

# Ku/C 밴드 변형된 사각 루프 주파수 선택 반사기 특성 해석

## Analysis of Characteristics of Ku/C Band Modified Square Loop Frequency Selective Surface

노행숙 · 이동진 · 최학근

Haeng-Sook Roh · Dong-Jin Lee · Hak-Keun Choi

### 요 약

본 논문에서는 이중통신용 안테나 시스템을 위한 변형된 사각 루프 주파수 선택 반사기를 제안하고, 그 특성을 해석하였다. 변형된 사각 루프 주파수 선택 반사기를 해석함에 있어서 유전체의 영향과 주기적 배열구조임을 고려하기 위하여 파수 영역 방법(Spectral Domain Method)과 Floquet 이론을 도입하였으며, 수치해석 방법으로는 rooftop basis function을 이용한 모멘트법을 적용하였다. 해석결과로는 기존의 사각 루프와 변형된 사각 루프의 전송 특성을 비교하였으며, 변형된 사각 루프의 경우 입사각과 편파 변화에 따른 전송 특성도 제시하였다. 수치해석 방법의 타당성을 검증하기 위해 변형된 사각 루프 주파수 선택 반사기를 실제 제작 및 측정하여 수치해석 결과와 비교하였다. 측정결과는 수치해석 결과와 비교적 잘 일치함을 보였다.

### Abstract

In this paper, modified square loop frequency selective surface for dualband communication antenna systems is proposed, and the scattering characteristics is discussed. The analysis for the problem of scattering by periodic structures with a dielectric slab is formulated using the spectral-domain immittance approach and Floquet's theorem. The method of moments which uses rooftop subdomain basis function is employed to solve the equations. Numerical results include the comparison between the transmission characteristics of general square loop and that of modified square loop. Also, the transmission characteristics of modified square loop for arbitrary incident angle and polarization is presented. To verify analysis results, modified square loop frequency selective surface was fabricated and the calculated results were compared with the measured results. The measured results showed good agreement with the calculated results.

### I. 서 론

주파수 선택 반사기(FSS: Frequency Selective Surface)는 도전된 패치나 그와 상보적인 특성을 갖는 슬롯 소자들로 구성된 주기적 배열구조로서 최근 몇 년 동안 다중 통신을 위한 안테나 시스템이나 레이돔(radome), 편파기, 그밖에 마이크로웨이브 오븐

(microwave oven) 등의 안테나와 마이크로파 응용 분야에 널리 이용되고 있다<sup>[1]-[3]</sup>. 주파수 필터와 같은 특성을 갖는 FSS는 배열소자의 형태에 따라 특정 주파수는 반사하고 그 밖의 주파수는 투과하거나, 또는 그 반대의 특성을 갖기도 한다. 이러한 FSS의 성능과 특성은 배열소자의 모양에 의해 결정되는데 그 종류로는 십자형 다이폴, 다이폴, 사각형

단국대학교 전자공학과(Dept. of Electronics Eng., Dankook Univ.)

· 논문 번호 : 990709-057

· 수정완료일자 : 1999년 9월 13일

또는 원형 패치, 사각 루프나 원형 루프 등이 있으며 그 중에서 설계가 용이하고, 입사각 변화에 따른 전송 특성 변화가 적으며, 대역폭도 비교적 넓은 사각 루프 형태가 가장 일반적으로 쓰인다<sup>[1]-[4]</sup>.

본 논문에서는 이러한 사각 루프 FSS의 변형된 형태를 제안한다. 이 변형된 사각 루프 FSS는 루프 폭이 균일하지 않은 모양을 가지며, 그로 인하여 루프 폭이 균일한 기존 사각 루프 FSS와는 다른 특성을 보일 것이다. 따라서 본 논문에서는 C, Ku 주파수 대역에서 사용할 수 있는 변형된 사각 루프 FSS의 전송 특성을 해석하고, 기존 사각 루프 FSS와 비교하고자 한다. 변형된 사각 루프 FSS를 해석함에 있어서 유전체의 효과와 주기적 배열구조임을 고려하기 위해 파수 영역 이미턴스 방식(Spectral-domain immittance approach)<sup>[6]</sup>과 Floquet 이론<sup>[3],[5]</sup>을 도입하고, 수치해석 방법으로는 rooftop basis function을 이용한 모멘트법(Moment method)<sup>[3]</sup>을 적용한다. 수치해석 결과로는 기존 사각 루프와 변형된 사각 루프 FSS에 대한 전송 특성을 비교하며, 변형된 사각 루프 FSS의 입사각과 편파 변화에 따른 전송 특성에 대해서도 고찰한다.

본 논문에서 제안한 FSS의 수치해석 결과의 타당성을 검증하기 위해 C, Ku 주파수 대역에서 사용할 수 있는 사각 루프 배열구조를 kapton film 위에 에칭하고, 이를 honeycomb 층에 부착함으로써 실제 제작을 통하여 그 성능을 측정하고, 수치해석 결과와 비교, 검토한다.

## II. FSS의 이론적 해석

### 2-1 변형된 사각 루프 FSS의 구조와 입사 전자계

그림 1은 변형된 사각 루프 패치 형태를 배열소자로 갖는 FSS의 구조이다. 그림 1에서 FSS는  $x, y$  방향으로  $T_x, T_y$ 의 주기를 가지며, 평평한 유전체 위에 완전 도체 루프의 무한 배열이 놓여있는 형태이다. 이때 유전체의 두께는  $d$ 이고, 비유전율은  $\epsilon_r$ 이다. 여기서 변형된 사각 루프 구조의 격자 크기는 FSS의 특성을 결정짓는 데 매우 중요하다. 즉, 배열 이론(Array theory)에 의해 격자 크기가 필요

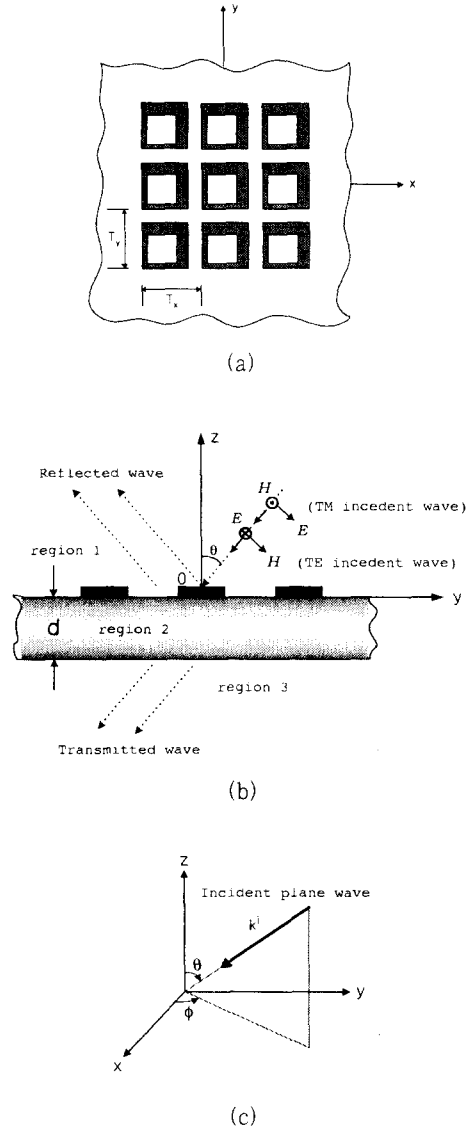


그림 1. 변형된 사각 루프 FSS의 구조와 좌표계  
(a) 윗면, (b) 단면, (c) 좌표계

Fig. 1. Geometry and coordinate system of modified square loop FSS. (a) Top view, (b) Side view, (c) Coordinate system.

