

쌍이방성 기판에 쌍이방성 덮개층을 갖는 원통형 마이크로스트립안테나의 방사특성

Radiation Characteristics of the Bianisotropic Superstrate-Loaded Microstrip Antenna on Cylindrical Bianisotropic Substrates

尹中漢*, 崔炳河*

(Joong-Han Yoon* and Byung-Ha Choi*)

요 약

원통형 쌍이방성 기판위에 부착된 다이폴의 방사특성이 쌍이방성 덮개층에 의해서 받는 영향에 대해 연구하였다. 매질의 쌍이방성 특성을 나타내기 위해 특별한 구성관계식이 사용되었고, 이 관계식을 그린함수로 유도하였다. 주파수 영역에서의 전자장과 경계조건을 이용하여 주파수 표현 형태의 그린 함수를 구한 다음 주파수 영역에서의 전계를 무한 원점에서 근사식을 이용하여 푸리에 역변환을 통해 공간 영역에서의 전계를 구하였다. 이 전계로부터, 원통형 쌍이방성 기판위에 덮개층을 갖는 다이폴의 방사특성을 구하였다.

Abstract

In this paper, the effects of superstrate on the radiation patterns of dipole on cylindrical bianisotropic substrates were studied. Special constitutive relations are used to describe the bianisotropic properties of a material, such that the Green's function can be formulated. Electromagnetic fields and boundary conditions in spectral region were used to find Green's function of the spectral representation and electromagnetic fields in space region were derived through inverse Fourier transformations of fields in spectral region using asymptotic formula for far zone. Radiation characteristics of axial Hertzian dipole on superstrate loaded cylindrical bianisotropic substrates were analyzed.

I. 서 론

마이크로스트립 안테나는 좁은 대역폭, 저전력 방사 및 편파의 순수성이 떨어지는 등의 단점을 가지고 있지만 임의의 설치가 가능하고 저가에 소형, 경량이

므로 제작이 쉬울 뿐만 아니라 차지하는 면적이 적고 박막형이며, 배열 형태로 제작하기 용이할 뿐만 아니라, 고주파 집적 회로와 같이 집적할 수 있는 등 여러 장점을 가지고 있다[1]. 특히 곡면 위에 부착하여 사용하기 쉬우므로 비행체나 미사일 등의 이동체에 많이 사용되고 있다. 특히 이동체의 곡면에 부착되기 위한 안테나 요소로서 원통형 기판 위의 마이크로스트립 안테나가 응용되는데, 이와 같은 안테나는 유선형 구조에서 공기의 흐름을 거의 방해하지 않고 기계

* 仁荷大學校 電子工學科

(Dept. of Electronic Eng., Inha Univ.)

接受日: 1999年4月1日, 修正完了日: 1999年5月31日

적인 구조를 변화시키지 않는다. 또한 경량이고 사진 식각공정으로 제작되므로 저렴하고 만들기 쉬운 분야에 걸쳐 응용되고 있다. 한편 실제 응용에 있어서는 외부환경으로부터 안테나를 보호하기 위해 덮개층(보호층)을 씌우는 것이 일반적이며 이 덮개층은 안테나의 특성에 커다란 영향을 주므로 그 영향에 대한 연구가 여러 과학자에 의해 진행되어 왔다.[2]-[5]

또한 근래에 일반적인 등방성 매질과는 다른 복잡한 매질에 대한 연구가 대두되고 있다. 이와 같은 매질에는 이방성, 쌍이방성 매질 및 페라이트 등이 있으며, 이들 매질의 구성방정식은 텐서로 표현되어 있어 등방성 매질에 비해 그 해석이 어렵고 많은 노력이 필요하다. 최근에는 키랄 오메가(chiral omega) 등 새로운 매질에 대한 많은 연구도 진행되고 있다. Pozar, Wong 등은 평판형 일축이방성 기판 위의 마이크로스트립 안테나의 공진주파수에 대해 연구했으며 [6],[7], Yang은 원통형 쌍이방성 기판위에 위치한 단일 미소 다이폴, 배열형 다이폴 등 다양한 형태의 전류원으로부터의 방사특성을 연구하였다.[8] 이러한 매질 위에 위치한 안테나를 보호하기 위해 덮개층을 이용할 경우, 쌍이방성 매질의 특성을 유지하기 위해서 덮개층을 쌍이방성 매질을 사용해야 한다.

본 논문에서는 원통형 쌍이방성 매질위에 다시 쌍이방성 매질의 덮개층을 씌우므로써 발생하는 방사특성에 대한 영향에 관하여 연구하였다. 쌍이방성 성질을 나타내기 위한 특별한 구성방정식을 이용하여 그린 함수를 계산하였다. 먼저 무한한 길이의 손실이 없는 원통형 쌍이방성 기판위에 미소 다이폴에 의해 방사되는 전계를 주파수 영역에서 구했다. 이렇게 구해진 전계로부터 무한원점에서 근사공식을 이용하여 푸리에 역변환하여 공간영역에서의 전계를 구하였다. 해석결과의 타당성을 검증하기 위하여 덮개층의 두께를 무한히 작게 하여, 덮개층이 없는 기존논문[8]의 결과와 비교하였고 덮개층의 두께와 쌍이방성 특성을 변화시키면서 방사패턴의 변화를 비교 분석하였다.

