

博士学位論文

TMモードを用いた誘電体共振器に関する研究

システム創成工学専攻

氏名 笠島 崇

目次

第1章 序論	4
1.1 研究の背景	4
1.2 移動体通信に使用する基地局フィルタ用共振器	6
1.2.1 誘電体を用いた共振器	7
1.3 誘電体材料の現状	8
1.3.1 誘電体の ϵ_r と $\tan\delta$ との関係	8
1.4 誘電体共振器の現状	10
1.4.1 単一モード誘電体共振器	11
1.4.2 多重モード誘電体共振器	13
1.5 誘電体材料の評価方法の現状	15
1.5.1 両端短絡型誘電体共振器法	17
1.5.2 摂動法	20
1.5.3 共振器法	23
1.6 本研究の目的	27
1.6.1 TMモード誘電体共振器用複合誘電体共振子の開発	27
1.6.2 TMモード用誘電体材料の評価方法の開発	28
1.7 本研究の概要	30
参考文献	32
第2章 複合誘電体共振器を用いた TM_{010} モード誘電体共振器の研究	41
2.1 はじめに	41
2.2 原理	42
2.2.1 TM_{010} モード複合誘電体共振器の構造	42
2.2.2 共振器構造と f_0, Qu 値の計算	44
2.2.3 複合誘電体共振子の実効誘電率 (ϵ_{r_eff}) 及び実効誘電損失 ($\tan\delta_{eff}$)	48
2.3 TM_{010} モード複合誘電体共振子の設計	49
2.3.1 誘電体共振素子の ϵ_r と f_0 との関係	49
2.3.2 f_0, Qu 値のチャート	50
2.3.3 f_0, Qu 値の設計	50
2.3.4 誘電体共振器の Qu 値	52
2.3.5 複合誘電体共振器の設計方法	53
2.4 TM_{010} モード複合誘電体共振子の試作	54
2.4.1 測定試料と測定装置	54
2.4.2 f_0, Qu の測定方法	55
2.4.3 測定結果	56

2.5 HFSS を用いた TM_{010} モード複合誘電体共振子の解析	58
2.5.1 誘電体が接する界面に生じる隙間の検討	58
2.5.2 複合誘電体共振器のスプリアス特性	59
2.6 むすび	61
参考文献	62
第 3 章 平行導体板型 $TM_{01\delta}$ モード誘電体共振器法の研究	63
3.1 まえがき	63
3.2 平行導体板型 $TM_{01\delta}$ モード誘電体共振器の構造	64
3.2.1 測定原理	64
3.2.2 測定方法	65
3.2.3 電磁界シミュレーションの精度検討	65
3.3 誤差要因の検討	67
3.3.1 共振器構造による誤差要因	67
3.3.1.1 導体板の寸法による誤差	67
3.3.1.2 導体板の平行度による誤差	68
3.3.1.3 導体板の間隔による誤差	69
3.3.2 励振による誤差要因	71
3.3.2.1 励振位置の誤差	71
3.3.2.2 結合量の誤差	73
3.3.3 誤差要因のまとめ	74
3.4 実験結果	76
3.4.1 測定装置	76
3.4.2 周波数応答	77
3.4.3 $TM_{01\delta}$ モード誘電体共振器の測定	78
3.4.4 径の異なる円柱状試料に対する測定結果	80
3.5 簡易測定に関する検討	82
3.5.1 測定時間の計測	82
3.5.2 変動係数の算出	82
3.6 測定精度の考察	84
3.6.1 支持台形状の検討	84
3.6.2 $D=7.5\text{mm}$ の円柱状試料の測定結果	85
3.7 むすび	88
参考文献	89
第 4 章 カットオフ導波管型 $TM_{01\delta}$ モード誘電体共振器法の研究	90
4.1 まえがき	90
4.2 カットオフ導波管型 $TM_{01\delta}$ モード誘電体共振器の構造	91
4.2.1 測定原理	91

4.2.2 測定方法	92
4.3 測定装置	93
4.3.1 空洞共振器の設計	93
4.3.1.1 寸法、導電率 (σ_r) の算出方法	93
4.3.1.2 TE モードを独立に励振可能な寸法の決定方法	93
4.3.1.3 TE モードに縮退する TM モードの分離方法	95
4.3.1.4 高 Qu 値化の検討	97
4.3.1.5 励振方法の検討	98
4.3.1.6 寸法、 σ_r の測定	99
4.3.2 支持体の誘電特性の測定	100
4.4 誤差要因の検討	101
4.4.1 共振器構造による誤差要因	101
4.4.1.1 誘電体の長さの影響	101
4.4.1.2 測定系の誤差	102
4.4.2 励振による誤差要因	103
4.4.2.1 アンテナ設置箇所の影響	103
4.4.2.2 結合量の誤差	105
4.5 実験結果	106
4.5.1 測定装置	106
4.5.2 周波数応答	107
4.5.3 径の異なる誘電体に対する測定結果	108
4.6 むすび	111
参考文献	112
第 5 章 総括	113
謝辞	116

第1章 序論

1.1 研究の背景

現在、我々の日常生活に欠かせない存在となった通信分野におけるマイクロ波の利用、つまりマイクロ波帯の電波を用いた無線通信は、30年ほど前の自動車電話でのサービスから始まった。当初、無線通信は通話のみに利用されていたが、「いつでも、どこでも、誰とでも、どんな情報をも、瞬時にやり取りしたい」という人類の限りない便利さの追及から10年ごとの技術革新を経て、現在ではインターネットへの接続や動画伝送等のデータ通信の利用が可能になった。

ここで、無線通信において携帯端末から電波に乗せて送信された情報は、基地局を経由して電波を受信した相手先の端末から取り出される。この様な送受信には、ある帯域幅を持った周波数の電波が用いられる。従って、空間には特定の周波数を持つ無数の電波が存在することになり、この中から必要な情報が含まれている周波数を選び分けるため、基地局にはフィルタが搭載されている。従って、通信に用いられる電波は必ず基地局を経由するため、高品質で無線通信を行うためには大量に基地局を整備することが必要になる。この様に、基地局の整備を早期に、かつ経済的に行うためフィルタには低廉かつ軽量化が求められてきた。

フィルタは共振器を組み合わせて構成される。共振器には金属製キャビティのみからなる空洞共振器、或いはキャビティ内に誘電体共振子を装荷した誘電体共振器がある。フィルタに求められる共振器としては、空洞共振器よりも誘電体を持つ誘電率の波長短縮効果により共振器を小型にするだけでなく、高 $Q \cdot f$ 値かつ優れた共振周波数の温度特性 (τ_f) による高効率かつ高い温度安定性を実現する誘電体共振器が用いられている。この様に誘電体共振器は基地局に要求される特性を満たし、無線通信のインフラの構築に貢献してきた。

近年、スマートフォンに代表されるように、インターネット接続環境での利用を重視した無線通信端末の爆発的な普及によって、無線通信のトラフィック量は増加し続けている。今後も、ハイビジョン映像のアップロード、映像のストリーミング、大容量のサイネージ情報の配信等、多様なサービスの提供が想定されており、トラ

フィックの更なる増大が見込まれる。この様な背景から、より一層充実したワイヤレスブロードバンド環境を実現することが望まれている。

ワイヤレスブロードバンド環境の実現に向けて、2つの方法が検討されている。1つは、新たな周波数帯を使用する方法で、これは、平成24年7月以降、テレビの地上波放送のデジタル化（地デジ化）に伴う空き周波数帯（700MHz帯）、および第2世代携帯電話システムに使用されている周波数帯域の再編に伴う空き周波数帯（900MHz帯）を移動体通信用に割り当て、無線通信システム用の周波数帯域を増加させることである。もう1つは、現在割り当てられている無線システムの周波数帯を有効に利用する方法、言い換えれば周波数帯を固定したまま通信に用いるチャンネル数を増加させることである。

ここで、新たに確保された700 MHz～900 MHz帯域の共振周波数は現在の2000 MHz帯域のそれよりも低く、共振周波数の逆数である共振波長は長くなるため、誘電体共振子の寸法は大きく、つまり誘電体共振器の寸法が大きくなることでコストの上昇が懸念される。

一方、先に述べたチャンネル数の増加を目的とした周波数帯域の圧縮に必要な高スカー特性は共振器の多段化により実現できるが、フィルタ特性と共振器には次に示すような関係がある。

- ・ フィルタのスカー特性は共振器の数に比例して急峻になる。
- ・ フィルタの挿入損失は共振器の無負荷 Q (Q_u) 値に反比例し、共振器の数に比例して増大する。

これらから、フィルタの高特性化の際には誘電体共振子数の増加に伴うフィルタ重量の増量、および損失の増大による効率の低下が懸念される。

このような背景から、700 MHz～900 MHzの周波数帯域の利用、および周波数帯域を有効に利用する場合、現状では基地局用フィルタの高コスト化、および効率の低下は避けられない。すなわち、更なる軽量、高コストパフォーマンス、高効率を満たすフィルタ用の誘電体共振器を実用化することは、充実したワイヤレスブロードバンド環境を達成する鍵になるといえる。

1.2 移動体通信に使用する基地局フィルタ用共振器

現在のように携帯機器による移動体通信が普及する前は、無線通信は主に衛星通信等で用いられていた。12GHz 帯の高い周波数での使用及び優れたフィルタ特性が要求されたため、共振器の特性には高 Q_u 値が優先され、フィルタには空洞共振器が用いられていた^{1),2)}。

しかし、移動体通信の普及にともない共振器に求められる特性は、高い Q_u 値を維持したまま、体積の 1/10 以下への小型化、加えて共振周波数の温度係数 (τ_f) の 1/10 以下への安定化へ変わった ($\tau_f \doteq 0$)³⁾⁻⁷⁾。

ここで、フィルタを構成する共振器において必ず高い値が要求される Q_u 値とは、共振器の性能を表す指標である。この値は、共振系に蓄積されるエネルギーの時間平均値を 1 秒間に共振系から失われるエネルギーで割った値で定義され、共振系より失われるエネルギーのみを考慮している²⁾。

この Q_u 値は、一般に共振系を小型化すると低下する。例えば、空洞共振器を考えた場合、その Q_u 値は荒い近似のもとで以下の式で表される⁸⁾。

$$Q_u = \frac{V}{S \frac{\delta}{2}} \quad (1)$$

ここで、

V : 空洞共振器の体積

S : 空洞共振器の内壁面の表面積

δ : 内壁面の表皮深さ

この式から、空洞共振器の Q_u 値は、空洞の体積 V をその表面積 S と厚み $\frac{\delta}{2}$ の積で割った値として与えられる。ここで体積は長さの 3 乗、表面積は長さの 2 乗に比例するので、空洞共振器の寸法が小さくなると、体積は表面積よりも速く減少する。したがって、空洞共振器を小型化すると Q_u 値は低下する⁹⁾。

また、 τ_f については、空洞共振器の材質が銅の場合は $\tau_f = 18 \text{ppm}/^\circ\text{C}$ あり、高価なインバ製としても $\tau_f = 2 \text{ppm}/^\circ\text{C}$ 程度である。このため、フィルタ用共振器に求められる $\tau_f = 0$ の要求を満たせない。よって、空洞共振器では先に述べた共振器に求められる特性を満たすことは難しい。

この様な背景から、現在では $\tau_f=0$ としながら Qu 値をあまり低下させることなく共振系を小型化することができる誘電体共振器¹⁰⁾⁻¹³⁾が移動体通信用の共振器として用いられている。

1.2.1 誘電体を用いた共振器

金属壁で囲まれてできた空洞共振器は、電磁波が金属壁で完全反射を繰り返しながら、元の位置に同位相で戻ってくることにより共振する。これに対して、誘電体共振器の場合は、誘電体内の電磁波が誘電体と空気との境界で全反射を繰り返しながら、元の位置に同位相で戻ってくることにより共振する。しかし、誘電体共振器を自由空間中に放置すると共振器から空間中に放射する放射電力のために放射損が生じる。このため、高 Qu 値が求められるフィルタ用誘電体共振器としては、誘電体共振器を金属製のキャビティで遮蔽した構造のものが用いられる。これは、放射損が遮蔽により生じるキャビティ内壁面での導体損よりも大きいからである^{14),15)}。

誘電体共振器は誘電体を用いるため空洞共振器と比較して以下の優れた特徴を持つ。

- 1) 誘電体は高い比誘電率 (ϵ_r) かつ低い誘電損失 ($\tan\delta$) を持つため¹⁶⁾⁻¹⁸⁾、誘電体内部において電磁波の波長は自由空間の $\frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}}$ に短縮され^{10),19)}、誘電体共振器は小型かつ高 Qu 値 ($\cong 1/\tan\delta$) な特性を実現できる^{20),21)}。
- 2) 誘電体共振器では、誘電体共振器に電磁界エネルギーが集中するため、金属製のキャビティ内壁面での表面電流を少なくでき、寸法を小さくしても空洞共振器と比較し Qu 値の低下を抑えることができる²²⁾。
- 3) 誘電体は τ_f をコントロールすることが可能であるため^{23),24)}、キャビティに使用する金属により τ_f が決まってしまう空洞共振器と比較し、誘電体共振器では τ_f を $0\text{ppm}/^\circ\text{C}$ 付近に設計することができる²⁵⁾。

1.3 誘電体材料の現状

ここでは、誘電体共振器に用いられる誘電体材料に着目する。これまでに開発されている、 τ_f が 0 に近い値を持つ誘電体材料の ϵ_r と $Q \cdot f (=f_0/\tan\delta, f_0$:共振周波数) 値の関係を図 1 に示す^{26),27)}。1.3.1 で述べるように誘電体材料の $Q \cdot f$ 値は ϵ_r の 5 乗に反比例するため ϵ_r の増加と共に低下^{28),29)}、つまり、図に示すように ϵ_r と $Q \cdot f$ 値はトレードオフの関係を持つことになる^{30),31)}。現在、基地局フィルタ用の誘電体共振器には $\epsilon_r < 50$ 領域の高 $Q \cdot f$ 値を持つ誘電体が使用され、一方、 $\epsilon_r > 70$ 領域の誘電体は共振器に要求される $Q \cdot f$ 値を満たさないが、 ϵ_r が比較的大きいため小型化を優先する携帯端末の部品に用いられている³²⁾⁻³⁴⁾。

フィルタメーカーからの共振器の低コスト・軽量化の要求には³⁵⁾、共振器に用いられる誘電体材料の使用量を低減することにより応えてきた。これは、誘電体を持つ ϵ_r により誘電体共振子内の共振波長が $\epsilon_r^{-1/2}$ に比例して短縮されることを利用し、誘電体共振子の体積を小さくできるからである。しかしながら、図 1 に示すように ϵ_r と $Q \cdot f$ 値はトレードオフの関係を持つため、誘電体共振器に要求される $Q \cdot f$ 値を持ち且つ $\epsilon_r > 50$ 領域の誘電体材料の開発は極めて困難であり、この領域の誘電体材料は未だ開発されていないのが現状である。

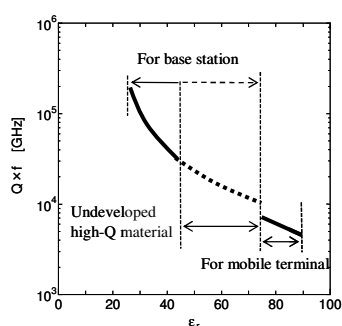


図 1 共振器向け誘電体材料の ϵ_r と $Q \cdot f$ の関係

1.3.1 誘電体の ϵ_r と $\tan\delta$ との関係

誘電体の Q 値は Schlomann³⁶⁾ や Rupprecht ら³⁷⁾ により減衰定数 Γ に依存すると報

告され、この Γ は完全結晶の場合は格子振動の非調和項によるものと Tagantsev ら³⁸⁾により報告されている。

ここで、マイクロ波領域の誘電損失の内部要因である格子振動の非調和項について記述する。光による格子振動の誘起は1つのフォノンを生成する過程であるが、非調和項が単なる光による1つのフォノンの生成ではなく、2つのフォノンが携わっていると仮定される。つまり、マイクロ波の吸収により材料中の音響フォノンが消滅し光学フォノンが生成するという過程が Sparks ら³⁹⁾により提案された(2フォノン差プロセス)。一般的に Brillouin ゾーンの端ではフォノンの状態密度が高く、さらに音響フォノンと光学フォノンのエネルギー差が小さい事から、マイクロ波の吸収によるフォノンの生成、消滅はゾーン端で起こるものと考えられ、内部要因による損失は以下の式で表される。

$$\varepsilon''(\omega) \approx B \frac{\omega \gamma_{\Gamma}}{\omega_0^2} \left[\ln \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2 + 4\gamma_{\Gamma}} \right) + \frac{\omega}{\gamma_{\Gamma}} \tan^{-1} \left(\frac{\omega}{2\gamma_{\Gamma}} \right) \right] (\varepsilon^0)^5 \quad (2)$$

ここで、

ε'' : 誘電率の虚数部

ε^0 : 静電誘電率

ω_0 : 横波光学振動の共鳴周波数

B : 非調和パラメータ

γ_{Γ} : 熱的に幅を持つ2つのフォノンの平均ダンピング定数

上式をマイクロ波領域($\omega \ll \gamma_{\Gamma}$)で近似すると以下の式が導出される。

$$\varepsilon''(\omega) \approx 2B \frac{\omega \gamma_{\Gamma}}{\omega_0^2} \ln \left(\frac{\omega}{2\gamma_{\Gamma}} \right) (\varepsilon^0)^5 \quad (3)$$

この式より、誘電率の虚数部すなわち損失が誘電率の5乗に比例する事を表しており、誘電率と誘電損失がトレードオフになる理由が説明できる

1.4 誘電体共振器の現状

1.3 で述べたようにフィルタメーカーからの要求を満たす誘電体材料は未だ開発されていない。そこで、現在使用されている誘電体材料を用いて共振器の小型化を実現する方法の一つとして、1.4.2 で述べる多重モード誘電体共振器の使用が挙げられる。

しかしながら、これらの共振器を用いたフィルタは、組立及び調整するうえで熟練した技能や高い精度を必要とする^{40),41)}。更に高特性のフィルタを構成する場合は多段化や狭帯域化、言い換えると誘電体共振器の数の増加や共振器間の強い結合が必要となる。従って、多重モード共振器内のモード間結合係数を得るために用いられる調整用金属ネジや、共振器間結合係数を得るために用いられる金属の結合スロットの数が増加し、これらの導体損が増加することにより共振器の Q_u 値が劣化し、フィルタの挿入損失が増大する⁴²⁾。

これに対し、結合に用いられる金属部品の導体損による Q_u 値の低下の抑制を目的とし、誘電体共振器自体に溝部等を用いて結合係数を得る方法があるものの、これらの構造は誘電体共振器の形状を複雑にするため、セラミックスのような硬度が高く靱性の低い材料での作製は容易でない。従って、多重モード誘電体共振器を用いてフィルタを作製する場合には誘電体の加工およびフィルタ特性の調整において工数の増加、つまりコストの上昇を伴うことは避けられず、近年のコストパフォーマンスを重視するフィルタへの使用には適しているとはいえない。

この様な背景から、本研究で用いる誘電体共振器の構成としては、多重モードと比較してフィルタの作製が容易である 1.4.1 で述べる単一モード誘電体共振器に着目する⁴³⁾。単一モード誘電体共振器の中から小型性と高 Q_u 値性の両立が期待でき、また、現在のフィルタ用誘電体共振器として主流になりつつある TM_{010} モード誘電体共振器を選択する。

フィルタメーカーからの軽量、低廉化の要求に応えるためには、現在使用されている誘電体材料の ϵ_r よりも高い ϵ_r が求められるが、1.3 で述べたように要求領域の特性を満たす材料は未開発である。誘電体共振器は誘電体を使用するため、例え優

れた特性を持つ TM_{010} モード誘電体共振器を用いたとしても、目的の共振特性を満たす誘電体材料がなければフィルタメーカーからの要求に応えることは難しい。

ここで、1.2.1 で述べたように誘電体共振器では誘電体に電磁界エネルギーが集中することでキャビティ内壁面での電磁界エネルギーが減少する。これによりキャビティ内壁面での $Q(Q_c)$ 値は変化し、誘電体共振器の Q_u 値は 1.4.1 で後述する (4) 式で表されることから、共振器の Q_u 値も変化すると考えられる。つまりこれは、誘電体共振器内の電磁界分布を制御することにより、共振器の Q_u 値が設計できる可能性を示している。また、誘電体共振器内の電磁界分布の変化は共振周波数を変えることになり、これは誘電体共振器の ϵ_r を設計できる可能性も示している。

材料メーカーとしては未開発領域の誘電特性を持つ誘電体材料の開発を進めている。本研究では ϵ_r の異なる複数の誘電体材料を保有する材料メーカーの強みを生かし、既存の誘電体材料から最適な誘電体を選択、及びそれらを組み合わせることにより共振器内の電磁界分布を設計することで、共振器に要求される特性を満たす代替誘電体共振器を開発する方法を提案する。この代替共振器の実用化は充実したワイヤレスブロードバンド環境を実現する鍵になるであろう。

1.4.1 単一モード誘電体共振器

誘電体共振器は、その ϵ_r と寸法で決定される境界条件を満足する多くのモードで共振する^{12),13)}。その中でも $TEM^{44)}$ 、 $TM_{010}^{45)-50)}$ 、 $TE_{018}^{51)-57)}$ の 3 つのモードが誘電体共振器に使用されている。図 2 に、これらのモードの電磁界分布を示す。誘電体共振器は空洞共振器のように電磁界が共振器中に完全に閉じ込められず、 ϵ_r の大小に応じて電磁界エネルギーが共振子の外に若干漏れる(放射損)ため、キャビティで遮蔽して使用される。その理由は、遮蔽により生じる導体損より放射損が大きいからである。図 2 のように、 TEM モードにおいては誘電体内・外周面と底面に銀又は銅の電極が付けられており、 TE_{018} モードの場合は低 ϵ_r の支持台を介して誘電体がキャビティに固定される。

TM 、 TE モードについている添字の数字は、円筒又は円柱形の誘電体の共振器であることから円筒関数を使った記述法であり、前から順に θ 方向(軸回りの回転)、 r 方向(径方向)、 z 方向(軸方向)の電界強度の節あるいは腹の数を示す。

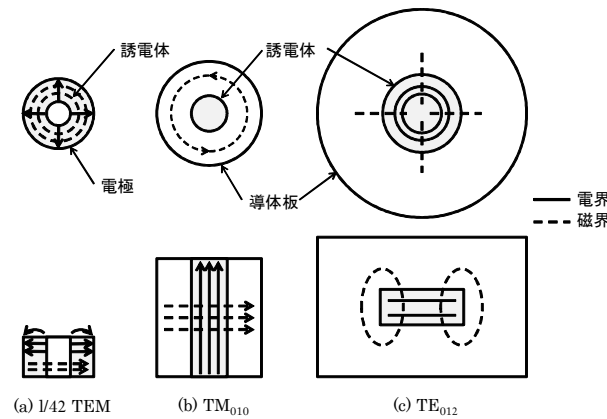


図2 共振モードの電磁界分布

例えば、 $TE_{01\delta}$ モードでは最初の添字の0はこのモードの電界強度が軸回りの回転に対しては一定で変化しないことを示している。2番目の添字の1はr方向に対して中央の $r=0$ 点でゼロ、外周部で最大値を取ることを示している。最後の δ の意味は、電界強度がz軸方向に対しては上下の金属境界面でゼロ、中央部で最大となるため、誘電体の上下境界面で電界強度が完結しない(0にならない)ためである。この誘電体の上下面に導体板を密着させたときのモードは、 TE_{011} モードと呼ばれる。

共振器の重要な共振特性に Q_u 値があるが、誘電体を使った共振系の Q_u 値は誘電損失による $Q(Q_d=1/\tan\delta)$ と金属壁の導体損失による $Q(Q_c)$ を使って次式で与えられる⁵⁸⁾⁻⁶⁰⁾。

$$\frac{1}{Q_u} = \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_c} \quad (4)$$

ここで、誘電損失は材料によって決定されるが、導体損失は利用する共振モードによって大きく変動する。

図2(a)のTEMモード誘電体共振器は同軸共振器とも呼ばれ、金属電極を直接誘電体の内外周面と底面に形成するため導体損失が大きくなり、共振器の Q_u 値が低くなる。しかし、体積は3つのモードの中で最も小さくなるため、マイクロ波帯でも、小型にしたい場合や、小電力の場合に用いられる。

図2(c)の $TE_{01\delta}$ モード誘電体共振器はキャビティの中央に低 ϵ_r の支持台を介して誘電体を固定するため、寸法は大きくなる。しかし、誘電体と金属壁が空間的に離れているため導体損失が小さくなり、共振器の Q_u 値は高くなる。金属ケースの寸

法を大きくすることにより、 Q_u 値は Q_d 値に近いレベルまで上げることができる。このため高い Q_u 値が要求されるデバイスにはこのモードが使われる。

図 2(b)の TM_{010} モード誘電体共振器は両者の中間の体積と Q_u 値を持っている。しかし近年、このモードの Q_u 値に関しては、山田ら⁵⁴⁾や小林ら⁶¹⁾により、電磁界解析を用いることで高 Q_u 値設計できることが報告されている。この結果、 TM_{010} モード誘電体共振器は、小型性を維持しながら $TE_{01\delta}$ モードの Q_u 値と同等な Q_u 値が得られ、基地局フィルタ用共振器として主流になりつつある。

1.4.2 多重モード誘電体共振器

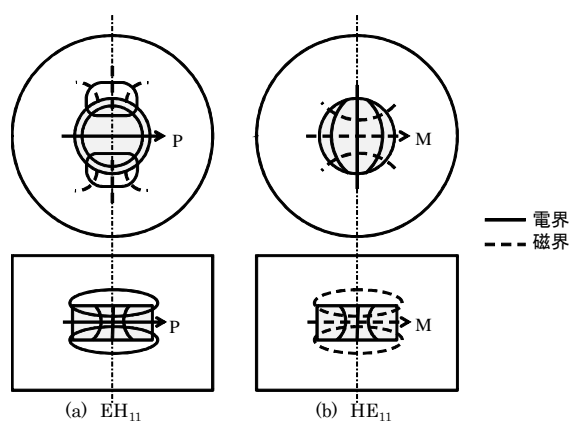


図 3 共振モードの電磁界分布

共振器の構造に適当な対称性を持たせることで、2つ以上の縮退した共振モードを1つの共振器で励振させる多重モード共振器が野本¹⁾やLinら⁶²⁾により提案された。この多重モードは「空間の多重利用」を可能とし、見かけは1個の共振器であるが、その中に複数個の共振器が存在するとみなせる⁶³⁾。これにより、共振器単体での寸法を小さくするのではなく、フィルタを構成する共振器の数を減らすことでフィルタの寸法を小さくすることができる。

多重モード誘電体共振器には大きく分けて2種類ある。1つは、誘電体共振子に初めから備わっている縮退モードを用いて多重モードを実現する方法で、図3に示すような $EH_{11\delta}$ モード及び $HE_{11\delta}$ モード誘電体共振器が小林ら⁶⁴⁾、Fiedziuszkoら^{65),66)}やChenら¹³⁾により報告されている。これらの誘電体共振器は構造の対称性が保たれている時には、共振周波数が一致する2つの電磁界が直行するように存在するため、観察される共振ピークは1つである。ここで、構造を非対称にすると、両者の

モード間で結合を生じ共振ピークは2つに分離し、これらを利用して2重モード誘電体共振器が実現できる。

もう1つは、単一モードの誘電体共振器を機械的に組み合わせることにより、誘電体共振器内に直交する電磁界を実現する方法で、単一モードである2つの TM_{110} モード誘電体共振器を十字型に組み合わせた多重モード誘電体共振器が小林ら⁶⁷⁾により報告されている。また、この十字型の誘電体共振子を一体成形により作製することで、生産性を高めた多重モード誘電体共振器が西川ら^{68),69)}や服部ら^{70),71)}により報告されている。

更に空間の多重利用の効率を向上させた共振器として、小松ら⁷²⁾、Zhong-Minら⁷³⁾やWalkerら⁷⁴⁾により、二重 EH_{118} モードに加え、これらの電磁界と直交し、かつ同じ共振周波数を持つ TM_{018} モードを、共振子の長手方向の長さを調節することで励振させ、1つの誘電体共振器を3重モードとして使用したフィルタが報告されている。

3重モード誘電体共振器としてはこの他にも、西川ら⁷⁵⁾は先に述べた TM_{110} を3個組み合わせた3重モードフィルタ、また、Hwangら⁷⁶⁾やWangら⁷⁷⁾は、 TE_{018} モードを用いる立方体形状の3重モード誘電体共振器を報告している。

近年の、電磁界の解析技術の向上により複雑な形状が検討でき、服部ら⁷⁸⁾により1つの誘電体共振子にて4重モードの実現が報告されている。

1.5 誘電体試料の評価方法の現状

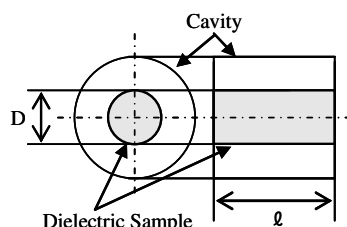


図4 TMモード誘電体試料の構造

基地局用フィルタに用いられる共振器には小型・高 Q_u 値・高コストパフォーマンスが求められ、誘電体共振器に用いられる共振モードは、1.4.1 で述べたように、現在使用している TE モードに変わり TM モードが主流になりつつある。この誘電体共振器の形状はスプリアス特性の向上を目的に共振モードが最低次モードとなるように決定され、TE モードでは $l < D$ (直径 D 、長さ l) であるが、TM モードは図4に示されるように TE モードとは異なり $l > D$ である⁷⁹⁾。

誘電体共振器を用いたフィルタの設計には、誘電体材料の ϵ_r 、 $\tan\delta$ の正確な値が要求される。現在使用している TE モード用の誘電体試料の評価法としては、1.5.1 で述べるように JIS R 1627 に TE_{011} モードを用いた標準法 (両端短絡型誘電体共振器法⁸⁰⁻⁸⁶⁾) が定められている。この他にも、標準法には定められていないが、フィルタに使用される共振モードである TE_{018} モードを利用した評価方法も報告されている⁸⁷⁾⁻⁹⁰⁾。いずれの評価においても試料の形状は、フィルタに用いられる誘電体共振子の形状 ($l < D$) と一致している。

そのうえ、TE モードの測定では、誘電体試料を金属製の治具に対して共振電界が平行になるように置くため、誘電体試料と治具との接触面に生じる隙間には電界が集中せず、測定の精度を低下させる共振周波数のシフトが抑制される。よって、TE モードを利用する評価法は誘電体を治具に置くだけの簡易測定法を実現しており、共振器の設計、材料開発だけでなく生産ラインでの製品検査にも利用できる。

一方、TM モードは TE モードとは電磁界分布が異なるため、 ϵ_r と $\tan\delta$ が共振特性へ及ぼす影響が異なり、TM モード用の誘電体試料の誘電特性を正確に測定する

ためには、やはり TM モードを利用した測定方法が求められる。一方、JIS の方法で TM モード用の誘電体試料を測定する場合は、誘電体試料の形状 ($l > D$) を TE モード形状 ($l < D$) へ加工することが不可欠である。このように、TM モード用の誘電体試料を簡便に評価する方法として、現在、TE モード用の誘電体試料の評価に使用されている JIS の方法を利用することは難しい。TM モード用の誘電体試料の評価法としては、1.5.2 で後述する摂動法⁹¹⁾⁻⁹⁷⁾、および 1.5.3 で述べる共振器法⁹⁸⁾⁻¹⁰²⁾が挙げられる。

摂動法では、治具に用いる空洞共振器中の電磁界分布への影響を最小とするため、細い測定試料が要求されるだけでなく、高誘電率 ($\epsilon_r > 20$) または低損失材料 ($\tan\delta < 10^{-4}$) の測定では、試料挿入時の Q_u 値の変動が小さく摂動量の測定が困難となる⁹⁴⁾。最近、摂動法の測定に厳密解析を適用した高 ϵ_r 低損失材料の評価が報告されているが^{103),104)}、試料挿入孔の直径は遮断周波数との関係から 5 mm 以下に制限される¹⁰⁴⁾⁻¹⁰⁶⁾。しかし、工業的に用いられる TM モード用の誘電体試料の直径は 15 mm 程度であるため、この場合も評価には誘電体の細径化加工が必要となる。

もう一方の共振器法は、金属キャビティの上下蓋の間に円柱形状の誘電体試料を挟む構造であるため、電気力線が誘電体試料から導体板に垂直に入射する。そのため、導体板と誘電体試料間に僅かでも空隙が生じると、空隙に電界が集中し、 f_0 のシフトおよび Q_u 値を低下させるため^{101),107)}、再現性の高い評価は困難であるといえる。誘電体試料と上蓋を確実に密着させるためには、誘電体試料の両端に電極を形成するなどの方法が考えられる。

これらのため、現在使用されている TM モード用の誘電体試料の測定法においては、試料への加工や電極の形成等が必要になるため作業工程が増えることは避けられず、これらを簡易測定法として利用することは難しい。

このような背景から、基地局フィルタ用誘電体共振器として主流になりつつある TM モード誘電体共振器において、この共振器に用いられる誘電体共振子をそのままの形状で正確かつ簡便に評価する方法が求められる。従って、この評価方法を確立できれば、誘電体共振子の開発速度及び生産性の向上が実現でき、移動体通信向けインフラの構築に貢献できる。

