

論文95-32A-3-5

# 다층구조를 갖는 원형 실린더에 의한 전자파 산란 : OSRC 방법

## (Electromagnetic Wave Scattering from Multilayered Circular Cylinder : OSRC Approach)

李和春\*,李大炯\*,崔炳河\*

(Hwa Choon Lee, Dae Hyung Lee, and Byung Ha Choi)

### 요약

다층구조를 갖는 동축원형 유전체 실린더에 의한 산란전계를 구하였다. OSRC방법에서 사용된 근사경계조건을 N개의 층으로 이루어진 유전체 실린더의 모든 경계면에 적용하였다. 한 영역에서 안쪽 경계면에 의해 산란된 산란전계는 바깥쪽 경계면에 인접한 영역에만 전달되는 것으로 가정하였다. 모든 영역에서 전계의 미지계수들은 주어진 입사전계만의 값으로 쉽게 얻어진다. 계산된 미지계수들을 가지고 각 경계면에서의 전계분포를 구하였고 자유 공간에서의 산란전계를 구하였다. 얻어진 결과들을 일반경계조건을 사용하여 얻은 결과들과 각각 비교하였다.

### Abstract

The scattered electric field from a multilayered circular dielectric cylinder is calculated. Approximate boundary condition used in on-surface radiation boundary condition(OSRC) method has been applied to all the boundary surfaces of N-layered dielectric cylinder. It was assumed that scattered electric field at inner boundary surface in one region transmitted to the adjacent region at outer boundary surface. In the whole region, the unknown coefficients of electric field are acquired by the given incident electric field with ease. Electric field distribution at each boundary surface and the scattered electric field in free space are taken with the calculated unknown coefficients. The results obtained were compared with those results that were used by regular surface boundary condition.

### I. 서론

실린더형 산란체에 의한 산란문제는 산란체의 모델링문제 때문에 오랫동안 연구되어 왔다. 레이더의 위장 또는 전자파 장애 측정등에서 산란을 조절하기 위해 산란체 또는 방사체에 대한 코팅문제가 중요시되었고, 현실적인 산란체의 모델링을 위해서 다층구조의 산란

체 해석도 계속되어왔다. Bussey등<sup>[1]</sup>은 다층구조의 손실 있는 유전체 원형실린더의 산란문제를 다루었다. Elsherbeni등<sup>[2]</sup>은 유전체 실린더 내부에 완전도체 strip이 있는 경우에 대해서 동축의 다층구조로 내부를 나누어 strip이 있는 영역을 하나의 층으로 나누어 해석하였다. 또한 Kishk등<sup>[3]</sup>은 동축이 아닌 N개의 다층구조를 갖는 무한길이 실린더에 대한 산란문제를 해석하였다. 전자파의 산란문제를 모델링하기 위한 방법으로 on-surface radiation boundary condition(OSRC) 방법<sup>[4]</sup>이 소개되고 finite difference time domain (FD-TD) 방법<sup>[5]</sup>과 유한요소법

\* 正會員, 仁荷大學校 電子工學科  
(Dpt. of Elec. Eng., INHA Univ.)  
接受日字 : 1994年 9月 13日

(Finite Element Method)<sup>[6]</sup> 등이 계속 개선되어가면서 방사경계 연산자(Radiation Boundary Operator : RBO)의 이용이 상당히 중요하게 되어왔다. RBO는 OSRC와 유한차분법(Finite Difference Method), FEM등에서 근본적으로 다르게 사용되었다. OSRC방법에서는 RBO를 직접 산란체의 경계에 적용시켜서 산란전자계의 일반적인 주파수영역 적분방정식을 주어진 값의 적분식이나 또는 2계상미분방정식 등으로 줄일 수 있다. 이 두가지는 모두 산란체 표면에서 쉽게 계산된다. 또한 OSRC방법은 고주파 문제나 임의의 단면을 가지는 산란체의 경우에 대해서도 적용이 매우 용이함을 알 수 있다<sup>[7]</sup>.

