

모멘트법을 적용한 구형도파관 슬롯 배열 안테나 해석 및 설계

論 文
51C-8-7

Analysis and Design of Waveguide Slotted Array Antenna using Method of Moment.

崔成烈* · 高榮浩**
(Sung-Youl Choi · Young-Ho Ko)

Abstract - A rigorous analysis of a broad wall slot array is presented. The slot is longitudinal and offset from the center line in the rectangular waveguide. Pertinent integral equations are developed, taking into account finite wall thickness. The method of moment with entire basis function is used to solve a pair of coupled-integral equations, derived from the electromagnetic boundary conditions using modified Green's function, to find the tangential electric field on the upper and lower surfaces of the slot. Numerical results for resonant length and scattering parameters of the slots are presented over a range of offset. Computed results are compared with experimental result.

Key Words : Slot, Method of moment, Array antenna, Waveguide, Integral equation

1. 서 론

도파관 슬롯은 안테나 시스템에서 있어서 일반적으로 이용되고 있는 방사기의 한 형태로써 본질적으로 좁은 주파수 대역을 갖는다는 단점에도 불구하고 배열 안테나로 구성하였을 경우 정합회로를 필요로 하지 않으며 박형의 고 이득 안테나 제작이 가능하다는 점 때문에 널리 쓰이고 있다. 도파관을 이용한 슬롯 배열 안테나는 폐쇄구조로 이루어지기 때문에 전송손실이 거의 없으며, 대 전력 전송이 가능하고 스트립과 마찬가지로 박형의 구조를 가질 수 있어서 차량과 같은 육상 이동체 탑재용 안테나 및 이동통신 기지국간의 무선 링크 등의 응용이 기대되고 있다. 이러한 슬롯 배열 안테나를 설계하기 위해서는 슬롯의 해석에 있어서 해석시간의 단축과 정확성이 절실히 요구된다.

본 논문에서는 X 밴드 대역에 사용되는 구형도파관 슬롯 배열안테나를 해석하기 위하여 보다 수치해석 시간을 단축할 수 있으며 정확한 해를 구할 수 있는 모멘트 법을 적용하였다. 모멘트 법은 주어진 구조에 대한 경계 값 문제를 적분방정식을 이용하여 전자장 문제를 해석하고 설계하는데 널리 이용되는 수치해석 기법이다.[1][2][3] 도파관 슬롯 배열안테나의 고전적 해석과 설계 법은 도파관의 기본모드에 대하여 등가전송선로에 결합 개구 등의 등가회로를 접속하여 특성을 파악하는 것이었다.[4][5][6] 그러나 이러한 해석적 방법은 결합 개구 등의 구조상의 불연속이 도파관내에 독립적으로 존재하는 것을 전제로 하고 있고 여러 개의 불연속이 가까이

존재하는 경우의 상호결합을 정확하게 해석하는 것이 가능하지 않다.

따라서 본 논문에서는 도파관 슬롯 배열 소자들의 전체적인 결함을 고려하여 연립적분방정식을 유도하고 모멘트법을 적용하여 연립1차 방정식으로 변환함으로써 수치적으로 해석하였으며 모멘트 행렬요소의 수렴속도를 개선하기 위하여 도파관 내부에서의 그린함수를 가상공간법을 이용하여 노말모드 그린함수의 변형된 형태를 사용하였다.

직선편파특성을 가지는 슬롯 배열 안테나의 설계에 이용되도록 하기 위하여 단일슬롯에서 주어진 도파관의 크기와 주파수에 대한 슬롯의 윗새에 대한 공진길이와 어드미턴스 특성을 구하여 기존의 연구결과[2],[5] 비교검토 함으로써 가상공간법을 이용한 해석의 정당성을 입증하였다. 또한 슬롯간의 상호결합을 고려하여 구형도파관에서 종 방향으로 배열되어 있는 슬롯 배열 안테나를 가상공간법을 이용하여 모멘트법으로 해석하고 설계 제작하여 측정된 결과와 비교하였다.

2. 본 론

기본모드(TE_{10})로 동작하는 구형도파관 광벽면에 슬롯을 파면 도파관 벽 전류를 차단하여 슬롯 표면에 전계를 유기시킨다. 유기된 전계는 슬롯 외부로 복사되는 전자계 및 도파관 내부의 슬롯 근처에 고차모드를 발생시킨다. 따라서 슬롯 외부로 복사되는 전자계는 슬롯 표면의 전계분포와 반 평면 자유공간의 3차원 다이에덕 그린함수의 곱에 대한 적분식과 도파관 내부로 입사되는 자계모드와 슬롯 표면의 전계분포와 도파관 내부의 다이에덕 그린함수와 곱에 대한 적분식으로 표현되어진다. 등가정리를 적용하여 해석영역을 도파관 내부영역과 도파관 벽두께 영역 반 자유공간 영역으로 분해하고 해석영역 경계에서의 자계에 관한 경계조건으로부터 적분방정식을 유도한다. 이러한 적분방정식을 풀기 위하여

* 正 會 員 : 全北大 電氣工學科 博士修了

** 正 會 員 : 全北大 電子情報 新技術 研究센터 研究員
全北大 電子情報工學部 副教授 · 工博

接受日字 : 2001年 12月 30日

最終完了 : 2002年 6月 10日

모멘트법을 적용하여 연립 1차 방정식으로 변형하고 방정식의 미지계수를 구하여 슬롯에서의 등가자류를 구하고 이것을 이용하여 단일 슬롯에서의 전계의 분포 및 운셋에 대한 임피던스 특성과 슬롯의 공진길이를 구하고 슬롯 배열안테나에서 슬롯 전체에 대한 상호결합을 하나의 적분방정식에 포함하여 계산하고 구하여진 등가자류를 이용하여 방사패턴을 구하였다.

