九州大学学術情報リポジトリ
Kyushu University Institutional Repository

# TRIAM-1トカマクにおける4mmマイクロ波散乱計測の検討

御手洗, 修
九州大学応用力学研究所 : 研究生

河合, 良信
九州大学 : 助教授 | 応用力学研究所

伊藤, 智之
九州大学 : 教授 | 応用力学研究所

https://doi.org/10.15017/1544150

出版情報：應用力學研究所所報. 53, pp.91-103, 1980-11. Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University
バージョン：
権利関係：

KYUSHU UNIVERSITY

(5)

# TRIAM-1トカマクにおける4mmマイクロ波散乱計測の検討

御手洗　修
河合良信
伊藤智之

九州大学応用力学研究所
所報　第53号　別刷
昭和55年11月

# 寄　書

# TRIAM-1トカマクにおける4mmマイクロ波散乱計測の検討

御手洗　修*　河合良信**
伊藤智之***

## 概　要

乱流加熱に重要な役割を果たすと考えられる不安定性を調べるために，4mm波帯マイクロ波散乱法による密度揺動スペクトル計測の検討を行なう．TRIAM-1トカマクプラズマのパラメータでは，励起される電流駆動型不安定性はイオン音波不安定性と静電的イオンサイクロトロン波不安定性であることが，線型化されたプラゾフ方程式を用いた分散式の数値計算によって示される．本装置ではポートのアクセシビリティのため，$k$ ベクトルはトロイダル磁場の垂直方向に限定されるが，散乱角として90°を選択すれば $k_\perp \rho_i \sim 1$ なることより，静電的イオンサイクロトロン波不安定性の基本波と第2次高調波が検出できる可能性が生じる．またマイクロ波立体回路と散乱波パワーを検討した結果，400mWのクライストロンでも散乱計測が可能であることを示す．

*Key Words*: Microwave Scattering, Ion Cyclotron Wave, Tokamak

## 1. 序　　論

最近，トカマクプラズマのエネルギー閉込めに及ぼすミクロな不安定性の影響を調べることを目的として，マイクロ波散乱法による密度揺動のスペクトルの測定が行なわれている．その不安定性はドリフト波，イオン音波，静電的イオンサイクロトロン波不安定性等であり，表1にそのまとめを示す[1)~5)]．

TRIAM-1トカマクにおいては，乱流加熱実験が行なわれ，イオン温度，電子温度の上昇が報告されている[6)]．この温度上昇は電流駆動型不安定性に起因していると考えられる．従ってマイクロ波散乱法によって密度揺動のスペクトルを測定し，どのような不安定性が励起され，温度上昇に寄与しているかを調べることは重要な課題である．電流駆動型不安定性（$J//B_z$）としては，磁場のある一様プラズマ中の不安定性の線型理論から，イオン音波不安定性と静電的イオンサイクロトロン波不安定性が予想される．

* 九州大学応用力学研究所研究生
** 九州大学助教授，応用力学研究所
*** 九州大学教授，応用力学研究所

表1 トカマク等におけるマイクロ波散乱実験

| K | EQUIPMENT | FREQUENCY | POWER | OSCILLATOR | DETECTION METHOD | INSTABILITY |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $K_{\parallel}$ | ST[1] | 140 GHz | 2 W | B.W.O. | HOMODYNE | I.A.I. |
| | TFR[2] | 75 GHz | 10 W | B.W.O. | HETERODYNE | E.I.C.I. |
| | FM-1[3] | 33.5 GHz<br>71.0 GHz | 0.2 W | B.W.O. | HOMODYNE | I.A.I. |
| $K_{\perp}$ | ATC[4] | 70 GHz | 10 W | | HETERODYNE | D.W.I. |
| | PLT[5] | 140 GHz | 5 W | E.I.O. | HOMODYNE | D.W.I. |
| | TFR[6] | 75 GHz<br>(EX-MODE) | 10 -<br>100 W | B.W.O. | HETERODYNE<br>SYNCHRONOUS<br>DETECTION | E.I.C.I. |
| | TFR[7] | 136 GHz | | B.W.O. | HETERODYNE | D.W.I. |
| | FM-1[8] | 33.5 GHz | 6 W | E.I.O. | HOMODYNE | D.W.I. |

NOTE I.A.I. represents ION ACOUSTIC INSTABILITY.
E.I.C.I. represents ELECTROSTATIC ION CYCLOTRON INSTABILITY.
D.W.I. represents DRIFT WAVE INSTABILITY.

本報告においては，磁場中の一様プラズマの線型化されたプラゾフ方程式を用いた分散式を数値計算し，どの不安定性が励起されるかを調べ，それに基づいてマイクロ波散乱法によって測定が可能かどうかを検討した結果について報告する．第2章では不安定性の数値計算に必要な TRIAM-1 トカマクプラズマのパラメータについて述べ，第3章では分散式の数値計算結果について述べる．第4章ではマイクロ波散乱法によりこれらの不安定性が測定可能であるかどうかを論ずる．