이상으로 큰 경우 고차의 Floquet 모드가 발생하여 원하지 않는 방향으로 Grating lobe가 생긴다. 이 현상은 입사각이 커짐에 따라 더욱 증가하기 때문에 이를 피하기 위해서  $T_x$  (or  $T_y$ )/ $\lambda_0 < 1/2$  (여기서  $\lambda_0$ 는 공진 파장) 정도로 설계하는 것이 Grating lobe의 발생과 에너지 낭비를 방지하기 위해 적당하다<sup>[3]</sup>.

그림 1(c)에 의하여 FSS에 입사하는 입사파는  $(\theta^i, \phi^i)$  각도의 평면파라 가정하며,  $z$  방향에 대하여 횡단면 전계 성분(TE편파)과 자계 성분(TM편파)으로 나눌 수 있다.

먼저 그림 1(b)에 의하면 TE편파가 입사하는 경우 입사 전계는 입사면에 수직이므로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\mathbf{E}^i(x, y, z) = E_0(-\hat{\mathbf{x}}\sin\phi^i + \hat{\mathbf{y}}\cos\phi^i) \cdot e^{j(k_x x + k_y y + k_z z)} \quad (1)$$

그리고 식 (1)의 결과식과 전자계 관계식을 이용하면 입사자계는

$$\begin{aligned} \mathbf{H}^i(x, y, z) &= \frac{1}{\eta} \mathbf{n} \times \mathbf{E}^i \\ &= H_0(\hat{\mathbf{x}}\cos\theta^i\cos\phi^i + \hat{\mathbf{y}}\cos\theta^i\sin\phi^i \\ &\quad - \hat{\mathbf{z}}\sin\theta^i)e^{j(k_x x + k_y y + k_z z)} \end{aligned} \quad (2)$$

이 된다. 여기서,  $k_x^i = k_0 \sin\theta^i \cos\phi^i$ ,  $k_y^i = k_0 \sin\theta^i \sin\phi^i$ ,  $k_z^i = k_0 \cos\theta^i$  이고,  $k_0$ 는 자유공간의 파수로서  $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$ 이며,  $\mathbf{n}$ 은 전파방향 단위벡터,  $\eta$ 는 region 1의 파동임피던스이고,  $E_0$ ,  $H_0$ 는 각각 입사 전자계의 크기를 나타낸다.

다음으로 TM편파가 입사하는 경우에 입사전계는 입사면에 평행하며, 이를 이용하면 전자계는

$$\mathbf{E}^i(x, y, z) = E_0(\hat{\mathbf{x}}\cos\theta^i\cos\phi^i + \hat{\mathbf{y}}\cos\theta^i\sin\phi^i - \hat{\mathbf{z}}\sin\theta^i)e^{j(k_x x + k_y y + k_z z)} \quad (3)$$

$$\mathbf{H}^i(x, y, z) = H_0(\hat{\mathbf{x}}\sin\phi^i - \hat{\mathbf{y}}\cos\phi^i) \cdot e^{j(k_x x + k_y y + k_z z)} \quad (4)$$

이 된다.

### 2-2 적분 방정식

FSS에 대한 전자계 산란 문제를 공식화하기 전에 FSS 표면상의 사각 루프는 완전 도체라고 가정한다. 이를 토대로 본 절에서는 입사된 전자계에 의해 FSS 표면에 유기된 표면 전류와 산란된 전자계의 관계를 구한다.  $x-y$ 평면상에 놓인 도체 루프

중 먼저 단일 셀 내에 있는 하나의 루프에 대한 산란전계는 다음과 같이 나타낼 수 있다<sup>[3],[7]</sup>.

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} E_x^s \\ E_y^s \end{bmatrix} &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{j\omega\epsilon} \\ &\cdot \begin{bmatrix} k_0^2 - k_x^2 & -k_x k_y \\ -k_x k_y & k_0^2 - k_y^2 \end{bmatrix} \\ &\cdot \hat{\mathbf{G}} \begin{bmatrix} J_x \\ J_y \end{bmatrix} e^{jk_x x} e^{jk_y y} e^{\mp jk_z z} dk_x dk_y \end{aligned} \quad (5)$$

여기서,  $E_x^s$ ,  $E_y^s$ 는 산란전계의 접선성분,  $G$ 는 자유공간의 그린함수,  $J_x$ ,  $J_y$ 는 도체 상에 유기된 표면 전류성분이고,  $\hat{\mathbf{G}}$ ,  $J_x$ ,  $J_y$ 는 각각의 푸리에 변환값이며,  $e^{\mp jk_z z}$ 의  $(-)$ 부호는  $z > 0$ 인 영역,  $(+)$ 부호일 때는  $z < -d$ 인 영역에서의 산란전계임을 의미한다.

그림 1(b)와 같이 FSS가 무한 배열구조이고, FSS의 한 면에 유전체가 부착된 경우에 식 (5)는 변형되어야 한다. 즉, 식 (5)의 행렬식 내에 있는 그린함수는 파수 영역 이미턴스 방식에 의해 다음 식과 같은 새로운 형태의 스펙트럴 다이아드 그린함수(Spectral dyadic green function)<sup>[2],[3]</sup>로 변형할 수 있다.

$$\begin{bmatrix} \tilde{G}_{xx} & \tilde{G}_{xy} \\ \tilde{G}_{yx} & \tilde{G}_{yy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}^{TE} \sin^2\theta + \tilde{Z}^{TM} \cos^2\theta \\ (\tilde{Z}^{TM} - \tilde{Z}^{TE}) \cos\theta \sin\theta \\ (\tilde{Z}^{TM} - \tilde{Z}^{TE}) \cos\theta \sin\theta \\ \tilde{Z}^{TM} \sin^2\theta + \tilde{Z}^{TE} \cos^2\theta \end{bmatrix} \quad (6)$$

