

シールド技術の基礎

Fundamentals of Shielding Technology

西方 敦博

東京工業大学 教育工学開発センター

NISHIKATA Atsuhiko

The Center for Research and Development of Educational Technology

Tokyo Institute of Technology

2-12-1-W9-109 O-okayama, Meguro-ku, Tokyo 152-8552 Japan

Abstract

The EM shielding phenomena are categorized and explained. It includes the shielding mechanism explanation for electrical and magnetic fields, for both static and time-varying cases, and the Schelkunoff's transmission theory of shielding. The Schelkunoff's equation shall be applied to near-field shielding of dipole sources. However, it is an approximate treatment involving a contradiction. Shielding based on the cut-off characteristics of waveguides is also discussed. As for the rigorous shielding model, the analytical result for the resonance suppression effect for the spherical shield by using conductive dielectrics is also discussed.

1 まえがき

われわれは、電磁気現象を利用することで、エネルギーの変換・伝送、物質の製造・加工、情報の収集・伝送・蓄積・処理などを効率的に行い、さまざまな利便性を得ている。

電磁気現象は空間を伝わるという基本的性質をもつ。たとえば、伝送線路を伝わる信号やエネルギーは、実際は、伝送線路の近傍の空間を伝わっている。電子回路についても同様である。この性質のため、電気信号を電波に変換したり、空間を介して電磁気的作用が及ぶようにすることは比較的容易である。逆に、電気信号から電磁界や電磁波を漏洩させないことは意外に難しい。

電子情報機器は年々高速化(クロック周波数が増大)しており、電波放射がより起こりやすい状況になっている。伝導雑音や放射雑音に乗って重要な情報が漏洩するという、電磁波セキュリティの問題にも関心が集まっている。また、デジタル回路の低電源電圧化により、外来の電磁妨害に対するイミュニティが低下する傾向にある中で、携帯電話や無線 LAN などの無線機器がますます増えている。さらに、UWB

や電力線搬送通信など、電波干渉の懸念材料も増えている。このような状況下で、電磁両立性 (EMC, Electromagnetic Compatibility) を確保するためには、電波吸収体やシールドによって、電磁気的な影響範囲を区切る手段が有効である。

シールドを考える上で複雑な点は、どのような界をシールドの対象とするか(電界、磁界、近接界、遠方界、直流、低周波、高周波など)によって、シールド対策の効果が全く異なったものになることである。これは、シールドのメカニズムを考察することで、ある程度理解できるはずである。本稿では、シールドの基礎的事項について整理してみる。

2 相反定理

シールドの目的は、特定の空間領域に外部からの不要な電磁波の侵入を防ぎ、またはその逆に、領域外への電磁波の漏洩を防止することにある。この2つの側面は、(特殊な媒質が存在する場合を除けば)電磁気学の相反定理によって、同時に達成される性質のものであることが示される。

相反定理は、例えば以下の式で表される。

$$\int_V (\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{J}_2 - \mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{J}_1) dV = 0 \quad (1)$$

ここで、 $\mathbf{E}_1$ は強制電流密度 $\mathbf{J}_1$ が存在するときを生じる電界、 $\mathbf{E}_2$ は強制電流密度 $\mathbf{J}_2$ が存在するときを生じる電界である。領域 V は空間全体を表す。今、シールドされた空間の外側に $\mathbf{J}_1$ があり、シールドより内側に $\mathbf{J}_2$ があるものとすれば、上式はシールドの外側にある電流がシールドの内側につくる電界と、シールドの内側にある電流がシールドの外側につくる電界との関係を表している。特に、電流密度が空間の微小体積に集中し、微小電気ダイポールで表されるならば、上式は簡単になって

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}_2) \cdot \mathbf{p}_2 = \mathbf{E}_2(\mathbf{r}_1) \cdot \mathbf{p}_1 \quad (2)$$

と書ける。この式は、シールドの外側の点 $\mathbf{r}_1$ に置かれた単位電気ダイポール $\mathbf{p}_1$ がシールドの内側の点 $\mathbf{r}_2$ につくる電界の $\mathbf{p}_2$ 方向成分と、点 $\mathbf{r}_2$ に置かれた単位電気ダイポール $\mathbf{p}_2$ が点 $\mathbf{r}_1$ につくる電界の $\mathbf{p}_1$ 方向成分とが等しいことを示している。

これより、電子機器から放出される電磁波ノイズをシールドによって抑えれば、同時に外部からの電磁波が機器内部に侵入しにくくなることが分かる。従って、シールドによるエミッション対策は同時にイミュニティ対策にもなるのである。

3 シールド効果の定義

シールドの効果を表す数値として、一般に、シールド効果 SE (Shielding Effectiveness または Shielding Efficiency) が用いられる。SE は、基本的には入射波の透過減衰量として定義される。SE の定義に基づいて、各種測定法が提案され実際に用いられている [1]。

