

# Electrical Manipulation of Magnetic Octupole Moments in Non-Collinear Antiferromagnet $\text{Mn}_3\text{Sn}$ : A Review

Jinju Pi<sup>1,2,3</sup> and Sanghoon Kim<sup>1,2,3\*</sup>

<sup>1</sup>Department of Physics, University of Ulsan, Ulsan 44610, South Korea

<sup>2</sup>School of Materials Science and Semiconductor Engineering, University of Ulsan, Ulsan 44610, South Korea

<sup>3</sup>Center for Quantum Dynamics of Angular Momentum, Pohang University of Science and Technology (POSTECH), Pohang 37673, South Korea

(Received 14 July 2026, Received in final form 26 August 2026, Accepted 26 August 2026)

Noncollinear antiferromagnetic  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  hosts a magnetic cluster octupole order originating from the  $120^\circ$  inverse-triangular spin configuration on its kagome lattice. Despite its very small net magnetization,  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  exhibits large anomalous Hall, anomalous Nernst, magneto-optical Kerr, and magnetic spin Hall effects. This review summarizes the crystal and spin structures of  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ , the physical origin of its magnetic cluster octupole, and its representative transport and optical properties. We further discuss spin-orbit-torque-driven octupole switching, including the characteristic handedness anomaly, and recent progress in improving switching efficiency through crystallographic orientation, strain, interface, and device engineering. Field-free switching using low-symmetry  $\text{WTe}_2$  spin sources and  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  homojunctions is also reviewed. Finally, the prospects of magnetic cluster octupole control for low-power antiferromagnetic memory and logic devices are discussed.

**Keywords :** noncollinear antiferromagnet,  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ , magnetic cluster octupole, spin-orbit torque

## 비공선형 반강자성체 $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 자기 클러스터 팔중극자 제어 연구 동향

피진주<sup>1,2,3</sup> · 김상훈<sup>1,2,3\*</sup>

<sup>1</sup>울산대학교, 일반대학원 물리학과, 울산광역시 대학로 93, 44610

<sup>2</sup>울산대학교, 신소재반도체 융합학부, 울산광역시 대학로 93, 44610

<sup>3</sup>포항공과대학교, 양자 각운동량 동역학 센터, 경상북도 포항시 남구 청암로 77, 37673

(2026년 7월 14일 받음, 2026년 8월 26일 최종수정본 받음, 2026년 8월 26일 게재확정)

비공선형 반강자성체(non-collinear antiferromagnet, NCAFM)  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 은 카고메 격자의  $120^\circ$  스핀 배열에 의해 자기 클러스터 팔중극자 질서를 형성하며, 작은 순자화에도 불구하고 큰 비정상 홀 효과(Anomalous Hall Effect, AHE), 비정상 네른스트 효과(Anomalous Nernst Effect, ANE), 자기광학 Kerr 효과(Magneto-Optical Kerr Effect, MOKE) 및 자기 스핀 홀 효과(Magnetic spin Hall effect, MSHE)를 나타낸다. 본 리뷰에서는  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 결정 및 스핀 구조, 자기 클러스터 팔중극자의 물리적 기원과 대표적인 수송-광학 특성을 정리하였다. 또한 스핀-궤도 토크(spin-orbit torque, SOT)에 의한 자기 클러스터 팔중극자의 스위칭 메커니즘과 handedness anomaly를 소개하고, 결정 배향, 변형률, 계면 조성 및 소자 구조 최적화를 통한 전환 효율 향상 사례를 고찰하였다. 아울러  $\text{WTe}_2$  기반 이종접합과  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  동종접합을 이용한 무자장 스위칭 연구를 살펴보고, 저전력 반강자성 메모리와 로직 소자로의 응용 가능성을 논의하였다.

**주제어 :** 비공선형 반강자성체,  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ , 자기 클러스터 팔중극자, 스핀-궤도 토크

### I. 서 론

스핀트로닉스 기술은 스핀의 자유도를 정보의 운반체로 활용함으로써 낮은 에너지 소비와 빠른 응답 속도를 실현할 수

있는 정보 처리 기술로 주목받고 있다[1]. 특히 자화의 안정적이고, 효율적인 제어는 스핀트로닉스 소자의 성능과 집적도 향상의 핵심 요소로 간주된다[2]. 지금까지는 주로 강자성체의 자화를 외부자기장이나 스핀 전류로 제어하는 방식에 집

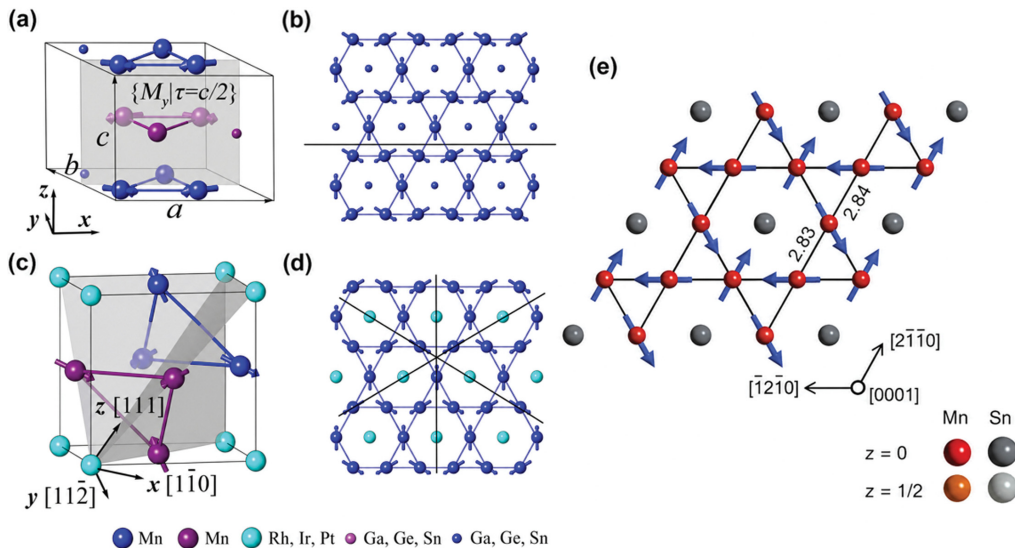
중되어 있었으나, 자기장 의존성, 자화 간의 간섭, 소자 스케일링의 한계 등으로 보다 근본적인 대안이 요구되고 있다[2]. 이러한 맥락에서 최근에는 강자성체를 대신하여 비공선형 반강자성체(non-collinear antiferromagnet, NCAFM)와 교차성체(altermagnet)를 이용하는 방식이 주목받고 있다[3]. 이 두 가지 모두 보상형(compensated) 자기질서를 유지하면서도 누설 자기장이 작고, 외부 자기장에 비교적 강하며, 빠른 스핀 동역학을 기대할 수 있다. 다만 교차성체는 적합한 소재의 확보와 도메인 제어, 안정적인 전기적 쓰기/읽기 기술이 여전히 과제로 남아 있다[3]. 이에 따라 반강자성 질서를 보다 직접적으로 검출하면서 다양한 스핀전류 기능을 구현할 수 있는 NCAFM이 새로운 스핀트로닉스 플랫폼으로 부상하였다[4]. 특히 NCAFM의 대표적인 물질인  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 에서는 카고메 격자 위의 비공선형 배열을 한 Mn 원자의 스핀들로 인하여 작은 잔류 자화와 함께 자기 클러스터 팔중극자 질서를 형성한다[4,5]. 이 자기질서는 큰 비정상 홀 효과(Anomalous Hall Effect, AHE)[4], 비정상 네른스트 효과(Anomalous Nernst Effect, ANE)[6], 자기광학 Kerr 효과(Magneto-Optical Kerr Effect, MOKE)[7] 및 자기 스핀 홀 효과(Magnetic spin Hall effect, MSHE)[8] 등을 유도하며, 자기질서에 의존하는 스핀전류 생성에도 관여한다. 따라서  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 은 반강자성 상태를 전기적으로 판독하고 전환할 수 있는 스위칭층이자, 자기 질서로 제어되는 스핀전류 발생층으로 활용될 수 있다[8-12]. 특히  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  박막의 결정 배향이나 조성비, 그리고 계면 구조에 따라 스핀 전류의 방향성과 효율을 조절할 수 있음이

실험적으로 입증되고 있어[10,11,13], 기존 강자성체 기반 스핀-궤도 토크(spin-orbit torque, SOT) 소자의 한계를 극복할 수 있는 유망한 대안으로 여겨진다[11,12].

이 글의 구성은 다음과 같다. 2절에서는 NCAFM의 결정 및 스핀 구조를 설명한다. 3절에서는 NCAFM 중  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 전자기 및 광학 특성을 소개한다. 4절에서는  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 SOT 스위칭 메커니즘을 논의하고, 해당 메커니즘을 통하여 관찰된 자기 클러스터 팔중극자 완전 제어(5절),  $\text{Mn}_3\text{Sn}/\text{W}$  접합 계면의 중요성(6절), 무자장 스위칭(7절)과 Joule 발열 효과가 SOT 스위칭에 미치는 영향(8절)에 대해 정리하고자 한다. 마지막 9절에서는 본 논문의 내용을 요약한다.

