

## 근접하고 있는 원통형 산란체들에 의한 전자파의 다중산란

正會員 李 和 春\* 正會員 李 大 炯\*\* 正會員 崔 炳 河\*

### Multiple Scattering of the Electromagnetic Wave by Randomly Distributed and Closely Located Cylindrical Scatterers

Hwa Choon Lee\*, Dae Hyung Lee\*\*, Byung Ha Choi\* *Regular Members*

#### 요 약

근접하고 있는 원통형 유전체 실린더들에 의한 산란전계를 구하였다. 산란체들 사이에서의 다중산란을 고려하고 실린더 표면에 경계조건을 적용하여 반복절차에 의해 산란계수를 계산하였다. M개의 실린더 중 i번째 실린더와 나머지 실린더들 사이에서의 상호영향을 반복절차에 의해 계산하여 i번째 실린더에서의 산란전계를 구하였다. 원통형 실린더가 아닌 임의의 단면을 가지는 실린더형 산란체에 대해서는 반지름이 작은 원통형 실린더들에 의해 모델링을 하였다. 그 실린더들에 의해 만들어지는 무한차원의 식들에 대해 적당한 절단을 하고 계산하여 산란계수의 값을 구할 수 있었다. 얻어진 산란계수에 의해 산란전계를 구하고 기존의 논문결과들과 비교하였다.

#### ABSTRACT

The scattering pattern, due to an E-Polarized wave incident on M circular parallel dielectric cylinders, is computed. The multiply-scattered fields between the cylinders are considered.

Modeling of infinite cylindrical scatterer of arbitrary cross sections by a number of circular cylinders is executed. By enforcing the boundary conditions on the surface of each cylinder, an infinite set of equations is obtained. The first order of scattering results from the excitation of each cylinder by only the incident wave. The second order results from the excitation of each cylinder by the first order of scattering from the remaining cylinders, and so on to an infinite order of scattering. Although the resulting equation is of infinite size, proper truncation yields very accurate numerical results.

\*인하대학교 전자공학과

\*\*영진전문대학 전자계산과

論文番號 : 93-147

## I. 서 론

근래에 전파의 이용이 광범위해지고 다양화됨에 따라서 전파의 방사체와 산란체에 의한 산란문제가 더욱 관심을 갖는 연구의 대상이 되고 있다. 특히 도시의 구조물에 의한 TV전파의 수신장해를 예측하기 위한 실험등에서와 같이 근거리에 놓여있는 실린더형의 산란체들 사이의 산란문제가 보다 현실적인 문제로서 중요성을 가지게 되었다<sup>[1]</sup>. 이때 실린더형의 산란체가 다수일 경우에 보다 엄밀한 해석을 하기위해서는 이들 산란체들 사이에서의 다중산란을 고려에 넣는다. 이와같이 다중산란 문제는 비행기의 저공 비행이나 이착륙때의 레이더 탐지불능 문제 또는 이동식 무선에 의한 수신문제 등과 같이 현실적으로 발생하는 문제이기 때문에 현재 이러한 문제를 해결하기 위하여 보다 현실적인 모델을 구성한 연구들이 계속 진행되고 있다<sup>[2][3][4]</sup>.

N개의 평행도체 실린더에 대한 문제의 일반해가 Twersky<sup>[5]</sup>에 의해 처음 얻어졌고, 또한 Hankel 함수의 연속적인 식들에 의해 N개의 실린더에 대한 다중산란을 구하였다<sup>[6]</sup>. Richmond<sup>[7]</sup>는 파장에 비하여 매우 작은 반지름을 갖는 무한길이의 실린더들에 의한 산란전계를 실린더들의 상호영향을 고려하여 계산하였다. Miller<sup>[8]</sup>는 Green정리를 사용하여 등간격을 가지고 일렬로 놓여있는 N개의 작은 실린더에 대한 평면파의 산란문제를 실린더들의 미지함수에 대한 적분방정식들을 경계조건으로 계산하여 해결하였다. Karp등<sup>[9]</sup>은 단일산란 실린더의 함수로서 두개의 임의의 실린더에 의한 산란을 표현하였다. Ragheb<sup>[3]</sup>는 N개의 인접한 실린더에 의한 산란패턴을 Matrix 형태로 표시하고 경계조건을 사용하여 계산하였다.

