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:

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 九州大学応用力学研究所所報 第53号 昭和55年

寄 書

TRIAM-1 トカマクにおける 4 mm 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、4 mm 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. 木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 k₁ ρ_i~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、400 mW 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

100

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"→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³⁰. 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//B₂) 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

K	EQUIPMENT	FREQUENCY	POWER	OSCILLATOR	DETECTION METHOD	INSTABILITY
K.	st "	140 GHz	2 ₩	B.W.O.	Homodyne	I.A.I.
	TFR ²⁾	75 GHz	10 W	B.W.O.	HETERODYNE	E.I.C.I.
	3) FM-1	33.5 GHz 71.0 GHz	0.2 W	B.W.O.	Homodyne	I.A.[.
K.	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 (EX-MODE)	10 - 100 W	B.W.O.	HETERODYNE Synchronous Detection	E.I.C.I.
	TFR ⁷⁾	136 GHz		B.₩.O.	HETERODYNE	D.W.I.
	8) FM-1	33.5 GHz	6 W	E.I.O.	Homodyne	D.W.I.

扱1 トカマク等におけるマイクロ波飲乱実験

NOTE I.A.I. represents ION ACOUSTIC INSTABILITY.

E.I.C.I. represents ELECTROSTATIC ION CYCLOTRON INSTABILITY.

D.W.1. 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_r)₀~30 kG、 \bar{n}_e ~2×10¹¹ cm⁻³, I_p ~20 kA、 I_{TH} ~20 kA (T_e)₀~220 eV、 (T_e)_{ph}~80 eV,(T_i)₀~120 eV, (T_i)_{ph}~40 eV で与えられる. ただし添字0 は中心、ph は r = 3.5cm 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、

$$(v_d)_{\rho h} = \frac{I_{TH}}{\bar{n}_{\rho} e \pi a^2 \frac{\partial}{\partial} \left(2 - \frac{\partial}{\partial}\right)} \sim 2.86 \times 10^6 \text{m/s}$$
(1)

一方、乱流加熱電流を流さないときは、

$$\bar{v}_{d} = \frac{l_{p}}{\bar{n}_{e}e\pi a^{2}} \sim 1.25 \times 10^{6} \mathrm{m/s}$$
⁽²⁾

また電子熱速度は $(v_a)_{ph} = \sqrt{\frac{(T_a)_{ph}}{m}} \sim 3.75 \times 10^6 \text{m/s} (v_e)_0 = \sqrt{\frac{(T_a)_0}{m}} \sim 6.24 \times 10^6 \text{m/s}, \ c = 5.5 \times 10^6 \text{m/s}$ から、 $(v_a/v_e)_{ph} \sim 0.76, \ (\overline{v}_a/v_e)_0 \sim 0.2 \ b = 3.75 \times 10^6 \text{m/s}$ 84 GHz, $(f_{pe})_0 \sim 40 \text{ GHz}$ より $(f_{ee}/f_{pe})_0^2 \sim 4.4 \ b = 5.5 \times 10^6 \text{m/s}$, $(T_e/T_i)_{ph} \sim 2 \ c \to 5.5 \times 10^6 \text{m/s}$ 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

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

ただし、Z はプラズマ分散関数、 I_n は n 次の変形ペッセル関数、 $k^2 = k_{\perp}^2 + k_{\perp}^2$ である. この分散 式より、磁場方向からの伝播角度 $\theta = \tan^{-1}(k_{\perp}/k_{\prime\prime})$ 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 $T_e/T_i = 2$, $v_d/v_e = 0.8$, $(\omega_{ee}/\omega_{pe})^2 = 5$ を用いて、水菜プラズマについて計算 する.

