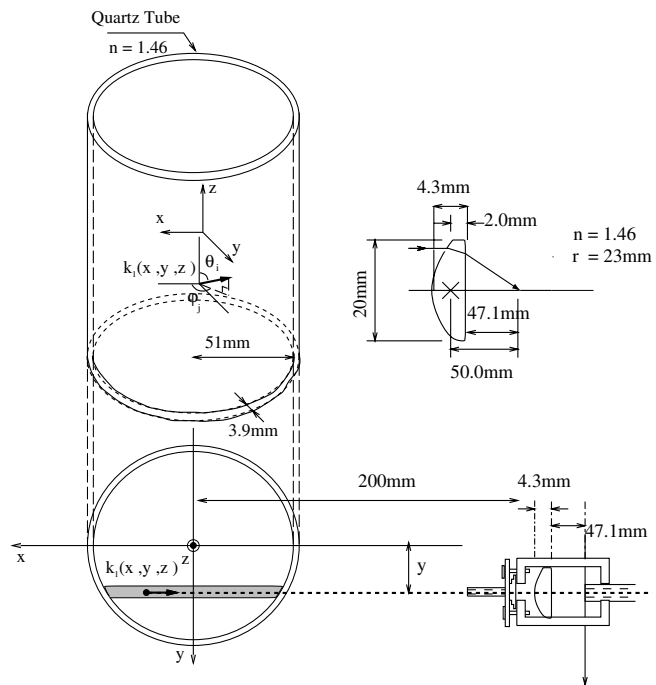
—————

ある位置 で発生したフォトンが の方向に放射されたとき、石英管およびレンズの境界面での屈折を考慮してフォトンの軌跡を決定し、フォトンが光ファイバーの径内に入射するかどうか軌道を計算する。入射時は、その他は としている。フォトンの放射方向、 は、 で ——— と等分割し、全ての に対して を計算して 式から 空間全域にわたって入射確率 を求めている。

ディテクターに取り込まれる発光の線積分ラインと中心軸からの距離 が の場合の入射確率 の空間分布を図 図に示す。各位置 における線積分ラインは図中の斜線部に対応している。これにより、各位置 における線積分ライン上での入射確率 は の場合のみで大きく異なり、に の変化に対する入射確率 についても同様のことが言える。 以外で入射確率が 軸方向に対して大きく変化しない要因としてはレンズ面での屈折を考慮に入れたことが大きい。また、石英管の壁近傍である では発光がほとんどないため、放電空間にわたって入射確率は一定であるとしてよく、その一定値は である。



☒ フォトディテクター



☒ レイ トレーシングのモデル

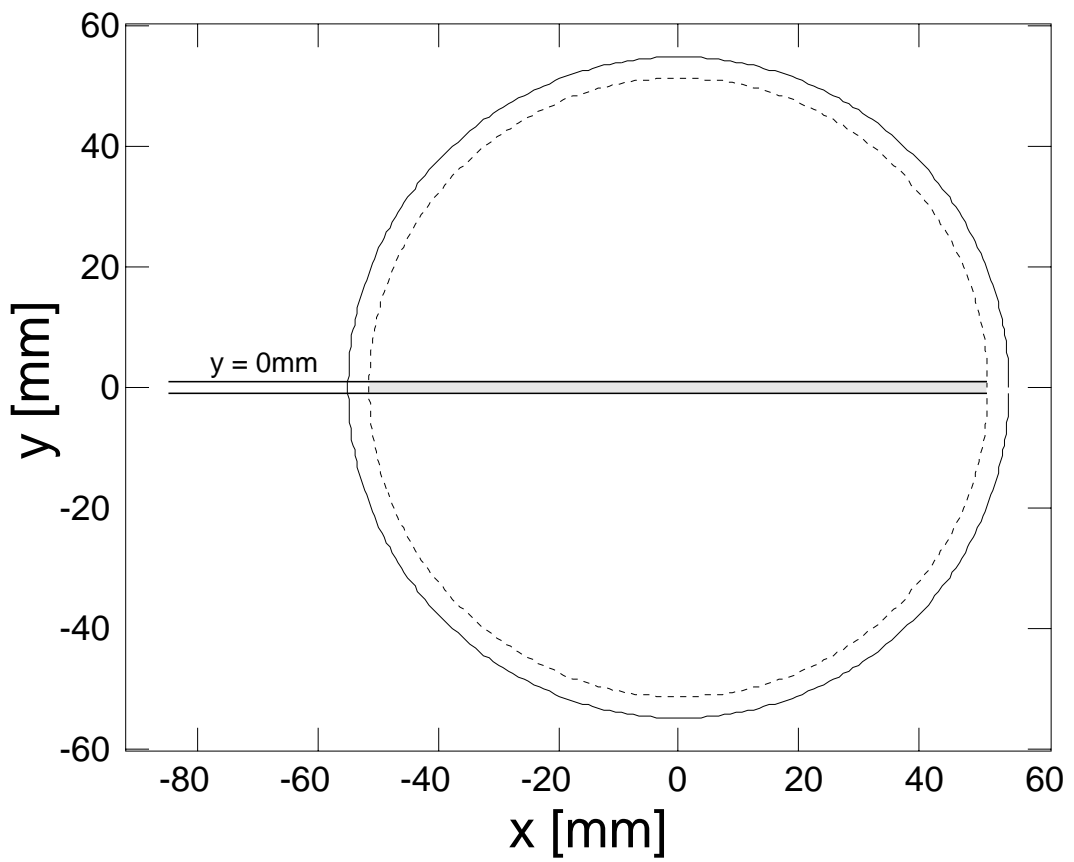
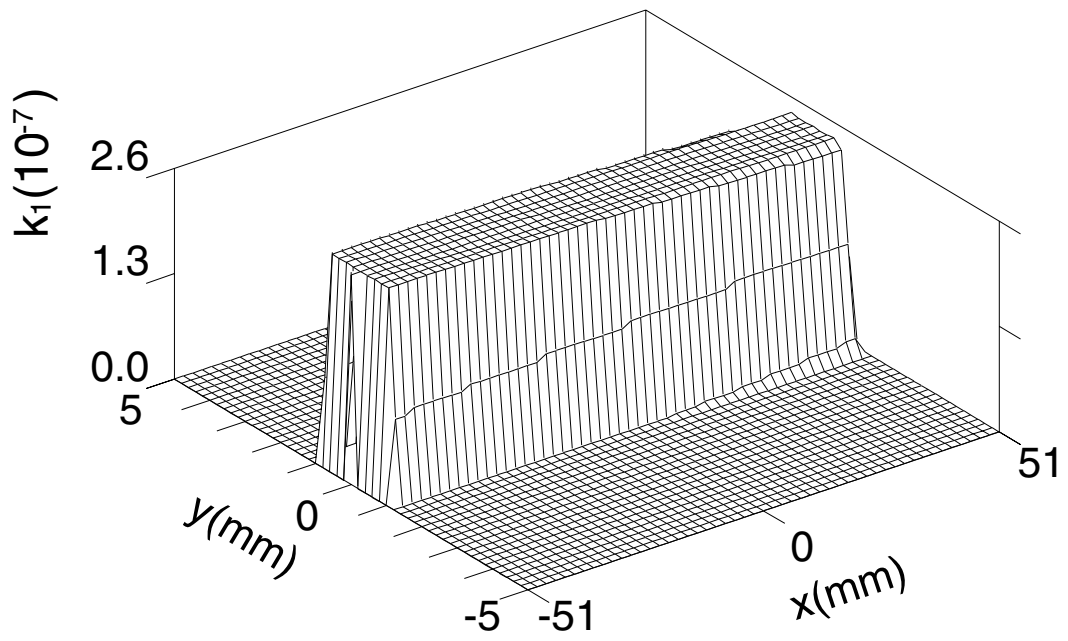


図 の入射確率

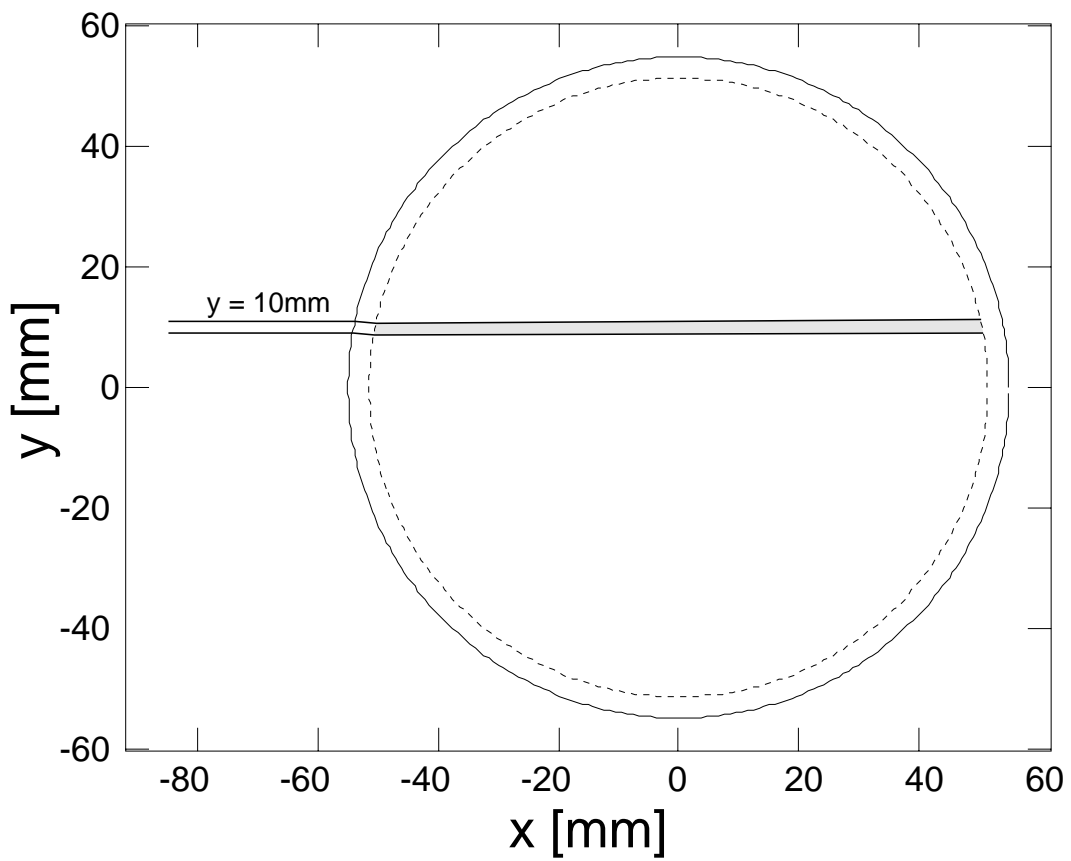
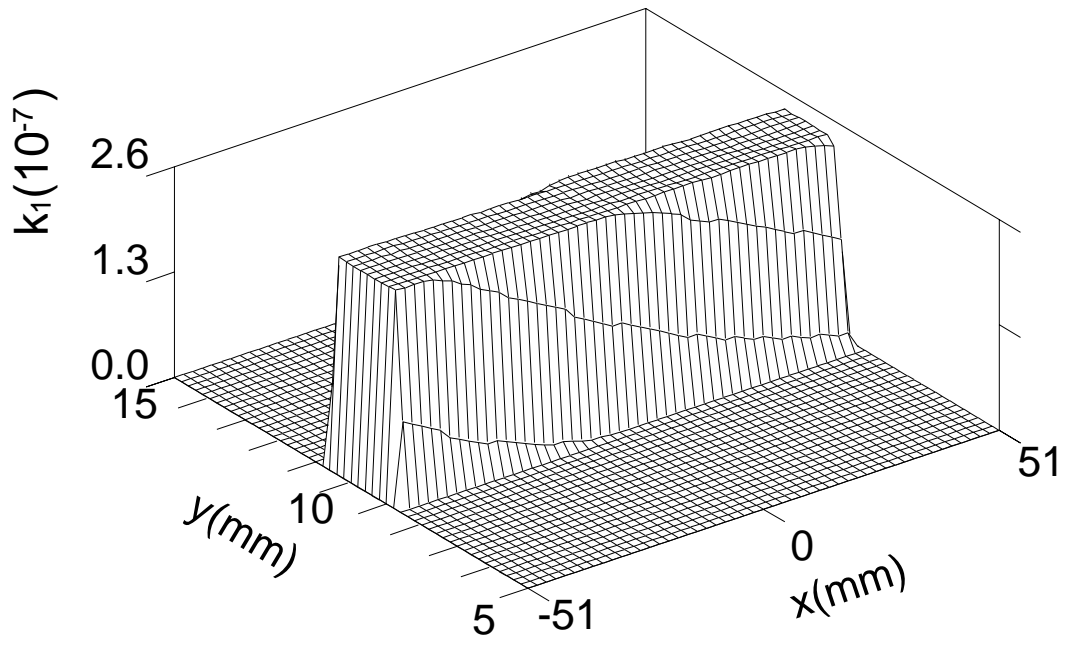


図 の入射確率

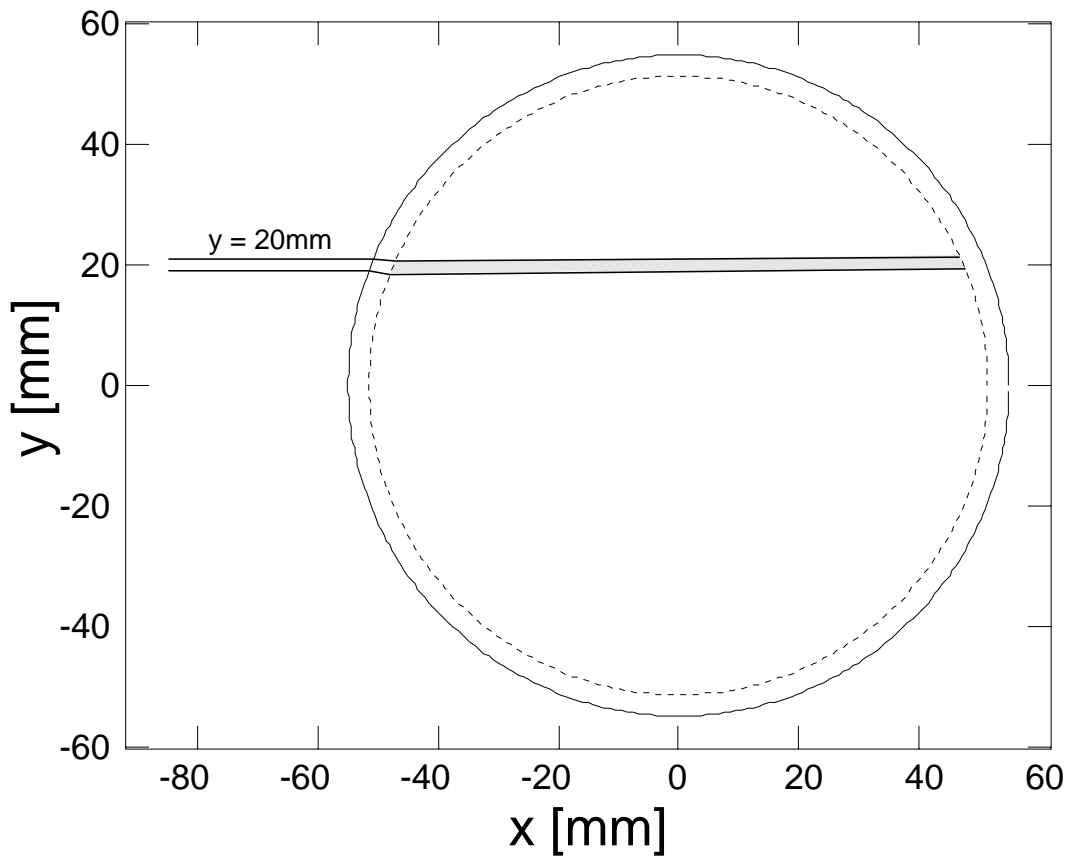
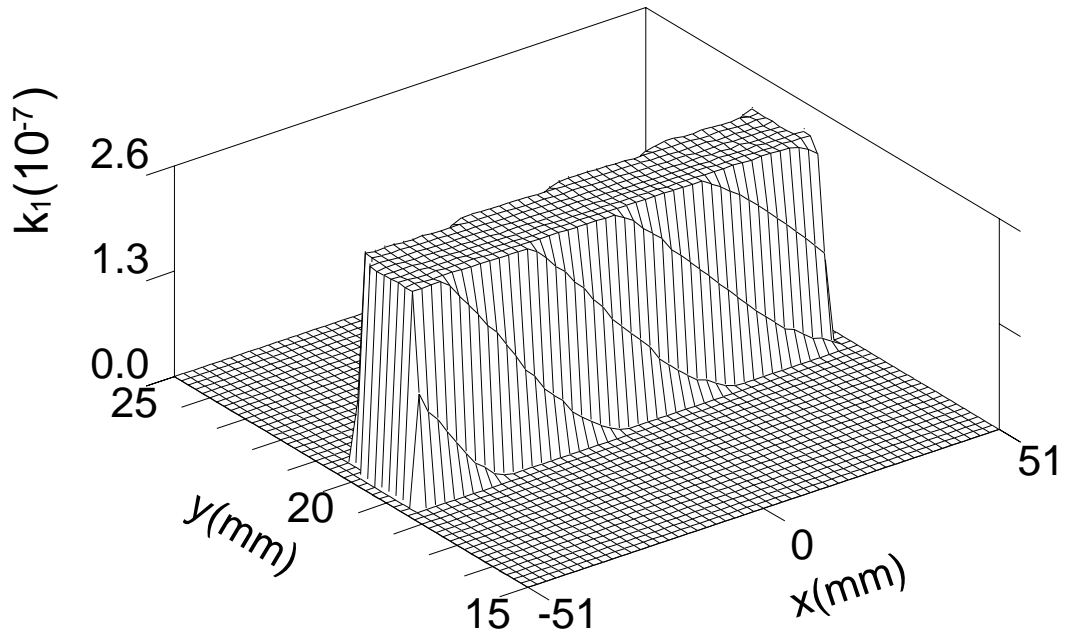


図 の入射確率

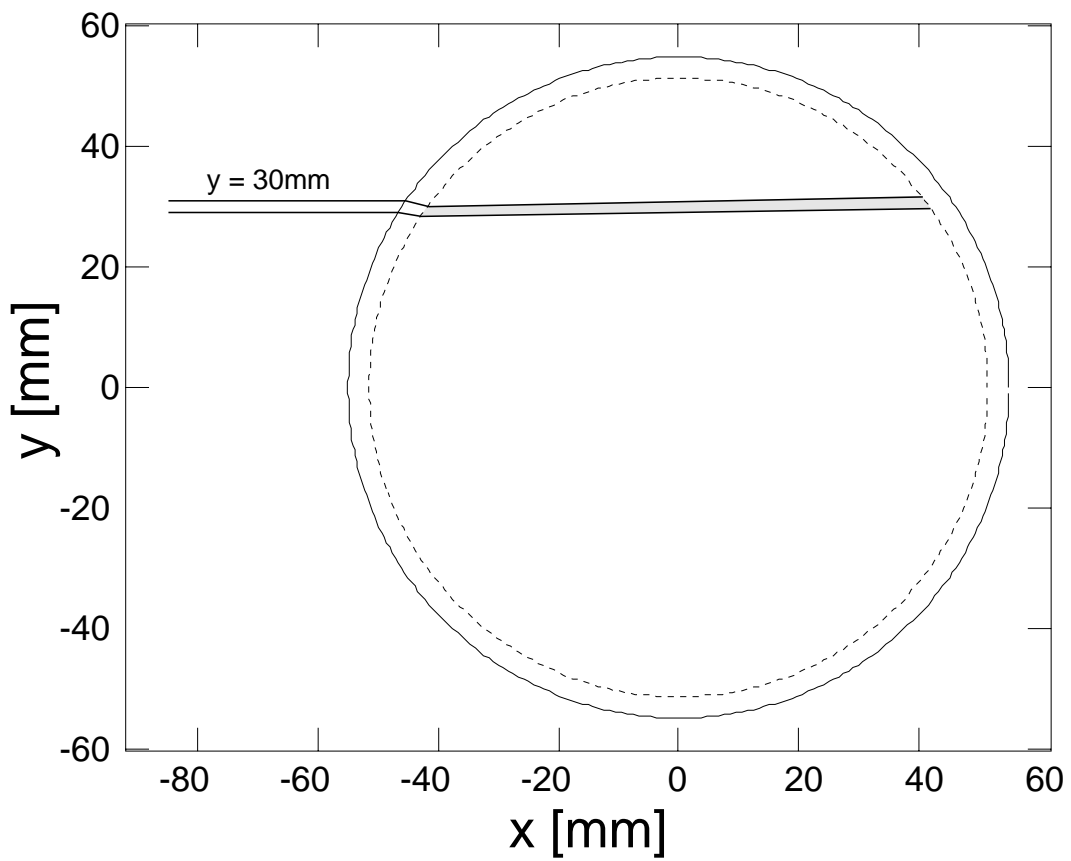
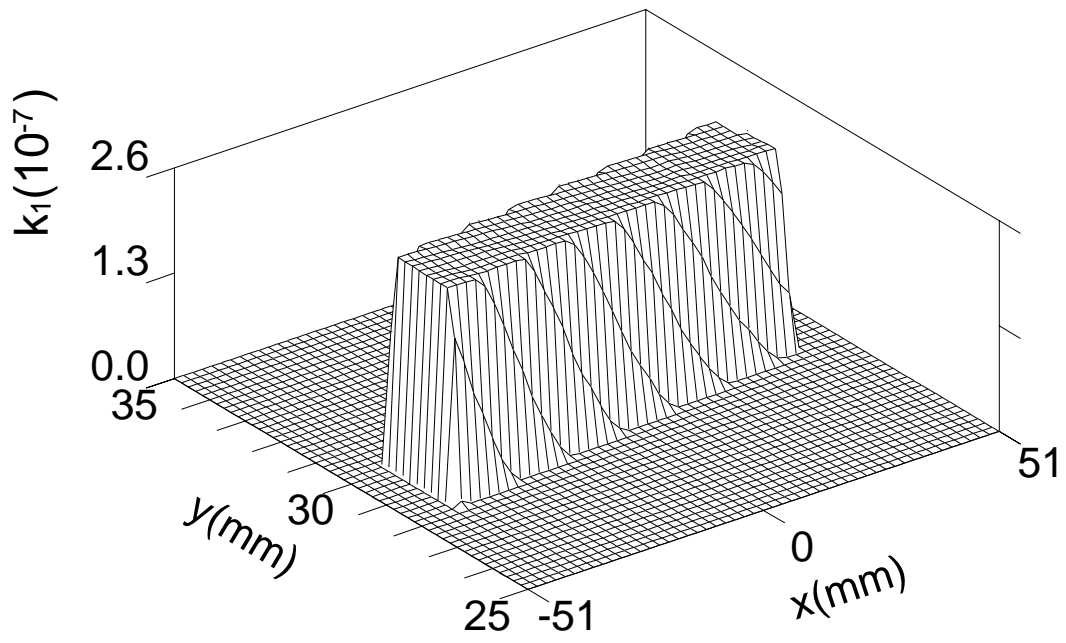


図 の入射確率

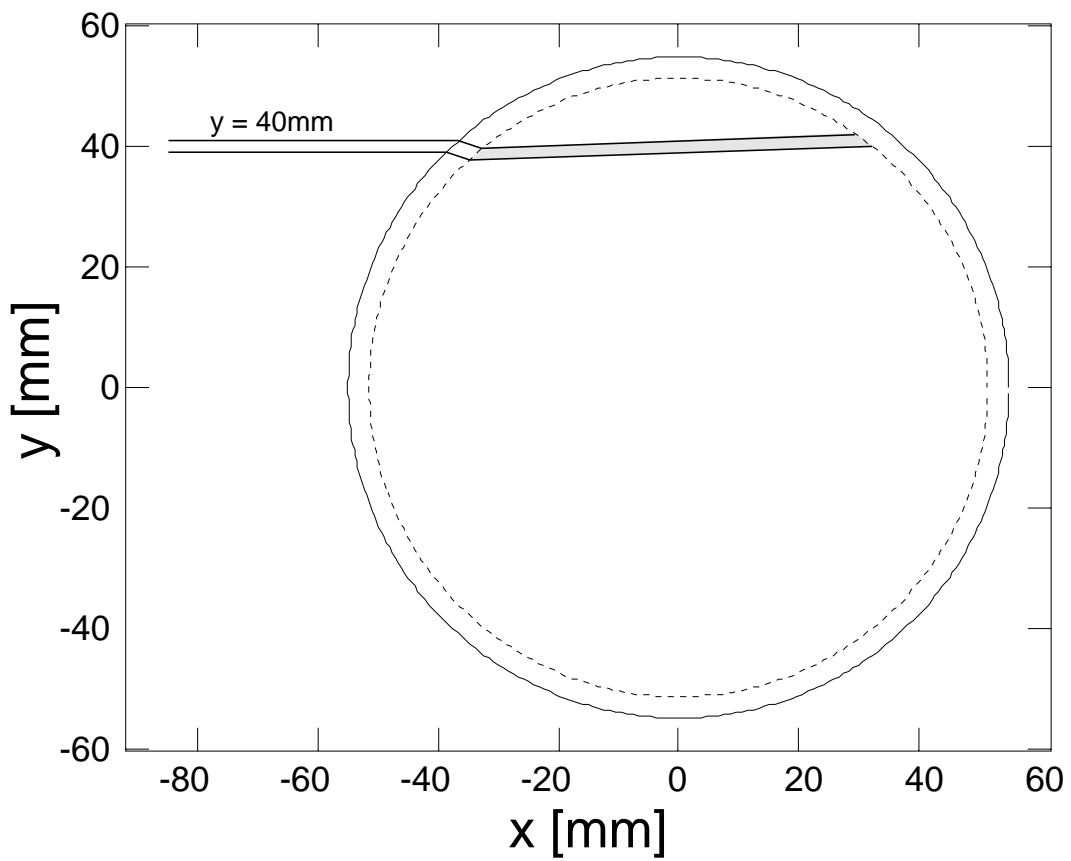
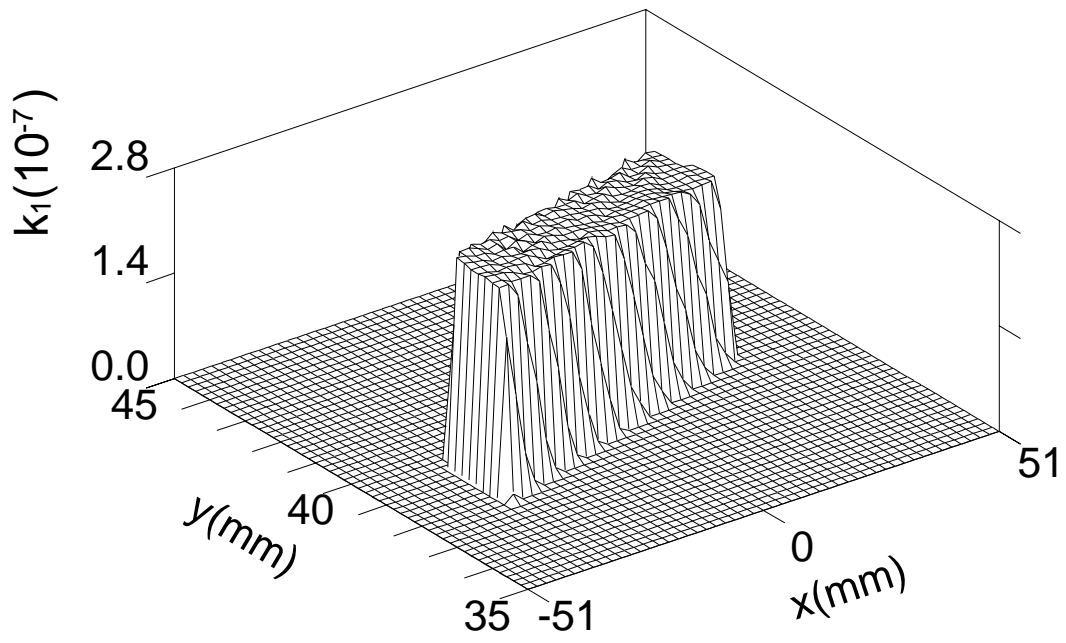


図 の入射確率

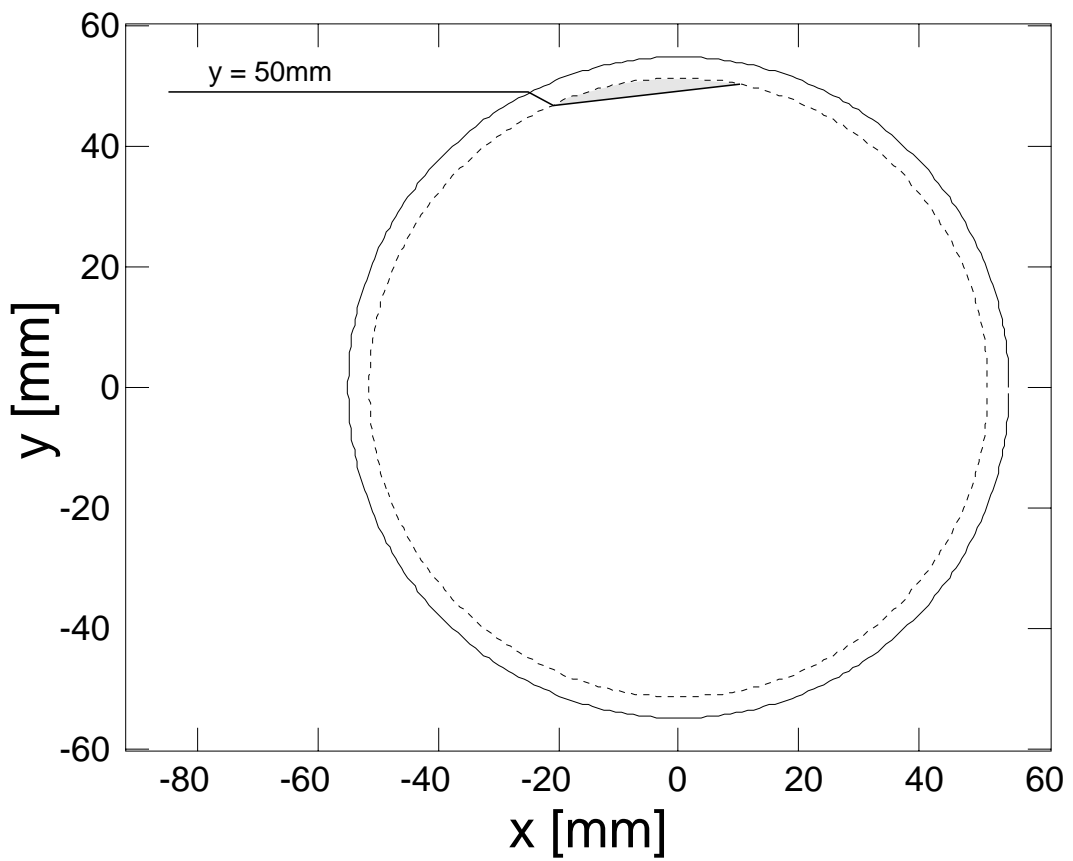
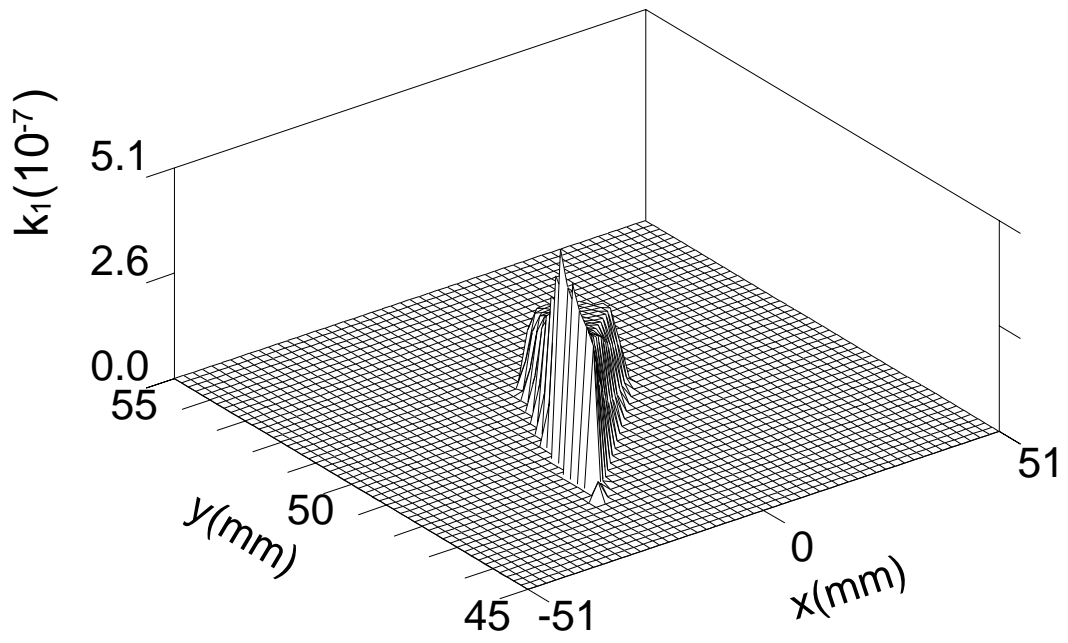


図 の入射確率

ロボット

ロボット三協精機は水平多関節型ロボットで、水平方向軸、垂直方向軸、回転方向軸の計3軸が稼働する汎用スカラーロボットで、コンピュータにより制御される。ロボットの回転軸にステージが取り付けられ、ステージにディテクターが取り付けられている。方向へは手動で回転することができる。ロボットの位置繰り返し精度は水平方向、垂直方向、回転方向でディテクターの位置分解能に比べ十分高い精度で動作することができる。

分光器

プラズマから照射される光の中で、特定の波長のスペクトルのみを選択するために、分光器（焦点距離、回折格子、本）を使用する。分光器の回折効率を図に示す。この分光器は波長を最小ピッチで走査できる。これは後述する波長分解能に比べて十分に小さい。分光器の入射スリット、出射スリットをそれぞれ、と設定した。波長分解能はこのスリットを含めた装置構造に依存する。実際の波長分解能を知るために、水銀ランプのスペクトル線に対して波長分解分光測定を行なった。図に示した結果から、波長分解能はと求まった。

光電子増倍管

分光器により選択された光子は光電子増倍管により電流パルスに変換される。光電子増倍管は光子カウント用途に用いられ、その量子効率を図に示した。広域波長に渡り高い量子効率を有する。また光電子増倍管の光電面やダイノードからは入射光の有無にかかわらず、熱電子が放出され、それが暗電流の主な要因となる。そこで、この熱電子を減少させ、さらに比をさらに良くするために冷却器を用いて光電面を以下に冷却している。また、ダイノードにはフォトマル電源により負バイアスを印加する。この負バイアスを調整することにより光電子増倍管を変化させることができる。本研究では光子カウントの統計誤差を考慮した上で、の最適の比となるように負バイアスを印加する。

光子カウンティング法

光電子増倍管からの電流パルスは、アンプで増幅され、ディスクリミネータに導かれる。ディスクリミネータは

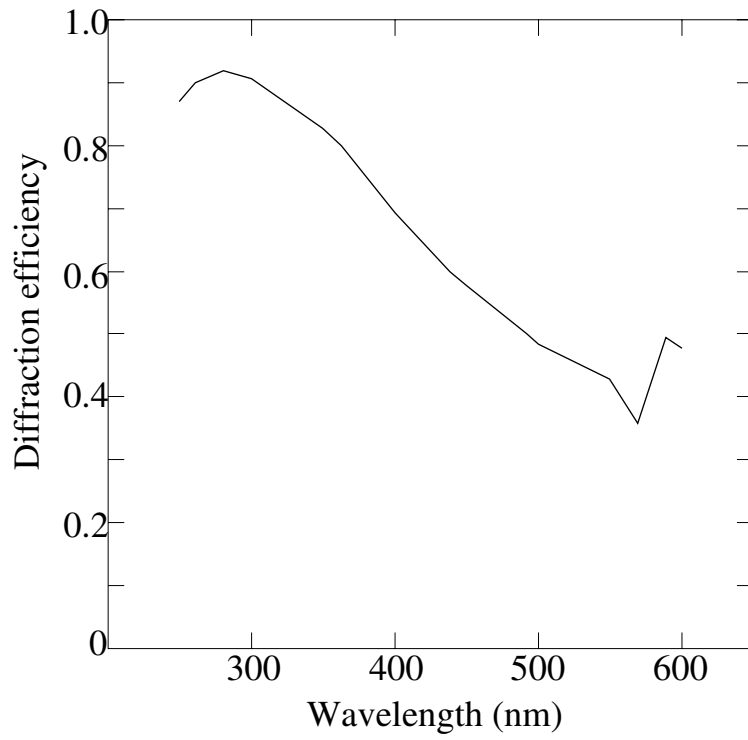


図 分光器グレーティングの回折効率

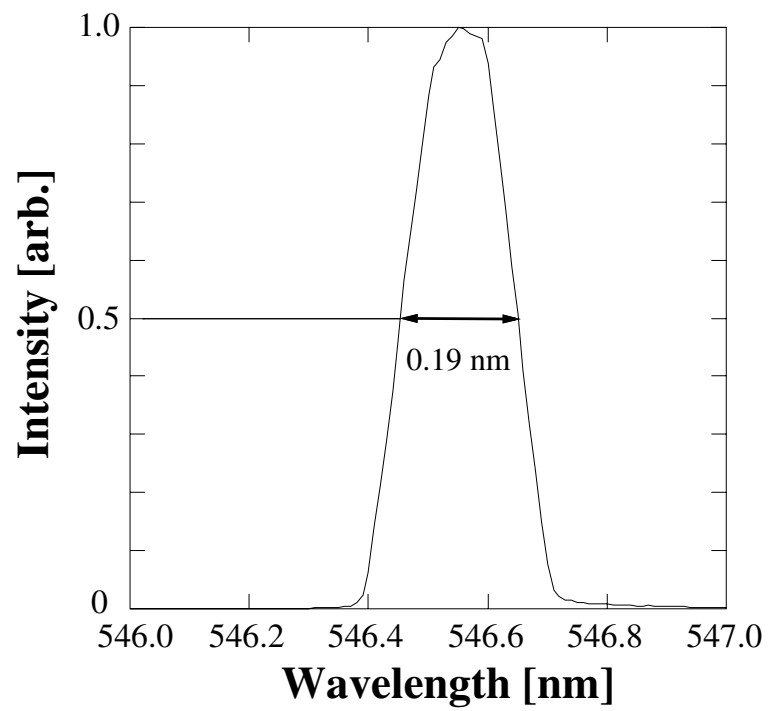


図 ランプの波長スペクトルによる波長分解能の測定

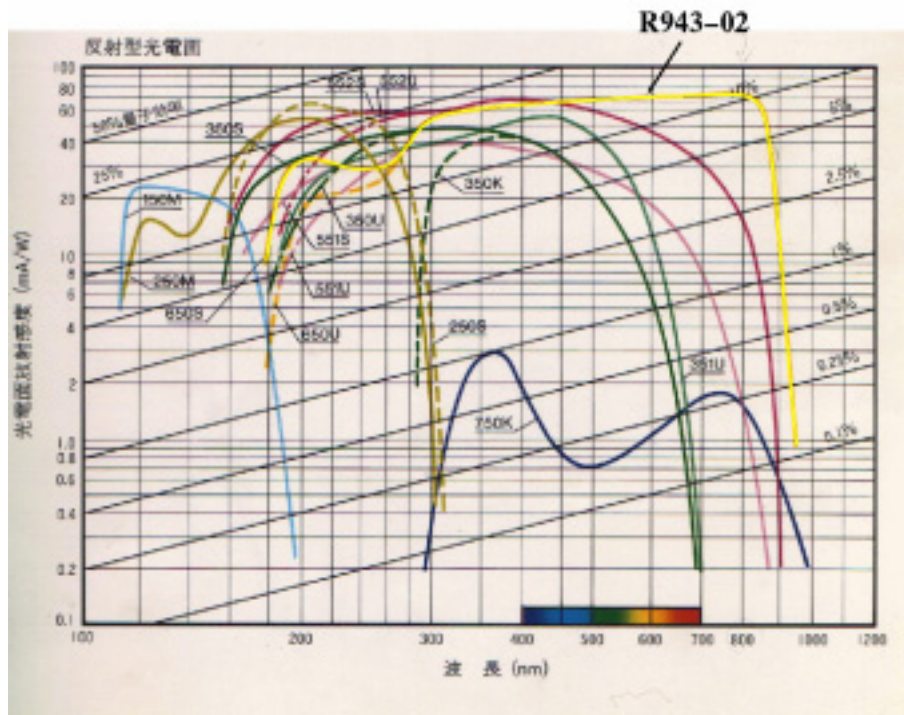


図 光電子増倍管の量子効率

及び によりノイズの除去と波形整形を行なう。

本実験では は設定せず、 のみ調整した。ディスクリミネータにより計数されたデータはマルチチャンネルアナライザ、 に蓄積され、 に送ら

れる。これらの実験システムは によって、分光器、ロボットを連動して制御し

自動測定が可能となっている。このディスクリミネータからは 系統のパルスが出力され、それぞれ時間分解測定用の の入力

と、モニター用のフォトンカウンタの入力に導かれる。これらの機器間の接続はすべて高速パルスの整合を取り、反射波を防ぐためにインピーダンス の同軸ケーブルを用いる。

時間分解測定原理

時間分解測定は、図 に示した実験システムで時間相関シングルフォトンカウンティング法により行なわれる 。これは主に を用いて行なわれ、その測定原理を図 に示す。

は、出力波形としてパルス電圧を発生する 図 参照。そのパルス電圧の波高値は に入力されるスタートトリガとストップシグナルの時間差 に比例して

いる図参照。図に示すように、発振器の正弦波出力と同期した出力をプリアンプ、は倍に設定により負のパルスに変換し ディスクリミネータで波形整形したものをスタートトリガとしてに入力する。一方、ストップシグナルは前述した ディスクリミネータからのパルスであり、これはフォトンの検出に対応している。から出力された矩形パルスはのチャンネルモードで波高分析され図参照、その波高値に対応したチャンネルにデータが蓄えられる。したがって、上では時間差に比例してチャンネルが割り当てられ図参照、これを連続させることによりフォトンの発生時間のヒストグラムを得る。この上での時間とチャンネルの相関はの測定時間の設定によって変化し、本実験では測定対象により適宜選択する。

のモニタ上で得られる波形は、時刻と間にフォトンが検出される確率に比例する。時刻までフォトンが検出されない確率をとすると、間にフォトンが観測される確率は、

は装置関数、はフォトンのディテクタへの入射確率である。また、は発光強度の時間変化である。従って、

ここで、

という条件を満たせば、はに比例する。つまり、で設定された測定時間内にカウントされるフォトンが高々つであればの画面上に現れた波形は発光強度に比例することになる。本実験ではこの条件を満足するよう、光ファイバを調節することで分光器への入射フォトン数を制限している。

時間較正

時間分解測定をもとにの時間的挙動を解析するためには、得られたシグナルによるプラズマの時間変化とその駆動電源について位相の対応が取られなければならない。連続駆動において一周期に対して時間分解測定を行なう際には、時間変化のスケー

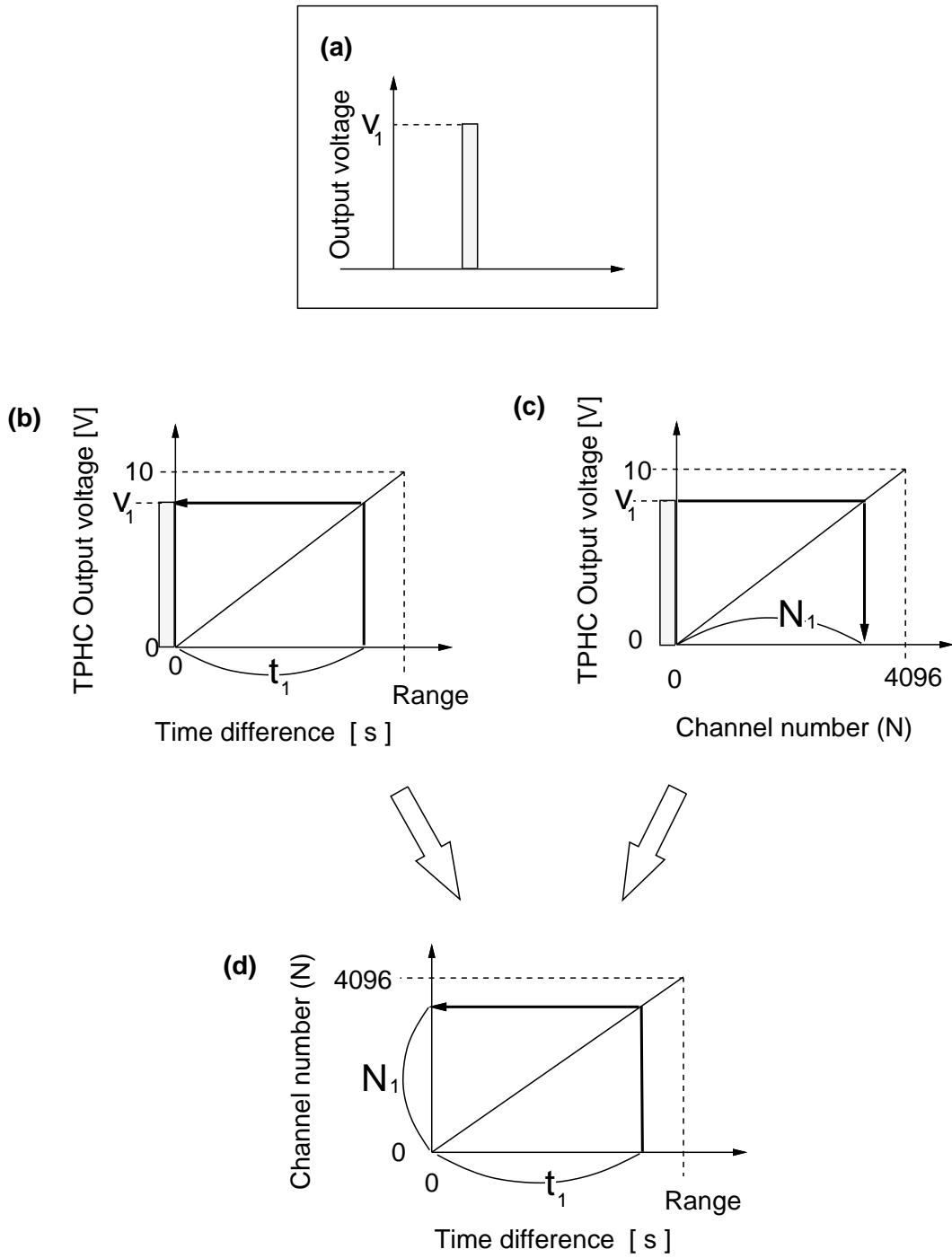


図 による時間測定の原理図

ルが のオーダーと非常に短いため、測定機器やケーブルによる信号の遅延などが無視できなくなる。つまり駆動電源での正弦波の原点が、得られる時間分解結果のどの位相であるかを正確に知らなければならない。その時間較正の手法については参考文献 に記述されている。しかし、今回は、低周波バイアス一周期 に対するプラズマ構造の時間的变化を計測する。その時間変化のスケールは のオーダーであるため、ケーブルによる遅延時間などはそれほど問題にならない。本実験での時間較正は、バイアス一周期以上のデータを観測し、その周期的信号をもとにバイアス位相と対応させることで較正を行なった。

ストリークスコープ

母ガスに 等を混合しプラズマを生成した場合、その発光スペクトルは を混合した場合、可視領域では主に ラジカルからの発光に起因する 連続スペクトル 厳密には振動励起状態等からの線スペクトルにより構成されている となる。このような 例えは ラジカルからの 連続スペクトルを計測する際には発光の空間 特性、時間 特性に加えてスペクトル に関する情報も得ることが望ましい。そのため、新たに図 に示す系を新たに導入する。この系は従来の モノクロメータ 光電子増倍管等から構成される フォトンカウンティングシステム 図 をマルチチャンネル分光器 ストリークスコープ で置き換えたものである。図 の測定系では、以下に示す手順で を行っている。

図 と同様に 軸口ボットアームによりプラズマからの発光を捉え、光ファイバにより分光器に入射光を伝送する。

マルチチャンネル分光器により特定の入射光の特定の波長領域を波長分解し 図 参照 ストリークスコープに出力する。この時点で、分光器からの出射光は分光器出射側スリット方向に波長分解されている。また、分光器のグレーティングは特性の異なる 種表 が用意され、適宜使い分ける。

この過程での処理過程は以下のとおりである 図 参照。

まず、マルチチャンネル分光器で波長分解された入射光はフォトカソード 感度及び量子効率 図 参照 により電子に変換される。

続いて平行平板掃引電極間に変換された電子を通過する。図 にあるように、掃引電極上には三角波電圧が印加されるため電極間にはそれに応じて時間変化する電界が生じる。そのため、電極間を通過する電子はそのタイミングにより

異なる強さの電界を受け、それに応じて電極間通過後の位置に関するシフト量が異なる。つまり、掃引電圧印加のタイミングを入射光の時間変化と同期させることによって時間分解が可能となる。掃引電圧と入射光の同期を取るためのトリガー信号は図と同様に高電圧プローブの信号を用いる。このことにより、図の測定系で時間分解計測を行う際に用いたケーブル等による遅延時間のデータを、図の測定系でも用いることが出来る。

掃引電極通過後の電子はにより増倍される。

通過後、蛍光板により再度電子を光に変換する。ここまでの過程で、からの発光は時間分解及び波長分解され次元光強度分布となっている。

最後に素子上に時間 - 波長分解した光シグナルを出力する。

ここで、ストリークスコープの掃引に関する特性は表に示すとおりである。

素子から出力信号信号をに取り込み必要なデータ処理を行う。

以上、の過程により、図の系を用いることでからの発光の時間分解と波長分解を同時に行うことが可能となる。また、図の系ではその原理上、一回の掃引スタートシグナルからストップシグナルまでの間を指すでのカウント以上計数出来ないという制約があるのに対して、図の系ではその制約は無いため時間分解時のフォトン捕集効率が良い。絶対値校正の手法は図と図とで同様である。

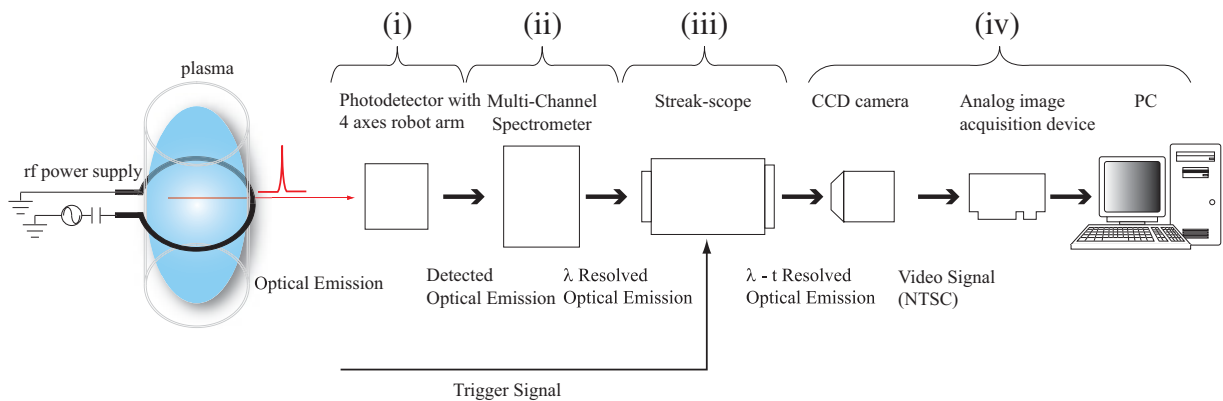
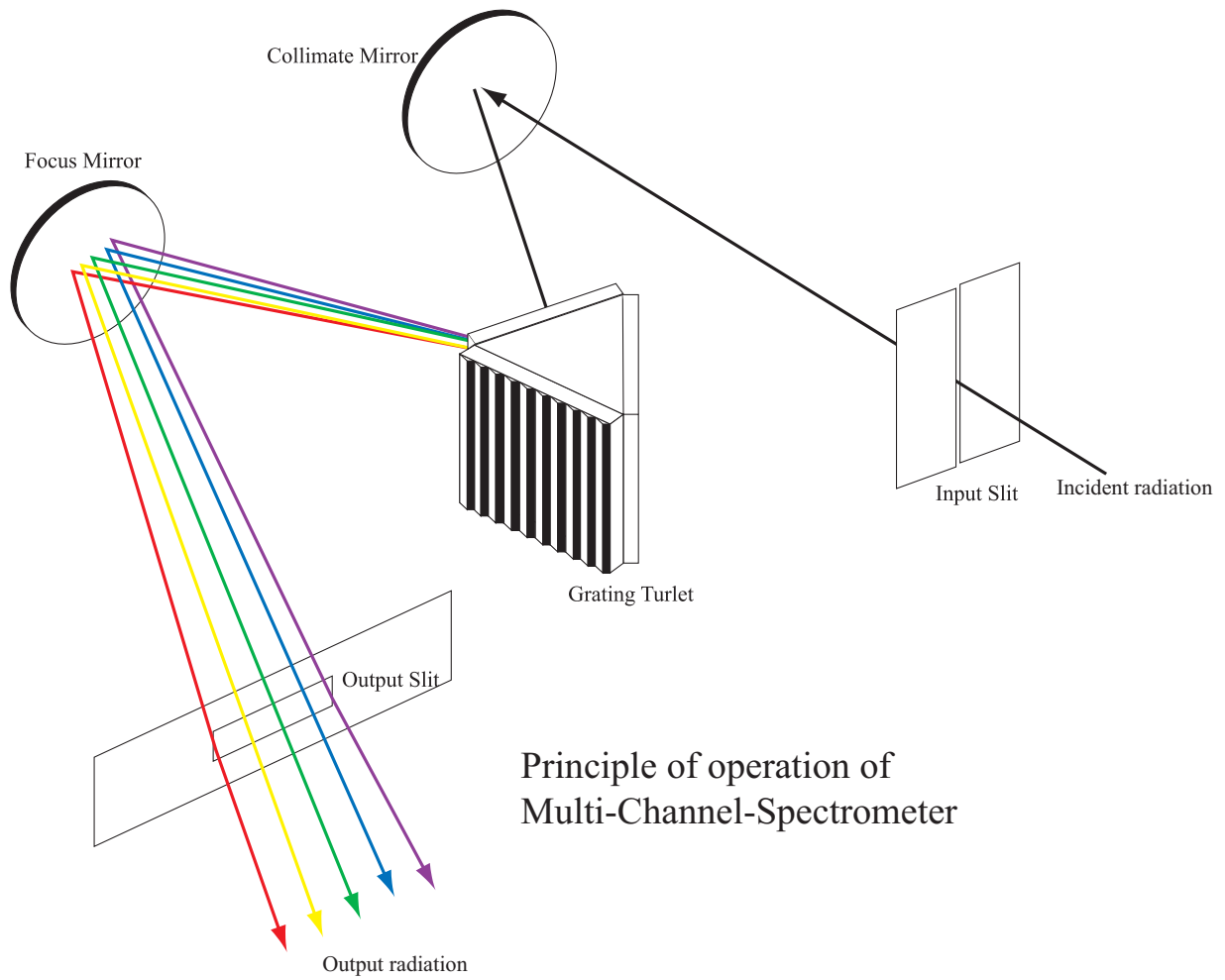


