

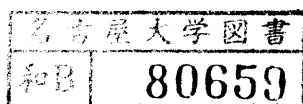
# 高周波電場を用いた新しいリミターの研究

(研究課題番号 02680006)

平成3年度科学研究費補助金(一般研究(C))

研究成果報告書

平成4年3月



研究代表者 庄司多津男

(名古屋大学プラズマ科学センター助教授)

はしがき

近年の核融合研究では大型装置を用いて長時間にわたる高温、高密度のプラズマの実験が進められているが、プラズマが接するリミターおよびその周辺プラズマに関連したいくつかの重要問題が残されている。特にリミター表面へのプラズマ熱流束の集中はリミター材料の損耗のみならず、プラズマへの不純物混入やプラズマの冷却の原因ともなり、大きな問題となってきている。またリミター周辺のプラズマ分布の制御は閉じ込め改善とも関連して重要性が明らかにされつつあるが、外部からの制御は現在のリミターでは非常に困難である事が指摘されている。

高周波リミターとは、リミター近傍に高周波を誘起し、そこに生じる高周波ポテンシャルの障壁を利用して、リミターへの熱流束を軽減すると共に、周辺プラズマの安定化や制御を行なうという新しいリミターの概念である。この研究では高周波リミターの原理検証を基礎実験において行ない、またトーラス型閉じ込め装置に 응용してより大型装置への適用の有効性を確かめることを目的として行なわれた。研究は平成2年度より2カ年の計画として行なわれた。直線型装置（名古屋大学プラズマ科学センター N P X）を用いた基礎実験では、プローブや新しく開発された重中性粒子ビーム計測などを用いて高周波リミターによる周辺プラズマの電位変化や揺動抑制効果が観測された。またリミターへのプラズマ熱流束が高周波電場のポテンシャルで軽減されることはヘリカル装置（核融合科学研究所 C H S）を用いて、確かめられた。重中性粒子ビーム計測による高周波電場の強い領域での周辺プラズマ制御の機構に関する研究はこの実験を契機としてその後も勢力的に進められている。

目 次

はしがき

1、課題番号	1
2、研究課題	1
3、研究組織	1
4、研究経費	1
5、研究発表	1
6、研究成果	4
§ 1 はじめに	4
§ 2 高周波電場によるプラズマ境界制御の原理	4
§ 3 直線型装置 (NPX) を用いた実験	7
§ 4 コンパクトヘリカルシステム (CHS) における実験	26
§ 5 まとめ	32
謝辞	33
参考文献	33

平成2、3年度科学研究費補助金（一般研究（C））

研究成果報告書

1、課題番号 02680006

2、研究課題 高周波電場を用いた新しいリミターの研究

3、研究組織 研究代表者 庄司 多津男

(名古屋大学プラズマ科学センター 助教授)

研究分担者 佐藤 照幸

(名古屋大学プラズマ科学センター 教授)

研究分担者 高杉 恵一

(日本大学原子力研究所 助手)

4、研究経費 平成2年度 1、600千円

平成3年度 600千円

5、研究発表

発表論文

「Edge Plasma Control by RF Ponderomotive Force in Compact Helical System (CHS)」 T.Shoji, A. Sagara, N. Noda and CHS Group, J. Nucl. Mater. 1992 to be published

口頭発表

1、「高周波リミターの実験」

庄司多津男、相良明男、野田信明、CHSグループ、科学研究費核融合特別研究「周辺プラズマ現象」研究会 於核融合科学研究所 1月

2、「プラズマリミター実験における電位測定」

高杉恵一、庄司多津男、1991秋の物理学会 9月

3、「高周波リミター近傍のプラズマ揺動計測」

辻勝啓、庄司多津男、坂和洋一、佐藤 照幸、1992春の物理学会3月（予定）

4、「Edge Plasma Control by RF Ponderomotive Force in Compact Helical System (CHS)」

T.Shoji, A. Sagara, N. Noda and CHS Group, 10th International Conference on Plasma Surface Interactions, 1992, 3 Monterey, USA

## 6、研究成果

### § 1、はじめに

プラズマ表面および境界層の制御の試みは、ポンプリミターび磁気リミターを用いて現在も進行中であり、また最近ではリミターにDCバイアスを印加することによって粒子制御の能率を上げようとするような方法も研究されている。これらプラズマ表面の制御は、不純物のとりだし、壁への熱流束・粒子制御、のみならずバルクプラズマの閉じ込めという観点からも益々重要なテーマとなっている。

ここで提案され、実験された方法は比較的低電力の高周波を用いてプラズマ表面の圧力勾配を制御するもので、ポンプリミターの材料表面に集中する高熱流束を軽減したり、ひいてはプラズマ表面の安定化を通じて閉じ込めの改善することも目的とする新しいものである〔文献1〕。

以下高周波のポンドラモーティブ力を利用したプラズマ境界の制御の原理と直線装置やステラレーターを用いた原理実験について説明する。

### § 2 高周波電場によるプラズマ境界制御の原理

時間平均化された粒子運動が受ける高周波のポンドラモーティブポテンシャルはよく知られているように磁場中では次のような形をとる。

$$(1) \quad \Psi_{rf} = \frac{1}{4m} \frac{e^2 E_{\perp}^2}{\omega^2 - \omega_c^2} + \frac{1}{4m} \frac{e^2 E_{\parallel}^2}{\omega^2}$$

(1) 式中第1項は磁場垂直方向の高周波電場によるもので  $\omega \ll \omega_{ce}$  の条件では  $\omega \sim \omega_{ci}$  で共鳴的に大きくなり、主にイオンに働く。従来よりプラズマの閉じ込め、加速に適用されているが、非断熱的に加熱されるイオンの存在のため、これをプラズマ表面の制御に適用した場合には、これら加速イオンのリミターなどへの衝撃や又、加熱に消費される電力損失のために有効ではない。これにくらべて(1)式第2項は磁場平行方向の高周波電場によって作られるもので、サイクロトロン加熱につながる共鳴構造を持たない。磁場平行方向の電場ゆえプラズマ中に強く進入させることは難しく、これがかえ

ってプラズマ表面の制御に都合がよい。

1/mの依存性によりこの力は主に電子に働き、イオンは結果生じた両極性電場によって力を受けることになる。次にこの第2項を使ったRFリミターの概念を説明する。磁場平行方向の高周波電場 ( $E_{//}$ ) をプラズマ周辺に効率良く作るために1図の様なりミター (アンテナ) を考える。これは磁場平行方向に高周波電流を流す名古屋 TYP IIIアンテナと同じものであるが、ここでは周波数を波動が伝播しないように選ぶ。リミター表面には高周波の near field ( $E_{//}$ ) によってポンドラモーティブポテンシャルが出来、その磁場に平行方向の gradient による力が磁力線沿って電子を追い返す。これによってリミター表面にはイオン温度程度の正の静電ポテンシャルが出来、イオンも追い返されることになる。この結果リミター表面への粒子流束は軽減されることになる。一方磁場垂直向の  $E_{//}$  の gradient による力は  $\nabla_{\perp} \Psi_{rf} \times B_0$  のドリフトを生じ、これが十分に大きい場合には何回もこの領域を通過して粒子のドリフト軌道は図2示されるような変更を受けてダイバーターのような配位を形成すると予想される。この場合ダイバーター領域への粒子流束は高周波の電力や周波数で制御可能になるという特長をもつことになる。

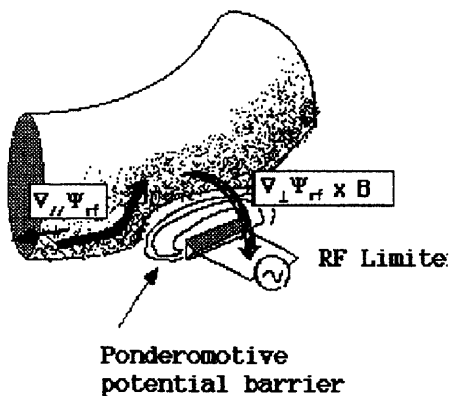


図. 1 RFリミターの概念

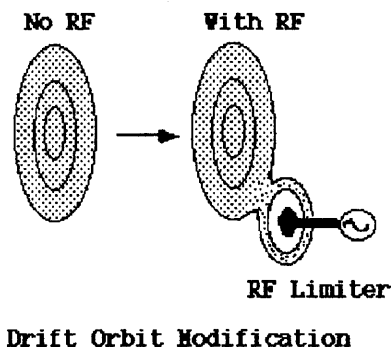


図. 2 ドリフト軌道のRFによる変化 (ダイバーター配位の形成)

次に実際にこれをプラズマ表面に応用するにあたり、高周波の周波数及び電場の強さに求められる条件を考えてみる。高周波のポンドラモーティブポテンシャル (1式) が成り立つための断熱条件は今磁場に平行方向の gradient を取ると、

$$(2) \quad \frac{eE_{//}}{m\omega^2} \ll \{\nabla_{//} \ln E_{//}\}^{-1}$$

で与えられ  $E_{//}$  の最大値を与える。一方、 $E_{//}$  の最小値はプラズマ表面の電子温度を  $T_e$  とすると、これに相当するポテンシャル障壁が必要であり、

$$(3) \quad \frac{e^2 E_{//}^2}{4m\omega^2} \gg T_e$$

から決められる。また周波数  $\omega$  に対しては高周波電極近傍での電子の加速からくる断熱条件

$$(4) \quad \frac{\omega}{k_{//}} \gg v_{Te}$$

を満たしていなくてはならず、この関係は図3のようになる。

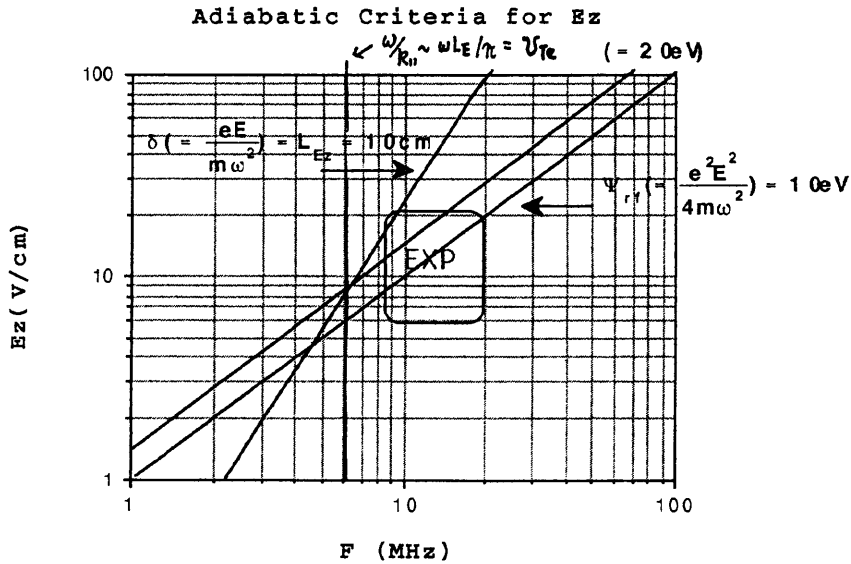


図. 3  $E_{//}$ ,  $\omega$  に対する断熱条件 (2), (3), (4) の関係

ここでは実験より  $\{\nabla_{//} \ln E_{//}\}^{-1} = 10 \text{ cm}$  としてある。斜線の部分が式 (2), (3), (4) を満たす領域で、プラズマを加熱することなく追い返したり、安定化する必要条件である。実験ではこの領域をできるかぎり満足するような周波数と高周波電場が用いら

