

타원형 커루게이트 도파관의 전파 및 복사 특성

Propagation and Radiation Characteristics of Elliptical Corrugated Waveguide

고 옥 희* · 백 경 훈**

Wook-Hee Koh* · Kyung-Hoon Baek**

요 약

본 논문에서는 타원형 커루게이트 도파관의 전파 및 복사 특성을 이론적으로 해석한다. 타원형 원통 좌표계에서의 파동방정식의 해는 제1종 및 제2종의 Mathieu함수들로 얻어진다. 타원형 커루게이트 도파관의 전계와 자계들은 반경방향과 각 방향의 Mathieu함수들의 곱의 급수로 나타낼 수 있다. 슬롯 영역과 안쪽 영역의 경계면에서 임피던스 매칭 방법을 사용하여 특성 방정식을 얻는다. 타원형 커루게이트 도파관에서의 주모드인 HE_{11} 모드에 대한 특성방정식을 풀어 어퍼취에서의 전자계를 계산하고, 또 계의 등가원리(field equivalence principle)를 이용하여 타원형 커루게이트 도파관에서의 복사패턴을 계산한다.

Abstract

In this paper, we analyze theoretically the propagation and radiation characteristics for elliptical corrugated waveguides. The solutions of wave equations in an elliptic cylinder system are obtained in terms of Mathieu functions of 1st and 2nd kind. The electromagnetic fields in the elliptical corrugated waveguide can be represented by series and products of angular and radial Mathieu functions. By using impedance matching at the boundary between the inner region and the slot region, characteristic equations are derived. Then the characteristic equation is solved for HE_{11} mode which is dominant mode in the elliptical corrugated waveguide and the fields in the aperture is calculated. And the propagation pattern for the elliptical corrugated waveguides is calculated through the field equivalence principle.

I. 서 론

최근들어 우리나라에서도 무궁화위성을 발사하는 등 위성방송의 보편화에 따라 위성 방송용 안테나의 수요가 증가하게 되었다. 특히 위성 탑재용 안테나는 가능한 소형, 경량이어야 하므로 효율적으로 설계하는 것이 매우 중요하다. 우리나라와 같

이 한 쪽 방향으로 긴 지리적 형태를 갖는 지역에서 위성방송 서비스를 위해서는 빔형태가 타원이 되는 안테나를 사용하는 것이 가장 효율적이라 할 수 있다. 우리나라 전역에 방송을 보내기 위해서는 타원형 빔을 복사하는 육십 파라볼라 안테나 및 이 안테나에 급전하기 위한 타원형 커루게이트 혼(elliptical corrugated horn)이 필요하다^[1]. 위성 탑재용 안테나는 빔 복사지역에 따라 설계가 달라지

「이 논문은 한국과학재단 핵심전문연구과제(과제번호 961-0923-136-2)의 연구내용중 일부분임.」

* 한서대학교 물리학과(Department of Physics, Han-Seo University)

** 동아방송대학 정보통신과(Department of Information and Communication, Dong-Ah College)

· 논문 번호 : 980330-037

· 수정완료일자 : 1998년 7월 30일

며 복사형태가 복잡할수록 급전 혼의 설계가 까다롭게 되므로, 이러한 혼 또는 도파관의 전파특성 및 복사특성을 이론적으로 해석하는 것은 매우 중요한 일이다.

원추형 커루게이트 도파관(conical corrugated waveguide)은 Clarricoat 및 Thomas^{[2],[3]}등 여러 연구자들에 의하여 전파특성 및 복사특성이 연구되었고 이를 토대로 원추형 커루게이트 혼을 설계, 제작하여 사용하고 있다. 반면에 타원형 커루게이트 도파관에 관하여는 해석의 어려움 및 제작상의 난점 때문에 기 발표된 논문은 소수에 불과하다.

1995년 Lier^[4]는 타원형 커루게이트 혼에서 복사 패턴을 계산할 수 있는 모델을 발표했으나, 타원형 혼을 원형 혼으로 근사화시키는 방법을 사용하였으므로 이심률이 작은 경우에는 근사가 가능하나 타원의 이심률이 커지면 오차가 커져서 적용하기 곤란하다. 이심률이 큰 타원형 혼에 대한 복사특성을 해석하려면 타원좌표계를 사용하여야 한다.

