

論 文

モデルベース自由空間定在波法による建築材料の複素比誘電率測定

石井 望^{†a)} 宮川 道夫[†] 西潟 陽輔^{††*}

Measurement of Complex Permittivity of Construction Material by the Use of the Model-Based Standing Wave Method

Nozomu ISHII^{†a)}, Michio MIYAKAWA[†], and Yosuke NISHIKATA^{††*}

あらまし 従来の定在波法で有限大の金属裏打建築材料の電気特性を測定する際、波長に比べて材料の大きさが十分に大きくない場合、材料のエッジからの回折波が材料の前面の定在波分布に重畳される。その解決法の一つとして、この回折波を含めた定在波モデルを設定し、そのモデルに対して実際の電界分布を当てはめることで、回折波を含まない定在波分布を推定し、それより材料の電気特性を求める方法を提案する。材料の極めて直前では回折波がほとんど重畳されないことに着目して前処理を行い、モデル推定時間の短縮化を図る方法を論じる。更に、簡易な測定系を構築し、実測した定在波波形に対して曲線当てはめを行い、材料の複素比誘電率を推定した結果を示す。

キーワード 複素比誘電率, 自由空間定在波法, 測定系モデル, 非線形最小二乗法, 伝送線路モデル

1. ま え が き

屋内において無線 LAN をはじめとする電波を利用するシステムが数多く使用されており、その電磁環境の問題がクローズアップされている。屋内電磁環境の制御は、電波を発する機器側だけでなく、建物自体に耐電磁波機能を付与することが有効であると考えられる。このような背景のもとで、我々は既存の建築材料の積層化や形状加工等により、所望の耐電磁波特性を有する建築材料を実現するための設計手法について検討を行ってきた [1], [2]。この研究の要素技術として、実周波数において建築材料の複素比誘電率を測定する手法についても研究を進めている [3]~[6]。

建築材料は一般に組成が不均一で大きく重い。そのため、材料の複素比誘電率測定法として、球面波照射を想定した自由空間定在波法を採用し、実周波数において検討を行う必要がある。ここで、平面波照射では

なく球面波照射を想定しているのは、実周波数において平面波を生成するためには実際の試料よりも大掛りな装置を必要とするためである。完全な球面波を生成するのは難しいが、球面波に準じる性質のもつ波であれば、ダイポールアンテナなどによって生成できる。

実際の測定においては、測定試料を含む測定系での散乱や周囲からの反射によって、測定される定在波分布が乱されてしまい、精度の高い複素比誘電率推定を行うことが難しい [7], [8]。そこで、本論文では、測定試料からの回折波も見込んだ形式の合成電界モデルを導入し、このモデルを用い、回折波分離を行う方法を提案する [3]~[6]。すなわち、実測により得られる定在波分布とモデルより生成した定在波分布とを最小二乗法によって当てはめ、測定試料表面における反射係数を推定する。また、誘電体試料の極めて直前の領域において、定在波分布に対する回折波の寄与が小さいことに着目し、初期値推定を行い、最小二乗法当てはめによる反射係数推定の高速化手法を示す。この手法の妥当性を示すために、FDTD 法により実測環境を模擬した定在波分布を計算し、これに提案アルゴリズムを適用し、反射係数及び複素比誘電率を推定する。更に、金属を裏打ちした石膏ボードについて、提案手法の妥当性を実験的に検証する。電気的な原点を決定した上で、適切な当てはめ範囲を選択することにより複

[†] 新潟大学工学部, 新潟市

Faculty of Engineering, Niigata University, Niigata-shi, 950-2181 Japan

^{††} 新潟大学大学院自然科学研究科, 新潟市

Graduate School of Science and Technology, Niigata University, Niigata-shi, 950-2181 Japan

* 現在, 三菱電機株式会社

a) E-mail: nishii@eng.niigata-u.ac.jp

素比誘電率を推定することができる。

2. 反射係数推定のための合成電界モデル

2.1 合成電界モデル

図1に、定在波測定系モデルを示す。接地板を裏打ちした、1辺が $2w$ 、厚み d の試料誘電体スラブに対し、 $z=l$ において x 方向に偏波成分をもつ点波源を励振する。試料前面の領域においては、入射波、試料誘電体からの反射波、試料エッジからの回折波の合成波が重ね合わされる。試料前面の点 $z=z_0$ における合成電界は次のように記述される[4]。

$$E_x(z_0) = E_0[A_i(z_0)e^{jk_0z_0} + \Gamma A_r(z_0)e^{-jk_0z_0} + DA_d(z_0)e^{-jk_dz_0}] \quad (1)$$

ここで、 E_0 は定数、 k_0 は真空中の波数、 Γ 及び D は反射係数及び回折に関する係数である。また、 θ は測定点におけるエッジを見込む角である。 $k_d = k_0 / \cos \theta$ は回折波に関する等価的な波数である。合成電界モデルにおいては、球面波照射を考慮に入れるため、入射波、反射波、回折波の項にはそれぞれ距離に関する減衰項である $A_i(z) = 1/(l-z)$ 、 $A_r(z) = 1/(l+z)$ 、 $A_d(z) = \cos \theta / (l+z/\cos \theta)$ が乗じられている。(1)の合成電界モデルに対し、測定値を非線形最小二乗法によって当てはめを行う。すなわち、次に示す誤差関数 ϵ に対する最小化問題

$$\epsilon = \sum_i \left(|E_x(z_i)| - |e_i| \right)^2 \rightarrow \min \quad (2)$$

を解くことと等価である。ここで、 $|e_i|$ は $z=z_i$ における電界の振幅を表し、実測における観測量である。

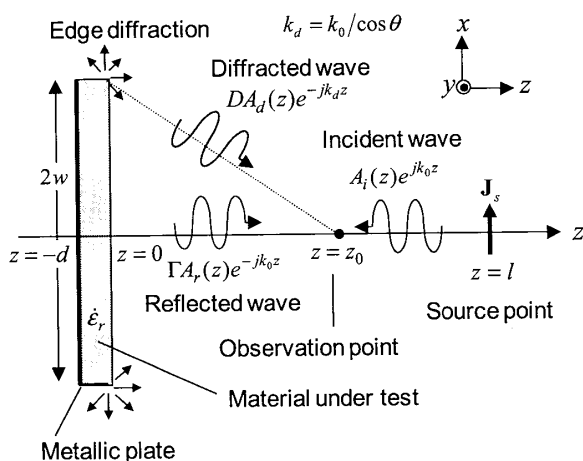


図1 測定系モデルの模式図

Fig.1 The field model of the measurement system.

