

論文94-31A-6-7

## 차폐된 코플래너 도파관 공진기 해석

## (Analysis of the Shielded Coplanar Waveguide Resonator)

黃正燮\*, 李相高\*

(Jung Sub Hwang and Sang Seul Lee)

## 要約

구형 도파관으로 차폐된 코플래너 도파관을 이용하여 공진기를 설계한다. 공진 주파수는 홀-웨이브(full-wave) 해석법을 적용하여 구한다. 공진기 전송 스트립의 개방단의 후린징 커패시턴스는 3가지 방법의 등가회로에 대하여 구한다.

## Abstract

The resonator using the shielded coplanar waveguide [S.C.P.W] bounded by the rectangular waveguide is designed. The resonant frequency is obtained by using the full-wave analysis method. The fringing capacitances of the open-ended center strip in the resonator are obtained from the equivalent circuits by 3 different methods.

## 1. 서론

코플래너 전송선이나 공진기는 마이크로파나 밀리미터파에서 필터나 발진기등을 제작하는데 매우 유용하다.<sup>[1]</sup> 이러한 구조물을 해석하기 위해서 여러가지 근사법이 이용되어 왔으나 설계 결과가 부정확하여, 시행오차교정법을 사용하여 설계결과를 보완하였다.<sup>[2, 3]</sup> 그러나 이 방법은 여러번의 설계 및 제작 과정을 거쳐야하므로 많은 노력과 비용이 들어가게 된다. 최근에 좀 더 정확한 설계 결과를 얻기 위하여 유사 TEM법이 제안되었으나, 주파수가 높아짐에 따라 그

정확성에 한계가 있음을 발견하였다.<sup>[5]</sup> 20 GHz 이상의 주파수에서는 아주 작은 전자계 성분까지 포함시켜 경계조건을 적용하는 홀-웨이브 해석법이 적합하다. 이 방법은 마이크로스트립형의 전송선 해석에 가장 널리 사용된 방법으로 Fourier 변환을 통하여 파수 영역에서 TE모드와 TM모드의 중첩된 전자계 방정식을 구하여 해석하는 방법이다.<sup>[6, 9]</sup>

이 연구에서는 홀-웨이브 해석법을 이용하여 코플래너 공진기를 설계한다. 스트립위의 전류성분과 관련된 Green함수는 전자계 방정식에 코플래너 도파관의 경계조건을 적용하여 구한다. 미지의 전개 성분은 Galerkin 법으로 제거하고, 전류 성분과 Green함수만의 곱으로 된 4 개의 선형 방정식을 구한다. 공진 주파수는 이 방정식의 행렬식이 0으로 되는 고유치를 구하므로써 얻는다.<sup>[9]</sup> 등가회로를 이용하여 코플래너 도파관의 전송 스트립 개방단에 발생하는 후린징 효과를 해석할 수 있는 방법을 제시한다. 또한 유

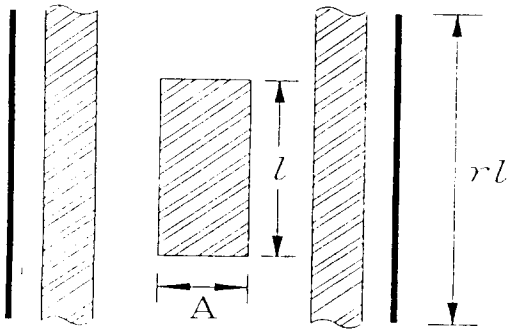
\* 正會員, 漢陽大學校 電子通信科  
(Dept. of Electronic Communication Eng.,  
Hanyang Univ.)  
接受日字 : 1993年 10月 23日

사 TEM 근사법으로 구한 해와 비교함으로써 적용 가능성을 평가한다.

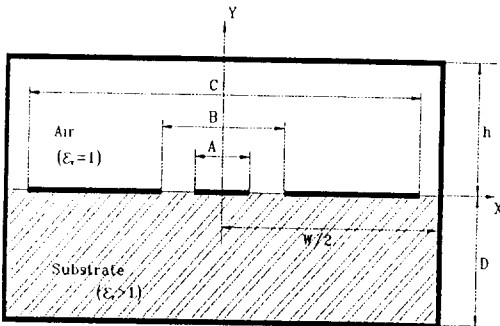
II. 기본이론

1. 전자계 방정식

그림 1은 코플래너 도파관 외부를 구형 도파관으로 차폐하고 내부 유전체위에 전송 스트립과 접지 스트립이 들어가 있는 구조이다. 그림 1(a)는 코플래너 도파관을 위에서 본 그림으로서, 공진 스트립의 길이는  $l$ , 접지 스트립의 길이는  $r$ 로 가정한다. 유전체와 도체는 무손실이며, 스트립의 두께는 무시한다. 또한 계산을 간단하게 하기 위해서 X축에 대칭인 경우를 선택한다.



