

## Electrical Measurement Methods for Spin-Orbit Torque in Nonmagnet/Ferromagnet Bilayers

Soogil Lee, Jeongchun Ryu, Jong-Guk Choi, Jeong-Mok Kim, Jae Wook Lee,  
June-Young Park, Jaimin Kang, and Byong-Guk Park\*

Materials Science and Engineering, KAIST, Daejeon 34141, Korea

(Received 11 June 2019, Received in final form 24 June 2019, Accepted 25 June 2019)

Spin-orbit torque (SOT) is a spin torque based on spin-orbit coupling in a nonmagnet/ferromagnet heterostructure. In this structure, transverse spin current that is generated by an in-plane charge current and exerts torque on the adjacent ferromagnetic layer. This is intensively investigated because it can be used to switch the ferromagnet effectively in various spintronic devices. Here, we discuss various experimental methods to evaluate the SOT in nonmagnet/ferromagnet bilayer structures.

**Keywords :** spin-orbit torque, magnetization switching, spin current, measurement technique

## 비자성/강자성 이중층에서 스핀 궤도 돌림힘의 전기적 측정방법 고찰

이수길 · 류정춘 · 최종국 · 김정목 · 이재욱 · 박준영 · 강재민 · 박병국\*

한국과학기술원 신소재공학과, 대전시 유성구 대학로 291, 34141

(2019년 6월 11일 받음, 2019년 6월 24일 최종수정본 받음, 2019년 6월 25일 게재확정)

스핀 궤도 돌림힘(spin-orbit torque; SOT)은 비자성/강자성 이중구조(heterostructure)에서 이중층에 수평방향으로 전류를 흘릴 때 수직방향으로 스핀전류(spin current)가 발생되고 이로 인해 강자성체에 미치는 돌림힘(torque)이다. SOT를 이용하면 스핀트로닉스 소자의 효율적인 자화 반전이 가능하기 때문에 많은 연구가 진행되고있다. 본 논문에서는 SOT의 크기를 실험적으로 구하는 여러가지 방법에 대해 소개하고자 한다.

**주제어 :** 스핀 궤도 돌림힘, 자화 반전, 스핀전류

### I. 서 론

스핀 궤도 돌림힘(혹은 스핀 오빗 토크, spin orbit torque; SOT)은 비자성/강자성 구조에서 박막 면에 수평방향으로 전류를 흘려줄 때 수직방향으로 발생하는 스핀전류가 강자성체와 상호작용을 통해 돌림힘(torque)을 인가하는 현상이다. 이는 기존 자화 반전에 사용되던 스핀 전달 돌림힘(spin transfer torque; STT)에 비해 적은 에너지로 자화를 반전시킬 수 있는 가능성이 있다[1-3]. 따라서 이를 이용할 경우 유력 차세대메모리 후보인 MRAM(magnetic random access memory)의 동작속도 향상 및 전력소모를 줄일 수 있기에 현재 많은 연구자들에게 관심을 받고 있다. SOT는 일반적으로

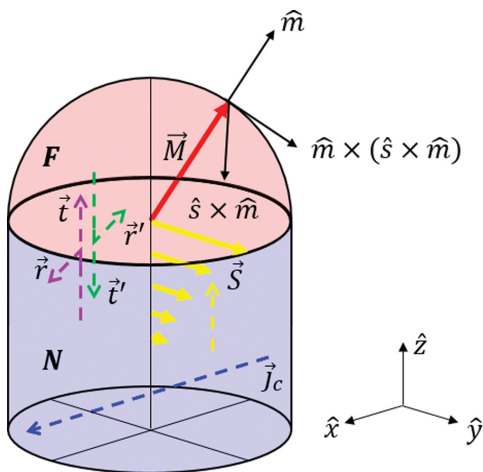
비자성체 자체에서 발생하는 스핀 홀 효과(spin Hall effect; SHE)[4] 혹은 비자성/강자성 계면에서 발생하는 라쉬바 에델슈타인 효과(Rashba-Edelstein effect)[5,6]에 의해 발생하는 스핀전류(spin current)가 일으키는 현상으로 알려져 있다. SOT를 일으키는 근원인 스핀전류가 발생하는 이유에 대해서는 현재 이론적, 실험적으로 활발히 논의가 진행되고 있고[7-10] 나아가 효과적으로 스핀전류를 발생시키기 위해 기존의 Ta, Pt, W 등의 중금속(heavy metal) 소재뿐만 아니라 위상 절연체(topological insulator) 등 여러가지 물질을 이용해서 연구가 진행되고 있다[11-16].

본 논문에서는 스핀전류가 강자성체에 SOT를 어떻게 인가하는가에 대해 일반적인 모델로부터 간략히 짚어보고 돌림힘의 크기 및 스핀전류의 전환 효율을 소자의 저항변화를 관찰하는 실험을 통해 구하는 방법을 살펴본다. 우선 연구자들 사이에서 친숙하게 사용되는 방법인 홀바(Hall bar)소자에 교류

전류를 흘려주고 lock-in amplifier를 이용해서 자화진동에 의한 비정상 홀효과(anomalous Hall effect; AHE)나 면내 홀효과(planar Hall effect; PHE)의 변화를 1차 및 2차 하모닉 신호를 통해 SOT를 측정하는 실험을 설명했다. 다음으로 직류전류를 이용해서 스핀전류를 인가하고 이때 발생하는 자기 이력곡선(hysteresis loop)의 변화로부터 SOT 효율을 구하는 방법, 직류 펄스(pulse)전류와 자기장을 이용해서 실제 자화 반전을 AHE저항을 이용해 관찰하는 방법에 대해 언급했다. 마지막으로 강자성공명(ferromagnetic resonance; FMR)을 통해 SHE의 크기(즉 스핀전류의 변환 효율, 스핀홀각도, spin Hall angle  $\theta_{SH}$ )를 평가하는 방법에 대해 기술했다.

## II. 비자성/강자성 접합에서 SOT의 발생

강한 스핀 궤도 결합을 지닌 비자성체(N)과 강자성체(F)를 접합시킨 구조에서 전류( $\vec{j}_c$ )를  $\hat{x}$  방향으로 가해주면 F/N 계면의 면벡터 방향( $\hat{z}$ )으로  $\hat{y}$  방향의 스핀을 축적시킬 수 있다 (Fig. 1). F/N 계면에 축적된 스핀은  $s$ - $d$  상호작용에 의해 자성체 내부에서 자화의 방향( $\hat{m}$ )을 변화시키는 돌림힘을 형성하는데, 이 현상을 SOT라고 부른다. 이러한 SOT는 비자성체와 자성체 사이의 스핀 전도도에 의해 그 크기와 방향이 달라진다. 자성체에 작용하는 SOT의 효율을 분석할 때, 자화의 방향이 변하면 이에 따라 SOT의 방향과 크기가 계속 변화하게 되므로, 이로 인한 복잡함을 피하기 위해서는 자화의 방향( $\hat{m}$ )과 이와 상호작용하는 스핀 방향( $\hat{s}$ )를 기준으로  $\hat{m}$ ,  $\hat{s} \times \hat{m}$ ,  $\hat{m} \times (\hat{s} \times \hat{m})$ 을 축으로 하는 또 다른 좌표계를 설정할 필요가 있다.



**Fig. 1.** (Color online) A schematic of particle flow in a ferromagnet/nonmagnetic metal junction. The dashed line means a flow direction of particle and the solid line means a spin direction of particle in spin space. The purple (green) arrows represent the particle flow from F(N) to N(F).

한편, 스핀을 고려한 전자를 3차원 직교 좌표로 이해하기 위해서는 전자의 이동방향을 표현하기 위한 3가지 방향과 각 방향으로 이동하는 전자의 스핀 공간을 표현하기 위한 3가지 방향이 필요하므로,  $3 \times 3$ 의 행렬로 매우 복잡하게 표현해야 한다. 이 장의 논의에서는 자화 방향( $\hat{m}$ )의 변화 여부에 중점을 두고 있으므로, 복잡함을 피하고자 비자성/강자성 접합의 면 벡터 방향으로 흐르는 전자의 스핀 공간을 벡터로 표시하도록 하겠다.

이를 염두에 두고 강자성체(F)와 비자성체(N) 사이에서 면 벡터 방향( $\hat{n} = \hat{z}$ )으로의 전자 흐름을 살펴보자. 강자성체(F)에서 비자성체(N)으로 흐르는 방향을 (+)방향으로 정하여 비자성체(N)에서의 전자흐름을 생각해보면, 전체 전자의 흐름은 F에서 N으로 투과( $\vec{t}$ )되어 들어오는 전자, N에서 F로 향하는 입자와 계면에서 반사( $\vec{r}$ )되어 나오는 전자의 벡터 합으로 쓸 수 있다(Fig. 1).

$$j = \begin{aligned} & j = (\text{F에서 N으로 투과된 전자}) \\ & - (\text{N에서 F로 향하는 전자}) \\ & - (\text{N으로 향하는 전자중 반사된 전자}) \end{aligned} \quad (1)$$

전자의 흐름( $\vec{j}$ )을 투과계수( $\vec{t} = \hat{t}_c + \vec{\sigma} \cdot \hat{m} t_s$ )와 반사계수( $\vec{r} = \hat{r}_c + \vec{\sigma} \cdot \hat{m} r_s$ ), 그리고 각 물체의 스핀분포함수( $\vec{j}^N = \hat{f}_c^N + \vec{\sigma} \cdot \hat{s} f_s^N$ ,  $\vec{j}^F = \hat{f}_c^F + \vec{\sigma} \cdot \hat{m} f_s^F$ )를 이용해 다시 표현하면 아래 식(2)처럼 나타낼 수 있다[17,18]. 여기서  $\hat{t}$ 과  $\vec{\sigma}$ 는 각각 단위행렬과 파울리 행렬을 의미한다.  $t_c(r_c)$ 와  $t_s(r_s)$ 는 각각 스핀 방향과 관계 없는 전하의 투과(반사)계수와 스핀의 투과(반사) 계수를 의미한다.  $f_c^{N(F)}$ 와  $f_s^{N(F)}$ 는 각각 비자성체(강자성체)에서 스핀방향과 관계 없는 전하의 분포함수와 스핀의 분포함수를 의미한다.

$$\vec{j} = \frac{1}{2}(j_c \hat{1} + \vec{\sigma} \cdot \vec{j}_s) = \frac{1}{4\pi} [\vec{t}^\dagger \vec{f}^F \vec{t} - (\vec{f}^N - \vec{r}^\dagger \vec{f}^N \vec{r})] \quad (2)$$

위 식을 스핀 전도도( $G_\sigma = \frac{1}{4\pi} |t_d|^2$ ) [17,19]를 이용해 정리하면 아래와 같이 전류의 흐름을 정의할 수 있다. 아래 수식에서 화살표  $\uparrow(\downarrow)$ 는 스핀 업(다운) 상태를 의미한다.

$$j_c = (G_\uparrow + G_\downarrow)(f_c^F - f_c^N) + (G_\uparrow - G_\downarrow)(f_s^F - \hat{s} \cdot \hat{m} f_s^N) \quad (3)$$

$$J_s = [(G_\uparrow - G_\downarrow)(f_c^F - f_c^N) + (G_\uparrow + G_\downarrow)f_s^F - (G_\uparrow + G_\downarrow)\hat{s} \cdot \hat{m} f_s^N] \hat{m} + f_s^F(f_s^F - \hat{s} \cdot \hat{m} f_s^N) - 2\text{Re}G_\uparrow f_s^N \hat{m} \times (\hat{s} \times \hat{m}) - 2\text{Im}G_\uparrow f_s^N \hat{s} \times \hat{m} \quad (4)$$

이로부터 우리는 비자성체로부터 비평형하게 축적된 스핀이 자화와 만났을 때, 편의상 정의한 직교좌표계 [ $\hat{m}$ ,  $\hat{s} \times \hat{m}$ ,  $\hat{m} \times (\hat{s} \times \hat{m})$ ] 내에서 자화에 수직하게 작용하여 자화의 방향을 바

풀 수 있는  $\hat{s} \times \hat{m}$ ,  $\hat{m} \times (\hat{s} \times \hat{m})$  방향의 스핀전류의 존재와 크기를 확인할 수 있다. 이 스핀전류에 비례하여 자성체에서는 돌림힘(torque)이 발생하게 되므로, 돌림힘은 다음과 같이 기술할 수 있다.

$$\vec{\tau}_{\text{SOT}} = \tau_{\perp}(\hat{s} \times \hat{m}) + \tau_{\parallel} \hat{m} \times (\hat{s} \times \hat{m}) \quad (5)$$

한편, Landau-Lifshitz-Gilbert(LLG) 방정식을 살펴보도록 하자.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} &= -\gamma \vec{M} \times \vec{H} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \\ &= \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \vec{H} \times \vec{M} + \frac{\gamma \alpha}{(1 + \alpha^2) M_s} \vec{M} \times (\vec{H} \times \vec{M}) \end{aligned} \quad (6)$$

가장 오른쪽 부분의 첫 번째 항은 일반적으로 자기장( $\vec{H}$ )에 의해 생기는 세차(precession) 항이다. 그리고 두 번째 항은 자기장을 가했을 때 해당 방향으로 자화( $\vec{M}$ )가 정렬되게 하는 감쇠(damping) 항이다.  $M_s$ ,  $\alpha$ 와  $\gamma$ 는 각각 포화 자화(Saturation Magnetization), 감쇠상수 및 자기회전비(gyromagnetic ratio)이다. 여기서 자기장을 스핀  $\hat{s}$ 로 치환하여 (5)와 (6)을 비교해보면 그 꼴이 매우 유사함을 알 수 있다. 이 때문에 스핀( $\hat{s}$ )과 자화방향( $\hat{m}$ )으로 구성된 면에 수직인  $\tau_{\perp}$ 를 field-like SOT(이하 FL-SOT)라 부르고, 스핀( $\hat{s}$ )과 자화방향( $\hat{m}$ )으로 구성된 면에 수평인  $\tau_{\parallel}$ 를 damping-like SOT(이하 DL-SOT)라고 부른다.

