

일축성 매질 위의 덮개층을 갖는 패치 안테나의 공진 주파수

정회원 장승호*, 윤중한*, 이화춘**, 송윤원***, 이상목****

Resonance Frequency in a Superstrate-Loaded Rectangular Microstrip Patch on a Uniaxial Substrates

Seung-Ho Chang*, Joong-Han Yoon*, Hwa-Choon Lee**, Yun-Won Song***, Sang-Mok Lee****
Regular Members

요 약

일축성 기판과 유전체 덮개층을 갖는 패치 안테나에서의 기판, 덮개층의 두께에 따른 복소 공진 주파수에 대해 해석하였다. 구성 관계식이 일축성 매질의 나타내기 위해 사용되었고, 파수영역에서 Dyadic Green 함수를 구하여 적분 방정식을 유도하였다. 이 적분 방정식을 Galerkin 모멘트 방법을 사용하여 계산하였으며 수치 해석적 수렴을 고려하여 정현적 기저함수를 선택하였다. 덮개층이 있는 사각 마이크로스트립 안테나의 공진 주파수와 반 전력 대역폭에 대한 수치 해석 결과가 제시되었다.

Abstract

Complex resonant frequency of on a uniaxial substrate with a superstrate-loaded microstrip structure is investigated. Special constitutive relations are used in describing the uniaxial properties of material, as the Dyadic Green's function can be formulated. In spectral-domain, Dyadic Green's function is derived from integral equation. Galerkin's Moment method applied for solving the integral equation. The sinusoidal function are selected as the basis function, which show fast numerical convergence. From the numerical results for the resonant frequency, half-power bandwidth of therectangular patch antennas presented.

I. 서 론

패치 안테나는 좁은 대역폭과 저 전력 방사라는 단점에도 불구하고 경량으로서 표면에 부착하기 쉽고, 기계적으로 튼튼할 뿐만 아니라 얇은 판형으로 제작될 수 있어서 약간 굽어져 있는 표면을 가진 항공기나 미사일에 유용하게 쓰이고 있다. 또한 사진 식각 공정, 머신작업등으로 제작할 수 있으므로 저렴하고 만들기 쉬우며 구조적으로 광범위한 지향성을 가지고 있으나 마이크로스트립의 형태를 적절

히 변형시키거나 배열을 사용하면 특정한 방향으로 강한 지향성을 얻을 수 있다. 따라서 마이크로스트립 안테나의 입력 임피던스, 방사패턴, 공진 주파수 등에 대한 연구가 활발하게 이루어져 왔다.

또한 실제적으로 마이크로 스트립 안테나를 구현 할 때에는 외부로부터의 안테나 보호를 위해 레이돔(Radome)이나 덮개층을 씌우는 경우가 많고 또한 낮은 외부 온도로 인해 얼음층이 형성되는 경우도 생긴다. 이때 이러한 유전체 덮개층이 안테나의 특성에 영향을 미치게 된다. 특히 패치 안테나의 특성을 나타내는 요소 중에 하나인 공진 주파수는 안테

* 인하대학교 전자공학과(g9641095@inhavision.ac.kr)

** 초당대학교 정보통신과(orut@chodang.ac.kr)

*** 재능대학 전자통신과(syw527@mail.jnc.ac.kr)

**** 재능대학 정보통신과(smlee@mail.jnc.ac.kr)

논문번호 : 99049-1006

접수일자 : 1999년 10월 6일

나를 실제 제작할 때 대역폭 작다는 단점으로 인해 구동점을 찾기가 어려워 정확한 해석이 요구되며 많은 사람들에 의해 연구되어 졌다. 먼저, E.H. Newman^[1]은 벡터 포텐셜을 이용하여 각 모드에 따른 평판 마이크로 스트립 안테나의 공진점들을 구하였고, Weng C. Chew^[2]는 Radiation Damping이라는 개념을 도입, 파수영역 해석법을 이용하여 공진 주파수와 대역폭을 구하였다.

또한 외부의 환경적 위험인 비, 눈, 바람 등으로부터 안테나를 보호하기 위해서 마이크로스트립 구조 위에 덮개층(덮개층)을 씌우는 경우가 있는데 덮개층을 갖는 패치 안테나에 대한 복소 공진 주파수에 대한 많은 연구들이 행하여졌다. K.K.Wong^[3]은 마이크로 스트립 회로 상에서의 덮개층의 영향을 연구하였으며 A. Bhattacharyya^[4], K.M.Luk^[5], Jeon-Sheen Row^[6]등은 마이크로 스트립 패치 상에서의 덮개층의 영향을 고려하였다.

