ISSN (Print) 1598-5385
ISSN (Online) 2233-6648
≪연구논문≫ Journal of the Korean Magnetics Society 24(6), 165-170 (2014) http://dx.doi.org/10.4283/JKMS.2014.24.6.165

Analysis of Ferromagnetic and Spin Wave Resonance Signals in CoFeB Thin Films

Dong Young Kim and Seok Soo Yoon*
Department of Physics, Andong National University, Andong 760-749, Korea

(Received 9 December 2014, Received in final form 15 December 2014, Accepted 15 December 2014)

We analyzed the ferromagnetic and spin wave resonance signals measured in amorphous CoFeB thin films with different thickness. The ferromagnetic resonance field (H_{FMR}) was not depend on the thickness of CoFeB films, but the spin wave resonance field (H_{SWR}) was well fitted with the theoretical prediction depending on the thickness. The uniaxial anisotropy field of H_k = 37 Oe was obtained from the angular dependent H_{FMR} in CoFeB films. The H_{SWR} showed same angular behaviors with H_{FMR}, however, the amplitude of spin wave resonance signals showed 5.7 times higher than that of ferromagnetic resonance signals in CoFeB film with t = 100 nm. The higher signals were due to the two reasons; one was the small damping for the spin wave propagation without degradation, the other was uniform magnetization for the ideal standing wave modes.

Keywords : CoFeB film, ferromagnetic resonance, spin wave resonance, uniaxial anisotropy

CoFeB 박막 재료에서 강자성 및 스핀파 공명 신호 분석

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

(2014년 12월 9일 받음, 2014년 12월 15일 최종수정본 받음, 2014년 12월 15일 게재확정)

본 연구에서는 두께가 다른 비정질 CoFeB 박막 재료에서 측정한 강자성 및 스핀파 공명 신호를 비교 분석하였다. 강자성 공명 자기장(H_{FMR})은 두께에 거의 무관하게 일정한 값을 갖는 반면 스핀파 공명 자기장(H_{SWR})은 CoFeB의 두께에 의존하는 스핀파 모드들에 대한 이론 값과 일치하였다. 수평면에서 자기장 각도에 따른 H_{FMR} 측정 결과로부터 CoFeB 재료의 일축이방성 자기장은 37 Oe였다. 한편 H_{SWR}은 H_{FMR}과 동일한 각도 의존성을 보였으며, 스핀파 공명 신호의 크기는 강자성 공명 신호에 비하여 약 5.7배 증가하였다. 이러한 증가는 비정질 재료의 작은 감쇠 상수에 의한 저감이 작은 스핀파의 진행 특성 및 균일한 자화에 의한 이상적인 정상파 형성 조건에 기인함을 알 수 있었다.

주제어 : CoFeB 박막, 강자성 공명, 스핀파 공명, 일축이방성, 표면 이방성

I. 서 론

마이크로파 주파수에서 작동하는 자성 소자(magnetic device)들에 사용되는 강자성 박막재료는 운용 주파수 대역의 높은 투자율 특성뿐만 아니라 재료의 두께에 따른 균일한 자화 특성 등에 대한 요구사항을 만족하여야 한다. 자성 박막에서 마이크로파 주파수로 회전하는 자기스핀들의 세차운동 및 감쇠 특성은 공명 자기장 조건에서 마이크로파 에너지 흡수율을 측정하는 강자성 공명(ferromagnetic resonance, FMR) 장치를 이용하고 있으며, 이들 신호는 LLG(Landau-Lifshitz-Gilbert) 운동 방정식을 사용하여 분석되고 있다. 자기장 하에 놓인 자기스핀들의 세차운동 주파수와 마이크로파 주파수가 일치하는 공명 조건에서 모든 자기스핀들이 마이크로파 에너지를 흡수하여 높은 에너지 준위로 여기 된다. FMR 장치는 공명 조건을 만족하여 마이크로파 에너지를 최대로 흡수하는 자기장을 측정하며, 이때의 자기장을 강자성 공명 자기장(H_{FMR})이라고 한다. 자성 박막 재료의 이방성 상수 및 감쇠상수는 측정된 H_{FMR} 및 공명 선폭(linewidth)으로부터 얻어진다 [1-8].