(a)



(b)

그림 1. 차폐된 코플래너 도파관의 평면도 및 측면도

Fig. 1. The top and cross-section view of SCPW.

TE모드와 TM모드가 중첩된 전자계 식은 다음과 같다.<sup>39</sup>

$$\tilde{E}_y = -j \frac{\alpha}{\bar{y}} \frac{\partial \tilde{\psi}^e}{\partial y} - j\beta \tilde{\psi}^h \tag{1a}$$

$$\tilde{E}_x = \frac{1}{\bar{y}} \left( \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2 \right) \tilde{\psi}^e \tag{1b}$$

$$\tilde{E}_z = -j \frac{\beta}{\bar{y}} \frac{\partial \tilde{\psi}^e}{\partial y} + j\alpha \tilde{\psi}^h \tag{1c}$$

$$\tilde{H}_x = j\beta \tilde{\psi}^e - j \frac{\alpha}{\bar{z}} \frac{\partial \tilde{\psi}^h}{\partial y} \tag{1d}$$

$$\tilde{H}_y = \frac{1}{\bar{z}} \left( \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2 \right) \tilde{\psi}^h \tag{1e}$$

$$\tilde{H}_z = j\alpha \tilde{\psi}^e - j \frac{\beta}{\bar{z}} \frac{\partial \tilde{\psi}^h}{\partial y} \tag{1f}$$

여기서  $\bar{y} = j\omega\epsilon$ ,  $\bar{z} = j\omega\mu$ ,  $k^2 = \omega^2\mu\epsilon$ 이고,  $\tilde{\psi}^e$ 와  $\tilde{\psi}^h$ 는 각각 TE모드와 TM모드의 스케일러 포텐셜 함수이고,  $\epsilon$ 은 유전율,  $\mu$ 는 투자율. 기호 '~'는 Fourier 변환을 나타낸다. Fourier 변환된 Helmholtz 방정식의 일반해와 식 (1)에 그림 1의 경계조건을 적용하면 다음 선형 방정식을 얻는다.<sup>111</sup>

$$\tilde{Z}_{xx} \tilde{J}_x + \tilde{Z}_{zz} \tilde{J}_z = \tilde{E}_z \tag{2a}$$

$$\tilde{Z}_{xx} \tilde{J}_z + \tilde{Z}_{zz} \tilde{J}_x = \tilde{E}_x \tag{2b}$$

여기서  $\tilde{J}_x$ 와  $\tilde{J}_z$ 는 스트립위의 X와 Z 방향의 Fourier 변환된 전류성분이고,  $\tilde{E}_z$ 와  $\tilde{E}_x$ 는 스텝스트레이트위에서 X와 Z방향의 Fourier 변환된 전계성분을 나타낸다. 또한  $\tilde{Z}$ 는 Green 함수로서 다음 식으로 주어진다.

$$\tilde{Z}_{xx} = \frac{[(k_n^2 - \gamma_1^2)ct_2 + (k_n^2 - \gamma_2^2)ct_1]}{ZED} \tag{3a}$$

$$\tilde{Z}_{zz} = \frac{k_n \beta (ct_2 + ct_1)}{ZED} \tag{3b}$$

$$\tilde{Z}_{xz} = \frac{(k_n^2 - \gamma_1^2)ct_1}{ZED} \tag{3c}$$

$$\tilde{Z}_{zx} = \tilde{Z}_{xz}$$

$$ZED = (ct_1 + \epsilon ct_2) \begin{pmatrix} \gamma_1^2 & \gamma_2^2 \\ ct_1 & ct_2 \end{pmatrix} \tag{3d}$$

여기서 아래첨자 1, 2는 그림 1의 각층을 나타내 고,  $\gamma_i = \sqrt{(k_n^2 + \beta_m^2 - \mu_0 \epsilon_i \omega^2)}$ 으로서  $\gamma_i^2$ 의 값에 따라  $\gamma_i \geq 0$ 인 경우는

$$ct_i = \gamma_i \tanh(\gamma_i y)$$

이고,  $\gamma_i^2 \leq 0$ 인 경우는 다음 식으로 주어진다.

$$ct_i = -\gamma_i \tanh(\gamma_i y)$$

여기서  $i$ 는 그림 1의 각 층을 나타낸다.

