

Ca-Zr치환 YIG의 유효 선폭 측정

김약연 · 한진우 · 한기평 · 김덕준 · 이상석 · 최태구

한국전자통신연구원

(1999년 11월 29일 받음, 1999년 12월 30일 최종수정본 받음)

Ca-Zr이 치환된 YIG 산화물 자성체의 유효 선폭이 마이크로파 진동수 9.43 GHz에서 공동 공진기의 섭동법에 의해 측정되었다. 실험장치는 network analyzer, 전자석, 공동 공진기로 구성되었으며, 시편이 삽입된 공진기에서 정자기장의 변화에 따른 공명진동수와 품질인자의 측정치로부터 계산된 마이크로파 자기감수율 텐서의 대각성분에 의해 분석되었다. 유효 선폭은 균일 모드와 스핀파가 측정되는 영역에서 급격한 손실을 보이며, 측정영역 밖에서도 비교적 큰 손실을 보이고 있다.

I. 서 론

마이크로파 소자에 이용되는 산화물 자성체는 응용 주파수대역에 관계되는 포화자화와 소자의 효율성을 결정하는 마이크로파 손실에 의해 특징지어진다. 마이크로파 손실은 유전손실과 자기손실로 분류되며, 이들 각각은 소자의 동작환경을 고려하여 측정되어야 한다. 마이크로파 자기손실은 순수과학 측면에서 손실의 원인 및 기구를 이해하기 위해 연구되기 시작했으며[1,2], 그 후 마이크로파 소자(Phase Shifter, Isolator, Circulator)에 대한 관심이 활발해짐에 따라 마이크로파 산화물 자성체의 특성 평가의 수단으로 발전되어왔다[3-5].

일반적으로 고주파 자기손실은 고주파 자기장에 대해 위상이 90° 늦은 자성체의 복소 투자율의 허수부에 의해 발생되지만, 응용 관점에서의 평가를 고려할 때 고주파 자기장과 위상이 같은 투자율의 실수부에 의해 규격화된 물리량인 $\tan \delta_{\mu}$ 으로 표현된다. 이와같은 고주파 자기손실은 소재의 응용성을 고려할 때 인가 정자기장의 유무에 따라 손실의 원인과 측정방법이 달라진다. 자성체에 정자기장이 가해지면 전자의 스핀 자기모멘트들은 자기장 방향을 중심으로 세차운동하며 정렬하게 되며, 이 과정에서 스핀들은 흡수한 에너지를 격자로 방출하거나 스핀파를 여기시키며 안정된 상태로 전이된다. 이러한 현상은 감쇠항이 포함된 자화의 운동방정식에 의해 표현될 수 있으며, 감쇠항의 형태는 재료의 자기적특성이나 감쇠의 정도에 따라 몇 가지로 분류된다. 특히 Gilbert에 의해 보고된 모델은 강자성체의 감쇠현상을 표현하는데 적합한 것으로 알려져 있다[6].

한편, 자성체에서 감쇠의 정도를 기술하는데는 다양한 물리량이 이용되고 있으며, 기본적으로 이러한 물리량들은 외부자기장에 의해 세차운동하는 전자의 스핀 자기모멘트들이 안정된 상태로 전이하는데 걸리는 시간인 완화시간(relaxation time)에 의해 표현된다. 감쇠현상을 기술하는 또 다른 물리량인 감쇠율(relaxation rate)은 완화시간의 역수로 표현되며, Gilbert 감쇠상수는 감쇠율에서 진동수의존성을 분리한 물리량이다. 마이크로파영역에서의 감쇠현상에 대한 연구는 주로 강자성 공명실험에 의해 연구되었기 때문에 손실에 대한 표현은 관례에 의해 일반적으로 자기 공명흡수선의 반치폭 단위인 Oe에 의해 표현된다. 마이크로파 자기손실의 측정평가는 마이크로파소자가 어떠한 자기적 현상을 이용하는가에 따라 강자성 공명실험에 의해 얻어지는 자기 공명선폭에 의한 측정과 고정된 진동수에서 정자기장의 세기에 따른 손실을 나타내는 유효 선폭에 의한 측정으로 분류할 수 있다. 전자의 경우는 균일 모드의 공명이 관측되는 공명자기장에서의 손실을 나타내며, 자성체의 고유한 손실뿐만 아니라 균일성, 기공등에 의한 효과가 포함되어 측정된다. 따라서 강자성 공명실험에 의해 얻어진 손실은 마이크로파에 대한 자성체의 기준 모드의 여기를 이용하는 소자, 즉 자성체의 공명점에서 동작하는 경우의 손실에 대한 정보를 제공한다. 유효 선폭은 off-resonance(below or above resonance)에서 동작하는 마이크로파 소자(Phase Shifter, Isolator, Circulator)의 손실에 대한 정보를 제공하며, 외부 자기장의 세기에 따라 자성체 고유한 손실과 불균일성이나 결합의 효과를 독립적으로 측정할 수 있다[7-9].

