



2倍高調波電子サイクロトロン放射光による電子温度測定用回折格子分光器のための回折格子フィルター

佐藤正泰, 伊世井宣明, 石田真一

(日本原子力研究所)

(1995年5月11日受理/1995年6月5日改訂原稿受理)

Grating Filter for Grating Polychromator on Measurement of Electron Temperature Profile from Second Harmonic Electron Cyclotron Emission

SATO Masayasu, ISEI Nobuaki and ISHIDA Shinichi

Naka Fusion Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute

Ibaraki, 311-01 Japan

(Received 11 May 1995/revised manuscript: received 5 June 1995)

Abstract

It is important for electron temperature measurement from second harmonic electron cyclotron emission (ECE) using a polychromator not to allow higher harmonic ECE to enter which would spoil the signals. The emission of frequencies equal to and higher than the fourth harmonic frequency at the edge of the low field side should be discarded. The emission of frequencies equal to and less than the third harmonic frequency at the edge of the low field side should not be discarded. The grating filters are designed according to the theory of the echelette grating and the reflectance of the grating filters are measured. By comparison between theory and measurement, the design principle of the grating filter is optimized.

Keywords:

ECE, grating polychromator, grating filter, electron temperature measurement, tokamak, echelette grating,

1. 序

プラズマからの電子サイクロトロン放射 (Electron Cyclotron Emission (ECE)) [1,2] を観測して電子温度分布を測定することは多くのトカマクで行われている。ECE を観測するには、フーリエ変換分光法 [3-6]・回折格子分光法 [7-12]・

ヘテロダインラジオメーター [13,14]・メッシュフィルター法 [15] 等の多くの測定方法があり、それぞれの測定法に特徴がある。フーリエ変換分光法は ECE スペクトル全体が観測でき絶対較正が容易である。回折格子分光法は高電子温度において高 S/N で時間・空間分解能が良い。ヘテロダ

インラジオメーターは低電子温度において高 S/N で時間・空間分解能が良い。メッシュフィルター法は時間・空間分解能は悪いが装置が簡便である。回折格子分光法では、ECE 光を回折格子分光器により分光し ECE スペクトルを観測し、電子温度を得る。回折格子分光器には高次光があり、ECE 高調波の高次光が電子温度測定に悪影響を及ぼすので、回折格子分光器を基にしたシステムにおいて重要なことは、電子温度測定に不要な ECE 高調波光を回折格子分光器に入る前に遮断することである。この理由をより詳しく以下に述べる。電子温度測定には光学的に厚い異常波の 2 倍高調波 ECE を通常用いている。また回折格子分光器には常に高次回折光があるために、ECE の 2 倍高調波の 1 次回折光と 4 倍高調波の 2 次回折光が出口スリットと同じ位置に出射する。この 4 倍高調波の 2 次回折光は、電子温度測定には雑音となり誤差として悪影響を与える。このため分光器へ 4 倍高調波光が入射しないようにすることが重要である。回折格子分光器を用いた電子温度測定では、トカマク装置から分光器まで ECE 光を伝送する導波管のベンドの箇所にフィルターを挿入することにより、不要な高調波を遮断することができる。多くのトカマクでは[9]このフィルターとして回折格子フィルター(Grating Filter (GF))が用いられているにも関わらず、トカマク用の GF についての情報は回折格子分光器の報告の中に見られることが多く[8,9], GF 単独にまとめた報告は少ない。著者の知る限りでは、JT-60 用の GF の設計と実測に関してまとめられているのみである[16]。本著は JT-60 用の GF の設計と実測を基に一般的なトカマクに適用できる GF の最適化された設計をまとめたものである。第 2 章ではトカマクにおける遮断すべき放射の周波数帯域について考察し、第 3 章では GF の反射率の測定結果について述べる。第 4 章では電子温度測定用回折格子分光器のための GF の設計を行い、更に詳細な電子温度分布測定に重要な内部磁場と相対論的効果を考慮した GF の設計方針を述べる。最後の第 5 章でまとめを述べる。単位系は MKSA を用いた。

2. 遮断すべき放射

ここではトカマクにおいて 2 倍高調波 ECE から回折格子分光器を用いて、電子温度を得る場合の遮断すべき放射の周波数帯域を求める。回折格子を用いた分光器は次の回折の式を基に分光している[17]。

$$\sin(\Phi) + \sin(\Psi) = m\lambda/d \quad (1)$$

Φ : 入射角, Ψ : 出射角, m : 次数, λ : 波長, d : 格子定数。

この式から分かることは、波長 λ の m 次回折光と波長 $m\lambda$ の 1 次回折光が分光器内の光路差条件が同じであり、同じ出口スリットに光が出射する。これを言いかえると、周波数 f の m 次回折光と周波数 f/m の 1 次回折光が分光器内の光路差条件が同じである。波長 λ (周波数 f) の m 次回折光と同じ出口スリットに出射する 1 次回折光の波長と周波数を Table 1 に示す。またトカマクプラズマからの ECE には基本波から高調波までであるから[2-5], これを考慮して n 倍高調波の m 次回折光と同じ出口スリットに出射する 1 次回折光周波数を Table 2 に示す。 n 倍高調波の電子サイクロトロン周波数を nf_{ce} と略す。 ($f_{ce} = (eB/m_e)/(2\pi)$, e は電荷素量, m_e は電子質量, B は磁束密度の大きさである。) この Table から分かるように、電子温度を求める 2 倍高調波 ECE の 1 次回折光 (周波数 $2f_{ce}$) と 4 倍高調波 ECE の 2 次回折光が分光器内で同じ光路差条件になる。更にトカマク装置において磁場は主にトロイダル磁場であり、そのトロイダル磁場は大半径に反比例するので、 nf_{ce} に Fig. 1 に示す様な空間依存性がある。このために他の高調波の高次回折光が 2 倍高調波 ECE の 1 次回折光と同じ光路差条件になる光が存在する。この様な高次回折光は電子温度測定に誤差として影響を及ぼすので不要であり、これを有効に遮断するにはこの様な高次回折光の 1 次光が分光器へ入射する前にフィルターで遮断する。ここでは議論を簡単にするために、 $R_0/a > 3 \cos \theta$ (R_0 : 大半径, a : 小半径, θ : 視線と水平面がなす角度) を満足するトカマクについての遮断すべき放射の一般論を述べる。

$R_0/a > 3 \cos \theta$ は多くのトカマクで満足する。ただし、ここではアンテナの指向性やプラズマの屈折効果を見出し ECE 波の伝播は直線とする。