2.1 모멘트법

그림 1은 두께 t 를 갖는 구형도파관의 넓은 면에 축 방향으로 k 번째 슬롯이 길이 L_k , 폭 W_k 및 중앙 축으로부터 d_k 만큼의 오프셋을 가지고 관내파장의 절반의 길이만큼 떨어져 있는 정재파 여진형 종방향 슬롯 배열 안테나의 해석모델을 보여주고 있다.

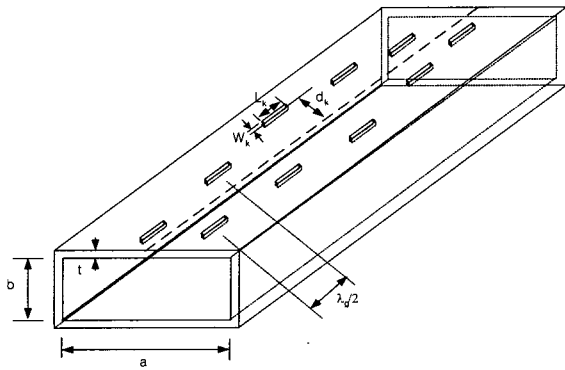


그림 1 구형도파관 광벽면의 슬롯 안테나
Fig 1 Slot antenna in broad face of rectangular waveguide

슬롯을 해석함에 있어서 구형도파관의 벽면은 모두 전기벽이고 슬롯은 무한장 도파관의 넓은 면에 위치하고 있으며 도파관 외부에는 무한대의 금속판으로 되어있다고 가정한다. 따라서 도파관 내부영역과 외부영역에 존재하는 슬롯의 하부개구면과 상부개구면에서 불연속이 일어난다. 도파관의 두께를 고려하기 때문에 해석영역은 3개의 영역 즉, V_k^{int} 는 도파관 내부영역, V_k^{out} 는 도파관의 외부영역, V_k^{cav} 는 도파관 벽 두께 영역이다. ($k=1,2,3,\dots,N$ 는 슬롯 갯수) V_k^{int} 와 V_k^{cav} 의 경계 개구표면은 하부개구로서 S_k^i 로 하고 V_k^{cav} 와 V_k^{out} 의 경계 개구표면은 상부개구로서 S_k^o 로 한다. 여기에서 입사파는 $+z$ 방향으로 TE_{10} 모드로 하였다.

하부개구 S_k^i 와 상부개구 S_k^o 에서의 미지의 전계를 각각 E_k^i , E_k^o 라 하면 등가정리에 의해 개구면 S_k^i 는 전기벽으로 변환되고 등가자류는 $M_k^{i,o} = E_k^{i,o} \times \hat{n}$ 로 되며 구조상의 불연속은 없어지게 된다. 등가정리에 의하여 도파관 내부의 전자계는 전기벽과 등가자류를 가정하기 전의 상태와 동일하게 된다. 여기서 \hat{n} 는 관심영역에서의 내부로 향하는 단위 법선벡터를 표시한다.

각각 N 개의 슬롯이 하부개구와 상부개구 2개의 개구면을 갖기 때문에 전체의 개구면 즉, 미지자류의 수는 $2N$ 개가 된다. 그림 2는 도파관 슬롯 배열 안테나의 해석모델과 등가정리를 적용한 모델을 보여주고 있다. \hat{n} 의 방향이 동일 개구면의 양측에서 반대가 되기 때문에 동일 개구면의 양측에서 자류의 방향은 서로 반대방향이 된다.

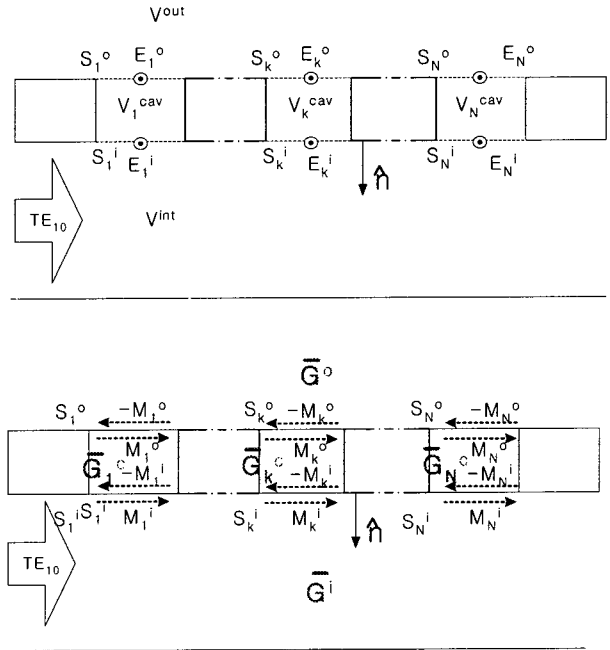


그림 2 슬롯 배열의 등가모델
Fig 2 Equivalent model of slot array

각 영역의 전자계는 입사파인 파원이 만드는 전자계와 각 영역에 존재하는 등가 자류원이 만드는 산란전자계로 구성된다. l 번째 슬롯 ($l=1,2,\dots,N$)의 하부개구 S_l^i 와 상부개구 S_l^o 에서는 다음 식을 만족한다.