II. 본 론

1. 구조

덮개층을 갖는 원통형 쌍이방성 기판위에 있는 미소 다이폴의 구조를 그림1에 도시하였다. 반지름 $\rho = a$ 인 원통형 완전도체 위에 텐서 $\bar{\epsilon}_1, \bar{\mu}_1, \bar{\xi}_1$ 와 $\bar{\eta}_1$ 를 갖고 두께가 $d=(b-a)$ 인 기판을 덮고 그 표면 ($\rho = b$)위에 다이폴이 위치한다. 다시 그 위에 텐서 $\bar{\epsilon}_2, \bar{\mu}_2, \bar{\xi}_2$ 와 $\bar{\eta}_2$ 를 갖고 두께가 $h(c-b)$ 인 덮개층을 씌웠으며 그 바깥쪽($\rho > c$)은 자유공간 (ϵ_0, μ_0)이다.

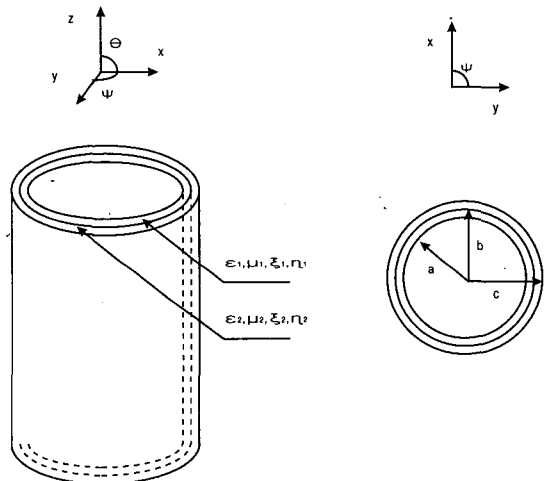


그림 1. 덮개층을 갖는 원통형 쌍이방성 기판의 구조
Fig. 1. geometry of a superstrate-loaded cylindrical bianisotropic substrate

기판층과 덮개층의 매질특성에 다양한 변화를 주며 해석하기 위해서 각 텐서들은 각 층에서 다음과 같이 정의한다.

$$\bar{\epsilon}_i = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{ix} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{ix} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{iz} \end{bmatrix}, \quad \bar{\mu}_i = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_{ix} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{ix} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{iz} \end{bmatrix} \quad (1)$$

$$\bar{\xi}_i = c_0^{-1} \begin{bmatrix} 0 & \xi_i & 0 \\ \xi_i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \bar{\eta}_i = c_0^{-1} \begin{bmatrix} 0 & \xi_i & 0 \\ \xi_i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2)$$

$i=1, 2$

여기서 원통구조는 무한대 길이로 가정하며 미소 다이폴의 원통좌표계에서의 좌표점을 ($\rho = b, \phi = 0, \theta = \frac{\pi}{2}$)로 가정하였다.

2. 그린함수 유도

원통형 구조에서의 전자계는 다음과 같은 전형적인 원통형 푸리에 변환에 의해 표현될 수 있다.

$$\underline{E}(\rho, \phi, z) = \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \underline{\tilde{E}}(\rho, n, k_z) e^{-jk_z z} dk_z e^{in\phi} \quad (3)$$

$$\underline{H}(\rho, \phi, z) = \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \underline{\tilde{H}}(\rho, n, k_z) e^{-jk_z z} dk_z e^{in\phi} \quad (4)$$

먼저 푸리에 영역에서의 z 성분의 전자계를 구한후 이를 다시 역변환하여 공간영역에서의 전자계의 z 성분을 다음과 같이 구할 수 있다.

$$E_z(\rho, \phi, z)$$

$$= \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{in\phi} dk_z e^{jk_z z}$$

$$\begin{cases} A_n^e [H_n^{(1)}(k_{1\rho})H_n^{(2)}(k_{1\rho}a) - H_n^{(2)}(k_{1\rho})H_n^{(1)}(k_{1\rho}a)], & a < \rho < b \\ B_n^e H_n^{(2)}(k_{2\rho}) + C_n^e J_n(k_{2\rho}), & b < \rho < c \\ D_n^e H_n^{(2)}(k_{\rho}), & c < \rho \end{cases} \quad (5)$$

$$H_z(\rho, \phi, z)$$

$$= \frac{1}{4\pi^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{in\phi} dk_z e^{jk_z z}$$

$$\begin{cases} A_n^h [H_n^{(1)}(k_{1\rho})\frac{\partial}{\partial \rho} H_n^{(2)}(k_{1\rho}a) - H_n^{(2)}(k_{1\rho})\frac{\partial}{\partial \rho} H_n^{(1)}(k_{1\rho}a)], & a < \rho < b \\ B_n^h H_n^{(2)}(k_{2\rho}) + C_n^h J_n(k_{2\rho}), & b < \rho < c \\ D_n^h H_n^{(2)}(k_{\rho}), & c < \rho \end{cases} \quad (6)$$

(31)

$$\alpha_i = \mu_{ix} + \frac{\xi_i^2}{\epsilon_{ix}} - \frac{k_z^2}{k_0^2 \epsilon_{ix}}$$

$$\beta_i = \epsilon_{ix} + \frac{\xi_i^2}{\mu_{ix}} - \frac{k_z^2}{k_0^2 \mu_{ix}}$$

$$k_{ip} = k_0 \sqrt{\epsilon_{ix} \alpha_i}$$

$$k_{iq} = k_0 \sqrt{\mu_{ix} \beta_i}$$

$$k_{\rho} = \sqrt{k_0^2 - k_z^2}$$

$$k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$$

또한 각 영역의 전계 및 자계의 ϕ 성분은 다음과 같이 구해진다.

