

フラウンホーファ回折によるプラズマ波動計測の理論と適用

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

末次, 祐介
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/10.15017/17570>

出版情報 : 九州大学大学院総合理工学報告. 5 (1), pp.23-31, 1983-06-30. Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University

バージョン :

権利関係 :

フラウンホーファ回折によるプラズマ 波動計測の理論と適用

園 田 義 人・末 次 祐 介*

村 岡 克 紀・赤 崎 正 則

(昭和 58 年 3 月 31 日 受理)

Theory and Application of Plasma-Wave Measurement by Fraunhofer-Diffraction

Yoshito SONODA, Yusuke SUETSUGU*, Katsunori MURAOKA
and Masanori AKAZAKI

The generalized theory of Fraunhofer-diffraction method, which includes the simple theory which was recently proposed as a new means to measure the amplitude and the (\mathbf{k}, ω) spectrum of plasma density fluctuations, is presented for general applications of any plasma-wave measurements. It becomes possible by the present theory to measure spatial positions and propagating directions of plasma waves in addition to the (\mathbf{k}, ω) spectrum. Application limits of the method for some representative electromagnetic waves are estimated, indicating that the method is suitable for measurements of low-frequency density fluctuations in large tokamak plasmas. Further, by referring to measurements of drift-waves in the JIPP T-II tokamak, general processes of designing a measurement-system diagnosing plasma waves by the method are given. In addition to these theoretical considerations, experiments are performed, where this theory is experimentally verified and measuring accuracies are ascertained, in a microwave region, by measurements of ion-acoustic waves in a d.c. discharge at low pressure.

These theoretical and experimental results have made it possible to establish the method as a standard and powerful diagnostic technique for measurements of plasma density fluctuations in various plasmas.

1. ま え が き

電磁波の協同散乱を利用したプラズマ波動・乱れの計測法は、プラズマ物理・核融合の研究に幅広く用いられ、特にプラズマの異常輸送や閉じ込めの研究に重要な役割を果たしてきた。

フラウンホーファ回折法¹⁾は、最近その基礎理論が提案された新しいプラズマ波動計測法で、プラズマ中へ入射した電磁波がプラズマ波動の位相変調作用を受けた結果生じるフラウンホーファ回折像のプロファイルから、プラズマ波動の (\mathbf{k}, ω) スペクトルや位置の情報を得る方法である^{2)~4)}。この方法は、従来の散乱

法に比べ、(i) 長波長領域のプラズマ波動計測に優れる、(ii) 光学系が簡単で、任意プラズマ発生装置への適用が容易である、等の利点を有しており、標準測定法としての確立が望まれている。

しかしながら、当初提案された基礎理論⁴⁾では、プラズマ波動の伝搬方向が入射ビーム進行方向に対して垂直でない場合及び波動の幅が有限である場合等の理論的解析が原理的に困難であり、またプラズマ波動の位置が入射波のビームウェストからずれた場合の吟味も不十分で、これらの点が標準測定法として任意のプラズマ発生装置へ適用する際の障害となっていた。

著者らは、以上の状況に鑑み、本計測法を標準的プラズマ波動計測法として確立することを目的に研究に着手した。まず、低気圧直流放電中のイオン音波に対

エネルギー変換工学専攻

* 同上修士課程

して本計測法をマイクロ波領域で適用し、プラズマ波動からとしては初めての測定結果を得、基礎理論を実証すると共に、本計測法がプラズマ波動計測の有力な手段となりうることを確認した³⁾。同時に、マイクロ波領域での測定システム及び技術を確立した。続いて、上述の問題を解決するために新たな理論的展開を行い、基礎理論を包括し、かつ種々のプラズマ波動の条件を取り入れた一般計測理論を確立した。さらに、その実験的検証を行うことにより、本計測法を理論と実験の両面から標準計測法として確立した。

本報では、以上の理論及び実験の結果を述べると共に、本計測法の適用範囲や測定光学系の設計指針等についても具体例を示しながら明らかにする。

2. 一般理論

2.1. 一般理論式の導出

当初提案された基礎理論では、厚さが十分に薄いプラズマ波動を回折面と考えて、フレネル・キルヒホッフの回折積分(面積分)を行って、フラウンホーファ回折像の理論式を得ているために、上述の問題点を有している。ここでは、プラズマ波動の幅や傾きの効果を取り入れた一般理論式を得るため、回折領域の個々の電子による放射波を体積積分する解析方法を用いる。

入射電磁波(ガウスモード)、プラズマ波動及び観測点の相対関係を Fig. 1 のように設定して、以下解析を行なう。

ボルン近似の成り立つ範囲で、観測点 Q での回折波 E_s は次式で与えられる⁵⁾。

$$E_s = E_0 r_e \int \frac{1}{R_{PQ}} \Psi_i(x') \tilde{n}_e(x', r, t') e^{j(\omega_i t' - k_i \cdot r)} dV \quad (1)$$

ここで、 E_0 : 入射電磁波の中心電界、 r_e : 古典電子半径、 $\Psi_i(x')$: 入射電磁波の x' 方向空間プロファイル、 $\tilde{n}_e(x', r, t')$: プラズマ波動の空間プロファイル、 t' : 遅延時間、である。積分は回折(散乱)体積 V 全体について行う。

