

우주위성 부착용 구면 사각패치 마이크로스트립 안테나 해석 및 설계에 관한 연구

장 재 성* · 양 두 영**

A Study on Analysis and Design of the Spherical-rectangular Patch Microstrip Antenna for Contacting Space Satellite

Chang Jae-sung*, Yang Doo-young**

ABSTRACT

We analyze the spherical-rectangular patch microstrip antenna for contacting space satellite with conformal surface using the cavity model and derive the formulas for resonant frequency in the consideration of the effective relative dielectric constant in order to minimize errors of the resonant frequency which are caused by the fringing fields.

A spherical-rectangular patch microstrip antenna operating at the frequency of 3.0GHz, for example, is designed and realized on Teflon substrate. Measured data for resonant frequency is 2.985GHz and that for returnloss is -37.5dB for the designed antenna. Those are well agreed with theoretical values. Also power patterns are almost coincidence with theoretical results.

서 론

마이크로스트립 안테나는 일반적인 안테나에 비하여 대역폭이 좁고 효율은 떨어지지만 가격이 저렴하고 소형, 경량화시킬 수 있는 장점을 갖고 있다. 또한 photo etching으로 대량생산이 가

능하고 제작 및 설치가 용이한 이점을 가지고 있기 때문에 항공기, 미사일, 우주위성용 안테나로 많이 사용되고 있다.

마이크로스트립 복사소자의 개념은 1953년 Deschamps¹⁾에 의해 최초로 제안되었고 1970년대에 이르러 실용적인 마이크로스트립 안테나

* 통신공학과

** 한양대학교 전자통신학과

가 J. A. Howel^{21,31}에 의해 제작된 이후 이론적 연구와 응용방법 등이 활발히 진행되고 있다.

본 논문에서는 지금까지 해석이 안된 마이크로 스트립 안테나로써 마이크로스트립 선로와 안테나가 구면(spherical surface)상에 놓인 안테나의 특성을 해석한다. 해석방법은 구면좌표계에서의 캐비티론을 적용하여 안테나내부에 존재하는 전자계식을 유도하고, 이로부터 안테나의 공진주파수를 계산한다. 캐비티이론은 안테나의 측벽(side wall)을 자계벽(magnetic wall), 금속면을 전계벽(electric wall)으로 보고 해석하기 때문에 에너지는 복사되지 않고 안테나내부에 축적되게 된다. 그러나 주파수 10.0GHz이하에서 마이크로스트립 선로는 유사 TEM(quasi-TEM)모드가 형성되어 자계벽부분에서 후린징 전자계가 발생된다. 이 연구에서는 후린징 전자계를 고려한 실효유전상수(effective relative

dielectric constant)의 개념을 이용하여 구면상에 놓인 패치에 대한 안테나내부의 전자계식을 유도하고 공진주파수를 계산한다. 자계벽인 개구면에 존재하는 전계로부터 등가원리(equivalent principle)와 영상이론(image method)을 적용하여 원거리 전자계(far field)를 구하고^{41,51} 복사특징 및 입력 임피던스를 계산한다. 안테나에 대한 이론적인 계산은 Teflon 및 E-10 마이크로스트립 기판을 이용하여 안테나의 손실전력, 축적에너지, 복사효율, 공진 Q 및 복사패턴을 계산한다.

이론의 타당성을 입증하기 위하여 두께 0.8 mm, 비유전율(ϵ_r)2.5, $\tan\delta$ 0.0016인 Teflon 기판으로 주파수 3.0GHz에서 동작하는 구면 사각패치 마이크로스트립 안테나를 제작하고 기본 모드에 대한 이론적인 계산치와 실측된 실험치를 비교·검토한다.

구면 사각패치 마이크로스트립 안테나의 내부특성

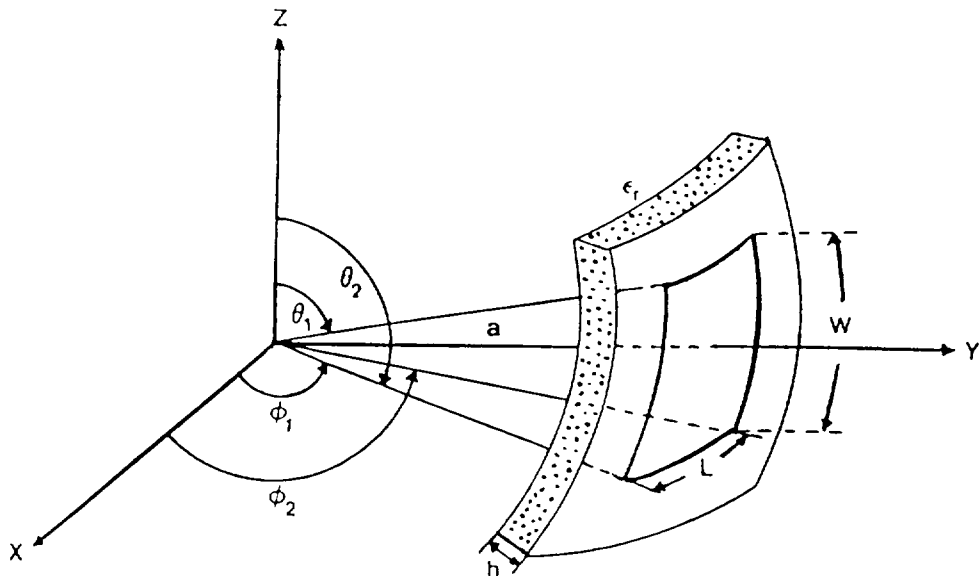


Fig. 1. The spherical-rectangular patch microstrip antenna

그림 1은 등각인 구면위에 마이크로스트립 선로가 놓여있는 구면 사각패치 마이크로스트립 안테나이다. 여기서 a는 구의 반경, h는 접지판과 도체사이의 유전체층의 두께이고 ϕ_1 , ϕ_2 및 θ_1 , θ_2 는 패치가 경계를 이루는 각도이다. 또한 L은 선로의 길이, W는 선로의 폭을 나타낸다.