패치 안테나의 공진 주파수는 기판의 유전율과 층의 성질에 따라 크게 좌우되는 값으로서 등방성 매질의 기판인 경우에 대해서는 많은 연구가 이미 수행되어졌다. 또한 MMIC, MIC 등의 실제적인 기판들은 안테나들의 성능에 영향을 줄 수 있는 많은 양의 이방성 특성을 가지고 있으며^[7] 이들 매질의 사용이 회로나 안테나에 유익한 영향을 줄 가능성이 있기 때문에 일축성 기판의 매질에 따른 공진 주파수에 대한 연구도 진행되어 왔다. D.M. Pozar^[8]는 일축성 매질에서의 산란을 연구하였으며, Kin-Lu Wong^[9]는 일축성 매질에서의 공진에 대하여 연구하였다.

그러나 이방성 매질 위의 덮개층이 공진 주파수에 어떤 영향을 미치는지에 대해서 발표된 논문은 발표되지 않았다. 본 논문에서는 덮개층을 가진 일축성 매질 기판 위의 마이크로 스트립 패치 안테나에 대한 공진 주파수에 대해서 연구하였다. 기판의 유전율은 이방성의 특성을 나타내기 위해 텐서(tensor)로 표시되었고 그 위에 유전체 덮개층을 씌움으로서 외부의 위험한 환경으로부터 안테나를 보호하였다. 전자계의 해석은 파수 영역에서의 Green Function과 Galerkin's 모멘트 법을 사용하였고 사각 패치 위에 미지의 표면전류분포를 확장하기 위해 기저함수는 수렴속도가 빠른 Sinusoidal Function을 사용하였다. 해석 결과로부터 사각 마이크로 스트립 패치 안테나의 복소 공진 주파수에 대한 실수와 허수부분에 대한 덮개층의 영향을 나타내었고, 반 전력 대역폭에 대해서도 덮개층의 영향을 살펴

보았다.

II. 본론

1. 구조

덮개층을 가진 일축성 매질의 기판위에 사각형의 마이크로 스트립 패치가 있는 형태를 그림 1과 같이 나타내었다. 패치는 넓이가 b 이고 길이가 a 인 사각형의 형태를 가지고 있다. 비투자율이 1, 유전율 텐서가 $\overline{\epsilon}_1$ 이고 d 만큼의 두께를 갖는 기판이 존재하고 그 위에 두께 t , 비유전율이 ϵ_2 인 덮개층이 존재하고 덮개층 위에는 유전율이 ϵ_0 이고 투자율이 μ_0 인 자유공간이 존재한다.

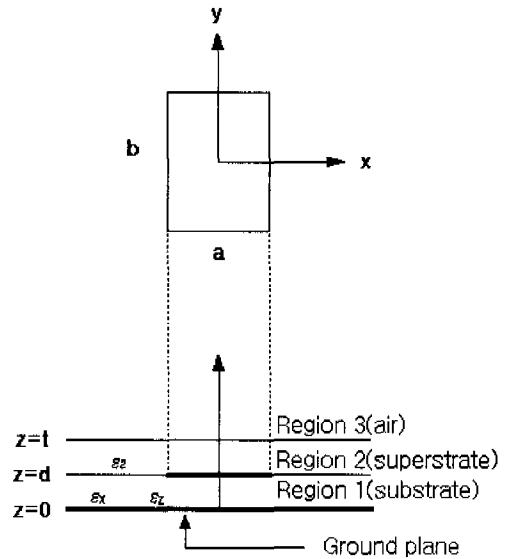


그림 1. 이방성 기판위의 덮개층을 가진 사각 패치 안테나의 구조

우선 이 경우의 파동방정식을 유도하면 다음의 과정과 같다. 유전율은 텐서이므로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\overline{\epsilon}_1 = \begin{bmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_x & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{bmatrix} \quad (1)$$

즉, $\epsilon_x = \epsilon_y$ 이며 ϵ_x 와 ϵ_z 은 비유전율 텐서로 구성된다.

