

정자표면파 트랜스듀서용 마이크로스트립 선로의 복소 입력 임피던스 Full-Wave 계산

Full-Wave Calculation of the Complex Input Impedance of Microstrip Line Used for Magnetostatic Surface Wave Transducers

이 재 현

Jae-Hyun Lee

요 약

본 논문은 페라이트 필름을 기반으로 하는 마이크로스트립 선로로부터 여기되는 정자표면파의 복사 임피던스를 full-wave 모멘트 해석법을 이용하여 계산하였다. 마이크로스트립 선로 폭과 페라이트 필름 두께 변화에 따른 여기 특성 변화도 분석하였다. 정자파 근사에 의하여 계산된 복사 저항값은 주파수가 증가할수록 실험값과 차이가 심해지나, full-wave 해석에 의하여 계산된 복사 저항값은 실험값에 매우 근접함을 알 수 있었다.

Abstract

The radiation impedance of a magnetostatic surface wave excited in a microstrip line having ferrite film and its dependence on the width of the microstrip line and the height of the ferrite film are calculated by the full-wave moment analysis. The radiation resistance calculated by the full-wave analysis closely agrees with the measured radiation resistance, while that by the magnetostatic approximation greatly differs from the measured result in the higher-frequency region.

Key words : Magnetostatic Surface Wave, Radiation Impedance, Full-wave Moment Analysis, Magnetostatic Approximation

I. 서 론

통신시스템에서 신호처리소자로 사용되고 있는 표면탄성파(SAW: Surface Acoustic Wave)는 2 GHz 이상에서는 리토그래피(lithography)가 어렵기 때문에, 정자파(MSW: MagnetoStatic Wave)를 이용한 소자가 연구되고 있다^[1]. MSW 소자는 YIG(Yttrium Iron Garnet)와 같은 페로마그네틱 단결정 필름에서 발생하는 MSW가 전파되는 현상을 이용한다. 일반적인 MSW 여기구조는 그림 1과 같다. YIG 두께가 10 μm 정도이므로 YIG의 지지를 위하여 유전체인 GGG(Gadolinium Gallium Garnet)를 사용한다. 전자파

는 입력 트랜스듀서에 의하여 MSW로 변환되어 YIG를 통하여 전파되며, 출력 트랜스듀서에 의하여 다시 전자파로 변환된다. 본 논문은 MSW 모드^[1] 중에서 페라이트 표면을 따라 전파되는 정자표면파(MSSW: MagnetoStatic Surface Wave)를 연구하였다. 마이크로스트립 선로 MSSW 트랜스듀서는 지연선로, 여파기 등의 소자설계에 유용하게 사용될 수 있다^[1]. 실제 트랜스듀서는 유한 길이를 갖지만, 무한 길이의 MSSW 복사해석을 실제 소자해석에 적용하는 것이 일반적이다^{[2]~[4]}.

MSSW 트랜스듀서 설계에서 중요한 문제는 복사 효율을 규정하는 것, 즉 입력 임피던스 또는 복사 임

「본 연구는 한국과학재단 목적기초연구(R05-2003-000-11957-0) 지원으로 수행되었음.」

충남대학교 전파공학과(Department of Radio Science and Engineering, Chungnam National University, Daejeon, Korea)

· 논문 번호 : 20031118-160

· 수정완료일자 : 2004년 3월 16일

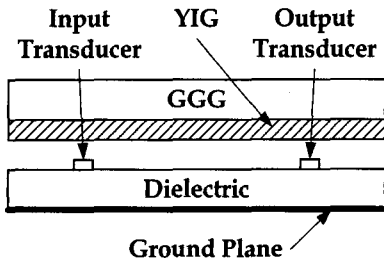


그림 1. 일반적인 정자파 여기구조
Fig. 1. Typical MSW excitation structure.

피턴스를 계산하는 것이다. 마이크로스트립 선로가 여기(excitation)시키는 MSSW에 의한 평균전력을 계산하여 복사효율을 계산할 수 있다. 이때 포인팅 벡터를 구하기 위하여 MSSW 전자장을 계산하여야 한다. 이를 위하여 정자파 근사(magneto-static approximation)를 이용하거나^{[2],[3]} full-wave 해석^[4]을 하였다. 정자파 근사란 MSW 파장이 전자파 파장보다 매우 작다고 가정하여, 외부자계 방향으로의 전자장 변화를 무시한 것으로 MSSW 전력방향과 파 벡터 방향이 같은 경우이지만, 페라이트와 같은 이방성 매질에서는 일치하지 않는다. 또한 MSSW 복사가 비대칭임에도 불구하고, 선로 전류분포를 균일하다고 가정하여 복사전력을 계산하였다^[2]. 따라서 MSSW 전파 특성을 정확히 알기 위하여 full-wave 해석이 필요하다.

매질의 이방성 정도에 관계없이 그림 1과 같은 다층구조 해석에 적합한 파수행렬방법(spectral matrix method)이 제안되었고^[5], [4]에서 처음으로 MSSW 트랜스듀서를 full-wave 해석하였다. 접선전계와 표면전류의 경계조건을 이용하여 해석하였는데, 표면전류는 접선자계의 불연속으로 표현할 수 있기 때문에 접선전계와 접선자계를 사용한 [5]와 유사한 방법으로 볼 수 있다. 또한, [4]에서는 복소전파상수 및 선로 전류분포만을 계산하였기 때문에, MSSW 여기구조의 복사효율을 규명하지는 못하였다.

