

プラズマ波動計測のためのマイクロ波散乱系の評価

園田, 義人
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

村岡, 克紀
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

赤崎, 正則
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

<https://doi.org/10.15017/17489>

出版情報 : 九州大学大学院総合理工学報告. 1 (1), pp. 49-55, 1979-10-09. 九州大学大学院総合理工学研究科
バージョン :
権利関係 :

プラズマ波動計測のためのマイクロ波散乱系の評価

園田 義人・村岡 克紀・赤崎 正則

昭和54年7月21日 受理

Assessments of a Microwave Scattering System for the Plasma Wave and Turbulence Measurements

Yoshito SONODA, Katsunori MURAOKA and Masanori AKAZAKI

The problems associated with the microwave scattering technique for the plasma wave and turbulence measurements have been pointed out as being the difficulties (i) of estimating the absolute values of the electron density fluctuations from the scattering data, and (ii) of extending the measurable wave-number regions beyond $k\lambda_D \geq 0.05$. Based on the detailed studies using the Langmuir probe and the recent development of the microwave technique, we have proposed the ways to overcome the above difficulties (a) by absolutely-calibrating the microwave scattering system against the known plasma density fluctuations, and (b) by assessing the most favourable scattering system.

A preliminary measurement is made of the density fluctuations in the current-driven ion wave of a plasma.

1. まえがき

電磁波によるプラズマ計測法の中で、マイクロ波(周波数 $f \approx 10 \sim 150$ GHz) 散乱法は、コヒーレントな電磁波のプラズマによる、いわゆる協同散乱 (collective scattering, $\alpha \equiv 1/k\lambda_D \geq 1$, ここで k は波動又は乱れの波数—後述—の絶対値で、 λ_D はデバイ長を示す) を利用する計測法である。その散乱スペクトル強度は、電子密度の変動が熱的ゆらぎによる場合は、イオン温度、電子温度、電子密度等と関連したプロファイルを、一方熱的ゆらぎ以上 (supra-thermal) の電子密度変動が存在する場合は、そのスペクトル強度分布に関連したプロファイルを示す¹⁾。

実験室プラズマへのマイクロ波散乱計測法の適用は²⁾、従来、後者すなわちプラズマ波動または乱れによる熱的ゆらぎ以上の電子密度変動の検出に限られてきたが、それは散乱波が微弱なために、強い密度変動のみが検出可能であることに起因する。一方、最近の研究で、磁場閉じ込めプラズマの加熱・保持特性が、

プラズマ波動・乱れに支配されていることが明らかになるにつれ、波動・乱れの直接測定への要求が強くなり、マイクロ波散乱技術の確立が要望されている。

しかるに、従来のマイクロ波散乱によるプラズマ計測は、次の点で大きな制約を受けてきた。すなわち、

(i) 散乱電磁波の絶対値の較正法が確立していないため、加熱・保持特性とプラズマ波動・乱れの関係を定量的に議論することが困難であること、(ii) 波動のスペクトル計測領域が長波長 ($k\lambda_D \leq 0.05$) に限られ、乱れの全スペクトルに亘って一般的な議論を行なうことが困難であること、である。

本研究は、最近のマイクロ波技術、及び静電探針によるプラズマの詳細な測定技術をもとに、上記諸問題の解決を図ることを目的として、マイクロ波装置の技術的検討及び陽光柱プラズマ中のコヒーレントなイオン音波の検出結果から、上記 (i), (ii) の問題を考察したものである。

2. マイクロ波散乱法の構成と適用条件^{1), 3), 4)}

プラズマ中に入射した単色平面電磁波 (\vec{k}, ω) が電

子密度のゆらぎにより散乱されるとき、散乱角 θ に位置する立体角 $\Delta\Omega$ 、中心角周波数 ω_s 、帯域幅 $\Delta\omega_s$ の理想的受信機で受信される全パワーは次式で与えられる¹⁾。

$$P_s(\vec{k}, \omega) = p_i \sigma_T n_e V_s S(\vec{k}, \omega) \Delta\omega \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \quad (1)$$