본 연구에서는 off-resonance에서 동작하는 마이크로파

소자에 응용되는 Ca, Zr이 치환된 YIG 다결정 산화물 자성체를 일반 세라믹 소결공정으로 제조하여 공동공진기 삽동법에 의해 유효 선폭을 측정하였다.

II. 분석 이론

유효 자기공명선폭은 외부 정자기장에 따른 복소 자기감수율의 변화를 측정하므로써 얻어지며, 자기감수율은 공동 공진기의 삽동이론과 자화의 운동방정식에 의해 지배되는 자화의 동적반응을 통해 분석된다.

2.1 공동 공진기의 삽동이론(cavity perturbation)

공동 공진기내의 전자장은 Maxwell 방정식에 의해 다음과 같이 주어지며

$$\vec{\nabla} \times \vec{e}_0 = -j\omega_0 \mu_0 \vec{h}_0 \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{h}_0 = j\omega_0 \mu_0 \vec{e}_0 \quad (2)$$

자성체가 공진기내에 삽입됨에 따라 정자기장은 투자율 μ 와 유전률 ϵ 에 의해 다음과 같이 표현된다.

$$\vec{\nabla} \times \vec{e} = -j\omega \mu \vec{h} \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{h} = -j\omega \epsilon \vec{e} \quad (4)$$

여기서 $\epsilon = \epsilon_0 + \Delta\epsilon$, $\mu = \mu_0 + \Delta\mu$ 이다.

식 (1)의 복소공액에 \vec{h} 을 스칼라 곱하고, 식 (4)에 마이크로파 전기장의 복소공액인 \vec{e}^* 을 스칼라 곱한 후 벡터 항등식과 경계조건을 이용하여 공진기 체적에 대해 적분하면 공명 진동수와 자성체의 전자기 특성에 관한 다음과 같은 결과가 얻어진다.

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega} = \frac{\int_{\Delta V} [\Delta\epsilon \vec{e}_0^* \cdot \vec{e} + \Delta\mu \vec{h}_0^* \cdot \vec{h}] dV}{\int_{V_0} [\epsilon_0 \vec{e}_0^* \cdot \vec{e} + \mu_0 \vec{h}_0^* \cdot \vec{h}] dV} \quad (5)$$

식 (5)에서 알 수 있는 바와 같이 ϵ 와 μ 의 증가는 공명 진동수를 감소시키며, 시료의 체적 증가는 공명 진동수의 변화량을 증가시킨다.

한편, $\Delta\epsilon$ 와 $\Delta\mu$ 가 매우 작다면 $\vec{h} \rightarrow \vec{h}_0$, $\vec{e} \rightarrow \vec{e}_0$ 로 근사시킬 수 있으므로 식 (5)은 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega} = \frac{\int_{\Delta V} [\Delta\epsilon \vec{e}_0^* \cdot \vec{e}_0 + \Delta\mu \vec{h}_0^* \cdot \vec{h}] dV}{\int_{V_0} [\epsilon_0 \vec{e}_0^* \cdot \vec{e}_0 + \mu_0 \vec{h}_0^* \cdot \vec{h}] dV} \quad (6)$$

여기서 분모는 cavity내에 저장된 전자기에너지이며 자기감수율의 측정시 $\vec{e}_0 = 0$ 이고 $\vec{h}_0 = \vec{h}_{max}$ 인 공간에 시료를 위치시킨다는 것을 고려하면 식 (6)은 결국 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega} = \frac{\Delta\mu \int_{\Delta V} |\vec{h}_0|^2 dV}{2\mu_0 \int_{V_0} |\vec{h}_0|^2 dV} \quad (7)$$

여기서 분모의 적분항을 K라면 $K \equiv \int_{V_0} |\vec{h}_0|^2 dV$ 이고, cavity mode와 dimension에 따라 달라지는 값이다. K는 cavity dimension과 mode 고려하여 이론적으로 계산하거나, 또는 인가 자기장에 따른 공명주파수의 변화를 통해 실험적으로 결정될 수 있다.

2.2 품질인자(Quality factor), Q

식 (7)에 의해 자성체의 투자율은 단순히 공명진동수의 측정을 통하여 분석될 수 있는 것으로 생각되나, 마이크로파 영역에서의 투자율은 실수부와 허수부로 표현되며, 허수부의 크기는 무시할 수 없게 된다. 따라서 식 (7)의 좌변을 손실을 고려한 복소수 표현으로 나타내야 할 것이다. 공진기의 손실을 나타내는 물리량인 품질인자 Q은 정의에 의해 손실이 작은 경우는 아래와 같이 근사적으로 표현된다.

