

주파수 영역법을 이용한 페라이트 물질이 포함된 스트립 선로 특성 해석

Analysis of Characteristics for Strip Line with a Ferrite Material using Spectral-Domain Method

박진수* · 양승인**

Jin-Soo Park* · Seung-In Yang**

요 약

비가역적인 특성을 갖는 페라이트 소자는 다양한 마이크로파 소자로서 사용되어져 왔다. 본 논문에서는 지금까지 발표된 적이 없는 구조(페라이트 물질이 포함된 다층 구조인 스트립 선로)의 특성을 주파수 영역법을 이용하여 해석하였다. 이 때 외부 dc 자계를 접지 도체에 수직되게 가하였다고 가정하였으며, 각 파라메타와 주파수에 따른 전파상수를 계산하였다. 또한 기저함수(basis function)의 개수의 증가에 따른 수렴과 해석한 계산 결과의 타당성도 확인하였다.

계산 결과, YIG의 두께가 증가할수록 차단되는 영역이 넓어지고, 차단되는 영역 이후의 주파수에서는 전파상수가 작아짐을 알 수 있었다. 그리고 인가되는 dc 자계 $\mu_0 H_0$ 가 커짐에 따라 차단되는 영역의 주파수가 커짐을 알 수 있었다. 또한 스트립 선로의 시뮬레이션 결과가 마이크로스트립 선로의 경우보다 차단되는 영역이 더 넓고, 전파상수가 큼을 알 수 있었다.

Abstract

The ferrite device that has nonreciprocal characteristics has been used as various microwave components. In this paper, the spectral-domain method was used to analyze the characteristics of structure(strip line on multilayer structure with ferrite material) for which no paper has been published yet. It is assumed that an external dc magnetic field is applied perpendicular to the ground conductor. The propagation constant is calculated for each parameter and frequency. Also we considered convergence by increasing the number of basis functions and verified the numerical analysis results.

From the results, we could confirm that as the thicknesses of YIG is increased, the cutoff region is widened and the propagation constant is decreased at the frequency of upper cutoff region. For a larger applied dc magnetic field, the frequency of cutoff region is found to be increased. Also the simulation results for strip line show that the cutoff region is widened and the propagation constant is larger than that of microstrip line.

*대영전자공업주식회사 기술연구소

**숭실대학교 정보통신전자공학부

· 논문 번호 : 981208-128

· 수정완료일자 : 1999년 4월 1일

I. 서 론

페라이트 물질은 페리 자성체로서, 마이크로파 대역에서 비가역적인 특성을 갖고 외부 자계에 의해 튜닝이 가능한 소자를 설계할 수 있는 유용한 물질이다. 이러한 특성을 이용하여 아이솔레이터, 서큘레이터, 튜닝이 가능한 여파기 등의 소자에 대한 연구 및 제작이 활발하게 이루어지고 있다.

또한 마이크로파 수동소자를 해석하는 방법에는 Quasi-static method, Moment method, Integral equation method, Spectral-Domain approach와 같이 Maxwell 방정식을 해석적으로 모델링하는 방법과 유한차분 시간영역법(FDTD), 전송선로법(TLM) 등과 같이 수치적으로 모델링하는 방법이 있다^[1].

페라이트 기판상의 평면형 전송선로의 수치 해석에 있어서 Hayashi와 Mittra가 1983년에 푸리에 변환된 회로해석법을 이용하여 Finline의 전자파 진행방향에 따라 전파상수의 분리를 최초로 해석하였다^[2]. 그 후 Denglinger^[3]가 마이크로스트립 선로를 Spectral상에서 적분식을 풀게됨으로써 마이크로스트립 선로의 전파해석(Full-wave analysis)을 가능케 했으나, 이 방법은 풀이 과정이 복잡하였다. 이러한 어려움을 피하기 위해 Itoh와 Mittra가 Maxwell 방정식을 해석적으로 모델링하는 방법 중의 하나인 주파수 영역법(Spectral Domain method)을 제시하였다^[4]. 이 방법은 주파수 영역에서는 전계가 전류분포와 Green함수의 대수식(algebraic equation)으로 표시되기 때문에 모멘트법을 쓰는 공간영역에서보다 단순한 모양으로 처리할 수 있으며, 전파상수를 구하는데 변분적인 특성을 이용할 수 있고 기저함수에 해당하는 해가 각 모드의 물리적 성질과 잘 일치한다는 장점을 갖고 있다.