## 2. TRIAM-1 トカマクのプラズマパラメータ

TRIAM-1 トカマクのプラズマパラメータを評価しておくことは，乱流加熱現象を考える上で重要なことである．故に，ここで代表的な実験のパラメータについて検討しておくこととする．乱流加熱をかける時のパラメータは[10] $(B_T)_0 \sim 30\,\mathrm{kG}$, $\bar{n}_e \sim 2\times10^{13}\,\mathrm{cm}^{-3}$, $I_p \sim 20\,\mathrm{kA}$, $I_{TH} \sim 20\mathrm{kA}$ $(T_e)_0 \sim 220\,\mathrm{eV}$, $(T_e)_{ph} \sim 80\,\mathrm{eV}$, $(T_i)_0 \sim 120\,\mathrm{eV}$, $(T_i)_{ph} \sim 40\,\mathrm{eV}$ で与えられる．ただし添字 0 は中心，ph は $r = 3.5$ cm の所の値を示す．プラズマ半径は $a = 4$ cm とし，乱流加熱電場をかけると電子温度，密度分布が約 1 cm のスキン層を形成しているのが観測されている．従ってスキン層内の乱流加熱電流によるドリフト速度は $\delta = 1$ cm とすると，

$$(v_d)_{ph} = \frac{I_{TH}}{\bar{n}_e e \pi a^2 \frac{\delta}{a}\left(2-\frac{\delta}{a}\right)} \sim 2.86\times10^6\,\mathrm{m/s} \tag{1}$$

一方，乱流加熱電流を流さないときは，

$$\bar{v}_d = \frac{I_p}{\bar{n}_e e \pi a^2} \sim 1.25\times10^6\,\mathrm{m/s} \tag{2}$$

また電子熱速度は $(v_e)_{ph} = \sqrt{\frac{(T_e)_{ph}}{m}} \sim 3.75\times10^6\,\mathrm{m/s}$ $(v_e)_0 = \sqrt{\frac{(T_e)_0}{m}} \sim 6.24\times10^6\,\mathrm{m/s}$, で与えられるから，$(v_d/v_e)_{ph} \sim 0.76$, $(\bar{v}_d/v_e)_0 \sim 0.2$ となる．また $(T_e/T_i)_0 \sim 2$, $(T_e/T_i)_{ph} \sim 2$ でかつ，$(f_{ce})_0 \sim 84\,\mathrm{GHz}$, $(f_{pe})_0 \sim 40\,\mathrm{GHz}$ より $(f_{ce}/f_{pe})_0^2 \sim 4.4$ となる．これらのパラメータを用いて次の章で分散式の数値計算を行なう．

## 3. 不安定性の分散関係

磁場のある一様プラズマ中の電流駆動不安定性を，線型化されたブラゾフ方程式を用いた分散式を数値計算することによって調べる．イオンも電子も磁化されていて，静止したイオン群中を電子群が磁場方向にドリフトする場合を考える．このとき，両者ともに Maxwell 分布をしていると仮定する．分散式は次の式で与えられる[11]:

$$\varepsilon = 1+\frac{1}{k^2\lambda_D^2}\left\{1+\frac{\omega-k_{//}v_d}{\sqrt{2}\,k_{//}\sqrt{T_e/m}}\sum_{n=-\infty}^{\infty} Z\left(\frac{\omega-k_{//}v_d-n\omega_{ce}}{\sqrt{2}\,k_{//}\sqrt{T_e/m}}\right) I_n(k_\perp^2\rho_e^2)e^{-k_\perp^2\rho_e^2}\right\}$$
$$+\frac{T_e/T_i}{k^2\lambda_D^2}\left\{1+\frac{\omega}{\sqrt{2}\,k_{//}\sqrt{T_i/M}}\sum_{n=-\infty}^{\infty} Z\left(\frac{\omega-n\omega_{ci}}{\sqrt{2}\,k_{//}\sqrt{T_i/M}}\right) I_n(k_\perp^2\rho_i^2)e^{-k_\perp^2\rho_i^2}\right\} \tag{3}$$

ただし，$Z$ はプラズマ分散関数，$I_n$ は $n$ 次の変形ベッセル関数，$k^2 = k_\perp^2 + k_{//}^2$ である．この分散式より，磁場方向からの伝播角度 $\theta = \tan^{-1}(k_\perp/k_{//})$ を与えたときの分散関係を前章で述べたパラメータにほぼ等しい $T_e/T_i = 2$, $v_d/v_e = 0.8$, $(\omega_{ce}/\omega_{pe})^2 = 5$ を用いて，水素プラズマについて計算する．

図 1—(A) は $\theta = 0°$ のときのイオン音波不安定性の分散関係である．実線が実数部で破線が虚数部である．図よりわかるように $k_{//}\lambda_D = 0.11$ のときに成長率は最大となり，そのとき $\omega_r = 0.16\,\omega_{pi}$ である．図 1—(B) は $\theta = 82°$ 方向に伝播する基本波，第 2 次，第 3 次の静電的イオンサイクロトロン波不安定性の分散関係を表わしている．さらに大きい角度では 6 次まで存在する．ここでは基本波と第 2 次