図 ストリークスコープを用いた測定系



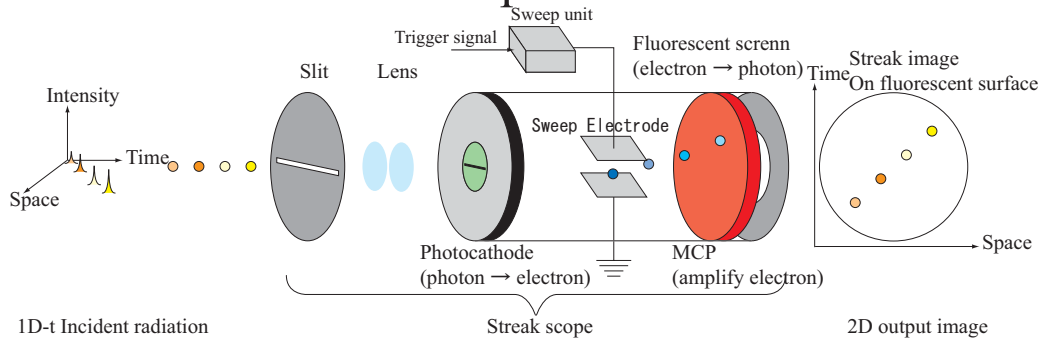
Principle of operation of Multi-Channel-Spectrometer

図 マルチチャンネル分光器原理

表 ストリークスコープ掃引特性

掃引レンジ		
掃引周波数	単掃引	
時間分解能	以内	

Principle of operation of Streakscope



Operation of sweep unit

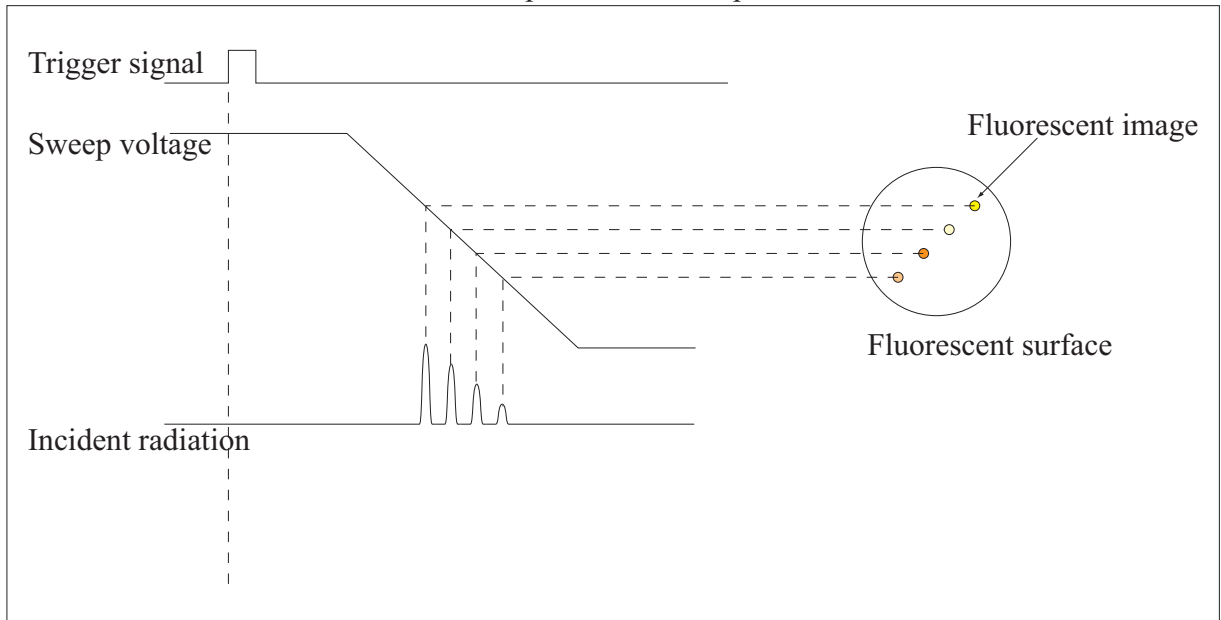


図 ストリークスコープ原理

表 マルチチャンネル分光器のグレーティング特性

グレーティング	タイプ	分解能	波長	同時測定幅

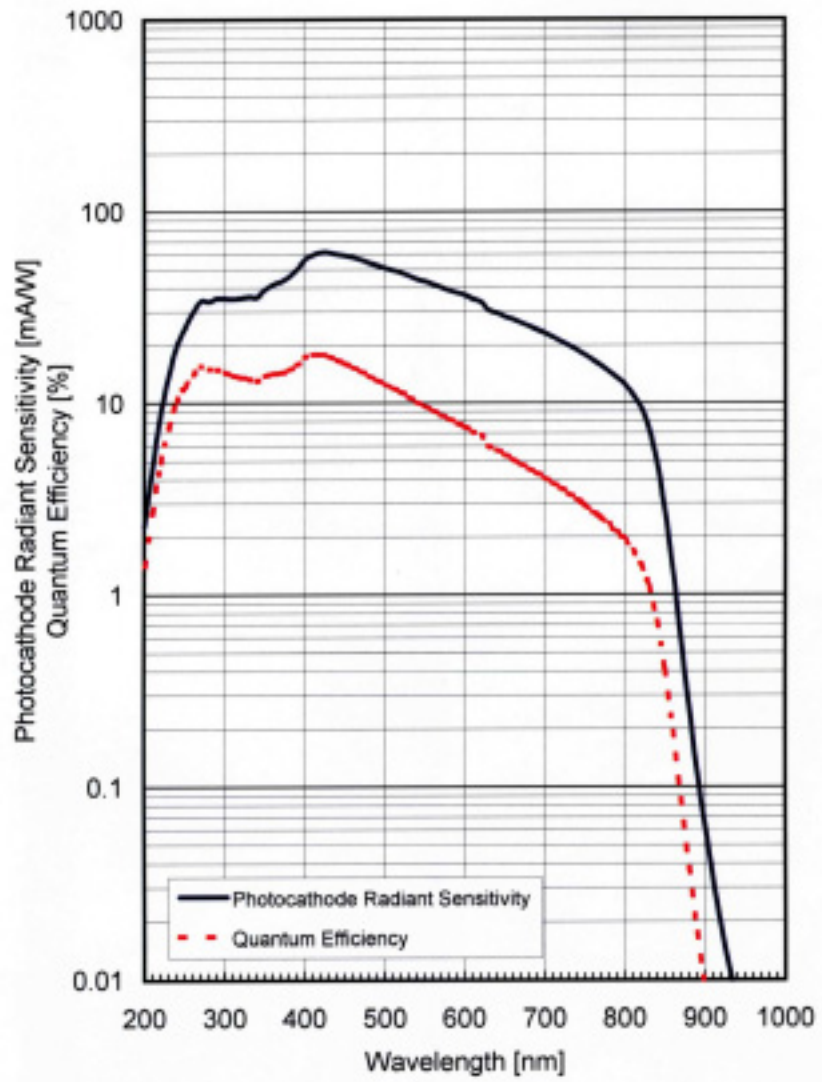


図 フォトカソードの感度と量子効率

絶対値較正

シングルフォトンカウンティング法により、プラズマ内で発生したフォトンを計数するが、実際に計測される値は、外壁、ディテクター系、光ファイバー、分光器など、フォトンの伝送経路内で損失する。したがって、プラズマから放射される特定波長のフォトンの絶対値を知るためには、それらの損失を考慮する必要がある。そこで、以下に示す方法を用いて、絶対値に対する測定値の割合、装置関数 を各波長に対して求める。

各波長に対するフォトン量の絶対値が既知である標準光源 高圧キセノン・ランプ に対して、本研究で用いたフォトンカウンティングシステムによって計測し、装置関数 を導出する。 から 離れた位置での放射強度特性 を図 に示す。 ランプの発光部の面積は でありフォトディテクターの空間分解能よりも小さいために点光源とみなす。

フォトンカウンティングシステムによって計数される ランプのフォトン数 は、次式で表される。

$$N = \frac{I \cdot A \cdot t}{h \cdot \nu} \cdot \eta \cdot \frac{1}{r^2}$$

ここで、それぞれのパラメータは表 の通りである。これから装置関数 を求めることができる。

表 絶対値較正で用いるパラメータ

プランク定数	
光速	
からの距離	
光ファイバへの入射確率	
波長分解能	
放射強度	図

時間分解測定についてその原理上、光ファイバと分光器との接続を調節することによりフォトンを制限することは前に述べたが、時間平均測定については、フォトンカウントが最大となるよう調節している。また、光電子増倍管に印加する負バイアスとその実験に最適な 比及び統計誤差になるよう調整している。したがって実験の種類により装置関数が変化してしまう。本来、実験を行なう度に毎回、キセノンランプによる絶対値較正を行

なうことが望ましいが、それでは大変時間がかかり、非常に測定効率が悪い。そのため絶対値較正を行なうための何らかの工夫が必要である。本実験では、絶対値較正用にキセノンランプを測定したときと出来るだけ近い時間 同条件 の下で、基準となるプラズマ光を観測し、絶対値化する。他の実験結果に対してはそれを絶対値較正用データとして用いることにしている。

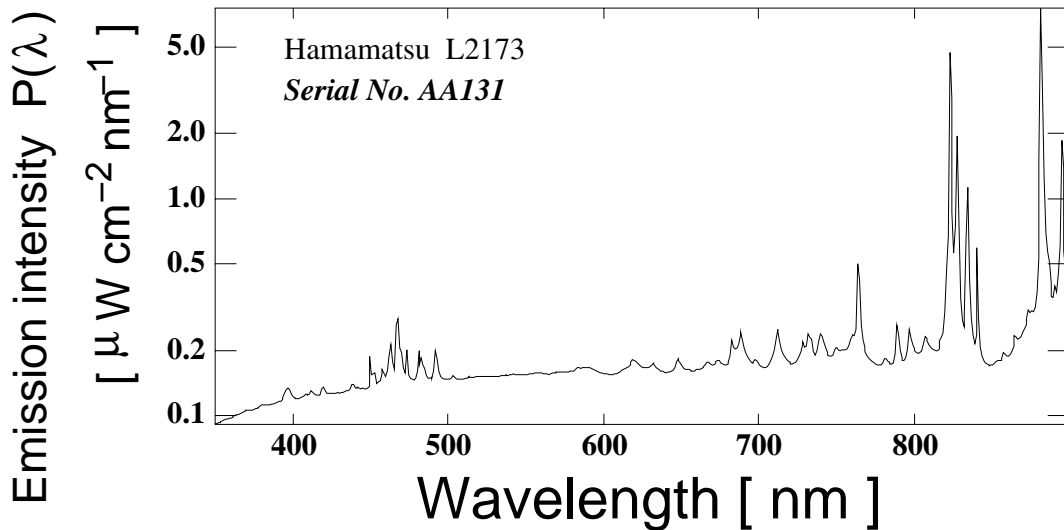


図 標準 ランプ の放射強度特性 計測距離

励起種数密度の算出

プラズマからの発光は、高いエネルギー準位へ励起された原子や分子が下準位へ遷移する際にその差のエネルギーを光として放出するために起こる。基底準位から準位への電子衝突による直接励起レート R_{exc} は次式のように表される。

R_{exc} はそれぞれ 準位への励起の閾値、衝突断面積、 n_e は電子エネルギー分布関数 $f(E)$ である。 N_0 は母ガス及び電子数密度、 m_e は電子の質量である。準安定準位からの励起や上準位から下準位へのカスケード等の直接電子励起以外の過程による生成レートを R_{gen} とすると、準位へのネット励起レート R_{net} は、

と表される。準位へ励起された原子、分子は発光（自然放射）や他の粒子との衝突によるクエンチングによって下準位へと遷移するため、準位の励起種数密度のレート方程式は次のように表現される。

$$\frac{dN_2}{dt} = R_2 - N_2 A_{21} - N_2 C_{21} - N_2 C_{20} - N_2 C_{23} - N_2 C_{24} - N_2 C_{25} - N_2 C_{26} - N_2 C_{27} - N_2 C_{28} - N_2 C_{29} - N_2 C_{30} - N_2 C_{31} - N_2 C_{32} - N_2 C_{33} - N_2 C_{34} - N_2 C_{35} - N_2 C_{36} - N_2 C_{37} - N_2 C_{38} - N_2 C_{39} - N_2 C_{40} - N_2 C_{41} - N_2 C_{42} - N_2 C_{43} - N_2 C_{44} - N_2 C_{45} - N_2 C_{46} - N_2 C_{47} - N_2 C_{48} - N_2 C_{49} - N_2 C_{50} - N_2 C_{51} - N_2 C_{52} - N_2 C_{53} - N_2 C_{54} - N_2 C_{55} - N_2 C_{56} - N_2 C_{57} - N_2 C_{58} - N_2 C_{59} - N_2 C_{60} - N_2 C_{61} - N_2 C_{62} - N_2 C_{63} - N_2 C_{64} - N_2 C_{65} - N_2 C_{66} - N_2 C_{67} - N_2 C_{68} - N_2 C_{69} - N_2 C_{70} - N_2 C_{71} - N_2 C_{72} - N_2 C_{73} - N_2 C_{74} - N_2 C_{75} - N_2 C_{76} - N_2 C_{77} - N_2 C_{78} - N_2 C_{79} - N_2 C_{80} - N_2 C_{81} - N_2 C_{82} - N_2 C_{83} - N_2 C_{84} - N_2 C_{85} - N_2 C_{86} - N_2 C_{87} - N_2 C_{88} - N_2 C_{89} - N_2 C_{90} - N_2 C_{91} - N_2 C_{92} - N_2 C_{93} - N_2 C_{94} - N_2 C_{95} - N_2 C_{96} - N_2 C_{97} - N_2 C_{98} - N_2 C_{99} - N_2 C_{100}$$

ここで、 R_2 は準位から準位への遷移確率、 A_{21} は準位の粒子との衝突によるクエンチングレート係数、 N_2 は準位の密度、 A_{21} は自然放射による準位のライフタイムである。本実験では、クエンチングは母ガスとの衝突によってのみ起こるとしている。

式より、準位の密度 N_2 は、次式のようにある時刻 t におけるのコンボリューション積分として表される。

$$N_2(t) = \int_0^t R_2(t') e^{-N_2(t-t')} dt'$$

また、準位の密度 N_2 と発光量 I_2 には

なる関係が成り立つので式は

$$I_2 = N_2 A_{21}$$

となる。

したがって、式をデコンボリューションし、測定された発光強度 I_2 からある時刻 t におけるネット発生レート R_2 を求めることが可能である。また、式から、ある空間上の点における励起種数密度 N_2 を求めることができる。

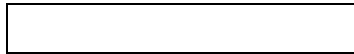
測定対象

発光分光計測は励起種

を測定対

象とした。これら、励起種の特性と測定意義を以下で述べる。

及び のエネルギー準位図を図に示す。また、及び の衝突断面積については後述する図参照。本研究では主に からの発光波長について観測した。この発光種の閾値や放射ライフタイムなどの基礎データについて以下に示す。準位は主に基底準位からの直接励起によって生成され、その他のカスケードや多段階励起過程による生成が非常に少ない。また閾値がと非常に高いため、この準位からの発光を観測することにより高エネルギー電子の挙動を知ることができる。また、励起種からの発光を計測する。は主に準安定励起種を経た閾値の多段階励起により生成され、この励起種からの発光はプラズマ中の低エネルギー電子の挙動を反映する。また、両励起種共に励起後、発光・脱励起するまでの時間準位の寿命が及びと極めて短く、両励起種共に生成後の気相中での拡散は無視できる。そのため、両励起種の発光分光測定より中の電子の時空間構造についての知見が得られる。



大半は基底状態からの励起により生成される。

高エネルギー電子の挙動を強く反映する。



多くが多段階励起により生成される。

低エネルギー電子の挙動を強く反映する。

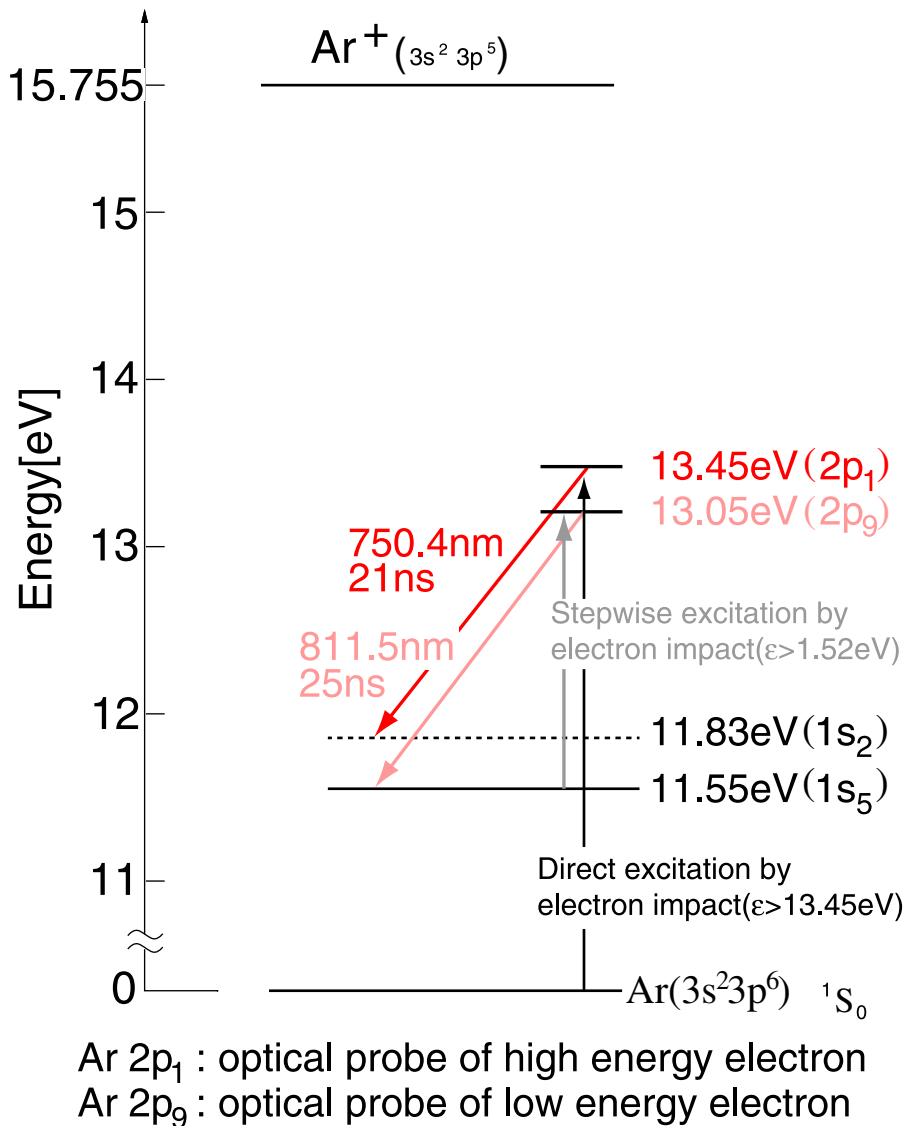


図 励起種 及び のエネルギー準位図と光学遷移

上記のように、 と はそれぞれプラズマ中の高エネルギー電子と低エネルギー電子の挙動を反映する。プラズマ中における電子の空間構造の変化の特性長を決定する一つの目安として、電子の平均自由行程と電界の空間構造が挙げられる。本研究において母ガス圧力は最大で である。圧力 におけるプラズマの母ガスとなる気体の数密度 は約 、電子と本研究で母ガスとして用いる の衝突断面積 は図 から、本研究においては最大でも約 程度であることがわかる。衝突断面積のエネルギー依存を無視すると、プラズマ中での電子の平均自由

行程は

と近似出来る。電子の平均自由行程は母ガスの圧力が低下するに従い短くなることが式から見て取れる。また、式中の に上で述べた値を代入すると、本研究における圧力における電子の平均自由行程は約 程であることが分かる。電子の挙動を反映する励起種 と の空間構造の変化のスケールも最大でも約 程であるといえる。このことから、本研究において多くの場合は空間分解能が約 のディテクタを に用い、励起種 と の空間構造を計測することに大きな問題は無いことがわかる。しかし、表皮効果によって電界の局所性が高くなる高プラズマ密度かつ電子の平均自由行程が短くなるような高圧力 数百、高投入電力 の外部プラズマ条件下ではディテクタの空間分解能とプラズマの空間構造変化のスケールが同程度となる可能性がある。このことは後述の手法で再構成された励起種空間分布における空間周波数の高周波成分の欠落、モアレの発生要因となることを留意する必要がある。

その他の測定対象励起種、 、 のエネルギー準位図を図 図 に示す。本研究において、 は 混合ガスを用いたプラズマ中で の解離過程で、または、や ウェハエッチング時に生成されるエッチ生成物及びその派生物 の解離過程 により生成されるフッ素ラジカルが高エネルギー電子 と励起衝突することにより主に生成される。一方、励起種 及び励起種 は気相中でそれぞれ 及び と電子間の励起衝突過程により生成される 図 図 図 図 。 は 系プラズマによる 及び エッチング時のプラズマ特性及びエッチング特性を強く反映する 詳細は第 章で述べる。第 章では、これら励起種の発光分光計測を行うことにより、気相 表面相互作用の診断を行う 。

手法

計測で得られる発光データは前述のようにディテクターの視線上における特定波長の発光線積分値である。線積分データから直接 の詳細な空間構造を知ることは困難である。しかし、線積分データには測定対象 励起種 の空間情報が含まれているため、適切な手法を用いることで、線積分データから測定対象の空間構造を求めることができる。そのため の手法として、本研究では石英ガラス管内のからの時間平均発光データに関しては 法で空間分布を、また、時間分解発光データは 逆変換し時空

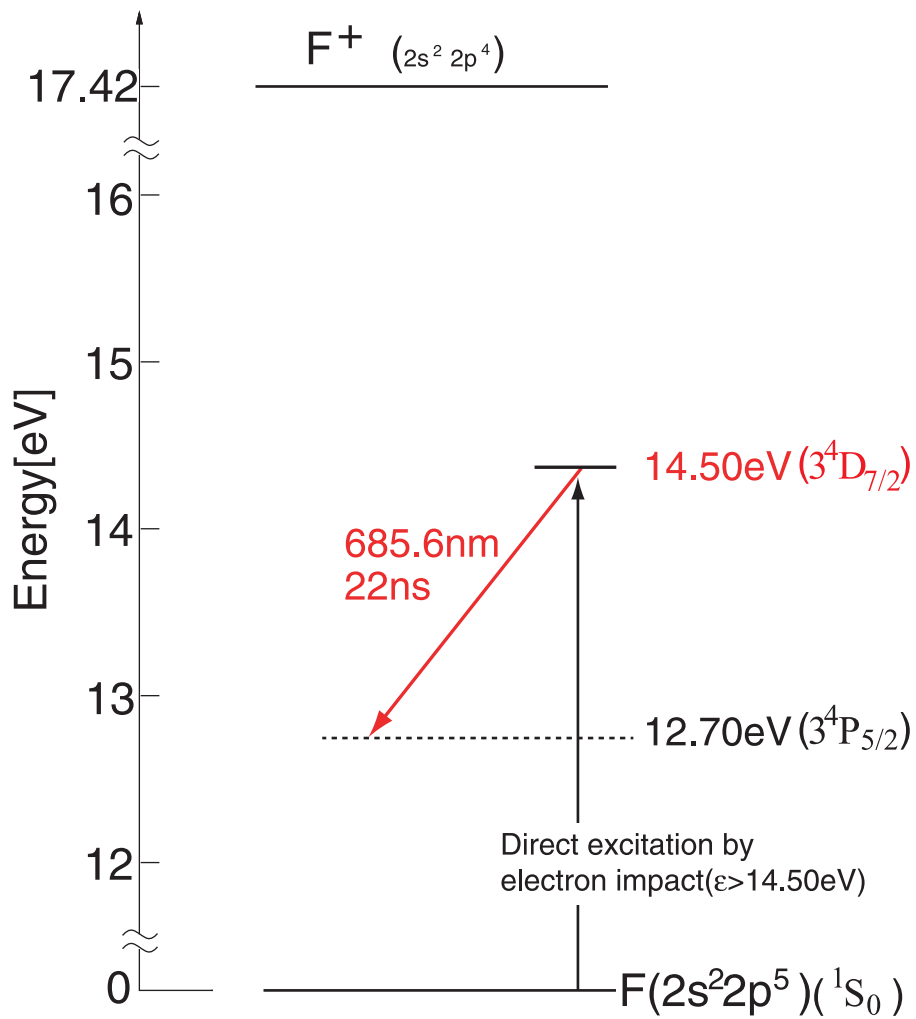


図 励起種のエネルギー準位図と光学遷移

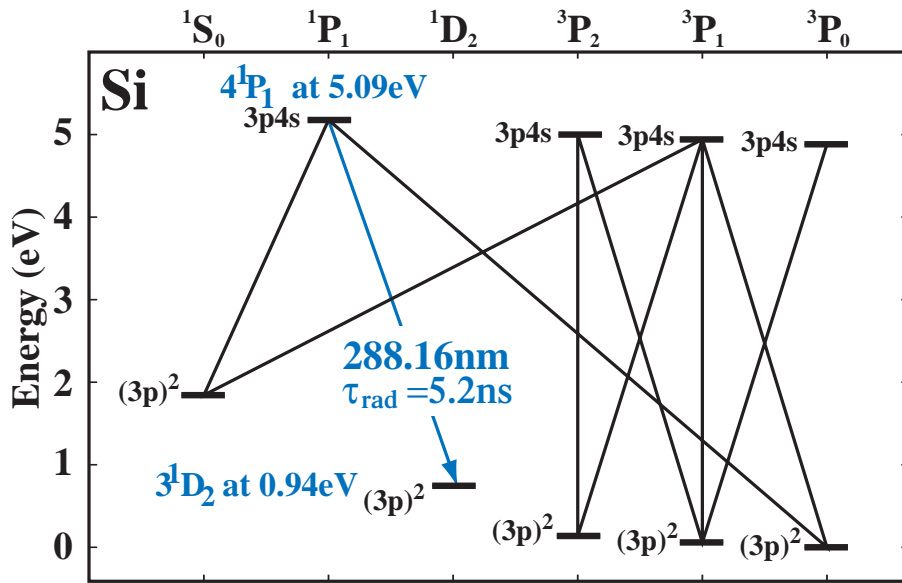


図 励起種 のエネルギー準位図と光学遷移

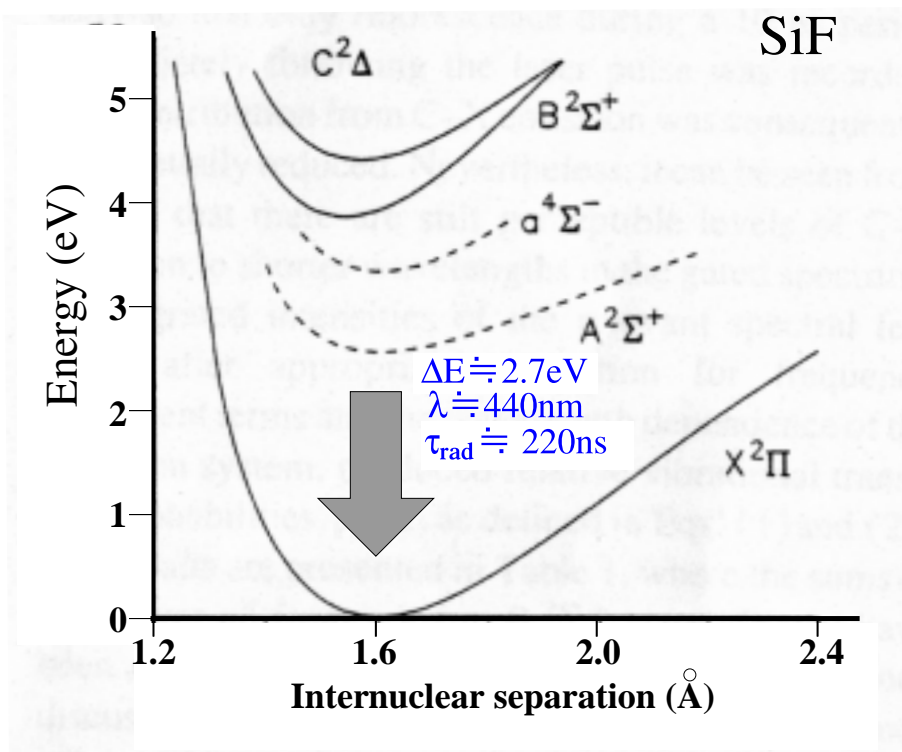


図 励起種 のエネルギー準位図と光学遷移

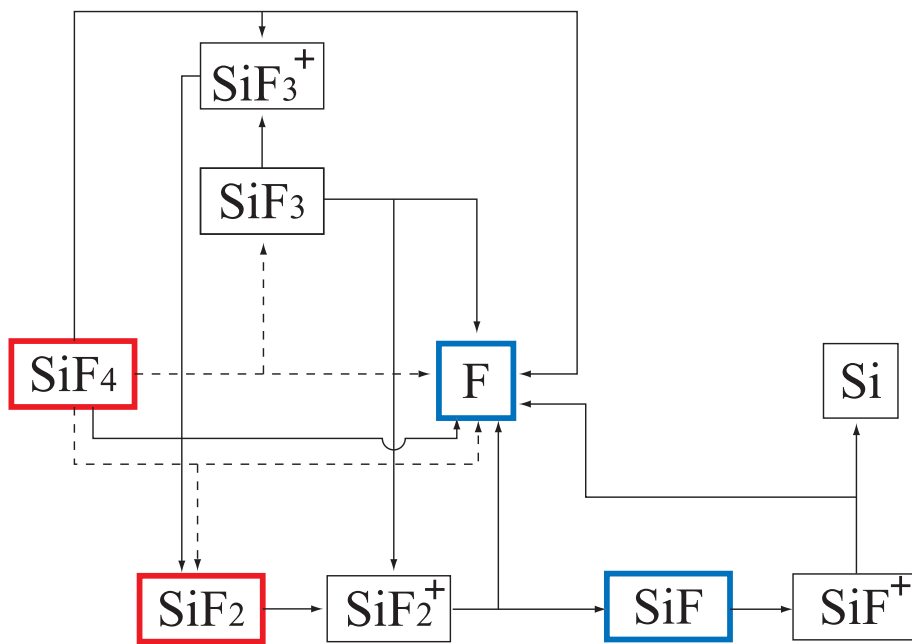


図 の気相中における主要反応経路

間分布を求める。以下で、各手法について述べる。

法は 手法の一つで、測定対象の情報を含む線積分データが十分であれば非常に精度良く空間分布を再現し、計算が容易であるため医療を始めとする多くの分野で幅広く用いられている画像処理手法である。当研究室はこれまでも、リアクタ中の発光強度空間分布を当手法により再構成を行なってきた。その原理を次に示す。

ある有限の次元実空間に存在する分布関数 $f(\mathbf{r})$ の線積分関数 $F(\mathbf{s})$ は

と書き示すことができる。ここで、

である。この関係より、式 (1) は

と書き直すことができる。

ここで、変数関数 $f(\mathbf{r})$ の次元変換 $\mathbf{r} = \mathbf{R}\mathbf{r}'$ は以下のように定義される。

また、任意の \mathbf{r}' における \mathbf{r} の変換は

と書ける \mathbf{r}' は空間周波数 \mathbf{s}' である。

式 (2) を式 (1) に代入すると

となる。式 (2) から式 (1) は等しい、つまり、 \mathbf{r} の一次元変換

と \mathbf{r}' の二次元変換は等価であることがわかる。

以上のことから、 $F(\mathbf{s})$ の線積分関数 $F(\mathbf{s})$ に一次元変換を施した後に次元逆

変換することで $I(\omega)$ を得ることができることがわかる。

すなわち、

となる。ここで、式 (1) を以下のように書き改めることができる。

ここで、

である。式 (1) はフィルター操作を表し、 $H(\omega)$ はフィルター関数の周波数応答に対応する。そのため、 $I(\omega)$ はフィルタ投影関数 と呼ばれている。そして、 $I(\omega)$ はフィルタ投影関数 $H(\omega)$ を $I(\omega)$ に関して積分することにより $I(\omega)$ を得ることができる式 (2) である。式 (2) はフィルタ投影関数の逆投影と呼ばれる。

上記の手法を離散化することで、励起種 n 次元空間分布 $I_n(\omega)$ は前述の絶対値較正を含めて、

と書ける。 $I_n(\omega)$ は発光線積分データ、 $H_n(\omega)$ は装置関数、 η はフォトンのディテクターへの入射確率、 A はディテクターの断面積、 $H(\omega)$ はフィルター関数のインパルス応答、 $\Delta\omega$ は測定角度間隔、 δ は計算時の巡回畳込みをしないための零点挿入 操作である。及び \mathcal{F} はそれぞれ高速 変換、高速逆 変換である。

フィルタ関数は再構成画像の画質に大きな影響を与える。本研究で用いたフィルタ関数は高周波雑音の影響を考慮し、一般的に使用され信頼性の高い フィルタ関数を用いた。これは、まずフィルタ関数として

を考え ここで $\Delta\omega$ は測定間隔、上式を離散フーリエ逆変換して得られるインパルス応答

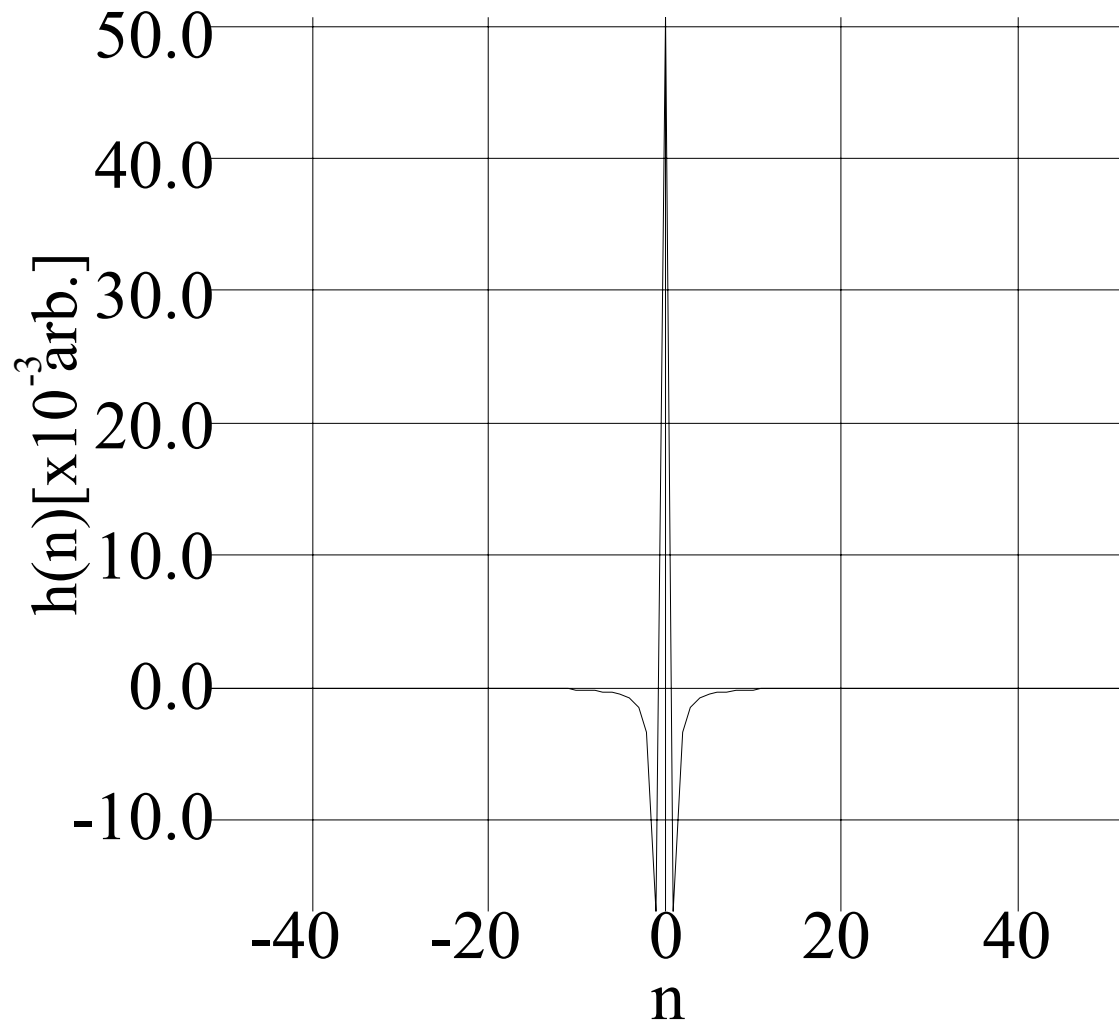
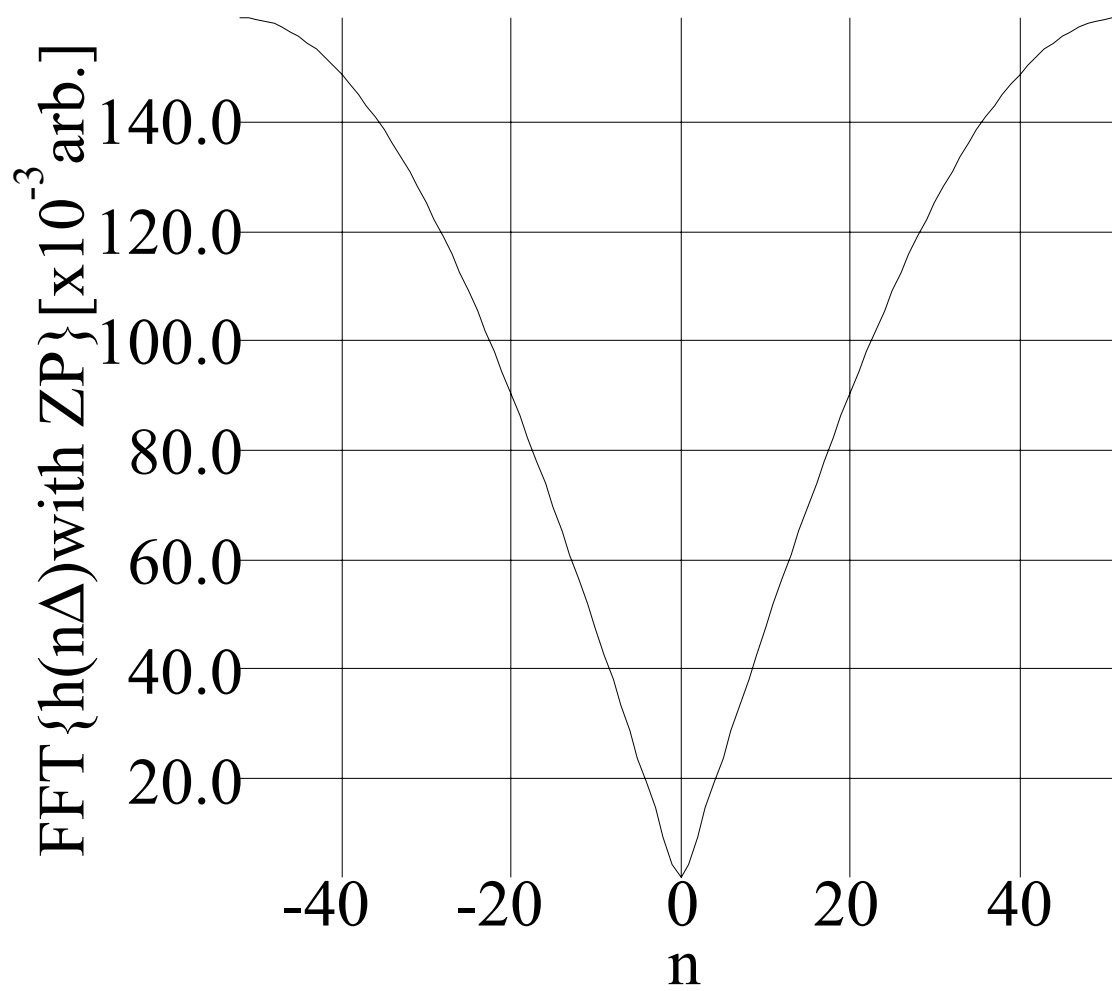


図 フィルタのインパルス応答



☒

を式 中で用いることである。図に を、図に を示す。本研究での石英ガラス管内の発光分光測定に際しては 度まで 度毎に 本のライン、ライン当り おきに 本の計 本の発光線積分データを測定し、励起種 次元空間分布を再構成した。なお、ここでは、 は具体的には、 に対応する。

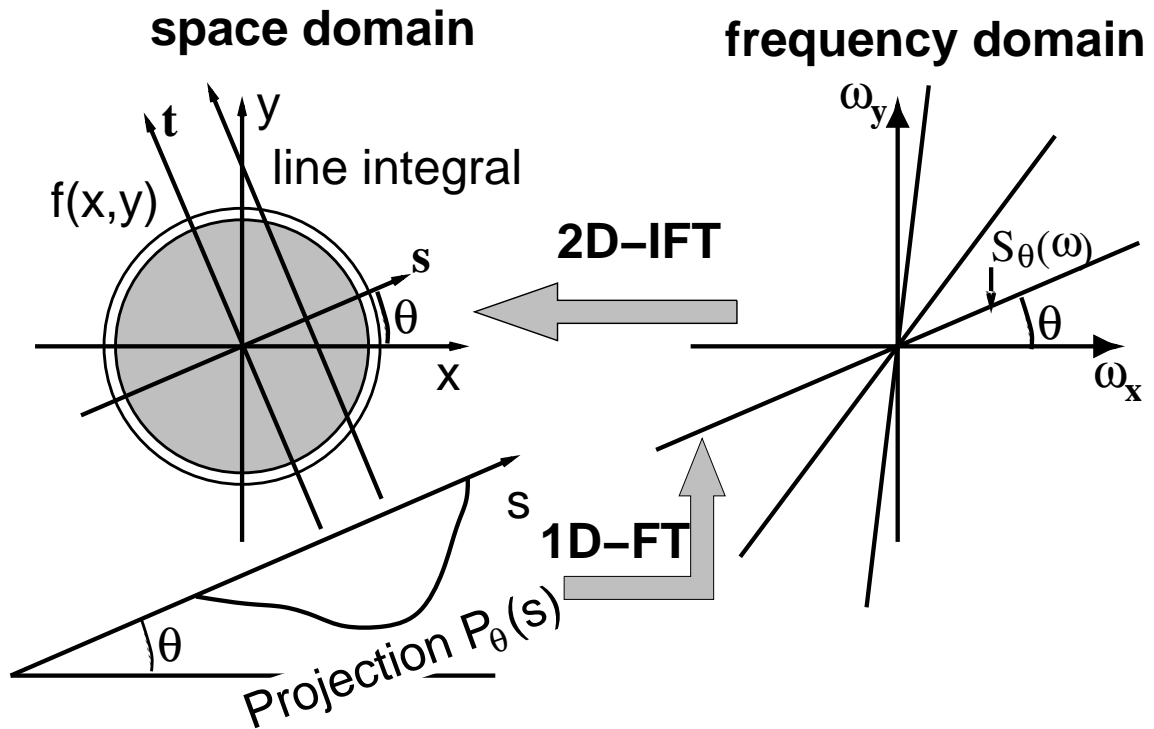


図 法概念図

逆変換

分光計測を不均質なプラズマに適用する場合、特に、プラズマが軸対称であるとき、対称軸に直角方向の線積分の分布の観測値を用いて各位置での情報を得ることが可能となる。これはアーベル逆変換 と呼ばれる方法で、プラズマ診断をはじめ多くの科学分野に応用されている。

本実験では、測定される準安定励起原子密度が 軸について対称であると仮定することによってアーベル逆変換を用いている。

図のように中心軸に直角方向の線積分値を、各位置での値を とすると、次のような式が成り立つ。

ここで、 $\frac{1}{r}$ より、 $\frac{1}{r^2}$ であるから、

$$\frac{1}{r^2} = \frac{1}{r^3} \cdot r$$

となる。これは径方向位置での値から線積分値を求めるアーベル変換の式である。線積分値から径方向位置での値を求めるためには、式 (1) の逆変換の式が必要となる。そこで、次のような式変形によってアーベル逆変換の式を求める。

$$\frac{1}{r^2} = \frac{1}{r^3} \cdot r \quad (2)$$

ここで $\frac{1}{r^2}$ とおくと、 $\frac{1}{r^3}$ となり、上式の一部が次のように変形できる。

$$\frac{1}{r^2} = \frac{1}{r^3} \cdot r \quad (3)$$

ここで $\frac{1}{r^2}$ とおくと、式は

$$\frac{1}{r^2} = \frac{1}{r^3} \cdot r \quad (4)$$

となる。したがって式は

$$\frac{1}{r^2} = \frac{1}{r^3} \cdot r \quad (5)$$

この関係式より式 (1) のアーベル逆変換式は次のような式になる。

$$\frac{1}{r^2} = \frac{1}{r^3} \cdot r \quad (6)$$

本研究では、この式 (6) を用いて線積分値から各位置での値を求めた。また、式 (6) を微分項を含まないように変形すると以下のような式になる。式 (6) を部分積分すると、

$$\frac{1}{r^2} = \frac{1}{r^3} \cdot r \quad (7)$$

となる。次に 式の右辺第一項を次のように変形する。

式 を式 に代入することにより、次式のような微分項を含まないアーベル逆変換式となり、数値的により安定な解を得ることが出来る。

—

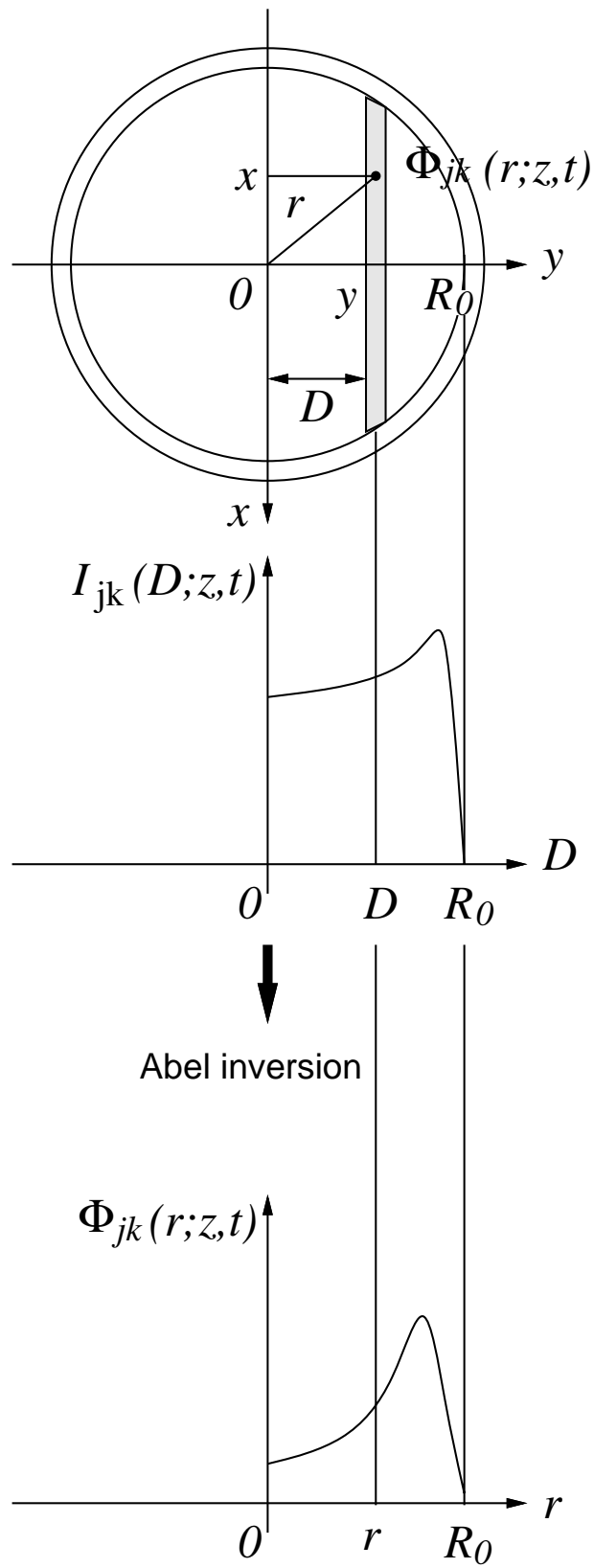


図 の断面とアーベル逆変換

レーザー吸収分光法

実験装置

本研究における吸収測定は、図に示される測定系で行なった。測定系は、主にプラズマを発生させるリアクタ、プラズマに入射させる光源、そしてプラズマを透過して吸収された信号を捉える受光系の三つから構成されている。プラズマは、と同様の方法で発生させ、プラズマ吸収光源にはダイオードレーザーを用いている。ダイオードレーザーの波長は発振器から三角波を入力する方式で掃引を行なっている。レーザーの信号はプラズマ透過後に受光し、入力信号はオシロスコープ上でモニターする。オシロスコープ上のデータはに転送された後ワークステーション上で処理される。各部の詳細を以下に示す。

光源

本研究では吸収測定的光源としてダイオードレーザーを用いている。このレーザーは斜入射グレーティングを用いており、レーザーから出射したビームを回折格子により回折させた後、角度が可変な全反射鏡に垂直に入射する波長の光のみを出力するようにすることで波長選択を行ない、 \sim の範囲で波長を掃引することが可能で線幅は以内であり、これはの場合およそに相当し、測定される吸収曲線に対して十分に狭い幅である。このレーザーの電流値に対する出力特性および波長に対する出力特性を図に示す。レーザービームの空間的な広がり、目視でおおよそであり、これにより吸収測定的位置分解能が決定される。また、波長を掃引しない場合には分間でおおよそのレーザーの出力信号の減少が見られた。この原因はレーザーのコントローラには温度を一定に保つ働きが備わっており実験室内の温度が変化することによりそのセンサーが敏感に反応しているということが考えられる。それぞれの測定データ内での信号のばらつきはほとんど見られないため、測定をする上でこの絶対値の変動は問題とならない。レーザーの波長を掃引した場合に信号が変動しているのはレーザーの出力が図に示されるように波長依存性を持っているためである。

レーザーの波長はレーザーのコントローラに発振器から三角波形電圧を入力してやることにより掃引が可能になっている。掃引周波数はとし、三角波一周期で吸収曲線を回測定していることになる。波長の掃引幅はとした。オシロスコープ上には入力する三角波の半周期分すなわち吸収曲線を一つ表示させ、回掃引して平均した吸収曲線をデータとしている。レーザーのヘッドは径方向および高さ方向の測定が可能ないようにス

テージ（シグマ光機 方向 同： ）上に設置しており径方向 および高さ方向 の移動が可能である。

受光系

ダイオードレーザー源の信号およびプラズマを透過して吸収を経たレーザーの信号は、これまでの発光分光測定時のシングルフォトンカウンティング法では後述するがレーザービーム全体を受光できず信号の安定性が十分でないため、 に よってレーザーの信号を受光している 図。

本研究で用いたレーザーは、極めて時間的に安定性に優れているが、レーザーを受光する側に問題がある場合観測される信号はそれとは反して時間的にばらつきを持ったものになってしまう。レーザーの出力の安定性は、ある程度の広がりを持ったレーザービームの全断面積の中で得られるものであり、レーザービームの は微小断面においては時間的な変動が存在する。すなわち、レーザービーム光全てを受光することが不可能な場合にはその時間的な変動の影響を受け一定のレーザー出力を捉えることができず正確な測定を行なうことができない。従来用いていたシングルフォトンカウンティング法によってレーザー光を捉えることを考えた場合、レーザーの受光面積は入射スリットおよび光ファイバーの断面積によって決定されることになるが、本研究で用いた入射スリットおよび光ファイバーの断面はそれぞれ直径 、 コア径 クラッド径は である。目視で測定したレーザービーム径はおよそ であるため光ファイバーのコア断面積がこれよりも小さくレーザービームの一部分しか捉えることができないため、一定のレーザー出力を捉えることができない 図 参照。光ファイバーの断面積を大きくし、レンズで集光するなどしてレーザービーム全てを受光できるようにした場合には、分光器を経て光電子増倍管に非常に強いレーザー光が入射することになり光電子増倍管の検出限界をはるかに越えてしまうためシングルフォトンカウンティングを行なうことは不可能である。この問題はフィルタによりレーザー光を減衰させることにより解決可能であるが、シングルフォトンカウンティングは通常は微弱な光を検出するのに用いられ、高強度のレーザー光を測定対象とするのは本来の目的を外れる。また、本研究では 準安定励起種の空間構造を診断するために位置 から まで 毎に計 本の吸収曲線の計測される。その際、各位置で得られた吸収曲線は一本毎にデータ保存のために に転送される。シングルフォトンカウンティングシステムを用いて を行なう場合、上から への転送 シリアル形式に 分程度の時間を要する。一方、 とオシロスコープ に より構成される受光系ではオシロスコープから へのデータ転送 形式 は数秒程

度で終了する。このことから、一度の計測には 回のデータ転送が必要となる には を使用するフォトンカウンティングでは計測が非効率になることがわかる。このような理由から、本研究でシングルフォトンカウンティングシステムを 計測に用いるのは適当ではなく、 とオシロスコープにより構成される受光及びデータ処理系を採用する。

