

## 5 電磁波の反射・透過・散乱

### 5.1 電磁界の境界条件

2つの異なる媒質の境界面においても電磁界は Maxwell の方程式で規定される物理的な条件を満足しなければならない。これが電磁界の境界条件である。2種類の媒質が境界面で接するとき、それぞれの媒質中での媒質定数をそれぞれ添え字1,2で表現すれば境界条件は次式で与えられる。

$$\hat{n} \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) = \mathbf{J}_s \tag{5.1.1}$$

$$\hat{n} \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) = 0 \tag{5.1.2}$$

$$\hat{n} \cdot (\mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2) = \rho_s \tag{5.1.3}$$

$$\hat{n} \cdot (\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) = 0 \tag{5.1.4}$$

ただし  $\hat{n}$  は境界面上の単位法線ベクトル、 $\mathbf{J}_s$  は境界面に沿って流れる表面電流密度、 $\rho_s$  は境界表面に分布する電荷密度である。ここに示した4つの境界条件は Maxwell の方程式から直接導かれ、その物理的意味は次のとおりである。

- (5.1.1) 電界  $\mathbf{E}$  の接線成分は境界面で連続
- (5.1.2) 磁界の強さ  $\mathbf{H}$  の接線方向成分は境界面上を流れる表面電流密度  $\mathbf{J}_s$  だけの差を生じる
- (5.1.3) 磁束密度  $\mathbf{B}$  の法線方向成分は連続
- (5.1.4) 電束密度  $\mathbf{D}$  の法線方向成分は表面電荷密度  $\rho_s$  だけの差を生じる

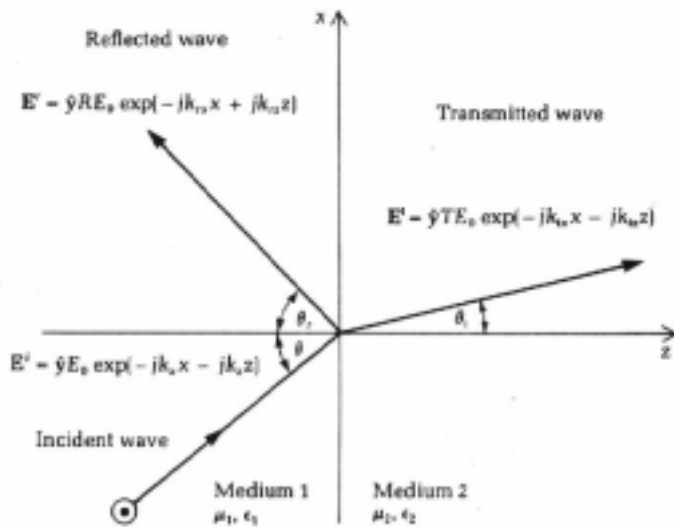


図 5.2.1 半無限境界面に入射する電磁界と反射・透過波

に平行なベクトルと垂直なベクトルに分解できる。本節ではこれらの成分を平行波、垂直波と定義する。またこれらの電磁界成分は入射面に平行な偏波を持つ成分は磁界が入射面に垂直な横断面にすべて含まれることから TM 波(Transverse Magnetic filed)、また電界が入射面に平行な成分を TE 波(transverse Electric Filed)とも呼ばれる。

#### TE 波

ここではまず図 5.2.1 に示す入射面に垂直な方向に電界ベクトルを有する(偏波した)平面波(TE 波)について考察する。このとき平面波は(3.10.14)(3.10.15)を利用して次の様に表記できる..

$$\mathbf{E}^i = \hat{y} E_0 e^{-jk_x x - jk_z z} \tag{5.2.1}$$

### 5.2 半無限平面での反射・透過

3.6 節において 2 次元空間での平面波の振る舞いについて記述した。本節では図 5.2.1 に示すような 2 つの異なる誘電体の境界平面に入射する平面波の反射、透過について説明する。波長に比べて十分大きな半無限媒質境界面での電磁波の反射、屈折現象は光で見られる現象と同じであるから、よく知られたスネルの法則によって反射波、透過波の進む方向が定まる。しかしスネルの法則では、反射波、透過波の振幅について何も記述が無い。ここでは、振幅まで含めた反射・透過現象を Maxwell の方程式から導かれた境界条件を使って定式化する。

平面波が境界面に対して斜めに入射する場合、境界面の法線ベクトルと平面波の入射方向を表すベクトル(波線ベクトル)を含む平面を入射面と定義する。このとき入射波の電界ベクトル  $\mathbf{E}$  は入射面

$$\mathbf{H}^i = (-\hat{x}k_z + \hat{z}k_x) \frac{E_0}{\omega\mu_1} e^{-jk_x x - jk_z z} \quad (5.2.2)$$

この入射波に対する反射波を次の様に仮定する。

$$\mathbf{E}^r = \hat{y}R_1 E_0 e^{-jk_{rx} x + jk_{rz} z} \quad (5.2.3)$$

$$\mathbf{H}^r = (+\hat{x}k_{rz} + \hat{z}k_{rx}) \frac{R_1 E_0}{\omega\mu_1} e^{-jk_{rx} x + jk_{rz} z} \quad (5.2.4)$$

ただしここで  $R_1$  は反射係数である。ここで反射波の波数ベクトルは次式で与えられる。

$$\mathbf{k}_r = \hat{x}k_{rx} - \hat{z}k_{rz} \quad (5.2.5)$$

また透過波を次のように仮定する。

$$\mathbf{E}^t = \hat{y}T_1 E_0 e^{-jk_{tx} x - jk_{tz} z} \quad (5.2.6)$$

$$\mathbf{H}^t = (-\hat{x}k_{tz} + \hat{z}k_{tx}) \frac{T_1 E_0}{\omega\mu_2} e^{-jk_{tx} x - jk_{tz} z} \quad (5.2.7)$$

ここで  $T_1$  は透過係数である。これらの式で透過波、反射波の振幅と波数ベクトルの方向は未知数であり、いわば波動方程式の一般解を表示しているに過ぎない。この2種類のパラメータを境界条件によって決定するのが本節の目的である。

もし2つの媒質のどちらも完全導体でない場合、境界面上の表面電流は存在せず、 $\mathbf{J}_s = 0$ となる。従って(5.1.1)と(5.1.2)の境界条件より $z=0$ において電界と磁界の強さの接線成分はいずれも連続でなければならないことがわかる。これより次式を得る。

$$e^{-jk_x x} + R_1 e^{-jk_{rx} x} = T_1 e^{-jk_{tx} x} \quad (5.2.8)$$

$$-\frac{k_z}{\omega\mu_1} e^{-jk_x x} + \frac{k_{rz}}{\omega\mu_1} R_1 e^{-jk_{rx} x} = -\frac{k_{tz}}{\omega\mu_2} T_1 e^{-jk_{tx} x} \quad (5.2.9)$$

これらの式は境界面上のいかなる位置 $x$ について成立しなければならないことから次式が満足されなければならない。

$$k_x = k_{rx} = k_{tx} \quad (5.2.10)$$

これより、3つの波数ベクトル $\mathbf{k}$ 、 $\mathbf{k}_r$ 、 $\mathbf{k}_t$ の接線方向成分がいずれも同じでなければならないことがわかる。この条件は phase matching condition と呼ばれる。