Fourier 변환은 공진기를 둘러싸고 있는 내부 영역에 한정되므로 다음과 같이 유한 구간의 적분으로 충분하다.

$$\tilde{f}(k_n, \beta) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} f(x, z) e^{jk_n x} e^{j\beta z} dx$$

여기서  $k_n$ 은  $E_z$ 의 우모드와 ( $-H_z$ )의 기모드에서

$$k_n = \frac{(n-1/2)\pi}{w}$$

이고,  $E_z$ 의 기모드와 ( $-H_z$ )의 우모드에서

$$k_n = \frac{n\pi}{w}$$

로 된다. 식 (2)를 선형 방정식으로 변환하기 위해 아래와 같이 전류를 기저함수의 유한 수열로 전개한다.

$$\tilde{J}_z = \sum_{i=1}^{n_1} d_i \tilde{J}_{zi}(k_n, \beta) \tag{4a}$$

$$\tilde{J}_x = \sum_{j=1}^{n_2} c_j \tilde{J}_{xj}(k_n, \beta) \tag{4b}$$

여기서  $c$ 와  $d$ 는 전류분포 기저함수의 계수이다. 기저함수는 그림 1의 경계조건을 만족해야 하며 실제의 전류분포에 근접하도록 선택되어야 한다. 식 (4)를 식 (2)에 대입하면 다음 식을 얻는다.

$$\tilde{Z}_{zz} \sum_{i=1}^{n_1} d_i \tilde{J}_{zi} + \tilde{Z}_{zx} \sum_{j=1}^{n_2} c_j \tilde{J}_{xj} = \tilde{E}_z \tag{5a}$$

$$\tilde{Z}_{xz} \sum_{i=1}^{n_1} d_i \tilde{J}_{zi} + \tilde{Z}_{xx} \sum_{j=1}^{n_2} c_j \tilde{J}_{xj} = \tilde{E}_x \tag{5b}$$

여기서  $\tilde{J}_{zi} = \tilde{J}_{zi}(k_n, \beta)$ ,  $\tilde{J}_{xj} = \tilde{J}_{xj}(k_n, \beta)$  이다. 식 (5)에서 우측항의 전개성분을 소거하기 위해 또 다른 전류 기저함수  $\tilde{J}_{zk}(k_n, \beta)$  와  $\tilde{J}_{xl}(k_n, \beta)$ 를 식 (5)의 양변에 곱하여 적분하면 다음 식을 얻는다.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{zk} \tilde{Z}_{zz} \sum_{i=1}^{n_1} d_i \tilde{J}_{zi} dk_n d\beta + \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{zk} \tilde{Z}_{zx} \sum_{j=1}^{n_2} c_j \tilde{J}_{xj} dk_n d\beta = 0 \tag{6a}$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{xl} \tilde{Z}_{zz} \sum_{i=1}^{n_1} d_i \tilde{J}_{zi} dk_n d\beta + \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{xl} \tilde{Z}_{zx} \sum_{j=1}^{n_2} c_j \tilde{J}_{xj} dk_n d\beta = 0 \tag{6b}$$

식 (6)의 적분항을 합의 항으로 변환하면 다음 식을 얻는다.

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{zk} \tilde{Z}_{zz} \sum_{i=1}^{n_1} d_i \tilde{J}_{zi} + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{zk} \tilde{Z}_{zx} \sum_{j=1}^{n_2} c_j \tilde{J}_{xj} = 0 \tag{7a}$$

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{xl} \tilde{Z}_{zz} \sum_{i=1}^{n_1} d_i \tilde{J}_{zi} + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{xl} \tilde{Z}_{zx} \sum_{j=1}^{n_2} c_j \tilde{J}_{xj} = 0 \tag{7b}$$

한편  $\beta$ 를 이산 변수로 변환하면  $E_z$ 의 우모드와 ( $-H_z$ )의 기모드에서

$$\beta_m = \frac{\left(m - \frac{1}{2}\right)\pi}{rl}$$

이고,  $E_z$ 의 기모드와 ( $-H_z$ )의 우모드에서

$$\beta_m = \frac{m\pi}{rl}$$

이다. 식 (6)과 식 (7)에서 전류와 전계는 서로 상반된 영역에 존재하므로 Parseval 정리에 따라 영(0)이다. 따라서 식 (7)은 다음 식으로 변환된다.