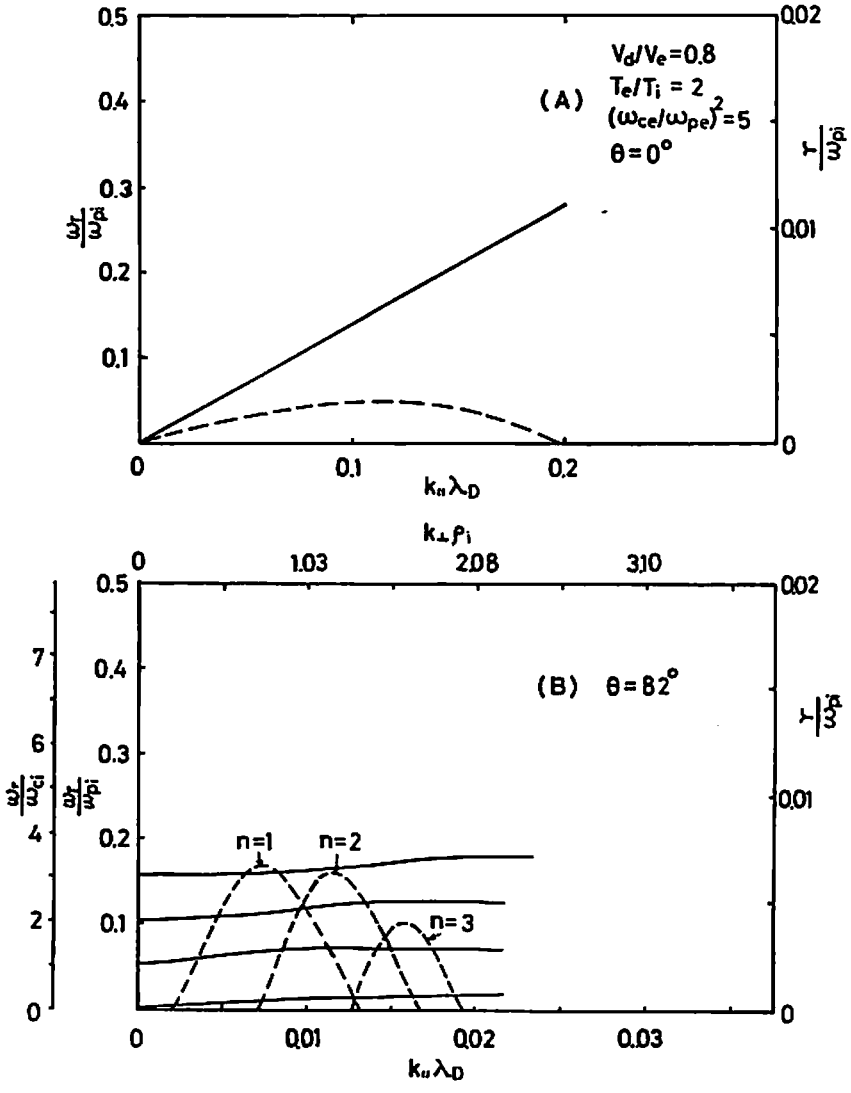


図1—(A) イオン音波不安定性の分散曲線
(B) 静電的イオンサイクロトロン波不安定性の分散曲線

高調波の成長率が最大となる角度だけを計算した．この図からわかるように基本波と第2次高調波はほぼ $k_\perp\rho_i=1$ 付近で励起される．また，TRIAM-1 における上記実験パラメータでは，イオン音波不安定性よりも静電的イオンサイクロトロン波不安定性の方が成長率が大きいことに注目すべきである．

図2は $T_e/T_i=2$ と3の場合の成長率の最大値の $v_d/v_e$ 依存性を表わしている．$T_e/T_i=2$ の場合，$v_d/v_e=0.86$ までは静電的イオンサイクロトロン波不安定性の成長率はイオン波不安定性の成長率よりも大きい．$T_e/T_i=3$ の場合は，$v_d/v_e=0.57$ までは静電的イオンサイクロトロン波不安定性の成長率の方がより大きい．TRIAM-1 トカマクでは前に述べたように $T_e/T_i\sim 2$ であるからイオン音波不

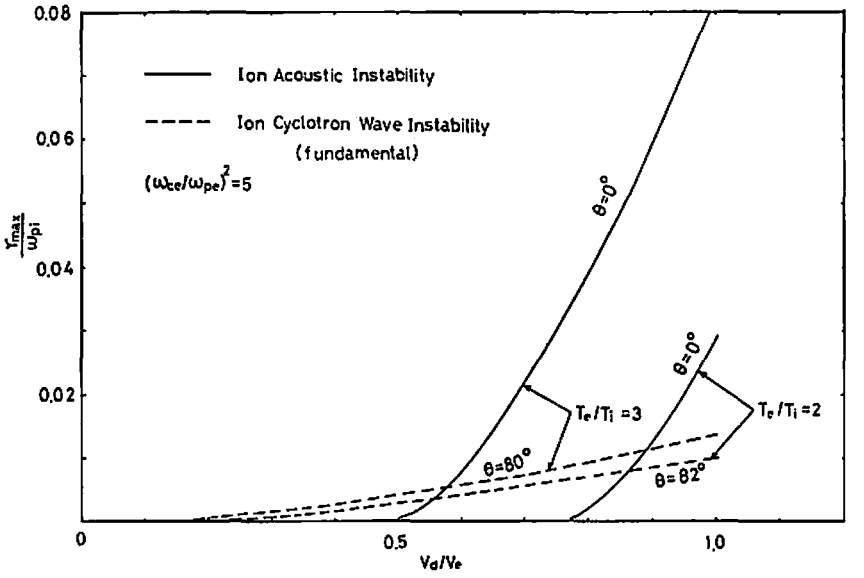


図 2　イオン音波不安定性と静電的イオンサイクロトロン波不安定性の最大成長率のドリフト速度比依存性.

安定性よりも静電的イオンサイクロトロン波不安定性の方が励起されやすいことがこれよりわかる.

## 4. マイクロ波散乱計測

プラズマ中に励起されている不安定性による密度揺動によって，入射したマイクロ波は散乱される. この散乱波のスペクトルを測定することによって励起されている不安定性を調べることができる.