$$\begin{aligned}
 H_{10}^{(+)}(r) + \sum_{k=1}^N \int_{S_k^i} \overline{G}^i(r, r') \cdot M_k^i(r') dS \\
 = \int_{S_l^i} \overline{G}^c(r, r') \cdot \{ -M_l^i(r') \} dS \\
 + \int_{S_l^o} \overline{G}^c(r, r') \cdot M_l^o(r') dS
 \end{aligned}
 \quad r \in S_l^i \quad (1)$$

$$\begin{aligned}
 \int_{S_l^i} \overline{G}^c(r, r') \cdot \{ -M_l^i(r') \} dS \\
 + \int_{S_l^o} \overline{G}^c(r, r') \cdot M_l^o(r') dS \\
 = \int_{S_l^o} \overline{G}^o(r, r') \cdot \{ -M_l^o(r') \} dS
 \end{aligned}
 \quad r \in S_l^o \quad (2)$$

식 (1)에서 좌변은 TE₁₀ 모드 입사자계와 각 슬롯의 하부개구에서 등가자류 $M_k^i(\mathbf{r}')$ 인 파원에 의한 산란자계로서 도파관 내부영역 V^{int} 에서의 자계이고 우변은 하부개구 S_i^b 의 등가자류 $-M_k^i(\mathbf{r}')$ 인 파원에 의한 산란자계와 등가자류 $M_k^o(\mathbf{r}')$ 인 파원에 의한 산란자계로서 도파관 벽두께 영역 V^{cav} 에서의 자계이다. 또한, 식(2)에서 좌변은 도파관 벽두께 영역 V^{cav} 에서의 자계이고 우변은 도파관 외부영역 V^{out} 에서의 자계이다. 여기에서 \overline{G}^i 는 노말모드 함수를 이용한 파원이 자계인 자계에 관한 도파관내에서의 다이애덕 그린함수이고 \overline{G}^c 는 도파관 벽두께 영역에서의 다이애덕 그린함수이며, \overline{G}^o 는 반 자유공간에서의 다이애덕 그린함수이다.

연립 1차 방정식 식 (1)과 (2)는 벡터량인 슬롯 개구자류를 포함하고 있기 때문에 수식적으로 푸는 것은 곤란하기 때문에 모멘트법의 갤러킨법을 사용하여 수치적으로 해석하였다.

각 슬롯 개구의 자류 $M_k^a(\mathbf{r}')$ 를 기저함수 $m_{ka}(\mathbf{r}')$ ($q=1, 2, \dots, M$)의 시리즈 형태로 전개하면

$$M_k^a(\mathbf{r}') = \sum_{q=1}^M V_{ka}^q m_{ka}(\mathbf{r}') \quad (3)$$

이며, 여기서 기저함수 $m_{ka}(\mathbf{r}')$ 는

$m_{ka}(\mathbf{r}') = \hat{z} \frac{1}{w_k} \sin\left\{\frac{q\pi}{l_k}\left(z + \frac{l_k}{2}\right)\right\}$ 이고 V_{ka}^q 는 기저함수의 전개계수이며 스칼라량의 미지수가 된다. 2N개의 자류의 각각을 M개의 기저함수를 이용하여 전개하기 때문에 전체 미지의 전개계수는 2NM개가 된다.

미지의 벡터 자류에 관한 연립방정식을 풀기 위해 기저함수 전개식을 연립방정식에 대입하고 각 적분방정식이 성립하는 개구면에서 사용하는 자류의 기저함수와 같은 형태로 가중함수를 적용하여 내적을 하면,

$$\begin{aligned} & \int_{S_i^b} m_{lp}^i(\mathbf{r}) \cdot H_{10}^{(+)}(\mathbf{r}) dS_o \\ & + \sum_{k=1}^N \sum_{q=1}^M V_{ka}^q \int_{S_i^b} m_{lp}^i(\mathbf{r}) \cdot \int_{S_i^b} \overline{G}^i(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot m_{ka}^i(\mathbf{r}') dS_s dS_o \\ & = - \sum_{q=1}^M V_{la}^q \int_{S_i^b} m_{lp}^i(\mathbf{r}) \cdot \int_{S_i^b} \overline{G}^c(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot m_{la}^i(\mathbf{r}') dS_s dS_o \\ & + \sum_{q=1}^M V_{la}^q \int_{S_i^b} m_{lp}^i(\mathbf{r}) \cdot \int_{S_i^b} \overline{G}^c(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot m_{la}^o(\mathbf{r}') dS_s dS_o \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & - \sum_{q=1}^M V_{la}^q \int_{S_i^b} m_{lp}^o(\mathbf{r}) \cdot \int_{S_i^b} \overline{G}^c(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot m_{lp}^i(\mathbf{r}') dS_s dS_o \\ & + \sum_{q=1}^M V_{la}^q \int_{S_i^b} m_{lp}^o(\mathbf{r}) \cdot \int_{S_i^b} \overline{G}^c(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot m_{lp}^o(\mathbf{r}') dS_s dS_o \\ & = - \sum_{k=1}^N \sum_{q=1}^M V_{ka}^q \int_{S_i^b} m_{lp}^o(\mathbf{r}) \cdot \int_{S_i^b} \overline{G}^o(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot m_{kp}^o(\mathbf{r}') dS_s dS_o \end{aligned} \quad (5)$$