$$\sum_{i=1}^{n_1} d_i k_{ki}(\omega_0)^{(1,1)} + \sum_{j=1}^{n_2} c_j k_{kj}(\omega_0)^{(1,2)} = 0 \tag{8a}$$

$$\sum_{i=1}^{n_1} d_i k_{ki}(\omega_0)^{(2,1)} + \sum_{j=1}^{n_2} c_j k_{kj}(\omega_0)^{(2,2)} = 0 \tag{8b}$$

여기서

$$K_{ki}^{(1,1)}(\omega_0) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{zk}(k_n, \beta_m) \tilde{Z}_{zz} \tilde{J}_{zi}(k_n, \beta_m)$$

$$K_{kj}^{(1,2)}(\omega_0) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{zk}(k_n, \beta_m) \tilde{Z}_{zx} \tilde{J}_{xj}(k_n, \beta_m)$$

$$K_{ki}^{(2,1)}(\omega_0) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{xl}(k_n, \beta_m) \tilde{Z}_{zz} \tilde{J}_{zi}(k_n, \beta_m)$$

$$K_{kj}^{(2,2)}(\omega_0) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{xl}(k_n, \beta_m) \tilde{Z}_{zx} \tilde{J}_{xj}(k_n, \beta_m)$$

이며,  $\tilde{Z} = \tilde{Z}(k_n, \beta_m)$  이다. 식 (8)에서  $c$ 와  $d$ 가 非無用解(non-trivial solution)를 갖기 위해서 식 (8)의 행렬식은 영이 되어야 한다. 즉 행렬식이 영으로 되는 주파수가 공진 주파수이다.

## 2. 전류분포 기저함수

그림 2는 스트립의 전류분포 기저함수를 나타낸다.

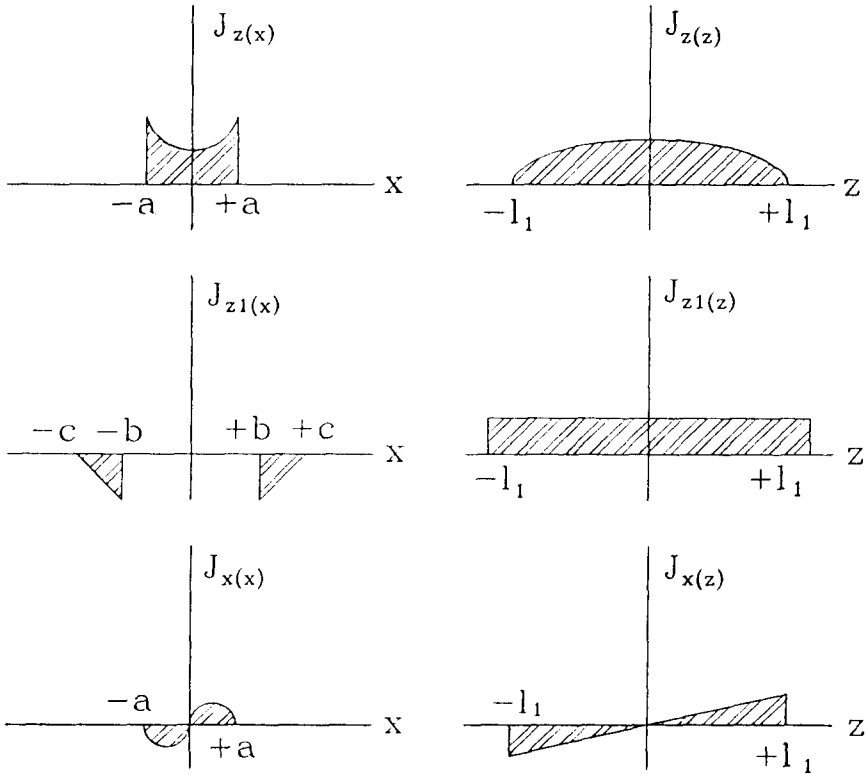


그림 2. 가정된 전류 분포 기저함수

Fig. 2. The basis functions for current distributions.

전송 스트립의 넓이는  $2a$ 이고, 길이는  $2l_1$ 이다. 또한 접지 스트립은 전송 스트립의 길이에 비해서 매우 긴 것으로 가정한다. 그림 2에서  $2a=A$ ,  $2b=B$ ,  $2c=C$ ,  $2l_1=1$  이다.

