ISSN (Print) 1598-5385
ISSN (Online) 2233-6648
≪연구논문≫ Journal of the Korean Magnetics Society 25(4), 129-137 (2015) http://dx.doi.org/10.4283/JKMS.2015.25.4.129

Diagonal Magneto-impedance in $Cu/Ni_{80}Fe_{20}$ Core-Shell Composite Wire

Seong Eon Cho, Tae Jun Goo, Dong Young Kim, and Seok Soo Yoon*
Department of Physics, Andong National University, Andong 760-749, Korea

Sang Hun Lee
Department of Radiological Science, Kaya University, Gimhae 621-748, Korea

(Received 7 August 2015, Received in final form 18 August 2015, Accepted 18 August 2015)

The Cu(radius r_a = 95 μm)/$Ni_{80}Fe_{20}$(outer radius r_b = 120 μm) core/shell composite wire is fabricated by electrodeposition. The two diagonal components of impedance tensor for the $Cu/Ni_{80}Fe_{20}$ core/shell composite wire in cylindrical coordinates, Z_{zz} and $Z_{\theta\theta}$, are measured as a function of frequency in 10 kHz~10 MHz and external static magnetic field in 0 Oe~200 Oe. The equations expressing the diagonal Z_{zz} and $Z_{\theta\theta}$ in terms of diagonal components of complex permeability tensor, μ^*_{zz} and $\mu^*_{\theta\theta}$, are derived from Maxwell's equations. The real and imaginary parts of $\mu^*_{zz}(f)$ and $\mu^*_{\theta\theta}(f)$ spectra are extracted from the measured $Z_{zz}(f)$ and $Z_{\theta\theta}(f)$ spectra, respectively. It is presened that the extraction of $\mu^*_{zz}(f)$ and $\mu^*_{\theta\theta}(f)$ spectra from the diagonal impedance spectra can be a versatile tool to investigate dymanic magnetization process in the core/shell composite wire.

Keywords : magneto-impedance tensor, complex permeability tensor, core/shell composite wire, magnetic relaxation

$Cu/Ni_{80}Fe_{20}$ 코어/쉘 복합 와이어에서 대각(Diagnonal) 자기임피던스

조성언 · 구태준 · 김동영 · 윤석수*
안동대학교 물리학과, 경북 안동시 경동로 1375, 760-749

이상훈
가야대학교 방사선학과, 경남 김해시 삼계로 208, 621-748

(2015년 8월 7일 받음, 2015년 8월 18일 최종수정본 받음, 2015년 8월 18일 게재확정)

Cu(반경 r_a = 95 μm)/$Ni_{80}Fe_{20}$(외경 r_b = 120 μm)의 코어/쉘 복합 와이어를 전기도금방법으로 제작하였다. 제작 된 복합 와이어에 대해 원통 좌표계에서 임피던스 텐서의 두 대각 성분 $Z_{\theta\theta}$와 Z_{zz}를 10 kHz~10 MHz 범위의 주파수(f)와 0 Oe~200 Oe 범위의 외부 정지 자기장의 함수로 측정하였다. Maxwell 방정식으로부터 코어/쉘 복합 와이어의 두 대각 임피던스 $Z_{\theta\theta}$와 Z_{zz}를 각각 복소 투자율 텐서의 두 대각 성분 μ^*_{zz}와 $\mu^*_{\theta\theta}$로 표현하는 식을 유도하였다. 유도된 식을 이용하여 측정된 $Z_{\theta\theta}(f)$와 $Z_{zz}(f)$ 스펙트럼으로부터 $\mu^*_{zz}(f)$와 $\mu^*_{\theta\theta}(f)$ 스펙트럼을 각각 뽑아낼 수 있었다. 뽑아낸 두 대각 투자율 스펙트럼을 자벽이동과 자화회전의 완화과정으로 해석하면 Cu/NiFe 코어/쉘 복합 와이어의 동적 자화과정을 규명하는 유용한 도구가 될 수 있다는 것을 제시하였다.

주제어 : 자기임피던스 텐서, 복소 투자율 텐서, 코어/쉘 복합 와이어, 자기 완화

I. 서 론

연자성 재료에서 자기임피던스(magneto-impedance, MI) 효과는 재료에 부착된 전극 또는 재료를 감싸는 코일에 교류전류를 인가했을 때, 전극 또는 코일 양단간에 발생하는 교류전위차와 인가한 교류전류의 비로 정의되는 임피던스가 외부 정지 자기장(static magnetic field)에 민감하게 변하는 현상이다. MI 효과에 대한 연구는 고감도 자기센서로의 응용성과 자성재료의 자화특성을 연구하는 다목적 도구로써의 유용성으로 인해 많은 연구가 이루어지고 있는 분야이다[1-5]. 초기에 MI 효과는 연자성 비정질 와이어 또는 리본에서 많이 연구되었으나 최근 들어 고전도성 비자성 금속 코어에 저전도성 연자성 쉘을 형성한 코어/쉘 구조의 와이어 또는 저전도

© The Korean Magnetics Society. All rights reserved.
*Corresponding author: Tel: +82-54-820-5450,
Fax: +82-54-823-1628, e-mail: yoon@anu.ac.kr

성 연자성 박막 사이에 고전도성 비자성 금속 박막을 형성한 다층박막에서의 MI 효과에 대한 연구결과들이 많이 발표되고 있다[6-12].

본 연구에서는 Cu 와이어에 $Ni_{80}Fe_{20}$를 전기도금하여 코어/쉘 구조의 복합와이어 시편을 제작하고 이 시편에 전극과 코일을 형성하여, 원통 좌표계에서 임피던스 텐서의 대각 성분 Z_{zz}와 $Z_{\theta\theta}$의 주파수 스펙트럼(10 kHz~10 MHz 주파수 범위)을 길이방향으로 가한 0 Oe~200 Oe 범위의 다양한 외부 정지 자기장 하에서 측정하였다. 두 대각 임피던스 스펙트럼으로부터 복소투자율(complex permeability) 텐서의 두 대각성분을 뽑아내는 방법을 제시하고 이 둘을 비교 분석하여 Cu/$Ni_{80}Fe_{20}$ 코어/쉘 구조에서 동적 자화과정을 규명하고자 한다.

II. 코어/쉘 복합와이어의 대각 임피던스 (Diagonal Impedance)

Fig. 1에서 보여주는 것과 같이 Cu/NiFe 코어/쉘 복합와이어의 양쪽 끝에 도선을 직접 연결하면 원통 좌표계에서 z축 방향으로 주파수 f 진폭 I_o의 교류전류 $i_z = I_o e^{j2\pi ft}$를 인가할 수 있으며, 복합 와이어에 솔레노이드 코일을 감으면 θ축 방향으로 교류전류 $i_\theta = I_o e^{j2\pi ft}$를 인가할 수 있다. 이와 같이 i_z 또는 i_θ가 흐를 때 Fig. 1에 표시된 E_1 단자에서 출발하여 z축으로 따라 복합와이어를 지나 E_2 단자에 도달하는 경로를 따라 유도된 교류전위차 v_z와 C_1 단자에서 출발하여 Cu/NiFe 코어/쉘 복합와이어를 감싸고 있는 코일을 지나 C_2에 도달하는 경로를 따라 유도된 교류전위차 v_θ는 다음 식과 같이 임피던스 텐서 행렬로 표현할 수 있다.

$$\begin{pmatrix} v_\theta \\ v_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{\theta\theta} & Z_{\theta z} \\ Z_{z\theta} & Z_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} i_\theta \\ i_z \end{pmatrix} \tag{1}$$

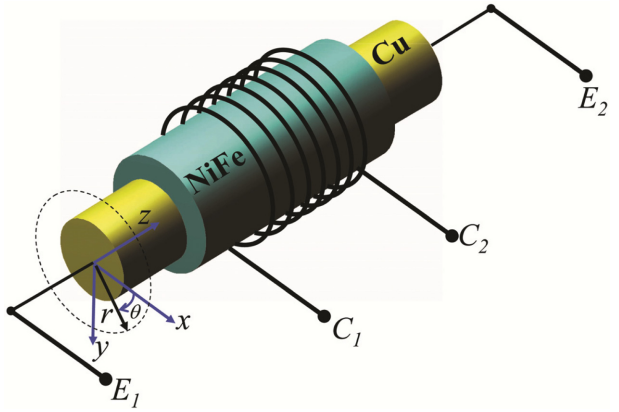

Fig. 1. (Color online) Configurations to measure impedance tensor for Cu/NiFe core/shell composite wires.