は、受光面が直径 であり、十分にレーザービーム全てを受光することが可能であり一定のレーザー出力を検出することが可能である。しかし、 は波長の選択性がなくプラズマからの様々な波長の光を捉えてしまうため、図 に示されるように 前面にプラズマからの発光が入射するのを抑えレーザービーム光のみを入射させる目的で、直径 のスリットを設けるとともに吸収スペクトル近傍の波長のみ半値幅 を透過するバンドパスフィルタ 朝日分光： を設置している。このバンドパスフィルタの波長特性は図 に示す。

この は、従来用いていたロボットに設置することにより任意の位置に移動することが可能となっており、光源のレーザー光が石英管から屈折して出てくる位置に移動してレーザー光を受光している。

プラズマにレーザー光を入射させる際には、レーザー強度に十分配慮する必要がある。吸収測定は、ある一定の確率 で準安定励起状態の原子が上準位に誘導的に遷移する現象とその上準位から準安定励起状態に自然放出および誘導放出によって遷移してくる現象のつりあいで行なわれる測定法である。プラズマに入射させるレーザーの出力が強すぎる場合には、過度の吸収による準安定励起原子密度の減少及び上準位の密度が増加が起こり、誘導放出による上準位から準安定励起準位への遷移が増加する。結果として、真の準安定励起原子密度が測定できなくなると同時に測定されるレーザー光の吸収の割合が減少してしまう 。さらに、今回の測定に用いた遷移過程 の場合、上準位 から下の準位へ遷移する過程には、準安定励起状態への遷移 に加えて が挙げられる。それぞれの遷移確率 は、

となっており、共鳴準位 に遷移する確率の方が高く、また、 から へ電子との衝突により遷移する過程の時定数を、レート係数 と電子数密度

を仮定して求めてみると、 となり、 から へ遷移する過程の時定数よりも から へ遷移する時定数の方がはるかに速いことが分かる。つまり、レーザーの出力が強くと、上準位 の密度が高くなると、準安定励起状態 が吸収を経て準位に溜り込む状態になる 。その結果、レーザーを入射させたことにより

この遷移過程が乱されることになり、正確な準安定励起原子密度の測定を行なうことができない。そこで、本研究では、ある一定の条件の下で吸収曲線を観測し、シグマ光機 の減衰率を変化させプラズマに入射するレーザーの光を減衰させていった時に、吸収係数が変化しなくなる出来るだけ小さな減衰率を求めることによりプラズマに入射させるレーザーの出力を決定した。

図に、準安定励起原子密度が最も低くなる条件の圧力、パワー、測定ライン における の減衰率を、 α_1 、 α_2 、 α_3 と変化させた際の吸収係数を示す。この結果から、レーザー光強度の減衰率を α_1 、 α_2 と変化させても吸収係数のピーク値に変化のないことがわかり、壁近傍の測定ラインにおいてはこれ以上に密度が低くなることを考慮して本研究では減衰率を α_1 とした。

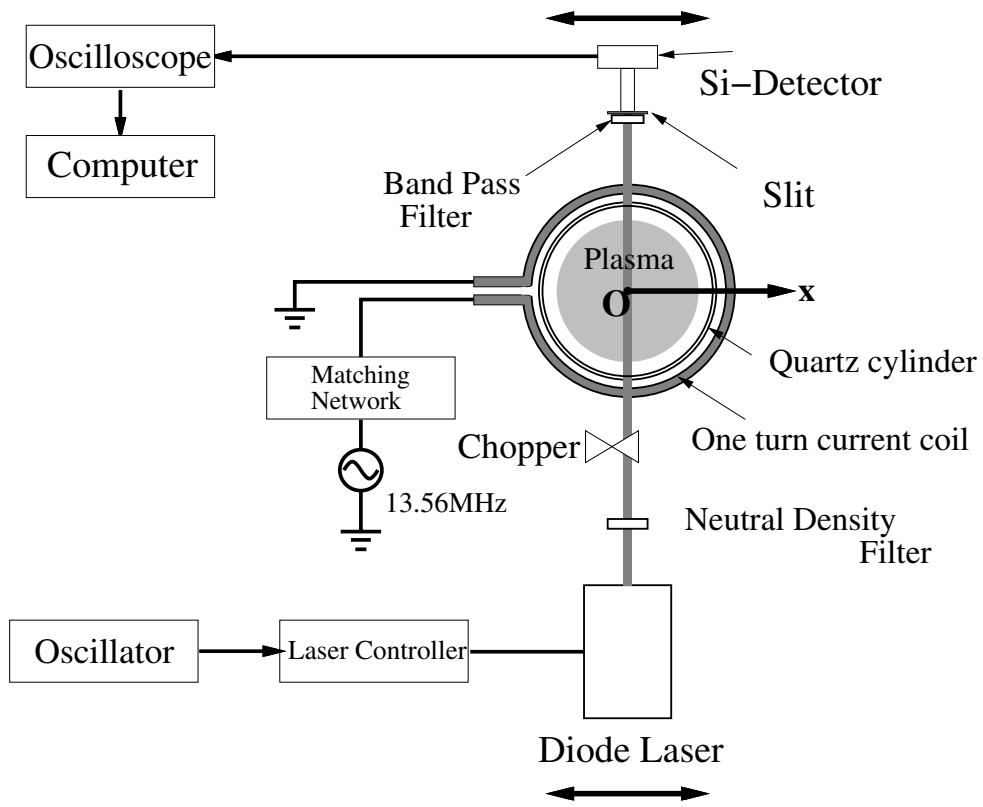


図 吸収分光測定システム

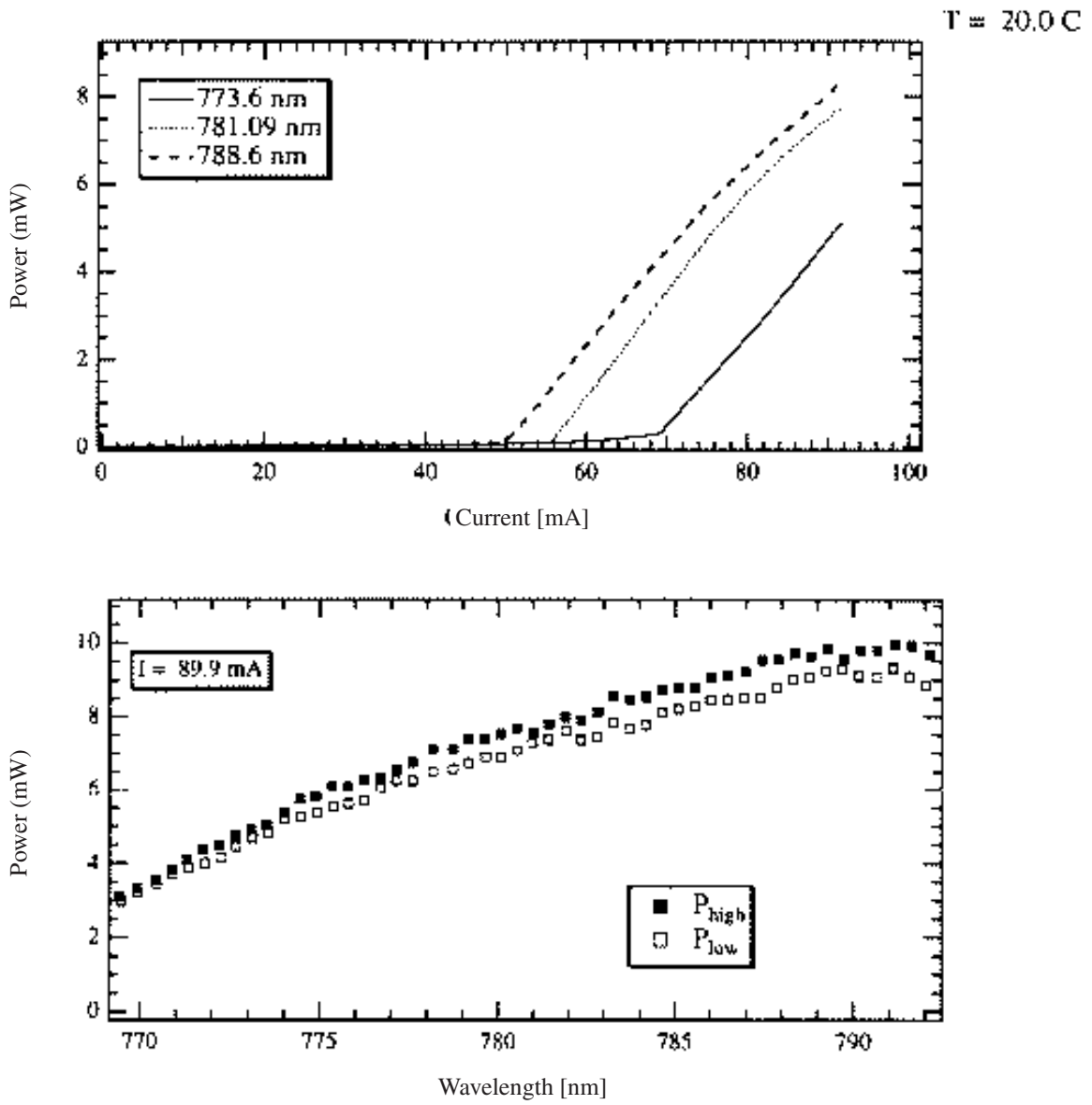


図 ダイオードレーザー 出力の電流及び波長依存性

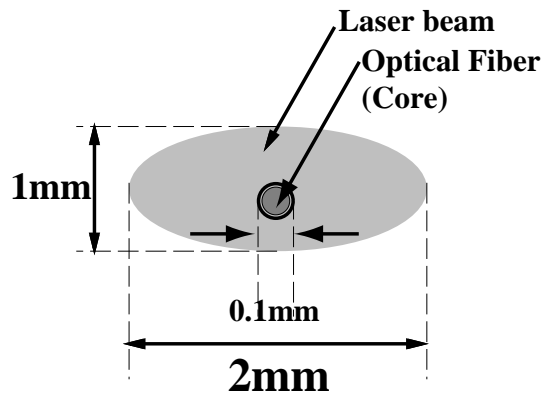


図 シングルフォトンカウンティング法を用いた場合のレーザービームに対する受光面積

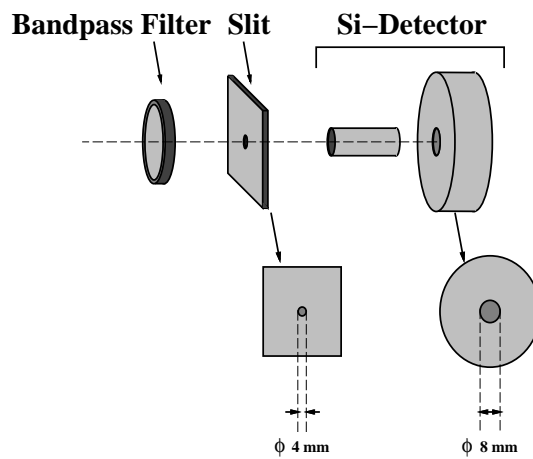


図 ダイオードレーザー吸収分光計測で使用した受光系

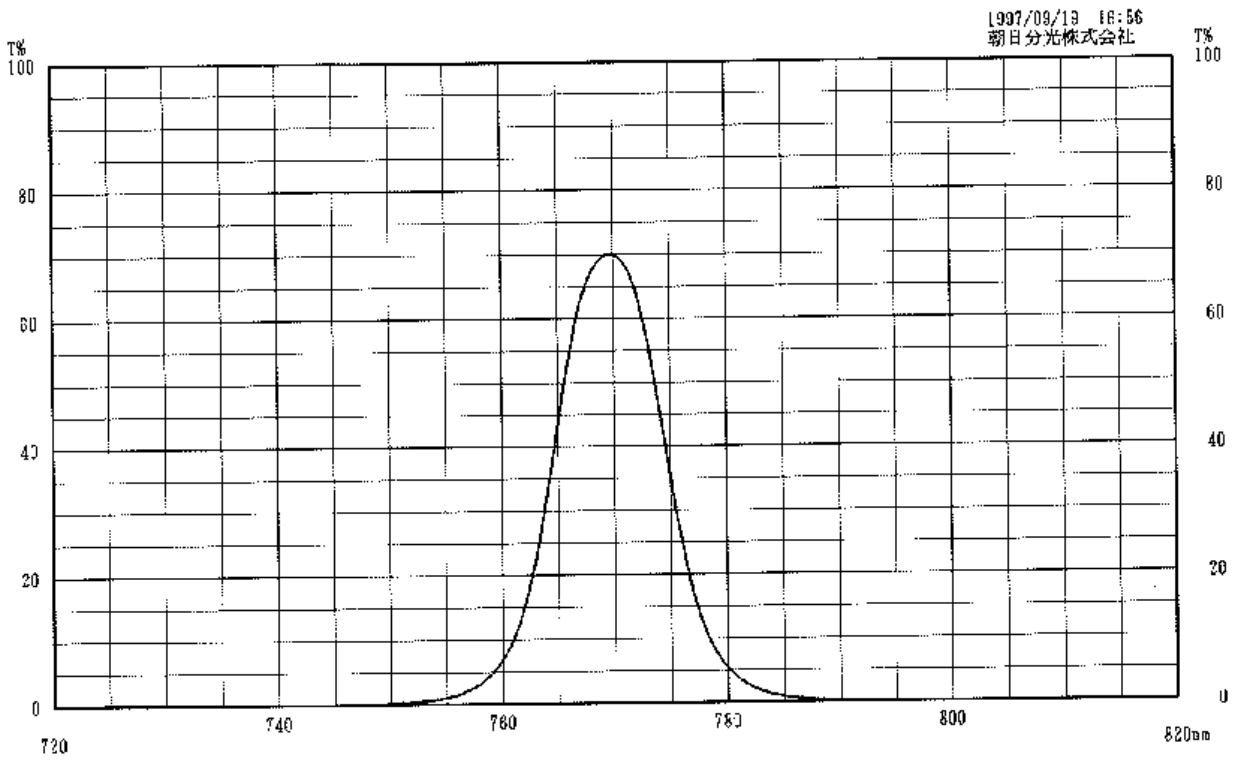


図 朝日分光 の波長依存性

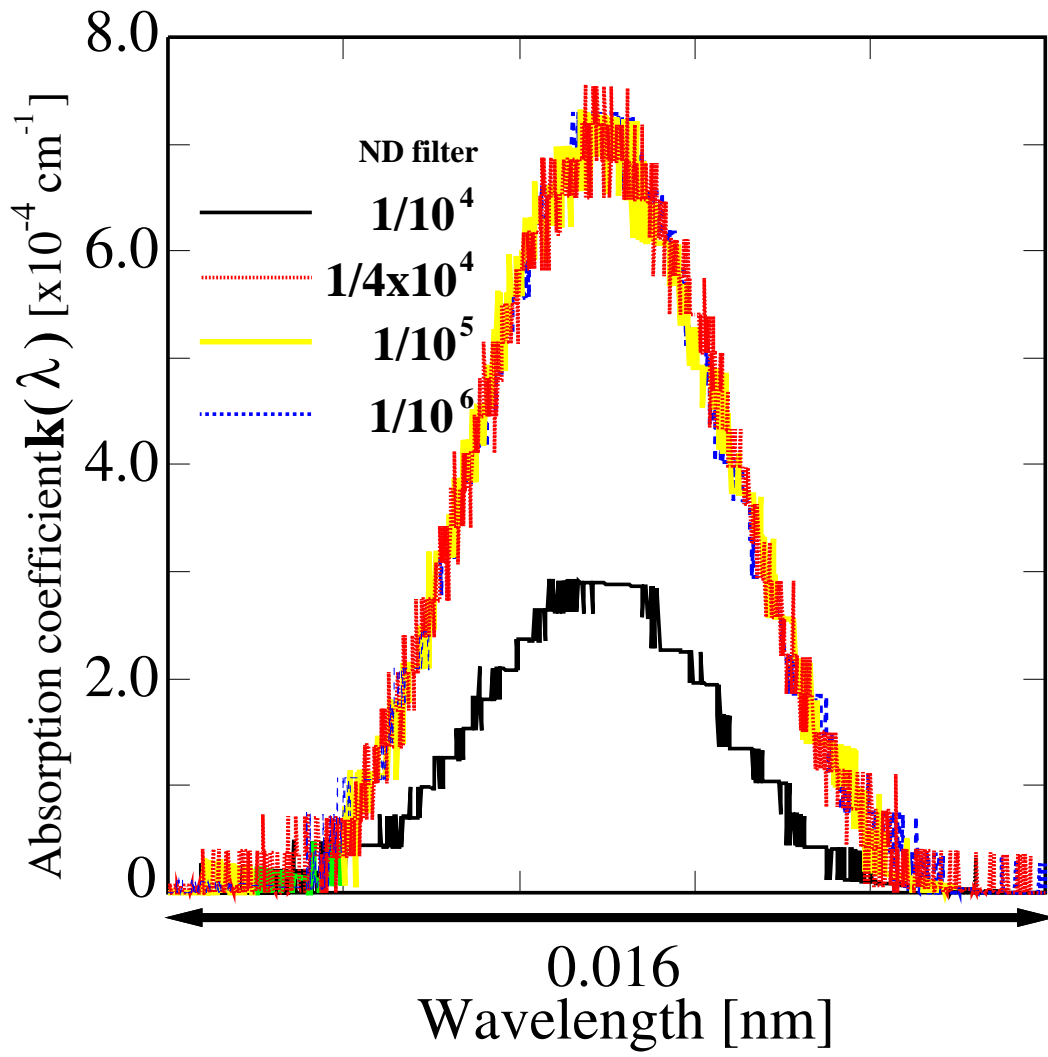


図 フィルターの減衰率の決定

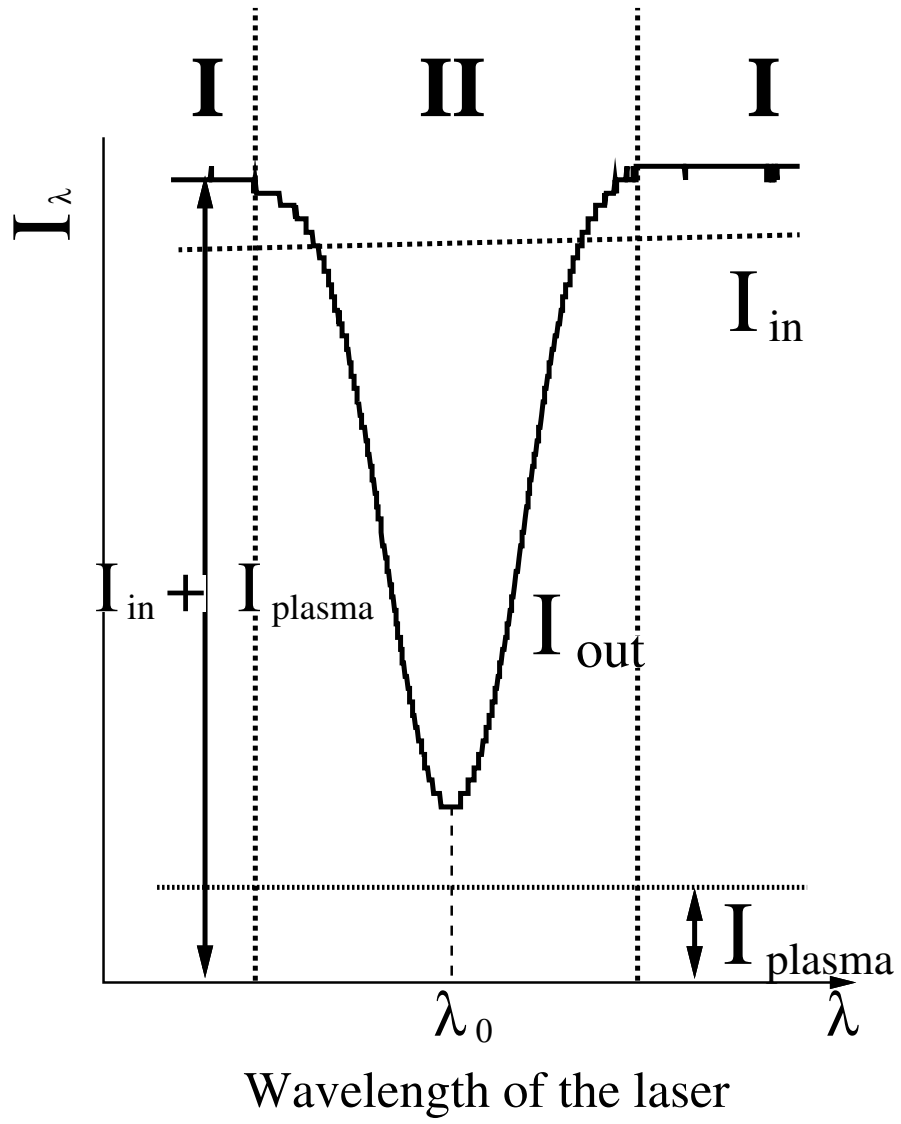


図 吸収曲線

光の吸収

エネルギーが E_1 の状態にある原子に、ちょうど $E_2 - E_1$ のエネルギーの光が入射すると原子はエネルギー E_2 の上の状態に遷移する確率が生じる。光がエネルギーを失って原子にそのエネルギーを与えることになり、いわゆる光の吸収が起こる（図）。

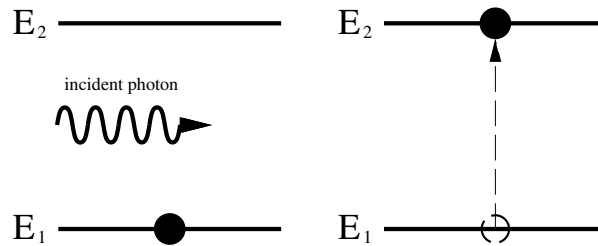


図 光の吸収

吸収の過程における遷移確率は、エネルギーの低い状態からエネルギーの高い状態への吸収の係数を B_{12} (の係数)、放射密度を ρ_{ν} とすると

で与えられる。誘導放出係数 B_{21} と吸収係数 B_{12} および自然放出係数 A_{21} の間にはプランクの法則を導き出した方法の中で導入した関係が成り立つ。

吸収係数

強度 I の光が厚さ l の物質に入射すると透過光量 I_t は

のように表現することができる。 α は吸収係数である。この式を I で微分すると

—

となり、吸収係数 α は $-\frac{1}{I} \frac{dI}{dx}$ と求まる。吸収係数は一般に周波数に依存するので $\alpha(\nu)$ と書くこととする。吸収係数 α は上および下の準位にある原子数、遷移確率等の量で表すことができ、それを次に述べる。

周波数 ν 、強度 I の光が図のようにある物質中の単位面積、厚さ l の部分を通過する場合を考える。場所 x での断面に入射するときの強度が $I(x)$ で、場所 $x+l$ の面を出るときの強度を $I(x+l)$ とする。この方向に進む光についてその強度変化を考える。

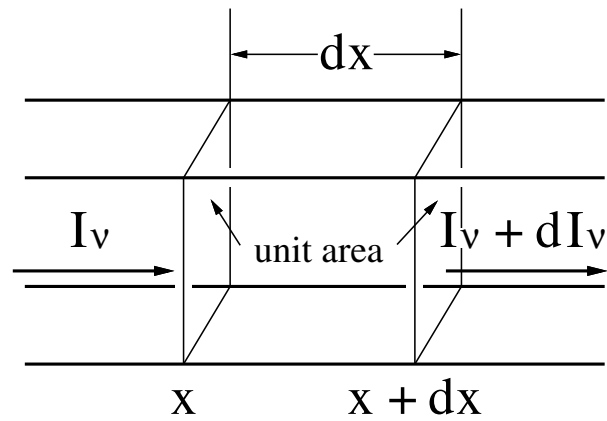


図 吸収による光の強度変化

なる体積中の原子が周波数 から の範囲の光を吸収してエネルギー準位 からエネルギー準位 へ遷移すると考えると、光強度変化について次の関係が成り立つ。

だけ進むのに要する時間は で、この時間に単位断面積を通過する光のエネルギーは毎秒当り であるので時間 の間には である。

一方、この体積は なので単位体積のエネルギーすなわち放射密度 は

$$\rho = \frac{dE}{dV}$$

ゆえに式 は

$$dI_v = -\rho dx$$

$$I_v = I_0 e^{-\rho x}$$

$$\rho = \frac{dI_v}{-I_v dx}$$

従って、吸収係数の式 を用いて式 を書き直すと

$$\rho = \frac{dI_v}{-I_v dx}$$

この式の両辺を積分することにより

$$I_v = I_0 e^{-\rho x}$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1 A_{21} + N_2 A_{12} + N_2 B_{12} I - N_1 B_{12} I$$

$$\frac{dN_2}{dt} = N_1 A_{21} - N_2 A_{12} - N_2 B_{12} I + N_1 B_{12} I$$

ここで、 N_1 は状態 1、2 の統計的重み、 λ は光の波長、 A_{21} は自然放出の遷移確率である。また、光の吸収は原子中の電子によるエネルギー吸収により起こることから吸収係数は次のような関係を満たす。

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1 A_{21} + N_2 A_{12} + N_2 B_{12} I - N_1 B_{12} I$$

ここで N_1 は単位体積中の分散電子の数、 N_2 は振動子の数である。

振動子強度

単位体積中に N 個の原子を含む系の吸収あるいは分散の特性は単位体積中の分散電子の数（振動子の数）により表すことができる。また、

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1 A_{21} + N_2 A_{12} + N_2 B_{12} I - N_1 B_{12} I$$

を振動子強度といい、 N 個の原子当りの分散電子の数を表す。

式 (1) の関係により積分吸収係数は

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1 A_{21} + N_2 A_{12} + N_2 B_{12} I - N_1 B_{12} I$$

また、積分吸収係数は式 (2) より

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1 A_{21} + N_2 A_{12} + N_2 B_{12} I - N_1 B_{12} I$$

ゆえに

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1 A_{21} + N_2 A_{12} + N_2 B_{12} I - N_1 B_{12} I$$

の関係が成り立つ。これをリュドベリの関係という。ゆえに共鳴線の ν 値と共鳴線の上の準位の寿命 τ の間には一定の関係が得られ、 ν 値および τ 値はそれらのいずれか一方がわかっているれば他方を求めることができる。

ドップラーの広がり (

観測者に相対的に運動している光源すなわち原子からの光の周波数は光源自体の放射する光の周波数からずれて観測される。これはドップラー効果 () によるものである。運動する原子により吸収されるスペクトル線の周波数も同様のずれを生じ、発光または吸収する気体原子がいわゆる分子運動をしているため観測者方向の速度成分はある定まった統計的な分布をしているので観測される吸収スペクトル線は図のように広がりを持った形となる。

周波数 ν_0 の光を放出または吸収する原子が観測者の方向に速度 v で運動しているとす
る。観測者は周波数 ν の発光スペクトル線として観測する。

$$\nu = \nu_0 \left(1 \pm \frac{v}{c} \right)$$

また、気体原子は速度分布を持っている。気体が熱平衡にあるならばマクスウェル分布
となる。観測者方向への速度成分だけを考慮すればマクスウェル分
布は

$$n(v) dv = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{mv^2}{2k_B T} \right) dv$$

となる。ここで m は質量、 n の原子のうち速度成分が v と $v+dv$ の間にある原子数を
示す。 k_B はボルツマン定数、 T は気体温度である。吸収係数を α とすると周波数、
 ν の間の単位強度の光が単位の厚さを通過するとき吸収される光量は

である。一方、この値は式 (1) に比例すべきである。式 (2) で定まる ν_0 の値を
代入して

$$\alpha(\nu) = \alpha_0 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} \right)^2 \exp \left(-\frac{2(\nu - \nu_0)^2}{\nu_0^2} \right)$$

ゆえに

$$\alpha(\nu) = \alpha_0 \exp \left(-\frac{2(\nu - \nu_0)^2}{\nu_0^2} \right)$$

が得られる。この吸収係数の形はガウスの誤差曲線と同じ形であり、このような形のスペ
クトル線の輪郭をガウス型 () またはドップラー型という。

次に式 からその半値幅を求める。

中心周波数から だけ隔たった周波数において吸収光量は になるべきであるから

$$- \quad \text{---} \quad \text{---} \quad \text{---}$$

ゆえに

$$\text{---} \quad \text{---} \quad \text{---}$$

の代わりに分子量 を使って表すとボルツマン定数 の代わりに気体定数 で置き換えられる。

$$\text{---} \quad \text{---}$$

ただし、 である 。

したがって、

$$\text{---}$$

$$\text{---}$$

$$\text{---}$$

$$\text{---}$$

となる。

吸収率

光が厚さ の吸収体の層を通過するとき透過光の強さ は入射光の強さを とすると

$$\text{---}$$

この式の両辺を周波数で積分してやると

$$\text{---}$$

となり、この を積分吸収係数 () と定義する。また、左辺は式 の関係を用いることにより

$$\text{---} \quad \text{---}$$

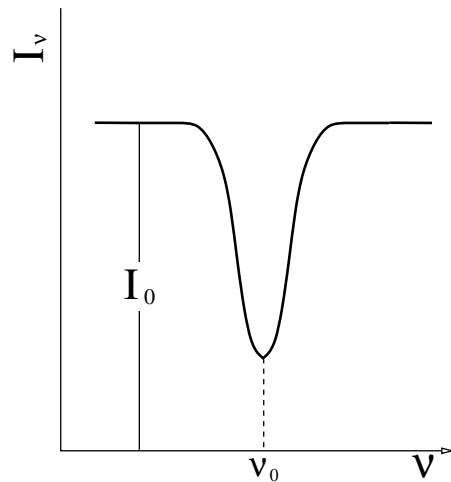


図 ドップラー広がりによる吸収スペクトルの広がり

と表すことができる。この式を周波数 ν の関数から波長 λ の関数に変換すると

$$I_{\nu} d\nu = I_{\lambda} d\lambda$$

となる。したがって、光源となるレーザーの周波数を掃引して各波長での吸収前のレーザー強度 I_0 および吸収後のレーザー強度 I_{ν} を測定しそれらを波長に関して積分してやることでこの式から準安定励起原子密度を導出することができる。

アーベル逆変換

吸収分光測定では、プラズマに入射させるレーザー光を、石英ガラス管リアクタ 中心軸 軸からの距離の関数として 軸方向に走査し、各位置における積分吸収係数の線積分値データ $A_{\nu}(r)$ を測定している。軸対称性を仮定して積分吸収係数を $A_{\nu}(r)$ とし、アーベル逆変換の際には、吸収分光測定では、データにそれほど大きな誤差が含まれていないため、式 (1) に示される微分項を含んだ

$$A_{\nu}(r) = \int_r^{\infty} \frac{A_{\nu}(r')}{\sqrt{r'^2 - r^2}} dr'$$

を用いて、系方向数密度分布 $N_{\nu}(r)$ を再構成している。

準安定励起原子密度の導出

準安定励起原子密度を測定するためには、吸収を受けていないレーザー強度 I_0 と吸収を受けたレーザー強度 I_{ν} の比を取ることで求めることができる。実際にはプラズマ中で

上準位から準安定励起準位へ遷移する原子から吸収波長と同じ波長の光が放射されるため、プラズマからの発光の寄与を減ずる必要がある。測定方法としては、各位置で吸収曲線を測定してからレーザー光を遮断してプラズマからの信号のみを測定し、それを径方向全てにわたって測定した後、プラズマが無い状態でレーザー光のみを測定することになる。この場合、径方向にわたって吸収およびプラズマからの信号を測定するため、その測定自体とデータの転送およびレーザー、ロボットの移動にかなりの時間を要し、レーザー信号やの経時変化等の影響を受けやすい。これを打破するためには、吸収およびプラズマのみの発光を測定すれば良く、各位置でまず吸収曲線を観測し、さらにチョッパーによりレーザー光を遮断してプラズマにレーザー光が入射しない状態にしてプラズマからの発光を測定する。ただし、プラズマからの信号には電気的なノイズが若干のっておりこれが吸収係数導出の際に効いてくるため、データ処理の段階で、測定されたプラズマからの信号の平均値をプラズマからの信号 I_p としている。図で、領域 A では吸収を全く受けないレーザー信号 I_L とプラズマからの信号 I_p の和になっているため、領域 A の値から測定したプラズマのみの信号を引くことで、レーザーの信号 I_L を求めている。ただし、領域 B ではレーザー光が吸収されている状態なのでこの領域におけるレーザーの信号は、先に求めた二つの領域 A の値を用いて最小自乗法によって求めた回帰式から与えている。吸収を受けたレーザーの信号 I_L は領域 B からプラズマからの信号 I_p を引くことにより求めている。得られた I_L 、 I_p から式()に代入してやることで位置 r での積分吸収係数 $\int \mu dr$ の線積分値 $\int \mu dr$ を求めている。この線積分値を Δr まで 間隔で測定して線積分値の径方向分布を求め、直線補間によって光路長 間隔のデータに直した後、アーベル逆変換を用いる前にデータを平滑化する。これは、アーベル逆変換によってデータの僅かな振動が大きく強調されてしまうためである。各位置で、点のスモーキングをかけた後、連続して点、点のスモーキングをかけている。その後、軸対称性を仮定して従来のアーベル逆変換を行なうことにより準安定励起原子数密度 N を求めている。表に準安定励起原子数密度の導出の際に式()に現れる各値を示す。

準安定励起原子の温度の測定

前述したように、レーザーの光を吸収する準安定励起原子はプラズマ内において熱運動しているために吸収曲線は波長に対して広がりを持ったものとなる。その広がり準安定励起原子の温度を反映したドップラー広がりであり、測定された吸収係数曲線の半値幅を式()に代入することで準安定励起原子の温度を測定することが可能である。

表 準安定励起原子密度の導出に用いた各記号およびその値

準安定励起原子密度
吸収スペクトル
吸収スペクトル
振動子強度
振動子強度
素電荷
電子質量
原子質量
光速
光路長

測定対象

本研究で吸収分光測定により測定した準安定励起原子は、これまでに発光分光測定により測定を行ってきた励起種 閾値エネルギー と基底準位であるの間に存在する準安定励起状態

閾値エネルギー

閾値エネルギー

である。表に測定準位、図にエネルギー準位図を示す。準安定励起状態は非常に寿命が長く安定であるということと、程度の低エネルギー電子の衝突で正イオンが生成されるため、この準安定励起状態を経た多段階過程がプラズマの構造に大きな影響を及ぼすことが予想される。

表 吸収分光測定準位

測定準位	閾値エネルギー	遷移過程	吸収波長
------	---------	------	------

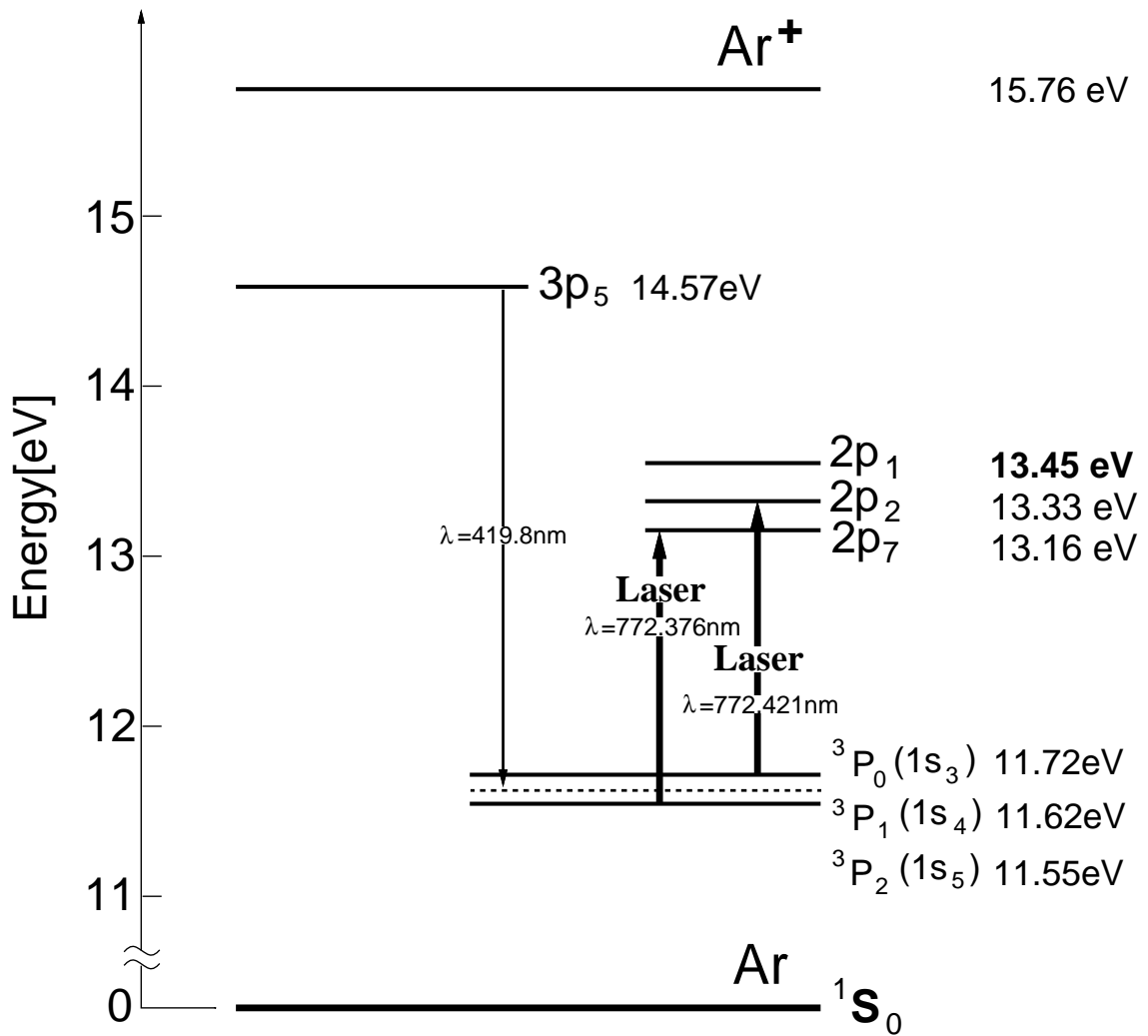


図 エネルギー準位

マイクロ波干渉計

本研究ではプラズマ中の電子数密度を計測するためにマイクロ波干渉計を使用した。ここではマイクロ波干渉計の原理及びそれをを用いた測定方法を説明する

原理

プラズマ中の誘電率は真空中の誘電率と異なる値を持つ。そのため、電磁波ここではマイクロ波がプラズマ中を伝播する際に位相のずれが生じる。マイクロ波の周波数がプラズマ周波数に較べて十分高い場合、位相のずれは

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L$$

と書くことが出来る。ここで、 Δn はプラズマ幅、 ω_p はプラズマ周波数、 λ はマイクロ波の波長、 k はマイクロ波の角周波数である。プラズマ周波数は

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}}$$

と表すことが出来る。電荷素量、 e 電子数密度、 n 電子質量、 m 真空の誘電率。 ϵ_0 式、より

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} L$$

となる。上式を変形することで、

$$\frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \frac{\Delta\phi \lambda}{2\pi L}$$

が得られる。位相のずれ、 $\Delta\phi$ 、マイクロ波の周波数、 ω 、プラズマ幅、 L 。以上よりプラズマに入射したマイクロ波の位相のずれを計測することが出来ればマイクロ波の伝達経路上での電子数密度の平均値を求めることが可能である。

計測手法

図にマイクロ波干渉計を用いた電子数密度計測の原理図を示す。マイクロ波干渉計内の発振器から出力されたマイクロ波は分配器により二分配され、片方はホーンアンテナを通じてプラズマ中を伝播し、もう一方は移相器に連結される。プラズマが無い状態で位相を移相器により零に合わせ、プラズマが存在する状態での位相検出器の出力が

ら、プラズマ中を伝播したマイクロ波の位相のずれを知ることが出来る。位相差出力は干渉計から電圧として出力されるため、オシロスコープ等で容易にモニターすることが出来る。また、ホーンアンテナ出力部は径方向 軸方向 と広面積であるため、この計測の空間分解能は高いとはいえない。そのため、本研究ではプラズマが生成されるコイル近傍 石英ガラス管中央部、石英ガラス管底部及びバイアス電極近傍の点で計測を行った。

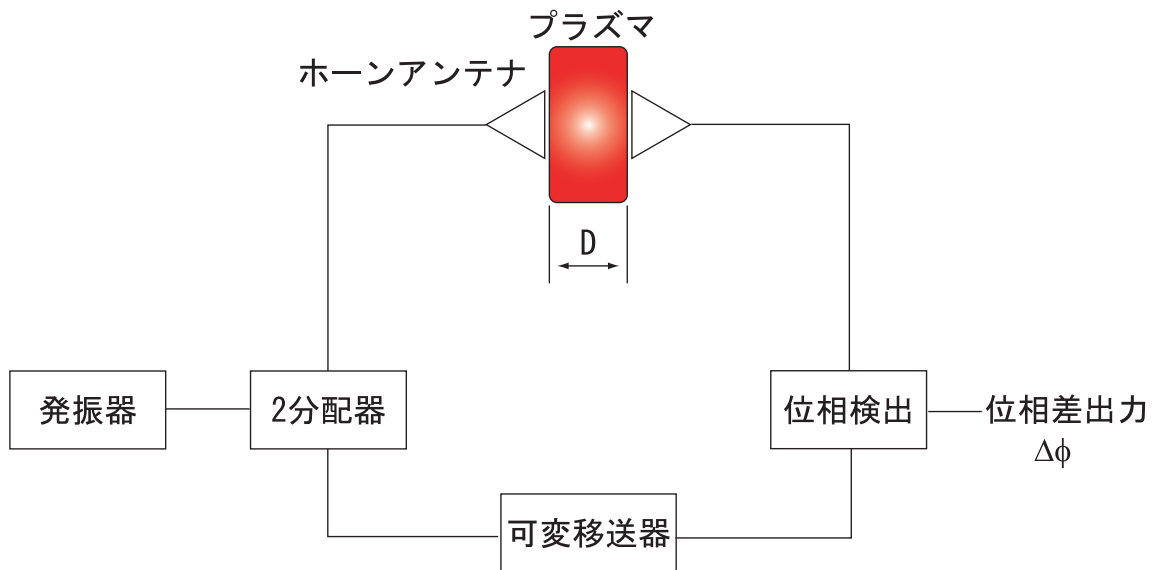


図 測定原理図

実験装置一覧

表、 に、本研究において使用された実験装置の一覧を示す。

表 本研究で使用了装置一覧

装置	メーカー	機種
	芝浦製作所	
	三協精機	

第 章

二周波誘導結合型プラズマにおける モード遷移と機能分離の光学的診断

誘導結合型プラズマにおける モード遷移の光学的診断

背景

を生成維持する際の最も特徴的な特性の一つがモード容量結合型放電及びモード誘導結合型放電間の遷移である。外部条件次第で、両放電状態の遷移がヒステリシス特性を示すことも知られている。このモード、モード及び両状態間の遷移特性についての研究は電気的特性、特性電力特性などの計測を中心に行なわれてきた。モード放電時では、プラズマで消費される電力が低く、低プラズマ密度、高電子温度という特性が報告がなされている。一方、モード放電時は、プラズマで消費される電力が高いため、高プラズマ密度、低電子温度という特性がみられる。静電シールドファラデーシールドを用いることにより、両放電メカニズムを区別することが可能である。

この両状態の差異を発光分光法により計測した事例も報告されている。モード時のプラズマからの発光強度はモード時と比較し桁以上高い事実が計測された。氏は細長いガラス管と外部コイルから構成され、一次元の放電構造と見なせる測定系を用いた実験を行なった。この計測では、ガラス管の軸方向線積分発光分光計測が行なわれた。氏は巻平面コイルとリファレンスセルを組み合わせ対象とした径方向線積分発光分光計測を行なった。これらの計測により得られたモード及びモード時のからの発光特性は他の計測により得られた同様の条件下での電気的特性等と良く一致する傾向を示した。

また、モード放電はと同様の容量結合によるパワー供給によりプラズマが維持され、一方で、モード放電にはモードと比較して大きな閾値電力が必要とされることが報告されている。すなわち、においてはコイル電流を零から増加させていくとある電流値でモード放電が開始され、更に電流値を増加させることで高プラズマ密度のモード放電が開始する。モード時の高電子数密度及び高準安定励起種数密度といった点で、容量結合で維持されているとは大きく異なるプラズマ特性を持つ。そのため、両状態間の維持及び遷移に際してはヒステリシス特性が生じる。ヒステリシス特性の要因としては、多段階電離等に代表されるプラズマ非線形パワー吸収及び消費機構が挙げられる。ヒステリシス特性の要因とされるこれら非線形性に関する研究は幾つかはなされているがいまだに十分とはいえない。多くの論文において、ヒステリシス特性を説明するモデルとしてプラズマへ投入される電力とプラズマ中で消費されるパワーの間に成り立つ、エネルギー保存則

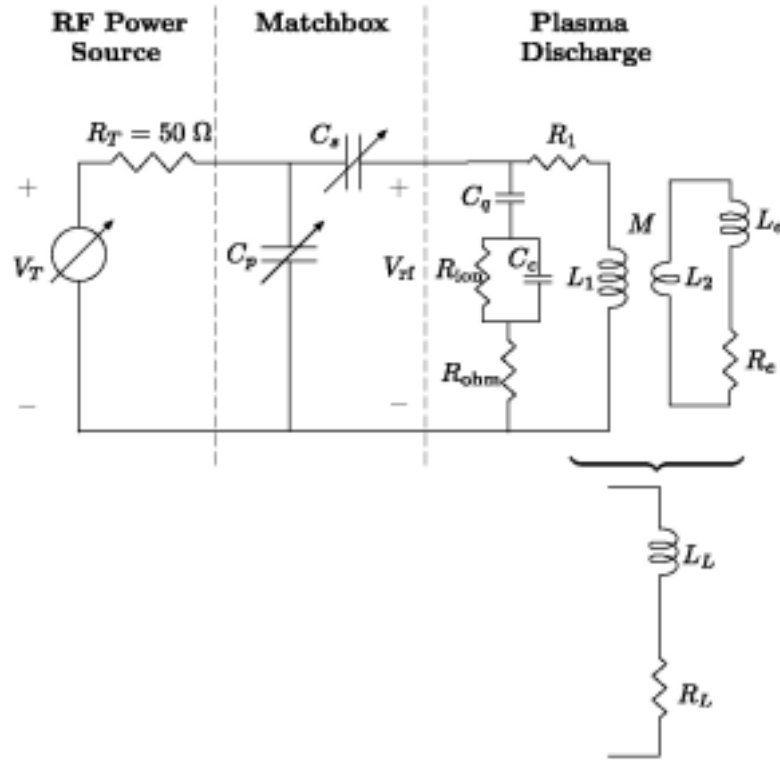


図 計算に用いられる 回路モデルの例 より抜粋

を用いている。通常、は図に示されるような回路モデルをもとに計算される。また、はプラズマ中の電子の衝突過程及び拡散による消滅によるエネルギー損失を合計した値を用いるケースが多い。両辺に含まれる未知数を式から決定し、の動作点を求める図。図において、破線は、実線は、横軸はプラズマ密度に対応する。交点が複数ある場合、同じコイル電流値で複数の動作状態が存在しうることを指す。に非線形モデル非線形シース、多段階励起等を用いると、複数の動作状態が出現し得る。また、これらのモデルから動作のヒステリシス特性図を得ることが出来る。図はモデルにより得られたの動作特性電子数密度コイル電圧特性を示すものである。破線は安定動作状態を示し、実線が不安定動作状態を示すこの詳細は参考文献を参照。従来のモデルや実験は次元モデルを用いており、実際のプラズマは次元であるから、空間構造に起因する非線形過程加熱機構、輸送機構、幾何形状など等を取り入れていない等の問題がある。

を用いたプロセス時にはこの両状態間の遷移によるプラズマ不安定性リアクタ壁の異常エッチングによる汚染等が報告されている。本節では、上記のモー

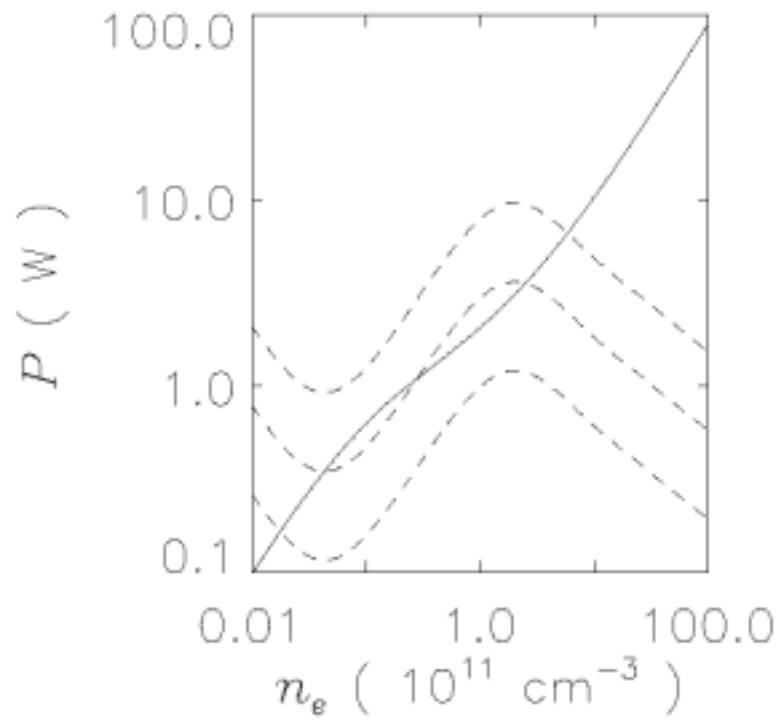


図 式より求められる の動作点 より抜粋

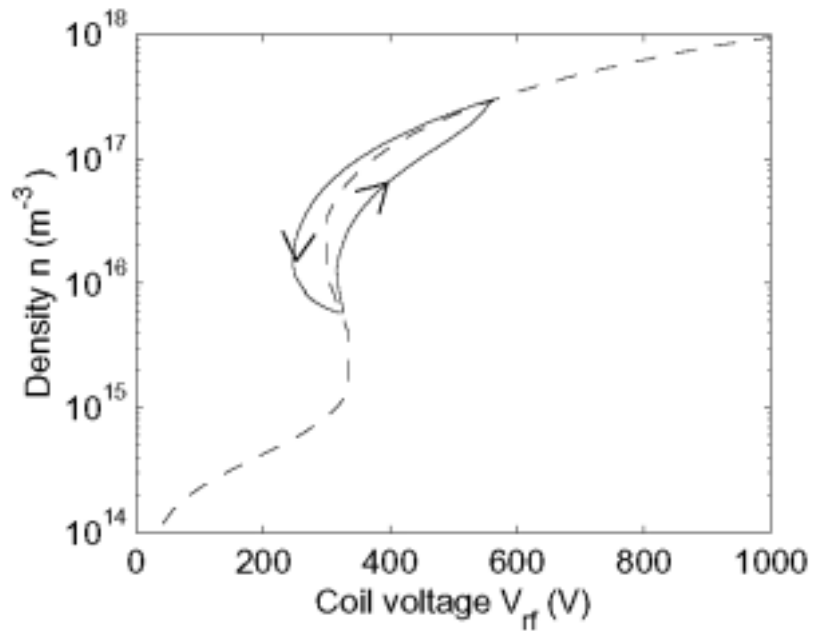


図 計算により求められるヒステリシス特性 より抜粋

ド及び両状態遷移機構の解明を目的に、発光分光法と手法を用いてプラズマの空間構造を明らかにする。この計測はプラズマエレクトロニクスに必要とされる詳細なプラズマ構造を明らかにし、プラズマプロセス中でのプラズマ制御に必要な情報を提供する。本研究で使用する測定系は第 4 章で詳細に論じた発光分光計測系である。ただし石英管の上部フランジは接地されたアルミニウムフランジとなっている。発光分光計測はコイル平面の上で行ない、母ガスの流量は一定とした。

中での結果

図 2-10 に 中における励起種 He^m の発光強度のコイル電流振幅特性を示す。この計測に際しては、整合回路のマッチングはモード放電状態で反射波が -10 dB となるように調整された。いずれの条件下においても、維持コイル電流が低い領域では発光強度が弱いモード。供給電力を増加させるとコイル電流が増加し、それに伴い発光強度の漸増が観測され、ある閾値この値は条件毎に異なるに達すると発光強度が急増し放電状態はモードとなる。モード遷移後、コイル電流の増加に伴い発光強度は再び漸増を続ける。また、定常状態におけるモードとモードの両状態間の発光強度には桁程度の相違があることがわかる。圧力が増加するほど遷移が急峻であり、遷移後の電流値は遷移前と比較して減少していることがわかる。後述するが、圧力が増加するにつれ同じ供給電力における電子数密度は単調増加する図 2-11。電子数密度の高い高圧力でのモードにおいて、多段階電離の全電離に対する寄与は大きくなる。つまり、モードの電離機構は圧力に大きく依存する。それに伴い、高圧力においては電離に要する電子の平均運動エネルギーは低下し、プラズマ維持に要するコイル電流振幅も低下する。このことが高圧力でモードからモードへの遷移後に維持コイル電流が低下する大きな要因となっていると考えられる。モードへ遷移後、供給電力を減少させコイル電流値を僅かに低下させても、モードへただちに逆遷移せず、発光強度の漸減が観測されるヒステリシス特性、図 2-12 において観測される。また、圧力、図 2-13 においては遷移後にコイル電流が低下するため、モードへの遷移後に供給電力を増加させると振幅値の等しいコイル電流においてモードとモードの両放電状態が存在し得ることがわかる。ただし、電源から供給された電力は電界による加熱という形態で主に電子により吸収され、電子の数密度が 10^{18} cm^{-3} 以上でありプラズマ体積の大きいモードと電子数密度が約 10^{17} cm^{-3} でプラズマがコイル近傍に局在するモードでは、コイル振幅が等しい状態でもプラズマ全体で消費される電力は異なる。ヒステリシス特性が高圧力下において顕著に現れる要因は、高圧力の中でモード放電時のプラズマ維持への準安定励起種を介した多段階電離の寄与が大きい