마이크로스트립 안테나 내부에 존재하는 TE 및 TM파의 모드함수 ψ^{TE} 및 ψ^{TM} 은 스케일러 Helmholtz방정식의 해를 구면좌표계에 대한 변수분리법을 적용하여 계산하면 다음과 같은 결과를 얻는다.

$$\begin{aligned} \psi^{TE} &= b_{\nu}(kr) \cdot L_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) \cdot \cos\mu\phi \\ &= \psi^{TM} \end{aligned} \quad (1)$$

여기서 $b_{\nu}(kr)$ 은 Bessel함수이며 $L_{\nu}^{\mu}(\cos\theta)$ 는 Legendre함수이다. Helmholtz방정식의 해로부터 TE모드에 대한 벡터포텐셜 F 와 TM모드에 대한 벡터포텐셜 A 는 다음과 같은 관계식으로부터 구한다.⁶⁾

$$A = \hat{r} \cdot kr \psi^{TM} = \hat{r} \cdot A_r \quad (2)$$

$$F = \hat{r} \cdot kr \psi^{TE} = \hat{r} \cdot F_r \quad (3)$$

여기서 r 은 r 축 방향의 단위벡터이며 A_r 과 F_r 은 각 벡터포텐셜의 r 방향 성분이다. 식(2), (3)에 식(1)을 대입하여 벡터포텐셜의 일반해를 구하면 다음과 같다.

$$(A_r)_{\mu\nu} = \hat{B}_{\nu}(kr) \cdot L_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) \cdot \cos\mu\phi$$

$$\begin{aligned} &= \left[A \hat{J}_{\nu}(kr) + B \hat{N}_{\nu}(kr) \right] \\ &\cdot \left[CP_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) + DQ_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) \right] \\ &\cdot \cos\mu\phi \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} (F_r)_{\mu\nu} &= \hat{B}_{\nu}(kr) \cdot L_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) \cdot \cos\mu\phi \\ &= \left[A \hat{J}_{\nu}(kr) + B \hat{N}_{\nu}(kr) \right] \\ &\cdot \left[CP_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) + DQ_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) \right] \\ &\cdot \cos\mu\phi \end{aligned} \quad (5)$$

여기서 $B_{\nu}(kr)$ 은 구면 Bessel함수이고 $J_{\nu}(kr)$ 과 $N_{\nu}(kr)$ 은 ν 차 제1종, 제2종 구(spherical) Bessel함수이다.⁷⁾ 또한 $P_{\nu}^{\mu}(\cos\theta)$ 와 Q_{ν}^{μ} 는 $(\cos\theta)$ 는 ν 차 μ 계 제1종 제2종 Legendre함수이며^{7),8)} A, B, C, D는 상수이다.

식 (4)을 Maxwell방정식에 적용하여 다음과 같이 전계 및 자계를 구할 수 있다.

$$E_r = \frac{1}{j\omega\epsilon} \left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + k^2 \right] A_r, \quad H_r = 0$$

$$E_{\theta} = \frac{1}{j\omega\epsilon r} \frac{\partial^2 A_r}{\partial r \partial \theta}, \quad H_{\phi} = \frac{1}{r \sin\theta} \frac{\partial A_r}{\partial \phi}$$

$$E_{\phi} = \frac{1}{j\omega\epsilon r \sin\theta} \frac{\partial^2 A_r}{\partial r \partial \phi}, \quad H_{\theta} = -\frac{1}{r} \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \quad (6)$$

또한 동일한 방법으로 식(5)을 Maxwell방정식에 대입하면 다음식을 얻는다.

$$E_r = 0, \quad H_r = \frac{1}{j\omega\mu} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + k^2 \right) F_r$$

$$E_\theta = -\frac{1}{r\sin\theta} \frac{\partial F_r}{\partial \phi}, \quad H_\theta = \frac{1}{j\omega\mu r} \frac{\partial^2 F_r}{\partial r \partial \theta}$$

$$E_\phi = \frac{1}{r} \frac{\partial F_r}{\partial \theta}, \quad H_\phi = \frac{1}{j\omega\mu r \sin\theta} \frac{\partial^2 F_r}{\partial r \partial \phi} \quad (7)$$

이 된다.

마이크로스트립 안테나에 캐비티(cavity) 이론을 적용하면, 그림 1에서 자계벽이 θ_1 과 θ_2 , ϕ_1 과 ϕ_2 에서 경계면을 이룰 때 그 경계면에서의 자계의 접선성분이 연속일 조건과 마이크로스트립 도체의 상($r=a+h$), 하($r=a$) 금속면에서 전계의 접선성분이 연속일 조건을 적용한다.

TM모드의 경우, 경계면에서 자계와 전계에 대한 접선성분은 다음 조건을 만족해야 한다.

$$H_\phi \Big|_{\theta=\theta_1, \theta_2} = H_\theta \Big|_{\phi=\phi_1, \phi_2}$$

$$= H_r \Big|_{\theta=\theta_1, \theta_2, \phi=\phi_1, \phi_2}$$

$$= 0 \quad (8)$$

$$E_\phi \Big|_{r=a, a+h} = E_\theta \Big|_{r=a, a+h}$$

$$= 0 \quad (9)$$

식(6)을 식(8)의 조건에 적용하면

$$\mu = \frac{2m\pi}{\phi_2 - \phi_1} \quad (10)$$

$$P'_\nu(\cos\theta_1) Q'_\nu(\cos\theta_2) - P'_\nu(\cos\theta_2) Q'_\nu(\cos\theta_1) = 0 \quad (11)$$

이다. 여기서 $P'_\nu(\cos\theta)$ 와 $Q'_\nu(\cos\theta)$ 은 제1종, 제2종 Legendre 1차 도함수이고 $m=0, 1, 2, \dots$ 이다.

식(19)에서 경계조건에 맞는 고유치 ν 를 결정하고 식(16)에서 $D=1$ 로 놓아 계수 C 를 구하면 다음과 같다.

$$C = -\frac{Q'_\nu(\cos\theta_1)}{P'_\nu(\cos\theta_1)} \quad (12)$$

또한 마이크로스트립 도체 상, 하에 대한 경계조건을 구하기 위하여 식(6)를 식(9)에 적용하면

$$J'_\nu(ka) N'_\nu(k(a+h)) - J'_\nu(k(a+h)) N'_\nu(ka) = 0 \quad (13)$$

이다. 여기서 $J'_\nu(kr)$ 과 $N'_\nu(kr)$ 은 제1종, 제2종 구면 Bessel 1차 도함수이다.

