

모멘트법을 이용한 Moreno 방향성 결합기 해석

正會員 朴勉周*, 田大仁**, 安丙喆***, 南相郁****

Moment Method Analysis of the Moreno Directional Coupler

Myun-Joo Park*, Dae-in Jeon**, Bierng Chearl Ahn***, Sangwook Nam**** *Regular Members*

요 약

본 논문에서는 서로 직교하는 두 구형도파관 사이에 두개의 십자형 슬롯을 가진 Moreno 방향성 결합기를 모멘트법을 이용하여 해석하였다. 복잡한 구조를 가지는 슬롯 부분에 동가원리를 적용하여 전체구조를 구형도파관과 직육면체 공동 등 단순한 형태의 합으로 나누어 해석할 수 있도록 하였다. 이에 따라 기존에 잘 알려져 있는 구형도파관 및 직육면체 공동에 대한 Green함수를 이용할 수 있어, 보다 단순하고 효율적인 수치해석을 가능하게 하였다. 또한 모멘트법에서 roof-top 기저함수 및 line시험함수를 사용하고, 그린함수에 나타나는 급수계산을 빠르게 할수 있는 변환을 이용하여 효율적인 수치해석이 될 수 있도록 하였다. 수치해석으로 얻어진 결과는 측정결과와 비교하여 본 해석의 정확성을 입증하였다.

ABSTRACT

This paper presents a full-wave, moment method analysis of a Moreno directional coupler with two crossed-slots between two crossed rectangular waveguides. The overall structure is divided into several rectangular waveguides and cavities by the use of the equivalence principle to the complex slot regions. This enables a simple and efficient analysis involving the well-known rectangular waveguide/cavity Green's functions. For a numerically efficient simulation, the roof-top basis expansion and line testing is used and an acceleration technique is applied to the series summation in the Green's functions. The numerical results are compared with the measurements to verify the correctness of the present analysis.

I. 서 론

도파관 방향성결합기는 저손실-고출력 마이크로파 회로망과 정밀한 계측시스템 등 다양한 마이크로파 회로에서 중요한 역할을 하는 수동소자이다. 현재까지 많은 사람들에 의하여 여러가지 종류의 도파관 결합기가 연구되었으며, 특히 Rengarajan은 두 도파관이 십자 구조로 결합되어 있는 경우에, Galerkin 모멘

*서울대학교 박사과정 재학생
**LG 정보통신 연구원
***충북대학교 전파공학과 교수
****서울대학교 전기공학부 교수
論文番號:96151-0521
接受日字:1996年 5月 21日

트법으로 간단한 형태의 여러가지 도파관 결합기에 관하여 연구한 바 있다[1][2].

Moreno 결합기는 방향성이 좋고, 입력포트에서의 반사가 적으며, 주파수에 따라 평탄한 결합특성을 가지는 장점이 있다[3]. 그 구조는 그림 1에서 보는 바와 같이 서로 직교하는 두 도파관에서 그 공통벽면에 만든 두개의 십자형 슬롯의 폭과 길이를 적당히 조정하여 결합특성을 조절하도록 되어 있다.

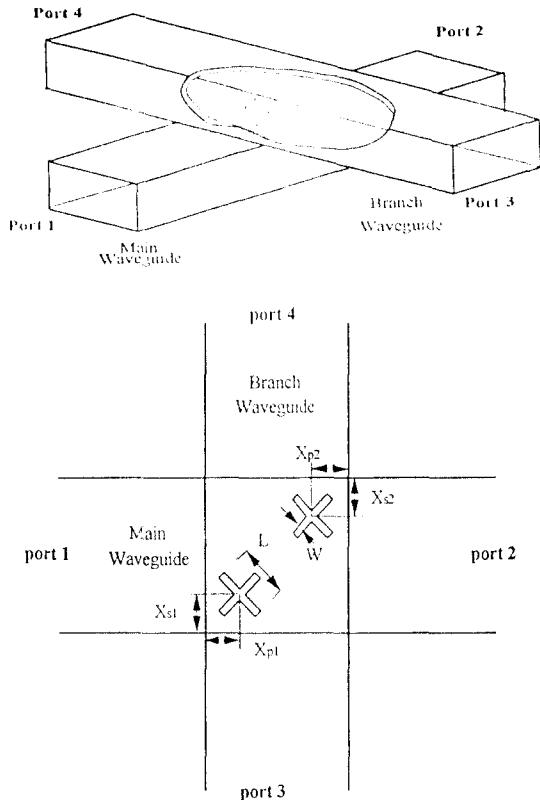


그림 1. Moreno 방향성 결합기의 구조.
Fig. 1 Structure of the Moreno directional coupler.

