

EEM-RTM

理論説明書

株式会社 EEM

目次

1 概要.....	3
2 レイローンチング法.....	4
3 伝達公式と送受信アンテナ.....	6
3.1 伝達公式.....	6
3.2 アンテナ指向性.....	6
3.3 アンテナ利得.....	8
3.4 送信アンテナの偏波.....	8
4 Fresnel 反射係数.....	9
5 多層壁面の反射・透過係数.....	11
6 直接波の判定法.....	13
7 鏡影点の計算法.....	14
8 回折波の計算法.....	15
9 遅延特性.....	19
参考文献.....	21

1 概要

電磁波シミュレータ EEM-RTM は波長に比べて十分に広い領域の電波伝搬特性を光学的手法(レイトレーシング法[9])によって数値解析するものである。

解析物体は任意形状の面の集まりとし、波長に比べ十分大きいものとする。その物性値(誘電率、導電率、厚さ)を個別に指定することができる。

送信アンテナと受信アンテナの指向性を個別に指定することができる。

壁の反射・透過特性には、光学的反射・透過モデルを使用する。

伝搬経路の計算方法にはレイローンチング法を用いる。

すなわち、送信点から全方向に多数のレイを放射し、各レイの多重反射の軌跡を追跡し、受信点の近くを通過する経路を求める。

壁の透過を考慮する場合は、壁に当たったレイは反射波と透過波の二つに枝分かれする。

レイローンチング法は波の直進性を仮定しているため、回折波については別途、伝搬経路を探索する。このとき、反射+回折する経路も考慮する。なお、回折特性には楔モデルの回折理論を用いる。

以上の方法で、直接波、反射波、回折波、透過波をすべて計算することができる。

2 レイローンチング法

レイローンチング法とは、図 2.1 のように送信点から全方向に多数のレイ (光線) を放射し、各レイが面で反射される経路を追跡し、指定された受信点の近傍を通過したとき、受信されたものとみなす方法である。

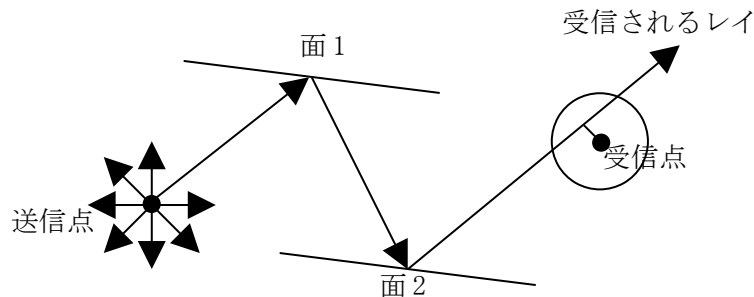


図 2.1 レイローンチング法

反射点 \mathbf{r}_0 を通り単位方向ベクトルが $\hat{\mathbf{u}}$ の直線と、受信点 \mathbf{r} との距離 d は次式で計算される。

$$d = |\hat{\mathbf{u}} \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)| \quad (2.1)$$

この値が受信円の半径より小さいとき受信したとみなす。ただし、隣接するレイの間隔は伝搬距離に比例して大きくなるので、受信円の半径を伝搬距離に比例させる。

伝搬経路を漏れなく求めるに、受信円の半径を少し大きめにとり、後で重複分を削除する。すなわち、伝搬経路の反射面の番号を保存しておき、異なる伝搬経路の反射面の番号がすべて一致することはないことから重複分を削除する。

その後、受信円の広がりによる誤差をなくすために伝搬経路を厳密に評価する。

図 2.2 は 2 回反射の例であり、送信点 A から出た波が面 1 と面 2 で 2 回反射して受信点 B に到達するものとする。点 A の面 1 に関する鏡影を A'、点 B の面 2 に関する鏡影を B' とする。

正しい伝搬経路が存在するためには以下の条件がすべて成り立たなければならない。

- (1) 線分 A'B' が面 2 を横切る。その交点を反射点 Q とする。
- (2) 線分 A'Q が面 1 を横切る。その交点を反射点 P とする。
- (3) 線分 AP を直接波が伝搬する。
- (4) 線分 PQ を直接波が伝搬する。
- (5) 線分 QB を直接波が伝搬する。

なお、直接波が伝搬する条件、および、鏡影点の計算方法については後述する。

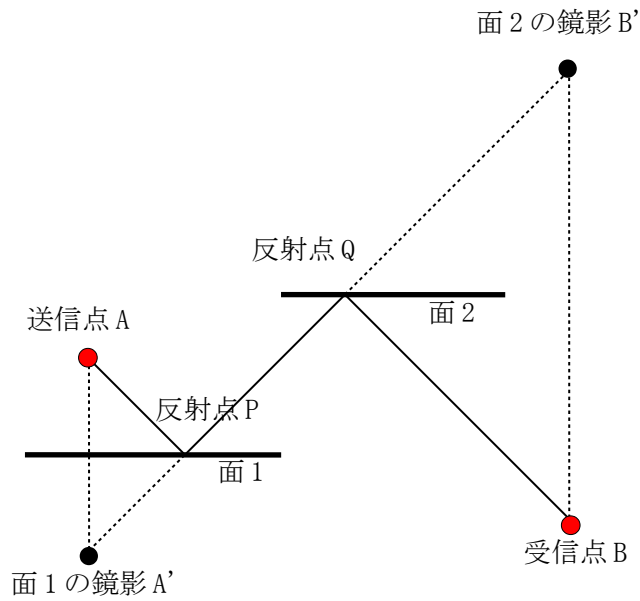


図 2.2 2回反射の概念図

放射レイの緯度方向の分割数を N とすると、第一放射レイの総数 M は次式で評価できる。

$$\begin{aligned}
 M &= \sum_{i=1}^N \left\{ 2N \sin \left(\pi \frac{i}{N} \right) \right\} \\
 &\approx 2N^2 \int_0^1 \sin(\pi x) dx \quad (N \gg 1) \\
 &= \frac{4}{\pi} N^2
 \end{aligned} \tag{2.2}$$