Table.1 Wavelength and frequency of fundamental order and m-order diffraction

	m	1	2	3	4
wavelength		λ	2λ	3λ	4λ
frequency		f	(1/2)f	(1/3)f	(1/4)f

Table.2 nf_{ce}/m , n: harmonic number of the electron cyclotron emission, m: order number of diffraction

order number of diffraction (m) frequency of ECE (nf_{ce})	nf_{ce}/m			
	1	2	3	4
fce	fce	(1/2)fce	(1/3)fce	(1/4)fce
2fce	2fce	fce	(2/3)fce	(1/2)fce
3fce	3fce	(3/2)fce	fce	(3/4)fce
4fce	4fce	2fce	(4/3)fce	fce
.....
nfce	nfce	(n/2)fce	(n/3)fce	(n/4)fce

遮断すべき放射は、高次回折光が電子温度を得られる 2 倍高調波 ECE の 1 次回折光と同じ光路差条件になる基本波および 3 倍以上の高調波 ECE の放射である。高調波の倍数を n で回折の次数を m で表し、それぞれの高次回折光について誤差として電子温度測定に影響を及ぼすかを議論し、遮断すべき周波数帯域を求める。ここでは n 倍高調波 ECE の m 次回折光と同じ光路差条件になる 1 次回折光の周波数を高次光表示周波数と呼び f_{nm} で表す。すなわち $f_{nm} = (n/m)f_{11} = (n/m)f_{ce}$ 。 f_{nm} の空間依存性を Fig.1 に示す。電子温度を求めるのに必要な光は 3 倍高調波 ECE と重ならない 2 倍高調波 ECE であり、その周波数帯域は低磁場端の 2 倍高調波周波数 (f_{21}^L と定義する。) 以上、低磁場端の 3 倍高調波周波数 (f_{31}^L と定義する。) 以下である。 f_{21}^L , f_{31}^L はそれぞれ次式で与えられる。

$$f_{21}^L \equiv \frac{2f_{ce}R_0}{R_0 + a \cos \theta} \quad (2),$$

$$f_{31}^L \equiv \frac{3f_{ce}R_0}{R_0 + a \cos \theta} \quad (3).$$

これ以後 f_{ce} は大半径 R_0 における電子サイクロトロン周波数とする。遮断すべき周波数は低磁

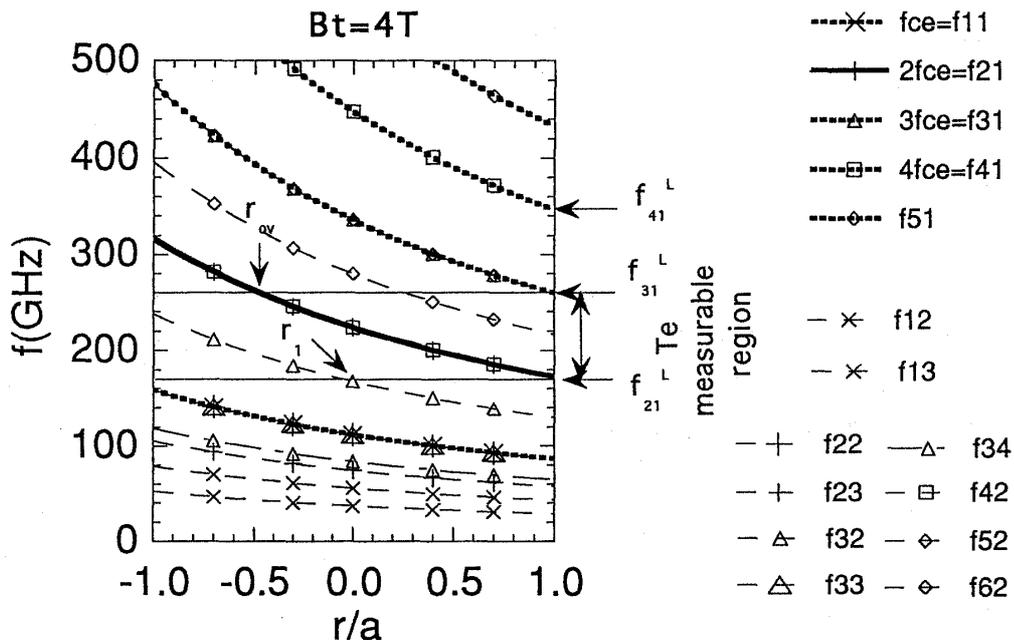


Fig.1 Radial dependence of nf_{ce} and f_{nm} in tokamak ($R_0=3.4m$, $a=1.0m$, $B_t=4T$).

場端の4倍高調波周波数 (f_{41}^L と定義する) 以上である. f_{41}^L は次式で与えられる.

$$f_{41}^L = \frac{4f_{ce}R_0}{R_0 + a \cos \theta} \quad (4)$$

すなわち結論は「遮断すべき周波数は f_{41}^L 以上であり, f_{31}^L 以下を遮断してはならない。」である. この結論を ECE の基本波から高調波倍数・回折次数の低い順序に以下に検証する. Fig. 1 の例では電子温度測定に誤差として影響を及ぼす高次回折光は f_{32} , f_{42} , f_{52} である.

$n=1$:

$R_0/a > 3 \cos \theta$ の場合, 基本波 ECE のいずれの次数の光も測定すべき2倍高調波 ECE と分光器内で同じ光路差条件にならないので, 基本波 ECE を遮断する必要はない. Fig. 1 の例で f_{11} , f_{12} , f_{13} は電子温度測定領域より低い (\times 印参照).

$n=2$:

2倍高調波 ECE は測定すべき光であり遮断すべきでない. Fig. 1 の例で f_{21} , f_{22} , f_{23} を参照 (+印で表示, f_{22} は f_{11} と重なっている). しかし R_0 , a , θ の値によっては, 磁場の空間依存性の為に低磁場側の3倍高調波 ECE と測定すべき2倍高調波 ECE が同じ周波数になる場合がある (Fig. 1 の例では f_{21} の周波数帯域に f_{31} の周波数帯域が重なる). 周波数帯域が重なる場合は, 2倍高調波 ECE の3倍高調波 ECE による吸収の効果があり電子温度を容易に求めることは困難なので, 電子温度分布測定にはこの重なる周波数帯域は通常用いない. したがって2倍高調波 ECE と3倍高調波 ECE が重なる周波数帯域は, 測定上重要でないので遮断しても良い. しかし3倍高調波 ECE と重ならない2倍高調波の周波数帯域は, 電子温度分布測定に必要な帯域なので遮断してならない. すなわち2倍高調波 ECE が低磁場側の3倍高調波 ECE と重なる周波数 (f_{31}^L) 以下を遮断してはならない. f_{31}^L に対応する2倍高調波 ECE の空間位置 (r_{ov}) は次式で与えられる.

$$f_{31}^L = \frac{3f_{ce}R_0}{R_0 + a \cos \theta} = \frac{2f_{ce}R_0}{R_0 + r_{ov} \cos \theta} \quad (5),$$

$$r_{ov} = \frac{-R_0 + 2a \cos \theta}{3 \cos \theta} \quad (6).$$

$n=3, m=1$:

電子温度測定に誤差として影響を及ぼすのは高次回折光であるので, 3倍高調波 ECE の1次回折光は遮断する対象ではない. (Fig. 1 の例で f_{31} を参照.) しかし $n=2$ の項で述べた様に2倍高調波 ECE と3倍高調波 ECE が重なる周波数帯域は, 電子温度測定には通常用いないので遮断しても良い. すなわち f_{31}^L 以上は遮断しても良い.