이 식으로부터 임피던스 텐서의 두 대각성분은 다음과 같이 교류전위차와 전류의 비로부터 구할 수 있다.

$$Z_{\theta\theta} = \frac{v_\theta}{i_\theta\big|_{i_z=0}}, \quad Z_{zz} = \frac{v_z}{i_z\big|_{i_\theta=0}} \tag{2}$$

이 식으로부터 대각 임피던스 $Z_{\theta\theta}$는 E_1과 E_2 단자를 통해서는 전류를 인가하지 않고 C_1과 C_2 단자를 통해서만 교류 전류를 인가했을 때 C_1과 C_2 단자 사이에 유도된 전위차와 인가한 전류의 비로부터 구할 수 있으며, 임피던스 Z_{zz}는 E_1과 E_2 단자를 통해서만 교류 전류를 인가했을 때 E_1과 E_2 단자 사이에 유도된 전위차와 인가한 전류의 비로부터 구할 수 있다는 것을 알 수 있다.

식(1)로부터 임피던스 텐서의 두 비대각 성분("off-diagonal impedance")은 다음과 같이 구할 수 있다.

$$Z_{\theta z} = \frac{v_\theta}{i_z\big|_{i_\theta=0}}, \quad Z_{z\theta} = \frac{v_z}{i_\theta\big|_{i_z=0}} \tag{3}$$

이 식으로부터 비대각 임피던스 $Z_{\theta z}$는 코일 즉 C_1과 C_2 단자를 통해서는 전류를 인가하지 않고 E_1과 E_2 단자를 통해서만 교류 전류를 인가했을 때 C_1과 C_2 단자 사이에 유도된 전위차와 인가한 전류의 비로부터 구할 수 있으며, 임피던스 $Z_{z\theta}$는 C_1과 C_2 단자를 통해서만 교류 전류를 인가하고 이때 E_1과 E_2 단자 사이에 유도된 전위차와 인가한 전류의 비로부터 구할 수 있다는 것을 알 수 있다.

본 연구에서 사용한 임피던스 측정장치의 민감도로는 임피던스 텐서의 두 비대각 성분을 측정할 수 없었기에 본 논문에서는 두 대각 임피던스 Z_{zz}와 $Z_{\theta\theta}$ 만 다루고자 한다. Fig. 2(a)는 Cu(반경 r_a)/NiFe(외경 r_b)의 코어/쉘복합와이어를 감싼 솔레노이드 코일(반경 r_c) 양단에 전류소스를 연결하여 $i_\theta = I_o e^{j2\pi ft}$의 교류전류를 흘리면서 교류전위차 v_θ를 측정하여 대각 임피던스 $Z_{\theta\theta}$를 구하는 상황을 보여준다. Fig. 3(a)는 Cu/NiFe 코어/쉘 복합와이어에 양단에 전류소스를 연결하여 $i_z = I_o e^{j2\pi ft}$의 교류전류를 흘리면서 교류전위차 v_z를 측정하여 대각 임피던스 Z_{zz}를 구하는 상황을 보여준다. 이 두 상황에서 두 대각 임피던스는 다음의 Maxwell 방정식을 적용하여 구할 수 있다.

$$\oint \mathbf{e} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{\partial}{\partial t}\int \mathbf{b} \cdot d\mathbf{a} \tag{4}$$

여기서 왼쪽은 어떤 닫힌 경로를 따라서 교류전기장 **e**의 선적분이며 오른쪽은 닫힌 경로에 둘러 쌓인 어떤 면에 대한 교류 자속밀도 **b**의 면적분 즉 자속의 시간변화율이다.

먼저 Fig. 2(a)의 상황에서 닫힌 경로를 전류소스로부터 출발하여 전류가 흐르는 도선 내부를 따라 코일을 지나 다시

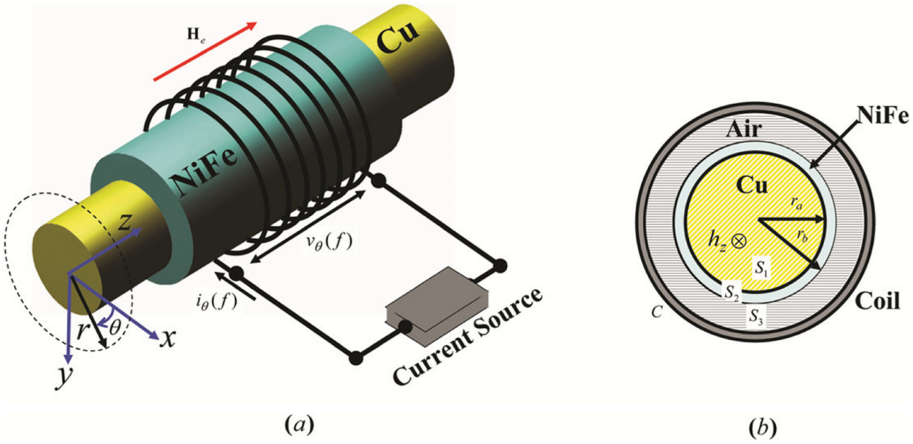

Fig. 2. (Color online) (a) Schematic diagram and (b) cross section of Cu/NiFe core/shell composite wire to obtain $Z_{\theta\theta}$ diagonal component.

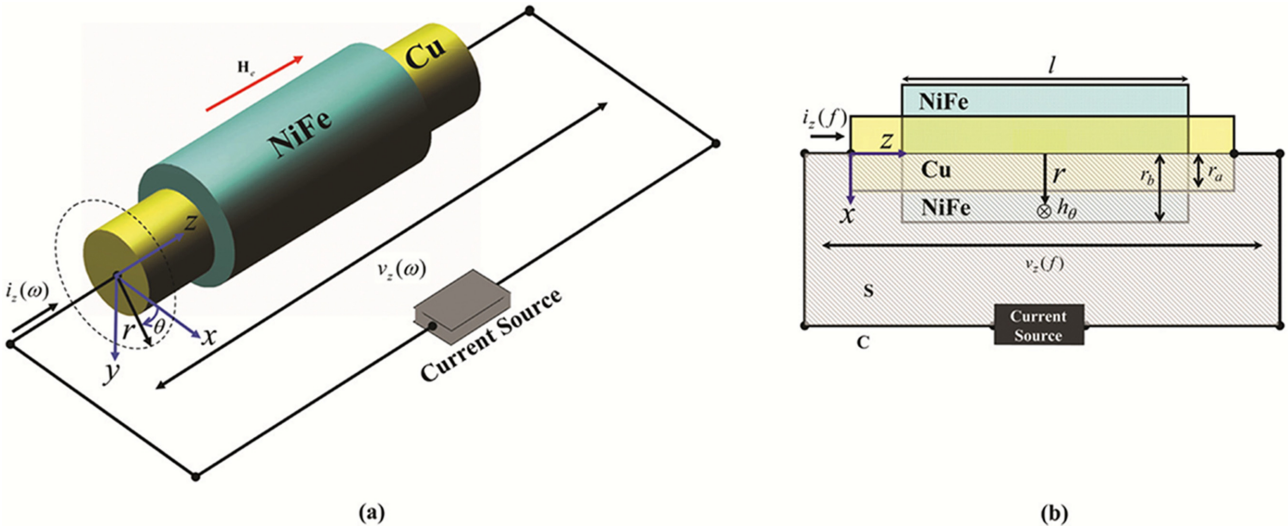

Fig. 3. (Color online) (a) Schematic diagram and (b) cross section of Cu/NiFe core/shell composite wire to obtain Z_{zz} diagonal component.