본 논문에서는 이러한 장점을 갖는 주파수 영역법을 이용하여 그림 1과 같은 비가역적인 특성을 갖는 페라이트 물질인 YIG(Yttrium Iron Garnet)

와 비자성체 물질인 GGG(Gadolinium Gallium Garnet)로 된 스트립 선로의 전파상수를 구하고자 한다. 그리고 자화된 페라이트 기판상의 다중 결합 마이크로스트립 선로에서의 기본 모드 전파 특성에 대해 해석하였거나^[5], YIG-GGG 기판으로 된 마이크로스트립 선로에 대해서는 연구된 바 있으나^[6] 그림 1과 같은 구조에 대한 해석은 지금까지 발표된 바 없었으며, 이 해석 결과의 타당성도 함께 고찰해 보고자 한다.

II. 해 석

그림 1은 본 논문에서 해석하려는 구조로, 페라이트를 포함한 다층 기판 위에 스트립 형태의 선로가 도체통으로 차폐된 단면도이다. 이 구조는 y 방향으로 균일하며 무한하다고 가정한다. 또한 스트립 도체의 두께는 0이며, 도체는 완전도체이고, 유전체, 페라이트는 무손실임을 가정한다. 스트립 도체의 너비는 $2w$ 이며, z 방향으로 dc자계 $\mu_0 H_0$ 를 YIG film에 수직되게 가하였다.

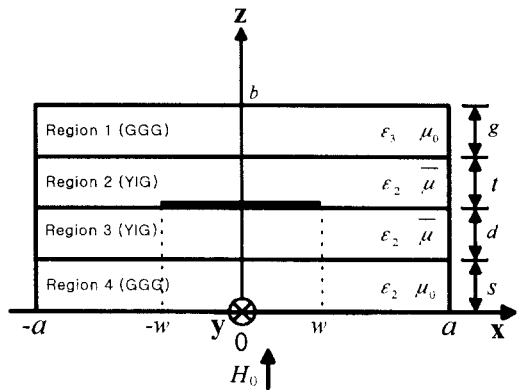


그림 1. YIG-GGG 기판으로 된 스트립 선로의 구조
Fig. 1. Structure of strip line with a composite YIG-GGG substrate.

외부자계($\mu_0 H_0$)에 의해 수직 방향으로 포화자화된 페라이트의 투자율은 다음과 같다^{[7],[8]}.

$$\hat{\mu} = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_r & jx & 0 \\ -jx & \mu_r & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1)$$

여기에서, $\mu_r = 1 + \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}$,

$$x = \frac{\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

$\omega_0 = \gamma \mu_0 H_0$, $\omega_m = \gamma \mu_0 M_s$, μ_0 는 진공의 투자율이고, γ 는 회전 자성비이며, M_s 는 포화 자화 (saturation magnetization)이다.

전자파가 y축으로 진행하므로 $e^{-j\beta y}$ 로 가정하고, 맥스웰 방정식으로부터 GGG영역(영역 1, 영역 4)의 Helmholtz 방정식을 주파수 영역에서 다음과 같이 구할 수 있었다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \tilde{E}_y}{\partial z^2} - (\beta^2 + k_n^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_3) \tilde{E}_y &= 0 \\ \frac{\partial^2 \tilde{H}_y}{\partial z^2} - (\beta^2 + k_n^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_3) \tilde{H}_y &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

여기서, $k_n = \frac{n\pi}{2a}$ (n 은 정수)이고, ϵ_3 는 영역 1에서의 유전율이며, ϵ_2 는 영역 2, 3, 4에서의 유전율이고, \sim 는 푸리에 변환을 나타낸 것이다. 식 (2)를 풀면 영역 1에서의 해 \tilde{E}_{y1} , \tilde{H}_{y1} 과 영역 4에서의 해 \tilde{E}_{y4} , \tilde{H}_{y4} 는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{y1} &= A \sinh K_{z3}(b-z), \\ \tilde{H}_{y1} &= B \cosh K_{z3}(b-z) \\ \tilde{E}_{y4} &= K \sinh K_{z2}z, \quad \tilde{H}_{y4} = L \cosh K_{z2}z \end{aligned} \quad (3)$$

여기서, A, B, K, L 은 임의의 상수이며,

$$\begin{aligned} K_{z3} &= \beta^2 + k_n^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_3, \\ K_{z2} &= \beta^2 + k_n^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_2 \end{aligned}$$

이다. 식 (3)은 $z = b$ 인 도체에서의 경계 조건

을 만족하며, 식 (4)는 $z=0$ 인 접지면에서의 경계 조건을 만족한다. 맥스웰 방정식으로부터 YIG영역 (영역2, 영역 3)의 결합된 파동방정식은 참고문헌 [6]의 식 (5)와 동일하다.