### III. 비자성/강자성 이중층에서 SOT 및 스핀전류 측정 방법

#### 1. 수직 자기 이방성을 가지는 이중층 구조에서의 하모닉 SOT 측정

비자성/강자성 금속의 이중층 구조에서는 비자성/강자성 간에 생기는 강한 스핀궤도결합에 의해 비자성 금속으로부터 생성되는 면내방향으로 스핀편극(polarization) 현상이 일어난다 [4-6]. 편극된 스핀전류는 강자성층의 자화에 영향을 미치게 되고, 이와 같은 돌림힘을 SOT라고 부른다. 하모닉 측정법에서는 외부자기장에 따른 홀(Hall) 저항의 변화로 SOT를 정량적으로 평가하는 방법이다. 교류전류의 1차 하모닉 성분 및 2차 하모닉성분으로부터 SOT의 크기를, 자기장의 인가 방향에 따라 SOT의 종류(DL-SOT 및 FL-SOT)를 알아낼 수 있다. 하모닉 측정법의 경우, 홀 자기저항 측정으로 비자성 금속이 가지는 SOT를 용이하게 평가할 수 있고, 같은 소자를 이용하여 다음 절에서 설명될 자화반전 측정 및 자기이력곡선 변화를 통한 SOT 측정 등을 진행할 수 있으므로 SOT의 정량적 평가에 널리 이용되고 있다[13,20-26]. 본 절의 하모닉 측정법에서는 수직자기이방성을 가진 비자성/강자성 금속

의 이중층 구조에 주목하여, 외부 자기장의 크기에 따른 저자기장 및 고자기장의 SOT 평가방법의 두가지 경우에 대해 기술하였다[20,21].

#### 1-1. 저자기장에서의 하모닉 SOT 측정법

Fig. 2와 같은 비자성/강자성 금속의 이중층 구조에서는, 자성층의 자화( $\vec{m}$ )과 외부자기장( $\vec{H}$ )는 다음과 같이 정의된다.

$$\begin{aligned} \vec{m} &= m_s (\sin \theta_m \cos \phi_m, \sin \theta_m \sin \phi_m, \cos \theta_m) \\ \vec{H} &= H (\sin \theta_H \cos \phi_H, \sin \theta_H \sin \phi_H, \cos \theta_H) \end{aligned} \quad (7)$$

여기서  $m_s$ 는 포화자화(saturation magnetization)를 의미한다. 임의의 외부자기장을 인가하여자화( $\vec{m}$ )이 구면좌표계에서  $\theta$  및  $\phi$ 에 위치하였을 때,  $\vec{m}$ 은 교류전류에 의한 SOT가 만들어내는 유효자기장에 의해  $\Delta\theta$ ,  $\Delta\phi$  만큼 진동하게 된다. 이 때의  $\theta$  및  $\phi$  방향의 각도변화를  $\theta_m (= \theta_0 + \Delta\theta)$  및  $\phi_m (= \phi_0 + \Delta\phi)$ 라고 표현하면  $\Delta\theta$ ,  $\Delta\phi$ 는 수직자기이방성 및  $\theta_m$ 이 충분히 작은 시스템에서 다음과 같이 정의된다[20].

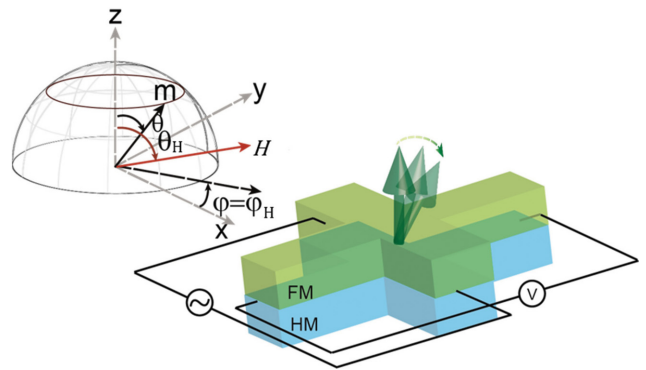
$$\begin{aligned} \Delta\theta &= \frac{\Delta H_x \cos \phi_H + \Delta H_y \sin \phi_H}{H_K \pm H \cos \theta_H}, \\ \Delta\phi &= \frac{-\Delta H_x \sin \phi_H + \Delta H_y \cos \phi_H}{H \sin \theta_H} \end{aligned} \quad (8)$$

이 식에서  $\Delta H_x$  및  $\Delta H_y$ 는  $\hat{x}$ ,  $\hat{y}$  방향으로 작용하는 SOT가 만들어내는 유효자기장,  $H_K$ 는 이방성 자기장값을 나타낸다.

다음으로, 교류전류를  $\hat{x}$  방향으로 인가했을 때 얻어지는 홀전압  $V_{xy}$ 는 자화성분의 AHE 및 PHE의 크기에 따라 다음과 같이 표현된다[13,20,21].

$$V_{xy} = V_A \cos \theta_m + V_P \sin^2 \theta_m \sin(2\phi_m) \quad (9)$$

여기서  $V_A$  및  $V_P$ 는 각각 AHE, PHE에 의한 홀전압을 나타



**Fig. 2.** (Color online) Schematic for harmonic measurement. AC current flows to  $\hat{x}$  direction and  $V_{xy}$  detects the Hall voltage. In plane magnetic field is applied to  $\hat{x}$  direction ( $\phi_H = 0^\circ$ ) or to  $\hat{y}$  direction ( $\phi_H = 90^\circ$ ) depending on the torque characteristics.

낸다.  $\Delta\theta$  및  $\Delta\varphi$ 가 충분히 작을 경우( $\Delta\theta, \Delta\varphi \ll 1$ ) 자화성분이 가진  $\theta_m (= \theta_0 + \Delta\theta)$  및  $\varphi_m (= \varphi_0 + \Delta\varphi)$ 을 대입하여 기술하면 다음과 같이 전개된다.

$$V_{xy} \approx V_A(\cos\theta_0 - \Delta\theta\sin\theta_0) + V_P(\sin^2\theta_0 + \Delta\theta\sin 2\theta_0)(\sin 2\varphi_0 + 2\Delta\varphi\cos 2\varphi_0) \quad (10)$$

주파수  $f$ 를 가진 각속도  $\omega (= 2\pi f)$ 의 교류전류  $\sin(\omega t)$ 를 인가했을 때,  $f$ 가 충분히 작을 경우( $< 50$  Hz), 교류전류에 의한 SOT가 만드는  $\Delta\theta, \Delta\varphi$ 는 교류전류의  $f$ 에 동기화되어 전압으로 검출할 수 있다. 따라서 위의 식은  $\Delta\theta, \Delta\varphi$ 가  $\Delta\theta\sin(\omega t), \Delta\varphi\sin(\omega t)$ 의 형식으로 작용하여 이를 식(10)에 대입하면 다음과 같이 기술된다.

$$\begin{aligned} V_{xy} &= V_0 + V_w\sin(\omega t) + V_{2w}\cos(2\omega t) \\ V_w &= V_A\cos\theta_0 + V_P\sin^2\theta_0\sin 2\varphi_0 \\ V_{2w} &= -((-V_A\sin\theta_0 + V_P\sin 2\theta_0\sin 2\varphi_0)\Delta\theta \\ &\quad + (2V_P\sin^2\theta_0\cos 2\varphi_0)\Delta\varphi) \end{aligned} \quad (11)$$

$V_w$ 를 1차 하모닉 성분,  $V_{2w}$ 를 2차 하모닉 성분이라 표현하고, 위의 식처럼  $V_w$ 는 자기장이 인가되었을 때 자화의 평형상태를,  $V_{2w}$ 는 교류전류에 의해 발생한 SOT가 자화에 미치는 정도를 나타낸다.

수직자기이방성을 가지는 시스템에서 면내 방향( $\theta_b = 90^\circ$ )으로 작은 자기장을 인가하는 경우에  $\theta_0$ 의 변화는 아주 적다고 할 수 있다( $\theta_0 \ll 1$ ). 따라서  $\theta_0$ 는 수직자기이방성 성분( $H_K$ )과 인가 자기장의 수직( $H\cos\theta_H$ ) 및 면내 성분( $H\sin\theta_H$ )으로 근사할 수 있다. 반대로  $\varphi_0$ 의 경우에는 외부자기장의 면내 방향에만 의존하므로,  $\theta_0$  및  $\varphi_0$ 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\theta_0 = \frac{H\sin\theta_H}{H_K \pm H\cos\theta_H}, \varphi_0 = \varphi_H \quad (12)$$

이를  $V_w$ 와  $V_{2w}$ 에 대입하면

$$\begin{aligned} V_w &\approx V_A\cos\theta_0 \approx V_A\left(1 - \frac{1}{2}\left(\frac{H}{H_K}\right)^2\right) \\ V_{2w} &\approx \frac{H\sin\theta_H}{(H_K \pm H\cos\theta_H)^2} \times \{-V_A \times (\Delta H_x \cos\varphi_H + \Delta H_y \sin\varphi_H) \\ &\quad + 2V_P(-\Delta H_x \sin\varphi_H + \Delta H_y \cos\varphi_H)\} \end{aligned} \quad (13)$$

와 같은 결과를 얻을 수 있다. 여기서 자기장의 인가방향( $\varphi_H = 0, 90^\circ$ )에 따라 정리하면,

$$\begin{aligned} V_{2w}(\varphi_H = 0^\circ) &\approx -\frac{H}{H_K}(-V_A \times (\Delta H_x) + 2V_P(\Delta H_y)) \\ V_{2w}(\varphi_H = 90^\circ) &\approx -\frac{H}{H_K}(-V_A \times (\Delta H_y) + 2V_P(\Delta H_x)) \end{aligned} \quad (14)$$

이 되어,  $V_{2w}$ 가  $\Delta H_x$  및  $\Delta H_y$ 에 의존하는 것을 알 수가 있다. 여기서  $V_w, V_{2w}$ 를  $H$ 에 대한 미분으로 나타내면 다음과 같은 식이 얻어진다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 V_w}{\partial H^2} &\approx -V_A\left(\frac{1}{H_K}\right)^2 \\ \frac{\partial V_{2w}}{\partial H}(\varphi_H = 0^\circ) &\approx \frac{-1}{H_K}(-V_A \times (\Delta H_x) + 2V_P(\Delta H_y)) \\ \frac{\partial V_{2w}}{\partial H}(\varphi_H = 90^\circ) &\approx \frac{-1}{H_K}(-V_A \times (\Delta H_y) + 2V_P(\Delta H_x)) \end{aligned} \quad (15)$$

