講座

電磁波を用いたプラズマ診断の基礎と最前線

Plasma Diagnostics with Electromagnetic Waves: Fundamentals and Frontiers

1. はじめに

出射 浩 九州大学応用力学研究所高温プラズマ力学研究センター (原稿受付2011年4月20日)

電磁波によるプラズマ計測は、プラズマへの擾乱が少な く、プラズマの密度、温度等の基本パラメータを測定でき るため、古くから広く用いられてきた. ITER 以降の燃焼 プラズマに対しても、パラメータの計測手法が限定される 中、比較的容易に中性子遮蔽もできることから、有望な手 法として重視されている.

電磁波を用いたプラズマ計測の原理は,興味深いプラズ マ・波動相互作用を活用したものである.計測対象となる プラズマは,比較的温度,密度の低い実験室プラズマから, 高温・高密度の核融合燃焼プラズマまでと広範なパラメー タ領域となる.本講座では,プラズマ科学や核融合学の研 究をスタートした学生,大学院生から若手研究者を対象と して,まず,電磁波を用いたプラズマ計測の原理(理論), 検波方式や計測技術といった基礎的事項,主な計測結果を 解説する.その後,イメージング法やドップラー反射法な どのプラズマ先進計測における最近の進展,さらに ITER 以降の燃焼プラズマ計測での課題と新たな取り組みを紹介 する.

本講座の構成,およびそれぞれの執筆者は次のとおりで ある.

2. 電磁波を用いたプラズマ計測の基礎

九州大 間瀬 淳,核融合研 川端一男 電磁波を用いた計測法は,電磁波の電界ベクトル E およ び伝搬方向を示す波数ベクトルとプラズマの閉じ込め磁場 B₀の位置関係により屈折率(誘電率)が異なる表式で与え られることに基づいている.代表的なものとして,干渉法/ 偏光法,反射法,放射法,散乱法がある.本章では,これら 計測法の基本的原理を記述し,各測定法の実際を述べる.

Plasma Diagnostics with Electromagnetic Waves: Fundamentals and Frontiers 1. Introduction IDEI Hiroshi 3. 先進計測技術・最近の進展

3.1 マイクロ波イメージング

核融合研 長山好夫・吉永智一,福岡工業大 近木祐一郎 プラズマ揺動の時間・空間計測のため、マイクロ波イ メージング法が開発されている.本節では電子温度揺動計 測のための電子サイクロトロン放射イメージング(ECEI), 電子密度揺動計測のためのイメージング反射計(MIR)を紹 介する.いずれも二次元あるいは三次元計測が可能であ る.マイクロ波イメージングのキーデバイスとシステム, および最新の実験について紹介する.

3.2 ドップラー反射計

核融合研 徳沢季彦,東京大 江尻 晶 本節では,近年注目を浴びているドップラー反射計につ いて解説する.ドップラー反射計は入射マイクロ波のカッ トオフ現象と密度揺動による後方散乱現象とを共用するこ とによって,プラズマの回転速度を空間分解良く測定する 手法である.計測原理に併せ,ゾーナル流である GAM (Geodesic Acoustic Mode)観測など最近の計測結果も紹介 する.

3.3 散乱計測

核融合研 久保 伸,田中謙治,西浦正樹 本節では散乱計測のうち,協同トムソン散乱を取り上 げ,特有な原理,計測手法を概説する.協同散乱と非協同 散乱の違い,散乱計測に必要なプローブビームや受信回路 といった計測システムの概要を解説し,散乱断面積の評価 と実験観測との比較にも触れ,イオンの速度分布関数観測 や波動観測といった最近の実験結果を紹介する.

author's e-mail: idei@triam.kyushu-u.ac.jp

4. ITER 実験での課題と新たな取り組み

4.1 電子密度計測の課題と開発状況

核融合研 秋山毅志

本節では ITER 以降での電子密度計測の課題(反射鏡の 光学特性保持など)とその対策,現在進められている信頼 性の高い密度計測手法(偏光計,ディスパージョン干渉計 など)の開発状況について述べる.

4.2 電子温度計測の課題と開発状況 九州大 出射 浩本節では ITER 以降での電子温度計測の課題として,高温プラズマでの観測高調波のオーバーラッピングやトムソン計測温度との差といった問題,高い観測周波数による計測伝送系での問題を解説する.併せて,周波数変換後の高速サンプリング処理による詳細な周波数スペクトラム計測への取り組みを紹介する.

4.3 電磁波測定における相対論的効果の導入

北條仁士,九州大 間瀬 淳 電子温度が10 keV 以上と高温になると,温度の効果(相 対論的効果)を分散関係(誘電率表式)に含める必要があ る.干渉法,反射法ならびに放射法を中心に相対論的効果 について解説する.

扱う電磁波の周波数(ないし波長)は、主にプラズマ密 度、閉じ込め磁場で決まるプラズマ周波数、サイクロトロ ン周波数で特徴づけられるが、本講座において対象とする 範囲をマイクロ波・ミリ波からサブミリ波・赤外線領域ま でとし、さらに波長の短い可視光領域等は除外する.

本講座を通じ,読者がプラズマパラメータの計測法を理 解し,計測に発生し得るエラー,測定限界,考慮すべき補 正とそのパラメータ範囲等を正しく把握することを期待す る.さらに基礎となる測定技術,最新の測定技術を知り, 課題となっている点を理解することで,さらなる測定技術 の開発へと繋がっていくことを期待する.歴史が示すよう に,1桁高い時間分解能,空間分解能,精度の計測が実現 されれば,プラズマ物理研究の新しい局面を拓くことがで きると考えている.

■ 講座 電磁波を用いたプラズマ診断の基礎と最前線

2. 電磁波を用いたプラズマ計測の基礎

間 瀬 淳,川 端 一 男¹⁾ 九州大学産学連携センター,¹⁾核融合科学研究所 (原稿受付:2011年3月31日)

電磁波を用いた計測法には、プラズマ中の屈折率(誘電率)が、その密度、温度、および閉じ込め磁場とと もに、電磁波の周波数、波数ベクトル、電界ベクトルに依存して伝搬特性が変化する現象を利用するもの、電子 の運動に起因する電磁波の放射・再放射過程を利用するものなどがある。最近では、データ処理技術の進歩とも 相まって時間・空間分解に優れた計測手法として改良されてきており、磁場閉じ込め装置では不可欠なものと なっている。本章では、その代表的なものとして、干渉法/偏光法、反射法、放射法、散乱法を取り上げ、これ ら計測法の基本的原理を記述するとともに、各測定法の実際を述べる。

Keywords:

plasma diagnostics, electromagnetic waves, interferometry, polarimetry, reflectometry, ECE, scattering, microwave, laser

2.1 はじめに

プラズマ中に電磁波を入射すると、プラズマとの相互作 用によって様々な影響を受ける.例えば、プラズマの電子 密度から決まるプラズマ振動数と電磁波の周波数の比に よって、入射波は透過、屈折、反射などの伝搬特性を示す. また、入射電磁波により励振された電子がその加速度の変 化により電磁波を再放射する散乱、プラズマがサイクロト ロン運動することにより静止座標系から観測した加速度の 変化により放射をするサイクロトロン放射などがある.こ こでは、電磁波をプラズマに入射し、透過波の位相、偏光 角度の変化量を計測する干渉・偏光計測、カットオフ層で 反射される波を測定し、位相遅れからカットオフ層の位置 を決定する反射計測、さらに放射および散乱計測について も簡単に述べる.図1はこれらを利用した計測法について 概観したものである.また、左辺の挿入図は、密度 (ne)の 時間変化に対応させた透過波(A)および反射波(B)強度の



2. Fundamentals of Plasma Diagnostics with Electromagnetic Waves MASE Atsushi and KAWAHATA Kazuo 変化を模式的に描いたものである.

2.2 プラズマと電磁波の相互作用

2.2.1 プラズマ中の電磁波伝搬-基礎方程式

一般にプラズマ中を伝搬する電磁波の伝搬速度は荷電粒 子の熱速度に比べて十分速いので、伝搬特性を調べる場合 には後者の影響は無視できる(低温プラズマ近似と呼ばれ る).また、イオンの質量は電子の質量に比べて十分大き いので、電磁波の電場に対するプラズマの応答は電子につ いてのみ考慮すれば十分である.上記低温プラズマ近似 は、電子温度が10keV以下の場合良く成り立つが、近年の 大型装置におけるプラズマや、建設中のITERのプラズマ では、電子温度が10keV以上となり、温度の効果(相対論 的効果)を考慮する必要が生じてくる.これについては、 第3章で記述する.

プラズマが電気的に中性で一様とすると、この中を伝搬 する電磁波は、Maxwellの方程式に電流密度Jおよび空間 電荷密度 ρ を導入することにより解くことができる[1]. すなわち、

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\partial \boldsymbol{B} / \partial t$$

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = \boldsymbol{J} + \varepsilon_0 \partial \boldsymbol{E} / \partial t$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{E} = \rho / \varepsilon_0$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0$$

$$\boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{H}$$

(1)

および,連続の式と一般化されたオームの法則は,

$\partial \rho / \partial t + \nabla \cdot \boldsymbol{J} = 0$	(2)
$J = [\sigma]E$	(3)

authors' e-mail: mase@astec.kyushu-u.ac.jp and kawahata@lhd.nifs.ac.jp

(1)式より、次の波動方程式が得られる.

$$\nabla \times \nabla \times \boldsymbol{E} + \frac{\partial}{\partial t} \left(\mu_0 \boldsymbol{J} + \boldsymbol{\varepsilon}_0 \mu_0 \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} \right) = 0 \tag{4}$$

ここで, $E = E_0 \exp i(\omega t - k \cdot r)$ で記述される平面波電界を 考へ, (1)-(4)を線形化し解くと,

$$\boldsymbol{k} \times \boldsymbol{k} \times \boldsymbol{E} - (\omega^2/c^2) [\boldsymbol{\varepsilon}] \boldsymbol{E} = 0$$
⁽⁵⁾

あるいは,

$$\boldsymbol{N} \times \boldsymbol{N} \times \boldsymbol{E} - [\boldsymbol{\varepsilon}] \boldsymbol{E} = 0 \tag{6}$$

が得られる.ただし、 $N = ck / \omega$ は屈折率、c は光速、また

$$[\varepsilon] = 1 + [\sigma]/i\omega\varepsilon_0 \tag{7}$$

は複素誘電率テンソルである.プラズマの特性は,導電率 [σ]を介して $\epsilon_0[\epsilon$]で表される.導電率テンソルは磁場中の 運動方程式,およびオームの法則から得られる.

$$m_{e} \frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = -e\left(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}_{0}\right)$$

$$\boldsymbol{J} = n_{e} e \boldsymbol{v}$$
(8)

ただし, m_e およびeは,それぞれ電子の質量および電荷, n_e はプラズマの電子密度である.

(6)式を電界の*x*, *y*, *z*成分に分け, *N* を *xy* 平面内にとると次の連立方程式が得られる.

$$(N^{2} - \varepsilon_{xx})E_{x} - \varepsilon_{xy}E_{y} = 0$$

- $\varepsilon_{yx}E_{x} + (N^{2}\cos^{2}\theta - \varepsilon_{yy})E_{y} - N^{2}\sin\theta\cos\theta E_{z} = 0$
- $N^{2}\sin\theta\cos\theta E_{y} + (N^{2}\sin^{2}\theta - \varepsilon_{zz})E_{z} = 0$
(9)

ただし、 θ は電磁波の伝搬方向kと外部磁界 B_0 (z方向)のなす角である.

(9)式の E_x , E_y , E_z が0でない解を持つためには係数の 行列式が0となることが必要であり、これよりNの4次式 で表される分散式が得られる.これを θ について解く と、よく知られた関係式

$$\tan^2 \theta = -\frac{\varepsilon_{zz} \left[N^2 - (\varepsilon_{xx} + i\varepsilon_{xy}) \right] \left[N^2 - (\varepsilon_{xx} - i\varepsilon_{xy}) \right]}{(N^2 - \varepsilon_{zz}) \left[\varepsilon_{xx} N^2 - (\varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{xy}^2) \right]}$$
(10)

が得られる.実際の計測法との対応により、伝搬方向が磁 界に垂直および平行の場合を考える.

i) 平行方向伝搬,
$$\boldsymbol{k} / \boldsymbol{B} (\theta = 0^{\circ})$$
:
(10)式より $\tan^2 \theta = 0$ となり

$$N^2 = \varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy} \tag{11}$$

が得られる.正符号のとき電界のx, y成分の間に $E_y = iE_x$, 負符号のとき $E_y = -iE_x$ の関係が成り立つこと が(9)式の一番目の式よりわかる.前者は左回り円偏波,後 者は右回り円偏波と呼ばれており,添字にlおよびrを用い ると,屈折率の表式は次式となる.

$$N_{l,r} = \left(1 - \frac{\omega_{\rm pe}^2}{\omega^2} \cdot \frac{\omega}{\omega \pm \omega_{\rm ce}}\right)^{1/2} \tag{12}$$

ただし、 $\omega_{\rm pe} = (n_{\rm e}e^2/m_{\rm e}\varepsilon_0)^{1/2}$ 、 $\omega_{\rm ce} = eB/m_{\rm e}$ である.

ii) 垂直方向伝搬, $\boldsymbol{k} \perp \boldsymbol{B}$ ($\theta = 90^{\circ}$):

(10)式より $\tan^2 \theta = \infty$ のために分母=0が必要となる. すなわち,

$$N^{2} = \varepsilon_{zz}$$

$$N^{2} = (\varepsilon_{xx}^{2} + \varepsilon_{xy}^{2})/\varepsilon_{xx}$$
(13)

が得られる. それぞれの式に対応して,

$$E_x = E_y = 0 \quad \text{is L U} \quad E_z \neq 0$$

$$E_x, E_y \neq 0 \quad \text{is L U} \quad E_z = 0$$
(14)

となることが i)と同様に得られ、それぞれ正常波 (O モード、E/B) および異常波 (X モード、 $E \perp B$) と呼ばれ、屈 折率は次式となる.

$$N_O = \left(1 - \frac{\omega_{\rm pe}^2}{\omega^2}\right)^{1/2} \tag{15}$$

$$N_X = \left(1 - \frac{\omega_{\rm pe}^2}{\omega^2} \cdot \frac{\omega^2 - \omega_{\rm pe}^2}{\omega^2 - \omega_{\rm pe}^2 - \omega_{\rm ce}^2}\right)^{1/2} \tag{16}$$

2.2.2 プラズマからの放射過程

電子は、その自由運動が磁場の存在によって妨げられ、 磁力線の周りを螺旋運動するようになる.このときの加速 度により生じる放射を電子サイクロトロン放射(ECE)と 呼ぶ.放射パワーは、電子サイクロトロン周波数 $\omega_{cc}/2\pi$ とその高調波周波数において極大値をもち、電子温度や、 条件により密度にも依存するようになる.一例としてトー ラスプラズマの主半径方向に放射されるn次サイクロトロ ン放射強度 $I_n(\omega)$ を観測する場合を考える. $I_n(\omega)$ の値は プラズマの放射係数と放射波の吸収のつりあいとして記述 される輸送方程式

$$n_{\rm r}^2 \frac{{\rm d}}{{\rm d}x} \frac{I_n\left(\omega\right)}{n_{\rm r}^2} = j_n\left(\omega\right) - \alpha_n\left(\omega\right) I_n\left(\omega\right) \tag{17}$$

の解として与えられる[2]. ただし, n_r は放射波に対する 媒質の屈折率, $j_n(\omega)$ は放射係数, $\alpha(\omega)$ は吸収係数であ る. 周波数を一定として(17)式をxについて積分する と,次式が得られる.

$$I_{n}(\omega) = I_{B}[1 - \exp\{-\tau_{n}(x)\}]$$

$$\tau_{n}(x) = \int_{R_{0}-a}^{R_{0}+a} \alpha_{n}(\omega) dx$$
(18)

ただし、 $I_{\rm B} = (\omega^2/8\pi^2 c^2) k_{\rm B} T_{\rm e}$ は黒体放射強度、 τ_n は光学的 厚さと呼ばれている[1,2]. 放射波を受信するアンテナの 実効面積は c^2/ω^2 に比例するため、 $\tau_n \gg 1$ の場合、受信パ ワーは $k_{\rm B} T_{\rm e} \Delta \omega$ に等しくなる. $\Delta \omega$ は受信機のバンド幅であ る.

2.2.3 散乱の過程

電磁波をプラズマ中に入射するとその電界により電子が

励振され電磁波を再放射する. その過程をトムソン散乱と 呼ぶ. 散乱波スペクトルは電子の速度によりドップラーシ フトを受けるため,スペクトルの幅を測定することにより 温度の情報を得ることができる.

入射波 (\mathbf{k}_i, ω_i)の波数ベクトルの方向と θ_s の角度をなす 方向に単位立体角、単位周波数あたりに散乱される電力は

$$P_{\rm s}(\boldsymbol{k}_{\rm s},\omega_{\rm s}) = p_{\rm i} n_{\rm e} V_{\rm s} \sigma_{\rm T} S(\boldsymbol{k},\omega) \tag{19}$$

となる[3]. ただし、 $\omega = \omega_{s} - \omega_{i}$, $k = k_{s} - k_{i}$ の関係があ る. それぞれ、エネルギー保存則、および運動量保存則に 対応しており、後者の関係をブラッグの条件と呼んでい る. また、 p_{i} は入射波の電力密度、 V_{s} は散乱体積、 σ_{T} はト ムソン散乱の断面積である. $S(k, \omega)$ は電子密度揺動のス ペクトル密度で、電子およびイオンが Maxwell 分布をして いるとき

$$S(\boldsymbol{k},\omega) \cong \frac{\sqrt{2\pi}}{v_{\text{te}}} \Gamma_{\alpha}(\boldsymbol{x}) + \frac{\sqrt{2\pi}}{v_{\text{ti}}} Z\left(\frac{\alpha^2}{1+\alpha^2}\right)^2 \Gamma_{\beta}(\boldsymbol{y})$$
(20)

で近似される[4]. $v_{te} = (k_B T_e/m_e)^{1/2}$, $v_{ti} = (k_B T_i/m_i)^{1/2}$ は、それぞれ電子およびイオンの熱速度、Z はイオンの荷電数、

$$\Gamma_{a}(x) = e^{-x^{2}} \left[(1 + \alpha^{2} - \alpha^{2} \phi(x))^{2} + \pi \alpha^{4} x^{2} e^{-2x^{2}} \right]^{-1}$$

$$\phi(x) = 2x e^{-x^{2}} \int_{0}^{x} e^{t^{2}} dt \qquad (21)$$

$$x = \omega / \sqrt{2} k v_{\text{te}}, \qquad y = \omega / \sqrt{2} k v_{\text{ti}}$$

$$\alpha = (k \lambda_{\text{De}})^{-1}, \qquad \beta = (ZT_{\text{e}}/T_{\text{i}}) (\alpha^{2}/1 + \alpha^{2})$$

である. $a \ll 1$ のとき (20) 式右辺第 2 項が省略できる. この とき $\lambda_{\text{De}} \gg 1/k \sim \lambda$ であり,電子密度揺動の波長がデバイ長 より小であるため電子は個々独立に散乱に寄与することに なる.

α>1の条件のとき電子のデバイ長より大きなスケール の揺動を対象とするため,電子とイオンが一体となった集 団的な運動を観測することになる.この領域をコレクティ ブ散乱と呼んでおり,イオンの熱的揺動の測定や,プラズ マ波動に起因する密度揺動の測定に利用されている.この とき,

$$S(\boldsymbol{k}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\boldsymbol{k}, \omega) \,\mathrm{d}\omega = n_{\mathrm{e}} V_{\mathrm{s}} \left\langle \left| \frac{\tilde{n}_{k}}{n_{\mathrm{e}}} \right|^{2} \right\rangle$$
(22)

となる.ただし、 \tilde{n}_k は密度 n_e の揺らぎのうちで、波数 k を持つ成分の振幅である.

散乱法では, 散乱角 θ_s を固定することにより, 一定の波数に対する密度揺動の周波数スペクトルが求まり, それを 種々の散乱角で測定することにより, 波数スペクトルが得 られる. また,

$$\langle |\tilde{n}_{e}(\mathbf{r},t)|^{2} \rangle = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{2} n_{e} \int S(\mathbf{k},\omega) d\mathbf{k} d\omega$$
 (23)

の関係により密度揺動レベルの値も決定できる.

熱的揺動からの散乱の場合S(k)~1であることがよく知

られているが, 非熱的揺動に対しては $S(\mathbf{k}) \gg 1$ となること がわかる. 例えば, (22) 式において, $\tilde{n}_k/n_e = 10^{-2} - 10^{-3}$, $n_e \approx 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $V_s \approx 10^{-5} \text{ m}^3$ とすると, $S(\mathbf{k}) = 10^8 - 10^9$ となる. したがって前者では, S/N 向上のため大出力パル ス光源が必要であるのに対し,後者では低出力の連続光源 を用いて測定することができる. 測定の波数分解 Δk は,入 射波の発散角 $\Delta \theta_s \approx 2/k_i w$ (2w は散乱中心における入射 ビームの幅:強度 $1/e^2$ の点の直径)で決定され, $\Delta k \approx 2/w$ となる. また,入射ビームに沿った空間分解 ΔL は,ビーム 幅と散乱角で決定され, $\Delta L \approx 4w/\sin \theta_s$ で与えられる.

2.3 電磁波計測法の原理

図1に示した電磁波とプラズマの相互作用を利用した代表的な計測法について、それぞれの手法およびシステムを 記述する.

2.3.1 干涉/偏光法

干渉計測は、電磁波の屈折率がプラズマの電子密度に依 存することを利用し、電磁波のプラズマ中伝搬と真空中伝 搬の間の位相変化量を測定することによって、電子密度を 測定する計測法である.

入射波は磁場と垂直方向に伝搬させることが多く,屈折 率は(15)-(16)式で与えられるが,異常波では,電子密度と 磁場の関数となり解析が複雑になるため,一般的には正常 波が多用される.ただし、 $\omega \gg \omega_{\text{pe}}, \omega_{\text{ce}}$ を満足する場合に は,異常波と正常波の屈折率は近似的に等しくなる.図2 は最も単純なホモダイン干渉計のシステム構成図である.

プラズマ断面の中心から距離xだけ離れ,y軸に平行に正 常波を入射させる.真空中の伝搬に比べてプラズマ中を伝 搬したことによる位相差 $\phi(x)$ は次式から求められる.

$$\phi(x) = \int_{Y_1}^{Y_2} (k_0 - k_p) \, \mathrm{d}y = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{Y_1}^{Y_2} (1 - N) \, \mathrm{d}y \tag{24}$$

ただし, $k_0 = 2\pi/\lambda$ および k_p はそれぞれ真空中およびプラズ マ中の波数である. $n_e \ll n_c$ (n_c はカットオフ密度)の時, $\phi(x)$ は次式のようになる (r > x).

$$\phi(\mathbf{x}) = \frac{\pi}{\lambda n_{\rm c}} \int_{Y_1}^{Y_2} n_{\rm e}(\mathbf{r}) \,\mathrm{d}\mathbf{y} \simeq \frac{2\pi}{\lambda n_{\rm c}} \int_{\mathbf{x}}^a n_{\rm e}(\mathbf{r}) (\mathbf{r}^2 - \mathbf{x}^2)^{-1/2} \mathbf{r} \,\mathrm{d}\mathbf{r}$$
(25)



相の変化量を測定することによって電子密度を求めること ができる.この計測システムでは、プラズマを透過したプ ローブ光(マイクロ波あるいはレーザー光)とプラズマに 入射する前に分岐しておいた参照光をビームスプリッタに おいて合成し、検出器で二乗検波したのち積分することに より、

 $I \propto \overline{\left[E_{1} \cos \omega t + E_{2} \cos \left(\omega t - \phi\right)\right]^{2}} = E_{1}^{2}/2 + E_{2}^{2}/2 + E_{1}E_{2} \cos \phi \ (26)$

が得られ、プラズマの密度変化に対応する位相変化 φ を計 測することができる.

この検出法には次の二つの問題点がある。一つは計測信 号が入射光の強度(E_1E_2)変化の影響を受けることであ る.強度変化は、入射光源自身の出力変化とプラズマによ る屈折効果によって生じる。もう一つは、 $\cos\phi$ からは干渉 位相の増減を判断することが困難なことである。これらの 問題点を解決する手法としてヘテロダイン検出法がある。 図3(a)にそのシステム構成図を示す。この検出法では、周 波数のわずかに異なる(ビート周波数 $\Delta\omega$)二本の光源を用 いる。プラズマを透過する前と後のプローブ光(ω_2)と参照 光(ω_1)との干渉信号を検出器(S_r, S_s)を用いて計測する。

それぞれの検出器の出力は,図3(b)に示すようにビート周波数を持つ cos 波となる.二つの信号のゼロ点間の時間差(*Δt*)は干渉位相差(φ)に比例することになる.この位相差は位相検出器を用いて計測することが可能である.

物理量が回転対称を持つ場合,観測された線積分値は アーベル変換によって空間分布に変換できることはよく知 られている.多チャンネル干渉計を用いて測定されたプラ ズマによる位相差分布を $\phi(x)$ とすると,プラズマの軸対称 性が仮定できる場合には,(25)式より電子密度分布 $n_e(r)$ は次式から求めることができる.



図3 ヘテロダイン干渉計の構成.

$$n_{\rm e}(r) = -\frac{\lambda n_c}{\pi^2} \int_r^a \frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}x} \frac{1}{\sqrt{x^2 - r^2}} \mathrm{d}x \tag{27}$$

干渉計に使用する光源の波長を選択する場合,いくつか の条件を考慮する必要がある.主なものとしては,計測対 象とするプラズマからの条件(カットオフ効果,屈折効 果),実験装置からの条件(測定ポートの大きさ,機械的振 動の大きさ),および計測装置からの条件(レーザー光源, 検出器,光学部品)である.ここでは,計測対象とするプ ラズマから必然的に決まるものについて述べる.

標準的な磁場閉じ込め装置で生成されるプラズマを測定 対象と考える.プラズマの電子密度分布を測定するために は、測定コードの多チャンネル化が必要となる.この時プ ラズマの凹レンズ効果を考慮する必要がある.プラズマは 誘電媒質であるため、電子密度勾配によってプラズマ中心 から外れたところを通過するレーザー光は屈折し、ある振 れ角以上になると測定が困難となる.今,電子密度として パラボラ分布 n_e(r) = n₀[1-(r/a)²]を仮定するとプラズマ による最大の振れ角は次式で与えられる[5].

$$\delta = \sin^{-1} \frac{n_0}{n_c}$$
$$\frac{n_0}{n_c} = \frac{e^2}{4\pi^2 c^2 \varepsilon_0 m_e} n_0 \lambda^2 \tag{28}$$

一方,最大の振れ角を受ける場所は,n₀/n_c ≪1 の場合に はr=0.7a の地点となる.揺れ角度が大きくなると,透過 光観測用窓からレーザービームが外れたり,隣接するチャ ンネル間の混信が生じて測定が困難となる.このことから 多チャンネル干渉計に使用するレーザー光の波長の上限 は,

$$\lambda \simeq 1.16 \times 10^{10} \left(Z_0 n_0^2 \right)^{-1/3} \tag{29}$$

で与えられる.一方,干渉計による計測では,(25)式より, 位相変化量は波長に比例することになる.したがって,波 長が短くなると位相変化量が小さくなり,十分な計測精度 が得られなくなる.この二つの条件から,現在の核融合実 験装置では,10~200 µm が最適波長となる.実際にLHD, KSTAR 装置等では波長 118.8 µm の CH₃OH レーザーが用 いられている.

これまで紹介した干渉計測では、磁場に垂直方向に伝搬 する電磁波を考えたが、一般に閉じ込め装置での磁場は三 次元の磁場成分から構成されている.したがって、レー ザー光の伝搬方向に沿った磁場成分を持つことになる. 今、磁場中に閉じ込められたプラズマ中を磁場方向に進む 直線偏波した光を考えると、その偏波面は回転するように なる.これはファラデー効果とよばれ、その回転角の大き さは電子密度と磁場成分の積に比例する.したがって、電 子密度の情報が得られている場合には磁場強度の情報が、 逆に磁場の情報が得られている場合には電子密度の情報が 得られることになる.

今,完全電離したプラズマ中を磁場 B の方向へ伝搬する 直線偏波した波を考える.2.2節で記述したように,直線偏



図4 レーザー偏光計測の概念図.

波は右回りと左回りの円偏波に分解され、各々の偏波に対 する屈折率 (N_r, N_l) は(11)式で与えられる.

