

# ダイポール波源近傍の多層媒質による電磁シールド効果

学生員 吉村 慶之 (金沢大学, 石川県工業試験場)

正員 長野 勇 (金沢大学)

非会員 八木谷 聡 (金沢大学)

非会員 大浦 利夫 (石川県工業試験場)

## Electromagnetic Shielding Effectiveness of a Multilayered Medium in the Vicinity of a Dipole Source

Yoshiyuki Yoshimura, Student member (Kanazawa Univ., Indust. Res. Inst. of Ishikawa),  
Isamu Nagano, Member (Kanazawa Univ.), Satoshi Yagitani, Non-member (Kanazawa Univ.),  
and Toshio Ooura, Non-member (Indust. Res. Inst. of Ishikawa)

Electromagnetic shielding is popularly used to suppress electromagnetic noise generated from electronic equipments. It is important to know the shielding mechanism in designing the effective shielding. In this paper, the electromagnetic field in the vicinity of a horizontal multilayered medium with either a magnetic or an electric dipole source was calculated theoretically by a Sommerfeld integral, in which a spherical wave radiated from the dipole source is expanded into a large number of cylindrical waves. The integration formulas are derived and they are numerically calculated for investigation of shielding effectiveness and Poynting flux. We calculate electromagnetic shielding effectiveness to confirm the applicability of this analysis. Calculation results are in good agreement with measurement results. To clarify the shielding mechanism, Poynting flux from either a magnetic or an electric dipole source in the vicinity of shielding materials and inside the shielding materials is demonstrated. The electromagnetic wave with the shield is attracted by the shielding material, and shielding effectiveness depends on energy flow along the shielding material.

キーワード: 多層媒質, ダイポール, Sommerfeld 積分, 電磁シールド, 電力流

### 1. まえがき

電子情報通信技術の発達により, 不要電磁波が原因となる電子機器の誤動作が問題となっており, 機器は不要電磁波を放射し難く受け難い, すなわち, 電磁両立性 (EMC) をもたせた製品開発が求められている。そこで, 管体に高導電材を選定することにより電磁波シールドを講じることが一つの対策手段として行われている。したがって, 有効な EMC 対策を行うにはそのシールド特性をよく把握しておくことが重要である。ここでは, 材料の誘電率, 透磁率, 導電率等の電気定数を用いて理論解析的にシールドのメカニズムを把握することとした。

シールド効果を理論的に考察する場合, 一般にシュルクノフの式がよく用いられる<sup>(1)</sup>。これは, 伝送線路理論を用いた無限平板に対する平面波のシールド効果を簡単な式により厳密に与えている。ただし, 波源が存在するような近傍電磁界を取り扱う場合には厳密とはならない。そこで, この式に補正を加えることにより, ダイポール波源を考慮した場合のシールド効果が求められている<sup>(2)</sup>。また, ダイ

ポール波源と観測点が任意の位置にある場合のシールド効果が伝送線路理論を用いて, 電磁界の積分表示により厳密に求められている<sup>(3)</sup>。以上は単層平板に対する解析であるが, より効果的なシールド性能の向上を追求した場合, 材料内部で多重反射損を多くとることができるシールド材の多層化が考えられる。このような多層媒質の解析として, 平面波が媒質に TM 入射した場合の厳密解が与えられている<sup>(4)</sup>。また, 媒質に対して垂直方向に同一軸上のダイポール波源を有するシールド効果が平面波の積分表示によって求められている<sup>(5)</sup>。

シールドのメカニズムをより明確にするためには, シールド材によって電磁界がどのように変化したか, すなわち電力流の入出力を求めることが重要であると考えられる。しかしながら, これまでに波源近傍に設置された多層シールド材の周辺, または内部空間電磁界を解析し, シールド効果と関連付けた報告はされていない。この電磁界を解析するためには, 近年 FDTD 法がよく利用されているが,  $\mu\text{m}$  オーダの薄板シールドを取り扱う場合は, シールド材内部のメッシュサイズと空間メッシュサイズとの差が大き

すぎるため適用が困難である。そこで、本論文では多層シールド材に対してダイポール波源を垂直、または水平に設置した場合の電磁界を円筒波の積分表示式を用いて理論的に求めた。そして、実験結果と比較することにより本解析手法の妥当性を検証した。次に、材料間に空隙を設定した場合のシールド効果を求め、空隙の大きさとシールド効果との関係を示した。また、多層媒質近傍、あるいは内部における電力流の時間平均値をベクトル表示し、シールドのメカニズムを検討した。

## 2. 解析モデルと座標系

無限平板を仮定した多層媒質モデルの座標系を図1に示す。座標原点より  $z=h_0$  の位置に磁気、あるいは電気ダイポール波源を設定する。ダイポール軸は媒質に対して、垂直 ( $z$  方向)、または水平 ( $x$  方向) を想定し、媒質は各層ごとに均質であると仮定する。

## 3. ダイポール波源近傍における電磁界解析

### 〈3-1〉 垂直磁気ダイポール

(1) 境界条件 磁気ダイポール波源のヘルツベクトル  $\Pi_m$  を用いて、電磁界は式(1)、(2)より求めることができる<sup>(6)</sup>。

$$\mathbf{E} = -j\omega\mu\nabla \times \Pi_m \quad (1)$$

$$\mathbf{H} = \nabla\nabla \cdot \Pi_m + k^2\Pi_m \quad (2)$$

ここで、 $\mathbf{E}$  は電界、 $\mathbf{H}$  は磁界、 $\omega$  は角周波数、 $\mu$  は透磁率、 $k$  は波数である。