1.5.1 両端短絡型誘電体共振器法

誘電体共振子の ϵ_r と $\tan\delta$ は、 f_0 、 Q_u 値、誘電体共振子の寸法 (D 、 l) から算出する。

測定に必要な誘電体円柱共振器は図 5 に示される。まず、導体板の直径は無量大であると仮定する。

この共振器の TE_{0ml} モードの特性方程式は、次式で示される⁸⁰⁾。

$$u \frac{J_0(u)}{J_1(u)} = -v \frac{K_0(v)}{K_1(v)} \quad (5)$$

$$u^2 = \left(\frac{\pi D}{\lambda_0} \right)^2 \left[\epsilon_r - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right)^2 \right] \quad (6)$$

$$v^2 = \left(\frac{\pi D}{\lambda_0} \right)^2 \left[\left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right)^2 - 1 \right] \quad (7)$$

$$\lambda_0 = \frac{c}{f_0} \quad (8)$$

$$\lambda_g = \frac{2l}{l} \quad (l = 1, 2\Lambda) \quad (9)$$

ここで、光速： C 、共振波長： λ_0 、伝搬波長： λ_g 、第 1 種ベッセル関数： $J_n(u)$ 、第 2 種ベッセル関数： $K_n(v)$ である。

式(5)を満足する u と v の計算結果を図 6 に示す。横軸と縦軸の変数を 2 乗した値で示したのは、測定値の数値処理を行う際に、根号計算が入らないようにするためである

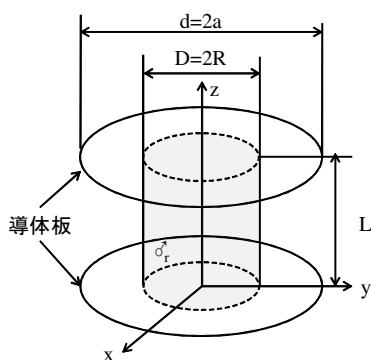


図 5 両端短絡型誘電体共振器の構造

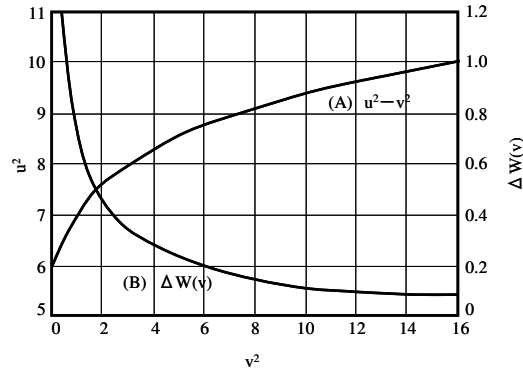


図6 複素誘電率測定用チャート

ϵ_r は、式(7)、(8)より次式で与えられる。

$$\epsilon_r = \left(\frac{\lambda_0}{\pi D} \right)^2 (u^2 + v^2) + 1 \quad (10)$$

これより、 ϵ_r は誘電体共振子の寸法及び、 TE_{011} モードの f_0 の実測値を式(8)に代入して、図6(A)と式(10)より求められる。

$\tan \delta$ は次の式で示される⁸⁰⁾。

$$\tan \delta = \frac{A}{Q_u} - B \quad (11)$$

ここで、

$$A = 1 + \frac{\Delta W(v)}{\epsilon_r} \quad (12)$$

$$B = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right)^2 \frac{R_s}{30\pi^2 \epsilon_r l} (1 + \Delta W(v)) \quad (13)$$

$$R_s = \sqrt{\frac{\omega_0 \mu}{2\sigma}} \quad (14)$$

導体板の表皮抵抗： R_s 、導体板の導電率： σ 、関数 $\Delta W(v)$ は、円柱形状の誘電体共振子内外の電界エネルギーの比を表したものであり、関数 $F(u)$ 、及び、 $G(v)$ を用いると、次のように定義することができる。

$$\Delta W(u) = F(u)G(v) \quad (15)$$

$$F(u) = \frac{J_1^2(u)}{J_1^2(u) - J_0(u)J_2(u)} \quad (16)$$

$$G(v) = \frac{K_0(v)K_2(v) - K_1^2(v)}{K_1^2(v)} \quad (17)$$

式(5)より u は v の関数であるから、 ΔW は v の関数として表すことができる。

TE₀₁₁モードに対する $\Delta W(v)$ の計算結果を図 6(B)に示す。 $\tan\delta$ は式(11)から式(14)、及び図 6(B)を用いて、 Q_u の実測値、及び、 ϵ_r 測定の際に得られた値より求められる。

この評価方法において誘電特性の精度に影響を及ぼす項目、およびその対策方法について記す。

1) 平行導体板の導電率 σ_r

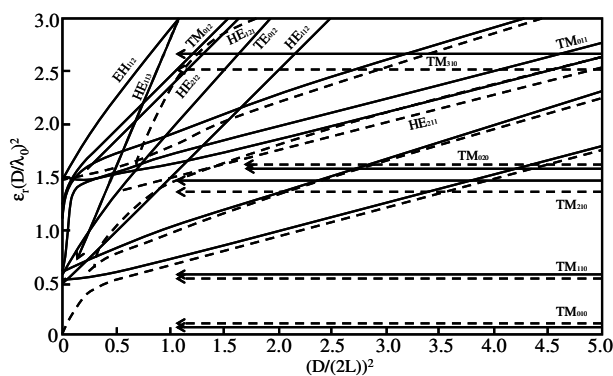
$\tan\delta$ の測定公式(11)の右辺第 2 項 B は、平行導体板のオーム損に対する補正項であり、 $\tan\delta < 10^{-4}$ のような低損失材料の場合には、導体板の σ_r の値が $\tan\delta$ の測定精度に影響を与える。例えば、 σ_r の真値が 0.95 であるべきものが、0.92 と測定されたとき、この 3% の σ_r の誤差は、 $\tan\delta$ に対し 0.03×10^{-4} の誤差を生じる ($\epsilon_r=40$ と仮定)。この誤差の大きさは、 Q 値が 10000 ($\tan\delta=1 \times 10^{-4}$) の誘電体共振子では 3.0% の誤差となる。このように Q 値の高い材料では σ_r の測定誤差の影響が大きいため、 σ_r の測定には誘電体共振器を利用した方法⁸³⁾により測定誤差を $\pm 2\%$ 以下に抑制している。

2) 平行導体板の直径

誘電特性を算出する際に、導体板の直径は無窮大と仮定されているが、測定で用いられる導体板の直径は有限である。導体板の直径が短いと電磁界エネルギーは外部に漏れて f_0 のシフト及び Q_u 値の低下が生じる。このため、 ϵ_r 及び $\tan\delta$ の相対誤差が 10^{-6} となるように、理論計算から、導体板の直径は誘電体共振子の直径の 3 倍程度とする。これにより、例えば ϵ_r が 10~100、 $\tan\delta=10^{-4}$ の場合、 $\Delta \epsilon_r / \epsilon_r < 10^{-6}$ 、 $\Delta \tan\delta / \tan\delta < 10^{-4}$ に収められる。

3) 誘電体共振子の寸法 (D/l) 比

誘電体共振器には複数の共振モードが存在し、それぞれの f_0 は誘電体共振子の D/l 比により決定される。隣接する TM モード或いは HE モードが測定に用いる



TE₀₁₁ モードに近付くと、TE₀₁₁ モードの f₀、Q_u 値の測定精度が低下するため、TE₀₁₁ モードの共振周波数が不要モードから離れるように誘電体共振子の D/ℓ比を決定する必要がある。

誘電体共振子の D とℓについては、図 7 に示す誘電体円柱共振器のモードチャートから、(D/ℓ) を 1.8～2.3 の範囲で選択することにより、TE₀₁₁ モードの共振周波数を他の不要モードの共振周波数から十分に離すことができる。

1.5.2 摂動法

測定では、図 8 に示す空洞共振器の共振周波数の変化は試料のε_rに比例し、空洞共振器の Q_u 値の変化は試料の誘電正接に反比例するという特性を利用している。

損失のある空洞共振器が共振した時の複素角周波数は以下のように与えられる。

$$\omega = \omega' + j\omega''$$

試料が挿入されていない空洞共振器内の電界と磁界を \bar{E}_1 、 \bar{H}_1 とおき、試料が挿入された場合の試料内部の電界と磁界を \bar{E}_2 、 \bar{H}_2 とすると、マクスウェルの式から次式を誘導できる⁹¹⁾。

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{(\epsilon_2 - \epsilon_0) \int_{V_s} \bar{E}_1 \bar{E}_2^* dV + (\mu_2 - \mu_0) \int_{V_s} \bar{H}_1 \bar{H}_2^* dV}{\epsilon_0 \int_{V_c} |\bar{E}_1|^2 dV + \mu_0 \int_{V_c} |\bar{H}_1|^2 dV} \quad (18)$$

ここで、

- ε₀ 真空中の誘電率
- ε₂ 試料の誘電率
- μ₀ 真空中の透磁率
- μ₂ 試料の透磁率
- V_c 空洞共振器の体積
- V_s 試料の体積

摂動法の測定では、空洞共振器内の電界が最大かつ磁界が最小になる領域に試料を挿入することから、磁界による影響を無くすることができる。棒状試料を電界に平行に配置した場合には、

$$\bar{E}_1 = \bar{E}_2$$

で試料内部の電界が与えられる。

試料の複素誘電率及び複素透磁率は、方形や円筒形の共振器やその共振モードに対して次式が導かれる⁹²⁾。

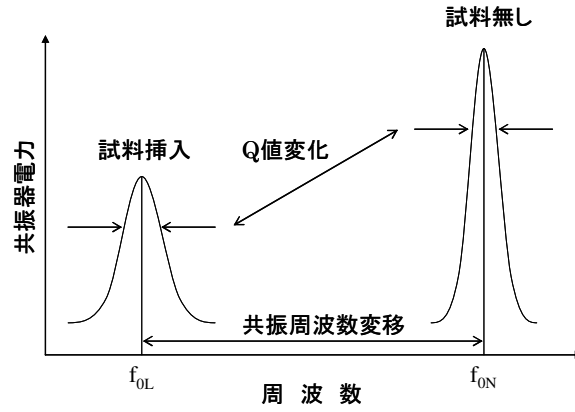


図8 試料挿入前後の共振器電力の変化

$$\varepsilon_r' = 1 - \frac{1}{\alpha_\varepsilon} \frac{f_{0L} - f_{0N}}{f_{0L}} \frac{V_C}{V_S} \quad (19)$$

$$\varepsilon_r'' = \frac{1}{2\alpha_\varepsilon} \left(\frac{1}{Q_{uL}} - \frac{1}{Q_{u0}} \right) \frac{V_C}{V_S} \quad (20)$$

$$\mu_r' = 1 - \frac{1}{\alpha_\mu} \frac{f_{0L} - f_{0N}}{f_{0L}} \frac{V_C}{V_S} \quad (21)$$

$$\mu_r'' = \frac{1}{2\alpha_\mu} \left(\frac{1}{Q_{uL}} - \frac{1}{Q_{u0}} \right) \frac{V_C}{V_S} \quad (22)$$

ここで、

f_{0N} : 無負荷時の共振周波数

f_{0L} : 負荷時の共振周波数

$\alpha_\varepsilon, \alpha_\mu$: モード、試料形状で決まる定数

Q_{u0} : 無負荷時の Q 値

Q_{uL} : 負荷時の Q 値

これらの式において、 $\alpha_\varepsilon, \alpha_\mu$ はモードや試料形状で理論的に決定される定数であり、各種形状の試料に対する α_ε と α_μ が計算されている。ここで取り扱いが簡単で、高精度の測定が可能である棒状試料に対する α_ε と α_μ を表1にまとめて示す。また、円筒空洞共振器における TM_{010} 、 TE_{011} の様子を図9に示す。

摂動法を用いた誘電体の誘電特性は(19)式、及び(20)式の第一近似摂動公式から複素誘電率の実数 ε_r' 、及び虚数の ε_r'' を算出し、これらから以下のように決定する。

- $\varepsilon_r = \varepsilon_r'$
- $\tan \delta = \frac{\varepsilon_r''}{\varepsilon_r'}$

この評価方法において誘電特性の精度に影響を及ぼす項目、およびその対策方法

について記す¹⁰⁸⁾。

例として 1GHz 空洞共振器による摂動を取り上げる。1GHz に対する測定系の測定精度は、共振周波数変移±50Hz (0.2ppm)、 $1/Q_u$ 変位 2×10^{-8} である。この実績値を摂動公式に代入して、 ϵ_r' と ϵ_r'' の測定精度を算出する。

1) 誘電体試料の直径と ϵ_r' との関係

共振周波数シフトの分散値 0.2ppm が 1%に相当する共振周波数変移は

$$\frac{f_s - f_c}{f_c} = \frac{0.2 \times 10^{-6}}{0.01} = 2 \times 10^{-5}$$

となる。摂動公式に上式と $V_c = 2.45 \times 10^6$ 、 $\alpha_\epsilon = 1.855$ を代入すると、

$$(\epsilon_r' - 1)V_s = \frac{2.45 \times 10^6}{1.855} \times 2 \times 10^{-5} = 26.4$$

となり、摂動法の適用限界を共振周波数の 0.5%変位として、摂動公式に代入すると

表 1 TM₀₁₀、TE₀₁₁モードの電磁界分布

共振モード	α_ϵ	α_μ
方形TE _{10n}	2	$(n\lambda/2L)^2$
円筒TM ₀₁₀	1.855	—
円筒TE ₀₁₁	—	$\frac{3.094}{1 + (0.82a/L)^2}$

L : 共振器の長さ、a : 円筒の半径

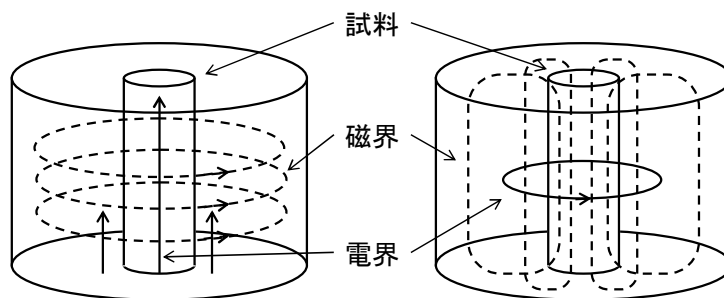


図 9 TM₀₁₀、TE₀₁₁モードの電磁界分布

$$(\epsilon_r' - 1)V_s = \frac{2.45 \times 10^6}{1.855} \times 0.005 = 6615$$

が得られる。この結果、摂動法により ϵ_r' が誤差 1%以下で測定できる範囲は以下のように与えられる。

$$26.4 \leq (\epsilon_r' - 1)V_s \leq 6615$$

試料が一辺 1mm の棒状試料であれば、試料容積は 50mm^3 であるから、上式は次のようになり、

$$0.53 \leq (\epsilon_r' - 1) \leq 132.3$$

ほとんどの常誘電体が摂動法により、誤差 1% 以下の精度で ϵ_r' を評価できる。

2) 誘電体試料の直径と $\tan\delta(=\epsilon_r''/\epsilon_r')$ との関係

誘電正接の精度は Q 値のデータ分散が大きいため ϵ_r' ほど向上しない。上記の計算に用いた一辺 1mm の棒状試料を $\epsilon_r' = 10$ と $Q = 1000$ の材料で構成すると、 $1/Q$ の変位は以下のように与えられる。

$$\epsilon_r'' = \frac{\epsilon_r'}{Q} = \frac{10}{1000} = 0.01 = \frac{V_C}{2\alpha_\epsilon V_S} \times \left(\frac{1}{Q_{uL}} - \frac{1}{Q_{uN}} \right) = 1.32 \times 10^{-4} \times \left(\frac{1}{Q_{uL}} - \frac{1}{Q_{uN}} \right)$$

$$\left(\frac{1}{Q_{uL}} - \frac{1}{Q_{uN}} \right) = \frac{0.01}{1.32 \times 10^{-4}} = 7.55 \times 10^{-7}$$

この結果を $1/Q$ のデータ分散と比較すると

$$\frac{2 \times 10^{-8}}{7.55 \times 10^{-7}} = 0.026$$

となり、誘電正接の誤差は 2.6% 程度になると算出できる。一般的な基板材料の Q 値は 2000 程度であり、試料の一辺を 1.4mm にすればこのような基板材料でも 2.6% 以下の誤差で誘電正接を評価できる。

3) 誘電体試料の容積測定精度の影響

摂動法の測定精度は、 f_{0L}, f_{0N} 、3dB 帯域幅 Δf 、共振器の体積 V および試料の体積 ΔV のうち有効桁数が最少のものによって決まる。 $f_0, f_{0N}, \Delta f$ は、ネットワークアナライザの測定精度に依存し有効数字は 7 桁である。これに対し、 ΔV ではマイクロメータの測定精度から 4 桁程度なので、摂動法で得られる ϵ_r 、 $\tan\delta$ も有効数字 4 桁程度になる。

1.5.3 共振器法

共振器方法は、フィルタ用の TM_{010} モード誘電共振器を用いて誘電特性を評価する方法である。

図 10 に示す TM_{nm0} モード誘電体共振器の特性方程式は、次式で与えられる¹⁰⁹⁾。

$$[F_n(u) - R_n(v, S)] [k_1^2 F_n(u) - k_2^2 S_n(v, S)] = n^2 h^2 \left(\frac{1}{u^2} - \frac{1}{v^2} \right)^2 \quad (23)$$

ここで、

$$F_n(u) = \frac{1}{u} \frac{J'_n(u)}{J_n(u)} \quad (24)$$

$$R_n(v, S) = \frac{1}{v} \frac{J'_n(v)N'_n(vS) - N'_n(v)J'_n(vS)}{J_n(v)N'_n(vS) - N_n(v)J'_n(vS)} \quad (25)$$

$$S_n(v, S) = \frac{1}{v} \frac{J'_n(v)N_n(vS) - N'_n(v)J_n(vS)}{J_n(v)N_n(vS) - N_n(v)J_n(vS)} \quad (26)$$

$$u = \frac{D}{2} \sqrt{k_1^2 - h^2}, \quad v = \frac{D}{2} \sqrt{k_2^2 - h^2} \quad (27)$$

$$k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_r}, \quad k_2 = \frac{2\pi}{\lambda_0}, \quad h = \frac{\pi d}{L} \quad ; \quad l=0,1,2,\dots \quad (28)$$

更に、

$S = \frac{d}{D}$: 直径比

λ_0 : 共振波長

$J_n(x)$: 第1種ベッセル関数 (添付されるプライム符号は変数 x に関する微分を示す。)

$N_n(x)$: 第2種ベッセル関数 (添付されるプライム符号は変数 x に関する微分を示す。)

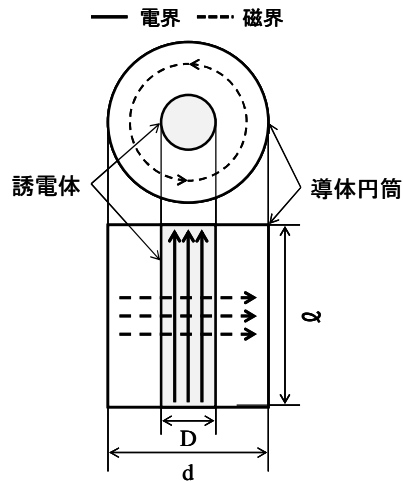


図10 TM₀₁₀モード誘電体共振器の構造と電磁界分布

式(1)にて $n=0$ 又は $l=0$ とした場合の TM_{0ml} 又は TM_{nm0} モードに対する方程式を次式で示す。

$$\epsilon_r F_n(u) - S_n(v, S) = 0 \quad (29)$$

ここで、TMモードの添字 nml はそれぞれ、周方向、半径方向、軸方向の電界ま

たは磁界の変化の数を示す。

また、一般に $l=0$ の場合、式(27)は

$$u = \frac{\pi D \sqrt{\epsilon_r}}{\lambda_0}, \quad v = \frac{u}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (30)$$

となるから、 TM_{nm0} モードの固有値 $nm0$ は、 ϵ_r 及び S の関数として式(29)より求められる。ここでは、 TM_{010} モードに対する計算結果を図 11 に示す。

一方、誘電正接 $\tan\delta$ 及び導体の表皮抵抗 $R_s = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}}$ が十分小さくて電磁界分布への影響が無視できる場合 TM_{0m0} モードの Q_u は次式で与えられる⁴⁵⁾。

$$\frac{1}{Q_u} = \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_d}, \quad \frac{1}{Q_c} = \frac{1}{Q_{lat}} + \frac{1}{Q_{end}} \quad (31)$$

ここに、

$$Q_{lat} \frac{\delta_c}{\lambda_0} = \frac{vS}{2\pi} \left\{ 1 + \left(\frac{G_1(v)}{SG_1(vS)} \right)^2 \left(\frac{G_0(v)G_2(v)}{G_1^2(v)} - \frac{J_0(u)J_2(u)}{J_1^1(u)} \right) \right\} \quad (32)$$

$$Q_{end} \frac{\delta_c}{\lambda_0} = \frac{\lambda}{\lambda_0}, \quad \delta_c = \sqrt{\frac{2}{\omega\pi\sigma}} \quad (33)$$

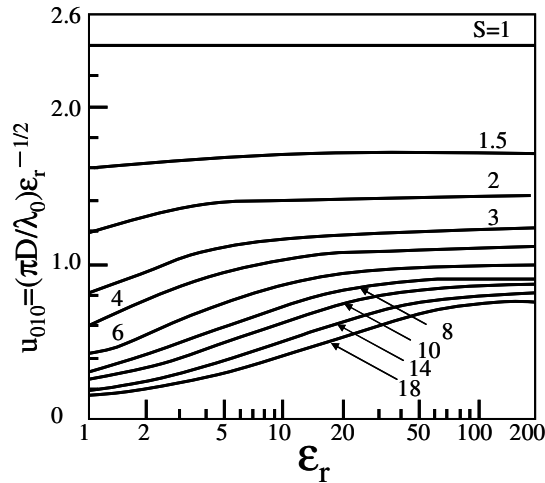


図 11 TM_{010} モードの固有値 u の計算結果

$$Q_d \tan \delta = 1 + \frac{f_1^2(u)}{J_0^2(u) + J_1^2(u)} \frac{S^2 G_1^2(vS) - G_0^2(v) - G_1^2(v)}{G_1^2(v)} \quad (34)$$

$$G_n(x) = J_n(x) - \frac{J_0(vS)}{N_0(vS)} N_n(x) \quad (35)$$

また、

- Q_c : 導体の損失による Q
- Q_{lat} : 側壁 (Lateral wall) の損失による Q
- Q_{end} : 端版 (End wall) の損失による Q
- Q_d : 誘電体円柱の損失による Q
- σ : 導体の導電率
- δ_c : 導体の表皮深さ
- u : TM_{0m0} モードの固有値

TM_{010} モード誘電体共振器を用いた評価法においては、図 11 に示すチャートを利用し、キャビティと誘電体共振子の直径、及び誘電体共振器の実測した共振周波数から、誘電体共振子の ϵ_r を決定でき、また、(31)~(35)式を利用し、キャビティと誘電体共振子の直径、及び誘電体共振器の実測した Q_u 値から誘電体共振子の $\tan\delta$ を決定できる。

この評価方法において誘電特性の精度に影響を及ぼす項目、およびその対策方法について記す。 TM_{010} モード誘電体共振器の測定精度を低下させる 2 つの原因が Krupka⁹⁹⁾により報告されている。

1 つは誘電体試料とキャビティとの接触界面に生じる空隙である。この界面の方向と TM_{010} モードの電気ダイポールの向きは垂直の関係になることから、僅かな空隙においても電磁界エネルギーが集中する。これにより共振周波数のシフトが生じ、 ϵ_r の測定精度を低下させている。

もう 1 つは、 TM_{010} モード誘電体共振器ではキャビティ内壁面と誘電体試料との接触インピーダンスにより Q_u 値は低下し、このインピーダンスはキャビティと誘電体試料を接触させる度に変化するため、 Q_u 値の再現性つまり $\tan\delta$ の測定精度を低下させている。

このように、 ϵ_r 及び $\tan\delta$ の測定精度の低下を抑制するには、誘電体試料とキャビティとの確実な接触が求められ、これを実現する方法として誘電体試料の両底部へ電極を形成することが Krupka⁹⁹⁾により示された。この結果、 TM_{010} モード誘電体共振器法は、 ϵ_r の測定誤差は 0.5%~2.0%以内、 $\tan\delta$ については 5×10^{-5} オーダーの測定が可能である。

1.6 本研究の目的

本研究はワイヤレスブロードバンド環境を実現するため、700MHz～900MHz 帯域の基地局の早急かつ経済的な整備を可能にする基地局フィルタ用 TM_{010} モード誘電体共振器に関する技術の開発が目的である。

基地局の整備に求められる軽量かつ高いコストパフォーマンスを持つ TM_{010} モード誘電体共振器を実現するには2つの技術の開発が挙げられる。

1つは、 $\epsilon_r=50\sim 70$ かつ基地局用フィルタの誘電体共振器を成すために十分な $Q \cdot f$ 値を持つ誘電体材料が未開発である領域の共振器を実現する TM_{010} モードを用いた代替共振器の開発である。

もう1つは誘電体共振子形状のままに誘電特性を正確かつ簡便に評価する方法の確立である。フィルタ用共振器の共振特性を決定する因子は主に使用する誘電体の誘電特性となるが、その影響は共振モードにより異なったものとなる。そのため、誘電体の開発及びフィルタの設計を迅速に行うためには使用モード特有の共振子形状での誘電体の ϵ_r と $Q \cdot f$ 値を正確かつ簡便に評価することが重要になる。また、この簡易評価法を生産時の特性検査に適用すれば、測定コストの低減を図ることができる。

本研究ではこれらの目的を達成するため、前者については現在使用されている誘電体の中から ϵ_r の異なる誘電体を2つ選択し、これらを機械的に組み合わせた構造を持つ複合誘電体共振子を提案し、後者については TM モードで用いる誘電体共振器形状での簡易測定を可能にする平行導体板型誘電体共振器法とカットオフ導波管型誘電体共振器法を提案した。それぞれの内容について次に示す。

1.6.1 TM モード誘電体共振器用の複合誘電体共振子

TM_{010} モード誘電体共振器の電磁界分布は、共振器を構成する誘電体共振子の ϵ_r により決まり、 $Q \cdot f$ 値は電磁界分布から決定される。このことは共振器中の誘電体共振子の ϵ_r を電界分布に応じて変えることで、すなわち誘電体共振子内にて ϵ_r に

分布を持たせることで、誘電体共振器の共振周波数及び Q_u 値の設計の可能性を示している。従って、誘電体共振子を ϵ_r の異なる誘電体を組み合わせた複合構造とすることで、共振器中の電磁界分布の制御による誘電体共振器の f_0 及び Q_u 値、言い換えれば誘電体共振子の実効的な ϵ_r と $Q \cdot f$ 値が設計できるといえる。

ここで、誘電体共振子の電磁界分布に着目した共振器の設計としては、Iwashita ら¹¹⁰⁾や Srivastava ら¹¹¹⁾により単一の誘電体材料からなる誘電体共振器自体を分割あるいは形状が変更された構造、Chaudhary ら^{112),113)}、Wakino ら¹¹⁴⁾や Weily ら¹¹⁵⁾より ϵ_r の異なる誘電体材料が直列に組み合わせられた構造が報告されている。これらは本研究と同様に ϵ_r の異なる誘電体を組み合わせた構造であるものの、目的はフィルタのスプリアス特性の改善であり、 f_0 つまり ϵ_r の制御については言及していない。また、使用される共振モードは、主に TE 或いは TEM モードである。

本研究では、 TM_{010} モード誘電体共振器において電界強度が強い誘電体共振子の中心に円柱形状の高 ϵ_r 誘電体素子、この外周に円筒形状の高 $Q \cdot f$ 値 (低 ϵ_r) 誘電体素子を設置した構造の複合誘電体共振子を提案し、この構造を用いて複合誘電体共振器中の電磁界分布を制御する方法を確立する。これにより、既存の誘電体 (高 ϵ_r 低 $Q \cdot f$ 値材、低 ϵ_r 高 $Q \cdot f$ 値材) を組み合わせることで、実効的に両者の中間的な ϵ_r 、及び高い Q_u 値を実現することを目的に研究を進める。

1.6.2 TM モード用誘電体試料の評価方法

誘電体の誘電特性の測定には、誘電体とキャビティからなる誘電体共振器を利用する方法が用いられ、共振器内の電磁界分布によって決まる f_0 及び Q_u 値から、誘電体の ϵ_r と $\tan\delta$ は解析的に算出される。正確な誘電特性を得るためには、共振器内に確実に電磁界分布を閉じ込めることが求められ、一般的な共振器はキャビティにより隙間無く遮蔽されている。しかし、このようなキャビティでは誘電体試料を容易に取替えることは困難である。これに対し、誘電体の取替を容易にするためキャビティの一部を開放した構造にすると、開放部からの電磁界の放射による f_0 のシフト、および Q_u 値の劣化による測定精度の低下が懸念される。

ここで、電磁界の放射は共振器の共振モード、及び共振器の構造に依存している。すなわち測定に用いる誘電体共振器の一部が開放されていても、放射の抑制を目的に共振器内をカットオフ状態にするように共振器を設計すれば、簡便かつ正確に誘

電特性の評価が可能になるといえる。

本研究では、TMモード共振子形状の誘電体を簡便かつ正確に評価可能な方法として2つの誘電体共振器法を提案する。

1つは平行に置かれた2枚の導体板間の中空に誘電体を導体板に非接触で設置した構造の $TM_{01\delta}$ モード誘電体共振器法である。この共振器は平行導体板を用いるために開放部が大きく、試料の取替えが容易になることから、生産ラインにおける簡易評価法として期待できる。この共振器において電磁界の放射を抑制するためには次のような項目が挙げられる。

- 1) 共振器内の電磁界分布が電磁界の放射へ及ぼす影響の解明。
- 2) カットオフ状態を維持する導体板間の距離と共振波長との関係の解明。
- 3) 平行導体板の平行度が高次モードの励振による電磁界の放射へ及ぼす影響の解明。
- 4) カットオフ状態に与える影響を最小にする励振方法の確立。

もう1つは、円筒形状キャビティの長手方向の両端を開放した構造(円筒導波管)の中央に誘電体を円筒導波管に非接触で設置した構造の $TM_{01\delta}$ モード誘電体共振器法である。この共振器は、軸対称の構造を持つことから精度の高い解析が可能であり、誘電体材料の開発における高精度評価法として期待できる。この共振器において電磁界の放射を抑制するためには次のような項目が挙げられる。

- 1) 誘電体試料の寸法が電磁界の放射へ及ぼす影響の解明。
- 2) カットオフ状態に与える影響を最小にする励振方法の確立。

両方法において挙げた課題の解決により、TMモード誘電体共振子形状での試料を簡便かつ正確に評価する方法の確立を目的として研究を進める。

1.7 本研究の概要

本研究は快適な大容量通信を実現するインフラの迅速な整備に貢献することを前提とし下に記す2つの技術の確立を目的として行われるものである。

- 1) 高いコストパフォーマンスを持つ基地局フィルタ用誘電体共振器が実現可能な、現状では、誘電体材料が未開発である領域の特性を満たす代替共振器を実現する技術。
- 2) 基地局フィルタ用誘電体共振器の設計、及び誘電体材料の開発に必要である誘電特性を誘電体共振器に使用される形状の誘電体試料のままで正確かつ簡便に測定する技術。更に、この技術の確立により、生産ラインでの特性検査における測定コストの低減も期待できる。

以上のような背景から行われた本研究について、各章ごとに概要を説明する。

本章では、初めに基地局用フィルタに使用される誘電体共振器の構造、及びこれに用いられる誘電体材料の現状について述べる。次に代表的な単一モード及び多重モード誘電体共振器について列挙し、それぞれの誘電体共振器の特徴について述べる。最後に誘電体共振器に用いられる誘電体試料の評価方法を列挙し、それぞれの方法の特徴及び高精度に測定する条件を示す。

第2章では、基地局フィルタの要求特性を満たす誘電体材料が未開発領域の特性を持つ共振器の実現を目的とした複合誘電体共振器について述べる。複合誘電体共振器は円柱形状の高 ϵ_r 誘電体素子の外周に円筒形状の高 $Q \cdot f$ 値(低 ϵ_r)誘電体素子を設置した構造であり、誘電体共振器を構成する円柱及び円筒形状の誘電体素子のそれぞれの ϵ_r および外径比により複合誘電体共振器中の電磁界分布を決定できることを明らかにする。これにより、既存の誘電体(高 ϵ_r 低 $Q \cdot f$ 値材、低 ϵ_r 高 $Q \cdot f$ 値材)を組み合わせることで、実効的に両者の中間的な ϵ_r 、つまり未開発領域の特性を持つ共振器が実現できることを示す。

第3章では、誘電体共振器形状の誘電体試料の簡便な評価を目的とした測定法について述べる。この測定法では平行に置かれた2枚の導体板間の中空に誘電体を導体板に非接触で設置する構造の誘電体共振器を用いる。この共振器では平行導体板の側面からの電磁界エネルギーの放射が懸念されるが、平行導体板を高い平行度に

維持し、かつ導体板間隔にカットオフを考慮することで導体板端部での電磁界を急峻に減衰させ、導体板端部からの電磁界エネルギーの放射を抑制できることを述べる。また、解析精度の向上を目的に共振器内の電磁界分布を導体板間に誘電体のみが存在する理想的な状態に近づけるためには、誘電体を設置する台の位置および形状、また励振・検波に用いるアンテナ位置が重要であることを明らかにする。この結果から、本法は簡易かつ精度の高い測定が可能であることを示す。

第4章では、誘電体共振子形状の誘電体試料の誘電特性を高精度に評価することを目的とした測定法について述べる。この測定にはキャビティ（円筒導波管）の長手方向の両端を開放した構造の中央に誘電体を円筒導波管に非接触で設置した構造の誘電体共振器を用いる。簡易測定のため両端を開放しても電磁界エネルギーを円筒導波管内に閉じ込める方法として、1つはカットオフ周波数を考慮して円筒導波管の直径に上限を設けること、2つめは電磁界エネルギーの伝搬を抑制するため円筒導波管が同軸線路として機能しないようにアンテナを円筒導波管に接地させること、3つめは電磁界エネルギーが円筒導波管内のカットオフ領域で確実に減衰するように誘電体試料の長さを制限することが有効であることを明らかにする。この結果から、本法は高精度かつ簡易測定が可能であることを示す。

第5章では本研究の総括を述べる。

参考文献

- 1) 野本俊裕, "2重モードフィルタ内部における電界強度の一推定方法," 電子情報通信学会論文誌 C-1 Vol.J73-C-1 No.9 pp.587-590, Jan. 1990.
- 2) 野本俊裕, "放送衛星中継器用 12GHz 帯チャンネルマルチプレクサ," 電子情報通信学会論文誌, Vol.J67-B, No.8, pp.916-923, Aug. 1984.
- 3) Kikuo Wakino, Toshio Nishikawa, Sadahiro Tamuro and Youhei Ishikawa, "Microwave Bandpass Filters Containing Dielectric Resonators With Improved Temperature Stability And Spurious Response," IEEE MTT-S Symp. pp. 63-65, May 1975.
- 4) Y.Kobayasi, Y.Kabe, Y.Kogami and T.Yamagishi, "Frequency and Low-Temperature Characteristics of High-Q Dielectric Resonators," IEEE MTT-S Symp. pp.1239-42, 1989.
- 5) 脇野喜久男, "誘電率温度変化の小さい低損失誘電体材料マイクロ波デバイスへの展開," IEICE MW92-71, pp.13-18, Sep. 1992.
- 6) 松本和順, "準マイクロ波帯用低損失誘電体共振器," エレクトロ・セラミクス最近のマイクロ波誘電体特集, pp54-58, Sep. 1993.
- 7) RALPH LEVY, SEYMOUR B. COHN, "A History of Microwave Filter Research, Design, and Development," IEEE Trans. On MTT-32, No.9, Sep. 1984.
- 8) 小林禧夫 古神義則 鈴木康夫, "マイクロ波誘電体フィルタ," 電子情報通信学会
- 9) Kikuo Wakino, Toshio Nishikawa and Youhei Ishikawa, "Miniaturization Technologies of Dielectric Resonator Filters for Mobile Communications," IEEE MTT-42, No.7, pp1295-1300, July 1994.
- 10) 土地郁夫, 滝本幹夫, 藤本久和, 水島清, "衛星通信用マイクロ波誘電体セラミックス," 科学と工業, 66(11), pp.475-180, 1992.
- 11) 橘稔人, 榎原晃, 山川岳彦, "第三代基地局用誘電体フィルタ技術," Matsushita Technical Journal, Vol.48, No.6, Dec. 2002.
- 12) R.D.Richtmyer, "Dielectric Resonator," J.Appl.Phys.10,391, pp.392-398, June 1939.
- 13) Kawthar A. Zaki Chunming Chen, "New Results in Dielectric-Loaded Resonators," IEEE MTT-34, No.7, July 1986.
- 14) 小林禧夫 福岡宣重 吉田信一郎, "遮蔽形誘電体円柱共振器の共振モード," 電子情報通信学会論文誌, Vol.J64-B, No.5, pp.433-440, May 1981.