れた。

### § 3 直線型装置 (NPX) を用いた実験

#### 3-1 NPX のプラズマと高周波リミター

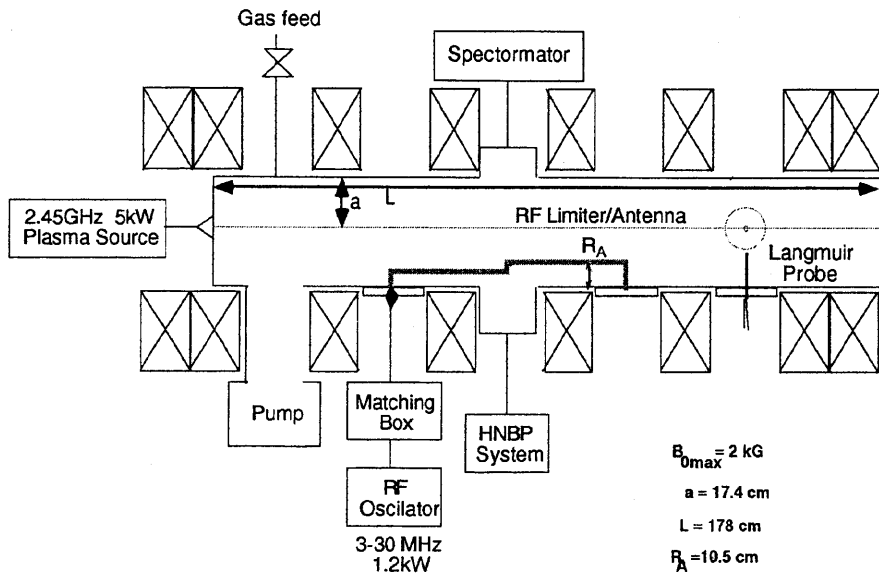


図4 直線型装置 NPX および RFリミター (アンテナ)

図4にNPX装置の概要を示す。プラズマは軸方向終端（磁場最大位置）に設けられた石英硝子窓から2.45GHzのマイクロ波を入射して生成される。軸方向の強磁場領域からのホイッスラー波モード ( $\omega_{ci} \ll \omega < \omega_{ce}$  で伝播) を利用し、プラズマ中にマイクロ波電場を侵入させ高い密度のプラズマを生成させる。このため磁場は装置中央部で電子サイクロトロン周波数  $\omega_{ce}$  が2.45GHzより大きくなる領域でオペレーションされている。高周波リミターとして磁力線方向の表面に高周波電場が強く生成されるように図4中に示したようなアンテナ (名古屋TYPEIII) を使用した。実際のリミターに適用する場合はリミター外側の耐熱材 (例えば炭素ブレード) に磁力線方向に高周波電流を流すことによってこの実験で用いられるアンテナと同様の効果が得られると考えられる。装置および高周波、マイクロ波のパラメーターを以下に示しておく。



表 1、装置およびプラズマパラメーター

装置容器長さ	2.5m	
装置容器直径	0.375m (内壁)	
マイクロ波	2.45GHz/5kW	(プラズマ生成用)
高周波	3-30MHz/1.2kW	(プラズマ表面制御用)
磁場 (中央部)	0.9-1.4kG	(プラズマ生成領域)
電子密度	$\sim 2 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$	(マイクロ波電力 $\sim 1.5 \text{kW}$ )
電子温度	5-15eV	

トカマクなどの大型装置のリミター表面のプラズマのパラメーターは電子密度 $\sim 10^{12} \text{cm}^{-3}$ 、電子温度 $\sim$ 数10eV程度であるのでNPXのプラズマはこれを模擬するのに十分であると考えられる。

R F アンテナはプラズマの周辺に位置し、高周波電場によるアンテナ下流でのプラズマの変化はラングミュアプローブによって、また高周波電場の強いアンテナ直下のプラズマの振る舞いはこの研究で開発された重中性粒子ビームプローブによって調べられた。

高周波のアンテナは特に強い $E_{//}$ をその近傍に作るように磁力線方向に高周波電流を流すTYPE III アンテナが用いられた。

### 3-2 アンテナ近傍の高周波電場

§ 2 で述べたようにR F リミターではアンテナ近傍の真空領域の空間的に不均一な高周波電場が重要な役割を果たすために、この高周波電場 ( $E_{//}$ ) の空間分布がプラズマのない状態で測定された (図5)。ここでは高周波電場の計測にF E T プローブを用いている。アンテナの片側は接地されているためそれとは反対側端で高周波電場は強くなっている。およそ800W程度の高周波電力の時に、高周波ポテンシャル障壁の高さは周辺プラズマ電子温度に匹敵する20Vが得られる計算になる。

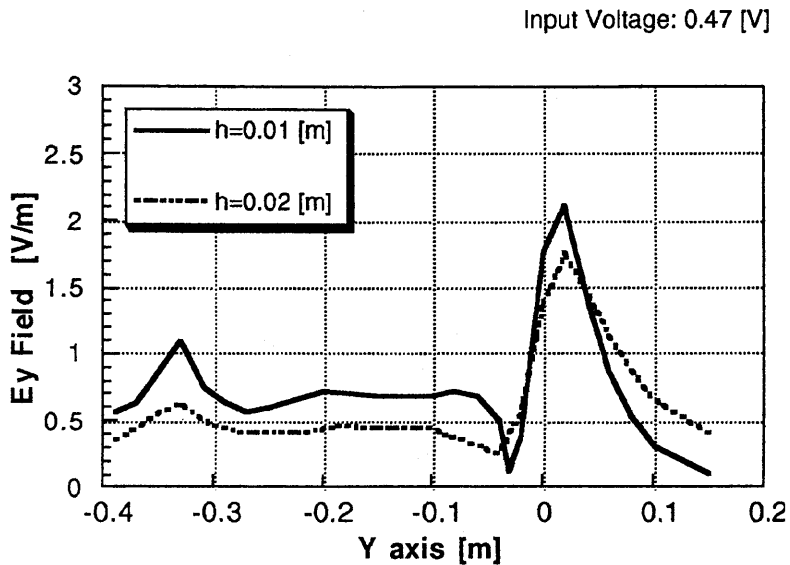


図5. アンテナ (RFリミター) 近傍の高周波電場, yは磁力線または 高周波電流に沿う方向、hはアンテナ表面よりの高さ。高周波電圧は 0.47V, 周波数は 10MHz

$E_{rf}$ は アンテナの near fieldで作られるため、アンテナの高周波電圧に比例し、したがってポテンシャル障壁の高さ  $\Psi_{rf} \propto \frac{E_{rf}^2}{\omega^2} \propto \frac{V_{ant}^2}{\omega^2} \propto |I_{ant}|^2 \propto \frac{P_{rf}}{r_L(\omega)}$

となり高周波電力に比例して上昇することがわかる ( $r_L$ はアンテナの負荷抵抗)。また境界要素法を用いてここで使用されたアンテナ近傍の高周波電場が計算され実験結果とよい一致を示すことが示された (図6)。この図でアンテナ中心部で高周波電場が波打つのは計算に用いられた要素が少し粗いためである。

2.45GHzのマイクロ波によって生成されたアルゴンプラズマの径方向の密度分布はアンテナ下流に置かれたラングミュアプローブで計測され図7に示されている。ここでアンテナの位置は  $r = 7 \text{ cm}$ の位置にある。

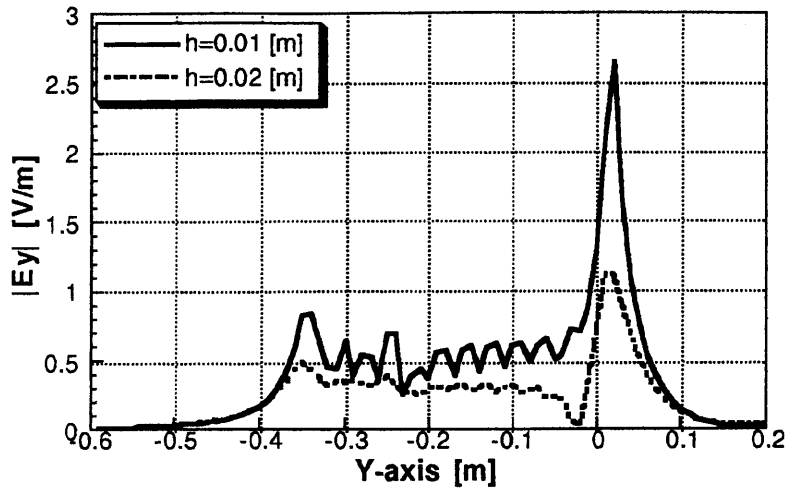


図6. 境界要素法によるアンテナ近傍の高周波電場分布の計算

### 3-3 高周波電場による周辺プラズマ揺動の安定化

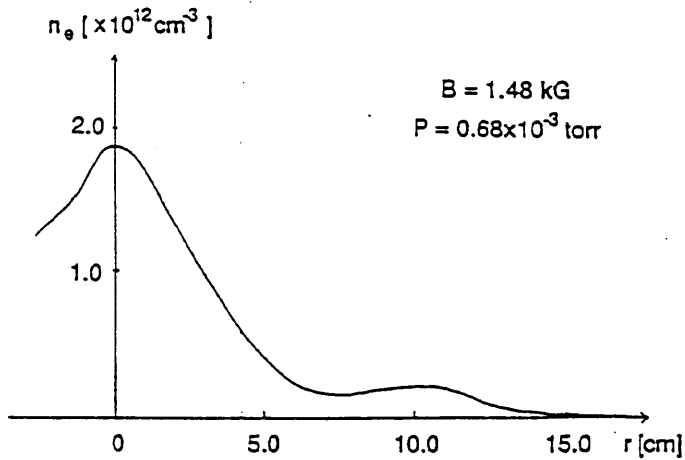


図7. 径方向の密度分布 (Arプラズマ)