3つの波数ベクトルの大きさは入射波、反射・透過波 $\mathbf{E}^i$ 、 $\mathbf{E}^r$ 、 $\mathbf{E}^t$ に仮定した解を波動方程式に代入することで求められる。

$$(\nabla^2 + \omega^2 \mu_1 \varepsilon_1) \begin{Bmatrix} \mathbf{E}^i \\ \mathbf{E}^r \end{Bmatrix} = 0 \quad (5.2.11)$$

$$(\nabla^2 + \omega^2 \mu_1 \varepsilon_1) \mathbf{E}^t = 0 \quad (5.2.12)$$

これより

$$k_x^2 + k_z^2 = \omega^2 \mu_1 \varepsilon_1 = k_1^2 \quad (5.2.13)$$

$$k_{rx}^2 + k_{rz}^2 = \omega^2 \mu_1 \varepsilon_1 = k_1^2 \quad (5.2.14)$$

ここで

$$k_{tx}^2 + k_{tz}^2 = \omega^2 \mu_2 \varepsilon_2 = k_2^2 \quad (5.2.15)$$

(phase matching condition) より  $k_x = k_{rx} = k_{tx}$  であり、また  $k_z = k_{rz}$  であることがわかる。この結果を利用して (5.2.8) と (5.2.9) より、

$$1 + R_I = T_I \quad (5.2.16)$$

$$1 - R_I = -\frac{\mu_1 k_{tz}}{\mu_2 k_z} T_I \quad (5.2.17)$$

の関係式を得る。この式を連立させて  $R_I$  と  $T_I$  について解くことで

$$R_I = \frac{\mu_2 k_z - \mu_1 k_{tz}}{\mu_2 k_z + \mu_1 k_{tz}} \quad (5.2.18)$$

$$T_I = \frac{2\mu_2 k_z}{\mu_2 k_z + \mu_1 k_{tz}} \quad (5.2.19)$$

が定まる。(5.2.13)は(TE 波に対する)フレネルの反射係数・透過係数と呼ばれる。入射角  $\theta$  と (5.2.2)を利用して波数ベクトルは次式の様に表記できる。

$$k_x = k_1 \sin \theta \quad (5.2.20a)$$

$$k_{rx} = k_1 \sin \theta_r \quad (5.2.20b)$$

$$k_{tx} = k_2 \sin \theta_t \quad (5.2.20c)$$

これらの結果を phase matching condition である (5.2.10)、に代入することで

$$k_1 \sin \theta_r = k_1 \sin \theta = k_2 \sin \theta_t \quad (5.2.21)$$

が得られる。このうち最初の関係式は  $\theta_r = \theta$  が成立することを示しており、入射角と反射角が等しいことを意味する。また光学で用いられる屈折率は本章で使用した記号を利用して表記すれば、

$$n_1 = c\sqrt{\mu_1 \varepsilon_1} = \frac{c}{\omega} k_1 \quad (5.2.22a)$$

$$n_2 = c\sqrt{\mu_2 \varepsilon_2} = \frac{c}{\omega} k_2 \quad (5.2.22b)$$

となり、また phase matching condition  $k_{tx} = k_x$  を利用して

$$n_1 \sin \theta = n_2 \sin \theta_t \quad (5.2.23)$$

と書き直せる。これは光学でよく知られている Snell の法則に他ならない。

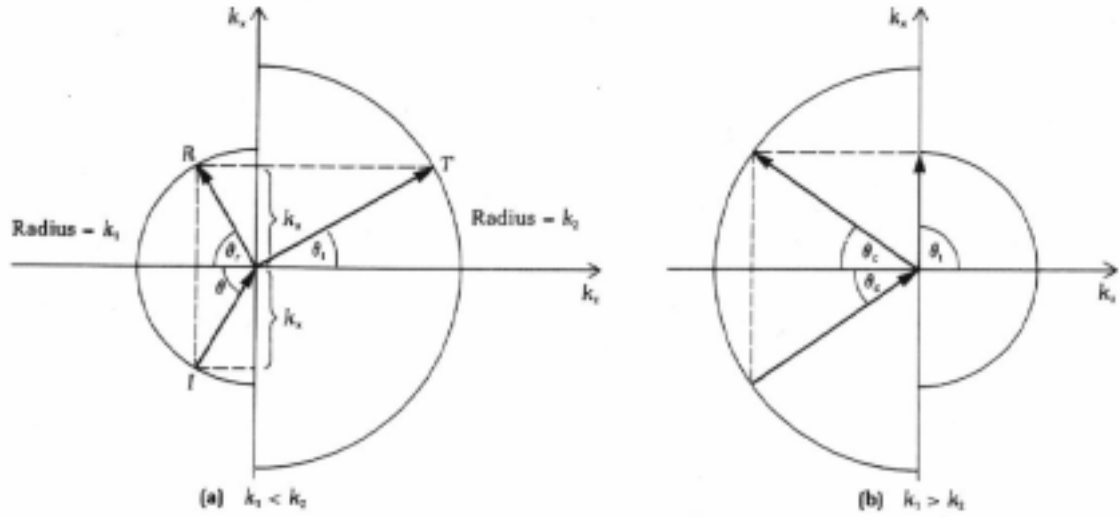


図 5.2.2 波数ベクトルによる入射波,反射波,透過波の表現

The phase matching condition を図 5.2.2 に図式表示する。\$n\_1 < n\_2\$ であるとき、波数ベクトル \$k\_r\$、\$k\_t\$ は与えられた \$k\$ に対して一意に定まる。しかし \$n\_1 > n\_2\$ であるとき、入射角が臨界角 \$\theta\_c\$、より大きいと \$k\_x\$ は \$k\_2\$ の振幅より大きくなり、このとき

$$k_{tz}^2 = k_2^2 - k_x^2 < 0 \tag{5.2.24}$$

あるいは

$$k_{tz} = \pm j\alpha \tag{5.2.25}$$

ここに \$\alpha = \sqrt{k\_x^2 - k\_2^2}\$ は正実数となる。この場合、\$+\hat{z}\$ 方向に波は指数的に減衰することになる。透過する電界は次式で表記できる。

$$\mathbf{E}^t = \hat{y}TE_0e^{-\alpha z}e^{-jk_x x} \tag{6.6.26}$$

これは平面波ではなく、表面波とよばれる。例えば光の周波数帯域で水の誘電率は \$1.77\epsilon\_0\$ であり、臨界角は \$\theta\_c = \sin^{-1}(\frac{1}{\sqrt{1.77}}) = 49^\circ\$ となる。

