

雙異方性 매질 코팅 多層 원통에 의한 전자파 散亂 해석 (II)

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

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

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 불연속층으로 덮은 후, 그 위에 또 다른 雙異方性 매질로 코팅한 형태이다. 이 구조에 대한 산란계수를 구하기 위해서 각 매질층 내부의 전자계 방정식을 유도했고 전자계 경계조건을 이용, 각 방정식의 미지계수를 구한 다음, 정확한 산란방정식을 유도하였다. 그 결과로부터 불연속층의 구조적 위치변화에 따른 전자파 산란을 해석하였다. 그리고 마지막으로 임의 입사 偏波角度에 대한 산란결과를 비교분석 하였다.

ABSTRACT

In this paper, electromagnetic wave scattering by 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, a bianisotropic impedance sheet and a different uniaxial bianisotropic coating. 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

본 논문에서는 雙異方性 매질 코팅 위에 실제 산란체 적용을 위해 설계한 불연속층을 씌운 모델과 雙異方性 코팅층을 하나 더 씌움으로서 불연속층의 위치에 따라 변화하는 산란현상을 해석하였다. 즉, 논문[6]과 같은 구조의 多層원통이지만 코팅매질을 異方性에서 雙異方性으로 확장 시킨 모델을 기초로 완전도체, 雙異方性 매질 제1층, 불연속층, 雙異方性

매질 제2층의 다층구조 산란체를 모델링 할 수 있었다. 본 논문의 구성은 다음과 같다. 2절에서는 논문 “雙異方性 매질 코팅 多層 원통에 의한 전자파 散亂 해석 [I]” 의 모델에 특성이 다른 쌍이방성 매질로 한층 더 코팅한 모델의 전자계 방정식과 각 층간의 전자계 경계조건을 정의했다. 3절에서는 불연속층의 위치 변화에 대한 산란결과는 물론, 이중 코팅이 산란결과에 미치는 영향을 정리하였다.

* 삼성 종합 기술원 M-응용 PROJECT팀

*** 초당대학교 정보통신과

논문번호: K01042-0127, 접수일자: 2001년 1월 27일

** 인하대학교 전자공학과

**** 인하대학교 정보통신전문대학원

II. 불연속층을 가진 2층 雙異方性 매질 코팅 원통에 대한 전자파 산란

완전도체는 雙異方性 매질 제1층으로 코팅되어 있고 그 위에 雙異方性 매질 제2층이 코팅 되어 있으며, 이 서로 다른 두 雙異方性 매질 사이에 雙異方性 불연속층이 있다. 즉 제3장의 모델이 원통 최외곽에 불연속층이 있는 것에 비해 제4장의 모델은 서로 다른 雙異方性 매질 사이에 불연속층이 위치한 경우이다.

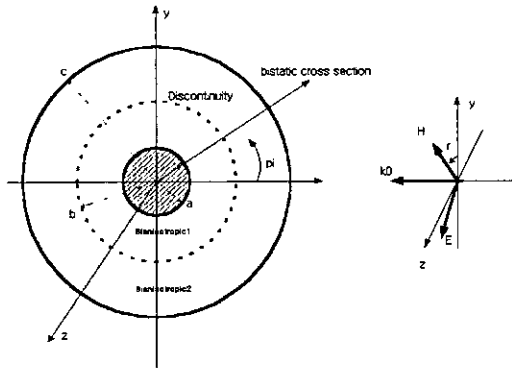


그림 2.1 雙異方性 2개층 코팅 원통과 전자파 입사.

매질 안에서의 전자계와 자유공간상의 전자계 방정식은 논문 I에서 언급하였으므로 본 논문에서는 모델에 대한 경계조건에서부터 시작한다. 다음은 雙異方性 매질 제1층에서의 전계 및 자계에 대한 해석이다.

A. 각 층에 대한 전자계 방정식

A.1 범위 $a \leq \rho \leq b$ 에서의 전자계 방정식

경계조건 적용을 위해서 接線성분만 필요하므로

ϕ 와 z 성분을 고려한다.

$$E_{\phi 1} = \frac{(k_0 + k_z)}{k_0^2 \epsilon_1 \alpha \rho} E_{z1} - \frac{1}{j\omega \epsilon_0 \beta} \frac{\partial H_{z1}}{\partial \rho} \quad (2.1)$$

$$H_{\phi 1} = \frac{(k_0 + k_z)n}{k_0^2 \mu_1 \beta \rho} H_{z1} + \frac{1}{j\omega \mu_0 \alpha} \frac{\partial E_{z1}}{\partial \rho} \quad (2.2)$$

$$E_{z1} = A_{n1} H_n^{(2)}(k_p \rho) + B_{n1} J_n(k_p \rho) \quad (2.3)$$

$$H_{z1} = C_{n1} H_n^{(2)}(k_q \rho) + D_{n1} J_n(k_q \rho) \quad (2.4)$$

이때, 매질이 일축성이므로 波數는 다음과 같이 정의된다.

