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

D-T実験における協同トムソン散乱アルファ粒子計測

MITARAI Osamu
School of Engineering, Kyushu Tokai University

MURAOKA Katsunori
Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences

https://hdl.handle.net/2324/1320288

出版情報：Journal of plasma and fusion research. 72 (7), pp.606-620, 1996-07-25. 社団法人プラズマ・核融合学会
バージョン：
権利関係：

KYUSHU UNIVERSITY

解説

D-T 実験における協同トムソン散乱アルファ粒子計測

御手洗　修
（九州東海大学）
村岡克紀
（九州大学大学院総合理工学研究科）

Reprinted from
Journal of Plasma and Fusion Research
Vol. 72, No. 7 (1996), pp. 606～620

解説

D-T 実験における協同トムソン散乱アルファ粒子計測

御手洗　修
(九州東海大学)
村岡克紀
(九州大学大学院総合理工学研究科)
(1995年3月16日受理／1996年4月5日改訂原稿受理)

Alpha Particle Diagnostics Using Collective Thomson Scattering in D-T Experiments

MITARAI Osamu and MURAOKA Katsunori*
School of Engineering, Kyushu Tokai University, Kumamoto 862, Japan
**Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kasuga 816, Japan*
(Received 16 March 1995/Revised manuscript: received 5 April 1996)

Abstract

The principle of measurements, present status, and various issues of collective Thomson scattering for alpha particle diagnostics using gyrotron in D-T experiments are reviewed. Particular attention is paid to the experiments at the TFTR and JET tokamaks. We further discuss the collective Thomson scattering diagnostics for alpha particle in the next generation tokamak ITER.

Keywords:
alpha particle diagnostics, collective Thomson scattering, gyrotron, CO_2 laser, TFTR and JET tokamaks, ITER

1．はじめに

JET や JT-60U での臨界条件を満たすプラズマ達成をうけて，ITER の工学設計活動も活発となり，同時に更に一歩先を見越した D-T 核融合炉のイグニション条件の理論的解析[1]が盛んに行われ始めた．これらの解析では，アルファ粒子はほとんどロスなく閉じ込められ，アルファ粒子加熱によってエネルギーをプラズマに与えたあとは，排気されると仮定している．アルファ粒子が期待通りにふるまわなければ，将来の D-T 核融合炉の成立は困難になる．したがって次世代核融合実験炉の設計に際して，アルファ粒子計測装置の研究開発も同時に行っておく必要がある．中でもレーザーやマイクロ波を利用した協同トムソン散乱は，プラズマに閉じ込められたアルファ粒子密度および速度分布関数の時間空間分布を計測できる可能性を持つので重要な測定装置であるといえる．

本報告では，JET や TFTR トカマクにおけるジャイロトロンを用いた協同トムソン散乱によるアルファ粒子計測の原理，進展状況について述べ，さらに次世代核融合実験炉 ITER のアルファ粒子計測について展望する．

2．アルファ粒子計測の概要[2]

D-T核融合の結果発生するアルファ粒子の状態として，

(1) 反応直後の3.5MeV のアルファ粒子，
(2) トロイダル磁場のリップルやMHD不安定性等により直ちにプラズマから失なわれる高速アルファ粒子，
(3) 減速しながらプラズマを加熱しエネルギーを与えた後，閉じ込められる熱アルファ粒子，

の3種類に大別できる．

このアルファ粒子の状態を実験的に知るために次のような計測法が考えられている．

(1)のアルファ粒子の生成分布は，同時に発生する14.2MeV の中性子の空間分布を中性子検出器アレイによって測定することで得られる[3]．

(2)のアルファ粒子ロス測定として次の方法がある．

(a) 真空容器内におかれたシンチレータやファラディカップ等の荷電粒子検出器を利用する方法：
この計測法は D-D，D-^{3}He 実験において，その二次核融合反応生成物である T，^{4}He，p 等の荷電粒子の計測にすでに用いられている．

(b) イオンサイクロトロン放射を利用する方法：
JET においては，トリチウム実験で高速アルファ粒子の励起によるものと思われるイオンサイクロトロン周波数の高調波がループアンテナ等で観測されている[5]．この方法は高速アルファ粒子の簡便なモニタ法として有用であると考えられる．

(3)のアルファ粒子の速度分布関数を測定する方法としては，大別して

(a) 協同トムソン散乱によるスペクトル測定，

(b) 中性粒子とアルファ粒子の衝突の結果生じるヘリウム線，ヘリウム粒子，γ線によるスペクトルを測定する方法がある．

(b-1) 荷電交換再結合分光法 (α-CHERS)：

$$A^0 + He^{++} \longrightarrow A^+ + He^{+*}$$

アルファ粒子 He^{++} が加熱用中性粒子ビーム A^0 と荷電交換再結合した結果，励起された He^+ から放射される可視域のヘリウム線4686Åのスペクトルを分光測定して，アルファ粒子の速度分布関数を測定する[5]．アルファ粒子生成エネルギーまで計測するには数 MeV の中性粒子ビーム，例えば Li ビームの場合5.5MeV が必要となる．

(b-2) 荷電交換中性粒子速度分布法：

$$A^0 + He^{++} \longrightarrow A^+ + He^0$$

アルファ粒子 He^{++} が Li や C 等の不純物ペレット A^0 と荷電交換した結果，発生するヘリウム中性粒子 He^0 を中性粒子分析装置で測定し，0.5～3.5MeV のアルファ粒子生成エネルギーまでの速度分布関数を計測する[6]．

(b-3) γ線ドップラー法：
例えば，入射した Li 不純物ペレットが溶発してできた Li 原子とアルファ粒子との核反応，

$$^7Li^0 + {}^4He^{++} \longrightarrow {}^{11}B + \gamma,$$

の結果発生するγ線のドップラー計測からアルファ粒子速度分布関数を測定する[7]．

本解説では，(a)の閉じ込められたアルファ粒子を測定する協同トムソン散乱法について述べる．この方法では，SN 比が確保できればアルファ粒子のスローイングダウン速度分布関数も測定できる．

3．協同トムソン散乱測定の原理

$\alpha_c = 1/(k\lambda_{de})$ が 1 より大きくなるような波長領域では，核融合反応の結果発生した正電荷を持つ粒子速度 v_α のアルファ粒子をシールドしようとして動くプラズマ中の電子は，その加速度運動にともない，$\omega_\alpha \sim k v_\alpha$ の電磁波を放射するので，入射電磁波 ω_i はその分変調を受け，$\omega_s \sim \omega_i + \omega_\alpha$ の散乱波となる．この散乱波 ω_s を測定することによりアルファ粒子の速度分布に関する情報を得ることができる．即ち，$\omega/k \sim (\omega_s - \omega_i)/k \sim v_\alpha$ の関係を用いて，Fig. 1 に示すように入射ビーム k_i と散乱波ビーム k_s より求めた波数 $k \sim 2k_i \sin(\theta/2)$ と散乱

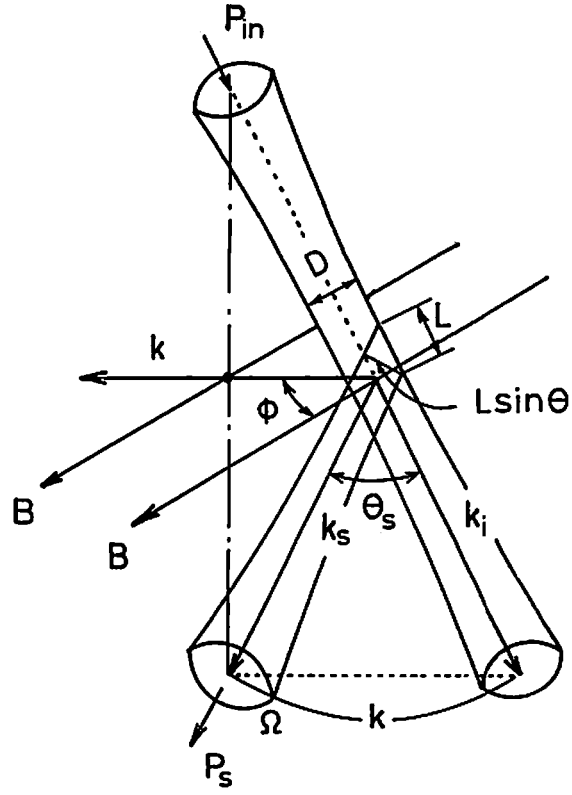

Fig. 1 Scattering geometry for the collective Thomson scattering.