전류소스로 되돌아오는 경로 c로 선택하면 식(4)의 좌변은 다음과 같이 된다.

$$\oint_c \mathbf{e}\cdot d\mathbf{l} = -v_\theta + i_\theta R_{coil} \tag{5}$$

여기서 R_{coil}은 코일의 직류저항이다.

식(4)의 우변에 있는 자속 밀도의 면적적분은 Fig. 2(b)에 표시된 솔레노이드 코일의 z축에 수직인 단면 s에 대해서 수행하면 되기 때문에 식(4)의 우변은 다음과 같이 된다.

$$-\frac{\partial}{\partial t}\int_s \mathbf{b}\cdot d\mathbf{a} = -\frac{\partial}{\partial t}N\int_0^{r_c} b_z 2\pi r dr \tag{6}$$

여기서 N는 솔레노이드 코일의 총 감은 횟수이다.

식(6)의 자속밀도를 계산하기 위해 교류전류 $i_\theta = I_o e^{j2\pi ft}$가 흐를 때 솔레노이드 코일내부에 발생하는 교류자기장 **h**는 암페어 법칙으로부터 먼저 구하면 다음과 같다.

$$\mathbf{h} = h_z\hat{\mathbf{e}}_z = \frac{Ni_\theta}{l_c}\hat{\mathbf{e}}_z \tag{7}$$

여기서 l_c는 솔레노이드 코일의 길이이다.

Cu/NiFe 코어/쉘 복합와이어에서 NiFe 쉘의 두께가 본 실험에서 사용하는 최대 주파수 10 MHz에서의 침투 깊이(skin depth)보다 작다고 가정하면 강자성 NiFe 쉘 내부의 교류 자속밀도 **b**의 z 성분은 r에 관계없이 다음과 같이 된다.

$$b_z = \mu_0\mu_{zz}^* h_z = \mu_0\frac{\mu_{zz}^* Ni_\theta}{l_c},\ r_a<r<r_b \tag{8}$$

여기서 μ_0는 진공중의 투자율이며 μ_{zz}^*는 다음과 같이 정의되는 상대 복소 투자율(relative complex permeability) 텐서의 대각성분 중 하나이다.

$$\begin{pmatrix} b_\theta \\ b_z \end{pmatrix} = \mu_0 \begin{pmatrix} \mu^*_{\theta\theta} & \mu^*_{\theta z} \\ \mu^*_{z\theta} & \mu^*_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_\theta \\ h_z \end{pmatrix}$$

$$= \mu_0 \begin{pmatrix} \mu'_{\theta\theta} - j\mu''_{\theta\theta} & \mu'_{\theta z} - j\mu''_{\theta z} \\ \mu'_{z\theta} - j\mu''_{z\theta} & \mu'_{zz} - j\mu''_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_\theta \\ hz \end{pmatrix} \quad (9)$$

식(8)을 식(6)에 대입하여 계산하면 다음 식을 구할 수 있다.

$$-\frac{\partial}{\partial t}\int_s \mathbf{b}\cdot d\mathbf{a} = -j2\pi f\{k_z\mu^*_{zz}i_\theta + (L_{coil} - k_z)i_\theta\} \quad (10)$$

여기서 $k_z = \mu_0 N^2\pi(r_b^2 - r_a^2)/l_c$이다. 그리고 우변의 중괄호 속 첫 번째 항은 NiFe 쉘 단면(Fig. 2(a)에 s_2로 표시된 단면)에 대한 자속이며 두 번째 항은 NiFe 쉘을 제외한 나머지 단면(s_1과 s_3)에 대한 자속을 나타내며 여기서 L_{coil}는 NiFe 쉘이 없고 Cu 코어만 있을 때 즉 $r_a = r_b$일 때 코일의 자체인덕턴스이다.

식(5)와 식(10)을 식(4)에 대입한 후 정리하면 다음과 같이 된다.

$$v_\theta = \{R_{coil} + jk_2 2\pi f(\mu^*_{zz} - 1) + j2\pi f L_{coil}\}i_\theta \quad (11)$$

결과적으로 Cu/NiFe 코어/쉘 복합와이어에서 대각 임피던스 $Z_{\theta\theta}$ 성분은 다음과 같이 표현된다.

$$Z_{\theta\theta} = Z'_{\theta\theta} + jZ''_{\theta\theta} = R_{coil} + jk_2 2\pi f(\mu^*_{zz} - 1) + j2\pi f L_{coil} \quad (12)$$

이 식에 $\mu^*_{zz} = \mu'_{zz} - j\mu''_{zz}$를 대입한 후 실수부와 허수부를 분리하면 다음 식을 얻을 수 있다.

$$Z'_{\theta\theta} = R_{coil} + k_z 2\pi f\mu''_{zz} \quad (13a)$$

$$Z''_{\theta\theta} = 2\pi f\{k_z(\mu'_{zz} - 1) + L_{coil}\} \quad (13b)$$

위 식으로부터 Cu/NiFe 코어/쉘 복합와이어에서 대각 임피던스 $Z_{\theta\theta}$ 성분은 NiFe 쉘의 상대 복소 투자율 텐서의 μ^*_{zz} 대각 성분과 관계 있다는 것을 알 수 있다. 코어/쉘 복합와이어를 감싸고 있는 코일에 교류전류 i_θ가 가해지면 z축방향의 교류 자기장이 발생하며 이 교류자기장이 NiFe 쉘의 자화를 진동하게 만들고 이 진동이 자속의 변화를 일으켜 임피던스에 영향을 주게 된다. NiFe 쉘의 μ^*_{zz}는 외부에서 가해진 정지 자기장과 주파수에 따라 변하기 때문에 $Z_{\theta\theta}$도 외부에서 가해진 정지 자기장과 주파수의 함수가 된다.

식(13a)와 (13b)을 μ'_{zz}과 μ''_{zz}에 대해 풀면 다음 두 식을 얻을 수 있다.

$$\mu'_{zz} = (Z''_{\theta\theta} - 2\pi f L_{coil})/k_z 2\pi f + 1 \quad (14a)$$

$$\mu''_{zz} = (Z'_{\theta\theta} - R_{coil})/k_z 2\pi f \quad (14b)$$

위 두 식을 이용하면 μ'_{zz}과 μ''_{zz} 값을 임피던스 $Z_{\theta\theta}$의 실수부 및 허수부 측정값으로부터 얻을 수 있다.

