

科学研究費助成事業 研究成果報告書

平成 29 年 6 月 12 日現在

機関番号：12201

研究種目：基盤研究(C) (一般)

研究期間：2014～2016

課題番号：26420266

研究課題名(和文)誘電体薄膜材料のミリ波複素誘電率評価手法の開発

研究課題名(英文) Study on an evaluation technique for the millimeter-wave complex permittivity of dielectric films

研究代表者

古神 義則 (KOGAMI, Yoshinori)

宇都宮大学・工学(系)研究科(研究院)・教授

研究者番号：10260473

交付決定額(研究期間全体)：(直接経費) 3,700,000円

研究成果の概要(和文)：薄型誘電体基板材料のミリ波帯における複素誘電率を評価できる測定技術を開発した。空洞共振器内の試料位置を変化させながら取得する複数の共振特性測定結果から、薄型誘電体試料の複素誘電率と空洞共振器の寸法、実効導電率を同時に取得する方法を考案し、測定用共振器の共振電磁界の計算を行った。実験用装置を試作し、提案手法の妥当性を確認するための評価実験を行った。

研究成果の概要(英文)：A technique to be available for evaluating of the millimeter-wave complex permittivity of thin dielectric films is investigated using a cavity resonator where the sample location can be variable. The rigorous analysis of the resonant EM fields of this resonator is studied to calculate the resonant frequency and the unloaded Q value in dielectric film evaluations. The measuring apparatus is constructed for demonstration of dielectric film evaluations.

研究分野：マイクロ波・ミリ波工学

キーワード：誘電体薄型試料 誘電率計測 ミリ波

1. 研究開始当初の背景

通信機器や電子計算機用回路の信号ビットレートは上昇の一途を辿っており、その設計の際に数十 GHz 帯における回路構成材料の高周波特性を把握することが求められている。近年、高周波回路の薄型化やフレキシブル化が強く要求されるようになり、その回路基板や保護皮膜として、薄膜状誘電体の利用が進められつつある。しかし、特に 50GHz を超えるようなミリ波周波数帯においては、その複素誘電率を高精度に評価することが難しいとされていた。この種の材料には、一般に低誘電率・低損失性が求められるが、それを正確に評価するためには、試験電磁界を試料内に集中させ、その影響を感度良く検出することが重要である。しかし、試料厚みが数十 μm 程度と、数 mm の波長に比して非常に薄いことにより試料内に試験電磁界を集中させることは難しく、結果として十分な測定精度が得られないという課題が解決できないでいた。

研究代表者らが検討を進めてきた空洞共振器法を用いても、500 ミクロン以下の誘電体シートの誘電率評価は、下記の理由により困難であった。

誘電率を測定するためには、試料を含む測定回路を構成し、その回路特性に含まれる試料の複素誘電率の影響を抽出する必要がある。具体的には、測定回路となる空洞共振器の寸法、壁面の実効導電率をあらかじめ正確に測定しておく必要がある。実際問題として、空洞パラメータ測定には必ず幾ばくかの不確かさが発生する。また、試料を空洞内に挿入した場合の測定とは別に行う必要があり、両測定において環境が少なからず変化してしまうと、真に正確な空洞パラメータを得ることは難しい。これらの不確かさは、特に波長に比して非常に薄い試料が測定対象となり、試料内に試験電磁界を集中させることが難しくなると、被測定試料の複素誘電率評価結果に多大な影響を与えてしまう。これが、薄膜状誘電体材料のミリ波複素誘電率評価における問題となっていた。

2. 研究の目的

本研究では、空洞共振器法をベースとした薄膜状誘電体材料評価方法を新たに開発することを目的とする。空洞共振器内の試料位置を調整しながら、試料内への電磁界集中度の変化に対して共振特性の変化の様子を測定し、それらの測定値のペアから、試料の複素誘電率と空洞パラメータを一括評価する。空洞パラメータ測定と試料の影響による共振特性の変化の取得が、同時に行えるので、問題となっていた、空洞パラメータの見積もり誤差を極力低減できることが期待でき、厚さ数ミクロンの薄膜状誘電体フィルム測定への応用可能性を期待することができる。

