論 文

フランジ付方形導波管を用いた損失誘電体の複素誘電率の測定

平野 誠[†] 高橋 応明[†] 安部 實[†]

A Measurement of Complex Permittivity of Lossy Dielectrics by Using Flanged Rectangular Waveguide

Makoto HIRANO[†], Masaharu TAKAHASHI[†], and Minoru ABE[†]

あらまし フランジ付方形導波管を金属裏打ちの損失誘電体シートに押し当て，開口面からの反射係数を測定することにより，誘電体の複素誘電率を求めることができれば，非破壊測定法として有効である．本論文ではスペクトル領域法を適用して導出した連立方程式を解くことにより，反射係数から損失誘電体試料の複素誘電率を求めるための等高線図を作成し，その性質について考察した．また，実験によりこれら等高線図の有効性を確認した．等高線図内で誘電率が比較的精度良く定められる領域においては，汎用のネットワークアナライザにより，誘電率を約5%の精度で定められることがわかった．更に，損失誘電体内の電磁波が，伝搬方向へ減衰する様子を調べ，実際の測定に必要なフランジ及び試料の大きさを求めた．

キーワード フランジ付方形導波管，スペクトル領域法，複素誘電率，等高線図

1. まえがき

電波吸収体やレドーム等の設計を行う際，材料の誘電率や透磁率 (以下，材料定数と呼ぶ) を正確に知る必要が生じる．マイクロ波帯における材料定数の測定法としては導波管法がよく用いられるが [1]，これは測定用導波管の寸法に合わせた試料を作る必要があり，加工に手間を要する上，管壁とのすきまによる誤差が生じることがあり，特に周波数が高い場合に不利となる．これに対し，非破壊測定法として，フランジ付方形導波管を金属裏打ちの電波吸収体に押し当て，開口面の反射係数の測定値から材料定数を求める方法が提案されている [2],[3]．これに対し我々は，反射係数から具体的に誘電率を定めることを目標に，反射係数の算出について理論的，実験的検討を行ってきた [4]～[8]．その結果，基本モード反射係数の測定値が理論値とよく一致することが確かめられ，本方法が材料定数測定に適用できる見通しが得られた．しかし，測定された反射係数から誘電率を定めるための具体的な方法については未検討であった．

本論文では，これまでの検討結果に基づいて，反射係数の振幅と位相から誘電率の実部と虚部を読み取ることのできる等高線図を作成し，等高線の分布や材料の厚さに対する変化の様子について詳しく考察し，その有効性を実験により確認した．また，等高線図の測定点において，汎用のネットワークアナライザによる誤差評価を行った．更に，実際の測定では，フランジや試料は有限の大きさに定める必要性から，測定に用いるべきフランジ及び試料の大きさを求めた．

2. 理 論 式

図 1(a) に示すフランジ付方形導波管を，同図 (b) のように金属裏打ちの損失誘電体に押し当てた構造を対象とする．導波管側 ($z \leqq 0$) より基本モード (TE_{10} 波) を入射させたときに，開口面 ($z = 0$) において発生する基本モード及び高次モードは，文献 [4] において導出過程が示されているので，結果のみを以下に示す．

まず，開口面における反射波は，スペクトル領域法 [9] により導出された次の無限元連立方程式を未知数 C_{mn}，D_{mn} について解くことにより得られる．

† 武蔵工業大学工学部電子通信工学科，東京都
Department of Electronics and Communication Engineering, Faculty of Engineering, Musashi Institute of Technology, 1-28-1 Tamazutsumi, Setagaya-ku, Tokyo, 158-8557 Japan

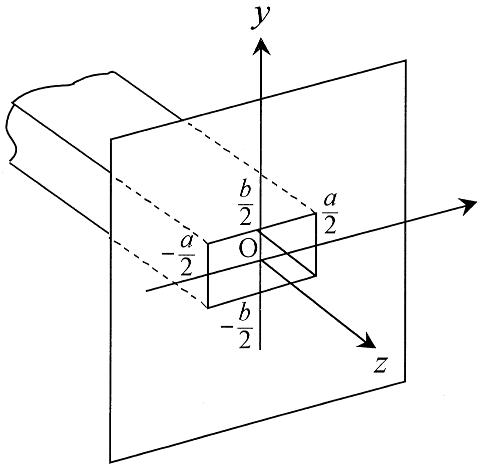
$$
\left\{
\begin{aligned}
&\sum_{m,n}\left(\tfrac{k_x^{\mathrm{I}}k_z^{\mathrm{I}}}{\omega\mu_1}\delta_{nly}^{mk}+P_{Cx}(m,n,k,l)\right)C_{mn}\\
&\quad-\sum_{m,n}\left(k_y^{\mathrm{I}}\delta_{nly}^{mk}-P_{Dx}(m,n,k,l)\right)D_{mn}\\
&\quad=\tfrac{k_x^{\mathrm{I}}k_z^{\mathrm{I}}}{\omega\mu_1}\delta_{0ly}^{1k}\ -P_{Cx}(1,0,k,l)\\
&\sum_{m,n}\left(\tfrac{k_y^{\mathrm{I}}k_z^{\mathrm{I}}}{\omega\mu_1}\delta_{nlx}^{mk}+P_{Cy}(m,n,k,l)\right)C_{mn}\\
&\quad+\sum_{m,n}\left(k_x^{\mathrm{I}}\delta_{nlx}^{mk}+P_{Dy}(m,n,k,l)\right)D_{mn}\\
&\quad=-P_{Cy}(1,0,k,l)
\end{aligned}
\right.
\tag{1}
$$

