



## 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. Max<sup>1)</sup>

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, <sup>1)</sup>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 ( $n > \sim 20$  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 ( $> \sim 35$  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 計測はトムソン

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

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、高周波数化に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 6 keV 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 2 keV 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。6 keV 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、マクスウェル・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

$$T_r = \frac{\int \eta_\omega(p) f(p) d^3p}{\int \eta_\omega(p) [\partial f(p) / \partial \epsilon] d^3p} \quad (1)$$

で表される[2]。  $\int \eta_\omega(p) f(p) d^3p$  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

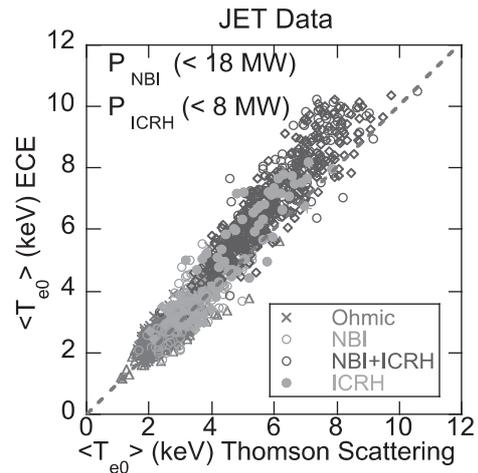


図1 JET装置の中性粒子加熱・イオンサイクロトロン共鳴帯加熱の高密度プラズマでの第二高調波 ECE・トムソン散乱計測での中心電子温度の関係[7]。

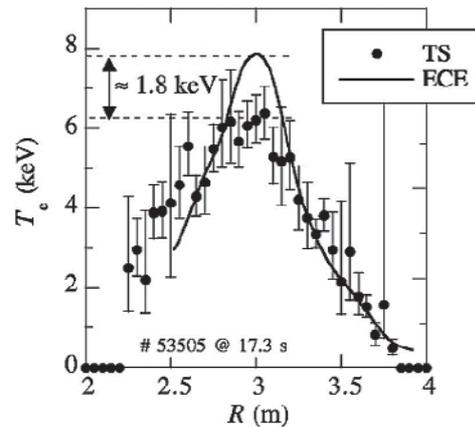


図2 JET装置実験で第二高調波 ECE・トムソン散乱計測で観測された電子温度分布[7]。

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  $T_r$  は分布関数  $f(p)$  とそのエネルギー  $\epsilon$  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、 $T_r$  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  $T_r$  は電子温度より高く評価される。式(1)は磁場に垂直・水平方向に等質な分布関数  $f(p)$  を基にしているが、異方性を持つ分布関数の場合は、 $T_r$  は垂直・水平方向の運動量 [ $p_\perp, p_\parallel$ ] 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  $T_r$  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

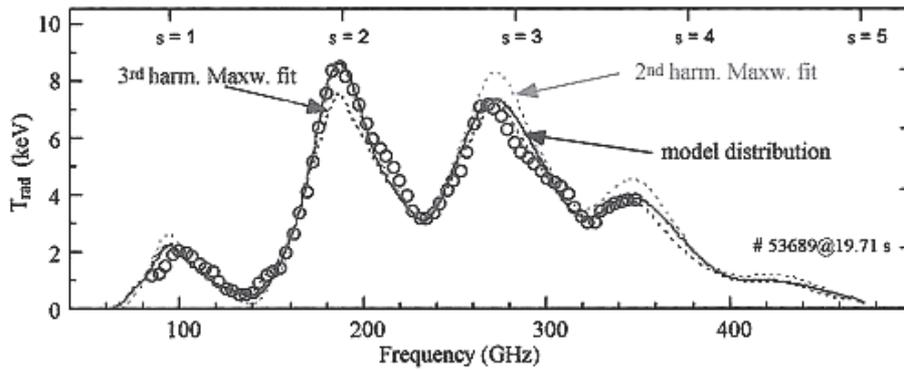


図3 マイケルソン干渉計による広帯域輻射温度スペクトラム[7]. ここで、s は高調波次数.