이다. 식(4)와 (5)를 정리하면 다음과 같은 1차 연립 방정식의 행렬식을 얻을 수 있다.

$$\begin{bmatrix} [Y_{lpka}^i] + [Y_{lpka}^{cii}] & -[Y_{lpka}^{cio}] \\ -[Y_{lpka}^{coi}] & [Y_{lpka}^o] + [Y_{lpka}^{coo}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [V_{ka}^i] \\ [V_{ka}^o] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [h_{lp}^{(+)}] \\ [0] \end{bmatrix} \quad (6)$$

Y_{lpka}^a 와 Y_{lpka}^{cab} ($a, b=i, o$)는 1차 방정식의 계수로서 다음과 같다.

$$\begin{aligned} Y_{lpka}^a &= \int_{S_i^b} m_{lp}^a(\mathbf{r}) \cdot \int_{S_i^b} \overline{G}^a(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot m_{ka}^a(\mathbf{r}') dS_s dS_o \\ Y_{lpka}^{cab} &= \delta_{ik} \int_{S_i^b} m_{lp}^a(\mathbf{r}) \cdot \int_{S_i^b} \overline{G}^c(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot m_{ka}^a(\mathbf{r}') dS_s dS_o \\ h_{lp}^{(+)} &= \int_{S_i^b} m_{lp}^i(\mathbf{r}) \cdot H_{10}^{(+)}(\mathbf{r}') dS_o \end{aligned} \quad (7)$$

이다.

식(6)의 해인 기저함수의 전개계수를 구하고 각 슬롯의 하부개구와 상부개구의 자류를 결정한다. 그의 자류분포를 이용하여 반사계수 및 투과계수등의 산란 행렬을 구한다.

여기서 어드미턴스 행렬 Y_{lpka} 는 파원인 자류의 기저함수

m_{ka}^a 에 의한 관측점의 위치에서 발생한 자계와 관측점의 위치에 놓여진 다른 자계의 기저함수 m_{lp}^a 와의 결합량을 나타내고 있다

서브행렬 $[Y_{lpka}^{cio}]$ 와 $[Y_{lpka}^{coi}]$ 는 식 (7)에서 처럼 2개의 자류가 동일 영역에 있기 때문에 2개의 자류가 직접결합하지 않는다. 따라서 대칭행렬의 대각 항만 구하고 나머지 행렬은 0으로 놓는다. $[Y_{lpka}^a]$ 는 가역정리에 의하여 두 개의 자류원에 의한 결합량은 $Y_{lpka}^a = Y_{ka lp}^a$ 인 대칭행렬의 형태가 되기 때문에 대각행렬 요소만 구하면 된다.

2.2 다이애덕 그린함수

전계의 다이애덕 그린함수는 관측점 \mathbf{r} 에 관하여 자계의 고유모드함수 $H_{mn}(\mathbf{r})$ 을 관측점에 관하여 전계의 고유모드함수 $E_{mn}(\mathbf{r})$ 로 치환하면 구해지고 단위 자류원에 의한 다이애덕 그린함수는 파원 \mathbf{r}' 에 관하여 자계의 고유모드함수 $H_{mn}(\mathbf{r})$ 을 파원에 관하여 전계의 고유모드함수 $-E_{mn}(\mathbf{r})$ 로 치환하면 구해진다.

도파관 내부에서 일반적으로 사용하는 +z 방향으로 전파하는 노말모드에 의해 표시되는 자계에 대한 다이애덕 그린함수는 z_o 와 z_s 사이의 관계에 대하여 두 가지 표현 중에서 하나를 선택적으로 사용해야 하기 때문에 슬롯의 자기어드미턴스의 계산에 적당하지 않다. 따라서 Seki[7]에 의해 구해진 다이애덕 그린함수식에 $C_1=C_2=\frac{C}{2}$ 를 적용하면 변형된 도파관 내부의 다이애덕 그린함수는

$$\begin{aligned} \overline{G}^a &= \\ & \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{1}{4} \frac{1}{\sinh(\gamma_{ymn} b)} \\ & \{ H_{ymn}^{(+)}(\mathbf{r}) \exp(\gamma_{ymn} b) - H_{ymn}^{(-)}(\mathbf{r}) \exp(-\gamma_{ymn} b) \} \\ & \{ H_{ymn}^{(-)}(\mathbf{r}') - H_{ymn}^{(+)}(\mathbf{r}') \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{1}{4} \left\{ \frac{1}{\sinh(\gamma_{mn}C)} H_{mn}^{(+)}(\mathbf{r}) - \frac{\exp(-\gamma_{mn}C)}{\sinh(\gamma_{mn}C)} H_{mn}^{(-)}(\mathbf{r}) \right\} H_{mn}^{(+)}(\mathbf{r}) \\
 & + \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{1}{4} \left\{ \frac{1}{\sinh(\gamma_{mn}C)} H_{mn}^{(-)}(\mathbf{r}) - \frac{\exp(-\gamma_{mn}C)}{\sinh(\gamma_{mn}C)} H_{mn}^{(+)}(\mathbf{r}) \right\} H_{mn}^{(-)}(\mathbf{r})
 \end{aligned} \tag{8}$$

