

論文 95-32A-9-8

차폐된 코플래너 도파로의 전송특성

(Propagation Characteristics of Shielded Coplanar Waveguides)

金永澤*, 李澤璟*

(Young-Taek Kim and Taek-Kyung Lee)

요약

도체 스트립의 두께가 영이 아닌 대칭형 및 비대칭형의 차폐된 코플래너 도파로 (Shielded Coplanar Waveguide) 의 전송특성을 등가원리를 적용한 경계적분법을 이용하여 구하였다. 각 영역에서의 그린 함수가 삼각함수의 급수형태로 주어지므로, 경계면에서 가정한 등가자류의 기저함수로 삼각함수를 사용하여 갤러킨 법에 의한 수치해석에서 나타나는 적분식을 해석적으로 구하였다. 기본모드와 고차모드에 대한 전파상수를 구하고 스트립의 두께, 기판의 유전율 등의 변화와 구조의 비대칭성에 의한 영향을 계산하였다.

Abstract

The propagation characteristics of the symmetric and the asymmetric shielded coplanar waveguide with finite metallization thickness is analyzed by boundary integral method employing the equivalence principle. Since the Green's function and the basis functions are composed of sinusoidal functions, the integration in Galerkin's method is solved analytically. The propagation constants of the fundamental and the first higher order mode are obtained and the effects of strip thickness, substrate permittivity, and the asymmetry of the structure are calculated.

I. 서론

하이브리드나 모노리틱 형태의 초고주파 집적회로는 대량생산을 위하여 평균구조를 하고 있으며, 전송선로로서는 지금까지 마이크로스트립 선로가 주로 사용되어 왔다. 그러나 사용주파수 대역의 확대와 회로의 소형화가 요구됨에 따라 밀리미터파 대의 주파수를 이용하기 위한 장치가 개발되고 있으며, 밀리미터파 집적회로의 전송선로로서는 마이크로스트립 선로에 비하여

코플래너 도파로 (Coplanar Waveguide, CPW) 가 많은 장점을 지니고 있다¹¹⁾. 코플래너 도파로의 접지면은 전송선로와 같은 평면에 놓여 있으며, 이러한 구조에서는 기판에 구멍을 뚫지 않고도 반도체 소자의 직렬 및 병렬 연결이 가능하므로, 소자의 연결에 의한 불연속이 발생하지 않는다. 또한 선로의 특성 임피던스가 기판의 두께에 민감하지 않으므로, 비교적 두꺼운 기판을 사용하더라도 넓은 범위의 선로 임피던스를 구할 수 있어서 제작이 용이하다. 그 밖에도 인접 선로와의 혼신이 적고, 불연속 구조에서의 복사손실이 적은 장점이 있다. 따라서 코플래너 도파로는 밀리미터파 회로에서 매우 중요한 선로로 등장하고 있다¹²⁾.

* 正會員, 韓國航空大學校 航空電子工學科

(Dept. of Avionics, Hankuk Aviation Univ.)

接受日字: 1995年2月28日, 수정완료일: 1995年8월17일

코플래너 도파로에서 사용되는 도체의 두께는 선로의 전송특성에 크게 영향을 미친다. 유한한 두께의 도체를 가진 코플래너 도파로에 대한 해석은 지금까지 주로 유사 TEM 근사 (Quasi-TEM approximation) 에 의하여 이루어지고 있으며, 수치해석적인 방법^[3] 이나 파수영역에서의 해석방법^[4] 을 이용하며, 도체의 두께가 영인 경우에 비하여 계산량이 많아진다. 선로의 전송특성에 관한 full-wave 해석은 정확한 전송특성을 알기 위하여 필요하며, 고차모드에 대한 하나 선로의 불연속 부분에 대한 특성을 알기 위해서도 필요하다. Full-wave 해석을 하기 위해서는 풀어야 할 미지수의 갯수가 늘어나서 계산량이 많아지므로 지금까지 주로 도체의 두께가 영인 경우에 대하여 해석되고 있다^[5].

차폐된 코플래너 도파로의 전송특성은 주로 파수영역에서의 해석방법에 의하여 연구되고 있으며^{[6], [7]}, 이 방법은 파수영역에서의 기저함수에 관한 적분이 복잡하고, 일반적인 불연속 구조에 대한 해를 구하기 위한 확장에 한계가 있다. 수치해석적인 방법으로서 경계요소법^[8] 이나 모멘트 법 (Method of Moments) 등이 있으며, 임의의 형태를 지닌 경계면에 대해서도 적용할 수 있는 장점이 있는 반면에 미지수의 숫자가 많다는 단점이 있다.

최근에는 공간영역에서의 해석방법으로서 도파관의 고유모드를 이용하여 해석하는 방법이 발표되고 있으며^{[9], [10]}, 수치해석적인 방법에 비하여 계산량을 줄일 수 있다.