본논문에서는 인접한 무한길이 실린더형 산란체 사이에서의 다중산란 문제를 해석하였다. 입사파는 TM파로 하였고 산란체는 임의의 단면을 가지는 원통형 무한길이의 유전체 실린더로 하였다. 원통형이 아닌 실린더형 산란체에 대해서는 반지름이 매우 작은 M개의 원통형 실린더들에 의해 모델링을 하고 그 M개의 실린더 사이에서의 다중산란을 고려하여 산란패턴을 구하였다. 입사파에 의한 i번째 실린더에서의 산란을 1차산란 이라 하고, i번째 실린더를 제외하고 다른 실린더들에 의한 1차 산란파가 다시 i번째 실린더에 의해서 산란을 일으키면 i번째 실린더의 2차산란이라 하고, 반복하여 i번째 실린더의 p차 산란전계를 얻을 수 있다. p값은 무한대이고 무한급수 형태로

주어지는 전개자계의 식을 각 실린더의 표면에 대하여 경계조건을 적용하여 무한차원의 연립방정식이 구성된다. 그리고 적당한 절단을 하고 계산하여 산란 계수들을 얻으면 정확한 값의 산란전계를 구할 수 있다. 이렇게 얻어진 산란전계를 Elsherbeni<sup>[4]</sup>, Richmond<sup>[7]</sup>들의 논문에서의 결과와 비교하였다.

## II. Formulation

반지름이 서로 다른 M개의 무한길이 유전체 실린더들이 그림1과 같이 z축에 평행하게 위치하고 있다. 이 실린더들로 입사되는 입사파는 z축의 전개성분만을 가진 TM파로 하였다.

먼저 i번째 실린더에서 입사파에 의해서 산란이 발생할 때 이때의 산란을 1차 산란이라 한다. 즉,  ${}^1E_i^s + E^{inc} = {}^1E_i^R$ 을 만족하는데 여기에서  ${}^1E_i^R$ 는 i번째 실린더에 의한 산란파와 입사파에 의해서 결정되는 R점에서의 전개이다. 일반적으로 하나의 실린더에 의한 1차산란만을 고려할때는  $E^{inc} + \sum_{i=1}^M E_i^s$ 로서 전계를 표시하였다. 다음 i번째 실린더를 제외한 나머지 실린더들에 의한 1차산란파가 다시 i번째 실린더에 입사되어 i번째 실린더에서 2차산란파가 발생한다. 즉,

$$\sum_{i' \neq i} {}^1E_{i'}^s (1 - \delta_{ii'}) + {}^2E_i^s = {}^2E_i^R, (i' = 1, 2, \dots, M),$$

여기에서  $\delta_{ii'}$ 는  $i = i'$ 이면  $\delta_{ii'} = 1$ 이고,  $i \neq i'$ 이면  $\delta_{ii'} = 0$ 이 되는 Kronecker delta function이고,  ${}^2E_i^R$ 는 i번째 실린더를 제외한 나머지 실린더들의 1차산란 전계와 i번째 실린더에서 산란된 2차산란전계에 의해 결정되는 R점에서의 전개이다. 그러므로 i번째 실린더에서의 총산란파는  $E_i^s = \sum_{p=1}^{\infty} pE_i^s$ 로서 얻어지고, 따라서 M개의 실린더에 의해 R점에 생기는 총 산란전계는

$$E^s = \sum_{i=1}^M \sum_{p=1}^{\infty} pE_i^s \quad (1)$$

로 나타내어진다.

z성분만을 가진 입사파는 (2)식과 같이 표시된다.

$$E_z^{inc} = E_0 \exp[jk_0 \rho \cos(\phi - \phi_0)] \quad (2)$$

여기에서 파장은  $\lambda$ , 자유공간의 전파정수  $k_0 = 2\pi/\lambda$ , 입사각은 그림1에서 나타낸것과 같이  $-x$ 축에 대한 각도  $\phi_0$ 이다.