$$Q \approx \frac{\text{공명주파수}}{\text{공명선폭}}$$

공진기에서 손실은 일반적으로 복소진동수 $\omega = \omega_r + j\omega_i$ 을 이용하여 표현될 수 있으므로 마이크로파 정자기장을 $\vec{e}, \vec{h} \propto \text{Exp}[j\omega t]$ 로 표현할 경우 전자기에너지 UT의 시간 의존성에 의해 품질인자는 다음과 같이 표현된다

$$Q = \omega_r \frac{U_T}{2\omega_i U_T} = \frac{\omega_r}{2\omega_i} \quad (8)$$

따라서 식 (7)의 좌변은 감쇠가 작은 경우 다음과 같이 정리된다

$$(\text{좌변}) \cong \left[\frac{\omega_r - \omega_{0r}}{\omega} \right] + j \left[\frac{1}{2Q_L} - \frac{1}{2Q_{0L}} \right] \quad (9)$$

여기서 Q_{0L} 과 Q_L 은 각각 자성체가 cavity내에 삽입되기 전, 후의 품질인자이다.

또한 식 (7)의 우변은 다음과 같이 표현되며

$$(\text{우변}) = [1 - \mu_{re}' + j\mu_{re}''] K^{-1} \frac{\Delta V}{2V_0} \quad (10)$$

여기서 μ_{re} 은 상대 투자율이다. 식 (9)와 (10)에 의해 투자율과 자기감수율의 실수부와 허수부는 다음과 같이 주어진다.

$$\mu' = 1 - \frac{\omega_0 - \omega}{\omega} K \frac{2V_0}{\Delta V} = 1 + \chi' \quad (11)$$

$$\mu'' = \left[\frac{1}{2Q_L} - \frac{1}{2Q_{0L}} \right] K \frac{2V_0}{\Delta V} = \chi'' \quad (12)$$

여기서 각진동수의 실수부인 ω_0 을 첨자없이 ω 로 표현하였다.

2.3 자화의 운동방정식

정자기장의 인가에 따른 자화의 세차운동에서 감쇠현상은 일반적으로 재료의 자기적 특성이나 감쇠의 크기에 따라 다음 세가지로 표현되나, 비교적 감쇠가 큰 강자성체의 경우에도 물리적으로 타당하다고 알려져 있는 아래의 Gilbert의 감쇠표현식이다.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma(\vec{M} \times \vec{H}) + \frac{\alpha}{M} \vec{M} \times \left(\frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (13)$$

감쇠현상을 표현하는 각각의 상수들인 Landau-Lifshitz 감쇠상수 λ , 스핀-격자 완화시간 τ , Gilbert 감쇠상수 α , 완화율 η 은 감쇠가 작다고 가정한다면 다음과 같은 관계를 갖는다.

$$\lambda = \gamma\alpha M$$

$$\tau = \frac{1}{\omega\alpha} = \frac{1}{\eta}$$

$$\Delta H = \frac{2\alpha\omega}{\gamma} = \frac{2\eta}{\gamma}$$

정자기장이 z-축으로 가해진 상태에서 마이크로파 자기장이 x-y평면으로 입사될 경우, 식 (18)을 고려하면, 자성체가 받는 자기장과 유도된 자화는 다음과 같다.

$$\vec{H} = a_z H_z + \vec{h} \cdot \text{Exp}[j\omega t] \quad (14)$$

$$\vec{M} = a_z M_0 + \vec{m} \cdot \text{Exp}[j\omega t] \quad (15)$$

식 (14), (15)을 식 (13)에 대입하여 정리하면 다음과 같다.

$$j\omega\vec{m} = \gamma M (a_z \times \vec{h}) + (\omega_0 + j\omega\alpha) (a_z \times \vec{m}) \quad (16)$$

여기서 $\omega_0 = -\gamma H_z$ 이며 γ 는 음수이고 ω_0 은 H_z 인가되었을 때의 Larmor 세차진동수이다.

한편, 마이크로파 자기장과 동적자화를 다음과 같다고 하면

$$\vec{h} = a_x h_x + a_y h_y + a_z m_z$$

$$\vec{m} = a_x m_x + a_y m_y + a_z m_z$$

동적자화 m_x 와 m_y 은 마이크로파 자기장에 대해 다음과 같이 정리된다.

$$m_x = -\frac{\gamma M \omega_0'}{\omega_0'^2 - \omega^2} h_x - j \frac{\gamma M \omega}{\omega_0'^2 - \omega^2} h_y$$

$$m_y = j \frac{\gamma M \omega}{\omega_0'^2 - \omega^2} h_x - \frac{\gamma \omega_0' M}{\omega_0'^2 - \omega^2} h_y$$

여기서 $\omega_0' \equiv \omega_0 + j\omega\alpha$ 이며, 자기감수율(magnetic susceptibility)은 다음과 같이 텐서로 표현된다.

$$\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \\ h_z \end{pmatrix}$$

여기서 $\omega_m \equiv \gamma M$ 라면 자기감수율 대각성분의 실수부와 허수부는 다음과 같이 표현된다.