ここで、

$$\vec{k} = \vec{k}_s - \vec{k}_i, \quad k \equiv |\vec{k}| \approx 2k_i \sin \frac{\theta}{2}$$

\vec{k}_s : 散乱波数ベクトル

$$\omega = \omega_s - \omega_i, \quad \Delta\omega = \Delta\omega_s$$

$$p_i = \frac{1}{2} \epsilon_0 |\vec{E}_0|^2 c \quad (\text{入射電界ベクトル } \vec{E}_0 \text{ による} \\ \text{パワー束}), \quad c \text{ は光速}$$

$$\sigma_T \equiv r_e^2 (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi) \quad (\text{トムソン散乱断面積})$$

$$r_e = 2.82 \times 10^{-15} \text{m: 電子古典半径}$$

ϕ : \vec{k}_i と \vec{k}_s の張る面と入射電界ベクトルのなす角度

n_e : 平均電子密度

V_s : 散乱体積

$$S(\vec{k}, \omega) = \lim_{T, V \rightarrow \infty} \frac{2}{TV} \cdot \frac{\langle |\tilde{n}_e(\vec{k}, \omega)|^2 \rangle}{n_e} \quad (2)$$

式 (2) の $S(\vec{k}, \omega)$ はプラズマの動的形状因子と呼ばれ、プラズマの内部状態、すなわち熱力学的性質ないしは乱れ状態を規定する量である。式 (1) で p_i 、 σ_T 、 n_e 、 V_s 、 $\Delta\Omega$ が既知であれば、 $P_s(\vec{k}, \omega)$ を測定することにより、 $S(\vec{k}, \omega)$ が求まる。

$S(\vec{k}, \omega)$ は $k\lambda_D \leq 1$ により、プラズマの異なる性質を示す。実験室プラズマのマイクロ波散乱の目標は、既述のように $k\lambda_D \leq 1$ 領域の協同散乱により、プラズマ波動ないし乱れを計測することである。

マイクロ波散乱実験を行なう際には、次の諸条件が満たされなければならない。

- (i) 入射電磁波がプラズマを乱さないこと。
- (ii) プラズマ中をマイクロ波が伝播可能であること、すなわち、非磁化プラズマに対し、 $\omega_i, \omega_s \gg \omega_{pe}$ であること (ただし、 ω_{pe} : 電子プラズマ角周波数)。
- (iii) プラズマからの放射 (主として制動放射) がマイクロ波散乱パワーに比べて十分小さいこと。
- (iv) 散乱波のパワーが検出器により十分な S/N

比で受信可能であること、すなわち、 $P_s(\vec{k}, \omega) \gg (NEP)_d$ (ただし、 $(NEP)_d$: 検出器の等価雑音)。

- (v) 波数分解能が十分とれるよう、受信アンテナはフランホーファ条件⁵⁾ $R > 2D^2/\lambda_s$ (ただし、 D : 散乱領域の同位相面最大長さ、 λ_s : 散乱波波長) を、また照射幅 l は $l \gg \lambda/2$ (ただし、 λ : 波動又は乱れの波長) を満たすこと。

式 (1) に於て、 p_i 、 σ_T 、 V_s 、 $\Delta\Omega$ は実験条件により決定される因子で、プラズマの状態 (n_e 、 T_e 等) と併せて、上記の諸条件 (i)~(v) を満足するように決定しなければならない。ところで、条件 (ii) により、測定できるプラズマ電子密度に上限 (例えば、70 GHz では 10^{19}m^{-3} 程度以下) である。また、(iii)、(iv) に関連して、散乱パワーが検出可能な値となるように、 p_i 、 V_s 、 $\Delta\Omega$ を十分大きくとる必要がある。ただし、 V_s 、 $\Delta\Omega$ は空間分解能やフランホーファ条件等と背反関係にあるため、それぞれ許容限度がある。また、受信アンテナホーンの指向性の性能による制約も考慮しなければならない。