TM 波

次に電界の向きが入射面に平行な平面波(TM 波)について考察する。平行波の電界、磁界は図 5.2.3 に示した通りであり、次式のように表記できる。

$$\mathbf{H}^i = \hat{y}H_0e^{-jk_x x - jk_z z} \tag{5.2.27}$$

$$\mathbf{E}^i = (\hat{x}k_z - \hat{z}k_x)\frac{H_0}{\omega\epsilon_1}e^{-jk_x x - jk_z z} \tag{5.2.28}$$

$$\mathbf{H}^r = \hat{y}R_{||}H_0e^{-jk_{rx} x + jk_{rz} z} \tag{5.2.29}$$

$$\mathbf{E}^r = (-\hat{x}k_{rz} - \hat{z}k_{rx})\frac{R_{||}H_0}{\omega\epsilon_1}e^{-jk_{rx} x + jk_{rz} z} \tag{5.2.30}$$

$$\mathbf{H}^t = \hat{y}T_{||}H_0e^{-jk_{tx} x - jk_{tz} z} \tag{5.2.31}$$

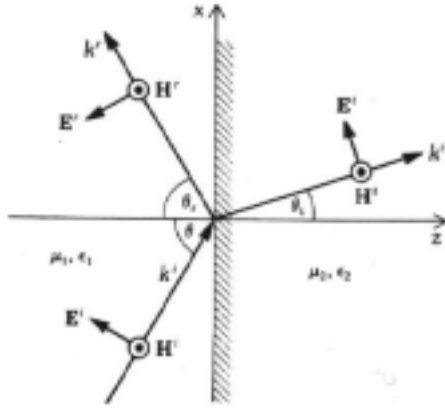


図 5.2.3 TM 波の入射,反射,透過波

$$E^t = (\hat{x}k_{tz} - \hat{z}k_{tx}) \frac{T_{II} H_0}{\omega \epsilon_2} e^{-jk_{tx}x - jk_{tz}z} \tag{5.2.32}$$

ここで  $R_{II}$  と  $T_{II}$  はそれぞれ平行波の磁界の強さに対する反射係数と透過係数である。これらの係数は境界条件を (5.2.27) と (5.2.32) に適用することで次式のように定まる。

$$T_{II} = \frac{2\epsilon_2 k_z}{\epsilon_2 k_z + \epsilon_1 k_{tz}} \tag{5.2.33}$$

$$R_{II} = \frac{\epsilon_2 k_z - \epsilon_1 k_{tz}}{\epsilon_2 k_z + \epsilon_1 k_{tz}} \tag{5.2.34}$$

(5.2.33)は(TM 波に対する)フレネルの反射係数・透過係数と呼ばれる。(5.2.33)より、 $\mu_1 = \mu_2$  であるとき、反射係数が消失する条件  $R_{II} = 0$  を満たすのは

$$\omega\sqrt{\mu_1\epsilon_2} \cos\theta_b = \omega\sqrt{\mu_1\epsilon_1} \cos\theta_t \tag{5.2.35}$$

であることがわかり、phase matching condition より

$$\omega\sqrt{\mu_1\epsilon_1} \sin\theta_b = \omega\sqrt{\mu_1\epsilon_2} \sin\theta_t \tag{5.2.36}$$

が導かれる。上の2式を連立して解くことで  $\theta_t + \theta_b = \frac{\pi}{2}$  と

$$\theta_b = \tan^{-1} \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}} \tag{5.2.37}$$

が得られる。このときの入射角  $\theta_b$  は Brewster 角と呼ばれる。

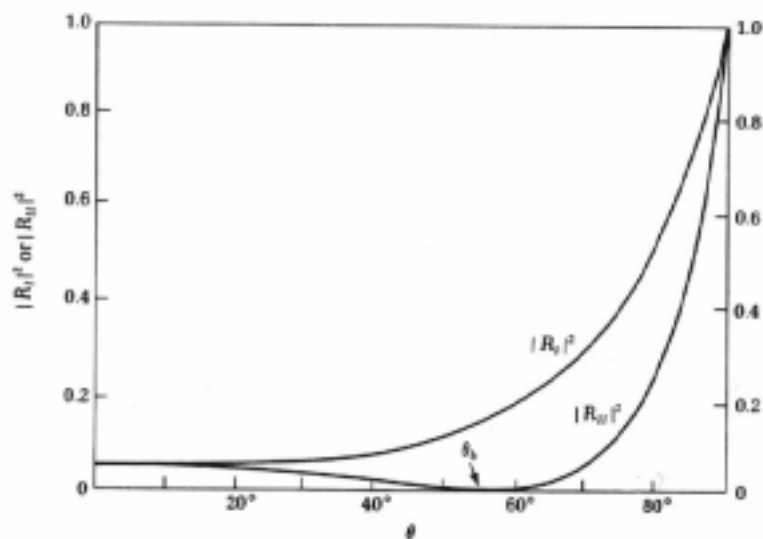


図 5.2.5 入射角に対する反射波のパワー。  
媒質はガラス  $\epsilon = 2.25\epsilon_0$ 。ブリュスター角  $56^\circ$ 。

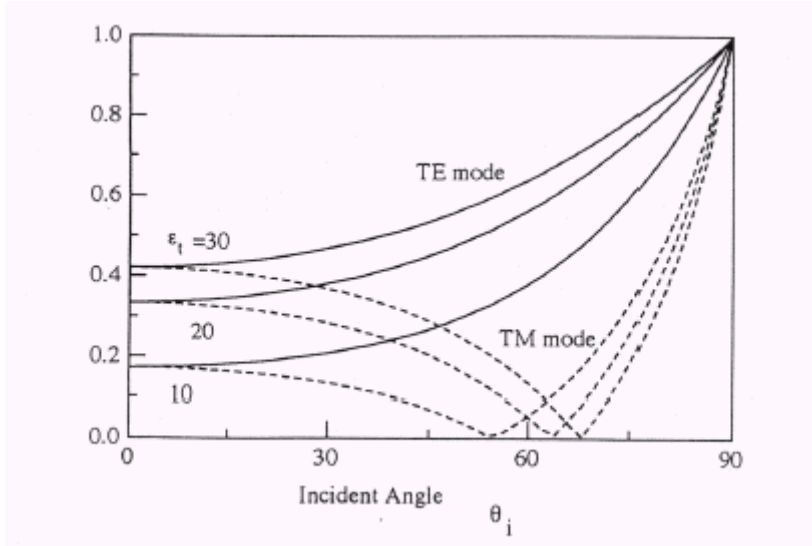


図 5.2.6 TE、TM 波に対する反射係数 (比誘電率 5 の媒質に対する入射)

垂直入射波

入射角が  $\theta = 0$ 、垂直入射の場合はフレネルの反射係数、透過係数について TE 波と TM 波の区別はなくなり(5.2.18)(5.2.19)(5.2.33)(5.2.34)をまとめて

$$R_I = \frac{\mu_2 k_z - \mu_1 k_{tz}}{\mu_2 k_z + \mu_1 k_{tz}} \tag{5.2.38}$$

$$T_I = \frac{2\mu_2 k_z}{\mu_2 k_z + \mu_1 k_{tz}}$$

が求められる。

5.3 レイトレーシング

地中の構造が平面や点物体のような単純な形状でない場合、地中レーダの測定波形が何による反射を示しているか直接には判断できない場合が多い。このとき、測定波形から正しい地下の反射物構造を推定する問題は、一般には逆算散乱問題、あるいは逆問題と呼ばれる種類のものであり、すべての場合に適用できる方法は確立されていない。信号の情報をいかに重要に引き出すかは 8 章で詳しく述べる信号処理に負う部分が大きい。

