

The Buffer Layer Dependent Magnetic Properties of 30-nm-thick Ni₈₀Fe₂₀ Thin Film Using Brillouin Light Scattering

Jungwon Kim[†], Soojung Kim, Sunghyun Min, and Chun-Yeol You*

Department of Physics and Chemistry, DGIST, Daegu 42988, Korea

Jaehun Cho*,†

Division of Nanotechnology, Institute of Convergence, DGIST, Daegu 42988, Republic of Korea

(Received 11 November 2025, Received in final form 1 December 2025, Accepted 2 December 2025)

In this study, the influence of various buffer-layer structures on the magnetic properties of 30-nm-thick Ni₈₀Fe₂₀ thin films was investigated. Ni₈₀Fe₂₀ layers were deposited on Si/SiO₂ substrates with four different buffer configurations: Ta (5 nm), Ta (5 nm)/Ru (5 nm)/Ta (5 nm), Ta (5 nm)/Ru (10 nm)/Ta (5 nm), and Ta (5 nm)/Ru (10 nm)/Ta (10 nm), using DC magnetron sputtering. The surface morphology and crystalline structure of the buffer layers were examined using atomic force microscopy (AFM) and X-ray diffraction (XRD), respectively. The surface roughness deviations were below 0.03 nm, smaller than the Ni atomic monolayer thickness (0.2 nm), suggesting negligible effects on the film growth. The influence of the buffer layer variation on the film properties appears to be minimal. The magnetic dynamic properties were analyzed using Brillouin light scattering (BLS), where the Damon-Eshbach and the first bulk modes were clearly resolved. From these spectra, the saturation magnetization (M_s) and exchange stiffness constant (A_{ex}) were extracted. The analysis showed that the M_s exhibited no significant differences depending on the buffer layer. Although the A_{ex} varied by up to approximately 3% depending on the buffer-layer structure, the standard deviation of the determined values was about 0.2 pJ/m, which is comparable to the fitting error obtained from the least-squares method. The A_{ex} values therefore did not show a considerable dependence on the stacking configuration of the buffer layer. This suggests that the crystallographic characteristics of the buffer layers have a negligible influence on the bulk spin-wave mode behavior of the Ni₈₀Fe₂₀ thin film.

Keywords : Ni₈₀Fe₂₀ thin film, Brillouin light scattering, Exchange stiffness constant

브릴루昂 광 산란 실험을 이용한 버퍼층의 변화에 따른 30 nm 두께의 Ni₈₀Fe₂₀ 박막의 자성특성연구

김정원[†] · 김수정 · 민성현 · 유천열*

대구경북과학기술원 화학물리학과, 대구시 달성군 현풍읍 테크노중앙대로 333, 42988

조재훈*,†

대구경북과학기술원 나노기술연구부, 대구시 달성군 현풍읍 테크노중앙대로 333, 42988

(2025년 11월 11일 받음, 2025년 12월 1일 최종수정본 받음, 2025년 12월 2일 게재확정)

본 연구에서는 다양한 버퍼층 구조가 Ni₈₀Fe₂₀(30 nm) 박막의 자성특성에 미치는 영향을 분석하였다. Si/SiO₂ 기판 위에 DC 마그네트론 스퍼터링법을 이용하여 Ta (5 nm), Ta (5 nm)/Ru (5 nm)/Ta (5 nm), Ta (5 nm)/Ru (10 nm)/Ta (5 nm), Ta (5 nm)/Ru (10 nm)/Ta (10 nm)의 버퍼층을 각각 형성하고, 그 위에 30 nm 두께의 Ni₈₀Fe₂₀ 박막을 증착하였다. 버퍼층의 형태 학적 특성은 원자힘현미경(AFM)으로, 결정 구조는 X선 회절(XRD)로 분석하였다. 그 결과, 모든 버퍼층의 표면 거칠기 편자는 0.03 nm 이하로 Ni의 원자 단층 두께(0.2 nm)보다 작아, Ni₈₀Fe₂₀ 박막의 미세구조에는 미미한 영향을 미치는 것으로 판단되었

© The Korean Magnetics Society. All rights reserved.

*The authors contributed equally to this work.