본 논문에서는 N개의 층을 갖는 원형 동축 실린더에 의한 산란전계를 구하였다. 모든 경계면에 OSRC방법에서 사용된 근사경계조건을 적용시키기 위하여 각 경계면에 정의되는 입사파, 산란파, 투과파를 모든 경계면에 대해서 동일하게 정의하였다. 그리고 N개의 경계면에 대해서 근사경계조건을 독립적으로 적용하였다. 이때 가장 내부의 경계면인 경계면  $C_N$ 을 제외한 모든 경계면에서 그 경계면을 투과한 투과파는 다음 경계면의 입사파로 정의하였고, 자유공간인 영역 0과 가장 내부영역인 영역 N을 제외한 모든 영역에서의 반사파는 그 영역의 바깥쪽 경계면에 인접한 영역에만 전달되는 것으로 하였다. 모든 영역에서 이러한 방법으로 얻어지는 각각의 전계의 계수들은 주어진 값들의 항으로 구성되어 쉽게 계산된다. 구해진 계수들을 이용해서 각 경계면에서의 전계분포를 구하였다. 그리고 far-field에서 Hankel함수의 근사식을 사용해서 자유공간에서의 산란전계의 패턴을 구하였다. 그 결과들을 다층구조 실린더의 임의의 영역에서 전계를 제1종 Bessel함수와 제2종 Hankel함수의 합으로 나타내어<sup>[1][2]</sup> 일반경계조건(regular surface boundary condition:RSBC)을 사용하여 얻은 결과와 비교하였다.

### II. 단층구조

임의의 단면을 가지는 그림1과 같은 무한길이의 유전체 실린더에 평면파가 x 축으로부터의 각도  $\psi_0$  에서 입사한다. 입사파는  $E^{0i}$  의 크기가 1인 TM파로 하였다. 그러면 영역0에서 입사전계의 z방향성분을 식(1)과 같이 나타낼 수 있다.

$$E^{0i}(\rho, \psi) = E_0 e^{jk_0 \rho \cos(\psi - \psi_0)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} j^m J_m(k_0 \rho) e^{jm(\psi - \psi_0)} \quad (1)$$

자유공간인 영역0에서의 산란전계  $E^{0s}$  와 유전체 내부인 영역1에서의 전계  $E^1$  은 아래와 같다.

$$E^{0s}(\rho, \psi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_m^0 H_m^{(2)}(k_0 \rho) e^{jm\psi} \quad (2)$$

$$E^1(\rho, \psi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m^1 J_m(k_1 \rho) e^{jm\psi} \quad (3)$$

$$k_1 = \omega \sqrt{\epsilon_1 \mu_1} \quad (4)$$

여기에서  $J_m$ 와  $H_m^{(2)}$  는 각각 제1종 Bessel함수와 제2종 Hankel함수이다.  $k_0$  는 자유공간의 전파정수이고  $\mu_0$ 와  $\epsilon_0$  는 각각 영역1에서의 투자율과 유전율이다. 그리고  $b_m^0$  와  $a_m^1$  는 구해야 하는 영역0와 영역1에서의 전계의 미지계수들이다.

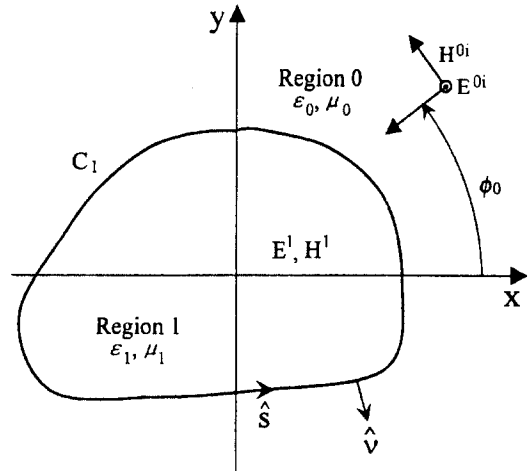


그림 1. 임의의 단면을 갖는 유전체 실린더  
Fig. 1. Dielectric cylinder with arbitrary cross-section.

그림1에서 경계  $C_1$ 에 OSRC방법을 적용하면 영역0에서의 산란전계는 다음 조건을 만족한다<sup>[8]</sup>.

$$B_2 E^{0s} \approx O(R^{-2m-1/2}) \quad (5)$$

$$B_2 = \frac{\partial}{\partial \nu} + \frac{\xi}{2} + jk_0 - \frac{1}{2(\xi + jk_0)} \left( \frac{\partial^2}{\partial s^2} + \frac{\xi^2}{4} \right) \quad (6)$$

위에서  $\nu$ 와  $s$ 는 경계면  $C_1$ 에서의 각각 법선성분과 접선성분이고  $\xi$ 는 경계면  $C_1$ 에서의 곡률이다. 실린더의 단면이 원형이면 (6)식에서  $\nu \rightarrow \rho$ ,  $s \rightarrow \rho \psi$ ,  $\xi \rightarrow \frac{1}{\rho}$  이 되고  $B_2$ 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$B_2 = \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{2\rho} + jk_0 - \frac{-j}{2\rho^2(k_0 - \frac{j}{\rho})} \left( \frac{\partial^2}{\partial \psi^2} + \frac{1}{4} \right) \quad (7)$$