따라서 영역 2에서의 해 \tilde{E}_{y2} 와 영역 3에서의 해 \tilde{E}_{y3} 는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{y2} &= C \sinh \gamma_+(z-d-s) \\ &+ D \cosh \gamma_+(z-d-s) + E \sinh \gamma_-(z-d-s) \\ &+ F \cosh \gamma_-(z-d-s) \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{y3} &= G \sinh \gamma_+(z-s) + H \cosh \gamma_+(z-s) \\ &+ I \sinh \gamma_-(z-s) + J \cosh \gamma_-(z-s) \end{aligned} \quad (6)$$

여기서, C, D, E, F, G, H, I, J 는 임의의 상수이며, 변수 γ_{\pm} 는 참고문헌 [6]에서와 동일하다.

$\tilde{E}_{y2}, \tilde{E}_{y3}$ 를 알면 참고문헌 [6]의 식 (5)로부터 $\tilde{H}_{y2}, \tilde{H}_{y3}$ 를 알 수 있고, 맥스웰 방정식으로부터 $\tilde{E}_{x2}, \tilde{E}_{x3}, \tilde{H}_{x2}, \tilde{H}_{x3}$ 를 구할 수 있다.

영역 2와 영역 3의 경계에 있는 도체면에서의 자계의 접선 성분을 제외한 각 영역간의 경계면에서 모든 전계와 자계의 접선 성분은 연속이라는 경계 조건을 적용하고, 도체면에서의 자계의 접선 성분에 대한 경계 조건을 다음과 같이 적용한다.

$$\tilde{H}_{x2} - \tilde{H}_{x3} = \tilde{J}_y, \quad \tilde{H}_{y2} - \tilde{H}_{y3} = -\tilde{J}_x \quad (7)$$

여기서, \tilde{J}_x, \tilde{J}_y 는 각각 도체면에서의 x, y방향 전류를 푸리에 변환한 것이다.

위 경계 조건을 적용하면 다음과 같다.

$$z = t + d + s \text{ 에서}$$

$$\frac{1}{\beta^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_3} (\beta k_n A + j \omega \mu_0 K_{z3} B) \sinh K_{z3} g$$

$$= \frac{1}{\omega^2 \mu_0 \epsilon_2 - \beta^2} (Q_1 C \sinh \gamma_+ t + Q_1 D \cosh \gamma_+ t + Q_2 E \sinh \gamma_- t + Q_2 F \cosh \gamma_- t) \quad (8)$$

$$A \sinh K_{z3} g = C \sinh \gamma_+ t + D \sinh \gamma_+ t + E \sinh \gamma_- t + F \cosh \gamma_- t \quad (9)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\beta^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_3} (j\omega \epsilon_3 K_{z3} A + \beta k_n B) \cosh K_{z3} g \\ &= \frac{1}{\beta^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_2 \mu_r} \{ Q_{\beta 3} D \sinh \gamma_+ t + Q_{\beta 3} C \cosh \gamma_+ t + Q_{n3} F \sinh \gamma_- t + Q_{n3} E \cosh \gamma_- t \} \end{aligned} \quad (10)$$

$$B \cosh K_{z3} g = K_+ D \sinh \gamma_+ t + K_+ C \cosh \gamma_+ t + K_- F \sinh \gamma_- t + K_- E \cosh \gamma_- t \quad (11)$$