いパワー消費の非線形性が大きいとも表現されるためである。また、高圧力下では多段階励起の全電離に占める割合が高くなり実効的な電離閾値が低下し、それに伴いモード維持に要するコイル電流は低圧力時に比べて低下する。このことが高圧力の中ではモードからモードへの遷移の電流閾値が低下し、遷移後にコイル電流が低下する主な要因と考えられる。図に圧力の中における励起種の線積分発光強度、プラズマ消費電力特性、コイル電流振幅特性を示す。また、プラズマ外部条件は図と同じである。図に示す発光強度、コイル電流振幅特性は図に示した圧力におけるヒステリシス特性とほぼ同様の特性を示す。コイル電流振幅値とフォトンカウントが異なるの測定した日時とフォトンカウントの計測時間が異なるためである。図から発光強度、供給電力特性もヒステリシス特性を示すことがわかる。また、発光強度、コイル電流振幅特性と異なりプラズマにおいて消費される電力が等しい条件でモードとモードの両放電状態が存在することは無いことが分かる。図に示される様なモード間の遷移はにおいては典型的な特性である。

図に励起種と次元空間分布を示す。外部プラズマ条件は、ガス、ガス流量、コイル電流振幅、また、供給電力はそれぞれとである。また、測定平面はコイル平面上とした。図のはそれぞれ図中の及びの外部条件に対応している。両図において、モード及びモード間でその空間分布構造は明らかに異なる。モードでは、プラズマが容量結合放電により維持されていることがコイル両端子近傍での数密度分布からわかる。円形コイル上にかかる電圧はシース、石英ガラス、ガラスとコイル間の間隔におけるキャパシタンスにより分割・配分されるため、プラズマ空間構造は非対称となる。図において、数密度はリアクタ壁近傍で高くなり、そのピークはコイルの電源側ターミナル前面に現れている。コイルに沿って接地ターミナルに近づくにつれ数密度は減少していくことがわかる。この空間分布特性は、コイル上の電圧は電源側ターミナルにおいて最も高く、コイルに沿って接地側ターミナルに近づくにつれ減少してゆく事実を反映している。空間分布構造の局所性が高いのは、母ガス圧力がと高いため、リアクタ壁前面で形成されるごく狭いシース内のコイルに生じる電位に起因する電界でを励起させるに足るエネルギーを得た電子がエネルギーを損失せずにリアクタ中央部にまで拡散する確率が低くなるためである。モード放電における数密度のピークはモード放電時と較べて桁以上高い。この特性は図とも良く一致する。図に示される空間構造を見ると、モード放電時の励起種はモード放電時とは逆にリアクタ中心部でピークを持ち、空間的対称性も高い。

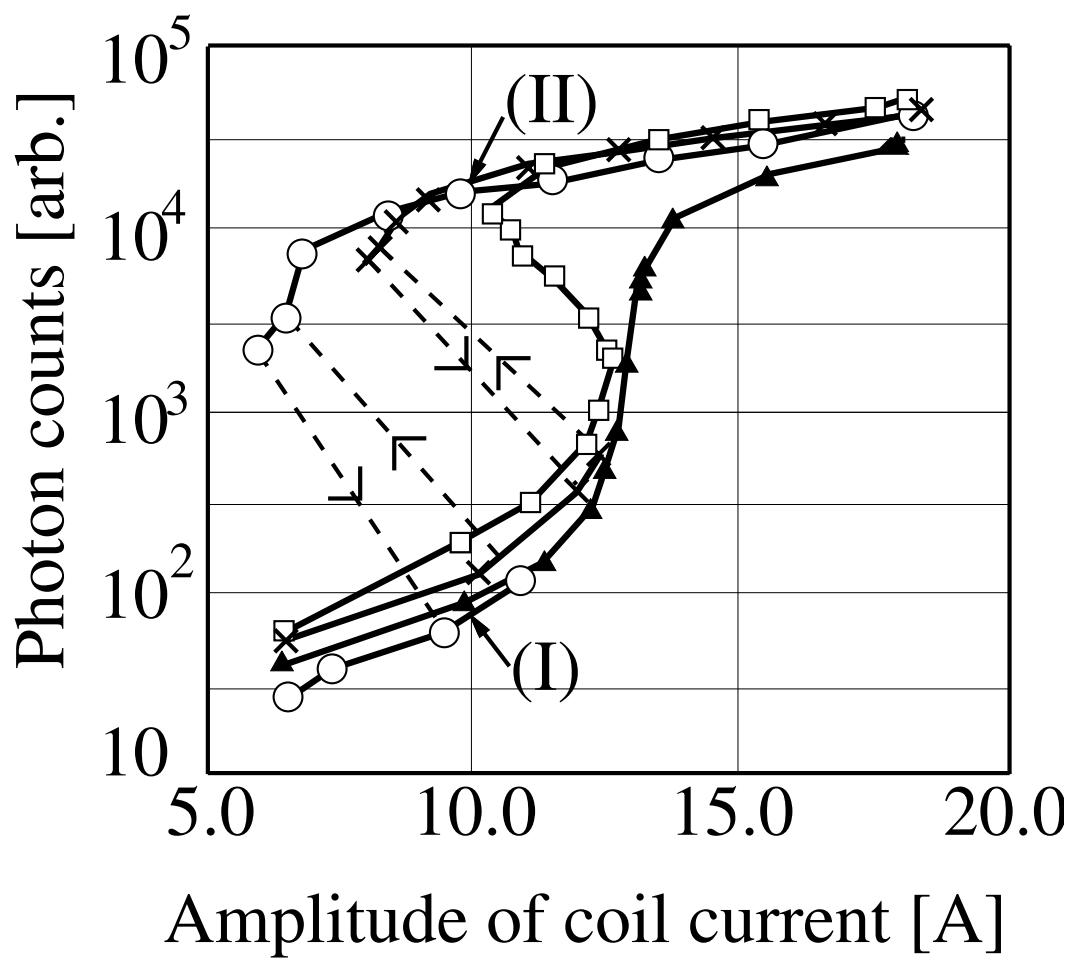


図 における励起種 の線積分発光強度特性

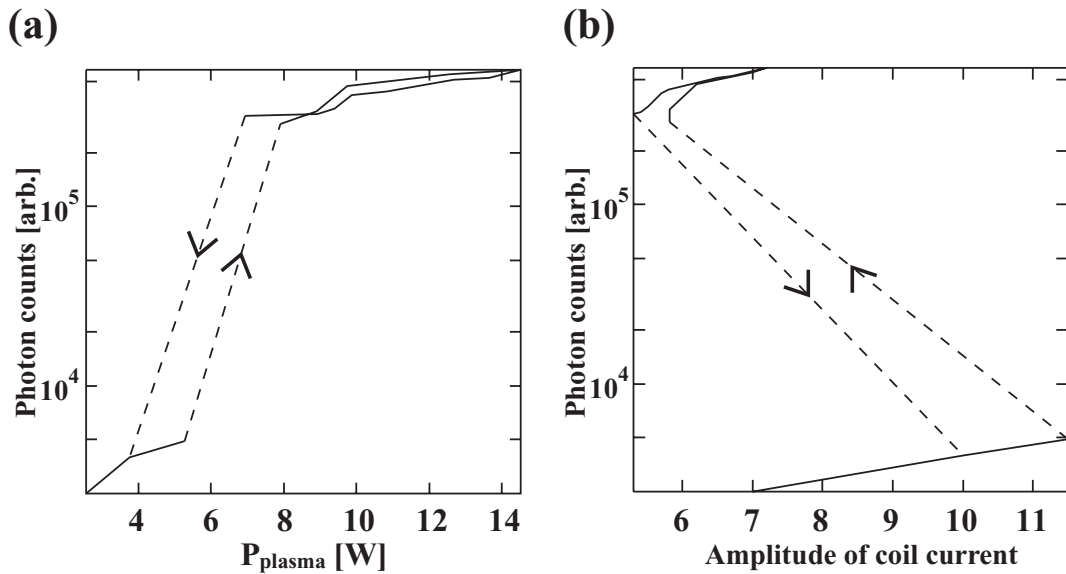


図 2 中における励起種 の線積分発光強度 プラズマ消費電力特性 コイル電流振幅特性

構造であることがわかる。モード放電において、電子の加熱は専らコイル電流に起因する方向誘導電界による。厳密にはドリフト加熱等も確認されている。この誘導電界の強度はモード時の加熱機構である容量結合による電界の強度に較べると極めて弱く、電界の局所性も低いいため、図 2 に示されるような空間構造が現れる。

図 2 から、モード放電時には励起種 H_{α} 及び H_{β} の空間分布に大きな差異は見られないが、モード放電時には H_{α} の空間構造の局所性は H_{β} と較べて緩和され、リアクタ中央部においても励起種は高い数密度が確認できることが分かる。励起種 H_{α} がリアクタ中央部においても多数存在する理由としては、 H_{α} の生成に大きく寄与する低エネルギーの電子 e_{low} は H_{β} の生成に寄与する高エネルギー電子 e_{high} に比べると図 2 参照 と衝突断面積が小さいためリアクタ中央部にまで輸送される確率が高くなるためである。また、図 2 からわかるように誘導電界は壁近傍で高強度であるため、高エネルギー電子の生成は低エネルギー電子の生成と比べてより局所的となることも要因の一つと考えられる。図 2 の両図に示した H_{α} 及び H_{β} から、モード時には高エネルギー電子と低エネルギー電子の空間分布に大きな差異は見られないこと、モード時には高エネルギー電子と低エネルギー電子の空間構造が大きく異なることがわかる。換言すれば、モード放電時、高圧力下では電子エネルギー分布の空間分布は局所性が高いことがわかる。

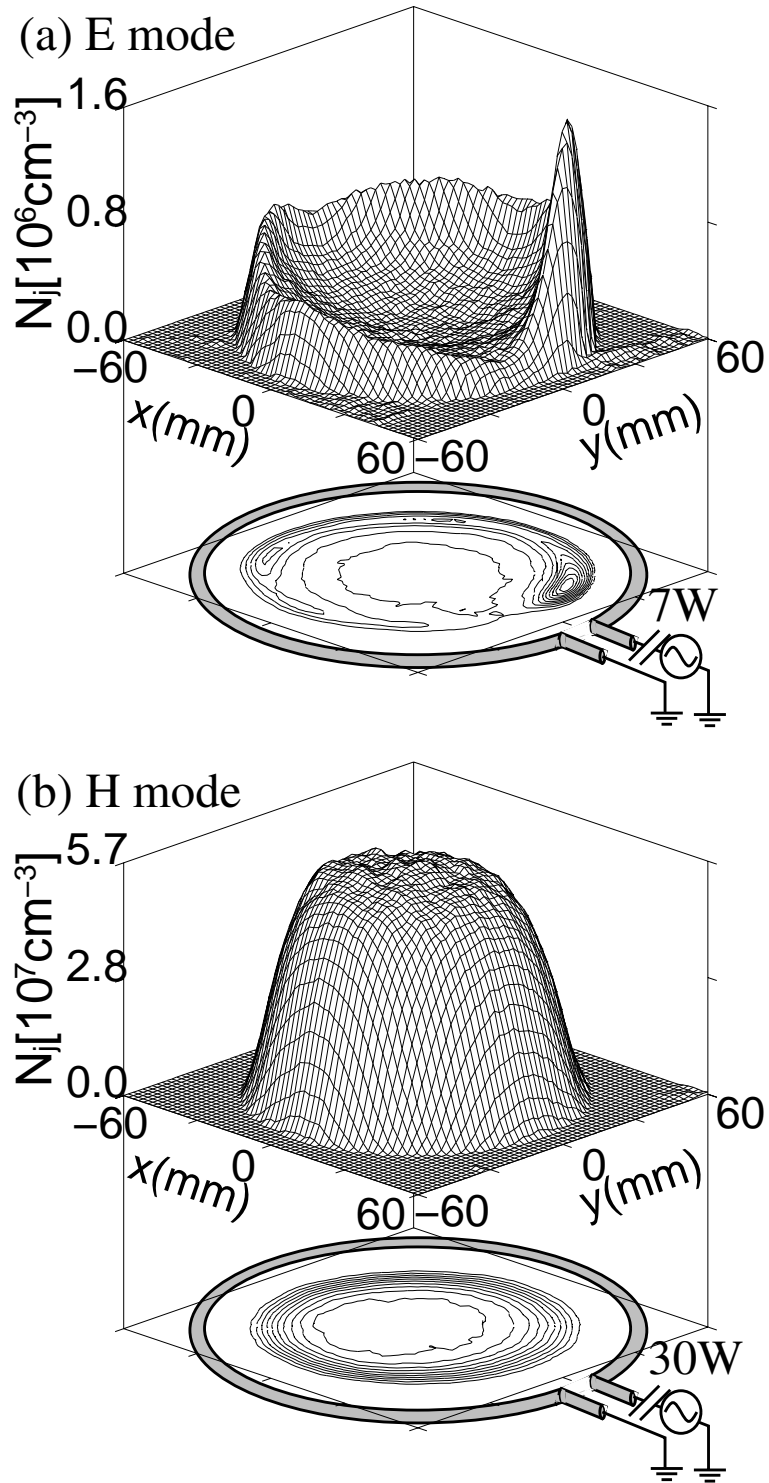


図 中における励起種 の 次元数密度空間分布 モード
 モード 母ガス圧力 流量 コイル電流振幅

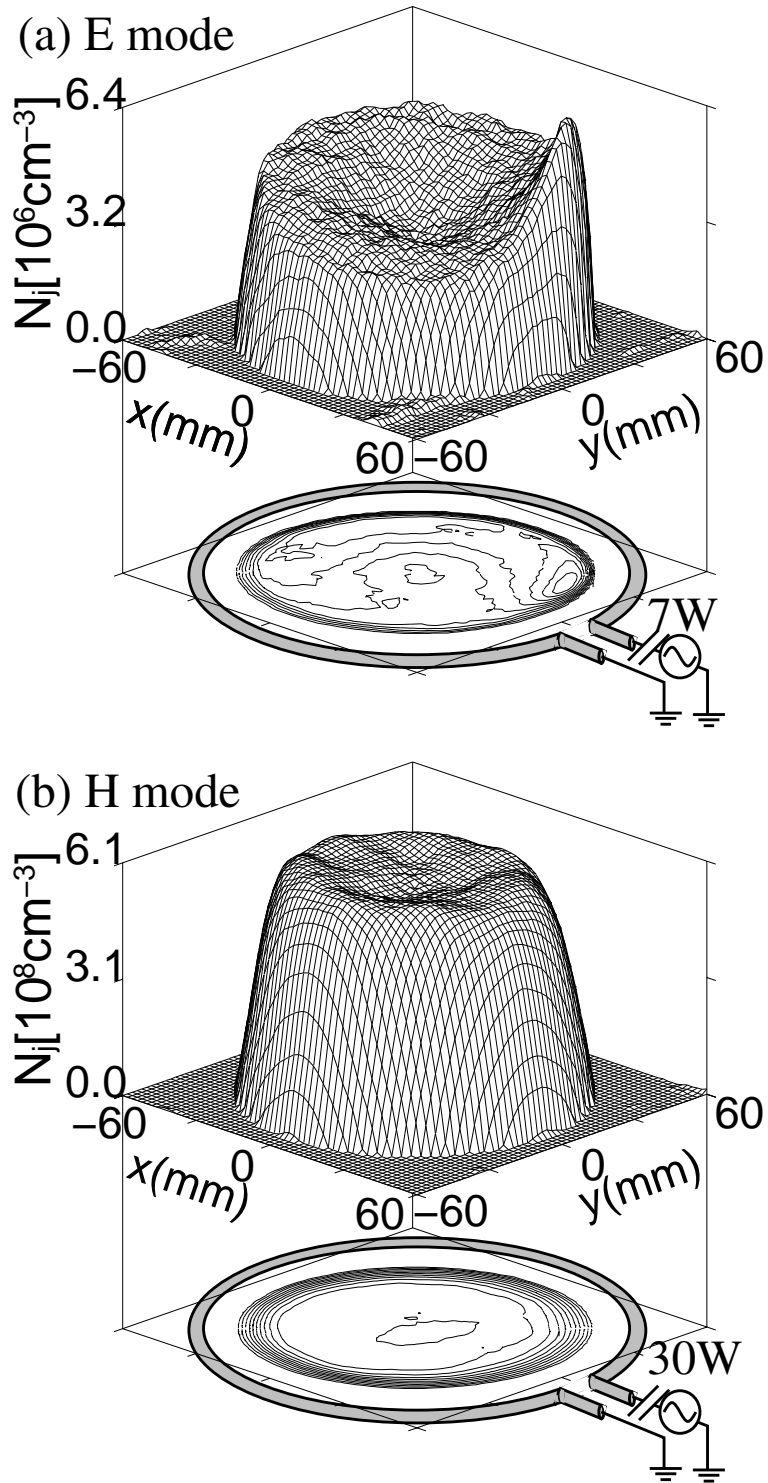


図 中における励起種 の 次元数密度空間分布 モード
 モード 母ガス圧力 流量 コイル電流振幅

図にはモード放電時の励起種次元空間分布の圧力依存性を示す。この図から圧力低下に伴い、空間分布の局所性が低くなり、リアクタの中央部にまで生成に大きく寄与する高エネルギー電子が輸送されていることがわかる。これは、圧力低下に伴い電子の平均自由行程が増加し、管壁近傍での衝突によるエネルギー損失が減少し電子がリアクタ中央部にまで輸送される確率が高くなるためである。これは低圧力下では高圧力下で見られた電子エネルギー分布の空間的局所性が緩和されることを意味する。

中での結果

図に、中における励起種の発光強度特性を示す。中の特性、図と比較すると、同一圧力条件下の中ではモードからモードへの遷移が高い電流振幅値で起きている、つまり、モード放電の開始閾値が高いことがわかる。閾値電流の圧力特性は中で計測された特性と正反対であることが分かる。これらは、混合下では電子のエネルギー損失過程図図参照と準安定励起種のクエンチング消滅過程が多い準安定励起種のクエンチングについては後述することによると考えられる。また、ヒステリシス特性は中でも観測され、中と同様に高圧力下においてより顕著に現れた。

図と図に、中におけるモード及びモード放電時の次元空間数密度分布像を示す。外部条件は、それぞれ、 10^{-4} Torr、 10^{-5} Torr、及び、 10^{-6} Torrである。電子の平均自由行程がリアクタの特性長と同程度である低圧力下図では、中と同様にモード及びモード放電時の高エネルギー電子の空間構造の差異は小さいことがわかる。ピーク数密度比は図に示した線積分発光強度特性とも良く一致する。一方、平均自由行程が短い高圧力下図では高エネルギー電子の輸送は限定されるため局所的形状が計測される。リアクタ形状に大きく依存するモード放電時の次元空間構造はと同様の形状を示すが、局所性はより顕著になり、中心領域とターミナル前面に形成されるピークの比は中と比較して大きくなっている。また、数密度も中と較べて約十倍程度大きい。この主な要因としては、コイル電流がと高いこと、電気的負性ガスが電子の輸送を妨げることが挙げられる。

図に示したモード放電時の空間構造は同圧力において中で得られた像図とは大きく異なる。混合下における大きな差異としては以下点が挙げられる。

励起種数密度が高い。

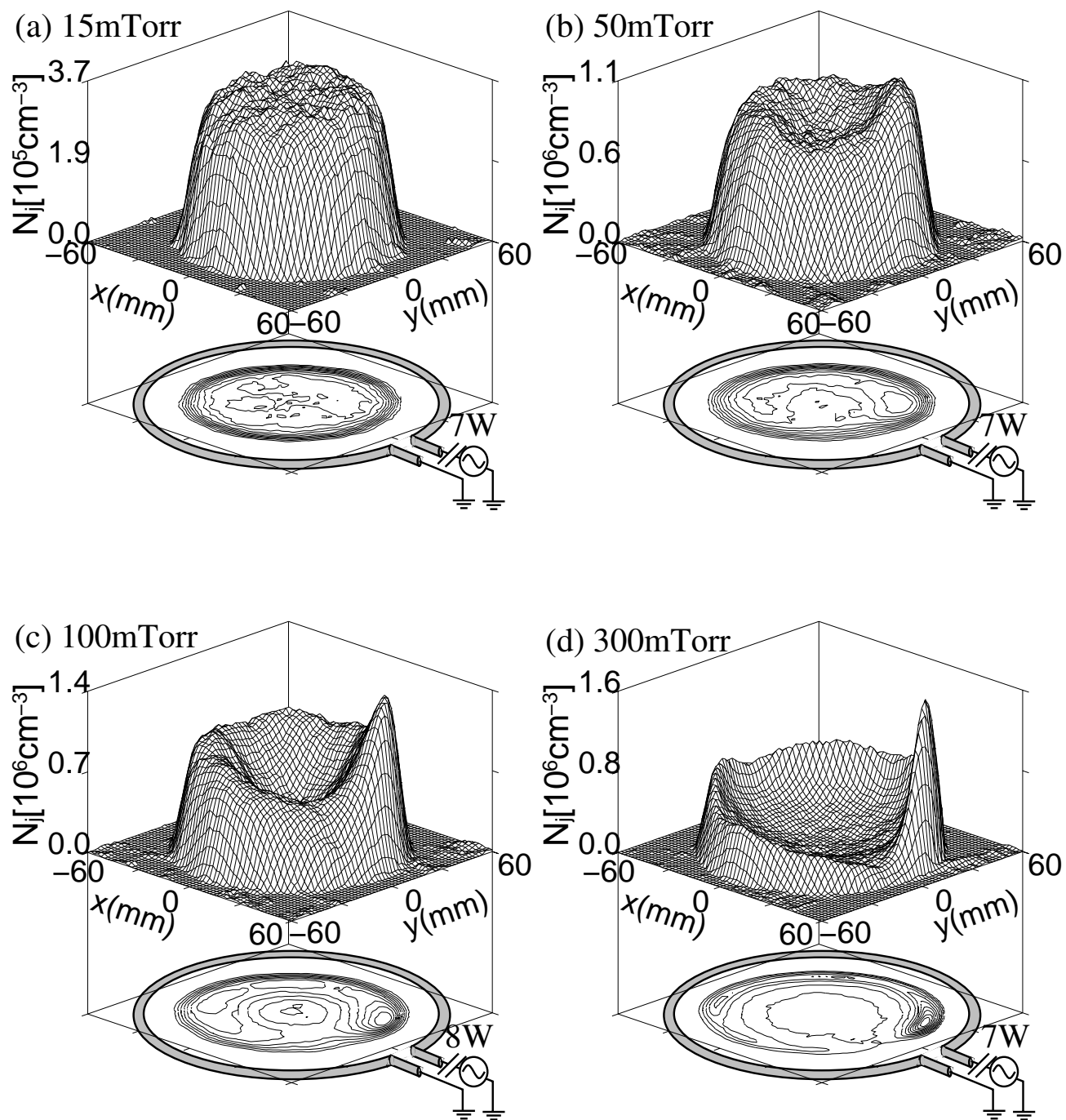


図 中における励起種 の 次元数密度空間分布
 モード放電 流量 コイル電流振幅

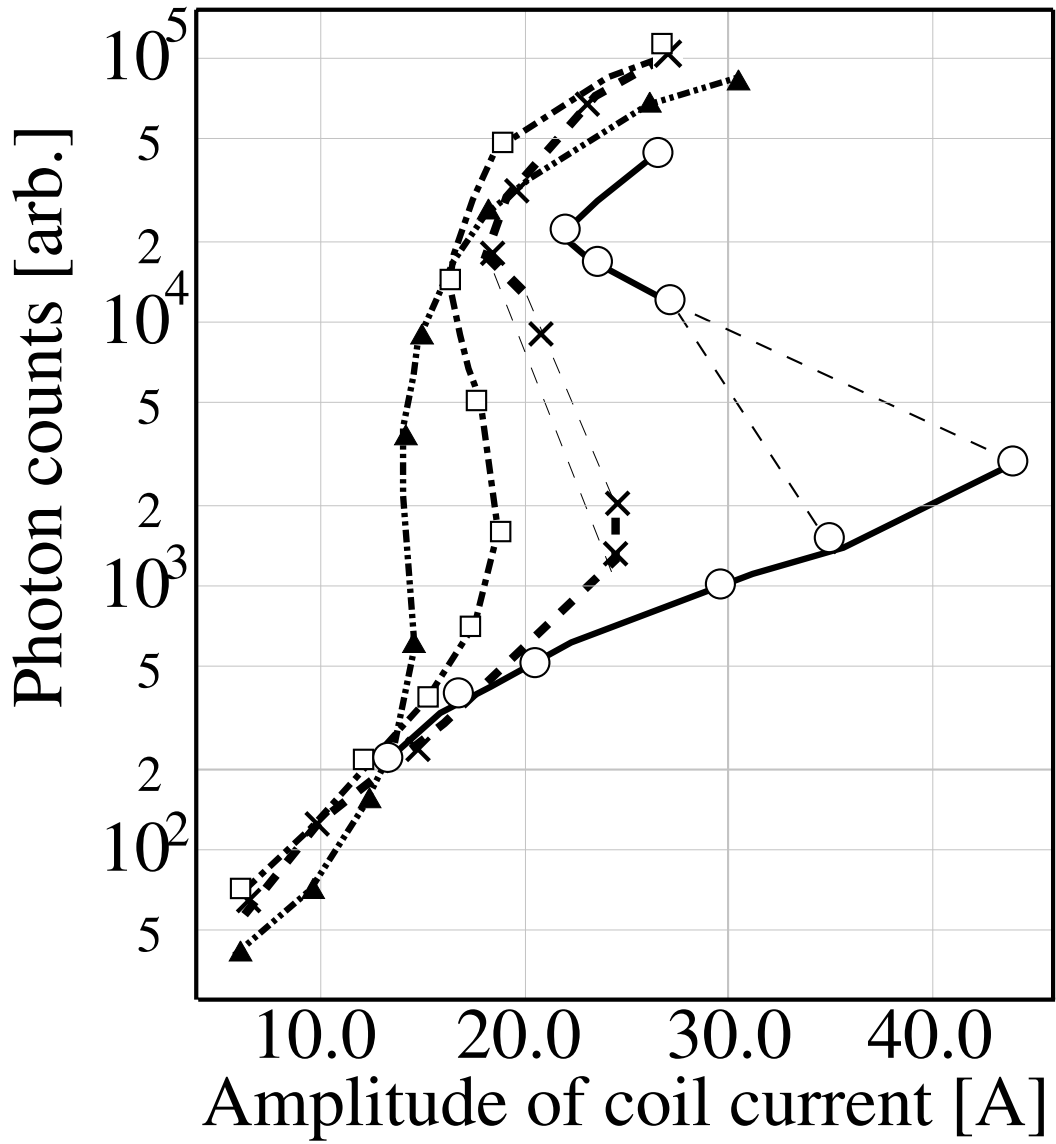


図 中における励起種 の線積分発光強度特性

相対的にリアクタ中央部において励起種数密度が低い。

ドライブ及び接地ターミナル前面で数密度の減少が見られる。

の要因はコイル電流 が、図 が計測された条件下 に比べて高く、電子はより強い誘導電界によって加熱されることでプラズマが維持されているからである。 の要因は、図 において、電子は高エネルギーを壁近傍で容易に得ることが出来、その場で中央部に輸送されることなく衝突によりエネルギーを損失する確率が高い 。高圧力下の 中においても供給電力増大による局所性の増大は観測されている。また、電子のエネルギー損失過程 非弾性衝突過程 が多く存在する との混合気体では、電子は非弾性衝突によりランダム速度成分がドリフト速度成分と比較して小さくなる傾向を持ち、リアクタ中央部に輸送される確率がより低くなる。誘導電界はコイル平面近傍ではコイルターミナル間で非常に弱くなる 図。高母ガス圧力かつ高投入電力のもとでは、図誘導電界の空間構造が励起種分布に反映され、 に示されるような空間構造が現れる。このことが の要因である。

中における結果

ここでは、母ガスの質量によるプラズマ構造の差異を見るため、母ガスに を用いた場合の モード及び モード放電時のプラズマ構造を示す。測定対象としたのは励起種 である。この励起種は と同様にプラズマ中の高エネルギー電子の挙動を強く反映する。図に 中、コイル平面の平面上での励起種 の 像を示す。外部条件は母ガス圧力は低圧力の流量 コイル電流 コイル電圧 とした。これまで示した結果と比較してプラズマを維持するためのコイル電流が大きい、これは の質量及びサイズが等と比べると小さく、電離にはより高エネルギーの電子つまり、より強い電界が必要となるためである。図 から、 モード時における空間構造は低圧力下での 及び 中と同様のリアクタ中央で平坦な台形形状をとることが見て取れる。逆に、図 から モード放電時における空間構造は大きく異なることがわかる。図 をみると、プラズマがリアクタ壁近傍 とガラス管中央部 に分かれて存在していることがわかる。領域 の構造は、高圧力下の モードにおける 中等で計測された空間構造と局所性が高いという点で共通している。圧力が低く、平均自由行程が長い条件下でこのような構造が現れる理由を検討するため、図に、 と同外部条件下での、励起種 の軸方向 方向空間分布を示す。ここで、軸は図での軸に対応し、軸はコイル平面からの距離である。この図から、リアクタ内のプラズマは、コ

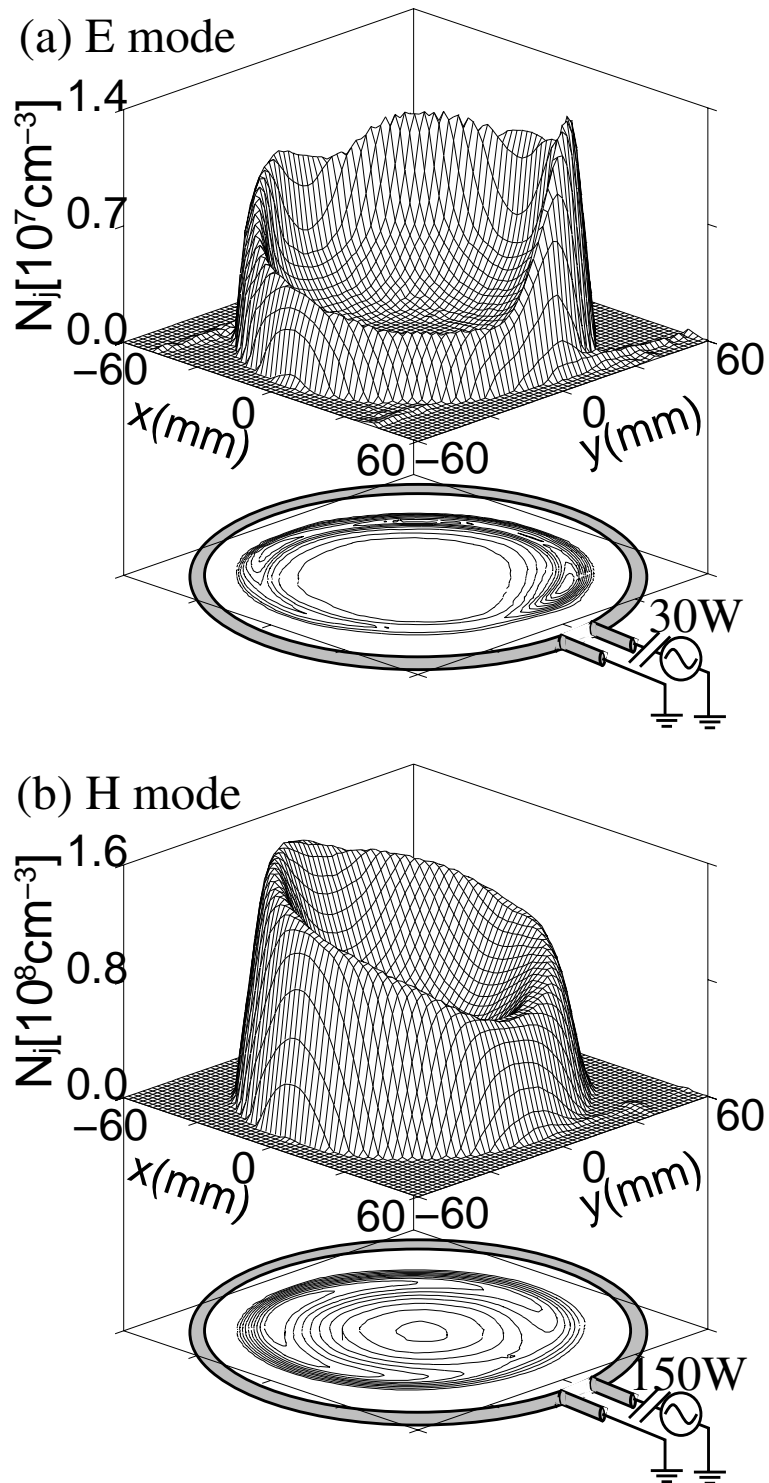


図 中における励起種の次元数密度空間分布 モード
 モード 母ガス圧力 流量 コイル電流振幅

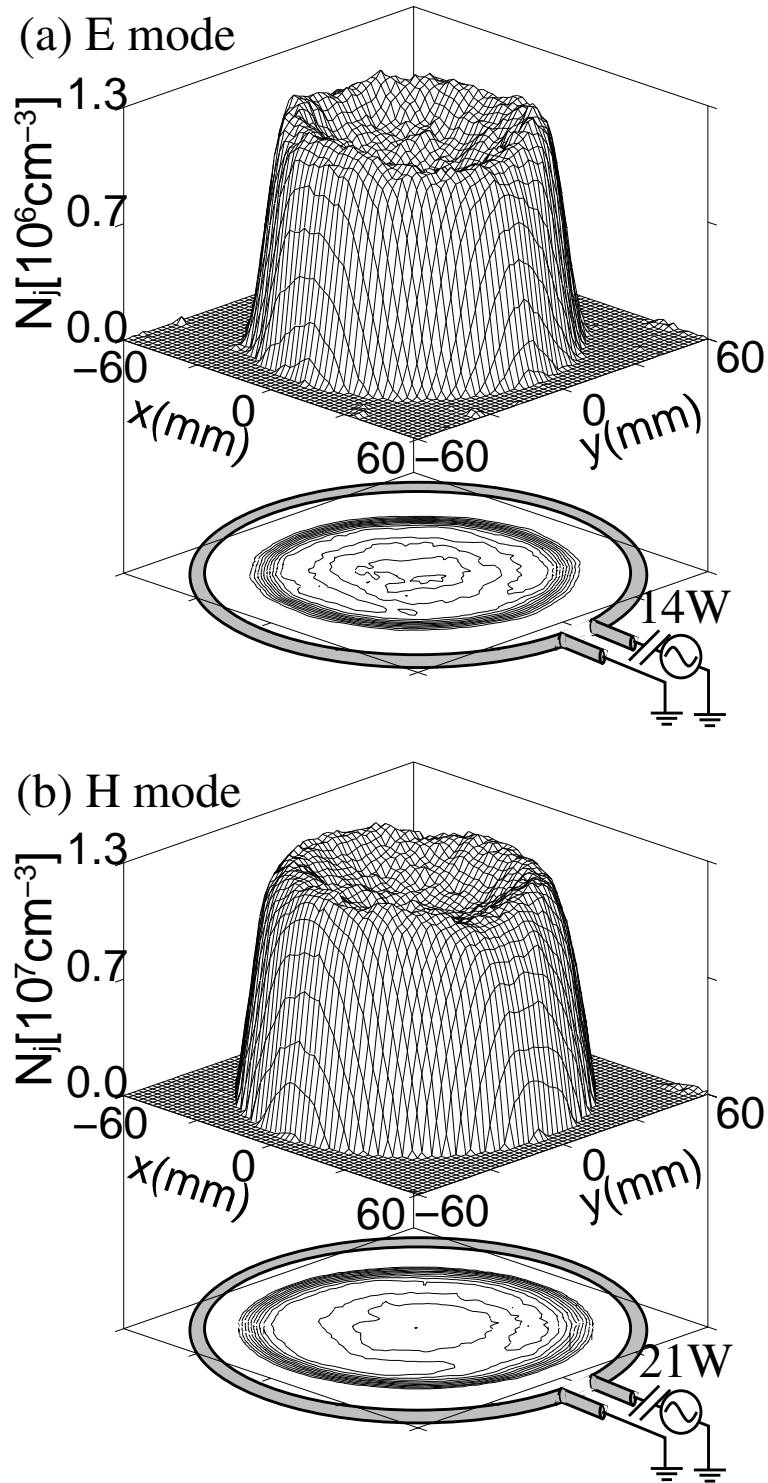


図 中における励起種 次元空間分布 モード モード
母ガス圧力 流量 コイル電流

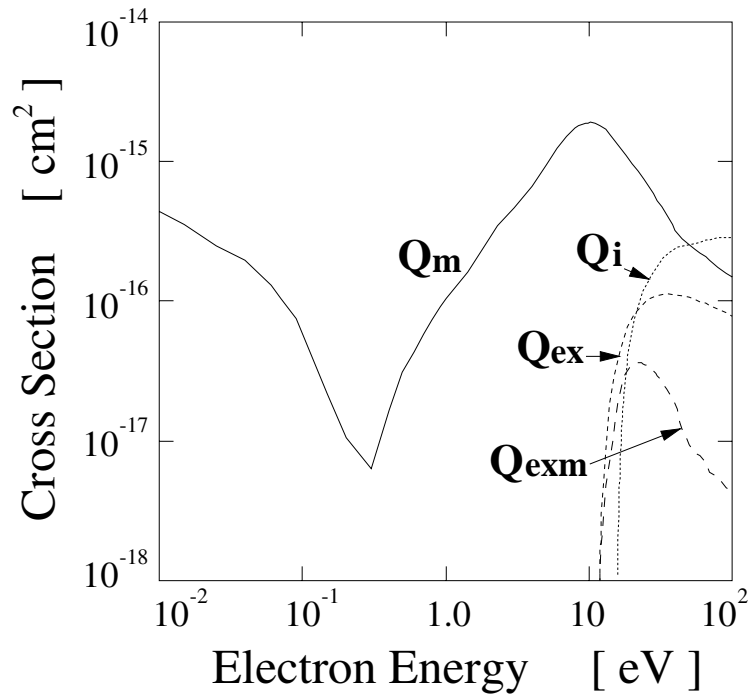


図 衝突断面積

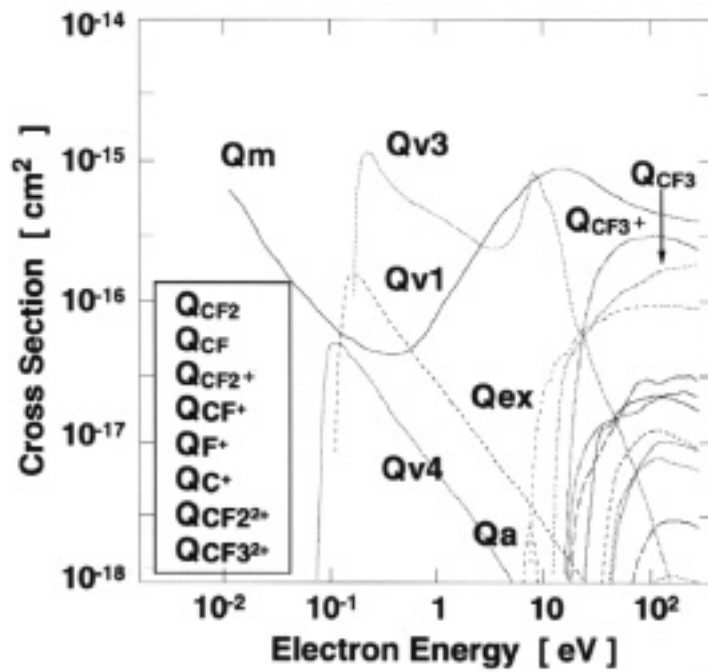
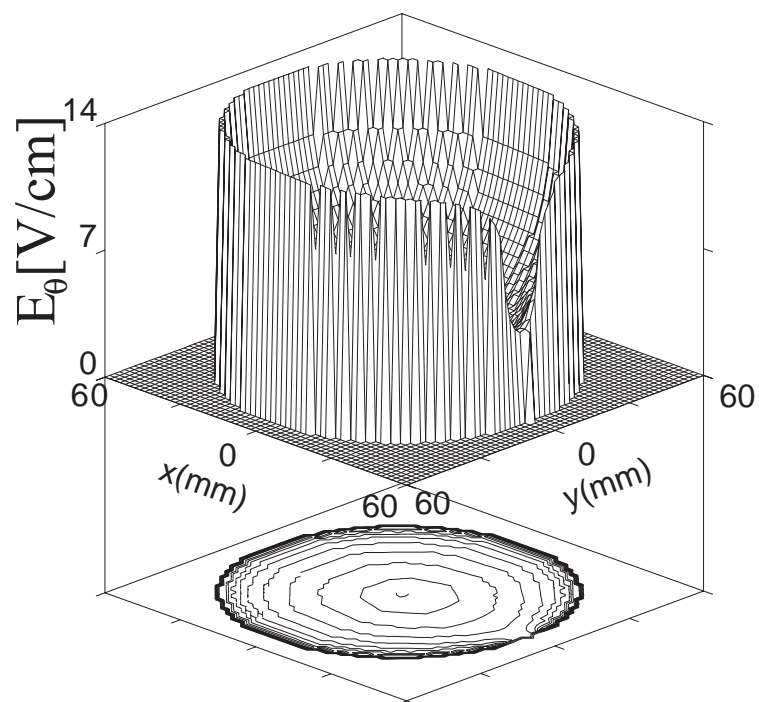


図 衝突断面積



- $I=20\sin\omega t$ [A]
- $f = \omega/2\pi = 13.56$ [MHz]
- gap length = 13 [mm]
- diameter = 100 [mm]

図 リアクタ内コイル平面上での 方向誘導電界 の空間分布

イル近傍領域に局在し分布するプラズマとコイル近傍を除く全域に分布するプラズマに分けられることが見て取れる。このような特異な構造が現れる要因としては以下のように考えられる。コイルのドライブ側ターミナルの電圧は母ガスとし、同じ電力を投入した場合の約 倍 と高いため、中において見られたようなコイル近傍におけるプラズマのみならず、ガラス管上部の接地されたフランジとコイル間に生じる電圧に起因するプラズマが生成される。そして、この 2つのプラズマの間には拡散する正イオンにより正に帯電した空間が形成され、高エネルギー電子はこの正イオン領域に進入できなくなる。そのため、後者のプラズマはコイル平面近傍でくびれた空間分布 図 となる。図 において見られる励起種 の数密度が非常に低い領域はこの正イオンにより形成される領域と考えられる。

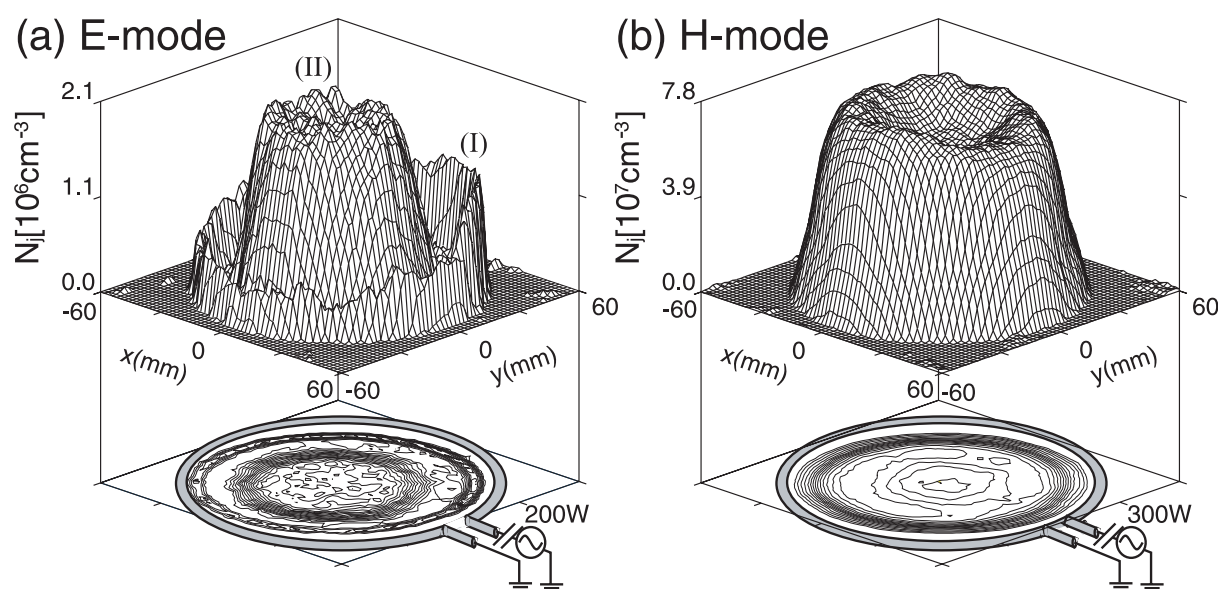


図 4 中、コイル平面 の平面上での励起種 の 像 モー
ド モード 母ガス圧力 流量 コイル電流

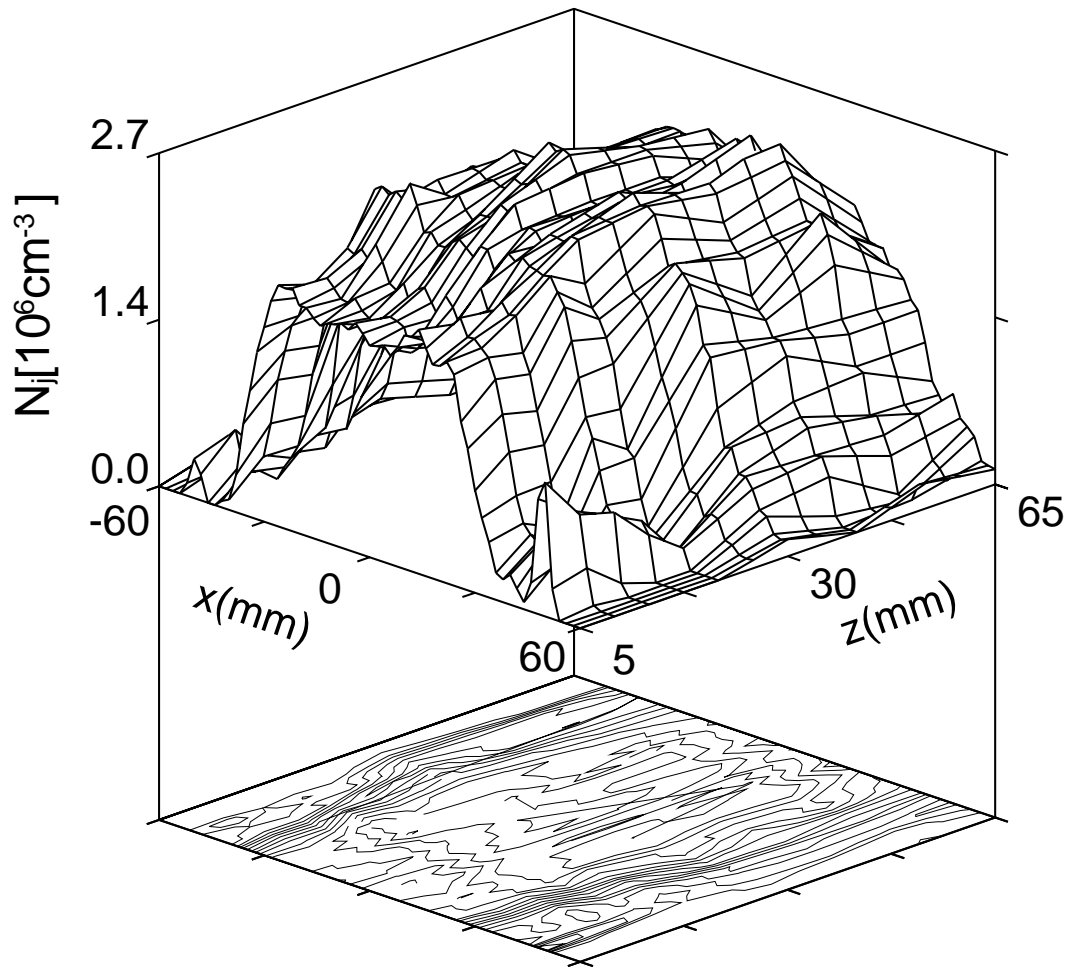


図 中、励起種 の軸方向 方向空間分布 母ガス圧力 流量
コイル電流

まとめ

本節のまとめを以下に示す。

モードからモード放電への遷移に際しての電流閾値は混合条件下においては、中と比較して高くなる。高圧力下においては、モード及びモード放電時におけるコイル平面近傍での空間構造の差異が大きいことが計測によりわかった。

壁近傍に形成されるごく狭いシース及びそれに伴う局所的な励起、コイルの形状及びコイル上の電位分布に起因する特異な方向空間分布からモード放電におけるプラズマ維持機構が確認された。また、コイルの電極側ターミナル前面に、励起種数密度のピークが現れる。

空間分布構造の局所性は電氣的負性ガスである混合系において顕著であった。高圧力下、モード放電においては電子エネルギー分布空間構造の局所性が高いことが及びの計測により解明された。低圧力下においては、数密度に差はあるが、平均自由行程が大きいことによりモード及びモード放電時の空間分布に大きな差異は見られず、非局所的な分布となることを示した。

プラズマ中での計測から、モード放電時のプラズマ構造は母ガスの質量に大きく作用され、条件によっては非常に特異な空間構造が現れることを明らかにした。

二周波誘導結合型プラズマにおける機能分離の光学的診断

背景

は低圧力で高密度となるなどの長所を持ち、広くプロセスに使用されていることは先に述べたとおりである。一方で、加工対象となる大口径基板上での入射イオンや中性ラジカルの諸特性 エネルギー、フラックス等を制御することが困難であるという欠点も有する。エッチング工程において使用される では、プラズマの生成をコイル上の高周波電流に起因する誘導電界により制御し、基板に入射するイオンエネルギーを基板上に印加する低周波バイアスにより制御する形式を用いるのが一般的である。第 章で述べたが、この高周波電源と低周波電源を用いた 周波 は基板上に入射するイオンエネルギーとプラズマ密度を独立して制御することが比較的容易である点で非常に優れている。そのため、 周波駆動 を対象とした多くの研究がこれまで行われてきた。

第 章で述べたように、本節では母ガスに と を用いた 周波 を対象とし、及びに を用いて、プラズマ中での短寿命励起種 と長寿命準安定励起種 の空間構造を光学診断により明らかにする。短寿命の励起種はプラズマ中の電子挙動の、長寿命の準安定励起種はプロセスにおいて重要な中性ラジカルの挙動の間接的な診断となっている。また、マイクロ波干渉計を用いて電子数密度を計測する。これまで、本研究室では を用いて、中における 周波駆動中の と の空間構造の診断を行ってきた。準安定励起種は前述のように多段階励起に大きく寄与するため、プラズマ密度が高く多段階励起が全電離中で大きなウェイトを占めると考えられる 内での準安定励起種の挙動を計測することは の基礎特性を知る上で非常に重要である。また、リアクタ内での 準安定励起種の空間構造診断は中性ラジカルの生成・消滅・輸送構造を診断するためのプローブとなる。しかし、等に代表される電氣的負性ガス混合時の準安定励起種の生成消滅機構については不明な点が多い。電氣的負性ガスはプラズマプロセスにおいて幅広く用いられている点からも混合下での準安定励起種の挙動を診断することは非常に意義深い。同様の系を対象に、プラズマ中の詳細な電子加熱機構、時空間構造 の診断を により行ってきた。本研究室では、 周波 を対象とした発光 計測が行われ、機能分離についての詳細な知見も得られた。しかし、これまで に低周波 バイアスを印加した場合のプラズマ生成とイオンエネルギーの機能分離が研究の対象となることはなかった。この機能分離はプラズマプロセスの設計および最適化に際して必要不可欠であるため、本節では 周波 における バイアス源の 準安定励起種及び励起種の空間構造に与える影響を明らかにする。

まとめると、本節の目的は以下のとおりである。

を用いた準安定励起種の計測により、これを光学的プローブとし 周波 中での中性ラジカルの生成と消滅メカニズムについての知見を得る。

リアクタにバイアスを印加した際の、プラズマ構造の変化を、及びマイクロ波干渉計により診断し、 周波 の機能分離を証明する。

以下に、本節の結果及び考察を示す。

座標系

まず、本計測で使用するリアクタの座標系を図に示す。石英管の中心軸を z 軸とする。コイル平面が z 軸に垂直になるように配置し、上部ウェハ電極面を $z=0$ とする。コイル平面は上部電極から 20 mm 、ここでの計測はウェハ近傍でのプラズマ構造を診断するためにに際しての遮蔽物の無い上部バイアス電極近傍で行われた。拡散室中の電極からコイルまでの距離は 50 mm である。コイルターミナル端子方向に向かって r 軸をとり、これに垂直な方向に θ 軸をとる。

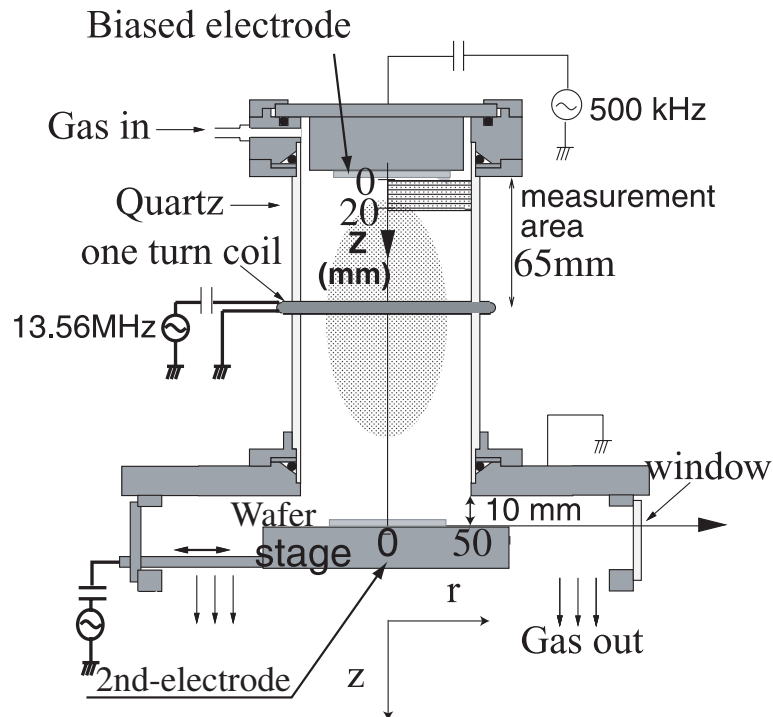


図 生成室

励起種 数密度の流量依存性

バイアス電極近傍における発光分光法を用いたプラズマ構造の診断は 等で行なわれてきたが、リアクタ下部のプロセス室での分光測定は障害物に起因する欠損データが多く、完全にプラズマ構造を反映したものにすることが難しかった。そこで本研究ではエッチング用のバイアス電極をチャンバー上部に移行し 測定の精度を高め、より詳細なプラズマ構造の計測を試みた。電極をチャンバー上部に移行したことにより、バイアス電極が原料ガスの注入口に近くなり、その結果としてバイアス電極近傍でのプラズマ構造の軸対称性に対するガス流量の影響が懸念される。本研究の主題である準安定励起原子数密度の測定は放電の軸対称性を仮定してアーベル逆変換から、その径方向分布を求めているためにガスの注入によってその対称性が失われることは問題である。そこで、発光分光法によりガス流量の影響をまず計測により見積もる。発光分光法は準安定励起原子数密度測定で用いているアーベル逆変換は使用せずに 法を用いてデータの再構成をしているため 次元空間構造を得ることが出来る。また、前述のように、励起種 は放射ライフタイムが と非常に短く発生したその場の発光を測定出来るのでプラズマ中の電子構造を直接反映したものとなる。