$\Psi_i(x')$ をガウス型とし、

$$\Psi_i(x') = e^{-c'^2 x'^2 + j\psi(z_0)} \quad (2)$$

$$c'^2 = \frac{\cos^2 \theta_i (1 + j\rho')}{w^2(z)} = \frac{\cos^2 \theta_i}{w_0^2 (1 - j\rho')} \quad (3)$$

とおく。ただし、 $\rho' \equiv z_0' / (k_i w_0^2 / 2)$ 、 $z_0' = z + z_0$ 、 $\psi(z_0') = \tan^{-1} \rho'$: 位相項、 $w_0, w(z)$: ビームウェスト及び座

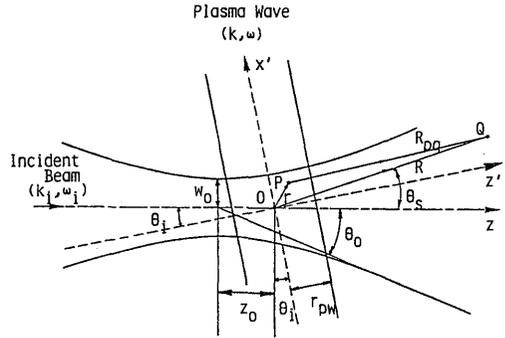


Fig. 1. Geometry for calculation of the Fraunhofer-diffraction intensity pattern. θ_i : incident angle, θ_s : scattering angle, P: scattering point, Q: observing point, r : position-vector of P, R : position-vector of Q, R_{PQ} : position-vector directed from P toward Q, z_0 : distance between the beam-waist and the origin, r_{pw} : effective radius of the plasma wave.

標 z での入射ビームのスポットサイズ、である。さらに、 $\tilde{n}_e(x', r, t')$ は、 x' 軸対称で、 r 方向にガウス型の空間プロファイルを持つコヒーレントな単色波動であると、次のようにおく。

$$\tilde{n}_e(x', r, t') = \tilde{n}_e e^{-(r/r_{pw})^2} \cos(\omega t' - kx') \quad (4)$$

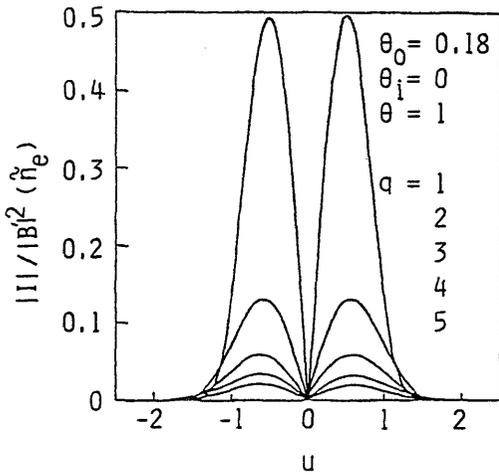
ただし、 r_{pw} は波動の実効半径である。式(2)~(4)を式(1)に代入し、フラウンホーファ領域を考えるために $R \rightarrow \infty$ として積分すると次式を得る。

$$E_s = E_0 \frac{\pi^{3/2} r_e \omega_0 r_{pw}^2 \tilde{n}_e}{2f} e^{-(u+2\theta_i/\theta_0)^2 (u/q)^2 - j\rho u^2} \times \{ e^{-(1-j\rho)(u-\theta)^2/(1-\theta_i^2) + j\omega_s t} + e^{-(1-j\rho)(u+\theta)^2/(1-\theta_i^2) + j\omega_s t} \} \quad (5)$$

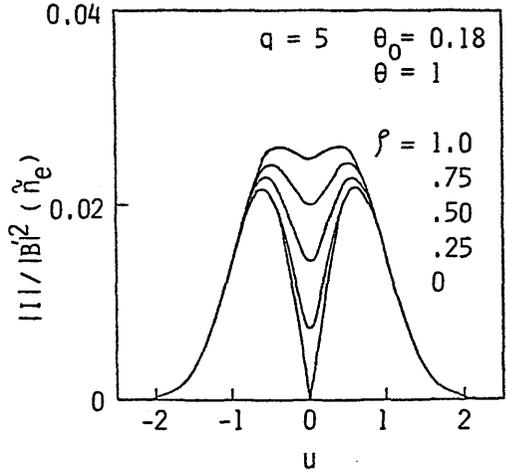
ただし、主要なパラメータは

$$\begin{aligned} u &\equiv x_f / w_f && \text{: 規格化空間座標,} \\ \theta &\equiv k w_0 / 2 && \text{: 規格化波数,} \\ \rho &\equiv z_0 / Z_R && \text{: 規格化波動位置,} \\ q^{-1} &\equiv r_{pw} / 2 Z_R && \text{: 規格化波動幅,} \\ Z_R &\equiv k_i w_0^2 / 2 && \text{: レーリーゾーン,} \\ \theta_0 &\equiv 2 / k_i w_0 && \text{: 入射ビームの広がり角,} \end{aligned}$$

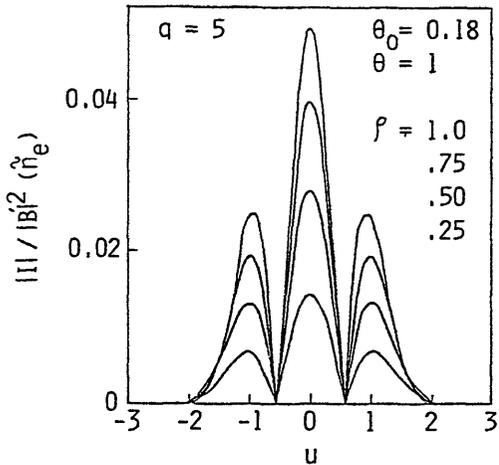
で与えられる。 x_f 及び w_f は前方焦点面での x 座標及びスポットサイズであり、また、 $\omega_s = \omega_i + \omega$ 、 $\omega_s' = \omega_i - \omega$ である。一方、観測点での搬送波 E_f は、次式で与えられる。