プローブのイオン電流として計測されたプラズマの密度揺動の周波数スペクトルは図8のようになり(DC成分 $I_0$ で規格化されている)密度揺動は周辺の密度勾配の大きい位置で大きく、ドリフト波と思われる周波数の $\sim 3$  kHz 辺りにピークを持っている。

8.8MHzの高周波を約10W（プラズマ生成マイクロ波電力～1.5kW）印加すると、アンテナ（リミター）に近い周辺での密度揺動は顕著に減少することが観測された（図9）。

この実験で明らかになった高周波電場によるプラズマ表面揺動の安定化の原因として現在検討されているものとしては以下のようなものがある。高周波電場による径方向のポンデラモーティブ力はプラズマの圧力勾配等にもとづく力と方向が逆でありこれを相殺して、それらに起因する不安定モードを安定化する。このような機構はRFのダイナミックスタビリゼーションとしてミラーなどの実験で報告されている。

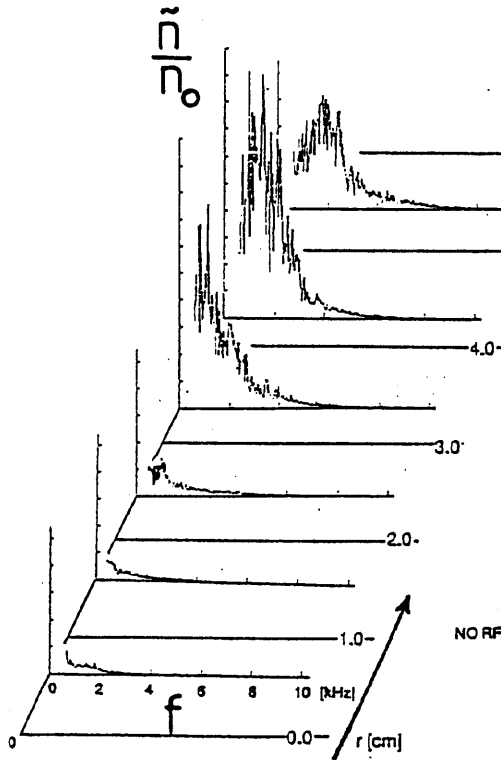


図8 高周波電場のないときの密度揺動スペクトルの径分布

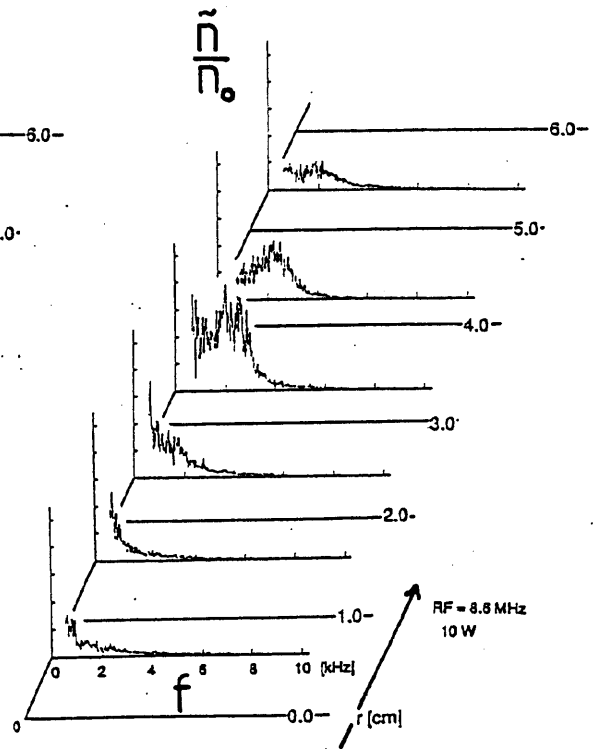


図9 周波数8.8MHz, 高周波電力10Wをアンテナに印加した時の密度揺動スペクトルの径分布

その他アンテナ近傍の $E_{\parallel}$ は径方向に急激に減衰するため、これによる電子に働くポン

デラモーティブ力のドリフト速度（ポロイダル方向）は大きなシェアを持つことになりドリフト波等の安定化に効く可能性も現在計算中である。

### 3-4 RFリミター実験におけるプラズマ中の電位測定

#### I. 重中性粒子ビームプローブ法による電位計測について

プラズマ中に形成された電位分布を測定する手段として、重イオンビームプローブはプラズマの閉じ込め装置を中心に用いられてきた[文献2-4]。この方法の特長はプラズマに擾乱を与えることなく、局所的な電位を直接測定することができることである。空間的な分解能はビーム径と検出器の大きさで決まるため、ビームを収束させることで分解能をあげることができる。また時間的な分解能は信号強度が十分ある限り、検出器の周波数応答と測定空間を通過する飛行時間によって制限される。したがって静的な電位分布だけでなく、追加熱に伴う時間的な変化や揺動の測定をすることができる。また電位と同時にその信号強度からプラズマの局所的な密度の測定をすることができることから、電位揺動と密度揺動の相関を調べることができる。このように重イオンビームプローブ法は数々の利点を持っているが、磁場を横切って荷電粒子ビームを入射するという特殊性からシステムがやや複雑になり、また装置のサイズや磁場強度によって使えるイオン種やそのエネルギー領域が制限されるため、今まで主として中規模以上の閉じ込め装置に用いられてきた。

これに対しリングミュアプローブは電位と密度の両方が測定でき、空間分解能が非常に良く、しかも手軽であるため小型の実験装置でよく用いられている。しかしながら、プラズマに対する擾乱は必ずしも無視できるわけではなく、またRF電場が強い実験の場合にはプローブ特性が変化してその解釈が非常にむずかしくなる。今回のRFリミター実験はまさにこのケースであり、RFポンデロモーティブ力によって変形されたプラズマの電位と密度分布、およびそれらの揺動を測定するため、重イオンビームプローブ装置を製作することになった。

#### II. 電位測定の原理

重イオンビームプローブ法は、プラズマ中に入射されたイオンビームの電荷が変化し

た場合に、そのビーム粒子に対するポテンシャルエネルギーが変化することを利用して、空間の局所電位を測定する方法である。

図10に示すように、入射粒子の電荷を $n$ 、エネルギーを $W$ とすると、この粒子が電位 $\phi$ のところへやってきたとき、エネルギーは $W - ne\phi$ となる。ここで電子衝突により、 $n+1$ 荷に電離された後、電位0のところへ来ると、エネルギーは $(n+1)e\phi$ 増加し、差し引き $W + e\phi$ のエネルギーを持つようになる。このエネルギー変化 $e\phi$ を検出することにより、空間の電位を測定することができる。粒子が電離を受けた空間的な位置は、磁場中でのイオンビームのラーマー半径の違いから、粒子の軌道計算によって求められる。したがって、プラズマ中に磁場があることが重要な条件である。

通常の放電によって生成されたプラズマの場合、粒子の電荷を変化させる過程は、電子衝突による電離が支配的で、特に粒子のエネルギーが大きな場合に粒子とプラズマ中のイオンとの荷電交換反応が重要になる。ビーム粒子の電荷 $n$ は通常1が選ばれていたが、NBT-1M装置における揺動測定の実験のため、初めて $n=0$ すなわち中性粒子のビームプローブが用いられた。

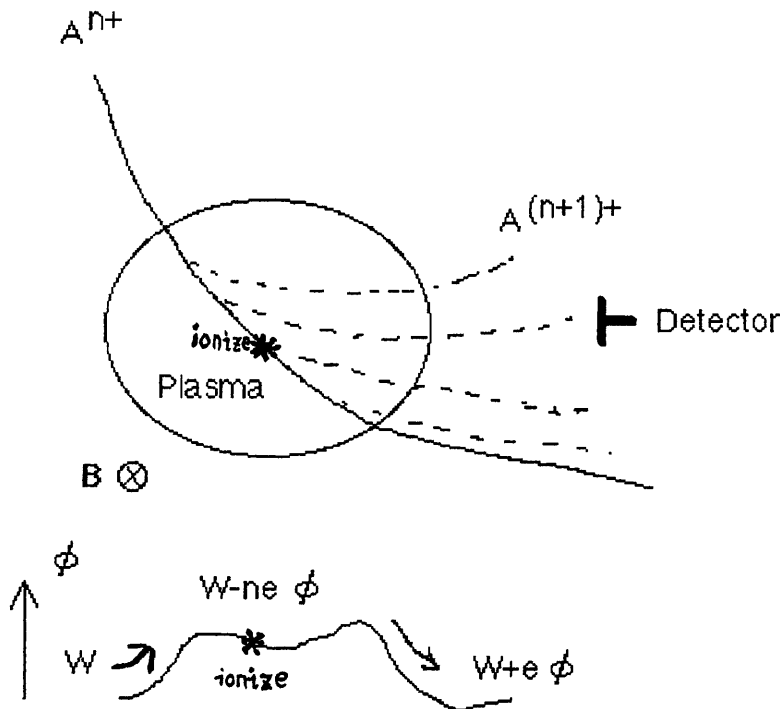


図10 重イオンビームプローブ法による局所電位の測定原理。

今回の実験はNBT-1Mにおける経験をもとに、比較的低温低密度のプラズマ中における電位測定をするため、中性粒子ビームを用いることにした。図11は中性と1荷のNa原子に対する電子衝突による電離の速度係数 $\langle\sigma v\rangle$ を比較したもので、横軸は電子温度 $T_e$ である。Na<sub>0</sub>に対する速度係数はNa<sup>+</sup>に比べて約1桁大きく、また10 eV以下の電子温度のプラズマに対しても十分な大きさを持っている。