맥스웰 방정식은 다음과 같다.

$$\nabla \times \overline{E} = -j\omega \mu_0 \overline{H} \quad (2-a)$$

$$\nabla \times \bar{H} = j\omega \overline{\epsilon_1} \bar{E} \quad (2-b)$$

따라서 일축성 특성을 가진 기관에서 독립된 각각의 \mathbf{E} , \mathbf{H} 에 대한 2계 편미분 방정식의 형태인 파동방정식은 다음과 같이 유도할 수 있다.

$$\nabla \times \nabla \times \bar{E} + \omega^2 \mu_0 \overline{\epsilon_1} \bar{E} = 0 \quad (3-a)$$

$$\nabla \times (\overline{\epsilon})^{-1} \cdot (\nabla \times \bar{H}) + \omega^2 \mu_0 \bar{H} = 0 \quad (3-b)$$

그리고 발산 정리($\nabla \cdot (\overline{\epsilon_1} \cdot \bar{E}) = 0$, $\nabla \cdot \bar{H} = 0$)를 이용하여 z-성분의 파동방정식은,

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + \frac{\epsilon_z}{\epsilon_x} \frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + \epsilon_x k_0^2 E_z = 0 \quad (4-a)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} + \epsilon_x k_0^2 H_z = 0 \quad (4-b)$$

이며, $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = 2\pi/\lambda$ 이다.

2. 파수영역의 Green's Function 유도

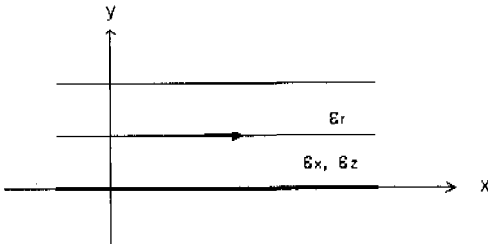


그림 2. 파수 영역상의 Green's Function을 유도하기 위한 제안된 매질에서의 무한 소 점전류원

위의 그림 2.는 파수 영역상의 Green's Function을 유도하기 위해 제안된 매질에서의 무한 소 점전류원의 형태이다. 즉 Green's Function은 점 전류원에 의한 전자계 응답을 의미하며 특정 전류원이 존재할 때의 전자계는 다음의 형태로 확장된다^[10].

$$\bar{E}(\bar{r}) = -j\omega \mu \iiint dV \bar{G}(\bar{r}, \bar{r}') \cdot \bar{J}(\bar{r}') \quad (5-a)$$

혹은

$$\bar{E}(\bar{r}) = -j\omega \mu \iint dS \bar{G}(\bar{r}, \bar{r}') \cdot \bar{J}(\bar{r}') \quad (5-b)$$

여기서 V는 체적, S는 면적을 의미하며 전류밀도가 유한한 평면에서 체적과 면적으로 존재할 경우

의 전계를 의미한다

푸리에 변환쌍을 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$E(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E^T(k_x, k_y, z) \exp(j(k_x x + k_y y)) dk_x dk_y \quad (6-a)$$

$$E^T(k_x, k_y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y, z) \exp(j(k_x x + k_y y)) dx dy \quad (6-b)$$

파수 영역에서 패치의 전류밀도 \vec{J}_x , \vec{J}_y 에 의한 전계는 다음과 같이 표현된다.

$$\bar{E}^T(k_x, k_y, z) = -j\omega \mu_0 \overline{G^T}(k_x, k_y, z, z') \cdot \bar{F}(k_x, k_y, z') \quad (7)$$

위 방정식에서 (x', y', z') 는 전류원의 위치를 나타내며, (x', y', z') 는 관측점을 의미한다. 또한 위 첨자 T는 푸리에 변환 후의 함수를 나타내는데 사용한다.

따라서 파수영역의 전자계는 다음의 Matrix로 표현된다.

$$\begin{bmatrix} E_x^T \\ E_y^T \\ E_z^T \end{bmatrix} = -j\omega \mu_0 \begin{bmatrix} G_{xx}^T & G_{xy}^T & G_{xz}^T \\ G_{yx}^T & G_{yy}^T & G_{yz}^T \\ G_{zx}^T & G_{zy}^T & G_{zz}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ 0 \end{bmatrix} \quad (8)$$

여기서 F_x , F_y 는 \vec{J}_x , \vec{J}_y 의 푸리에 변환쌍이며 \bar{G} 는 $z=a$ 에서의 Dyadic Green' Function을 나타낸다. 첨자 중 뒤의 첨자는 다이폴의 편파 방향, 앞의 첨자는 전계의 편파방향을 의미한다. 제안된 구조에서의 파수영역의 Dyadic Green 함수를 유도하기 위해서는 우선 z방향의 성분을 다음과 같은 식으로 놓고 경계조건을 이용하여 구한다^[11].