- 15) 小林禧夫 可部幸正, “誘電体円柱共振器の無負荷 Q 値に及ぼす遮蔽導体の影響,” IEICE MW85-85, 1985.
- 16) Akira Okaya, “The Rutile Microwave Resonator” Proceedings of the IRE Correspondence, pp.1921, Nov. 1960.
- 17) A.Okaya, L.F. Barash, “The Dielectric Microwave Resonator,” Proceedings of IRE, pp. 2081-2092, Oct. 1962.
- 18) Susumu Nishigaki, Hiroshi Kato, Shinsuke Yano and Rikiya Kamimura, “Microwave Dielectric Properties of (Ba,Sr)O-Sm₂O₃-TiO₂ Ceramics,” Am.Ceram.Soc.Bull Vol.66, No.9, pp.1405-1410, 1987
- 19) N McN Alford, S J Penn, A Templeton, X Wang and S.J.Webb ,”Effect of Processing on The Dielectric Properties of Ceramic Dielectric Resonator Materials,” Growth and Processing of Electronic Materials, pp.117-123, 1998.
- 20) WILLIAM H. HARRISON ,”A Miniature High-Q Bandpass Filters Employing Dielectric Resonators,” IEEE MTT-16, No.4, pp.210-212, Apr. 1986.
- 21) Kikuo Wakino, “Miniaturization Techniques of Microwave Components for Mobile Communications System,” IEICE MW96-2, pp.7-14, Apr. 1996.
- 22) JAMES K.PLOURDE, CHUNG-LI REN, ”Application of Dielectric Resonators in Microwave Components,” IEEE Trans. On MTT-29, No.8, pp. 754 - 770, Aug. 1981.
- 23) A.G.Cockbain, P.J.Harrop and J.PHYS.D, “The temperature coefficient of capacitance,” Ser.2,Vol.1, pp.1109-1115, 1968.
- 24) P.J.Harrop ,”Temperature Coefficients of Capacitance of Solids,” Journal of materials Science 4, pp.370-374, 1969.
- 25) R.C.Kell, A.C.Greenham and G.C.E.Olds, “High-Permittivity Temperature-Stable Ceramic Dielectrics with Low Microwave Loss,“ J.Am.Ceram., Soc., 56,pp352,1973
- 26) 加藤純一, ”最近のマイクロ波誘電体,” エレクトロニク・セラミクス 高周波デバイス特集,pp.5-11, May 1992.
- 27) Hong Zheng, Ian M.Reaney, Duncan Mutr, Tim Price, David M.Iddles, “Composite Dielectric Ceramics Based on BaO-Ln₂O₃-TiO₂(Ln = Nd,La),” Japanese Journal of Applied Physics Vol.44,No.5A,pp.3087-3090, 2005.
- 28) A. K. Tagantsev, J. Petzelt and N. Setter, ”Relation Between Intrinsic Microwave And Submillimeter Losses And Permittivity In Dielectrics,” Solid State Communications, Vol.87, No.12, pp.1117-1120, 1993
- 29) 島田武司、角岡勉, “低損失誘電体セラミックス,” セラミックス 38, No.8, pp.241-247, 2004.

- 30) N.McN.Alford, S.J.Penn, A.Templeton, X Wang, S.Webb, "Materials and Processing Developments in Microwave Ceramics," *Industrial Ceramics*, Vol21, No.1, pp21-23, 2001.
- 31) J.Petzelt, S.Kamba, "Submillimetre and infrared response of microwave materials:extrapolation to microwave properties," *Materials Chemistry and Physics*, -79, pp.175-180, 2003.
- 32) 西川敏夫, "マイクロ波誘電体共振器とその応用," *IEICE MAG-92-10*, pp83-93, 1992.
- 33) 西垣進, "マイクロ波誘電体," *FC Report 5*, No.10, pp-413-422, 1987.
- 34) 鬼頭良造, 福田晃一, "BaO-TiO₂-希土類酸化物系セラミックスのマイクロ波誘電特性," *エレクトロニク・セラミクス 高周波デバイス特集*, pp18-23, Sep. 1993.
- 35) Ji-Fu Liang, William D.Blair, "High-Q TE₀₁ mode DR Filters for PCS Wireless Base Stations," *IEEE MTT-46*, pp.2193-2500, Dec. 1998.
- 36) Ernst Schlomann, "Dielectric Losses in Ionic Crystals with Disordered Charge Distributions," *Physical Review*, Vol.135, No.2A, pp.413-419, July 1964.
- 37) G.Rupprecht, R.O.Bell, "Microwave Losses in Strontium Titanate above the Phase Transition," *Physical Review*, Vol.125, No.6, pp.1915-1919, Mar. 1962.
- 38) A.K.Tagantsev, J.Petzelt, N.Setter, "RELATION BETWEEN INTRINSIC MICROWAVE AND SUBMILLIMETER LOSSES AND PERMITTIVITY IN DIELECTRICS," *Solid State Communications*, Vol.87, No.12, pp.1117-1120, 1993.
- 39) M.Sparks, D.F.King, D.L.Mills, "Simple theory of microwave absorption in alkali halides" *Physical Review B*, Vol.26, No.12, Dec 1982.
- 40) SENG-WOON CHEN KAWTHAR A.ZAKI, "A Novel Coupling Method for Dual-Mode Dielectric Resonators and Waveguide Filters" *IEEE MTT-38*, No.12, pp.1885-1893, Dec. 1990.
- 41) Michael Hoft, "Bandpass Filter using TM-Mode Dielectric Rod Resonators with Novel Input Coupling" *IEEE MTT-S Inf. Proc*, No.3, pp.1601-1604, 2009.
- 42) HERBERT L.THAL,JR., "Microwave Filter Loss Mechanisms and Effects" *IEEE MTT-30*, No.9, pp.1330-1334, Sep. 1982.
- 43) Milton Dishalt, "Alignment and Adjustment of Synchronously Tuned Multiple-Resonant-Circuit Filters" *Proceedings of The IRE*, pp.1448-1455, Nov. 1951.
- 44) MORIKAZU SAGAWA, MITSUO MAKIMOTO, and SADAHIKO YAMASHITA, "A Design Method of Bandpass Filters Using Dielectric-Filled Coaxial Resonators,"

- IEEE MTT-33, NO.2, pp.152-157, Feb. 1985.
- 45) Yoshio Kobayashi, Shinichiro Yoshida, "Bandpass Filters Using TM_{010} Dielectric Rod Resonators", IEEE MTT-S Int. Microwave Symp., pp.233-235 1978
 - 46) Yoshio Kobayashi, Katsuto Kojima, Hinichiro Yoshida, "Shielded TM_{010} Dielectric Rod Resonator," Electronics and Communications in Japan Vol.64-B, No.2, pp.65-71, 1981.
 - 47) Yoshio Kobayashi, Hiroshi Furukawa, "Elliptic Bandpass Filters Using Four TM_{010} Dielectric Rod Resonators," IEEE MTT-S Symp., pp.353-356, 1986.
 - 48) 山田徹 石崎敏雄, "超短波小型・低損失基地局用誘電体共振器," 第7回マイクロ波誘電体および関連材料研究会 (日本セラミックス協会), Mar. 2003.
 - 49) Yoshio Kobayashi, Katsuto Kojima, Shinichiro Yoshida, "Bandpass Filters Using Electrically-Coupled TM_{010} Dielectric Rod Resonators," Electronics and Communications in Japan, Vol.66-B, No.3, pp.33-42, 1983.
 - 50) 小林禱夫, 小島克人, 吉田信一郎, "遮蔽形 TM_{010} 誘電体円柱共振器" 電子通信学会論文誌, Vol.J64-B, No.2, pp.119-125, Feb. 1981.
 - 51) SEYMOUR B. COHN, "Microwave Bandpass Filters Containing High-Q Dielectric Resonators," IEEE MTT-16, No.4, pp.218-227, Apr. 1968.
 - 52) 小林禱夫, 吉田信一郎, "誘電体円柱共振器を同軸上に配列した帯域通過フィルタの設計," 電子情報通信学会論文誌, Vol.J86-C, No.3, pp.95-102, Jan. 1983.
 - 53) Yoshio Kobayashi, Masahiko Minegishi, "Precise Design of a Bandpass Filter Using High-Q Dielectric Ring Resonator," IEEE MTT-35, No.12, pp.1156, Dec. 1987.
 - 54) 小林英一, 小林禱夫, "TE_{01d} モード高 Q 誘電体共振器を用いた帯域通過フィルタ," IEICE MW90-113, pp.25-28, 1990.
 - 55) Toshio Ishizaki, Masami Hatanaka, and Tomoki Uwano, "Compact Transmitter Multiplexer For L-Band Mobile Radio Base Stations," IEEE TOKYO SECTION Denshi Tokyo, No.30, pp.156-160, 1991.
 - 56) 林潤, 二川佳央, "TE_{01d} モード誘電体共振器の端面を考慮した帯域通過フィルタ合成に関する研究," 電子情報通信学会論文誌, Vol.J66-B, No.1, pp.262-269, Mar. 2003.
 - 57) 内田浩光, 板谷建郎, 米田尚史, 宮崎守泰, "簡易なプローブ形跳び越し結合回路を用いた誘電体 TE_{01d} モード有極形帯域通過フィルタ," IEICE MW2002-122, pp.11-15, Dec. 2002.
 - 58) 小林禱夫, 古神義則, 山岸徹也, "空洞誘電体共振器より高い Q を有する誘電体共振器の周波数及び低温特性," IEICE MW89-56, pp.51-56, 1989.

- 59) 小林 禧夫, 可部 幸正, “高 Q 誘電体円柱共振器,” IEICE MW-86-79, pp.63-70,1986.
- 60) Yoshio Kobayashi, Yukimasa Kabe, “Dielectric Rod Resonators Having High Values of Unloaded Q,” The Transactions of The IECE of Japan, Vol.E69, No.4, pp.335-337, Apr. 1986.
- 61) 小林 禧夫, 小島 克人, 吉田 信一郎, “遮蔽形 TM010 誘電体円柱共振器,” 電子通信学会論文誌, Vol.J64-B, No.2, pp.119-125, Feb. 1981.
- 62) Wei-GUAN Lin, “Microwave Filters Employing a single Cavity Excited in More than One Mode” Journal of Applied Physics, Vol.22, No.8, pp.989-1001, Aug. 1951.
- 63) 粟井 郁雄, “マイクロ波フィルタの比較研究,” 電子情報通信学会誌, No.1, pp.42-45, Jan. 2000.
- 64) 小林 禧夫, 久保 和夫, “導体円筒形誘電体円柱共振器の二重モードを用いる楕円関数型フィルタの設計” 信学技報, MW86-69, pp.55-62, 1986.
- 65) S.J.FIEDZIUSZKO, “Dual-Mode Dielectric Resonator Loaded Cavity Filters” IEEE MTT-30, No.9, pp.1311-1316, Sept. 1982.
- 66) S.J.FIEDZIUSZKO, ”Practical Aspects and Limitations of Dual Mode Dielectric Resonator Filters” IEEE MTT-S Dig., pp.353-356, 1985.
- 67) Y.Kobayashi et.al, “Bandpass Filter Using Four TM₁₁₀ Dual-mode Dielectric Rod Resonators,” Nat. Conv. Rec. IECE Japan,202
- 68) 西川 敏夫, 石川 容平, 服部 準, 小林 禧夫, “直交結合 TM₁₁₀ モード誘電体共振器を用いた 4GHz 帯域フィルタ” 電子情報通信学会論文誌 C-1 , Vol.J73-C-1, No.2, pp.54-60, Feb. 1990.
- 69) Toshio Nishikawa, Youhei Ishikawa, Jun Hattori, Kikuo Wakino, and Yoshio Kobayashi, ” 4GHz Band Band-Pass Filter Using An Orthogonal Arrya Coupling TM₁₁₀ Dual Mode Dielectric Resonator,” Microwave Conference 19th European, pp.886-891, Sep. 1989.
- 70) Jun HATTORI, Hiroyuki KUBO, Shin ABE, Taiyo NISIYAMA, Youhei ISHIKAWA, “Compact Transmitting Dielectric Resonator Filter Using Capacitive Loaded Dual Mode Method For PCS Microcellular Base Station” IEEE MTT-S Dig., 1996.
- 71) Jun HATTORI, Hiroyuki KUBO, Shin ABE, Taiyo NISIYAMA, Youhei ISHIKAWA, ”Compact duplexer using capacitive loaded dual mode resonator for GSM microcellular base station” 26th EuMC, pp.518-520, Sep. 1996.
- 72) 小松, 小林, “3 重モード誘電体円柱共振器を用いた帯域フィルタの設計,” 電子情報通信学会論文誌 C-1, Vol.J78-C-1, No.2, pp96-103, Feb. 1985.

- 73) Zhong-Min.Gan Yu-Quan.Li Cai-Dan.Feng Shui-Gen.Yang, "TRIPPLE-MODE DIELECTRIC RESONATOR LOADED CAVITY" IEEE MTT-S Dig., pp.687-690, 1991.
- 74) Vanessa Walker, Ian C.Hunter, "Design of Triple Mode TE_{018} Resonator Transmission Filters," IEEE Microwave and Wireless Components Letters, Vol.12, No.6, pp.215-217, Jun. 2002.
- 75) Toshio Nishikawa, Kikuo Wakino, Hidekazu Wada and Youhei Ishikawa, "800MHz Band Dielectric Channel Dropping Filter Using TM110 Triple Mode Resonator" IEEE MTT-S Dig. 1985.
- 76) J.H.Hwang T.Mihono A.Isomura, "3重モード誘電体共振器を用いたフィルタの設計" 電子情報通信学会総合大会, C-2-107, pp.158, 2000.
- 77) Chi Wang, William Wilber and Bill Engst, "A PRACTICAL TRIPLE-MODE MONOBLOCK BANDPASS FILTER FOR BASE STATION APPLICATIONS" IEEE MTT-S Dig., pp.1783-1786, 2001.
- 78) Jun Hattori Takaya Wada Hiroyuki Kubo Yohei Ishikawa, "2GHz Band Quadruple Mode Dielectric Resonator Filter For Cellular Base Station" IEEE MTT-S Dig. 2003.
- 79) 井上知裕, 小林禧夫, "最低次 TM_{018} モード誘電体円柱共振器を用いた帯域阻止フィルタ," 信学技法, MW96-213, pp.47-54, 1997.
- 80) B.W.Hakki, P.D.Coleman, "A Dielectric Resonator Method of Measuring Inductive Cavacities in the Millimeter Range," IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques, pp.402-410, Jul. 1960.
- 81) William E.Courtney, "Analysis and Evaluation of a Method of Measuring the Complex Permittivity and Permeability of Microwave Insulators," IEEE MTT-18, No.8, pp.476-485, Aug. 1970.
- 82) 小林禧夫, 田中周三, "誘電体円柱共振器 E_{nm0} モードの計算機解析," IEICE MW75-10, pp.10-17, 1975.
- 83) 三浦太郎、古林眞、高橋毅、中井信也、藤井忠雄, "誘電体共振器による複素誘電率の評価," IEICE MW92-34, pp.23-30, 1992.
- 84) Yoshio Kobayashi Shuzo Tanaka, "Resonant Modes of a Dielectric Rod Resonator Short-Circuited at Both Ends by Parallel Conducting Plates," MTT-28, No.10, pp.1077-1085, Oct. 1980.
- 85) Yoshia Kobasyasi Masayuki Katoh, "Microwave Measurement of Dielectric Properties of Low-Loss Materials by the Dielectric Rod Resonator Method," MTT-33, No.7, pp.586-591, Jul. 1985.

- 86) Yoshio Kobayashi Hiroshi Tamura, "Round Robin Test on a Dielectric Resonator Method for Measuring Complex Permittivity at Microwave," IEICE Trans.Electron, Vol.E77-C, No.6, pp.832-887, Jul. 1994.
- 87) Jerzy Krupka, Krzysztof Derzakowski, Bill Riddle and Jsmrs Baker-Jarvis, "A dielectric resonator for measurements of complex permittivity of low loss dielectric materials as a function of temperature," Mesa. Sci. Technol.9, pp.1751-1756, 1998.
- 88) Yoshinori Kogami, Yoshio Kobayashi and Masayuki Katoh, "Precise Measurement for Temperature Dependence of Dielectric Rod Materials Using an Image-Type resonator Method," IEICE Trans.electron, Vol.E77-C, No.6, pp.888-893, 1994.
- 89) Jyh Sheen, "Microwave Measurements of Dielectric Properties Using a Closed Cylindrical Cavity Dielectric Resonator," IEEE Trans. On Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.14, No.5, pp.1139-1143, Oct. 2007.
- 90) Lei Li, Xiang Ming Chen, "Effect of Sample Size on Measurement Reliability of Microwave Dielectric Properties of Low-Loss Materials by a Resonant Cavity Method," Ferroelectrics, 434, pp.37-43, 2012.
- 91) 小笠原直幸, "空洞共振器の摂動を利用する ϵ 、 μ の分離測定法," 電気学会雑誌, 74 巻, 795 号, pp.1486-1492, Dec. 1954.
- 92) 小笠原直幸, "棒試料によるファイライトの誘電率とテンソル透磁率の測定法," 電気学会雑誌, 77 巻, 825 号, pp.661-666, Jun. 1957.
- 93) R.A.Waldron,M.A., A.Inst.P, "Perturbation Theory of Resonant Cavities," The Institution of electrical Engineers Monograph, No.373 E, pp.272-274, Apr. 1960.
- 94) Shihe Li, Cevdet Akyel and Renato G. Bosisio, "Precise Calculations and Measurements on the Complex Dielectric Constant of Lossy Materials Using TM₀₁₀ Cavity Perturbation Techniques," MTT-29, No.10, pp.1041-1047, Oct. 1981.
- 95) Binshen Meng., John Booske and Reid Cooper, "Extended Cavity Perturbation Technique to Determine the Complex Permittivity of Dielectric Materials," IEEE MTT-43, No.11, pp.2633-2636, Nov. 1995.
- 96) R.G. Carter, "Accuracy of Microwave Cavity Perturbation measurements," IEEE MTT-49, No.5, pp.1-19, May 2001.
- 97) A.Kumar S.Sharma, "Measurement of Dielectric Constant and Loss Factor of The Dielectric Material at Microwave Frequency," Progress In Electromagnetics Reserch,PIER, 69, pp.47-54, 2007.
- 98) James Baker-Jarvis, Richard G.Geyer, John H.Grosvenor, Jr.,Mixhael D.Janezic, Chriss A.Jones, Bill Riddle and Claude M.Weil, "Dielectric Characterization of

- Low-Loss Materials A Comparison of Techniques,” IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.5, No.4, pp.571-577, Aug. 1998.
- 99) Jerzy Krupka, “Frequency domain complex permittivity measurements at microwave frequencies,” Meas.Sci.Technol.17, pp.55-70, 2006.
- 100) H.E. Bussey L.A. Steinert, “Exact Solution for a Gyromagnetic Sample and Measurements on a Ferrite,” IRE Transactions on Microwave Theory and Techniques, pp.72-76, Jan. 1958.
- 101) Xiaolu Zhao, Ce Liu, “Numerical Analysis of a TM_{010} Cavity for Dielectric Measurement,” IEEE Trans.MTT, MTT-40, no.10, pp.1951-1959, 1992)
- 102) Yan-Huei Li Juh-Tzeng Lue, “Dielectric Constants of Single-Wall Carbon Nanotubes at Various Frequencies,” Journal of Nanoscience and Nanotechnology, Vol.7, pp.1-4, 2007.
- 103) Hirokazu Kawabata, Hiroshi Tanpo and Yoshio Kobayashi, “An Improved Perturbation Method Using A TM_{010} Mode Cylindrical Cavity,” Asia-Pacific Microwave Conference, pp.1007-1010, 2002.
- 104) 丹保博, 川端広一, 小林禧夫, “ TM_{010} モード円筒空洞共振器を用いた摂動法の改善,” 信学技法, MW2002-137, pp.55-60, 2002
- 105) 関 勇, 二川佳央, “円筒空洞共振器を用いた材料の複素誘電率のマイクロ波照射による温度依存特性の測定,” 信学論 (C), Vol.J89-C, no12, pp.1032-1038, 2006
- 106) 池田雅昭, 福永達也, 三浦太郎, “摂動法による誘電率測定における試料挿入孔の影響,” 信学技法, MW2001-136, pp.79-84, 2001
- 107) T.Ishizaki, “ Temperature-stable dielectric TM_{010} -mode resonator and its application to compact base station filter, ” IEICE Electronics Express, Vol.7, no.6, pp.454-459, 2010
- 108) Taro Miura, Takeshi Takahashi and Makoto Kobayashi, “Accurate Q-factor Evaluation by Resonance Curve Area Method and Its Application to the Cavity Perturbation,” IEICE Trans.Electron, Vol.E77-C, No.6, pp.900-907, Jun. 1994.
- 109) P.C.B.Clarricoats, “Circular-waveguide backward-wave structures” Proc. IEE, 110, 2, pp.261-270, Feb.1963
- 110) K. Iwashita, I. Awai, H. Kubo, A. Sanada, IEICE TRANS. Electronics, E86-C, 8, 1759-1764k, 2003.
- 111) K. V. Srivastava, V. V. Mishra, A. Biswas, IEEE, MTT-53, 6, 1960-1967, 2005.
- 112) R. K. Chaudhary, V. V. Mishra, K. V. Srivastava, A. Biswas, Microwave

Conference(EuMC) 2010 European, Sep. 28-30, Paris, France, pp.1194-1197, 2010.

- 113) R. K. Chaudhary, V. V. Mishra, K. V. Srivastava, A. Biswas, Progress In Electromagnetics Research B, 30, 135-156, 2011.
- 114) K. Wakino, T. Nishikawa, H. Matsumoto and Y. Ishikawa, IEEE, MTT-S, 230-232, 1978.
- 115) Andrew R, Weily , Ananda S.Mohan, "Microwave Filters With Improved Spurious Performance Based on Sandwiched Conductor Dielectric Resonators," IEEE MTT-49, No.8, pp.1501-1507, Aug. 2001.

第2章 複合誘電体共振器を用いた TM_{010} モード誘電体共振器の研究

2.1 はじめに

本章では、優れた共振特性かつコストパフォーマンスを持つ TM_{010} モード誘電体共振器をベースとし、材料が未だ開発されていない領域の特性を満たす共振器として機能する代替共振器について検討する。

初めに、共振器内の電磁界分布を利用することに着目し、共振器内の電磁界分布の設計が可能な、誘電率の異なる誘電体材料を選択、機械的に組み合わせた複合誘電体共振器から構成される複合誘電体共振器の構造と原理について示す。

次に、既存の誘電体（高誘電率低 $Q \cdot f$ 値材、低誘電率高 $Q \cdot f$ 値材）を組み合わせた複合誘電体共振器の構造により共振器中の電磁界分布を設計、つまり複合誘電体共振器の共振特性（ f_0, Qu 値）を設計できることを示す。

最後に、複合誘電体共振器を試作して複合誘電体共振器の誘電特性を測定する。この測定結果より、複合誘電体共振器は未開発領域の誘電特性を満たす TM_{010} モード誘電体共振器として機能することを示す。

2.2 原理

2.2.1 TM_{010} モード複合誘電体共振器の構造

図 1 に TM_{010} モード複合誘電体共振器の構造を示す。この構造は、図 2 に示される TM_{010} モード誘電体共振器の共振電界分布を考慮して決定した。電界強度の強い芯部には、高 ϵ_r 化による波長の短縮効果を大きくするため、円柱形状の高 ϵ_r 誘電体素子 (DR_I) を設置する。これにより生じる f_0 の低周波側へのシフトおよび Q_u 値の低下を回避する目的で、高 ϵ_r 誘電体素子の外周部には、高 $Q \cdot f$ 値を持つ中空円筒形状の低 ϵ_r 誘電体素子 (DR_O) を配置した。このような誘電体共振子の構造により、複合誘電体共振器内の共振電磁界分布は、図 1(b)に示す単一誘電体共振器のそれと比較し、電磁界強度は芯部で強く、キャビティ内壁面の近傍では弱くなる。

一方、 TM_{010} モード誘電体共振器の f_0 は、誘電体共振器内の電磁界分布が誘電体共振子の径方向にのみ変化し、長手方向に変化しないため、誘電体共振子の直径とキャビティの内径比、および誘電体共振子を構成する誘電体材料の ϵ_r により

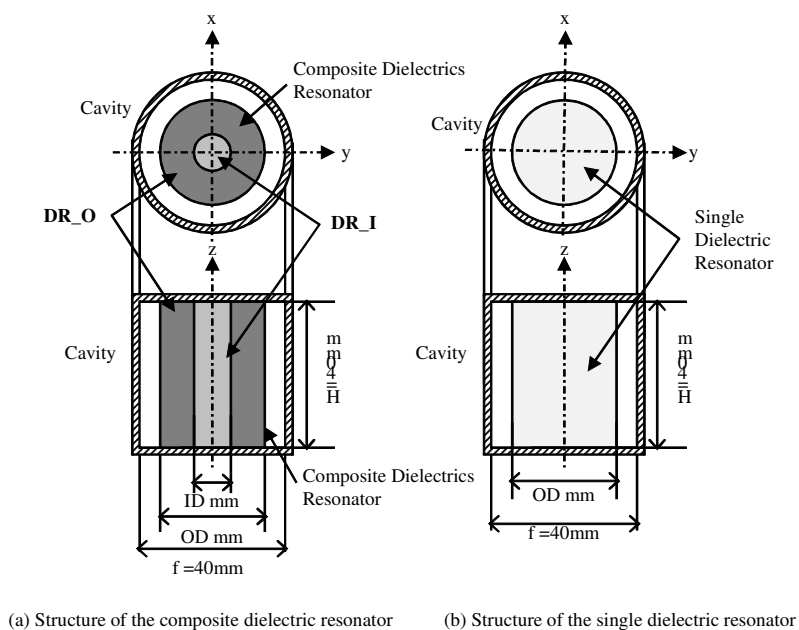


図 1 TM_{010} モード誘電体共振器の構造

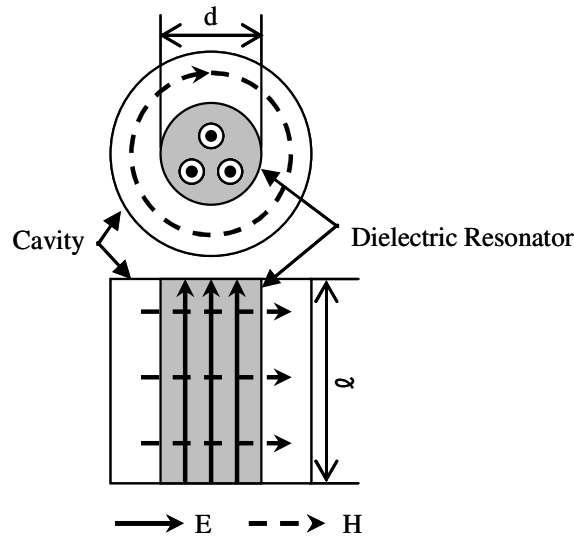


図2 TM₀₁₀モード誘電体試料の構造

決定される¹⁾。

すなわち単一誘電体共振器の f_0 は、誘電体共振器に使用する誘電体材料により ϵ_r が固定されると、誘電体共振器の直径とキャビティ内径との比のみで決まる。

これに対し、複合誘電体共振器は異なる ϵ_r を持つ2つの誘電体素子により構成されるため、共振器の複合的な ϵ_r を調節できる。よって、複合誘電体共振器の f_0 は、複合誘電体共振器の直径とキャビティの内径との比、さらに複合誘電体共振器を構成する芯部の円柱素子の直径と中空円筒素子の外径比により定まる複合的な ϵ_r で決まる。このように、複合誘電体共振器では、 f_0 を決定するパラメータが単一誘電体共振器よりも多く、 f_0 設計の自由度は高い。

TM₀₁₀モード誘電体共振器の Qu 値は、次式で与えられる¹⁾、

$$\frac{1}{Qu} = \frac{1}{Qd} + \frac{1}{Qc} \quad (1)$$

ただし、 Qd は誘電体共振器の誘電体損による Q 値、 Qc はキャビティ内壁での導体損による Q 値である。単一誘電体共振器では、 Qd は誘電体素子の誘電特性により固定されるため、 f_0 およびキャビティ寸法が決まると Qu 値も決定される。

一方、複合誘電体共振器では(1)式の Qd は以下の式になる。

$$\frac{1}{Qd} = \frac{1}{Qd_{-I}} + \frac{1}{Qd_{-o}} \quad (2)$$

ただし、 Qd_I はDR_Iの誘電体損によるQ値、 Qd_O はDR_Oの誘電体損によるQ値である。

このように、複合誘電体共振器では、複合誘電体共振子を構成するDR_IとDR_Oの $Q \cdot f$ 値により、Qd値を調節できるため、TM₀₁₀モード誘電体共振器ではQu値の設計が期待できる。

また、先に述べたように複合誘電体共振器では、単一誘電体共振器と比較し、キャビティ内壁面での電磁界が弱くなるため、(1)式のQc値が大きくなり、複合誘電体共振器では高Qu値化が期待できる。