$$k_p = k_0 \sqrt{\epsilon_2 \alpha}, \quad \alpha = \mu_1 + \frac{\zeta^2}{\epsilon_1} - \frac{k_z^2}{k_0^2 \epsilon_1} \quad (2.5)$$

$$k_q = k_0 \sqrt{\mu_2 \beta}, \quad \beta = \epsilon_1 + \frac{\zeta^2}{\mu_1} - \frac{k_z^2}{k_0^2 \mu_1} \quad (2.6)$$

A.2 범위 $b \leq \rho \leq c$ 에서의 전자계 방정식

$$E_{\phi 2} = \frac{(vk_0 + k_z)n}{k_0^2 \epsilon_3 \gamma \rho} E_{z2} - \frac{1}{j\omega \epsilon_0 \delta} \frac{\partial H_{z2}}{\partial \rho} \quad (2.7)$$

$$H_{\phi 2} = \frac{(vk_0 + k_z)n}{k_0^2 \mu_2 \delta \rho} H_{z2} + \frac{1}{j\omega \mu_0 \gamma} \frac{\partial E_{z2}}{\partial \rho} \quad (2.8)$$

$$E_{z2} = A_{n2} H_n^{(2)}(k_r \rho) + B_{n2} J_n(k_r \rho) \quad (2.9)$$

$$H_{z2} = C_{n2} H_n^{(2)}(k_s \rho) + D_{n2} J_n(k_s \rho) \quad (2.10)$$

역시 일축성 쌍이방성 매질이므로 波數는 다음과 같이 정의된다

$$k_r = k_0 \sqrt{\epsilon_4 \gamma}, \quad \gamma = \mu_3 + \frac{v^2}{\epsilon_3} - \frac{k_z^2}{k_0^2 \epsilon_3} \quad (2.11)$$

$$k_s = k_0 \sqrt{\mu_4 \delta}, \quad \delta = \epsilon_3 + \frac{v^2}{\mu_3} - \frac{k_z^2}{k_0^2 \mu_3} \quad (2.12)$$

A.3 범위 $\rho \geq c$ 즉, 자유공간에서의 전자계 방정식

$$E_z^i = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-j)^n [\cos r J_n(u_0) + B_n^s H_n^{(2)}(u_0)] e^{jn\phi} \quad (2.13)$$

$$H_z^i = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-j)^n [Y_0 \sin r J_n(u_0) + D_n^s H_n^{(2)}(u_0)] e^{jn\phi} \quad (2.14)$$

$$E_{\phi}^i = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{j\omega \epsilon_0} [Y_0 \sin r J_n'(u_0) + D_n^s H_n^{(2)'}(u_0)] e^{jn\phi} \quad (2.15)$$

$$H_{\phi}^i = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{j\omega \mu_0} [\cos r J_n'(u_0) + B_n^s H_n^{(2)'}(u_0)] e^{jn\phi} \quad (2.16)$$

B. 경계조건

식(2.17), (2.20)는 완전도체 원통 표면에서 전계

의 接線성분이 0 임을 의미하고 식(2.18), (2.21)는 두 雙異方性 매질 사이의 接線 전계가 연속임을, 식 (2.23), (2.24)는 불연속층에 의해 각 接線자계의 차가 그 직각방향의 전류밀도와 관계됨을 의미한다. 여기서 전류밀도는 불연속층의 방향성분별 어드미턴스에 비례한다. 식(2.19), (2.22), (2.25), (2.26)는 원통과 자유공간사이 경계에 대한 조건으로 전계 및 자계 接線 성분이 모두 연속임을 의미한다.

$$[E_{z1}]_{\rho=a} = 0 \quad (2.17)$$

$$[E_{z2} - E_{z1}]_{\rho=b} = 0 \quad (2.18)$$

$$[E'_z - E_{z2}]_{\rho=c} = 0 \quad (2.19)$$

$$[E_{\phi 1}]_{\rho=a} = 0 \quad (2.20)$$

$$[E_{\phi 2} - E_{\phi 1}]_{\rho=b} = 0 \quad (2.21)$$

$$[E'_\phi - E_{\phi 2}]_{\rho=c} = 0 \quad (2.22)$$

$$[H_{\phi 2} - H_{\phi 1}]_{\rho=b} = \eta_3 [E_{z1}]_{\rho=b} \quad (2.23)$$

$$[H_{z2} - H_{z1}]_{\rho=b} = \eta_2 [E_{\phi 1}]_{\rho=b} \quad (2.24)$$

$$[H'_\phi - H_{\phi 2}]_{\rho=c} = 0 \quad (2.25)$$

$$[H'_z - H_{z2}]_{\rho=c} = 0 \quad (2.26)$$

이상 식(2.17)~(2.26)경계조건은 다음의 열 가지 다항식으로 요약할 수 있고, 이들에 대한 연립풀이 과정에서 각각의 미지계수들을 구할 수 있다.