逆散乱問題の解法は多くの種類が提案されているが、基本的には地下のモデルを仮定し、このモデルに対する地中レーダの応答波形をシミュレーションによって求め、シミュレーションと測定値がよく一致するようなモデルを求める操作に帰着する。地中レーダの応答波形をシミュレーションによって求めることを逆散乱問題においてはフォワードモデリング、あるいは順問題と呼んでいる。フォワードモデリングに利用するシミュレーションは、高速かつ高精度であることが要求される。

レイトレーシング(波動追跡法)は、弾性波計測でも広く利用されてきた高速なシミュレーション法である。レイトレーシングでは、波源(送信アンテナ)から放射された電磁波エネルギーがたどる道筋を直線と仮定し、媒質の境界面での反射、屈折をスネルの法則に従い追跡していく方法である。

波動計測では、物体の大きさに比べて波長が極めて短い場合、波動の直進性が顕著であり解釈は容易である。光学や多くの地震探査ではこの条件が成立している。このとき反射波の到達時刻を計算するために波線理論が利用できる。波線理論ではスネルの法則によって波線の屈折、反射の方向が決定されるから、反射波の理論到達時刻と測定される到達時刻を比較することで、地下構造の推定を行う。しかし反射物体の大きさと計測波長が同程度の場合、電波は波動的性質による回折の効果が顕著である。また単純な波線追跡法では反射波の振幅情報が計算できない。地中レーダにおいても波線理論によるデータの解釈は簡易であるため、しばしば用いられる。特に埋設管のように反

射物体形状が既知である場合、有効な手法である。

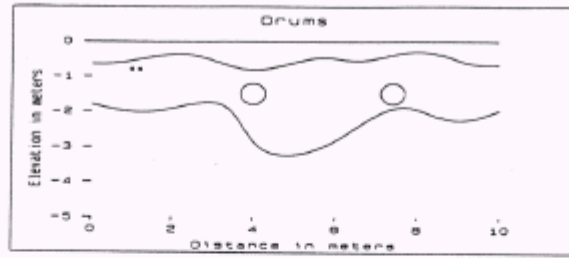
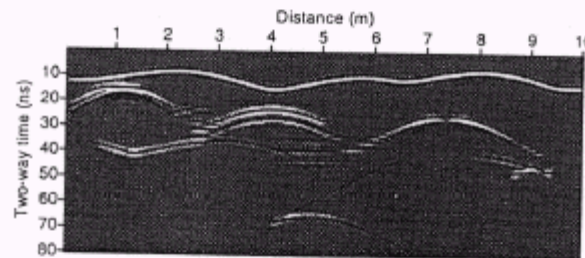


Figure 1. The geometry of the first model shows three layers with undulating interfaces. Embedded in the second layer are small steel pipes, a plastic drum of hydrocarbons, and a steel drum.



(b) All layers non-lossy

Figure 2. The response to the model. The material is 500 MHz starting wavelet. The material is non-lossy.

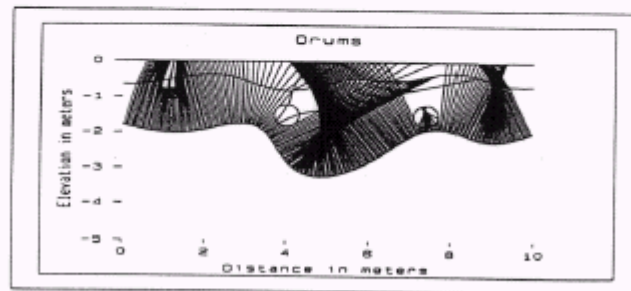


Figure 3. Using the parameters of Table 1, the rays from the top of the third layer are shown. Any interface can be examined singly.