타원형 커루게이트 도파관을 해석하는 방법은 근본적으로는 원추형 커루게이트 도파관의 경우와 같다. 우선타원형 커루게이트 도파관 내에서의 파동방정식의 해를 구한 다음 이것에 모드확장법 및 표면 임피던스 매칭법을 적용하여 전파특성방정식을 유도하여 전파특성을 구하고, 이로부터 도파관 개구면의 전자계를 구해서 등가원리 및 어퍼취 적분법을 이용하여 복사특성을 해석하면 된다^[5]. 이러한 과정은 먼저 타원형 도파관에서의 파동방정식의 해를 구하는 것에서부터 시작된다. 도파관의 모양이 타원이기 때문에 타원좌표계에서의 파동방정식의 해를 구해야 하는데, 이는 원통좌표계에서 파동방정식의 해가 Bessel 함수로 비교적 간단히 구해지는 것과는 달리 Mathieu함수들로 복잡하게 표현되어 계산에 있어 많은 어려운 점이 있다.

본 논문에서는 타원좌표계에서의 파동방정식의 해를 구하여 타원형 커루게이트 도파관 내에서의 전자계를 계산하고, 이것을 이용하여 HE 모드들에 대한 특성방정식을 유도하며, 이로부터 타원형 커루게이트 도파관 내에서의 전파특성 및 복사특성을 계산한다.

II. 타원좌표계에서의 파동방정식

타원형 커루게이트 도파관은 그림 1(a)와 같고, 타원좌표계 (ξ, η, z)는 그림 1(b)와 같다. 여기서 ξ 와 η 는 각각 반경방향과 각 방향을 나타내는 좌표이며, 타원의 경계면이 $\xi=\xi_0$ 라 할 때 타원의 이심률은 $1/\cosh \xi_0$ 로 표시된다. 계가 z 축을 따라 $e^{-j\beta z}$ 로 변한다고 했을 때 타원좌표계에서의 파동방정식은 아래와 같이 나타낼 수 있다^{[6],[7]}.

$$\frac{\partial^2 A}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial \eta^2} + 2q(\cosh 2\xi - \cos 2\eta)A = 0 \quad (1)$$

여기서 $4q = K^2 h$ 와 $K^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 - \beta^2 = k^2 - \beta^2$, 그리고 h 는 초점사이의 거리의 반을 나타내는 것이다.

식(1)의 해를 얻기 위하여 $A(\xi, \eta) = R(\xi)\Theta(\eta)$ 라 놓고 이것을 식(1)에 대입하여 변수분리를 시키면

$$\frac{\partial^2 \Theta(\eta)}{\partial \eta^2} + (C - 2q \cos 2\eta)\Theta(\eta) = 0 \quad (2)$$

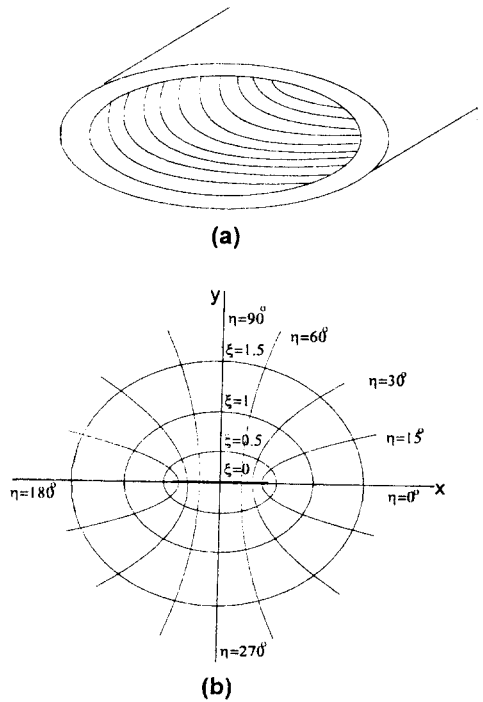


그림 1. (a) 타원형 커루게이트 도파관
(b) 타원좌표계

Fig. 1. (a) Elliptical corrugated waveguide.
(b) Elliptical coordinate system.

$$\frac{\partial^2 R(\xi)}{\partial \xi^2} - (C - 2q \cosh 2\xi) R(\xi) = 0 \quad (3)$$

와 같이 된다. 여기서 C 는 분리상수이다. 식(2)는 angular Mathieu 미분방정식이며, 식(3)은 식(2)에서 $\eta = \pm j \xi$ 로 놓으면 얻어지는 것으로 modified Mathieu 미분방정식이라 불린다.

