

부분적으로 도체가 덮인 임의단면의 유전체시린더에 의한 TE파의 산란현상

(Scattering of TE Waves by a Dielectric Cylinder with Arbitrary Cross Section Partially Covered by Conductors)

李 相 高*, 張 大 錫*

(Sang Seol Lee and Dae Seok Chang)

要 約

임의단면의 유전체시린더에 부분적으로 얇은 도체가 덮여있을 때 TE파에 의한 산란특성을 해석한다. 등가원리에 의하여 유전체경계면과 도체경계면의 경계조건에 맞는 미적분방정식을 세우고 모멘트법을 적용하여 행렬식으로 변화한다.

구형단면을 갖는 유전체시린더의 양면에 부분적으로 도체가 덮여있는 경우를 계산으로 선택한다. 도체면에 수직으로 TE파가 입사될 때 도체면에 유도되는 전류분포와 산란단면적을 계산한다.

Abstract

The scattering characteristics by the TE incident wave are analysed for its dielectric cylinder with arbitrary cross section partially covered by thin conductors. The integro differential equations consistent with boundary conditions of conductors and dielectric boundaries are derived by the equivalence principle. They are transformed into matrix equations by moment method.

The rectangular dielectric cylinder partially covered by conductors at the upper and bottom side of the cylinder is chosen for the numerical example. Current distributions on conductors and scattering cross sections by the cylinder are computed for the TE incident perpendicular to the conductor plane.

1. 서 론

시린더형의 도체나 유전체에 의한 전자파산란에 관한 문제는 마이크로파 시스템에서 자주 부딪히는 문제이다. 유전체 또는 도체만으로 되어있는 시린더에 의한 산란현상은 이미 해석된 바 있다.^{1,2,3} 여기서는 마이크로스트립라인과 같이 부분적으로 도체가 덮인 유전체시린더에 의한 산란현상을 해석한다.

등가원리에 의하면 유전체 또는 도체가 경계면을 이루고 있을 때 각 부분에 형성되는 전자파는 경계면에 등가전류원과 등가자류원을 정의하므로써 구할 수 있다.⁴ 그들에 의하여 발생된 전계와 자계는 시린더경계면에서 경계조건을 만족해야 한다.

그림 1은 부분적으로 도체가 덮인 유전체 시린더의 단면을 나타내고 있다. C₁과 C₂는 도체가 덮인 부분이다. 도체의 두께는 무시하고 유전체는 비자성체로 한다. ϕ 의 각도에서 TE파가 입사될 때 각 경계면에 대하여 다음 관계식이 성립된다.

$$C_d에서; \underline{n} \times (\underline{E}^{int}(f) - \underline{E}^s(g)) = \underline{n} \times \underline{E}^i \quad (1)$$

*正會員, 漢陽大學校 電子通信工學科
(Dept. of Elect-Comm. Eng., Hanyang Univ.)
接受日字: 1987年 7月 14日

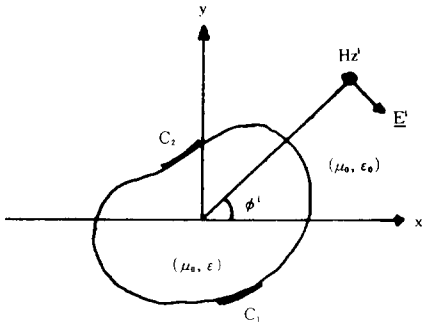


그림 1. 유전체시린더에 입사되는 TE파

Fig. 1. TE Waves incident to the dielectric cylinder.

$$C_d \text{에서; } H_z^{m1}(\underline{f}) - H_z^s(\underline{g}) = H_z^i \quad (2)$$

$$C_c \text{에서; } \underline{n} \times \underline{E}^{m1}(\underline{f}) = c \quad (3)$$

$$C_c \text{에서; } \underline{n} \times \underline{E}^s(\underline{g}) = -\underline{n} \times \underline{E}^i \quad (4)$$