(5)식의 조건을 이용하여 산란체 내부의 전계  $E^1$ 과 자유공간에서의  $E^{0s}$ 를 구하려면 경계면  $C_1$ 에서의 일반 경계조건인 아래의 관계식이 사용된다.

$$E^{0i} + E^{0s} = E^1 \quad (8)$$

$$\hat{\psi} \cdot (\bar{H}^{0i} + \bar{H}^{0s}) = \hat{\psi} \cdot \bar{H}^1 \quad (9)$$

(9)식은 아래의 관계식을 사용하여 전계의 식으로 다시 적을 수 있다.

$$H_\psi = \frac{1}{j\omega\mu} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} \quad (10)$$

$$\frac{1}{\mu_0} \left( \frac{\partial E^{0i}}{\partial \rho} + \frac{\partial E^{0s}}{\partial \rho} \right) = \frac{1}{\mu_1} \frac{\partial E^1}{\partial \rho} \quad (11)$$

(5),(8),(10)식을 이용하면 다음을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\mu_0}{\mu_1} \frac{\partial E^{1s}}{\partial \rho} + A^0 E^{1s} + \frac{B^0}{\rho^2} \frac{\partial^2 E^{1s}}{\partial \psi^2} \\ = \frac{\partial E^{0i}}{\partial \rho} + A^0 E^{0i} + \frac{B^0}{\rho^2} \frac{\partial E^{0i}}{\partial \psi^2} \end{aligned} \quad (12)$$

위 식에서

$$A^0 = jk_0 + \frac{1}{2\rho_1} + \frac{j}{8\rho_1^2(k_0 - \frac{j}{\rho_1})} \quad (13)$$

$$B^0 = \frac{j}{2(k_0 - \frac{j}{\rho_1})} \quad (14)$$

이다. (1)식과 (3)식을 (12)식에 대입하여 영역1에서의 전계의 미지계수인  $a_m^1$ 을 구할 수 있다.

$$a_m^1 = \frac{j^m e^{-jm\psi_0} \left[ k_0 J_m'(k_0 \rho_1) - \left\{ \frac{B^0 m^2}{\rho_1^2} - A^0 \right\} J_m(k_0 \rho_1) \right]}{\left[ \frac{\mu_0}{\mu_1} k_1 J_m'(k_1 \rho_1) - \left\{ \frac{B^0 m^2}{\rho_1^2} - A^0 \right\} J_m(k_1 \rho_1) \right]} \quad (15)$$

언어진 (15)식을 사용하면 (8)식으로 부터 자유공간의 산란전계의 미지수인  $b_m^0$ 를 구할 수 있다.

$$b_m^0 = \frac{a_m^1 J_m(k_1 \rho_1) - j^m e^{-jm\psi_0} J_m(k_0 \rho_1)}{H_m^{(2)}(k_0 \rho_1)} \quad (16)$$

위 식에서 구한 계수들을 (2)식에 대입하고 Hankel 함수의 원거리에서의 근사식을 사용하면 산란전계의 far-field 패턴을 구할 수 있다.

### III. 다층구조

그림2 와 같이 동축의 N개의 층을 갖는 유전체 실린더가 원점에 놓여있다. 앞 장에서와 같은 방법으로 N개의 경계면 모두에서 식(5)의 조건을 적용하기 위해서 실린더 내부의 영역p에서의 전계를 다음과 같이 나타내었다.

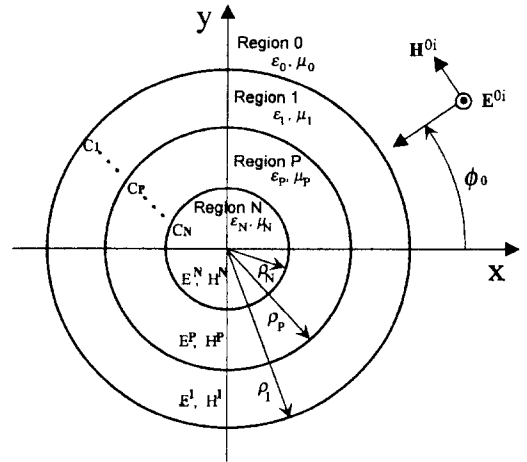


그림 2. N개의 층으로 구성된 유전체 실린더의 단면  
Fig. 2. Cross-sectional view of N-layered dielectric cylinder.