ここで，C_{mn}, D_{mn} はそれぞれ，開口面において発生する TE_{mn},TM_{mn} モード反射波を表す未知係数である．

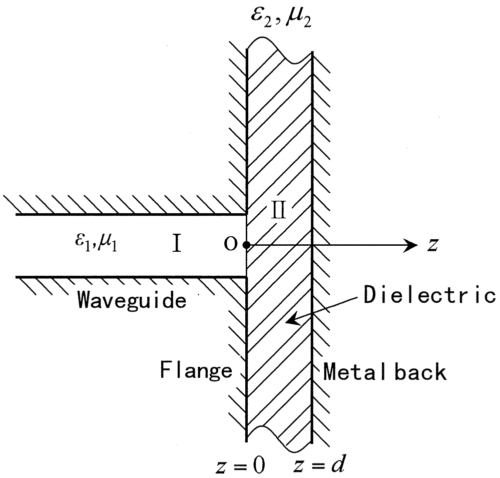
また，$P_{Cx}(m,n,k,l)$，$P_{Dx}(m,n,k,l)$，$P_{Cy}(m,n,k,l)$，$P_{Dy}(m,n,k,l)$ 及び δ_{nly}^{mk}，δ_{nlx}^{mk} は，以下に示す式となる．

$$
\begin{aligned}
&P_{Cx}(m,n,k,l)\\
&=\frac{1}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\cdot\frac{1}{k_x^2+k_y^2}\left\{\left(\frac{k_y^2\omega\varepsilon_2}{k_z}\right.\right.\\
&\quad\left.+\frac{k_x^2k_z}{\omega\mu_2}\right)jk_x^{\mathrm{I}}\hat{\Phi}_{mny}\\
&\quad\left.+\left(\frac{-\omega\varepsilon_2}{k_z}+\frac{k_z}{\omega\mu_2}\right)jk_xk_yk_y^{\mathrm{I}}\hat{\Phi}_{mnx}\right\}\\
&\quad\times\frac{-1}{\tan\left(k_zd\right)}\hat{\Phi}_{kly}dk_xdk_y
\end{aligned}
\tag{2a}
$$

$$
\begin{aligned}
&P_{Dx}(m,n,k,l)\\
&=\frac{1}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\cdot\frac{1}{k_x^2+k_y^2}\left\{\left(\frac{-k_y^2\varepsilon_2}{k_z}+\frac{-k_x^2k_z}{\omega^2\mu_2}\right)\right.\\
&\quad\times\frac{jk_y^{\mathrm{I}}k_z^{\mathrm{I}}}{\varepsilon_1}\hat{\Phi}_{mny}\\
&\quad\left.+\left(\frac{-\varepsilon_2}{k_z}+\frac{k_z}{\omega^2\mu_2}\right)\frac{jk_xk_yk_x^{\mathrm{I}}k_z^{\mathrm{I}}}{\varepsilon_1}\hat{\Phi}_{mnx}\right\}\\
&\quad\times\frac{-1}{\tan\left(k_zd\right)}\hat{\Phi}_{kly}dk_xdk_y
\end{aligned}
\tag{2b}
$$



(a) フランジ付方形導波管 ($a > b$)



(b) 解析構造

図 1　フランジ付方形導波管と解析構造

Fig. 1　Flanged rectangular waveguide and structure of the analysis. (a) Flanged rectangular waveguide($a > b$), (b) Structure of the analysis.

$$
\begin{aligned}
&P_{Cy}(m,n,k,l)\\
&=\frac{1}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\cdot\frac{1}{k_x^2+k_y^2}\left\{\left(\frac{-\omega\varepsilon_2}{k_z}+\frac{k_z}{\omega\mu_2}\right)\right.\\
&\times jk_xk_yk_x^{\mathrm{I}}\hat{\Phi}_{mny}+\left.\left(\frac{k_x^2\omega\varepsilon_2}{k_z}+\frac{k_y^2k_z}{\omega\mu_2}\right)jk_y^{\mathrm{I}}\hat{\Phi}_{mnx}\right\}\\
&\times\frac{-1}{\tan\left(k_zd\right)}\hat{\Phi}_{klx}dk_xdk_y
\end{aligned}
\tag{2c}
$$

$$P_{Dy}(m,n,k,l) = \frac{1}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\cdot\frac{1}{k_x^2+k_y^2}\left\{\left(\frac{\varepsilon_2}{k_z}+\frac{-k_z}{\omega^2\mu_2}\right)\times\frac{jk_xk_yk_y^{\mathrm{I}}k_z^{\mathrm{I}}}{\varepsilon_1}\hat{\Phi}_{mny}+\left(\frac{k_x^2\varepsilon_2}{k_z}+\frac{k_y^2k_z}{\omega^2\mu_2}\right)\frac{jk_x^{\mathrm{I}}k_z^{\mathrm{I}}}{\varepsilon_1}\hat{\Phi}_{mnx}\right\}\times\frac{-1}{\tan(k_zd)}\hat{\Phi}_{klx}dk_xdk_y \tag{2d}$$