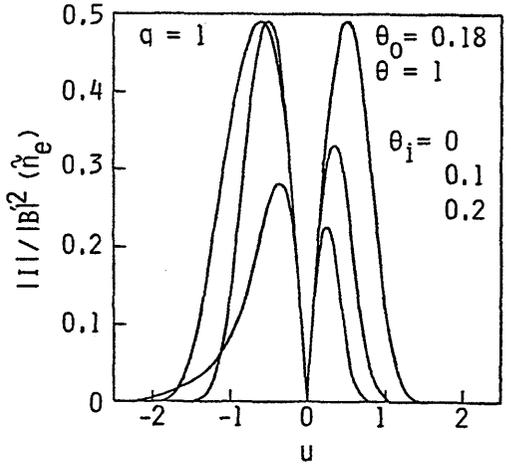
(a) $\theta_i=0, \rho=0, q=1\sim 5$.



(b) $\theta_i=0, \rho=0\sim 1, q=5$ for propagating wave.



(c) $\theta_i=0, \rho=0.25\sim 1, q=5$ for standing wave.



(d) $\theta_i=0\sim 0.2, \rho=0, q=1$.

Fig. 2. Spatial profiles of Fraunhofer-diffraction intensity under some representative conditions.

$$\mathbf{E}_f = \mathbf{E}_0 \frac{w_0}{w} e^{-u^2 - j\omega t + j\pi/2} \quad (6)$$

したがって、回折一次項強度 $I(=|\mathbf{E}_s \cdot \mathbf{E}_f^* + \mathbf{E}_s^* \cdot \mathbf{E}_f|/2)$ は、(5) 及び (6) 式を用いて、結局、

$$I = |B'|^2 \frac{\tilde{n}_e}{q^2} e^{-11 + (u+2\theta_i/\theta_0)^2/q^2} u^2 \times [e^{-(u-\theta)^2/(1-\theta_i^2)} \sin\{\rho(u^2 - (u-\theta)^2/(1-\theta_i^2)) + \omega t\} + e^{-(u-\theta)^2/(1-\theta_i^2)} \sin\{\rho(u^2 - (u+\theta)^2/(1-\theta_i^2)) - \omega t\}] \quad (7)$$

$$|B'|^2 = \frac{2\pi^{3/2} r_e w_0^2}{f w_f} Z_R^2 E_0^2$$

となる。ただし、 $\rho < 1; k \ll k_i, k_s; \sin \theta_i, \sin \theta_s \ll 1$ の条件を用いた。

以下、一般理論式 (7) を用いて、各条件下での空間的プロファイルの変化を、計測応用の立場から考察する。

2.2. 考察

(1) 理想的な場合 (プラズマ波動が入射ビームのビームウェストで垂直に交わる場合)

プラズマ波動の周波数 ($\omega/2\pi$) で振動する、代表的回折像プロファイルを Fig. 2(a) に示す。プロファイルは $\theta(=kw_0/2)$ によって変化するので、測定し

た空間プロファイルのピーク位置を求めるか、または理論的プロファイルとのカーブフィッティングを行うことにより、波数 k が求まる。

(2) プラズマ波動の位置が入射ビームのビームウエストからずれた場合

代表的プロファイルを Fig. 2(b) に示す。ずれがあると、中央 ($u=0$) の強度が大きくなる。この変化はずれの大きさに依存するので、測定したプロファイルから、ずれ (すなわち波動の位置) を求めることができる。波数 k はピーク位置の測定またはカーブフィッティングにより測定できる。ずれがある場合には、プラズマ波動が定在波の場合でも回折像が得られ、その波長がプロファイルから測定できる (Fig. 2(c))。なお、プラズマ波動の幅の影響はほとんどない。

(3) プラズマ波動が傾いた場合

この時の代表的プロファイルを Fig. 2(d) に示す。プロファイルに非対称性が現れ、この非対称性からプラズマ波動の傾きが測定できる。ただし、この非対称性の現れ方は、プラズマ波動の幅に依存するので、傾きを求める際には、あらかじめ波動幅を推定しておく必要がある。波数 k は、非対称性が弱い場合にはピーク位置から、強い場合にはカーブフィッティングから求めることができる。

以上のように、一般計測理論から、本計測法を用いれば、プラズマ波動の (k, ω) スペクトルのみでなく、その位置や伝搬方向をも測定できることが明らかとなった。

2.3. 測定可能範囲評価

代表的電磁波について、本計測法の適用可能範囲を実用的条件内で評価した結果を Fig. 3 に示す。各枠内が、それぞれの電磁波により、10 dB 以上の S/N 比で測定できる範囲である。小さい波数のプラズマ波動の測定に長波長の電磁波が適する点は、従来の散乱法と同様であるが、本計測法によれば、同一入射波を用いる場合、より長波長の波動の測定が可能である。

Fig. 3 には、現在の主なトカマクプラズマ中の低周波波動の存在領域も示しているが、これらの波動は、CO₂ レーザを用いて十分測定できることがわかる。

3. 測定系の設計指針

本計測法によりトカマク装置等のプラズマ波動を計測する際の、一般的な測定系の設計フローチャートを Fig. 4 に示す。以下、JIPP T-II 中のドリフト波の測

