

4. 蛍光膜を用いた2次元プラズマ粒子密度分布計測系の開発

4.1 蛍光膜を用いた2次元プラズマ粒子密度分布計測の原理

蛍光を用いた計測方法には大きく分けて、反射光測定法と透過光測定法とがある（図4-1）。反射光測定法はビーム粒子が来る方向と同方向から観測する方法で、透過光測定法はビーム粒子が来る方向とは逆方向から観測する方法である。蛍光膜の厚みを厚くすれば、光量も増す。しかし、反射光計測に比べて透過光計測ではより蛍光膜の厚みを薄くしなければ、十分な光が抜けなくなる。それゆえ透過光計測では、適度な蛍光膜の厚みの調整が必要となる。

本研究で製作した蛍光膜を用いた2次元プラズマ粒子密度分布計測の計測原理を説明する。（図4-2）本研究ではマルンバーク型トラップ装置内に閉じ込められた非中性プラズマ粒子を計測するために蛍光膜を用いる。まず電子銃もしくはプラズマ銃から閉じ込め領域に電子もしくはイオンが磁力線にそって打ち込まれる。静電閉じ込めは閉じ込め領域両端の電極に閉じ込めたい電荷の逆電位（電子の場合、-140V程度）を印加して行う。閉じ込め領域内である時間閉じ込められた非中性プラズマは、蛍光スクリーン側の閉じ込め電極電位を下げることで磁力線に沿って引き出される。引き出された非中性プラズマを蛍光スクリーンにあて、その発光を見る。ここで閉じ込められている電子・イオンのエネルギーは数十 eV 程度でそのままでは十分蛍光体を光らせることができない。そこで蛍光膜にあてる前に電場でプラズマ粒子を加速する。このとき蛍光膜の前に閉じ込め容器と同電位のグリッドを配置した（図4-2）。これは電位的に浮いた蛍光膜への電気力線が外部印加された磁力線と平行になるようにする役割を果たす（図4-3）。これがなければ $E \times B$ ドリフト運動により、蛍光膜に当たる前にプラズマ粒子が磁力線を横切るようになる。

こうして磁力線に沿って引き出されたプラズマ粒子により蛍光膜が光る。蛍光膜に衝突したプラズマ粒子の電荷は蛍光膜の背後に形成されている導電性膜（ITO 膜）を通して高電圧電源へと抜ける。このとき蛍光膜から電荷が完全に抜けずに蛍光膜が帯電してしまうと、印加した高電圧が打ち消されてプラズマ粒子が十分なエネルギーをもって蛍光膜に衝突できなくなる。

プラズマ粒子による発光は、光学フィルタを通して ICCD カメラに記録される。

次に ICCD カメラに記録された発光強度をプラズマ粒子密度分布に変換する。それには蛍光膜とその背後の ITO 膜から流れる電流量から蛍光膜に当たった総電荷量を求めて、それを発光強度比に応じて分配する必要がある。

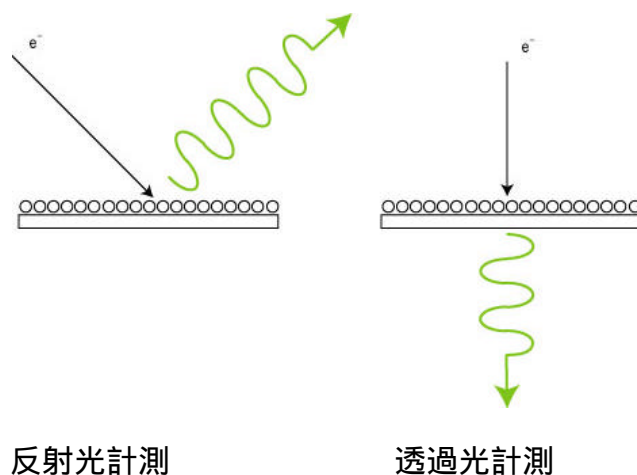


図 4 1 蛍光膜測定における反射光計測と透過光計測

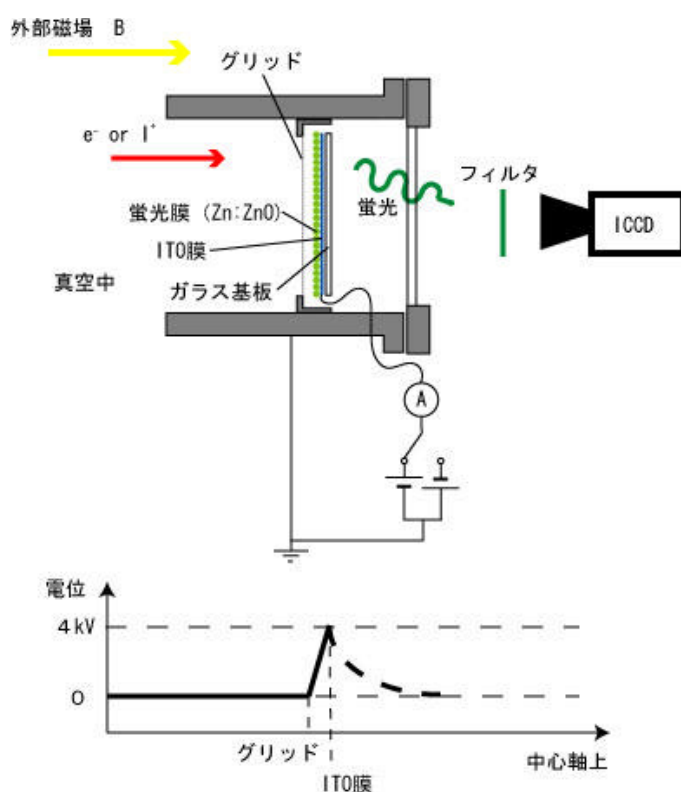


図 4 2 蛍光膜を用いた 2 次元プラズマ粒子密度計測の原理

4.2 開発した蛍光膜測定系の特長

ここでは、電子とイオン双方の2次元密度分布を計測するために蛍光スクリーンを用いた2次元輝度分布計測について述べる。2次元輝度分布計測は、装置の電位と同電位のグリッドと正、負の高電圧をかけられる蛍光面で構成される蛍光スクリーンと蛍光の輝度を計測する測光部で構成される（図4-2）。蛍光面にかける電位を正にすることで電子の分布を計測し、負にすることでイオンの分布を計測する。

製作した蛍光スクリーンは、市販のITO膜付硝子板の上に沈降法で蛍光膜を形成した。従来の方法は、ガラス基板の上に蛍光膜を形成し、さらにその上にアルミ膜を蒸着する手法が取られていた。この技術はテレビのブラウン管等に使われる技術で信頼性は高いが、製作にはかなり困難なノウハウを必要とする。本研究で用いたITO膜を利用する方法は、実験室レベルで手軽に均一性の高い蛍光スクリーンを製作することができる。しかし欠点としては、可視光に対して透明な電極を使用しているため、背景光の影響を受けやすいことが挙げられる。

本研究では電子銃にタングステンのフィラメントを用いたが、直線型閉じ込め装置の配置上、どうしても電子銃の赤熱光が測光部のICCDカメラに入ってしまう。よってITO膜を用いた計測系では赤熱光をいかにカットするかが問題になる。そこで蛍光体の発光ピーク波長と電子銃からの放射光波長をずらし、ICCDカメラの前に光学フィルタを入れて、蛍光のみを通すようにする工夫している。選定した蛍光剤は、ZnO:Znである。ZnO:Znは低速表示管用に用いられる蛍光剤で、数百eV程度の電子の衝突でも十分に発光する。発光波長ピークは505nmで緑色である。後に述べるが、発光波長を変える工夫は非常に有効で、肉眼もしくはICCDカメラを通して蛍光面上の像をはっきりと観測できる。

4.3 蛍光膜の作成方法

この節では、先ほど述べた蛍光膜周辺の構造をその製作方法を含めて詳しく解説する。また以下より蛍光膜・導電性膜・ガラス基板で構成される板を蛍光スクリーンと呼ぶことにする。

図4-3には、アルミ膜を用いた蛍光スクリーンとITO膜を用いた蛍光スクリーンの

構造を示している。アルミ膜を用いた蛍光スクリーンが CRT などディスプレイ産業に用いられている第一の理由はアルミを使うことで安価に製作できるということである。ほかに利点としては、アルミ膜が可視・赤外領域の光をカットするため、背景光の影響を受けにくいことが挙げられる。欠点は、後に述べるが製作工程が非常に難しくかなりのノウハウを必要とすることである。この困難さは膜の構成順序によるものである。蛍光膜は、その上に形成するアルミ膜の厚さ (20nm) に比べて非常に粗い蛍光体の顆粒で構成されている。よって蛍光膜を沈殿法で形成した後、そのままアルミ蒸着を行うと蛍光剤の顆粒の上でアルミ膜が断裂してしまい、均一な導電性膜が形成できない。ここに蒸着前に有機膜を形成するなどのノウハウが必要となる。さらに欠点としては蛍光体を発光させるためには、電子・またはイオンがアルミ膜を貫通してなお蛍光体を叩く必要がある。よって蛍光体の発光効率が低い加速電圧に対して著しく悪くなる。

一方、ITO 膜を用いた蛍光スクリーンの利点は、製作の容易さである。ガラス基板上に ITO 膜を形成した後、沈降法により一様な蛍光膜を形成すれば完成である。欠点としては、透明電極であるために背景光の影響を受けやすいことが挙げられる。

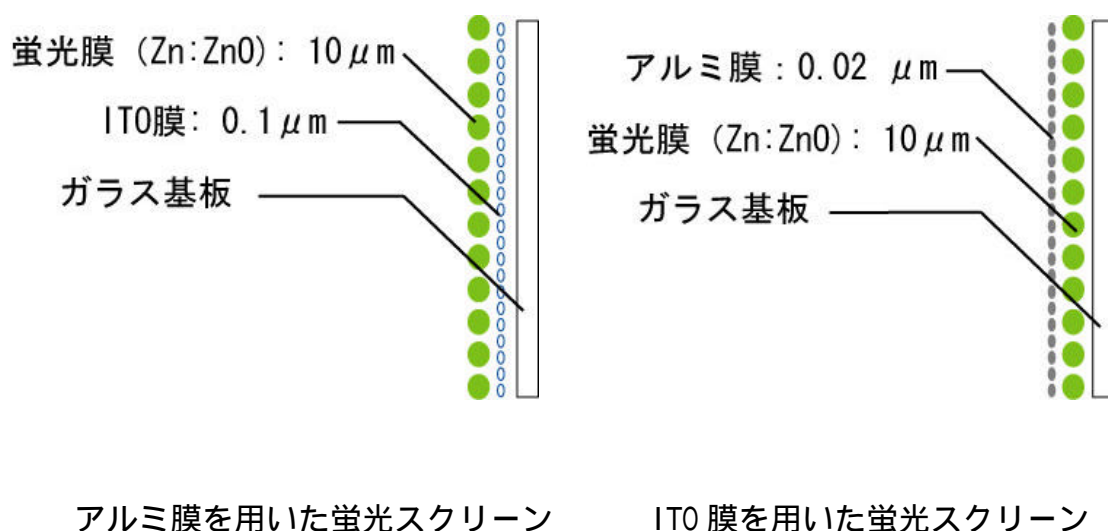


図4-3 蛍光スクリーンの構造比較

以下に実際製作した蛍光スクリーン・製作方法を示す。

4.3.1 沈降法について

蛍光膜を製作する一般的な方法は、沈降法である。沈降法とは、コロイド溶液に重イオン溶液を混合する。このとき重イオンはコロイド粒子の表面に電氣的に吸着する。このためコロイド粒子の比重は重くなり徐々に水溶液中を沈降していく。このとき容器の底にガラス基板を置いておけば均一な厚さの蛍光膜がその上に形成されることになる。このときの膜厚は、沈降させる時間もしくはコロイド溶液の濃度で定まる。沈降速度は混ぜる重イオンの濃度による。一般的にゆっくり長時間かけて沈降させると顆粒のそろった均一な膜ができる。ただし、この沈降速度はコロイド溶液によって違うので、そのコロイド溶液に対してそれぞれどの程度の重イオンを加えれば質のよい膜ができるかは実験的に求めなければならない。

沈降法で用いるために考案した器具を、図4-4に示す。この器具はガラス基板を容器の底から浮かすことで任意の時間に沈降を終了させることができ、が終わり上澄み溶液を捨てる際に容器自身を傾ける必要がないように工夫されている。

4.3.2 アルミ膜を用いた蛍光スクリーンの作成

ここでは、ディスプレイ産業で用いられている方法によりプラズマ実験用蛍光スクリーンの製作について述べる。

アルミ膜を用いた蛍光スクリーンの製作方法を図4-5に示し、製作した蛍光スクリーンの構造を図4-6に示す。また製作した蛍光スクリーンの写真が図4-7である。

ここで蛍光スクリーンの縁には銀ペースト膜を形成している。これは、ホルダに蛍光スクリーンを挟み込む際の面圧で蛍光スクリーンに円環状の電極を圧着する。このときもし蛍光膜が図4-8のように円環状電極の下にまで形成されていると、そのもろさゆえに蛍光膜がアルミ膜もろとも断裂してしまう。これを避けるために円環状電極との接触部は銀ペーストで丈夫な伝導膜を形成している。