この手続きにより、未知パラメータ Γ 、 D 、 E_0 を得ることができる。すなわち、観測される定在波分布から回折波を分離し、金属板を裏打ちした誘電体スラブ表面での反射係数 Γ を推定することができる。

2.2 高速化手法

最小二乗法当てはめを適用する前に、すべての未知パラメータについて、所望解に十分近い初期値を与える必要がある。これら初期値を利用して、最小二乗法による当てはめを行い、反射係数の推定を行う。

Γ 、 D は複素数であり、 E_0 を加えて、未定パラメータは五つである。提案する高速化手法では、これら五つの未定パラメータに対する初期値推定の効率化を図り、これらパラメータ推定の高速化を実現している。

2.2.1 反射係数 Γ 、 E_0 の初期値推定

試料近傍において、定在波プロファイルに対する回折波の寄与が小さい、すなわち、入射波、反射波のみが存在すると仮定する。このとき、(1)は

$$E_x(z_0) = E_0[A_i(z_0)e^{jk_0z_0} + \Gamma A_r(z_0)e^{-jk_0z_0}] \quad (3)$$

と近似することができる。回折波が無視できる範囲において最小二乗法を適用し、測定された定在波プロファイル(3)に当てはめる。これにより、 Γ 及び E_0 の初期推定値 Γ^{init} 及び E_0^{init} が与えられる。未知パラメータが少ないために当てはめは容易である。 Γ^{init} 及び E_0^{init} を推定する際の初期値は、 Γ^{init} の初期値の絶対値が1を超えなければよい。

2.2.2 回折係数 D の初期値推定

(1)に $\Gamma = \Gamma^{\text{init}}$ 及び $E_0 = E_0^{\text{init}}$ を代入することにより、未定パラメータが D のみとなるような合成電界モデルが得られる。

$$E_x(z_0) = E_0^{\text{init}}[A_i(z_0)e^{jk_0z_0} + \Gamma^{\text{init}} A_r(z_0)e^{-jk_0z_0} + DA_d(z_0)e^{-jk_dz_0}] \quad (4)$$

(4)に対して最小二乗法を適用し、 D の初期推定値 D^{init} を決定する。 D^{init} を推定する際の初期値は適当な値でかまわない。

以上の初期推定値 Γ^{init} 、 D^{init} 、 E_0^{init} を用いて、測定された定在波プロファイル(1)に当てはめることにより、反射係数 Γ が推定することができる。

3. 複素比誘電率推定法の概略

本章では、前章で概説した手法により得られた反射

係数から試料の複素比誘電率を推定する手法の概略を示す。反射係数と複素比誘電率との間は、次の2通りの関係式で関連づけられる。

- 平面波照射を仮定した関係式 [9], [10]
- 球面波照射を仮定した関係式 [6]

後者の球面波照射を仮定した関係式は、球面波の距離減衰の効果を含む。

3.1 平面波照射を想定した場合の関係式

平面波照射を想定した場合の反射係数 Γ と複素比誘電率 ϵ_r との関係は次のように与えられる [9], [10]。

$$\epsilon_r = -\left(\frac{Z}{k_0 d}\right)^2 \quad (5)$$

ただし、 Z は次の非線形方程式を満足する。

$$\frac{\tanh Z}{Z} = -j \frac{1}{k_0 d} \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} \quad (6)$$

この超越方程式は Mueller 法や最小化問題に帰着させることによって解くことができる。なお、上記の平面波照射を想定した場合の関係式は、次に述べる球面波照射を想定した場合の関係式を解く際の初期値として利用する。

3.2 球面波照射を想定した場合の関係式

位置座標 (x, y, z) に対して、 (x, y) のみを二次元フーリエ変換したスペクトル領域 (k_x, k_y, z) において、 $-z$ 方向に進行する入射波を $\tilde{E}_i e^{j\beta_{ta}z}$ 、 $+z$ 方向に進行する反射波を $\tilde{E}_r e^{-j\beta_{ta}z}$ と表現する。

スペクトル領域において、図 2 に示す xy 方向に無限の試料前面における電磁界を求めることにより、 \tilde{E}_i 、 \tilde{E}_r 及び β_{ta} を決定することができる [6]。このとき、

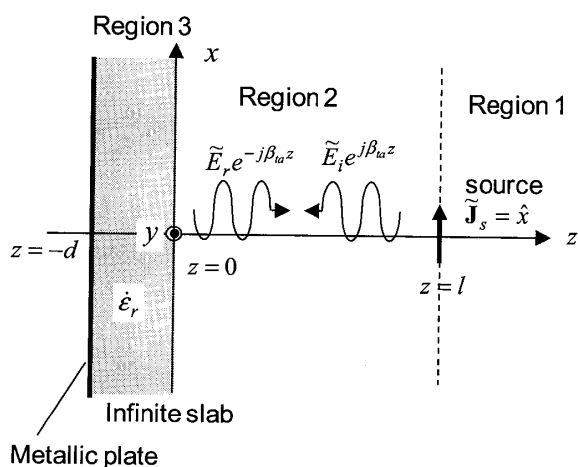


図 2 スペクトル領域における入射波と反射波
Fig. 2 Geometry of the analytic model used in spectral domain.