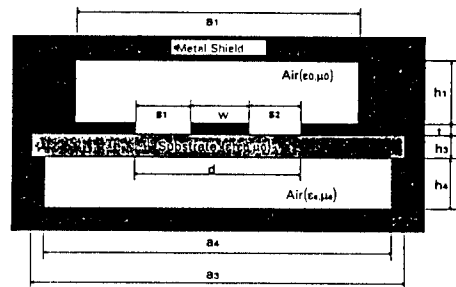
본 논문에서는 도체의 두께가 영이 아닌 차폐된 코플래너 도파로에서 등가원리^[11]를 이용한 경계적분법으로 전송특성을 구하였으며, 개구면에 해당하는 유전체 경계면에 대한 경계적분만으로 해를 구하였다. 등가원리에 의하여 개구면 상에서 등가자류를 정의하고, 인접한 두 영역 사이의 유전체 경계면에서 경계조건을 만족하도록 하였다. 경계조건을 만족하는 그린 함수는 유전체 경계면과 같은 방향의 모드 함수로 전개된 급수해를 사용하였으며^[12], 경계면의 등가자류에 대한 기저함수로 모드함수를 사용하였다.

차폐된 코플래너 도파로의 기본모드와 고차모드에 대한 전파상수를 구하고, 도체의 두께와 gap의 크기에 의한 영향을 계산하였다. 대칭구조의 코플래너 도파로에 대해서는 자기도체면을 가정하여 계산량을 줄였으며, 비대칭의 구조에 대해서도 전송특성을 구하였다.

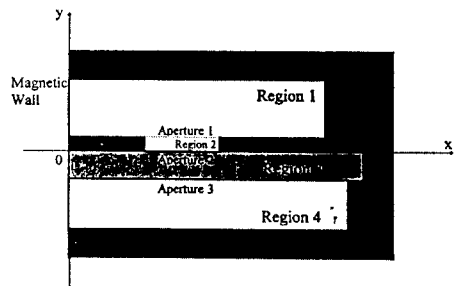
II. 차폐된 대칭형 코플래너 도파로의 해석

1. 적분방정식

그림 1(a)는 차폐된 코플래너 도파로의 구조를 보여 주고 있으며, 기판은 비자성 물질로 이루어져 있다. 기판의 비유전율은 ϵ_r 로 가정하였으며, 접지와 전송선로를 구성하는 도체 스트립의 두께는 영이 아닌 유한한 값을 지닌 것으로 가정하여 t 로 정의하였다. $s_1 = s_2$ 일 경우 대칭형 코플래너 도파로가 되며 $x = 0$ 인 평면을 중심으로 하여 대칭인 구조가 된다. 차폐된 코플래너 도파로의 전송특성을 구하기 위해서는 여러개의 적분 방정식이 필요하므로, 대칭성을 이용하여 적분식의 숫자를 줄일 필요가 있다. 대칭의 차폐된 코플래너 도파로에 대해서 그림 1(b)와 같이 $x = 0$ 인 평면에 자기도체면을 가정할 수 있으므로, $x > 0$ 인 영역만을 고려하여 적분식을 구성한다.



(a)



(b)

그림 1. (a) 차폐된 코플래너 도파로 (b) 자기도체면에 의한 반쪽 단면

Fig. 1. (a) Shielded coplanar waveguide and (b) half of cross-section by using magnetic wall.

차폐된 코플래너 도파로 구조에서 등가원리를 적용한 적분방정식을 구하기 위하여 그림 1(b)에서 보는 바와 같이 4개의 영역으로 나눈다. 각 영역에서의 전자장은 경계면에서의 등가전류 및 등가자류로부터 구

할 수 있다. 그림 2에서는 그림 1(b)의 구조에서 영역 1에 대하여 등가원리를 적용하는 과정을 나타내고 있다. 해석하고자 하는 구조는 그림 2(a)처럼 $x = 0$ 인 평면에 자기도체면이 있고 그 밖의 도체면은 전기도체면으로 둘러싸여 있다. 그러면 전류와 자류는 자기도체면 상에는 등가자류만이, 전기도체면 상에는 등가전류만이, 개구면 상에는 등가전류와 등가자류가 모두 흐르게 된다. 여기에 $x = 0$ 인 평면 외부는 완전자기도체 (Perfect Magnetic Conductor, PMC) 로, 그 밖의 경계면 외부는 완전전기도체 (Perfect Electric Conductor, PEC) 로 채워져 있다고 가정하여 등가원리를 적용하면, 그림 2(b)처럼 개구면 상에서의 등가자류만이 남게 된다. 따라서 영역내의 전자장은 개구면 상의 등가자류의 적분만으로 구할 수 있다^[12].