본 논문에서는 [5]의 방법을 확장하여 옆이 개방된 구조를 full-wave 해석하고 MSSW 여기 특성을 분석하였다. 표면전류밀도 및 전자장을 계산하고, 무한 길이 마이크로스트립 선로 MSSW 트랜스듀서의 복소 전파상수 및 복소 특성임피던스를 계산하여 여기과정을 규명하였다.

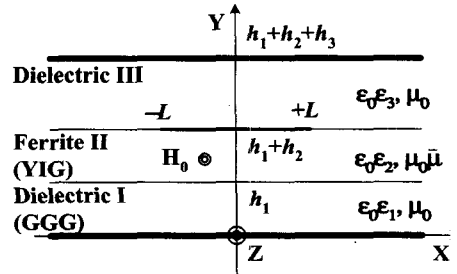


그림 2. 정자표면파 여기구조
Fig. 2. MSSW excitation structure.

II. Full-Wave 해석

2-1 파수행렬해석법

그림 2와 같은 3층 구조에서 모든 도체들은 완전도체로 두께가 없으며, 유전체와 YIG는 손실이 없고, YIG는 +z 축 방향으로 자기적으로 포화되어 있다고 가정한다. z 방향으로 균일한 구조이기 때문에 전자계는 $\exp[j(\omega t - k_z z)]$ 에 비례한다. $k_z = k'_z + jk''_z$ 는 복소전파상수로 k'_z 는 전파상수이고 k''_z 는 감쇠상수이다.

그림 2는 x 방향 개방구조이므로, 1차원 푸리에 변환을 통하여 전자계를 정의할 수 있다.

$$\tilde{f}(k_x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{jk_x x} dx$$

$$f(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(k_x, y) e^{-jk_x x} dk_x$$

(~)는 x에 대한 푸리에 변환을, f는 공간영역 전자계 성분을 표시한다. 페라이트 층에 대하여 전원이 없는 맥스웰 방정식을 푸리에 변환을 통하여 식 (1)과 같은 행렬 방정식을 얻을 수 있다. T는 transpose를 의미하고, M_f 는 매질특성을 나타내는 텐서, ϵ_f 는 페라이트 유전율, **I**는 unity 텐서이다.

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & jk_z & \frac{d}{dy} \\ 0 & 0 & 0 & -jk_z & 0 & jk_x \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{d}{dy} & -jk_x & 0 \\ 0 & -jk_z & -\frac{d}{dy} & 0 & 0 & 0 \\ jk_z & 0 & -jk_x & 0 & 0 & 0 \\ \frac{d}{dy} & jk_x & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \\ \tilde{E}_z \\ \tilde{H}_x \\ \tilde{H}_y \\ \tilde{H}_z \end{bmatrix} = j\omega \mathbf{M}_f [\tilde{E}_x \ \tilde{E}_y \ \tilde{E}_z \ \tilde{H}_x \ \tilde{H}_y \ \tilde{H}_z]^T \quad (1)$$

$$\mathbf{M}_f = \begin{bmatrix} \epsilon_0 \epsilon_f \mathbf{I} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mu_0 \hat{\boldsymbol{\mu}} \end{bmatrix}$$

$\hat{\boldsymbol{\mu}}$ 는 비투자율 텐서로, 외부자계가 $+z$ 방향일 때

$$\hat{\boldsymbol{\mu}} = \begin{bmatrix} \mu & +j\chi & 0 \\ -j\chi & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$\mu = 1 - \frac{f_0 f_m}{f^2 - f_0^2}, \quad \chi = -\frac{f f_m}{f^2 - f_0^2}$$

와 같으며, $f_0 = \gamma H_0$ 는 세차주파수(precession frequency), $f_m = \gamma 4\pi M_s$ 는 자화주파수(magnetization frequency), $\gamma = 2.8 \text{ MHz/Oe}$ 는 gyromagnetic constant, H_0 는 내부자계, $4\pi M_s$ 는 포화자화(saturation magnetization)이다. 외부자계가 균일하게 인가되고, 외부자계 방향으로 매질이 무한하다면 내부자계는 외부자계와 동일하다^[6]. $\sqrt{f_0(f_0 + f_m)}$ 과 $f_0 + f_m$ 사이인 MSSW 영역^[7]에서 $0 < \mu < 1$, $\chi < 0$, 유효투자율 $\mu_{eff} < 0$ 이며, μ_{eff} 의 변화가 매우 큰 특징이 있다.

식 (1)에서 경계면에 접한 전자계 성분들만의 미분방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{d\boldsymbol{\Phi}}{dy} = \mathbf{A}_f \boldsymbol{\Phi}$$

$$\boldsymbol{\Phi} = [\tilde{E}_x \quad \tilde{E}_z \quad \tilde{H}_x \quad \tilde{H}_z]^T \quad (2)$$

\mathbf{A}_f 이 매질의 함수이므로 그 특정 매질 내에서만 유용한 좌표계를 도입하여, y'_m 은 m 번째 층의 좌표계를, $y'_m = 0$ 은 m 번째 층의 아래 경계면을 정의한다^[5]. 페라이트 층에서 식 (2)의 해는

$$\boldsymbol{\Phi}(y'_2) = \mathbf{P}(y'_2) \boldsymbol{\Phi}(y'_2 = 0)$$

로 정의할 수 있으며, $\mathbf{P}(y'_2) = \exp(\mathbf{A}_f y'_2)$ 이다. $\mathbf{P}(y'_2)$ 는 지수함수이므로 무한수열로 전개할 수 있으며, 모든 행렬은 자신의 특성방정식(characteristic equation)을 만족한다는 Cayley-Hamilton theorem을 적용하여

$$\mathbf{P}(y'_2) = \sum_{i=0}^3 a_{fi}(y'_2) \mathbf{A}'_f \quad (3)$$

로 표시되며 식 (4)로부터 미지의 계수 $a_{fi}(y'_2)$ 를 구할 수 있다.