試料誘電体スラブ表面 ($z = 0$) における反射係数 Γ は次のように表現できる。

$$\Gamma = \frac{E_r}{E_i} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_r e^{-j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_i e^{-j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y} \quad (7)$$

導出は付録を参照されたい。上式において \tilde{E}_i 、 \tilde{E}_r を ϵ_r の関数としてみなし、この関係式を満たす ϵ_r を求めることができる。具体的には、(7) は、平面波を想定して求めた複素比誘電率を初期値とし、準ニュートン法 [11] を適用することによって解くことができる。

以上により、試料前面に生じた電界振幅の測定値より試料の複素比誘電率を推定することができる。

4. シミュレーション結果

4.1 シミュレーション条件

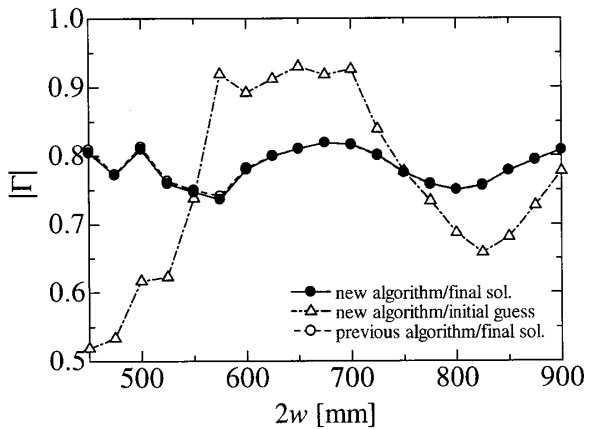
本章では、FDTD 法より計算された定在波分布に対して、合成電界モデルを用いて回折波成分を除去した定在波分布を求め、試料前面における反射係数 Γ 及び試料の複素比誘電率 ϵ_r を推定する。

測定試料として複素比誘電率 $\epsilon_r = 5.00 - j0.20$ (コンクリート)、厚み $d = 100$ mm である試料を想定し、1 辺の長さを $2w = 450$ mm から 900 mm まで 25 mm 刻みで変化させた。周波数は 1.5 GHz とした。それぞれの試料サイズに対して試料前面における定在波分布を FDTD 法により計算した。なお、セルサイズは 5 mm、吸収境界は PML (24 層) とした。点波源は x 方向偏波の微小ダイポールを試料誘電体表面より $z = l = 1.5$ m 離して設置している。

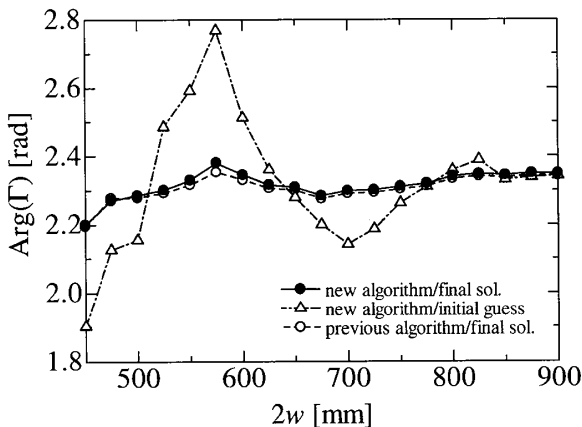
4.2 高速化手法による反射係数の推定

高速化手法の有効性を示すために、高速化手法利用の有無による推定反射係数の違いについて検討する。当てはめ範囲は、第一当てはめについては試料表面より $\lambda/4$ (サンプル数: 9 点) の範囲とし、それ以降については試料誘電体表面より 1.0 m (サンプル数: 200 点) とした。結果を図 3 に示す。

横軸は試料の 1 片の長さであり、縦軸は反射係数の絶対値または位相を示している。黒丸・実線は高速化手法を適用した結果であり、白丸・破線は高速化手法を利用しない場合の結果である。高速化手法利用の有無によらず同じ結果が得られている。なお、無限に広い試料を仮定すると、試料表面における反射係数は $0.800 \angle 2.375$ [rad] と与えられる。これから、一部の場



(a) Magnitude of reflection coefficient



(b) Phase of reflection coefficient

図3 高速化手法を利用した反射係数の推定

Fig. 3 Comparison of reflection coefficients estimated by the conventional and improved algorithms.

合 ($2w = 575$ mm, 800 mm 前後) を除き, 反射係数推定は妥当といえる。

更に, 図3には高速化手法における反射係数の初期推定値が白抜き三角・一点破線で示されている。例えば, $2w = 575$ mm において初期推定値は最終推定値の約 125% の値を示し, 初期値推定の段階で完全に回折波の影響は除去できないが, 想定された最終推定値が得られることから (1) への当てはめの初期値としては妥当であるといえる。

参考までに計算時間については, Celeron 1.2 GHz の CPU, メモリ 256 MByte 搭載のパーソナルコンピュータ (OS: Windows XP[®]) を使用した場合, 高速化前は 5 分程度要したのに対して, 高速化後は 0.03 秒程度で済む。

