

# YIG박막-GGG층 구조를 갖는 마이크로스트립 선로의 전파특성 해석

## Analysis of Propagation Characteristics of Microstrip Lines with a Composite YIG Film-GGG Structure

박기동\* · 임영석\*\*

Ki-Dong Park · Yeong-Seog Lim

### 요 약

YIG 박막상의 마이크로스트립 선로에 대한 전파특성을 살펴보기 위해 FDTD를 적용하였다. GGG층과 YIG 필름의 두께 변화에 따른 분산 곡선 및 차단 대역 특성을 계산하고, 도체 선로 바로 밑의 횡단면 전기 성분의 분포를 상·하한 차단 주파수 부근에서 구하였다. 상한 차단 주파수에 대한 2차원 및 3차원 FDTD의 결과를 SDA와 비교하여 상대 오차가 6% 이내로 잘 일치함을 확인하였다.

### Abstract

To observe propagation characteristics of microstrip lines on YIG film, the FDTD is employed. For various GGG substrate and YIG film, the dispersion curves and the bandwidth of the cutoff region are calculated. And the distribution of the electric fields of the transverse plane underneath the conductor strip is obtained near upper and lower cutoff frequency. The results of two and three dimensional FDTD for the upper cutoff frequency are compared with spectral domain approach(SDA). A good agreement is verified, although there is relative error 6% between the results calculated by the two methods.

### I. 서 론

다양한 페라이트 중에서 GGG(gadolinium gallium garnet) 기판 상에 에피택셜(epitaxial) 성장 기법으로 형성되는 YIG(yttrium iron garnet) 박막은 전파손실이 적어 아날로그 신호처리를 위한 정자파(magnetostatic wave) 소자용으로 개발되었다. YIG 박막은 자기박막 아이솔레이터(magnetic film isolator), 위상 천이기(phase shifter), 서큘레이터(circulator)와 같은 비가역적인 초고주파 페라이트 소자에 있어 기본적인 자성체 박막으로 그 응용이 점차 확

대되고 있다. 그러한 소자를 설계할 때 마이크로스트립 선로가 주로 사용되므로 YIG 박막상의 마이크로스트립 선로에 대한 전파 특성을 정확히 해석하여 그 설계 기술을 마련하는 것이 중요하다.

본 논문에서는 페라이트 소자에서 나타나는 전자파의 비가역적인 특성에 관심을 두고, 접지 도체에 수직인 자화를 가정한 그림 1에 보이는 YIG박막-GGG층 구조를 갖는 차폐된 마이크로스트립 선로를 해석한다. 이 선로의 해석을 위한 근사적이고 분석적 방법이 Hines에 의해 제시되었다<sup>[1]</sup>. 이 방법은 페라이트의 두께에 의한 영향을 고려하지 않았다.

\*동강대학 정보통신과(Dept. of Information & Communication, Dongkang College)

\*\*전남대학교 전자공학과(Dept. of Electronic Engineering, Chonnam National University)

· 논문 번호 : 20000508-053

· 수정완료일자 : 2000년 6월 9일

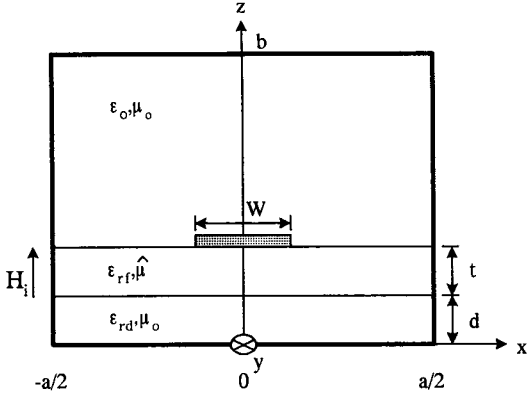


그림 1. YIG박막-GGG층 구조를 갖는 마이크로스트립 선로

Fig. 1. Microstrip line with a composite YIG film-GGG structure.

그리고 페라이트-유전체 기판 구조를 갖는 마이크로스트립 선로가 그것의 위상 천이 특성에 중점을 두면서 연구되었다<sup>[2]</sup>. 그러나 이 연구는 준 TEM (quasi-TEM) 전파를 가정하였고 페라이트를 스칼라 투자율을 갖는 등방성 매질로 간주하였다.

따라서 본 논문에서는 YIG박막과 GGG층 두께에 의한 영향을 고려하고 전파 해석(full-wave analysis)를 하기 위해, 최근에 자화된 페라이트나 플라즈마와 같은 복잡한 구조의 매질에도 적용하고 있는 유한차분 시간영역법(FDTD)을 사용한다<sup>[3~5]</sup>.