プラズマの電子密度と電子温度の高い装置においては、中性の、特にアルカリ金属ビームを用いた場合には電離の平均自由行程が非常に短くなるため、ビームがプラズマ中に入らなくなってしまう。

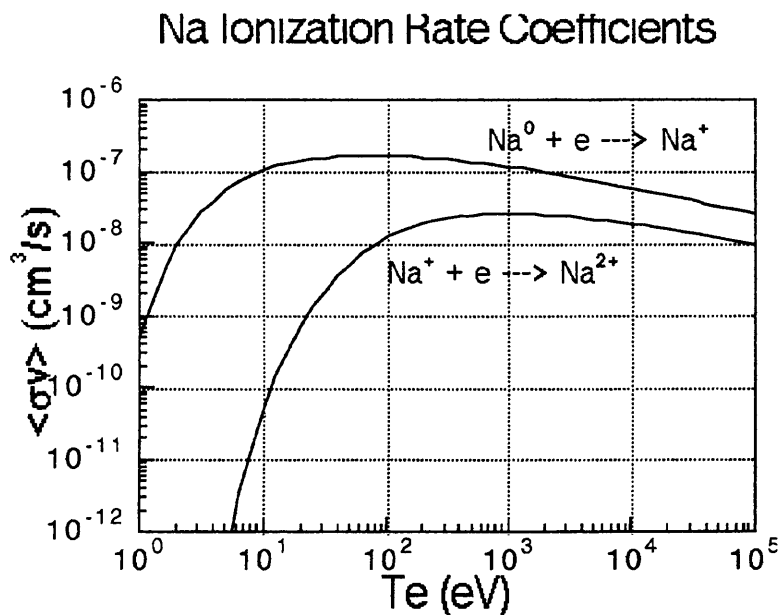


図11 Na<sub>0</sub>とNa<sup>+</sup>に対する電子衝突による電離速度係数の比較。

しかしながら、小型で閉じこめの無い装置ではむしろ $\langle\sigma v\rangle$ の大きなビーム種を選ぶ必要がある。

1次ビームと2次ビームの電流をそれぞれ $I_p$ 、 $I_s$ とすると

$$(5) \quad I_p = en_b v_b S$$

$$(6) \quad I_s = en_b n_e \langle \sigma v \rangle S l$$

と表される。ここで  $e$  は素電荷、 $n_b$  はビーム密度、 $v_b$  はビーム速度、 $n_e$  は電子密度、 $S$  はビームの断面積、 $l$  はサンプル長である。プラズマに入射される1次ビームは中性であるが、電流値としては中性化される前の値とする。この比をとると

$$(7) \quad \frac{I_p}{I_s} = \frac{n_e \langle \sigma v \rangle l}{n_b}$$

となり、信号強度を稼ぐためには  $I_p$  を増加させ、 $\langle \sigma v \rangle$  を大きくし、 $v_b$  を小さくする必要がある。ただし一般に、空間電荷制限領域では  $I_p$  は引出し電圧  $V$  に対し  $V^{3/2}$  に比例するため、 $V$  を下げて  $v_b$  を小さくする方法は得策ではない。

$Na_0$  ビームを用い、 $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_e = 10 \text{ eV}$  のとき、 $W = 5 \text{ keV}$ 、 $I_p = 10 \mu\text{A}$  のビームを入射すると、 $I_s = 25 \text{ nA}$  の信号が期待できる。ただし  $l = 0.5 \text{ cm}$  とした。この値は、パルス実験で広帯域の測定が必要となる場合には必ずしも楽な値ではなく、いろいろなノイズ対策や信号処理が必要になる。

## 1.1.1. ビームプローブの基本設計

### (i) NPX の磁場分布

NPX 装置は内径  $0.6 \text{ m}$ 、外径  $1.0 \text{ m}$  の磁場コイルを  $2.1 \text{ m}$  の範囲で8個並べた直線型の装置で、プラズマは  $2.45 \text{ GHz}$  のマイクロ波によって生成される。高密度プラズマを生成するため導波管は磁力線に沿って装置内部に挿入され、電子サイクロトロン共鳴周波数がウィンドウの外側にくるような磁場範囲が選ばれる。図12はNPX装置における磁力線と磁束密度の等高線を示したものである。

装置の対称性から、 $1/4$  の部分を計算し表示している。直径  $36 \text{ cm}$  の放電管の内部では半径方向にはほぼ均一な磁場分布をしており、磁力線方向に約  $1.8 \text{ m}$  の一様な磁場が形成される。



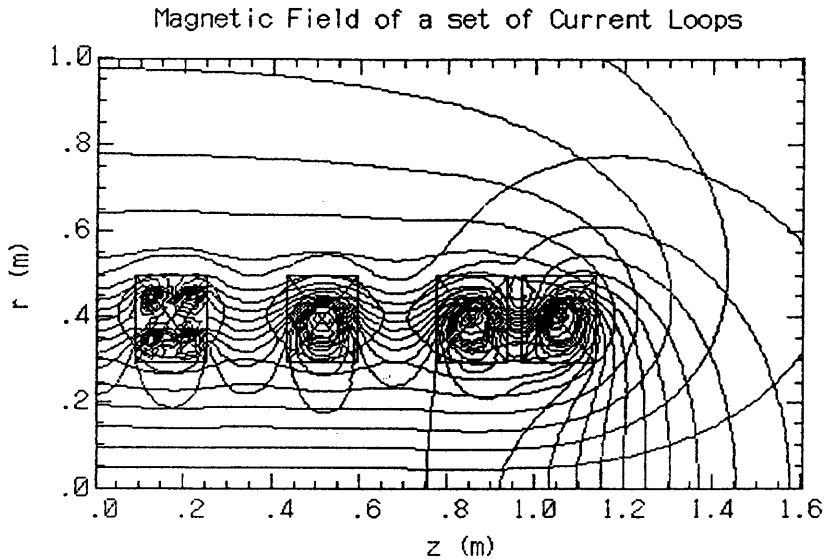


図12 N P X装置における磁力線と磁束密度の分布。

(ii) 1 荷イオンビームの軌道

イオンガンから入射された1 荷のイオンビームの軌道を調べることによって、その装置におけるビーム軌道の基本的な特性を推定することができる。イオンガンとエネルギーアナライザーは2つの磁場コイルの中間面に位置し、ビーム軌道は2次元になる。このビームがエネルギーアナライザーに直接入ってくるエネルギー $W$ はビームプローブの特徴的なエネルギーを表わす。

図13はビームの入射角を変えたときの、 $W$ とアナライザーへの入射角を示したものである。同じ磁場中で2 荷のビームが1 荷のビームと同じ軌道を描こうとすると、 $4W$ のエネルギーが必要になる。

したがって1 荷から2 荷に移行する反応を利用する場合、全体をスキャンするのに必要なエネルギーは $W - 4W$ の範囲である。同様に中性から1 荷に移行する反応を利用する場合、 $0 - W$ のエネルギーが必要である。特に入射角 $0^\circ$ のときの $W$ を $W_0$ とする。

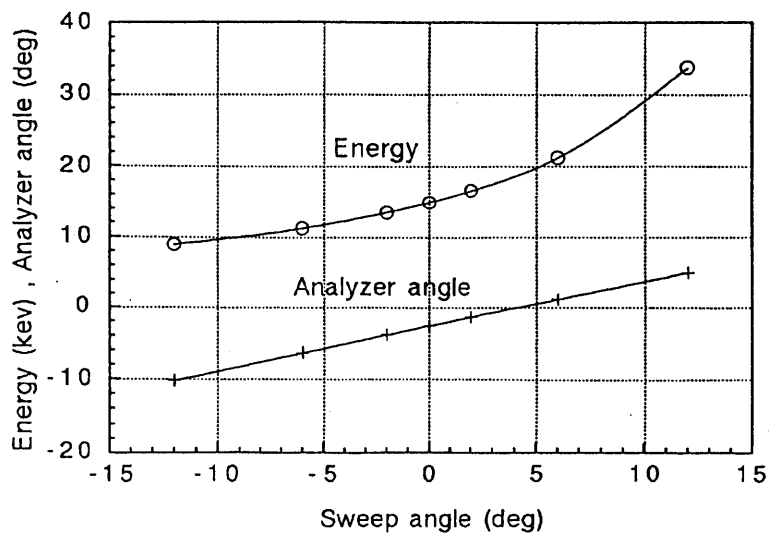


図13 ビームの入射角を変えたときの、ビームのアナライザに入ってくるエネルギーおよび、そのときの入射角。

(iii) 2次ビームの軌道

ビームプローブの軌道のとり方を調べるため、入射ビームと2次ビームの両方の計算を行なった。

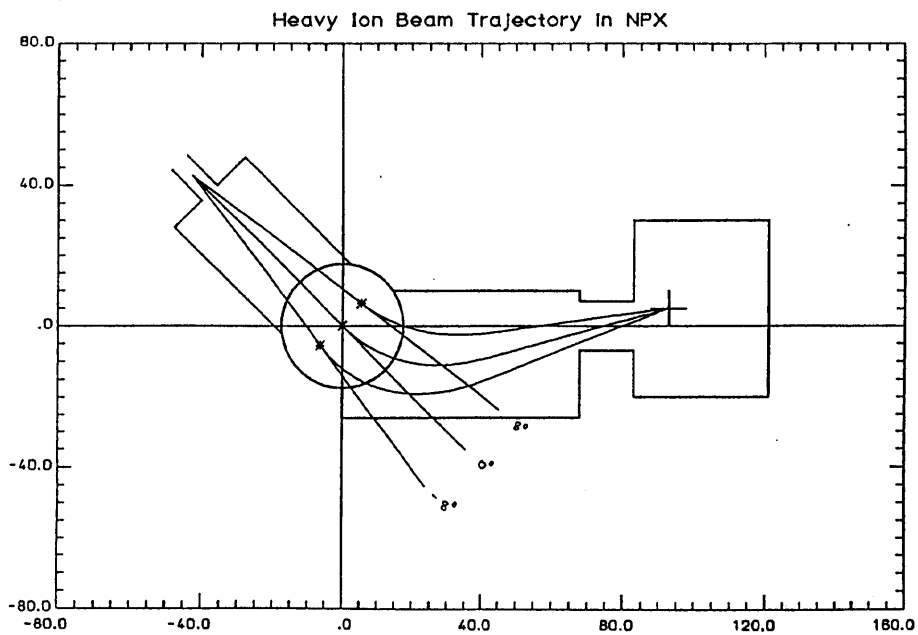


図14 中性ビームと2次ビームの軌道計算例。

これは、測定ポートの設計や、ビーム種、加速電圧の範囲を決定するために必要である。図14はプラズマ中に中性ビームを入射した場合の入射ビームと2次ビームの軌道計算例である。重イオンビームプローブは装置の磁場に強く依存し、近接して配置しなければならないため、大きな測定ポートを必要とする。ビームプローブ専用チェンバーは±8°の半径方向スキャンを行なった場合、その軌道を妨げないよう十分大きく作られている。

