

Basic Principles and Recent Progress of Magnetization Dynamics

Sanghoon Kim

Department of Physics, University of Ulsan, Ulsan 44610, Korea

Duck-Ho Kim

Institute for Chemical Research, Kyoto University, Uji, Kyoto 611-0011, Japan

June-Seo Kim

DGIST-LBNL Research Center for Emerging Materials, Daegu Gyeongbuk Institute of Science and Technology, Daegu 42988, Korea

Kyung-Woong Moon

Spin Convergence Research Team, Korea Research Institute of Standards and Science, Daejeon 34113, Korea

Ki-Suk Lee

School of Materials Science and Engineering, Ulsan National Institute of Science and Technology (UNIST), Ulsan 44919, Korea

Sug-Bong Choe

Department of Physics, Seoul National University, Seoul 08826, Korea

Kab-Jin Kim*

Department of Physics, Korea Advanced Institute of Science and Technology, Daejeon 34141, Korea

(Received 19 April 2018, Received in final form 25 April 2018, Accepted 25 April 2018)

We review here the recent progress on the study of the magnetization dynamics as well as the basic principle of the related phenomena. The static properties of the magnetic domain walls and skyrmions as well as their dynamic properties under application of magnetic field and/or spin current are discussed together with the Dzyaloshinskii-Moriya interaction. Finally, the basic principle and recent progress in the antiferromagnetic spintronics are introduced.

Keywords : magnetic domain-wall, magnetization dynamics

자화 동역학의 원리 및 최신 연구 동향

김상훈

울산대학교 물리학과, 울산시 남구 대학로, 44610

김덕호

Institute for Chemical Research, Kyoto University, Uji, Kyoto 611-0011, Japan

김준서

대구경북과학기술원 DGIST-LBNL 신물질연구센터, 대구시, 42988

문경웅

한국표준과학연구원 스핀융합측정팀, 대전시 유성구 가정로 267, 34113

이기석

울산과학기술원 신소재공학부, 울산시 울주군 유니스트길 50, 44919

최석봉

서울대학교 물리천문학부, 서울시 관악구 관악로 1, 08826

김갑진*

한국과학기술원 물리학과, 대전시 유성구 대학로 291, 34141

(2018년 4월 19일 받음, 2018년 4월 25일 최종수정본 받음, 2018년 4월 25일 게재확정)

본 논문은 최근 학문적으로 또한 산업적으로 관심을 모으고 있는 자성체의 자화 동역학의 원리 및 최신 연구 동향에 대해 고찰하였다. 지구벽과 자성 스커미언의 정적 구조를 알아보고, 이러한 준입자 형태의 자성 구조물에 자기장과 전류를 인가하였을 때 발생하는 동역학적 특성을 잘로신스키-모리야 상호작용과 함께 논의하였다. 마지막으로 최근 연구가 고조되고 있는 반강자성체 스핀트로닉스에 대해 동역학적 관점에서 소개하였다. 최근 강자성체 박막에서의 자기적 구조체 및 이러한 자기적 구조체의 동역학에 대한 관심이 고조되고 있다. 지구벽 또는 스커미언 등의 자기적 구조체는 고밀도 정보저장 및 센서 기술의 핵심 기능을 제공하므로 다양한 응용 측면의 관심을 모으고 있으며, 또한 새로운 자기적 구조체의 발생과 특성 연구는 물리적 이해를 높이는 원동력이 되고 있다. 본 논문에서는 이러한 자기적 구조체의 동역학적 특성에 대한 최근 연구 동향을 고찰하고자 한다.

주제어 : 지구벽, 자화동역학

I. 지구벽(Magnetic Domain Wall)

강자성체 내부에는 인접한 스핀을 나란하게 정렬하려고 하는 교환 상호작용이 있어서 스핀은 적당한 영역 내에서 정렬되어 있다. 이러한 균일한 스핀 상태의 영역을 자기 구역(magnetic domain) 또는 지구라고 한다. 서로 다른 방향을 가진 두 개의 지구가 공간상에 접촉하고 있는 경우에, 인접한 두 개의 스핀 방향을 그대로 연결하면, 지구의 경계면에서 스핀의 방향은 공간상에서 불연속이 된다. 이러한 불연속은 인접 스핀을 나란하게 만드는 교환 상호작용의 입장에서는 에너지가 높은 불안정한 상태가 된다. 따라서 스핀의 불연속적인 변화를 줄여주기 위해 지구 사이에서는 스핀이 한 지구의 스핀 방향에서부터 다른 지구의 스핀 방향까지 점진적으로 회전하면서 분포하게 된다. 이와 같이 스핀 방향이 지구의 경계면에서 회전하듯이 점진적으로 변화하는 영역을 지구벽(magnetic domain wall)이라고 부른다. 이러한 지구벽은 수~수백 나노미터의 아주 얇은 영역 내에서 존재하는데 이 길이를 지구벽의 폭이라고 한다.

지구벽의 형태에 대해 좀 더 정량적으로 기술하면 아래와 같다. 가장 단순한 형태로 스핀이 한 개의 축을 에너지적으로 선호하는 경우에, 이러한 선호 축과 스핀의 각도를 θ 라고 한다면, 이 경우 발생하는 에너지를 $-K\cos^2\theta$ 라고 적을 수 있다. 여기서 K 는 이방성 상수라고 부르며, K 가 양수 일 때, 0° 와 180° 에서 최소의 에너지를 갖는다. 편의상 선호 축을 z 축으로

잡으면, 지구의 스핀은 $+z$ 또는 $-z$ 방향으로 정렬된다.

이와 같이 방향이 다른 두 개의 지구가 인접해 있는 경우에, 이 두 개의 지구 사이에 존재하는 지구벽은 두 방향을 연속적으로 연결해 주어야 하므로 지구벽 내에 반드시 θ 가 90° 또는 270° 인 부분이 존재한다. 따라서 K 에 비례하는 만큼의 에너지가 더 높아지게 된다. 지구벽의 폭을 Δ 로 표시하면 지구벽에 의한 이방성 에너지 증가량은 대략 $K\Delta$ 가 된다.

이제 인접한 스핀을 같은 방향으로 정렬하려고 하는 교환 상호작용에 의한 에너지를 생각해보자. 지구벽 안에서 인접한 스핀방향은 서로 어긋나 있어서 교환 상호작용 에너지가 높다. 높아진 에너지의 크기와 Δ 의 관계를 다음과 같이 추측할 수 있다. Δ 가 충분히 긴 경우, 지구벽에서 인접한 스핀간의 어긋난 정도는 0으로 수렴하게 된다. 따라서 에너지의 크기도 0으로 수렴 할 것이다. 반대로 Δ 가 짧은 경우, 스핀간의 어긋난 정도는 심해지고 에너지의 크기가 증가한다. 이렇게 생각해 보면 지구벽이 느끼는 교환 상호 작용의 크기는 대략 지구벽의 폭 Δ 에 반비례 한다. 이를 수학적으로 표현하면 교환 상호작용 에너지 상수 A 를 $1/\Delta$ 에 곱하면 되므로, 지구벽에 의한 교환 상호작용 에너지의 대략적인 값 A/Δ 이 구해진다.

이방성 에너지와 교환 상호작용 에너지를 더하면, 지구벽의 존재 때문에 발생한 총 에너지의 크기는 대략 $K\Delta + A/\Delta$ 임을 알 수 있다. 이 총 에너지를 Δ 에 대해 미분하여, 총 에너지의 최소값을 구함으로써, 최소 에너지 상태에서 지구벽의 폭을 $\Delta = \sqrt{A/K}$ 로 구할 수 있다.

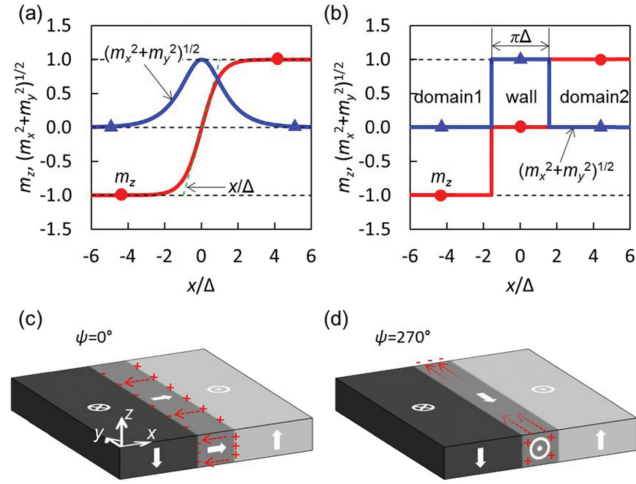


Fig. 1. (Color online) Magnetization profile of magnetic domain wall. (a) Plots of m_z and $\sqrt{m_x^2 + m_y^2}$ with respect to x . (b) Simplified model of m_x and $\sqrt{m_x^2 + m_y^2}$. (c) Schematic drawing of Néel-type domain wall. (d) Schematic drawing of Bloch-type domain wall. The symbols + and - indicate the surface magnetization. The thick arrows depict the magnetization directions. The dashed arrows shows the dipolar magnetic field inside the domain wall.

여기까지는 자구벽의 폭에 대한 간단한 추측이고, 엄밀한 계산을 하면 아래와 같은 결과를 얻는다 [1]. 여기서는 자세한 계산은 생략하고 결과만 설명한다. 스핀의 x, y, z 방향 각 성분을 m_x, m_y, m_z 라고 표기하면, $m_x = \cos\psi \operatorname{sech}[(x - x_0)/\Delta]$, $m_y = \sin\psi \operatorname{sech}[(x - x_0)/\Delta]$, $m_z = \tanh[(x - x_0)/\Delta]$ 로 주어진다. 여기서 x_0 는 자구벽의 중심 위치를 의미한다. Fig. 1(a)에서 도식된 바와 같이, m_z 는 -1에서 +1 사이에서 변화하는 값으로 주어지며, 이는 자구벽에 인접한 두 개의 자구 내부의 스핀 방향 사이에서 변화함을 의미한다. 여기서 ψ 는 XY 평면상에서 자구벽 내부의 스핀과 x 축 사이의 각도이다. 따라서, ψ 가 0° 또는 180° 경우에는 $m_y = 0$ 으로 자구벽 내부의 스핀은 ZX 평면을 따라 회전하며, ψ 가 90° 또는 270° 경우에는 $m_x = 0$ 으로 자구벽 내부의 스핀은 YZ 평면을 따라 회전한다. 전자의 경우를 넬(Néel) 자구벽이라 부르고 후자의 경우를 블로흐(Bloch) 자구벽이라 부른다.

이와 같은 자구벽 내부의 스핀 분포 식을 살펴보면, 중심 위치 x_0 와 내부의 스핀 방향 ψ , 그리고 폭 Δ 의 세 가지 변수에 의해 자구벽의 스핀 방향이 정해짐을 알 수 있다. 이때, Δ 는 외부 자극에 의해 상대적으로 둔감한 값이므로, 자구벽 동역학을 기술하는 데에는 주로 x_0 와 ψ 가 주요한 변수로 다루어지며, 이를 바탕으로 1차원 자구벽 모형이 제안되기도 하였다[2].

ψ 에 따른 자구벽의 에너지의 변화를 직관적으로 이해하기

위하여, Fig. 1(b)와 같이 폭이 $\pi\Delta$ 인 영역 내부의 스핀이 균일한 경우를 도입해 보았다. 여기서 π 가 추가된 이유는 자구의 방향에서 벗어난 자화성분 $\sqrt{m_x^2 + m_y^2} (= \operatorname{sech}[(x - x_0)/\Delta])$ 을 $-\infty$ 에서 $+\infty$ 까지 적분할 경우 $\pi\Delta$ 가 되기 때문이다. 이 경우, 자구벽 내부의 스핀 방향 ψ 에 따라서, Fig. 1(c)와 같이 넬 자구벽 또는 Fig. 1(d)와 같이 블로흐 자구벽이 존재한다. 그림에 도식된 바와 같이, 넬 자구벽은 자구벽 표면에 많은 표면 자화가 발생하여 자기 쌍극자 에너지가 높아지는 반면에, 블로흐 자구벽은 표면 자화가 상대적으로 먼 위치에서 발생하여 자기 쌍극자 에너지가 낮아진다. 따라서 일반적인 경우에 넬 자구벽보다는 블로흐 자구벽이 에너지적으로 안정하다. 그러나 최근에 발견된 잘로신스키-모리야(DM, Dzyaloshinskii-Moriya) 상호작용(5장에서 기술)이 큰 자성체에서는 넬 자구벽이 더 안정한 상태로 발생하기도 한다[3]. 또한, 이방성 에너지의 고차항이 포함되는 경우에는 자구벽의 형태가 더 복잡해지기도 한다[4].

II. 자성 스키미언(Magnetic Skyrmion)

스커미언은 바리온(baryon) 공명 상태를 기술하기 위해 영국의 핵 물리학자 토니 스킴(Tony Skyrms)이 제안한 수학적 모형으로 위상적으로 안정한 장의 형태를 의미한다[5]. 이후 반전 대칭성이 깨진 많은 자성체에서 스키미언 형상의 스핀 구조가 명확하게 관찰되어 이를 특히 자성 스키미언(magnetic skyrmion)이라고 부른다[6]. 자성 스키미언은 자성체내 국부적인 영역에서 일정하게 꼬여있는 스핀 구조를 지닌다. Fig. 2에 나타낸 바와 같이, 스키미언은 위에서 내려다 보면 둥근 자구 구조를 가지고 있다. 스키미언의 중심을 지나는 선을 따라서 스핀의 방향 변화를 살펴보면(둥근 자구 구조의 단면) 앞장에서 살펴본 1차원 360° 자구벽의 스핀 배열 상태와 일치하고 이 상태는 일반적으로 스키미언의 중심을 지나는 x - y 평면에 놓인 어느 선 상에서도 동일하다.

