ISSN (Print) 1598-5385
ISSN (Online) 2233-6648
≪해설논문≫ Journal of the Korean Magnetics Society 31(6), 287-295 (2021) https://doi.org/10.4283/JKMS.2021.31.6.287

Magnetic Skyrmions: Fundamental Physics and Spintronic Applications

Dae-Han Jung and Ki-Suk Lee*
Department of Materials Science and Engineering, Ulsan National Institute of Science and Technology (UNIST), Ulsan 44919, Korea

(Received 3 November 2021, Received in final form 10 December 2021, Accepted 10 December 2021)

Magnetic skyrmion are an active research field in the rapid development owing to their potential for novel physics and applications of efficient next-generation spintronics device. In this work, we investigate the physical definition of skyrmions, and discuss skyrmion-based potential applications such as information storage, logic gates, neuromorphic devices, and non-conventional computing devices.
Keywords : magnetic skyrmion, spin structure, spin dynamics, memory, logic gate

자기 스커미온: 물리적 기초와 스핀트로닉스 소자 응용

정대한 · 이기석*
울산과학기술원 신소재공학부, 울산 울주군 유니스트길 50, 44919

(2021년 11월 3일 받음, 2021년 12월 10일 최종수정본 받음, 2021년 12월 10일 게재확정)

자기 스커미온은 새로운 물리와 효율적인 차세대 스핀트로닉스 소자 응용에 대한 잠재력으로 인해 활발히 연구되고 빠르게 발전하고 있는 분야이다. 본고에는 스커미온에 대한 물리적 정의를 고찰하고, 정보 저장, 논리 연산 게이트, 뉴로모픽 소자, 비전통 컴퓨팅 소자 등 스커미온을 활용한 잠재적인 응용 소자에 대해 다룬다.
주제어 : 자기 스커미온, 스핀 구조체, 스핀 동역학, 메모리, 로직 게이트

I. 자기 스커미온

자기 스커미온(magnetic skyrmion)은 위상학적 솔리톤(topological soliton) 또는 위상학적 결함(topological defect)의 한 종류로 위상적으로 보호되고 준입자(quasi-particle)적인 성격을 지니는 카이럴 스핀 배열(chiral spin configuration)이다[1-9]. 스커미온에 대한 개념은 처음에는 영국의 물리학자인 T.H.R. Skyrme이 입자물리 분야에서 고안한 수학적인 모형이었다[10,11]. 자성 물질에서 스커미온이 발견될 수 있다는 것은 1970년대에 2차원 하이젠베르크(Heisenberg) 격자 모형[12]에서 예측되었다[13-16]. 여기서 자기 스커미온은 준안정(metastable) 상태나 솔리톤 상태로 존재하는 것을 가정했다. 이것은 하이젠베르크 교환 상호작용(Heisenberg exchange interaction)은 스핀을 균일하게 배열하는 역할을 해서 자기 스커미온과 같이 비균일한 스핀 배열이 에너지적으로 안정화되지 않기 때문이다. 안정된 스커미온을 형성하기 위해서는 다른 에너지의 기여가 필요하다. 1989년 A.N. Bogdanov와 D.A. Yablonskiĭ는 결정학적 대칭성(crystallographic symmetry)에 따른 상대론적 교환 상호작용(relativistic exchange interaction)이 자기 스커미온을 안정화할 수 있다는 것을 발견하였다[17]. 1994년 A.N. Bogdanov와 A. Hubert는 이 에너지를 잘로신스키-모리야(DM, Dzyaloshinskii-Moriya) 상호작용으로 일반화하였고, 단축 자기 이방성(uniaxial magnetic anisotropy)을 지닌 자성 물질 내에서도 스커미온이 준안정 또는 안정된 상태로 존재할 수 있다는 것을 이론적으로 보였다[18]. DM 상호작용은 자기 스커미온을 안정시키는데 중요한 에너지 항이기 때문에 뒤에서 다루게 될 것이다. 2000년대 A.N. Bogdanov와 U.K. Rößler는 자기 스커미온에 대한 이론 연구를 추가하여, 박막과 다층 구조의 자성 물질에서 자기 스커미온에 대해 기술하였고[19], 재료적 결함이나 외부 자기장없이 자기 스커미온이 자발적인 기저 상태(spontaneous ground state)가 될 수 있음을 보였다[20]. 이론적으로 연구되던 자기 스커미온은 2009년 MnSi의 벌크 자성재료에서 S. Mühlbauer와 동

© The Korean Magnetics Society. All rights reserved.
*Corresponding author: Tel: +82-52-217-2336,
e-mail: kisuk@unist.ac.kr

료 연구자들에 의해 최초로 관측된 이래[21], 다양한 자성 물질의 박막에서도 실험적으로 관측되고 있다[22-27]. 스커미온은 응집 물질 분야에서 자성 물질뿐만 아니라 다강성(multiferroic) 물질[28], 강유전체(ferroelectric) 물질[29], 반도체[30] 등에서도 발견되지만, 여기서는 자기 스커미온을 지칭할 것이다.

스커미온의 정적 및 동적 거동은 위상학적인 특성을 보이는데, 이는 폰트랴긴 수(Pontryagin number) 혹은 스커미온 수(skyrmion number)로 불리는 위상수(topological number)에 의해 특징지어질 수 있다[1,31]. 스커미온 수는 일반적으로 2차원 자성 박막 구조에 놓인 자화의 단위 벡터(**m**, unit vector of magnetization)에 대해 다음과 같이 기술된다[32,33].

$$Q = \frac{1}{4\pi}\int \mathbf{m}\cdot(\partial_x \mathbf{m}\times\partial_y \mathbf{m})dxdy. \tag{1}$$

이 수는 2차원 실공간($x-y$)에 놓인 스커미온의 자화 배열을 역으로 극사영(inverse stereographic projection)시키는 방법을 통해 구형의 오더-파라미터 공간(order-parameter space)으로 매핑(mapping)했을 때, 자화가 구의 표면을 몇 번 감싸는지를 나타낸다. 예를 들어, Fig. 1(a), (b)와 같이 넬(Nèel)과 블로흐(Bloch) 스커미온의 자화는 오더-파라미터 공간에서 구를 한번 감싸고 $Q=-1$의 스커미온 수를 가지게 된다. 음부호(–)는 스커미온 핵(core)의 자화 방향이 $-m_z$를 가리키는 것을 나타낸다. 스커미온 수는 다음과 같은 변환을 통해 보다 쉽게 결정될 수 있다. 스커미온 핵을 중심으로 자화의 단위 벡터를 θ와 ϕ로 구면 좌표계(spherical coordinate)에 표시하고, 자화의 위치를 극좌표계(polar coordinate) $r=r(\cos\phi, \sin\phi)$에 나타내면, 스커미온 구조의 방사 대칭성(radial symmetry)으로 인해 스커미온 수는 다음과 같이 간략해진다[8].

$$\begin{aligned} Q &= \frac{1}{4\pi}\int_0^{\infty} dr\int_0^{2\pi} d\phi \frac{\partial\phi(r)}{\partial\phi}\frac{\partial\theta(r)}{\partial r}\sin\theta(r) \\ &= -\frac{1}{4\pi}[\cos\theta(r)]_{r=0}^{r=\infty}\cdot{}_{\phi=0}^{\phi=2\pi}. \end{aligned} \tag{2}$$

식(2)의 앞 성분은 수직 자화 성분이 스커미온 핵으로부터 가장자리까지 뒤집히는 것을 나타내고, 극성(polarity)으로 정량화할 수 있다.