영역 1, 2 : $a \leq \rho \leq c$

$$\tilde{E}_{\phi} = \frac{(\xi_i k_0 + k_z)n}{k_0^2 \epsilon_{ix} \alpha_i \rho} \tilde{E}_z - \frac{1}{j\omega \epsilon_0 \beta_i} \frac{\partial \tilde{H}_z}{\partial \rho} \quad (7)$$

$$\tilde{H}_{\phi} = \frac{(\xi_i k_0 + k_z)n}{k_0^2 \mu_{ix} \beta_i \rho} \tilde{H}_z + \frac{1}{j\omega \mu_0 \alpha_i} \frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial \rho} \quad (8)$$

여기서 $n=1, 2$

영역 3 : $\rho \geq c$

$$E_{\phi} = \frac{k_z n}{k_{\rho}^2} E_z + \frac{j\omega \mu_0}{k_{\rho}^2} \frac{\partial H_z}{\partial \rho} \quad (9)$$

$$H_{\phi} = \frac{k_z n}{k_{\rho}^2} H_z - \frac{j\omega \epsilon_0}{k_{\rho}^2} \frac{\partial E_z}{\partial \rho} \quad (10)$$

위에서 $A_n^e, A_n^h, B_n^e, B_n^h, C_n^e, C_n^h, D_n^e, D_n^h$ 는 미지의 상수이며 이는 다음과 같은 경계조건에 의해서 구해진다. $\rho = b$ 표면 위에서,

$$\tilde{E}_z(\rho = b^+) = \tilde{E}_z(\rho = b^-)$$

$$\tilde{E}_{\phi}(\rho = b^+) = \tilde{E}_{\phi}(\rho = b^-)$$

$$\tilde{H}_z(\rho = b^+) = \tilde{H}_z(\rho = b^-)$$

$$\tilde{H}_{\phi}(\rho = b^+) - \tilde{H}_{\phi}(\rho = b^-) = \frac{1}{b} e^{-in\phi},$$

$\rho = c$ 표면 위에서,

$$\tilde{E}_z(\rho = c^+) = \tilde{E}_z(\rho = c^-)$$

$$\tilde{E}_\phi(\rho = c^+) = \tilde{E}_\phi(\rho = c^-)$$

$$\tilde{H}_z(\rho = c^+) = \tilde{H}_z(\rho = c^-)$$

$$\tilde{H}_\phi(\rho = c^+) = \tilde{H}_\phi(\rho = c^-)$$

경계조건이 8개의 독립적인 식을 가지므로 (5)와 (6)에 위 경계조건에 대입하여 $A_n^e, A_n^h, B_n^e, B_n^h, C_n^e, C_n^h, D_n^e$ 그리고 D_n^h 에 대한 8개의 연립방정식을 얻고 이 연립방정식들을 순차적으로 풀어서 미지상수를 구할 수 있다. 각 미지상수는 부록에 나타내었다. 이와 같이 구해진 상수들을 맥스웰 방정식에 대입하면 \tilde{E}_z 와 \tilde{E}_ϕ 를 구할 수 있고, (3)에 의해 계산된 $E_z(\vec{r})$ 는 z방향의 단위 크기의 무한소 전류에 의해 얻은 z방향의 전계이며, 다이아딕 그린함수(Dyadic Green function)의 한 요소인 공간 그린함수이다.

3. 방사장 해석

무한원점에서 방사장은 영역3(자유공간)에서의 푸리에 영역에서 구해진 $\tilde{E}_z, \tilde{E}_\phi$ 을 역변환하여 구할 수 있다. 이 역변환 과정은 무한적분항을 포함하고 있어 용이하지 않으나 무한원점에서의 다음과 같은 근사공식을 사용하여 근사적으로 구할 수 있다[9];

$$\int_{-\infty}^{\infty} F(k_z) H_n^{(2)}(k_\rho \rho) e^{-jk_z z} dk_z \rightarrow 2 \frac{e^{-jk_z r}}{r} j^{n+1} F(k_0 \cos \theta),$$

for $r \rightarrow \infty$

(11)

위 근사식은 $\theta \neq 0, \pi$ 즉 원통축에 평행하지 않는 θ 에 한해 성립한다. 결과적으로, 무한원점 ($r = \sqrt{\rho^2 + z^2} \rightarrow \infty$) 에서의 방사장은 다음식과 같다.

$$E_\theta = \frac{-j}{\sin \theta} \frac{1}{2\pi^2} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \sum_{n=-\infty}^{\infty} D_n^e(k_z, k_\rho) e^{jn(\phi + \pi/2)}$$

(12)

$$E_\phi = \eta_0 \frac{j}{\sin \theta} \frac{1}{2\pi^2} \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \sum_{n=-\infty}^{\infty} D_n^h(k_z, k_\rho) e^{jn(\phi + \pi/2)}$$

(13)

$$H_\phi = \frac{E_\theta}{\eta_0}$$

$$H_\theta = -\frac{E_\phi}{\eta_0}$$

여기에서

$$k_z = k_0 \cos \theta$$

$$k_\rho = k_0 \sin \theta$$

$$\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$$

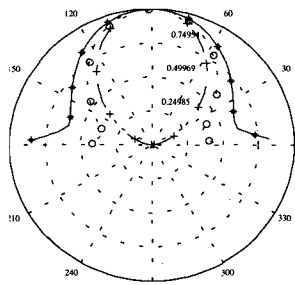
이다.