## II. 비공선형 반강자성체 $\text{Mn}_3\text{X}$ 의 결정 및 스핀 구조

NCAFM  $\text{Mn}_3\text{X}$ ( $\text{X} = \text{Sn}, \text{Ge}, \text{Ga}, \text{Pt}, \text{Ir}$ )는 상대적으로 복잡한 스핀 배향과 뛰어난 물성을 지닌 이원계 망간 화합물로, 자기모멘트가 강자성체처럼 한 방향으로 정렬되지 않고, 한 격자 내의 여러 Mn 원자의 스핀들이  $120^\circ$ 씩 어긋난 비공선형 삼각형 배열을 이룬다[4,14].  $\text{Mn}_3\text{X}$  화합물은 결정학적 구조에 따라  $\text{Ni}_3\text{Sn}$  형의  $\text{D}_{019}$  육각 결정과  $\text{Cu}_3\text{Au}$  형의  $\text{L}_{12}$  정육면체 구조로 분류할 수 있다[14].  $\text{Ni}_3\text{Sn}$  형의  $\text{D}_{019}$  육각 결정의 경우, 한 단위격자에 두 개의 카고메 평면이 존재한다. 즉,  $\text{P6}_3/\text{mmc}$  공간군의 육각 카고메 격자를 형성하며, 한 층(카고메 면) 내 3개의 Mn 스핀들이  $120^\circ$  회전 대칭을



**Fig. 1.** (Color online) (a) Crystal structure and symmetry planes of  $\text{Ni}_3\text{Sn}$ -type  $\text{D}_{019}$  hexagonal  $\text{Mn}_3\text{X}$  ( $\text{X} = \text{Ga}, \text{Ge}, \text{Sn}$ ). (b)  $120^\circ$  noncollinear spin arrangement in the kagome plane of hexagonal  $\text{Mn}_3\text{X}$ . (c) Crystal structure and magnetic symmetry planes of  $\text{Cu}_3\text{Au}$ -type  $\text{L}_{12}$  cubic  $\text{Mn}_3\text{X}$  ( $\text{X} = \text{Rh}, \text{Ir}, \text{Pt}$ ). (d)  $120^\circ$  spin arrangement formed in the (111) kagome plane of cubic  $\text{Mn}_3\text{X}$ . (e) Inverse triangular spin structure in the kagome plane of  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  and the corresponding unequal nearest-neighbor Mn-Mn distances of 2.83 Å and 2.84 Å. Panels (a-d) are adapted and reconstructed from Ref. [14], and panel (e) from Ref. [4].

이루는 역삼각형(inverse triangular) 구조를 갖는다[4,14].  $\text{Ni}_3\text{Sn}$  형의  $\text{D}_{019}$  육각 결정에 해당하는 물질로는  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ ,  $\text{Mn}_3\text{Ge}$ ,  $\text{Mn}_3\text{Ga}$ 가 존재한다. 한편  $\text{Mn}_3\text{Pt}$ ,  $\text{Mn}_3\text{Ir}$ 은  $\text{Cu}_3\text{Au}$  형의  $\text{L}_{12}$  정육면체 구조를 가진다. 해당 구조에서는  $\text{Pt}(\text{Ir})$  원자가 모서리에 배치되고  $\text{Mn}$ 이 나머지 격자점을 차지한다[14](Fig. 1(c)).

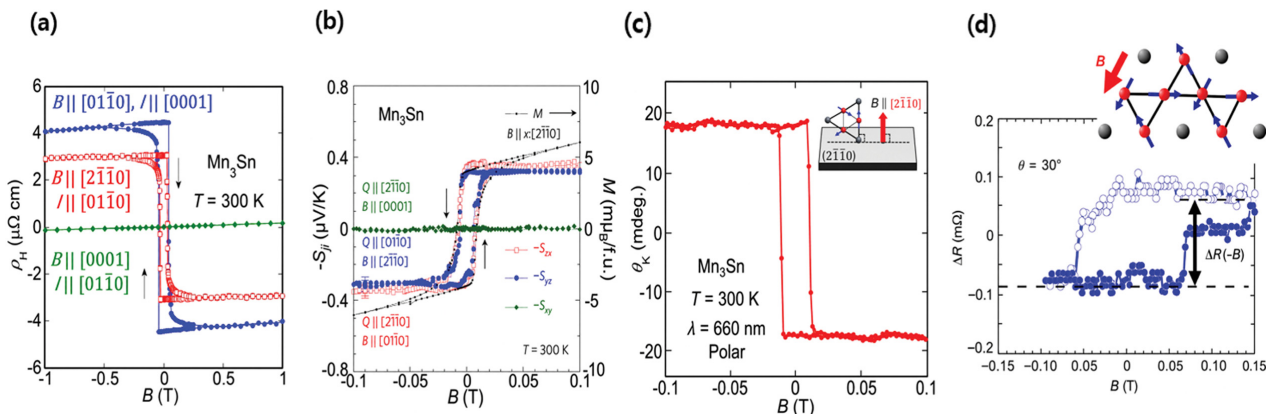
이 결정에서 (111) 면이 카고메 격자 역할을 하여  $\text{Mn}$ 들이 삼각형태로 배치된다. 육각  $\text{D}_{019}$  구조와 입방  $\text{L}_{12}$  구조 모두  $\text{Mn}$ 들이 카고메 평면상에서  $120^\circ$  스핀 패턴을 만든다는 공통점을 가진다[14]. ‘카고메’라는 이름의 어원은 일본 전통 대나무 패턴에서 유래되었는데, 특정 결정구조에서 유사한 패턴을 보이기 때문에 이를 카고메 결정이라 불리게 되었다. 특히 NCAFM  $\text{Mn}_3\text{X}$  화합물에서는 독특한 자기적 특성이 카고메 구조로부터 기인된다.  $\text{Mn}_3\text{X}$ 의 카고메 평면에서  $120^\circ$  간격으로 배열된 세  $\text{Mn}$  스핀은 전체 자기모멘트가 상쇄되더라도, 비공선형 스핀 배열의 대칭성과 공간적 배치에 의해 자기 클러스터 팔중극자(magnetic cluster octupole)라고 불리는 고차 자기 질서를 형성한다[5]. 일반적인 공선형 반강자성체에서는 시간역전 대칭이 병진 대칭이나 반전 대칭과 결합하여, 서로 반대 스핀을 갖는 전자 밴드가 같은 에너지에서 축퇴된 상태로 유지되는 경우가 많다[15]. 하지만  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 이 속해있는 NCAFM  $\text{Mn}_3\text{X}$  화합물의 전자구조는 강한 스핀궤도 결합과 비공선형 자기구조의 결합으로 인해 전자 밴드에서 특이한 위상 특성을 나타낸다[5,14].  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 경우, 바일 준금속(Weyl semimetal)으로 예측 및 확인되었는데[16], 이는 스핀배열로 시간역전대칭이 깨짐에 따라 밴드구조에 Weyl 노드들이 존재하고 베리 곡률(Berry curvature)이 크게 나타나는 것을 의미한다[16,17]. 실제로 밀도범함수 이론(density functional theory, DFT) 계산과 모델 해석을 통해,  $\text{Mn}_3\text{X}$  ( $\text{X} = \text{Ge}, \text{Sn}, \text{Ga}, \text{Ir}, \text{Rh}, \text{Pt}$ ) 계열의 화합물에서 이상

(anomalous) 홀 전도도와 스핀 홀 전도도가 생성됨이 보고되었다. 예를 들어 Y. Zhang et al.의 이론 연구에서는  $\text{Mn}_3\text{X}$  전반에 걸쳐 강한 이방성의 AHE 및 스핀 홀 효과(Spin Hall effect, SHE)가 나타나며, 이는 비공선형 스핀배열로 인한 모멘텀 의존 스핀 분극에 기인한다고 지적하였다[14]. 이러한 밴드 분극은 후술할 여러 수송 현상의 근간이 된다.

### III. $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 전자기 및 광학 특성

$\text{Mn}_3\text{Sn}$ 은  $\text{Mn}_3\text{X}$  ( $\text{X} = \text{Sn}, \text{Ge}, \text{Ga}, \text{Pt}, \text{Ir}$ ) 계열 비공선 반강자성 화합물 가운데, 상온 부근에서 안정한 비공선 자기 질서와 전기적으로 검출 가능한 큰 수송 응답을 동시에 나타낸다는 점에서 특히 집중적으로 연구되어 왔다[4,14].  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 에서의 자기 클러스터 팔중극자 모멘트 방향은 카고메 평면 내에서 여섯 가지 자성 영역(도메인)이 존재하며[5,7], 각 도메인의 미세한 잔류자화 방향은 서로  $60^\circ$ 씩 차이를 보인다. 즉, 카고메 평면에서의  $120^\circ$  스핀 배열을 가지는데, 이상적인  $120^\circ$  스핀 구조에서는 세  $\text{Mn}$  자기모멘트의 벡터 합이 상쇄되지만, 실제  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 에서는 자기이방성과 Dzyaloshinskii-Moriya 상호작용(Dzyaloshinskii-Moriya interaction, DMI), 스핀 구조의 미세한 변형 등에 의해 완전한 상쇄가 이루어지지 않는다. 그 결과  $\text{Mn}$  원자당 약  $0.002 \mu_B/\text{Mn}$ , 즉 수  $m\mu_B$  수준의 작은 순자화가 남는다[4]. 이러한 순자화는 매우 작지만 외부 자기장으로 자기 도메인과 자기 클러스터 팔중극자 질서를 제어할 수 있게 한다. 또한  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 은 약 420 K의 네엘 온도(Néel temperature,  $T_N$ )를 가지므로 상온에서도 비공선형 반강자성 질서와 이에 수반되는 큰 이상 수송 특성을 유지할 수 있다[18].

NCAFM  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 은  $\text{Mn}$  원자당 약  $0.002 \mu_B/\text{Mn}$ 에 불과한 매우 작은 순자화를 가지지만, 강자성체에 필적하는 AHE[4],



**Fig. 2.** (Color online) Representative electronic transport and magneto-optical properties of  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ : (a) anomalous Hall effect (AHE), (b) anomalous Nernst effect (ANE), (c) magneto-optical Kerr effect (MOKE), and (d) magnetic spin Hall effect (MSHE). Panels (a~d) are adapted and reconstructed from Refs. [4-8], respectively.

ANE[6], MOKE[7] 및 MSHE[8]를 나타낸다. 이러한 물리적 응답은 미세한 순자화 자체보다는 카고메 격자에서 형성되는  $120^\circ$  역삼각형 스핀 배열과 이에 대응하는 자기 클러스터 팔중극자 질서가 전자 밴드의 대칭성과 Berry 곡률을 변화시키는 데서 기인한다[5].

대표적으로, 2015년 S. Nakatsuji 등은 상온에서  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 큰 AHE를 보고하였다[4]. Fig. 2(a)와 같이, 카고메 면 내에 자기장을 인가하면 홀 비저항은 작은 보자력에서 뚜렷한 히스테리시스를 나타낸다. 상온에서 홀 비저항의 전체 변화량은 약  $6 \mu\Omega\cdot\text{cm}$ , 홀 전도도는 약  $20 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$ 이며, 저온에서는  $100 \Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$  이상으로 증가한다. 이는 순자화가 매우 작은 반강자성체에서 나타나는 값으로서는 이례적으로 크며, 일반적인 강자성체와 유사한 수준이다. 작은 면내 자기장은 미세한 순자화와 결합하여 비공선형 스핀 배열 및 자기 클러스터 팔중극자 도메인을 반전시키고, 이에 따라 Hall 신호의 부호도 함께 변화한다. 그러나 큰 AHE의 크기는 순자화에 비례하는 기존의 강자성 AHE와 달리, 시간역전 대칭이 깨진 비공선형 자기구조가 운동량 공간에 형성하는 Berry 곡률에 의해 주로 결정된다.