$$p = -\frac{1}{2}[\cos\theta(r)]_{r=0}^{r=\infty}. \tag{3}$$

극성의 부호는 스커미온 핵의 자화 방향에 의존하고 $-m_z$면 음부호이다. 또한, 식(2)의 뒷 성분은 수평 자화 성분이 ϕ에 대해 몇 바퀴를 도는 지를 나타내는 것으로, 감음수(winding number)로 정량화할 수 있다.

$$W = \frac{1}{2\pi}[\phi]_{\phi=0}^{\phi=2\pi}. \tag{4}$$

따라서, 식(2)의 2차원 적분은 극성과 감음수로 곱으로 간소화할 수 있다.

$$Q = p\cdot W. \tag{5}$$

이를 바탕으로 안티 스커미온의 스커미온 수를 살펴보자. 안티 스커미온은 스커미온과 핵 자화 방향이 같을 때 $p=-1$의 같은 극성을 가지지만 감음수는 $W=-1$로 반대이기 때문에, $Q=+1$로 스커미온과 반대되는 스커미온 수를 가진다. 그래서, 안티 스커미온은 스커미온의 반입자(anti-particle)와 같은 거동을 보이고 스커미온 수 보존에 위배되지 않도록 스커미온과 쌍생성(pair production) 또는 쌍소멸(pair annihilation)되는 것이 보고되었다[34]. 타겟 스커미온(target skyrmion)

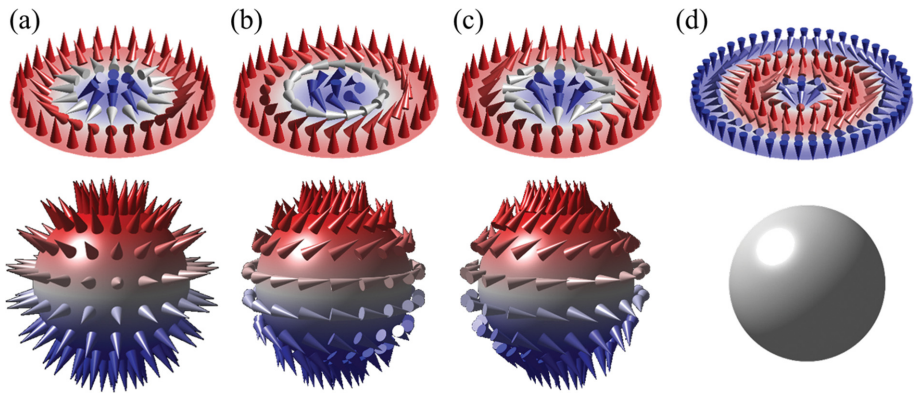

Fig. 1. (Color online) Illustration of skyrmion textures in the plane of the real space and the sphere of the order-parameter space. (a) Néel-type skyrmion with $Q=-1$, $p=-1$, $W=1$, (b) Bloch-type skyrmion with $Q=-1$, $p=-1$, $W=1$, (c) anti-skyrmion with $Q=+1$, $p=-1$, $W=-1$, and (d) skyrmionium with $Q=0$, $p=0$, $W=-1$.

혹은 스커미오니움(skyrmionium)으로 불리는 스커미온의 경우[35], 감음수는 $W = 1$로 같지만 극성을 고려할 때 –1의 극성과 +1의 극성 조합으로 나타내어 순 극성이 $p = 0$이기 때문에, 순 스커미온 수가 $Q = 0$이다. 이 외에도 스커미온은 그 구조에 따라 정수 값의 다양한 스커미온 수를 가질 수 있다.

스커미온의 자화구조는 DM 상호작용에 의해 안정화된다. 1958년 I. Dzyaloshinskii는 란다우 이론[36]을 기반으로 약한 강자성체(weak ferromagnetism)에서 비대칭 항을 기술하는 모형을 제안하였다[37]. 1960년, T. Moriya는 비대칭적인 상호작용이 미시적으로 스핀-궤도 결합(spin-orbit coupling)을 의해 일어난다는 것을 밝혔고, 이것이 현재는 DM 상호작용으로 불린다[38]. DM 상호작용에 대한 헤밀토니안(Hamiltonian) 항은 스핀-궤도 결합에 의한 2차 섭동이론(second-order perturbation theory)를 통해 구할 수 있으며, 인접한 두 스핀 S_i, S_j에 대해 다음과 같이 기술된다[38].

$$\mathcal{H}_{i,j} = -D_{i,j} \cdot (\boldsymbol{S}_i \times \boldsymbol{S}_j). \tag{6}$$

$D_{i,j}$는 DM 텐서(tensor)이며 스핀-궤도 결합의 세기와 저대칭성(low-symmetry) 효과에 의해 결정된다. 예를 들어, D_n 대칭군[39,40]에 속하거나, B20 결정 구조를 가지는 MnSi[21], $Fe_{1-x}Co_xS$[22], FeGe[41], Cu_2OSe_3[28] 등 비중심대칭성(non-centrosymmetry)에 의해 반전 대칭성이 깨진 벌크 재료에서는, 벌크형 DM 상호작용이 나타나고 원자 스케일에서 다음과 같이 기술될 수 있다.

$$\mathcal{H}_{\text{bulk}} = d_{\text{bulk}} \sum_{i,j} \mathbf{u}_{i,j} \cdot (\boldsymbol{S}_i \times \boldsymbol{S}_j). \tag{7}$$

그리고, 벌크형 DM 상호작용은 미소자기학의 연속체 모형을 위한 평균 에너지 밀도로 나타내면 다음과 같다[42,43].

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{bulk}} &= D_{\text{bulk}}[\mathbf{m} \cdot (\nabla \times \mathbf{m})] \\ &= D_{\text{bulk}}[m_y \partial_x m_z - m_z \partial_x m_y + m_z \partial_y m_x - m_x \partial_y m_z + m_x \partial_z m_y - m_y \partial_z m_x]. \end{aligned} \tag{8}$$

D_b는 연속체에 대한 유효 벌크 DM 상수로 mJ/m^2 단위이다.

그리고, GaV_4S_8[44], GaV_4Se_8[45,46]과 같이 C_{nv} 대칭군[47]에 속하는 극성 자석(polar magnet)이거나, Fe/Ir[23], CoFe/Pt[48], CoFe/Ta[48]과 같이 계면에 의해 반전 대칭성이 깨진 박막 재료에서는, 계면형 DM 상호작용이 나타나고 다음과 같이 기술된다[49].

$$\mathcal{H}_{\text{int}} = d_{\text{int}} \sum_{i,j} (\mathbf{u}_{i,j} \times \hat{z}) \cdot (\boldsymbol{S}_i \times \boldsymbol{S}_j). \tag{9}$$

계면형 DM 상호작용에 대한 평균 에너지 밀도는 다음과 같이 나타낼 수 있다[42,43].