図に原料ガス 圧力 供給電力 バイアス振幅 でガス流量を と変化させた場合の 励起種 の二次元空間数密度分布を示す。今回の測定で圧力を とした理由は、低圧ほどガス流量の影響が顕著になり、その影響を確認するのに適しているからである。また、本研究では圧力を としたが、 以外ではガス流量の影響はないことも判明している。

図においてガス注入口は の位置である。流量 で はガス注入口から壁に向かって励起種が押し出される分布になっていることが図の等高線からわかる。ガス流量 では励起種密度の分布はほぼ対称になっている。また、ガス流量 においてもその分布はほぼ対称になっている。従って、ガス流量 でのプラズマ構造は、低圧力であっても対称性が失われることがなく準安定励起原子数密度測定でアーベル逆変換を用いて計測を行うことは妥当であるといえる。

励起種 数密度の圧力依存性およびバイアス依存性

図 図に 励起種 の数密度分布の圧力依存性およびバイアス依存性を示す。原料ガスは で、ガス流量は 、供給電力は とした。計測はつまりバイアス電極から の平面で行った。

圧力依存性をコイル近傍における 励起種 の数密度分布から考える。 プラズ

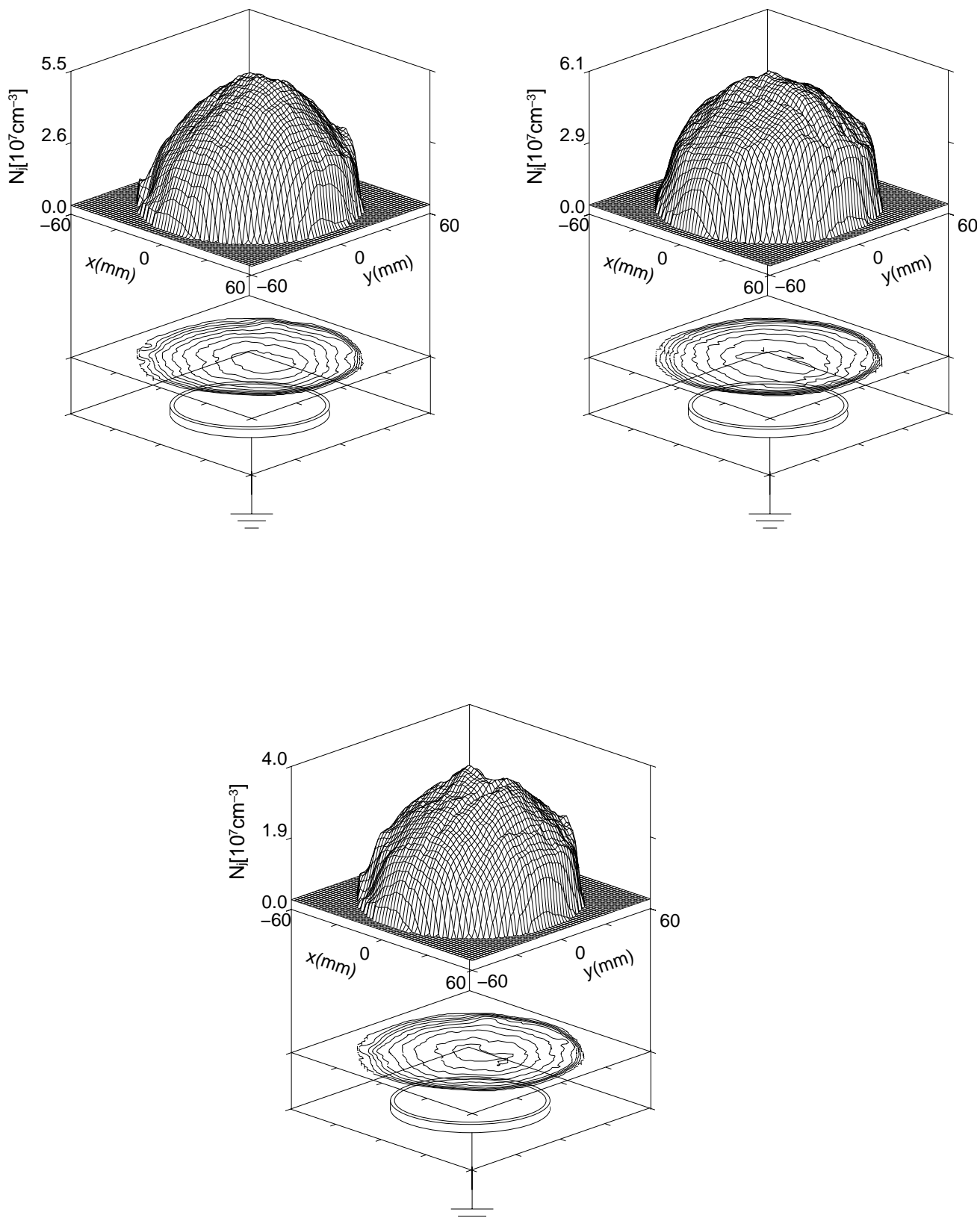


図 数密度の 次元分布 流量依存性 外部条件は

マにおいて、高圧 になると電子の平均自由行程が短くなり、誘導電界で加熱された高エネルギー電子はその場ですぐに衝突し、リアクタ壁近傍で最大値をとるようになる。圧力を減少させ、約 になると空間分布は石英管の中心軸上で最大値をとる分布になる。さらに圧力を減少させ圧力が 程度になると電子の平均自由行程が石英管の直径よりも長くなる。そのため、壁近傍で加熱された高エネルギー電子が一度も衝突することなく側壁に拡散され消滅する現象が増加する。この条件下では、高エネルギー電子が衝突励起する確率は空間的な位置にさほど依存せず、励起種数密度分布は径方向にわたり一様性を示すようになる。

コイル近傍では、低圧条件下において励起種数密度分布が一様になることは上記の通りである。バイアス電極近傍においても、図 図 から、径方向に一様性が高いことが言える。しかし、圧力を徐々に高くすると径方向の一様性は失われ、中心軸上で最大値をとる形状になる。圧力が高いほどその形状は先鋭になる。電極近傍では電子は誘導電界による加熱が弱くなるため、高エネルギー電子は拡散によってコイル近傍から輸送されたものである。そして、高圧力下では、高エネルギー電子は中心軸上でピークをとり、壁に向かって数密度が減少する拡散形状に近い形状となることが分かった。

次に低周波バイアス を印加した場合の励起種数密度分布について考える。低周波バイアスの周波数は バイアス振幅は である。低周波バイアスを印加したことにより、ウェハ電極前面のシース領域が拡大するために電子は存在し難くなる。従って励起種数密度は と比べて減少すると考えられるが、図 と図 と を比べてみると若干の数密度の減少は確認されるものの形状の変化はほとんどない。電極近傍でこのように バイアスの影響が高エネルギー電子の分布にほとんど影響を与えないことから、コイル近傍ではよりバイアスの影響が少なくなるはずである。実際、参考文献 の報告にあるようにコイル近傍でも低周波バイアスがプラズマ生成構造に与える影響は大きくない。バイアス電極近傍においてもこのように高エネルギー電子の形状に変化がないことから バイアスによるプラズマの生成はほとんどないと考えられる。

マイクロ波干渉計による電子数密度測定

マイクロ波干渉計を用いて計測した上部バイアス電極近傍における電子数密度を表 に示す。母ガスは流量 、圧力 の である。また、 バイアス振幅を

と変化させた。誘導結合形プラズマはバイアス振幅 を大きくするとチャンパー内でスパッタやデポジションが起き、チャンパー内部が汚染されてしまう問題がある。しかし、マイクロ波干渉計による電子数密度測定は数十秒で完了することが可能なため高いバイアス振幅での測定まで行なっている。表 から以下のことがわかる。

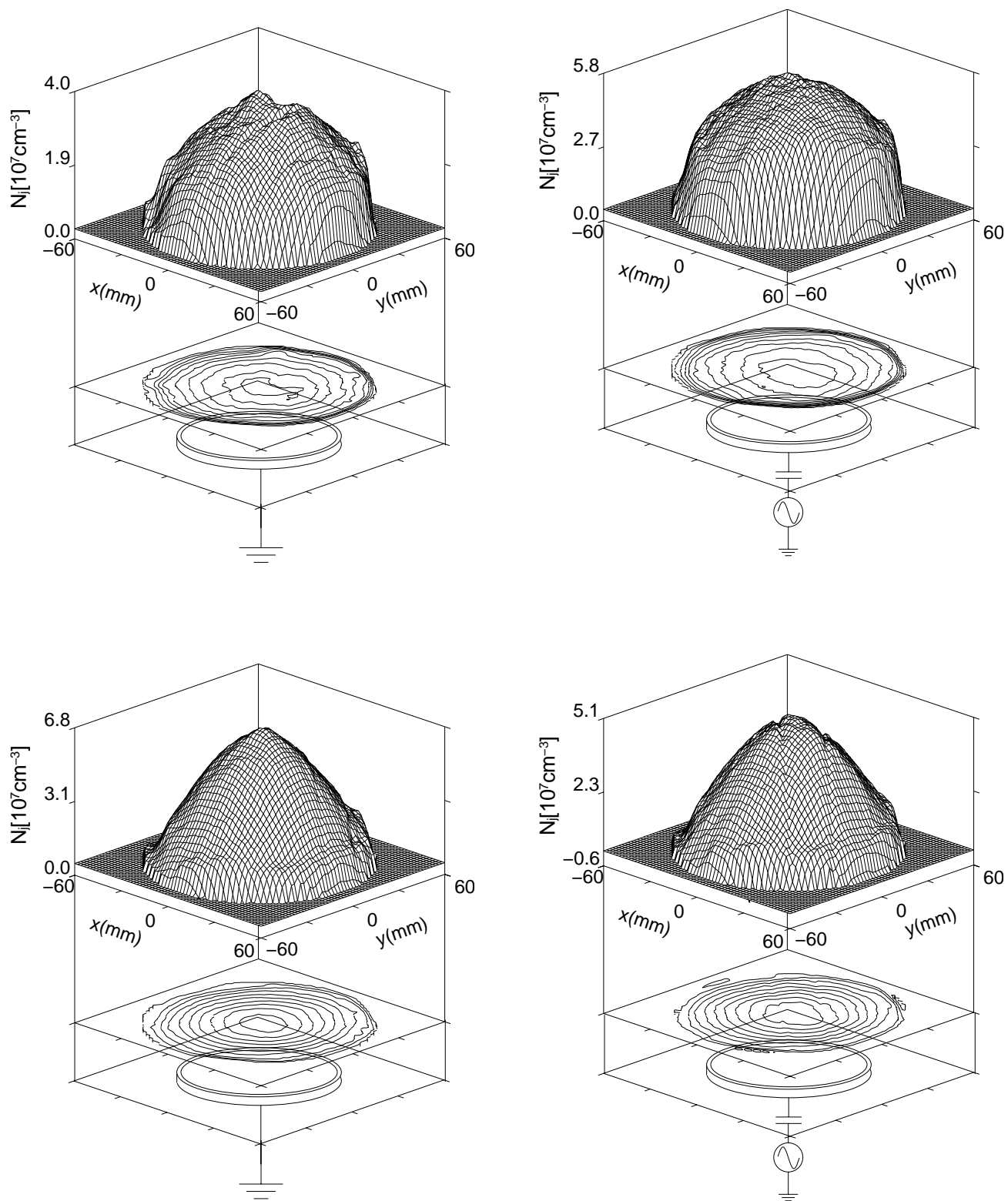


図 の 次元数密度分布 バイアス依存性

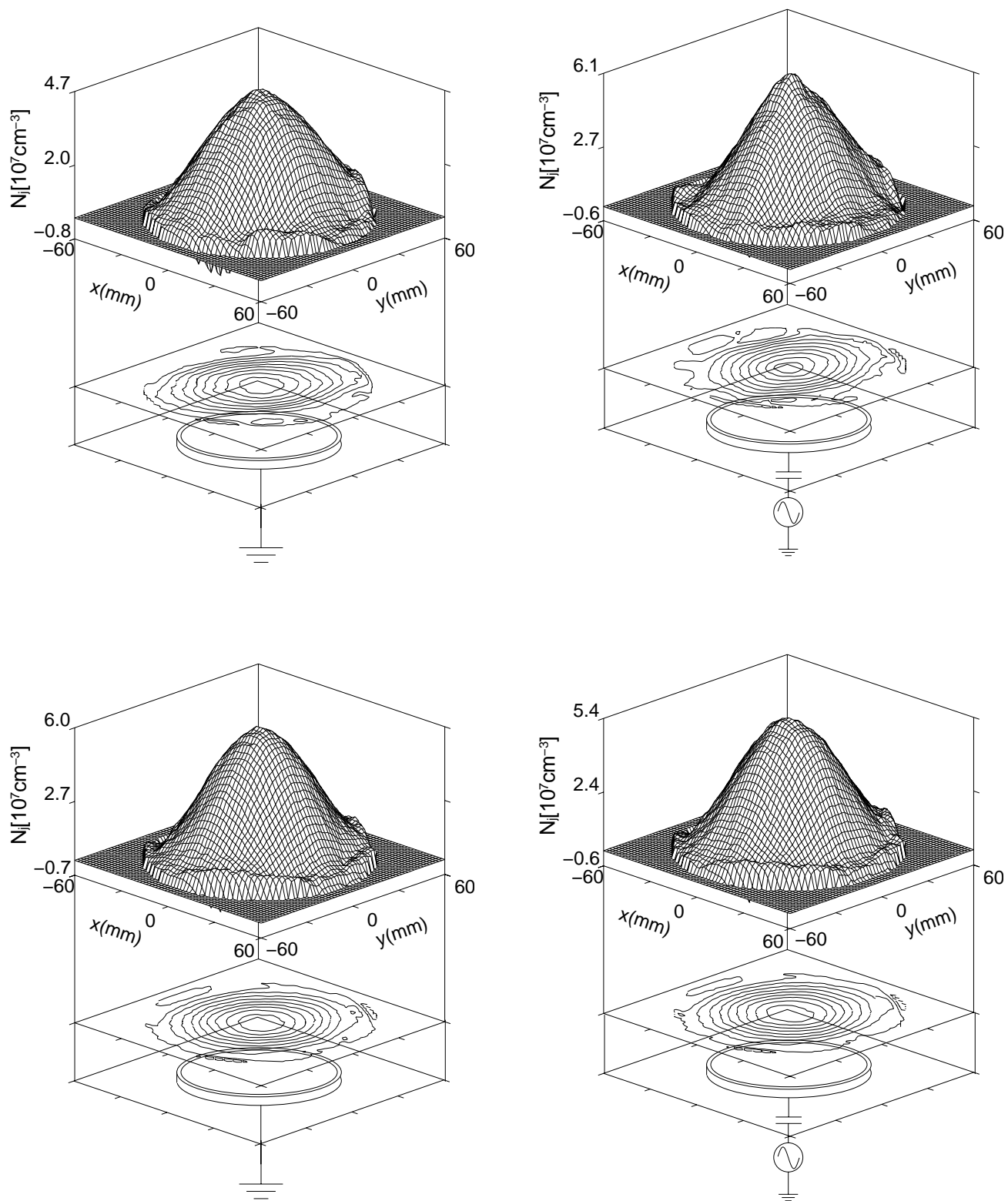


図 2 の 次元数密度分布 バイアス依存性

同ガス種では圧力増加とともに電子数密度も増加する。これは、本研究において測定した範囲では圧力増加 母ガス数密度増加 に伴い、衝突周波数が増加し、電界により加熱された電子のエネルギーが効率よく電離に使われるためと考えられる。また、リアクタからの壁への拡散による電子損失が減少することも圧力増加に伴う電子数密度増加に寄与する。

低周波バイアスを印加し、振幅を増大させても電子数密度はほとんど変化をしない。傾向としてはバイアス印加により電子の数密度が漸減しているが、これは低周波バイアスを印加したことにより、電極での荷電粒子の損失が漸増することによると考えられる。また、バイアス印加によるプラズマの生成は確認されず、本計測に際して、プラズマの生成およびイオンエネルギーの制御に関する機能分離は成り立っていると見える。

表 プラズマ中の電子数密度

電子数密度 単位は では 、 では

準安定励起原子数密度の測定に関して

本研究における準安定励起原子数密度は、準安定励起準位から上準位への遷移波長に相当する波長のレーザー光を入射させ、プラズマ通過後のレーザの減衰率を測定することにより求められる。この際、式 では、準安定励起準位から遷移する上準位数密度が準安定励起原子数密度に対して十分に低いと仮定しているが、厳密には、吸収係数 の波長に対する積分から求まる数密度は、準安定励起状態と上準位の数密度の差である。上準位の数密度が高い場合には、レーザーを入射させたことによる誘導放出過程が無視できなくなり、得られる数密度は実際の準安定励起原子の数密度よりも小さい値を示すことになる。今回の測定に用いた準安定励起状態から遷移する上準位 と は、自然放射ラ

イフタイムが短く、 τ_{spont} 、発光分光測定から励起種の数密度は n_{spont} であることが分かっている。そのため、測定された準安定励起原子の数密度 $n_{metastable}$ に対する割合は $n_{spont}/n_{metastable}$ 程度である。また、励起種の数密度は n_{exc} 程度であり、準安定励起原子の数密度 $n_{metastable}$ に対する割合は最大でも $n_{exc}/n_{metastable}$ 程度と十分低い数密度である。よって、今回測定した準安定励起原子数密度の絶対値および空間分布は上準位数密度を無視したことによる影響をほとんど受けていないと考えて良い。

準安定励起原子数密度の圧力依存性

原料ガスに Ar および He を用い、外部プラズマ条件として流量、供給電力、圧力を P と変化させた時の準安定励起原子の数密度 $n_{metastable}$ を吸収分光測定を用いて測定した。準安定励起原子の生成、消滅の式は

$$\frac{dn_{metastable}}{dt} = n_0 n_e \sigma_{exc} - n_{metastable} (n_e \sigma_{spont} + n_e \sigma_{quench} + \nu_{diff})$$

と表すことができる。ここで右辺第一項は、基底準位の原子が電子との衝突によって励起され準安定励起原子が発生する項、第二項は、上準位の励起原子が他の粒子との衝突により準安定励起状態に遷移してくる項、第三項は、準安定励起原子が電子との衝突によって他準位へと遷移、多段階励起、脱励起等する電子、母ガス等によるクエンチングの項、第四項および第五項は拡散による消滅項を表している。 n_e では電子数密度が n_e 以上と高いため、右辺第三項の電子クエンチングによる消滅過程が準安定励起原子の構造の決定に大きな影響を及ぼす。

図 10 に 準安定励起原子数密度の径方向分布を示す。どの圧力においても中心部で数密度が最大値をとる形状が得られた。また、圧力増加に伴い準安定励起原子数密度は小さくなっていることがわかる。 $n_{metastable}$ による計測でも示したようにコイルから離れた電極近傍では高エネルギー電子が少ないため、準安定励起原子の発生は少ない。よって、コイルから離れた電極近傍で存在する準安定励起原子の大半はコイル近傍で発生した準安定励起原子が拡散によって移動してきた成分である。従って、準安定励起原子数密度の径方向分布は拡散形状に近付き、中心軸上で最大値をとることになる。また、圧力を上げることによって原料ガスの n_0 との衝突回数が増えるために、生成した準安定励起原子が拡散しにくくなり電極近傍では数密度が低下すると考えられる。圧力をあげることで電子数密度も増加するが、この電子数密度の増加によって準安定励起原子の最も重要な消滅機構である電子クエンチングが増加するため圧力増加に従い準安定励起原子数密度は減少することになる。

を単位として表したものである。簡単に言うと、に比べの方が振動子強度がおよそ倍大きく表参照、他の準位に遷移しやすいため数密度が小さくなると考えられる。

表に各圧力におけるとの、における数密度のピーク値の比率を示す。

表 と の比率

圧力	比率
供給電力	比率

準安定励起原子数密度のバイアス依存性

図 図 に原料ガスに ガス流量 圧力 と変化させた場合のバイアス電圧依存性の径方向分布を示す。低周波バイアスの周波数は バイアス振幅は である。どの圧力においても、 共にウェハ電極に低周波バイアスを印加させても径方向分布に大きな変化はなく、またその値も大きな変化は確認されなかった。発光分光測定によって測定した励起種 についても言えることであるが、準安定励起原子も低周波バイアスの影響をほとんど受けていないと言える。準安定励起原子数密度に大きく影響する要因の一つに電子クエンチングがある。これは主に低エネルギー電子によるものである。従って、準安定励起原子数密度に変化が見られないと言うことは低エネルギー電子の数密度も低周波バイアスを印加したことによって影響されないことになる。低周波バイアスをウェハ電極に印加することにより負の自己バイアスがかかりシース領域が拡大し、電子が電極に引き込まれにくくなると考えられる

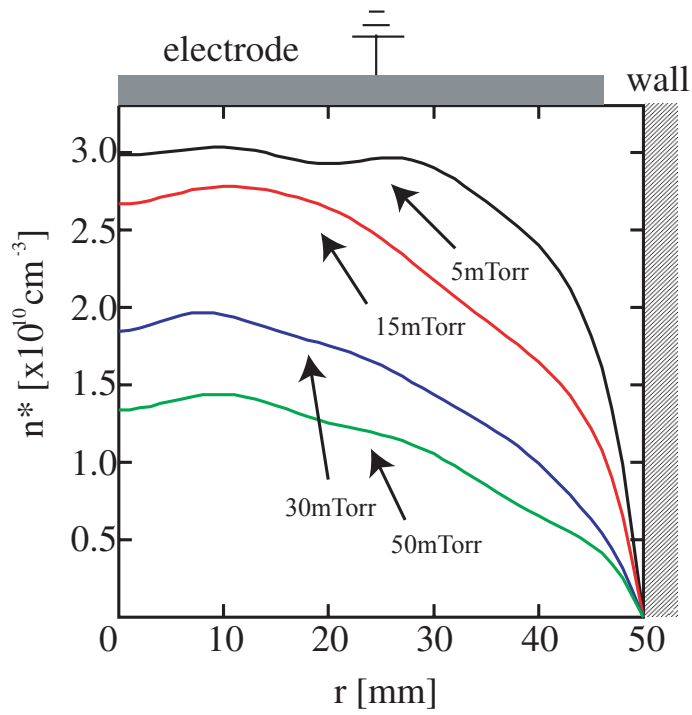
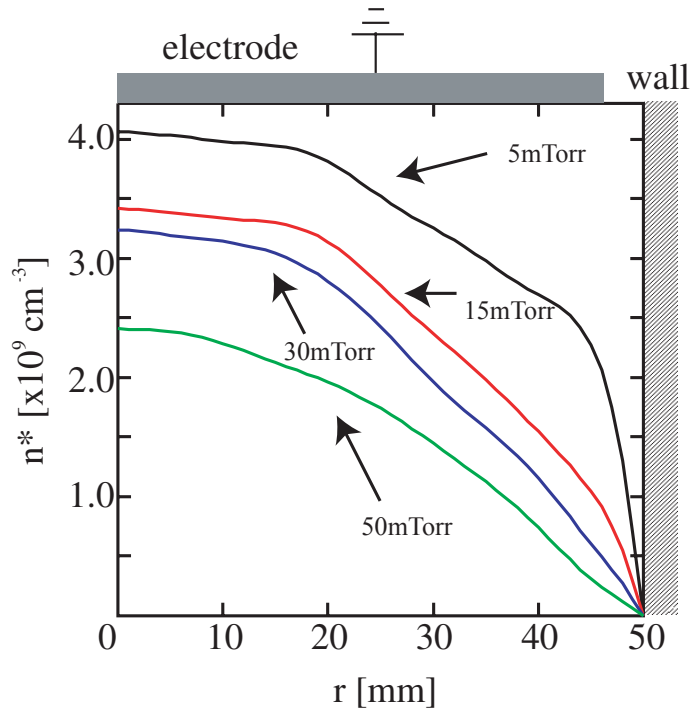


図 数密度径方向分布の圧力依存性

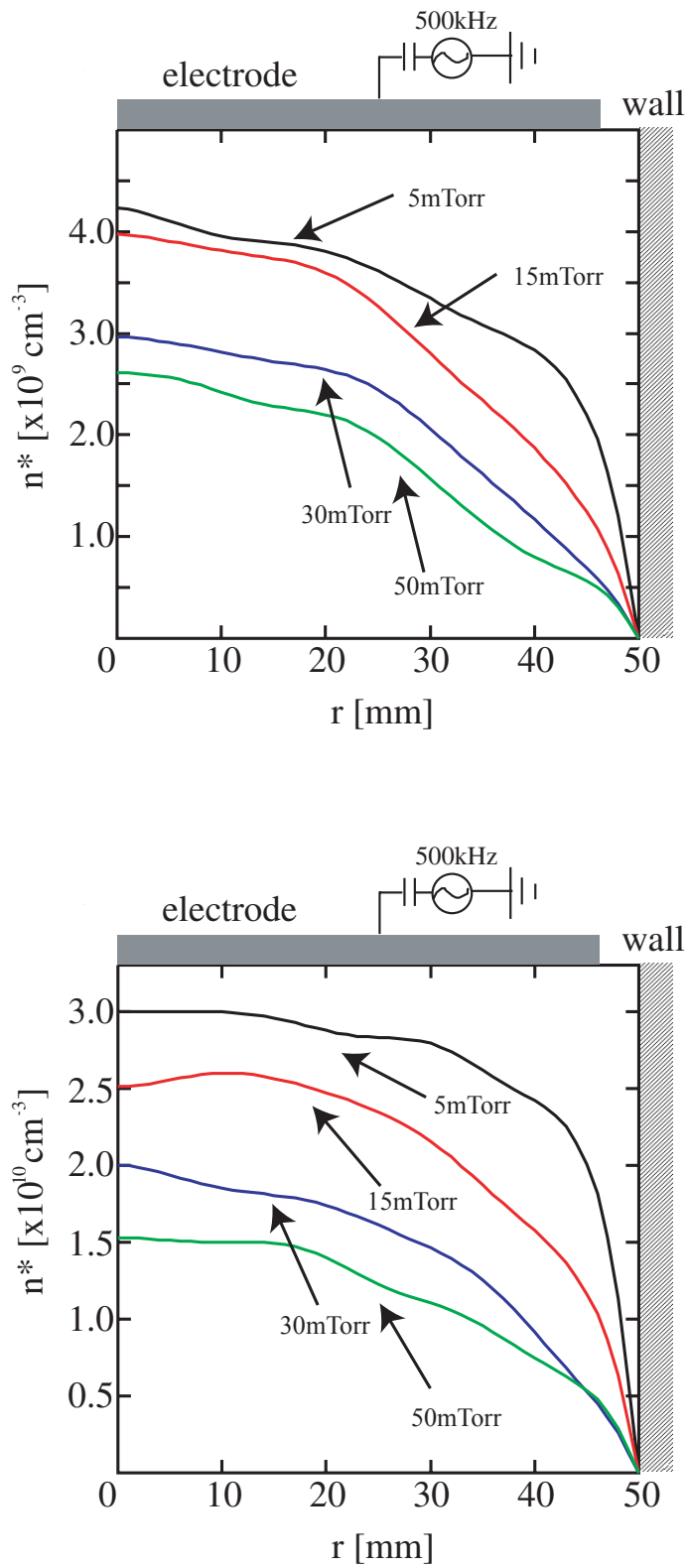


図 数密度径方向分布の圧力依存性

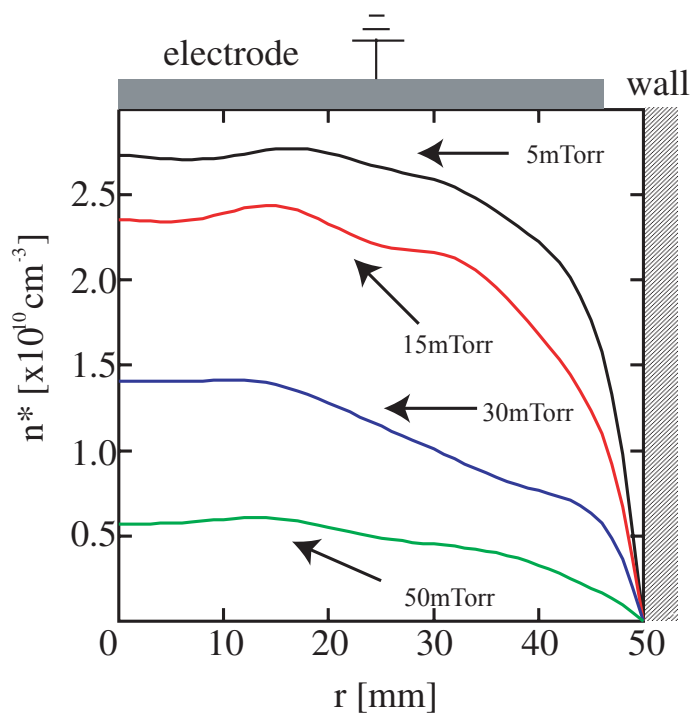
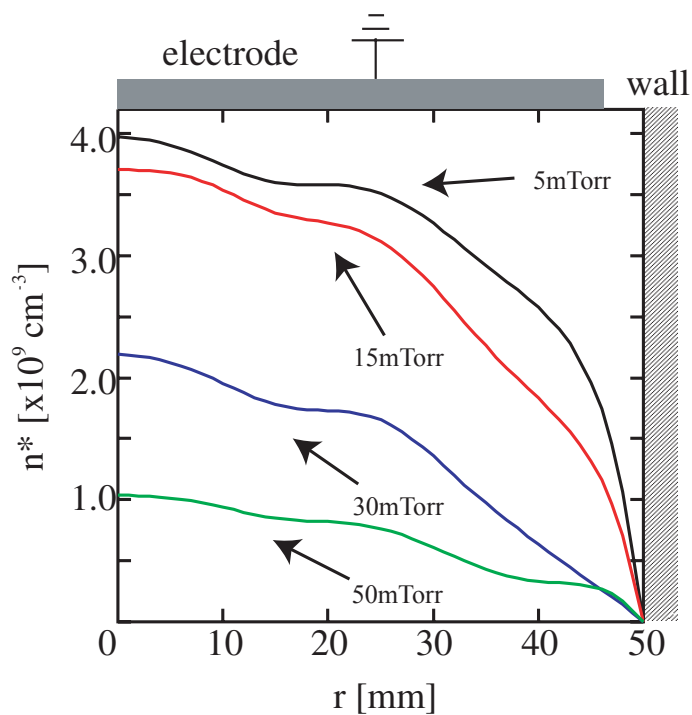


図 数密度径方向分布の圧力特性

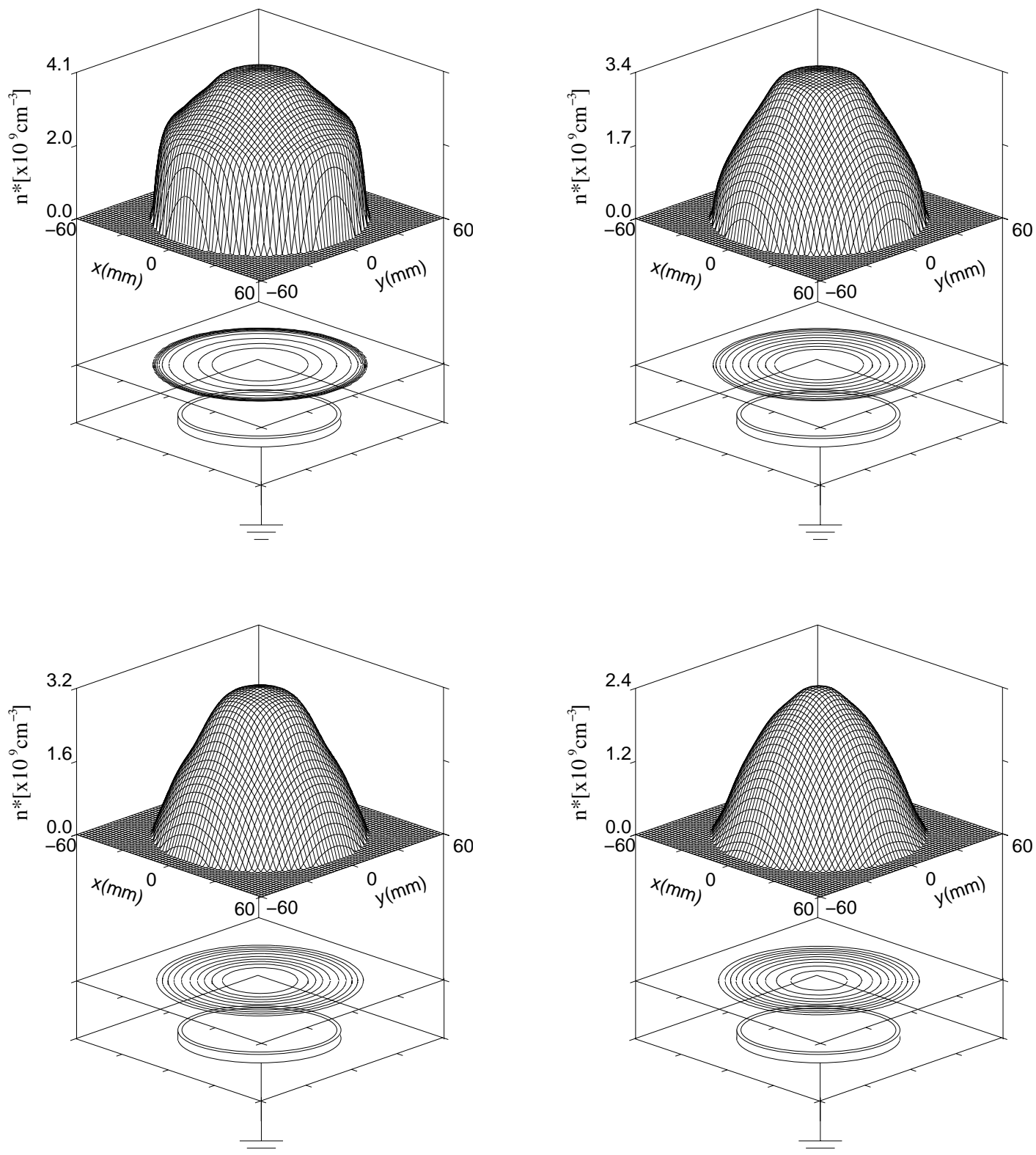


図 数密度の 次元分布の圧力依存性

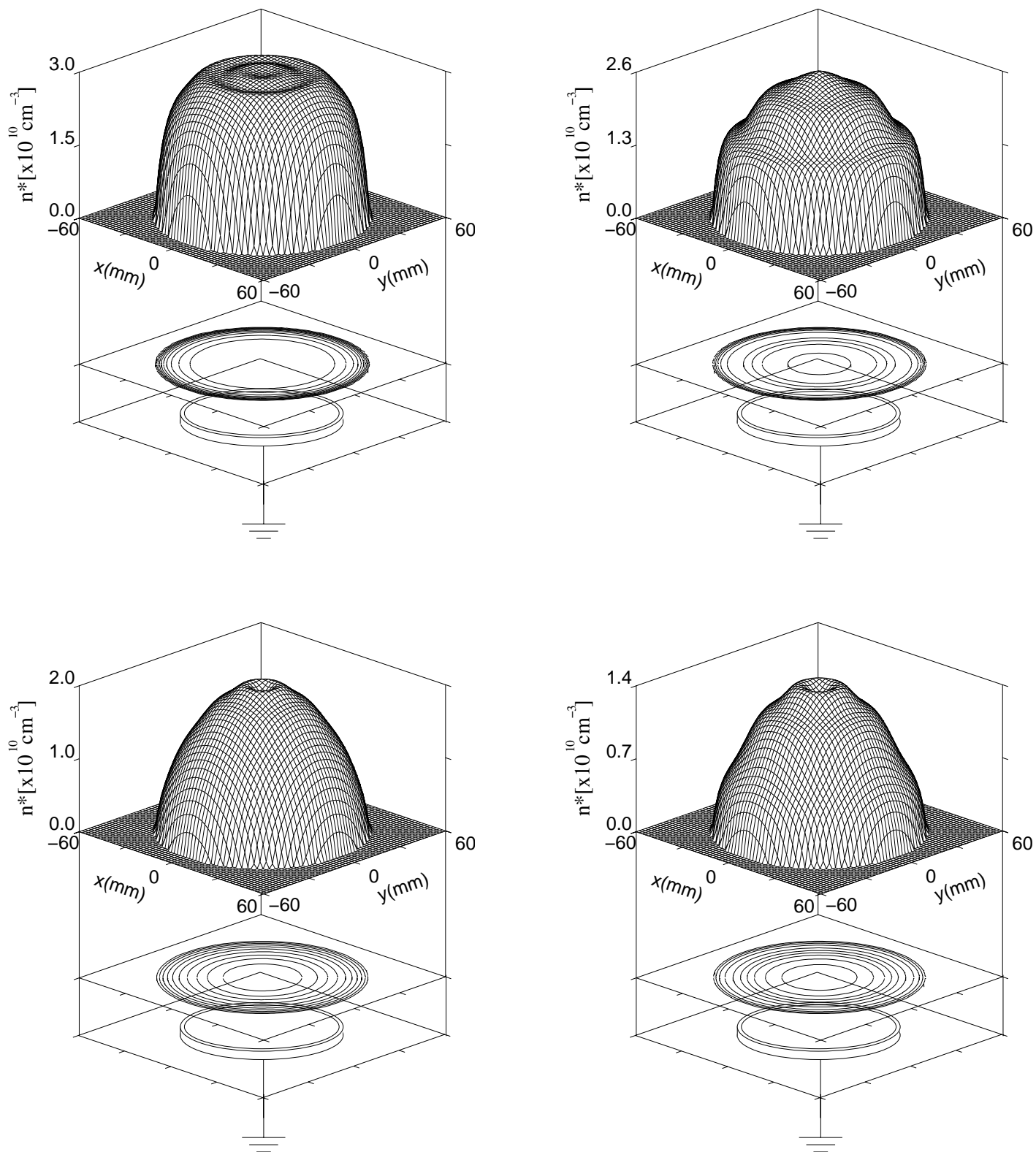


図 数密度の 次元分布の圧力依存性

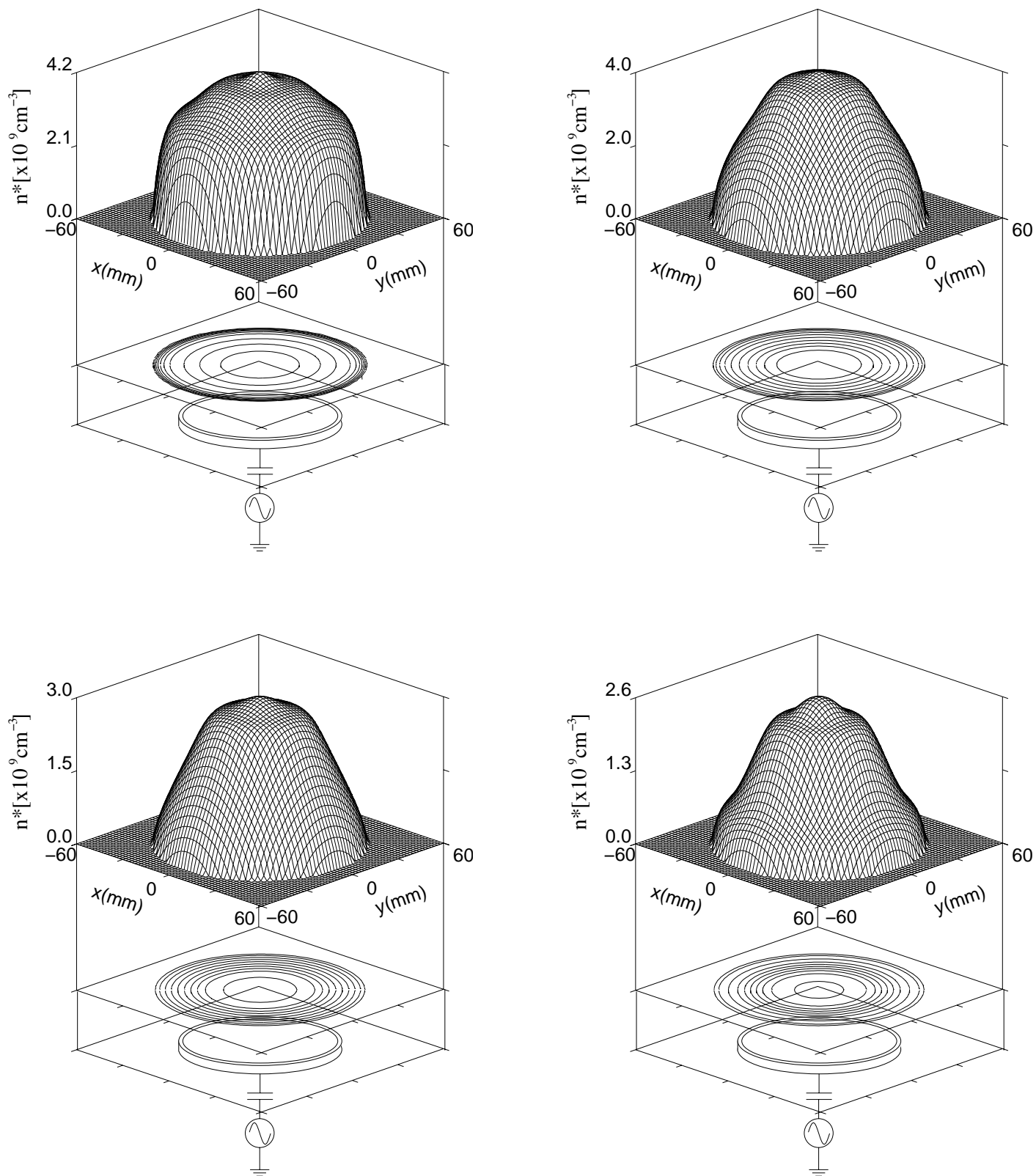


図 数密度の 次元分布の圧力依存性

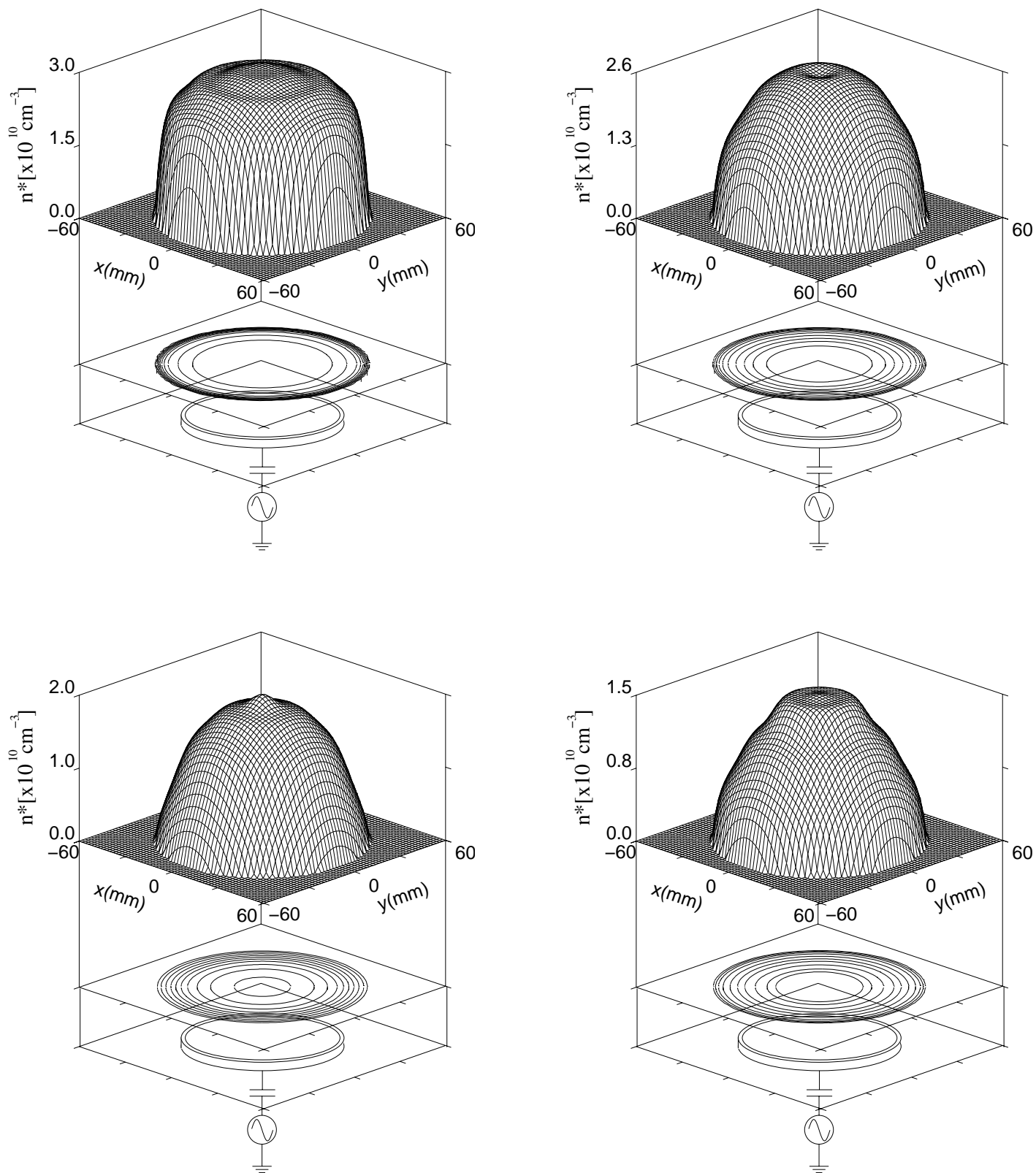


図 数密度の 次元分布の圧力依存性

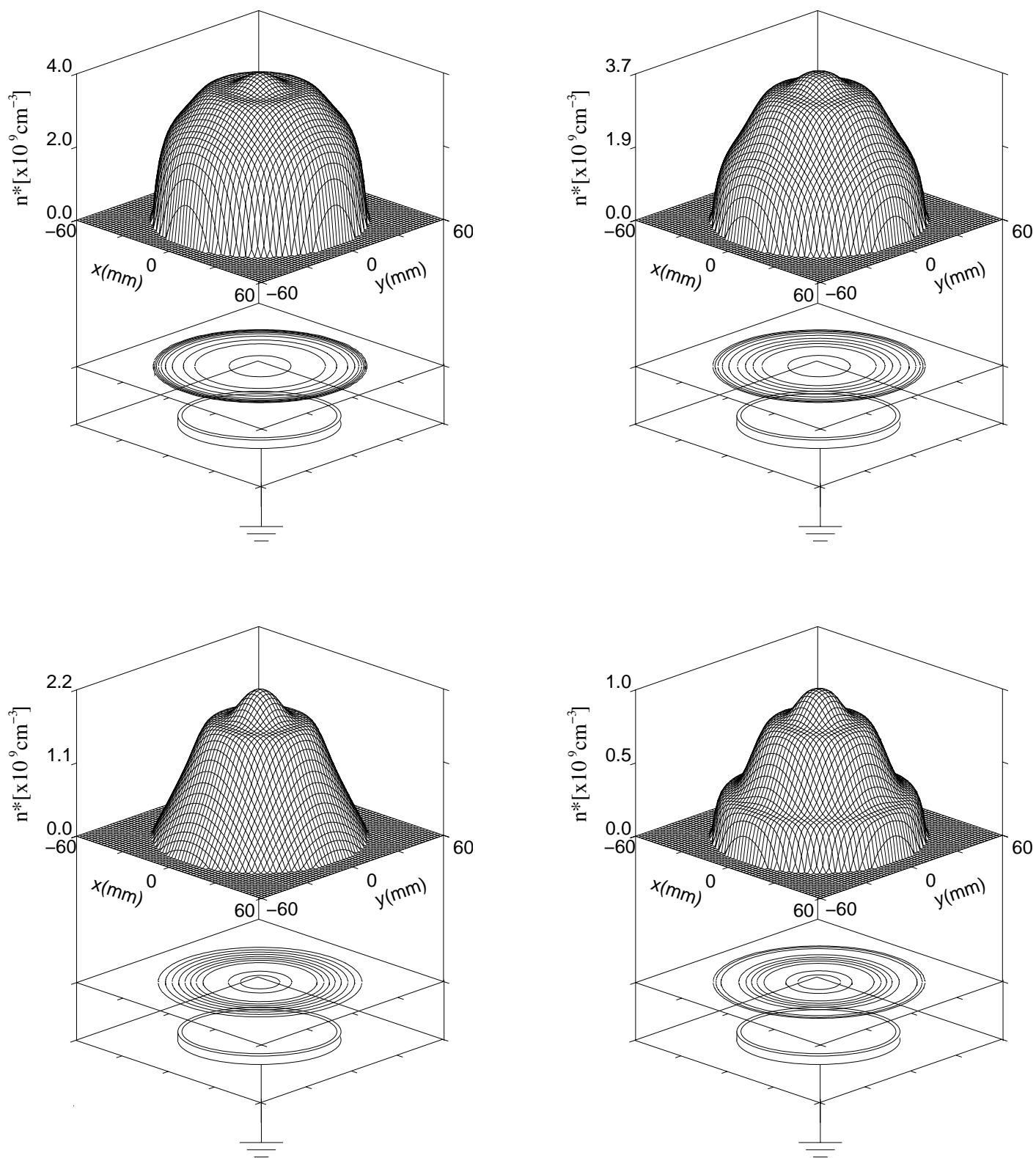


図 数密度の次元分布の圧力依存性

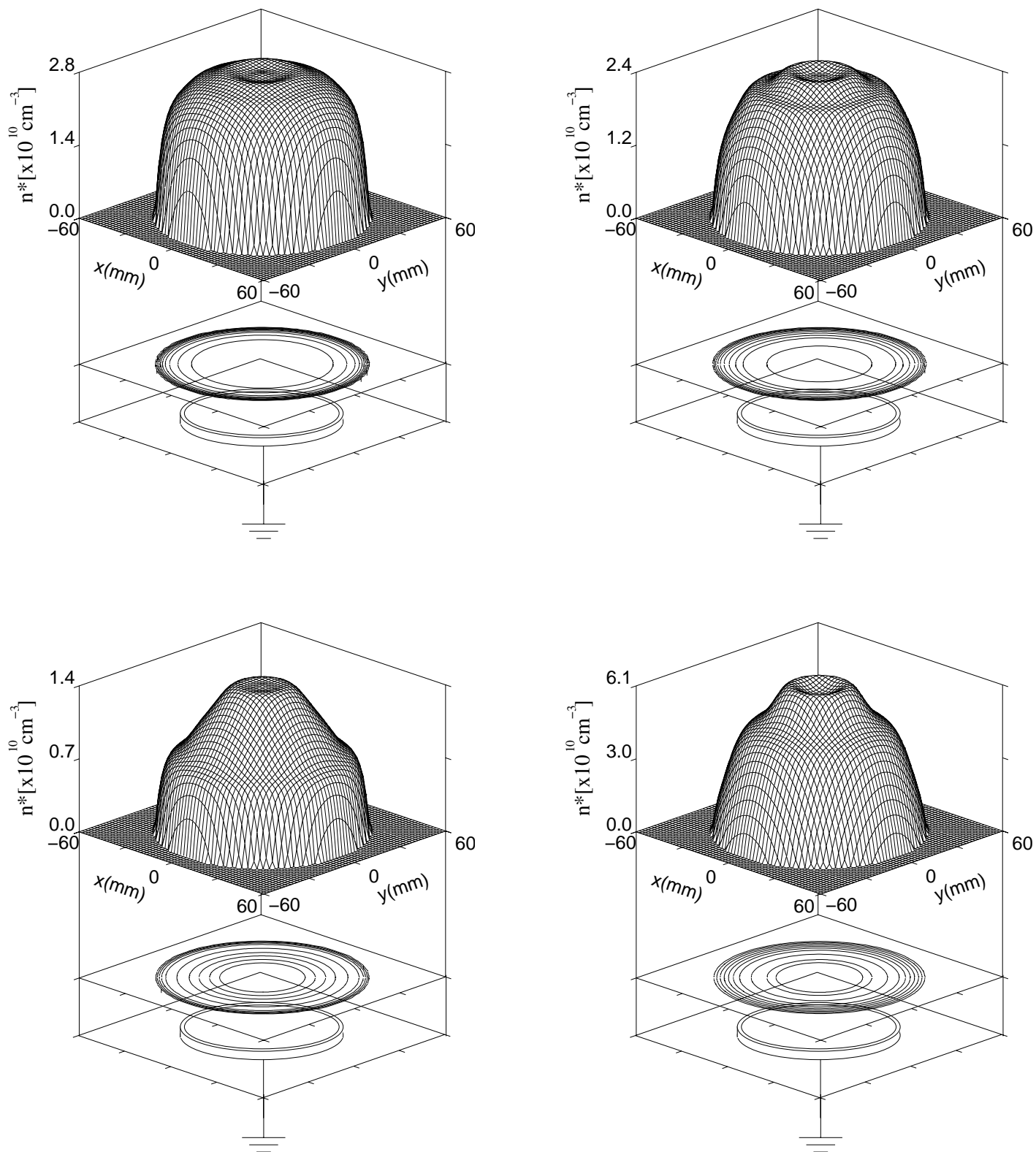


図 数密度の次元分布の圧力依存性

が、その大きさは極めて小さいと言える。励起種は高エネルギー電子の分布を反映した分布であるからエネルギーの高い、低いに関わらず電子の数密度は低周波バイアスに影響されない。このことは、マイクロ波干渉計を用いた電子数密度測定の結果とも一致する。

