

# 급전부에 전이 구조가 있는 원형 개구면 안테나의 엄밀한 해석 방법

## An Analytic Solution of a Circular Aperture Antenna with a Feed Transition

이 행 선

Haeng-Seon Lee

요 약

본 논문에서는 모드 변환기나 필터, 매칭 구조가 모두 연결되어 있는 개구면 안테나의 특성을 예측을 위해 급전 부분에 전이 구조가 붙어 있는 원형 개구면 안테나의 해석적인 산란 해를 제시한다. 개구면의 모양이 원형이기 때문에 길이가 짧고 반지름이 다른 원형 도파관이 연결되어 있는 구조로 모델링하여 안테나를 해석했다. 안테나의 해석에서 급전 도파관과 개구면 사이의 영역은 일반화된 산란 행렬을 이용하여 전기장과 자기장을 나타냈고, 개구면에서 복사되는 전기장과 자기장은 적분 변환을 이용하여 나타내어 전체 구조를 해석했다. 여기서 필요한 산란 행렬과 적분 변환은 모두 해석적으로 계산 가능하고, 엄밀한 해이므로 안테나의 반사 특성, 복사 특성 등을 정확하게 예측 가능하다.

### Abstract

An analytic solution of circular aperture antenna with a feed transition is presented using a hybrid method of generalized scattering matrices and integral transform. The method can give an analytic solution to antennas with integrated filters or mode converters, etc. Scattering matrices and integral transform techniques are combined to accommodate discontinuities connected between an aperture and a feed waveguide, and radiated field from the aperture. The method gives radiation fields as well as return losses of the antenna.

Key words : Circular Aperture, Scattering Matrix, Integral Transform

### I. 서 론

지금까지 개구면 안테나의 특성을 수치적으로 계산하기 위해서 여러 가지 방법이 쓰여왔다. 예를 들어 근사적인 방법으로는 키르히호프 적분 방법, 수치해석적인 방법으로는 모멘트를 이용한 방법 및 유한 요소법, FDTD 등의 방법이 있었고, 해석적인 방법으로는 모드 매칭과 적분 변환을 이용하는 방법, 산란행렬을 이용한 방법 등이 이용되어 왔다<sup>[1]~[4]</sup>. 이 방법들 중에 키르히호프 근사법은 호이겐스의 원

리를 이용하고, 개구면 상에서 전기장 및 자기장의 형태가 입사파의 형태와 거의 같다고 가정하여 복사되는 전기장 및 자기장을 계산하는 방법이다. 이 방법은 개구면의 크기가 파장에 비해 상당히 큰 경우 정확한 계산 결과를 쉽게 얻을 수 있는 반면, 개구면의 크기가 작은 경우는 실제 측정값과 상당한 오차를 갖는 계산 결과를 낳는다. 이에 비해 수치해석에 의한 방법은 정확한 값을 얻을 수 있긴 하지만, 전류 또는 전기장 및 자기장의 형태를 근사하는 기저 함수에 따라 실험 결과를 정확하게 예측할 수도 있고,

서강대학교 전자공학과(Dept. of Electronic Eng., Sogang University)

· 논문 번호 : 20050707-074

· 수정완료일자 : 2005년 10월 4일

때로는 전혀 동떨어진 계산 값을 주기도 한다. 또한 계산해야 할 방정식의 수가 매우 늘어나는 단점도 갖고 있다. 세 번째 방법으로 모드 매칭과 적분 변환을 이용하는 방법은 개구면 내에서 전기장 및 자기장을 고유 함수들의 합으로 표시하고 이를 이용하여, 복사되어 공기 중으로 전파하는 전기장 및 자기장을 표현할 수 있다는 원리를 이용한 것으로, 해석 가능한 개구면의 형태가 제한적이라는 단점을 가지고 있으나 고유함수를 이용하여 전개하므로 급수해가 매우 빠르게 수렴하므로 계산이 매우 빠르게 수행된다는 장점을 가지고 있다. 또한 얻어지는 해는 analytic solution이므로 수치 해석적인 방법에서 기저 함수를 어떻게 선택하느냐 따라 생기는 spurious solution도 없다. 산란 행렬을 이용한 방법은 도파관이나 전송선 문제에서, 불연속 점이 생기는 경우의 산란 특성을 손쉽게 계산할 수 있도록 해주고 여러 다양한 문제를 다룰 수 있다는 장점이 있다. 산란 행렬을 얻기 위해, 고유함수로 전개하고 모드 매칭 등의 방법을 쓰는 방법은 analytic solution도 얻을 수 있지만, 무한 공간상으로 복사되는 전자파의 계산에 이용하기에는 부적합한 방법이다.