さて、実際の装置に適用して回転角の大きさについて調べてみる。図4に示すようにトカマクプラズマ中を電磁波がトロイダル磁場 B_i に対して垂直方向に伝搬する場合、偏波面の回転角 Ω の大きさは、

$$\Omega = \frac{\pi}{\lambda} \int_{Y_1}^{Y_2} (N_r - N_l) \, \mathrm{d}y = 2.62 \times 10^{-13} \lambda^2 \int_{Y_1}^{Y_2} n_e B_{\mathrm{p//}} \mathrm{d}y \, (30)$$

で与えられる.回転角は,電磁波の伝搬経路に沿った電子 密度とポロイダル磁場の電磁波の伝搬方向成分(*B*_p)との 積の積分値に比例していることになり,干渉計測による電 子密度分布の同時計測によって磁場分布の測定も可能とな る[6].トカマク装置では,ポロイダル磁場分布の測定か ら電流分布の評価が可能となり,その情報を基に電流分布 の制御や MHD 不安定性等の研究が行われている.

偏光計は、プラズマの内部磁場の測定のために開発され た計測法であるが、磁場分布の情報がわかっている場合に は、回転角度を測定することによって電子密度の情報が得 られる.この計測法については、2.4.1節においても述べ る.

2.3.2 反射法

実験室プラズマ測定に最も一般的に用いられている周波 数掃引反射計(FMリフレクトメータ)を例にとって,その 測定原理を記述する.反射計の基本構成を図5に示す.

空間的に電子密度が変化しているプラズマ中に周波数 ω の電磁波が入射される場合を考える.磁場に垂直に伝搬する電磁波に対する屈折率は、その電界ベクトルが磁場に平行な O モード、および垂直な X モードに対し、それぞれ、(15)-(16)式で与えられるが、 N_0 および N_X が 0 となる $r = r_c$ で電磁波は反射される.r = a (a はプラズマの半径) で入射した波が $r = r_c$ で反射され再びa に戻ってくるまで に 受 け る 位 相 変 化 量 ϕ は、WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin) 近似を適用とすると次式となる.

$$\phi(f) = 2k_0 \int_{r_c}^{a} N_{O, X} \,\mathrm{d}r \,-\, \frac{\pi}{2} \tag{31}$$

まず, Oモード伝搬における密度分布再構成を考える. 真空窓(位置 *r*_w)から反射点(位置 *r*_p)までの群遅延(あ るいは位相遅れ)は次式となる.

$$\tau(\omega) = \frac{2}{c} \int_{r_{\rm w}}^{r_{\rm p}} \left(1 - \frac{\omega_{\rm pe}^2}{\omega^2}\right)^{-1/2} \mathrm{d}r \tag{32}$$

(32)式よりアーベル変換を利用して,各周波数における カットオフまでの距離が,

$$r(\omega_{\rm pe}) = \frac{c}{\pi} \int_{0}^{\omega_{\rm pe}} \frac{\tau(\omega)}{(\omega_{\rm pe}^2 - \omega^2)^{1/2}} \,\mathrm{d}\omega \tag{33}$$

で求められる.したがって,入射周波数を掃引することに より,密度分布が得られる.

Xモードの場合は、Oモードの場合のように解析的に解 くことはできないため、遂次法を利用する.すなわち、プ ラズマエッジからn番目のカットオフ周波数*f*_nのところま で密度分布が既知であるとすると、*f*_nの周波数における位 相は、

$$\phi_{\mathrm{p}}(f_{n}) = 4\pi \frac{f_{\mathrm{n}}}{c} \int_{a}^{r_{\mathrm{c}}(f_{n})} N_{X}(r, f_{n}) \,\mathrm{d}r$$
(34)

と書ける. 周波数 f_{n+1} では,

$$\phi_{p}(f_{n+1}) = 4\pi \frac{f_{n+1}}{c} \left[\int_{a}^{r_{c}(f_{n})} N_{X}(r, f_{n+1}) \,\mathrm{d}r + \frac{1}{2} \varDelta r N_{X}(r_{n}, f_{n+1}) \right]$$
(35)

となる. ただし, Δr は n 番目と n+1 番目の周波数に対す るカットオフ層間の距離であり,

$$\Delta r = \frac{2}{N_X(r, f_{n+1})} \left[\frac{c}{4\pi f_{n+1}} \phi_{\rm p}(f_{n+1}) - \int_{a}^{r_{\rm c}(f_n)} N_X(r, f_{n+1}) \,\mathrm{d}r \right]$$
(36)

として求めることができる.これをプラズマエッジから遂 次計算することにより密度分布を得ることができる[7].



図5 周波数掃引型反射計の基本構成と掃引波形.

反射計測定では,正常波のカットオフあるいは異常波の 右回りカットオフを用いることが多い.磁場閉じ込め装置 では,それぞれ90 GHz以下および60-140 GHzのミリ波帯 に分布していることがわかる.システムとしては,周波数 掃引反射計,振幅変調(二波長)反射計,パルス(短パル ス,超短パルス)反射計が考案されているが,周波数掃引 反射計が最も多く適用され,実績も多い.

密度分布導出を目的とした周波数掃引(FM-CW)反射 計において,反射波と参照波間の干渉によるビート信号の 周波数は次式で与えられる(図5).

$$f_{\rm IF} = \tau(\omega) \left(\Delta f / \Delta t \right)$$

$$\tau(\omega) = \frac{2}{c} \int_{r_{\rm ant}}^{r_{\rm c}} \left(1 - \frac{\omega_{\rm pe}^2}{\omega^2} \right)^{-1/2} \mathrm{d}r + \frac{L_{\rm s} - L_{\rm r}}{c} = \tau_{\rm p}(\omega) - \tau_w(\omega)$$
(37)

ただし、 τ は反射波と参照波の間の遅れ時間、 $\Delta f/\Delta t$ は周波 数掃引率である.一例として, $\tau = 5 \text{ ns}$ とすると, $\Delta f / \Delta t =$ $10^{12} \sim 10^{15} \text{ Hz/s}$ に対し $f_{\text{IF}} = 200 \text{ kHz} \sim 200 \text{ MHz}$ となる. 導 波管やケーブルなど伝送線路での反射波、さらに真空窓や 真空容器壁での反射波は異なるビート周波数をもつ成分と なり信号処理回路に入力される.したがって、入射波と反 射波の分離を良くし、これらスプリアスな反射を抑制する ため,送信,受信ホーンを別々に設けることが多い.スプ リアス反射を減少させることは装置の工夫である程度は可 能であり、信号周波数を予測すれば異なるビート周波数を 分離することができるが、プラズマ中に低周波揺動成分が 存在しているとき、特にその周波数がビート周波数領域に 広がっている場合は、信号をマスクするようになり密度分 布の再構成が困難となる.その解決策として、i) 周波数掃 引速度をプラズマ揺動の時間スケールより速くする, ii) 信号解析法を工夫・改良する, iii) 揺動の影響を受けにく い方式を採用するなどが考えられてきた。

反射計による揺動測定は空間分解が非常に良いという特徴を有しており,特に周辺プラズマ領域の不安定波動の測定に利用されてきた.発振周波数を ω_0 とし,プラズマの有無による位相変化を ϕ とすると,反射波信号および参照波信号はそれぞれ,

と書けるので、 ϕ を非摂動成分と摂動成分の和 $\phi_0 + \delta \phi$ で表わすと、ミキサの中間周波数(IF)出力は、

$$V_0 = AB \cos(\phi_0 + \delta\phi) = AB(\cos\phi_0 + \delta\phi \sin\phi_0)$$
(39)

となる.ただし,振幅変調の効果は無視している.右辺第 一項は密度分布に依存する量であり,周波数を掃引しない 場合時間的にゆっくり変動する量となる.したがって高周 波信号出力は(39)式右辺第二項のみとなり,振幅が φの摂 動成分すなわちプラズマの揺動成分に比例することにな る.

反射波信号の摂動成分とプラズマ揺動との関係は、ミ ラー反射モデル(一次元モデル)で近似できる場合,以下 のように導出することができる.

正常波 (O) モード伝搬では、密度揺動
$$\delta n_e$$
 は密度の特性
長 $L_n = n_e/(dn_e/dr)$ を用いて次式で表すことができる.

$$\delta n_{\rm e}/n_{\rm e} \approx \delta r/L_{\rm n} \tag{40}$$

位相の摂動成分は、入射波の波数を k_0 とし往復光路を考慮 すると $\delta\phi = 2k_0\delta r$ となり、結局次式が得られる.

$$\delta\phi \approx 2k_0 L_n \left(\delta n_{\rm e}/n_{\rm e}\right) \tag{41}$$

X モードに対しては, 例えば, (16)式から得られる右回 りカットオフの条件を用いる. 揺動により反射点の位置が 最初の位置 *x* から *x'* に変化したとすると,

$$\omega^{2} - (e/m_{e}c)[B(x') + \delta B]\omega - (4\pi e^{2}/m_{e})[n_{e}(x') + \delta n_{e}] = 0$$
(42)

で表され,密度揺動とともに磁場揺動の影響も受けること になる. x'における磁場B(x')および密度 $n_e(x')$ を,それ ぞれ $\partial x = x - x'$ のまわりで展開し、 ∂x について解くと、結 局 X モードの場合の位相摂動成分は

$$\delta\phi \approx 2k_0 \delta x = \frac{2k_0 \left[\delta n_e/n_e + \left(\omega_{ce} \omega/\omega_{pe}^2 \right) \delta B/B \right]}{\left[1/L_n + \omega_{ce} \omega/\omega_{he}^2 \right)/L_B \right]}$$
(43)

で与えられる[8].ただし、 L_B は磁場の特性長である.な お、一次元モデルが成り立つためには不安定波動の波長が 入射波のビーム幅および密度の特性長より十分長いことが 必要となる.

揺動スペクトルの空間分解測定のためには、周波数固定 の発振器を多数個重畳することが考えられるが、周波数掃 引反射計においても、発振周波数を階段状に掃引(周波数 ホッピング[9,10])することによりプラズマ中の測定位置 を変更することができる.

2.3.3 電子サイクロトロン放射法

電子サイクロトロン放射 (ECE) の強度は

$$I_n(\omega) \cong I_{B0} \frac{1 - e^{-\tau_n}}{1 - \rho e^{-\tau_n}} \tag{44}$$

で与えられる [1]. ただし, I_{B0} は黒体放射強度, τ_n は光学 的厚さ, ρ は真空容器壁の実効的反射係数である. した がって, $\tau_n \gg 1-\rho$ の条件に選ぶと $I_n(\omega) \cong I_{B0}$ となる. $1 > \tau_n \gg 1-\rho$ の領域では, 壁での反射を繰り返すことによ り吸収が大きくなり黒体放射のように振る舞う. 一方, $1-\rho \gg \tau$ のときは光学的に薄く, $I_n(\omega) \cong I_{B0}\tau_n/(1-\rho)$ と なる.

図6に示すような座標系をもつトカマクプラズマからの サイクロトロン放射について考える. 簡単のため, プラズ マは光学的に厚いとする. トーラス型装置の場合, 閉じ込 め磁場がプラズマの断面にわたって変化している. した がって ECE は ω = nωce に対応する x = x(ω) を中心に幅

$$\Delta x_n = \Delta \omega_n \left[d(n\omega_{\rm ce}) / \mathrm{d}x \right]^{-1} \tag{45}$$

で共鳴的に現れるので,パワーはそこでの局所温度に比例 する.光学的厚さが1より大きい時は,ECE は*r*(ω) での み発生し,他の場所で吸収されることなくプラズマの外へ 出てくる.したがって受信周波数の帯域幅を適当に選択す ることにより空間分解の良い測定が可能となる. 例えばト カマク装置の場合,閉じ込め磁場は

$$B_{\rm t} = B_0 \frac{R}{R+x} \tag{46}$$

で与えられる.ただし, R は大半径, r は小半径の中心から の位置, B₀は中心での磁場強度である. 受信機の帯域幅 $\Delta \omega$ と空間分解 Δr の間には

$$\Delta \omega = -\frac{\omega_{\rm ce}R}{(R+x)^2} \Delta r \tag{47}$$

の関係が成り立つ。例えば、R=1 m, $B_0=3$ T のとき、帯 域幅500 MHzに対して空間分解~1 cmが得られる. 放射周 波数は、大型装置で期待される閉じ込め磁場B=3-5T を考えると、ω_{ce}/2π = 85-140 GHzとなり、基本波および第 2 高調波 (n = 1,2) がミリ波領域になる. 前述のように $1 > \tau_n \gg 1 - \rho$ のときには実効的に黒体放射のように振る舞 い、受信パワーが電子温度に対応するようになるが、壁で の反射を経ているため、ポロイダル断面内の $\omega = n\omega_{ce}$ に対 応するすべての領域からの放射が受信機に入ってくる可能 性があり,全体の平均値を見ることになる.局所温度を議 論するためには、 $\tau_n \gg 1$ となることが望ましい. 実際には 基本周波数の正常波モードおよび第二高調波の異常波モー ドが τ_n ≫1 となる場合が多く,電子温度の評価に利用され ている. 放射の分光測定法としては, 主として, ヘテロダ イン法,フーリエ分光法が用いられている.

2.3.4 トムソン散乱法

前述した散乱の素過程では、散乱パラメータα≪1の条



図6 トカマクプラズマからの電子サイクロトロン放射. (a) サイクロトロン周波数の変化、(b) サイクロトロン放射 スペクトルの例.

件では、個々の電子の運動を反映するため、 散乱測定によ り電子温度が得られることを記述した. 密度 5×10¹⁹ m⁻³, 電子温度 5 keV のプラズマを考えたとき、 *λ*_{De} =7×10⁻⁷ m のため $k = 2k_i \sin(\theta_s/2) \gg 1.4 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ すなわち、 $\lambda_i \ll 6.3 \times$ 10^{-6} m ($\theta_s = 90^\circ$)となる.また、 $S(\mathbf{k}) \sim 1$ により散乱パ ワーが非常に小さいことから,入射光源として大出力ル ビーレーザー (波長 694.3 nm), Nd ガラスレーザー (1.06 µm) およびその高調波などが使用されている.

受光系はポリクロメータ(回折格子,プリズム,干渉 フィルター)と検出器(光電子増倍管, MCP, CCDカメラ) を組み合わせたものが用いられている.

トムソン散乱法による電子温度測定は確立された手法と して,ほとんどの磁場核融合実験装置に適用されている. 時間変化の測定については、大出力多パルスレーザーに依 存するが, プラズマの維持時間が長い場合 (10秒以上), 出 力2-3J,繰り返し1HzのQスイッチルビーレーザーが適 用できる. さらに時間変化の詳細を得るために、繰り返し 100 Hz, 出力約 1 J で発振する Nd:YAG レーザーあるいは HgBr エキシマレーザー等が用いられている.

一方,空間分布を詳細に測定するために TV トムソン散 乱システム(TVTS)が開発されている. すなわち, 入射 レーザービームに沿って各点からの 90° 散乱波を広角レン ズを用い縦列の光パイプ郡に集光し、それぞれ分光する. 位置を垂直軸, 波長を水平軸としてCCDカメラ等で撮像す ることにより1ショットで電子温度および密度の空間分布 を得るものである.

プラズマ閉じ込め装置が大型化し,特に核融合点火のレ ベルに達したとき、このトムソン散乱測定装置の設置にも i)測定用ポートの大きさ、数ともに制限される、ii)プラ ズマ装置周辺にある光学系および計測器のすべてが遠隔操 作可能であること,等制約が課せられる.この時複雑な光 学系,高度な技術を駆使して設計製作された TVTSの使用 も困難になってくる、この制約を満たし、しかも大型装置 であることを逆に利用したのが LIDAR (Light Detection and Ranging) あるいは飛行時間型トムソン散乱法である. LIDAR の名はレーザー光を用いるため付けられているも ので,マイクロ波領域の電波を用いて目標物の距離と方位 を知るレーダー(Radio Detection and Ranging)と区別し レーザーレーダーと呼ぶこともできる. この手法をトムソ ン散乱測定に適用すると、レーザー光を入射し180°後方散 乱波を受光するとき、散乱中心の位置より検出器までの距 離の違いにより到達時刻が異なるため、散乱波スペクトル の時間変化から電子温度の空間分布が得られることにな る. 検知することができる距離差の最小値, すなわち測定 の空間分解は,

$$\Delta x = c \left(t_{\rm L} + t_{\rm D} \right) / 2 \tag{48}$$

で与えられる[11]. ただし、 $t_{\rm L}$ はレーザーのパルス幅、 $t_{\rm D}$ は検出器および信号処理部を含めた応答時間である。例え ば、10 cmの空間分解を得るためには600 psが必要である.

本方法の実用化は, 短パルスレーザーの開発と光検出器 さらにデータ収集系の高速化に基づいている. 光源として

は、レーザーレーダーの分野でも用いられてきたルビー, Nd:YAG,Nd:ガラスレーザー,および沃素レーザーが高 出力パルス動作可能であり主流となっている.一方,光検 出器としてマイクロチャンネルプレートの高速応答性を利 用した光電子増倍管 (MCP-PMT)があり,二枚重ね MCP 使用で立ち上がり時間 200-300 ps と,通常の分割形ダイ ノードを用いたホトマルに比べて約一桁応答が速い.

一方、コレクティブ散乱は、密度揺動の最も信頼できる 測定法として多くの磁場閉じ込め装置に適用されてきた. 特にミリ波~遠赤外レーザー領域では、入射光源の高性能 化およびサブミリ波帯におけるショットキーバリアダイ オードの信頼度向上により、ヘテロダイン受信方式の採 用、多チャンネル散乱角の同時測定が可能となり、波動の 伝搬方向、ショット毎の*k*-ω スペクトルの導出などによ り、微視的不安定性と閉じ込めに関する研究が大きく進展 するようになった.

イオン温度測定のための熱揺動による散乱は,入射波と して正常波モードを用いる場合は,干渉計と同じく赤外/ 遠赤外線レーザーが必要で, *a*>1の条件のための小角度 散乱の制限,レーザー出力/パルス幅等が課題となり,小 型トカマク TCA での測定例はあるが[12],大型装置では 未だ実績はない.

最近成果を上げているのが、右回り/左回り異常波モード間の通過帯域を利用するもので、60-140 GHz のミリ波 ジャイロトロンが光源として使用されている.赤外/遠赤 外線と比較して k_iが小さいため、散乱角に対する自由度が 大きい. JET における散乱システム[13]は、ヘテロダイン 受信方式で、光源にはジャイロトロン(140 GHz, 400 kW、 パルス幅0.5 sec,ただし、200 Hzで変調)、局部発振器には Gunn 発振器(140 GHz, 1 mW)、伝送線路には直径 31.75 mmのコルゲート導波管が、それぞれ用いられてい る.実験では高速イオンの速度分布が観測されており、核 反応アルファ粒子の計測につながるものである.最近で は、TEXTOR[14]およびLHD[15]においても計測が進め られ、高速イオンの測定で実績が上がっている.

2.4 電磁波計測法の実際―最近のトピックスに ついて

2.4.1 干渉/偏光計測

干渉法の測定原理では、プラズマによる干渉位相の変化 について述べた.しかし、実際に干渉計を構築して干渉計 測を行ってみると、プラズマ以外の成分による位相の変化 を計測することになる.これを式で表すと、次のようにな る.

$$\begin{aligned} \Delta \phi &= 2.82 \times 10^{-15} \lambda \int_{Y_1}^{Y_2} n_e(r) \,\mathrm{d}y \\ &+ \frac{3.9 \times 10^{-29}}{\lambda} \int_{Y_1}^{Y_2} n_n(r) \,\mathrm{d}y + \frac{2\pi \Delta L}{\lambda} \end{aligned} \tag{49}$$

最初の項はプラズマによる位相変化であり,第2項,第 3項はそれぞれ中性粒子密度と機械的な振動による干渉光 路長の変化によるものである.通常の高温プラズマの計測 では第2項は無視できることから,第3項の機械的振動の 影響を取り除く必要がある.そのために,通常二つの対策 が行なわれている.一つは干渉計全体を一つの除振架台の 上に設置し,外部からの機械振動を遮断するものである. もう一つは,二波長干渉計を構築し,それぞれの波長の干 渉計測からプラズマによる位相変化量を求めるものであ る.

二波長干渉計のシステム構成図を図7に示す.これはマ イケルソン型干渉光学系である.波長の異なる2本のレー ザー光(ω_1, ω_2)をダイクロイックミラー (DM₁)において 同軸の1本のレーザービームにする.これをプラズマに入 射し,反射ミラー (CCM)で戻されたものをDM₄を用いて 再びそれぞれのレーザー波長成分(ω_1, ω_2)に分離し,検出 器(D₃, D₄)でヘテロダイン検出する.検出器D₁, D₂の参 照波信号を用いてそれぞれの波長に対する干渉位相変化, ϕ_1, ϕ_2 が測定される.

この2つの干渉位相情報から次式を用いてプラズマによ る位相変化量が計測される.

$$\phi_{p} = \frac{\phi_{1} - \gamma \phi_{2}}{1 - \gamma^{2}}, \qquad \gamma = \lambda_{2} / \lambda_{1}$$
(50)

図7の右に示したものは、イギリスにある世界最大のト カマク装置 JET における測定結果である[16]. JET では、 波長195 µm と119 µm の2種類のレーザーを用いた2波長 干渉計測を行っている.図7(a),(b)は、それぞれ195 µm と119 µm の干渉位相信号であり、機械的な振動によって プラズマによる位相変化よりも大きな位相変化が観測され る.この2つの信号から最終的にプラズマによる位相変化 量を求めたものが(c)である.

干渉計は測定精度の高い電子密度計測法であり,ほとん どの磁場閉じ込め装置で用いられている.しかし,一般に 干渉計では干渉位相の変化量が2πを超えることから,何ら かの原因,例えば固体ペレットの入射による高密度プラズ マの生成等にともなって計測位相にジャンプが発生する と,それ以降の計測が困難となる.特に,長時間放電時の 計測では解決しなくてはならない課題である.そこで,近 年,信頼性の高い電子密度計測を目的とした複数の先進的 電子密度計測法の開発が進められている.ここでは偏光計



図7 二波長干渉計のシステム構成図.右図は JET トカマク装置 における測定結果例[16].

を用いた電子密度計測について紹介する.

偏光計では、磁場の情報が得られている場合には、その 計測から電子密度の情報を得ることができる.具体例とし て,大型ヘリカル装置 (LHD) で行われた CO₂ レーザー偏 光計[17]を紹介する. ヘリカル型磁場閉じ込め装置では, プラズマを真空容器外部に設置した磁場コイルを用いてプ ラズマを閉じ込めている. そのため, プラズマ中の磁場強 度は高ベータプラズマの場合を除いて計算することができ る. LHD では波長 10.6 µm の CO₂ レーザーを用いて, 主に 長時間放電時における干渉計フリンジの飛びによる問題点 を解決するために接線入射の偏光計を開発してきた[17]. 機械的振動の影響を防止し,測定精度を上げるために, ファラデー回転角のみの計測を行っている.図8は、干渉 計と偏光計を用いた測定結果を比較したものである.干渉 計測では水素の固体ペレットの入射に伴って干渉位相の ジャンプが観測されるのに対して、偏光計では位相のジャ ンプが観測されず信頼性の高い測定が可能となっている. 偏光計では、位相変化量を2π以下になるようにレーザー波 長を選択することによって,たとえ超高密度の発生によっ て一瞬計測信号が途絶える場合が生じても,計測信号の復 帰と共に信頼性のある密度情報を得ることができる.

2.4.2 反射計測

既存の磁場閉じ込め装置では、周波数掃引反射計(FM リフレクトメータ)が広く適用されている.反射波と参照 波間のビート周波数を密度揺動の周波数と比較し十分に高 い領域にするため、また、プラズマの特徴的な変化より早 く掃引するため、HTO(Hyperabrupt Varactor-Tuned Oscillator)などの電圧制御発振器(8-18 GHz)および逓倍器 (×4~×5)を用い、高速かつ広帯域の掃引を行っている. 実際に掃引速度にともない密度分布再構成の信頼度が向上 することも確認されている[18].信号解析法については、 フリンジ波形の零クロスをカウントする初期の手法から、 ビート信号の時間・周波数解析を行う、短時間高速フーリ エ変換(Fast Fourier Transform:FFT)、最大エントロ ピー法(Maximum Entropy Method: MEM)、ウェーブ レット変換[19]、およびウィグナー分布[20]などが適用さ れている.

反射計による密度分布測定の場合,受信機としてホモダ イン方式を用いることが多いが,密度揺動測定では,揺動 成分による位相変調と振幅変調を分離するため干渉計と同 様にヘテロダイン方式が用いられ,中間周波数(IF)に変換



図8 偏光計(左図)と干渉計(右図)を用いた電子密度計測の比 較[17].

した後位相検出を行う.アップコンバータを使用したヘテ ロダイン検波方式の例を図9に示す[21].このシステムで は、IFの安定度が、マイクロ波発振器でなく、IF(図9で はfm)を作り出す高周波発振器で決まるため、高い安定度 が得られる.この装置はToreSupraに用いられているシス テムで、IF周波数は300 MHz、(37)式で表される周波数掃 引に起因する差周波数は、掃引時間5µsのとき50 MHz である.位相検出には、IF周波数で動作するクオドラ チャー位相(I/Q:In-phase/Quadratuer-phase)検出器が用 いられている.I/Q検出器の例を図10に示した.sinおよび cos二出力の演算により、位相と振幅の両成分を分離導出 することができる.

I/Q検出器を用いて位相変化を精度よく求めるために は、ミキサ出力に生じる DC 成分 (オフセットと呼ばれる) をキャンセル必要がある. I/Q 出力 (A sin ϕ , A cos ϕ)を それぞれ直角座標の x 軸, y 軸に入力すると、円軌道(リ サージュ図形)を描くようになるが、円軌道の中心が原点 からずれている場合、位相量の導出に誤差をもたらす.

I/Q検出器のオフセットは、ハードおよびソフトの両面 でキャンセルする方法が提案されている.ハードを用いた キャンセル法では、局部発振波の経路を分割し、一方の経 路に電圧制御による可変アッテネータおよび移相器を挿入 し、180°の位相差が付くようにする.この二つの経路をマ イクロ波スイッチ経由で I/Q 検出器に接続する.当初の I/Q出力と180°位相の異なるI/Q出力が交互に得られるが、



図9 アップコンバータを用いたヘテロダイン方式反射計[21].



図10 クオドラチャー位相検出器.

両信号を加算することにより,信号成分が残りオフセット 成分が精度良くキャンセルされることになる.特性の揃っ た二台のI/Q検出器を用い,一方に180°の位相差を付ける ことも可能である.ソフトを利用したキャンセルでは,反 射波が存在する条件で,移相器によりリサージュ図形を描 かせることができれば,オフセット(原点のシフト)を求 めることができるため,その値を考慮して解析することが できる.

密度分布測定反射計として実績があるのが,ASDEX-U で稼動しているシステムである[22].光源は,8-18 GHz のHTO に数種類の逓倍器を組み合わせ16-108 GHz の広 帯域システムとなっている.これにより,低磁場側 (LFS) 0-12.4×10¹⁹ m⁻³ (5-O モード,2-X モード),高磁場側 (HFS)で0.3-6.7×10¹⁹ m⁻³ (4-O モード)の密度領域が カバーされる.Xモードシステムは,エッジプラズマの密 度測定,および O モードシステムの初期値提供に役立てて いる.密度分布再構成は,反射波信号に時間・周波数解析 を施すことで得られる.動的な周波数校正がHTOの同調 端子および駆動回路に存在するすべての遅延時間を考慮す ることにより行われている.この方式は,ITERプラズマ における周辺ペデスタル領域を精度良く測定するために重 要である.

図11は、Hモードプラズマに対して、高磁場側 (HFS) および低磁場側 (LFS) 反射計により得られた密度分布を、Liビームプローブ法による結果と比較したもので、両者は良く一致している。図のRT は、ニューラルネットワーク解析によりリアルタイムで得られたプロットで、オフラインで得られる平均化分布と良く一致している。 $\rho = 1$ のセパラトリクス位置における値は若干ずれている ($\Delta n_e < 0.6 \times 10^{19} \,\mathrm{m}^{-3}$)が、密度分布の傾きもよく一致しており、ITER プラズマの位置情報として制御に利用するために有効であると考えられる。

図12は、リアルタイムで得られた分布から評価されたセ パラトリクスの位置(平均密度の 30% の位置)の時間変化 で、 $t \approx 2.8 \sec 0$ ELM 発生以前では磁気セパラトリクスの 位置と比較して 1 cm 以内の差であるが、 $t > 2.8 \sec 0$ ct

#20532 (t = 2.773 s)__3] [×10¹⁹ 2 Ē Reflectometry - - HFS (0 RT) - LFS (* RT) Lithium Beam LID (@ t=2.764 s) ñ 80 0.85 0.90 0.95 1.00 1.05 1.10 1.15 ρ

図11 反射計とLiビームプローブにより得られた密度分布の比較:図12の赤矢印の時間に相当[22].

ELM によるバーストの影響を受けた結果,磁気セパラト リクスと比較して,数 cm の急激な外側への変位が見てと れる.この領域での補償を行うためカルマンフィルタ[23] を施すことを試み,磁気セパラトリクスとよく一致した値 が得られている.