波測定より求めた周波数ω_sからv_αを知ることができる．ただしこのα_eは次の式

$$\alpha_e=\frac{1}{k\lambda_{de}}=\frac{1.07\times10^{-4}\lambda_{in}[m]}{\sin(\theta_s/2)}\sqrt{\frac{n_e[m^{-3}]}{T_e[eV]}} \quad (3\text{-}1)$$

で与えられる．λ_{in}は入射電磁波波長，θ_sは散乱角度である．$T_e=10$keV，$n_e=1\times10^{20}m^{-3}$（実線）と$T_e=20$keV，$n_e=1.52\times10^{20}m^{-3}$（破線）の場合の$\alpha_e$を，いろいろな$\lambda_{in}$と$\theta_s$の関数としてFig.2に示す．

4．ソース周波数の選択

4.1　一般論

協同トムソン散乱の計測にあたっては，その周波数をいかに選ぶかが重要で，その選択基準は

(1) 散乱体積が明確になるよう，ビームが屈折しない周波数領域．

(2) サイクロトロン放射がバックグラウンド放射ノイズにならない周波数領域．

(3) SN比をあげるために，大出力，長パルスのソースが利用できる周波数領域．

アルファ粒子密度や速度分布関数の測定をCO_2レーザー協同散乱（波長10.6mm）によって行えることが，1985年にHutchinsonより提案された[8]．CO_2レーザーでは(1)(2)の点で優れているが，散乱角度が1度以下と小さくなるので散乱体積は不明確で，迷光除去，装置の振動の問題がある．また，受信系が遠赤外領域にあるので製作も大変である．(3)のSN比の観点からはレーザーのパルス幅が短い分だけ厳しくなるので，大出力が要求される．

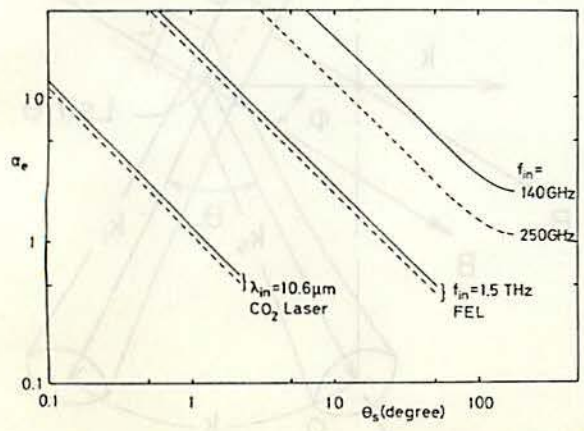

Fig. 2 Alpha parameter $\alpha_e=1/k\lambda_{de}$ vs the scattering angle θ_s for the incident wavelength of $\lambda_{in}=10.6\mu m$ ($f_{in}=28.3$ THz), frequency of $f_{in}=1.5$ THz ($\lambda_{in}=200$ mm), 140 GHz ($\lambda_{in}=2.14$ mm) and 250 GHz ($\lambda_{in}=1.2$ mm). Solid line is for $T_e=10$ keV, $n_e=1\times10^{20}$ m^{-3} and dotted line for $T_e=20$ keV, $n_e=1.52\times10^{20}$ m^{-3}.

その後1986年，MITのWoskovがCWの200GHzのジャイロトロンとヘテロダイン検出器を用いたXモード入射によるアルファ粒子計測をCITで提案して以来[9,10]，ジャイロトロンによるアルファ粒子計測が盛んに検討され始めた．それは，2mmのマイクロ波領域では$T_e=10$keV，$n_e=1\times10^{20}m^{-3}$に対して散乱角度が180度近くまで$\alpha_e=1/(k\lambda_{de})>1$が成立し協同トムソン散乱の条件が得られること，長パルス高出力のジャイロトロンの発達により，積分時間を長くとれSN比向上の可能性があったからである．特に，(1)の点からは，周波数が低いため，プラズマ密度が高くなるとOモード遮断プラズマ周波数に近付き，マイクロ波ビームが屈折し散乱体積が確定しにくくなり，また散乱位置も変る．またプラズマエッジに電子密度揺動があると，ビームの屈折角が変動し測定地点に不確定性が生じる等の欠点はあるものの，散乱角度が大きくとれるので散乱体積は比較的明確となる．(2)に関しては，電子サイクロトロン放射域にある背景光を回避できる周波数帯のジャイロトロンがすでに存在する．(3)に関しては，マイクロ波領域では散乱周波数帯域の受信器は商用化されているので，測定系をつくり易い．SN比の観点からは，出力1MW程度のマイクロ波ソースはすでに開発ずみである．

以上のことから，現在ではジャイロトロンを用いた散乱が現実的との判断で実験計画が進んでいる[4-12]．

4.2　JETの特性周波数の半径方向分布

トロイダル磁場が3.4TのJETの各特性周波数のプラズマ半径依存性を，Fig.3(a)に示す．トロイダル磁場が3.4Tと低いので，Xモードの伝播できる周波数帯は低域Xモードカットオフ周波数f_L～32GHzからプラズマ端での電子サイクロトロン周波数の基本波f_{ce}～68GHzと比較的狭い．また密度が$n_e(0)=1\times10^{20}m^{-3}$になると，$f_L$～55GHzとなりさらにXモードの伝播できる周波数帯が狭くなるので，JETでは電子サイクロトロン周波数の基本波（f_{ce}）と2倍高調波（$2f_{ce}$）の中間の，サイクロトロン放射の弱い周波数帯の140GHzのOモードを用いる[11-16]．

Xモード入射を用いた協同トムソン散乱は，信号の物理的解釈がOモード入射の場合より複雑になる．しかし，散乱波パワーは共鳴効果のために同一条件のOモード散乱より大きいので，SN比を大きく取れる可能性がある[17,18]．JETにおいても，同じジャイロトロンを用いて偏波器でXモードとして放射すればXモード散乱が可能である．しかし，Xモードの電磁波は，Fig.3-(a)に示すようにf_Rとf_Uで囲まれた領域には接

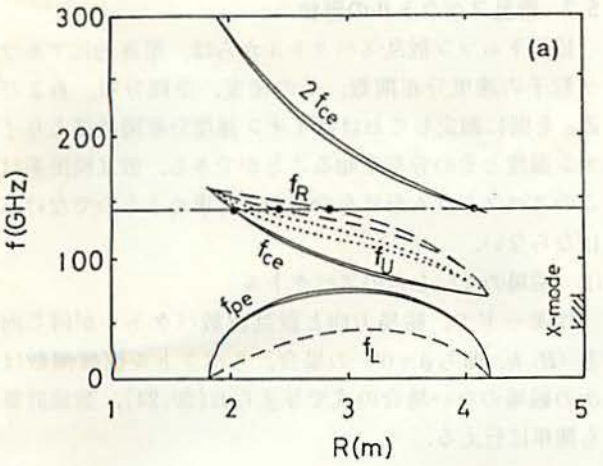

Fig. 3 (a) Radial distribution of the characteristic frequency taking account of the relativistic effects in JET. f_{ce} indicates the fundamental electron cyclotron frequency, $2f_{ce}$ the second harmonics, f_R the X-mode righthand cut-off frequency (R cut-off): $f_R=[f_{pe}^2/4+f_{pe}^2]^{0.5}+f_{ce}/2$, f_U the upper hybride frequency: $f_U=[f_{pe}^2+f_{ce}^2]^{0.5}$, f_{pe} the plasma frequency, f_L the X-mode lefthand cut-off frequency (L cut-off): $f_L=[f_{ce}^2/4+f_{pe}^2]^{0.5}-f_{ce}/2$, respectively. The hatched regime shown in the right-hand side indicates the X-mode propagation regime. Parameters $B_t=3.4$ T, $a=1.2$ m, $n_e(0)=5\times10^{19}$ m^{-3}, $T_e(0)=15$ keV, and a parabolic density profile are assumed.

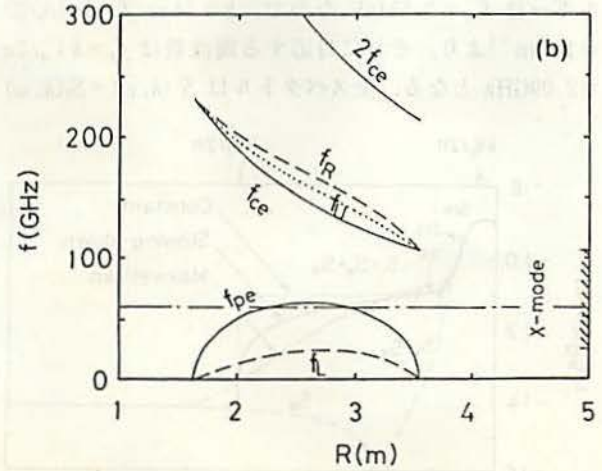

Fig. 3 (b) Radial distribution of the characteristic frequency in TFTR. The higher toroidal field expands the X-mode propagation regime. Parameters $B_t=5.2$ T, $n_e(0)=5\times10^{19}$ m^{-3}, $T_e(0)=15$ keV, and parabolic density profile are assumed.

近できないので，Fig. 3 (a)の $n_e(0)=7\times10^{19}\mathrm{m}^{-3}$ のように密度がわずかに高くなっても，プラズマ中心付近では使えなくなる．しかし，電子温度が高くなり相対論的効果のため電子質量が重くなると，プラズマ振動数や電子サイクロトロン周波数が低下するので，f_R と f_U も低下し，高密度領域でも使用できる[18]．最近提案されている相対論的効果を質量 $m=m_o(1+5T_e/m_oc^2)^{0.5}$ で表す簡単な式[19]

$$\left(\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right)_{O_{cut\text{-}off}}=\sqrt{1+\frac{5T_e}{m_oc^2}} \tag{4-1}$$

では，$T_e=20$keV のとき $(\omega_{pe}/\omega)^2_{O_{cut\text{-}off}}=1.093$となる．この式は近似度も良く簡単なので Fig. 3 (a)の計算に用いた．放物線分布の電子密度と $T_e(0)=15$keV の場合の f_R, f_U, f_{pe} の周波数分布を Fig. 3 (a)に示す．ただし f_{ce} と $2f_{ce}$ については $m=m_o/(1-v^2/c^2)^{0.5}$を用いた．このように，相対論的効果により f_R と f_U は下がり，特に140GHz の X モードを使用できる領域がトーラス内側に広がり，$n_e(0)=7\times10^{19}$ m^{-3} の場合でも $n_e(0)=5\times10^{19}$ m^{-3} の相対論的効果のない場合とほぼ同等になることがわかる．

マイクロ波ビームを水平方向から入射すると，黒丸で示すようなプラズマ端部で共鳴し，プラズマを加熱するので，ビームをプラズマの上部から入射し，下方から散乱波を受信することにより共鳴を回避する．この周波数では，通常の放電では，Fig. 4 に示すようにサイクロトロン放射は極小（バックグラウンド放射ノイズの等価温度が500eV）となり，必要な SN 比を得ることができる．

もし逃走電子がプラズマ中に現れると，サイクロトロン放射が全体に増加し，基本波 (f_{ce}) と 2 倍高調波 ($2f_{ce}$) の中間領域の放射も増える．したがって，等価雑音温度 T_N が増大し SN 比を確保することが困難になるので，低域混成波電流駆動実験とアルファ粒子計測は同時にはできない可能性が高い．