이전의 연구에서는 Bethe와 Cohn의 소형 개구 근사를 사용하여 Moreno 방향성 결합기를 해석하였으며, 도파관의 두께의 효과는 감쇠하는 도파관 모드의 근사식을 사용하여 보상하였다[4]. 그러나 이는 매우 근사적인 해석으로서, 결합기의 초기설계에만 사용할 수 있는 방법이며, 슬롯의 치수나 위치 그리고 도파관의

두께 등을 정확히 고려할 수 있으려면 고도의 전자파 수치기법을 이용한 full-wave 해석이 필요하다. 그러나 슬롯으로 인한 구조의 복잡성으로 인해, 아직 이에 대한 정확한 수치해석 결과는 보고된 바가 없다.

본 논문에서는 적분방정식-모멘트법을 사용하여 Moreno 방향성 결합기에 대한 full-wave 해석을 수행하였다. 먼저, 등가원리를 적용하여 도파관 부분과 슬롯부분을 분리하였으며, 슬롯부분에서는 각 영역을 직육면체 공동으로 근사시켜 해석하였다. 따라서 전체구조가 구형도파관과 직육면체 공동 등, 잘 알려진 Green 함수를 가지는 단순한 구조로 되므로, 이를 이용하여 이 구조에 대한 적분방정식을 세울 수 있다. 모멘트법의 적용에 있어서는 roof-top 기저함수 및 line 시험함수를 사용하여 효율적인 수치해석이 될 수 있도록 하였다. 또한 무한급수로 주어지는 Green 함수에 가속화기법[5]을 써서 빠른 수렴속도를 얻을 수 있도록 함으로써 계산속도를 향상시켰다.

모멘트법에 의한 수치해석으로부터 슬롯 개구면의 등가전류분포가 구해지면 이를 이용하여, 결합기의 결합도, 고립도와 반사 등 각종 결합특성 및 그의 주파수 변화를 계산할 수 있으며, 이를 실제의 실험결과[6]와 비교하여 그 타당성을 입증하였다.

II. 이 론

그림 1에 Moreno 결합기의 구조와 그에 관련된 치수를 나타내었다. 두 슬롯의 두께는 t 이며, 각각의 도파관은 투자율 μ 와 유전율 ϵ 인 매질로 균일하게 채워져 있다. Schelkunoff의 등가원리[7]를 사용하면 전체 결합기 구조를 주도파관(영역 1), 십자 슬롯모양의 공동(영역 2), 그리고 부도파관(영역 3) 등 3개의 부분으로 나누어 생각할 수 있다(그림 2). 이때 영역 1과 영

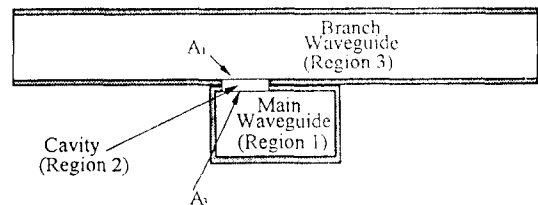


그림 2. 등가원리를 사용하여 나뉘어진 영역들.
Fig. 2 Regions divided by using equivalence theorem.

역 2사이의 개구면 A₁과 영역 2와 영역 3사이의 개구면 A₂에는 등가 자기전류가 놓여지게 된다. 이 자기전류에 의해 각 영역에 발생하는 자장의 쥘선성분이 각 개구면에서 연속이 된다는 조건으로부터 다음의 자장 적분방정식(Magnetic Field Integral Equation)을 세울 수 있다.

$$\hat{n}_1 \times [\vec{H}^{inc} + \vec{h}_1(\vec{M}_1)] = \hat{n}_1 \times [\vec{h}_2(-\vec{M}_1) + \vec{h}_2(-\vec{M}_2)] \quad \text{on } A_1 \quad (1)$$

$$\hat{n}_2 \times \vec{h}_3(\vec{M}_2) = \hat{n}_2 \times [\vec{h}_2(-\vec{M}_1) + \vec{h}_2(-\vec{M}_2)] \quad \text{on } A_2 \quad (2)$$

위의 식에서 \vec{M}_1, \vec{M}_2 는 각각 영역 1의 A₁, 영역 3의 A₂ 상의 등가 자기전류이며 영역 2의 A₁과 A₂에는 $-\vec{M}_1$ 과 $-\vec{M}_2$ 의 자기전류가 존재한다. 또 $h_i(\vec{M}_k)$ 는 자기전류 \vec{M}_k 에 의한 영역 i에서의 자장이며 \vec{H}^{inc} 는 외부로부터 주 도파관에 들어오는 입사파를 나타낸다. $h_i(\vec{M}_k)$ 를 구하는 데에는 혼합 포텐셜 방법(Mixed potential approach)을 이용하였다. 이 방법에서 자기전류에 의한 자장은 다음과 같이 자기 벡터 포텐셜(magnetic vector potential)을 써서 나타낼 수 있다.