$xy$  平面上に設置された媒質  $i$  層と媒質  $i+1$  層との間における境界条件式は、式(1)、(2)を電磁界の接線成分の連続性に適用することにより式(3)、(4)となる。

$$\mu_i \Pi_{mzi} = \mu_{i+1} \Pi_{mzi+1} \quad (3)$$

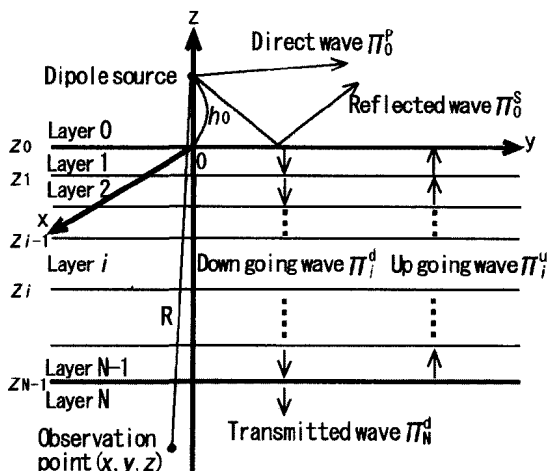


図1 多層媒質モデルの座標系

Fig.1 Coordinates for multilayered media model.

$$\frac{\partial \Pi_{mzi}}{\partial z} = \frac{\partial \Pi_{mzi+1}}{\partial z} \quad (4)$$

ここで、 $\Pi_{mzi}$  は  $i$  層におけるヘルツベクトルの  $z$  成分である。

(2) 各層における境界条件の適用 垂直磁気ダイポール波源の  $\Pi_m$  は時間依存性を消去すると以下の式(5)で表される。

$$\Pi_m = \frac{nSI}{4\pi R} e^{-jkr} \mathbf{i}_z \quad (5)$$

ここで、 $n$  はループ巻き数、 $S$  はループ面積、 $I$  は電流、 $R$  は波源からの距離である。

球面波を円筒波の合成により表現する Sommerfeld 積分表示を用いると、式(5)は  $i$  層において上昇波を表す式(6)、下降波を表す式(7)となる<sup>(6)(7)</sup>。また、これらを加え合わせた式(8)が  $i$  層のヘルツベクトルとなる。

$$\Pi_{mzi}^u = \frac{nSI}{4\pi} \int_0^\infty F_{mzi}^u(\lambda) J_0(\lambda r) e^{-\nu_i(z-z_{i-1})} \lambda d\lambda \quad (6)$$

$$\Pi_{mzi}^d = \frac{nSI}{4\pi} \int_0^\infty F_{mzi}^d(\lambda) J_0(\lambda r) e^{\nu_i(z-z_{i-1})} \lambda d\lambda \quad (7)$$

ここで、 $\nu_i = \sqrt{\lambda^2 - k_i^2}$  である。

$$\Pi_{mzi} = \Pi_{mzi}^u + \Pi_{mzi}^d \quad (8)$$

ここで、 $\Pi_{mzi}$  の上付き添字  $u$  は上昇波、 $d$  は下降波、 $F_m$  は未知数で  $\lambda$  の関数であり、添字は  $\Pi_m$  と同様である。また、 $J_0$  は第0次第1種ベッセル関数、 $r$  は円筒座標の半径方向距離、 $\lambda$  は積分定数、 $z_{i-1}$  は  $i$  層までの  $z$  方向の距離である。

次に、 $z=z_i$  において式(8)の  $\Pi_{mzi}$  と  $i+1$  層における  $\Pi_{mzi+1}$  を境界条件式(3)、(4)に代入すると、未知数  $F_{mzi}(\lambda)$  は式(9)に示す行列によって表現できる。ここで、未知数  $F_{mzi}(\lambda)$  の変数  $\lambda$  は省略する。

$$\begin{bmatrix} F_{mzi}^u \\ F_{mzi}^d \end{bmatrix} = \frac{1}{2\mu_i \nu_i} \begin{bmatrix} (\mu_{i+1} \nu_i + \mu_i \nu_{i+1}) e^{\nu_i h_i} \\ (\mu_{i+1} \nu_i - \mu_i \nu_{i+1}) e^{-\nu_i h_i} \\ (\mu_{i+1} \nu_i - \mu_i \nu_{i+1}) e^{\nu_i h_i} \\ (\mu_{i+1} \nu_i + \mu_i \nu_{i+1}) e^{-\nu_i h_i} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_{mzi+1}^u \\ F_{mzi+1}^d \end{bmatrix} \quad (9)$$

ここで、 $h_i = z_i - z_{i-1}$  である。

$$= \begin{bmatrix} c_{i11} & c_{i12} \\ c_{i21} & c_{i22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_{mzi+1}^u \\ F_{mzi+1}^d \end{bmatrix} \quad (10)$$

式(10)の未知数行列は、 $c_{i11}$ 、 $c_{i12}$ 、 $c_{i21}$ 、 $c_{i22}$  を含む  $2 \times 2$  の既知数行列を係数とした漸化式であり、これらを0層から  $N$  層まで展開すると最終的に式(11)となり、0層の未知数は係数行列の積と  $N$  層の未知数によって表される(付録)。

$$\begin{bmatrix} F_{mz0}^S \\ e^{-\nu_0 h_0} \end{bmatrix} = \prod_{i=0}^{N-1} \begin{bmatrix} c_{i11} & c_{i12} \\ c_{i21} & c_{i22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ F_{mzN}^d \end{bmatrix} \quad (11)$$

$$= \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{21} & C_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ F_{mzN}^d \end{bmatrix} \quad (12)$$

ここで、左辺の未知数の上付き添字  $S$  は0層における反射波成分を表し、 $C_{11}$ 、 $C_{12}$ 、 $C_{21}$ 、 $C_{22}$  は既知数行

列を乗算した結果である。

式(12)を展開することにより、未知数は式(13)によって求めることができる。

$$\begin{bmatrix} F_{mz0}^S \\ F_{mzN}^d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -1 & C_{12} \\ 0 & C_{22} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} 0 \\ e^{-\nu_0 b_0} \end{bmatrix} \quad (13)$$