그림 2의 Fourier 변환된 전류분포는 다음과 같다.

$$\tilde{J}_z(k_n) = \frac{2\sin(k_n a)}{k_n a} + \frac{3}{(k_n a)^2} [BAS] \tag{9a}$$

여기서

$$BAS = \cos(k_n a) - \frac{2\sin(k_n a)}{k_n a} + \frac{2(1 - \cos(k_n a))}{(k_n a)^2}$$

이다. 또한

$$\tilde{J}_{z1}(k_n) = \left(\frac{1}{b-c}\right) \times \left[ \left(\frac{2}{k_n}\right) (b\sin(k_n b) - c\sin(k_n c)) + \frac{2}{k_n} (\cos(k_n b) - \cos(k_n c)) \right] \tag{9b}$$

$$\tilde{J}_z(\beta_m) = \frac{4\pi \cos(\beta_m l_1)}{\pi^2 - (2\beta_m l_1)^2} \tag{9c}$$

$$\tilde{J}_{z1}(\beta_m) = \frac{\sin(\beta_m r l)}{\beta_m r l} \tag{9d}$$

$$\tilde{J}_x(k_n) = \frac{2\pi \sin(k_n a)}{(k_n^2) - \pi^2} \tag{9e}$$

$$\tilde{J}_x(\beta_m) = \frac{\cos(\beta_m l_1)}{\beta_m l_1} - \frac{\sin(\beta_m l_1)}{\beta_m l_1^2} \tag{9f}$$

이다. 계산 결과의 정확성은 식 (4)의 전개식에서 항의 수  $n_1$ ,  $n_2$ 와 전류분포 기저함수가 실제 전류분포에 얼마나 근접되었는가에 따라 결정된다. 식 (9)의 전류분포 기저함수를 성분별로 나타내면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \tilde{J}_z(k_n, \beta_m) &= \tilde{J}_z(k_n) \tilde{J}_z(\beta_m) + \tilde{J}_{z1}(k_n) \tilde{J}_{z1}(\beta_m) \\ \tilde{J}_x(k_n, \beta_m) &= \tilde{J}_x(k_n) \tilde{J}_x(\beta_m) \end{aligned}$$

### 3. 후린징 커패시턴스

전송선 개방단의 후린징 전자계로 인한 전기적 효과는 다음 3 가지 방법으로 해석할 수 있다.

방법 1).  $\Delta C$ 로 종단된 등가 전송선법

후린징 전자계에 저장된 에너지가 전송선의 끝단에

접속된 미소 등가 커패시턴스  $\Delta C$ 에 축적되어 있다고 생각하는 방법으로 등가회로는 그림 3과 같다.

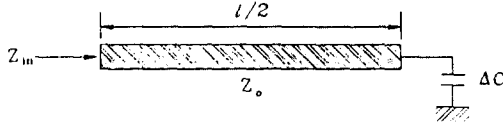


그림 3.  $\Delta C$ 로 종단된 전송선 모델  
Fig. 3. Model of the transmission line terminated with  $\Delta C$ .

공진 상태에서 공진기의 임피던스는 스트립의 중앙에서 개방단을 바라볼 때 영이다. 이 임피던스는 그림 3과 같이 길이가  $l/2$ 인 전송선 스트립의 끝단에  $Z_c$ 를 연결한 등가 회로로부터 다음 식으로 계산된다.

$$Z_i = Z_0 \frac{Z_c + jZ_0 \tan\left(\frac{\beta l}{2}\right)}{Z_0 + jZ_c \tan\left(\frac{\beta l}{2}\right)} \quad (10)$$

여기서  $Z_0$ 는 전송선의 특성임피던스이다. 또한

$$Z_c = \frac{1}{j\omega_0 \Delta C} \quad (11a)$$

이고,

$$\Delta C = \frac{1}{\omega_0 Z_0} \cot\left(\frac{\beta l}{2}\right) \quad (11b)$$

이다. 식 (10)과 (11)에서  $\Delta C$ 를 변화시키면서  $|Z_i|$ 가 영이 되는  $\Delta C$ 를 찾는다. 이 때의  $\Delta C$ 가 공진기 끝단의 후린징 커패시턴스이다.

