レーザー解説

遠赤外レーザーによるプラズマの散乱計測

川端一男*・手束 勉*・岡島茂樹**

西澤章光*・藤田順治*

(1985年7月18日 受理)

Plasma Diagnostics by FIR Laser Scattering

Kazuo KAWAHATA*, Tsutomu TETSUKA*, Shigeki OKAJIMA**

Akimitsu NISHIZAWA* and Junji FUJITA*

(Received July 18, 1985)

1. はじめに

プラズマ計測用の遠赤外レーザー装置として、 $337\text{-}\mu\text{m}$ HCNレーザー干渉計が1968年^{1,2)}に初めて使用されて以来、 $119\text{-}\mu\text{m}$ CH_3OH レーザー³⁻⁵⁾、 $1222\text{-}\mu\text{m}$ $\text{C}^{13}\text{H}_3\text{F}$ レーザー⁶⁾等数多くの遠赤外レーザー装置がプラズマ計測用に使用され、その使用法も、干渉計測、散乱計測、偏光検出計測と多岐にわたっている。核融合プラズマの高温高密度化、及び実験装置の大型化に伴ってその有用性が最近とみに増してきている。

遠赤外レーザー光を用いたプラズマ計測は、レーザー光の周波数が電子プラズマ振動数よりも充分高いことから、プラズマによるカットオフを避けることが出来ると共に、屈折の効果が少なくプラズマの局所的な測定が可能となるという大きな利点を持つ。又、その周波数は、プラズマ閉じ込め用磁場に対する電子サイクロトロン周波数及びその高調波より充分高いことか

ら、測定時におけるプラズマからの雑音が無視出来る。さらに、近年、核融合装置が大型化し、装置に注入される電磁エネルギーは膨大となる。そのため、磁場コイル通電時には、装置本体及び周辺部には大きな変位あるいは機械的振動(数 $10\sim$ 数 $100\mu\text{m}$)が発生する。したがって、プラズマ実験装置に使用する各種計測機器では機械的振動の影響が少ないことが望ましい。遠赤外レーザー光は、プラズマ計測への適応条件(カットオフ及び屈折効果)から要請される周波数の下限と、機械的振動の影響を少なくするという周波数の上限の丁度中間に相当する波長領域にあり、磁場閉じ込めプラズマの計測用光源として理想的な光源であるといえる。

ここでは、数ある遠赤外レーザー計測法の中で、特に散乱計測法について述べる。

遠赤外レーザー散乱計測は大きく次の2つに分類される。

(1) プラズマの密度揺動計測⁷⁾

*名古屋大学プラズマ研究所 (〒464 名古屋市千種区不老町)

**中部大学工学部 (〒487 春日井市松本町1200)

* Institute of Plasma Physics, Nagoya University (Chikusa, Nagoya, 464)

** Faculty of Engineering Chubu University (Kasugai, Aichi, 487)

(2) イオン・トムソン散乱計測^{8,9)}

上記のうち(2)に関しては、既に綱脇・市川・山中氏によって詳細な解説¹⁰⁾が行われているので、ここでは(1)の密度揺動計測に関して名古屋大学プラズマ研究所のJIPPT-II U装置¹¹⁾で行われているHCNレーザー散乱計測¹²⁾を中心に解説する。

2. 電磁波の散乱

電磁波の散乱の理論は古くから研究され、最近では築島氏等によって詳細な解説^{13~15)}がなされている。又、有用な文献も多数挙げられているので、ここでは実験を行うにあたって必要な結果についてのみ述べることにする。

プラズマは電子とイオンの混合体であり、その性質を特徴づけるパラメーターとしてデバイ長がある。このデバイ長はプラズマの集団的な性質を表わすパラメーターである。すなわち、デバイ長より短い空間的長さの領域では、プラズマは個々の独立した粒子として振舞い、逆にデバイ長より長い空間的領域においては、イオンによる集団的効果が現われる。したがって、電磁波の散乱法を用いてプラズマ計測を行う場合、観測する散乱波の波長をデバイ長より短く選ぶと個々の電子の情報が得られ、長く選ぶとプラズマの集団的現象を観測することが出来る。

今、Fig. 1に示すように角周波数 ω_i 、波数ベクトル $\mathbf{k}_i$ を持つ電磁波をプラズマ中に入射し、その散乱光を散乱角度 θ_s で観測する場合を考える。観測される単位立体角、単位周波数幅当りの平均散乱パワー P_s は次式で与えられる^{16,17)}。