壁による透過波を考える場合は、図 2.3 のように壁に当たるとに反射波と透過波の 2 つに分岐する。

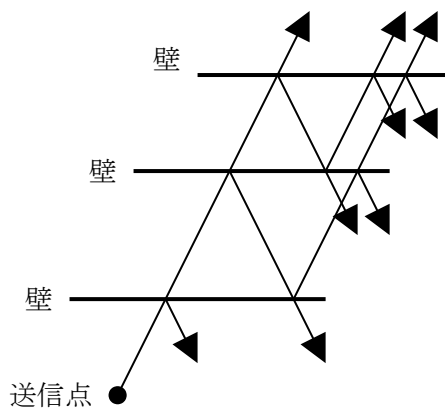


図 2.3 反射+透過

3 伝達公式と送受信アンテナ

3.1 伝達公式

Friis の伝達公式を、複数の送信アンテナがあり、さらにそれぞれ複数の伝搬経路がある場合に拡張する。伝搬経路の位相差を考慮しない電力和は

$$P_r = \sum_n \left[\sum_i G_{t,n,i} G_{r,n,i} |R_{n,i}|^2 \left\{ \frac{\lambda}{4\pi l_{n,i}} \exp(-\alpha l_{n,i}) \right\}^2 \right] P_{t,n} \quad (3.1)$$

となり、伝搬経路の位相差を考慮した電力和は

$$P_r = \left| \sum_n \left[\sum_i E_{t,n,i} E_{r,n,i} R_{n,i} \left(\frac{\lambda}{4\pi l_{n,i}} \right) \exp\{-(\alpha + jk) l_{n,i}\} \right] \exp(j\phi_n) \sqrt{P_{t,n}} \right|^2 \quad (3.2)$$

となる。ここで、総和 n は送信アンテナについてとり、総和 i はそれぞれの送信アンテナから出るすべての伝搬経路についてとる。また、 P_r : 受信電力、 $P_{t,n}$: 送信アンテナ n の送信電力、 ϕ_n : 送信アンテナ n の位相、 λ : 波長、 $k=2\pi/\lambda$: 波数、 α : 空間の減衰定数、 $l_{n,i}$: 伝搬経路長である。 $R_{n,i}$ は反射・透過・回折係数の積であり複素数である。さらに、 $G_{t,n,i}$ $G_{r,n,i}$ $E_{t,n,i}$ $E_{r,n,i}$ は送信アンテナ n からの伝搬経路 i の送信方向および受信方向の電力絶対利得または電界絶対利得である。アンテナ指向性の位相は一般に観測方向で異なるので、 $E_{t,n,i}$ と $E_{r,n,i}$ は複素数になる。電力絶対利得は電界絶対利得の 2 乗である。

$$\begin{aligned} G_{t,n,i} &= |E_{t,n,i}|^2 \\ G_{r,n,i} &= |E_{r,n,i}|^2 \end{aligned} \quad (3.3)$$

また、無指向性アンテナの受信電力 P_r と受信電界 E には下記の関係がある。[6]

$$\frac{E^2}{120\pi} = \frac{4\pi P_r}{\lambda^2} \quad (3.4)$$

3.2 アンテナ指向性

送信アンテナまたは受信アンテナに以下のような指向性を設定することができる。

以下では送信アンテナと受信アンテナの扱いは同じなので、電界絶対利得 E_t, E_r を単に E と表す。

観測方向を (θ, ϕ) とすると観測方向の単位ベクトルは次式になる。

$$\hat{r} = \hat{x} \sin \theta \cos \phi + \hat{y} \sin \theta \sin \phi + \hat{z} \cos \theta \quad (3.5)$$

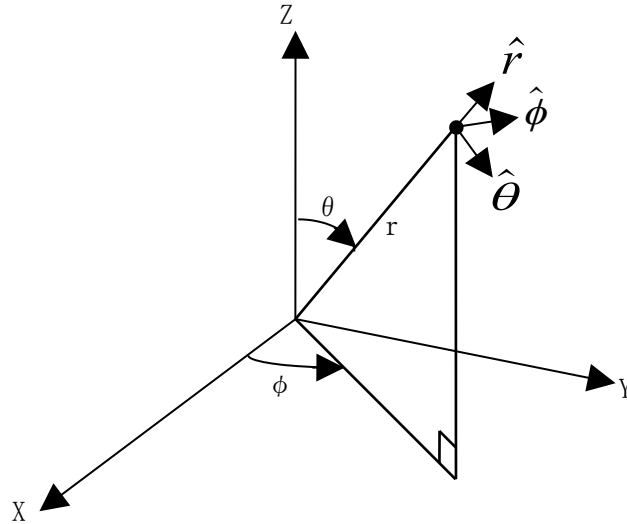


図 3.1 極座標

(1) 無指向性

$$E(\theta, \phi) = 1 \quad (3.6)$$

(2) ダイポール

Z 方向を向いたダイポールアンテナであり、3dB ビーム幅を w とする。

$$E(\theta, \phi) = \begin{cases} K \cos \left\{ \frac{\pi}{2} \frac{\theta - \pi/2}{w} \right\} & (|\theta - \pi/2| \leq w) \\ 0 & (|\theta - \pi/2| > w) \end{cases} \quad (3.7)$$