자성 박막에서 모든 자기스핀들이 동일하게 세차 운동(coherent precession) 하면서 공명 조건을 만족할 때 강자성 공명이라 부른다. 한편, 세차운동을 하는 자기스핀들이 만드는 스핀파(spin wave)가 박막 재료의 두께 방향으로 진행하

© The Korean Magnetics Society. All rights reserved.
*Corresponding author: Tel: +82-54-820-5445,
Fax: +82-54-823-1628, e-mail: yoon@andong.ac.kr

면서 정상파(standing wave) 모드 조건을 만족하는 경우를 스핀파 공명(spin wave resonance)이라 부르며, 두께가 560 nm인 NiFe 박막 재료에서 처음 발견되었다[9]. FMR 장치를 이용하여 공명 신호를 측정하는 경우 자성 박막의 두께가 임계두께 이상으로 증가하면 스핀파 공명 신호가 강자성 공명 신호 보다 작은 자기장에서 나타나기 시작하며, 이러한 스핀파 공명 자기장은 두께의 제곱에 반비례하므로 두께가 더욱 더 두꺼워지면 강자성 공명 신호와 스핀파 공명 신호가 겹쳐지게 되어 공명 선폭을 증가시키는 요인으로 작용한다[10-13].

강자성 공명 신호의 선폭은 자화가 균일한 경우에는 Gilbert 감쇠 상수 α와 관련 지어 설명되고 있으나[4], 자화가 비균일한 경우에는 박막의 두께에 따라서 두 가지 특성으로 구분된다. 자성 박막의 두께가 임계두께 이하에서는 재료의 국부적인 자화 각도 변화 및 박막 표면에 존재하는 자화량 변화가 주요한 원인으로 작용한다. 그러나 자성 박막의 두께가 임계 두께 이상으로 증가하면 스핀파가 생성되어 진행하게 되며, 이들 강자성 공명과 스핀파 공명 선폭이 중첩하여 공명선폭을 증가시키는 역할을 하게 된다. 이때 국부적인 자화 각도 변화 및 박막 표면에 존재하는 자화량 변화가 매우 작은 경우 공명 선폭의 변화가 매우 작게 나타나므로 FMR 장치로 선폭 변화를 측정하는 것이 어렵지만 공명 신호의 크기 변화는 선폭 변화보다 민감하게 측정된다. 그러나 공명 신호의 크기 변화특성에 대한 비교 분석은 이루어지지 않고 있다.

본 연구에서는 두께가 다른 비정질 CoFeB 재료의 제작하여 수평면에서 자기장 각도에 따른 강자성 및 스핀파 공명 신호를 측정하였다. 100 nm 두께를 갖는 CoFeB 재료에서 두드러지게 나타나는 스핀파 공명 신호의 크기 증가에 대한 특성을 분석하기 위하여 강자성 공명 신호로부터 추출한 강자성 공명 자기장, 공명 선폭 및 공명 신호의 크기 특성을 비교 분석하였다.

II. 실험방법

비정질 강자성 재료인 CoFeB 박막은 고진공 DC 마그네트론 스퍼터링 방법을 사용하여 열산화막이 있는 Si 기판 위에 상온에서 증착 하였다. 이때 하부층으로는 Ta(5 nm)를 증착하였으며, 자성 박막의 표면 산화를 방지하기 위하여 자성 재료 상부에 Ta(5 nm)를 증착 하였다. 제작된 박막의 적층 구조는 Ta/CoFeB(t nm)/Ta/SiO_2/Si이었으며, 비정질 CoFeB 박막의 두께에 따른 강자성 및 스핀파 공명 특성을 분석하기 위하여 t = 10, 50, 100, 200, 300 및 400 nm의 재료를 각각 제작하였다.

제작된 박막 재료들의 자기장 세기에 따른 강자성 공명 신호는 FMR 측정 장치인 Bruker사의 Xepr을 사용하였으며 9.89 GHz(X-band)의 고정 주파수에서 측정하였다. CoFeB 박막의 자기이방성 자기장 및 공명 선폭(ΔH_{PP})을 분석하기 위하여 수평면(in-plane)에서 자기장 각도(ϕ_H)에 따른 강자성 및 스핀파 공명 신호를 측정하였다. 이들 측정 결과로부터 강자성 및 스핀파 각각에 대하여 자기장 각도에 따른 공명 자기장, 공명 선폭 및 공명 신호의 크기를 도출하였다.

