

# 円筒面走査によるアンテナの近傍電界の推定

浅野 翔平, 陳 強 (東北大学大学院工学研究科)

澤谷 邦男 (東北大学産学連携機構イノベーション戦略推進センター)

概要：ダイポールアンテナから生じる円筒面上の電界を測定し、走査円筒よりもさらに近傍の電界を数値シミュレーションにより推定した結果が述べられている。数値計算の際に、 $z$  方向の波数に関する積分範囲の打ち切りによって、極近傍の電界の推定が可能であることを示している。

キーワード：アンテナ測定、円筒面走査、近傍電界の推定

## 1. まえがき

筆者らは、移動通信の基地局用アンテナなどのように、長いアンテナの遠方界即ち指向性を推定するために、アンテナ近傍の円筒面上で電界を測定し、遠方界を推定する円筒面走査近傍界・遠方界変換技術について検討を行ってきた[1]-[3].

しかし、近年の移動通信では、高速化のためのシステムが次々と開発されており、サービスが多帯域化している。そのため基地局アンテナのレドーム内のアンテナ数が増加している。その全てのアンテナが設計通り動作しているかを検証するためには、アンテナの極近傍の電磁界を知る必要がある。これまでのアンテナの極近傍の電磁界の推定には、球面走査による推定が数多く報告されているが[4], 円筒面走査による推定はほとんど行われていない。

そこで本報告では、最も簡単なモデルとしてダイポールアンテナを取り上げ、円筒面走査によるアンテナ近傍の電界の推定を行い、推定精度について検討する。その際に、 $z$  方向の波数に関する積分範囲の打ち切りによって、極近傍の電界の推定精度がどのように変化するかについて考察する。

## 2. 推定式

本論文で用いる近傍界推定の構成を図1に示す。一般のアンテナ構造の場合には電磁界は方位角 $\phi$ 方向に変化するが、本論では最も簡単な構造として $z$  軸上に置かれたダイポールアンテナを取り上げるので、構造の対称性から電磁界は $\phi$ 方向に変化しない。図1において、半径 $a$ の円筒面上の電界 $E_z(a,z)$ を測定し、 $\rho$ の位置の電界 $E_z(\rho,z)$ を推定する。ダイポール素子の長さは $2l$ であり、ダイポール素子の電流分布は

$$I(z') = \frac{I_0}{\sin kl} \sin k(l - |z'|). \quad (1)$$

で与えられるものと仮定している。ここで、 $k$ は真空中における平面波の波数であり、 $I_0$ は給電点の電流である。

円筒座標において全空間の電界は、円筒モード関数を用いて

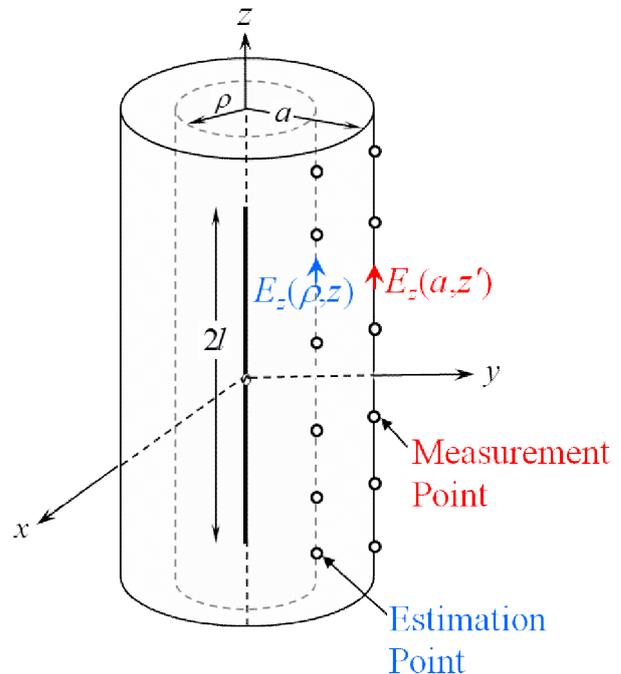


図1 ダイポールアンテナの近傍界推定。

$$E(\rho, \phi, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \{a_m(h)M_m(h) + b_m(h)N_m(h)\} dh. \quad (2)$$