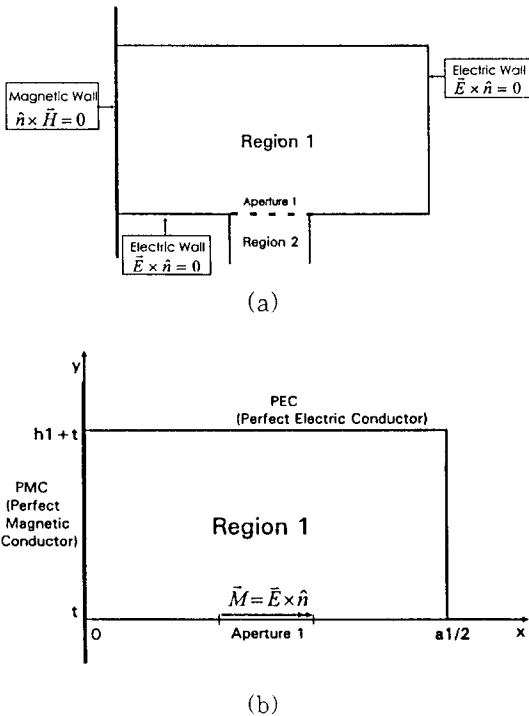


그림 2. 영역 1에 대한 등가원리
Fig. 2. Equivalence principle for region 1.

등가자류로부터 각 영역에서의 전자장을 구하기 위하여 전기 벡터 포텐셜 \vec{F} 를 구하고, 이로부터 전자장을 구하는 방법을 적용한다. 각 영역에서 전기 벡터 포텐셜은 개구면 상에 존재하는 등가자류만으로 구할 수 있다. 개구면에서 등가자류는

$$\vec{M} = \hat{x} M_x + \hat{y} M_y \tag{1}$$

이므로, 전기 벡터 포텐셜도 F_x 와 F_z 성분만이 존재하게 되고, 이들은 각각 스칼라 그린함수로부터 다음과 같이 구할 수 있다.

$$F_x = \int_R G_x(\vec{r}, \vec{r}') M_x(\vec{r}') d\vec{r}' \tag{2}$$

$$F_z = \int_R G_z(\vec{r}, \vec{r}') M_z(\vec{r}') d\vec{r}' \tag{3}$$

여기서 \int_R 는 개구면 상에서의 적분을 나타낸다.

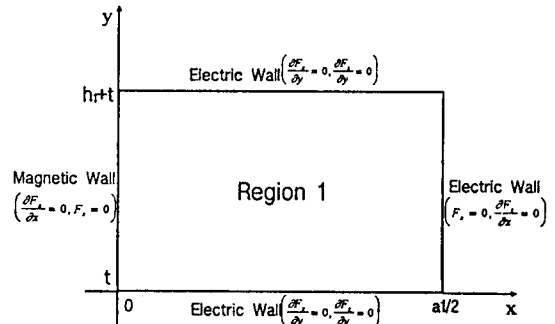


그림 3. 전기 벡터 포텐셜에 대한 경계조건
Fig. 3. Boundary conditions of electric vector potential.

(2)와 (3)에서 사용된 G_x 와 G_z 는 F_x 와 F_z 를 구하기 위한 스칼라 그린함수이며, 이를 구하기 위한 경계조건은 영역 1의 경우에 그림 3에 나타나 있으며, 전기도체면에서는 전장의 접선성분이 영이 되고, 자기도체면에서는 자장의 접선성분이 영이 되도록 하였다. 구하고자 하는 해가 z 방향으로 e^{-jkz} 로 변화한다고 가정할 경우, 각 영역에서 z 방향의 변화성분을 제거하고 x - y 평면의 2차원 구조에 대한 계산만으로 해를 구할 수 있다. 영역 1에 대해서 그림 3의 경계조건에 의한 2차원 직각사각형 구조에서 Helmholtz 방정식을 만족하는 그린함수는 y 방향을 전송방향으로 해서

$$G_x = -\sum_m \frac{4}{a_1} \cos\left[\frac{(2m-1)\pi x}{a_1}\right] \cos\left[\frac{(2m-1)\pi x'}{a_1}\right] \frac{\cos[k_{1ym}(y_s - h_1 - \delta)] \cos[k_{1ym}(y_c - \delta)]}{k_{1ym} \sin[k_{1ym} h_1]} \tag{4}$$

$$G_z = -\sum_m \frac{4}{a_1} \sin\left[\frac{(2m-1)\pi x}{a_1}\right] \sin\left[\frac{(2m-1)\pi x'}{a_1}\right] \frac{\cos[k_{1ym}(y_s - h_1 - \delta)] \cos[k_{1ym}(y_c - \delta)]}{k_{1ym} \sin[k_{1ym} h_1]} \tag{5}$$

로 구할 수 있다. 여기서 y_s 는 y 와 y' 중에서 큰 값을 나타내고, y_c 는 그 중 작은 값을 나타내며, $k_{1ym} = \sqrt{\epsilon_0 \mu_0 - k_z^2}$ 이다. 이 때 $k_1 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ 이며 영역 1의 파

수이고, β 는 z방향의 전파상수이다.