III. 실험결과 및 고찰

자기장의 세기에 따른 강자성 공명 신호는 자기스핀의 세차운동 주파수 특성을 반영하므로 재료의 g-factor을 결정하기 위하여 널리 사용되고 있으며, 또한 강자성 공명 자기장은 재료의 이방성 특성에 의존하므로 각종 자성 재료의 결정이방성, 유도이방성, 다층박막의 층간 결합력 및 교환 바이어스 특성 등을 분석하기 위하여 이용되고 있다. 이러한 강자성 공명 신호는 자기스핀의 세차운동 주파수와 마이크로파 주파수가 공명 조건이 되었을 때 마이크로파 에너지를 흡수하는 특성을 이용하여 측정된다. 마이크로파 주파수를 고정한

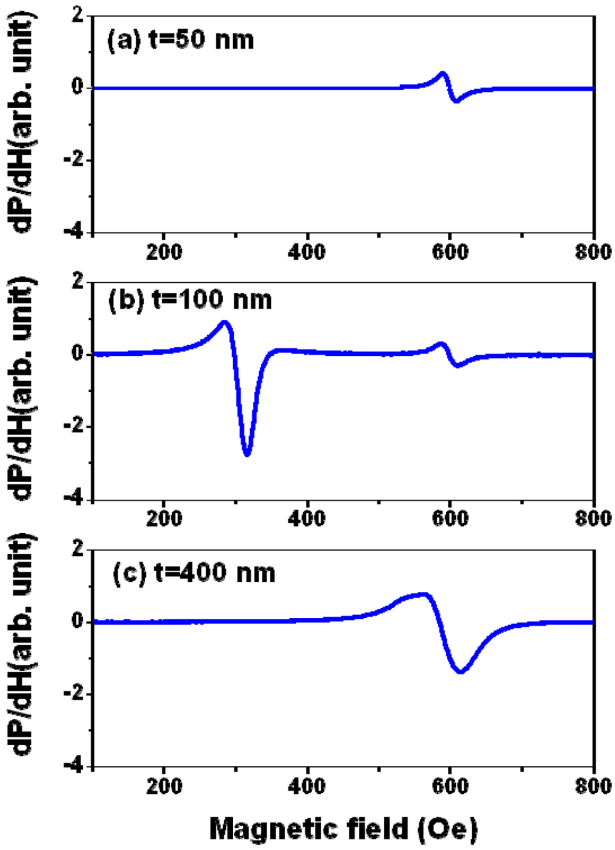

Fig. 1. (Color online) Measured resonance signals with magnetic field at easy axis ($\phi_H = 0^o$) in amorphous CoFeB thin films with thickness of (a) t = 50 nm, (b) t = 100 nm, and (c) t = 400 nm, respectively.

경우 공명 조건은 특정한 자기장의 세기에서 마이크로파 에너지의 흡수가 최대가 된다. 본 연구에서는 마이크로파 흡수 파워(P)를 자기장(H)으로 미분한 공명 신호(dP/dH)를 측정하는 Bruker사의 Xepr 장치를 사용하였으며, 9.89 GHz(X-band)의 세차운동 주파수에 해당하는 공명 신호를 자기장의 세기에 따라 측정하였다.