### 4-1. 散 乱 角

散乱波数ベクトルの大きさは次の式で与えられる.

$$k=\frac{4\pi f_i}{c}\sin\frac{\theta_s}{2} \tag{4}$$

ただし，$f_i$ は入射マイクロ波周波数，$\theta_s$ は散乱角，$c$ は光速である. 90° 散乱の場合，$f_i=70$ GHz のとき，$k_{90°}=20.8\,\mathrm{cm}^{-1}$, 30° 散乱の場合 $k_{30°}=7.58\,\mathrm{cm}^{-1}$ である.

TRIAM-1 トカマクの乱流加熱実験ではスキン層が形成されているという観測結果があるため，このスキン層内の密度揺動を測定することを考える. 従ってこのスキン層内の乱流加熱をかける前のパラメータ $(T_e)_{ph}\sim 80$ eV, $(T_i)_{ph}\sim 40$ eV より $\lambda_D\sim 1.5\times10^{-3}$ cm, $\rho_i\sim 3\times10^{-2}$ cm である. 故に $k_{90°}\cdot\rho_i\sim 0.61$, $k_{30°}\cdot\rho_i\sim 0.23$, $k_{90°}\cdot\lambda_D\sim 0.03$, $k_{30°}\cdot\lambda_D\sim 0.01$ となる.

さて，イオン音波不安定性による密度揺動を測定するには，成長率が最大となる角度 $\theta=0°$，即ち，トロイダル方向に $k$ ベクトルをとればよい. 30° 散乱では $k_{//}\lambda_D=0.01$ であるから図 1—(A) より $\omega_r=0.014\,\omega_{pi}$, 90° 散乱では $k_{//}\lambda_D=0.03$ であるから $\omega_r=0.04\,\omega_{pi}$ の周波数の揺動が観測されることが期待できる. しかし，TRIAM-1 のポートのアクセシビリティのため，$k_{//}$ ベクトルの揺動の測定は困

難である.

次に図1—(B) に示される静電的イオンサイクロトロン波不安定性による揺動を測定するには，不安定性がほぼ90°近くに伝播することより，プラズマ柱の半径方向の $k$ ベクトルを選べばよいことがわかる．90° 散乱の場合，$k_\perp\rho_i$～0.61，30° 散乱の場合 $k_\perp\rho_i$～0.23 となるので，90° 散乱の場合にのみ静電的イオンサイクロトロン波の基本波が測定できることが期待される．この90°散乱の $k_\perp\rho_i$ パラメータの磁場，イオン温度依存性のグラフを図3に示す．この $k_\perp\rho_i$ が1程度になれば，基本波と第2次高調波が同時に測定できる可能性がある．半径方向の $k$ ベクトルの90°散乱はトカマクの場合最も測定が実行しやすいので，以下では90°散乱による静電的イオンサイクロトロン波不安定性の測定の検討について主に述べる．

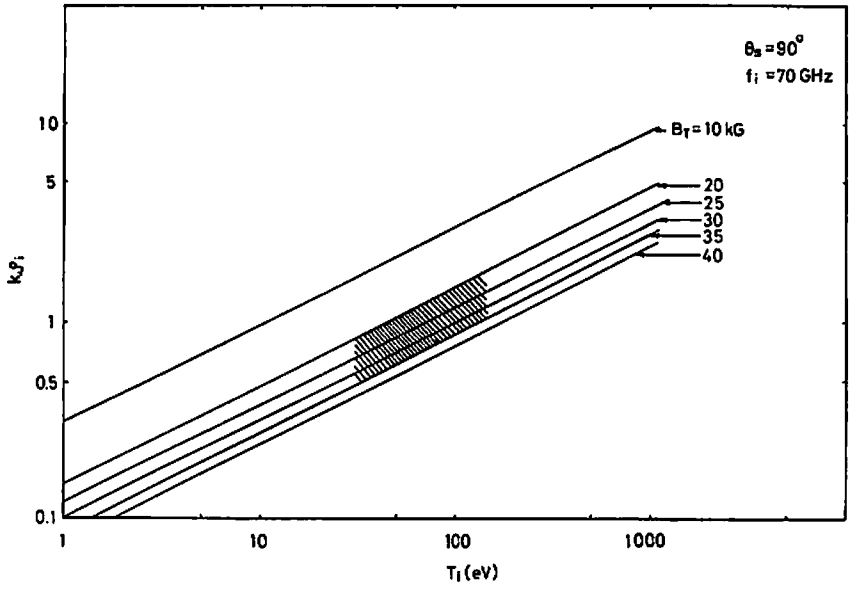


図3　$k_\perp\rho_i$ のイオン温度，トロイダル磁場依存性.

### 4-2. 散乱波パワーの評価

入射したマイクロ波はプラズマ中に存在する密度揺動によって散乱される．この散乱される電磁波のパワーは密度揺動の大きさに依存する．ここでは密度揺動の大きさを仮定して，散乱波パワーの評価を行なう.

散乱波パワーは次の式で与えられる[5].

$$P_s=\int_{V_s}\int_{-\infty}^{\infty} P_i\,\sigma_e\,n_0\,S(k,\omega)d\omega\,\Omega_s\,dV \tag{5}$$

ただし $P_i$ は入射パワー密度，$\sigma_e=r_0^2$ で $r_0$ は電子古典半径，$V_s$ は散乱体積，$S(k,\omega)$ はスペクトル密度関数で次の式で定義される.

$$S(k,\omega)=\lim_{T,V_s\to\infty}\frac{1}{TV_s}\frac{|\tilde{n}_e(k,\omega)|^2}{n_0} \tag{6}$$

ただし

$$\tilde{n}_e(k,\omega)=\int_T dt\int_{V_s} dr\,\tilde{n}_e(r,t)e^{-i(\omega t+\tilde{k}\cdot r)} \tag{7}$$

である.