反射計密度分布の評価には、O モードおよび X モード両 者が重要な役割を果たしていることを記述したが、近年の フラットトップの密度分布を有するプラズマでは、コア部 領域を O モードシステムで評価するのは困難である. X モードシステムの場合、カットオフ層にトーラス装置での 磁場の空間分布の効果が重畳されるため、反射波を観測す ることができるようになる.

反射計は、前述したように、波数分解は良くないが空間 分解に優れているという特長があるため、大型磁場閉じ込 め装置の密度揺動(MHD 不安定性,低周波揺動,ICRF 波動など)測定に幅広く適用されている.揺動測定で得ら れた結果が正確なものであるためには、ミラー反射の条件 として、

$$\delta n/n \ll 1, \quad k \ll k_{\rm i} (\lambda \gg \lambda_{\rm i})$$
(51)

を満足する必要がある. 揺動の波数が入射波の波数より十 分に小さい(揺動の波長が入射波の波長より十分に大きい)ということから, MHD 不安定性や最近ではアルベン 固有モードへの適用が注目されている.

図13がアルベン固有モードの生成を観測した例で,二系 統のXモード反射計で測定したものである[24].周波数 85 GHzは低磁場側から,周波数103 GHzは高磁場側からの 測定に対応している.反射波位相揺動のスペクトルより, アルベンモードの時間的振る舞いを観測することができる.

最近注目されている課題に、ポロイダル方向の回転速度 の測定があり、手段として使用されているのがドップラー 反射計である[25].反射計測定では、プローブビームを反 射面(カットオフ層)に垂直に入射するため、 $k_{\perp}(k_r, k_{\theta}) \cong 0$ を中心に分布する揺動が測定されるが、入射角を傾ける ($\theta_i \neq 0$)ことにより、ブラッグの条件から決定される波数 (波長)、すなわち、ポロイダル成分の情報が得られること



図12 (a)ダイバータ内側における Da 放射, (b)セパラトリック 位置の時間変化[22].



図13 反射計によるアルベン固有モードの観測[24].

になる.これについては,第3章で記述されることになっている.

2.5 まとめ

電磁波を利用したプラズマ計測は今日の核融合プラズマ 実験装置において欠くことのできない有用な計測手法と なっている.これは、"電磁波計測法の特長であるプラズ マに擾乱を与えることなく、幅広いプラズマパラメータ領 域の計測が可能である"ことに起因している.この計測法 を用いることによって、プラズマの電子温度/密度分布の 情報、内部磁場分布の情報、プラズマ回転速度分布の情報、 プラズマ揺動分布の情報等が得られ、バルク/高速イオン に関する情報も得られるようになってきている.

しかしながら,核燃焼プラズマの計測を目前とした現 在,確立した計測手法であっても新たな課題に向けた開発 研究が必要となってきている.干渉計測では,プラズマの 大型化,高密度化,長時間化に伴い,より短波長のレー ザー光源を用いた信頼性の高い計測手法の開発が進められ



ませ あっし

九州大学産学連携センター特命教授(九州 大学名誉教授).最近は、プラズマ計測の 研究を通じて得られた経験をもとに産学共 同研究に携わり、実用化、製品化を目指し

た仕事を進めている. 核融合プラズマ診断, ミリ波デバイス およびシステムの開発と応用, マイクロ波生体検知, 生体イ メージングなどの研究に従事. ている. ECE および反射計測では, イメージング手法を駆 使したプラズマ内部構造の詳細な計測手法の開発が進めら れているが, 高温度領域での相対論効果の影響の考慮が重 要となってくる. 二・三次元電磁界コードによる電磁波伝 搬の計算機シミュレーションを併行して進めることが不可 欠となっている.

参考文献

- [1] プラズマ・核融合学会編:プラズマ診断の基礎と応用 (コロナ社,東京, 2006).
- [2] G. Bekefi, *Radiation Processes in Plasmas* (Wiley, New York, 1966).
- [3] M.A. Heald and C.B. Wharton, *Plasma Diagnostics with Microwaves* (John Wiley & Sons, New York, 1965).
- [4] J. Sheffield, D. Floura and N.C. Luhmann, Jr., *Plasma Scattering of Electormagnetic Radiation* (Elsevier, 2010).
- [5] D. Veron, *Infrared and Millimeter Waves* ed. K.J. Button (Academic, New York, 1979) Vol. 2, Chap. 2.
- [6] G. Dodel and W. Kunze, Infrared Phys, 18, 773 (1978).
- [7] K.W. Kim et al., Rev. Sci. Instrum. 68, 466 (1997).
- [8] N. Bretz, Phys. Fluids B 4, 2414 (1992).
- [9] S. Da Graca *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 49, 1849 (2007).
- [10] T. Tokuzawa, A. Ejiri and K. Kawahata, Rev. Sci. Instrum. 81, 10D906 (2010).
- [11] H. Saltzmann et al., Rev. Sci. Instrum. 59, 1451 (1988).
- [12] R. Behn et al., Phys. Rev. Lett. 62, 2833 (1989).
- [13] H. Bindslev et al., Phys. Rev. Lett. 83, 3206 (1999).
- [14] S.B. Korsholm et al., Rev. Sci. Instrum. 77, 10E514 (2006).
- [15] S. Kubo et al., Rev. Sci. Instrum. 81, 10D535 (2010).
- [16] G. Braithwaite et al., Rev. Sci. Instrum. 60, 2825 (1989).
- [17] T. Akiyama et al., Rev. Sci. Instrum. 74 2695 (2003).
- [18] T. Tokuzawa, A. Mase, N. Oyama, Y. Kogi, N. Goto, L.G. Bruskin, S. Kubota, A. Itakura and K. Yatsu, Rev. Sci. Instrum. 70, 1068 (1999).
- [19] L.G.Bruskin, A.Mase, T. Tokuzawa, N.Oyama, A.Itakura and T. Tamano, Rev. Sci. Instrum. 69, 425 (1998).
- [20] P.S. Bizarro and A.C. Figueiredo, Nucl. Fusion 39, 697 (1999).
- [21] F. Clairet et al., Rev. Sci. Instrum. 81, 10D903 (2010).
- [22] J. Santos, L. Guimarais. M. Manso and ASDEX Upgrade Team, Rev. Sci. Instrum. 81, 10D926 (2010).
- [23] R.E. Kalman, J. Basci Eng. 82, 35 (1960).
- [24] S.E. Hacquin *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 49, 1371 (2007).
- [25] G.D. Conway and the ASDEX Upgrade Team, Plasma Phys. Control Fusion **50**, 085005 (2008).



■ 講座 電磁波を用いたプラズマ診断の基礎と最前線

3. 先進計測技術・最近の進展

3.1 マイクロ波イメージング

長山好夫,吉永智一¹⁾,近木祐一郎²⁾ 核融合科学研究所,防衛大学校¹⁾,福岡工業大学²⁾ (原稿受付:2011年4月8日)

マイクロ波イメージング計測は局在化した揺動の強力な観測技術として期待されているが、イメージング検 出器の開発の困難さから従来 Luhmann (UC Davis) グループの独擅場となっていた.最近、大型へリカル装置 (LHD) では二次元ホーンアンテナアレイを開発し、これを用いて世界初の三次元マイクロ波イメージング反射 計(MIR) と電子サイクロトロン放射イメージング(ECEI)の同時計測システムを構築し、プラズマ実験での使 用を開始した.本節では LHD でのマイクロ波イメージング計測の技術的側面とともに、LHD での MIR および Luhmann グループの ECEI の最新の実験成果について、紹介する.

Keywords:

Plasma diagnostics, microwave, imaging, MIR, ECE, reflectometry, turbulence, instability

3.1.1 はじめに

磁気閉じ込めプラズマが放射するマイクロ波(ECE) は、周波数が磁場強度に比例し、放射強度が電子温度に比 例することから、局所的な電子温度の時間変化の計測に用 いられている.プラズマは電磁波を反射するがそのカット オフ周波数は電子密度と磁場に依存するので、マイクロ波 反射計は高感度の電子密度の揺動計測器として使用されて いる.高性能プラズマ閉じ込めの研究では、バルーニング モード[1]や端部局在モード(ELM)のような局所的MHD 不安定性や、輸送で重要な役割を果たす乱流構造[2]など の局所的な揺動が重要となるが、その計測法としてマイク ロ波イメージングが注目されている[3].なぜなら ECE も反射マイクロ波も周波数から奥行き方向の位置がわかる ので結像することで観測対象の三次元位置が確定できる、 すなわち電子温度や電子密度の揺動の可視化が可能だから である.

磁場中のマイクロ波は電気ベクトルが磁場に平行なO モードと、磁場に垂直なXモードとに分けられる. ECE は主に電子サイクロトロン周波数(fce)の第二高調波Xモー ドを計測し、その周波数(fcce)は

$$f_{\text{ECE}}[\text{GHz}] = 2f_{\text{ce}} = \frac{2eB}{2\pi m_{\text{e}}} \simeq 56B [\text{T}]$$
(1)

である. Oモードのカットオフ周波数はプラズマ周波数 (fpe)と同じであり、電子密度(ne)のみに依存し

3. Advanced Technology and Recent Progress in Plasma Diagnostics

3.1 Microwave Imaging Diagnostics

$$f_{\rm pe} \, [\rm GHz] = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{e^2 n_{\rm e}}{\varepsilon_0 m_{\rm e}} \right)^{1/2} \simeq 28.4 \, (n_{\rm e} \, [\, 10^{19} {\rm m}^{-3} \,])^{1/2} \quad (2)$$

である. Xモードのカットオフ周波数 (f_R) は電子密度だけ でなく磁場 (B) にも依存し,

$$f_{\rm R} = \frac{1}{2} \{ f_{\rm ce} + (f_{\rm ce}^2 + 4f_{\rm pe}^2)^{1/2} \}$$
 (3)

である.Xモードのカットオフ密度は式(2), (3)より

$$n_{\rm cutoff} = \frac{f_{\rm R}^2 - f_{\rm R} f_{\rm ce}}{806.4} \tag{4}$$

となる.単位は電子密度[10¹⁹ m⁻³],周波数[GHz]である. 周波数の一例として,LHDの配位と電子密度分布につい てのECE やカットオフ周波数の半径分布を図1に示す. 図1を見ると,一つの周波数について,外側から,ECE 周波数,次にXモードのカットオフ周波数,一番内側がO モードのカットオフ周波数となる.このことから,プラズ マの一番外側のカットオフ周波数がXモードのカットオフ 周波数であること,ECE はカットオフされずに外側で受信 可能であることがわかる.LHDのマイクロ波イメージング では同一光学系でECE とXモードの反射を受信する.ま た,図1に示すようにトムソン散乱で測定した電子密度分 布とマイクロ波周波数のカットオフ密度の交点をとること で反射面の位置がわかる.

マイクロ波イメージング計測には、パッシブイメージン グである ECE イメージング (ECEI) と、アクティブイメー

NAGAYAMA Yoshio, YOSHINAGA Tomokazu and KOGI Yuichiro

corresponding author's e-mail: nagayama.yoshio@nifs.ac.jp



図1 LHD (shot99699, *R*_{ax} = 3.6 m, *B*_{ax} = 2.75 T, *t* = 9.1 s) で の, (a) ECE 周波数(*f*_{ECE}), Xモードカットオフ周波数 (*f*_R), プラズマ周波数(*f*_{pe}), (b)電子密度, 60.41 GHz の カットオフ密度. 交点から反射面は *R* = 4.58 m となる.

ジングであるマイクロ波イメージング反射計(MIR)とが ある.電子は磁力線に沿って光速度の数分の1といった非 常な高速度で動き回っているため,一般に磁気面と等電子 温度面は一致する.MHD不安定性は磁気面変動を引き起 こすので電子温度が変動する.したがって ECEI により MHD不安定性を観測することができる.一方,ドリフト 波のような静電不安定性は密度揺動を引き起こすので, MIRでは MHD不安定性だけでなく静電不安定性も観測で きる.マクロな MHD 不安定性はヘリカル構造を持つので その観測ではトロイダルモード数とポロイダルモード数の 同定が重要である.ミクロな不安定性あるいは帯状流(Zonal Flow)などの乱流構造では磁気面に沿った波数成分だ けでなく,半径方向の分布が重要となる.したがって,と くに MIR のような乱流観測をめざす場合は,三次元計測が 重要となる.

本節では LHD のマイクロ波イメージング計測システム

[4-6]を例にとり、マイクロ波イメージング技術について 解説する. イメージング計測の問題点は、チャンネル数が 多いことによる各検出器に対する感度、スペースおよびコ ストである. そこでコア技術であるイメージング検出器と 周波数分離回路,位相検出回路についても述べる. また, 最後に Luhmann グループの ECE イメージングについても 紹介する.

3.1.2 LHD におけるマイクロ波イメージングシ ステム

LHD におけるマイクロ波イメージングシステムの概念 図を図2に示す. MIR の場合, マイクロ波 (RF) を照射光 学系(M6, M7)で一度対物鏡 M1の焦点に集光し, M1 で平行光としてプラズマを照射する.反射波については, 集光光学系(M1-M4)でプラズマの反射面の一点がイメー ジング検出器(HMA)の受光面の一点に結像する.実際 は、対物鏡 M1と検出器までの距離が意外に長く、M1が作 る実像はBS1あたりにあり、それをもう一度検出器結像 光学系(M3-M4)で検出器に結像する.イメージング検出 器はヘテロダイン受信用ミキサである.局部発振 (LO) 波 が検出器を一様に照射するよう凹面鏡 M5 で検出器結像光 学系(M3-M4)の焦点に集光し、イメージング検出器に平 行光を照射する.LHD では FDTD シミュレーションを用 いて光学設計しており[7],その結果を図3に示す.照射 波はプラズマの観測領域を一様に照射し、プラズマの一点 から出発した波は HMA の受信面に結像する. また, MIR ではコヒーレントなマイクロ波を用いることから干渉が障 害となるので, 真空窓は8°傾けられ, 光学系は鏡だけで結 像している.

MIR では複数の周波数を用いることで異なる反射面す なわちプラズマの半径方向の電子密度揺動分布を観測でき る.LHD の 4 周 波 数 発 生 装 置 で は、4 周 波 数 (f_{RFj} , j=1-4) に位相検出用の基準信号 (f_{REF})を加算し、さら



図2 LHD のマイクロ波イメージングシステム.

Lecture Note

3.1 Microwave Imaging Diagnostics



図3 (a) プラズマ照射波と(b) 反射波の FDTD シミュレーション[6].

に LO 波 (*f*_{LO}) を加算したあと増幅し,出力を 25 dBm としている.したがって照射マイクロ波の周波数は

 $f_{\rm MIR} = f_{\rm LO} + f_{\rm RFj} + f_{\rm REF}$

となる.マイクロ波(角周波数: $\omega_{MIR} = 2\pi f_{MIR}$)をプラズ マに照射すると,反射波はプラズマの反射面の振動(角周 波数: ω_{pl} ,振幅:A,位相: ϕ)で変調をうけるので,マイ クロ波イメージング検出器が受信する反射波は

 $A \exp i(\omega_{\rm MIR}t + \phi)$

となる.マイクロ波イメージング検出器内では反射波と LO 波 (角周波数: $\omega_{\text{LO}} = 2\pi f_{\text{LO}}$)が混合されて,中間周波数 (IF) 信号 (角周波数: $\omega_{\text{IF}} = 2\pi f_{\text{IF}}$),

 $A \exp i(\omega_{\rm IF}t + \phi)$

が出力される. IF 信号の周波数は

 $f_{\rm IF} = f_{\rm MIR} - f_{\rm LO} = f_{\rm RFj} + f_{\rm REF}$

である.中間周波数を電子回路で扱える周波数帯にすることで,狭帯域増幅による感度向上が可能となる.IF 信号を 周波数分離後,各4周波数(f_{RFi})と混合することで,

 $f_{\rm REF} = f_{\rm IF} - f_{\rm RFj}$

と基準信号と同じ周波数となる.そこで基準信号と比較することで位相検出が可能となる.LHDでは直交復調器を用いて位相信号 ($I \sim \cos \phi$, $Q \sim \sin \phi$)を出力する.

3.1.3 マイクロ波イメージング検出器

LHD ではマイクロ波イメージング用にミキサ内蔵ホー ンアンテナアレイ (Horn Mixer Array: HMA)を開発した [8,9]. 一組の一次元ホーンアンテナアレイの構造を図4 に示す. これはホーンアンテナを2分割し,それらでミキ サや IF 回路を搭載したプリント基板 (PCB)を挟むもので ある. 導波管断面の内径は V バンドの規格品と同じ (1.9 ×3.8 mm)であり,導波管長は 12 mm である.ホーンの開 口部の口径は 13×13 mm,ホーン長は 15.5 mm,開口角は



図4 ミキサ内蔵ホーンアンテナアレイ(HMA)の構造.

39°である. PCB は厚さ 0.254 mm のテフロン基板であり, 両側に9μmの銅箔が貼られている. PCB は半割ホーンを 持つ底板上にビス留めされており, IF 回路が発生する熱は 底板を通して放熱される. PCB 回路パターンは電解エッチ ングで製作され、腐食防止のために金メッキが施される. 図3(a)に示すように導波管内にミキサ用のビームリード 型ショットキーバリヤダイオードが入るよう PCB 回路は 作られている. PCB上には、マイクロ波増幅集積回路 (MMIC)も搭載されている. ミキサ用ダイオードには直流 バイアス電流を流し,最適なミキサ動作が得られるように している.ホーンから信号マイクロ波とLO 波を両方入力 することで導波管内のショットキーバリヤダイオードがミ キサとなって IF 信号を発生する. LHD で使用する V バン ド (50~75 GHz) HMA は実測したところ 50~110 GHz と広帯域であり、市販のホーンアンテナ+シングルエンド ミキサと比べてホーン開口部の面積比程度の感度差となっ ている.

3.1.4 周波数分離回路と位相検出回路

HMA内で得られたIF信号の4周波数を分離するために バンドパスフィルタを用いる.LHDではHMAのチャンネ ル数が35あるため,IF周波数分離回路基板は35枚必要であ り,バンドパスフィルタの数は140個にもなる.そこで図5 に示すようなプリント基板化したバンドパスフィルタを開 発した.これはHMAのIF信号出力を流す50Ωマイクロ ストリップラインにプリント基板の回路パターンで作り込 んだバンドパスフィルタを並列接続し,特定周波数のみを 取り出すものである[10].周波数分離回路基板上では選択 した周波数に各RF周波数を混合し,第2IF信号(110 MHz)を作る.

マイクロ波がプラズマで受けた変調の振幅を A, 位相を φ とすると, 周波数分離回路基板から出力される信号は

 $A \exp i(\omega_{\text{REF}}t + \phi)$

となる. LHD では、 $\omega_{\text{REF}}/2\pi = 110 \text{ MHz}$ である. 信号 A, ϕ を取り出す検波回路と直交復調回路の概念図を図6に示 す.回路はプリント基板化され、IF 選択のバンドパスフィ ルタとしてコンパクトな SAW フィルタを使用している. 振幅検出には対数パワー検出器を使用しており、対物鏡の 角度調整を厳密に行わなくてもデジタイザの入力として十 分高い電圧の信号を出力できる. 位相検出には信号と 90° 位相が異なる基準周波数 (110 MHz) との積をとることで I 信号 (cos ϕ に対応) とQ 信号 (sin ϕ に対応)を出力する 直交復調器 ICを使用している. これらの信号は単一電源の 低雑音 OP アンプでデジタイザの入力電圧に合わせて出力 する.

3.1.5 ECE イメージング

ECE イメージングの光学系は図2に示すように,MIR と同一光学系を使用する.ただし,MIR とはLO 周波数が 異なり,LO 周波数より高くて広い周波数帯域を分割して 測定する.ヘテロダイン受信ではLO 周波数の高周波数側 と低周波数側が同一IF 周波数となるため区別がつかない. そこで高周波数側のみを選択するためHMA前面にダイク ロイック板を置く.LHDではLO 周波数を95 GHzとし,ダ イクロイックプレートのカットオフを93 GHzとした.こ れは,直径1.9 mmの孔を2.1 mmピッチで多数開けた6 mm 厚のアルミ合金板である.ダイクロイック板は円形導波管



図5 MIR 用周波数分離回路[6].

の集合体でありハイパスフィルタとして働く.その低域 カットオフ周波数は円形導波管と同じで,

$$f_c = \frac{1.841c}{2\pi a}$$

(c は光速度: 299792458 m/s, a は孔の半径) で与えられ, a = 0.95 mm では, f_c = 92.5 GHz となる. また, カットオフ 周波数近傍での遮断特性や通過領域での特性は孔のピッチ や板厚に依存する[11]. このダイクロイック板を用いるこ とで, LO 波 (95 GHz) は損失なしに透過できるが, IF 信号中では97 GHz と区別がつかない93 GHz 信号は – 5 dB 以下になっている.

HMAで受信されたECEは8チャンネル周波数分離回路 で周波数毎に分離され、検波される.バンドパスフィルタ はテフロンプリント基板上の銅箔のエッチングパターンで 生成し、銅箔には金メッキが施されている.バンドパス フィルタの直後にパワー検出器を置き、パワー検出する. ECE 信号は電子雑音を含むために検波したときプラズマ がなくても直流オフセットがある.そこでLHDでは ECE 信号を ADC でデジタル化し、プラズマ生成トリガーでメ モリーに一時保存し、DAC でアナログ出力する.これは直 流オフセットとほとんど同じはずであり、差動アンプを用 いて ECE 信号から DAC 出力を引き算した上で増幅する と、プラズマからの放射(ECE)成分のみを大きく増幅で きる.その後、デジタイザでデータ収集している.

3.1.6 MIR の実験例

マイクロ波イメージング計測システムにより計測した LHDのエッジプラズマのMIR強度(A)の二次元像の例を 図7に示す.LHDのエッジプラズマではしばしば周波数が 数kHz程度の多くの高調波を伴うモード(端部高調波モー ド:EHO)が発生する.この像はそのEHOである.強度を 表すカラーバーは4つの像で共通である.RF1,RF2,RF 3,RF4はそれぞれ,周波数60.41,61.81,63.01,64.61GHz に対応する.RF2とRF3のトロイダル方向のチャンネル4 とポロイダル方向のチャンネル7付近に磁力線に沿った細 長いモード構造が現れている.図6では少しずつ異なる時 刻の異なる周波数(異なるプラズマ半径)の像を示してい る.RF1が一番早い時刻であり,RF4が一番遅い. RF1,RF2,RF3,RF4はそれぞれ,R=4.56,4.55,4.54, 4.525mに対応する.したがって,このモードはR=4.54



図 6 MIR用の直交復調器(I-Qデモジュレータ)とパワー検出器 の模式図[6].



~4.56 m に局在していることがわかる. モード構造の幅は 2 チャンネル分(4 cm)と大変細く,磁力線に沿って伸び ている. このように, MIR によって非常に局在化したモー ドが可視化できるようになった.

3.1.7 Luhmann らの ECE イメージング

ECE イメージングは Luhmann によって研究が始めら れ、1995年には単一周波数の一次元ボウタイアンテナアレ イにプラスチックレンズでプラズマから放射されるマイク ロ波を結像して、TEXT-Uトカマクで一次元ECEイメージ ング計測を行った[12].次に高指向性・広帯域のデュアル ダイポールアンテナと周波数分離回路を開発し[13]、 TEXTOR トカマクの鋸歯状波崩壊の二次元(断面) ECE イメージング計測を行った.その結果、TFTR トカマクプ ラズマの「悪い曲率側」において観測されていた局所的磁 気再結合[14] が、「良い曲率側」でも発生することがわか り、「磁気再結合がなぜ局所的か」が注目されることに なった[15,16].

ここでは DIII-D トカマクでの二次元 (断面) ECE イメー ジングの例を示す[17]. 図8に20ch アンテナミキサーア レイの構造と写真を示す.これはプリント基板にエッチン グで成形されたデュアルダイポールアンテナ上に1個ずつ 小型の半球レンズを置き,ハーフミラーでRFとLOを混合 してアンテナに入射し,アンテナ上のミキサでIF信号を生 成する.ECE はダイクロイック板で高周波数側を選択して いる.図9に,2~18GHz の16ch 周波数分離回路の模式図 を示す.これはLHD での ECE イメージングで用いられた バンドパスフィルタアレイによる周波数分離回路とは異な り,VCO で発生した16周波数とをそれぞれ混合し,得られ た第二中間周波数をローパスフィルタに通すことで周波数 分離するものである.このECE イメージング装置を用いて 撮像したDIII-Dトカマクプラズマ中の反転シア誘起アルベ ン固有モード (RSAE) の断面像を図10に示す.従来, ECE



図 8 Luhmann グループの一次元アンテナミキサーアレイの, (a)マイクロ波信号とLOの混合部分の模式図,(b)RF入力 側からの写真,(c)IF 出力側の写真[17].



図9 Luhmann グループの ECE 用周波数分離回路[17].



図10 DIII-Dトカマクプラズマ中のアルベン固有モードの、(a)理想 MHD シミュレーション、(b)ジャイロ流体シミュレーション、(c)ECE イメージング([17]).

ではアルベン固有モードのような弱い変動は計測できな かったが、この成果は、Luhmann グループの感度向上の努 力が実を結んだ結果である.プラズマ物理としてもイメー ジングは明確に答えを与える.図10に理想 MHD コードの 計算結果とジャイロ流体コードの計算結果を示すが、 ECE 像からジャイロ流体コードの計算結果がより正しい ことが一目瞭然である.

3.1.8 まとめ

マイクロ波イメージングは究極の揺動観測手段として長 い間待ち望まれてきたが,最近ようやく実現した.20世紀 末にLuhmannらが単一周波数の一次元ボウタイアンテナ にプラスチックレンズでTEXT-UトカマクからのECE を結像したのがその嚆矢である.Luhmannらは広帯域の デュアルダイポールアンテナと多周波数受信器を開発し, TEXTOR や DIII-Dトカマクでプラズマ断面の二次元ECE イメージング計測を行い,MHD不安定性の強力な計測器 として注目されている.日本では,核融合研,東工大,九 大の共同研究で二次元ホーンアンテナアレイ,多周波数マ イクロ波発振器,多周波数受信器などを開発し,LHDで三 次元 MIR 実験およびECE イメージング実験を開始し た.MIR は高感度の局所的密度揺動計測器であることは初 期的な実験結果からも十分伺うことができる.今後,輸送 障壁領域の測定や,三次元スペクトル解析を行うことで, 乱流に関する新たな発見が期待される.

参 考 文 献

- [1] Y. Nagayama, S.A. Sabbagh, J. Manickam, E.D. Fredrickson, M. Bell, R.V. Budny, A. Cavallo, A.C. Janos, M.E. Mauel, K.M. McGuire, G.A. Navratil, G. Taylor and M. Yamada, Phys. Rev. Lett. 69, 2376 (1992).
- [2] 伊藤早苗: プラズマ・核融合学会誌 86,334 (2010).
- [3] 長山好夫,間瀬 淳:プラズマ・核融合学会誌 81,337 (2005).
- [4] T. Yoshinaga, Y. Nagayama, D. Kuwahara, H. Tsuchiya, S. Yamaguchi, Y. Kogi, S. Tsuji-Iio and A. Mase, Rev. Sci. Instrum. 81, 10D915 (2010).
- [5] D. Kuwahara, S. Tsuji-Iio, Y. Nagayama, T. Yoshinaga, H. Tsuchiya, S. Sugito, S. Yamaguchi, Y. Kogi, K. Akaki and A. Mase, Rev. Sci. Instrum. 8, 10D919 (2010).
- [6] 長山好夫, 吉永智一, 桑原大介, 他:プラズマ・核融合 学会誌 87,359 (2011).
- [7] T. Yoshinaga, D. Kuwahara, Y. Nagayama, H. Tsuchiya, S. Yamaguchi, Y. Kogi, S. Tuji-Iio, H. Hojo and A. Mase, Plasma Fusion Res. 5, 030 (2010).
- [8] D. Kuwahara, S. Tuji-Iio, Y. Nagayama, T. Yoshinaga, Z. Shi, S. Yamaguchi, M. Sugito, Y. Kogi and A. Mase, J. Plasma Fusion Res. SERIES 8, 649 (2009).
- [9] D. Kuwahara, S. Tuji-Iio, Y. Nagayama, T. Yoshinaga, Z. Shi, S. Yamaguchi, M. Sugito, Y. Kogi and A. Mase, J. Plasma Fusion Res. SERIES 9, 125 (2010).
- [10] Y. Kogi, T. Sakoda, A. Mase, N. Ito, Y. Yokota, S. Yamaguchi, Y. Nagayama, S.H. Jeong, M. Kwon and K. Kawahata, Rev. Sci. Instrum. **79**, 10F115 (2008).
- [11] C.C. Chen, IEEE Trans. MTT-21, 1 (1973).
- [12] R.P. Hsia, W.R. Geck, S. Cheng, W.-M. Zhang, C.W. Domier and N.C. Luhmann, Rev. Sci. Instrum. 66, 834 (1995).
- [13] T. Munsat, E. Mazzucato, H. Park, B.H. Deng, C.W. Domier, N.C. Luhmann, J. Wang, Z.G. Xia, A.J.H. Donne and M. van de Pol, Rev. Sci. Instrum. 74, 1426 (2003).
- [14] Y. Nagayama, M. Yamada, W. Park, E.D. Fredrickson, A.C. Janos, K.M. McGuire and G. Taylor, Phys. Plasmas 3, 1647 (1996).
- [15] H. Park, E. Mazzucato, T. Munsat, C.W. Domier, M. Johnson, N.C. Luhmann, J. Wang, Z. Xia, I.G.J. Classen, A.J.H. Donne and M.J. van de Pol, Rev. Sci. Instrum. 75, 3787 (2004).
- [16] H.K. Park, A.J.H. Donne, N.C. Luhmann, Jr., I.G.J. Classen, C.W. Domier, E. Mazzucato, T. Munsat, M.J. van de Pol, Z. Xia and TEXTOR Team, Phys. Rev. Lett. 96, 195004 (2006).
- [17] N.C. Luhmann *et al., submitted to* Plasma Fusion Res. (2011).