$z = d + s$ 에서

$$Q_1 D + Q_2 F = Q_1 G \sinh \gamma_+ d + Q_1 H \cosh \gamma_+ d + Q_2 I \sinh \gamma_- d + Q_2 J \cosh \gamma_- d \quad (12)$$

$$D + F = G \sinh \gamma_+ d + H \cosh \gamma_+ d + I \sinh \gamma_- d + J \cosh \gamma_- d \quad (13)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\beta^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_2 \mu_r} (Q_{\beta 3} H \sinh \gamma_+ d + Q_{\beta 3} G \cosh \gamma_+ d + Q_{n3} J \sinh \gamma_- d + Q_{n3} I \cosh \gamma_- d - Q_{\beta 3} C - Q_{n3} E) = -\tilde{J}_y \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} & K_+ C + K_- E - (K_+ H \sinh \gamma_+ d + K_+ G \cosh \gamma_+ d + K_- J \sinh \gamma_- d + K_- I \cosh \gamma_- d) = -\tilde{J}_x \end{aligned} \quad (15)$$

$z = s$ 에서

$$Q_1 H + Q_2 J = (j\omega \mu_0 K_{z2} L - \beta k_n K) \sinh K_{z2} s \quad (16)$$

$$H + J = K \sinh K_{z2} s \quad (17)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\beta^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_2 \mu_r} (Q_{\beta 3} G + Q_{n3} I) \\ &= \frac{1}{\beta^2 - \omega^2 \mu_0 \epsilon_2} (j\omega \epsilon_2 K_{z2} K + \beta k_n L) \cosh K_{z2} s \end{aligned} \quad (18)$$

$$K_+ G + K_- I = L \cosh K_{z2} s \quad (19)$$

여기서, $K_{\pm} = \frac{\gamma_{\pm}^2 + P}{Q\gamma_{\pm}}$

$$Q_1 = j\omega \mu_0 \gamma_+ K_+ - \beta k_n$$

$$Q_2 = j\omega \mu_0 \gamma_- K_- - \beta k_n$$

$$Q_3 = \beta k_n + \omega^2 \mu_0 \epsilon_2 j k_n$$

$$Q_{\beta 3} = j\omega \epsilon_2 \gamma_+ + Q_3 K_+$$

$$Q_{n3} = j\omega \epsilon_2 \gamma_- + Q_3 K_-$$

식 (8)~(19)까지는 미지수 12개 (A, B, \dots, K, L)와 12개 식으로 이루어진 12원 1차 대수 방정식이 된다. 이 대수 방정식을 $\widetilde{E}_{x2}, \widetilde{E}_{y2}$ 를 미지 전류의 분포 \tilde{J}_x, \tilde{J}_y 에 대해 풀게 되면 주파수 영역에서 임피던스 형태의 Green함수 ($\widetilde{Z}_{xx}, \widetilde{Z}_{xy}, \widetilde{Z}_{yx}, \widetilde{Z}_{yy}$)를 매개로 하는 다음 식으로 표현된다.

$$\begin{bmatrix} \widetilde{E}_{x2}(n) \\ \widetilde{E}_{y2}(n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \widetilde{Z}_{xx}(n, \beta) & \widetilde{Z}_{xy}(n, \beta) \\ \widetilde{Z}_{yx}(n, \beta) & \widetilde{Z}_{yy}(n, \beta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x(n) \\ \tilde{J}_y(n) \end{bmatrix} \quad (20)$$

모멘트법을 사용하기 위해 전류를 계수 c, d 를 갖는 기저함수의 급수형태로 전개하여 Galerkin법을 쓰면 다음과 같이 된다. 우측항이 0이 되는 이유는 도체면에서는 접선성분 E_{x2}, E_{y2} 가 0이 되고 전류는 도체면 아닌 곳에서 0이 되므로 Parseval의 정리에 의해 0이 된다.

$$\begin{aligned} \sum_{i=1}^N K_{pi}^{xx} c_i + \sum_{j=1}^N K_{pj}^{xy} d_j &= 0, \\ \sum_{i=1}^N K_{ai}^{yx} c_i + \sum_{j=1}^N K_{aj}^{yy} d_j &= 0 \end{aligned} \quad (21)$$

여기서, K_{pi}^{xx} , K_{pi}^{xy} , K_{ai}^{yx} , K_{aj}^{yy} 는 참고문헌 [6]과 동일하며, $p = 0, 1, 2, \dots, N$, $q = 0, 1, 2, \dots, N$ 이다.