1차원 360° 자구벽을 분류했던 방식과 비슷하게 스키미언도 분류를 할 수 있다. Fig. 2a와 같이 자구벽안에서 위치에

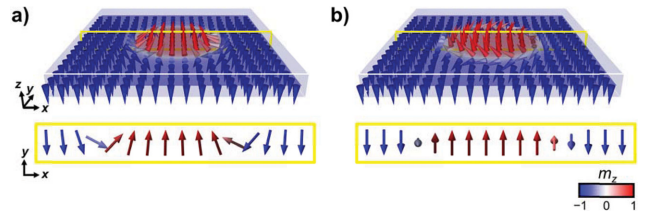


Fig. 2. (Color online) Spin configurations of (a) Néel and (b) Bloch skyrmions in a 2D ferromagnet with uniaxial magnetic anisotropy along the vertical axis. Bottom panels show spin configuration along the crossline as indicated by yellow colored line in the top panels.

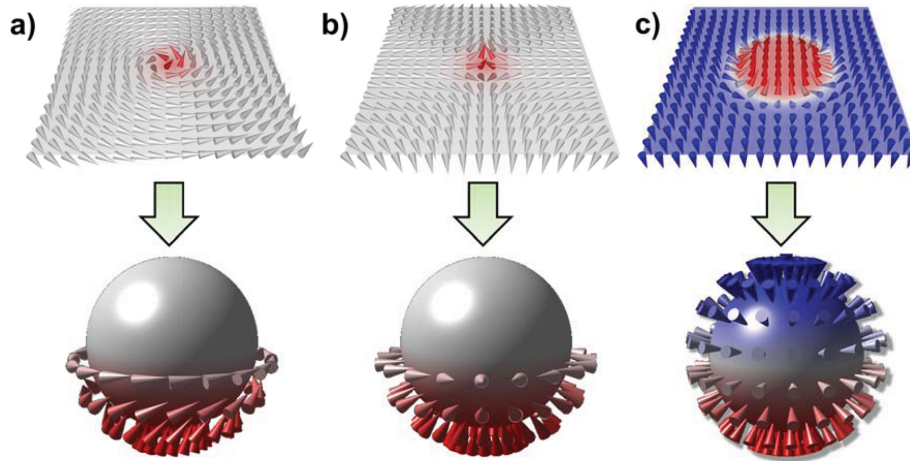


Fig. 3. (Color online) Spin configuration of (a) vortex, (b) anti-vortex, and (c) skyrmion and their mapping in order-parameter space from the spin configuration at the real space.

따라 스핀방향이 점진적으로 변화하여 스핀 방향이 꼬이는데, 그 회전축이 자구벽을 가로지르는 단면선과 수직이면 넬(Néel) 스커미언, Fig. 2b와 같이 수평이면 블로흐(Bloch) 스커미언이 된다. 위와 같이 등근 자구를 둘러싸고 있는 360° 자구벽이 어느 방향이든 한가지 형태의 자구벽 구조로만 이루어져 있는 것은 잘로신스키-모리아(DM) 상호작용 때문이다[7, 8]. 원자의 결정 격자나 물질의 계면이 존재하여 원자들간의 대칭성이 깨어지면 원자들의 스핀 상호작용도 대칭성이 깨어지게 되는데 이러한 비대칭적 상호작용을 DM 상호작용으로 부르며 공간적으로 특정한 방향으로만 회전하는 스핀 구조를 가지게 된다. 비중심대칭성(non-centrosymmetric)을 가진 벌크 재료에서는 블로흐 스커미언이, 계면에 의해 반전 대칭성이 깨진 박막 재료에서는 넬 스커미언이 일반적으로 나타나며 각각의 구조에서 스핀의 공간에 따른 꼬임 방향은 DM 상호작용의 부호에 따라서 결정된다. DM 상호작용에 대한 자세한 설명은 5장에서 후술하겠다.

일정하게 꼬여 있는 스커미언의 구조는 단순하지 않은(non-trivial) 위상적인 특성을 보인다. 이러한 특성은 스커미언수(Q, skyrmion number)로 불리는 위상수에 의해 정의될 수 있다. 2차원 공간(x-y 평면)에 배열된 스핀 구조의 경우 스커미언수는 정규화된 자화(\mathbf{m} , normalized magnetization)을 통해 아래와 같이 표현된다[9].

$$Q = \frac{1}{4\pi} \int \mathbf{m} \cdot (\partial_x \mathbf{m} \times \partial_y \mathbf{m}) dx dy \quad (1)$$

이 식은 기하학적으로 2차원 실공간의 스핀 구조를 구형의 오더-파라미터 공간(order-parameter space)으로 역극사영(inverse stereographic projection)을 통해 나타내었을 때, 스핀이 오더-파라미터 공간을 몇 번 감싸게 되는지를 나타낸다.

스커미언의 경우 0이 아닌 정수 값을 가지며, 넬 과 블로흐 스커미언은 둘 다 +1 또는 -1의 값을 가질 수 있다. 이외의 자기적 구조체로서 자기 소용돌이(magnetic vortex)는 1/2, 자기 반소용돌이(magnetic anti-vortex)는 -1/2의 정수가 아닌 스커미언 수를 가진다. 이해를 돕기 위해 자기 소용돌이(Fig. 3a), 자기 반소용돌이(Fig. 3b), 스커미언(Fig. 3c)의 스핀 구조를 실공간과 오더-파라미터 공간에 나타내었다. 자기 소용돌이나 자기 반소용돌이의 스핀은 오더-파라미터 공간에 매핑했을 때 단위 구의 절반만을 채우는데 반해, 스커미언의 스핀은 단위 구를 다 채우는 것을 볼 수 있다. 흥미로운 점은 스커미언의 경우 마치 자기장을 발산하는 것과 같은 형태의 스핀 구조를 갖고 있는 것을 볼 수 있다. 위상기하학에서도 낮은 컵과 동일한 위상을 가져서 컵으로 쉽게 변할 수 있지만 공과 같은 다른 위상수를 가지는 물체들로는 변화가 불가능하다. 연속적인 시스템에서 한번 정해진 위상수는 변하지 않는데 이러한 불변성을 스커미언도 가질 수 있어서 외부 섭동으로부터 그 형상을 잃지 않는 유한한 안정성은 스커미언의 대표적인 특성이라고 할 수 있다. 그리고 그러한 위상학적 특성으로 인해 호흡 모드(breathing mode)나 스커미언-홀(skyrmion-Hall) 효과와 같은 특수한 동적 현상을 보일 수도 있다[10, 11]. 다시말해, 스커미언은 안정성을 유지한 채 전류에 의해 구동되고 결합 부분을 쉽게 우회하는 등 단단한 입자와 같은 거동을 할 수 있다. 또한 스커미언은 수 나노미터 직경에서도 관찰될 만큼 작은 크기를 가지고 있고 구동하기 위한 소모 전력도 작기 때문에 스커미언에 정보를 실을 경우 대용량의 정보를 저전력으로 전달하고 처리할 수 있다. 이러한 특성은 현 전자기기가 당면하고 있는 문제점들과 맞닿아 돌파구적인 해결책이 될 수 있기 때문에 스커미언을 활용한 소자에 대한 연구가 뜨겁게 진행되고 있다. 뒤이어 스커미언

을 이용한 소자를 위해 제시된 개념들 중 가장 뜨겁게 관심을 받고 있는 예시들을 소개하겠다.

레이스트랙 메모리(Racetrack memory): 이 소자의 작동 원리는 자구벽을 이용한 레이스트랙 메모리[12]의 개념과 비슷하다. 스커미언 각각에 정보를 저장한 후 스커미언의 입자적인 특성을 이용해 자기적 나노선 위에서 그 정보를 전달할 수 있다. 스커미언은 나노미터 수준의 작은 크기를 가질 수 있어 자구벽에 비해 집적도가 높고 에너지 소비가 낮다는 이점이 있다. 또한, 나노선이 휘어져 있을 때 휘어진 부분에서 전류 밀도가 다르게 형성되기 때문에 자구벽은 휘어진 부분에 대한 영향을 받을 수 밖에 없지만 스커미언은 나노선을 따라 쉽게 유도된다[13]. 스커미언에 저장된 정보를 읽는 것은 자구벽과 마찬가지로 터널 자기저항(tunnel magnetoresistance)이 제안되어 있다. 이러한 개념들은 확장하여 트랜지스터[14]나 논리 소자[15]로도 가능할 것이다.

나노 발진기(Nano oscillator): 스커미언을 이용한 나노 발진기는 스커미언의 위상적인 특성에 의해 발현된 특수한 동적 현상을 이용한 것이다. 먼저, 특수한 동적 현상 중 호흡 모드[16]를 이용할 수 있다. 스핀 밸브나 자기 터널 접합(magnetic tunnel junction)과 같이 자기저항을 이용한 소자에 스커미언을 이용할 경우 구동력에 의해 유발된 스커미언의 호흡 모드는 GHz 단위의 시그널을 만들 수 있다. 스커미언은 자기 소용돌이에 비해 국부적인 자기적 구조체이기 때문에 외부 섭동에 대한 반응이 적어 일관성있는 신호를 만들어 낼 것으로 기대된다[17]. 또 다른 동적모드는 스커미언의 회전(gyration) 운동[18, 19]이 있는데 이를 이용해서도 발진기를 만들 수 있다. 이러한 운동에 의해 생성된 시그널 주파수는 자기 소용돌이를 이용했을 때보다 낮지만 훨씬 적은 전류로 구동이 가능하다.

마그논 결정(Magnonic crystals): 스커미언을 생성하기 위한 다양한 방법들이 고안되고 있음에 따라 1차원 또는 2차원 나노선 위에 인위적으로 스커미언의 주기적인 배열을 만들 수 있을 것이다. 이러한 주기적인 스커미언 격자는 스핀

파(spin wave)를 조절할 수 있음이 전산모사를 통해 예측되었다[20]. 스커미언을 이용할 경우 기존의 마그논 결정보다 더 작은 주기성을 확보할 수 있고, 그 주기성을 자기장 등을 가해 조절할 수 있다는 이점이 있다.

III. 자기장에 의한 자구벽 동역학(Field-Driven Domain-Wall Dynamics)

1장에서 살펴본 바와 같이, 우리 일상생활에서 흔하게 접하는 자석을 포함하여 자성체 내부는 자구들로 구성되어 있으며 자구와 자구 사이에는 자구벽이 존재한다. 자구와 자구벽은 모두 외부 자기장에 의하여 정렬 또는 움직임을 보이는데 이 모든 현상들을 통틀어서 자화 동역학(magnetization dynamics)라고 부른다. 자화 동역학은 차세대 메모리 소자 또는 다양한 응용 분야의 가장 기본이 되는 물리현상이기 때문에 자성 물리학과뿐만 아니라 다양한 분야의 산업체에서도 자화 동역학에 대한 지속적인 관심을 가지고 폭넓게 연구되고 있다.

자구를 구성하는 스핀에 자기장을 걸어주면 자기장이 구동력이 되어 스핀에는 두 가지의 서로 다른 토크가 발생하게 된다. Fig. 4와 같이 자성 스핀 또는 자기 모멘트 \vec{M} 에 자기장 \vec{H} 을 걸어주는 상황을 바탕으로 이 두 가지 서로 다른 토크의 성질을 설명할 수 있다. 첫 번째는 세차 토크(precession torque)로 $-\vec{M} \times \vec{H}$ 방향으로 발생하며, 이 토크에 의하여 자성 스핀은 자기장을 중심축으로 세차 운동(노란색 화살표)을 하게 된다. 두 번째는 damping 토크로 $\vec{M} \times (d\vec{M}/dt)$ 방향(붉은색 화살표)으로 발생하며, 이 토크에 의하여 자성 스핀은 자기장과 평행한 방향으로 향하게 된다. 이러한 damping 토크는 시스템 속에서 산란이나 스핀-스핀 상호작용, 스핀파와 같은 작용에 의해 발생한다. 이 두 가지 토크는 동시에 발생하므로, 스핀은 자기장 주변을 회전하면서 damping에 의해서 서서히 자기장 방향과 정렬하게 된다. 이와 같은 두 가지 토크에 의한 자성 스핀의 동역학 방정식을 란

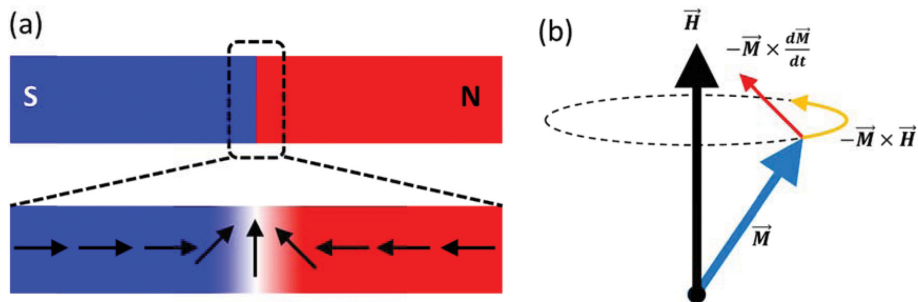


Fig. 4. (Color online) (a) Spin configurations of magnetic domains and domain wall. (b) The directions of the applied magnetic field (\vec{H}), magnetization (\vec{M}), the precession torque, and the damping torque.

다우-리프시츠-길버트 방정식(Landau-Lifshitz-Gilbert equation)라고 부르고, 아래와 같이 표현된다[21, 22].