$\Omega_s$ は受信ホーンの立体角である.

今,

$$P_t=\frac{P_0G_t}{4\pi|r_t-r|^2}F(\theta_t,\varphi_t) \tag{8}$$

$$\Omega_s=\frac{\lambda_0 G_r}{4\pi|r_r-r|^2}F(\theta_r,\varphi_r) \tag{9}$$

とおける. ただし $P_0$ は放射ホーン部での全パワー, $G_t$, $G_r$ は放射および受信ホーンのゲイン, $F$ は放射パターン, $|r_t-r|$ と $|r_r-r|$ は散乱中心と放射および受信ホーンとの距離である. また $\tilde{n}_e$ を密度揺動とすると, (6), (7) 式より

$$\begin{aligned}S(k)&=\int_{-\infty}^{\infty}S(k,\omega)d\omega\\&=V_s\frac{\tilde{n}_e^2}{n_0}(k,k)\end{aligned} \tag{10}$$

となる.

(8), (9), (10) 式を (5) に代入すると,

$$\begin{aligned}P_s&=P_0\frac{G_tG_r}{(4\pi)^2}\lambda_0^2\sigma_e n_0\int_{-\infty}^{\infty}S(k,\omega)d\omega\int_{V_s}\frac{F(\theta_t,\varphi_t)F(\theta_r,\varphi_r)}{|r_t-r|^2|r_r-r|^2}dV\\&\cong P_0\left(\frac{G\lambda_0}{4\pi}\right)^2\sigma_e n_0 S(k)\frac{F^2}{l_r^2l_t^2}V_s\\&=P_0\left(\frac{G\lambda_0}{4\pi}\right)^2r_0^2\frac{\tilde{n}_e^2}{n_0^2}\frac{F^2}{l_r^2l_t^2}V_s^2\end{aligned} \tag{11}$$

となる. ただし $G_t=G_r=G$ とし, $F(\theta_t,\varphi_t)=F(\theta_r,\varphi_r)=F$, $l_r=|r_r-r|$, $l_t=|r_t-r|$ とした.

図 4 に散乱配位を示す. マイクロ波ビームの広がりはパワーが半分になる所で 20° である. 同図より $l_t=0.112$ m, $l_r=0.125$ m, $V_s=7.54\times10^{-5}$ m$^3$, 散乱体積はパワーが半分に減衰する所で決定されているので $F=0.5$ とおく. ホーンのゲインは $G=149.62$ で, $\tilde{n}_e/n_0=0.1$ % と仮定すると, $n_0=2\times10^{19}$ m$^{-3}$ として,

$$P_s/P_0\cong2.1\times10^{-3}\quad(-27\text{ dB}) \tag{12}$$

の関係が得られる. なおここで仮定した $\tilde{n}_e/n_0$~0.1 %の値は TFR によるイオンサイクロトロン波の測定結果[6] よりもファクター 5 小さく見積っている. なお スキン層 にのみ 揺動が存在するとすれば, $P_s/P_0\cong0.92\times10^{-3}$ (−30 dB) となる.

また, 散乱中心は $A^2/4\lambda_0<l_t$, $l_r$, $A$=16 mm をみたしているので Far-Field の条件は満足されている. ここで A はホーンの幅である.