허용될 수 있는 전계 및 자계들에 대하여 식(1)의 해 $A(\xi, \eta)$ 는 η 의 주기가 π 또는 2π 인 주기함수이어야 한다. 이 경우에 분리상수 C 는 q 의 함수이어야 하며, 각각의 q 값에 대하여 무한개의 특성값들을 갖을 수 있다. 식(2)의 주기적인 우수해와 기수해를 주는 특성값 C 를 각각 $a_v(q)$ 와 $b_v(q)$ 로 나타내기로 하면, 식(2)의 해는 아래와 같이 된다.

$$\Theta(\eta) = \begin{cases} ce_v(\eta, q) & \text{even } a_v(q) \\ se_v(\eta, q) & \text{odd } b_v(q) \end{cases} \quad (4)$$

여기서 $ce_v(\eta, q)$ 와 $se_v(\eta, q)$ 는 각각 우수 및 기수의 angular Mathieu 함수들이다. 이 angular Mathieu 함수들은 삼각함수의 무한급수로 표현된다^[6].

그림 2는 $q=1$ 에 대한 기수의 angular Mathieu 함수들의 그래프이다. 그림 2에서 아래 첨자들은 특성값 C 가 갖을 수 있는 값중 몇 번째 값인가를 나타내는 것이다. 즉 se_2 는 $C=b_2(q)$ 일 때의 기수의 angular Mathieu 함수를 나타내는 것이다. 식 (3)의 modified Mathieu 미분방정식의 해는 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$R(\xi) = \begin{cases} L_1 Ce_v(\xi, q) + L_2 Fey_v(\xi, q) & \text{even } a_v(q) \\ L_3 Se_v(\xi, q) + L_4 Gev_v(\xi, q) & \text{odd } b_v(q) \end{cases} \quad (5)$$

여기서 $Ce_v(\xi, q)$ 와 $Se_v(\xi, q)$ 는 각각 우수 및 기수의 제1종 radial Mathieu 함수들을 나타내고, $Fey_v(\xi, q)$ 와 $Gev_v(\xi, q)$ 는 각각 우수 및 기수의 제2종 radial Mathieu 함수들을 나타내며, L_1, L_2, L_3, L_4 는 상수들이다. 이 radial Mathieu 함수들은 쌍곡함수(hyperbolic function)를 인수로 갖는 Bessel 함수들의 무한 급수로 표현된다^[6]. 이들 angular Mathieu 함수 및 제1종 radial Mathieu 함수는 아래와 같이 나타낼 수 있다.

Angular Mathieu functions:

$$\begin{cases} ce_v(\eta, q) = \sum_{k=0}^{\infty} A_{2k+p}^v(q) \cos(2k+p)\eta \\ se_v(\eta, q) = \sum_{k=0}^{\infty} B_{2k+p}^v(q) \sin(2k+p)\eta \end{cases} \quad (6)$$

First kind radial Mathieu functions:

$$\begin{cases} Ce_{2v+p}(\xi, q) = \frac{ce_{2v+1}^{(p)}(\pi/2, q)}{(\sqrt{q})^p A_p^{2v+p}} \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^{k+1} A_{2k+p}^{2v+p}(q) J_{2k+p}(2\sqrt{q} \cosh \xi) \\ Se_{2v+p}(\xi, q) = \frac{se_{2v+1}^{(1-p)}(\pi/2, q)}{q B_{2v+1}^{2v+1}} \tanh \xi \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k (2k+p) B_{2k+p}^{2v+p}(q) J_{2k+p}(2\sqrt{q} \sinh \xi) \end{cases} \quad (7)$$

여기서 J_k 는 제1종 Bessel 함수를 나타내는 것이며, p 는 0 또는 1의 값을 갖는다. 제2종 radial Mathieu 함수도 식(7)과 유사하게 표현된다.