図 1 — (A) は $\theta = 0^\circ$ 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 $k_{\mu\lambda_p}=0.11$ のときに成長率は最大となり, そのとき $\omega_r=0.16 \omega_{\mu}$ であ る. 図 1 — (B) は $\theta = 82^\circ$ 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



(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 ぽ k」の= 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 $T_e/T_i = 2 \ge 3$ の場合の成長率の最大値の v_a/v_e 依存性を表わしている. $T_e/T_i = 2$ の場合, $v_a/v_e = 0.86$ 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, $v_a/v_e = 0.57$ 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彼不



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

R

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_t は入射マイクロ波周波数、 θ_s は散乱角、c は光速である。90° 散乱の場合、 $f_t = 70$ GHz のとき、 $k_{99} = 20.8$ cm⁻¹、30° 散乱の場合 $k_{39} = 7.58$ 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}~80 eV, (T_i)_{ph}~40 eV より λ_p ~1.5×10⁻³ cm, ρ_i ~3×10⁻² cm である. 故に k_{90} · ρ_i ~0.61, k_{30} · ρ_i ~0.23, k_{90} · λ_p ~0.03, k_{30} · λ_p ~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 $\theta = 0^\circ$ 、即ち、 トロイダル方向に k < 0 トルをとればよい. 30° 扱乱では $k_{1/\lambda_D} = 0.01$ であるから図 1 — (A) より $\omega_r = 0.014 \omega_{pt}$ 90° 散乱では $k_{1/\lambda_D} = 0.03$ であるから $\omega_r = 0.04 \omega_{pt}$ 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、 $k_{1/}$ 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、 $k_{\perp \rho_{1}}$ ~0.61、30° 散乱の場合 $k_{\perp \rho_{1}}$ ~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 $k_{\perp \rho_{1}}$ 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 $k_{\perp \rho_{1}}$ 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.



4-2. 做乱波パワーの評価

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後乱される. この後乱される電磁波の 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, 後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.

$$P_{s} = \int_{V_{s}} \int_{-\infty}^{\infty} P_{i} \sigma_{e} n_{0} S(k, \omega) d\omega \, \mathcal{Q}_{s} dV$$
⁽⁵⁾

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

$$S(k,\omega) = \lim_{T,V_{\theta} \to \infty} \frac{1}{TV_{\theta}} \frac{|\tilde{n}_{\theta}(k,\omega)|^{2}}{n_{0}}$$
(6)

ただし

$$\tilde{n}_{e}(k,\omega) = \int_{T} dt \int_{V_{s}} dr \, \tilde{n}_{e}(r,t) e^{-it\omega t + k \cdot r} \tag{7}$$

である.

𝕵 は受信ホーンの立体角である.

今,

$$P_{t} = \frac{P_{0}G_{t}}{4\pi |r_{t}-r|^{2}} F(\theta_{t},\varphi_{t})$$
(8)

$$\mathfrak{Q}_{s} = \frac{\lambda_{0} G_{r}}{4\pi |r_{r} - r|^{2}} F(\theta_{r}, \varphi_{r})$$
(9)

とおける.ただし P₀ は放射ホーン部での全パワー, G₁, 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, $|r_i-r| \ge |r_r-r|$ は飲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

$$S(k) = \int_{-\infty}^{\infty} S(k, \omega) d\omega$$
$$= V_s \frac{\tilde{n}_c^2}{\tilde{n}_0} (t_1 t_2)$$
(10)

となる.

(8), (9), (10) 式を (5) に代入すると,

$$P_{s} = P_{0} \frac{G_{t}G_{r}}{(4\pi)^{2}} \lambda_{0}^{2} \sigma_{e} n_{0} \int_{-\infty}^{\infty} S(k, \omega) d\omega \int_{V_{s}} \frac{F(\theta_{i}, \varphi_{t})F(\theta_{r}, \varphi_{r})}{|r_{t} - r|^{2}|r_{r} - r|^{2}} dV$$

$$\simeq P_{0} \left(\frac{G\lambda_{0}}{4\pi}\right)^{2} \sigma_{e} n_{0} S(k) \frac{F^{2}}{l_{r}^{2} l_{i}^{2}} V_{s}$$

$$= P_{0} \left(\frac{G\lambda_{0}}{4\pi}\right)^{2} r_{0}^{2} \tilde{n}_{s}^{2} \frac{F^{2}}{l_{r}^{2} l_{i}^{2}} V_{s}^{2}$$
(11)