영역 3과 영역 4에서는 영역 1에서와 같은 방법으로 그린함수를 구할 수 있으며, 단지 전파상수 k 와 구조에 관한 상수 h, a 등에 대해서 해당영역의 값을 사용한다. 영역 2에서는 사방이 PEC로 둘러싸여 있으므로 모든 경계면에 대해서 전장의 접선성분이 영이 되도록 경계조건을 설정한다. 영역 2에서의 그린함수는

$$G_x = -\sum_m \frac{2}{s_2} \sin\left[\frac{m\pi(x-w/2)}{s_2}\right] \sin\left[\frac{m\pi(x'-w/2)}{s_2}\right] \frac{\cos[k_{2ym}(y_1-t)] \cos[k_{2ym}y_2]}{k_{2ym} \sin[k_{2ym}t]} \quad (6)$$

$$G_z = -\sum_m \frac{2}{s_2} \cos\left[\frac{m\pi(x-w/2)}{s_2}\right] \cos\left[\frac{m\pi(x'-w/2)}{s_2}\right] \frac{\cos[k_{2ym}(y_1-t)] \cos[k_{2ym}y_2]}{k_{2ym} \sin[k_{2ym}t]} \quad (7)$$

로 구할 수 있다. 여기서 $s_2 = \sqrt{s_1^2 - \left(\frac{m\pi}{s_2}\right)^2}$ 이고, $k_2 = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ 이며 영역 2의 파수이다.

이렇게 구해진 그린함수와 등가원리에 의해서 정의된 등가자류로부터 (2)와 (3)을 이용하여 전기 벡터 포텐셜을 구할 수 있다. 자장 \vec{H} 는

$$\vec{H} = -j\omega\vec{F} - \frac{j}{\omega\mu\epsilon} \nabla(\nabla \cdot \vec{F}) \quad (8)$$

이므로 영역 i 에서

$$H_x^i = -j \frac{1}{\omega\mu\epsilon} \left[\left(k_i^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) F_x^i + \frac{\partial^2 F_z^i}{\partial x \partial z} \right] \quad (9)$$

$$H_z^i = -j \frac{1}{\omega\mu\epsilon} \left[\frac{\partial^2 F_x^i}{\partial x \partial z} + \left(k_i^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) F_z^i \right] \quad (10)$$

가 된다. 전기 벡터 포텐셜에 관한 (2)와 (3)을 위의 (9)와 (10)에 대입해서 4개의 각 영역에서 자장을 다음과 같이 구할 수 있다.

$$H_x^1(x, y) = \int_{r_1, \dots} G_{x1}^1(-M_x^{(i-1)}) dx' + \int_{r_2, \dots} G_{x1}^2(-M_x^{(i-1)}) dx' + \int_r G_{x1}^3 M_x dx' + \int_r G_{x1}^4 M_z dx' \quad (11)$$

$$H_z^1(x, y) = \int_{r_1, \dots} G_{z1}^1(-M_x^{(i-1)}) dx' + \int_{r_2, \dots} G_{z1}^2(-M_x^{(i-1)}) dx' + \int_r G_{z1}^3 M_x dx' + \int_r G_{z1}^4 M_z dx' \quad (12)$$

여기서

$$G_{x1}^x = -j \left(k_i^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) G_{x1} \quad (13)$$

$$G_{z1}^x = -\beta \frac{\partial G_{x1}}{\partial x} \quad (14)$$

$$G_{x1}^z = -\beta \frac{\partial G_{z1}}{\partial x} \quad (15)$$

$$G_{z1}^z = -j(k_i^2 + \beta^2)G_{z1} \quad (16)$$

이다.

2. 수치해석법

개구면 상에서 두 인접한 영역에 대한 자장의 접선성분이 연속이므로 개구면 상에서

$$H_x(x, y_1^+) = H_x(x, y_1^-), H_z(x, y_1^+) = H_z(x, y_1^-) \quad (17)$$

이 된다. 여기서 y^+ 는 개구면의 바로 위를 나타내고 y^- 는 개구면의 바로 밑을 나타낸다. 갤러킨법을 이용하면

$$\int_r w_k^* [H_x(x, y_1^+) - H_x(x, y_1^-)] dx = 0 \quad (18)$$

$$\int_r w_k^* [H_z(x, y_1^+) - H_z(x, y_1^-)] dx = 0 \quad (19)$$

이 되며, w_k^* 와 w_k^z 는 갤러킨법에 사용되는 k번째 기중함수로서 등가자류를 급수전개할 때의 기저함수와 같은 함수를 이용한다.

개구면 1에서의 등가자류 M_{x1} 과 M_{z1} 은 미지의 함수이므로 서로 직교하는 기저함수로 전개하며

$$M_{x1}(x) = \sum_{l=1}^N x_l^1 \phi_{1l}(x), M_{z1}(x) = \sum_{l=1}^N z_l^1 \psi_{1l}(x) \quad (20)$$

로 나타낼 수 있다. 여기서 $\phi_{1l}(x)$ 는 M_{x1} 에 대한 기저함수이고 $\psi_{1l}(x)$ 은 M_{z1} 에 대한 기저함수이다. x_l^1 과 z_l^1 은 각각 기저함수 $\phi_{1l}(x)$ 및 $\psi_{1l}(x)$ 에 대한 계수이다.