식(13)에서 경계조건에 맞는 고유치 $k(=k_{\mu\nu})$ 값을 결정하고 식(9)의 경계조건에서 $B=1$ 로 놓고 계수 A 를 구하면

$$A = - \frac{\hat{N}'_\nu(ka)}{\hat{J}'_\nu(ka)} \quad (14)$$

이 된다. 식(10), (12)과 식(14)를 식(4)에 대입하여 TM모드에 대한 자계벡터포텐셜 A_r 를 구하면 다음과 같다.

$$(A_r)_{\mu\nu} = \frac{1}{\hat{J}'_\nu(ka)P'_\nu(\cos\theta_1)} \cdot \left[\hat{N}'_\nu(ka)J'_\nu(kr) - \hat{J}'_\nu(ka)N'_\nu(kr) \right] \cdot \left[Q'_\nu(\cos\theta_1)P'_\nu(\cos\theta) - P'_\nu(\cos\theta_1)Q'_\nu(\cos\theta) \right] \cdot \cos \frac{2\pi\phi}{(\phi_2 - \phi_1)} \quad (15)$$

동일한 방법으로 TE모드에 대하여 경계조건을 적용하면

$$\mu = \frac{2\pi\pi}{\phi_2 - \phi_1} \quad (16)$$

$$Q'_\nu(\cos\theta_2)P'_\nu(\cos\theta_1) - P'_\nu(\cos\theta_2)Q'_\nu(\cos\theta_1) = 0 \quad (17)$$

$$\hat{J}'_\nu(ka)\hat{N}'_\nu(k(a+h)) - \hat{J}'_\nu(k(a+h))\hat{N}'_\nu(ka) = 0 \quad (18)$$

$$B = D = 1 \quad (19)$$

$$A = - \frac{\hat{N}'_\nu(ka)}{\hat{J}'_\nu(ka)} \quad (20)$$

$$C = - \frac{Q'_\nu(\cos\theta_1)}{P'_\nu(\cos\theta_1)} \quad (21)$$

이다. 식(17)에서 경계조건에 일치되는 ν 값을 구하고 식(18)에서 $k(k=\mu)$ 값을 구한다. 따라서 위 식의 경계조건을 식(5)에 대입하면 TE모드에 대한 전계 벡터포텐셜 F_r 은 다음과 같다.

$$(F_r)_{\mu\nu} = \frac{1}{\hat{J}'_\nu(ka)\hat{P}'_\nu(\cos\theta_1)} \cdot \left[\hat{N}'_\nu(ka)\hat{J}'_\nu(kr) - \hat{J}'_\nu(ka)\hat{N}'_\nu(kr) \right]$$

$$\cdot \left[\begin{array}{l} Q_{\nu}^{\mu}(\cos\theta_1)P_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) \\ - P_{\nu}^{\mu}(\cos\theta_1)Q_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) \end{array} \right] \cdot \cos \frac{2m\pi\phi}{(\phi_2-\phi_1)} \quad (22)$$

식(15)와 식(22)를 각각 식(6)와 식(7)에 대입하면 구면 사각패치 마이크로스트립 안테나 내부의 TE 및 TM모드에 대한 전자계식을 구할 수 있다. 따라서 TM모드의 경우 전자계식은

$$E_r = \frac{A_m}{\hat{y}} \left\{ \left[\hat{J}_{\nu}''(kr) + k^2 \hat{J}_{\nu}(kr) \right] \hat{N}_{\nu}'(ka) - \left[\hat{N}_{\nu}''(kr) + k^2 \hat{N}_{\nu}(kr) \right] \hat{J}_{\nu}'(ka) \right\}$$

$$\cdot \left[\begin{array}{l} Q_{\nu}^{\mu}(\cos\theta_1)P_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) \\ - P_{\nu}^{\mu}(\cos\theta_1)Q_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) \end{array} \right] \cos \frac{2m\pi\phi}{(\phi_2-\phi_1)} \quad (23)$$

$$E_{\theta} = \frac{A_m}{\hat{y}r} \left[\hat{N}_{\nu}'(ka) \hat{J}_{\nu}'(kr) - \hat{J}_{\nu}'(ka) \hat{N}_{\nu}'(kr) \right] \cdot \left[\begin{array}{l} Q_{\nu}^{\mu}(\cos\theta_1)P_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) \\ - P_{\nu}^{\mu}(\cos\theta_1)Q_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) \end{array} \right]$$

$$\cdot \left[\begin{array}{l} Q_{\nu}^{\mu}(\cos\theta_1)P_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) \\ - P_{\nu}^{\mu}(\cos\theta_1)Q_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) \end{array} \right] \cdot \cos \frac{2m\pi\phi}{(\phi_2-\phi_1)} \quad (24)$$

$$E_{\phi} = - \frac{A_m}{\hat{y}r \sin\theta} \frac{2m\pi}{(\phi_2-\phi_1)}$$

$$\cdot \left[\hat{N}_{\nu}'(ka) \hat{J}_{\nu}'(kr) - \hat{J}_{\nu}'(ka) \hat{N}_{\nu}'(kr) \right]$$

$$\cdot \left[\begin{array}{l} Q_{\nu}^{\mu}(\cos\theta_1)P_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) \\ - P_{\nu}^{\mu}(\cos\theta_1)Q_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) \end{array} \right]$$

$$\cdot \left[\begin{array}{l} Q_{\nu}^{\mu}(\cos\theta_1)P_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) \\ - P_{\nu}^{\mu}(\cos\theta_1)Q_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) \end{array} \right] \cdot \sin \frac{2m\pi\phi}{(\phi_2-\phi_1)} \quad (25)$$

$$H_{\theta} = - \frac{A_m}{r \sin\theta} \frac{2m\pi}{(\phi_2-\phi_1)}$$

$$\cdot \left[\hat{N}_{\nu}'(ka) \hat{J}_{\nu}'(kr) - \hat{J}_{\nu}'(ka) \hat{N}_{\nu}'(kr) \right]$$

$$\cdot \left[\begin{array}{l} Q_{\nu}^{\mu}(\cos\theta_1)P_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) \\ - P_{\nu}^{\mu}(\cos\theta_1)Q_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) \end{array} \right]$$

$$\left. - P_{\nu}^{\mu}(\cos\theta_1) Q_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) \right] \cdot \sin \frac{2\pi\phi}{(\phi_2 - \phi_1)} - P_{\nu}^{\mu}(\cos\theta_1) Q_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) \right] \cdot \cos \frac{2\pi\phi}{(\phi_2 - \phi_1)} \quad (28)$$