$n=3, m=2$:

3倍高調波 ECE の2次回折光の高次光表示周波数 (f_{32}) は磁場の空間依存性を考慮すると

$$\frac{3/2f_{ce}R_0}{R_0 + a \cos \theta} < f_{32} < \frac{3/2f_{ce}R_0}{R_0 - a \cos \theta} \quad (7)$$

にある.

測定すべき2倍高調波 ECE の1次回折光周波数が式(7)の範囲内になれば回折光が電子温度測定に誤差として影響を及ぼさないので, 3倍高調波光を遮断する必要はない. これは低磁場側の2倍高調波 ECE の1次回折光周波数が上の不等式の右辺より大きい場合であり, すなわち

$$\frac{3/2f_{ce}R_0}{R_0 - a \cos \theta} < \frac{2f_{ce}R_0}{R_0 + a \cos \theta} = f_{21}^L \quad (8)$$

であり, 変形すると $7 \cos \theta < R_0/a$ である.

測定すべき2倍高調波 ECE の1次回折光周波数が式(7)の範囲に含まれる場合は, 2次回折光が電子温度測定に誤差として影響を及ぼすので3倍高調波光が遮断する対象となる. 低磁場側の2倍高調波 ECE の1次回折光の周波数 (f_{21}^L) が3倍高調波 ECE の2次回折光の高次光表示周波数 (f_{32}) と一致する周波数を求める. この一致した高次光表示周波数の1次回折光周波数以上が遮断すべき放射となる. 空間位置 (r_1) の f_{32} が低磁場側の f_{21} と一致する高次光表示での条件は,

$$\frac{3/2f_{ce}R_0}{R_0 + r_1 \cos \theta} = \frac{2f_{ce}R_0}{R_0 + a \cos \theta} = f_{21}^L \quad (9),$$

$$r_1 = \frac{-R_0 + 3a \cos \theta}{4 \cos \theta} \quad (10)$$

である。遮断すべき周波数は空間位置 (r_1) での f_{32} の1次回折光の周波数以上である。式(9)を考慮するとその周波数は $2f_{21}^{\perp}$ であり、それは低磁場端の4倍高調波 ECE の周波数 (f_{41}^{\perp}) に等しい。すなわち $7 \cos \theta > R_0/a$ の場合、低磁場端の4倍高調波 ECE 周波数 (f_{41}^{\perp}) 以上が遮断すべき周波数である。

$n=3, m=3$:

3倍高調波 ECE の3次回折光は、分光器内で基本波 ECE の1次回折光と同じ光路差条件となるので、基本波 ECE の場合を基に考えれば良い。 f_{33} は f_{11} と重なっている。(Fig. 1の例で f_{33} を参照。) すなわち $R_0/a > 3 \cos \theta$ の場合、3倍高調波 ECE の3次回折光は、測定すべき2倍高調波 ECE と分光器内で同じ光路差条件にならないので遮断する必要はない。

$n=3, m \geq 4$:

3倍高調波 ECE の4次以上回折光の高次光表示周波数は基本波 ECE の1次回折光のそれより小さくなり、この高次光表示周波数の1次光を遮断する必要はない。(Fig. 1の例で f_{34} を参照。)

$n=4, m=1$:

電子温度測定に誤差として影響を及ぼすのは高次回折光であるので、4倍高調波 ECE の1次回折光は遮断する対象ではない。さらに $R_0/a > 3 \cos \theta$ の場合、4倍高調波 ECE の1次高次光は測定すべき2倍高調波 ECE と分光器内で同じ光路差条件にならない。(Fig. 1の例で f_{41} を参照。□印で表示。)

$n=4, m=2$:

4倍高調波 ECE の2次高次光は測定すべき2倍高調波 ECE と分光器内で全く同じ光路差条件になる。よって4倍高調波 ECE をすべて遮断する必要がある。すなわち低磁場端の4倍高調波 ECE 周波数 (f_{41}^{\perp}) 以上が遮断すべき周波数である。(Fig. 1の例で f_{42} を参照。 f_{42} は f_{21} と重なっている。□印で表示。)

$n=4, m \geq 3$:

4倍高調波 ECE の2次回折光の遮断すべき周波数は f_{41}^{\perp} 以上であるので、4倍高調波 ECE はすべて遮断される。

$n \geq 5$:

4倍高調波 ECE がすべて遮断されれば、4倍以上の高調波 ECE はすべて除かれる。(Fig. 1の例で f_{51}, f_{52}, f_{62} を参照。 f_{62} は f_{31} と重なっている。◇印で表示。)

以上の考察から先の結論が検証された。すなわち遮断すべき周波数は f_{41}^{\perp} 以上であり、 f_{31}^{\perp} 以下を遮断してはならない。

3. 回折格子フィルター

3.1 回折格子フィルターの特徴

回折格子は、光の入射方向と回折格子の溝方向との関係・入射光の偏光方向により、4種類に分類されている[18]。すなわち入射方向がほぼ水平面にあるとした時に、溝が鉛直線方向に切られている回折格子を Vertically Oriented grating (VO型回折格子、記号⊥で表す) と言い、溝が水平方向に切られている回折格子を Horizontally Oriented grating (HO型回折格子、記号//で表す) と言い、溝方向で区別し、入射光の電場方向を p 偏光・s 偏光で区別すると、次の4つタイプに分類される (Fig. 2 参照)。(1) p 偏光, VO型回折格子 (VOGF と略す) : (p⊥), (2) p 偏光, HO型回折格子 (HOGF と略す) : (p//), (3) s 偏光, VO型回折格子 : (s⊥), (4) s 偏光, HO型回折格子 : (s//)。ここでは、記号は文献18と同じものを採用している。GF を特徴づけるパラメータにカットオフ周波数と透過周波数があり、Fig. 3 に模式的な概念図を示す[18]。カットオフ周波数 (f_{cu}) 以上の光がカットされ、透過周波数 (f_{sa}) 以下の光がカットされない。(文献18では saturated frequency と定義してあるが、フィルター特性のイメージからここでは透過周波数とした。)