Region 3

$$\bar{E}_z = G \cdot \text{Exp}(-jk_2(z-t)) \quad (9-a)$$

$$\bar{H}_z = H \cdot \text{Exp}(-jk_2(z-t)) \quad (9-b)$$

Region 2

$$\bar{E}_z = C \cdot \text{Cos}(k_1(z-d)) + D \cdot \text{Sin}(k_1(z-d)) \quad (10-a)$$

$$\bar{H}_z = E \cdot \text{Cos}(k_1(z-d)) + F \cdot \text{Sin}(k_1(z-d)) \quad (10-b)$$

Region 1

$$\bar{E}_z = A \text{Cos}(k_b z) \quad (11-a)$$

$$\bar{H}_z = B \text{Cos}(k_a z) \quad (11-b)$$

z방향 성분을 이용한 x, y방향의 성분은 다음의 식으로 표현 할 수 있다.

$$\tilde{H}_x = \frac{jk_x}{\beta^2} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z - \frac{\omega \mu_0 k_y}{\beta} \tilde{E}_z \quad (12-a)$$

$$\tilde{E}_x = \frac{jk_x \epsilon_z}{\epsilon_x \beta^2} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z + \frac{\omega \mu_0 k_y}{\beta} \tilde{H}_z \quad (12-b)$$

$$\tilde{E}_y = \frac{jk_y \epsilon_z}{\epsilon_x \beta^2} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{E}_z - \frac{\omega \mu_0 k_x}{\beta} \tilde{H}_z \quad (12-c)$$

$$\tilde{H}_y = \frac{jk_y}{\beta^2} \frac{\partial}{\partial z} \tilde{H}_z + \frac{\omega \mu_0 k_x}{\beta} \tilde{E}_z \quad (12-d)$$

Dyadic Green 함수를 유도하기 위해서는 기관과 덮개층, 덮개층과 자유공간과의 경계조건을 만족시켜야 하며 구조내에서의 Dyadic Green 함수는 다음과 같이 표현 할 수 있다.

$$Q_{xx}^T = -\frac{j}{\omega \epsilon_0} \left[\frac{k_x^2 k_0 \sin(k_0 d)}{\beta^2 T_m} D_m + \frac{k_x^2 k_0^2 \sin(k_a d)}{\beta^2 T_e} D_e \right] \quad (13-a)$$

$$Q_{xy}^T = -\frac{j}{\omega \epsilon_0} \left[\frac{k_x k_y k_0 \sin(k_0 d)}{\beta^2 T_m} D_m + \frac{k_x k_y k_0^2 \sin(k_a d)}{\beta^2 T_e} D_e \right] \quad (13-b)$$

$$Q_{yy}^T = -\frac{j}{\omega \epsilon_0} \left[\frac{k_y^2 k_0 \sin(k_0 d)}{\beta^2 T_m} D_m - \frac{k_y^2 k_0^2 \sin(k_a d)}{\beta^2 T_e} D_e \right] \quad (13-c)$$

$$Q_{yx}^T = Q_{xy}^T \quad (13-d)$$

$$Q_{zz}^T = Q_{zz}^T = Q_{zz}^T = 0 \quad (13-e)$$

여기서

$$T_m = \cos(k_2 t) \cdot [\epsilon_1 k_3 \cos(k_0 d) + j k_0 \sin(k_0 d)] + j \sin(k_2 t) \times \left[\frac{\epsilon_x}{\epsilon_2} k_2 \cos(k_0 d) + j \frac{\epsilon_2 k_0 k_3}{k_2} \sin(k_0 d) \right]$$

$$T_e = \cos(k_2 t) \cdot [k_a \cos(k_a d) + j k_3 \sin(k_a d)] + j \sin(k_2 t)$$

$$\times \left[\frac{k_a k_3}{k_2} k_2 \cos(k_a d) + j k_2 \sin(k_a d) \right]$$

$$D_m = k_3 \cos(k_2 t) + j \frac{k_3}{k_2} \sin(k_2 t)$$

$$D_e = \cos(k_2 t) + j \frac{k_3}{k_2} \sin(k_2 t)$$

$$k_0 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$$

$$k_a = \epsilon_x k_0^2 - \beta^2$$

$$k_b = \epsilon_x k_0^2 - \epsilon_x \beta^2 / \epsilon_z$$

$$k_2 = \epsilon_2 k_0 - \beta^2$$

위의 식들을 이용하여 파수영역의 해를 공간영역의 전자계 해는 다음과 같은 전개 적분방정식을 얻을 수 있다.

$$\vec{E}_x = \vec{a}_x \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (Q_{xx}^T F_x + Q_{xy}^T F_y) \cdot \exp(jk_x + jk_y) dk_x dk_y \quad (14-a)$$

$$\vec{E}_y = \vec{a}_y \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (Q_{yx}^T F_x + Q_{yy}^T F_y) \cdot \exp(jk_x + jk_y) dk_x dk_y \quad (14-b)$$