(26)

$$H_{\phi} = - \frac{A_m}{r} \cdot \left[\hat{N}_{\nu}^{\mu}(\text{ka}) \hat{J}_{\nu}^{\mu}(kr) - \hat{J}_{\nu}^{\mu}(\text{ka}) \hat{N}_{\nu}^{\mu}(kr) \right] \cdot \left[\hat{Q}_{\nu}^{\mu}(\cos\theta_1) \hat{P}_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) - \hat{P}_{\nu}^{\mu}(\cos\theta_1) \hat{Q}_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) \right] \cdot \cos \frac{2\pi\phi}{(\phi_2 - \phi_1)} \quad (29)$$

$$\left. - P_{\nu}^{\mu}(\cos\theta_1) Q_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) \right] \cdot \cos \frac{2\pi\phi}{(\phi_2 - \phi_1)} \quad (27)$$

$$H_{\phi} = - \frac{A_e}{zr \sin\theta} \frac{2\pi\pi}{(\phi_2 - \phi_1)}$$

이다. 여기서 $A_m = 1/[J_{\nu}^{\mu}(\text{ka})P_{\nu}^{\mu}(\cos\theta_1)]$ 이고 $J_{\nu}^{\mu}(kr)$ 와 $N_{\nu}^{\mu}(kr)$ 은 제1종, 제2종 구면 Bessel 2차도함수이다. 또한 y 는 $j\omega\mu$ 이다.

TE모드에 대한 전자계식은 다음과 같다.

$$H_r = \frac{A_e}{z} \left\{ \left[\hat{J}_{\nu}^{\mu}(kr) + k^2 \hat{J}_{\nu}^{\mu}(kr) \right] \hat{N}_{\nu}^{\mu}(\text{ka}) - \left[\hat{N}_{\nu}^{\mu}(kr) + k^2 \hat{N}_{\nu}^{\mu}(kr) \right] \hat{J}_{\nu}^{\mu}(\text{ka}) \right\} \cdot \left[\hat{Q}_{\nu}^{\mu}(\cos\theta_1) \hat{P}_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) - \hat{P}_{\nu}^{\mu}(\cos\theta_1) \hat{Q}_{\nu}^{\mu}(\cos\theta) \right] \cdot \sin \frac{2\pi\phi}{(\phi_2 - \phi_1)} \quad (30)$$

$$E_{\theta} = - \frac{A_e}{r \sin \theta} \frac{2\pi\pi}{(\phi_2 - \phi_1)}$$

$$\cdot \left[\hat{N}_{\nu}^{\wedge}(ka) \hat{J}_{\nu}^{\wedge}(kr) - \hat{J}_{\nu}^{\wedge}(ka) \hat{N}_{\nu}^{\wedge}(kr) \right]$$

$$\cdot \left[Q_{\nu}^{\mu}(\cos \theta_1) P_{\nu}^{\mu}(\cos \theta) - P_{\nu}^{\mu}(\cos \theta_1) Q_{\nu}^{\mu}(\cos \theta) \right] \cdot \sin \frac{2\pi\pi\phi}{(\phi_2 - \phi_1)}$$

(31)

$$E_{\phi} = - \frac{A_e}{r}$$

$$\cdot \left[\hat{N}_{\nu}^{\wedge}(ka) \hat{J}_{\nu}^{\wedge}(kr) - \hat{J}_{\nu}^{\wedge}(ka) \hat{N}_{\nu}^{\wedge}(kr) \right]$$

$$\cdot \left[Q_{\nu}^{\mu}(\cos \theta_1) P_{\nu}^{\mu}(\cos \theta) - P_{\nu}^{\mu}(\cos \theta_1) Q_{\nu}^{\mu}(\cos \theta) \right] \cdot \cos \frac{2\pi\pi\phi}{(\phi_2 - \phi_1)}$$

(32)

여기서 $A_e = 1 / [J_{\nu}'(ka) P_{\nu}^{\mu}(\cos \theta_1)]$ 이며 Z 는 $j\omega\epsilon$ 이다.

구면 사각패치 마이크로스트립 안테나의 공진

주파수는 고유치 방정식의 해를 구하므로써 계산된다. 고유치 방정식인 식(10), (11), (13)과 식(16), (17), (18)로부터 TM, TE모드에 대한 공진주파수식을 구하면 다음과 같다.

$$(f_r)_{\mu\nu} = \frac{c}{2\pi \sqrt{\epsilon_r}} \sqrt{k_{\mu\nu}^2 + \left(\frac{2\pi\pi}{\phi_2 - \phi_1}\right)^2}$$

(33)

여기서 c 는 광속도이다. 후린징 효과에 대한 오차를 줄이기 위해 후린징 전자계의 비균일분포를 고려한 실효유전상수(ϵ_{reff})를 도입한다. 실효유전상수는 Wheeler,⁹⁾ Schneider 및 Hammerstad 등에 의해 제시되었다. 또한 Getstinger,¹⁰⁾ Edwards 및 Owens 등은 정확한 공진주파수와 내부전자계를 구하기 위하여 주파수에 대한 영향까지 고려하였다. 실효유전상수 ϵ_{reff} 는¹¹⁾

$$\epsilon_{reff} = \epsilon_r - \frac{\epsilon_r - \epsilon_{re}}{1 + G(f/f_p)^2}$$

(34)

로 주어진다 여기서 Z_0 는 마이크로스트립 선로의 특성 임피던스이고 h 는 도체사이 유전체층의 두께, w 는 선로의 폭이며 μ_0 는 자유공간의 투자율이다. 실효유전상수를 고려하면 식(33)은 다음과 같다.

$$\epsilon_{re} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left(1 + 10 \frac{h}{w}\right)^{1/2}$$

$$G = \left(\frac{Z_0 - 5}{60}\right) + 0.004 Z_0$$

$$f_p = Z_0 / (2\mu h)$$

$$(f_r)_{\mu\nu} = \frac{c}{2\pi \sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}} \sqrt{k^2 + \left(\frac{2m\pi}{\phi_2 - \phi_1}\right)^2} \quad (35)$$

복사특성 및 입력 임피던스

구면 사각패치 마이크로스트립 안테나의 원거리 전자계는 앞장에서 구한 내부전자계로부터 구한다.