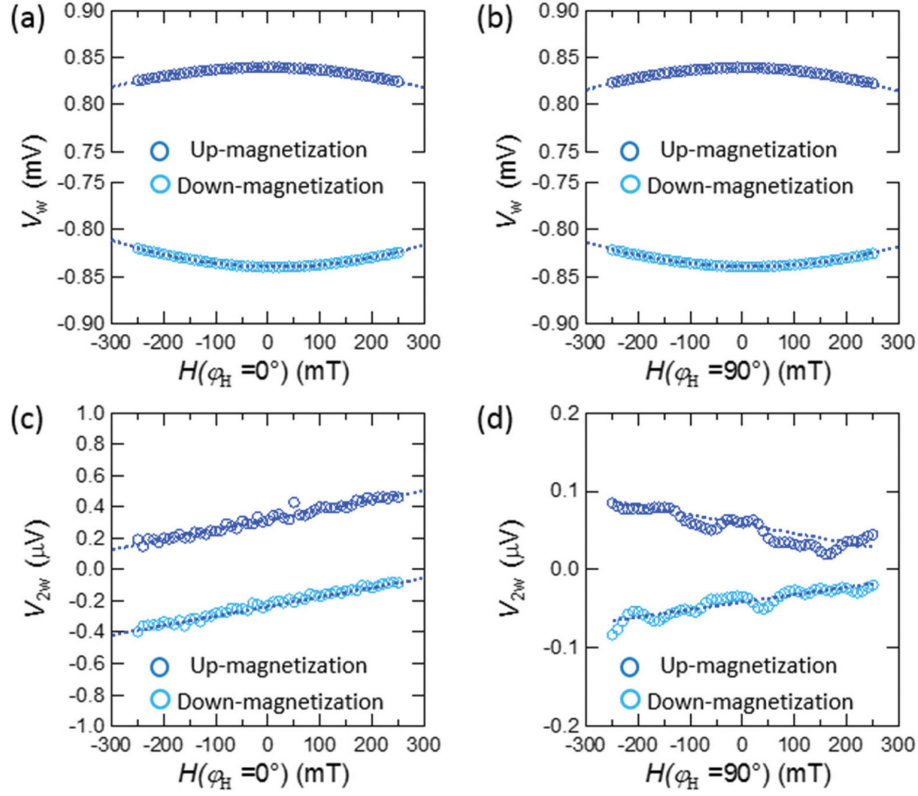
따라서  $\frac{\partial^2 V_w}{\partial H^2}$ 는  $H_K^2$ 가 클수록 그 값은 감소하여 수직자기이방성을 가진 시스템에서 외부자기장에 대한 자화의 변화 상태를 나타낸다고 할 수 있다.  $\frac{\partial V_{2w}}{\partial H}$ 의 경우  $H_K^2$ 에 반비례하지만  $\Delta H_x$  및  $\Delta H_y$ 에 비례하여 수직자기이방성을 가진 자화가 SOT에 의한 유효자기장에 영향을 받는 정도를 나타낸다. 위 식을 간단히 정리하면,

$$\begin{aligned} \Delta H_{x, eff}' &= \frac{\frac{\partial V_{2w}}{\partial H}(\varphi_H = 0^\circ)}{\frac{\partial^2 V_w}{\partial H^2}} = \frac{(-V_A \times (\Delta H_x) + 2V_P(\Delta H_y))}{V_A} \\ \Delta H_{y, eff}' &= \frac{\frac{\partial V_{2w}}{\partial H}(\varphi_H = 90^\circ)}{\frac{\partial^2 V_w}{\partial H^2}} = \frac{(-V_A \times (\Delta H_y) + 2V_P(\Delta H_x))}{V_A} \end{aligned} \quad (16)$$

위의 결과로부터  $\varphi_H = 0, 90^\circ$ 일 경우의 각각의 방향에 작용하는 유효자기장  $\Delta H_{x, eff}'$ ,  $\Delta H_{y, eff}'$ 을 도출해낼 수 있다. 하지만 이 값은 PHE에 의한 직교방향의 유효자기장 정보를 포함하고 있으므로, AHE와 PHE의 비  $\xi (= V_P/V_A)$ 를 이용하여 다음과 같이 보정해줄 필요가 있다. 여기서  $V_P$ 는 식(9)를 이용하여  $V_{xy}(\varphi_H = 45^\circ) - V_{xy}(\varphi_H = 0^\circ)$  혹은  $H$ 가 충분히 클 때( $\theta_m \approx 90^\circ$ )의  $V_{xy}$ 의  $\varphi_H$  의존성을 측정하여 얻을 수 있다.  $\xi$ 를 통해 식(16)을 다시 나타내면

$$\begin{aligned} \Delta H_{x, eff} &= -\frac{(H_{x, eff}' + 2\xi H_{y, eff}')}{1 - 4\xi^2} \\ \Delta H_{y, eff} &= -\frac{(H_{y, eff}' + 2\xi H_{x, eff}')}{1 - 4\xi^2} \end{aligned} \quad (17)$$

따라서 전류방향에 평행하는 방향으로 작용하는 유효자기장  $\Delta H_{x, eff}$ , 전류에 수직하는 방향으로 작용하는 유효자기장  $\Delta H_{y, eff}$ 를 구할 수 있다. 이는  $\tau_{\parallel}$  및  $\tau_{\perp}$ 에 의해 생성되는 유효 자기장에 대응하기에  $\Delta H_{x, eff}, \Delta H_{y, eff}$ 는 각각 DL-SOT 및 FL-



**Fig. 3.** (Color online) Examples of harmonic measurement at low magnetic field region applied to  $\varphi_H = 0^\circ$  (a, c) and  $\varphi_H = 90^\circ$  (b, d). (a, b) correspond to 1st harmonic results and (c, d) represent 2nd harmonic results.

SOT가 만드는 유효자기장  $H_{DL}$ ,  $H_{FL}$ 이 된다.

Fig. 3에 Co/Pt 이중층에서의 저자기장 영역에서의 하모닉 측정결과를 나타내었다. 1차 하모닉 성분의 경우, Co/Pt 이중층이 나타내는 수직자기이방성으로 인해 저자기장 영역에서는 식(13)처럼 수직자화성분의 부호에 의존하는 이차함수와 같은 거동을 보이는 것을 알 수 있다. 이와 반대로 2차 하모닉 성분의 경우  $H_{DL}$ ,  $H_{FL}$ 에 비례하는 일차함수의 형태로 나타난다. 전류와 자기장의 방향이 평행할 때( $\varphi_H = 0^\circ$ )  $V_{2w}$ 가 자화의 방향에 의존하지 않지만, 수직일 때는 ( $\varphi_H = 90^\circ$ ) 자화의 방향에 따라 부호가 반전되어 각각의 2차 하모닉성분이 DL-SOT에 의한  $H_{DL}$ , FL-SOT에 의한  $H_{FL}$ 에 대응한다는 것을 알 수 있다.

### 1-2. 고자기장에서의 하모닉 SOT 측정

본 절에서는 고자기장을 인가했을 때의 SOT의 거동 및 하모닉 측정방법에 대해서 설명한다. 저자기장 영역에서는 자화가  $\theta_m \approx 0^\circ$ 로 근사되었을 때의 SOT를 용이하게 구할 수 있었으나,  $\theta_m$ 이 외부자기장에 의해 근사 범위를 벗어났을 경우에는 적용하기 힘들다는 단점이 있다. 따라서 고자기장에서의 하모닉 SOT 측정을 통해 다양한  $\theta_m$ 의 조건에서 작용하는 SOT를 정량적으로 평가할 수 있다. 1장에서 설명한 SOT를

비탕으로 생각하면  $\hat{y}$  방향의 스핀 편극을 가진 스핀전류가 수직자기장을 가진 자화에 미치는 유효자기장  $H_{DL}$  및  $H_{FL}$ 은 각각  $(\hat{m} \times (\hat{y} \times \hat{m}))$ 과  $(\hat{y} \times \hat{m})$ 으로 작용한다는 것을 알 수 있다. 이와 같은  $H_{DL}$ 과  $H_{FL}$ 을  $\theta_m$  및  $\varphi_m$ 에 따른 식으로 전개하면[21]

$$H_{DL} = -\cos\theta_m \sin\varphi_m (H_{DL,0} + H_{DL,2} \sin^2\theta_m + H_{DL,4} \sin^4\theta_m) \hat{e}_\theta - \cos\varphi_m H_{DL,0} \hat{e}_\varphi \quad (18)$$

$$H_{FL} = \cos\varphi_m (H_{FL,0} + H_{FL,2} \sin^2\theta_m + H_{FL,4} \sin^4\theta_m) \hat{e}_\theta - \cos\theta_m \sin\varphi_m H_{FL,0} \hat{e}_\varphi \quad (19)$$

여기서  $\hat{e}_\theta$ ,  $\hat{e}_\varphi$ 는  $\theta$ ,  $\varphi$  방향의 단위벡터,  $H_{DL,0,2,4}$  및  $H_{FL,0,2,4}$ 은  $\sin^2\theta_m$ 에 관한  $H_{DL}$ 과  $H_{FL}$ 의 고차항을 나타낸다. 유효자기장  $H_{DL}$  및  $H_{FL}$ 은  $\vec{m}$ 의 상태에 따라 변화하기 때문에, 1.1과 같이  $\theta_m \approx 0^\circ$ 로 근사되는 저자기장 영역을 벗어나게 되면  $\hat{e}_\theta$ ,  $\hat{e}_\varphi$ 의 방향에도 작용한다는 것을 알 수 있다.

홀전압  $V_w$ 는 전류  $I$ 에 의존하고, 외부자기장 하에서 ( $\theta_0$ ,  $\varphi_0$ )에  $\vec{m}$ 이 평행상태를 가질 때, 1차 하모닉 성분 및 2차 하모닉 성분을  $\theta_0$ ,  $\varphi_0$ 에 따라 기술하면

$$V_w = V_A \cos\theta_0 + V_P \sin^2\theta_0 \sin(2\varphi_0) \quad (20)$$

$$V_{2w} = (V_A \cos \theta_0 - 2V_P \cos \theta_0 \sin(2\varphi_0)) \frac{d \cos \theta_m}{dI} \Big|_{\theta_0} + IV_P \sin^2 \theta_0 \frac{d \sin 2\varphi_m}{dI} \Big|_{\varphi_0} \quad (21)$$

$V_w$ 는  $\vec{m}$ 의 평행상태에 따라 결정되나,  $V_{2w}$ 는 전류에 의해 변하기 때문에 이를 통해 SOT의 의존성을 유도할 수 있다. 총 유효자기장  $H_{Total} = (H_{DL} + H_{FL})$ 을 기준으로 생각하면,  $V_{2w}$ 에서의 제1항과 제2항은

$$\frac{d \cos \theta_m}{dI} = \frac{d \cos \theta_m}{dH_{Total}} \cdot \frac{dH_{Total}}{dI} = \frac{d \cos \theta_m}{dH_{Total, \theta}} h_\theta \quad (22)$$

$$\frac{d \sin 2\varphi_m}{dI} = \frac{d \sin 2\varphi_m}{dH_{Total}} \cdot \frac{dH_{Total}}{dI} = \frac{d \sin 2\varphi_m}{dH_{Total, \varphi}} h_\varphi \quad (23)$$

위 식에서  $H_{Total, \theta}$  및  $H_{Total, \varphi}$ 는 각각  $H_{Total}$ 의  $\theta, \varphi$  방향성분을 나타내고,  $h_\theta$ 와  $h_\varphi$ 는  $H_{Total, \theta}$  및  $H_{Total, \varphi}$ 를 전류  $I$ 로 나눈 값을 의미한다. 따라서  $h_\theta$ 와  $h_\varphi$ 를 정량적으로 평가하기 위해서는,  $d \cos \theta_m / dI$ 와  $d \sin 2\varphi_m / dI$ 를 이해할 필요가 있다. 외부 자기장  $H$ 에 대해  $\theta_H, \varphi_H$ 는  $\vec{m}$ 에 상관없이 일정하기 때문에,  $H_{Total}$ 을 다시 나타내면

$$\frac{d \cos \theta_m}{dI} = \frac{d \cos \theta_m}{dH} \frac{1}{\sin(\theta_H - \theta_m)} h_\theta \quad (24)$$

$$\frac{d \sin 2\varphi_m}{dI} = \frac{d \cos \theta_m}{dH_{Total, \varphi}} h_\varphi = 2 \cos 2\varphi_m \frac{d\varphi_m}{dH_{Total, \varphi}} \approx \frac{2 \cos 2\varphi_m}{H \sin \theta_H} h_\varphi \quad (25)$$