2.2.2 共振器構造と f_0, Qu 値の計算

図3に解析に用いたTM₀₁₀モードの構造及び円柱座標系 r, θ, z を示す。この構造の各領域の界表示式を以下に示す。

$$\begin{aligned} E_{z1} &= AJ_0(k_{r1}r) \\ E_{z2} &= BJ_0(k_{r2}r) + CY_0(k_{r2}r) \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} E_{z3} &= DJ_0(k_{r3}r) + EY_0(k_{r3}r) \\ H_{\theta1} &= -j \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_{r1}}{k_{r1}^2} \frac{\partial E_{z1}}{\partial r} = j \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_{r1}}{k_{r1}} J_1(k_{r1}r) \\ H_{\theta2} &= -j \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_{r2}}{k_{r2}^2} \frac{\partial E_{z2}}{\partial r} = j \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_{r2}}{k_{r2}} (B J_1(k_{r2}r) + C Y_1(k_{r2}r)) \end{aligned} \quad (4)$$

$$H_{\theta3} = -j \frac{\omega \epsilon_0}{k_{r3}^2} \frac{\partial E_{z3}}{\partial r} = j \frac{\omega \epsilon_0}{k_{r3}} (D J_1(k_{r3}r) + E Y_1(k_{r3}r))$$

ただし、

$$k_{r1} = \sqrt{\epsilon_{r1}} \frac{\omega}{vc}, \quad k_{r2} = \sqrt{\epsilon_{r2}} \frac{\omega}{vc}, \quad k_{r3} = \frac{\omega}{vc} \quad (5)$$

vc は真空中の光速、 ω は共振角周波数、 ϵ_{r1} はI領域の ϵ_r 、 ϵ_{r2} はII領域の ϵ_r 、 J_0 は第一種ベッセル関数、 Y_0 は第二種ベッセル関数、 $A \sim E$ は展開係数である。

これらの界成分表示式に、境界条件を適用すると、

$$\begin{aligned} E_{z1} &= E_{z2} \quad \text{at } r = a \quad \text{より,} \\ J_0(k_{r1}a) - B J_0(k_{r2}a) - C Y_0(k_{r2}a) &= 0 \end{aligned} \quad (6)$$

$$\therefore B = \frac{J_0(k_{r1}a) - C Y_0(k_{r2}a)}{J_0(k_{r2}a)} \quad (7)$$

$$H_{\theta1} = H_{\theta2} \quad \text{at } r = a \quad \text{より,}$$

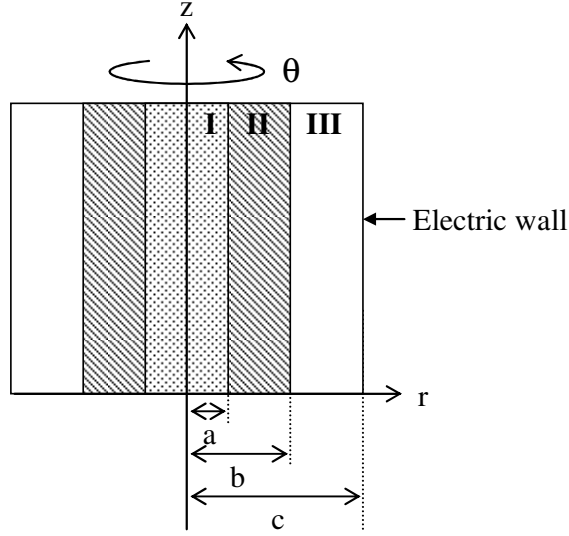


図3 解析に用いる共振器構造

$$j\omega\epsilon_0 \left(\frac{\epsilon_{r1} J_1(k_{r1}a)}{k_{r1}} - \frac{\epsilon_{r2} (B J_1(k_{r2}a) + C Y_1(k_{r2}a))}{k_{r2}} \right) = 0 \quad (8)$$

$$\therefore B = \frac{\epsilon_{r1} k_{r2} J_1(k_{r1}a) - C \epsilon_{r2} k_{r1} Y_1(k_{r2}a)}{\epsilon_{r2} k_{r1} J_1(k_{r2}a)} \quad (9)$$

(5), (7)より,

$$C = \frac{\pi k_{r2} a (-\epsilon_{r1} k_{r2} J_0(k_{r1}a) J_1(k_{r1}a) + \epsilon_{r2} k_{r1} J_0(k_{r1}a) J_1(k_{r2}a))}{2\epsilon_{r2} k_{r1}} \quad (10)$$

$E_{z2} = E_{z3}$ at $r=b$ より,

$$B J_0(k_{r2}b) + C Y_0(k_{r2}b) - D J_0(k_{r3}b) - E Y_0(k_{r3}b) = 0 \quad (11)$$

$$\therefore B = \frac{D J_0(k_{r3}b) - C Y_0(k_{r2}b) + E Y_0(k_{r3}b)}{J_0(k_{r2}b)} \quad (12)$$

$H_{\theta 2} = H_{\theta 3}$ at $r=b$ より,

$$j\omega\epsilon_0 \left(\frac{\epsilon_{r2} (B J_1(k_{r2}b) + C Y_1(k_{r2}b))}{k_{r2}} - \frac{D J_1(k_{r3}b) + E Y_1(k_{r3}b)}{k_{r3}} \right) = 0 \quad (13)$$

$$\therefore B = \frac{D k_{r2} J_1(k_{r3}b) - C \epsilon_{r2} k_{r3} Y_1(k_{r2}b) + E k_{r2} Y_1(k_{r3}b)}{\epsilon_{r2} k_{r3} J_1(k_{r2}b)} \quad (14)$$

(10), (12)より,

$$C = \frac{\pi k_{r2} b}{2\epsilon_{r2} k_{r3}} (D \epsilon_{r2} k_{r3} J_0(k_{r3}b) J_1(k_{r2}b) + E \epsilon_{r2} k_{r3} J_1(k_{r2}b) Y_0(k_{r3}b) - k_{r2} J_0(k_{r2}b) (D J_1(k_{r3}b) + E Y_1(k_{r3}b))) \quad (15)$$

(8), (13)より,

$$D = -\frac{a\varepsilon_{r1}k_{r2}k_{r3}J_0(k_{r2}a)J_1(k_{r1}a) - a\varepsilon_{r2}k_{r1}k_{r3}J_0(k_{r1}a)J_1(k_{r2}a) + Eb(\varepsilon_{r2}k_{r1}k_{r3}J_1(k_{r2}b)Y_0(k_{r3}b) - k_{r1}k_{r2}J_0(k_{r2}b)Y_1(k_{r3}b))}{b\varepsilon_{r2}k_{r1}k_{r3}J_0(k_{r3}b)J_1(k_{r2}b) - bk_{r1}k_{r2}J_0(k_{r2}b)J_1(k_{r3}b)} \quad (16)$$

$E_{z3} = 0$ at $r = c$ より,

$$D = -\frac{Y_0(k_{r3}c)}{J_0(k_{r3}c)} E \quad (17)$$

(14), (15)より,

$$E = \frac{ak_{r3}J_0(k_{r3}c)(-\varepsilon_{r1}k_{r2}J_0(k_{r2}a)J_1(k_{r1}a) + \varepsilon_{r2}k_{r1}J_0(k_{r1}a)J_1(k_{r2}a))}{bk_{r1}((-\varepsilon_{r2}k_{r3}J_0(k_{r3}b)J_1(k_{r2}b) + k_{r2}J_0(k_{r2}b)J_1(k_{r3}b))Y_0(k_{r3}c) + (\varepsilon_{r2}k_{r3}J_1(k_{r2}b)Y_0(k_{r3}b) - k_{r2}J_0(k_{r2}b)Y_1(k_{r3}b))J_0(k_{r3}c))} \quad (18)$$

係数列ベクトルに関する次の同次方程式を得る。

$$\begin{bmatrix} J_0(k_{r1}a) & -J_0(k_{r2}a) & -Y_0(k_{r2}a) \\ \frac{\varepsilon_{r1}J_1(k_{r1}a)}{k_{r1}} & -\frac{\varepsilon_{r2}J_1(k_{r2}a)}{k_{r2}} & -\frac{\varepsilon_{r2}J_1(k_{r2}a)}{k_{r2}} \\ & J_0(k_{r2}b) & Y_0(k_{r2}b) & -J_0(k_{r3}b) & -Y_0(k_{r3}b) \\ & \frac{\varepsilon_{r2}J_1(k_{r2}b)}{k_{r2}} & \frac{\varepsilon_{r2}Y_1(k_{r2}b)}{k_{r2}} & -\frac{J_1(k_{r3}b)}{k_{r3}} & -\frac{Y_1(k_{r3}b)}{k_{r3}} \\ & & & J_0(k_{r3}c) & J_0(k_{r3}c) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \\ C \\ D \\ E \end{bmatrix} = \mathbf{H} \begin{bmatrix} A \\ B \\ C \\ D \\ E \end{bmatrix} = 0 \quad (19)$$

TM₀₁₀ モードの f_0 は、(6)式の係数行列 H の行列式が零となる条件、

$$\det \mathbf{H} = 0 \quad (20)$$

から求める。

また、(7)式を満足する ω を用いて、(5)、(18)、(16)、(15)、(12)より順次展開係数を決定すると、共振電磁界が定まる。

一方、得られた共振電磁界を用いて共振器の無負荷 $Q(Q_u)$ 値の計算には次式を用いる。

$$Q_u = \omega \frac{W}{P_d + P_c} \quad (21)$$

ここで、 W は単位時間あたりに蓄積される電界エネルギー、 P_d は誘電体損、 P_c は導体損で、それぞれ以下の式で与えられる。

$$\begin{aligned}
W &= \frac{1}{2} \int_v \varepsilon |E|^2 dv = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{r1}}{2} \int_{v1} |E_{z1}|^2 dv + \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{r2}}{2} \int_{v2} |E_{z2}|^2 dv + \frac{\varepsilon_0}{2} \int_{v3} |E_{z3}|^2 dv \\
&= \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{r1} h}{2} \int_0^a 2\pi r |E_{z1}|^2 dr + \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{r2} h}{2} \int_a^b 2\pi r |E_{z2}|^2 dr + \frac{\varepsilon_0 h}{2} \int_b^c 2\pi r |E_{z3}|^2 dr \\
&= \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{r1} h}{2} \int_0^a 2\pi r |J_0(k_{r1}r)|^2 dr \\
&\quad + \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{r2} h}{2} \int_a^b 2\pi r |B J_0(k_{r2}r) + C Y_0(k_{r2}r)|^2 dr \\
&\quad + \frac{\varepsilon_0 h}{2} \int_b^c 2\pi r |D J_0(k_{r3}r) + E Y_0(k_{r3}r)|^2 dr
\end{aligned} \tag{22}$$

$$\begin{aligned}
P_d &= \frac{1}{2} \int_v \omega \varepsilon \tan \delta |E|^2 dv = \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{r1} \tan \delta_1}{2} \int_{v1} |E_{z1}|^2 dv + \frac{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{r2} \tan \delta_1}{2} \int_{v2} |E_{z2}|^2 dv \\
&= \pi \omega \varepsilon_0 \varepsilon_{r1} \tan \delta_1 h \int_0^a r |J_0(k_{r1}r)|^2 dr \\
&\quad + \pi \omega \varepsilon_0 \varepsilon_{r2} \tan \delta_2 h \int_a^b 2\pi r |B J_0(k_{r2}r) + C Y_0(k_{r2}r)|^2 dr
\end{aligned} \tag{23}$$

$$\begin{aligned}
P_c &= \frac{1}{2} R_s \int_S \mu |H_t|^2 ds \\
&= 2 \times \frac{\mu_0 R_s}{2} \left(\int_0^a 2\pi r |H_{\theta 1} \text{ at } z=0|^2 dr + \int_a^b 2\pi r |H_{\theta 2} \text{ at } z=0|^2 dr + \int_b^c 2\pi r |H_{\theta 3} \text{ at } z=0|^2 dr \right) \\
&\quad + \frac{\mu_0 R_s h}{2} 2\pi c |H_{\theta 3} \text{ at } r=c|^2 \\
&= 2\pi \mu_0 R_s \omega^2 \varepsilon_0^2 \left(\int_0^a r \left| \frac{\varepsilon_{r1}}{k_{r1}} J_1(k_{r1}r) \right|^2 dr + \int_a^b r \left| \frac{\varepsilon_{r2}}{k_{r2}} (B J_1(k_{r2}r) + C Y_1(k_{r2}r)) \right|^2 dr + \int_b^c r \left| \frac{1}{k_{r3}} (D J_1(k_{r3}r) + E Y_1(k_{r3}r)) \right|^2 dr \right) \\
&\quad + \pi \mu_0 R_s h c \left| \frac{\omega \varepsilon_0}{k_{r3}} (D J_1(k_{r3}c) + E Y_1(k_{r3}c)) \right|^2 \\
&= 2\pi \mu_0 R_s \omega^2 \varepsilon_0^2 \int_0^a r \left| \frac{\varepsilon_{r1}}{k_{r1}} J_1(k_{r1}r) \right|^2 dr \\
&\quad + 2\pi \mu_0 R_s \omega^2 \varepsilon_0^2 \int_a^b r \left| \frac{\varepsilon_{r2}}{k_{r2}} (B J_1(k_{r2}r) + C Y_1(k_{r2}r)) \right|^2 dr \\
&\quad + 2\pi \mu_0 R_s \omega^2 \varepsilon_0^2 \int_b^c r \left| \frac{1}{k_{r3}} (D J_1(k_{r3}r) + E Y_1(k_{r3}r)) \right|^2 dr \\
&\quad + \frac{\pi \mu_0 R_s h c \omega^2 \varepsilon_0^2}{k_{r3}^2} |D J_1(k_{r3}c) + E Y_1(k_{r3}c)|^2
\end{aligned} \tag{24}$$

ここで、 V は共振器内全体の体積、 S は空洞内壁表面を示す。また、 R_s は表面抵抗であり、

$$R_s = \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{2 \sigma_r \sigma_0}} \tag{25}$$

で与えられる。 μ_0 は真空中の透磁率、 σ_0 は万国標準軟銅の導電率 58×10^6 s/m、 σ_r

は比導電率である。

2.2.3 複合誘電体共振子の実効誘電率 (ϵ_{r_eff}) 及び実効誘電損失 ($\tan\delta_{eff}$)

TM₀₁₀ モード複合誘電体共振器の設計には、複合誘電体共振子の ϵ_r および $Q \cdot f$ 値が必要である。

本研究では、 ϵ_r の異なる 2 種類の誘電体から成る複合誘電体共振子を、1 つの誘電体とみなした場合の ϵ_r および $Q \cdot f$ 値を、複合誘電体共振子の実効誘電率 (ϵ_{r_eff}) および実効 $Q \cdot f$ ($Q \cdot f_{eff}$) 値と表記する。

ここで、TM₀₁₀ モード誘電体共振器の f_0 に着目すると、2.2.1 で述べたように f_0 は、 ϵ_r 、およびキャビティと誘電体共振子の直径比により決まるため、複合誘電体共振器 (ϵ_{r_eff} 、 $Q \cdot f_{eff}$ 値) と単一誘電体共振器 (ϵ_r 、 $Q \cdot f$ 値) を比較した場合、キャビティ直径かつ誘電体共振子の直径がそれぞれ同じであれば、これらの共振器の f_0 が同一のとき、 ϵ_{r_eff} を ϵ_r とみなすことができる。

また同様に、複合誘電体共振器と単一誘電共振器の f_0 、 $\epsilon_r (= \epsilon_{r_eff})$ 、キャビティ直径、誘電体共振子の直径が同じで、かつ Qu 値が同一であれば、 $Q \cdot f_{eff}$ 値を $Q \cdot f$ 値として扱うことができる

2.3 TM₀₁₀ モード複合誘電体共振子の設計

本研究の目的は、700MHz~900MHz 帯域において、 $\epsilon_r=50\sim70$ かつ高 $Q \cdot f$ 値が要求される誘電体共振器を、複合誘電体共振子にて実現することである。

複合誘電体共振子のキャビティ寸法を、直径 $CD=40.0$ mm、高さ $H=40.0$ mm とし、複合誘電体共振子の構成に用いた誘電体素子の誘電特性を表 1 に示す。

2.3.1 誘電体共振素子の ϵ_r と f_0 との関係

キャビティと複合誘電体共振子の直径比および複合誘電体共振子と高 ϵ_r 誘電体素子の直径比に対する f_0 、並びに複合誘電体共振子を構成する誘電体素子の誘電特性に対する f_0 の関係について検討した。

表 1 に示す誘電体素子から Er25-Er45、Er45-Er75、Er75-Er90 の組み合わせを選択し、高 ϵ_r 誘電体素子の ID と高 $Q \cdot f$ 値誘電体素子の OD との比およびキャビティの CD と複合誘電体共振子の OD(=高 $Q \cdot f$ 値誘電体素子の直径)との比に対する f_0 のチャートを作成した。

図 4 は ID/OD の値を 0.3、0.5、0.7 とした場合の CD/λ を示し、太い実線は、複合誘電体共振子の構成に用いた誘電体素子を単一誘電体共振器とした時の CD/λ を示す。 CD/λ は CD を共振波長 $\lambda(=c/f_0, c: \text{光の速度})$ で規格化した値である。

TM₀₁₀ モード誘電体共振子の f_0 は、2.2.1 で述べた様に ϵ_{r_eff} および OD/CD によって決まるため、図中の線は ϵ_{r_eff} も表すことができ、この値を図の上軸に示す。

また、図の右側には、誘電体素子の組み合わせにより調節可能な CD/λ の範囲を示している。

複合誘電体共振器および複合誘電体共振子の CD/λ は CD/OD 及び ID/OD により

表 1 誘電体共振子の誘電特性

Sample	ϵ_r	$Q \cdot f$ (GHz)
Er90	90.0	5000
Er75	75.0	15000
Er45	45.0	45000
Er25	25.0	150000

決定される。また図 4 から、700MHz~900MHz 帯域（網掛け部）において、目標の $\epsilon_{r_eff}=50\sim70$ を満たす複合誘電体共振子は、Er45-Er73 の組み合わせで、最も OD/CD 比が自由度を持つことがわかる

2.3.2 f_0 、 Q_u 値のチャート

$f_0=800$ MHz にて、 $\epsilon_r=50\sim70$ の複合誘電体共振子を設計することを目的とし、以下 Er75 と Er45 を組み合わせた複合誘電体共振子について検討する。

図 5 に、複合誘電体共振子の f_0 に関するチャートとして ID/OD の値を 0.0~1.0 とした場合の CD/λ を示す。ID/OD=0.0 の太い実線は Er45 のみを用いた単一誘電体共振子の CD/λ を、ID/OD=1.0 は Er75 を用いた場合である。

図 6 に、複合誘電体共振子の Q_u 値に関するチャートとして ID/OD の値を 0.1~0.9 とした場合の OD/CD に対する $Q_u/(Q \cdot f_{eff})$ を示す。 $Q_u/(Q \cdot f_{eff})$ は Q_u 値を $Q \cdot f_{eff}$ 値で規格化した値である。 $Q_u/(Q \cdot f_{eff})$ が 1 に近づくと、 Q_u 値に対する導体損の影響が極めて小さくなり、 Q_u 値は誘電体の Q 値のみで表されることが示唆される。

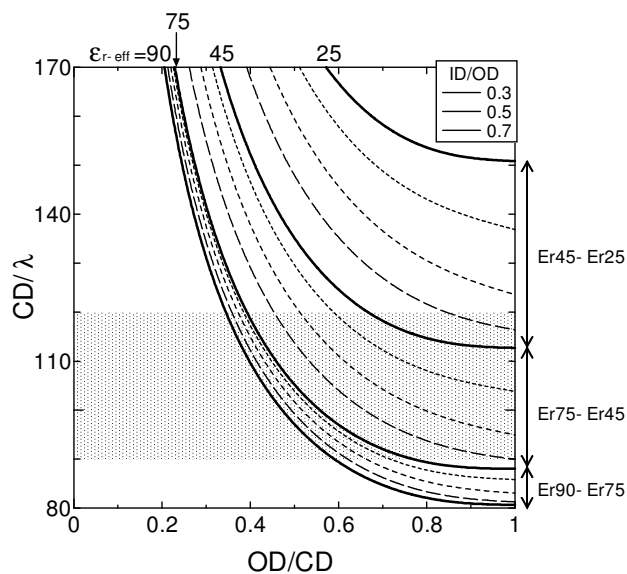


図 4 OD/CD に対する CD/λ のチャート

2.3.3 f_0 、 Q_u 値の設計

複合誘電体共振器子では、図 5、図 6 中に示す点線と各線の交点が $f_0=800$ MHz 共振器が成立する条件を示しており、この中から最適な複合誘電体共振器の寸法

を決定する。

図7は、複合誘電体共振器のキャビティ寸法を直径 $CD=40.0$ mm、高さ $H=40.0$ mm とした時、図6から算出した各共振周波数における Q_u 値を示す。

目標の $f_0=800$ MHz ($CD/\lambda=107$) 複合誘電体共振器は、 $OD/CD=0.57$ 、 $ID/OD=0.70$ において Q_u 値は最大になり、最適な複合誘電体共振子の寸法は、 $OD=22.80$ mm、 $ID=15.96$ mm と求められる。

一方、図には、Er45のみを用いて作製した単一誘電体共振器の Q_u 値 (■) お

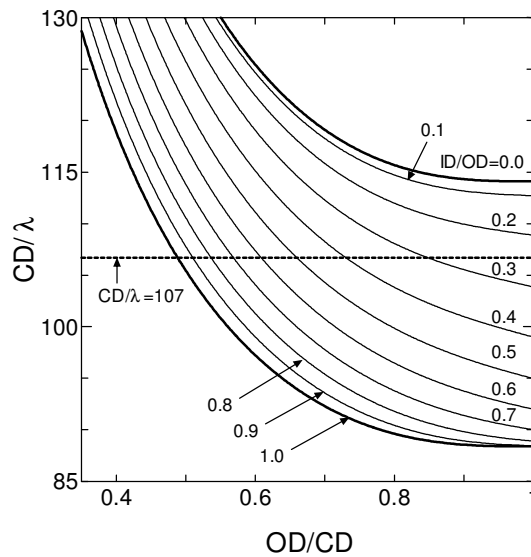


図5 OD/CD に対する CD/λ のチャート (Er75-Er45)

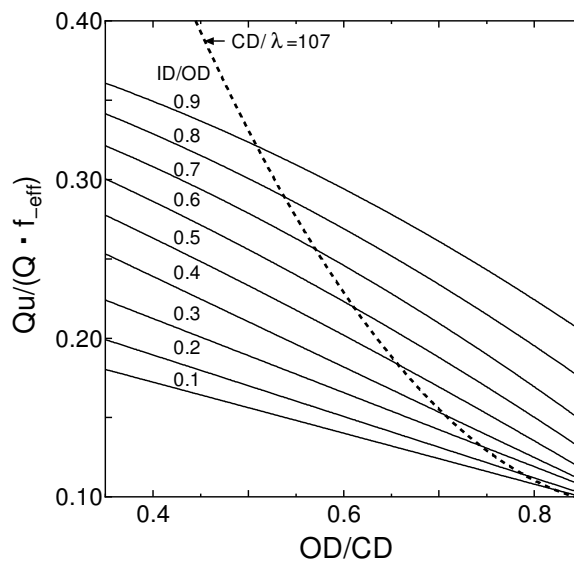


図6 OD/CD に対する $Q_u/(Q \cdot f_{eff})$ のチャート (Er75-Er45)

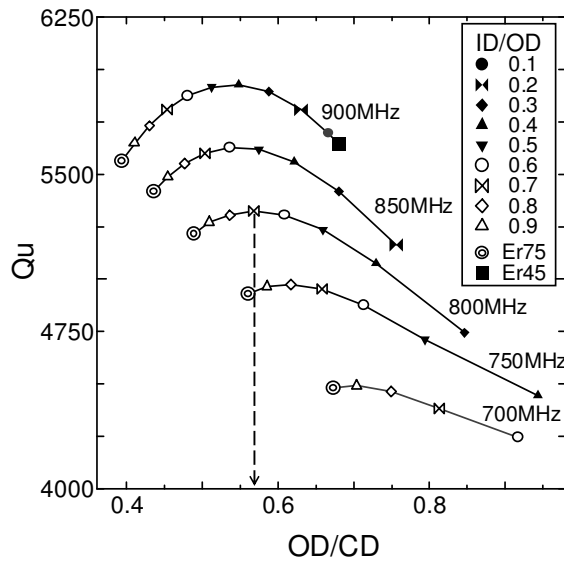


図7 OD/CD に対する Q_u のチャート (Er75-Er45)

よび Er73 のみを用いて作製した単一誘電体共振器の Q_u 値 (◎) を合わせて示した。複合誘電体共振器の Q_u 値は、同等の f_0 を持つ単一誘電体共振器の Q_u 値よりも高い結果が得られている。 $f_0=800\text{MHz}$ では、Er73 の単一誘電体共振器の Q_u 値よりも約 5% 高い。

2.3.4 誘電体共振器の Q_u 値

単一誘電体共振器から成る TM_{010} モード誘電体共振器の $V_{\text{DR}}/V_{\text{CAV}}$ に対する Q_u 値、 Q_c 値、 Q_d 値の関係を図 8 に示す。各 Q 値は HFSS を用いて算出した。この時、誘電体共振器の共振周波数が 1.07GHz となるように誘電体共振器の ϵ_r を決定し、前述した 1.3 の図 1 に示す ϵ_r と $Q \cdot f$ 値の関係より、この ϵ_r に対応する $Q \cdot f$ 値を推定した。図中の◎は 2.3.1 の表 1 に記載の誘電体共振器から成る誘電体共振器の Q_u 値、 Q_c 値、 Q_d 値を示す。

図 8 から $V_{\text{DR}}/V_{\text{CAV}}=0.15 \sim 0.20$ の領域において Q_u 値は最大を取ることがわかる。ここで、 Q_u 値が最大になる条件は、(1)式より Q_c 値と Q_d 値のそれぞれの逆数の和が最小になることである。このように、誘電体共振器において Q_c 値と Q_d 値の設計、言い換えれば共振器を構成する誘電体共振器の ϵ_r と $Q \cdot f$ 値を任意に選択すれば、誘電体共振器の Q_u 値を最大にする設計が可能である²⁾。

ここで、複合誘電体共振器では図 5、6 に示すように $V_{\text{DR}}/V_{\text{CAV}}$ および k の値により複合誘電体共振器の $\epsilon_{r,\text{eff}}$ と $Q \cdot f_{\text{eff}}$ 値を任意に調節できる。つまりこれは複合誘電体共振器では Q_d 値と Q_c 値を任意に設計できることを示している。この結果、

複合誘電体共振器を用いれば、図7に示す Q_u 値が最大を取る設計が可能となる。

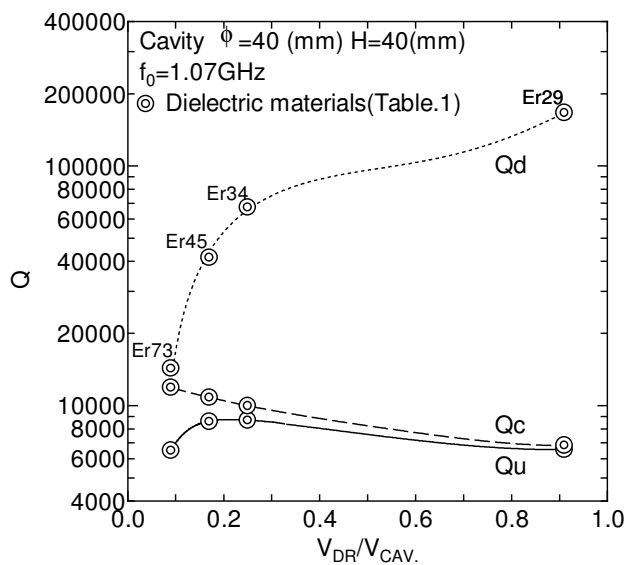


図8 Q_u, Q_c, Q_d と V_{DR}/V_{CAV} の関係

2.3.5 複合誘電体共振器の設計方法

目標の f_0' 、 ϵ_r' 、キャビティ寸法が与えられた時の複合誘電体共振器の設計方法について以下に示す。

- 1) 2.3.2 の図5 に示す CD/λ のチャートから、 f_0' かつ ϵ_r' を満たす誘電体素子の ϵ_r を決定する。
- 2) 1) で決定した ϵ_r を用いて OD/CD および ID/OC に対する CD/λ と $Q_u \cdot \lambda/CD$ のチャートを作成する。
- 3) 2) で作成した CD/λ のチャートから、 f_0' を満たす OD/CD および ID/CD の値を選出する。これらの値に対応する $Q_u / (Q \cdot f_{eff})$ を用いて、図7 に相当する Q_u のチャートを作成する。
- 4) 3) で作成したチャートから最も Q_u 値が高くなる OD/CD および ID/CD の値を決定する。

2.4 TM₀₁₀ モード複合誘電体共振子の試作

2.4.1 測定試料と測定装置

複合誘電体共振子を用いることで f_0 および Q_u 値、つまり ϵ_r および $Q \cdot f$ 値を決定できることを確認した。この結果を受け、複合誘電体共振子を試作した。DR_I には $\epsilon_r=78.3$ $Q \cdot f=7000$ GHz の誘電体、DR_O には $\epsilon_r=44.7$ $Q \cdot f=30000$ GHz の誘電体を用いた。作製した誘電体素子の寸法を表 2 に示し、誘電体素子を図 9、測定装置を図 10 に示す。

TM₀₁₀ モードではキャビティと誘電体共振子が接する界面に隙間が生じると、そこに電磁界が集中し f_0 がシフトする^{3),4)}。このような f_0 のシフトを避けるため、図 10 に示すように芯部の素子(DR_I)の長さを外周部の素子(DR_O)の長さよりも

表 2 複合誘電体共振子の寸法.