Fig. 3(a)는 Cu/NiFe 코어/쉘 복합와이어에 $i_z = I_o e^{j2\pi ft}$를 가하여 대각 임피던스 Z_{zz}를 구하는 상황을 보여준다. 복합와이어에 교류전류 i_z를 가하면 NiFe쉘에 비해 전기전도가 매우 큰 Cu 코어 속으로 대부분의 전류가 흐르게 되며 이 전류가 암페어 법칙에 따라 θ 방향의 교류자기장 h_θ를 발생시키게 된다. 이 교류자기장 h_θ에 의해 NiFe 쉘 내부에 교류 자속밀도 $b_\theta = \mu^*_{\theta\theta}h_\theta$가 유도되어 진동하게 된다. 이 상황에서 전류소스로부터 출발하여 전류가 흐르는 Cu 코어를 지나 다시 전류소스로 되돌아오는 닫힌 경로 c와 이 경로에 둘러 쌓인 면으로 Fig. 3(b)에서 표시된 θ축에 수직인 단면 s를 선택하여 식(4)의 Maxwell 방정식 양변에 있는 선적분과 면적분을 앞에서 $Z_{\theta\theta}$를 구할 때와 같은 절차로 계산하면 다음과 같이 대각 임피던스 Z_{zz} 성분에 대한 표현을 얻을 수 있다(자세한 과정은 참고문헌[12] 참조).

$$Z_{zz} = Z'_{zz} + jZ''_{zz} = R_{cu} + jk_\theta 2\pi f(\mu^*_{\theta\theta} - 1) + j2\pi f L_{cu} \quad (15a)$$

$$Z'_{zz} = R_{cu} + k_\theta 2\pi f\mu''_{\theta\theta} \quad (15b)$$

$$Z''_{zz} = 2\pi f\{k_\theta(\mu'_{\theta\theta} - 1) + L_{cu}\} \quad (15c)$$

여기서 $k_\theta = \mu_0(l/2\pi)\ln(r_b/r_a)$, R_{cu}는 Cu 코어의 직류저항, L_{cu}는 NiFe 쉘이 없고 Cu 코어만 있을 때의 자체인덕턴스, l는 NiFe 쉘의 길이이다.

식(15b)와 (15c)을 $\mu'_{\theta\theta}$과 $\mu''_{\theta\theta}$에 대해 풀면 다음 두 식을 얻을 수 있다.

$$\mu'_{\theta\theta} = (Z''_{zz} - 2\pi f L_{cu})/k_\theta 2\pi f + 1 \quad (16a)$$

$$\mu''_{\theta\theta} = (Z'_{zz} - R_{cu})/k_\theta 2\pi f \quad (16b)$$

위 두 식을 이용하면 $\mu'_{\theta\theta}$과 $\mu''_{\theta\theta}$ 값을 임피던스 Z_{zz}의 실수부 및 허수부 측정값으로부터 얻을 수 있다.

앞에서 유도한 식(12)와 (15a)로부터 Cu/NiFe 코어/쉘 복합와이어의 대각 임피던스 $Z_{\theta\theta}$는 대각 복소투자율 μ^*_{zz}와 Z_{zz}는 대각 복소투자율 $\mu^*_{\theta\theta}$와 연관되어 있다는 것을 알 수 있으며 두 대각 임피던스의 자기장 의존성은 대응하는 대각 복소투자율의 자기장 의존성에 각각 기인한다는 것도 알 수 있다. 아울러 식(14)와 식(16)으로부터 Cu/NiFe 코어/쉘 복합와이어의 대각 임피던스 $Z_{\theta\theta}$와 Z_{zz}의 실수부 및 허수부 스펙트럼을 측정하면 이로부터 대각 복소 투자율 μ^*_{zz}와 $\mu^*_{\theta\theta}$의 실수부 및 허수부 스펙트럼을 각각 뽑아낼 수 있다는 것을 알 수 있다. 복소 투자율 스펙트럼은 동적 자화과정에 대한 많은 정보를 담고 있기 때문에 임피던스 스펙트럼 측정은 Cu/NiFe 코어/쉘 복합와이어의 자화특성을 연구하는 유용한 도구가 될 수 있다.

III. 실 험

Cu/NiFe 코어/쉘 복합와이어 시편은 상업적으로 판매되고 있는 약 190 μm 직경의 Cu 와이어에 NiFe를 전기도금으로 증착하여 제작하였다. $Ni_{80}Fe_{20}$을 전기도금으로 증착하기 위해 탈이온 수에 $NiSO_4$ 31 g/l, $FeSO_4$ 3.8 g/l, H_3BO_4 24.6 g/l를 용해시켜 도금용액을 준비하였다. 전기도금은 유리 원통 도금셀 중심에 Cu 와이어 워킹전극, 유리원통 내벽에 백금시트를 원통형으로 감은 카운터 전극, Ag/AgCl 기준전극의 세 전극을 설치하고 이 세 전극을 Potentiostat 장치에 연결하여 Ag/AgCl 기준전극에 대한 Cu 워킹전극의 전위차를 −1.0 V로 일정하게 가하는 방식으로 행하였다. 도금된 NiFe 쉘의 두께는 도금시간으로 조절하였다. 도금된 NiFe 쉘의 길이 l은 5 cm가 되도록 Cu 워킹전극이 잠기는 도금용액의 높이를 조절하였다. 전기도금 후 NiFe의 두께는 광학현미경으로 측정하였으며 조성은 EDX (Energy Dispersive X-ray) 분광기를 이용하여 측정하였다.

대각 임피던스의 Z_{zz} 성분을 측정하기 위해 Cu/NiFe 코어/쉘 복합와이어 시편 양쪽 끝의 NiFe가 도금되지 않은 Cu 부분에 4단자 전극을 은(Silver) 페이스트로 부착하였으며 $Z_{\theta\theta}$ 성분을 측정하기 위해 Cu/NiFe 코어/쉘 복합와이어에 솔레노이드 코일을 감았다(코일의 길이 $l_c = 1.6$ cm, 감은 횟수 $N = 60$). 임피던스의 실수부 및 허수부 스펙트럼은 HP4192A Impedance Analyzer 장치를 이용하여 10 kHz에서 10 MHz까지 주파수를 스윕하면서 측정하였다. 주파수 스윕동안 시편에 가해지는 교류전류의 진폭은 5 mA로 일정하게 유지하였다. 임피던스 스펙트럼의 자기장 의존성을 측정하기 위해 헬름홀츠 코일을 이용하여 와이어의 길이방향(z축)으로 0 Oe에서 200 Oe 범위의 외부 정지 자기장 H_e를 가하였다.

IV. 결과 및 논의

Fig. 4는 전기도금으로 제작된 Cu/NiFe 코어/쉘 복합와이어의 경계부분에 대한 광학현미경 사진을 보여준다. 이 결과를 보면 약 190 μm 직경의 Cu 와이어 위에 NiFe가 약 25 μm 두께로 균일하게 잘 도금되었다는 것을 알 수 있다(Cu 코어의 반경은 $r_a = 95$ μm, NiFe쉘의 외경은 $r_b = 120$ μm 임). 그리고 EDX 분광기로 측정한 도금된 쉘의 조성은 $Ni_{80}Fe_{20}$으로 확인되었다.

Fig. 5(a)와 (b)는 전기도금으로 제작된 Cu/$Ni_{80}Fe_{20}$ 코어/쉘 복합와이어에 대해 측정된 대각임피던스 $Z_{\theta\theta}$의 실수부 및 허수부 스펙트럼의 정지 자기장 H_e 의존성을 각각 보여준다. Fig. 6(a)와 (b)는 같은 시편에 대해 측정된 대각임피던스 Z_{zz}의 실수부 및 허수부 스펙트럼을 보여준다. Fig. 5와 6에 비교를 위해 NiFe가 도금되지 않은 Cu 코어만의 스펙트럼도

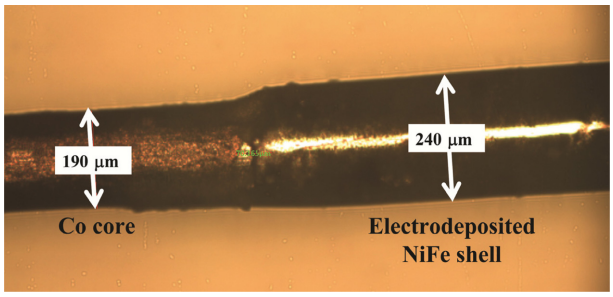

Fig. 4. (Color online) The structure of electrodeposited Cu/NiFe core/shell composite wire measured by optical microscope.