以上の理由で, 以降, 反射係数推定において高速化手法を適用することとする。

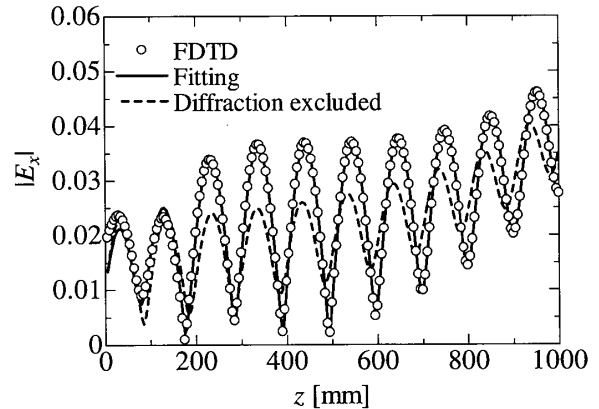
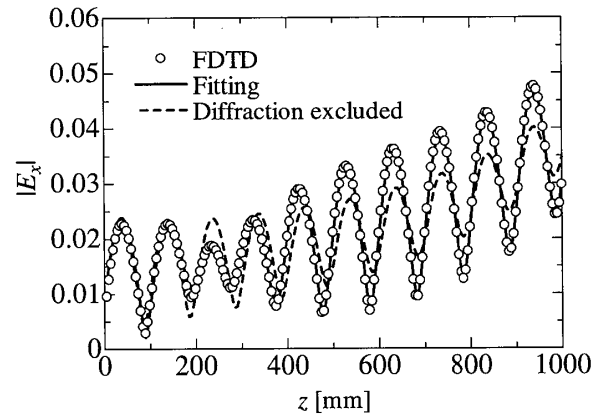
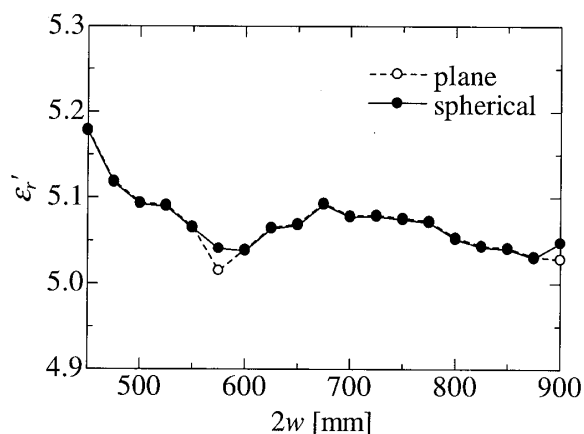
(a) Length of a side on the squared slab is $2w = 450$ mm(b) Length of a side on the squared slab is $2w = 600$ mm

図4 コンクリートスラブの定在波分布と当てはめ結果

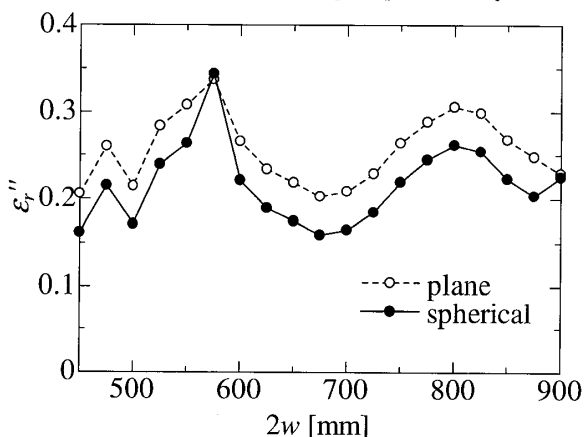
Fig. 4 Standing wave distribution and curve fitting in the case of the concrete slab.

4.3 曲線当てはめの結果

図4において, FDTD法によって計算された定在波分布 (白丸, FDTD), (1) に当てはめにより得られたパラメータを代入することによりプロットできる定在波分布 (実線, Fitting) を示す。試料の大きさが (a) $2w = 450$ mm 及び (b) $2w = 600$ mm の場合とも, 両者はよく一致している。同図に, (1) により回折波の効果を除いた定在波分布 (破線, Diffraction excluded) も示す。これより, 試料表面の近傍において, FDTDによって計算された定在波分布と回折項を除去した定在波分布はおおむね一致しており, 反射係数の初期値推定の際の仮定である「試料近傍において, 定在波プロファイルに対する回折波の寄与が小さい」が妥当であることが確認できる。本論文で提案している反射係数推定の高速化手法では, 試料近傍において反射係数の初期推定値 Γ^{init} を求め, その初期推定値を初期値として反射係数 Γ の最終的な推定を行っているため, 例えば, 図4(a)において試料表面の極



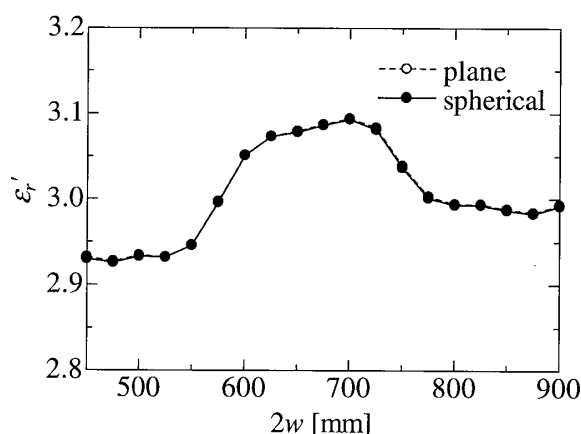
(a) Real part of the complex permittivity



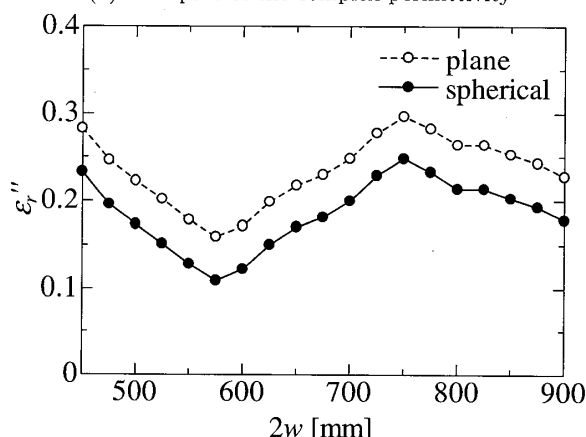
(b) Imaginary part of the complex permittivity

図5 試料サイズに対する複素比誘電率推定結果 (コンクリートスラブ)

Fig.5 Estimated complex permittivity versus the length of a side on the squared concrete slab.