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M}\times d\vec{H} + \frac{\alpha}{M_S}\vec{M}\times\frac{d\vec{M}}{dt} \quad (2)$$

여기서 α 는 길버트(Gilbert) damping 상수이고, γ 는 자기 회전 비율(gyromagnetic ratio)이다. 식(2)의 오른쪽에서 첫 번째 항이 세차 토크를 나타내며, 두 번째 항이 damping 토크를 나타낸다.

Racetrack 메모리는 IBM의 Stuart Parkin이 2004년부터 개발하고 있는 차세대 메모리이다[12]. 매질 자체가 회전하는 기존의 하드디스크 드라이브와는 다르게, Racetrack 메모리는 정지된 매질 내부에서 자구벽을 이동시켜서 동작시키는 메모리이다. Racetrack 메모리는 기계적으로 동작하는 부분이 없기 때문에, 기계적인 안정성이 좋으며 또한 전력 손실이 적다는 장점이 있다. 이러한 Racetrack 메모리는 나노 크기의 선 소자에 전류를 주입하여 발생하는 새로운 토크 즉, 스핀 토크에 의하여 동작한다. 스핀 토크에 대해서는 다음 장에서 더 자세히 설명하도록 하고, 여기에서는 자기장에 의한 racetrack 메모리 구동의 새로운 방식에 대해 기술하고자 한다.

Fig. 5(a)는 racetrack 메모리 구조에 자기장을 인가하는 경

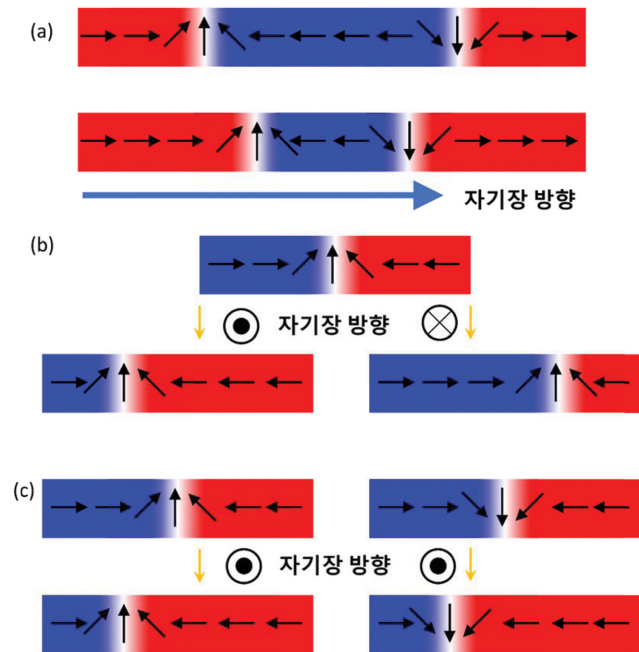


Fig. 5. (Color online) (a) Spin configurations of two individual magnetic domain walls and three magnetic domains. The magnetic domain wall motion when the magnetic field along the nanowire is applied. (b) The directions of the magnetic domain wall when the out-of-plane magnetic field is applied. (c) The direction of the magnetic domain walls, which have the same chirality due to the out-of-plane magnetic field.

우를 도식하고 있다. 그림에서 도식된 바와 같이, 수평 자구와 그 사이에 자구벽이 있는 구조에 수평 자기장을 인가하는 경우에는 자기장에 대해 에너지적으로 유리한 자구가 확장하게 되고, 결과적으로 자구벽이 이동하게 된다. 하지만 자기장을 인가하는 경우, 그림에서 보는 바와 같이 두 개의 서로 다른 자구벽이 서로 다른 방향으로 이동하여, 최종적으로 두 자구벽이 만나서 소멸되기 때문에, Racetrack 메모리 소자에 응용하기에는 태생적으로 치명적인 문제점을 가지고 있다.

인가하는 자기장의 방향을 바꿈으로써, 여러 개의 자구벽을 같은 방향으로 이동시키는 새로운 방법이 가능하다[23,24]. 자구와 자구벽에 모두 수직인 방향으로 짧은 주기의 자기장을 인가하는 경우에, 세차 토크에 의해 자구벽의 이동이 발생하게 된다. 이때 자구벽의 방향은 자기장의 방향과 더불어 자구벽의 손대칭성(chirality)에도 의존하게 된다[24, 25]. 따라서, Fig. 5(b)와 같이 동일한 나선성을 가지는 구조의 자구벽은 모두 같은 방향으로의 이동을 보이게 된다. 이러한 동일한 나선성을 가지는 구조의 자구벽은 강한 잘로신스키-모리야 상호작용[7, 8]을 가지는 수직자기 이방성 자성체에서 구현될 수 있음이 최근 보고되었다[25]. 따라서, 이러한 자성체에서 자기장 인가를 통하여 Racetrack 메모리의 구동이 가능하다. 이러한 자기장 인가 방식의 Racetrack 메모리는 기존의 전류 인가 방식에 비해 줄 열(Joule heat)에 따른 에너지 손실을 피할 수 있다는 장점이 있다.

IV. 전류에 의한 자구벽 동역학(Current-Driven Domain-Wall Dynamics)

일반적으로 비자성 금속(NM, nonmagnetic)에서 흐르는 전류가 자성 금속(FM, ferromagnetic)으로 주입될 경우 자성 금속의 자화와 같은 방향의 스핀만 다른 방향의 스핀들보다 더 잘 주입되는 여과 효과(spin-filtering)가 있다. 즉, NM/FM 접합 구조에서 분극화 된 전류를 생성할 수 있다는 것이다. 1989년에 J. Slonczewski는 Fig. 6(a)와 같이 스핀 밸브(spine valve)라고 불리는 FM1/NM/FM2로 구성된 샌드위치 구조에 전류가 흐를 경우에, FM1을 지나면서 분극화된 전자가 FM2에 토크를 전해줄 수 있음을 이론적으로 증명하였다[26]. 이는 자기장의 인가 없이 전류만으로 자성체의 자화 상태를 제어할 수 있음을 확인시켜주는 것이었다. 이러한 이론적 증명에 앞서, L. Berger는 1984년 실험적으로 수 μm 폭을 갖는 NiFe 와이어에 존재하는 자구벽이 전류에 의해 끌려 다닐 수 있음을 보여주었으니[27], 전류에 의한 자화 동역학 연구는 벌써 그 역사가 30년이 넘었다. 지금까지 보고된 전류에 의한 자화의 동역학적 특성은 크게 두 가지 경우로 나눌 수 있다. i) 하나는 자성체를 따라 흐르는 분극화된 스핀

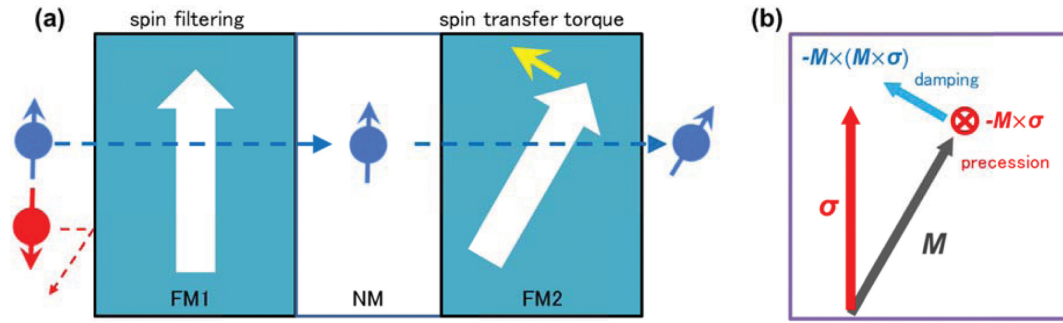


Fig. 6. (Color online) (a) Schematic illustration of spin filtering and spin transfer torque in a spin valve structure. (b) Magnetization damping and precession due to spin transfer torque effect.

전류에 의한 동역학적 특성, 그리고 ii) 다른 하나는 스핀 홀 효과[28, 29] 혹은 라쉬바-에델스테인(Rashba-edelstein) 효과 [30]에 의해 발생한 스핀 전류에 의한 동역학적 특성이다. 전자는 분극화된 스핀 전류에서 전도 전자의 스핀이 갖고 있는 스핀 각운동량의 보존에 의해 발생하며, 이 현상을 스핀 전달 토크라고 부른다[31]. 한편, 후자의 경우 언급된 두 효과를 일으키기 위해서 스핀-궤도 상호작용이 중요한 물리적 요소로 작용하기 때문에 스핀-궤도 토크 현상이라고 부른다[32]. 본 논문에서는 자세한 양자역학적 메커니즘은 생략하고, 위 설명한 두 가지 경우에 따른 자화의 동역학적 움직임에 대한 간략한 설명과 함께 대표적인 실험적 관측 결과를 소개한다.

스핀 전달 토크에 의한 자구벽 동역학 분극화된 스핀 전류에 의한 스핀 전달 토크 현상이 나타날 수 있는 시스템은 크게 두 가지 경우로 나뉜다. 하나는 위에 언급된 스핀 밸브 형태의 나노 자성 다층 박막 구조이고, 다른 하나는 자구벽과 같은 비공선적(non-collinear) 자화 형태를 갖는 자성 나노선 구조이다. 스핀 전달 토크 현상을 관측하기 위해서는 스핀 여파에 따른 분극화된 전류를 생성할 수 있는 구조를 만들어야 하는데 위 두 구조가 그에 적합하다고 할 수 있다. 이에 더하여, 시스템에 약 10^{11} A/m² 수준에 해당하는 충분한 양의 전류밀도를 인가해야 스핀 전달 토크 현상을 관측할 수 있다. 스핀 밸브 형태는 스핀 전달 토크 현상에 의한 동역학을 설명하기 가장 간단한 시스템이라고 할 수 있다. 충분한 전류의 인가가 가능한 충분히 가느다란 기둥 형태를 갖는 스핀밸브 구조를 가정해보자. Fig. 6(a)에 도식된 바와 같이, 한쪽 자성층 즉, FM1에 의해 분극화된 전자들이, 다른 방향으로 자화되어 있는 다른 자성층, 즉, FM2에 유입되는 경우에 발생하는 토크는 Fig. 6(b)와 같이 주어진다. FM2에 가해진 토크는 앞장에서 자기장에 의한 자화 동역학을 설명한 것과 비슷한 전개로 설명이 가능하다. 전체 토크 \vec{T}_{STT} 는 아래 식과 같이 두 개의 성분으로 구성되어 있다[31].

$$\vec{T}_{STT} = b_j \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{\sigma}) + c_j \vec{M} \times \vec{\sigma}. \quad (3)$$

여기서 b_j 와 c_j 는 각각 점진적(adiabatic)과 비점진적(adiabatic) 스핀 전달 토크 계수를 나타내며, $\vec{\sigma}$ 는 분극화된 스핀의 방향을 나타낸다. 식의 우변에서 첫 번째 항은 Slonczewski 토크 혹은 damping-like 토크라고 불리고, 두 번째 항은 field-like 토크라고 불린다. 각 성분의 방향을 Fig. 6(b)에 도식하였다. 각 성분의 크기를 결정하는 b_j 와 c_j 는 전류, 자화, 자성층과 비자성층의 계면의 구조적 형태나 어떤 재료를 사용했는가에 따라 정해진다. Damping-like 토크는 국소자화가 전류의 분극 방향으로 향하게 하는 역할을 하며, field-like 토크는 국소자화의 세차 운동을 유발하는 성분으로 이해할 수 있다. 스핀 밸브 구조가 만약 전부 금속 물질로 이루어져 있다면 전류 방향의 자유도가 커지고 field-like 토크는 damping-like 토크 크기의 약 5% 미만으로 훨씬 작다고 보고되고 있다 [33, 34]. 그러나 자기 메모리(magnetic random-access memory)에 사용되는 자기 터널 접합의 경우, 구조적으로는 스핀 밸브 형태와 비슷하지만, 터널링(tunneling) 효과를 이용하기 때문에 전류 방향의 자유도를 제한할 수 있게 된다. 이에 따라 field-like 토크가 damping-like 토크의 약 30%까지 증가하여 무시할 수 없는 수준이 된다는 것이 보고되었다[34, 35].

식(2)에서 주어진 토크를 란다우-리프시츠-길버트 방정식에 도입하면, 아래와 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} + b_j \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{\sigma}) + c_j \vec{M} \times \vec{\sigma} \quad (4)$$

이 식을 이용하여 자화의 동역학적 특성을 자기장 인가 뿐만 아니라 전류의 인가로도 이해할 수 있다. 스핀 밸브 구조나 자기 터널 접합 같은 구조에 충분한 전류를 가하면 스핀 전달 토크를 이용하여 자화 반전을 유도 할 수 있다. 만약 주입된 전류의 밀도가 자화 반전을 일으키기에 충분하지 않은 경우에는 스핀 세차 운동이 발생한다. 자기장-전류밀도가 동시에 가해진 상태에서의 자화 동역학적 상태는 2004년 K.-J. Lee에 의해 이론적으로 보고되었고(Fig. 7(a))[33], 그 이후 많은 연구가 되고 있다[36-38]. 스핀밸브 구조 뿐만 아니라

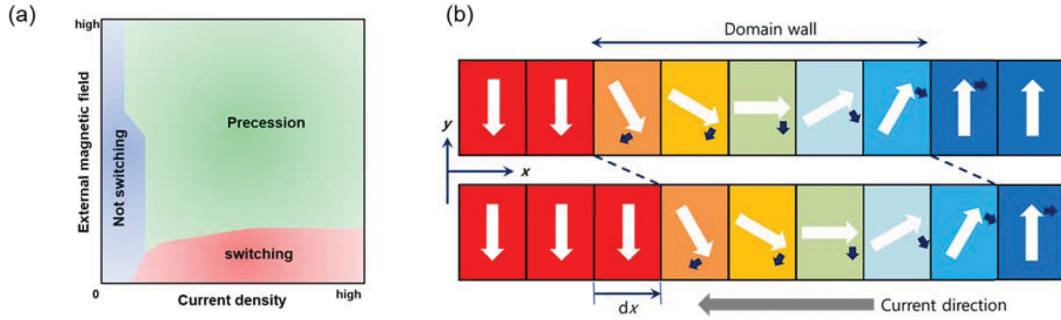


Fig. 7. (Color online) (a) Various magnetization dynamics (precession and switching) in terms of current density and external magnetic field. (b) Schematic illustration of domain wall motion by electrical current. White and dark blue arrows indicate magnetization, and spin transfer torques, respectively.