III. 수치해석 및 고찰

1. 결과의 검증

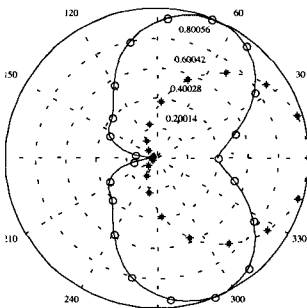
뒤편을 갖는 원통형 쌍이방성 기관층위에 위치한 다이폴에 의한 방사장은 식(12)와 (13)에 의해 수치해석적으로 구할 수 있다. 결과의 타당성을 검증하기 위하여 뒤편을 갖는 두께를 무한히 작게 ($h \rightarrow 0$)하여 뒤편의 영향을 무시할 수 있게 되었을 때의 결과와 [8]에서 얻어진 뒤편이 없는 경우의 방사패턴을 비교하여 그림 2에 도시하였다. 쌍이방성에 의한 특성변화만을 얻기 위해 유전율 텐서와 투자율 텐서는 각각 2와 1로 정하여 등방성의 경우와 같게 하고, 완전도체의 두께는 5cm, 기관의 두께는 0.1cm로 하였다. 그림 2(a)는 $\phi = 0^\circ$ 인 평면에서 기관의 쌍이방성 ξ_1 이 각각 0, 0.8j, 1.0j에 대한 결과가 뒤편을 제거한 [8]의 결과와 일치함을 보여주고 있다. 또한 $\theta = 90^\circ$ 인 평면에서의 방사패턴은 그림 2(b)에 도시하였다. [8]에서 기관의 쌍이방성이 각각 $\xi_1 = 0$ 과 $\xi_1 = 1.3j$ 인 경우에 대해서도 같은 결과를 얻을 수

있으므로 본 논문의 해석이 타당함을 확인할 수 있었다. 여기서 ξ_1 는 기관의 쌍이방성 특성을 나타내며 ξ_2 는 덮개층의 쌍이방성 특성을 나타내고 있다.



—	uncovered,	$\xi_1=0$	
.....	uncovered,	$\xi_1=0.8j$	
- - -	uncovered,	$\xi_1=1.0j$	
*	covered,	$\xi_1=0$	$\xi_2=0$
o	covered,	$\xi_1=0.8j$	$\xi_2=0$
+	covered,	$\xi_1=1.0j$	$\xi_2=0$

(a)



—	uncovered,	$\xi_1=0$	
.....	uncovered,	$\xi_1=1.3j$	
*	covered,	$\xi_1=0$	$\xi_2=0$
o	covered,	$\xi_1=1.3j$	$\xi_2=0$

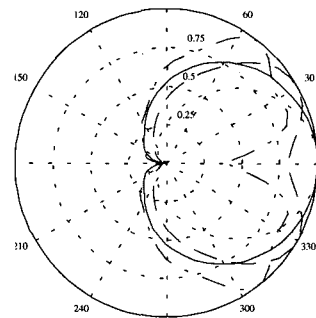
(b)

그림 2. 덮개층의 두께를 무한히 작게 한 결과와 [8]의 방사패턴 비교.(a) $\phi=0^\circ$ 평면, (b) $\theta=\pi/2^\circ$ 평면
Fig. 2. The comparison of radiation pattern between covered by infinitesimal thickness and uncovered substrate results of [8]

2. 덮개층의 쌍이방성 특성에 대한 영향

일정한 두께를 가졌을 경우에 기관의 쌍이방성 특성을 고려하였다. 그림 3은 기관의 쌍이방성 특성이

1.0j, 1.3j 일 때 덮개층의 쌍이방성 특성을 변화시켰을 때의 패턴의 변화를 도시하였다. 그림 3(a)는 기관의 쌍이방성 특성이 1.0j 일 때, 덮개층의 쌍이방성이 1.0j, 1.4j, 1.5j, 1.6j일 경우를 도시하였다. 그림에서 보는 바와 같이 덮개층의 쌍이방성이 증가할수록 후면의 방사가 줄어들고 빔폭이 가늘어지면서 지향성이 좋아짐 확인하였다. 그러나 덮개층의 쌍이방성 특성이 1.5j를 넘어서면 지향성이 나누어지는 현상을 나타내고 있고 그 이상의 쌍이방성 특성에서는 후면 방사의 증가와 주빔의 감소를 확인할 수 있었다 또한 그림 3(b)에서는 기관의 쌍이방성 특성이 1.3j 일 때, 덮개층의 쌍이방성이 1.0j, 1.3j, 1.4j, 1.5j, 일 경우를 도시하였다. 이 경우에는 기관의 쌍이방성 특성이 기관의 특성보다, 더 크면, 덮개층이 없을 경우에 거의 일치함을 확인하였고, 덮개층의 쌍이방성 특성이 커질수록 그림 3(a)에서의 특성과 같은 결과를 볼 수 있었다. 따라서 기관의 쌍이방성 특성을 고려하여 덮개층의 특성을 선택하면 안테나 보호라는 측면과 더불어 지향성의 향상을 기대할 수 있을 것이다.