$$\exp(k_{yfi} y'_2) = \sum_{i=0}^3 a_{fi}(y'_2) k_{yfi}^i, \quad j=1, 2, 3, 4 \quad (4)$$

$$\mathbf{A}_f = \begin{bmatrix} 0 & 0 & j \frac{k_x k_z}{\omega \epsilon_0 \epsilon_f} & -j \frac{k_x^2 - k_0^2 \epsilon_f}{\omega \epsilon_0 \epsilon_f} \\ k_x \frac{\chi}{\mu} & -k_x \frac{\chi}{\mu} & -j \frac{k_0^2 \epsilon_f \mu_{eff} - k_z^2}{\omega \epsilon_0 \epsilon_f} & -j \frac{k_x k_z}{\omega \epsilon_0 \epsilon_f} \\ -j \frac{k_x k_z}{\omega \mu_0 \mu} & j \frac{k_x^2 - k_0^2 \epsilon_f \mu}{\omega \mu_0 \mu} & k_x \frac{\chi}{\mu} & 0 \\ j \frac{k_0^2 \epsilon_f \mu - k_z^2}{\omega \mu_0 \mu} & j \frac{k_x k_z}{\omega \mu_0 \mu} & k_x \frac{\chi}{\mu} & 0 \end{bmatrix}$$

$$k_0^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$$

k_{yfi} 는 \mathbf{A}_f 의 고유치(eigenvalue)로 단면방향(y 축) 전파상수를 나타낸다. \mathbf{A}_f 의 특성방정식은

$$|\mathbf{A} - k_{yf} \mathbf{I}| = k_{yf}^4 + b_f k_{yf}^2 + c_f = 0$$

$$k_{yf(\pm)}^2 = \frac{-b_f \pm \sqrt{b_f^2 - 4c_f}}{2},$$

$$b_f = k_0^2 \epsilon_f (1 + \mu_{eff}) - 2k_x^2 - \left(1 + \frac{1}{\mu}\right) k_z^2,$$

$$c_f = (k_x^2 + k_z^2) \left(k_x^2 + \frac{k_z^2}{\mu}\right) - k_0^2 \epsilon_f \{k_x^2 (1 + \mu_{eff}) + 2k_z^2\} + (k_0^2 \epsilon_f)^2 \mu_{eff},$$

$$b_f^2 - 4c_f = 4k_x^2 k_0^2 \epsilon_f \left(\frac{\mu}{\chi}\right)^2 + \left[k_0^2 \epsilon_f (\mu_{eff} - 1) + k_z^2 \left(\frac{1}{\mu} - 1\right)\right]^2$$

$$k_{yf1} = k_{yf(+)}, \quad k_{yf2} = k_{yf(-)},$$

$$k_{yf3} = -k_{yf(+)}, \quad k_{yf4} = -k_{yf(-)}.$$

이며, k_x 가 증가할수록, 즉 x 방향으로 slow wave 특성이 강하게 나타날수록, k_{yfi} 도 증가하게 되어 y 방향 감쇠 증가로 MSSW 에너지는 경계면에 집중된다. MSSW 영역에서 $\mu_{eff} < 0$ 이어서, k_z 가 작다면 $b_f < 0$, $k_{yf(+)}^2 > 0$ 로 표면파가 발생되기 때문에, μ_{eff} 가 MSSW 특성에 영향을 주는 중요 매질변수이다.

식 (4)로부터 계산된 계수 $a_{fi}(y'_2)$ 를 식 (3)에 대입하여, $\mathbf{P}(y'_2)$ 를 얻을 수 있다.

$$a_{f0}(y'_2) = \frac{k_{yf2}^2 \cosh k_{yf1} y'_2 - k_{yf1}^2 \cosh k_{yf2} y'_2}{k_{yf2}^2 - k_{yf1}^2}$$

$$a_{f1}(y'_2) = \frac{k_{yf2}^2 \frac{\cosh k_{yf1} y'_2}{k_{yf1}} - k_{yf1}^2 \frac{\cosh k_{yf2} y'_2}{k_{yf2}}}{k_{yf2}^2 - k_{yf1}^2}$$

$$a_{f2}(y'_2) = \frac{\cosh k_{yf2} y'_2 - \cosh k_{yf1} y'_2}{k_{yf2}^2 - k_{yf1}^2}$$

$$a_{f3}(y'_2) = \frac{\frac{\sinh k_{yf2} y'_2}{k_{yf2}} - \frac{\sinh k_{yf1} y'_2}{k_{yf1}}}{k_{yf2}^2 - k_{yf1}^2}$$

유전체는 $\mu=1$ 와 $x=0$ 를 대입하여 동일한 방법으로 고려할 수 있다.