여기서 C_d 와 C_c 는 각각 유전체 및 도체부분의 경계선이다. \underline{n} 은 C_c 와 C_d 에서 밖으로 향하는 단위법선 벡터이고 \underline{E}^{m1} 와 H_z^{m1} 는 시린더내부에 발생하는 전자계이고 \underline{E}^s 와 H_z^s 는 시린더 밖으로 산란되는 전자계이다. \underline{E}^{m1} 와 H_z^{m1} 는 C_d 와 C_c 에 있는 등가자류 \underline{f} 에 의하여 전 공간이 매질 μ, ϵ 로 되어 있을 때 발생하는 전자계이고 \underline{E}^s, H_z^s 는 등가자류 \underline{g} 에 의하여 전 공간이 μ_0, ϵ_0 로 되어 있을 때 발생하는 전자계이다. \underline{E}^i, H_z^i 는 입사파의 전자계이다. (1), (2)는 유전체경계면에서 전자계의 접선성분이 연속임을 나타내는 식이고(3), (4)는 도체경계면에서 전계의 접선성분이 0임을 나타내는 식이다.

2. 모멘트법의 적용

그림 1에서 입사파를 다음식으로 표시한다.

$$H_z^i = \frac{1}{\eta_0} u_z e^{jk_0(x \cos \phi + y \sin \phi)} \quad (5)$$

$$\underline{E} = (u_x \sin \phi - u_y \cos \phi) e^{jk_0(x \cos \phi + y \sin \phi)} \quad (6)$$

여기서 $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ 이고 $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ 이다.

2차원 자유원 \underline{M} 에 의한 전자계 $\underline{H}(\underline{M}), \underline{E}(\underline{M})$ 은 원통좌표계에서 다음식으로 주어진다.⁵⁾

$$\underline{H}(\underline{M}) = -\frac{k\eta}{4} \int_C \underline{M}(\rho') H_0^{(2)}(k|\underline{\rho} - \underline{\rho}'|) dt' \quad (7)$$

$$\underline{E}(\underline{M}) = \mp \frac{1}{2} \underline{M}(\underline{\rho}) \times \underline{n} + \frac{1}{4j} \int_C \underline{M}(\rho') \times \nabla H_0^{(2)}(k|\underline{\rho} - \underline{\rho}'|) dt' \quad (8)$$

여기서 $\underline{\rho}'$ 은 전원점의 위치벡터, $\underline{\rho}$ 는 전개점의 위치 벡터이다. (8)에서 + 기호는 \underline{n} 이 시린더안으로 향하는 경우이고, - 기호는 \underline{n} 이 시린더 밖으로 향하는 경우이다.

(1)~(4)에서 자유원 \underline{f} 와 \underline{g} 를 다음과 같이 놓는다.

$$\underline{f} = \sum_{j=1}^N V_j^f \underline{M}_j, \quad \underline{g} = \sum_{j=1}^N V_j^g \underline{M}_j \quad (9)$$

여기서

$$\underline{M}_j = \begin{cases} u_z & t_j \leq t \leq t_{j+1} \\ 0 & \text{그밖에서} \end{cases} \quad (10)$$

이고, $\{t_j; j=1, 2, \dots, N\}$ 은 C_d 와 C_c 에 있는 점이다. $\{V_j^f\}$ 와 $\{V_j^g\}$ 는 전개함수의 계수로서 그들이 구해지면 등가자류 \underline{f} 와 \underline{g} 를 알게 된다.

(9), (10)을 (1)~(4)에 대입하면 다음 식을 얻는다.

$$C_d \text{에서; } \sum_{j=1}^N \underline{n} \times [V_j^f \underline{E}^{m1}(\underline{M}_j) - V_j^g \underline{E}^s(\underline{M}_j)] = \underline{n} \times \underline{E}^i \quad (11)$$

$$C_d \text{에서; } \sum_{j=1}^N \eta_0 (V_j^f H_z^{m1}(\underline{M}_j) - V_j^g H_z^s(\underline{M}_j)) = \eta_0 H_z^i \quad (12)$$

$$C_c \text{에서; } \sum_{j=1}^N V_j^f \underline{n} \times \underline{E}^{m1}(\underline{M}_j) = 0 \quad (13)$$

$$C_c \text{에서; } \sum_{j=1}^N (-V_j^g) \underline{n} \times \underline{E}^s(\underline{M}_j) = \underline{n} \times \underline{E}^i \quad (14)$$