と表すことができる。ここで、 $M_m(h)$ ,  $N_m(h)$ は円筒モード関数、 $a_m(h)$ ,  $b_m(h)$ はモード係数である。また、 $h$ は $z$ 方向の波数である。円筒モード関数は、円筒座標でベクトル波動方程式を解くことにより求めることができ、

$$M_m(h) = \left\{ \frac{j m}{\rho} H_m^{(2)}(\mu \rho) \ddot{\rho} - \mu \dot{H}_m^{(2)}(\mu \rho) \dot{\rho} \right\} e^{j m \phi - j h z},$$

$$N_m(h) = \frac{1}{k} \left\{ -j h \mu \dot{H}_m^{(2)}(\mu a) \ddot{\rho} + \frac{m h}{\rho} H_m^{(2)}(\mu a) \dot{\rho} + \mu^2 H_m^{(2)}(\mu a) \dot{z} \right\} e^{j m \phi - j h z}. \quad (3)$$

で与えられる。また、モード係数は(2)式においてフーリエ変換とフーリエ級数を用いて求められており

$$a_m(h) = \frac{1}{4\pi^2} \frac{1}{H_m^{(2)}(\mu a)} \left\{ \frac{m h}{\mu^3 a} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} E_z(a, \phi', z') e^{-j m \phi' + j h z'} d\phi' dz' \right. \\ \left. - \frac{1}{\mu} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} E_{\phi}(a, \phi', z') e^{-j m \phi' + j h z'} d\phi' dz' \right\},$$

$$b_m(h) = \frac{1}{4\pi^2} \frac{k}{\mu^2} \frac{1}{H_m^{(2)}(\mu a)} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} E_z(a, \phi', z') e^{-j m \phi' + j h z'} d\phi' dz'. \quad (4)$$

で与えられる[5]。この結果は、Schelkunoffの等価定理を用いて円筒面上の表面電界を面磁流で置き換え、無限長円筒導体が存在する空間のdyadic Green's functionを用いて求めた式と一致している[3]。(2)式を用いることにより、電界の $z$ 成分は

$$E_z(\rho, z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{H_0^{(2)}(\mu\rho)}{H_0^{(2)}(\mu a)} \int_{-\infty}^\infty E_z(a, z') \cos h(z-z') dz' dh, \quad (5)$$

$$\mu = \sqrt{k^2 - h^2}.$$

により推定することができる。

(5)式において、 $z=0$ に関する積分範囲は、 $-\infty$ から $\infty$ であるが、実際の測定における走査範囲は有限であるので、ここで積分範囲は $-5\lambda$ から $5\lambda$ とした。

ダイポール素子から生じる近傍電界の $z$ 成分は、電流分布が(1)式で与えられる場合は、

$$E_z(a, z) = -j \frac{Z_0}{4\pi \sin kl} \frac{I_0}{kl} \left( \frac{e^{-jkr_1}}{r_1} + \frac{e^{-jkr_2}}{r_2} - 2 \cos kl \frac{e^{-jkr_0}}{r_0} \right),$$

$$r_0 = \sqrt{a^2 + z^2}, r_1 = \sqrt{a^2 + (z+l)^2}, r_2 = \sqrt{a^2 + (z-l)^2}. \quad (6)$$

で与えられる。

### 3. $h_{\max}$ に対する推定値の変化

(5)式において、 $h$ が $\infty$ に近づいたとき、第二種ハンケル関数を含む項は

$$\frac{H_m^{(2)}(\mu\rho)}{H_m^{(2)}(\mu a)} = \frac{K_m(h\rho)}{K_m(ha)} \sim \sqrt{\frac{a}{\rho}} e^{h(a-\rho)}. \quad (7)$$

に漸近するので、 $a > \rho$ のとき(7)式の項が発散することになるが、 $h$ に関する積分範囲の上限 $h_{\max}$ を変化させたときの積分値を検討した。ここで、 $z$ と $h$ に関する数値積分を $\Delta z$ 及び $\Delta h$ の区間に分けて、それぞれの区間の数値積分を、ガウス・ルジャンドル積分により求めた。数値積分に用いたパラメータを表1に示す。