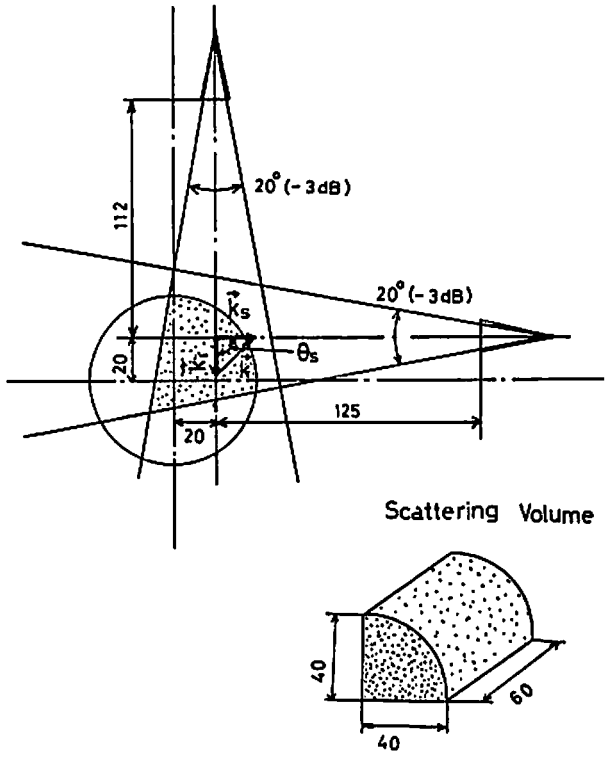


図4 散乱配位と散乱体積

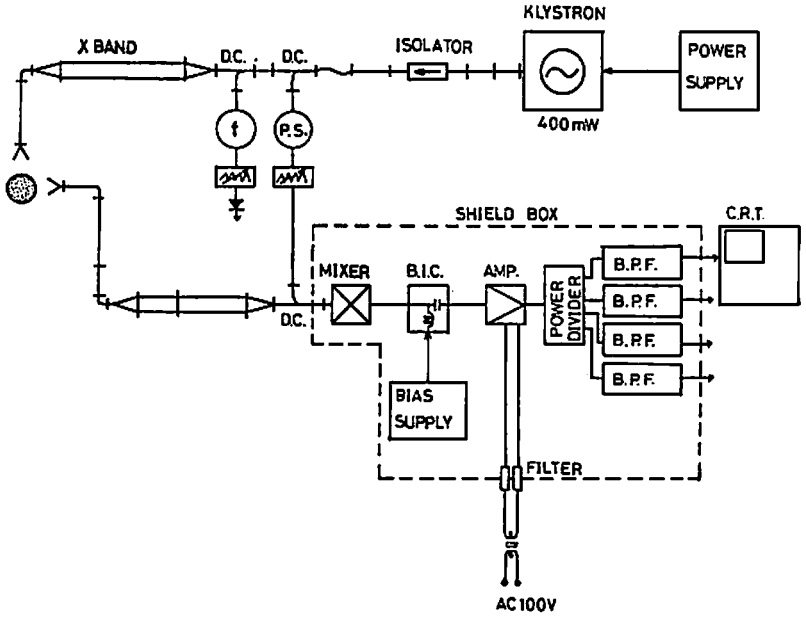


図5 70GHz 帯マイクロ波散乱立体回路図

### 4-3. マイクロ波立体回路系

プラズマ中の密度揺動の振動数は $\omega=\omega_s-\omega_i$ の関係式で求められる．ただし $\omega_s$ は散乱波周波数，$\omega_i$ は入射マイクロ波周波数である．$\omega_i$ の周波数源として入射マイクロ波用発振器を用いるホモダイン方式と，別の発振器，即ち局部発振器を用いるヘテロダイン方式の二種類がある．ヘテロダイン方式の場合は2つの発振器間の周波数の差を一定に保つのが大変であるが，ホモダイン方式では同一の発振器を用いるためにこの心配がないこと，また密度測定用の干渉計としてもわずかの変更で使用できることより，ここではホモダイン方式を採用した．

表2　マイクロ波散乱立体回路のパワーレベル評価（信号部）

| SIGNAL PATH ($90^0$ SCATTERING) | | LENGTH (mm) | LOSS (dB) | | POWER LEVEL (dBm) | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 1. | KLYSTRON | | | | 26 | |
| 2. | ISOLATION W.G. | 100 | -0.45 | | | |
| 3. | H-PLANE BEND ($90^0$) | 40 | -0.18 | | | |
| 4. | ISOLATOR | 125 | -3.0 | -4.04 | | |
| 5. | H-PLANE BEND ($90^0$) | 40 | -0.18 | | | |
| 6. | TWIST | 50 | -0.23 | | | |
| 7. | DIRECTIONAL COUPLER (10 dB) | 125 | -0.46,-0.57 | | | |
| 8. | DIRECTIONAL COUPLER (10 dB) | 125 | -0.46,-0.57 | | | |
| 9. | TAPER W.G. | 150 | -0.68 | | | |
| 10. | X-BAND W.G. | 2175 | -0.66 | | | |
| 11. | TAPER W.G. | 150 | -0.68 | -6.06 | | |
| 12. | H-T TRANS. FLANGE | 14.6 | -0.07 | | | |
| 13. | H-PLANE BEND ($90^0$) | 40 | -0.18 | | | |
| 14. | H-PLANE BEND ($15^0$) | 25 | -0.12 | | | |
| 15. | STRAIGHT W.G. | 291 | -1.35 | | | |
| 16. | EMITTING HORN | 35 | -0.16 | | | |
| 17. | ATTENUATION BY THE WINDOW | | -3.0 | | 12.9 (19 mW) | |
| 18. | SCATTERING POWER | | -27.0 | | | |
| 19. | ATTENUATION BY THE WINDOW | | -3.0 | | -17.1 (19 μW) | |
| 20. | RECEIVING HORN | 35 | -0.16 | | | |
| 21. | H-PLANE BEND ($90^0$) | 40 | -0.18 | | | |
| 22. | STRAIGHT W.G. | 136 | -0.62 | | | |
| 23. | H-PLANE BEND ($90^0$) | 65.6 | -0.3 | | | |
| 24. | H-T TRANS. FLANGE | 14.6 | -0.07 | -4.59 | | |
| 25. | TAPER W.G. | 150 | -0.68 | | | |
| 26. | X-BAND W.G. | 1964 | -0.59 | | | |
| 27. | TAPER W.G. | 150 | -0.68 | | | |
| 28. | DIRECTIONAL COUPLER | 256.6 | -1.16 | | | |
| 29. | MIXER W.G. | 32 | -0.15 | | | |
| 30. | MIXER INPUT LEVEL | | | | -21.7 | |
| 31. | CONVERSION LOSS | | -6.6 | | | |
| 32. | MIXER OUTPUT LEVEL | | | | -28.3 | |