YIG박막-GGG층 구조를 갖는 마이크로스트립 선로의 분산 곡선, 차단 대역(cutoff region bandwidth) 등과 같은 계산 결과를 다양한 구조적인 파라미터들의 변화에 따라 계산한다. 차단 대역의 상한 주파수에 대한 FDTD 결과를 SDA(spectral domain approach)의 결과와 비교한다.

## II. 해석 방법

포화 자화된 페라이트에서 전자파는 다음 식 (1)~(3)으로 표현되는 편미분 방정식에 의해 결정된다.

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \nabla \times \vec{H} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \mu_0 \vec{M} \times \vec{H} + \frac{\alpha}{|\vec{M}|} \left( \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) \quad (3)$$

여기서 식 (3)이 Gilbert의 제동 항(damping term) 근사를 사용하는 자화 벡터  $\vec{M}$ 의 미분형 운동 방정식이다. 그리고  $\gamma$ 는 회전 자기율(gyromagnetic ratio),  $\alpha$ 는 제동 상수(damping constant)이다.

만약 페라이트에 z 방향으로 충분히 큰 DC 자기 바이어스 계  $\vec{H}_i = H_i \hat{z}$ 를 인가한다면, 페라이트는 z 방향으로 포화 자화  $\vec{M}_s = M_s \hat{z}$ 로 포화될 것이고, DC 자기 바이어스 계의 방향에 수직인 소신호(AC) 자기장  $\vec{h}$ 에 의해 소신호 자화벡터  $\vec{m}$ 이 발생할 것이다. 이와 같은 사실을 고려하면 자계  $\vec{H}$ 와 자화벡터  $\vec{M}$ 은 다음 식 (4), (5)로 쓸 수 있다.

$$\vec{H} = \vec{H}_i + \vec{h} \quad (4)$$

$$\vec{M} = \vec{M}_s + \vec{m} \quad (5)$$

그리고 자기관계식,  $\vec{B} = \mu_0(\vec{M} + \vec{H})$ 을 식 (2)에 대입한 후 소신호 근사 즉, 다음 식 (6)과 같은 관계를 가정하여,

$$\vec{H}_i \gg \vec{h}, \quad \vec{M}_s \gg \vec{m}, \quad |\vec{M}| \approx M_s \quad (6)$$

식 (1)~(3)을 정리하면 다음 식 (7)~(9)을 얻는다.

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \nabla \times \vec{h} \quad (7)$$

$$\frac{\partial \vec{h}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \vec{E} - \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = & -\gamma \mu_0 (\vec{m} \times \vec{H}_i + \vec{M}_s \times \vec{h}) \\ & + \frac{\alpha}{M_s} \left( \vec{M}_s \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \right) \end{aligned} \quad (9)$$

여기서  $\epsilon$ 은 유전율 상수,  $\mu_0$ 는 진공중의 투자율 상수를 나타낸다. 식 (9)를 각 성분으로 나타낸 후, 연립하여 정리하면 다음 식 (10), (11)를 얻는다

$$\begin{aligned} \frac{\partial m_x}{\partial t} = & \frac{1}{1 + \alpha^2} [ -\omega_0 m_y + \omega_m h_y \\ & - \alpha \omega_0 m_x + \alpha \omega_m h_x ] \end{aligned} \quad (10)$$

$$\frac{\partial m_y}{\partial t} = \frac{1}{1+\alpha^2} [\omega_0 m_x - \omega_m h_x - \alpha \omega_0 m_y + \alpha \omega_m h_y] \quad (11)$$

여기서  $\omega_0 = \gamma\mu_0 H_i$ ,  $\omega_m = \gamma\mu_0 M_s$  이다.

외부에서 인가하는 DC 자기 바이어스 계가 z 방향이므로, 식 (10), (11)로부터 알 수 있듯이  $h_x$ 와  $h_y$  성분은 결합되어진다. 따라서 이 두 성분은 동일 시간스텝과 공간상으로 동일 지점에서 이산화된다. 그리고 식 (8)로부터  $(h_x, m_x), (h_y, m_y)$ 는 각각 동일 시간스텝에서 이산화됨을 알 수 있다. 이와 같은 사항들을 고려하여 Yee's 단위 격자를 그림 2처럼 확장 수정한다. 그림 2의 단위 격자상의 전자계 성분 배열을 이용하여 식 (7), (8), (10) 및 (11)에 시간과 공간에 대한 중심 차분 근사를 적용하여 이산화함으로써 FDTD 알고리즘을 구성한다.

자화된 페라이트를 포함하는 구조에서 원하는 시간 영역 응답을 얻기 위한 FDTD 알고리즘은 매 시간 스텝마다 다음과 같은 과정 ①~③을 반복한다.