본 논문에서는 간단한 개구면 안테나에서 벗어나서 급전 구조까지 포함한 안테나의 특성을 효율적으로 예측할 수 있도록, 모드매칭과 적분 변환을 이용하는 방법과 산란 행렬을 이용하는 방법을 조합해서 analytic solution을 얻는 방법을 제시한다. 이 방법에서 급전 구조 부분은 일반화된 산란행렬을 이용해서 전자파를 표시하고, 개구면 부분은 적분 변환과 모드 매칭을 이용하여 전파를 표시하는 방법을 써서 계산한다. 급전 구조 부분은 길이가 짧고 반지름이 다른 원형 도파관이 일렬로 연결되어 있는 구조가 되고, 개구면에 의한 복사는 마지막 원형 도파관의 전기장 및 자기장을 고유함수로 전개한 것을 적분 변환한 것이 된다. 본 논문에서 다룬 형태는 급전 구조를 갖는 원형 개구면 안테나이므로, 고유함수들은 베셀함수들로 표시되고, 적분 변환은 Hankel 변환에 해당한다. 본 논문에서 얻은 analytic solution은 무한 공간상으로 복사되는 전자파를 표현할 때, 개구면의 경계조건을 만족하는 고유 모드들을 이용하므로, 다른 근사적인 방법에 의한 방법에 비해 수렴 속도가 매우 빠른 결과를 얻을 수 있다. 본 논문에서 제시한

방법을 이용하면, 개구면 안테나에 급전 도파관과 모드 변환기 또는 매칭 구조, 필터 등이 모두 연결된 구조를 해석할 수 있다는 장점이 있다.

## II. 이 론

그림 1에 보이는 것과 같이, 안테나의 구조는 크게 세 부분으로 나눌 수 있다. 즉, 원형 급전 도파관(영역 I), 서로 다른 반지름과 길이를 갖는 원형 도파관들의 연결로 이루어진 전이 부분, 안테나 개구면과 반지름이 같고 길이가 무한히 짧은 원형 도파관으로 이루어진 개구면(영역 II)으로 나눌 수 있다. 여기에서 개구면(영역 II)이라는 영역을 포함한 이유는, 전이 부분을 포함한 안테나 문제를 해결하기 위해 전이 부분의 전자파를 표현하기 위해서는 일반화된 산란 행렬을 이용하고, 개구면에서 복사되는 전자파는 적분 변환을 이용하여 표현하기 위해서이다.

### 2-1 각 영역에서 전자파 표현

급전 도파관(영역 I) 안에 존재하는 전기장과 자기장의 횡 성분(도파관 단면 성분)은 도파관 벽에 의한 경계조건을 만족하는 고유 모드들의 합으로 표현 가능하다. 도파관의 단면이 원형이므로 고유 모드들은 1종 베셀 함수들로 표시 가능하다. 표현 식들은 식 (1), (2)와 같다.

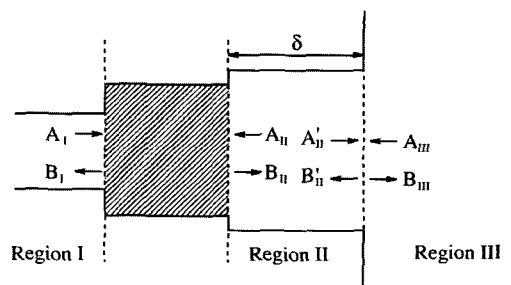


그림 1. 급전 도파관에 전이 구조가 붙은 개구면 안테나, 영역 I은 급전 도파관, 빗금 친 부분은 모드 변환기 또는 매칭 구조, 필터 등의 전이 영역, 영역 II는 개구면, 영역 III은 반무한 공간

Fig. 1. An aperture antenna with feed transitions. Region I is a feeding waveguide. The shaded area is a transition region such as mode converter, region II is aperture, and region III is semi-infinite half space.