3 Galerkin 모멘트 법

위의 방정식들은 Galerkin 모멘트 방법^[12]을 사용하여 해석된다. 이것은 미지의 표면 전류 성분 \vec{J}_s , \vec{J}_s 를 기준에 알고있는 기저함수들의 선형 급수 조합 형태로 표현하여 방정식을 이산화 시킨 후 가중치 함수를 곱해서 여러 개의 연립 방정식의 형태로 구성된 행렬 형태로 취하여 기저함수들의 미지 계수를 구해주는 방법이다. 전자계 현상 중 특정 구조물의 고유한 특성으로 인가된 전계값이 모두 자계로 변환되고 다시 이 자계값은 전계로 변환된다. 이러한 변화가 계속되어 외부의 유출 없이 그 값이 계속 저장되는 상태를 유지하게 되는데 이 때를 공진이라 하며 그 주파수를 공진 주파수라 한다. 위의 (14)식을 이용한 공진의 해석은 외부의 소스를 인가하지 않은 상태에서 0이 아닌 해를 갖는 경우로 구할 수 있는데 이는 [V] 행렬 값이 0임을 의미한다.

$$\begin{bmatrix} (Z_{mn}^{xx})_{N \times N} & (Z_{mn}^{xy})_{N \times M} \\ (Z_{mn}^{yx})_{M \times N} & (Z_{mn}^{yy})_{M \times M} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} (I_{mn})_{N \times 1} \\ (I_{ym})_{N \times 1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (15)$$

여기서

$$Z_{mn} = \int_S \vec{J}_m \cdot \vec{E}_n ds = \frac{jZ_0}{4\pi^2 k_0^2} \iint F_m^* \cdot \vec{Q}^T \cdot F_n dk_x dk_y$$

$$V_{mn} = - \int_S \vec{J}_m \cdot \vec{E}_{source} ds = - \frac{jZ_0}{4\pi^2 k_0^2} \iint (Q_{xx}^T \hat{x} + Q_{zy}^T \hat{y}) \cdot F_m \cdot \text{Exp}(jk_x x_p + jk_y y_p) dk_x dk_y$$

이다.

즉 위 식은 Non-trivial Solution을 가져야 하며

이는 역행렬이 0 임을 의미한다. 이 시스템 방정식의 함수형태는 방사 손실을 고려한, 허수부분을 포함하는 값을 가질 수 있다. 즉 해는 $f+if$ 의 형태이며 j 는 공진 주파수를 의미하며, f 은 대역폭을 의미한다.

III. 전사 모의 실험 결과 및 검토

미지의 전류분포를 표현하기 위한 기저함수는 다음과 같은 정현적 기저함수로 결정하였다.

$$J_{xm} = \sin\left[-\frac{b\pi}{a}\left(x + \frac{a}{2}\right)\right] \cos\left[\frac{a\pi}{b}\left(y + \frac{b}{2}\right)\right] \quad (16-a)$$

$$J_{ym} = \sin\left[-\frac{a\pi}{b}\left(y + \frac{b}{2}\right)\right] \cos\left[\frac{b\pi}{a}\left(x + \frac{a}{2}\right)\right] \quad (16-b)$$

주파수를 구하기 위해서는 위의 (15)식의 행렬 성분에 대한 적분을 계산해야 한다. 하지만 위의 식을 적분하기 위해서는 몇 가지의 문제점이 발생하는데 그 중 하나는 무한 구간의 이중적분이고 또 하나는 적분구간 내의 불연속이다. 우선 무한 이중적분을 다음과 같은 극 좌표계로 변환하여 하나의 유한적분과 하나의 무한적분으로 바꿀 수 있다.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x dk_y = \int_0^{+\infty} \int_0^{2\pi} \beta da db \quad (17)$$

또한 a 의 0에서 2π 까지 적분은 0에서 $\pi/2$ 까지 적분식의 곱의 형태로 변환 할 수 있다^[14]. 여기서 무한적분은 약 $70 \sim 100k_0$ 정도에서 수렴값을 얻을 수 있으며 Gaussian Quadrature를 이용하여 전산모의 실험을 수행하였다^[13].