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{int}} &= D_{\text{int}}[m_z \cdot (\mathbf{m} \cdot \nabla) - (\mathbf{m} \cdot \nabla) m_z] \\ &= D_{\text{int}}[m_z \partial_x m_x - m_x \partial_x m_z + m_z \partial_y m_y - m_y \partial_y m_z]. \end{aligned} \tag{10}$$

또한, 중심외(acentric) D_{2d} 대칭군[47]에 속하는 Mn-Pt-Sn 호이슬러(Heusler) 물질은 반전 비대칭성을 포함하는 구조에서 4중 대칭성(four-fold symmetry)에 의한 원통형(cylindrical) 대칭성이 평면상의 DM 상호작용에 이방성을 띄도록 만든다[50]. 이방성 DM 상호작용에 대한 평균 에너지 밀도는 다음과 같이 기술될 수 있다[17,39].

$$\varepsilon_{\text{ani}} = D_{\text{ani}}[m_x \partial_x m_z - m_z \partial_x m_x - m_y \partial_y m_z + m_z \partial_y m_y]. \tag{11}$$

이러한 DM 상호작용들은 하이젠베르크 교환 상호작용과 달리 가위곱(cross product)로 인한 에너지를 최소화하기 위해 인접한 스핀들이 평행하지 않게 배열되는 것을 선호한다. 그래서, DM 상호작용은 하이젠베르크 교환 상호작용과 경쟁하여 스커미온과 같이 특정 카이럴성(chirality)를 가지는 비평행(non-collinear) 스핀 배열을 형성한다. 벌크 형의 DM 상호작용은 블로흐 스커미온을, 계면 형의 DM 상호작용은 넬 스커미온을, 이방성의 DM 상호작용은 안티 스커미온을 안정화시킨다. 이렇듯, 자성 재료의 계면이나 격자 구조의 저대칭성은 DM 텐서와 스커미온의 자화구조의 카이럴성을 결정한다. Fig. 2는 결정 구조의 대칭성에 따라 2차원 스커미온 구조의 상이한 카이럴성을 나타낸 것이다. 이 외에도 저대칭성의 종류에 따라 다른 종류와 DM 상호작용과 스핀 구조체에 대한 가능성도 열려있다[8,17].

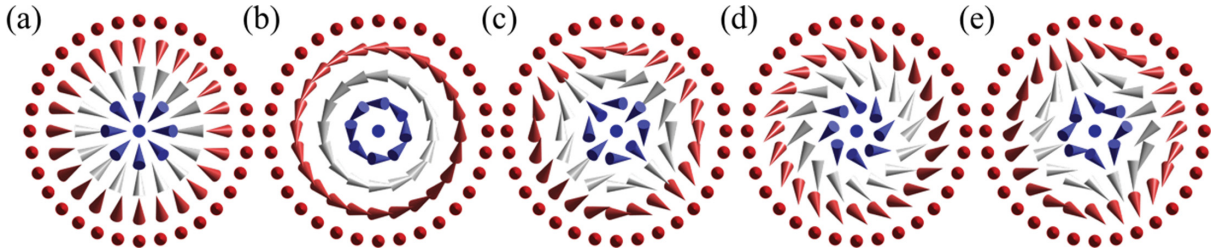

Fig. 2. (Color online) 2D axisymmetric skyrmion structures in ferromagnetic thin films with PMA: (a) Néel-type skyrmion attributes to C_{nv} symmetry, (b) Bloch-type skyrmion attributes to D_n, (c) anti-skyrmion attributes to C_n symmetry, and skyrmions with anisotropic chiral modulation attributes to (d) S_4 and (e) D_{2d} symmetries, respectively.

II. 전류 구동 스커미온 동역학

1973년, 틸레(A.A. Thiele)는 자구벽의 정상상태(steady state) 운동을 기술하는 논문을 발표하였다[51]. 틸레는 개별 좌표에서 거동하는 자화 동역학을 자구벽 위치에 해당하는 단일 좌표계에서 기술 가능함을 보였다. 그의 접근 방식은 자구벽 뿐만 아니라 자기소용돌이(magnetic vortex), 스커미온에도 직접 적용 가능하다. 여기서 그의 원문을 답습한 후 2차원 스커미온에 적용해보자. Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 방정식[52,53]의 i번째 성분은 외부 전류 인가가 없는 상태에서 다음 세 가지 토크(torque) 항을 가진다.

$$-\frac{1}{|\gamma_0|}\frac{dM_i}{dt}+\frac{\alpha}{|\gamma_0|M_s}e_{ijk}M_j\frac{dM_k}{dt}-e_{ijl}M_jH_k^{\mathrm{eff}}. \tag{12}$$

γ_0는 자기회전 비율(gyromagnetic ratio), α는 길버트 감쇠 상수(Gilbert damping constant), H_k^{eff}는 자화 벡터에 작용하는 유효 자장(effective field)이다.

$$H_k^{\mathrm{eff}}=-\,\delta E/\delta M_i. \tag{13}$$

E는 자기 에너지의 부피 밀도를 나타낸 것으로 교환 에너지(exchange energy), 결정 자기 이방성 에너지(magnetocrystalline anisotropy energy), DM 상호작용, 정자기 에너지(magnetostatic energy)를 포함한다. 외부 전류에 의한 토크 항은 후술하도록 하겠다. 여기서 공간적으로 일정한 포화 자화를 고려해서 다음 세 관계를 만족한다.

$$M_i\frac{dM_i}{dt}=0,\ M_i\frac{\partial M_i}{\partial x_j}=0,\ M_iM_i=M_s^2. \tag{14}$$

이것은 자화 벡터가 자화 벡터의 공간 미분과 시간 미분에 직교(orthogonal)함을 의미한다. 식(12)는 조건(14)을 통해 다음 식으로 이어진다.

$$\beta M_i-\frac{1}{|\gamma_0|M_s^2}e_{jkl}M_k\frac{dM_k}{dt}-\frac{\alpha}{|\gamma_0|M_s}\frac{dM_j}{dt}+H_j^{\mathrm{eff}}=0. \tag{15}$$

식(15)에 $-e_{jkl}M_k$를 곱하고 j에서 더하여 정리하면 식(12)이 나온다. 즉, 식(12)와 식(15)는 등치인 것을 알 수 있다. 이 과정에서 β는 임의의 수이다. 이제, 스커미온의 중심 좌표 X_i에서 이동 속도 v_i^d를 가지는 정상 상태의 운동을 고려해보자. 그러면, 자화의 위치 x_i에서 다음 조건이 나온다.

$$M_i=M_i(x_j-X_j),\ X_j=v_j^dt,\ \partial_tM_i=-\,v_j^d\partial M_i/\partial x_j. \tag{16}$$

식(15)에서 힘 밀도를 유도하기 위해 조건(16)의 $\partial M_j/\partial x_i$를 식(15)에 곱해보자. 이 과정에서 식(15)의 첫번째 항은 사라진다. 두 번째 항은 $\frac{1}{|\gamma_0|M_s^2}e_{lmn}M_l\frac{\partial M_m}{\partial x_i}\frac{dM_n}{dx_j}v_j^d$로 바뀌고, 조금 더 유용한 형태로 다시 쓸 수 있다.

$$f_i^g=e_{ijk}g_jv_k^d,\ g_j=\frac{1}{2M_s^2|\gamma_0|}e_{jpq}e_{lmn}M_l\frac{\partial N_m}{\partial x_p}\frac{dM_n}{dx_q}. \tag{17}$$

세 번째 항은 다음 형태로 바꿀 수 있다.

$$f_i^\alpha=\alpha d_{ij}v_j^d,\ d_{ij}=\frac{1}{M_s|\gamma_0|}\frac{\partial M_k}{\partial x_i}\frac{dM_k}{dx_j}. \tag{18}$$

식(15)의 마지막 항에 $\partial M_j/\partial x_i$을 곱한 것은 식(13)의 도움으로 다음과 같이 정리할 수 있다.

$$f_i^E=\left(-\frac{\delta E}{\delta M_j}\right)\left(\frac{\partial M_j}{\partial x_i}\right). \tag{19}$$