$$E_I = \sum_{n=1}^{N_I} [A_I(n)e^{i\beta_n z} + B_I(n)e^{-i\beta_n z}] e_I(n) \quad (1)$$

$$H_I = \sum_{n=1}^{N_I} [A_I(n)e^{i\beta_n z} - B_I(n)e^{-i\beta_n z}] h_I(n) \quad (2)$$

여기에서  $e_I(n)$ 과  $h_I(n)$ 은 영역 I에 존재하는 전기장과 자기장의 고유 모드를 표시하는 벡터 함수들이다.  $A_I(n)$ 들과  $B_I(n)$ 들은 영역 I에 존재하는 전기장과 자기장의 진행 방향 성분과 반사파들의 방향에 해당하는 성분의 크기에 비례하는 계수들이다.  $N_I$ 은 영역 I에 존재하는 고유 모드들의 개수를 나타내는 숫자로서 이론상으로는 무한대이어야 하나, 실제로는 감쇄되지 않고 진행하는 모드의 개수와 감쇄하는 모드 몇 개의 합에 해당하는 수로 해도 충분한 정확도를 갖는 결과를 얻을 수 있다. 영역 I에 존재 가능한 고유 모드들은 아래의 식으로 얻을 수 있다<sup>[3]</sup>.

$$e_I(n) = [e_m^I e_e^I]^T, h_I(n) = [h_m^I h_e^I]^T \quad (3)$$

여기에서  $e_m^I = i\beta_n \nabla \Pi_m^I$ ,  $e_e^I = \omega n_1 \nabla \Pi_e^I \times \hat{z}$ 이고,  $T$ 는 전치 행렬을 표시하는 기호이며,  $n_1$ 은 영역 I의 굴절률,  $\beta_n$ 은  $n$ 번째 모드가 갖는 전파 상수의 값에 해당한다. 본 논문에서 전파는  $z$ 축 방향으로 진행한다고 가정한다. 경계 조건을 만족하는 헤르쯔 포텐셜은 아래와 같다.

$$\Pi_m^I(n) = \cos \phi J_1(\chi_n r/a) e^{ix_n z} \quad (4)$$

$$\Pi_e^I(n) = \sin \phi J_1(\chi'_n r/a) e^{ix'_n z} \quad (5)$$

여기에서  $\chi_n$ 은 1종 베셀 함수의  $n$ 번째 근에 해당하고 ( $J_1(x)=0$ ),  $\kappa_n = [(\omega n_1)^2 - (\chi_n/a)^2]^{1/2}$ 이다.  $\chi'_n$ 은 1종 베셀함수를 미분한 함수의  $n$ 번째 근에 해당된다 ( $J_1'(x)=0$ ). 그리고  $\kappa'_n = [(\omega n_1)^2 - (\chi'_n/a)^2]^{1/2}$ 이다. 여기에서  $a$ 는 급전 도파관의 반지름이다.  $\beta_n$ 은 TM 모드와 TE 모드인가 여부에 따라서 아래와 같이 정해진다.

$$\beta_n \begin{cases} \chi_n, & \text{for TM mode} \\ \chi'_n, & \text{for TE mode} \end{cases} \quad (6)$$

영역 II에서 전기장과 자기장의 단면 방향의 성분은 식 (7)과 같다.

$$E_{II} = \sum_{n=1}^{N_{II}} [A_{II}(n) + B_{II}(n)] e_{II}(n) \quad (7)$$

$$H_{II} = \sum_{n=1}^{N_{II}} [B_{II}(n) - A_{II}(n)] h_{II}(n) \quad (8)$$

위 식에서  $e_{II}$ 와  $h_{II}$ 는 도체 벽의 경계 조건을 만족하는 전기장과 자기장의 고유 모드들이다.  $A_{II}(n)$ 들과  $B_{II}(n)$ 들은 각각 (+z) 방향과 (-z)축 방향으로 진행되는 성분들의 계수이다.  $N_{II}$ 은 영역 II에 존재하는 모드의 개수들이다. 위 식에 고유 모드 함수들이  $z$ 축 방향으로 변화가 없는 이유는 영역 II의 두께가 무한히 작다고 가정했기 때문이다.