—	$\xi_1=1.0j$	$\xi_2=1.0j$
.....	$\xi_1=1.0j$	$\xi_2=1.4j$
- - -	$\xi_1=1.0j$	$\xi_2=1.5j$
- · - ·	$\xi_1=1.0j$	$\xi_2=1.6j$

(a)

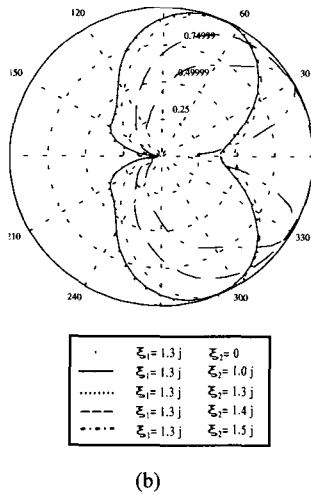


그림 3. 덮개층이 $h/d=2$ 일 때 방사패턴의 변화 ($\theta = \pi/2^\circ$ 평면).

- (a) 기판의 쌍이방성이 $1.0j$
- (b) 기판의 쌍이방성이 $1.3j$

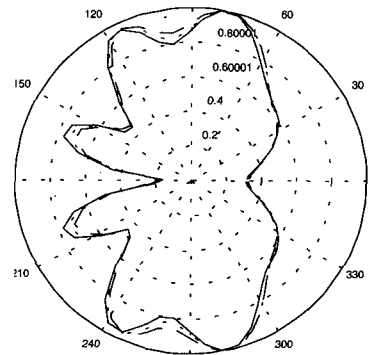
Fig. 3. The variation of radiation patterns when the cover is $h/d=1$

- (a) bianisotropy of substrate is $1.0j$
- (b) bianisotropy of substrate is $1.3j$

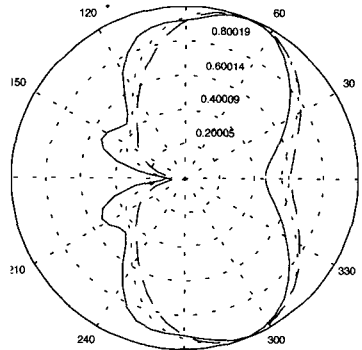
3. 덮개층 두께 변화에 의한 방사패턴의 영향

덮개층의 영향을 확인하기 위해서 덮개층의 두께는 기판두께의 1배에서 2배, 3배로 증가시켜가면서 비교하였다($\theta = \pi/2^\circ$ 평면). 기판이 $1.0j$, $1.3j$, $1.6j$ 의 쌍이방성 특성을 갖게 하였을 때, 덮개층이 각각 $1.0j$, $1.3j$, $1.6j$ 일 경우를 비교하여 보았다. 수치 해석 결과 기판의 쌍이방성 특성이 덮개층의 쌍이방성 특성에 비해 클 경우, 방사패턴이 크게 변하지 않는 것을 그림 4에서 알 수 있었다. 이것은 마이크로스트립 안테나 특성이 쌍이방성 기판의 특성에 크게 좌우하기 때문이며, 덮개층의 쌍이방성 특성이 기판의 쌍이방성 특성과 같을 경우도 비슷한 방사패턴을 그림 5에서 얻을 수 있었다. 그러나 덮개층의 쌍이방성 특성이 기판의 쌍이방성 특성보다 클 경우에는 그 차

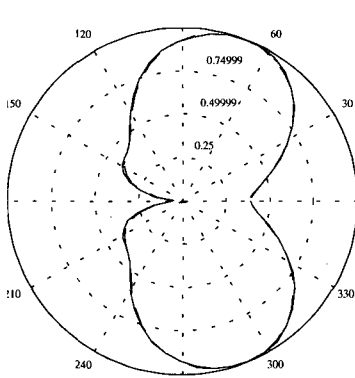
이가 클수록 방사 패턴의 많은 양이 기판 후면을 방사되는 형태를 그림 6에서 볼 수 있었다. 덮개층으로 인한 빔 폭의 변화의 원인은 누설파(leaky wave)로 인한 방사손실 때문이다. 누설파란 법선 방향으로 지속적으로 감쇄하는 정상적인 표면파와는 달리, 접지 평면으로부터의 반사로 인해 표면위로 접선 방향으로 감쇄하면서 표면의 법선 방향으로는 오히려 크기가 증가하는 표면 부근에만 존재하는 파이다.[1] 따라서 쌍이방성 덮개층의 두께가 어느 정도 증가하면, 더 많은 전력 부분이 누설파 성분이 되어 손실되므로 빔폭이 감소하는 것이다.



(a)



(b)



(c)

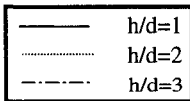


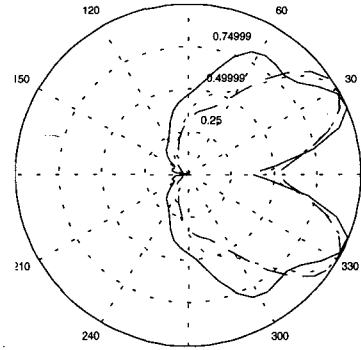
그림 4. $\theta = \frac{\pi}{2}$ 평면에서 두께의 변화에 따른 방사패턴.