$y=0$ ($y'_1=0$)와 $y=h_{123}$ 의 도체와 각 층의 경계 조건을 적용하여 다음을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \Phi(0) &= [0 \ 0 \ \tilde{H}_x(0) \ \tilde{H}_z(0)]^T \\ \Phi(h_{123}) &= [0 \ 0 \ \tilde{H}_x(h_{123}) \ \tilde{H}_z(h_{123})]^T \\ &= \mathbf{P}^{(321)} [0 \ 0 \ \tilde{H}_x(0) \ \tilde{H}_z(0)]^T \\ &\quad + \mathbf{P}^{(3)} [0 \ 0 \ -\tilde{J}_z \ \tilde{J}_x]^T \end{aligned} \quad (5)$$

$h_{123} = h_1 + h_2 + h_3$, \tilde{J}_z 와 \tilde{J}_x 는 선로의 z 와 x 방향의 파수영역 전류이고, $\mathbf{P}^{(321)} = \mathbf{P}^{(3)}(h_3) \mathbf{P}^{(2)}(h_2) \mathbf{P}^{(1)}(h_1)$ 이다. $\Phi(h_{123})$ 은 바닥면 도체($y=0$)와 선로($y=h_{12}$) 영향의 합으로 표시됨을 알 수 있다. 식 (5)의 첫 번째와 두 번째 행들로부터 $\tilde{H}_x(0)$ 와 $\tilde{H}_z(0)$ 를 \tilde{J}_z 와 \tilde{J}_x 로 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \tilde{H}_x(0) &= \frac{1}{\text{DET}} \{ \tilde{J}_x [P_{14}^{(321)} P_{24}^{(3)} - P_{24}^{(321)} P_{14}^{(3)}] \\ &\quad + \tilde{J}_z [P_{24}^{(321)} P_{13}^{(3)} - P_{14}^{(321)} P_{23}^{(3)}] \} \\ \tilde{H}_z(0) &= \frac{1}{\text{DET}} \{ \tilde{J}_x [P_{23}^{(321)} P_{14}^{(3)} - P_{13}^{(321)} P_{24}^{(3)}] \\ &\quad + \tilde{J}_z [P_{13}^{(321)} P_{23}^{(3)} - P_{23}^{(321)} P_{13}^{(3)}] \} \\ \text{DET} &= P_{13}^{(321)} P_{24}^{(321)} - P_{14}^{(321)} P_{23}^{(321)} \end{aligned}$$

P_{ij} 는 \mathbf{P} 의 i 번째 행과 j 번째 열에 있는 요소를 나타낸다.

2.2 파수 다이아딕 그린함수

$y=h_{12}$ 인 경계면에서 파수영역 전류와 전계의 관계는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \tilde{E}_z(k_x) &= \tilde{G}_{zz}(k_z, k_x) \tilde{J}_z(k_x) + \tilde{G}_{zx}(k_z, k_x) \tilde{J}_x(k_x) \\ \tilde{E}_x(k_x) &= \tilde{G}_{xz}(k_z, k_x) \tilde{J}_z(k_x) + \tilde{G}_{xx}(k_z, k_x) \tilde{J}_x(k_x) \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \tilde{G}_{zz}(k_z, k_x) &= \{ P_{23}^{(21)} [P_{24}^{(321)} P_{13}^{(3)} - P_{14}^{(321)} P_{23}^{(3)}] \\ &\quad + P_{24}^{(321)} [P_{13}^{(321)} P_{23}^{(3)} - P_{23}^{(321)} P_{13}^{(3)}] \} \\ &\quad \text{DET} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{G}_{zx}(k_z, k_x) &= \{ P_{23}^{(21)} [P_{14}^{(321)} P_{24}^{(3)} - P_{24}^{(321)} P_{14}^{(3)}] \\ &\quad + P_{24}^{(321)} [P_{23}^{(321)} P_{14}^{(3)} - P_{13}^{(321)} P_{24}^{(3)}] \} \\ &\quad \text{DET} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{G}_{zz}(k_z, k_x) &= \{ P_{13}^{(21)} [P_{24}^{(321)} P_{13}^{(3)} - P_{14}^{(321)} P_{23}^{(3)}] \\ &\quad + P_{14}^{(321)} [P_{13}^{(321)} P_{23}^{(3)} - P_{23}^{(321)} P_{13}^{(3)}] \} \\ &\quad \text{DET} \\ \tilde{G}_{zx}(k_z, k_x) &= \{ P_{13}^{(21)} [P_{14}^{(321)} P_{24}^{(3)} - P_{24}^{(321)} P_{14}^{(3)}] \\ &\quad + P_{14}^{(321)} [P_{23}^{(321)} P_{14}^{(3)} - P_{13}^{(321)} P_{24}^{(3)}] \} \\ &\quad \text{DET} \end{aligned} \quad (7)$$

$\tilde{G}_{ij}(k_z, k_x)$ ($i, j = x, z$)는 파수 다이아딕 그린함수로, 식 (7)을 정리하면

$$\tilde{G}_{zx}(k_z, k_x) = \tilde{G}_{zz}(k_z, k_x)$$

로 된다. 외부자계가 z 방향으로 인가되므로 x 와 y 방향 전자장 성분들 간에는 결합이 일어나지만, z 방향 성분과는 결합이 없다. 따라서 x 방향 전류에 의하여 z 방향 전자장에 미치는 영향과 z 방향 전류에 의하여 x 방향 전자장에 미치는 영향이 동일하게 된다.

