

インコヒーレント波源による放射電磁界の測定法の検討

佐山 稔貴[†] 陳 強[†] 澤谷 邦男[†]

[†] 東北大学大学院 工学研究科 電気・通信工学専攻 〒 980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-05

E-mail: sayama@ecei.tohoku.ac.jp

あらまし 小さな環境で開口面の大きいアンテナの遠方界を測定するには、近傍界の測定と近傍界・遠方界変換が有効である。しかし、これまでの近傍界測定技術では、変換に適用できるのは単一周波数の CW 波のような放射界のみ限定されていた。本報告では、インコヒーレントな電波を測定するために、時間領域での放射界の相関から等価波源を推定する TDNF 法について数値シミュレーションにより検討した。

キーワード 近傍界・遠方界変換, ランダム放射, 等価波源, TDNF 法。

Measurement Method of Electromagnetic Radiation from Incoherent Sources

Toshiki SAYAMA[†], Qiang CHEN[†], and Kunio SAWAYA[†]

[†] Electrical and Communication Engineering, Graduate School of Engineering, Tohoku University

Aramaki Aza Aoba 6-6-05, Aoba-ku, Sendai, 980-8579, Japan

E-mail: sayama@ecei.tohoku.ac.jp

Abstract Near field measurement and Near-Field(NF) to Far-Field(FF) transformation are an effective method to measure Far-Field from radiators with large aperture with small facilities. However, the conventional Near-field measurement techniques require deterministic fields such as CW fields for the transformation. In this report, in order to measure the incoherent emissions, we investigate the TDNF method which determines equivalent sources from the correlation of random fields in time domain by using numerical simulations.

Key words NF-to-FF transformation, random emissions, equivalent sources, TDNF method.

1. はじめに

近年, GHz 帯の電磁波を利用した機器・システムが着実な普及を見せている。また, コンピュータのクロック周波数の高速化も急速に進み, 数 GHz 帯で動作する電子機器が増加している。それに伴って電子機器間の電磁波干渉の問題が深刻化してきている。有効な EMC(Electromagnetic Compatibility) 対策をとるためには, 電子機器から漏洩する電磁波の特性を測ることが必要であり, 特に, 放射パターンは評価指標として重要である。しかしながら, 機器から放射される正確な遠方界を得るためには, オープンサイトや大規模な電波無響室など大型の環境が必要になるが, これらは高コストである。そこで, 比較的小型な環境で近傍界を測定し遠方界へと変換する, 球モード分解に基づく近傍界・遠方界変換の手法が報告されている。ただ, 従来の近傍界測定技術は, CW 信号のような放射界のみが測定できる対象であり, 使用用途が限定されていた。EMC 測定においては, 放射界が変調信号やランダム信号であるので, これらに対応できる新たな近傍界測定方法が望まれている。

そこで, 本報告では, 放射界の相関から等価的な近傍界を推定することで, ランダム波源に対しても近傍界を評価することが可能な TDNF(Time Domain Near Field) 法 [1] について検討している。本報告では, まず, インコヒーレントに励起された波源からの放射界に対して TDNF 法を適用することで, 放射界を複数のコヒーレント波源によって等価できることを確認している。次に, 実際の測定を想定し適応可能であるか検討している。

2. TDNF 法

2.1 相関係数

Figure 1 に示すように, 波源を囲む半径 r_1 の球面 Σ_1 上に配置した N 点の測定点において, 電界の θ, ϕ 成分 $E_i(t)$ ($i = 1, 2, \dots, 2N$) を測定する。各測定点, 電界成分間の相関は,

$$C_{ij} = \frac{1}{T} \int_{t=0}^T E_i(t) E_j^*(t) dt \quad (1)$$

と計算される。数値計算のために,

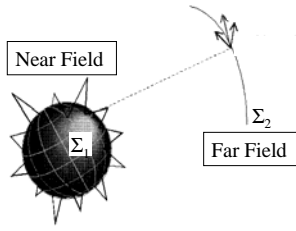


Figure 1 近傍界・遠方界変換

$$C_{ij} = \frac{1}{K\Delta t} \sum_{k=0}^{K-1} E_i(k\Delta t) E_j^*(k\Delta t) \cdot \Delta t \quad (2)$$

と離散化して計算は実行され、以下のような $2N \times 2N$ の相関行列

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} \mathbf{C}_{\theta\theta} & \mathbf{C}_{\theta\phi} \\ \mathbf{C}_{\phi\theta} & \mathbf{C}_{\phi\phi} \end{bmatrix} \quad (3)$$