製作過程で特に注意を要する段階は、攪拌機を用いて入念に蛍光剤を珪酸ナトリウム溶液と混ぜ合わせる段階と沈降法後に急激に乾燥させない点である。

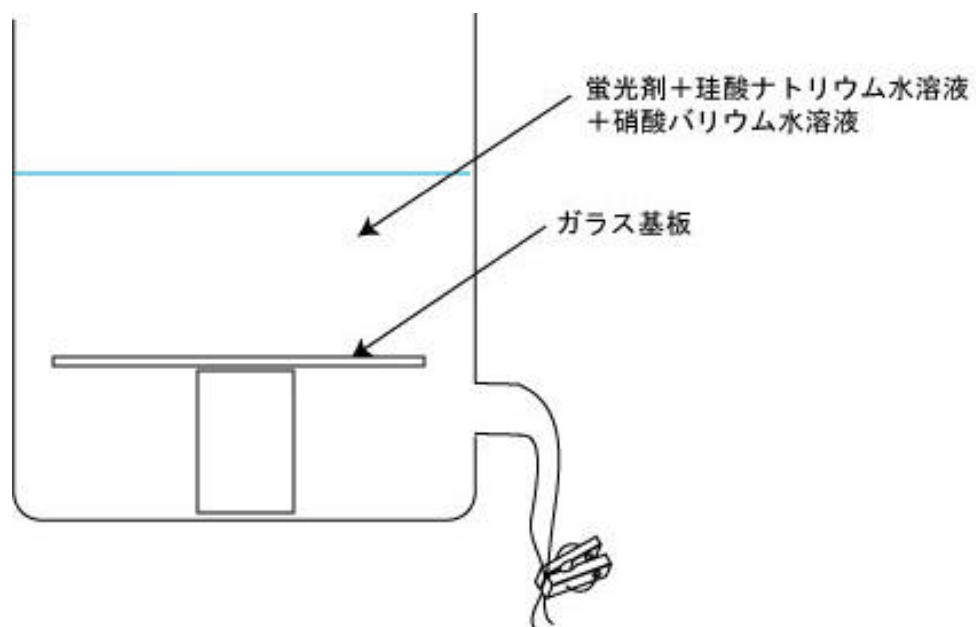


図 4 4 沈降法で用いた器具

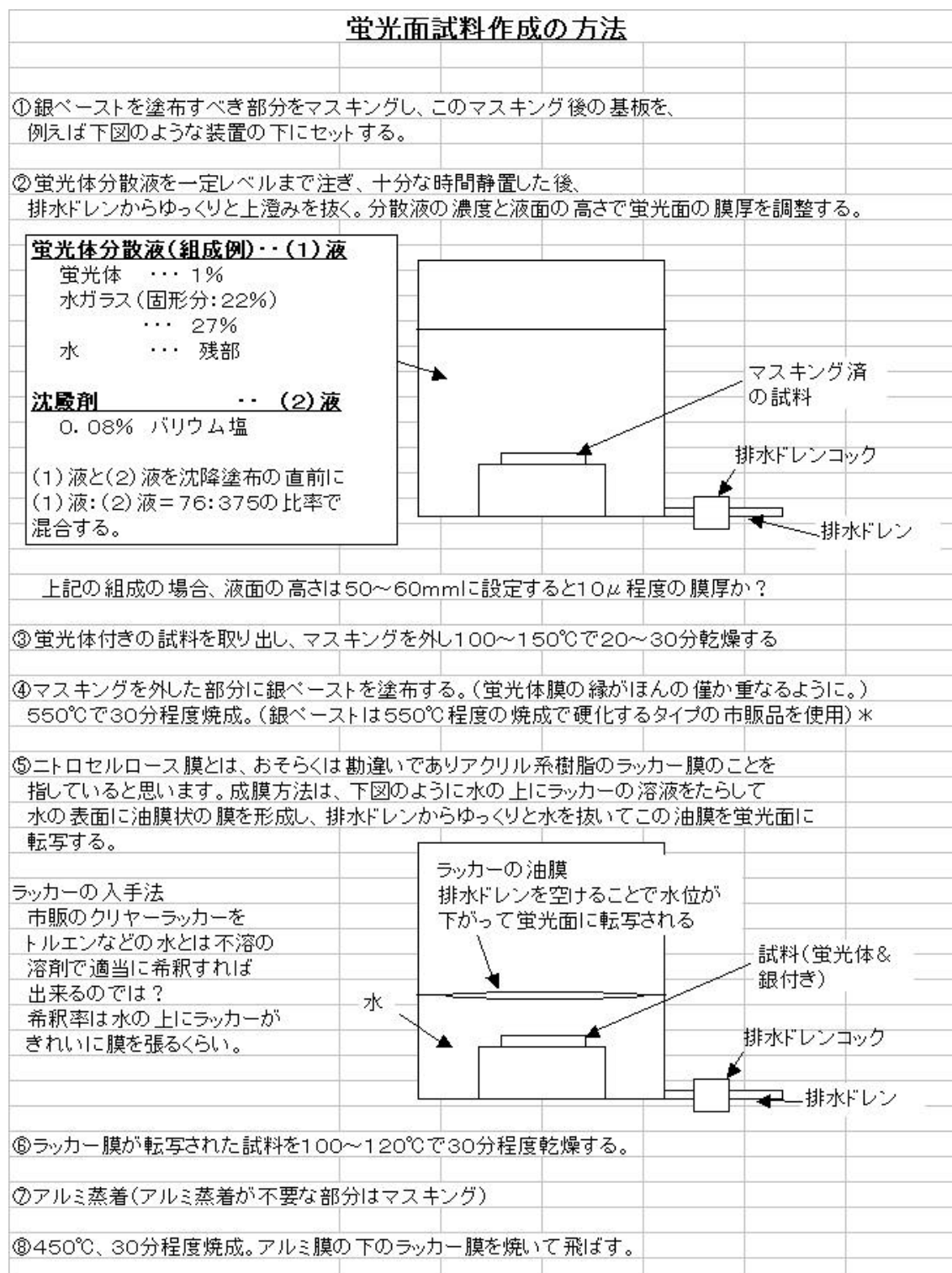


図4 5 アルミ膜を用いた蛍光スクリーンの製作方法

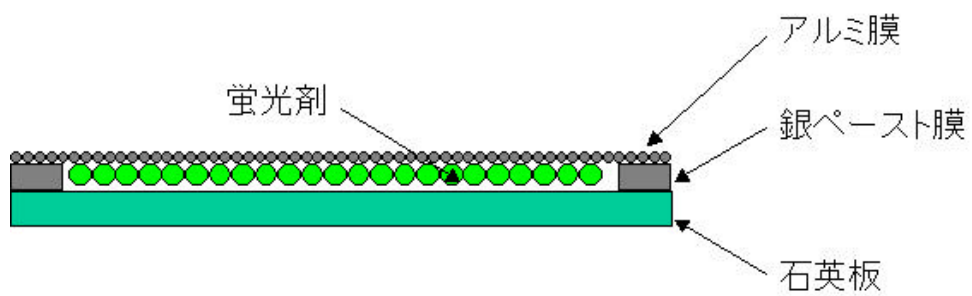


図 4 6 アルミ膜を用いた蛍光スクリーンの構造



図 4 7 アルミ膜を用いた蛍光スクリーンの写真

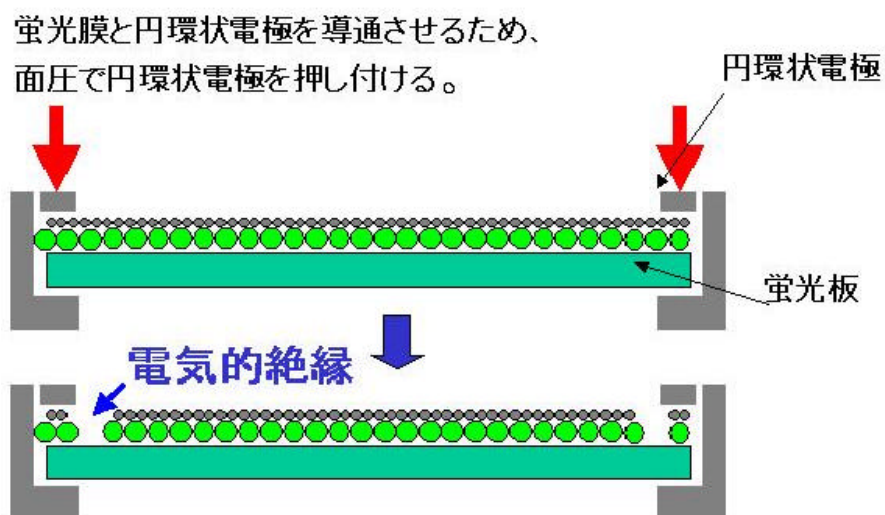


図 4 8 銀ペースト膜を作る理由

4.3.3 IT0 膜を用いた蛍光スクリーンの作成

次に IT0 膜を用いた蛍光スクリーンの製作について述べる。IT0 膜付ガラス基板を用意する。そして上に述べた沈降法で蛍光膜を形成する。ここで用いた IT0 膜は 100×100 で 10 である。製作手順は図 4- 5における沈降法の部分に従う。IT0 膜はガラス基板上に形成されているため機械的に強く銀ペーストなどの工夫をしなくても十分使用に導通は保たれる。完成した蛍光スクリーンを図 4 9に示す。

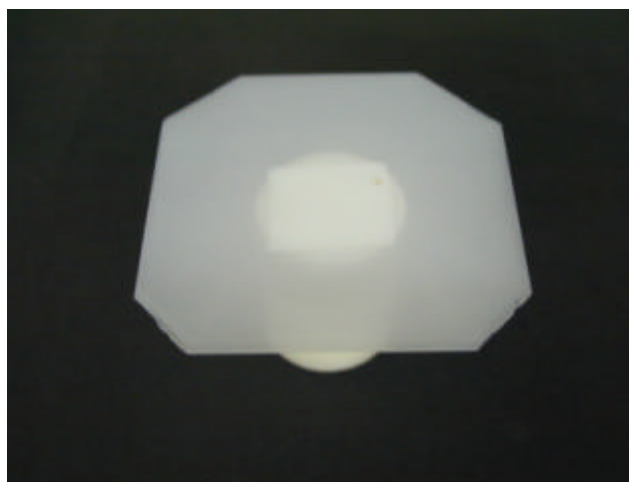


図 4 9 . IT0 膜を用いた蛍光スクリーンの写真

4.4 電気回路系

蛍光面への電子・イオンの加速用高圧電源には、MATSUSADA HER-10R12 を用いた。この高圧電源はグランドに対して正負両方の電圧を出力することができる。さらに電流モニタ用の端子が付いている。しかしながら、電流信号を直接、オシロスコープに入れてしまうと、ノイズがひどく計測には堪えられない。そこで高周波のノイズをカットするためにローパスフィルタを構成し、計測した。

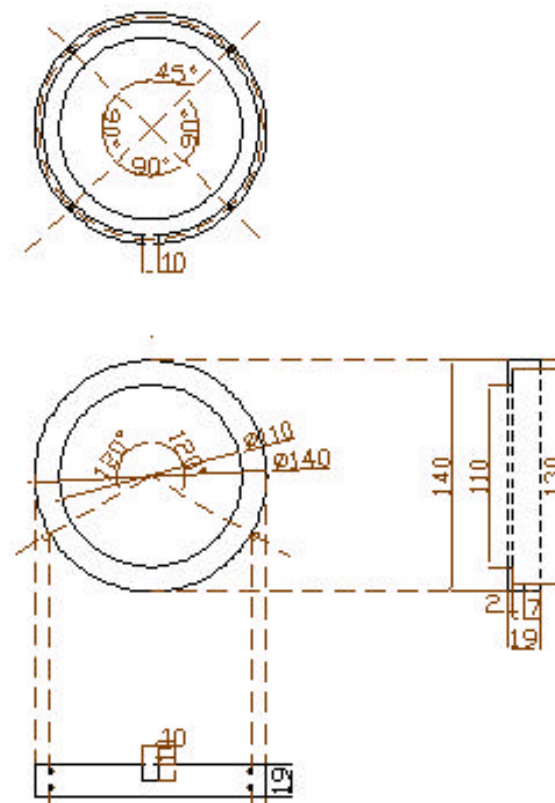
4.5 ホルダの設計図

ここでは蛍光スクリーンを BX-U 内に固定するためのホルダについて述べる。設計図を図 4 10 に示す。図面の導体部分は SUS304、絶縁部分はテフロンである。蛍光膜の前面にあるグリッドには SUS304 のメッシュを用いた。そのメッシュの透過率は 83% である。このメッシュを図面の部品 1 にスポット溶接で固定した。

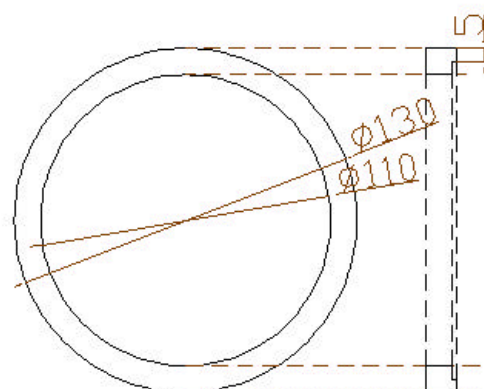
このホルダの装置への固定方法は、円筒内壁（直径 150mm）に直径 140mm の蛍光スクリーンホルダ（部品 1 ~ 4 と蛍光スクリーン）を置けるように直径 5mm の脚（部品 5）をネジ止めした。これによりホルダの中心と装置軸が一致するようになっている。

蛍光スクリーンのホルダへの固定方法は、蛍光スクリーンと円環状電極を部品 2 と部品 3 の間にはさみ、それらを部品 1 と部品 4 の間にはさみ、部品 1 と部品 4 をネジで接合する際の圧力で蛍光スクリーンを固定するという設計思想である（図 4 11）。

設計の注意点としてはプラズマに対向する面には、絶縁体や電氣的に浮いた金属は露出しないようにした。さらにホルダの電位は Ground のため、蛍光膜に印加する高電圧との間を絶縁をしなければならない。テフロンの耐圧は 2kV/mm であるから、必要耐圧 10kV に対して余裕をみて、その厚みを 10mm とした。ここで 10mm 距離をとった他の理由に沿面放電の防止がある。しかしながらこの距離を長くすると蛍光面への電気力線が歪んでしまう。図 4 12 に蛍光スクリーンを装着して装置に導入した様子を示す。

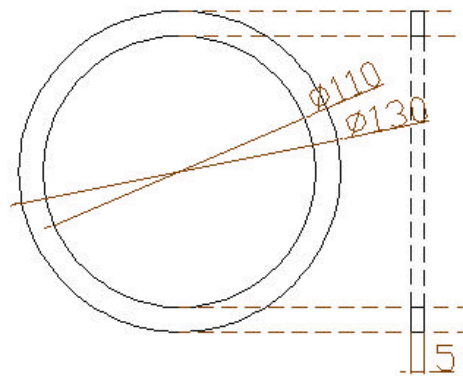


部品 1 の実寸図 (SUS)

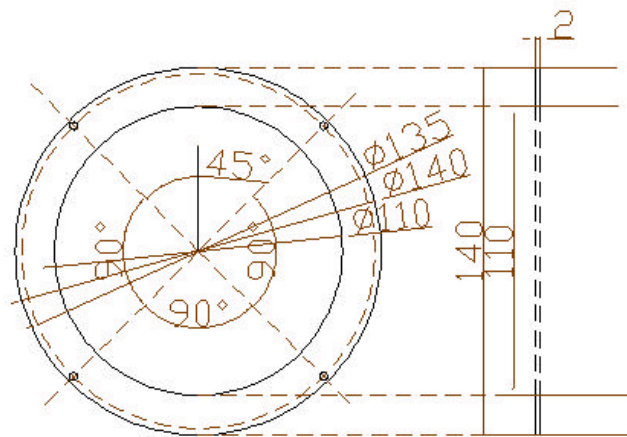


部品 2 の実寸図 (テフロン)

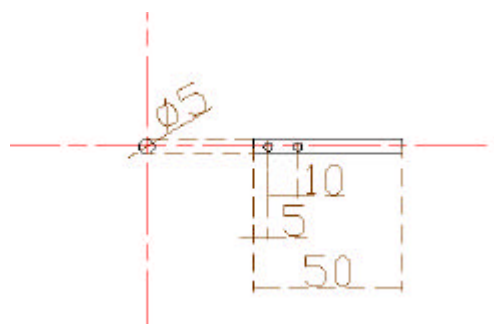
図 4 10- 1 蛍光スクリーンホルダの実寸図.1



部品 3 の実寸図 (テフロン)



部品 4 の実寸図 (SUS)



部品 5 の実寸図 (SUS)

図 4 10- 2 蛍光スクリーンホルダの実寸図.2

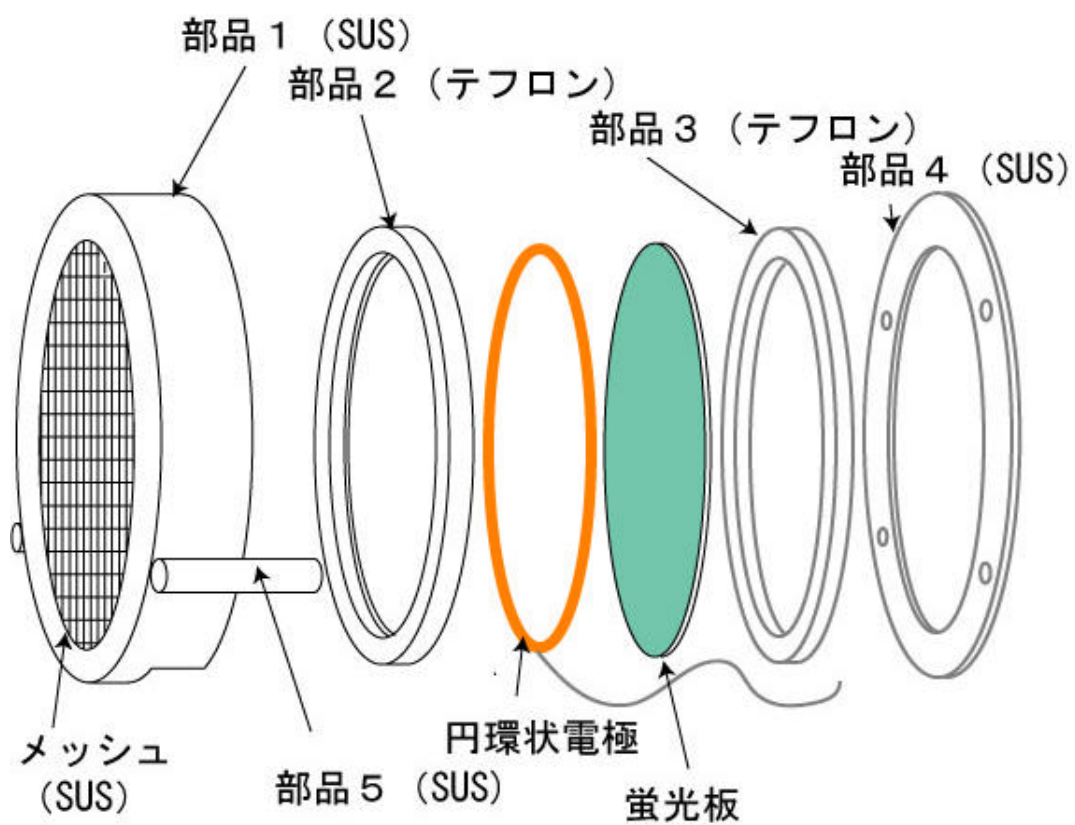


図 4 11 蛍光スクリーンホルダの組立図

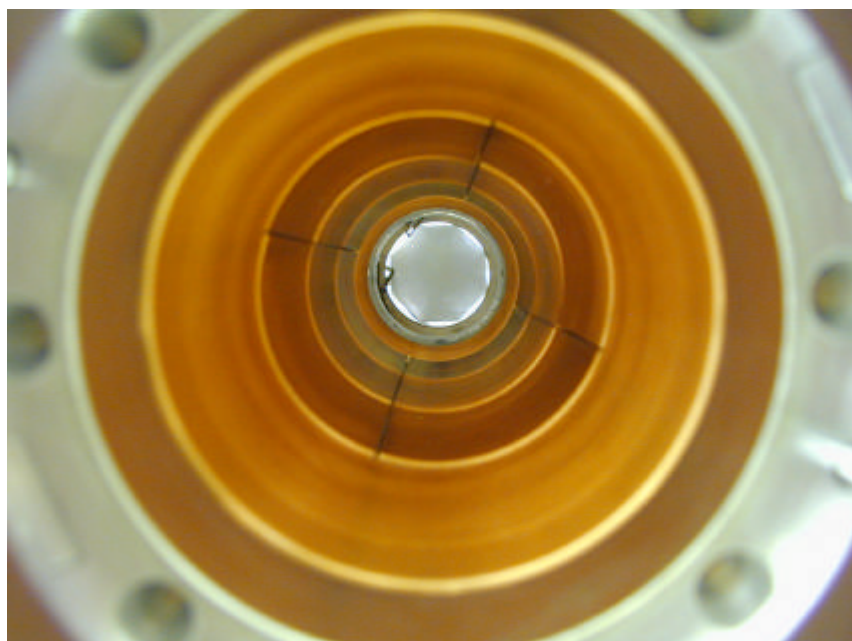


図 4 12 実装された蛍光スクリーンの写真

4.6 性能評価

4.6.1 電子・イオンによる発光の様子

図4-13は蛍光スクリーンの電子ビームによる発光の様子である。背景光が赤色に対して、蛍光スクリーンの中心付近が緑色に発光しているのがはっきりと見える。この写真では、蛍光スクリーンの電位(加速電圧)を5kVにして蛍光スクリーンを光らせている。電子ビームは渦巻きフィラメント(フィラメント電流12A、加速電圧 $V_{acc}=50V$)から定常的に引き出されており、装置にかかる磁場は0.5kGである。このとき、電子ビーム中心付近の電子密度は約 $2 \times 10^{10} m^{-3}$ 程度である。