그림 3 및 그림 4는 몇 개의 q 값에 대하여 각각 제1종 및 제2종 우수 radial Mathieu 함수를 계산한 결과를 나타낸 것이다. 이 radial Mathieu 함수들은 모두 q 값이 커질수록 변화가 심해진다는 것을 볼 수 있다.

이 Mathieu 함수 값들을 계산하기 위하여는 비대칭 행렬의 고유값(eigenvalue)과 고유벡터(eigenvector)를 계산해야 하며, 또한 제1종 및 제2종 Bessel 함수를 계산하여야 한다. 고유값과 고유벡터는 QR알고리즘을 사용하여 계산하였고, Bessel 함수들은 적분표현법과 회귀공식(recurrence formula)을 이용하여 계산하였다.

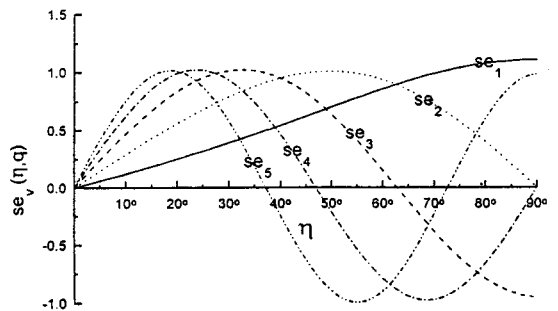


그림 2 기수 angular Mathieu 함수 ($q=1$)
Fig. 2. Odd angular Mathieu function($q=1$).

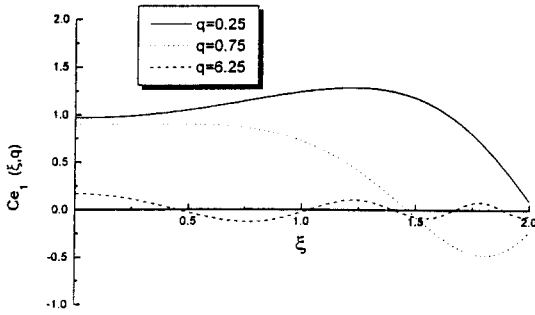


그림 3. 제1종 우수 radial Mathieu 함수
Fig. 3. Even radial Mathieu function of 1st kind.

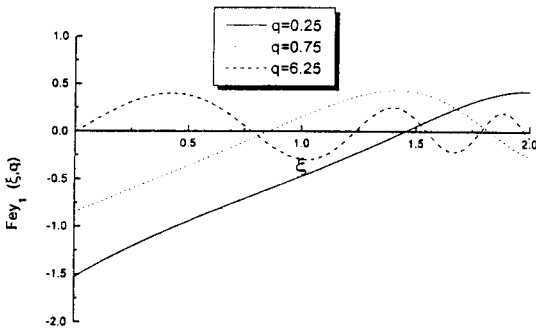


그림 4. 제2종 우수 radial Mathieu 함수
Fig. 4. Even radial Mathieu function of 2nd kind.

III. 전파 및 복사 특성

3-1 분산 특성 방정식

타원형 커루게이트 도파관의 안쪽 영역에서 자계의 축성분이 우수 Mathieu 함수에 의해 표기되는 우수모드(even mode)들에 대하여 전계와 자계의 성분들은 아래와 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned}
 {}_1E_z &= \sum_{v=1} B_v Se_v(q_1, \xi) se_v(q_1, \eta) \\
 {}_1H_z &= y_0 \sum_{v=0} A_v Ce_v(q_1, \xi) ce_v(q_1, \eta) \\
 {}_1E_\eta &= -\frac{j\beta}{iK^2} \sum_v B_v Se_v(q_1, \xi) se'_v(q_1, \eta) \\
 &\quad + \frac{jk}{iK^2} \sum_v A_v Ce'_v(q_1, \xi) ce_v(q_1, \eta)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 {}_1H_\eta &= -\frac{j\omega\epsilon_0}{IK^2} \sum_{v=0} B_v Se'_v(q_1, \xi) se_v(q_1, \eta) \\
 &\quad - \frac{j\beta y_0}{IK^2} \sum_v A_v Ce_v(q_1, \xi) ce'_v(q_1, \eta) \\
 {}_1E_\xi &= -\frac{j\beta}{IK^2} \sum_v B_v Se_v(q_1, \xi) se_v(q_1, \eta) \\
 &\quad - \frac{jk}{IK^2} \sum_v A_v Ce_v(q_1, \xi) ce'_v(q_1, \eta) \\
 {}_1H_\xi &= -\frac{j\omega\epsilon_0}{IK^2} \sum_{v=0} B_v Se_v(q_1, \xi) se'_v(q_1, \eta) \\
 &\quad - \frac{j\beta y_0}{IK^2} \sum_v A_v Ce'_v(q_1, \xi) ce_v(q_1, \eta) \quad (8)
 \end{aligned}$$