図 5.3.1 レイトレーシングによるシミュレーションと波線



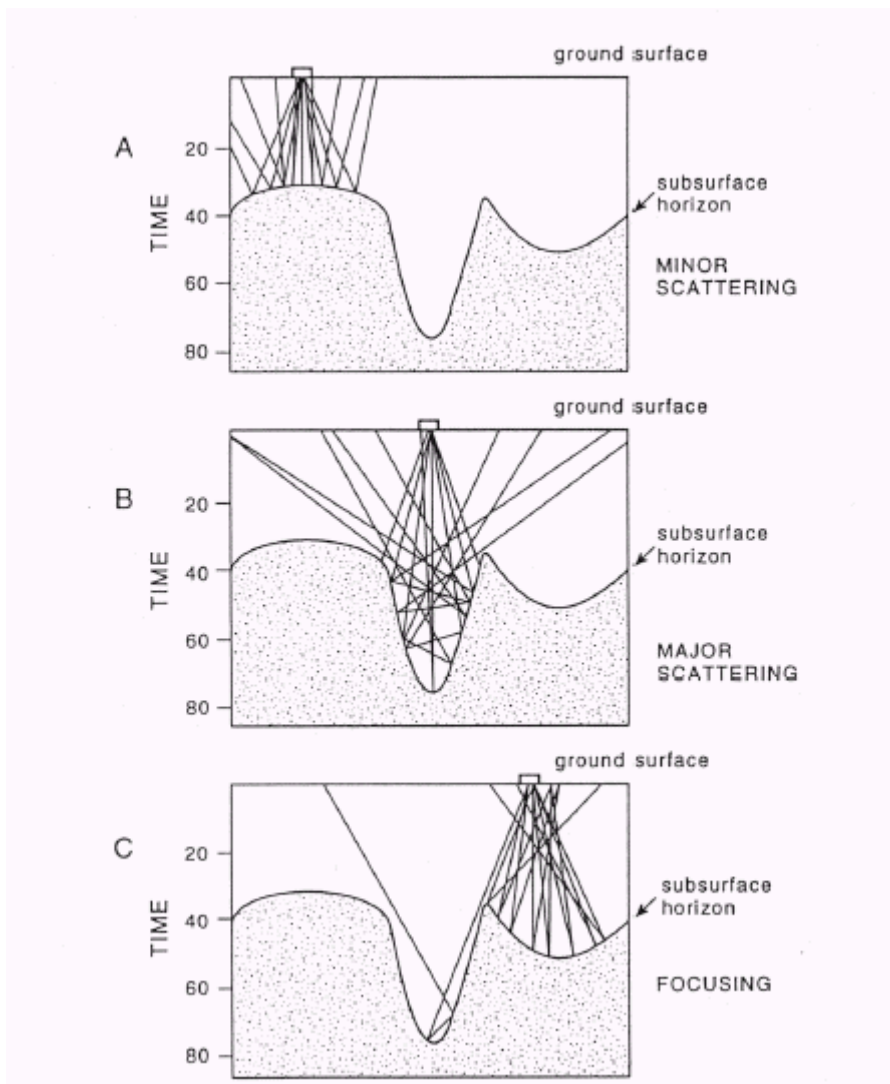


図 5.3.2 レイトレーシングによる散乱状態の推定

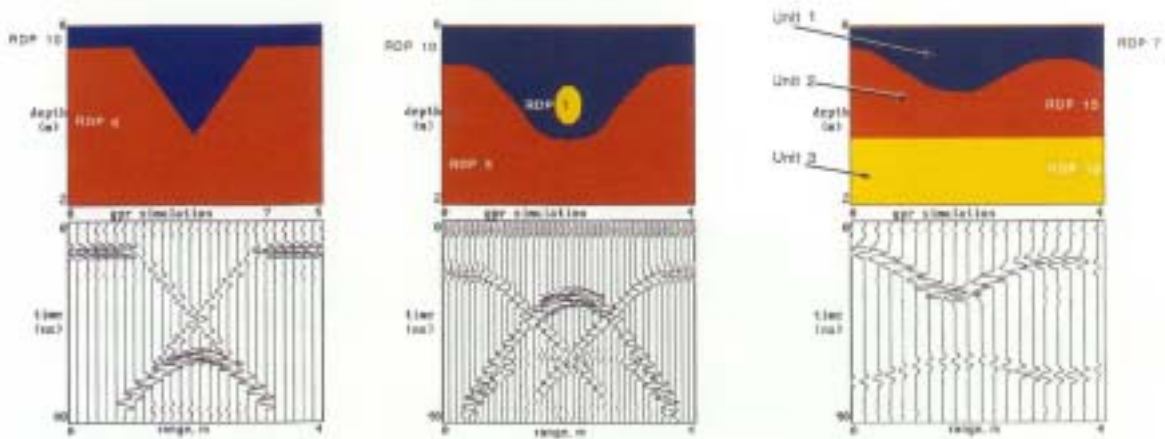


図 5.3.3 レイトレーシングによる地中レーダは径のシミュレーション

5.4 FD-TD による電磁界シミュレーション

レートレーシングは、原理的に、媒質の形状に対して波長が極めて短い場合に高精度に成立する。地中レーダでは、媒質中の電磁波減衰から波長に比べて広い範囲の計測を行うことは難しく、結果的に媒質の形状と波長は同程度になるため、レートレーシングは常に精度の良いシミュレーションを与える訳ではない。加えて、単純なレートレーシングでは波動の初動走時を正しく求めることができるが、入射角に対する反射係数の変化などを組み入れていないと波形自体（フルウエーブ）のシミュレーションには適さない。特に複雑な形状の物体からは波動特有の散乱現象が起こるため、正確な波形のシミュレーションは困難になる。

こうした複雑な形状からの電磁波散乱問題については古くから多くの研究がなされてきたが、球体、円柱など比較的単純な形状の場合を除きその計算は複雑であり、ケースバイケースの問題を解かなければならなかった。ところが1980年代に入り計算機能力の向上と共に Maxwell の方程式を差分化し、コンピュータメモリに空間の電磁界をすべて記憶させ、差分法で微分方程式を逐次的に近似する FDTD (Finite Difference Time Domain) 法が考案され、瞬く間に広く電磁界シミュレーションに利用されるようになった。

FDTD の原理を1次元の電磁界の場合について説明する。FDTD ではまず時間と空間を次式のように離散化する。

$$z = i \cdot \Delta z \tag{5.4.1}$$

$$t = n \cdot \Delta t \tag{5.4.2}$$

また電磁界の関数  $F(z, t)$  を

$$F^{(n)}(i) = F(z, t) = F(i \cdot \Delta z, n \cdot \Delta t) \tag{5.4.3}$$

として離散化する。このとき、電界と磁界に関する離散サンプル点を離散化格子の一辺の長さ  $\Delta z$  の半分だけずらす方法が Yee によって提案された。電磁界の FDTD シミュレーションではほぼすべての場合、Yee 格子と呼ばれるこのような格子点が使われている。

次に真空中の Maxwell の方程式

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \tag{5.4.4}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \tag{5.4.5}$$

の1次元表示式

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z} \tag{5.4.6}$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial E_x}{\partial z} \tag{5.4.7}$$

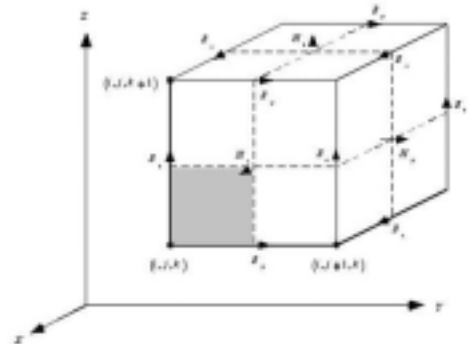


Figure 2-1: Yee's lattice for the FDTD method.

図 5.4.1 Yee 格子と電磁界の離散点

を(5.4.3)を利用して離散化すれば

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z} \tag{5.4.8}$$

は

$$\frac{E_x^{n+1}(i) - E_x^n(i)}{\Delta t} = -\frac{1}{\varepsilon(i)} \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2})}{\Delta z} \tag{5.4.9}$$

これより

$$E_x^{n+1}(i) = E_x^n(i) - \frac{\Delta t}{\Delta z \varepsilon(i)} \left[ H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2}) \right] \tag{5.4.10}$$

が得られる。以上をまとめて書き直せば1次元のMaxwell方程式

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_x}{\partial t} &= -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ \frac{\partial H_y}{\partial t} &= -\frac{1}{\mu} \frac{\partial E_x}{\partial z}\end{aligned}\tag{5.4.11}$$

を離散化して次式で表現できる。

$$\begin{aligned}E_x^{n+1}(i) &= E_x^n(i) - \frac{\Delta t}{\Delta z \varepsilon(i)} \left[ H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2}) \right] \\ H_y^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}) &= H_y^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}) - \frac{\Delta t}{\Delta z \mu(i)} [E_x^n(i+1) - E_x^n(i)]\end{aligned}\tag{5.4.12}$$

FDTDの最大の特徴は任意の形状の散乱体を容易にモデリングすることができることである。これにより複雑な地層構造からの電磁波散乱や、アンテナからの電磁波放射を容易にシミュレーション可能となった。更にFDTDは時間領域で直接波形をシミュレーションするため、地中レーダの実計測と極めて相性が良く、現在のところ地中レーダ波形のシミュレーションには最適に手法と思われる。