ただし，$\hat{\Phi}_{mny},\hat{\Phi}_{mnx}$ は，導波管内電磁界の分布関数 Φ_{mny},Φ_{mnx} のフーリエ変換であり，次式で表される．

$$\hat{\Phi}_{mny} = \left(\frac{\sin\left(k_x^{\mathrm{I}}+k_x\right)\frac{a}{2}}{k_x^{\mathrm{I}}+k_x}j^{m-1}-\frac{\sin\left(k_x^{\mathrm{I}}-k_x\right)\frac{a}{2}}{k_x^{\mathrm{I}}-k_x}(-j)^{m+1}\right)\cdot\left(\frac{\sin\left(k_y^{\mathrm{I}}+k_y\right)\frac{b}{2}}{k_y^{\mathrm{I}}+k_y}j^{n}+\frac{\sin\left(k_y^{\mathrm{I}}-k_y\right)\frac{b}{2}}{k_y^{\mathrm{I}}-k_y}(-j)^{n}\right) \tag{3a}$$

$$\hat{\Phi}_{mnx} = \left(\frac{\sin\left(k_x^{\mathrm{I}}+k_x\right)\frac{a}{2}}{k_x^{\mathrm{I}}+k_x}j^{m}+\frac{\sin\left(k_x^{\mathrm{I}}-k_x\right)\frac{a}{2}}{k_x^{\mathrm{I}}-k_x}(-j)^{m}\right)\cdot\left(\frac{\sin\left(k_y^{\mathrm{I}}+k_y\right)\frac{b}{2}}{k_y^{\mathrm{I}}+k_y}j^{n-1}-\frac{\sin\left(k_y^{\mathrm{I}}-k_y\right)\frac{b}{2}}{k_y^{\mathrm{I}}-k_y}(-j)^{n+1}\right) \tag{3b}$$

$$\delta_{nly}^{mk} = \left(\begin{array}{ll}\frac{ab}{4} & (m=k \text{ かつ } n=l>0)\\ \frac{ab}{2} & (m=k \text{ かつ } n=l=0)\\ 0 & (m\neq k \text{ または } n\neq l)\end{array}\right) \tag{4a}$$

$$\delta_{nlx}^{mk} = \left(\begin{array}{ll}\frac{ab}{4} & (m=k \text{ かつ } n=l>0)\\ 0 & (m\neq k \text{ または } n\neq l\\ & \text{または } n=0 \text{ または } l=0)\end{array}\right) \tag{4b}$$

式 (2) の $\hat{\Phi}_{kly}$ や $\hat{\Phi}_{klx}$ は，それぞれ式 (3) の $\hat{\Phi}_{mny}$，$\hat{\Phi}_{mnx}$ の m,n を k,l に置き換えたものに等しく，これらは開口面分布に直交性を利用するために分布関数 Φ_{kly},Φ_{klx} を乗じ，フーリエ変換を適用した結果，現れた項である．k や l は，直交性操作のための任意の整数であるが，式 (1) を解く際に，計算に含めた各モード m,n と同じ整数を k,l に代入することにより，未知数と同じ数の方程式が得られる．

C_{mn},D_{mn} より各モード反射波の電界 E_y は，それぞれ次式で表される．

$$\mathrm{TE}_{mn}\text{波}：-k_x^{\mathrm{I}}C_{mn} \quad \mathrm{TM}_{mn}\text{波}：\frac{k_y^{\mathrm{I}}k_z^{\mathrm{I}}}{\omega\varepsilon_1}D_{mn} \tag{5}$$

これらと入射電界との振幅比で高次モード発生率を定義し，このうち基本モードの発生率を反射係数 Γ とする．

3. 等高線図

誘電体試料の厚さ d 及び周波数を定め，あらかじめ式 (1) より反射係数 Γ を算出し，図化しておけば，反射係数 Γ の測定値から複素誘電率 $\varepsilon_r=\varepsilon_r'-j\varepsilon_r''$ を読み取ることができる．ここでは，周波数 10GHz，材料の透磁率 $\mu=\mu_0$ とし，導波管は X 帯用の WRJ − 10（a =22.9mm, b =10.2mm）を対象として理論計算を行い，等高線図を作成する．

未知数 C_{mn},D_{mn} は，無限元の連立方程式から，有限個の変数 (モード数) で打ち切ってその値が定められる．これまでの検討結果から，6 個の未知数（モード数）で方程式を解いた結果は実測値とよく一致することが確かめられている [4]．しかし，その後の研究により本構造では開口面において基本モード以外に TM 波が発生しやすいことが明らかになったので [6]，これらを優先的に含めた新たな 6 モード (TE10,TE30,TE12,TM12, TE14,TM14) で，試料の厚さをパラメータとして計算した結果から等高線図を作成し，図 2 に示す．誘電率の範囲は，マイクロ波帯用の誘電体材料の誘電率がおおむね含まれるように，実部 ε_r' を 1〜10，虚部 ε_r'' を 0〜5 とした．図 1 の構造で測定された反射係数の大きさ $|\Gamma|$ と位相角 ϕ を図 2 の等高線図にプロットすることにより，誘電体試料の複素比誘電率 $\varepsilon_r=\varepsilon_r'-j\varepsilon_r''$ を読み取ることができる．