ここで、K は電界利得であり、計算方法は後述する。

(3) ビーム

ビームの中心方向を (θ_0, ϕ_0) 、 θ 方向と ϕ 方向の 3dB ビーム幅を w_θ, w_ϕ とする。

$$E(\theta, \phi) = \begin{cases} K \cos \left\{ \frac{\pi}{2} \frac{\theta - \theta_0}{w_\theta} \right\} \cos \left\{ \frac{\pi}{2} \frac{\phi - \phi_0}{w_\phi} \right\} & (|\theta - \theta_0| \leq w_\theta, |\phi - \phi_0| \leq w_\phi) \\ 0 & \text{others} \end{cases} \quad (3.8)$$

ここで、K は電界利得であり、計算方法は後述する。

式(3.8)はパラメータによっては非物理的な特性になるので、指向性を図で確認することが必要である。

(4) ファイル指定

全方向の指向性 (θ 成分と ϕ 成分の振幅と位相) をファイルで指定する。さらに Z 軸の周りに回転することができる。

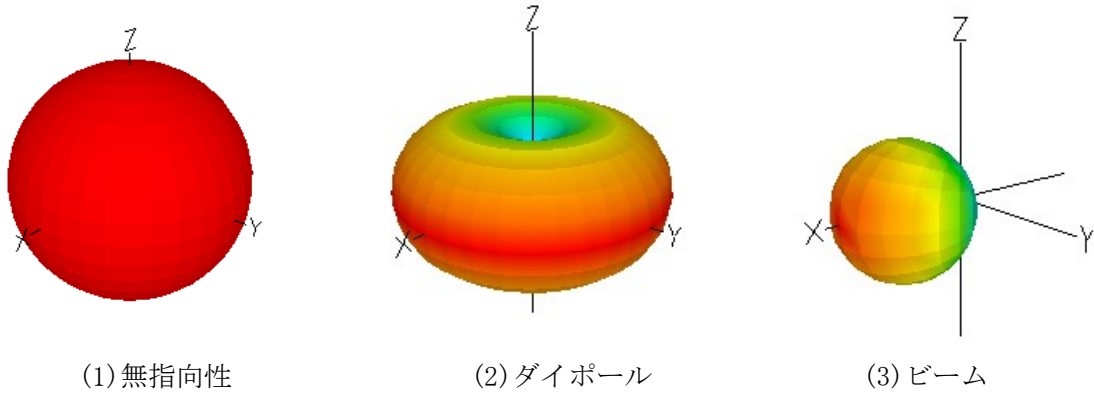


図 3.2 アンテナ指向性

3.3 アンテナ利得

アンテナの最大放射方向(ボアサイト)を $(\theta_{max}, \phi_{max})$ とし、

$$E_{max} \equiv E(\theta_{max}, \phi_{max}) \quad (3.9)$$

とおく。このとき電界利得は次式で計算される。

$$K = \left\{ \frac{4\pi E_{max}^2}{\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi} \sin\theta d\theta E^2(\theta, \phi)} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (3.10)$$

このKを用いると 3.2(2)(3)は絶対利得になる。3.2(4)では最大値で正規化した後Kをかけて絶対利得にする。

3.4 送信アンテナの偏波

送信アンテナの偏波方向が垂直偏波・水平偏波・円偏波のとき直接波の電界は次式のようにになる。

$$\mathbf{E}(\theta, \phi) = \begin{cases} E(\theta, \phi) \hat{\theta} & (\text{垂直偏波}) \\ E(\theta, \phi) \hat{\phi} & (\text{水平偏波}) \\ E(\theta, \phi) \frac{\hat{\theta} \pm j \hat{\phi}}{\sqrt{2}} & (\text{円偏波}) \end{cases} \quad (3.11)$$

3.2(1)(2)(3)では偏波を上のにずれかに指定する。

ただし、ダイポールアンテナなどを除いては、一般的に全方向で同じ偏波特性を持つことはないので、式(3.11)は近似的なものである。

より正確に偏波特性を表すには3.2(4)を用いて全方向指向性をファイルで指定することが必要である。

なお、式(3.1)(3.2)の $G_{r,n,i}$, $E_{r,n,i}$ は受信アンテナの偏波不整合損を含んでいる。

4 Fresnel 反射係数

均質な半空間の反射係数はFresnel の公式によって計算される。[1]

図 4.1 のように座標系をとる。入射波を \mathbf{E}^i とすると、反射波 \mathbf{E}^r は次式で計算される。

$$\mathbf{E}^r = \Gamma_V (\mathbf{E}^i \cdot \hat{\mathbf{v}}^i) \hat{\mathbf{v}}^r + \Gamma_H (\mathbf{E}^i \cdot \hat{\mathbf{h}}^i) \hat{\mathbf{h}}^r \quad (4.1)$$

$$\Gamma_V = \frac{\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta} - \epsilon \cos \theta}{\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta} + \epsilon \cos \theta} \quad (\text{TM波、P波}) \quad (4.2)$$

$$\Gamma_H = \frac{\cos \theta - \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}} \quad (\text{TE波、S波}) \quad (4.3)$$

$$\epsilon = \epsilon_r - \frac{j\sigma}{\omega \epsilon_0} \quad (\omega = 2\pi f, \epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} [F/m]) \quad (4.4)$$

$$\cos \theta = |\hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\mathbf{r}}^i| \quad (4.5)$$

$$\hat{\mathbf{h}}^i = \hat{\mathbf{h}}^r = \frac{\hat{\mathbf{r}}^i \times \hat{\mathbf{n}}}{|\hat{\mathbf{r}}^i \times \hat{\mathbf{n}}|} \quad (4.6)$$

$$\hat{\mathbf{v}}^i = \hat{\mathbf{h}}^i \times \hat{\mathbf{r}}^i \quad (4.7)$$

$$\hat{\mathbf{r}}^r = \hat{\mathbf{r}}^i - 2(\hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\mathbf{r}}^i) \hat{\mathbf{n}} \quad (4.8)$$

$$\hat{\mathbf{v}}^r = \hat{\mathbf{r}}^r \times \hat{\mathbf{h}}^r \quad (4.9)$$