得られた未知数を Sommerfeld 積分表示式の合成である付録式(A・3), (A・13)に代入することにより0層(波源), またはN層(観測点)における  $\Pi_m$  が求められる。求められた未知数を漸化式への代入を繰り返すことにより, その他の未知数が逐次計算でき各層の  $\Pi_m$  が得られる。次に, この  $\Pi_m$  を式(1), (2)に代入することにより各層の電磁界が求められる。

### <3・2> 水平磁気ダイポール

(1) 境界条件 水平磁気ダイポール波源の  $\Pi_m$  はx成分に加え, 層の不均質性を反映させるためz成分も必要となる<sup>(6)</sup>。そこで, xy平面上に設置された媒質  $i$ 層と媒質  $i+1$ 層との間における境界条件は, 電磁界の接線成分の連続性より以下となる。

$$\mu_i \Pi_{mzi} = \mu_{i+1} \Pi_{mzi+1} \quad (14)$$

$$\mu_i \frac{\partial \Pi_{mxi}}{\partial z} = \mu_{i+1} \frac{\partial \Pi_{mxi+1}}{\partial z} \quad (15)$$

$$\frac{\partial \Pi_{mxi}}{\partial x} + \frac{\partial \Pi_{mzi}}{\partial z} = \frac{\partial \Pi_{mxi+1}}{\partial x} + \frac{\partial \Pi_{mzi+1}}{\partial z} \quad (16)$$

$$k_i^2 \Pi_{mxi} = k_{i+1}^2 \Pi_{mxi+1} \quad (17)$$

(2) 各層における境界条件の適用  $i$ 層におけるダイポール軸方向(x軸方向)の  $\Pi_m$  を Sommerfeld 積分表示式を用いると式(18), (19)となり, z成分の積分表示式は境界条件式(16)より類推して式(20), (21)と仮定する<sup>(9)</sup>。

$$\Pi_{mxi}^u = \frac{nSl}{4\pi} \int_0^\infty F_{mxi}^u(\lambda) J_0(\lambda r) e^{-\nu_i(z-z_{i-1})} \lambda d\lambda \quad (18)$$

$$\Pi_{mxi}^d = \frac{nSl}{4\pi} \int_0^\infty F_{mxi}^d(\lambda) J_0(\lambda r) e^{\nu_i(z-z_{i-1})} \lambda d\lambda \quad (19)$$

$$\Pi_{mzi}^u = \frac{nSl}{4\pi} \int_0^\infty \frac{\partial}{\partial x} F_{mzi}^u(\lambda) J_0(\lambda r) e^{-\nu_i(z-z_{i-1})} \lambda d\lambda \quad (20)$$

$$\Pi_{mzi}^d = \frac{nSl}{4\pi} \int_0^\infty \frac{\partial}{\partial x} F_{mzi}^d(\lambda) J_0(\lambda r) e^{\nu_i(z-z_{i-1})} \lambda d\lambda \quad (21)$$

垂直ダイポールの場合と同様に  $i$ 層と  $i+1$ 層の  $\Pi_m$  を  $z, z_i$  において境界条件式(14)~(17)に代入すると, 未知数  $F_{mxi}$ ,  $F_{mzi}$  は  $4 \times 4$ の係数行列と  $F_{mxi+1}$ ,  $F_{mzi+1}$  の行列による漸化式(22), (23)によって表現できる。これを0層からN層まで繰り返し展開することにより最終的に式(24)となり, 書き改めると式(25)となる。

$$\begin{bmatrix} F_{mxi}^u \\ F_{mxi}^d \\ F_{mzi}^u \\ F_{mzi}^d \end{bmatrix} = \frac{1}{2k_i^2 \mu_i \nu_i} \begin{bmatrix} (k_{i+1}^2 \mu_i \nu_i & (k_{i+1}^2 \mu_i \nu_i \\ + k_i^2 \mu_{i+1} \nu_{i+1}) e^{\nu_i h_i} & -k_i^2 \mu_{i+1} \nu_{i+1}) e^{\nu_i h_i} \\ (k_{i+1}^2 \mu_i \nu_i & (k_{i+1}^2 \mu_i \nu_i \\ -k_i^2 \mu_{i+1} \nu_{i+1}) e^{-\nu_i h_i} & + k_i^2 \mu_{i+1} \nu_{i+1}) e^{-\nu_i h_i} \\ (k_{i+1}^2 - k_i^2) \mu_i e^{\nu_i h_i} & (k_{i+1}^2 - k_i^2) \mu_i e^{\nu_i h_i} \\ (k_i^2 - k_{i+1}^2) \mu_i e^{-\nu_i h_i} & (k_i^2 - k_{i+1}^2) \mu_i e^{-\nu_i h_i} \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ k_i^2 (\mu_{i+1} \nu_i & k_i^2 (\mu_{i+1} \nu_i \\ + \mu_i \nu_{i+1}) e^{\nu_i h_i} & -\mu_i \nu_{i+1}) e^{\nu_i h_i} \\ k_i^2 (\mu_{i+1} \nu_i & k_i^2 (\mu_{i+1} \nu_i \\ - \mu_i \nu_{i+1}) e^{-\nu_i h_i} & + \mu_i \nu_{i+1}) e^{-\nu_i h_i} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_{mxi+1}^u \\ F_{mxi+1}^d \\ F_{mzi+1}^u \\ F_{mzi+1}^d \end{bmatrix} \quad (22)$$

$$= \begin{bmatrix} C_{i11} & C_{i12} & C_{i13} & C_{i14} \\ C_{i21} & C_{i22} & C_{i23} & C_{i24} \\ C_{i31} & C_{i32} & C_{i33} & C_{i34} \\ C_{i41} & C_{i42} & C_{i43} & C_{i44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_{mxi+1}^u \\ F_{mxi+1}^d \\ F_{mzi+1}^u \\ F_{mzi+1}^d \end{bmatrix} \quad (23)$$