Dyadic Green's Function에서 T_e 와 T_m 이 0인 점 즉, 표면과 극점이 생겨 적분구간 내에 해석상의 불연속점이 생긴다. 따라서 위의 적분을 하기 위해서는 pole 점을 피해야 하는데 그간의 논문들에서는 유수 정리를 많이 이용해왔으나 이 방법은 pole점들을 찾아야 하고 만약 pole점이 많이 존재한다면 해석이 복잡해지는 단점이 있다. 이러한 단점을 보완하기 위해 본 논문에서는 적분경로의 변환을 이용하였다. 그림 3은 pole점이 있는 실수축을 피해 적분하는 경로를 나타내고 있다. 적분경로를 허수축으로 이동시켜 적분함으로써 pole점의 일정량 위에서 적분을 하기 때문에 극점에 관계없이 적분할 수 있

어 수치해석이 간단해 진다.^[2]

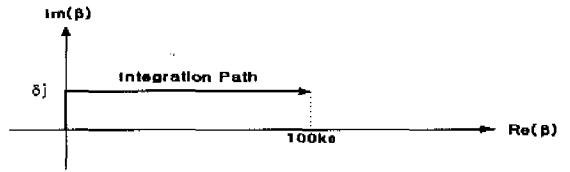


그림 3. Sinusoidal basis function의 복소 평면상에서의 적분경로

이 때 δ 의 선택은 오차와 수렴속도에 따라서 결정되어야 한다. δ 가 작아지면 계산속도가 느려지며, 반대로 δ 가 커지면 오차가 커지게 된다. 또한 이 적분법에서는 패치 기판의 두께가 파장에 비해서 크면, 즉 전기적 두께가 커지면 상대적으로 오차가 발생하게 된다^[14].

각각의 결과는 마이크로 스트립 패치 안테나의 주 모드인 TM_{01} 모드 일 때의 값이다. 또한 기저함수의 전류밀도 분포는 $N=M=1$ 인 두 개의 sinusoidal 기저함수를 이용하여 구한 값이며, 여러 가지 고차모드를 고려한 값과 그 결과 값에서 일치하며, 계산 속도에서도 빠르게 수렴한다^[8].

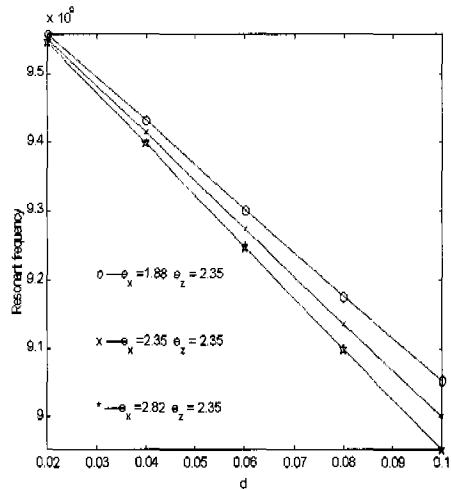


그림 4. $a=1.5\text{ cm}$ $b=1\text{ cm}$ 기판의 유전율과 두께에 따른 공진 주파수

그림 4는 Patch의 크기가 $a=1.5\text{ cm}$, $b=1\text{ cm}$ 일 때 기판 두께의 변화에 따른 공진 주파수를 나타내고 있다. 위의 그림에서 보듯이 기판 두께가 커질수록 공진 주파수는 두께의 증가에 따라 선형적으로 감소하는 것을 볼 수가 있다. 또한 기판의 두께가 일정하다고 할 때 음 일축성 매질일 때와 양 일

축성 매질일 때, 등방성 매질일 때의 공진 주파수와 대역폭은 각각 약간의 차이가 있다는 것을 볼 수 있다. 즉, 등방성을 기준으로 양 일축성 매질일 때 공진 주파수가 증가하며 음 일축성 매질일 때 공진 주파수가 약간 감소하는 것을 볼 수 있다. 또한 기판의 두께 변화에 따른 공진의 변화가 크다는 것을 볼 수 있으며 이는 실제 제작할 때 가장 먼저 고려할 사항이 기판의 두께에 따른 전기적 특성이라는 점을 증명해 준다.

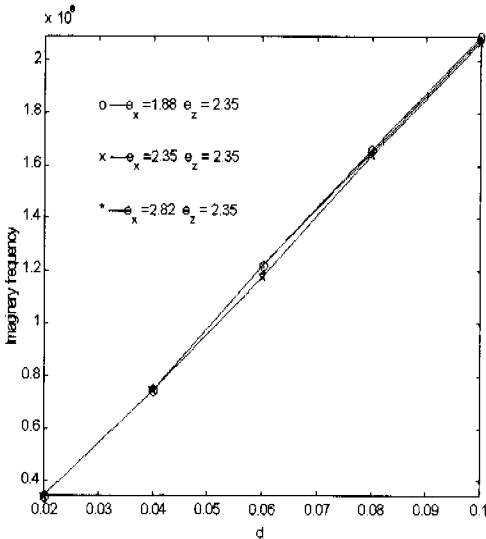


그림 5. $a=1.5\text{ cm}$, $b=1\text{ cm}$ 기판의 유전율과 두께에 따른 허수 공진 주파수(대역폭)

