

雙異方性 매질 코팅 多層 원통에 의한 전자파 散亂 해석 (I)

정희원 엄 상 진*, 윤 중 한**, 이 화 춘***, 광 경 섭****

EM wave scattering by bianisotropically coated multilayer cylinder with an impedance sheet [I]

Sang-Jin Eom*, Joung Han Yoon**, Hwa Choon Lee***, Kyung-Sup Kwak**** *Regular Members*

요 약

본 논문에서 雙異方性 매질로 코팅된 무한길이 완전도체 원통에 대한 異方向(bistatic)전자파 산란에 대해 연구하였다. 설정된 모델은 무한길이 완전도체 원통에 無損失 雙異方性 매질을 코팅한 후, 두께를 무시할 수 있는 불연속 층으로 덮은 구조와 그 위에 또 다른 雙異方性 매질로 코팅한 두 가지 형태이다. 이들 구조에 대한 산란계수를 구하기 위해서 각 매질층 내부의 전자계 방정식을 유도했고 경계조건을 이용, 각 방정식의 미지계수를 구한 다음, 정확한 산란방정식을 유도하였다. 그 결과로부터 雙異方性 매질에 대한 산란특성을 해석했고, 전자계 경계조건에서 연속조건을 만족하지 않도록 하는 불연속층의 존재여부가 전자파 산란에 미치는 영향을 관찰했으며, 그 불연속층의 구조적 위치변화에 따른 전자파 산란을 해석하였다. 그리고 마지막으로 입의 입사 偏波角度에 대한 산란결과를 비교분석 하였다.

ABSTRACT

In this paper, electromagnetic wave scattering from a bianisotropically coated cylinder is formulated by using wave functions for bianisotropic media and boundary-value method. The cross section of the cylinder is made of a conducting core, a lossless dielectric layer which is both electrically magnetically bianisotropic, and a bianisotropic impedance sheet. The solutions to arbitrary polarization angles are presented in two-dimensional. This paper presents an exact solution to the problem of scattering by a long composite circular cylinder using the boundary method. The validity of this solution is verified by comparing numerical results with those in literature. The numerical results for various geometrical and electrical parameters on bistatic scattering cross-section are presented.

I. 서 론

전자파 산란의 문제는 매우 다양한 분야에서 응용된다. 도시 구조물에 의한 이동전화의 난청지역 발생과 TV수신장애, 인체에 대한 전자파와 방사선의 산란 및 흡수(SAR), 레이더에 잡히지 않는 미사일이나 항공기의 설계, 산란을 줄이기 위한 안테나 코팅 [1],[7] 여러 개의 산란체에 대한 다중산란, 도

파로 산란 등이 그러한 예이다. 이는 대개 평면, 원통, 구, 모서리, 타원, 선, 官 등 대표적인 몇몇 모델들을 여러 가지 방법으로 해석해 실제에 적용하는 것이 일반적이었으므로 지금까지 이에 대한 많은 논문들이 발표되어 왔다. 하지만 이러한 산란문제를 해석하기 위해서 제시된 여러 가지 방법들도, 산란체의 구조가 복잡해지거나 매질의 특성이 다양해지는 경우에는 해석상의 어려움이 뒤따랐고 특히

* 삼성 종합 기술원 M-응용 PROJECT팀

*** 초당대학교 정보통신과

논문번호: K01041-0127, 접수일자: 2001년 1월 27일

** 인하대학교 전자공학과

**** 인하대학교 정보통신전문대학원

최근에 대두된 이러한 복잡한 매질 중 雙異方性 매질에 대한 산란, 방사, 및 유도에 관한 문제는[2],[5] 雙異方性 매질이 초고주파 분야에서 갖는 잠재적인 실제 응용가능성 때문에 관심의 대상이 되고 있는 실정이다.

雙異方性 매질의 특성은 1959, Dzyaloshinskii가 Antiferromagnetic 매질에 대해 예언했고, 그 후 Astrov가 Cr_2O_3 에서 그 특성(electromagnetic)을 측정해 냈다^[4]. 또한 Ferromagnetic 매질의 Gallium iron oxide 뿐만 아니라 물이 이온화 되어 인체의 대부분을 구성하는 DNA나 인체 팬텀 제작 시 이용되는 설탕류를 포함하는 Chiral media에서도 이와 같은 현상이 증명되었다^[9].

한편, 구조적인 측면에서 볼 때, 원통에 대한 산란문제는 적당한 배열을 통해 다양한 실제의 산란체들을 모델링 할 수 있기 때문에 많은 연구가 지속되어 왔고, 현실적인 산란체의 모델링을 위해서 多層구조의 산란체에 대한 연구가 계속되고 있다.

J.Cesar Monzon와 Nickander J. Damaskos 는 1986년 異方性 매질 코팅 원통에 대한 전자파 산란을 연구했고^[4], R.D.Graglia는 異方性 매질의 흡수체 특성에 중점을 두고 연구했으며^[7], H.assoudi 와 N.J Damaskos는 異方性 매질 코팅층과 불연속층으로 싸인 원통구조에 대해 전자계 경계조건을 이용, 정확한 해석을 하였다^[6].