3. 研究の方法

本研究は、以下の 3 つの検討計画により構成される。

(1) 従来の空洞共振器法の適用限界を明確にすること

(2) 試料位置が空洞内で変化する空洞共振器の共振電磁界解析を行い、共振周波数および Q 値から試料の複素誘電率を算定する計算手法を確立する。

(3) 空洞内で、試料位置が相対的に変化するような、実験装置を製作し、薄膜状誘電体材料の評価実験を実施する。

以下、各検討計画について得られた研究成果をそれぞれ記述する。

4. 研究成果

4-1 従来法の適用限界の調査

空洞共振器法を用いて、厚さ 10 μm から 130 μm のプラスチックフィルム材料に対する複素誘電率測定を行った。測定装置としては、図 1 に示すように空洞内中央部に試料が挿入される空洞共振器を用いた。測定結果を図 2 に示す。厚さ 50 μm 程度までは、各測定結果は概ね一致しているが、厚さ 50 μm 以下になると、各測定値の不確かさが増大するだけでなく、その中央値が上昇する傾向が見られる。空洞共振器法を用いる場合でも、試料厚みが薄い場合に測定結果の不確かさが増加する主要因は、試料厚みに対して、厚み測定の分解能が十分に取れなくなることによる。当然のことながら、薄型試料の材料評価のためには、なるべく測定分解能の高い、試料厚み測定装置を導入する必要がある。

一方、測定結果中央値が変化するのは、空洞寸法や導電率の評価結果に含まれる“誤差”の影響による。複素誘電率の評価には、試料を挿入した際に得る TE_{011} 共振モードの共振周波数と無負荷 Q の他に、試料を挿入しない場合の空洞共振器の共振周波数と無負荷 Q から算出される空洞寸法や導電率が必要となる。

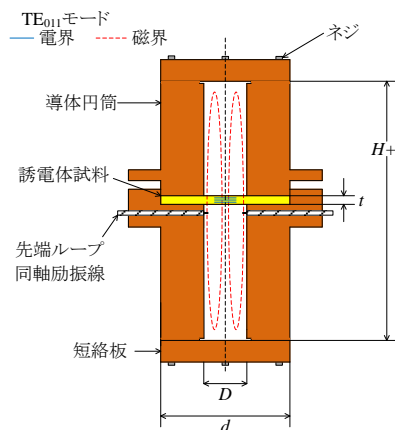


図 1 従来法の空洞共振器法

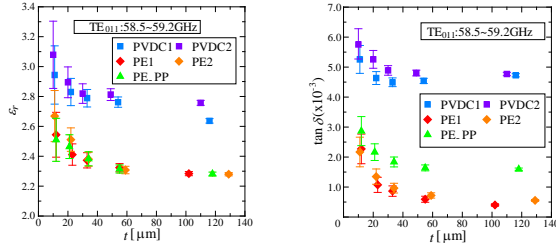


図2 空洞共振器法によるフィルム材の複素誘電率測定結果

試料の挿入前後において、温度やその他測定環境が変化し、わずかでも空洞の寸法や導電率が変化すると、その複素誘電率評価結果に与える影響は試料厚さが薄い場合特に顕著に現れる。

図3は、空洞直径 D や比導電率 σ_r の変化に対する比誘電率及び誘電正接の変化量を計算した結果である。いずれの変化量も、試料厚みが薄くなるとともに増大している。例えば比誘電率 $\epsilon_r = 2$ 、誘電正接 $\tan\delta = 5 \times 10^{-4}$ 、厚さ $t = 10\mu\text{m}$ の試料を評価する場合、 D に $0.2\mu\text{m}$ 、 σ_r に2%の誤差が含まれると、 ϵ_r には4%、 $\tan\delta$ には120%の誤差として現れることが分かる。結論として、従来の空洞共振器法の薄膜誘電体材料の厚みに関する測定限界は、 $10\mu\text{m}$ 程度であることが分かった。