그림 2는 구면 복사원의 형태를 나타낸 그림이다. 여기서 Q는 (r', θ', ϕ') 에 놓여있는 전

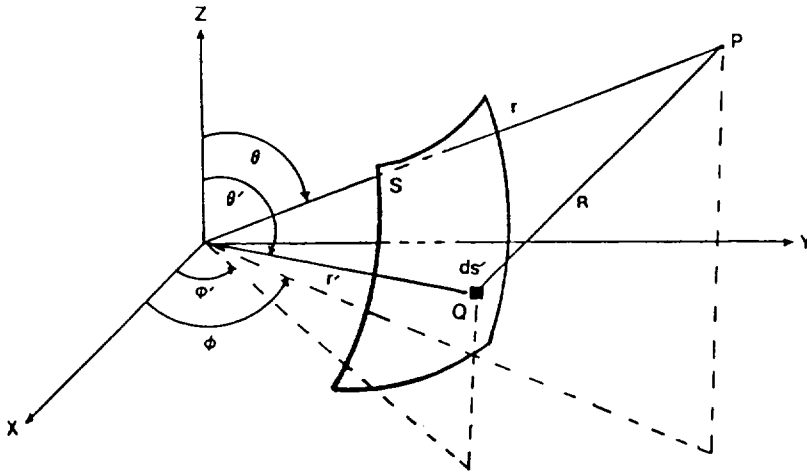


Fig. 2. Coordinate for the spherical radiation source

원점이고 P는 (r, θ, ϕ) 의 위치에서 본 관찰점이다. 또한 R은 전원점과 관찰점과의 거리이며 ds' 은 복사원의 미소면적이다.

마이크로스트립 안테나의 복사전자계는 자계벽에 존재하는 전계 \mathbf{E} 를 이용하여 계산한다. 따라서 자계벽에서의 등가자류원(equivalent magnetic current) \mathbf{M} 은 접지면에 대한 영상이론을 적용하여 구하면

$$\mathbf{M} = 2 \mathbf{E} \times \mathbf{n} \quad (36)$$

이 된다. 여기서 \mathbf{E} 는 도체사이의 내부전계, \mathbf{n} 은 자계벽을 이루는 개구면의 단위 법선벡터이다.

식(36)을 각각의 개구면에 적용하여 구한 등가자류원은 안테나의 복사원으로 작용한다. 복사원에 의한 원거리영역 P에서의 전계 벡터포텐셜은¹²⁾

$$\mathbf{F} = \frac{\epsilon}{4\pi} \iint_{s'} \mathbf{M}(r', \theta', \phi') e^{-jk_0 |\bar{\mathbf{r}} - \bar{\mathbf{r}}'|} \frac{d\mathbf{s}'}{|\bar{\mathbf{r}} - \bar{\mathbf{r}}'|} \quad (37)$$

이 된다. 여기서 S' 은 복사원 전체면적, k_0 는 자유공간의 전파상수이며 r 과 r' 은 관찰점과 전원점 벡터이다. 식(37)에서 $|r-r'|$ 을 Taylor 급수로 전개하고 Fresnel근사법을 적용하면

$$F = \frac{\epsilon}{4\pi r} e^{-jk_0 r} \iint_{S'} M(r', \theta', \phi') \cdot e^{jk_0 r' [\sin\theta \sin\theta' \cos(\phi - \phi') + \cos\theta \cos\theta']} ds' \quad (38)$$

으로 계산된다. 이와 같이 구한 전계 벡터포텐셜을 각각의 복사원에 적용하여 전체의 전계 벡터포텐셜을 구한다. 이로부터 외부 전자계식을 구하면 다음과 같다.

$$E = -\frac{1}{\epsilon} \nabla \times F \quad (39)$$

$$H = -j\omega \nabla \times \nabla \times F \quad (40)$$

안테나의 복사특성은 복사소자의 복사용률과 복사패턴에 따라 결정된다. 특히 마이크로스트립 안테나에 대한 복사특성은 그 안테나의 소비전력 및 축적에너지를 계산하므로써 알 수 있다.

마이크로스트립 안테나의 소비전력은 복사전력 P_r 과 도체의 소비전력 P_c , 유전체의 손실전력 P_d 로 구성된다.¹³⁾ 복사원으로부터 발생된 복사전력 P_r 은

$$P_r = \frac{1}{4} \left\{ \text{Re} \iint_S [E_\theta H_\phi^* - E_\phi H_\theta^*] ds \right\} = \frac{1}{4} \frac{1}{\eta_0} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi [|E_\theta|^2 + |E_\phi|^2] \cdot r^2 \sin\theta d\theta d\phi \quad (41)$$

$$P_c = 2 \times \left[\frac{1}{2} R_s \iint_S [K \cdot K^*] ds \right] \quad (42)$$

$$P_d = \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_r \tan\delta}{2} \iiint_V [E \cdot E^*] dv = \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_r \tan\delta}{2} \int_a^{a+h} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} [|E_r|^2 + |E_\theta|^2 + |E_\phi|^2] r^2 \sin\theta dr d\theta d\phi \quad (43)$$

이 된다. 여기서 n_0 는 자유공간의 특성임피던스, R_s 는 도체의 표면저항, ω 는 각 주파수, $\tan\delta$ 는 유전체 손실이며 V 는 캐비티의 체적이다.