여기서,  $\sin\theta = \frac{k_y}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}$ ,  $\cos\theta = \frac{k_x}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}$  이고,  $z > 0$ 인 영역에 대한  $\tilde{Z}^{TE}$  와  $\tilde{Z}^{TM}$  값은 전송선로 등가 모델<sup>[6]</sup>을 통하여 다음과 같은 결과를 얻을 수 있다.

$$\tilde{Z}^{(TE)} = \frac{\omega\mu_0(k_1 - jk_2 \cot k_2 d)}{k_1^2 + k_2^2 - 2jk_1 k_2 \cot k_2 d} \quad (7)$$

$$\tilde{Z}^{(TM)} = \frac{k_1 k_2 (\epsilon_r k_1 + jk_2 \tan k_2 d)}{\omega\epsilon_0 \{2\epsilon_r k_1 k_2 + j \tan k_2 d (k_2^2 + \epsilon_r^2 k_1^2)\}} \quad (8)$$

그리고 식 (7), (8)을 식 (6)에 대입하면  $z > 0$  인 영역의 그린함수<sup>[7]</sup>는

$$\begin{aligned} \widetilde{G}_{xx}^r(k_x, k_y) = & -\frac{Z_0}{k_0\chi^2} \\ & \cdot \left( \frac{jk_1k_2k_x^2}{\varepsilon_r k_1\Gamma_1 - jk_2} + \frac{k_0^2k_y^2}{jk_2\Gamma_2 - k_1} \right) \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \widetilde{G}_{xy}^r(k_x, k_y) = \widetilde{G}_{yx}^r = & -\frac{Z_0}{k_0\chi^2} \\ & \cdot \left[ \frac{jk_1k_2k_xk_y}{\varepsilon_r k_1\Gamma_1 - jk_2} - \frac{k_0^2k_xk_y}{jk_2\Gamma_2 - k_1} \right] \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \widetilde{G}_{yy}^r(k_x, k_y) = & -\frac{Z_0}{k_0\chi^2} \\ & \cdot \left[ \frac{jk_1k_2k_y^2}{\varepsilon_r k_1\Gamma_1 - jk_2} + \frac{k_0^2k_x^2}{jk_2\Gamma_2 - k_1} \right] \end{aligned} \quad (11)$$

이 된다. 여기서,  $\chi^2 = k_x^2 + k_y^2$ ,  $k_1^2 = k_0^2 - \chi^2$ ,  $k_2^2 = \varepsilon_r k_0^2 - \chi^2$ 이고,  $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ 는 자유공간 임피던스이며,  $\Gamma_1, \Gamma_2$ 는 각각 다음과 같다.

$$\Gamma_1(k_x, k_y) = \frac{\varepsilon_r k_1 \sin k_2 d - jk_2 \cos k_2 d}{\varepsilon_r k_1 \cos k_2 d + jk_2 \sin k_2 d} \quad (12)$$

$$\Gamma_2(k_x, k_y) = \frac{k_1 \cos k_2 d + jk_2 \sin k_2 d}{k_1 \sin k_2 d - jk_2 \cos k_2 d} \quad (13)$$

다음으로  $z < -d$ 인 영역에서의 산란전계가 도체 상에 유기된 전류로부터 거리  $d$ 만큼 떨어져 있음을 고려하면, 이 영역의  $\widetilde{Z}^{TE}$ 와  $\widetilde{Z}^{TM}$ 은 다음과 같이 된다<sup>[3],[6]</sup>.

$$\widetilde{Z}^{(TE, TM)} = \widetilde{Z}^{r(TE, TM)} \cdot Y_{transfer}^{TE, TM} \quad (14)$$

단,

$$\begin{aligned} Y_{transfer}^{TE, TM} \\ = \frac{Y_d^{TE, TM}}{Y_d^{TE, TM} \cosh \gamma_2 d + Y_0^{TE, TM} \sinh \gamma_2 d} \end{aligned} \quad (15)$$

이며, 식 (15)에서  $Y_d^{TE, TM}$ 는  $TE, TM$ 편파일 경우에 대한 각각의 매질의 특성 어드미턴스,  $Y_0^{TE, TM}$ 는 자유공간의 특성 어드미턴스이며,  $\gamma = \sqrt{\chi^2 - \varepsilon_r \mu_r k_0^2}$ 에 의해  $\gamma_2 = jk_2$ 이다.

식 (6)에 식 (14)의 결과식을 대입하면  $z < -d$

영역의 그린함수는

$$\begin{aligned} \widetilde{G}_{xx}^r(k_x, k_y) = & \frac{-Z_0}{k_0\chi^2} \left( \frac{jk_1k_2k_x^2}{\varepsilon_r k_1\Gamma_1 - jk_2} \right. \\ & \cdot Y_{transfer}^{TM} + \left. \frac{k_0^2k_y^2}{jk_2\Gamma_2 - k_1} \cdot Y_{transfer}^{TE} \right) \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \widetilde{G}_{xy}^r(k_x, k_y) = \widetilde{G}_{yx}^r(k_x, k_y) = & \frac{-Z_0}{k_0\chi^2} \\ & \cdot \left( \frac{jk_1k_2k_xk_y}{\varepsilon_r k_1\Gamma_1 - jk_2} \cdot Y_{transfer}^{TM} \right. \\ & \left. - \frac{k_0^2k_xk_y}{jk_2\Gamma_2 - k_1} \cdot Y_{transfer}^{TE} \right) \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \widetilde{G}_{yy}^r(k_x, k_y) = & \frac{-Z_0}{k_0\chi^2} \left( \frac{jk_1k_2k_y^2}{\varepsilon_r k_1\Gamma_1 - jk_2} \right. \\ & \cdot Y_{transfer}^{TM} + \left. \frac{k_0^2k_x^2}{jk_2\Gamma_2 - k_1} \cdot Y_{transfer}^{TE} \right) \end{aligned} \quad (18)$$

이 된다.

FSS가 무한한 주기 배열이라고 가정하면 패치 상의 전류분포는 아래와 같으며

$$J_s(x, y) = j(x, y) e^{j(k_x x + k_y y)} \quad (19)$$

Floquet 이론에 따라  $j(x, y)$ 는 2차원 주기 함수가 되고, 푸리에 급수에 의해 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$j(x, y) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \widetilde{j}_{pq} e^{j(k_{xp}x + k_{yq}y)} \quad (20)$$

여기서

$$\begin{aligned} \widetilde{j}_{pq} = & \frac{1}{T_x T_y} \int \int_{S_p} j(x', y') e^{-j(k_{xp}x' + k_{yq}y')} \\ & \cdot dx' dy' \end{aligned} \quad (21)$$

이며,  $k_{xp} = 2\pi p/T_x$ ,  $k_{yq} = 2\pi q/T_y$ 이고,  $S_p$ 는 단위 셀 내의 패치영역을 의미한다.