본 논문에서는 雙異方性 매질 코팅 위에 실제 산란체 적용을 위해 설계한 불연속층을 씌운 모델을 해석하였다. 즉, 논문[6]과 같은 구조의 多層원통이지만 코팅매질을 異方性에서 雙異方性으로 확장시켜 완전도체, 雙異方性 매질 제1층, 불연속층의 다층구조 산란체를 모델링 할 수 있었다. 본 논문의 구성은 다음과 같다. 2절에서는 雙異方性 매질 내의 전자계 방정식을 정의했고, 3절에서는 완전도체, 雙異方性 코팅 제1층, 불연속층으로 이루어진 多層구조에 대한 산란결과를 각종 파라미터의 변화에 따라 해석하였다.

II. 雙異方性 매질 내에서의 전자계 방정식

다음은 본 논문에서 사용된 無損失 雙異方性 매질에 대한 구성관계식과 파동방정식 유도 과정이다. 매질내의 전자계 구성관계식은 다음과 같다^[11].

$$\overline{D} = \overline{\epsilon E} + \overline{\zeta H} \tag{2.1}$$

$$\overline{B} = \overline{\mu H} - \overline{\eta E} \tag{2.2}$$

雙異方性 매질이 異方性 매질과 다른점은 구성관계식(2.1), (2.2)에서 볼 수 있는 것과 같이 전계에 의해 分極 되거나 자계에 의해 磁化되는 일반 유전체나 자성체와 달리 전계나 자계 중 한가지만 인가하여도 分極과 磁化가 이루어진다는 점이다.

$$\overline{\epsilon} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_2 \end{bmatrix} \tag{2.3}$$

$$\overline{\mu} = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_1 & 0 & 0 \\ 0 & \mu_1 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_2 \end{bmatrix} \tag{2.4}$$

$$\overline{\zeta} = c_0^{-1} \begin{bmatrix} 0 & \zeta & 0 \\ \zeta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \tag{2.5}$$

$$\overline{\eta} = c_0^{-1} \begin{bmatrix} 0 & \zeta & 0 \\ \zeta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \tag{2.6}$$

이때, 일축성 無損失 매질의 조건이 $\overline{\zeta}^* = -\overline{\eta}^T$ 이므로[Kong ,1975], 식(2.3)~식(2.6)과 같은 유전율, 투자율의 구성행렬을 도입했다^[1]. 단, C_0 는 전자파의 이동 속도인 2.998×10^8 m/s이다. 위 가정에 대한 雙異方性 매질의 맥스웰 방정식은 다음과 같다.

$$\nabla \times \overline{E} = -j\omega(\overline{\mu H} - \overline{\eta E}) \tag{2.7}$$

$$\nabla \times \overline{H} = j\omega(\overline{\epsilon E} + \overline{\zeta H}) \tag{2.8}$$

식(2.7), (2.8)에 대한 구성요소별 수식관계를 전계에 대해 정리하면 다음과 같다.

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \frac{\partial E_\phi}{\partial z} = -j\omega[\mu_0 \mu_1 H_\rho - c_0^{-1} \zeta E_\phi] \tag{2.9}$$

$$\frac{\partial E_\rho}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial \rho} = -j\omega[\mu_0 \mu_1 H_\phi - c_0^{-1} \zeta E_\rho] \tag{2.10}$$

$$\frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial(\rho E_\phi)}{\partial \rho} - \frac{\partial E_\rho}{\partial \phi} \right] = -j\omega[\mu_0 \mu_2 H_z] \tag{2.11}$$

이를 ‘쌍대성 원리^[2]’에 근거, 자계에 대해 다시 쓰면,

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} - \frac{\partial H_\phi}{\partial z} = j\omega[\epsilon_0 \epsilon_1 E_\rho + c_0^{-1} \zeta H_\phi] \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial H_\rho}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial \rho} = j\omega[\epsilon_0 \epsilon_1 E_\phi + c_0^{-1} \zeta H_\rho] \quad (2.13)$$

$$\frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial(\rho H_\phi)}{\partial \rho} - \frac{\partial H_\rho}{\partial \phi} \right] = j\omega[\epsilon_0 \epsilon_2 E_z] \quad (2.14)$$

이다. 식(2.9)~(2.14)을 통해 다음의 파동 방정식을 유도할 수 있다^[4].

$$\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial \bar{H}_z}{\partial \rho} \right) + (k_0^2 \rho^2 \mu_2 \beta - n^2) \bar{H}_z = 0 \quad (2.15)$$

$$\rho \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial \bar{E}_z}{\partial \rho} \right) + (k_0^2 \rho^2 \epsilon_2 \alpha - n^2) \bar{E}_z = 0 \quad (2.16)$$

식(2.15)과 식(2.16)으로부터 방향요소 z의 전자계 결과를 정리할 수 있다.