개구면 2와 개구면 3에서의 등가자류도 같은 방법으로 전개하여

$$M_{x2}(x) = \sum_{l=1}^N x_l^2 \phi_{2l}(x), M_{z2}(x) = \sum_{l=1}^N z_l^2 \psi_{2l}(x) \quad (21)$$

$$M_{x3}(x) = \sum_{l=1}^N x_l^3 \phi_{3l}(x), M_{z3}(x) = \sum_{l=1}^N z_l^3 \psi_{3l}(x) \quad (22)$$

로 나타낸다. 여기서 $\phi_l(x)$ 와 $\psi_l(x)$ 는 각각 M_x 와 M_z 에 대한 기저함수이고, x_l^2 과 z_l^2 은 개구면 2에서의 계수이고 x_l^3 과 z_l^3 은 개구면 3에서의 계수이다.

x방향의 등가자류 M_x 는 개구면에서의 E_z 에 비례하는 양이므로 개구면의 양쪽 끝에서 영이 되고, z방향의 등가자류 M_z 는 E_x 에 해당하므로 개구면의 양 끝에서 영이 되지 않는다. 이들을 전개하기 위한 기저함수는 같은 경계조건을 만족하는 고유함수로 선택하여

$$\phi_{1i}(x) = \phi_{2i}(x) = \sin\left(\frac{l\pi(x-w/2)}{s_2}\right) \quad x \in \Gamma_1, \Gamma_2 \quad (23)$$

$$\phi_{3i}(x) = \cos\left(-\frac{(2l-1)\pi x}{a_4}\right) \quad x \in \Gamma_3 \quad (24)$$

$$\phi_{1i}(x) = \phi_{2i}(x) = \cos\left(\frac{l\pi(x-w/2)}{s_2}\right) \quad x \in \Gamma_1, \Gamma_2 \quad (25)$$

$$\phi_{3i}(x) = \sin\left(-\frac{(2l-1)\pi x}{a_4}\right) \quad x \in \Gamma_3 \quad (26)$$

로 하였으며, (18)과 (19)에서 사용한 가중함수는 기저함수와 같은 함수를 사용하였다.

자장에 관한 식 (11)과 (12)에 등가전류에 관한 전개식을 사용하여 (18)과 (19)에 대입하면 다음과 같은 행렬방정식이 만들어 진다.

$$\begin{bmatrix} [A^{11}] & [B^{11}] & [C^{11}] & [D^{11}] & [0] & [0] \\ [A^{12}] & [B^{12}] & [C^{12}] & [D^{12}] & [E^{12}] & [F^{12}] \\ [A^{13}] & [B^{13}] & [C^{13}] & [D^{13}] & [E^{13}] & [F^{13}] \\ [A^{21}] & [B^{21}] & [C^{21}] & [D^{21}] & [E^{21}] & [F^{21}] \\ [0] & [0] & [C^{31}] & [D^{31}] & [E^{31}] & [F^{31}] \\ [0] & [0] & [C^{32}] & [D^{32}] & [E^{32}] & [F^{32}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [X^1] \\ [X^2] \\ [X^3] \\ [X^4] \\ [X^5] \\ [X^6] \end{bmatrix} = [0] \quad (27)$$

여기서 $[X] = [x_1, x_2, \dots, x_N]^T$ 와 $[Z] = [z_1, z_2, \dots, z_N]^T$ 는 각각 (20)-(22)에서 기저함수로 전개한 등가전류에 대한 미지의 계수를 나타내는 벡터이고 첨자는 개구면을 표시한다. 앞의 행렬은 각각의 가중함수에 의한 적분으로 나타나게 된다. 일반적인 수치해석 방법에서 이 행렬의 원소는 해석적인 해를 구할 수 없는 경우가 많으며, 행렬의 원소를 구하는 데 많은 시간을 소모하게 된다. 여기서는 기저함수와 가중함수로 삼각함수를 사용하고, 그린함수도 삼각함수로 모드전개되어 있으므로 해석적인 해를 구할 수가 있어서 계산시간을 줄일 수 있다. 특히 급수 형태의 그린함수에 대한 적분에서 모드함수의 차수와 기저함수의 차수가 다른 경우에는 서로 직교하므로 적분이 영이되어 같은 차수끼리의 적분만 남게 된다.

3. 전송특성

행렬방정식 (27)을 만족하는 전송모드는 앞 행렬의 행렬식 값이 영이 되는 조건에서 얻을 수 있다. 이 행렬의 원소들은 전송방향인 z방향의 전파상수 β 에 의하여 변화하므로 β 를 변화시켜서 행렬식의 값이 영이 되는 지점을 찾을 수 있다. 그림 4는 기판의 유전율이 2.2이고 도체 스트립의 두께 t가 35 μm 인 차폐된 코플래너 도파로에서 4 GHz의 신호에 대한 행렬식의 값을 나타낸 것으로 기본모드에 대한 전송방향의 전파상수가 92.1 이 됨을 알 수 있다.