위 식들은 인자 $e^{j(\omega t - \beta z)}$ 를 갖는다고 가정되었으며, 또한 $l = h(\cosh^2 \xi - \cos^2 \eta)^{1/2}$ 이며, $4q_1 = h^2 K^2$ 이고, y_0 은 자유공간에서의 어드미턴스(admittance)이다. 이 식들은 한 파장내에 여러번 커루게이트되어 있으며, 높은 차수의 항들은 무시될 수 있다는 가정 하에 유도 되었다.

슬랫 안쪽의 전자계들이 cut-off TM 모드만 존재한다고 가정하면, 바깥쪽 영역에서의 전자계들은 아래와 같이 주어진다.

$$\begin{aligned}
 {}_2E_z &= \sum_r L_r \Pi_r(q_2, \xi_2, \xi) se_r(q_2, \eta) \\
 {}_2H_\eta &= -\frac{j\omega\epsilon_0}{lk^2} \sum_{r=1} L_r \Pi'_r(q_2, \xi_2, \xi) se_r(q_2, \eta) \\
 {}_2H_\xi &= \frac{j\omega\epsilon_0}{lk^2} \sum_{r=1} L_r \Pi_r(q_2, \xi_2, \xi) se'_r(q_2, \eta) \quad (9)
 \end{aligned}$$

여기서 $4q_2 = h^2 k^2$ 이며,

$$\begin{aligned}
 \Pi_i(q, \xi_2, \xi) \\
 = \frac{Se_i(q, \xi) Ge_yi(q, \xi_2) - Se_i(q, \xi_2) Ge_yi(q, \xi)}{Ge_yi(q, \xi_2)} \quad (10)
 \end{aligned}$$

이다.

안쪽 영역과 바깥쪽 영역의 경계면 $\xi = \xi_1$ 에서 E_η 가 0이 된다는 경계조건과 임피던스 매칭법을 이용하면 특성 방정식을 유도할 수 있다. 방위각에 무관한 임피던스를 갖는 원통형 도파관의 경우와는 다르게 타원 도파관에서는 임피던스 ${}_2E_z / {}_2H_\eta$ 가 η 의 함수로 주어진다. 이것이 해석을 복잡하게 만드는 원인이 되는 데, 경계면에서의 전계와 자계를 η 에 대하여 평균함으로써 해결할 수 있다. 몇 단계의 계

산을 통하여 $\nu=1$ 인 항만을 포함하는 우수의 HE 모드들에 대한 특성방정식을 유도하면 다음과 같이 된다.

$$\left[Se_1'(q_1, \xi_1) - \left(\frac{K}{k} \right)^2 \frac{\prod_1'(q_2, \xi_2, \xi_1)}{\prod_1(q_2, \xi_2, \xi_1)} Se(q_1, \xi_1) \right] \theta_{1,1} + \overline{\beta}^2 \sum_r Se_1(q_1, \xi_1) \frac{Ce_1(q_1, \xi_1)}{Ce_1'(q_1, \xi_1)} \alpha_{1,r} \delta_{r,1} = 0 \quad (11)$$

여기서

$$\theta_{\nu,\mu} = \int_0^{2\pi} se_\nu(q_1, \eta) se_\mu(q_2, \eta) d\eta / \int_0^{2\pi} se_\mu^2(q_2, \eta) d\eta$$

$$\alpha_{\nu,\mu} = \int_0^{2\pi} se_\nu'(q_1, \eta) ce_\mu(q_1, \eta) d\eta / \int_0^{2\pi} ce_\mu^2(q_1, \eta) d\eta$$

$$\delta_{\nu,\mu} = \int_0^{2\pi} ce_\nu'(q_1, \eta) se_\mu(q_2, \eta) d\eta / \int_0^{2\pi} se_\mu^2(q_1, \eta) d\eta \quad (12)$$

이다.