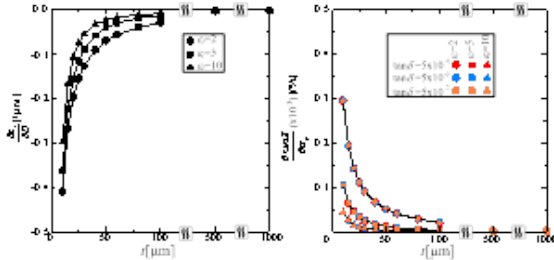


図3 複素誘電率に及ぼす空洞直径および導電率の影響

4-2 測定用空洞共振器の共振電磁界解析

試料位置を変化することのできる測定用空洞共振器の共振特性から試料の複素誘電率を算定するために、図4の構造をもつ非対称形空洞共振器の共振電磁界解析を行う。

共振器は、半径 a 、高さ h_1 の下部空洞領域I、比誘電率 ϵ_r 、半径 b 、高さ $t = h_2 - h_1$ の誘電体領域II、半径 a 、高さ $h_3 - h_2$ の上部空洞領域IIIが積層した構造となる。誘電体領域IIの側面に完全電気壁PECもしくは完全磁気壁PMCを仮定し、それ以外の外部境界は完全電気壁とする。

各領域の電磁界を円筒導波管の TE_{0m} モード($m=1, 2, 3, \dots$)の級数展開で表現されるとすると、以下の成分表示式を得る。

【領域I】

$$H_{z1} = \sum_{m=1}^M A_m J_0(k_{c1m} r) FZ(k_{z1m} z)$$

$$E_{\phi 1} = \sum_{m=1}^M \frac{j\omega\mu}{k_{c1m}} A_m J_0'(k_{c1m} r) FZ(k_{z1m} z)$$

$$H_{r1} = \sum_{m=1}^M \frac{k_{z1m}}{k_{c1m}} A_m J_0'(k_{c1m} r) FZ'(k_{z1m} z)$$

【領域II】

$$H_{z2} = \sum_{m=1}^M J_0(k_{c2m} r) (B_m FZ(k_{z2m} z) + C_m FZ'(k_{z2m} z))$$

$$E_{\phi 2} = \sum_{m=1}^M \frac{j\omega\mu}{k_{c2m}} J_0'(k_{c2m} r) (B_m FZ(k_{z2m} z) + C_m FZ'(k_{z2m} z))$$

$$H_{r2} = \sum_{m=1}^M \frac{k_{z2m}}{k_{c2m}} J_0'(k_{c2m} r) (B_m FZ'(k_{z2m} z) + C_m FZ''(k_{z2m} z))$$

【領域III】

$$H_{z3} = \sum_{m=1}^M D_m J_0(k_{c3m} r) FZ(k_{z3m} (z - h_3))$$

$$E_{\phi 3} = \sum_{m=1}^M \frac{j\omega\mu}{k_{c3m}} D_m J_0'(k_{c3m} r) FZ(k_{z3m} (z - h_3))$$

$$H_{r3} = \sum_{m=1}^M \frac{k_{z3m}}{k_{c3m}} D_m J_0'(k_{c3m} r) FZ'(k_{z3m} (z - h_3))$$

A_i, B_i, C_i, D_i は展開係数、 $J_n(x)$ は n 次の第一種ベッセル関数である。また、 k_{cji} は領域 j の i 番目の固有モードのトランスバース面波数である。領域IおよびIIIに対しては、