Fig. 1은 두께가 50, 100, 400 nm인 비정질 CoFeB 재료의 자화 용이축 방향에서 자기장의 세기에 따라 측정한 공명 신호 특성을 보인다. 두께가 50 nm인 재료에서는 자기장의 세기에 따른 공명 신호가 하나만 나타났으며, 공명 신호는 최대값을 보인 다음 감소하여 최소값을 보인 후 증가하여 영(0)의 값으로 근접하였다. 이때 공명 자기장(H_{res})은 Fig. 1(a)에서 보인 것과 같이 공명 신호가 최대값을 지난 후 신호의 크기가 영이 되는 자기장으로 정의하였으며, 두께 50 nm인 재료에서 측정된 공명 자기장은 강자성 공명 자기장(H_{FMR})을 의미한다. 한편, 두께가 100 nm인 재료에서는 두 개의 공명 신호가 나타났으며, 하나의 공명 자기장은 두께가 50 nm에서 보인 강자성 공명 자기장과 동일한 위치에서 나타났으며, 다른 하나는 강자성 공명 자기장 보다 낮은 자기장에서 나타났다. 강자성 공명 자기장 보다 낮은 자기장에서 나타난 공명 자기장은 두께 방향으로 진행하는 스핀파의 정상파 공명에 기인하는 스핀파 공명 자기장(H_{SWR})이라고 한다. 두께가 400 nm인 재료에서는 강자성 공명과 스핀파 공명 두 개가 겹쳐 나타났으며, 이는 스핀파 공명 자기장이 재료의 두께에 의존하는 특성임을 보이는 결과이다.

두께가 두꺼운 박막 재료에서 독립적으로 나타나는 강자성 공명과 스핀파 공명은 공명 조건을 만족하는 원인이 서로 다르다. 강자성 공명은 동일한 방향과 주파수로 세차 운동(coherent precession)을 하는 자기스핀들이 세차운동 주파수와 동일한 마이크로파 에너지를 흡수하여 높은 에너지 준위로 여기 되면서 나타나는 공명 조건이다. 한편, 스핀파 공명은 세차운동을 하는 자기스핀들이 만드는 스핀파(spin wave)가 박막의 두께 방향으로 진행하면서 정상파(standing wave) 모드를 형성하면서 나타나는 공명 조건이다.

일반적으로 비정질 CoFeB는 일축이방성 특성을 보이며, 일축이방성 자기장(H_K)은 유효형상이방성 자기장($4\pi M_{eff}$)에 비하여 상대적으로 매우 작다. 이러한 특성을 보이는 강자성 박막은 $4\pi M_{eff} >> H_{res} >> H_K$ 조건을 만족하므로 강자성 공명 자기장(H_{FMR})은 다음과 같이 간단하게 표현된다[5].

$$H_{FMR} = \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 \frac{1}{4\pi M_{eff}} - H_K \cos 2\phi_H \tag{1}$$

여기서 $\gamma = g\mu_B/\hbar$는 자기 스핀의 자이로 계수(gyromagnetic factor)이며, g, μ_B, 및 $\hbar$는 각각 g-factor, 보아 마그네톤 상수 및 플랑크 상수이다. 또한 ω는 마이크로파의 각주파수($\omega = 2\pi f$)이며, ϕ_H는 박막 재료의 수평면에서 자화 용이축으로부터 측정된 자기장의 각도를 나타낸다.

재료의 두께에 의존하는 스핀파 공명은 다음과 같이 표현된다[10-13].

$$H_{SWR} = H_{FMR} - \frac{2A_{ex}}{4\pi M_{eff}}\left(\frac{n\pi}{t}\right)^2 \tag{2}$$

여기서 t는 박막의 두께이고, 자성 재료의 스핀들간의 교환 뻣뻣함 상수(exchange stiffness constant) A_{ex}는 스핀파들의 탄성 특성을 나타내는 재료의 물성이다. n은 스핀파의 정상파 모드를 나타내는 정수이다(n = 1, 2, 3, 4….). 식(2)에서 스핀파 공명 자기장은 강자성 공명 자기장 보다 작은 자기장에서 나타나며, 강자성 공명 자기장과 스핀파 공명 자기장의 차이는 박막의 두께의 제곱에 반비례한다. 따라서 박막의 두께가 두꺼워지면 두 공명 자기장의 차이가 작아져서 두 공명 신호들은 Fig. 1(c)에서 보인 것과 같이 겹쳐 보이게 된다.

또한 스핀파 공명은 정상파 모드를 나타내는 정수 n의 제곱에 비례한다. 강자성 공명은 스핀파 공명과 독립적으로 나타나므로 식(2)에서 정수 n이 0인 경우와 같다. 따라서 본 연구에서는 강자성 공명을 $n = 0$으로 표시하고 스핀파 공명은 $n = 1, 2, 3, \ldots$으로 표시하였다. 비정질 CoFeB 재료의 두께에 따른 강자성 공명 자기장과 스핀파 공명 자기장은 Fig. 2에서 보인 것과 같다.