$$E_z = C_1 J_n(k_0 \sqrt{\epsilon_2 \alpha} \rho) + C_2 Y_n(k_0 \sqrt{\epsilon_2 \alpha} \rho) \quad (2.17)$$

$$H_z = D_1 J_n(k_0 \sqrt{\mu_2 \beta} \rho) + D_2 Y_n(k_0 \sqrt{\mu_2 \beta} \rho) \quad (2.18)$$

식(2.17),(2.18)는 1종Bessel과 2종Bessel함수의 조합으로 나타낸 반면, 식(2.19), 식(2.20)은 1종Hankel과 2종Hankel함수의 조합으로 雙異方性 매질 내의 전자계 방정식을 정리하였다.

$$E_z = A_n [H_n^{(1)}(k_p \rho) H_n^{(2)}(k_p a) - H_n^{(2)}(k_p \rho) H_n^{(1)}(k_p a)] \quad (2.19)$$

$$H_z = B_n [H_n^{(1)}(k_q \rho) H_n^{(2)}(k_q a) - H_n^{(2)}(k_q \rho) H_n^{(1)}(k_q a)] \quad (2.20)$$

$$E_\phi = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-j)^n \left[\frac{(gk_0 + k_z)n}{k_0^2 \epsilon_1 \alpha \rho} E_z - \frac{1}{j\omega \epsilon_0 \beta} \frac{\partial H_z}{\partial \rho} \right] e^{jn\phi} \quad (2.21)$$

$$H_\phi = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-j)^n \left[\frac{(gk_0 + k_z)n}{k_0^2 \mu_1 \beta \rho} H_z + \frac{1}{j\omega \mu_0 \alpha} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} \right] e^{jn\phi} \quad (2.22)$$

이를 다시 미지계수를 이용한 입사 및 산란방정식으로 정리하면 1종Bessel과 2종Hankel함수의 조합으로 이루어진 식(2.23)과 식(2.24)의 형태가 된다.

$$E_z = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-j)^n [A_n H_n^{(2)}(k_p \rho) + B_n J_n(k_p \rho)] e^{jn\phi} \quad (2.23)$$

$$H_z = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-j)^n [C_n H_n^{(2)}(k_q \rho) + D_n J_n(k_q \rho)] e^{jn\phi} \quad (2.24)$$

$$k_p = k_0 \sqrt{\epsilon_2 \alpha}, \quad \alpha = \mu_1 + \frac{\zeta^2}{\epsilon_1} + \frac{k_z^2}{k_0^2 \epsilon_1} \quad (2.25)$$

$$k_q = k_0 \sqrt{\mu_2 \beta}, \quad \beta = \epsilon_1 + \frac{\zeta^2}{\mu_1} + \frac{k_z^2}{k_0^2 \mu_1} \quad (2.26)$$

$u_0 = k_0 \rho$ 이고, ρ 는 z축으로부터의 거리이다. k_0 는 자유공간에서의 波數이며, $Y_0 (=1/Z_0)$ 는 자유공간에서의 어드미턴스이다. 안테나 방사 해석[2]을 할 때, 1종Bessel과 2종Bessel함수의 조합으로 관계식을 구성하는 한편, 본 논문은 산란에 관한 해석이므로 입사계를 나타내는 1종 Bessel과 산란계를 나타내는 2종 Hankel함수의 조합으로 식(2.23)과 식(2.24)을 정리하였다.

III. 불연속층을 가진 雙異方性 매질 1층 코팅 원통에 대한 전자파 산란

그림3.1은 H.assouidi와 N.J Damaskos가 사용한 異方性 매질 코팅원통구조[6]를 雙異方性매질 코팅 원통으로 확장시킨 모델이다. 점선은 불연속층을 나타낸다. 입사계는 y 축에서 z 축으로의 임의 편파각도 r 을 가지고 k_0 의 파수로 입사한다. 또한 그림3.1의 pi는 수식상의 입사계에 대한 2차원 산란각도를 나타낸다.

A. 각 층에 대한 전자계 방정식

A.1 범위 $a \leq \rho \leq b$ (雙異方性 매질1층)에서의 전자계 방정식

제2장을 통해 雙異方性 매질의 전계와 자계 방정식은 식(3.1)~(3.2)와 같이 정리된다. 경계조건 적용을 위한 방정식이므로 ρ 방향성분의 전자계 방정식은 생략하도록 한다.