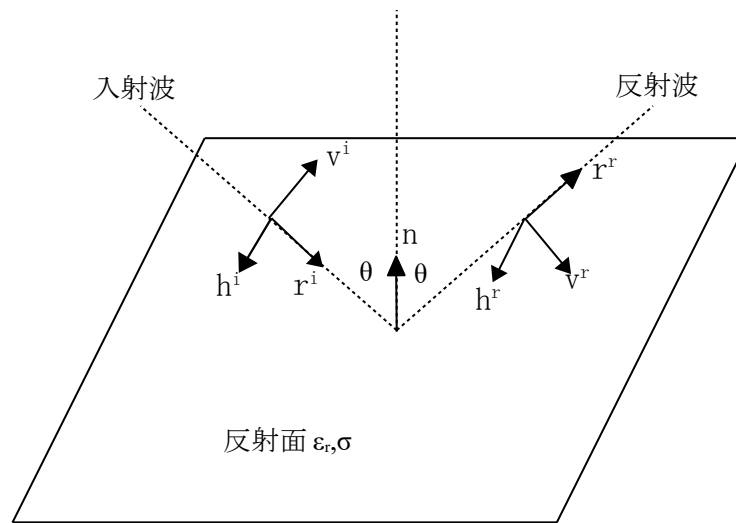


図 4.1 平面による反射

式(4.2) (4.3)は特殊な場合として、以下の性質をもっている

$$\Gamma_V(\theta=0)=\Gamma_H(\theta=0)=-\frac{\sqrt{\epsilon}-1}{\sqrt{\epsilon}+1}<0 \quad (4.10)$$

$$\Gamma_V(\theta=\pi/2)=1, \quad \Gamma_H(\theta=\pi/2)=-1 \quad (4.11)$$

$$\Gamma_V(\epsilon \rightarrow \infty)=\Gamma_H(\epsilon \rightarrow \infty)=-1 \quad (PEC) \quad (4.12)$$

図4.2に $\epsilon_r=2, 10, 80, \sigma=0$ のときの Γ_V, Γ_H の入射角特性を示す。

$\sigma=0$ のとき、 Γ_H は常に負であり、 Γ_V は $\theta < \theta_B$ のとき負、 $\theta > \theta_B$ のとき正である。ここで、 θ_B は Brewster 角と呼ばれ、次式で計算される。

$$\theta_B = \arctan(\sqrt{\epsilon_r}) \quad (4.13)$$

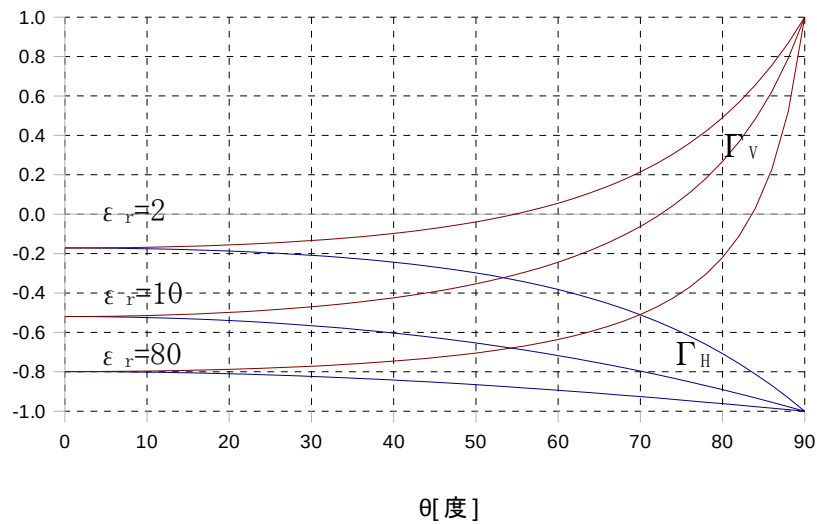


図4.2 反射係数の入射角特性 ($\sigma=0$)

5 多層壁面の反射・透過係数

図 5.1 に示す多層壁面の反射・透過係数は特性行列法 (F 行列法) によって計算される。[2][3][4] 層の数を N とし、各層の複素誘電率、複素透磁率を ϵ_n, μ_n ($n=0, \dots, N+1$)、各層の厚さを h_n ($n=1, \dots, N$) とする。

各境界での入射角は Snell の法則より次式で計算される。

$$\Re(\sqrt{\epsilon_n \mu_n}) \sin \theta_n = \Re(\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}) \sin \theta_0 \quad (n=1, \dots, N+1) \quad (5.1)$$

第 n 層の特性行列は次式で与えられる。

$$M_n = \begin{bmatrix} \cos \delta_n & j \alpha_n \sin \delta_n \\ j \alpha_n^{-1} \sin \delta_n & \cos \delta_n \end{bmatrix} \quad (n=1, \dots, N) \quad (5.2)$$

$$\alpha_n = \begin{cases} \eta_n^{-1} \cos \theta_n & (\text{TE波, S波}) \\ \eta_n \cos \theta_n & (\text{TM波, P波}) \end{cases} \quad (n=0, \dots, N+1) \quad (5.3)$$

$$\eta_n \equiv \sqrt{\frac{\mu_n}{\epsilon_n}} \quad (n=0, \dots, N+1) \quad (5.4)$$

$$\delta_n \equiv \omega \sqrt{\epsilon_n \mu_n} h_n \cos \theta_n \quad (n=1, \dots, N) \quad (5.5)$$