(a) Real part of the complex permittivity



(b) Imaginary part of the complex permittivity

図6 試料サイズに対する複素比誘電率推定結果 (石膏ボード)

Fig.6 Estimated complex permittivity versus the length of a side on the squared gypsum board.

近傍で部分的に生じている差異の影響は無視できる。

4.4 複素比誘電率推定結果

試料サイズに対する提案アルゴリズムにより反射係数を推定し、複素比誘電率の推定を行った。結果を図5に示す。グラフの横軸は試料の1片の長さであり、縦軸は複素比誘電率 $\epsilon_r = \epsilon'_r - j\epsilon''_r$ の実部 ϵ'_r または虚部 ϵ''_r を示す。実線・黒丸が球面波照射を仮定した推定結果であり、破線・白丸は平面波照射を仮定した推定結果である。球面波照射を仮定した場合の反射係数と複素比誘電率との関係式 (7) には、波源として微小ダイポールを利用した。FDTD 計算で設定した複素比誘電率が $\epsilon_r = 5.00 - j0.200$ であることから、良好な推定が行われていることが分かる。実部、虚部とも、試料サイズが 575 mm の場合において、推定結果に急激な落込みが見られる。試料サイズに対して、推定される反射係数には変動が確認できる。特に、575 mm の場合は試料自体が有限であるがゆえの共振現象が重畳

されたためと考えられる [12]。このように、試料サイズによる共振現象の影響を受けるので、測定対象物の比誘電率によってサイズを考慮する必要がある。

また、複素比誘電率の虚部については、平面波照射を仮定した推定結果を球面波照射を仮定した推定結果を平行に移動したような分布が見られる。また、このような現象は実部には見られない。この理由としては、試料内部において球面波ではなく平面波を仮定することは電界振幅の空間減衰因子を無視することにほかならず、結果として、平面波の場合では損失が大きく見積もられると考えられるからである。

1 辺 2w, 厚み 25 mm の金属裏打ち石膏ボードについて、その複素比誘電率を $\epsilon_r = 3.00 - j0.200$ と仮定し、1.5 GHz において、 $z = l = 1.47$ m に位置する微小ダイポール照射によって試料前面に生じる定在波分布を FDTD により計算し、合成電界モデルに当てはめを行い、試料の複素比誘電率を推定した結果を

図 6 に示す。コンクリートスラブと同様に、推定された複素比誘電率の実部・虚部とも試料サイズの影響を受け、特に虚部は平面波照射よりも球面波照射の方が小さめの値を示す傾向は同一である。ここに、試料サイズ $2w$ を変化させたとき、複素比誘電率の実部の変動は 3% の範囲であることから、実測では石膏ボードの試料サイズを 600 mm としたが、材料の性格上、試料はこの程度が容易に扱える限界と考えられる。

5. 実測結果

5.1 測定環境

測定系の写真を図 7 に示す。電波吸収体によって囲まれた測定空間において電界振幅を測定する。木材により構成されるフレームに電波吸収体を貼り付けることで、擬似的な電波暗室を構成している。フレームから糸を介して測定試料をつり下げる。つり下げられた試料に対して、試料表面より $l=1.47$ m 離れた点に配置された送信アンテナより電磁波を照射する。

送信アンテナは半波長ダイポールアンテナであり、セミリジット同軸ケーブルの先端を加工して製作したものである。その全長は 92 mm であり、測定周波数 1.5 GHz におけるリターンロスは -15.7 dB であった。周波数 1.5 GHz の電磁波は信号発生器 (Willtron 6647A) により励振した。

受信アンテナも同様の半波長ダイポールアンテナであり、図 7 に示すように、発泡スチロール製の支柱に固定されている。床面に設置されたスライドステージによって距離 z を 0 mm から、1 mm ずつ、800 mm まで移動させ、スペクトルアナライザ (HP 8594EM) を用いて電界強度を測定した。

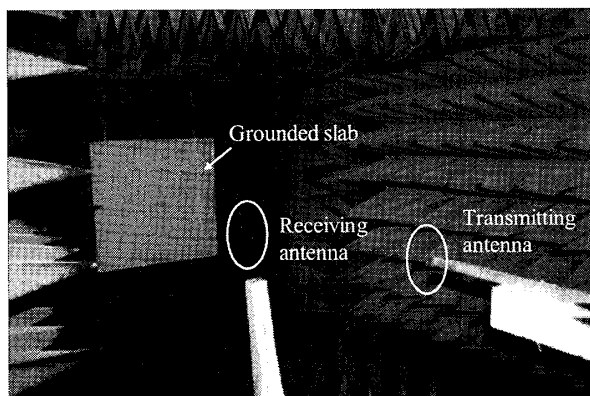


図 7 定在波波形測定系

Fig. 7 Measurement system of standing wave distribution.

測定試料は、建築用石膏ボード (吉野石膏製、厚み 12.5 mm) を 2 枚に重ね、アルミ製金属板を裏打ちしたものである。試料は 1 辺が長さ 600 mm の正方形状とした。このサイズを選択した理由は前章で述べたとおりである。ベクトルネットワークアナライザ (HP 8720ES) 及び接触プローブ (HP 85070B) を用いて、周波数 1.5 GHz における測定試料の複素比誘電率を測定したところ、 $\epsilon_r = 3.00 - j0.20$ であった。

5.2 原点補正

測定の原点補正は電気的方法により実施した。試料表面に金属はくを貼り付け、電磁波を照射する。この際の定在波波形の節の位置と波長を考慮することにより測定原点を定める。金属はく上においては電界の接続成分は 0 となる。ここで、節の位置を正確に特定するため、電界は 1 mm ごとに測定する。