図 1 に示すように、ある観測点において、シールドを施す前の電磁界を $(\mathbf{E}_0, \mathbf{H}_0)$ とする。次に、シールドを施して入射波の進路を遮ったときの同じ点における電磁界を $(\mathbf{E}, \mathbf{H})$ とする。このとき、 $(\mathbf{E}, \mathbf{H})$ が元の電磁界の定数倍 $(T\mathbf{E}_0, T\mathbf{H}_0)$ で表されるならば、SE は次式で与えられる。

$$SE = -20 \log_{10} |T| \quad (\text{dB}), \quad T: \text{振幅透過係数} \quad (3)$$

もしも、シールドによって、電界および磁界が場所によらず一様に減衰を受ける場合には、式 (3) の SE は観測点の位置に依らなくなる。これは、例えば、

無限平板シールドに平面波が入射する場合や、同軸管または導波管に隙間なく装荷されたシールド材試験片に特定のモードの進行波が入射する場合、あるいは、線波源から放射される円筒波が、波源を中心軸とする円筒形シールド材に入射する場合などが該当する。このとき、以下の電界、磁界、電力による SE の各定義はいずれも式 (3) の定義と等価になる：

$$SE_E = -20 \log_{10} \frac{|E|}{|E_0|} \quad (\text{dB}) \quad (4)$$

$$SE_H = -20 \log_{10} \frac{|H|}{|H_0|} \quad (\text{dB}) \quad (5)$$

$$SE_P = -10 \log_{10} \frac{P}{P_0} \quad (\text{dB}) \quad (6)$$

ただし、 P_0, P はそれぞれ、シールドを施す前と施した後における、空間内の特定の面を通過する電力である。しかし、式 (4), (5), (6) の SE が互いに等しくなるのは、上記のような特別な場合に限られ、一般にはすべて異なる値を示す。

また、式 (4), (5), (6) のうちのいずれか 1 つの SE に限定した場合においても、波源の種類、波源・シールド・観測点の位置関係、測定系や測定器具の構造などが異なれば、一般に SE の値は異なる。このように、SE は測定条件に依存する量であり、シールド材に固有のパラメータではないことに注意する必要がある。

4 ダイポール波源

任意の電磁波源は電気ダイポール (電流素片)、あるいは磁気ダイポール (磁流素片) の空間分布として表される。その構成単位である電気ダイポール、磁気ダイポールのつくる電磁界は、波源の近傍電磁界の 2 種類の典型である。電気ダイポールは電荷の偏り (電気分極) によって生じ、磁気ダイポールは電流ループによって、または原子の持つ磁気ダイポールの方向が揃うこと (磁気分極) によって生じる。いずれもベクトル量である。

時間的に $e^{j\omega t}$ で変動する電気・磁気ダイポールのつくる電磁界を考える。図 2(a), (b) はそれぞれ電気ダイポール $\mathbf{p}_e$ 、磁気ダイポール $\mathbf{p}_m$ が原点に置かれている。 $\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_m$ はベクトル量であり、その向きは $+z$ 方向とする。また、大きさは $p_e = I\ell/j\omega$, $p_m = \mu_0 IS$ で与えられる。ここで I : 電流、 ℓ : 電流素片の長さ、 S : 電流ループの面積である。

球座標で表した点 $P(r, \theta, \phi)$ の位置ベクトルを $\mathbf{r}$ として、原点に置かれた電気ダイポール $\mathbf{p}_e (= \hat{z}p_e)$