Fig. 1 The scattering geometry.

$$P_s(\mathbf{k}_s, \omega_s) d\Omega d\omega_s = \frac{P_i}{A} n_0 V_s \sigma_T(\theta_s) S(\mathbf{k}, \omega) d\Omega \frac{d\omega_s}{2\pi} \quad (1)$$

$$S(\mathbf{k}, \omega) \equiv \lim_{T \rightarrow \infty, V_s \rightarrow \infty} \frac{1}{TV_s} \langle |\eta(\mathbf{k}, \omega)|^2 \rangle \quad (2)$$

ここで、 P_i は入射波のパワー、 A は入射ビームの断面積、 V_s は散乱体積、 n_0 は V_s 中での平均電子密度、 $\sigma_T(\theta_s)$ はトムソン散乱の微分断面積である。 $S(\mathbf{k}, \omega)$ は“Dynamic Form Factor”と呼ばれ、電子密度揺動の強度スペクトル密度を表わす。次にエネルギー及び運動量の保存則より次式が成立する。

$$\omega = \omega_s - \omega_i \quad (3)$$

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i \quad (4)$$

ここで、光子から電子への運動量の移動は無視出来るので、 $|\mathbf{k}_i| = |\mathbf{k}_s|$ となり次式が得られる。

$$|\mathbf{k}| = 2|\mathbf{k}_i| \sin\left(\frac{\theta_s}{2}\right) \quad (5)$$

従って、散乱計測を用いて $\mathbf{k}_s$ 方向に散乱する光をスペクトル解析することによって $n(\mathbf{k}, \omega)$ の強度スペクトルを測定することが出来る。

次に、電子温度 T_e 、イオン温度 T_i のマックスウェル分布を持つプラズマを考える。この時、 $S(\mathbf{k}, \omega)$ は次式で表わされる¹⁸⁾。

$$S(\mathbf{k}, \omega) = \frac{2\pi}{k} \left(\frac{m}{2\pi T_e} \right)^{1/2} \Gamma \alpha_e(x) + Z \left(\frac{\alpha_e^2}{1 + \alpha_e^2} \right) \frac{2\pi}{k} \left(\frac{M}{2\pi T_i} \right)^{1/2} \Gamma \beta(y) \quad (6)$$

ここで、

$$\Gamma(z) = \frac{\exp(-z^2)}{(1 + \gamma^2 - \gamma^2 g(z))^2 + \pi \gamma^4 z^2 \exp(-2z^2)}$$

$$g(z) = 2z \exp(-z^2) \int_0^z \exp(t^2) dt$$

$$\beta^2 = \frac{\alpha_i^2}{1 + \alpha_e^2}, \quad x = \frac{\omega}{k} \left(\frac{m}{2T_e} \right)^{1/2}, \quad y = \frac{\omega}{k} \left(\frac{M}{2T_i} \right)^{1/2}$$

$$\alpha_e = \frac{1}{k \lambda_e^D}, \quad \alpha_i = \frac{1}{k \lambda_i^D}$$

m, M は電子及びイオンの質量、 $\lambda_e^D (= (\frac{\epsilon_0 T_e}{n_e e^2})^{1/2})$, $\lambda_i^D (= (\frac{T_i}{Z T_e})^{1/2} \lambda_e^D)$ はデバイ長である。 $\alpha_e \ll 1$ では(6)式の第1項のみがきいてくる。これは散乱波が個々の電子のゆらぎからのものとなることを表わし、この時散乱波のスペクトル広がり

から電子温度が求められる。 $\alpha_e > 1$ では、第2項が主となりイオンによる集団効果がきいてくる。この時、散乱波のスペクトル幅はイオンの

Fig.2 The scattering parameter α_e versus n_e/T_e .

ドップラー幅程度となりイオン温度が求められる。この散乱パラメーター α_e のプラズマ密度と電子温度の比に対する関係を、主なレーザー波長について調べたものをFig.2に示す。90°散乱を実線で、3°の前方散乱を破線で示している。現在のトカマク型装置での電子温度は1~5keV、電子密度は $1 \sim 10 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ であることから、 n_e/T_e の値は $2 \times 10^{11} \sim 10^{13}$ の領域にある。この図からトカマク型プラズマの計測では $10.6 \mu\text{m}$ CO_2 レーザー光が $\alpha_e = 1$ の境界領域にあることが判る。従って、大出力の CO_2 レーザー光を用いて90°散乱の測定より T_e を測定し、前方散乱によって T_i を測定する提案がなされている¹⁹⁾。

以上、熱的なゆらぎに対して述べたが、実際のプラズマ中には種々な不安定性が存在する。又、プラズマの加熱実験では、大出力高周波源を用いてプラズマ中に波動を励起させる手法が広く用いられている^{11,20~22)}。このような非熱的

Table I Present status of the FIR laser scattering apparatus in the world.