一方、式 (1)、(2) より $\langle |\tilde{n}_e(\vec{k}, \omega)|^2 \rangle$ が探針測定により求めれば、散乱データの絶対校正が可能であることがわかる。

以上の考察から、我々は P_i 、 V_s 、 $\Delta\Omega$ 及び条件 (v) の吟味のため、マイクロ波ハードウェアの技術的検討と実験を行なった。

3. マイクロ波散乱測定系に関する技術的検討

3.1 マイクロ波散乱測定系の構成

マイクロ波散乱実験に必要な構成要素は、(i) マイクロ波発生部 (ii) 伝送・集束投射部 (iii) 散乱波受信・伝送部、及び (iv) 検出部の4部である。

(i) マイクロ波源は、できるだけ大出力のものが望ましい。最近、EIO (Extended Interaction Oscillator) により、数 W 以上の出力が得られているが、我々は保守の容易さ及び価格の点から、通常用いられるクライストロンの中で出力の大なるものを用いた。

(ii) 伝送・集束投射部は、導波管、バンド類と送信ホーンより成るが、マイクロ波源と負荷の干渉を防止するためのアイソレータ、及びマイクロ波の基礎量 (周波数、発振出力) のモニターのための測定器が加わる。

(iii) 散乱波受信・伝送部は、入射波に対してある

整によりミキサダイオード検波能力の向上（最適化）を図っているが、局発パワーが十分に確保できない場合、変換損失をより小さく抑えるためには、ミキサにバイアス回路を採用しなければならない。

3.2.2 電磁ホーンアンテナの検討

(a) 放射パターン測定方法

本実験で準備した電磁ホーン（角錐形及び石英レンズ付円錐形）の外形及び放射パターン測定法の概略を Fig. 2 に示す。同図のように、ホーンと測定用導波管（サーミスタマウントに固定した WRI-320 型、内径 7.112×3.555 mm）との距離 L を設定し、ホーン中心軸から水平方向（E方向）あるいは垂直方向（H方向）に距離 r だけ測定用導波管を移動して、各点での受信電力 P を測定して放射パターンを求めた。

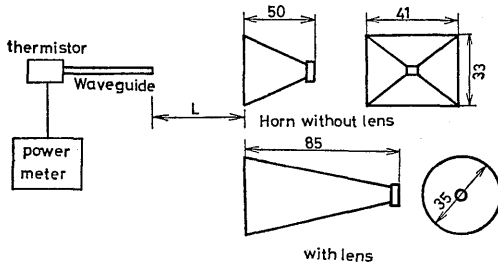


Fig. 2 Horn Aperture and Equipment for the Radiation Pattern Measurement

(b) 測定結果と検討

各ホーンに対する放射パターンの測定結果の一部 (35 GHz, E面パターン) を Fig. 3(a), (b) に示す。これらの図より、半値幅 (FWHM) 特性及びピーク値特性を求めると Fig. 4 となる。ただし、パターンのみかけ上の半値幅に対し、測定導波管の分解能約 7 mm を考慮して、真の半値幅 $d_0 = (d^2 - 7^2)^{1/2}$ を計算した。半値幅特性より、ホーンからの任意の距離 L におけるビームの拡がり d_0 、すなわち照射幅が求まり、これから空間分解能や散乱体積等を評価することもできる。

本実験に於て、送信ホーンに関する条件を吟味すると、例えば 60° 散乱の場合、送信ホーンと散乱中心の距離は約 180 mm で、そのときの照射幅は約 30 mm である。この照射幅で十分な波数分解能 (2. の (v) に既述) の得られる被測定波の波長 λ は $\lambda \ll 60$ mm となり、後述のプラズマのパラメータ及びプラズマ空