DR_O		DR_I
OD (mm)	ID (mm)	ID (mm)
35.30	—	—
33.42	5.01	4.91
26.88	9.41	9.31
21.97	13.18	13.08
—	—	17.66

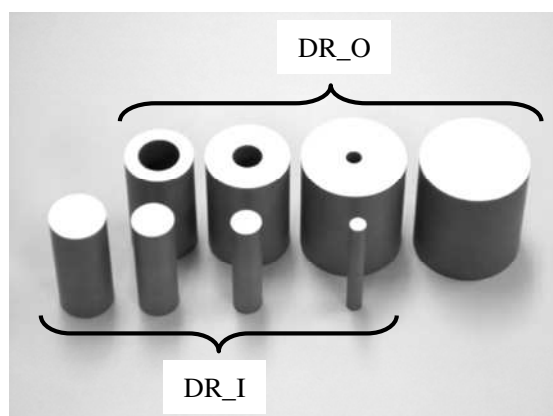


図 9 複合誘電体共振子を構成する誘電体素子の写真

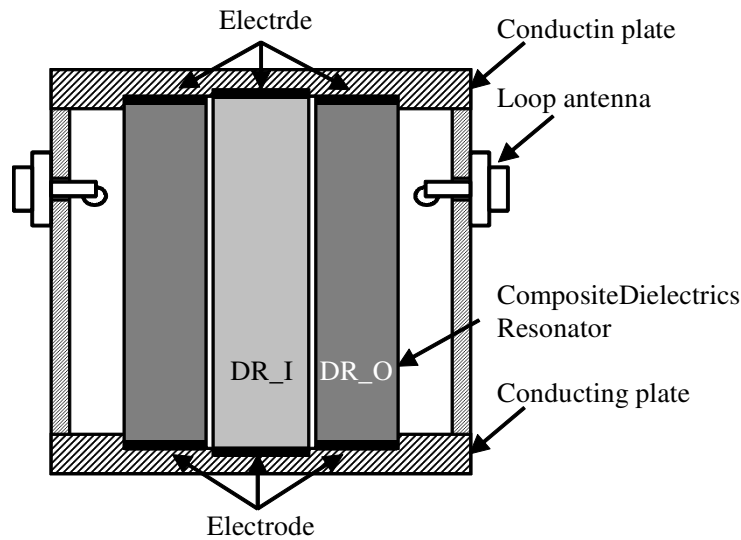


図 10 複合誘電体共振子を装荷したキャビティの構造

長くし、DR_I が DR_O の両底面よりも突き出た構造の複合誘電体共振子とし、この共振子の両底面に電極を形成した。キャビティ両底面には凹部を形成し、複合誘電体共振子を固定できるようにした。

TM₀₁₀ モードの励振検波は複合誘電体共振子の径方向より、同軸ケーブルの先端にループを作製したアンテナにより行った。

2.4.2 f₀、Qu の測定方法

TM₀₁₀ モード誘電体共振器の f₀、Qu 値はネットワークアナライザ (8510C アジレント社) を用いた周波数掃引法により測定した。なお、Qu 値は次式で与えられる⁵⁾。

$$Qu = \frac{Q_L}{1 - 10^{\frac{-I.L.}{20}}} \quad (26)$$

ここで、I.L.は挿入損失(dB)、Q_Lは負荷 Q であり、次式で与えられる。

$$Q_L = \frac{f_0}{f_h - f_l} \quad (27)$$

ただし、f_h、f_lはそれぞれ 3 dB 帯域幅の高い側の周波数、および低い側の周波数とする。

2.4.3 測定結果

図 11 に OD/CD と試作した複合誘電体共振子の Q_u 値と f_0 の実測値を解析値と比較した結果を示す。実測値と解析値を比較すると Q_u 値、 f_0 ともよく一致している。試作した複合誘電体共振子の Q_u 値は、実測においても誘電体素子を誘電体共振子とした場合の Q_u 値よりも高くなる。

図 12 は、図 11 に示されている複合誘電体共振子の ϵ_{r_eff} と $Q \cdot f_{eff}$ 値 (●) および表 1 に示す誘電体素子の $Q \cdot f$ 値 (◎) との関係を示す。図 12 の●は、先に

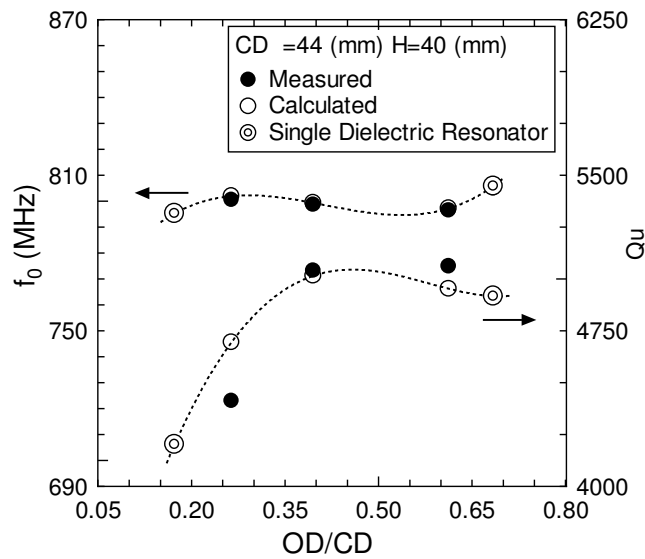


図 11 f_0 および Q_u と OD/CD との関係

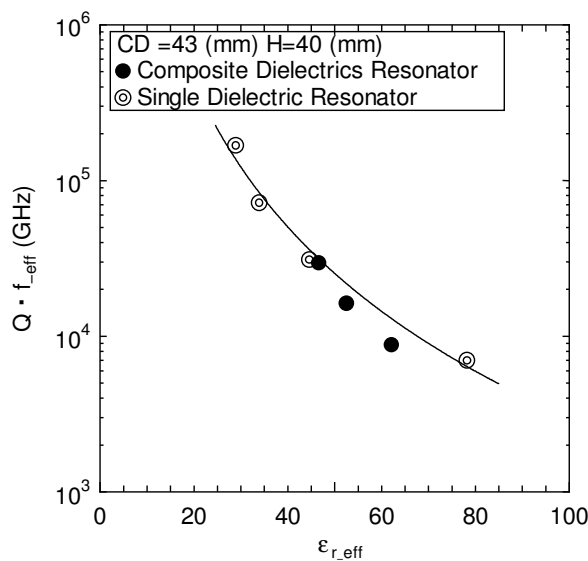


図 12 $Q \cdot f_{eff}$ と ϵ_{r_eff} との関係

述べた 1.3 の図 1 に示す高 Q 値材かつ $\epsilon_r=50\sim 70$ が要求される領域の誘電特性を満たす。

2.5 HFSS を用いた TM_{010} モード複合誘電体共振子の解析

2.5.1 誘電体が接する界面に生じる隙間の検討

複合誘電体共振子は円柱形状の高 ϵ_r 誘電体素子(DR_I)を中空円筒形状の低 ϵ_r 誘電体素子(DR_O)へ挿入した構造であり、2つの誘電体素子間に隙間が生じることは避けられない。また、熱膨張差による素子破壊を避けるためにも、隙間は必要な構造である。

図 13 は、誘電体素子間の隙間の値に対する電磁界解析により得られた共振周波数のシフト量 Δf_0 ($= (1-f_0/f_0') \times 100$) および ΔQu ($= (1-Qu/Qu') \times 100$) との関係を示す。ここで、隙間の値は、DR_O の内径 (ID) を変化させて 0~0.5mm とし、また、均等な隙間が生じていると仮定した。

図から、隙間の値と ΔQu 値にほとんど影響されないが、 Δf_0 は隙間の値の増加とともに大きくなるのがわかる。

誘電体素子間の距離が 0.1mm 以下であれば、フィルタ設計に要求される中心周波数に対する周波数の誤差は 0.3%以内に収まる。また、図から Qu 値は誘電体素

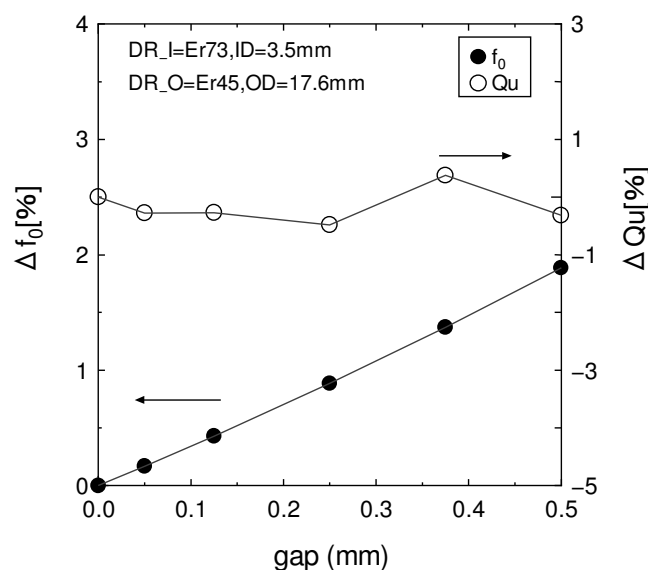


図 13 Δf_0 及び ΔQu 値と空隙との関係

子間の距離に影響を受けないことがわかる。

2.5.2 複合誘電体共振器のスプリアス特性

フィルタに用いる誘電体共振器には、スプリアス特性の向上を目的に、使用する共振モードが最低次であること及び隣接する高次モードの共振周波数が使用する周波数よりも高周波側に離れていることが求められる。スプリアス特性の向上を実現する方法の1つとして、複合誘電体共振器を用いた方法が報告されている⁶⁾⁻¹⁰⁾。本研究で用いる誘電体共振器も誘電特性の異なる2つの誘電体素子を組み合わせた複合誘電体共振器であり、上述するように隣接する高次モードの共振周波数が影響を受けると考えられる。

図14は、複合誘電体共振器が $V_{DR} / V_{CAV}=0.295$ 、 $ID/OD=0.5$ の値を持つ TM_{010} モード複合誘電体共振器の周波数と透過特性 (S_{21}) の関係を示す。 S_{21} は図1(a)の構造を用いて HFSS により算出した。比較のために、この複合誘電体共振器と同じ $\epsilon_{r_eff}=56.5$ を持つ、単一誘電体共振器の周波数特性を用いた。図14に示すように、複合誘電体共振器が持つ最低次モードに隣接する高次モードの共振周波数は、この共振器の ϵ_{r_eff} と同じ ϵ_r の単一誘電体共振器が持つその共振周波数と比較し6%高い。また、複合誘電体共振器では最低次モードと隣接する高次モードとの間に共振ピーク (1.5GHz 付近) が存在する。これは、複合誘電体共振器の固有の共振モードでなく、今回解析に用いた構造に依存する共振モードである。

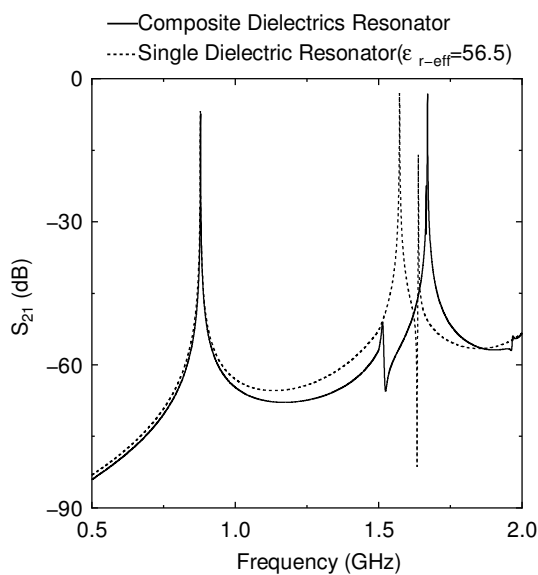


図14 スプリアス特性

これらの結果から、複合誘電体共振器を用いた TM_{010} モード誘電体共振器ではスプリアス特性の改善も期待できる。

2.6 むすび

本章では、誘電体材料が未開発領域の代替共振器として、誘電率の異なる誘電体素子を機械的に組み合わせた複合誘電体共振器を用いる TM_{010} モード複合誘電体共振器について検討した。

複合誘電体共振器は円柱形状の高誘電率誘電体素子と、この外周部に円筒形状の高 $Q \cdot f$ 値誘電体素子を配置した構造を持ち、これらの誘電体素子の外径比、及びそれぞれの誘電率により複合誘電体共振器中の電磁界分布を制御でき、誘電体材料は未開発領域の代替共振器として機能する。

共振周波数 f_0 、及び無負荷 $Q:Q_u$ 値は共振器内の電磁界分布により設計でき、 Q_u 値に関しては複合誘電体共振器とキャビティとの直径比に対し極大値を持ち、複合誘電体共振器と同等な f_0 を持つ単一誘電体共振器からなる共振器の Q_u 値よりも高くできる。

複合誘電体共振器の実効誘電率は、上限を共振器に用いた高誘電率誘電体素子の誘電率の値、下限を高 $Q \cdot f$ 値誘電体素子の誘電率の値とする範囲で調節でき、つまり、誘電体素子に既存の誘電体材料を選択すれば、これらが持つ誘電率の範囲内において誘電特性を設計できる。

複合誘電体共振器を構成する高誘電率誘電体素子と高 $Q \cdot f$ 値誘電体素子との間に生じる空隙が Q_u 値へ及ぼす影響は小さい。

高次の TM_{020} モードでは高 $Q \cdot f$ 値誘電体素子（低誘電率を持つ）に電界が集中し、 TM_{010} モードの共振周波数は不変のまま、 TM_{020} モードの共振周波数のみ高周波側へシフトすることから、複合誘電体共振器は優れたスプリアス特性を有する。

参考文献

- 1) Yoshio Kobayashi, Katsuto Kojima, Shinichiro Yoshida, "Shielded TM₀₁₀ Dielectric Rod Resonator," Electronics and Communications in Japan, Vol.64-B, No.2, pp65-71, 1981 Feb.
- 2) 小林, 古神, 山岸, "空洞共振器より高いQを有する誘電体共振器の周波数及び低温特性," 信学技報, MW89-56, July 1989.
- 3) Michael Hoft, "Bandpass Filter using TM-Mode Dielectric Rod Resonators with Novel Input Coupling," Microwave Symposium Digest, 2009 IEEE-MTT-S International, pp.1601-1604, 2009 June.
- 4) Xiaoulu Zhao, and Ce Liu, "Numerical Analysis of a TM₀₁₀ Cavity for Dielectric Measurement," IEEE Trans. On MTT, MTT-40, No.10, pp.1951-1959, 1992 Oct.
- 5) 中山 明, "誘電体を充填した空洞共振器による準マイクロ波帯の複素誘電率測定," 信学技法, MW93-88, pp.63-69, 1993.
- 6) Kasuki IWASHITA, Ikuo AWAI, Hiroshi KUBO, Atsushi SANADA, "Control of Spurious Property of a Dielectric Resonator by Its Division," IEICE TRANS. ELECTRON, Vol, E86-C, NO.8, AUGUST 2003.
- 7) Kumar Vaibhav Srivastava, Vishwa V.Mishra, Animesh Biswas, "A Modified Ring Dielectric Resonator With Improved Mode Separation and Its Tunability Characteristics in MIC Environment," IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUES, VOL.53, NO.6, JUNE 2005.
- 8) Raghvendra Kumar Chaudhary, Vishwa V.Mishra, Kumar Vaibhav Srivastava, Animesh Biswas, "Multi-layer Multi-permittivity Dielectric Resonator: A New Approach for Improved Spurious free window," Proceedings of the 40th European Microwave Conference 28-30 September 2010, Paris, France.
- 9) R.K.Chudhary, V.V.Mishra, K.V.Srivastava, A.biswas, "IMPROVED SPURIOUS FREE PERFORMANCE OF MULTI-LAYER MULTI-PERMITTIVITY DIELECTRIC RESONATOR IN MIC ENVIRONMENT," Progress In Electromagnetics Research B, Vol.30, 135-156, 2011.
- 10) Kikuo Wakino, Toshio Nishikawa, Haruo Matsumoto and Youhei Ishikawa, "Miniaturized Band Pass Filters Using Half Wave Dielectric Resonators with Improved Spurious Response," Microwave Symposium Digest, 1978 IEEE-MTT-S International, pp.230-232, June 1978.

第3章 平行導体板型 $TM_{01\delta}$ モード誘電体共振器法の研究

3.1 まえがき

本章では TM モード共振器用の誘電体共振子形状の誘電体試料を簡便に評価する方法について検討する。

初めに、誘電体共振子形状の誘電体試料の取替えを容易にするためにキャビティの一部を開放した共振器として平行導体板を用いた $TM_{01\delta}$ モード誘電体共振器を提案し、この共振器の構造、及び測定原理について示す。

次に、 Q_u 値を劣化させる平行導体板外への電磁界エネルギーの放射を抑制するには、平行導体板の端部での電磁界の急峻な減衰が必要であり、これには導体板の平行度、間隔、及び寸法を制限することで平行導体板間の空間をカットオフ領域とすることが有効であることを示す。

最後に、実際に誘電体共振子形状の誘電体試料を測定する。この時、導体板間隔及び支持台形状の最適化により、誘電体共振器へ電磁界エネルギーを集中させることが測定精度の向上に有効であることを示す。更に、本法は 1.5.3 で述べた共振器法と比較して測定方法のバラツキを示す変動係数の値は低く、また、測定時間を短縮できるため、 TM モード誘電体共振子形状の誘電体試料の簡便な評価に適用できることを示す。

3.2 平行導体板型 TM_{018} モード誘電体共振器の構造

測定に用いた TM_{018} モード誘電体共振器の構成図を図 1(a)に示す。この共振器は、平行導体板で挟まれた中空に、長い円柱形状の誘電体試料が支持台上に導体板と平行に設置された構造を持つ。励振・検波は、先端に小さなループを構成した直径 2.2 mm の同軸線からなるアンテナにより、磁界結合で図 1(a)の x 軸方向より行った。この共振器の TM_{018} モードの電磁界分布を図 1(b)に示す。

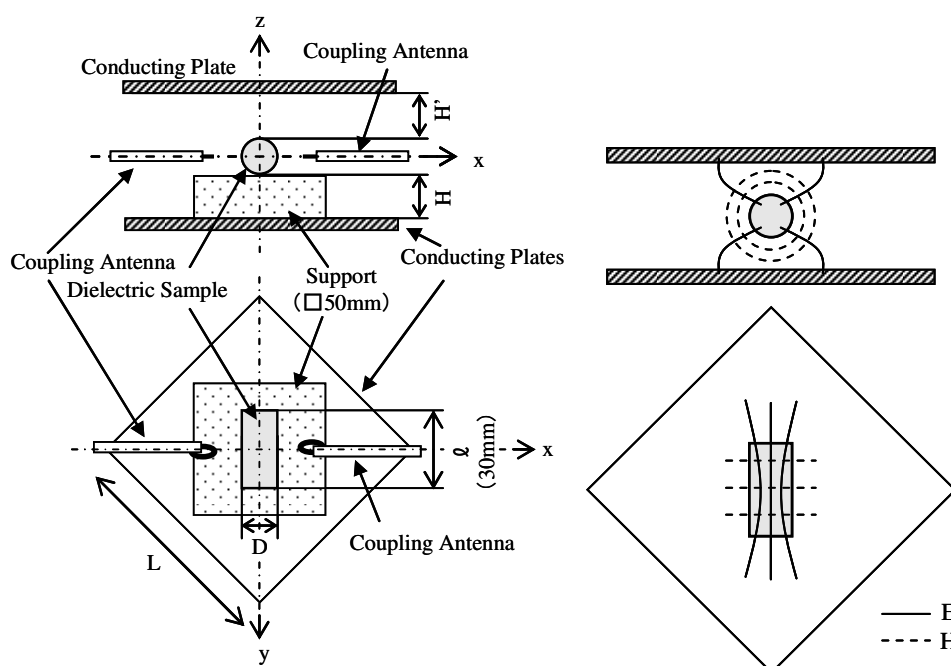


図 1(a) 平行導体板を用いた TM_{018} モード誘電体共振器

図 1(b) 電磁界分布

3.2.1 測定原理

図 1(a)の共振器の共振周波数 f_0 は、誘電体試料の直径 D 及び長さ l と ϵ_r 、導体板の寸法と導体板間の間隔 h 及び支持台の寸法と支持台の比誘電率 ϵ_{r_base} から、有限要素法による電磁界シミュレータ HFSS (High-Frequency Structure Simulator Release 12, Ansys 社製) を用いた電磁界解析により求められる。また、 Q_u 値も同様に、誘電体試料の D 、 l 、 ϵ_r 、導体板の寸法及び導電率 σ_r 、導体板間の h 、支持台の寸法及び ϵ_{r_base} 、 $\tan\delta_{base}$ から、電磁界解析により求めることができる¹⁾。こ

れらより、本法における測定手順を以下に示す。

- ・3.2.2 節に示す様に f_0 、 Qu 値を測定。
- ・測定に用いた誘電体試料の寸法と ϵ_r 、 $\tan\delta$ の予測値及び平行導体板のパラメータ等を用いて HFSS により f_0 、 Qu 値を計算。
- ・ f_0 、 Qu 値の実測値と HFSS 計算値が一致する様に、 ϵ_r 、 $\tan\delta$ の予測値を調整し、最終的に得られたものを ϵ_r 、 $\tan\delta$ の測定結果とする。

なお、HFSS 解析においては以下の計算条件を用いた。

解析領域は図 1(a)の構造の 1/4 カットモデルで z-y 平面に磁気及び z-x 平面に電気壁を設定し、解析空間の境界には空間インピーダンス(120π)を設定した。

解析は固有値解析で行い、メッシュの生成はアダプティブオートメッシュを使用し、メッシュを追加しながら、メッシュの追加前後の f_0 の差が 0.01%以内に収束するまで解析を繰り返し、 f_0 と Qu 値を算出した

3.2.2 測定方法

図 1(a)に示す共振器の TM_{018} モードの f_0 、 Qu 値をネットワークアナライザ (8510C アジレント社) を用いた周波数掃引法により測定する。なお、 Qu 値は次式で与えられる²⁾。

$$Qu = \frac{Q_L}{1 - 10^{\frac{-IL}{20}}} \quad (1)$$

ここで、 IL は挿入損失 [dB]、 Q_L は負荷 Q であり、次式で与えられる。

$$Q_L = \frac{f_0}{f_h - f_l} \quad (2)$$

ただし、 f_h 、 f_l はそれぞれ 3 dB 帯域幅の高い側の周波数、3 dB 帯域幅の低い側の周波数とする。

3.2.3 電磁界シミュレーションの精度検討

電磁界シミュレーションによる ϵ_r 、 $\tan\delta$ の解析精度を検証した。図 2 に示す JIS R 1627 に基づいた実測から得られた誘電特性と、HFSS により JIS R 1627 における TE モードの電磁界分布を解析して求めた誘電特性を比較した結果を表 1 に示す。

表より、JIS R 1627 及び HFSS より求めた ϵ_r の差 $\Delta \epsilon_r$ は 0.05 % となり、 $\Delta \tan \delta$ については 4.55% となることから、HFSS と JIS R 1627 の結果は良く一致している。

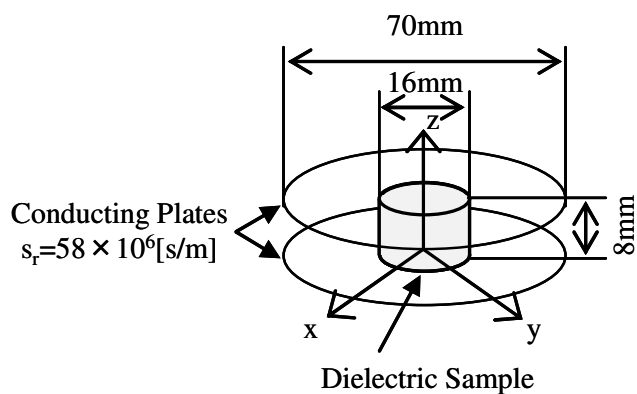


図2 JIS R 1627 に用いる誘電体共振器の構造

表1 ϵ_r 、 $\tan \delta$ の JIS R 1627 による測定値と HFSS による解析値の比較

JIS R 1627				HFSS		差異 (%)	
f_0 (GHz)	Qu	ϵ_r	$\tan \delta (10^{-4})$	ϵ_r	$\tan \delta (10^{-4})$	ϵ_r	$\tan \delta$
3.1206	2086	79.39	2.86	79.43	2.98	0.05	4.55
± 0.0001	± 12	± 0.00	± 0.03				

3.3 誤差要因の検討

本法においては、その共振器構造から、平行導体板間からの電磁界エネルギーの放射により Q_u 値が低下し、その結果 Q_u 値の低下分だけ $\tan\delta$ が高く見積もられることが懸念される。本節では、電磁界エネルギーの放射を抑制し、導体板間に十分に閉じ込めるために、平行導体板の寸法、平行度、間隔についてそれぞれ検討し、更に、励振方法の Q_u 値への影響についても検討する。

本研究では $\tan\delta$ の誤差10%以下が目標であり、本節では、この目標を満たす必要条件を明らかとする。

3.3.1 共振器構造による誤差要因

3.3.1.1 導体板の寸法による誤差

測定に使用する導体板は有限な面積を持つため、平行導体板間での電磁界エネルギーの閉じ込めが弱いと平行導体板側面から電磁界エネルギーが放射し、 f_0 のシフト及び Q_u 値の低下が生じる。それゆえ、誘電体試料の寸法に対する導体板の寸法及び導体板間隔と放射量との関係を明らかとし、電磁界エネルギーの放射が最小となるよう共振器構造を検討した。なお、図3に示す誘電体試料において、 $l \geq 30 \text{ mm}$ とする事で隣接する高次モードを十分に離すことができ³⁾、本研究では $l=30 \text{ mm}$ の誘電体試料を用いる。

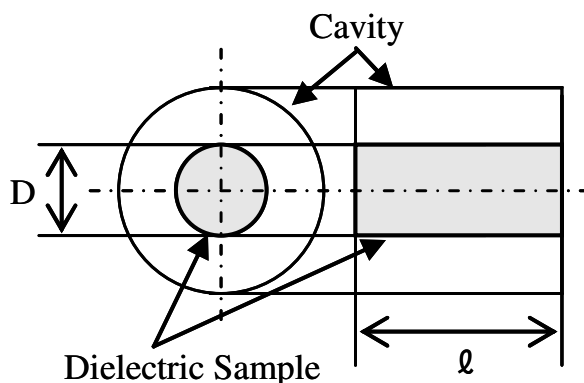


図3 TMモード誘電体試料の構造

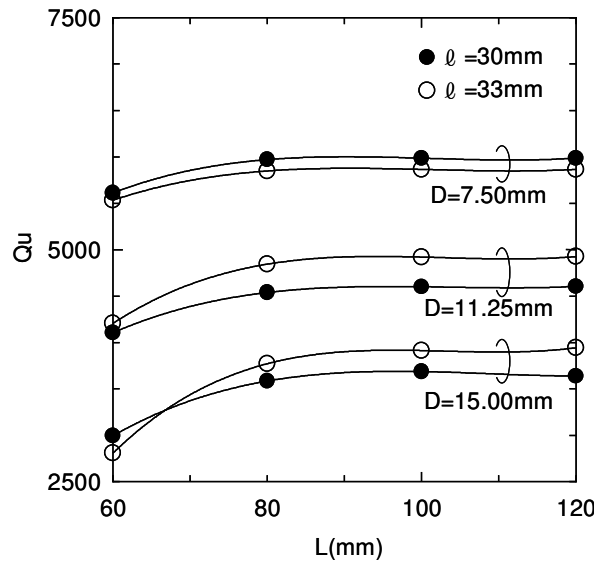


図4 導体板長さLに対するQu値の解析結果

導体板間で共振電磁界が十分に減衰する導体板寸法を決定するため、 $\epsilon_r=80$ 、 $H=4$ mmを固定し、7.50 mm、11.25 mm、15.00 mmのDにおいて、それぞれの l を30 mm、33 mmとした6種類の誘電体試料に対し、一辺の長さがLの正方形からなる導体板の寸法Lを60 mm～120 mmまで変化させたQu値のHFSSによる解析結果を図4に示す。

$L < 80$ mmでは電磁界エネルギーの放射によりQu値は低下する。本研究では放射を抑制し、Qu値の低下が1%以下になるように導体板寸法を $L=100$ mmとした。

3.3.1.2 導体板の平行度による誤差

2枚の導体板が平行でなくなり高次モードが励振する場合、平行導体板の開放側面より電磁界エネルギーの放射が生じQu値は低下する。図5のモデルを用いて、上部導体板と下部導体板のなす角度 α に対する f_0 、Qu値をHFSSにて解析した結果を図6に示す。図から、 α が増加するとQu値が低下する。例えば $\alpha=0.4^\circ$ とした場合、Qu値は10%低下し、このとき、 $\tan\delta$ は10%高めに見積もられることになる。 $\tan\delta$ の誤差が10%以下となる目標を達成するため、Qu値が劣化する他の要因があることを考慮し、Qu値の低下が5%以下になるように $\alpha < 0.2^\circ$ とした。

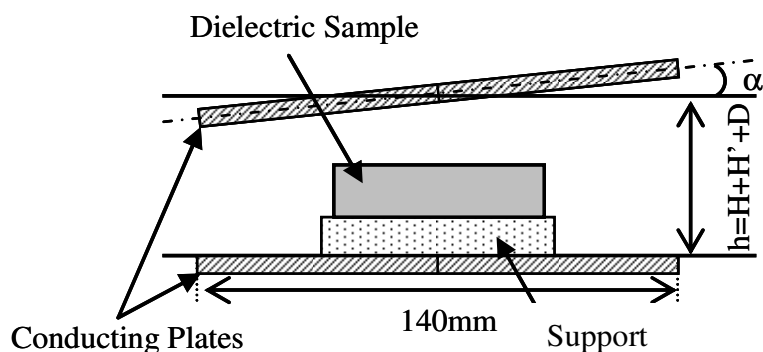


図5 解析した共振器構造

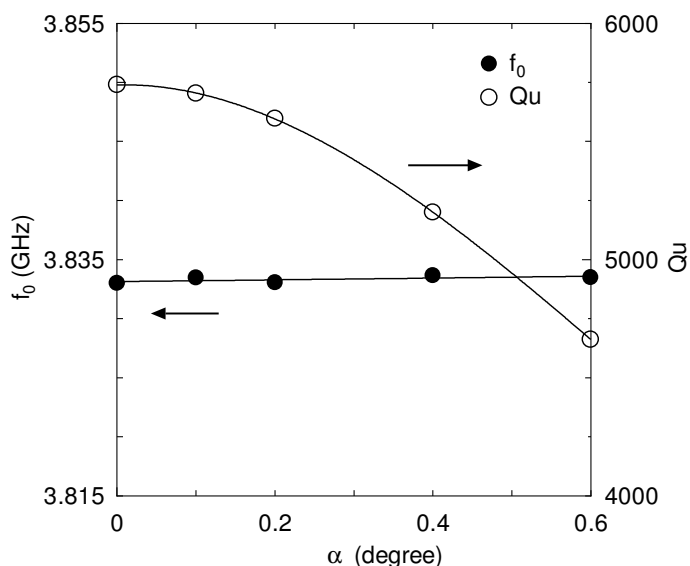


図6 α に対する f_0 、 Q_u 値の解析結果

3.3.1.3 導体板の間隔による誤差

平行導体板側面から Q_u 値低下の原因となる電磁界エネルギーの放射がない遮断状態とするには、導体板間の間隔も関係しており、導体板間隔を共振波長 λ の $1/4$ より狭くする必要がある。本研究の目的とする D の最大値は 15.00 mm 程度であり、支持台高さ H が高くなると平行導体板の間隔が $\lambda/4$ に近づき、放射が生じることが懸念される。

図7は、 D が 7.50 mm、11.25 mm、15.00 mm の誘電体試料に対し、支持台高さ

H を変化させた Q_u 値の HFSS による解析結果を示す。図の x 軸は導体板間隔 h ($=H+H'+D$) を共振波長 λ で規格化した値を示している。 $D=15.00$ mm の誘電体試料では $h/\lambda > 0.25$ ($h > 29.0$ mm) にて、 $D=7.50$ mm、 11.25 mm の誘電体試料では $h/\lambda > 0.275$ ($h > 22.5$ mm) にて Q_u 値が低下した。 Q_u 値の低下する h/λ 値が異なるのは、導体板寸法 L が一定であるため、誘電体試料の D が大きくなると誘電体円柱試料の両端面の円周部分と平行導体板の端部との距離が短くなり、導体板間での共振電磁界の減衰が弱くなることが原因と考えられる。

一方、実際の測定では誘電体試料を支持台（発泡スチロール製 $\epsilon_{r_base}=1.03$ 、 $\tan\delta_{base}=3.8 \times 10^{-5}$ ）⁴⁾ の上に設置する。導体板間隔が広いほど、誘電体試料の設置が容易になり、簡易測定が可能である。しかし、支持台は空気より僅かに大きい誘電率を持つため、導体板間の空間の電磁界分布が誘電体試料の上下空間で非対称となる。このために電磁界分布が導体板の面方向に広がり、導体板の面積が有限なことから放射が生じる。

ΔH ($=H'-H$) を誘電体試料と上部導体板までの距離 H' と支持台高さ H の差とし、 ΔH に対する Q_u 値の HFSS による解析結果を図 8 に示す。図から、 Q_u 値は ΔH に対し最大値を持ち、 Q_u 値が最大となる ΔH_{Qmax} の値は、 H の増加に伴い増加することがわかる。支持台の体積が大きくなると、支持台中の電磁界エネルギーが増えるため、誘電体試料の上下空間の電磁界エネルギーが一致するように誘電体試料と上部導体板との距離が広がる。この結果、 ΔH_{Qmax} の値が正の方向へシフトすると考えられる。また、 Q_u 値が最大となる ΔH では、平行導体板から

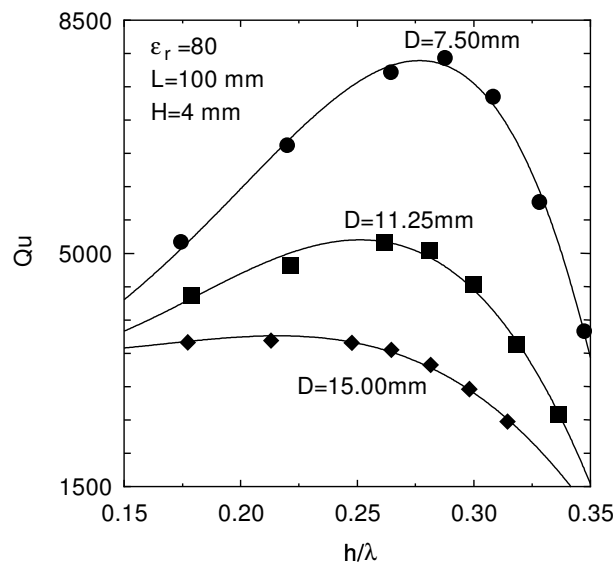


図 7 h/λ に対する Q_u 値の解析結果

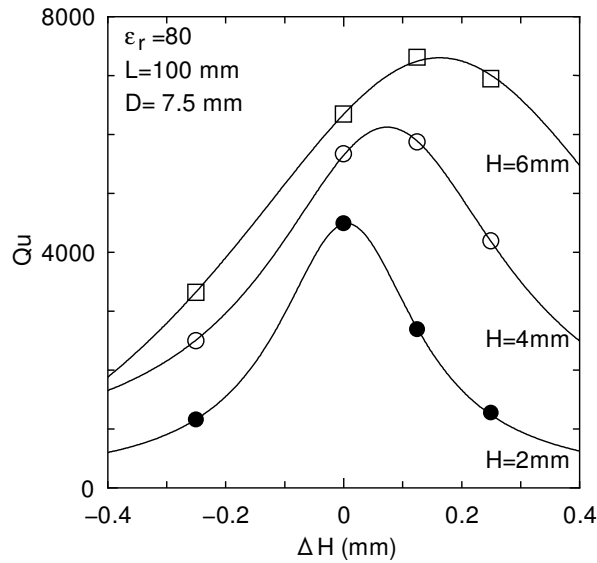


図8 ΔH に対する Q_u 値の解析結果

の電磁界エネルギーの放射を最小、つまり、誘電体試料の上下の空間の電界分布を対称とすることが可能と考えられる。

本研究では目的とする誘電体試料の D が大きく、簡易測定のために導体板間隔が広い場合においても電磁界エネルギーの放射を抑制し、 Q_u 値の低下を 2% 以下とするため、誘電体試料の D 及び共振波長から $h/\lambda < 0.25$ となる導体板間隔を概算し、誘電体試料の測定毎に Q_u 値が最大となるように導体板間隔を調整した。