Machine	Laser	Wavelength	Power	Detector	References
MICROTOR tokamak (UCLA)	cw $\text{C}^{13}\text{H}_3\text{F}$ cw CH_3I	1222 μm 447 μm	5 mW 20 mW	SBD SBD	24) 36)
TEXT tokamak (Univ. of Texas)	cw $\text{C}^{13}\text{H}_3\text{F}$	1222 μm	8 mW	SBD	6) 35)
ACT-I tokamak (PPPL)	cw CH_3I	447 μm	15 mW	SBD	25)
Tokamak of Univ. of Sydney	cw HCOOH	394 μm	10 mW	SBD	26)
Alcator C tokamak (MIT)	pulse D_2O	385 μm	200 kW, 1 μs	SBD	8) 9) 27)
JIPP T-IIU tokamak (Nagoya Univ.)	cw HCN	337 μm	15-20 mW	SBD	7) 12) 13)
WT-2 tokamak (Kyoto Univ.)	cw HCN	337 μm	80 mW	SBD	28)
GAMMA 10 (Tsukuba Univ.)	cw HCN	337 μm	20-30 mW	SBD	29)
ASDEX tokamak (Max-Planck Inst.)	cw CH_3OH	119 μm	165 mW	SBD	30)
TFR tokamak (EURATOM-CEA)	cw CO_2	10 μm	2 W	HgCdTe	18)
TOSCA tokamak (Culham)	cw CO_2	10 μm		Ge: Au	34)
W VII A stellarator (Max-Planck Inst.)	cw CO_2	10 μm			32)
TNT-A tokamak (Tokyo Univ.)	cw CO_2	10 μm	250 W	HgCdTe	33)

なゆらぎの場合、(2)式の $S(k, \omega)$ は熱的なゆらぎによるものよりも非常に大きな値となる。例えば、プラズマ中のドリフト不安定性²³⁾によって1%の密度揺動が存在する時、 $S(k)$ の値は 10^8 程度にもなり、熱的なゆらぎの場合 ($S(k) \approx 1$) と比べて桁違いに大きくなる。従って、熱的なゆらぎを検出するトムソン散乱計測法では、MW級のレーザー出力が必要であるのに対して、非熱的な揺動計測の場合には数mWのレーザー出力で足りることになる。

3. 遠赤外レーザーと検知器

現在、世界の主なプラズマ装置では Table I に示すような各種の赤外・遠赤外レーザー散乱計測装置が使用されている。散乱計測用光源としてCO₂レーザーは出力が大きく、操作が簡単で、装置が小型であることが大きな魅力であるが、波数の小さい領域では散乱角が小さく空間分解能が劣る。今日の核融合実験装置で得られているプラズマの密度が 10^{20} m^{-3} 程度であることを考えると、長波長の遠赤外レーザー光が、使用する検知器の感度が高いことや、波数及び空間分解能の点から有利であり、光源の波長は $100 \sim 500 \mu\text{m}$ が最適である。散乱信号の検出にはホモダイン法又はヘテロダイン法が用いられている。そのためのミキサーとしては、近年目ざましく発達した室温で使えて、しかも高速・高感度応答するショットキー・バリヤー・ダイオード (S. B. D.)³⁷⁾ がこの波長領域では最適であり、多用されている。