식 (21)에서 0이 아닌 미지 계수 c_i, d_j 가 존재하기 위한 조건은 다음과 같이 행렬식이 0이 되어야 한다.

$$\begin{vmatrix} K^{xx} & K^{xy} \\ K^{yx} & K^{yy} \end{vmatrix} = 0 \quad (22)$$

이 식으로부터 어떤 주파수에 해당되는 전파상수 β 를 구할 수 있다.

III. 기저함수와 계산 결과의 타당성 확인

해석 결과의 타당성을 확인하기 위해 그림 1의 구조를 이미 해를 알고 있는 참고 문헌 [6]의 구조(그림 2)와 동일하게 하여 해석하였다. 그림 1의 구조에 대한 해석 프로그램을 그림 2의 구조에 적용하기 위해 그림 1의 구조에서 영역 2의 두께 t 를 0으로, 영역 1의 두께 g 를 그림 2의 Air 영역의 두께 h 로, ϵ_3 를 공기중의 유전율 ϵ_0 로 치환하면, 그림 2의 구조를 해석하는 것으로 되며, 이를 수식적으로 전개하여 서로 같게됨을 확인할 수 있었다.

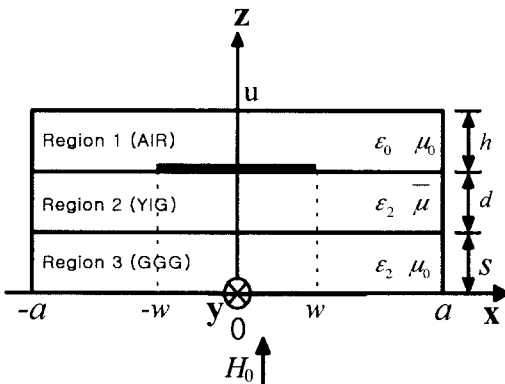


그림 2. 마이크로스트립 선로 구조(참고문헌 [6])
Fig. 2. Structure of microstrip line (reference [6]).

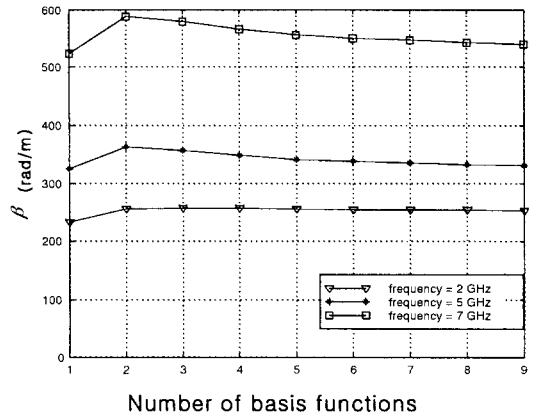


그림 3. 기저 함수의 개수에 따른 전파상수
Fig. 3. Propagation constant for number basis functions.

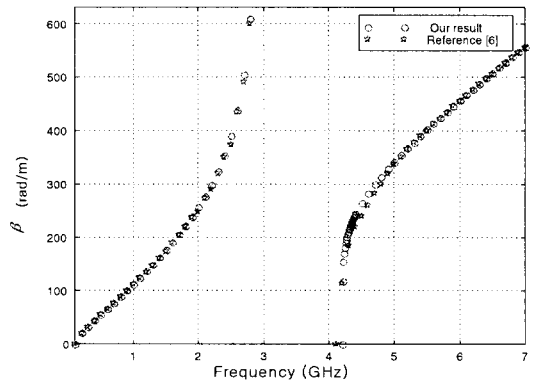


그림 4. 그림 2 구조의 분산 특성
Fig. 4. Dispersion characteristics for Fig. 2.

횡방향(x 방향) 전류는 스트립 도체 양끝에서 0으로 되고, 종방향(y 방향) 전류는 스트립 도체 양끝에서 크기가 무한대로 되므로, 본 논문에서는 전류에 대한 기저함수를 참고문헌 [6]과 같이 사용하였다.

해가 수렴함을 확인하기 위해 그림 2의 구조에 대해 기저 함수의 개수를 증가시키면서 전파상수값의 변화를 관찰해 보았다. $\mu_0 M_s = 0.173$ T (Tesla), $\mu_0 H_0 = 0.1$ T, $\epsilon_2 = \epsilon_3 = 15.3 \epsilon_0$, $\frac{a}{w} = 10$, $u = 6$ mm이며, 도체의 너비($2w$)를 2 mm, YIG의 두께

를 $100\ \mu\text{m}$, GGG의 두께를 $100\ \mu\text{m}$ 로 했을 때, 기저함수의 개수를 증가시킴으로써 전파상수의 값이 수렴하며, 7개 이상을 사용해야 함을 그림 3을 통해 알 수 있다.