を生成する．例えば、 $\mathbf{C}_{\phi\theta}$ は、 θ 成分に対する ϕ 成分の相関を表す $N \times N$ の測定点間の相関行列となっている．相関行列 \mathbf{C} に対し、

$$\mathbf{C} = \Phi_{\Sigma 1} \mathbf{\Lambda} \Phi_{\Sigma 1}^H + \sigma^2 \mathbf{I} \quad (4)$$

$$\text{diag}(\mathbf{\Lambda}) = [\lambda_1 \ \dots \ \lambda_p \ \lambda_{p+1} \ \dots \ \lambda_{2N}] \quad (5)$$

$$\Phi_{\Sigma 1} = [\phi_1 \ \dots \ \phi_p \ \phi_{p+1} \ \dots \ \phi_{2N}] \quad (6)$$

のように固有値分解を施す．ここで、 σ^2 は雑音スペクトル密度、 \mathbf{I} は単位行列、 H は共役転置である．得られた固有値を大きい順に並べ、 $\lambda_1 > \lambda_2 > \dots > \lambda_p > \sigma^2 > \lambda_{p+1} > \dots > \lambda_{2N}$ のように雑音スペクトル密度と比較することで、 p 個の等価波源が得られる． $\lambda_l (1 \leq l \leq p)$ に対応する固有ベクトル ϕ_l を用いて、 l 番目の等価波源が放射する Σ_1 上の近傍界は $\sqrt{\lambda_l} \phi_l$ と表すことができる．

2.2 近傍界・遠方界変換

各々の等価波源が放射する近傍界に対して、球モードに基づいた近傍界・遠方界変換を適用する [2]． l 番目の等価波源が放射する近傍界と、球モード関数 \mathbf{M}_{nm} あるいは \mathbf{N}_{nm} を用いて、球モード係数 A_{nm}^l と B_{nm}^l は、

$$A_{nm}^l = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sqrt{\lambda_l} \phi_l(\theta, \phi) \cdot \mathbf{M}_{nm}^*(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi \quad (7)$$

$$B_{nm}^l = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sqrt{\lambda_l} \phi_l(\theta, \phi) \cdot \mathbf{N}_{nm}^*(\theta, \phi) \sin \theta d\theta d\phi \quad (8)$$

のように計算され、球モード分解できる．球モード関数 \mathbf{M}_{nm} と \mathbf{N}_{nm} は、以下のように

$$\mathbf{M}_{nm}(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{2n+1}{4\pi n(n+1)} \frac{(n-m)!}{(n+m)!}} \times \left[\frac{j^m}{\sin \theta} P_n^m(\cos \theta) \mathbf{u}_\theta - \frac{\partial}{\partial \theta} P_n^m(\cos \theta) \mathbf{u}_\phi \right] e^{jm\phi} \quad (9)$$

$$\mathbf{N}_{nm}(\theta, \phi) = \mathbf{u}_r \times \mathbf{M}_{nm}(\theta, \phi) \quad (10)$$

と求められる．以上によって得られた、球モード係数と球モード関数によって、 l 番目の等価波源が放射する距離 $r_2 (> r_1)$ の球面 Σ_2 での電界は、

$$\mathbf{E}^l(\Sigma_2) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=-n}^n \left[\frac{h_n^{(2)}(kr_2)}{h_n^{(2)}(kr_1)} A_{nm}^l \mathbf{M}_{nm}(\theta, \phi) + \frac{g_n(kr_2)}{g_n(kr_1)} B_{nm}^l \mathbf{N}_{nm}(\theta, \phi) \right] \quad (11)$$

と計算することができる．ここで、 $h_n^{(2)}(kr_1)$ は第二種ハンケル関数であり、 $g_n(z) = 1/z(\partial/\partial z)[zh_n^{(2)}(z)]$ である．

3. 数値シミュレーション

3.1 コヒーレント波源への適応

Figure 2 のような簡単なモデルを波源として TDNF 法を適応し、精度の妥当性を確認した．周波数、印加電流、測定点等の諸元は表 1 に示す．検証方法は Figure 3 の手順に従った．厳密解は、ダイポールアンテナ上の電流分布を正弦関数状の電流分布と仮定し計算した．求めた近傍界に対して本手法を適用したところ、一つの等価波源 $\lambda_1 = 1.89 \times 10^7$ が得られ、等価的な近傍界 $\sqrt{\lambda_1} \phi_1$ を得た．これから推定された遠方界と、厳密解によって得られた遠方界を比較した結果を Figure 4 に示す．両者の結果は、 xy 平面、 yz 平面ともによく一致しており、TDNF 法の妥当性は確認された．