- (1) $B_{n1} = \alpha_1 A_{n1}$
- (2) $B_{n2} = \alpha_2 A_{n1} + \alpha_3 A_{n2}$
- (3) $B_n^s = \alpha_4 A_{n1} + \alpha_5 A_{n2} + \alpha_6$
- (4) $D_{n1} = \alpha_7 C_{n1}$
- (5) $C_{n1} = \alpha_8 C_{n2} + \alpha_9 D_{n2} + \alpha_{10} A_{n1}$
- (6) $D_n^s = \alpha_{11} A_{n2} + \alpha_{12} B_{n2} + \alpha_{13} C_{n2} + \alpha_{14} D_{n2} + \alpha_{27}$
- (7) $\alpha_{15} \phi(k_s b) = \alpha_{16} A_{n1} + \alpha_{17} A_{n2} + \alpha_{18} C_{n1}$
- (8) $\phi(k_s b) = \alpha_{19} A_{n1} + \alpha_{20} C_{n1}$
- (9) $B_n^s = \alpha_{21} \phi(k_s c) + \alpha_{22} A_{n2} + \alpha_{23} B_{n2} + \alpha_{24}$

$$(10) \phi(k_s c) = \alpha_{25} D_n^s + \alpha_{26}$$

결국, 처음에 가정했던 입사계에 대한 산란계의 미지계수는 부록의 파라미터들을 통해 다음과 같이 정리할 수 있다.

$$B_n^s = [(\alpha_5 - \frac{\alpha_3 \alpha_4}{\alpha_2}) \beta_1 + \frac{\alpha_4}{\alpha_2} \beta_2] \phi + \alpha_6 \quad (2.27)$$

$$D_n^s = [\alpha_{11} \beta_1 + \alpha_{12} \beta_2 + \frac{\alpha_{13} (S_1 - t_1 \beta_1 - t_2 \beta_2)}{t_3} - \frac{\alpha_{14} [t_3 P_1 \beta_1 + t_3 Q_1 \beta_2 + R_1 (S_1 - t_1 \beta_1 - t_2 \beta_2)]}{t_3 S_1}] \phi + \alpha_{27} \quad (2.28)$$

제3장에서와 마찬가지로 산란량을 나타내는 산란 계수는 식(2.29)과 같으며 산란각도에 따른 산란량을 수치해석결과를 통해 확인할 수 있다.

$$\frac{\sigma(\phi)}{\lambda_0} = \frac{2}{\pi} \left[\left| \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n^s \exp(jn\phi) \right|^2 + \left| \sum_{n=-\infty}^{\infty} D_n^s \exp(jn\phi) \right|^2 \right] \quad (2.29)$$

III. 수치해석 결과

그림3.1은 논문 I의 모델에 雙異方性 제1층과 같은 두개의 또 다른 雙異方性 매질을 코팅한 불연속층이 매질 중간에 위치한 모델에 대한 산란 결과이다.

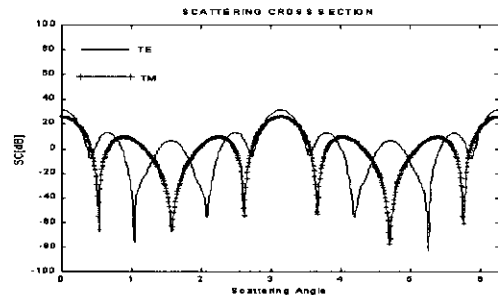


그림 3.1 TE, TM 입사에 대한 異方向 산란 계수

$ka = 100\pi, kb = 110\pi, kc = 120\pi, \epsilon^1 = 1.8, \epsilon^2 = 3.0, \epsilon^3 = 3.2, \epsilon^4 = 3.6$
 $\mu^1 = 1.0, \mu^2 = 1.0, \mu^3 = 1.0, \mu^4 = 1.0$

그림에서 無散亂각도가 서로 어긋나고 있음을 볼 수 있다. 한 개 코팅층을 가진 원통에서는 TE, TM 모두 1, 2, 3, 4 Radian 부근에서 산란량이 급격히 감소함을 확인했으나, 그림 3.1에서 보는 것과 같이

두 개 코팅층과 불연속층의 위치가 바뀐 후에는 TE 파의 변화가 적은 것에 비해 TM파에 대한 산란의 패턴은 분산된 모양을 보인다. 또한 전체적인 산란량이 한 개 코팅층 원통보다 다소 감소했음을 알 수 있고 無散亂각의 수가 증가하였다.

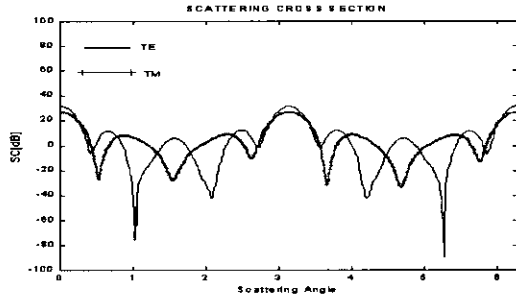


그림 3.2 주파수 변화에 대한 異方向 산란 계수

$$k_0a = 50\pi, k_0b = 55\pi, k_0c = 60\pi, \epsilon_1 = 1.8, \epsilon_2 = 3.0, \epsilon_3 = 3.2, \epsilon_4 = 3.6$$

$$\mu_1 = 2.0, \mu_2 = 3.5, \mu_3 = 2.5, \mu_4 = 4, \zeta = 1.8I, \nu = -2.5I, \eta_2 = 2.8, \eta_3 = 3.7$$

그림3.2는 입사하는 전자파의 주파수를 반으로 줄였을 때의 결과이다. 보이는 바와 같이 TM파의 산란각에 따른 산란적차가 매우 줄어들었고 TE파의 無散亂각도 범위가 줄어들었다. 역시 주파수 감소에 대해서도 TM파가 민감한 반응을 보이고 있다. 또한 산란각에 따른 TM파의 산란이 불규칙해졌다.