図5.4.3には1次元媒質中の電磁波の伝搬、図5.4.4には2次元の空洞からの電磁波散乱をFDTDでシミュレーションした結果を示す。

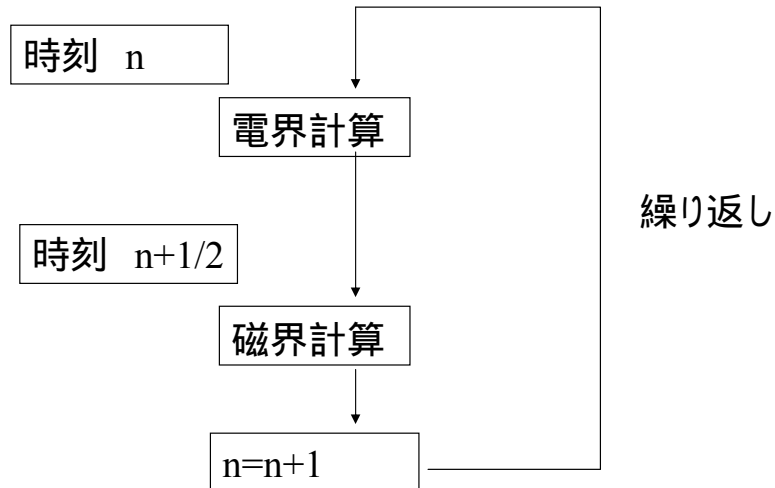


図 5.4.2 FDTD のアルゴリズム

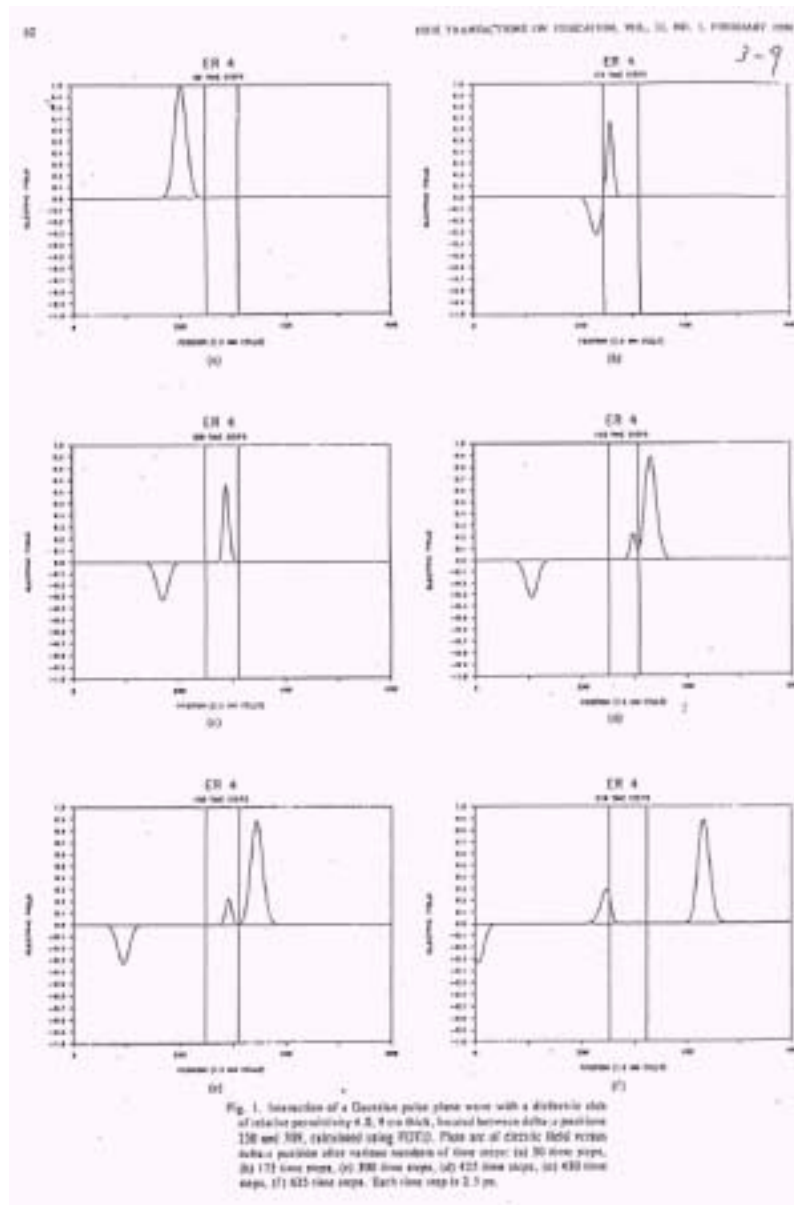


図 5.4.3 1次元媒質中の電磁波伝搬 (Lubbers et al., 1990)

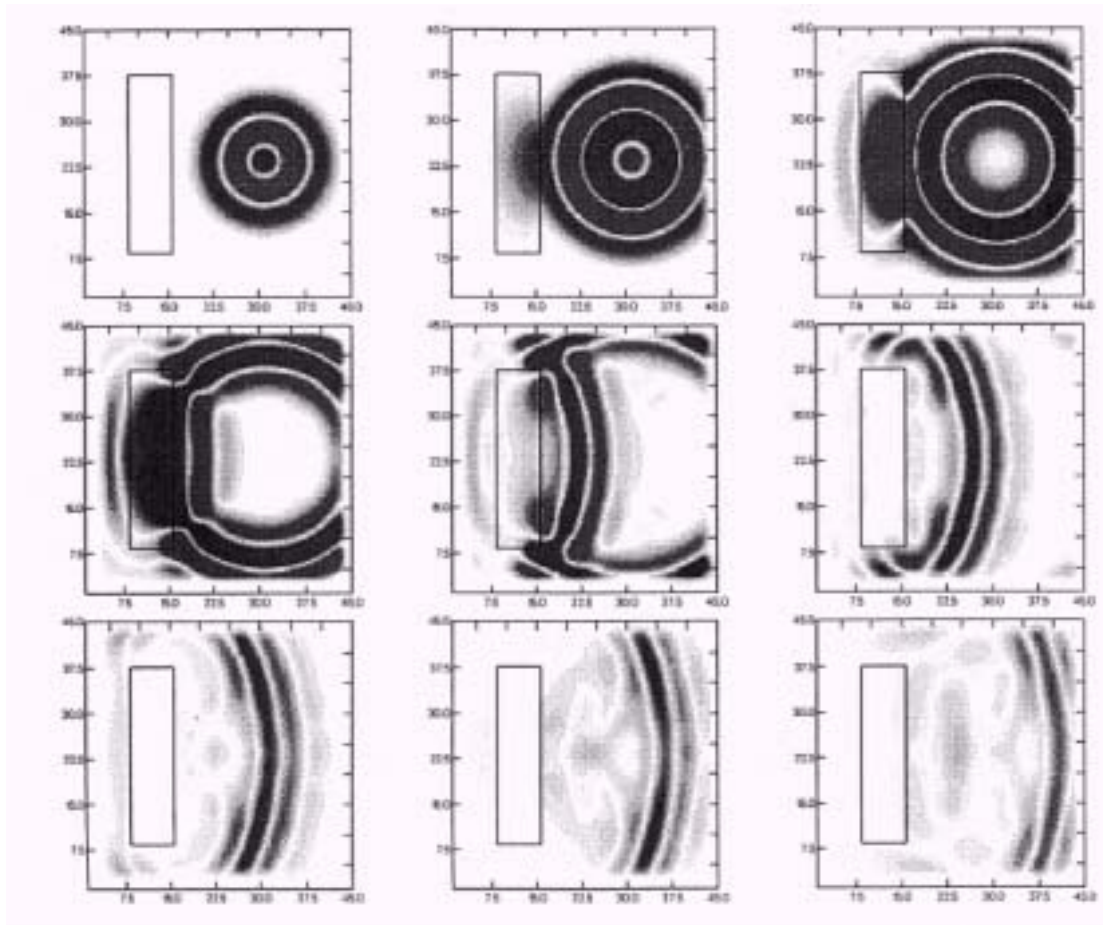


図 5.4.4 FDTD による空洞からの電磁波散乱シミュレーション

5.5 粗い表面での電磁波散乱

5.2節では無限大の平面での電磁波反射について説明した。このとき、電磁波は入射角と同じ出射角で単一方向に反射される。しかし境界面が平面でなく、粗さをもつような面である場合、散乱の様子は大きく異なる。図 5.5.1、5.5.2 に、表面が粗さを持つ場合の散乱の様子を図示する。こうした場合についても FDTD によるシミュレーションは有効である。図 5.5.3 に粗さを持つ地下き裂表面での電磁波散乱を FDTD でシミュレーションした例を示す。