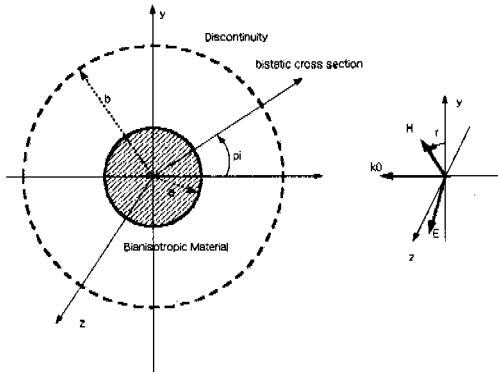


그림 3.1 雙異方性 매질 1개층 코팅 원통과 전자파 입사

$$E_{\phi 1} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-j)^n \left[\frac{(gk_0 + k_z)n}{k_0^2 \epsilon_1 \alpha \rho} E_{z1} - \frac{1}{j\omega \epsilon_0 \beta} \frac{\partial H_{z1}}{\partial \rho} \right] e^{jn\phi} \quad (3.1)$$

$$H_{\phi 1} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-j)^n \left[\frac{(gk_0 + k_z)n}{k_0^2 \mu_1 \beta \rho} H_{z1} + \frac{1}{j\omega \mu_0 \alpha} \frac{\partial E_{z1}}{\partial \rho} \right] e^{jn\phi} \quad (3.2)$$

$$E_{z1} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-j)^n [A_n H_n^{(2)}(k_p \rho) + B_n J_n(k_p \rho)] e^{jn\phi} \quad (3.3)$$

$$H_{z1} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-j)^n [C_n H_n^{(2)}(k_q \rho) + D_n J_n(k_q \rho)] e^{jn\phi} \quad (3.4)$$

A.2 범위 $\rho \geq b$, 자유 공간에서의 전자계 방정식

입사계는 Bessel 함수, 산란계는 Hankel 함수로 표현하며 물리적으로 원통 밖 전자계의 총 전자계는 두 함수의 합으로 표현한다.

$$E_z' = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-j)^n [\cos r J_n(u_0) + B_n^s H_n^{(2)}(u_0)] e^{jn\phi} \quad (3.5)$$

$$H_z' = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-j)^n [Y_0 \sin r J_n(u_0) + D_n^s H_n^{(2)}(u_0)] e^{jn\phi} \quad (3.6)$$

$$E_{\phi}' = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{j\omega \epsilon_0} [Y_0 \sin r J_n'(u_0) + D_n^s H_n^{(2)'}(u_0)] e^{jn\phi} \quad (3.7)$$

$$H_{\phi}' = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{j\omega \mu_0} [\cos r J_n'(u_0) + B_n^s H_n^{(2)'}(u_0)] e^{jn\phi} \quad (3.8)$$

B. 경계조건

경계조건은 모든 전자계 해석에 있어 적용되는 기본 원리이다. 매질과 매질사이에는 반드시 고유의 전자계에 대한 특성 차이가 있고 이를 연결시켜 주는 인터페이스가 필요한데, 그 조건이 전자계 경계 조건이다. 경계조건의 적용은 일단 각 매질에서의 전자계 방정식을 구하는 것으로부터 출발한다. 방정식은 몇 가지 미지계수를 포함하고 결국 이들 미지계수를 구하는 것이 경계조건 방정식을 풀어내는 목적이 된다. 식(3.9)와 (3.11)은 완전도체 표면에서 전계의 접선 성분이 0임을 의미하고 식(3.10)과 (3.12)는 雙異方性 매질과 자유공간의 경계에서 접선성분이 연속함을 의미한다. 또한 식(3.13)과 식(3.14)는 두계b의 경계에서 자계의 접선성분의 차가 그 직각 방향으로 흐르는 전류밀도와 관계 있음을 나타내는데, 이는 어드미턴스로 정의되는 불연속층의 존재에 기인한다. 즉, 자계의 접선성분의 차는 각 성분별 어드미턴스의 크기에 비례한다고 해석할 수 있다.

$$[E_{z1}]_{\rho=a} = 0 \quad (3.9)$$

$$[E_z' - E_{z1}]_{\rho=b} = 0 \quad (3.10)$$

$$[E_{\phi 1}]_{\rho=a} = 0 \quad (3.11)$$

$$[E_{\phi}' - E_{\phi 1}]_{\rho=b} = 0 \quad (3.12)$$

$$[H_{\phi}' - H_{\phi 1}]_{\rho=b} = \eta_3 [E_{z1}]_{\rho=b} \quad (3.13)$$

$$[H_z' - H_{z1}]_{\rho=b} = \eta_2 [E_{\phi 1}]_{\rho=b} \quad (3.14)$$

불연속층을 나타내는 어드미턴스 구성행렬은 다음과 같다. 이때, 1행1열은 ϕ 방향으로의 어드미턴스를 나타내고, 2행2열은 z 방향으로의 어드미턴스를 나타낸다.

$$\bar{\eta} = \begin{bmatrix} \eta_2 & 0 \\ 0 & \eta_3 \end{bmatrix} \quad (3.15)$$

경계조건으로부터 정리한 네 가지 방정식의 풀이 과정으로 각 방정식의 미지계수를 구할 수 있다.