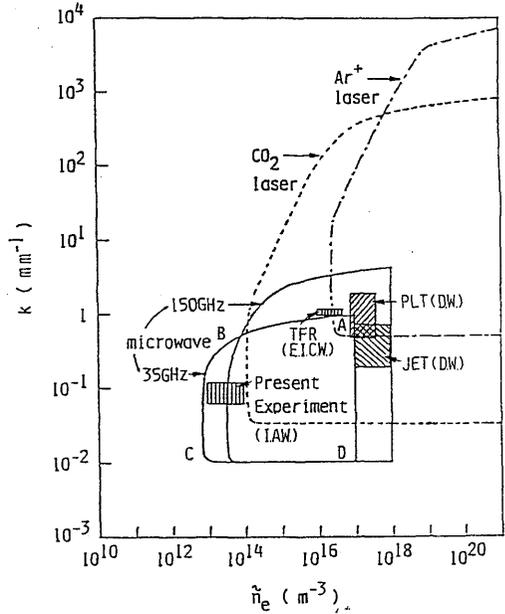


Fig. 3. Limits of application of the Fraunhofer-diffraction method for standard microwaves, cw CO₂ laser and cw A⁺ laser optics, where D.W., E.I.C.W. and I.A.W. represent drift wave, electrostatic ion-cycrotron wave and ion-acoustic wave, respectively.

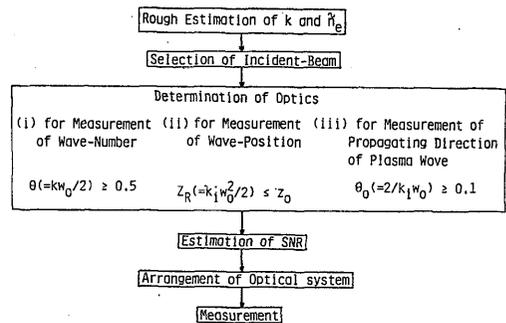


Fig. 4. Procedure for determination of optics.

定を具体的例として、Fig. 4 に沿った測定光学系の選定 (設計) 指針を示す。

(1) JIPP T-II のプラズマのパラメータ⁶⁾

JIPP T-II は、トカマクモードの場合、主半径 $R_1 = 910$ mm, 小半径 $a = 150$ mm, トロイダル磁場 $B_t = 2.2$ T である。また 主なプラズマのパラメータは、

プラズマ電流 $T_p=40\sim 100$ kA, 中心平均電子密度 $n_{ec}=1\sim 6\times 10^{19}$ m⁻³, 電子温度 $T_e=400\sim 700$ eV, イオン温度 $T_i=300\sim 450$ eV である。

(2) 測定対象波動

JIPP T-II プラズマ中の低周波波動はドリフト波の領域にあり, ポロイダル方向の波数 k_{\perp} は約 1 mm^{-1} 以下, 周波数は約数百 kHz にそのピークをもつことが予想される⁶⁾. ここでは, 測定対象波動の波数を $k_{\perp}=0.7\text{ mm}^{-1}$ に, 波動振幅は, $\tilde{n}_e/n_{ec}\approx 1\%$ として, $\tilde{n}_e=2.4\times 10^{17}$ m⁻³ と想定する. また, 波動幅は, 波がビーム通過領域でほぼ一様に存在するとして, $\Delta z\approx 300$ mm とする. 測定はプラズマ電流が一定となる時間内 (100 msec \sim 200 msec) で行い, ビームウェストの位置は $r=50$ mm に設定する. Fig. 5(a) に入射ビームの通過領域を示す.

(3) 入射電磁波の選択

上記の k_{\perp} , \tilde{n}_e の範囲では, 図 3 から, CO₂ レーザ, または 150 GHz マイクロ波が適用可能であることがわかるが, ここでは光学系が簡単な CO₂ レーザを用いる. $B_t=2.2$ T における電子サイクロトロン周波数は約 62 GHz で, CO₂ レーザの周波数 (≈ 30 THz) よりも十分低く, 磁場の及ぼす影響は無視できる. また, 平均電子密度は, カッドオフ密度 ($\approx 10^{25}$ m⁻³) よりも十分小さく, 屈折等の問題もない. レーザは, 一般の市販品で, 出力 $P_0=1$ W, 出口ビームの広がり角は約 3.7 mrad. である.

(4) 光学系の設計

式 (7) の考察から, (i) 波数 k を精度良く測定するためには, $\theta(=kw_0/2)$ が 0.5 以上になるようにビームウェストのスポットサイズ w_0 を設定する, (ii) 位置の情報を得るためには, レーザーゾーン $Z_R(=k_i w_0^2/2)$ を波動の幅と同程度にする ($\rho\leq 1$), (iii) 非対称プロファイルから波動の傾き (伝搬方向) を測定するには, $\theta_0(=2/k_i w_0)\geq 0.1$ 程度に設定する, 等が示される. これらの波動の情報を一回の測定で一挙に求めるには, (i)~(iii) を満足する波長の入射波を用いる必要がある. 一方, 一つの入射波で, w_0 を適当に変化させることにより, これらの情報を別々に選択して測定することもでき, この方法が実用的である. また, 広い範囲に亘る k の測定にも, w_0 が可変であることが望ましい.