■ 講座 電磁波を用いたプラズマ診断の基礎と最前線

3. 先進計測技術・最近の進展

3.2 ドップラー反射計

德沢季彦, 江尻 晶¹⁾

核融合科学研究所,1)東京大学大学院新領域創成科学研究科

(原稿受付:2011年4月8日)

本節では、近年注目を浴びているドップラー反射計について解説する.ドップラー反射計はプラズマへ入射 したマイクロ波のカットオフ現象と密度揺動による後方散乱現象とを共用することによって、プラズマの回転速 度を空間分解良く測定する手法である.手法自体はごく単純であるが、実際に測定できることを Hirsch らの研究 [1] が明確に示したことから、非常に活発に適用されるようになった.このドップラー反射計は局所的な密度揺 動を波数分解能をもって計測できることから、輸送に重要な役割を果たす密度揺らぎと速度シアを同時に同一位 置で測定できるものとして期待を集めた.計測する揺動波数を、異常輸送の大きな要因と考えられている Ion Temperature Gradient (ITG)/Trapped Electron Mode (TEM)領域の任意の値に設定できることも魅力である. また、背景プラズマの揺らぎを速度の揺らぎとして測定できることから、特に輸送研究において注目を集めてい る zonal 流である Geodesic Acoustic Mode (GAM)振動の重要な計測手法となっている.

Keywords:

Doppler reflectometry, density fluctuations, plasma rotation, wave number spectrum, GAM, zonal flow

3.2.1 計測原理

ドップラー反射計の原理は、回転回折格子のそれと同じ である.すなわちプラズマ中に回折条件を満たす周期的な 構造(波数 k_{\perp})があると、カットオフ面に対して角度 θ_{D} で入射したマイクロ波(波数k)は受信アンテナへと戻る (図1).この時の回折条件は $2k\sin\theta_{D} = k_{\perp}$ である.プ ラズマが速度 v_{\perp} で回転していると、周期構造はマイクロ波 の進行方向に対して $v = v_{\perp}\sin\theta_{D}$ の速度成分を持つので、 反射波はドップラーシフト $\omega_{D} = 2v/c \times \omega$ を受ける.これを 上の回折条件と合わせるとドップラーシフトは $\omega_{D} = v_{\perp}k_{\perp}$ と表すことができる.一方、反射計で測定している点の位 相(位置)が角振動数 $v_{\perp}k_{\perp}$ で周期的に変動することは、反 射波の位相がこの角振動数で変動していると見なすことも できる.反射波をヘテロダイン検波、またはクアドラチャ 検波して、反射波の実数(cos)、虚数(sin)成分を測定し



3.2 Doppler Reflectometry TOKUZAWA Tokihiko and EJIRI Akira

て、複素フーリエ変換し、パワースペクトルを求める. 図2 にスペクトルの概念図を示す.反射面の径方向への揺らぎ の振幅を Δ とし、周回方向の波数、速度を k_{\perp} 、 v_{\perp} とする. ある1点では、径方向には $f_D = v_{\perp}k_{\perp}/2\pi$ の周波数で振動 し、その径方向動き(の2倍)のパワースペクトルは図2 (a)のようになる.これを従来型の反射計 ($\theta_{\rm D}=0$) で測定 すると反射波の電場のパワースペクトルは図2(b)のよう になる.ここで,従来型反射計では, v₁の符号の区別はで きず,スペクトルは周波数の正負で対称となる.一方,揺 らぎ波数 k_⊥に対して回折条件を満たす角度 θ_D をもつドッ プラー反射計配位はこの k」で高い選択性(感度)を持ち, その選択性は図2(c)中の破線のようになる. その結果, パ ワースペクトルはf_Dでピークしたものとなる. 一般には揺 らぎは様々な波数を持ちv」が一定であるとしても、パワー スペクトルは広がったものとなる(図2(e)).この場合, スペクトルはfpで大きくなるが, 元々のスペクトルの分布 の影響も強く受けることに注意が必要である. 元々のスペ クトルが滑らかで選択性が高ければ、ピーク位置から $f_{\rm D} = v_{\perp}k_{\perp}/2\pi = 2v_{\perp}k\sin\theta_{\rm D}/2\pi$ の式より v_{\perp} を求めることが できる.ここで,設定した $\theta_{\rm D}$ とkから k_{\perp} が決まるが, k_{\perp} の波数を持つ揺らぎが存在しなければ、対応するパワーは 存在しないことに注意する必要がある.

3.2.2 TST-2 装置における測定例と波数感度 上述したようにスペクトル上の選択性,感度分布は,シ

authors' e-mail: tokuzawa@nifs.ac.jp, ejiri@k.u-tokyo.ac.jp



図2 周波数スペクトルの概念図.(a)カットオフ層の変動のス ペクトル.(b)と(d)は"通常の"反射計,(c)と(e)はドッ プラー反射計における複素周波数スペクトル.なお,(a), (b),(c)は離散的スペクトルの場合,(d),(e)は連続ス ペクトルの場合である.

ステムの性能を左右する.これを正確に求めるのは難しい が、ここでは、キルヒホッフ積分を用いた反射計の応答[2] をドップラー反射計に適用し、TST-2球状トカマク装置を 用いたプラズマ実験データを基に比較して解説する.実験 ではTST-2装置の赤道面に配置したマイクロ波反射計 (O-mode, 26 GHz) を用いた. 送受信アンテナ (実際には 最終ミラー)の角度をショットごとに上下にスキャンして 反射波の複素フーリエスペクトルを求めた. これによりポ ロイダル方向の速度を求めることができると期待される. 図3に配置の概念図を示す.小半径0.25m程度のプラズマ に対して線平均密度は約1.1×10¹⁹ m⁻³, カットオフ面の小 半径 (図3中のr)は、放物形の密度分布を仮定すると0.18 mである.キルヒホッフ積分の手法では、マイクロ波とプ ラズマの相互作用が上記カットオフ面のみで起きると仮定 する.この配位で波数選択性(感度)を求めると、 $\theta_D = 0$, ω = 0 の場合で規格化して

$$\begin{split} & \operatorname{Exp}\left[-\frac{w^{2}}{4(1+\varepsilon^{2})v_{\perp}^{2}}(2k\,\sin\theta_{\mathrm{D}}v_{\perp}-\omega)^{2}\right] \\ & \times \operatorname{Exp}\left[-\frac{k^{2}w^{2}\tan^{2}\theta_{\mathrm{D}}}{2(1+\varepsilon^{2})}\right] \ (1) \end{split}$$

と表わすことができる.ただし,w (=0.02 m)は,送受信 マイクロ波をガウシンアンビームとした時のビーム半径 (振幅が1/eとなる半径), ϵ はビーム半径とフレネル半径の 比の二乗である.フレネル半径はビームの波面の曲率と カットオフ面の曲率(上述した小半径)で決まる.(1)式 の最初の指数項は回折格子の大きさの影響に対応し,平面 波に近い場合(w 大, $\epsilon \ll 1$ の時),選択性は高くなる.す



図3 TST-2実験におけるドップラー反射計の配置概念図. rは カットオフ層の小半径位置, θD はマイクロ波の入射角.

なわち,波数(周波数)の感度広がりが狭くなる.(1)式 の2番目の指数項は,鏡面反射条件(この配位の場合は $\theta_{\rm D} = 0$)からずれが大きくなるに従って、反射強度が小さ くなる効果を表わす.図4にTST-2球状トカマクを測定し た時の複素パワースペクトルと(1)式の感度を示す.感度 曲線は $v_{\perp} = 2 \times 10^4 \text{ m/s}$ とし、 $\theta_{\rm D}$ の値を適当に与えて計算 したものである.他のw等の値は既知である.図2(d)で説 明したように、感度曲線の影響を受ける前のもとのスペク トルは,未知であるが, θ_D に応じてピークの位置,高さが 変わっていく様子が定性的に再現されている. ここで求め られたポロイダル速度 $v_{\perp} = 2 \times 10^4 \text{ m/s}$ は、典型的な MHD 振動 (n/m = 1/1) の周波数と矛盾しない. なお, ここでは, k_{\perp} を求める時に、屈折を無視した真空での $\theta_{\rm D}$ とマイクロ 波の波数kを用いたが、より正確には、Ray Traceを行っ て、屈折点でのマイクロ波の波数と後方散乱角 $\theta_{\rm D}=180^{\circ}$ から k」を求める.

3.2.3 他の装置における適用例

近年,ドップラー反射計は種々の磁場閉じ込めプラズマ 実験装置に適用され,閉じ込め・輸送研究に活用されてき



図 4 入射角∂Dが8.0°, 1.8°, -4.3°の時の複素周波数スペクトル (太線) および理論的感度曲線 (細点線).

ている. これまでに、ヘリカル/ステラレータ (Wendelstein 7-AS[1,3-6], L-2M[7], TJ-II[8], LHD), トカマク 装置 (ASDEX Upgrade[9-14], Tore Supra[15-18], DIII-D[19,20], JT-60U[21], Tuman-3M[22,23], HL-2 A[24]), ST 装置 (TST-2) などに設置・適用され、また現 在建設中のWendelstein 7-X[25]やITER[26]などへの設置 も検討されている. これらの装置において得られている計 測事例を次に紹介する.

3.2.3.1 ポロイダル速度

前節で説明したように、ドップラーシフト周波数 f_b から、ポロイダル速度を求めることができる。Wendelshtein 7-AS において測定された周波数スペクトルを図5 に示す [1].カットオフ面に対して少し(7度)アンテナを傾ける ことによって、-1次の後方散乱波を受信している。回転



図5 異なるポロイダル回転速度を持つプラズマにおいて観測された周波数スペクトル.マイクロ波は7度傾けて入射し、 プラズマ境界から3cm内側を計測している.プラズマのない状態での対向壁からの反射信号も合わせて表示している [1].



図6 ドップラー反射計で計測したポロイダル速度(黒丸)と荷 電交換分光器による E×B 回転速度(四角)の半径方向分布 [1].

速度が速くなるに従い大きくドップラーシフトした周波数 スペクトルが観測されている.このドップラーシフトした 周波数から求められる密度揺動の伝搬速度 v_{\perp} は,乱流の位 相速度 v_{turb} と背景となるプラズマの $E \times B$ 回転速度 $v_{E \times B}$ との和として $v_{\perp} = v_{E \times B} + v_{turb}$ で,表される.一般に,トロ イダルプラズマの周辺部などのように、 $v_{turb} \ll v_{E \times B}$ が満 たされる場合、ドップラーシフト周波数から径方向電場を 見積もることができる.入射マイクロ波の周波数をスキャ ンし、ポロイダル速度の半径方向分布を計測した例を図6 に示す.黒丸がドップラー反射計で計測したもので、荷電 交換分光計測器によって求められた $v_{E \times B}$ と良い一致を示 している.このことから、プラズマ周辺部におけるL-H 遷移現象発生時における速度シアあるいは電場シアの変化 の観測に適用されている.

3.2.3.2 波数スペクトル

ドップラー反射計では、入射周波数を変化させること及び送受信アンテナの角度を変化させることにより、測定する密度揺動の垂直方向波数k」を選択することができる.したがって、これらを適切に設定することにより、同一波数成分をもつ密度揺動の空間構造やある空間点における波数スペクトルなどを計測することができる.

図7にTore Supra における計測位置と揺動波数との関 係図の例を示す[18]. アンテナを傾ける角度を変えること により,波数は図中のθ方向へ変化し、また、入射周波数 を変えることによりF方向へ変化する.対象とするプラズ マに合わせて、これら二つを適切に変化させることによ り、図8に示すように、ある半径位置における密度揺動の 波数スペクトルを求めることができている.密度揺動強度 は、ドップラーシフトした成分をガウスフィットし、それ を周波数領域で積分したものとして、この図では表現して いる.この値はガウスフィットした振幅とスペクトル幅の 積に比例するため、それを指標として解析処理することも できる.

波数スペクトルを k^{-a}の関数でフィットした場合,この 次数 a はエネルギー遷移などの乱流状態を表現する指標の 一つとして用いられる.オーミック加熱放電で得られた



図7 プローブ周波数とアンテナ角度を変化させた時に計測でき る密度揺動の垂直方向波数と計測位置の関係図[18].



図8 オーミック加熱プラズマで計測した密度揺動の波数スペク トル[18].

図8の例では、低波数領域では-3乗に従うが、高波数領域 ではこの関係性は破れている。ASDEX Upgrade (AUG)で は、イオンジャイロ半径 ρ_s を用いて無次元量化した $k_\perp \rho_s$ に対する密度揺動の依存性を調べ、L-mode とH-mode でこ の次数が異なっていることや明瞭な屈曲が現れることなど 興味深い結果も得られている[14].

3.2.3.3 GAM, Zonal flow

本計測で求められるドップラーシフトした観測周波数は 先に示したように密度揺動のポロイダル速度に比例する が、この速度は背景となるプラズマのフローの変化に従っ て変動する.特に **E**×**B** 回転速度すなわち径方向電場 **E**_r の時間変化による影響は、ドップラーシフトした周波数の

振幅成分や周波数の時間変化として計測することができ る. その際, 周波数分解能はドップラーシフト周波数 fn を決定する解析処理における時間窓に依存するが、データ 点数を減らして fp を決定することによって変動の時間分 解能すなわち最大周波数を増大させることができる. AUG において、スライディングFFTにより求めたドップラーシ フト周波数 fo の時間変化の周波数スペクトルと散乱振幅 Aの時間変化の周波数スペクトルを図9(c)に示す[12]. 約16kHzにピークをもつGAM 周波数成分がいずれの信号 にも観測されている.これはある半径方向位置 ρ_{pol} = 0.984 での測定値であるが、マイクロ波の入射周波数 を変えることによって、このピーク周波数の空間分布を求 めることができる (**図 9** (a)). GAM 周波数はイオン音速 $C_{\rm s}$ と大半径 R を用いて $f_{\rm GAM} = C_{\rm s}/2\pi R$ という関係式を満た すような空間分布となっているが、周辺部では空間的に一 様な領域が存在することが観測されている. また, この領 域で,GAM 振動の振幅が大きくなっていることも示され ている (図9(b)). このように GAM 振動の強度やその周 波数の時間変化、温度依存性、あるいはプラズマ形状への 応答など,詳細な研究に活用されている.

3.2.4 今後の展望

ドップラー反射計は、ここ10年で各種磁場閉じ込め実験 装置において、非常に活発に適用が進められ、特にプラズ マ閉じ込めへの影響の大きい乱流研究で大きな成果を出す ようになってきている.計測のためのマイクロ波回路技術 および信号処理・解析手法の確立・標準化が進み、複数装 置間での共通理解が進みつつあるというところにある.近 年syntheticimagingの適用など実験計測と理論シミュレー



図 9 (a) GAM 振動周波数, (b) GAM 振動の peak-to-peak 振幅 A_{GAM} およびドップラーシフト周波数の変動の平均二乗値 A_a の半径方向分 布. (c) と(d) ドップラーシフト周波数 f_D と振幅 A の周波数スペクトル[12].

ションとの比較解析が重要視されてきているが、ドップ ラー反射計においては、測定波数決定にコード計算が必須 であることから、FDTD 法を用いた 2D/3D full-wave シ ミュレーションコードや 3D ray tracing コードの開発など が進展してきており、例えば ITER でのアンテナ配列の最 適化などに活用されるようになってきている.また、さら に新しい計測手法も提案適用されてきており、ポロイダル あるいはトロイダル相関計測システムを構築することによ る乱流構造計測や、半径方向の同時多点計測による高時間 分解速度シア計測など、より詳細な計測が可能となってき ている.今後さらなる展開が乱流輸送・プラズマ閉じ込め 研究に大いに寄与していくと期待される.

謝 辞

本章をまとめるにあたり, TST-2の実験スタッフのご協 力をいただきました.ここに感謝いたします.また本原稿 に示した研究の一部は, LHDプロジェクト (NIFS10 KOAR012, ULHH010) および科研費補助金 (22017007, 22360394)の援助を受けて行われました.

参考文献

- [1] M. Hirsch, E. Holzhauer, J. Baldzuhn *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 43, 1641 (2001).
- [2] A. Ejiri *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 065003 (2008).
- [3] M. Hirsch, E. Holzhauer, J. Baldzuhn *et al.*, 4th International Reflectometry Workshop, Cadarache (1999).
- [4] M. Hirsch, E. Holzhauer, J. Baldzuhn *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **72**, 324 (2001).
- [5] M. Hirsch, and E. Holzhauer, Plasma Phys. Control. Fusion 46, 593 (2004).
- [6] M. Hirsch, J. Baldzuhn, H. Ehmler *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 48, S155 (2006).
- [7] A.A. Pshenichnikov, L.V. Kolik, N.I. Malykh *et al.*, Plasma Phys. Rep. **31**, 7, 554 (2005).

- [8] T. Happel, T. Estrada, E. Blanco *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **80**, 073502 (2009).
- [9] G.D. Conway, J. Schirmer, S. Klenge *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, 951 (2004).
- [10] J. Schirmer, G.D. Conway, H. Zohm *et al.*, Nucl. Fusion 46, S780 (2006).
- [11] J. Schirmer, G.D. Conway, E. Holzhauer *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 49, 1019 (2007).
- [12] G.D. Conway *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 50, 085005 (2008).
- [13] G.D. Conway, C. Tröster, B. Scott *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 055009 (2008).
- [14] G.D. Conway, C. Tröster, J. Schirmer *et al.*, 9th International Reflectometry Workshop, Lisbon (2009).
- [15] X.L.Zou, T.F.Seak, M. Paume *et al.*, 26th EPS Conf., Maastricht, Netherlands (1999).
- [16] P. Hennequin, C. Honoré, A. Truc *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 75, 3881 (2004).
- [17] P. Hennequin, C. Honoré, A. Truc *et al.*, 7th International Reflectometry Workshop, Garching (2005).
- [18] P. Hennequin, C. Honoré, A. Truc *et al.*, Nucl. Fusion 46, S771 (2006).
- [19] J.C. Hillesheim, W.A. Peebles, T.L. Rhodes *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 80, 083507 (2009).
- [20] J.C. Hillesheim, W.A. Peebles, T.L. Rhodes *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 81, 10D907 (2010).
- [21] N. Oyama, H. Takenaga, T. Suzuki *et al.*, Plasma Fusion Res. 6, 1402014 (2011).
- [22] V.V. Bulanin, S.V. Lebedev, L.S. Levin *et al.*, Plasma Phys. Rep. 26, 10, 813 (2000).
- [23] V.V. Bulanin, L.G. Askinazi, S.V. Lebedev *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 48, A101 (2006).
- [24] X. Weiwen, D. Xuantong, L. Zetian *et al.*, Plasma Sci. Technol. **10**, 403, (2008).
- [25] M. Hirsch, E. Holzhauer and H.J. Hartfuss, Nucl. Fusion 46, S853 (2006).
- [26] G. Vayakis et al., Nucl. Fusion 46, S836 (2006).

■ 講座 電磁波を用いたプラズマ診断の基礎と最前線

3. 先進計測技術・最近の進展

3.3 散乱計測

久保 伸,田中謙治,西浦正樹 核融合科学研究所

(原稿受付:2011年5月10日)

本節では散乱計測のうち、コレクティブトムソン散乱(CTS)を取り上げ、特有な原理、計測手法を概説する.まず、協同散乱と非協同散乱の違いを述べ、協同散乱計測により、いかにイオンの速度分布関数が測定できるかを解説する.さらに、そのために必要なプローブビームや受信回路といった計測システムの概要を解説し、 イオンの速度分布関数観測や波動観測といった最近の実験結果を紹介する.

Keywords:

gyrotron, collective scattering, thomson scattering, background ECE (electron cyclotron emission)

3.3.1 はじめに

散乱計測とは能動的に入射した波動が媒質によって散乱 され,散乱されて生じた波動の周波数や波数スペクトルの 変化や強度の分布からその散乱を引き起こした媒質の性質 を計測するものである.

すでに,第2章で解説されたように,プラズマの散乱計 測は,基本的には,プラズマに入射された電磁波がプラズ マ中の電子を振動させ,そのプラズマ中の電子が引き起こ す再放射の周波数,波数のスペクトルを観測することで, プラズマ中の電子の密度揺動の情報を得ようとするもので ある.したがって,電子の密度揺動が電子やイオンの熱的 な揺らぎに由来する場合には,それらの速度分布関数,プ ラズマ中の非熱的なイオンや電子の波動に由来する場合に は,その波動の分散関係が計測できることになる.

ここで注意を要するのは,直接散乱を引き起こす媒体は あくまでもプラズマ中の電子ということである.しかしな がら,プラズマそのものの定義である準中性条件を満たす ように電子群は常にイオンの電荷を遮蔽するように運動す るため,波数領域によっては散乱スペクトルがイオンの密 度揺動によって支配的に決められる場合があり,この領域 のことをコレクティブ(通常,協同または集団と訳される) 運動領域と呼ぶ.逆に,イオンの密度揺動のスペクトルを 観測するためには,このような波数領域を選ぶ必要があ る.このように,通常は電子温度,密度の標準的な直接測 定手法となっている自由電子の散乱スペクトルを求めるト ムソン散乱に対して,イオンの温度,密度を測定するため に,周波数と波数をコレクティブ運動が主に効く領域に選 んで行う計測をコレクティブ(協同)トムソン散乱(CTS) と呼ぶ. 3.3.2節では、この協同トムソン散乱の測定原理を、協同 と非協同の違いに注目して解説し、協同散乱計測によって いかにイオンの速度分布関数が測定できるかを明らかにす る.3.3.3節では、この協同トムソン散乱を行うために必要 なハードウェアとしての発振源、伝送・アンテナシステム さらに、受信器を最新の動向を含めて解説し、3.3.4節で は、最近行われた、協同トムソン散乱の実験結果数例を述 べる.なお、協同トムソン散乱計測は、レーザー核融合装 置など、高密度プラズマのイオン速度分布関数計測にまず 適用され、磁場閉じ込め核融合装置における適用は、発振 源であるジャイロトロンの開発に待つところが多かったた め、比較的近年になってから急速に発展した事情がある が、本節では、磁場閉じ込め装置における例に限定して解 説を行う.

3.3.2 協同トムソン散乱の測定原理 (a)協同と非協同散乱の違い

電磁波の散乱は、電磁波によって振動を誘起された荷電 粒子が元の電磁波とは異なった新たな放射を生じる結果と 見なすことができる.一般には、荷電粒子が加速度運動す る場合にその加速度に比例した放射電界を生じるが、同じ 電磁波に対して受ける加速度は質量に反比例するために、 イオンの引き起こす放射は無視できて電子の加速度運動に よる放射のみを考えればよい.したがって、多くの電子が 含まれる媒質中を通過する電磁波の散乱は、入射された電 磁波によって新たに引き起こされた個々の電子の放射の重 ね合わせとして考えることができる[1-3].個々の電子が 引き起こす放射の方向分布は、振動する電子が、拘束され た電子であるか自由電子であるかによって、若干の違いは

KUBO Shin, TANAKA Kenji and NISHIURA Masaki

corresponding author's e-mail: kubo@LHD.nifs.ac.jp

350

あるものの,強い方向性を示すことはない.

この個々の電子が速度 ve を持つ場合,入射電磁波(周波 数 ω_i ,波数 k_i)と散乱波(周波数 ω_s ,波数 k_s)とすると双 方の進行方向の速度成分によってドップラー効果を受ける ため、 散乱波の周波数は入射電磁波の周波数に対して $-\mathbf{k}_{i}\cdot\mathbf{v}_{e}+\mathbf{k}_{s}\cdot\mathbf{v}_{e}=-(\mathbf{k}_{i}-\mathbf{k}_{s})\cdot\mathbf{v}_{e}$ の周波数シフトを起こすこ とになる.つまり、 $\omega_s = \omega_i - (k_i - k_s) \cdot v_e$ の関係が成り立 つ.これが、通常、トムソン散乱計測と呼ばれる非協同 (noncollective) 散乱の散乱波周波数スペクトルを観測す ることにより、媒体の電子群の($K = -k_i + k_s$ 方向の)速度 分布関数を測定する基本原理である. k_i, k_s, K の関係を 図1に示した.この観測においては、入射波が狭い周波数 スペクトルを持つことが重要であるが、コヒーレントであ ることは必要ではなく、スペクトル強度が電子の密度に比 例し、密度の揺動があっても、それは、スペクトル強度の 時間的変動として観測されるのみである.これが, incoherent 散乱と呼ばれる理由である.

ここまでに述べた非協同散乱に対して,入射された電磁 波がコヒーレントであり,かつ電子の密度に一定の密度揺 動が存在する場合には,個々の電子から放射された電磁波 が干渉を起し,選択的に強め合う方向が存在することにな る[1,2,4,5].個々には放射に強い方向性をもたないダイ ポールアンテナを一定の間隔で並べ,隣同士の位相差を変 えて給電することで全体として鋭い指向性をもち,その方 向を可変とすることができるアンテナアレイとまったく同 じ原理である.

このあたりの事情を理解するために,非協同の場合と同 じ図1に示すように,空間的に一様で,角周波数ω_iと波数 *k*_iを持つ

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t') = \boldsymbol{E}_{0} \exp[i(\boldsymbol{k}_{i} \cdot \boldsymbol{r} - \boldsymbol{\omega}_{i}t')]$$
(1)

の実部で表現される単色電磁波がプラズマに入射される場合を考える.空間r,時間t'に存在する電子が入射電磁波の振動電場によって振動するために発する放射は、遠方の点 $R(|R|\gg|r|)$ において伝搬時間遅れをもって観測される.この観測点での振動電場は、相対論的な効果を無視すれば、

$$\boldsymbol{E}_{s}(\boldsymbol{R},t) = \frac{\boldsymbol{r}_{0}}{|\boldsymbol{R}|} [\hat{\boldsymbol{s}} \times (\hat{\boldsymbol{s}} \times \boldsymbol{E})]_{t'}$$
(2)

の実部として表現される. 放射源から観測点までの伝搬遅 れ時間は $\hat{s} = \mathbf{R}/|\mathbf{R}|$, $t' = t - |\mathbf{R} - \mathbf{r}|/c \approx t - |\mathbf{R}|/c + \hat{s} \cdot \mathbf{r}/c$ と し, 古典電子半径 $r_0 \equiv e^2/(4\pi\epsilon_0 mc^2) = 2.82 \times 10^{-15}$ mの定義 を用いた.ここで, 電子の密度に振幅 \tilde{n}_0 , 波数 K, 周波数 ω の揺動, つまり, $\tilde{n}_0 \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} - \omega t)$ が存在するならば, 散 乱体積V に存在するすべての電子からの放射の重ね合わせ は,

$$E_{s}(\boldsymbol{R},t) = \frac{r_{0}}{|\boldsymbol{R}|} \tilde{n}_{0} [\hat{\boldsymbol{s}} \times (\hat{\boldsymbol{s}} \times \boldsymbol{E}_{0})] \\ \times \int_{V} d\boldsymbol{r} \exp[i(\boldsymbol{k}_{i} \pm \boldsymbol{K}) \cdot \boldsymbol{r} \\ -i(\omega_{i} \pm \omega)(t - |\boldsymbol{R}|/c + \hat{\boldsymbol{s}} \cdot \boldsymbol{r}/c)]$$
(3)



図1 入射波,電子密度揺動,散乱波の関係とそれらに対応した 波数ベクトル **k**_i, **k**_r, **K**. θ_s は散乱角を示している.