3.3.2 励振による誤差要因

3.3.2.1 励振位置の誤差

測定に用いる共振器は TM_{018} モードであり、このモードの電気力線は図 1(b) に示すように誘電体試料の長さ方向、つまり図 1(a) の y 軸方向に存在する。このため、 y 軸方向からモノポールアンテナを用いて電界結合させれば、 TM モードのみ励振させることができ、測定に用いる TM モードの判別は容易になる。しかし、測定のために共振電磁界にアンテナを近接させると、電磁界がアンテナを伝搬し、導体板外へ電磁界エネルギーが放射することが HFSS により解析した結果から明らかになった (図 9 参照)。

本研究では、磁界分布に着目して図 1(a) の x 軸方向から、先端に小さなループ

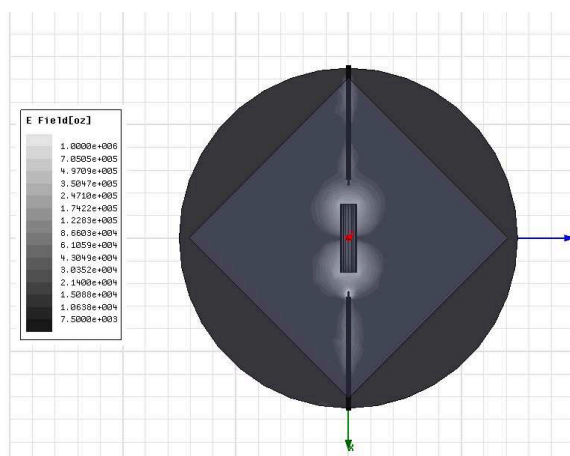


図 9 電界結合における TM_{018} モードの電界分布

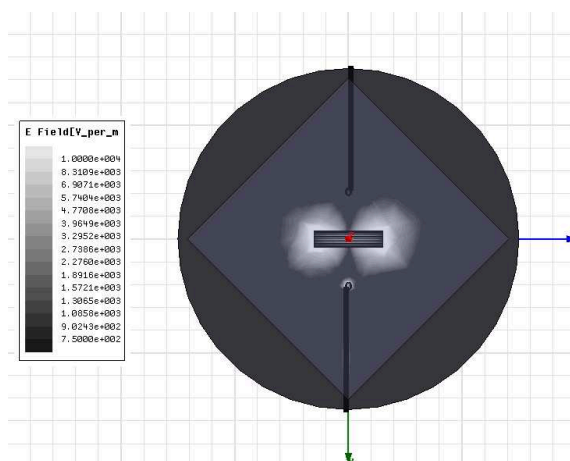


図 10 磁界結合における TM_{018} モードの電界分布

を形成したアンテナを用いて、磁界結合により励振・検波を行う。図 1(a)の xy 平面における TM_{018} モードの共振電界を HFSS により解析した結果を図 10 に示す。誘電体試料の長さ方向の中央部では電界強度が弱い、つまり磁界強度が強いため図 1(a)に示す z 方向にアンテナを変位させても f_0 、 Q_u 値は変化しないと推定できる。

図 1(a)に示す y 軸のプラス方向へのアンテナの変位に対する f_0 、 Q_u 値の測定結果を図 11 に示す。図から、アンテナの変位量の増加と共に f_0 、 Q_u 値は共に低下することがわかる。これは、 y 軸のプラス方向である誘電体試料の端部へアンテナが近付くと、電界強度の強い領域とアンテナが干渉するためと考えられる。本法の測定では、この干渉を最少とするため、電界強度が最も弱くなる誘電体試料の

長さ方向の中央部へアンテナを設置する。

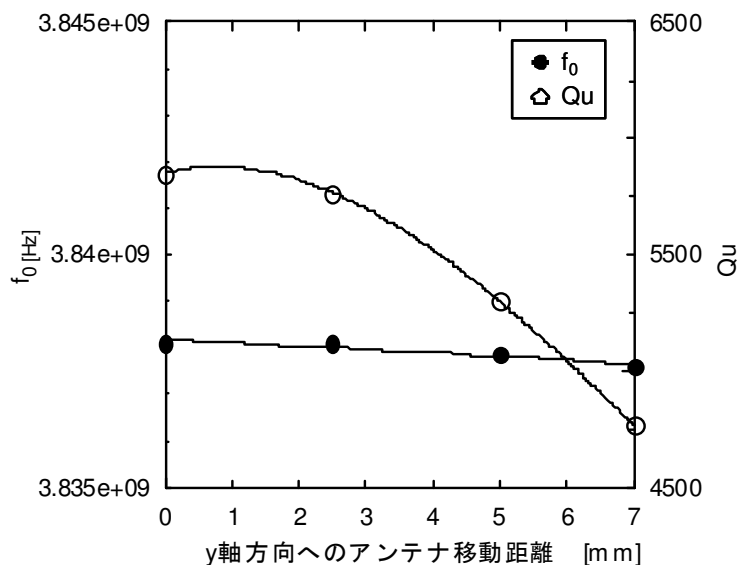


図 11 アンテナ移動距離と f_0, Q_u の関係

3.3.2.2 結合量の誤差

誘電体共振器とアンテナは磁界により結合しており、その結合の強さは挿入損失 I.L. で表され、I.L. はアンテナと誘電体試料の距離に依存する。一般的には I.L. を 20 dB 以上とすれば、共振電磁界とアンテナの干渉が最小となり、高い測定精度が得られる事が報告されている²⁾。しかし、I.L. は共振器の Q_u 値やアンテナの寸法・形状等に依存するため⁵⁾、本法に用いる共振器において f_0 と Q_u 値への影響が最小となる I.L. の値を検討した。本法は、 $TM_{01\delta}$ モード誘電体共振器の励振・検波は先端に直径 2 mm のループを構成したアンテナにより、誘電体試料の図 2(a) における x 軸方向から行った。

I.L. に対する f_0 、 Q_u 値の関係を測定した結果を図 12 に示す。図から明らかなように I.L. が 35 dB 周辺では、 f_0, Q_u 値は一定値に収束している。これは、アンテナによる共振電磁界の乱れが減少するためと考えられる。I.L. が 25 dB 周辺では、金属であるアンテナが共振電磁界に近接するため、アンテナ導体部での導体損による Q_u 値は変化量が大きくなる。I.L. が 40 dB 以上になると結合が弱くなるために

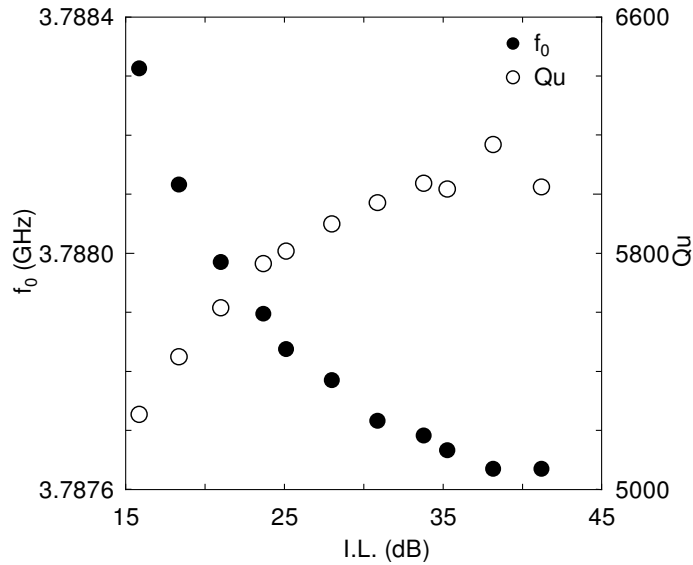


図 12 I.L.に対する f_0, Q_u の測定結果

共振波形の強度が低下し、測定器の雑音により Q_u 値の測定精度が低下している。

本研究では、I.L.に対する Q_u 値の測定精度が 1.5%以下になるように $I.L. \doteq 35$ dB とした。

3.3.3 誤差要因のまとめ

本研究では、 $\tan\delta$ の精度として誤差を 10%以下にすることを目標としている。 $\tan\delta$ の誤差の増大は、 Q_u 値から算出される $\tan\delta$ の値が、 Q_u 値の低下分だけ高く見積もられることが原因である。 Q_u 値の低下の要因に対し、本節で検討した共振器構造に起因した Q_u 値の低下を抑制するために設けた条件、及びこれら測定条件下における $\tan\delta$ の誤差を表 2 に示す。

本節の検討で得られた $\tan\delta$ の誤差 $\Delta\tan\delta$ は以下の式で与えられる⁶⁾。

$$(\Delta\tan\delta)^2 = (\Delta\tan\delta_g)^2 + (\Delta\tan\delta_p)^2 + (\Delta\tan\delta_d)^2 + (\Delta\tan\delta_e)^2 \quad (3)$$

ここで $\Delta\tan\delta_g$ 、 $\Delta\tan\delta_p$ 、 $\Delta\tan\delta_d$ 、 $\Delta\tan\delta_e$ は、それぞれ、導体板の寸法 L 、導体板の平行度 α 、導体板の間隔 h 、励振線の挿入損 I.L.について、それぞれ表 2 中に示される条件下で測定した場合の Q_u 値の誤差に起因する $\tan\delta$ の誤差を示す。

表 2 の測定条件を満たす場合の $\tan\delta$ の見積もり誤差は 5.7 %となり、誤差を 10%以下という目標が達成可能であることが分かった。

表2 Qu 値を低下させる要因と $\tan\delta$ の誤差

Cause of the reduce Qu value	Condition	Measurement error of $\tan\delta$ (%)
Error by the finite geometry of the conducting plate	$L > 100 \text{ mm}$	< 1.0
Error with the non-parallelism of the conducting plate	$\alpha < 0.2^\circ$	< 5.0
Error by the setting of the distance of the conducting plate	Design to maximize Qu value by h ($h/\lambda \doteq 0.25$)	< 2.0
Error by coupling loss	I.L. $\doteq 35\text{dB}$	< 1.5

3.4 実験結果

本法及び TE モードを用いる JIS R 1627 の測定に使用した誘電体試料を表 3 に示す。これらは同一の焼結体より切り出し、各試料とした。

表 3 実験に用いた誘電体試料

D(mm)	Sample	JIS R 1627		
	D/l	D/l	ϵ_r	$\tan\delta(10^{-4})$
7.51	0.25	1.98	79.38	5.58
± 0.00	± 0.00	± 0.00	± 0.00	± 0.01
11.26	0.37	1.96	79.32	3.73
± 0.00	± 0.00	± 0.00	± 0.02	± 0.02
15.01	0.50	1.99	79.39	2.90
± 0.00	± 0.00	± 0.00	± 0.00	± 0.01

3.4.1 測定装置

図 13 に TM_{018} モード誘電体共振器の外観図を示す。誘電体試料は発泡スチロールの支持台に置かれ、励振・検波は先端にループを構成したアンテナにより、誘電体試料の径方向より行った。x,y,z 軸方向のアンテナ位置、及び上下導体板の導体板間隔ならびに平行度は測定毎に調整した。

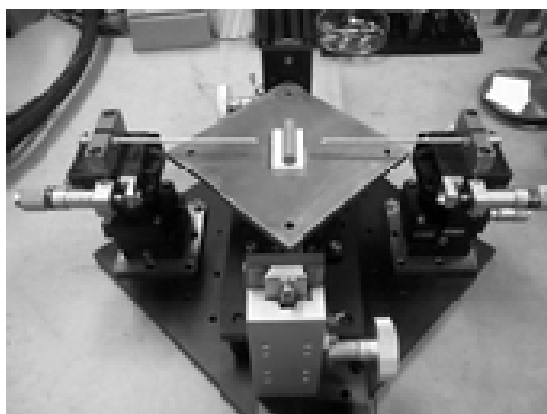


図 13 測定装置（上部導体板は外されている）

3.4.2 周波数応答

3.4.1 の測定装置を用いて、 $H=4\text{ mm}$ にて、 $D=7.50\text{ mm}$ 、 11.25 mm 、 15.00 mm の誘電体試料を $2\text{ GHz}\sim 5\text{ GHz}$ で測定した周波数応答を図 14 に示す。

$2\text{ GHz}\sim 5\text{ GHz}$ の周波数領域において、 $D=7.50\text{ mm}$ の誘電体試料では共振ピークは 1 つであるが、 $D=11.25\text{ mm}$ 、 15.00 mm の誘電体試料では複数の共振ピーク

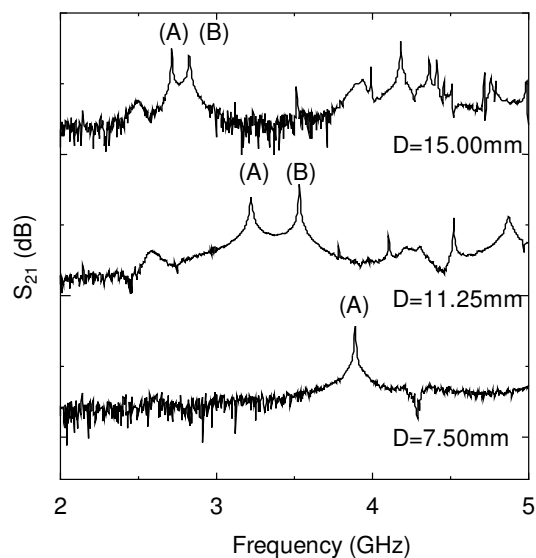


図 14 周波数応答測定結果

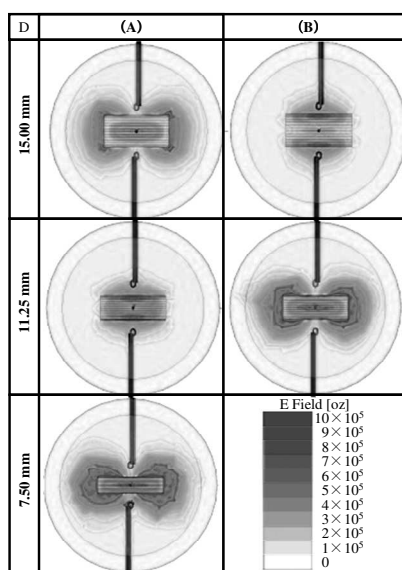


図 15 各共振ピークにおける電磁界分布

が存在している。このため、測定に用いる共振モードのピーク位置について検討した。

共振ピークのモード判別を目的とし、HFSS を用いて各共振ピークの電界分布を求めた結果を図 15 に示す。図より $D=15.00$ mm の誘電体試料では、低周波側の共振ピーク(A)が目的の TM モードであり高周波側のそれ(B)は TE モードである。 $D=11.25$ mm の誘電体試料では、高周波側(A)が測定に用いる TM モードであり低周波側(B)は TE モードである。

3.4.3 TM_{018} モード誘電体共振器の測定

これまでの検討結果より得られた測定条件に基づき、 $\epsilon_r=80$ 、 $D=7.50$ mm、 11.25 mm、 15.00 mm、長さが $l=30$ mm の誘電体試料について、 f_0 、 Q_u 値を測定した。

各 D に対し、 H を 2 mm、 4 mm、 6 mm とし、 ΔH と f_0 、 Q_u 値の関係を測定した結果を図 16～図 18 に示す。

Q_u 値は ΔH に対して最大値を持ち、 Q_u 値が最大となる ΔH の値は $\Delta H=0.002\sim 0.7$ の正の値を取る。この傾向は図 8 に示される解析結果と一致している。 ΔH に対する Q_u 値の変化量は、 D と H に依存しており、 D が小さく H が高い場合に変化量は大きくなる。

図 16 に示す $D=7.50$ mm の誘電体試料において導体板の間隔の変化に対する f_0 、 Q_u 値の変化量が大きいのは、電磁界エネルギーの誘電体試料への集中が弱く、上

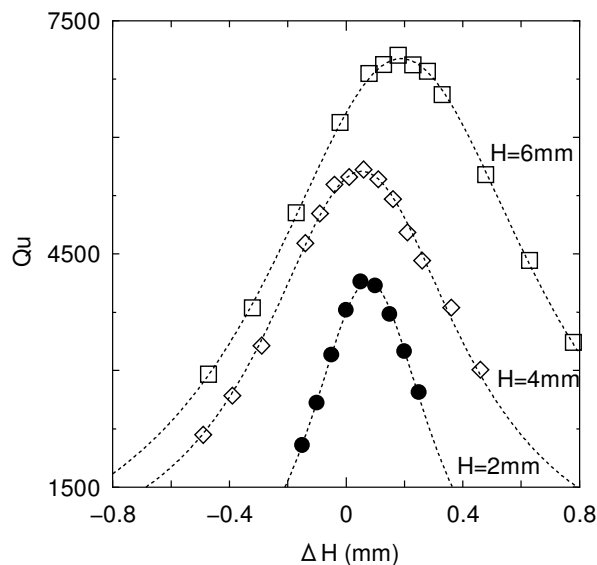


図 16 $D=7.50$ mm の測定結果

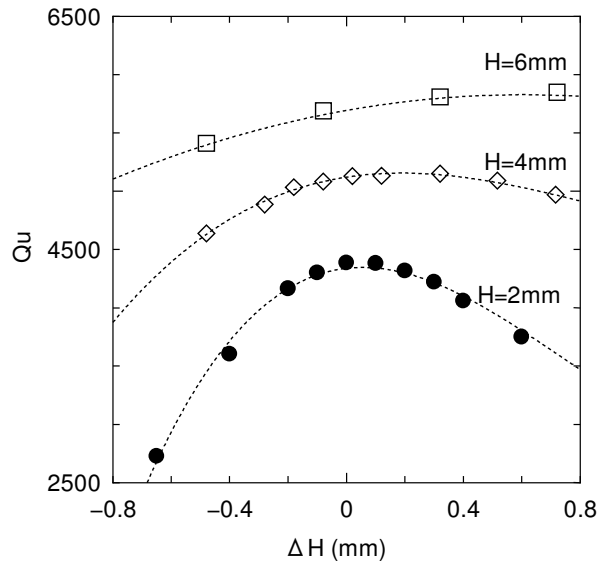


図 17 D=11.25 mm の測定結果

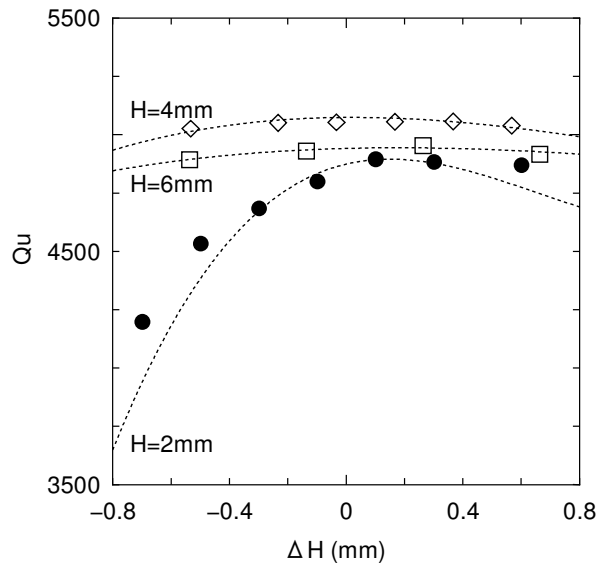


図 18 D=15.00 mm の測定結果

下導体板の近傍にまで電磁界エネルギーが存在するため、僅かに導体板間隔が変化しても、電磁界分布に変化が生じるためと考えられる。

また、図 18 に示す D=15.00 mm の誘電体試料では、H=6 mm の Qu 値が H=4 mm の Qu 値より低くなる結果であった。実測では、支持台により導体板間の電磁界分布が僅かに乱れ、放射が生じたことが原因と考えられる。

3.3.1.3 で述べたように、本研究では $h/\lambda \approx 0.25$ とならないように H を低くした。

3.4.4 径の異なる円柱状試料に対する測定結果

本法では、誘電体試料を3回繰り返し測定した f_0 、 Q_u 値から、HFSS を用いて ϵ_r と $\tan\delta$ を計算した (表4 参照)。

誘電体試料の容易な取替えが可能な簡易測定を実現するためには、導体板間隔が広いほうが良い。導体板間隔が広くなると電磁界エネルギーが放射し易くなるため、測定に影響を及ぼす電磁界エネルギーの放射は、表2に示される、 $L=100$ mm、 $\alpha < 0.20^\circ$ 、 $h/\lambda < 0.25$ を適用することで抑制している。本研究では支持台高さ H を 2 mm、4 mm、6 mm とする事で導体板間隔について検討した。ここで、 D に対する ϵ_r 、 $Q \cdot f$ 値の関係を図19、図20に示す。 $Q \cdot f$ 値は以下の式から得られる。

$$Q \cdot f = f_0 / \tan\delta \quad (\text{GHz}) \quad (4)$$

図の $\Delta\epsilon_r$ と $\Delta Q \cdot f$ は D の異なる誘電体試料の誘電特性の差(%)であり、以下の式で表される。

$$\Delta\epsilon_r = (\epsilon_{r,D} - \epsilon_{r,D'}) / \epsilon_{r,D} \times 100 \quad (\%) \quad (5)$$

$$\Delta Q \cdot f = (Q \cdot f - Q \cdot f') / Q \cdot f \times 100 \quad (\%) \quad (6)$$

図19より、導体板の間隔に対し直径の大きい $D=15.00$ mm の誘電体試料から算出した ϵ_r の値は導体板間隔に依存しない。これは、電磁界エネルギーが誘電体試料に強く集中するため、測定への導体板の影響が少ないからである (図7 参照)。これに対し、 $D=7.50$ mm の誘電体試料では ϵ_r が低く見積もられ、導体板間隔が増加するとその傾向が顕著になり、 $D=15.00$ mm と $D=7.50$ mm との ϵ_r の差は $\Delta\epsilon_r=1.0\%$ である。図20より $Q \cdot f$ 値は D が大きくなるに伴い低く見積もられ、その差は $\Delta Q \cdot f=16\%$ である。

表4 誘電体試料の測定結果

D (mm)	f_0 (GHz)	Q_u	ϵ_r	$\tan\delta (10^{-4})$
7.51	3.8315	5645	78.72	4.07
± 0.00	$\pm 3.16 \times 10^{-5}$	± 67	± 0.01	± 0.06
11.26	3.1241	5210	79.20	3.36
± 0.00	$\pm 1.18 \times 10^{-4}$	± 63	± 0.01	± 0.03
15.01	2.5487	4827	79.34	2.90
± 0.00	$\pm 6.34 \times 10^{-5}$	± 146	± 0.00	± 0.05

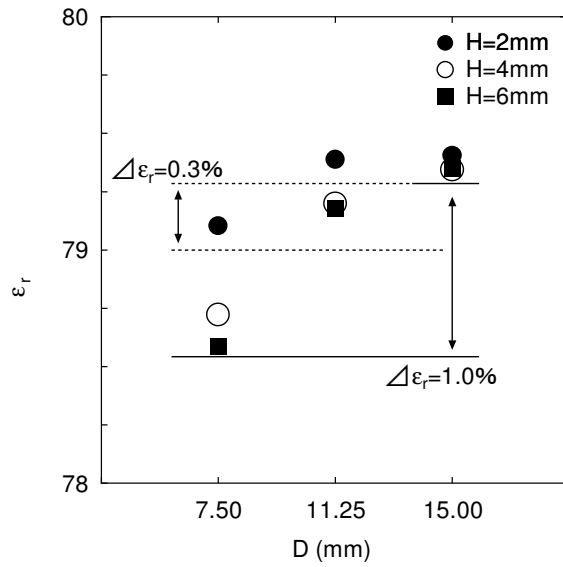


図 19 D に対する ϵ_r の測定結果

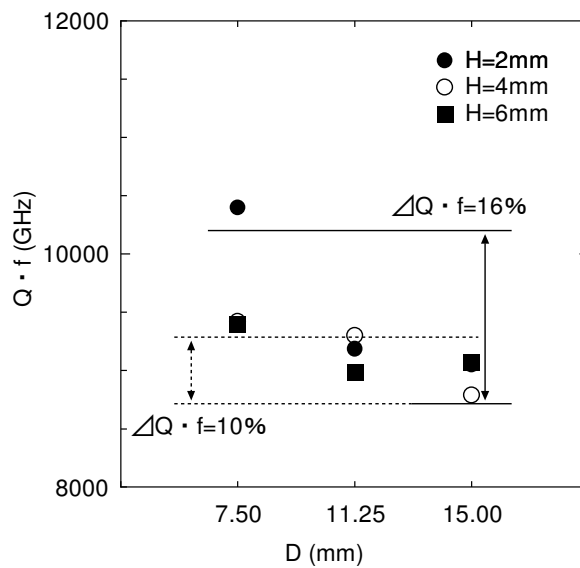


図 20 D に対する $Q \cdot f$ の測定結果

$D \geq 10.56$ mm であれば、誘電体試料の ϵ_r と他の D の誘電体試料の ϵ_r の差 $\Delta\epsilon_r$ は 0.30% より小さくなり、導体板間隔に関係なく高精度な評価が可能である。

導体板間隔が狭い場合 ($H=2$ mm)、誘電体試料に電磁界エネルギーが集中するため、 $D \geq 7.50$ mm の誘電体試料の $\Delta\epsilon_r$ も 0.3% より小さくなる。

3.5 簡易測定に関する検討

3.5.1 測定時間の計測

TMモード用の誘電体共振子形状の誘電体試料を測定する時間について1.5.3で述べた共振器法と本法とを比較した結果を図21に示す。図から共振器法と比較し、本法は測定時間を2/3に短縮できることがわかる。これは、共振器法ではキャビティと誘電体試料との接地が不十分な場合に再調整が必要であったが、本法では誘電体試料と導体板とは非接触のため試料の再調整が不要である。このため、誘電体試料を支持台上に置くだけで測定でき、共振器法と比較して短時間で測定できる。

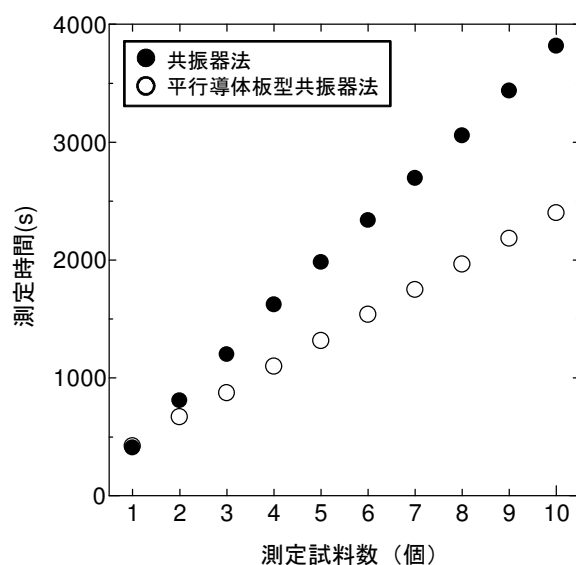


図21 評価方法と測定時間の関係

3.5.2 変動係数の算出

2つの集団のバラツキの程度を比較する場合に用いられる変動係数(CV)により、共振器法と本法の測定バラツキについて検討した。CVは標準偏差を平均値で割ったものであり、下に記す式で表される。

$$CV = \frac{\sqrt{\sigma^2}}{\bar{x}} \quad (7)$$

ここで、 $\sqrt{\sigma^2}$ は標準偏差、 \bar{x} は平均値である。

共振器法の f_0 は $CV=0.93 \times 10^{-4}(\%)$ 、Qu 値は $CV=2.27(\%)$ であるのに対し、本法の f_0 は $CV=0.46 \times 10^{-5}(\%)$ 、Qu 値は $CV=0.56(\%)$ である。この結果、誘電体試料の測定に本法を用いることで、共振器法と比較して f_0 の CV を 1/20 以下、Qu 値の CV を 1/4 以下に抑制でき、再現性の高い評価を実現している。

3.6 測定精度の考察

3.6.1 支持台形状の検討

3.4.4 の結果から、図 1(a)に示す支持台（誘電体を置く面の一辺が 50 mm の正方形、今後、この計上の支持台を支持台 I とする）を用いて直径 $D=7.5$ mm の誘電体試料を評価した時、図 19 に示すように ϵ_r が低く見積もられた。また、導体板間隔が広くなると ϵ_r の測定バラツキが大きくなった。

誘電体試料の体積が小さい場合、誘電体内部に分布する電磁界の密度は低くなり、導体板間中には電磁界が広く分布することになる。ここで、支持台は空気より僅かに大きい ϵ_r を持つため、支持台中に分布する電磁界の密度は導体板間の空気中のそれよりも高くなる。従って、導体板間の電磁界分布は誘電体試料と支持台が存在する下部導体板側に偏り、誘電体試料の上下で電磁界分布が非対称になるため、 ϵ_r の測定精度を低下させている。この様な結果から、導体板間の電磁界分布の偏りを抑制するため、支持台形状について検討する。

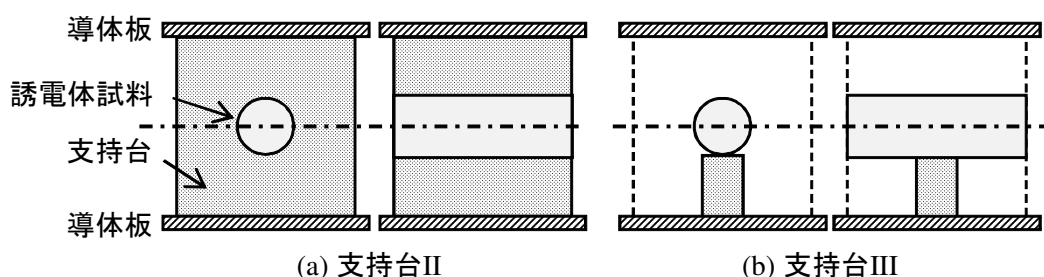


図 22 支持台構造

本研究では、図 22 に示す形状の 2 種類の支持台について検討した。導体板間の電磁界分布の偏りを抑制することを目的にして、一つは誘電体試料の上下の空間の ϵ_r を同一にする形状（支持台 II）、もう一方は支持台内に分布する電磁界の密度を低くする形状とした（支持台 III）。

図 22(a)に示される支持台 II は、支持台の中央に誘電体試料が隙間なく収まるように貫通孔が作製され、その長さは誘電体試料の長手方向の長さと同じ 30mm とした。この支持台を用いることで、誘電体試料の上下の空間の ϵ_r は同じになる。

図 22(b)に示される支持台 III は、誘電体を設置する面を一辺 10mm の正方形となるように作製した。この支持台を、誘電体試料の近傍で電磁界分布の密度が最も低くなる誘電体試料の中央部に設置することで、支持台中に分布する電磁界の密度は低くなる。

3.6.2 D=7.5mm の円柱状試料の測定結果

本研究では、直径 $D=7.506\pm 0.001$ mm、長さ $l=30.026\pm 0.001$ mm ($D/l=0.250$)、 $\epsilon_r=79.4$ 、 $Q \cdot f \doteq 11000$ GHz の誘電体試料を用いた（同一の焼結体から $D/l \doteq 2$ に加工し TE モードを用いる JIS R 1627 により評価）。また、支持台の誘電特性には $\epsilon_{r_base}=1.03$ 、 $\tan\delta_{base}=3.8\times 10^{-5}$ を用いた⁴⁾。

図 23 に支持台 I～III を用いて測定した誘電体試料の ϵ_r の測定結果を示す。図中の h は導体板間隔を示す。何れの支持台においても、導体板間隔が広くなると、 ϵ_r の差 $\Delta\epsilon_r$ が 0.4～0.7% 生じる。支持台 II を用いて求めた ϵ_r の値は支持台 I を用いた場合よりも低く見積もられた。また、 $\Delta\epsilon_r=0.7\%$ であり支持台 I を用いた時よりも悪化した。これに対し、支持台 III を用いて求めた ϵ_r の値は支持台 I を用いた時よりも高く、JIS R 1627 より求めた ϵ_r の値とよく一致する。また、 $\Delta\epsilon_r$ は 0.4% であり、支持台 I を用いた時より改善している。

導体板間に存在する全電磁界エネルギーに対する支持台内に蓄積される電磁界エネルギーの割合を HFSS にて解析した結果を図 24 に示す。ここで、電磁界エネルギーとは支持台中に分布する電磁界の密度を支持台の体積で積分した値である。

図から支持台 III に蓄積される電磁界エネルギーの割合は、他の支持台と比較し極めて低く、導体板間隔によらずその割合は 0 に近い。従って、支持台 III を用いた場合、導体板間に分布する電磁界は、導体板間の中心に位置する誘電体試料のみに集中する状態にみなせ、導体板間の電磁界分布の偏りが抑制されていると推察できる。

一方、支持台 II は、支持台の形状により導体板間の電磁界分布の偏りを抑制しているものの、図 23 で示すように ϵ_r の値は低く見積もられた。

ここで、支持台を形成する発泡スチロールは、作製時のプロセスにより生じる空孔を含有するため、加工された支持台の表面には空孔による凹凸が存在する。測定時、誘電体試料は支持台上に置かれるため、支持台と誘電体試料とが接する境界では、上述する凹凸部により空隙が生じることは避けられない。