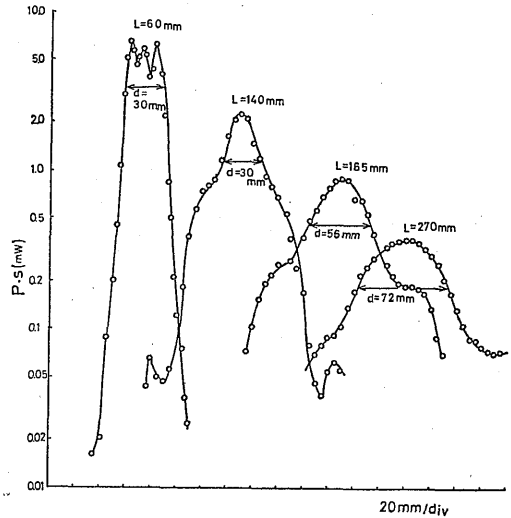


Fig. 3 (a) Radiation Pattern (without lens)

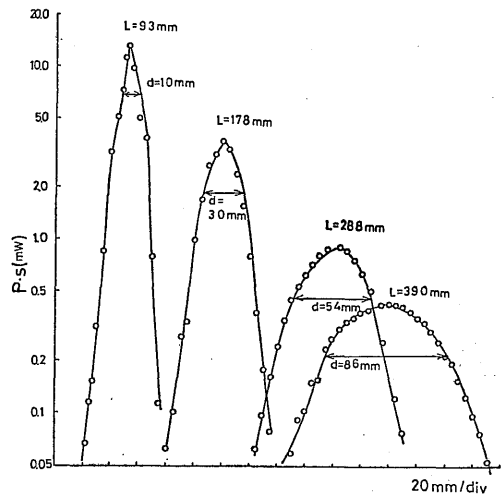


Fig. 3 (b) Radiation Pattern (with lens)

間（放電管内径約 100 mm）でのイオン音波を測定するには適当な大きさである。また、散乱中心と受信ホーンの距離 R は約 180 mm で、一方フランホーファ領域の指標 $l^2/\lambda \approx 105$ mm で、 $l^2/2\lambda < R < 2l^2/\lambda$ のフレネル領域とフランホーファ領域の遷移領域にある。散乱受信検波出力 S/N 比が十分であれば、 $R > 2l^2/\lambda$ の領域まで離すことが望ましいが、半値幅特性から分るように、さらに受信ホーンを離すと、 l も比例して増大し、条件はかえって悪化する。その対策として、受信ホーンのビームをレンズで絞ること、あるいは受

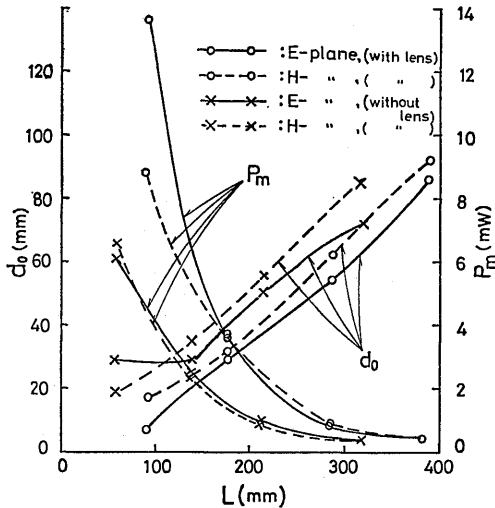


Fig. 4 FWHM and Peak Value

信ホーンを大きくして指向性を増すことが考えられるが、現状では、プラズマ散乱実験の要請に十分叶ったマイクロ波収束技術は未開拓で、開発、研究が必要と思われる。

Fig. 4 より、ホーンの利得 G 、実効面積 A_e 、近似積分電力 P_t —ただし、 $G=10 \log \{41230 / (\theta_e \times \theta_h)\}$ 、 $\theta_e = 2 \tan^{-1}(d_{0e}/2L)$ 、 $\theta_h = 2 \tan^{-1}(d_{0h}/2L)$ 、 d_{0e} 、 d_{0h} はそれぞれ E 面、 H 面での半値幅、 $A_e = \lambda^2 G / 4\pi$ 、 $P_t = P_m d^2 / s$ 、 s は導波管断面積—を求めた値を Fig. 5 に示す。同図で、 $L \leq 150$ mm に於て、測定値が大きく変化しているのは、ホーンの近接効果によるもの