BX-U装置では、まだイオンの観測は行っていない。製作した蛍光スクリーンがイオンに対しても発光するかどうかを確かめるため、京都工芸繊維大学電子情報学部西野研究室が開発している半導体基盤用のイオン注入装置に入れ、4kVで加速したイオンを照射しテストを行った。その結果イオンによる蛍光体の発光を十分肉眼で確認できた。

4.6.2 フィルタの有無による発光分布比較

図4-13の電子による発光をICCDカメラを通して撮影したものが図4-14(a), (b)である。ICCDの感度は赤外領域までである。図4-14の(a)がフィルタを通して撮影した画像で(b)がフィルタを通さないで撮影した画像である。ここでフィルタは緑に対するバンドパスフィルタ(シグマ光機DIF-50S-CYA)と赤外カット用フィルタ(シグマ光機CLDF-50S)を重ねて使用した。

フィルタを通さない場合、背景光が観測窓と多重反射し、中心部以外も発光しているよう見える。フィルタを通した場合は電子による発光のみを正確に観測することができる。ここで、多重反射して蛍光膜上にあるように見える発光強度は、任意単位で400程度、電子密度 2×10^{10} の電子ビームによる中心付近の発光は任意単位で30000程度と観測される。よって背景光の影響は、電子密度 10^8 程度の観測時に有為となる。しかしこれは電子ビームを定常に入れた場合のデータであり、つまりICCDのシャッター露出時間中、定常的に 2×10^{10} の電子密度の電子による発光と背景光が存在した

時の比である。BX-U で閉じ込め実験をする場合を考えると加速電圧 $V_{acc} = 50\text{V}$ で加速した電子が蛍光スクリーンに到達するまでの時間は約 $0.1\mu\text{s}$ と考えられる。このとき露出時間を 1ms とすると、背景光の強度は 10^4 倍で効いてくる。したがって単純に 30000 対 400000 背景光のほうが逆転することになる。つまりパルス的に電子プラズマが入射する実験の場合はフィルタを入れて撮影する必要がある。

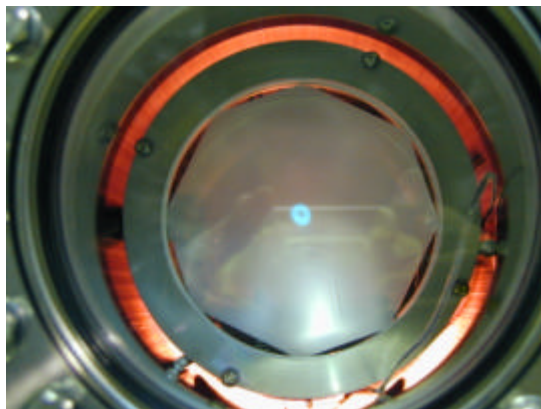
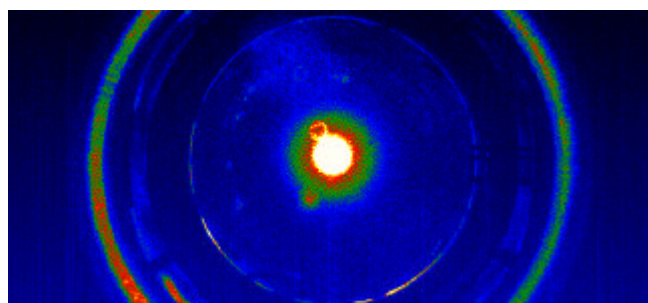
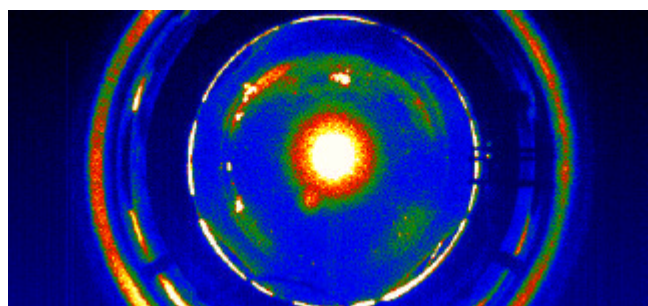


図 4 13 蛍光スクリーンの発光の様子

(背景のフィラメントの発光に対して対照的に蛍光体の緑色の発光が確認できる)



(a) フィルタ無しで撮影した ICCD 画像



(b) フィルタ有りで撮影した ICCD 画像

図 4 14 ICCD で捉えた蛍光スクリーンの発光の様子

4.6.3 電子プラズマにおけるファラデーカップによる電子密度計測との比較

本研究で製作した蛍光膜による2次元プラズマ粒子密度計測法を評価するため、BX-Uにおいてファラデーカップによる径方向電子プラズマ密度分布計測の結果と比較した。この節ではその評価の結果と合わせて、構築した2次元プラズマ粒子密度分布計測のデータ解析方法を述べる。

蛍光膜を用いた2次元プラズマ粒子密度分布計測のデータ解析法

本研究で用いているICCDカメラ(Andor DH520-18F-01-I)は、tif形式でデータファイルを保存する。またこのカメラは発光強度分布を画像データ、もしくは数値データとしても読み出すことができる。得られた画像データからは、電子・イオンの分布を視覚的に捉える事ができる。しかし、電子・イオン束の定量的算出に対しては数値データを解析する必要がある。ここで数値データとは発光強度が対応するピクセルの存在する2次元座標上での強度比を離散化したものである。以下この離散データの解析方について説明する。

Step.1

撮影した画像データから装置の中心軸が対応するピクセルを同定する。また画像データの1ピクセルが表わす空間距離を求める。図4-14においては蛍光スクリーンのフォルダの直径が140mmであることから、装置軸の位置と、1ピクセルあたりの空間分解能を求めた。今の場合、空間分解能は0.437mm角となる。

Step.2

次に蛍光膜からの発光強度の総量を計算する。初めに蛍光膜を光らせずにフィラメントのみを発光させて得られたデータをバイアス分として引き算する。そしてStep.1より求めた蛍光スクリーンの中心から蛍光膜が存在する範囲(蛍光スクリーン中心から半径55mmの円内)を同定し、その範囲に含まれるピクセルの発光強度をすべて足し合わせる。今回、これらの操作は、fortranでプログラムを組み、行った。

Step. 3

最後に電流計(オシロスコープ)のデータから総電荷量を求める。そして発光強度の総量と総電荷量との比を求め、それぞれのピクセル上の発光強度に分配し、その位置の電子・イオン密度を求める。

こうして、発光強度を電子・イオン密度に変換できる。ただし、この作業は新しい蛍光スクリーン・ICCD カメラを導入時、新しいイオンについての実験時もしくは露出時間を調整した時にのみ必要な作業である。計測系を確立した後は、発光強度と電子・イオン密度との比が分かるので、その比でフィラメントの光の寄与を差し引いた発光強度データを変換することで、電子・イオン密度を求めることができる。

これらのデータから以下の手順で径方向電子密度分布を計算する。

Step. 4

ある径での電子密度を計算するには、その径の前後 3 ピクセル分 (1.3mm) の円環にわたって発光強度を足し合わせる。ここで前後 3 ピクセル分の発光強度分布から径方向電子密度分布を求めたのは、合計 6 ピクセル分の円環がちょうど BX-U で確立している円環状のファラデーカップのプレート幅と対応が取れるためである。

Step. 5

円環の発光強度の和 A_r と、蛍光膜の発光強度の総和 A との比で蛍光スクリーンから流れた電流値を分配する。

Step. 6

これは 50V で加速された電子ビームによる発光と考え、 $I = nevS$ より、 n を求める。ここで $S = N_r S_{pixel}$ であり、 N_r と半径 r の前後 3 ピクセル中に入っているピクセル数で S_{pixel} は 1 ピクセルあたりの空間分解能である。

これらを用いることで、 n_r は

$$n_r = \frac{I}{\sqrt{\frac{2eV}{m}} e S_{pixel} A} \cdot \frac{A_r}{N_r} \quad (4-1)$$

として半径 r での電子密度分布が求められる。

ファラデーカップを用いた径方向電子密度分布計測のデータ解析法

ファラデーカップの電流量から総電荷量を求めて、同心環状の閉じ込め領域に存在した電子密度を算出する方法について述べる。

プレートは全部で 11 枚で同心環の幅は 2.5mm である。つまり装置軸から半径 1.25, 3.75, 6.25, 8.75, 11.25, 13.75, 16.25, 18.75, 21.25, 23.75, 26.25mm の電子密度を計測できる。プレートからの電流値を基に次の解析方法で径方向電子密度分布を求める。

$$n_r = \frac{I_l}{\sqrt{\frac{2eV}{m}} e p ((l+1)^2 - l^2) (2.5)^2} \quad (4-2)$$

の式に代入して、電流値を電子密度に換算し、プレートの中心半径における電子密度とする。ただしこの解析においても、先と同様に電子ビームによらないノイズの寄与をバイアス分として引き算している。この時、電流値が正（電子が流れ出るので本来予想される電流の向きは負）にでてしまう場合には、密度を 0 としている。

比較実験とその結果

今回は、BX-U 内で渦巻きフィラメントから加速電圧 $V_{acc}=50V$ 、フィラメント電流 $I_f=12A$ で電子を連続的に引き出し電子ビームを作った。0.1, 0.2, 0.5, 0.7kG のバイアス磁場中で蛍光スクリーンもしくはファラデーカップによって、この電子ビームの径方向電子密度分布測定を行った。図 4 15(a) は蛍光スクリーンによる電子密度分布計測系の回路図で、図 4 15(b) はファラデーカップによる径方向電子密度計測系の回路図である。

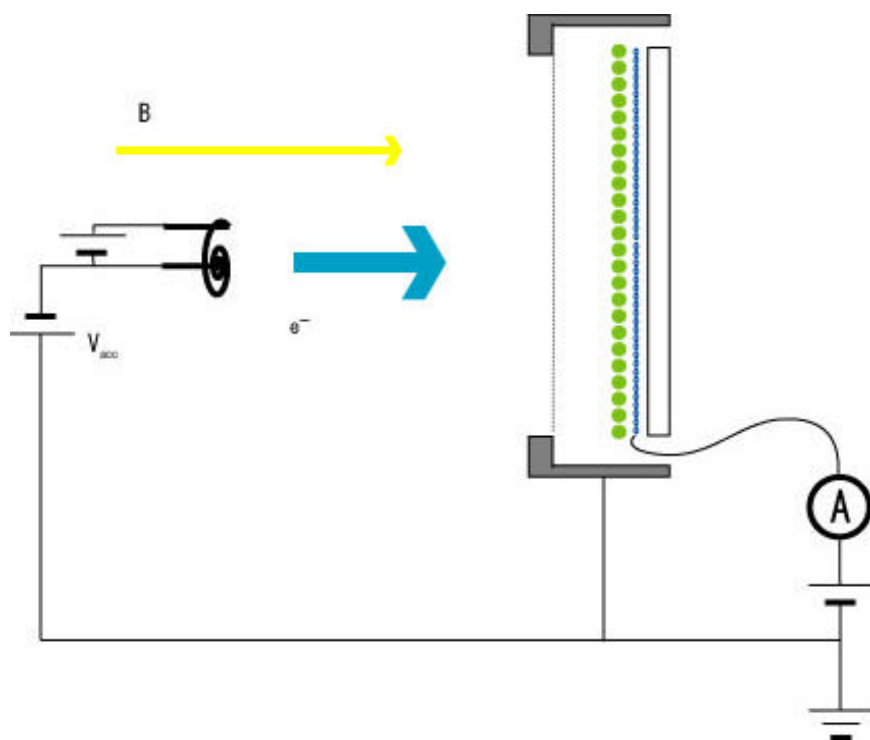
また蛍光スクリーンによる計測は、蛍光面への電子の加速電圧 4kV で行った。図 4 16 は、蛍光スクリーンで電子ビームの 2 次元電子密度分布を計測した結果である。またそのとき測定した蛍光スクリーンからの電流量を図 4 17 に示す。また磁場強度に対するファラデーカップ信号の時間変化を図 4 18 に示す。

両計測系の計測結果(図 4 16、4 17、4 18)を基に上の解析法を用いて、磁場強度に対して径方向電子密度分布を求めたのが図 4 19 である。

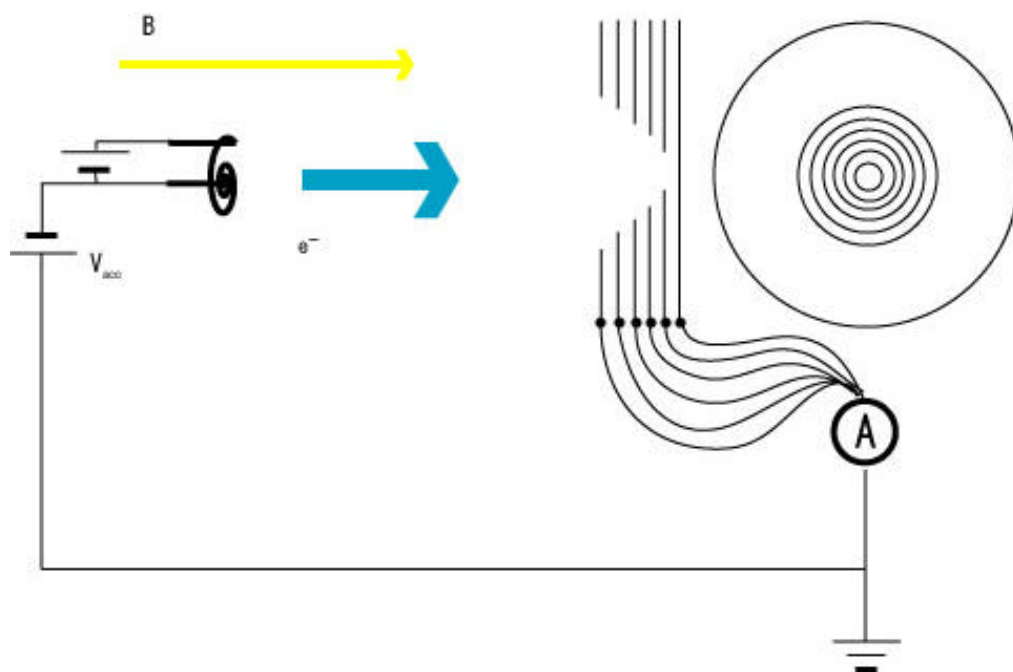
データから分かるようにファラデーカップによる電子密度計測も蛍光膜による電子密度計測と概ね同じ傾向を示しており、各磁場強度に対して、中心付近の電子密度

はほぼ一致している。蛍光スクリーンとファラデーカップによる計測結果をより詳しく比較するため各磁場強度ごとに計測結果をまとめたのが図 4 20である。これによると周辺部の電子密度に関してはファラデーカップを用いた計測のほうが低く出ている。半径 10mm を超えたあたりから電子密度は 0 になっているのに対して、蛍光膜を用いた計測ではなだらかに低下している。これはファラデーカップが電氣的なノイズを受けやすいことに起因していると推定される。実際、中心付近に強い電子ビーム（数 μA ）が入るとオシロスコープの入力インピーダンス 1 M Ω により中心付近のプレートは数 V で浮くことになる。周辺部のプレートに対してはこの電位を打ち消すよう、負に帯電するための電子が Ground から流れ込んでくる。これが電子ビームからプレートに入ってくる電子の賞味の量を少なく見せていると考えられる。

ここで書き留めておくべきこととして、0.7kG での電子密度のほうが、0.5kG での電子密度よりも低く出ていることがある。磁場強度が強いほど、電子の径方向への散逸が少なくなり電子密度は大きく出ると予想される。しかし、この後の詳しい実験でも 0.5kG の付近で電子ビームの電子密度が最大となっており、これについては詳細な究明を要する。