図 2 より以下のことがわかる．

縦横の目盛幅を等しくした場合，大きさ $|\Gamma|$ については，同じ値を結んだものが同心円に近い閉曲線となり，これに直交するように等位相線が放射状に描かれる．また，いずれの厚さでも反射係数 Γ=0 となる整合点が存在し，この近傍では等高線が密集し，整合点より遠ざかるに従いその間隔は広がる．等位相線は ±180° の範囲で分布するが，特に ±100° 以内において密集している．厚さ d の増加に伴い，整合点の実部 ε_r' は減少する向きに移動することがわかる．整合点を与える虚部 ε_r'' は 1.0〜1.5 付近の値を示しており，厚さ d の増加に対しわずかながら減少する傾向をもつ．

等高線図が以上の性質をもつことから，本方法で誘電率を定める際に，反射係数の測定誤差による影響は，誘電率の値によって異なる．また，同じ誘電率であっても，厚さdにより等高線の密集の程度が異なるので，誤差も変化する．そこで，厚さdを適当に選定すれば，誤差の少ない測定ができる．

図2の各厚さdにおける整合点の実部ε_r'を，等高線図から読み取り図3に黒点で示す．一方，平行導体板に挟まれた誘電体内を，TE 波または TM 波として伝搬することができない導体板間隔の最大値を遮断厚さd_cと定義すると，

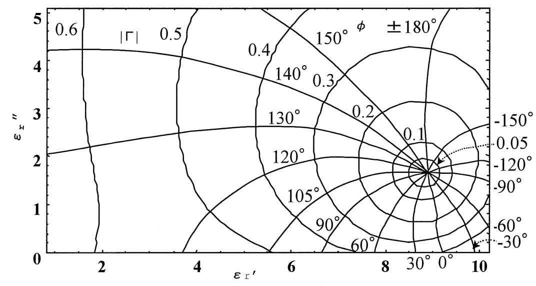
$$d_c = \frac{\lambda_0}{2\sqrt{\varepsilon_r'}} \tag{6}$$

となる [6]．ここで，λ_0は自由空間波長である．$d = d_c/2$とすれば，

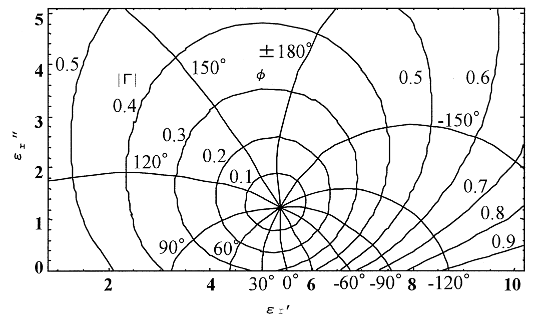
$$\varepsilon_r' = \left(\frac{\lambda_0}{4d}\right)^2 \tag{7}$$

が得られ，この関係を図3に実線で示す．同図の実線と黒点にはε_r'の値で約 0.5 の差異が認められるが，おおむね一致している．すなわち，試料厚さ$d \approx d_c/2$に設定することができれば，整合点近傍の等高線図を用いることができ，反射係数の測定誤差による誘電率の誤差が少なくてすむ．被測定試料の比誘電率ε_r'の概略値がわかれば，式 (7) で定まる厚さに選べば，精度の高い誘電率測定ができる．

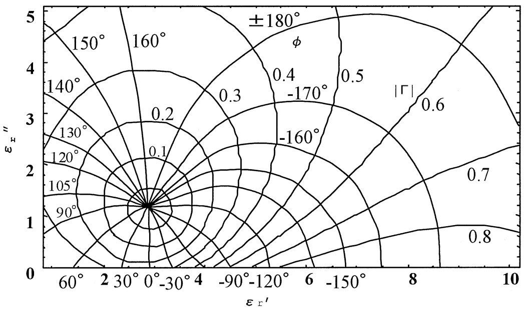
また，シート形電波吸収体に使用される損失誘電体材料のうち，比誘電率の虚部ε_r''が約 1 以下であるものは，位相角ϕができる限り ±100° 以内となるように測定される方が整合点に近く，正確な値が得られるといえる．