ANE 또한  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 에서 크게 관찰된다. Fig. 2(b)와 같이 2017년 M. Ikhlas 등은  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 에 온도 구배를 주었을 때, 팔중극자의 방향과 열 흐름에 수직한 방향으로 발생하는 전위차가 자기장 방향에 대해 히스테리시스를 보인다고 보고하였다[6]. 외부 자기장이 없는 상태에서 측정된 ANE 계수  $S_H$ 는 상온에서 약  $0.35 \mu\text{VK}^{-1}$ 이며, 약 200 K에서는  $0.6 \mu\text{VK}^{-1}$ 까지 증가하여 강자성 금속에서 보고된 최대값과 비슷한 수준에 도달한다. 특히 보자력보다 큰 자기장 영역에서는 자화가 계속 증가하지만 ANE 신호는 거의 변하지 않는다. 이는  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 ANE가 단순히 순자화의 크기에 비례하여 발생하는 일반적인 강자성 열전 효과와 달리, 전기 전도에 직접 참여하는 페르미 준위 근처의 전자 상태에 더 큰 영향을 받는다는 것을 보여준다.

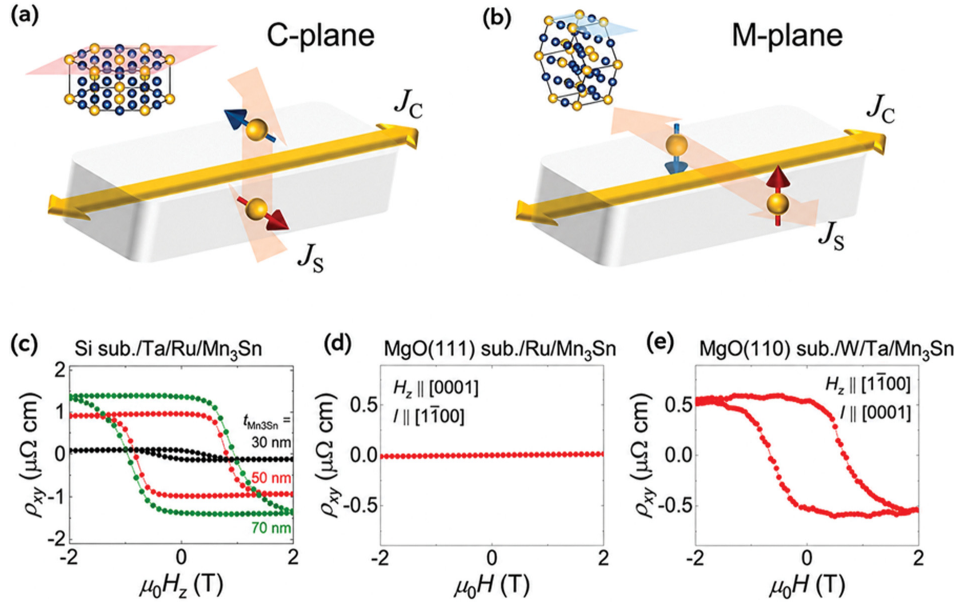
$\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 비공선형 자기질서는 광학적 방법으로도 검출할 수 있다. 2018년 T. Higo 등은 Fig. 2(c)와 같이 상온  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 에서 약  $0.30 \text{ mrad}$  수준의 큰 polar Kerr 회전각과 그에 따른 히스테리시스를 관찰하였다[7]. Kerr 회전은  $660 \text{ nm}$  파장에서 측정되었으며, 약  $580 \text{ nm}$ 에서  $0.34 \text{ mrad}$ 의 최대값을 나타냈다. 이러한 MOKE의 보자력은 AHE에서 관찰된 보자력과 유사하며, 자기장에 의해 자기 클러스터 팔중극자 도메인이 전환될 때 Kerr 회전각의 부호도 함께 반전된다. 반면 자기장이 증가하여 순자화가 커진 이후에도 Kerr 회전각은 거의 변하지 않으므로, 큰 MOKE 역시 미세한 강자성 성분보다는 자기 클러스터 팔중극자 질서에 의해 지배되는 것으로 이해된다.

$\text{Mn}_3\text{Sn}$ 에서는 자기질서에 의해 제어되는 MSHE도 관찰된다. 일반적인 비자성체의 SHE에서는 전하전류에 수직한 방향으로 스핀전류가 생성되며, 그 응답은 자기질서의 반전에 대해 변하지 않는 반면 2019년 M. Kimata 등은  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 에 흐르는 전류가 표면 스핀 축적을 생성하며, 역삼각형의 Mn 스핀 배열의 방향을 반전시키면 Fig. 2(d)와 같이 스핀 축적 신호의 부호도 함께 반전된다는 것을 확인하였다[8]. 이는  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 스핀 홀 응답에 자기질서 반전에 대해 부호가 변하는 MSHE가 지배적으로 포함되어 있음을 의미한다. 이러한 MSHE의 기원은 전류 방향을 유지한 상태에서도 자기 클러스터 팔중극자 방향을 반전함으로써 생성되는 스핀 축적과 스핀전류의 부호를 제어할 수 있음을 보여준다.

이와 같이  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 에서 관찰되는 AHE, ANE 및 MOKE는 각각 전기장, 온도 구배 및 광학장에 대한 비공선형 반강자성 질서의 응답으로, 공통적으로 자기 클러스터 팔중극자 대칭과 Berry 곡률에 의해 지배된다. 또한 MSHE는 이러한 응답을 스핀 수송 영역으로 확장하여,  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 자기질서가 스핀전류의 크기와 부호를 직접 제어할 수 있음을 보여준다. 따라서  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 은 작은 순자화와 약한 누설 자기장을 유지하면서도 다양한 방식으로 자기 도메인을 읽고 제어할 수 있는 반강자성 스핀트로닉스 소재로 평가된다.

$\text{Mn}_3\text{Sn}$  박막에서 결정 배향은 카고메 평면에 따른 전하전류 및 외부 자기장의 상대 방향을 결정하므로 소자 응답을 좌우한다. 육방정  $\text{D}_{019}$  구조를 갖는  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 에서 C-plane은 (0001) 기저면이 박막 표면과 평행한 배향으로, Mn 원자가 이루는 카고메 면도 박막 면내에 놓인다. 반면 M-plane은 (1100) 면이 박막 표면과 평행한 배향이며, 카고메 면은 박막 면에 대해 수직하게 배열된다. 이러한 배향 의존성은 동일한 면내 전하전류를 인가하더라도 전류와 비공선형 스핀 구조의 상대적 방향이 달라져 횡방향 전하 및 스핀 수송 응답이 달라질 수 있다. 2020년 J.-Y. Yoon 등은 스핀터링으로 성장한  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  박막에서 C-plane과 M-plane 에피택셜 배향을 각각 구현하고, 결정 방향에 따른 수송 특성을 비교하였다[19]. Fig. 3(a)와 같이 C-plane 박막에서는 카고메 면이 박막 면내에 있으므로, 면내 전하전류  $J_c$ 에 대해 박막 수직 방향으로 생성될 수 있다. 이는 인접한 자성층으로 스핀전류를 주입하는 구조에 유리하다. 반면 Fig. 3(b)의 M-plane 박막에서는 카고메 면이 박막에 수직하므로, 동일한 면내 전하전류에 의해 유도되는 주요 스핀전류 성분이 박막 면내 방향으로 형성된다. 즉, 결정 배향을 선택하면 전하전류 방향을 유지하면서도 스핀 응답의 기하학적 방향을 조절할 수 있음을 보여준다. 이러한 배향 의존성은 AHE 측정에서도 확인되었다.  $\text{MgO}(111)/\text{Ru}/\text{Mn}_3\text{Sn}$  C-plane 시료에서는 면외 자기장에 대한 횡비저항  $\rho_{xy}$ 가 거의 나타나지 않았다(Fig. 3(d)). 반면,





**Fig. 3.** (Color online) (a), (b) Schematic illustrations of the charge current ( $J_c$ ) and spin current ( $J_s$ ) directions in C-plane- and M-plane-oriented  $Mn_3Sn$  films, respectively. (c)~(e) Transverse resistivity ( $\rho_{xy}$ ) as a function of out-of-plane magnetic field for polycrystalline, C-plane-, and M-plane-oriented  $Mn_3Sn$  thin films, respectively. While the C-plane film exhibits a negligible anomalous Hall signal, the M-plane film shows a pronounced hysteretic anomalous Hall response. Panels (a)~(e) are adapted and reconstructed from Ref. [19].

MgO(110)/W/Ta/ $Mn_3Sn$  M-plane 시료에서는 약  $0.5 \mu\Omega \cdot cm$ 의 뚜렷한 히스테리시스가 관찰되었다(Fig. 3(e)). 이는 비공선형 스핀 질서가 만드는 Berry 곡률과 전자스핀의 수송 방향에 따른 텐서가 결정 방향에 따라 강한 비등방성을 갖는다는 것을 보여준다. 이는  $Mn_3Sn$  기반 스핀 주입 및 SOT 소자에서 C-plane과 M-plane 배향이 스핀전류의 방향과 검출 효율을 결정하는 핵심 설계 요소임을 시사한다.

#### IV. 비공선형 반강자성체 $Mn_3Sn$ 의 SOT 스위칭 메커니즘

SOT는 스핀-궤도 결합에 의해 생성된 비평형 스핀 축적 또는 스핀전류가 자성체의 자기질서에 토크를 가하는 현상이다. 대표적인 생성 원리로는 비자성층에서 횡방향 스핀전류가 발생하는 SHE[20,21], 반전 대칭이 깨진 계면에서 스핀 축적이 형성되는 Rashba-Edelstein 효과[22,23], 그리고 궤도 홀 효과(orbital Hall effect, OHE)가 있다[24-26]. 이는 스핀 편극 전류가 자성층 사이를 직접 통과하며 작용동량을 전달하는 스핀 전달 토크(spin-transfer torque, STT)와 구별된다[2]. 2023년 J.-Y. Yoon은  $Mn_3Sn$ 의 자기 클러스터 팔중극자가 겪는 SOT를 다음과 같이 해석하였다[27].