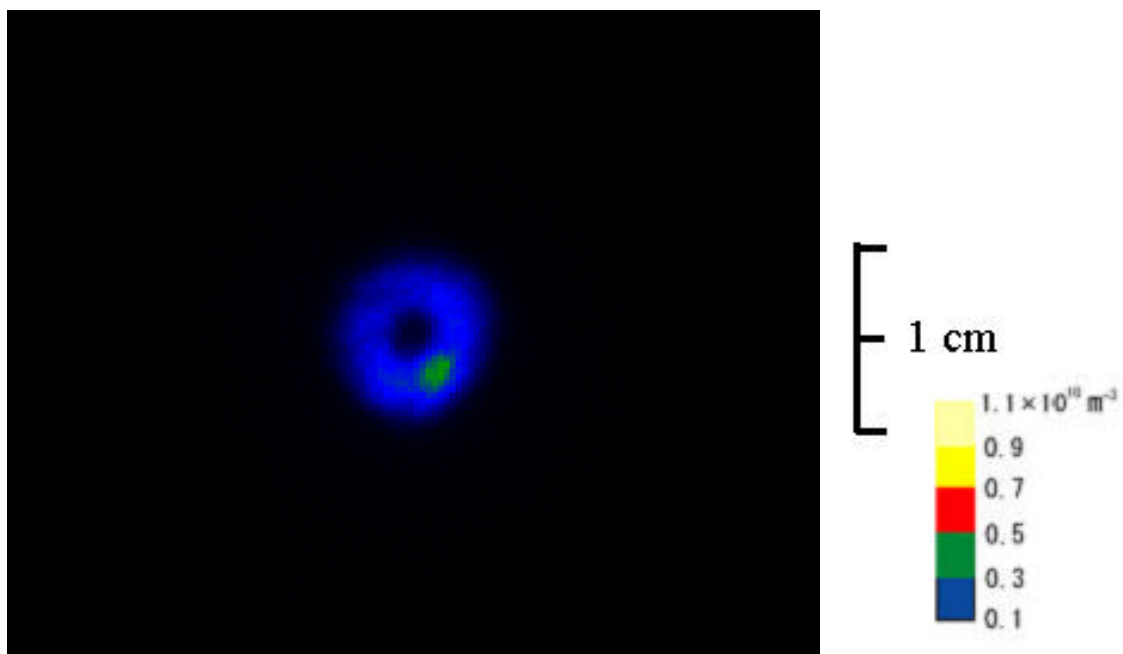


(a) 蛍光スクリーンによる電子ビームの径方向電子密度分布計測系

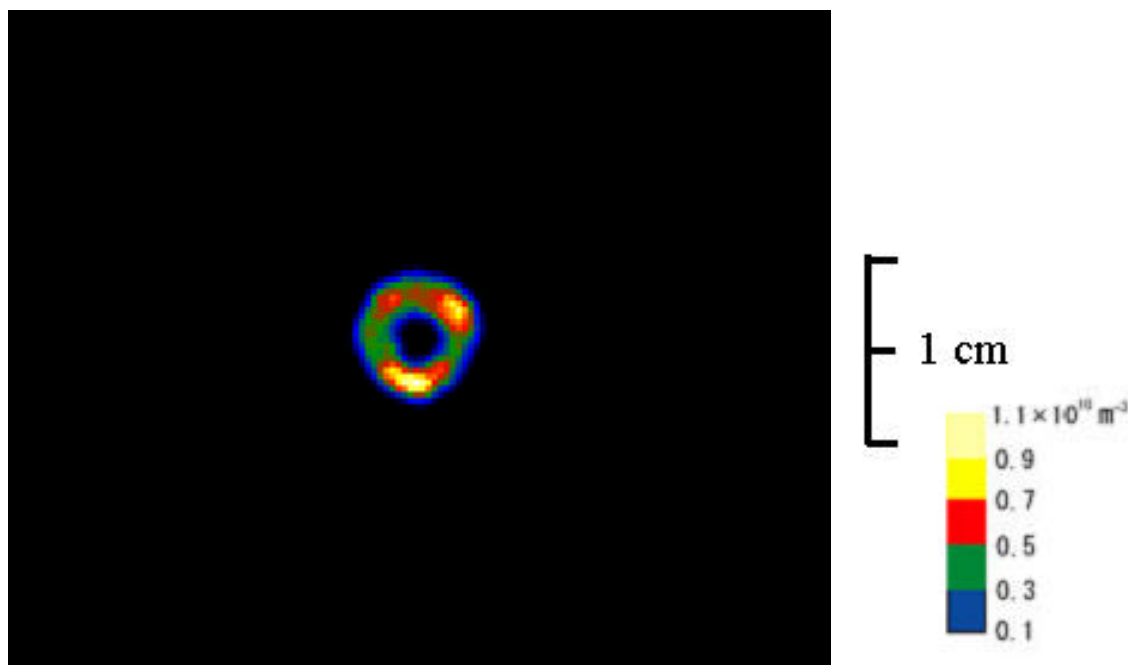


(b) ファラデーカップによる電子ビームの径方向電子密度分布計測系

図 4 15 ファラデーカップによる電子密度分布計測との比較実験

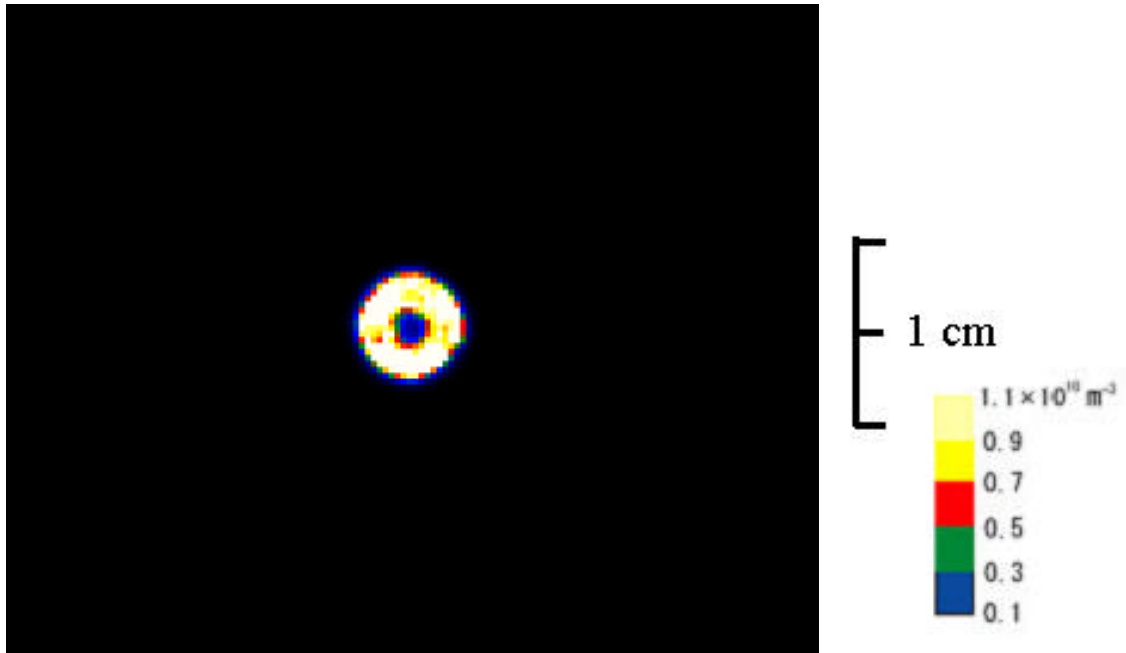


0.1 kG での電子ビームによる蛍光スクリーンの発光

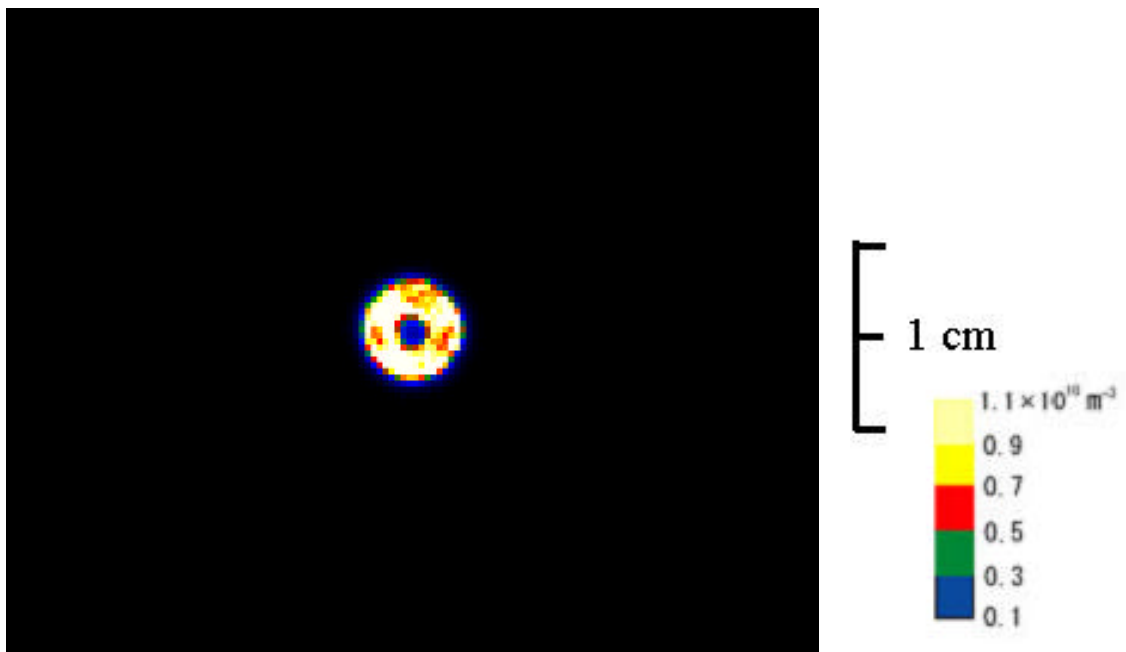


0.2 kG での電子ビームによる蛍光スクリーンの発光

図 4 16- 1 各磁場強度での電子ビームに対する蛍光スクリーンの発光



0.5 kG での電子ビームによる蛍光スクリーンの発光



0.7 kG での電子ビームによる蛍光スクリーンの発光

図 4 16- 2 各磁場強度での電子ビームに対する蛍光スクリーンの発光

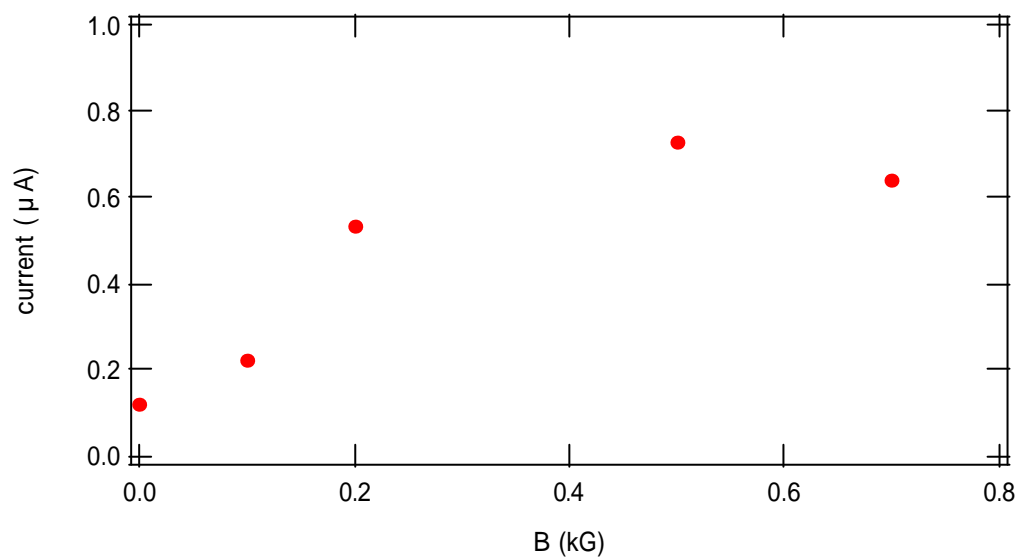


図 4 17 磁場強度に対する電子ビームから蛍光スクリーンに流れる電流量の変化

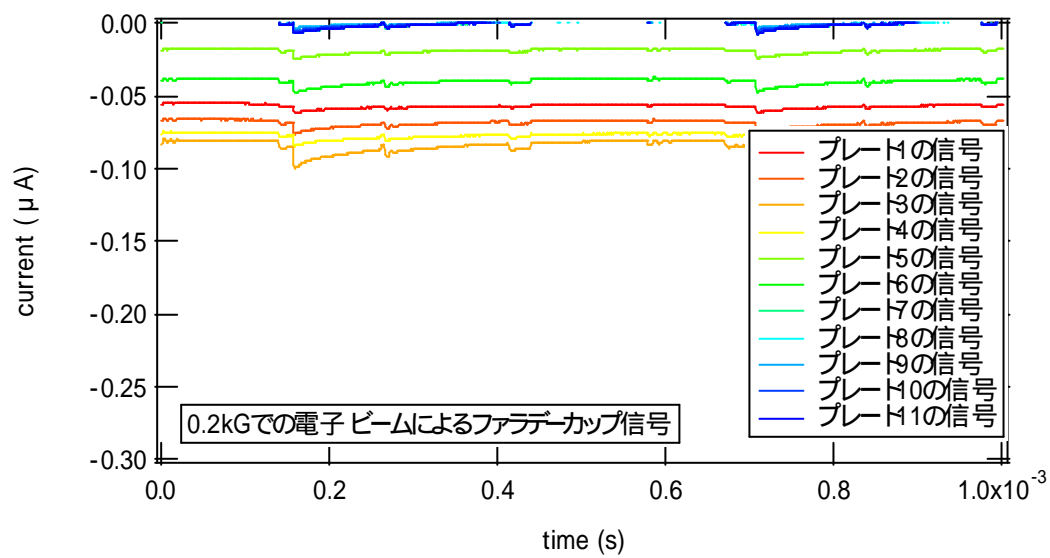
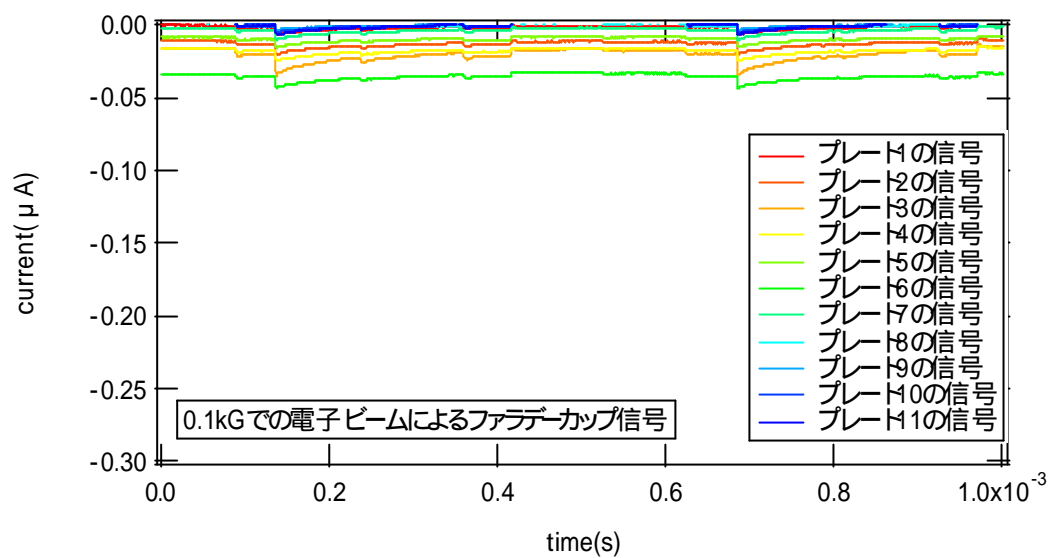