$$(1) \cos r J_n(k_0 b) + B_n^s H_n^{(2)}(k_0 b) = \nabla_1 A_n$$

$$(2) \quad -\frac{1}{j\omega\epsilon_0} [Y_0 \sin rJ_n'(k_0b) + D_n^s H_n^{(2)'}(k_0b)] = -\frac{(gk_0 + k_z)}{k_0^2 \epsilon_1 \alpha b} \nabla_1 A_{n1} - \frac{1}{j\omega\epsilon_0 \beta} \nabla_2 C_{n1}$$

$$(3) \quad \frac{1}{j\omega\mu_0} [\cos rJ_n'(k_0b) + B_n^s H_n^{(2)'}(k_0b)] - \frac{(gk_0 + k_z)}{k_0^2 \mu_1 \beta b} \nabla_3 C_{n1} - \frac{1}{j\omega\mu_0 \alpha} \nabla_4 A_{n1} = \eta_3 \nabla_1 A_{n1}$$

$$(4) \quad Y_0 \sin rJ_n(k_0b) + D_n^s H_n^{(2)}(k_0b) - \nabla_3 C_{n1} = -\frac{\eta_2}{j\omega\epsilon_0} [Y_0 \sin rJ_n'(k_0b) + D_n^s H_n^{(2)'}(k_0b)]$$

결국, 처음에 가정했던 입사계에 대한 산란계의 미지계수는 부록A의 파라미터들을 이용, 식(3.16), 식(3.17)과 같이 정리할 수 있다.

$$B_n^s = \frac{\nabla_1 A_{n1} - \cos rJ_n(k_0b)}{H_n^{(2)}(k_0b)} \quad (3.16)$$

$$D_n^s = \frac{j\omega\epsilon_0 [\nabla_3 C_{n1} - Y_0 \sin rJ_n(k_0b)] - \eta_2 Y_0 \sin rJ_n'(k_0b)}{j\omega\epsilon_0 H_n^{(2)}(k_0b) + \eta_2 H_n^{(2)'}(k_0b)} \quad (3.17)$$

식(3.18)은 異方向 산란계수를 나타내며, 입사방향에 대한 산란각도에 따라 그 산란량을 관찰할 수 있다. 결국, 불연속층을 가진 雙異方性 매질 1층 코팅 원통에 대한 산란의 결과는 다음식에 대한 도식으로 쉽게 알 수 있다.

$$\frac{\sigma(\phi)}{\lambda_0} = \frac{2}{\pi} \left[\left| \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n^s \exp(jn\phi) \right|^2 + \left| \sum_{n=-\infty}^{\infty} D_n^s \exp(jn\phi) \right|^2 \right] \quad (3.18)$$

IV. 수치해석 결과

그림4.1은 본 논문의 기본조건에 대한 TE파와 TM파에 대한 산란결과이다. TE파에 대한 산란량은 편파각도 $r=0$ 에서 계산한 값이고, TM 파에 대한 산란량은 편파각도 $r=\pi/2$ 에서 계산한 결과값이다. 산란량은 산란각도 ϕ [Radian]에 따라 [dB]로 환산하였다. 그림4.1에서 산란각 $\pi/2$ 에서 TE파와TM파 간 큰 차이가 있음을 알 수 있다.

그림4.2는 주파수의 변화에 따른 산란계수의 변화이다. 주파수는 그림4.1 결과에서 사용한 주파수 크기의 半을 선택했으나 두 주파수 모두 초고주파 대

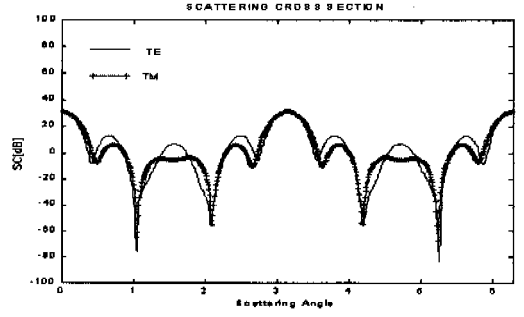


그림 4.1 TE, TM에 대한 異方向 산란계수
 $k_0a = 100\pi, k_0b = 110\pi, \epsilon_1 = 1.8, \epsilon_2 = 3.0$
 $\mu_1 = 2.0, \mu_2 = 3.5, \zeta = 1.8I, \eta_2 = 2.8, \eta_3 = 3.7$

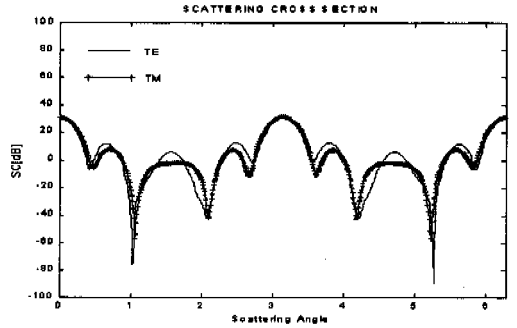


그림 4.2 주파수 변화에 대한 異方向 산란계수
 $k_0a = 50\pi, k_0b = 55\pi, \epsilon_1 = 1.8, \epsilon_2 = 3.0$
 $\mu_1 = 2.0, \mu_2 = 3.5, \zeta = 1.8I, \eta_2 = 2.8, \eta_3 = 3.7$