4.3 TFTR の特性周波数の半径方向分布

次に，$B_t=5.2$T とトロイダル磁場の高い TFTR の特性周波数の半径方向分布を Fig. 3 (b)に示す．プラズマ端のサイクロトロン周波数は f_{ce}～106GHz で，低域 X モードカットオフ周波数のピーク値は f_L～24GHz である．密度が $n_e(0)=1\times10^{20}\mathrm{m}^{-3}$ の場合は f_L～43GHz である．したがって，TFTR ではジャイロトロン周波数 60GHz 帯の X モードを利用する．この周波数領域では電子サイクロトロン周波数の基本波からのサイクロトロン放射のバックグラウンドノイズも少なくなるので（等価雑音温度～20eV 程度），JET の場合よりも SN 比

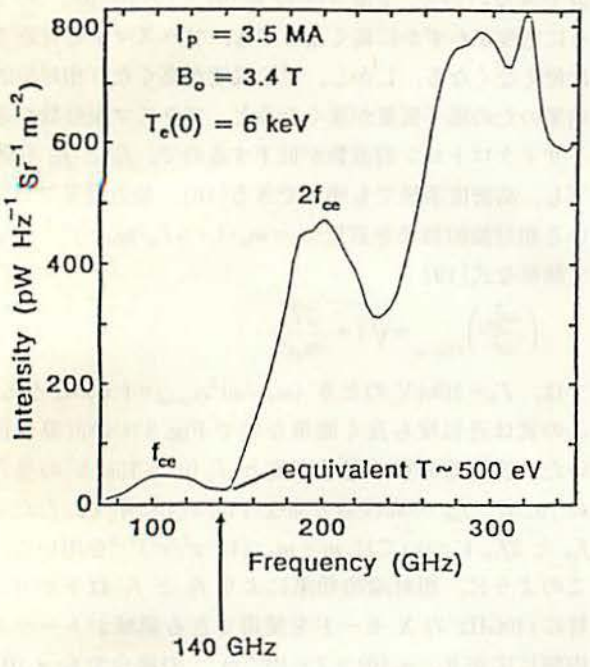

Fig. 4 Background electron cyclotron emission intensity in JET [11].

を高くとりうる．

5．散乱波信号

5.1　散乱波信号出力

立体角 $d\Omega$，周波数幅 $d\omega$に放射されるパワー dP_s は，次の式で与えられる．

$$dP_s = P_{in} n_e r_e^2 L d\Omega \Gamma S(k,\omega) d\omega/2\pi \qquad (5\text{-}1)$$

ただし，P_{in} は入射パワー，n_e は散乱体積内の電子密度，r_e は古典電子半径，L は散乱体積長，$d\Omega$ は微分立体角，Γは偏波度や散乱のジオメトリーによる1程度の幾何学的係数，$S(k,\omega)$ はスペクトル密度関数である．周波数幅Δfでの散乱波のパワーは[11]，

$$P_s = P_{in} n_e r_e^2 \Gamma S(k,\omega) \Delta f \frac{\lambda_{in}^2}{\sqrt{\pi} w_o \sin\theta_s} \qquad (5\text{-}2)$$

となる．ただし w_o はガウスビーム半径である．散乱波のパワーは，$n_e = 5\times10^{19}\mathrm{m}^{-3}$，$r_e^2 = 7.94\times10^{-30}\mathrm{m}^2$，$\lambda_{in} = 2.14\times10^{-3}\mathrm{m}$，$w_o = 3\mathrm{cm}$，$\theta_s = 20°$，$\Delta f = 1\,\mathrm{GHz}$，アルファ粒子成分は $S(k,\omega)\sim10^{-11}$のとき，$P_s/P_{in}\sim1\times10^{-15}$ となる．よって，入射マイクロ波のパワーを $P_{in} = 300\mathrm{kW}$ とすると，$P_s = 0.3\mathrm{nW}$ と非常に小さくなる．後でみるように，バックグラウンド放射は散乱波パワーより3桁程大きく，信号はノイズに埋もれてしまう．

5.2　散乱スペクトルの形状

協同トムソン散乱スペクトルからは，原理的にアルファ粒子の速度分布関数，その密度，空間分布，および Z_{eff} を別に測定しておけばイオン速度分布関数部よりイオン温度とその分布を知ることができる．散乱検出系はこのスペクトラム形状を分解能良く求めるものでなければならない．

(1)　磁場のないときのスペクトル

O モードで，磁場方向と散乱波数ベクトルが同じ向き（$B_{//}k$，即ち$\phi = 0°$）の場合，スペクトル密度関数は次の磁場のない場合の式で与えられ[20,24]，数値計算も簡単に行える．

$$S(k,\omega) = \frac{2\pi}{k n_e}\left|1-\frac{\chi_e}{\varepsilon}\right|^2 f_e(\omega/k) + \frac{2\pi}{k n_e}\left|\frac{\chi_e}{\varepsilon}\right|^2 \sum_i Z_i^2 f_i(\omega/k) \qquad (5\text{-}3)$$

第一項は電子群から排斥される電子からの散乱スペクトルで，第二項がイオン群をシールドする電子からの散乱スペクトルである．特に，$|\chi_e/\varepsilon|$の係数からわかるように，分散式が$\varepsilon\sim0$ となるような縦波の場合，スペクトルにピークが現れることが予想できる．

JET のプラズマパラメータについて，3種類の速度分布関数についてのスペクトル $S(k,\omega)$ の計算結果を Fig. 5 に示す．ここでは，D と T イオンは平均値をとり一種類のイオンとしている．アルファ粒子の生成エネルギーは $E_\alpha = 3.5\mathrm{MeV}$ なので，$k = (4\pi c/f_i)\sin(\theta_s/2) = 10^{18}\mathrm{m}^{-1}$より，それに対応する周波数は $f_\alpha = kV_\alpha/2\pi = 2.09\mathrm{GHz}$ となる．全スペクトルは $S(k,\omega) = S_i(k,\omega)$

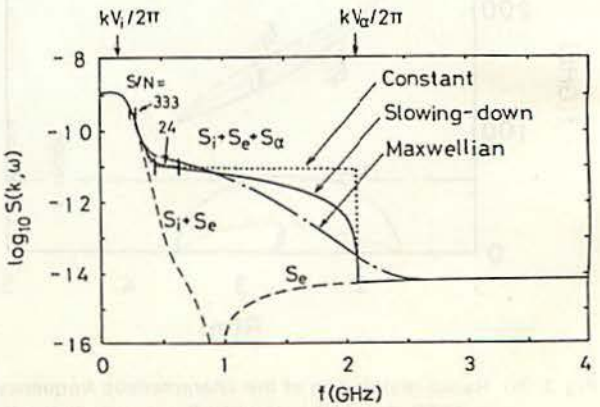

Fig. 5 Calculated scattering spectrum from the alpha particles in JET. Maxwell velocity distribution of alpha particles has T_α = 500 keV. Parameters are f_{in} = 140GHz, $M_i = 2.5m_p$, $n_e(0) = 5\times10^{19}$ m^{-3}, $n_\alpha(0) = 4.7\times10^{17}$ m^{-3}, $n_i(0) = 4.56\times10^{19}$ m^{-3}, $T_i(0) = 12$ keV, $T_e(0) = 10$ keV, $\theta_s = 20°$, $\phi = 0°$, and $\alpha_e = 9.3$.

$+S_e(k,\omega)+S_\alpha(k,\omega)$，$S_i(k,\omega)+S_e(k,\omega)$ と $S_e(k,\omega)$ がアルファ粒子以外のバックグランドスペクトルで，0.5MeV までアルファ粒子の速度分布関数が測定できることがわかる[15,16]．近似計算でも $S_\alpha(k,\omega)\sim(\pi/kV_\alpha)(Z_\alpha^2 n_\alpha/n_e)\sim10^{-11}$ となり，Fig. 5 の数値計算結果とほぼ等しく，電子スペクトル $S_e(k,\omega)$ より約 3 桁程大きいことがわかる．なおここでは，アルファ粒子が $T_\alpha=500$keV のマックスウェル分布とフラット分布の場合のスペクトルもあわせ示した．これからも，ICRH や中性粒子ビーム入射により高イオンテイル分布が形成された場合，分布関数が計測できることがわかる．

なお，スペクトルから逆に分布関数を求めることは逆問題を解くことに対応するので難しくなる．実際には，いろいろな分布関数に対してスペクトルを計算し，実験データと比較しながら分布関数を求めればよい．

Fig. 5 の $f=0$ 近傍のスペクトルはイオンの分布関数によるもので，これよりイオン温度の計測も可能である．D，T イオンのみがあり他の不純物イオンがない場合，Fig. 5 と同じパラメータについて計算した結果を Fig. 6 に示す．$T_i>T_e$ のときはスペクトルの形状はガウス分布に近くなり，イオン温度が高くなるほど分布が広がる[25]．$T_i<T_e$ のときはスペクトルにピークができ，ガウス分布からずれる．したがって，スペクトルからイオン温度 T_i を算出するには，計算スペクトルと実験スペクトルを比較すればよい．また不純物イオンがあるときには，スペクトルは $f=0$ Hz 付近で大きなピークとなる．他の測定によって不純物を全て押え，かつ D-T 燃料比がわかれば，T_e の精確な測定に基づき T_i を求めることができる．

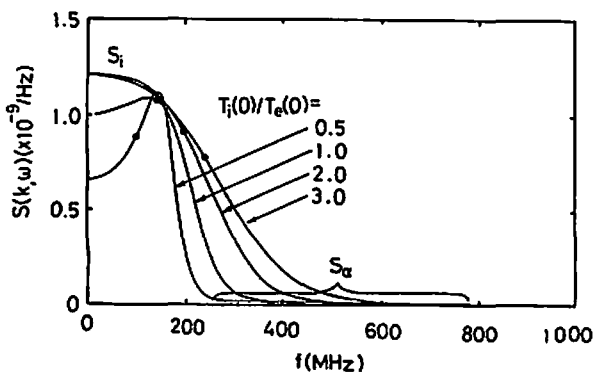

Fig. 6 Ion temperature dependence of the ion feature in JET. Parameters are the same as in Fig. 5 except for $T_i(0)$. The solid circles indicate the respective value of $kV_i/2\pi$, where $V_i=(2k_B T_i/M_i)^{0.5}$.