マイクロ波干渉計の測定ではバイアス振幅を と高電圧を印加したにも関わらず電子数密度は漸減するに留まったことから、誘導結合形プラズマにおいては低周波バイアスはプラズマ構造 正確には、 及び電子数密度 に直接大きな影響は与えないと言える。低周波バイアスの周波数は と コイル電流の周波数 と比べると小さく、プラズマを発生及び維持することが難しい。従ってバイアス電極でのプラズマの発生はコイルでの発生に比べて十分小さくなり電極近傍でのプラズマ構造は低周波バイアスに影響されにくいのだと考えられる。

以上のように、今回の外部プラズマ条件のもとではプラズマを生成、維持する電流源とウェハに引き込む電圧源の機能分離ができ独立制御可能であると言える。

準安定励起原子数密度の供給電力依存性

図に原料ガス 圧力 ガス流量 で電極上 において供給電力を と変化させた時の 準安定励起原子の径方向数密度分布を示す。 は の径方向分布である。なお、計測時にはウェハ電極に低周波バイアスを印加していない。

共に供給電力を増加させても数密度の径方向分布の形状に大きな変化は見られない。供給電力の増加と共に若干、準安定励起原子数密度が大きくなる。研究では、コイル近傍での準安定励起原子数密度の供給電力依存性の計測から、供給電力が低いほど準安定励起原子数密度は大きくなることを示していた。供給電力が低い場合は、誘導電界が小さく高エネルギー電子の割合が小さくなるため、電子、および準安定励起原子の発生は小さくなる。しかし、電子数密度が低くなるため準安定励起原子の電子クエンチングが小さくなる。この結果、コイル近傍では供給電力が小さい条件下で、準安定励起原子数密度が僅かに増加すると考えられる。

しかし、今回測定したバイアス電極近傍ではコイル近傍での傾向とは逆に供給電力の増大にともない準安定励起原子数密度は増加する。この理由として考えられるのは、今回電極上 の位置で測定した低圧力 の結果では電子エネルギーの緩和長が長いために、高エネルギー電子が電極近傍でも多く輸送される。その結果、高エネルギー電子の生成が多い高供給電力での準安定励起種数密度が高くなると考えられる。

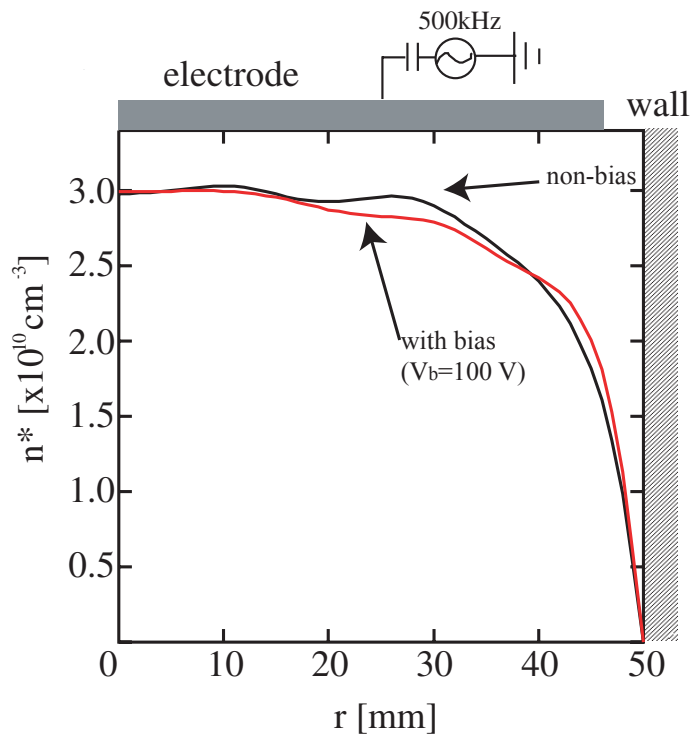
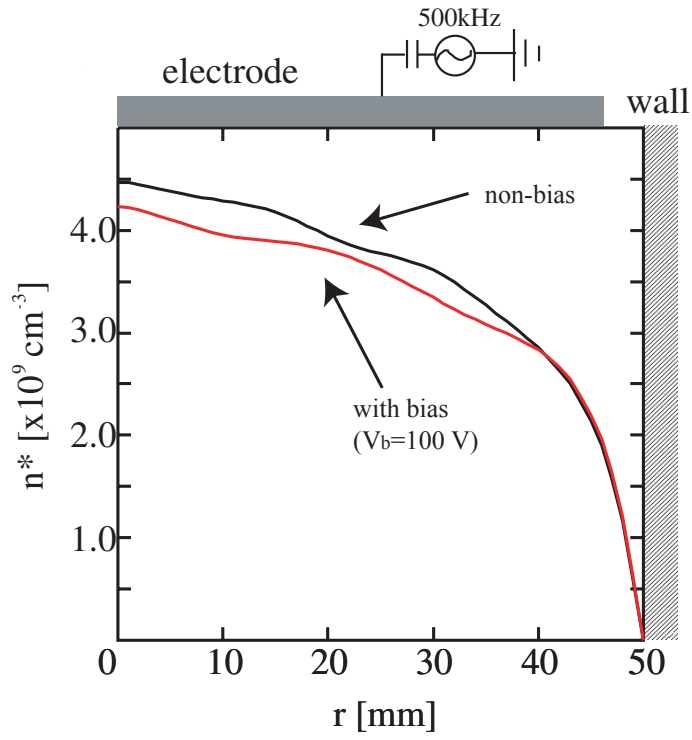


図 数密度の径方向分布バイアス依存性

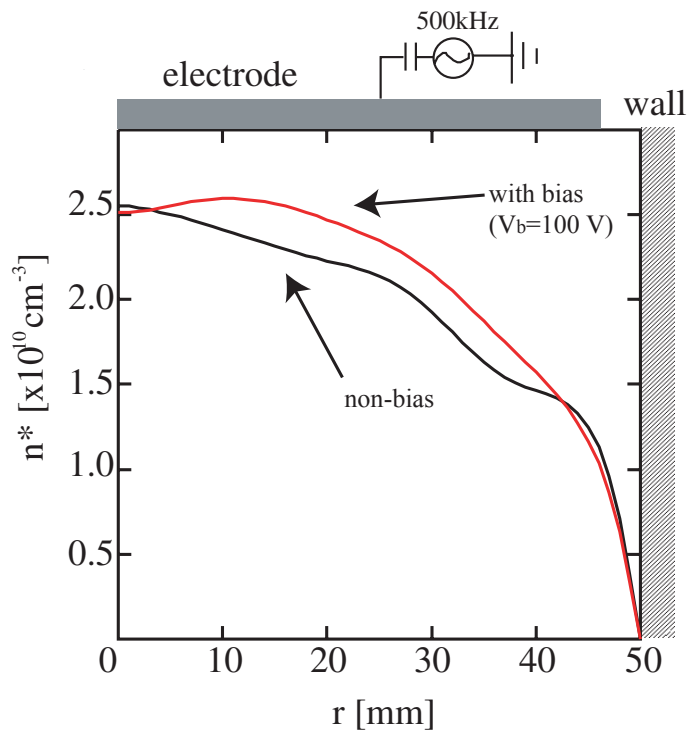
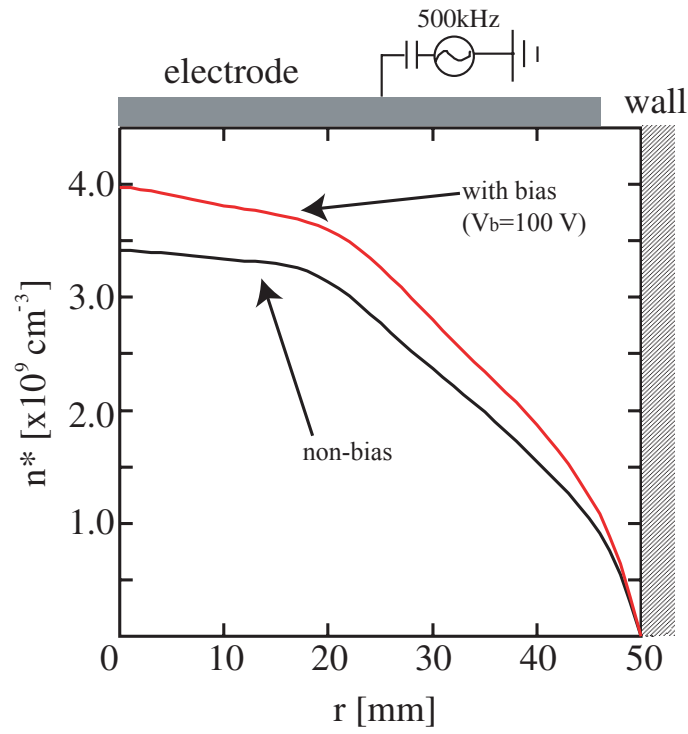


図 数密度の径方向分布バイアス依存性

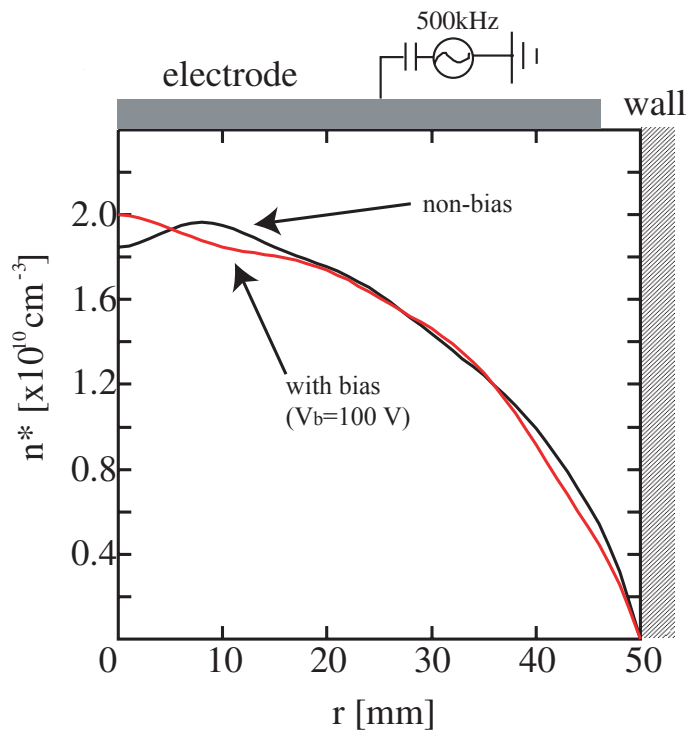
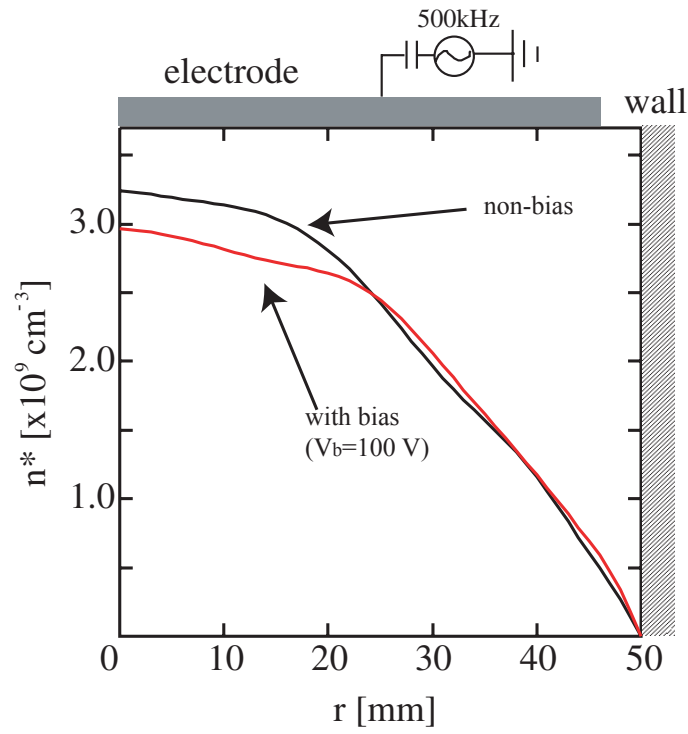


図 数密度の径方向分布バイアス依存性

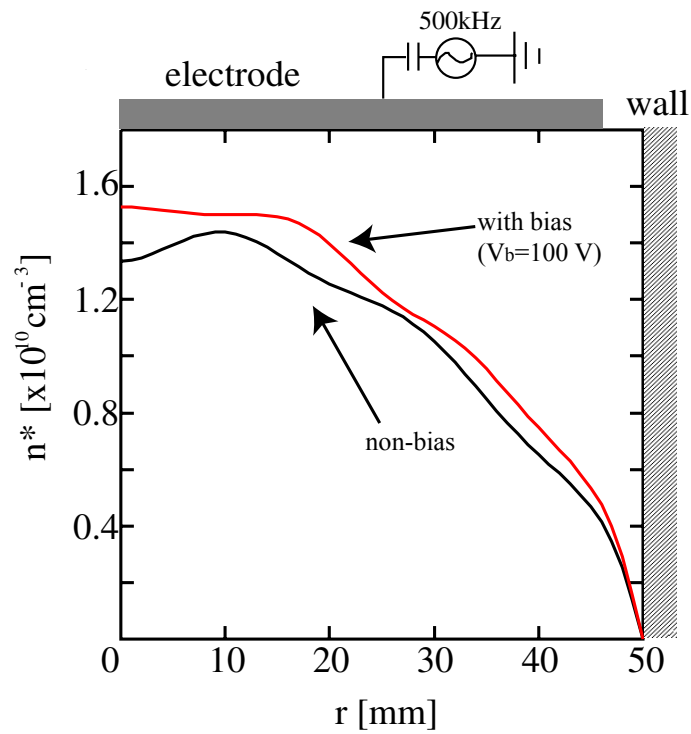
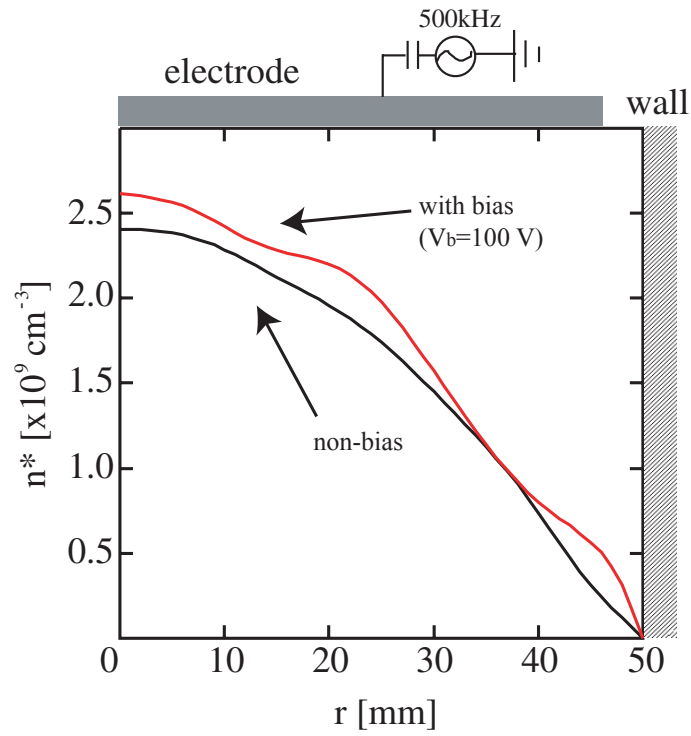


図 数密度の径方向分布バイアス依存性

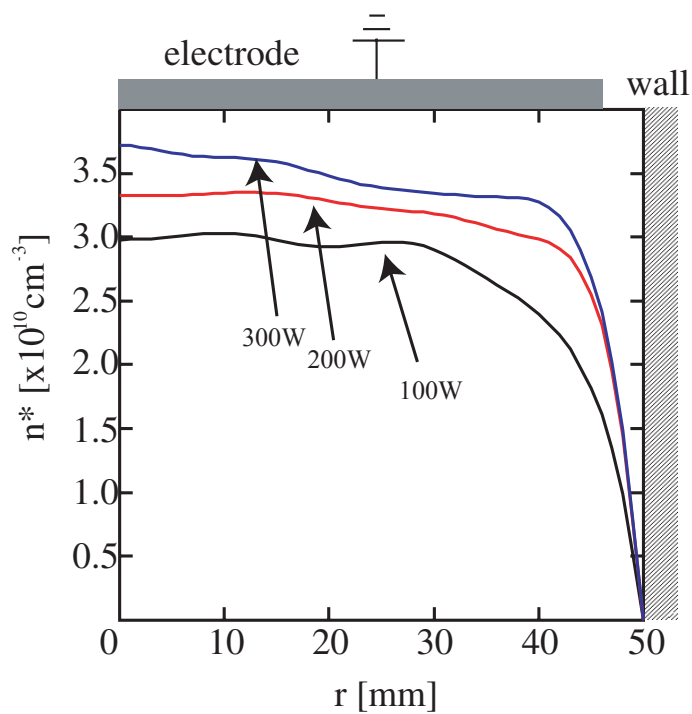
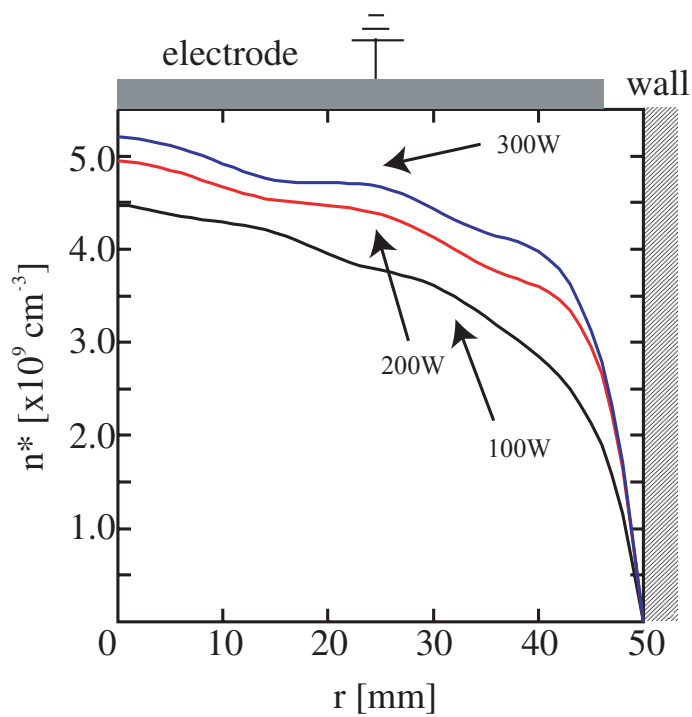


図 数密度の径方向分布供給電力依存性

準安定励起原子数密度のガス種依存性

図 4-10 にバイアスを印加せずに Ar と He を母ガスに使用した際の準安定励起原子数密度の径方向分布を示す。ここで、母ガス圧力は 10^{-4} Pa まで変化させた。 Ar と He 混合ガスの中で準安定励起原子数密度の径方向分布に大きな違いは見られなかった。しかし、 He 混合ガス中では Ar に比べ数密度は小さくなる。これは圧力依存性でも述べたように、準安定励起原子の消滅過程が式 (4-1) の第三項の電子クエンチングの他に母ガス Ar 及びその解離生成物 Ar^+ 等のクエンチングがあるからである。つまり、混合ガスにすることにより、母ガスとのクエンチングが原子だけでなく分子及びその解離生成物によるクエンチングが発生する。この分子とのクエンチングは表 4-1 から分かるように Ar と原子に比べ He よりも四桁ほど大きいいため混合ガスのほうが準安定励起原子数密度は小さくなる。

また、圧力増加により Ar と He 混合ガス系の間の数密度差がより大きくなるが、圧力増加により母ガス数密度が大きくなり、 He 分子の数密度もそれに伴い大きくなるためである。従って、圧力が高い条件では He 分子とのクエンチングの影響が大きくなり Ar の準安定励起原子数密度はより小さくなると考えられる。

準安定励起原子数密度の位置依存性

図 4-11 に、供給電力 100 W ガス流量 10 sccm において 10^{-4} Pa までの空間を 10 mm 間隔で測定した準安定励起原子数密度の径方向分布を示す。また、図 4-12 に二次元分布図のかたちで示す。

これらの結果から、いずれの圧力においてもプラズマの生成源であるコイルに最も近い位置、 $z=0$ mm において最大値をとり、電極に向かうにつれて準安定励起原子が減少していることが分かる。また、電極近傍においても準安定励起原子が 10^{12} cm $^{-3}$ 程度の高密度で存在している。これは先に述べたように準安定励起原子数密度は電子クエンチングによる消滅過程の影響を非常に大きく受けるが、コイルから離れた場所では電子数密度が小さいために電子クエンチングによる消滅が少なく寿命が長く、コイル近傍で準安定励起原子は発生した数密度勾配による拡散によって電極近傍まで移動し、高密度で存在することが可能なためである。しかし、圧力別に見てみると、低圧力の場合に比べて、高圧力の方が準安定励起原子数密度の減少の割合は大きくなる。この原因は、高圧力下ではクエンチングによる消滅過程の影響がより顕著になるためと考えられる。

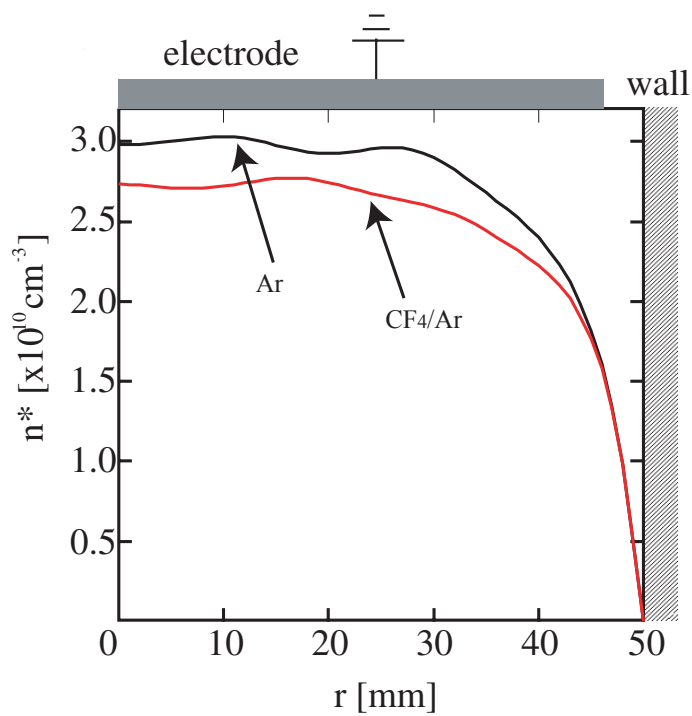
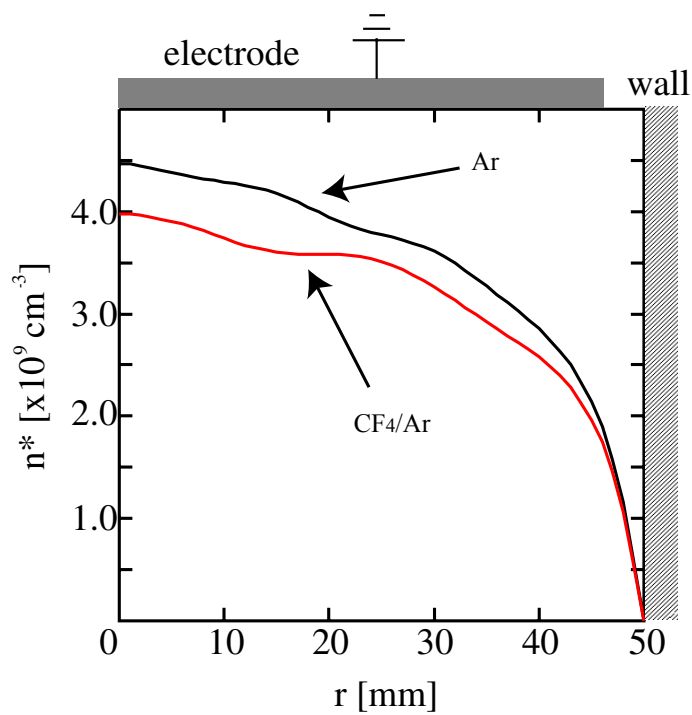


図 数密度の径方向分布のガス種依存性

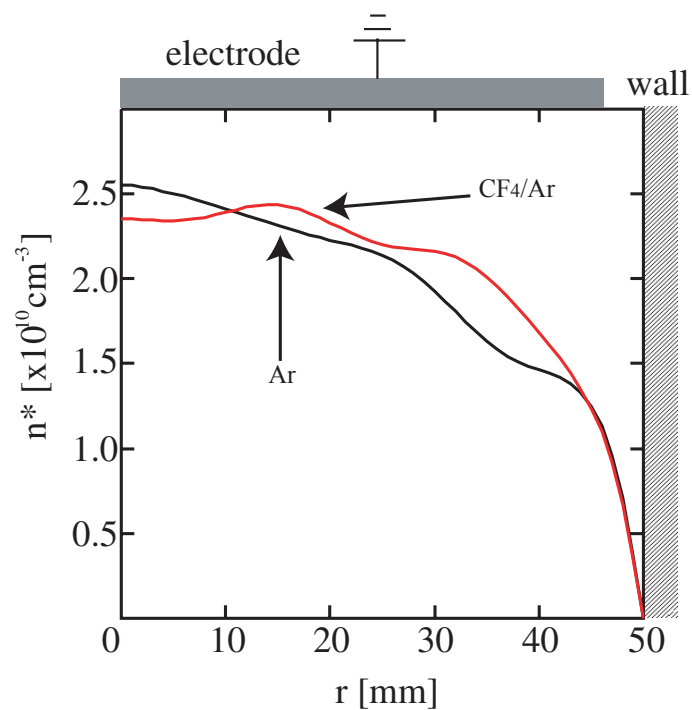
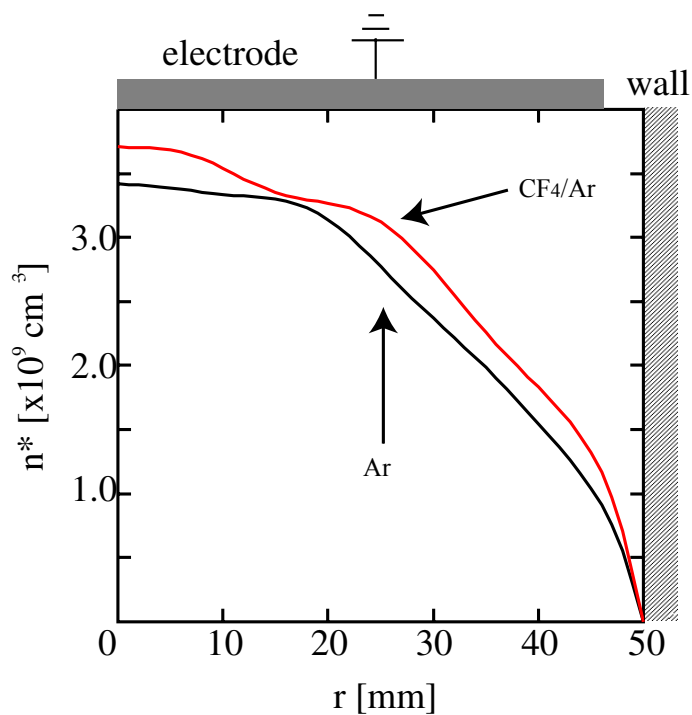


図 数密度の径方向分布のガス種依存性

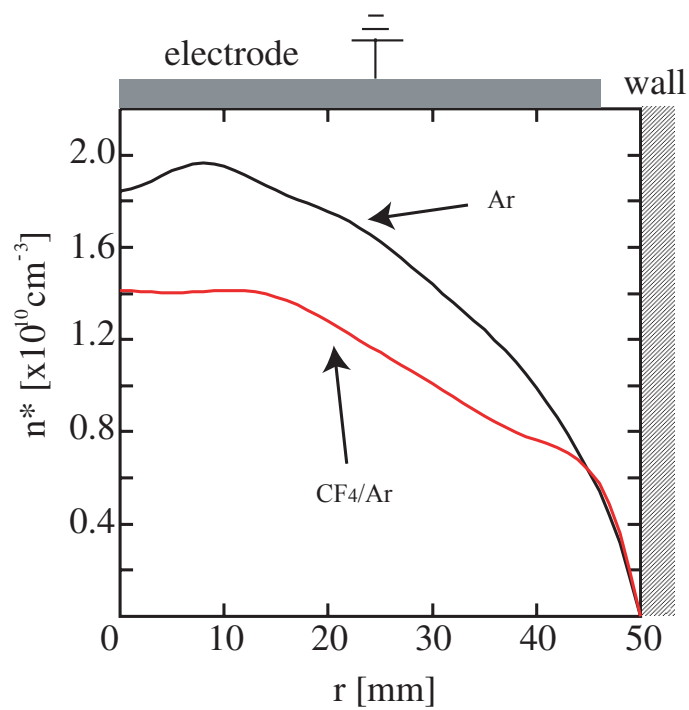
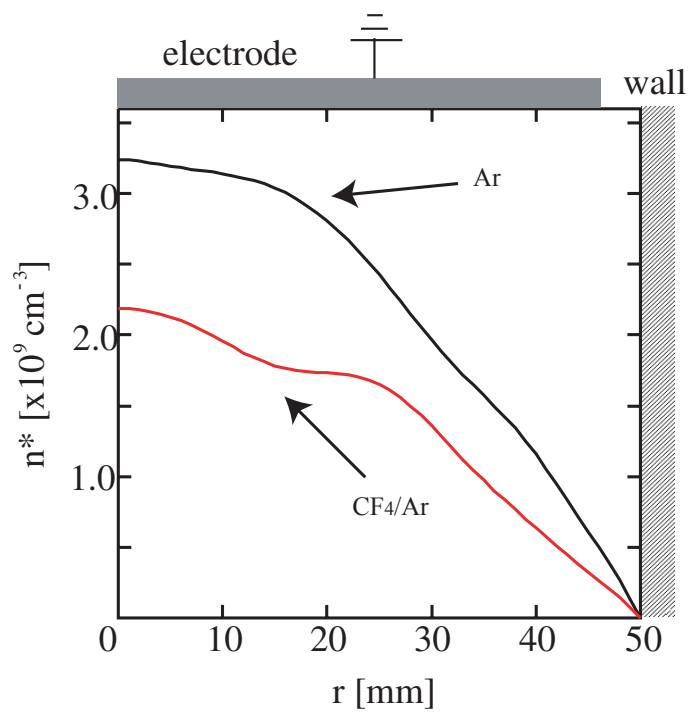


図 数密度の径方向分布のガス種依存性

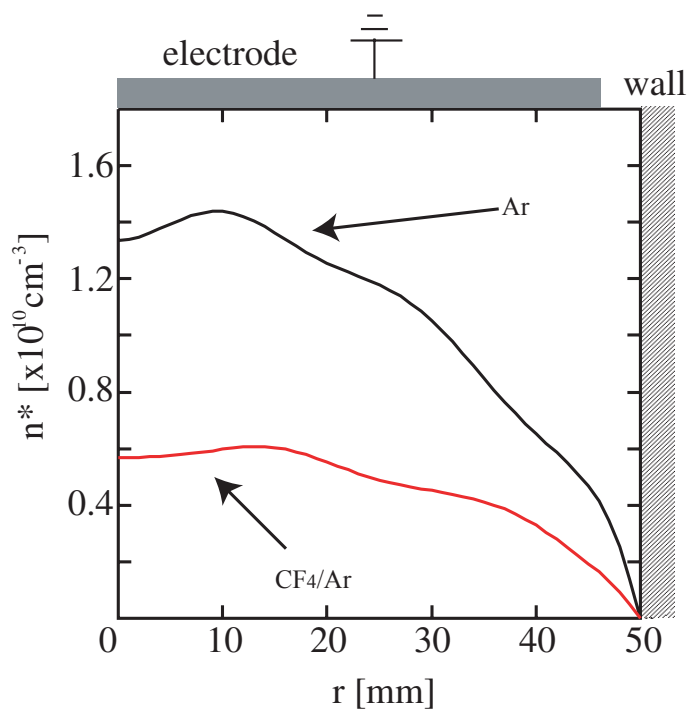
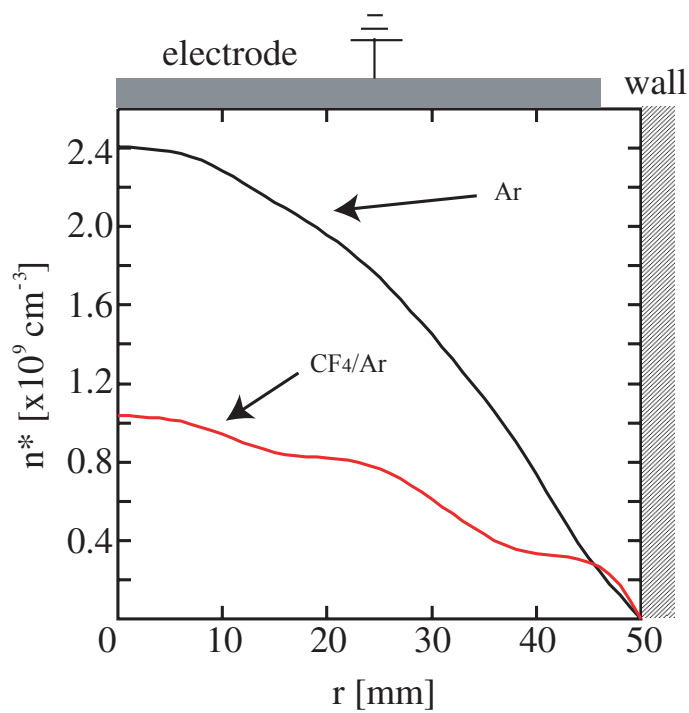


図 数密度の径方向分布のガス種依存性

プロセス室との比較

図に原料ガスと混合ガスにおいて圧力 供給電力 ガス流量 でのコイル上 電極上 および 上 それぞれの準安定励起原子数密度の径方向分布を示している 図 参照。プロセス室において壁で準安定励起原子数密度が にならないのはプロセス室の半径は と石英管の半径 よりも広く、 は壁でないためである。図に測定位置を示す。

まずコイル近傍での準安定励起原子数密度の径方向分布について考える。母ガスに および 混合ガスを用いた両方ともに、その数密度は壁近傍で最大値をとり中心軸上に向かって緩やかに減少していることが分かる。壁近傍では誘導電界が大きいため準安定励起原子はこの位置で発生する。コイル近傍で発生した準安定励起原子は拡散によりコイルから離れるに従い数密度を減少させながら拡散形状に近付いていく。 は生成源の 空間でプラズマが均一ではなく、拡散によって径方向の一様性を達成させるが上部電極付近、すなわちコイルからおよそ 離れたところで良好な一様性が確認できる。これは原料ガスの種類に依らない。しかし、コイルからさらに離れたプロセス室においては完全な拡散形状になってしまい一様性が完全に崩れてしまう。従って準安定励起原子の一様性を保つためには今回のようにコイルから くらいの位置でプロセスを行なうことが望ましいと言える。これは低ガス圧力 の場合での結論であり、より高い圧力では上述の通り上部電極近傍においても一様性は悪くなる。圧力が高くなるに従い拡散の影響が大きくなりコイルから近い位置から拡散形状をとるようになる。従って高い圧力の場合はより電極をコイルに近づけた方が一様性が保たれると予想される。

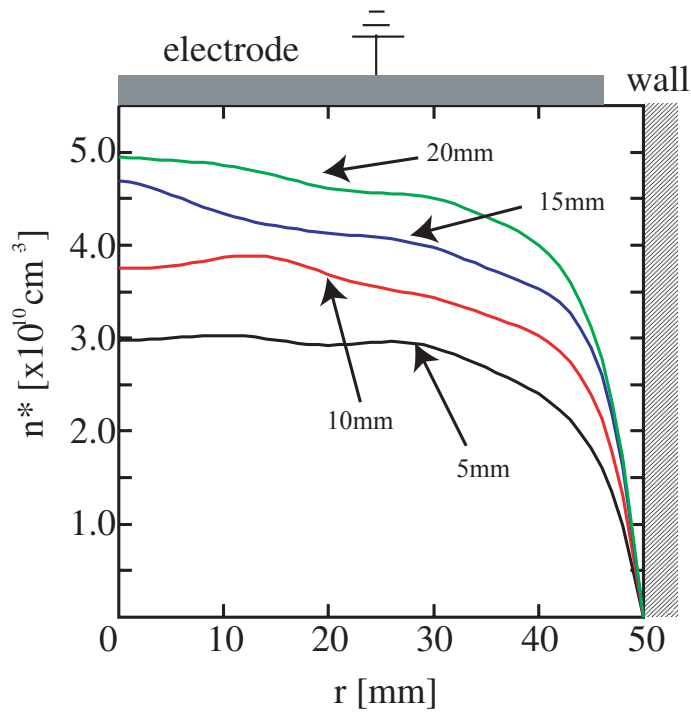
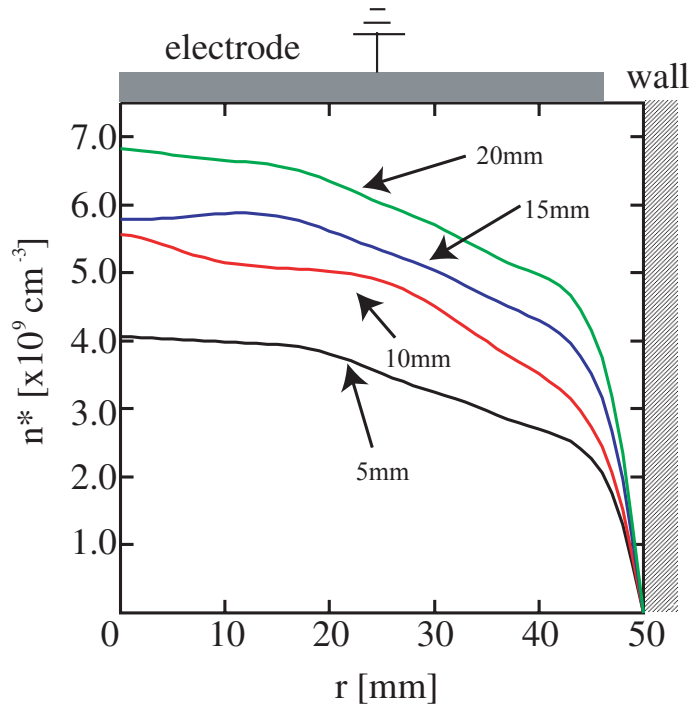


図 の数密度径方向分布の位置依存性

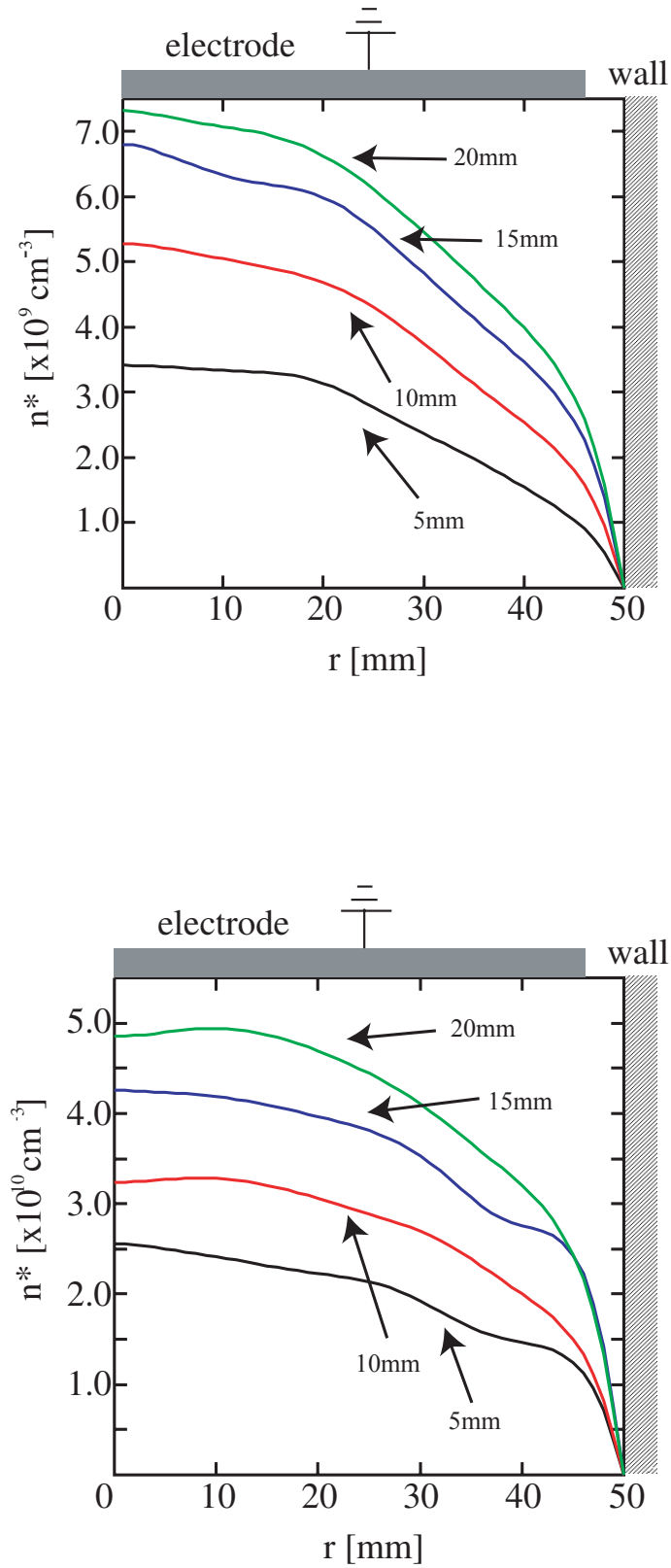


図 の数密度径方向分布の位置依存性

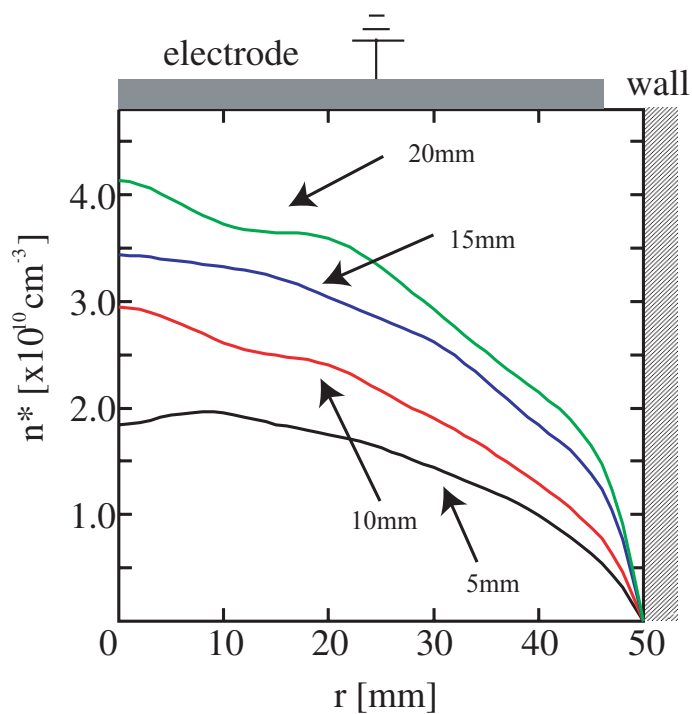
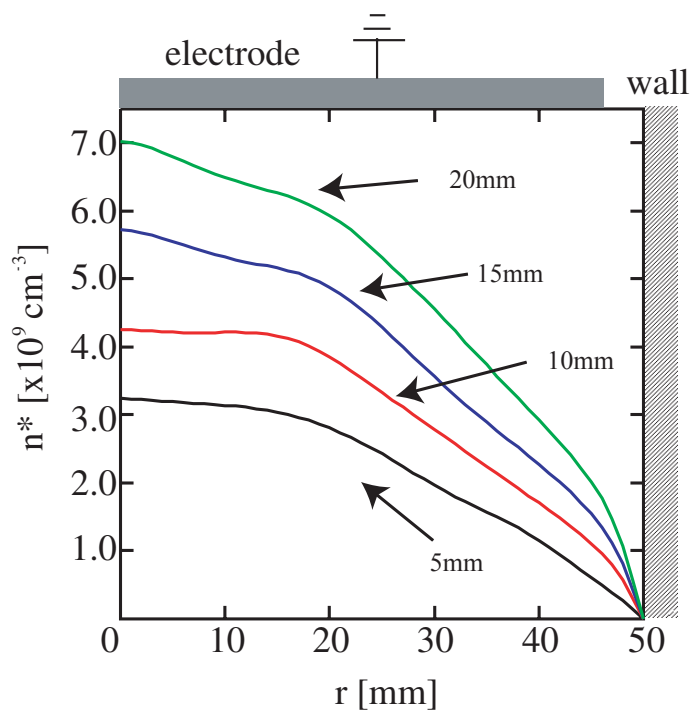


図 の数密度径方向分布の位置依存性

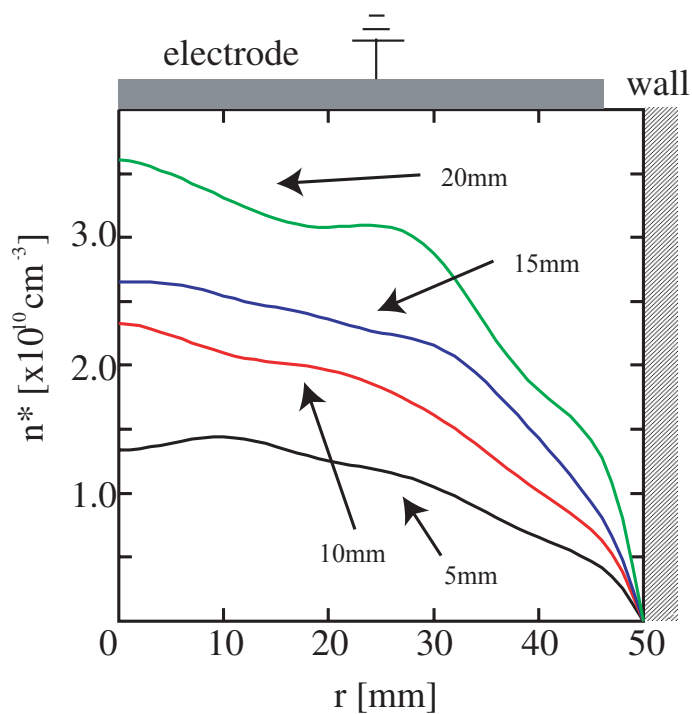
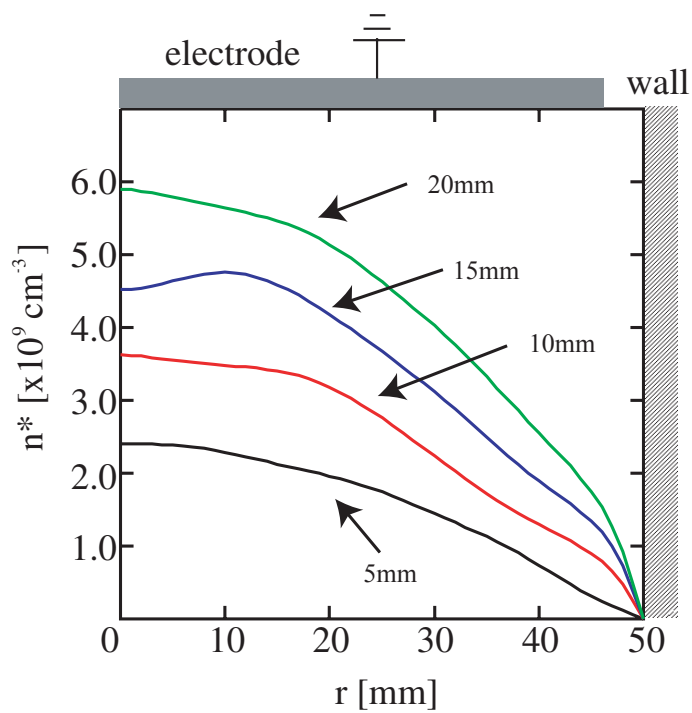


図 の数密度径方向分布の位置依存性

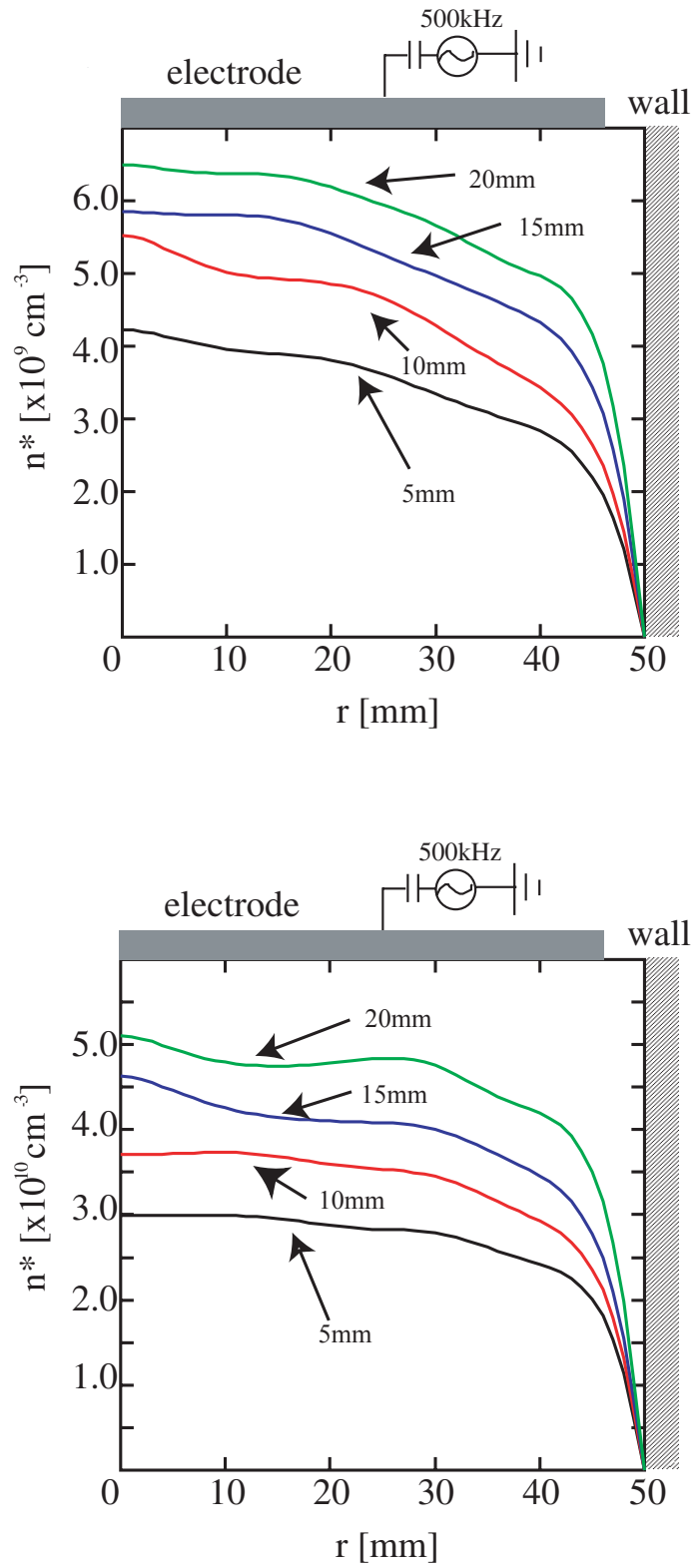


図 の数密度径方向分布の位置依存性

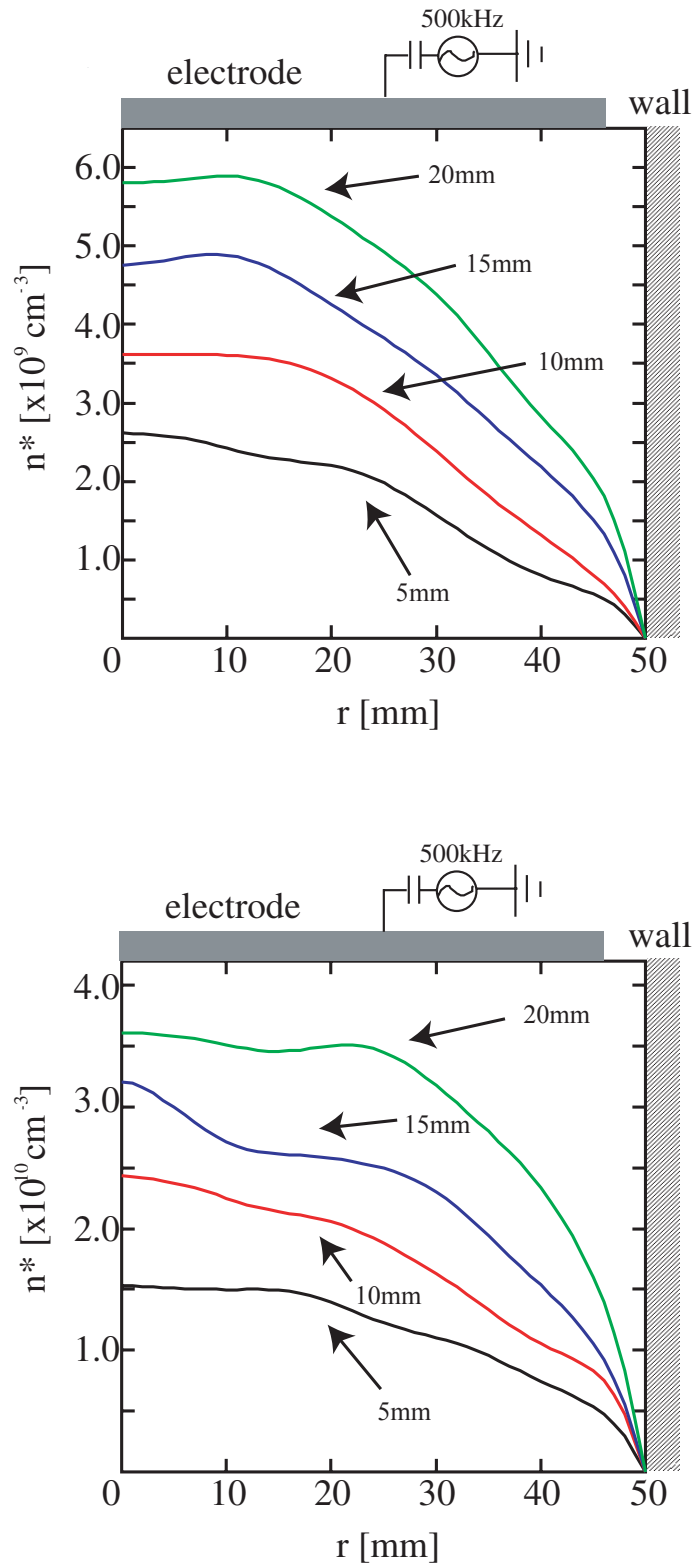


図 の数密度径方向分布の位置依存性

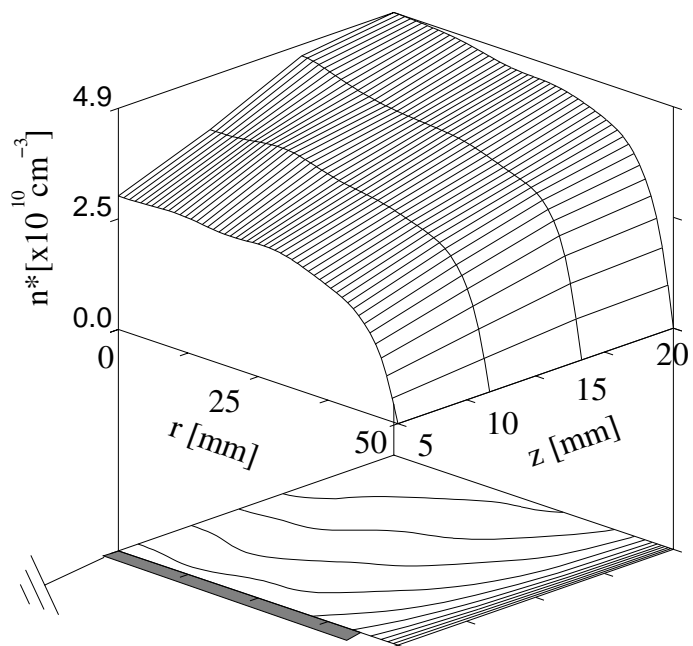
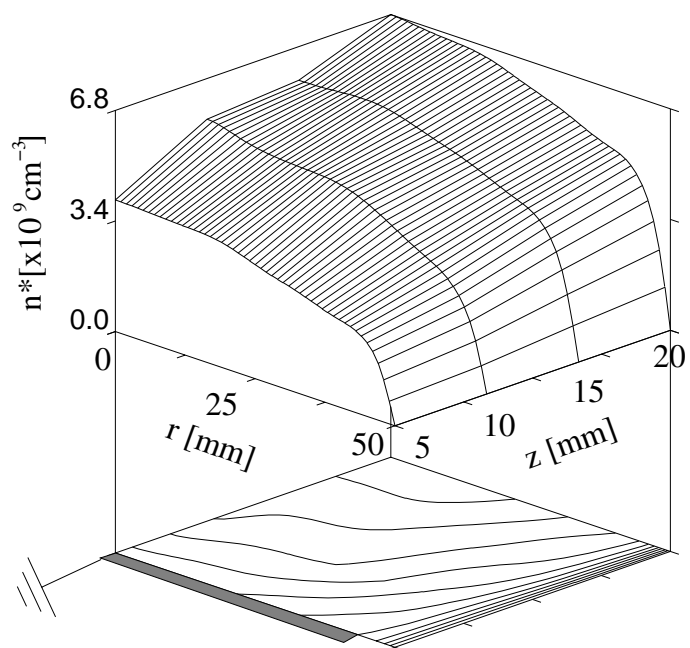