実際の測定に必要なグリッドマップを以下図15-18に示す。

図15はビームエネルギーとビームのスイープ角 $\theta$ を変えたときの測定点のグリッドマップである。ビームエネルギー $W$ は $W_0$ で規格化した値で表示している。

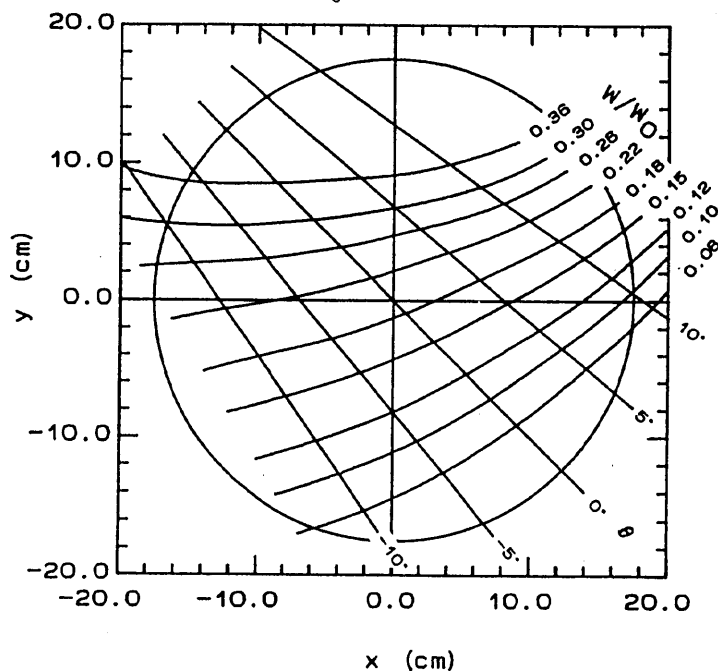


図15 ビームエネルギーとスイープ角をパラメータとしたときの、測定点のグリッドマップ。

エネルギー $W/W_0 = 0.08 \sim 0.36$ 、スイープ角 $\theta = -10^\circ \sim +10^\circ$ のスキャンで放電管中央部の広い領域をカバーすることができる。中央を測定するときは $W/W_0 = 0.2$ 、 $\theta = 0^\circ$ である。図16は図15の測定点に対応した、2次ビームのエネルギーアナライザへの入射角を示したものである。エネルギーアナライザはその

入射角に対して余裕が十分あるように選ばねばならないが、できるだけ一定の入射角で  
 ビームが入るようアナライザー自身を回転してやる必要がある。

図17はビームのサンプル長 $l$ をアナライザーの入射スリットの幅に対する値として表  
 示している。

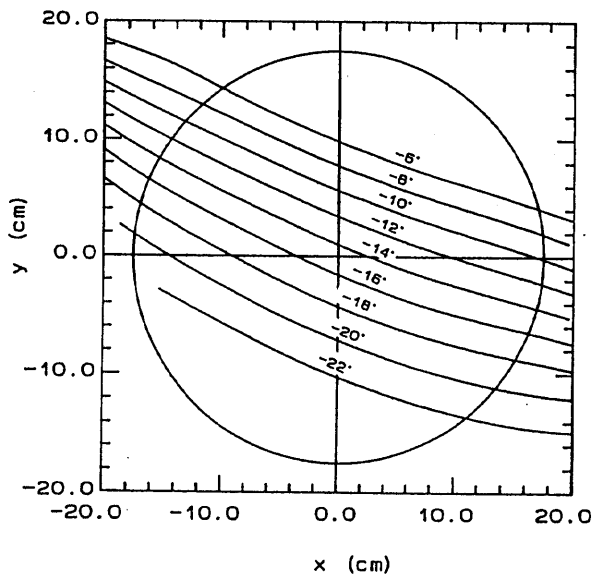


図16 測定点に対するビームのエネルギーアナライザーへの入射角。

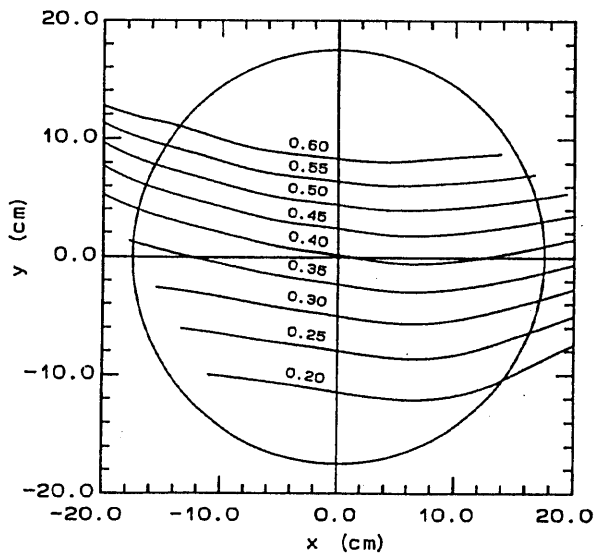


図17 測定点に対するビームのサンプル長。サンプル長はエネルギーアナライザーの  
 入射スリットの幅で規格化した値で示す。

中央部ではこの値は0.4であり、入射スリットは13mmであるので、 $l$ は実際は5.2mmである。

#### (iv) システムの運転領域

プラズマの生成方法としてマイクロ波を用いているため、磁場の範囲はあまり大きく変えられない。共鳴磁場は0.875kGであるので、通常中心磁場 $B_0$ は1-1.5kG程度である。エネルギー $W_0$ の1荷のイオンの一様な $B_0$ の磁場中でのラーマー半径 $R_0$ は

$$(4) \quad R_0 = \frac{\sqrt{2mW_0}}{eB_0} = 0.844(\text{m})$$

であり、これはビームプローブシステム固有のパラメーターである。基準エネルギー $W_0$ は $B_0^2$ に比例し、 $m$ に反比例する。また同じ形状の装置であれば $W_0$ はまた $R_0^2$ に比例する。大型装置ではこのため $W_0$ が非常に大きな値となり、ビームの入射に加速器が必要になる。

#### 1 V. ビームプローブのハードウェア

##### (v) 全体の構成

ビームプローブはビームの入射系と検出系からなる。図18にシステム全体の概略を示す。ビーム入射系のポートは左上45°に取り付けられ機械的な駆動機構によって入射角を選べるようになっている。

イオンガンは後述するように熱放出型のコンパクトなものを用い、引き出されたイオンビームは中性化セルで中性粒子ビームに変えられる。ビーム検出系は右側のポートに接続されている。

エネルギーアナライザーの入射スリットはポート中心から5cm上部に取り付けられている。また装置の磁場の影響を小さくするため、装置中心から約1m外側に置かれている。

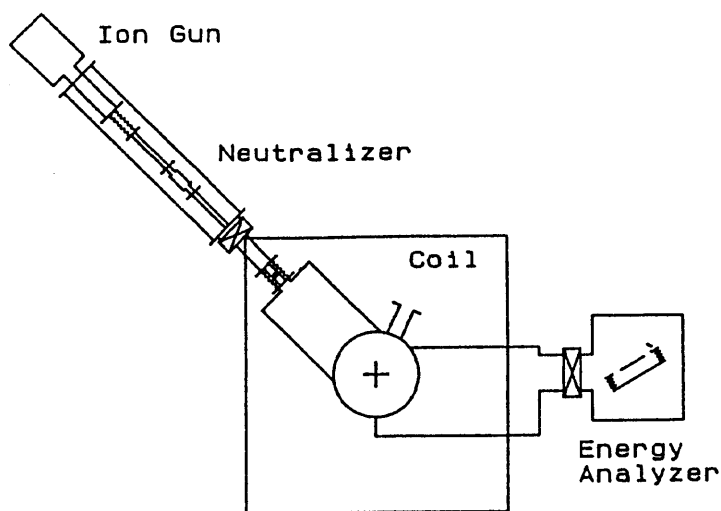


図18 N P X装置における中性粒子ビームプローブの概略。

(vi) エネルギーアナライザー

電位の変化に対応する粒子のエネルギーの微小な変化を測定するため、エネルギーアナライザーはN B T - 1 / 1 Mと同じく、平行平板の30°入射型のものを採用した。(図19) このエネルギーアナライザーの特長は、粒子の入射角に対して2次の収束性があり、入射角の許容範囲が広いことである。粒子の検出にはスプリットプレート検出器を用いた。図に示すようにこれは金属板のイオンコレクターを上下2枚に分割し、ビームの位置検出をすることによりエネルギーの分解能を得るものである。

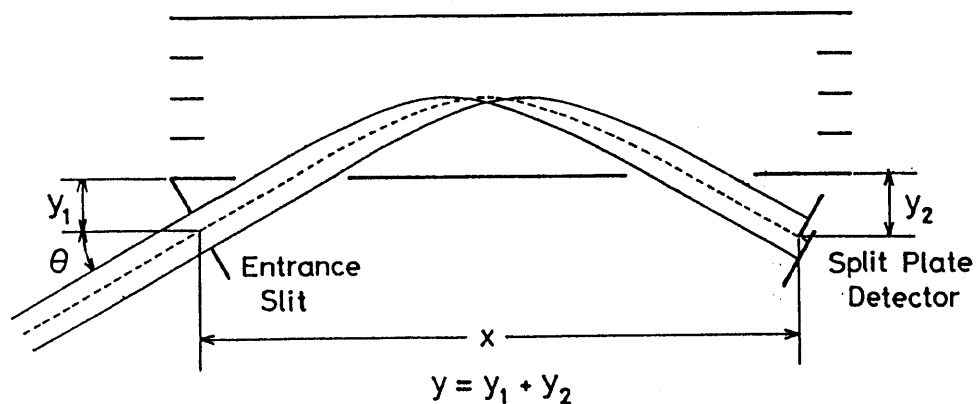


図19 平行平板型エネルギーアナライザーの概念図。

この際、入射スリット間のビーム密度は一様でなければならず、プラズマ中の密度勾配の急な部分を測定する場合に2次ビームに密度勾配を生じ、重大な測定誤差を招くことになる。したがって、入射スリットの幅はプラズマのスケール長に比べて十分小さくなければならない。