(2)　磁場中のスペクトル

X モードを利用する場合，散乱波数ベクトルが磁場に対して角度を持つので，スペクトルにはサイクロトロン周波数，有限ラーモア半径効果が現れる．特に85度以上になると，Fig. 7 の TFTR の計算結果のように，低域混成波周波数付近で共鳴のために散乱スペクトルはピークを示す．この性質を利用すると，入射電力が小さくても散乱波を検出できる可能性があるので[26]，TFTR の DT 実験においては 1 kW のジャイロトロンでアルファ粒子検出を計画している[27]．

一方，散乱波を生み出す磁場変動 $\tilde{B}$，電流変動 $\tilde{J}$，電場変動 $\tilde{E}$ と密度揺動 $\tilde{n}$ 間の相互の位相によっては散乱波が打ち消しあい，共鳴効果によるスペクトルピークは 3 桁も増大しないという否定的理論結果もある[28,29]．

以上のスペクトル計算は，波動が安定で熱平衡レベルの場合であり，不安定性を考慮していないことに注意する必要がある．もしこの理論が正しければ 1 kW のジャイロトロンで信号を検出できる可能性は無い．しかし，JET の D-T 実験においてイオンサイクロトロン周波数やその高調波の不安定性がアルファ粒子の速度空間非等方性で励起されていることから[4]，アルファ粒子により励起される不安定性が検出される可能性はある．

6．信号対雑音比

バックグラウンド放射ノイズは主にプラズマからの電子サイクロトロン放射の統計的揺動や受信回路の熱雑音に基づく．JET の場合，受信回路の等価雑音温度 $T_N\sim30$eV であるから，電子サイクロトロン放射ノイズ $T_N\sim500$eV に対して，ほとんど無視できる[10]．等価雑

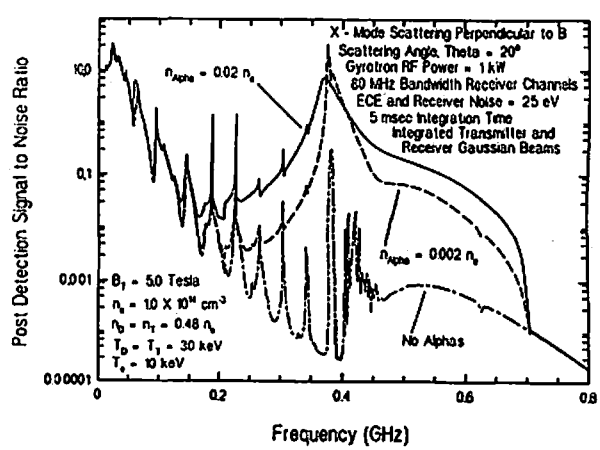

Fig. 7 Scattering spectrum from the alpha particles in TFTR. Scattering angles are $\theta_s=20°$, $\phi=88°$ [27].

音温度 T_N のとき，プラズマから放射されるノイズ電力は，周波数幅Δfに対して，

$$P_N[\mathrm{W}]=1.6\times10^{-19}T_N[\mathrm{eV}]\Delta f[\mathrm{Hz}] \qquad (6\text{-}1)$$

で表される．JET での典型的な値は140GHz の場合，Fig. 4 のように T_N～500eV であるから，Δf= 1 GHz のとき P_N = 80nW となる．また $P_N/\Delta f = 8\times10^{-17}$W/Hz である．散乱波信号は0.3 nW のオーダ（等価雑音温度に換算すると T_N～0.93eV）なので，P_S/P_N～3.75×10^{-3} と非常に小さくバックグラウンドノイズに埋もれてしまう．しかし後述するように，積分することによってノイズ成分を減らし，シグナル成分を足しあわせて SN 比を改善することができる[30].

6.1 ポストディテクション SN 比

上述したようなノイズに埋もれた信号の積分後の SN 比は次の式で評価できる．

$$\frac{S}{N}=\frac{P_S}{P_S+P_N}\sqrt{\tau\Delta f+1} \qquad (6\text{-}2)$$

ただしτは積分時間，Δfは周波数バンド幅である．さらに $P_S/P_N\ll1$，$\tau\Delta f\gg1$ のとき

$$\frac{S}{N}\approx\frac{r_e^2\lambda_{in}^2}{\sqrt{\pi}1.6\times10^{-19}}\frac{P_{in}n_e\Gamma S(k,\omega)}{T_N}\frac{\sqrt{\tau\Delta f}}{w_o\sin\theta_s} \qquad (6\text{-}3)$$

となる．前述したパラメータの場合，$P_S/P_N=3.75\times10^{-3}$なので，積分時間$\tau$=30ms，周波数幅$\Delta f$= 1 GHz とすると，$(\tau\Delta f)^{0.5}=5.477\times10^3$が大きいのでSN比は20となる．また，$\tau$= 200ms，$\Delta f$= 0.5GHz の場合，$S/N$=37.5となる．SN 比は約 5 以上あればよいので，アルファ粒子の計測は可能と考えられる[12].

6.2 パルス変調と予想される検出器出力波形

ジャイロトロンによるマイクロ波ビームは上側から入射されるので，ECR 共鳴領域を通らないが，壁からの多重反射により，ECR 加熱が起こる可能性はある．ジャイロトロンパルスに同期して電子温度が増大すると，140GHz 近辺のサイクロトロン放射も増え，検出系に入いるので散乱波信号と区別がつかなくなる．したがって，ジャイロトロンパルスを定常的にかけても，サイクロトロン放射が時間的に増大し，散乱波信号測定はより困難になる．

これを改善するために，ジャイロトロンパルスを変調し，散乱波信号とサイクロトロン放射信号を弁別する．ここでは ECR 加熱の影響がでないようにパルスの時間幅をできるだけ短く，JET では f_{mod}=30kHz とする．ジャイロトロンに Fig. 8 (a)のように方形波変調パルスをかけると，検出器出力は Fig. 8 (b)のようにノイズを

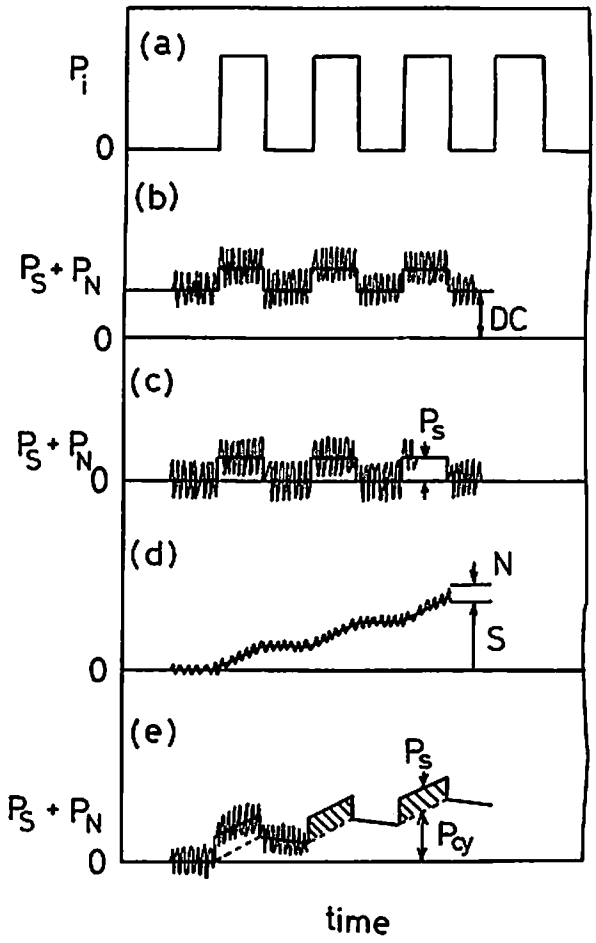

Fig. 8 Data processing of the weak signals in the strong background noise.
(a) modulated waveform of the incident beam,
(b) and (c) signal and background noise waveforms,
(d) waveform after integration, and
(e) the effect of the ECR heating on the signal.

含んだ方形波変調出力波形となる．Fig. 8 (c)のように，DC 成分をカットした後，例えばパルス幅の約1000倍のτ= 30ms で積分すると，Fig. 8 (d)のように高周波成分が消え，（あるいは高周波ノイズは正負それぞれ打ち消しあい）それぞれのジャイロトロンパルス内の信号成分が足しあわされ出力が増大する．その結果，τ= 30ms 後には信号が得られるが，高周波成分の揺動分がノイズになるので，この比が最終的な SN 比となる．また，ジャイロトロンの方形波変調パルスに同期した積分器でさらに積分すると，変調パルス間のノイズがカットされ SN 比が増大する．このように，ノイズがシグナルより何桁大きくても，積分することによってノイズ成分を減

らし，シグナル成分を足しあわせて増やし SN 比を改善することができる[30].

ジャイロトロンに方形波パルスをかけて変調してもECR 加熱が若干起き，サイクロトロン放射も同期して増える可能性がある．この場合，パルスがオフになると電子温度は減少し，サイクロトロン放射も減衰する．しかし，パルスがオフの時間内に減衰しないと電子温度のラッチアップがおき，アルファ粒子の信号がないときにも出力が現れ，Fig. 8 (e)に示すような積分波形になりうる．この場合，電子サイクロトロン放射により緩やかに増大する波形を低周波フィルタで取り除き信号処理すればよい[31].