$$J_1(k_{cji} a) = 0$$

の i 番目の根から与えられる

領域IIに対してはその側面がPECのとき、

$$J_1(k_{c2i} b) = 0$$

領域IIに対してはその側面がPMCのとき、

$$J_1(k_{c2i} b) = 0$$

PMCのとき

$$J_0(k_{c2i} b) = 0$$

の i 番目の根から与えられる。

k_{cji} は領域 j の i 番目の固有モードの z 方向伝搬定数の大きさであり、 k_{cji} と、次式

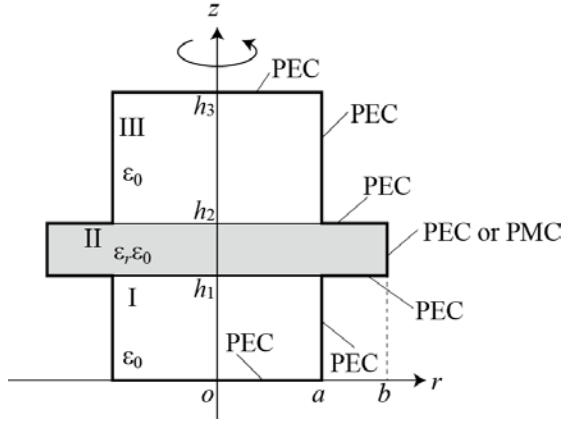


図4 解析構造

$$k_{z1i} = \begin{cases} \sqrt{k_0^2 - k_{c1i}^2} & k_0^2 - k_{c1i}^2 \geq 0 \\ \sqrt{k_{c1i}^2 - k_0^2} & k_0^2 - k_{c1i}^2 < 0 \end{cases}$$

$$k_{z2i} = \begin{cases} \sqrt{\varepsilon_r k_0^2 - k_{c2i}^2} & \varepsilon_r k_0^2 - k_{c2i}^2 \geq 0 \\ \sqrt{k_{c2i}^2 - \varepsilon_r k_0^2} & \varepsilon_r k_0^2 - k_{c2i}^2 < 0 \end{cases}$$

$$k_{z3i} = \begin{cases} \sqrt{k_0^2 - k_{c3i}^2} & k_0^2 - k_{c3i}^2 \geq 0 \\ \sqrt{k_{c3i}^2 - k_0^2} & k_0^2 - k_{c3i}^2 < 0 \end{cases}$$

の関係を持つ。さらに以降において、

$$FZ(k_{z1m}z) = \begin{cases} \sin k_{z1m}z & k_0^2 - k_{c1m}^2 \geq 0 \\ \sinh k_{z1m}z & k_0^2 - k_{c1m}^2 < 0 \end{cases}, FZ'(k_{z1m}z) = \begin{cases} \cos k_{z1m}z & k_0^2 - k_{c1m}^2 \geq 0 \\ \cosh k_{z1m}z & k_0^2 - k_{c1m}^2 < 0 \end{cases}$$

$$FZ^*(k_{z1m}z) = \begin{cases} -\sin k_{z1m}z & k_0^2 - k_{c1m}^2 \geq 0 \\ \sinh k_{z1m}z & k_0^2 - k_{c1m}^2 < 0 \end{cases}$$

$$FZ(k_{z2m}z) = \begin{cases} \sin k_{z2m}z & \varepsilon_r k_0^2 - k_{c2m}^2 \geq 0 \\ \sinh k_{z2m}z & \varepsilon_r k_0^2 - k_{c2m}^2 < 0 \end{cases}, FZ'(k_{z2m}z) = \begin{cases} \cos k_{z2m}z & \varepsilon_r k_0^2 - k_{c2m}^2 \geq 0 \\ \cosh k_{z2m}z & \varepsilon_r k_0^2 - k_{c2m}^2 < 0 \end{cases}$$

$$FZ^*(k_{z2m}z) = \begin{cases} -\sin k_{z2m}z & \varepsilon_r k_0^2 - k_{c2m}^2 \geq 0 \\ \sinh k_{z2m}z & \varepsilon_r k_0^2 - k_{c2m}^2 < 0 \end{cases}$$

$$FZ(k_{z3m}z) = \begin{cases} \sin k_{z3m}z & k_0^2 - k_{c3m}^2 \geq 0 \\ \sinh k_{z3m}z & k_0^2 - k_{c3m}^2 < 0 \end{cases}, FZ'(k_{z3m}z) = \begin{cases} \cos k_{z3m}z & k_0^2 - k_{c3m}^2 \geq 0 \\ \cosh k_{z3m}z & k_0^2 - k_{c3m}^2 < 0 \end{cases}$$