$$\vec{h}(\vec{M}) = \frac{1}{j\omega\mu} [k^2 \vec{F} + \nabla(\nabla \cdot \vec{F})] \quad (3a)$$

$$\vec{F} = \iint \vec{M} \cdot \vec{G}_F ds' \quad (3b)$$

위의 식에서 \vec{G}_F 는 각 영역에서의 벡터 포텐셜 다이아딕(dyadic) Green함수로서 구형도파관과 직육면체 공동에 대해서는 각각 다음과 같은 형태로 된다.

$$\vec{G}_F = \hat{x}\hat{x} G_{F,x} + \hat{y}\hat{y} G_{F,y} + \hat{z}\hat{z} G_{F,z} \quad (4)$$

A. 구형 도파관

$$\left\{ \begin{array}{l} G_{F,x} \\ G_{F,y} \\ G_{F,z} \end{array} \right\} = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\epsilon_m \epsilon_n}{2ab\gamma_{mn}} e^{-\gamma_{mn}|z-z'|}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{m\pi x'}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{n\pi y'}{b} \\ \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{m\pi x'}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \sin \frac{n\pi y'}{b} \\ \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{m\pi x'}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{n\pi y'}{b} \end{array} \right\} \quad (5)$$

B. 직육면체 공동

$$\left\{ \begin{array}{l} G_{F,x} \\ G_{F,y} \\ G_{F,z} \end{array} \right\} = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\epsilon_m \epsilon_n}{2ab\gamma_{mn}}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{m\pi x'}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{n\pi y'}{b} V_{mn}(z, z') \\ \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{m\pi x'}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \sin \frac{n\pi y'}{b} V_{mn}(z, z') \\ \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{m\pi x'}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{n\pi y'}{b} U_{mn}(z, z') \end{array} \right\}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} U_{mn}(z, z') \\ V_{mn}(z, z') \end{array} \right\} =$$

$$\left\{ \begin{array}{l} e^{-\gamma_{mn}|z-z'|} + \frac{1}{1-e^{-2\gamma_{mn}}} \left[\begin{array}{l} (e^{-\gamma_{mn}(2c+z-z')} + e^{-\gamma_{mn}(2c-z-z')}) \\ -(e^{-\gamma_{mn}(z+z')} + e^{-\gamma_{mn}(2c-z-z')}) \end{array} \right] \\ e^{-\gamma_{mn}|z-z'|} + \frac{1}{1-e^{-2\gamma_{mn}}} \left[\begin{array}{l} (e^{-\gamma_{mn}(2c+z-z')} + e^{-\gamma_{mn}(2c-z-z')}) \\ +(e^{-\gamma_{mn}(z+z')} + e^{-\gamma_{mn}(2c-z-z')}) \end{array} \right] \end{array} \right\} \quad (6)$$

위의 식 (5), (6)에서

$$\gamma_{mn} = \begin{cases} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - k^2} & , \text{ if } \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 > k^2 \\ j \sqrt{k^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} & , \text{ otherwise} \end{cases} \quad (7)$$

로서 도파관 mn모드의 전파상수이고 Neumann number ϵ_m 은 다음과 같다.

$$\epsilon_m = \begin{cases} 1 & , m=0 \\ 2 & , m>0 \end{cases} \quad (8)$$

위의 식(3a)의 두번째 항에는 Green 함수에 대한 2차 미분이 포함되어 있는데 이의 차수를 낮추기 위해 다음과 같은 변환과정을 거친다. 우선 식 (5), (6)에 나타낸 Green 함수들에서 다음의 관계가 성립한다.

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\bar{\mathbf{M}} \cdot \ddot{\mathbf{G}}_{\mathbf{F}}) &= M_x \frac{\partial G_{F,x}}{\partial x} + M_y \frac{\partial G_{F,y}}{\partial y} + M_z \frac{\partial G_{F,z}}{\partial z} \\ &= -M_x \frac{\partial G_{F,z}}{\partial x'} - M_y \frac{\partial G_{F,z}}{\partial y'} - M_z \frac{\partial G_{F,z}}{\partial z'} \\ &= -\bar{\mathbf{M}} \cdot \nabla' G_{F,z} \end{aligned} \quad (9)$$

여기에 다음과 같은 벡터 항등식을 적용한다.

$$G_{F,z} \nabla' \cdot \bar{\mathbf{M}} = \nabla' \cdot (\bar{\mathbf{M}} G_{F,z}) - \bar{\mathbf{M}} \cdot \nabla' G_{F,z} \quad (10)$$

이를 적분식에 대입하고, 첫번째 항에 2차원 divergence 정리를 사용하여 면적 적분을 선적분으로 변환하면 다음과 같은 식으로 된다.