① 식 (10), (11)의 유한 차분 방정식을 이용하여

$$m_x^{n+\frac{1}{2}}, m_y^{n+\frac{1}{2}} \text{를 계산한다.}$$

② 과정 ①에서 얻은  $m_x^{n+\frac{1}{2}}, m_y^{n+\frac{1}{2}}$ 을 식 (8)의

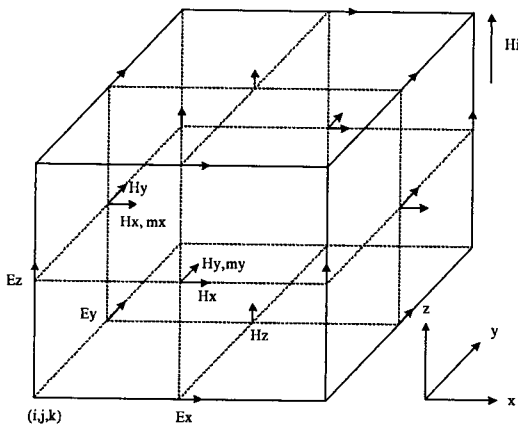


그림 2. z 방향으로 자화된 페라이트를 해석하기 위해 확장 수정된 Yee's 단위 격자

Fig. 2. Extended Yee mesh for the analysis of magnetized ferrites with dc magnetic field applied in the z-direction.

유한 차분 방정식에 대입하여  $h_x^{n+\frac{1}{2}}, h_y^{n+\frac{1}{2}}, h_z^{n+\frac{1}{2}}$ 을 계산한다.

③ 식 (7)을 사용하여  $E_x^{n+1}, E_y^{n+1}, E_z^{n+1}$ 을 구한다.

과정 ①을 수행하는데 주의할 점은 그림 2에 보이는 것처럼 자계 성분  $h_x, h_y$ 에 대해서는 모두 이용 가능하나 자화벡터 성분에 대해서는 어느 한 성분 ( $m_x$  or  $m_y$ ) 만이 알려지는 지점에서 식 (10), (11)은 이산화된다는 것이다. 이 알려지지 않은 자화벡터 성분을 계산하기 위해 선형 내간법(linear interpolation)을 적용한다.

예로써  $(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2})$ 지점에서  $m_y$ 은 다음 식 (12)을 사용하여 계산한다.

$$m_y(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}) = \frac{1}{4} \left\{ m_y(i-\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) + m_y(i-\frac{1}{2}, j+1, k+\frac{1}{2}) + m_y(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) + m_y(i+\frac{1}{2}, j+1, k+\frac{1}{2}) \right\} \quad (12)$$

또한 과정 ②을 거친 후  $h_x(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}), h_y(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2})$ 성분을 정의해 두어야만 다음 시간스텝의 과정 ①을 수행할 수 있다는 점에 주의해야 한다. 이 성분의 정의 역시 자화벡터 성분,  $m_x(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}), m_y(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2})$ 의 정의 과정처럼 선형 내간법을 적용한다. 이러한 정의 방법이 효과적이긴 하지만 페라이트와 도체 벽이 접해 있을 경우에는 적용할 수 없다.

예로써,  $i$ -임의상수 평면에 도체 벽이 위치한다면  $h_y(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}), m_y(i, j+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2})$ 성분은 선형 내간법으로 계산할 수 없다. 왜냐하면  $(i-\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2})$  지점의  $h_y, m_y$  성분을 알 수 없기 때문이다. 따라서 선형 내간법 대신 외삽법을 사용한다. 이 외삽법의 적용에 의해서 어느 정도의 오차가 발생할 수 있다.

그림 1의 마이크로스트립선 선로의 경우와 같이 y 방향으로 기하학적 구조가 균일할 때는 2차원 문

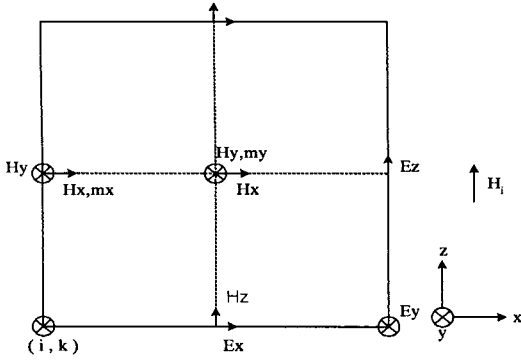


그림 3. 간략화된 2차원 단위 격자  
Fig. 3. Reduced two dimensional mesh.

제로 간주할 수 있다. 따라서 그림 2의 3차원 단위 격자를 x-z 평면에 투영시킨 그림 3의 2차원 단위 격자로부터 해석에 필요한 유한차분 방정식을 얻는다.