일반적인 자성체의 SOT 동역학은 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 방정식에 감쇠형 토크(damping-like torque)와 자기장형 토크(field-like torque)를 더하여 표현한다[2,27].

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma|\mu_0\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} + \tau_{\text{DL}}\mathbf{m} \times (\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{m}) + \tau_{\text{FL}}\mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma} \quad (1)$$

여기서  $\mathbf{m}$ 은 자화 방향,  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ 는 유효 자기장,  $\alpha$ 는 Gilbert 감쇠계수,  $\boldsymbol{\sigma}$ 는 주입 스핀의 편극 방향이다. 감쇠형 토크는  $\mathbf{m} \times (\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{m})$  형태로 자기질서를 정렬시키며, 자기장형 토크는  $\mathbf{m} \times \boldsymbol{\sigma}$  형태로 유효 자기장과 유사하게 작용한다. 일반적인 SOT 스위칭에서는 감쇠형 토크가 주요한 역할을 한다[2]. 반면  $Mn_3Sn$ 에서는 세 Mn 부격자 모멘트  $\mathbf{m}_A$ ,  $\mathbf{m}_B$ ,  $\mathbf{m}_C$ 가 카고메 면에서 약  $120^\circ$ 를 이루는 역삼각형 스핀 구조를 형성하므로, 하나의 순자화 벡터만으로 동역학을 설명하기 어렵다[4,27]. 이때 자기 질서의 평형 상태는 반강자성 교환 상호작용, Dzyaloshinskii-Moriya 상호작용(DMI), 단일 이온 이방성 및 외부 자기장의 경쟁으로 결정되며, 핵심 에너지는 다음과 같이 쓸 수 있다[27].

$$F = J \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_j - D \hat{\mathbf{n}} \cdot \sum_{\langle i,j \rangle} (\mathbf{m}_i \times \mathbf{m}_j) - K \sum_{i=A,B,C} (\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{m}_i)^2 - \mu_0 M_0 \mathbf{H} \cdot \sum_{i=A,B,C} \mathbf{m}_i \quad (2)$$

강한 교환 상호작용  $J$ 은 세 모멘트 사이의  $120^\circ$  배열을 유지하고, DMI 계수  $D$ 는 두 chirality 중 하나를 선택한다. 이방성  $K$ 는 카고메 면 내에서 선호되는 방향과 스위칭 장벽을 결정한다. 따라서 외부 자기장이나 SOT가 작용해도 부격자 사이의 상대각은 거의 유지되며, 역삼각형 스핀 구조 전체가

집단적으로 회전한다[27]. 이 집단적 자기질서는 자기 클러스터 팔중극자 모멘트  $\mathbf{m}_{\text{oct}}$ 로 나타낼 수 있다[5,27,28].

$$\mathbf{m}_{\text{oct}} = \frac{1}{3} \mathcal{M}_{xy} \left[ R \left( \frac{2\pi}{3} \right) \mathbf{m}_A + R \left( -\frac{2\pi}{3} \right) \mathbf{m}_B + \mathbf{m}_C \right] \quad (3)$$

여기서  $R(\pm 2\pi/3)$ 은 카고메 면에서의 회전 연산이고,  $\mathcal{M}_{xy}$ 는 거울대칭 연산이다. 이 정의는 서로  $120^\circ$  떨어진 세 부격자 모멘트를 하나의 공통 방향으로 변환하여, 스핀 구조 전체의 방향을 단일 질서변수로 표현한다[5,27,28]. 따라서  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 SOT 스위칭은 작은 순자화의 단순 반전이 아니라 자기 클러스터 팔중극자의 회전과 도메인 전환으로 이해하는 것이 적절하다[9,10,27]. SOT는 각 Mn 부격자에 개별적으로 작용하지만, 강한 교환 결합에 의해 그 효과가 자기 클러스터 팔중극자의 집단 운동으로 변환된다. 감쇠형 SOT를 포함한 각 부격자의 운동은 다음과 같이 기술된다[27].

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{m}_i}{dt} = & -\gamma\mu_0\mathbf{m}_i \times \mathbf{H}_{\text{eff},i} + \alpha\mathbf{m}_i \times \frac{d\mathbf{m}_i}{dt} \\ & + \gamma\mu_0 H_{\text{DL}} \mathbf{m}_i \times (\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{m}_i), i = A, B, C \end{aligned} \quad (4)$$

스핀 편극이 카고메 면에 수직하게 작용하면 감쇠형 SOT는 각 부격자 모멘트를 면 밖으로 미세하게 기울이고 빠른 세차 운동을 유도한다. 이 운동은 강한 교환 결합을 통해 카고메 면 내 자기 클러스터 팔중극자의 회전에 이어진다. 자기 클러스터 팔중극자 변수로 변환하면, 그 운동은 다음과 같은 유효 LLG 형태로 정리할 수 있다[10,27].

$$\frac{d\mathbf{m}_{\text{oct}}}{dt} = \gamma\mu_0\mathbf{m}_{\text{oct}} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}^{\text{oct}} + \gamma\mu_0 H_{\text{DL}} \mathbf{m}_{\text{oct}} \times (\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{m}_{\text{oct}}) \quad (5)$$

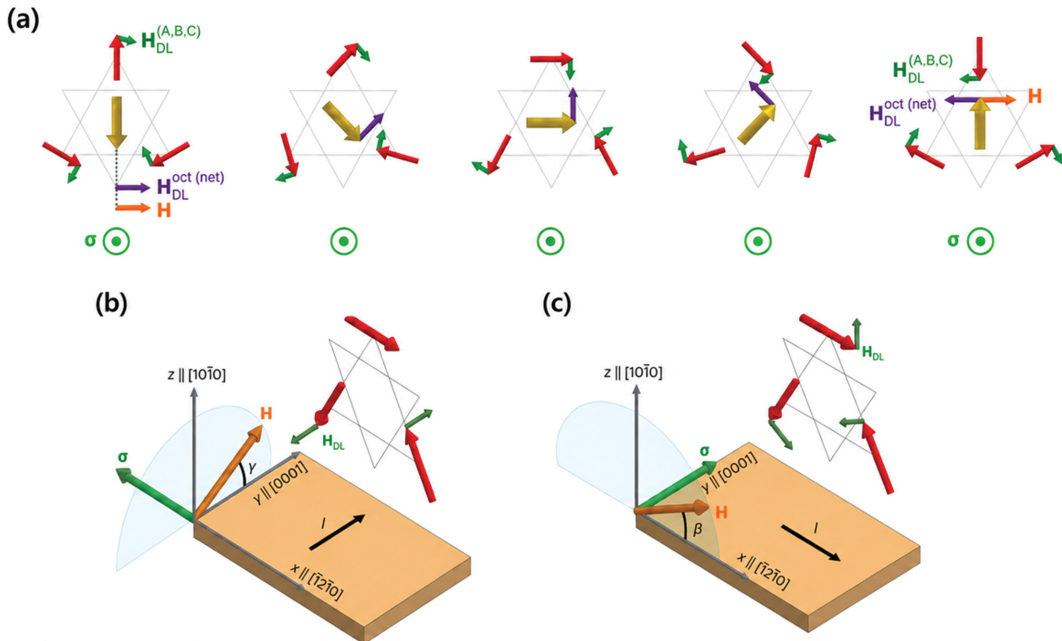
$$\mathbf{H}_{\text{DL}}^{\text{oct}} = -H_{\text{DL}} \mathbf{m}_{\text{oct}} \times \boldsymbol{\sigma} \quad (6)$$

$$\mathbf{H}_{\text{eff}}^{\text{oct}} = -\frac{1}{3\mu_0 M_0} \frac{\partial F}{\partial \mathbf{m}_{\text{oct}}} \quad (7)$$

$$H_{\text{DL}} = \frac{\hbar \xi_{\text{DL}} J_{\text{HM}}}{2e\mu_0 (3M_0)t} \quad (8)$$

위 관계식에서  $\mathbf{H}_{\text{eff}}^{\text{oct}}$ 는 자유에너지  $F$ 를 자기 클러스터 팔중극자 방향에 대해 미분하여 얻는 유효 자기장이며, 계수  $3M_0$ 는 세 Mn 부격자가 집단적으로 움직인다는 점을 반영한다. 감쇠형 유효장은  $\mathbf{H}_{\text{DL}}^{\text{oct}} = -H_{\text{DL}} \mathbf{m}_{\text{oct}} \times \boldsymbol{\sigma}$ 로 정의되어 자기 클러스터 팔중극자 방향  $\mathbf{m}_{\text{oct}}$ 과 스핀 편극  $\boldsymbol{\sigma}$ 에 모두 수직하게 작용한다. 또한,  $H_{\text{DL}}$ 의 크기는 감쇠형 스핀-토크 효율  $\xi_{\text{DL}}$ 과 스핀전류원으로 사용된 중금속층의 전류밀도  $J_{\text{HM}}$ 에 비례하고,  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 단일 부격자 자화  $M_0$ 와 두께에 반비례한다. 따라서 전류의 크기와 방향, 스핀 편극 및 결정 배향이 자기 클러스터 팔중극자에 작용하는 토크의 크기와 방향을 결정한다[27].