2.3 모멘트 방법과 고유치 방정식의 유도

미지의 전류성분 $\tilde{J}_z(x)$ 와 $\tilde{J}_x(x)$ 를 기저의 기저함수 $J_{zm}(x)$ 와 $J_{xn}(x)$ 의 선형조합으로 전개할 수 있다.

$$\begin{aligned} \tilde{J}_z(x) &= \sum_{m=1}^M Z_m J_{zm}(x) \\ \tilde{J}_x(x) &= \sum_{n=1}^N X_n J_{xn}(x) \end{aligned} \quad (8)$$

Z_m 과 X_n 은 전개계수이다. 식 (8)을 식 (6)에 대입하고 양변에 각 기저함수의 공액복소수 $J_{zm}^*(k_x)$ 와 $J_{xn}^*(k_x)$ 를 곱하여 내적을 취하면 Z_m 과 X_n 을 미지수로 하는 연립 1차 방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^M K_{pm}^{zz}(k_z) Z_m + \sum_{n=1}^N K_{pn}^{zx}(k_z) X_n &= 0 \\ \sum_{m=1}^M K_{qm}^{xz}(k_z) Z_m + \sum_{n=1}^N K_{qn}^{xx}(k_z) X_n &= 0 \\ p &= 1, 2, \dots, M, \quad q = 1, 2, \dots, N. \end{aligned} \quad (9)$$

$$K_{pm}^{zz}(k_z) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{zp}^* \tilde{G}_{zz}(k_z, k_x) \tilde{J}_{zm}(k_x) dk_x$$

$$K_{pn}^{zx}(k_z) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{zp}^* \tilde{G}_{zx}(k_z, k_x) \tilde{J}_{xn}(k_x) dk_x$$

$$K_{qm}^{xz}(k_z) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{zq}^* \tilde{G}_{xz}(k_z, k_x) \tilde{J}_{zm}(k_x) dk_x$$

$$K_{qn}^{xx}(k_z) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{zq}^* \tilde{G}_{xx}(k_z, k_x) \tilde{J}_{xn}(k_x) dk_x$$

기저함수를 식 (6)의 좌변에 곱하면 파시발의 정리에 의하여 다음과 같다.

$$\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{ij}^*(k_x) \tilde{E}_i(k_x) dk_x = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} J_{ij}^*(x) E_i(x) dx \cdot [i=x(j=q), z(j=p)] \quad (10)$$

$J_{ij}(x)$ 는 스트립이 없는 곳에서 0이고 $E_i(x)$ 는 스트립이 있는 곳에서만 0이므로, 식 (10)은 0이 되어 식 (9)의 우변이 0으로 된다.

식 (9)의 해는

$$D(k_z) \equiv \begin{vmatrix} K_{11}^{zz} & \cdots & K_{1M}^{zz} & K_{11}^{zx} & \cdots & K_{1N}^{zx} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ K_{M1}^{zz} & \cdots & K_{MM}^{zz} & K_{M1}^{zx} & \cdots & K_{MN}^{zx} \\ K_{11}^{zx} & \cdots & K_{1M}^{zx} & K_{11}^{xx} & \cdots & K_{1N}^{xx} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ K_{M1}^{zx} & \cdots & K_{MM}^{zx} & K_{M1}^{xx} & \cdots & K_{MN}^{xx} \end{vmatrix} = 0 \quad (11)$$

식 (11)을 만족하는 전파상수 $k_z = k_z' + jk_z''$ 이다. $D(k_z)$ 복소수이므로, $\text{Re}[D(k_z)] = 0$ 과 $\text{Im}[D(k_z)] = 0$ 을 동시에 만족하는 복소수 k_z 를 구한다. 계산된 k_z 에 대응하는 고유벡터 (Z_m, X_n)을 식 (8)에 대입하여 선로전류를 구한다.

연속방정식에 의하여 횡방향 전류의 x 에 대한 미분이 종방향 전류와 동일한 크기가 되므로 기저함수를 다음과 같이 선택한다.

$$\begin{aligned} J_{zm}(x) &= \frac{T_{m-1}(x/L)}{\sqrt{1-(x/L)^2}}, & |x| < L \\ J_{xn}(x) &= U_{n-1}(x/L) \sqrt{1-(x/L)^2}, & |x| < L \\ J_{zm}(x) &= J_{xn}(x) = 0, & |x| \geq L \end{aligned} \quad (12)$$

T_m 과 U_n 은 각각 1종과 2종 체비셰프 다항식이다. 선로 모서리에서의 전류 특이성을 유전체와 동일하게 적용하였다¹⁸⁾.

먼저 행렬요소 K_{pm}^{zz} 등의 무한적분 가능성을 확인하기 위하여 $|k_x| \rightarrow \infty$ 일 때 피적분 함수의 변화를 조사하였다.

$$\tilde{G}_{zz} \propto 1/k_x, \quad \tilde{G}_{xx} \propto k_x, \quad \tilde{G}_{zx}, \quad \tilde{G}_{xz} \propto \text{constant}$$

이고, 푸리에 변환된 기저함수에 있는 베셀함수는 $1/\sqrt{k_x}$ 에 비례하므로

$$\begin{aligned} J_z^* J_z &\propto \frac{1}{k_x}, & J_x^* J_x &\propto \frac{1}{k_x^3}, \\ J_x^* J_z, & & J_z^* J_x &\propto \frac{1}{k_x^2}. \end{aligned}$$

로 된다. 따라서 전체 피적분 함수들은 항상 $1/k_x^2$ 로 감소하여 적분이 가능하다. 하지만, MSSW 트랜스듀서와 같이 YIG 필름 두께가 매우 얇은 경우 피적분 함수 변화가 완만하여 수치적분의 정확도를 높이기 위해서는 상당히 넓은 적분구간을 필요로 한다. 이를 개선하기 위하여 그린함수의 점근형태(asymptotic form)를 이용하였다¹⁹⁾.