7．JET における測定装置のレイアウト[32]

JET におけるマイクロ波放射系，マイクロ波受信系の概略図を Fig. 9 (a), Fig. 9 (b)にそれぞれ示す．ジャイロトロンからマイクロ波放射系までは ECR 加熱装置と基本的に同じであるが，ジャイロトロンのドリフトの問題等，計測システムの方がさらに高度な技術開発を要する．

(1) ジャイロトロン－伝送系[12]

平均出力400kW，140GHz のジャイロトロンにおいて発振した $TE_{15,2}$ のウィスパリングギャラリーモードのマイクロ波は，フレオンガス冷却窓を通過した後，プラゾフコンバータとパラボリックミラーにより自由空間中の平面波（TEM_{00} モード）に変換され，効率よく導波管中を伝播する．

Fig.10に示すように，プラゾフコンバータとパラボリックミラーから放射された直線偏波した平面波は，2つのミラーを経た後，コルゲート面を持つユニバーサルミラーにより1方向の偏波面が選択され，コルゲート導波管に入る．ユニバーサル偏波器は，アンテナから放射される電磁波の偏波を制御するためのもので，放射アンテナと連動させて用いる．

平面波 TEM_{00} モードのガウシアンビームは，オーバーサイズ導波管である円形コルゲート導波管に入ると，特別な変換器なしでそのまま HE_{11} モードとなり導波管を伝播する．コルゲート導波管内径は，マイクロ波の電力密度と電界強度に対する制限から直径の大きな 88.9mm のサイズを用いている．伝送系中のベンドはマイターベンドのため，コルゲート導波管のアラインメントは He-Ne レーザーを用いて行える．

(2) 放射，受信アンテナ系

コルゲート導波管によって運ばれてきたマイクロ波

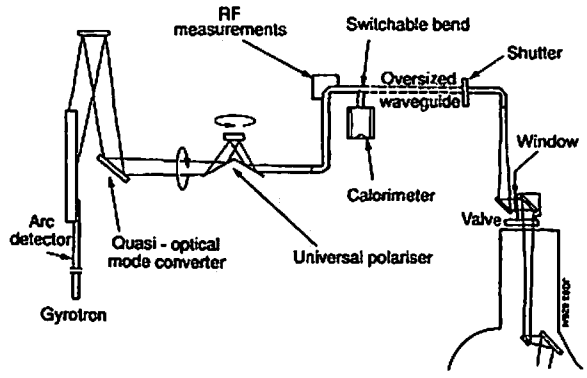

Fig. 9 (a) The high power transmission system in JET [32].

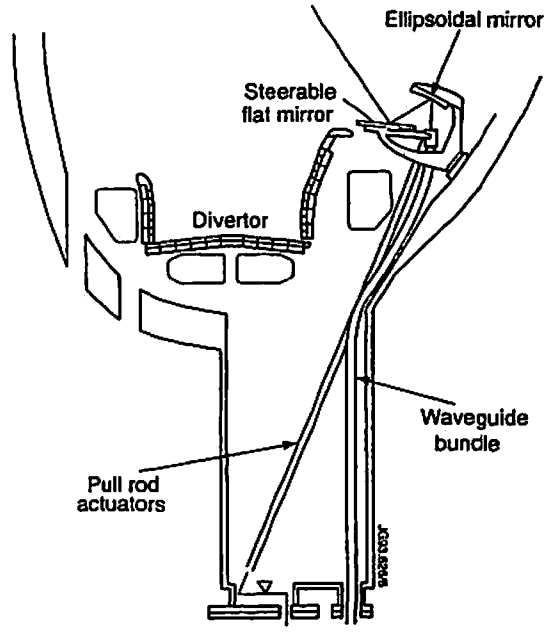

Fig. 9 (b) Receiver antenna assembly and waveguide bundle, containing a main and 4 slave corrugated waveguides in the bottom part of the vessel [32].

は，マイターベンドにより曲げられ，D-T 実験の為の二重真空窓を介して真空容器に導かれ，再びマイターベンドにより曲げられ，円錐ホーンより放射され平面波となる．このマイクロ波は回転ミラーで反射され，プラズマ中の測定地点に向けて放射される．散乱角度はマイクロ波ビームを回転ミラーによりトロイダル方向に動かすことにより設定し，またポロイダル方向に動かすことにより半径方向分布の測定ができる．

受信アンテナ系は，31.75mm の小口径のアルミ製コルゲート導波管よりなる．受信アンテナからコルゲート導波管によって運ばれた nW 程度のマイクロ波は，ユニバーサル偏波器 によって電界方向が選別される．ミ

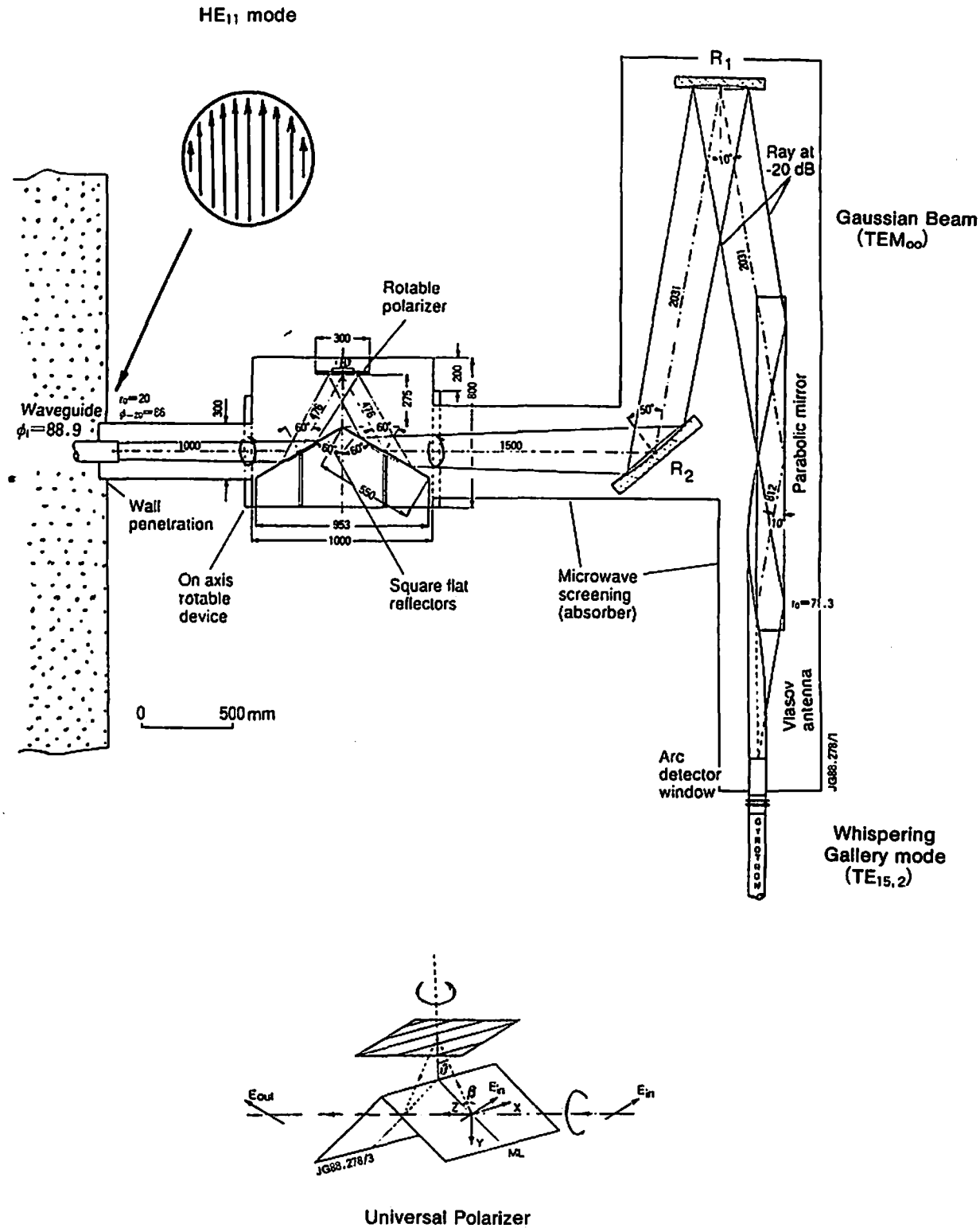

Fig. 10 Beam transmission systems from the gyrotron to the waveguide in JET.