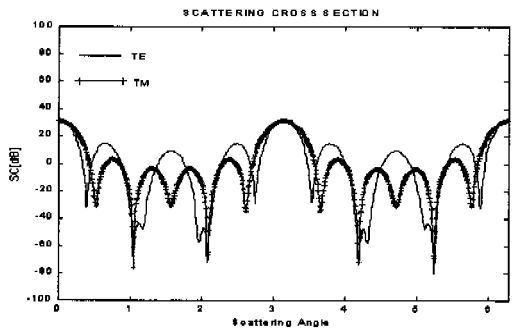


그림 4.3 코팅층 두께증가에 대한 산란계수 변화
 $k_0a = 100\pi, k_0b = 300\pi, \epsilon_1 = 1.8, \epsilon_2 = 3.0$
 $\mu_1 = 2.0, \mu_2 = 3.5, \zeta = 1.8I, \eta_2 = 2.8, \eta_3 = 3.7$

역에 대한 해석이었으므로 산란량에는 큰 변화가 없었다. 역시 $\phi = \pi/2$ 에서 TE와 TM에 대한 산란 결과의 차이가 크다.

그림 4.3는 雙異方性 매질의 코팅두께의 변화에 대한 산란결과 이다. 전체 및 자계의 산란계수가 전체적으로 감소했으며 산란각도에 따른 편파특성의 격차가 줄어들었다. 그 줄어든 격차는 그림에서 볼 수 있듯이 각 산란각에 대해 산란을 분배 시키면서 산란을 줄이는 효과를 보이고 있다. 단, 입사 전자계의 주파수 감소로 TE 파와 TM 파의 차이가 다소 무뎠지는 결과를 볼 수 있다.

마지막으로 두께 변화에 대한 산란계수의 변화를 TE파와 TM 파로 나누어 비교해 보자. 그림4.4을 보면 코팅층 두께의 증가로 산란각도 $\phi = \pi/2$ 와 $\phi = 3\pi/2$ 의 좌,우로 無散亂 영역이 넓어짐을 확인할 수 있다. 또한 코팅층 두께의 증가는 TM 입사파의 산란각도 $\phi = \pi/2$ 와 $\phi = 3\pi/2$ 에 대한 산란을 크게 감소시키고 있다. 즉, 그림4.4와 그림4.5을 통해 TE 파 입사의 경우, 雙異方性 매질의 코팅층 두께는 산란각도에 따라 산란량을 조절하고, TM파 입사의 경우, 코팅층 두께의 변화는 전체 산란량의 변화에 보다 큰 영향을 주고 있음을 알 수 있다. 전체적으로는 각종 파라미터(유전율, 투자율, 주파수, 불연속층의 어드미턴스, 코팅두께 등)의 변화에 TE파 보다 TM파가 비교적 큰 반응을 보이고 있음을 알 수 있다.

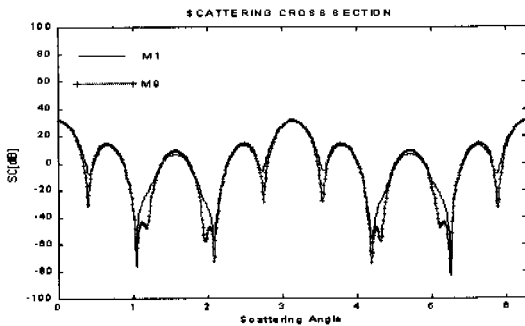


그림 4.4 코팅층 두께 변화에 대한 TE파 산란계수

$$M_1 : k_0 b = 110\pi, M_0 : k_0 b = 300\pi$$

$$k_0 a = 100\pi, \epsilon_1 = 1.8, \epsilon_2 = 3.0$$

$$\mu_1 = 2.0, \mu_2 = 3.5, \zeta = 1.8I, \eta_2 = 2.8, \eta_3 = 3.7$$

雙異方性 매질의 코팅두께 증가로 TE파 입사의 경우, 1, 2, 3, 4 Radian 부근에서는 無산란각의 대역이 더욱 넓어진 반면, TM파 입사의 경우 1, 2, 3, 4 Radian 부근에서는 無산란각의 대역이 넓어지는 않았지만 無산란각의 숫자가 증가하였다. 또한 코팅층의 증가로 TE파, TM파 모두 전체적인 산란

량이 감소되었다.