위 식을 중심이  $\rho'_i, \phi'_i$ 에 놓여있는  $i$ 번째 실린더의 좌표에 의해 표시하면 아래와 같다.

$$E_{zi}^{inc} = E_0 \exp[jk_0 \rho'_i \cos(\phi'_i - \phi_0)] \exp[jk_0 \rho_i \cos(\phi_i - \phi_0)]$$

$$= E_0 \exp[jk_0 \rho'_i \cos(\phi'_i - \phi_0)] \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(k_0 \rho_i)$$

$$\cdot \exp[jn(\phi_i - \phi_0 + \pi/2)] \quad (3)$$

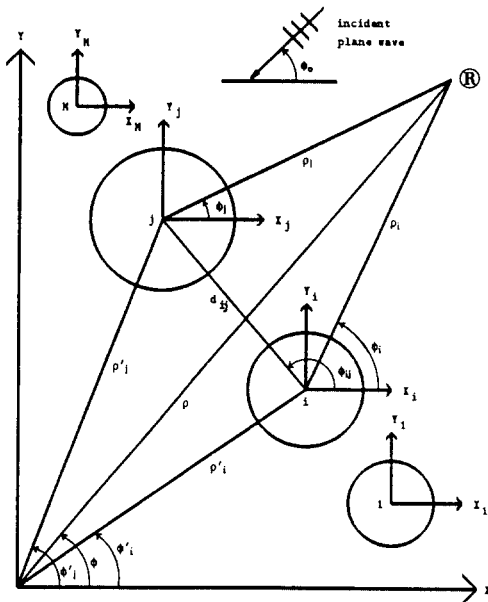


그림 1. M개의 무한길이 원통형 실린더들에 의한 좌표  
Fig 1. Coordinate systems of M infinite circular cylinders

$i$ 번째 실린더에서의 산란전계의 식과 유전체인 실린더 내부로 투과되는 전계의 식은 각각 다음과 같다.

$$E_{zi}^{sp}(\rho_i, \phi_i) = E_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} {}^p c_{in} H_n^{(2)}(k_0 \rho_i) \exp[jn\phi_i] \quad (4)$$

$$E_{zi}^{dp}(\rho_i, \phi_i) = E_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} {}^p b_{in} J_n(k_i \rho_i) \exp[jn\phi_i] \quad (5)$$

여기에서  $J_n$ 와  $H_n^{(2)}$ 는 각각 Bessel 함수와 2종 Ha-

nkel 함수이다. 그리고  $c_{in}$ 과  $b_{in}$ 은 경계조건에 의해서 구해져야하는  $i$ 번째 실린더의 산란계수의 투과계수들이다. 첨자  $p$ 는 실린더에  $p$ 차산란 되고 있음을 나타낸다. 그리고 위의 전계에 따른 자계의  $\phi$  성분은 아래와 같은 관계로 나타내어진다.

$$H_\phi = (E_0/j\eta_0 k_0) \cdot (\partial E_{zi}/\partial \rho) \quad (6)$$

위 식에서  $\eta_0$ 는 자유공간의 고유저항이고, 임의의 유전체 실린더의 정규화된 고유저항과 전파정수는 각각  $\eta_n = \sqrt{\mu_n/\epsilon_n}$ 와  $k_i = k_0 \sqrt{\epsilon_n \mu_n}$ 이다. 여기에서  $\mu_n$ 와  $\epsilon_n$ 는 각각 상대 투자율과 유전율이다.

### III. 산란계수의 결정

식(4)의  ${}^p c_{in}$ 에서  $p=1$ 일때 즉  $i$ 번째 실린더에서 1차산란에 대한 산란계수를  $\rho_i = a_i$ 에서 경계조건에 의해 구해낼 수 있다. 여기서  $a_i$ 는  $i$ 번째 실린더의 반지름이다.  $i$ 번째 실린더의 표면인  $\rho_i = a_i$ 에서 경계조건을 적용하면 아래와 같은 식이된다.

$$\exp[jk_0 \rho'_i \cos(\phi'_i - \phi_0)] \sum_n J_n(k_0 a_i) \exp[jn(\phi_i - \phi_0 + \pi/2)]$$

$$+ \sum_n {}^1 c_{in} H_n^{(2)}(k_0 a_i) \exp[jn\phi_i]$$

$$= \sum_n {}^1 b_{in} J_n(k_i a_i) \exp[jn\phi_i] \quad (7)$$

(7)식은 경계조건을 전계에 대해 적용한 것이고, 지수함수  $\exp[jn\phi_i]$ 의 계수항들에 의해 다시쓰면 아래와 같은 식이 된다.