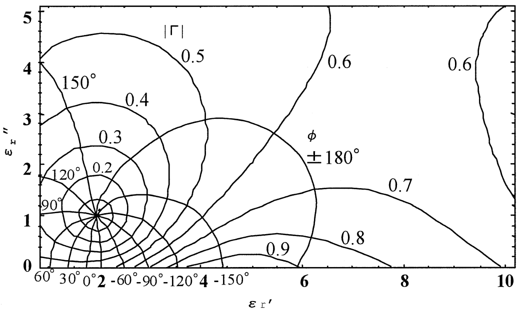
(a) 厚さ d=2.7mm



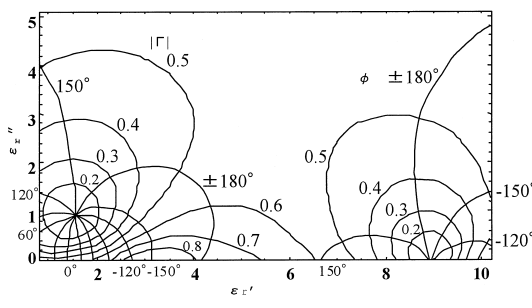
(b) 厚さ d=3.5mm



(c) 厚さ d=4.88mm



(d) 厚さ d=6.5mm



(e) 厚さ d=8.0mm

図2　等高線図 (周波数：10GHz)
Fig. 2　Contour chart. (Freq.=10GHz) (a) d=2.7mm, (b) d=3.5mm, (c) d=4.88mm, (d) d=6.5mm, (e) d=8.0mm.

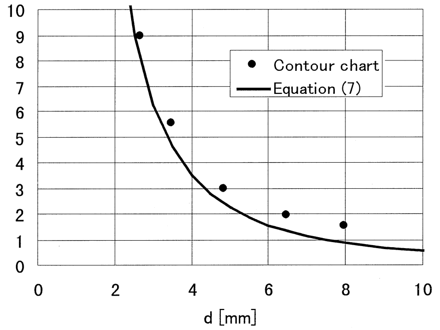


図3　試料厚さに対する整合点の誘電率 (実部)
Fig. 3　Permittivity of the matching point due to sample thickness.

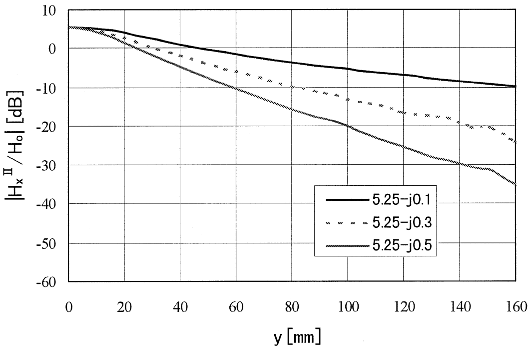
誘電率が全く未知であるときは，反射係数の大きさ $|\Gamma|$ の測定値がなるべく0.5以下となるような厚さの試料を用いるのがよく，このためには厚さが異なる2個以上の試料を用意することが必要となる．まず，誘電率の概略値を知るために，例えば図2(c)d=4.88mmの試料で測定し，得られた誘電率の実部 ε_r' から，図3より最適な試料厚さ d と，これに対する詳細な等高線図を求め，再度測定すればよい．

厚さ d が大きくなると，複数の整合点が等高線図上に現れることが図2(e)から明らかであり，$1 < \varepsilon_r' < 10$ の範囲では誘電率が一つに特定しかねることになる．したがって，測定の際，試料の誘電率の概略値に対し，少なくとも遮断厚さ以下の試料を用いる必要がある．

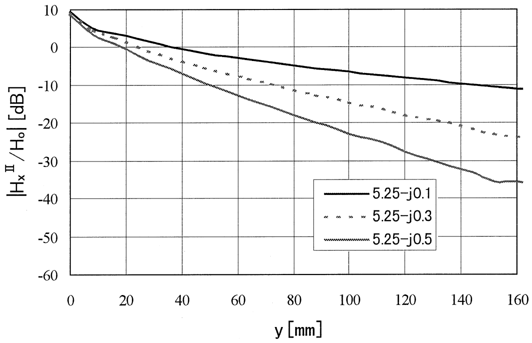
4. 測定に必要なフランジの大きさ

図2で得た等高線図の解析は，図1のフランジに無限の広がりを仮定している．実際の測定では有限の広さのフランジ及び試料を用いるので，反射係数 Γ を測定する際に，試料端部からの反射に起因する誤差が起こる可能性がある．したがって，有限長のフランジ及び試料に対しても図2の等高線図を適用するには，試料端部からの反射の影響がないように，誘電体内を伝搬する電磁波が減衰するのに十分な広さのフランジ及び試料を使用しなければならない．

遮断厚さ以下ではTEM波で，遮断厚さを超えるとTM波の姿態で主に y 方向に伝搬することから[6]，この方向に進む電磁波の x 成分の磁界 H_x に着目し，x=0 の y 軸方向分布を求める．値は開口面 z=0 における入射波の磁界 H_x 成分の振幅 H_0 で規格化し，結果を図4に示す．ここで，誘電率は電波吸収体の材料として使用される炭化けい素FRPの値を用い，更にその損失 (虚部) を変化させた3種類について計算した．同図より，明らかに損失が大きい方が距離 y に対する減衰も大きく，これは容易に理解されることである．遮断厚さ (6.5mm) 以下の (a)〜(c) では，磁界 H_x が y の増加とともに滑らかに減衰しているが，遮断厚さより厚い (d) では波打つパターンとなることがわかる．これは，遮断厚さより厚い場合，y 方向にTM波で伝搬するためにその過程で，開口面で生じた基本モードと高次モードの速度差による干渉によるものと考えられる．