Fig. 2에서 강자성 공명 자기장($n = 0$)은 두께에 무관하게 약 611 Oe에서 형성되고 있으며, $n = 1, 2, 3, 4$에 해당하는 스핀파 공명 자기장은 두께에 따라서 강자성 공명 자기장으로 접근하는 경향을 보인다. Fig. 2에서 실선은 식(2)를 사용

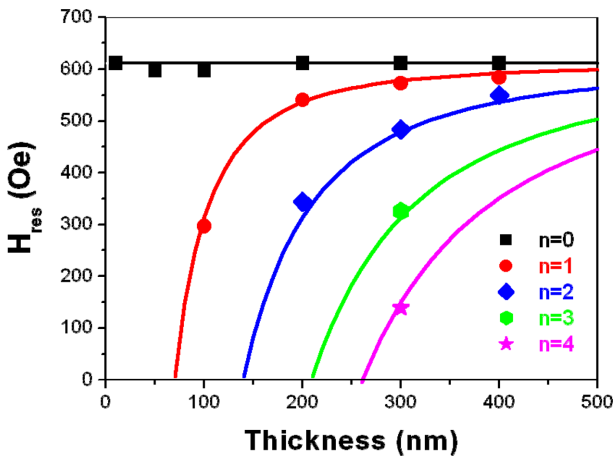

Fig. 2. (Color online) Thickness dependence of ferromagnetic and spin wave resonance fields. $n = 0$ indicates the ferromagnetic resonance and $n = 1, 2, 3, 4$ indicate the spin wave resonance modes. The solid lines are fitted by Eq. (2).

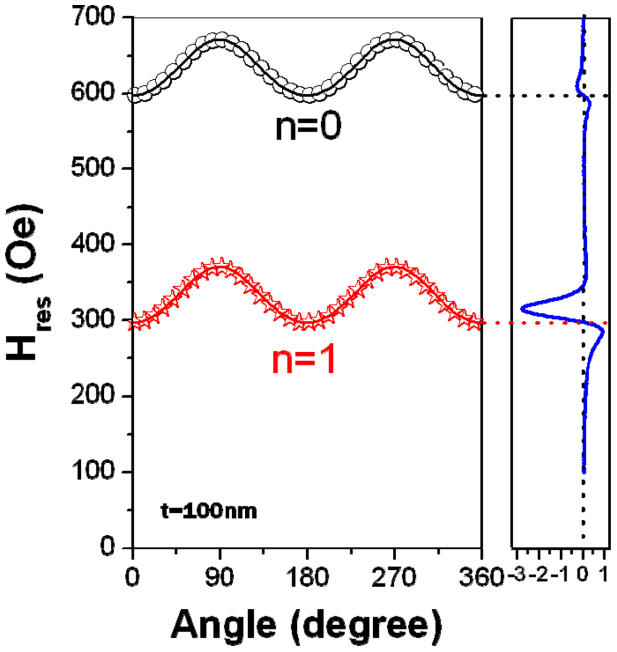

Fig. 3. (Color online) Resonance field (H_{res}) with magnetic field angle (ϕ_H) of ferromagnetic ($n = 0$) and spin wave ($n = 1$) measured in amorphous CoFeB thin film with $t = 100$ nm. The solid lines are fitted by Eq. (1) and (2).

하여 계산한 결과이며, 계산 결과로부터 CoFeB 재료의 유효 포화자화량은 $M_{eff} = 1350$ emu/cc, 스핀들간의 교환 뻣뻣함 상수는 $A_{ex} = 2.0 \times 10^{-6}$ erg/cm[14] 및 g-factor은 $g = 2.155$의 값을 얻었다.

Fig. 3은 두께가 100 nm인 CoFeB 박막 재료의 자기장 각도에 따른 강자성 공명 자기장($n = 0$)과 스핀파 공명 자기장($n = 1$) 특성을 보인다. Fig. 3에서 실선은 식(1)과 식(2)를 이용하여 강자성 및 스핀파 공명 자기장을 계산한 결과이다. 강자성 공명 자기장($n = 0$)에 대한 계산 결과로부터 CoFeB 재료의 일축 이방성 자기장 $H_K = 37$ Oe였다. 한편 스핀파 공명 자기장($n = 1$)은 강자성 공명 자기장 보다 낮은 자기장 쪽으로 이동되어 있었으며, 강자성 공명 자기장과 동일한 이방성 자기장 특성을 보였다. 이는 식(2)에서 보인 결과와 일치함을 알 수 있었다.