영역 I과 영역 II 사이에는 전이 영역이 존재하는데 이 부분은 일반화된 산란 행렬로 표현이 가능하다<sup>[1]</sup>. 두 영역에 존재하는 고유 모드들의 성분에 해당하는 계수들은 산란 행렬 S를 통해 연관을 갖게 되고, 아래 식으로 표현된다.

$$B_I = S_{11}A_I + S_{12}A_{II} \quad (9)$$

$$B_{II} = S_{21}A_I + S_{22}A_{II} \quad (10)$$

위 식에서  $B_I$ 과  $B_{II}$ 는 전이 영역으로부터 멀어지는 방향으로 진행되는 고유 모드들의 성분을 나타내는 계수들로 만든 행 벡터이고,  $A_I$ 과  $A_{II}$ 는 전이 영역으로 진행되는 고유 모드들의 계수로 만든 행 벡터이다. 전이 영역이 반지름과 길이가 다른 원형 도파관의 직렬 연결로 모델링이 가능하므로, 산란 행렬 S는 closed form 형태의 함수들로 표현 가능하다<sup>[1]</sup>. 전이 영역의 실제 형태가 테이퍼된 혼의 형태이든지, 요철 도파관 형태이든지 상관없이 일반화된 산란 행렬만 얻을 수 있으면 모두 본 논문의 결과를 이용 가능하다.

영역 III은, 반 무한 공간이므로 고유 모드들은 연속적인 고유 값들을 갖게 되어 전기장과 자기장의 횡 성분은 아래의 적분식으로 표현 가능하다.

$$E_{III} = \int_0^\infty B_m(\xi) e_m(\xi) d\xi \quad (11)$$

$$H_{III} = \int_0^\infty B_m(\xi) h_m(\xi) d\xi \quad (12)$$

여기에서  $e_{III}$ 와  $h_{III}$ 는 반 무한 공간으로 전파하는 고유 모드들이다. 이 고유 모드들도 식 (3)을 이용하여 얻을 수 있고, 헤르쯔 포텐셜은 다음과 같다.

$$\Pi_m^I(\xi) = \cos \phi J_1(\xi r) e^{ix z} \quad (13)$$

$$\Pi'_e(\zeta) = \sin \phi J_1(\zeta r) e^{i\alpha z} \quad (14)$$

여기에서  $\kappa = [(\omega n_1)^2 - \zeta^2]^{1/2}$ 이다.

## 2-2 경계 조건

앞에서 도입된 여러 계수들은 여전히 미지수이지만, 경계 조건을 이용하여 얻을 수 있다. 우선 개구면에서 전기장과 자기장의 접선 성분이 연속이라는 조건을 이용하면 아래의 식을 얻을 수 있다.

$$E_{\parallel} = E_{\text{III}}, \quad H_{\parallel} = H_{\text{III}}. \quad (15)$$

위 두 식에 각각  $h_{\text{III}}^*(\zeta)$ 과  $e_{\parallel}^*$ 를 외적을 하고, 개구면 상에서 면적분하면 아래 식을 얻을 수 있다.

$$P(A'_{\parallel} + B'_{\parallel}) = QB_{\text{III}} \quad (16)$$

$$R(A'_{\parallel} - B'_{\parallel}) = -P'B_{\text{III}} \quad (17)$$

위 식에서  $P'$ 는  $P$  행렬의 adjoint이고  $Q$ 와  $R$ 은 아래 식에 해당된다.

$$P_{\zeta, m} = \langle e_{\parallel}(m) | h_{\text{III}}(\zeta) \rangle \quad (18)$$

$$Q_{\zeta, \zeta} = \langle e_{\text{III}}(\zeta) | h_{\text{III}}(\zeta) \rangle \quad (19)$$

$$R_{n, m} = \langle h_{\parallel}(m) | e_{\parallel}(n) \rangle \quad (20)$$

위 식에서  $\langle u | v \rangle$ 는 식 (21)로 정의된다.

$$\langle u | v \rangle = \int_S (u \times v^*) \cdot da \quad (21)$$

적분 기호에서  $S$ 는 개구면을 나타낸다. 위 적분은 고유 모드들의 Poynting 벡터의 적분들이 서로 직교하는 성질을 이용하여 closed form으로 계산 결과를 얻을 수 있다.