(a)d=1.0mm



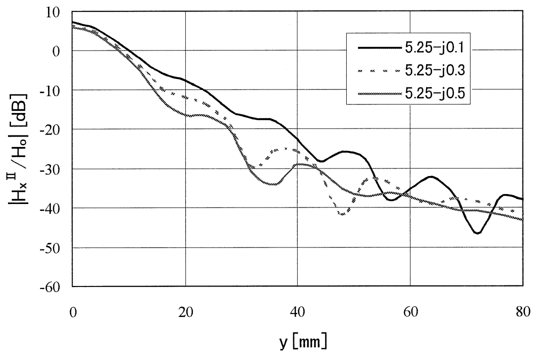
(b)d=3.5mm

図4　磁界 H_x の y 軸方向分布
Fig. 4　H_x distributions along the y-axis.(Freq.=10GHz, d=3.5mm) (a) d=1.0mm, (b) d=3.5mm, (c) d=6.5mm, (d) d=8.0mm.

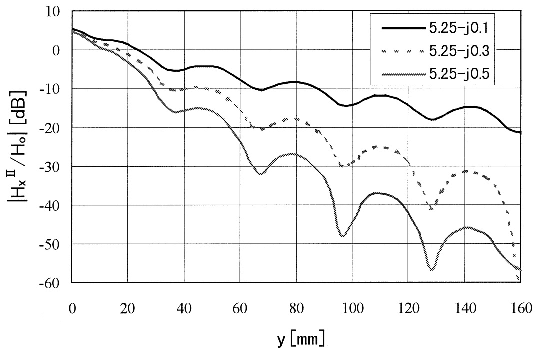
表1　減衰距離 y_a [単位：mm]
Table 1　Distance for attenuation y_a.

	d=1.0mm	d=3.5mm	d=5.0mm	d=6.5mm	d=8.0mm	d=10.0mm
5.25-j0.1	334	313	163	38	155	211
5.25-j0.3	151	136	79	28	86	99
5.25-j0.5	99	88	16	28	56	54

図4から，磁界 H_x が y 方向に－20dBに減衰する距離 y_a を求め，表1及び図5に示す．表1及び図5より，



(c) d=6.5mm



(d) d=8.0mm

図4（つづき）
Fig. 4 (Continued)

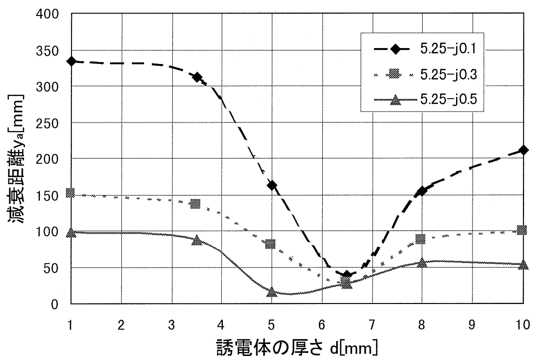


図5　減衰距離 y_a
Fig. 5　Distance for attenuation y_a.

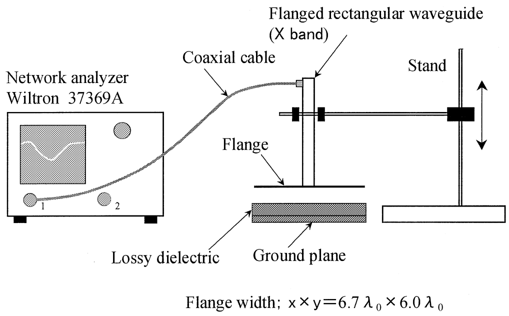


図6　実験の構成
Fig. 6　Experimental setup.

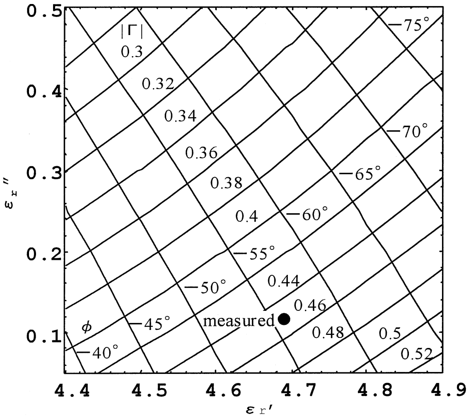
減衰距離 y_a は厚さ d が約 3.5mm まではほぼ一定で，これより厚くなると急減することがわかる．そして遮断厚さ d_c まで減少し，その後再び増加してほぼ一定値となる．これは遮断厚さ d_c=6.5mm を境として，y 方向への伝搬型式が TEM 波から TM 波へ変化するため [6]，その遷移過程の影響が減衰距離 y_a に現れたものと考えられる．また，本構造では TM 波より TEM 波の方が y 方向へ伝搬しやすいこともこの図からわかる．遮断厚さ d=6.5mm では，損失誘電体内部の電磁界分布 [6] より，x 方向へ TE 波で伝搬する量が多く，このため減衰距離 y_a が極小になるものと推測される．