Fig. 4(a)은 감쇠형 SOT가 인가될 때 세 부격자 모멘트(빨간 화살표)와 자기 클러스터 팔중극자(노란 화살표)가 전환되는 과정을 나타낸다. 개별 부격자 모멘트에 대한 감쇠형 유효장  $\mathbf{H}_{\text{DL}}^{(A,B,C)}$ 과 자기 클러스터 팔중극자에 대한 유효장  $\mathbf{H}_{\text{DL}}^{\text{oct}}$ 의 부호가 반대이므로, 자기 클러스터 팔중극자는 개별 모멘트와 반대 handedness로 회전한다. Fig. 4(b)의 hard



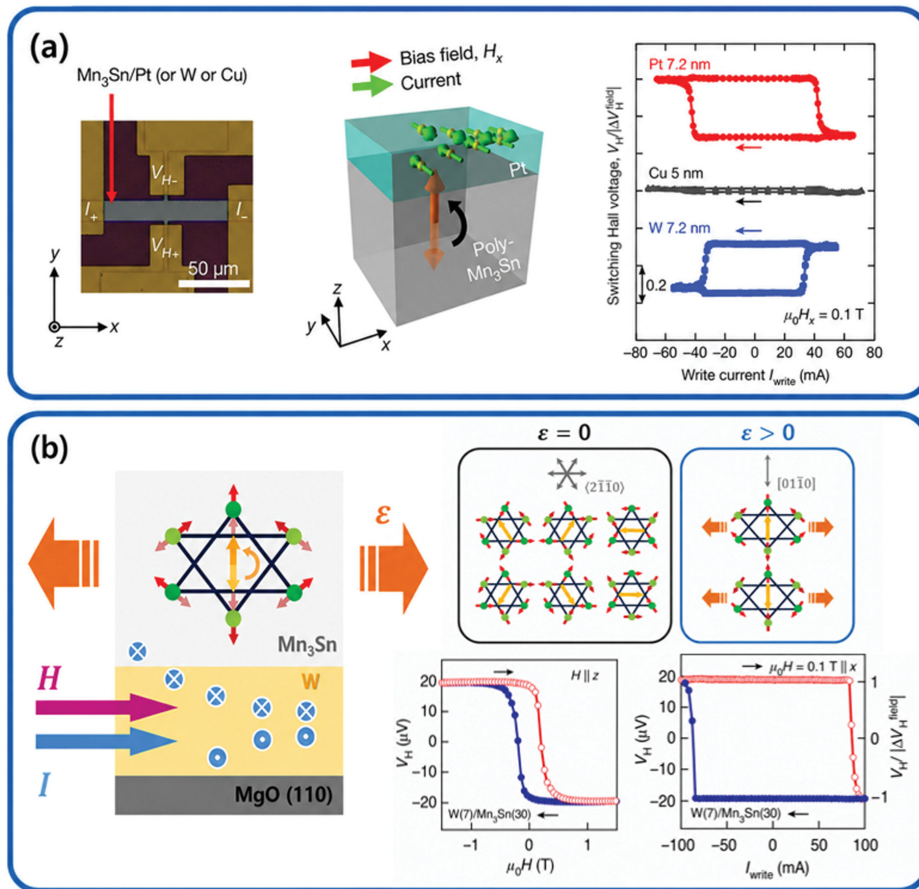
**Fig. 4.** (Color online) (a–c) Handedness Anomaly and Hard/Easy Switching Configurations of the Magnetic Cluster Octupole Driven by Damping-like Spin-Orbit Torque in  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ . This panel is adapted and reconstructed from Ref. [27].

configuration에서는 스핀 편극  $\sigma$ 가 카고메 면 안에 놓여 부격자별 토크의 크기와 방향이 달라지고 서로 상쇄되며, 큰 easy-plane 이방성을 극복해야 하므로 스위칭이 억제된다. 반면 Fig. 4(c)와 같은 easy configuration에서는  $\sigma$ 가 카고메 면에 수직하고, 세 부격자에 작용하는 감쇠형 토크가 모두 수직 방향으로 더해져 면 내의 약한 이방성을 극복할 수 있다. 자기 클러스터 팔중극자 운동방정식에서 토크의 부호가 개별 부격자 모멘트의 경우와 반대로 보일 수 있는데, 이는 실제 토크가 반대 방향으로 작용해서가 아니라 자기 클러스터 팔중극자 정의에 포함된 회전-거울대칭 연산과 비공선형 스핀 구조의 chirality에서 기인한다. 결과적으로  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 SOT 스위칭은 스핀전류가 세 부격자에 토크를 가하고, 이 토크가 강한 교환 결합을 통해 자기 클러스터 팔중극자의 집단적 회전과 도메인 전환으로 이어지는 과정이다. 따라서  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 SOT를 해석할 때에는 강자성체의 단일 자화 반전 모델보다 세 부격자의 결합된 동역학, chirality 및 자기 팔중극자 질서를 함께 고려해야 한다[27].

## V. 자기 클러스터 팔중극자의 전기적 제어 연구

NCAFM  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의  $120^\circ$  역삼각형 스핀 배열은 카고메 이 중층에 형성되는 자기 클러스터 팔중극자(cluster magnetic octupole)의 질서로 기술할 수 있다[5]. 이 자기 클러스터 팔중극자는 작은 순자화와 달리  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 거시적 시간역전 대칭 깨짐을 나타내는 질서변수이며, 그 방향에 따라 Weyl node와 Berry curvature의 분포 및 비정상 홀 전도도의 부호가 달라진다[16]. 따라서 AHE는  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 자기 클러스터 팔중극자 상태를 전기적으로 읽는 신호로 활용될 수 있고[4], 인접한 비자성 금속에서 생성된 스핀전류를 이용하면 해당 상태를 전류로 쓸 수 있다[9].

2020년 H. Tsai 등은 다결정  $\text{Mn}_3\text{Sn}/\text{Pt}$ ,  $\text{Mn}_3\text{Sn}/\text{W}$  및  $\text{Mn}_3\text{Sn}/\text{Cu}$  이중층을 이용하여 상온에서 이러한 전기적 제어를 실증하였다[9]. Fig. 5(a)와 같이 Pt 또는 W에 흐르는 전류는 SHE를 통해 계면에 스핀 축적을 형성하고, 이로부터 발생한 SOT가  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 카고메 평면의 세 부격자 스핀을



**Fig. 5.** (Color online) Electrical control of the magnetic octupole order in  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  by spin-orbit torque (SOT). (a) Hall switching observed in polycrystalline  $\text{Mn}_3\text{Sn}/\text{Pt}$  and  $\text{Mn}_3\text{Sn}/\text{W}$  heterostructures, exhibiting opposite switching polarities due to the opposite spin Hall angles of Pt and W. (b) Deterministic 100% out-of-plane octupole switching in an epitaxial  $\text{W}/\text{Mn}_3\text{Sn}$  heterostructure under uniaxial tensile strain. Panels (a) and (b) are adapted and reconstructed from Ref. [9] and [11].

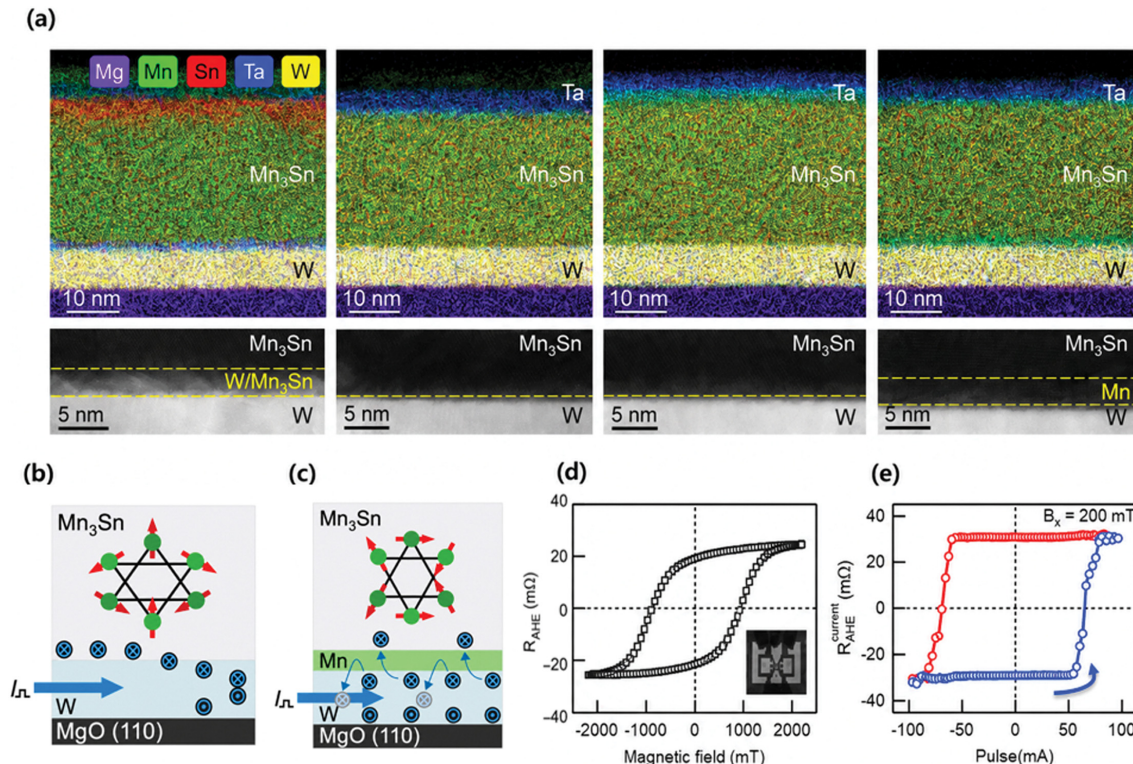


집단적으로 회전시켜 자기 클러스터 팔중극자 방향을 변화시킨다. 전류 방향과 평행한 보조 자기장 아래에서 Pt와 W 소자는 뚜렷한 Hall 스위칭을 보였으며, 두 물질의 스핀 홀 각도 부호가 반대이기 때문에 스위칭 극성도 서로 반대로 나타났다. 반면 SHE가 작은 Cu 및 비자성 금속층이 없는 기준 소자에서는 유의한 전환이 관찰되지 않아, 스위칭이 Oersted 자기장이나 열 효과보다 비자성 금속의 SHE로 유도된 SOT에 기인함을 뒷받침하였다. 다만 전류 유도 Hall 변화는 자기장으로 얻은 전체 AHE 변화의 약 25~30%에 그쳤다. 이는 다결정 박막에서 결정립마다 카고메 면, 전류 및 스핀 편극의 상대 배향이 달라 SOT에 의해 결정론적으로 전환되는 도메인이 제한되기 때문이다.

이러한 부분 전환의 한계는 2022년 T. Higo 등의 에피택셜  $\text{W}(7\text{ nm})/\text{Mn}_3\text{Sn}(30\text{ nm})$  연구에서 결정 배향과 변형률을 제어함으로써 극복되었다[11]. Fig. 5(b)에서 보여지는 바와 같이,  $\text{MgO}(110)$  기판과의 격자 불일치로 형성된 약 0.2%의 면내 단축 인장 변형률은  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 본래 6회전 대칭 자기이방성을 2회전 대칭으로 낮추었다. W 층의 SHE로 생성된 스

핀 편극은 카고메 면에 수직한 방향을 가지며, 전환 과정에서 자기 클러스터 팔중극자와 거의 직교하는 상태가 유지되어 큰 토크 효율을 제공한다. 그 결과 0.1 T의 보조 자기장 아래에서 전류 극성에 따라 Hall 전압이 두 포화 상태 사이에서 양방향으로 전환되었고, 전류 유도 Hall 변화가 자기장 유도 변화와 같아 30 nm 두께의  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 에서 100% 자기 클러스터 팔중극자 전환이 확인되었다.