$$\exp[jk_0 \rho'_i \cos(\phi'_i - \phi_0)] J_n(k_0 a_i) \exp[-jn(\phi_0 - \pi/2)]$$

$$+ {}^1 c_{in} H_n^{(2)}(k_0 a_i) = {}^1 b_{in} J_n(k_i a_i) \quad (8)$$

(6)식을 이용해서 자계에 대해서 위와같이 경계조건을 적용하고 정리하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\exp[jk_0 \rho'_i \cos(\phi'_i - \phi_0)] \sum_n J'_n(k_0 a_i) \exp[jn(\phi_i - \phi_0 + \pi/2)]$$

$$+ \sum_n {}^1 c_{in} H_n^{(2)'}(k_0 a_i) \exp[jn\phi_i]$$

$$= (1/\eta_{ri}) \sum_n {}^1 b_{in} J'_n(k_i a_i) \exp[jn\phi_i] \quad (9)$$

1차 산란계수  ${}^1 c_{in}$ 은 (8)식과 (9)식으로 부터 얻어진다.

$${}^1 c_{in} = {}^1 A_{in} \exp[jk_0 \rho'_i \cos(\phi'_i - \phi_0)] \exp[-jn(\phi_0 - \pi/2)] \quad (10)$$

$${}^1A_{in} = \{J_n(k_0 a_i) J_n'(k_i a_i) - \eta_{ii} J_n'(k_0 a_i) J_n(k_i a_i)\} / \{ \eta_{ii} H_n^{(2)'}(k_0 a_i) J_n(k_i a_i) - H_n^{(2)'}(k_0 a_i) J_n'(k_i a_i) \} \quad (11)$$

(10)식은 한개의 실린더만 존재할때의 산란계수이다.

i번째 실린더를 제외한 나머지 실린더들에 의한 1차산란파가 다시 i번째 실린더에 입사되어서 i번째 실린더에 의한 2차산란파가 발생하는데, 즉 p=2의 경우에  $\rho_i = a_i$ 에서 경계조건을 적용하여 2차산란계수인  ${}^2C_{in}$ 을 구해내게 된다.

$$\sum_{i=1}^M \sum_{n=-\infty}^{\infty} {}^1C_{in} H_n^{(2)'}(k_0 a_i) \exp[jn\phi_i'] (1 - \delta_{ii'}) + \sum_n {}^2C_{in} H_n^{(2)'}(k_0 a_i) \exp[jn\phi_i] = \sum_n {}^2b_{in} J_n(k_i a_i) \exp[jn\phi_i] \quad (12)$$

(12)식에서 좌변의 Hankel함수가 i'번째 실린더 좌표에 의해 표시되어 있으므로 이것을 i번째 실린더와 좌표로 바꾸어주어야 한다. Hankel함수의 addition theorem을 사용하여 표현하면 아래식과 같다.

$$H_n^{(2)'}(k_0 \rho_i) \exp[jn\phi_i'] = \sum_n J_n(k_0 \rho_i) H_n^{(2)'}(k_0 \rho_{ii'}) \exp[jn\phi_i - j(n-n')\phi_{ii'}] \quad (13)$$

여기서

$$\rho_{ii'} = \sqrt{(\rho_i')^2 + \rho_i'^2 - 2\rho_i' \rho_i' \cos(\phi_i' - \phi_i')} \\ \phi_{ii'} = \cos^{-1}[(\rho_i' \cos\phi_i' - \rho_i' \cos\phi_i') / \rho_{ii'}]$$

이다. (13)식에 의해서 (12)식을 다시 표현하고, 자계의 경계조건에 대해서도 (13)식을 사용하여 얻어진 식과 연립하면 아래와 같은 2차산란계수를 구할 수 있다.

$${}^2C_{in} = \sum_{i'} \sum_{n'} {}^1C_{in'} H_n^{(2)'}(k_0 \rho_{ii'}) \exp[-j(n-n')\phi_{ii'}] * (1 - \delta_{ii'}) {}^1A_{in} \quad (14)$$

(14)식으로부터 i번째 실린더에서의 p차 산란계수를 아래와 같이 구할 수 있다.

$${}^pC_{in} = \sum_{i'} \sum_{n'} {}^{p-1}C_{in'} H_n^{(2)'}(k_0 \rho_{ii'}) \exp[-j(n-n')\phi_{ii'}] (1 - \delta_{ii'}) {}^pA_{in} \quad (15)$$

(15)식에  ${}^{p-1}C_{in}$  대입하고 전개하면 아래와 같은 식을 얻는다.