그림 5는 그림 4와 같은 경우의 대역폭을 나타내는 그림이다. 기판의 두께가 증가할 수록 공진 주파수가 선형적으로 감소하는 반면, 대역폭은 선형적으로 증가하는 것을 알 수 있으며, 또한 두께가 일정하다고 했을 때 양 일축성 매질에서의 대역폭이 등방성의 경우보다 약간의 증가가 있고 음일축성의 경우에 약간의 감소가 있음을 알 수 있으나 커다란 차이는 나지 않았다. 대역폭의 경우 마이크로 스트립 패치의 동작 범위를 결정 짓는 특성으로서 실제 안테나를 제작할 때 정확한 동작점을 설계하기는 힘들다. 따라서 대역폭의 범위 안에서의 동작점이 결정되어야 한다.

그림 6은 마이크로 스트립 패치의 크기가 $a=6\text{ cm}$, $b=5\text{ cm}$ 이고 등방성 매질을 기판으로 사용할 경우 덮개층의 유전율과 두께를 변화시킬 때의 공진 주파수와 대역폭이다. 덮개층의 두께가 늘어나면 공진 주파수는 낮아지며, 대역폭은 일정두께까지는 약간 낮거나 변화가 없지만 그 이상의 두께

를 주면 대역폭이 늘어나는 것을 볼 수 있다. 그러나 덮개층의 두께가 증가할수록 표면파가 늘어나므로 유전체 내의 손실이나 가장자리에서의 방사 등으로 인해 전력효율이나 방사 패턴 등에 악영향을 미치므로 일정한 덮개층까지만을 사용하는 것이 바람직하다고 볼 수 있다. 두께가 같고 덮개층의 유전율을 다르게 할 경우 유전율이 작을 때 공진 주파수는 증가하며 대역폭은 감소한다.

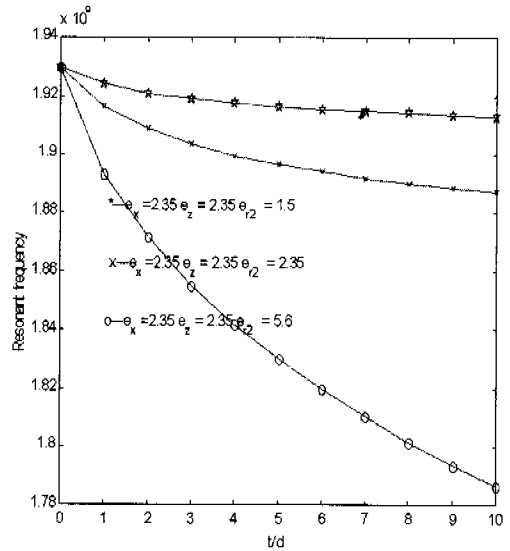


그림 6. (a) $a=6\text{ cm}$, $b=5\text{ cm}$ 일때의 덮개층의 유전율과 두께에 따른 공진 주파수

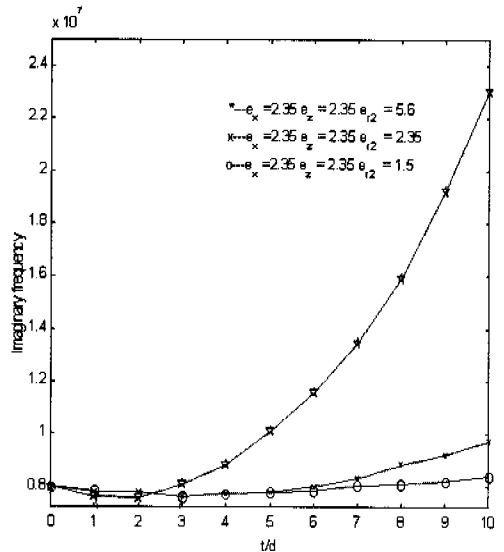


그림 6. (b) $a=6\text{ cm}$, $b=5\text{ cm}$ 일때의 덮개층의 유전율과 두께에 따른 대역폭

이 큰 것을 알 수 있다.