두 연구는  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 SOT 제어가 단순히 큰 스핀전류를 주입하는 문제에 국한되지 않고, 자기 클러스터 팔중극자의 자기이방성과 SOT 방향을 함께 설계해야 함을 보여준다[9,11]. 다결정  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 에서는 중금속의 스핀 홀 각도에 따라 전환 극성을 제어할 수 있었지만 다결정에 의한 다자구 구조 때문에 부분 전환에 머물렀다[9]. 반면 에피택셜 배향과 단축 변형률을 이용해 자기 클러스터 팔중극자 상태를 이진화하면 수직 방향의 완전한 SOT 스위칭이 가능하다[11]. 따라서  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  기반 소자의 결정론적 동작을 위해서는 스핀전류 발생층의 선택뿐 아니라 결정 배향, 변형률 및 자기이방성의 정밀한 제어가 중요하다.



**Fig. 6.** (Color online) Interfacial structures and spin-orbit torque (SOT) switching characteristics of  $\text{W}/\text{Mn}_3\text{Sn}$  heterostructures with varying Mn composition. (a) Cross-sectional elemental maps and high-resolution TEM images of the  $\text{W}/\text{Mn}_3\text{Sn}$  interfaces for different Mn compositions. (b) Optimal Mn composition suppresses secondary-phase formation and W interdiffusion, enabling efficient spin-current transfer. (c) Excess Mn forms an Mn-rich interfacial layer, increasing spin scattering and spin backflow and reducing effective spin-current transfer. (d) Magnetic-field-induced anomalous Hall resistance hysteresis of the optimized device. (e) Current-induced anomalous Hall resistance switching of a  $2\text{-}\mu\text{m}$ -wide device under an in-plane assist magnetic field of  $\mu_0 H_x = 200\text{ mT}$ , demonstrating deterministic 100% octupole switching. This Panel is adapted and reconstructed from Ref. [29].



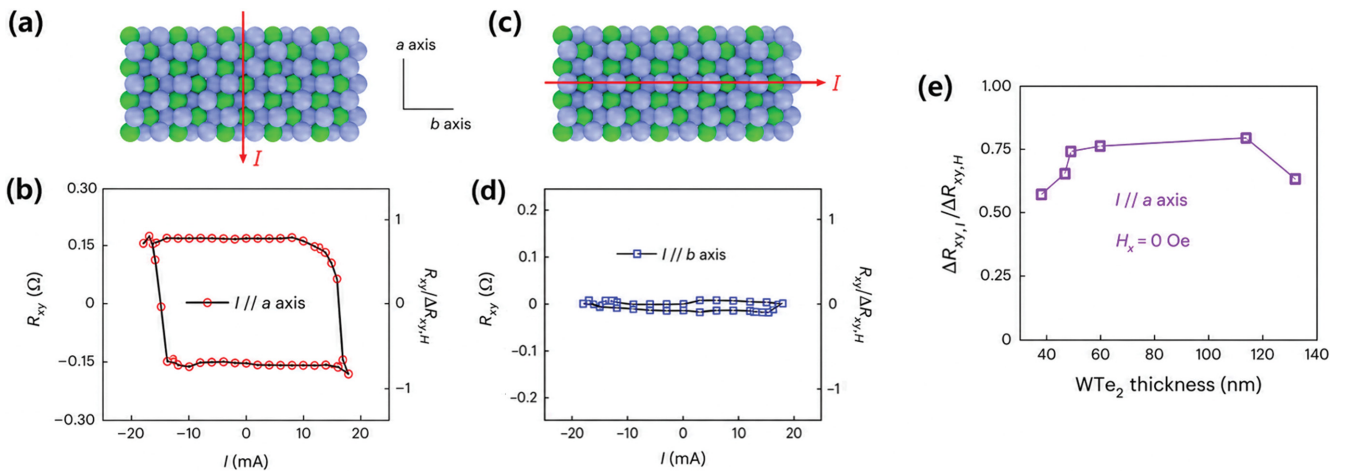
## VI. $\text{Mn}_3\text{Sn}/\text{W}$ 의 계면 제어 연구의 중요성

앞 절에서는  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  기반 소자의 결정론적 SOT 스위칭 동작을 위해서는 스핀전류 발생층의 선택뿐 아니라 결정 배향, 변형률 및 자기이방성의 정밀한 제어가 중요함이 제시되었다. 이에 더해,  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 SOT 스위칭 효율을 높이기 위해서는  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 계면 컨트롤도 중요하다. 2025년 S. Lee 등은 Mn과  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  타깃의 동시 스퍼터링을 통해 Mn 조성을 조절하고, 계면 구조에 따른 자기 클러스터 팔중극자 전환의 상관관계를 조사하였다[29]. Mn이 부족한 박막에서는 Sn-rich  $\text{Mn}_3\text{Sn}_2$  이차상과 W 확산에 의한  $\text{WMn}_2\text{Sn}$  계면 혼합상과 다중 결정 배향이 형성되어 SOT 스위칭 효율이 감소하였다. 반면 적정 Mn 조성에서는 이차상과 W의 상호확산이 억제되어 원자적으로 선명하고 정합성이 높은  $\text{W}/\text{Mn}_3\text{Sn}$  계면이 형성되었고, 10  $\mu\text{m}$  폭 소자에서  $\mu_0 H_x = 0.1$  T일 때 약 80%의 가장 높은 스위칭 효율을 나타냈다. 그러나 Mn을 과도하게 공급하면 계면에 Mn-rich 층이 형성되어 스핀 산란 (spin scattering)과 스핀 역류 (spin backflow) 효과가 증가하고, 유효 스핀전류 전달이 감소하면서 스위칭 효율이 65%로 낮아졌다. 최적화된 계면을 갖는 시료에서는 전류가 카고메 평면과 나란한 경우에만 뚜렷한 전환이 나타나, 균일한 결정 배향과 계면 구조가 효과적인 SOT 구동 조건을 유지하는 데 중요함을 보여주었다. 또한 채널 폭을 2  $\mu\text{m}$ 로 줄인 소자에서는  $\mu_0 H_x = 200$  mT에서 100%의 자기 클러스터 팔중극자 스위칭 효율이 구현되었다(Fig. 6(e)). 따라서  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 높은 SOT 스위칭 효율을 확보하려면 Mn 조성을 조절하여 계면 혼합상과 불필요한 계면층을 억제하고, 원자적으로 선명한 계면과 적절한 소자 형상을 함께 구현해야 함을 보여준다.

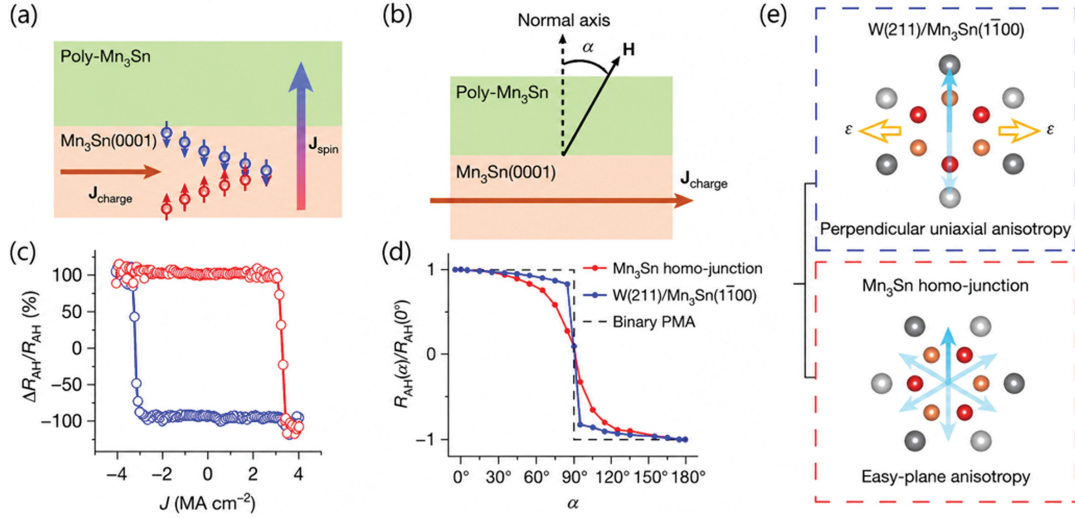
## VII. 자기 클러스터 팔중극자의 무자장 스위칭 연구

앞서 살펴본 바와 같이,  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 높은 SOT 전환율을 확보하기 위해서는 계면의 스핀 전달 특성뿐 아니라 결정 배향, 변형률 및 자기이방성의 정밀한 제어가 중요하다[29]. 그러나 기존  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  소자에서는 전류가 생성하는 면내 스핀편극만으로 최종 자기 클러스터 팔중극자 상태를 선택하기 어려워, 결정론적 전환을 위해 보조 자기장이 주로 요구되었다. 최근에는 이러한 구조적 최적화를 넘어, 면외 스핀편극  $\sigma_z$ 을 이용해 대칭성을 깨고 최종 자기 클러스터 팔중극자 상태를 직접 선택하는 방식이  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 무자장 스위칭을 구현하기 위한 핵심 전략으로 제시되고 있다[30,31].