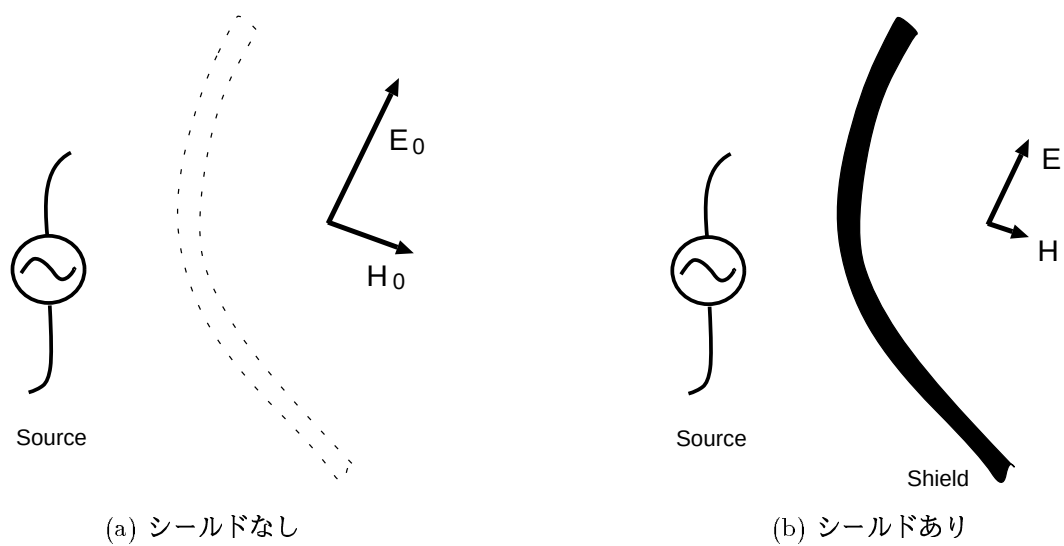


図 1: 電磁界のシールド

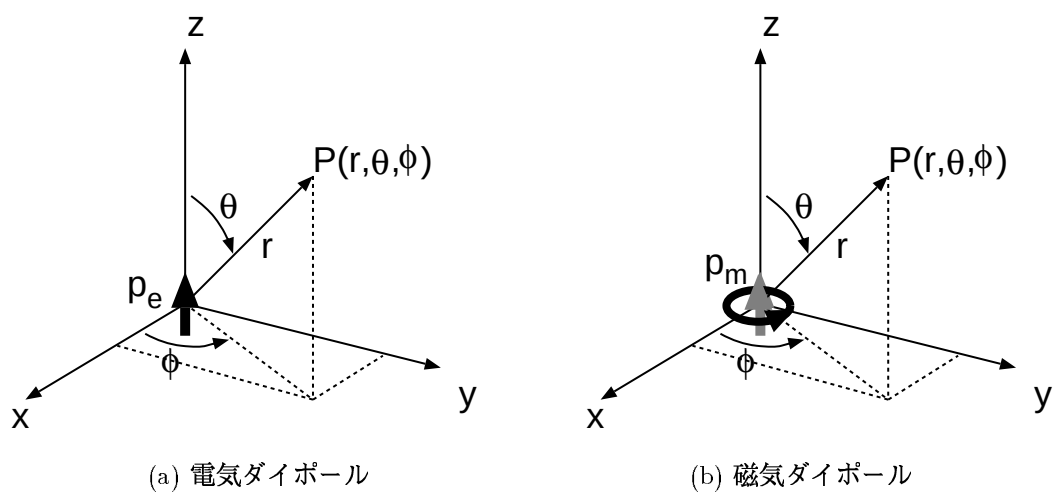


図 2: 原点に置かれた z 方向ダイポールと座標系

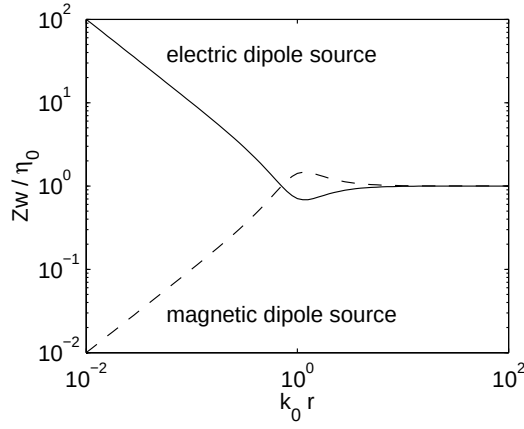


図 3: ダイポール波源の波動インピーダンスの距離特性

が点 P につくる電磁界は次式で表される。

$$E_r = \frac{k_0^3 p_e}{2\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{(k_0 r)^3} + \frac{j}{(k_0 r)^2} \right) e^{-jk_0 r \cos \theta} \quad (7)$$

$$E_\theta = \frac{k_0^3 p_e}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{(k_0 r)^3} + \frac{j}{(k_0 r)^2} - \frac{1}{k_0 r} \right) e^{-jk_0 r \sin \theta} \quad (8)$$

$$E_\phi = 0 \quad (9)$$

$$H_r = 0 \quad (10)$$

$$H_\theta = 0 \quad (11)$$

$$H_\phi = \eta_0^{-1} \frac{k_0^3 p_e}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{j}{(k_0 r)^2} - \frac{1}{k_0 r} \right) e^{-jk_0 r \sin \theta} \quad (12)$$

ただし、 $k_0 = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$: 自由空間波数、 ϵ_0, μ_0 : それぞれ真空の誘電率・透磁率、 $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$: 自由空間の固有インピーダンスである。波長に比べて近い距離すなわち $k_0 r \ll 1$ では、電界が $(k_0 r)^{-3}$ に比例し磁界に勝るため、電界が優勢となる。したがって、電気ダイポールを電界波源と呼ぶことがある。ベクトル r に垂直な面内 (= 球面) の電磁界成分の比を求めると

$$Z_w = \frac{E_\theta}{H_\phi} = \eta_0 \frac{(k_0 r)^2 - j(k_0 r) - 1}{(k_0 r)^2 - j(k_0 r)} \quad (13)$$

となり、角度によらない r のみの関数となる。これを電気ダイポールの波動インピーダンスという。その距離特性を図 3 に実線で示す。近傍すなわち $k_0 r \ll 1$ では、 $Z_w \approx 1/j\omega\epsilon_0 r$ となり、 r に反比例して波動インピーダンスが大きくなる。近傍領域の電界は準静電界としての性質を持つ。遠方すなわち $k_0 r \gg 1$ では、 $Z_w \approx \eta_0$ となり固有インピーダンスに漸近する。

以上の議論を磁気ダイポール p_m に置き換えると、電磁界は

$$H_r = \frac{k_0^3 p_m}{2\pi\mu_0} \left(\frac{1}{(k_0 r)^3} + \frac{j}{(k_0 r)^2} \right) e^{-jk_0 r \cos \theta} \quad (14)$$

$$H_\theta = \frac{k_0^3 p_m}{4\pi\mu_0} \left(\frac{1}{(k_0 r)^3} + \frac{j}{(k_0 r)^2} - \frac{1}{k_0 r} \right) e^{-jk_0 r \sin \theta} \quad (15)$$

$$H_\phi = 0 \quad (16)$$

$$E_r = 0 \quad (17)$$

$$E_\theta = 0 \quad (18)$$

$$E_\phi = \eta_0 \frac{k_0^3 p_m}{4\pi\mu_0} \left(-\frac{j}{(k_0 r)^2} + \frac{1}{k_0 r} \right) e^{-jk_0 r \sin \theta} \quad (19)$$