とおく。

$z = h_1$ において、

$$E_{\phi 1} = E_{\phi 2} = E_{bd1}$$

$$H_{r1} = H_{r2} = H_{bd1}$$

が成り立つとし、

$$E_{bd1} = \begin{cases} \sum_{l=1}^N E_{2l} J_1(k_{c2l}r) & 0 \leq r \leq a \\ 0 & a < r \leq b \end{cases}$$

$$H_{bd1} = \begin{cases} \sum_{l=1}^N H_{2l} J_1(k_{c2l}r) & 0 \leq r \leq a \\ 0 & a < r \leq b \end{cases}$$

と級数表現すると次式を得る。

$$\therefore A_p' f_A(p) I_1(p, a) = \sum_{l=1}^N Q_{pl}(a) E_{2even,l}$$

$$\therefore A_p' f_A'(p) I_1(p, a) = - \sum_{l=1}^N \frac{Q_{pl}(a) E_{2odd,l}}{Z_{2l}}$$

ただし、

$$f_A(m) = - \frac{\omega \mu}{k_{c1m}} FZ(k_{z1m}h_1)$$

$$f_A'(m) = \frac{k_{z1m}}{k_{c1m}} FZ'(k_{z1m}h_1)$$

$$I_1(p, a) = \int_0^a J_1^2(k_{c1p}r) r dr$$

$$Q_{pl}(a) = \int_0^a J_1(k_{c1p}r) J_1(k_{c2l}r) r dr$$

以上より、

$$\therefore f_A'(p) \sum_{l=1}^N Q_{pl}(a) E_{2even,l} = -f_A(p) \sum_{l=1}^N \frac{Q_{pl}(a) E_{2odd,l}}{Z_{2l}}$$

の関係を得る。

$z = h_2$ における境界条件についても同様に

考察し、次式を得る。

$$\therefore \sum_{l=1}^N \frac{Z_{2l} g_D'(p) \cos k_{z2l}t - g_D(p) \sin k_{z2l}t}{Z_{2l} g_D(p) g_D'(p) I_1(p, a)} Q_{pl}(a) E_{2even,l} + \sum_{l=1}^N \frac{Z_{2l} g_D'(p) \sin k_{z2l}t + g_D(p) \cos k_{z2l}t}{Z_{2l} g_D(p) g_D'(p) I_1(p, a)} Q_{pl}(a) E_{2odd,l} = 0$$

ただし、

$$g_D(m) = - \frac{\omega \mu}{k_{c3m}} FZ(k_{z3m}(h_2 - h_3))$$

$$g_D'(m) = - \frac{k_{z3m}}{k_{c3m}} FZ'(k_{z3m}(h_2 - h_3))$$

以上を併せて、

$$\frac{cf_{FQ} f_c(p) - \frac{1}{Z_{2p}} f_c(p)}{F(p)} E_{2odd,p} + \frac{\left\{ \frac{cf_{FQ}}{Z_{2p}} g_c(p) + g_c'(p) \right\} \sin k_{z2p}t + \frac{1}{Z_{2p}} \left\{ g_c(p) - cf_{FQ} g_c'(p) \right\} \cos k_{z2p}t}{G(p)} E_{2odd,p} = 0$$

ただし、

$$cf_{FQ} = \mathbf{FQ}_1(p)^{-1} \cdot \mathbf{FQ}_2(p) = \mathbf{FQ}_3(p)^{-1} \cdot \mathbf{FQ}_4(p)$$