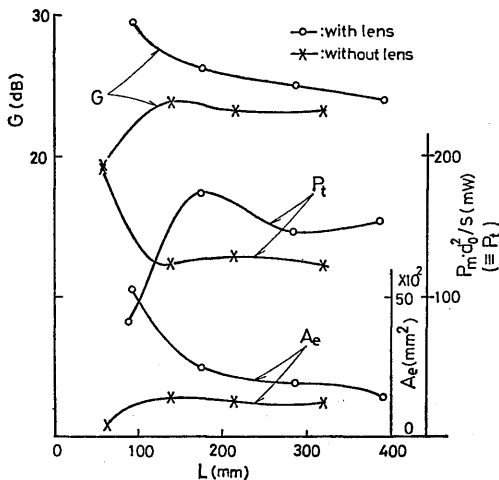


Fig. 5 Gain, Total Power and Effective Area

である。(ホーンフレネル領域境界は角錐形で 197 mm、円錐形で 143 mm である。)

以上の測定をもとに、一例として、散乱角 60° のイオン波乱流測定時の信号検出能力を考察する。 $\theta = 60^\circ$ 、 $f = 35 \text{ GHz}$ に対して、 $k = 0.73 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ 、乱れの強さにカドモチュエ理論値を用いれば $S(k) \approx 1.5 \times 10^8$ であり、また $R \approx 0.18 \text{ m}$ とすれば、照射幅 0.03 m 、 $V_s \approx 5.4 \times 10^{-5} \text{ m}^3$ 、 $p_i \approx 167 \text{ W/m}^2$ 、 $\Delta \Omega \approx 8.0 \times 10^{-2}$ で、 $\sigma_T = 7.9 \times 10^{-30} \text{ m}^2$ を考慮して、式(1)より

$$P_s \approx 1.1 \times 10^{-7} \text{ W} \quad (3)$$

となる。これは、等価雑音温度を常温の 100 倍程度に見積り、帯域幅 150 MHz としたときの受信機の等価入力雑音電力 $P_n \approx 1.2 \times 10^{-10} \text{ W}$ に比較して十分大きく、検出可能な範囲にある。

以上の考察より、現ホーンアンテナ装置はイオン音波測定信号を検出可能であるが、空間分解能とフランホーフェ条件を良くするために、ホーンの指向性の向上をはかる必要があると思われる。

4. マイクロ波散乱によるイオン音波の測定

4.1 実験装置と方法

散乱計測を行なったプラズマ装置の概略を Fig. 6 に示す。測定対象プラズマは、熱陰極型直流放電の陽光柱プラズマである。放電管は内径約 0.1 m、全長 1 m、電極間隔は約 0.6 m で、陰極前面約 0.03 m のところにメッシュグリッドを設置し、管内には、軸方向及び径方向に可動な静電探針を各 1 本設置している。作動気体はアルゴンで、圧力 $p \approx 5.1 \times 10^{-3} \text{ Torr}$ 、放電電流 $I_d \approx 400 \text{ mA}$ の場合、電子温度 $T_e \approx 2.4 \text{ eV}$ 、電子密度 $n_e \approx 3.1 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ であった。これらの値に対し、イオン音波速度 $c_s \approx 2.4 \times 10^3 \text{ m/sec}$ 、