3.2 インコヒーレント波源への適応

2 つの半波長ダイポールアンテナがインコヒーレントに励起された Figure 5 のようなモデルを波源とした．新たに加えた Δf 、 α のパラメータは表 1 に示している．コヒーレント波源の場合と同様に、ダイポールアンテナ上の電流分布を正弦関数状の電流分布と仮定し、距離 0.4λ の近傍界として、式 (2) での電界を計算した．本手法を適用すると、波源は 2 つの等価波

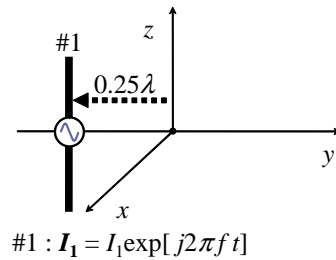


Figure 2 コヒーレント波源のモデル

Table 1 解析諸元

Frequency f	900 MHz
Input current	1 A
Sampling period Δt	10 μsec
Acquisition time $K\Delta T$	1 msec
Number of sampling points K	101
Measurement points (θ direction)	$1/9\pi, 2/9\pi, \dots, 8/9\pi$
Measurement points (ϕ direction)	$0, 1/9\pi, 2/9\pi, \dots, 17/9\pi$
Distance of near field	0.4λ
Distance of far field	5λ
Δf	500 Hz
α	$2 \times 10^4 \text{ sec}^{-1}$

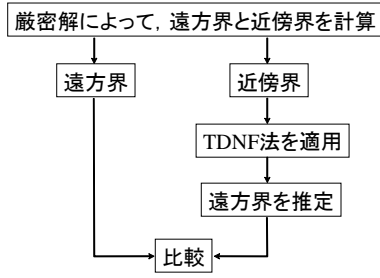


Figure 3 検証方法

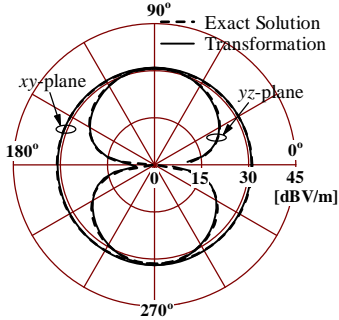


Figure 4 厳密解と推定された放射界の比較

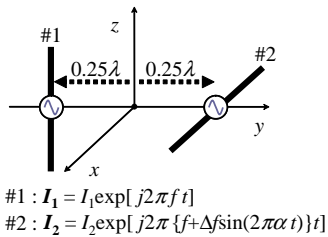


Figure 5 インコヒーレント波源のモデル

源によって表された．1番大きな固有値は $\lambda_1 = 2.75 \times 10^7$ ，2番目の固有値は $\lambda_2 = 1.08 \times 10^7$ である．それぞれの等価波源が放射する距離 5λ の遠方界は Figure 6, 7 となった．

4. 相関行列の縮小

式 (3) で示した相関行列は $2N \times 2N$ 行列である．しかし，実際の測定では，Figure 8 のような装置を用い，一回転した測定後には，一つの参照点と他の N 個の測定点との相関が計算される．そのため，参照点の θ 成分あるいは ϕ 成分に対する相関行列として，一回転した後は $2N \times 2$ の部分行列が相関行列 C に加えられる．これを繰り返す，測定後に相関行列のランクを求めランクが列数よりも小さい場合には，その時点で相関行列としては十分であると考えられる．ランクは等価波源数に等しいから，このようにすることで測定回数を大幅に減らすことができる．そこで，相関行列が非正方行列であるときにも，本手法を適用して波源を等価表現することが可能であるか検証した．

波源のモデルは Figure 5 と同様，解析諸元は Table 1 と同様である．参照点の位置は， $\theta = 1/9\pi$ で $\phi = 0, 1/9\pi, \dots, 17/9\pi$ ととり， $\theta = 2/9\pi$ で $\phi = 0, 1/9\pi, \dots, 17/9\pi$ と， θ を大きくしながら ϕ 方向に一周させるような順番で変えている．相関行列 C' の列数が 2 列ずつ加わった後に，順次，