図 準安定励起原子数密度の 分布

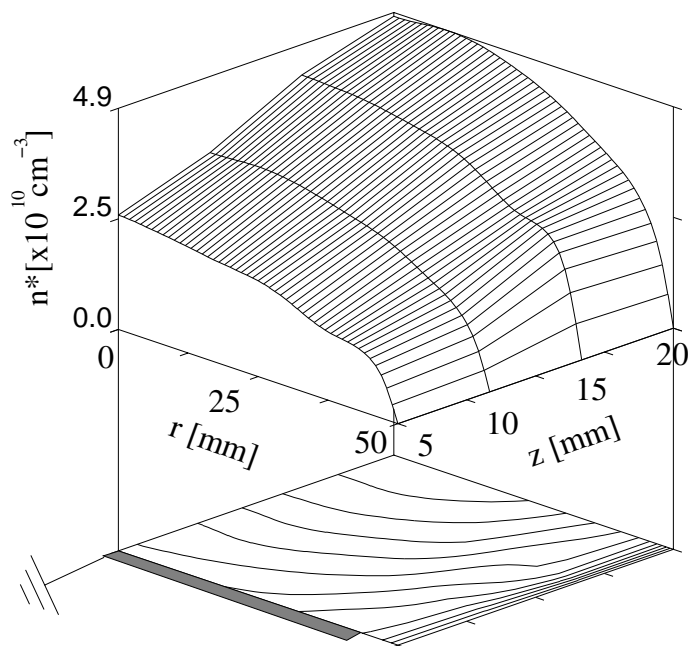
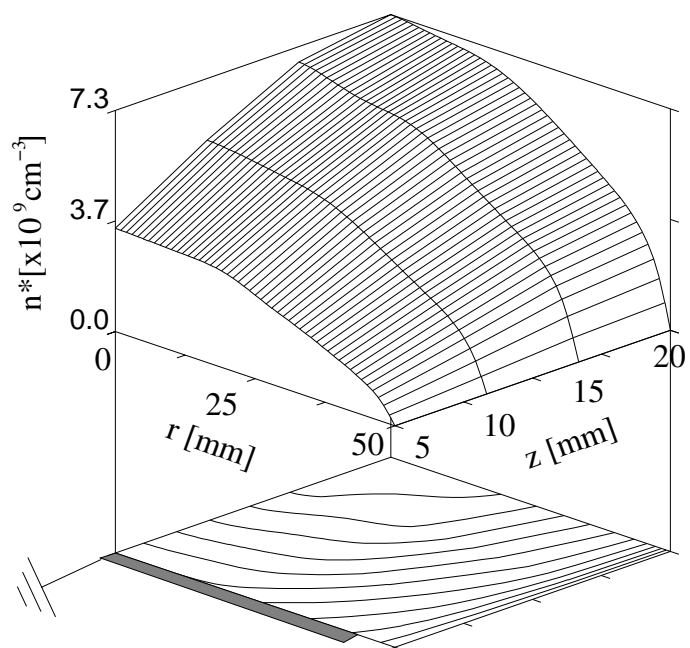


図 準安定励起原子数密度の 分布

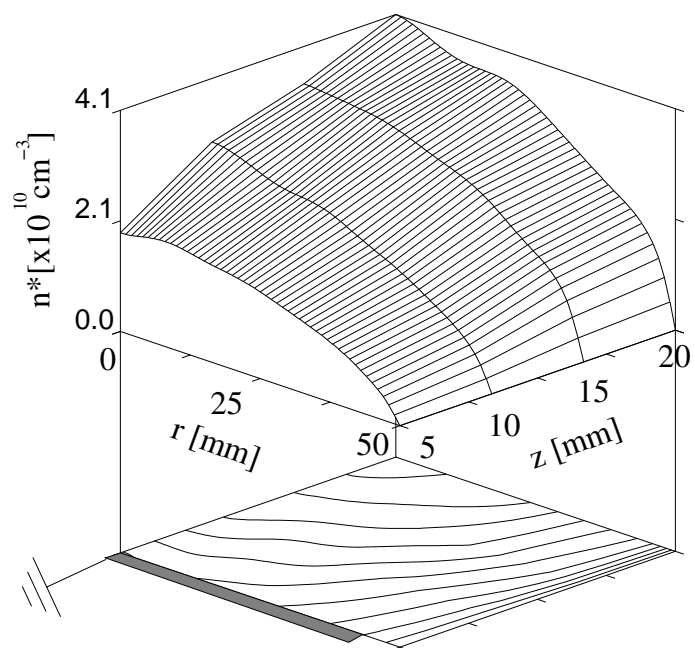
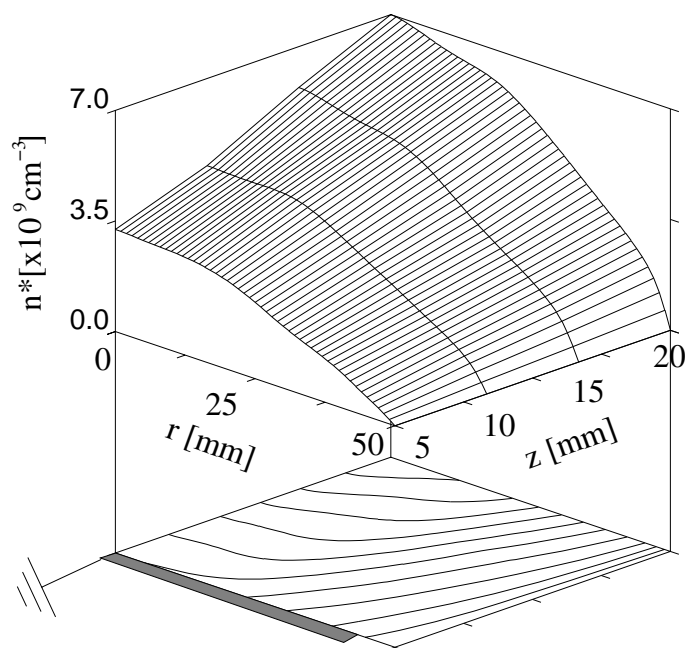


図 準安定励起原子数密度の 分布

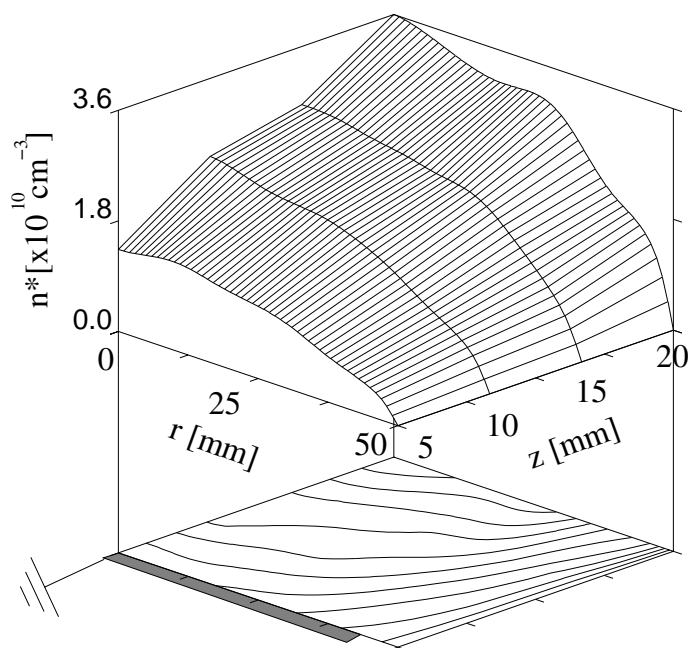
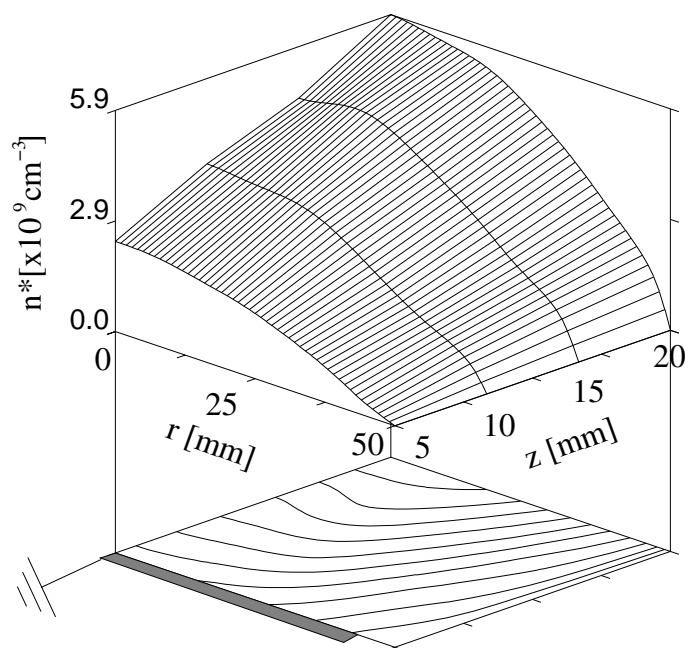


図 準安定励起原子数密度の 分布

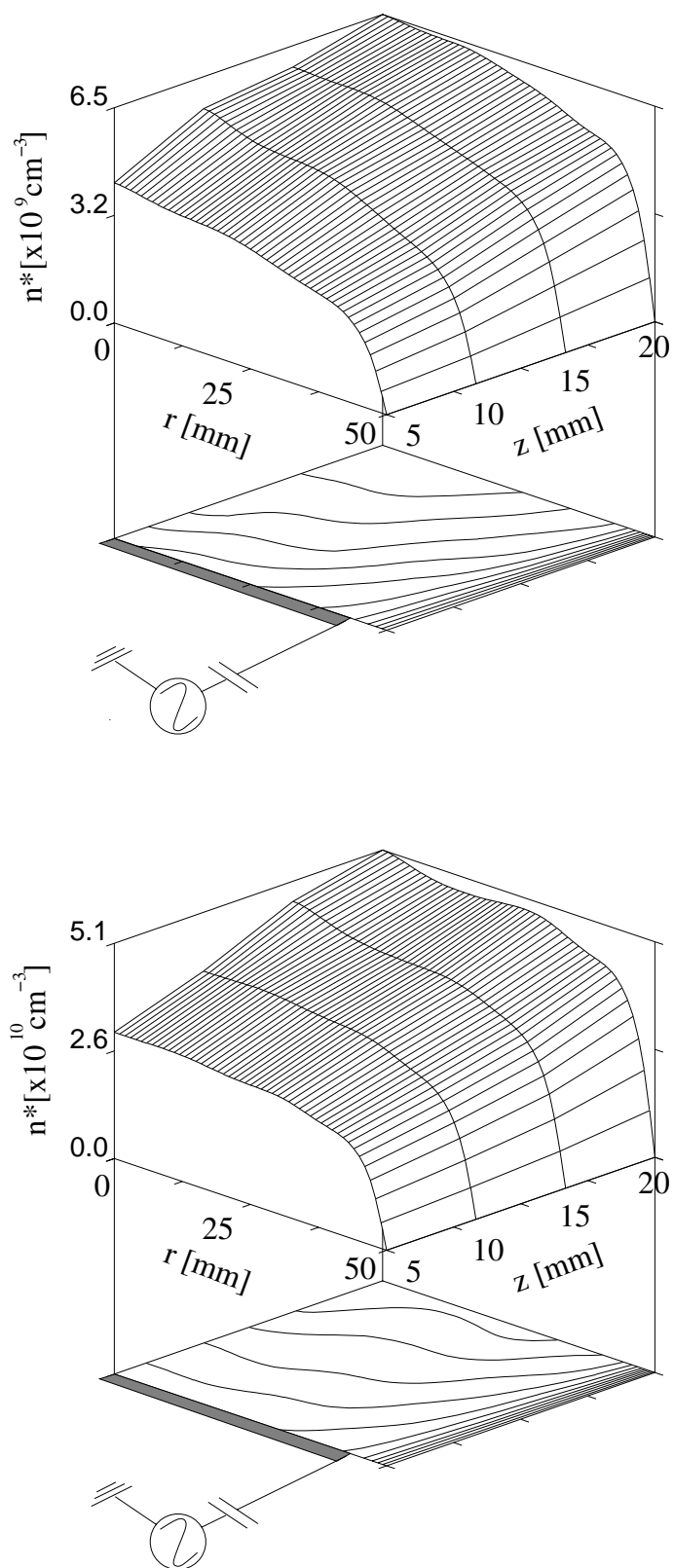


図 準安定励起原子数密度の分布

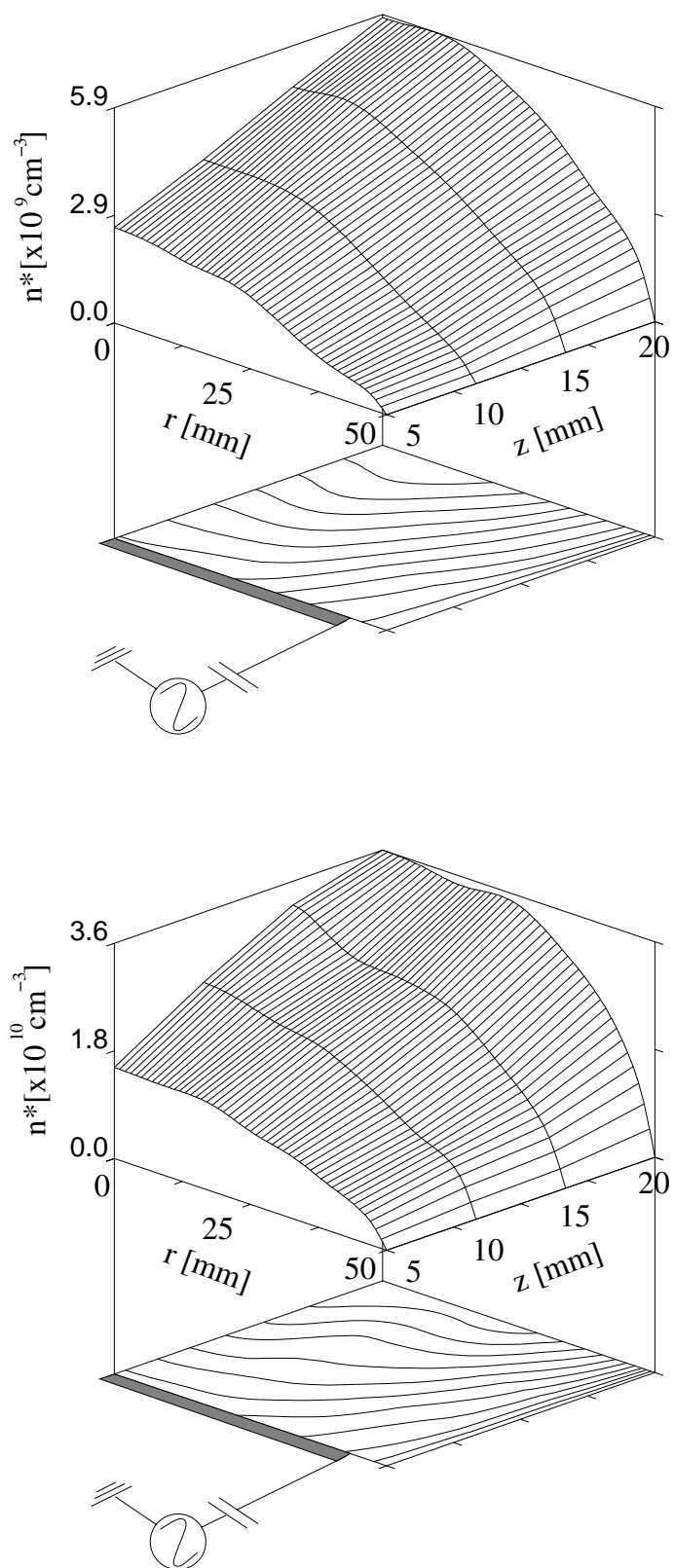


図 準安定励起原子数密度の 分布

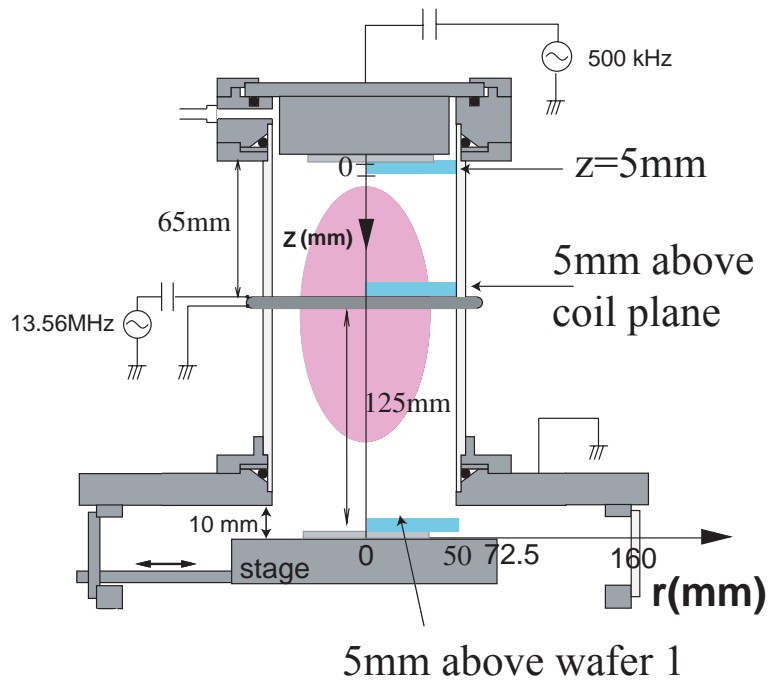


図 測定位置

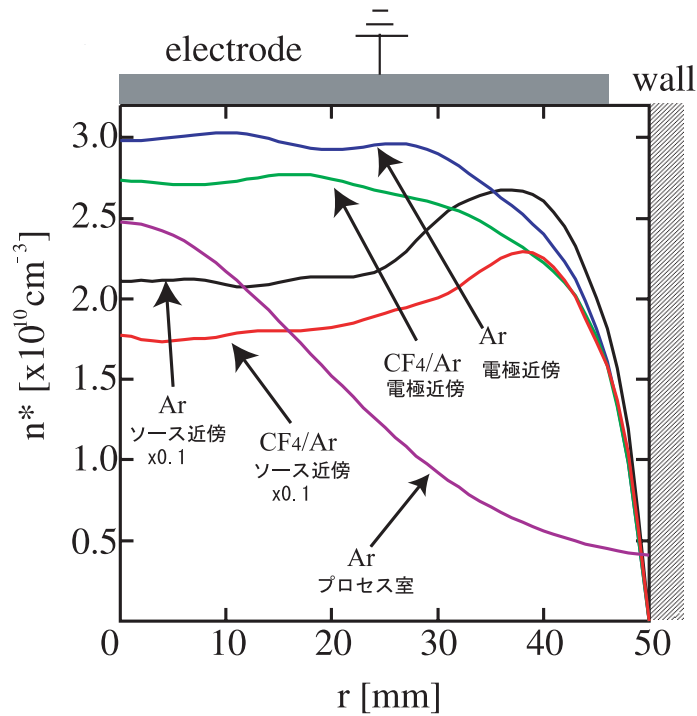


図 数密度の径方向分布

まとめ

本節の結論を以下に示す。

を用いて 周波 リアクタ内の 励起種数密度の空間構造を明らかにした。

電極をチャンバー上部に移行したことによりガス流量の影響が確認されたが、低圧力においても 程度の流量であればプラズマの軸対称性は保たれる。

バイアス電極に バイアスを印加し、 励起種数密度の測定をしたがノンバイアス時との大きな変化は確認されなかった。

マイクロ波干渉計を用いて誘導結合形プラズマ上部電極近傍における電子数密度を明らかにした。

低周波バイアスを印加したところ電極近傍での電子数密度に大きな変化はなかった。このことから低周波バイアス印加によるプラズマ生成への寄与は無視できる程度であることが判明した。

を用いて 準安定励起原子数密度 及び の生成・消滅・輸送構造を解明した。準安定励起種 及び はプロセスにおいて重要な役割を示す中性ラジカルの光学的プローブとなる。

圧力増加に伴い、準安定励起原子数密度は減少することがわかった。圧力増加によって電子数密度が増加し電子クエンチングレートが増大したためである。

低周波バイアスを印加し準安定励起原子数密度測定を行なった結果、径方向分布に大きな変化は見られなかった。この結果から、低周波バイアスはウェハ電極近傍のラジカル空間構造に大きな影響は与えないことがわかる。

母ガスとして 混合ガスを用いた場合、中と比較して準安定励起原子のクエンチングによる消滅過程が増えるため 準安定励起種の数密度は減少することを明らかにした。

チャンバー上部電極近傍において低圧 では準安定励起原子数密度径方向分布の一様性の改善が明らかになった。

第 章

エッチング時の 中での気相 表面相互作用の光学的診断

背景

高度化の続く半導体デバイスの製造プロセスにおけるプラズマプロセスでは、より高い異方性、選択比、及びにダメージフリーのプロセスの実現が必要不可欠である。中でも、上に形成されたの炭化フッ素等系プラズマによる高選択比エッチングはこの製造プロセスにおいて重要な課題の一つである。炭化フッ素プラズマ中では、種々の解離衝突過程によって、反応性の高いラジカルが気相中から表面に供給される。これらのラジカル種はリアクタ壁及び基板上で系のポリマーを形成する。表面に形成される系ポリマーはエッチング中でホール及びトレンチの側壁及び底面におけるエッチング保護膜として機能するため、の高選択性エッチングにおいて非常に重要な役割を果たす。また、エッチング時、またはと系ポリマーの境界領域には、厚さ数程度の珪化フッ素を多く含有する系反応層等が形成される。

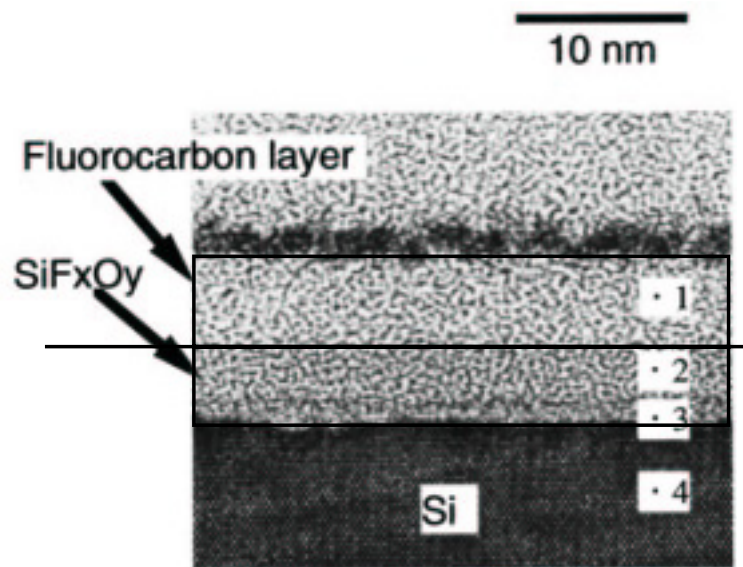


図 系プラズマ中の基板の断面像より抜粋

上記の系ポリマー層及び系反応層に関しては多くの側面から研究がなされている。エッチング中、主に反応層内でのラジカル種及びイオン種等を介した反応により多量の揮発性及び不揮発性のエッチ生成物が生成される。これら揮発性のエッチ生成物は気相中に放出される。このように、及びエッチングにおいては、エッチ生成物の生成及び気相中への放出、ならびに気相中のエッチャントの消費が同

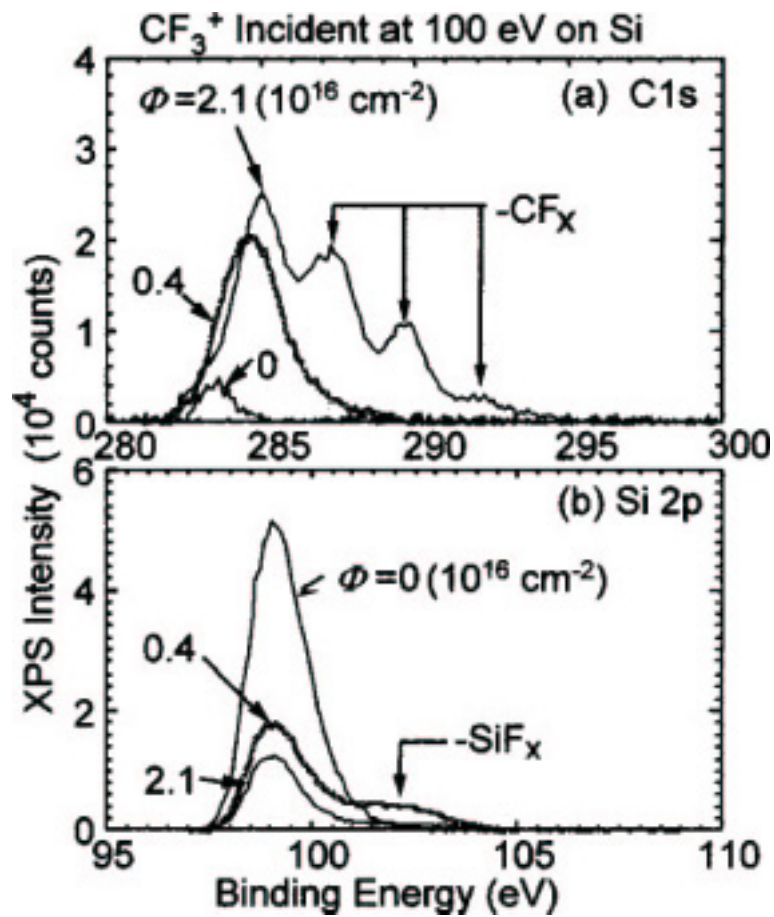


図 基板上に形成される 系ポリマー層、及び 系反応層 の 像
より抜粋

時進行する。エッチング時に、表面から放出される主要なエッチ生成物としては及びが挙げられる。また、エッチングにおいては及びが気相中に放出される。これらエッチ生成物の組成は基板温度、基板に入射するイオン、ラジカル種の組成及びにイオンエネルギー等の外部及び内部プラズマ条件に大きく依存する。条件次第で、これらエッチ生成物は全流量中数を占め得るのに加えて、気相中で電離、解離、イオン化といった種々の反応過程に参与し、その結果生じた派生物及びエッチ生成物はリアクタ壁及び基板へと再入射する。また、リアクタ壁に付着したこれらの物質は、イオン衝撃等により気相中へと再放出され、プラズマ構造、プロセス特性の再現性低下の大きな要因となりうる。つまり、表面ここでは及びでのエッチングの有無により、プラズマ物理的及び化学的構造構造ラジカル、イオンの組成等は大きく異なる気相表面相互作用。エッチ生成物及びその派生物はプラズマ構造、ひいてはプロセス特性にも大きな影響を与えることになる。よって、エッチング時にプラズマとウェハ間のインターフェースの特性をはじめプラズマの時空間特性を調べることはプラズマプロセスのより高度な設計・制御のために重要である。

本章では気相表面相互作用の解明を目的とし、母ガスにを使用したエッチャーを用いた及びエッチング時に生じるエッチ生成物、その派生物及びエッチャントの時空間構造の計測を行なう。また、前章での機能分離の証明を目的とした診断を拡張し、酸化膜エッチング時に用いられるような以上の高振幅のバイアスを印加した際のプラズマの時空間構造診断を行なうことで、高振幅のバイアス下での機能分離を証明する。の対象種としては、前述のように

とする。主だったプラズマ外部条件を表に示す。なお、コイル電極上部バイアス電極間の距離は、エッチング対象となる及び膜厚ウェハの直径は電極直径はとした。本章では、コイル平面をとし、他の座標系は前章と同様である。

ストリークスコープを用いた発光分光測定系とシングルフォトンカウンティング法による測定系の比較

ここではストリークスコープを用いた発光分光測定系図と従来のシングルフォトンカウンティングシステム図を用いた発光分光計測系により得られた計測結果の比較を行なう。まず、図に図と図の測定系を用いることにより得られた時間平均

表 本章での外部プラズマ条件

母ガス		
流量		
圧力		
ドライブ周波数		
供給電力		
バイアス周波数		
バイアス		

像 コイル上 をそれぞれ示す。計測ポイント数と計測に要した時間は図 でほぼ同じである。図 に示される 像は形状、絶対値とも同様である。よって、これまで、 の様な発光強度の強い励起種を対象として、従来の系 図 で行なってきた計測をストリークスコープを用いた 図 測定系を用いて行なうことに関しては大きな問題はないと言える。一方で、図 の系で使用される の増倍率は図 で使用される光電子増倍管と較べて約一桁低いため、 と較べてフォトンカウントが弱い 等を測定対象とした場合に従来と同様の精度で時間平均測定結果を得るために要する時間は長くなる。また、 を対象とした時間分解測定を行なう場合は、フォトンの捕集効率向上のメリットは打ち消され、従来と同程度の精度で結果を得るために要する時間は短縮できず、従来の測定系と同程度になる 結果については割愛する。以上のことより、本研究では図 を図 に置き換えるメリットは小さく、従来からの継続性と信頼性を重視して従来の系を用い、今回はストリークスコープ を用いた発光分光測定系の使用を見送る。

低周波バイアス源のプラズマへの時空間構造への影響

図 に励起種 と の線積分密度のバイアス特性を示す。その際、エッチング対象となる または サンプルは設置されていない。母ガスとしては、圧力の を用い、供給電力は とした。計測位置はコイル近傍の とし、 方向の発光線積分データを計測した。また、バイアスを と変化させた際の励起種 の軸方向特性を図 に示す。供給電力及び母ガスは図 と同条件とした。図 にコイル近傍 における励起種 の次元断面像

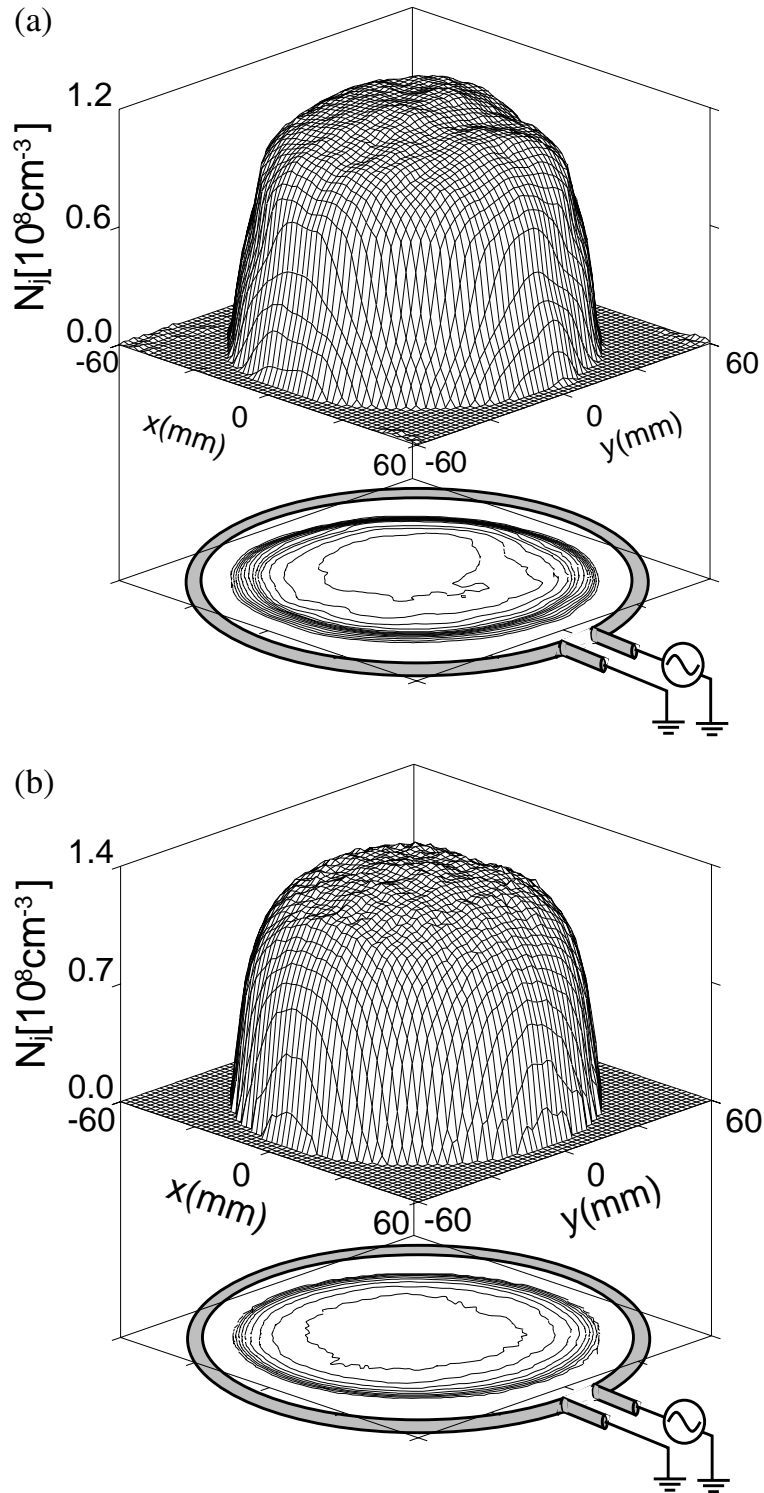


図 図と図より得られた像
コイル上

のバイアス特性を示す。この際、 p は p_0 、母ガスは圧力 p_0 のを用い、供給電力は P_0 とした。図 3 から、 p と P はともにバイアス振幅増加に伴い漸減していることが分かる。この特性は前章で示したバイアス電極近傍での特性と一致する。図 4 に示した軸方向特性から、バイアス印加による n の軸方向形状の変化は見られないが、図 3 と同様に励起種数密度のバイアス増加による漸減が計測された。計測により得られた励起種空間分布は低圧力領域で計測される典型的な形状である。ここでも、図 4 の結果同様、空間形状に大きな差異は見られず、バイアス振幅増加に伴う数密度の漸減することがわかる。これまでの結果より、バイアス印加によるプラズマの空間形状変化はほとんど見られず、バイアス振幅増加に伴う高エネルギー及び低エネルギー電子の若干の減少が確認される。この励起種数密度の減少は低周波バイアスを印加した電極近傍にとどまらずにコイル近傍を含むリアクタ全域で計測された 図 5。

図 5 に圧力 p と P における励起種 n の径方向空間分布の低周波バイアス一周期 T 内での時間特性を示す。計測時、バイアスは V_b 計測平面は $z=0$ バイアス電極前面 とし、母ガスに p_0 を用いた。図 5 より、いずれの圧力においても励起種 n は径方向の位置に依存せずに時間変化を示すことがわかる。励起種数密度は瞬時アノード位相 ϕ_a でわずかに最大値を、瞬時カソード位相 ϕ_c で最小値をとる。これは、低周波バイアス印加時のシース幅が最小値及び最大値となる位相とそれぞれ対応している。つまり、シース幅が最小となる瞬時アノードにおいて、プラズマ中の高エネルギー電子はバイアス電極近傍まで到達しやすくなるため、 n の数密度は最大値をとると考えられる。瞬時カソードにおいては、逆のメカニズムが働き n の数密度は減少し最小値をとると考えられる。また、数密度の増減は径方向の位置に依存する事は無いといえる。及び p を比較すると、高圧力 p における分布は時間変化がより鮮明に現れている。これは、高圧力下においては高エネルギー電子の平均自由行程が短くなるため、励起種 n はシース電界の時間変化をより高感度に反映するためである。図 6 に圧力 p における励起種 n と P の軸方向形状の低周波バイアス一周期にわたる時間特性を示す。バイアスは V_b 、母ガスは圧力 p_0 を用いた。図 6 より、図 5 で見られた時間変化はバイアス電極近傍に限定され、コイル近傍ではこの時間変化は見られない。この主な要因としては以下のように考えられる。

平均自由行程とも関連し、バイアス電極前面において形成されるシースの時間変化の影響を受け時間変調された電子は衝突等の影響により、コイル近傍領域まで輸送される確率は低い。

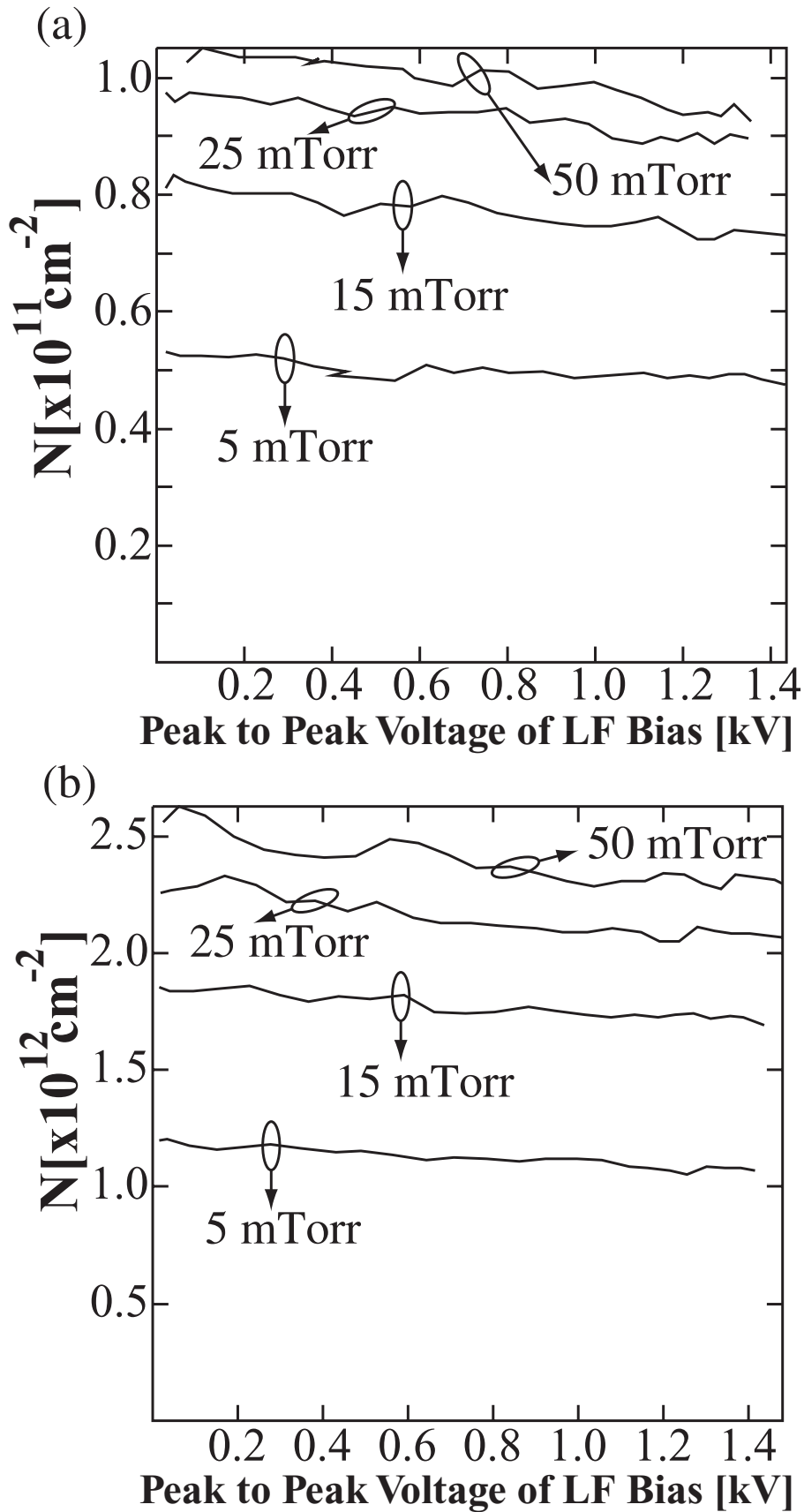


図 励起種 と の線積分密度のバイアス特性
ウェハ無し

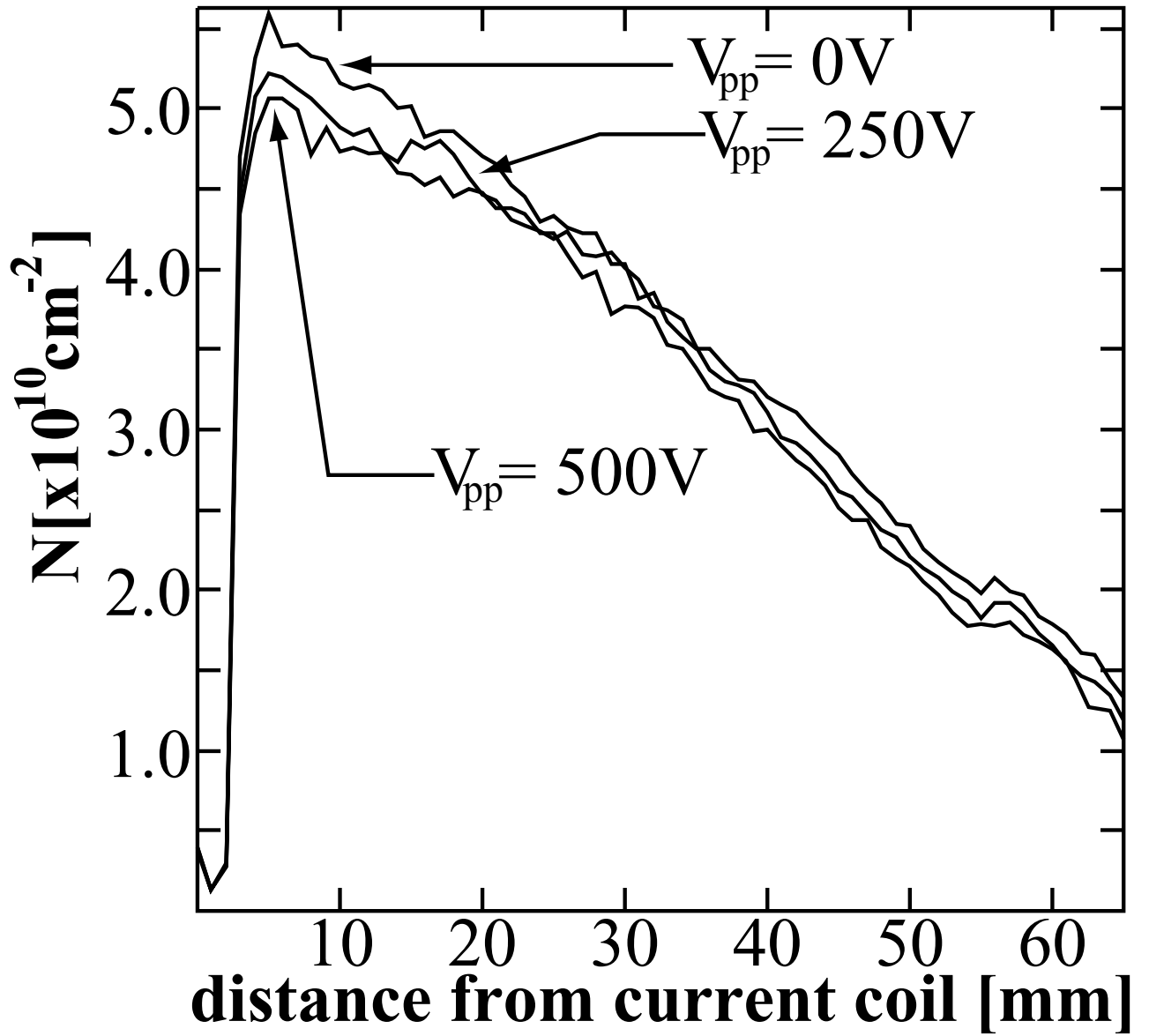


図 励起種 の軸方向数密度特性
ウェ八無し

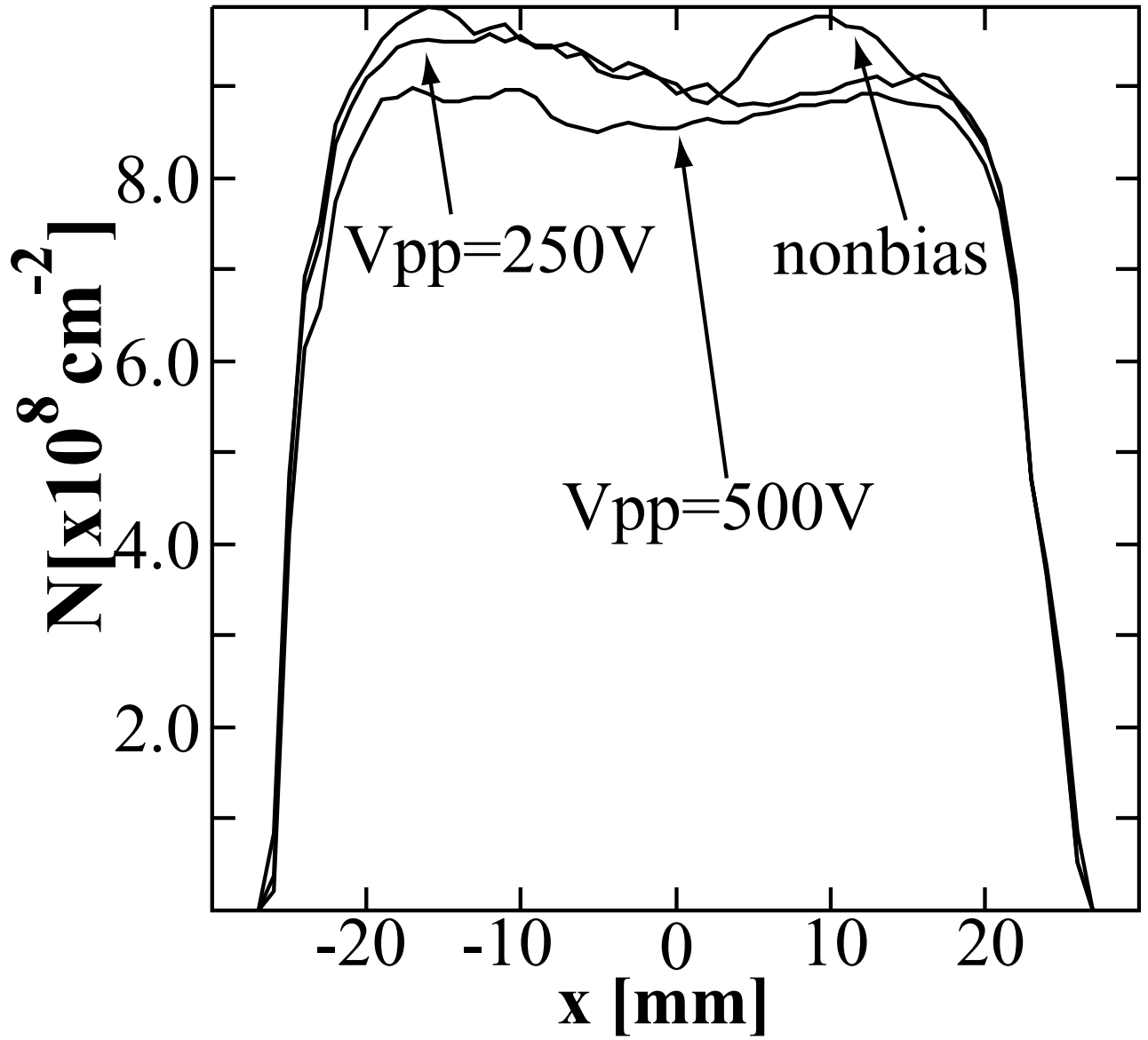


図 励起種 の 像バイアス特性

数密度の時間変化の振幅はコイル近傍の数密度の時間変化と比較して十分に小さい。

図 から、低エネルギー電子の挙動を強く反映する の時間変調は全計測領域で見られない。図 と図 から低周波バイアスの時間構造の影響はバイアス電極近傍の高エネルギー電子に顕著に現れることが確認できる。

及び エッチング時におけるプラズマ構造

図 に エッチング時の励起種 の時間特性 中における圧力特性及び 中における特性 バイアス 計測位置 供給電力 を示す。また、図 にはプラズマ中の低エネルギー電子特性の指標となる も併記する。 時間変調の時間変調は見られず、図 の結果と一致する。励起種 の生成は とプラズマ中の電子 との励起衝突による寄与が大きい。そして、低エネルギー電子の時間変調は無視できる程度であるため、は専ら気相中での 数密度の時間変調に起因すると言える。図 の 中の励起種 に着目すると、低圧力領域 瞬時アノード位相 で最小値、瞬時カソード位相 で最大値を取ることがわかる。この時間特性は図 等で計測された の時間特性とは反対となっている。この時間変化は高圧力 では見られない。図 において見られる時間特性は以下のように説明出来る。低圧力領域においては、バイアス電極に入射するイオンエネルギーはイオンがシースに入射する位相に大きく依存し、バイアス電極上でのイオンの平均エネルギーは瞬時アノードで最小値、瞬時カソードで最大値をとることが良く知られている。そのため、イオンによるスパッタリングが支配的なエッチングメカニズムである 中においては、エッチレートが瞬時アノードで最小値、瞬時カソードで最大値をとる。つまり、エッチングにより気相中に放出される も同様の特性で時間変調される。気相中に放出された は低エネルギー電子 と衝突、励起されることにより が生成され、脱励起時の発光が計測される。この際、低エネルギー電子は時間変調されていないため、バイアス電極上に入射するイオンの平均エネルギーと同様の時間変調を示すのだと考えられる。第 章で言及したように、高圧力下においては、シース内でのイオンの衝突確率が増加するため、バイアス電極表面に到達するイオンの平均エネルギーはシースへと入射したバイアス位相に依存しなくなり平均化する方向へと向かう。そのため、エッチレート及び気相中へと放出される も時間変調されず、結果、励起種 の時間変調は高圧力下においては観測されないのだと推測される。図 から、低圧力にも関わらず、 混合下では励起種 の時間変調は見られない。この理由は以下のように考えられる。イオンアシスト