강자성 공명 선폭(ΔH_{PP})은 자화가 균일한 자성 재료의 경우에는 감쇠 특성을 포함하는 Landau-Lifshitz 방정식의 공명 조건을 만족하는 해로부터 간단하게 다음과 같이 표현된다[1].

$$\Delta H_{PP} \approx \frac{2\alpha\omega}{\sqrt{3}\gamma} \tag{3}$$

여기서 α는 Gilbert 감쇠 상수 이며, 균일한 자화의 경우 강자성 공명 선폭은 각도에 무관하게 일정한 값을 갖는다. Fig. 4에서 보인 100 nm 두께를 갖는 비정질 CoFeB재료의 강자

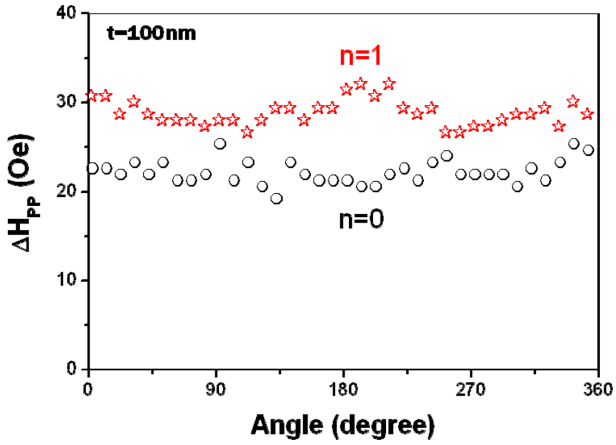

Fig. 4. (Color online) Linewidth (ΔH_{PP}) with magnetic field angle (ϕ_H) of ferromagnetic ($n = 0$) and spin wave ($n = 1$) measured in amorphous CoFeB thin film with $t = 100$nm.

성 공명 선폭($n = 0$)은 자기장 각도에 거의 무관한 특성을 보이며, 이러한 결과는 비정질 CoFeB 재료가 균일한 자화 특성을 보유하고 있음을 반영하고 있다. 또한 식(3)으로 계산한 Gilbert 감쇠 상수는 $\alpha = 0.006$으로 매우 작은 값을 갖고 있음을 알 수 있다. 한편, 스핀파 공명 선폭($n = 1$)은 강자성 공명 선폭에 비하여 약 1.3배 증가하였으나, 자기장 각도에 거의 무관한 특성을 보인다.

두께가 100 nm인 CoFeB 재료에서 $n = 1$ 모드에 해당하는 스핀파 공명 신호는 강자성 공명 신호에 비하여 평균적으로 약 5.7배 크게 나타났으며, 자기장 각도에 따른 공명 신호의 크기 변화는 Fig. 5에서 보인다.

Fig. 5에서 보인 것과 같이 스핀파 공명 신호의 크기 증가는 스핀파가 정상파를 형성하는 경계 조건 및 스핀파의 전파

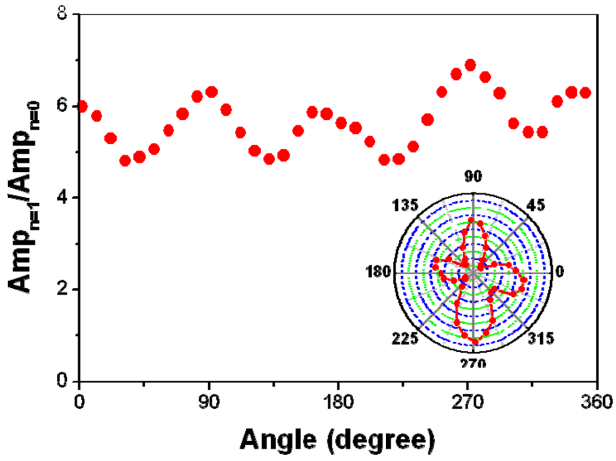

Fig. 5. (Color online) Ratio of ferromagnetic ($n = 0$) and spin wave ($n = 1$) amplitude with magnetic field angle (ϕ_H) measured in amorphous CoFeB thin film with $t = 100$ nm. The insert figure shows the angular dependence of $Amp_{n=1}/Amp_{n=0}$.

