

論文95-32A-12-3

임의 형태의 개구에 의한 평행평판 도파관으로의 전자기적 결합문제 해석을 위한 적분 방정식 방법

(Integral equation formulation for electromagnetic coupling through an arbitrarily shaped aperture into a parallel-plate waveguide)

李永淳*, 李昌源**, 趙榮基**, 孫鉉**

(Young Soon Lee, Chang Won Lee, Young Ki Cho, and Hyon Son)

요 약

외부로부터 평면 전자파가 입사할 때 평행 평판 도파관의 윗면에 있는 임의 형태의 개구를 통한 전자기적 결합에 대한 해석방법을 제안하였다. 혼합 포텐셜 적분방정식(mixed potential integral equation) 방법을 사용하였으며, 적분방정식 내의 Green함수들을 computation 시간을 줄이기 위해 Prony법과 Sommerfeld 등식을 사용하여 간단한 함수형태로 표현하였다. 이렇게 하여 얻은 적분방정식에서 미지의 등가 자기 면전류 밀도를 rooftop 기저함수들로 전개(2차원 모멘트 방법)하고, razor함수를 testing함수로 선택하여 선형 방정식을 얻었다. 그 해의 결과를 기존의 결과와 비교하여 비교적 정확히 일치함을 관찰할 수 있었다.

Abstract

An analysis method of electromagnetic coupling through an arbitrarily shaped aperture on the upper wall of parallel-plate waveguide, when excited by an electromagnetic plane wave from outside, is considered. The mixed-potential integral equation, in which Green's functions are expressed in a computationally efficient closed form by using the Prony's method and the Sommerfeld identity, is formulated. Expanding the unknown equivalent magnetic surface current in terms of two-dimensional rooftop-type basis functions and choosing razor testing, the integral equation is reduced to a linear algebraic equation, which is solved. The results are compared with the previous results. Fairly good agreements between them are observed.

I. 서 론

입사된 전자파 펄스 (electromagnetic pulse (EMP))로 인해 피해를 입기 쉬운 전자기기 시스템,

* 正會員, 金鳥工科大學校 電子通信 工學科
(Dept. of Comm. Eng. Kum-oh Nat'l Ins. of Tech.)

** 正會員, 慶北大學校 電子工學科
(Dept. of Elec. Eng. Kyungpook Nat'l Univ.)

接受日字: 1995年5月1日, 수정완료일: 1995年11月17日

예를 들면 항공 시스템과 같은 시스템의 취약점을 해석하고 이를 보완하는 시스템의 설계에 있어서, 먼저 개구에 의한 전자파 산란의 해를 구하는 문제와 직면하게 된다. 전자파 산란 문제 중에서도 개구를 통한 공동(cavity) 내부로의 전자기적 결합(electromagnetic coupling) 현상이 가장 일반적인 모델이므로 이러한 문제의 해석에 대한 많은 연구 결과가 발표되었다.

1970년 초반에 Liu^[1], Chen^[2], Sancer^[3], Bladel^[4], Taylor^[5], 등은 원형 또는 타원형의 작은 개구를 통한 공동 내부로의 전자기적 결합문제를

연구 발표하였다. 이들은 대부분 무한 도체면(infinite conducting screen)에 작은 개구가 있는 문제로 모델링 하여 Bethe^[6]의 근사적인 방법을 적용하였다. 그러나 이들의 접근 방식들은 EMP 결합문제를 해석 하는데 유용하지 못하였다. 그 이유는 EMP의 주파수 스펙트럼은 비교적 넓기 때문에, 개구의 크기가 파장 정도의 크기가 되는 주파수 영역에서는 Bethe의 근사 방법이 적용될 수 없기 때문이다.

그리하여 개구의 크기에 대한 제한이 상대적으로 적은 수치 해석적인 방법에 관심을 갖게 되었다. Lin^[7]은 pulse expansion 과 point matching에 의한 wire grid 방법을 사용하여 도체 판에 의한 전자계를 구하고 이와 상보적인 개구문제를 Babinet's principle을 사용해서 평면 전자파가 단일 무한 도체면에 있는 정방형 개구로 수직 입사하는 경우에 대하여 개구의 전개 분포를 구하였다. 이 방법은 단일 도체면을 고려했기 때문에 전자기적 결합에 대한 공동의 효과를 볼 수 없고 단지 공동의 크기가 매우 클 때 근사적으로 동일한 해를 준다.

Rahmat-Samii^[8]는 직사각형(rectangular) 개구를 통한 두개의 평행 평판 내부로의 전자파 결합문제를 그후에 살펴보기 위하여, 미지의 자기 전류 M 에 대한 integro-differential equation 을 구하고 모멘트 방법을 사용하여 그 해를 구하였다. 이 접근방법은 M 을 구하는 과정에서 피적분함수의 특이성(highly singularity) 때문에 수치 해석상 취급이 어려운 점과, 개구의 edge에서 전자계 값의 특이성에 의하여 모멘트 방법이 부정확한 결과를 줄 수도 있다는 단점을 지니고있다. 그리고 K. Itoh^[9]는 반사판(reflector)를 가진 슬롯(slot) 안테나의 구조에 대하여, 슬롯의 자기 전류를 모드 전개(mode expansion)한 자체 적분방정식(magnetic field integral equation (MFIE))을 얻고 Galerkin 방법을 써서 그 해를 구하였는데 이 접근 방식은 오직 좁은 슬롯(narrow slot)의 경우에만 적용 가능하다.

본 논문의 목적은 크기와 형태에 제약을 받지 않는 임의의 개구를 통한 평행판 도파관 내부로의 전자파 결합문제를 취급할 수 있는 효율적인 수치 해석방법을 제시하는데 있다. 수치 해석에 있어서 전개 적분방정식(electric field integral equation (EFIE))보다 적합한 방법이 혼합-포텐셜 적분방정식(mixed-potential integral equation (MPIE))인 것으로 알려져

있고, MPIE가 가지는 모든 장점이 Mosig^[10]의 논문에 제시되어 있다. 따라서 본 논문에서는 이미 사용되었던 MFIE^[8,9]를 사용하지 않고, 개구의 자기 자기 면전류 밀도 및 자하 밀도(magnetic surface current and charge density)에 대한 MPIE를 구하고, 평행 평판 도파관내에서의 Green함수를 Sommerfeld 등식과 Prony^[11]법을 사용하여 수치 해석상 유용한 함수 형태(simple closed form)로 표현하여 결합문제를 풀고자 한다.

이렇게 구한 MPIE에서 2차원의 rooftop함수를 기저함수로 선택하고 razor함수로서 testing하면 개구에서의 자기 전류에 대한 선형 대수방정식을 얻게 되고 이로부터 해를 구하여 자기전류를 구하게되며 이 결과를 이용하여 평행 평판 도파관 내부부의 전자계들을 모두 구하게 된다. 따라서 본 논문의 수치해석방법은 임의 형태의 개구를 통한 평행판 도파관 내부로의 전자기적 결합문제 해석 및 triplate-type planar 안테나 해석^[12]등에 바로 적용될 수 있다.

본 논문의 수치 해석방법의 타당성을 검토하기 위해 $0.5\lambda \times 0.5\lambda$ 정방형 개구에 대하여, 본 논문의 방법을 사용해서 구한 개구의 전개 분포에 대한 이론치를 기존의 해석 결과^[8]와 비교하여 보았다.