図5にこのマイクロ波散乱用立体回路の概略図を示す．70 GHz，400 mW の反射型クライストロンより放射されたマイクロ波は，絶縁導波管，アイソレーター，ツイスト，方向性結合器，Xバンド等の導波管を経て，放射ホーンより放射される．密度揺動によって散乱されたマイクロ波は受信ホーン，Xバンド等の導波管を経て，方向性結合器で参照路を経てきたマイクロ波と混合してミキサーに入る．参照路は 10 dB の結合度の方向性結合器，位相器，可変減衰器，直線導波管，方向性結合器より成る．各立体回路部での減衰，パワーレベルを計算した結果を表2に，参照路，信号処理部については表3にまとめた．ここではポートの窓ガラスによる減衰を −3 dB と仮定している．放射ホーン部のパワーレベルは 12.9 dBm，受信ホーン部では −17.1 dBm 程度になる．さらに受信ホーン部よりミキサー入力部までは −4.59 dB の減衰がある．ミキサーは負のバイアス電圧を印加することによって変換損失を 6.6 dB に抑えることができる．従ってミキサー出力は −28.3 dBm 程度で，50 Ω の終端抵抗でつなぐと $V_0 \simeq 23$ mV 程度の出力が得られる．実際にこのような出力が得られると，アンプは必要ないが，もっと低い出力しか得られない場合でも計測可能とするため，25 dB のアンプを用いる．アンプ出力は電力分割器で分けられ，フィルターを通してオシロスコープに導かれる．

表3　マイクロ波散乱立体回路のパワーレベル評価（参照路と信号処理部）

| REFERENCE PATH | | LENGTH (mm) | LOSS (dB) | POWER LEVEL (dBm) |
|---|---|---|---|---|
| 1. | KLYSTRON | | | 26 |
| 2. | ISOLATION W.G. | 100 | -0.45 | |
| 3. | H-PLANE BEND ($90^0$) | 40 | -0.18 | |
| 4. | ISOLATOR | 125 | -3.0 | |
| 5. | H-PLANE BEND ($90^0$) | 40 | -0.18 | |
| 6. | TWIST | 50 | -0.23 | |
| 7. | DIRECTIONAL COUPLER (10 dB) | 125 | -10,-0.57 | |
| 8. | PHASE SHIFTER | 125 | -2 | |
| 9. | VARIABLE ATTENUATOR | 80 | -0.5,0~-30 | |
| 10. | STRAIGHT W.G. | 465 | -2.1 | |
| 11. | DIRECTIONAL COUPLER | 116.6 | -0.53 | |
| 12. | MIXER W.G. | 32 | -0.15 | |
| 13. | MIXER INPUT LEVEL | | | 6.1 - ATT. |

| OUTPUT SIGNAL PATH | | LOSS (dB) |
|---|---|---|
| 1. | BIAS INSERTION COIL | -1 |
| 2. | AMPLIFIER | +25 |
| 3. | POWER DIVIDER | -0.7 |
| 4. | BAND PASS FILTER | -0.5 |
| 5. | COAXIAL CABLE | -0.22 |

ここで用いる 70 GHz 帯のミキサーのバイアス電流—電圧特性の実験結果を図 6 に示す.

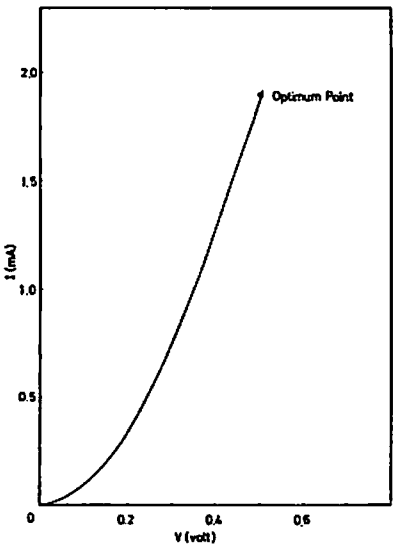


図 6　ミキサーのバイアス電流—電圧特性

### 4-4. S/N 比の問題

乱流加熱実験に用いるマイクロ波散乱系の S/N 比に影響を与える因子としては次のものが考えられる.

（I） サイクロトロン放射

これは熱放射によるものと逃走電子によるものに分けられる.

（a） 熱放射

$T_e$～300 eV, $\Delta f$～500 MHz とすると

$$P_{c.r} = kT_e\Delta f \sim 2.4\times10^{-8}\,\mathrm{W} \quad (-46\,\mathrm{dBm}) \tag{13}$$

（b） 逃走電子による放射

熱放射の場合の 20 倍程度と仮定すると[12]

$$P_{n.c.r} \sim 4.8\times10^{-7}\,\mathrm{W} \quad (-33\,\mathrm{dBm}) \tag{14}$$