*Corresponding author: Tel: +82-53-785-3607, e-mail: jhcho@dgist.ac.kr (J. Cho)
Tel: +82-53-785-6522, e-mail: cyyou@dgist.ac.kr (C.-Y. You)

다. 자화 동역학 특성은 브릴루앙 광산란(Brillouin light scattering; BLS)을 이용하여 측정하였으며, Damon-Eshbach 모드와 첫 번째 덩어리 모드로부터 포화자화(M_s)와 교환 뺏뺏함 상수(A_{ex})를 산출하였다. 분석 결과, M_s 값은 버퍼층에 따라 큰 차이를 보이지 않았으며, A_{ex} 값은 버퍼층 구조에 따라 최대 약 3%의 차이가 나지만, 결정된 값들의 표준편차는 0.2 pJ/m 정도로 최소 제곱법으로 결정된 값들의 오차와 큰 차이가 없다. A_{ex} 값 또한 버퍼층의 적층 형태에 따라 큰 차이를 보이지 못하였다. 이는 버퍼층의 결정학적 특성이 $Ni_{80}Fe_{20}$ 박막의 덩어리 스피파 모드 특성에는 영향을 끼치지 않는 것으로 생각된다.

주제어 : $Ni_{80}Fe_{20}$ 박막, 브릴루앙 산란실험, 교환 뺏뺏함 상수

I. 서 론

자성박막의 자기적 특성은 박막의 결정학적 구조, 표면 거칠기, 그리고 하부 버퍼층(buffer layer)의 물리적·화학적 특성에 의해 크게 영향을 받는다. 특히 NiFe 계열의 연자성 박막은 낮은 보자력(coercivity)과 감쇠계수(Gilbert damping constant), 그리고 높은 포화자화(saturation magnetization) 특성으로 인해 스피밸브(spin valve), 자기저항 센서, 스피 구동 소자 등 다양한 스피트로닉스 응용 분야에서 핵심적인 소재로 널리 사용되고 있다[1-3]. 그러나 이러한 연자성 박막의 자기적 균일성과 보자력을 하부 버퍼층의 조성과 두께에 따라 크게 달라지며, 박막이 두꺼워질수록 계면 효과는 약화되는 반면 내부 응력(relaxation)과 결정립 성장(grain growth)에 따른 미세조직 변화가 자기이방성 거동에 더 큰 영향을 미치게 된다[4,5]. 자성박막에서의 버퍼층으로는 Ta이 많이 사용되는데, 그 이유로는 Ta을 증착하면, β -Ta으로 성장하여, 자성층의 결정성에 도움을 주거나, 표면 거칠기에 영향을 줄 수 있기 때문이다[6,7]. 또한 Ta의 경우에 스피홀 효과를 측정하기 위한 버퍼층으로 많은 연구가 되기도 하였다[8-10]. Ru은 hcp(002) 방향으로 성장하여 Ta 층보다 높은 결정 방향성을 갖고 성장하여 상부 자성박막의 결정 배향을 유도하고, 열처리 안정성 확보의 우수성을 가지고 있다[11].

특히 수직자기이방성(perpendicular magnetic anisotropy, PMA)을 갖는 얇은 자성박막의 경우에서 버퍼층은 자성층과의 결정학적 정합과 계면 전자 구조를 조절함으로써 자기이방성의 크기와 방향성을 결정짓는 핵심 역할을 한다. Co/Pt, Co/Pd, CoFe/Pd과 같은 이종접합 구조에서는 비자성 금속층의 강한 스피-오비탈 상호작용(spin-orbit interaction)에 의해 계면 기인 수직자기이방성이 유도되며[4,12-14], 이러한 구조는 높은 자기이방성과 열적 안정성을 동시에 확보할 수 있는 것으로 알려져 있다. 또한 Ta/CoFeB/MgO 구조에서는 Ta 버퍼층이 B의 확산층으로 작용하여, 열처리 후 CoFeB의 결정화와 MgO(001) 면과의 정합을 촉진함으로써 PMA를 향상시키는 것으로 보고되었다[15-17]. 따라서 버퍼층의 조성 및 두께는 자성층의 결정 배향과 계면 이방성의 크기를 제어하는 주요 인자로 작용한다. 또한 NiFe 박막의 경우 두께가 증가하면 버퍼층으로 인하여 자성층의 미세구조 및 Gilbert 감쇠

계수, 포화자화, 자기저항 값이 변하기도 한다[1-3].