각각 포함하였다. Fig. 5(a)의 $Z'_{\theta\theta}(f)$ 스펙트럼을 보면 강자성 NiFe 쉘의 존재는 전반적으로 $Z'_{\theta\theta}$ 값을 Cu 코어만 있을 때의 값보다 증가시키는 효과를 주며, 그 증가효과는 100 kHz 부근의 주파수에서는 크지않으나 주파수가 증가함에 커지는 경향을 보여준다. $Z'_{\theta\theta}(f)$ 스펙트럼의 자기장 H_e 의존성을 살펴보면 H_e 증가함에 따라 $Z'_{\theta\theta}$에서의 증가효과는 민감하게 감소하며 NiFe 쉘의 자화가 길이방향으로 완전히 포화되는 $H_e = 200$ Oe에서는 증가효과가 사라지는 경향을 보여준다. Fig. 5(b)의 $Z''_{\theta\theta}(f)$ 스펙트럼을 보면 NiFe 쉘의 존재는 전반적으로 $Z''_{\theta\theta}$ 값도 Cu 코어만 있을 때의 값보다 증가시키는 효과를 주며 이 증가 효과는 주파수가 1 MHz 이상으로 증가하면 감소하는 경향과 자기장 H_e 값이 증가함에 따라 감소하여 $H_e = 200$ Oe에서는 사라지는 경향을 보여준다. Fig. 6(a)와 (b)의 $Z'_{zz}(f)$과 $Z''_{zz}(f)$ 스펙트럼도 $Z_{\theta\theta}(f)$와 비슷한 주파수 및 자기장 의존성을 보여준다. 다만 Z_{zz} 스펙트럼의 경우 $H_e = 200$ Oe에서도 NiFe 쉘의 존재로 인한 증가효과는 사라지지 않고 남아있는 것이 $Z_{\theta\theta}$ 스펙트럼과의 차이점이다.

식(13)와 (15)에서 알 수 있듯이 $Z_{\theta\theta}$와 Z_{zz}의 주파수 및 자기장 의존성은 각각 NiFe쉘의 복소 투자율 텐서의 μ^*_{zz}와 $\mu^*_{\theta\theta}$의 주파수 및 자기장 의존성에 기인한다. 따라서 $Z_{\theta\theta}$과 Z_{zz}의 주파수 및 자기장 의존성을 이해하기 위해서는 μ^*_{zz}와 $\mu^*_{\theta\theta}$가 주파수와 자기장에 어떻게 의존하는 가를 규명해야 한다. 식(14)와 (16)을 이용하면 μ^*_{zz}와 $\mu^*_{\theta\theta}$의 주파수 스펙트럼을 각각 $Z_{\theta\theta}$과 Z_{zz}의 주파수 스펙트럼으로부터 뽑아낼 수 있다. Fig. 7(a)와 (b)는 $Z_{\theta\theta}$ 스펙트럼으로부터 뽑아낸 μ^*_{zz}의 실수부 및 허수부 스펙트럼이며 Fig. 8(a)와 (b)는 Z_{zz} 스펙트럼으로부터 뽑아낸 $\mu^*_{\theta\theta}$의 실수부 및 허수부 스펙트럼이다. Fig. 7과 8의 스펙트럼은 전형적인 완화형 분산(relaxation-type dispersion)을 보여준다. 일반적으로 자성재료에서 수십 kHz에서 수십 MHz 주파수 영역에서 일어나는 투자율 스펙트럼의 완화형 분산은 자벽이동과 자화회전이 각각 자신의 고유 주파수 보다 큰 주파수의 교류자기장이 가해졌을 때 그 변화를 따라가지 못하고 뒤쳐지는 현상에 기인한다. 이와 같은 자벽이동과

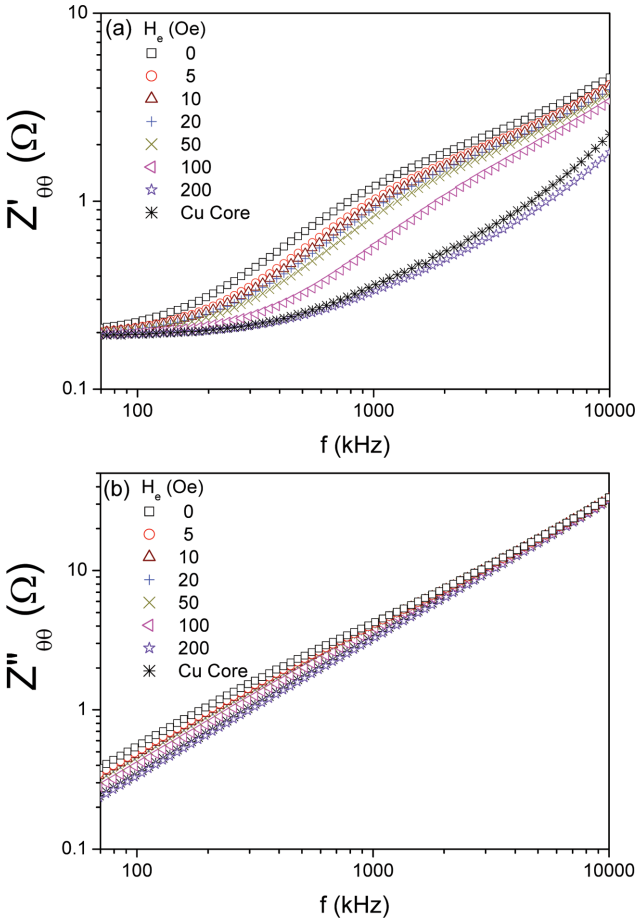

Fig. 5. (Color online) (a) real and (b) imaginary parts of diagoanl impedance spectrum $Z_{\theta\theta}(f)$ for the Cu(r_a = 95 μm)/Ni$_{80}$Fe$_{20}$(r_b = 120 μm) core/shell composite wire at various external magnetic field H_e.

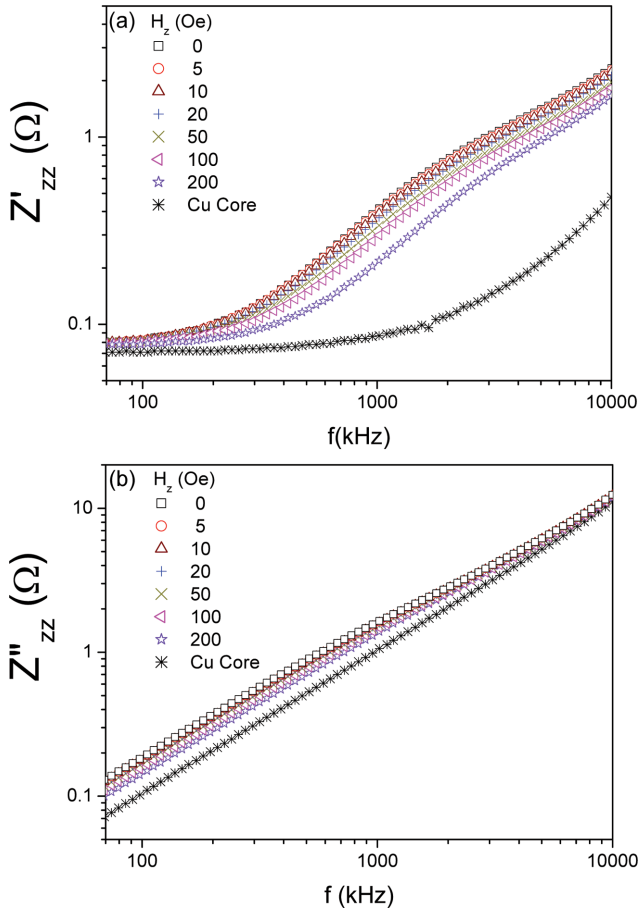

Fig. 6. (Color online) (a) real and (b) imaginary parts of diagoanl impedance spectrum $Z_{zz}(f)$ for the core/shell composite wire at various external magnetic field H_e.