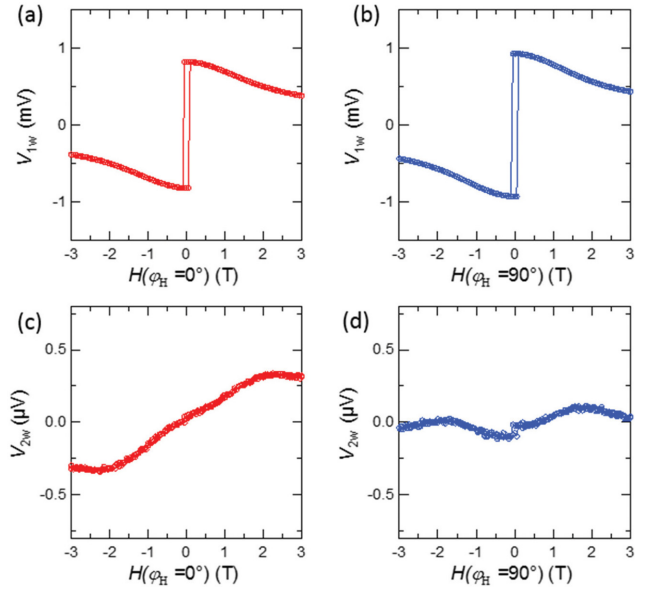
식(25)에서 사용된 근사는 일축자기이방성을 가진 경우에만 해당된다는 것을 명시해둔다. 이를  $V_{2w}$ 에 대입하면,

$$V_{2w} = (V_A \cos \theta_0 - 2V_P \cos \theta_0 \sin(2\varphi_0)) \frac{d \cos \theta_m}{dH} \Big|_{\theta_0} \frac{1}{\sin(\theta_H - \theta_m)} h_\theta + V_P \sin^2 \theta_0 \frac{d \cos 2\varphi_m}{H \sin \theta_m} h_\varphi \quad (26)$$

으로 나타낼 수 있다. 또한 다음 관계를 이용하여  $V_w$ 로부터  $\theta_m$ 에 관한 정보를 직접적으로 얻어낼 수 있다.

$$V_A \frac{d \cos \theta_m}{dH} = \frac{dV_w}{dH} \quad (27)$$

수직자기이방성을 가진 시스템의 경우  $\varphi_m = \varphi_H$ 이라 생각할 수



**Fig. 4.** (Color online) Examples of harmonic measurement at high magnetic field region applied to  $\varphi_H = 0^\circ$  (a, c) and  $\varphi_H = 90^\circ$  (b, d). (a, b) correspond to 1st harmonic results and (c, d) represent 2nd harmonic results. Note that 2nd harmonic results in (c) and (d) have offsets to distinguish up-magnetized state and down-magnetized state.

있고, 식(26), (27)과 외부자기장  $H$ 를 이용하면  $H_{Total, \theta} (= I h_\theta)$ 와  $H_{Total, \varphi} (= I h_\varphi)$ 를 알아낼 수 있다.

다음으로 하모닉 측정으로부터 얻어진  $H_{Total, \theta}$  및  $H_{Total, \varphi}$ 과  $H_{DL}$  및  $H_{FL}$ 과의 상관관계를 생각해보기로 한다. 식(18), (19)에 나와있는 것처럼,  $H_{DL}$ 과  $H_{FL}$ 는  $\theta, \varphi$  방향의 성분을 보유하고 있고,  $\varphi_H = 0^\circ, 90^\circ$ 의 경우를 각각 대입하면 Table I과 같은 관계가 성립한다. 따라서  $\varphi_H = 0^\circ, 90^\circ$ 에서의 외부자기장에 따른 하모닉 측정을 진행함으로써 SOT에 의한 유효자기장  $H_{DL}$ 과  $H_{FL}$ 를 구할 수 있다.

Fig. 4에 고자기장 영역에서의 하모닉 측정 결과의 예를 나타내었다. Fig. 4의 (a), (b)와 같이 인가자기장 값이 커짐에 따라  $V_w$ 의 절대값은 줄어들어,  $\theta_m$ 이 면내방향으로 기울어지는 것을 알 수 있다. 이를 Fig. 4의 (c), (d)의  $V_{2w}$  결과와 비교해보면,  $\theta_m$ 에 따라  $H_{DL}$  및  $H_{FL}$  또한 변화한다고 생각할 수 있다. 여기서  $\varphi_H = 0^\circ, 90^\circ$ 에서의  $V_{2w}$ 를 살펴보면, 각각 기함수 및 우함수와 같은 경향을 보이는데, 이는 각각의 외부자기장 방향에서 지배적으로 작용하는 SOT에 의해 결정된다.  $\varphi_H = 0^\circ$ 의 경우  $H_{DL}$ 가 주요한 역할을 하기 때문에  $m$ 의 방향과 관계없이  $V_{2w}$ 이 나타나지만,  $\varphi_H = 90^\circ$ 에서는  $H_{FL}$ 가

**Table I.** Characteristic of  $H_{Total}$  as a function of  $\varphi_H$ .

	$\varphi_H = 0^\circ$	$\varphi_H = 90^\circ$
$H_{Total, \theta}$	$-(H_{DL,0} + H_{DL,2} \sin^2 \theta_m + \dots)$	$-\cos \theta_m (H_{FL,0} + H_{FL,2} \sin^2 \theta_m + \dots)$
$H_{Total, \varphi}$	$-H_{FL,0}$	$-\cos \theta_m H_{DL,0}$

지배적으로 작용하여  $m$ 의 방향이 바뀔 때 따라  $V_{2w}$ 에서도 반전이 일어나게 된다. 고자기장 영역에서의 하모닉 측정을 진행할 때에는,  $\theta_H$ 를  $xy$ 면방향에서 살짝 기울어진 상태( $\theta_H = 80-84^\circ$ )로 외부자기장을 인가하면 고자기장 인가 중에서도 단자구상태를 유지하면서 정확한  $\theta_m$ 을 평가할 수 있다.

본 절에서는 하모닉 측정을 통한 SOT의 정량적 평가 방법에 대해 알아보았다. 수직자기이방성을 가진 시스템에서 외부 자기장에 대한 홀전압의 하모닉 성분을 측정함으로써 SOT로부터 발생하는 유효자기장을 평가할 수 있고, 외부자기장 방향에 따라 SOT의 종류(DL-SOT, FL-SOT)를 구별할 수 있다는 사실을 알아보았다. 저자기장 영역에서의 하모닉 측정에서는  $\theta_m$ 의 변화가 아주 적다는 사실로부터  $\theta_m \approx 0^\circ$ 일 때의  $H_{DL}$  및  $H_{FL}$ 을 용이하게 알아낼 수 있다. 고자기장 영역에서는 다양한 조건의  $\theta_m$ 에서의  $H_{DL}$  및  $H_{FL}$ 을 얻을 수 있다는 장점이 있다.

**2. 수평 자기 이방성을 가지는 이중층 구조에서의 하모닉 SOT 측정**

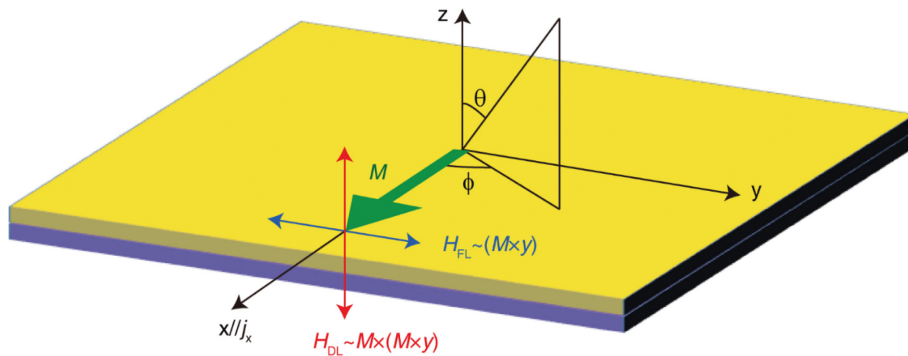
이 절에서는 수직자기이방성을 가진 비자성/강자성 이중층 구조에 교류전류를 인가하고 하모닉 측정법을 이용해서 SOT의 크기를 구하는 실험방법에 대해서 기술했다. 앞 절과 같은 논리로 수평이방성을 가지는 비자성/강자성 이중층 구조에서도 SOT의 크기가 정량적으로 평가가 가능하다. 관련 수식의 경우 참고논문[27]에 자세히 유도되어 있으므로 여기서는 교류전류에서 발생하는 SOT에 의한 2차 하모닉 홀저항의 변화 및 그로부터 SOT의 크기를 어떻게 분석할 것 인가에 대해 초점을 맞추기로 한다. 수직이방성을 가진 시편의 경우 DL-SOT, FL-SOT에 의한 자화진동을  $\hat{x}$ 와  $\hat{y}$  방향의 자기장을 가해 읽어내는 방법으로 둘다 AHE 신호의 변화를 이용하는 반면 수평자기이방성을 가진 시편은 DL-SOT, FL-SOT에 의해 진동하는 자화가 출력하는 신호가 각각 AHE와 PHE로 구분되게 된다. 그 이유는 각 SOT 성분에 따른 유효

자기장의 방향을 생각해보면 쉽게 알 수 있는데 Fig. 5에서 보는 바와 같이 DL-SOT의 경우 자화를 면에 수직방향으로 진동시키며 FL-SOT의 경우 자화를 면에 수평방향으로 진동시키게 된다.

DL-SOT이 작용하는  $\theta$  방향의 자화 진동이 발생시키는 AHE가  $\cos\theta$  함수로 바뀌게 되고 FL-SOT이 작용하는  $\phi$  방향의 자화 진동이 발생시키는 PHE는  $\sin 2\phi$  함수를 따른다는 사실을 바탕으로 수평방향으로 자기장을 가하며 자화를 회전시킬 때 DL-SOT와 FL-SOT에 의한 2차하모닉 홀 저항( $R_{XY}^{2w}$ ) 변화가 서로 다른 주기를 갖는 것을 알 수 있다. 이때 홀 저항의 변화는 아래와 같은 식으로 나타낼 수 있다[27].

$$R_{XY}^{2w} = \left[ \frac{\partial R_{XY}^{1w} H_{DL}}{\partial \theta_H H_{ext}} + \frac{\partial R_{XY}^{1w} H_{FL} + H_{Oe}}{\partial \phi_H H_{ext}} + I_o A_T \nabla T \right] \cos \phi \quad (28)$$

식(28)에서 우변 첫번째 항의  $\partial R_{XY}^{1w} / \partial \theta_H$ 는 DL-SOT에 의한, 두번째 항의  $\partial R_{XY}^{1w} / \partial \phi_H$ 는 FL-SOT 및 에르스텟(Oersted;  $O_e$ ) 자기장에 의한 자화 진동이 가져오는 저항 변화를 나타내고 세번째 항은 인가 전류( $I_o$ )에 의한 Joule 열이 만들어 내는 시편 수직방향( $\hat{z}$ )의 열 구배( $\nabla T$ )가 발생시키는 비정상 너른 스트(anomalous Nernst) 효과나 스핀 제백(longitudinal spin Seebeck) 효과에 의한 저항을 나타낸다. 참고로 열 구배에 의한 두가지 저항 변화 효과는 실험 중에 모두 나타날 수 있지만 서로 같은 symmetry를 가지고 있기 때문에 이 측정방법을 통해서 정확하게 분리가 불가능하다.  $H_{DL}$ 은 DL-SOT,  $H_{FL}$ 은 FL-SOT,  $H_{ext}$ 은 외부 자기장,  $H_{Oe}$ 은  $O_e$  자기장,  $A_T$ 는 수직 열구배에 의한 자성효과들의 각각의 고유 상수를 나타낸다. 식(28)을 좀 더 간단하게 AHE 저항  $R_{AHE}$ 와 PHE 저항  $R_{PHE}$ 에 대한 식으로 나타낼 수 있다. 첫번째 항의  $\partial R_{XY}^{1w} / \partial \theta_H$ 는 자화가 외부 자기장 및 형상이방성( $H_{dem}$ )에 의해 수평을 향하려고 하고 DL-SOT 및 수직 이방성( $H_{ani}$ )에 의해 수직으로 향하려고 하는 점을 고려할 때  $R_{AHE} / [H_{ext} + H_{dem} - H_{ani}] = R_{AHE} / H_{eff}$ 와 같이 근사 될 수 있으며 두번째 항의  $\partial R_{XY}^{1w} / \partial \phi_H$ 는



**Fig. 5.** (Color online) The direction of  $H_{DL}$  and  $H_{FL}$  induced by DL-SOT and FL-SOT, respectively, when magnetization lies on the film plane. The magnetization and current flowing directions are  $+\hat{x}$ . Note that  $\hat{y}$  means the spin polarization vector of injected spin current.