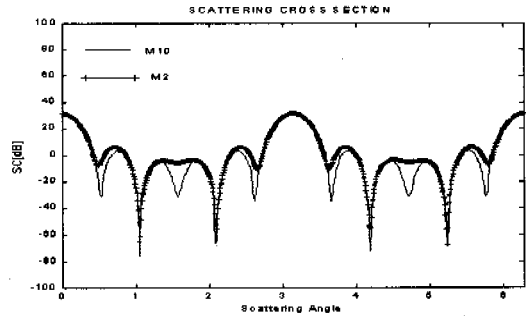


그림 3.6 코팅층 두께 변화에 대한 TM 파의 변화

$$M_2 : k_0 b = 110\pi, M_{10} : k_0 b = 300\pi$$

$$k_0 a = 100\pi, \epsilon_1 = 1.8, \epsilon_2 = 3.0$$

$$\mu_1 = 2.0, \mu_2 = 3.5, \zeta = 1.8I, \eta_2 = 2.8, \eta_3 = 3.7$$

V. 결론

雙異方性 매질로 코팅된 완전도체원통에 대한 異方向(bistatic)산란계수를 각종 파라미터와 임의의 입사 편파각도의 변화에 따라 해석했다. 본 논문에서 사용된 雙異方性 매질은 균질한 無損失 일축성이고 매질 밖에 위치한 불연속층 역시 雙異方性 매질임을 가정했다. 수치해석은 각 매질에 대한 적분함수와 미분함수의 전자계 방정식을 경계조건에 적용해서 미지계수들을 구한 다음, 산란 방정식을 유도한 정확한 해석법을 선택했으며, 그 결과를 각종 파라미터의 변화에 따라 圖示했다. 그 파라미터로서 유전율, 투자율, 주파수, 불연속층의 어드미턴스, 층의 두께 등이 언급되었다. 전사모의 실험결과, 층의 두께변화와 불연속층 특성의 변화, 사용한 주파수의 변화, 그리고 雙異方性 매질내부의 나머지 파라미터들의 변화는, 입사편파각도에 따라 산란량의 크기와 방향을 변화시켰고 이들의 조절로 전체 산란량을 줄였으며 산란각도에 대한 산란량을 변화시켰고, 無散亂각도의 범위 또한 제어할 수 있었다. 또한 TM파는 각종 파라미터들의 변화에 TE파 보다 민감하게 반응함을 관찰했다. 전자파의 산란을 조절할 수 있는 방법으로 크게 구조설계와 매질의 선택이 있음을 감안할 때, 雙異方性 매질의 산란해석은 그 응용가능성이 매우 크다고 할 수 있다. 또한 雙異方性 매질의 해석은 최근 대두되고 있는 인체매질과도 밀접한 관련이 있으므로 전자파 환경을 위한 실제 인체 팬텀을 제작할 경우나, 이를 정확히 수치해

석 하는데 꼭 필요한 과정이다. 끝으로 일축성 매질을 가정해 해석한 본 논문에서 나아가 이축성 雙異方性 매질에 대한 연구는 계속 진행 되어져야 할 과제임을 밝혀둔다.

부 록

다음은 본 논문 제3장의 풀이 과정 중 발생한 置換 계수들을 유도 정리 하였다.

$$\nabla_1 = H_n^{(2)}(k_p b) - \frac{H_n^{(2)}(k_p a)}{J_n(k_p a)} J_n(k_p b) \quad (a.1)$$

$$\nabla_2 = H_n^{(2)'}(k_q b) - \frac{H_n^{(2)'}(k_q a)}{J_n'(k_q a)} J_n'(k_q b) \quad (a.2)$$

$$\nabla_3 = H_n^{(2)}(k_q b) - \frac{H_n^{(2)'}(k_q a)}{J_n'(k_q a)} J_n(k_q b) \quad (a.3)$$

$$\nabla_4 = H_n^{(2)'}(k_p b) - \frac{H_n^{(2)}(k_p a)}{J_n(k_p a)} J_n'(k_p b) \quad (a.4)$$

$$\alpha_1 = \frac{j\omega\epsilon_0\beta(\zeta k_0 + k_z)n\nabla_1}{k_0^2\epsilon_1\alpha b} \quad (a.5)$$

$$\beta_1 = \frac{j\beta\omega\epsilon_0\nabla_3 H_n^{(2)'}(k_0 b)}{j\omega\epsilon_0 H_n^{(2)}(k_0 b) + \eta_2 H_n^{(2)'}(k_0 b)} - \nabla_2 \quad (a.6)$$

$$\gamma_1 = \frac{[j\omega\epsilon_0 J_n(k_0 b) + \eta_2 J_n'(k_0 b)]\beta Y_0 \sin r H_n^{(2)'}(k_0 b)}{j\omega\epsilon_0 H_n^{(2)}(k_0 b) + \eta_2 H_n^{(2)'}(k_0 b)} - \beta Y_0 \sin r J_n'(k_0 b) \quad (a.7)$$

$$\alpha_2 = \eta_3 \nabla_1 + \frac{\nabla_4}{j\omega\mu_0\alpha} - \frac{\nabla_1 H_n^{(2)'}(k_0 b)}{j\omega\mu_0 H_n^{(2)}(k_0 b)} \quad (a.8)$$

$$\beta_2 = \frac{(\zeta k_0 + k_z)n\nabla_3}{k_0^2\mu_1\beta b} \quad (a.9)$$

$$\gamma_2 = \frac{1}{j\omega\mu_0} \left[\cos r J_n'(k_0 b) - \frac{\cos r J_n(k_0 b) H_n^{(2)'}(k_0 b)}{H_n^{(2)}(k_0 b)} \right] \quad (a.10)$$

$$A_{n1} = \frac{\beta_2 \gamma_1 - \beta_1 \gamma_2}{\alpha_1 \beta_2 - \alpha_2 \beta_1} \quad (a.11)$$