그림 1에서 보이듯이  $A'_{\parallel} = B_{\parallel}$ 이고  $B'_{\parallel} = A_{\parallel}$ 이므로 식 (14)는 다음과 같이 된다.

$$P(A_{\parallel} + B_{\parallel}) = QB_{\text{III}} \quad (22)$$

$$R(B_{\parallel} - A_{\parallel}) = -P'B_{\text{III}}. \quad (23)$$

식 (22)를 이용하여  $B_{\text{III}}$ 를 소거하면 식 (23)은 아래의 식으로 바뀐다.

$$R(B_{\parallel} - A_{\parallel}) = -P'Q^{-1}P(A_{\parallel} + B_{\parallel}) \quad (24)$$

$B_{\text{III}}$ 에 관한 식인 (10)을 이용하면,  $A_{\parallel}$ 는  $A_1$ , 즉 입사파의 크기를 이용하여 구할 수 있게 된다.

$$\begin{aligned} & R(S_{21}A_1 + S_{22}A_{11} - A_{11}) \\ & = -P'Q^{-1}P(A_{11} + S_{21}A_1 + S_{22}A_{11}). \end{aligned} \quad (25)$$

식 (25)를 다시 한 번 정리하면 아래 식으로 바뀐다. 즉 아래 식에 의해서 급전 도파관에 들어오는 입사파의 크기를 이용하여, 개구면에서 반사되는 전파 성분을 알 수 있게 된다.

$$\begin{aligned} A_{11} = & [R(S_{22} - I) + P'Q^{-1}P(S_{22} + I)]^{-1} \\ & \cdot (R + P'Q^{-1}P)S_{21}A_1. \end{aligned} \quad (26)$$

개구면에서 반사되는 전파 성분을 정확히 구할 수 있으므로, 개구면 상에서의 전기장과 자기장을 정확하게 얻을 수 있고, 이 정보에 의하여 영역 III으로 전파되는 성분인  $B_{\text{III}}$ 도 아래 식에 의하여 구할 수 있다.

$$B_{\text{III}} = Q^{-1}P[S_{21}A_1 + (I + S_{22})A_{11}] \quad (27)$$

영역 III에서 고유 모드가 베셀 함수로 표현되고, 그 계수가  $B_{\text{III}}$ 이므로,  $B_{\text{III}}$ 는 Hankel 변환에 해당된다. 급전 도파관에서 생기는 반사파 성분은 식 (9)를 이용하여 구할 수 있고, 식 (22)와 (23)을 계산할 때 필요한 행렬  $P, Q, R$ 은 식 (18)~(20)을 이용하여 closed form 형태로 구할 수 있다. 해당 행렬의 원소는 부록에 정리했다.

## III. 계산 결과

이 절에서는 앞에서 유도한 식을 이용하여 급전 구조가 붙어 있는 개구면 안테나인 요철이 있는 원형 혼 안테나의 복사 패턴과 반사 계수를 계산하여 실험 값과 비교하였다. 혼 안테나의 단면을 보면, 반지름과 길이가 다른 원형 도파관이 직렬로 연결되어 있는 모습이다. 그러므로, 이 부분은 일반화된 산란 행렬을 이용하여 전기장과 자기장의 특성을 표시할 수 있다. 입사파가  $TE_{11}$  모드이고, 요철로 인해  $TE, TM$  모드가 모두 생기므로, 전기장을 나타낼 때, 고유 모드의 합은  $TE, TM$  모드를 모두 포함한다. 소스에 연결된 급전 도파관의 반지름은  $a$ 라고 가정한다. 일반화된 산란 행렬  $S$ 는 전이영역을 이루는 원형 도파관의 산란 행렬이 직렬로 연결된 경우의 행렬을 구하면 된다<sup>[1]</sup>.

개구면에서(region II) 복사되는 전기장과 자기장은 식 (11), (27)을 이용하여 구할 수 있다. 식 (26)의  $PQ^{-1}P$  행렬은 다음과 같다.

$$P'Q^{-1}P = \begin{pmatrix} U & V \\ -V' & W \end{pmatrix} \quad (28)$$

$$U_{nm} = i\omega n_2 x_m x_n \chi_n J_1(\chi_m) J_1(\chi_n) I^{(1)}(n, m) \quad (29)$$

$$V_{nm} = \omega^2 n_1 n_2 x_n \chi_n J_1(\chi_n) J_1(\chi_m) I^{(2)}(n, m) \quad (30)$$

$$W_{nm} = i\omega J_1(\chi_n) J_1(\chi_m) \cdot$$

$$\left[ \omega^2 n_1^2 n_2 I^{(3)}(n, m) + \frac{n_1^2 \chi_m^2 \chi_n^2}{n_2 a_1^2} I^{(4)}(n, m) \right] \quad (31)$$