であり、

$$\mathbf{FQ}_1(p) = [f_A'(p) Q_{p1}(a), f_A'(p) Q_{p2}(a), \dots, f_A'(p) Q_{pN}(a)]$$

$$\mathbf{FQ}_2(p) = \left[\frac{f_A(p) Q_{p1}(a)}{Z_{21}}, \frac{f_A(p) Q_{p2}(a)}{Z_{22}}, \dots, \frac{f_A(p) Q_{pN}(a)}{Z_{2N}} \right]$$

$$FQ(p) = \begin{bmatrix} \frac{Z_{2n}g_n'(p)\cos k_{z2}t - g_n(p)\sin k_{z2}t}{Z_{2n}g_n(p)g_n'(p)l(p,\alpha)} Q_{2n}(\alpha), \frac{Z_{2n}g_n'(p)\cos k_{z2}t - g_n(p)\sin k_{z2}t}{Z_{2n}g_n(p)g_n'(p)l(p,\alpha)} Q_{2n}(\alpha), \dots, \frac{Z_{2n}g_n'(p)\cos k_{z2}t - g_n(p)\sin k_{z2}t}{Z_{2n}g_n(p)g_n'(p)l(p,\alpha)} Q_{2n}(\alpha) \\ \frac{Z_{2n}g_n'(p)\sin k_{z2}t + g_n(p)\cos k_{z2}t}{Z_{2n}g_n(p)g_n'(p)l(p,\alpha)} Q_{2n}(\alpha), \frac{Z_{2n}g_n'(p)\sin k_{z2}t + g_n(p)\cos k_{z2}t}{Z_{2n}g_n(p)g_n'(p)l(p,\alpha)} Q_{2n}(\alpha), \dots, \frac{Z_{2n}g_n'(p)\sin k_{z2}t + g_n(p)\cos k_{z2}t}{Z_{2n}g_n(p)g_n'(p)l(p,\alpha)} Q_{2n}(\alpha) \end{bmatrix}$$

$$F(p) = f_B'(p)f_C(p) - f_B(p)f_C'(p)$$

$$G(p) = g_B'(p)g_C(p) - g_B(p)g_C'(p)$$

$$f_B(m) = -\frac{\omega\mu}{k_{c2m}} FZ(k_{z2m}h_1)$$

$$f_C(m) = -\frac{\omega\mu}{k_{c2m}} FZ'(k_{z2m}h_1)$$

$$f_B'(m) = \frac{k_{z2m}}{k_{c2m}} FZ'(k_{z2m}h_1)$$

$$f_C'(m) = \frac{k_{z2m}}{k_{c2m}} FZ''(k_{z2m}h_1)$$

$$g_B(m) = -\frac{\omega\mu}{k_{c2m}} FZ(k_{z2m}h_2)$$

$$g_C(m) = -\frac{\omega\mu}{k_{c2m}} FZ'(k_{z2m}h_2)$$

$$g_B'(m) = -\frac{k_{z2m}}{k_{c2m}} FZ'(k_{z2m}h_2)$$

$$g_C'(m) = -\frac{k_{z2m}}{k_{c2m}} FZ''(k_{z2m}h_2)$$

である。

これらをまとめると、以下の特性方程式を得る。

$$\det[H_{i,j}] = 0$$

ただし、

$$H_{i,j} = \frac{cf_{F0}f_C(p) - \frac{1}{Z_{2p}}f_C(p)}{F(p)} + \frac{\left\{ \frac{cf_{F0}}{Z_{2p}}g_C(p) + g_C'(p) \right\} \sin k_{z2p}t + \frac{1}{Z_{2p}} \left\{ g_C(p) - cf_{F0}g_C'(p) \right\} \cos k_{z2p}t}{G(p)}$$

この特性方程式を与えると、各部分の寸法、誘電体部分の比誘電率を与えることにより、TE₀₁₁モードの共振周波数が計算できる。共振周波数が計算できると、摂動法によりTE₀₁₁モードの誘電体損によるQ、導体損によるQがそれぞれ計算できる。