- (a) $\zeta_1 = 1.6j, \zeta_2 = 1.0j$
- (b) $\zeta_1 = 1.6j, \zeta_2 = 1.3j$
- (c) $\zeta_1 = 1.3j, \zeta_2 = 1.0j$

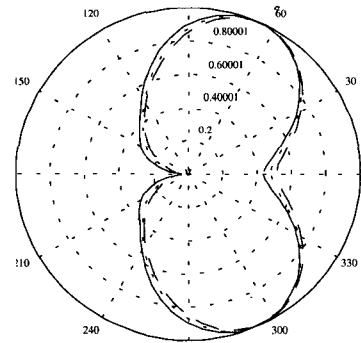
Fig. 4. The radiation patterns as variation of

thickness in the $\theta = \frac{\pi}{2}$ plane

- (a) $\zeta_1 = 1.6j, \zeta_2 = 1.0j$
- (b) $\zeta_1 = 1.6j, \zeta_2 = 1.3j$
- (b) $\zeta_1 = 1.3j, \zeta_2 = 1.0j$



(a)



(b)

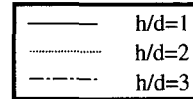


그림 5. $\theta = \frac{\pi}{2}$ 평면에서 두께의 변화에 따른 방사패턴.

- (a) $\zeta_1 = 1.6j, \zeta_2 = 1.6j$
- (b) $\zeta_1 = 1.3j, \zeta_2 = 1.3j$

Fig. 5. The radiation patterns as variation of

thickness in the $\theta = \frac{\pi}{2}$ plane

- (a) $\zeta_1 = 1.6j, \zeta_2 = 1.6j$
- (b) $\zeta_1 = 1.3j, \zeta_2 = 1.3j$

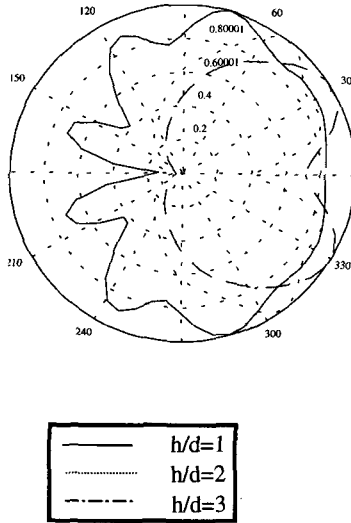


그림 6. $\theta = \frac{\pi}{2}$ 평면에서 두께의 변화에 따른

방사패턴. $\zeta_1 = 1.0j$, $\zeta_2 = 1.6j$

Fig. 6. The radiation patterns as variation of

thickness in the $\theta = \frac{\pi}{2}$ plane

$\zeta_1 = 1.0j$, $\zeta_2 = 1.6j$

IV. 결 과

본 논문에서는 주파수 영역에서의 전자장과 경계 조건을 이용하여 주파수표현 형태의 그린함수를 구한 후 덮개층을 갖는 원통형 쌍이방성 기관위에 위치한 미소다이폴의 방사특성을 해석하였다. 쌍이방성의 특성을 묘사할 수 있는 간편한 구성방정식을 도입하여 그린함수 해석이 가능하였고, 이렇게 구해진 주파수 영역에서의 전계를 무한원점에서의 근사식을 이용하여 푸리에 역변환을 통해 공간영역에서의 무한원점에서의 전계가 푸리에 급수전개로 계산될 수 있도록 하였다. 수치해석 결과의 타당성을 검증하기 위해 덮개층을 갖지 않는 기존 논문[8]의 결과와 본 논문의 결과식에서 덮개층의 두께를 0으로 접근시켜 덮개층의 영향을 제거한 결과를 비교하여 완전히 일치하는 결

과를 보였다. 덮개층의 쌍이방성과 두께를 다양하게 변화시켜 가며 방사패턴을 비교 분석하였다. 두께를 일정하게 하고 덮개층의 쌍이방성을 어느 정도 증가시켰을 때, 지향성이 증가되는 것을 확인하였고, 덮개층의 쌍이방성이 기관의 쌍이방성보다 작은 경우 ($\zeta_2 = 1.0j$)에는 전반적인 방사패턴에 큰 영향을 끼치지 않았으며 또한 기관보다 큰 쌍이방성을 갖는 덮개층을 씌웠을 경우 ($\zeta_2 = 1.6j$)에는 방사패턴에서 현저한 변화를 확인하였다. 따라서 기관의 쌍이방성 특성과 덮개층의 쌍이방성을 특성을 잘 선택하면 안테나의 보호와 지향성의 향상을 동시에 얻을 수 있을 것이다

APPENDIX

$$A_n^e = \left[-\frac{\Delta_3}{\Delta_7} + \alpha_2 \frac{k_0^2}{k_p^2} \frac{\Delta_5}{\Delta_7} \frac{H_n^{(2)'}(k_p c)}{H_n^{(2)}(k_p c)} + j\omega\mu_0\alpha_2\sigma_c \frac{\Delta_5}{\Delta_7} \frac{\Phi_4}{\Phi_2} \right] \cdot \frac{\Phi_2}{\Phi_2\Phi_3 - \Phi_1\Phi_4} \frac{1}{b} e^{-jn\phi}$$

$$A_n^h = \frac{1}{\Phi_2} \left[-\Phi_1 A_n^e - j\omega\mu_0\alpha_2\sigma_c \frac{\Delta_5}{\Delta_7} \frac{1}{b} e^{-jn\phi} \right]$$

$$B_n^e = \frac{j\omega\mu_0\alpha_2}{\Delta_7} \left[\frac{1}{j\omega\mu_0} \left\{ \frac{\Delta_2}{\alpha_1} - \frac{\Delta_1}{\alpha_2} \frac{J_n'(k_{2p}b)}{J_n(k_{2p}b)} \right\} A_n^e + \sigma_s \Delta_3 A_n^h + \frac{1}{b} e^{-jn\phi} \right]$$