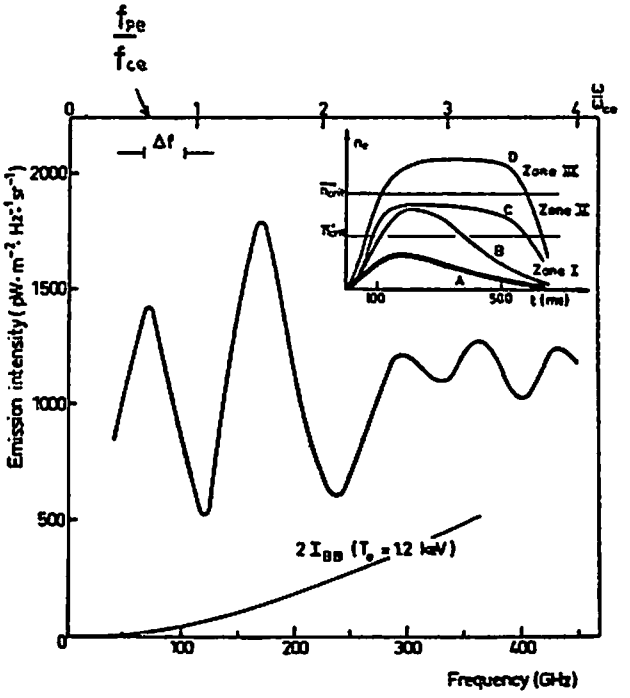


図 7　TFR における逃走電子による放射の例

これらの放射はスペクトルをもつが，その例を図7に示す．これは TFR トカマクで逃走電子の多い放電の場合に観測された結果である．$f_{pe}$ 近傍で放射パワーは極大となり，$f_{ce}$ 近傍では極小となる．従ってこのような放電時に入射マイクロ波の周波数が $f_{pe}$ と $f_{ce}$ の間にあると，この放射の影響がかなり現われうる．TRIAM-1 の場合 $f_{pe}<f_i<f_{ce}$ であるから，乱流加熱電場をかけたとき，逃走電子による放射が存在するかどうかのチェックが必要である．

（II） 受信器感度

70 GHz 帯の等価雑音温度はほぼ $10^4$ °K であるから[2]，帯域幅を 500 MHz とすると，等価入力雑音電力は

$$P_r = kT_N\Delta f \sim 7\times10^{-11}\,\mathrm{W} \quad (-71\,\mathrm{dBm}) \tag{15}$$

となる．これはマイクロ波散乱系の最小検出レベルになる．

（III） 乱流加熱電場印加時の放電ノイズ

乱流加熱実験は数 $\mu s$ の短時間に大電圧を印加するので放電ノイズが発生しやすい．これはミキサーから信号処理系全体をシールドボックスに納めておけば，数 mV に抑えうることが予備実験によって確認された．ミキサー出力として 20 mV 程度の信号が期待できるのでほぼ問題ないと考えられる．

以上の検討より，散乱波パワーはミキサー出力部で −28.3 dBm，サイクロトロン放射レベルが −57.4 dBm，逃走電子による放射レベルは −44.1 dBm，受信器感度が −71.0 dBm であることより，散乱波を検出することは可能と考えられる．

## 5. あ と が き

TRIAM-1 トカマクでの乱流加熱実験時のマイクロ波散乱計測について検討を行なった．その結果，90° 散乱によって静電的イオンサイクロトロン波不安定性の基本波，第2次高調波の検出が可能であることを示した．なおマイクロ波立体回路系の予備実験も良好で，まもなく本実験に着手する予定である．

## 謝 辞

本研究を遂行するにあたり，終始激励していただいた矢嶋信男教授，そして有益な討論をしていただいた東井和夫助教授，平城直治助手，中村一男助手，中村幸男助手，技術的な面でお世話になった中島寿年技官，川崎昌二技官に心から感謝の意を表します．また分散式の数値計算は MELCOM-COSMO 900 を用いて行ないました．

## 参 考 文 献

1) Motley, R. W. and Ernst, W. P.: *An attempts to observe scattering of 2 mm waves from tokamak plasmas*, Phys. of Fluids **18** (1975), 922.
2) Cano, R.: *A REVIEW OF MICROWAVE SCATTERING ON TOROIDAL PLASMA.* (Varenna School, 1978), 1.
3) Arunasalam, V., Okabayashi, M., Hawryluk, R. J. and Suckewer, S.: *Inhibition of*

*the Current-Driven Ion-Wave Instability in the Trapped-Electron Regime in the FM-1 Sphera-tor.* Phy. Rev. Lett. 36 (1976), 726.

4) Mazzucato, E.: *Small-Scale Density Fluctuations in the Adiabatic Toroidal Compressor,* Phys. Rev. Lett. 36 (1976), 792.

5) Mazzucato, E.: *Low frequency microinstabilities in the PLT tokamak,* Phys. of Fluids. 21 (1978), 1063.

6) TFR Group: *Ion-Cyclotron Instability in the TFR Tokamak,* Phys. of Fluids 41 (1978), 113.

7) Koeclin, F., Glaude, V. et How. J.: *MESURE D'INSTABILITÉS DANS UN PLASMA CHAUD ET DENSE PAR DIFFUSION D'ONDES MILLIMÈTRIQUES,* REVUE DE PHYSIQUE APPLIQUÈE, 12 (1977), 1797.

8) Okabayashi, V. Arunasalum, V.: *Study of Drift-Wave Turbulence by Microwave Scattering in a Toroidal Plasma,* Nuclear Fusion 17 (1977), 497.

9) 例えば, Toi, K. et al.: *Experiments of Turbulent Heating and Control of Plasma Shape in Tokamaks.* 8th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Brussels (1980), IAEA-CN-38.

10) Nakamura, K., Hiraki, N., Toi, K. and Itoh, S.: *Derivation of the Radial Profile of Ion Temperature from the "Measured" Energy Spectra of Charge-Exchanged Neutrals,* Reports of Research Institute for Applied Mechanics, Vol. XXVIII (1980), 1.

11) Mikhailovskii, A. B.: *Theory of Plasma Instabilities,* (Consultant Bureau, New York-London, 1974).

12) Brossier, P.: *Runaway-Driven Kinetic Instabilities in Tokamaks,* Nuclear Fusion 18 (1978), 1069.

(昭和55年6月3日 受理)

発　　行
九州大学応用力学研究所
〒812　福岡市東区箱崎6丁目10番1号