$${}^pC_{in} = \sum_{i'} \sum_{n'} \{ \sum_{i''} \sum_{n''} {}^{p-2}C_{in''} H_n^{(2)'}(k_0 \rho_{i'i''}) \exp[-j(n'-n'')\phi_{i'i''}] (1 - \delta_{i'i''}) {}^pA_{i'i''} \} H_n^{(2)'}(k_0 \rho_{ii'}) \exp[-j(n-n')\phi_{ii'}] (1 - \delta_{ii'}) {}^pA_{in} \quad (16)$$

이것을  ${}^1C_{in}$ 까지 반복하고

$$\rho_{i'p-1} = \rho_{i'} + \rho_{ii'} + \rho_{i'i''} + \dots + \rho_{i'(p-2),i(p-1)} \\ = \rho_{i'} + \sum_x \rho_{i',x-1,x}$$

와

$$n^{(p-1)} = n - (n-n') - (n'-n'') - \dots - (n^{(p-2)} - n^{(p-1)}) \\ = n - \sum_x (n^{x-1} - n^x)$$

를 이용하여 정리하면 아래와 같은 식을 얻을 수 있다.

$${}^pC_{in} = A_{in} \exp[jk_0 \rho_{i'} \cos(\phi_i' - \phi_0) - jn(\phi_0 - \pi/2)] \prod_x \{ \sum_{i''} \sum_{n''} A_{i''}^{n''} H_n^{(2)'}(k_0 \rho_{i''x-1,x}) \exp[-j(n^{x-1} - n^x)\phi_{i''x-1,x} + jk_0 \rho_{i''x-1,x} \cos(\phi_{i''x-1,x} - \phi_0)] (1 - \delta_{i''x-1,x}) \} \quad (17)$$

여기에서  $\phi_{i''x-1,x} = \phi_{i''x-1,x} - \phi_0 + \pi/2$ 이며, x는 (')의 갯수이다. x는 1부터 p-1까지의 값을 가지며 x=1이면 괄호안( )의 값은 1이다. (4)식과 (17)식을 사용하여 (1)식을 다시쓰면 아래와 같다.

$$E^s = \sum_i \sum_n {}^pE_i^s \\ = \sum_i \sum_n H_n^{(2)'}(k_0 \rho_i) \exp[jn\phi_i] \sum_p {}^pC_{in} \\ = \sum_i \sum_n A_{in} H_n^{(2)'}(k_0 \rho_i) \exp[jk_0 \rho_i \cos(\phi_i' - \phi_0) + jn(\phi_i - \phi_0 + \pi/2)] \prod_x \{ \sum_{i''} \sum_{n''} A_{i''}^{n''} H_n^{(2)'}(k_0 \rho_{i''x-1,x}) \exp[-j(n^{x-1} - n^x)\phi_{i''x-1,x} + jk_0 \rho_{i''x-1,x} \cos(\phi_{i''x-1,x} - \phi_0)] (1 - \delta_{i''x-1,x}) \} \quad (18)$$

여기에서  $k_0 \rho \gg 1$  일때는 아래와 같은 근사식을 사용할 수 있다.

$$\rho_1 = \rho - \rho'_1 \cos(\phi'_1 - \phi_0) \quad (19)$$

$$\phi = \phi_1 = \phi_2 = \phi_3 = \dots = \phi_M \quad (20)$$

또한 Hankel 함수도 근사식으로 표현할 수 있다.

$$H_n^{(2)}(k_0 \rho) = (2/\pi k_0 \rho)^{1/2} \exp[-jk_0 \rho] \exp[j\pi/4] j^n \quad (21)$$

(19) - (21)식을 사용하면 (18)식을 아래와 같이 다시 표현할 수 있다.

$$E^S = (2/\pi k_0 \rho)^{1/2} \exp[-jk_0 \rho] \exp[j\pi/4] \psi(\phi) \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \psi(\phi) = & \sum_n \sum_m j^n A_{nm} \exp[jk_0 \rho_1 \cos(\phi_1 - \phi_0) + jn\phi_1] \\ & \prod_{x=1}^n \left\{ \sum_{i_x} \sum_{n_x} A_{i_x}^{n_x} H_{n_x}^{(2)}(k_0 \rho_{i_x-1, x}) \right. \\ & \left. \exp[-j(n^{x-1} - n^x)\phi_{i_x-1, x} + jk_0 \rho_{i_x-1, x} \cos(\phi_{i_x-1, x} - \phi_0)] \right. \\ & \left. (1 - \delta_{i_x-1, i_x}) \right\} \quad (23) \end{aligned}$$

여기서  $\phi_1 = \phi_1 - \phi_0 + \pi/2$ 이다.