이로부터 마이크로스트립 안테나의 총 전력은

$$P_T = P_r + P_d + P_c \quad (44)$$

이 된다.

안테나의 내부전자계로부터 내부에 축적되는 총 축적에너지는 다음과 같다.

여기서

$$\begin{aligned} \text{총 축적에너지}(W_T) &= \text{전계에너지}(W_e) \\ &+ \text{자계에너지}(W_m) \quad (45) \end{aligned}$$

이다.

위의 식들로부터 방사효율 η 와 공진 Q값을 구하면

$$W_e = \frac{1}{4} \iiint_V [\epsilon |E|^2] dv$$

$$W_m = \frac{1}{4} \iiint_V [\mu |H|^2] dv$$

$$\eta (\%) = \frac{P_r}{P_T} \times 100 \quad (46)$$

$$Q = \frac{\omega W_T}{P_T} \quad (47)$$

이 된다.

일반적으로 마이크로스트립 기판은 공진 Q값에 따라 쓰이는 용도가 다르다. 비유전율이 클 경우 공진 Q값도 큰 값을 가지게 되며 또한 축적되는 에너지의 양이 많아지기 때문에 주로 공진기 등의 제작에 사용된다. 공진 Q값이 작은 스트립기판은 복사효율을 높일 수 있는 안테나 제작에 적합하다.

입력 임피던스는 마이크로스트립 안테나를 RLC병렬공진회로로 보고 계산할 수 있다. 안테나의 급전선로에 의해 인가되는 입력전압 V_{in} 은

$$V_{in} = - \int_0^h E_{av} dr \quad (48)$$

이다. 여기서 E_{av} 는 급전점(feeding point)에서의 평균 내부전계이다.

임피던스 중 저항 R은 구면 사각패치 마이크로스트립 안테나의 총 손실전력과 입력 전압식으로부터 구할 수 있다. 식(44)과 식(48)로부터 저항은

$$R = \frac{|V_{in}|^2}{2 P_T} \quad (49)$$

이다.

커패시턴스 C와 인덕턴스 L을 구하기 위해 공진주파수 f_r 과 공진 Q값에 관한 식을 회로이론에 적용하여 다시 쓰면 다음과 같다.

$$L = \frac{Q}{2\pi f_r R} \quad (50)$$

$$C = \frac{R}{2\pi f_r Q} \quad (51)$$

이 된다.

RLC병렬회로의 입력 임피던스 Z_{in} 은 식(49)과 식(50), (51)로부터 다음과 같이 계산된다.

$$\begin{aligned} Z_{in} &= \left[\frac{1}{R} - j\frac{1}{\omega L} + j\omega C \right]^{-1} \\ &= R_{in} + jX_{in} \quad (52) \end{aligned}$$

식(52)은 마이크로스트립 안테나의 입력 임피던스를 구하는 식으로써 안테나에 대한 정합회로

(matching circuit)를 구성하는데 적용된다. 더우기 이 입력 임피던스는 급전점에 따라 변화되기 때문에 급전선로와 안테나간의 정합조건인 급전선로의 특성 임피던스와 동일한 값의 입력 임피던스를 갖는 급전점을 구하므로써 반사손실을 최소화시킬 수 있다.

계산 결과

구면 사각패치 마이크로스트립 안테나의 길이를 반파장($\lambda_g/2$)으로 설정하여 θ_1 과 θ_2 의 값을

결정한다. 계산을 간단히 하기 위하여 반파장 길이의 중앙위치를 90° 인 점에 놓으면 식(10), (11)에서 경계조건을 만족하는 θ_1 과 θ_2 는 51.45° 와 128.55° 이다. 이 때 공진모드를 결정하는 모드번호는 $\mu=0, 1, 2, \dots, \nu=2, 3, 4, \dots$ 가 가능하다. 따라서 식(13)으로부터 기본 공진모드에 대한 고유치 $k_{\mu\nu}$ 는 k_{02} 이고, 기본 공진모드는 TM_{02} 모드가 된다. 표1은 테프론 및 E-10 마이크로스트립 기판의 경우 기본모드에 대한 안테나의 특성을 계산한 것이다.

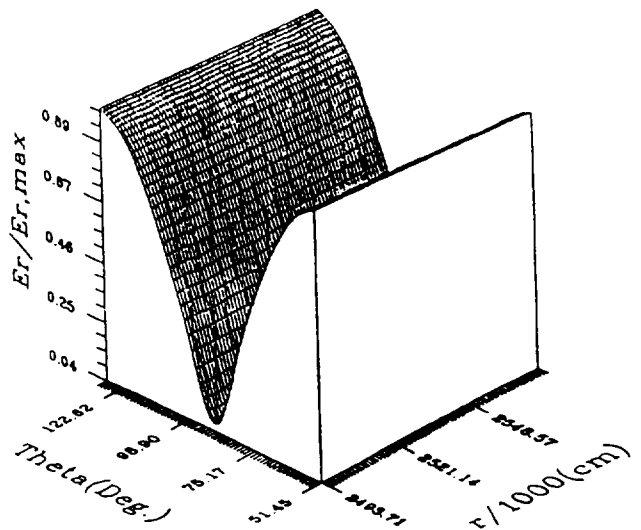
Table 1. Calculated results for TM_{02} mode

재 질	비 유전율 ϵ_r	두께 h (mm)	$\tan\delta$	공진 주파수 fr(GHz)	고유치 k_{02}	손실 전력			복사 효율 η (%)	축적 에너지 W_T	공진 Q
						P_c	P_d	P_r			
Teflon	2.5	0.8	1.60 E-3	3	96.69	0.19	0.23	2.12	83.48	0.7148 E-8	53.04
Epsilonam -10	9.08	0.67	5.20 E-3	3	168.18	0.19	0.63	0.65	44.06	0.6042 E-8	77.27