図2~図4に数値積分の上限 $h_{\max}$ を変化させたときの(5)式の値、即ち電界 $E_z$ の推定値を示す。

図2は観測面 $a$ よりも外側の電界の推定値、即ち $a < \rho$ の場合を示しており、遠方界推定の結果である。一方、図3,4は $a > \rho$ の場合、即ち近傍界推定の場合を示している。図2より $a < \rho$ の場合、 $h_{\max}$ に対して遠方電界の値は収束していることが分かる。また、図3より $a > \rho$ かつ $a$ と $\rho$ の値が近いときも $h_{\max}$ に対して近傍電界の値は収束している。それに対して $a > \rho$ かつ $a$ と $\rho$ の値の差が大きいときは図4に見られるように $h_{\max}$ に対して近傍電界の値は収束しないことが分かる。しかしながら、ある $h_{\max}$ の範囲において、近傍電界の推定値が理論値と等しくなっており、かつ $h_{\max}$ の変化に対してほとんど変化しないことが分かる。このような結果が得られたので、 $a > \rho$ かつ $a$ と $\rho$ の値の差が大きい場合に、積分範囲を途中で打ち切って近傍電界の推定値を求めてみた。

表1 数値計算で用いたパラメータ。

ダイポール素子の長さ	$2l=0.5\lambda$
測定座標	$a=0.15\lambda$
積分間隔	$\Delta z'=0.25\lambda$
積分間隔	$\Delta h=2\pi$

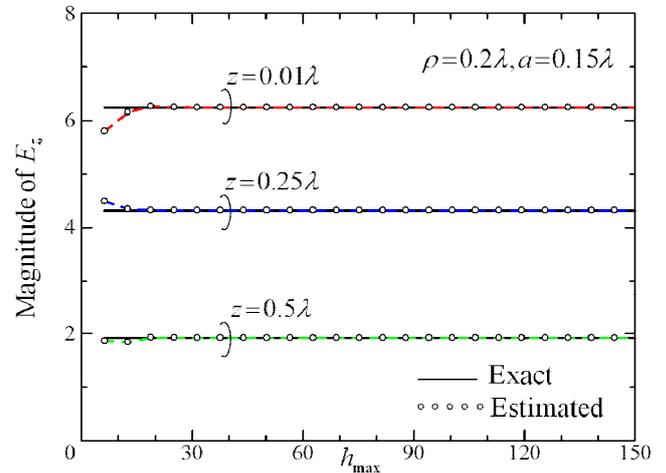


図2 数値積分の上限 $h_{\max}$ に対する推定値 ( $\rho = 0.2\lambda$ ) .

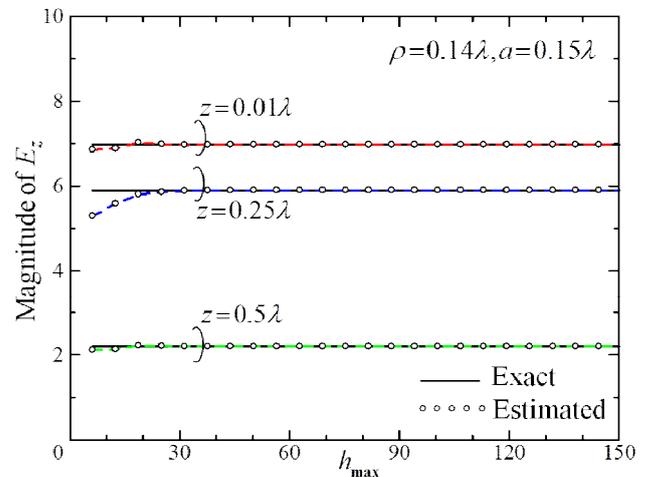


図3 数値積分の上限 $h_{\max}$ に対する推定値 ( $\rho = 0.14\lambda$ ) .