図 4 18- 1 各磁場強度での電子ビームに対するファラデーカップからの信号.1

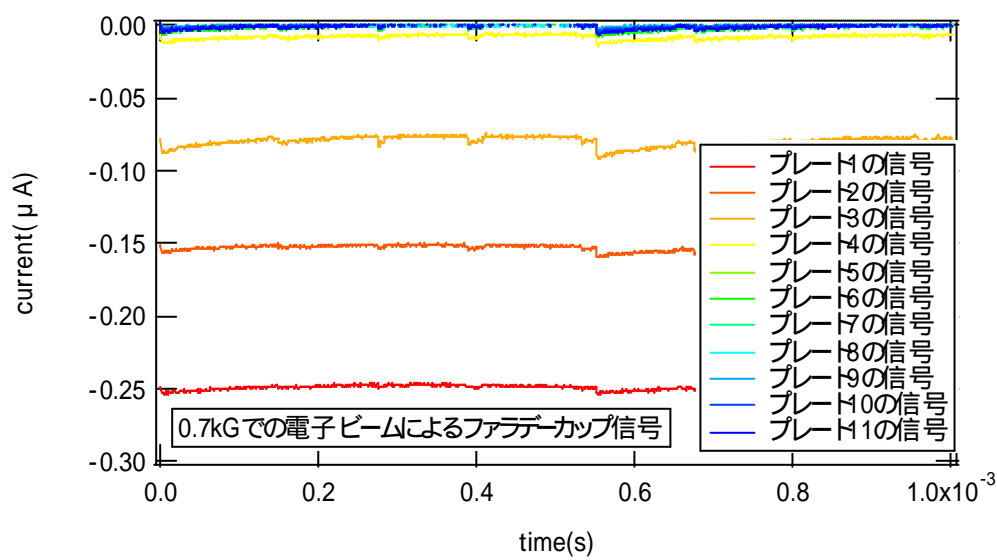
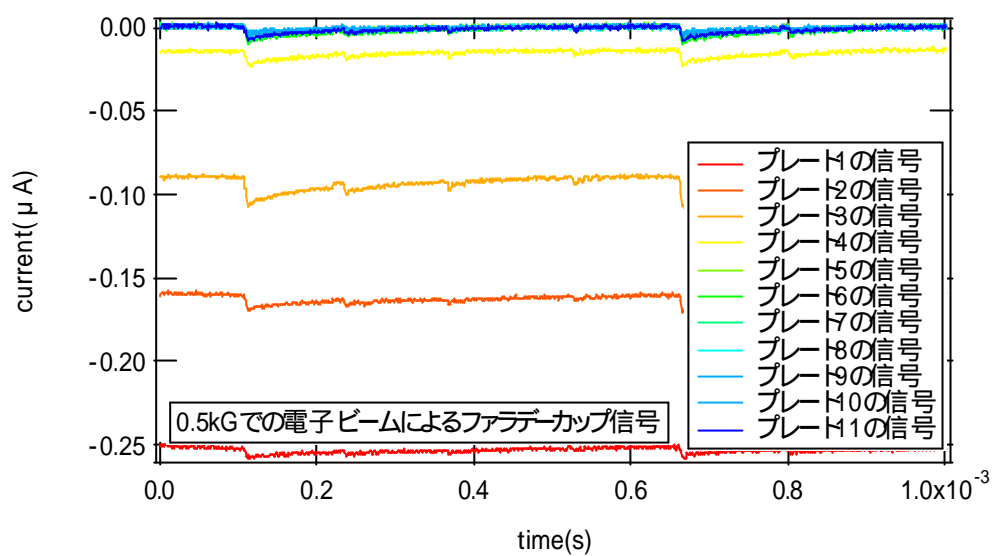
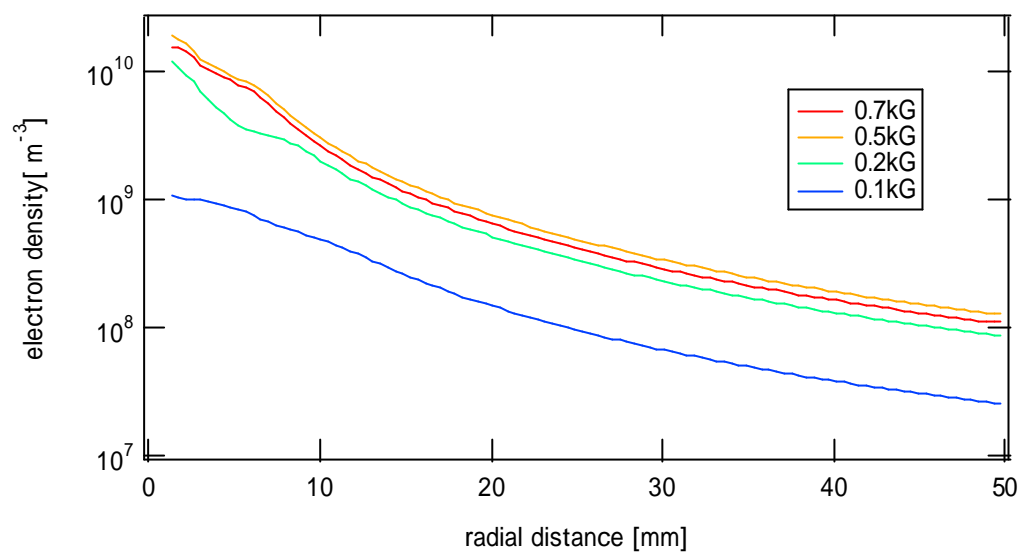
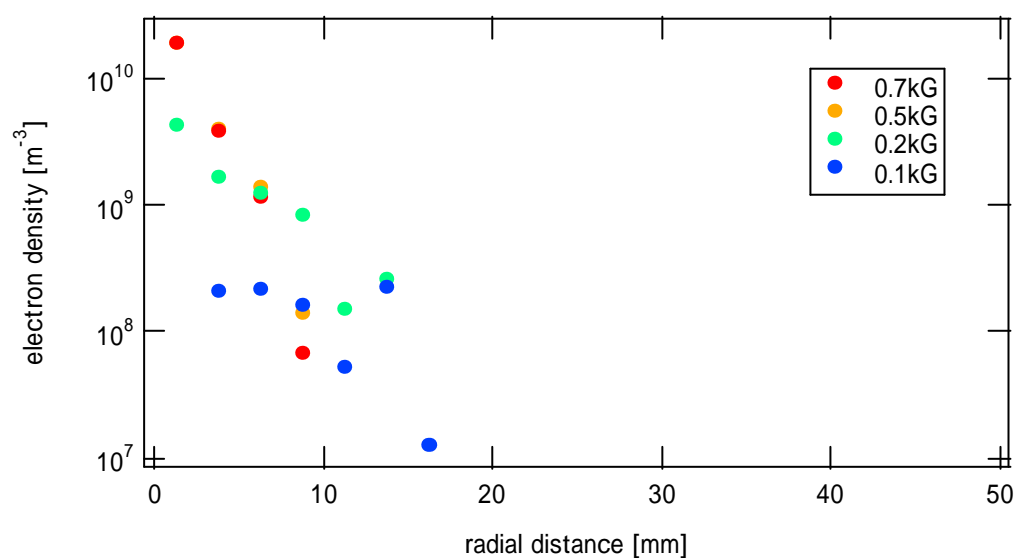


図4 18- 2 各磁場強度での電子ビームに対するファラデーカップからの信号.2



蛍光スクリーンによる径方向電子密度分布計測



ファラデーカップによる径方向電子密度分布計測

図 4 19 径方向電子密度計測結果の比較

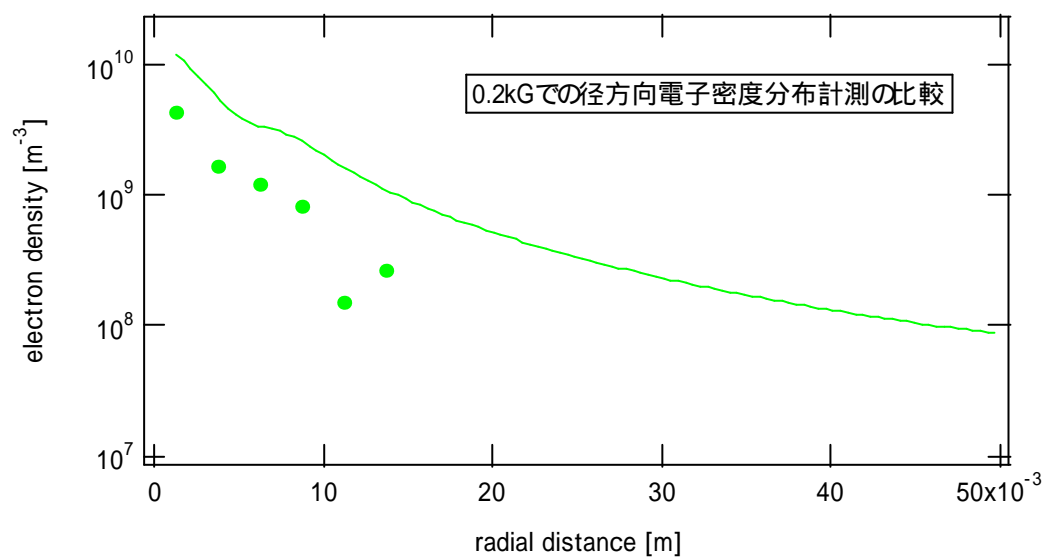
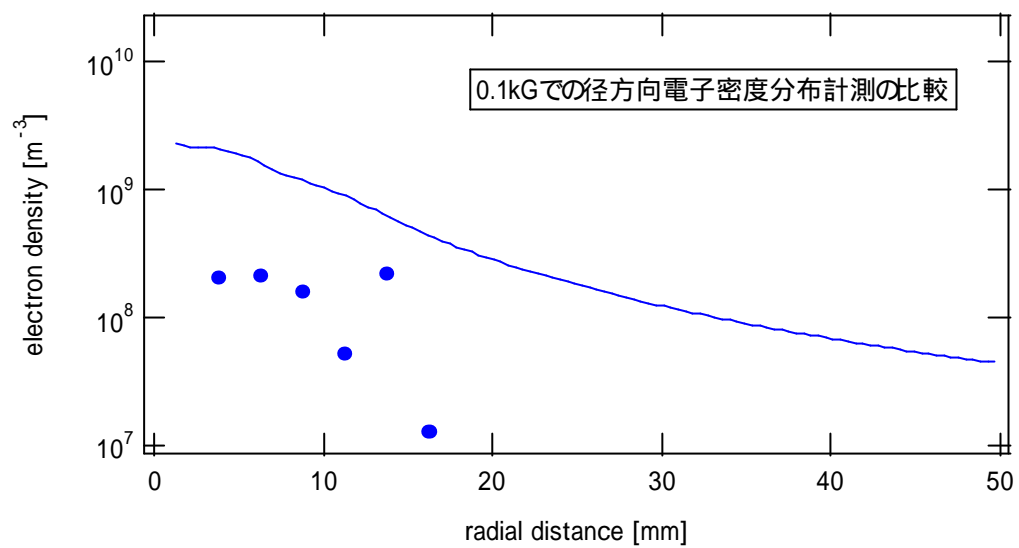


図 4 20- 1 各磁場に対する径方向電子密度計測結果の比較.1

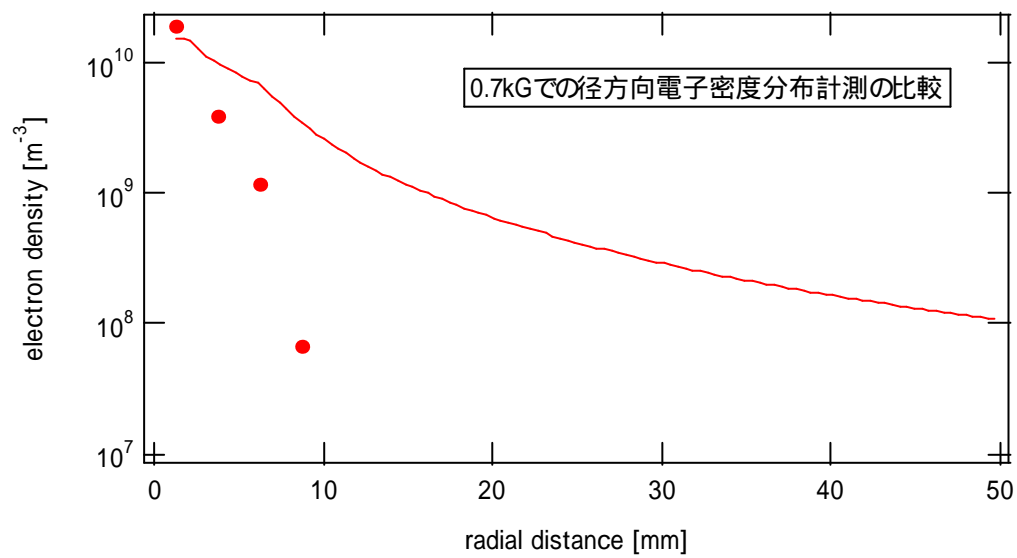
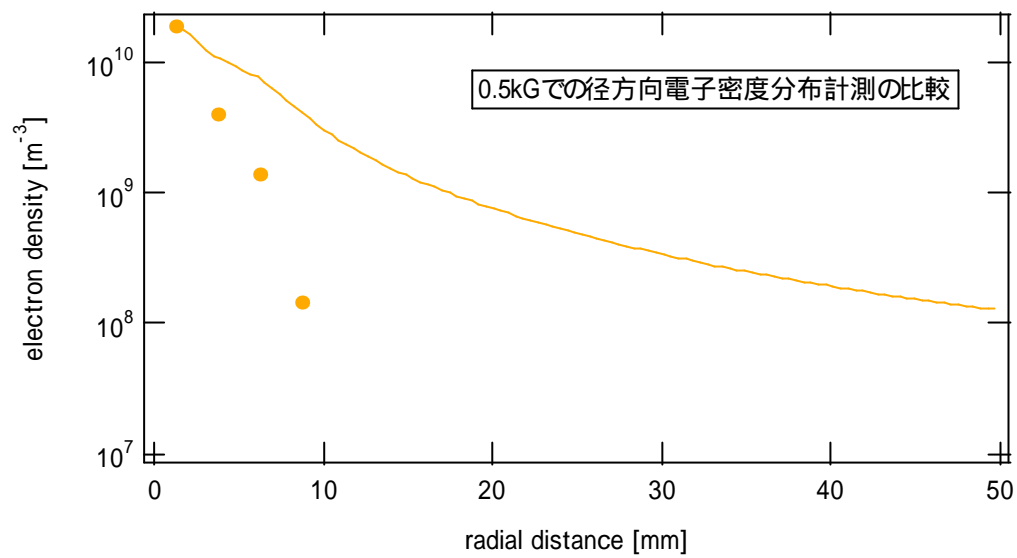


図4 20- 2 各磁場に対する径方向電子密度計測結果の比較.2

5. 分割電極による純電子プラズマダイナミクスの観測

この章では第3.1節で解説した分割電極を用いた誘導電荷計測系で観測した電子プラズマのダイナミクスについて述べる。

5.1 分割電極から得られる電子プラズマの信号特性

閉じ込め領域内に存在する電子と閉じ込めよう電極との相対距離が変化すると、電極内壁に誘起される正電荷量も変化する。このときの変化量を電流信号として測定し、閉じ込め領域内の電子の動きを推定することができる。

図5-1は、電子プラズマを閉じ込めた時に得られた分割電極から信号の一例であり、方位角方向に並ぶ4枚の電極からの信号と、同一方位角に並ぶ3枚の電極からの信号である。方位角方向に並ぶ4つの電極からの信号を見ると波形のピークがそれぞれ $\pi/2$ ずつずれており、電子プラズマが回転していることがわかる。それに対し同一方位角に並んでいる3枚の電極からの信号は、それらの波形のピークに位相のずれが見られない。この結果は、電子プラズマの回転運動が軸方向に一様と考えてよいことを意味している。

図5-2は、閉じ込め部中央の電極からの信号例で、図5-1の信号を～数十msのより長いタイムスケールで見ると、波形の振動幅は大きくなっていることが分かる。また、図5-3は、図5-2の波形を各時点から前後0.1msずつの時間幅で区切ってフーリエ解析し、周波数の経時変化を見た図である。振動が大きくなると同時に振動の周波数も大きくなり、一旦成長しきった後は、周波数も小さくなっている。さらに振動が大きくなっていくにつれ、第2、第3高調波が観測された。

次にこの振動を磁場 B を変化させて計測した。他の条件は変えずに $B = 0.1, 0.15, 0.2$ kGについて同様の閉じ込め実験を行い、中央の電極一枚からの信号を解析した(図5-4)。この図5-4の3つの波形を図5-3で行ったのと同様にフーリエ解析を行ったところ、周波数は磁場強度に対して反比例していることが分かった(図5-5)。

第1.2節で述べたマルンバーグ型トラップ中の $l = 1$ ダイオコトロン振動の周波数は、磁場に反比例する(式(1-16)参照)。また回転する電子密度が高かったり、よ

り壁面に近い場合は、壁面の内側に誘起される正電荷が多くなり、これによる電界が強くなるため、 $E \times B$ ドリフトのドリフト速度が増し回転周波数が大きくなる。これは、**図 5- 2**において振動の振幅が大きくなるのと同時に**図 5- 3**において周波数が大きくなることを説明する。閉じ込められた電子プラズマが回転しながら、回転による遠心力と壁面の内側に誘起された正電荷による静電気力により外側に輸送さる。壁面に電子プラズマが近づくことで誘導電荷が多くなり、誘導電荷の電流信号は大きくなる。それと同時に電子プラズマが感じる電場は強くなり $E \times B$ ドリフト速度が増すため回転周波数が高くなると考えられる。

以上の考察から判断して、この振動の原因は $l = 1$ のダイオコトロン振動と考えられる。また成長が頭打ちになるのは、電子プラズマが壁面に衝突するためと考えている。壁面と接触後、離散しつつあるプラズマの密度は減少し、振動の振幅も周波数も落ちてくる。

ここで書き留めておくべきこととして、**図 5- 4**から磁場強度を強くするとダイオコトロン不安定性が成長しきるまでの時間は比例して長くなる。この時、ダイオコトロン周波数は磁場強度に反比例するため、その周期は磁場強度に比例する。ダイオコトロン振動の継続時間とその回転周期が共に磁場強度に比例しているということは、電子プラズマの不安定性が成長しきるまでの電子プラズマの回転数は、磁場強度をかえてもほぼ変化しないと考えている。