となる. ただし $G_i = G_r = G$ とし, $F(\theta_i, \varphi_i) = F(\theta_r, \varphi_r) = F$, $l_r = |r_r - r|$, $l_i = |r_i - r|$ 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 $l_i = 0.112$ m, $l_r = 0.125$ m, $V_s = 7.54 \times 10^{-5}$ m³, 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, $\tilde{n}_c/n_0 = 0.1$ % と仮定すると, $n_0 = 2 \times 10^{19}$ m⁻³ として,

$$P_s/P_0 \simeq 2.1 \times 10^{-3} \quad (-27 \,\mathrm{dB})$$
 (12)

の関係が得られる. なおここで仮定した $n_s/n_o \sim 0.1$ %の値は TFR によるイオンサイクロトロン波の 測定結果⁶⁹ 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, $P_s/P_0 \simeq 0.92 \times 10^{-3}$ (-30 dB) となる.

また, 散乱中心は $A^{2}/4\lambda_{0} < l_{i}$, 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.



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ω=ω,-ω,の関係式で求められる. ただしω,は散乱波周波数,ω, は入射マイクロ波周波数である. ω,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)

S I GN	AL PATH (90 ⁰ SCATTERING)	LENGTH (mm)	LOSS (db)	POWER LEVEL (dBm)
1.	KLYSTRON			26
2. 3. 4. 5.	ISOLATION W.G. H-PLANE BEND (90 ⁰) ISOLATOR H-PLANE BEND (90 ⁰) TWIST	100 40 125 40 50	-0.45 -0.18 -3.0 -0.18 -0.23	-4.04
7. 8. 9. 10. 11. 12. 13. 14. 15. 16.	DIRECTIONAL COUPLER (10 dB) DIRECTIONAL COUPLER (10 dB) TAPER W.G. X-BAND W.G. TAPER W.G. H-T TRANS. FLANGE H-PLANE BEND (90°) H-PLANE BEND (15°) STRAIGHT W.G. EMITTING HORN	125 -(125 -(150 2175 150 14.6 40 25 291 35), 46, -0, 1 -0, 68 -0, 66 -0, 68 -0, 07 -0, 18 -0, 12 -1, 35 -0, 16	57 57 }-6.06
17. 18. 19.	ATTENUATION BY THE WINDOW SCATTERING POWER ATTENUATION BY THE WINDOW		-3.0 -27.0 -3.0	12.9(19 mW) -17.1(19 µW)
 20. 21. 22. 23. 24. 25. 26. 27. 28. 29. 	RECEIVING HORN H-PLANE BEND (90 ⁰) STRAIGHT W.G. H-PLANE BEND (90 ⁰) H-T TRANS. FLANGE TAPER W.G. X-BAND W.G. TAPER W.G. DIRECTIONAL COUPLER MIXER W.G.	35 40 136 65.6 14.6 150 1964 150 256.6 32	-0.16 -0.18 -0.62 -0.3 -0.07 -0.68 -0.59 -0.68 -1.16 -0.15	4.59
30. 31.	MIXER INPUT LEVEL CONVERSION LOSS		-6.6	-21.7
32.	MIXER OUTPUT LEVEL			-28.3

図5 にこのマイクロ波散乱用立体回路の磁略図を示す. 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、絶録導波管、アイソレーター、ツイスト、方向性結合器、Xパンド等の 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 パ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. ミキサーは負のパ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 g 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.

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

4-4. S/N 比の問題

乱従加熱実験に用いるマイクロ波飲乱系の 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

1998

T.~300 eV. 45~500 MHz とすると

$$P_{c,r} = kT_{c} df \sim 2.4 \times 10^{-5} \text{W} \quad (-46 \text{ dBm})$$
(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い

 $P_{n.c.\tau} \sim 4.8 \times 10^{-7} \text{ W}$ (-33 dBm) (14)





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_{ee} 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_{ee} 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 $f_{pe} < f_i < f_{ee}$ 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 100 °K であるから",帯域幅を 500 MHz とすると、等価入力雑音 電力は

$$P_r = kT_N J f \sim 7 \times 10^{-11} \,\mathrm{W} \qquad (-71 \,\mathrm{dBm})$$
 (15)

となる. これはマイクロ波飲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 µs 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.

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° 放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.

部 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.
- 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 Spherator. Phy. Rev. Lett. 36 (1976), 726.

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

1000

- 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