이다. 여기서 C 는 가상공간의 길이이고 γ_{mn} 는 z 축 방향으로 전파하는 mn 모드의 전파상수이고 $H_{mn}^{(\pm)}$ 는 관측방향으로 전파하는 자계 고유모드 함수를 나타낸다. 둘째 항과 셋째 항은 관벽면상의 자유 방향에 평행한 면에 있는 xz 평면에 대하여 수직인 방향에 있는 y 축 방향으로 전파하는 자계의 고유모드 $H_{ymn}^{(\pm)}$ 로 전개한 가상공간내에서의 다이애덕 그린함수를 나타낸다. γ_{ymn} 는 y 축 방향으로 전파하는 mn 모드의 전파상수이다.

도파관 벽 영역 내에서의 다이애덕 그린함수는

$$\begin{aligned}
 \overline{G}^c = & \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{1}{4} \frac{1}{\sinh(\gamma_{mn}C)} \\
 & \left\{ \begin{aligned} & H_{mn}^{(-)}(\mathbf{r}) \exp(\gamma_{mn}c_1) - H_{mn}^{(+)}(\mathbf{r}) \exp(-\gamma_{mn}c_1) \\ & H_{mn}^{(+)}(\mathbf{r}) \exp(\gamma_{mn}c_2) - H_{mn}^{(-)}(\mathbf{r}) \exp(-\gamma_{mn}c_2) \end{aligned} \right\} \\
 & (-c_1 < z_0 < z_s) \\
 & \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{1}{4} \frac{1}{\sinh(\gamma_{mn}C)} \\
 & \left\{ \begin{aligned} & H_{mn}^{(+)}(\mathbf{r}) \exp(\gamma_{mn}c_2) - H_{mn}^{(-)}(\mathbf{r}) \exp(-\gamma_{mn}c_2) \\ & H_{mn}^{(-)}(\mathbf{r}) \exp(\gamma_{mn}c_1) - H_{mn}^{(+)}(\mathbf{r}) \exp(-\gamma_{mn}c_1) \end{aligned} \right\} \\
 & (-z_s < z_0 < c_2)
 \end{aligned} \tag{9}$$

이고 반자유공간에서의 자유에 의한 자계의 다이애덕 그린함수는

$$\overline{G}^o = -j\omega\epsilon_0 \left(\overline{I} + \frac{\nabla \nabla}{k^2} \right) \frac{\exp(-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)}{2\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$$

이다. 여기서 \overline{I} 는 단위 다이애덕을 나타내고 ∇ 는 관측점에 대한 연산을 나타내고 있다.

2.3. 해석 결과

구형도파관 광벽면에 존재하는 윗셋을 갖는 종방향 단일슬롯의 공진길이에 대한 슬롯의 길이에 따른 정규화된 컨덕턴스와 서셉턴스의 변화를 그림 3에 표시하였다. 도파관 두께를 고려하여 계산하였으며 Elliott에 의한 값과 잘 일치하고 있다. 윗셋 4mm 일 때와 6mm 일 때의 각각에 대한 어드미턴스 변화를 나타냈다. 공진길이 근처에서는 정규화된 컨덕턴스 값과 서셉턴스 값의 변화가 거의 없지만 공진길이에서 벗어나갈수록 윗셋에 따라 어드미턴스 값이 변화함을 확인할 수

수 있다. 각각 윗셋값이 2mm~10mm로 변할 때 정규화된 슬롯 길이와 반사계수와 전달계수와 관계를 그림 4와 그림 5에 나타내었다. 여기에서 실선은 실수항을 점선은 허수항을 표시한다. 도파관의 크기가 22.86mm×10.16mm이고 슬롯폭이 1.5875mm, 주파수가 9.375GHz일 때 중앙 축으로부터 슬롯 윗셋에 따른 정규화된 공진 컨덕턴스의 변화를 그림 6에 표시하였다. 윗셋이 증가함에 따라 공진 컨덕턴스도 증가하게 된다. 그림 7은 슬롯 길이가 각각 12mm, 14mm, 16mm일 때 슬롯의 윗셋 변화에 대한 반사계수의 크기를 보여주고 있으며 그림 8은 위상을 보여주고 있다. 슬롯의 길이가 클수록 반사계수의 크기변화와 위상변화는 현저하며 반사계수의 크기도 커지게 된다. 그림 9와 그림 10은 각각 윗셋 2mm, 5mm, 8mm 일 때 슬롯의 길이 변화에 따른 반사계수의 크기와 위상변화를 보여주고 있다. 슬롯의 오프셋이 클수록 길이변화에 대한 반사계수 크기변화는 크지만 위상변화는 작고 슬롯의 윗셋이 클수록 반사계수의 크기는 증가함을 알 수 있다.