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{F}} = \iint_S (\nabla \cdot \bar{\mathbf{M}}) G_{F,z} ds' - \oint_{C_S} G_{F,z} \bar{\mathbf{M}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_c dc' \quad (11)$$

따라서, 자기전류에 의한 자장을 다음 식으로 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{h}}(\bar{\mathbf{M}}) &= \frac{1}{j\omega\mu} [k^2 \iint \bar{\mathbf{M}} \ddot{\mathbf{G}}_{\mathbf{F}} ds' \\ &\quad + \nabla \left(\iint_S (\nabla' \cdot \bar{\mathbf{M}}) G_{F,z} ds' - \oint_{C_S} G_{F,z} \bar{\mathbf{M}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_c dc' \right)] \end{aligned} \quad (12)$$

이 식을 원래의 식 (3a)와 비교해 보면 Green 함수에 대한 미분이 2차에서 1차로 감소한 것을 볼 수 있으며 이에 따라 전체 표현식의 특이성(Singularity)이 그만큼 줄어들게 된다.

다음은 식 (1), (2)의 적분방정식을 모멘트법으로 풀어 등가 자기전류를 구해내는 과정이다. 모멘트법에 있어서도 기저함수 및 시험함수의 종류에 따라 여러 가지 방법이 존재하나 본 논문에서는 우선 슬롯의 개구면을 여러개의 작은 직사각형 패치들로 나눈 후, 이 위에 roof-top 기저함수를 써서 미지의 자기전류를 전개하고 결과의 적분방정식을 line 시험함수를 써서 testing 하였다. 이 기저함수와 시험함수의 형태를

그림 3에 나타내었으며, 식으로는 다음과 같이 된다.

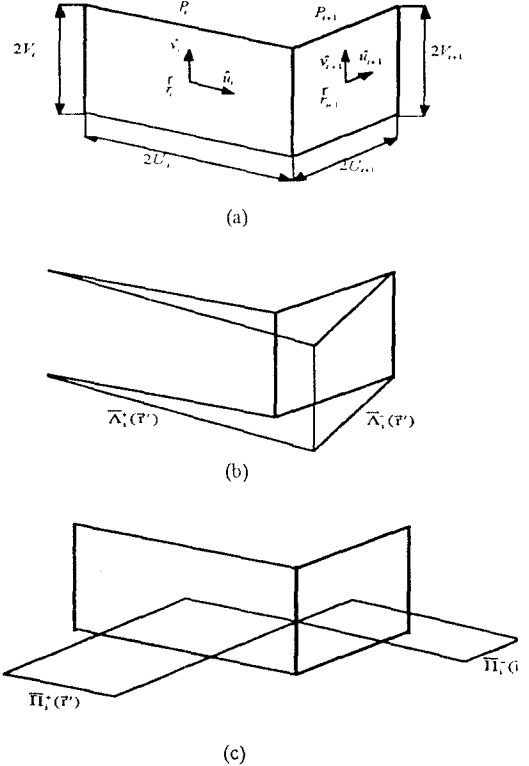


그림 3. (a) 두개의 직사각형 패치와 국부 좌표계 (b) 지붕모양 기저함수 (c) line 시험함수

Fig. 3 (a) A pair of rectangular patch element and local coordinate systems (b) rooftop expansion function (c) line testing function

$$\bar{\Lambda}_i(\bar{\mathbf{r}}') = \bar{\Lambda}_i^+(\bar{\mathbf{r}}') + \bar{\Lambda}_i^-(\bar{\mathbf{r}}') \quad (13)$$

$$\bar{\Lambda}_i^+(\bar{\mathbf{r}}') = \begin{cases} \hat{\mathbf{u}}_i \left(\frac{u'}{2U_i} + \frac{1}{2} \right), & \text{if } |u'| \leq U_i, |v'| \leq V_i \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (13a)$$

$$\bar{\Lambda}_i^-(\bar{\mathbf{r}}') = \begin{cases} \hat{\mathbf{u}}_{i+1} \left(\frac{-u'}{2U_{i+1}} + \frac{1}{2} \right), & \text{if } |u'| \leq U_{i+1}, |v'| \leq V_{i+1} \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases} \quad (13b)$$

$$\bar{\Pi}_i(\bar{\mathbf{r}}') = \bar{\Pi}_i^+(\bar{\mathbf{r}}') + \bar{\Pi}_i^-(\bar{\mathbf{r}}') \quad (14)$$

$$\bar{\Pi}_i^+(\vec{r}') = \begin{cases} \hat{u}_i & , \text{ if } 0 \leq u \leq U_i, v=0 \\ 0 & , \text{ otherwise} \end{cases} \quad (14a)$$

$$\bar{\Pi}_i^-(\vec{r}') = \begin{cases} \hat{u}_{i+1} & , \text{ if } 0 \leq u \leq U_{i+1}, v=0 \\ 0 & , \text{ otherwise} \end{cases} \quad (14b)$$