식 (19)~(21)을 식 (5)에 대입하고, 덧셈과 적분의 순서를 바꾸어 계산하면 다음과 같은 패치 전류에 의한 산란전계를 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} E_i^s(x, y, z) = & - \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \widetilde{G}(k_{xp}, k_{yq}) \\ & \cdot \widetilde{j}_{pq} e^{j(k_{xp}x + k_{yq}y - k_{z,p}z)} \end{aligned} \quad (22)$$

여기서  $\widehat{G}(k_{xp}, k_{yq}) = \widehat{x}\widehat{x} \widehat{G}_{xx} + \widehat{x}\widehat{y} \widehat{G}_{xy} + \widehat{y}\widehat{x} \widehat{G}_{yx} + \widehat{y}\widehat{y} \widehat{G}_{yy}$  이고,  $\widehat{G}_{xx}$ ,  $\widehat{G}_{xy}$ ,  $\widehat{G}_{yx}$ ,  $\widehat{G}_{yy}$ 의 값들은 식 (9)~(11)과 식 (16)~(18)의  $k_x$ ,  $k_y$  대신  $k_{xp} = k_{xp} + k_x^i$ ,  $k_{yp} = k_{yp} + k_y^i$ ,  $k_{zpq} = \sqrt{k_0^2 - k_{xp}^2 - k_{yp}^2}$  를 대입하여 얻을 수 있다. 식 (22)를 이용하여  $z=0$ 인 도체 표면에서 경계조건을 적용하면

$$\begin{aligned} & \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \widehat{G}^R(k_{xp}, k_{yq}) \cdot \tilde{j}_{pq} e^{j(k_{xp}x + k_{yq}y)} \\ &= -\mathbf{E}_i^i(x, y, 0) - \mathbf{E}_i^r(x, y, 0) \\ &= -(1+R) \mathbf{E}_i^i(x, y, 0) \end{aligned} \quad (23)$$

이 된다. 여기서  $\widehat{G}^R(k_{xp}, k_{yq}) = -\widehat{G}^r(k_{xp}, k_{yq})$  이고,  $R$ 은 반사계수이다.

### 2-3 모멘트법 적용

앞 절에서 구한 적분 방정식에 rooftop basis function<sup>[3]</sup>을 도입하고, 모멘트법을 적용하면 패치 전류와 산란 전자계를 구할 수 있다. 패치 전류를 구하기 위해서는 먼저 한 주기 영역을  $\Delta x \times \Delta y$ 의 크기를 갖는  $M \times N$ 개의 작은 사각형 미소 셀로 나누고, 패치 전류를 다음과 같은 rooftop basis function을 사용하여 전개한다.

$$j_x(x, y) = \sum_{m=-M/2}^{M/2-1} \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} j_{xmn} \Lambda_{m+1/2}(x) \cdot \Pi_n(y) \quad (24)$$

$$j_y(x, y) = \sum_{m=-M/2}^{M/2-1} \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} j_{ymn} \Pi_m(x) \cdot \Lambda_{n+1/2}(y) \quad (25)$$

여기서  $\Lambda_m$ ,  $\Pi_m$ 는

$$\Lambda_m(x) = \begin{cases} 1 - |x - m\Delta x| / \Delta x, & |x - m\Delta x| < \Delta x \\ 0, & |x - m\Delta x| > \Delta x \end{cases} \quad (26)$$

$$\Pi_m(x) = \begin{cases} 1, & |x - m\Delta x| < \Delta x / 2 \\ 0, & |x - m\Delta x| > \Delta x / 2 \end{cases} \quad (27)$$

이고,  $j_{mn} = \widehat{x}j_{xmn} + \widehat{y}j_{ymn}$ 은 전개함수의 미지 계수이다.

식 (24), 식 (25)에 대한 푸리에 변환을 식 (23)에 대입하고, 행렬식으로 표현하면

$$\begin{aligned} & \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} \widehat{G}_{xx}^R(k_{xp}, k_{yq}) & \widehat{G}_{xy}^R(k_{xp}, k_{yq}) \\ \widehat{G}_{yx}^R(k_{xp}, k_{yq}) & \widehat{G}_{yy}^R(k_{xp}, k_{yq}) \end{bmatrix} \\ & \cdot \begin{bmatrix} \tilde{j}_{xpq} \\ \tilde{j}_{ypq} \end{bmatrix} e^{j(k_{xp}x + k_{yq}y)} \\ &= -(1+R) \begin{bmatrix} E_x^i \\ E_y^i \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (28)$$

이 된다. 식 (28)에 Galerkin's Method<sup>[3]</sup>를 적용하기 위하여 행렬식의 양변에 각각 testing function  $T_x$ ,  $T_y$ 로 내적을 취하면 식 (29)와 같이 나타낼 수 있다<sup>[7]~[9]</sup>.

$$\begin{aligned} & \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} \widehat{G}_{xx}^R \cdot \tilde{T}_x^* & \widehat{G}_{xy}^R \cdot \tilde{T}_x^* \\ \widehat{G}_{yx}^R \cdot \tilde{T}_y^* & \widehat{G}_{yy}^R \cdot \tilde{T}_y^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{j}_{xpq} \\ \tilde{j}_{ypq} \end{bmatrix} \\ &= -(1+R) \begin{bmatrix} E_{x0}^i \cdot \tilde{T}_x^*(0,0) \\ E_{y0}^i \cdot \tilde{T}_y^*(0,0) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (29)$$

여기서  $T_x = \Lambda_{s+1/2}(x)\Pi_r(y)$ ,  $T_y = \Pi_s(x)\Lambda_{t+1/2}(y)$ 이고,  $E_{x0}$ ,  $E_{y0}$ 는 입사전계에 대한  $x$ ,  $y$  성분의 크기를 나타낸다.

다음으로 식 (29)에  $\tilde{j}_{xpq}$ ,  $\tilde{j}_{ypq}$ ,  $\tilde{T}_x^*$ ,  $\tilde{T}_y^*$ 의 각 값들을 대입하고, 덧셈 순서를 바꾸어 정리하면

$$\begin{aligned} & \sum_{m=-M/2}^{M/2-1} \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} \begin{bmatrix} Z_{xx_{mnst}} & Z_{xy_{mnst}} \\ Z_{yx_{mnst}} & Z_{yy_{mnst}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} j_{xmn} \\ j_{ymn} \end{bmatrix} \\ &= -(1+R) \begin{bmatrix} E_{x0}^i \\ E_{y0}^i \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (30)$$