以上より誘電体試料の寸法は，伝搬する電磁波が十分減衰する距離に設定すべきであり，例えば比誘電率が $\varepsilon_r = 5.25 - j0.3$ の材料では，30cm×30cm 程度の大きさのフランジ及び試料を用いればよいことがわかる．これは実現可能な大きさである．被測定デバイスの応答を時間 (距離) で表示し，時間的に分離された不要な反射の影響を除去する機能 (タイムドメイン機能，ゲーティング機能)[10] を備えたネットワークアナライザを用いれば，試料端部からの反射を除去することができるので，フランジや試料は損失によらず，更に小さいものですむ．

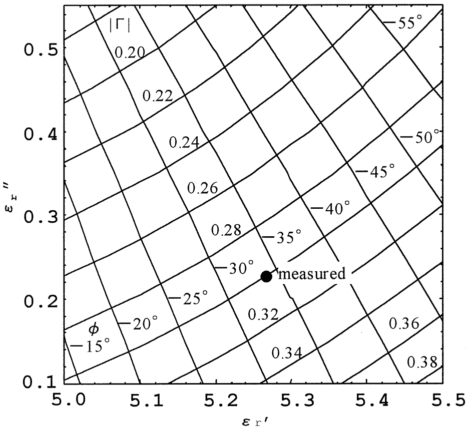
5. 実験結果

等高線図の有効性を確認するために導波管法で測定した結果との比較を行った例を示す．厚さと誘電率が異なる 3 種類の炭化けい素 FRP 製の損失誘電体試料 (試料1,2,3) について，図6に示す構成で測定を行った．

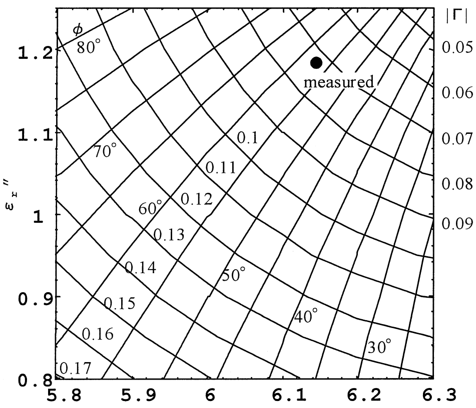
導波管法で求めた ε_r' の近傍について詳細な等高線図を作成し，反射係数の大きさ $|\Gamma|$ と位相角 ϕ の測定値を等高線図にプロットした結果を図7に示す．測定に使用した試料の寸法は 147mm×147mm であり，前章で定義した減衰距離 y_a より短いが，試料端部からの反射による影響は認められなかった．また，試料厚さ d は，マイクロメータにより場所を変えて 1/1000mm まで測定した値の平均をとったものである．



(a) 試料 1（厚さ d=4.25mm）



(b) 試料 2（厚さ d=3.76mm）



(c) 試料 3（厚さ d=3.17mm）

図 7 実験結果 (周波数：10GHz，試料の大きさ：$x \times y$=147mm×147mm)

Fig. 7 Experimental results. (Freq.=10GHz, sample width：$x \times y$=147mm×147mm) (a) Sample1(d=4.25mm), (b) Sample2(d=3.76mm), (c) Sample3(d=3.17mm).

表 2 比誘電率の測定結果

Table 2 Measurement result of the relative permittivities.

	本方法	導波管法
試料1	4.69−j0.12	4.6−j 0.14
試料2	5.27−j0.23	5.25−j 0.3
試料3	6.14−j1.2	6.03−j 1.1

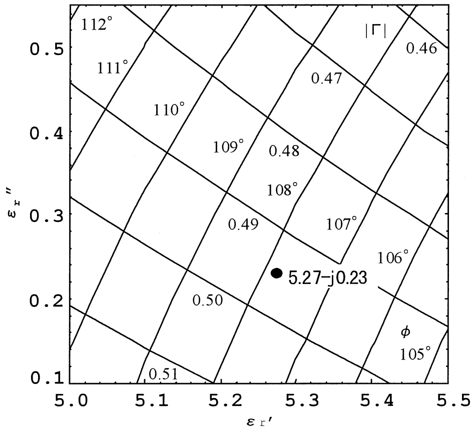


図 8 最適厚さでないときの例 (厚さ d=2.7mm，黒点は試料 2 の測定値)

Fig. 8 An Example for non-optimum thickness. (d=2.7mm, Solid point is measured value of sample2)

各試料について図 7 から読み取った誘電率と，導波管法で測定した値を比較した結果を表 2 に示す．両者はほぼ一致しており，得られた等高線図は，実用に供し得るものと考えられる．

次に反射係数の測定誤差による誘電率の誤差を評価する．反射係数Γの測定値に含まれる誤差は，特定される誘電率にも誤差を与える．等高線図から明らかなように，反射係数Γの測定誤差が誘電率の読取りに与える誤差は，等高線の間隔が一定でないため，誘電率の値によって異なる．測定に使用したネットワークアナライザの確度は，測定される値により異なり，試料 1,2,3 の実験値の順にそれぞれ，$\Delta|\Gamma| = \pm 0.005$，$\pm 0.004$，$\pm 0.003$，$\Delta\phi = \pm 0.6°, \pm 0.8°, \pm 2.0°$ であった．これらより，試料厚さ d を一定とみなし，図 7 を用いて各実験値の誘電率に含まれる誤差 $\Delta\varepsilon_r'$, $\Delta\varepsilon_r''$ を求めると両者はほぼ等しく，試料 1；0.03，試料 2；0.04，試料 3；0.05 であり，いずれも 5%以内で誘電率が求められることがわかった．