여기서 \hat{u}_i, \hat{v}_i 는 그림 3에서 볼 수 있는 것처럼 i 번째 패치의 중심을 원점으로 하는 국부좌표계의 단위 벡터들이다. 각 슬롯의 폭은 길이에 비하여 매우 작으므로 슬롯상의 자기전류는 슬롯의 길이방향으로만 흐른다고 가정하였다.

모멘트법에서 각각의 기저함수에 의해 여러 영역에 발생하는 자장을 계산할 때 영역 1과 영역 3은 구형도파관이므로 식 (5)의 Green함수를 이용하여 식 (12)에 주어진 적분을 계산하면 된다. 그러나 영역 2의 경우 십자형 공동에 대해서는 Green함수를 해석적으로 구할 수가 없다. 따라서 이 영역에서는 그림 4에 나타난 것처럼 십자형 공동을 세개의 영역으로 나누고, 직육면체 공동에 대한 Green함수(식 6)를 이용하였다. 이때 한 공동의 내부에 존재하는 기저함수에 의해 다른 공동에 발생하는 자장은 없다고 가정하였다. 그러나, 두개의 공동을 연결하는 부분에 존재하는 기저함수에 의해 다른 공동에 발생하는 자장을 구할 때에는 이 기저함수의 영향을 그림 5와 같은 등가전류로 근사시켜 계산하였다.

위의 과정을 거치면 식 (1), (2)의 적분방정식은 다음과 같은 행렬식으로 바뀌어진다.

$$\begin{bmatrix} [Y^{11}] & [Y^{12}] \\ [Y^{21}] & [Y^{22}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [K_1] \\ [K_2] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -[V] \\ [0] \end{bmatrix} \quad (15)$$

위에서 각 행렬요소의 형태는 다음과 같다.

$$[Y^{11}] = [Y_1] + [Y_3] \quad (16)$$

$$[Y^{22}] = [Y_2] + [Y_3] \quad (17)$$

$$[Y_1]_{lk} = \int \bar{\Pi}_1^+ \cdot \bar{h}_1(\bar{\Lambda}_k^1) d\ell \quad (18)$$

$$[Y_2]_{lk} = \int \bar{\Pi}_2^+ \cdot \bar{h}_3(\bar{\Lambda}_k^2) d\ell \quad (19)$$

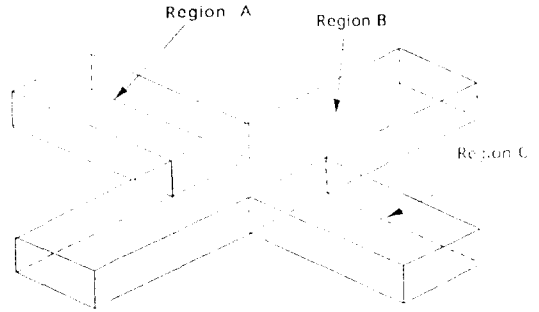


그림 4. 십자형 공동의 분해
Fig. 4 Division of crossed cavity region.

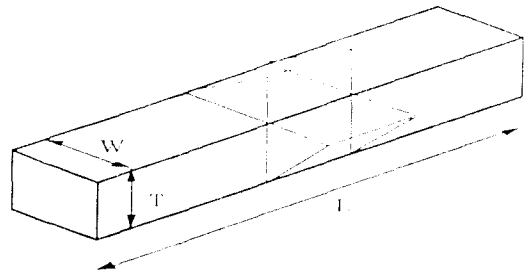


그림 5. 영역 B의 등가 자기전류
Fig. 5 Equivalent magnetic current in region B

$$\begin{aligned} [Y_{1k}] &= \int \bar{\Pi}_1^+ \cdot \bar{h}_2(-\bar{\Lambda}_k^1) d\ell \\ &= \int \bar{\Pi}_2^+ \cdot \bar{h}_2(-\bar{\Lambda}_k^2) d\ell \end{aligned} \quad (20)$$

$$[Y_{12}]_{lk} = \int \bar{\Pi}_1^+ \cdot \bar{h}_2(-\bar{\Lambda}_k^2) d\ell \quad (21)$$

$$[Y_{21}]_{lk} = \int \bar{\Pi}_2^+ \cdot \bar{h}_3(-\bar{\Lambda}_k^1) d\ell \quad (22)$$

$$[V_l]_m = \iint ds \bar{\Pi}_m^+(\vec{r}') \cdot H^{inc}(\vec{r}') \quad (23)$$