자화회전의 완화현상으로 인한 투자율 스펙트럼은 기본적으로 Debye 식을 이용하면 다음과 같이 표현할 수 있다[13-16].

$$\begin{aligned}\mu^*(f) &= \mu_{inf} + \mu^*_{dw}(f) + \mu^*_{rot}(f)\\ &= \mu_{inf} + \frac{\mu_{dw}}{1 + j(f/f_{dw})} + \frac{\mu_{rot}}{1 + j(f/f_{rot})}\\ &= \mu_{inf} + \frac{\mu_{dw}}{1 + (f/f_{dw})^2} + \frac{\mu_{rot}}{1 + (f/f_{rot})^2}\\ &\quad - j\left\{\frac{\mu_{dw}(f/f_{dw})}{1 + (f/f_{dw})^2} + \frac{\mu_{rot}(f/f_{rot})}{1 + (f/f_{rot})^2}\right\}\end{aligned} \tag{17}$$

여기서 f_{dw}과 f_{rot}는 자벽이동과 자화회전의 완화주파수이며, μ_{dw}은 $f << f_{dw}$ 일 때 즉 자벽이동이 교류자기장의 진동을 충분히 따라갈 때의 투자율의 실수부 값(자벽이동 정지 투자율), μ_{rot}은 $f << f_{rot}$ 일 때의 투자율의 실수부 값(자화회전 정지 투자율), μ_{inf}은 $f >> f_{dw}$과 $f >> f_{rot}$를 동시에 만족하는 고주파수에서 즉 자벽이동과 자화회전이 모두 교류자기장의 진동을 전혀 따라가지 못할 때 투자율의 실수부 값이다.

$f << f_{dw}$과 $f << f_{rot}$를 동시에 만족하는 저주파수에서 즉 자벽이동과 자화회전이 모두 교류자기장의 진동을 충분히 따라갈 때의 투자율을 정지투자율(static permeability) μ_s라 하면 이 값은 위 식에 의해 다음과 같이 표현된다.

$$\mu_s = \mu_{dw} + \mu_{rot} + \mu_{inf} \tag{18}$$

Fig. 9(a)와 (b)는 Fig. 7(a)의 스펙트럼 중에서 대표적으로 H_e = 0 Oe에서의 $\mu'_{zz}(f)$와 $\mu''_{zz}(f)$ 스펙트럼 곡선을 식(17)을 이용하여 수치적 비선형 곡선적합(numerical nonlinear curve fitting)을 수행한 결과를 보여준다[17]. 이 결과를 보면 식(17)에 의한 최적 적합 곡선은 측정된 스펙트럼과 매우 잘 일치한다는 것을 알 수 있다. 수치적 비선형 곡선적합 결과로부터 $f_{zz,dw} \approx 580$ kHz, $f_{zz,rot} \approx 2.4$ MHz, $\mu_{zz,dw} \approx 50$, $\mu_{zz,rot} \approx 16$, $\mu_{zz,inf} \approx 5.3$ 값을 구할 수 있었다(일반적으로 자화회전이 자벽이동 보다 빠른 자화과정이기 때문에 고주파 쪽이 자화회전 성분이 된다). Fig. 9(a)와 (b)에 곡선적합 결과로부터

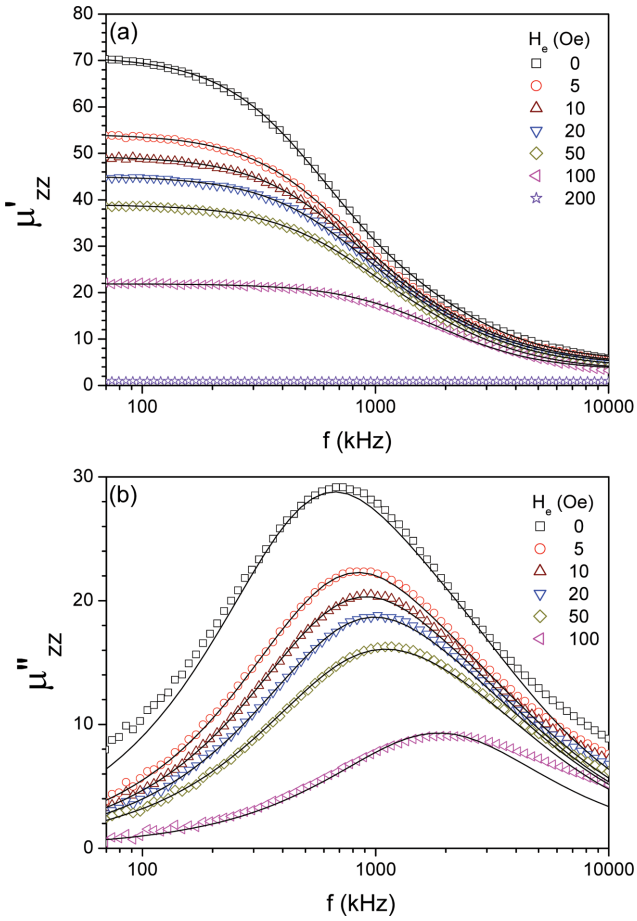

Fig. 7. (Color online) (a) real and (b) imaginary parts of diagonal complex permeability spectrum $\mu^*_{zz}(f)$, extracted from $Z_{\theta\theta}(f)$, for the core/shell composite wire. The solid lines are the curves obtained by numerical nonlinear curve-fitting with Eq. (17).

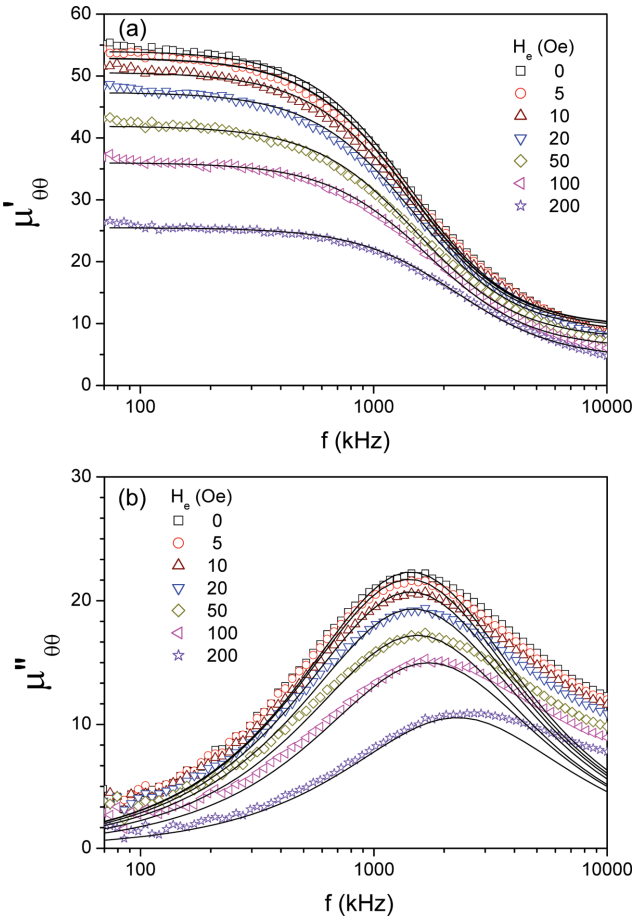

Fig. 8. (Color online) (a) real and (b) imaginary parts of diagonal complex permeability spectrum $\mu^*_{\theta\theta}(f)$, extracted from $Z_{zz}(f)$, for the core/shell composite wire. The solid lines are the curves obtained by numerical nonlinear curve-fitting with Eq. (17).