N_d 와 N_c 를 각각 C_d 와 C_c 의 분할소자수라 하면 $N = N_d + N_c$ 이다. (11), (12)의 양변에 $\underline{M}_i, i=1, 2, \dots, N_d$ 를 스칼라프로덕트하고 (13), (14)의 양변에는 $\underline{M}_i, i=N_d+1, \dots, N$ 을 스칼라프로덕트하면 다음 행렬식을 얻는다.

$$\begin{bmatrix} \{Y_1^{m1}\} & \{Y_1^g\} \\ \{Z^{m1}\} & \{Z^g\} \\ \{Y_2^{m1}\} & \{0\} \\ \{0\} & \{Y_2^g\} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{\vec{V}}^f \\ \underline{\vec{V}}^g \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{\vec{\Gamma}} \\ \underline{\vec{V}} \\ \underline{\vec{0}} \\ \underline{\vec{I}}_2 \end{bmatrix} \quad (15)$$

여기서

$$\underline{\vec{V}}^f = \begin{bmatrix} V_1^f \\ V_2^f \\ \vdots \\ V_N^f \end{bmatrix}, \quad \underline{\vec{V}}^g = \begin{bmatrix} V_1^g \\ V_2^g \\ \vdots \\ V_N^g \end{bmatrix} \quad (16)$$

$$\underline{\vec{I}}_1 = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_{N_d} \end{bmatrix}, \quad \underline{\vec{I}}_2 = \begin{bmatrix} I_{N_d+1} \\ I_{N_d+2} \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix} \quad (17)$$

$$\underline{\vec{V}} = \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ \vdots \\ V_{N_d} \end{bmatrix} \quad (18)$$

이고 (18)에서 V_i 는 다음과 같이 계산된다.

$$\begin{aligned}
 V_i &= \eta_0 \langle \underline{M}_i \cdot \underline{u}_z H_z^2 \rangle \\
 &= \int_{t_i}^{t_{i+1}} \underline{M}_i \cdot \underline{u}_z H_z^2 dt \\
 &= \int_{t_i}^{t_{i+1}} e^{jk_0(x \cos \phi + y \sin \phi)} dt \\
 &= \frac{\Delta C_i \sin k_0 \phi}{k_0 \beta} e^{jk_0 \alpha} \quad 1 \leq i \leq N_d \quad (19)
 \end{aligned}$$

여기서

$$\alpha = \frac{1}{2} [(x_{i+1} + x_i) \cos \phi + (y_{i+1} + y_i) \sin \phi] \quad (20)$$

$$\beta = \frac{1}{2} [(x_{i+1} - x_i) \cos \phi + (y_{i+1} - y_i) \sin \phi] \quad (21)$$

이고 (x_i, y_i) 는 t_i 의 좌표이다.

(17)에서 I_i 는 다음 식으로 주어진다.

$$\begin{aligned}
 I_i &= \langle \underline{M}_i \cdot \underline{n} \times \underline{E}^i \rangle \\
 &= \int_{t_i}^{t_{i+1}} \underline{M}_i \cdot (\underline{n} \times \underline{E}^i) dt \quad 1 \leq i \leq N_d \quad (22)
 \end{aligned}$$

\hat{t}_i 를 t_i 에서 t_{i+1} 으로 향하는 단위벡터라 하면 단위벡터 \underline{n} 은 다음과 같이 x 와 y 의 성분으로 표시할 수 있다.

$$\underline{n} = \underline{u}_z \times \hat{t}_i = \underline{u}_y (\hat{t}_i \cdot \underline{u}_x) - \underline{u}_x (\hat{t}_i \cdot \underline{u}_y) \quad (23)$$

(6), (23)을 (22)에 대입하면

$$I_i = (-\hat{t}_i \cdot \underline{u}_x \sin \phi + \hat{t}_i \cdot \underline{u}_y \cos \phi) V_i \quad 1 \leq i \leq N_d \quad (24)$$

를 얻는다. 여기서 $\{V_i, i=1, 2, \dots, N_d\}$ 는 (19)로 주어진다.