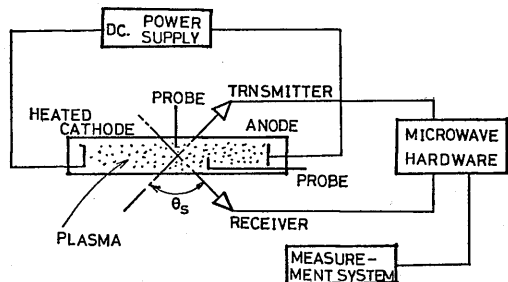


Fig. 6 Diagram of the Experimental Apparatus

イオンプラズマ角周波数 $\omega_{pi} \approx 3.7 \times 10^7$ rad/sec, 電子プラズマ角周波数 $\omega_{pe} \approx 9.9 \times 10^9$ rad/sec, デバイ長 $\lambda_D \approx 6.5 \times 10^{-5}$ m, 電子熱速度 $v_{the} \approx 6.5 \times 10^5$ m/sec, 電子ドリフト速度 $v_{de} \approx 2.8 \times 10^4$ m/sec となる。ただし, v_{de} の計算にはプラズマ直径を 0.06 m と仮定した。ここで $v_{de} > c_s$ が成立し, $T_e \gg T_i$ と考えられることから, プラズマ中に電流駆動型イオン音波不安定が生じていると予想される。

なお, 2. で述べた条件 (iv) に関して, 本実験パラメータでは, 電子・イオン衝突による制動放射 $P_{bet} \approx 10^{-19}$ W, 電子・中性粒子衝突による制動放射 $P_{ben} \approx 10^{-21}$ W の程度で散乱パワー式 (3) に比べ十分小さい。

次に, 散乱測定系は Fig. 6 に示す如く, プラズマ中の軸方向の波動を検出するように, 入射角, 散乱角を設定し, 入射波はその電界方向が放電管軸に垂直になるように投射した。一方, 受信ホーンは, 3. の議論をもとに, 各部品の実性能・幾何学的形状による制約と散乱波パワー強度を考慮して, フレネル・フランホッフ遷移領域に設定した。

ミキサー出力は, 前置増幅器 (利得 40 dB, 1 kHz ~ 150 MHz, 変換損失約 10 dB) で増幅した後, 周波数分析器でスペクトルを測定し, X-Y レコーダで記録した。周波数分析器の帯域幅は 3 kHz に設定した。ミキサーから増幅器に至る変換損失は約 15.5 dB であり, この条件のとき式 (3) での計算散乱受信パワー 10^{-7} W に対する増幅器出力は, 信号電力が 10^{-4} W であるのに対し, 雑音電力は 10^{-7} W 程度で信号検出可能である。

また, 静電探針の浮遊電位変化の出力を周波数分析器で観測し, 散乱波形と共に記録した。

4.2 結果と検討

散乱波の周波数分析測定結果の一例を Fig. 7 に示す。同図には静電探針の浮遊電位変化のスペクトル分析波形も併せて示している。2. で明らかにしたように, Fig. 7 の散乱及び静電探針の信号の対応から, 静電探針による波動の絶対測定を用いて散乱データを較正することは可能である。散乱波信号には, それぞれ, 46 kHz, 92 kHz, 135 kHz 付近にピークがあり, 散乱角を変えるとこれらのピークは高さや幅が変化する。例えば, 135 kHz の場合のピーク値と散乱角の関係は Fig. 8 のようになる。上記3つの周波数についての Fig. 8 と同様の図に於て, ピーク値を示