방법 2). 미소 등가 연장 길이법

스트립위를 진행하는 파의 반파장은 공진기 스트립에 등가 연장 길이  $\Delta l$ 을 더한 길이와 같다. 관내파장은 전파상수  $\beta$  ( $\omega_0$ )로부터 구한다. 여기서  $\omega_0$ 는 공진 각주파수이고 관내파장은  $\lambda_g = 2\pi / \beta$  ( $\omega_0$ )이다. 스트립의 등가 연장 길이  $\Delta l$ 은 다음 식과 같다

$$\Delta l = \frac{1}{2} \left( \frac{\lambda_g}{2} - l \right) \quad (12)$$

TEM 모드에 대하여

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (13a)$$

$$\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}} = \sqrt{LC} \omega_0 \quad (13b)$$

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \quad (13c)$$

이다. 여기서  $L$ 과  $C$ 는 유전체가 있을 경우의 인덕턴스와 커패시턴스이다.  $\omega$ 와  $c$ 는 각각 유전체가 공기로 대체될 경우의 각주파수와 광속도이다. 커패시턴스는 식 (12)와 (13)을 이용하면 다음 식과 같다.

$$C = \frac{\beta}{Z_0 \omega_0} \quad (14)$$

여기서  $Z_0$ 는 코플래너 도파관의 특성 임피던스이다. 후린징 커패시턴스  $\Delta C$ 는

$$\begin{aligned} \Delta C &= \Delta l C \\ &= \frac{1}{2} \left( \frac{\lambda_g}{2} - l \right) \frac{\beta}{(Z_0 \omega_0)} \end{aligned} \quad (15)$$

이다.

방법 3). 등가 리액턴스법

코플래너 도파관 공진기의 개방단에서 후린징 커패시턴스  $\Delta C$ 로 인한 리액턴스는 등가 연장 길이  $l_{eq}$ 에 의한 리액턴스와 같아야 한다. 등가 연장 길이  $l_{eq}$ 에 의한 입력 리액턴스  $X_{eq}$ 는

$$X_{eq} = -jZ_0 \cot \beta l_{eq} \quad (16)$$

이고,  $\Delta C$ 로 인한 용량 리액턴스  $X_{eq}$ 는

$$X_{eq} = \frac{1}{j\omega_0 \Delta C} \quad (17)$$

이다. 따라서 식 (16)과 (17)로부터 다음 식을 얻는다.

$$\frac{1}{\omega_0 \Delta C} = \frac{Z_0}{\tan \beta l_{eq}} \quad (18)$$

후린징 커패시턴스  $\Delta C$ 는

$$\Delta C = \frac{1}{\omega_0 Z_0} \tan \beta l_{eq} \quad (19)$$

이다. 여기서  $l_{eq} = \frac{1}{2} \left( \frac{\lambda_g}{2} - l \right)$  이고,  $l_{eq} \ll \lambda_g$  이므로

$$\Delta C \cong \frac{\beta l_{eq}}{\omega_0 Z_0} \cong \frac{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}} l_{eq}}{c Z_0} \quad (20)$$

이다. 여기서  $c$ 는 자유 공간에서의 광 속도이다.

### III. 결과 및 고찰

접지 스트립의 길이  $l$ 은 공진 스트립의 길이의 20 배로 하고, 접지 스트립의 전류분포 기저함수는 공진

스트립과 동일한 길이에서만 존재하도록 선택한다. 표 1은 코플래너 도파관의 치수를 나타낸 것이다.

표 1. 코플래너 도파관의 크기

구분	크기 [mm]
A	5.08
B	10.16
C	20.32
W	22.86
h	5.08
D	5.08

선형 방정식(8)의 적분은  $n=20$ ,  $m=1000$ 에서 행렬식이 영으로 잘 수렴하였다.

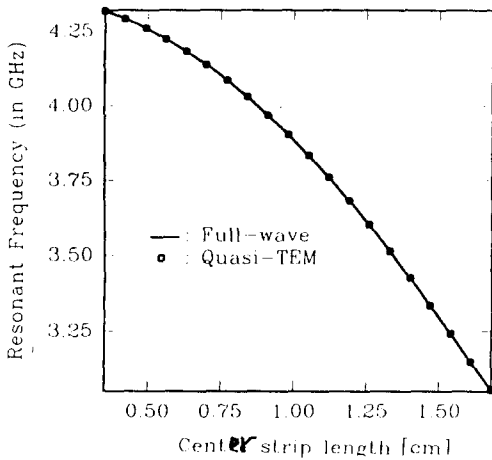


그림 4. 공진기의 공진 주파수  
Fig. 4. The resonant frequency of the SCPW resonator.