2차원 문제로 간략화시키므로 계산영역 내의 모든 계 성분은 다음 식 (13)의 형태로 가정한다.

$$\vec{F}(x, y, z, t) = \vec{f}(x, z, t)e^{-j\beta y} \quad (13)$$

여기서  $y$ 는 전파 방향,  $\beta$ 는 모드별 위상정수,  $\vec{F}$ 와  $\vec{f}$ 는 임의의 계 성분을 나타낸다. 식 (13)을 식 (7), (8)에 대입하여 다음 식 (14), (15)를 얻는다.

$$\frac{\partial \vec{e}}{\partial t} = -\frac{1}{\epsilon}(j\beta \hat{y} \times \vec{h} - \nabla_{x,z} \times \vec{h}) \quad (14)$$

$$\frac{\partial \vec{h}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0}(j\beta \hat{y} \times \vec{e} - \nabla_{x,z} \times \vec{e}) - \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \quad (15)$$

여기서  $j$ 는 허수를 의미한다. 편미분 방정식인 식 (14), (15)에 관련된 유한 차분 방정식도 중심 차분 근사를 사용하여 쉽게 구할 수 있다. 이러한 유한 차분 방정식과 식 (10), (11)을 2차원에서 표현하여 함께 사용함으로써 FDTD 알고리즘을 구성한다. 2D-FDTD에 대한 안정 조건은 다음 식 (16)으로 표현할 수 있다.

$$s = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{\min}}} dt \left( \frac{1}{dx^2} + \frac{1}{dz^2} + \frac{\beta^2}{4} \right)^{1/2} \quad (16)$$

여기서  $c$ 는 광속,  $\epsilon_{\min}$ 은 계산영역 내에 포함된 매질 중의 가장 작은 유전율 상수,  $s$ 는 안정 계수이므로 이 값은 알고리즘의 수치적인 안정성을 보장

하기 위해 '1'을 초과할 수 없다.

### III. 계산 결과

해석 대상체의 구조적인 파라미터는  $\epsilon_{rf} = \epsilon_{nd} = 15.3$ , DC 자계  $H_i = 1000\text{Oe}$ , 포화 자화  $4\pi M_s = 1730\text{G}$ ,  $a/w = 10$ ,  $b = 5\text{mm}$ 으로 하고, 안정 계수는  $s = 0.9$ 로 한다.

수직인 DC 자계가 인가되고 전체 영역이 페라이트로 채워질 때, 마이크로스트립 선로의 전파 특성은 다음 식 (17)로 표현되는 주파수 대역에서 부(-) 투자율을 가지면서 차단 동작을 보이는데, 이 대역에서 MSFVW(magnetostatic forward volume wave)가 마이크로스트립 선로의 전파 방향에 직각으로 YIG박막 전체를 통해 방사되기 때문이다<sup>[6]</sup>.

$$f_1 = \frac{\gamma\mu_0 H_i}{2\pi} \leq f \leq f_2 = \frac{\gamma\mu_0 \sqrt{H_i(H_i + M_s)}}{2\pi} \quad (17)$$

그림 4는 YIG박막 두께  $t = 200\ \mu\text{m}$ 로 고정하고 GGG층의 두께 변화에 따른 분산 특성 곡선을 나타낸 것이다. 이 그림에서 상·하한 차단 주파수를 각각  $f_U, f_L$ 로 정의하면 해석 영역내에 YIG박막이 일부만 채워지는 경우, 하한 차단 주파수  $f_L$ 은 식 (17)의  $f_1$ 과 일치하지만 상한 차단 주파수  $f_U$ 는  $f_2$ 보다 낮아짐을 알 수 있다.

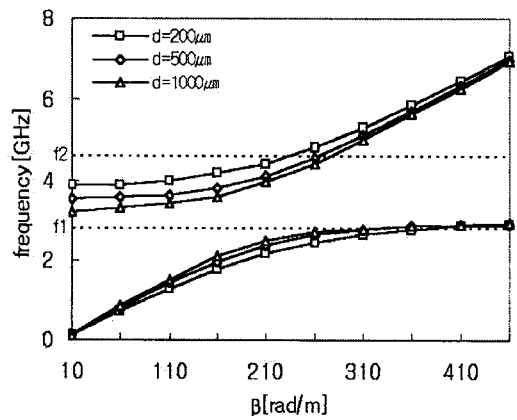


그림 4. GGG층의 두께 변화에 따른 분산 곡선  
Fig. 4. Dispersion curves versus GGG thickness.

( $t = 200\ \mu\text{m}$ ,  $w = 1\ \text{mm}$ ,  $\Delta x = 100\ \mu\text{m}$ ,  $\Delta z = 50\ \mu\text{m}$ ).

GGG층의 두께가 증가하면 상한 차단 주파수  $f_U$  가 점차 낮아져 하한 차단 주파수  $f_L$ 로 접근함으로써 차단 대역  $\Delta f = f_U - f_L$  이 좁아짐을 알 수 있다. 그림 5는 GGG층 두께  $d=500 \mu\text{m}$ 로 고정하고 YIG 박막의 두께 변화에 따른 분산 특성 곡선으로 YIG 박막이 두꺼워질수록 차단 대역이 증가함을 알 수 있다.