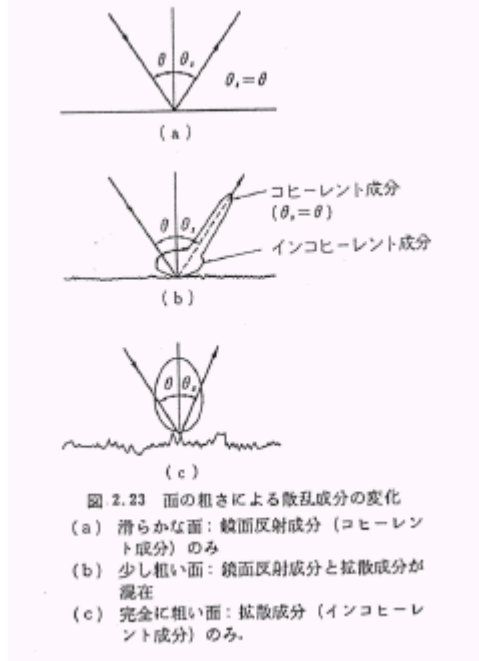


図 5.5.1 面の粗さによる散乱成分

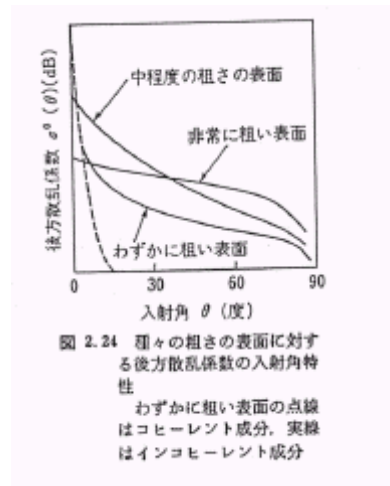


図 5.5.2 粗さに対する後方散乱係数の入射角特性

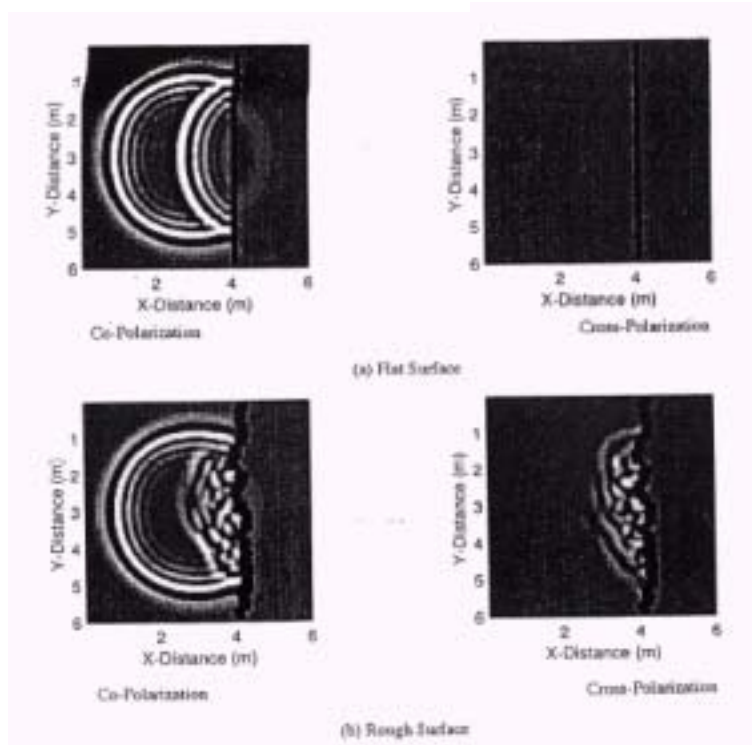


図 5.5.3 粗さをもつ表面での電磁波散乱

5.6 孤立した物体からの散乱現象

地中レーダでは、埋設管など平面的ではない孤立した物体からの電磁波散乱を測定する場合も多い。こうした物体からの電磁波散乱は、平面からの反射と同様、境界値問題として解くことができる。無限に広がる平面からの反射には周波数特性は現れないが、有限の大きさをもつ物体からの反射には必ず周波数特性が加わる。球体や円柱など単純な物体からの散乱は解析的に求めることが可能な場合もあるが、多くの場合 FDTD などに頼らなければ複雑な形状の物体からの電磁波散乱を計算することはできない。図 5.6.1、5.6.2 に導体円柱からの反射を FDTD でシミュレーションした結果を示す。

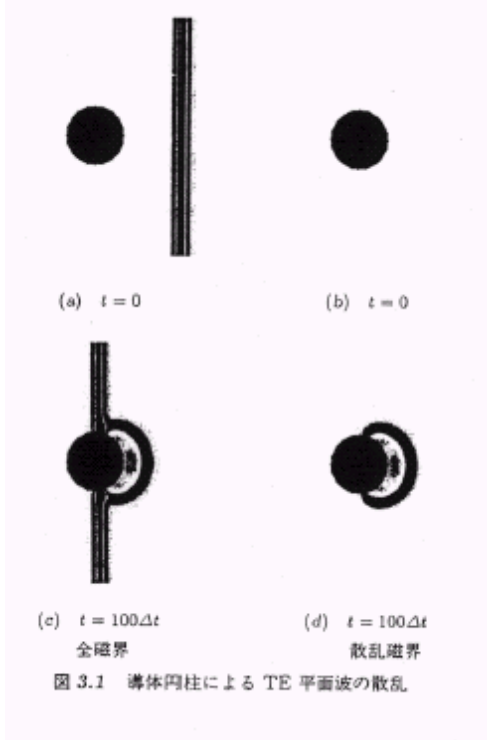


図 5.6.1 導体円柱による TE 波電磁波散乱

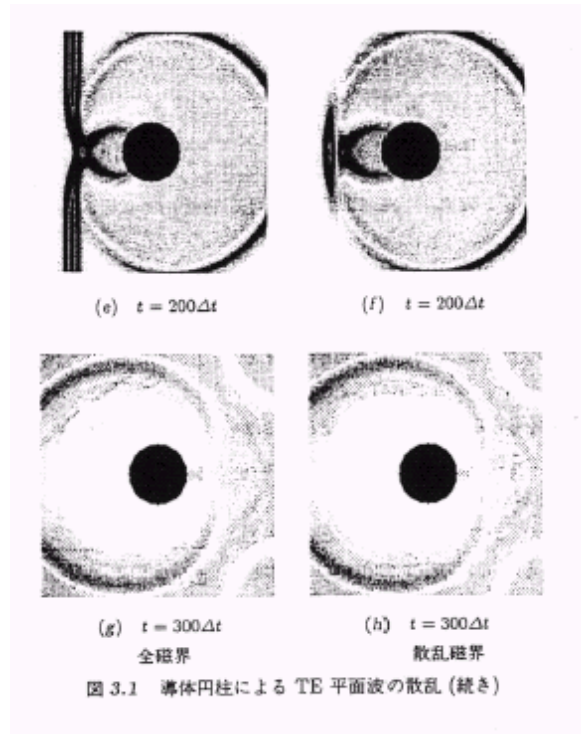


図 5.6.2 導体円柱による TE 波電磁波散乱

5.7 レーダ断面積

電磁波は物体（散乱体）に当たると散乱を受ける。レーダでは散乱波のうち、入射方向へ戻る電磁波強度が重要であり、これを後方散乱という。後方散乱強度を表すためにレーダ断面積  $\sigma$  を使う。散乱断面積の物理的解釈は以下の通りにできる。