슬롯의 공진길이는 순수한 실수 성분만을 갖는 등가 어드미턴스에 의해 정해진다. 따라서 주파수 9.375GHz에서 도파관의 중심 축으로부터 윗셋에 대한 슬롯의 공진길이 변화를 그림 11에 나타내었고 Josefsson에 의한 해석 결과와 잘 일치함을 확인할 수 있다. 그림 12는 윗셋이 3mm일 때 종방향 슬롯의 기저함수 개수에 대한 슬롯의 공진길이 변화를 나타내고 있다. Josefsson 방법에 의하면 기저함수의 개수가 10개 이상이 되어야 수렴 하지만 본 논문에 의한 방법으로는 기저함수가 3개면 충분함을 알 수 있다. 기저함수의 감소는 모멘트 행렬 개수의 감소와 같기 때문에 실제적인 프로그램 수행 과정에서 빠른 해석 결과를 얻을 수 있다.

그림 13은 본 논문에서 사용된 가상공간법을 이용하여 해석된 도파관 슬롯 안테나의 제작 사진을 보여주고 있다. 제작된 안테나는 도파관 단락면으로부터 $\lambda_g/4$ 떨어진 곳에서 동축급전 하였으며 정제과 급전형태의 안테나가 되기 위하여 각 슬롯간의 거리를 $\lambda_g/2$ 로 배열하였다. 그림 14는 배열 소자수가 10이고 최대 부엽준위가 -25dB인 Tschebyscheff 배열 방식을 만족하는 슬롯배열안테나에서 모멘트법을 이용하여 구하여진 등가자류로부터 계산된 복사패턴과 측정된 H평

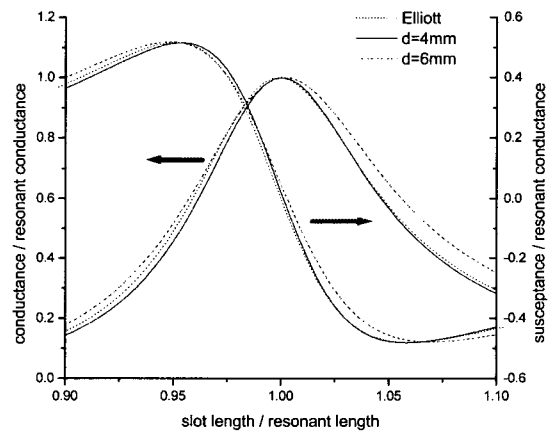


그림 3 슬롯 길이에 대한 종방향 슬롯의 어드미턴스
그림 3 Admittance of longitudinal slot as slot length

면 복사패턴을 보여주고 있다. 복사패턴에서 가상공간법을 적용하여 모멘트법으로 해석한 결과와 측정된 값이 잘 일치하였다.

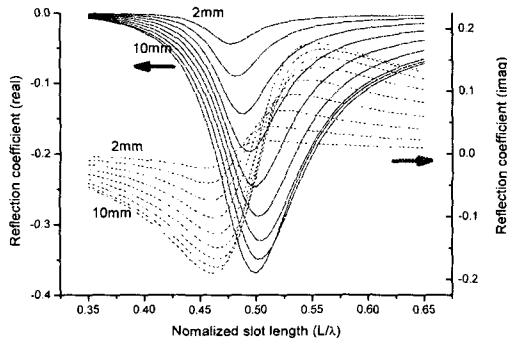


그림 4 슬롯 길이에 대한 반사계수
Fig 4 Reflection coefficient as function of slot length

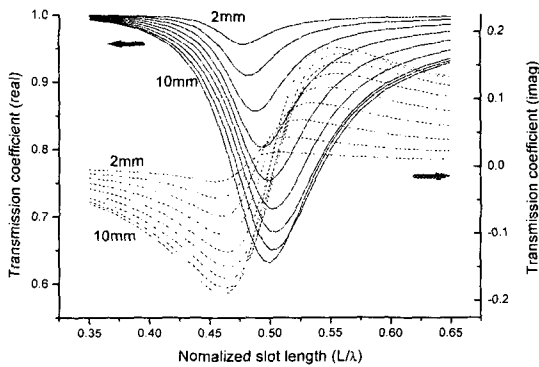


그림 5 슬롯 길이에 대한 전달계수
Fig 5 Transmission coefficient as function of slot length

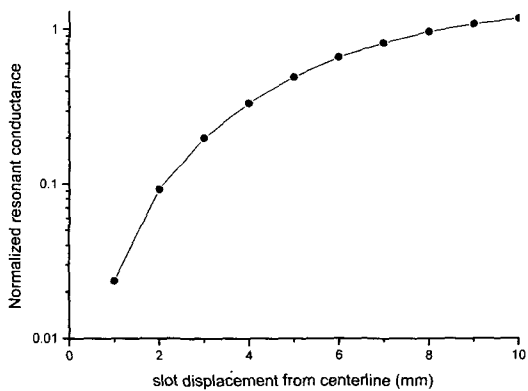


그림 6 슬롯 오프셋에 대한 슬롯의 공진 컨덕턴스
Fig 6 Resonant conductance of slot as function of slot offset

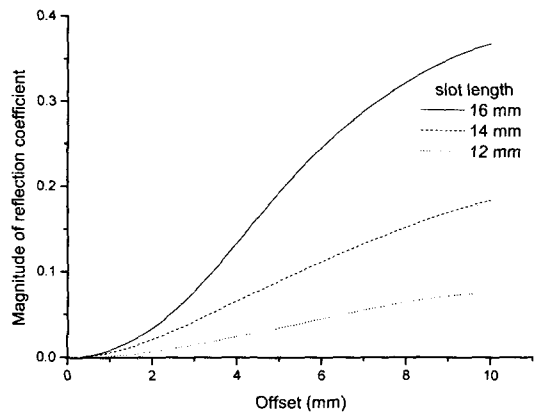


그림 7 슬롯의 오프셋에 대한 반사계수의 크기
Fig 7 Magnitude of reflection coefficient as slot offset