の実部として表現され,波長に比べて十分大きい散乱領域 Vの積分を実行すると

$$\boldsymbol{E}_{s}(\boldsymbol{R},t) \approx \frac{r_{0}}{|\boldsymbol{R}|} \tilde{\boldsymbol{n}}_{0} [\hat{\boldsymbol{s}} \times (\hat{\boldsymbol{s}} \times \boldsymbol{E}_{0})] \\ \times \boldsymbol{\delta} (\boldsymbol{k}_{i} \pm \boldsymbol{K} - \boldsymbol{k}_{s}) \exp(-i\omega_{s}(t - |\boldsymbol{R}|/c)] \quad (4)$$

の実部に近似される.ここで、 $\mathbf{k}_{s} \equiv (\omega_{s}/c)\hat{s}, \omega_{s} \equiv \omega_{i} \pm \omega$ とした.言い換えれば、波数

$$\boldsymbol{k}_{\rm s} = \frac{\omega_{\rm s}}{c} \hat{\boldsymbol{s}} = \boldsymbol{k}_{\rm i} \pm \boldsymbol{K} \tag{5}$$

および、角周波数

$$\omega_{\rm s} = \omega_{\rm i} \pm \omega \tag{6}$$

の成分をもつ散乱波のみが干渉した結果,強め合って残る ことになる.

ここで注目すべき点は,波数と周波数の関係である.式 (5),および(6)を満たす散乱波のみが残ることから,散 乱波の周波数,波数スペクトル構造を測定することが,散 乱体積中の密度揺動の周波数,伝搬方向を含めた波数構造 の直接測定につながる.逆に測定対象とする密度揺動の波 数,周波数に応じて,入射ビームの周波数,入射,散乱測 定ビームのパラメータ,およびそれらの幾何配置の選択が 必要になることも意味する.また,協同散乱,特にイオン の速度分布関数があらわになるプラズマのパラメータ領域 においては,ここまでの議論では簡単のため省略したプラ ズマによる,屈折,遮断,共鳴,分散の効果も考慮する必 要が生じる.

散乱に関わる電子の密度揺動が,外部から励起された波 動や,不安定性に起因する非熱的な揺動である場合には, この非熱的な揺動が持つ振動数と波数が散乱波の周波数と 波数スペクトルを決める.

電子の密度揺動 \tilde{n}_e は、イオンの揺動 \tilde{n}_i に起因する場合 には、デバイ遮蔽の効果により、

$$\tilde{n}_{\rm e} = \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} \,\tilde{n}_{\rm i} \tag{7}$$

なる関数が成り立つ.ここで、 α は、デバイ波長 λ_d と散乱



図2 サルピータパラメータαに対するイオン密度揺動に起因す る電子密度揺動の大きさ.

波数 K を用いると $a = 1/K\lambda_d$ と定義されるサルピータパラ メータ (Salpeter parameter) と呼ばれるものである. 図2 に $\tilde{n}_e/\tilde{n}_i \epsilon a$ の関数としてプロットした. aが1よりも充分 に小さい場合には、イオンの揺動があったとしても電子に 遮蔽されてしまい、電子の密度揺動として現れてこない. 一方、aが1よりも充分に大きい場合には、電子密度はイ オンの密度揺動と同程度になることがわかる.

(b)協同散乱を用いてイオンの速度分布関数を測定でき る理由

式(4)で示したように、電子の密度揺動と散乱波の電場 成分が比例するため、散乱波のパワースペクトルは電子の 密度揺動の二乗に比例することになる. 今,対象とする揺 動が熱平衡に近い電子やイオンの速度分布関数 $f_c(v)$, $f_i(v)$ によるものであるとすると、散乱波のスペクトルは

$$S(\mathbf{K}, \boldsymbol{\omega}) = \frac{2\pi}{K} \left| 1 - \frac{\chi_{e}}{\epsilon} \right|^{2} f_{e0} \left(\frac{\boldsymbol{\omega}}{K} \right) + \frac{2\pi Z}{K} \left| \frac{\chi_{e}}{\epsilon} \right|^{2} f_{i0} \left(\frac{\boldsymbol{\omega}}{K} \right)$$
(8)

と表される[1,6,7]. ここに, εは縦波の誘電率で $\epsilon = 1 + \chi_{e} + \chi_{i}$ また, χ_{e} , χ_{i} はそれぞれ電子とイオンの分極 率 (susceptivility) である. 式(8)の右辺第一項は電子の 熱揺動、第二項はイオンの熱揺動にそれぞれ起因する散乱 への寄与である.ここに現れた f_{e0} , f_{i0} は, $f_{e}(v)$, $f_{i}(v)$ を本来ベクトルである波数K方向へ投影して積分したも の, つまり, $f_{\sigma 0}(\omega/K) = \int f_{\sigma}(\mathbf{v}) \delta(\omega - \mathbf{K} \cdot \mathbf{v}) d^{3}\mathbf{v}, \sigma = i, e$ であ る.したがって、ある受信角で測定対象波数Kとして協同 散乱計測を行った場合,得られる散乱波のパワースペクト ルは、電子、イオンの速度分布関数を波数方向への投影し たものに依存することを意味している. 非協同散乱の場合 に散乱スペクトルが電子のトムソン散乱のドップラーシフ トの重ね合わせとなって電子の速度分布関数を直接反映す ることから、トムソン散乱計測と呼ばれているが、協同散 乱のスペクトルの場合にもこのように、波数方向へ投影し た速度分布関数を反映することの類似性から協同トムソン 散乱計測と呼ばれるようになった.

(c) イオンの速度分布関数と協同散乱スペクトルの対応

しかし,式(8)が示すように協同散乱の場合には,電子 がまさに協同的運動をするために,散乱スペクトルが直接 速度分布関数の投影になる訳ではない.以下,3.3.4節に紹 介する LHD での散乱計測配位での計算例を用いてこの状



図 3 サルピータパラメータによる CTS スペクトルの変化. (a) α = 0.4, (b) α = 4.0.

況を説明する[8,9].

電子の速度分布関数の特徴が強く出てイオンの寄与が陽 には現れない領域(αが1よりも小さい場合)では、図3 (a)に示されるように散乱スペクトルは、電子とイオンの 速度分布関数のK方向の投影した形をほとんど直接反映す ることになる.ただし、この場合には、電子の直接の散乱 スペクトルが支配的になるため、イオンの速度分布関数の 情報は測定できない.この図では、電子とイオンの速度分 布関数を同じ1keVの等方マックスウェル分布として計算 しているが、イオンと電子の質量差により、それぞれの周 波数拡がりの違いが現れている.

一方,イオンの寄与が大きくなる領域 (α が1よりも大 きい場合)では,図3(b)に示されるようにイオンの速度 分布関数の情報が支配的になる.しかし,式(8)のχe/ε に含まれるイオン音波やそのランダウ減衰の効果によっ て,本来のイオン速度分布関数の投影した形が歪んで観測 されることになる.さらに,電子プラズマ波の共鳴効果に よって、電子の直接の散乱スペクトルも重ね合わされることになる.

したがって、イオンの速度分布関数の計測の観点からす ると、α が1よりも大きい領域を選択して散乱計測すると ともに、電子の温度(速度分布関数)にも注意を払う必要 がある.

3.3.3 計測装置 (プローブビーム,受信器)

(a)大電力でコヒーレントなソースが必要な理由,その条件を満たすジャイロトロン

協同トムソン散乱計測の困難とされる一つの要因は,電力として散乱される割合は全方向積分してもいわゆるトム ソン散乱断面積

$$\sigma_{\rm T} = \frac{8\pi}{3} r_0^2 = 6.65 \times 10^{-29} \,{\rm m}^2 \tag{9}$$

程度となり,入射波に対する散乱波の強度が非常に小さい,つまり,制動放射やサイクロトロン放射などの背景雑音に対して有意の散乱波強度を得るためには大電力のコ ヒーレントな入射ビームを要することである.

計測対象とする波数や必要とされる空間分解能によっ て、プローブビームとしての最適な周波数領域が存在す る.この最適な領域は、磁場閉じ込め核融合プラズマにお いては、ミリ波からテラヘルツ帯に対応している.また、 計測原理で述べたように、入射波に対する散乱波の強度が 微弱であり、測定における S/N 比を大きくするために は、プラズマからのバックグラウンド光や、検出器の雑音 に比べて有意な散乱信号強度を確保できる強力でコヒーレ ントなプローブビームが必要となる.これらの理由によ り、良好な空間分解能と波数分解能および、S/N 比を確保 するためには、強力なミリ波からテラヘルツ帯の光源が必 要となる.

特に、テラヘルツ帯は、電波と光との間の領域に当たり、 電波の発生に使われる発振管と光の発生に使われるレー ザーがそのまま適用しにくくなり、巨大な自由電子レー ザーを除くと、小出力の光源しか存在しなかった.近年、 ジャイロトロンの大電力化、高周波化が進み、テラヘルツ 帯の光源として利用できる環境が整ったため、有効な散乱 計測の光源として視野に入るようになってきた[10,11].

電子密度揺動の振幅はプローブビームと散乱波の強度比 から,電子密度揺動の周波数は式(6)に示される様に,散 乱波とプローブ・ビームの周波数差から決定される.した がって,プローブ・ビームの強度や周波数の変動は,密度 揺動の振幅や周波数の評価に影響を与えるが,高周波化 ジャイロトロンのこれまでの開発により,光源の出力変動 は1%以下,周波数変動は,数10kHz以下に安定化できる 可能性が出てきており,光源としてのジャイロトロンの利 用が益々有望になってきている.

(b)求められるソースと受信ビームの質,それを満たすための工夫

散乱による密度揺動計測は,原理からわかるように,有 限の空間分解能を持って密度揺動の振幅と波数を測定でき る特長がある、この空間分解能は、プローブビームと散乱 波との交差する領域の体積(散乱体積 V)とその形状に よって決まる.プローブビームと受信ビームを収束し,散 乱角を直角に近づけると、散乱体積 V が絞られ、空間分解 能が向上することになる.実際には、散乱角は式(5)に示 されるように、測定する電子密度揺動の波数とプローブ ビームの波数によって決められる.同じ波数の電子密度揺 動を測定する場合には、プローブビームの波数を大きく (周波数を高く) すると散乱角は小さくなり、プローブ・受 信ビームは収束しても、ビームの伝播方向の空間分解能が 低下する.一方,周波数が低いプローブビームを用いると, 散乱角は大きくなるが、プローブ・受信ビームがプラズマ によって屈折や反射を受けやすくなり、また、空間分解能 を上げるための収束自体が困難となる.以上のことから, 計測対象とする電子密度揺動の波数や必要とされる空間分 解能によって、プローブビームとしての最適な周波数領域 が存在する.この最適な領域は、磁場閉じ込め核融合プラ ズマにおいては、ミリ波からテラヘルツ帯に対応してい る.

ジャイロトロンを光源として応用する場合に,さらに重 要なのが、プローブ・ビームとしての質である.通常, ジャイロトロンは円形モードの発振をさせるが、この発振 モードから効率良くガウスビームに変換、伝送、入射する 必要があり、特にテラヘルツ帯では、高効率のモード変換 が課題となっている

(c)受信器として必要な性能は何か,それを満たすための 工夫

ここでは,図4に示すLHDにおいて用いた受信システムを例にとって,CTSに必要な受信素子を紹介する[12].

ノッチフィルター

CTSで観測すべきスペクトルは通常プローブビーム 周波数の近傍数ギガヘルツであり,プローブビームの すぐ近くは,バルクのイオン温度を決める重要な領域 である.しかし,受信器の感度が高いこともあり,以 下に挙げるミキサーや高周波アンプを飽和させないよ うにするためこのプロームビームの迷光を100 dB 程 度透過阻止させる必要がある.ジャイロトロンの周波 数は変調をかけること,あるいは,共振器の温度上昇 の影響を受けて,発振中に100 MHz 程度変動すること があるため,阻止帯域幅は200-500 MHz 程度である ことが望ましい.例えば,図4で示す LHD の場合に は,阻止帯域400MHz,阻止能120dB以下の性能を有 している.

●ピンスイッチ

通常, CTS 計測時には, 背景電子サイクロトロン放射 がバックグラウンドとして存在するため, これを差し 引くためにジャイロトロンに電力変調をかける. ジャ イロトロンは特に, この変調時, アノード電圧やカ ソード電圧の過渡特性によって不要モードを発振する ことがある. この不要モードの周波数がノッチフィル ターの阻止域外である場合には, この後にくるミキ サーにダメージを与えたり, 中間周波数用のアンプを 飽和させて,飽和直後の時間応答特性を不定にしてし まうことがある.背景電子サイクロトロン放射の差し 引きを正確に行うためには,矩形電力変調のオンオフ の立ち上がり,立ち下がりのできる限り短時間の前後 で行う必要があり,このアンプの飽和後の不定状態は 避けるべきである.ピンスイッチはこの予め不要モー ドが発振することが予想される場合に,受信信号を遮 断し,ミキサーの障害や,アンプの飽和を防止する役 目を持っている.

・ミキサー

ミキサーは通常電子サイクロトロン放射測定に用いら れるラジオメータと同様,受信周波数を直接高感度で 受信することが困難である.そのため、ミキサーは局 所発振周波数との差周波数の中間周波を得るヘテロダ イン受信器の心臓部にあたり、ほとんどの場合は、こ のミキサーのノイズが受信器の信号雑音比を決める. このため、ミキサーの雑音指数および変換損はできる 限り小さいものが望ましい.

●中間周波アンプ

ミキサーの次に受信器としての性能を左右するのが, 初段の中間周波アンプのノイズ指数である.最近は, ノイズ指数が1dB程度の超低ノイズアンプも市販さ れている.

 フィルターバンク、ビデオアンプまたは、高速オシロ スコープ/ADC による直接データ取得 散乱周波数スペクトルを得るために中間周波数を分割 して帯域幅の狭い透過型フィルター群(フィルターバ ンク)と検波器を用いるのが従来の手法である.これ に対して,最近の数ギガ~数十ギガサンプル毎秒に及 ぶ高速オシロスコープや高速 ADC を用いて, 直接ま たは,もう一段周波数を落として中間周波数信号を取 り込み、データにFFTをかける手法も脚光を浴びてい る、周波数スペクトルの微細構造を測定できるのが、 この手法の特徴である一方、取り込むメモリに制限が あるため、数秒に及ぶ放電のイオン速度分布関数の変 化を一度に追うことはできない. この特徴を生かし て, 最近, イオン種の混合比を同定する可能性を示す 実験結果が TEXTOR で得られた. この結果は次節で 詳述する.

3.3.4 最近の実験結果

(a)ジャイロトロンを用いた協同散乱計測例

図5に示したのは、協同散乱計測が行われたLHDの ショットの典型的なパラメータを示したもので、背景電子 サイクロトロン放射のレベルを下げるために磁場は2.4 テ スラに設定された.散乱配位は図6に示したとおりであ る.計測される散乱ベクトルの方向はほぼ上向きで散乱中 心で磁力線となす角は80.8°となっている.接線方向のNB は180 keVでCo方向とCtr方向が同時に入射されプラズマ 生成と維持を行っている.ここで、#1 #3 が Co方向と#2 がCtr方向である.これらの接線入射に加えて、200 ms ごとに100 ms パルス幅の垂直 NBI (keV) が図5b).に示 すように入射されている.協同散乱用のプローブビームは t=4.2から6.2秒まで100%の矩形電力変調で入射されてい る.プローブビームと受信ビームは直接は基本波共鳴層と 交わることがないが,容器内での多重反射の影響を受け, 前者は,電子温度に変動を与え,後者はそれによって影響 を受けた背景電子サイクロトロン放射のレベルに変動をも たらす.このようなプローブビームの加熱成分が背景電子 サイクロトロン放射に与える影響は矩形変調の各電力オン オフの前後5 msの信号から,傾きの変化分を差し引いてオ



図4 LHD で用いられた CTS 受信器のブロック図, 主なコンポー ネントは ノッチフィルター, ピンスイッチ, シンセサイ ザーで励振した 4 倍高調波発振器を局部発信器とするミキ サー, 中間周波増幅器と32チャンネルフィルターバンク, 検波器および, ビデオアンプ等である[12].



 図5 CTS 計測を行ったショットの代表的な放電波形.(a) CTS プローブビームの入射波形50 Hzで電力の100%矩形変調が かけられている.(b) 接線 Co-NBI(#1,#3), Ctr-NBI(#2) お よび垂直 NBI(#4)(c) 蓄積エネルギーと平均電子密度(d) 結晶分光のドップラー広がりから求めたイオン温度[12].

ンオフ瞬間の信号のジャンプを評価することで,閉じ込め の影響を受けた背景電子サイクロトロン放射の変動の影響 を分離している[13].このようにして,図5のaからf までの時間で出した CTS スペクトルを図7で示す[12]. ここには、参考のため測定された電子温度0.82 keV とイオ ン温度を0.7 keVとした場合と5 keVとした場合の垂直NBI 有無の計算されたスペクトルも描かれている.垂直 NBI の有無による±1 GHz 付近のスペクトルの違いや,バルク のイオン温度が0.7 keV として計算されたスペクトルに近 いことが示された.

(b)ITER での計画

協同トムソン散乱は,バルクのイオンの速度分布に対応 する周波数スペクトルはプラズマ分散関数の影響を受けや すいが,高エネルギーイオンの部分の散乱スペクトルは

 $S(\mathbf{K}, \omega) \propto f\left(\frac{\omega}{K}\right)$ となり,直接測定と言える状況であるた

め、ITER においては、核融合反応生成物である高速のア ルファ粒子を直接計測する重要な計測器の一つとして位置 づけられている.図8に示したのは、ITER で検討されて いる協同トムソン散乱計測のアンテナである[14-17]. ITER での最大の問題点は電子温度領域が高いため、電子 サイクロトロン高調波のオーバーラップ効果のため、散乱 計測の最大のノイズ源となる電子サイクロトロン放射強度 が大きくなることが予想されることである.これまで、 TEXTOR や ASDEX で行われたジャイロトロンを用いた CTS では、成功の鍵となったのは、プローブビームの周波 数に対する基本波共鳴層と第二高調波共鳴層がプラズマに 存在しないように設定磁場を選ぶことであった.ITER で



図 6 LHD で行われた CTS 計測のプローブ,受信ビーム (77GHz)
 の配置と LHD の磁場強度を 2.4 T に設定した場合の共鳴層の関係[12].

は基本波以上の周波数では、オーバーラップのために背景 電子サイクロトロン放射のレベルを小さくできないため、 プラズマ中で基本波共鳴が存在しない低い周波数 (60 GHz)のプラズマ中を伝搬できるXモードを選択して いる.入射部は基本的には加熱用のアンテナと同等の設計 となっているが、受信部のブランケットの開口が大きく、 現状ではプライオリティは低く、むしろ、内側からの高磁 場側の開口部を狭くした受信アンテナ(図9)が先に設置



図 7 図 5 の a-f で示された各時間での CTS スペクトル.a)Co-NBI 2本 Ctr-NBI 1本, 垂直 NBI 重畳, b)Co-NBI 2本 Ctr-NBI 1本, 垂直 NBI 重畳なし, c)Co-, Ctr 各1本, 垂直 NBI 重畳, d)Co-, Ctr 各1本, 垂直 NBI 重畳, d)Co-, Ctr 各1本, 垂直 NBI 重畳なし e)Co 1本 垂直 NBI 重畳, f)Co 1本 垂直 NBI 重畳なしの各場合.測定された電子温度を 0.82 keV を使って, イオン温度を 0.7 keV とした場合と5 keV とした場合の垂直 NBI有無の計算されたスペクトルが描かれている[12].



図8 ITER 低磁場側 CTS 用受信アンテナと二つのプローブビー ム入射アンテナおよびそれらのための開口部と導波管[15].



図9 プラズマ側から見たITER高磁場側CTS用受信ビーム(振り 角の両極端を示してある)とそのためのブランケット開口 部、プローブービームは低磁場側から入射されることを想 定している(図8のHFS-FS Probe beam)[15].



図10 TEXTOR で観測されたイオンサイクロトロン高調波散乱スペクトルの違い³He を供給したプラズマ放電(一点鎖線,ショット番号110421),重水素が支配的なプラズマ放電(破線,ショット番号109126)と40%水素のプラズマ放電(破線,ショット番号110416)[26].

検討に入っている.

(c)TEXTOR での IBW スペクトル計測

受信器を通常用いるフィルターバンク方式から数ギガサ ンプルの高速オシロスコープや高速 ADC で直接中間周波 数を取り込むことによって, CTS のスペクトル微細構造を 観測することが可能となってきた.特に,磁場に垂直に近 い波数のイオンバーンシュタインモードの減衰率がマイナ スつまり,不安定性として波動が存在するため,これに 伴った周波数スペクトルが重畳して観測されることにな る.デンマークの Risø 研究グループは,JET, TEXTOR, ASDEX においてジャイロトロンを用いたCTS の先駆的な 実験を行っているが[18-20],最近,CTS のスペクトルか らイオン種を同定する新たな試みを成功させた.図10が TEXTOR の計測散乱波数を磁場に対して90度近傍に設定 し,受信器の中間周波数を直接高速オシロスコープで取り 込み,FFT 解析した協同散乱スペクトルの例である.図の 実線が水素のイオンバーンスタインスペクトルが支配的な 場合破線が重水素のスペクトルへの寄与が多い場合,また,一点鎖線が³He プラズマの場合の協同散乱スペクトル を示す.この実験結果は,散乱波数を磁場に対して90°とな るように設定し,イオンバーンシュタイン波のスペクトル 構造を測定することにより,イオン種の成分比を同定でき ることを実験的に初めて示した画期的なものである[21-25].

3.3.5 まとめ

CTSは、プラズマ中イオンの速度分布関数を調べる手段 として、また、プラズマ中の不安定性の検出、同定、乱流 への発展、さらには、その構造形成を直接検出する手段と しても重要である.プラズマの閉じ込めを決定づける物理 量として詳細に測定することが求められる.近年のジャイ ロトロンの高出力化、高周波数化に伴い、急速に研究が進 展しており、計測精度の向上、高性能化も目をみはるもの がある.今後、さらなる精度向上、信頼性の向上、また、複 数の散乱角で同時測定をすることにより、磁力線に平行方 向と垂直方向の速度空間分布を分離し、高エネルギーイオ ンの実空間、速度空間上での分布の実験的検出が可能とな るものと思われる.また、サブミリ波領域の高出力光源が 可能となれば、計測対象となるプラズマのパラメータ領域 も広がることが期待される.

謝辞

本講座の企画を担当され,丁寧にコメントおよび議論を いただきました間瀬淳博士,出射浩博士に心より謝意を表 します.また,協同トムソン散乱に関しては,核融合科学 研究所 下妻隆博士,福井大学 斉藤輝雄博士,立松芳典 博士,デンマーク Risø 研究所の F. Meo 博士,S. Korsholm 博士,M. Stejner 博士との議論が大変参考になりました. ここに改めて感謝いたします.本節に取り上げた LHD 実 験の一部は,核融合科学研究所 NIFS09ULHH527, NIFS 10ULHH019,科研費補助金(B) 21360455の支援を受けて行 われました.

参考文献

- [1] J. Sheffield, D. Floura and N.C. Luhmann, Jr., Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation (Elsevier, 2010).
- [2] I.H. Hutchinson, *Principle of plasma diagnostics* (Cambridge University press, 2002).
- [3] R.E. Slusher and C.M. Surko, Phys. Fluids 23, 472 (1980).
- [4] 赤崎正則,渡辺征夫,村岡克紀,蛯原健治:プラズマ工 学の基礎 (産業図書,2001).
- [5] プラズマ・核融合学会編:プラズマ診断の基礎(名古 屋大学出版会,1990).
- [6] S. Ichimaru, *Basic Principles in Plasma Physics* (Addison & Wesley Inc., 1973).
- [7] G. Bekefi, Radiation Processes in Plasmas (John Wiley & Sons, Inc. 1966).
- [8] M. Nishiura, K. Tanaka, S. Kubo, T. Saito, Y. Tatematsu, T. Notake, K. Kawahata, T. Shimozuma and T. Mutoh, Rev. Sci. Instrum. 79, 10E731 (2008).
- [9] M. Nishiura, S. Kubo, K. Tanaka, N. Tamura, T. Shi-

mozuma, T. Mutoh, K. Kawahata, T. Watari, T. Saito, Y. Tatematsu, T. Notake and LHD experiment group, J. Phys. conference series 227 (2010) 012014.

- [10] T. Notake, T. Saito, Y. Tatematsu, S. Kubo, T. Shimozuma, K. Tanaka, M. Nishiura, A. Fujii, La Agusu, I. Ogawa, and T. Idehara, Rev. Sci. Instrum. 79, 10E732 (2008).
- [11] T. Notake, T. Saito, Y. Tatematsu, A. Fujii, S. Ogasawara, La Agusu, I. Ogawa and T. Idehara, Phys. Rev. Lett. 103, 225002 (2009).
- [12] S. Kubo, M. Nishiura, K. Tanaka, T. Shimozuma, Y. Yoshimura, H. Igami, H. Takahashi, T. Mutoh, N. Tamura, Y. Tatematsu, T. Saito, T. Notake, S.B. Korsholm, F. Meo, S.K. Nielsen, M. Salewski and M. Stejner, Rev. Sci. Instrum. 81, 10D535 (2010).
- [13] S. Kubo, M. Nishiura, K. Tanaka, N. Tamura, T. Shimozuma, Y. Tatematsu, T. Saito, Y. Yoshimura, H. Igami, H. Takahashi and R. Ikeda, Contrib. Plasma Phys. 50, 624 (2010).
- [14] H. Bindslev, ITER feasibility report, available at http:// www.risoe.dk/fusion/cts/iter), 2003.
- [15] S.B. Korsholm, H. Bindslev, F. Meo, F. Leipold, P.K. Michelsen, S. Michelsen, P. Woskov, E. Westerhof, FOM ECRH team, J.W. Oosterbeek, J. Hoekzema, F. Leuterer, D. Wagner and ASDEX Upgrade ECRH team, Rev. Sci. Instrum. 77, 10E514 (2006).
- [16] F. Meo, H. Bindslev, S.B. Korsholm, E.L. Tsakadze, C.I. Walker, P. Woskov and G. Vayakis, Rev. Sci. Instrum. 75, 3585 (2004).
- [17] M. Salewski, F. Meo, H. Bindslev, V. Furtula, S.B.

Korsholm, B. Lauritzen, F. Leipold, P.K. Michelsen, S.K. Nielsen and E. Nonbøl, Rev. Sci. Instrum. **79**, 10E729 (2008).

- [18] H. Bindslev, J.A. Hoekzema, J. Egedal, J.A. Fessey, T.P. Hughes, J.S. Machuzak, Phys. Rev. Lett. 83, 3206 (1999).
- [19] H. Bindslev, S.K. Nielsen, L. Porte, J.A. Hoekzema, S.B. Korsholm, F. Meo, P.K. Michelsen, S. Michelsen, J.W. Oosterbeek, E.L. Tsakadze, E. Westerhof and P. Woskov, Phys. Rev. Lett. 97, 205005 (2006).
- [20] S. Michelsen, S.B. Korsholm, H. Bindslev, F. Meo, P.K. Michelsen, E.L. Tsakadze, J. Egedal, P. Woskov, J.A. Hoekzema, F. Leuterer and E. Westerhof, Rev. Sci. Instrum. 75, 3634 (2004).
- [21] S. Lee and T. Kondoh, Rev. Sci. Instrum. 71, 3718 (2000).
- [22] S.B. Korsholm, M. Stejner, S. Conroy, G. Ericsson, G. Gorini, M. Tardocchi, M. von Hellermann, R.J.E. Jaspers, O. Lischtschenko, E. Delabie, H. Bindslev, V. Furtula, F. Leipold, F. Meo, P.K. Michelsen, D. Moseev, S.K. Nielsen and M. Salewski, Rev. Sci. Instrum. 81, 10D323 (2010)
- [23] M. Stejner, S.K. Nielsen, S.B. Korsholm, M. Salewski, H. Bindslev, V. Furtula, F. Leipold, F. Meo, P.K. Michelsen, D. Moseev, A. Bürger, M. Kantor and M. de Baar, Rev. Sci. Instrum. 81, 10D515 (2010)
- [24] M. Stejner *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 065020 (2011).
- [25] S.B. Korsholm, M. Stejner, H. Bindslev, V. Furtula, F. Leipold, F. Meo, P.K. Michelsen, D. Moseev, S.K. Nielsen, M. Salewski, M. de Baar, E. Delabie, M. Kantor, A. Bürger and TEXTOR Team Phys. Rev. Lett. 106, 165004 (2011).

講座執筆者紹介 ~~~~ 20



長山好 夫

核融合科学研究所·教授. 北海道北見市出 身,東大大学院修了後原研特研生になって以 来画像計測を専門とする. TFTR で「それが核 融合実現に役立つのか?」と問われ、ディスラ プション・プラズマ中にバルーニングモードをみつけること

で答を出した.福島原発事故以来新エネルギー源が叫ばれる 中,核融合への言及がないことに,核融合学者の怠慢を痛感し ている.