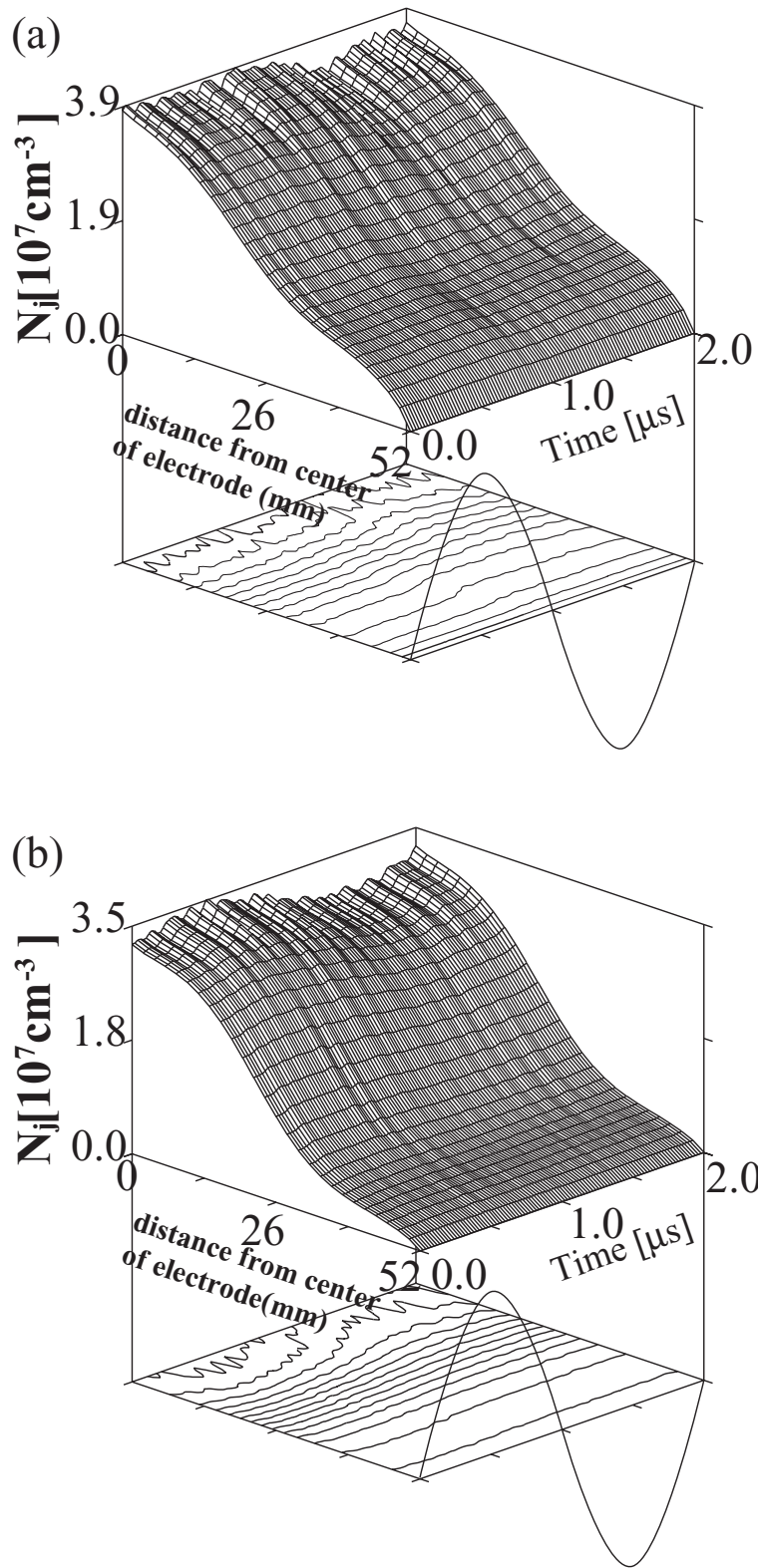


図 励起種 の径方向分布の時間特性

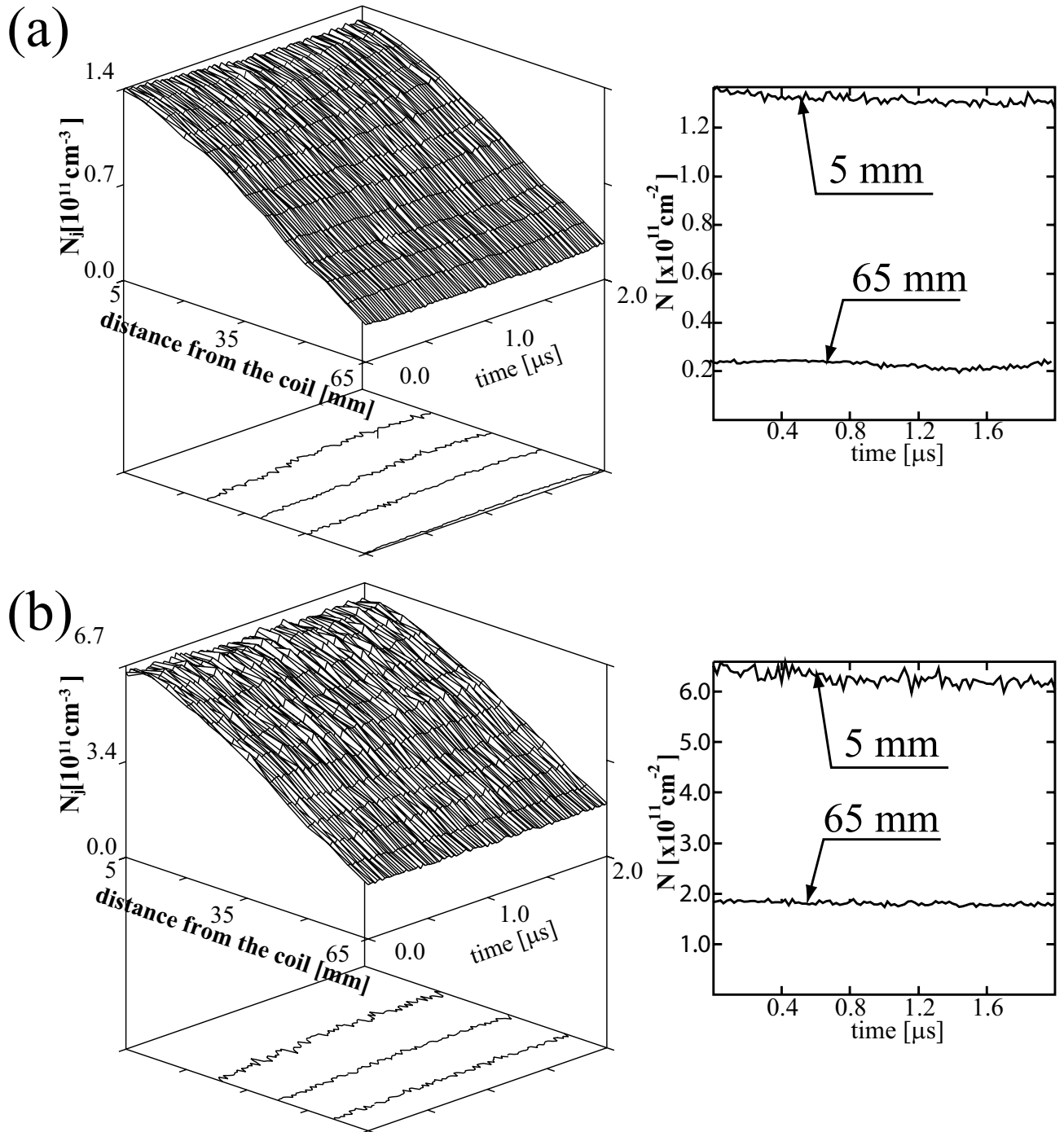


図 励起種 及び の軸方向空間分布の時間依存特性

エッチングが支配的は系プラズマによるエッチング時においてエッチ生成物として気相中に放出されるのはであり、は主にプラズマ中の解離衝突過程により生成される派生物である。そのため、気相中に放出されるが時間変調されていたとしても、が生成されるまでに複数回の衝突過程を経るため時間変調は現れないと考えられる。

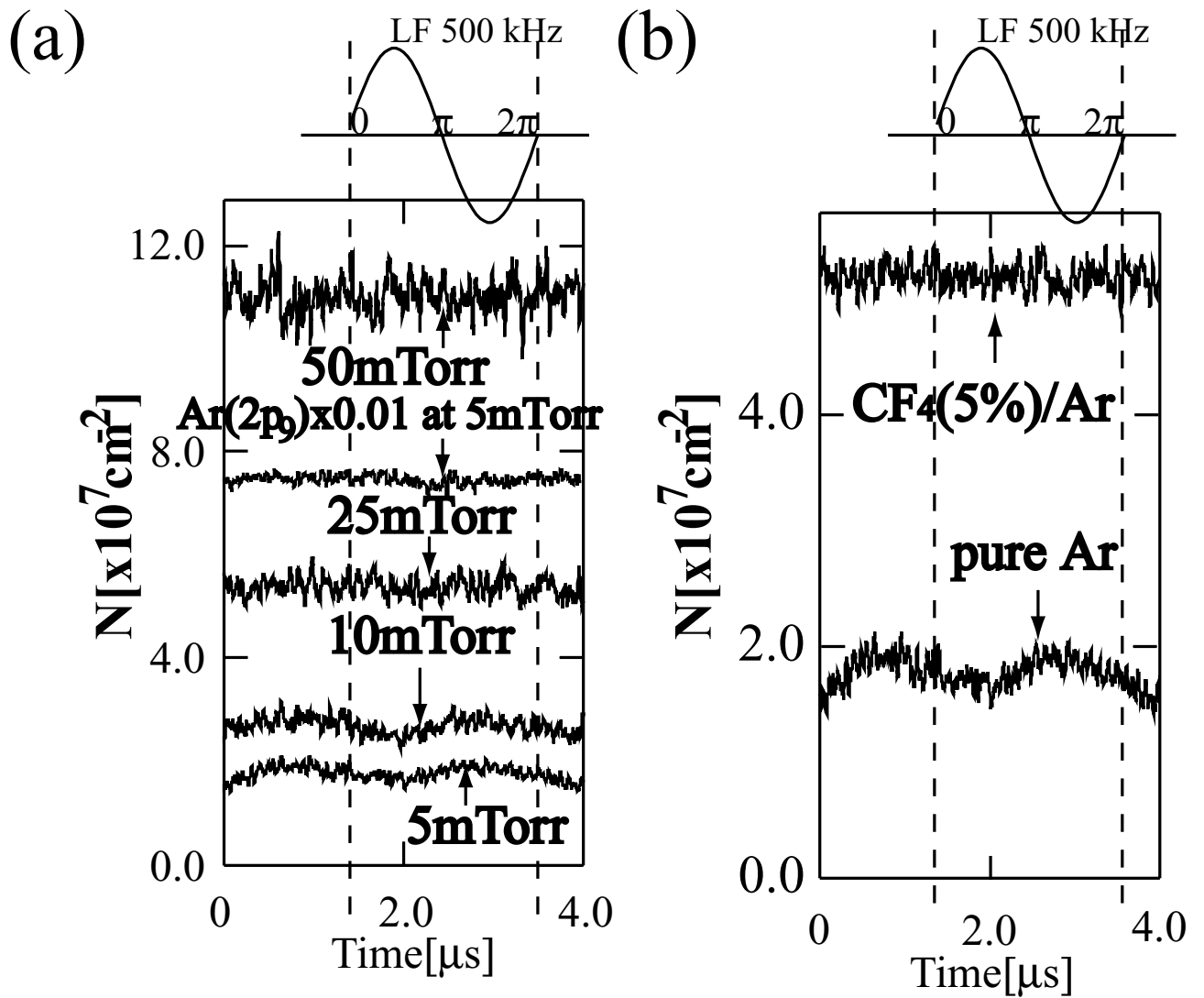


図 エッチング時の励起種の時間特性中における圧力特性及び中における特性

図にエッチング時の励起種の像と像の軸に関する断面図と径方向分布の比較を示す。母ガスは圧力の計測位置はバイアス電極前面、供給電力はとし、バイアスはと

した。図 10 では、逆変換と法により求めた両空間構造の比較のため最大値は1に規格化した。図 10 より 10 は軸に関して対称な空間形状をとることがわかる。また、図 10 より 逆変換により得られた像と 10 による 像の軸断面像との間に大きな違いは見られず、10 の空間構造を計測するに当たっては、逆変換を用いても問題はない。また、エッチ生成物や系ポリマーによるリアクタ壁の状態変化の計測に与える影響を抑える意味でも逆変換を用いることは妥当と言える。

図 10 に エッチング時の励起種 10 の径方向分布 10 時における母ガス圧力特性 10 圧力 10 におけるバイアス特性を示す。母ガスには 10 を用い、計測位置はバイアス電極前面 10 供給電力は 10 とした。図 10 より、圧力増加に伴い励起種数密度は増加することがわかる。この要因を以下のように考えられる。

圧力増加と共にバイアス電極前面でもプラズマ密度が増す 前章の表 参照 ため、サンプルに入射するイオンフラックスが増加することにより エッチレートも増加し、気相中に放出されるエッチ生成物も増加する。

放出されたエッチ生成物は、気相中の電子と 解離及び励起 衝突することで励起種 10 を生成する。そのため、電子数密度が高い高圧力下程、励起種 10 が容易に生成される。

なお、エッチレートは入射イオンのエネルギー、その組成及びに サンプル近傍の系ラジカル種の組成ならびに数密度にも依存すが、後述のように圧力増加と共に本測定系においては エッチレートは 10 の範囲ではほぼ単調増加することがわかっている。図 10 から、バイアス振幅増加と共に励起種数密度は増加することがわかる。これは、バイアス振幅増に伴う入射イオンエネルギーの増加によるエッチレートの増加すなわち、気相中に放出されるエッチ生成物の増加に起因する特性と考えられる。図 10 から励起種の径方向分布の形状は外部条件の変化に対して、大きな差異が見られず、サンプル中央付近でピークを持つ形状となっている。この形状は、主に励起種生成に寄与するバイアス電極近傍での電子の空間構造と同様の形状である。これは ラジカルは径方向に関して比較的一様に分布していることを示唆している。

図 10 に 10 のエッチレート及び励起種 10 のバイアス特性 10 を示す。エッチレートはバイアス振幅増加と共に増加 10 、その後は増加が緩やかになり漸増特性 10 を示す。このバイアス特性は エッチレー

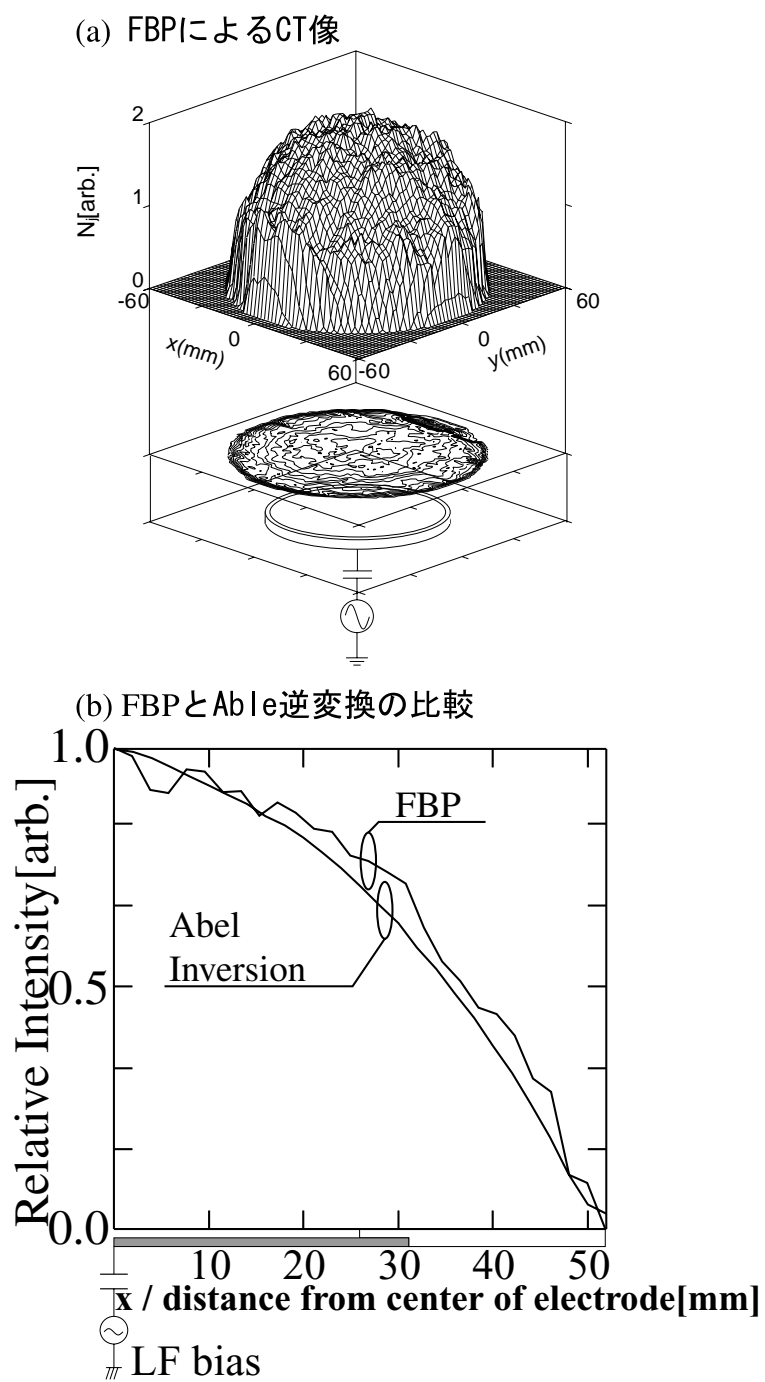


図 エッチング時の励起種の像の断面図と径方向分布の比較

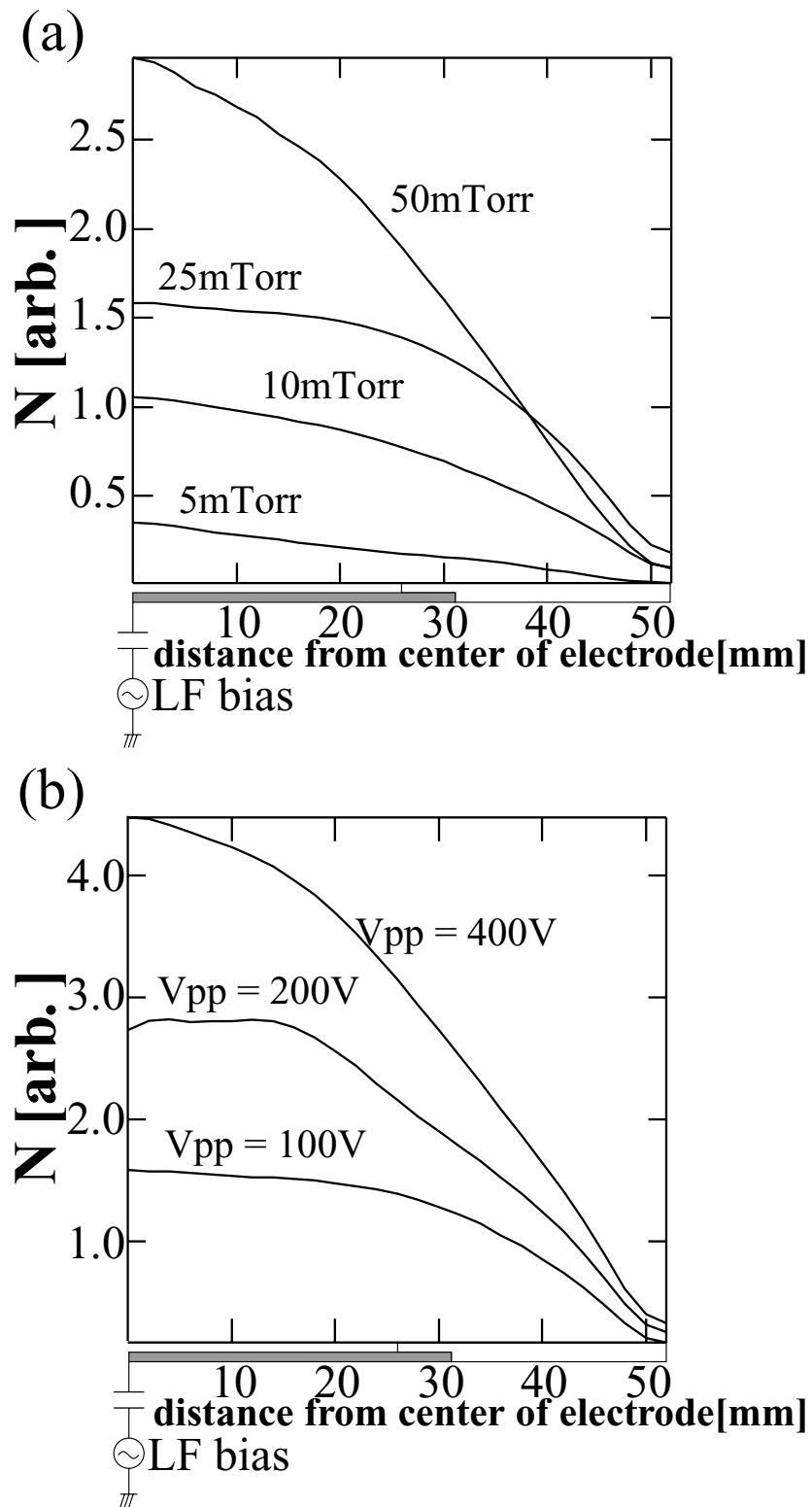


図 エッチング時の励起種の径方向分布 時における母ガス圧力特性 圧力 におけるバイアス特性

トの典型的なイオンエネルギー依存特性であり 等を参照、表面に形成される系ポリマー及び系反応層の膜厚とも大きく関連している。また、本測定系においては圧力増加と共にエッチレートは緩やかに上昇することが図よりわかる。 はエッチレート同様に振幅増加と共に単調増加するが、ピークを経た後は漸減傾向を示すことがわかる。高バイアス振幅において、両特性の間には明らかな差異が見られる。この要因を以下に述べる。先に述べたが、ラジカルは主に、エッチング時、主要なエッチ生成物及びが気相中で電子との解離衝突過程を複数回経ることによりエッチ生成物の派生物として生成される。ここで、ラジカルのような派生物のネット生成レートに対する解離過程の寄与は以下のように表すことができる。

ここで、 は気相中での電子衝突解離過程による派生物の生成レート、 は 番目の親物質 例えば 数密度である。ここで、この親物質自体も解離過程により生成される得る。 は 番目の親物質から派生物を生成する衝突過程を示す演算子であり、以下のように定義される。

— —

は電子の運動エネルギー、 は規格化された電子エネルギー分布関数、 は電子の質量、 は電子の数密度である。また、 は衝突断面積を示している。上式より、励起種 は、エッチ生成物の数密度のみならず、電子数密度の増減に対しても非常に敏感であることがわかる。そして、バイアス振幅増と共に電子数密度が漸減し、エッチレートも漸増する高バイアス振幅領域においては、図に見られるように 数密度は漸減すると考えられる。また、気相中に放出されるエッチ生成物の組成

の組成が変化することによる可能性も考えられるが、エッチ生成物の組成の変化については参考となる研究例が少なくここでの判断は困難である。図に

エッチング時のエッチレート及び励起種 のバイアス特性を示す。また、母ガスには圧力 の を用い、供給電力は 、計測位置は と

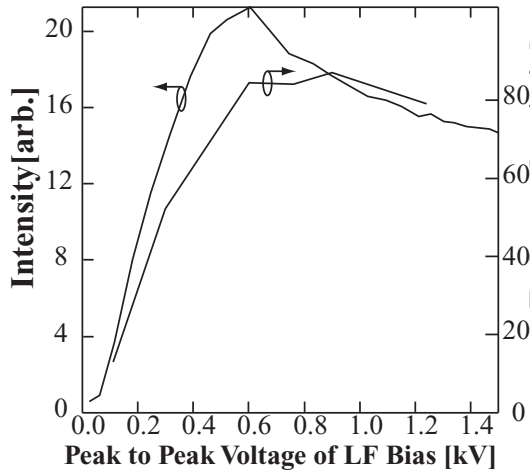
した。図、 から エッチング時のエッチレートと励起種 の相関

は上述した エッチング時の両特性の相関と同様であることがわかる。エッチング対象による励起種 の特性の差異については図、図の考察時に述べる。

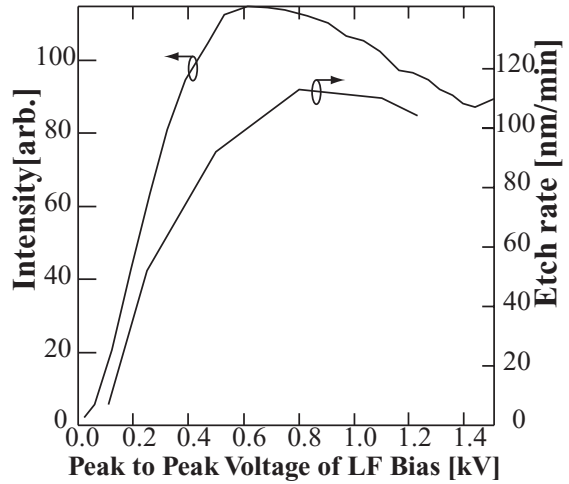
図に、エッチング中、 のコイル近傍及びバイアス電極近傍におけるバイアス特性 を示す。また、図に励起種

のバイアス特性 及び軸方向特性を示す。両図において、供給電力は 母ガスは圧力 の とした。図及

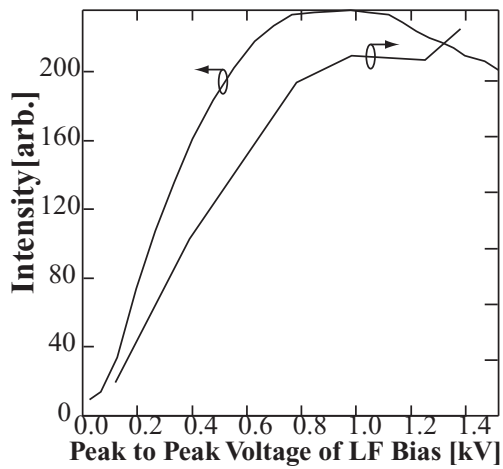
(a) 5mTorr



(b) 15mTorr



(c) 25mTorr



(d) 50mTorr

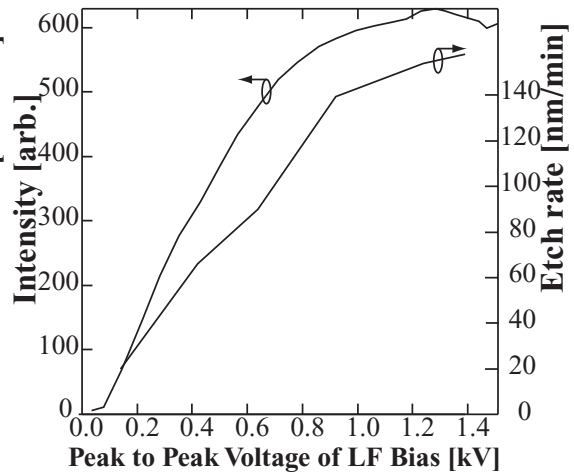


図 エッチレート及び励起種のバイアス特性

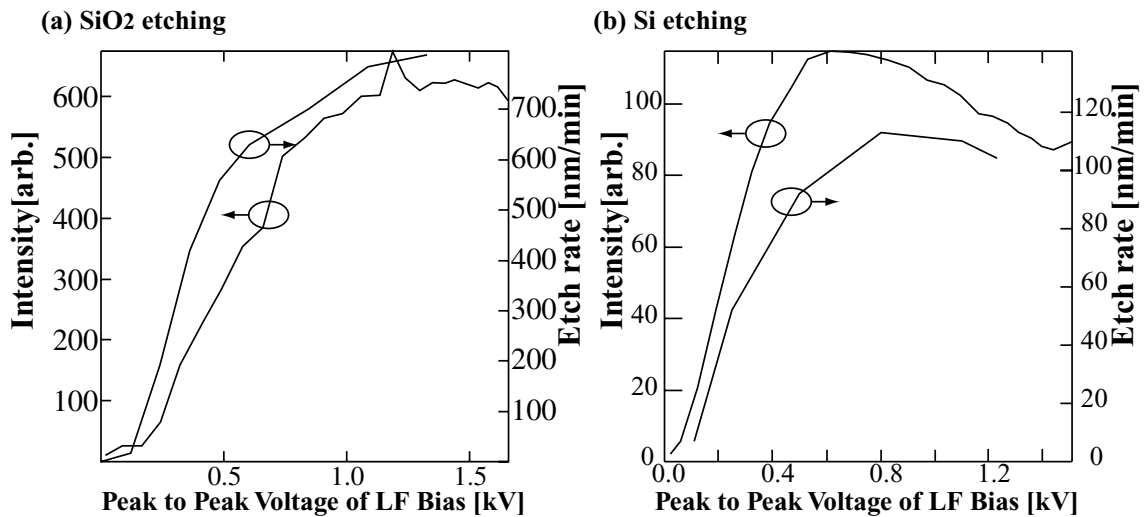


図 エッチング時のエッチレート及び励起種 のバイアス特性

びから、 のバイアス特性の軸方向の位置による大きな差異は計測されない。また、数密度はコイル近傍からバイアス電極近傍へと近づくに従い単調減少する。これは主に励起種の生成に大きく寄与する電子数密度が同様の軸方向特性を持つことによる。

エッチング時における励起種 、 のバイアス特性を図に示す。母ガスは 、計測位置は 、供給電力は 、バイアスは

とした。図 から、励起種 の数密度がピークとなる際のバイアスの値は圧力と共に単調に増加していることが分かる。 のピークはのエッチング機構が からへと遷移する領域近傍に生じると考えられる。 からへの遷移は主に表面で形成される

系ポリマーの膜厚系ポリマーの膜圧は入射するイオンのエネルギーに大きく依存するに依存することが知られている。そのため、同じバイアスにおいては圧力増加に伴い基板へと入射するイオンの平均エネルギーが低下することにより、エッチング機構の遷移が生じる際のバイアス振幅が高くなるため、図の見られる圧力特性が生じると考えられる。圧力増加と共に励起種 数密度が増加する理由については図を解説する際に述べた。励起種 の数密度はバイアス振幅増加と共にほぼ単調減少することが図よりわかる。このような特性が現れる大きな要因は次のように考えられる。系プラズマによるエッチング時にはフッ素ラジカルがエッチャントとして反応層で生じる反応過程に寄与・消費される。エッチレートが高くなり反

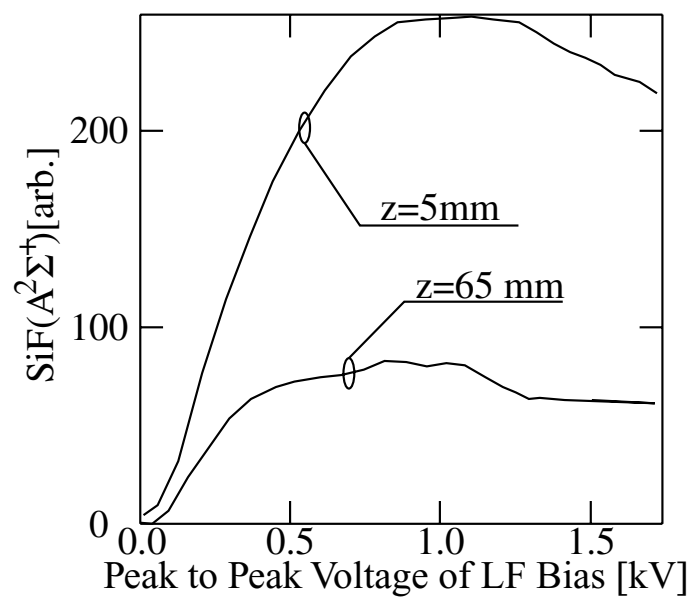


図 コイル近傍 及びバイアス電極近傍 における励起種
のバイアス特性 エッチ
ング

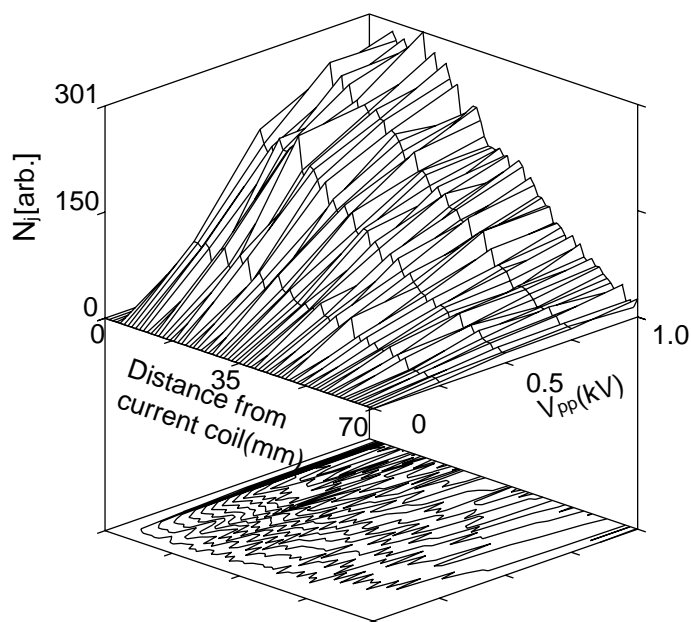


図 励起種 のバイアス特性及び軸方向特性
エッチング

応が高速で進行する高バイアス振幅下においてはその消費量も多くなる。そのため、バイアス振幅の増加と共に気相中のラジカルの数密度は直接エッチングにより消費されることにより減少すると考えられる。

エッチング時の励起種、のバイアス特性を図に示す。ここで、外部条件は母ガスとして用い、計測位置は、供給電力は、バイアスはとした。図に示されるはエッチング時における特性図とほぼ同様の特性を示す。大きく異なる点は、低バイアス振幅ここではにおける、の増加がエッチング時と較べると非常に緩やかであるということである。この領域はエッチングにおけるいわゆるに対応している。イオンエネルギーが低いため、及び系ポリマー層間に形成される系反応層に到達し、エッチング進行に必要なエネルギーを供給することが困難でありエッチングが進行しない或いはほぼ進行しない領域がと呼ばれる。つまり、エッチング時においてこのような低バイアス振幅下ではエッチングがほぼ進行せず、気相中に放出されるエッチ生成物が微量であるため図にあるように緩やかな立ち上がりが計測される。図においても、低バイアス振幅における立下りが緩やかな点以外は図にしめされているエッチング時の特性との大きな差異は見られない。エッチング時には、エッチング時とは異なり反応層においてエッチャントとして寄与する種は主に系のラジカルであり、ラジカルの寄与は小さいことが知られている。つまり、エッチングに際してはラジカルは直接エッチングによる直接消費はなされ難い。ラジカルが減少する要因としては以下のように説明出来る。気相中でラジカルは主にここではラジカルの電子との解離衝突過程により生成される。そして、エッチングにおいては親物質となるラジカルがエッチングにより消費されるため、必然的に気相中のラジカル数密度は図に示されるように減少する。また、エッチングに際してはラジカル同様にラジカルの親物質となる系のラジカルがエッチ生成物として気相中に放出されるのにも関わらず、ラジカルの数密度が減少することより、両ラジカル種のラジカルを生成するため解離断面積が大きく異なることを示唆している。

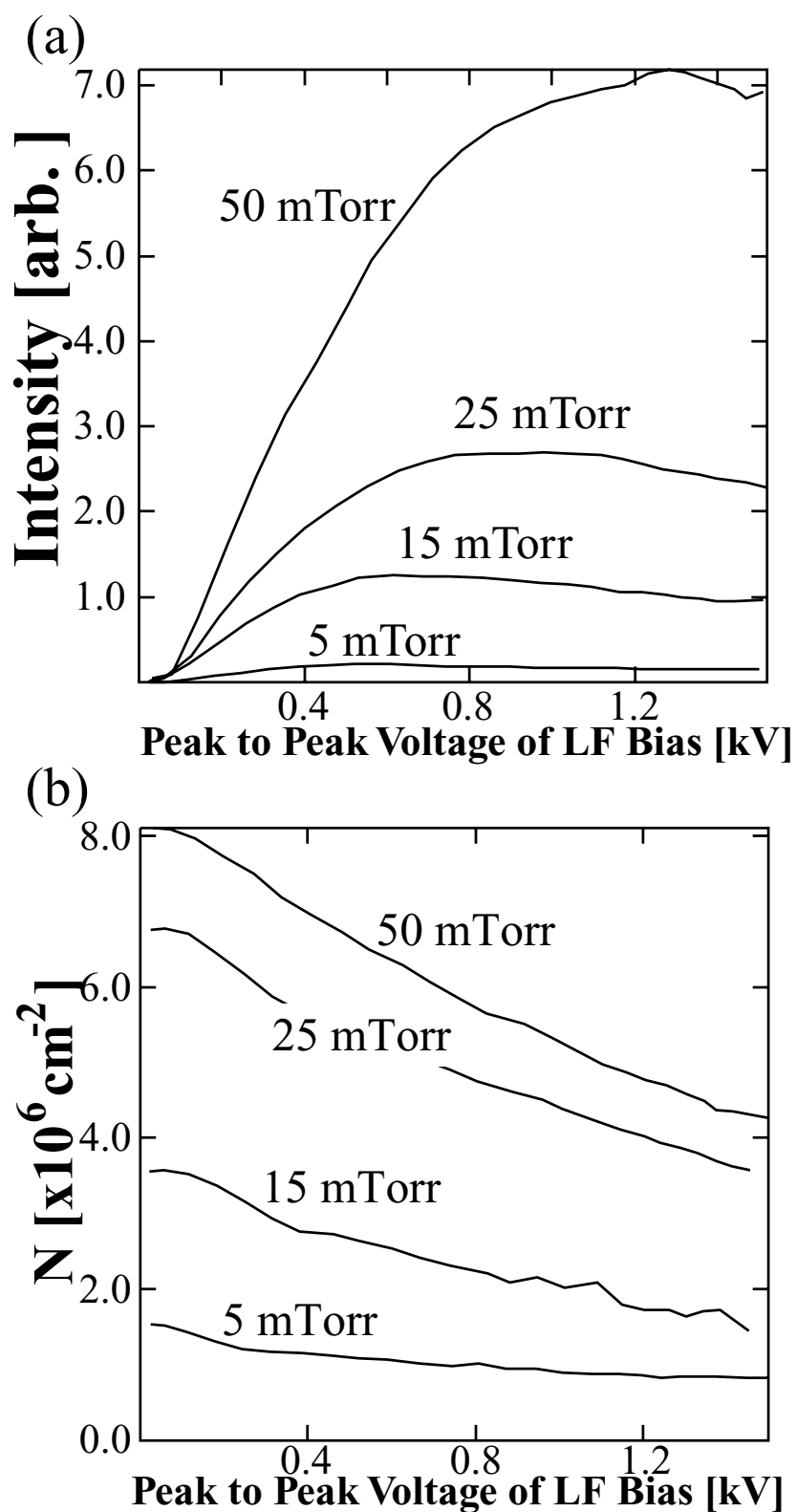


図 エッチング時における励起種 及び のバイアス特性

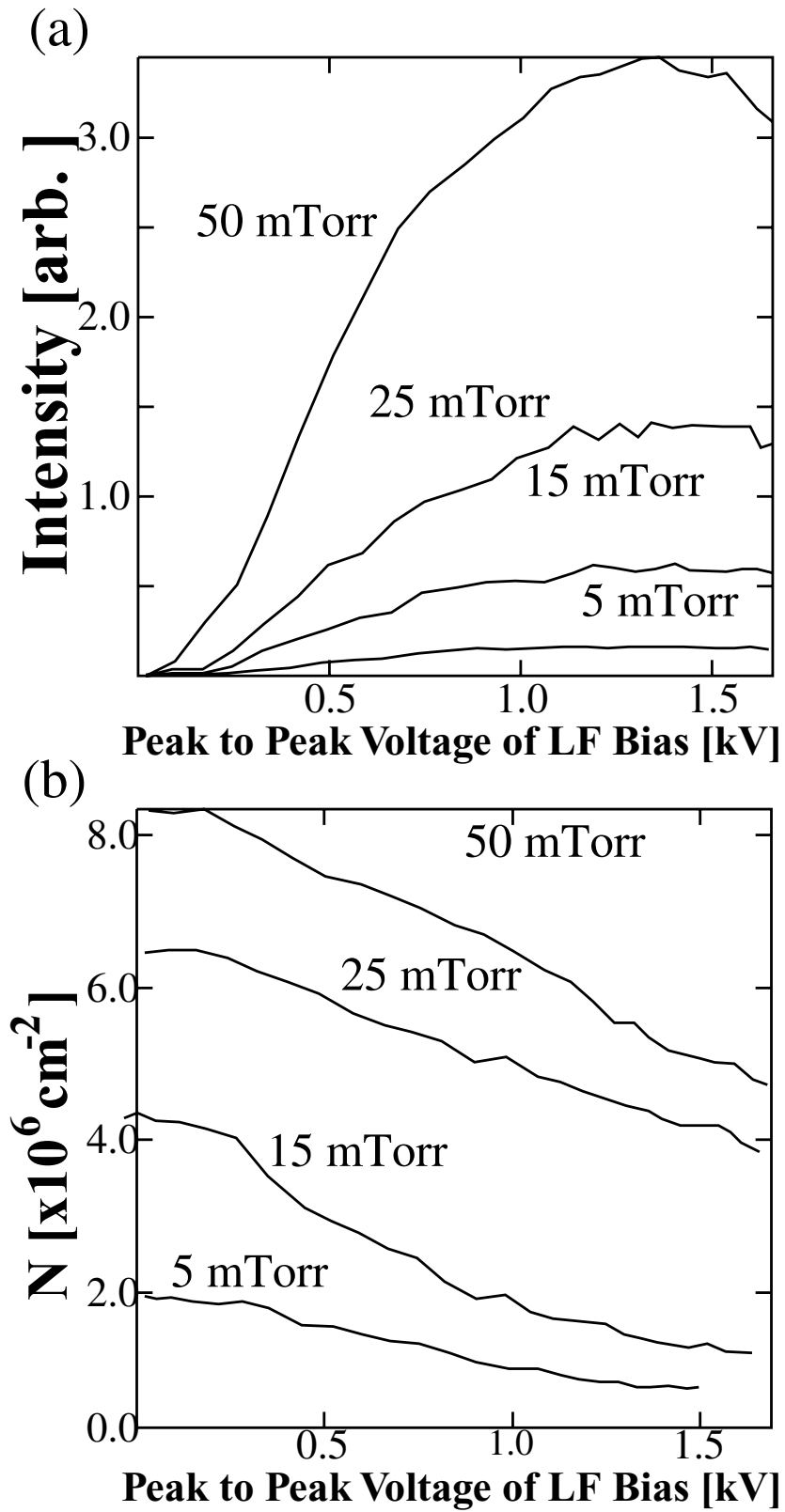


図 エッチング時における励起種 及び のバイアス特性

本章のまとめ

プラズマの空間形状に対するバイアス源の影響は現れないが、リアクタ全領域においてバイアス振幅増加に伴うプラズマ密度の漸減することが計測により明らかになった。また、バイアス電源近傍においては、高エネルギー電子の時間構造に低周波バイアス源の影響が見られた。高エネルギー電子の数密度はバイアス位相の瞬時アノードで最大値をとり、瞬時カソードで最小値をとることが判明した。

低圧力の中において、スパッタリング中のエッチ生成物の低周波バイアス源に同期した時間変調を確認した。ここでは、高エネルギー電子とは逆にバイアス位相の瞬時アノードで最小値をとり、瞬時カソードで最大値をとることが判明した。

スパッタリング時における時間変調はエッチングされるサンプル前面で形成されるシース内でのイオン衝突確率が高くなる高圧力下においては見られないことが明らかになった。また、混合下では、低圧力下においてもこの時間変調は見られなかった。

低バイアス振幅においては、励起種とエッチレートは同様の傾向を示すが、高バイアス振幅においては両者の間に明らかな差異が見られた。これは主に、高バイアス振幅下におけるプラズマ密度の減少に起因すると推測される。

エッチング中にエッチャントとしてエッチングに大きな寄与をするラジカルは、励起種である CF_3 は、バイアス振幅増加と共にラジカルが消費されるため単調減少をすることがわかった。エッチング時においても、励起種及び CF_3 はエッチング特性を反映した特性をとることを明らかにした。

第 章

結論

周波誘導結合型プラズマにおける モード遷移と機能分離の光学的診断

半導体製造プロセスにおいて低圧高密度プラズマ源として広く用いられている は高プラズマ密度の モードと低プラズマ密度の モードという つの動作状態を持つ。プロセス時にはこの両状態間の遷移によるプラズマ不安定化 リアクタ壁の異常エッチングによる汚染等が報告されている。 を用いて 及び における

モード及びに モード放電時の短寿命励起種の 次元空間分布構造を明らかにした。

計測により、 モードから モード放電への遷移電流閾値は 混合条件下においては、 中と比較して高くなることがわかった。高圧力下においては、 モード及びにモード放電時におけるコイル平面近傍での空間構造の差異が大きい。また、壁近傍における局所的な励起、特異な 方向空間分布から モード放電が容量結合放電によりなされていることが計測により確認された。その際、コイルの電極側ターミナル前面に、励起種数密度のピークが現れる。このピークは、母ガスが、 混合系に関わらず現れる。空間分布構造の局所性は電氣的負性ガスである 混合系において顕著であった。また、高圧力下、 モード放電においては電子エネルギー分布空間構造の局所性が高いことが 及び の計測により判明した。低圧力下においては、数密度に差はあるが、平均自由行程が長いため モード及び モード放電時の空間分布に大きな差異は見られずに非局所的な分布が現れることが明らかになった。

また、 プラズマ中での計測から、 モード放電時のプラズマ構造は母ガスの質量に大きく作用され、条件によっては非常に特異な空間構造が現れることが判明した。

以上より、 モード放電時におけるプラズマ空間構造は モード放電時と大きく異なることが判明した。特に母ガス圧力が高い条件下においてこの傾向は顕著である。

リアクタ内において中性ラジカルのプロープとなる 準安定励起種及び励起種の 時間・空間構造を 及び により診断・解明した。

バイアス電極に バイアスを印加し、 励起種密度の測定をしたがノンバイアス時と大きな変化の無い形状となった。低周波バイアス印加時、電極近傍での電子数密度に大きな変化は確認されなかった。圧力増加に伴い、準安定励起原子密度は減少することが明らかになった。。これは、圧力増加によって電子数密度が増加し電子クエンチングレートが増大したためである。低周波バイアスを印加時、準安定励起原子密度測定を行なった結果、径方向分布に大きな変化は現れないことがわかった。この結果から、低周波バイアスはウェハ電極近傍のラジカル空間構造に大きな影響は与えないといえる。また、母ガスとして 混合ガスを用いた場合、 中と比較して準安定励起原子のクエンチング

による消滅過程が増えるため準安定励起種の数密度は小さくなる。チャンパー上部電極近傍において低圧 では準安定励起原子数密度径方向分布の一様性の改善が見られた。また、母ガスの解離度は低圧力において低下することと考えると、解離度制御と均一性達成の観点からは低圧力での エッチャーによる酸化膜エッチングが望ましいといえる。

及び エッチング時の 中におけるプラズマ 表面相互作用の光学的診断

低周波バイアスの 周波 時空間構造及びエッチ生成物及びその派生物の挙動に与える影響を、 及び エッチング時の 中において を用いて計測した。また、最大で 以上の高いバイアスの振幅を印加した条件下での機能分離を検証した。

プラズマの空間構造に対する バイアスの影響は見られないが、リアクタ全領域において、バイアス振幅増加に伴いプラズマ密度は漸減することを明らかにした。また、バイアス電源近傍においては、高エネルギー電子の若干であるが時間変調を確認した。その際には高エネルギー電子の数密度はバイアス位相の瞬時アノードで最大値をとり、瞬時カソードで最小値をとることが判明した。よって、 の機能分離は酸化膜エッチングに使用される 以上の高バイアス振幅においても成り立つといえる。

低圧力の 中においては、スパッタリング中のエッチ生成物の低周波バイアス源に同期した時間変調特性が計測により確認された。ここでは、高エネルギー電子とは逆にバイアス位相の瞬時アノードで最小値をとり、瞬時カソードで最大値をとることが判明した。スパッタリング中における時間変調はエッチングされる サンプル前面で形成される シース内でのイオン衝突確率が高くなる高圧力下においては現れないことがわかった。また、低圧力の 混合下においてもこの時間変調は見られなかった。低バイアス振幅においては、励起種 と エッチレートは同様の傾向を示すが、高バイアス振幅領域においては両者の間に明らかな差異が生じることが明らかになった。これは主に、高バイアス振幅下におけるプラズマ密度の減少によると考えられる。 エッチング中にエッチャントとしてエッチングに大きな寄与をする ラジカル種の励起種である は、バイアス振幅増加と共に ラジカルが消費されるため単調減少をすることがわかった。エッチング時においても、励起種 及び はエッチング特性を反映した特性を示す。

以上の計測より、エッチ生成物、その派生物及びエッチャントの気相中での気相中での

挙動と のエッチレートの相関、及びエッチング機構がプラズマ構造に与える影響に関する知見を得た。また、振幅数百 以上の高い振幅においても低周波バイアスがモード駆動時における のプラズマの時空間構造に与える影響はごく僅かであり、プラズマ生成とイオンエネルギー制御の機能分離が達成されることを明らかにした。

参考文献

「システム のできるまで」編集委員会・編著 よくわかるシステム のできるまで 日本工業新聞社 年出版

前田 和夫 はじめての半導体プロセス 日本工業新聞社 年出版

田辺 竹花 法元 フォトマスク技術のはなし 工業調査会

世界半導体製造装置・試験 検査装置市場年鑑 グローバルネット社 年出版

市川 幸美 佐々木 敏明 堤井 信力 プラズマ半導体プロセス工学 成膜とエッチング入門 内田老鶴圃 年出版

真空技術とその物理 石川和雄訳 丸善 年出版

渋谷勇 電源回路の 日本放送出版協会 年出版

真壁利明 プラズマエレクトロニクス 培風館 年出版

菅井秀郎 プラズマエレクトロニクス オーム社 年出版

プラズマ・核融合学会編 プラズマ診断の基礎 名古屋大学出版会 年出版

山本学 村山精一著 プラズマの分光計測 学会出版センター 年出版

河村末久 中村義一著 表面測定技術とその応用 共立出版 年出版

日本接着学会編 表面解析・改質の化学 日刊工業新聞社 年出版

理科年表 国立天文台 編 丸善株式会社

光電子増倍管 データシート 浜松ホトニクス

ストリークスコープ 検査成績書 浜松ホトニクス

-

原子スペクトル分析（上）丸善株式会社（

応用物理用語大事典 応用物理学会 編 オーム社

藤岡 知夫 小原 実 齊藤 英明 光 量子エレクトロニクス コロナ社

北嶋 武 発光 による 駆動リアクティブイオンエッチャーの 次元構造診断
博士論文 平成 年度

謝辞

本研究は慶應義塾大学理工学部電子工学科真壁研究室で行なわれたものである。本論文を作成するにあたり、慶應義塾大学理工学部真壁利明教授、山下久直教授、津田裕之助教授、黒田英史助教授には本論文を審査して頂くとともに、貴重な御指導を賜わりここに深く感謝の意を表します。

本研究を行なうにあたり、真壁利明教授には 年間にわたり直接御指導頂き、また平成年度から 年度までの 年以上にわたり 世紀 プログラム慶應義塾大学大学院 情報・電気・電子分野 として研究活動の場及びに研究活動における多大な支援を与えられましたことに重ねて感謝致します。

また、研究の上で貴重な助言を頂きました慶應義塾大学理工学部 訪問教授にもお礼申し上げます。

実験系構築に当たり様々な助言を下さいました後藤剛 富士通研究所、小向康夫 慶應義塾大学 の両氏にも重ねて心からの感謝の意を表します。

そして、研究者としての姿勢など多くのものを学ばせて頂いた北嶋武 現 防衛大学、前重和伸博士 現 旭硝子、並びに真壁研究室の諸先輩方にも感謝申し上げます。公私ともに私を支えてくれた真壁研究室諸兄に厚く御礼申し上げます。

最後に、経済的、精神的な支えとなってくれた家族にお礼申し上げます。

謝辞

本研究は慶應義塾大学理工学部電子工学科真壁研究室で行なわれたものである。本論文を作成するにあたり、慶應義塾大学理工学部真壁利明教授、山下久直教授、津田裕之助教授、黒田英史助教授には本論文を審査して頂くとともに、貴重な御指導を賜わりここに深く感謝の意を表します。

本研究を行なうにあたり、真壁利明教授には 年間にわたり直接御指導頂き、また平成 年度から 年度までの 年以上にわたり 世紀 プログラム慶應義塾大学大学院 情報・電気・電子分野 として研究活動の場及びに研究活動における多大な支援を与えられましたことに重ねて感謝致します。

また、研究の上で貴重な助言を頂きました慶應義塾大学理工学部 訪問教授にもお礼申し上げます。

実験系構築に当たり様々な助言を下さいました後藤剛 富士通研究所、小向康夫 慶應義塾大学 の両氏にも重ねて心からの感謝の意を表します。

そして、研究者としての姿勢など多くのものを学ばせて頂いた北嶋武 現 防衛大学、前重和伸博士 現 旭硝子、並びに真壁研究室の諸先輩方にも感謝申し上げます。公私ともに私を支えてくれた真壁研究室諸兄に厚く御礼申し上げます。

最後に、経済的、精神的な支えとなってくれた家族にお礼申し上げます。

謝辞

本研究は慶應義塾大学理工学部電子工学科真壁研究室で行なわれたものである。本論文を作成するにあたり、慶應義塾大学理工学部真壁利明教授、山下久直教授、津田裕之助教授、黒田英史助教授には本論文を審査して頂くとともに、貴重な御指導を賜わりここに深く感謝の意を表します。

本研究を行なうにあたり、真壁利明教授には 年間にわたり直接御指導頂き、また平成年度から 年度までの 年以上にわたり 世紀 プログラム慶應義塾大学大学院 情報・電気・電子分野 として研究活動の場及びに研究活動における多大な支援を与えられましたことに重ねて感謝致します。

また、研究の上で貴重な助言を頂きました慶應義塾大学理工学部 訪問教授にもお礼申し上げます。

実験系構築に当たり様々な助言を下さいました後藤剛 富士通研究所、小向康夫 慶應義塾大学 の両氏にも重ねて心からの感謝の意を表します。

そして、研究者としての姿勢など多くのものを学ばせて頂いた北嶋武 現 防衛大学、前重和伸博士 現 旭硝子、並びに真壁研究室の諸先輩方にも感謝申し上げます。公私ともに私を支えてくれた真壁研究室諸兄に厚く御礼申し上げます。

最後に、経済的、精神的な支えとなってくれた家族にお礼申し上げます。