2025년 Z. Zheng 등은 낮은 결정 대칭성을 가진 반테르발스 물질  $\text{WTe}_2$ 를 스핀전류 발생층으로 사용하여 다결정  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 에서 무자장 수직 자기 클러스터 팔중극자 전환을 구현하였다[30].  $\text{WTe}_2$ 의 저대칭 a축을 따라 전류를 인가하면 면내 스핀편극  $\sigma_y$ 와 면외 스핀편극  $\sigma_z$ 가 동시에 생성된다. 이때  $\sigma_y$ 가 자기 클러스터 팔중극자 회전에 필요한 토크를 제공하는 동안,  $\sigma_z$ 는 면내 반전대칭을 깨뜨려 전류 극성에 따른 최종 자기 클러스터 팔중극자 모멘트의 +z 또는 -z 상태를 선택한다. 이에 따라 별도의 수직 자기 클러스터 팔중극자 용이축이 형성되지 않은 다결정  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 에서도 외부 보조 자기장 없이 180° 수직 전환이 관찰되었다(Fig. 7(b)). 반면  $\sigma_z$ 가 생성되지 않는  $\text{WTe}_2$ 의 고대칭 b축 방향으로 전류를 인가했을 때는 뚜렷한 전환이 나타나지 않았다. 대표 소자의 전환율은 약 76%였으며, 최대 약 80%의 전환율과 약 1 MA  $\text{cm}^{-2}$  수준의 낮은 임계 전류밀도가 보고되었다. 이는  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 무자장 스위칭에서 스핀 발생층의 결정 대칭성과 면외



**Fig. 7.** (Color online) Crystal-axis-dependent field-free switching characteristics in  $\text{Mn}_3\text{Sn}/\text{WTe}_2$  heterostructures. (a), (b) Field-free switching is observed when the charge current is applied along the  $a$ -axis of  $\text{WTe}_2$ . (c), (d) In contrast, no switching is observed for current applied along the  $b$ -axis. (e) The switching ratio depends on the  $\text{WTe}_2$  thickness and reaches a maximum value of approximately 80%. This Panel is adapted and reconstructed from Ref. [30].



**Fig. 8.** (Color online) (a) Schematic illustration of the  $\text{Mn}_3\text{Sn}(0001)$ /polycrystalline  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  heterojunction and the generation of spin current. The out-of-plane spin polarization generated in the bottom  $\text{Mn}_3\text{Sn}(0001)$  layer is injected into the tilted kagome planes of the top polycrystalline  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  layer. (b) Measurement configuration for the angular-dependent AHE measurement, (c) field-free current-induced octupole switching, and (d) the corresponding angular-dependent AHE results. (e) Comparison between  $\text{W}/\text{Mn}_3\text{Sn}$  heterostructures and  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  homojunctions. Unlike the  $\text{W}/\text{Mn}_3\text{Sn}$  structure, the  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  homojunction is free from externally imposed strain [31]. This Panel is adapted and reconstructed from Ref. [31].

SOT 생성이 중요함을 보여준다.

2026년 Z. Zhou 등은  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  자체를 스핀 발생층과 스위칭층으로 이용한  $\text{Mn}_3\text{Sn}(0001)$ /다결정  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  동종접합(homojunction)에서 무자장 완전 스위칭을 보고하였다[31]. 하부  $\text{Mn}_3\text{Sn}(0001)$  층은 MSHE를 통해 면외 스핀편극  $\sigma_z$ 를 생성하며, 그 부호는 하부층의 자기 클러스터 팔중극자 방향에 의해 결정된다. 이 스핀편극이 카고메 면이 기울어진 상부 다결정  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 에 주입되면 자기 클러스터 팔중극자 회전을 일으키고, AHE readout 기준 100% 스위칭을 가능하게 한다(Fig. 8). 또한 하부층의 자기 클러스터 팔중극자 방향을 반전하면 무자장 전환 polarity가 반전되며, 임계 전류밀도와 소비전력은 기존 전환 구조보다 약 한 자릿수 낮아졌다는 것을 보고하였다.

보고된 두 연구 결과에서  $\text{Mn}_3\text{Sn}/\text{WTe}_2$  구조는 거울대칭이 깨진 2차원재료의 결정구조에서 발현되는 면외 성분의 스핀 전류를 활용한 접근인 반면,  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  동종접합은  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 MSHE와 자기 클러스터 팔중극자 질서를 동시에 이용한 구조이다. 따라서 면외 스핀편극의 크기와 부호, 카고메 면의 배향 및 스핀 발생층과 자기 클러스터 팔중극자 사이의 상대적인 방향을 통합적으로 제어하는 것이 저전력 무자장  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  소자 구현의 핵심임을 보여준다.

### VIII. $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 에서의 열 구동 기반 자기 클러스터 팔중극자 스위칭

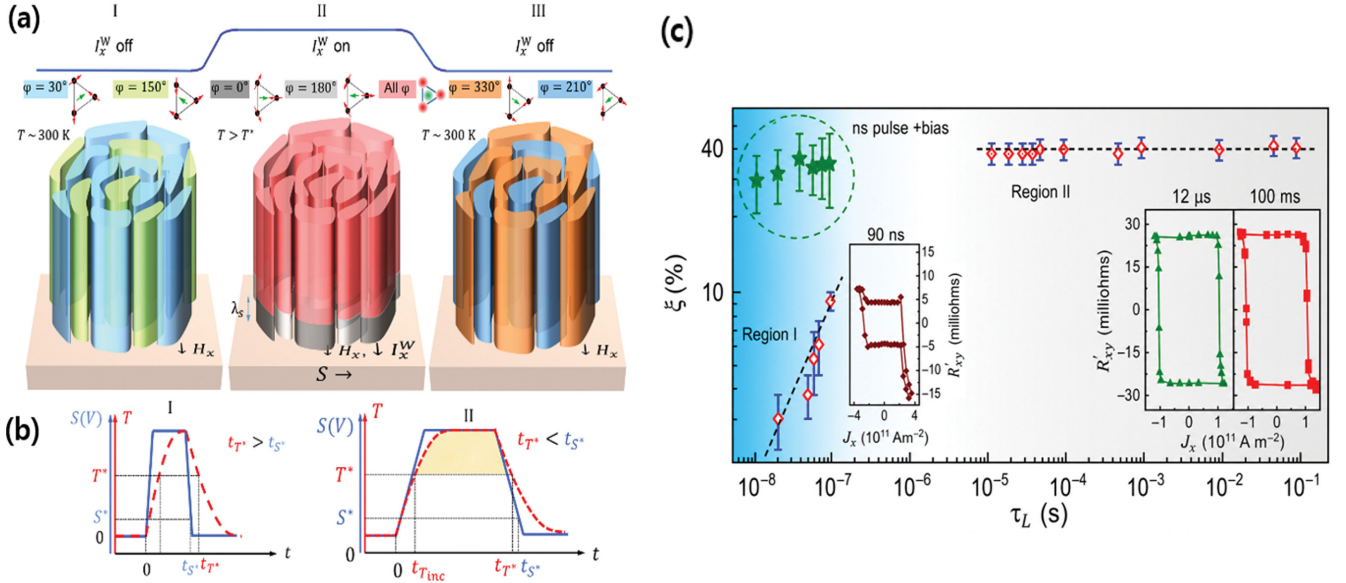
$\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 전류 유도에 따른 자기 클러스터 팔중극자 스위칭은 순수한 SOT에 의한 직접 회전만으로 설명되기보다, 줄

가열(Joule heating)과 냉각 중 스핀토크가 결합된 열 보조 과정으로 이해된다. 2022년 B. Pal 등은  $\text{Mn}_3\text{Sn}/\text{W}$  소자에서 스위칭이 펄스 길이와 초기 온도에 관계없이 약 435 K의 임계 온도에서 발생하며, 이는  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 Néel 온도와 가깝다고 보고하였다[32]. 이 온도 이상에서는 반강자성 도메인이 무질서화되고, 냉각 과정에서  $\text{Mn}_3\text{Sn}/\text{W}$  계면의 스핀전류와 면내 자기장이 얇은 계면 영역을 우선 정렬한다. 이 영역은  $\text{Mn}_3\text{Sn}$  층의 도메인 배열을 결정하는 seed로 작용하므로, 시료가 임계 온도 아래로 냉각되는 동안 충분한 스핀전류가 유지되도록 펄스 하강시간을 확보하는 것이 중요하다(Fig. 9(a)와 (b)).

2024년 M.-W. Yoo 등은 기판의 열저항과 초기 온도를 변화시켜 이러한 열적 기여를 정량화하였다[33].  $\text{SiO}_2$  두께 증가 또는 초기 온도 상승에 따라 임계 전류밀도는 감소했지만, 스위칭 임계 온도는 조건과 무관하게 약 460 K로 유지되어 측정된  $T_N$ (약 410 K)보다 높았다. 또한 유효 열저항 모델을 통해  $\text{SiO}_2$  두께에 따른 임계 전류 밀도의 변화를 재현함으로써, 스위칭 임계값이 토크뿐 아니라 소자의 열수송 특성에도 크게 좌우됨을 확인하였다(Fig. 9(c)). 두 연구는  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 의 thermal-driven switching이 줄가열에 의한 자기질서의 초기화와 냉각 중 SOT 및 자기장에 의한 선택적 자기 클러스터 팔중극자의 재형성으로 이루어짐을 보여준다.

### IX. 결 론

NCAFM  $\text{Mn}_3\text{Sn}$ 은 카고메 격자에서 형성되는  $120^\circ$  스핀 배열과 이에 대응하는 자기 클러스터 팔중극자 질서를 바탕



**Fig. 9.** (Color online) Thermally driven switching in Mn<sub>3</sub>Sn based on seeded spin-orbit torque (SSOT). (a) Joule heating raises the temperature above the critical temperature  $T^*$ , disordering the antiferromagnetic domains. During cooling, the spin current at the W/Mn<sub>3</sub>Sn interface forms a seed layer that determines the domain configuration of the entire Mn<sub>3</sub>Sn film. (b) Effective switching requires the spin current to be maintained until the temperature decreases below  $T^*$ . (c) Nanosecond pulses with a short fall time produce incomplete switching, whereas pulses with a sufficiently long fall time yield a switching ratio of approximately 40%. This figure is adapted and reconstructed from Ref. [32].

으로, 매우 작은 순자화에도 불구하고 AHE, ANE, MOKE 및 MSHE와 같은 강한 전자기적 특성을 보인다. 이러한 자기 클러스터 팔중극자는 Berry curvature와 위상학적 전자구조를 결정하는 핵심 질서변수로서, Mn<sub>3</sub>Sn의 자기상태를 전기적으로 판독하고 SOT를 통해 제어할 수 있게 한다. 최근에는 다결정 박막에서의 부분 전환을 넘어, 결정 배향과 단축 변형률을 이용한 100% 수직 스위칭, Mn 조성과 계면 구조의 최적화를 통한 전환 효율 향상, WTe<sub>2</sub>와 같은 2차원 소재 및 Mn<sub>3</sub>Sn 동중첩합을 활용한 무자장 스위칭까지 구현되면서 자기 클러스터 팔중극자 스핀트로닉스의 실현 가능성이 크게 확대되고 있다. 특히 Mn<sub>3</sub>Sn의 SOT 동역학에서는 개별 Mn 모멘트와 자기 클러스터 팔중극자가 서로 반대 방향으로 회전하는 handedness anomaly가 나타나며, 이는 강자성체의 단일 자화 반전과 구별되는 비공선형 자기질서 고유의 집단 동역학을 보여준다. 향후에는 보조 자기장 없이 낮은 임계 전류로 완전한 전환을 구현하고, 결정 배향·변형률·계면·소재 형상을 통합적으로 설계하며, 자기 클러스터 팔중극자의 초고속 동역학과 도메인 거동을 직접 관측하는 연구가 중요할 것이다. 이러한 발전은 Mn<sub>3</sub>Sn을 초저전력 메모리, 로직, 발진기 및 뉴로모픽 소자에 활용할 수 있는 기반을 제공한다.