$$E^{\rho i}(\rho, \psi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m^{\rho} J_m(k_{\rho} \rho) e^{jm\psi} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} E^{\rho s}(\rho, \psi) &= E^{\rho s,1}(\rho, \psi) + E^{\rho s,2}(\rho, \psi) \\ &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_m^{\rho,1} H_m^{(2)}(k_{\rho} \rho) e^{jm\psi} \\ &\quad + \sum_{m=-\infty}^{\infty} b_m^{\rho,2} H_m^{(2)}(k_{\rho} \rho) e^{jm\psi} \end{aligned} \quad (18)$$

$$k_{\rho} = \omega \sqrt{\mu_{\rho} \epsilon_{\rho}} \quad (19)$$

위식에서  $E^{\rho i}$ 는 영역p-1에서의 전계  $E^{(\rho-1)i}$ 가 경계면  $C_{\rho}$ 를 통해서 영역p에 전달된 전계로서 경계면  $C_{\rho}$ 에 대해서 입사파가 된다.  $E^{\rho s}$ 는 영역p에서의 산란 전계로서  $E^{\rho s,1}$ 는 입사전계  $E^{\rho i}$ 가 경계면  $C_{\rho+1}$ 에서 산란된 산란전계이고,  $E^{\rho s,2}$ 는 영역p+1에서 경계  $C_{\rho+1}$ 로의 입사파가되는 전계  $E^{(\rho+1)i}$ 가 경계면  $C_{\rho+2}$ 에서 산란되어 그 산란 전계  $E^{(\rho+1)s,1}$ 이 다시 경계면  $C_{\rho+1}$ 를 통해서 영역p로 전달된 전계이다. 이때 간단히 하기 위해서 경계면  $C_{\rho+2}$ 에서 산란된 산란전계가 경계면  $C_{\rho+1}$

를 통해 영역p로 전달될때 다시 영역p+1로 산란되는 것과 영역p로 전달된 전계  $E^{s,2}$ 가 계속해서 영역p-1로 전달되는 것을 무시하였다.

영역p-1과 영역p 사이의 경계면  $C_p$  에서 (5)식이 만족된다고 하면 아래와 같이 된다.

$$B_2 E^{(p-1)s,1} = 0, \quad p = 1, 2, 3, \dots, N \quad (20)$$

$$B_2 = \frac{\partial}{\partial \rho} + A^{p-1} + \frac{B^{p-1}}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \psi^2} \quad (21)$$

$$A^{p-1} = jk_{p-1} + \frac{1}{2\rho_p} + \frac{j}{8\rho_p^2(k_{p-1} - \frac{j}{\rho_p})} \quad (22)$$

$$B^{p-1} = \frac{j}{2(k_{p-1} - \frac{j}{\rho_p})} \quad (23)$$

또한 (20)식의 조건이 성립할때의 경계  $C_p$ 에서의 일반경계조건은 다음과 같다.

$$E^{(p-1)i} + E^{(p-1)s} = E^{pi} \quad (24)$$

$$\widehat{\psi} \cdot (\overline{H}^{(p-1)s} + \overline{H}^{(p-1)s}) = \widehat{\psi} \cdot \overline{H}^{pi} \quad (25)$$

(25)식을 다시 표현하면

$$\frac{1}{\mu_{p-1}} \left( \frac{\partial E^{(p-1)i}}{\partial \rho} + \frac{\partial E^{(p-1)s}}{\partial \rho} \right) = \frac{1}{\mu_p} \frac{\partial E^{pi}}{\partial \rho} \quad (26)$$

이 된다. 앞장에서와 같은 방법으로  $a_m^p$ 를 구하면 아래와 같다.

$$a_m^p = \frac{\left[ k_{p-1} J_m'(k_{p-1} \rho_p) - \left\{ \frac{B^{p-1} m^2}{\rho_p^2} - A^{p-1} \right\} J_m(k_{p-1} \rho_p) \right]}{\left[ \frac{\mu_{p-1}}{\mu_p} k_p J_m'(k_p \rho_p) - \left\{ \frac{B^{p-1} m^2}{\rho_p^2} - A^{p-1} \right\} J_m(k_p \rho_p) \right]} a_m^{p-1} \quad (27)$$

위식을 다시 쓰면 아래와 같다.

$$a_m^p = a_m^0 \prod_{i=0}^{p-1} g_m^i, \quad p = 1, 2, 3, \dots, N \quad (28)$$

$$g_m^i = \frac{\left[ k J_m'(k_i \rho_{i+1}) - \left\{ \frac{B^i m^2}{\rho_{i+1}^2} - A^i \right\} J_m(k_i \rho_{i+1}) \right]}{\left[ \frac{\mu_{i-1}}{\mu_i} J_m'(k_{i+1} \rho_{i+1}) - \left\{ \frac{B^i m^2}{\rho_{i+1}^2} - A^i \right\} J_m(k_{i+1} \rho_{i+1}) \right]} \quad (29)$$

$$a_0^m = j^m e^{-jm\psi_0} \quad (30)$$

산란전계의 계수  $b_m^{(p-1)s,1}$ 는 (24)식을 사용하여 구할

수 있다.