위의 식들에서 적분을 계산할 때, Green함수에 나타나는 무한급수를 빠르게 계산하기 위해 Kummer의 급수변환을 이용한 accelerated summation 기법[5]이 이용되었다. 또한 적분에서 기저함수와 시험함수가 동일한 영역에 있을 때 발생하게 되는 특이점(Singularity)에 의해 야기되는 문제점을 해결하기 위해, 특이점에 해당하는 부분은 따로 떼어내어 해석적으로 계산하

고, 나머지 부분만을 수치적으로 계산하여 두 결과를 더해주는 방법을 사용하였다[8].

위의 수치해석과정으로부터 슬롯 개구면의 등가 자기전류분포가 구해지면 이를 이용하여, 모레노 결합기의 어느 한 단자로 입사파가 들어올 때, 각 단자로 반사되거나 투과되는 전자파를 구할 수 있다. 여기에 구조의 대칭성등을 고려하면 모레노 결합기 구조에 대한 등가회로를 구해낼 수 있다. 모레노 결합기는 4단자 회로망으로서 표현될 수 있으며, 그 산란계수 행렬은 다음과 같은 형태로 된다[9].

$$[S] = \begin{pmatrix} r & 1+t & c & c_b \\ 1+t & r & c_b & c \\ c & c_b & r & 1+t \\ c_b & c & 1+t & r \end{pmatrix} \quad (24)$$

이 산란계수 행렬로부터 모레노결합기의 결합도(Coupling) 및 방향성(Directivity)을 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\text{Coupling} = 20 \log_{10} |c| \quad (25)$$

$$\text{Directivity} = 20 \log_{10} \left| \frac{c}{c_b} \right| \quad (26)$$

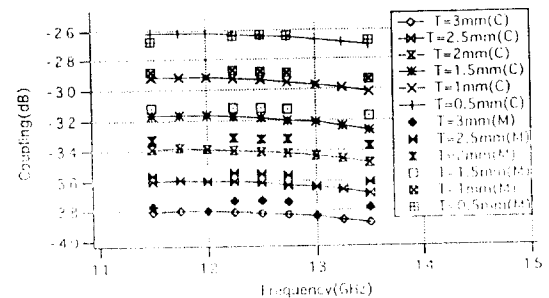
III. 결과 및 검토

앞에서 제시된 이론을 바탕으로 여러가지 종류의 Moreno 방향성 결합기에 대한 수치해석을 수행하였다. 수치해석에 사용한 Moreno 방향성 결합기는 주로 참고문헌 [6]에서 실험한 것과 같은 Ku밴드용 도파관인 WR-75(a=19.05mm, b=9.53mm)로 만들어진 것이다.

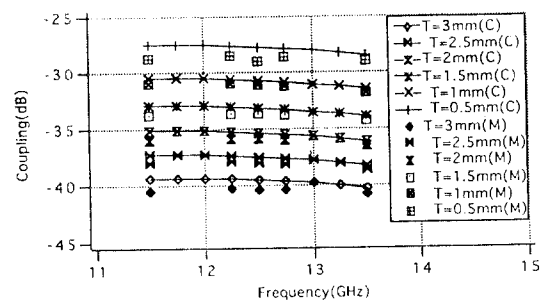
슬롯의 경우 그 폭이 길이에 비해 매우 작으므로 슬롯 상에서의 전기장은 슬롯 폭 방향의 성분만이 있다고 가정하였다. 이에 따라 슬롯 개구면 상의 등가 자기 전류를 roof-top 함수로 전개할 때 슬롯 길이 방향 성분만을 고려하면 되므로 계산시 사용되는 미지수의 갯수를 줄일 수 있었다. 하나의 십자슬롯을 roof-top함수로 분해할 때 사용된 기저함수의 갯수는 주파수나 슬롯 길이 등에 따라 조금씩 달라지나 보통 한

슬롯당 16개 정도의 기저함수를 사용하였다. 수치적분에는 Gaussian Quadrature방법을 사용하였다. 한 주파수에 대한 계산결과를 얻는데, HP730 워크스테이션에서 약 3분 정도의 계산시간이 소요되었다. 프로그램 최적화 과정등을 거치면 이 시간은 더욱 단축될 수 있을 것으로 생각된다.

그림 6에 두가지의 서로 다른 슬롯폭을 가지는 결합기에서 슬롯두께 t에 따른 결합도(coupling)의 변화를 실험치와 비교하였다. 실험치와 이론치의 오차는 최대 1dB 정도이며, 두께 t에 따른 결합도의 변화는 이론치와 실험치가 모두 4dB/mm 정도로서 잘 일치하는 결과를 보여준다.