$$4\pi\chi' = \frac{4\pi M_0 H \left[H^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right]}{\left[H^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right]^2 + \left[2H \frac{\Delta H}{2} \right]^2} \quad (17)$$

$$4\pi\chi'' = \frac{4\pi M_0 \left(\frac{\Delta H}{2} \right) \left[H^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right]}{\left[H^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right]^2 + \left[2H \frac{\Delta H}{2} \right]^2} \quad (18)$$

여기서 $\Delta H = -2\alpha\omega/\gamma$ 이며, 유효 공명선폭(ΔH_{eff})은 다음과 같이 표현된다.

$$\Delta H_{eff} = \frac{2M_0\chi''H}{2H(\chi'^2 + \chi''^2) - M\chi'} \quad (19)$$

유효 선폭의 표현과정에서 나타나는 정자기장 H은 시료내부에서의 자기장이므로 반자기장에 의한 효과를 고려해야 한다. 본 실험에서의 측정시료는 disk형태이므로 x-축과 y-축에 대한 반자기장 계수, N_x , N_y 는 서로 같으며, 시료면에 수직인 z-축 방향으로의 반자기장은 Osborn의해 보고된 다음식에 의해 보상하였다[10].

$$N_z = 4\pi \left[1 - \frac{1}{2(r^2 - 1)} \left[\frac{r^2}{r^2 - 1} \cdot \sin^{-1} \left(\frac{\sqrt{r^2 - 1}}{r} \right) - 1 \right] \right] \quad (20)$$

여기서 r 은 시료의 두께에 대한 직경의 비이다.

III. 실험방법

3.1 시료제작

본 연구에서는 비교적 마이크로 자기손실이 적은 재료로 잘 알려져 있는 다결정 $(Ca, Zr)_x Y_{3-x} Fe_{5-x} O_{12}$ ($x=0.2, 0.5, 0.7, 1.0$ mol)을 일반적인 세라믹 공정을 이용하여 제조하였다. 제조공정은 $Y_2O_3, Fe_2O_3, CaO, ZrO_2$ 분말을 화학양론적으로 평량하여 지르코니아 볼과 24시간 동안 혼합하여 $120^\circ C$ 에서 24시간 건조한 후, $1200^\circ C$ 에서 2시간 하소하였다. 하소된 분말은 유발기에서 분쇄한 후 #100체로 분급하여 $\phi 12$ mm 실린더형 몰드에서 약 1.5 ton/cm²의 성형압으로 1.5 g씩 성형하였다. 제작된 시료는 대기중에서 $1400^\circ C$ 로 2시간 소결하였으며, 소결된 시료를 $3 \times 3 \times 1$ mm³로 절단하여 시료 진동형 자력계에 의해 포화자화를 측정하였으며, 마이크로 자기손실을 측정하기 위해 시편을 직경 2 mm, 두께 200 μ m로 가공하였다.

3.2 자기특성 측정

(Ca, Zr) 의 치환량에 따른 포화자화는 시료진동형 자력계를 이용하여 8 kOe에서 측정되었으며, 정자기장이 인가된 상태에서의 마이크로파 손실을 나타내는 유효 선폭의

측정은 Fig. 1과 같이 구성된 시스템을 이용하였다. 마이크로파원은 진동수 분해능이 1 Hz인 HP8720C를 사용하였으며, 공동 공진기는 품질인자가 15,000인 실린더형을 사용하였다. 또한 측정시 마이크로파 전력은 1 mW였으며 측정은 반사방법을 사용하였다. 공진기의 모드는 약 9.4336 GHz의 공명진동수를 가지며, 실린더형 공동공진기 중심에서 마이크로파 자기장이 최대이고 전기장이 영인 TE₀₁₁모드를 사용하였다. 측정은 소자 구형시의 구조인 시료면과 정자기장이 수직인 상태에서 석영봉에 부착된 시료를 공진기 중심에 위치시킨 후, 정자기장을 0~7.2 kOe로 변화시키며 공명진동수와 품질인자의 변화를 측정하였다.

IV. 결과 및 고찰

마이크로파 소자의 응용주파수에 관계되는 포화자화 ($4\pi M_s$)의 치환량이 따른 변화는 Fig. 2에 나타난 바와 같이 치환량이 0.7이하에서는 완만한 감소를 보이나 0.7 이상에서는 비교적 급격하게 감소하여 1.0인 경우 820 G까지 감소함을 보인다. 한편 소자의 효율성을 결정하는 유효 손실을 공동 공진기 섭동법에 의해 분석하기 위해서는 식 (11)과 (12)에서 알 수 있는바와 같이 정자기장에 따른 공명진동수와 품질인자의 변화를 측정해야 한다. Fig. 3은 정자기장이 증가함에 따라 관측된 신호의 공명진동수와 품질인자의 역수를 나타내고 있다. 잘 알려진 바와 같이 공명진동수와 품질인자의 역수의 변화는 자기감수율의 실수부와 허수부에 관련되며, 또한 자기감수율의 실수부와