これより全体の特性行列が次式で得られる。

$$M = M_1 M_2 \cdots M_N = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \quad (5.6)$$

$$\begin{bmatrix} E_i \\ H_i \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} E_t \\ H_t \end{bmatrix} \quad (5.7)$$

以上から、多層壁全体の電界反射・透過係数 (r, t) は次式で計算される。

$$r = \frac{(m_{11} \alpha_{N+1} + m_{12}) - \alpha_0 (m_{21} \alpha_{N+1} + m_{22})}{(m_{11} \alpha_{N+1} + m_{12}) + \alpha_0 (m_{21} \alpha_{N+1} + m_{22})} \quad (5.8)$$

$$t = \frac{2 \alpha_0}{(m_{11} \alpha_{N+1} + m_{12}) + \alpha_0 (m_{21} \alpha_{N+1} + m_{22})} \quad (5.9)$$

電力反射・透過係数 (P_r, P_t) は電力を表すポインティングベクトルが $S = E * H$ であることから次式となる。

$$P_r = |r|^2 \quad (5.10)$$

$$P_t = \begin{cases} |t|^2 \frac{\eta_{N+1}}{\eta_0} & (\text{TE波, S波}) \\ |t|^2 \frac{\eta_0}{\eta_{N+1}} & (\text{TM波, P波}) \end{cases} \quad (5.11)$$

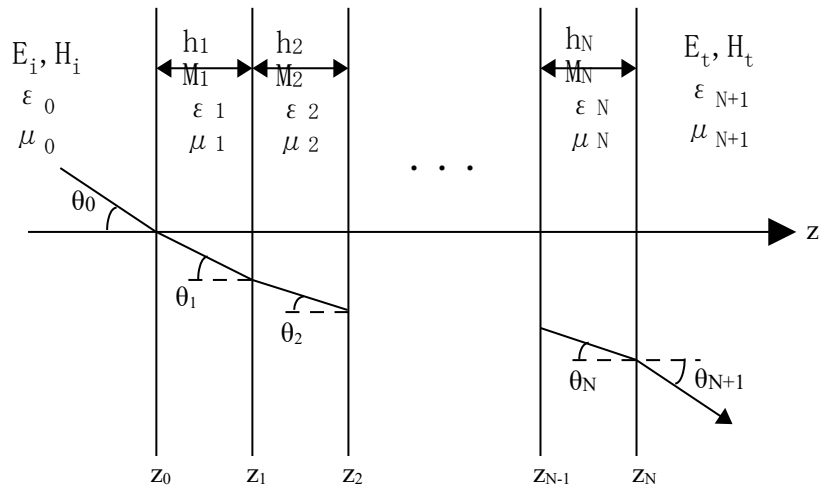


図 5.1 多層壁面モデル

6 直接波の判定法

2点間を直接波が伝搬するか否かは、2点を結ぶ線分上に物体が存在するか否かで判定する。

平面は3角形の集合で表現されるので、ここでは3角形を考える。送信点と受信点の位置を $\mathbf{r}_a=(x_a, y_a, z_a)$, $\mathbf{r}_b=(x_b, y_b, z_b)$ とし、3角形の3頂点の位置を $\mathbf{r}_i=(x_i, y_i, z_i)$ ($i=1,2,3$) とすると、受信点に直接波が届かない条件は以下のようになる。

伝搬経路と3角形との交点を2通りで表現すると、

$$\mathbf{r}_a + \alpha_1(\mathbf{r}_b - \mathbf{r}_a) = \mathbf{r}_1 + \alpha_2(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) + \alpha_3(\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_1) \quad (6.1)$$

となり、これを成分に分けると、

$$\begin{bmatrix} x_a - x_b & x_2 - x_1 & x_3 - x_1 \\ y_a - y_b & y_2 - y_1 & y_3 - y_1 \\ z_a - z_b & z_2 - z_1 & z_3 - z_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \alpha_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x_a - x_1 \\ y_a - y_1 \\ z_a - z_1 \end{bmatrix} \quad (6.2)$$

となる。これを解いて、

$$0 < \alpha_1 < 1, \quad 0 < \alpha_2, \quad 0 < \alpha_3, \quad \alpha_2 + \alpha_3 < 1 \quad (6.3)$$

のとき受信点に直接波が届かない。

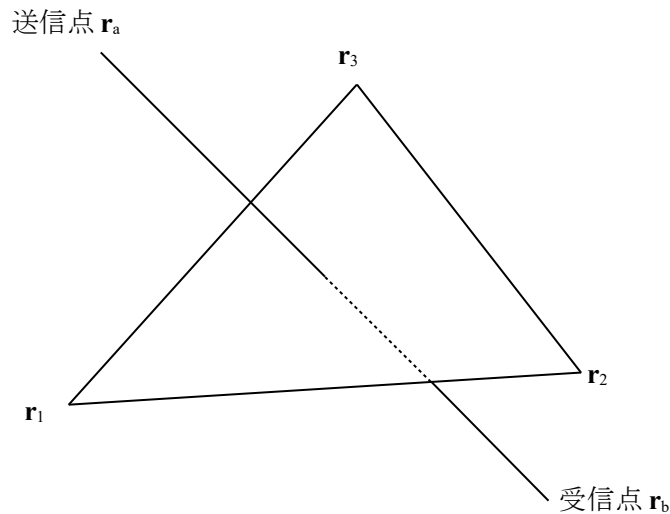


図 6.1 伝搬経路と3角形

7 鏡影点の計算法

4角形による鏡影点は以下のようにして計算する。

図7.1のように4角形の4頂点の位置ベクトルを $\mathbf{r}_1 \sim \mathbf{r}_4$ とし、点Pの鏡影点を P' 、線分 PP' と4角形との交点をQとする。4角形の法線ベクトルを $\hat{\mathbf{n}}$ とすると、点Qと点 P' は

$$\mathbf{r}_Q = \mathbf{r}_P + \alpha \hat{\mathbf{n}} \quad (7.1)$$

$$\mathbf{r}_{P'} = \mathbf{r}_P + 2\alpha \hat{\mathbf{n}} \quad (7.2)$$

$$\hat{\mathbf{n}} = \frac{(\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_1) \times (\mathbf{r}_4 - \mathbf{r}_2)}{|(\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_1) \times (\mathbf{r}_4 - \mathbf{r}_2)|} \quad (7.3)$$