(15)에서 $\{Z_i^{int}\}$, $\{Z_i^s\}$, $\{Y_i^{int}\}$ 및 $\{Y_i^s\}$ 는 $N_d \times N$ 행렬, $\{Z_i^{int}\}$ 와 $\{Z_i^s\}$ 는 $N_c \times N$ 행렬이다. $\{0\}$ 는 $N_c \times N$ 행렬로서 그의 모든 원소가 0이다. $\vec{0}$ 는 그의 모든 원소가 0인 $N_c \times 1$ 벡터이다.

(15)에서 $\{Y\}$ 의 원소는 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned}
 Y_i^{int} &= \langle \underline{M}_i \cdot \underline{n} \times \underline{E}^{int}(\underline{M}_i) \rangle \\
 &= \int_{t_i}^{t_{i+1}} \underline{M}_i \cdot \underline{n} \times \underline{E}^{int}(\underline{M}_i) dt \quad (25) \\
 Y_i^s &= \langle \underline{M}_i \cdot \underline{n} \times \underline{E}^s(\underline{M}_i) \rangle \\
 &= \int_{t_i}^{t_{i+1}} \underline{M}_i \cdot \underline{n} \times \underline{E}^{int}(\underline{M}_i) dt \quad (26)
 \end{aligned}$$

여기서 $\underline{E}^{int}(\underline{M}_i)$, $\underline{E}^s(\underline{M}_i)$ 는 (8)에 의해서 주어진다. (25), (26)을 계산하기 위해서 다음 관계식을 이용한다.

$$\nabla H_0^2(k|\underline{\rho} - \underline{\rho}'|) = \frac{-k(\underline{\rho} - \underline{\rho}')}{|\underline{\rho} - \underline{\rho}'|} H_1^2(k|\underline{\rho} - \underline{\rho}'|) \quad (27)$$

$$\underline{n}_i \times [\underline{M}_i \times (\underline{\rho} - \underline{\rho}')] = \underline{u}_z (-t_{i,y} a_x + t_{i,x} a_y) \quad (28)$$

여기서 $t_{i,x}$ 와 $t_{i,y}$ 는 각각 \hat{t}_i 의 x 와 y 성분이고 a_x 및

a_y 는 각각 $(\underline{\rho} - \underline{\rho}')$ 의 x 와 y 성분이다. 따라서 $i=j$ 에 대하여

$$Y_{ii}^{int} = \frac{\Delta C_i}{2}, \quad Y_{ii}^s = -\frac{\Delta C_i}{2}, \quad 1 \leq i < N \quad (29)$$

이고, $i \neq j$ 에 대하여는 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned}
 Y_{ij}^{int} &= -\frac{k}{4j} \int_{t_i}^{t_{i+1}} \int_{t_j}^{t_{j+1}} [-\hat{t}_i \cdot \underline{u}_y a_x + \hat{t}_i \cdot \underline{u}_x a_y] \\
 &\quad \frac{H_1^2(k|\underline{r}_{ij}|)}{|\underline{r}_{ij}|} dt' dt \quad (30)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 Y_{ij}^s &= -\frac{k_0}{4j} \int_{t_i}^{t_{i+1}} \int_{t_j}^{t_{j+1}} [-\hat{t}_i \cdot \underline{u}_y a_x + \hat{t}_i \cdot \underline{u}_x a_y] \\
 &\quad \frac{H_1^2(k_0|\underline{r}_{ij}|)}{|\underline{r}_{ij}|} dt' dt \quad (31)
 \end{aligned}$$

여기서 \underline{r}_{ij} 는 j 번째 분할소자에 있는 점으로부터 i 번째 분할소자에 있는 점으로 향하는 위치벡터이다. (30), (31)은 다음과 같이 새로운 변수를 정의하므로써 좀더 간단한 적분으로 변환할 수 있다.