$$B_n^h = \frac{j\omega\epsilon_0\beta_2}{\Delta_8} \left[-\sigma_a \Delta_1 A_n^e + \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \left\{ \frac{\Delta_4}{\beta_1} - \frac{\Delta_3}{\beta_2} \frac{J_n'(k_{2q}b)}{J_n(k_{2q}b)} \right\} A_n^h \right]$$

$$C_n^e = \frac{1}{J_n(k_{2p}b)} \left[\Delta_1 A_n^e - H_n^{(2)}(k_{2p}b) B_n^e \right]$$

$$C_n^h = \frac{1}{J_n(k_{2q}b)} \left[\Delta_3 A_n^h - H_n^{(2)}(k_{2q}b) B_n^h \right]$$

$$D_n^e = \frac{1}{H_n^{(2)}(k_p c)} \left[\frac{J_n(k_{2p}c)}{J_n(k_{2p}b)} \Delta_1 A_n^e + \Delta_5 B_n^e \right]$$

$$D_n^h = \frac{1}{H_n^{(2)}(k_p c)} \left[\frac{J_n(k_{2q}c)}{J_n(k_{2q}b)} \Delta_3 A_n^h + \Delta_6 B_n^h \right]$$

$$D_n^h = \frac{1}{H_n^{(2)}(k_\rho c)} \left[\frac{J_n(k_{2q}c)}{J_n(k_{2q}b)} \Delta_3 A_n^h + \Delta_6 B_n^h \right]$$

$$\Phi_1 = \sigma_c \Delta_1 \frac{J_n(k_{2p}b)}{J_n(k_{2p}b)} + \sigma_c \alpha_2 \frac{\Delta_5}{\Delta_7} \left\{ \frac{\Delta_2}{\alpha_1} - \frac{\Delta_1}{\alpha_2} \frac{J_n'(k_{2p}b)}{J_n(k_{2p}b)} \right\} \\ + \sigma_a \frac{\Delta_1}{\Delta_8} \left\{ \Delta_{10} - \beta_2 \frac{k_0^2}{k_\rho^2} \frac{H_n^{(2)'}(k_\rho c)}{H_n^{(2)}(k_\rho c)} \right\}$$

$$\Phi_2 = j\omega\mu_0 \left[\sigma_p \sigma_c \alpha_2 \Delta_3 \frac{\Delta_5}{\Delta_7} \right. \\ + \Delta_3 \left\{ \frac{1}{\beta_2 k_0^2} \frac{J_n'(k_{2q}c)}{J_n(k_{2q}b)} - \frac{1}{k_\rho^2} \cdot \frac{H_n^{(2)'}(k_\rho c)}{H_n(k_\rho c)} \frac{J_n'(k_{2q}c)}{J_n(k_{2q}b)} \right\} \\ + \frac{1}{\Delta_8} \left\{ \Delta_{10} - \beta_2 \frac{k_0^2}{k_\rho^2} \right. \\ \left. \cdot \frac{H_n^{(2)'}(k_\rho c)}{H_n(k_\rho c)} \Delta_6 \right\} \left\{ \frac{\Delta_4}{\beta_1 k_0^2} - \frac{\Delta_3}{\beta_2 k_0^2} \frac{J_n'(k_{2q}b)}{J_n(k_{2q}b)} \right\} \left. \right]$$

$$\Phi_3 = -j\omega\epsilon_0 \left[\sigma_a \sigma_b \beta_2 \Delta_1 \frac{\Delta_6}{\Delta_8} \right. \\ + \Delta_1 \left\{ \frac{1}{\alpha_2 k_0^2} \frac{J_n'(k_{2p}c)}{J_n(k_{2p}b)} - \frac{1}{k_\rho^2} \frac{H_n^{(2)'}(k_\rho c)}{H_n(k_\rho c)} \frac{J_n'(k_{2p}c)}{J_n(k_{2p}b)} \right\} \\ + \frac{1}{\Delta_7} \left\{ \Delta_9 - \alpha_2 \frac{k_0^2}{k_\rho^2} \cdot \frac{H_n^{(2)'}(k_\rho c)}{H_n(k_\rho c)} \Delta_5 \right\} \\ \left. \left\{ \frac{\Delta_2}{\alpha_1 k_0^2} - \frac{\Delta_1}{\alpha_2 k_0^2} \frac{J_n'(k_{2p}b)}{J_n(k_{2p}b)} \right\} \right]$$

$$\Phi_4 = \sigma_a \Delta_3 \frac{J_n(k_{2q}c)}{J_n(k_{2q}b)} + \sigma_a \beta_2 \frac{\Delta_6}{\Delta_8} \left\{ \frac{\Delta_4}{\beta_1} - \frac{\Delta_3}{\beta_2} \frac{J_n'(k_{2q}b)}{J_n(k_{2q}b)} \right\} \\ + \sigma_b \frac{\Delta_3}{\Delta_7} \left\{ \Delta_9 - \alpha_2 \frac{k_0^2}{k_\rho^2} \frac{H_n^{(2)'}(k_\rho c)}{H_n^{(2)}(k_\rho c)} \right\}$$

$$\sigma_a = \frac{(\zeta_1 k_0 + k_z)n}{k_0^2 \epsilon_{1x} \alpha_1 b} - \frac{(\zeta_2 k_0 + k_z)n}{k_0^2 \epsilon_{2x} \alpha_2 b}$$