図に示すように入射スリットと検出器との間隔を  $x$ 、平板電極底面とこれらとの間隔をそれぞれ  $y_1$ 、 $y_2$ 、入射角を  $\theta$  とすると

$$(5) \quad x = \frac{2W}{qE} \sin 2\theta + y \cot \theta$$

の関係がある。ただし、ビームのエネルギーを  $W$ 、電荷を  $q$  とし、 $E$  は電極間の電場であり、 $y = y_1 + y_2$  である。ビームに幅をもたせて考えると、スリットを通過したビームは2枚の検出板に分かれて検出される。図に示すようにそれぞれの検出板で検出されるビーム電流を  $I_1$ 、 $I_2$  とし、 $I_S = I_1 + I_2$ 、 $I_d = I_1 - I_2$  とすると、 $\theta = 30^\circ$  の場合

$$(6) \quad \frac{I_d}{I_S} = \frac{8\sqrt{3}}{5d} \frac{\Delta W}{qE}$$

となる。ここで  $\Delta W$  は検出器中心にビームがくるときのエネルギーからのずれであり、空間電位  $\phi$  である。また  $d$  は入り口スリットの幅である。この式より電流比と空間電位とアナライザ電位との比は比例関係にあることがわかり、目的とするプラズマ中の電位を求めることができる。

#### (vii) イオンガンと中性化セル

ビームプローブのイオンソースとしては、アルミノシリケートが多く用いられている。これは多孔質のセラミックスでもともと含まれている  $Na$  原子を目的とするアルカリ金属に置換したものである。このタイプのイオンソースの特長は取扱いが簡単でコンパクトであり、加熱するだけでビームが取り出せる点である。またプラズマにしてビームを引き出すものに比べて、電流値は小さいが熱的なビームのエネルギー広がりが小さい特長がある。今回の実験では  $Na$  をイオンソースとして用いているため、アルミノシリケートと同様に水ガラスも用いることができる。同じイオンヒーター上に2種類のイオン

ソースを塗ったものを製作し、電流値と寿命を比較したところ、水ガラスの方が若干成績がよかったのでこれを用いることにした。イオンガンはピアスガンタイプのもので、引き出した後、円筒型のレンズ電極によってビームの収束を調整することができる。

引き出されたビームは中性化するためのセルを通す。ビームの中性化には荷電交換反応を利用するが、同種の原子に対しては10 keV以下の低エネルギーの領域でも反応の断面積が大きいため、ここでもNaを用いることにした。中性化セル中のNa蒸気圧は、荷電交換の平均自由行程がセルの長さよりある程度短くする必要がある。このため蒸気圧は $10^{-2}$  torr程度以上を維持しなければならない。図20にNaの平衡蒸気圧を示す。

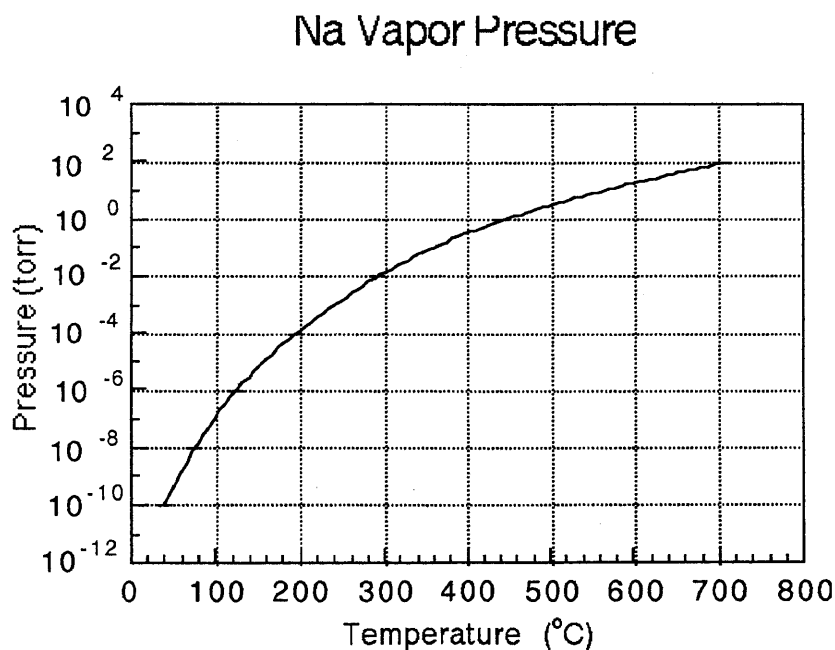


図20 Naの平衡蒸気圧

この図から、Naオープンの温度を290°C程度にする。この温度は、実際にイオンビームを引き出しながらオープンを加熱し、イオンが置換されたことを確認しながら決める。

(viii) 位相同期検出方式



ノイズに埋もれた信号を検出する方法として、信号源を変調し、ロックインアンプを用いて信号を検出する方法がよく用いられる。この方法はただ同じ周波数の信号を検出するのではなく、同じ位相の信号のみを取り出すので非常に強力なノイズ除去ができる。揺動測定の場合にはこの方法は適用できないが、通常の静的な測定には有効な手段である。

入射ビームの変調は、イオンガンと中性化セルの間に偏向電極にパルス電圧を加えることで行なわれる。変調周波数は10 kHzである。ビームの飛行時間は実験では数 $\mu$ sであるのであまり問題にならない。バンドパスフィルターのQ値は5とし、2 kHz程度の周波数応答をもつようにしている。これはパルス運転での測定では重要である。周波数応答を上げるためにはQ値をこのままにして変調周波数を上げなければならない。

(ix) 実験結果

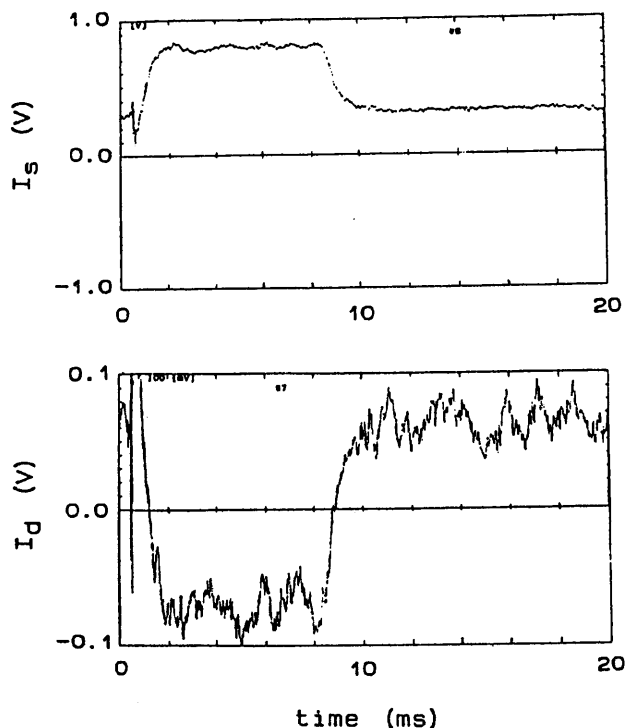


図 2 1 中心部分で得られた  $I_s$  と  $I_d$  の時間波形。

実験では準定常的に約7 msのマイクロ波パルスが加えられ、プラズマが生成されている。リミターは図18の放電間内部の左側の壁に配置されている。図21に  $I_s$  と  $I_d$  の時間波形を示す。これはロックインアンプを通して得られた信号である。このとき

の磁場は  $B_0 = 1.4 \text{ kG}$  で、プラズマの中心部分 ( $W/W_0 = 0.2$ 、 $\theta = 0^\circ$ ) を観測している。リミターへの RF はマイクロ波と同じタイミングで加えられている。マイクロ波パルスの前後の部分はプラズマの無い状態で、ここが信号の 0 点である。電位の 0 点は十分に校正がなされていないのでその変化分に意味がある。

図 22 はリミターへ RF を加えたときの RF を加えないときに対する電位の変化分  $\Delta\phi$  の半径方向分布である。

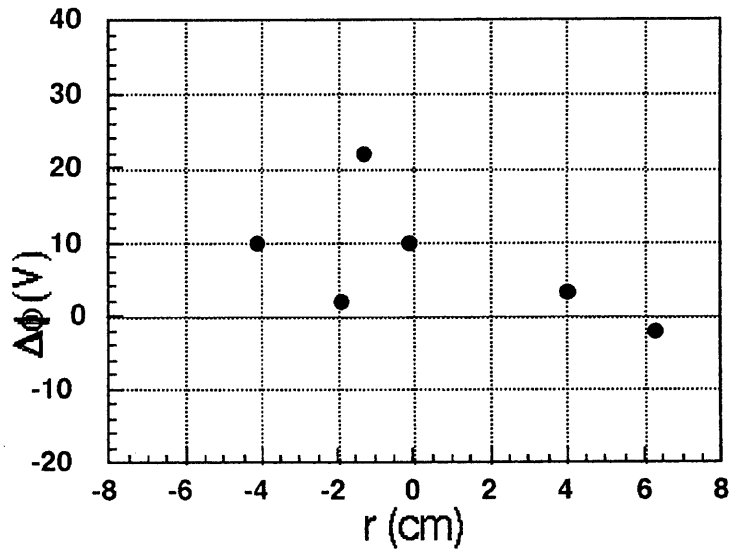


図 22 リミターに RF を加えた場合の半径方向の電位の変化分。リミターは  $r$  の負の方向にある。

測定は  $W/W_0 = 0.2$  に固定して  $\theta$  を変えて行なわれた。半径方向の位置  $r$  は中心からの距離で、 $r$  の負の方向にリミターがある。全体にデータのばらつきが大きいですが、傾向として  $r < 0$  の側で電位の上昇が大きいことがわかった。これは電子に  $E_{\parallel}$  によるポンドラモーティブポテンシャルが働き、アンテナ近傍から追いだされるのに伴い周辺の電位が正に持ち上がるためと考えられる。この電位によってイオンはリミター近くで反射され両極性条件が保たれていると考えられる。従ってこの電位上昇  $\Delta\phi$  は  $e\Delta\phi = \Psi_{\text{rf}} \frac{T_i}{T_i + T_e}$  と見積られ、今  $\Psi_{\text{rf}} \approx T_e, T_e \gg T_i$  と考えれば  $e\Delta\phi \approx T_i$  つまりイオン