エシェレット格子の理論[18]を基に JT-60 プラズマ電子温度測定用の回折格子分光器のための GF を設計し、製作した GF の反射率測定を行い理論と比較した[16]。その結果によれば、p⊥型

GF は, 非常に急峻な遮断特性を持ちかつ減衰領域で反射率が低くメインフィルターとし適当であり, カットオフ周波数と透過周波数が理論と良く一致する. ただし高周波数側に不要な反射帯域があり, 不要な反射帯域を阻止する為に他の GF を組み合わせて遮断する必要がある. p//型 GF

はカットオフ周波数と透過周波数が理論と良く一致し, s//型 GF は透過周波数が理論と良く一致する. s//型 GF およびp//型 GF はp⊥型 GF の不要帯域を阻止するのに組み合わせて用いることができる. s⊥型 GF は, カットオフ周波数と透過周波数が理論と良く一致しないので, GF を設計するのに適さない. 文献16のまとめをTable 3 に示す.

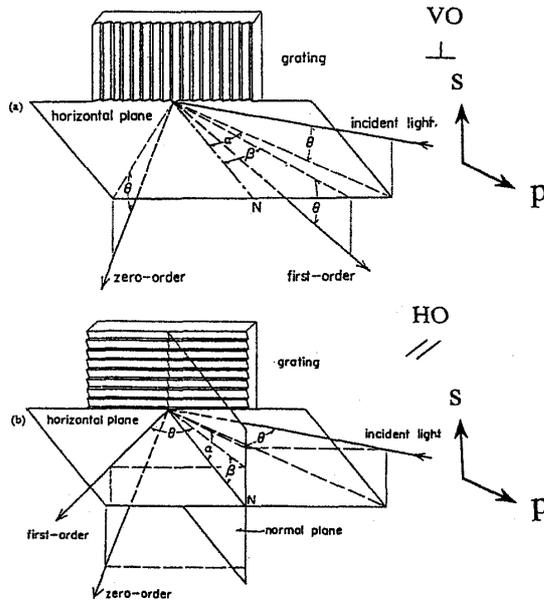
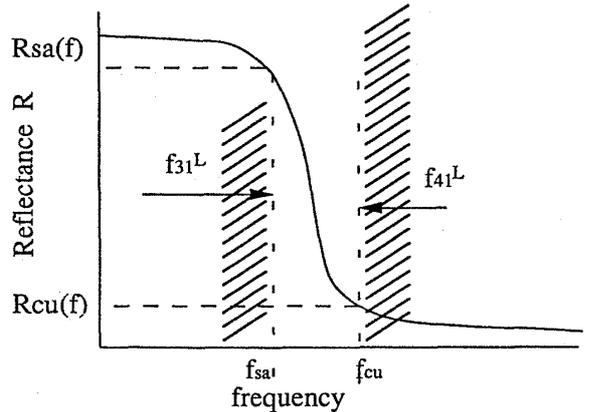


Fig.2 (a) Vertically oriented grating (VO-grating), (b) Horizontally oriented grating (HO-grating) [18].



- (a) $f_{31}^L < f_{sa}$ $f_{cu} < f_{41}^L$
- (b) $B=BL$ $f_{31}^L(BL) < f_{sa}$ $f_{41}^L(BL) = f_{cu}$
- $B=BH$ $f_{sa} = f_{31}^L(BH)$ $f_{cu} < f_{41}^L(BH)$

Fig.3 Schematic diagram of cut off frequency and saturated frequency.

Table.3 Filter characteristics of grating filters (p⊥, s⊥, p//, s//,)

	VOGF		HOGF	
	P⊥	S⊥	P//	S//
Steepness	○ steep	X gentle	△ medium	△ medium
Presence of inappropriate reflection at high frequency	X existance	X existance	○ none	○ none
Reflectance at high frequency	○ low	△ medium	X high	X high
Agreement with the theory	○ good	X bad	○ good	○ good
Schematic diagram of filter characteristics				

○ :good △ :medium X :bad

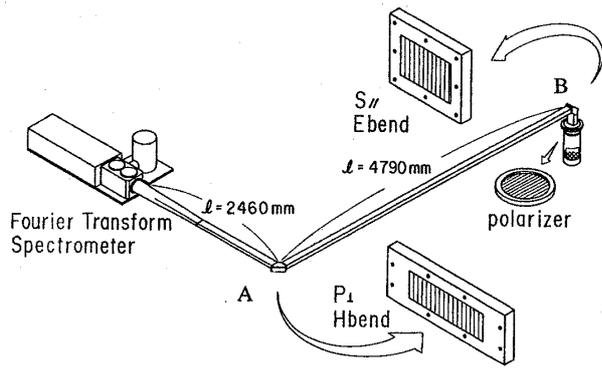


Fig.4 Schematic diagram of reflection measurement.

3.2 回折格子フィルターの反射率

ここでは製作した GF のうち後で議論に用いる p_{\perp} 型・ $s_{//}$ 型の GF について、カットオフ周波数・透過周波数の測定結果と GF の理論を比較する。フーリエ変換分光器[6]を相対較正する方法を用いて[19,20]、製作した GF の反射率を測定した[16]。光源としては、マイクロ波吸収帯を用いた液体窒素温度と室温の温度差の黒体放射を用いた[19, 20]。測定すべき GF をバンド部に設置し信号を取得し、その信号を GF を設置した個所に平面鏡のバンドを設置して得られた信号で規格化して反射率とした。測定概念図を Fig. 4 に示す。 p_{\perp} 型 GF の測定の場合、先ず A バンド部に p_{\perp} 型 GF を設置し B バンド部に通常の平面鏡のバンドを設置して信号を取得し、その信号を A バンド部に平面鏡のバンドを設置して得られる信号で規格化した。 $s_{//}$ 型 GF の測定の場合、A バンド部に平面鏡のバンドを設置し、バンド部に $s_{//}$ 型 GF を設置して信号を取得し、その信号を B バンド部に平面鏡のバンドを設置して得られる信号で規格化した。

3.2.1 p_{\perp} 型回折格子フィルター (VOGF) の測定

典型的な p_{\perp} 型 GF の例として、 $d=0.73\text{mm}$ の測定された反射率を Fig. 5 に示す。図から $R(f_{cu})=0.1$ 、 $R(f_{sa})=0.9$ として f_{cu} 、 f_{sa} を読み取ると、 $f_{cu} \sim 255\text{ GHz}$ 、 $f_{sa} \sim 233\text{ GHz}$ である。 $R(f)$ は周波数 f での反射率を表す。これは拡がり角を 5° として式 (A1) (A2) から得られる $f_{cu}=250\text{ GHz}$ 、 f_{sa}