II. 평행 평판 도파관 내의 Green함수를 단순 함수 형태로 표현

평행 평판 도파관의 윗면에 위치한 개구를 통한 전자계 결합문제 해석을 위하여, 그림1에 균일한 유전체로 채워진 도파관내에 HMD(horizontal magnetic dipole)가 있는 경우를 도시하였는데 이 구조에 대하여 벡터 포텐셜과 스칼라 포텐셜(vector and scalar potential)의 Green함수를 구해야한다.

Yang^[13]은 그림1과 같은 구조 내의 수평 전기 쌍극자(horizontal electric dipole (HED))에 대한 벡터 포텐셜과 스칼라 포텐셜의 Green함수를 단순 함수 형태로 표현하였다. 이 장에서는 MOM 사용시 행렬 요소를 계산하는데 있어서 computation 시간을 줄이기 위하여, Yang의 방법에 따라 HMD에 대한 Green함수를 단순 함수형태로 유도하는 과정을 보이고자 한다.

그림 1에서 HMD에 대한 공간 영역에서의 그린함수를 적분 변환법(integral transformation

technique)^[14]을 사용하여 구하면

$$\frac{4\pi}{\epsilon_0 \epsilon_r} G_F^{xx} = 4\pi \mu_0 G_{vm} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{j2k_z} TH_0^{(2)}(k_\rho, \rho) k_\rho dk_\rho \quad (1)$$

로서 표현되며 여기에서 T는

$$T = \frac{(1 + e^{j2k_z z'}) (1 + e^{-j2k_z (h+z)}) e^{jk_z (z-z')}}{1 - e^{-j2k_z h}} \quad , z \leq z' \quad (2)$$

로 주어지며 $k_z^2 = k^2 - k_\rho^2$ 이며 $k^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon$ 이다. G_F^{xx} 에 대하여서도 (1)식과 동일한 형태를 얻으며, $z \geq z'$ 인 영역에서는 z 와 z' 의 위치를 교환하여 사용할 수 있다. 일반적으로 (1)식에서 (2)식을 무한개의 영상원으로 전개(infinite image expansion)하거나 무한개의 모드로 전개(infinite modal expansion)하여 Green 함수를 사용하여 왔다. 그러나 영상 전개는 쌍극자로부터 장점(또는 관찰점)이 먼(e.g. $> 0.2 \lambda_0$) 경우 항들의 수렴 속도가 느리게 되고, 모드 전개는 장점이 가까운(e.g. $< 0.02 \lambda_0$) 경우 수렴 속도가 느리게 된다.

따라서 쌍극자와 장점간의 거리에 관계없이 전 영역에서 수렴 속도가 빠른 수치 해석상 유용한 함수형태로 Green 함수를 구하기 위해, 복소 영상법(complex image technique)^[15,16]을 사용하면 (2)식의 T는 다음과 같이

$$T = e^{jk_z(z-z')} + (T - e^{jk_z(z-z')} - j2k_z P_m) + j2k_z P_m \quad (3)$$

로서 주어진다.

$$\text{여기에서 } P_m = \sum_p \frac{2k_{\rho p}}{k_\rho^2 - k_{\rho p}^2} \lim_{k_\rho \rightarrow k_{\rho p}} (k_\rho - k_{\rho p}) \frac{1}{j2k_z} T \quad (4)$$

이고, P_m 은 전파 모드(propagating mode)에 의해서 결정되는 항으로 (1)식의 피적분함수의 실수 극점들(real poles)의 유수의 합이다. 예로서 $h \leq 0.5 \lambda$ 이면 P_m 은 TEM 단일 모드($k_\rho = k$) 항만으로 결정된다. 그리고 (3)식에서의 첫째 항과 셋째 항은 (1)식에 대입되어 각각 Sommerfeld의 등식과 유수 정리(residue theorem)에 의해서 해석적 Hankel 역변환(analytic inverse Hankel transform)이 되고, 둘째 항이 (1)식에 대입되어 Hankel 역변환이 해석적으로 될 수 있도록 Prony법을 사용하여 단순히 몇 개 항으로 이루어진 복소 지수함수의 급수(short complex exponential series)형태로 근사화 하면

$$T - e^{jk_z(z-z')} - j2k_z P_m = \sum_{i=1}^N a_i e^{-b_i k_z} \quad , N \leq 5 \quad (5)$$

로서 표현되는데 여기에서 a_i 와 b_i 는 복소 계수이고, N 이 주어지면 Prony법의 approximation path에 따라 a_i 와 b_i 는 결정된다. approximation path에 의한 정확도에 관해서는 Chow^[15]의 논문에서 논의되고 있는데 급수의 개수(N)를 대략 3개 이상 선택하여 공간 영역에서 Green 함수를 계산하면 상대 오차는 0.5% 보다 작은 정확도를 갖게 된다 (3),(4) 식과 (5)식을 (1)식에 대입하여 공간 영역의 Green 함수를 다음과 같이 수치 해석상 유용한 함수형태(simple closed form)로 표현할 수 있다.

$$\frac{4\pi}{\epsilon_0 \epsilon_r} G_F^{xx} = 4\pi \mu_0 G_{vm} = G_0 + G_d + G_{pm} \quad (6)$$

여기에서

$$G_0 = \frac{e^{-jk_z r_0}}{r_0} \quad , \quad r_0 = \sqrt{\rho^2 + (z' - z)^2} \quad (7)$$

$$G_d = \sum_{i=1}^N a_i \frac{e^{-jk_z r_i}}{r_i} \quad , \quad r_i = \sqrt{\rho^2 + (-jb_i)^2} \quad (8)$$

$$G_{pm} = \frac{\pi}{jh} \sum_{n=0}^N \epsilon_n H_0^{(2)}(k_\rho, \rho) \cos\left(\frac{n\pi z'}{h}\right) \cos\left(\frac{n\pi z}{h}\right) \quad (9)$$

이고 ϵ_n 은 노이만 상수(Neumann number)로서 $n=0$ 인 경우 $\epsilon_n = 1$ 이고 $n \neq 0$ 인 경우 $\epsilon_n = 2$ 이며, $H_0^{(2)}$ 는 0차 2종 Hankel 함수이다

G_0 는 자기 쌍극자 자신에 의한 원천(source) 항이고, G_d 는 쌍극자의 복소 영상들(complex images)에 의한 항들이며, G_{pm} 은 전파 모드에 의한 항들이다.

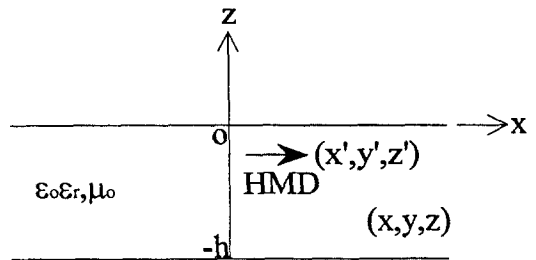


그림 1. 균질의 유전체로 채워진 평행 평판 도파관 내에 위치한 수평 자기 쌍극자(HMD)

Fig. 1. Horizontal magnetic dipole (HMD) located in parallel-plate waveguide filled with a homogeneous dielectric.