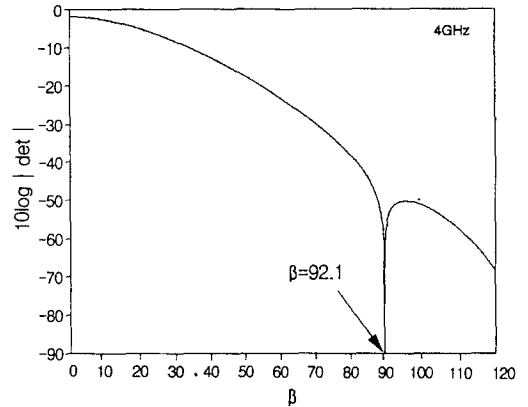


그림 4. 전파상수 β 에 대한 행렬식의 값, $f = 4$ GHz

Fig. 4. Propagation constant β vs. the value of determinant for $f = 4$ GHz.

그림 5는 그림 4에서와 같은 코플래너 도파로에 대해 주파수를 1GHz에서 10GHz까지 변화시킬 때 전송모드에 대한 z방향의 전파상수를 나타내고 있으며, 발표된 다른 논문의 결과^[10]와 잘 일치한다. 기본모드의 전송특성은 TEM 모드와 유사한 형태로 나타나고, 주파수가 높아짐에 따라 약 6.7GHz에서 첫번째 고차모드가 발생한다.

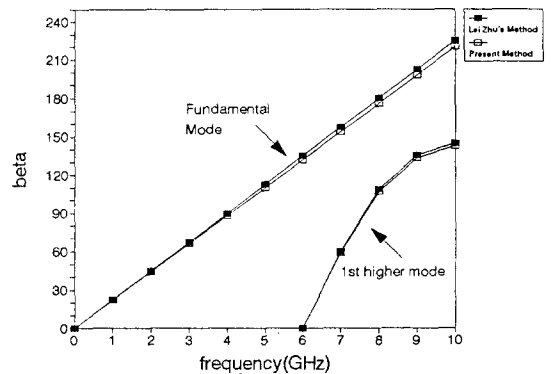


그림 5. 주파수에 따른 전파상수의 변화

Fig. 5. Signal frequency vs. propagation constant.

$$a_1 = 15.8\text{mm}, a_3 = 23.86\text{mm}, a_4 = 22.86\text{mm}, h_1 = 2.286\text{mm}, h_3 = 0.254\text{mm}, h_4 = 11.43\text{mm}, w = 10\text{mm}, s = 2.9\text{mm}.$$

그림 6은 같은 구조에서 $f = 4$ GHz, $d = 13.8$ mm로 고정시키고, 도체의 두께 t와 중앙의 도체의

폭 w 의 변화에 따른 기본모드의 전송특성의 변화를 계산한 결과이다.

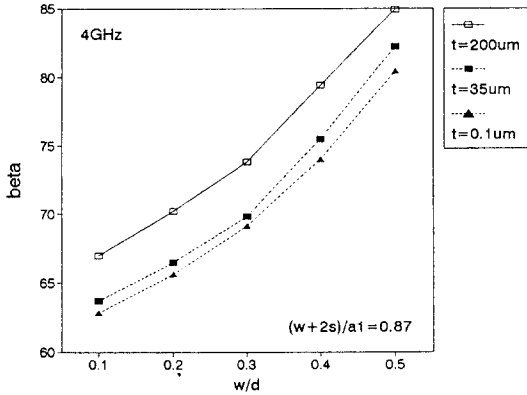


그림 6. 도체의 두께 및 도체 폭의 변화에 대한 전파상수의 변화, $d = 13.8\text{mm}$, $f = 4\text{GHz}$

Fig. 6. Effects of the metallization thickness and the width of center strip on the propagation constant for $d = 13.8\text{mm}$ and $f = 4\text{GHz}$.

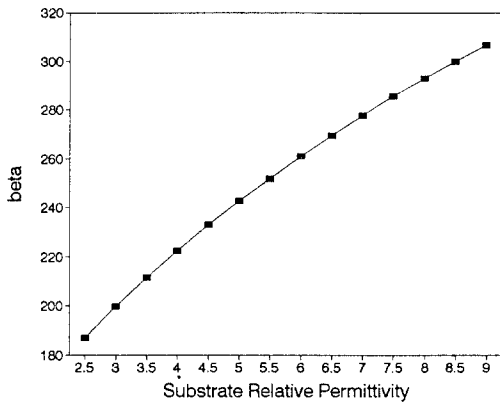


그림 7. 기판의 유전율에 따른 전파상수의 변화, $t = 200\mu\text{m}$, $f = 8\text{GHz}$

Fig. 7. Substrate permittivity vs. propagation constant.