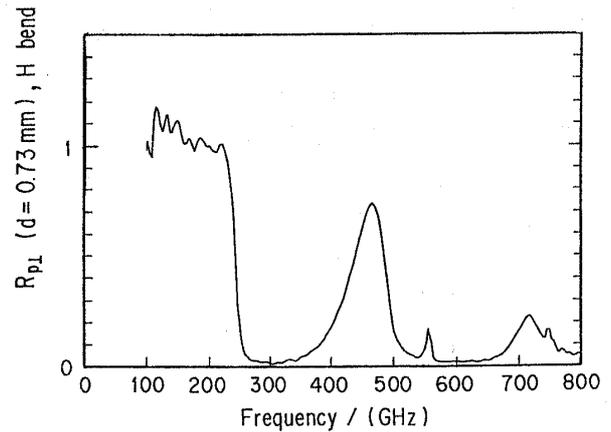


Fig.5 Reflectance of p_{\perp} type GF ($d=0.73\text{mm}$) ($R_{p_{\perp}}$).

$=233\text{ GHz}$ と良い一致を示す。 f_{sa} と f_{cu} に関して設計と実測が合う。この p_{\perp} 型 GF は、他の GF に比べ非常にシャープなフィルター特性を持ち、回折格子分光器用の GF としては最も適する。しかし高い周波数領域に透過する領域があり、これを遮断するために他のタイプの GF または格子定数の違う p_{\perp} 型 GF を併用することが望ましい。

3.2.2 $s_{//}$ 型回折格子フィルター (HOGF) の測定

典型的な $s_{//}$ 型の GF の例として、 $d=1.27\text{mm}$ の反射率の結果を述べる。この GF の測定された反射率を Fig. 6 に示す。図から $R(f_{cu})=0.52$ 、 $R(f_{sa})=0.9$ として f_{cu} 、 f_{sa} を読み取ると、 $f_{cu} \sim 344\text{ GHz}$ 、 $f_{sa} \sim 277\text{ GHz}$ である。これを拡がり角を 5° として式 (A5) (A6) から得られる $f_{cu}=418$

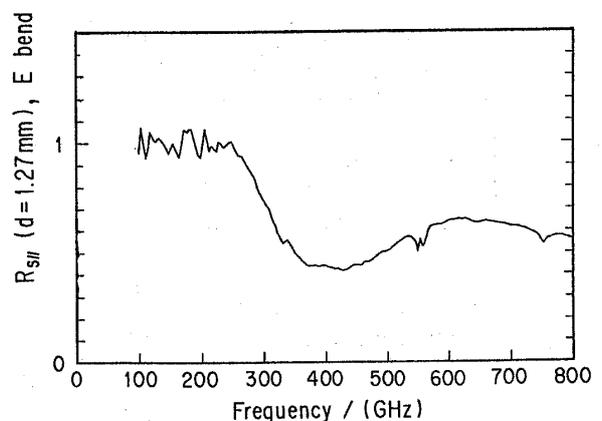


Fig.6 Reflectance of $s_{//}$ type GF ($d=1.27\text{mm}$) ($R_{s_{//}}$).

GHz, $f_{sa} = 274$ GHzと比較すると, f_{sa} に関して良い一致を示すが, f_{cu} に関して良い一致を示さない. この f_{cu} に関する理論と実測の不一致はここで基にした文献18においてすでに指摘されており, この理論では合わないことがわかっている. この s//型 GF は, p⊥型 GF に比べ緩やかなフィルター特性を持ちかつ減衰領域で反射率が高いので, メインフィルターとしては適さない.

4. 電子温度測定用回折格子分光器のための回折格子フィルター

4.1 導波管バンドと回折格子フィルター

大型トカマク装置ではトカマクプラズマから放射される ECE を回折格子分光器まで伝送する場合, 他の加熱装置や計測装置の干渉を避けて導波管のルートを決める. 通常, 導波管を基本モードで使用する場合, 電場を導波管の長手方向と直交させ, 長手方向面内で向きを変えるバンドを H ベンド, 他方を E ベンドと定義しているが, ECE の伝送にオーバーサイズ導波管を用いた場合, 導波管の長手方向を電場方向とした方が伝送損失が少ないので, ここでは導波管の長手方向を電場方向とし, 長手方向面内で向きを変えるバンドを E ベンド, 他方を H ベンドと定義している. 通常の基本モードで使用する場合と比較して, ここでは H ベンド・E ベンドの言葉の定義を, 導波管の形状から同じ意味で用い電場方向は逆になっている. GF はこの導波管のバンド個所に設置するが, 導波管として矩形導波管を用いた場合, このバンド箇所に任意の形状の GF を設置できるわけではなく, 導波管のバンドタイプと設置できる GF のタイプが限定される. すなわち p 偏光の GF は H ベンドに, s 偏光の GF は E ベンドに設置しなければならない. ベンドと GF の種類の組み合わせは Fig. 7 に示すようになる. 文献16の結論は「p⊥型 GF をメインフィルターとして用い, s//型 GF および p//型 GF は p⊥型 GF の不要帯域を阻止するため用いる. s⊥型 GF は GF として適さない.」であるから, H ベンドにはメインフィルターの p⊥型 GF を, E ベンドには s//型 GF を設置することが GF として適して

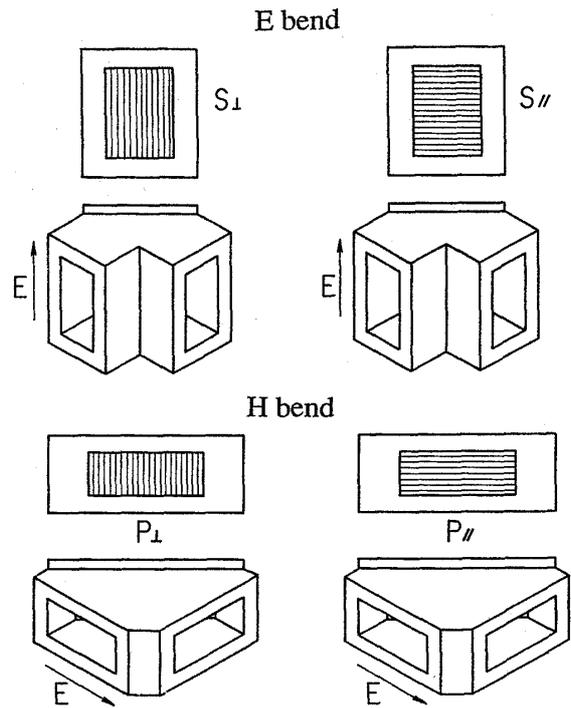


Fig. 7 Relation between the wave-guide bend and the direction of the grating groove.