브릴루앙 광산란(Brillouin light scattering; BLS)이란 빛이 매질내의 열적으로 들뜬 장파장의 스피파에 의해 비탄성 산란된 것을 가리키며[18], 높은 분해능의 간섭계를 이용하여 산란된 빛의 진동수 변이를 측정함으로서 매질의 스피파의 주파수를 결정할 수 있다. 자성박막에서 검출되는 스피파는 입자들의 간격에 비해 수 천 배 긴 파장을 가지고 있기 때문에 매질은 연속체로 가정할 수 있다. BLS를 이용한 자화동역학의 연구는 자성박막의 포화자화, 교환 뺏뺏함 상수, 자기이방성 에너지에 대한 도구로 사용되어 왔다[19-28]. 교환 뺏뺏함 상수(A_{ex})는 자성체 내에서 인접한 스피들이 서로 평행하게 정렬하려는 상호작용의 세기를 나타내는 물리량이다. A_{ex} 는 자성특성을 가지는 죄인접 원자의 개수와 비례하여 크기가 결정된다[29]. 이전의 연구에서는 CoFeB 박막의 증착 조건을 변화시키거나, CoFeB 층의 열처리 효과에 대한 A_{ex} 변화를 관찰하였다[30,31]. NiFe 박막의 두께 변화에는 A_{ex} 는 유의만 변화를 관측하지 못하였다[32]. 본 연구에서는 DC 마그네트론 스퍼터링 방법으로 제작된 자성박막의 동역학적인 자성특성을 연구하기 위하여 Ta (5 nm), Ta (5 nm)/Ru (5 nm)/(Ta 5 nm), Ta (5 nm)/Ru (10 nm)/(Ta 5 nm), Ta (5 nm)/Ru (10 nm)/(Ta 10 nm)의 버퍼층에, 30 nm 두께의 $Ni_{80}Fe_{20}$ 층에서의 포화자화, 교환 뺏뺏함 상수 등을 BLS를 통하여 결정하였다. 이를 통하여 버퍼층이 $Ni_{80}Fe_{20}$ 을 증착한 박막에 대한 영향을 연구하였다.

II. 실험 방법

본 연구에서 사용된 시료는 Si에 SiO_2 가 100 nm 열적으로 산화된 기판에 버퍼층을 증착하고, $Ni_{80}Fe_{20}$ 박막을 각각 30 nm 두께로 증착 후, 산화를 방지하기 위하여 5 nm 두께의 Ta 피복층을 증착하였다. 버퍼층에 따른 자성특성을 연구하기 위하여, 버퍼층은 (i) Ta (5 nm), (ii) Ta (5 nm)/Ru (5 nm)/Ta (5 nm), (iii) Ta (5 nm)/Ru (10 nm)/Ta (5 nm), (iv) Ta (5 nm)/Ru (10 nm)/Ta (10 nm)의 서로 다른 버퍼층을 이용하여 실험을 진행하였다. 챔버 내부의 진공도는 극저온 펌프를 이용하여 5×10^{-9} Torr 수준의 초기 진공도를 형성하였으며 고순도 Ar 가스를 주입하여 2×10^{-3} Torr 수준

의 작업 압력을 형성한 후 증착을 진행하였다. BLS 측정에는 532 nm 단일파장을 가지고 *p*-편광된 Diode-pumped solid-state 레이저를 160 mW의 세기로 50 mm의 초점거리를 가지는 카메라 렌즈를 통하여 시료 표면에 45°로 입사하고 입사하는 방향과 면상에서 수직되는 방향으로 자기장을 인가하여 측정하였다. 시료 표면에서 입사된 빛의 180도 후방 산란된 빛 중에서 *s*-편광성분을 Sandercock 타입의 (3+3) 다중 패브리-페로 간섭계를 통해 분석하여 스플라우스를 측정하였다[33]. 자세한 측정의 방법은 이전의 연구결과에서 찾을 수 있다[19-21].

III. 실험 결과 및 논의

버퍼층의 표면의 형태와 결정성을 조사하기 위하여 12 mm × 12 mm 사이즈의 Si에 SiO_2 가 100 nm 열적으로 산화된 기판에 (i) Ta (5 nm), (ii) Ta (5 nm)/Ru (5 nm)/Ta (5 nm),