특성과 밀접한 관계가 있다. 자성 박막 재료에서 스핀파들이 정상파 모드를 형성하기 위해서는 박막의 양쪽 표면에서 일어나는 반사가 이상적인 경계 조건을 만족하여야 하며, 스핀파의 전파 과정에서 감쇠가 적어야 한다. 비정질 CoFeB는 이러한 경계 조건 및 감쇠 특성을 만족하고 있음을 반영하고 있으며, 이러한 특성은 강자성 공명 선폭과 관련 지어 설명할 수 있다. CoFeB 박막 재료의 Gilbert 감쇠 상수는 $\alpha = 0.006$으로 매우 작은 값을 갖고 있으므로 스핀파의 진행 과정 동안 감쇠가 적음을 알 수 있다. 또한 자기장 각도에 거의 무관한 특성을 보이는 공명 선폭으로부터 얻어진 비정질 CoFeB 재료의 균일한 자화 특성은 스핀파의 경계 조건을 만족시키는 원인으로 작용하고 있음을 반영한다. 이러한 원인으로 인하여 스핀파의 공명 신호 크기는 Fig. 5에서 보인 것과 같이 강자성 공명 신호 크기 보다 약 5.7배 이상 증가하게 된 것으로 사료된다.

Fig. 5는 자기장의 각도에 따른 스핀파 공명 신호의 크기 변화 특성을 보인다. 자기장 각도에 따른 스핀파 공명 신호 크기는 Fig. 5에 삽입된 그림과 같이 쌍축이방성 특성을 보인다. Fig. 3에서 보인 것과 같이 강자성 공명 자기장은 일축이방성 특성을 보이고 있었으나, 스핀파 공명 신호의 크기는 두드러지게 쌍축이방성 특성을 보이고 있는 것이다. 강자성 공명 신호의 크기는 공명 선폭이 작은 경우 증가하는 특성을 보인다. Fig. 4에서 보인 것과 같이 비정질 CoFeB 재료의 강자성 공명 선폭($n = 0$)은 각도에 거의 무관한 특성을 보이므로 스핀파 공명 신호의 크기 역시 각도에 무관한 특성을 보여야 한다. 그러나 측정된 스핀파 공명 신호대 강자성공명 신호의 크기비($Amp_{n=1}/Amp_{n=0}$)는 자기장 각도에 따라 쌍축이방성 특성을 보이고 있다.

비정질 CoFeB은 열처리 과정 동안 B의 확산에 의하여 체심입방구조(body centered cubic, bcc)를 갖는 bcc CoFeB (001) 결정으로 성장하며, 이로 인하여 B가 많이 빠져나간 표면에서 쌍축이방성 특성이 생성되는 것으로 알려져 있다[15]. 본 연구에서 제조한 CoFeB 역시 표면에서 쌍축이방성 특성이 형성되었으며, 이러한 특성이 자기장 각도에 따른 스핀파 공명 신호의 크기에 영향을 미친 것으로 보인다.

따라서 강자성 공명 선폭에서는 나타나지 않지만 스핀파 공명 신호의 크기에서 두드러지게 나타나는 변화는 재료 표면에 존재하는 비균일한 자화 특성에 기인하는 것으로 사료된다. 즉, 자화가 비균일한 경우에는 자성 재료의 국부적인 자화 각도 변화 및 박막 표면에 존재하는 자화량 변화가 공명 선폭을 증가시키는 원인으로 작용하며, 이러한 선폭 증가는 자기장 각도에 따른 함수로 나타나게 된다. 이러한 선폭 변화 특성은 전체 자화량과 표면 자화량의 부피비에 비례하므로 이들의 부피비가 작은 경우 선폭 증가 폭은 작게 나타나게 된다. 그러나 박막의 표면에서 반사를 일으키는 스핀파는 표면에 존재하는 작은 자화 변화인 쌍축이방성 특성을 민감하게 감지할 수 있음을 보인다.