Ⅲ. 혼합 포텐셜 적분방정식 (MPIE)

그림 2(a)는 본 논문에서 해석하고자 하는 구조로서, 균일한 유전체 ($\mu_0, \epsilon_0 \epsilon_r$)로 채워진 평행 평판 도파관 위에 임의 형태의 개구가 있는 구조이다. 도파관 외부의 공간은 반 자유 공간 (μ_0, ϵ_0) 이며 개구는 외부로부터 입사각 θ 로 입사되는 평면 전자파에 의해 여기 된다. 등가 원리(equivalence principle)에 의해서 개구를 단락 시키고 개구 면의 전계 분포를 등가 자기 면전류로 대체한 것이 그림 2(b)이다. 입사파 전계의 크기를 E_0 라고 한다면 입사파의 자계는

$$H^{inc} = \frac{E_0}{Z_0} e^{-jk_0(x \sin \theta - z \cos \theta)} (-\hat{y}_0), \quad (10)$$

로서 표현되며 여기에서 $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ 이며 $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ 이다. 이러한 경우에 자계의 접선 성분이 개구에서 연속이라는 경계 조건으로부터

$$H_t^i(\underline{M}_s) + H_t^r(\underline{M}_s) = H_t^{sc} \text{ on } S_a \quad (11)$$

로서 표현되는 식을 얻게 되는데 여기에서 H_t^r 는 개구가 단락 되었을 때 입사파와 반사파의 합 ($H^r = H^{inc} + H^r$)으로서 단락 회로 자계(short-circuit magnetic field)¹⁷⁾라고 하자. 따라서 (10)식과 같이 표현된 입사파 자계의 경우, (11)식에서 H_t^{sc} 는

$$H_t^{sc} = \frac{2E_0}{Z_0} e^{-jk_0 x \sin \theta} (-\hat{y}_0), \quad (12)$$

로서 주어진다.

자기 벡터 포텐셜 및 스칼라 포텐셜은 각각 미지의 자기 면전류 밀도 \underline{M}_s 와 자하 밀도 q_{ms} 로서

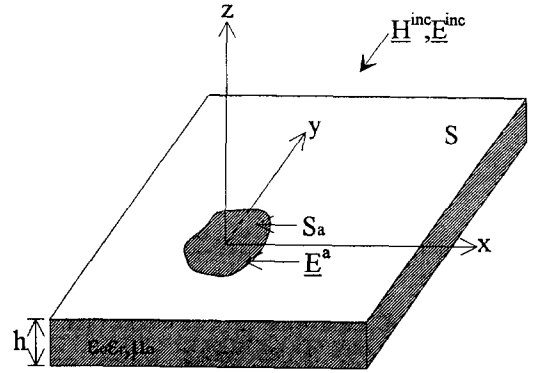
$$F^{(e)} = \int_{S_a} \bar{G}_{F^{(e)}}(\underline{r} | \underline{r}') \cdot \underline{M}_s(\underline{r}') dS' \quad (13)$$

$$V_m^{(e)} = \int_{S_a} G_{V_m^{(e)}}(\underline{r} | \underline{r}') q_{ms}(\underline{r}') dS' \quad (14)$$

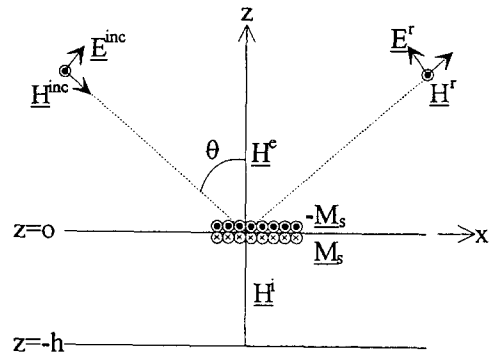
와 같이 표현되며 여기에서 윗첨자 i(e)는 내부 영역(외부 영역)을 뜻한다. 윗 식에서 Green함수 $\bar{G}_{F^{(e)}}$ 와 $G_{V_m^{(e)}}$ 는 Π 장의 (6)식을 사용하고, $\bar{G}_{F^{(e)}}$ 는 (6)식에서 real image를 고려하여 G_0 의 2배 값을 사용한다. (13)식과 (14)식으로 표현된 포텐셜로부터 자계는

$$H^{(e)} = -j\omega F^{(e)} - \nabla \cdot V_m^{(e)}, \quad (15)$$

로서 주어진다.



(a)



(b)

그림 2. (a) 평행 평판 도파관의 윗판에 있는 임의의 형태의 개구 (b) 등가 문제(개구를 단락)
Fig. 2. (a) Arbitrarily shaped aperture in the upper wall of a parallel-plate wave-guide (b) Equivalent problem (with the shorted aperture)

- (a) S : 윗판면 (upper wall surface)
- S_a : 개구면 (Aperture surface)
- E^a : 개구 전계 (Aperture electric field)
- E^{inc}, H^{inc} : 입사 전자기계 (Incident electric and magnetic field)
- (b) \underline{M}_s : 등가 자기 면전류 밀도 (Equivalent surface magnetic current density)
- H^i : 도파관 내부에서 \underline{M}_s 에 의한 자계 (Interior magnetic field by the \underline{M}_s)
- H^e : 도파관 외부에서 $-\underline{M}_s$ 에 의한 자계 (Exterior magnetic field by the $-\underline{M}_s$)
- H^r : 개구 단락시 반사 자계 (Reflected magnetic field on the short circuited aperture)

장점이 자기 쌍극자에 매우 근접할 때 Green함수들의 주된 값을 주는 항(dominant term)은 static Green함수로 주어지는데

$$\frac{4\pi}{\epsilon} G_F^s(\mathbf{r}|\mathbf{r}') = 4\pi\mu_0 G_V(\mathbf{r}|\mathbf{r}') = \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \quad (16)$$

로서 기술된다.

(16)식에서 Green함수는 원점($\mathbf{r}=\mathbf{r}'$)에서 r^{-1} 형태의 적분이 가능한 특이점(weak singularity)을 지니므로 직사각형 영역(rectangular domain)에서 해석적으로 적분할 수 있다. 이러한 사실로부터 Green함수들을 아래와 같이 특이점이 있는 부분과 특이점이 제거된 부분으로 구분하여

$$G = G_H + (G - G_H) \quad (17)$$

와 같이 기술하면 수치해석에 있어 편리하다. 여기에서 물론 G_H 는 특이점이 있는 부분으로 (16)식을 의미한다.

IV. 모멘트 방법 (MOM)

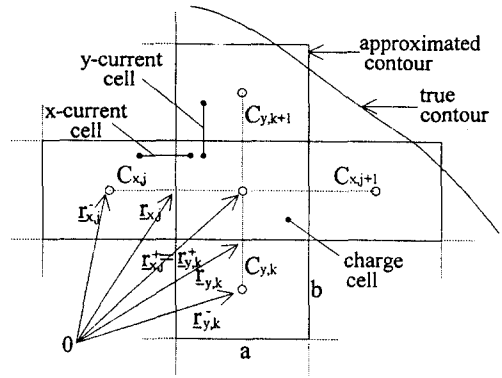
Mosig^[18]와 Glisson^[19]은 rooftop subsectional 기저함수를 2차원으로 확장한 모멘트 방법을 각각 마이크로스트립 패치(microstrip patch)와 일반적인 구조의 산란체에 대한 산란 전자계의 해석에 적용한바 있다. 이 장에서는 Mosig의 논문에 제시된 과정을 참고로 하여 해를 구하는 과정을 보이하고자 한다.