기본모드에 대해 도체의 두께가 늘어날수록 등가 정전용량이 커지므로 특성 임피던스가 작아지며, 전파상수가 커지게 됨을 확인할 수 있으며, 이 결과로부터 코플래너 도파로에서 도체의 두께가 전송특성에 큰 영향을 미친다는 것을 알 수 있다. 또한 고정된 d 에 대해 w 가 늘어나면 gap 의 크기 s 가 줄어들게 되므로 전송방향의 전파상수가 커진다. 그림 7은 같은 구조에서

스트립의 두께가 $200\mu\text{m}$ 이고 $f = 8\text{GHz}$ 일 때 기판의 유전율 변화에 대한 전파상수의 변화를 보인 것이며, 기판의 유전율이 높을수록 β 는 커진다.

III. 비대칭형 코플래너 도파로의 전송특성

그림 1의 차폐된 코플래너 도파로에서 s_1 과 s_2 가 서로 다를 경우에는 구조가 대칭이 되지 않으므로 $x = 0$ 인 평면에 자기도체면을 가정하고 반쪽 영역만으로 해석하는 방법이 불가능하다. 이러한 비대칭형의 구조에 대한 해석을 하기 위해서는 대칭인 경우에 비해서 경계면의 숫자가 늘게 되어 계산량이 많아진다. 대칭인 경우에 네 개의 영역으로 나누던 것이 다섯 개의 영역으로 늘게 되고 경계면의 숫자도 세 개에서 다섯 개로 늘게 된다. 영역 1에 대하여 등가원리의 적용하면 그림 8과 같이 사방이 완전도체면으로 둘러싸인 직사각형 영역으로 변환할 수 있으며, 이 영역에서 경계조건을 만족하는 전기 벡터 포텐셜에 관한 스칼라 그린함수는

$$G_x = -\sum_m \frac{2}{a_1} \sin\left[\frac{m\pi(x-a_1/2)}{a_1}\right] \sin\left[\frac{m\pi(x'-a_1/2)}{a_1}\right] \frac{\cos[k_{1ym}(y_2-h_1-t)] \cos[k_{1ym}(y_1-t)]}{k_{1ym} \sin[k_{1ym}h_1]} \quad (28)$$

$$G_z = -\sum_m \frac{2}{a_1} \cos\left[\frac{m\pi(x-a_1/2)}{a_1}\right] \cos\left[\frac{m\pi(x'-a_1/2)}{a_1}\right] \frac{\cos[k_{1ym}(y_2-h_1-t)] \cos[k_{1ym}(y_1-t)]}{k_{1ym} \sin[k_{1ym}h_1]} \quad (29)$$

이 된다.

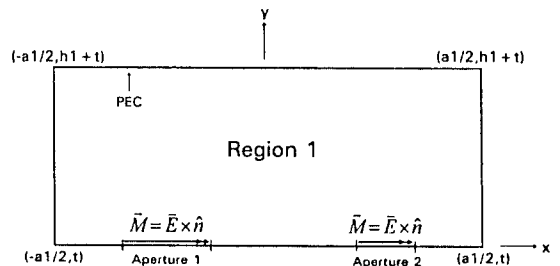


그림 8. 비대칭형 코플래너 도파로에 대한 등가원리

Fig. 8. Equivalence principle for asymmetric coplanar waveguide.

대칭인 경우에 대한 해석방법을 같은 방식으로 적용

하여 비대칭의 코플래너 도파로에 대한 전송특성을 구할 수 있다. 그림 9는 그림 1의 구조에서 gap의 크기 s_1 과 s_2 가 다른 비대칭일 경우에 s_1 과 s_2 의 합을 고정시키고 그 비에 따른 전파상수의 변화를 나타낸 것이다. s_2/s_1 가 줄어들수록 s_1 은 커지는 반면 s_2 는 작아진다. 선로의 정전용량은 gap이 작은 쪽의 영향을 주로 받으므로 s_2/s_1 가 줄어들면 정전용량은 커져서 전파상수가 커짐을 볼 수 있다.

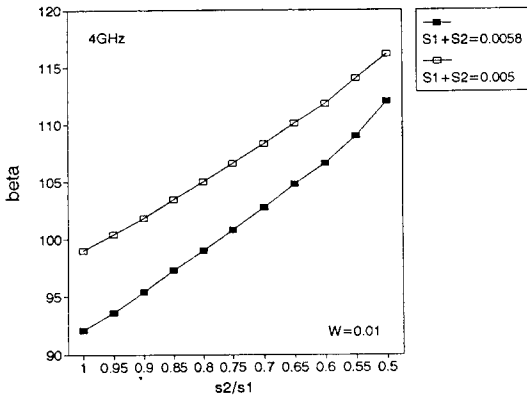


그림 9. s_2/s_1 에 대한 전파상수의 변화, $w = 0.01$ m

Fig. 9. s_2/s_1 vs. propagation constant, $w = 0.01$ m.