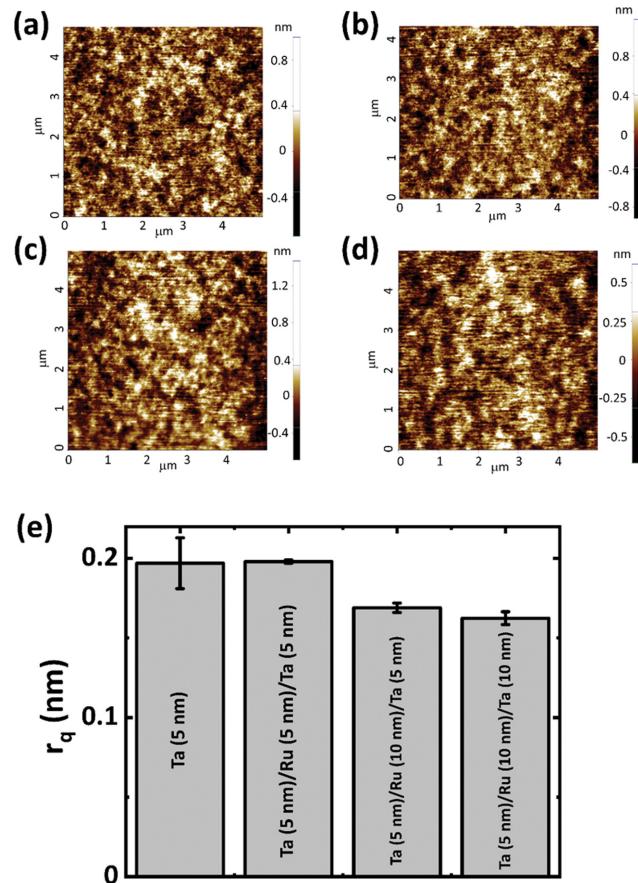


Fig. 1. (Color online) (a)~(d) AFM images ($5 \times 5 \mu\text{m}$) for various buffer layers: (a) Ta (5 nm), (b) Ta (5 nm)/Ru (5 nm)/Ta (5 nm), (c) Ta (5 nm)/Ru (10 nm)/Ta (5 nm), and (d) Ta (5 nm)/Ru (10 nm)/Ta (10 nm). (e) AFM RMS roughness of various buffer layers with error bars.

(iii) Ta (5 nm)/Ru (10 nm)/Ta (5 nm), (iv) Ta (5 nm)/Ru (10 nm)/Ta (10 nm)의 버퍼층만을 증착하고, 원자 힘 현미경(atomic force microscope; AFM)과 X선 회절(X ray diffraction; XRD) 실험을 실시하여 버퍼층의 형태학적인 연구를 수행하였다. 서로 다른 버퍼층의 AFM 결과를 Fig. 1(a)~(d)에 전시하였다. 버퍼층의 표면 거칠기가 균일한지 확인하기 위하여 증착된 면적 보다 작은 $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ 의 크기를 측정하여 root-mean-square(RMS; r_q) 거칠기 값의 편차를 확인하였다. 표면 거칠기의 측정은 AFM의 순방향과 역방향의 움직임을 측정하여 평균값을 구하였다. r_q 거칠기 값을 Fig. 1(e)에 정리하였다. 이 결과를 보면, Ta (5 nm)과 Ta (5 nm)/Ru (5 nm)/Ta (5 nm) 버퍼층에서 표면 거칠기가 비슷한 값을 가지며, 그 값은 0.198 nm이다. 반면에 Ta (5 nm)/Ru (10 nm)/Ta (10 nm) 버퍼층의 표면 거칠기는 0.163 nm로 제일 작게 측정되었다. 편차를 보면, Ta (5 nm)의 버퍼층이 제일 큰 편차를 얻었다. 이 결과로는 Ta 층 위에 Ru 층을 10 nm 쌓은 시료가 표면 거칠기가 줄어든 결과를 얻었으나, 모든 버퍼층의 표면 거칠기 편차는 0.03 nm 정도로 Ni의 격자상수로부터 구한 원자 단층의 두께인 0.2 nm보다 작은 값을 가진다. 결과적으로, 네 가지 버퍼층 간의 표면 거칠기 편차가 Ni 원자 단층 두께보다 작은 수준이므로, 이러한 미세한 표면 거칠기 차이는 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ 박막의 미세구조나 자작적 균일성에 미치는 영향이 상대적으로 미미할 것으로 판단된다.

Fig. 2는 버퍼층 구조에 따른 XRD 패턴을 나타낸 것으로, (a) Ta (5 nm), (b) Ta (5 nm)/Ru (5 nm)/Ta (5 nm), (c) Ta (5 nm)/Ru (10 nm)/Ta (5 nm), (d) Ta (5 nm)/Ru (10 nm)/Ta (10 nm) 시료의 결과를 각각 비교하였다. 모든

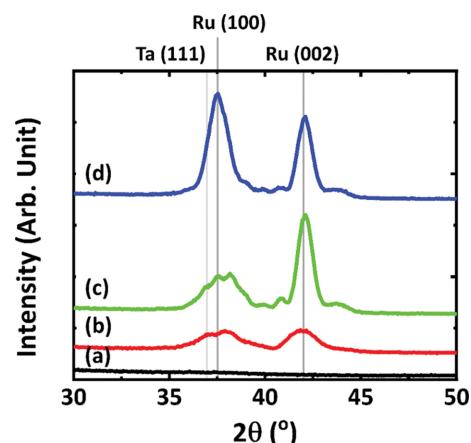


Fig. 2. (Color online) X-ray diffraction (XRD) patterns of buffer layers with different stacking structures: (a) Ta (5 nm), (b) Ta (5 nm)/Ru (5 nm)/Ta (5 nm), (c) Ta (5 nm)/Ru (10 nm)/Ta (5 nm), and (d) Ta (5 nm)/Ru (10 nm)/Ta (10 nm).