次に試料 2 に対して最適な厚さでない場合の等高線図 (d=2.7mm) を作成し，表 2 の測定結果 ε_r =

$5.27-j0.23$をプロットしたものを図8に示す．図7(b)に比較して明らかに等高線の間隔は増大している．このときネットワークアナライザの確度は，$\Delta|\Gamma|=\pm 0.005$, $\Delta\phi=\pm 0.6°$であり，誤差は$\Delta\varepsilon_r', \Delta\varepsilon_r''$ともに0.14と求まる．このように，誤差は最適厚さの5%以内に比べ劣化する．

6. む す び

フランジ付方形導波管を金属裏打ちの損失誘電体に押し当て，開口面の反射係数から誘電体の複素誘電率を特定する方法について検討を行った．本方法によれば，スペクトル領域法により導出された連立方程式の計算結果から作成した等高線図を用い，反射係数の大きさと位相角の測定結果から，比誘電率の実部と虚部を直接求めることができる．被測定試料は，誤差が少ない等高線図の整合点近傍で測定するために，反射係数が小さくなるような厚さとして遮断厚さの1/2に設定するのがよい．この厚さでは，汎用のネットワークアナライザを使用し，誘電率を約5%以内の精度で定められる．

また，電磁波が誘電体試料内でフランジに平行な方向に伝搬するため，減衰するのに十分な広さの試料を用いなければならない．このために必要な試料は，実際的な大きさであることが確かめられた．

3種類の損失誘電率試料について測定を行った結果より特定された誘電率は，導波管法による測定値にほぼ一致し，等高線図の有効性が確認された．

今後，被測定試料とフランジとにすきまがあるときの誤差について検討する必要がある．

謝辞 本研究を進めるにあたり，有益な御意見，御助言を頂いた吉富邦明 九州大学助教授並びに関口利男 東京工業大学名誉教授に心からの謝意を表す．測定用試料を製作して頂いた横浜ゴム(株)の田所眞人氏，宮崎輝規氏に感謝する．

文 献

[1] 大河内正陽, 牧本利夫, マイクロ波測定, オーム社, 1959.

[2] 吉富邦明, “導体板上の電波吸収体の表面インピーダンス,” EMT-92-29, 電磁界理論研究会，1992.

[3] 橋本　修, 泰地義和, 阿部琢美, “フランジ付方形導波管を用いた複素誘電率の非破壊測定に関する基礎検討,” IM-97-21, 計測研究会，1997.

[4] 平野　誠, 高橋応明, 安部　實, “フランジ付方形導波管を用いた複素誘電率の測定に関する検討,” EMT-98-70, 1998.

[5] 平野　誠, 高橋応明, 安部　實, “フランジ付方形導波管を用いた複素誘電率の測定に関する検討－基本モード反射係数の算出に要する高次モード数,” 1998 信学ソ大, C-2-58.

[6] 平野　誠, 高橋応明, 安部　實, “フランジ付方形導波管と導体板に挟まれた損失誘電体内の電磁界,” EMT-98-119,1998.

[7] 平野　誠, 高橋応明, 安部　實, “フランジ付方形導波管を用いた損失誘電体からの反射係数の検討,” 信学論 (C-I), vol.J82-C-I,　no.5, May 1999.

[8] 平野　誠, 高橋応明, 安部　實, “フランジ付方形導波管と導体板に挟まれた損失誘電体内の電磁界解析,” 信学論 (C-I), vol.J82-C-I, no.9, pp.525–536, Sept. 1999.

[9] 伊藤龍男, “スペクトル領域法,” 電磁波問題の基礎解析法, 山下編，電子情報通信学会, 1991.

[10] 日本ヒューレット・パッカード電子計測器総合カタログ, 1999.

（平成11年4月12日受付，6月18日再受付）

平野　　誠　（学生員）

平2武蔵工大・工・電子通信卒．平4同大大学院修士課程了．同年防衛庁技術研究本部入庁，以来，捜索レーダ，レーダリフレクタの研究に従事．現在，武蔵工大大学院博士課程在学中．損失誘電体の材料定数測定に関する研究に従事．電気学会，IEEE各会員．

高橋　応明　（正員）

平1東北大・工・電気卒．平6東工大大学院博士課程了．同年武蔵工大助手，現在，同講師．衛星放送受信用アンテナ，小型アンテナ，環境電磁工学等の研究に従事．工博．IEEE会員．

安部　　實　（正員）

昭40武蔵工大・工・電子通信卒．同年武蔵工大助手．昭43電通大大学院修士課程了．昭44武蔵工大講師．同助教授を経て，現在，同教授．回折電磁界の解析，磁流アンテナの研究に従事．工博．IEEE会員．