$$\begin{bmatrix} F_{mz0}^S \\ e^{-\nu_0 b_0} \\ F_{mzN}^d \\ 0 \end{bmatrix} = \prod_{i=0}^{N-1} \begin{bmatrix} C_{i11} & C_{i12} & C_{i13} & C_{i14} \\ C_{i21} & C_{i22} & C_{i23} & C_{i24} \\ C_{i31} & C_{i32} & C_{i33} & C_{i34} \\ C_{i41} & C_{i42} & C_{i43} & C_{i44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ F_{mzN}^d \\ 0 \\ F_{mzN}^d \end{bmatrix} \quad (24)$$

$$= \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & C_{24} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & C_{34} \\ C_{41} & C_{42} & C_{43} & C_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ F_{mzN}^d \\ 0 \\ F_{mzN}^d \end{bmatrix} \quad (25)$$

式(25)を変形することにより, 未知数は式(26)で求められ電磁界が計算できる。

$$\begin{bmatrix} F_{mz0}^S \\ F_{mz0}^S \\ F_{mzN}^d \\ F_{mzN}^d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -1 & 0 & C_{12} & C_{14} \\ 0 & 0 & C_{22} & C_{24} \\ 0 & -1 & C_{32} & C_{34} \\ 0 & 0 & C_{42} & C_{44} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} 0 \\ e^{-\nu_0 b_0} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (26)$$

<3・3> 電気ダイポール 垂直電気ダイポール波源のヘルツベクトル  $\Pi$  は, 垂直磁気ダイポール波源の場合と比較して定数係数が異なるだけで, Sommerfeld 積分表示によって式(27)のように表現できる。

$$\Pi = \frac{I \ell}{j4\pi\omega\epsilon} \frac{e^{-\mu R}}{R} \mathbf{i}_z \quad (27)$$

ここで,  $\ell$  はダイポール長,  $\epsilon$  は誘電率である。これを前述の磁気ダイポール波源の場合と同様に境界条件を求め, 逐次計算を進めていくことにより, 多層媒質モデルに適用でき, 各層における  $\Pi$  を求めることができる<sup>(9)</sup>。また, 水平電気ダイポールの場合も水平磁気ダイポールの場合と同様にして  $\Pi$  が求められ, 各層の電磁界は式(28), (29)より求められる。

$$\mathbf{E} = \nabla \nabla \cdot \Pi + k^2 \Pi \quad (28)$$

$$\mathbf{H} = j\omega\epsilon \nabla \times \Pi \quad (29)$$

<3・4> シールド効果の計算 シールド効果  $SE$  の実測は, 磁界シールドの場合, 磁気ダイポール波源より得られた  $\mathbf{H}$  より式(30)で求め, 電界シールドの場合は電気ダイポール波源より得られた  $\mathbf{E}$  より同式で求める。したがって, 計算の場合も実測と同様に波源別に式(30)より  $SE$  を求

める。

$$SE = 20\text{Log}_{10} \frac{|H_0|}{|H_s|} \text{ or } 20\text{Log}_{10} \frac{|E_0|}{|E_s|} \quad (30)$$

ここで、下付き添字0は1層からN-1層の媒質にシールド材を想定しない場合の観測点での電磁界、Sはシールド材を想定したときの電磁界である。

<3.5> 電力流の計算 求めた  $E$ ,  $H$  から式(31)を用いて、電力流の時間平均値  $P$  を求める。

$$P = \frac{1}{2} \text{Re}(E \times H^*) \quad (31)$$

ここで、 $H^*$  は  $H$  の共役複素数である。

#### 4. 数値計算

<4.1> 数値計算手法 半無限積分である Sommerfeld 積分の数値計算には、コンボリューション法<sup>(10)</sup>や、FFT法<sup>(11)</sup>が報告されているが、ここでは、計算アルゴリズムが容易である台形則により数値積分を行った。被積分項は数値加算を進めていくと一定値に収束していくため、加算していく割合が  $10^9$  以下となった時点で計算を終了した。また、式(1), (2), (28), (29)による電磁界は中心差分法による数値微分により求めた。

<4.2> 変数変換 波源が存在する0層における直接波成分の  $\Pi_m$  は、付録式(A.1)で表され、 $\lambda$  を図2(a)の積分路Wで数値計算を進めていくと、 $\lambda = k_0$ において被積分項が発散し特異点が存在する。そこで、以下の変数変換

$$v_0 = \alpha + j\beta$$

を行うことにより、図2(b)に示すような積分路となり特異点を取り除くことができる<sup>(8)</sup>。これを具体的に式で表すと以下となる。

$$\begin{aligned} \Pi_m &= \int_w \frac{1}{v_0} J_0(\lambda r) e^{-v_0 |z-h_0|} \lambda d\lambda \\ &= \int_{ABC} J_0(\sqrt{v_0^2 + k_0^2} r) e^{-v_0 |z-h_0|} dv_0 \end{aligned}$$

次に図2(b)において積分定数  $v$  を用いて、

$$\begin{cases} A \rightarrow B: v_0 = j(1-\gamma)k_0 & (0 \leq \gamma \leq 1) \\ B \rightarrow C: v_0 = k_0\gamma & (0 \leq \gamma \leq \infty) \end{cases}$$