여기에서

$$I^{(1)}(n, m) = a_1 \int_0^\infty \frac{u^3 J_1^2(u) du}{v(u^2 - \chi_n^2)(u^2 - \chi_m^2)} \quad (32)$$

$$I^{(2)}(n) = a_1 \int_0^\infty \frac{u J_1^2(u) du}{v(u^2 - \chi_n^2)} \quad (33)$$

$$I^{(3)} = a_1 \int_0^\infty \frac{J_1^2(u) du}{uv} \quad (34)$$

$$I^{(4)}(n, m) = a_1 \int_0^\infty \frac{v^* u^3 J_1^2(u) du}{(u^2 - \chi_n^2)(u^2 - \chi_m^2)} \quad (35)$$

이다. 위 식에서  $v = [(\omega n_1 a_1)^2 - u^2]^{1/2}$ 이고  $a_1$ 은 개구면의 반지름이다. 위 적분들의 피적분 함수들은 특이점이 없고, 수렴 속도도 매우 빠르므로 복소수 적분이나 수치 적분을 이용하면 쉽게 구할 수 있다.

그림 2는 참고문헌 [4]에 나오는 개구면 안테나로서 원형 도파관에 모드 컨버터와 요철 도파관이 연결되어 있다. 위에서 얻은 결과를 이용하여 참고문

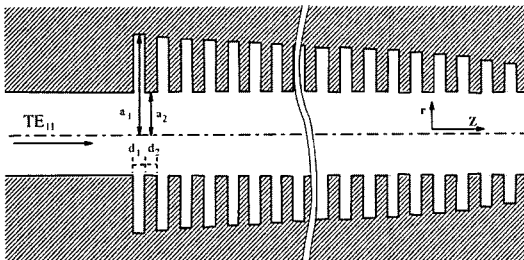


그림 2. 참고문헌 [4]에 있는 모드 변환기의 개구면 안테나의 구조  
Fig. 2. Long type open ended corrugated waveguide mode converter<sup>[4]</sup>.

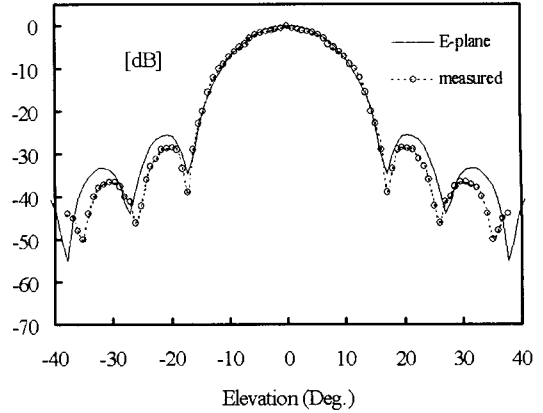


그림 3. 본 논문에서 제시한 방법을 써서 계산한 복사 패턴과 참고문헌 [4]에 제시된 측정값과의 비교(E-plane)

Fig. 3. Calculated radiation pattern and measured pattern<sup>[4]</sup>(E-plane radiation pattern).

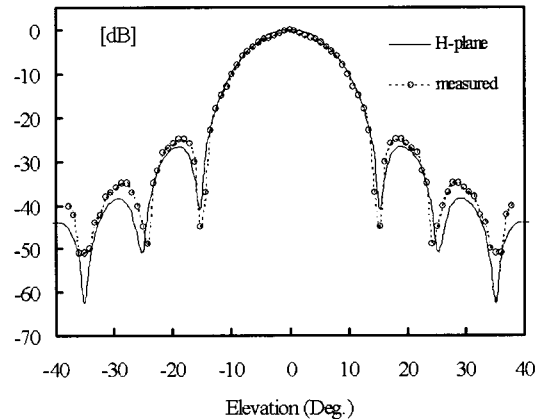


그림 4. 본 논문에서 제시한 방법을 써서 계산한 복사 패턴과 참고문헌 [4]에 제시된 측정값과의 비교(H-plane)

Fig. 4. Calculated radiation pattern and measured pattern<sup>[4]</sup>(H-plane radiation pattern).