(a)



(b)

그림 6. 슬롯의 두께에 따른 결합도 변화(C: 계산값, M: 측정값[6])

Fig. 6 Coupling variation versus slot thickness(C: Calculated, M: Measured)

$$(Xp1 = Xs1 = Xp2 = Xs2 = 4.46\text{mm}, L = 6.25\text{mm})$$

$$(a) W = 1.875\text{mm} (b) W = 1.563\text{mm}$$

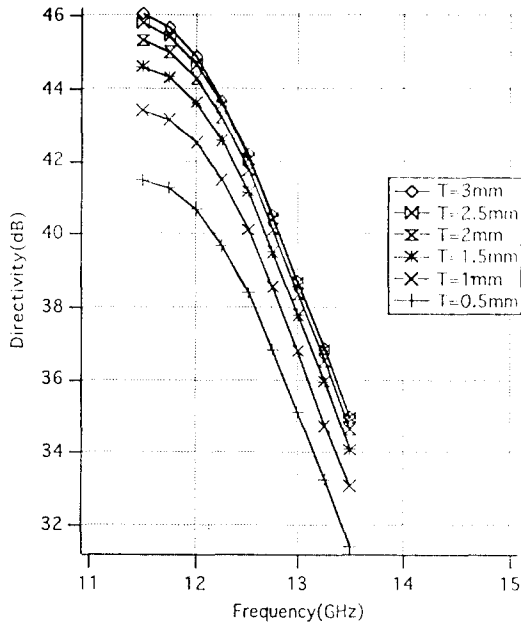


그림 7. 슬롯의 두께에 따른 방향성 변화
 Fig. 7 Directivity variation versus slot thickness
 ($X_{p1} = X_{s1} = X_{p2} = X_{s2} = 4.46\text{mm}$, $L = 6.25\text{mm}$, $W = 1.563\text{mm}$)

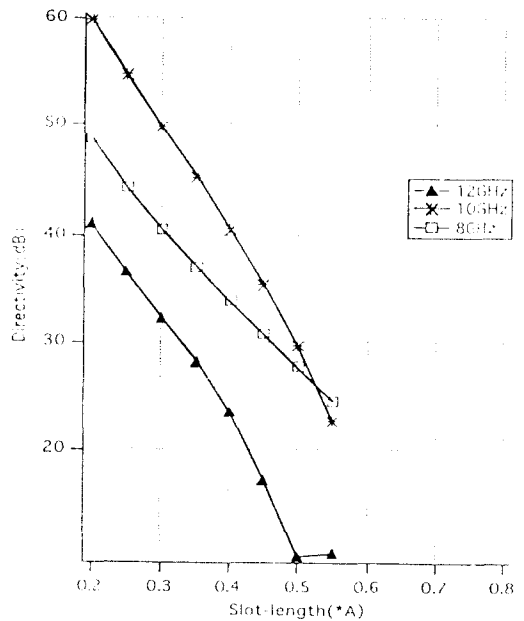


그림 9. 슬롯 길이에 따른 방향성 변화
 Fig. 9 Directivity versus slot length
 ($X_{p1} = X_{p2} = X_{s1} = X_{s2} = A/4$, $W = 0.072A$, $t = 0.05\text{ in.}$)

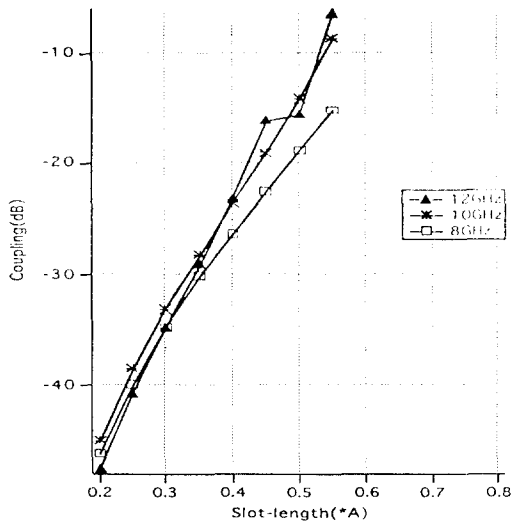


그림 8. 슬롯 길이에 따른 결합특성 변화
 Fig. 8 Coupling versus slot length
 ($X_{p1} = X_{p2} = X_{s1} = X_{s2} = A/4$, $W = 0.072A$, $t = 0.05\text{ in.}$)

그림 7에는 결합기의 방향성(directivity)을 나타내었다. 주파수의 증가에 따라 결합도가 감소하고 고립도(isolation)가 증가함으로써 전체적으로 방향성이 감소하는 특성을 나타내고 있다. 그림 7에 나타난 모든 경우에 있어 방향성은 내략 40dB 내외의 값을 가지는 비교적 양호한 특성을 보여주고 있다.