温度程度の電位の増加が考えられるが、イオン温度の計測供に系統的な今後の研究が必要である。

#### (X) 電位計測のまとめと課題

N P X 装置において電位分布測定のための中性粒子ビームプローブが製作され、R F リミターの実験に用いられた。ビームプローブはN a イオンガンと中性化セルを持ち、平行平板型エネルギーアナライザーによって精度の良い測定ができる。ノイズに埋もれた信号を取り出すため位相同期検出方式を使用できるようにした。この場合周波数応答は2 k H z 程度に制限されるが、パルス運転モードにおいてもノイズを除去した測定ができる。

ビームの軌道計算により実験で用いるためのグリッドマップが作成された。エネルギー  $W/W_0 = 0.08 \sim 0.36$ 、スイープ角  $\theta = -10^\circ \sim +10^\circ$  の範囲でスキャンすることで放電管中央部の広い領域を測定することができる。これにより、ビームのサンプル長は0.5 cm 程度であることがわかった。

ビームプローブを用いた測定によって、リミターにR Fを加えたときにリミターに近い側で電位の上昇がみられた。電位の2次元分布の絶対測定、および揺動の密度と電位の関連の測定は今後の課題である。

#### § 4. C H S (コンパクトヘリカルシステム) における実験

高周波電場のポンドラモーティブポテンシャルによる、リミター材料表面へのプラズマ熱流束の軽減および§ 3-3で得られたようなプラズマ表面揺動の安定化が大型閉じ込め装置で実現されるかはこの新しい方法の発展にとって重要なポイントである。ここでは大型ステラレーターC H Sで行なった実験について述べる。

実験は核融合研C H S装置(図23)のトーラス内側に取付けられた、直径18 cmの円筒型カーボンリミターを用いて行なった(図24)。

§ 3の実験の場合とは異なりリミター材が炭素であること、高周波電流の流れるリミターの形状が円盤でしかも直径20 cmと小さいため、ポンドラモーティブポテンシャルが十分形成されるか予測するためにリミター近傍の高周波電場がFETプローブで測られた(図25)。

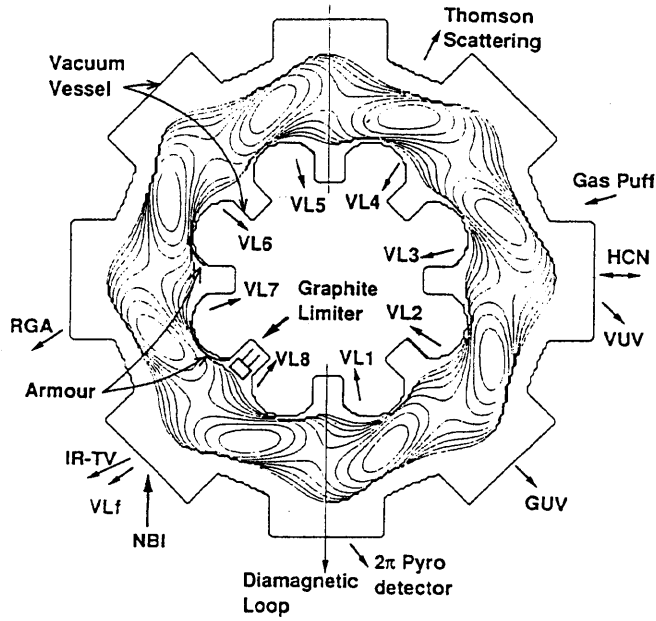


図23 CHS(ヘリカル装置)

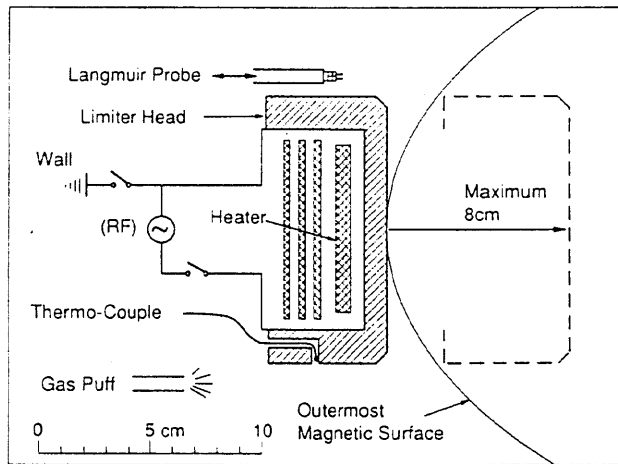


図24 高周波炭素リミター。炭素材ヘッド径は直径 20 c m、高周波電流は炭素材ヘッド表面を流れる。

約 1 k W, 10 M H z の高周波がリミター表面に印加された時、リミター近傍に出来る電場  $E_{\parallel}$  が表面プラズマの電子温度程度の約 20 V の R F ポテンシャルを形成すると予想

される。

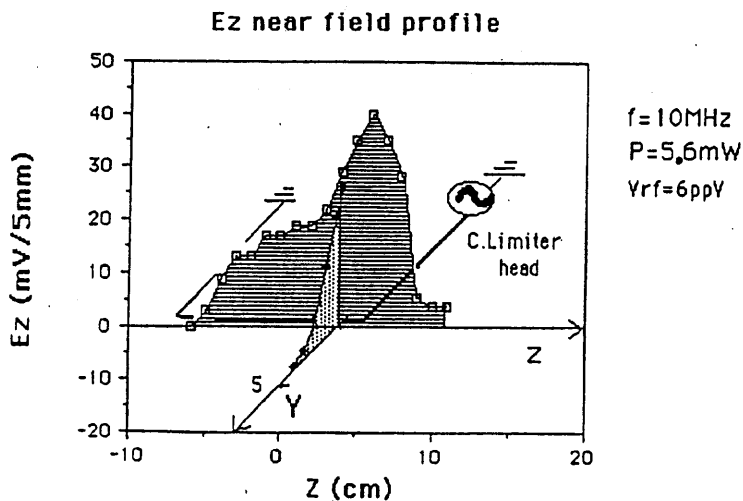


図25 R F 炭素リミター近傍の高周波電場分布

リミター表面の温度またプラズマ表面の密度分布の変化および密度揺動に与える影響はリミター近くに置かれた可動プローブによって計測された。このプローブによって計測されたリミター近傍のプラズマの電子温度と密度の分布は 図26の様になっている。

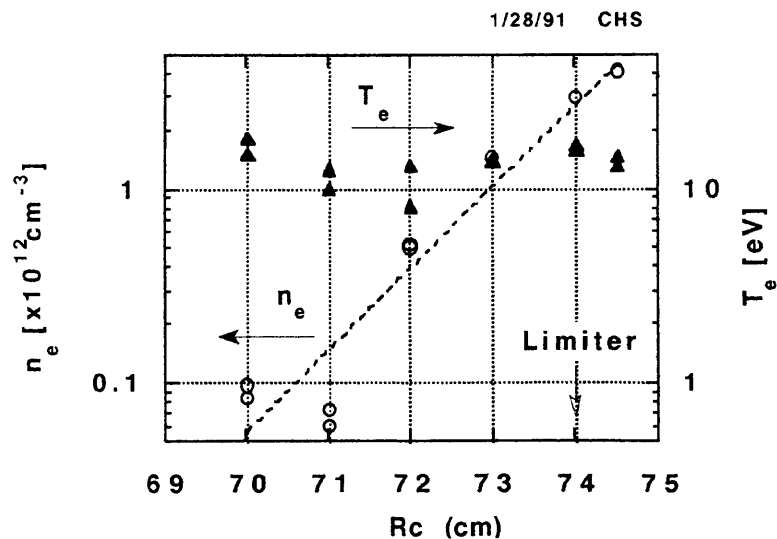


図26 R F 炭素リミター近傍の電子温度と密度の分布

ここでプラズマはトロイダル磁場 1T に 28GHz マイクロ波入力 60kW で生成されて

いる（パルス幅60 msec）。

一方、この高周波電場のポテンシャル障壁によるリミター表面へのプラズマ熱流束の変化は、リミター表面温度を赤外カメラで計測することによって調べられた。RF炭素リミターに高周波電場を印加した場合のリミター表面温度の変化を図27に示す。

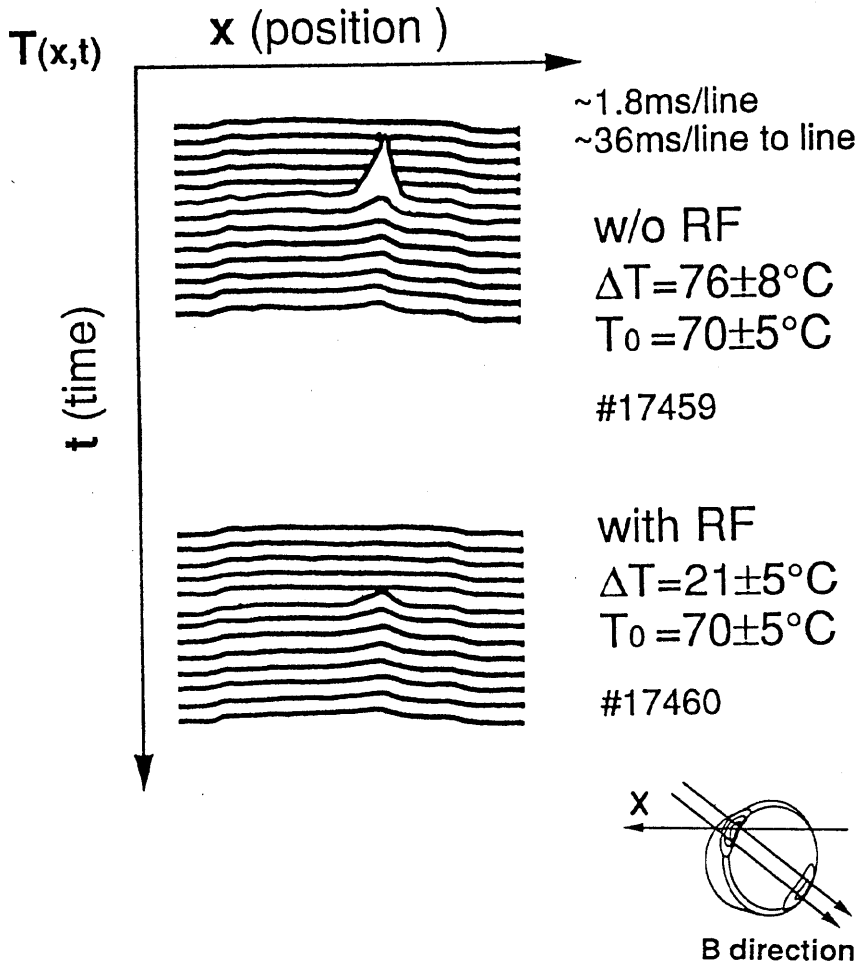


図27 RF炭素リミターに高周波電場を印加した場合に赤外走査カメラを用いて測定したリミター表面温度の変化。

ヘリカルの磁場は図13-aのようにリミター表面を斜に走っているため2箇所の高温

部が見られる。約1.4 kWの高周波電力によってこの高温部の温度上昇は55°C減少し、高周波によるリミター表面へのプラズマ熱流束軽減が実証された。この時のリミター周辺密度は  $n_e = 5 \times 10^{11} - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 、温度20-30 eVであった。