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。6-8 keV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2 keV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)

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

を考える。ここで、 $T_e(s)$  は電子温度の視線方向分布、 $\alpha(s)$  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  $\alpha(s)$ , (b) : 光学的厚さ分布  $\tau(s)$ , (c) : 放射率関数  $G(s)$ , (d) 放射率関数積分布を示す。中心電子温度はおよそ 25 keV で密度は  $10^{20} \text{ m}^{-3}$  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  $R > 720 \text{ cm}$  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

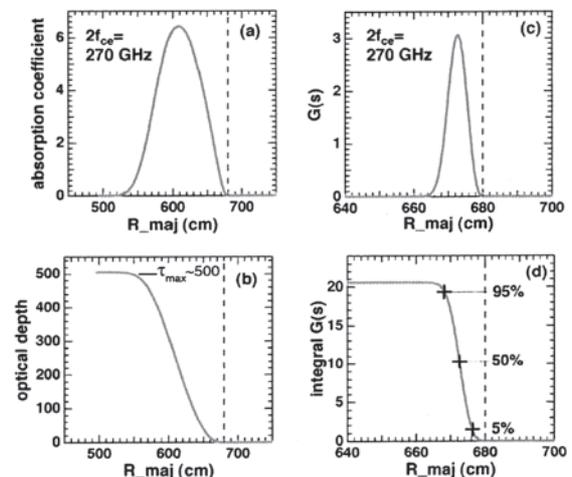


図4 ITERで想定される第二高調波 270 GHz 和計測での (a) : 吸収係数分布  $\alpha(s)$ , (b) : 光学的厚さ分布  $\tau(s)$ , (c) : 放射率関数  $G(s)$ , (d) 放射率関数積分布 [12].

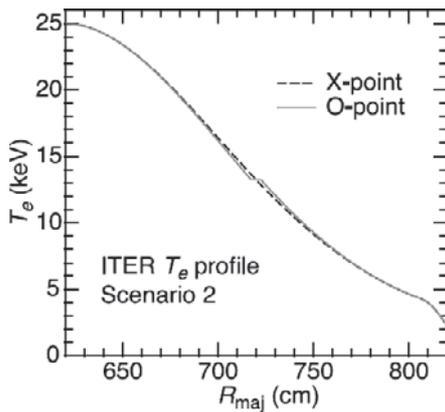


図5 ITERのNTM安定化実験で想定される電子温度分布。

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  $\Delta T_e$  は、

$$\Delta T_e = \frac{w}{2} \frac{dT_e}{dR} \quad (3)$$

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

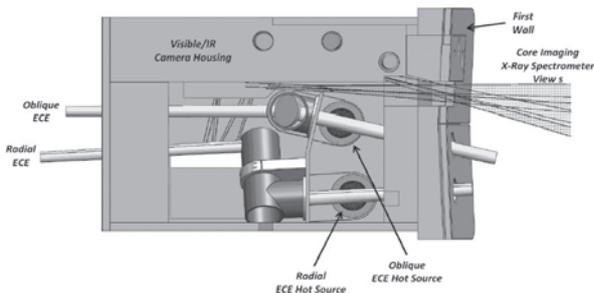


図6 同一観測位置の垂直視野と14度傾いた斜め視野との相関計測のために検討されている光学ユニット[14]。

で決まる。予想されるNTMによる温度変化量  $\Delta T_e/T_e$  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TEXTOR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。1  $\mu$ s間、8000点のデータを取得し、99  $\mu$ s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(1 MHz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  $\mu$ sとなり、周波数スペクトラムが10 kHzで測定され、1 kHz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楕形矩形の溝をもつ導波管で、主要 HE<sub>11</sub> モードで低損失伝送が行える [17]。コルゲート導波管の HE<sub>11</sub> モードは、光学ユニットの自由伝播ガウスビーム (TEM<sub>00</sub> 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、楕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。1 THz 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、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. Zerbin, 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 CONTRIBUTORS, Proceedings of the 16<sup>th</sup> 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. Benchikhoun, 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.P.H. 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).