우수 HE 모드들에 대한 분산곡선(dispersion curve)들의 그래프는 그림 5와 같다. 그림 5는 안쪽 영역의 경계를 나타내는 타원의 이심률 e_1 은 0.7, 바깥쪽 경계인 타원의 이심률 e_2 는 0.56인 경우에 대한 HE₁₁, HE₁₂, HE₁₃ 모드들의 분산특성을 나타낸 그림이다. 분산곡선은 고차모드로 갈수록 오른쪽으로 이동해 가는 것을 알 수 있다.

그림 6은 이심률과 장반경의 비가 다른 세가지 경우에 대한 HE₁₁ 모드의 분산곡선들이다. 그림 5의 경우보다 이심률이 커진 $e_1=0.8, e_2=0.64$ 인 경

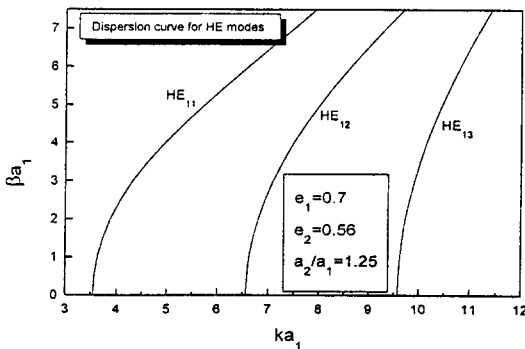


그림 5. HE 모드들에 대한 분산곡선 ($e_1=0.7, e_2=0.56, a_2/a_1=1.25$)

Fig. 5. Dispersion curves for HE modes ($e_1=0.7, e_2=0.56, a_2/a_1=1.25$).

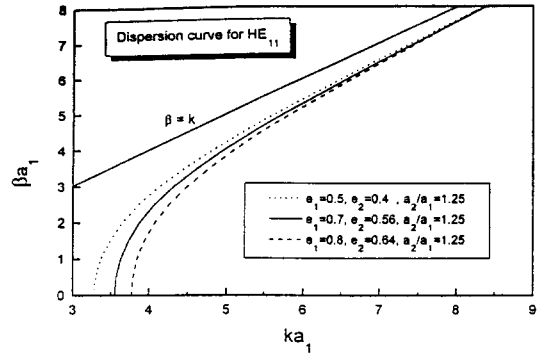


그림 6. HE₁₁ 모드에 대한 분산곡선

Fig. 6. Dispersion curves for HE₁₁ mode.

우는 분산곡선이 우측으로 이동하는 경향을 보이며, 이심률이 더 낮아진 $e_1=0.5, e_2=0.4$ 인 경우에는 분산곡선이 좌측으로 이동하는 경향을 보인다. 이심률이 높아질수록 분산곡선은 오른쪽으로 이동하는 경향이 있음을 알 수 있다. 그림에서의 직선은 $\beta=k$ 인 직선을 보여주는 것으로 세 경우 모두 HE₁₁ 모드의 분산곡선들은 ka_1 값이 커질수록 이 직선에 접근해 가는 것을 볼 수 있다. 그림 6의 $e_1=0.7, e_2=0.56$ 인 경우에 대한 분산곡선의 계산결과는 같은 경우를 계산한 참고문헌 [7]의 그림 7, 8과 같은 결과를 보인다.

3-2 복사 패턴

앞 절에서 주어진 특성 방정식을 풀어 얻어진 결과와 식(8)로부터 전계와 자계를 계산할 수 있다. HE₁₁ 모드에 대한 도파관 내부의 전계를 그리면 그림 7과 같이 나타난다. 그림에서 보는 바와 같이 HE₁₁ 모드에 대한 가로방향의 전계의 방향은 장축쪽의 끝부분을 제외하고는 거의 y 축과 평행하게 나타난다. 이는 원형도파관의 경우에서와 같이 HE₁₁ 모드가 주모드임을 보여주는 것이다.