実測では試料の極近傍において反射波の近傍界やエッジからの表面波の影響が現れるため、試料表面から数えて 1 番目の節の位置ではなく、2 番目の節の位置を測距し、波長換算により電気的な原点を算出した。図 7 の測定系において周波数 1.5 GHz の場合、原点補正は 5.86 mm であった。実際に金属はくに電磁波を照射した場合に生じる電界分布を図 8 に示す。試料表面から 2 番目の定在波の節の位置までは、立上りが鈍った波形が観測される。この理由は先に述べたが、このために高速化手法においても試料表面から $\lambda/4$ までの距離ではなく、境界効果を考慮して、極近傍を避けた範囲で反射係数の初期値推定を行う必要がある。

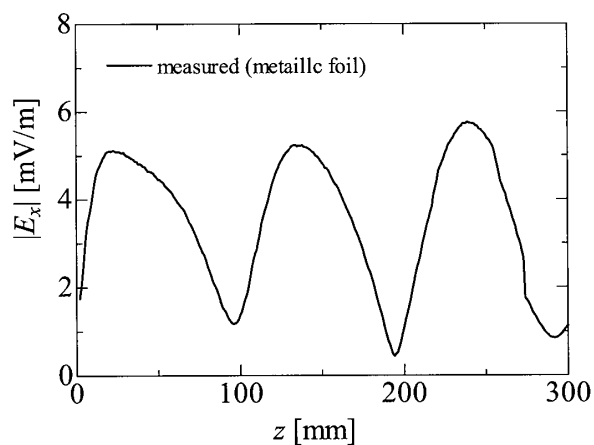


図 8 電気的原点補正に用いる金属はくに電磁波照射した場合の定在波波形 (測定値)

Fig. 8 Measured standing wave distribution in front of metallic foil which is used to calibrate the electric origin.

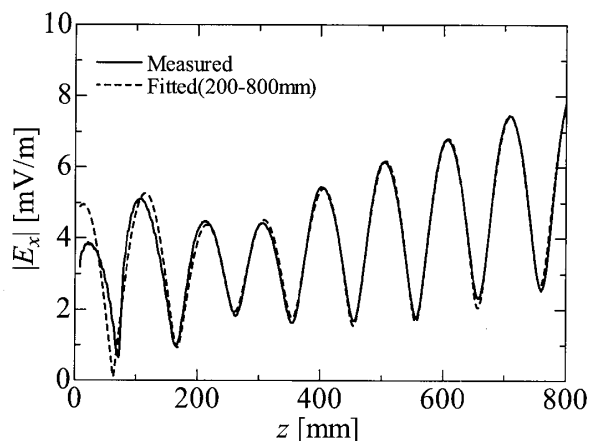


図9 $z_0 = 1.47$ m の位置から 600×600 mm, 25 mm 厚の石膏ボードに電磁波を照射した場合の定在波波形(測定値)

Fig. 9 Measured standing wave in front of gypsum board with the dimension of 600×600 mm and the thickness of 25 mm, spherically radiated at $z_0 = 1.47$ m.

5.3 複素比誘電率推定結果

金属はくを取り外し、試料に直接電磁波を照射させた場合について、その定在波波形とその波形への曲線当てはめの結果を図9に示す。同図において実線が測定値であり、破線が当てはめた結果に対応している。反射係数推定には、先述の当てはめ範囲を変更した高速化手法を使用している。この当てはめにより推定された反射係数は $\Gamma = 0.649 + j0.673$ である。当てはめ範囲は 200 mm から 800 mm までとした。これは、金属はくに照射した場合と同様に、近傍界の影響が及ばない範囲を考慮したためである。これより、推定複素比誘電率は、平面波照射を仮定した場合では、(5)、(6)より、 $\epsilon_r = 2.84 - j0.12$ であり、球面波照射を仮定した場合では、(7)より $\epsilon_r = 2.84 - j0.065$ となる。

参考までに、送受信アンテナを点波源(微小ダイポール)と仮定した場合について、測定と同条件で FDTD により測定の数値シミュレーションを行った。材料の複素比誘電率は $\epsilon_r = 3.00 - j0.200$ と想定し、セルサイズは 5 mm とした。その結果を図10に示す。FDTD シミュレーションによって得られた電界振幅値を白丸で表す。その値に対して上と同じ当てはめ範囲で Γ , D , E_0 を推定し、(1)を描画したものが実線で示されている。破線はそのうち回折項を取り除いたものである。結果として、試料の複素比誘電率は、平面波照射を仮定した場合の反射係数・複素比誘電率の関係からは $3.03 - j0.20$ と求まり、球面波照射を仮定した同様の関係からは $3.03 - j0.15$ と求まる。

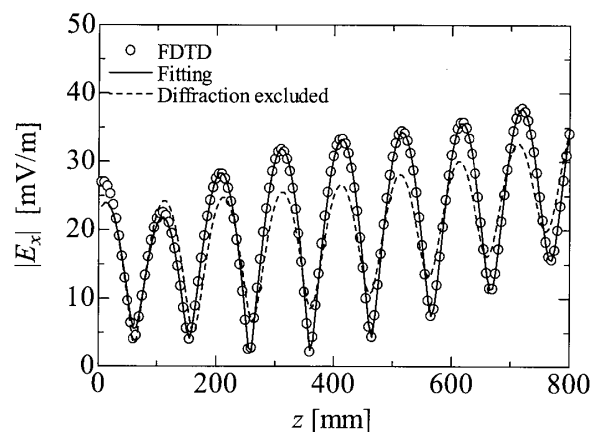


図10 $z_0 = 1.47$ m の位置から 600×600 mm, 25 mm 厚の石膏ボードに電磁波を照射した場合の定在波波形(FDTDによる数値シミュレーション)

Fig. 10 Simulated standing wave in front of gypsum board with the dimension of 600×600 mm and the thickness of 25 mm, spherically radiated at $z_0 = 1.47$ m.