そこで, 光学系は w_0 が可変となるように設計する. Fig. 5(b) に, その 1 例として, 2 枚の可動レン

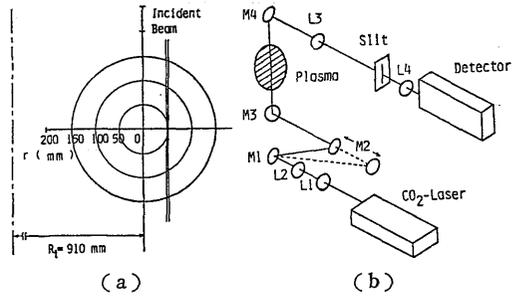


Fig. 5. Optical system for measuring the drift wave in the JIPP T-II tokamak.

- (a) Measuring position in the plasma.
- (b) Example of the arrangement of the optical system.

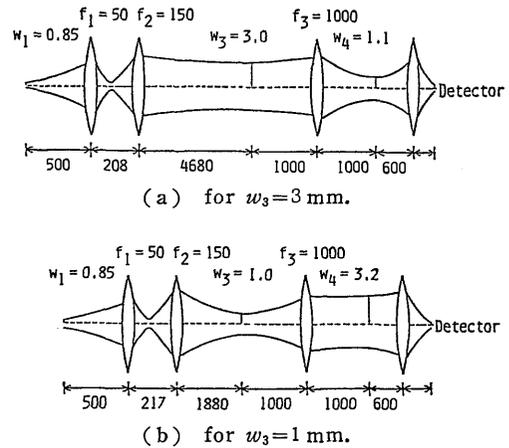


Fig. 6. Calculated examples of propagation of the CO₂ laser beam designed to change the beam-waist w_3 using two lenses.

ズを用いた w_0 可変形の光学系配置例を示す. Fig. 6 (a) 及び (b) はそれぞれ $w_0=3$ mm 及び 1 mm としたビーム伝送計算例である. 最初の 2 枚のレンズ ($f_1=50$ mm, $f_2=150$ mm) が w_0 設定用のレンズである. これらのレンズ間隔 l により w_0 を変化させる. また, ミラー M1, M2 の位置及び角度によってビームウェストの位置などを調節する. $k_{\perp}=0.7\text{ mm}^{-1}$ の場合, (a) では $\theta\approx 1.1$ となり, 得られた回折像プロファイルから, 十分精度よく k を測定できる. しかし, $Z_R\approx 2.8$ m となり, 波動位置の測定は困難である: 一方, (b) では, $\theta\approx 0.37$ で測定プロファイルから k を求めることは不可能 (ただし, $k_{\perp}\leq 1\text{ mm}^{-1}$

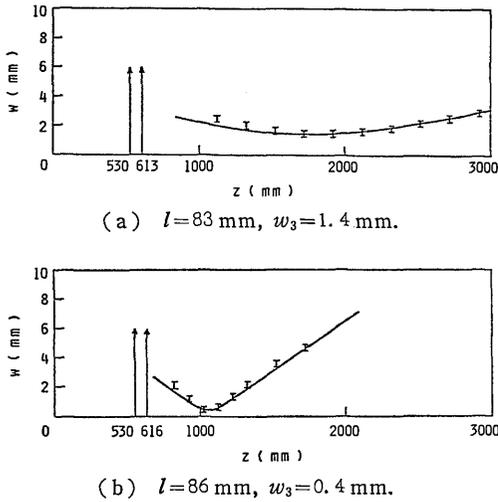


Fig. 7. Axial variations of the spot-size of the CO₂ laser after two lenses.

の判定は可能)であるが、 $Z_R \approx 300$ mmなので、位置の測定は可能である。また、 $\theta_0 \approx 4$ mrad.で、(a)、(b)の場合とも、ほぼビームに対して垂直方向の波動の波数を測定することになる。非対称プロファイルから傾き角の情報を得るには、より長波長の電磁波を用いる必要がある。

市販のCO₂レーザを用いてFig. 6のような光学系を組み立てた場合、本計測に十分なビーム伝送の性能が得られるかどうかを確認するために、ビーム伝送実験を行った。Fig. 7に、 $f_1=34$ mm、 $f_2=45$ mm (材質はともにGe)を用いたときの測定結果を示す。Fig. 7(a)では $w_0 \approx 1.4$ mm、(b)では $w_0 \approx 0.4$ mmが得られている。ビームウェスト以後のスポットサイズの測定値は、ガウスビーム伝送の理論計算値(実線)とよく一致しており、また空間プロファイルもガウス型で、本計測に十分なビーム伝送性能が得られている。なお、本実験ではレンズにゲルマニウムを用いたが、実際の適用時には、透明でHe-Neレーザによる光軸合わせが可能なジंकセレン(ZnSe)が望ましい。

(5) 検出器

検出器には、HgCdTe光電素子を、液体窒素(77 K)で冷却して用いる。素子の受光面積 A は 4.6×10^{-2} mm²、最大許容入力電力 P_{\min} は9 mWである。 D^* 値($D^* \equiv (A \Delta f)^{1/2} / NEP$, Δf :増幅系バンド幅)は 2.4×10^{11} mm \cdot Hz^{1/2} \cdot W⁻¹である。出力は、時間