PHE가  $\sin 2\phi$ 에 비례한다는 사실로부터  $2R_{PHE}\sin 2\phi\cos\phi = 2R_{PHE}(2\cos^3\phi - \cos\phi)$ 와 같이 유도될 수 있다. 이를 바탕으로 식(28)을 다음과 같이 정리할 수 있다.

$$R_{XY}^{2w} = \left[ \left( R_{AHE} \frac{H_{DL}}{H_{eff}} + I_o A_T \nabla T \right) \cos\phi + 2R_{PHE}(2\cos^3\phi - \cos\phi) \frac{H_{FL} + H_{Oe}}{H_{ext}} \right] \quad (29)$$

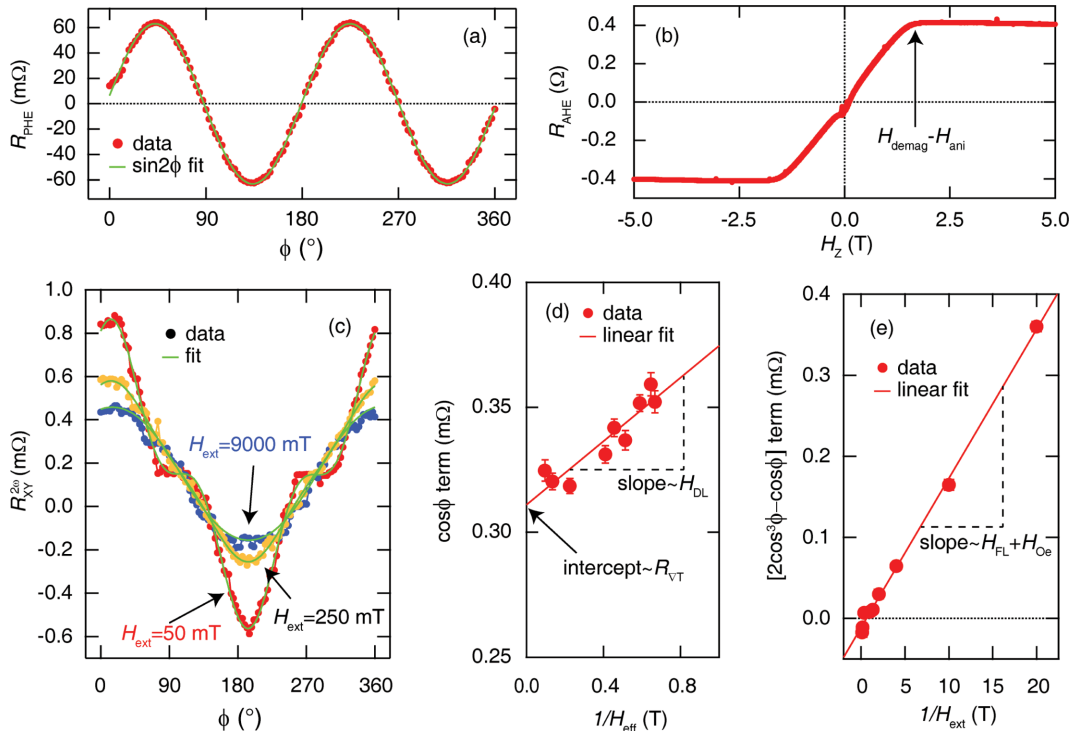
이제부터 이해를 돕기 위해 수평 자기 이방성을 갖는 Si/SiN<sub>x</sub>(200 nm)/Co(10 nm)/Pt(5 nm) 시편의 실제 SOT 측정결과를 예를 들어 설명하기로 한다. 이중층 박막은 스퍼터링을 이용해 성장시켰고 포토리소그래피 및 이온밀링을 통해 홀바 소자를 제작해서 측정을 수행했다.

소자의 AHE와 PHE는 Fig. 6(a)와 (b)같이 측정된다. 이 두 결과로부터 각 홀저항의 크기뿐만 아니라 Fig. 6(a)에 화살표와 같이 AHE의 저항으로부터  $H_{eff}$ 를 구할 수 있다. Fig. 6(c)는 자기장이 향하는 각도  $\phi$ 를 돌려가며 얻은 2차 하모닉 홀저항  $R_{XY}^{2w}(\phi)$ 이 xy 평면으로 가해주는 외부자기장  $H_{ext}$ 의 크기에 따라 어떻게 변하는지에 대한 측정결과이다. 같은 그림의 녹색 선들은 식(29)를 이용한 fitting 결과를 나타냈다. 외부자기장의 세기가 증가할수록 SOT에 의한 효과가 저항에 미치는 영향은 상대적으로 줄어들게 되는데 그 이유는 자화에

영향을 미치는 총 유효자기장( $H_{total}$ )은 ( $H_{total} = H_{ext} + H_{DL} + H_{FL} + H_{Oe}$ )이기 때문이다. 열구배에 의한 효과는 전체자화값에 비례하기 때문에 자성체가 포화된 이후로는 그 크기가 외부자기장과 크게 상관이 없다는 사실로부터 다음과 같이 측정 결과를 해석해 볼 수 있다. Fitting 결과로부터  $\cos\phi$  항과  $(2\cos^3\phi - \cos\phi)$  항을 얻고 이를 각각  $1/H_{eff}$ 와  $1/H_{ext}$ 에 대해 그래프를 그려보면 Fig. 6(d) 및 (e)와 같다. Fig. 6(d)의 기울기를  $R_{AHE} = 0.42 \Omega$ 로 나눠준 값이 DL-SOT의 크기,  $H_{DL} = 0.15 \text{ mT}$ , 같은 그래프 y축 교점이 열구배에 의한 저항기여  $R_{VT}^{2w} = 0.31 \text{ m}\Omega$ , Fig. 6(e)의 기울기를  $2R_{PHE} = 0.17 \Omega$ 로 나눠준 값이  $(H_{FL} + H_{Oe}) = 0.11 \text{ mT}$ 이다.  $H_{Oe}$ 은 측정을 통해 분리가 불가능하며 계산을 통해 대략적인 값을 유추해 낼 수 있다.

이러한 측정법이 맞는지 확인하기 위해  $\theta_{SH}^{eff} \sim M_s t_{Co} B_{DL} / j_{PT}$ 의 관계[28]를 이용해 유효 스핀홀각도( $\theta_{SH}^{eff}$ )를 구해볼 수 있다. 여기서  $M_s$ ,  $t_{Co}$ ,  $j_{PT}$ 는 각각 Co의 포화 자화값, Co의 두께, Pt로 흐르는 전류밀도이다. 계산 결과 Co/Pt 구조에서 유효 스핀홀각도는  $\sim +0.07$  정도로 다른 문헌[29-31]들에서 스핀 펌핑 실험(논문의 마지막 단락에서 설명)을 통해 구해진 값들과 유사함을 확인할 수 있다.

지금까지 수평자기 이방성을 가지는 비자성/강자성 이중층 구조에서 하모닉 측정법을 이용한 SOT 크기 평가에 대해서



**Fig. 6.** (Color online) (a) PHE and (b) AHE measurement results of Co/Pt bilayers (c)  $\phi$  dependent 2<sup>nd</sup> harmonic Hall resistance,  $R_{XY}^{2w}(\phi)$ , with different external field. (d)  $\cos\phi$  vs.  $1/H_{eff}$  and (e)  $(2\cos^3\phi - \cos\phi)$  vs.  $1/H_{ext}$ . All measurement conducted at 300 K with same current density of  $1 \times 10^7 \text{ A/cm}^2$  which injected to the  $+\hat{x}$  direction.

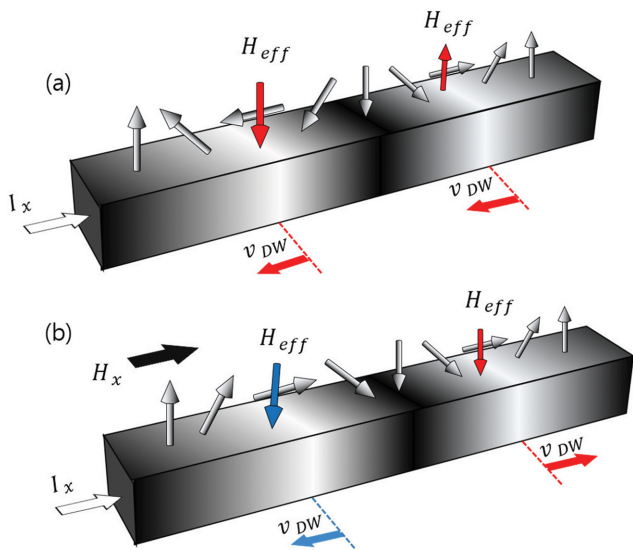


살펴보았다. 한가지 언급하고 넘어갈 점은 수평자기 이방성을 가지는 시편의 경우 논문 서두에서 언급한 ST-FMR을 이용한 측정법이 더 널리 사용되고 있기 때문에 하모닉 측정을 통해 구한 결과는 논문들을 찾아보기가 상대적으로 어려운 편이다. 오히려 이 방법은 SOT보다는 수직 열구배에 의한 자성효과를 평가하고 이를 자기저항효과와 구분하는데 많이 적용되고 있다[32]. 하지만 하모닉 측정법을 이용한 실험의 경우 상대적으로 저렴한 비용으로 측정 환경을 구현할 수 있으며 그 원리가 ST-FMR에 비해 직관적으로 이해하기가 좀 더 쉽다는 장점이 있다. 추가적으로 ST-FMR에 관한 실험방법 및 원리는 Cornell 대학교의 R. A. Buhrman 그룹에서 출판한 논문[33] 및 이를 인용한 논문들을 참고해서 공부하면 많은 도움이 될 것으로 생각된다.

### 3. 직류전류와 자기이력곡선 변화를 이용한 SOT 측정

이 장에서는 직류전류에 의한 SOT의 측정 방법을 소개하려고 한다. 이 방법은 SOT의 효율 및 부호를 측정하는 방법으로, 강자성체/중금속 계면에서 직류 전류에 의한 스핀전류가 강자성체에 주입될 때, 자기장에 의한 수직 자화 반전 과정 전체(자기이력곡선)에 SOT가 미치는 변화를 관찰하는 방법이다[34-36].

본 측정을 이해하기 위해서는 강자성체/중금속 구조에서 Néel 타입의 자구벽에서의 SOT 작용에 대한 설명이 우선 필요하다. Fig. 7에서 볼 수 있듯이 DMI(Dzyaloshinskii-Moriya interaction)가 존재하는 수직자화 강자성체에서는 Néel 타입의 자구벽이 선호될 수 있다. 이때 중금속층에  $+\hat{x}$  전류를

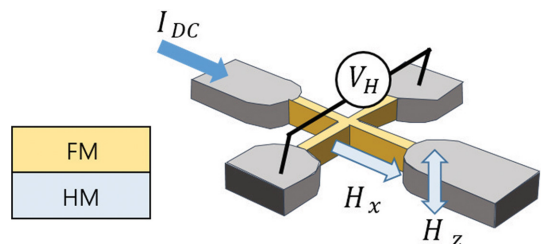


**Fig. 7.** (Color online) The illustration of current-induced domain wall motion and expansion in the nonmagnet/ferromagnet structure (a) without external magnetic field  $\vec{H}_x$  and (b) with external magnetic field  $\vec{H}_x$  in the Néel type domain wall.