となる。近傍すなわち $k_0 r \ll 1$ では、磁界が $(k_0 r)^{-3}$ に比例し電界に勝る。したがって、磁気ダイポールを磁界波源と呼ぶことがある。磁気ダイポールの波動インピーダンスを求めると

$$Z_w = -\frac{E_\phi}{H_\theta} = \eta_0 \frac{(k_0 r)^2 - j(k_0 r)}{(k_0 r)^2 - j(k_0 r) - 1} \quad (20)$$

となる。その距離特性を図 3 に破線で示す。 $k_0 r \ll 1$ では、 $Z_w \approx j\omega\mu_0 r$ となり、 r に比例して波動インピーダンスが小さくなる。近傍領域の磁界は準静磁界としての性質を持つ。

一般に、波動インピーダンスには、比をとる際の電磁界成分の選び方によって様々な定義がありうる。従って、ここで述べた波動インピーダンスは一つの定義に過ぎない。

5 シールドの機構

以下に、シールドの機構による分類と、それらの定性的な説明を述べる。

5.1 電界シールド

静電界または準静電界は、金属や導電性材料で囲むことで容易にシールドされる。これは、印加電界を打ち消すような電荷分布がシールドの表面に現れるためである。

いま、図 4(a) に示すように、導体 0 の影響が 2 つの導体 1, 2 に及ばないようにシールドを施す場合を考える。この等価回路は、同図 (b) の容量結合で表される。一般に、導体 0 の電位変動は導体間の相互容量を通して導体 1, 2 の電位に変動を与える。

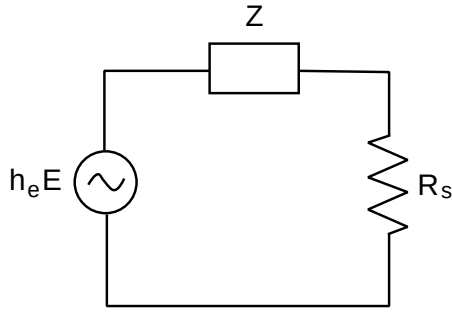


図 5: 高周波電界シールドの等価回路による説明

いま、シールド導体 s で徐々に導体 1, 2 を囲いして行くと、 C_{1s} , C_{2s} , C_s および C_{0s} が増加する一方で、 C_{10} , C_{20} , C_1 , C_2 は 0 に近づく。従って、シールドで完全に包囲したときの極限は

$$V_1 = V_2 = \frac{C_{0s}}{C_{0s} + C_s} V_0 \quad (21)$$

となり、電位差 $V_1 - V_2$ は 0 になるが、電位そのものは 0 にならない。つまり、シールド内部の 2 点間の電位差を小さくできるが、それぞれの点の電位は変動する。電子回路内の信号電圧は、通常、GND との電位差で定義されるので、回路内に電位差を与えないことはシールドとして効果がある。しかし、外部回路と電氣的接続がある場合には電位そのものが影響する。電位または電位の変動を 0 にしたい場合にはシールドを接地する必要がある。

一方、周波数が増大すると、シールド表面の電荷の移動の周期が短くなり、シールドを流れる電流密度が増加する。シールドには面抵抗が存在するので、この電流密度とシールドの面抵抗との積がシールドの内側表面に現れる電界接線成分となる。従って、高周波側で電界シールド効果が低下する。この様子を等価回路で定性的に表すと、図 5 となる [2]。ここで、 Z はシールド筐体を完全導体アンテナと見立てたときのアンテナインピーダンスであり、低周波域では容量性である。外部電界 E が加わると、アンテナ実効長 h_e と E との積に等しい起電力を生じる。その結果、アンテナ電流がシールドの面抵抗（の定数倍） R_s に流れ、電圧降下によってシールドの内側表面に電界を生じる。このとき、シールドの内側の電界は R_s の両端電圧に比例する。

一方、周波数が増大すると、表皮効果によって、シールドに流れる電流が表層に集中するようになる。電流はシールド表面から深さ方向に指数関数的に減少し、振幅が $1/e$ 倍になる深さ δ は周波数の平方根に反比例する。シールドの導電率を σ 、比透磁率を