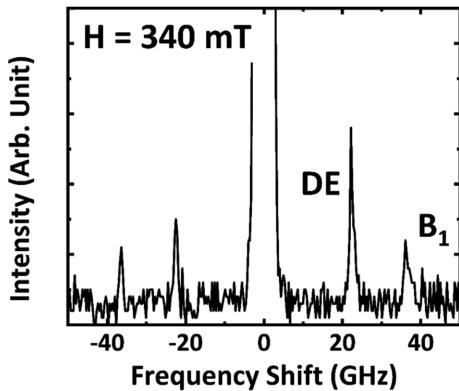


Fig. 3. Typical BLS spectra for 30-nm-thick $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ film under the applied magnetic field at 340 mT. The peak labeled “DE” is the Damon-Eshbach (surface) mode and “B1” is the first bulk mode, respectively.

시료에서 약 $38^\circ\sim45^\circ$ 구간에서 약한 회절 신호가 관찰되었으나, Ta 단층 버퍼층 (a)의 경우 뚜렷한 회절 피크가 확인되지 않아 Ta 박막이 주로 다결정 상태로 성장된 것으로 판단된다. 반면 Ru가 포함된 시료들 (b)~(d)에서는 약 38.3° 부근의 Ru(100) 및 42.2° 부근의 Ru(002)에 해당하는 회절 피크가 명확하게 나타나, Ru 층이 우세한 hcp 구조를 형성하고 있음을 확인할 수 있다. 특히 Ru의 두께가 증가함에 따라 (002) 피크의 강도가 증가하고 피크 폭이 감소하는 경향을 보여, Ru 층의 결정성이 향상되고 결정립(grain size)이 성장함을 시사한다. 또한 상부 Ta 두께가 증가한 (d) 시료에서도 Ru 피크의 상태 강도가 유지되고 있어, Ru 층이 전체 버퍼의 결정학적 텍스처를 주도하고 있음을 알 수 있다.

Fig. 3은 외부자기장이 340 mT에서 측정한 5 nm의 두께를 가지는 Ta 버퍼에 30 nm 두께의 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ 박막에 대한 대표적인 BLS 스펙트럼이다. 중앙의 큰 신호는 탄성 산란에 의한 신호이다. 양 옆의 스펙트럼 상의 신호들은 매질내의 스핀파에 의해 산란된 광선들로써 산란된 광선과 입사광선 간의 진동수 차이에 의한 진동수 변이(frequency shift)를 나타내는데, 이를 스핀파의 진동수라 한다. 탄성 산란에 의한 신호를 중심으로 Stokes 영역(음수 영역)과 anti-Stokes 영역(양수 영역)으로 나뉘는데, 이는 입사광에 의하여 각각 스핀파가 생성(Stoke) 또는 흡수(anti-Stoke)되는 영역을 의미한다. Fig. 3에서 ± 22 GHz 근처의 낮은 진동수 영역에서 나타나는 모드를 표면 스핀파 또는 Damon-Eshbach(DE) 모드, 그리고 ± 37 GHz 근처의 높은 진동수에서 나타나는 모드를 첫번째 덩어리(B₁) 모드라 한다[34]. DE 모드의 경우 Stokes 영역과 anti-Stokes 영역의 스핀파의 신호세기가 다른 것은 스핀파의 비가역적인 거동의 결과이다[35]. 덩어리 모드의 경우에는 스핀파의 파수벡터가 자성박막의 두께 방향으로 존재하기 때문

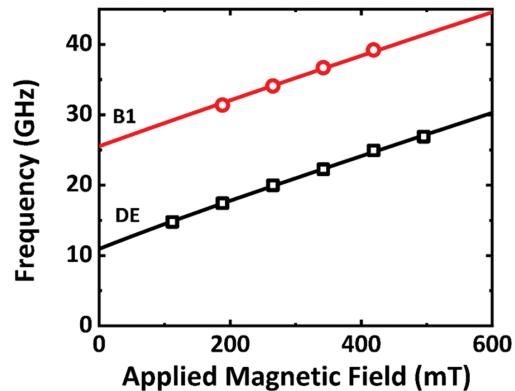


Fig. 4. (Color online) Variation of spinwave frequencies with the applied magnetic field for 30-nm-thick NiFe film. The open black rectangles (open red circles) are experimental results using BLS measurements for Damon-Eshbach (the first bulk) mode. The solid lines represent the calculated values with the determined M_s and A_{ex} .