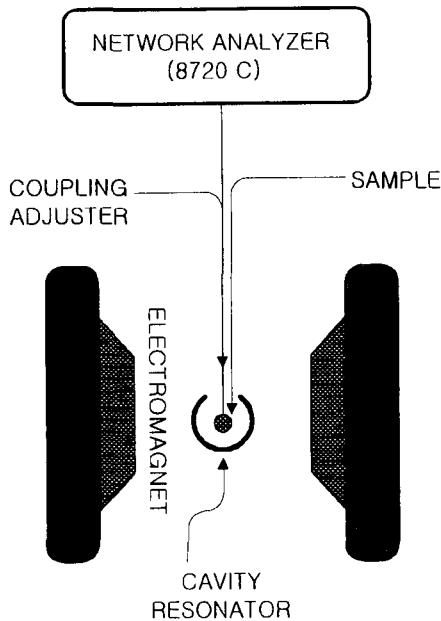


Fig. 1. Experimental set-up to measure the effective linewidth at a nominal frequency of 9.43 GHz.

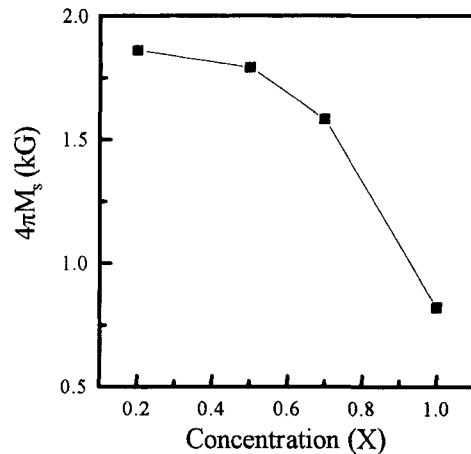


Fig. 2. The variation of effective magnetization $4\pi M_s$ with increasing (Ca, Zr) concentration.

허수부는 자기장의 증가에 따라 각각 분산과 흡수곡선의 형태를 나타낸다. 따라서 Fig. 2에서 알 수 있는바와 같이 자기감수율의 실수부는 정자기장이 약 4.8 kOe에서 부호가 변화함을 보이며, 허수부는 최대의 마이크로파 에너지를 흡수하는 것을 알 수 있다. 정자기장이 4.76~4.81 kOe 영역에서는 마이크로파 에너지의 흡수가 최대가 되어 품질인자의 측정이 불가능했으며 이와같은 현상은 측정시료의 체적을 좀 더 작게하므로써 개선될 수 있을 것이다.

한편 식 (11)와 (12)에서의 ω_0 은 시료의 자기적 손실이 없는 상태에서의 기준 진동수이므로 실제 자성체에서의 고주파손실이 거의 영인 무한 자기장에서의 값인 ω_∞ 으로 근사시킬 수 있으며, 또 다른 변수인 공진기와 시료의 체적, 공진모드에 따라 달라지는 K를 자화의 운동방정식에서 유도된 식 (17)과 (18)을 이용하여 근사적으로 얻을 수 있다. 식 (17)과 (18)에서 분모의 첫 번째항이 감쇠를 나타내는 두 번째항보다 매우 클 경우, 즉 외부자기장이 $\omega\gamma$ 보다 매우 큰 경우에 다음과 같이 근사적으로 표현될 수 있다.

$$4\pi\chi' \cong \frac{4\pi MH}{\left[H^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2\right]} \quad (21)$$

식 (21)은 식 (11)을 이용하여 다음과 같은 공진기의 공명진동수와 외부자기장의 관계를 얻을 수 있다.

$$\omega = -\frac{1}{P} \cdot X_F + \omega_\infty \quad (22)$$

여기서 $P = (1/4\pi K)(\Delta V/2V_0)$ 이며, X_F 은 아래와 같은 주파수 의존성을 갖는다.

$$X_F = \frac{MH}{H^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2} \cdot \omega \quad (23)$$

따라서 외부자기장에 따라 변화하는 공진주파수를 X_F 에 대해 구한 후, 무한 자기장에 대해 외삽한 기울기로부터 P를 얻을 수 있다. Fig. 4은 X_F 에 대해 정자기장이 증가함에 따른 공명진동수의 변화를 나타내고 있다. Fig. 4(a)에서 알 수 있는바와 같이 X_F 에 따른 공명진동수의 변화는 기울기가 다른 두 개의 직선으로 fitting되며, X_F 가