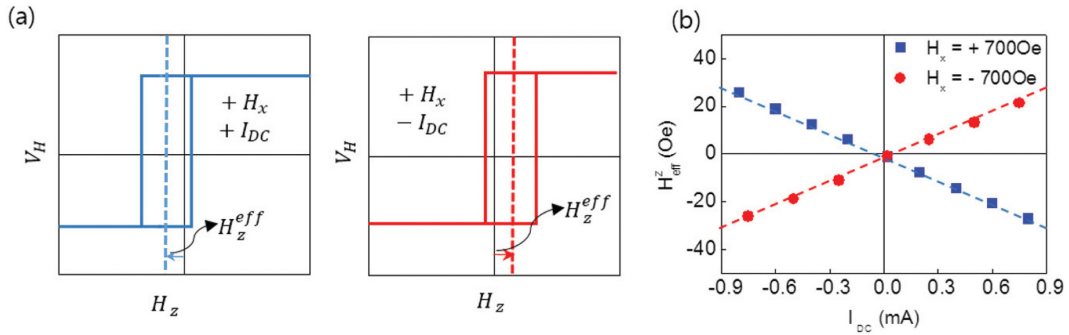
흘려줘서 SHE로 인해 계면에  $\hat{y}$  방향의 스핀이 모이게 되면,  $+\hat{x}$  방향의 자화방향을 가지고 있는 Néel 타입의 자구벽은  $\hat{z}$ 축 방향으로의 유효자기장이 작용하게 된다. 이때 외부자기장  $\vec{H}_x$ 가 존재하지 않게 되면 Néel 타입의 자구벽의 자화는 자구벽내 자화방향에 따라 서로 반대 방향의 SOT 유효자기장을 받게 되고, 같은 방향으로 이동하게 되어 자구 확장이 이루어질 수 없다. 위와 같은 상황에서 외부자기장  $\vec{H}_x$ 가 인가 될 경우, 각 자구벽에서는 같은 방향의 유효자기장이 작용하게 되어, 자구에서 자구벽의 이동 방향이 각자 반대 방향으로 이동하게 될 수 있고 따라서 자구 확장이 이루어지게 된다. 이는 외부자기장( $\vec{H}_x$ )이 존재 할 때  $\hat{z}$  방향으로의 유효자기장이 발생하는 결과로 나타나게 된다. 자성체에 작용하는 SOT 유효자기장의 크기는 DMI에 의한 Néel 타입 자구벽의 자화를 이길 때( $\vec{H}_{DMI}$ )까지 증가하며, 결국 충분한 자기장이 주어졌을 때 SOT 유효자기장의 크기는 수렴하게 된다.

Fig. 8은 직류전류에 의한 SOT 효율 측정 방법을 나타내는 모식도이다. AHE를 통한 자화 상태 확인을 위해 홀바 모양으로 패터닝 된 수직이방성 자성체/비자성체 이중층 소자를 이용한다. 위와 마찬가지로  $+\hat{x}$  방향으로 직류전류를 흘려주면 스핀전류는  $\hat{y}$  방향으로 스핀편극되어 있다. 앞서 설명한 바와 같이 SHE로 발생하는 SOT에 의한  $\hat{z}$ 축 방향의 유효자기장을 만들기 위해, 전류방향과 같은 축인  $\hat{x}$ 축으로 일정한 외부자기장을 인가해준다. 이때 수직 자화 반전 과정을 측정하기 위해서 동시에  $\hat{z}$ 축 방향으로 자기장을 스위프(sweep)하며 홀 전압을 측정하면 직류전류 인가 방향 및 크기에 따른 수직방향 자기이력곡선의 변화를 관찰할 수 있다.

Fig. 9는 측정에 따른 자기이력곡선 변화의 모식도 및 실제 Si/SiO<sub>2</sub>(200 nm)/W(4.0 nm)/CoFeB(1.1 nm)/MgO(1.6 nm) 수직자화 시편을 이용한 측정결과를 나타냈다. 박막은 스퍼터링 방법으로 성장시키고 소자는 포토리소그래피 및 이온밀링을 이용해 제작했다. Fig. 9(a)에서는 외부자기장  $\vec{H}_x$ 가 인가된 상태에서 서로 반대방향의 직류전류에 의한 자기이력곡선 변화를 나타낸 모식도이다. 외부자기장이 주어졌을 때 전류 방향에 따라서 자기이력곡선의 밀림(shift)이 작용한다. 이는 전



**Fig. 8.** (Color online) Schematic of spin-orbit torque efficiency measurement by dc current.



**Fig. 9.** (Color online) (a) Schematic of hysteresis shift in AHE curves due to current-induced SOT (positive and negative dc current) (b) effective field according to direction and magnitude of current in W/CFB/MgO structure.

류에 의해  $\hat{z}$  방향으로의 유효 자기장이 발생함을 뜻한다. 이 때 우리는 SOT에 의해 발생하는 유효자기장을  $H_{z,eff}$ 로 정의하고, 다음과 같이 자기이력 곡선의 밀림(shift)의 크기로부터 이 값을 구할 수 있다[36].

$$\frac{H_{sw}^{DN-to-UP} + H_{sw}^{UP-to-DN}}{2} = H_{z,eff} \quad (30)$$

또한 이 측정에서 SOT의 효율( $\chi$ )을 다음과 같이 전류밀도에 관한 식으로 표현 할 수 있다.

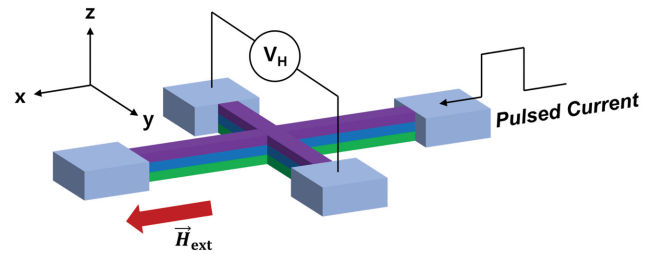
$$\frac{H_{z,eff}}{J_c} = \chi \quad (31)$$

Fig. 9(b)에서는 전류의 크기가 증가 할수록 DL-SOT에 따른 유효자기장의 크기가 비례하여 증가함을 보여준다. 또한 외부자기장이 반대가 됨에 따라 유효자기장의 방향 또한 반대가 되는 것을 확인할 수 있다.

이 측정은 SOT 측정을 직류로 할 수 있고 실험을 직관적으로 이해할 수 있는 비교적 간단한 방법이라는 장점을 가지고 있다.

#### 4. 직류 펄스전류를 이용한 SOT 자화반전 측정

위에서 언급한 하모닉 측정법 및 자기이력곡선 밀림(shift)을 이용한 방법들은 SOT로 자화를 약하게 건드리고 그때의 저항변화로부터 SOT를 구해내는 방법이다. 이외에 SOT에 의한 자성체의 자화변화를 보는 방법으로는 전류 펄스를 이용한 자화 반전측정이 있다[1,3,23,24,37,38]. 이를 위해서는 홀바 소자에서 Fig. 10과 같이 전류 펄스를  $\hat{x}$  방향으로 인가해준 후, SOT로 자화에 영향을 미치지 않는 작은 직류 전류로 홀 전압을 측정해 펄스 전류의 크기 변화에 따른 자화 방향의 변화를 모니터링 하는 방법을 사용한다. 비자성 물질에 면방향으로 전류 펄스를 흘려주게 되면 SHE 및 라쉬바 효과로 인해 SOT가 발생하게 되는데 이 때 SOT의 크기가



**Fig. 10.** (Color online) Schematic of current-induced magnetization switching in the Hall bar device.

충분히 클 경우 자화가 스핀 방향으로 정렬하게 된다. 다음으로 전류를 끊어주게 되면 전류에 의한 돌림힘이 사라지게 되고 이 때 외부 자기장이 없을 경우 스핀 방향(면에 수평방향)으로 정렬되어 있던 자화는 수직 자기 이방성으로 인해 위 또는 아래 방향으로 향하게 되어 무작위 자화 반전(random magnetization switching)이 일어나게 된다(Fig. 11). 하지만 전류 방향으로 외부 자기장이 존재할 경우 스핀 방향으로 정렬되어 있던 자화는 외부 자기장으로 인한 추가적인 돌림힘( $-\vec{M} \times \vec{H}$ )을 느끼게 되어 Fig. 12에서 볼 수 있듯이  $\hat{y}$ 축에서 살짝 벗어나게 된다. 이 때 전류를 끊어주게 되면 수직 자기 이방성으로 인해  $+\hat{z}$  또는  $-\hat{z}$  방향으로 자화가 향하게 되어 결과적으로 선택적 자화 반전(deterministic magnetization switching)이 가능하게 된다. 따라서 한쪽 방향으로 외부 자기장을 고정시킨 상태에서 전류 펄스의 크기를 바꿔가며 스위프(sweep)을 하게 되면 Fig. 13과 같은 자화 반전 이력 곡선을 얻을 수 있게 된다. 이 때 자화가 반전되는 임계 전류는 다음과 같이 표현된다[39].

$$J_c = \frac{2eM_S t_F}{\hbar} \theta_{SH} \left( \frac{\vec{H}_{K,eff}}{2} - \frac{\vec{H}_x}{\sqrt{2}} \right) \quad (32)$$

이 때 전하 전류에서 스핀전류로의 변환 효율 즉 스핀 홀 각도( $\theta_{SH}$ )가 임계 전류와 반비례하는 것을 알 수가 있으며 보다

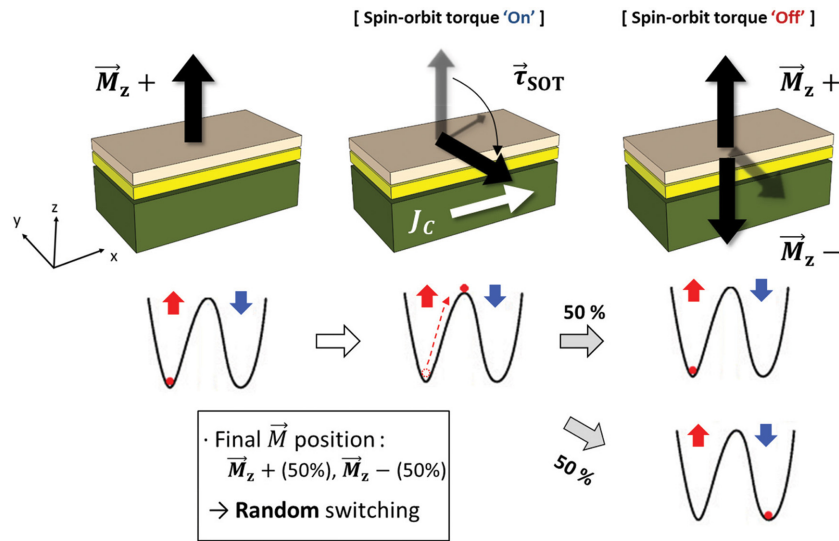


Fig. 11. (Color online) Magnetization switching by SOT in the absence of external magnetic field.

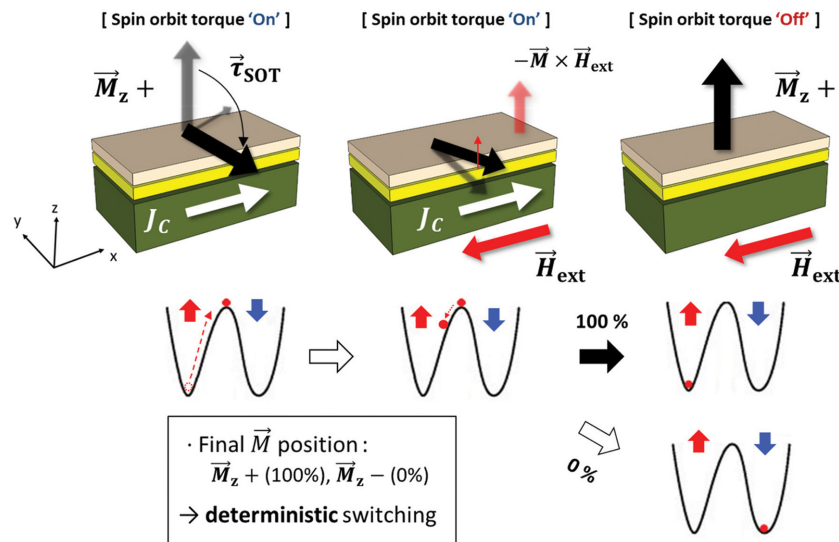


Fig. 12. (Color online) Magnetization switching by SOT in the presence of external magnetic field.

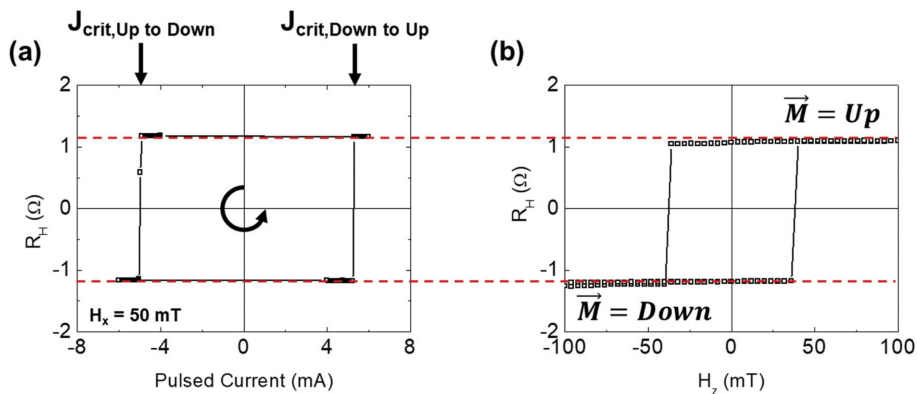


Fig. 13. (Color online) Magnetization switching under in-plane magnetic field in Ta (5.0 nm)/CoFeB (1.0 nm)/MgO (3.2 nm)/Ta (2.0 nm) structure. (a) Current-induced deterministic magnetization switching loop. (b) Corresponding anomalous Hall voltage.