1. 자하 자기 전류 셀(Magnetic charge and current cells)

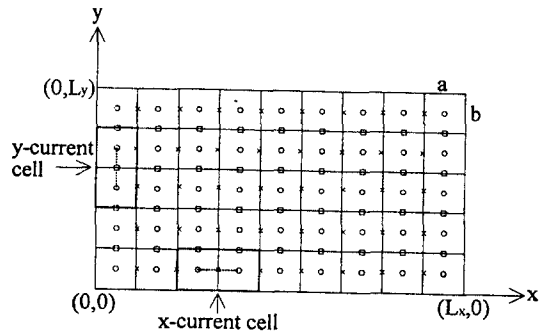
임의 형태의 개구에 대하여 rooftop subsectional 기저함수를 사용하기 위해서는, 임의 형태의 개구인 경우 그림 3(a) 처럼 개구의 경계선을 Manhattan type^[18]의 다각형(polygonal)의 경계선으로 바꿔주어야 한다.

개구의 경계를 다각형의 경계로 바꾸고 나서, 개구 면을 $a \times b$ 의 크기를 가지는 직사각형의 자하 셀들로 나누는데, 셀의 크기를 동일한 크기로 나누어야 한다. 셀의 크기가 동일하지 않으면 행렬 요소를 구할 때 computation 양이 아주 많아지는 단점이 있기 때문이다. 그리고 자기 전류 셀은 다음과 같이 구성한다: 가령 예를 들면 x-방향(또는 y-방향)에 수직인 공유

경계선(common border)에 인접한 두개의 자하 셀이 x-방향(또는 y-방향) 자기 전류 셀을 구성한다고 하자.



(a)



(b)

그림 3. (a) 자하와 자기 전류 셀 들로 임의의 형태 개구의 segmentation(test segments의 network을 보여줌)

(b) $m \times n$ 자하 셀로 나누어진 직사각형 개구

Fig. 3. (a) Segmentation of an aperture in elementary magnetic charge and current cells (showing the network of test segments) (b) Rectangular aperture with $m \times n$ charge cells

$$(a = \frac{L_x}{m}, b = \frac{L_y}{n})$$

x : x - 방향 자기 전류 셀 들의 중심(The center of x - direction magnetic current cells)

□ : y - 방향 자기 전류 셀 들의 중심(The center of y - direction magnetic current cells)

○ : 자하들의 중심 (The center of magnetic charge cells)

이렇게 보면 그림 3(b)에서와 같이 $m \times n$ 개의 자하 셀을 갖는 직사각형 개구의 경우 x -방향 자기 전류 셀의 개수는 $M=(m-1)n$ 이 되고, y -방향 자기 전류 셀의 개수는 $N=m(n-1)$ 이 됨을 알 수 있다. 따라서 그림 3(a)에서 C_{xj} (C_{yk})는 j -번째 x -방향(k -번째 y -방향) 자기 전류 셀을 의미하게 되며, 그 셀들의 중심을 위치를 벡터 r_{xj} (r_{yk})로 표현하고, 그 셀의 끝 위치를 r_{xj}^- (r_{yk}^-) 와 r_{xj}^+ (r_{yk}^+)로 표현하면 이러한 위치 벡터들 간의 관계는

$$r_{xj}^- = r_{xj} + \left(\frac{a}{2}\right)\hat{x}_0 \quad j=1,2,\dots,M \quad (18)$$

$$r_{yk}^+ = r_{yk} + \left(\frac{b}{2}\right)\hat{y}_0 \quad k=1,2,\dots,N \quad (19)$$

로서 주어진다.

2. 기저 함수들(Basis functions)

자기 면전류 밀도 \underline{M}_s 의 직각 좌표계 성분인 M_{sx} 와 M_{sy} 를 기저함수들인 T_x 와 T_y 로 표현하면

$$M_{sx} = \frac{1}{b} \sum_{j=1}^M V_{xj} T_x(r - r_{xj}) \quad , \quad (20)$$

$$M_{sy} = \frac{1}{a} \sum_{k=1}^N V_{yk} T_y(r - r_{yk}) \quad . \quad (21)$$

로서 전개할 수 있는데 여기에서 기저함수들은 그림 4에서 보는 바와 같이 rooftop 형태로서

$$T_x(r) = \begin{cases} 1 - \frac{|x|}{a} & ; |x| < a, |y| < \frac{b}{2} \\ 0 & ; \text{elsewhere} \end{cases} \quad (22)$$

와 같이 정의되며 여기에서 T_y 에 대하여는 (22)식에서 a 와 b 를, x 와 y 를 각각 서로 바꾸어서 정의하면 된다.

(20)식과 (21)식에서 인수 $1/b$ 과 $1/a$ 을 도입한 이유는 자기 전류의 단위가 전계의 차원을 갖도록 하기 위해서 이다.

(20)식과 (21)식으로 전개될 자기 면전류 밀도와 관련된 면 자하 밀도 q_{ms} 는 전류의 연속 방정식으로부터

$$q_{ms} = \frac{1}{j\omega ab} \left[\sum_{j=1}^M V_{xj} \left\{ \Pi(r - r_{xj}^+) - \Pi(r - r_{xj}^-) \right\} + \sum_{k=1}^N V_{yk} \left\{ \Pi(r - r_{yk}^+) - \Pi(r - r_{yk}^-) \right\} \right] \quad (23)$$

로서 주어지는데 여기에서 $\Pi(r)$ 은 그림 4에서 보는

바와 같이 $r = 0$ 에 중심을 두고, $a \times b$ 의 직사각형 영역 상에서 정의되는 2차원 단위 펄스함수 (two-dimensional unit pulse function)를 의미하게 된다.

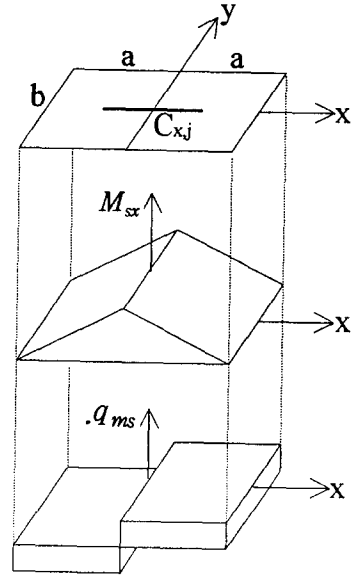


그림 4. $r=0$ 에 중심을 둔 x -방향 자기 전류 셀, 그 셀과 관련된 자기 면전류 밀도 $M_{sx} = T_x(r)$ 그리고 면 자하 밀도

$$q_{ms} = \Pi(r - \hat{x}_0 \frac{a}{2}) - \Pi(r + \hat{x}_0 \frac{a}{2})$$

Fig. 4. x -directed magnetic current cell centered at $r=0$ and its associate magnetic surface current density $M_{sx} = T_x(r)$, and magnetic surface charge density $q_{ms} = \Pi(r - \hat{x}_0 \frac{a}{2}) - \Pi(r + \hat{x}_0 \frac{a}{2})$

지금까지의 기저함수에 대한 정의로부터 표면 자하 밀도는 모든 자하 셀 내에서 일정한 상수 값을 지님을 알 수 있으므로, 그림 3(a)에서와 같은 경우의 자하 셀은 자기 면전류 밀도의 미지 계수로

$$q_{ms} = \frac{1}{j\omega ab} [V_{x,j+1} - V_{xj} + V_{y,k+1} - V_{y,k}] \quad (24)$$

와 같이 간략하게 표현할 수 있게 된다.