$$u = -1 + 2(t - t_i) / \Delta C_i \quad (32)$$

$$u' = -1 + 2(t' - t_j) / \Delta C_j \quad (33)$$

$$\begin{aligned}
 Y_{ij}^{int} &= \frac{k \Delta C_i \Delta C_j}{16j} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 [-\hat{t}_i \cdot \underline{u}_y a_x + \hat{t}_i \cdot \underline{u}_x a_y] \\
 &\quad \frac{H_1^2(k|\underline{r}_{ij}|)}{|\underline{r}_{ij}|} du' du \quad (34)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 Y_{ij}^s &= \frac{k_0 \Delta C_i \Delta C_j}{16j} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 [-\hat{t}_i \cdot \underline{u}_y a_x + \hat{t}_i \cdot \underline{u}_x a_y] \\
 &\quad \frac{H_1^2(k_0|\underline{r}_{ij}|)}{|\underline{r}_{ij}|} du' du \quad (35)
 \end{aligned}$$

(15)에서 행렬 $\{Z\}$ 의 원소는

$$\begin{aligned}
 Z_{ii}^{int} &= \eta_0 \langle \underline{M}_i \cdot \underline{u}_z H_z^{int}(\underline{M}_i) \rangle = -\frac{\epsilon_r k_1}{4} \int_{t_i}^{t_{i+1}} \int_{t_j}^{t_{j+1}} \\
 &\quad H_0^2(k|\underline{\rho} - \underline{\rho}'|) dt' dt \quad (36)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 Z_{ii}^s &= \eta_0 \langle \underline{M}_i \cdot \underline{u}_z H_z^s(\underline{M}_i) \rangle = \\
 &\quad -\frac{k_0}{4} \int_{t_i}^{t_{i+1}} \int_{t_j}^{t_{j+1}} H_0^2(k_0|\underline{\rho} - \underline{\rho}'|) dt' dt \quad (37)
 \end{aligned}$$

로 계산된다. $i=j$ 일 때 Hankel 함수 $H_0^2(x)$ 는 다음 근사식으로 계산할 수 있다.¹³

$$H_0^2(x) \xrightarrow{x \rightarrow 0} 1 - j \frac{2}{\pi} \log_e \frac{\gamma x}{2} \quad (38)$$

여기서 γ 는 1.781이다. 따라서 $i=j$ 에 대하여

$$Z_{ii}^{int} = -\frac{\epsilon_r k_0 \Delta C_i^2}{4} \left[1 + \frac{cj}{\pi} (3 - 2 \log_e \frac{\gamma k \Delta C_i}{2}) \right] \quad (39)$$

$$Z_{ii}^s = -\frac{k_0 \Delta C_i^2}{4} \left[1 + \frac{cj}{\pi} (3 - 2 \log_e \frac{\gamma k \Delta C_i}{2}) \right] \quad (40)$$

이고 $i \neq j$ 에 대하여는 위에서와 같은 방법으로 다음과 같이 된다.

$$Z_{ij}^{int} = -\frac{\epsilon_r k_0 \Delta C_i \Delta C_j}{16} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 H_0^{(2)}(k_0 |\underline{r}_{ij}|) du' du \quad (41)$$

$$Z_{ij}^s = -\frac{k_0 \Delta C_i \Delta C_j}{16} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 H_0^{(2)}(k_0 |\underline{r}_{ij}|) du' du \quad (42)$$

(34), (35), (41), (42)에서 위치벡터 \underline{r}_{ij} 는 다음과 같이 표시된다.

$$\underline{r}_{ij} = \underline{R}_{ij} + \frac{\Delta C_i}{2} u \hat{t}_i - \frac{\Delta C_j}{2} u' \hat{t}_j \quad (43)$$

여기서 \underline{R}_{ij} 는 i 번째 분할소자의 중심에서 j 번째 분할소자의 중심에 이르는 위치벡터이다.