효율적인 자화 반전을 위해서는 스핀 홀 각도가 큰 물질이 필요하다는 것을 알 수 있다.

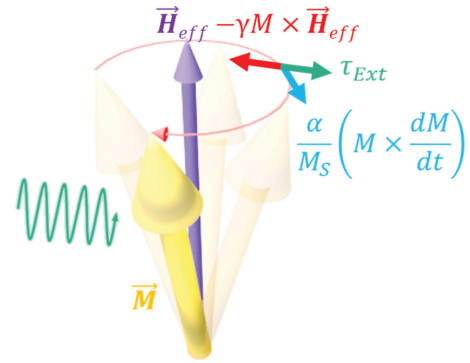
**5. SOT 효율 증대 및 무자기장 선택적 자화 반전**

앞서 언급한 것처럼 효율적인 자화 반전을 위해서는 스핀 홀 각도를 키울 필요가 있기 때문에 스핀전류 변환 효율을 높이고자 스핀 홀 각도를 인위적으로 제어하여 자화 반전에 요구되는 임계 전류를 낮추는 실험 결과가 많이 보고되고 있다. 몇가지 실험적 예를 들면, 중금속의 증착조건을 제어하여 비저항을 변화시키거나[40], 서두에 언급한 것처럼 재료 자체를 좀 더 큰 스핀전류 변환효율을 갖는 물질로 대체하는 방법들이 있다[11-13]. 위 두 방법은 비교적 쉽게 스핀 홀 각도를 제어할 수 있다는 장점이 있으나 제어 가능 범위가 작고 한정적이라는 단점 또한 존재한다.

지금까지 살펴본 바와 같이 SOT를 이용해 수직이방성 강자성체를 원하는 방향으로 반전시키는 데는 수평자기장이 필수적이다. 이점은 SOT를 실제 MRAM에 적용하는데 있어서 큰 약점으로 지적되어 왔다. 이러한 점을 해결하기 위해 많은 연구가 진행되어왔고 여기서 대표적인 두가지 예를 간단히 언급하고자 한다. 첫째로, 선택적 자화 반전을 위한 외부 자기장의 역할을 반강자성(antiferromagnet)/강자성체 사이에서 발현시킬 수 있는 교환자기이방성(exchange bias)으로 치환한 연구가 존재한다. 반강자성 물질을 하부층으로 사용함으로써 외부 자기장의 인가없이 무자기장 선택적 자화 반전을 성공시킨 결과들은 참고논문[3,23]들에 보고되었다. 이러한 방식 같은 경우 중금속층을 반강자성층으로 대체하는 것이기 때문에 구조적으로 단순하다는 장점이 있지만 열처리 등 추가적인 공정을 통해 교환자기이방성을 발현시켜야 하기 때문에 공정이 다소 복잡해진다는 단점이 있다. 둘째로, 외부 자기장을 다른 재료나 현상을 사용해 대체하는 것이 아닌 (수평자기이방성 강자성)비자성/(수직이방성 강자성) 구조를 이용하여 수직이방성 강자성체에 주입되는 스핀전류의 편극 방향을 제어하는 방법이 최근 보고되었다. 이는 강자성/비자성 계면에서 스핀-궤도 결합에 의한 효과를 이용해 스핀전류의 편극방향을 기존의  $\hat{y}$  방향이 아닌  $\hat{z}$  방향으로 제어하고 이를 스핀을 상부의 강자성체에 주입시켜 무자기장 자화 반전을 일으킨 결과이다[24]. 이러한 방식 같은 경우 하부에 수평자기이방성을 갖는 강자성층을 삽입하면 되기 때문에 공정측면에서 비교적 단순하다는 장점이 있으나 구조적으로 강자성/비자성/강자성 삼중층 구조를 필요로 하고 중간의 비자성층의 두께 또한 중요하기 때문에 구조적으로 고려해야할 점들이 많다.

**6. FMR 스핀 펌핑(spun pumping)을 이용한 SOT 측정 방법**

자성체에 외부로부터 자기장이 가해지면 자성체의 자기 모



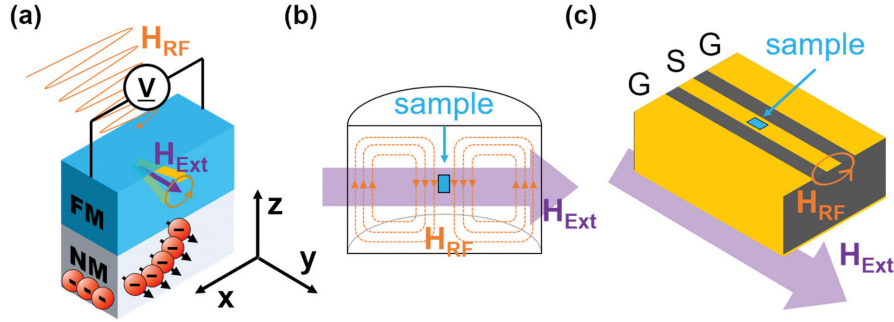
**Fig. 14.** (Color online) The directions of torques on the magnetic moment (yellow) and the change of magnetic moment.

멘트는 식(33)과 같이 자기장에 수직인 방향으로 세차운동(식의 우변 첫번째 항)을 하며 자기장에 해당하는 방향으로 정렬하는 감쇠(식의 우변 두번째 항)가 동시에 진행된다. 이 때 가해진 자기장에 수직인 방향으로 교류 자기장을 가하면 감쇠를 상쇄하는 방향으로 돌림힘( $\vec{\tau}_{Ext}$ )이 작용하게 되는데, 이 때 교류 자기장의 주기가 세차운동의 주기와 일치하게 되면 감쇠 토크를 완전히 상쇄하여 자기 모멘트가 세차운동만 하는 상태가 되고 이를 강자성체공명(ferromagnetic resonance; FMR)이라 부른다. Fig. 14에 이해를 돕기 위한 모식도를 나타냈다.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_S} \left( \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) + \vec{\tau}_{Ext} \quad (33)$$

이와 같이 강자성체공명이 일어나 자기 모멘트가 꾸준히 세차운동을 하고 있을 때, 스핀 펌핑[41]이 일어나 이웃 층에 전하가 동반되지 않은 순수한 스핀전류를 발생시킨다. 이러한 강자성체로부터 순수한 스핀전류를 발생시키는 현상을 이용하여 SHE의 역과정인 역 스핀 홀 효과(inverse SHE; iSHE)를 통해 물질의 스핀 홀 각도[42-45]를 구할 수 있다. 특히 부도체 강자성체로부터 발생하는 스핀전류를 이용하여 강자성체 스핀 홀 각도를 구하는 연구[46]도 보고된 바 있다.

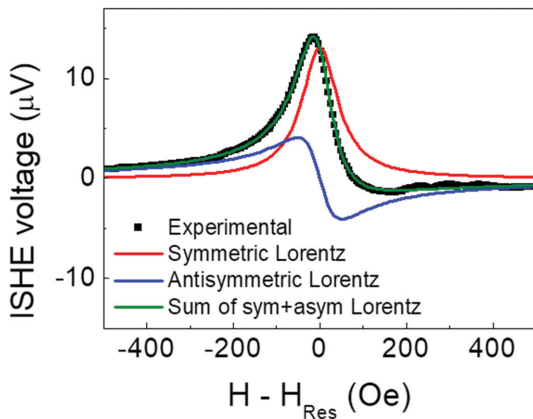
일반적으로 FMR 스핀 펌핑을 이용한 SOT 측정을 위해서는 강자성체/비자성체 접합 구조에서 Fig. 15(a)와 같이  $\hat{y}$  방향으로 자기장을 인가하면서  $\hat{x}$  방향으로 작은 크기의 교류 자기장을 인가하여 강자성체공명 상태를 만들고 이로 인한 스핀 펌핑이  $\hat{z}$  방향으로 발생할 수 있도록 한다. 이 때, 강자성체의 상층 혹은 하층에 스핀-궤도 결합이 강한 물질(비자성체)을 사용하게 되면 iSHE에 의해 스핀이  $\hat{x}$ 축에 쌓이게 된다. 이 때, 스핀전류는 전자의 스핀을 통해 전달되므로 한 방향의 스핀 각 운동량이 쌓이는 것은 전자가 쌓이는 것과 마찬가지로 효과를 보이게 되고 이는 곧 전하 포텐셜의 차이로 나타나게 되어 전기적 측정이 가능하게 한다.



**Fig. 15.** (Color online) (a) Schematic of the spin pumping iSHE measurement. Measurement set-up for the FMR spin pumping with (b) resonance cavity and (c) coplanar waveguide.

FMR 스핀 펌핑 실험은 Fig. 15와 같은 방식으로 진행된다. 먼저 스핀 홀 각도( $\theta_{SH}$ )를 측정하고자 하는 비자성체에 강자성체를 접합한 구조의 시료를 iSHE를 측정할 수 있도록 긴 막대기 모양의 구조로 만든다. 외부에서 교류 자기장을 인가하기 위해서는 공명기(microwave cavity)를 사용[43,46-50]하거나 평면 도파관(coplanar waveguide)을 사용[42,44,51]한다. 공명기를 사용하는 경우에는 Fig. 15(b)와 같이 공명기 내부에서 교류 자기장이 지나가는 곳에 시료를 위치하고, 평면 도파관의 경우에는 Fig. 15(c)와 같이 시료의 위나 아래에 평면 도파관을 위치한 뒤, 교류 전류를 가해 시료에 교류 자기장이 인가될 수 있도록 한다. 이 때 교류 자기장의 방향은 외부에서 인가할 큰 자기장의 방향에 수직하고 시료의 신호 측정 방향과 평행하게 가해지도록 위치한다. 마지막으로 교류 자기장을 특정 주파수로 발생시키면서 외부의 직류 자기장의 크기를 변경하며 강자성체공명 위치를 확인하고, 그 근처에서 외부의 직류 자기장의 크기 혹은 교류 자기장의 주파수를 변경시키면서 시료로부터 발생하는 iSHE의 크기를 측정한다.

일반적으로 측정되는 FMR 스핀 펌핑에 의한 iSHE는 Fig.



**Fig. 16.** (Color online) The iSHE signal from FMR spin pumping is decomposed by symmetric (red) and antisymmetric (blue) components, where black dots indicates experimental data. The sample structure is Pt (5 nm)/Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> (10 nm).

16과 같이 공명 주파수 근처에서 검은색 그래프와 같이 대칭적인 로렌츠(Lorentz) 커브와 반대칭 로렌츠 커브가 합쳐진 모양으로 iSHE가 측정되게 된다. 이 때, 대칭적인 로렌츠 커브가 스핀 펌핑으로 인해 발생한 iSHE의 크기로, 이 크기를 분석하여 식(34)을 통해 스핀 홀 각도를 추출할 수 있다[42].

$$V_{ISHE} = \frac{\theta_{SH} e L P \omega_f \lambda_{sd} g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \sin \alpha \sin^2 \theta}{2\pi(\sigma_{NM} t_{NM} + \sigma_{FM} t_{FM})} \tanh\left(\frac{t_{NM}}{2\lambda_{sd}}\right) \quad (34)$$

여기서  $\theta_{SH}$ 는 스핀 홀 각도이며,  $L$ 은 시료의 길이,  $P$ 는 타원형 세차운동에 대한 보정 상수이고,  $\omega_f$ 는 교류 자기장의 주파수,  $\lambda_{sd}$ 는 스핀 산란 거리,  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$ 는 스핀 믹싱 상수,  $\alpha$ 는 자기장과 평면 도파관에 흐르는 전류가 이루는 각도,  $\theta$ 는 세차운동 각도,  $\sigma_{NM, FM}$ 는 비자성체, 강자성체의 비저항,  $t_{NM, FM}$ 는 비자성체, 강자성체의 두께이다. 이와 같이 FMR 스핀 펌핑을 통해 스핀 홀 각도( $\theta_{SH}$ )를 구할 수 있으며, 이는 곧 SOT의 크기를 예측 및 분석하는 데 사용될 수 있다. 이렇게 FMR 스핀 펌핑을 통해 정확한 스핀 홀 각도를 구하기 위해서는 식(34)와 같이 여러가지 매개변수가 필요하므로 이러한 매개변수를 찾기 위해 여러 가지 과정을 거쳐야 한다는 단점이 존재한다. 그러나 이 방법은 측정 장비가 갖춰져 있다면 시료에 특별한 가공이나 어려운 공정이 필요하지 않아 간단한 측정으로 여러 시료들 사이에서 스핀 홀 각도의 상대적인 크기를 쉽게 비교할 수 있다는 장점이 있다.