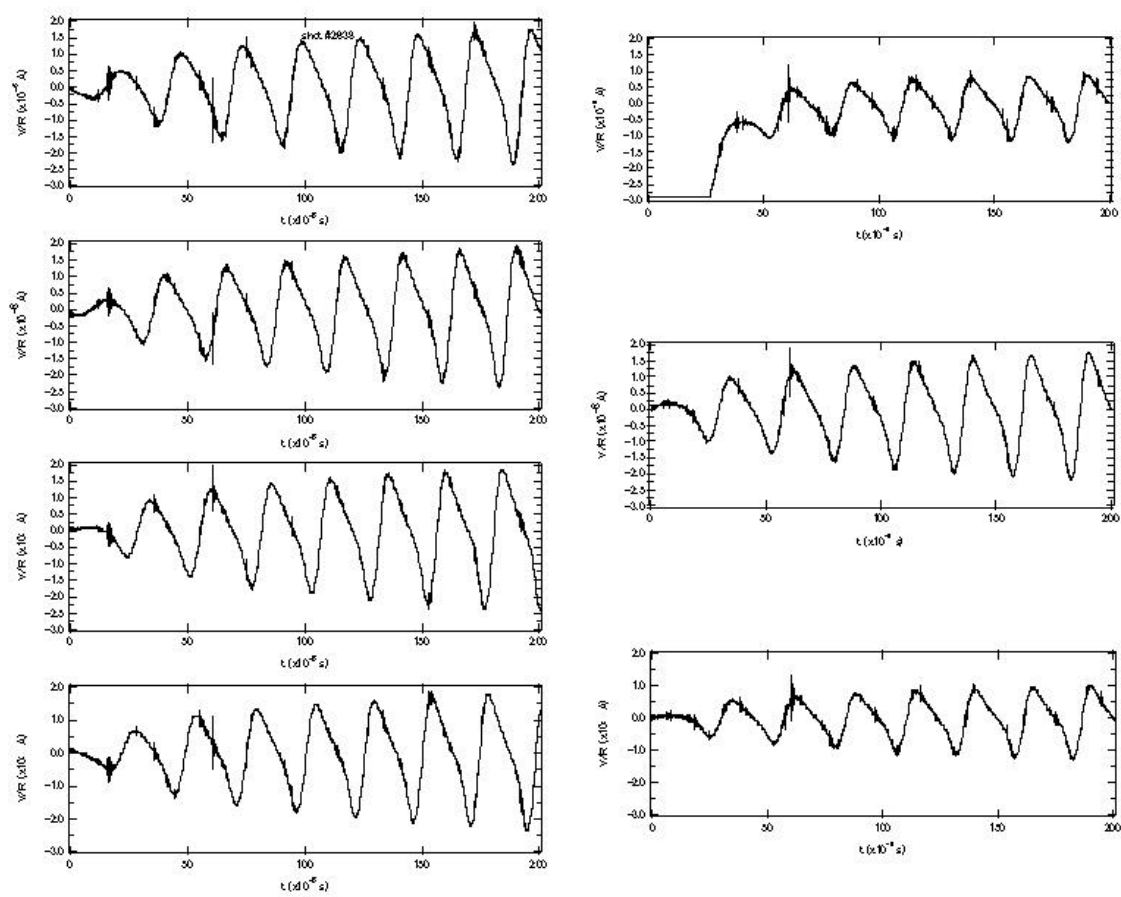


図5 1 分割電極からの信号

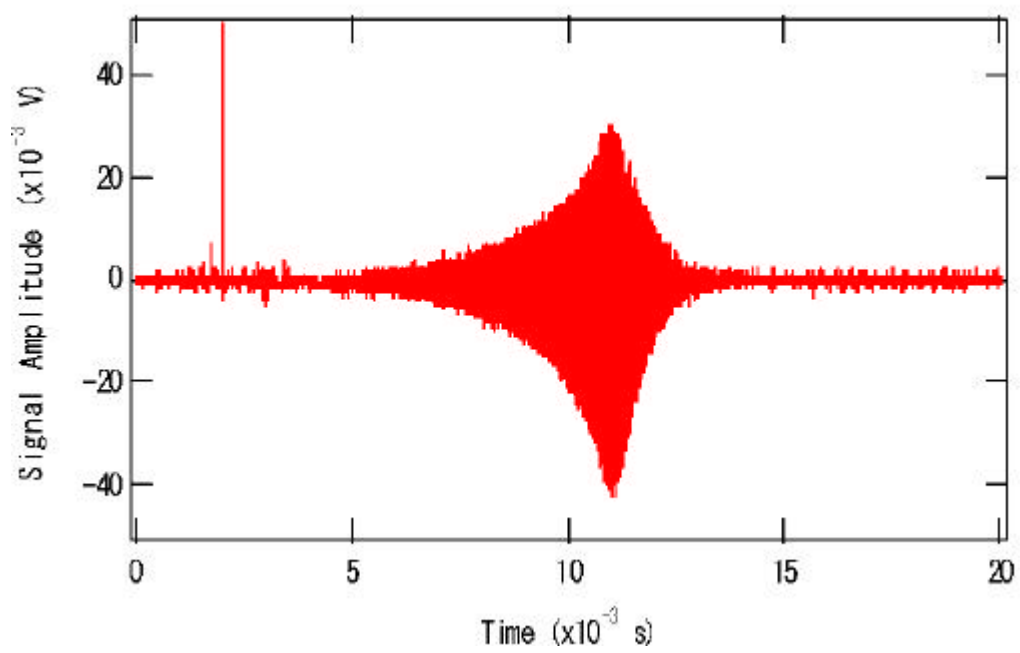


図5 2 軸方向の中心にある分割電極から信号

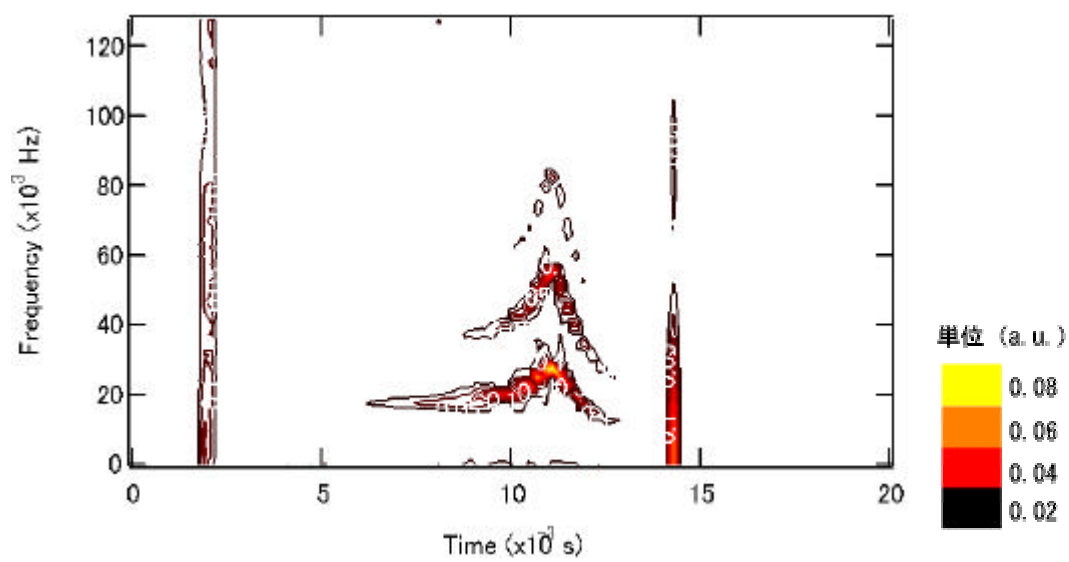


図5 3 周波数の時間変化

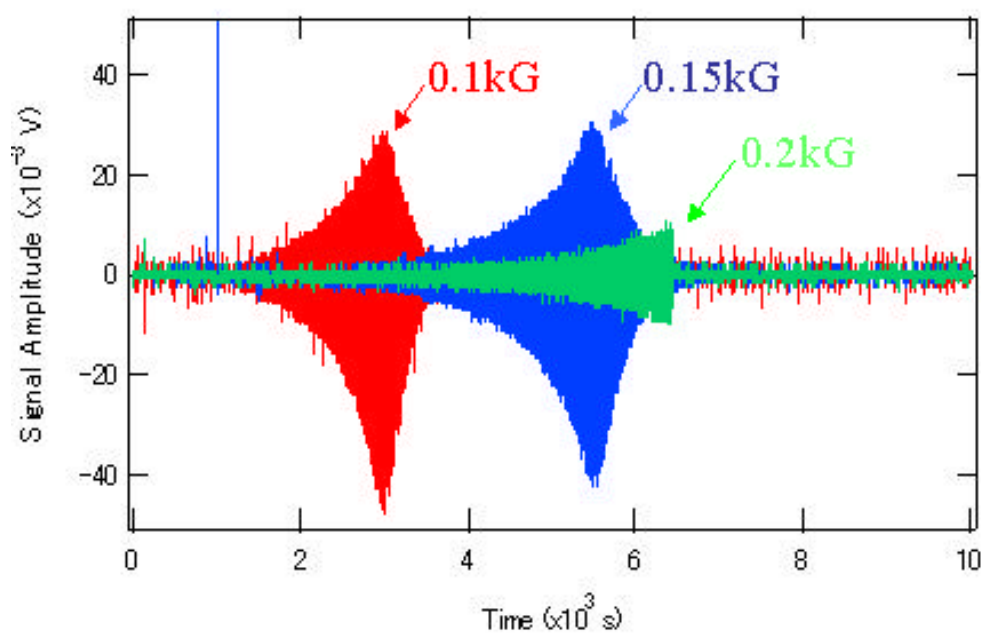


図5 4 ダイオコトロン不安定性の磁場強度依存性

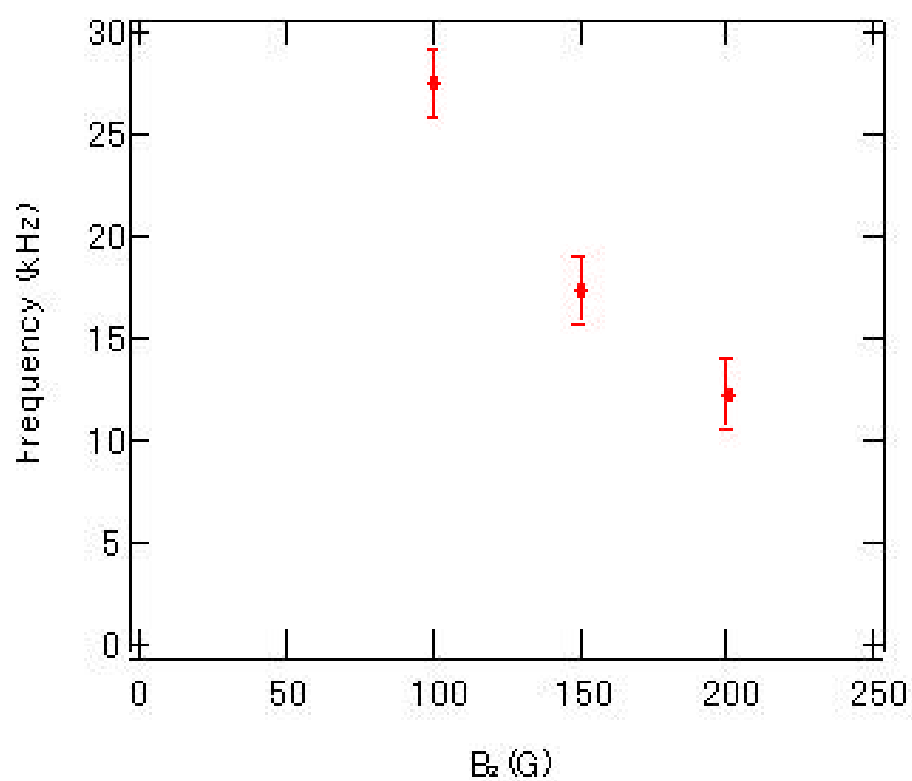


図5 5 磁場強度に対する周波数変化

5.2 高次モードの成長について

続いて不安定性に対する電子の入射エネルギーの依存性を調べるため、加速電圧 (V_{acc}) と閉じ込め領域内に電子を入射させるために下げる障壁電圧 (V_{well}) を変化させた時の電子プラズマのダイナミクスを観測した。電子が閉じ込め領域に到達する時には、電子のエネルギー E_e は $E_e = e(V_{acc} - V_{well})$ となる。本実験では、 V_{well} を変化させて、電子のエネルギーを変化させる。これは、実験的に V_{acc} を動かしてしまうと引き出される電子の量が始めから変化してしまうためである。 $V_{acc} = -25$ V, $B = 0.15$ kG, 真空度は、 1.7×10^{-7} Torr で、 $V_{well} = -13, -15, -18, -19$ V について計測を行った。

その結果、2種類の波形を観測した。安定的に振動を続ける波形 (Type 1, 図 5 6) と不安定性が急速に成長する波形 (Type 2, 図 5 7) である。 V_{well} と V_{acc} の差が大きくなり、ある境界値を越えると、Type 1 から Type 2 の波形に変化した。この条件での Type 1 と Type 2 の境界値は $V_{well} = -18.7$ V である。

図 5 8 は $V_{well} = -13, -15, -18, -19$ V において得られたダイオコトロン振動の信号波形を各時点から前後 0.5ms ずつの時間幅で区切ってフーリエ解析し、周波数の時間変化を解析した結果である。周波数成分の強度は色で表わされている。 $V_{well} = -13$ V では、ダイオコトロン振動の高次モードは $l=2$ までしか成長していない。周波数がなだらかに減衰しているのは徐々に電子が散逸し、閉じ込め領域内の電子数が減っているためと考えられる。 $V_{well} = -18$ V では、 $l=3$ の成長もはっきり見え、それと同時に電子がより早く散逸している。 $V_{well} = -18.7$ V の付近は、Type 1 と Type 2 が混在していてそれより V_{well} の絶対値が大きくなると Type 2 に変わる。この一連の V_{well} においてのダイオコトロン振動の周波数解析によって分かることは、より高次モードのダイオコトロン振動が強く観測されるほど、電子プラズマがダイオコトロン不安定性で散逸する時間が早くなっていることである。つまり、ダイオコトロン振動は高次モードが成長することにより、不安定性を成長させていることがわかった。またこの一連の V_{well} においてのダイオコトロン振動の周波数解析では、電子プラズマの入射エネルギーが高いほど不安定性の成長が押さえられている。この理由はまだ分からないが、実験的には重要な情報を与えてくれる。ダイオコトロン不安定性を電子プラズマの入射条件により抑制したい場合は、 V_{acc} と V_{well} の差をある境界値 (今回の条件では 18.7V) より大きな値に設定する必要がある。

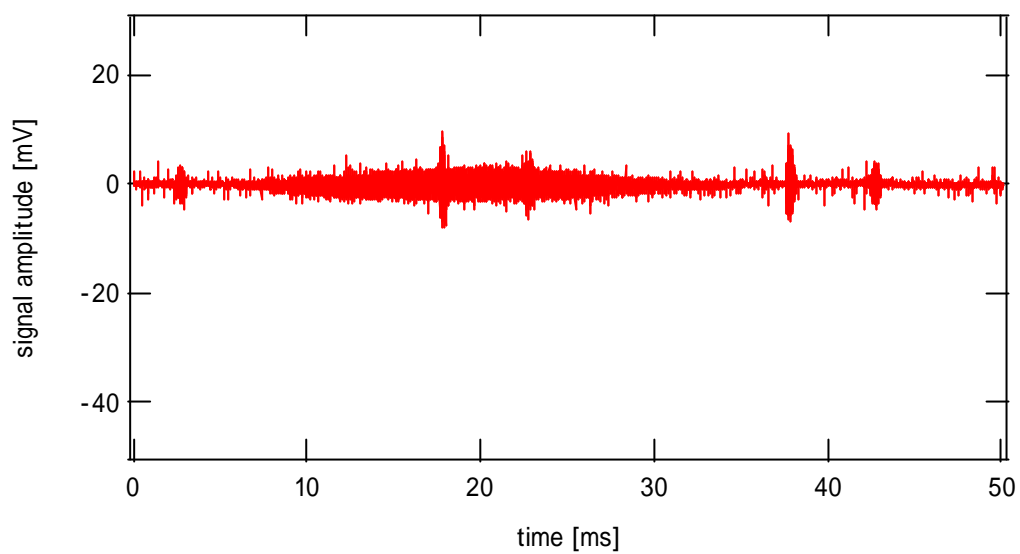


図5.6 Type 1 の波形

(波形は静かに振動し、安定している。 $V_{well} = -18\text{V}$, $V_{acc} = -25\text{V}$, $B = 0.15\text{kG}$)

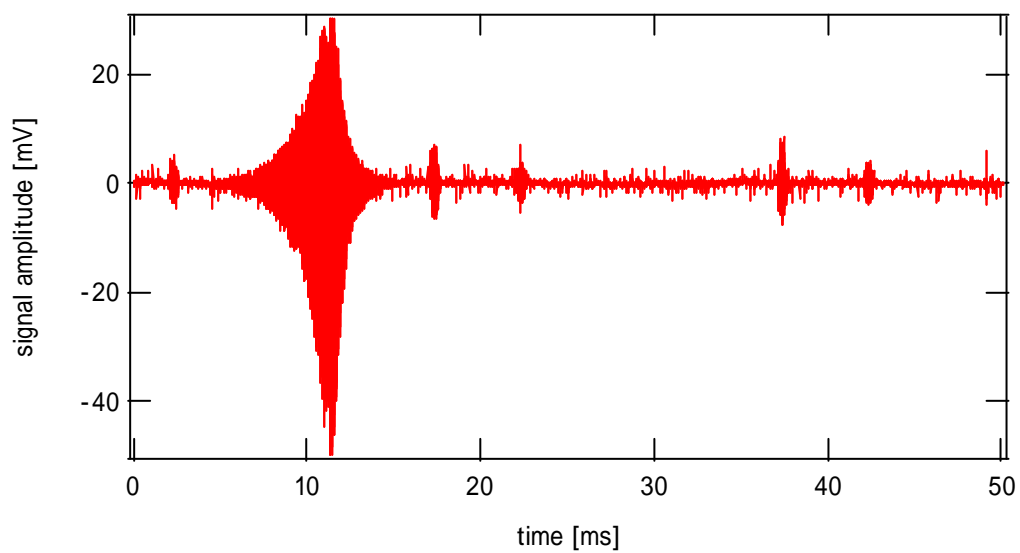


図5.7 Type 2 の波形

(波形は急成長し不安定である。 ; $V_{well} = -19\text{V}$, $V_{acc} = -25\text{V}$, $B = 0.15\text{kG}$)