(15)의 모든 행렬요소를 계산하므로써 \vec{V} , \vec{V}^* 를 구할 수 있다. 따라서 C_a 와 C_c 로 둘러싸인 영역내의 전자계 \underline{E}^{int} 및 \underline{H}^{int} 와 시린더 밖의 전자계 \underline{E}^{ext} , \underline{H}^{ext} 는 다음 식으로 주어진다.

$$\underline{E}^{int} = \sum_{j=1}^N V_j^* \underline{E}^{int}(\underline{M}_j) \quad (44)$$

$$\underline{H}^{int} = \sum_{j=1}^N V_j^* \underline{H}^{int}(\underline{M}_j) \quad (45)$$

$$\underline{E}^{ext} = \underline{E}^i + \sum_{j=1}^N V_j^* \underline{E}^s(\underline{M}_j) \quad (46)$$

$$\underline{H}^{ext} = \underline{H}^i + \sum_{j=1}^N V_j^* \underline{H}^s(\underline{M}_j) \quad (47)$$

Hankel 함수 $H_0^{(2)}(x)$ 는 x 가 매우 클 때

$$H_0^{(2)}(x) \xrightarrow{x \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{2j}{\pi x}} e^{-jx} \quad (48)$$

이므로 시린더에서 멀리 떨어진 점의 산란파 $H_2^{(2)}$ 는

$$H_2^{(2)} = \frac{1}{\eta_0} \sqrt{j} \frac{k_0}{8\pi\rho} e^{-jk_0\rho} \sum_{j=1}^N (-V_j^*) \Delta C_j e^{jk_0\rho_{ij}} \cos(\phi - \phi_{ij}) \quad (49)$$

로 된다. 여기서 (ρ, ϕ) 와 $(\rho_{ij-1}, \phi_{ij-1})$ 는 각각 전계점과 전원점의 좌표이다. 산란단면적 $\sigma(\phi)$ 는

$$\sigma(\phi) = 2\pi\rho \left| \frac{H_2^{(2)}(\phi)}{H_2^i(\phi)} \right|^2 \quad (50)$$

으로 계산된다.

도체부분에 유도되는 전류밀도 \underline{J}^s 는

$$\underline{J}^s = \underline{n} \times (\underline{H}^{ext} - \underline{H}^{int}) \quad (51)$$

로 구할 수 있다. (6), (8), (45), (47)을 (51)에 대입하면 i 번째 분할소자의 전류밀도 \underline{J}_i^s 는

$$\begin{aligned} \underline{J}_i^s = & \frac{\hat{t}_i}{\eta_0} \left[e^{-jk_0} \left(\frac{x_i + x_{i+1}}{2} \right) \cos\phi + jk_0 \left(\frac{y_i + y_{i+1}}{2} \right) \sin\phi \right. \\ & + \sum_{j=1}^N (-V_j^*) \frac{k_0}{4} \int_{t_j}^{t_{j+1}} H_0^{(2)}(k_0 |\underline{\rho}_j - \underline{\rho}'|) dt' \\ & \left. + \sum_{j=1}^N V_j^* \frac{\epsilon_r k_0}{4} \int_{t_j}^{t_{j+1}} H_0^{(2)}(k_0 |\underline{\rho}_j - \underline{\rho}'|) dt' \right] \quad (52) \end{aligned}$$

로 된다.

여기서

$$\underline{\rho}_j - \underline{\rho}' = \underline{R}_{ij} - \frac{\Delta C_j}{2} u' \hat{t}_j \quad (53)$$

이고 $\underline{a}_x = \underline{u}_x \cdot (\underline{\rho}_j - \underline{\rho}')$, $\underline{a}_y = \underline{u}_y \cdot (\underline{\rho}_j - \underline{\rho}')$ 이다.

III. 계산결과

그림 2는 계산에 적용된 유전체시린더의 단면을 나타낸다. 시린더의 경계선을 42개로 분할하여 소자의 길이가 모두 1mm로 되게 하였다. y 축방향에서 자계의 세기 1A/m의 TE파가 입사될 때 도체표면에 유도되는 전류분포 및 산란단면적을 계산한다.