그리고 scattering cross section  $\sigma(\phi)$ 는 다음과 같이 구해진다.

$$\sigma(\phi) = (2\lambda/\pi) |\psi(\phi)|^2 \quad (24)$$

#### IV. 비교 및 검토

계산을 간단히 하기 위해 반지름이 같은 2개의 실린더에 의한 산란전계를 계산하였다. 각 유전체 실린더의 반지름은  $0.2\lambda$ , 유전율  $\epsilon_r = 4$ , 투사율  $\mu_r = 1$ 로 하였다. 두 유전체 실린더는 y축위에 나란히 위치하고 있고 중심사이의 거리는  $0.8\lambda$ , 입사파의 입사각은  $\phi_0 = 90^\circ$ 으로 하였다. 위의 값들을 가지고 (22)식에서 산란전계를 계산하였다. 결과를 비교하기 위해 Elsherbini<sup>[4]</sup>의 논문에서 사용된 것과 같은 값들을 사용하였다.  $p=1$ 인 경우는 원통형 실린더가 1개 일때이고,  $p=2$ 인 경우는 M개의 원통형 실린더에 의한 영향을 고려할 때 각각의 실린더에 대하여 1차 산란만을 고려한 것이다. Elsherbini<sup>[4]</sup>의 논문에서는 단일 산란을 고려한 결과이기 때문에 본 논문에서는 먼저  $p=2$ 일때의 산란전계 값을 구하여 비교하였다(그림 2). 또한  $p=2, 3, 5, 10$ 일때의 산란전계 값을 구하여 그 변화를 그림3에 나타내었다.

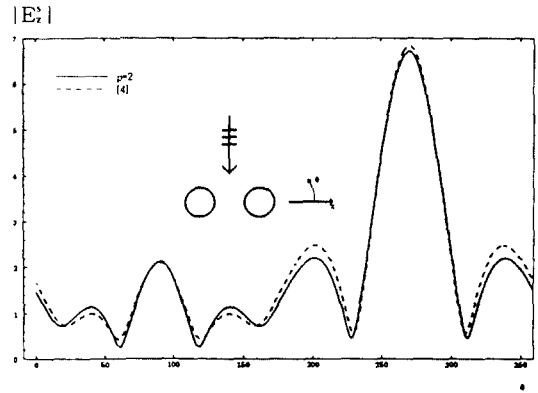


그림 2. 두개의 유전체 실린더에 의한 산란전계  
Fig 2. The scattered field pattern from two identical dielectric cylinders

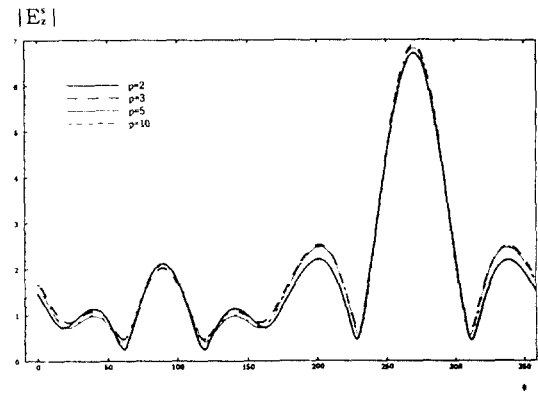


그림 3. 두개의 유전체 실린더에 의한 산란전계( $p=2, 3, 5, 10$ )  
Fig 3. The scattered field pattern from two identical dielectric cylinders( $p=2, 3, 5, 10$ )

그림4, 그림5에서는 반지름이 서로 다른 두개의 유전체 실린더에 의한 산란전계를 구하였다. 유전체의 반지름은  $a_1 = 0.2\lambda$ ,  $a_2 = 0.1\lambda$  이고, 두 실린더의 중심의 위치는  $\rho_1' = \rho_2' = 0.2\lambda$ ,  $\phi_1' = 0^\circ$ ,  $\phi_2' = 180^\circ$ 이고, 유전율  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2$ , 투사율  $\mu_{r1} = \mu_{r2} = 1$ 이다. 그리고 입사각이  $\phi_0 = 0^\circ$  일때의 두 실린더에 의한 산란전계를 그림4에 나타내었다. 또한  $p=2, 5, 10$ 일 경우의 변화를 그림5에서 보았다.