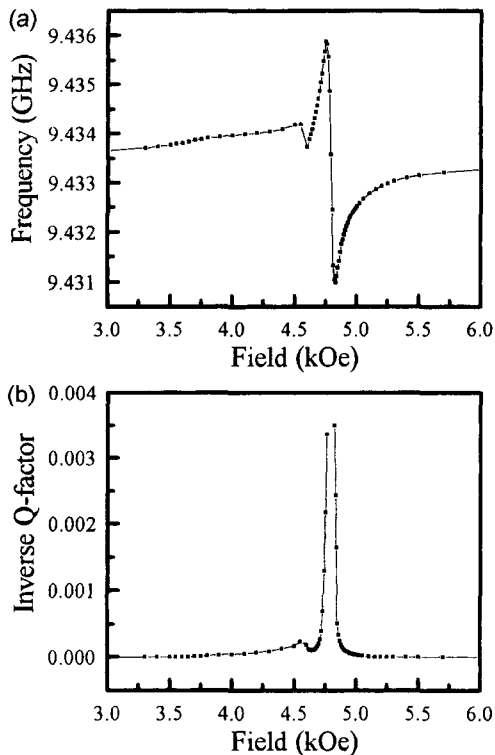


Fig. 3. The resonance frequency and the inverse Q-factor of the cavity versus the applied magnetic field for $Y_{2.5}Ca_{0.5}Fe_{4.5}Zr_{0.5}O_{12}$.

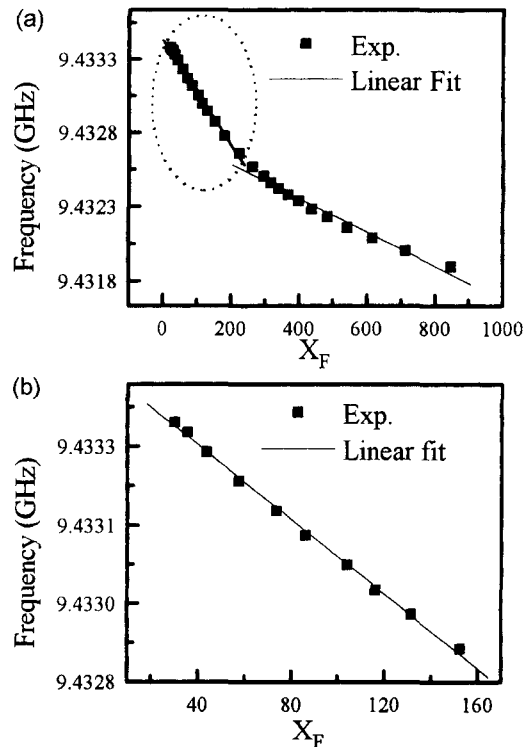


Fig. 4. (a) The resonance frequency of the cavity as a function of X_F for $Y_{2.5}Ca_{0.5}Fe_{4.5}Zr_{0.5}O_{12}$, (b) Showing only the data with X_F values less than 170.

작은 영역, 즉 정자기장의 세기가 큰 영역에서 fitting한 직선의 기울기로부터 P를 얻었으며, 직선을 $X_F=0$ 까지 외삽하여 ω_0 을 구했다.

또한 식 (22)은 식 (12)을 이용하여 아래와 같은 외부자기장과 품질인자와의 관계를 얻을 수 있다.

$$\frac{1}{Q} = (P \cdot \Delta H) \cdot X_Q + \frac{1}{Q_\infty} \quad (24)$$

여기서 X_Q 은 다음과 같은 주파수 의존성을 갖는다.

$$X_Q = \frac{H^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2}{\left[H^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2\right]^2} \cdot \omega \quad (25)$$

Fig. 4은 X_Q 에 대해 정자기장이 증가함에 따른 품질인자의 역수를 나타내고 있다. 앞에서와 마찬가지로 Fig. 5(a)에서 정자기장이 큰 영역의 품질인자를 직선으로 fitting함으로써 ΔH 을 얻었으며, Fig. 5(b)은 (a)에서 기울기를 구한 점선 영역을 확대한 것이다. 또한 X_Q 가 작은 영역, 즉 정자기장의 세기가 큰 영역의 직선을 외삽하여

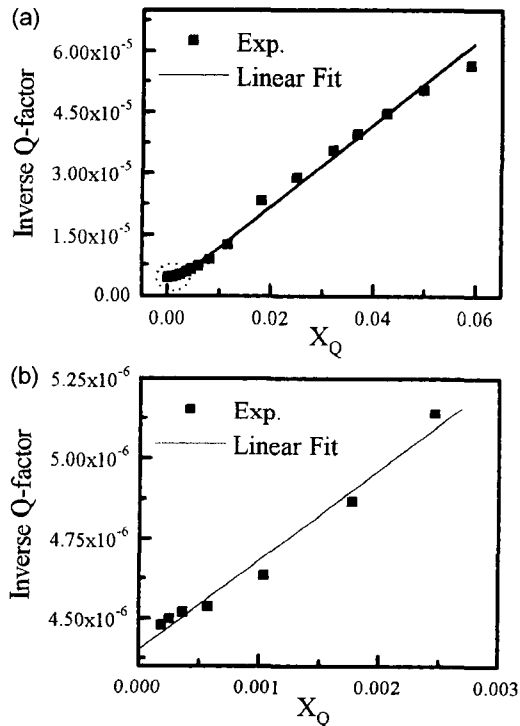


Fig. 5. (a) The inverse Q-factor of the cavity as a function of X_Q for $Y_{2.5}Ca_{0.5}Fe_{4.5}Zr_{0.5}O_{12}$. (b) Showing only the data with values less than 0.003.