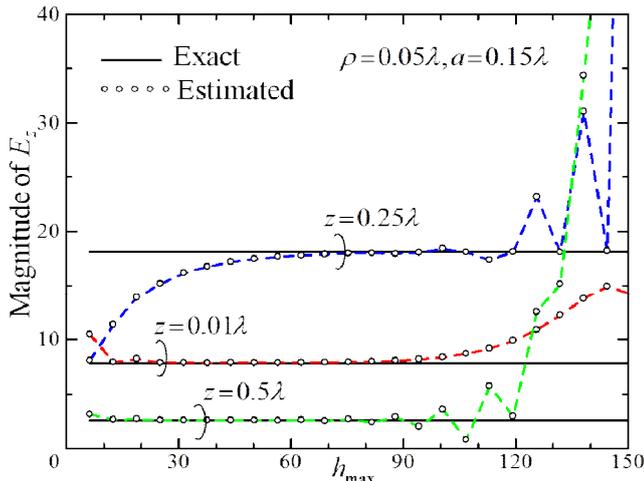


図4 数値積分の上限 $h_{\max}$ に対する推定値 ( $\rho = 0.05\lambda$ ) .

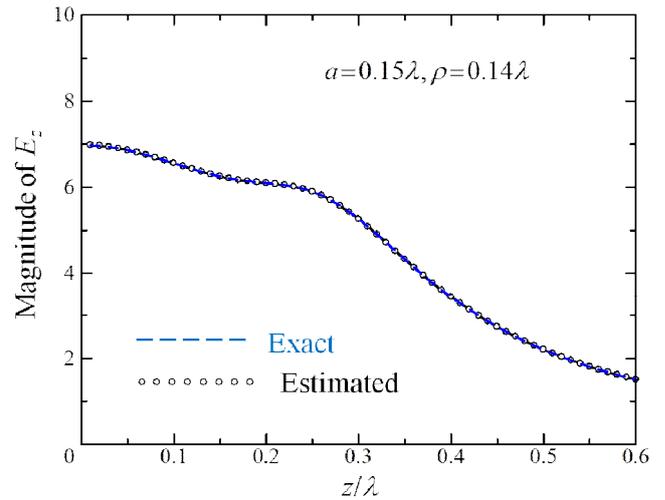


図6 近傍界推定結果 ( $\rho = 0.14\lambda$ ) .

#### 4. 推定結果

(5)式を用いて電界推定を行った。図5に $a < \rho$ のときの場合の推定した遠方電界を示し、図6, 7, 8に $a > \rho$ の場合の推定した近傍電界を示す。ただし、図7, 8の $h$ に関する数値積分は $h_{\max} = 18\pi$ で打ち切った。図5より $a < \rho$ 、即ち遠方界推定の場合には高精度で推定可能であることがわかる。また図6, 7, 8より $a > \rho$ 、即ち近傍界推定の場合には、今回のパラメータにおいて $\rho = 0.05\lambda$ までは高精度で推定可能であり、精度が低下するものの $\rho = 0.01\lambda$ でも推定可能であることがわかった。

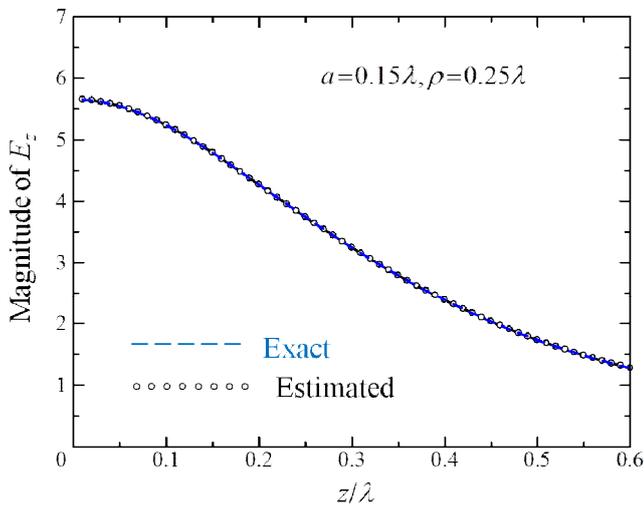


図5 近傍界推定結果 ( $\rho = 0.25\lambda$ ) .