그림6과 그림7에서는 단면이 정사각형인 실린더형 산란체를 반지름이 작은 다수의 원통형 실린더에 의하여 모델링을 한 뒤에 산란전계를 계산한 결과를 보

여주고 있다. 그림6에서는 단면이  $0.5\lambda \times 0.5\lambda$ 인 정사각형 이고  $\epsilon_r=4$ ,  $\mu_r=1$ 인 유전체 실린더를 반지름이  $\rho=0.01\lambda$ 인 16개의 원통형 실린더로 모델링을 하고 16개의 실린더의 상호영향을 고려하여 산란전계를 계산한 결과를 보여주고 있다. Elsherbeni<sup>[4]</sup>의 논문에서 17개의 서로 다른 크기의 반지름을 갖는 원통형 실린더들에 의해 얻어진 산란전계와 같은 결과를 나타냄을 알 수 있다. 그림7에서는 단면이 정사각형( $0.5\lambda \times 0.5\lambda$ )인 완전도체 실린더형 산란체에 의한 산란전계를 구하였다. 반지름이  $\rho=0.01\lambda$ 인 원통형 실린더 20개로 모델링을 하고 실린더들의 상호영향을 고려하여 산란패턴을 구한 결과가 Richmond<sup>[7]</sup>의 결과와 일치함을 알 수 있다.

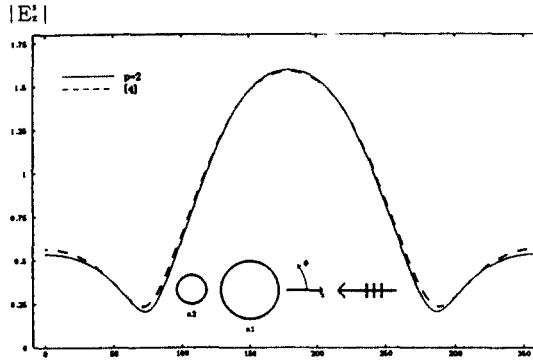


그림 4. 서로 다른 두개의 유전체 실린더에 의한 산란전계  
Fig 4. The scattered field pattern from two dielectric cylinders

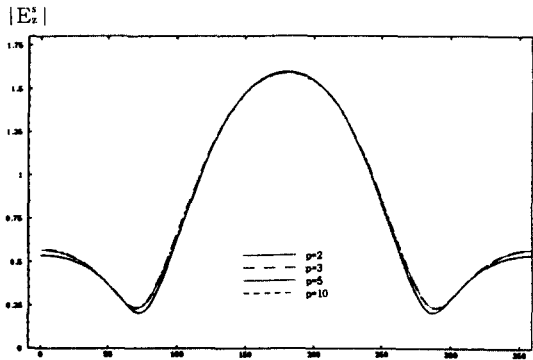


그림 5. 서로 다른 두개의 유전체 실린더에 의한 산란전계 ( $p=2,3,5,10$ )  
Fig 5. The scattered field pattern from two dielectric cylinders( $p=2,3,5,10$ )

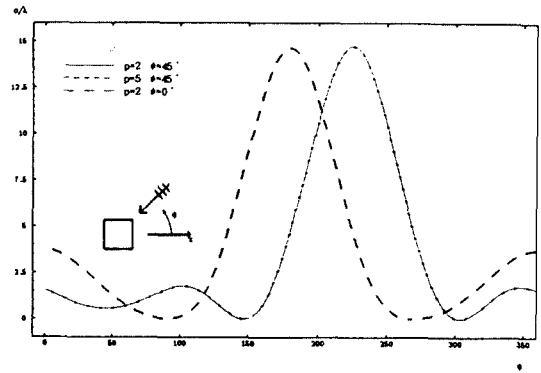


그림 6. 유전체 사각기둥에 의한 산란 패턴  
Fig 6. The scattering cross-section pattern from a square dielectric cylinders

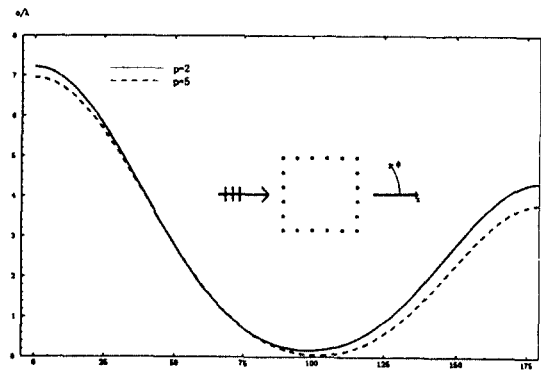


그림 7. 사각 배열된 20개의 실린더에 의한 산란패턴  
Fig 7. Scattering pattern of a square array of 20 cylinders