앞서 언급된 자구벽과 같은 비공선적(non-collinear) 자화 형태 역시 같은 원리로 스핀 전달 토크를 받을 수 있는데, 이로 인해 Fig. 7(b)와 같이 전류로 자구벽의 위치를 제어할 수 있게 된다. 이는 곧 자구벽 혹은 자구리는 정보를 공간적으로 이동시킬 수 있음을 의미한다. 1장에서 설명했던 바와 같이 자구벽은 자화의 연속적인 변화라고 볼 수 있으므로 Fig. 7(b)에 묘사되었듯이 각기 다른 자화방향을 갖는 자성층들이 직렬로 연결되어 있다고 볼 수 있다. 이는 길이방향 x 에 대한 연속적인 변화이므로 임의의 전류 방향에 대한 자화 동역학을 일반화 하면 식(5)가 된다[39]. 여기서 스핀밸브의 자화 동역학을 이해하기 위해 사용한 식(4)와 다른 점은 x 에 대한, 즉 공간에 대한 함수라는 점이다[39].

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M} \times d\vec{H} + \frac{\alpha}{M_S} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} - (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{M} - \frac{\beta}{M_S} \vec{M} \times [(\vec{u} \cdot \nabla) \vec{M}] \quad (5)$$

여기서 \vec{u} 은 $-b_j$ 와 관련된 $PJ_e\mu_B/eM_S(1 + \beta^2)$ 에 해당하는 양이며 속도의 단위를 갖는다. β 는 $-c_j/\vec{u}$ 에 해당하는 상수이며 β 의 물리적 의미는 자구벽에 걸리는 스핀 전달 토크 총량 대비 비점진성의 기여도가 되겠다. 이들 상수들은 위에 설명한 점진성과 비점진성으로 이야기를 할 수 있다. 즉, \vec{u} 은 점진성을, 그리고 β 는 비점진성을 나타낸다는 의미가 있다. 자구벽은 그 종류에 따라 복잡한 3차원적인 스핀의 배열 형태를 가지고 있어서, 직관적으로 그 거동 형태를 이해하기가 어렵다. 따라서, 자구벽의 중심과 자구벽 중심의 자화 각도만을 고려한 1차원 자구벽 모델(1D collective coordinate model)이 제안되었다. 1차원 모델과 관련된 자세한 내용은 참고 문헌[39]을 참고하기 바라며, 여기서는 결과적으로 전류밀도와 속도만의 관계를 간략하게 언급하고자 한다. 전류에 의한 자구벽 동역학은 전류밀도의 크기에 따라 크게 두 부분으로 나눌 수 있는데, 전류밀도가 작을 때는 스핀 전달 토크가 충분히 크지 않아서 자구벽의 자화가 고정된 채로 이동하고, 전류밀도가 커져서 특정 임계값을 넘어가면 자구벽이 세차운동

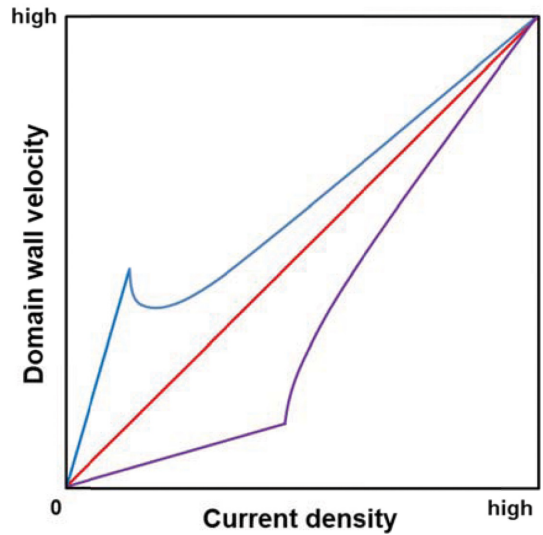


Fig. 8. (Color online) Domain wall velocity vs. current density in case of spin transfer torque.

을 시작하게 된다(Walker breakdown 이라 부름). 이러한 동역학적 움직임은 위 상수 β 에 의존적이고, 1차원 모델로 분석한 전류밀도와 속도의 관계는 Fig. 8과 같다. 그림에서 보듯이 특정 전류밀도에서 속도가 불연속적인 변화를 하는 것이 보인다. 이는 정적 영역(steady motion)에서 세차운동 영역(precessional motion)으로 넘어가는 움직임을 의미한다. 이러한 동역학 전이 현상은 위 상수 β 와 damping 상수인 α 의 관계에 관련이 되어 있으며 자세한 내용은 참고문헌을 참고하길 바란다[39].

이러한 스핀 동역학적 특성을 이용하여, 2000년대 중반부터 현재까지 비휘발성 소자인 전류 구동형 스핀 전달 토크 자기 메모리(STT-MRAM, spin-transfer-torque magnetic random-access memory)[40] 뿐만 아니라 수 GHz에서 수십 GHz까지 넓은 영역 대의 주파수가 가능한 스핀 토크 발진기[37], 자구벽 이동 racetrack 메모리[12] 등과 같은 다양한 소자들

이 제안되었고 많은 연구가 되어왔다.

스핀 궤도 토크에 의한 자구벽 동역학 스핀-궤도 상호작용에 기반한 스핀 각운동량 전달 현상인 스핀 궤도 토크에 관한 연구는 2011년 I. M. Miron의 실험 결과에 의해 파생되었다[41]. I. M. Miron은 Pt/Co/AlOx 다층 박막 구조에 면 방향으로 전류를 흘릴 경우 Co의 자화를 컨트롤 할 수 있음을 보고하였는데 이것이 특별한 의미를 갖는 이유는 다음과 같다. 기존에는 충분한 전류 밀도를 형성하기 위해 대략 200 nm 정도의 나노 기둥을 만든 후 면에 수직인 방향, 즉 나노 기둥으로 전류를 흘려주는 방식이었다. 그러나 I. M. Miron이 보고한 방법은 박막의 계면에 평행한(면 방향) 전류로도 자화 방향의 제어가 가능한 방식이었고, 이는 자화 동역학 연구의 대전환점이 되었다. 면 방향 전류에 의한 자화의 제어 메커니즘은 다음과 같다. Pt, W과 같은 원자번호가 높은 NM 즉, 중금속(HM, heavy metal)에 자성 금속을 쌓은 다층 박막 구조에 전류를 흐른다고 가정해보자. 스핀-궤도 결합은 원자번호의 네 제곱에 비례하기 때문에 HM에 흐르는 전자는 강한 스핀-궤도 결합에 의한 퍼텐셜 에너지를 느껴 경로가 바뀌게 된다. 이를 스핀 홀 효과라고 한다. 자세한 원리적 이해는 한국 자기학회에서 발간한 “스핀트로닉스 및 응용 6 장[42]”에 국문으로 잘 설명이 되어있어 생략하고 여기서는 그러한 효과가 자화 동역학적 특성에 어떠한 영향을 주는지에 대해 간략하게 소개하고자 한다. 스핀 홀 효과가 일어나게 되면, 설명한 바와 같이 전자의 경로가 바뀌게 되는데, 바뀐 경로의 방향은 전류 방향에 수직하게 된다. 전류 방향을 x , 스핀-궤도 결합에 의한 경로 변화 축을 y 라고 하고, 전자의 스핀은 y 축을 따라 두 방향 즉, $+y$ (up spin), $-y$ (down spin)으로 놓일 수 있다고 하자. 이런 경우 경로 변화의 방향은 전자의 스핀 방향에 따라 $+z$, 혹은 $-z$ 로 나뉘게 된다. Fig. 9(a)은 이 현상을 묘사한 것이다. 따라서 이렇게 전자 스핀의 방향에 따라 경로가 나뉘어 지게 되어, HM/FM 이중층 구조에서는 Fig. 9(b)와 같이 FM으로 한쪽 방향의 스핀이 주입 될 수 있게 된다. 이는 z 축으로 전자 스핀이 완전히 분극되어 흐를 수 있음을 의미한다. 이렇게 주입된 특정

방향의 스핀들은 자화층에 토크를 전달하게 되고 이에 따라 나타나는 자화의 동역학적 특성은 아래 식과 같이 나타낼 수 있다.

$$\vec{T}_{SOT} = \tau_{DL} \vec{M} \times (\hat{y} \times \vec{M}) + \tau_{FL} \vec{M} \times \hat{y}. \quad (6)$$

이렇게 x 방향의 전하의 흐름은 y 방향으로의 스핀 전류를 발생시킬 수 있어, 전하-스핀 변환 현상(charge-to-spin conversion)이라고 부르기도 한다. 이러한 전하-스핀 변환 현상은 그 뿌리가 스핀-궤도 결합에 의한 것이므로 전하-스핀 변환 현상에 의한 스핀 토크를 스핀 궤도 토크라고 부른다. 스핀 궤도 토크는 전환된 스핀의 양에 따라 그 크기가 좌우 되는데 스핀 전류의 양은 스핀 홀 각도(spin Hall angle)이라는 차원이 없는 상수 θ_{SH} 에 비례한다. θ_{SH} 가 1인 경우 흐르는 전하 전류밀도 대비 스핀 전류 밀도가 100%라는 것을 의미한다. 따라서 일반적으로 크게 60% 정도 수준인 스핀 분극 전류를 이용하는 스핀 전달 토크와는 달리 θ_{SH} 를 높여 더 효율적인 자화를 제어할 수 있음을 의미한다. θ_{SH} 은 물질이나 시스템에 의존적인 상수이고, 현재 Miron이 보고한 Pt 외에도 높은 θ_{SH} 을 갖는 물질 혹은 시스템을 찾는 노력이 계속 되고 있다. 예를 들면 Ta, W이 Pt보다 큰 $\theta_{SH}(0.2\sim 0.3)$ 을 갖는다는 보고[43, 44]가 있었고, 위상절연체인 $(\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{0.5})_2\text{Te}_3$ / $(\text{Cr}_{0.08}\text{Bi}_{0.54}\text{Sb}_{0.38})_2\text{Te}_3$ 이중층 구조는 온도 1.9 K에서 θ_{SH} 이 1보다 훨씬 큰 140-425를 가질 수 있음이 보고되기도 하였다[45]. 위 식(6)에서 우리는 스핀 궤도 토크가 스핀 전달 토크와 마찬가지로 두 개의 성분으로 나뉘게 되는 것을 알 수 있는데, 우변의 첫 번째 항을 damping-like 토크, 두 번째 항을 field-like 토크라고 부른다. 이 역시 란다우-리프시츠-길버트 방정식에 도입하면 아래 식과 같다.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times d\vec{H} + \frac{\alpha}{M_S} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} + \tau_{DL} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{\sigma}) + \tau_{FL} \vec{M} \times \vec{\sigma} \quad (7)$$

여기서 $\vec{\sigma}$ 는 자성층으로 주입되는 스핀의 방향이다. 대부분의 시스템에서 자화 동역학적 특성은 damping-like 토크에 의해 지배적이고, 최근 field-like 토크에 의한 영향에 대해서

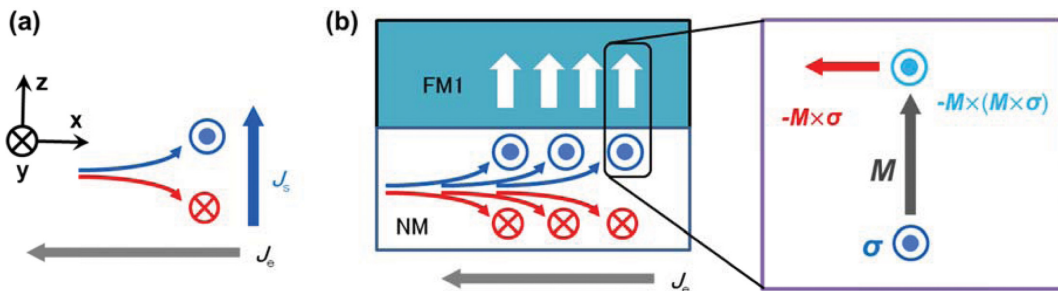


Fig. 9. (Color online) Schematic images of (a) spin Hall effect and (b) spin orbit torque. J_s and J_c are spin and charge current, respectively.