식(17)의 f_i^g를 전체 부피에 대해 적분하면 스커미온에 작용하는 총 회전자력(gyroscopic force, $\mathbf{F}^G$)을 얻을 수 있다. 식(17)의 g_j는 회전 결합 벡터(gyrocoupling vector)를 나타내고, 2차원 스커미온의 경우 벡터 표기법에서 $\partial_z\mathbf{M}=0$이기 때문에, 수평 성분은 사라지고($g_x=g_y=0$) 수직 성분(g_z)만 남는다. 이 회전 결합 벡터를 2차원 박막의 전체 부피에 대해 적분하면 다음과 같이 식(1)의 위상수(Q)를 포함한다.

$$\begin{aligned}G_z&=\int_V\mathbf{g}dV=\frac{1}{M_s^2|\gamma_0|}\int dz\int_S\mathbf{M}\cdot(\partial_x\mathbf{M}\times\partial_y\mathbf{M})dxdy\\&=\frac{M_st}{|\gamma_0|}\int\mathbf{m}\cdot(\partial_x\mathbf{m}\times\partial_y\mathbf{m})dxdy=\frac{M_st}{|\gamma_0|}(4\pi Q)\end{aligned} \tag{20}$$

여기서 t는 박막의 두께이다. 스커미온의 회전자력은 인가되는 구동력에 대해 스커미온을 수직(transverse) 방향으로 움직이게 만들기 때문에 마그누스(Magnus) 힘으로도 불린다[54,55].

식(18)에서 d_{ij}는 2차 텐서(second rank tensor)이다. 2차원 스커미온에서 $d_{13}=d_{23}=d_{33}=0$이다. 식(18)의 f_i^α를 2차원 구조 전체 부피에 대해 적분하면 스커미온에 작용하는 총 소산 항력(dissipative drag force, $\mathbf{F}^D$)을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned}\hat{D}_{11}&=-\frac{\alpha}{|\gamma_0|M_s}\int_V\left(\frac{\partial\mathbf{M}}{\partial x}\right)^2dV=-\frac{\alpha t}{(\gamma_0)M_s}\int_S\left(\frac{\partial\mathbf{M}}{\partial x}\right)^2dxdy\\\hat{D}_{12}=\hat{D}_{21}&=-\frac{\alpha}{|\gamma_0|M_s}\int_V\left(\frac{\partial\mathbf{M}}{\partial x}\right)\cdot\left(\frac{\partial\mathbf{M}}{\partial y}\right)dV\\&=-\frac{\alpha t}{|\gamma_0|M_s}\int_V\left(\frac{\partial\mathbf{M}}{\partial x}\right)\cdot\left(\frac{\partial\mathbf{M}}{\partial y}\right)dxdy\end{aligned} \tag{21}$$

식(19)를 전체 부피에 대해 적분하면 스커미온에 작용하는 포텐셜 에너지(potential energy, W)의 보존력을 얻을 수 있다. 이 힘은 외부 자기장과 패턴된 샘플 기하 모양에 따른 제한 효과(confinement effect)를 포함한다.

$$\mathbf{F}^{W} = \int_V \left(-\frac{\delta E}{\delta M_j}\right)\left(\frac{\partial M_j}{\partial x_i}\right) dV = -\nabla W. \quad (22)$$

이 들 세 힘을 합한 것이 틸레가 개발한 식의 원형이다.

$$\mathbf{G}\times\mathbf{v_d} + \alpha\hat{D}\cdot\mathbf{v_d} - \nabla W = 0. \quad (23)$$

식(23)은 전류에 의한 구동력을 고려해 일반화를 시킬 수 있다. 틸레 접근법을 이용해 스핀-전달 토크(spin-transfer torque), 스핀-궤도 토크(spin-orbit torque), 스핀-홀 토크(spin-Hall torque)를 적용해보자. 먼저, 2차원 스커미온의 자성 박막에 수평 방향으로 입사되는 전류에 의한 스핀-전달 토크를 고려하기 위해 장리(Zhang-Li) 형태를 가져왔다[56,57].

$$\mathbf{T}_{\mathrm{STT}} = -(\mathbf{v_s}\cdot\nabla)\mathbf{M} + \beta\mathbf{M}\times(\mathbf{v_s}\cdot\nabla)\mathbf{M}. \quad (24)$$

$\mathbf{v_s}$는 $v_s = -\mu_B Pj/[eM_s(1+\beta^2)]$ 크기의 스핀 전류의 전도 속도이고, μ_B는 보어 자자(Bohr magneton), P는 스핀 편광(spin polarization), j는 전류 밀도, e는 전자 전하, β는 비단열성(non-adiabaticity)이다. $\mathbf{M}^2$이 일정하면, $\mathbf{M}$과 $\nabla\mathbf{M}$는 서로 직교한다. 그래서, 스핀-전달 토크는 자화가 일정하게 배열된 상태에 대해서는 작용하지 않고 스커미온과 같이 비자명(non-trivial) 배열에 작용한다: 식(24)의 앞 항은 스커미온을 전류 j의 방향(전자와 반대 방향)으로 움직이게 하고, 뒷 항은 스커미온을 전류 j의 방향에 대해 수직 방향으로 움직이게 한다. 이 식을 틸레 접근법을 이용하여 다음의 형태로 변형하면, 동역학을 스커미온의 위치에 대해 기술할 수 있게 된다.

$$\mathbf{F}^{\mathrm{STT}} = \mathbf{G}\times\mathbf{v_s} + \hat{D}\cdot\beta\mathbf{v_s}. \quad (25)$$

다음으로, 스핀-궤도 토크는 계면의 반전 대칭성이 깨졌을 때 스핀-궤도 결합을 이용해 도입될 수 있다[58-60]. 이 때, 계면에 존재하는 비대칭적인 결정장(crystal field)은 전기장(electric field, E)과 같이 작용하여 라쉬바 효과(Rashba effect)를 낳는다[61,62]. 스핀-궤도 토크는 수평으로 인가되는 전류 $\mathbf{j}$에 대해 라쉬바 효과에 의한 감쇠형(dampin-like) 기여와 자장형(field-like) 기여로 나타낼 수 있다[58].

$$\mathbf{T}_{\mathrm{SOT}} = -|\gamma_0| a_{\mathrm{SOT}}[\mathbf{M}\times(\mathbf{M}\times(\hat{z}\times\mathbf{j})) + \eta\mathbf{M}\times(\hat{z}\times\mathbf{j})]. \quad (26)$$

상수 a_{SOT}는 $\frac{\hbar}{2\mu_0|e|}\frac{\alpha_H}{M_s^2 t}$ 크기이고, $\hbar$는 축약 플랑크 상수(reduced Plank constant), μ_0는 진공 투자율(vacuum permeability), α_{H}는 길버트 감쇠 상수(Gilbert damping constant, α)에 대응되는 스핀-궤도 토크의 상수이고, η는 스핀-궤도 토크의 감쇠형과 자장형을 구분하기 위한 상수이다. 식(26)의 앞 항은 자장형이고 뒷 항이 감쇠형이다. 식(26)의 스핀-궤도 토크에 틸레 접근법에 의해 $-1/|\gamma_0|$과 $-e_{jlk}M_k$를 곱하고 l 성분에 대해 정리한 후, $\partial M_j/\partial x_i$를 곱하고 다시 j 성분에 대해 정리하는 몇 가지 대수 과정을 거치면 틸레 식으로 다음과 같이 일반화할 수 있다.

$$\mathbf{F}^{\mathrm{SOT}} = a_{\mathrm{SOT}}\int_V \mathbf{M}\cdot(\nabla\mathbf{M}\times[(-\hat{z}\times\mathbf{j}) + \eta\mathbf{M}\times(\hat{z}\times\mathbf{j})])dV. \quad (27)$$