그림 4는 코플래너 도파관의 공진기 길이를 증가시키면서 구한 공진 주파수이다. 스트립의 길이를 증가시키면 공진 주파수는 길이에 반비례하여 감소한다. 이 연구의 정확성을 검증하기 위해서 [9]의 구조와 같게하여 계산하였고 계산 결과는 잘 일치하였다. 동일한 구조의 공진기에서 공진 주파수는 공진기 스트립의 길이를 조정하여 쉽게 변화시킬 수 있다. 또한 전송선 스트립의 폭을 변화시켜도 공진 주파수를 조정할 수 있다. 그 특성은 마이크로스트립 공진기와 유사하다.<sup>[9] [16]</sup> 또한 그림 4는 전류분포 기저함수  $J_x$ 를 0으로 하여 유사 TEM모드로 해석한 결과와 비교한것으로서, 두 결과가 잘 일치한다. 따라서 후린징 커패시턴스는 TEM모드로 근사화하고 변분법을 적용하여 계산된  $Z_0$ 와 유효 유전상수에 의하여 계산하였다.<sup>[20]</sup>

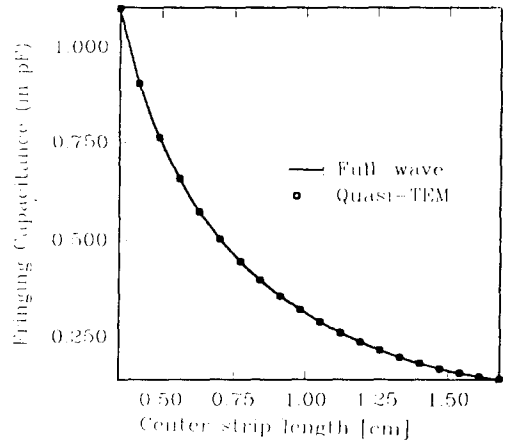


그림 5. 공진기의 후린징 커패시턴스  
Fig. 5. The fringing capacitance of the SCPW resonator.

그림 5는 홀 웨이브 해석법과 유사 TEM법을 이용하여 구한 후린징 커패시턴스의 계산결과이다. 두 해석법의 결과는 잘 일치한다. 공진기 스트립의 길이( $l$ )가 스트립 폭(A)의 3.5배 이상이면 후린징 커패시턴스는 영에 접근한다. 따라서 코플래너 공진기를 설계할 때  $l/A$ 이 3.5 이상에서는 후린징 커패시턴스를 무시할 수 있다. 또한 후린징 커패시턴스는 II장의 3가지 방법에 대하여 동일한 결과를 보인다.

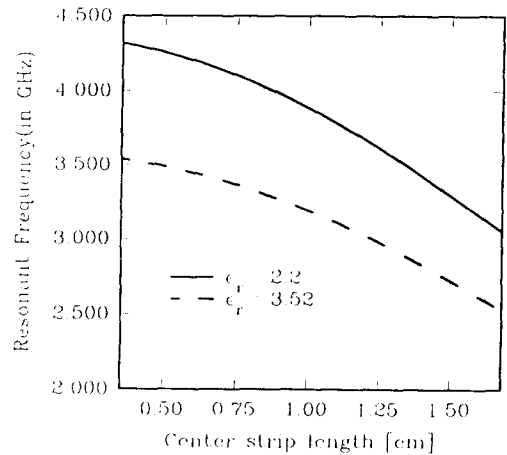


그림 6. 공진기의 공진 주파수  
Fig. 6. The resonant frequency of the SCPW resonator.

그림 6은 유전상수의 변화에 따른 공진주파수의 변화를 계산한 결과이다. 유전상수가 클수록 공진 주파

수가 낮아지며 전송 스트립의 길이에 대한 감소 특성은 동일하다.

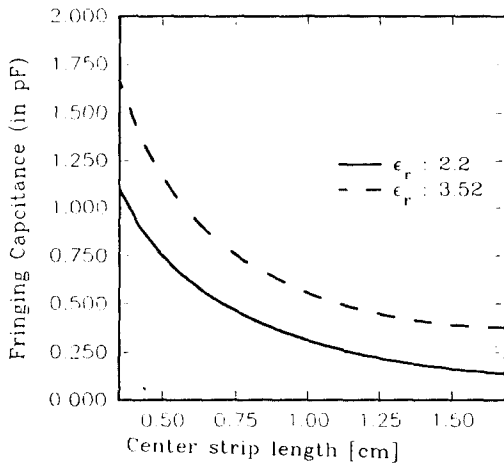


그림 7. 공진기의 후린징 커패시턴스  
Fig. 7. The fringing capacitance of the SCPW resonator.

그림 7은 유전상수의 변화에 따른 후린징 커패시턴스의 변화를 계산한 결과를 보이고 있다. 그 크기는 유전상수에 비례한다. 그림 6과 7의 특성은 일반적인 마이크로 스트립 전송선의 특성과 유사하다.