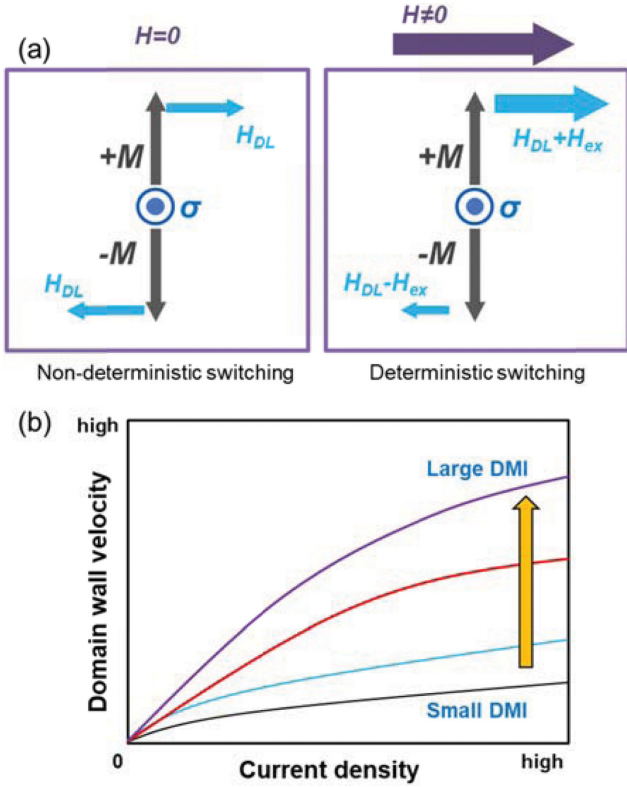


Fig. 10. (Color online) Domain wall velocity vs. current density in case of spin orbit torque.

도 보고가 되고 있다. 스핀 궤도 토크를 이용한 자화 반전의 경우 그림에 묘사된 것처럼 전류 방향이 고정되어 있는 경우 항상 자화에 90° 방향으로 damping-like 토크가 가해지고 있어서 자화 상태를 전류로만 제어하기가 힘들다. 따라서 Fig. 10(a)과 같이 x 축 방향으로 자기장을 인가하여야 한다는 단점이 있다. 이러한 단점을 극복하기 위해 다양한 물질 구조들이 제안되었다. 반강자성체(AFM, antiferromagnetic)를 도입한 AFM/FM 접합의 교환 결합력을 이용하거나[46], WTe₂ 와 같은 Transition metal dichalcogenide(TMCD) 물질 혹은 기존 스핀 밸브 구조에서 발생하는 스핀전류가 z 방향 스핀 성분을 가지고 있다는 것을 이용하여 한쪽 방향 자화 반전이 용이하도록 유도하는 연구 결과들이 보고되고 있다[47, 48].

자구벽의 동역학 역시 활발한 연구가 이루어지고 있다. HM/FM 이중층 구조를 갖는 나노선 구조에 전류를 흘려 스핀 궤도 토크에 의한 자구의 이동을 유발하는 경우 스핀 전달 토크에서 보고된 것 보다 더 빠른 수백 m/s 수준의 자구벽 이동속도가 가능하다는 것이 보고되었다[49]. 스핀 궤도 토크를 이용한 자구벽 이동을 위해서는 주입되는 스핀전류의 스핀방향에 항상 90° 방향의 자화를 갖는 넬 자구벽이 반드시 필요하는데[50], 이는 사용되는 HM/FM 이중층에 잘로신스키-모리야 상호작용이 존재하기에 가능하다. 이에 대해서는

다음 장에서 자세하게 다루고자 한다. 이 경우 역시 1차원 모델을 적용할 수 있는데, 1차원 모델을 적용한 전류밀도에 대한 자구벽 속력은 Fig. 10(b)과 같다. 전류밀도가 낮은 경우 자구벽 속도는 전류밀도에 비례하는 거동을 보이지만, 높은 전류밀도에서는 속도가 포화되는 것을 볼 수 있다. 이때 포화되는 속도의 크기는 잘로신스키-모리야 상호작용 에너지의 크기에 비례한다. 이는 적은 전류에서 τ_{DL} 에 비례하지만, 높은 전류밀도에서 τ_{FL} 에 의해 자구벽의 자화가 넬 형태에서 블로흐 형태로 바뀌는 회전을 하게 되고, 이때 블로흐 형태에서는 τ_{DL} 가 작아지게 되기 때문에 이해되고 있다[51]. 이 같은 특성은 실험적으로도 증명이 되었다[50]. i) Walker breakdown이 보이지 않고, ii) 높은 전류밀도에서 잘로신스키-모리야 상호작용에 의존적이며, iii) 완만한 곡선을 그리면서 포화되는 형태의 자구벽 거동은 스핀 전달 토크에 의한 거동과 완전히 다르다는 것을 알 수 있다. 스핀-궤도의 동역학적 특성을 관찰하는 연구는 그 시작이 불과 4년전인 데다가, 최근 새로이 발견되고 있는 스핀-궤도 결합이 강한 위상절연체, Weyl 반금속과 같은 여러 양자물질들이 보고되고 있는 만큼 지금까지 알려져 있지 않은 다양한 수송 현상들이 보고될 잠재력이 높은 분야이다.

V. DM 상호작용(Dzyaloshinskii-Moriya Interaction)

하이젠베르크(Heisenberg) 교환 상호 작용과 더불어 DM 상호작용은 인접한 자기 모멘트 사이에 작용하는 근본적인 교환 상호 작용 중 하나이다[7, 8]. 1960년도 I. Dzyaloshinskii 가 란다우 이론을 기반으로 대칭성을 기반으로 약한 강자성체(weak ferromagnetism)에서 비대칭 항을 기술하는 모형을 제안하였다[7]. T. Moriya가 이 상호작용이 스핀 궤도 상호작용을 기반으로 비대칭 현상을 미시적으로 기술하였고[8], 이것이 현재는 DM상호작용이라 불린다. 반전 대칭이 깨진 구조에서, 스핀 궤도 상호작용을 가진 자성계에서 DM 상호작용이 발생할 수 있다. Fig. 11(a)에서의 두 개의 원자 스핀 \vec{S}_i 와 \vec{S}_j 에 대하여 강한 스핀 궤도 상호작용을 가지고 있는 세 번째 비자성 원자가 존재한 상황에서, DM 상호작용 에너지(\mathcal{H}_{DM})는 아래와 같이 기술이 된다.

$$\mathcal{H}_{DM} = -\vec{D}_{ij} \cdot (\vec{S}_i \times \vec{S}_j). \tag{8}$$

여기서 \vec{D}_{ij} 는 잘로신스키 벡터를 나타낸다. 하이젠베르크 교환 상호작용과 가장 큰 차이점은, 식(8)로부터 알 수 있듯이, 인접한 자기 모멘트의 방향이 서로 수직한 것을 선호한다는 것이다. 이러한 DM 상호작용은 나선성을 가지는 자화구조를 안정화시키는데, 특히 계면 DM의 경우 넬 자구벽을 선호하게 된다. 이러한 넬 자구벽은 스핀 홀 효과에 의한 자구벽

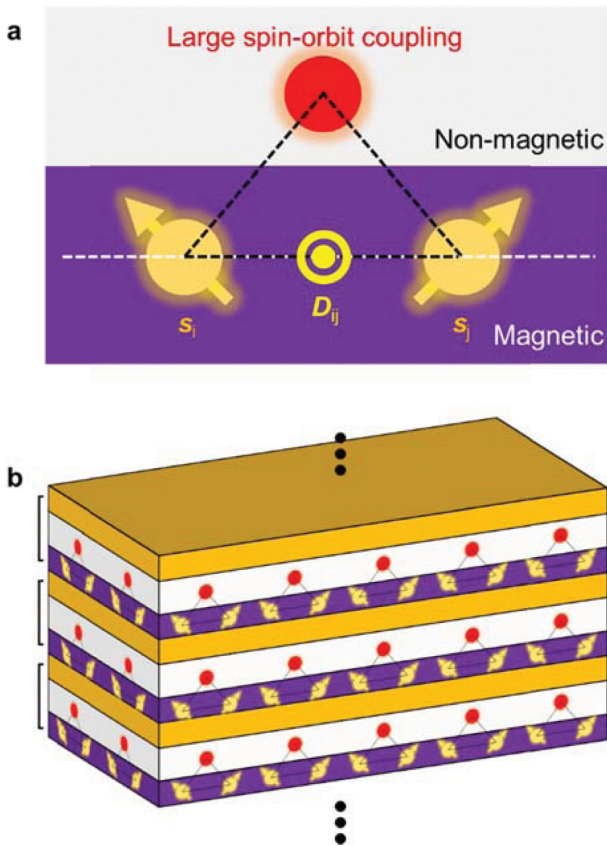


Fig. 11. (Color online) (a) Schematic illustration of a Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) at the interface between a ferromagnetic layer (purple) and a metal layer with a strong spin-orbit coupling (SOC) (grey). The DMI vector \vec{D}_{ij} is related to the triangle composed of two spins (\vec{S}_i and \vec{S}_j) sites and an atom with a large SOC. (b) Schematic illustration of the interfacial DMI in asymmetric magnetic multilayers.

움직임을 허용하여 전류 구동에 의한 자구벽 속도를 획기적으로 증가시킬 뿐만 아니라 안정된 자성 스커미언 구조를 형성하는데 중요한 역할을 한다[52, 53]. 이뿐만 아니라 DM 상호작용이 있는 시스템은 자기장을 이용한 원형 자구/스커미언 이동이 가능하다. 이를 이용하여 K.-W. Moon과 D.-H. Kim은 새로운 2차원 메모리로서 버블케이드 메모리(bubblecade memory)를 제안하고 실험적으로 보고하였다[54, 55].

DM 상호작용에 대한 학계의 관심이 증가함에 따라, 현재까지 다양한 방법으로 계면 DM 상호작용의 크기를 측정하는 기술이 개발되었다. 대표적인 계면 DM 상호작용의 측정 기술은 광자기 커르 현미경(magneto-optical Kerr microscopy)을 사용하여 자구의 비대칭적 확장 속도를 측정하는 방법이다[56-61]. 이 방법은 측정 장비 구성이 간단할 뿐만 아니라, 추가적인 마이크로 소자 공정이 없이 박막 상태에서 측정이 가능하다[56, 58]. 또한 간단한 관측 사진의 측정으로 DM 상호 작용을 부호 확인이 가능하며, 부호를 판별하기에도 매

우 적합하다[60]. 이 뿐만 아니라 각도에 따른 비대칭적 자구벽 운동 현상을 관측하여, 거대 DM 상호작용 관측이 가능하며, 다양한 크기의 DM 상호작용을 관측할 수 있는 방법이다[61]. 이 방법 이외에도 브릴루앙 산란(Brillouin Light scattering) [62, 63] 또는 전파 스핀과 분광기를 통해 스핀과 주파수를 이용하는 방법[64] 또는 스핀 웨도 토크 측정법[52, 59] 또는 비대칭 자기 이력 곡선 측정법[65] 또는 방울 모형(droplet model) 측정법[66, 67]에 이르기까지 다양한 방법이 지난 몇 년 동안 크게 발전했다.

이러한 측정 방법의 개발은 DM 상호작용의 기원과 물질의 전자 및 원자 구조의 세부 사항과의 관계에 대한 더 깊은 이해를 얻는 새로운 가능성을 열어 주었다. S.-H. Kim은 DM 상호작용과 웨도 구조의 비대칭성 사이의 상관관계가 있음을 실험적으로 보고하였다[68]. 그리고 다른 중요한 쟁점은 강자성과 비자성 적층 구조에서 비자성 층의 물질 조합에 따라 계면 DM 상호작용을 최적화하는 것이다. Y.-K. Park은 DM 상호작용의 크기는 주로 자성층과 계면 된 비자성층의 일 함수에 의해 결정됨을 보고하였고[69], DM 상호작용과 물질의 변수의 상관관계는 DM 상호작용의 크기 설계하기 위한 재료 선택에 대한 가이드 라인을 제공해 주었다. 이 외에도 Fig. 11(b)와 같이 다층 구조(multilayer 또는 superlattice)를 이용하는 경우에는, 다층으로 계면의 개수를 증가시켜 계면 DM 상호작용을 많아지기 때문에, 훨씬 더 큰 DM 상호작용을 얻는 노력이 다층구조에서 수행되고 있다. 이와 같은 연구 노력의 결과는 안정된 자성 스커미언/나선형 자구벽을 만드는데 기여를 하여, 이러한 발전으로 스커미언/나선형 자구벽 기반 메모리 장치 실용화 가능성을 더욱 밝게 하고 있다. DM 상호작용에 관한 연구를 통하여 앞으로도 더욱 다양한 스핀트로닉스 소자의 활용이 기대된다.

VI. 반강자성 스핀트로닉스(Antiferromagnetic Spintronics)

전자의 스핀이 물질의 자기적인 성질을 결정한다는 사실이 잘 알려져 있다. 이 때, 이웃한 스핀들이 잘 정렬되어 있는 물질을 자성체라고 부르며, 이러한 자성체는 크게 강자성체(ferromagnet), 반강자성체(antiferromagnet), 준강자성체(ferrimagnet)로 나뉜다. Fig. 12에서 보는 것과 같이 강자성체는 이웃한 스핀들이 평행하게 정렬된 물질, 반강자성체는 이웃한 스핀들이 반평행하게 정렬되어 있는 물질을 말한다. 준강자성체는 반강자성체와 같이 이웃한 스핀들이 반평행하게 정렬되어 있으나, 그 크기가 달라서 전체적으로 알짜 자화가 존재하는 물질을 일컫는다.

스핀트로닉스라는 분야는 전자의 전하뿐만이 아니라 스핀

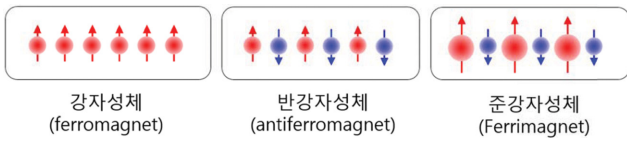


Fig. 12. (Color online) Class of magnets and their spin configuration.