とあらわされ、条件

$$(\mathbf{r}_Q - \mathbf{r}_1) \cdot \hat{\mathbf{n}} = 0 \quad (7.4)$$

から未知数 α が求まり、式(7.2)より鏡影点は次式になる。

$$\mathbf{r}_{P'} = \mathbf{r}_P - 2\{(\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_1) \cdot \hat{\mathbf{n}}\} \hat{\mathbf{n}} \quad (7.5)$$

式(7.5)は $\hat{\mathbf{n}}$ の符号を変えても変わらない。すなわち面の表裏を知る必要がない。また、頂点1は2, 3, 4に変えても同じである。

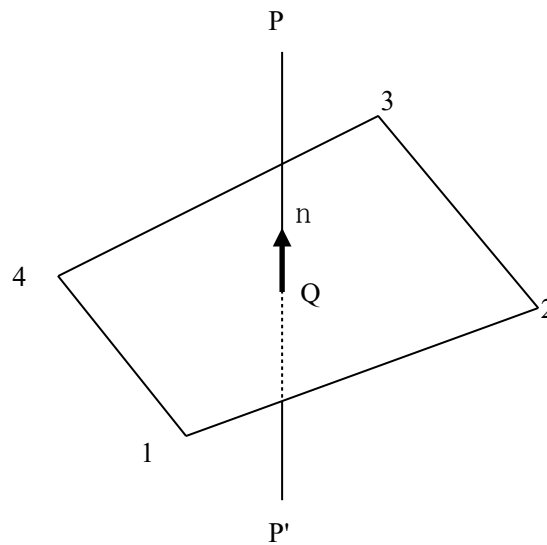


図7.1 4角形による鏡影点

8 回折波の計算法

直接波が到達しない点には回折波が到達する。回折波の大きさは楔モデルの回折理論[5][6]で計算する。

図8.1のように、送信点と受信点の間に物体が存在し、直接波がさえぎられ、回折波が到達するものとする。物体を楔モデルとみなすと、回折波の大きさは、楔の稜線から送信点と受信点と結ぶ直線までの最短距離で決まる。

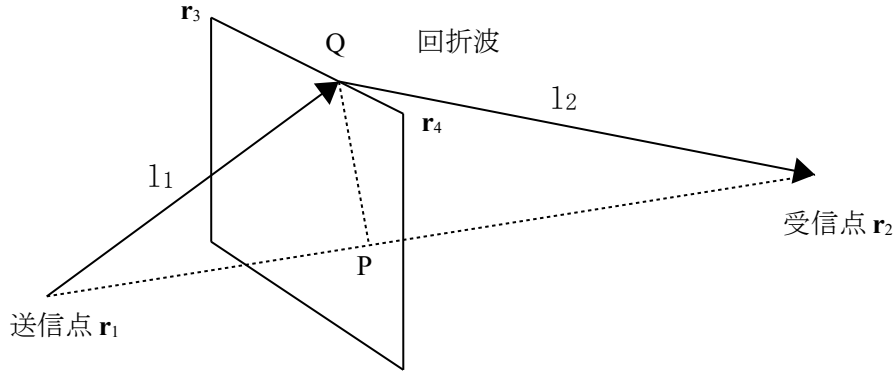


図8.1 回折波

上で述べた距離は以下のようにして計算される。

送信点および受信点の位置ベクトル $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ 、楔の稜線の両端の位置ベクトルを $\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4$ とする。送信点と受信点を結ぶ線分上の点を P、楔の稜線上の点を Q とすると、

$$\mathbf{r}_P = \mathbf{r}_1 + u(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \quad (8.1)$$

$$\mathbf{r}_Q = \mathbf{r}_3 + v(\mathbf{r}_4 - \mathbf{r}_3) \quad (8.2)$$

となり、PQ間の距離は

$$\begin{aligned} PQ^2 &= \left| \left[\mathbf{r}_1 + u(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \right] - \left[\mathbf{r}_3 + v(\mathbf{r}_4 - \mathbf{r}_3) \right] \right|^2 \\ &= au^2 + buv + cv^2 + du + ev + f \end{aligned} \quad (8.3)$$

$$\begin{aligned} a &= |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|^2 \\ b &= -2(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \cdot (\mathbf{r}_4 - \mathbf{r}_3) \\ c &= |\mathbf{r}_4 - \mathbf{r}_3|^2 \\ d &= -2(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) \cdot (\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_1) \\ e &= -2(\mathbf{r}_4 - \mathbf{r}_3) \cdot (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_3) \\ f &= |\mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_1|^2 \end{aligned} \quad (8.4)$$

となる。u, v に関する2次形式(8.3)を変形すると、

$$PQ^2 = a \left(u + \frac{bv+d}{2a} \right)^2 + \frac{4ac-b^2}{4a} \left(v + \frac{2ae-bd}{4ac-b^2} \right)^2 + \frac{bde-cd^2-ae^2}{4ac-b^2} + f \quad (8.5)$$