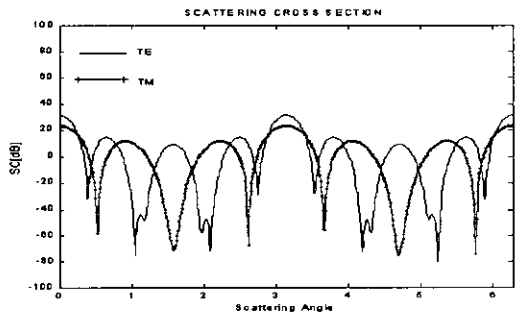


그림 3.3 코팅층 두께증가에 대한 산란계수 변화

$$k_0a = 100\pi, k_0b = 200\pi, k_0c = 300\pi, \epsilon_1 = 1.8, \epsilon_2 = 3.0, \epsilon_3 = 3.2, \epsilon_4 = 3.6$$

$$\mu_1 = 2.0, \mu_2 = 3.5, \mu_3 = 2.5, \mu_4 = 4, \zeta = 1.8I, \nu = -2.5I, \eta_2 = 2.8, \eta_3 = 3.7$$

그림3.3는 雙異方性 매질1과 매질2의 코팅두께변화에 대한 결과이다. TE파의 無散亂 각도범위가 넓어졌고 그 전체 산란량이 다소 분산되었다. TM파 역시 코팅층 두께의 증가로 그 산란량이 작아졌음을 알 수 있다. 또한 한 개 코팅층 원통에서와 마찬가지로

가지로 無散亂각이 서로 어긋나게 되었다. 즉 산란 계수에 가장 큰 영향을 주는 파라미터는 입사계의 주파수와 코팅매질의 두께, 그리고 불연속층의 존재 유무임을 앞의 결과를 통해 알았고, 그 중 TE파의 산란에 가장 큰 영향이 코팅두께의 조절에 기인함을 그림3.3를 통해 알 수 있다.

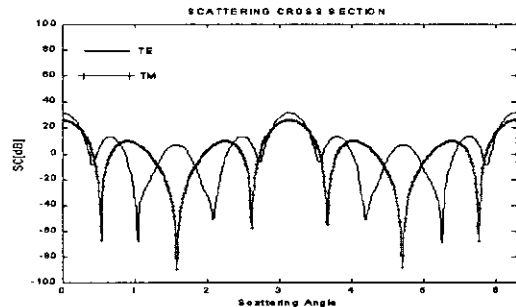


그림 3.4 유전율, 투자율 변화에 대한 산란계수

$$k_0a = 100\pi, k_0b = 110\pi, k_0c = 120\pi, \epsilon_1 = 3.6, \epsilon_2 = 6.0, \epsilon_3 = 6.4, \epsilon_4 = 7.2$$

$$\mu_1 = 4.0, \mu_2 = 7.0, \mu_3 = 5.0, \mu_4 = 8.0, \zeta = 1.8I, \nu = -2.5I, \eta_2 = 2.8, \eta_3 = 3.7$$

그림3.4는 코팅 매질의 유전율과 투자율의 변화에 대한 산란계수의 변화이다. 雙異方性 매질의 유전율 및 투자율의 증가가 산란에 미치는 영향은 코팅층 두께의 증가나 불연속층의 삽입 등이 주는 영향에 비해 비교적 크지는 않지만, 그림에서 볼 수 있듯이 자체의 산란계수를 감소시키는 역할을 한다.

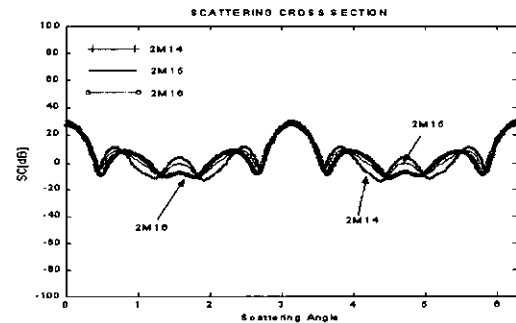


그림 3.5 입사계의 偏波각도에 대한 산란계수

$$k_0a = 100\pi, k_0b = 110\pi, k_0c = 120\pi, \epsilon_1 = 1.8, \epsilon_2 = 3.0, \epsilon_3 = 3.2, \epsilon_4 = 3.6$$

$$\mu_1 = 2.0, \mu_2 = 3.5, \mu_3 = 2.5, \mu_4 = 4, \zeta = 1.8I, \nu = -2.5I, \eta_2 = 0, \eta_3 = 0$$

$$2M14 : r = \pi / 6, 2M15 : r = \pi / 4, 2M16 : r = \pi / 3$$

그림4.6은 입사偏波각도에 따른 산란계수이다. 역방향 산란과 순방향 산란을 제외하고 산란각이 커

질수록 산란패턴이 진동해서 결국 TE, TM 파의 산란패턴이 어긋나는 결과를 보이게 된다.