분해된 자벽이동과 자화회전 성분의 주파수 스펙트럼도 함께 표시하였으며 이 결과를 보면 100 kHz 정도의 저 주파수 부근에서는 자벽이동과 자화회전 모두 투자율의 실수부에 기여하며 상대적으로 그 크기는 자벽이동 성분이 지배적이다는 것을 알 수 있다. 주파수가 1 MHz 정도로 증가하면 완화주파수가 약 580 kHz인 자벽이동은 교류자기장의 변화에 뒤쳐지게 되며 이로 인해 자벽이동이 투자율의 실수부에 기여하는 크기는 크게 감소하게 되며 자화회전에 의한 기여가 지배적이기 시작한다. 주파수가 2 MHz 이상으로 증가하면 자벽이동은 투자율의 실수부에 전혀 기여하지 못하게 되며 완화주파수가 약 2.4 MHz인 자화회전만 기여하게 되며 주파수가 더 증가하면 자화회전도 교류자기장의 변화에 뒤쳐지기 시작하여 자화회전이 투자율의 실수부에 기여하는 정도가 감소하게 된다.

Fig. 7(a)와 (b)에 실선으로 되어 있는 곡선들은 각 H_e에서 측정된 스펙트럼을 같은 방법으로 수치적 비선형 곡선적합을 수행한 결과이다. 모든 H_e에서 두 곡선이 잘 일치하는 것으로 보아 본 코어/쉘 시편의 $\mu^*_{zz}(f)$는 자기장에 관계없이 다음과 같이 자벽이동과 자화회전의 두 완화과정의 중첩이다는 것을 알 수 있었다.

$$\mu^*_{zz}(f) = \mu_{zz,\,inf} + \frac{\mu_{zz,\,dw}}{1 + j(f/f_{zz,\,dw})} + \frac{\mu_{zz,\,rot}}{1 + j(f/f_{zz,\,rot})} \tag{19}$$

그리고 곡선접합 결과 $H_e = 100$ Oe에서 $\mu_{zz,\,dw} = 0$이 되어 자화회전 성분만 남았으며 $H_e = 200$ Oe에서는 $\mu_{zz,\,dw}$와 $\mu_{zz,\,rot}$이 모두 0이 되었다. 이는 $H_e = 100$ Oe에서 NiFe쉘은 단일 자구가 되어 자벽이동으로 인한 기여가 사라지기 때문이며, $H_e = 200$ Oe에서는 NiFe쉘의 자화가 길이방향(z방향)으로 포화되어 있기에 z축 방향의 작은 교류자기장으로는 z축 방향의 자화변화를 일으키지 못하기 때문이다.

Fig. 10(a)와 (b)는 Fig. 8(a)와 (b)의 $\mu'_{\theta\theta}(f)$와 $\mu''_{\theta\theta}(f)$ 스펙트럼 중에서 대표적으로 $H_e = 0$ Oe에서의 스펙트럼들에 대해

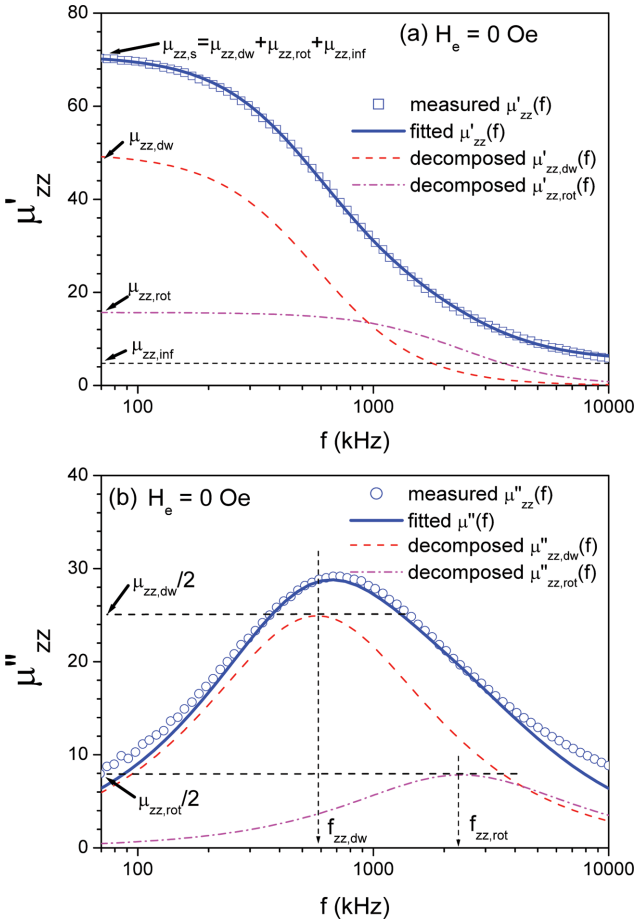

Fig. 9. (Color online) Numerical nonlinear curve-fitting with Eq. (17) for the $\mu^*_{zz}(f)$ spectrum of the core/shell composite wire at $H_e = 0$ Oe.

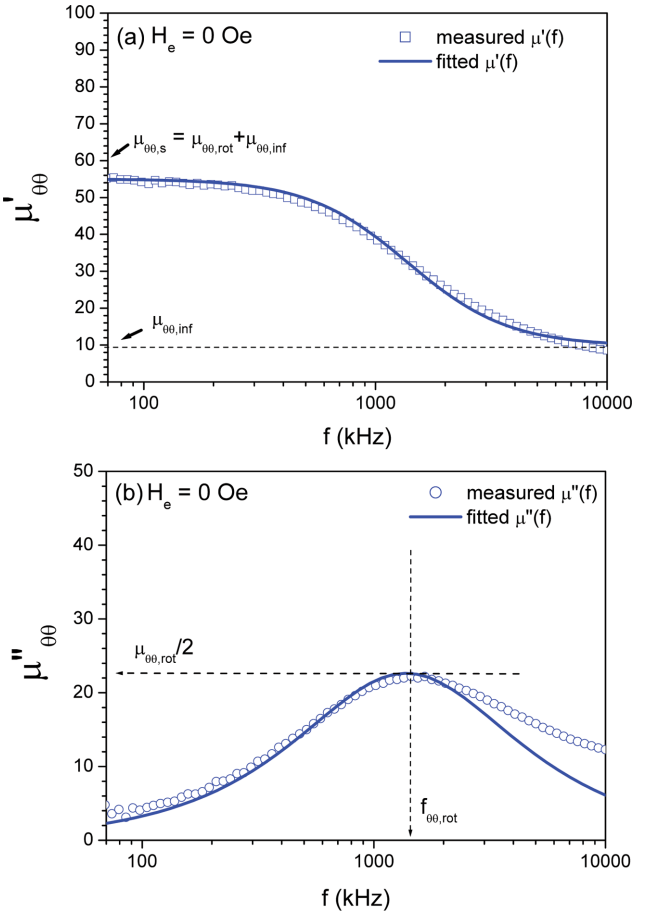

Fig. 10. (Color online) Numerical nonlinear curve-fitting with Eq. (17) for the $\mu^*_{\theta\theta}(f)$ spectrum of the core/shell composite wire at $H_e = 0$ Oe.