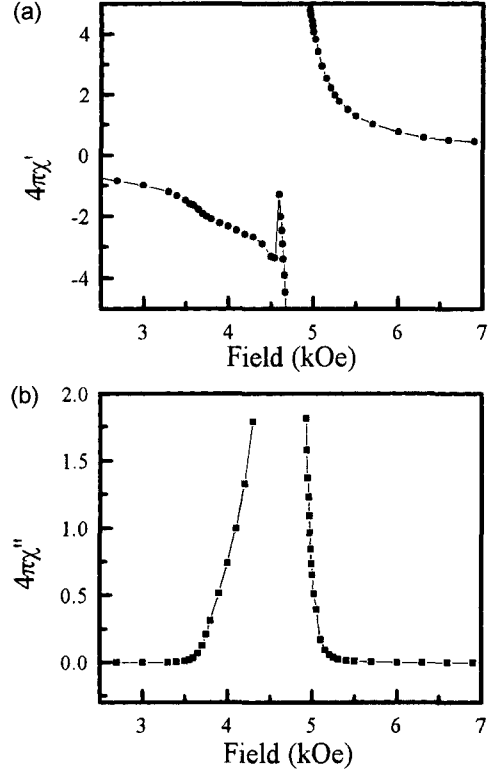


Fig. 6. The microwave magnetic susceptibility calculated from the resonance frequency inverse Q-factor (a) real part, (b) imaginary part.

$1/Q_\infty$ 을 구했다.

이상의 과정으로 얻어진 물리량을 식 (21)과 (22)에 대입하여 정자기장에 따른 복소 자기감수율의 실수부와 허수부는 Fig. 6와 같으며, 식 (19)에 의해 계산된 각 조성에서의 유효 선폭은 Fig. 7과 같다. Fig. 7에서 각 조성에 대해 두 개씩 표시된 화살표는 다음과 같은 스핀파 분산식에 의해 계산되는 스핀파 산란영역이다.

$$\omega_k = \left[(\omega_0 + \gamma D_{ex} k^2) \cdot (\omega_0 + \gamma D_{ex} k^2 + 4\pi M \sin^2 \theta_k) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (26)$$

여기서 ω_0 은 공명진동수, D_{ex} 은 교환강성상수, k 은 스핀파의 파수이며 θ_k 은 자화와 스핀파의 진행방향이 이루는 각이다. 균일모드에 의한 공명자기장은 정자기장이 시료면에 수직인 배치상태에서는 스핀파 산란영역의 최대자기장에서 일어난다. Fig. 7에서 알 수 있는바와 같이 유효 선폭이 최대가 되는 자기장은 모든 조성에서 균일모드의 공명자기장보다 낮은 자기장에서 발생한다. 이와같은 현상은 정자기장이 시료면에 수직인 배치상태에서 스핀파의 밀도 변화에 기인한 결과이다. 즉 균일모드에 의한 공명자

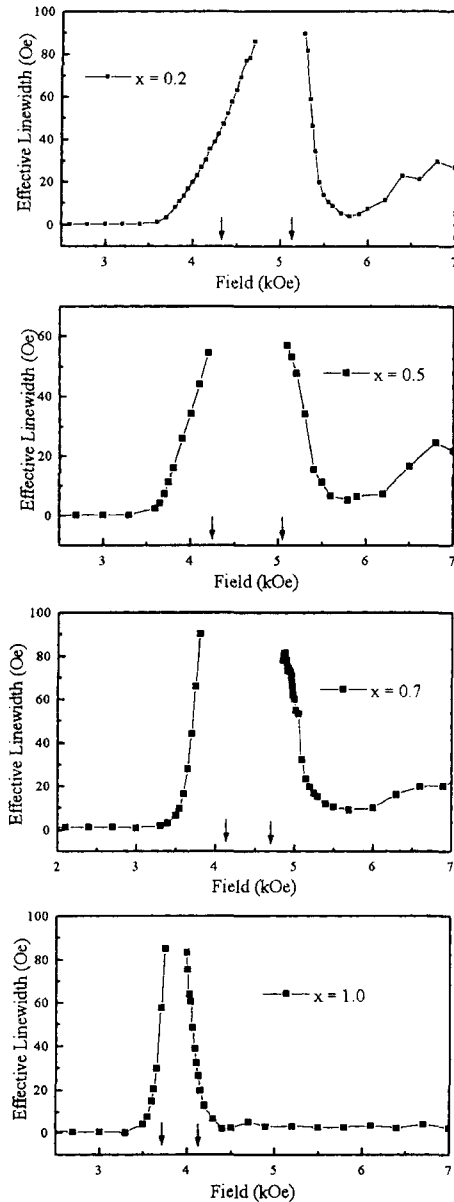


Fig. 7. The effective linewidth as a function of applied magnetic field for $(Ca, Zr)_x Y_{3-x} Fe_{5-x} O_{12}$.