그림 4와 5로부터 YIG박막에 비해 GGG층의 두께가 두꺼울수록 상한 차단 주파수  $f_U$ 와 하한 차단 주파수  $f_L$ 이 근접하여 차단 대역이 좁아짐을 확인할 수 있다. 아울러 도체 폭  $w$ 의 변화는 분산 특성에 별로 영향을 주지 않는다는 것을 알 수 있다.

그림 6, 7은 위상정수  $\beta=5$ 로 선택했을 때, 각각 YIG박막의 두께를  $40 \mu\text{m}$ 로 고정하고 GGG층의 두께를 변화시키는 경우와 GGG층의 두께를  $100 \mu\text{m}$ 로 고정하고 YIG박막의 두께를 변화시키는 경우의 차단 대역 특성으로 FDTD와 SDA에 의한 결과<sup>[7]</sup>를 비교하여 나타낸 것이다. GGG층의 두께가 증가하고 YIG박막의 두께가 감소할수록 차단 대역이 좁아진다. 이는 GGG층의 두께가 증가할수록 GGG층을 따라 전파하는 전자파 전력이 많아지게 되어 YIG박막-GGG층 구조의 자기적인 특성이 감소하기 때문이다. 두 방법에 의한 결과 사이에 보이는 편차 원인은 각각의 방법이 지닌 오차에 있다고 할 수 있다.

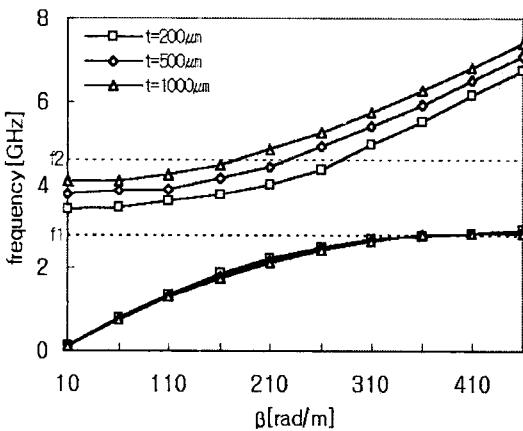


그림 5. YIG박막의 두께 변화에 따른 분산 곡선  
Fig. 5. Dispersion curves versus YIG film.

( $d = 500 \mu\text{m}$ ,  $w = 2 \text{ mm}$ ,  $\Delta x = 100 \mu\text{m}$ ,  $\Delta z = 50 \mu\text{m}$ ).

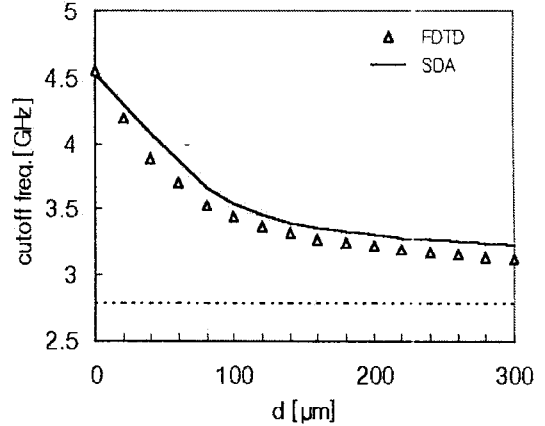


그림 6. GGG층의 두께 변화에 따른 차단 대역  
Fig. 6. Cutoff bandwidth versus GGG thickness.

( $t = 40 \mu\text{m}$ ,  $w = 0.4 \text{ mm}$ ,  $\Delta x = 40 \mu\text{m}$ ,  $\Delta z = 10 \mu\text{m}$ ).

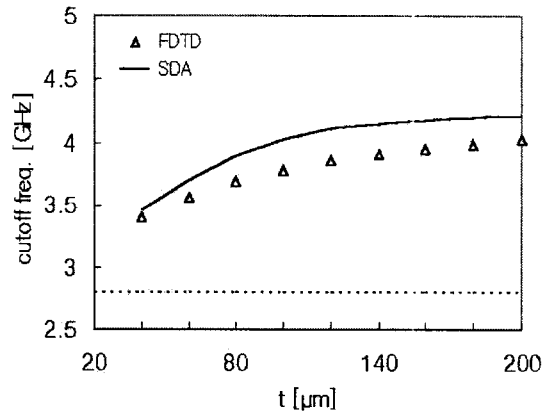


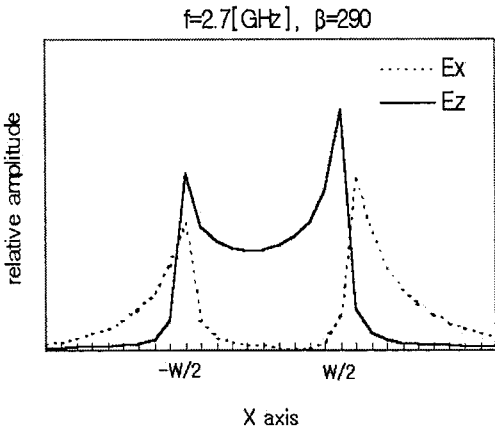
그림 7. YIG박막의 두께 변화에 따른 차단 대역  
Fig. 7. Cutoff bandwidth versus YIG film.