그림 4는 위 조건으로 참고문헌 [6]의 구조(그림 2)에 대해 본 논문에서 계산한 결과와 참고문헌 [6]의 계산 결과를 비교한 것으로, 거의 유사함을 확인할 수 있다.

IV. 스트립 선로 특성의 계산 결과

스트립 선로(그림 1)에 대해, 전류의 기저 함수의 개수를 7개 사용하였으며, ϵ_3 를 ϵ_2 로, $2w = 2\text{mm}$, YIG의 두께($t = d$)를 $100\ \mu\text{m}$ 로 하고, 또한 $\mu_0 M_s = 0.173\text{ T}$, $\mu_0 H_0 = 0.1\text{ T}$, $\epsilon_2 = \epsilon_3 = 15.3$, ϵ_0 , $\frac{a}{w} = 10$ 이며, GGG의 두께($g = s$)를 $10\ \mu\text{m}$, $100\ \mu\text{m}$, $500\ \mu\text{m}$ 로 바꾸었을 때의 주파수에 대한 전파상수를 그림 5에 나타냈으며, GGG의 두께가 증가할수록 차단되는(즉, 실수 β 가 존재하지 않는) 영역이 좁아지고, 주파수 5 GHz에서 볼 때, 전파상수가 커짐을 알 수 있다.

앞으로 언급 안 된 파라메타는 전과 동일하다고 가정하며, $2w = 0.4\text{ mm}$, GGG의 두께($g = s$)를

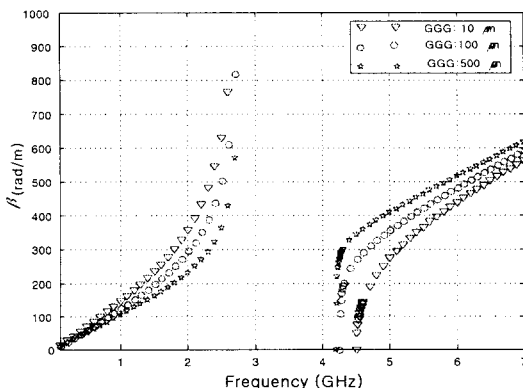


그림 5. GGG 두께 변화시 전파상수
Fig. 5. Propagation constant for various thicknesses of GGG.

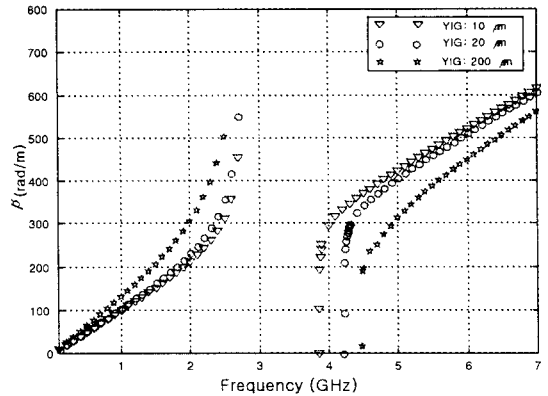


그림 6. YIG 두께 변화시 전파상수
Fig. 6. Propagation constant for various thicknesses of YIG.

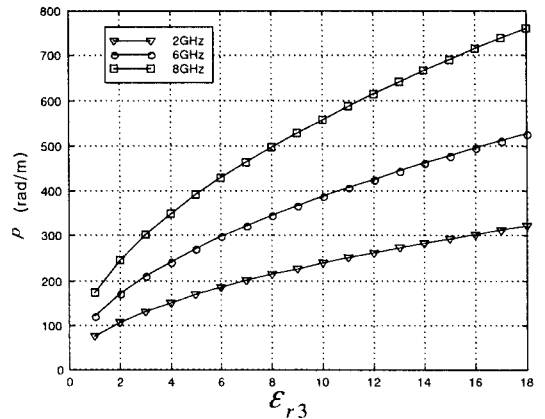


그림 7. ϵ_{r3} 변화시 전파상수
Fig. 7. Propagation constant for various ϵ_{r3} values.