IV. 비교 및 검토

본 절에서는 雙異方性 매질 1개층 코팅원통과 2개층 코팅원통에 대한 산란결과를 비교해 보았다. 이 같은 과정을 통해 불연속층의 위치에 따른 산란계수의 변화에 대해서도 관찰할 수 있었다. TE파의 변화가 작으므로 TM파의 변화에 대해 고려한다.

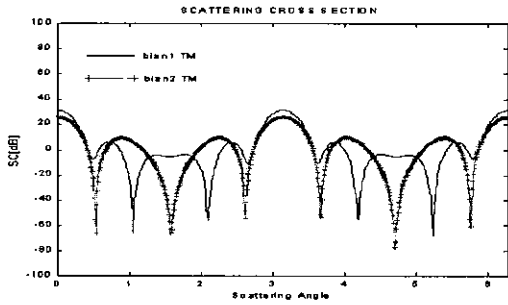


그림 4.1 코팅층 1개 원통과 2개 원통의 TM파 산란 비교

코팅1(bian1) :

$$k_0 a = 100\pi, k_0 b = 110\pi, \epsilon_1 = 1.8, \epsilon_2 = 3.0$$

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

코팅2(bian2) :

$$k_0 a = 100\pi, k_0 b = 110\pi, k_0 c = 120\pi, \epsilon_1 = 1.8, \epsilon_2 = 3.0, \epsilon_3 = 3.2, \epsilon_4 = 3.6$$

$$\mu_1 = 2.0, \mu_2 = 3.5, \mu_3 = 2.5, \mu_4 = 4.0, \zeta = 1.8I, \nu = -2.5I, \eta_2 = 2.8, \eta_3 = 3.7$$

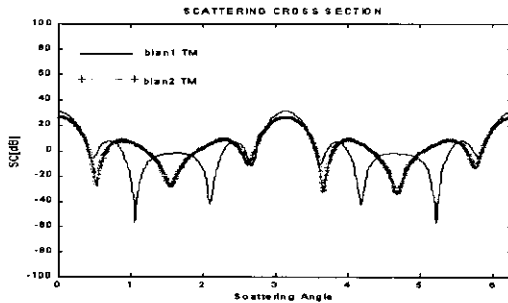


그림 4.2 사용 주파수 변화에 대한 TM파 산란 비교

코팅1(bian1) :

$$k_0 a = 50\pi, k_0 b = 55\pi, \epsilon_1 = 1.8, \epsilon_2 = 3.0$$

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

코팅2(bian2) :

$$k_0 a = 50\pi, k_0 b = 55\pi, k_0 c = 60\pi, \epsilon_1 = 1.8, \epsilon_2 = 3.0, \epsilon_3 = 3.2, \epsilon_4 = 3.6$$

$$\mu_1 = 2.0, \mu_2 = 3.5, \mu_3 = 2.5, \mu_4 = 4.0, \zeta = 1.8I, \nu = -2.5I, \eta_2 = 2.8, \eta_3 = 3.7$$

그림4.1에서 볼 수 있듯이 코팅층을 하나 더 씌움으로서 역방향 산란이 감소했고, 입사방향으로의 산란 또한 감소했음을 알 수 있다. 산란각도에 따른 산란량 역시 변화 되었다. 또한 산란각도 1.6, 4.7 Radian에서 TE와 TM에 대한 산란량이 가장 큰 차이를 보였다.

그림4.2는 주파수의 변화에 대한 코팅1개층 원통과 2개층 원통의 산란결과 이다. 그림을 통해오히려 역방향 산란과 순방향 산란을 제외한 산란각도에서는 2개층 코팅원통에 대한 산란량이 더 크다는 것을 알 수 있다. 하지만 0 dB이하의 산란량은 무시할 수 있으므로 결국 코팅2층은 산란량을 감소시킨 결과가 되었다.

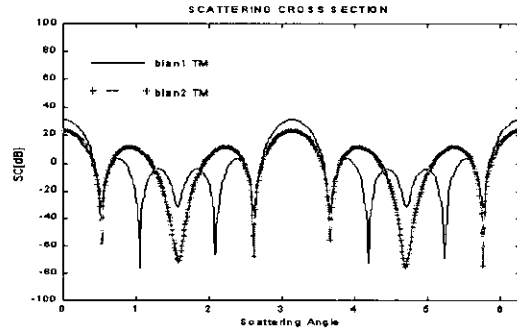


그림 4.3 코팅층 위치에 대한 산란 비교

코팅1(bian1) :

$$k_0 a = 100\pi, k_0 b = 300\pi, \epsilon_1 = 1.8, \epsilon_2 = 3.0$$

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

코팅2(bian2) :

$$k_0 a = 100\pi, k_0 b = 200\pi, k_0 c = 300\pi, \epsilon_1 = 1.8, \epsilon_2 = 3.0, \epsilon_3 = 3.2, \epsilon_4 = 3.6$$

$$\mu_1 = 2.0, \mu_2 = 3.5, \mu_3 = 2.5, \mu_4 = 4.0, \zeta = 1.8I, \nu = -2.5I, \eta_2 = 2.8, \eta_3 = 3.7$$