이 되고, 여기서

$$\begin{aligned} Z_{xx_{mnst}} &= \frac{1}{MN} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \left[ \widehat{G}_{xx}^R(k_{xp}, k_{yq}) \right. \\ & \cdot \text{sinc}^4\left(\frac{p\pi}{M}\right) \text{sinc}^2\left(\frac{q\pi}{N}\right) \\ & \cdot e^{-j(2\pi pm/M + 2\pi qn/N)} e^{j(2\pi ps/M + 2\pi qt/N)} \left. \right] \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned}
 Z_{xy_{mn,t}} &= \frac{1}{MN} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \left[ \widetilde{G}_{xy}^R(k'_{xp}, k'_{yq}) \right. \\
 &\cdot \text{sinc}^3\left(\frac{p\pi}{M}\right) \text{sinc}^3\left(\frac{q\pi}{N}\right) \\
 &\cdot e^{j(p\pi/M - q\pi/N)} e^{-j(2\pi pm/M + 2\pi qn/N)} \\
 &\cdot e^{j(2\pi ps/M + 2\pi qt/N)} \left. \right] \quad (32)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 Z_{yx_{mn,t}} &= \frac{1}{MN} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \left[ \widetilde{G}_{yx}^R(k'_{xp}, k'_{yq}) \right. \\
 &\cdot \text{sinc}^3\left(\frac{p\pi}{M}\right) \text{sinc}^3\left(\frac{q\pi}{N}\right) \\
 &\cdot e^{-j(p\pi/M - q\pi/N)} e^{-j(2\pi pm/M + 2\pi qn/N)} \\
 &\cdot e^{j(2\pi ps/M + 2\pi qt/N)} \left. \right] \quad (33)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 Z_{yy_{mn,t}} &= \frac{1}{MN} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \left[ \widetilde{G}_{yy}^R(k'_{xp}, k'_{yq}) \right. \\
 &\cdot \text{sinc}^2\left(\frac{p\pi}{M}\right) \text{sinc}^4\left(\frac{q\pi}{N}\right) \\
 &\cdot e^{-j(2\pi pm/M + 2\pi qn/N)} e^{j(2\pi ps/M + 2\pi qt/N)} \left. \right] \quad (34)
 \end{aligned}$$

이다. 식 (30)에 각 변수 값들을 대입하고 행렬식을 가우스 소거법에 의해 풀면 전류 값을 얻을 수 있다. 전류  $\mathbf{j}_{mn}$ 이 일단 계산되면 반사와 투과계수<sup>[3],[9],[10]</sup>는 쉽게 구할 수 있다. 그런데 반사와 투과계수를 구하기 위해서 FSS에서는 단지 기본 모드만 존재한다는 가정<sup>[3],[8]</sup>에 의하여 식 (22)로부터 단지  $(p, q) = (0, 0)$ 인 Floquet 모드만 산란 전자계에서 고려된다. 따라서, 이 산란전계는

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}_{t0}^s(x, y, z)|_{z>0} &= \widetilde{\overline{\overline{G}}}^R(k_x^i, k_y^i) \\
 &\cdot \tilde{\mathbf{j}}_{00} e^{j(k_x^i x + k_y^i y - k_z^i z)} \quad (35)
 \end{aligned}$$

으로 표현되고, 여기서

$$\tilde{\mathbf{j}}_{00} = \frac{1}{MN} \sum_{m,n} \mathbf{j}_{mn} \quad (36)$$

이다.

$z < -d$  영역에서의 산란전계도 식 (16)~(18)의 다이아딕 그린함수를 이용하여  $z > 0$  영역의 전계 유도 방법과 같은 방식으로 구할 수 있다. 이때  $z > 0$  영역에서와 마찬가지로  $(p, q) = (0, 0)$ 인 Floquet 모드만 고려하면 된다.

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}_{t0}^s(x, y, z)|_{z<-d} &= -\widetilde{\overline{\overline{G}}}^T(k_x^i, k_y^i) \cdot \tilde{\mathbf{j}}_{00} e^{j(k_x^i x + k_y^i y + k_z^i z)} \\
 &= \widetilde{\overline{\overline{G}}}^T(k_x^i, k_y^i) \cdot \tilde{\mathbf{j}}_{00} e^{j(k_x^i x + k_y^i y + k_z^i z)} \quad (37)
 \end{aligned}$$

그리고  $z > 0$  영역과  $z < -d$  영역의 총 산란전계는 위에서 구한 산란전계에 유전체와 관련된 반사, 투과전계를 더함으로써 얻을 수 있다. 즉,

$$\mathbf{E}_{tot}^s|_{z>0} = \mathbf{E}_t^r + \mathbf{E}_{t0}^s|_{z>0} \quad (38)$$

$$\mathbf{E}_{tot}^s|_{z<-d} = \mathbf{E}_t^i + \mathbf{E}_{t0}^s|_{z<-d} \quad (39)$$

이며, 여기서  $\mathbf{E}_t^r$ ,  $\mathbf{E}_t^i$ 는 황성분의 반사, 투과전계이고, 이를 이용하면 총 반사, 투과계수는 각각의 총 산란전계와 입사전계 비로서 나타낼 수 있다.

$$R^{TE, TM} = \frac{\mathbf{E}_{tot}^{s(TE, TM)}|_{z>0}}{\mathbf{E}_t^{i(TE, TM)}} \quad (40)$$

$$T^{TE, TM} = \frac{\mathbf{E}_{tot}^{s(TE, TM)}|_{z<-d}}{\mathbf{E}_t^{i(TE, TM)}} \quad (41)$$

### III. 수치해석 결과 및 검토

본 장에서는 앞 장에서 제시한 수치해석 방법을 이용하여 기존의 사각 루프 FSS와 변형된 사각 루프 FSS의 특성을 비교한다. 수치해석에 이용된 FSS의 구조는 그림 1(b)에 도시되어 있는 바와 같이 단층 유전체로 되어 있으며, 기존 사각 루프와 변형된 사각 루프 FSS의 단위 셀은 그림 2에 도시되어 있다. 본 논문에서는 C, Ku 밴드에서 동시에 사용할 수 있는 변형된 사각 루프 FSS의 특성을 알아내기 위해서 루프 폭과 간격이 다른 네 종류의 사각 루프를 비교하였다.

이때 입사각은  $(\theta^i, \phi^i) = (30^\circ, 0^\circ)$ , 주기는  $T_x = T_y = 9.6$  mm, 비유전율  $\epsilon_r$ 은 1.07, 유전체 두께  $d$ 는 6 mm이고, 각 사각 루프의 루프 폭과 간격은 다음과 같다.