을 제어하고 이용하고자 하는 분야로, 필연적으로 자성체가 그 대상이 되어 왔다. 기존의 스핀트로닉스 연구의 대부분은 강자성체가 그 대상이었는데, 그 이유는 외부 자기장으로 쉽게 제어할 수 있고, 따라서 그 특성을 밝히기가 용이하기 때문이었다. 지난 30여년간의 연구를 통해 강자성체 내부의 전자 스핀과 관련된 새로운 많은 현상들이 밝혀졌고, 이를 응용한 하드디스크와 자기 메모리 소자도 실용화되어, 스핀트로닉스 연구는 지속적으로 인류의 발전에 공헌해 왔다. 그런데 최근에 들어 이러한 스핀트로닉스의 연구 조류가 서서히 바뀌고 있는데, 그것은 바로 대상 물질을 강자성체에서 반강자성체로 바꾸고자 하는 것이다.

사실 자연에 존재하는 자성체의 대부분은 반강자성체이다. 그럼에도 불구하고 반강자성체는 스핀트로닉스의 주류 연구에서 벗어나 있었다. 가장 큰 이유는 바로 반강자성체의 알짜 자화가 0이라서 외부자기장에 반응하지 않기 때문이다. 즉, 외부에서 제어하기도 어렵고, 외부에서 관찰하기도 어려운 것이 바로 반강자성체이다. 이러한 이유로, 기존의 연구에서는 반강자성체 자체를 연구의 대상으로 삼지 못했고, 강자성체의 자화를 고정시키는 교환 바이어스(exchange bias)를 주기 위한 수동적 소자 정도로만 사용되어 왔다[70, 71]. 그러나 최근에 들어 이러한 반강자성체 연구가 스핀트로닉스 연구의 주류로 떠오르고 있다. 그 이유는 바로, ‘드디어 반강자성체를 제어할 수 있는 방법을 알아냈기 때문’이다.

반강자성체를 제어하고 이를 이용한 연구를 소개하기 전에, 도대체 왜 반강자성체를 연구하려고 하는지 설명하는 것이 좋겠다. 단순히 ‘기존에 연구가 되어 있지 않아서’라는 이유도 있지만, 사람들이 반강자성체에 열광하는 이유는 그것이 기존의 강자성체보다 훨씬 뛰어난 성질을 보일 것으로 예측되기 때문이다. 다음에서 반강자성체의 장점에 대해 소개해 보고자 한다.

빠른 동작: 스핀의 동작속도는 일반적으로 자기공명(magnetic resonance)으로 대표된다. 자기공명이란 외부에서 자기장을 걸어주었을 때 스핀이 세차운동 하는 것을 의미하는데, 기존의 강자성체는 기가 헤르츠($1 \text{ GHz} = 10^9 \text{ Hz}$) 대역에서 자기 공명이 일어난다. 그러나 물질을 반강자성체로 바꾸게 되면 자기 공명이 테라 헤르츠($1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz}$) 대역으로 증가한다. 즉, 강자성체보다 훨씬 빨리 동작하는 소자를 만들 수 있는 것이다. 이것이 바로 반강자성체가 가지는 대

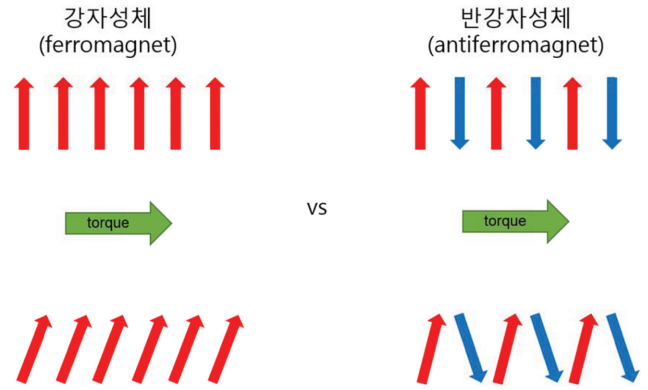


Fig. 13. (Color online) Change of spin configuration in ferromagnet and antiferromagnet when an external torque is applied.

표적인 장점이다.

그런데 왜 반강자성체의 자화 동작 속도는 그렇게 빠른 것일까? 그 물리적인 근원은 자성체 내부 시스템의 에너지에 기인한다. Fig. 13에서 보는 것과 같이, 외부에서 토크를 한 방향으로 가하게 되면, 강자성체의 스핀은 평행을 유지한 채로 기울게 되지만, 반강자성체의 경우 이웃한 스핀들 사이에 비틀림이 발생한다. 이러한 비틀림은 시스템의 교환 에너지(exchange energy)의 증가를 유발한다. 이에 반해서, 강자성체의 경우 교환 에너지의 변화는 없고, 자기이방성에너지(magnetic anisotropy energy)가 바뀔 뿐이다. 일반적으로 교환에너지는 자기이방성에너지에 비해 월등히 크고, 따라서 물질 내부의 자화 동역학의 시간 스케일도 그에 비례해서 증가하게 되는 것이다.

자기장 둔감성: 반강자성체의 연구가 제한되어 있던 가장 큰 이유는 자기장에 반응하지 않기 때문이다. 그러나 이를 거꾸로 생각해보면, 반강자성체는 외부 자기장의 요동에 의해서 전혀 영향을 받지 않는다. 사실, 기존의 강자성체로 만들어진 자성 메모리 소자의 단점 중 하나는, 외부 자기장에 쉽게 반응한다는 것이었다(영화를 보면 경찰이 들이닥쳤을 때 메모리를 지우기 위해서 해커가 강한 자석으로 컴퓨터의 하드디스크를 스캔하는 장면을 자주 볼 수 있다). 따라서 우리가 반강자성체를 제어할 수 있고, 이를 이용하여 메모리를 만들 수 있다면, 외부 자기장의 요동에 반응하지 않는 궁극적으로 안정한 메모리를 만들 수 있다. 이러한 자기장 둔감성은 강자성체가 가지지 못하는, 반강자성체의 큰 장점 중의 하나이다.

원자 스케일 메모리 가능성: 강자성체는 표면에 같은 자극이 모여면서 stray field가 발생한다(Fig. 14). 이러한 stray field는 이웃한 자화에 영향을 주는데, 소자의 크기가 작아질수록 이 영향은 점점 커지게 된다. 따라서, 소자의 크기를 줄이고, 집적도를 높이기 위해서는 이러한 stray field 문제를 반드시 해결해야 한다. 반강자성체는 원자 단위에서 스핀의

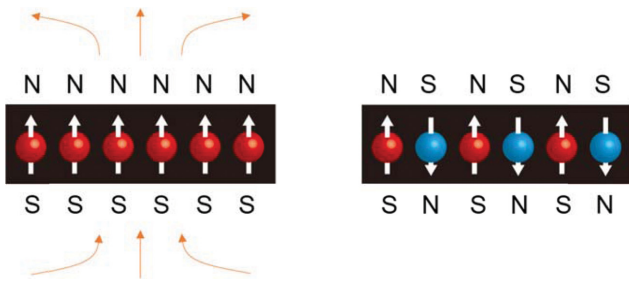


Fig. 14. (Color online) Schematic illustration of stray field from magnets. Ferromagnet (left) generates large stray field, while the antiferromagnet (right) produces negligibly small stray field.

배열이 반평행하므로, Fig. 14와 같이 강자성체에서 나타나는 stray field가 발생하지 않는다. 따라서 반강자성체는 stray field에 영향을 주지도 받지도 않으며, 소자의 크기를 원자 수준으로 줄여도 안정하게 존재하는 메모리를 만들 수도 있다. 실제, 원자 스케일의 반강자성체 스핀배열은 스핀 편광 주사 터널 현미경으로 측정된 바 있다[72].

스핀 동역학의 단순성: 자성체 내부에서 스핀의 방향이 연속적으로 변하면 다양한 스핀 구조가 나타나게 되는데, 앞서 설명한 자구벽, 자기 소용돌이(magnetic vortex), 자기 스키미언 등이 그 예가 될 수 있다. 이러한 스핀 구조의 운동을 분석하고 이용한다면 새로운 메모리 소자가 될 수 있으므로[73-75], 전 세계적으로 많은 연구자가 스핀 구조의 운동 분석에 역량을 집중하고 있다. 현재까지 알려진 바에 의하면, 스핀 구조가 이동할 때는 복잡한 이동경로를 나타낸다[76-79]. 그 이유는 선형 운동과 회전 운동이 결합된 gyrotropic motion을 하기 때문인데, 더욱 근본적인 원인은 시스템에 각 운동량이 존재하기 때문이다. 반강자성체는 물질 전체로 보면 각 운동량이 0이 되는 물질이므로, gyrotropic motion이 사라지게 된다. 즉, 스핀 구조가 이동할 때 단순한 선형 운동만이 나타나게 된다[80]. 이러한 결과는 그 분석의 단순성뿐만 아니라, 스핀 구조를 이용한 메모리 소자 응용의 관점에서도 장점이라 할 수 있다.

1. 반강자성체의 제어 및 측정

앞서 설명한 것과 같이, 반강자성체는 강자성체에 비해 많은 장점을 가지고 있다. 그러나 가장 큰 문제는 “자기장에 반응하지 않는 반강자성체를 도대체 어떻게 제어하고, 어떻게 측정하는가”이다. 전통적으로 반강자성체 연구의 가장 큰 걸림돌이었던 이 문제가, 최근에 들어 해결책이 하나 둘 등장하면서 새로운 전기를 맞이하고 있다. 아래에 이러한 결과를 소개하고자 한다.

자성체의 특성을 측정하는 방법은 다양한데, 강자성체에서 주로 사용되었던 방법은 크게 전기적 측정과 광학적 측정으

로 나눌 수 있다. 전기적 측정은 자성체의 저항을 다양한 환경에서 측정해서, 자성체 내부의 스핀 특성을 알아내는 방법인데, 강자성체에서 나타나는 일반적인 자기저항, 이를테면 이방성 자기저항(anisotropic magnetoresistance)[81], 비정상 홀 효과(anomalous Hall effect)[82] 등을 측정하는 방법이다. 이러한 자기저항 이외에도, 소자의 크기가 작아져 나노 소자가 되었을 때 새로운 자기 저항이 나타나는데, 거대자기저항(giant magnetoresistance)[83,84], 터널자기저항(tunnel magnetoresistance)[85,86], 스핀홀자기저항(spin Hall magnetoresistance)[87], 단방향자기저항(unidirectional magnetoresistance)[88] 등이 대표적인 예라 할 수 있다. 이러한 새로운 자기 저항의 발견은 강자성체 스핀트로닉스를 획기적으로 발전시키는 계기가 되기도 했다. 이러한 전기적 측정에 반해, 광학적 측정은 빛(혹은 전자기파)을 이용하여 자성체를 직접 관찰하는 방법인데, 주로 광자기 커 효과[89]나 자기원형이색성효과(magnetic circular dichroism)[90] 등을 이용한 방법이 사용되었다. 이러한 광학적 측정법에 의해 다양한 스핀 구조를 직접 관찰하는 것이 가능하게 되었고, 스핀트로닉스 연구는 비약적으로 발전하였다.

강자성체에서의 이러한 다양한 측정법에 비해, 반강자성체에서는 이러한 측정법이 잘 통하지 않는다. 그 이유는, 위에 언급한 현상들이 물질의 알짜 자화(혹은 알짜 각운동량)에 의존함에 반해, 반강자성체에서는 물질의 알짜 자화나 각운동량이 0이 되기 때문이다. 따라서 특별한 상황이 아니라면, 기존의 접근으로는 반강자성체를 측정하거나 제어하기가 어려웠다. 이러한 연유로, 기존의 반강자성체 연구에서는 중성자 산란법이 주로 사용되었는데, 이 방법은 큰 덩어리 시료에서만 통용되는 방법이므로, 최근 등장하고 있는 나노소자를 측정하기에 용이하지 않다는 문제가 있었다.

그러던 중 최근에 들어서면서 반강자성체에서도 자기저항이 존재한다는 사실이 밝혀지기 시작했다. 반강자성체를 이용하여 터널접합을 만들면 거대한 터널링이방성자기저항(tunneling anisotropic magnetoresistance)이 나타난다는 사실이 밝혀졌다[91]. 또한 온도 제어를 통해서 반강자성 FeRh의 Néel vector를 바꿈으로써 반강자성체에서도 이방성자기저항이 존재함을 보였으며[92, 93], 반강자성체에 중금속을 접합함으로써, 강자성체보다 큰 스핀홀자기저항이 나타난다는 사실도 보고되었다[94]. 이러한 결과들은 반강자성체에서도 자기저항이 존재하고, 그 크기가 강자성체를 넘어설 가능성도 있음을 의미한다. 이제 전기적 방법을 이용하여 반강자성체를 탐구할 수 있게 되었음을 암시한다.

물질에 전류를 흘리면, 저항을 측정할 수 있을 뿐만 아니라, 전류 자체가 자성체의 자화를 제어할 수도 있다. 앞서 설명한 바와 같이 이런 현상을 스핀 토크 현상이라고 하는데,

최근 스핀 토크를 이용하여 반강자성체를 제어하고자 하는 시도가 있었다. 대표적인 결과는 Jungwirth 그룹에서 보고한 것으로, 반강자성 CuMnAs에서의 전류에 의한 자화역전현상을 관찰한 것이다[95]. 이 보고에서 저자들은 상대론적 효과를 바탕으로 스핀 궤도 토크를 이용하여 반강자성체 자화를 제어하는데 성공하였다. 간단하게 설명하면 물질 내부에 대칭성이 깨진 구조가 존재하고, 이러한 구조 속에서 전자가 이동하게 되면, 상대론적인 효과에 의해서 유효 자기장을 느끼며, 이러한 유효자기장이 반강자성체 내부의 스핀을 제어하는 것이다.