IV. 결론

차폐된 코플래너 도파로에 대해서 등가원리를 이용한 full-wave 경계적분법을 적용하여 전송특성을 구하고, 도체의 두께와 gap의 간격 및 기관의 유전율 등이 전파특성에 미치는 영향을 알아보았다. 등가원리를 이용한 경계적분 방법은 인접한 두 영역 사이의 개구면에 대해서만 적분을 하기 때문에 미지수의 숫자를 줄여서 행렬방정식의 차수를 작게 한다. 대칭형 코플래너 도파로의 경우에는 중앙에 자기도체 벽이 있다고 가정하여 반쪽 면만을 해석하였기 때문에 전체면을 해석할 때보다 계산시간이 단축된다. 갤러킨 방법에 의한 적분방정식의 해를 구하는 과정에서 등가자류의 기저함수와 가중함수로 그린함수에 사용된 모드함수와 같은 형태의 삼각함수를 사용함으로써, 복잡한 적분식의 해를 해석적으로 구하였다. 또한 급수형태로 이루어진 행렬의 요소에 관한 적분식은 삼각함수의 직교성의 의하여 크게 간략화할 수 있다. 코플래너 도파로에서 도체의

두께는 선로의 전송특성에 상당한 영향을 미치며, 두꺼울수록 전파상수가 커져서 계산결과가 물리적인 예측과 일치함을 알 수 있다. 비대칭의 코플래너 도파로에 대한 해석을 하기 위하여 자기도체 벽을 사용하지 않는 전체구조에 대한 해석을 하여 비대칭 구조가 전송특성에 미치는 영향을 알아보았다. 선로의 비대칭성에 관한 해석의 결과도 물리적인 해석과 일치한다. 이 방법은 차폐된 코플래너 도파로 외에도 여러가지 형태의 차폐된 평면 전송선로에 대한 전송특성의 해석에도 이용될 수 있으며, 불연속등에 관한 3차원 해석으로의 확장이 가능하다.

참고 문헌

- [1] Y. Fukuoka, Y. C. Shih, T. Itoh, "Analysis of slow-wave coplanar waveguide for monolithic integrated circuits," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-31, pp. 567-573, July 1983.
- [2] R. W. Jackson, "Consideration in use of coplanar waveguide for millimeter-wave integrated circuits," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-34, pp. 1450-1456, 1986.
- [3] M. Naghed and I. Wolff, "Equivalent capacitances of coplanar waveguide discontinuities and interdigitated capacitors using a three-dimensional finite difference method," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-38, pp. 1808-1815, Dec. 1990.
- [4] T. Kitazawa and R. Mittra, "Quasi-static characteristics of asymmetrical and coupled coplanar-type transmission lines," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-33, pp. 771-778, Sept. 1985.
- [5] Y. C. Shih and T. Itoh, "Analysis of conductor-backed coplanar waveguide," *Electron. Lett.*, vol. 18, pp. 538-540, June 1982.
- [6] E. Yamashita, B. W. Wang, K. Atsuki

- and K. R. Li, "Effects of sidewall grooves on transmission characteristic of suspended striplines," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-33, no. 12, pp. 1323-1328, Dec. 1985.
- [7] C. H. Chan, K. T. Ng and A. B. Kouki, "A mixed spectral domain method analysis of suspended planar transmission lines with pedestals," *IEEE Trans. Microwave Theory Thec.*, vol. 37, no. 11, pp. 1716-1723, Nov. 1989.
- [8] T. K. Lee, H. Ling, and T. Itoh, "Boundary element characterization of coplanar waveguides," *IEEE Microwave Guided Wave Lett.*, vol. 1, pp. 385-387, Dec. 1991.
- [9] R. R. Mansour and R. Macphie, "A unified hybrid-mode analysis for planar lines with multilayer isotropic/anisotropic substrates," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-35, no. 12, pp. 1382-1391, Dec. 1987.
- [10] L. Zhu, E. Yamashita, "Full-wave boundary integral equation method for suspended planar transmission lines with pedestals and finite metallization thickness", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-41, no. 3, pp. 478-483, March 1993.
- [11] C. A. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics*, ch. 7, John Wiley & Sons, New York, 1989.
- [12] 나정웅, 전자기 이론, 대영사, pp. 237-254, 1987

— 저 자 소 개 —



金永澤(準會員)

1970년 4월 23일생. 1993년 2월 한국항공대학교 항공전자공학과 졸업(공학사). 1995년 2월 한국항공대학교 대학원 항공전자공학과 졸업(공학석사). 1995년 2월 ~ 현재 대우중공업 중앙연

구소 전자기술실 연구원. 주관심 분야는 전자파 전파, 초고주파 회로 등임.



李澤環(正會員)

1958년 1월 11일생. 1983년 2월 고려대학교 전자공학과 졸업(공학사). 1985년 2월 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 졸업(공학석사). 1990년 2월 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 졸업(공학박

사). 1990년 3월 ~ 1991년 2월 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 연구원. 1990년 5월 ~ 1991년 4월 Univ. of Texas at Austin 에서 Post-Doc. 1991년 9월 ~ 1992년 2월 한국과학기술원 정보전자연구소 연구원. 1992년 3월 ~ 현재 한국항공대학교 항공전자공학과 조교수. 주관심 분야는 초고주파 집적회로, 전자파 전파 및 산란, 안테나, 레이더 등임.