と変数変換を行うと、 $\Pi_m$  は以下のように変形でき、

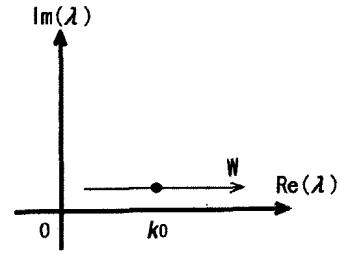
$$\begin{aligned} \Pi_m &= -jk_0 \int_0^1 J_0(k_0 \sqrt{2\gamma - \gamma^2} r) e^{-j(1-\gamma)k_0 |z-h_0|} d\gamma \\ &\quad + k_0 \int_0^\infty J_0(k_0 \sqrt{1+\gamma^2} r) e^{-k_0 \gamma |z-h_0|} d\gamma \end{aligned}$$

積分路は  $v_0$  平面上的虚軸、実軸となり特異点を解消することができる。

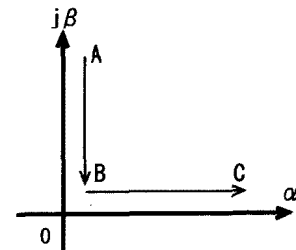
#### 5. 解析結果

解析は図3に示すような内部に空隙  $ds$  を伴う2重シールド材を想定して行い、実験結果との比較を行うため単層板 ( $ds=0\text{mm}$ ) についても解析した。

解析にあたり、波源と観測点との距離  $d=25\text{mm}$ 、波源の位置  $h_0=10\text{mm}$ 、板厚  $t=0.1\text{mm}$  の材料とした。また、材料は電子



(a) Integration path on  $\lambda$ -plane



(b) Integration path on  $v_0$ -plane

図2 座標変換

Fig.2 Transformation of coordinates.

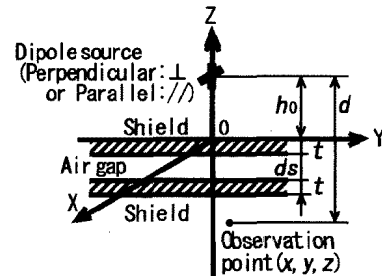


図3 解析モデル

Fig.3 Analysis model.

表1 材料定数

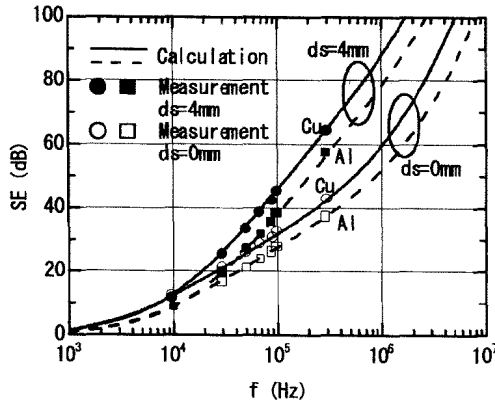
Table 1 Material parameters.

	$\epsilon_r$	$\mu_r$	$\sigma$ (S/m)
Cu	1	1	$5.81 \times 10^7$
Al	1	1	$3.64 \times 10^7$

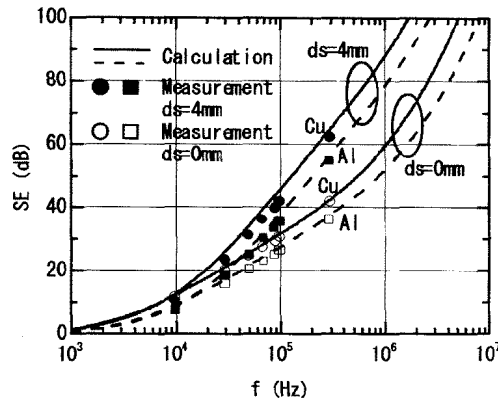
機器によく用いられている銅Cu、アルミニウムAlを想定し、表1の材料定数(比誘電率  $\epsilon_r$ 、比透磁率  $\mu_r$ 、導電率  $\sigma$ )を用いた。

<5.1> 実験結果との比較 実験は㈱アドバンテスト社製のシールド効果評価器(型式:TR17301)を用いた。試料寸法は  $200\text{mm} \times 200\text{mm}$  である。測定器のダイナミックレンジの都合上、磁気ダイポール波源に関して  $10\text{kHz} \sim 300\text{kHz}$  の周波数帯で測定を行った。

シールド材に対して磁気ダイポール軸が垂直( $\perp$ )の場合、水平( $\parallel$ )の場合、あるいは材料間に空隙を設置した場合の解析結果と実験結果とのSEの比較を図4に示す。実線



(a) Dipole ⊥ Shield



(b) Dipole // Shield

図4 磁気シールド効果の計算結果と実験結果

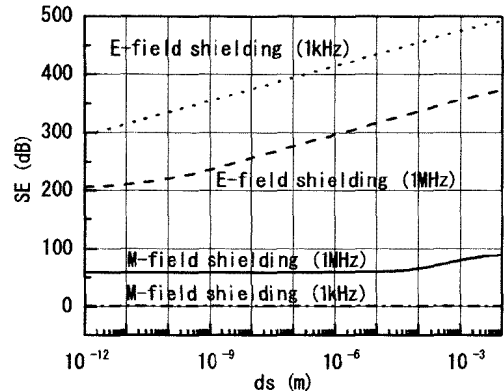
Fig.4 Calculation and experimental results of magnetic shielding effectiveness.