JIPPT-II U 装置では操作が簡単で比較的高出力の得られる $337\text{-}\mu\text{m}$ cw HCNレーザーを散乱用光源として選んだ。Fig. 3 に現在使用中の HCNレーザーの構成を示す。レーザー管は内径 $50\text{mm}\phi$ のパイレックスガラス管を使用したEH₁₁モードで発振する導波管タイプである。EH₁₁モードは直線偏光で、強度分布が自由空間でガウス型に近く、散乱測定用に適している。レーザー共振器は内部鏡方式で、平行平板ファブリ・ペロー型で、共振器長は2mである。一方の鏡はBK7ガラス基板にアルミを蒸着した全反射平面鏡で、同調するために差動マイクロメーターヘッドに取り付けられており、もう一方の鏡は広がり少ない遠赤外ビームを得るために $50\text{mm}\phi$ のインダクティブメッシュ出力鏡 (#250の銅又はニッケルメッシュ) である。レーザーの偏光方向を測定に適した方向に定めるために、メッシュ出力鏡の内側に $50\mu\text{m}\phi$ のタングステン線を4本平行に等間隔に並べてある。フリーランニング動作での出力安定化のために、レーザー共振器の間隔を $20\text{mm}\phi$ のインバーロッド (熱膨脹係数は $30 \sim 100^\circ\text{C}$ に対して $1.13 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$) 4本で固定している。放電々極はアノード側がSUSであり、カソード側が $20^\circ \times 100^\circ \times 1^\circ$ のタンタル円筒管を使用した熱陰極である。レーザーガスとしては $\text{N}_2 : \text{CH}_4 : \text{He} = 3 : 8 : 8$ の混合ガスを用い、放電安定化用に更にHeを追加している。最大放電々流は約1Aであるが、プラズマ測定時には放電雑音の少ないレーザー出力の得られる $0.4 \sim 0.5\text{A}$ で放電させている。この時の出力

Fig. 3 The waveguide type HCN laser.

は15~20mWである。放電開始から約30分経過後の出力の安定度は30分間で5~10%である。実験中はレーザー出力を焦電検知器でモニターし、遠隔操作によって共振器を微調している(30分間に1回程度)。

散乱波と参照波のミキサーとして GaAs S. B. D. を使用し、それをコーナー反射鏡型マウントに取り付けている。そのミキサーマウントは黄銅製であり $15 \times 18 \times 14.5 \text{ mm}^3$ の超小型のものを開発し使用している^{12, 48)} (Fig. 4)。S. B. D. はチップを $200 \mu \text{ m}$ φの銅ロッドの先端に低温ハンダ(70℃)でハンダ付している。ホイスカー

Fig. 4 Mixer mount with a quasi-optical corner reflector.

アンテナは $50 \mu \text{ m}$ φのリン青銅製であり、ロングワイヤーアンテナ部分はコーナー反射鏡のコーナーから 1.2λ の距離で、長さは 4λ である。ミキサーはアンテナ以外のホイスカー部分を極力短くし、機械的安定性の得られる構造になっている。マウントは 30 mm φのミラーホルダーに取り付け、それをX-Y-Z移動台にセットし、光軸とアンテナのマッチングのための調整を行ないやすくしている。このミキサーとバイアスボックスをアルミ製シールドボックスに入れ、JIPPT-II U装置近くに設置しているが、9ヶ月以上の使用に耐えている。

JIPPT-II Uで現在行っているHCNレーザー散乱実験の概念図をFig. 5に示す。ここでは散乱波の検出方式にはホモダイン法を用いており、プラズマへの入射波から分けられた参照光と散乱波を混合し、検波することにより中間周波数(I. F.) 信号に変換している。レーザーからの出力光は、平面鏡 $M_1 \sim M_5$ とレンズ L_1, L_2 を用いてJIPPT-II U本体近くまで導かれ、平面鏡 M_1 によってプラズマに入射される。このとき入射光は、プラズマ中心部でビーム幅が約 13 mm φとなるようにレンズ L_2 で集光される。プラズマからの散乱光は、平面鏡 M_r で受光され検知器に導かれる。散乱角 θ_s は、この M_r の位置と傾きを調整することによって変えることが出来、測定可能な波長の波数 k は、 $k = 0 \sim 15 \text{ cm}^{-1}$ の範

Fig. 5 Block diagram of the experimental setup.