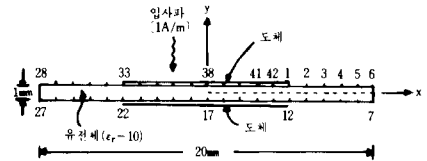
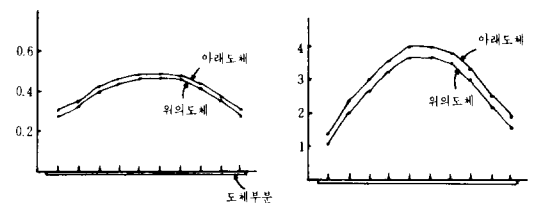


그림 2. 여러개의 작은 소자로 분할된 구형유전체 시린더의 단면

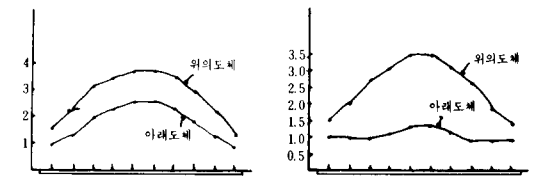
Fig. 2. The cross section of the rectangular dielectric cylinder divided into 42 segments.

유전체단면의 긴변의 길이(20mm)가 반파장으로되는 주파수 $f_r = 7.5\text{GHz}$ 를 최대 주파수로 0.25 f_r , 0.5 f_r , 0.75 f_r 에 대한 전류분포와 산란단면적을 계산하였다.

그림 3은 도체부분에 발생된 전류의 계산결과이다. 0.25 f_r 에서는 전류가 매우 작으나 0.5 f_r 이상에서 크게 증가함을 보여주고 있다.



(a) $f = 0.25 \times 7.5 = 1.875\text{GHz}$ 의 경우 (b) $f = 0.5 \times 7.5 = 3.75\text{GHz}$ 의 경우



(c) $f = 0.75 \times 7.5 = 5.625\text{GHz}$ 의 경우 (d) $f = 1 \times 7.5 = 7.5\text{GHz}$ 의 경우

그림 3. 도체부분의 전류분포

Fig. 3. Current distributions on conductors.

그림 4는 산란단면적의 주파수에 따른 변화를 나타내고 있다. 산란단면적도 $0.5f_r$ 이상에서 크게 증가한다.

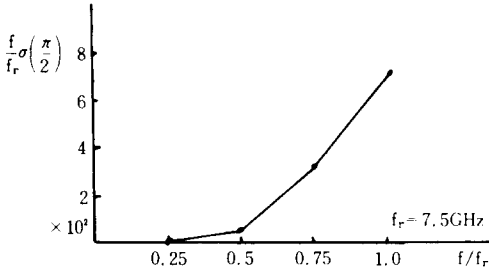


그림 4. 주파수에 따른 산란단면적의 변화
 Fig. 4. Variation of scattering cross section as a function of frequency.

IV. 결 론

부분적으로 도체가 덮인 유전체시린더에 TE파가 입사되었을 때 도체부분에 유도되는 전류분포와 산란단면적을 계산할 수 있다.

$1 \times 20\text{mm}^2$ 구형유전체 시린더의 양면에 10mm의 도체

가 덮여 있을 때 산란단면적은 시린더 긴변의 길이가 반파장 이상으로 될 때 크게 증가한다.

參 考 文 獻

- [1] K. Mei and J. Van Bladel, "Scattering by perfectly conducting rectangular cylinders," *IEEE Trans.*, vol. AP-11, no. 2, pp. 185-192, March 1963.
- [2] J.H. Richmond, "The Wave scattering by a dielectric cylinder of arbitrary cross section shape," *IEEE Trans.*, vol. AP-14, no. 4, pp. 460-464, July 1966.
- [3] R.F. Harrington, "Field computation by moment methods.," Mac, New York, pp. 107-125, 1968.
- [4] R.F. Harrington, "Time-harmonic electromagnetic field," McGraw-Hil Book Company, New York, pp. 106-1961.
- [5] D.T. Audkland, R.F. Harrington, "A nonmodal formulation for electromagnetic transmission through a field slot of arbitrary cross section in a thick conducting screen," *IEEE Trans.*, MTT-28, no. 6, pp. 548-555, June 1980.