스핀-궤도 토크는 스핀-전달 토크와 근본적인 차이가 있다. 스핀-전달 토크는 전류의 이동 과정에서 공간적으로 앞뒤 자화의 각운동량 차이만큼 토크로 작용하기 때문에 자화 배열이 균일하면 작용하는 토크가 없다. 반면, 스핀-궤도 토크는 궤도 각운동량을 자화에 전달하는 것이기 때문에 균일한 자화 배열에도 토크가 작용한다. 또한, 두 토크는 비균일한 자화

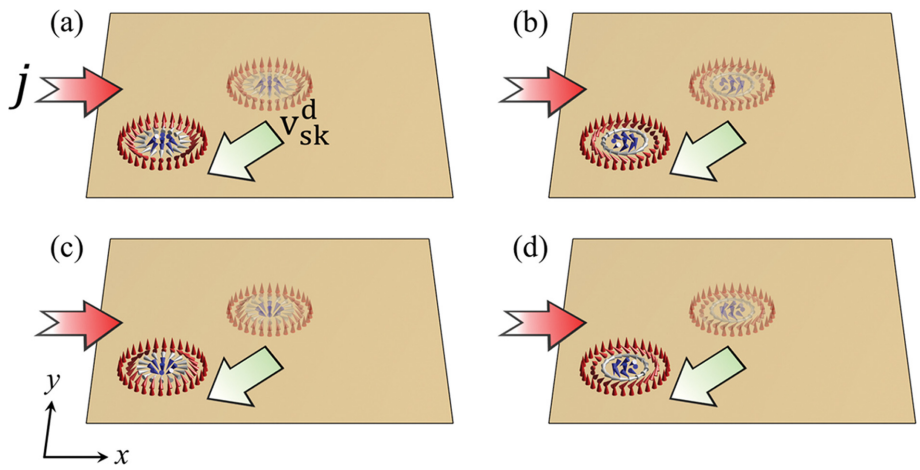

Fig. 3. (Color online) Skyrmion motions due to the spin-transfer torque (STT). (a), (b) Néel-type skyrmion motion driven by the STT. (c), (d) Bloch-type skyrmion motion driven by the STT. The current flows along the x-direction, as indicated by red arrows. For the STT, there is no difference between the Neel and Bloch skyrmions.

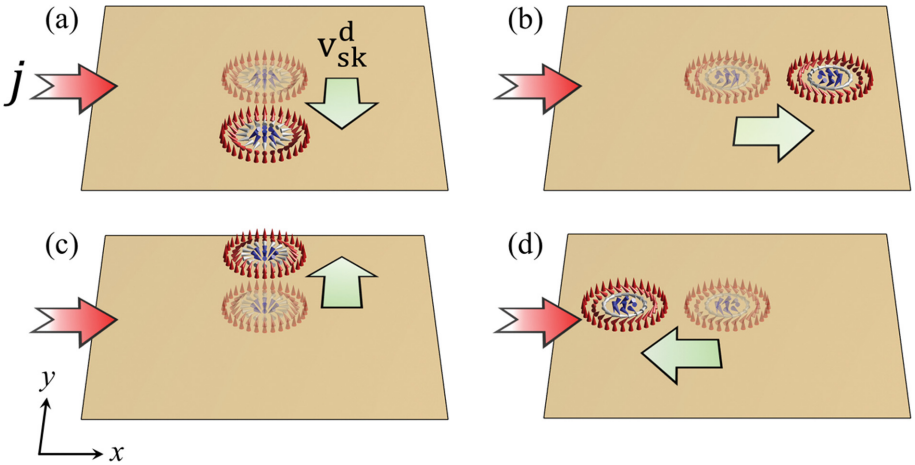

Fig. 4. (Color online) Skyrmions motions under the influence of the spin-orbit torque (SOT) or the spin-Hall torque (SHT). The current flows along the *x*-direction, as indicated by red arrows. (a) Néel-type skyrmion motion driven by the SOT or the SHT. (b) Néel-type skyrmion motion with opposite in-plane component. (c) Bloch-type skyrmion motion driven by the SOT or the SHT. (d) Bloch-type skyrmion motion with opposite in-plane component. Unlike the STT, the SOT or the SHT act differently on Néel and Bloch skyrmions. The Néel skyrmions move along the *y*-direction, while Bloch skyrmion move along the *x*-direction.

배열에도 다르게 작용한다: 스핀-전달 토크는 Fig. 3과 같이 비균일 자화 배열의 형상과 큰 관계없이 그 형상 그대로 이동시키지만, 스핀-궤도 토크는 자화 배열의 카이럴성에 따라 이동시키는 효과가 상이하다[42,48,63]. 2차원 박막의 스커미온을 고려해보자. 이 경우 순 전기장은 z 방향($\mathbf{E} = E\hat{z}$)이기 때문에, x 방향으로 인가된 전류(전자 속도 $\mathbf{v} = -v\hat{x}$)에서 라쉬바 효과의 유효 자장은 $-y$ 방향($H_R - \mathbf{E} \times \mathbf{v}/(2c^2)$)이다. 그런데, 스핀-궤도 토크의 자장형은 – 부호로 작용하여 $+y$ 방향으로 자화를 정렬하려는 효과가 있다. 그 결과 이것은 Fig. 4와 같이 넬 스커미온을 전류와 수직한 y 방향으로 이동시키고, 블로흐 스커미온을 전류와 평행한 x 방향으로 이동시킨다. 반면, 댐핑형 스핀-궤도 토크는 자장형 스핀-궤도 토크에 비해 상대적으로 스커미온을 이동시키는 효과를 거의 나타내지 않는다.

스핀-홀 토크는 중금속(heavy metal)층의 경계면에서 강한 스핀-궤도 결합을 통해 생성된 스핀 홀 효과[64,65]가 자성층에 스핀-궤도 운동량을 전달하는 기작[66,67]을 통해 도입될 수 있다. 중금속 접합부 위층에 2차원 자성 박막이 놓인 경우 $+x$ 방향의 전류($\mathbf{j}$)에 의해 자성층에 주입되는 스핀 편광의 방향은 $+y$ 방향이다[68]. 이 때, 스핀-홀 토크는 다음과 같이 기술된다.

$$\mathbf{T}_{\mathrm{SHT}} = \frac{\hbar\theta_{\mathrm{SH}}}{2eM_s^2 t}\mathbf{M}\times(\mathbf{M}\times(\hat{z}\times\mathbf{j})). \tag{28}$$

θ_{SH}는 스핀-홀 각으로 스핀-홀 토크가 전달되는 효율을 나타내고, t는 자성층의 두께이다. 틸레 접근법을 통해 식(28)의 틸레식에 대한 기여를 유도하면 다음과 같다.

$$\mathbf{F}^{\mathrm{SHT}} = \frac{1}{|\gamma_0|}\frac{\mu_B\hbar\theta_{\mathrm{SH}}}{2eM_s^2 t}\int_V [\mathbf{M}\times(\hat{z}\times\mathbf{j})]_j\left(\frac{\partial M_j}{\partial x_i}\right)dV. \tag{29}$$

식(28)과 식(29)는 그 형태가 스핀-궤도 토크의 자장형과 대응되며 스커미온에 작용하는 효과 또한 스핀-궤도 토크의 자장형과 유사하다.

이로써 우리는 각기 다른 기작을 가진 전류에 의한 토크와 이들 토크의 틸레식에 대한 기여를 간략히 살펴보았다. 이러한 틸레식들은 스커미온의 움직임을 스커미온의 위치에 해당하는 단일화된 좌표계에서 기술할 수 있어, 후술할 응용 소자에서의 스커미온의 동작을 해석하는 데 많이 이용된 분석 방법이다.