いる.

4.2 カットオフ周波数, 透過周波数

第2章で得られた結論は「ECE 測定から要求される遮断すべき周波数は f_{41}^L 以上であり, f_{31}^L 以下を遮断してはならない」である. 実験目的に応じてトロイダル磁場を広範囲に変えるトカマクにおいて, GF のカットオフ周波数と透過周波数が低磁場端における3倍高調波周波数と4倍高調波周波数の間にあるように設計する必要がある. GF の特性を考慮すると次の不等式を満足すれば良い. (Fig. 3 参照)

$$f_{31}^L \leq f_{sa} \quad (11),$$

$$f_{cu} \leq f_{41}^L \quad (12).$$

したがって1枚の GF で測定できるトロイダル磁場の範囲は GF のカットオフ周波数と透過周波数により制限され, 基本的に GF の遮断特性が急峻であるほど広い範囲のトロイダル磁場に対して用いることが可能となる. 1枚の GF がカバーできる磁場の最大値 (B_H) は透過周波数が3倍高調波周波数と等しくなる場合であり, 最小値 (B_L) はカットオフ周波数が4倍高調波周

波数と等しくなる場合である。(Fig.3 参照)

$$f_{31}^L(B=B_H) \leq f_{sa} \quad (13),$$

$$f_{cu} \leq f_{41}^L(B=B_L) \quad (14).$$

一枚の GF に対応できる磁場の最大値, 最小値をそれぞれ B_H, B_L とした. 理想的な GF の場合 GF の遮断特性が急峻で $f_{sa} = f_{cu}$ とおけるから,

$$f_{31}^L(B=B_H) \leq f_{41}^L(B=B_L) \quad (15)$$

であり, これに式(3), (4)を代入すると,

$$B_L \geq 3/4 B_H \quad (16).$$

すなわち 1 枚の GF に対応できる磁場の最小値はその最大値の 3/4 である.

VOGF および HOGF のカットオフ周波数・透過周波数は文献18で与えられ, 付録1に示す. GF に入射する光の拡がり角(ϵ)により, GF のカットオフ周波数や透過周波数の特性が異なる. GF は導波管のベンドの部分に設置するので, 入射角(α)は 45° である. 第3章で述べたように, $p\perp$ 型 GF については, 拡がり角を 5° とすれば f_{sa} と f_{cu} に関して設計と実測が合う. $s//$ 型 GF については, 拡がり角を 5° とすれば f_{sa} に関して設計と実測が合うが, f_{cu} に関して実測値が理論値より大きく良い一致を示さない. $s//$ 型 GF の目的は, メインフィルターの $p\perp$ 型 GF の高周波数にある不要な透過帯域を遮断するためであり, E ベンドに $s//$ 型 GF を設置することが望ましい. 式(11)を満足すれば透過すべき光を遮断しないので, $s//$ 型 GF を設置することは悪い影響は与えない. ただし $s//$ 型 GF を設置できる個所が少なく, 高周波数領域で高い反射率を持つ $s//$ 型 GF だけで, $p\perp$ 型 GF の高周波数にある透過帯域を完全に遮断することが難しい場合がある. この場合は格子定数の違う $p\perp$ 型 GF を用いてより効果的に高周波数側の不要な反射帯域を除く.

$p\perp$ 型 GF (VOGF) の設計に必要な式を, 後で用いるのに利用しやすい形で以下に与える. カットオフ周波数と格子定数, 透過周波数と格子定数の関係式に (VOGF については (A1), (A4),

HOGF については (A8)), 拡がり角 ($\epsilon = 5^\circ$) と入射角 ($\alpha = 45^\circ$) を代入すると,

$$f_{cu} = [d/c \cos 5^\circ \{\sin(40^\circ) + 1\}]^{-1} = 0.61105c/d \quad (\text{VOGF に対して}), \quad (17)$$

$$d = c \times [f_{sa} \cos 5^\circ \{\sin(50^\circ) + 1\}]^{-1} = 0.5684c/f_{sa} \quad (\text{VOGF に対して}), \quad (18)$$

$$d = c \times [f_{sa} \cos(40^\circ) \{1 + \sin(5^\circ/\cos 45^\circ)\}]^{-1} = 1.1623c/f_{sa} \quad (\text{HOGF に対して}), \quad (19)$$

となる.

4.3 トロイダル磁場の広範囲運転領域に対応する回折格子フィルターの最適組み合わせ

ここでは広範囲のトロイダル磁場の運転に対応できる $p\perp$ 型 GF の最適な組み合わせについて述べる. 最適な組み合わせを求めるための手順を以下に, また, そのフローチャートを Fig.8 に示す.

(1) まず 1 枚目の GF の格子定数を求める. 1 枚目の GF に適用すべき最大磁場は装置の最大トロイダル磁場 (B_t^{\max}) である. 1 枚目の GF の磁場の最大値 (B_H) という意味で指標 1 を付けて B_H^1 とする. 最大磁場における f_{31}^L が透過周波数と等しくなる時(不等式(13)の等号成立)の格子定数を求める. すなわち装置の最大トロイダル磁場の値を f_{31}^L (式(3)) に代入し, その値を f_{sa} として式(18) ($s//$ 型 GF の場合式(19)) に代入して格子定数(d_1)を求める. d_1 の指標 1 は, GF の 1 枚目の格子定数と言う意味である.

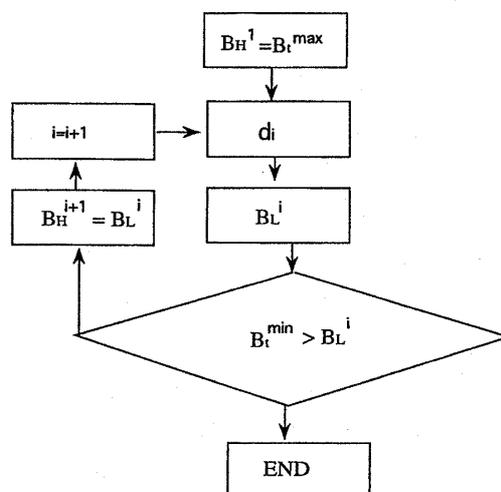


Fig.8 Flow chart of GF combination for wide range of operating toroidal field.