III. 수치결과

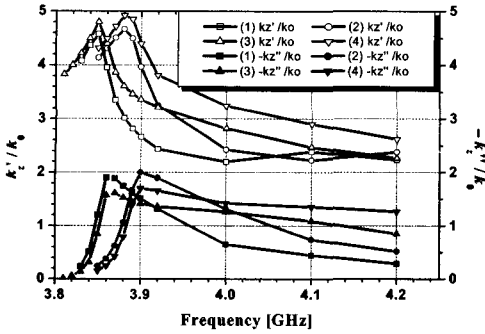
수치적분은 적분 해상도와 한계를 증가시키더라도 K_{pm}^{zz} 등의 변화가 $\pm 0.1\%$ 이내로 되는 것을 최종값으로 선택하였다. 또한, 분산방정식 $D(k_z)$ 의 균일한 수렴성을 얻기 위하여 식 (12)에서 $J_z(x)$ 는 M 개 항, $J_x(x)$ 는 $N=M-1$ 개 항을 이용하여 기저함수의 총수는 $2M-1$ 이 된다. 전파상수는 $M=6$ 일 때 $\pm 0.5\%$ 이내의 수렴도를 보였다.

그림 2 구조에서 $h_1 = 250$ cm, $h_3 = 250$ μ m, $\epsilon_1 = 1$, $\epsilon_2 = \epsilon_3 = 10$, $H_0 = 740$ Oe, $4\pi M_s = 1700$ Oe이고, h_2 와 $2L$ 은 그림 3의 표와 같이 정의하였다.

3-1 복소전파상수

그림 3에 선로 폭($2L$)과 페라이트 두께(h_2)의 변화에 대한 복소전파상수(k_z)를 나타내었다. 감쇠상수(k_z'')가 최대가 되는 주파수는 MSSW로 복사가 가장 많이 일어나는 곳이다. 무손실 전파구조에서 전자파 진행방향으로 손실이 발생한다는 것은 전파 모드인 MSSW로 전력이 복사된다고 볼 수 있기 때문이다. 동일 L 에 대하여 h_2 가 커질수록 높은 주파수에서 전파상수(k_z')의 최대가 존재한다. k_z'' 와 k_z' 의 최대값 위치는 L 이 변화하더라도 h_2 가 일정하면 거의 변화하지 않는다. 다만 L 이 작아지면 k_z'' 는 넓은 주파수 범위에서 비슷한 크기를 갖지만, L 이 증가하면 k_z'' 의 대역폭은 좁아지고 최대값은 더 커진다. k_z' 의 주파수에 대한 변화도 k_z'' 의 경우와 동일하다. 또한 k_z'' 는 L 이 큰 경우, k_z' 는 L 이 작은 경우가 더 큰 값을 갖는다. k_z'' 가 증가하면 복사가 증가하고 선로 부근에 저장된 전자계가 감소하기 때문이다.

3-2 MSSW 여기전류



구조	(1)	(2)	(3)	(4)
$L \mu\text{m}$	90	90	25	25
$h_2 \mu\text{m}$	6.2	10.5	6.2	10.5

그림 3. 정규화된 복소 전파상수

Fig. 3. Normalized complex propagation constant.

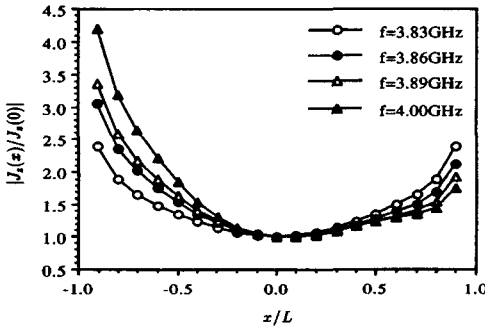


그림 4. 주파수 변화에 따른 단면에서의 정규화된 길이방향 전류분포

Fig. 4. Normalized longitudinal current distribution in the cross section for different frequencies, f .

그림 3의 구조 (4)에 대해서 정규화된 종방향 전류분포의 주파수에 따른 변화를 그림 4에 나타내었다. 모든 주파수에 대하여 일관성을 유지하기 위하여 총전류의 크기는 1로 정규화 시켰다. 주파수가 증가할 때 비대칭 정도가 증가하는데, 높은 주파수에서 비대칭성이 증가하는 것은 MSSW의 비가역적 전파특성에 의한 것이다. MSSW 진행방향은 $\hat{\mathbf{k}} = \mathbf{H}_0 = \hat{\mathbf{n}}$ 이므로 ($\hat{\mathbf{n}}$ 은 페라이트 경계면에서 밖으로 향하는 방향), 선로가 있는 페라이트 층위에서는 $\hat{\mathbf{n}} = +\hat{\mathbf{y}}$ 이므로 $\hat{\mathbf{k}} = -\hat{\mathbf{x}}$, 아래에서는 $\hat{\mathbf{n}} = -\hat{\mathbf{y}}$ 이므로 $\hat{\mathbf{k}} = +\hat{\mathbf{x}}$ 방향으로 진행하게 되어 MSSW 특성이 강해지는 높은 주파수에서 선로의 왼쪽 모서리인 $x = -L$ 부근에 전하가 집중되어 전류세기가 증가하여 비대칭이 증가한다.