囲である。散乱光と混合するための参照光はマイラー薄膜 ($25\mu\text{m}$ 厚) により入射光の約20%が分割され検知器に導かれる。この散乱装置では、JIPPT-IIUの真空窓やレンズ等の光学部品に可視光を透過するサファイヤ窓やTPXレンズを用いることによって、He-Neレーザー光を用いて簡単に光学系の調整が行える。

S. B. D. ミキサーで検波された散乱信号は、高帯域低雑音増幅器 ($10\text{kHz}\sim 400\text{kHz}$, N. F. 4.5dB) で69dB増幅された後、オシロスコープで直接観測すると共に、スペクトラム・アナライザーでその周波数スペクトラムが観測される。それと同時に、それらの観測データはA/D変換されマイクロコンピュータにより処理が行われる。JIPPT-IIU装置では、3分から5分間隔でプラズマ放電 (約300msecの放電時間) が繰り返し行われるので、放電と放電の間に測定されたデータの解析を行う必要がある。処理結果の一例をFig.6に示す。この図は約10msec間に分析された散乱信号の周波数スペクトルの時間変化を示したものである。データ取り込みには岩通のSM-2100Aシグナル・アナライザーを使用し、GP-IBで接続されたマイクロコンピュータPC-9801を用いて波形処理・表示したものである。

Fig.6 Time variations of the frequency spectrum of the scattered wave measured by $337\text{-}\mu\text{m}$ HCN laser scattering experiment in JIPPT-IIU tokamak plasma.

4. プラズマの密度揺動の測定

プラズマ中の密度揺動には、プラズマ中で自然に発生するものと、プラズマ外部から入射した波動によって強制的に励起されるものと2種類ある。ここでは前者の例としてドリフト不安定性による密度揺動を、後者の例としてイオンサイクロトロン周波数領域の波によって励起されたイオン・バーンシュタイン波を取り上げる。

4.1 ドリフト不安定性の研究

磁場で閉じ込められたプラズマは必ず密度勾配を有する。この密度勾配によるドリフトによって引き起こされる不安定性をドリフト不安定性という。磁場閉じ込め装置は長い研究の歴史を持つが、研究当初より電子エネルギーの異常拡散が大問題であった。これがどのようなメカニズムで引き起こされているのかが大きな研究課題となっている。この異常拡散の原因としてプラズマ中のマイクロ不安定性が考えられ、この研究のために電磁波による散乱計測が行われてきた^{7,38-40)}。研究の初期においてはミリ波散乱法が用いられていたが、プラズマ密度の増大に伴って短ミリ波から遠赤外光が使用されるようになってきた。現在では大出力遠赤外レーザー及び低雑音検知器の開発によって、遠赤外レーザー散乱法が広く使用されている。

JIPPT-II/T-IIU装置ではHCNレーザー散乱装置を用いて、この研究を進めている^{7,41)}。

JIPPT-IIU装置はトカマク型のプラズマ発生装置でドーナツ状のプラズマを保持している。装置の大きさは、大半径 $R=91\text{cm}$ 、小半径 $r=21\text{cm}$ 、トロイダル磁場強度 $B_t \leq 3\text{T}$ である。生成されているプラズマの平均電子密度は $\bar{n}_e \leq 8 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ 、電子温度 (T_e) 及びイオン温度 (T_i) は、それぞれ $T_e \approx 1.3\text{keV}$ 、 $T_i \approx 0.5\text{keV}$ である。測定結果の例をFig.7に示す。プラズマは約300msecの間持続している。上から(a)プラズマ電流、(b)平均電子密度、(c)I. F. 信号、(d) I. F. 信号の2乗平均値であり(e)には散乱強度がほぼ一定である100~120msecの間で観測され

た周波数スペクトルを示す。このスペクトルはドリフト型不安定性の特徴を示し、ドリフト周波数²³⁾ $\omega^*/2\pi$ ($\approx 110\text{kHz}$) の領域にピークが見られる。

波数スペクトル分布 $S(k)$ を Fig. 8 に示す。ここで、波数 k はポロイダル面内の波数である。顕著なピークは見られないが $k=5\text{cm}^{-1}$ 以上では $k^{-(3\sim 4)}$ に比例して減少しており、 $k\rho_s \leq 1$ の範囲で振動がみられる。ここで ρ_s はイオンの実効ラーモア半径である。(この実験では $\rho_s \approx 0.14\text{cm}$)

Fig. 7 The waveforms of the plasma current (a), line averaged electron density (b), IF-signal (c) and scattered power (d). (e): frequency spectrum at $t=100\sim 120$ msec.

Fig. 8 Wave number spectra of the form factor $S(k)$ from the scattered sub-MM wave integrated over ω .