VI. 결론

본 논문에서는 패치 안테나의 정확한 구동점을 구하기 위한 공진을 해석하기 위해서 파수영역의 Green 함수와 Galerkin 모멘트 법을 이용하여 실제 MMIC 나 MIC에서 쓰이는 일축성 기판에서의 공진을 연구하였으며, 안테나의 보호층면을 고려한 유전체 덮개층에 의한 공진의 변화의 연구 또한 수행되었다. 기판, 덮개층의 두께가 증가할수록 공진 주파수는 감소하고 대역폭은 증가하는 것을 알 수 있었으며, 양 일축성 매질에서 등방성의 경우보다 공진 주파수가 증가하고 대역폭이 증가하는 것을 알 수 있었다. 반대로 음일축성 매질의 경우 등방성보다 공진 주파수는 감소하고 대역폭 또한 감소하는 것을 알 수 있었다.

참고 문헌

- [1] E.H. Newman and D.Forrai, "Scattering from a Microstrip Patch", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-38, pp.973-981, 1987
- [2] Weng C. Chew and Qinghuo Liu, "Resonance Frequency of a Rectangular Microstrip Patch", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol 36, pp.1045-1988, 1988
- [3] K.K.Wong, W.S.Chen, and W.L.Huang, "The absorption and coupling of an electromagnetic wave incident of a microstrip circuit with superstrate," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. EMC-34, pp.17-21, 1992
- [4] A. Bhattacharyya and T.Tralmon, "Effects of dielectric superstrate on Patch antenna," *Electron. Lett.*, vol. 24, pp. 356-358, 1988
- [5] K.M.Luk, W.Y.Tam and C.L.Yip, "Analysis of circular microstrip antennas with superstrate", *IEE Proc.*, vol. 136, pt. H, pp. 261-263, 1989
- [6] Jeen-Sheen Row, "Resonance in a Superstrate Loaded Rectangular Microstrip Structure," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-8, pp.1349-1354, August, 1993
- [7] N. G. Alexopoulos, "Integrated-Circuit Structure on anisotropic substrate," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-33,

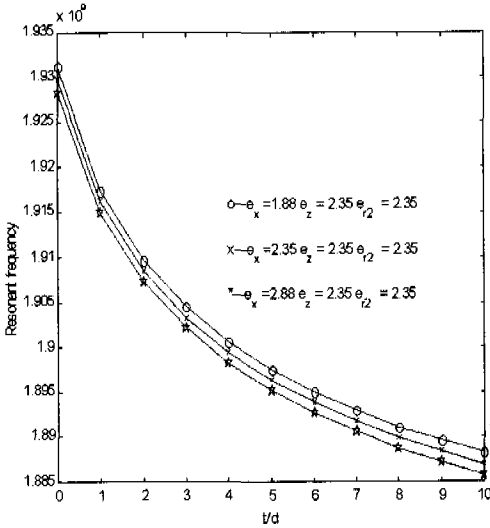


그림 7 (a). $a=6\text{cm}$ $b=5\text{cm}$ 일 때 기판과 덮개층의 매질과 덮개층의 두께에 따른 공진주파수

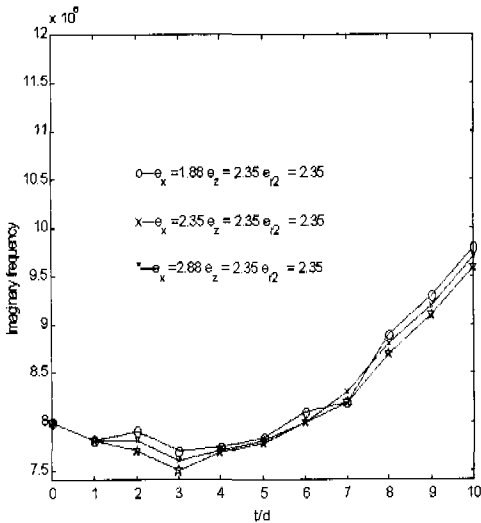


그림 7 (b). $a=6\text{cm}$ $b=5\text{cm}$ 일 때 기판과 덮개층의 매질과 덮개층의 두께에 따른 대역폭

그림 7은 $a=6\text{cm}$ $a=5\text{cm}$ 일 때 기판과 덮개층의 매질과 덮개층의 두께에 따른 공진 주파수와 대역폭을 나타내고 있다. 위의 그림 4~7에서 나타낸 것처럼 기판이 음 일축성 매질일 때와 양 일축성 매질일 때, 등방성 매질일 때의 공진 주파수와 대역폭은 각각 약간의 차이가 나타나는 것을 볼 수 있다. 덮개층의 두께에 따른 변화는 두께가 증가할수록 공진 주파수는 감소하고 대역폭은 약간 증가하는 것을 볼 수 있다. 그러나 덮개층의 변화에 따른 특성의 변화보다는 기판의 두께에 따른 변화의 폭