3-3 MSSW 복사전력

MSSW 전자장은 푸리에 적분의 residue로부터 구할 수 있어서

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x, y, z) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\mathbf{E}}(k_x, y, z) e^{-jk_x x} dk_x \\ &= (\pm j) \tilde{\mathbf{E}}(k_{xp}, y) e^{-jk_{xp} x} e^{-jk_z z} \end{aligned}$$

$$\mathbf{H}(x, y, z) = (\pm j) \tilde{\mathbf{H}}(k_{xp}, y) e^{-jk_{xp} x} e^{-jk_z z}$$

$$\mathbf{E}(x, y, z) \times \mathbf{H}^*(x, y, z) =$$

$$\tilde{\mathbf{E}}(k_{xp}, y) \times \tilde{\mathbf{H}}^*(k_{xp}, y) e^{2\text{Im}(k_{xp})x} e^{2\text{Im}(k_z)z}$$

로 된다. 따라서, MSSW 총복사전력 P_T 는

$$\begin{aligned} P_T &= \int_{z=0}^l \int_{y=0}^{h_{\text{ms}}} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)_{x=x'} dy dz \\ &= P_+ + P_- \end{aligned}$$

이며, P_+ 와 P_- 는 각각 $+x$ 와 $-x$ 방향으로 진행하는 MSSW 복사전력이며, x' 는 ± 0.02 cm로 가정하였다.

그림 5를 보면 최대 전력값은 $-x$ 방향으로는 3.86 GHz에 존재하며, $+x$ 방향의 값보다 10 dB 이상 큰 값으로 방향은 -112.5° 이다. 계산된 주파수 영역에서 MSSW는 $\pm x$ 축을 중심으로 각각 약 30도 범위 내에서 전파되며, 주파수가 증가함에 따라 $\pm x$ 축에 접근한다. 하지만, 정자파 근사에서 MSSW 전파방향은 항상 $\pm x$ 축 방향($\pm 90^\circ$)이므로, 이 점이 full-wave 해석과의 차이점이다.

3-4 복사 임피던스

선로의 특성임피던스와 복사임피던스의 관계는 다음과 같다^[2].

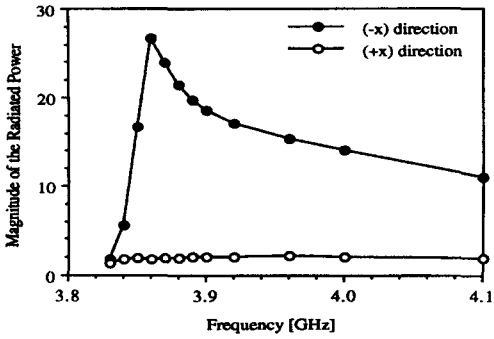
$$Z_m = 2k_z'' Z_0$$

$Z_m = R_m + jX_m$ 은 무한 길이 선로의 등가복사임피던스, R_m 은 복사저항으로 MSSW 전력손실을 나타내는 양이다.

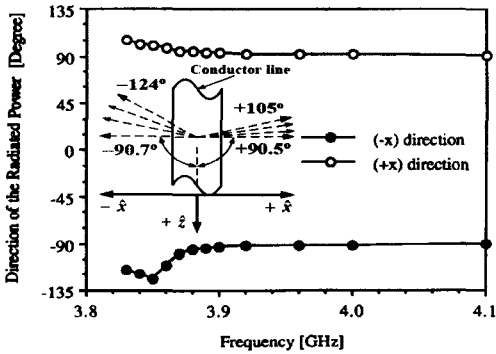
[3]의 실험결과와 비교를 위하여 끝이 단락된 마이크로스트립 선로를 가정한다. 단락단을 들여다 본 입력임피던스 Z_i 는

$$Z_i = R_i + jX_i = Z_0 \tanh(jk_z' l - k_z'' l)$$

이므로, 복사임피던스는 다음과 같다.



(a) 크기
(a) Its magnitude



(b) 방향
(b) Its direction

그림 5. MSSW 복사전력
Fig. 5. Radiated power carried by the magnetostatic surface wave.

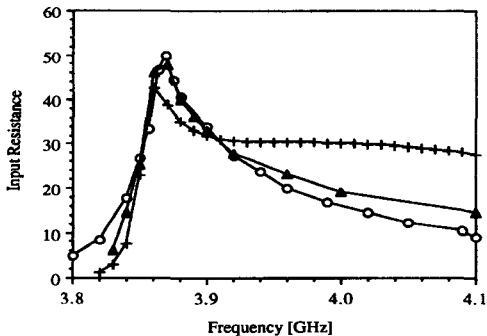


그림 6. MSSW를 여기하는 마이크로스트립 선로의 입력저항: 실험값 (○), 정자파 근사로 계산된 값 (+), full-wave 계산값 (▲)
Fig. 6. Input resistance of the microstrip exciting the MSSW: Ganguly's measurement (○), magnetostatic approximation with uniform current distribution (+), and full-wave calculation (▲).

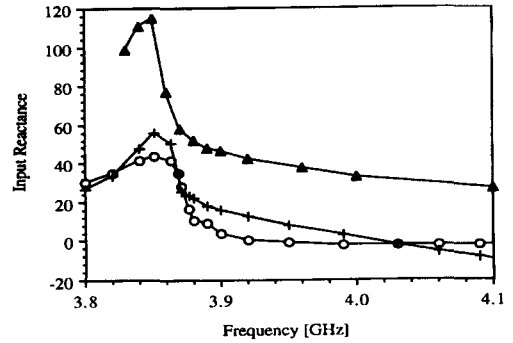


그림 7. 그림 6과 동일한 구조에서 마이크로스트립 선로의 입력 리액턴스: 실험값 (○), 정자파 근사와 힐버트 변환으로 계산된 값 (+), full-wave 계산값 (▲)
Fig. 7. Input reactance of Fig. 6; Ganguly's measurement (○), magnetostatic approximation and its Hilbert transformation (+), and full-wave calculation (▲).