마지막으로 그림4.3은 불연속층의 위치에 대한 산란 결과이다. 이 가정을 위해 한 개 코팅 층 원통의 코팅층 두께를 두 개 코팅층 원통의 전체 코팅층 두께와 같게 놓고 해석해 보았다. 불연속층이 두 雙異方性 매질 사이에 있을 때의 산란현상은 마치 정현파와 같이 일정한 크기의 산란량을 보이는 반면 원통 외벽에 불연속층이 있을 경우, 전체적인 群진동 모양의 산란계수 결과를 얻을 수 있었다. 즉, 雙異方性 매질 사이에 어드미턴스로 구체화 되는 불연속층이 있을 경우, 그 불연속층이 원통외벽에 코팅된 경우보다 산란각도에 따른 산란량을 모든 산란각도 방향으로 분산시키고 있음을 볼 수 있다. 다시 말하면, 매질 사이에 불연속층이 있을 경우, 불

연속층은 역방향 산란과 순방향 산란을 줄이고, 상대적으로 기타 산란각도 방향으로 산란을 분산시킨다.

본 논문은 전자계 경계조건이라는 원론적인 이론에 근거한 해석적 성격이 강하므로 해석에 앞서 논문의 정당성 입증에 필요했다. 이는 기존논문[6]의 결과와 雙異方性 매질1층 코팅원통의 문제를 異方性 코팅으로 일반화 시켜 얻은 결과를 비교함으로써 가능했다.

V. 결론

雙異方性 매질로 코팅된 원전도체원통에 대한 異方向(bistatic)산란계수를 각종 파라미터와 임의 입사편파각도의 변화에 따라 해석했다. 본 논문에서 사용된 雙異方性 매질은 균질한 無損失 일축성이고, 매질 밖, 또는 매질 중간에 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. 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. 특히 雙異方性 매질의 해석은 최근 대두되고 있는 인체매질과도 밀접한 관련이 있으므로 전자파 환경을 위한 실제 인체 팬텀을 제작할 경우나, 이를 정확히 수치해석 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 제4장의 풀이과정에서 발생한 치환계수들이다.

$$\alpha_1 = -\frac{H_n^{(2)}(k_p a)}{J_n(k_p a)} \quad (a.1)$$

$$\alpha_2 = \frac{\nabla_1}{J_n(k, b)} \quad (a.2)$$

$$\alpha_3 = -\frac{H_n^{(2)}(k, b)}{J_n(k, b)} \quad (a.3)$$

$$\alpha_4 = \frac{\nabla_1 \cdot J_n(k, c)}{H_n^{(2)}(k_0 c) \cdot J_n(k, b)} \quad (a.4)$$

$$\alpha_5 = \frac{\nabla_2}{H_n^{(2)}(k_0 c)} \quad (a.5)$$

$$\alpha_6 = -\frac{\cos r J_n(k_0 c)}{H_n^{(2)}(k_0 c)} \quad (a.6)$$

$$\alpha_7 = -\frac{H_n^{(2)'}(k_q a)}{J_n'(k_q a)} \quad (a.7)$$

$$\alpha_8 = \frac{\beta H_n^{(2)'}(k_s b)}{\delta \nabla_3} \quad (a.8)$$

$$\alpha_9 = \frac{\beta J_n'(k_s b)}{\delta \nabla_3} \quad (a.9)$$

$$\alpha_{10} = -\frac{j\omega\epsilon_0\beta\nabla_1}{\nabla_3} \left[\frac{(vk_0 + k_z)n}{k_0^2\epsilon_3\gamma b} - \frac{(gk_0 + k_z)n}{k_0^2\epsilon_1\alpha b} \right] \quad (a.10)$$

$$\alpha_{11} = -\frac{j\omega\epsilon_0(vk_0 + k_z)n \cdot H_n^{(2)}(k, c)}{k_0^2\epsilon_3\gamma c \cdot H_n^{(2)'}(k_0 c)} \quad (a.11)$$

$$\alpha_{12} = -\frac{j\omega\epsilon_0(vk_0 + k_z)n \cdot J_n(k, c)}{k_0^2\epsilon_3\gamma c \cdot H_n^{(2)'}(k_0 c)} \quad (a.12)$$

$$\alpha_{13} = \frac{H_n^{(2)'}(k_s c)}{\delta H_n^{(2)'}(k_0 c)} \quad (a.13)$$

$$\alpha_{14} = \frac{J_n'(k_s c)}{\delta H_n^{(2)'}(k_0 c)} \quad (a.14)$$

$$\alpha_{15} = \frac{(vk_0 + k_z)}{k_0^2\mu_3\delta b} \quad (a.15)$$

$$\alpha_{17} = -\frac{\nabla_5}{j\omega\mu_0 r} \quad (a.16)$$

$$\alpha_{18} = \frac{(gk_0 + k_z)n}{k_0^2\mu_1\beta b} \nabla_4 \quad (a.17)$$

$$\alpha_{19} = \frac{\eta_2(gk_0 + k_z)n}{k_0^2\epsilon_1\alpha b} \nabla_1 \quad (a.18)$$