( $d = 100 \mu\text{m}$ ,  $w = 2 \text{ mm}$ ,  $\Delta x = 100 \mu\text{m}$ ,  $\Delta z = 20 \mu\text{m}$ ).

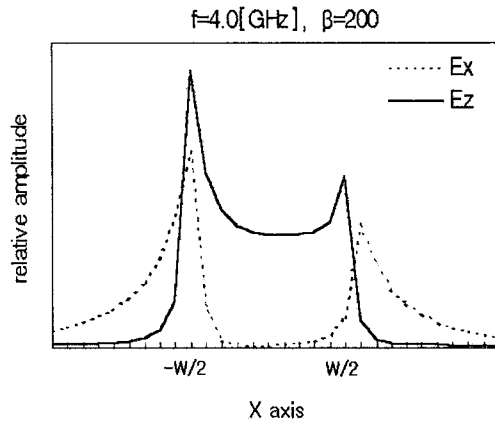
SDA는 마이크로스트립 선로상의 전류분포  $J_x$ 와  $J_y$ 를 비대칭적으로 가정하여 해석을 하는데, 이 가정하는 전류분포가 정확하지 않을 수 있으므로 이에 기인하는 오차를 갖게 된다. 그리고 FDTD는 계산영역을 격자 분할하여 해석하므로 격자 크기에 기인한 오차, 한정된 시간영역 응답을 DFT함으로써 나타나는 오차 및 도체 벽에 외삽법을 적용함으로써 발생하는 오차를 갖게 된다. SDA에 의한 결과를

정확한 해로 간주한다 하더라도 상대 오차는 6% 이내로 FDTD의 결과가 비교적 잘 일치한다.

그림 8은  $z=d+t$ 에 위치한 마이크로스트립 선로의 바로 밑에서 횡단면 전계  $E_x, E_z$ 의 분포를 그림으로 표시한 것이다. 이 그림으로부터 하한 차단 주파수 부근에서는 선로의 오른쪽 가장자리에(그림 8(a)), 상한 차단 주파수 부근에서는 선로의 왼쪽 가장자리에(그림 8(b)) 전계의 최대치가 분포하여 상·하한 차단주파수에서 전계 분포가 반대임을 알



(a) near lower cutoff frequency



(b) near upper cutoff frequency

그림 8. 마이크로스트립 선로 바로 밑의 횡단면 전계 분포

Fig. 8. Distribution of the electric fields of the transverse plane underneath the conductor strip ( $d=500 \mu\text{m}$ ,  $t=200 \mu\text{m}$ ,  $w=1 \text{ mm}$ ,  $\Delta x=100 \mu\text{m}$ ,  $\Delta z=50 \mu\text{m}$ ).

수 있다.

그림 9는 GGG층 두께에 따른 전계  $E_z$ 의 분포 변화를 나타낸 것으로 GGG층이 얇을수록 전계 분포 변화에 미치는 영향 즉 비대칭이 커짐을 살펴볼 수 있다. 이는 GGG층이 감소할수록 상대적으로 YIG박막이 증가하여 자기적인 특성이 크게 작용하기 때문이다. 이러한 특성은 MIC(microwave integrated circuit) 기술에서 아이슬레이터, 서큘레이터와 같은 비가역적인 초고주파 소자를 연구 개발하는데 유용할 수 있다.

그림 10은 2D-FDTD 및 SDA에 의해 얻어진 결과와 비교 검토하여 3D-FDTD 해석의 신뢰성을 확보하기 위해 제시된 구조이다. 이 구조에서 YIG박막은 GGG층에 묻혀 있고, y 방향의 앞, 뒤 최외곽면에는 DBC(dispersive boundary condition)가 적용되고 측면, 윗면 및 아랫면은 도체벽으로 차폐된다. 그리고 이 그림에서 E1은 가우시안 펄스를 공급하는 급전점을 나타낸다. 해석 파라미터는 단위 격자 크기  $\Delta x=\Delta y=100 \mu\text{m}$ ,  $\Delta z=50 \mu\text{m}$ , 안정 계수  $s=0.9$ , 가우시안 펄스의 반치 폭  $T=50\Delta t$ , 시간 지연  $t_0=3T$ 를 사용한다. 그리고 최외곽면의 DBC로부터 발생할 수 있는 반사파의 영향을 줄이기 위해, 각 포트(port)에 대한 기준면은 y 방향의 최외곽면으로부터  $20\Delta y$ 만큼 해석영역 안쪽에 설정한다. 반복 시간 스텝  $n=20000$ 으로 얻어진 시간 영역 응답을