密度揺動の実効相対強度 $|\tilde{n}_k/n_0|^2$ 及びエネルギー閉じ込め時間 τ_E の平均電子密度 $\bar{n}_e$ 依存性を Fig. 9 に示す。 τ_E はプラズマへの加熱入力電力とプラズマのエネルギーとのバランスから評価したもので、プラズマの閉じ込めの良さを表わすものである。密度揺動の強度は密度が高くなるにつれて減少しており、逆に閉じ込め時間は密度に比例して良くなっている。準線形理論によれば、密度揺動による拡散係数は $D \approx \gamma L_n^2 |\tilde{n}/n_0|^2$ で与えられる⁴²⁾。ここで γ は不安定性の成長率、 L_n は密度勾配の特性長である。このことは密度揺動の増大によってプラズマの拡散が助長され、閉じ込めが悪くなることを示すものであり、Fig. 9 の実験結果はこのことを表わすものと考えられる。

4.2 イオン・バーンシュタイン波の測定⁴³⁾

核融合プラズマ実験装置では高温プラズマの生成のために各種の加熱手段が用いられている。近年、大出力 ICRF 波 (イオン・サイクロトロ

Fig. 9 $|\tilde{n}_k/n_0|^2$ (○●) at $r_s=5.5\text{cm}$ ($k=3.3\text{cm}^{-1}$) and energy confinement time τ_E (△△), as functions of $\bar{n}_e$.

Fig.10 Schematic diagram of plasma cross section and ICRF antenna. The ion-ion hybrid resonance layer, the cutoff and cyclotron resonance of hydrogen are indicated for the fast wave.

ン周波数領域の波)を用いた加熱実験^{11, 20~22)}が精力的に行われている。この波動加熱の研究では、プラズマ内部でどのような波が励起され、又吸収されるかを調べることは加熱のメカニズムを知る上で重要である。この加熱は通常ハーフトーン・アンテナ⁴⁴⁾をトカマク装置真空容器の高磁場側に取り付けて行われる。(Fig.10) プラズマは水素と重水素の混合プラズマが使用される。アンテナから放射された電磁波はプラズマ中心部のイオン・イオン・ハイブリッド層でイオン・バーンシュタイン波と呼ばれる静電波にモード変換された後、ランダウ減衰によって電子に吸収されると考えられている。Fig.11は $\sim 200\text{ kW}$ のICRF波を入射した時の放電波形(a)と散乱波シグナル(b)を示す。このような高周波加熱実験時における計測ではRF波による直接の雑音が問題となるが、検知器のバイアス回路を厚さ6 mmのアルミ板でシールドし、検知器、

Fig.11 (a) Typical waveforms of plasma current I_p , mean electron density $\bar{n}_e$ and ICRF power P_{rf} .

(b) Scattered signal from IB wave as a function of time.

Fig. 12 Experimentally measured wave dispersion. The lines are the theoretically predicted dispersion for several ion temperatures.

バイアス回路、初段増幅器を6mm厚のアルミ板で囲うことによって、高周波雑音を測定系の雑音レベル以下に下げることが出来た。

Fig. 12は散乱角度 θ_s を変化させて得られた分散関係である。実線は異なるイオン温度をパラメーターとして求めた理論曲線である。この実験におけるイオン温度は中性粒子のエネルギー分析器を用いて測定され、 $t=135\text{ msec}$ での値は700eVであった。測定された散乱波の波数は理論曲線と一致しており、加熱によるイオン温度の上昇に伴って散乱波が低波数側へ移っていく。

このようにICRF波による加熱が理論的予測と一致することは、他の異なる装置においても確かめられ、イオン温度数10eVから1keVのプラズマで、イオン・バーンシュタイン波が理論から得られる分散関係に従うことが確認された。このことは、RF発振器と散乱装置を組み合わせることによって新しいイオン温度計測法が確立される可能性を示している。上記の実験では、200kWのRFパワーで、測定された信号のS/N比は30dB以上であり、励起されるイオン・バー