高周波電力に対するミター表面の高温部の温度上昇の変化は図28に示され、高周波電力とともに高温部の温度上昇が減少することが観測された。図25で測定した高周波電場の値を用いて高周波のポンドラモーティブポテンシャルを求め、マックスウェル分布のポテンシャルを乗り越える粒子が熱流となってリミター表面に吸収されるとして計算された結果とよく一致している(図28中の実線)。

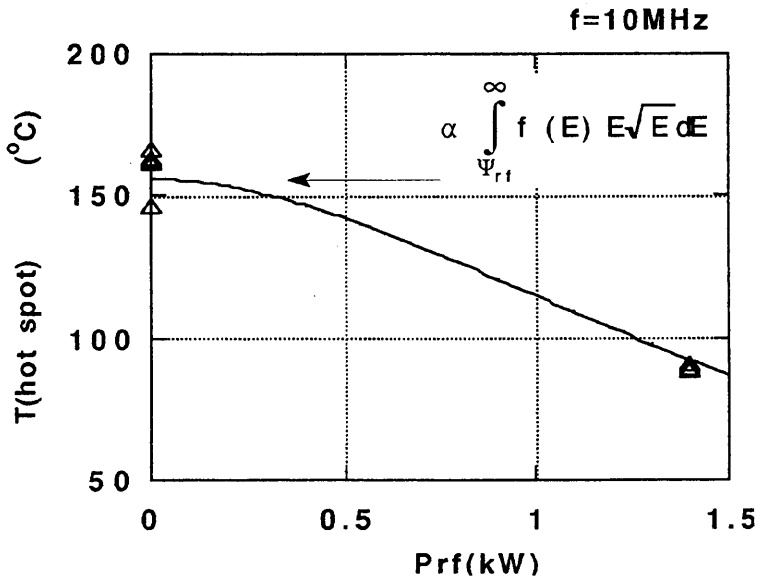
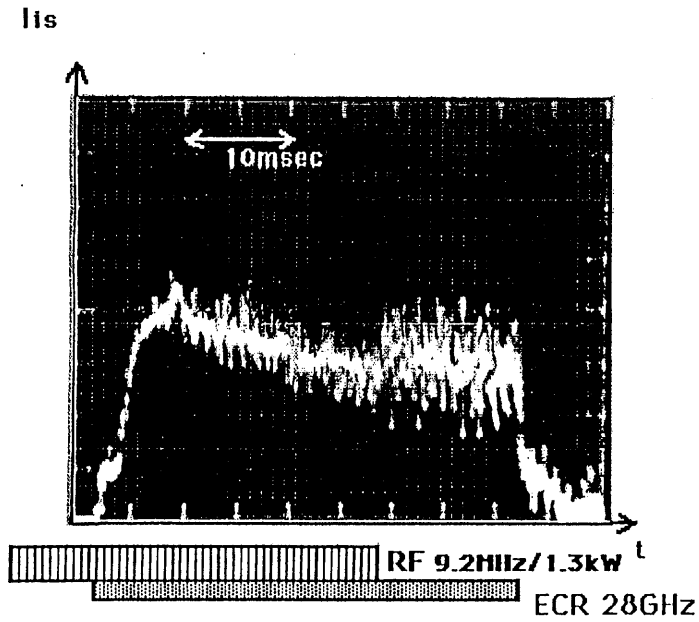


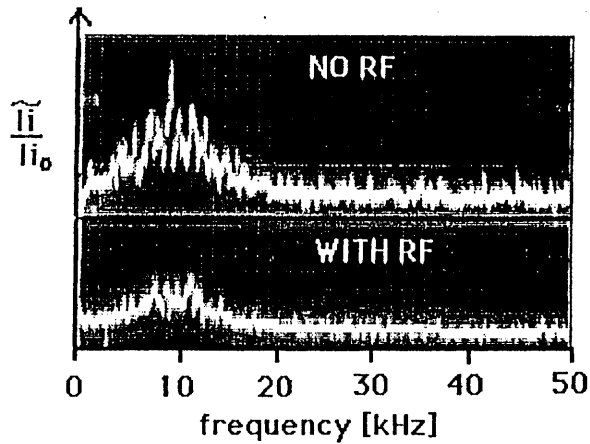
図28 リミター表面温度(高温淵部)の高周波電力に対する依存性

一方、リミター周辺のプローブで観測されたイオン飽和電流およびその揺動成分の周波数スペクトルの変化は図29の様になる。

図29(a)では高周波電場の印加時間中には密度揺動が抑制され、また周辺密度も減少していることがわかる。図29(b)に見られるように~10kHzのドリフト波と思われる低周波の揺動の強度は高周波によってよく抑えられていることがわかる。



(a)



(b)

図29 (a) 周辺密度および (b) 密度揺動の周波数スペクトルの高周波による変化 (密度のDC成分で規格化してある)

高周波電力に対するこれらの密度および、その1-100kHzまでの積分された密度揺動振幅の依存性を図30に示す。

この実験によって、低電力 (~ 1 kW) の高周波によるリミター表面へのプラズマ熱流束軽減、およびプラズマ周辺部での密度揺動の抑制効果がトーラス閉じ込め装置にお



いても明らかにされた。

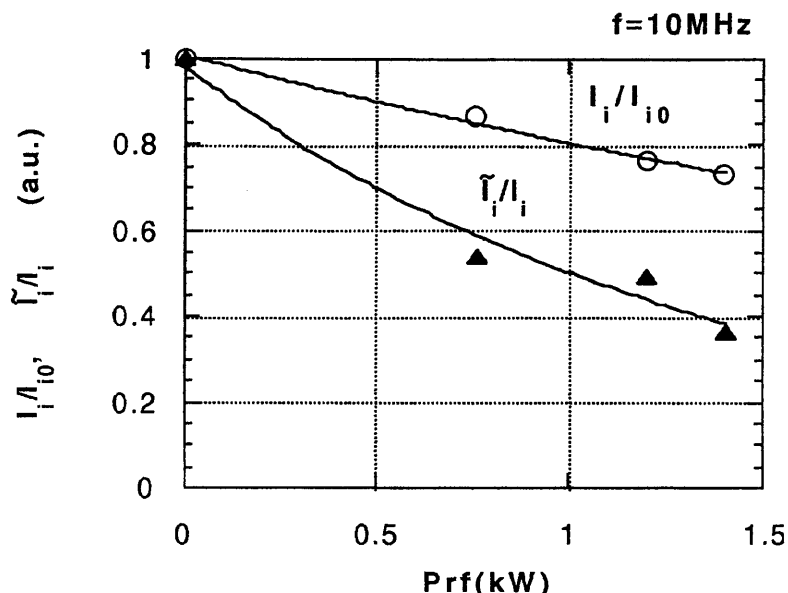


図 30 高周波電力と周辺密度，1-100kHz までの積分された密度揺動（密度の D 成分で規格化してある）の関係。

## § 5 まとめ

これらの実験で、リミター近傍に局在する高周波電場を用いたプラズマ表面の制御という新しいアイデアの一部が直線装置およびトラス閉じ込め装置（ステラレーター）で確かめられたわけであるが、これらの機構をより詳しく解明することはプラズマと高周波電場の非線形相互作用の重要な物理研究であり、ここで開発された重中性粒子ビーム計測法は有力な手段となって現在も進行中である。この研究成果を踏まえて今後に残されている課題としては次のようなものが挙げられる。

- \* 高周波リミターによるプラズマ表面の制御によってバルクプラズマの閉じ込めが改善されるかを調べる
- \* 図 2 に示した様なドリフト軌道の検証とダイバーター配位の実現
- \* 大型トカマク装置のプラズマでの高周波リミターの有効性の実証
- \* 高周波によって生じるプラズマの中心へ向かう両極性電位のために生じる可能性のある不純物イオンの輸送の研究

## § 6 謝辞

リミター近傍の高周波電場の計測と計算には名古屋大学プラズマ科学センターの大学院生 辻 勝啓君に協力していただいた。また NPX での実験については同センター助手 坂和洋一氏から有意義な議論と協力を受け、CHSの実験では炭素リミターの製作実験担当の核融合科学研究所助手 相良明男氏 ほか同グループの方々に多大なお世話になった。これら諸氏の労苦に深く感謝の意を表します。

## 参 考 文 献

- 1) T. Shoji, A. Grossman, R. Conn, Y. Hirooka, R. Lehmer, W. Leung, L. Schmitz and G. Tynan, J. Nucl. Material, 176&177,830 (1990)
- 2) R. L. Hickok : Rev. Sci. Instrum. 38, 142 (1967).
- 3) K. Takasugi, H. Iguchi, M. Fujiwara and H. Ikegami : J. Phys. Soc. Japan 52, 2389 (1983).
- 4) K. Takasugi, H. Iguchi, M. Fujiwara and H. Ikegami : Jpn. J. Appl. Phys. 23, 364 (1984).