波形を記録し、これをフーリエ変換して周波数スペクトルを得る。

(6) SN比評価

前方焦点面上のスリット幅を w_f の1/10とする。このとき、 $\theta=0.8$ 付近の信号強度 P_s は、 $(2P_0/10\pi)(\lambda_1 \Delta z r_e \tilde{n}_e)^2 = 9.5 \times 10^{-8}$ Wとなる。しかし、受光面に入る全電力は、中央で約100 mWで、 P_{\min} のほぼ10倍となるので、スリット幅をより狭くするか、またはフィルタを用いて入力電力を約1/10に減少させる必要がある。結局、信号強度は 9×10^{-9} Wとなる。一方 D^* 値から $\Delta f=1$ kHzとしてNEPを求めると、約 3×10^{-14} Wを得る。したがって、SN比は $P_s/NEP=25$ dBとなり、十分測定できることがわかる。 $\theta=1.1$ および0.37の場合も測定可能である。なお、 D^* 値は、ビデオ検波の場合に用いられる検出器の性能を示すパラメータであるが、一般に、ホモダイナ検波の場合のNEPは、ビデオ検波の場合よりも小さくなるので、SN比は、上記の値よりも大きくなり、問題はない。

以上、JIPP T-IIを具体的例にあげて測定系の設計方法を示した。一般の任意プラズマ発生装置に適用する場合も、上述と同様のプロセスで設計することができる。

4. プラズマ波動計測実験

2章で導出した一般理論の実験的検証及びプラズマ波動の諸特性の計測への有用性(測定精度等)の確認のための実験を行った。測定対象には、理論モデルに合ったプラズマ波動が容易に得られ、かつその特性が良く調べられている⁷⁾、直流放電中のイオン音波を用いた。一方、入射波としては、その測定に適した(Fig. 3参照)35 GHzマイクロ波を用いた。

4.1. 実験装置

実験装置の概略をFig. 8に示す。測定は、低気圧直流放電管中のポテンシャルステップ領域に自然発生している、コヒーレントなイオン音波⁷⁾を対象に行なった。放電管は、内径90 mm、電極間距離500 mm、放電電流500 mAで、使用気体はアルゴン、圧力は4 mTorrである。測定対象領域での電子密度は約 5×10^{15} m⁻³、電子温度は約3 eVである。波動振幅は約 5×10^{14} m⁻³である。

使用電磁波は35 GHzマイクロ波(アンテナ放射電力約100 mW)で、ガウスモード励振部で高純度のガ

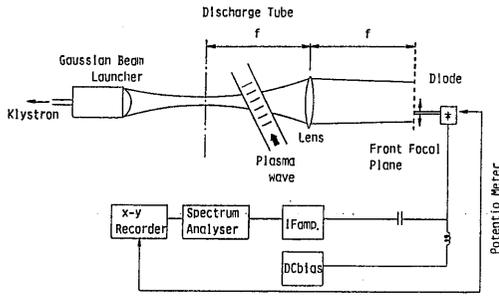


Fig. 8. Experimental apparatus.

ウスビームに整形された後、誘電体ホーン部からプラズマ中に入射される。ビームウェストスポットサイズ w_0 は約 11 mm に設定した。受信アンテナは、35 GHz 用方形導波管 (WRT-20, 開口面積 $(3.56 \times 7.11) \text{ mm}^2$) を使い、 x - y 方向へ空間的に掃引可能である。レンズはポリエチレン材で、焦点距離約 200 mm である。これらの光学系が、本実験に十分満足できる性能を持つことは、すでに実験的に確めている⁸⁾。光学系を載せた光学台は、 z 方向に約 150 mm 移動でき、受信アンテナは、その台上を約 1500 mm 移動

可能である。また、この光学台は、陰極方向に 0.15 rad., 陽極方向に 0.3 rad. ($+9^\circ \sim -17^\circ$) まで、測定位置を中心に回転できる。

検波素子は、GaAs ショットキーバリアダイオードで、変換損失を最小とするため、適当な直流バイアス電圧を印加して用いた。検波出力は、IF アンプ (40 dB) を通した後、帯域幅 1kHz の周波数スペクトル分析器に入力し、選択周波数の信号強度を出力する。一方、アンテナの x 方向の空間的位置はポテンシオメータによりモニタされているので、アンテナを掃引することにより、回折像の空間的強度分布を、連続的に X-Y レコーダ上に記録することができる。

4.2. 実験結果と検討

(1) 理想的な場合

入射ビームが放電管と垂直に交わり、かつそのビームウェストが放電管の中心軸上に位置するように光学系を配置して、空間プロファイルを測定した。測定データの一例を Fig. 9(a) に示す。これは、周波数 35 kHz の自然発生波動に対して得られた、 x 方向の回折像空間プロファイルである。 $\rho=0, \theta_i=0$ の特