ンシュタイン波の振幅の2乗がRFパワーに比例すると仮定すると、S/N比が10dBの時必要なRFパワーは $\sim 2\text{ kW}$ となる。

5. おわりに

遠赤外レーザー光を用いたプラズマの散乱計測法は、この数年の間に目ざましい発展を遂げている。このことは毎年開催されている“遠赤外波とミリ波の国際会議”の発表論文に良く反映されている。1981年のマイアミで開かれた第6回の国際会議でのプラズマ・セッションにおける講演内容を調べてみると、遠赤外放射計測3編、干渉計測7編、散乱計測5編であった。3年後の1984年に宝塚市で開かれた第9回の国際会議では、遠赤外放射計測3編、干渉計測7編に対して散乱計測は10編であった。しかも、この10編のうち密度揺動計測に関するものが8編であり、この分野における研究の隆盛ぶりを表わしている。また、ここでは触れなかったが、新ホモダイン法⁴⁵⁾による非対称散乱スペクトルの測定や、入射波と散乱波の干渉パターンから長波長域のスペクトルを測定するFar Forward散乱法^{46, 47)}の開発など、新しい計測法の応用が試みられている。さらに4.2節で触れたように、プラズマが波動を伝える分散媒質であることを利用して、外部よりプラズマ中に強制的に静電波動を励起させ、散乱計測によって得られた $n(\mathbf{k}, \omega)$ からプラズマのパラメーターを測定することが可能である。この手法は駆動散乱法と呼ばれ、波動の励起方法や対象とする波動の種類が無限に考えられることから、今後の発展が大いに期待される。

謝辞

JIPPT-II/T-II U装置での遠赤外レーザー散乱計測は、名古屋大学プラズマ研究所における共同研究によって育ってきたものである。名古屋大学工学部の築島教授をはじめとする多くの共同研究者の皆様に深謝致します。本研究に使用しているS. B. D.は東北大学電気通信研究所の水野皓司教授より供与していただいたもの