図 24 から、支持台 II に蓄積される電磁界エネルギーの割合は高く、この割合

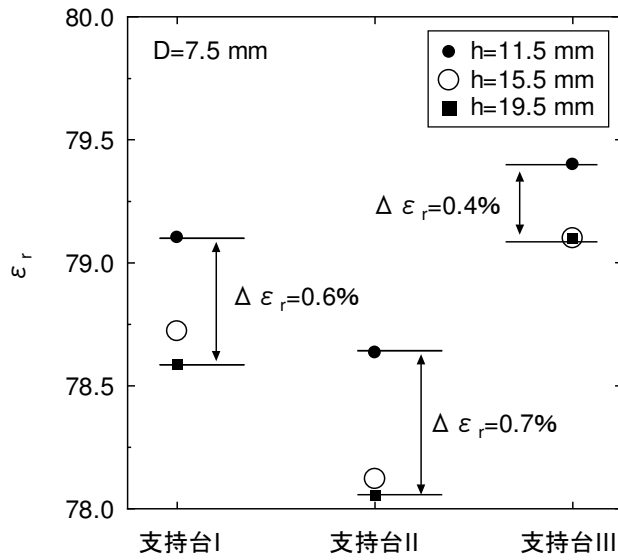


図 23 支持台形状と ϵ_r の関係

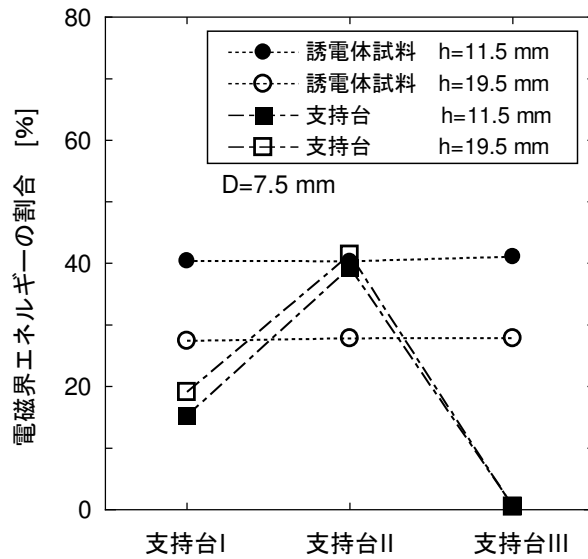


図 24 支持台形状と各領域の電磁界エネルギーの関係

は誘電体試料のそれと同等であり、導体板間の電磁界エネルギーの大半は誘電体試料及び支持台 II に蓄積されることがわかる。この時、先に述べた支持台と誘電体試料間の空隙部にも電磁界エネルギーは蓄積される。

支持台へ蓄積される電磁界エネルギーは支持台形状により異なるため、先に述べた空隙に集中する電磁界エネルギーも支持台により異なると推察される。各支持台形状での空隙の量に対する f_0 の差 Δf の関係を HFSS にて解析した結果を図

25 に示す。空隙の量は、支持台と導体板及び誘電体試料とが接触する箇所に設けた空気層の厚さを示す。

図から、何れの支持台においても空隙の量の増加と共に Δf は増加することがわかる。 Δf は支持台 III、I、II の順に大きくなり、これは図 23 に示す $\Delta \epsilon_r$ が大きくなる支持台の順に一致する。

支持台 II では、導体板間を占める体積が大きくかつ空気より高い ϵ_r を持つため、支持台中へ蓄積する電磁界エネルギーは大きくなる。従って、空隙へ集中する電磁界エネルギーの割合も大きくなるため、 f_0 のシフト量が増加し、 ϵ_r の測定精度を低下させたと推察できる。

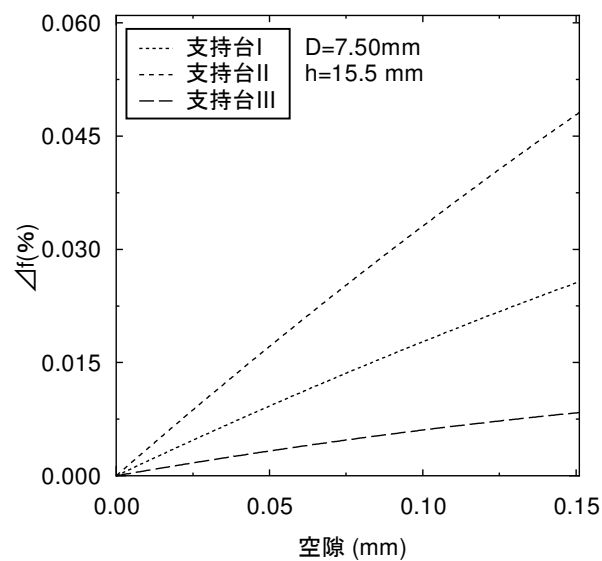


図 25 空隙と f_0 のシフト率の関係

3.7 むすび

本章では、フィルタ用共振器を構成する誘電体共振子形状の誘電体試料が評価可能な平行導体板型 $TM_{01\delta}$ モード誘電体共振器の確立について検討した。

共振器は平行導体板で挟まれた中空に、長い円柱形状の誘電体試料が支持台上に導体板と平行かつ非接触に設置された構造を持つ。

平行導体板の側面からの電磁界エネルギーの放射を抑制するため、平行導体板内をカットオフ状態にする共振器の構造を明らかにし、 Q_u 値の劣化に伴う $\tan\delta$ の誤差を 10%以下に収め、 $\tan\delta$ の評価において高い繰り返し精度を可能にした。

支持台中の電磁界分布の密度を最小にする構造を明らかにすることで、導体板間中の電磁界分布を誘電体試料のみが存在する理想的な状態とし、誘電率の評価において高い繰り返し精度を可能にした。

本法は共振器法と比較して測定時間が短く、かつ測定方法のバラツキを表す変動係数も低いため、誘電体共振子形状の誘電体試料を簡便かつ再現性良く測定できる。

本章により、 TM モード用の誘電体共振子形状の誘電体試料を簡便かつ再現性の高い評価が可能となった。よって、本法により 2 章で検討した複合誘電体共振器に用いられる誘電体共振子の誘電特性の評価、及びフィルタ用の誘電体共振子を大量生産する場合は生産ラインにおける出荷検査で発生する測定のコストの低減を達成できる。

参考文献

- 1) 中山 明, “誘電体を充填した空洞共振器による準マイクロ波帯の複素誘電率測定,” 信学技法, MW93-88, pp.63-69, 1993.
- 2) Y.Kobayashia, M.Katoh, “Microwave measurement of dielectric properties of low-loss materials by the dielectric resonator method,” IEEE Trans. MTT, MTT-33, No.7, pp.582-596,1985.
- 3) 井上知裕, 小林禧夫, “最低次 TM_{018} モード誘電体円柱共振器を用いた帯域阻止フィルタ,” 信学技法, MW96-213, pp.47-54, 1997.
- 4) 小林禧夫, 于 静, “UHF帯における誘電体装荷空洞共振器を用いた誘電体平板の複素誘電率測定,” 信学論 (C), Vol.J78-C-1, no.2, pp.104-111, 1995.
- 5) 古神義則, 松村和仁, “誘電体共振器法による高精度誘電率測定のための励振線に関する検討,” 信学論 (C), Vol.J81-C-1, No.9, pp.563-565, 1998.
- 6) 中山 明, “誘電体を充填した空洞共振器による準マイクロ波帯の複素誘電率測定,” 信学技法, MW93-88, pp.63-69, 1993

第4章 カットオフ導波管型 $TM_{01\delta}$ モード誘電体共振器法の研究

4.1 まえがき

本章では TM モード共振器に用いる誘電体共振子形状の誘電体試料を評価する方法について検討する。

初めに、誘電体試料の簡易測定を目的に、キャビティ（円柱共振器）の長手方向の両端を開放した $TM_{01\delta}$ モード誘電体共振器を提案し、この共振器の構造、及び測定原理について示す。測定周波数帯域をカットオフ状態にするカットオフ導波管を用いることで、開放部からの電磁界エネルギーの放射を抑制している。

次に、誘電特性の算出にはカットオフ導波管の寸法（内径、長さ）、及び導電率（ σ_r ）の値が必要である。この導波管の物性値は、導波管の両端に短絡板を設置して空洞共振器とした場合の TE モードの共振特性（ f_0 、 Q_u 値）を用いて算出される。このため、共振特性の測定には高い精度が求められ、モードチャートの使用、及び導波管の端部へのリング状の溝部の作製により、測定に使用する共振モードと他の共振モードとの干渉を最小現にすることが共振特性の測定精度の向上に有効であることを示す。

更に、誘電体試料の測定時に開放されたキャビティ端部からの電磁界エネルギーの放射を抑制するには、カットオフ導波管の直径、アンテナの設置位置、及び測定試料の長さを制限することが有効であることを示す。

最後に、設計したカットオフ導波管を用いて、実際に TM モード用の誘電体試料を測定する。この測定結果により、本法は TM モード誘電体共振器形状での誘電体試料の高精度な評価に適用できることを示す。

4.2 カットオフ導波管型 $TM_{01\delta}$ モード誘電体共振器の構造

誘電体共振器形状の誘電体の複素誘電率（比誘電率 ϵ_r 、誘電損失 $\tan\delta$ ）を、簡便且つ正確に測定する方法として、カットオフ導波管を用いた $TM_{01\delta}$ モード誘電体共振器を提案する。この共振器は図 1(a)に示すように、測定する誘電体（直径 D 、長さ l ）を、円筒形状の導波管（直径 d 、高さ H 、比導電率 σ_r ）内の中央に設置した構造である。誘電体は円筒形状の発泡スチロール（ ϵ_{rs} 、 $\tan\delta_s$ ）製の支持体を用いて、導波管の中央に非接触で設置される。また、本研究では、誘電体試料の取替えを容易にするため導波管の両端を開放したまま測定している。このため、開放部からの電磁界エネルギーの放射が懸念されるが、導波管内がカットオフ状態になるように導波管の直径を定めることで、共振電磁界を導波管中に閉じ込めることができる。

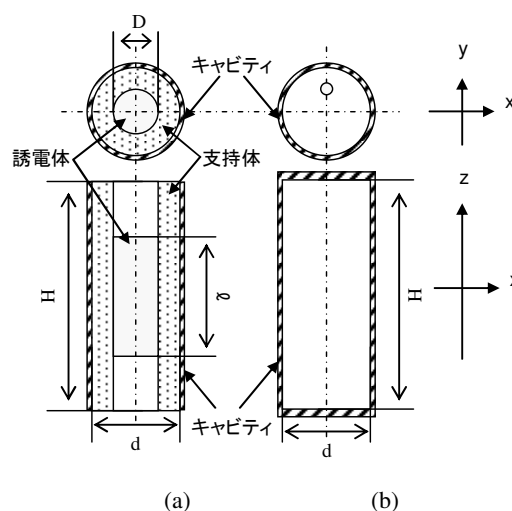


図 1 測定に用いる共振器の構造

- (a) カットオフ導波管を用いた $TM_{01\delta}$ モード誘電体共振器
- (b) 空洞共振器

4.2.1 測定原理

本法では誘電体の ϵ_r 、 $\tan\delta$ は電磁界シミュレーション（HFSS）を用いて算出す

る[1]。この時、 ϵ_r 、 $\tan\delta$ の算出には下に記すパラメータを用いている。

- ・ ϵ_r は、図 1(a)に示す共振器の共振周波数 (f_0)、 D 、 ℓ 、 d 、 H
 - ・ $\tan\delta$ は、図 1(a)に示す共振器の無負荷 Q (Q_u) 値、 D 、 ℓ 、 d 、 H 、 σ_r
- なお、HFSS の計算には以下の条件を用いた。

図 1(a)の構造及び $TM_{01\delta}$ モードの共振電磁界分布がいずれも周方向の変化が無い対称構造であるので、計算時間及び計算容量の節約を行うために、磁気壁を利用し図 1(a)の構造を周方向に 360 分の 1 にカットしたモデルを用いて計算を行う。計算には固有値解析を用い、メッシュの生成にはアダプティブオートメッシュを使用し、メッシュを追加しながら、メッシュの追加前後の f_0 の差が 0.01%以内に収束するまで解析を繰り返し、 f_0 と Q_u 値を算出した。

ここで、複素誘電率を算出するためには、予め導波管の d 、 H 、 σ_r を求める必要がある。これらの値は、導波管の両端を導体板で短絡して図 1(b)に示す空洞共振器を構成し、この共振器において励振する TE_{01p} モード ($p=1,2,3 \dots$) の f_{0p} 及び Q_{u_p} 値を 2-1-1 に示す(3)(4)式に代入して算出する。

4.2.2 測定方法

測定に用いる図 1 (a)に示すカットオフ導波管型 $TM_{01\delta}$ モード誘電体共振器の励振・検波はモノポールアンテナを用いて導波管の長手方向から電界結合により行う。誘電特性の算出に必要な f_0 及び Q_u 値はネットワークアナライザ (8510C アジレント社) を用いて測定する。 Q_u は次式で与えられる²⁾。

$$Q_u = \frac{Q_L}{1 - 10^{\frac{-I.L.}{20}}} \quad (1)$$

ここで、 $I.L.$ は挿入損失、 Q_L は負荷 Q であり、次式で与えられる。

$$Q_L = \frac{f_0}{f_h - f_l} \quad (2)$$

ただし、 f_0, f_h, f_l はそれぞれ共振周波数、3 dB 帯域幅の高い側の周波数、3 dB 帯域幅の低い側の周波数とする。

4.3 測定装置

4.3.1 空洞共振器の設計

4.3.1.1 寸法、導電率 (σ_r) の算出方法

図 1(b)に示す空洞共振器の d 、 H の値は TE_{01p} 、 TE_{01q} ($p, q=1, 2, \dots$) モードの f_{0p} 、 f_{0q} を(3)式に代入して求められ、 σ_r の値は先に求めた d 、 H 及び TE_{01p} モードの Qu_p を(4)式に代入することにより求められる³⁾。

$$d = \frac{c\rho'_{01}}{\pi} \sqrt{\frac{q^2 - p^2}{(qf_{0p})^2 - (pf_{0q})^2}} \quad (3)$$
$$H = \frac{c}{2} \sqrt{\frac{q^2 - p^2}{f_{0p}^2 - f_{0q}^2}}$$

$$\sigma_r = \frac{4\pi f_p^2 Qu^2}{\mu_0 Q'^2} \quad (4)$$
$$Q' = \frac{c\rho'_{01}{}^2 \left\{ \rho'_{01}{}^2 - \left(p\pi \frac{d}{2H} \right)^2 \right\}^{\frac{3}{2}}}{\rho'_{01}{}^4 + 2(p\pi\rho'_{01}{}^2)^2 \left(\frac{d}{2H} \right)^3}$$

ここで、 $c=2.9979 \times 10^8$ (m/s)、 $\rho'_{01}=3.8317$ 、 $\mu_0=4\pi \times 10^{-7}$ (H/m)である。

4.3.1.2 TE モードを独立に励振可能な寸法の決定方法

4.3.1.1 で述べたように空洞共振器の寸法の算出には TE_{01p} モードの f_{0p} と Qu_p 値を用いることから、 f_{0p} と Qu_p 値には高い測定精度が求められる。しかし、空洞共振器においては複数の共振モードが励振するため、目的の TE_{01p} モードの共振ピークに他のモードの共振ピークが干渉した場合、 f_{0p} と Qu_p 値の測定精度は低下することになる⁴⁾。これを回避するため、共振モードの共振周波数は空洞共振器の寸法に依存することに着目し、本研究では空洞共振器の寸法に対する各モードの共

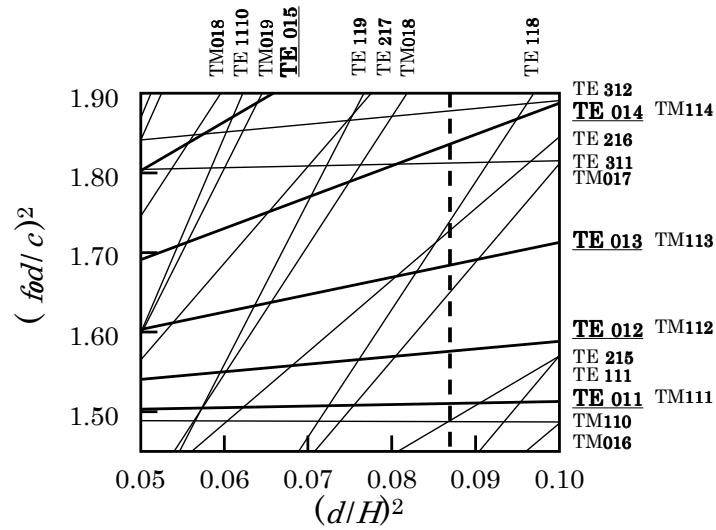


図2 空洞共振器のモードチャート

振周波数の関係を示すチャートを作製する。これを用いて TE_{01p} モードの共振ピークが他のモードの共振ピークと近接しないような空洞共振器を設計する。

本研究では、空洞共振器の寸法及び励振する各モードの共振周波数には次式の関係があり⁵⁾、これらの式を用いてモードチャートを作成する。

$$\left(\frac{f_{0_TE}d}{c}\right)^2 = \frac{1}{4}\left(\frac{\rho d}{H}\right)^2 + \left(\frac{\rho'_{mn}}{\pi}\right)^2 \quad (5)$$

$$\left(\frac{f_{0_TM}d}{c}\right)^2 = \frac{1}{4}\left(\frac{\rho d}{H}\right)^2 + \left(\frac{\rho_{mn}}{\pi}\right)^2$$

ここで、 f_{0_TE} 、 f_{0_TM} はそれぞれ TE_{nmp} 、 TM_{nmp} モードの共振周波数であり、 ρ_{mn} と ρ'_{mn} はそれぞれベッセル関数 $J_m(0)=0$ 、その導関数 $J'_m(0)=0$ の n 番目の根である。

(5)式を用いて作成したモードチャートを図2に示す。図中の太い実線は TE_{01p} モードを表している。図から、空洞共振器では、その寸法によって数多くのモードが励振しており、この中から目的の TE_{01p} モードが他のモードと近接しないように空洞共振器の寸法比を決定する。本研究では寸法比を図中の点線で示す $(d/H)^2 = 0.0864$ に決定した。

4.3.1.3 TEモードに縮退するTMモードの分離方法

4.3.1.2において、 TE_{01p} モードが他の共振モードと十分離れるように空洞共振器の $(d/H)^2$ の値を選んだ。だが、空洞共振器においては TE_{01p} モードに TM_{11p} モードが縮退しており、これらは同じ共振周波数を有するため、この縮退モードの干渉により TE_{01p} モードの f_{0p} 及び Q_{up} の測定精度の低下が懸念される。

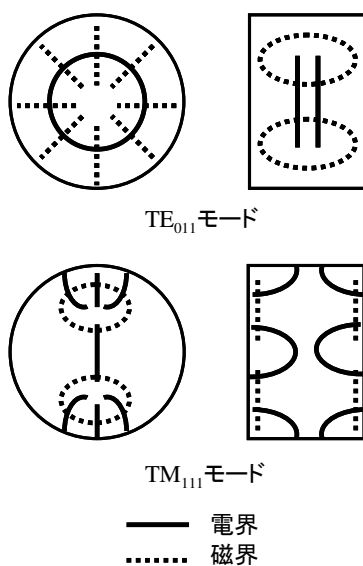


図3 空洞共振器の電磁界分布

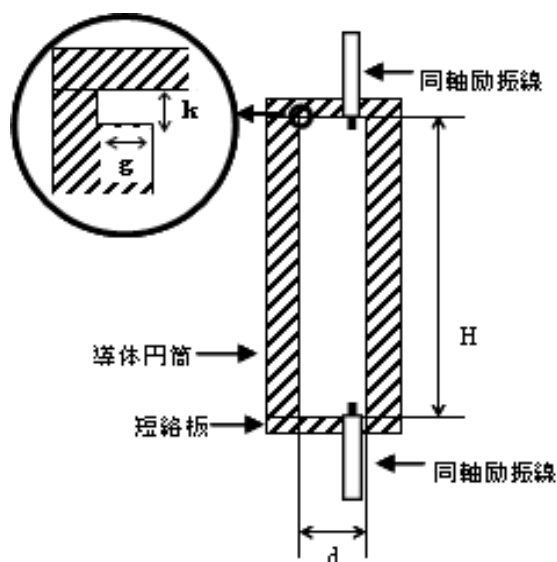


図4 空洞共振器の両端に設置した溝部の構造

本研究では図 3 に示すように TE モードと TM モードの電磁界分布が異なることに着目し、TE_{01p} モードから縮退する TM_{11p} モードを分離するため、図 4 に示すように導体円筒と短絡板との間に溝部を設けている。これにより、この溝部において TE_{01p} モードは TE₀₁ 遮断モード、TM_{11p} モードは TM₁₁ 伝搬モードになり、TE_{01p} モードの共振周波数を固定したまま TM_{11p} モードの共振周波数のみを変化させることができる⁶⁾。ここで、図中の g は直径方向に研削した溝の深さ、 k は長さ方

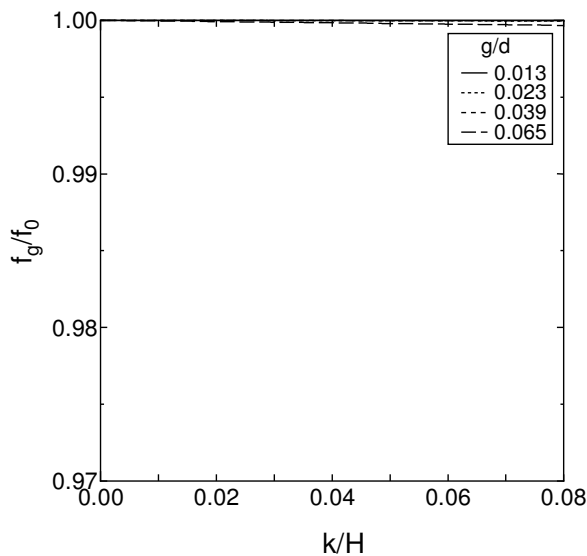


図 5 k/H に対する TE モードの共振周波数の変化

導波管 : $d = 22.5\text{mm}, H = 76.7\text{mm}$

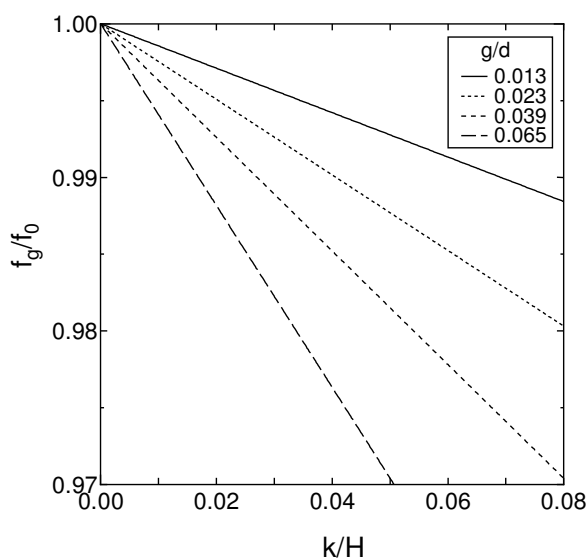


図 6 k/H に対する TM モードの共振周波数の変化

導波管 : $d = 22.5\text{mm}, H = 76.7\text{mm}$

向に研削した溝の幅である。

溝部の寸法を決定するため、HFSS を用いて g 、 k に対する共振周波数 (f_g) を計算した。図 5 は k/H に対する TE_{01p} モードの共振周波数の関係を示し、図 6 は k/H に対する TM_{11p} モードの共振周波数の関係を示す。図 5、6 において f_g は溝が無い場合の共振周波数 f_0 により規格化されている。

図 5 から TE_{01p} モードの共振周波数は、 k/H 、 g/d の値に対し殆どシフトしないことがわかる。これに対し、図 6 から TM_{11p} モードの共振周波数は k/H 、及び g/d の値が増加するに伴いシフトすることがわかる (図 6 参照)。従って、溝の寸法を変えることにより TM_{11p} モードのみをシフトさせ、 TE_{01p} モードと TM_{11p} モードを十分に分離させることができる。

以上の結果から、 TM_{11p} モードによる TE_{01p} モードへの干渉を減らすため、共振周波数の差 (Δf) が 1%以上離れるように溝部の寸法を $g=k=1.0\text{mm}$ とした。ここで Δf は以下の式で表される。

$$\Delta f = \frac{f_0 - f_g}{f_0} \times 100 \quad [\%] \quad (6)$$

4.3.1.4 高 Qu 値化の検討

誘電特性を高精度に評価するには、共振周波数の測定の分解能を高くすることが求められ、これは測定に用いる誘電体共振器を高 Qu 値化することで得られる。図 1(a)に示す共振器の Qu 値は導波管の D と誘電体の d に依存しており、この共振器において最も高い Qu 値は $d/D = 1.5$ の関係を満たす時に得られる⁷⁾。本研究では、測定に用いる誘電体は $D = 15.00\text{mm}$ を想定しているため、共振器の直径は $d = 22.5\text{mm}$ とした。また、空洞共振器の長さは、 TE_{01p} モードを独立に励振するために決定した 4.3.1.2 で述べた空洞共振器の寸法比 : $(d/H)^2 = 0.0864$ から $H = 76.5\text{mm}$ と定まる。

ここで、本研究では導波管の両端を開放したまま誘電体共振器を構成して誘電体の誘電特性を測定するため、電磁界エネルギーが共振器外へ漏洩することが懸念されるが、共振器からの電磁界エネルギーの放射は導波管の直径を制限することで導波管内をカットオフ状態とすることにより抑制している。設計した共振器の d は 22.5mm であり、この寸法における導波管のカットオフ周波数は 11GHz と計算できる。この周波数は本研究の測定に用いる周波数 ($2\sim 4\text{GHz}$) よりも高いため、測定時においてはカットオフにより共振電磁界は共振器外へ伝搬せず、電磁界エネルギーの放射による Qu 値の低下は抑制できる。

4.3.1.5 励振方法の検討

空洞共振器の TE_{01p} モードの励振・検波は、図 4 に示すように空洞共振器の両端部から、セミリジッドケーブルの先端に微小なループを形成したアンテナを挿入して、磁界結合により行う。

ここで、図 3 に示す空洞共振器の TE_{011} モードと TM_{111} モードの電磁界分布に着目すると、 TM_{111} モードの磁界は空洞共振器の断面の直径上に中心を挟んで 2 箇所分布している。これに対し、 TE_{011} モードの磁界は空洞共振器の断面上の中心から空洞共振器の壁面へ向かって放射状に分布している。これらの電磁界分布から TE モード、及び TM モードの励振が可能な励振孔の位置を推定し、図 7 に空

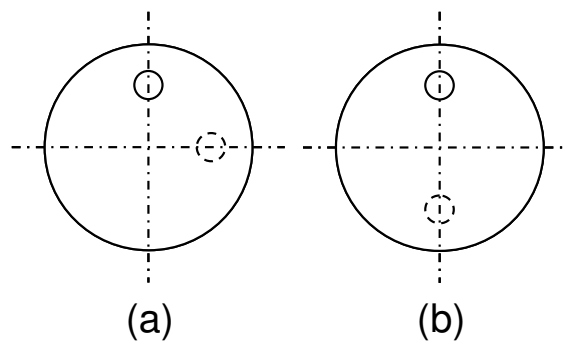


図 7 励振孔位置

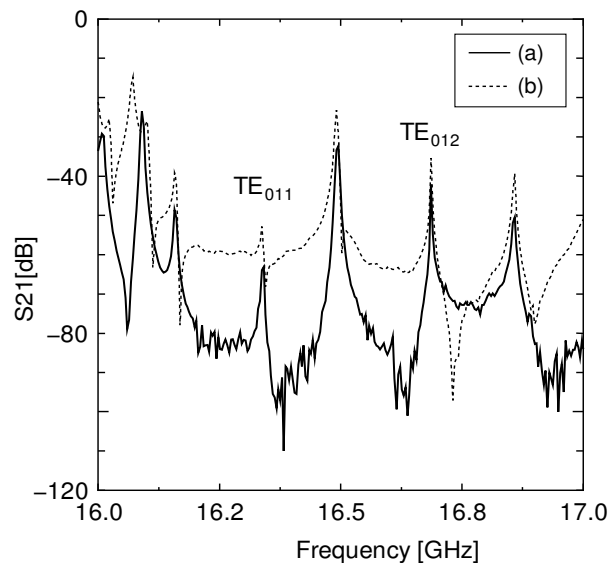


図 8 励振孔位置と周波数特性の関係

導波管 : $d=22.5\text{mm}, H=76.7\text{mm}$

洞共振器の軸方向から見た励振孔の場所を示す。図中の実線は空洞共振器の一方の端部の励振孔を表し、点線はもう一方の端部の励振孔を表している。

図 7(a)に示す励振孔の位置を用いれば、 TM_{111} モードの磁界分布とは一方のアンテナのみが一致することから TM_{111} モードは励振せず、これに対し TE_{011} モードとの電磁界分布とは両方のアンテナが一致する事から TE_{011} モードのみを励振できる。また、比較のため TE_{011} モードと TM_{111} モードが共に励振する可能性がある励振孔の位置を図 7(b)に示す。

図 7 に示されるそれぞれの励振孔の位置において空洞共振器の周波数特性を測定した結果を図 8 に示す。図から図 7 (b)に示す励振孔の位置で測定した波形（点線）に対し、図 7(a)に示す励振孔の位置で測定した波形（実線）は、16.05 GHz、16.15 GHz、及び 17.00 GHz 付近にあった TM_{01p} モードに起因する共振ピークが励振していないことがわかる。更には、 TM_{01p} モードの励振を抑制することで測定した波形の S/N 比も改善されており、本研究では TE_{01p} モードの測定には図 7(a)に示される励振孔の位置を用いる。

4.3.1.6 寸法、 σ_r の測定

誘電体の誘電特性を正確に得るためには、4.2.1 で述べたように誘電特性の算出に用いる空洞共振器の寸法を高い精度で測定する必要がある。本研究では、マイクロメータやノギス等を用いた機械的な測定ではなく、4.3.1.1 で述べたように共振電磁界を用いて解析的に空洞共振器の寸法を求めている。これにより、機械的な測定と比較し有効数字が一桁小さい値で空洞共振器の寸法が得られ、誘電特性の精度の向上が期待できる。

表 1 にはこれまでの検討結果を適用した空洞共振器を用いて測定した f_{0p} と Qu_p の値を示す。空洞共振器の d 、 H 、 σ_r は、表に示す $TE_{012} \sim TE_{014}$ の値を用いて算出する。ここで、 TE_{011} モードについては、測定された Qu 値が他のモードの測定値

表 1 空洞共振器の TE_{01p} ($p=1,2,3,4$) モードの測定結果

	$f_0(\text{GHz})$	I.L.(dB)	Qu
TE_{011}	16.3404	30.22	17860.1
TE_{012}	16.6875	29.00	22676.5
TE_{013}	17.2502	30.15	23860.4
TE_{014}	18.0092	30.40	25989.7

表 2 空洞共振器の D、H、 σ_r の計算結果

	寸法(mm)		導電率(%)
	D	H	σ_r
Ave.	22.5389	76.6814	97.6
±	0.0004	0.0099	±0.66

と比較して低いため、空洞共振器の d、H、 σ_r の算出には用いなかった。これは、図 2 のモードチャートからわかるように高次モード (TE_{01p} : $p=2\sim$) と比較して TE_{011} モードは他の共振モードと近接しており、これらの不要な共振モードの影響を取り除けなかったことが原因であると推察できる。

表 1 の値を用いて、(3)(4)式に代入して求めた空洞共振器の d、H、 σ_r を表 2 に示す。

4.3.2 支持体の誘電特性の測定

本研究では、誘電体を導波管の中央に非接触で設置するために発泡スチロール製の支持体を用いている。図 1(a)に示すように、支持体を含めて TM_{018} モード誘電体共振器は構成されるため、この共振器の f_0 と Qu 値には支持体の誘電特性も含まれることになる。従って、誘電体の ϵ_r 、 $\tan\delta$ を正確に算出するためには 4.2.1 で述べたように誘電特性の算出に用いる支持体の正確な誘電特性が必要になる。また、発泡スチロールの誘電特性は発泡率や材質によって異なるため、支持体の作製に用いるものと同じ発泡スチロールにて誘電特性を測定することが求められる。

本研究では発泡スチロールの ϵ_{rs} 、 $\tan\delta_s$ を図(b)に示す空洞共振器を用いて次式により算出する⁸⁾。

$$\epsilon_{rs} = \left(\frac{f_0}{f_{0s}} \right)^2 \tag{7}$$

$$\tan \delta_s = \frac{1}{Qu_s} - \frac{1}{Qu}$$

ここで、 f_0 、 Qu は空洞共振器の内部を空にして測定した値、 f_{0s} 、 Qu_s は空洞共振器の内部を支持体の作製に用いる発泡スチロールで充填して測定した値である。

実測値を(7)式に代入して得られた本研究で用いる発泡スチロール製の支持体の誘電特性は $\epsilon_{rs}=1.018\pm 0.004$ 、 $\tan\delta_s=1.782\pm 0.047\times 10^{-5}$ である。

4.4 誤差要因の検討

4.4.1 共振器構造による誤差要因

4.4.1.1 誘電体の長さの影響

本研究では、測定にカットオフ導波管を用いることで、導波管内で電磁界を急峻に減衰させ、導波管外への電磁界エネルギーの放射を抑制している。このとき、電磁界エネルギーを確実に減衰させるため導波管には十分な長さが必要になるが、導波管のカットオフ周波数、及び 1.3.1.2 で述べたように TE_{01p} モードと他の共振モードとが干渉しないように設計すると、導波管の寸法は制限される。このため、測定する誘電体の長さや導波管の長さとの差が小さくなる場合は導波管内で電磁界エネルギーを十分に減衰させることが困難になる。よって、本研究で用いる導波管において電磁界エネルギーの放射を確実に抑制することができる誘電体の寸法について検討した。