(2) この格子定数 (d_1) を持った GF が適用できる最小トロイダル磁場を求める. すなわちこの格子定数 (d_1) を持った GF のカットオフ周波数を求め (式(17)), カットオフ周波数が f_{41}^L と等しくなる時 (不等式(14)の等号成立) のトロイダル磁場 (B_L) を求める. この B_L を B_L^1 とする. この格子定数 (d_1) を持った GF が適用できるトロイダル磁場は, B_L^1 から B_H^1 までである.

(3) 次に2枚目の GF の格子定数を求める. これは1枚目の GF が適用できる最小のトロイダル磁場 (B_L^1) が2枚目の GF の B_H^2 になる格子定数 (d_2) を求める.

(4) この格子定数 (d_2) を持った GF が適用できる最小トロイダル磁場 (B_L^2) を求める. この格子定数 (d_2) を持った GF が適用できるトロイダル磁場は, B_L^2 から B_H^2 までである.

(5) 運転の要求されるトロイダル磁場の領域 ($B_t^{\min} \leq B_t \leq B_t^{\max}$) をカバーするまで, 上記の(3)(4)を繰り返す.

広範囲のトロイダル磁場の運転に対応できる s//型 GF の組み合わせについて述べる. s//型 GF の目的は p⊥型 GF の高周波数にある透過帯域を遮断することであり, カットオフ周波数は理論と合わないので, 上記の(2)の個所に相当する部分は適用しない. 上記の(1)または(3)の個所に相当する部分を適用して, p⊥型 GF から決まった最大磁場に合わせて格子定数を決める.

4.4 内部磁場, 相対論的周波数の拡がり効果を考慮したカットオフ周波数, 透過周波数

今までは ECE による電子温度分布測定の空間位置の決定において, 磁場はトロイダル磁場のみであると想定して GF を設計してきた. しかし現在では空間位置の決定に内部磁場の補正が必要であることが認識されている[21]. また最近現在のトカマクで達成されている 2 keV~10 keV のプラズマにおいても, 相対論的効果の空間位置決定に及ぼす影響が重要であることが指摘され[22], JT-60U の代表的なプラズマパラメータに対してこの影響が評価されている[23]. その結果によれば, 精度の良い詳細な電子温度分布を得るにはその影響を補正する必要があることがわかってい

る. 多くの ECE 測定方法の中から回折格子分光器を用いた測定を選択した場合, 当然その測定目的は精度の良い詳細な電子温度分布を得ることにあり, GF を設計する場合に内部磁場や相対論的効果を考慮する必要がある. ここではそれらの効果を考慮した GF の設計方針を述べる.

今までの設計では GF のカットオフ周波数・透過周波数は低磁場端での電子サイクロトロン周波数に関係している. 内部磁場はポロイダル磁場・反磁性磁場・常磁性磁場からなり, プラズマ端ではポロイダル磁場が主である. ポロイダル磁場は常に全磁場を強めるので, GF の基本式(11)と(12)は次のように修正される.

$$f_{31}^L + \Delta f_{31}^{\text{int}} \leq f_{\text{sa}} \quad (20),$$

$$f_{\text{cu}} \leq f_{41}^L + \Delta f_{41}^{\text{int}} \quad (21).$$

$\Delta f_{31}^{\text{int}}$, $\Delta f_{41}^{\text{int}}$ は内部磁場による周波数のずれを表し, 符号は常に正とする. 式(12)は式(21)の十分条件であるので, 内部磁場を考慮する場合の GF の満足すべき不等式は, 式(12)および(20)である. $\Delta f_{31}^{\text{int}}$ は測定対象とするプラズマに対して異なるが, 式(11)を式(20)と修正すれば, 今までの設計の考え方はすべて適用できる.

相対論的効果による影響は電子サイクロトロン周波数の低周波数側へのダウンシフトに現われるので, GF の基本式(11)と(12)は次のように修正される.

$$f_{31}^L - \Delta f_{31}^{\text{rel}} \leq f_{\text{sa}} \quad (22),$$

$$f_{\text{cu}} \leq f_{41}^L - \Delta f_{41}^{\text{rel}} \quad (23).$$

$\Delta f_{31}^{\text{rel}}$, $\Delta f_{41}^{\text{rel}}$ は相対論的効果による周波数のずれを表し, 符号は常に正とする. 式(11)は式(22)の十分条件であるので, 相対論的効果を考慮する場合の GF の満足すべき不等式は, 式(11)および(23)である. $\Delta f_{41}^{\text{rel}}$ は測定対象とするプラズマに対して異なるが, 式(12)を式(23)と修正すれば, 以上の設計の考え方はすべて適用できる.

以上の議論から内部磁場・相対論的効果両方を考慮する場合の GF の満足すべき不等式は, 式(20)および(23)である.

5. ま と め

1. トカマク装置において、プラズマからの電子サイクロトロン放射光 (ECE) の2倍高調波を観測して、電子温度分布を測定することが行われている。回折格子分光器を用いて行う場合に、2倍高調波の信号に2倍高調波以外の高次回折光の信号を含まないように、不要な2倍高調波以外の光を遮断することが必要である。 $R_0/a > 3 \cos \theta$ (R_0 : 大半径, a : 小半径, θ : 視線と水平面がなす角度) を満足するトカマクにおいて、遮断すべき放射の周波数帯域は低磁場端の4倍高調波周波数以上であり、2倍高調波 ECE と重なる低磁場端の3倍高調波周波数以下を透過させることである。

2. 不要な帯域の遮断は、トカマク装置から分光器まで ECE 光を伝送する導波管のベンドの箇所にフィルターを挿入することで実現できる。フィルターのカットオフ周波数・透過周波数が低磁場端の3倍高調波周波数と4倍高調波周波数の間にあるように設計する。したがって1枚のフィルターで通用できる磁場の範囲はフィルターの遮断特性が急峻であるほど広い範囲となる。1枚のフィルターがカバーできる磁場の最小値は4倍高調波周波数がカットオフ周波数と等しくなる場合であり、最大値は3倍高調波周波数が透過周波数と等しくなる場合である。

3. ECE 測定による電子温度分布の空間位置の決定に、内部磁場の補正が必要であることが認識され、また最近相対論的效果が重要であることが指摘されている。磁場がトロイダル磁場のみとして設計したフィルターに比べて、内部磁場・相対論的效果を考慮すると、フィルターがカバーする磁場の最小値は大きく最大値は小さくなり、フィルターの適用磁場範囲が狭くなる。

4. エシェレット格子の理論[18]を基に回折格子フィルター (GF) を設計し、その反射率を測定した。p \perp 型 GF (p 偏光, 回折格子溝が入射面に直角) は他の GF に比べ非常に急峻な遮断特性を持ちかつ減衰領域で反射率が低い。s//型 GF (s 偏光, 回折格子溝が入射面に平行) はゆるやかなフィルター特性を持ちかつ減衰領域で反