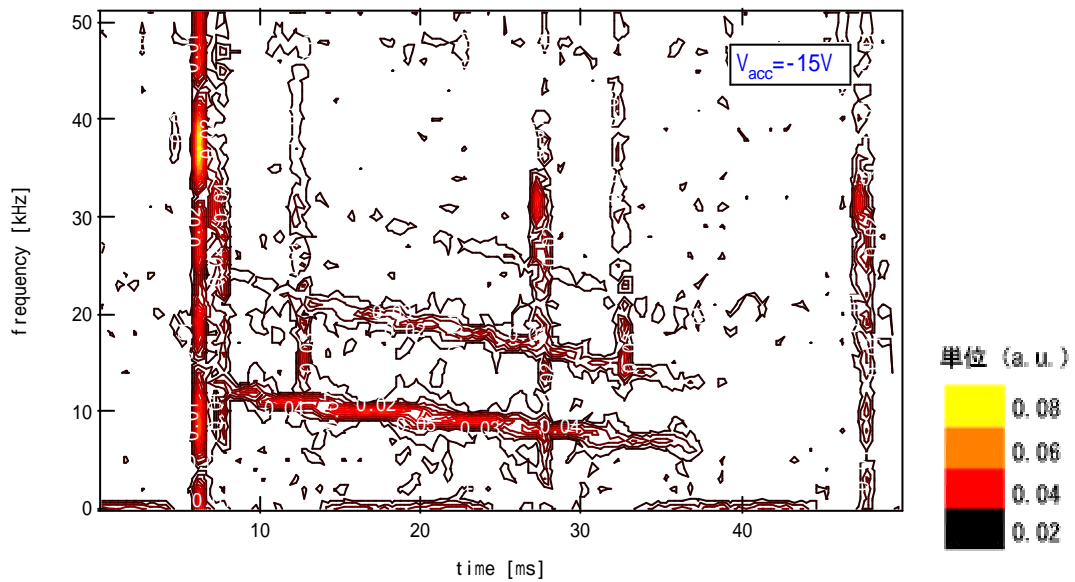
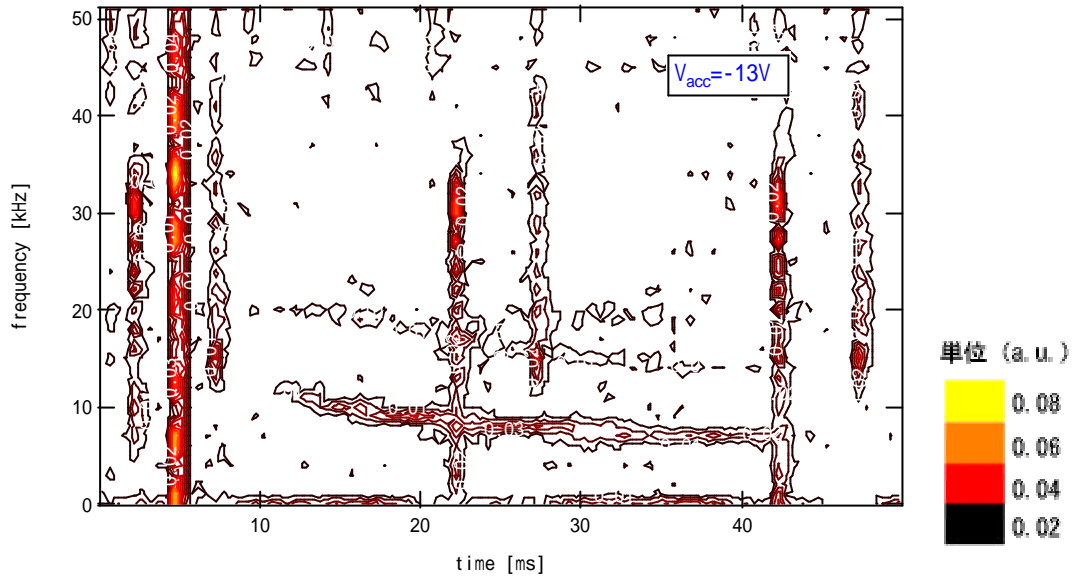


図5 8- 1 V_{well} を変化させた時の周波数の時間変化.1

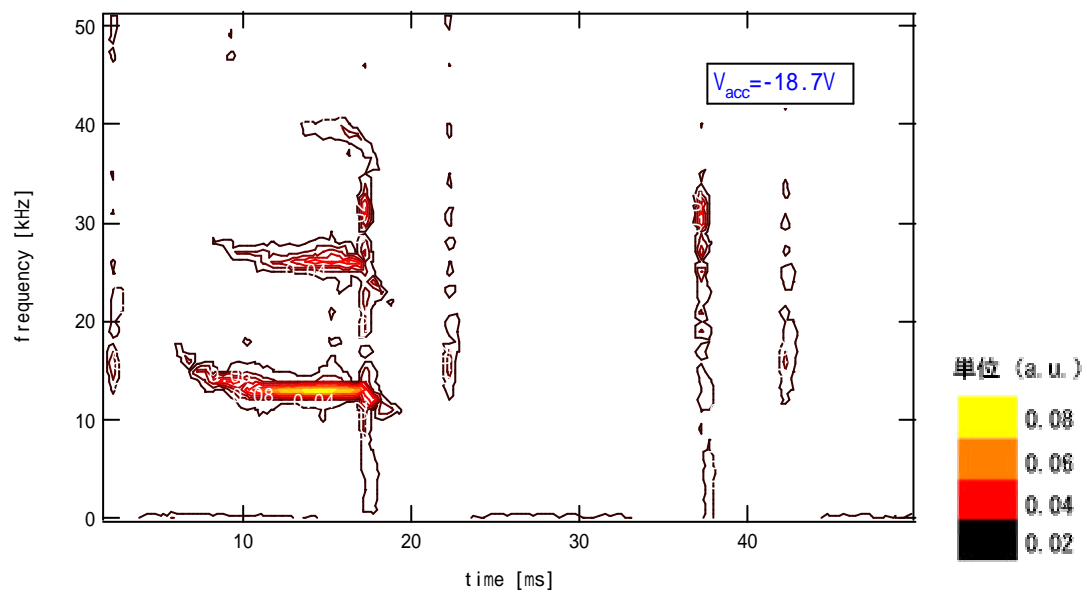
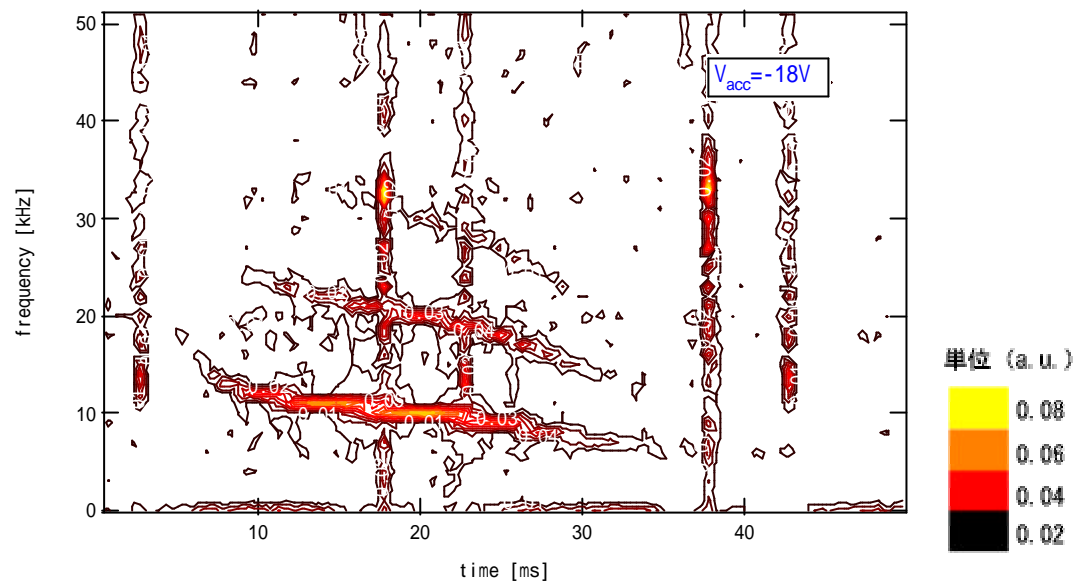


図5 8- 2 V_{well} を変化させた時の周波数の時間変化.2

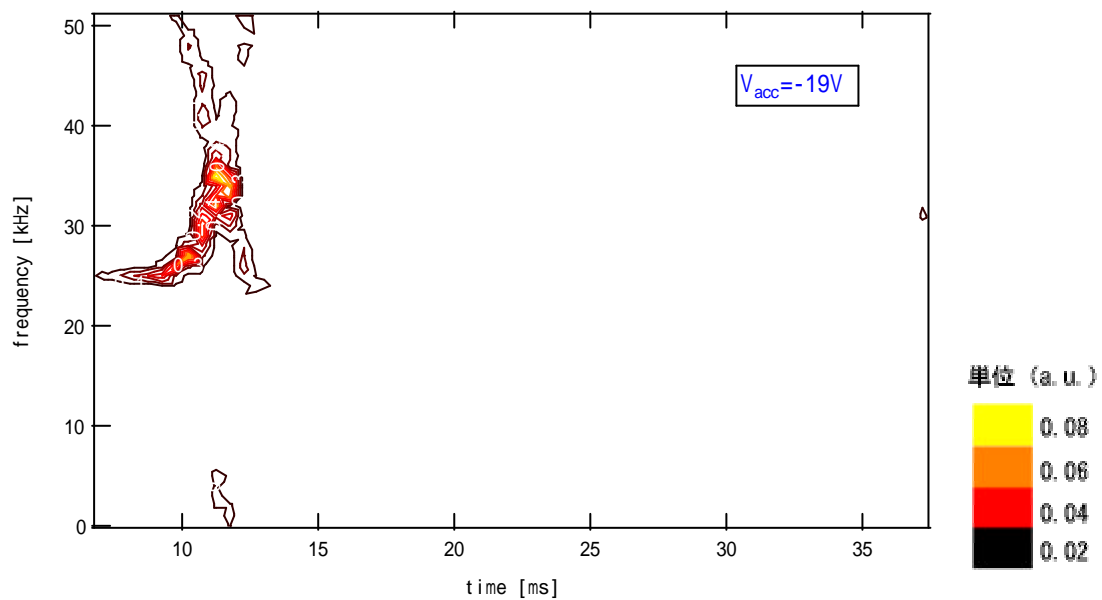
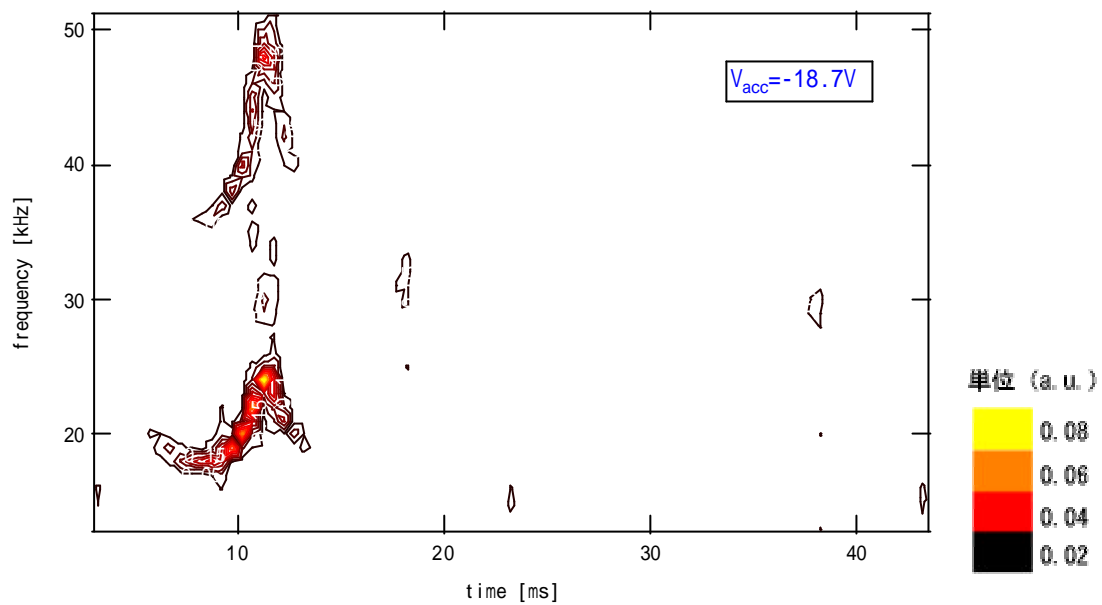


図5 8- 3 V_{well} を変化させた時の周波数の時間変化.3

5.3 ダイオコトロン振動に対するフィードバック制御

この節では、ダイオコトロン振動を制御するため、第3.3節で述べたフィードバックによるダイオコトロン不安定性の制御について説明する。

5.3.1 フィードバック制御実験の実験手順

まずは、フィードバック制御をおこなわずに電子プラズマのダイナミクスを計測する。この場合、回路図は図3.7に示した回路でオペアンプの電源がオフになっている状態である。

次にこの不安定性に対してフィードバック制御をおこなった。フィードバック制御システムのバイアス部(フィードバック回路に対するOUT)になる電極は極板8にし、アンテナ部(フィードバック回路に対するIN)になる電極を極板5にした(極板番号は図3.3参照)。この極板配置で電子プラズマのダイナミクスを計測した。

5.3.2 フィードバック制御実験の実験結果

実際の実験結果を図5.9、5.10に示す。図5.9はフィードバック制御をしない場合の分割電極からの信号、図5.10はフィードバック制御をしない場合の分割電極からの信号である。なお実験結果は、フィードバック回路(図3.7参照)における位相調整部のコンデンサ容量は100 pF、可変抵抗は90 Ω とした時のものである。

図5.9では、ダイオコトロン不安定性が成長しているのが観測される。しかし、図5.10で示すようにフィードバック制御を導入した場合の分割電極からの信号は、振動が減衰しダイオコトロン振動がおさまっている。これは理論的に予想した結果と一致しており、ダイオコトロン不安定性を抑制できたといえる。

さらに図5.9、5.10に対して、周波数の時間変化を計算した結果が、図5.11、5.12である。フィードバック制御しない場合、第2高調波とともにダイオコトロン周波数は高くなり、 $\sim 8\text{ms}$ 付近では振動が観測されないほど、弱くなっているのが分かる(図5.11)。これはダイオコトロン不安定性が成長し、プラズマが散逸しているためである。一方フィードバック制御を行った場合では、トラップのセカンドゲートを

開放するまで振動が観測されている。～8ms 付近まではダイオコトロン振動の成分が観測されているが、ほとんどの電子プラズマの周波数成分は 0Hz 付近にある（図 5- 1 2）。この結果はフィードバック制御により、電子プラズマがダイオコトロン振動せずに閉じこもるという結果を裏付けている。