Mn<sub>3</sub>Sn에서 나타나는 비공선 반강자성 질서와 Berry-curvature 기반 수송현상을 출발점으로, 다양한 이원계 Mn 화합물로 연구범위를 확장함으로써 자성 대칭성과 전자구조

에 따른 스핀 수송 및 전기적 제어 메커니즘을 체계적으로 비교할 필요가 있다. 특히 MnTe는 공선 반강자성 구조에서도 momentum-dependent spin splitting을 갖는 교차성체 (altomagnet)라는 점에서 Mn<sub>3</sub>Sn의 비공선 자성과 뚜렷한 대조를 이루며, 반도체적 특성을 이용한 게이트 제어가 가능하다는 장점이 있다[34]. Mn<sub>2</sub>Au는 높은 Néel 온도를 갖는 공선 금속 반강자성체로서 staggered Néel spin-orbit torque에 의한 전기적 제어가 핵심이며, 비공선 spin texture의 switching을 이용하는 Mn<sub>3</sub>Sn과 서로 다른 전류 유도 자화질서 제어 메커니즘을 비교할 수 있다[35]. MnPt와 같은 Mn-heavy metal 계에서는 강한 spin-orbit coupling과 계면 효과를 활용한 spin-current generation 및 transmission 연구로 확장이 가능하다[36,37]. 이러한 비교 연구는 Mn<sub>3</sub>Sn에서 발견된 현상을 개별 물질의 특수성으로 이해하는 것을 넘어, 결정대칭·자기 질서·전자구조에 따른 보편적인 Mn 기반 스핀트로닉스 소자의 설계 원리를 확립한다는 의미를 갖는다.

## 감사의 글

This work was supported by Samsung Research Funding & Incubation Center of Samsung Electronics (Grants No. SRFC-MA2401-02), and the National Research Foundation (NRF) funded by the Korean government (MSIT) (NRF-RS-2026-25493921 and No. RS-2024-00410027).

## References

- [1] I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
- [2] A. Manchon, J. Železný, I. M. Miron, T. Jungwirth, J. Sinova, A. Thiaville, K. Garello, and P. Gambardella, *Rev. Mod. Phys.* **91**, 035004 (2019).
- [3] L. Šmejkal, J. Sinova, and T. Jungwirth, *Phys. Rev. X* **12**, 040501 (2022).
- [4] S. Nakatsuji, N. Kiyohara, and T. Higo, *Nature* **527**, 212 (2015).
- [5] M.-T. Suzuki, T. Koretsune, M. Ochi, and R. Arita, *Phys. Rev. B* **95**, 094406 (2017).
- [6] M. Ikhlas, T. Tomita, T. Koretsune, M.-T. Suzuki, D. Nishio-Hamane, R. Arita, Y. Otani, and S. Nakatsuji, *Nat. Phys.* **13**, 1085 (2017).
- [7] T. Higo, H. Man, D. B. Gopman, L. Wu, T. Koretsune, O. M. J. van't Erve, Y. P. Kabanov, D. Rees, Y. Li, M.-T. Suzuki, S. Patankar, M. Ikhlas, C. L. Chien, R. Arita, R. D. Shull, J. Orenstein, and S. Nakatsuji, *Nat. Photon.* **12**, 73 (2018).
- [8] M. Kimata, H. Chen, K. Kondou, S. Sugimoto, P. K. Muduli, M. Ikhlas, Y. Omori, T. Tomita, A. H. MacDonald, S. Nakatsuji, and Y. Otani, *Nature* **565**, 627 (2019).
- [9] H. Tsai, T. Higo, K. Kondou, T. Nomoto, A. Sakai, A. Kobayashi, T. Nakano, K. Yakushiji, R. Arita, S. Miwa, Y. Otani, and S. Nakatsuji, *Nature* **580**, 608 (2020).
- [10] Y. Takeuchi, Y. Yamane, J.-Y. Yoon, R. Itoh, B. Jinnai, S. Kanai, J. Ieda, S. Fukami, and H. Ohno, *Nat. Mater.* **20**, 1364 (2021).
- [11] T. Higo, K. Kondou, T. Nomoto, M. Shiga, S. Sakamoto, X. Chen, D. Nishio-Hamane, R. Arita, Y. Otani, S. Miwa, and S. Nakatsuji, *Nature* **607**, 474 (2022).
- [12] S. Hu, D.-F. Shao, H. Yang, C. Pan, Z. Fu, M. Tang, Y. Yang, W. Fan, S. Zhou, E. Y. Tsymbal, and X. Qiu, *Nat. Commun.* **13**, 4447 (2022).
- [13] H. Xie, X. Chen, Q. Zhang, Z. Mu, X. Zhang, B. Yan, and Y. Wu, *Nat. Commun.* **13**, 5744 (2022).
- [14] Y. Zhang, Y. Sun, H. Yang, J. Železný, S. S. P. Parkin, C. Felser, and B. Yan, *Phys. Rev. B* **95**, 075128 (2017).
- [15] L. Šmejkal, Y. Mokrousov, B. Yan, and A. H. MacDonald, *Nat. Phys.* **14**, 242 (2018).
- [16] H. Yang, Y. Sun, Y. Zhang, W.-J. Shi, S. S. P. Parkin, and B. Yan, *New J. Phys.* **19**, 015008 (2017).
- [17] K. Kuroda, T. Tomita, M.-T. Suzuki, C. Bareille, A. A. Nugroho, P. Goswami, M. Ochi, M. Ikhlas, M. Nakayama, S. Akebi, R. Noguchi, R. Ishii, N. Inami, K. Ono, H. Kumigashira, A. Varykhalov, T. Muro, T. Koretsune, R. Arita, S. Shin, T. Kondo, and S. Nakatsuji, *Nat. Mater.* **16**, 1090 (2017).
- [18] N. H. Sung, F. Ronning, J. D. Thompson, and E. D. Bauer, *Appl. Phys. Lett.* **112**, 132406 (2018).
- [19] J.-Y. Yoon, Y. Takeuchi, R. Itoh, S. Kanai, S. Fukami, and H. Ohno, *Appl. Phys. Express* **13**, 013001 (2020).
- [20] M. I. Dyakonov and V. I. Perel, *Phys. Lett. A* **35**, 459 (1971).
- [21] J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, and T. Jungwirth, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 1213 (2015).
- [22] V. M. Edelstein, *Solid State Commun.* **73**, 233 (1990).
- [23] A. Manchon, H. C. Koo, J. Nitta, S. M. Frolov, and R. A. Duine, *Nat. Mater.* **14**, 871 (2015).
- [24] H. Kontani, T. Tanaka, D. S. Hirashima, K. Yamada, and J. Inoue, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 016601 (2009).
- [25] D. Go, D. Jo, C. Kim, and H.-W. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 086602 (2018).
- [26] D. Jo, D. Go, and H.-W. Lee, *Phys. Rev. B* **98**, 214405 (2018).
- [27] J.-Y. Yoon, P. Zhang, C.-T. Chou, Y. Takeuchi, T. Uchimura, J. T. Hou, J. Han, S. Kanai, H. Ohno, S. Fukami, and L. Liu, *Nat. Mater.* **22**, 1106 (2023).
- [28] T. Nomoto and R. Arita, *Phys. Rev. Res.* **2**, 012045(R) (2020).
- [29] S. Lee, E. Im, S. Im, C. Lee, H. Komiyama, Y. Shiota, T. Ono, K. An, K.-W. Kim, T.-H. T. Nguyen, and S. Kim, *ACS Nano* **19**, 39747 (2025).
- [30] Z. Zheng, L. Jia, Z. Zhang, Q. Shen, G. Zhou, Z. Cui, L. Ren, Z. Chen, N. F. Jamaludin, T. Zhao, R. Xiao, Q. Zhang, Y. Du, L. Liu, S. Gradečak, K. S. Novoselov, W. Zhao, X. Xu, Y. Zhang, and J. Chen, *Nat. Mater.* **24**, 1407 (2025).
- [31] Z. Zhou, Y. Cao, Z. Pan, Y. Zhang, S. Liang, F. Pan, and C. Song, *Nature* **651**, 341 (2026).
- [32] B. Pal, B. K. Hazra, B. Göbel, J.-C. Jeon, A. K. Pandeya, A. Chakraborty, O. Busch, A. K. Srivastava, H. Deniz, J. M. Taylor, H. Meyerheim, I. Mertig, S.-H. Yang, and S. S. P. Parkin, *Sci. Adv.* **8**, eabo5930 (2022).
- [33] M.-W. Yoo, V. O. Lorenz, A. Hoffmann, and D. G. Cahill, *APL Mater.* **12**, 081107 (2024).
- [34] J. Krempaský, L. Šmejkal, S. W. D'Souza, M. Hajlaoui, G. Springholz, K. Uhlířová, F. Alarab, P. C. Constantinou, V. Strocov, D. Usanov, W. R. Pudelko, R. González-Hernández, A. Birk Hellenes, Z. Jansa, H. Reichlová, Z. Šobán, R. D. Gonzalez Betancourt, P. Wadley, J. Sinova, D. Kriegner, J. Minár, J. H. Dil, and T. Jungwirth, *Nature* **626**, 517 (2024).
- [35] S. Yu. Bodnar, L. Šmejkal, I. Turek, T. Jungwirth, O. Gomonay, J. Sinova, A. A. Sapozhnik, H.-J. Elmers, M. Kläui, and M. Jourdan, *Nat. Commun.* **9**, 348 (2018).
- [36] N. Menai, M. Gradhand, and D. A. Stewart, *Phys. Rev. Mater.* **9**, 124404 (2025).
- [37] L. J. Zhu and J. H. Zhao, *SPIN* **7**, 1730001 (2017).