μ_r とすれば、表皮の深さ δ は

$$\delta = 1/\sqrt{\pi f \mu_0 \mu_r \sigma} \quad (22)$$

で与えられる（ μ_0 は真空の透磁率）。従って、シールドの厚さを d とすれば、 $\delta = d$ となる周波数 f_c は

$$f_c = \frac{1}{\pi d^2 \mu_0 \mu_r \sigma} \quad (23)$$

となる。これよりも高周波側では電流がシールドの外側表面に集中し、内部への侵入が減少するため、 SE_E は再び上昇に転じる。

5.2 磁気シールド

静磁界あるいは低周波磁界をシールドするためには、磁性体や超伝導体の覆いが必要である。ここで、磁性体と超伝導体では、シールドの機構が異なる。

図 6 に、印加磁界の磁力線が、(a) 磁性体シールド、(b) 超伝導シールドによってそれぞれシールドされる様子を概念的に示す。

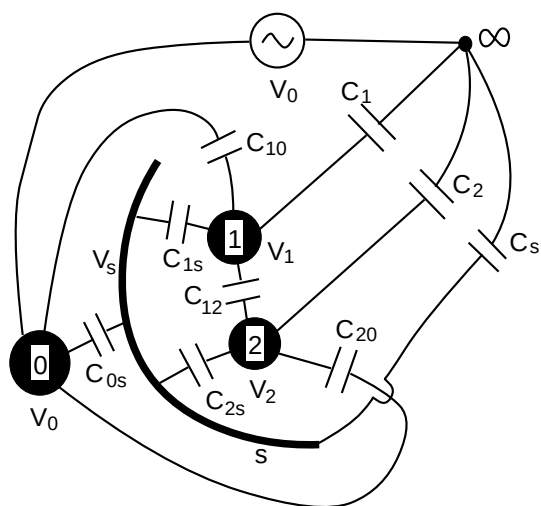
磁性体は自由空間に比べて磁力線を通しやすいため（透磁率が高いため）、もともと自由空間を通過していた磁力線をその近傍に置かれた磁性体が引き込み、磁力線のバイパスを提供する。その結果、問題とする領域への磁界の侵入が希薄になる、というのが磁性体による磁気シールドの機構である（図 6(a)）。例えば、内径 a 、外径 b 、比透磁率 μ_r の球殻による一様磁界のシールド効果 [dB] は

$$SE_H = 20 \log_{10} \left(1 + \frac{2(\mu_r - 1)^2}{9\mu_r} \left(1 - \frac{a^3}{b^3} \right) \right) \quad (24)$$

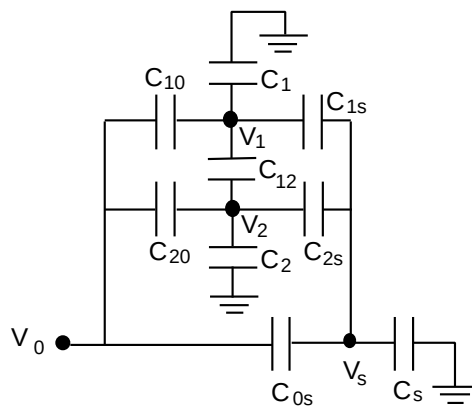
で与えられる [3]。また、文献 [4] には 3 重までの多重シールドのシールド効果の式が与えられている。

磁性体シールドでは、高透磁率材料を用いても比透磁率は高々 10^6 オーダーであり、磁気飽和の問題もあり、1 層のみでは高いシールド効果は期待できない。そこで、高度なシールドが要求される場合には多層シールドを用いる。その場合、磁界の強い側には飽和磁束密度の高い材料を用い、磁界の弱い側には透磁率の高い材料を用いる。また、高度な静磁界シールドを行う場合には、強磁性体の残留磁化の影響を避けるため、設置状態で交流磁界による消磁を施す。シールド層自体に交流電流を流すことによっても消磁が可能である [5]。

一方、超伝導体にはマイスナー効果とよばれる磁界を排斥する性質があり、磁力線は超伝導体内部に入り込むことができない（図 6(b)）。従って、もと

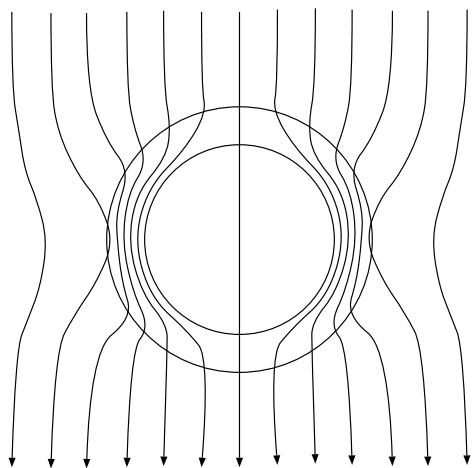


(a) 導体間の静電容量

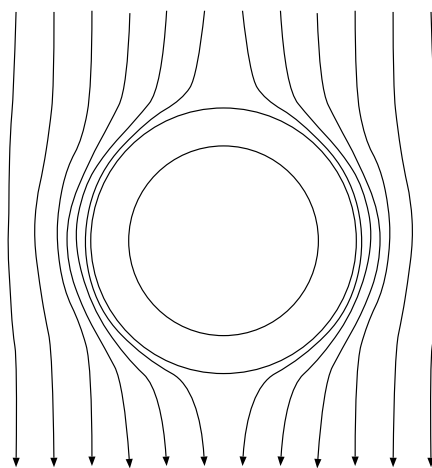


(b) シールドの等価回路

図 4: 電界シールドの等価回路による説明



(a) 強磁性体シールド



(b) 超伝導体シールド

図 6: 2 種類の磁気シールドの違い (概念図)

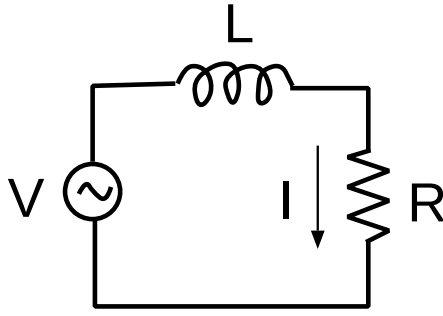


図 7: 誘導電流による磁界シールドの等価回路

もと超伝導体が置かれる前の空間を通過していた磁力線は超伝導体に阻止され、その外側を迂回する結果、超伝導体で囲まれた領域への磁界の侵入が抑えられる。

超伝導シールドは、強磁界あるいは極めて微弱な磁界を問題とする場合の高度な磁気シールドに用いられる [6][7][8]。超伝導は元々は極低温現象であったが、高温超伝導体の登場により、大掛かりな冷却装置を用いなくても液体窒素冷却のみで、容易に超伝導磁気シールドを利用できるようになった。超伝導シールドには通常、第 2 種超伝導体を用いられる。従って、印加磁界がある臨界値を越えると磁束が徐々に超伝導体に侵入する。その場合、侵入した磁束（磁束量子）が超伝導体内を動き回のを止める効果（ピン止め効果）の高い材料が望ましい。