ラーによってオーバーサイズ導波管に入ったマイクロ波は，テーパ導波管により通常の 2 mm 導波管に導入され，信号処理回路に入る．特に受信アンテナには，散乱測定地点を素早く割り出すためにメインアンテナの周りに 4 つの補助スレーブアンテナを設け，入射マイクロ波による強いイオン分布関数部からの散乱波を検出できるよう工夫がなされている[13]．

散乱波電力は入射電力よりはるかに小さいので，迷光を防ぐために出力アンテナの向かい側にビームダンプを設置することが考えられるが，JET においては，TFTR と異なりビームダンプを設置しない．その代わりに，信号処理系統においてノッチフィルタにより迷光成分を取り除く．

現在，ポンプダイバータを真空容器の下側に設置したため，散乱波受信系は Fig. 9 (b)のようになっている．また今後の D-T 実験に備えて，真空容器中のトリチウムが容器外に漏れないようにしなければならない．特にマイクロ波用の真空窓が機械的あるいはビームパワー加熱で破損しても事故に至らないよう，マイクロ波の入射側も受信側も真空窓を二重構造にし安全性を高める必要がある[33]．

(3) 信号処理回路[32]　Fig.11に示すように，140GHz 近辺の散乱信号は，200MHz 幅で45dB のノッチフィルタを介して信号処理回路に入る．この散乱信号は，128GHz の局部発振器によりミキサでビート波となり，アンプで増幅された後，電力分割器によって 4 分割され，それぞれ 9 チャンネルのフィルタを通し，増幅，積分ののちスペクトルが得られる．140GHz 近辺のバンド幅はイオン分布関数測定用であり，他がアルファ粒子の両端のスペクトル測定用である．

一方，ジャイロトロンの発振周波数は50MHz の 2 倍程度時間的に変化しドリフトするので，これを補償するための回路をイオン分布関数測定部に設けている．アルファ粒子スペクトルの周波数シフトの大きい部分は，ジャイロトロンのドリフトの影響をほとんど受けないので，ドリフト補償回路は設けない．

ジャイロトロンの発振周波数のドリフトが大きくなり，ノッチフィルタのバンド幅200MHz を越えると，

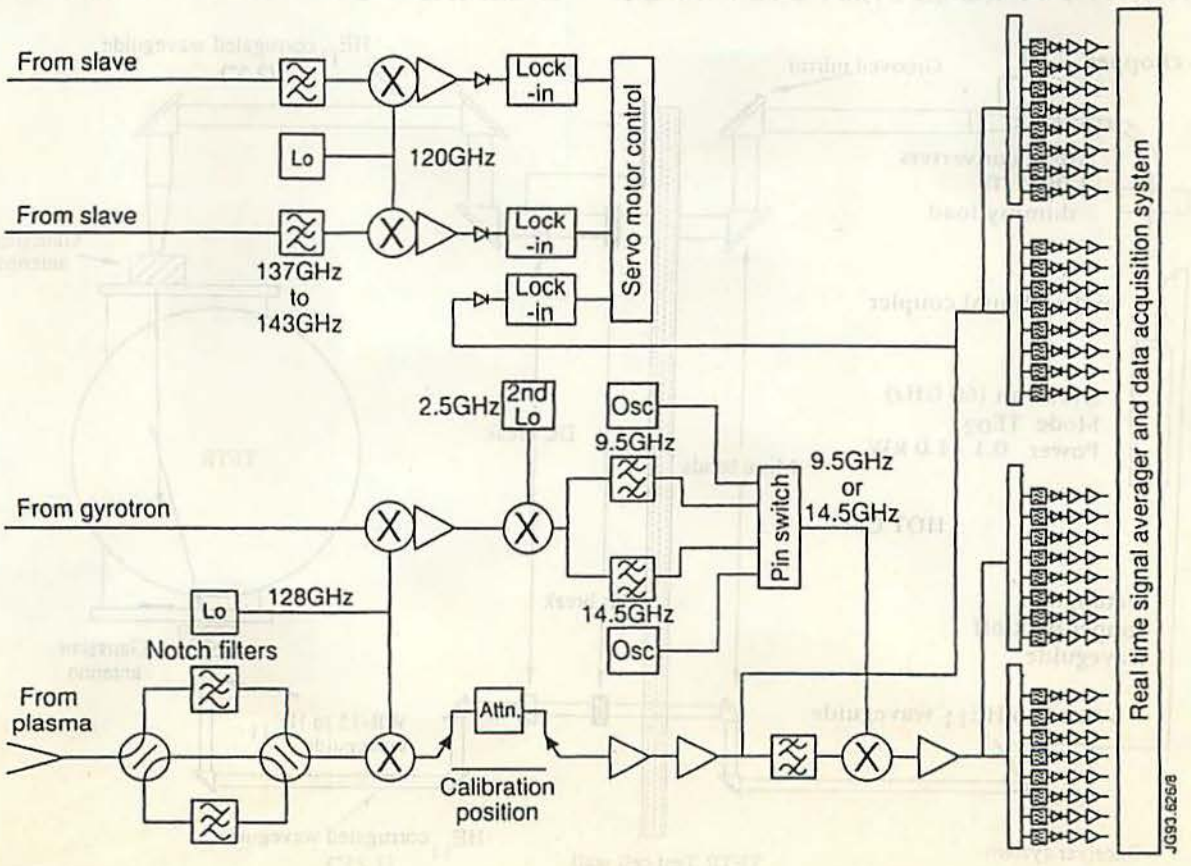

Fig. 11 Signal detection systems for the alpha particle and ion velocity distribution functions in JET [32].

ノッチフィルタの中心周波数は固定なので，ドリフト補償回路はもはや有効でなくなる．これを防止するには，ジャイロトロン自身のドリフトを少なくする必要がある．

8．JET，TFTR における現状

JET では，1994年夏，バリアン製のジャイロトロンをロシア GYCOM 製モード変換器内蔵型ジャイロトロン（500kW，3秒）に交換した．その後，1995年春に初めて実験を行った結果，装置は正常に動作し，イオン分布関数部の散乱スペクトルの初期的結果を得た[34]．今後アルファ粒子計測をシミュレートするため，高イオンモード時や ICRH H-マイノリティ加熱実験時のイオンテイル観測実験を行う予定である．高イオンモードでは，電子温度が相対的に低いので ECE 放射が少なく，SN 比の増大が見込める．

また，TFTR では以前より計画されている200kW のジャイロトロンを使用するアルファ粒子計測計画は予算の関係上断念された．その代りに，低域混成共鳴周波数近傍のスペクトルの共鳴増加を利用する1kW の小電力ジャイロトロン散乱系（全体配置図 Fig.12）を準備している．初期的な実験の結果，前述したように ICRH により励起される不安定性が検出されている[27]．

なお，W7-AX ステラレータにおいても，140GHz，450KW のジャイロトロンを用いた協同トムソン散乱実験が行われ，イオン温度の測定に成功している[35]．

9．ITER における協同トムソン散乱アルファ粒子計測の展望

ここではジャイロトロン，自由電子レーザー（FEL），CO_2 レーザーを用いた協同トムソン散乱アルファ粒子計測の ITER への適用可能性について考える．

まず ITER-EDA[36]のパラメータを $B_t=6$T，$R=8$m，$a=3$m，$I_p=25$MA，閉じ込め増倍度$\gamma_H=1.68$，$Z_{eff}=1.5$，$n_\alpha/n_e=10\%$，$\alpha_n=0.5$，$\alpha_T=1.0$とし，POPCON を用いて運転点を $n_e(0)=1.52\times10^{20}\mathrm{m}^{-3}$，$T(0)\sim20$keV，核融合出力 $P_f=3$GW とし検討を行った．

9.1 ジャイロトロン散乱

各周波数の半径方向分布を Fig.13に示す．$f_{in}=250$GHz 付近が電子サイクロトロン周波数の基本波

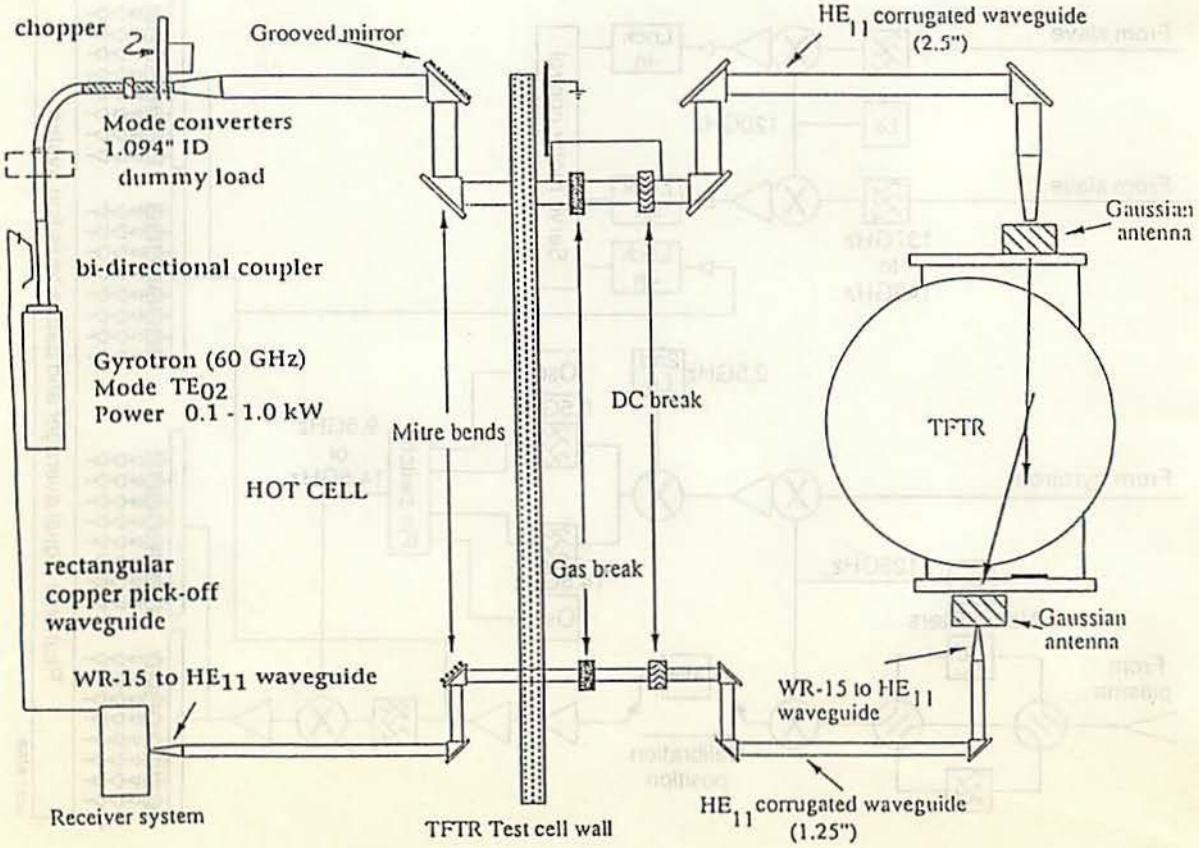

Fig. 12 Schematics of the TFTR alpha particle scattering diagnostic [27].