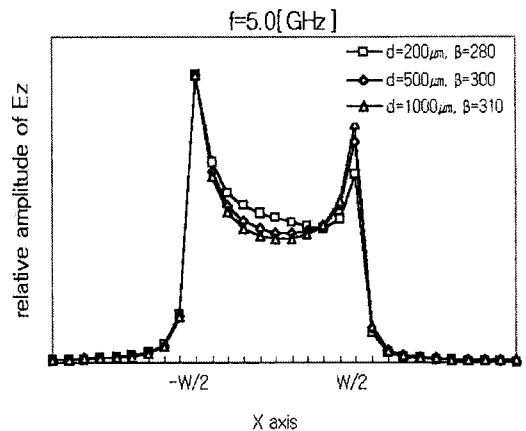


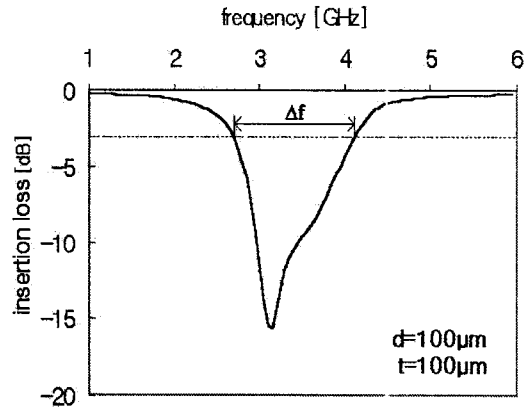
그림 9. GGG층 두께 변화에 따른 전계  $E_z$ 의 분포  
Fig. 9. Distribution of electric field  $E_z$  as a function of GGG thickness ( $t=200 \mu\text{m}$ ,  $w=1 \text{ mm}$ ,  $\Delta x=100 \mu\text{m}$ ,  $\Delta z=50 \mu\text{m}$ ).

주파수 해상도 30 MHz로 DFT하여 주파수 영역 응답을 구한다.

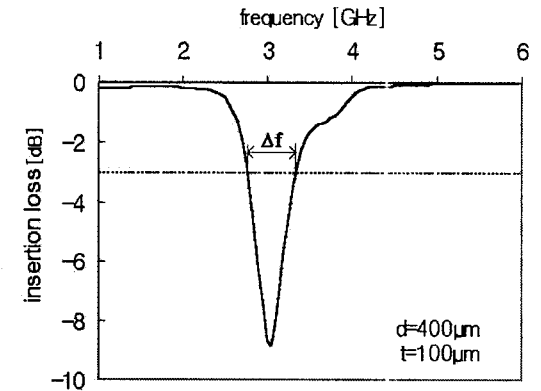
그림 11은 YIG박막 두께  $t=100 \mu\text{m}$ 로 고정하고, GGG층 두께  $d=100, 400 \mu\text{m}$ 인 두 경우에 대한 삽입 손실을 계산한 것이다. 이 그림에서 차단 대역  $\Delta f$ 의 결정은  $-3\text{dB}$ 를 기준으로 한다. 하한 차단 주파수  $f_L$ 은 2.8 GHz 부근이고, 상한 차단 주파수  $f_U$ 는 GGG층이 증가할수록  $f_L$ 에 접근하여  $\Delta f$ 가 감소한다. 결국 2D-FDTD와 SDA의 결과와 같음을 알 수 있다.

다양한 GGG층, YIG박막 두께에 따른 상한 차단 주파수의 변화를 표 1에서 SDA 결과와 비교한다. SDA의 결과와 약간의 차이가 있긴 하지만 2D-

FDTD의 최대 편차가 6% 정도임을 고려하면 허용 가능 범위에 있음을 살펴볼 수 있다.