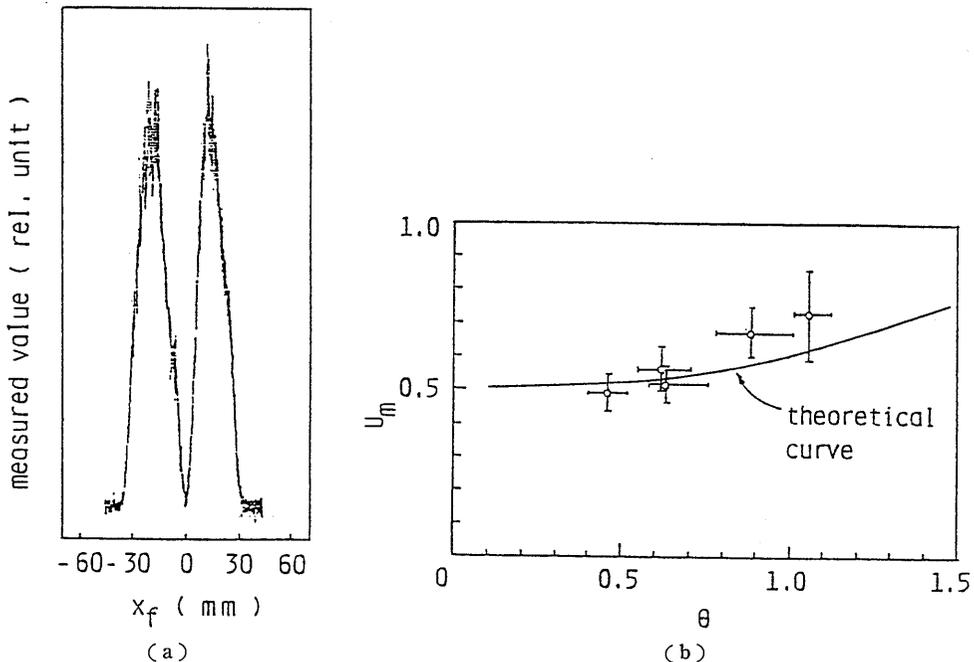


Fig. 9. Results under the ideal condition ($\theta_i=0, \rho=0$).
 (a) An example of measured spatial profile.
 (b) $u_m-\theta$ diagram.

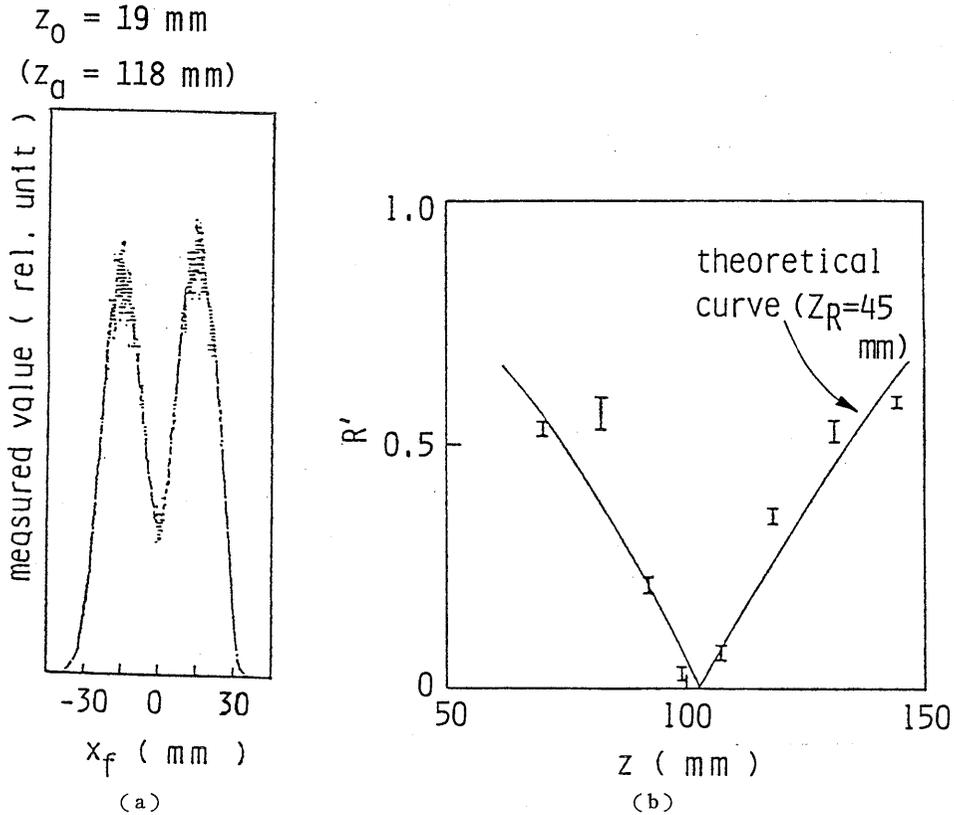


Fig. 10. Effects of the positions of plasma wave to the beam waist.
(a) An example of measured sparial profile.
(b) Theoretical curve and measured values of R' .

微的な二山プロファイルが得られている。同様なデータは、 w_0 または測定周波数を変えて得ることができ、これらから u_m を求め、 $u_m - \theta$ 図にプロットすると Fig. 9(b) を得る。ここで、 θ (すなわち k) の値は、静電プローブ測定により求めた電子温度から、イオン音波と仮定して得た値を用いた。測定値は理論曲線 (実線) と極めてよく一致し、この計測法がプラズマ波動の計測に有効であることが示された。同時にマイクロ波領域での測定システム及び技術を確立した。

(2) ビームウェストとプラズマ波動がずれた場合 (ρ の効果)

光学台を z 方向に移動し、 z_0 を変化させてプロファイルを測定した。Fig. 10(a) に測定データ例(周波数約 30 kHz)を示す。 z_0 はビームランチャからの距離である。理論で予測されたように、 z_0 が大きくなるにつれて、 $u=0$ での強度が強くなっている。これ