なが と まし なが とも かず吉 永 智 一

山口県宇部市出身. 今年度より防衛大学校応 用物理学科助教.この度,大気圧放電に関する 研究(数値計算)に取り組み始めたところ. 関 東以東に住むのは初めて. 先日, オシロスコー

プに映る 50 Hzのハムを見たとき,自分が東日本にいることを 実感した.



いです.

ゆういちる 近木祐一郎

福岡工業大学工学部電子情報工学科・准教 授. 主な専門分野はプラズマのマイクロ波計 測やレーダ開発など. 昔は多趣味が趣味だっ たのだが、最近は時間が取れずもっぱら3歳 の息子といっしょに仮面ライダーのDVDを鑑賞することぐら



徳 沢 季 彦

自然科学研究機構核融合科学研究所ヘリカル 研究部, 助教. 研究分野は, 電磁波を用いたプ ラズマ診断を基本として, 高温プラズマ中の 種々の不安定性・乱流・波動が輸送・閉じ込

めに及ぼす影響などに興味を持っている. 誰も知らないこと を知ることを目指し、最近は、マイクロ波からテラヘルツ波領 域への計測手法の展開を図ったりしている.



あきら 江 尻 晶

東京大学大学院新領域創成科学研究科,准教 授. 主な研究分野:プラズマ診断,球状トカマ ク.趣味:弁当作り.手持ちの材料で,如何に 効率よく,見栄えが良く,かつ安全に(食中毒

にならないものを)作るかに精進しています.全く実験と同 じ. 恩師は料理は実験に通じると言っておられましたが、それ を実感する日々です.家族は息子二人.週末は妻一人が追加さ れる.



久 葆 伸

学生時代から現在の核融合研に至るまで,マ イクロ波からサブミリ波に至る高周波とプラ ズマの相互作用を用いた加熱と計測に関わっ ています.家族は妻と就職活動苦戦中の娘二

人.3.11後のエネルギー環境問題を自分なりに考える中で、あの F.F. Chen の新著"An Indispensable Truth: How Fusion Power Can Save the Earth" (Springer 2011) に出会い, 夢中で読みま した.



たなかけんじ田中謙治

核融合科学研究所ヘリカル研究部. 大型ヘリ カル装置においてマイクロ波から赤外領域の 光源を用いたプラズマ計測とそれを用いた輸 送研究に従事.電子密度分布から巨視的揺

動, 微視的揺動, イオンの熱運動による揺動と計測の対象がよ り小さいスケールに移行しつつある. イオンの熱運動にデバ イ効果で追随する電子の運動からイオン温度を計測している が,家庭では家族の意向に追随することを強いられて休日の 予定が決まることが多い.



西浦正樹

核融合科学研究所ヘリカル研究部プラズマ加 熱物理研究系助教.大型ヘリカル装置 LHD における協同トムソン散乱計測とそれを用い た高エネルギー粒子の振る舞いの理解のため

の研究,核燃焼プラズマ中のアルファ粒子検出手法の研究,重 イオンビームプローブによるプラズマポテンシャル計測等に 従事している. 前回の著者紹介から継続して協同トムソン散 乱計測による波動・プラズマの振る舞いと格闘中.家で飼っ ているメダカとグッピーは増殖が飽和.

講座 電磁波を用いたプラズマ診断の基礎と最前線

4. ITER 実験での課題と新たな取り組み

4.1 電子密度計測の課題と開発状況

秋山毅志 (核融合科学研究所) (原稿受付:2011年5月20日)

本節では、ITER 以降での電子密度計測の課題と、現在進められている信頼性の高い密度計測手法の開発状況について述べる.これまで密度計測で主流であったヘテロダイン干渉計を補完するものとして、ファラデー効果もしくはコットン・ムートン効果を利用した偏光計、ディスパーション干渉計が開発され、国内外の装置で実証実験が進められている.真空容器内に設置せざるを得ない反射鏡の光学特性保持も課題であり、受動的・能動的な手法が開発されつつある.

Keywords:

interferometer, polarimeter, Faraday effect, Cotton-Mouton effect, dispersion interferometer, first mirror, retroreflector

4.1.1 はじめに

プラズマの電子密度は物理解析に必要なだけでなく,磁 場閉じ込め核融合では,燃焼プラズマを制御する上で重要 な基本パラメータの一つである.そのため,核融合プラズ マ研究の黎明期より,様々な密度計測手法が考案されてき た.主な電子密度計測方法に,静電プローブ計測,分光計 測,干渉計測,トムソン散乱計測などがある.本節で扱う 干渉計測は,積分計測であることからプラズマ全体の密度 情報を反映するため,燃料供給制御の参照信号に適してい る.干渉計測はプラズマ計測として古くから用いられてい る手法で,ITERにおいても,密度計測の主力計測機器の 一つとして計画されている[1].

ITER や将来の核融合炉では、燃料供給制御のための密 度計測に高い密度・時間分解能だけでなく、信頼性が求め られる. 燃料供給は核燃焼プラズマ(核融合出力)の重要 な制御ノブの一つであるため、計測ミスがないこと、そし て精度・信頼性が長期間に亘って保たれることが必要条件 になる.一般に、干渉計測は密度・時間分解能が非常に高 いことが特長である. 例えば、核融合科学研究所の大型へ リカル装置 Large Helical Device (LHD) に設置されている 波長 119 μm の CH₃OH レーザー干渉計では,時間分解能 10 µs, 密度分解能 5.6×10¹⁶ m⁻³ が得られている [2,3]. そ のため、密度モニタとしての役割だけでなく、密度揺動計 測などの物理研究にも利用されている. このような理由か ら,中型以上の装置のほとんどに干渉計が設置されてい る. また,干渉計は研究分野を問わず大変広範に用いられ る計測手法であるため、技術として成熟しており、必要な 光学素子・変調器も豊富で入手しやすいというメリットも ある.

4.1.2 核融合装置におけるレーザー干渉計の問 題点

大変有用な干渉計測であるが、ITER や将来の核融合炉 を展望するにあたり、いくつかの問題点がある.

第2章で(25)式が導出されたとおり,干渉計測は屈折率 の電子密度依存性を利用し,プローブ光の位相変化から電 子密度を評価する.そのため,機械振動によって光路長が 変化すると,それに起因する位相変化は計測誤差となる問 題がある.計測誤差を減らすため,光学素子を取り付ける 架台は振動しやすい装置本体から切り離し,頑丈な構造に したり,空気ばね等による除振をしたりする必要がある. また,プラズマによる位相変化が波長に比例するのに対 し,振動による位相変化は反比例する.これを利用し,2 つの波長で同時・同一視線で計測(2波長干渉計)するこ とで,振動成分を分離し,プラズマによる位相変化を評価 することも機械振動対策として挙げられる.

高密度領域での「フリンジジャンプ」は、干渉計測の信 頼性を低下させる大きな問題である.位相は2πの不確定性 を持つため,位相変化が2π(1フリンジ)を超える場合は、 密度の位相変化を途切れることなく計測し続ける必要があ る.しかし、プラズマの密度勾配が引き起こすプローブ光 の屈折変位により、検出信号強度が低下して位相計測が途 切れてしまうと、図1(a)に示すように、密度の絶対値がわ からなくなる.これがフリンジジャンプであり、密度勾配 が大きくなる高密度領域で深刻になる.プローブ光の屈折 変位量は波長のほぼ2乗に比例して大きくなるため、波長

4. Diagnostic Issues in ITER Experiments and New Approach

4.1 Challenges and Developmental Status of Electron Density Measurement AKIYAMA Tsuyoshi

author's e-mail: akiyama.tsuyoshi@lhd.nifs.ac.jp



図1 (a)高密度領域での遠赤外レーザー干渉計のフリンジジャ ンプの一例.プローブ光の屈折変位が小さいプラズマ中心 コード(ch5)では問題無く計測できているが,密度勾配が 大きい周辺コード(ch9)ではフリンジジャンプが発生して いる.(b)LHDの真空容器内に設置した、ミラー(リトロ反 射鏡)によって反射された炭酸ガスレーザー光の入射パ ワーに対する反射パワーの比[4].強度比はミラーの反射 率と真空窓(セレン化亜鉛)の往復の透過率を含む.

の短いプローブ光を用いることで,屈折変位を小さくして フリンジジャンプのリスクを減らすることができる.この ため,現在のLHD,JT-60U等の大型装置では,波長10μm 程度の炭酸ガスレーザーも干渉計光源として用いられてい る.一方で,短波長レーザーを光源とした場合は,機械振 動による計測誤差が大きくなるため,先に述べた除振構造 や2波長干渉計が必須となる.

上記二つの問題点に対し,現在の大型装置でも除振構造 や2波長干渉計を構成して密度計測が行われている。例え ば、LHDの干渉計の光学架台には空気ばねが使用されてお り、LHD本体や加熱装置等の機器とも完全に切り離されて いる[2]. しかし, ITER や将来の核融合炉では,装置の巨 大さや計測ポートの制約により, すべての光学部品の除振 をすることは現実的に困難である. ITER ではポートプラ グ内に干渉計の伝送光路の一部が入るため、ある程度の振 動が予想される.2波長干渉計による振動成分の補正は有 効な手法であるが、補正しきれない成分が残る場合があ り、計測精度を低下させる原因となる. 高密度領域での短 波長レーザーの有効性は既に実証されているが, ITER を はじめ将来は1×10²⁰ m⁻³ 程度の高密度が標準的な運転領 域になり、DEMO炉においては数カ月に及ぶ定常運転が求 められる. そのため, 原理的にフリンジジャンプのリスク があることにより, 密度計測に対する不安をぬぐい去るこ とができない. また, 短波長レーザー光に対しては, 真空 容器内に設置するミラー表面の損傷・不純物堆積によって 反射率が低下しやすい問題がある.図1(b)は、LHD 真空 容器内に設置したリトロ反射鏡によって往復する、波長 10.6 µm のレーザー光の入射光に対する戻り光の強度比の 変化である.約4カ月間のプラズマ実験により、反射率は 最大で20%以下に低下していることがわかる[4].

これらに加え,電子温度が10 keV以上の高温領域になる と,屈折率への相対論的効果を考慮しなくてはならない が,その問題については4.3節で詳細に扱う.

4.1.3 干渉計以外の密度計測

将来の核融合炉で信頼性高く密度計測を行うためには, 上記の問題を対処療法的ではなく,原理的に解決した密度 計測手法を導入することが望ましい.ここでは,その解決 手法として有望な,偏光変化(ファラデー効果,コット ン・ムートン効果)を利用した密度計測や,ディスパー ション干渉計について簡単な原理,開発状況や適用例を概 説する.

① ファラデー効果を用いた密度計測

第2章(12)式で示されたように、磁場中のプラズマでは 右・左回り円偏光の屈折率が異なる.そのため、図2(a)に 模式的に示しているように、プラズマ中を透過することに よって直線偏光の偏光面が回転する.その回転角は第2章 の(30)式で与えられ、プローブ光に平行な磁場強度成分と 電子密度の積の線積分値に比例する.これより、磁場強度 が既知であれば、偏光角から電子密度が評価できることに なる.機械振動によって光路長が変化しても偏光角は変化 しないため、計測結果は振動の影響を受けにくい.また、 機械振動による誤差がないことから、偏光角を1フリンジ



図2 (a) ファラデー効果の原理図, (b) JT-60U における偏光計 測結果の一例 [5].干渉計測(点線)では t=3.9 s でフリン ジジャンプしているのに対し, 偏光計測(実線)では問題 なく測定を継続できている.

偏光角の測定には、いくつかの方式が提案され、既に実 証されている. JT-60U で採用されている光弾性変調器を 用いた方式[5]は、光学系がシンプルで長時間の安定性が 高く、また干渉計との組み合わせが容易であるという利点 がある.また,LHD で用いられた,差周波を持つ右・左回 り円偏光の混合波をプローブ光とするヘテロダイン方式 [6] は、時間分解能を高く取ることができ、密度・磁場揺 動計測も可能という特長がある. 図2(b)は, JT-60Uでの 炭酸ガスレーザー(波長10.6, 9.3 µm)を光源とする偏光計 測例であるが, 固体水素燃料がプローブ光を横切ったため と考えられるフリンジジャンプが干渉計で発生しているの に対し, 偏光計は影響を受けていない. このように, 何ら かの擾乱を受けた場合も, 偏光計は問題なく計測を継続で きる信頼性の高さを持つ.課題とされていた分解能も改善 が進んでおり、JT-60U では時間分解能 4 ms において、密 度分解能 3×10¹⁸ m⁻³ に相当する 偏光角分解能 0.01 度が得 られている[5]. 偏光計測手法のいくつかは干渉計測との 同時計測が可能であり,両者を組み合わせた干渉偏光計が ITER においても計画されている[7]. これにより, 偏光 計単独による密度計測、もしくは偏光計による干渉計の バックアップによる信頼性の向上を図ることができる.

計測視線に関しては、密度計測の場合は通常プローブ光 を接線入射させる.密度モニタとして最も重要な、プラズ マ中心を通る視線をポロイダル断面で取ろうとすると、 ファラデー効果に寄与するプローブ光に平行な磁場成分が ほとんどない(トロイダル・ポロイダル磁場ともにプロー ブ光に直交する)ことから、偏光面の回転がほぼゼロに なってしまうためである.光源波長の選択は、主に得られ るファラデー回転角で決まるが、計測精度を高めるために 回転角を大きくすると、後述するコットン・ムートン効果 とのカップリングによって正しい偏光角の評価が難しくな る問題があるため、数度程度の回転角の場合が多い.接線 入射でトロイダル磁場成分を利用した場合、炭酸ガスレー ザーのように波長10ミクロン程度の光源が適当になる. JT-60U、LHD、DIII-Dでは炭酸ガスレーザーを光源とする 接線計測が実施され、ITERでも同様の予定である.

② コットン・ムートン効果を用いた密度計測

ファラデー効果が右・左回り円偏光の屈折率の違いに起 因するのに対し、コットン・ムートン効果は、2章(15)・ (16)式に導出されたとおり、正常光・異常光(Oモード・ Xモード)の屈折率の違いによって生じる.そのため、伝 搬に伴って正常光・異常光成分間で位相差が生じ、プラズ マ透過によって図3(a)に示すような偏光の楕円度が変化 する.Oモード・Xモード成分間に生じる位相差 ϕ_{CM} は、 $\omega_{pe}^2/\omega^2 \ll 1$ 、 $\omega_{ce}/\omega \ll 1$ の時、次式で与えられる.

$$\phi_{\rm CM} = \frac{2\pi}{\lambda} \int (N_{\rm O} - N_{\rm X}) \,\mathrm{d}l \simeq 2.4 \times 10^{-11} \lambda^3 \int n_{\rm e} B_{\perp}^2 \mathrm{d}l$$



図 3 (a)コットン・ムートン効果の原理図, (b)CHS における 偏光計測結果の一例[10].

度の積の線積分値に比例するため、①のファラデー効果と 同様に磁場強度が既知であれば、電子密度が評価できるこ とになる.①と同じく、偏光状態の変化は光路長に依存し ないため、機械振動のある装置本体に光学素子が取り付け られていても大きな問題はない.また、適切な波長を選ぶ ことで、生じる位相変化を2π以下にすることができるた め、フリンジジャンプも原理的になくせる.

本手法はミリ波領域では T-11M[8], W7-AS[9], 遠赤 外線領域では CHS[10]にて実証されている. 測定方式に は、 プラズマ透過光強度の直行成分比を直接測定し、 楕円 度を評価する方式[11]や、差周波を持つOモード・Xモー ドの混合波をプローブ光とするヘテロダイン方式がある[8 -10]. 図3(b)はCHSにおけるコットン・ムートン効果を 利用した密度計測例である[10]. CHS でのシステムは, 光源に波長 337 µm の HCN レーザーを用い, 一本のプロー ブ光で干渉計測と偏光計測が同時にできるシステムであ る.図3(b)のように、二つの計測結果はよく一致してい ることがわかる. 偏光計の信号に数百 Hz のノイズが載っ ているが、これはヘテロダイン検波のためにプローブ光に 与えた差周波成分(ビート周波数)のノイズに起因し、差 周波を与える手法を改良することで精度を向上できると考 えられる.一方,干渉計測も同じビート信号を用いている が、プラズマによる位相変化が偏光計測よりも2-3桁大 きいために、相対的に位相ノイズがほとんど無視できるレ ベルとなる.ファラデー効果の場合と共通であるが,計測 する位相変化は通常数度程度であまり大きくしないため に, ビート周波数の質が偏光計測の精度を決める大きな要 因となる.

ファラデー効果とは対照的に、コットン・ムートン効果 の場合はプローブ光に垂直な磁場成分が寄与するため、ポ ロイダル断面でプラズマ中心を通る視線で計測ができる. 逆に接線視線にすると比較的弱いポロイダル磁場を用いる ことになり,有意な偏光状態の変化をさせるために光源波 長が長くしなければならない.そのため,プローブ光の屈 折変位が大きくなり,フリンジジャンプの問題がないにし ろ,計測視線の変化が問題になる可能性がある.上記の適 用例はすべてポロイダル断面での計測であり,ITERにお いても電流分布を計測するポロイダル偏光計にて,密度分 布計測のためにコットン・ムートン効果を用いることが提 案されている[12].

③ ディスパーション干渉計

上記のファラデー効果やコットン・ムートン効果を利用 した計測は、プラズマ中での電磁波と磁場の相互作用であ るため、通常は計測が困難な内部磁場揺動等の情報が得ら れるメリットもある.しかし、視線上での磁場強度が一定 とみなせない場合、正確な線平均電子密度を評価するため には磁場分布の情報が必要となる.また、ファラデー効果 とコットン・ムートン効果は、その変化が大きくなると両 者の相互作用が無視できなくなり、密度評価に系統的な誤 差が生じる原因となる[13].

ディスパーション干渉計は,2波長干渉計の変化形であ り,機械振動成分を「自己補正」する新しいタイプの干渉 計である.基本的に干渉計測であるため,磁場の情報を必 要としない.

図4(a)にその原理図を示す.レーザー光を非線形素子に 通し、2倍高調波を発生させる.レーザー光パワーのすべ てが変換されるわけではなく、基本波と2倍高調波の混合 したプローブ光となる.プラズマを透過後、両者を分離して 受光すれば通常の2波長干渉計であるが、ディスパーション 干渉計ではプラズマ透過後に混合プローブ光を再び非線形





図4 (a)ディスパーション干渉計の原理,(b)TEXTORにおける 計測結果[16].上がHCNレーザー干渉計,下がディス パーション干渉計による計測結果.両者がよく一致してい ることがわかる.

素子に通して、基本波から2倍高調波を発生させる、その 後、フィルタ等を用いて基本波成分を除去し、プラズマの 前後で発生させた2倍高調波同士の干渉信号を検出する. 高調波の位相 ϕ_1 , ϕ_2 の差 $\phi = \phi_1 - \phi_2$ となる. それぞれ, $\phi_1 = 2\omega t + 2\omega \Delta d + c_{\rm p} \overline{n}_{\rm e} L/(2\omega), \phi_2 = 2(\omega t + \omega \Delta d + c_{\rm p} \overline{n}_{\rm e} L/\omega)$ であり、ここでωはプローブ光の角周波数、 Δd は機械振動 による光路長変化, cp は定数, ne は視線上での線平均電子 密度, L はプラズマ中での光路長である. 両者の間で機械 振動による位相変化は共通である一方、プラズマによる位 相変化は分散(ディスパーション)によって異なるため、 干渉信号の位相は $\phi = \phi_1 - \phi_2 = 3c_p \overline{n}_e L/(2\omega)$ となる.この ように、機械振動成分は自動的にキャンセルされるため、 通常の干渉計のように振動対策をする必要がない.また, 機械振動による計測精度の低下がないため、短波長光源を 用いることで位相変化を1フリンジ以下にしても良く、こ れによってフリンジジャンプを原理的になくすことができ る.

ディスパーション干渉計は80年代に表面形状の計測等に 提案され[14],90年代にはミラー磁場閉じ込め装置 GDT でプラズマ計測に取り入れられている[15].問題点として は,計測される干渉信号がホモダイン干渉計と同じ $A+B\cos\phi$ であるため,位相差 ϕ の抽出に直流成分Aと振 幅強度Bの測定が必要となることである.これらは測定信 号強度で決まるため、レーザーの出力変動やプローブ光の 屈折変位がもたらす信号強度変化によって,計測誤差が生 じる問題がある.また,コサイン信号であるために,位相 の一意性が確保できるのが $\pi/2$ までであり,計測のダイナ ミックレンジが限定されることも短所の一つである.これ らを克服するため,位相変調を与える方式[16,17]や、変調 信号の強度比を用いる位相抽出方法[18-20]が提案され, 計測精度向上の取り組みが進んでいる.

トカマク装置では,波長 10.6 µm の炭酸ガスレーザーを 光源とする多チャンネル計測が TEXTOR で行われており [16,17],そこでの計測結果の一例を図4(b)に示す.得ら れた密度の時間変化は,既存の HCN レーザー干渉計とよ く合致している.現在の分解能は時間分解能1 msで線電子 密度分解能2×10¹⁷ m⁻²であり,鋸歯状振動等の MHD 揺動 計測にも利用できている[16].高密度・長時間運転を指向 する W7-X では,多チャンネルディスパーション干渉計の 設置が予定されている[21].ITER においては,現在は正 式な設置予定はないものの,信頼性高い密度計測として ITPA 計測トピカルグループでも検討が報告・議論されて いる.

4.1.4 真空容器内ミラーの課題と対策

干渉計・偏光計は、いずれもプラズマを透過したプロー ブ光を受光するため、対向する計測ポートを設置するか、 真空容器内に反射鏡を設置してレーザー光を往復させる必 要がある.しかし、特にトカマク装置の場合は、トーラス 中心にはセンターソレノイドがあり、また上下にはダイ バータ構造を有するため、対向するポートの設置は現実的 に困難となる. そのため,反射鏡を設置せざるを得ないが, プラズマからの放射や中性子等による苛酷な環境で,第一 ミラーと呼ばれる反射鏡は長期間に亘って反射率を保ち続 けることが要求される. これはレーザー計測だけでなく, 受動的な分光計測でも共通の課題である.

プラズマからの荷電交換粒子や炭素不純物等による表面 損傷は、反射率を低下させる原因となる.図5にLHD 真空 容器内に設置した平面鏡の反射率変化を示す. CuCrZr 合 金、Cu,多結晶 Mo, SUS ミラーをスパッタリングが優勢な LHDの第一壁上に設置し、約5カ月半の第10サイクルでプ ラズマに暴露した結果である.スパッタリング率(入射粒 子1個に対して叩き出される粒子の数)が高いCuやそれ が主要な成分である CuCrZr 合金の場合,スパッタリング によって表面に数百 nm の高さの凹凸構造が生じ,近赤外 領域以下の波長に対して著しい反射率の低下が生じてい る. 鏡表面への炭素や金属不純物の堆積も, 表面に凹凸構 造をもたらして反射率低下を招くことがある[22,23].ま た、堆積層が多層膜反射面を構成することで、反射時に偏 光面の回転が生じることがある[24]. その回転角は入射偏 光角依存性を持つため, 偏光計測に計測誤差が生じる可能 性も指摘されている. さらに、核融合生成物であるヘリウ ム原子が金属内部に侵入するとバブルを形成するため、鏡 表面の平滑性が失われると共に, 屈折率・消衰係数等の表 面物性値が変化するために反射率が変化することも問題視 されている[25].現在の核融合実験装置であれば、実験サ イクル後に交換することでこれらの問題は軽減される。し かし、ITER を始め将来の核融合炉においては、炉内構造 物の交換は頻繁に行うことはできないため、受動的・能動 的な手法で鏡表面状態を良好に保って反射率の低下を抑制 し,反射鏡の長寿命化を図る必要がある.

その方策としては、①適切なミラー材料の選定と使用条件の最適化、②構造的に表面損傷・堆積を「受動的に」抑制する工夫を図る、③堆積物については能動的な堆積抑制や表面クリーニング、が挙げられる.これら広範に亘る R &D は、ITPA の計測トピカルグループ内の専門家ワーキ



図 5 LHD 真空容器内に設置したミラー(4つの材質)の実験サ イクル開始前後の反射率.(a) CuCrZr 合金,(b) Cu,(c) 多結晶 Mo,(d) SUS316.

ンググループで組織的に行われている[26].

まず、①のミラー材料としては、表面損傷を抑制すると いう観点からスパッタリング率が低い MoやWが挙げられ る.図5に示すように、LHDにおいても Mo ミラーの反射 率はほとんど劣化していない. 多結晶金属の場合は結晶方 位によってスパッタリング率が異なるため、スパッタを受 けた際に表面に結晶構造に応じた凹凸が生じる. そのた め,単結晶金属の方が好ましく,実験的にも単結晶構造の 方が多結晶構造の場合よりも紫外~近赤外領域で反射率の 低下が小さいことが確認されている[27].現在,単結晶 Mo での大口径ミラー製法の研究開発等が進められている [28]. この他, 最近ではスパッタリング率の低い Rh を コーティングする研究開発が行われている[29]. 鏡表面へ の炭素堆積の抑制に関しては、ミラー温度が重要な要素の 一つとなる. 堆積した炭素は, 水素原子の化学スパッタリ ングによって炭化水素として除去できる. 化学スパッタリ ング率は温度依存性を持ち,数百度で最大となるため,使 用温度条件の最適化により、炭素不純物の堆積を抑制でき る可能性がある[30].

次に、②の構造的な工夫として、反射鏡に保護円筒を取 り付けたり、計測ダクトの奥に反射鏡を設置したりして、 受動的に表面損傷・不純物堆積を抑制することが挙げられ る.これにより、飛来する荷電交換粒子やプラズマを減少 させることができる.しかし、単純な保護円筒だと、円筒 内部に荷電交換粒子が衝突した際に不純物が叩き出され, 鏡表面にそれが堆積するなど、逆に不純物源となる弊害も ある.円筒材にスパッタリング率が低い材料を用いたとし ても、炭素等の不純物がその表面に堆積し、それが再びス パッタされるため、材料の選定だけでは不十分である. そ のため、保護円筒構造として、円筒内壁にフィン構造を取 りつけ、スパッタされた粒子の輸送を妨げることやコーン 形状の保護構造が提案されている. それぞれ, LHD, HL -2A にてその有用性が実証されている[31,32]. 不純物堆 積の抑制は、三面鏡構造のリトロ反射鏡(コーナーキュー ブミラー)で特に重要である.リトロ反射鏡は窪んだ構造 をしているために,一旦不純物が鏡表面に堆積すると,荷 電交換粒子やプラズマ粒子によるスパッタリングによって 不純物がミラー中心部に向かって輸送され、ミラーの外に 出ることなく厚い不純物堆積層が形成される.例えば, LHDで4カ月間使用したリトロ反射鏡の中心部には、厚さ 2µm 程度の堆積層が観測され、赤外領域でも大きな反射 率低下を引き起こした[22,23].したがって,不純物や,ス パッタして不純物を中心に輸送させるプラズマの粒子が直 接飛来することを抑制する必要がある. そのため、フィン 付き円筒を折り曲げた構造も提案されている[31,33]. ミ ラー損傷・堆積物抑制を効果的にするため、保護円筒の口 径/長さ比の最適化等[34]も課題であり、実験とモデリン グの両面から開発していくことが不可欠である. 不純物が 落ち込まないように、リトロ反射鏡の前面に窓材を置くこ とも提案されている[33]. このように、堆積物の受動的抑 制については、様々な工夫の余地が残されている.

③の能動的な堆積抑制やクリーニングとしては、②でも

触れた化学スパッタリングを利用する方法と、高いエネル ギー密度を持つレーザー光を用いた手法が検討されてい る. 前者に関しては、堆積物が炭素不純物の場合、ミラー を高温にしたり、化学スパッタリングに寄与する水素(重 水素)ガスをミラー近傍から積極的に供給したりして反応 率を高め, 堆積の緩和やクリーニング効果を高める原理実 証的な実験が TEXTOR[35]や DIII-D[30]にて行われてい る. ただし, ITER 等の環境下で, 炭素堆積量に対し化学ス パッタリングによる除去が追いつくかどうか、主放電に影 響を及ぼさない程度で供給するガス量を最適化できるか, 主放電以外に別途クリーニングのための放電が必要かどう か等、クリーニング手法として確立できるか十分な検証が 必要である. また, 高温にすることは, バルク・不純物の 金属原子と炭素が結合して炭化物を形成することを促す効 果もあり、この場合は炭素の除去が困難になる。形成され る炭素不純物堆積層の組成・結合状態に対する化学スパッ タリング効果の大きさについても,更なる研究の余地があ る. 化学スパッタリングでは金属不純物や ITER の第一壁 に由来する Beには効果がない. Be は炭素のように炭化水 素の形で除去できないばかりか、炭素の化学スパッタリン グ率も低下させるため、炭素の除去にも弊害をもたらす. それらは物理スパッタリングによる除去が考えられ、高い エネルギー密度を持つレーザーによるクリーニングが候補 になる.現在,実験室レベルで,母材に損傷を与えずに堆 積物だけスパッタさせるためのレーザーエネルギー密度や 繰り返しの最適化が行われている[36,37]. また, ヘリウム 入射によって表層に発生したバブルに対し、ある閾値以上 のエネルギーのパルスレーザー光を照射することで再結晶 化させ、バブルを消失できることが報告されている[38]. これらレーザーを用いた能動的なクリーニング方法につい ては, 堆積物, 母材に応じて適切なエネルギー密度で照射 することが不可欠である.また、光ファイバ等で核融合炉 内にレーザー光を導入すると予想されるが、遠隔操作のR &D などは今後の課題である. できる限り, 堆積が優勢な 領域に第一ミラーを置くことは避け、正味の堆積が起こり にくい場所, 若しくは②で議論したような堆積を抑制する 条件に整えた上で損耗に強いミラー材を用い、わずかに生 じた堆積に対して上記のクリーニングを実施するというこ とが肝要だと考えられる.