射率が高い。カットオフ周波数と透過周波数について、拡がり角度を 5° とした設計値と反射率から求めた実測値を比較した。p \perp 型 GF については両者の良い一致が得られた。s//型 GF については、透過周波数は良い一致を示したがカットオフ周波数は一致が得られなかった。このカットオフ周波数の不一致は文献18でも指摘されている。s//型 GF を ECE 測定に用いる場合この不一致のカットオフ周波数に関する部分は用いないようにした。

5. 導波管として矩形導波管を用いた場合、H ベンドにはメインフィルターとして p \perp 型 GF を、E ベンドには s//型 GF を設置することが望ましい。この s//型 GF の目的は p \perp 型 GF の高周波数側の不要部分を除くためである。s//型 GF の設置できる場所が限られた場合は格子定数の違う p \perp 型 GF を用いてより効果的に高周波数側の不要な反射帯域を除く。

謝 辞

草稿を読んで、高次数表示、内部磁場等に関する多くの貴重なコメントを戴いた長島章氏に感謝致します。

献 呈

前田彦祐氏は1994年11月29日に急逝されました。著者は前田氏追悼のためにこの論文を故前田氏に捧げます。特に著者の一人(佐藤正泰)は彼の指導の下に約6年間 JT-60 装置の ECE 計測の建設に従事し、その間、前田氏からの貴重な助言・激励を戴き多くの感化を受けたことを感謝します。ご冥福をお祈りいたします。

付録1 VOGF および HOGF のカットオフ周波数、透過周波数[18]

VOGF のカットオフ周波数 (f_{cu}), 透過周波数 (f_{sa}) は、文献18の式(3)から、

$$f_{cu} = [d/c \cos \epsilon \{ \sin(\alpha - \epsilon) + 1 \}]^{-1} \quad (A1)$$

$$f_{sa} = [d/c \cos \epsilon \{ \sin(\alpha + \epsilon) + 1 \}]^{-1} \quad (A2)$$

で与えられる。 ϵ , α , d , c はそれぞれ拡がり角,

入射角, 格子定数, 光速度である. また, 格子定数の式に変換すると,

$$d = c \times [f_{cu} \cos \varepsilon \{\sin(\alpha - \varepsilon) + 1\}]^{-1} \quad (A3)$$

$$d = c \times [f_{sa} \cos \varepsilon \{\sin(\alpha + \varepsilon) + 1\}]^{-1} \quad (A4).$$

HOGF のカットオフ周波数, 透過周波数は, 文献18の式(6)から,

$$f_{cu} = [d/c \cos(\alpha + \varepsilon) \{1 - \sin(\varepsilon/\cos \alpha)\}]^{-1} \quad (A5)$$

$$f_{sa} = [d/c \cos(\alpha - \varepsilon) \{1 + \sin(\varepsilon/\cos \alpha)\}]^{-1} \quad (A6)$$

で与えられる. また, 格子定数の式に変換すると,

$$d = c \times [f_{cu} \cos(\alpha + \varepsilon) \{1 - \sin(\varepsilon/\cos \alpha)\}]^{-1} \quad (A7),$$

$$d = c \times [f_{sa} \cos(\alpha - \varepsilon) \{1 + \sin(\varepsilon/\cos \alpha)\}]^{-1} \quad (A8).$$

参考文献

- [1] M. Bornatici, R. Cano, O. De Barbieri and F. Engelmann, Nucl. Fusion **23**, 1153 (1983).
- [2] A. E. Costley, R. J. Hastie, J. W. M. Paul and J. Chamberlain, Phy. Rev. Lett. **33**, 758 (1974).
- [3] A. E. Costley and TFR Group, Phy. Rev. Lett. **38**, 1477 (1977).
- [4] M. Sato, K. Sakai, K. Kawahata, H. Kojima and K. Miyamoto, Jpn J Appl. Phys. **19**, 577 (1980).
- [5] K. Kawahata, M. Sato, T. Tetsuka, N. Noda and K. Sakai, Jpn J. Appl. Phys. **20**, 1633 (1981).
- [6] 佐藤正泰, 横溝英明, 長島章: 核融合研究第59巻別冊, 49 (1988年3月)
- [7] W. R. Rutgers and D. A. Boyd, Phys. Lett. **62A**, 498 (1977).
- [8] R. M. Sillen, H. W. Piekaar, Th. Oyevaar and W. Werner, Infrared Phys. **24**, 511 (1984).
- [9] A. Cavallo and R. Cutler, Rev. Sci. Instrum. **56**, 931 (1985).
- [10] K. Kawahata, K. Sakai, R. Ando, S. Ohara and J. Fujita, Jpn J. Appl. Phys. **27**, 2349 (1988).
- [11] S. Ishida, A. Nagashima, M. Sato, N. Isei and T. Matoba, Rev. Sci. Instrum. **61**, 2834 (1990).
- [12] S. Ishida, M. Sato, N. Isei, A. Nagashima, T. Matoba, N. Iwama and M. Teranishi, submitted to Rev. Sci. Instrum.
- [13] TRF Group and NRL Submillimeter Group: *Proc. 7th Europ. Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics, Lausanne, 1975*, 14a.
- [14] N. Isei, M. Sato, S. Ishida, K. Uchino, A. Nagashima, T. Matoba and T. Oyevaar, Rev. Sci. Instrum. **66**, 413 (1995).
- [15] K. Kawahata, M. Sato, T. Yoshida and K. Sakai, Jpn J. Appl. Phys. **19**, 1002 (1981).
- [16] 佐藤正泰, 伊世井宣明, 石田真一: JAERI-M 94-082.
- [17] 工藤恵栄: 分光の基礎と方法 (オーム社, 東京, 1985年) 第6章.
- [18] E. Kudo, T. Ogawa and T. Arai, Sci. Light **21**, 45 (1971).
- [19] F. J. Stauffer G. D. Tait and D. A. Boyd: *Proc. 4th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Miami, 1979*, 74.
- [20] M. Sato, N. Isei and S. Ishida, JAERI-M 93-057, p. 359.
- [21] A. E. Costley: *in Course and Workshop on Diagnostics for Contemporary Fusion Experiments (Proc. International School of Plasma Physics, Varenna, Italy, 1991)* p. 223.
- [22] M. Sato, N. Isei and S. Ishida, Jpn. J Appl. Phys. **34**, L708 (1995).
- [23] 佐藤正泰, 伊世井宣明, 石田真一: JAERI-RESEARCH に投稿予定