$100\ \mu\text{m}$ 로 하고, YIG의 두께($t = d$)를 $10\ \mu\text{m}$, $20\ \mu\text{m}$, $200\ \mu\text{m}$ 로 바꾸었을 때의 주파수에 대한 전파상수가 그림 6에 있다. YIG의 두께가 증가할수록 차단되는 영역이 넓어지고, 주파수 5 GHz에서 볼 때, 전파상수가 작아짐을 알 수 있다.

지금까지는 영역 1의 비유전율 ϵ_{r3} 를 15.3으로 했을 때의 경우를 살펴 보았으나, 그림 7은 비유전율 ϵ_{r3} 가 다른 값일 때의 전파상수를 그린 것으로, $2w = 2\text{mm}$, YIG의 두께($t = d$)를 $100\ \mu\text{m}$ 로 하고, GGG의 두께($g = s$)를 $100\ \mu\text{m}$ 일 때, 주파수 2, 6,

8 GHz에서의 결과이다. 이 결과에서 비유전율 ϵ_{33} 가 증가할수록 전파상수가 커지고, 높은 주파수일수록 변화폭이 큼을 알 수 있다.

지금까지는 dc자계 $\mu_0 H_0 = 0.1$ T를 인가하였을 때의 경우를 살펴 보았으나, 그림 8은 $\mu_0 H_0$ 를 다르게 했을 때의 전파상수를 나타낸 그림으로, $2w = 2$ mm, YIG의 두께를 $100 \mu\text{m}$ 로 하고, GGG의 두께를 $500 \mu\text{m}$ 일 때 $\mu_0 H_0$ 를 0.1, 0.15, 0.2 T를 인가하였을 때의 결과이다. 이 결과에서 0.1 T를 인가시의 경우는 2.9 GHz에서 4.1 GHz까지의 차단되는 영역이 나타났으며, 0.15 T를 인가시의 경우는 4.2 GHz에서 5.6 GHz까지의 차단되는 영역이 나타났고, 0.2 T를 인가시의 경우는 5.5 GHz에서 7 GHz까지의 차단되는 영역이 나타났다. 이것은 인가되는 dc자계 $\mu_0 H_0$ 가 커지면 차단되는 영역의 주파수가 올라가는 것을 알 수 있다.

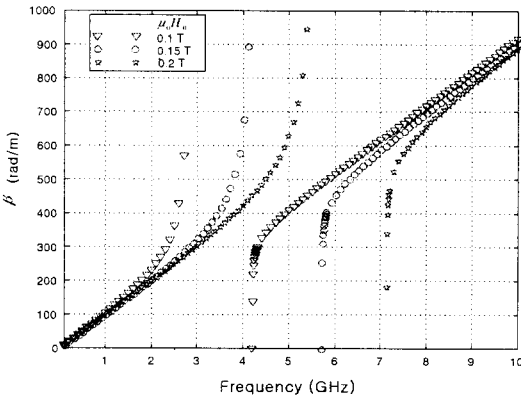


그림 8. dc자계 $\mu_0 H_0$ 변화시 전파상수
Fig. 8. Propagation constant for various dc magnetic fields $\mu_0 H_0$.

그림 9는 스트립 선로와 마이크로스트립 선로의 전파상수를 본 그림으로, $2w = 2$ mm, $b = 6$ mm, YIG의 두께를 $100 \mu\text{m}$ 로 하고, GGG의 두께를 $500 \mu\text{m}$ 로 했을 때의 결과이다. 이 결과에서 스트립 선로의 경우가 마이크로스트립 선로의 경우보다 차단되는 영역이 더 넓고, 전파상수가 큼을 알 수 있다.

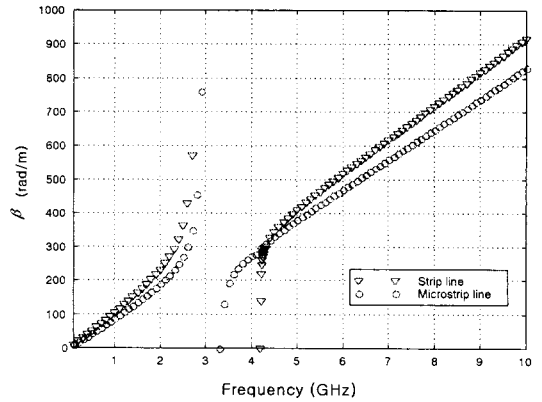


그림 9. 스트립 선로와 마이크로스트립 선로에 대한 전파상수
Fig. 9. Propagation constant for strip and microstrip lines.