4.1.5 おわりに

ITER およびそれ以降の核融合炉での電子密度計測法の 課題と、それに向けた現在の開発状況について概説した. 干渉計などによる電子密度計測は古くから行われてきたの で、既に確立した手法と考えられがちだが、定常運転、高 い放射線環境という条件のため、将来も高い精度・信頼性 を担保できるとは限らない.そのため、偏光計やディス パーション干渉計等の研究開発が進められており、既存の 装置でその有用性が示されつつある.また、真空容器内反 射鏡の性能維持も大きな課題であり、材料開発・構造の工 夫・クリーニング方法の確立など、いくつかの視点からの 研究開発が盛んに進められている.

謝 辞

本節を執筆するにあたり,第一ミラーの課題に関して大 変有用な議論・コメントを下さった九州大学の吉田直亮教 授,レーザー計測に関して議論・コメントを下さった核融 科学研究所の川端一男教授に心から感謝申し上げます.

参考文献

- [1] A.J.H. Donné et. al., Nucl. Fusion 47, S337 (2007).
- [2] T. Akiyama et. al., Fusion Sci. Tech. 58, 352 (2010).
- [3] K. Kawahata et. al., Rev. Sci. Instrum. 70, 707 (1999).
- [4] T. Akiyama et. al., Rev. Sci. Instrum. 78, 103501 (2007).
- [5] Y. Kawano et. al., Rev. Sci. Instrum. 72, 1068 (2001).
- [6] T. Akiyama et. al., Rev. Sci. Instrum. 74, 1638 (2003).
- [7] M.A. VanZeeland *et. al.*, Rev. Sci. Instrum. **79**, 10E719 (2008).
- [8] V.F. Shevchenko et. al., Plasma Phys. Rep. 22, 28 (1996).
- [9] Ch. Fuchs and H.J. Hartfuss, Phys. Rev. Lett. 81, 1626 (1998).
- [10] T. Akiyama et. al., Rev. Sci. Instrum. 77, 10F118 (2006).
- [11] G. Braithwaite et. al., Rev. Sci. Instrum. 60, 2825 (1989).
- [12] A.J. H. Donne et al., Rev. Sci. Instrum. 75, 4694 (2004).
- [13] S.E.Segre, Phys. Plasmas 2, 2908 (1995).
- [14] F.A. Hopf et al., Opt. Lett. 5, 386 (1980).
- [15] V.P. Drachev et al., Rev. Sci. Instrum. 64, 1010 (1993).
- [16] P.A. Bagryansky et al., Rev. Sci. Instrum. 77,053501 (2006).
- [17] A. Lizunov et. al., Rev. Sci. Instrum. 79, 10E708 (2008).
- [18] T. Akiyama et. al., Plasma Fusion Res. 5, S1041 (2010).
- [19] T. Akiyama et. al., Rev. Sci. Instrum. 81, 10D501 (2010).
- [20] T. Akiyama et. al., Plasma Fusion Res. 5, 047 (2010).
- [21] R. König et. al., Rev. Sci. Instrum. 81, 10E133 (2010).
- [22] T. Akiyama et. al., Rev. Sci. Instrum. 78, 103501 (2007).
- [23] N. Yoshida et. al., Proc. 22nd Int. Conf. on Fusion Energy (2008) FT/2-1.
- [24] V.S. Voitosenya et. al., Rev. Sci. Instrum. 76, 083502 (2005).
- [25] A. Ebihara et. al., J. Nucl. Mater. 363-365, 1195 (2007).
- [26] A. Litnovsky et. al., IAEA -FEC, Korea, ITR/P1-05 (2010).
- [27] V.S. Voitosenya et. al., J. Nucl. Mater. 290-293, 336 (2001).
- [28] A. Litnovsky et. al., Nucl. Fusion 49, 075014 (2009).
- [29] L. Marot et. al., Rev. Sci. Instrum. 78, 103507 (2007).
- [30] D.L. Rudakov et. al., Rev. Sci. Instrum. 77, 10F126 (2006).
- [31] N. Yoshida et. al., 13th ITPA Topical Group Meeting on Diagnostics, Chengdu, China, October 29 - November 2, 2007.
- [32] Y.Zhou et. al., 12th ITPA Topical Group Meeting on Diagnostics, Princeton, USA, March 26-30, 2007.
- [33] T. Akiyama et. al., 18th ITPA Topical Group Meeting on Diagnostics Meeting, Oak Ridge, USA, May 11 - 14, 2010.
- [34] A. Litnovsky et. al., Proc. 23rd Int. Conf. on Fusion Energy (2010) ITR P1-05.
- [35] A. Litnovsky et al., J. Nucl. Mater. 363-365, 1395 (2007).
- [36] E. Mukhin et. al., Nucl. Fusion 49, 085032 (2009).
- [37] Y. Zhou et al., J. Nucl. Mater, in press.
- [38] S. Kajita et al., J. Nucl. Fusion 47, 1358 (2010).

■ 講座 電磁波を用いたプラズマ診断の基礎と最前線

4. ITER 実験での課題と新たな取り組み

4.2 電子サイクロトロン放射計測での問題点と新たな取り組み

出射 浩, AUSTIN E. Max¹⁾

九州大学応用力学研究所高温プラズマ力学研究センター,¹⁾University of Texas, Austin, USA

(原稿受付:2011年6月10日)

本節では, ITER 以降での高磁場環境化の高電子温度プラズマからの電子サイクロトロン放射計測で顕在す る課題と,新たな取り組みについて述べる.主に高電子温度領域で見られる信頼性の高いトムソン散乱計測によ る電子温度計測との差,空間分解能の課題,新たな計測システムへの取り組み,観測周波数の高周波数化による 伝送路の課題について述べる.

Keywords:

ITER, electron cyclotron emission, neoclassical tearing mode suppression

4.2.1 はじめに

2章で概説されているように,電子サイクロトロン放射 (Electron Cyclotron Emission: ECE)計測は,電子が磁場の 周りを旋回するラーマー運動でのサイクロトロン放射を用 いる. 観測周波数は閉じ込め磁場で決まる電子サイクロト ロン基本周波数,またその高調波周波数となる.放射過程 は,電子サイクロトロン波の吸収過程と表裏一体を成すも ので,核融合プラズマの生成・加熱・電流駆動で重要とな る電子サイクロトロン波の共鳴吸収・加熱と併せ,波動伝 播・吸収・放射を扱う理論が包括的に構築されてきた[1]. 放射計測を行う実験手法開発も進められ,3.1節で概説さ れているようなイメージング法といった新規開発の2次元 計測も実際の実験に適用されている.

核融合炉プラズマに関する電子サイクロトロン放射の課 題を取り上げてみる.放射はプラズマ中の電子のエネル ギーを損失する過程であることから、古くから電子サイク ロトロン放射エネルギーの評価が行われてきた[2]. 高電 子温度プラズマでは、通常、電子温度計測に用いる基本波 や第二高調波は、光学的に厚い放射として扱うことができ る. ただし、全放射エネルギーを評価する際は、光学的に 薄い高次 (n >~20 程度まで)の高調波を扱う必要があり、 放射伝搬で再吸収過程,真空容器壁での反射・モード混合 を扱う必要がある.近年, DEMO 炉を意識した非常に高い 電子温度(>~35 keV)プラズマでの放射エネルギーの評 価が行われている. 放射の見積もりには、4.3節で取り上げ られる相対論効果を含め、真空容器壁での反射・モード混 合,再吸収過程を扱い,楕円断面の環状プラズマで放射全 エネルギーが評価されている. 放射エネルギーは、核融合 炉を考える上で重要であるが、ここでは電子サイクロトロ

4.2 Initiative for Challenges on Electron Cyclotron Emission Diagnostics IDEI Hiroshi and AUSTIN E. Max

※本節執筆にあたり、英訳された原稿を基に議論した

ン放射による電子温度計測に焦点を当てるため、本節では 扱わない.詳細は、参考文献[3,4]を参照されたい.

電子温度計測の観点で ITER 以降の電子サイクロトロン 放射の課題は,まず,4.3節で説明される相対論効果による 高調波次数のオーバーラッピングであろう.十分に電子温 度・密度が高くない場合,基本波・第二高調波放射でも光 学的に薄いため,測定される ECE 放射は局所的な電子温度 のみによらず,2章の式(17)で示される輸送方程式で,再 吸収過程,真空容器壁での反射・モード混合を考慮する必 要がある[5].大型核融合装置実験では,通常,十分に電子 温度・密度が高いため,基本波・第二高調波放射は光学的 に厚く,ECE 計測で局所的な電子温度を測定することがで きる.ITER 以降の高電子温度プラズマでは,相対論的広が りが大きくなりオーバーラッピングによって,内側からの 放射は,外側に伝播するにつれて周辺で再吸収されてしま う.詳細は4.3節で述べられる.

ITERでは、自律性の高い燃焼プラズマの制御が必要と される.自律性の高いプラズマでは、細密な分布制御が重 要であり、それをめざしたフィードバック・実時間制御が 求められる.実時間制御では、必要なプラズマパラメータ を正しく、制御整定からのずれが小さなうちに時間遅れな く観測し、制御に用いることが重要である.ECE 計測を用 いた分布制御として、電子サイクロトロン波による局所電 流駆動による新古典テアリングモード(Neoclassical Tearing Mode: NTM)の安定化がある.安定化実験では、ECE 計測で観測された電子温度分布の時間変化から、磁気島 (NTM)位置、その回転周波数、回転位相を求め、モード抑 制に必要な電流駆動アンテナの位置制御、さらに磁気島 O 点に同期した電力変調制御を行う[6].ECE 計測はトムソ

author's e-mail: idei@triam.kyushu-u.ac.jp

ン散乱計測に比べ,時間分解能が高いため,NTM 安定化 実験の電子温度モニタとして重要である.ITER における NTM 安定化に向けた ECE 計測では,オーバーラップ問題 以外にも課題がある.第一に,TFTR 装置,JET 装置など の大型核融合実験装置で,比較的電子温度の高い領域(> 6 keV)で,ECE計測による電子温度と,信頼性の高いトム ソン(非協同)散乱計測による電子温度との差が報告され ている点である.第二の課題として,ITER で想定される 狭い磁気島に対する ECE 計測の空間分解能の問題が挙げ られる.6 keV を超える電子温度領域でトムソン散乱計測 との差を4.2.2節で,空間分解能の課題を4.2.3節で述べ る.

近年,新たな方式の受信システムが試みられている. 3.3節で,これまでのECE 計測で広く用いられてきた 「フィルタバンクを用いたヘテロダイン検波受信システム」 が解説されている.4.2.4節では,新たな取り組みとして, 高速データサンプリング・フーリエ変換を用いた計測シス テムについて述べる.ITER 以降のECE 計測では,高電子 温度計測への対応に加え,高閉じ込め磁場に伴う高周波数 化への対応が必要となる.高周波数化に伴い,伝送路の課 題がある.これまで広く円形コルゲート導波管が伝送路に 用いられてきたが,高周波数化への適用が求められてい る.4.2.5節では,高周波数化へ向けた課題を紹介する.

4.2.2 ECE 計測温度とトムソン散乱計測温度の 違い

図1にJET装置の中性粒子加熱やイオンサイクロトロン 共鳴帯加熱のプラズマで,第二高調波ECE・トムソン散乱 計測で測定された中心電子温度の関係[7]を示す.トムソ ン散乱計測で6keVを超える領域から,ECE計測での輻射 温度との差が顕著になり,ECE計測による温度の方が 2keV程度高く評価される.図2に,同じくJET装置実験 で観測された第二高調波ECE・トムソン散乱計測による 電子温度分布を示す.6keVを越える中心温度領域で,散 乱計測での計測エラーバーを越えて,ECE・トムソン散乱 計測で現れる電子温度の差が,顕著となる.TFTR装置で の加熱やイオンサイクロトロン共鳴帯加熱のプラズマで も,定量的にも同様の差が現れている[8].

ECE 計測による電子温度とトムソン散乱計測による電子温度の差は、電子の速度分布関数の歪みで議論されることが多い. ECE 計測による電子温度計測は、2章の式(44) が示すマクスウェル・ボルツマン分布プラズマからの黒体 放射を基にしている.電子の分布関数がマクスウェル・ボ ルツマン分布と異なれば、ECE 計測で求められる放射温度 *T_r*は、マクウェル・ボルツマン分布で定義される電子温度 と異なる.ここで放射温度 *T_r* は

$$T_{\rm r} = \frac{\int \eta_{\omega}(p) f(p) \,\mathrm{d}^3 p}{\int \eta_{\omega}(p) [\partial f(p)/\partial \varepsilon] \,\mathrm{d}^3 p} \tag{1}$$

で表される[2]. $\int \eta_{\omega}(p) f(p) d^{3}p$ は、2章の式(17)の $j_{n}(\omega)$ を表し、運動量が p+dp から p へと変化する際の単位体積



図1 JET 装置の中性粒子加熱・イオンサイクロトロン共鳴帯加 熱の高密度プラズマでの第二高調波 ECE・トムソン散乱計 測での中心電子温度の関係[7].



図 2 JET 装置実験で第二高調波 ECE・トムソン散乱計測で観測 されたの電子温度分布[7].

あたりの(自発放射による)放射係数を示す.式(1)で示 されるように,放射温度 Tr は分布関数 f(p) とそのエネル ギー ε での微分で表される. 電子がマクスウェル・ボルツ マン分布に従えば、Tr は電子温度となる.エネルギーの高 い非熱化電子が存在する場合、分布関数が高いエネルギー 側にテイル成分を持つことで分布関数の導関数が小さくな り, 放射温度 Tr は電子温度より高く評価される. 式(1)は 磁場に垂直・水平方向に等方な分布関数 f(p) を基にして いるが,異方性を持つ分布関数の場合は,Tr は垂直・水平 方向の運動量[p₁, p₁]に関する微分で表される[1]. 電子サ イクロトロン加熱で特に低密度の場合,磁場に垂直方向に 加熱された非熱化電子が生成される.低域混成波電流駆動 では,磁場に水平方向に加熱された非熱化電子が生成され る.いずれも ECE 計測で求められる放射温度 Tr は電子温 度と異なる.電子サイクロトロン加熱で生成された非熱化 電子の ECE 計測の影響の評価[9]や, ECE の斜め視野観測 からの低域混成波電流駆動プラズマの電子分布関数評価も 行われている[10]. JET 装置実験で用いられている中性 粒子加熱では、荷電交換反応を用いて中性化したイオン温



図3 マイケルソン干渉計による広帯域輻射温度スペクトラム[7].ここで、sは高調波次数.

度よりかなり高いエネルギーの水素や重水素を入射するため、電子が共鳴加速される機構がなく直接的に非熱化電子 は生成されない.

図3にはJET装置実験で測定されたマイケルソン干渉計 による広帯域放射温度スペクトラムを示す.6-8keVの高 密度・高電子温度プラズマでは,第三高調波ECEも光学的 に厚く,局所的な温度計測に適用できる.第三高調波ECE を用いて求めた放射温度は,第二高調波ECEを用いた場合 より2keV程度低くなり,トムソン散乱計測によって求め た電子温度と同程度になる.高いエネルギー側の分布関数 歪みの影響は,高次高調波に影響を与え,高次高調波ECE による放射温度が高く評価される.高次の第三高調波ECE の放射温度が,低次の第二高調波ECE放射温度より低く評 価されており,通常,電子サイクロトロン加熱プラズマ等 で議論されるのとは異なり,低エネルギー側のマクスウェ ル・ボルツマン分布からの分布関数歪みが議論されている.

JET・TFTR 装置での実験を受け,最近,DIII-D 装置で も同様な実験が行われた.観測された放射温度スペクトラ ムで第二・第三高調波の放射温度ピークは,マクスウェ ル・ボルツマン分布から評価された電子温度スペクトルで 良く説明され,JET 装置での結果と異なる[11].JET 実験 で提案された低エネルギー側分布関数歪みの物理描像が はっきりしていないこと,さらに第二高調波観測時,周辺 (同一周波数で第三高調波成分)の分布関数歪みによる寄 与も否定できないことから,JET 装置やTFTR 装置で観測 された ECE 計測による電子温度とトムソン散乱計測によ る電子温度の差は,未だ課題として残っている.斜め視野 でのECE計測で,分布関数の歪みを探る検討等が進められ ている.

4.2.3 空間分解能の課題

磁気島 (NTM) 位置近傍で,電子温度の高いプラズマ内 側では,磁気島 O 点通過によって温度が減少し,温度の低 いプラズマ外側では,温度が上昇することが観測される. 磁気島の内・外側で電子温度の時間変化は180度位相差が 生まれるため,磁気島位置が検出される.磁気島近傍で, 時間分解能の高い ECE 計測による電子温度変化を観測す れば,磁気島 O 点通過や NTM の回転周波数がわかり,回 転に同期した ECH による局所電流駆動によって,有効に NTM が安定化されることが期待される.

磁気島近傍で,磁気島 O 点通過による温度変化を正しく 計測するには,磁気島幅より十分に狭い空間分解能で,温 度の時間変化を計測する必要がある.垂直視野のECE計測 を考える場合,単一観測周波数での空間分解能は,相対論 効果で決まる.視線 s の放射率関数 G(s)

$$G(s) = T_{e}(s) \cdot \alpha(s) \cdot e^{-\tau(s)}$$
(2)

を考える.ここで, $T_e(s)$ は電子温度の視線方向分布, a(s)は2章の式(17)での吸収係数の視線方向分布, $\tau(s)$ は2章の式(18)での光学的厚さの視線方向分布である. 図4にITERで想定される第二高調波270 GHz 計測での (a):吸収係数分布a(s),(b):光学的厚さ分布 $\tau(s)$, (c):放射率関数G(s),(d)放射率関数積分分布を示す. 中心電子温度はおよそ25 keV で密度は 10^{20} m⁻³である. 図4(d)に示されたG(s)の視線方向sで積分した5%-95% 値幅を放射計測の空間分解能として評価する[12].表1に 第二高調波観測での観測位置・周波数,対応する空間分解 能を示す.ITERのECE 計測で求められる空間分解能は a/30(a:プラズマ半径)で,観測主半径位置 R>720 cm でしか満たされない.ITERの場合,磁気島幅はこれまで の大型核融合装置実験よりも狭く,5 cm 以下で2-4 cm



図4 ITER で想定される第二高調波 270 GHz 和計測での(a):吸 収係数分布 α (s),(b):光学的厚さ分布 τ (s),(c):放射率 関数 G(s),(d)放射率関数積分分布[12].



図5 ITER の NTM 安定化実験で想定される電子温度分布.

程度である[13,14]. 図5にITERのNTM安定化実験で想 定される電子温度分布[15]を示す.表1から磁気島位置で の空間分解能は、6 cm 程度と見積もられる.磁気島位置を 検出するには、磁気島の内・外側で180度位相差をもつ電 子温度の時間変化を計測する必要がある. ECE 計測の空間 分解能が磁気島幅より大きいため,NTM によって増減す る電子温度の時間変化を空間的に積分して観測してしま う.表1で評価されているのは、相対論効果による主半径 方向の空間分解能で、計測ビームの品質向上等で改善でき るものではない.厳しい空間分解能条件を満たすため、同 一観測位置の垂直視野と斜め視野との相関計測が検討され ている. 垂直視野, 斜め視野でも, ほぼ表1 で示される空 間分解能しか持たないが,視野距離のわずかな差を利用し, 相関をとることで空間分解能を上げる検討がされている. 垂直視野と斜め視野の相関計測のためのITER ECE 計測シ ステムの光学ユニット検討案[14]を図6に示す。斜め視野 は14度傾いている. 斜め視野ECEは非熱化電子の放射成分 や相関計測による揺動成分の観測にも用いられる.

ITER では磁気島幅 w が狭いため,磁気島近傍での温度 変化量も小さくなる.磁気島での温度変化 *ΔT*_e は,

$$\Delta T_{\rm e} = \frac{w}{2} \frac{\mathrm{d}T_{\rm e}}{\mathrm{d}R} \tag{3}$$

表1 第二高調波観測での観測位置・周波数、対応する空間分解 能[12].

R maj(cm)	620	640	660	680	700	720	740	760	780	800
Freq (GHz)	297	287	279	271	263	256	249	242	236	230
Width (cm)	114	67	27	8.6	7.8	6.9	6.0	5.1	4.4	3.9



図 6 同一観測位置の垂直視野と14度傾いた斜め視野との相関計 測のために検討されている光学ユニット[14].

で決まる.予想される NTM による温度変化量 *∆T_e/T_e* は, 空間分解能の課題を考慮せずとも 2~3% と小さく, 図 6 に 示された光学ユニットに800度の高温校正源を設置する等, 測定精度の確保のための検討も進められている.

4.2.4 新たな計測システムへの取り組み

4.2.3節で説明されたように,ITERのECE計測で求めら れる空間分解能 a/30 (a:プラズマ半径)を満たし,磁気島 (NTM)の位置を検出する分解能を確保することは難し い.これまで議論されているのは,計測システムでの測定 周波数幅によるものでなく,相対論効果によって決まる分 解能である.詳細な分布測定を行うために,計測システム 開発で,新たな取り組みが始まっている.

3.3節で説明されたフィルタバンクを用いたヘテロダイ ン検波受信システムは, ECE 計測でも広く使われてき た. この場合,周波数分解能はフィルタバンクの弁別周波 数幅で決まる.この受信システムの大きな特長は、フィル タバンクで分離された多チャンネルの周波数成分を同時計 測できる点である. ITER の NTM 安定化に向けた ECE 計測を考える上では、詳細な測定周波数を設定し、細密な 分布測定を行うことが重要である.これまでのヘテロダイ ン検波受信システムで、フィルタバンクの弁別周波数幅を 下げ、フィルタ数を上げて詳細な測定周波数値を設定する ことも考えられるが、測定周波数・弁別幅は、準備された フィルタバンク性能で決まってしまう. モード数の異なる 磁気島検出等、目的に応じて時間分解能、測定周波数・弁 別幅が設定できる「高速データサンプリング・フーリエ変 換による ECE 計測システム」が、新たに開発されている. ドイツ・ユーリッヒ研究機構プラズマ物理研究所の TEX-TOR装置では、毎秒8Gサンプルの高速データ取得による フーリエ変換を用いた ECE 計測システムを構築し, ECE 計測を始めた[16].新たな計測システムでは、3.3節で示 されたこれまでのシステムと同様にヘテロダイン検波を 行った後に、中間周波数をフィルタバンクで周波数弁別せ ず、そのまま高速データサンプリングでデータ取得して高 速フーリエ変換 (Fast Fourier Transform: FFT) を行い, 時系列データから周波数スペクトラムを得る. 計測シーケ ンスを考えると、中間周波数を高速データ取得後、FFT 解析を経て、測定周波数スペクトラムが得られることにな る. TEXTOR 装置では、1 kHz 程度の NTM を対象に計測 システムの最適化が図られている.1µs間,8000点のデー タを取得し, 99 μs の間に FFT 解析で 0.5 GHz 幅の中間周 波数帯スペクトラムを500周波数分解(1MHz分解能)で得 る. データ取得時間と中間周波数帯スペクトラムを得る時 間を合わせると 100 us となり, 周波数スペクトラムが 10 kHzで測定され、1kHz程度のNTM安定化に用いることが できる. TEXTOR 装置では、先駆的に FPGA (Field-Programmable Gate Array)を用いて,磁気島 (NTM) 位 置,その回転周波数,回転位相を求め,モード抑制に必要 な電流駆動アンテナの位置制御, さらに磁気島 O 点に同期 した電力変調制御に成功した[6].新たな「高速データサ ンプリング・フーリエ変換を用いた計測システム」を用い た NTM 安定化実験が待たれる.

4.2.5 高周波数化への対応

ITERの ECE 計測で、ヘテロダイン検波受信システムで 計測される周波数領域は、基本波:122-230 GHz、第二高 調波:244-355 GHzである.加えて1 THz近くまでの高周 波数領域で広帯域輻射スペクトラム計測が計画されている [14]. ITER 装置の観測ポートに設置される光学ユニット では、ガウスビームが用いられ、ビーム品質についても検 討されている[12]. ITER 装置の観測ポートに設置される 光学ユニットから受信システムに ECE が伝送されるまで に二重の計測用真空窓が2重に準備され[14],その伝送に はオーバーサイズ円形コルゲート導波管を用いることが検 討されている[12]. 円形コルゲート導波管とは, 円形の導 波管内壁に櫛形矩形の溝をもつ導波管で,主要HE11モード で低損失伝送が行える[17].コルゲート導波管のHE11 モードは、光学ユニットの自由伝播ガウスビーム(TEM00 モード)と電界分布が似通っているため、円形コルゲート 導波管と光学ユニット間のモード間結合が良い. DIII-D 装置の広帯域 ECE 計測のために, 70-350 GHz を伝送でき る円形コルゲート導波管が用いられている. 伝送できる周 波数は、櫛形矩形溝のピッチ長と波長で決まり、ピッチ長が 半波長より大きくなると、溝の周期性からブラック反射を起 こしてしまう.1THz までの高周波数をコルゲート導波管 で伝送しようとすると、コルゲート導波管の溝幅が0.1 mm より小さくなり, 機械工作上, 難しくなる. 現在, サブミ リ波のレーザー伝送で用いられている誘電体導波管の適用 が検討されている.

4.2.6 おわりに

電子サイクロトロン放射は,基本的に電子温度を反映す る黒体放射であるため,古くから広く電子温度測定に適用 されてきた.核融合研究の初期で得られるプラズマは,十 分に電子温度・密度が高くなく,ECEは十分に光学的に厚 くなかったため,局所的な電子温度評価には議論が必要で あった.現在の大型核融合装置の高電子温度・高密度プラ ズマでは,ECEは十分に光学的に厚く,電子の速度分布関 数の歪みに留意すれば,局所的な電子温度を計測すること ができ,プラズマ閉じ込め・熱輸送解析に大きく貢献して きた.しかし,ITER以降の実験では,電子温度が非常に高 くなり,高調波のオーバーラップ等,相対論効果による観 測視野の広がりが問題となる.

ECE は NTM 安定化実験のような能動的分布制御で も、重要なモニタ機能を果たしてきた. ITER 以降の非常 に電子温度が高いプラズマでは、相対論効果等により空間 分解能が問題となる. ECE 観測で空間分解能を上げるた め、相関計測は、局在する電子温度揺動を計測するために 用いられた計測手法で、アレイアンテナによる ECE 計測に も応用されようとしている. 高速データサンプリング・フー リエ変換による細密な分布測定と併せ、ITER での NTM 安定化実験に向けた課題を克服することに期待する.

4.2.7 謝辞

本節執筆にあたり、その機会を与えていただき、丁寧に 議論いただきました九州大学:間瀬淳博士に感謝いたしま す.核融合科学研究所:久保伸博士、九州大学:稲垣滋博 士には、細部にわたり議論いただきました.本講座の企画 立案につき、核融合科学研究所:川端一男博士、秋山毅志 博士に感謝を表します.