기존루프 1의 경우는  $W_1 = W_2 = W_3 = W_4 = 0.6$  mm,  $G_1 = G_2 = G_3 = G_4 = 0.9$  mm이고, 기존루프 2의 경우는  $W_1 = W_2 = W_3 = W_4 = 1.2$  mm,  $G_1 = G_2 = G_3 = G_4 = 0.6$  mm이며, 변형루프 1의 경우는  $W_1 = W_3 = 0.6$  mm,

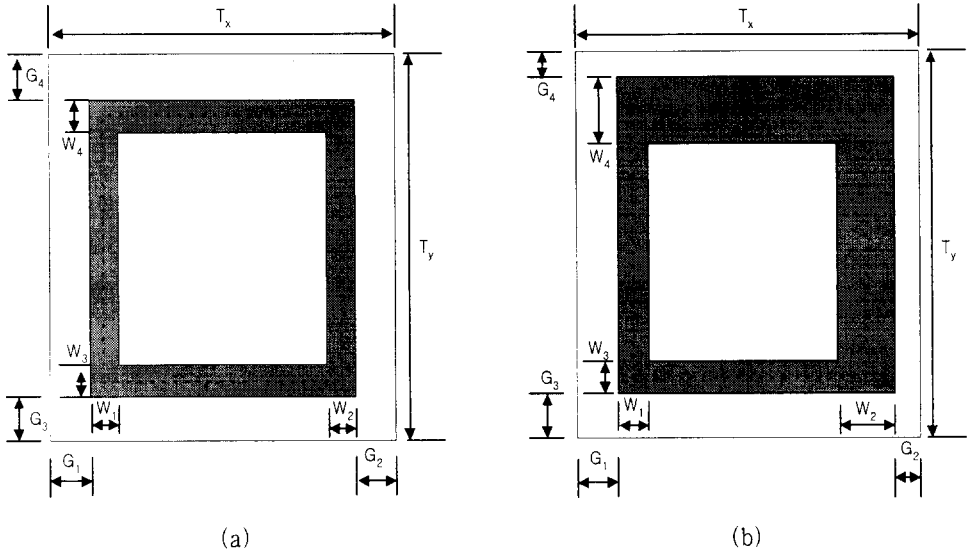


그림 2. 기존 사각 루프와 변형된 사각 루프 FSS의 단위셀

(a) 기존 사각 루프, (b) 변형된 사각 루프

Fig. 2. Unit cells of general square loop FSS and modified square loop FSS.

(a) General square loop, (b) Modified square loop.

$W_2=W_4=1.2$  mm,  $G_1=G_3=0.9$  mm,  $G_2=G_4=0.6$  mm 이고, 변형루프 2의 경우는  $W_1=W_3=0.6$  mm,  $W_2=W_4=1.8$  mm,  $G_1=G_3=0.9$  mm,  $G_2=G_4=0.3$  mm이다.

각 사각 루프의 특성을 비교하기 전에 먼저 지금까지 제시한 수치해석 방법의 타당성을 확인하기 위해 기존 사각 루프와 변형된 사각 루프의 모멘트법에 대한 수렴도를 조사해 보았다. 수렴도는 기존루프 1과 변형루프 1에 대하여 확인하였으며, 이때 두 종류의 사각 루프에 대하여 입사각과 주기, 비유전율, 유전체 두께는 앞에서 제시한 바와 같으며, 주파수는 13 GHz이고, 사각형 미소 셀의 갯수인  $M=N=32$ 이다.

Floquet 모드 중 기본모드만 전파된다는 조건 하에 모드 수의 증가에 따른 투과계수 변화는 모드 수가 각각 16, 32, 48, 56일 때 기존루프 1의 경우 투과손실은 -11.14 dB, -11.02 dB, -11.00 dB, -10.99 dB이며, 변형루프 1의 경우 투과손실은 -15.79 dB, -15.59 dB, -15.57 dB, -15.56 dB으로 두 경우 모두에 대하여 모드 수가 증가함에 따라 큰 변화를 보이지 않고, 점차 일정한 값으로 수렴하는 것을 알 수 있다.

다음으로는 앞서 제시한 수치해석 방법에 의한

각 사각 루프 FSS의 특성을 비교한 결과를 설명한다. 그림 3은 2~14 GHz 주파수 대역에 있어서 앞에서 제시한 네 종류의 사각 루프 FSS의 전송 특성을 나타낸다. 그림 3에 따르면 변형된 사각루프 1을 기존 사각루프 1과 비교해 볼 때 C-밴드에서 투과손실이 약간 향상되었으나 큰 변화를 보이지는 않았다. 그리고 Ku-밴드에서 중심 주파수가 12 GHz이고, 투과손실을 -15 dB기준으로 볼 때 기존 사각루프 1의 TE, TM편파에 대한 대역폭은 각각 1.68 GHz, 1.6 GHz이었으며, 변형된 사각루프 1의 경우 대역폭은 각각 1.8 GHz, 1.75 GHz로서 기존 사각루프 1보다 넓다는 것을 알 수 있다. 다음으로 변형된 사각루프 1을 기존 사각루프 2와 비교해 보면 C-밴드(주파수 대역: 3.5~5 GHz라고 할 때)에서 기존 사각루프 2의 투과손실이 TE, TM편파에 대하여 각각 -0.57~-1.25 dB, -0.41~-0.90 dB일 때 변형된 사각루프 1의 투과손실은 -0.42~-0.95 dB, -0.30~-0.68 dB로서 조금 향상되었고, Ku-밴드에서는 대역폭이 좁아짐을 알 수 있다. 즉, 기존 사각 루프에서 루프 폭이 균일하게 넓어지면 Ku-밴드에서 대역폭은 넓어지나 C-밴드의 투과손실이 커지고, 루프 폭이 좁아지면 C-밴드에서 투과손실은 줄어드나 Ku-밴드

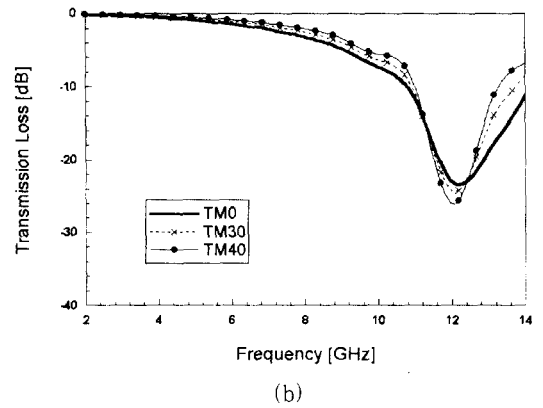
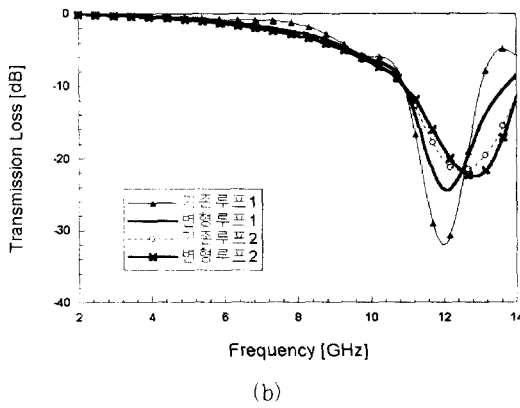
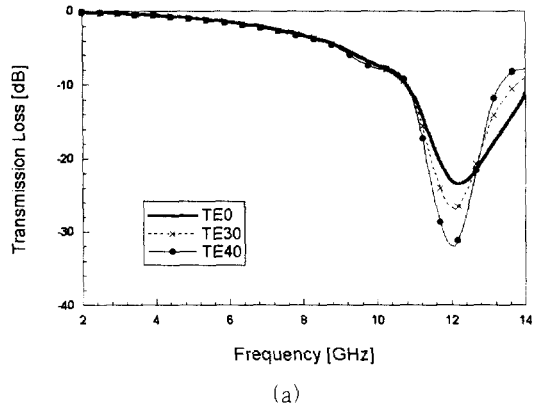
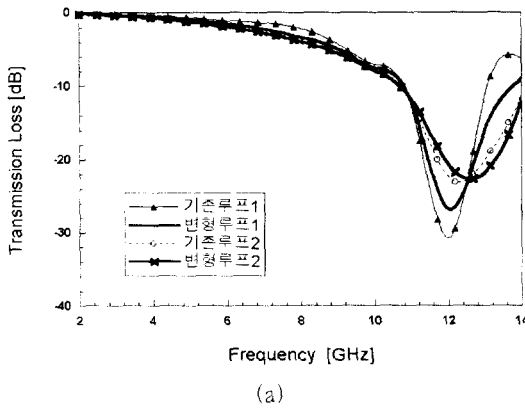