2. 반강자성체의 자화 동역학

반강자성체에서의 스핀수송(spin transport)현상이 활발히 연구되었음에 반해, 반강자성체 자화의 동역학에 대한 연구는 지지부진하였다. 그 이유는 앞서도 설명하였듯이, 반강자성체의 자화 움직임을 관측하는 것이 쉽지 않았기 때문이다. 하지만, 최근 수 년간 몇 가지 획기적 방법이 보고되면서, 반강자성체의 자화 동역학 분야도 새로운 전기를 맞이하고 있다.

Kampfrath와 그의 동료들은 강한 테라 헤르츠파를 이용하여 반강자성체의 자화를 여기시키고, 반강자성체 스핀의 움직임을 처음으로 측정했다[96]. 전자기파의 자기장 성분이 0.1 테슬라 이상인 강한 테라 헤르츠파를 주입하여 반강자성체의 스핀을 여기시키면 Fig. 13에서와 같이 반평행 스핀 배열이 순간적으로 비틀려 알짜 자화가 생성되고, 이렇게 순간적으로 생성되는 알짜 자화를 기존의 광자기 커 효과로 측정하였다. 이 방법을 이용하여 Kampfrath는 반강자성체 NiO의 자기공명주파수가 1 THz에 있고, 또한 그 동역학을 조절할 수도 있음을 밝혔다. 광학적 방법 이외에도, 전기적으로(예를 들면 스핀토크현상으로) 테라 헤르츠 영역의 자기 공명을 일으켜 측정하고자 하는 시도들이 이어지고 있으나, 현재까지 시뮬레이션 결과만 있을 뿐 명확한 실험결과는 없는 실정이다[97].

위에서 설명한 반강자성체의 자기공명 실험 이외에도, 자구벽의 이동과 같은 자화 동역학 연구도 시작되고 있다. 고려대 이경진 교수와 한국과학기술원 박병국 교수 공동 연구팀은 시뮬레이션을 이용하여 반강자성체의 자구벽 이동을 조사하였고, 그 결과 반강자성체에서는 자구벽이 아주 빠른 속도로 움직이며 최대 속도가 수 km/s에 이를 수 있다고 보고하였다[98]. 또한 빠르게 움직이는 자구벽은 테라헤르츠 영역의 스핀파를 방출한다는 사실도 밝혀내면서, 실험적인 증명이 기대되고 있다.

시뮬레이션뿐만 아니라 실험적으로도 반강자성체적 자구벽 이동에 대한 연구가 활발히 이루어지고 있다. 대표적인 연구 결과는 IBM의 S. Parkin 그룹에서 보고한 인공 반강자성체(synthetic antiferromagnet)에서의 자구벽 이동 보고이다[99].

인공 반강자성체는 강자성체 사이에 비자성 금속을 삽입하여, 강자성체들 사이에 반평행 교환결합을 일으킨 물질로서, 물리적으로는 RKKY(Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida) 상호작용이 그 근원이 된다[100]. 이러한 인공 반강자성체는 원자 단위의 반강자성체는 아니지만, 나노미터 수준의 격자 스케일을 가지는 반강자성체가 될 수 있다. 인공 반강자성체의 장점은 두 강자성체의 두께를 조절함으로써, 강자성체에서 점진적으로 반강자성체와 같은 상태를 만들 수 있다는 것이다(두 강자성체가 동일할 때 정확한 반강자성체가 된다). Parkin 그룹에서 인공 반강자성체의 자구벽 이동을 조사한 결과, 반강자성체에 접근할수록(두 자성체의 자화가 상쇄될수록) 자구벽의 이동속도가 급격히 빨라지는 것을 관측하였다. 이는 이전 시뮬레이션에서 보인 것과 같이 반강자성체에서 자구벽의 이동속도가 실제로 빨라지는 것을 의미하는 것이라 할 수 있다. 그러나 인공 반강자성체에서는 완전한 반강자성체적 운동을 얻는 데는 실패하였다. 그 이유는, 두 강자성체가 완전히 상쇄되어 반강자성체가 되면, 자화가 0이 되어서 외부에서 측정이 불가능하기 때문이다. 즉, 여전히 반강자성체를 관측하지 못하는 문제가 실험 연구의 발목을 잡고 있었다.

일견 불가능해보이는 이 문제가 지난해에 해결되어 반강자성체 연구는 새로운 전기를 맞고 있다. 한국과학기술원 김갑진 교수와 고려대 이경진 교수 공동연구팀은 준강자성체를 이용하여 완벽한 반강자성체적 스핀동역학을 구현하였다[80]. 준강자성체는 Fig. 12에서 보인 것과 같이 두 이웃하는 스핀 모멘트의 크기가 달라 전체적으로는 알짜 자화가 있는 물질이다. 일반적으로 사용되는 준강자성체는 전이 금속과 희토류 금속의 합금으로, 두 물질을 혼합하게 되면, 각각의 자화는 반대 방향을 향하고, 두 자화의 크기가 다르게 된다. 이러한 전이 금속-희토류 합금 준강자성체는 특이한 특성을 가지는데, 그것은 바로 자화 보상점(magnetization compensation temperature)과 각 운동량 보상점(angular momentum compensation temperature)을 가진다는 것이다. 더욱 재미있는 것은 두 보상점이 다른 온도에 위치하고 있다는 것이다(물질의 자화와 각운동량의 비례 계수인 g-factor가 두 원소에서 다르기 때문이다). 일반적으로 동역학을 결정하는 것은 각 운동량 보상점이다. 준강자성체의 각 운동량 보상점에서는 완벽한 반강자성체적 운동을 할 것으로 기대된다. 놀라운 것은, 각 운동량 보상점에서 알짜 자화가 0이 아니므로, 외부 자기장에 의해 제어도 되고 관측할 수도 있다는 사실이다. 이러한 사실에 착안하여, 한국과학기술원과 고려대 공동연구팀은 GdFeCo 합금에서 자구벽 이동을 조사하였고, 각 운동량 보상점에서 자구벽이 완벽한 반강자성체적 운동을 보이는 것을 관찰하였다. 이 결과는 기존에 연구자들을 괴롭히던 반강자성체의 ‘관측’과 ‘제어’의 문제를 해결함으로써, 반강자성체 스핀트로닉스

연구에 새로운 활력을 불어넣고 있다.

앞서 설명한 것과 같이, 최근에 들어서면서 스핀트로닉스 연구의 조류가 변하고 있고, 반강자성체의 연구가 활발히 진행되고 있다. 이러한 변화를 일으킨 동기는 반강자성체를 제어하고 측정할 수 있는 방법을 알아냈기 때문인데, 그 방법은 기존의 많은 물리학자들이 간과하고 있었던 상대론적 효과나 보상점 물리에 기인하고 있다. 또한, 앞서 설명한 스핀 수송 현상(spin transport)나 스핀 동역학(spin dynamics)뿐만 아니라, 반강자성체를 이용한 스핀 열전현상이나, 에너지 하베스팅 등의 연구도 이루어지고 있다[101]. 더 나아가, 반강자성체 소자를 실용화한 연구도 보고되고 있는 실정이다[102]. 궁금한 독자는 최근에 보고되는 리뷰 논문들을 참고하기 바란다[103-106].

전세계적으로 활발히 연구되고 있지만, 여전히 반강자성체 스핀트로닉스는 시작단계에 있으며, 해결해야 할 일도 많다. 그 중 하나는 반강자성체를 광학적으로 측정할 수 있는 방법을 찾아내는 것이다. 광학적으로 반강자성체의 Néel vector를 측정하거나[107], 준강자성체의 원소를 선택적으로 관측하는 방법이 보고되고 있지만[108], 일반적인 반강자성체에 확장하기 위해서는 더 명확한 이론과 실험 기술이 요구된다. 앞으로 주요 연구 무대가 될 반강자성체 스핀트로닉스는 이제 막 시작하는 분야이므로, 어렵지 않게 선도 연구를 할 수 있는 분야이다. 따라서 국내외의 많은 연구자들이 이 분야의 선도적인 연구를 할 수 있기를 기대해 본다.

감사의 글

이 논문은 정부(교육과학기술부)의 재원으로 한국연구재단의 중견연구지원사업(No. 2015M3D1A1070465), 신진연구자 지원사업(2017R1C1B2009686), 대학중점연구소 지원사업(2009-0093818)의 지원을 받았으며, 2018년도 정부(과학기술정보통신부)의 재원으로 한국연구재단-미래소재디스커버리사업의 지원(No. 2016M3D1A1027831)을 받아 수행되었음. D.H.K.는 Overseas Researcher under the Postdoctoral Fellowship of JSPS(Grant Number P16314) 지원을 받았음.

References

- [1] S. Chikazumi, *Physics of Magnetism*, Wiley (1964).
- [2] S.-W. Jung, W. Kim, T.-D. Lee, K.-J. Lee, and H.-W. Lee, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 202508 (2008).
- [3] D.-Y. Kim, M.-H. Park, Y.-K. Park, J.-S. Kim, Y.-S. Nam, D.-H. Kim, S.-G. Je, H.-C. Choi, B.-C. Min, and S.-B. Choe, *NPG Asia Mater.* **10**, e464 (2018).
- [4] A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures*, Springer (1998).
- [5] T. Skyrme, *Nucl. Phys.* **31**, 556 (1962).
- [6] W. Metzner and D. Vollhardt, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1066 (1989).
- [7] I. Dzyaloshinsky, *J. Phys. Chem. Solids* **4**, 241 (1958).
- [8] T. Moriya, *Phys. Rev.* **120**, 91 (1960).
- [9] A. A. Belavin and A. M. Polyakov, *JETP Letters* **22**, 245 (1975).
- [10] A. Neubauer, C. Pfleiderer, B. Binz, A. Rosch, R. Ritz, P. G. Niklowitz, and P. Böni, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 186602 (2009).
- [11] T. Schulz, R. Ritz, A. Bauer, M. Halder, M. Wagner, C. Franz, C. Pfleiderer, K. Everschor, M. Garst, and A. Rosch, *Nat. Phys.* **8**, 301 (2012).
- [12] S. S. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, *Science* **320**, 190 (2008).
- [13] I. Purnama, W. L. Gan, D. W. Wong, and W. S. Lew, *Sci. Rep.* **5**, 10620 (2015).
- [14] X. Zhang, Y. Zhou, M. Ezawa, G. P. Zhao, and W. Zhao, *Sci. Rep.* **5**, 11369 (2015).
- [15] X. Zhang, M. Ezawa, and Y. Zhou, *Sci. Rep.* **5**, 9400 (2015).
- [16] J.-V. Kim, F. Garcia-Sanchez, J. Sampaio, C. Moreau-Lucaire, V. Cros, and A. Fert, *Phys. Rev. B* **90**, 064410 (2014).
- [17] A. Fert, N. Reyren, and V. Cros, *Nat. Rev. Mater.* **2**, 17031 (2017).
- [18] T. Shiino, K. J. Kim, K.-S. Lee, and B. G. Park, *Sci. Rep.* **7**, 13993 (2017).
- [19] K.-W. Moon, B. S. Chun, W. Kim, Z. Q. Qiu, and C. Hwang, *Phys. Rev. B* **89**, 64413 (2014).
- [20] K.-W. Moon, B. S. Chun, W. Kim, and C. Hwang, *Phys. Rev. Appl.* **6**, 064027 (2016).
- [21] L. Landau and E. Lifshitz, *Phys. Z. Sowjet.* **8**, 153 (1935).
- [22] T. L. Gilbert, *Phys. Rev.* **100**, 1243 (1955).
- [23] J.-S. Kim, M.-A. Mawass, A. Bisig, B. Krüger, R. M. Reeve, T. Schulz, F. Büttner, J. Yoon, C.-Y. You, M. Weigand, H. Stoll, G. Schütz, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, S. Eisebitt, and M. Kläui, *Nat. Commun.* **5**, 3429 (2015).
- [24] J.-S. Kim, H.-J. Lee, J.-I. Hong, and C.-Y. You, *J. Magn. Magn. Mater.* **455**, 45 (2018).
- [25] A. Thiaville, S. Rohart, E. Jué, V. Cros, and A. Fert, *Europhys. Lett.* **100**, 57002 (2012).
- [26] J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
- [27] L. Berger, *J. Appl. Phys.* **55**, 1954 (1984).
- [28] J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, and T. Jungwirth, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 1213 (2015).
- [29] J. E. Hirsch, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1834 (1999).
- [30] V. M. Edelstein, *Sol. State Commun.* **73**, 233 (1990).
- [31] M. D. Stiles and A. Zangwill, *Phys. Rev. B* **66**, 014407 (2002).
- [32] A. Manchon, I. M. Miron, T. Jungwirth, J. Sinova, J. Zelezny, A. Thiaville, K. Garello, and P. Gambardella, arXiv:1801.09636v1 (2018).
- [33] K.-J. Lee, A. Deac, O. Redon, J.-P. Nozières, and B. Dieny, *Nat. Mater.* **3**, 877 (2004).
- [34] S.-C. Oh, S.-Y. Park, A. Manchon, M. Chshiev, J.-H. Han, H.-W. Lee, J.-E. Lee, K.-T. Nam, Y. Jo, Y.-C. Kong, B. Dieny,