$$\alpha_{20} = \nabla_4 - \frac{\eta_2 \nabla_3}{j\omega\epsilon_0\beta} \quad (\text{a.19})$$

$$\alpha_{21} = \frac{j\omega\mu_0(vk_0 + k_z)n}{k_0^2 \mu_3 \delta c H_n^{(2)'}(k_0 c)} \quad (\text{a.20})$$

$$\alpha_{22} = \frac{H_n^{(2)'}(k_r c)}{\gamma H_n^{(2)'}(k_0 c)} \quad (\text{a.21})$$

$$\alpha_{23} = \frac{J_n'(k_r c)}{\gamma H_n^{(2)'}(k_0 c)} \quad (\text{a.22})$$

$$\alpha_{24} = -\frac{\cos r J_n'(k_0 c)}{H_n^{(2)'}(k_0 c)} \quad (\text{a.23})$$

$$\alpha_{25} = H_n^{(2)}(k_0 c) \quad (\text{a.24})$$

$$\alpha_{26} = \sin r J_n(k_0 c) \quad (\text{a.25})$$

$$\alpha_{27} = -\frac{\sin r J_n'(k_0 c)}{H_n^{(2)'}(k_0 c)} \quad (\text{a.26})$$

$$\phi(k_s b) = C_{n2} H_n^{(2)}(k_s b) + D_{n2} J_n(k_s b) \quad (\text{a.27})$$

$$\phi(k_s c) = C_{n2} H_n^{(2)}(k_s c) + D_{n2} J_n(k_s c) \quad (\text{a.28})$$

$$\nabla_1 = H_n^{(2)}(k_p b) - \frac{H_n^{(2)}(k_p a)}{J_n(k_p a)} J_n(k_p b) \quad (\text{a.29})$$

$$\nabla_2 = H_n^{(2)}(k_r c) - \frac{H_n^{(2)}(k_r b)}{J_n(k_r b)} J_n(k_r c) \quad (\text{a.30})$$

$$\nabla_3 = H_n^{(2)'}(k_q b) - \frac{H_n^{(2)'}(k_q a)}{J_n'(k_q a)} J_n'(k_q b) \quad (\text{a.31})$$

$$\nabla_4 = H_n^{(2)}(k_q b) - \frac{H_n^{(2)}(k_q a)}{J_n(k_q a)} J_n(k_q b) \quad (\text{a.32})$$

$$\nabla_5 = H_n^{(2)'}(k_r b) - \frac{H_n^{(2)'}(k_r b)}{J_n(k_r b)} J_n'(k_r b) \quad (\text{a.33})$$

$$\nabla_6 = H_n^{(2)'}(k_p b) - \frac{H_n^{(2)'}(k_p a)}{J_n'(k_p a)} J_n'(k_p b) \quad (\text{a.34})$$

$$P_1 = \frac{\alpha_3(\alpha_{15}\alpha_{19} - \alpha_{16})}{\alpha_2} + \frac{\alpha_{10}\alpha_3(\alpha_{15}\alpha_{20} - \alpha_{18})}{\alpha_2} + \alpha_{17} \quad (\text{a.35})$$

$$Q_1 = -\frac{\alpha_{15}\alpha_{19} - \alpha_{16}}{\alpha_2} - \frac{\alpha_{10}(\alpha_{15}\alpha_{20} - \alpha_{18})}{\alpha_2} \quad (\text{a.36})$$

$$R_1 = \alpha_8(\alpha_{18} - \alpha_{15}\alpha_{20}) \quad (\text{a.37})$$

$$S_1 = \alpha_9(\alpha_{18} - \alpha_{15}\alpha_{20}) \quad (\text{a.38})$$

$$P_2 = \alpha_{21}\alpha_{25}\alpha_{11} + \alpha_{22} - \alpha_5 + \frac{\alpha_3\alpha_4}{\alpha_2} \quad (\text{a.39})$$

$$Q_2 = \alpha_{23} + \alpha_{21}\alpha_{25}\alpha_{12} - \frac{\alpha_4}{\alpha_2} \quad (\text{a.40})$$

$$R_2 = \alpha_{21}\alpha_{25}\alpha_{13} \quad (\text{a.41})$$

$$S_2 = \alpha_{21}\alpha_{25}\alpha_{14} \quad (\text{a.42})$$

$$P_3 = \alpha_{17} - \frac{\alpha_3\alpha_{16}}{\alpha_2} - \frac{\alpha_3\alpha_{10}\alpha_{18}}{\alpha_2} \quad (\text{a.43})$$

$$Q_3 = \frac{\alpha_{16}}{\alpha_2} + \frac{\alpha_{18}\alpha_{10}}{\alpha_2} \quad (\text{a.44})$$