であります。最後に、レーザー散乱計測用データ処理システムの製作に関して中部大学工学部の岩崎 正氏に感謝致します。

参考文献

- 1) G. P. Jarkinson, A. E. Danger and J. Chamberlain : Appl. Phys. Lett. **13** (1968) 233.
- 2) S. Kon, M. Otsuka, M. Yamanaka and H. Yoshinaga : Jpn. J. Appl. Phys. **7** (1968) 434.
- 3) S. M. Wolf, K. J. Button, J. Waldman and D. R. Cohn : Appl. Opt. **15** (1976) 2645.
- 4) 西沢, 野田, 藤田, 山中, 武田, 岡島, 牧野, 長坂, 小泉, 藪崎, 高井, 村上, 長島, 綱脇, 近, 近藤, 仲田 : 核融合研究 **45** (1981) 476.
- 5) D. K. Mansfield, L. C. Johnson and A. Mendelsohn : Int. J. IR. and MM Waves **1** (1980) 631.
- 6) H. Park, C. X. Yu, W. A. Peebles, N. C. Luhmann, Jr. and R. Savage : Rev. Sci. Instr. **53** (1982) 1535.
- 7) T. Tetsuka, A. Nishizawa, T. Sakai, K. Kawahata, A. Mase, T. Tsukishima and J. Fujita : J. Phys. Soc. Jpn. **52** (1983) 1242.
- 8) Woskoboinikow, W. J. Mullign, R. Erickson, D. R. Cohn, R. J. Temkin, H. R. Fetterman and B. Lax : Conf. Digest of 7th Int. Conf. on IR and MM Waves (Marseille, 1983) 238.
- 9) P. Woskoboinikow, W. J. Mulligan, J. Machuzak, D. R. Cohn, R. J. Temkin, T. C. L. G. Sollner and B. Lax : Conf. Digest of 8th Int. Conf. on IR and MM Waves (Miami, 1983) T1.2.
- 10) 綱脇, 市川, 山中 : レーザー研究, **12** (1984) 557.
- 11) T. Amano, J. Fujita et al. : in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 9th Int. Conf. Baltimore, 1982) Vol. **1**, IAEA, Vienna (1983) 219.
- 12) T. Tetsuka, K. Kawahata, A. Nishizawa, J. Fujita and S. Okajima : Int. J. Infrared and Millimeter Waves, Vol. **6**, No. 8 (1985).
- 13) 築島 : レーザー研究, **7** (1979) 39.
- 14) 築島 : 第21回プラズマ若手グループ夏の学校テキスト (名古屋大学プラズマ研究所, 1982) 123.
- 15) 築島, 間瀬 : 核融合研究, **52** (1984) 129.
- 16) J. Sheffield : Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation (Academic Press, London, 1975).
- 17) T. Tsukishima : Proc. of the Course on Diagnostics for Fusion Experiment, Varenna, 1978 (Pergamon Press, Oxford, 1979).
- 18) E. Salpeter : Phys. Rev. **120** (1960) 1528.
- 19) JET : Annual Report (1982).
- 20) D. Wang et al. : in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 9th Int. Conf. Baltimore, 1982), Vol. **2**, IAEA, Vienna (1983) 3.
- 21) Equipe TFR : in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 9th Int. Conf. Baltimore, 1982), Vol. **2**, IAEA, Vienna (1983) 17.
- 22) H. Kimura et al. : in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 9th Int. Conf. Baltimore, 1982), Vol. **2**, IAEA, Vienna (1983) 117.
- 23) 宮本健郎 : 核融合のためのプラズマ物理, (岩波書店, 1976).
- 24) P. Lee, N. C. Luhmann, Jr., H. Park, W. A. Peebles, R. J. Taylor and C. X. Yu : Appl. Opt. **21** (1982) 1738.
- 25) J. Goree, D. K. Mansfield, M. Ono and K. L. Wong : PPPL-2171 (1984).
- 26) I. S. Falconer, B. W. James and P. A. Stimson : Conf. Digest of 9th Int. Conf. on IR and MM Waves (Takarazuka, 1984) p. 403.
- 27) P. Woskoboinikow, W. J. Mulligan, J. Machuzak, D. R. Cohn, R. J. Temkin, T. C. L. G. Sollner and B. Lax : Conf. Digest of 11th Europ. Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics (Aachen, 1983), **II**, p. 81.
- 28) T. Saito, Y. Hamada, T. Yamashita, M. Ikeda, M. Nakamura and S. Tanaka : Nucl. Fusion **21** (1981) 1005.
- 29) T. Saito, M. Fujita, A. Mase and S. Miyoshi : Conf. Digest of 9th Int. Conf. on IR and MM Waves (Takarazuka, 1984), p. 362.
- 30) G. Dodel, H. Hailer, E. Holzhauer, P. N. Ignacz, J. H. Massig, H. P. Röser, H. Salzmann, F. Söldner and T. Vogel : Conf. Digest of 9th Int. Conf. on IR and MM Waves (Takarazuka, 1984), p. 407.
- 31) E. J. Doyle, D. E. Evans, D. Frigione and A. Murdoch : Conf. Digest of 6th Int. Conf. on IR and MM Waves (Miami, 1981), P.M-3-6.
- 32) J. A. How : Conf. Digest of 7th Int. Conf. on IR and MM Waves (Marseille, 1983), p. 183.
- 33) I. Ochiai, Y. Nagayama, H. Toyama, K. Miyamoto, H. Takahashi and R. Sano : Conf. Digest of 9th Int. Conf. on IR and MM Waves (Takarazuka, 1984), p. 358.
- 34) TFR Group, A. Truc, D. Gresillon : Nucl. Fusion **22** (1982) 1577.
- 35) P. Lee, R. J. Tayalor, W. A. Peebles, H. Park, C. X. Yu, Y. Xu, N. C. Luhmann, Jr. and S. X. Jin : Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 205.
- 36) W. A. Peebles, D. L. Brower, N. C. Luhmann, Jr. and R. Savage : Conf. Digest of 8th Int. Conf. on IR and MM Waves (Miami, 1983), T1.4, T1.5.
- 37) 水野 : 核融合研究, **51** (1984) 35.
- 38) E. Mazzucato : Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 792.
- 39) TFR Group : in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 8th Int. Conf. Brussels, 1980), Vol. **1**, IAEA, Vienna (1981) 425.
- 40) E. Mazzucato : Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1828.
- 41) 坂井, 築島, 西沢, 手束, 川端, 藤田, 間瀬, 水野 : 核融合研究, **48** (1982) 563.

- 42) W. M. Tang : Nucl. Fusion **18** (1978) 1089.
- 43) T. Tetsuka, K. Kawahata, S. Okajima, A. Nishizawa, T. Watari, R. Ando, S. Tanahashi, K. Toi and J. Fujita : IPPJ-724.
- 44) M. Ichimura, J. Fujita et al. : Nucl. Fusion **24** (1984) 704.
- 45) O. Asada, A. Inoue and T. Tsukishima : Rev. Sci. Instrum. **51** (1980) 1308.
- 46) Y. Sonoda, A. Sakurai, K. Muraoka and M. Akazaki : Jpn. J. Appl. Phys. **21** (1982) L372.
- 47) D. E. Evans, E. J. Doyle, D. Frigione, M. von Hellermann and A. Murdoch : Plasma Phys. **25** (1983) 617.
- 48) T. Tetsuka, S. Okajima, K. Kawahata and J. Fujita : Jpn. J. Appl. Phys. to be published.