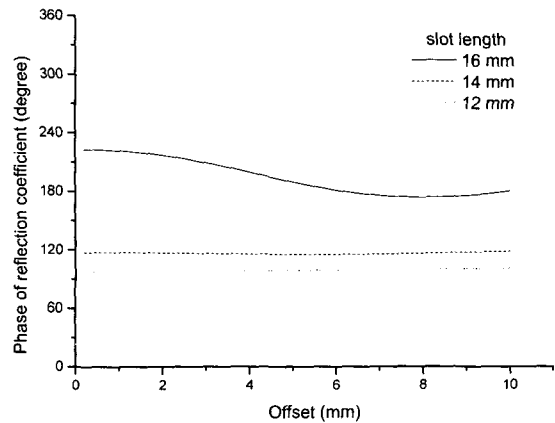


그림 8 슬롯의 오프셋에 대한 반사계수의 각
Fig 8 Angle of reflection coefficient as slot offset

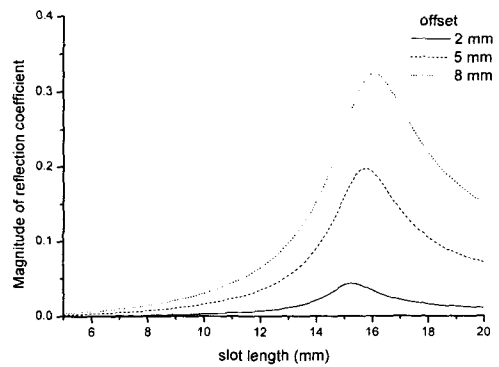


그림 9 슬롯의 길이에 대한 반사계수의 크기
Fig 9 Magnitude of reflection coefficient as slot length

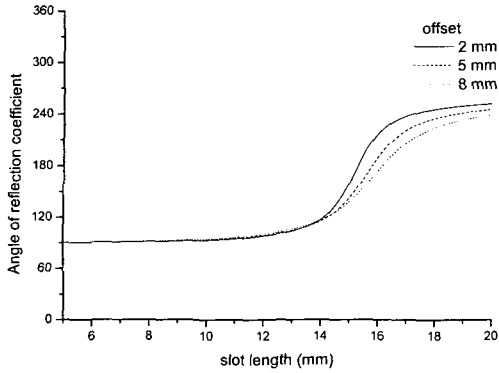


그림 10 슬롯의 길이에 대한 반사계수의 각
Fig 10 Angle of reflection coefficient as slot length

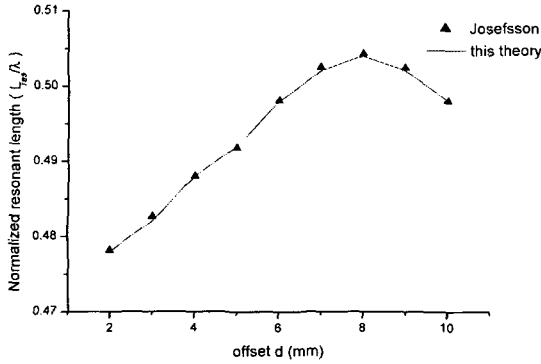


그림 11 오프셋에 따른 공진길이
Fig 11 Resonant length as slot offset

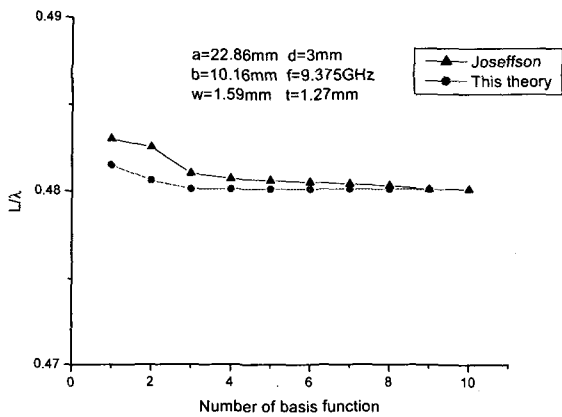


그림 12 기저함수의 개수에 대한 공진길이의 수렴
Fig 12 Convergence of resonant length versus number of basis function