IV. 결 론

본 연구에서는 강자성 및 스핀파 공명 신호를 비교 분석하기 위하여 두께 10, 50, 100, 200, 300, 400 nm의 비정질 CoFeB 박막 재료를 제작하였다. 이들 재료에서 측정한 강자성 공명 자기장(H_{FMR})은 두께에 거의 무관하게 일정한 값을 갖는 반면 스핀파 공명 자기장(H_{SWR})은 CoFeB의 두께의 제곱에 반비례하는 스핀파 모드들에 대한 이론 값과 일치하였다. 수평면에서 자기장 각도에 따른 H_{FMR} 및 선폭으로부터 CoFeB 재료의 일축이방성 자기장은 37 Oe이고 감쇠 상수 $\alpha = 0.006$의 값을 보유하고 있음을 확인 하였다.

스핀파 공명 자기장은 이론적인 분석 결과와 같이 강자성 공명 자기장과 동일한 각도 의존성을 보였다. 또한 스핀파 공명 신호의 크기는 강자성 공명 신호에 비하여 약 5.7배 증가하였으며, 이는 작은 감쇠 상수에 의한 스핀파의 진행 특성 및 균일한 자화에 의한 이상적인 정상파 형성 조건에 기인함을 알 수 있었다. 한편 각도에 따른 스핀파 공명 신호의 크기는 쌍축이방성 특성을 보였다. 이는 본 연구에서 제조한 CoFeB 표면에서 쌍축이방성 특성이 형성되었으며, 박막의 표면에서 반사를 일으키는 스핀파는 표면에 존재하는 작은 자화 변화를 민감하게 감지할 수 있음을 알 수 있었다.

감사의 글

이 논문은 2010년도 정부(교육과학기술부)의 재원으로 한국연구재단의 기초연구사업 지원을 받아 수행된 것임 (NRF2010-0008282).

References

[1] W. Platow, A. N. Anisimov, G. L. Dunifer, M. Farle, and K. Baberschke, Phys. Rev. B **58**, 5611 (1998).
[2] S. J. Yuan, L. Sun, H. Sang, J. Du, and S. M. Zhou, Phys. Rev. B **68**, 134443 (2003).
[3] S. Misukami, Y. Ando, and T. Miyazaki, Jpn. J. Appl. Phys. **40**, 580 (2001).
[4] M. Oogane, T. Wakitani, S. Yakata, R. Yilgin, Y. Ando, A. Sakuma, and T. Miyazaki, Jpn. J. Appl. Phys. **45**, 3889 (2006).
[5] S. Yuan, K. Yu, L. M. Yu, S. X. Cao, C. Jing, and J. C. Zhang, J. Appl. Phys. **101**, 113915 (2007).
[6] S. Yuan, B. Kang, L. Yu, S. Cao, and X. Zhao, J. Appl. Phys. **105**, 063902 (2009).

[7] S. Yuan, L. Wang, R. Shan, and S. M. Zhou, Appl. Phys. A **79**, 701 (2004).
[8] J. P. Nibarger, R. Lopusnik, Z. Celinsk, and T. J. Silva, Appl. Phys. Lett. **83**, 93 (2003).
[9] M. H. Seavey, Jr. and P. E. Tannenwald, Phys, Rev. Lett. **1**, 168 (1958).
[10] C. Bilzer, T. Devolder, J.-V. Kim, G. Counil, and C. Chappert, J. Appl. Phys. **100**, 053903 (2006).
[11] K. Kiseki, S. Yakata, and T. Kimura, Appl. Phys. Lett. **101**, 212404 (2012).
[12] X. Liu, Y. Y. Zhou, and J. K. Fuedyna, Phys. Rev. B **75**, 195220 (2007).
[13] Y. Y. Kim, J. S. Baek, S. J. Lee, K. W. Rhie, and W. Y. Lim, J. Kor. Phys. Soc. **31**, 495 (1997).
[14] H. Ulrichs, B. Lenk, and M. Munzenberg, Appl. Phys. Lett. **97**, 092506 (2010).
[15] J. Hayakawa, S. Ikeda, F.Matsukura, H. Takahashi, and H. Ohno, Jpn. J. Appl. Phys. **44**, L587 (2005).