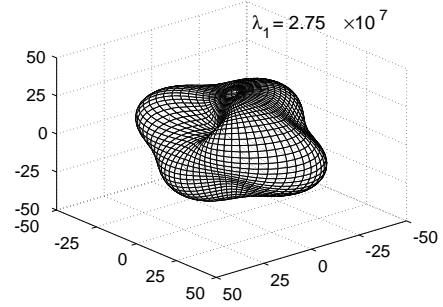


Figure 6 1番目の等価波源が放射する遠方界 $|E(\theta, \phi)|$

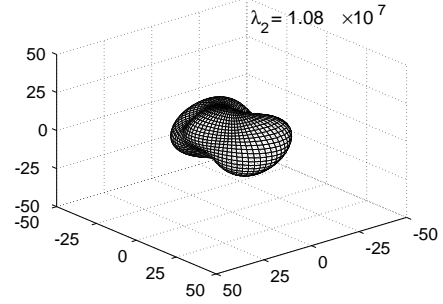


Figure 7 2番目の等価波源が放射する遠方界 $|E(\theta, \phi)|$

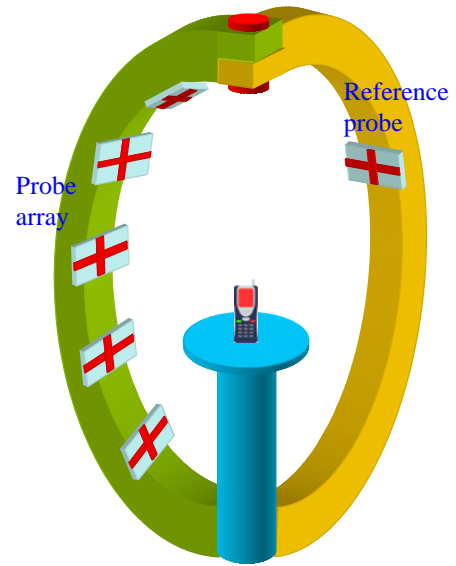


Figure 8 測定装置

$$C' = U \Sigma V^H \quad (12)$$

$$\text{diag}(\Sigma) = [\sqrt{\lambda'_1}, \sqrt{\lambda'_2}, \dots, \sqrt{\lambda'_{2N_r}}] \quad (13)$$

$$U = [u_1, \dots, u_{2N_r}] \quad (14)$$

$$V = [v_1, \dots, v_{2N_r}] \quad (15)$$

と特異値分解を施した．ここで， N_r は参照点の数であり， $\lambda'_1, \dots, \lambda'_{2N_r}$ は $C' C'^H$ (または $C'^H C'$) の固有値を大きい順に並べたものである．また， u_1, \dots, u_{2N_r} は $C' C'^H$ の固有値に属する固有ベクトルであり， v_1, \dots, v_{2N_r} は $C'^H C'$ の固有値に属する固有ベクトルである．相関行列の列数が加えられたとき，

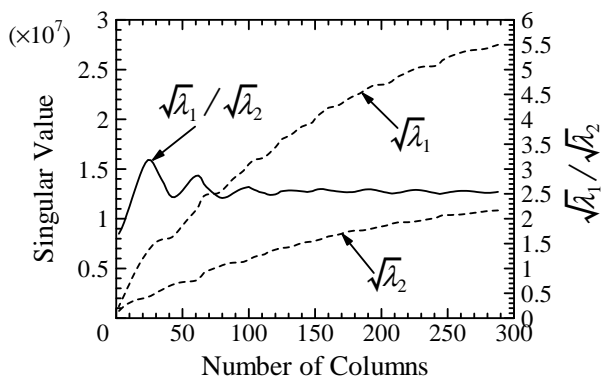


Figure 9 相関行列の列数による特異値変化

C' の二つの特異値 $\sqrt{\lambda_1}$ 、 $\sqrt{\lambda_2}$ の変化を示したのが Figure 9 である。列数が少なく、つまり参照点の数が少なくなると、測定される電力が小さくなるため特異値は小さな値となる。しかし、その場合でも、特異値の比は一定であることが正確な測定のために求められるが、列数が 100 以下では収束していない。列数 100 の場合、 $100/2 = 50$ 回と何度も繰り返し測定することが必要になってしまうため、高速測定のためには少ない列数で特異値の比が収束することが要求される。この問題を解決するために、今後は、参照点の位置の決め方や、測定点数の増加などについて検討する予定である。

5. ま と め

インコヒーレント波源に対する TDNF 法の適用を検討した。その結果、インコヒーレントな波源を、互いに直交するコヒーレントな等価波源に分解し、それぞれに対して近傍界・遠方界変換を適応できた。また、実際の測定を想定し、相関行列が非正方行列の場合にも本手法が適応可能であるかどうか検討をした。しかし、少ない参照点では結果が不正確であるため、この点は今後の課題である。

References

- [1] B. Fourestie et al. , " Statistical modal analysis applied to near-field measurements of random emissions ", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 50, no. 12, pp. 1803-1812, Dec. 2002.
- [2] B. Fourestie et al. , " Spherical Near Field Facility for Characterizing Random Emissions ", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 53, no. 8, pp. 2582-2589, Aug. 2005.