## V. 결 론

M개의 무한길이 유전체 실린더들에 의한 다중산란을 구하였다. i번째 실린더에서 p차 산란계수의 값을 반복절차에 의한 방법을 사용하고 전계와 자계의 경계조건을 이용하여 산란계수를 구하였다. 그 결과를 다른 논문의 방법과 비교하여 타당성을 보였다. 원거리에서 밀집되어 있는 산란체들에 의한 다중산란을 해석하는 문제에 있어서는 그 산란체들에 대한 모델링이 매우 중요한 문제라고 할 수 있겠다. 다중산란은 산란체 수의 증가 또는 p값의 증가에 따라서 산란전계값을 구하는 식의 복잡성이 크고 계산시간이 대단히 증가하게 된다. 그러므로 산란체의 모델링에

서 보다 현실적인 사항들이 고려된 간단하고 엄밀한 값을 구할 수 있는 식을 얻을 수 있어야 하겠다.

참 고 문 헌

1. T.Ogura and S.Kozadi, 'Electromagnetic scattering by a perfectly conducting rectangular cylinder located near the conducting plane', 電子情報通信學會論文誌, Vol.J72-B-11, No.3, pp. 96-103, Mar.1989.
2. J.Young and J.Bertrand, 'Multiple scattering by two cylinders', J.acoust.Sonc.Am, Vol.58, No.6, pp.1190-1195, Dec.1975.
3. H.A.Ragheb and M.Hamid, 'Scattering by N parallel conducting circular cylinders', Int. J. Electronics, Vol.59, No.4, pp.407-421, 1985.
4. A.Elsherbeni and A.Kishk, 'Modeling of cylindrical objects by circular dielectric and conducting cylinders', IEEE Trans. Antennas and

- Propagat., Vol.40, No.1, pp.96-99, Jan.1992.
5. V.Twersky, 'Multiple scattering of radiation by an arbitrary configuration of parallel cylinders', J.acoust.Soc.Am., 24, pp.42-49, 1952.
6. J.Burke, D.Censor, and V.Twersky, 'Exact inverse separation series for multiple scattering in two dimendions', J.acoust.Soc.Am., 37, pp. 5-13, 1965.
7. J.H.Richmond, 'Scattering by an Arbitrary Array of Parallel Wires', IEEE, Trans. on Microwave Theory and Tech., MTT-13, pp.408-412, 1965.
8. R.Millar, 'The scattering of a plane wave by a row of small cylinders', Can.J.Phys., 38, pp. 272-289, 1960.
9. S.Karp and N.Zitron, 'Higher order approximations in multiple scattering', J.math.Phys., 2, pp.394-1961.



李 和 春(Hwa Choon Lee) 정회원  
 1962년 4월 27일생  
 1981년 2월 : 인하대학교 전자공학과 졸업(공학사)  
 1987년 2월 : 인하대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학석사)  
 현재 : 인하대학교 대학원 전자공학과 박사학위과정 재학중

※주관심분야 : 전자장이론, 안테나 및 전파전파, 이동통신임



李 大 炯(Dae Hyung Lee) 정회원  
 1956년 3월 16일생  
 1982년 2월 : 인하대학교 전자공학과 졸업(공학사)  
 1986년 8월 : 인하대학교 대학원 전자공학과 졸업(공학석사)  
 1990년 9월 : 인하대학교 대학원 전자공학과(박사학위수료)

1991년 3월 ~ 현재 : 영진전문대학 전자계산과 조교수  
 ※주관심분야 : 광통신, 데이터 압축



崔 炳 河(Byung Ha Choi) 정회원  
 1936년 12월 6일생  
 1960년 2월 : 인하대학교 전기공학과 졸업(공학사)  
 1962년 2월 : 인하대학교 대학원 전기공학과 졸업(공학석사)  
 1975년 2월 : 인하대학교 대학원 전기공학과 졸업(공학박사)

1962년 ~ 현재 : 인하대학교 전자공학과 교수  
 ※주관심분야 : 전자장이론, 안테나 및 전파전파, 광통신, 이동통신임