図 9 に誘電体の寸法に対する TM_{018} モード誘電体共振器の Q_u 値を HFSS により計算した結果を示す。この計算では、 $\epsilon_r=80$ を持つ誘電体の D を 7.50、11.25、15.00 mm とし、これらの D に対し誘電体の l を 15mm~40mm の間で変化させている。

図から $D=11.25$ 、15.00 mm の誘電体を装荷した共振器の Q_u 値は l の増加とともに高くなることがわかる。これに対し、 $D=7.50$ mm の誘電体を装荷した共振器の Q_u 値は $l < 35$ mm では l の増加に伴い Q_u 値は高くなるが、 $l > 35$ mm では l の増加に伴い Q_u 値は低下する傾向であることがわかる。

$D=7.50$ mm の誘電体は体積が小さいため、誘電体内に蓄積される電磁界エネルギーは少なくなり、導波管内の空間に存在する電磁界エネルギーは多くなる。この時、 l が長くなると誘電体端部から導波管端部までの距離、言い換えれば電磁界エネルギーを減衰させるために必要な距離が短くなるため、導波管内で十分に減衰されなかった電磁界エネルギーが導波管の端部から放射し Q_u 値は低下したと推察できる。

本研究では、測定に用いる誘電体の $l = 30$ mm であるため、 $D > 7.5$ mm であれば

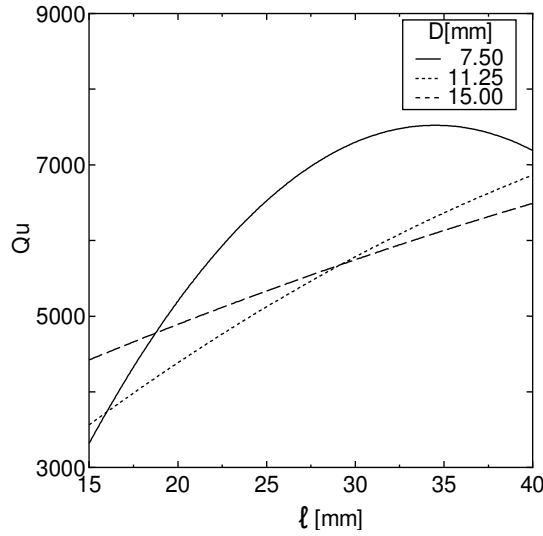


図9 誘電体長さ l に対する Q_u 値の関係

導波管 : $d = 22.5\text{mm}, H = 76.7\text{mm}$

電磁界エネルギーは導波管内のカットオフ領域にて急峻に減衰すると推察でき、電磁界エネルギーの放射による Q_u 値の低下は生じないといえる。

4.4.1.2 測定系の誤差

本研究で用いたカットオフ導波管型誘電体共振器法の ϵ_r と $\tan\delta$ の測定誤差は次式より求めた。

$$\Delta\epsilon_r^2 = \Delta\epsilon_D^2 + \Delta\epsilon_\lambda^2 + \Delta\epsilon_{\epsilon_{rs}}^2 + \Delta\epsilon_{f_0}^2 + \Delta\epsilon_{f_0\text{-HFSS}}^2 \quad (8)$$

$$\Delta\tan\delta^2 = \Delta\tan\delta_{\tan\delta_s}^2 + \Delta\tan\delta_{\sigma_r}^2 + \Delta\tan\delta_{Q_u}^2 \quad (9)$$

ただし、 $\Delta\epsilon_D$ 、 $\Delta\epsilon_\lambda$ 、 $\Delta\epsilon_{\epsilon_{rs}}$ 、 $\Delta\epsilon_{f_0}$ 、 $\Delta\epsilon_{f_0\text{-HFSS}}$ はそれぞれ、誘電体の D 、 l 、支持体の ϵ_{rs} 、測定した f_0 、及び HFSS により計算した f_0 による ϵ_r 誤差である。 $\Delta\tan\delta_{\sigma_r}$ 、 $\Delta\tan\delta_{\tan\delta_s}$ 、 $\Delta\tan\delta_{Q_u}$ はそれぞれ、導波管の σ_r 、支持体の $\tan\delta_s$ 、及び測定した Q_u 値による $\tan\delta$ の誤差である。

表 3 に(8)(9)式を用いて算出した ϵ_r 、 $\tan\delta$ の測定誤差及び(7)(8)式の各項の値を示す。誘電率の誤差の主要な要因は誘電体の寸法の誤差である。これは、共振器の電界エネルギーが誘電体に集中しているため、誘電体の寸法の精度が誘電率の測定値に大きく影響を与えることを示している。一方、 $\tan\delta$ 誤差の主な要因としては支持体の $\tan\delta_s$ の測定誤差、及び誘電体共振器の Q_u 値の測定の誤差である。こ

表3 ϵ_r と $\tan\delta$ の測定誤差

D(mm)	$\Delta\epsilon_r$	ΔD	$\Delta\ell$	Δf_0	Δf_{0_HFSS}
7.50	0.07	0.02	0.00	0.01	0.07
11.25	0.05	0.03	0.01	0.00	0.03
15.00	0.09	0.04	0.08	0.00	0.02

D(mm)	$\Delta\tan\delta$	$\Delta\sigma_r$	$\Delta\tan\delta_{base}$	ΔQu
7.50	0.64	0.06	0.49	0.42
11.25	0.34	0.03	0.17	0.30
15.00	0.37	0.12	0.08	0.36

ここで、 $\tan\delta_s$ の算出にも(6)式で示すように Qu 値が用いられており、 $\tan\delta$ の誤差の低減にも Qu 値の測定精度が重要であることを示している。

表から本研究における誘電率の $\Delta\epsilon_r$ は 0.09%以内、誘電損失の $\Delta\tan\delta$ は 0.65%以内に収まることがわかる。

4.4.2 励振による誤差要因

4.4.2.1 アンテナ設置箇所の影響

本研究で用いる TM_{018} モードは誘電体の中央での電界強度が強く、このモードを電界結合により励振するためには、導波管の中央にモノポールアンテナを設置することになる。しかし、導波管の中央に設置したアンテナを共振電磁界に近づけると、同軸線路が形成され電磁界エネルギーは導波管外へ伝搬することが懸念される。ここで、図 10 に示す TM_{018} モードの電磁界分布に着目すると、このモードの電気力線は導波管の中心だけでなく導波管の内壁面の近傍にも存在していることがわかる。これにより、モノポールアンテナを導波管の内壁面へ近づければ TM_{018} モードの励振が期待できる。

図 11 は、 TM_{018} モード誘電体共振器を構成する導波管の中心にモノポールアンテナが位置する場合（以後、antennaA と記載）と導波管の内壁面にモノポールアンテナが接地している場合（以後、antennaB と記載）の実測した周波数特性を示す。図から、antenna A では導波管が同軸線路として機能しており、測定周波数帯において電磁界エネルギーが伝搬していることがわかる。このため、測定に用いる TM_{018} モードの共振ピークは伝搬モードに埋もれ、 f_0 及び Qu 値を測定すること

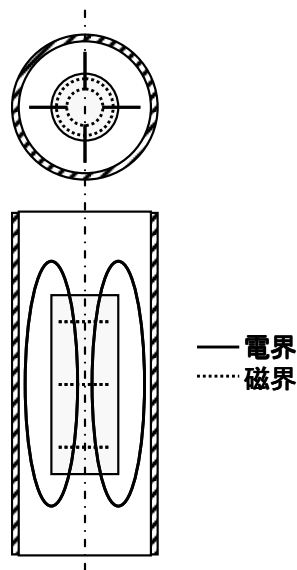


図 10 TM_{018} モードの電磁界分布

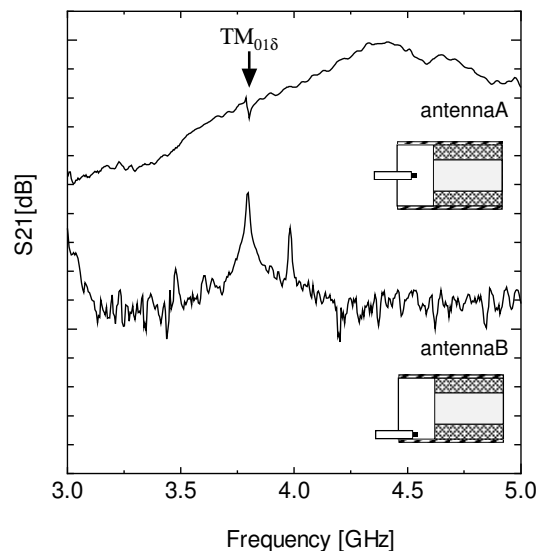


図 11 アンテナ位置に対する周波数特性

導波管 : $d = 22.5\text{mm}, H = 76.7\text{mm}$ 誘電体 : $D = 7.50\text{mm}, \ell = 30.0\text{mm}$

は困難である。これに対し、**antenna B** では同一の周波数域において電磁界エネルギーは伝搬しておらず、**antenna A** と比較して TM_{018} モードの共振ピークは明瞭であることから f_0 及び Q 値の測定が可能である。

また、**antenna B** とすることでアンテナ位置を変えることなく試料を取替えることができ、本法は簡便な評価法として機能することが期待できる。

本研究では、測定周波数帯において TM_{018} モードの共振ピークを不明瞭にする

電磁界エネルギーの伝搬モードを抑制するため、モノポールアンテナを導波管の内壁面へ接地させて測定する。

4.4.2.2 結合量の誤差

誘電体とアンテナとの結合状態は挿入損失 I.L.で表され、これはアンテナの先端と誘電体との距離に依存する。一般的には I.L.を 20dB 以上とすれば、共振電磁界とアンテナの干渉が最少となり、高い測定精度が得られることが報告されている²⁾。しかし、I.L.は共振器の Qu 値やアンテナの寸法・形状等に依存するため⁹⁾、本研究に用いる共振器において f_0 と Qu 値への影響が最少となる I.L.の値を検討した。

図 12 に I.L. と f_0 , Qu 値の関係を示す。図より、I.L.が 35~40dB では f_0 , Qu 共に一定値に近づく。I.L.<35dB では金属であるアンテナが誘電体に接近し摂動により f_0 値の変化量が大きくなり、I.L.>40dB になると測定装置の雑音により Qu 値が大きく測定される。

本研究では、I.L.に対する Qu 値の測定精度が 1.5%以下になるように I.L. ≒ 40 dB とした。

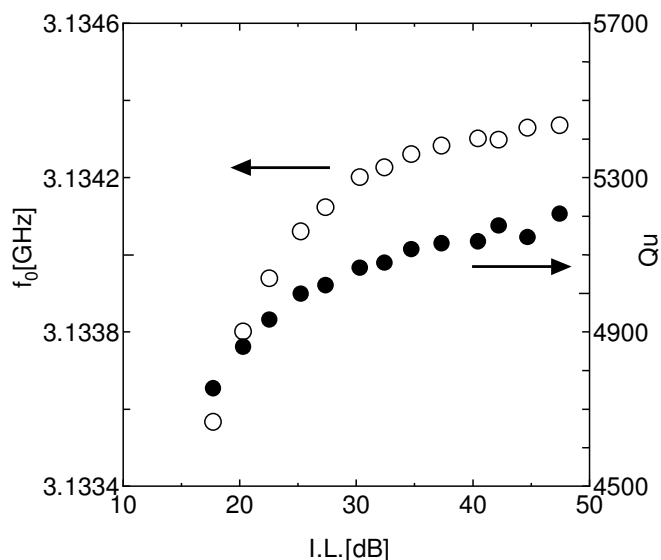


図 12 I.L. と f_0 , Qu 値の関係

導波管 : $d = 22.5\text{mm}$, $H = 76.7\text{mm}$ 誘電体 : $D = 15.0\text{mm}$, $\ell = 30.0\text{mm}$

4.5 実験結果

測定には表 4 に示す誘電体を用いる。本法の測定及び JIS R 1627 の測定に用いた誘電体は、同一の誘電体材料から切り出して作製した。

表 4 実験に用いた誘電体

D(mm)	Sample	JIS R 1627		
	D/ℓ	D/ℓ	ϵ_r	$\tan\delta(10^{-4})$
7.50	0.250	1.98	79.38	5.58
± 0.00	± 0.00	± 0.00	± 0.00	± 0.01
11.25	0.375	1.96	79.32	3.73
± 0.00	± 0.00	± 0.00	± 0.02	± 0.02
15.00	0.500	1.99	79.39	2.90
± 0.00	± 0.00	± 0.00	± 0.00	± 0.01

4.5.1 測定装置

図 13 にカットオフ導波管型 TM_{018} モード誘電体共振器法の測定装置の外観を示す。この共振器の励振・検波には、カットオフ導波管の両端からモノポールアンテナを挿入して電界結合により行う。モノポールアンテナはマイクロメータを装備する治具により x、y、z 方向への調整が可能である。



図 13 測定装置の外観図

4.5.2 周波数応答

これまでの検討結果より得られた測定条件に基づき、表 4 に示す誘電体を実際に測定して得られた周波数特性 (1.5 GHz~4.5 GHz) を図 14 に示す。図から何れの誘電体を装荷した誘電体共振器においても伝搬モードは生じていないことがわかり、測定に用いる TM_{018} のピークは明瞭であることから、正確な f_0 、 Q_u 値の測定が可能である。

一方、図から TM_{018} モード以外にも複数の共振ピークが励振しており、これらの共振周波数は測定に用いる誘電体の直径に関わらず同じであることがわかる。また、表 4 に示す誘電体の寸法では測定に用いる TM_{018} モードは最低次モードであるが¹⁰⁾、このモードの共振ピークより低い周波数側においても共振ピークが存在していることがわかる。これらの結果から、 TM_{018} モード以外の共振ピークは導波管に固有な共振ピークであり、カットオフ導波管型誘電体共振器では測定時に複数の共振ピークが励振すると推察できる。

このことから、本研究では TM_{018} モードの共振ピークを判別するため、誘電体の直径に対する TM_{018} モードの共振周波数の関係を表すチャートを用いている。このチャートは HFSS を用いて作製した (図 15 参照)。図から、表 4 に示す誘電体を用いた TM_{018} モード誘電体共振器の共振周波数は、それぞれ、 $D=7.50$ mm では 3.7 GHz、 $d=11.25$ mm では 3.1 GHz、 $D=15.00$ mm では 2.5 GHz であることがわかる。これらの値は図 14 に示される周波数特性から得られる共振周波数とよく

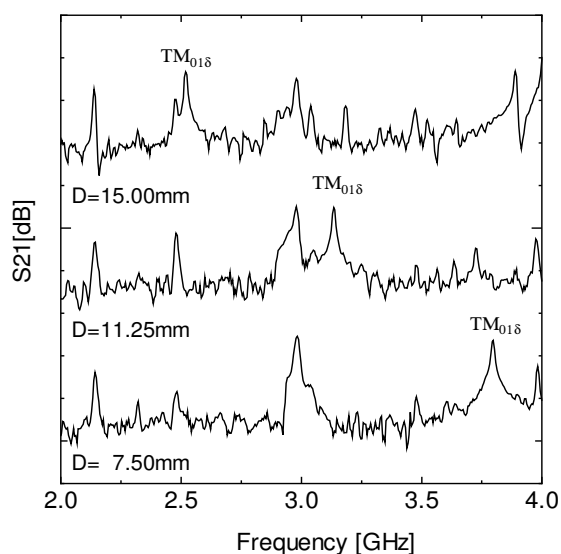


図 14 周波数特性

導波管 : $d=22.5$ mm, $H=76.7$ mm 誘電体 : $\ell=30$ mm

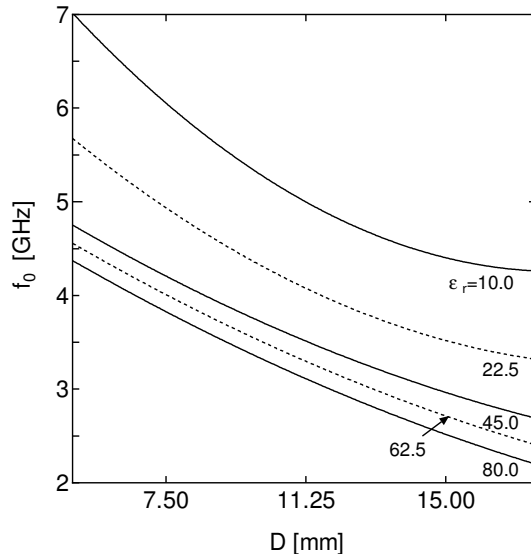


図 15 モードチャート

導波管：d = 22.5mm, H = 76.7mm 誘電体：l = 30mm

一致しており、図 15 に示すチャートを用いることで TM_{018} モードの共振周波数を正確に判別できる。

4.5.3 径の異なる誘電体に対する測定結果

本研究では、誘電体を 3 回繰り返し測定した f_0, Q 値から、HFSS を用いて ϵ_r と $\tan \delta$ を計算した (表 5 参照)。D に対する $\epsilon_r, Q \cdot f$ 値との関係を図 16、17 に示す。ここで $Q \cdot f$ 値は以下の式から得られる。

$$Q \cdot f = \frac{f_0}{\tan \delta} \quad [\text{GHz}] \quad (10)$$

図の $\Delta \epsilon_r$ と $\Delta Q \cdot f$ 値は D の異なる誘電体の誘電特性の差 (%) であり、以下の式で表される。

$$\Delta \epsilon_r = \frac{\epsilon_r - \epsilon_r'}{\epsilon_r} \times 100 \quad [\%]$$

$$\Delta Q \cdot f = \frac{Q \cdot f - Q \cdot f'}{Q \cdot f} \times 100 \quad [\%] \quad (11)$$

図 16、17 中の \diamond は実測値、 \bullet は表 2 に示す JIS R 1627 で測定した値を表している。

図 16 に示すように実測して得られた ϵ_r は誤差の範囲内で一致していることがわかり、 $\Delta \epsilon_r$ は誘電体の D の値に因らず 0.22% 以内に収まる。また、この値は JIS R

1627 を用いた測定により得られた ϵ_r とよく一致し、 $\Delta\epsilon_r$ は0.23%以内に収まる。

図 17 に示すように実測から得られた $Q \cdot f$ 値は d が大きくなるに伴い小さくなり、 $\Delta Q \cdot f$ 値は誘電体の D の値によらず 4.4%以内に収まる。これは、JIS R 1627 を用いた測定により得られた $Q \cdot f$ 値の傾向とよく一致しており、 $\Delta Q \cdot f$ は 4.9%以内に収まる。

表 5 誘電体の測定結果

D(mm)	f_0 (GHz)	Q_u	ϵ_r	$\tan\delta(10^{-4})$
7.50	3.7942	6513	79.35	3.47
± 0.00	$\pm 4.64 \times 10^{-5}$	± 20	± 0.00	± 0.02
11.25	3.1343	5134	79.19	2.98
± 0.00	$\pm 1.03 \times 10^{-5}$	± 13	± 0.00	± 0.01
15.00	2.5196	4982	79.17	2.45
± 0.00	$\pm 8.43 \times 10^{-6}$	± 17	± 0.00	± 0.01

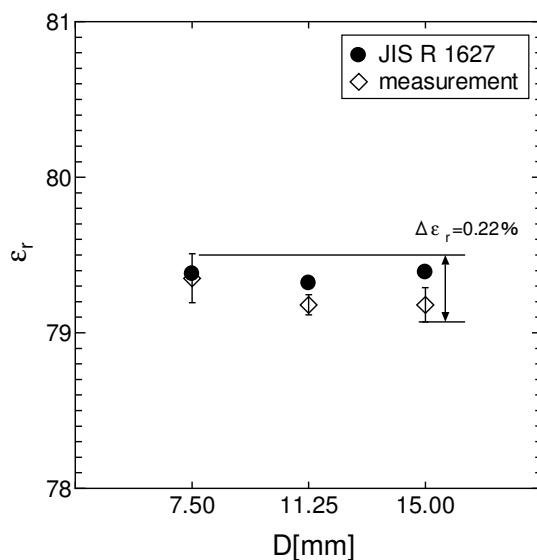


図 16 誘電体直径と ϵ_r の関係

導波管 : $d = 22.5\text{mm}, H = 76.7\text{mm}$ 誘電体 : $\ell = 30\text{mm}$

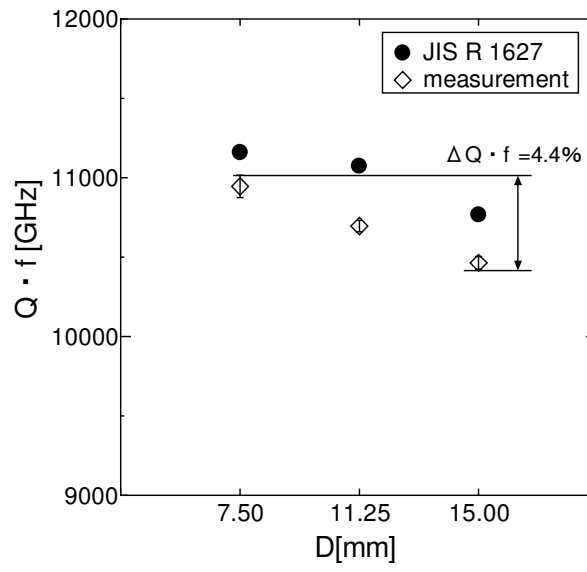


図 17 誘電体直径と $\tan\delta$ の関係

導波管 : $d = 22.5\text{mm}, H = 76.7\text{mm}$ 誘電体 : $\ell = 30\text{mm}$

4.6 むすび

本章では、フィルタ用共振器を構成する誘電体共振子形状の誘電体試料が評価可能なカットオフ導波管型 $TM_{01\delta}$ モード誘電体共振器法の確立について検討した。

共振器は円筒形状の導波管内の中央に円柱形状の誘電体試料を、円筒形状の発泡スチロール製の支持体を用いて、導波管に平行かつ非接触で設置した構造を持つ。

導波管の寸法と導電率 (σ_r) の算出に用いる空洞共振器 (導波管の両端に導体板を設置して構成される) において、TE モードと他の共振モードとの干渉を最小とする空洞共振器の設計方法、及び励振方法を明らかにし、TE モードの共振周波数、および Q_u 値を高い精度で測定可能にした。

導波管の直径の制限、および励振位置を最適化することで、導波管の端部からの放射による Q_u 値の劣化を抑制でき、高い繰り返し測定精度を可能にした。

対称性の高い構造により高精度の解析ができ、3 章で検討した平行導体板型 $TM_{01\delta}$ モード誘電体共振器法と比較して、誘電率、 $Q \cdot f$ 値共に高い測定精度を可能にした。

本章により、TM モード用の誘電体共振子形状の誘電体試料を 2 次加工することなく高精度な評価が可能になった。よって、本法により誘電体試料の誘電特性が正確に得られ、2 章で検討した複合誘電体共振器を高い精度で設計でき、試作回数の低減による開発期間の短縮及びコストの低減を達成できる。

参考文献

- 1) 中山 明、“誘電体を充填した空洞共振器による準マイクロ波帯の複素誘電率測定、” 信学技報、MW93-88、1993.
- 2) Y.KOBAYASHI and M.Katoh , “Microwave measurement of dielectric properties of low-loss materials by the dielectric resonator method, ” IEEE Trans. Microw. Theory Tech., vol.MTT-33, No.7, pp.582-596, 1985.
- 3) T.Shimizu and Y.KOBAYASHI , “Cut-off circular waveguide method for dielectric substrate measurements in millimeter wave range, ” IEIEC Trans. Electron., vol.E87-C, No.5, pp.672-680, May 2004.
- 4) 清水隆志,小林禧夫、“ミリ波同軸励振空洞共振器法による誘電体平板の複素誘電率の温度依存性の測定、” 信学技報、MW2000-145、11-2000.
- 5) Yoshio KOBAYASHI , Gang ZHANG , “COMPLEX PERMITTIVITY MEASUREMENT OF DIELECTRIC PLATES USING THE LOWEST TE_{111} MODE OF A CIRCULAR CAVITY RESONATOR, ” TECHNICAL REPORT OF IEICE, MW96-9, pp.39-42, 1996-4.
- 6) 馬哲旺,田中伸桂,小林禧夫、“誘電体平板測定用円筒空洞共振器の設計、” 信学技報、MW2001-7、4-2001.
- 7) 古神義則,小林禧夫、“誘電体装荷高温超電導空洞共振器の高 Q 特性、” 信学技法、MW91-73, pp.103-110, 1991.
- 8) 小林禧夫,于 静、“UHF 帯における誘電体装荷空洞共振器を用いた誘電体平板の複素誘電率測定、” 信学論 (C), Vol.J78-C-I, No.2, pp.104-111, 1995.
- 9) 古神義則, 松村和仁、“誘電体共振器法による高精度誘電率測定のための励振線にかんする検討、” 信学論 (C), Vol.J81-C-I, No.9, pp.563-565, Sept.1998.
- 10) 星野和己,小林禧夫、“最低次 TM_{01d} モード誘電体共振器を用いた帯域通過フィルタ設計、” 信学技法、MW93-7, pp.45-50, 1993.

第5章 総括

誘電体材料は移動体通信の発展に大きく貢献してきた。移動体通信機器が小型化、高性能化を順調に達成してきたのも誘電体材料の開発があったからこそと言っても過言ではない。

しかし、近年のトラフィック量の増加に伴う移動体通信用の基地局の増設・増強に対し、残念ながらこれらに対応可能な誘電体材料の開発が追いつかなくなったのも事実である。

この様な背景から、本研究では既存の誘電体材料を用いながら新たな誘電体共振子の構造を創成することで、未開発領域の誘電体に相当する複合誘電体共振子について検討した。

以下に本研究によって得られた成果を総括する。

第1章では、基地局用フィルタに使用される誘電体共振器としては TM_{010} モード誘電体共振器がふさわしく、この共振器において更なる軽量化・低廉化を実現するためには誘電体材料の高 ϵ_r 化が求められていることを述べた。しかし現状は、この要求を満たす ϵ_r が50以上の領域では、十分な $Q \cdot f$ 値を持つ誘電体材料はいまだ開発されていないことを示した。ここでは、未開発領域の特性を持つ誘電体共振器を実現するため、誘電体共振器は共振器中の電磁界分布により誘電特性が決定されることに着目した。つまり、誘電体共振子に誘電率の分布を持たせることによって誘電体共振器中の電磁界分布を制御し、誘電体共振器の誘電特性が設計できる可能性を述べた。誘電特性の設計を実現する構造として ϵ_r の異なる2つの誘電体を機械的に組み合わせた複合誘電体共振器を提案した。

一方、 TM_{010} モード誘電体共振器は基地局フィルタ用の誘電体共振器として主流になりつつあるが、この TM モード共振器の設計、材料の開発、及び生産時の出荷検査に求められる、 TM モード共振器形状の誘電体試料を簡便かつ正確に評価する方法がいまだ開発されていないことを述べた。ここでは、簡易測定を目的としキャビティの一部を開放した共振器においても、開放部からの電磁界エネルギーの放射を抑制することにより、誘電体試料の誘電特性を正確に測定できる可能性を述べた。これを実現する共振器として、本研究では平行導体板型、及びカットオフ導波管型 TM_{018} モード誘電体共振器を提案した。

第2章では、基地局フィルタの要求特性を満たす誘電体材料が未開発である領域の誘電特性を実現することを目的として複合誘電体共振器を検証した。この共振器は、円柱形状の高 ϵ_r 誘電体素子の外周に円筒形状の高 $Q \cdot f$ 値（低 ϵ_r ）誘電体素子を設置した構造であり、円柱及び円筒形状の誘電体素子のそれぞれの ϵ_r および外径比により、複合誘電体共振器中の電磁界分布を設計できることを示した。

この結果、既存の誘電体（高 ϵ_r 低 $Q \cdot f$ 値材、低 ϵ_r 高 $Q \cdot f$ 値材）を組み合わせることで、両者の中間的な ϵ_r 、及び $Q \cdot f$ 値を持つ複合誘電体共振器が実現できることを明らかにした。

第3章では、誘電体共振器に使用される誘電体共振子の誘電特性を簡便に評価する方法として、平行に置かれた2枚の導体板間の中空に誘電体を導体板に非接触で設置して構成する平行導体板型 $TM_{01\delta}$ モード誘電体共振器法について検証した。ここでは、測定時に懸念される平行導体板の側面からの電磁界エネルギーの放射を抑制するため、平行導体板内をカットオフ状態とする共振器の構造を明らかにした。これにより本方法は誘電体を置くだけの簡易測定を実現できる。

一方、誘電体を設置する支持台の位置および形状の最適化、更には励振・検波に用いるアンテナ位置を最適化することで、導体板間の電磁界分布は導体板間に誘電体のみが存在する理想的な状態に近づくことを明らかにした、これにより本方法は高精度な評価を実現できる。

以上の結果から、本方法は共振器法と比較して測定時間を短く、かつ測定方法のバラツキを表す変動係数を低くできる。このように、誘電体共振子形状の誘電体試料を簡便かつ再現性良く評価できる方法を確立した。

第4章では、誘電体共振子の誘電特性を高精度に評価する方法として、円筒キャビティの長手方向の両底面を開放した構造（円筒導波管）の中央に誘電体をキャビティに非接触で設置して構成するカットオフ導波管型 $TM_{01\delta}$ モード誘電体共振器法について検証した。導波管の両端部が開放されていても、カットオフ周波数を考慮して導波管の直径を制限すること及びカットオフ状態への影響を最小にする励振方法を選択することで、電磁界エネルギーはキャビティ内に閉じ込められる。また、カットオフ導波管型 $TM_{01\delta}$ モード誘電体共振器は対称性に優れた構造を持つため高い精度で解析することができる。よって、本方法は3章で検討した平行導体板型 $TM_{01\delta}$ モード誘電体共振器法と比較して、誘電率、 $Q \cdot f$ 値を高い精度

で測定できる。このように、誘電体共振子形状の誘電体試料を高精度に評価できる方法を確立した。

以上のように本研究において提案・試作した TM_{010} モード複合誘電体共振器は、基地局フィルタの設計にあたって最適な誘電体材料がなくても、既存の誘電体材料を組み合わせることにより要求特性を満たす代替共振器として機能することを示した。これにより、既存の誘電体共振器では共振器の小型かつ低廉化の両立には目標を満たす誘電体材料の開発が必須であったが、複合誘電体共振器では ϵ_r の異なる誘電体材料を選択、組み合わせることで目標を満たす誘電体共振器が実現できる。更には、この共振器は多重モード誘電体共振器のような複雑な構造を持たず、また、フィルタ設計においては単一モード誘電体共振器の技術がそのまま利用でき、優れたコストパフォーマンスを持つ誘電体共振器といえる。

一方、これまで困難であった TM モード用の誘電体共振子をそのままの形状で簡便かつ正確に評価することについては、本研究において提案する 2 つの TM_{018} モード誘電体共振器法により実現した。これらの共振器ではキャビティの一部を開放することにより簡易評価を可能にしている。これは、共振器内の空間をカットオフ領域となるように共振器の構造を決定することで、開放部からの電磁界エネルギーの放射を抑制しているからであり、これにより両方法共に高い測定精度を実現した。

3 章で述べた平行導体板を用いた方法は簡易測定を主としており、2 章で検討した複合誘電体共振器、及びフィルタ用として主流である TM モード誘電体共振器用の誘電体共振子の生産ラインでの出荷検査で発生するコストを低減できる。また、4 章で述べたカットオフ導波管法を用いた方法は高精度測定を主としており、これを用いて TM モード用の誘電体共振子の誘電特性を正確に把握できる。これにより 2 章で検討した複合誘電体共振器を正確に設計できるため試作回数を低減できる。

以上の結果から、両測定方法は誘電体共振器の開発期間の短縮及びコストの低減が実現でき、コストパフォーマンスに優れた誘電体共振器の実現に貢献できる。

謝辞

本研究を遂行するにあたり、また本論文をまとめるにあたって終始懇切丁寧なる御指導、御鞭撻を賜った主任指導教官である 古神義則 教授に心より厚く御礼申し上げます。

本研究の遂行にあたり、適切な御助言と御指導をいただきました副指導教官 柏倉隆之 准教授ならびに副指導教官 依田秀彦 准教授に深く感謝の意を表します。

本研究は、日本特殊陶業株式会社、尾道真一 代表取締役社長、大島崇文 代表取締役副社長、奥山雅彦 執行役員、技術開発本部 研究開発センター MR 研究部 水野賢一 部長、光岡健 次長、沖村康之 主査により機会が与えられたもので、在学中は多大なる御指導・御鞭撻をいただき、ここに謹んで感謝いたします。

研究中多大なる御助言、御指導をいただきました技術開発本部 大林和重 主幹技師に厚く御礼申し上げます。

本研究分野であるマイクロ波工学の専門的知識の御教示を賜りました埼玉大学 小林禧夫 名誉教授、測定等では多大な御指導と御討論をいただきました一般財団法人ファインセラミックスセンター 東田豊 氏に深謝いたします。

本研究全般にわたり、貴重な御意見をいただきました助教 清水隆志 氏に深く感謝致します。

本研究の遂行にあたり、仕事の面で御支援いただきました技術開発本部 研究開発センター MR 研究部 MR-1G R-15 グループの方々に心から感謝いたします。

本研究はこのように多くの方々の御指導のもとになされたものであり、ここに改めて厚く御礼申し上げます。

最後に、応援してくれた妻、娘達、父、母に心から感謝します。