#### IV. 결 론

지금까지 비자성/강자성 이종구조에서 SOT 측정 및 스핀 전류 전환 효율에 대한 전기적 측정 방법들에 대해서 살펴보았다. 수직자화와 수평자화에 대해 여러가지 측정 방법에 대해 고찰해 보았는데, 수직자화 시편을 이용한 SOT 측정의 경우 유효자기장의 부호(즉  $\theta_{SH}$ 의 부호)의 방향을 직관적으로 파악할 수 있는 장점이 반면 수평자화 시편을 이용할 경우 좀 더 다양한 두께 편차를 갖는 시료나 수직자화를 발현시키

기 어려운 물질에 대한 측정이 가능하기에 측정의 자유도가 좀 더 높다는 장점이 있다. 본문에 언급한 바와 같이 이외에도 ST-FMR 등 다양한 측정법들이 존재한다. 여기서는 주로 저항변화를 이용한 방법들에 대해 소개했는데 광자기커효과 (Magneto Optic Kerr effect; MOKE)를 기반으로 한 광학적 측정 방법도 존재한다[52,53]. 끝으로 앞서 소개된 SOT 측정 방법을 이용한 새로운 스핀전류 소재에 대한 연구는 SOT를 이용한 소자 구현에 있어서 중요한 밑거름이 될 수 있기에 서로 상호보완적인 여러가지 측정방법을 기반으로 SOT를 정확히 평가하는 것이 중요하다고 할 수 있다. 더 나아가 최근 비자성/강자성 계면에서  $\hat{y}$  방향의 스핀이 아닌 다른 방향을 갖는 스핀전류가 생성될 수 있음이 이론적으로 예측[54,55]되고 있으므로 이에 대한 SOT 측정방법을 고안하는 방향으로 연구가 확장되어 나갈 필요성이 있다.

### 감사의 글

이 논문은 교육과학기술부의 재원으로, 한국연구재단 중견연구자지원사업(2017R1A2A2A05069760), 방사선기술개발사업(2017M2A2A6A01071238), 기초연구실지원사업(2018R1A4A1020696)의 지원을 수행되었음.

### References

- [1] I. M. Miron, K. Garello, G. Gaudin, P.-J. Zermatten, M. V. Costache, S. Auffret, S. Bandiera, B. Rodmacq, A. Schuhl, and P. Gambardella, *Nature* **476**, 189 (2011).
- [2] L. Liu, C.-F. Pai, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Science* **336**, 555 (2012).
- [3] S. Fukami, C. Zhang, S. Dutttagupta, A. Kurenkov, and H. Ohno, *Nat. Mater.* **15**, 535 (2016).
- [4] J. E. Hirsch, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1834 (1999).
- [5] Y. A. Bychkov and E. I. Rashba, *JETP Lett.* **39**, 78 (1984).
- [6] V. M. Edelstein, *Solid State Commun.* **73**, 233 (1990).
- [7] S. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 393 (2000).
- [8] J. Sinova, D. Culcer, Q. Niu, N. A. Sinitsyn, T. Jungwirth, and A. H. MacDonald, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 126603 (2003).
- [9] T. Tanaka, H. Kontani, M. Naito, T. Naito, D. S. Hirashima, K. Yamada, and J. Inoue, *Phys. Rev. B* **77**, 165117 (2008).
- [10] Y. Niimi, M. Morota, D. H. Wei, C. Deranlot, M. Basletic, A. Hamzic, A. Fert, and Y. Otani, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 126601 (2011).
- [11] M. Nguyen, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 126601 (2016).
- [12] C.-F. Pai, L. Liu, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 122404 (2012).
- [13] J. Kim, J. Sinha, M. Hayashi, M. Yamanouchi, S. Fukami, T. Suzuki, S. Mitani, and H. Ohno, *Nat. Mater.* **12**, 240 (2013).
- [14] S. Cho, S. H. C. Baek, K.-D. Lee, Y. Jo, and B.-G. Park, *Sci. Rep.* **5**, 14668 (2015).
- [15] S.-I. Kim, D.-J. Kim, M.-S. Seo, B.-G. Park, and S.-Y. Park, *J. Appl. Phys.* **117**, 17D901 (2015).
- [16] C. O. Avci, A. Quindeau, C.-F. Pai, M. Mann, L. Caretta, A. S. Tang, M. C. Onbasli, C. A. Ross, and G. S. D. Beach, *Nat. Mater.* **16**, 309 (2017).
- [17] A. Brataas, G. Zaránd, Y. Tserkovnyak, and G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 166601 (2003).
- [18] A. Brataas, G. E. W. Bauer, and P. J. Kelly, *Phys. Rep.* **427**, 157 (2006).
- [19] A. Brataas, Y. U. V. Nazarov, and G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2481 (2000).
- [20] M. Hayashi, J. Kim, M. Yamanouchi, and H. Ohno, *Phys. Rev. B* **89**, 144425 (2014).
- [21] K. Garello, I. M. Miron, C. O. Avci, F. Freimuth, Y. Mokrousov, S. Blügel, S. Auffret, O. Boulle, G. Gaudin, and P. Gambardella, *Nat. Nanotech.* **8**, 587 (2013).
- [22] C. O. Avci, A. Quindeau, C. Pai, M. Mann, L. Caretta, A. S. Tang, M. C. Onbasli, C. A. Ross, and G. S. D. Beach, *Nat. Mater.* **16**, 309 (2016).
- [23] Y.-W. Oh, S. C. Baek, Y. M. Kim, H.-Y. Lee, K.-D. Lee, C.-G. Yang, E.-S. Park, K.-S. Lee, K.-W. Kim, G. Go, J.-R. Jeong, B.-C. Min, H.-W. Lee, K.-J. Lee, and B.-G. Park, *Nat. Nanotech.* **11**, 878 (2016).
- [24] S. C. Baek, V. P. Amin, Y.-W. Oh, G. Go, S.-J. Lee, G.-H. Lee, K.-J. Kim, M. D. Stiles, B.-G. Park, and K.-J. Lee, *Nat. Mater.* **17**, 509 (2018).
- [25] A. Ghosh, K. Garello, C. O. Avci, M. Gabureac, and P. Gambardella, *Phys. Rev. Appl.* **7**, 014004 (2017).
- [26] K. Ueda, M. Mann, P. W. P. De Brouwer, D. Bono, and G. S. D. Beach, *Phys. Rev. B* **96**, 064410 (2017).
- [27] C. O. Avci, K. Garello, M. Gabureac, A. Ghosh, A. Fuhrer, S. F. Alvarado, and P. Gambardella, *Phys. Rev. B* **90**, 224427 (2014).
- [28] A. V. Khvalkovskiy, V. Cros, D. Apalkov, V. Nikitin, M. Kronbi, K. A. Zvezdin, A. Anane, J. Grollier, and A. Fert, *Phys. Rev. B* **87**, 020402(R) (2013).
- [29] M. Obstbaum, M. Härtinger, H. G. Bauer, T. Meier, F. Swientek, C. H. Back, and G. Woltersdorf, *Phys. Rev. B* **89**, 060407(R) (2014).
- [30] W. Zhang, V. Vlaminc, J. E. Pearson, R. Divan, S. D. Bader, and A. Hoffmann, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 242414 (2013).
- [31] J. C. Rojas-Sánchez, N. Reyren, P. Laczkowski, W. Savero, J. P. Attané, C. Deranlot, M. Jamet, J. M. George, L. Vila, and H. Jaffrès, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 106602 (2014).
- [32] C. O. Avci, K. Garello, A. Ghosh, M. Gabureac, S. F. Alvarado, and P. Gambardella, *Nat. Phys.* **11**, 570 (2015).
- [33] L. Liu, T. Moriyama, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 036601 (2011).
- [34] O. J. Lee, L. Q. Liu, C. F. Pai, Y. Li, H. W. Tseng, P. G. Gowtham, J. P. Park, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Phys. Rev. B* **89**, 024418 (2014).

- [35] G. Yu, P. Upadhyaya, K. L. Wong, W. Jiang, J. G. Alzate, J. Tang, P. K. Amiri, and K. L. Wang, *Phys. Rev. B* **89**, 104421 (2014).
- [36] C. F. Pai, M. Mann, A. J. Tan, and G. S. D. Beach, *Phys. Rev. B* **93**, 144409 (2016).
- [37] K. Garello, C. O. Avci, I. M. Miron, M. Baumgartner, A. Ghosh, S. Auffret, O. Boulle, G. Gaudin, and P. Gambardella, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 212402 (2014).
- [38] C. Zhang, S. Fukami, H. Sato, F. Matsukura, and H. Ohno, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 012401 (2015).
- [39] K.-S. Lee, S.-W. Lee, B.-C. Min, and K.-J. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 112410 (2013).
- [40] J. W. Lee, Y.-W. Oh, S.-Y. Park, A. I. Figueroa, G. Van Der Laan, G. Go, K.-J. Lee, and B.-G. Park, *Phys. Rev. B* **96**, 064405 (2017).
- [41] A. Brataas, Y. Tserkovnyak, G. E. W. Bauer, and B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **66**, 060404(R) (2002).
- [42] O. Mosendz, V. Vlaminck, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, and A. Hoffmann, *Phys. Rev. B* **82**, 214403 (2010).
- [43] K. Ando, S. Takahashi, J. Ieda, Y. Kajiwara, H. Nakayama, T. Yoshino, K. Harii, Y. Fujikawa, M. Matsuo, S. Maekawa, and E. Saitoh, *J. Appl. Phys.* **109**, 103913 (2011).
- [44] W. Zhang, M. B. Jungfleisch, W. Jiang, J. Sklenar, F. Y. Fradin, J. E. Pearson, J. B. Ketterson, and A. Hoffmann, *J. Appl. Phys.* **117**, 172610 (2015).
- [45] H.-Y. Lee, S. Kim, J.-Y. Park, Y.-W. Oh, S. Y. Park, W. Ham, Y. Kotani, T. Nakamura, M. Suzuki, T. Ono, K.-J. Lee, and B.-G. Park, *APL Mater.* **7**, 031110 (2019).
- [46] H. Wang, C. Du, P. Chris Hammel, and F. Yang, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 202405 (2014).
- [47] H. Maier-Flaig, M. Harder, R. Gross, H. Huebl, and S. T. B. Goennenwein, *Phys. Rev. B* **94**, 054433 (2016).
- [48] D.-J. Kim, S.-I. Kim, S.-Y. Park, K.-D. Lee, and B.-G. Park, *Curr. Appl. Phys.* **14**, 1344 (2014).
- [49] A. Azevedo, L. H. Vilela-Leão, R. L. Rodríguez-Suárez, A. F. Lacerda Santos, and S. M. Rezende, *Phys. Rev. B* **83**, 144402 (2011).
- [50] J. C. Rojas-Sánchez, M. Cubukcu, A. Jain, C. Vergnaud, C. Portemont, C. Ducruet, A. Barski, A. Marty, L. Vila, J. P. Attané, E. Augendre, G. Desfonds, S. Gambarelli, H. Jaffrès, J. M. George, and M. Jamet, *Phys. Rev. B* **88**, 064403 (2013).
- [51] M. Haertinger, C. H. Back, J. Lotze, M. Weiler, S. Geprägs, H. Huebl, S. T. B. Goennenwein, and G. Woltersdorf, *Phys. Rev. B* **92**, 054437 (2015).
- [52] M. Montazeri, P. Upadhyaya, M. C. Onbasli, G. Yu, K. L. Wong, M. Lang, Y. Fan, X. Li, P. K. Amiri, R. N. Schwartz, C. A. Ross, and K. L. Wang, *Nat. Commun.* **6**, 8958 (2015).
- [53] J.-S. Kim, Y.-S. Nam, D.-Y. Kim, Y.-K. Park, M.-H. Park, and S.-B. Choe, *AIP Adv.* **8**, 056009 (2018).
- [54] V. P. Amin, J. Zemen, and M. D. Stiles, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 136805 (2018).
- [55] V. P. Amin and M. D. Stiles, *Phys. Rev. B* **94**, 104419 (2016).