5.3 誘導電流によるシールド

非磁性金属は低周波磁界をほとんどシールドしないが、kHz 以上の周波数では磁界シールド効果が現れる。これはファラデーの電磁誘導の法則に従い、磁界の時間変化を弱めるように金属中に誘導電流が流れるためである。この機構の等価回路は図 7 で表される [2]。ここで、 V は変動磁界による起電力、 L および R はシールド筐体のインダクタンスおよび電気抵抗である。完全導体ならば、 $R = 0$ であり、内部の磁界をちょうど相殺する誘導電流 $I_0 = V/(j\omega L)$ が生じる。ところが実際には R のために電流が $I = V/(j\omega L + R)$ に制限される。その結果、印加磁界の $(I_0 - I)/I_0$ 倍が相殺しきれずに残り、シールド効果は

$$SE_H = 20 \log_{10} |1 + j\omega L/R| \quad (25)$$

と書ける。すなわち、低周波側ではシールド効果は消失し、高周波側では増大する。

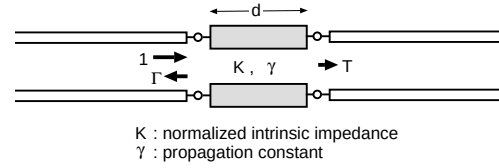


図 8: シールドの伝送線路モデル

5.4 反射と吸収によるシールド

シールドの大きさに比べて波長が短くなるような高周波領域では、シールド材と自由空間との媒質の不連続を表現する伝送線路モデルが用いられる [9]。いま、厚さ d の無限平板シールドの表面に対して垂直に平面波が入射する場合を考える。これを伝送線路上に挿入された長さ d の異種伝送線路区間で表し（図 4）、透過係数 T よりシールド効果を導くことができる。その結果はシェルクノフの式と呼ばれ、次のように表される（単位は dB）。

$$SE = -20 \log_{10} |T| = A + R + B \quad (26)$$

$$A = 8.686 \operatorname{Re}(\gamma) d \quad (27)$$

$$R = 20 \log_{10} \left| \frac{(1 + K)^2}{4K} \right| \quad (28)$$

$$B = 20 \log_{10} \left| 1 - \frac{(1 - K)^2}{(1 + K)^2} \exp(-2\gamma d) \right| \quad (29)$$

ここで、 A , R , B をそれぞれ、減衰損、反射損、多重反射項と呼ぶ。 K は遮蔽材の固有インピーダンス Z_s を自由空間の固有インピーダンス Z_0 で割った値（規格化インピーダンス）である。

自由空間の固有インピーダンス Z_0 の代りに、波源近傍の電磁界の波動インピーダンス Z_w を用いることで、シェルクノフの式を波源近傍電磁界の遮蔽問題に近似的に適用することが行われている。ちなみに微小電気ダイポールと微小磁気ダイポールから距離 r の点において横断面内電磁界の比として求めた波動インピーダンス Z_w は、 $r \ll \lambda$ のもとで次式のように書ける。

$$Z_w = \begin{cases} \frac{1}{j\omega C}, & C = \varepsilon_0 r \quad (\text{電気ダイポール}) \\ j\omega L, & L = \mu_0 r \quad (\text{磁気ダイポール}) \end{cases} \quad (30)$$

この置き換えによって、 r に関する適当な仮定のもと、ループ磁界のシールド効果が正確に計算できる例はあるが、この方法に一般性があると考えたわけではない [10]。同方法はあくまでも近似的な扱いである。波源近傍のシールド効果の概略を知るには便

利であるが、細かいところで不正確であったり矛盾を含んだりする。

ダイポール波源と平板シールドの問題は平面波スペクトルの積分表示により厳密な定式化がなされている [11]。これを用いれば、波源近傍のシールド現象を正確に計算することができる。

5.5 遮断特性にもとづくシールド

高いシールド効果を得るためには、特定の領域を切れ目の無い遮蔽材によって完全に包囲することが理想である。しかし、現実には、電気的入出力、放熱、通気性、可視性、操作性等からの要請から、開口を完全になくすことは難しい。そこで、遮蔽の形状や開口による遮蔽特性を考えてみる。

まず、金属板上の孔（開口）について考える。孔からの電磁波の漏洩電力は、照射電磁波の電力密度と孔の実効面積との積で与えられる。ここで孔の実効面積とは、おおまかに言えば、孔の幾何学的な面積に、波長 λ と孔の最大寸法 D との比で決まる係数を掛けたものである。この係数は高周波領域 ($\lambda \ll D$) ではほぼ 1 となるが、低周波領域 ($\lambda \gg D$) では 1 よりはるかに小さくなる。その結果、 $D/\lambda \gtrsim 1$ ならば電磁波は開口を容易に透過するが、 $D/\lambda \ll 1$ ならば電磁波はほとんど透過しない。 $D/\lambda \ll 1$ なる小孔からの漏洩の定性的な説明は、印加電界・磁界 E_i, H_i によって孔が電気分極・磁気分極を起こし、その結果生じる電気・磁気ダイポール p_e, p_m が透過波を放射するというものである。ここで、 $D/\lambda \ll 1$ の場合、孔の電気・磁気分極率は D^3 に比例する。その結果、1 つの孔を透過する電力は D^6 に比例する。これらの過程は、円形孔の場合、次式で表される。

$$p_e = \varepsilon_0 \alpha_e E_i, \quad \alpha_e = \frac{1}{12} D^3 e^{-4.810t/D} \quad (31)$$

$$p_m = \mu_0 \alpha_m H_i, \quad \alpha_m = -\frac{1}{6} D^3 e^{-3.682t/D} \quad (32)$$