$$b_m^{(p-1)s,1} = \frac{a_m^p J_m(k_p \rho_p) - a_m^{p-1} J_m(k_{p-1} \rho_p)}{H_m^{(2)}(k_{p-1} \rho_p)} \quad (31)$$

위식도 아래와 같이 다시 쓸 수 있다.

$$b_m^{(p-1)s,1} = a_m^p h_1^{p-1} - a_m^{p-1} h_3^{p-1}, \quad p = 1, 2, 3, \dots, N \quad (32)$$

$$h_1^{p-1} = \frac{J_m(k_p \rho_p)}{H_m^{(2)}(k_{p-1} \rho_p)} \quad (33)$$

$$h_3^{p-1} = \frac{J_m(k_{p-1} \rho_p)}{H_m^{(2)}(k_{p-1} \rho_p)} \quad (34)$$

식(27)을 사용하면 (31)식을 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$b_m^{(p-1)s,1} = (g_m^{p-1} h_1^{p-1} - h_3^{p-1}) a_m^0 \prod_{i=0}^{p-2} g_m^i, \quad p = 1, 2, 3, \dots, N \quad (35)$$

단,  $p$ 가 1 일때는  $\prod_{i=0}^0 g_m^i = 1$  이다.

또한  $b_m^{(p-1)s,2}$ 는 경계  $C_p$ 에서 영역p의  $E^{s,1}$ 를 이용하여 구할 수 있다.

경계  $C_p$ 에서

$$E^{(p-1)s,2} = E^{ps,1} \quad (36)$$

이므로

$$b_m^{(p-1)s,2} = h_2^{p-1} b_m^{ps,1}, \quad p = 1, 2, 3, \dots, N-1 \quad (37)$$

$$h_2^{p-1} = \frac{H_m^{(2)}(k_p \rho_p)}{H_m^{(2)}(k_{p-1} \rho_p)} \quad (38)$$

이 된다. Bussey<sup>[1]</sup>, Elsherbeni<sup>[2]</sup> 등에서 사용된 것과 같이 일반적으로 다층구조에서 사용되는 전계의 식은 아래와 같다.

영역0에서

$$E^0(\rho, \psi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} [ a_m^0 J_m(k_0 \rho) + b_m^0 H_m^{(2)}(k_0 \rho) ] e^{jm\psi} \quad (39)$$

영역p에서

$$E^p(\rho, \psi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} [ a_m^p J_m(k_p \rho) + b_m^p Y_m(k_p \rho) ] e^{jm\psi} \quad (40)$$

영역N에서

$$E^N(\rho, \psi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m^N J_m(k_N \rho) e^{jm\psi} \quad (41)$$

이다. (28)식, (35)식, (37)식을 가지고 N층 구조의 실린더의 각 경계면에서의 전계를 구하고 자유공간인 영역0에서의 산란전계를 구할 수 있다. (28)식, (35)식, (37)식은 모두 주어진 값들에 의해 쉽게 구해지는 식들이다.

영역0에서의 산란전계는 아래와 같은 Hankel함수의 근사식을 이용해서 구해진다.

$$H_m^{(2)}(k_0 \rho_0) \approx \sqrt{\frac{2i}{\pi k_0 \rho_0}} j^m e^{-ik_0 \rho_0} \quad (42)$$

(28)식, (35)식, (37)식에 의해 구해진 각 표면에서의 전개분포들과 영역0에서의 산란전계 패턴을 (39)식 - (41)식을 사용한 일반경계조건(regular surface boundary condition:RSBC)에 의해 구해진 결과들과 비교하였다.