3. 이산적인 Green함수들 (Discrete Green's functions (DGF))

이 절에서는 표기(notiation)와 computation 작업을 단순화하기 위하여 이산적인 Green함수(DGF)들

을 정의하며 도입하기로 한다. 일반적으로 수치 해석을 취급할 때 파장으로 정규화한 즉 공간 영역에서 차원이 없는 양(dimension-less quantities)을 취급하는 것이 편리하다. 따라서 DGF 들은 파장으로 정규화 하여 차원이 없는 양으로서

$$\Gamma_{F'}^{xx}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{xj}) = \int_{S_v} \frac{1}{\epsilon k} G_{F'}^{xx}(\mathcal{L} | \mathcal{L}') T_x(\mathcal{L}' - \mathcal{L}_{xj})(k^2 dS') , \quad (25)$$

$$\Gamma_{F'}^{yy}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{yk}) = \int_{S_v} \frac{1}{\epsilon k} G_{F'}^{yy}(\mathcal{L} | \mathcal{L}') T_y(\mathcal{L}' - \mathcal{L}_{yk})(k^2 dS') , \quad (26)$$

$$\Gamma_{V_m}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{oj}) = \int_{S_v} \frac{\mu_0}{k} G_{V_m}(\mathcal{L} | \mathcal{L}') \Pi(\mathcal{L}' - \mathcal{L}_{oj})(k^2 dS') , \quad (27)$$

와 같이 정의하기로 하는데 여기에서 \mathcal{L}_{oj} 는 j-번째 자하 셀의 중심 위치를 표현하는 벡터이고, $S_{xj}(S_{yk})$ 는 j-번째 x-방향 자기 전류 셀의 면(k-번째 y-방향 자기 전류 셀의 면)을 의미하고, S_{oj} 는 j-번째 자하 셀의 면을 의미한다. 그리고 $\Gamma_{F'}^{xx}$, $\Gamma_{F'}^{yy}$ 과 Γ_{V_m} 는 (25).(26) 식과 (27)식에서 각각 $i \rightarrow e$, $\epsilon \rightarrow \epsilon_0$, $k \rightarrow k_0$ 로 치환하여 정의하기로 한다.

장점(\mathcal{L})이 원천 셀 내에 속할 때 적분 과정에서의 어려움이 따르므로 전술한 바와 같이 Green함수들을 (17)식과 같이 특이점이 있는 부분과 특이점이 없는 부분으로 나눈다.

특이점이 있는 부분의 적분은 (16)식으로 표현된 Green함수를 (25).(26)식과 (27)식에 대입하여 적분하면 해석적으로 구할 수 있으며 그 결과는 다음과 같다.

$$\Gamma_{V_m}(\mathcal{Q} | \mathcal{Q}) \approx \frac{k}{4\pi} \left[2a \ln \left(\tan \left(\frac{\alpha}{2} + \frac{\pi}{4} \right) \right) - 2b \ln \left(\tan \left(\frac{\alpha}{2} \right) \right) \right] , \quad \tan \alpha = \frac{b}{a} \quad (28)$$

$$\Gamma_{F'}^{xx}(\mathcal{Q} | \mathcal{Q}) \approx \frac{k\epsilon}{4\pi\epsilon} \left[2a \ln \left(\tan \left(\frac{\alpha}{2} + \frac{\pi}{4} \right) \right) - 2b \ln \left(\tan \left(\frac{\alpha}{2} \right) \right) - b \sec \alpha + \frac{2}{a} \left(\frac{b}{2} \right)^2 \right] , \quad \tan \alpha = \frac{b}{2a} \quad (29)$$

$$\Gamma_{F'}^{yy}(\mathcal{Q} | \mathcal{Q}) \approx \frac{k\epsilon}{4\pi\epsilon} \left[2b \ln \left(\tan \left(\frac{\alpha}{2} + \frac{\pi}{4} \right) \right) - 2a \ln \left(\tan \left(\frac{\alpha}{2} \right) \right) - a \sec \alpha + \frac{2}{b} \left(\frac{a}{2} \right)^2 \right] , \quad \tan \alpha = \frac{a}{2b} \quad (30)$$

윗 식 (28)과 (29) 및 (30)식의 유도과정에서는 개구면에서의 등가 HMD에 대한 Green함수의 특이점에서의 값을 계산할 때는 real image를 고려해야 하므로, 2배가 된다는 점에 유의해야 한다.

장점이 원천 셀과 다른 셀들에 위치하는 경우에는 (25).(26)식과 (27)식의 DGF들은

$$\Gamma_{F'}^{xx}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{xj}) \approx \frac{1}{\epsilon k} G_{F'}^{xx}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{xj})(ka)(kb) \quad (31)$$

$$\Gamma_{F'}^{yy}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{yk}) \approx \frac{1}{\epsilon k} G_{F'}^{yy}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{yk})(ka)(kb) \quad (32)$$

$$\Gamma_{V_m}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{oj}) \approx \frac{\mu_0}{k} G_{V_m}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{oj})(ka)(kb) \quad (33)$$

(20).(21)식과 (23)식을 (13)식과 (14)식에 대입하고, 이 절에서 정의된 DGF들을 사용하여 자기 벡터 및 스칼라 포텐셜을 표현하면

$$E^i(\mathcal{L}) = \hat{x}_0 \frac{\epsilon}{bk} \sum_{j=1}^M V_{xj} \Gamma_{F'}^{xx}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{xj}) + \hat{y}_0 \frac{\epsilon}{ak} \sum_{k=1}^N V_{yk} \Gamma_{F'}^{yy}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{yk}) , \quad (34)$$

$$V_m(\mathcal{L}) = \frac{1}{j(ka)(kb)Z} \left[\sum_{j=1}^M V_{xj} \left\{ \Gamma_{V_m}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{xj}^+) - \Gamma_{V_m}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{xj}^-) \right\} + \sum_{k=1}^N V_{yk} \left\{ \Gamma_{V_m}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{yk}^+) - \Gamma_{V_m}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{yk}^-) \right\} \right] , \quad (35)$$

로서 주어지며 여기에서 Z 는 $Z = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}}$ 를 의미한다. (34)식과 (35)식을 (15)식에 대입하면 자계는

$$H^i = \hat{x}_0 \left[-jw \frac{\epsilon}{bk} \sum_{j=1}^M V_{xj} \Gamma_{F'}^{xx}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{xj}) - \frac{\partial \partial x}{j(ka)(kb)Z} \left\{ \sum_{j=1}^M V_{xj} \left(\Gamma_{V_m}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{xj}^+) - \Gamma_{V_m}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{xj}^-) \right) + \sum_{k=1}^N V_{yk} \left(\Gamma_{V_m}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{yk}^+) - \Gamma_{V_m}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{yk}^-) \right) \right\} \right] + \hat{y}_0 \left[-jw \frac{\epsilon}{ak} \sum_{k=1}^N V_{yk} \Gamma_{F'}^{yy}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{yk}) - \frac{\partial \partial y}{j(ka)(kb)Z} \left\{ \sum_{j=1}^M V_{xj} \left(\Gamma_{V_m}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{xj}^+) - \Gamma_{V_m}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{xj}^-) \right) + \sum_{k=1}^N V_{yk} \left(\Gamma_{V_m}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{yk}^+) - \Gamma_{V_m}(\mathcal{L} | \mathcal{L}_{yk}^-) \right) \right\} \right]$$

로서 구해지며 E^e , V_m^e , H^e 는 (34).(35)식과 (36)식에서 $i \rightarrow e$, $k \rightarrow k_0$, $\epsilon \rightarrow \epsilon_0$, $Z \rightarrow Z_0$ 로 치환하여 구한다.