ここで、 E_i, p_e のベクトルとしての方向は金属板に垂直であり、 H_i, p_m は金属板に平行である。また、 t は金属板の厚さであり、 t を含む指数関数のファクターが表すように、金属板が厚くなると電磁波は孔を透過しにくくなる。これは、孔を短い導波管と考えれば、通常、その導波管は問題とする波長に比べ細いので、非伝搬となっている。従って、入射波により励振される導波管モード（非伝搬）が厚さの距離だけ進んだ際の減衰項 $e^{-\alpha t}$ (α : 減衰定数、 t : シールドの厚さ) が付け加わることになる。

次に、シールド箱の形状について考える。シールド箱を導波管の 1 区間と見なせるならば、そのサイズによって遮断周波数が決まり、それ以下の周波数では電磁波が伝搬できなくなるため、電磁界が距離に対して指数関数的に減衰し、シールド効果を生じる。例えば、微弱な脳磁場の測定のために、被験者の頭部に被せる超伝導磁気シールドが開発されている [12]。これは、片側に開口をもつ内半径 a の円筒シールドである。開口面上に環境からの低周波磁界が印加されると、管軸に垂直な磁界は TE_{11} モード（遮断波長 $\lambda_c = 3.41a$ ）、管軸に平行な磁界は TE_{01} モード ($\lambda_c = 1.64a$) を、それぞれ主に励振する。ここで、非伝搬モードの管軸方向に対する減衰定数 α は

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_c} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_c}{\lambda_0}\right)^2} \quad (33)$$

で与えられる。低周波領域 ($\lambda_0 \gg \lambda_c$) では上式の根号の値はほぼ 1 に等しくなる。結果として、開口からシールドの奥へ管軸に沿って a だけ遠ざかる際の磁界の減衰量 (dB/radius) は、シールドに欠陥がなければ、管軸に垂直な印加磁界に対しては 16 dB/radius、管軸に平行な印加磁界に対しては 33 dB/radius となる。印加磁界の方向が任意ならば、侵入する磁界の減衰特性として、減衰の遅い方（前者）が優勢となる。

通気性のあるシールド窓として、金属ハニカムが用いられる。これも、六角形の筒がカットオフ導波管となっているため、電磁波を通さないことを利用している。

例外として注意しなければならないのは、ケーブルの貫通するスリーブである。ケーブルを通す前にカットオフになっていても、ケーブルが貫通することで同軸 TEM モードが伝搬可能となり、カットオフ特性が消失してしまい、シールド性能を劣化させる。ケーブルのシールド層とスリーブとの電気的接続が必要である。

6 空洞共振の遮蔽への影響

電子機器の筐体遮蔽のように、遮蔽が空洞を形成するとき、波長が空洞のサイズと同程度以下になると空洞共振が生じる。この共振を導電性誘電体によって抑制し、遮蔽特性を改善する方法が理論的に検討されている [13]。

図 8 に解析モデルを示す。同モデルは 2 層構造の球殻遮蔽とそれに照射する平面波からなる。遮蔽の

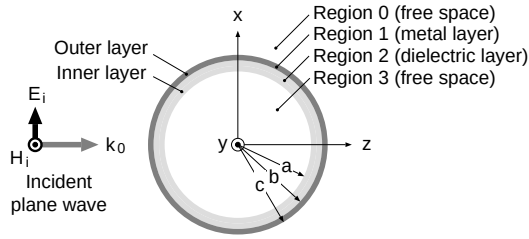


図 9: 2 層球殻遮蔽モデル

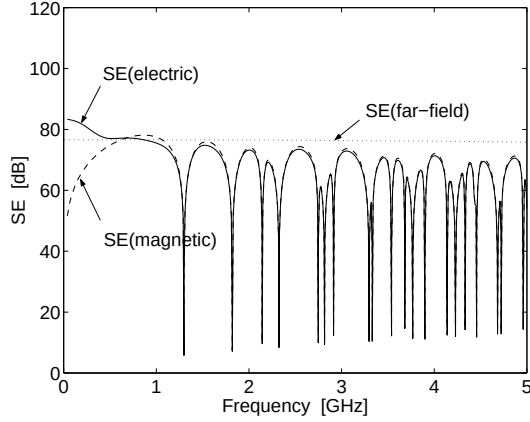


図 10: 空洞共振によるシールド効果の劣化

内側層はプラスチック、外側層は遮蔽のための金属の薄い層に対応する。図 9 は半径約 100mm の球殻遮蔽のシールド効果を、周波数に対して計算したものである。遮蔽の厚さは 3mm, 比誘電率は 3, 外側の金属層は厚さ $1\mu\text{m}$ のアルミニウムを仮定している。実線は電界シールド効果、破線は磁界シールド効果、点線は遠方界シールド効果をそれぞれ表す。電界シールド効果と磁界シールド効果は数百 MHz まではなだらかな振る舞いをするが、1GHz を超えると空洞共振のため共振点においてシールド効果が劣化する。そこで、最も低い共振周波数 $f_0 \approx 1.31\text{GHz}$ において、共振の鋭さを表す Q 値が最小となるように誘電体層の導電率 σ_d を求めると、28 S/m となる。これを用いてシールド効果を再計算すると、図 10(電界) および図 11(磁界) となり、共振が抑えられてシールド効果が改善されたことがわかる。