以上の議論に加えて、プローブ測定により得られる試料の複素比誘電率 $\epsilon_r = 3.00 - j0.200$ と比べると、虚部にやや違いが見られるものの、ほぼ同一の推定結果である。このように、球面波照射を仮定した自由空間定在波測定法により試料の複素比誘電率が推定可能であると結論づけてよい。

6. むすび

従来の定在波法で有限大の金属裏打建築材料の電気特性を測定する際、波長に比べて材料の大きさが十分に大きくない場合、材料のエッジからの回折波が材料の前面の定在波分布に重畳される。その解決法の一つとして、この回折波を含めた定在波モデルを設定し、そのモデルに対して実際の電界分布を当てはめることで、回折波を含まない定在波分布を推定し、それより材料の電気特性を求める方法を提案した。回折波の寄与の小さい試料近傍領域に着目し、当てはめの高速化手法を提案した。高速前に比べ、その実行時間は大幅に短縮された。更に、このモデルの妥当性を実測結果から確認した。すなわち、実測上の電気的な原点の決定法について検討した上で、適切な当てはめ範囲に対して複素比誘電率の推定が可能であることを示した。

文 献

- [1] N. Ishii, M. Miyakawa, and K. Sakai, "A method for achieving electromagnetic wave absorption by low-loss stratified construction materials," IEEE Trans. Electromagn. Compat., vol.47, no.1, pp.105-111, 2005.

- [2] N. Ishii, M. Miyakawa, and Y. Ito, "Analysis on absorbing peak frequency of electromagnetic wave absorption in two low-loss periodically layered dielectric materials," Proc. 2005 IEEE EMC Int. Sym., vol.1, pp.69-74, 2005.
- [3] M. Miyakawa, M. Kubota, S. Kaneko, N. Ishii, and Y. Kanai, "Permittivity measurement of construction materials for living space design in full consideration of EMC," Proc. PIERS 2000, vol.1, p.24, 2000.
- [4] M. Miyakawa, M. Shimada, N. Ishii, T. Saeki, and Y. Kanai, "Model-based permittivity measurement of construction materials by the standing wave method," Proc. 2001 IEEE EMC Int. Symp., vol.2, pp.1135-1140, 2001.
- [5] M. Miyakawa, K. Yaguchi, N. Ishii, T. Saeki, and Y. Kanai, "Accuracy improvement in permittivity measurement of construction materials by use of a model of the scattering wave method in free space," Proc. 2002 IEEE EMC Int. Symp., vol.2, pp.809-814, 2002.
- [6] T. Tamada, N. Ishii, and M. Miyakawa, "Analysis on the standing wave method in free space using spectral domain approach," Proc. 2003 IEEE EMC Int. Sym., vol.2, pp.759-764, 2003.
- [7] 小野光弘, 横戸 隆, "斜入射空間定在波直接測定法," 信学技報, EMCJ77-17, 1977.
- [8] 平池太郎, 三枝健二, 長谷部望, "球面空間定在波法を用いた材料の反射係数測定法," 信学論 (B), vol.J85-B, no.4, pp.547-554, April 2002.
- [9] 清水康敬, 杉浦 行, 石野 健, 乾 哲治 (編), 最新電磁波の吸収と遮蔽, 日経技術図書, 1989.
- [10] 橋本 修, 電波吸収体入門, 森北出版, 1997.
- [11] G.E. Forsythe, M.A. Malcolm, and C.B. Moler (著), 森 正武 (訳), 計算機のための数値計算法, 日本コンピュータ協会, 1978.
- [12] M. Miyakawa, N. Komiyama, and N. Ishii, "Quick search for a permittivity value in model-based standing wave method used for construction material measurement," Proc. 2003 IEEE EMC Int. Symp, vol.1, pp.372-377, 2003.
- [13] T. Itoh, ed., Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structures, pp.334-380, John Wiley, 1989.

付 録

スペクトル領域における反射係数の表現

誘電体スラブは無限と想定する。電界 $\mathbf{E}(x, y, z)$ の (x, y) に関するスペクトル領域変換は次で定義される。

$$\tilde{\mathbf{E}}(k_x, k_y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(x, y, z) e^{j(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (\text{A.1})$$

ここで, チルド \sim はスペクトル領域量であることを示

す。波数を k とするとき, スペクトル領域において, $\tilde{\mathbf{E}}$ は次の常微分方程式を満足する。

$$\frac{d^2 \tilde{\mathbf{E}}}{dz^2} + (k^2 - k_x^2 - k_y^2) \tilde{\mathbf{E}} = \mathbf{0} \quad (\text{A.2})$$

式 (A.2) の解を決定するために, 式 (A.2) の一般解に対して次の境界条件を適用する。

(a) $z = 0$ で, 接線方向の電界 $\tilde{\mathbf{E}}_t$, 磁界 $\tilde{\mathbf{H}}_t$ は連続である。

(b) $z = l$ で, 接線方向の電界 $\tilde{\mathbf{E}}_t$ は連続であり, 接線方向の磁界 $\tilde{\mathbf{H}}_t$ は $\hat{z} \times (\tilde{\mathbf{H}}_{t1} - \tilde{\mathbf{H}}_{t2}) = \tilde{\mathbf{J}}_s$ より不連続である。ここで, 領域 1 ($z = l + 0$) における磁界 $\tilde{\mathbf{H}}$ の接線成分を $\tilde{\mathbf{H}}_{t1}$, 領域 2 ($z = l - 0$) における磁界 $\tilde{\mathbf{H}}$ の接線成分を $\tilde{\mathbf{H}}_{t2}$, $z = l$ 平面における面電流密度を $\tilde{\mathbf{J}}_s$ とおく。