기장보다 낮은 자기장에서는 스핀파의 밀도가 증가함에 따라 유효 선폭이 최대가 되는 영역이 형성된다. 정자기장이 시료면에 나란한 경우는 이와 반대로 균일모드의 공명 자기장은 유효 선폭이 최대가 되는 자기장보다 낮은 쪽에 위치하게 된다. 또한 균일모드의 공명 자기장보다 높은 자기장에서의 유효 선폭은 스핀파에 의한 산란 효과가 없으므로 유효 선폭의 감소가 급격해져야 한다. Fig. 7에 보

여지는 실험 결과는 스핀파 산란영역에서 급격한 손실을 보이고 있을 뿐 아니라 산란영역 밖에서도 비교적 큰 손실을 보이고 있다. 이러한 현상은 스핀파의 이차 산란이나 자기이방성의 요동에 기인한 것으로 알려져 있다[11]. 또한 Fig.7의 모든 조성에서 스핀파 측위가 없는 6 kOe 이상에서도 정자기장이 증가함에 따라 유효 선폭이 증가하는 영역이 존재하며, (Ca, Zr)의 치환량이 증가함(포화자화 감소)에 따라 손실의 세기가 감소함을 보이고 있다. 이것은 자기장의 증가에 따른 품질인자의 측정으로부터 무한 자기장에 대한 값을 외삽하는 과정에서 포화자화값에 비례하여 보다 높은 자기장에서 측정이 이루어져야 하기 때문에 포화자화가 작은 시료에서는 손실영역의 세기가 비교적 작게 나타나는 것으로 생각된다. 따라서 포화자화가 비교적 큰 시료의 경우는 약 10 kOe 이상까지 측정이 이루어져야 할 것으로 생각된다.

V. 결 론

Off-resonance를 이용한 마이크로파 소재의 자기손실을 조사하기 위해 공동 공진기의 섭동법에 의해 다결정 $(Ca, Zr)_x Y_{3-x} Fe_{5-x} O_{12}$ 의 유효 선폭을 측정하였다. 마이크로파 진동수가 9.43 GHz이므로 자구벽의 공명현상에 의한 자기손실은 거의 무시될 수 있으며, 모든 조성에서의 유효 선폭은 스핀파 산란 영역에서 급격한 증가를 보이고 있을 뿐 아니라 산란영역 밖에서도 비교적 큰 손실을 보이고 있다. 공동 공진기의 섭동방법에 의한 유효 선폭의 측정 정밀도를 높이기 위해서는 정자기장에 따른 공명진동수와 품질인자의 변화를 통한 외삽과정을 고려할 때 인가 정자기장의 세기를 보다 높게 하므로써 가능할 것으로 생각된다.

참 고 문 헌

- [1] H. P. J. Wijn and R. C. LeCraw, *J. Appl. Phys.*, **39**(2), 720(1968).
- [2] Q. H. F. Vrethen, *J. Appl. Phys.*, **40**(4), 1849(1969).
- [3] C. E. Patton, *Phys. Rev.*, **179**(2), 352(1969).
- [4] C. E. Patton and T. Kohane, *Rev. Sci. Instr.*, **43**, 76(1972).
- [5] M. V. Kogekar and C. E. Patton, *J. Magn. Magn. Mater.*, **54-57**, 1139(1986).
- [6] T. V. Gilbert and J. M. Kelly, *Proc. Conf. Magnetism and Magnetic Materials*, 253(1955).
- [7] W. D. Wilber and L. M. Silber, *J. Appl. Phys.*, **63**(8), 3353(1988).
- [8] H. Moosmuller, K. D. Mackinstry, and C. E. Patton, *J. Appl. Phys.*, **67**(9), 5521(1990).

- [9] J. R. Trudson, K. D. Mackinstry, R. Karim and C. E. Patton, IEEE Trans. **Magn-28**(5), 3309(1992). [10] J. A. Osborn, Phys. Rev., **67**(11/12), 351(1945).
[11] E. Schlomann, J. Phys. Chem. Sol., **6**, 242(1968).

Measurement of Effective Linewidth for Ca-Zr Substituted YIG

Y. Y. Kim, G. W. Han, G. P. Han, D. J. Kim, S. S. Lee and T. G. Choi

Electronics and Telecommunications Research Institute, Taejon 305-350, Korea

(Received 29 November 1999, in final form 30 December 1999)

The effective linewidth was measured using the conventional cavity perturbation method at 9.43 GHz in room temperature for Ca-Zr substituted yttrium iron garnet plate. The experimental set-up consists of the network analyzer, the electromagnet and the cylindrical TE₀₁₁ cavity. Measurement was performed in the static magnetic field perpendicular to the sample plane. The real and imaginary parts of diagonal component of the microwave susceptibility tensor are obtained from the resonance frequency and the quality factor Q of the cavity. Variations of the effective linewidth was qualitatively explained with the spin wave scattering theory.