と破線はそれぞれCu, Al材に対する計算結果を示す。これより、解析結果は実験結果とよく一致しており、本解析手法が適切であることが検証できた。

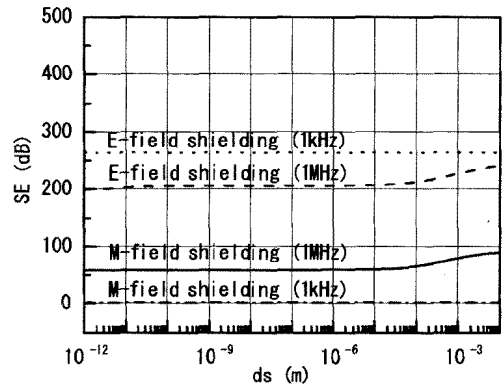
また、垂直磁気ダイポール波源と水平磁気ダイポール波源とのシールド効果はほぼ一致しており、SEは波源の向きによって変わらないことが確認できた。

**〈5・2〉 空隙の影響** シールド材をCu板とし観測点をz軸上におき、空隙 $ds$ を変更した場合のSEへの影響を解析した。図5の結果より、空隙を大きくしていくことによりSEが向上し、周波数が高いほど空隙の影響がやすいという傾向を示した。また、磁気ダイポールの場合は垂直設置、水平設置の違いでSEに変化はほとんど見られないが、電気ダイポール波源の場合は空隙の設定により垂直設置の場合にSEが急激に高くなることが確認できた。この理由については、電力流の概念を用いて次節で考察する。

**〈5・3〉 シールド材近傍における電力流** シールドのメカニズムを明らかにするために、ダイポール波源から放射された電力流の時間平均値(平均ポインティングベクトル)が、シールド材の設置により、どのように変化するかを求めた。ここでは、特に空隙の影響が顕著であった垂直ダイ



(a) Dipole ⊥ Shield



(b) Dipole // Shield

図5 空隙の変更によるシールド効果への影響

Fig.5 Air gap effects on shielding effectiveness.

ポール波源の場合について解析を行った。解析にあたりシールド材としてCu板( $t=0.1\text{mm}$ )を仮定し、各種パラメータを $f=1\text{MHz}$ ,  $I=1\text{A}$ ,  $n=1$ ,  $S=100\text{mm}^2$ (磁気ダイポール), 及び $l=10\text{mm}$ (電気ダイポール)として計算を行った。

図6, 7に磁気ダイポール波源から放射された電力流を示す。シールド材がない場合はダイポール波源から放射された電力流は放射状に広がることは知られているが、シールド材がある場合は、シールド材に電磁波が引き寄せられ、そしてx方向に流れ電力を消費することによって、電磁波が遮蔽されている様子が見られた。次にシールド材に $ds=4\text{mm}$ の空隙を設けた場合は空隙内で電力流がわずかではあるがx方向に向きを変えている。したがって、磁気ダイポールと同一軸(z軸)上にある観測点でシールド効果を評価する場合は、その点での電力流が弱められるため、SEが向上することが推察できた。

次に、図8, 9に電気ダイポール波源の場合の電力流を示す。これらの図より磁気ダイポール波源の場合と比較して、シールド材近傍においてx方向へ多くの電力が流れていることがわかった。すなわち、シールド材に電磁波が流れ込む磁界シールドより、透過波が少なくなりSEが高くなるということが類推できた。また、図9より空隙部分ではほとんど

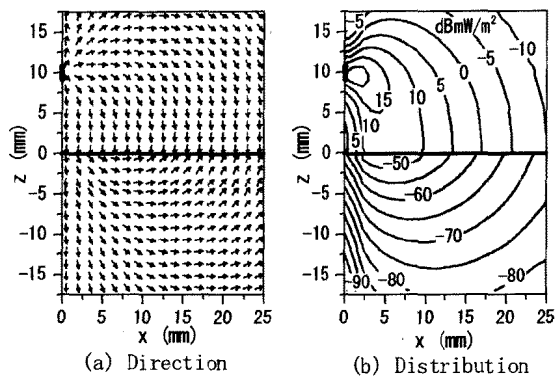


図6 磁気ダイポール波源からの電力流 ( $ds=0\text{mm}$ )  
Fig.6 Poynting flux radiated from a magnetic dipole source. ( $ds=0\text{mm}$ )

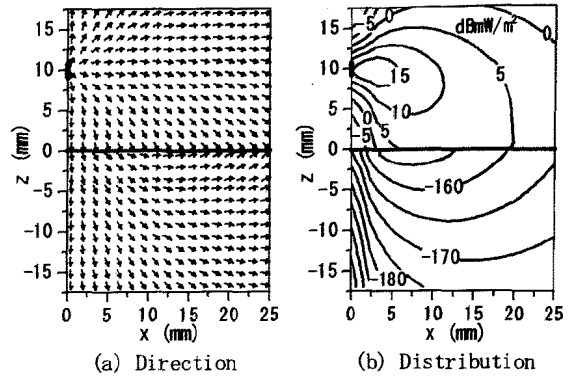


図8 電気ダイポール波源からの電力流 ( $ds=0\text{mm}$ )  
Fig.8 Poynting flux radiated from an electric dipole source. ( $ds=0\text{mm}$ )

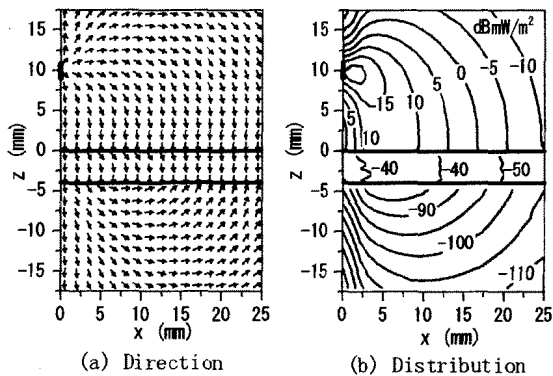


図7 磁気ダイポール波源からの電力流 ( $ds=4\text{mm}$ )  
Fig.7 Poynting flux radiated from a magnetic dipole source. ( $ds=4\text{mm}$ )