となる。式(8.4)より、

$$a > 0, \quad 4ac - b^2 > 0 \quad (8.6)$$

であるから、式(8.5)の平方根は

$$u = \frac{be - 2cd}{4ac - b^2} \quad (8.7)$$

$$v = \frac{bd - 2ae}{4ac - b^2} \quad (8.8)$$

のとき、最小値

$$h = \left(\frac{bde - cd^2 - ae^2}{4ac - b^2} + f \right)^{\frac{1}{2}} \quad (8.9)$$

をとる。

なお、上で求めた点Qを1回回折波が通るには、送信点と点Q、および点Qと受信点の間に物体が存在してはならない。

以上の判定をすべての物体の辺について行う。

回折波の大きさは以下の式で計算される。[4][5]

$$E_d = E_0 F \left(\pm \sqrt{\frac{2}{\lambda} \left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} \right) h} \right) \quad (8.10)$$

$$F(z) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} |I(z)| \quad (8.11)$$

$$I(z) \equiv \int_z^{\infty} e^{-j\frac{\pi}{2}u^2} du \quad (-\infty < z < +\infty) \quad (8.12)$$

ここで、式(8.10)の E_0 は物体が存在しないときの直接波の大きさ、 l_1 は送信点と楔の距離、 l_2 は楔と受信点の距離であり、符号は送受信間が見通し外るとき正、見通し内るとき負である。

式(8.11)は $z = -\infty, 0, +\infty$ のとき $F(z) = 1, 0.5, 0$ になる。

式(8.12)の計算には以下の近似式[7]を用いる。

$$I(z) = e^{-j\frac{\pi}{2}z^2} \{g(z) - j f(z)\} \quad (0 < z < \infty) \quad (8.13)$$

$$I(-z) = (1 - j) - I(z) \quad (8.14)$$

$$f(z) = \frac{1 + 0.926z}{2 + 1.792z + 3.104z^2} + \epsilon(z) \quad (0 < z < \infty, |\epsilon(z)| < 2 \times 10^{-3}) \quad (8.15)$$

$$g(z) = \frac{1}{2 + 4.142z + 3.492z^2 + 6.670z^3} + \epsilon(z) \quad (0 < z < \infty, |\epsilon(z)| < 2 \times 10^{-3}) \quad (8.16)$$

2回回折波については、図8.2のように同じ物体の2つの稜線(上部または側面)を経由するものだけを考え、図8.3のように異なる物体の稜線を経由するものを考えない。後者は計算時間が物体の数の2乗に比例するためである。

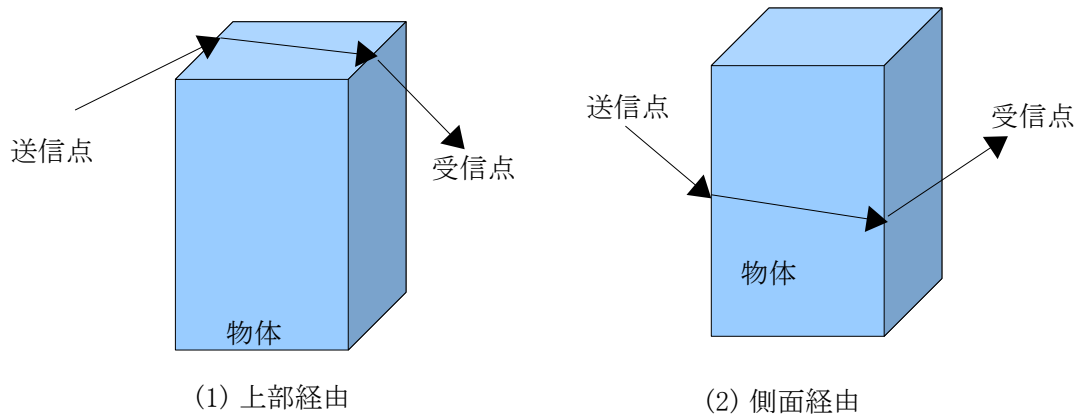


図 8.2 計算される 2 回回折波

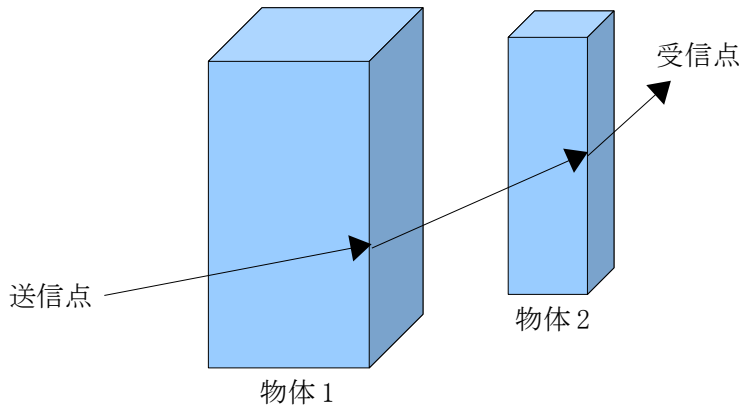


図 8.3 計算されない 2 回回折波

2 回回折波の大きさについては式 (8.10) に対応する式が以下ようになる。

$$E_d = E_0 F \left(\sqrt{\frac{2}{\lambda} \left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} \right)} h_1 \right) F \left(\sqrt{\frac{2}{\lambda} \left(\frac{1}{l_2} + \frac{1}{l_3} \right)} h_2 \right) \quad (8.17)$$