에, 스핀파의 세기가 Stokes, anti-Stokes 영역에서 동일한 특성을 가지게 된다. 본 연구에서 이용한 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ 의 두께영역의 경우에는 교환상호작용 에너지와 쌍극자 에너지만을 고려 할 수 있고, 이러한 시스템에서는 외부자기장이 증가할수록 스핀파의 주파수가 증가하는 경향을 보인다. 그럼 3에서 볼 수 있듯이 표면 스핀파 모드와 첫번째 덩어리 모드의 신호를 서로 간섭없이 결정하기 위하여 30 nm 두께의 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ 박막을 선택하여 실험하였다.

$\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ 박막의 자성특성을 결정하기 위하여 자기장의 변화에 따른 스핀파의 변화를 측정하였다. Fig. 4는 Ta (5 nm)/ $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (30 nm) 시료의 BLS 실험결과이다. BLS로 측정된 자기장 변화에 따른 스핀파의 주파수는 다음과 같이 주어진다[19,21,34].

$$f_{DE} = \frac{\gamma}{2\pi} \left[H_{ex}(H_{ex} + \mu_0 M_s) + \left(\frac{\mu_0 M_s}{2} \right)^2 (1 - e^{-2q_{//}d}) \right]^{1/2}, \quad (1)$$

$$f_{Bulk} = \frac{\gamma}{2\pi} \left[\left(H_{ex} + \frac{2A_{ex}}{M_s} \left(q_{//}^2 + \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 \right) \right) \left(H_{ex} + \frac{2A_{ex}}{M_s} \left(q_{//}^2 + \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 \right) \right) + \mu_0 M_s \right]^{1/2} \quad (2)$$

여기서 $f_{DE}(f_{Bulk})$ 는 표면(덩어리) 스핀파의 주파수, γ 는 전자의 자기회전비율, H_{ex} 는 외부자기장, M_s 는 포화자화, d 는 자성박막의 두께, $q_{//}$ 는 스핀파의 파수 벡터, A_{ex} 는 교환 뺏뺏함 상수, n 은 덩어리모드의 차수이다. 실험의 오차를 줄이기 위하여 표면 스핀파의 분산관계와 식(1)로부터 M_s 값을 구하고, 그 M_s 값을 첫번째 덩어리 모드의 주파수의 분산관계의 결과와 식(2)로부터 A_{ex} 를 구하는 방법으로 분석을 진행하였다. 이 때의 γ 는 2.32×10^5 m/(A·s)로 고정하여 분석하였다. Fig. 4의 검정색 사각형(표면 스핀파)과 빨간색 원(첫번째 덩어리 모드) 모양은 실험의 결과값이고, 검정색 (표면 스핀파)과 빨

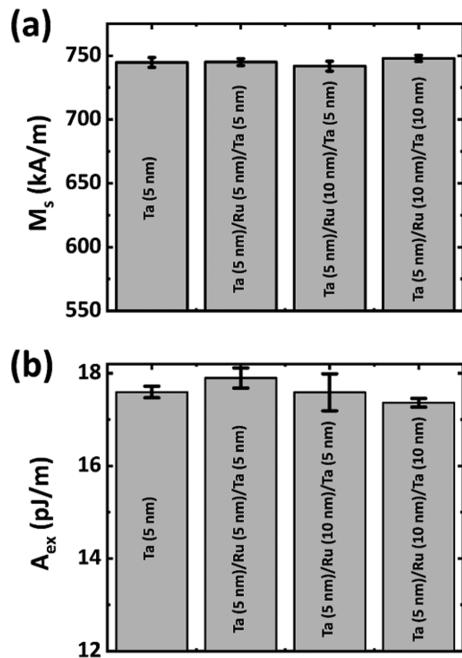


Fig. 5. (a) The buffer layer dependent saturation magnetization values with error bars (b) The buffer layer dependent exchange stiffness constant values with error bars.

간색(첫번째 덩어리 모드) 실선은 피팅으로 구해진 결과 값이다. Ta (5 nm)/Ni₈₀Fe₂₀ (30 nm) 시료의 M_s 와 A_{ex} 는 각각 745 ± 4 kA/m와 17.6 ± 0.1 pJ/m이다.