그림 3. 변형된 사각 루프와 기존 사각 루프 FSS의 전송 특성. (a) TE 입사, (b) TM 입사

그림 4. 입사각 변화에 따른 변형된 사각 루프 FSS의 전송 특성. (a) TE 입사, (b) TM 입사

Fig. 3. Transmission characteristics of modified square loop and general square loop. (a) TE incident, (b) TM incident.

Fig. 4. Transmission characteristics of modified square loop FSS for incident angle variation. (a) TE incident, (b) TM incident.

에서 대역폭이 좁아지게 된다. 이 사실로부터 변형된 사각 루프는 C-밴드에서는 비교적 적은 투과손실을 보이며, Ku-밴드에서는 대역폭을 넓어지게 함으로서 두 종류의 기존 사각 루프의 중간적 특성을 가짐을 알 수 있고, 변형된 사각루프 2의 경우와 같이 루프 폭  $W_1, W_3$ 를 변형된 사각루프 1과 같게 하고,  $W_2, W_4$ 만 1.8 mm로 넓혀주었을 경우에 Ku-밴드 대역폭이 더 넓어짐을 알 수 있다.

TE, TM편파 입사의 두 경우에 대하여 공진 주파수는 거의 일치하고, 입사각  $\theta^i$ 가  $0^\circ \sim 40^\circ$  범위까지 큰 변화를 보인다 하더라도 공진 주파수의 변화는 거의 없으며, 따라서 원형 편파에 의한 송수신에 용이하다는 것을 알 수 있다.

그림 4는 수치해석에 의한 입사각  $\theta^i$ 의 변화에 따른 변형된 사각 루프 FSS의 전송 특성을 나타낸 것이다. 이때 입사각  $\theta^i=0^\circ$ , 주기는  $T_x=T_y=9.6$  mm, 비유전율  $\epsilon_r$ 은 1.07, 유전체 두께는 6 mm이고, 루프 폭  $W_1=W_3=0.6$  mm,  $W_2=W_4=1.2$  mm이다.

앞에서 제시한 수치해석 방법의 타당성을 검증하기 위하여 변형된 사각 루프 FSS를 직접 제작하고, 측정하여 수치해석 결과와 측정결과를 비교하였다. 그림 5는 실제 제작된 변형된 사각 루프 FSS로서 유전체는 Nomex honeycomb이고, 유전체 두께는 6 mm, 비유전율은 1.07이다.

제작된 FSS의 측정 방법은 다음과 같다. 30 cm × 30 cm의 크기로 제작된 FSS를 중앙의 회전 가능한



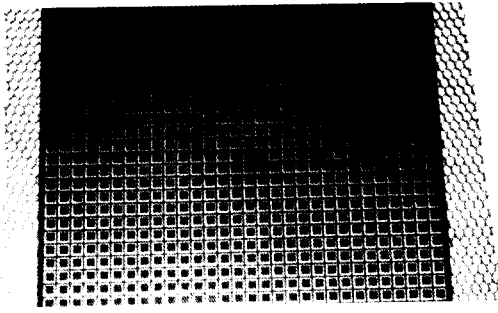
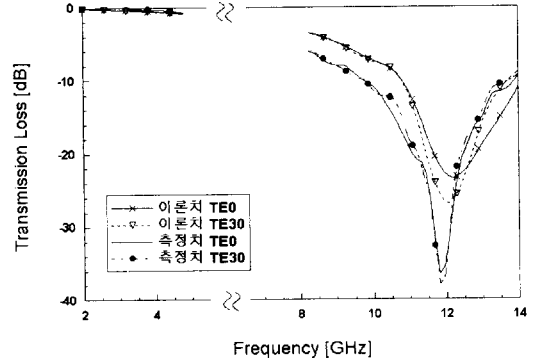


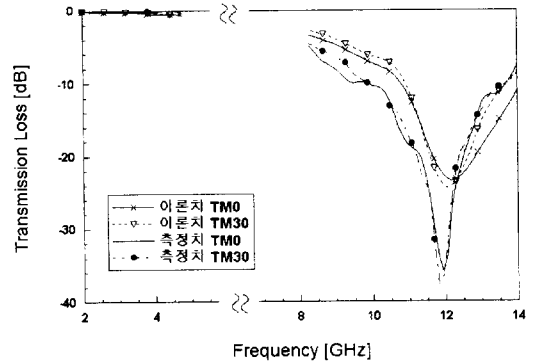
그림 5. 변형된 사각 루프 FSS  
Fig. 5. Modified square loop FSS.

지지대 위에 위치시키고, 이로부터 좌·우 같은 거리에 Ku-밴드 또는 C-밴드의 송·수신 혼을 놓고, 중앙 지지대를 회전시켜 입사 각도를 변화시키면서 Network Analyzer를 이용하여 투과손실을 측정한다. 이때 실제 제작된 FSS가 30 cm×30 cm의 크기로 비교적 작은 유한 평면이기 때문에 spillover와 edge taper등을 고려하여 각 송·수신 혼의 위치를 중앙 지지대로부터 좌·우 각각 45 cm 떨어진 지점에 놓아 측정하였다.