식(17)을 이용하여 수치적 비선형 곡선적합을 수행한 결과를 보여준다. 이 결과로부터 $\mu'_{\theta\theta}(f)$와 $\mu''_{\theta\theta}(f)$의 경우 자벽이동 성분은 나타나지 않으며 $f_{\theta\theta,rot} \approx 1.4$ MHz, $\mu_{\theta\theta,rot} \approx 44.6$, $\mu_{\theta\theta,inf} \approx 9.4$의 자화회전 성분만 존재한다는 것을 알 수 있다. Fig. 8(a)와 (b)에 있는 실선 곡선들은 모두 같은 방법으로 곡선접합한 결과이며 이로부터 $\mu^*_{\theta\theta}(f)$는 자기장 H_e에 관계없이 다음과 같이 자화회전의 완화성분만 가진다는 것을 알 수 있다.

$$\mu^*_{\theta\theta}(f) = \mu_{\theta\theta,\,int} + \frac{\mu_{\theta\theta,\,rot}}{1 + j(f/f_{\theta\theta,\,rot})} \tag{20}$$

그리고 $\mu^*_{\theta\theta}(f)$의 경우 이 자화회전 성분은 NiFe쉘의 자화가 길이방향으로 포화되는 $H_e = 200$ Oe에서 $\mu^*_{zz}(f)$와 달리 사라지지 않고 상당한 크기로 남아있다. 이는 교류자기장이 포화된 자화방향(z축 방향)과 수직인 축 방향으로 가해짐으로 인해 포화상태에서도 자화는 θ축 방향으로 진동할 수 있기 때문이다.

지금까지의 결과를 종합하면 전기도금으로 제작된 Cu(r_a = 95 μm)/Ni$_{80}$Fe$_{20}$(r_b = 120 μm)의 코어/쉘 복합와이어(길이 l = 5 cm)에서 $\mu^*_{zz}(f)$는 자벽이동과 자화회전의 완화성분을 모두 가지나 $\mu^*_{\theta\theta}(f)$는 자화회전의 완화성분을 가진다는 것을 알 수 있었다. 이는 Ni$_{80}$Fe$_{20}$쉘의 대부분의 자구들이 z축 방향과 가까운 자기용이축을 가지고 있다는 것을 의미한다. 자화용이축이 z축 방향에 가까우면 교류전류가 θ축 방향으로 흐르고 이로인해 교류자기장이 z축 방향으로 발생하는 $\mu^*_{zz}(f)$ 경우에 자벽이동의 완화과정이 지배적이며 자화회전의 완화과정이 약하지만 일어나게 되며, 반면에 교류전류가 z축 방향으로 흐르며 이로인해 교류자기장이 θ축 방향으로 발생하는 $\mu^*_{\theta\theta}(f)$ 경우에 자벽이동은 일어나지 않으며 자화회전만 일어나게 된다.

V. 결　　론

전기도금으로 제작된 Cu(반경 r_a = 95 μm)/Ni$_{80}$Fe$_{20}$(외경 r_b = 120 μm)의 코어/쉘 복합와이어(길이 l = 5 cm) 시편에 대해 임피던스 텐서의 대각성분 $Z_{\theta\theta}$와 Z_{zz}의 주파수 스펙트럼을 와이어의 길이방향으로 가한 다양한 자기장 H_e 하에서 측정

하였다. 대각 임피던스 $Z_{\theta\theta}$와 Z_{zz}의 스펙트럼으로부터 상대 복소 투자율 텐서의 대각성분 μ^*_{zz}와 $\mu^*_{\theta\theta}$의 주파수 스펙트럼을 각각 뽑아내는 방법을 제시하였으며 이 방법으로 뽑아낸 μ^*_{zz}와 $\mu^*_{\theta\theta}$의 주파수 스펙트럼은 100 kHz부터 10 MHz까지의 주파수 영역에서 자기장 H_e에 민감하게 변하는 완화형 분산을 보여주었다. μ^*_{zz}와 $\mu^*_{\theta\theta}$의 주파수 스펙트럼을 자벽이동과 자화회전의 완화과정을 표현하는 Debye 식이 중첩된 모델로 분석하였으며, 그 결과로 $\mu^*_{zz}(f)$는 자벽이동과 자화회전의 완화성분을 모두 가지나 $\mu^*_{\theta\theta}(f)$는 자화회전의 완화성분만을 가진다는 것을 알 수 있었으며 이로부터 $Ni_{80}Fe_{20}$쉘은 z축 방향과 가까운 자화용이축을 가지고 있다는 것을 밝힐 수 있었다.

본 연구를 통해 Cu/NiFe 코어/쉘 복합와이어에 대해 대각 임피던스 스펙트럼으로부터 대각 복소 투자율 스펙트럼을 쉽게 뽑아낼 수 있다는 것을 제시할 수 있었다. 대각 복소 투자율 스펙트럼들은 동적 자화과정에 대한 중요한 정보들을 담고 있기 때문에 대각 임피던스 스펙트럼을 측정하는 것은 복합와이어에서 동적 자화과정을 연구하는 유용한 도구가 될 수 있을 것이다. 이러한 도구를 이용하여 Cu/NiFe 코어/쉘 복합와이어에서 자벽이동 및 자화회전으로 인한 완화주파수, 정지투자율 등의 동적자화과정을 결정하는 파라메터들의 자기장 의존성을 구하고 이를 자기이방성 관계에서 해석하는 연구가 진행중에 있으며 대각 임피던스 뿐 아니라 비대각 임피던스를 측정하는 방법에 대한 연구도 진행중에 있다.

감사의 글

본 연구는 2014학년도 가야대학교 학술연구비와 2015학년도 안동대학교 교육연구 및 학생지도비의 지원으로 이루어졌음.

References

[1] K. Mohri, T. Kohsawa, K. Kawashima, H. Yoshida, and L. V. Panina, IEEE Trans. Magn. **28**, 3150 (1992).
[2] M.-H. Phan and H.-X. Peng, Prog. Mater. Sci. **53**, 323 (2008).
[3] http://www.aichi-mi.com/.
[4] P. Kollu, S. S. Yoon, G. W. Kim, C. S. Angani, and C. G. Kim, J. Magn. **15**, 194 (2010).
[5] M. A. Corrêa, F. Bohn, R. B. da Silva, and R. L. Sommer, J. Appl. Phys. **116**, 243904 (2014).
[6] A. S. Antonov, A. L. Rakhmanov, N. A. Buznikov, A. F. Prokoshin, A. B. Granovsky, N. S. Perov, and N. A. Usov, IEEE Trans. Magn. **35**, 3640 (1999).
[7] M. H. Phan, H. X. Peng, M. T. Tung, N. V. Dung, and N. H. Nghi, J. Magn. Magn. Mater. **316**, 244 (2007).
[8] L. Chen, Y. Zhou, C. Lei, and Z. M. Zhou, Mater. Sci. Eng. B **172**, 101 (2010).
[9] M. A. Corrêa1, F. Bohn1, V. M. Escobar, M. S. Marques, A. D. C. Viegas, L. F. Schelp, and R. L. Sommer, J. Appl. Phys. **110**, 093914 (2011).
[10] A. C. Mishra, T. Sahoo, V. Srinivas, and A. K. Thakur, Physica B: Condensed Matter **406**, 645 (2011).
[11] D. L. Chen, X. Li, H. L. Pan, H. Y. Luan, and Z. J. Zhao, Nano-Micro Lett. **6**, 227 (2014).
[12] S. S. Yoon, S. E. Cho, and D. Y. Kim, J. Korean Magn. Soc. **25**, 227 (2015).
[13] T. Nakamura, J. Magn. Magn. Mater. **168**, 299 (1997).
[14] C. G. Kim, S. S. Yoon, and S. C. Yu, Appl. Phys. Lett. **76**, 3463 (2000).
[15] S. S. Yoon and C. G. Kim, Appl. Phys. Lett. **78**, 3280 (2001).
[16] S. S. Yoon, S. C. Yu, G. H. Ryu, and C. G. Kim, J. Appl. Phys. **85**, 5432 (1999).
[17] www.originlab.com/index.aspx?go=Products/Origin/DataAnalysis/CurveFitting/Nonlinear-Fitting.