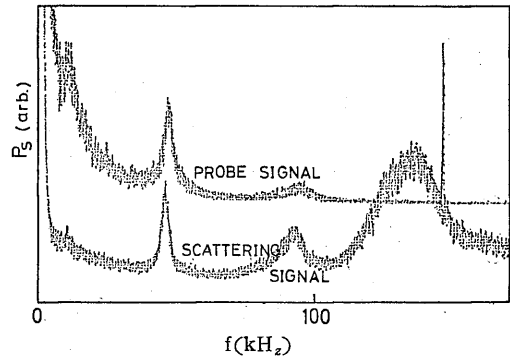


Fig. 7 Probe and Scattering Signals

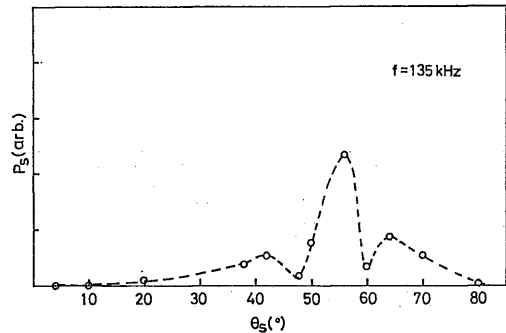


Fig. 8 $P_s - \theta_s$ curve

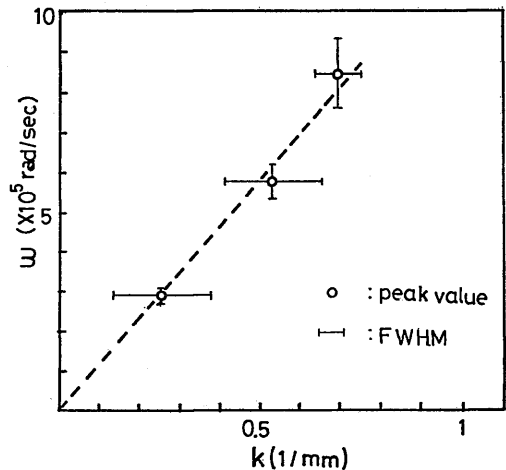


Fig. 9 Wave Dispersion Relation

す散乱角より k を求めて, $\omega - k$ 分布を画くと Fig. 9 を得る。Fig. 9 の図中の縦と横の棒は, それぞれ Fig. 7 等から求めた周波数の半値幅と, Fig. 8 等から求めた波数の半値幅を示している。この図から低周

波に対する波数分解能が低下していることがわかる。

Fig. 9 から $\omega/k \simeq (1.8 \sim 1.2) \times 10^8$ m/sec が得られ、 $c_s \simeq 2.4 \times 10^8$ m/sec との差をイオンドリフト速度とみなすと $v_{di} \simeq (0.6 \sim 1.2) \times 10^8$ m/sec と評価される。この値は電子、イオンの移動度から求めた値と矛盾しない。以上の分散関係等の考察により、マイクロ波散乱によって検知した波は離散的に発生しているイオン音波と結論づけることができる。したがって、現マイクロ波装置によりプラズマ波動の計測が可能であることが示されたが、より高精度の測定のためには、波数分解能に改善の余地があることが明らかとなった。

5. あとがき

本報告では、従来より採用されてきたマイクロ波散乱システムの検討を行ない、測定波数拡大のための改善の方法（パワー伝送損失の最小化や、散乱体積、空間分解能及び波数分解能等を考慮した送受信アンテナホーンの性能の選定等）を指摘した。さらに、陽光柱プラズマを対象として、現システムで散乱測定を行なった結果、高精度測定のためには波数分解能に改善の

余地はあるが、波動の測定にマイクロ波散乱が有力な手段であり、また散乱データの絶対較正が可能であることを明らかにした。

なお、70 GHz, 150 GHz の両マイクロ波装置を用いた散乱測定についても、検討を進める予定である。

本研究を行なうに当たり、名大工学部築島隆繁教授と同研究室の方々、九大応力研河合良信助教授及び理研石井成行博士⁶⁾より有益な検討、助言をいただいた。記して謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) D. E. Evans and J. Katzenstein: Rep. Prog. Physics, **32**, 207 (1969).
- 2) A. Mase and T. Tsukishima: Phy. Fluids, **18**, 464 (1975).
- 3) H. R. Griem and R. Lovberg: Method of Experimental Physics, Vol. 9, Part A (1970).
- 4) 核融合プラズマ診断研究会: 核融合プラズマ診断の現状 (1977).
- 5) R. C. Hansen: Microwave Scanning Antennas, Vol. 1 (1964).
- 6) 石井, 原: 理研報告, **54**, 126 (1978).