그림 8과 그림 9는 X밴드 도파관인 WR-90($a = 22.86\text{ mm}$, $b = 10.16\text{ mm}$)를 사용하여 설계된 Moreno 결합기에서 슬롯길이에 따른 결합도 및 방향성 특성의 수치 해석 결과를 보여주고 있다.

IV. 결론

본 논문에서는 서로 직교하는 두 도파관 사이의 십자슬롯을 이용한 Moreno 방향성 결합기를 모멘트법을 이용하여 해석하고, 실험결과와 비교하였다. 주어진 구조를 해석하기 위하여 roof-top 함수를 기저함수로 선택하였으며 line 함수에 의한 시험으로 선형방정식을 유도하였다. 등가원리의 효과적인 사용과 그림

합수의 계산을 빠르게 하는 가속화기법 등을 사용하여 수치해석의 효율을 향상시켰다. 이 방법으로 여러 가지의 Moreno 결합기에 대한 수치해석을 수행하였으며 그 결과는 추정된 값과 매우 잘 일치하였다. 따라서 본 논문의 연구결과는 Moreno 결합기의 정확한 설계에 유용한 자료로서 사용될 수 있으리라고 생각된다. 아울러 본 논문에서 사용한 방법은 일반적인 도파관 슬롯을 비롯한 각종 개구 문제에 널리 적용될 수 있으므로 많은 분야에 응용이 가능하다.

참고 문헌

1. S. R. Rengarajan, "Analysis of a centered-inclined waveguide slot coupler," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol.3, pp.884-889, May 1989.
2. S. R. Rengarajan, "Characteristics of a longitudinal/transverse coupling slot in crossed rectangular waveguides," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol.37, pp.1171-1177, Aug. 1989.
3. W. A. G. Voss, "Optimized crossed slot directional coupler," *Microwave Journal*, pp. 83-87, May 1963.
4. D. C. Cooper, "Waveguide directional couplers using inclined slots," *Microwave Journal*, pp.97-104, Aug. 1966.
5. B. C. Ahn, "Moment method analysis of a narrow wall inclined slot on a rectangular waveguide," Ph. D. dissertation, Univ. Mississippi, Oxford 1992.
6. 유경완 외, "Ku-Band 십자형 방향성 결합기 설계 및 제작," 한국통신학회 추계 종합 학술 발표회 논문집, pp.299-303, 1993.
7. R. F. Harrington, *Time Harmonic Electromagnetic Fields*, New York: Mcgrow-Hill, pp.106-108, 1960.
8. K. Mahadevan and H. Auda, "On the electromagnetic field of a rectangular patch of uniform and linear distributions of current in the source region," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol.AP-38, pp. 1244-1249, Aug. 1990.
9. 전대인, "모멘트법을 이용한 Moreno 방향성 결합기 해석," 서울대학교 대학원 전자공학과 석사학위 논문, 1994. 2.



박 면 주(Myun-Joo Park) 정회원
1968년 2월 10일생
1991년 2월: 서울대학교 전자공학과 학사
1993년 2월: 서울대학교 전자공학과 석사
1993년 3월~현재: 서울대학교 박사과정 재학중

※주관심분야: 전자파 수치해석

전 대 인(Dae-in Jeon) 정회원

1969년 10월 6일생
1992년 2월: 서울대학교 전자공학과 졸업
1994년 2월: 서울대학교 전자공학과 석사
1994년~현재: LG 정보통신 연구원
※주관심분야: 전자파 수치해석 및 무선통신



안 병 철(Bierng Chearl Ahn) 정회원
1960년 6월 28일생
1981년: 서울대학교 전기공학과 학사
1983년: 한국과학기술원 전기전자공학과 석사
1992년: University of Mississippi 전기전자공학과 박사

1992년~1995년 2월: 국방과학연구소 선임연구원
1995년 3월~현재: 충북대학교 전파공학과 교수
※주관심분야: 전산 전자기학, 초고주파 응용 시스템, 안테나 공학

남 상 욱(Sangwook Nam) 정회원

1959년 2월 2일생
1981년 2월: 서울대학교 전자공학과 졸업
1983년 2월: 한국과학기술원 전기전자공학과 석사
1989년: University of Texas, Austin 전기공학과 박사
1990년~현재: 서울대학교 전기공학부 교수
※주관심분야: 전자파 수치해석, 안테나 및 고주파 회로설계