Fig. 5(a)는 베피층의 변화에 대한 M_s 값에 따라 전시한 것이다. M_s 값은 서로 다른 베피층을 가지는 Ni₈₀Fe₂₀ 박막에서는 애러벌위내에서 거의 비슷한 값을 가진다. 이렇게 결정된 M_s 값을 식(1)에 대입하여 결정한 A_{ex} 값을 Fig. 5(b)에 전시하였다. A_{ex} 값은 Ta (5 nm)/Ru (5 nm)/(Ta 5 nm)의 베피층을 가지는 시료에서 17.9 ± 0.2 pJ/m로서 가장 큰 값을 가지고 있었고, Ta (5 nm)/Ru (10 nm)/(Ta 10 nm)의 베피층을 가지는 시료에서 17.4 ± 0.1 pJ/m로서 가장 작은 값을 가지고 있었다. 가장 큰 A_{ex} 과 가장 작은 값의 차이는 3% 차이인데, 결정된 값들의 표준편차는 0.2 pJ/m 정도 최소 제곱법으로 결정된 값들의 오차와 큰 차이가 없다. A_{ex} 는 자성층의 성분[36,37], 시료의 결정성[38-40], 제작 조건[30,41] 등에 의하여 크게 변할 수 있는데, 본 연구에서는 AFM 및 XRD를 통하여 베피층의 표면 거칠기나, Ta의 결정성에는 큰 변화가 없고, 베피층의 변화에 따른 A_{ex} 의 차이도 크게 나지 않아, 베피층이 30 nm의 Ni₈₀Fe₂₀ 박막의 덩어리 스핀파 모드의 특성에는 영향을 끼치지 않음을 알 수 있었다.

IV. 결 론

본 연구에서는 다양한 Ta 기반 베피층 구조가 30 nm 두

께의 Ni₈₀Fe₂₀ 박막의 구조적 및 자성적 특성에 미치는 영향을 조사하였다. AFM 분석 결과, 모든 시료의 표면 거칠기 편자는 0.03 nm 이하로 Ni의 원자 단층 두께(0.2 nm)보다 작아, 베피층의 표면 거칠기가 Ni₈₀Fe₂₀ 박막의 결정 성장에 미치는 영향은 제한적인 것으로 판단되었다. XRD 분석을 통해 Ru이 포함된 베피층에서는 Ru(100), Ru(002)의 배향이 유지되었으며, 베피층의 두께 변화에 따른 뚜렷한 Ta 층의 텍스처 전이는 관찰되지 않았다. 브릴루앙 광산란(BLS) 측정 결과, Damon-Eshbach 모드와 첫 번째 벌크 모드로부터 포화자화(M_s)와 교환 뗏舛함 상수(A_{ex})를 결정하였으며, M_s 는 베피층 구조에 크게 의존하지 않았다. A_{ex} 값 또한 베피층의 적층 형태에 따라 큰 차이를 보이지 못하였다. 이는 베피층의 결정학적 특성이 Ni₈₀Fe₂₀ 박막의 덩어리 스핀파 모드 특성에는 영향을 끼치지 않는 것으로 생각된다.

감사의 글

이 논문은 교육부의 재원으로 한국연구재단의 기초연구사업(No. NRF-2021M3F3A2A01037526) 및 DGIST 기관고유사업(25-ET-02, 25-SENS2-11)의 지원을 받아 수행되었습니다.

References

- [1] S. Mizukami, Y. Ando, and T. Miyazaki, Jpn. J. Appl. Phys. **40**, 580 (2001).
- [2] H. Gong, D. Litvinov, T. J. Klemmer, D. N. Lambeth, and J. K. Howard, IEEE Trans. Magn. **36**, 2963 (2000).
- [3] B. Warot, J. Imrie, A. K. Petford-Long, J. H. Nickel, and T. C. Anthony, J. Magn. Magn. Mater. **272-276**, e1495 (2004).
- [4] J. Kanak, M. Czapkiewicz, T. Stobiecki, M. Kachel, I. Sveklo, A. Maziewski, and S. van Dijken, Phys. Status Solidi A **204**, 3950 (2007).
- [5] P. D. R. Araujo, R. Macedo, E. Paz, S. Cardoso, D. C. Leitao, and P. P. Freitas, Nanotechnology **34**, 435502 (2023).
- [6] H.-R. Liu, T.-L. Ren, B.-J. Qu, L.-T. Liu, W.-J. Ku, and W. Li, Thin Solid Films **441**, 111 (2003).
- [7] K. Vahaplar, S. Tari, H. Tokuc, and S. Okur, J. Vac. Sci. Technol. B **27**, 2112 (2009).
- [8] L. Liu, C.-F. Pai, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, Science **336**, 555 (2012).
- [9] Q. Hao and G. Xiao, Phys. Rev. B **91**, 224413 (2015).
- [10] A. Kumar, R. Bansal, S. Chaudhary, and P. K. Muduli, Phys. Rev. B **98**, 104403 (2018).
- [11] M. Gottwald, K. Lee, J. J. Kan, B. Ocker, J. Wrona, S. Tibus, J. Langer, S. H. Kang, and E. E. Fullerton, Appl. Phys. Lett. **102**, 052405 (2013).
- [12] J. Jung, J. Cho, H.-C. Choi, K. Lee, C.-Y. You, S.-B. Choe, and J.-S. Kim Appl. Phys. Lett. **118**, 262408 (2021).