4. 테스트함수(Test function)

모멘트 방법으로 해를 구하는 마지막 단계는 적합한 테스트함수의 선택이다. Mosig는 그의 저서^[20]에서 rooftop 기저함수에 가장 적합한 테스트함수의 선택은 일차원 구형 펄스(unidimensional rectangular

pulse)들을 사용(일명 razor testing) 하는 것이라고 밝혔다. 따라서 모든 자기 전류 셀에 대하여 (11)식으로 주어진 표현식을 razor testing 하면

$$\int_{C_i} H_x^i dx + \int_{C_i} H_y^i dx = \int_{C_i} H_x^e dx = I_{xi}^{(e)}, \quad i=1,2,\dots,M \quad (37)$$

$$\int_{C_j} H_x^j dy + \int_{C_j} H_y^j dy = \int_{C_j} H_y^e dy = I_{yj}^{(e)}, \quad i=1,2,\dots,N \quad (38)$$

로서 주어지며 여기에서 C_{xi} (C_{yj})는 적분 구간이 x_{xi}^- (x_{yj}^-)에서 부터 x_{xi}^+ (x_{yj}^+)인 x-방향(y-방향)으로의 i-번째 테스트 셀이 된다. 이와 같은 testing에서는 개구의 edge 근처에서 전자계의 singularity들이 모멘트 방법에 의한 계산 과정에서 좋지 않은 결과를 초래할 수 있는데 이러한 testing을 선택함으로써 edge 근처에서 전자계의 계산을 하지 않아도 된다는 장점을 얻게 된다.

5. 행렬식(Matrix equation)

(12)식과 (36)식을 (37)식과 (38)식에 대입하여 적분하면, (36)식 내의 미분 연산자가 제거되어 다음과 같은 행렬식을 얻게 된다.

$$\begin{bmatrix} Y^{xx} & Y^{xy} \\ Y^{yx} & Y^{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_x^{(e)} \\ I_y^{(e)} \end{bmatrix} \quad (39)$$

여기에서 $[Y]$ 는 어드미턴스 행렬, $[V]$ 는 등가 자기 전류의 미지 계수의 행렬이며, $[I^{(e)}]$ 는 입사 평면 파에 의한 여기(excitation)행렬을 의미한다. 여기 행렬의 요소는 입사 자계를 (12)식과 같이 표현한 경우에는

$$I_{xi}^{(e)} = 0, \quad I_{yj}^{(e)} = -2 \frac{E_0 b}{Z_0} e^{-jk_0 x} \sin \theta \quad (40)$$

으로 주어지며, x_i 는 i-번째 y-방향 자기 전류 셀의 중심의 x-좌표이다. 여기에서 어드미턴스 행렬 요소 Y_{ij}^{xx} (대각선 요소는 제외)는

$$\begin{aligned} Y_{ij}^{xx} = & \frac{-1}{j(ka)(kb)Z} \left[\Gamma_{V_x}(x_{xi}^+ | x_{yj}^-) - \Gamma_{V_x}(x_{xi}^- | x_{yj}^+) \right. \\ & \left. - \Gamma_{V_x}(x_{xi}^+ | x_{yj}^-) + \Gamma_{V_x}(x_{xi}^- | x_{yj}^+) \right] \\ & + \frac{-1}{j(k_0 a)(k_0 b)Z_0} \left[\Gamma_{V_x}(x_{xi}^+ | x_{yj}^-) - \Gamma_{V_x}(x_{xi}^- | x_{yj}^+) \right. \\ & \left. - \Gamma_{V_x}(x_{xi}^+ | x_{yj}^-) + \Gamma_{V_x}(x_{xi}^- | x_{yj}^+) \right] \\ & + \frac{-j}{bZ_0} \Gamma_{F_x}^{xx}(x_{xi} | x_{yj}) a + \frac{-j}{bZ_0} \Gamma_{F_x}^{xx}(x_{xi} | x_{yj}) a \\ & i = 1, 2, \dots, M \quad j = 1, 2, \dots, M \quad (i \neq j) \quad (41) \end{aligned}$$

으로 주어지며, Y_{ij}^{yy} 는 x와 y를, a와 b를 각각 서로 바

꾸어 주고 M은 N으로 바꾸어 줌으로써 얻게 된다.

또한 요소 Y_{ij}^{xy} 는

$$\begin{aligned} Y_{ij}^{xy} = & \frac{-1}{j(ka)(kb)Z} \left[\Gamma_{V_x}(x_{xi}^+ | x_{yj}^-) - \Gamma_{V_x}(x_{xi}^- | x_{yj}^+) \right. \\ & \left. - \Gamma_{V_x}(x_{xi}^+ | x_{yj}^-) + \Gamma_{V_x}(x_{xi}^- | x_{yj}^+) \right] \\ & + \frac{-1}{j(k_0 a)(k_0 b)Z_0} \left[\Gamma_{V_x}(x_{xi}^+ | x_{yj}^-) - \Gamma_{V_x}(x_{xi}^- | x_{yj}^+) \right. \\ & \left. - \Gamma_{V_x}(x_{xi}^+ | x_{yj}^-) + \Gamma_{V_x}(x_{xi}^- | x_{yj}^+) \right] \\ & i = 1, 2, \dots, M \quad j = 1, 2, \dots, N \quad (x_{xi}^+ = x_{yj}^-) \quad (42) \end{aligned}$$

로서 표현되는데 이 식에서 $x_{xi}^- = x_{yj}^+$ 인 경우에는 $\Gamma_{V_x}^{xx} = \Gamma_{V_x}^{xx}(0|0)$ 이 된다. 또한 요소 $Y_{ij}^{xx} = Y_{ji}^{xx}$ 임을 쉽게 알 수 있다. 대각선 요소인 Y_{ii}^{xx} 는

$$\begin{aligned} Y_{ii}^{xx} = & \frac{-2}{j(ka)(kb)Z} \left[\Gamma_{V_x}(0|0) - \Gamma_{V_x}(ax_0|0) \right] \\ & + \frac{-2}{j(k_0 a)(k_0 b)Z_0} \left[\Gamma_{V_x}(0|0) - \Gamma_{V_x}(ax_0|0) \right] \\ & + \frac{-ja}{bZ} \Gamma_{F_x}^{xx}(0|0) + \frac{-ja}{bZ_0} \Gamma_{F_x}^{xx}(0|0) \end{aligned} \quad (43)$$

으로 주어지며, Y_{ij}^{yy} 는 (22)식에서 x와 y를, a와 b를 그리고 \hat{x}_0 와 \hat{y}_0 를 각각 바꾸어 줌으로써 얻게 된다.