$\sigma$  = 入射方向に散乱して戻るエネルギーを散乱体は全空間に一様に再放射しているとみなしたときの全散乱断面積

$\sigma = 4\pi \times (\text{入射方向へ散乱される単位立体角あたりのパワー}) / (\text{散乱体と位置でのパワー密度})$

$\sigma = (\text{全方向へ一様に散乱されるとみなしたパワー}) / (\text{入射パワー})$

図 5.7.2 に、導体球からの散乱断面積を図示する。球の半径に対する散乱特性の周波数に

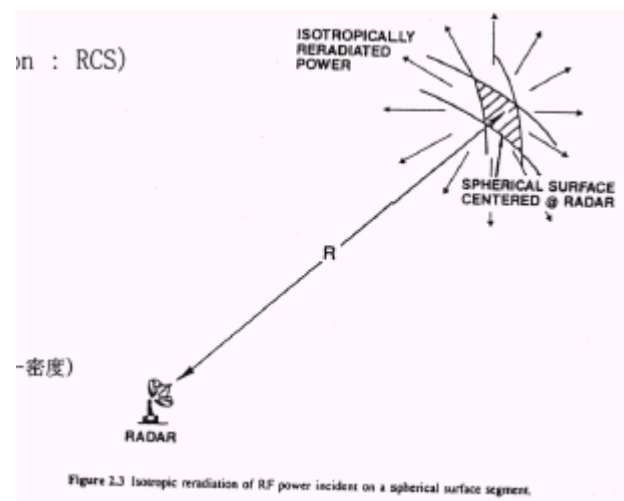


図 5.7.1 レーダと同一位置に中心をもつ球面反射散乱表面

よる変化があることがわかる。こうした性質から、地中レーダの計測において、ある物体からの反射波が特定の周波数で強調されたり、逆に弱まるような現象が起こることが理解できる。また平面的な反射体についても、例えば地層の厚みに対する反射波の周波数特性が現れる。図 5.7.3 に、いくつかの単純な形状の物体の散乱断面積を示す。一方、埋設管のような物体では物体に対する電磁波の偏波の方向で反射強度が変化することが予想される。

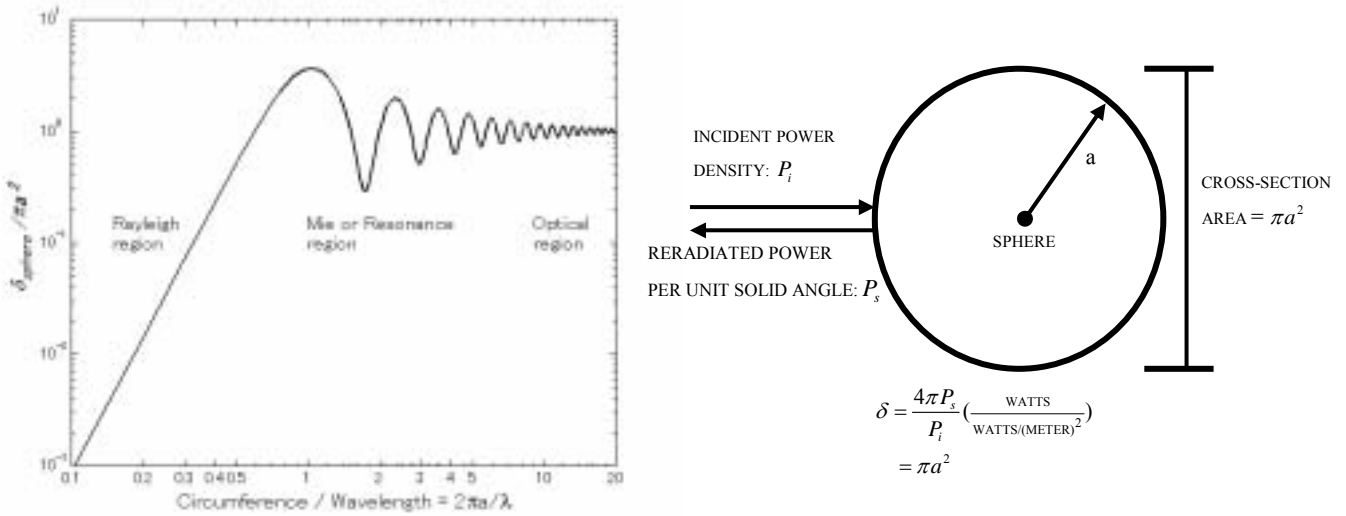


図 5.7.2 導体球からの散乱断面積

Radar Cross Section of Some Ideal Geometric Shapes

Geometric Shape	Dimension	Cross-Sectional Area* (σ <sub>l</sub> )	Maximum Radar Cross Section† (σ)	σ/σ <sub>l</sub>	
					a = 4λ
Sphere	Radius a	πa <sup>2</sup>	πa <sup>2</sup>	1	1
Cylinder	l × radius a (thin wall, open ended)	2la	$\frac{2\pi a l^2}{\lambda}$	$\frac{\pi a}{\lambda}$	4π
Flat plate	a × a	a <sup>2</sup>	$\frac{4\pi a^4}{\lambda^2}$	$\frac{4\pi a^2}{\lambda^2}$	64π
Dihedral corner	a, a, a	a <sup>2</sup> √2	$\frac{8\pi a^4}{\lambda^2}$	$\frac{8\pi a^2}{\lambda^2}$	$\frac{128\pi}{\sqrt{2}}$
Square trihedral	a, a, a	$\frac{3a^2}{2}$	$\frac{12\pi a^4}{\lambda^2}$	$\frac{8\pi a^2}{\lambda^2}$	128π

\*Seen at orientation for maximum RCS.  
†Highly accurate only for a ≫ λ.

図 5.7.3 単純な形状の物体からのレーダ断面積

Table 2.2 Radar cross-sections

Scatterer	Aspect	Radar CSA	Symbols
Sphere		$\sigma = \pi a^2$	a = (radius)
Flat plate, arbitrary shape	Normal	$\sigma = \frac{4\pi A^2}{\lambda^2}$	A = (plate area)
Cylinder	Angle broadside	$\sigma = \frac{a\lambda \cos \theta \sin^2(kl \sin \theta)}{2\pi \sin^2 \theta}$	a = (radius) l = (length)
Prolate spheroid	Axial	$\sigma = \frac{\pi b_0^4}{a_0^2}$	a <sub>0</sub> = (major axis) b <sub>0</sub> = (minor axis)
Triangular trihedral corner reflector	Symmetry axis	$\sigma = \frac{4\pi a^4}{3\lambda^2}$	l = (side length)

図 5.7.4 単純な形状の物体からのレーダ断面積