IV. 결과 및 검토

그림 3에 나타낸 것과 같이 n=2인 경우에 대해서 far-field에서의 산란전계를 구하였다. 유전체 실린더는  $\rho_1=0.3\lambda$ ,  $\rho_2=0.1\lambda$ ,  $\epsilon_{r1}=2$ ,  $\mu_{r1}=1$ ,  $\epsilon_{r2}=4$ ,  $\mu_{r2}=1$  이다. 입사파는 크기가 1인 TM파가 x축으로 부터의 각도  $\psi_0=0$ 인 방향에서 입사하는 것으로 하였다. 식(32)과 식(37)에서 얻어진  $b_m^{0s,1}$ 과  $b_m^{0s,2}$ 에 의해서 자유공간의 산란전계를 구하였다. 그리고 식(39), 식(40), 식(41)을 가지고 일반경계조건을 이용하여 얻어진 결과와 비교하였다. 그림 4와 그림 5는 그림 3의 N=2인 유전체실린더의 경계면  $C_1$ ,  $C_2$ 에서의 전개분포를 보여주고 있다. 그림 6에서는 N=3인 경우의 유전체 실린더 ( $\rho_1=0.3\lambda$ ,  $\rho_2=0.2\lambda$ ,  $\rho_3=0.1\lambda$ ,  $\epsilon_{r1}=2$ ,  $\mu_{r1}=1$ ,  $\epsilon_{r2}=4$ ,  $\mu_{r2}=1$ ,  $\epsilon_{r3}=6$ ,  $\mu_{r3}=1$ )에 대한 far-field에서의 산란전계와 일반경계조건에 의해 얻어진 결과를 비교하고 있다.

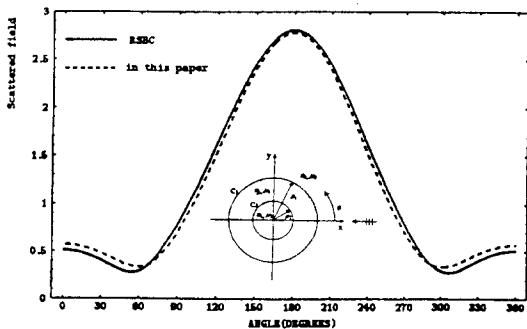


그림 3. 자유공간에서의 산란전계 패턴  
 (N=2,  $\rho_1=0.3\lambda$ ,  $\rho_2=0.1\lambda$ ,  $\epsilon_{r1}=2$ ,  $\mu_{r1}=1$ ,  $\epsilon_{r2}=4$ ,  $\mu_{r2}=1$ ,  $\psi_0=0$ )  
 Fig. 3. The scattered field pattern in the free space  
 (N=2,  $\rho_1=0.3\lambda$ ,  $\rho_2=0.1\lambda$ ,  $\epsilon_{r1}=2$ ,  $\mu_{r1}=1$ ,  $\epsilon_{r2}=4$ ,  $\mu_{r2}=1$ ,  $\psi_0=0$ )

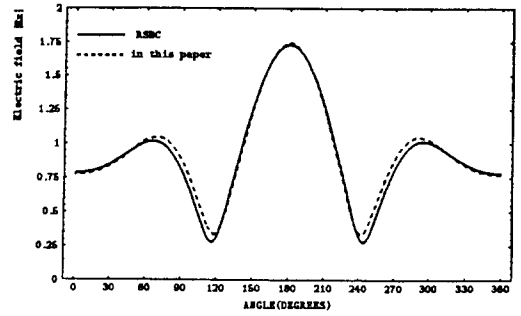


그림 4. 그림3의 경계면  $C_1$ 에서의 전개분포  
 Fig. 4. The electric field at the boundary  $C_1$  geometry in fig.3.

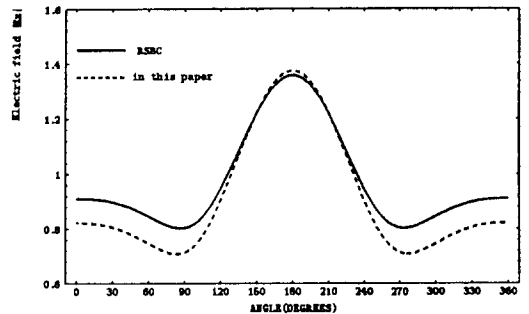


그림 5. 그림3의 경계면  $C_2$ 에서의 전개분포  
 Fig. 5. The electric field at the boundary  $C_2$  geometry in fig.3.