V. 결 론

본 논문에서는 비가역적인 특성을 갖는 페라이트 물질인 YIG와 GGG로 된 스트립 선로의 구조를 주파수 영역법을 이용하여 해석해 보았다. 이때 외부 dc 자계를 접지 도체에 수직되게 가하였으며, 스트립 도체는 완전도체이고, 두께는 0으로, 유전체, 페라이트는 무손실임을 가정하여, 각 파라메타와 주파수에 따른 전파상수를 계산하였다. 또한 기저함수의 개수의 증가에 따른 해의 수렴과 해석한 계산 결과의 타당성도 고찰해 보았다.

스트립 선로의 계산 결과에서, YIG의 두께가 증가할수록 차단되는 영역이 넓어지고, 차단되는 영역보다 높은 주파수에서는 전파상수가 작아짐을 알 수 있었다. 그리고 영역 1의 비유전율 ϵ_{33} 가 증가할수록 전파상수가 커지고, 높은 주파수일수록 변화폭이 큼을 알 수 있었으며, 인가되는 dc 자계 $\mu_0 H_0$ 가 커짐에 따라 차단되는 영역의 주파수가 커짐을 알 수 있었다. 또한 스트립 선로의 경우가 마이크로스트립 선로의 경우보다 차단되는 영역이 더 넓고, 전파상수가 큼을 알 수 있었다. 이러한 해석 결과는 페라이트의 비가역성을 이용한 마이

크로파 수동회로 설계시 응용될 수 있을 것이다.

참 고 문 헌

[1] MATTHEW and N. O. SADIKU, "Numerical Techniques in Electromagnetics", CRC, 1992.
 [2] Y. Hayashi and R. Mittra, "An analytical investigation of finlines with magnetized ferrite substrate", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* vol. MTT-31, pp. 495-498, June, 1983.
 [3] E. J. Denlinger, "A frequency dependent solution for microstrip transmission lines," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* vol. MTT-19, pp. 30-39, Jan., 1971.
 [4] T. Itoh, *Numerical Techniques for Microwave*

and Millimeter-wave passive structures, Wiley, Austin Texas, New York, 1991.

[5] 문영찬, 윤상원, 장익수, "자화된 페라이트 기판상의 다중 결합 마이크로스트립 선로 해석", *전자공학회지*, vol. 33 no. 5, pp. 65-74, 1996.
 [6] M. Tsutsumi and T. Asahara, "Microstrip lines using yttrium iron garnet film" *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* vol. MTT-38, pp. 1461-1467, Oct., 1990.
 [7] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*, Addison-Wesley Publishing Company, Inc. pp. 530-536, 1990.
 [8] B. D. Cullity, *Introduction to Magnetic Materials*, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., pp. 91-110, 1972.

박진수



1974년 12월 22일생
 1997년 2월: 관동대학교 전자통신공학과(공학사)
 1999년 2월: 숭실대학교 전자공학과(공학석사)
 1999년 8월~현재: 대영전자공업주식회사 기술연구소 연구원

[주 관심분야] 마이크로파 회로 및 설계, 안테나, 수치해석, 통신시스템

양승인



1952년 1월 18일생
 1974년 2월: 서울대학교 전기공학과(공학사)
 1976년 2월: 한국과학기술원 전기 및 전자공학과(공학석사)
 1987년 8월: 한국과학기술원 전기 및 전자공학과(공학박사)

1983년~1984년: University of Michigan, Radiation Lab. (객원연구원)

1991년~1992년: University of Colorado, MIMICAD Center (객원교수)

1990년~현재: 한국통신기술협회 RSG-9 의장

1996년~현재: 대한전자공학회 마이크로파 및 전파전파 연구회 전문위원장

1978년~현재: 숭실대학교 전자공학과 교수

현재: 숭실대학교 정보통신전자공학부 교수

[주 관심분야] 전자파 산란, 수치해석, 안테나, 초고주파 회로