III. 스커미온을 이용한 응용 소자

스커미온은 오랫동안 단지 2차원 객체 중 하나로만 여겨졌지만, 10여년 전부터 고집적, 고속도, 저전력 특성을 가진 스핀트로닉스 응용소자에 대한 가능성이 열려 많은 주목받고 있다. 먼저, 정보 저장 소자로서 스커미온을 이용한 연구들을 소개하겠다. 2013년, A. Fert *et al.*은 스커미온을 레이스트랙 메모리(racetrack memory)를 개발하는데 이용할 수 있다고 제안하였다[69]. 스커미온을 기반한 레이스트랙 메모리는 Fig. 5(a)와 같이 스커미온의 존재 유무로 “0”과 “1”의 정보를 코딩한다. 2019년, N.E. Penthorn *et al.*의 연구와 S. Kasai *et al.*의 연구에서 스커미온의 존재유무에 따른 자기터널접합(magnetic tunnel junction, MTJ) 신호를 실험적으로 감지하였다[70,71].

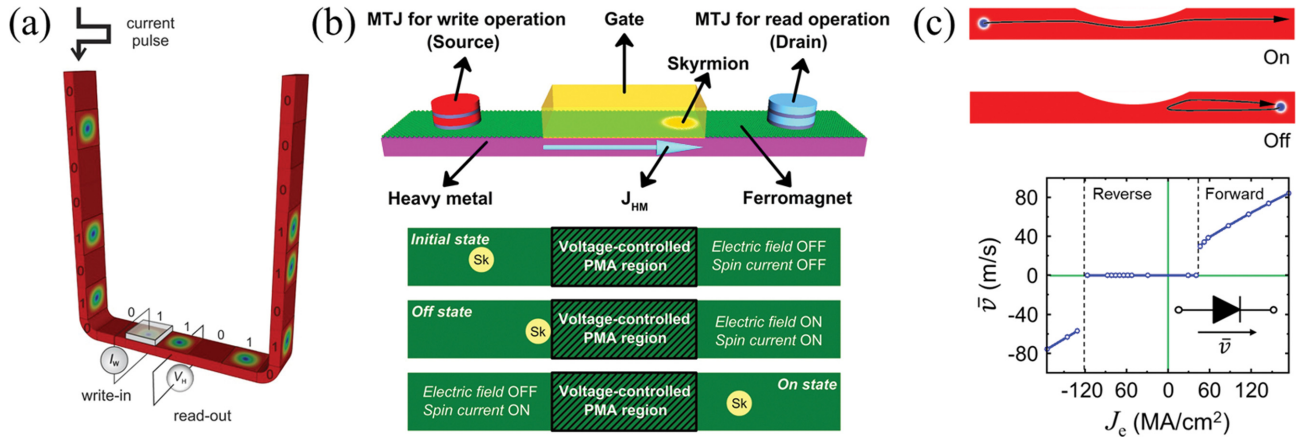

Fig. 5. (Color online) (a) Illustration of skyrmion-based racetrack memory. (b) Design of the skyrmion-based transistor. (c) Unidirectional skyrmion motion at the nanotrack with pinning site and its diode characteristic curve. (a), (b), and (c) are reprinted with permission from Refs. [72,76,77].

스커미온을 이용한 소자들이 정보 처리 기능을 하기 위해서는 트랜지스터, 다이오드와 같은 기초 소자들이 필요하다. 이들 기초 소자들에 대한 연구를 소개하겠다. 2015년, X. Zhang *et al.*은 Fig. 5(b)와 같이 스커미온을 이용한 트랜지스터(transistor) 소자을 제안하였다[72]. 제안된 소자에서 게이트(gate)는 스커미온 회로의 온/오프 스위치(on/off switch) 기능을 전압(또는 전기장)을 통해 제어하였다. 게이트에 전기장이 가해지면 해당 영역에서 수직 자기 이방성(perpendicular magnetic anisotropy, PMA)이 바뀌어 스커미온이 게이트를 지나가는데 에너지 장벽(energy barrier)가 형성된다. 같은 해에 P. Upadhyaya *et al.*은 역시 게이트 전압을 통해 스커미온의 움직임을 제어하는 방법을 제안하였다[73]. 2017년, J. Xia *et al.*은 스핀파(spin wave)에 의해 구동되는 트랜지스터를 미소자기 전사모사(micromagnetic simulation)를 통해 보였다[74]. 여기서 스핀파의 진폭과 주파수, 그리고 게이트 전압과 게이트 위치를 통해 구동 조건을 조정하면서 스커미온의 움직임을 제어하였다. 2018년, X. Zhao *et al.*은 압전물질인 Pb(Zr,Ti)O_3(PZT)를 이용해서 변형률(strain)에 따라 반강자성(antiferromagnetic) 스커미온이 넘나드는 에너지 장벽을 조절하여 기능하는 트랜지스터 소자를 미소자기 전산모사를 통해 보였다[75]. 2021년, D.-H. Jung *et al.*은 Fig. 5(c)와 같이 나노 도선의 한쪽 면에만 노치(notch)부를 배치했을 때 스커미온이 한쪽 방향으로만 움직이는 현상을 이용해 다이오드를 제안하였다[76].

이어서 정보 처리 소자를 위해 스커미온을 활용한 연구들을 소개하겠다. 2015년, S. Zhang *et al.*은 스커미온을 이용한 논리 동작을 위해 NIMP, XOR, IMP 게이트 소자들을 설계하였고, 팬아웃(fan-out) 구조에서 이들을 연결하는 것을 제안하였다[77]. 2018년 S. Luo *et al.*은 스커미온 홀(skyrmion Hall) 효과와 스커미온 사이의 충돌에 의한 다양한 효과를 이용해 AND, OR, NOT, NOR, NAND, XOR, XNOR의 기능을 하는 논리 소자들을 보였다[78]. 2019년, M. Chauwin *et al.*은 스커미온을 스커미온을 이용한 논리 게이트를 캐스케이드(cascade) 연결하여 Fredkin 게이트와 전사간기(full adder)를 보였다. 또한, 클럭 신호(clock signal)에 맞추어 신호를 동기 처리할 수 있음을 보여, 더 큰 스케일 논리 회로를 구성할 수 있는 가능성이 암시하고 있다[79].

전술한 스커미온을 이용한 소자들은 폰 노이만 체계(von Neumann architecture)에서 동작하는 컴퓨팅(computing) 방법이다. 전통적인 폰 노이만 체계는 정보 저장과 정보 처리 명령이 순차적으로 처리되는 과정에서 병목현상이 발생하는 태생적인 한계를 가지고 있다. 종래의 폰 노이만 체계 내에서 더 빠르고 더 적은 전력으로 컴퓨팅 동작을 개선하려는 노력도 계속 진행되는 와중에, 이러한 체계를 탈피하고 뉴로모픽(neuromorphic) 하드웨어 내에서 정보 연산 및 정보 저장을 적용해보려는 시도도 많이 진행되고 있다. 다음은 뉴로모픽 소자를 개발하기 위해 스커미온을 이용한 연구들을 소개하겠다. 2017년, Huang *et al.*은 스커미온을 이용해 뉴로모픽 컴퓨팅을 위한 시냅스(synapse) 소자를 미소자기 전사모사를 통해 만들었다[80]. 여기서 MTJ의 터널자기저항(tunnel magnetoresistance, TMR)은 시냅스 간의 시냅스 웨이트(synaptic weight)로 읽힐 수 있다. 스커미온이 TMR부에 가 있으면 TMR 신호가 바뀌기 때문에, 스커미온을 시냅스 웨이트를 조절하는 역할의 신경조절물질(neuromodulator)로 활용할 수 있을 것이다. 생체 시냅스는 자극의 빈도에 따라 신경조절물질을 제어하여 시냅스 웨이트를 강화하고 약화하는 기능을 한다. 이 논문에서는 스커미온이 자극의 빈도에 따라 스커미온의 움직임을 제어하여 시냅스 웨이트가 강화되고 약화되는 생체 시냅스 기능을

모방하였다. 2020년, K.M. Song *et al.*은 유사한 개념에서 스커미온을 이용해 시냅스 웨이트의 강화와 억제를 제어하는 실험을 보였고, 이 기능에 기반한 뉴로모픽 패턴 인식(pattern recognition)을 전산모사를 통해 보였다[81]. 2017년, S. Li *et al.*은 나노 도선의 물성에 구배(gradient)를 주어 스커미온의 움직임을 제어하여 뉴런의 누설-축적-발화(leaky-integrate-fire) 기능을 모사하였다[82].