(f_{ce}) と2倍高調波 ($2f_{ce}$) の中間となるので，この周波数の大電力マイクロ波源が開発されれば[37]，JET のアルファ粒子計測と同様に O モード散乱実験を行える可能性がある．

(a) O モード散乱

f_{in}=250GHz の O モードの場合のスペクトル計算結果を Fig.14(a)に示す．これは，前述の JET のスペクトルと類似している．入射波長λ_{in}=1.2mm，ビーム半径 w_o= 3 cm，入射電力 P_{in}=300kW で，かつ積分時間 τ=200ms，バンド幅Δf=200MHz，等価雑音温度 T_N= 2 keV (JET では $T_e(0)$ = 6 keV のとき T_N=500eV なので，それを外挿して求めた) のとき，f= 1 GHz において SN 比は S/N=28となる．もし T_N= 1 keV ならば S/N=56となる．ここではアルファ粒子密度が10% と大きいので SN 比も比較的大きくとれる．しかし等価雑音温度 T_N の予測値がここでは問題であろう．

マイクロ波のソースに関しては，現在まで126～245GHz で～500kW 出力のジャイロトロンの報告もあり[37]，f_{in}=250GHz の高出力ジャイロトロンも決して夢ではなく，これらを利用できれば本測定技術は現在の JET のアルファ粒子計測の延長線上にある．また，高調波ジャイロトロン (～600GHz) も開発途上にあり[38,39]，高出力も将来は可能かも知れないが，開発はかなり困難でありさらなる研究開発が必要であろう．

(b) X モード散乱

プラズマ端のサイクロトロン基本周波数 f_{ce}= 100GHz と低域 X モードカットオフ周波数 f_L=60GHz の中間の80GHz 程度の周波数を用いれば，TFTR と同

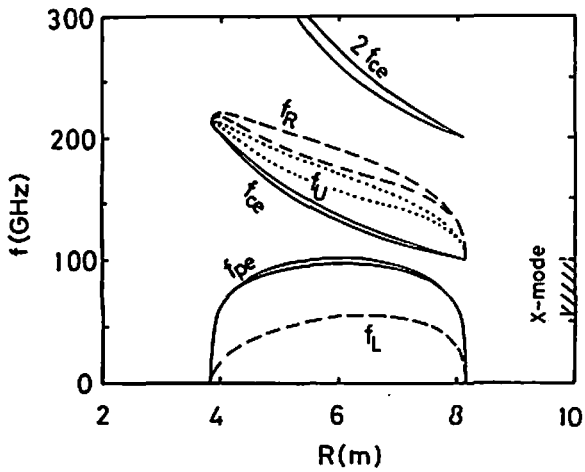

Fig. 13 Radial distribution of the characteristic frequency in ITER-EDA. Parameters are B_t=6T, $n_e(0)$=1.52×$10^{20}m^{-3}$, $T_e(0)$=20keV, α_n=0.5, and α_T=1.0.

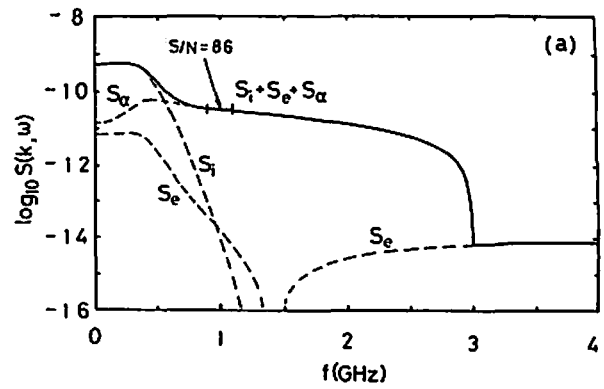

Fig. 14 (a) Calculated scattering spectrum from the alpha particles in ITER-EDA for the gyrotron with f_{in}= 250GHz. (θ_s=20°, ϕ=0°, and α_e=6.5.)

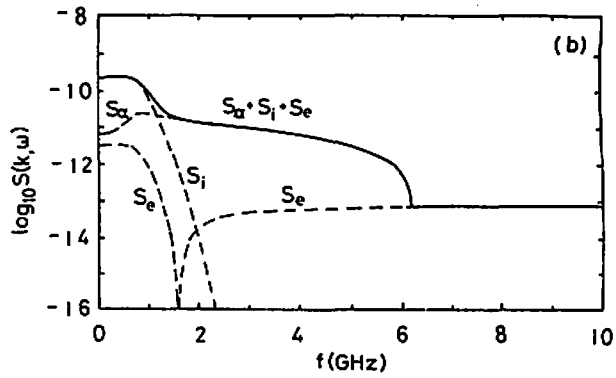

Fig. 14 (b) Calculated scattering spectrum from alpha particles in ITER-EDA for the free electron laser with f_{in}=1.5 THz (λ_{in}=200μm). (θ_s=5.5°, ϕ=0°, and α_e= 3.5.)

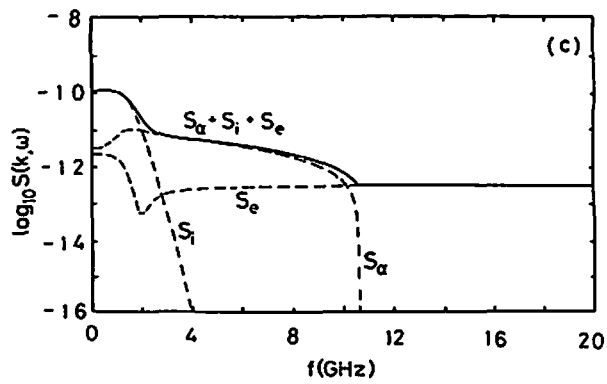

Fig. 14 (c) Calculated scattering spectrum from alpha particles in ITER-EDA for the CO_2 laser with λ_{in}= 10.6 μm. (θ_s=0.5°, ϕ=0°, and α_e=2.3.)

様 X モードによる散乱ができる．この場合，大電力のジャイロトロンはすでに存在するので，現在の技術の範囲内で測定できると考えられるので，TFTR における協同トムソン散乱アルファ粒子計測は将来を見通す上でも大変に重要なステップであったことがわかる．ちなみに，最近 Woskov によって90GHz の周波数を用いる計測の提案がなされている[40]．

9.2 FEL 散乱

遠赤外レーザーの波長領域は，サイクロトロン周波数の高調波からのバックグラウンド放射の影響も減少し，等価雑音温度も低下するので，SN 比も大きくとれ測定しやすい．ITER の協同トムソン散乱アルファ粒子計測用として Costley 等によって提案されている $f_{in}=1.5$THz（$\lambda_{in}=200\mu$m）の遠赤外レーザー散乱の場合について計算すると[41]，$\theta_s=5.5°$のとき Fig.14(b)のようになる．

FEL でも CW であれば，$P_{in}=300$kW，$w_o=1.5$cm，$\tau=200$ms，$\Delta f=200$MHz，$T_N=200$eV のとき，$f\sim1.5$GHz で $S/N=34$となる．しかし通常 FEL は短時間発振を繰り返す運転方式のため，FEL パルス長を ΔT_{pulse}，発振繰り返し時間を $1/f_c$ とすると，積分時間を確保するために必要な測定時間は $T=\tau/(\Delta T_{pulse}f_c)$ で与えられる．したがって，$f_c=20$kHz，$\Delta T_{pulse}=100$ns，$P_{in}=10$MW，$\tau=10$ms，$\Delta f=500$MHz とすると，$S/N=125$，$T=5$ s となる．また $f_c=1$ kHz，$\Delta T_{pulse}=50$ns，$P_{in}=100$MW，$\tau=0.25$ms，$\Delta f=500$MHz とすると，$S/N=131$，$T=5$s となる．しかし，このような大電力 FEL はまだ存在せず今後の開発が必要である．

なお，R. E. Shefer 等の提案している NH_3 レーザー励起 FEL（$\lambda_{in}=152\mu$m，$f_{in}=2$THz）の場合[42]，スペクトルは，アルファ粒子カットオフエネルギーに対応する周波数が約 8 GHz に増えるのみで，$\lambda_{in}=200\mu$m の場合の Fig.14(b)とほぼ同様となる．

9.3 CO_2 レーザー散乱

$\lambda_{in}=10.6$mm の CO_2 レーザー散乱では，$\theta_s=0.5°$のとき Fig.14-(c)のようになる．SN 比は，$P_{in}=200$MW，$w_o=1.0$cm，$\tau=1\,\mu$s，$\Delta f=2$ GHz，$T_N=10$eV のとき，$f\sim3.0$GHz で $S/N=28$となるが，CO_2 レーザーのパルス長が短いぶんバンド幅と入射電力を大きくとらねばならない．また散乱角度も小さいので，レイアウト，装置の振動等の問題もあるが，高出力の遠赤外レーザーもすでに存在するので可能性は高い．

10. ま と め

協同トムソン散乱アルファ粒子計測は，D-T 実験においてその有用性はまだ実証されていない．本格的 D-T 実験を目前にして，その計測法の開発も徐々に進んでいることを JET の例を中心に報告した．また TFTR では 1 kW のジャイロトロンにより，低域混成波周波数付近の共鳴による散乱スペクトルピークを用いてアルファ粒子を計測する計画が進んでいる．以上概観した JET，TFTR のアルファ粒子計測システムの仕様を Table 1 にまとめて示す．協同トムソン散乱アルファ粒子計測においては，信号出力が微弱であることや，サイクロトン放射によるバックグラウンド放射ノイズが増えると S N比が劣化すること等測定にあたって充分な注意が必要である．これらが全て満足に動作すればアルファ粒子を計測することができよう．

ITER-EDA では $B_t=6$T とトロイダル磁場が CDA に比して大きいので，O モードによるジャイロトロン散乱（$\theta_s=20°$）を用いるとすれば入射周波数が $f_{in}=250$GHz の新たなジャイロトロンの開発が必要である．これは ECR 加熱用の170GHz よりも更に周波数が大きい．X モードによるジャイロトロン散乱では80～90GHz でよく，現在の技術で充分対応可能なので TFTR の実験のさらなる発展の上でその可能性は期待できる．ITER-CDA において提案されたような FEL

Table. 1 Parameters of the alpha particle diagnostic system using the collective Thomson scattering in JET and TFTR.