헌 [4]에 나오는 실험 결과와 비교한 것이 그림 3과 4이다. E-plane과 H-plane 패턴을 실험 값과 비교한 것으로 거의 일치하고 있다.

이 개구면 안테나는 길이가 짧은 530개의 원형 도파관이 직렬로 연결되어 있는 구조로 530개의 원형 도파관을 나타내는 산란 행렬과, 529개의 도파관 접합을 나타내는 산란 행렬로 모델링 했다. 530개의 도파관 각각에서 고유 모드들의 개수는 해당 도파관의 반지름에 비례하게 정하면 되고, 가장 큰 반지름을

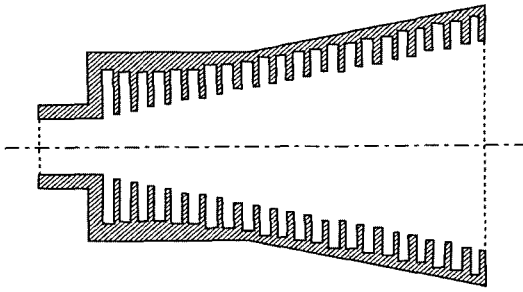


그림 5. 개구면이 넓어지는 혼안테나<sup>[5]</sup>

Fig. 5. Flared corrugated horn<sup>[5]</sup>.

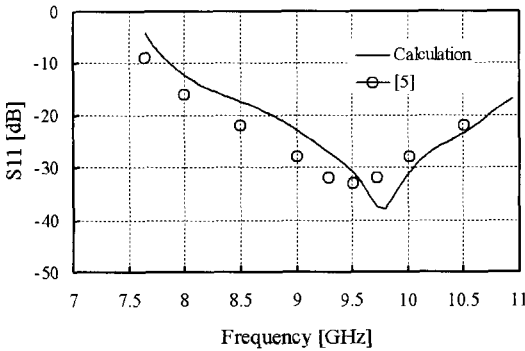


그림 6. 요철이 있는 혼 안테나의 반사 손실 비교<sup>[5]</sup>

Fig. 6. Comparison of return losses of a circular corrugated horn<sup>[5]</sup>.

갖는 원형 도파관 안에서 모드 개수를 10개로 해서 계산하여 반사파와 복사된 전력의 합을 구해 보면 입사파 에너지의 99.9 % 정도로 수렴한다. 계산하기 위해서 유도한 산란 행렬들이 모두 closed-form 함수로 나오므로 계산 결과가 모드 개수에 따라 불안정하게 발산하는 경우도 없으므로, 계산에 매우 효율적인 방법이라고 할 수 있다.

그림 5는 참고문헌 [5]에 나와 있는 혼 안테나이다. 그림 6은 반사 손실을 비교한 것으로 계산한 결과와 역시 일치하고 있다.

#### IV. 결 론

급전부와 안테나 사이에 전이 영역이 있는 개구면 안테나의 특성을 계산할 수 있는 해석적인 방법이 제시되었다. 기존의 다른 방법과는 달리 고유 모드들로 전개되었고, 근사화가 없이 유도된 식이므로 복사 특성, 반사 특성 등을 동시에 정확하게 얻을 수

있게 해준다. 또한 전파의 진행 방향으로 고유 모드들을 전개했기 때문에, 전이 영역을 이루는 길이가 짧은 도파관들 안의 전기장과 자기장을 전개하기 위해 필요한 모드의 개수는 진행 모드(propagating mode)의 개수 이상만 되면, 수렴하는 결과를 얻을 수 있다.

본 논문에서 제시한 방법은 일반화된 산란 행렬과, 적분 변환을 이용하기 위해 안테나 문제를 두 개로 나누어 각각에서 산란 행렬과 적분 변환을 이용해서 표현하고 두 결과를 합해서 전파 특성을 구하는 식으로 진행하여, 간단하면서도 정확한 해를 얻을 수 있었다. 유도된 방법을 이용하여, 모드 변환기가 붙어 있는 원형 개구면 안테나의 복사 특성과, 반사 특성을 계산해 본 결과 측정값과 일치하였다. 본 논문의 내용을 이용하여 안테나 매칭 부분이나 필터들이 집적되어 있는 구조도 해석 가능할 것이다.