뿐만 아니라, 기존 소자에서는 구현이 어려운 비선형성이나 확률 특성을 위해 스커미온을 이용하는 시도가 있었다. 2018년, D. Prychynenko *et al.*은 스커미온을 이용한 축적 컴퓨팅(reservoir computing) 응용 소자를 제안하였다[83]. 축적 컴퓨팅은 실시간으로 변하는 데이터를 학습할 때 특징적인 입력 신호를 높은 차원으로 투사하여 신경망의 연결 복잡성을 줄이기 위해 고안된 개념이다. 여기서 축적의 역할이 중요한데, 축적은 학습을 할 때는 단기기억을 가진 채 고정되고 입출력에 따라 정보가 계속 순환될 수도 있어야 한다. 이 논문에서 축적은 두 개의 터미널(terminal)을 가진 박막 구조에서 이방자기저항(anisotropic magnetoresistance) 효과에 의한 비선형 전압 특성을 통해 구현되었다. 2019년, J. Zázvorka *et al.*은 스커미온의 열적 확산 움직임을 이용해 확률적으로 출력 신호를 재편성(reshuffling)하는 소자를 실험으로 보였다[84].

IV. 맺음말

이상으로 스커미온에 대한 위상적 개념과 안정화를 위한 물리적 조건을 살펴보았고, 스커미온의 동역학을 기술하는 법을 틸레식을 통해 살펴보았다. 또한, 스커미온을 활용한 잠재적인 응용 소자에 대한 연구들을 살펴보았다. 이들 응용 소자는 아직 프로토타입 제작이나 검증 단계에 있다. 하지만, 복잡한 구조를 제작하고 스커미온의 움직임을 정교하고 신뢰성 있게 제어할 수 있는 실험적 기술이 발전하고 있는 만큼, 이들 응용 소자의 기초 동작에 대한 실험적 입증도 멀지 않아 이루어질 것으로 보인다.

감사의 글

이 논문은 정부(교육과학기술부)의 재원으로 한국연구재단의 지원을 받아 수행된 연구임(2020M3F3A2A03082987)

References

[1] N. Nagaosa and Y. Tokura, Nat. Nanotechnol. **8**, 899 (2013).
[2] N. Romming, C. Hanneken, M. Menzel, J. E. Bickel, B. Wolter, K. von Bergmann, A. Kubetzka, and R. Wiesendanger, Science **341**, 636 (2013).
[3] B. Dupé, M. Hoffmann, C. Paillard, and S. Heinze, Nat. Commun. **5**, 1 (2014).
[4] R. Wiesendanger, Nat. Rev. Mater. **1**, 1 (2016).
[5] A. Fert, N. Reyren, and V. Cros, Nat. Rev. Mater. **2**, 1 (2017).
[6] F. Casola, T. Van Der Sar, and A. Yacoby, Nat. Rev. Mater. **3**, 1 (2018).
[7] X. Zhang, Y. Zhou, K. M. Song, T.-E. Park, J. Xia, M. Ezawa, X. Liu, W. Zhao, G. Zhao, and S. Woo, J. Phys.: Condens. Matter **32**, 143001 (2020).
[8] B. Göbel, I. Mertig, and O. A. Tretiakov, Phys. Rep. **895**, 1 (2020).
[9] A. N. Bogdanov and C. Panagopoulos, Nat. Rev. Phys. **2**, 492 (2020).
[10] T. H. R. Skyrme, Proc. R. Soc. Lond. A **260**, 127 (1961).
[11] T. H. R. Skyrme, Nucl. Phys. **31**, 556 (1962).
[12] W. Heisenberg, Zeitschrift für Physik **38**, 411 (1926).
[13] A. Belavin and A. Polyakov, JETP Lett. **22**, 245 (1975).
[14] I. Dzyloshinskiĭ and B. Ivanov, JETP Lett. **29**, 540 (1979).
[15] A. Kovalev, A. Kosevich, and K. Maslov, JETP Lett. **30**, 296 (1979).
[16] V. Pokrovsky, Adv. Phys. **28**, 595 (1979).
[17] A. N. Bogdanovnand D. A. Yablonskii, Sov. Phys. JETP **95**, 178 (1989).
[18] A. N. Bogdanov and A. Hubert, Phys. Status Solidi B **186**, 527 (1994).
[19] A. Bogdanov and U. Rößler, Phys. Rev. Lett. **87**, 037203 (2001).
[20] U. K. Roessler, A. Bogdanov, and C. Pfleiderer, Nature **442**, 797 (2006).
[21] S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii, and P. Böni, Science **323**, 915 (2009).
[22] X. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa, J. H. Park, J. Han, Y. Matsui, N. Nagaosa, and Y. Tokura, Nature **465**, 901 (2010).
[23] S. Heinze, K. Von Bergmann, M. Menzel, J. Brede, A. Kubetzka, R. Wiesendanger, G. Bihlmayer, and S. Blügel, Nat. Phys. **7**, 713 (2011).
[24] N. Kiselev, A. Bogdanov, R. Schäfer, and U. Rößler, J. Phys. D: Appl. Phys. **44**, 392001 (2011).
[25] G. Chen, A. Mascaraque, A. T. N'Diaye, and A. K. Schmid, Appl. Phys. Lett. **106**, 242404 (2015).
[26] N. Romming, A. Kubetzka, C. Hanneken, K. von Bergmann, and R. Wiesendanger, Phys. Rev. Lett. **114**, 177203 (2015).
[27] S. Woo, K. M. Song, H.-S. Han, M.-S. Jung, M.-Y. Im, K.-S. Lee, K. S. Song, P. Fischer, J.-I. Hong, and J. W. Choi, Nat. Commun. **8**, 1 (2017).
[28] S. Seki, X. Yu, S. Ishiwata, and Y. Tokura, Science **336**, 198 (2012).
[29] Y. Nahas, S. Prokhorenko, L. Louis, Z. Gui, I. Kornev, and L. Bellaiche, Nat. Commun. **6**, 1 (2015).
[30] B. Dupé, G. Bihlmayer, M. Böttcher, S. Blügel, and S. Heinze, Nat. Commun. **7**, 1 (2016).
[31] H.-B. Braun, Adv. Phys. **61**, 1 (2012).
[32] O. Tretiakov and O. Tchernyshyov, Phys. Rev. B **75**, 012408