$$Z_m = \frac{-2k_z'' Z_i}{\tanh(jk_z' - k_z'')l}$$

전송선로(길이 $l=0.2$ cm)의 입력임피던스는 그림 6 및 그림 7과 같다. 그림 6은 MSSW 입력저항으로, 측정값과 정자파 근사로 계산된 값^[3]을 함께 표시하였다. Full-wave 계산된 입력저항이 측정값과 유사한 반면에, 정자파 근사에 의하여 계산된 값은 특히 높은 주파수에서 차이가 증가함을 알 수 있다. 정자파 근사는 균일 전류분포를 가정하므로, MSSW 모드의 파수와 진폭이 상호관련 없이 별개로 결정되는 경우 이어서, 정확한 전력계산이 불가능하여 복사임피던스가 실험값과 차이가 많다. 하지만, full-wave 계산에서는 MSSW 모드의 파수와 진폭이 정확하게 계산되므로 실험값에 근접하는 결과를 보이고 있다.

그림 7을 보면 full-wave 계산에 의한 입력 리액턴스 값은 측정값과 경향은 같으나, 전체적으로 상향 이동되어 있다. 하지만, 정자파 근사로는 리액턴스를 직접 구할 수 없기 때문에 저항값을 힐버트 변환(Hilbert transformation)하여 리액턴스를 계산한다^[2]. 실험값은 낮은 주파수에서는 유도성이지만, 높은 주파수에서는 용량성을 갖는다. 그러나 full-wave 해석된 경우는 항상 유도성이다. 두 결과의 차이를 설명하기 위하여, Z_i 를 정리하면 식 (13)과 같다. $R_m > 0$, $X_m \gg R_m$, $k_z' > 0$, $k_z'' < 0$ 이므로 R_i 는 항상 양수인

반면에, X_i 는 $\tan k_z' l$ 에 따라 부호가 변화된다. 그림 3에서 보았듯이 $k_z' < 5$ 이므로, X_i 도 항상 양수 즉 유도성이 될을 알 수 있다. 따라서 $l = 0.2$ cm 인 전송선로의 경우 용량성이 될 수 없다.

$$\begin{aligned}
 Z_i &= R_i + jX_i = Z_0 \tanh(\alpha_0 + j\beta_0)l \\
 &= \frac{Z_m}{-2k_z''} \frac{-\tanh k_z'' l + j \tan k_z' l}{1 - j \tanh k_z'' l \tan k_z' l} \\
 &= \frac{1}{-2k_z''} \frac{1}{1 + \tanh^2 k_z'' l \tan^2 k_z' l} \\
 &\quad [-R_m \tanh k_z'' l (1 + \tan^2 k_z' l) \\
 &\quad - X_m \tan k_z' l (1 + \tanh^2 k_z'' l) \\
 &\quad + jR_m \tan k_z' l (1 + \tanh^2 k_z'' l) \\
 &\quad - jX_m \tanh k_z'' l (1 + \tan^2 k_z' l)] \quad (13)
 \end{aligned}$$

IV. 결 론

본 논문은 MSSW 트랜스듀서 구조에서 기하학적 특성이 변화할 때, MSSW의 여기과정 및 복사전력을 full-wave 해석하였다. 선로에 인가된 전력이 MSSW로 복사되므로 선로방향으로는 전력 손실로 나타나게 되어 계산된 전파상수는 감쇠부를 갖게 된다. 선로 폭보다는 페라이트 층의 두께 변화에 의하여 전파상수가 많이 변화하며, 복소 전파상수로부터 계산된 선로의 전류분포는 불균일하다. Full-wave 계산된 MSSW 복사저항은 실험값과 유사함을 알 수 있다.

참 고 문 헌

[1] W. S. Ishak, "Magnetostatic wave technology: A

review", *Proc. IEEE*, vol. 76, pp. 171-187, Feb. 1988.

[2] A. K. Ganguly, D. C. Webb, "Microstrip excitation of magnetostatic surface waves: theory and experiments", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-23, pp. 998-1006, Dec. 1975.

[3] A. K. Ganguly, D. C. Webb and C. Banks, "Complex radiation impedance of microstrip-excited magneto-static-surface waves", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-20, pp. 444-447, Jun. 1978.

[4] E. El-Sharawy, R. Jackson, "Full-wave analysis of an infinitely long magnetic surface wave transducer", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-38, pp. 730-738, Jun. 1990.

[5] C. M. Krowne, "Fourier transformed matrix method of finding propagation characteristics of complex anisotropic layered media", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-32, pp. 1617-1625, Dec. 1984.

[6] B. Lax, K. Button, *Microwave Ferrites and Ferromagnetics*, New York, NY: McGraw-Hill, 1962.

[7] R. Damon, J. Eshbach, "Magnetostatic modes of ferromagnetic slab", *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 19, pp. 308-320, 1961.

[8] R. Mittra, S. W. Lee, *Analytical Techniques in the Theory of Guided Waves*, New York, NY: Macmillan Company, 1971.

[9] C. Scott, *The Spectral Domain Method in Electromagnetics*, Artech House, Inc., 1989.

이 재 현



1982년 2월: 인하대학교 전자공학과 (공학사)
 1985년 2월: 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 (공학석사)
 1993년 2월: 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 (공학박사)
 1991년 2월~2001년 2월: 한국전자

통신연구원 책임연구원

2001년 2월~현재: 충남대학교 전파공학과 조교수

[주 관심분야] 초고주파신호처리소자, 위성통신 시스템 및 부품, EMC