計算結果の一例を、図5に示す。同時に有限要素法による電磁界シミュレータによる計算結果も併せて示す。ちなみに、電磁

界シミュレータによる計算は、一回につき4時間程度を要したのに対し、本手法による計算時間は数分であり、計算時間を大幅に短縮することができた。

以上の逆問題を、数値的に説くことにより、空洞パラメータ、試料厚み t、試料位置 h₁ および TE₀₁₁モードの共振周波数、無負荷 Q の測定結果より、試料の複素誘電率を算定することができる。

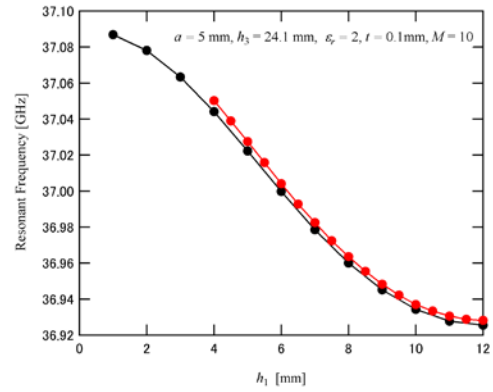


図5 計算結果の一例

4-3 実験装置の製作および薄膜誘電体試料の評価実験

測定用実験装置の概略を図6に示す。空洞共振器の両端板を、高精度な位置決め自動ステージに固定し、数ミクロン程度ずつ連動して稼働する。相対的に誘電体試料の位置を空洞中央から端板近くまで移動させ、その都度共振特性を取得する。試料位置によって、共振電磁界が誘電体内に集中する状態から誘電体外に漏えいする状態まで徐々に変化させ、測定に適した複数の状態を選定する。電界最大位置を誘電体外に適度にシフトさせることによって高誘電率材料の測定や高損失材料の測定が可能となり、また時間的間隔をあまりおこなずに行う複数状態の測定結果から、試料の複素誘電率、試料厚み、空洞の寸法パラメータおよび導電率測定を一括して行うことにより、従来法で薄型誘電体試料の測定を行う際に生じた問題点も解消できる。この設計に沿い、実際に製作した実験装置を写真1および写真2に示す。

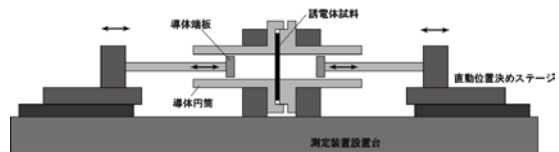


図6 試料位置を可変とした円筒空洞共振器

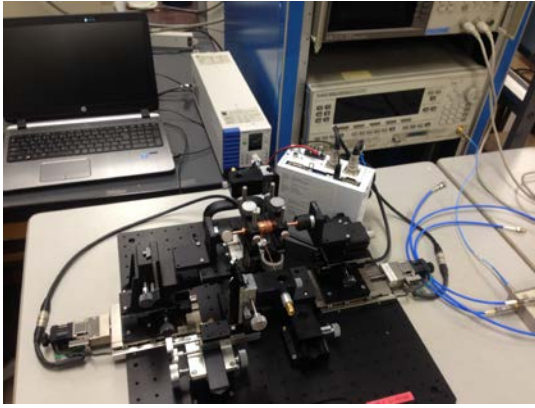


写真1 試作した測定装置

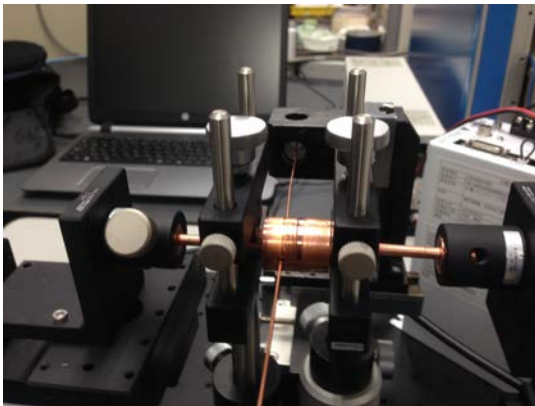


写真2 共振器部分

本測定装置を用いた、薄膜状誘電体材料測定実験については、近日中に実施予定であり、測定結果を得次第、国際会議等での学会発表および論文発表を行う予定である。

5. 主な発表論文等

(研究代表者、研究分担者及び連携研究者には下線)