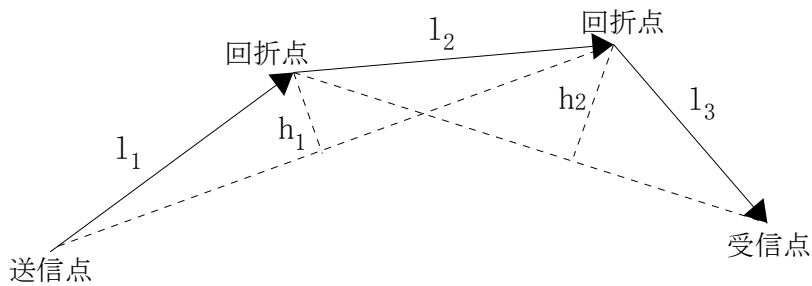


図 8.4 2 回回折波断面図

回折と反射を含む場合は、図 8.5 のように[反射+回折]と[回折+反射]を計算する。
この場合、計算時間は物体の数の 2 乗に比例する。

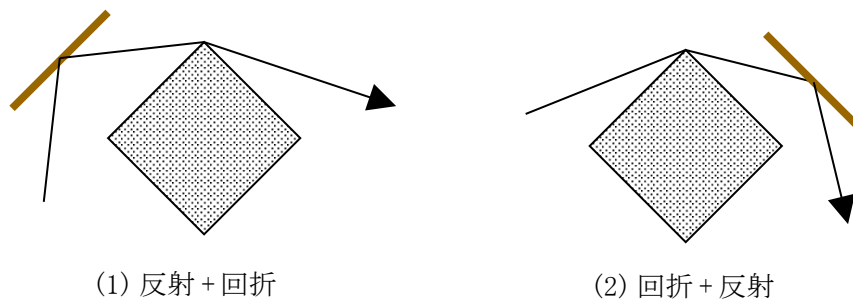


図 8.5 回折+反射の計算モデル

9 遅延特性

ある受信点で横軸を時間、縦軸を電力としてプロットしたものを遅延プロファイルと呼ぶ。光学的反射モデルでは遅延プロファイルは図9.1のように離散的なものになる。

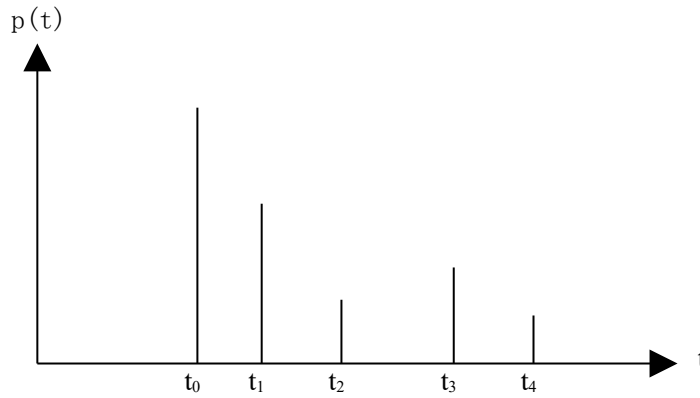


図9.1 遅延プロファイル

受信電力の時間変化を $p(t)$ とすると、電力和 P 、平均遅延 T_D 、遅延スプレッド S が次式で定義される。
[6][8]

$$P = \int p(t) dt = \sum_i p(t_i) \quad (9.1)$$

$$T_D = \frac{1}{P} \int (t-t_0) p(t) dt = \frac{1}{P} \sum_i (t_i-t_0) p(t_i) \quad (9.2)$$

$$\begin{aligned} S &= \left[\frac{1}{P} \int \{(t-t_0) - T_D\}^2 p(t) dt \right]^{\frac{1}{2}} \\ &= \left[\frac{1}{P} \int (t-t_0)^2 p(t) dt - T_D^2 \right]^{\frac{1}{2}} \\ &= \left[\frac{1}{P} \sum_i (t_i-t_0)^2 p(t_i) - T_D^2 \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (9.3)$$

ここで、 t_0 は第1波(見通し内では直接波)が到来する時刻である。

仮に遅延プロファイルが連続量であり次式のような指数関数であると仮定すると

$$p(t) = \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t-t_0}{\tau}} \quad (t > t_0) \quad (9.4)$$

公式

$$\int_0^{\infty} x^n e^{-x} dx = n! \quad (n \geq 0) \quad (9.5)$$

から

$$\begin{aligned}
P &= \int_0^{\infty} p(t) dt = 1 \\
\int_0^{\infty} (t-t_0) p(t) dt &= \tau \\
\int_0^{\infty} (t-t_0)^2 p(t) dt &= 2\tau^2
\end{aligned}$$

となり、

$$T_D = S = \tau$$

となる。すなわち、遅延プロファイルが指数関数のときは平均遅延と遅延スプレッドは一致し、受信電力が $1/e$ になる時間である。

受信電圧和(式(3.2)の||内、複素数) $V(x)$ を受信点を移動して求めたものから次式により空間相関係数が計算される。

$$\rho(d) = \frac{\left| \int V(x) V^*(x+d) dx \right|}{\int |V(x)|^2 dx} \quad (*: \text{複素共役}) \quad (9.6)$$

$$V(x) = \int V(x, t) dt = \sum_i V(x, t_i) \quad (9.7)$$

参考文献

- [1] J. D. Kraus, "Electromagnetics, 4th edition", McGraw-Hill, 1992.
- [2] M. ボルン、E. ウォルフ「光学の原理 I」東海大学出版、1985
- [3] 飯島泰蔵監修「電磁界の近代解析法」電子通信学会、1979
- [4] 安達三郎、米山務「電波伝送工学」コロナ社、1981
- [5] W. L. Stutzman and G. A. Thiele, "Antenna Theory and Design, 2nd edition", John Wiley & Sons, 1998.
- [6] 進士昌明編著「無線通信の電波伝搬」電子情報通信学会、1992
- [7] M. Abramowitz and I. Stegun ed., "Handbook of Mathematical Functions", Dover, 1965.
- [8] S. R. Saunders, "Antennas and propagation for wireless communication systems", John Wiley & Sons, 1999.
- [9] 今井哲郎「電波伝搬解析のためのレイトレーシング法-基礎から応用まで-」コロナ社、2016