らの結果をまとめると Fig. 10(b) を得る。 R' は、この変化を示すパラメータで、プロファイルのピーク値を I_{max} 、 $u=0$ での強度を I_{min} として、 $R' \equiv I_{min}/I_{max}$ で定義される。実線は、測定値 $w_0=11 \text{ mm}$ で計算した $Z_R=45 \text{ mm}$ 、 $\theta=0.5$ の理論曲線で、測定値と 10% の誤差範囲内で一致している。

(3) プラズマ波動が傾いた場合 (θ_i の効果)

放電管を中心として、光学台を 0.05 rad. 間隔で回転して測定を行った。 $\theta_i=0.05 \text{ rad.}$ のときの測定データ例を Fig. 11(a) に示す。 $\theta_i \neq 0$ では、プロファイルに非対称性が現れており、また $\theta_i < 0$ 、 $\theta_i > 0$ では、非対称性が逆になったデータが得られた。これらは理論的予測と一致する。左のピーク値を I_L 、右のピーク値を I_R とし、非対称性を示すパラメータとして $H \equiv (I_L - I_R)/(I_L + I_R)$ を定義する。 H を用いて結果をまとめると Fig. 11(b) を得る。図には、パラ

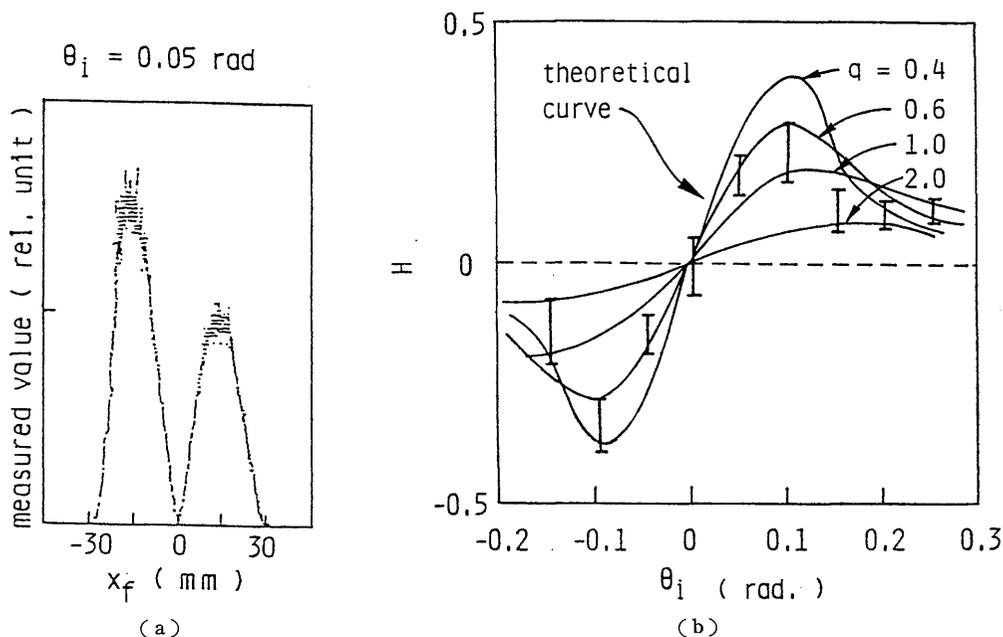


Fig. 11. Effects of incident angles.

(a) An example of measured spatial profile.

(b) Theoretical curve and measured values of H .

メータ $q=0.4, 0.6, 1.0, 2.0$ に対する H の理論曲線を示している。本実験条件から計算した q の値は 2.0 であるが、測定値は θ_i の小さいところで、誤差が出ている。この誤差の原因としては、光学台設定およびマイクロ波ビーム伝送の精度が低いことや、実際の波動の径方向分布がガウス型ではないことが考えられる。

以上 (2), (3) の結果から、一般理論を実験的に検証することができた。

5. 結 論

得られた結果をまとめると次のようになる。

(1) 当初提案された基礎理論を包括し、より一般的な条件下で適用できるフラウンホーファー回折法計測理論を提示した。その結果、本計測法により、波動のスペクトルだけでなく、その空間的位置、伝搬方向をも測定できることを示した。また、本計測法の適用可能範囲を代表的電磁波について評価した。

(2) 本計測法による、標準的な、プラズマ波動測定系の設計指針を具体例をあげて示した。

(3) マイクロ波を用いて、本計測法によるプラズ

マ波動計測実験を行ない、上記一般理論を実証するとともに、この計測法の有用性を確認した。

以上の結果、本計測法を、実用的範囲で、理論と実験の両面から標準的プラズマ計測法として確立した。

参 考 文 献

- 1) Y. Sonoda, A. Sakurai, K. Muraoka and M. Akazaki: Jpn. J. Appl. Phys. **21** (1982) L372.
- 2) M. von Hellermann et al.: 5th Int. Conf. Infrared and Millimetre Waves (1980) 270.
- 3) E. J. Doyle et al.: 6th Int. Conf. Infrared and Millimetre Waves (1981) M-3-6.
- 4) D. E. Evans, M. von Hellermann and E. Holzhauser: Plasma Phys. **24** (1982) 819.
- 5) C. B. Wharton and J. H. Malmberg: Phys. Fluids **11** (1968) 2655.
- 6) 坂井・他: 核融合研究 **48** (1982) 563.
- 7) Y. Sonoda, M. Maeyama, K. Muraoka, Y. Watanabe and M. Akazaki: Jpn. J. Appl. Phys. **20** (1981) 1177.
- 8) 園田, 桜井, 村岡, 渡辺, 赤崎: 九大総理工報告 **3** (1981) 41.