VI. 결론

전송 스트립의 길이를 변화시키면서 3GHz 대역용 차폐된 코플래너 도파관 공진기를 설계하였다. 이 연구에서 선택된 구조의 치수에서는 유사 TEM법으로도 공진기를 설계할 수 있음을 확인하였다. 식 (8)의 선형 방정식은  $n=20$ ,  $m=1000$  이상에서 잘 수렴한다. 전류분포 기저함수를 1 차항만으로 한정하여도 수치해석 결과가 잘 일치함으로 전류 분포 기저함수가 적절하게 잘 선택되었음을 알 수 있다. 공진기를 설계할 때 전송 스트립의 길이가 폭의 3.5배이상이면 후린징 커패시턴스는 무시할 수 있다. 후린징 커패시턴스는 전송선 반파장 공진기에 대한 등가회로를 이용하여 쉽게 계산할 수 있다.

參考文獻

[1] Protap Pramanick and Prakash Bhartia, "Computer-Aided Design Models for Millimeter-Wave Finline and

Suspended-Substrate Microstrip Line", *IEEE Trans.*, vol. MTT-33, Dec. 1985.  
 [2] M.V Schneider, "Microstrip Line for Microwave Integrated Circuits", *Bell Syst. Tech. J.*, vol.48, pp. 1421-1444, 1969.  
 [3] P.J. Meier, "Integrated Finline Millimeter Components", *IEEE Trans.*, vol. MTT-22, pp. 1209-1216, Dec. 1974.  
 [4] A.M. Saad and B.Begeman, "Electrical Performance of Finline of Various Configurations", *Microwave Optics Acoustics*, vol. MTT-26, pp. 1002-1007, Dec. 1978.  
 [5] L.P.Schmidt and T. Itoh, "Spectral Domain Analysis of Dominant and Higher Order Models in Fin-line," *IEEE Trans.*, vol. MTT-28, pp. 981-985, Sept. 1980.  
 [6] Brian C. Wadell, *Transmission Line Design Handbook*, Artech House., 1991.  
 [7] Robert E. Collin, *Foundations for Microwave Engineering*, McGraw-Hill inc., 1992.  
 [8] Robert E. Collin, *Field Theory of Guided Waves*, IEEE Press., 1991.  
 [9] Tatsuo Itoh, " Analysis of Microstrip Resonator", *IEEE Trans.*, vol. MTT-22, 1974.  
 [10] Pintzos, Sotirios, "Full-Wave Spectral-Domain Analysis of Coplanar Strip", *IEEE Trans.*, vol. MTT-39, 1991.  
 [11] Roger F. Harrington, *Time harmonic Electromagnetic Fields*, McGraw-Hill Book Company, 1961.  
 [12] E.Yamshita amd R. Mittra, "Variational Method for the Analysis of Microstrip Lines", *IEEE Trans.*, vol. MTT-16, 1968.  
 [13] Tasuo Itoh, *Numerical Techniques for Microwave Passive Structures*, John Wiley & Sons., 1980.  
 [14] Jung Sub. Hwang, " A Discontinuity Study in Shielded Coplanar Line", *M.*

- S.E.E Thesis*. Naval Postgraduate School, Ca., Dec. 1990.
- [15] 황 정섭, 이 상설, "포인트매칭법을 이용한 C.P.W 의 특성해석", 전자공학회, 30A, 7월호, 1993.
- [16] Eikichi Yamashita, "Variational Method for the Analysis of Microstrip-like Transmission Line", *IEEE Trans.*, vol. MTT-16, 1968.
- [17] Giovanni Ghione and Carlo U. Naldi, "Coplanar Waveguide for MMIC Applications: Effect of Upper Shielding Conductor Backing, Finite-Extent Ground Planes, and Line to Line Coupling," *IEEE trans.*, vol. MTT-35, pp. 529-535, Mar. 1987.
- [18] D.A. Rowe & B.Y. Lao, "Numerical Analysis of Shielded Coplanar Waveguide," *IEEE Trans.*, vol. MTT-31, 1983.
- [19] Terry Edwards, *Foundations for Microstrip Circuit Design*, 2nd ed., John Wiley & Sons, 1991.
- [20] 황 정섭, 이 상설, "변분법을 이용한 평행판으로 차폐된 코플래너 도파관 해석", 전자공학회, 30A, 12월호, 1993.

---

 著 者 紹 介
 

---

黃 正 燮(正會員) 第 31卷 2號 A編 參照  
 현재 한양대학교 전자통신공학과  
 박사과정 재학중

李 相 高(正會員) 第 31卷 2號 A編 參照  
 현재 한양대학교 전자통신공학과  
 교수