- [13] J. Bae, H.-J. Kim, J. Chang, S. H. Han, H. C. Koo, and S. H. Lim, J. Korean Phys. Soc. **61**, 1500 (2012).
- [14] D.-H. Kim, S.-C. Yoo, D.-Y. Kim, K.-W. Moon, S.-G. Je, C.-G. Cho, B.-C. Min, and S.-B. Choe, Appl. Phys. Lett. **104**, 142410 (2014).
- [15] M. Yamanouchi, R. Koizumi, S. Ikeda, H. Sato, K. Mizunuma, K. Miura, H. D. Gan, F. Matsukura, and H. Ohno, J. Appl. Phys. **109**, 07C712 (2011).
- [16] M. Frankowski *et al.*, J. Appl. Phys. **117**, 223908 (2015).
- [17] S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. D. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura, and H. Ohno, Nat. Mater. **9**, 721 (2010).
- [18] P. Grünberg, Light Scattering in Solids V, Topics in Applied physics (TAP, volume 66), Springer-Verlag, Berlin (1989) pp. 303~335.
- [19] T. Wolfram and R. E. Dewames, Progr. Surface Sci. **2**, 310 (1972).
- [20] R. E. Camley and D. L. Mills, Phys. Rev. B **18**, 4821 (1978).
- [21] P. Grünberg, C. M. Mayr, W. Vach, and M. Grimsditch, J. Magn. Magn. Mater. **28**, 319 (1982).
- [22] K. Lee, J. Cho, C.-K. Lee, J. Kim, C.-Y. You, M. Byun, and J.-S. Kim, J. Magn. Magn. Mater. **512**, 167057 (2020).
- [23] J. R. Dutcher, B. Heinrich, J. F. Cochran, D. A. Steigerwald, and W. F. J. Egelhoff, Jr. Appl. Phys. **63**, 3464 (1988).
- [24] A. Murayama, K. Hyomi, J. Eickmann, and C. M. Falco, Phys. Rev. B **60**, 15245 (1999).
- [25] J. Cho, C.-K. Lee, J. Kim, J.-S. Kim, and C.-Y. You, J. Phys. D: Appl. Phys. **55**, 435008 (2022).
- [26] J. Cho, J. Jung, S. B. Kim, W. R. Ju, D. H. Kim, M. Byun, and J.-S. Kim, Materials. **16**, 6418 (2023).
- [27] M. Madami, S. Tacchi, G. Carlotti, G. Gubbiotti, and R. L. Stamps, Phys. Rev. B **69**, 144408 2004.
- [28] J. M. Shaw, S. Lee, and C. M. Falco, Phys. Rev. B **73**, 094417 (2006).
- [29] C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, 7th ed., John Wiley & Sons (1996) p. 446.
- [30] J. Cho, J. Jung, K.-E. Kim, S.-I. Kim, S.-Y. Park, M.-H. Jung, and C.-Y. You, J. Magn. Magn. Mater. **339**, 36 (2013).
- [31] J. Cho, J. Jung, S.-Y. Cho, and C.-Y. You, J. Magn. Magn. Mater. **395**, 18 (2015).
- [32] J. Cho, J.-S. Kim, and C.-Y. You, J. Korean Magn. Soc. **31**, 219 (2021).
- [33] J. R. Sandercock, Light Scattering in Solid III, Topics in Applied physics (TAP, volume 51), Springer-Verlag, Berlin (1982) pp. 173~206.
- [34] J. Cho, J.-S. Kim, and C.-Y. You, J. Korean Magn. Soc. **31**, 69 (2021).
- [35] R. E. Camley, Surf. Sci. Rep. **7**, 103 (1987).
- [36] J. R. Dutcher. Doctoral dissertation, Brillouin light scattering studies of epitaxial ferromagnetic films, Simon Fraser University, Canada (1988).
- [37] J.-S. Kim, G. Kim, J. Jung, K. Jung, J. Cho, W.-Y. Kim, and C.-Y. You, Sci. Rep. **12**, 4549 (2022).
- [38] S. P. Vernon, S. M. Lindsay, and M. B. Stearns, Phys. Rev. B **29**, 4439 (1984).
- [39] C. Eyrich, *et al.*, Phys. Rev. B **90**, 235408 (2014).
- [40] X. Liu, M. M. Steiner, R. Sooryakumar, G. A. Prinz, R. F. C. Farrow, and G. Harp, Phys. Rev. B **53**, 12166 (1996).
- [41] D.-H. Kim, Mater's thesis, Spin-pumping effect in Py/Pd bilayers with nano-oxide layer using vector network analyzer ferromagnetic resonance, Inha University, Korea (2011).