이 도파관으로부터 공간으로 복사되는 전자계는 실제의 전자계원을 등가의 자기전류밀도들로 대체하는 등가원리(equivalence principle)^[8]을 이용하여 계산할 수 있다. 도파관 끝의 개구면을 포함하는 가상적인 면을 생각하여 등가원리를 적용시키면

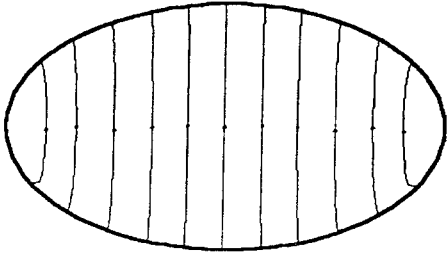


그림 7. HE₁₁ 모드에 대한 도파관 안쪽 영역에서의 가로 전계분포

Fig. 7. Transverse electric fields in the inner region of waveguide for HE₁₁ mode.

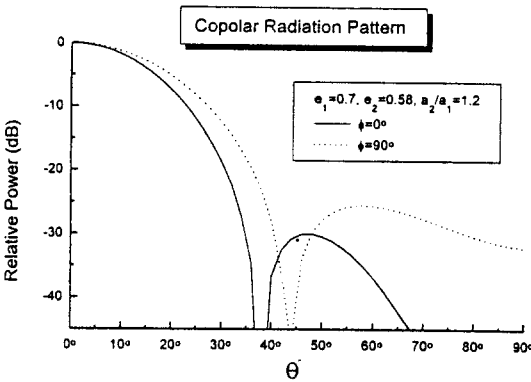


그림 8. HE₁₁ 모드에 주편파 복사패턴
Fig. 8. Copolar radiation pattern for HE₁₁ mode.

이 표면에서의 전자계를 등가의 표면전류밀도들로 대체할 수 있다. 도파관 개구면에서의 전계와 자계를 각각 E_a, H_a 라 하면 도파관 안쪽영역에서의 계만이 유한하므로 등가 전류밀도와 자기전류밀도는 아래와 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \vec{J}_s &= \hat{n} \times \vec{H}_a \\ \vec{M}_s &= \hat{n} \times \vec{E}_a \end{aligned} \quad (13)$$

이것으로부터 벡터퍼텐셜을 도입하는 방법을 이용하여 몇단계 계산을하면 원거리 영역으로 복사된 전계와 자계는 근사적으로 다음과 같이 나타낼 수 있다^[8].

$$E_\theta = -\frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} (L_\theta + \eta N_\theta)$$

$$\begin{aligned} E_\theta &= \frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} (L_\theta - \eta N_\theta) \\ H_\theta &= \frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} (N_\theta - \frac{L_\theta}{\eta}) \\ H_\phi &= -\frac{jke^{-jkr}}{4\pi r} (N_\theta + \eta \frac{L_\theta}{\eta}) \end{aligned} \quad (14)$$

여기서 η 는 자유공간에서의 임피던스이고, \vec{N}, \vec{L} 은 벡터 퍼텐셜을 표기하는 것으로 아래와 같다.

$$\begin{aligned} \vec{N} &= \iint_S \vec{J}_s e^{jkr' \cos \psi} ds' \\ \vec{L} &= \iint_S \vec{M}_s e^{jkr' \cos \psi} ds' \end{aligned} \quad (15)$$

그림 8은 $\epsilon_1=0.7, \epsilon_2=0.58$ 인 타원형 커루게이트 혼의 혼각이 0인 경우에 HE₁₁ 모드의 주편파성분을 계산한 결과를 나타낸 것이다. 여기서 혼의 단면 타원의 장축의 길이는 82 mm, 장축 쪽의 슬릿깊이는 8 mm, 주파수는 11 GHz인 경우를 고려하였다. $\phi=0^\circ$ 에서 사이드로브는 -30 dB이하이며, $\phi=90^\circ$ 에서는 -27 dB이하이다.

그림 9는 그림 8과 같은 경우에 대하여 $\phi=45^\circ$ 에서의 주편파성분과 교차편파성분을 나타낸 것이다. 주편파성분은 41° 근방에 null점이 존재하고 사이드로브의 최대점은 -30 dB이하이며, 교차편파는 전 영역에서 -50 dB이하이다.