参 考 文 献

- [1] M. Bornatici, R. Cano, O. De Barbieri and F. Engelmann, Nucl. Fusion 23, 1153 (1983).
- [2] G. Bekefi, *Radiation Process in Plasma* (Wiley, New York, 1966).
- [3] F. Albajar, M. Bornatici and F. Englmann, Nucl. Fusion 42, 670 (2002).
- [4] F. Albajar, M. Bornatici and F. Englmann, Nucl. Fusion 49, 115017 (2009).
- [5] H. Idei, S. Kubo, M. Hosokawa, H. Iguchi, K. Ohkubo and T. Sato, Jpn. J. Appl. Phys. 33 (3A), 1543 (1994).
- [6] 小特集として,出射 浩:プラズマ・核融合学会誌 86, 536 (2010).
- [7] E. de la Luna, V. Krivenski, G. Giruzzi, C. Gowers, R. Prentice, J.M. Travere and M. Zerbini, Rev. Sci. Instrum. 74, 1414 (2003).
- [8] G. Taylor, C.W. Barnes, A. Cavallo, P.C. Efthimion, K.W. Hill, H.K. Park, J.E. Stevens, S. Tamor, M.C. Zarnstorff and S. Zweben, Plasma Phys. Controlled Fusion 31, 1957 (1989).
- [9] 最近では, S. Kubo, H. Igami, Y Nagayama, S. Muto, T. Shimozuma, Y. Yoshimura, H. Takahashi and T. Notake, J. Plasma Fusion Res. SERIES 8, 1095 (2009).
- [10] 最近では, L. Figini, P. Platania, D. Farina, S. Garavaglia, G. Grossetti, S. Nowak, X. Sozzi and JET-EFDA CON-TRIBUTORS, Proceedings of the 16th Joint Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Resonance Heating (2010) 184.
- [11] M.E. Austin, *Private Communication*.
- [12] M.E. Austin, P.E. Phillips, W.L. Rowan R.F. Ellis and A.E. Hubbard, *Review of ITER ECE System Final Report* (2007).
- [13] R. La. Haye, Proceedings of the 15th Joint Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Resonance Heating (2009) 87.
- [14] V.S. Udintsev, G. Vayakis, A.E. Costley, K.M. Patel, C.S. Pitcher, C.I. Walker, M.J. Walsh, M. Benchikhoune, D. Bora, A. Dammann, M.A. Henderson, B. Levesy, A. Tesini, S. Danani, H. Pandya, P. Vasu, M.E. Austin, P.E. Philips, W.L Rowan, R. Feder and D. Johnson, Fusion Sci. Technol. 59, 678 (2011).
- [15] M.E. Austin, Fusion Sci. Technol. 59, 647 (2011).
- [16] W.A. Bongers, D.J. Thoen, E. Westerhof, A.PH. Goeda, M.R. Baar, M.A. Van den Berg, V. Van, Beveren, M.F. Graswinckel, P. Nuij, J.W. Oosterbeek and B.A. Hennen, Proceedings of the 16th Joint Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Resonance Heating (2010) 202.
- [17] 解説として, 久保 伸: 核融合研究 66, 581 (1991).

4. ITER 実験での課題と新たな取り組み

4.3 電磁波測定における相対論的効果の導入

北條仁士,間瀬 淳¹⁾ 九州大学産学連携センター¹⁾ (原稿受付:2011年5月30日)

プラズマ中電磁波伝搬の理論およびプラズマの電磁波計測を議論する際,計測の対象とする電子の温度の効果は無視されることが多い.電子温度が上昇し,速度分布が10-100keVに分布してくると,相対論的効果を無 視することができなくなる.本講座2章で紹介した透過干渉測定,反射測定,および電子サイクロトロン放射測 定への相対論的効果を導入した場合の影響について記述する.

Keywords:

plasma diagnostics, electromagnetic waves, relativistic effect, interferometry, reflectometry, ECE

4.3.1 はじめに

第2章では、プラズマ中電磁波伝搬の基礎方程式から、 プラズマのパラメータ(密度、磁場)および電磁波の周波 数の関数で表される誘電率(屈折率)の表式を導出し、計 測に利用する手法を記述した.その際、電磁波との相互作 用の対象となるプラズマの電子温度を無視する低温プラズ マ近似を適用した.電子温度10keV以下の場合、低温プラ ズマ理論による誘電率の表式は良い近似で成り立つ.近年 の大型実験装置やITERプラズマでは、電子温度が10keV 以上となるため、温度の効果(相対論的効果)を含める必 要がある[1-4].本節では、特にITERマイクロ波計測でも 重要な役割を果たすと期待されている、透過干渉計測、反 射計測を中心に相対論的効果について記述する.

本節における式の導出および実験シミュレーションに は、主として有限差分時間領域(Finite Difference Time Domain: FDTD)法コードによる計算を利用した.装置が 大型化するにつれ、計測システムの設計・製作を効率よく 進めていくために、計算機を用いた装置のシミュレーショ ンを行っていくことが極めて有効な手段と考えられる[5].

4.3.2 基礎方程式と分散関係

計算のための基礎方程式は,第2章でも記述したよう に,電場Eおよび磁場Bに対するマクスウェル方程式と誘 導電流密度Jに対する式で構成される.

$$\frac{\partial}{\partial t} \boldsymbol{B} = -\nabla \times \boldsymbol{E}$$
$$\frac{\partial}{\partial t} \boldsymbol{E} = c^2 \nabla \times \boldsymbol{B} - \frac{1}{\varepsilon_0} \boldsymbol{J} \quad , \tag{1}$$

4.3 Introduction of Relativistic Effect to Electromagnetic-Wave Diagnostics HOJO Hitoshi and MASE Atsushi

$$\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{J} = \boldsymbol{\varepsilon}_0 \boldsymbol{\omega}_{\rm pe}^2 \boldsymbol{E} - \frac{\boldsymbol{e}}{\boldsymbol{m}_{\rm e}} \boldsymbol{J} \times \boldsymbol{B}_0$$

ただし、 $\omega_{pe} (= (e^2 n_e / m_e \varepsilon_0)^{1/2})$ は電子プラズマ振動数、cは 光速、 ε_0 は真空中の誘電率、 m_e は電子の静止質量、 B_0 は外部磁場である. (1)式は、外部磁場に垂直に伝搬す る、正常波、異常波いずれの場合も記述することができる. $B_0 = B_0 \mathbf{e}_z$ (\mathbf{e}_z はz 方向の単位ベクトル)のとき、 E_z 成分を もつ正常波は次の分散関係をもつ.

$$\omega^2 = \omega_{\rm pe}^2 + c^2 k^2.$$
 (2)

ω および *k* は電磁波の振動数と波数である.他方, *E_x* およ び *E_y* 成分を有する異常波の分散関係は次式で表される.

$$\left(\frac{kc}{\omega}\right)^2 = 1 - \frac{\omega_{\rm pe}^2}{\omega^2} \cdot \frac{\omega^2 - \omega_{\rm pe}^2}{\omega^2 - \omega_{\rm pe}^2 - \omega_{\rm ce}^2} , \qquad (3)$$

ただし、ωce は電子サイクロトロン振動数である. 高温プラズマにおける電磁波伝搬の場合、上式における電 子の質量に相対論的効果を導入することが必要となる.以 下,透過干渉測定および反射測定に対してこの影響を議論 する.

4.3.3 透過干渉測定における相対論的効果[6]

相対論的効果を導入した正常波(O-mode)の分散関係 は、マクスウェル分布をしたプラズマでは、(2)式より、

$$\frac{kc}{\omega} = \left[1 - \frac{1}{A} \left(\frac{\omega_{\rm pe}^2}{\omega^2}\right)^2\right]^{1/2} \tag{4}$$

となる. A は電子の質量への相対論的効果による補正係数 であり,次式で与えられる

corresponding author's e-mail: mase@astec.kyushu-u.ac.jp

Lecture Note

$$A = \frac{3K_2(\rho)}{\rho^2 \int_0^\infty dp \, \left(p^4/\gamma^2\right) e^{-\rho\gamma}} \,, \tag{5}$$

ただし、 $\rho = m_e c^2 / T_e$, $\gamma = (1 + p^2)^{1/2}$, $p = |p| / (m_e c)$, $p = \gamma m_e v_{te}$. T_e は電子温度, v_{te} は電子の熱速度, $K_2(\rho)$ は変形ベッセル関数である.

相対論的効果がそれほど強くない場合について補正係数 Aの値を評価してみよう.

$$e^{-\rho\gamma} \simeq e^{-\rho} e^{-\rho \frac{p^2}{2}} \left(1 + \rho \frac{p^4}{8} \right)$$
 (6)

と近似することができるので,

$$A = \frac{3K_{2}(\rho)}{\rho^{2} \int_{0}^{\infty} dp \left(p^{4} / \gamma^{2} \right) e^{-\rho \gamma}} \\ \approx \frac{3K_{2}(\rho)}{\rho^{2} e^{-\rho} \int_{0}^{\infty} dp p^{4} e^{-\rho \frac{p^{2}}{2}} \left(1 + \rho \frac{p^{4}}{8} \right)}$$
(7)
$$\approx \frac{3e^{-\rho} \sqrt{\frac{\pi}{2\rho}} \left(1 + \frac{15}{8\rho} \right)}{\rho^{2} e^{-\rho} \left(\frac{2}{\rho} \right)^{5/2} \frac{3\sqrt{\pi}}{8} \left(1 - \frac{5}{8\rho} \right)} \approx 1 + \frac{5}{2\rho}$$

となる.

Mazucatto の論文では, $A = (1+5/\rho)^{1/2}$ が導かれている [4]. 近似式は, $T_e \sim 60 \text{ keV}$ まで,元のAの値とよく一致 していることが示されている[6].

干渉計では、2章(25)式で記述した透過波と参照波の間 の位相差を測定する. $n_e \ll n_c$ の時、位相差 $\phi(x)$ は次式の ようになる.

$$\phi(\mathbf{x}) \cong \frac{\pi}{\lambda n_{\rm c}} \int_{Y_1}^{Y_2} \frac{n_{\rm e}(\mathbf{r})}{A} \mathrm{d}\mathbf{y} \simeq \frac{2\pi}{\lambda n_{\rm c}} \int_{\mathbf{x}}^{a} \frac{n_{\rm e}(\mathbf{r})}{A} \frac{\mathbf{r} \mathrm{d}\mathbf{r}}{\sqrt{\mathbf{r}^2 - \mathbf{x}^2}} ,$$

$$\mathbf{r} > \mathbf{x}, \qquad (8)$$

ここで、 $n_{c} = \omega^{2} m_{e} \epsilon_{0} / e^{2}$ は入射波の周波数に対応するカットオフ密度、aはプラズマの半径である.

説明を簡単にするため,密度分布として軸対称なパラボ リック分布を仮定すると,

$$n(r) = n_{\rm e} \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2 \right] \tag{9}$$

で表わされ、位相差(8)式は次のようになる.

$$\phi(x) = \frac{4\pi a}{3\lambda} \frac{n_{\rm e}}{An_{\rm c}} n_{\rm e} \left[1 - \left(\frac{x}{a}\right)^2 \right]^{3/2}.$$
 (10)

図1の縦軸は、(10)式で与えられる位相の径方向分布に おいて、電子温度を0とおき、x = 0での値で規格化したも ので、電子温度が20 keV になると、電子温度を無視した場 合(低温近似)と比較して約10%の差が生じることになる。

軸対称性の仮定より、アーベル変換を用いた再構成

$$n(r) = -\frac{\lambda n_c}{\pi^2} \int_r^a \frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}x} \frac{\mathrm{d}x}{\sqrt{x^2 - r^2}} , \qquad x > r, \qquad (11)$$



図1 異なる電子温度に対する位相の径方向分布.

を計算する. (10)式を(11)式に代入すると,次式が得られる.

$$n(r) = \frac{n_{\rm e}}{A} \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2 \right] \tag{12}$$

再構成された電子密度は、元の分布(9)式と比較して係数 A の値だけ低く表示されることになる.これは、再構成に使用するアーベル変換の式((11)式)に相対論的効果が含まれていないために生じるものである.アーベル変換の式を

$$n(r) = -A \frac{\lambda n_c}{\pi^2} \int_r^a \frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}x} \frac{\mathrm{d}x}{\sqrt{x^2 - r^2}} , \qquad x > r$$
(13)

のように修正することにより,正しい密度分布を導出する ことが可能となる.

4.3.4 反射測定における相対論的効果

反射計測定では、相対論的効果による電子の質量の変化 によるカットオフ層の変位が直接影響することになる.電 子の質量 $m_e \epsilon m_e (1+5/\rho)^{1/2}$ とおくと、相対論的効果を考 慮した場合と考慮しない場合のカットオフ密度の変化は、

$$\frac{\Delta n}{n_{\rm c}} = \frac{n_{\rm c,rel} - n_{\rm c}}{n_{\rm c}} \cong \sqrt{1 + 5/\rho} - 1 \cong \frac{5}{2}\rho \qquad \text{(O-mode)}$$

$$\frac{\sqrt{1 + 5/\rho} - 1}{1 - \omega_{\rm ce}/\omega} \qquad (X-mode)$$
(14)

となる. これより, 異常波モード (X-mode) の場合その影響が顕著になることがわかる.

図2および図3に、FDTDコードを用いてプラズマ中の 電磁波伝搬(電界成分およびポインティングベクトルの成 分)を計算した結果を示す. 伝搬モードは異常波,計算の 条件は,周波数70 GHz,外部磁場 $B_0 = B_0 e_y, B_0 = 2$ T,電 子温度は一様などである. また,密度分布は次式とした.

$$n(x) = n_0 \exp[-(\bar{x}/L_n)^2], \bar{x} = x - 180,$$
(15)

ただし, $n_0 = 4 \times 10^{13}$ cm⁻³, $L_n = 75$ mm である. カットオフ の位置は, $T_e = 0.1$ keV に対して $x_c = 98.2$ mm, $T_e = 20$ keV に対して $x_c = 112.5$ mmが導出され, 図 2 から評価される値 とよく一致していることがわかる.

実際に反射計による密度分布再構成への影響を,パルス



図 2 異なる電子温度に対する電磁界の振る舞い:(上)電界 *E*_z(*x, z, t*) (*z*=0),(下)ポインティングベクトル成分 *S*_x(*x, z, t*) (*z*=0)(*T*_e = 20 keV(実線),0.1 keV(点線))[7].



図3 異なる電子温度に対する密度分布再構成[7].

反射計に対する計算機シミュレーションで調べてみる.プ ラズマの条件は,

$$n(x) = n_0 \exp[-(\bar{x}/L_n)^2], \bar{x} = x - 1000$$

$$T_e(x) = T_{e0} \exp[-(\bar{x}/L_T)^2], \bar{x} = x - 180,$$
(16)

ただし, $n_0 = 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $L_n = 200 \text{ mm}$, $L_T = 300 \text{ mm}$,

 $T_{e0} = 20 \text{ keV}$ および100 keV,外部磁場 $B_0 = B_0 e_y, B_0 = 1 \text{ T}$ である.また、入射波は、パルス幅 16.7 ps のガウシアンパルスとする.

パルス反射計 (レーダ) では群遅延 $\tau(\omega)$ が得られ,密度 分布は、次式で表わされるアーベル変換公式から導出され る.

$$x(\omega_{\rm pe}) = \int_0^{\omega_{\rm pe}} \mathrm{d}\omega \, \frac{c\tau(\omega)}{\pi \sqrt{\omega_{\rm pe}^2 - \omega^2}} \,. \tag{17}$$

図3に, $T_e = 20 \text{ keV}$ および 100 keV に対して, (17) 式 を用いて再構成した密度分布を示す. n(x) はモデルとして 与えた密度分布, $n^*(x)$ が相対論的効果を導入した場合の 密度分布である.

$$n^{*}(x) = \frac{n(x)}{\sqrt{1 + \frac{5T_{e}(x)}{m_{e}c^{2}}}} .$$
(18)

電子温度が100 keV になると相対論的効果による密度分布 のずれが顕著になっていることがわかる.

干渉計の場合と同様,アーベル変換について考察する. 群遅延は群速度vgを用いて計算することができる.群速度 は正常波モードの分散関係(4)式より

$$v_{\rm g} = \frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}k} = .\mathrm{c}\sqrt{1 - \frac{1}{A} \left(\frac{\omega_{\rm pe}}{\omega}\right)^2} \tag{19}$$

となる.したがって,群遅延は

$$\tau(\omega) = 2 \int_{-x_0}^{x_r} \frac{\mathrm{d}x}{v_{\mathrm{g}}} = \frac{2(x_0 - a)}{c} + \frac{a}{c} \lambda \ln\left(\frac{1 + \lambda}{1 - \lambda}\right)$$
(20)

となる.

相対論的効果を考慮しないアーベル変換の式は,

$$\begin{aligned} x_r &= \frac{c}{\pi} \int_0^{\omega_{\text{pe}}} \frac{\tau(\omega)}{\sqrt{\omega_{\text{pe}}^2 - \omega^2}} d\omega \\ &= \frac{c}{\pi} \int_0^\beta \frac{1}{\sqrt{\beta^2 - y^2}} \left[\frac{2(x_0 - a)}{c} + \frac{a}{c} y \ln\left(\frac{1 + \lambda}{1 - \lambda}\right) \right] dy \\ &= x_0 - a + \frac{a}{\pi} \int_0^\beta \frac{\sqrt{\beta^2 - y^2}}{1 - y^2} dy \end{aligned}$$
(21)
$$&= x_0 + \frac{2a}{\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{1/\beta^2 - 1}{1/\beta^2 - 1 + \cos^2 \theta} dy \\ &= x_0 + a \sqrt{1 - \beta^2} = x_0 + a \sqrt{1 - A \frac{n(x)}{n_0}} ,$$

$$\beta^2 = A (\omega_{\text{pe}} / \omega_{n_0})^2 = An(x) / n_0 \end{aligned}$$

となるため、この式を用いて再構成された密度分布は、

$$n(r) = \frac{n_0}{A} \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2 \right] \tag{22}$$

となる.一方,相対論的効果を考慮したアーベル変換

$$x_r = \frac{c}{\pi} \int_0^{\omega_{\rm pc}/\sqrt{A}} \frac{\tau(\omega)}{\sqrt{\omega_{\rm pc}^2/A - \omega^2}} \mathrm{d}\omega \quad . \tag{23}$$

を適用することにより、当初モデルとして与えた

$$n(r) = n_0 \left[1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2 \right] \tag{24}$$

が得られる.

図4に $T_e = 20 \text{ keV}$ および40 keVに対して,(21)式および(23)式のアーベル変換を用い再構成した密度分布を示す.

電子温度の違いが密度分布再構成に影響することを利用 して,反射計測定を電子温度の評価に利用することが可能 か考察する.密度分布n(r)が別の計測手段により求められ たとすると,反射計で得られた再構成分布 n*(r) から電子 温度は(18)式を用いて,

$$T_{\rm e}(r) = \frac{m_{\rm e}c^2}{5} \left[\left(\frac{n}{n^*} \right)^2 - 1 \right]$$
(25)

とおくことができる.

図5に反射計により得られた電子温度分布を示した. (25)式のn*には、図3で得られた分布を適用している.電子温度が高くなると、モデル分布に近くなることが見られる.

4.3.5 サイクロトロン放射測定における相対論 的効果の影響

第2章で記述したように,電子サイクロトロン放射 (ECE)測定では,放射周波数でのプラズマの光学的厚さ が1より大きいときには,放射パワーを測定することによ り電子温度を決定することができる.また,放射周波数 (ECE 周波数)は閉じ込め磁場の関数であるため,受信パ ワーの周波数スペクトルから電子温度の半径方向分布が得



図4 アーベル変換により再構成された密度分布.実線:モデル 分布,×印:(21)式による再構成,○印:(23)式による再構成結果.

られることになる.

ECE 測定における相対論的効果の研究は,高温プラズマ の電子温度測定における最も大きな課題の一つとなってお り,いくつかの報告がある[8,9].ここでは,最近の話題に ついて記述する.

大型磁場閉じ込め装置における ECE 測定で大きな問題 となっているのは、Harmonic overlap と呼ばれる、装置の 外側、すなわち弱磁場側でみた場合のECEの低次高調波と 高次高調波の重なりがある(第2章図6参照).このとき、 ECE パワーの周波数スペクトルから電子温度分布を導出 することができる領域が限定されることになる.放射の吸 収領域の広がりも測定を困難にする[10-12].図6に ITER プラズマで想定される密度および温度に対する X-mode ECE の吸収領域 Contour plot を示す.Contour plot の分布 の色が白い領域ではloga > 0、すなわちa > 1であり光学的 厚さも大きく、放射が吸収されることになる.

高調波の重なりがなく,相対論的効果も無視できる場合 には、ECE 放射は、例えば、第2高調波周波数のところで のみ光学的厚さが大きく、その他の領域では光学的に薄い ため、半径方向の全領域で受信し、電子温度分布を求める ことができたが、図6の特に高温・低密度(下図)のよう な場合には、ECE 第2高調波を弱磁場側から観測する場 合、R=4.5-5mの領域からの放射は、第3高調波が受信 パワーに寄与することになる.また、R=5-6mの領域か らの放射は強い吸収を受けることになる.

4.3.4において,反射計測定から電子温度分布導出の可 能性について議論したが,ECE 計測においても,相対論的 効果を用いて電子密度を評価する可能性についての報告も ある[13].ECE をトーラス内側(強磁場側)から観測した



図5 電子温度 T_e=20 keV および100 keV に対する電子温度の再 構成結果:実線はモデル分布、○印は反射計により得られ た再構成分布.



図 6 ITER プラズマにおける X-mode ECE 吸収領域: (上) $T_e = 27 \text{ keV}$, line averaged density is $1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$, (下) $T_e = 45 \text{ keV}$, line averaged density is $0.6 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ [11,12].

場合, ECE 周波数が相対論的効果により低い周波数側に大 きくシフトするが, この周波数のずれは電子温度にほぼ単 調に比例し, 電子密度に依存する. この依存性から電子密 度を評価するものである.

4.3.6 まとめ

透過干渉法,反射法,および放射(ECE)法について,相 対論的効果を導入した場合の影響について記述した.これ ら計測法は基本的なものであり,計測原理そのものは確立 されたものであるが,ITERのような燃焼プラズマ装置に 対しては,様々な新しい課題が生じることになる.ここで 記述した相対論的効果の影響については,現在主要な課題 の一つであり,二,三次元(Full Wave)コードを用いた電 磁波伝搬解析が,実際の計測システムの設計・製作にも大 きな役割を果たすと考えられている.

あとがき

本節は、北條仁士先生が発表された論文をもとに記述したものである.参考にした研究成果は、科学研究費特定領域研究(No.16082205, No.20026003)により行われた.

参 考 文 献

- D.B. Batchelor, R.C. Goldfinger and H. Weitzner, Phys. Fluids 27, 2835 (1984).
- [2] H. Bindslev, Plasma Phys. Control. Fusion 33, 1775 (1991).
- [3] H. Bindslev, Plasma Phys. Control. Fusion 35, 1093 (1993).
- [4] E. Mazzucatto, Phys. Fluids B4, 3460 (1992).
- [5] H. Hojo, Y. Kurosawa and A. Mase, Rev. Sci. Instrum. 70, 983 (1999).
- [6] H. Hojo, A. Mase and K. Kawahata, Plasma Fusion Res. 4, 010 (2009).
- [7] H. Hojo, A. Mase and K. Kawahata, Plasma Fusion Res.
 2, S1022 (2007).
- [8] M. Bornatici and U. Ruffina, in "Diagnostics forExperimental Thermonuclear Fusion Reactors2" eds. P. Stott, G. Gorini, P. Prandoni, and E. Sindoni (Plenum, New York and London, 1998) p. 181-184.
- [9] M. Sato, N. Isei and S. Ishida, Jpn. J. Appl. Phys. 34, L708 (1995).
- [10] H.J. Hartfuss, R. Konig and A. Werner, Plasma Phys. Control. Fusion 48, 83 (2006).
- [11] A.J. H. Donne, Int. Workshop on Microwave and Laser Diagnostics (IWMM2008), Fukuoka (2008).
- [12] M.E. Austin et al., Review of ITER ECE System, Final Report (U. Texas, 2007).
- [13] M. Sato, A. Isayama, N. Iwama and K. Kawahata, Jpn. J. Appl. Phys. 44, L672 (2005).

■ 講座 電磁波を用いたプラズマ診断の基礎と最前線

5. おわりに

間瀬 淳 九州大学産学連携センター (原稿受付:2011年5月30日)

マイクロ波・ミリ波領域の電磁波を用いた計測法は,全 天候型の遠隔探査(リモートセンシング)や,誘電体媒質 中の透過特性を生かした,物体内部の非破壊検査の手段と して,様々な分野で適用されてきた.プラズマ物理の分野 では,プラズマの遮断周波数,共鳴周波数などの特性周波 数が,マイクロ波,ミリ波に分布し,電磁波とプラズマと の相互作用が興味をもたらすこともあり,プラズマ物理の 研究が盛んになりつつあった1960年前後から,放射,散乱 などの素過程の研究を中心に進められてきた.

1970年前後からは、トカマクを中心とした磁場閉じ込め 方式の進展によりプラズマが高温・高密度化し、プローブ に代わる非接触、非摂動計測法として、分光計測や粒子計 測とともに、殆どの磁場閉じ込め装置に適用されるように なった.

電磁波計測法は,透過(干渉/偏光)法,反射法,放射 法,および散乱法に分類され,その原理や理論的背景,シ ステム開発,計測手法,および計測分解・誤差評価などの 研究が進められ,多くの研究成果が発表されている.

「シーズ (seeds) とニーズ (needs) 」というキーワード は、産業界ではよく使われる言葉であるが、プラズマ計測 研究の分野においても、このキーワードを当てはめてみる ことができる.「シーズ」は計測技術および計測システム のための要素技術であり、プラズマ側がその運転や物理機 構解明のために必要とするパラメータ、およびその時間・ 空間分解能を「ニーズ」ということができる.

本講座を例にとると、第3章「先進計測技術・最近の進展」の中の「3.1 マイクロ波イメージング」は、最近のマ イクロ波・ミリ波デバイスの集積化、電子計算機のハー ド、ソフト両面における技術がシーズであり、磁場閉じ込 め装置におけるプラズマ密度・温度の二次元・三次元分布 計測、プラズマ揺動の時間・空間解析の重要性がニーズと なり発展してきたものである.「3.2 ドップラー反射計」 では、揺動の波数スペクトル計測に用いられてきた散乱計 測と最近著しい進展がある反射計測との融合技術がシーズ としてあり、プラズマの異常輸送の研究における回転計測 の重要性がニーズとなってきた.「3.3 散乱計測」につい ては、完全電離プラズマにおけるイオン温度(速度分布関 数)測定のためのコレクティブ散乱の重要性は、30年以上 も前から提唱されてきたが,技術的困難さから実現が遅れ ていた.プラズマ閉じ込めの研究が進展し,燃焼プラズマ 研究の必要性が現実なものなってきた現在,プラズマ燃焼 実験におけるアルファ粒子,特に閉じ込められたアルファ 粒子の計測が緊急な課題(ニーズ)となっている.プラズ マ計測へのジャイロトロン発振器の適用に関する技術,マ イクロ波伝送回路の技術,さらには信号処理技術における 進展がこれを現実にするものとして適用されてきたわけで ある.

第4章「ITER 実験での課題と新たな取り組み」におい ても同様である.すなわち,次期装置計画の実現,ITER 装置の建設および運転により,燃焼プラズマの計測という 新しい挑戦が始まっており,長年開発・改良が進められ, 基本的には確立したと考えられている,透過(干渉/偏 光),反射,放射計測においても,さらなる改良が不可欠と なっている.「4.1 電子密度計測の課題と開発状況」, 「4.2 電子温度計測の課題と開発状況」,「4.3 電磁波測 定における相対論的効果の導入」では,いずれも燃焼プラ ズマ計測では不可避で,最も重要な課題(ニーズ)と,そ れを解決するべく進められている技術開発(シーズ)が紹 介されている.

これまでに述べてきたように,「シーズとニーズ」の密 接な結びつきがプラズマ計測の研究基盤となってきたこと は言うまでないが,計測法や構成要素において最先端の技 術を追求することや,プラズマ物理の解明に不可欠となる パラメータを同定するための理論的背景が明らかになるこ とで,計測研究のブレークスルーが得られることも多々あ る.計測グループだけでなく,他の研究グループや理論研 究者との研究協力もきわめて重要となっている.

本講座で紹介している電磁波計測法は,高温・高密度プ ラズマを対象とすることが多いが,プラズマの屈折率(誘 電率)は,電磁波の周波数とプラズマ周波数あるいは電子 サイクロトロン周波数の比の関数であり,実験室プラズマ のように低磁場,低密度に対しては,周波数を下げること により使用することができる.たとえば,周波数8-18 GHz のマイクロ波領域を利用し,透過干渉計,反射計を 組み立てることができれば,計測システムは,すべて同軸 部品あるいは集積化基板回路で構成することができるた

5. Conclusion

MASE Atsushi

author's e-mail: mase@astec.kyushu-u.ac.jp

め、極めて小型かつ安価となる.十分適用する価値はある と考えている.

第1章にも記述されているように、本講座は、電磁波を 用いたプラズマ計測の基礎となる電磁波伝搬解析および計 測原理から、プラズマ先進計測における最近の進展、さら に ITER を含めた燃焼プラズマ計測での課題について記述 されており,プラズマ科学や核融合学の研究をスタートし た学生,大学院生は勿論,プラズマ・核融合の研究者やコ ミュニティにも有益なものとなっている.電磁波計測法の 開発・改良が進むとともに,これら計測法を利用しプラズ マ・核融合分野の研究がさらに進んでいくことを願ってい る.