$$\sigma_b = \frac{(\zeta_1 k_0 + k_z)n}{k_0^2 \mu_{1x} \beta_1 b} - \frac{(\zeta_2 k_0 + k_z)n}{k_0^2 \mu_{2x} \beta_2 b}$$

$$\sigma_c = \frac{(\zeta_2 k_0 + k_z)n}{k_0^2 \epsilon_{2x} \alpha_2 c} - \frac{k_z n}{k_\rho^2 c}$$

$$\sigma_d = \frac{(\zeta_2 k_0 + k_z)n}{k_0^2 \mu_{2x} \beta_2 c} - \frac{k_z n}{k_\rho^2 c}$$

$$\Delta_1 = H_n^{(1)}(k_{1p}\rho)H_n^{(2)}(k_{1p}a) - H_n^{(2)}(k_{1p}\rho)H_n^{(1)}(k_{1p}a)$$

$$\Delta_2 = H_n^{(2)}(k_{1p}a)H_n^{(1)'}(k_{1p}b) - H_n^{(1)}(k_{1p}a)H_n^{(2)'}(k_{1p}b)$$

$$\Delta_3 = H_n^{(1)}(k_{1q}b)H_n^{(2)'}(k_{1q}a) - H_n^{(2)}(k_{1q}b)H_n^{(1)'}(k_{1q}a)$$

$$\Delta_4 = H_n^{(1)'}(k_{1q}b)H_n^{(2)}(k_{1q}a) - H_n^{(2)'}(k_{1q}b)H_n^{(1)}(k_{1q}a)$$

$$\Delta_5 = H_n^{(2)}(k_{2p}c) - \frac{J_n(k_{2p}c)}{J_n(k_{2p}b)} H_n^{(2)}(k_{2p}b)$$

$$\Delta_6 = H_n^{(2)}(k_{2q}c) - \frac{J_n(k_{2q}c)}{J_n(k_{2q}b)} H_n^{(2)}(k_{2q}b)$$

$$\Delta_7 = H_n^{(2)'}(k_{2p}b) - \frac{J_n'(k_{2p}b)}{J_n(k_{2p}b)} H_n^{(2)}(k_{2p}b)$$

$$\Delta_8 = H_n^{(2)'}(k_{2q}b) - \frac{J_n'(k_{2q}b)}{J_n(k_{2q}b)} H_n^{(2)}(k_{2q}b)$$

$$\Delta_9 = H_n^{(2)'}(k_{2p}c) - \frac{J_n'(k_{2p}c)}{J_n(k_{2p}b)} H_n^{(2)}(k_{2p}b)$$

$$\Delta_{10} = H_n^{(2)'}(k_{2q}c) - \frac{J_n'(k_{2q}c)}{J_n(k_{2q}b)} H_n^{(2)}(k_{2q}b)$$

참 고 문 헌

- [1] Jean-François Zürcher and Fred E. Gardiol, Broadband Patch Antennas Artech House, 1995.
- [2] A. Bhattacharyya and T. Tralman, "Effects of dielectric superstrate on patch antennas." *Electron Lett.*, vol 24, pp. 356-358, 1998
- [3] K.L. Wong, etc. "Resonance in a Superstrate-Loaded Rectangular Microstrip Structure", *IEEE trans. on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 41, No. 8, pp.1349-1355, August, 1993
- [4] K.L. Wong etc. "Resonance in a Superstrate-Loaded Cylindrical-Rectangular Microstrip Structure", *IEEE trans. on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 41, No. 5, pp.814-819, May, 1993
- [5] K.L. Wong S.F. Hsiao and H.T. Chen, "Resonance and Radiation of a Superstrate-Loaded Spherical-Circular Microstrip Patch Antenna", *IEEE trans. on Antennas and Propag.*, Vol. 41, No. 5, pp.686-690, May, 1993
- [6] David M. Pozar, "Radiation and Scattering from a Microstrip Patch on a Uniaxial Substrate", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.AP-35, pp.613-621, June, 1987.
- [7] Kin-Lu Wong, "Resonance of a Rectangular Microstrip Patch on a Uniaxial Substrate", *IEEE Trans. Microwave theory and tech.*, vol.MTT-41,

no.4, pp.698-701, April, 1993.

- [8] H.-Y. D. Yang and P.L.E. Uslenghi, " Radiation Characteristics of Microstrip Antennas on Cylindrical Bianisotropic Substrates", *Electromagnetics*, vol.15, pp.499-511, 1995.

- [9] R. F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*, McGraw-Hill, New York, pp.245, 1961.

저 자 소 개



尹 中 漢 (會員申請中)

1994년 2월 인하대학교 전자공학과 학사 졸업. 1996년 8월 인하대학교 전자공학과 대학원 전자통신공학 석사 졸업. 1996년 9월 ~ 현재 인하대학교 전자공학과 전자통신공학 박사과정 재학 중

주관심 분야는 전자장 이론 및 산란, 안테나,



崔 炳 河 (正會員)

1960년 2월 인하대학교 전자공학과 졸업. 1962년 2월 인하대학교 전기공학과 대학원 졸업. (공학석사). 1975년 2월 인하대학교 전기공학과 대학원 졸업. (공학박사). 현재 인하대학교 전자공학과 교수.

주관심 분야는 전자장이론, 광전자공학, 광통신공학.