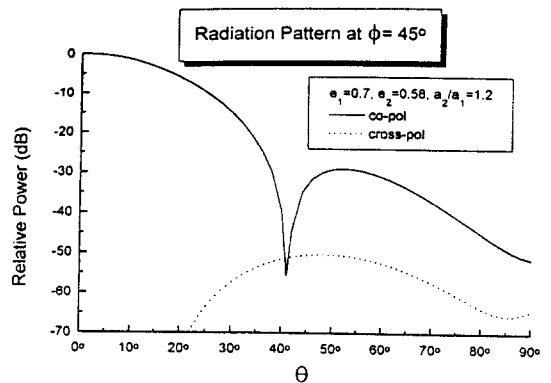


그림 9. HE₁₁ 모드의 주편파 및 교차편파의 복사패턴
Fig. 9. Co-polar and cross polar radiation pattern for HE₁₁ mode.

IV. 결 론

본 논문에서는 타원형 커루게이트 도파관 내에서의 파동방정식의 해를 구하였다. 타원형 도파관 내에서의 전개 및 자계들은 radial 및 angular Mathieu 함수들로 표현되며, 이들의 수치적 계산은 복잡하여 많은 시간과 노력이 요구된다. 우리는 이들을 효과적으로 계산하기 위하여 C++를 사용하는 컴퓨터 프로그램을 개발하여 타원형 커루게이트 도파관 내에서의 전개 및 자계를 계산하였으며, 모드 매칭법과 슬랏 경계면에서의 임피던스 매칭법을 이용하여 HE 모드들에 대한 특성방정식을 유도하였다. 또한 이로부터 타원형 커루게이트 도파관 내에서의 타원의 이심률에 따른 전파특성을 계산하였으며, 등가원리를 이용하여 원거리 영역에서의 안테나의 복사패턴을 계산하였다.

이렇게 얻어진 타원형 커루게이트 도파관 내에서의 전파특성 및 복사특성은 안테나를 설계 및 제작하기 위해 필요한 데이터를 제공한다.

참 고 문 헌

[1] M.E.J. Jeuken and L.F.G. Thurlings, "The Corrugated Elliptical Horn Antennas", *Proc. European Microwave conf.*, Brussels, Sept. 1973.

[2] P.J.B. Clarricoats and P.K. Saha, "Propagation and Radiation Behaviour of Corrugated Feeds", Part 1, *Proc. Inst. Elec. Eng.*, vol. 118 pp. 1171-1186, Sept. 1971.
 [3] B.M. Thomas, G.L. James and K.J. Greene, "Design of Wide-Band Corrugated Conical Horns for Cassegrain Antenna", *IEEE Trans.*, vol. AP-34, pp. 750-757, June 1986.
 [4] E. Lier, "An Elliptical Corrugated Horn Model for Radiation Pattern Predictions", *Antenna and Propagation. Society International Symposium*, AP-S Digest vol. 1, pp. 156-159, 1995.
 [5] 백경훈, 고옥희, "Ka밴드 빔웨이브가이드 시스템 급전용 커루게이트 혼 안테나 설계", 통신학회 하계종합학술발표회 논문집, pp. 177-181, 1996.
 [6] M. Abramowitz, and I.A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, Publ. no. AMS 55. National Bureau of Standards, Washington, D.C, 1964.
 [7] P.J.B. Clarricoats and A.D. Olver, *Corrugated Horns for Microwave Antennas*, Peter Peregrinus Ltd., London, U.K., 1984.
 [8] C.A. Balanis, *Antenna Theory*, John Wiley & Sons, Inc., 1984.

고 옥 희



1983년 2월 : 서울대학교 물리교육학과 (이학사)
 1985년 2월 : 한국과학기술원 물리학과 (이학석사)
 1992년 8월 : 한국과학기술원 물리학과 (이학박사)
 1985년~1988년 : 한국원자력연구소

연구원

1993년~현재 : 한서대학교 물리학과 조교수
 [주 관심분야] 전파전파, 안테나, 전자장 수치해석

백 경 훈



1987년 2월 : 제주대학교 통신공학과 (공학사)
 1989년 2월 : 한양대학교 대학원 전자통신학과 (공학석사)
 1992년 2월 : 한양대학교 대학원 전자통신학과 (공학박사)
 1992년 3월~1997년 2월 : 한서대학교

전자공학과 조교수

1997년 3월~현재 : 동아방송대학 정보통신과 부교수
 [주 관심분야] 안테나 및 전자파전파