$m \times n$ 개의 자하 셀을 갖는 직사각형 개구의 경우에 $M=(m-1)n$ 개의 x-방향 자기 전류 셀과 $N=m(n-1)$ 개의 y-방향 자기 전류 셀을 가지므로 구해야 할 어드미턴스 행렬 요소의 갯수는 $(M+N)^2$ 이다.

그러나 실제로 요소를 계산하는 과정(특히 도파관 내부의 매질이 자유 공간인 경우)에서 DGF들의 $m \times n$ 개의 Γ_{V_x} 값, M개의 Γ_{F_x} 값과 N개의 Γ_{F_y} 값만을 구하면 행렬의 모든 요소를 구하게 된다.

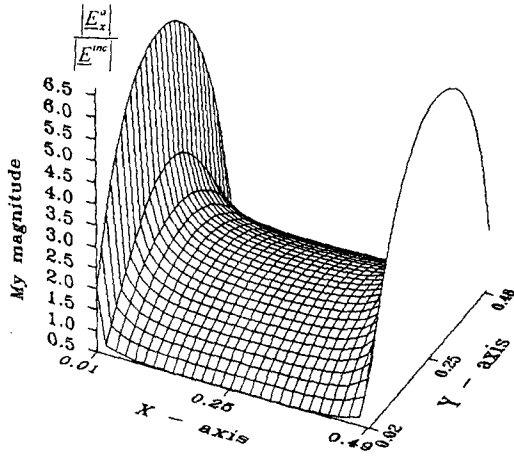
이 사실은 같은 크기를 가지는 셀을 사용했기 때문이다. 따라서 computation 효율 면에서 볼 때 크기가 다른 적은 갯수의 셀을 사용하는 것보다는 같은 크기의 많은 갯수의 셀을 사용하는 것이 유리하다고 볼 수 있다.

V. 수치 해석 결과

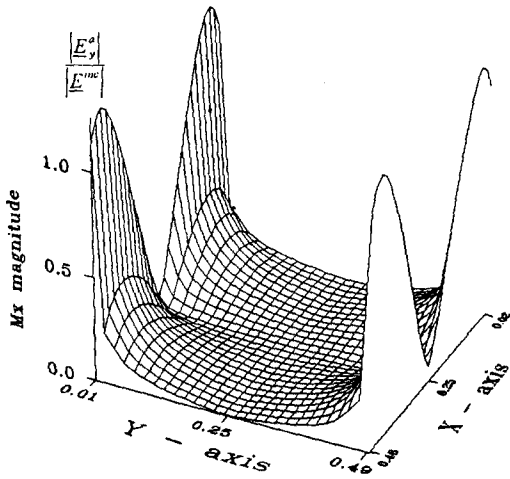
본 논문의 해석 결과의 타당성을 확인하기 위하여 기존의 Samii^[8]의 결과와 비교하였다. Samii는 두 평행 평판 간격이 2.8λ 고 외부로부터 수직 입사하는 평면 전자파에 의해 $0.5\lambda \times 0.5\lambda$ 정방형 개구가 여기될 때 개구에서의 전계 분포를 구하였다. (λ 는 자유 공간에서의 파장)

따라서 본 논문에서의 구조인 그림 2(b)에서 평행 평판 도파관의 높이가 $h=2.8\lambda$ 이고 도파관 내부의

유전체 매질을 자유 공간 ($\epsilon = \epsilon_0$)으로 하고, 외부로부터 평면 전자파가 수직 입사($\theta=0$) 하는 경우에 대하여 $0.5\lambda \times 0.5\lambda$ 정방형 개구를 14×14 개의 자하 셀로 분할(segmentation) 하여 얻은 선형 방정식으로부터 자기 면전류 밀도 M_s 를 구하고 이들에 대응되는 개구에서의 전계 분포 E_s^a ($M_s = \hat{z}_0 \times E_s^a$)를 그림5에 3차원적으로 도시하여 하였고 edge에서 경계조건이 잘 만족되고 있음을 확인할 수 있다.



(a)

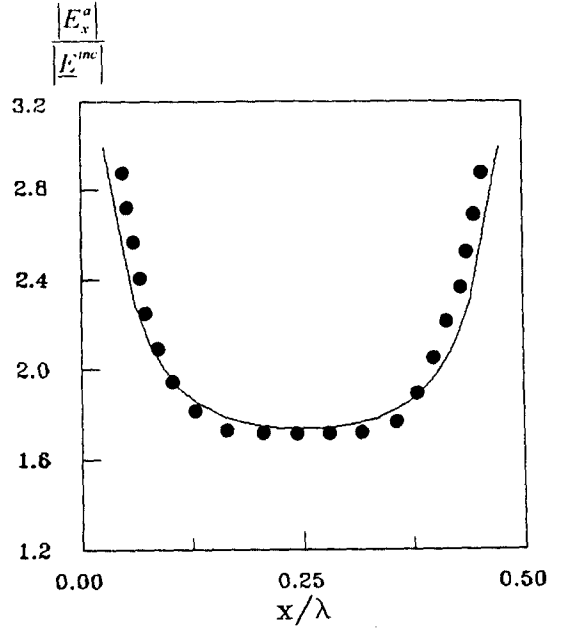


(b)

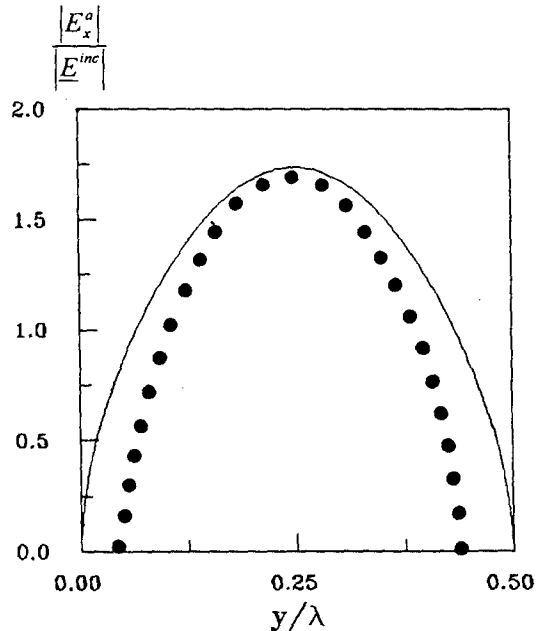
그림 5. 개구에서 전계 크기 분포의 3차원적인 그림 (a) $|E_x^a|$ 에 대하여 (b) $|E_y^a|$ 에 대하여

Fig. 5. Three-dimensional representation of amplitude distribution of the electric field in the aperture.