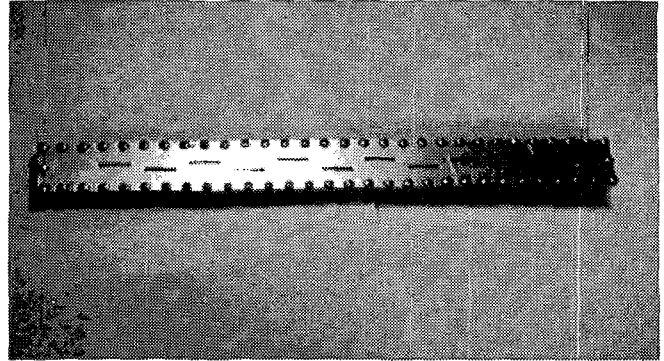


그림 13 슬롯 도파관 배열 안테나
Fig 13 Slotted waveguide array antenna

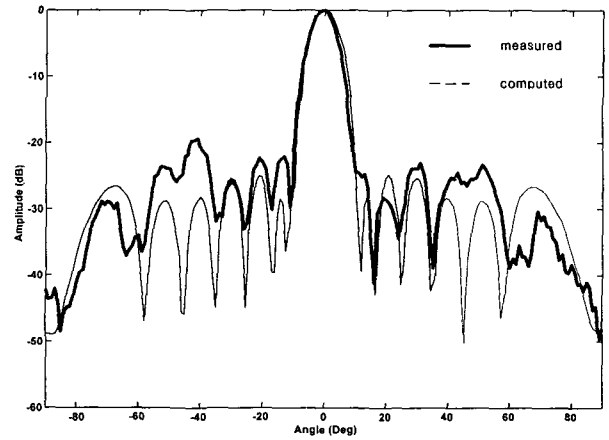


그림 14 복사패턴 (H-plane)
Fig 14 Radiation pattern (H-plane)

3. 결 론

본 논문에서는 구형도파관 광벽면 종방향 단일슬롯에 대한 어드미턴스 특성을 노말모드 함수형태인 개선된 그린함수를 이용한 모멘트법으로 구하였고, 도파관 벽 두께에 대한 영향을 충분히 고려하였으며 3개의 기저함수를 사용하였고 도파관 모드는 50개의 모드를 사용한 결과 단일 슬롯에서의 공진 컨덕턴스의 값과 공진길이의 계산 값이 기저함수를 각각 10개, 20개 사용한 Josefsson, Elliot에 의한 값과 일치하였다. 기저함수의 감소는 해석시간을 크게 단축할 수 있기 때문에 구형도파관 슬롯배열 안테나에서 전체 슬롯간의 결합을 고려하여 해석하고 이를 바탕으로 주파수 9.375GHz 최대 부엽준위 -25dB의 Tschebyscheff 배열을 갖는 정재파 여진형 광벽 슬롯 배열 안테나를 설계하였다. 측정된 최대 부엽준위는 약 -20dB로서 약 5dB의 상승이 있었는데 이것은 실제 안테나 제작시 도파관과 윗면의 고정에 필요한 나사로와의 결합에 의한 것으로 추정된다. 제작된 안테나의 방사 파라미터인 복사패턴의 반치각 및 패턴의 모양 등에서 실험치와 설계치가 전체적으로 잘 일치하였다. 기존 방법은 독립적으로 존재하는 단일 슬롯에 대한 어드미턴스를 해석하여 등가회로화 함으로써 도파관 슬롯 배열 안테나를 설계하기 때문에 오차가

발생될 수 있기 때문에 본 연구에서는 광벽면에 놓여진 슬롯 배열 안테나에서 슬롯 소자들 사이의 상호 결합 현상을 고려하여 해석함으로써 좀더 정확한 설계를 하였다. 본 논문에서 구현된 가상공간법을 이용한 모멘트 해석방법은 구형도파관에서 구현될 수 있는 다른 모양의 슬롯 도파관 안테나나 도파관 결합기등을 해석하는데 적용할 수 있을 것으로 기대된다.

참 고 문 헌

[1] T. V. Khac and C. T. Carson, "Impedance properties of a longitudinal slot antenna in the broad face of a rectangular waveguide," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol.21, no.9, pp. 708-710, Sep. 1973.

[2] L. G. Josefsson, "Analysis of longitudinal slots in the rectangular waveguide," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 35, no. 12, pp. 1351-135, Dec. 1987.

[3] R. J. Stegen, "Longitudinal shunt slot characteristics," Hughes Technical Memorandum No. 261, Hughes Aircraft Co. California: Culver City, Nov. 1951.

[4] H. Y. Yee, "Impedance of a narrow longitudinal shunt slot in a slotted waveguide array," *IEEE Trans. Antennas Propagation*, No. 1, pp. 589-592, July 1974

[5] R. S. Elliot, "An Improved design procedure for small arrays of shunt slots," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-31. No. 1. Jan. 1983, pp. 48-53.

[6] G. J. Stern, R. S. Elliot, "Resonant length of longitudinal slots and validity of circuit representation: Theory and Experiment," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol.33, pp. 1264-1271, Nov. 1985.

[7] H. Seki, "Alternative representation of electromagnetic fields in a rectangular waveguide with an aperture in its walls," *Natl. Conv. Rec.*, 1984 Optical & Radio Wave Elec., IEICE Japan, 16, Sep. 1984.

저 자 소 개



최 성 열 (崔成烈)

1971년 4월 7일 생
 1997년 2월 전북대 전기공학과 졸업
 1999년 2월 동 대학원 전기공학과 졸업(석사)
 현재 동 대학원 전기공학과 박사과정
 Tel : 063-270-2390

Fax : 063-270-2394

E-mail : mrwave@moak.chonbuk.ac.kr



고 영 호 (高榮浩)

1981년 전북대 공대 전기공학과 졸업.
 1983년 동 대학원 전기공학과 졸업.
 1991년 일본 북해도대학 대학원 전기공학과 졸업(공학). 1992년 9월~현재: 전북대학교 전자정보공학부 부교수, 전북대학교 전자정보공학부 신기술 연구센터 연구원

관심분야 : 전자계 해석, 안테나 해석 및 설계

Tel : 063-270-2390

Fax : 063-270-2394

E-mail : koyh@moak.chonbuk.ac.kr