	JET	TFTR [27]
トロイダル磁場	$B_t=3.4$T	5.2T
ジャイロトロン周波数	$f_i=140$GHz	60GHz
ジャイロトロン平均電力	$P_g=400$kW	1 kW
入射電力	$P_{in}=300$kW	
動作周波数領域	$f_{ce}<f_i<2f_{ce}$	$f_i<f_{ce}$
放射モード	O モード	X モード
散乱角度	$\theta_s=20°$	20°
k と B の角度	$\phi=0°$	88°
ビーム半径	$w_o=3$ cm	
電子密度	$n_e=5\times10^{19}$m^{-3}	9×10^{19}m^{-3}
アルファ粒子密度	$n_\alpha=4.7\times10^{17}$m^{-3}	9×10^{17}m^{-3}
スペクトル密度	$S(k,\omega)\sim10^{-11}$ Hz^{-1}	$>10^{-8}$Hz^{-1}
散乱波パワー	$P_s=0.3$nW	
等価雑音温度	$T_N\sim500$eV	25eV
ノイズパワー	$P_N=80$nW	0.32nW
周波数幅	$\Delta f=1$ GHz	80MHz
P_S/P_N	3.75×10^{-3}	
積分時間	$\tau=30$ms	5 ms
SN 比	20	100～1000

散乱（$\theta_s=5.5°$）を行うには，$f_{in}=1.5$THz，発振出力10～100MW，パルス幅50～100ns，繰り返し周波数1～20kHz の FEL を開発する必要がある．CO_2 レーザー散乱（$\theta_s=0.5\sim0.7°$）では，1 μs で200MW の出力の CO_2 レーザーが必要で，小角散乱での諸問題を克服する必要がある．

なお，昨年12月九州大学において，ITER における協同散乱の ITER Expert Meeting が行われた．そこでは，(1) Low frequency option: 80GHz 程度の低周波数ジャイロトロンを用いた X モード散乱，(2) High frequency option: CO_2 レーザー散乱，の2つが候補として討論された．特に，低周波数ジャイロトロンを用いると，アルファ粒子計測以外の測定，イオン分布関数部の測定，D-T 燃料比，T_e の精確な測定に基づく T_i の測定可能性等の議論がなされたが，両方ともさらなる研究が必要とのことで閉会になった．

謝辞

本報告に示した研究は，平成4年度文部省国際学術研究「レーザー応用プラズマ計測法の大型核融合実験装置への適用」，平成6年度文部省国際学術研究「核反応プラズマ計測のためのレーザー応用プラズマ計測法の開発」の一環として行ったものである．研究遂行にあたっては，対応研究機関の責任者である P. E. Stott 博士に，あらゆる面での配慮をいただいた．また，いろいろな情報を提供していただいた A. Costley 博士をはじめ，J. A. Hoekzema, T. Hughes, D. Bartlet, J. Fessey, K. Oostebeck, N. P. Hammond, P. Roberts, A. Stevens, H. Bindslev, M. Comiskey, F. Orsitto のアルファ粒子計測グループの諸氏に心から感謝致します．また，この国際共同研究に参加する機会を快く承諾していただいた熊本工業大学　中山義崇学長をはじめ，前九州東海大学　赤崎正則工学部長，電気工学科の諸先生方に感謝致します．

参考文献

[1] O. Mitarai, A. Hirose and H. M. Skarsgard, *Fusion Technology* **22**, 227 (1992).

[2] S. J. Zweben, Rev. Sci. Instrum. **57**, 1723 (1986), and K. M. Young and D. W. Johnson, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **34**, 2001 (1992).

[3] F. B. Marcus *et al.*, *Neutron Emission Profile Measurement during the First Tritium Experiments at JET*, JET-P (93) 11, (1993).

[4] G. S. Cottrell *et al.*, *Ion Cyclotron Emission Measurements during JET Deuterium-Tritium Experiments*, JET-P (92) 96, (1992).

[5] M. von Hellermann, W. Mandl and H. P. Summers, *et al.*, Plasma Physics and Controlled Fusion **33**, 1805 (1991).

[6] D. Post *et al.*, J. of Fusion Energy **1**, 129 (1981).

[7] F. E. Ceil, S. J. Zweben and S. S. Medley, Nucl. Instrum. Methods Phys. Rev. **245**, 547 (1986).

[8] D. P. Hutchinson, K. L. Vanderslius, J. Sheffield, and D. J. Sigmarl, Rev. Sci. Instrum. **56**, 1075 (1985).

[9] Woskoboinikov, *Proceedings 12th Symp. on Fusion Eng.*, Monterey, Calif., 1544 (1987).

[10] P. P. Waskov, *Suitability of Millimeter-Wave Scattering for Diagnostics of Fusion Alpha-Particles*, Massachusetts Institute of Technology, PFC/RR-87-16 (1987).

[11] A. E. Costley, J. A. Hoekzema and T. P. Hughes *et al.*, *A Thomson Scattering Diagnostic to Measure Fast Ion and α-particle Distributions in JET*, JET-P (88) 08.

[12] J. A. Hoekzema, A. E. Costley and T. P. Hughes *et al.*, *Fusion Technology* **314** (1986) (Elsevier Science Publisher B. V., 1989).

[13] J. A. Hoekzema, N. P. Hammond, E. F. Taylor and A. L. Stevens, *Fusion Technology* **627** (1990) (Elsevier Science Publisher B. V., 1991).

[14] T. P. Hughes, D. A. Boyd, A. E. Costley, J. A. Hoekzema, S. R. P. Smith and E.Westerhof, *EPS conference*, 1509 (1990).

[15] A. E. Costley, H. Bindslev and M. Comiskey *et al.*, *Course and Workshop on Diagnostics for Contemporary Fusion Experiments*, Varenna, **285** (Sep.1991).

[16] J. S. Machuzak, P. P. Woskov and H. Bindslev *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **63**, 4648 (1992).

[17] P. P. Woskov, J. S. Machuzak, R. C. Myer and D. R. Cohn *et al.*, *Rev. Sci.* Instrum. **59**, 1565 (1988).

[18] D. Y. Rhee, D. R. Cohn and J. S. Machuzak *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 4644 (1992).

[19] E. Mazzucato, *Physics Fluids* **B4**, 3460 (1992).

[20] J. Sheffield, *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation*, Academic Press, New York, (1975).

[21] I. H. Hutchinson, *Principle of Plasma Diagnostics*, Cambridge University Press, (1987).

[22] T. P. Hughes, *Alpha Particle Diagnostics*, JET-P (86) 10, (1986).

[23] L. Vahara, G. Vahara and D. J. Sigmar, *Nucl. Fusion* **56**, 51 (1986).

[24] T. P. Hughes and S. R. P. Smith, *Nucl. Fusion* **56**, 1451 (1988).

[25] F. Orsitto, *Feasibility Study of Bulk Ion Temperature Measurements on JET by Means of Collective Scatter-*

ing of Gyrotron Radiation, JET-P (90) 05, (Oct. 1990).

[26] R. E. Aamodt and D. A. Russell, Nucl. Fusion **32**, 745 (1992).

[27] J. S. Machuzak, P. P. Woskov *et al.*, *TFTR 60GHz Particle Collective Thomson Scattering Diagnostic*, PPPL-3066, March (1995).

[28] H. Bindslev, Plasma Physics and Controlled Fusion **35**, 1615 (1993).

[29] H. Bindslev, *A Quantitative Study of Scattering from Electromagnetic Fluctuations in Plasmas*, JET-P (94) 30, (Sep., 1994).

[30] H. Z. Cummins and H. L. Swinney, Prog. Opt. 8,135 (1970).

[31] J. A. Hoekzema, *private communication*, Aug. (1992).

[32] J. A. Hoekzema, A. E. Costley, T. P. Hughes and P. E. Stott, *Alpha Particle Diagnostics Using 140GHz Microwave Scattering on JET*, JET-P (93) 104, (1993).

[33] T. Hughes, *Anti-reflection Treatments for JET Millimeter Wave Diagnostic Windows*, JET-P (93) 83, (1993).

[34] J. A. Hoekzema, H. Bindslev *et al.*, *First Observations of Collective Thomson Scattering from JET Plasma, 22nd EPS Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*, (3-7 July 1995, Bournemouth, UK).

[35] E. V. Suvorov, V. Erckmann *et al.*, Plasma Physics and Controlled Fusion **37** 1207 (1995).

[36] ITER Joint Central Team, Plasma Physics and Controlled Fusion **35**, B23 (1883).

[37] K. E. Kreischer and R. J. Temkin, Phys. Rev. Lett. **59**, 547 (1987).

[38] S. Spira-Hakkarainen, K. E. Kreischer and R. J. Temkin, IEEE Transactions on Plasma Science **18**, 334 (1990).

[39] T. Idehara, T. Tatsukawa, I. Ogawa *et al.*, Phys. of Fluids **B(5)**, 1377 (1993).

[40] P. P. Woskov *et al.*, *ITER Millimeter-Wave CTS Diagnostic Option*, MIT Plasma Fusion Center Report, PFC/JA-93-25 (1993).

[41] V. Mukhovatov, H. Hopman, S. Yamamoto, K. M. Young *et al.*, *ITER Diagnostics*, ITER Documentation Series, No. 33, IAEA, Vienna (1991).

[42] R. E. Shefer, R. E. Watterson, D. Goodman and R. E. Llinkowstein, Rev. Sci. Instrum. **61**, 3214 (1990).