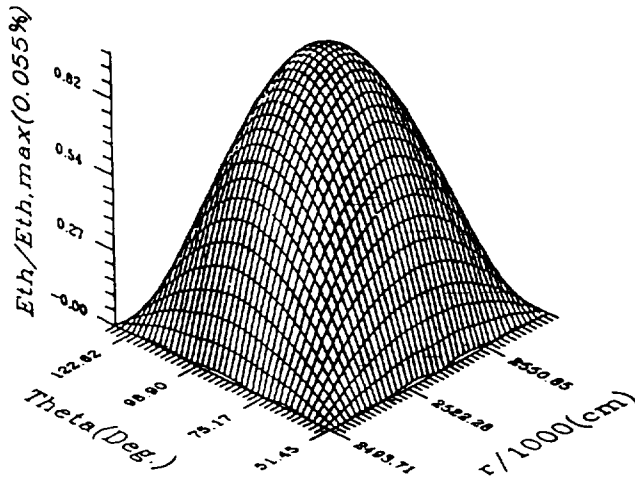
그림 3은 기본모드에 대한 구면 사각패치 마이크로스트립 안테나내부의 전자계를 계산하여 나타낸 그림이다.

그림에서 전계 E_r 성분은 마이크로스트립 가장자리 부분에서 가장 강하며 또한 E_θ 성분은 E_r 성분에 비해 0.055%로써 아주 작은 값을 갖고 있음이 나타났다. 그로므로 마이크로스트립 안테나를 해석할 때 E_θ 성분을 무시하고 E_r 성분만을 고려하여 원거리 전자계를 구하게 된다.

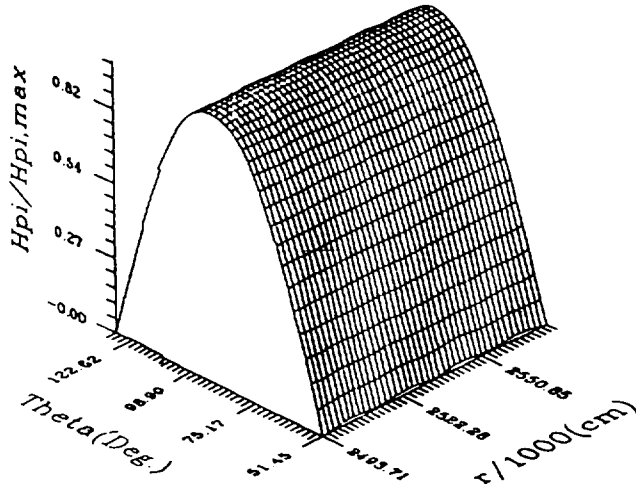
안테나를 정합시키기 위해 급전선로의 특성 임



a) E_r components



b) E_{θ} components



c) H_{θ} components

Fig. 3. Internal fields of the spherical-rectangular patch microstrip antenna (TM_{02})

피던스와 같도록 입력 임피던스를 계산한다. 그림 4는 안테나의 입력 임피던스와 정합시키기 위하여 급전선로 위치를 안테나의 가장자리로부터

2.255cm 떨어진 위치로 정했을 때의 주파수에 따른 입력 임피던스의 변화도이다.

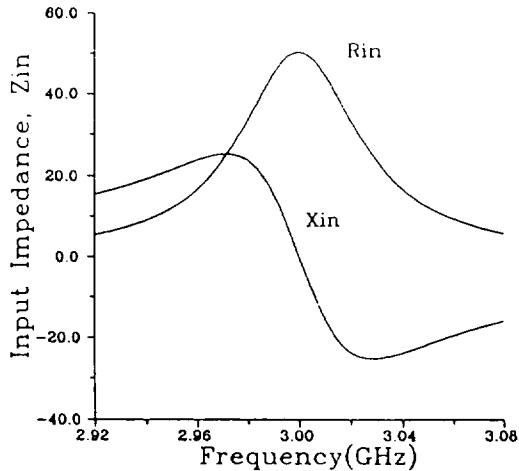


Fig. 4. Input impedance as the function of frequency

제작 및 실험

안테나의 제작은 작은 비유전상수의 기판을 사용하여 복사효율이 크도록 하였다. 사용된 기판은 비유전율 2.5, 두께 0.8mm 및 $\tan\delta$ 최대 0.0016인 Teflon을 사용하였으며 급전선은 특성 임피던스가 50Ω인 마이크로스트립 선로를 사용하였다. 포트는 3.0GHz에서 동작하는 구면 사각패치 마이크로스트립 안테나를 설계하기 위한 설계제원이다.

위의 설계제원에 따라 제작오차를 줄이기 위해 10배 확대한 값으로 설계도면을 작성한 후 루비 필름을 도면의 설계에 따라 절단한다. 필름위에

Table 2. Designed data

재질	비유전율 ϵ_r	두께 h (mm)	$\tan\delta$	공진주파수 fr (GHz)	고유치 k_{02}	구반경 a (cm)	공진기 길이 L, W (cm)	급전선 폭 b (mm)	급전선 위치 l_1 (cm)
Teflon	2.5	0.8	1.60 E-3	3	96.69	2.494	3.4632	2.309	2.255

덮힌 루비를 벗겨내고 카메라를 이용하여 10 : 1 비율로 축소시켜 제작한다.

그림 5은 설계제원에 따라 마이크로스트립 기판으로 제작한 구면 사각패치 마이크로스트립 안테나이다.

그림 6은 급전선로의 급전점을 안테나의 가장 자리로부터 2.255cm 떨어진 위치로 정했을 때 주파수에 따른 반사손실(return loss)값을 실험치와 비교한 그림이다.

반사손실에 대한 실험은 Network Analyzer로 주파수별 반사계수를 측정하였다. 그림 8에서 이론에 의한 계산치와 실험치를 비교하였을 때 공진주파수는 2.985GHz, 반사손실은 -37.5dB

로 잘 일치하였다.

그림 7는 반사파의 영향이 거의 없는 무반사실에서 측정한 안테나의 복사패턴을 이론치와 비교한 그림이다.

결론

등각면을 이루는 구면 사각패치 마이크로스트립 안테나를 해석하고 설계·제작하였다. 해석방법은 전·자계벽을 갖는 캐비티이론을 이용하여 그에 대한 경계조건에 따라 고유치를 구하고 기본모드에 대한 안테나내부의 전자계를 구하였다.