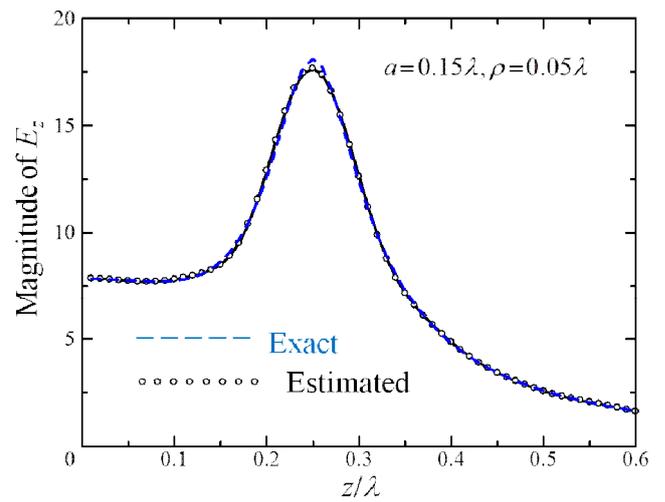


図7 近傍界推定結果 ( $\rho = 0.05\lambda$ ) .

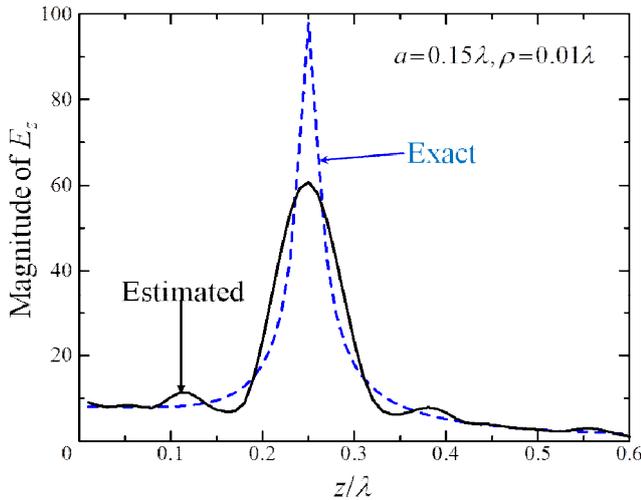


図8 近傍界推定結果 ( $\rho=0.01\lambda$ ) .

## 5. むすび

本報告では、最も簡単なモデルとして軸対称構造のダイポールアンテナを取り上げ、円筒面走査によるアンテナ近傍の電界を数値シミュレーションにより推定した結果を述べた。電界の測定面の外側の遠方電界推定は精度も良く、問題なく推定できることを示した。また内側の電界は、 $z$  方向の波数に関する積分範囲の打ち切りによって、ある程度推定することが可能であることがわかった。

本論では最も簡単なモデルとして、軸対称のダイポールアンテナを取り上げたが、軸対称ではない一般のアンテナについても近傍界推定を行う必要がある。また、測定面から大きく離れた内側の電界の推定では精度が悪くなるので、この問題を解決することも今後の検討課題である。

## 参考文献

- [1] B. E. Fischer and I. J. LaHaie, "On the Direct Non-Redundant Near-Field-to-Far-Field Transformation in a Cylindrical Scanning Geometry," *IEEE Antennas Propagat. Magazine*, Vol.54, No.1, pp.130-138, Feb. 2012.
- [2] J.-C. Bolomey et al., "Reduction of Truncation Error in Near-Field Measurement of Antennas of Base-Station Mobile Communication Systems," *IEEE Trans. Antennas Propagat.* Vol.52, No.2, pp.593-602, Feb. 2004.
- [3] 浅野翔平, "半径が小さい円筒面走査近傍界・遠方界変換による指向性推定の誤差評価," 伝送工学研究会, 2016年11月.
- [4] 津原康一, 陳強, 澤谷邦男, "球面走査による波源近傍電磁界の推定," 電子情報通信学会アンテナ・伝播研究会資料, AP99-34, 1999年5月.
- [5] Ovidio M. Bucci, "Use of Sampling Expansions in Near-Field-Far-Field Transformations: The Cylindrical Case," *IEEE Antennas Propagation*, Vol.36, No.6, pp.830-835, June.1988.