(a)  $d=100 \mu\text{m}$



(b)  $d=400 \mu\text{m}$

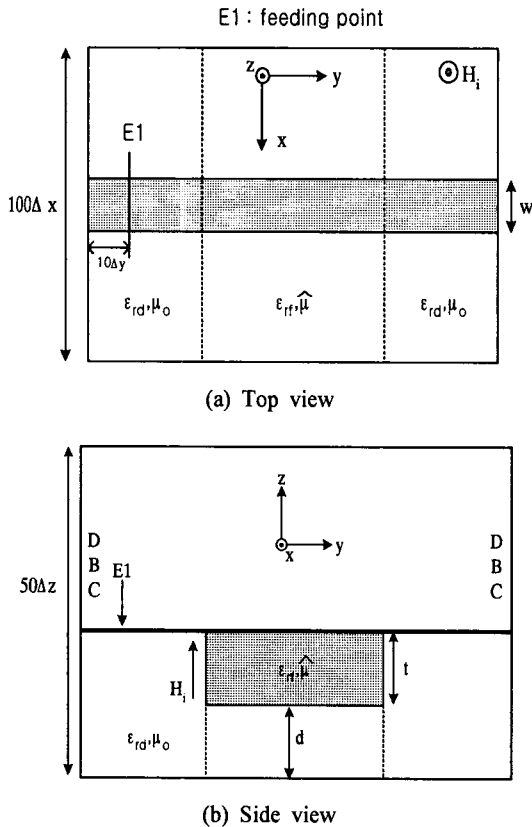


그림 10. YIG박막-GGG층 구조를 갖는 마이크로스트립 선로를 3D-FDTD로 해석하기 위한 기하학적 형태

Fig. 10. Geometry of 3D Microstrip line with a composite YIG film-GGG structure.

그림 11. GGG층 두께 변화에 대한 삽입 손실

Fig. 11. Insertion loss versus GGG thickness.

표 1. 상한 차단 주파수 비교

Table 1. Comparison of the upper cutoff frequency

| $d$ [ $\mu\text{m}$ ] | $t$ [ $\mu\text{m}$ ] | 3D-FDTD [GHz] | SDA [GHz] | % 오차 |
|-----------------------|-----------------------|---------------|-----------|------|
| 100                   | 100                   | 4.09          | 4.02      | 1.74 |
|                       | 200                   | 4.45          | 4.21      | 5.70 |
| 400                   | 100                   | 3.33          | 3.43      | 2.92 |
|                       | 200                   | 3.74          | 3.81      | 1.84 |

#### IV. 결 론

해석 방법으로 FDTD를 이용하여 접지 도체에 수직인 자화를 가정한 YIG박막-GGG 구조를 갖는 마이크로스트립 선로에 대해, 다양한 구조적인 파라미터들의 변화에 따라 분산 곡선, 차단 대역 및 도체 선로 바로 밑의 횡단면 전계 성분의 분포를 계산하였다. YIG층에 비해 GGG층의 두께가 증가할수록 YIG박막의 자기적인 특성이 감소하므로 상한 차단 주파수  $f_u$ 가 하한 차단 주파수  $f_l$ 로 접근하고 차단 대역이 감소함을 확인하였다. 마이크로스트립 선로의 바로 밑에서 횡단면 전계의 분포가 하한 차단 주파수 부근에서는 선로의 오른쪽 가장자리에, 상한 차단 주파수 부근에서는 선로의 왼쪽 가장자리에 전계의 최대치가 분포하여 상·하한 차단 주파수에서 전계 분포가 반대임을 살펴보았다. 상한 차단 주파수에 대한 2차원 및 3차원 FDTD의 결과를 SDA와 비교하여 상대 오차가 6% 이내로 잘 일치함을 확인하였다.

#### 참 고 문 헌

[1] M. E. Hines, "Reciprocal and nonreciprocal modes of propagation in ferrite stripline and

microstrip devices," *IEEE Microwave Theory Tech.*, vol. 19, pp. 442-451, May, 1971.

- [2] S. B.H. Benzina, H. Baudrand and B. chan, "Centimeter-wave microstrip phase shifter on a ferrite-dielectric substrate," *IEEE Microwave Theory Tech.*, vol. 37, pp. 698-705, Apr., 1989.
- [3] M. Okoniewski and E. Okoniewska, "FDTD analysis of magnetized ferrites: a more efficient algorithm," *IEEE Microwave and Guided wave Letters.*, vol. 4, pp. 169-171, Jun., 1994.
- [4] K. B. Pichavant, F. Liorzou and P. Gelin, "Wave propagation in heterogeneous anisotropic magnetic materials," *IEEE Microwave Theory Tech.*, vol. 45, pp. 687-690, May, 1997.
- [5] B. S. Yildirim and E. B. E. Sharawy, "Finite-difference time-domain analysis of microwave ferrite devices," *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, pp. 1113-1116, 1997.
- [6] P. Kabos and V. S. Stalmachov, *Magnetostatic Waves and Their Application*, New York: Champan & Hall, 1994.
- [7] M. Tsutsumi and T. Asahara, "Microstrip lines using yttrium iron garnet film," *IEEE Microwave Theory Tech.*, vol. 38, pp. 1461-1467, Oct., 1990.

#### 박 기 동



1995년: 전남대학교 대학원 전자공학  
학과(공학석사)  
2000년: 전남대학교 대학원 전자공학  
학과(공학박사)  
1997년~현재: 동강대학 정보통신  
과 전임강사  
[주 관심분야] 전자파 해석

#### 임 영 석



1984년~현재: 전남대학교 전자공  
학과 교수  
[주 관심분야] 전자파 해석, 초고  
주파 회로설계