Fig. 5. Fabricated the spherical-rectangular patch microstrip antenna

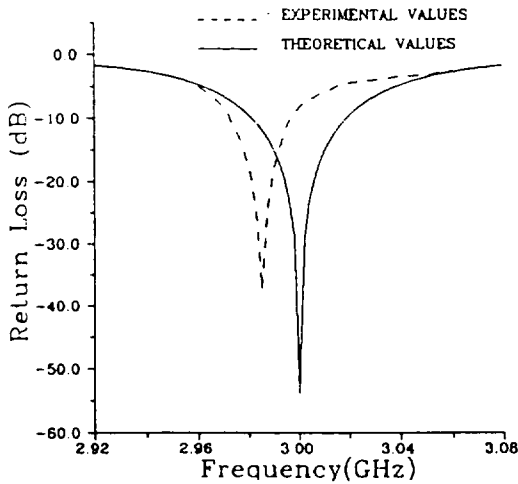
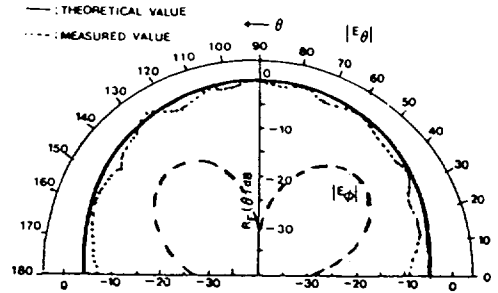


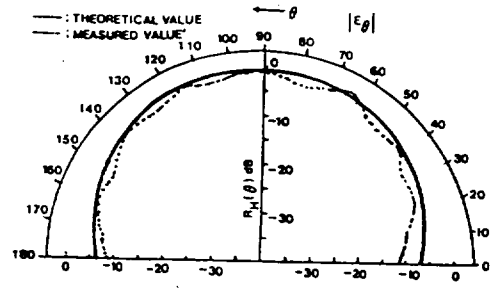
Fig. 6. Return loss

또한 고유치로부터 공진주파수식을 유도하였으며 오차를 줄이기 위하여 후린징효과가 고려된 실효 유전상수를 사용하였다. 안테나의 개구면에 존재하는 내부전계로부터 등가원리와 영상이론을 적용하여 원거리 전자계를 계산하였으며 안테나의 성능을 분석하기 위해 복사효율 및 공진 Q값을 구하였다.

비유전율 2.5, 두께 0.8mm인 Teflon기판을 사용하여 3.0GHz에서 동작하는 구면 사각패치



(1) When $\phi = 0^\circ$



(b) When $\phi = 90^\circ$

Fig. 7. Radiation pattern

마이크로스트립 안테나를 제작 실험한 결과, 공진주파수 2.985GHz, 반사손실 -37.5dB로써 이론치와 거의 일치함을 알 수 있었다. 또한 이 안테나의 복사패턴을 측정된 결과, 비교적 만족한 결과를 얻을 수 있었다. 따라서 이 연구결과를 이용하면 구면 사각형태의 공진기는 물론 돔(dome)형 배열안테나 혹은 등각을 이루는 곡면 물체에 부착되는 안테나를 해석하는데 유용하리라 생각된다.

적 요

캐비티이론을 적용하여 우주위성 부착용 구면 사각패치 마이크로스트립 안테나를 해석한다. 후린징 전자계 때문에 발생하는 공진주파수의 오차를 줄이기 위하여 실효유전상수를 고려하여 공진주파수를 계산한다.

해석된 결과식에 따라 Teflon기판으로 3.0GHz에서 동작하는 구면사각패치 마이크로스트립 안테나를 제작하였다. 제작된 안테나의 특성을 측정한 결과는 공진주파수 2.985GHz, 반사손실 -37.5dB로써 이론값과 잘 일치하였으며 복사패턴 역시 이론적인 결과에 거의 부합되었다.

참고문헌

- 1) Lewin, L. 1978. "Spurious radiation from microstrip," Proc. IEE. Vol. 125, 633~642.
- 2) Howell, J. Q. 1975. "Microstrip antenna," IEEE Trans. Vol. AP-23, .90~93.
- 3) Gupta, K. C. and A. Benalla, 1988. Microstrip Antenna Design, Artech House, IEEE Paper Press, 98~125.
- 4) Long, S. A. 1983. "The resonant cylindrical dielectric cavity antenna," IEEE Trans. Vol. AP-31, No. 3, 406~412.
- 5) Krowne, C. M. 1983, "Cylindrical-rectangular microstrip antenna," IEEE Trans. Vol. AP-31, NO. 1, 194~199.
- 6) Harrington, R. F. 1961. Time Harmonic Electromagnetic Fields, McGraw Hill, pp. 264~311.
- 7) Milton, A., Irene A. Stegun, 1972. Handbook of Mathematical Functions, Dover, pp. 331~494.
- 8) Hobson, E. W. 1965. The Theory of Spherical and Ellipsoidal Harmonics, Chelsea Publishing Company, pp. 89~118.
- 9) Wheeler, H. A., 1965. "Transmission line properties of parallel strips separated by a dielectric sheet," IEEE Trans. Vol. MTT-13, 172~185.
- 10) Getsinger, W. J., 1973. "Microstrip dispersion model," IEEE Trans. Vol. MTT-21, No. 1. 34~39.
- 11) Edwards, T. C. 1981. Foundaton for Microstrip Circuit Design, John Wiley & Sons Inc., pp. 63~77.
- 12) Wolff, E. A. 1967. Antenna Analysis, John Wiley & Sons Inc., pp. 109~138.
- 13) Belohoubek, E. and E. Denlinger, 1975. "Loss considerations for microstrip resonator," IEEE Trans. Vol. MTT-23, 522~526.
- 14) Bahl I. J. and P. Bhartia, 1982. Microstrip Antennas, Artech House, pp. 1~8.
- 15) 채관수, 양두영, 손태호, 이상설, 1990. "구형 사각패치 마이크로스트립 공진기 해석," 한국통신학회 하계종합 학술발표회 논문집 제9권 제2호 378~383.