〔雑誌論文〕(計2件)

- ① T. Shimizu, Y. Kogami, “Evaluation technique for complex permittivity of mid-loss underfill materials by a cut-off circular waveguide method in millimeter wave bands,” IEICE Transaction on Electronics, (査読有), vol. E97-C, no. 10, pp. 972-975, Oct. 2014.
- ② T. Shimizu, S. Kojima, Y. Kogami, “Accurate Evaluation Technique of Complex Permittivity for Low Permittivity Dielectric Films Using a Cavity Resonator Method in 60 GHz Band,” IEEE Trans. on Microw. Theory and Tech., (査読有), vol. 63, no. 1, pp. 279-286, Jan. 2015.

〔学会発表〕(計11件)

- ①土屋, 清水, 古神, “誘電体フィルムのミリ波複素誘電率測定に関する検討(1) -60GHz円筒空洞共振器による複素誘電率測定-,”

2014 電子情報通信学会ソサイエティ大会, C-2-31 p. 54, Sept. 2014.

②小島, 土屋, 清水, 古神, “空洞共振器法を用いた誘電体フィルムのミリ波複素誘電率測定に関する検討,” 信学技報, vol. 114, no. 267, MW2014-112, pp. 79-84, Oct. 2014.

③土屋, 小島, 清水, 古神, “空洞共振器法を用いた中損失誘電体材料のミリ波複素誘電率測定-薄型試料による検討-,” 電気学会研究発表会資料, EDD-15-058, pp. 5-10, June 2015.

④古神, 清水, 土屋, “ミリ波回路基板材料評価技術の最新動向-薄型平板材料の複素誘電率測定-,” 平成 28 年電気学会全国大会, 3-S14-1, pp. S14(1)-(2), Mar. 2016.

⑤Y. Mogami, N. Yamada, T. Shimizu, Y. Kogami, “Experimental study on the appropriate load force on the dielectric plate in a circular cavity resonator for the complex permittivity measurement, Procs. Of Thailand-Japan Microwave 2016, FR2-08, June, 2016.

⑥古神, 清水, “円筒空洞共振器を用いた薄型誘電体平板のミリ波誘電率測定に関する一検討”, 信学技報, vol. 116, no. 153, MW2016-60, pp. 129-134, July 2016.

⑦古神, 清水, “試料位置を可変とした空洞共振器によるミリ波複素誘電率測定に関する検討”, 信学技報, vol. 116, no. 219, MW2016-89, pp. 87-92, Sept. 2016.

⑧清水, 小島, 古神, “60GHz帯における空洞共振器法を用いた低誘電率フィルムの複素誘電率の高精度評価技術”, 信学技報, vol. 116, no. 486, MW2016-200, pp. 67-72, Mar. 2017.

⑨Y. Kogami, T. Shimizu, “The analysis of the cylindrical cavity resonator where a dielectric plate is sandwiched asymmetrically,” IEEJ the 5th International Smart City Workshop in Malaysia, Mar. 2017.

⑩古神, 清水, “試料位置を可変とした空洞共振器の共振電磁界解析”, 電気学会研究会資料, EDD-17-041, CMN-17-029, Mar. 2017.

〔図書〕(計0件)

〔産業財産権〕なし

○出願状況 (計0件)

○取得状況 (計0件)

〔その他〕

ホームページ等

<http://mmw.ee.utsunomiya-u.ac.jp/>

6. 研究組織

(1) 研究代表者

古神 義則 (Yoshinori Kogami)

宇都宮大学・工学研究科・教授

研究者番号: 10260473

(2) 研究分担者 なし

(3) 連携研究者 なし

(4) 研究協力者 なし