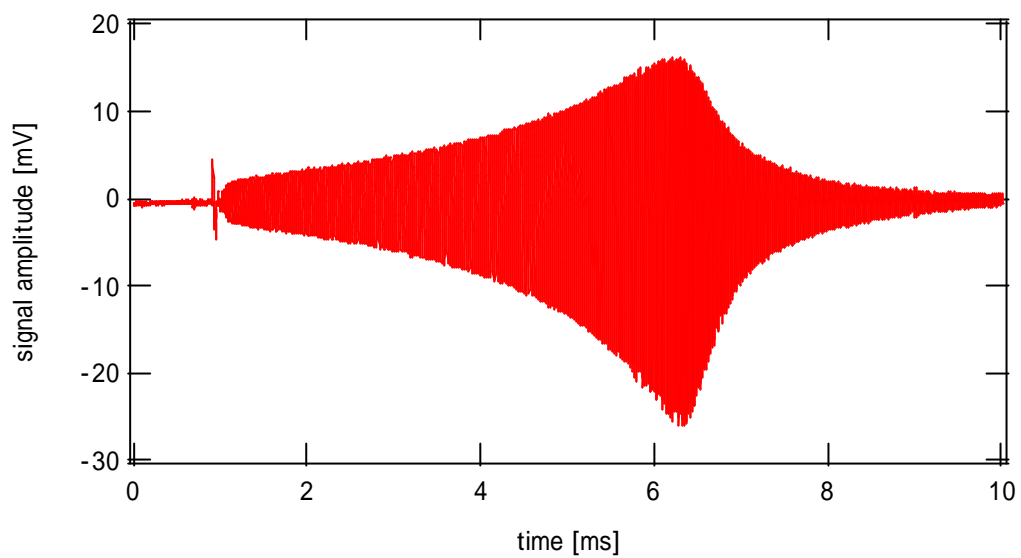


図5 9 フィードバック制御を行わないときの分割電極からの信号

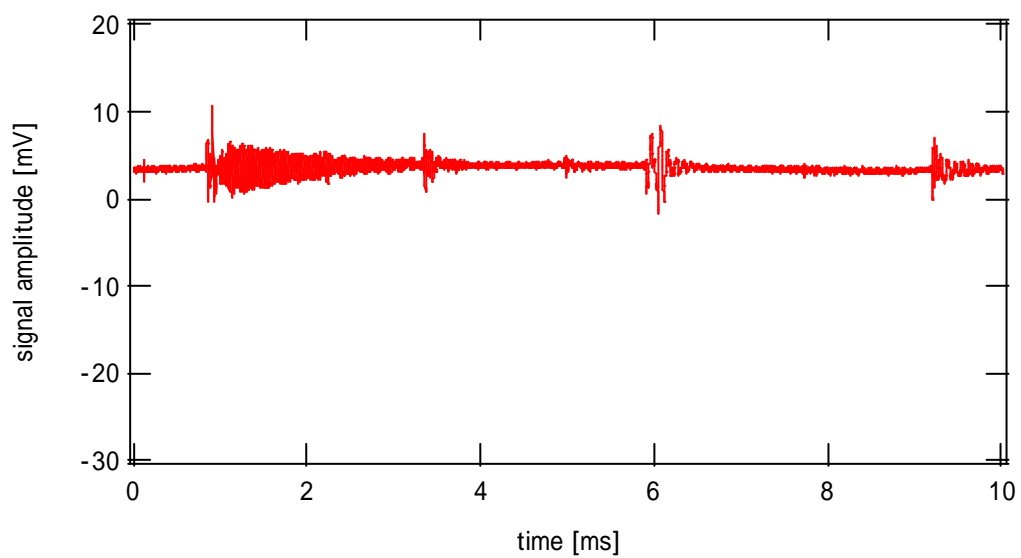


図5 10 フィードバック制御を行ったときの分割電極からの信号

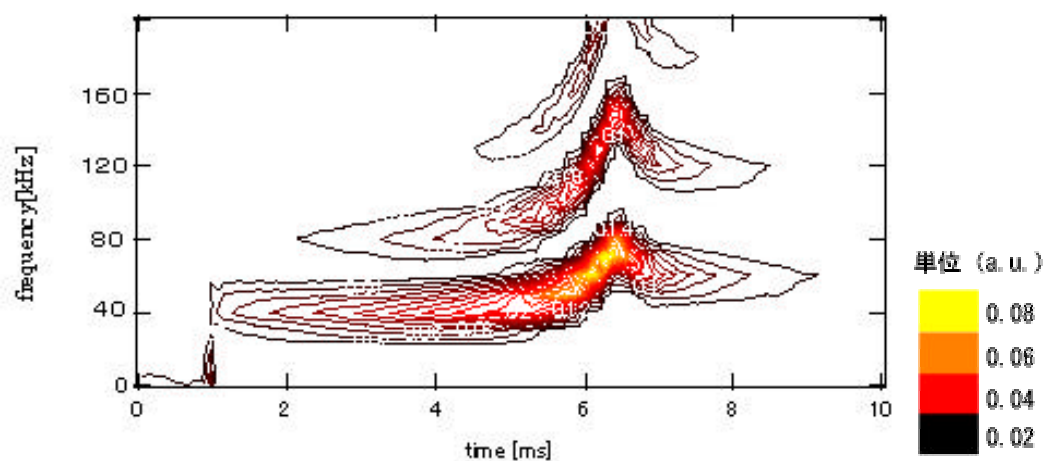


図5 11 フィードバック制御を行わなかった場合のダイオコトロン振動における周波数の時間変化

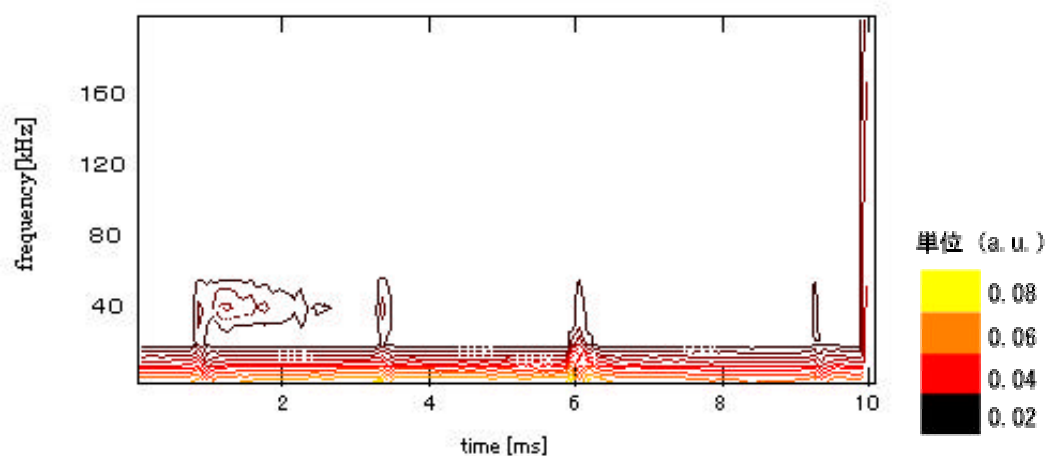


図5 12 フィードバック制御を行なった場合のダイオコトロン振動における周波数の時間変化

6. 結論

6.1 全体のまとめ

我々は、マッハプローブに変わる新しい計測系として蛍光膜を用いた2次元プラズマ粒子密度計測法と分割電極を用いた非接触プラズマ診断法を確立した。さらに開発した計測系を用いて電子ビームの2次元電子密度分布を計測し、マルンバーク型トラップ内の電子プラズマダイナミクスを観測し、観測されたダイオコトロン不安定性の性質について調べた。電子プラズマの入射条件である電子の加速電圧(V_{acc})と電子プラズマ入射時のファーストゲートの電圧(V_{well})を変化させることでダイオコトロン不安定がどのように変化するかを調べた。また、ダイオコトロン不安定性を抑制するためにフィードバック制御システムを導入しダイオコトロン不安定性を抑制することに成功した。以下各事項の結論について述べる。

蛍光膜を用いた2次元プラズマ粒子密度計測系の開発について

トラップされたプラズマ粒子を磁力線に沿って軸方向へと引き出し、その磁束管内にある粒子の積分量を蛍光体の発光へと変換することでプラズマ密度の2次元分布を計測する計測系を確立した。この計測系を開発するにあたって、透明電極(ITO膜)を用いた蛍光スクリーンを製作した。数種の蛍光体及び、そのITO膜上への沈降法を試すことで、その製作過程の最適条件を見出すと共に、容易に製作できる蛍光スクリーンの開発に成功した。

開発した蛍光スクリーンを用いた2次元プラズマ粒子密度計測系により、渦巻きフィラメントから射出される電子ビームの2次元電子密度分布を測定し、その結果がファラデーカップによる径方向電子密度分布測定と一致することを確認した。

電子プラズマダイナミクスモニター用誘導電荷測定器の開発について

トラップ領域の中空型円筒電極の内壁面に誘起される正電荷量の時間変化を計測

することで電子プラズマのダイナミクスを推定する測定系を確立した。この測定系を用いて、マルンバーク型トラップ内に閉じ込められた電子プラズマのダイナミクスを測定したところ、ダイオコトロン不安定性の信号が観測された。この信号の周波数の時間変化を解析したところ、3次モードまでの高次モードダイオコトロン振動が観測された。さらに電子プラズマの入射初期条件である V_{acc} と V_{well} を変化させてのダイオコトロン不安定性の観測から、高次モードの成長がダイオコトロン不安定性を成長させていることが分かった。

フィードバック制御システムによるダイオコトロン不安定性の抑制について

ダイオコトロン不安定性に対して、分割電極を利用したフィードバック制御システムを設計・製作した。増幅率 20 倍程度、電圧にすると数百 mV 程度のバイアス電圧で、約 10^{12}m^{-3} の電子プラズマのダイオコトロン不安定性を抑制することに成功した。

これらの成果により、まず電子の閉じ込め性能に影響しない計測方法が確立できた上、電子プラズマの不安定性をおさえる機構を開発したことになる。

これら開発した計測系、制御系は、イオンに対しては有効かどうかについてはまだ実験を重ねなければならないが、電子プラズマダイナミクスを把握し制御できるようになったことは、電子プラズマ・水素プラズマ重畳実験に進むにあたって、BX-U グループにとって大きな成果である。

6.2 今後の課題

6.2.1 蛍光膜測定による電子プラズマ閉じ込め中の残留中性粒子からのイオンのダイナミクス計測

我々は電子に対して蛍光スクリーンを用いてビームの粒子密度計測を行った。しかしイオンに対しては、発光を確認しただけで定量的に発光強度からイオン密度を計測していない。さらに BX-U では、電子におけるファラデーカップのような、正確にイオン密度を計測できる系が構築されておらず、これを蛍光スクリーンの計測系と並行

して構築しなければならない。まずはイオンに対するファラデーカップを製作することを考えている。この結果と蛍光膜を用いた計測との結果を比較することで、イオンに対する計測系を確立する。

その計測系を用いてまず電子閉じ込め中に残留中性粒子（主に窒素）の電離により生成されるイオンがどのように分布しているかを計測する。Barnsらの行った Penning fusion の実験では、電子ビームを独自に開発したマルンバーク型トラップに入射させ、高密度な電子プラズマを形成することに成功した。しかし、その中にイオンを入射させ、電子プラズマと重畳させようとしても、電子プラズマが離散してしまい、電子プラズマが持つ深いポテンシャル井戸中にイオンを閉じ込めることができなかった。彼らはこの理由は、電子プラズマのイオン共鳴不安定性によるものであると指摘している。これは残留粒子から生成されるイオン密度程度でも起こる可能性があり、このイオンのダイナミクスを把握することが水素プラズマ重畳実験をするためには不可欠である。

6.2.2 チタンワッシャープラズマ中の水素イオンと電子の重畳実験

チタンワッシャーガンを BX - U に導入して、電子プラズマとの重畳実験を試みる。しかし、実験的にはイオン共鳴不安定性で電子プラズマともども散逸する可能性がある。どちらにしろ、電子とイオンの挙動を別に扱う二流体プラズマ理論を考える上でも重要な実験データになるであろう。

6.2.3 エネルギー分析機能をつけた蛍光膜測定

今回製作した蛍光スクリーンの原理を生かして、エネルギー分析機能をつけた蛍光スクリーンの製作を思いついた。その概念図を図 6- 1 に示す。構造としては、従来のエネルギー解析用のファラデーカップの構造を蛍光スクリーンの前面に付けたものである。これを利用して得られるデータは、どの程度のエネルギーを持ったプラズマ粒子がどの位置にどれ程存在するかというのが、視覚的に分かるものになる。これによりエネルギーの散逸と粒子密度の散逸の関係、イオンと電子のエネルギーの授受関係の解明などに役立つと考えられる。

問題点としては、メッシュを計4枚重ねることで電子・イオンの個数がその間に減衰してしまうこと、電位構造が複雑になることで電気力線が歪む可能性があることである。この解決策としては電子増倍管を用いることが考えられる。

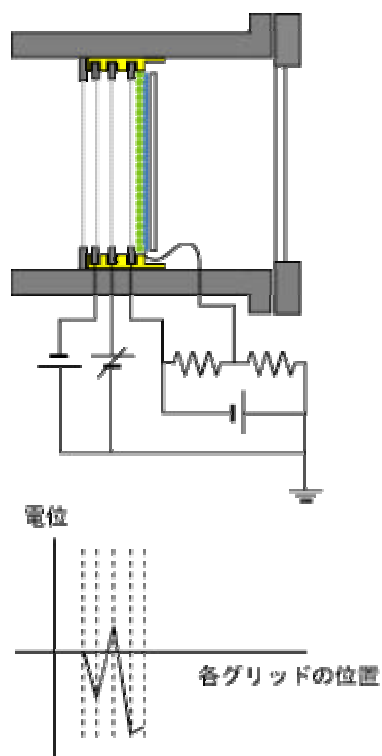


図 6 1 エネルギー分析付蛍光スクリーンの概念図

謝辞

本研究を進めるにあたり、熱意をもって指導にあたってくださいました比村治彦先生に感謝いたします。先生は様々なことを教えてくださいました。ご専門のプラズマ物理はもちろんのこと物理実験学のあらゆる技術を先生から学ばせていただきました。勉学のこと以外でも私自身の進路のことにも親身になって考えてくださり、ありがとうございました。

吉田善章先生・小川雄一先生には、大院生生活を通して、多大なるご指導をいただき、ありがとうございました。

森川先生には、電気回路、プラズマ装置のことについて、たくさん相談にのっていただきました。古川先生には、プラズマの理論ばかりでなく、楽しい京都生活についてもご指導いただき、ありがとうございました。

さらに吉田研究室、小川研究室で私を見守ってくれた先輩、後輩そして同期の皆様に感謝を申し上げます。

私が入学した当時、助手であられた大崎さん、沼田さん。それに当時 D3 の斉藤さん。今年、D3 であられる廣田さん、堀さん、若林さん。D2 の白石さん。そして D1 の後藤さん、渡辺さん。さらに比村研究室の先輩である栗原さん。先輩方は、私の未熟な質問にも親切に答えていただき、研究に対するアドバイスをいただきました。特に栗原さんがおられなければ、京都での私の研究は成り立ちませんでした。本当にお世話になりました。

後輩の坂田君・矢野君、加藤君、明るいみんなと一緒に研究していて楽しかったです。もうちょっとみんなと一緒に研究したかったのが一番の心残りです。

そして同期の沼澤君・谷塚君、同期同士励ましあいながら、研究しましたね。私は二人と同期でほんとによかったと思っています。二人ともこれからの将来に期待しています。

そして、梶村さん・油谷さん、忙しい事務の合間合間にしていただくお話が私の楽しみでした。本当にありがとうございました。

私は、東京で一年、京都で一年研究しました。おかげで人脈がたくさん広がりました。

た。人生で一番大事なのは、同時代を生きる人たちとたくさんつながりを持つことだと考えています。それが思いもかけず叶った大学院生活でした。

京都では、これまたたくさんの先生方、友達、後輩に出会うことができました。政宗貞男先生には、研究に関して多大なアドバイスをしていただいた上に、私達の生活までもサポートしていただきました。

三瓶明希夫先生に出会えたことは、私の研究にとって大きな幸運でした。先生の経験からくるアドバイスは、私の研究を飛躍的に進めました。

親切にご指導いただきありがとうございました。

M1 の池添君、恩地君、優しい君達はよく私を励ましてくれましたね。研究室に二人がいたおかげで、大きな環境変化にも戸惑うことなく京都での研究生活を乗り切れたと思っています。

B4 の齋藤君、田中君、野呂君、森田君、山本君、吉井君、みんな個性的でみんなと話しているのがとても楽しかったです。

それに友達として実験を手伝ってくれた京都工芸繊維大学電子情報工学科林研究室の同期のみんなありがとう。

蛍光スクリーンの作成の際、化学の知識などないに等しい私を熱心に指導してくださった京都工芸繊維大学物質工学科 塩野剛司先生、おかげ様で蛍光スクリーンが光りました。ありがとうございました。

蛍光スクリーン作成の手順を事細かに教えていただいた松下東芝ディスプレイの松田秀三さん、しつこい私の電話、メールにも親切に応えていただき誠にありがとうございました。

参考文献

- [1] T. Ishida, H. Himura, J. Plasma Fusion Res. Vol.79, No.2 (2003) 157-162
- [2] S.M. Krimigis *et al.*, Science 206. 977 (1979)
- [3] R.J.Taylor *et al.*, Phys. Rev. Lett. 63, 2365 (1989)
- [4] R.F.Ellis *et al.*, Phys. Plasmas 8,2057 (2001)
- [5] Z. Yoshida *et al.*, Fusion energy 1998, IAEA-CN-69/ICP/10(R)(1998)
- [6] D. C. Barnes *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 35 929 (1993)
- [7] T. B. Mitchell M. M .Schauer D. C. Barnes, Phys. Rev. Lett. 78, (1997)
- [8] Richard A. Nebel D. C. Marnes, Fusion Technology 34, 28 (1998)
- [9] D. C. Barnes, Phys. Plasma 11, 9 (2004)
- [10] M. M. schauer, K. R. Umstadter, D. C. Barnes, 425 *Non-Neural Plasma Physics III*(1999)
- [11] D. C. Barnes *et al.*, Phys. Plasma 7,1693 (2000)
- [12] J. H. Malmberg C. F. Driscoll, Phys. Rev. Lett. 44, 654 (1980)
- [13] S. L. Gilbert J. J. Bolinger D. J. Wineland, Phys. Rev. Lett. 60, 2022 (1988)

- [14] R.G.Greaves C.M.Surko, Phys. Rev. Lett. 4, 1528 (1997)
- [15] Brillouin, Phys. Rev. 67, 260 (1945)
- [16] G. G. McFarlane H. G. Hay, Proc. Phys. Soc. 63, 409 (1953)
- [17] W. W. Rigrod J. A. Louis, Bell Syst. Technol. J. 33, 399 (1954)
- [18] R. R. Warnecke P. Guenard O. Doehler B. Epsztein, Proc. Inst. Radio Eng. 43 413 (1955)
- [19] R. G. E. Hutter, “*Beam and Wave Electronics in Microwave Tubes*” (Van Nostrand, Princeton, NJ, 1960)
- [20] R. C. Davidson, “Physics of nonneutral Plasma”
- [21] A. J. Peurrung J. Notte J. Fajans, Phys. Rev. Lett. 70 295 (1993)
- [22] T. M. O’Neil, in *Non-neutral Plasma Physics*, AIP Conf. Proc. No.175
- [20] T. J. Hilsabeck T. M. O’nell, Phys. Plasma 8 407 (2001)
- [21] B. P. Cluggish C. F. Driscoll, Phys. Rev. Lett. 74, 4213 (1995)
- [22] C. F. Driscoll, Phys. Rev. Lett. 64, 645 (1990)
- [23] C. F. Driscoll J. H. Malmberg, Phys. Rev. Lett. 50, 167 (1983))
- [24] C. F. Driscoll J. H. Malmberg, Phys. Fluid 19, 760 (1976)

- [25] J. M. Kriesel C. F. Driscoll, Phys. Plasma 5, 1265 (1998)
- [26] D.L.Eggleston J.H.Malmberg, Phys. Rev. Lett. 59, 1675 (1987)
- [27] Roy W.Gould, Phys. Plasmas 2, 2151 (1995)
- [28] M.R.Stoneking *et al.*, Phys. Rev. Lett. 92, 095003 (2004)

学会発表

[1] 和田篤始，栗原智成，比村治彦，三瓶明希夫，政宗貞男；“ マルンバーグトラップ中における電子プラズマの不安定性の計測 ”，電気学会プラズマ研究会，2005/10/27-28，PST - 05 - 103

[2] 和田篤始，政宗貞男，比村治彦，三瓶明希夫，栗原智成，池添竜也，恩地拓己；“ 電氣的非中性プラズマのイオンダイナミクスに関する研究 ”，プラズマ・核融合学会第 22 回年会講演会，タワーホール船堀，2005/11/29-12/2，01pC29P