$$R_3 = \alpha_8\alpha_{18} - \alpha_{15}H_n^{(2)}(k_s b) \quad (\text{a.45})$$

$$S_3 = \alpha_9\alpha_{18} - \alpha_{15}J_n(k_s b) \quad (\text{a.46})$$

$$P_4 = -\frac{\alpha_{19}\alpha_3}{\alpha_2} - \frac{\alpha_{20}\alpha_{10}\alpha_3}{\alpha_2} \quad (\text{a.47})$$

$$Q_4 = \frac{\alpha_{19}}{\alpha_2} + \frac{\alpha_{20}\alpha_{10}}{\alpha_2} \quad (\text{a.48})$$

$$R_4 = \alpha_8\alpha_{20} - H_n^{(2)}(k_s b) \quad (\text{a.49})$$

$$S_4 = \alpha_9\alpha_{20} - J_n(k_s b) \quad (\text{a.50})$$

$$t_1 = P_2 S_1 - P_1 S_2 \quad (\text{a.51})$$

$$t_2 = Q_2 S_1 - Q_1 S_2 \quad (\text{a.53})$$

$$t_3 = R_2 S_1 - R_1 S_2 \quad (\text{a.54})$$

$$u_1 = P_2 S_3 - P_3 S_2 \quad (\text{a.55})$$

$$u_2 = Q_2 S_3 - Q_3 S_2 \quad (\text{a.56})$$

$$u_3 = R_2 S_3 - R_3 S_2 \quad (\text{a.57})$$

$$v_1 = P_3 S_4 - P_4 S_3 \quad (\text{a.58})$$

$$v_2 = Q_3 S_4 - Q_4 S_3 \quad (\text{a.59})$$

$$v_3 = R_3 S_4 - R_4 S_3 \quad (\text{a.60})$$

$$\phi = \alpha_6 - \alpha_{24} - \alpha_{21}\alpha_{26} - \alpha_{21}\alpha_{25}\alpha_{27} \quad (\text{a.61})$$

$$\beta_1 = \frac{(S_1 u_1 - S_3 t_3)(u_2 v_3 - v_2 u_3) - S_3 v_3(t_2 u_3 - t_3 u_2)}{(t_1 u_3 - t_3 u_1)(u_2 v_3 - v_2 u_3) - (t_2 u_3 - t_3 u_2)(u_1 v_3 - v_1 u_3)} \quad (a.62)$$

$$\beta_2 = \frac{(S_1 u_3 - S_3 t_3)(u_1 v_3 - v_1 u_3) - S_3 v_3(t_1 u_3 - t_3 u_1)}{(t_2 u_3 - t_3 u_2)(u_1 v_3 - v_1 u_3) - (t_1 u_3 - t_3 u_1)(u_2 v_3 - v_2 u_3)} \quad (a.63)$$

$$A_{n1} = \left(\frac{\beta_2 - \alpha_3 \beta_1}{\alpha_2} \right) \phi \quad (a.64)$$

$$B_{n1} = \left(\frac{\alpha_1 \beta_2 - \alpha_1 \alpha_3 \beta_1}{\alpha_2} \right) \phi \quad (a.65)$$

$$C_{n1} = \left[-\frac{\alpha_6(t_3 P_1 \beta_1 + t_3 Q_1 \beta_2 + R_1(S_1 - t_1 \beta_1 - t_2 \beta_2)) + \alpha_4 S_1(S_2 - t_1 \beta_1 - t_2 \beta_2)}{t_3 S_1} + \frac{\alpha_{10} \beta_2 - \alpha_{10} \alpha_3 \beta_1}{\alpha_2} \right] \phi \quad (a.66)$$

$$D_{n1} = \alpha_7 C_{n1} \quad (a.67)$$

$$A_{n2} = \beta_1 \phi \quad (a.68)$$

$$B_{n2} = \beta_2 \phi \quad (a.69)$$

$$C_{n2} = \frac{(S_1 - t_1 \beta_1 - t_2 \beta_2) \phi}{t_3} \quad (a.70)$$

$$D_{n2} = \frac{-[t_3 P_1 \beta_1 + t_3 Q_1 \beta_2 + R_1(S_1 - t_1 \beta_1 - t_2 \beta_2)] \phi}{t_2 S_1} \quad (a.71)$$

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.

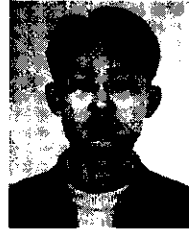
[6] H.assoudi and N.J.Damaskos, "Scattering by a composite and anisotropic circular Cylindrical structure: Exact Solution", Electromagnetic, 8:71-83, 1988.

[7] Wei Rent and Xin Bao Wu, "Application of an eigenfunction representation to the scattering of a plane wave-by an anisotropically coated circular cylinder."J.phys.D, 1031-1039, Appl. Phys. 28(1995).

[8] D.Cheng and Y.M.M.Antar, "Scattering from a perfect electric conductor (pec)cylinder with an in homogeneous coating thickness of reciprocal uniaxial bianisotropic medium", Electromagnetics Waves and Applications, Vol.12,1431-1445, 1998.

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, 인체 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,

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

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