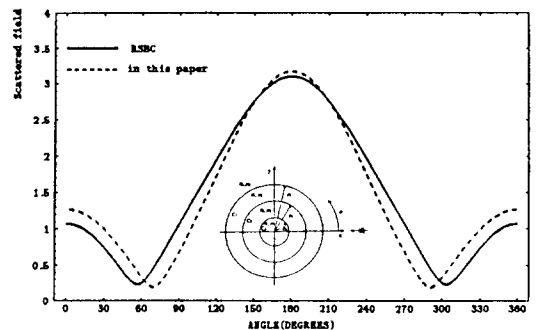


그림 6. 자유공간에서의 산란전계 패턴  
 (N=2,  $\rho_1=0.3\lambda$ ,  $\rho_2=0.2\lambda$ ,  $\rho_3=0.1\lambda$ ,  $\epsilon_{r1}=2$ ,  $\mu_{r1}=1$ ,  $\epsilon_{r2}=4$ ,  $\mu_{r2}=1$ ,  $\epsilon_{r3}=6$ ,  $\psi_0=0$ )  
 Fig. 6. The scattered field pattern in the free space  
 (N=2,  $\rho_1=0.3\lambda$ ,  $\rho_2=0.2\lambda$ ,  $\rho_3=0.1\lambda$ ,  $\epsilon_{r1}=2$ ,  $\mu_{r1}=1$ ,  $\epsilon_{r2}=4$ ,  $\mu_{r2}=1$ ,  $\epsilon_{r3}=6$ ,  $\psi_0=0$ )  
 입사각은  $\psi_0=0$ 으로 하였다. 그림 7, 그림 8, 그림

9는 각각  $N=3$ 인 유전체실린더의 경계면  $C_1, C_2, C_3$ 에서의 전계분포를 비교한 것이다. 그림 3의  $N=3$ 인 실린더의 경우에 영역 3에서는 반사파가 없기 때문에 영역2의 산란전계는  $E^{2s,1}$ 으로만 정의된다. 영역 1에서의 산란전계는 경계면  $C_2$ 에서의 산란전계  $E^{1s,1}$ 과 영역 2에서의 산란전계  $E^{2s,1}$ 에 의해 영역 1로 전달되는 산란전계  $E^{1s,1}$ 의 합으로서 결정된다.

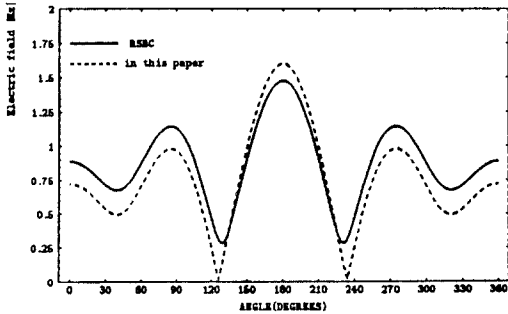


그림 7. 그림6의 경계면  $C_1$ 에서의 전계분포  
Fig. 7. The electric field at the boundary  $C_1$  geometry in fig.6.

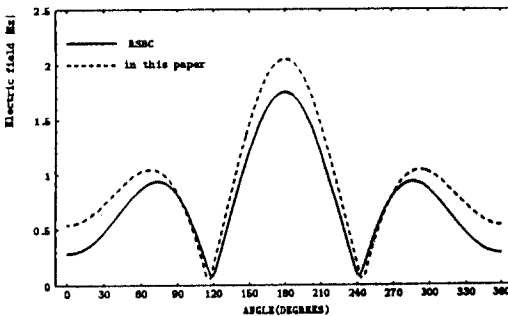


그림 8. 그림6의 경계면  $C_2$ 에서의 전계분포  
Fig. 8. The electric field at the boundary  $C_2$  geometry in fig.6.

자유공간인 영역 0에서도 같은 방법으로 산란전계  $E^{0s}$ 가 얻어진다. 일반적으로 경계면  $C_{p+1}$ 에서 산란된 p영역에서의 전계  $E^{ps,1}$ 가 경계면  $C_p$ 를 통해서 p-1영역으로만 전달된다고 가정하고, 그 이상의 영역으로 계속 전달되는 전계와 경계면  $C_p$ 에서 산란되어 다시 p영역으로 돌아오는 전계를 무시하고 계산하였기 때문에  $N$ 이 커질수록( $N>3$ ) 또 내부 경계면( $p>2$ )으로 들어갈수록 경계면에서의 전계분포는 일반경계조건을 사용한 결과와의 오차가 커지는 것을 볼 수 있다. 그리고  $\rho_1 < 0.5\lambda$ 인 경우에 오차가 적었고,  $\rho_1 > 0.5\lambda$ 인 경우에는  $\rho_1$ 과  $\rho_2$  사이의 거리가  $0.4\lambda$ 보다 큰 경우에

오차가 적은 것을 알 수 있었다.

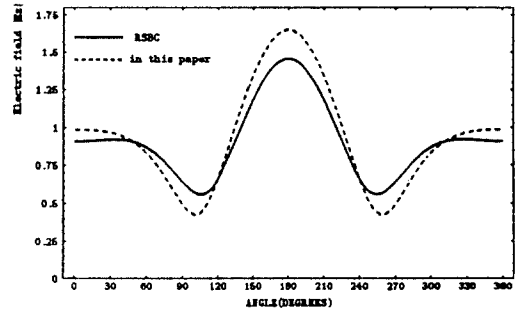


그림 9. 그림6의 경계면  $C_3$ 에서의 전계분포  
Fig. 9. The electric field at the boundary  $C_3$  geometry in fig.6.