그림 6에 의하면 측정결과는 C-밴드에서 이론적 해석결과와 거의 일치하며, Ku-밴드에서는 TE편파인 경우 입사각이 0°일 때 이론적 결과의 대역폭은 2.2 GHz, 공진 주파수는 12.18 GHz이고, 측정결과의 대역폭은 2.4 GHz, 공진 주파수는 11.8 GHz이며, 입사각이 30°일 때 이론적 결과의 대역폭은 1.8 GHz, 공진 주파수는 12.06 GHz이고, 측정결과의 대역폭은 2.1 GHz, 공진 주파수는 11.8 GHz로 큰 차이를 보이지 않는다. 또한 TM편파의 경우에도 입사각이 0°일 때 이론적 결과의 대역폭은 2.2 GHz, 공진 주파수는 12.18 GHz이고, 측정결과의 대역폭은 2.25 GHz, 공진 주파수는 11.9 GHz이며, 입사각이 30°일 때 이론적 결과의 대역폭은 1.73 GHz, 공진 주파수는 12.06 GHz이고, 측정결과의 대역폭은 2 GHz, 공진 주파수는 11.8 GHz로 큰 차이를 보이지 않는다. 또한 입사각에 변화에 따른 공진 주파수 변화도 거의 없다. 그러나 대역폭이나 공진 주파수에 있어서 이론적 결과와 측정결과가 완전히 일치하지 않고 약간의 차이를 보이는 것은 수치 해석할 때 FSS가 무한 평면이고, 입사파는 평면파라 가정하였으나 실제 제작된 구조는 유한 평면(30 cm×30 cm)이며, 실제 입사파는 구



(a)



(b)

그림 6. 변형된 사각 루프 FSS의 이론치와 측정치의 비교. (a) TE 입사, (b) TM 입사  
Fig. 6. Comparison between calculated results and measured results for modified square loop. (a) TE incident, (b) TM incident.

면파라는 점과 FSS 제작, 측정상의 오차에 의한 결과라고 볼 수 있다.

단, 그림 6에서 입사각  $\theta^i=0^\circ$ , 주기는  $T_x=T_y=9.6$  mm, 비유전율은 1.07, 유전체 두께는 6 mm이고, 루프 폭  $W_1=W_3=0.6$  mm,  $W_2=W_4=1.2$  mm이다.

#### IV. 결 론

본 논문에서는 위성 통신용 다중 대역 안테나 시스템에 널리 사용되며, 새로운 배열소자를 갖는 FSS를 제안하였다. 제안된 FSS의 배열소자의 형태는 변형된 사각 루프 패치이며, 이에 대한 해석을 위하여 rooftop basis function을 기저함수로 도입함

로써 모멘트법을 적용하였다.

수치해석 결과를 통하여 변형된 사각 루프 패치 형태의 FSS는 C, Ku 대역에서 기존의 루프 형태보다 좋은 특성을 가짐을 알 수 있었다. 즉, 변형된 사각 루프 FSS는 대역폭과 투과손실 면에서 기존 사각 루프의 장점을 살려 C-밴드에서는 투과손실에 큰 변화를 보이지는 않으나 조금 향상된 경향을 보이고, Ku-밴드에서는 대역폭을 넓게 할 수 있었다. 또한, 변형된 사각 루프 FSS는 입사각과 편파 변화에 따른 공진 주파수 변화가 심하지 않기 때문에 원형 편파 송수신에 이용될 수 있음을 알 수 있었다. 해석방법의 타당성을 검증하기 위해 C, Ku 이중 대역에서 사용할 수 있는 FSS를 실제로 제작, 측정하였다. 측정결과는 C-밴드에서 수치해석 결과와 거의 일치하였으며, Ku-밴드에서도 큰 차이를 보이지는 않았으나 공진 주파수에 있어서는 0.2~0.38 GHz, 대역폭에 있어서는 0.05~0.3 GHz 정도 오차를 보였다. 이는 FSS의 제작, 측정상의 오차라 할 수 있으므로 정밀한 제작과 측정을 통해 개선 가능하다. 따라서 본 논문에서 제시한 변형된 사각형 루프 형태의 배열소자를 갖는 FSS는 실제 다중 대역 안테나 시스템에서 이용 가능하리라 생각된다.

참 고 문 헌

[1] V. D. Agrawal and W. A. Imbriale, "Design of a dichroic Cassegrain subreflector", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-27, no. 4, pp. 466-473, July, 1979.  
 [2] R. Mittra, C. H. Chan, and T. Cwik, "Techniques for analyzing frequency selective

surfaces-a review", *IEEE Proc.*, vol. 76, no. 12, pp. 1593-1615, Dec., 1988.  
 [3] T. K. Wu, *Frequency Selective Surface and Grid Array*, John Wiley & Sons, Inc., 1995.  
 [4] C. C. Chen, "Scattering by a two-dimensional periodic array of conducting plates", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-18, no. 5, pp. 660-665, Sep., 1970.  
 [5] C. Scott, *The Spectral Domain Method in Electromagnetics*, Artech House, Inc., 1989.  
 [6] T. Iroh, "Spectral domain immittance approach for dispersion characteristics of generalized printed transmission lines", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-28, no. 7, pp. 733-736, July, 1980.  
 [7] J. M. Jin and J. L. Volakis, "Electromagnetic scattering by a perfectly conducting patch array on a dielectric slab", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-38, no. 4, pp. 556-563, Apr., 1990.  
 [8] 고지환, 엄만석, "격자 사각 루프 형태를 갖는 주파수 선택 반사기", 전자공학회 논문지, 제 34권 D편 제9호, pp. 7-14, 1997년 9월.  
 [9] B. J. Rubin and H. L. Bertoni, "Reflection from a periodically perforated plane using a subsectional current approximation", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-31, no. 6, pp. 829-836, Nov., 1983.  
 [10] R. F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*, New York: McGraw-Hill, Chap. 3, 1961.

노 행 속



1995년 2월: 단국대학교 전자공학과(공학사)  
 1995년 1월~1996년 8월: 현대전자 반도체  
 1999년 8월: 단국대학교 대학원 전자공학과(공학석사)  
 [주 관심분야] 안테나 및 전파전파

파, 마이크로파

이 동 진



1986년 2월: 한양대학교 기계공학과(공학사)  
 1991년 2월: 한양대학교 대학원 기계공학과(공학석사)  
 1997년 8월~현재: 단국대학교 대학원 전자공학과 박사과정  
 1986년 3월~현재: (주)하이게인

안테나 이사

[주 관심분야] 안테나 및 전파전파, 마이크로파

최 학 근



1979년 2월: 고려대학교 전자공학과(공학사)

1981년 2월: 고려대학교 대학원 전자공학과(공학석사)

1988년 8월: 고려대학교 대학원 전자공학과(공학박사)

1989년 8월~1999년 12월: (주)하

이계인 안테나 기술고문

2000년 1월~현재: 하이계인 연구소 소장

1991년~현재: 단국대학교 전자공학과 부교수

[주 관심분야] 안테나 및 전파전파, 마이크로파