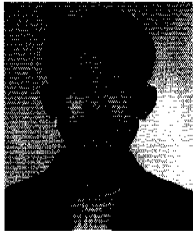
$$C_{n1} = \frac{\alpha_2 \gamma_1 - \alpha_1 \gamma_2}{\alpha_2 \beta_1 - \alpha_1 \beta_2} \quad (a.12)$$

참 고 문 헌

- [1] Hung-Yu David Yang and Piergiorgio L.E.Uslenghi, "Radiation Characteristics of Microstrip Antennas on Cylindrical Bianisotropic Substrates", *Electromagnetics*, 15:499-511,1995.
- [2] Jin Au Kong, *Electromagnetic Wave Theory*, John Wiley & Sons, Inc.,1990.
- [3] Constantine A. Balanis , *Advanced Engineering Electromagnetic*, John Wiley & Sons,Inc.,1989.
- [4] J.Cesar Monzon and Nickander J. Damaskos, "Two-Dimensional Scattering by a Homogeneous Anisotropic Rod", *IEEE Vol.AP-34*. No.10, October, 1986.
- [5] Ming Zhang and Wei Hong "Electromagnetic Scattering by a Bianisotropic Cylinder", *IEEE Conference*, 1997.
- [6] H.assoudi and N.J.Damaskos, "Scattering by a composite and anisotropic circular Cylindrical structure: Exact Solution", *Electromagnetic*, 8:71-83, 1988.
- [7] R.D.graglia, "Anisotropic layered absorbers on cylindrical structures", *Electromagnetic*, 7:117 127, 1987.
- [8] Wei Rent and Xin Bao Wu, "Application of an eigenfuncton representation to the scattering of a plane wave-by an anisotropically coated circular cylinder." *J.phys.D*, 1031-1039, *Appl. Phys.* 28(1995).
- [9] M.S.Kluskens and E.H.Newman, "Scattering by a chiral cylinder of arbitrary cross section", *IEEE Trans.*, AP-vol.38, pp 1448-1455, September, 1990.
- [10] D.Cheng and Y.M.M.Antar, "Scattering from a perfect electric conductor (pec)cylinder with an inhomogeneous coating thickness of reciprocal uniaxial bianisotropic medium", *Electromagnetics Waves and Applications*, Vol.12,1431-1445, 1998.
- [11] Majeed A.Al-Kanhal and Ercument Arvas, "Electromagnetic scattering from a chiral cylinder of arbitrary cross section", *IEEE.AP*, vol.44, No.7, 1041-1048, July 1996.

엄 상 진(Sang-Jin Eom)

준회원



1996년 2월: 인하대학교
전자공학과 공학사
2001년 2월: 인하대학교
전자공학과 공학석사
2001년 1월~현재: 삼성 종합
기술원 M-응용PROJECT 팀
(연구원)

<주관심 분야> 전자파 전파/산란/매질 및 안테나, 인
체 전자파 전파

윤 중 한(Joung Han Yoon)

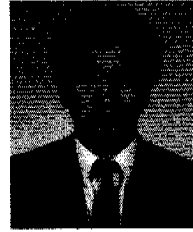


1994년 2월: 인하대학교
전자공학과 학사 졸업
1996년 8월: 인하대학교
전자공학과 대학원
전자통신공학 석사 졸업
1996년 9월~현재: 인하대학교
전자공학과 박사과정
수료

<주관심 분야> 전자장 이론 및 산란, 패치 안테나,

곽 경 섭(Kyung-Sup Kwak)

정회원



1977년 2월: 인하대학교
전기공학과 학사 졸업
1979년 2월: 인하대학교
전기공학과 석사 졸업
1981년 12월: 미국 University
of Southern California
전자공학과 석사 졸업

1988년 2월: 미국 University of Southern California
통신이론 및 시스템 박사

1988년 2월~1989년 2월: 미국 Hughes Network
Systems 연구원

1989년 2월~1990년 3월: 미국 IBM Network
Analysis Center 연구원

1995년 1월~1999년 12월: IEEE Seoul Section 총무
이사

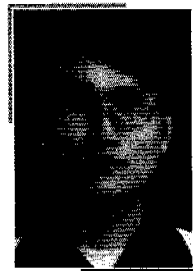
1995년 1월~현재: 통신학회 상임이사

2000년 3월~현재: 인하대학교 정보통신전문대학원
원장

<주관심 분야> 위성 및 이동 통신, 멀티미디어 통신

이 화 춘(Hwa Choon Lee)

정회원



1985년 2월: 인하대학교
전자공학과 학사 졸업
(공학사)
1987년 2월: 인하대학교
전자공학과 대학원 졸업
(공학석사)
1995년 2월: 인하대학교
전자공학과 대학원 졸업
(공학박사)

1995년 3월~현재: 초당대학교정보통신과 조교수

<주관심 분야> 전자장 이론, 안테나 및 전파전파, 이
동통신 등