### V. 결론

$N$ 개의 층을 갖는 동축 원형 실린더의 산란전계를 OSRC 방법을 적용하여 구하였다. 모든 경계면에 OSRC방법에서의 근사경계조건을 적용시키고, 가장 내부영역을 제외한 각 영역에 대해서 안쪽 경계면에서 산란된 전계는 그 영역의 바깥쪽 경계면에 접한 외부의 한개 영역에 대해서만 전계가 전달되는 것으로 가정하였다.

각 영역에서 전계의 미지 계수들은 주어진 항들에 의해 쉽게 얻어지는 것을 알 수 있다. 계산된 미지 계수들의 값을 사용하여 실린더 내부의 모든 경계면에서의 전계분포를 얻을 수 있었고, 실린더에 의한 산란전계를 구하였다. 그리고 그 결과를 일반경계조건을 사용한 결과들과 비교하였다. 계산을 간단히 하기 위하여 무시하였던 각 경계면에서 발생하는 다중산란을 고려한다면,  $N$ 이 클수록 특히 내부의 경계면에서 얻어진 전계분포와 일반경계조건을 사용한 결과와의 오차를 줄일 수 있을 것이다.

※ 본 연구는 1993년 인하대학교 연구비 지원에 의하여 수행되었음.

### 참고 문헌

[1] H. E. Bussey and J. H. Richmond, "Scattering by a lossy dielectric circular cylindrical multilayer: Numerical values", IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-23, pp.723-725, Sep. 1975.

- [2] A. Z. Elsherbeni and L. Jin, "Asymptotic scattering of electromagnetic wave from an array of dielectrically loaded conducting strips", *J. of Electromag. Waves Appl.*, vol. 6, No. 3, pp.309-339, 1992.
- [3] A. A. Kishk, R. P. Parrikar, and A. Z. Elsherbeni, "Electromagnetic scattering from an eccentric multilayered circular cylinder", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-40, pp.295-303, Mar. 1992.
- [4] G. A. Kriegsmann, A. Taflove, and K. R. Umashankar, "A new formulation of electromagnetic wave scattering using an on-surface radiation boundary condition approach", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-35, pp.152-161, Feb. 1987.
- [5] A. Taflove and K. R. Umashankar, "The finite-difference time-domain (FD-TD) method for electromagnetic scattering and interaction problems", *J. of Electromag. Waves Appl.*, vol. 1, No. 4, pp. 363-387, 1987.
- [6] A. C. Cangellaris, C. C. Lin, and K. K. Mei, "Point-matched time-domain finite-element methods for electromagnetic radiation and scattering", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-35, pp.1160-1173, Oct. 1987.
- [7] S. Arendt, K. R. Umashankar, A. Taflove, and G. A. Kriegsmann, "Extension of on-surface radiation condition theory to scattering by two-dimensional homogeneous dielectric objects", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-38, pp.1551-1558, Oct. 1990.
- [8] G. A. Kriegsmann and C. Morawetz, "Solving the Helmholtz equation for exterior problems with variable index of reflection : I", *SIAM J. Sci. Stat. Comput.*, vol. 1, pp. 371-385, Sep. 1980.

## 저 자 소 개



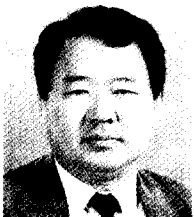
李和春(正會員)

1962년 4월 27일생 1985년 2월 : 인하대학교 전자공학과 졸업(공학사) 1987년 2월 : 인하대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학석사) 1995년 2월 : 인하대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학박사) 현재 초당산업대학교 전임강사 주관심분야 : 전자장 이론, 안테나 및 전파전파, 이동통신등



李大烜(正會員)

1958년 3월 16일생. 1983년 2월 : 인하대학교 전자공학과 졸업(공학사). 1986년 8월 : 인하대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학석사). 1990년 8월 : 인하대학교 대학원 전자공학과 박사과정 수료. 현재 영진전문대학 전자계산과 조교수. 주관심분야 : 광통신, 데이터 압축등



崔炳河(正會員)

1936년 12월 6일생. 1960년 2월 : 인하대학교 전기공학과 졸업(공학사). 1962년 2월 : 인하대학교 대학원 전기공학과 졸업(공학석사). 1975년 2월 : 인하대학교 대학원 전자공학과 박사학위취득(공학박사). 현재 인하대학교 전자공학과 교수. 주관심분야 : 전자장 이론, 안테나 및 전파전파, 광통신, 이동통신등