$z = l$ において, $\tilde{\mathbf{J}}_s = \tilde{J}_x \hat{x}$ であるとき, 領域 2 ($0 < z < l$) における電界のスペクトル表示の y 成分は次で与えられる [13]。

$$\tilde{E}_x = -\frac{k_x^2 G_e + k_y^2 G_h}{k_x^2 + k_y^2} \tilde{J}_x \quad (\text{A.3})$$

ここで,

$$G_e = -\frac{\beta_{ta}}{j\omega\epsilon_0} \frac{N_m}{D_m} e^{-j\beta_{ta}l} \quad (\text{A.4})$$

$$G_h = \frac{j\omega\mu_0}{\beta_{ta}} \frac{N_e}{D_e} e^{-j\beta_{ta}l} \quad (\text{A.5})$$

とする。ただし, $\beta_{ta}^2 = k_0^2 - k_x^2 - k_y^2$, $\beta_{td}^2 = \epsilon_r k_0^2 - k_x^2 - k_y^2$ であり,

$$N_m = \beta_{td} \sin \beta_{td} d \cos \beta_{ta} z + \epsilon_r \beta_{ta} \cos \beta_{td} d \sin \beta_{ta} z \quad (\text{A.6})$$

$$D_m = \epsilon_r \beta_{ta} \cos \beta_{td} d + j\beta_{td} \sin \beta_{td} d \quad (\text{A.7})$$

$$N_e = \beta_{td} \cos \beta_{td} d \sin \beta_{ta} z + \beta_{ta} \sin \beta_{td} d \cos \beta_{ta} z \quad (\text{A.8})$$

$$D_e = \beta_{td} \cos \beta_{td} d + j\beta_{ta} \sin \beta_{td} d \quad (\text{A.9})$$

とする。それゆえ, \tilde{J}_x が与えられると, 式 (A.3) の逆変換から定在波分布を計算することができる。

平面波が領域 2 と領域 3 の境界面に垂直入射するならば, $J_x = 1$ であり, そのスペクトル変換は $\tilde{J}_x = 4\pi^2 \delta(k_x) \delta(k_y)$ と与えられる。ただし, $\delta(\cdot)$ は Dirac のデルタ関数である。これより, 平面波入射の場合における複素比誘電率の推定式 (5), (6) を導出す

ることができる。

球面波照射の場合、 $J_x = \delta(x)\delta(y)$ であり、そのスペクトル変換は $\tilde{J}_x = 1$ と与えられる。よって、

$$\tilde{E}_x = -\frac{k_x^2 G_e^{(i)} + k_y^2 G_h^{(i)}}{k_x^2 + k_y^2} \quad (\text{A}\cdot 10)$$

を得る。領域 2 において、上式は次のように書ける。

$$\tilde{E}_x = \tilde{E}_i e^{j\beta_{ta}z} + \tilde{E}_r e^{-j\beta_{ta}z} \quad (\text{A}\cdot 11)$$

ここで、

$$\tilde{E}_i = -\frac{e^{-j\beta_{ta}l}}{2(k_x^2 + k_y^2)} \left[\frac{k_x^2 \beta_{ta}}{\omega \epsilon_0} + \frac{k_y^2 \omega \mu_0}{\beta_{ta}} \right] \quad (\text{A}\cdot 12)$$

$$\tilde{E}_r = \frac{e^{-j\beta_{ta}l}}{2(k_x^2 + k_y^2)} \left[\frac{k_x^2 \beta_{ta}}{\omega \epsilon_0} \frac{D'_m}{D_m} + \frac{k_y^2 \omega \mu_0}{\beta_{ta}} \frac{D'_e}{D_e} \right] \quad (\text{A}\cdot 13)$$

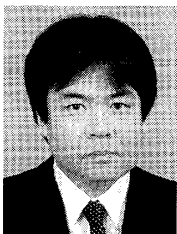
ただし、

$$D'_m = \epsilon_r \beta_{ta} \cos \beta_{td}d - j\beta_{td} \sin \beta_{td}d \quad (\text{A}\cdot 14)$$

$$D'_e = \beta_{td} \cos \beta_{td}d - j\beta_{ta} \sin \beta_{td}d \quad (\text{A}\cdot 15)$$

とする。以上より、試料前面における反射係数 Γ が (7) のように与えられる。

(平成 19 年 12 月 19 日受付, 20 年 4 月 3 日再受付)



石井 望 (正員)

平元北大・工・電子卒。平 3 同大学院修士課程了。同年北大・工・助手、平 10 新潟大・工・助教授、平 19 同大・工・准教授。小形・薄型アンテナ、損失媒質中アンテナ測定、電磁環境設計等の研究に従事。平 6 本会学術奨励賞受賞。IEEE 会員。工博。



宮川 道夫 (正員)

昭 40~43 日立製作所勤務。昭 52 北大大学院 (博士課程) 了。同年工業技術院電子技術総合研究所入所。電子計算機部、光技術部主任研究官を経て、平 3 新潟大・工・教授、大学院自然科学研究科、大学院医歯学総合研究科併任。平 7~8 ウルム大学バイオメディカル中央研究所客員研究員。平 15 新潟大・超域研究機構教授併任。マイクロ波 CT、電磁波被曝量可視化及び電磁環境設計など電磁生体工学。顔ニューロンによる個人や表情の識別、三次元注視点の計測と感情解析、弱視者の実体視力評価と適応型拡大読書器の開発などヒューマンインタフェースの研究に従事。IEEE、電気学会、日本生体医工学会、日本生活支援工学会、情報処理学会、計測自動制御学会、日本ハイパーサーミア学会等各会員 (評議員、研究会長、編集委員等含)。工博。



西潟 陽輔 (正員)

平 17 新潟大・工・福祉人間卒。平 19 同大学院博士前期課程了。同年三菱電機 (株) 入社。在学中、建築材料の誘電率測定に関する研究に従事。