(a) for $|E_x^a|$ (b) for $|E_y^a|$



(a)



(b)

그림 6. (a) x-축을 따라서 샘플링한 $|E_x^a|$ (b) y-축을 따라서 샘플링한 $|E_x^a|$ (— : 해석 결과, ····· : 기존 결과 [8])

Fig. 6. (a) $|E_x^a|$ sampled along x-axis (b) $|E_x^a|$ sampled along y-axis. (— : Present, ····· : Previous [8])

그리고 Samii의 결과(참고 문헌 [8] 의 Fig. 2)와 비교하기 위하여 $|E_x^a|$ 를 개구 중심부에서 x-축과 y-축을 따라서 각각 샘플링한 값을 구하여 그림6에 제시하였다.

그림 6(a)에서는 본 논문에서의 해석 결과와 기존의 해석 결과가 잘 일치함을 볼 수 있다. 그림6(b)에서는 기존의 결과가 개구의 edge 부근으로 갈수록 본 논문의 해석 결과와는 일치하지 않음을 볼 수 있으며, 이러한 기존의 해석 결과는 마치 개구가 상대적으로 작아진 상황에서 경계 조건을 부과한 것과 같다고 생각할 수 있다.

VI. 결 론

기존의 해석방법과는 다른 본 논문의 해석방법의 중요한 특징을 서술하면 다음과 같다. (1)혼합 포텐셜 적분방정식(MPIE)를 사용하여 자체 적분방정식(MFIE)에서 오는 달리 r^{-1} 형태의 특이점을 갖는 피적분함수에 대한 해석적 적분이 보다 용이하게 되었으며, (2)적분방정식의 kernel에 해당하는 Green함수(특히 도파관 내부에서)를 Sommerfeld 등식과 Prony법을 사용하여 공간 영역에서 수치 해석상 간단한 함수형태로 표현하여 computation 시간을 효과적으로 줄일 수 있었고, (3)MPIE의 해를 구하기 위하여 미지의 등가 자기 면전류 밀도를 rooftop 기저함수들로 전개하고 razor testing 하여 해를 구하는 과정에서 기존 방법과는 달리 미분 연산자에 의한 수치 해석상의 불편함을 피할 수 있었다.

그러므로 본 논문의 수치 해석 결과와 언급된 해석방법의 특징들을 고찰해 볼 때, 기존의 해석방법에 비하여 좀 더 정확하고 효율적인 수치 해석 접근방법이라고 생각된다.

또한 본 논문에서 제시된 방법은 외부에서 입의 각도로 입사되는 평면 전자파에 의해 여기 되는 입의 형태의 개구를 통하여 입의 유전체 매질로 채워진 평행평판 도파관 내부에로의 전자계의 결합문제에도 어렵지 않게 적용 가능하다.

따라서 전자파 펄스(EMP) 결합문제 해석에 바로 사용될 수 있고 현재 이러한 문제에 실제 적용 중에 있다.

참 고 문 헌

- [1] Y. P. Liu, "Penetration of electromagnetic fields through small apertures into closed shields", Interaction Note 48, Air Force Weapons Lab., Albuquerque, NM, 1969.
- [2] L. W. Chen, "On cavity excitation through small apertures", Interaction Note 45, Air Force Weapons Lab., Albuquerque, NM, 1970.
- [3] M. I. Sancer and A. D. Varvatsis, "Electromagnetic penetrability of perfectly conducting bodies containing an aperture", Interaction Note 49, Air Force Weapons Lab., Albuquerque, NM, 1970.
- [4] J. Van Bladel, "Small apertures in cavities at low frequencies", *AEÜ*, pp.481-486, 1972.
- [5] C. D. Taylor, "Electromagnetic pulse penetration through small apertures", *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. EMC-15, no.1, 1973.
- [6] H. A. Bethe, "Theory of diffraction by small holes", *Phys. Rev.*, vol. 66, pp.163-182, 1944.
- [7] Juang-Lu Lin, W. L. Curtis and M. C. Vincent, "On the field distribution of an aperture", *IEEE Trans. Antennas and propagation*, vol. 22, pp.467-471, 1974.
- [8] Yahya Rahmat-Samii, "Electromagnetic pulse coupling through an aperture into a two-parallel-plate region", *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* vol. EMC-20, no.3, pp.436-442, August 1978.
- [9] K. Katsurahara and K. Itoh, "Theoretical consideration on parallel-plate waveguide modes of a slot antenna with a reflector", *Proceedings of ISAP'92*, pp.437-440, (Sapporo, Japan, 1992.)
- [10] Mosig, J. R., and Gardiol, F.E., "Analytical and numerical techniques in

the Green's function treatment of microstrip antennas and scatterers", *IEE Proc. Microwaves, Opt. & Antennas*, 1983, 130, pp.175-182.

[11] R. W. Hamming, *Numerical Methods for Scientists and Engineers*, Dover, NY, pp.620-622, 1973.

[12] A. Matsui, S. Kitao, M. Haneishi, and S. Okamura, "A consideration on parallel-plate mode suppression of triplate-type planar antenna" *IEEE AP-S Int. Symp. Dig.*, pp.1218-1221, (June 1994).

[13] J. J. Yang, Y. L. Chow, G. E. Howard, and D. G. Fang, "Complex images of an electric dipole in homogeneous and layered dielectrics between two ground planes", *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol.40, no.3, pp.595-600, Mar. 1992.

[14] R. E. Collin, *Field Theory of Guided Waves*, 2nd ed., IEEE Press, NY, 1991.

[15] Y. L. Chow, J. J. Yang, D. G. Fang, and G. E. Howard, "A closed form spatial Green's function for thick microstrip substrate", *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol.39, no.3, pp.588-592, Mar. 1991.

[16] D. G. Fang, J. J. Yang, and G. Y. Delisle, "Discrete image theory for horizontal electric dipoles in a multilayered medium", *Proc. Inst. Elec. Eng.*, vol.135, pt.H, pp.297-303, 1988.

[17] J. Van Bladel, *Electromagnetic Fields*, McGraw-Hill, NY, 1964.

[18] J. R. Mosig and F. E. Gardiol, "General integral equation formulation for microstrip antennas and scatterers", *IEE Proceeding*, vol.132, pp.424-432, December 1985.

[19] Glisson, A. W. and Wilton, D. R., "Simple and numerical methods for problems of electromagnetic radiation and scattering from surfaces", *IEEE Trans.*, 1980, AP-28, pp.593-603.

[20] Mosig, J. R., and Gardiol, F.E., "A dynamical radiation model for microstrip structures", In Hawkes, P. (Ed.), *Advances in electronics and electron physics*, (Academic Press, New York, 1982), pp.139-237.

저 자 소 개



李永淳(正會員)
1957년 1월 9일생. 1979년 2월 경북대학교 전자공학과(공학사). 1981년 2월 한국과학기술원 전기 및 전자공학과(공학석사). 1981년 3월~현재 금오공과대학교 전자통신공학과 교수.

주관심 분야는 도파관 불연속 문제, 전자파의 개구 결합문제, 안테나 해석 및 설계 등임

李昌源(正會員) 第 32卷 A編 第 1號 參照.
현재 경북대학교 대학원 전자공학과 박사과정

趙榮基(正會員) 第 28卷 A編 第 1號 參照.
현재 경북대학교 전자공학과 부교수

孫鉉(正會員) 第 27卷 A編 第 10號 參照.
현재 경북대학교 전자공학과 교수