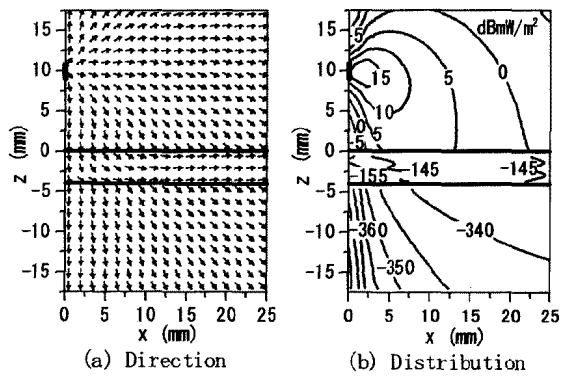


図9 電気ダイポール波源からの電力流 ( $ds=4\text{mm}$ )  
Fig.9 Poynting flux radiated from an electric dipole source. ( $ds=4\text{mm}$ )

どの電磁波成分はx方向へ流れるため、単層板よりシールド性能が向上することが確認できた。同図(b)より、単層シールドの場合と比較してシールド材下部において、波源からの電力が極端に小さくなるが見られた。したがって、垂直電気ダイポール波源では、空隙がSEに非常に大きく関与することがわかった。

周波数を変更した場合も磁気、電気ダイポールともに波源から放射された電磁波は、前述と同様な形態でシールド材に流れ込み、これに沿って電力流が移動の様子が確認できた。しかし、周波数の違いによってシールド板で消費される電力流の大きさも異なるため、図4のようにSEは周波数依存性を示した。

## 6. むすび

球面波を円筒波の積分表示式で表現する Sommerfeld 積分を用いて、磁気、あるいは電気ダイポール波源を伴う多層媒質近傍の電磁界を理論解析的に式を導出し、計算によって求めることを試みた。検証のため、金属板を想定し、

単層、及び多層媒質の近傍界シールド効果を解析した結果、実験結果とよく一致しており本解析手法の妥当性を確認した。次に、シールド材を多層構造とした場合の空隙の影響を調べたところ、材料間の空隙を大きくすることによりシールド効果が向上することを確かめた。また、シールド材近傍、あるいは内部における電力流の時間平均値を求めることによりシールドのメカニズムを検討した。その結果、ダイポール波源から放射された電磁波はシールド材に流れ込み、これに沿って平均電力流が移動することによりシールド効果が得られることを示した。

本計算手法はシールド効果や媒質内部の電磁界を計算できるほか、地中、あるいは海中等の電気定数が層状に分布している場の解析も可能である。すなわち、埋設物、鉱脈、あるいは油田等の電磁波による探査解析に応用ができるものと考えられる。

今後に残された課題としては、異方性媒質を取り扱う問題や、多点波源を有するシールド材の近傍や内部電磁界を明らかにすることである。

## 謝 辞

本研究は、科学技術庁の平成11年度科学技術振興調整費による地域先導研究「地域産業の発展に寄与する電磁波技術に関する研究（シールド効果測定法の開発と評価）」の一環として行われた。

(平成12年6月29日受付, 平成12年10月12日再受付)

## 文 献

- (1) 清水康敬・杉浦行: "電磁妨害波の基本と対策", (社)電子情報通信学会, 56~77 (1995-9)
- (2) 長尾泰司, 西方敦博, 清水康敬: "シールド効果式の誤差と補正", 信学論 (B-II), J77-B-II, No. 12, 804~812 (1994-12)
- (3) A. Nishikata and A. Sugiura: "Analysis for Electromagnetic Leakage through a Plane Shield with an Arbitrarily-Oriented Dipole Source", IEEE Trans. Electromagn. Compat., vol. 34, No1, 284~291 (1992-12)
- (4) 山口尚, 雨宮好文, 林孝広: "多層媒質による平面波の電磁シールド効果", 信学技報, EMCJ93-77, 7~14 (1994-1)
- (5) R. Yang and R. Mittra: "Coupling Between Two Arbitrarily Oriented Dipoles Through Multilayered Shields", IEEE Trans. Electromagn. Compat., vol. EMC-27, No3, 131~136 (1985-8)
- (6) 長野勇: "不均質媒質中の電磁波伝搬", 朋友印刷, 12~42 (1997-1)
- (7) J. A. Stratton: "Electromagnetic Theory", McGraw-Hill, New York, 573~577 (1941-1)
- (8) 安斎弘樹, 山崎隆, 内藤善之, 水本哲弥: "ゴムフェライト装荷フェライト系電波吸収体を用いた電波半無響室のゾンマーフェルト積分式による解析の検討", 信学技報, EMCJ94-60, 71~78 (1994-11)
- (9) 吉村慶之, 長野勇, 横本広章, 大浦利夫, 八木谷聡: "電気ダイポールの任意位置における多層媒質のシールド効果", 信学技報, EMCJ99-127, 105~112 (2000-1)
- (10) A. Orr, D. L. Jones, S. Lovell, and G. Garnett: "Calculation of Fields from a Horizontal Electric Dipole Source in Sea Water Using Linear Digital Convolution", 2nd report of work undertaken under DERA Research Agreement SSDW3/0002, 1~53 (1998-3)
- (11) A. Orr, D. L. Jones, and G. Garnett: "Numerical Evaluation of Electromagnetic Fields from a Submerged Dipole Source Using the Fast Fourier Transform", 3rd report of work undertaken under DERA Research Agreement SSDW3/0002, 1~35 (1999-3)