- and K.-J. Lee, *Nat. Phys.* **5**, 898 (2009).
- [35] J. C. Sankey, Y.-T. Cui, J. Z. Sun, J. C. Slonczewski, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph, *Nat. Phys.* **4**, 67 (2008).
- [36] Y. Jiang, T. Nozaki, S. Abe, T. Ochiai, A. Hirohata, N. Tezuka, and K. Inomata, *Nat. Mater.* **3**, 361 (2004).
- [37] S. Kaka, M. R. Pufall, W. H. Rippard, T. J. Silva, S. E. Russek, and J. A. Katine, *Nature* **437**, 389 (2005).
- [38] M. Madami, S. Bonetti, G. Consolo, S. Tacchi, G. Carlotti, G. Gubbiotti, F. B. Mancoff, M. A. Yar, and J. Åkerman, *Nat. Nanotech.* **6**, 635 (2011).
- [39] A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, and Y. Suzuki, *Europhys. Lett.* **69**, 990 (2005).
- [40] T. Kawahara, K. Ito, R. Takemura, and H. Ohno, *Microelectron. Reliab.* **52**, 613 (2012).
- [41] 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).
- [42] K.-J. Lee, C.-Y. You, and H.-W. Lee, *Magnetic Materials and Spintronics, The Korean Magnetism Society* (2014) pp. 173~206.
- [43] L. Liu, C.-F. Pai, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Science* **336**, 555 (2012).
- [44] C.-F. Pai, L. Liu, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 122404 (2012).
- [45] Y. Fan, P. Upadhyaya, X. Kou, M. Lang, S. Take, Z. Wang, J. Tang, L. He, L.-T. Chang, M. Montazeri, G. Yu, W. Jiang, T. Nie, R. N. Schwartz, Y. Tserkovnyak, and K. L. Wang, *Nat. Mater.* **13**, 699 (2014).
- [46] Y.-W. Oh, S.-h. Chris 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).
- [47] D. MacNeill, G. M. Stiehl, M. H. D. Guimaraes, R. A. Buhrman, J. Park, and D. C. Ralph, *Nat. Phys.* **13**, 300 (2017).
- [48] S.-h. 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.* on-line published (2018).
- [49] I. M. Miron, T. Moore, H. Szabolcs, L. D. Buda-Prejbeanu, S. Auffret, B. Rodmacq, S. Pizzini, J. Vogel, M. Bonfim, A. Schuhl, and G. Gaudin, *Nat. Mater.* **10**, 419 (2011).
- [50] S. Emori, U. Bauer, S.-M. Ahn, E. Martinez, and G. S. D. Beach, *Nat. Mater.* **12**, 611 (2013).
- [51] A. Thiaville, S. Rohart, É. Jué, V. Cros, and A. Fert, *Europhys. Lett.* **100**, 57002 (2012).
- [52] K.-S. Ryu, L. Thomas, S.-H. Yang, and S. Parkin, *Nat. Nanotechnol.* **8**, 527 (2013).
- [53] A. Fert, V. Cros, and J. Sampaio, *Nat. Nanotechnol.* **8**, 152 (2013).
- [54] K.-W. Moon, D.-H. Kim, S.-C. Yoo, S.-G. Je, B. S. Chun, W. Kim, B.-C. Min, C. Hwang, and S.-B. Choe, *Sci. Rep.* **5**, 9166 (2015).
- [55] D.-H. Kim, K.-W. Moon, S.-C. Yoo, D.-Y. Kim, B.-C. Min, C. Hwang, and S.-B. Choe, *Sci. Rep.* **7**, 3660 (2017).
- [56] S.-G. Je, D.-H. Kim, S.-C. Yoo, B.-C. Min, K.-J. Lee, and S.-B. Choe, *Phys. Rev. B* **88**, 214401 (2013).
- [57] D.-H. Kim, S.-C. Yoo, D.-Y. Kim, B.-C. Min, and S.-B. Choe, *arXiv:1608.01762* (2016).
- [58] D.-Y. Kim, D.-H. Kim, M.-H. Park, and S.-B. Choe, *J. Korean Magn. Soc.* **27**, 163 (2017).
- [59] D.-Y. Kim, M.-H. Park, Y.-K. Park, J.-S. Kim, Y.-S. Nam, D.-H. Kim, S.-G. Je, H.-C. Choi, B.-C. Min, and S.-B. Choe, *NPG Asia Materials* **10**, e464 (2018).
- [60] D.-Y. Kim, D.-H. Kim, J. Moon, and S.-B. Choe, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 262403 (2015).
- [61] D.-H. Kim, S.-C. Yoo, D.-Y. Kim, B.-C. Min, and S.-B. Choe, *Sci. Rep.* **7**, 45498 (2017).
- [62] J. Cho, N.-H. Kim, S. Lee, J.-S. Kim, R. Lavrijsen, A. Solignac, Y. Yin, D.-S. Han, N. J. J. van Hoof, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, and C.-Y. You, *Nat. Commun.* **6**, 7635 (2015).
- [63] H. T. Nembach, J. M. Shaw, M. Weiler, E. Jué, and T. J. Silva, *Nat. Phys.* **11**, 825 (2015).
- [64] J. M. Lee, C. Jang, B.-C. Min, S.-W. Lee, K.-J. Lee, and J. Chang, *Nano Lett.* **16**, 62 (2016).
- [65] D.-S. Han, N.-H. Kim, J.-S. Kim, Y. Yin, J.-W. Koo, J. Cho, S. Lee, M. Kläui, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, and C.-Y. You, *Nano Lett.* **16**, 4438 (2016).
- [66] S. Pizzini, J. Vogel, S. Rohart, L. D. Buda-Prejbeanu, E. Jué, O. Boulle, I. M. Miron, C. K. Safeer, S. Auffret, G. Gaudin, and A. Thiaville, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 047203 (2014).
- [67] S. Kim, P.-H. Jang, D.-H. Kim, M. Ishibashi, T. Taniguchi, T. Moriyama, K.-J. Kim, K.-J. Lee, and T. Ono, *Phys. Rev. B* **95**, 220402(R) (2017).
- [68] S. Kim, K. Ueda, G. Go, P.-H. Jang, K.-J. Lee, A. Belabbes, A. Manchon, M. Suzuki, Y. Kotani, T. Nakamura, K. Nakamura, T. Koyama, D. Chiba, K. T. Yamada, D.-H. Kim, T. Moriyama, K.-J. Kim, and T. Ono, *Nat. Commun.* **9**, 1648 (2018).
- [69] Y.-K. Park, D.-Y. Kim, J.-S. Kim, Y.-S. Nam, M.-H. Park, H.-C. Choi, B.-C. Min, and S.-B. Choe, *arXiv:1710.06588* (2017).
- [70] W. H. Meiklejohn and C. P. Bean, *Phys. Rev.* **105**, 904 (1957).
- [71] J. Nogués and Ivan KSchuller, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999).
- [72] S. Loth, S. Baumann, C. P. Lutz, D. M. Eigler, and A. J. Heinrich, *Science* **335**, 196 (2012).
- [73] S. Parkin and S.-H. Yang, *Nat. Nanotechnol.* **10**, 195 (2015).
- [74] Y.-S. Yu, H. Jung, K.-S. Lee, P. Fischer, and S.-K. Kim, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 052507 (2011).
- [75] A. Fert, V. Cros, and J. Sampaio, *Nat. Nanotechnol.* **8**, 152 (2013).
- [76] Y. Yoshimura, K.-J. Kim, T. Taniguchi, T. Tono, K. Ueda, R. Hiramatsu, T. Moriyama, K. Yamada, Y. Nakatani, and T. Ono, *Nat. Phys.* **7**, 157 (2016).
- [77] K.-S. Lee and S.-K. Kim, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 132511 (2007).
- [78] W. Jiang, X. Zhang, G. Yu, W. Zhang, X. Wang, M. B. Jungfleisch, J. E. Pearson, X. Cheng, O. Heinonen, K. L. Wang, Y. Zhou, A. Hoffmann, and S. G. E. te Velthuis, *Nat. Phys.* **13**, 162 (2017).

- [79] K. Litzius, I. Lemesch, B. Krüger, P. Bassirian, L. Caretta, K. Richter, F. Büttner, K. Sato, O. A. Tretiakov, J. Förster, R. M. Reeve, M. Weigand, I. Bykova, H. Stoll, G. Schütz, G. S. D. Beach, and M. Kläui, *Nat. Phys.* **13**, 170 (2017).
- [80] K.-J. Kim, S. K. Kim, Y. Hirata, S.-H. Oh, T. Tono, D.-H. Kim, T. Okuno, W. S. Ham, S. Kim, G. Go, Y. Tserkovnyak, A. Tsukamoto, T. Moriyama, K.-J. Lee, and T. Ono, *Nat. Mater.* **16**, 1187 (2017).
- [81] T. R. Mcguire and R. I. Potter, *IEEE Trans. Mag.* **11**, 1018 (1975).
- [82] N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A. H. MacDonald, and N. P. Ong, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1539 (2010).
- [83] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [84] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
- [85] T. Miyazaki and N. Tezuka, *J. Magn. Magn. Mater.* **139**, L231 (1995).
- [86] J. S. Moodera, Lisa R. Kinder, Terrilyn M. Wong, and R. Meservey, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3273 (1995).
- [87] H. Nakayama, M. Althammer, Y.-T. Chen, K. Uchida, Y. Kajiwara, D. Kikuchi, T. Ohtani, S. Geprägs, M. Opel, S. Takahashi, R. Gross, G. E. W. Bauer, S. T. B. Goennenwein, and E. Saitoh, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 206601 (2013).
- [88] K.-J. Kim, T. Moriyama, T. Koyama, D. Chiba, S. W. Lee, S. J. Lee, K. J. Lee, H. W. Lee, and T. Ono, *ArXiv* 1603.08746 (2016).
- [89] C.-Y. You and S.-C. Shin, *J. Appl. Phys.* **84**, 541 (1998).
- [90] S.-B. Choe, Y. Acremann, A. Scholl, A. Bauer, A. Doran, J. Stöhr, and H. A. Padmore, *Science* **304**, 420 (2004).
- [91] B. G. Park, J. Wunderlich, X. Martí, V. Holý, Y. Kurosaki, M. Yamada, H. Yamamoto, A. Nishide, J. Hayakawa, H. Takahashi, A. B. Shick, and T. Jungwirth, *Nat. Mater.* **10**, 347 (2011).
- [92] X. Martí, I. Fina, C. Frontera, J. Liu, P. Wadley, Q. He, R. J. Paull, J. D. Clarkson, J. Kudrnovský, I. Turek, J. Kuneš, D. Yi, J.-H. Chu, C. T. Nelson, L. You, E. Arenholz, S. Salahuddin, J. Fontcuberta, T. Jungwirth, and R. Ramesh, *Nat. Mater.* **13**, 367 (2014).
- [93] T. Moriyama, N. Matsuzaki, K.-J. Kim, I. Suzuki, T. Taniyama, and T. Ono, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 122403 (2015).
- [94] J. Han, Y. Wang, F. Pan, and C. Song, *Sci. Rep.* **6**, 31966 (2016).
- [95] P. Wadley, B. Howells, J. Železný, C. Andrews, V. Hills, R. P. Campion, V. Novák, K. Olejník, F. Maccherozzi, S. S. Dhesi, S. Y. Martin, T. Wagner, J. Wunderlich, F. Freimuth, Y. Mokrousov, J. Kuneš, J. S. Chauhan, M. J. Grzybowski, A. W. Rushforth, K. W. Edmonds, B. L. Gallagher, and T. Jungwirth, *Science* **351**, 587 (2016).
- [96] T. Kampfrath, A. Sell, G. Klatt, A. Pashkin, S. Mährlein, T. Dekorsy, M. Wolf, M. Fiebig, A. Leitenstorfer, and R. Huber, *Nat. Photon.* **5**, 31 (2011).
- [97] R. Khymyn, I. Lisenkov, V. Tiberkevich, B. A. Ivanov, and A. Slavin, *Sci. Rep.* **7**, 43705 (2017).
- [98] T. Shiino, S.-H. Oh, Paul M. Haney, S.-W. Lee, G. Go, B.-G. Park, and K.-J. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 087203 (2016).
- [99] S.-H. Yang, K.-S. Ryu, and S. S. P. Parkin, *Nat. Nanotech.* **10**, 221 (2015).
- [100] R. A. Duine, K.-J. Lee, S. S. P. Parkin, and M. D. Stiles, *Nat. Phys.* **14**, 217 (2018).
- [101] W. Lin, K. Chen, S. Zhang, and C. L. Chien, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 186601 (2016).
- [102] K. Olejník, V. Schuler, X. Martí, V. Novák, Z. Kašpar, P. Wadley, R. P. Campion, K. W. Edmonds, B. L. Gallagher, J. Garces, M. Baumgartner, P. Gambardella, and T. Jungwirth, *Nat. Commun.* **8**, 15434 (2017).
- [103] T. Jungwirth, X. Martí, P. Wadley, and J. Wunderlich, *Nat. Nanotech.* **11**, 231 (2016).
- [104] M. B. Jungfleisch, W. Zhang, and A. Hoffmann, *Physics Letters A* **382**, 865 (2018).
- [105] V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015005 (2018).
- [106] J. Zelezny, P. Wadley, K. Olejnik, A. Hoffmann, and H. Ohno, *Nat. Phys.* **14**, 220 (2018).
- [107] V. Saidl, P. Němec, P. Wadley, V. Hills, R. P. Campion, V. Novák, K. W. Edmonds, F. Maccherozzi, S. S. Dhesi, B. L. Gallagher, F. Trojánek, J. Kuneš, J. Železný, P. Malý, and T. Jungwirth, *Nat. Photon.* **11**, 91 (2017).
- [108] A. R. Khorsand, M. Savoini, A. Kirilyuk, A. V. Kimel, A. Tsukamoto, A. Itoh, and Th. Rasing, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 107205 (2013).