なお、共振周波数 f_0 , 誘電体層の厚さ t_d , 最適導電率 σ_{opt} の間には、理論的考察によれば、

$$\mu_0 f_0 t_d^2 \sigma_{opt} \approx 0.4044 \quad (34)$$

の関係があることが示されている。

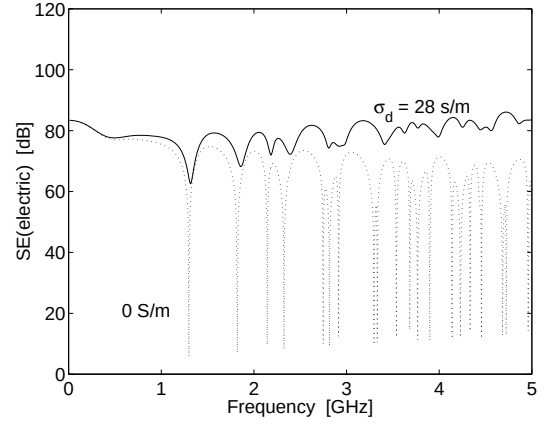


図 11: 共振抑制による電界シールド効果の改善

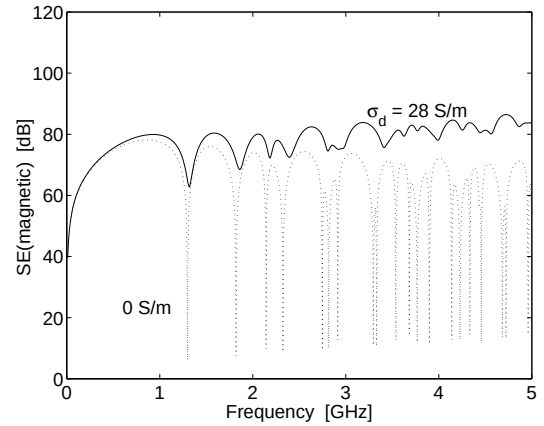


図 12: 共振抑制による磁界シールド効果の改善

7 むすび

電磁シールドを各種機構ごとに整理した。シールドの形状の効果や、球殻シールドにおける共振抑制効果について紹介した。ここでは触れなかったが、シールド材の接合部分やシールドガasketの接触部分はシールド特性の劣化を引き起こしやすい部分であり、注意が必要である。また、現実には各種ケーブルが接続され、ケーブル上のコモンモード電流を介したシールド内外の結合が問題になることが多い。その対策にはコモンモードチョークが用いられるが、その前にケーブルにコモンモードが生じないようにすることが重要である。

参考文献

- [1] ノイズ対策最新技術編集委員会編、ノイズ対策最新技術、総合技術出版、pp.31-32,1986.
- [2] J.E.Bridges, “An update on the circuit approach to calculate shielding effectiveness”, IEEE Trans.EMC, vol.30, no.3, August 1988.
- [3] F.M.Tesche, M.V.Ianoz, T.Karlsson, *EMC Analysis Methods and Computational Models*, John Wiley & Sons, New York, 1996, p.512.
- [4] F.Schweizer, “Magnetic shielding factors of a system of concentric spherical shells”, J.Appl.Phys., vol.33, no.3, pp.1001–1003, March 1962.
- [5] 太田安貞、斎藤春夫、梅津純、ループギャップ共振器を用いた超小型水素メーザの開発、電子情報通信学会論文誌 C-I, J74-C-I, 6, pp.222-230, 1991.
- [6] S.Nishijima, K.Takahata, I.Miyamoto, T.Okada, “Magnetic shielding network with superconducting wires,” IEEE Trans. Magn., 23, 2, pp.611-614, March 1987.
- [7] 高原秀房、星野和友、青野正和、太田浩、“生体磁気計測用酸化物超伝導磁気シールドの研究開発”、応用物理、59 巻、8 号、pp.1057-1064、1990.
- [8] 伊藤峯雄、“高温超伝導体の磁気シールドへの応用”、応用物理、60 巻、5 号、pp.478-481、1991.
- [9] S.A.Schelkunoff, *Electromagnetic Waves*, Van Nostrand, 1943, pp.223–225, 303–306.
- [10] J.R.Moser, “Low-frequency shielding of a circular loop electromagnetic field source”, IEEE Trans.EMC, vol.EMC-9, no.1, pp.6–18, March 1967.
- [11] A.Nishikata, A.Sugiura, “Analysis for electromagnetic leakage through a plane shield with an arbitrarily-oriented dipole source”, IEEE Trans.EMC, vol.34, no.3, pp.284–291, August 1992.
- [12] K. Hoshino et.al, “Large vessels of high-Tc Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-O superconductor for magnetic shield,” Jpn. J. of Appl. Phys., 29, 8, pp.L1435-L1438, Aug. 1990.

- [13] T.Yamane, A.Nishikata, Y.Shimizu, “Resonance suppression of a spherical electromagnetic shielding enclosure by using conductive dielectrics”, IEEE Trans.EMC, vol.42, no.4, pp.441–448, November 2000.