(2007).
[33] S. Kim, D.-H. Kim, J.-S. Kim, K.-W. Moon, K.-S. Lee, S.-B. Choe, and K.-J. Kim, J. Korean Magn. Soc. **28**, 75 (2018).
[34] M. Stier, W. Häusler, T. Posske, G. Gurski, and M. Thorwart, Phys. Rev. Lett. **118**, 267203 (2017).
[35] A. Bogdanov and A. Hubert, J. Magn. Magn. Mater. **195**, 182 (1999).
[36] L. Landau, Nature **138**, 840 (1936).
[37] I. Dzyaloshinsky, J. Phys. Chem. Solids **4**, 241 (1958).
[38] T. Moriya, Phys. Rev. **120**, 91 (1960).
[39] D. Hill, V. Slastikov, and O. Tchernyshyov, SciPost Phys. **10**, 078 (2021).
[40] A. Leonov and I. Kézsmárki, Phys. Rev. B **96**, 214413 (2017).
[41] X. Yu, N. Kanazawa, Y. Onose, K. Kimoto, W. Zhang, S. Ishiwata, Y. Matsui, and Y. Tokura, Nat. Mater. **10**, 106 (2011).
[42] A. Thiaville, S. Rohart, É. Jué, V. Cros, and A. Fert, EPL (Europhysics Letters) **100**, 57002 (2012).
[43] J. Sampaio, V. Cros, S. Rohart, A. Thiaville, and A. Fert, Nat. Nanotechnol. **8**, 839 (2013).
[44] I. Kézsmárki, S. Bordács, P. Milde, E. Neuber, L. Eng, J. White, H. M. Rønnow, C. Dewhurst, M. Mochizuki, and K. Yanai, Nat. Mater. **14**, 1116 (2015).
[45] S. Bordács, A. Butykai, B. G. Szigeti, J. S. White, R. Cubitt, A. O. Leonov, S. Widmann, D. Ehlers, H.-A. K. von Nidda, and V. Tsurkan, Sci. Rep. **7**, 1 (2017).
[46] Y. Fujima, N. Abe, Y. Tokunaga, and T. Arima, Phys. Rev. B **95**, 180410 (2017).
[47] U. K. Rößler, A. A. Leonov, and A. N. Bogdanov, J. Phys. Conf. Ser. **303**, 012105 (2011).
[48] S. Emori, U. Bauer, S.-M. Ahn, E. Martinez, and G. S. Beach, Nat. Mater. **12**, 611 (2013).
[49] S. Rohart and A. Thiaville, Phys. Rev. B **88**, 184422 (2013).
[50] A. K. Nayak, V. Kumar, T. Ma, P. Werner, E. Pippel, R. Sahoo, F. Damay, U. K. Rößler, C. Felser, and S. S. Parkin, Nature **548**, 561 (2017).
[51] A. Thiele, Phys. Rev. Lett. **30**, 230 (1973).
[52] L. D. Landau and E. Lifshitz, Phys. Z. Sowjet. **8**, 153 (1935).
[53] T. L. Gilbert, Phys. Rev. **100**, 1243 (1955).
[54] W. Jiang, X. Zhang, G. Yu, W. Zhang, X. Wang, M. B. Jungfleisch, J. E. Pearson, X. Cheng, O. Heinonen, and K. L. Wang, Nat. Phys. **13**, 162 (2017).
[55] K. Litzius, I. Lemesh, B. Krüger, P. Bassirian, L. Caretta, K. Richter, F. Büttner, K. Sato, O. A. Tretiakov, and J. Förster, Nat. Phys. **13**, 170 (2017).
[56] S. Zhang and Z. Li, Phys. Rev. Lett. **93**, 127204 (2004).
[57] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, and B. Van Waeyenberge, AIP Advances **4**, 107133 (2014).
[58] I. L. Kai Litzius, B. Krüger, P. Bassirian, Lucas 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 (2016).
[59] I. M. Miron, G. Gaudin, S. Auffret, B. Rodmacq, A. Schuhl, S. Pizzini, J. Vogel, and P. Gambardella, Nat. Mater. **9**, 230 (2010).
[60] I. M. Miron, T. Moore, H. Szambolics, L. D. Buda-Prejbeanu, S. Auffret, B. Rodmacq, S. Pizzini, J. Vogel, M. Bonfim, and A. Schuhl, Nat. Mater. **10**, 419 (2011).
[61] G. Dresselhaus, Phys. Rev. **100**, 580 (1955).
[62] Y. A. Bychkov, JETP lett. **39**, 78 (1984).
[63] K.-S. Ryu, L. Thomas, S.-H. Yang, and S. Parkin, Nat. Nanotechnol. **8**, 527 (2013).
[64] M. I. D'Yakonov and V. Perel, JETP Lett. **13**, 467 (1971).
[65] J. Hirsch, Phys. Rev. Lett. **83**, 1834 (1999).
[66] J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).
[67] L. Berger, Phys. Rev. B **54**, 9353 (1996).
[68] A. Manchon, Nat. Phys. **10**, 340 (2014).
[69] A. Fert, V. Cros, and J. Sampaio, Nat. Nanotechnol. **8**, 152 (2013).
[70] N. Penthorn, X. Hao, Z. Wang, Y. Huai, and H. Jiang, Phys. Rev. Lett. **122**, 257201 (2019).
[71] S. Kasai, S. Sugimoto, Y. Nakatani, R. Ishikawa, and Y. K. Takahashi, Applied Physics Express **12**, 083001 (2019).
[72] X. Zhang, Y. Zhou, M. Ezawa, G. Zhao, and W. Zhao, Sci. Rep. **5**, 1 (2015).
[73] P. Upadhyaya, G. Yu, P. K. Amiri, and K. L. Wang, Phys. Rev. B **92**, 134411 (2015).
[74] J. Xia, Y. Huang, X. Zhang, W. Kang, C. Zheng, X. Liu, W. Zhao, and Y. Zhou, J. Appl. Phys. **122**, 153901 (2017).
[75] X. Zhao, R. Ren, G. Xie, and Y. Liu, Appl. Phys. Lett. **112**, 252402 (2018).
[76] D.-H. Jung, H.-S. Han, N. Kim, G. Kim, S. Jeong, S. Lee, M. Kang, M.-Y. Im, and K.-S. Lee, Phys. Rev. B **104**, L060408 (2021).
[77] S. Zhang, A. A. Baker, S. Komineas, and T. Hesjedal, Sci. Rep. **5**, 1 (2015).
[78] S. Luo, M. Song, X. Li, Y. Zhang, J. Hong, X. Yang, X. Zou, N. Xu, and L. You, Nano Letters **18**, 1180 (2018).
[79] M. Chauwin, X. Hu, F. Garcia-Sanchez, N. Betrabet, A. Paler, C. Moutafis, and J. S. Friedman, Phys. Rev. Appl. **12**, 064053 (2019).
[80] Y. Huang, W. Kang, X. Zhang, Y. Zhou, and W. Zhao, Nanotechnology **28**, 08LT02 (2017).
[81] K. M. Song, J.-S. Jeong, B. Pan, X. Zhang, J. Xia, S. Cha, T.-E. Park, K. Kim, S. Finizio, and J. Raabe, Nat. Electron. **3**, 148 (2020).
[82] S. Li, W. Kang, Y. Huang, X. Zhang, Y. Zhou, and W. Zhao, Nanotechnology **28**, 31LT01 (2017).
[83] D. Prychynenko, M. Sitte, K. Litzius, B. Krüger, G. Bourianoff, M. Kläui, J. Sinova, and K. Everschor-Sitte, Phys. Rev. Appl. **9**, 014034 (2018).
[84] J. Zázvorka, F. Jakobs, D. Heinze, N. Keil, S. Kromin, S. Jaiswal, K. Litzius, G. Jakob, P. Virnau, and D. Pinna, Nat. Nanotechnol. **14**, 658 (2019).