## 付 録

0層においてヘルツベクトル  $I_{\mathbf{m}}$  は式(A・1), (A・2)で表される。また1層においては, 式(A・4), (A・5)となり, 合成した式(A・3), (A・6)を境界条件式(3), (4)に代入することにより式(A・7)に示す関係が求まる。

$$\Pi_{mz0}^p = \frac{nSI}{4\pi} \int_0^\infty \frac{1}{v_0} J_0(\lambda r) e^{-v_0 |z-h_0|} \lambda d\lambda \quad (\text{A} \cdot 1)$$

$$\Pi_{mz0}^s = \frac{nSI}{4\pi} \int_0^\infty F_{mz0}^s(\lambda) J_0(\lambda r) e^{-v_0 z} \lambda d\lambda \quad (\text{A} \cdot 2)$$

$$\Pi_{mz0} = \Pi_{mz0}^p + \Pi_{mz0}^s \quad (\text{A} \cdot 3)$$

$$\Pi_{mz1}^u = \frac{nSI}{4\pi} \int_0^\infty F_{mz1}^u(\lambda) J_0(\lambda r) e^{-v_1 z} \lambda d\lambda \quad (\text{A} \cdot 4)$$

$$\Pi_{mz1}^d = \frac{nSI}{4\pi} \int_0^\infty F_{mz1}^d(\lambda) J_0(\lambda r) e^{v_1 z} \lambda d\lambda \quad (\text{A} \cdot 5)$$

$$\Pi_{mz1} = \Pi_{mz1}^u + \Pi_{mz1}^d \quad (\text{A} \cdot 6)$$

$$\begin{bmatrix} F_{mz0}^s \\ e^{-v_0 h_0} \end{bmatrix} = \frac{1}{2\mu_0 v_0} \begin{bmatrix} \mu_1 v_0 + \mu_0 v_1 \\ (\mu_1 v_0 - \mu_0 v_1) v_0 \\ \mu_1 v_0 - \mu_0 v_1 \\ (\mu_1 v_0 + \mu_0 v_1) v_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_{mz1}^u \\ F_{mz1}^d \end{bmatrix} \quad (\text{A} \cdot 7)$$

$$= \begin{bmatrix} c_{011} & c_{012} \\ c_{021} & c_{022} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_{mz1}^u \\ F_{mz1}^d \end{bmatrix} \quad (\text{A} \cdot 8)$$

ここで, 上付き添字Pは直接波, Sは反射波を表す。

次に, N-1層とN層における  $I_{\mathbf{m}}$  は式(A・9), (A・10), (A・12)で表される。これらを合成した式(A・11), (A・13)を境界条件式(3), (4)に代入することにより, 未知数  $F_{mz}$  は(A・14)の関係が得られる。

$$\Pi_{mzN-1}^u = \frac{nSI}{4\pi} \int_0^\infty F_{mzN-1}^u(\lambda) J_0(\lambda r) e^{-v_{N-1}(z-z_{N-1})} \lambda d\lambda \quad (\text{A} \cdot 9)$$

$$\Pi_{mzN-1}^d = \frac{nSI}{4\pi} \int_0^\infty F_{mzN-1}^d(\lambda) J_0(\lambda r) e^{v_{N-1}(z-z_{N-1})} \lambda d\lambda \quad (\text{A} \cdot 10)$$

$$\Pi_{mzN-1} = \Pi_{mzN-1}^u + \Pi_{mzN-1}^d \quad (\text{A} \cdot 11)$$

$$\Pi_{mzN}^d = \frac{nSI}{4\pi} \int_0^\infty F_{mzN}^d(\lambda) J_0(\lambda r) e^{v_N(z-z_{N-1})} \lambda d\lambda \quad (\text{A} \cdot 12)$$

$$\Pi_{mzN} = \Pi_{mzN}^d \quad (\text{A} \cdot 13)$$

$$\begin{bmatrix} F_{mzN-1}^u \\ F_{mzN-1}^d \end{bmatrix} = \frac{1}{2\mu_{N-1} v_{N-1}} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ (\mu_N v_{N-1} - \mu_{N-1} v_N) e^{v_{N-1} h_{N-1}} \\ (\mu_N v_{N-1} + \mu_{N-1} v_N) e^{-v_{N-1} h_{N-1}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ F_{mzN}^d \end{bmatrix} \quad (\text{A} \cdot 14)$$

$$= \begin{bmatrix} c_{N-111} & c_{N-112} \\ c_{N-121} & c_{N-122} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ F_{mzN}^d \end{bmatrix} \quad (\text{A} \cdot 15)$$

式(A・8), 式(A・15), 及び本文式(10)は漸化式であるため, まとめると本文式(11)が得られる。

---

**吉村 慶之** (学生員) 1990年長岡技術科学大学大学院



修士課程了。同年石川県工業試験場勤務。2000年金沢大学大学院博士後期課程社会人留学。現在、環境電磁工学、特に電磁波の遮蔽と吸収に関する研究に従事。電子情報通信学会会員

**長野 勇** (正員) 1970年金沢大学大学院修士課程了。



同年同大工学部電気工学科助手。1983年～1984年米国ジェット推進研究所NRC研究員。1987年同大工学部電気・情報工学科教授。2000年同大総合情報処理センター長、情報システム工学科教授。異方性不均質媒質中の電磁界

計算法、VLF波によるD層電子密度計算法の開発、衛星搭載用プラズマ波動観測装置(EXOS-D, GEOTAIL, のぞみ)の開発に従事。工博。1987年地球電磁気・地球惑星圏学会田中館賞受賞。1998年NASA Group Achievement Award受賞。電子情報通信学会、地球電磁気・地球惑星圏学会、米国地球物理学学会各会員。

**八木谷 聡** (非会員) 1990年金沢大学大学院修士課程



了。1993年同大大学院博士課程了。同年同大工学部電気・情報工学科助手。現在同大工学部情報システム工学科助教授。科学衛星およびコンピュータシミュレーションによる磁気圏プラズマ波動解析の研究、火星探査衛星(のぞみ)

搭載用低周波波動観測装置の開発に従事。工博。電子情報通信学会、地球電磁気・地球惑星圏学会、米国地球物理学学会各会員。

**大浦 利夫** (非会員) 1960年石川県工業試験場勤務。



同所情報指導部主任研究員を経て、現在、機械電子部部長。(社)日本溶接協会石川県支部副支部長、石川県電気使用合理化委員会委員。精密測定、精密加工に関する研究に従事。