#### 부 록

본문에 나와 있는 적분을 계산하기 위해 고유 모드들간에 외적을 하고 개구면 상에서 적분할 필요가 있다. 계산에 필요한 수식을 유도하여 아래에 제시한다. 아래 수식을 이용하여 피적분 함수를 구해보면, 특이점이 없기 때문에 복소수 적분이나 수치적분으로 쉽게 계산 가능하다.

$$\langle e_m^{\text{II}}(j) | h_m^{\text{III}}(\zeta) \rangle = i\omega\omega_2 x_j \chi_j J_1'(\chi_j) \frac{(\zeta a)^2 J_1(\zeta a_1)}{\chi_j^2 - (\zeta a_1)^2} \quad (\text{A1})$$

$$\langle e_e^{\text{II}}(j) | h_m^{\text{III}}(\zeta) \rangle = -\omega^2 n_2 n_3 J_1(\chi_j) J_1(\zeta a_1) \quad (\text{A2})$$

$$\langle e_m^{\text{II}}(j) | h_e^{\text{III}}(\zeta) \rangle = 0 \quad (\text{A3})$$

$$\langle e_m^{\text{II}}(j) | h_m^{\text{III}}(\zeta) \rangle = -i\omega\omega_2 J_1(\chi_j) \frac{x^* \zeta a^2 J_1'(\zeta a_1)}{\chi_j^2 - (\zeta a_1)^2} \quad (\text{A4})$$

$$\langle e_m^{\text{II}}(p) | h_m^{\text{III}}(q) \rangle = -\frac{i}{2} \omega n_2 x_p x_q^2 [J_1'(\chi_p)]^2 \delta_{p,q} \quad (\text{A5})$$

$$\langle e_e^{\text{II}}(p) | h_e^{\text{III}}(q) \rangle = \frac{i}{2} \omega n_2 x_p (1 - x_p^2) [J_1'(\chi_p)]^2 \delta_{p,q} \quad (\text{A6})$$

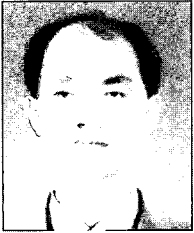
$$\langle e_m^{\text{III}}(\zeta) | h_m^{\text{III}}(\zeta') \rangle = -i\omega\omega_3 x \zeta \delta(\zeta - \zeta') \quad (\text{A7})$$

$$\langle e_e^{\text{III}}(\zeta) | h_e^{\text{III}}(\zeta') \rangle = -i\omega n_3 x^* \zeta \delta(\zeta - \zeta') \quad (\text{A8})$$

참 고 문 헌

- [1] G. L. James, "Analysis and design of  $TE_{11}$  to  $HE_{11}$  corrugated cylindrical waveguide mode converters", *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol. 29, no. 10, pp. 1059-1066, Oct. 1981.
- [2] G. L. James, "Propagation and radiation properties of corrugated cylindrical coaxial waveguides", *IEEE Trans. Antennas and Propag.*, vol. AP-31, no. 3, pp. 477-483, May 1983.
- [3] Haeng S. Lee, Hyo J. Eom, "Scattering from a cylindrical waveguide with rectangular corrugations", *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol. 49, no. 2, pp. 315-320, Feb. 2001.
- [4] Manfred Thumm, Annemarie Jacobs, and Mario S. Ayza, "Design of short high power  $TE_{11}$  to  $HE_{11}$  mode converters in highly overmoded corrugated waveguides", *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol. 39, no. 2, pp. 301-309, Feb. 1991.
- [5] Vahras Jamnejad, Ahmad Hoorfar, "Design of corrugated horn antennas by evolutionary optimization techniques", *IEEE Antennas and Wireless Propag. Letters*, vol. 3, pp. 276-279, 2004.

이 행 선



1995년 2월: 서울대학교 전자공학과 (공학사)  
1997년 2월: 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 (공학석사)  
2000년 8월: 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 (공학박사)  
2000년 8월~2004년 2월: LG전자  
선임연구원

2004년 2월~현재: 서강대학교 전자공학과 조교수  
[주 관심분야] 초고주파 산란 해석, EMI/EMC