

Magnon Orbital Hall Effect and Its Spin-Texture Interpretation

Gyungchoon Go*

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

(Received 8 July 2026, Received in final form 10 August 2026, Accepted 12 August 2026)

Magnons, the quanta of spin waves in magnetic materials, have long been regarded as elementary information carriers that transport spin and energy. Recent studies have suggested that magnons can also possess internal degrees of freedom, such as orbital moments and spin chirality, and that these quantities can be transported under external driving. In this review article, we introduce the physical meanings of magnon orbital moments and spin chirality, and explain how the two concepts are closely related from the viewpoint of magnon current loops. Using honeycomb antiferromagnets and kagome magnets as representative examples, we discuss how exchange interactions and lattice geometry alone can give rise to orbital and spin chirality Hall transport of magnons. Finally, we discuss possible experimental detection schemes and future research directions.

Keywords : magnon, orbital degree of freedom, Hall effect, scalar spin chirality

마그논 오비탈 홀 효과와 스핀구조 해석

고경춘*

한국과학기술원 물리학과, 대전광역시 유성구 대학로 291, 34141

(2026년 7월 8일 받음, 2026년 8월 10일 최종수정본 받음, 2026년 8월 12일 게재확정)

마그논은 자성체의 스핀파를 양자화한 준입자로서 스핀과 에너지를 전달하는 기본적인 정보 운반체로 이해되어 왔다. 최근에는 마그논이 스핀뿐만 아니라 오비탈 모멘트와 스핀 카이랄리티와 같은 내부 자유도 역시 가질 수 있으며, 이들이 외부 구동에 의해 수송될 수 있다는 관점이 제시되고 있다. 본 해설논문에서는 마그논 오비탈 모멘트와 스핀 카이랄리티의 물리적 의미를 소개하고, 두 개념이 마그논 전류의 고리형 흐름이라는 관점에서 밀접하게 연결됨을 설명한다. 특히 벌집 격자 반강자성체와 카고메 자성체를 예로 들어, 교환 상호작용과 격자 구조만으로도 마그논의 오비탈 및 카이랄 수송이 가능함을 논의한다. 마지막으로 이들 효과의 실험적 검출 가능성과 향후 연구 방향을 논의한다.

주제어 : 마그논, 오비탈 자유도, 홀 효과, 스핀 카이랄리티

I. 서 론

스핀트로닉스에서 마그논(magnon)은 자성체 내부의 스핀파를 양자화한 준입자로서, 전하의 이동 없이 스핀 정보를 전달할 수 있다는 점에서 많은 관심을 받아왔다. 마그논은 전기적 줄열을 동반하지 않는 정보 전달 매개체가 될 수 있으며, 자성 절연체에서도 스핀과 열을 수송할 수 있다는 장점이 있다. 이러한 이유로 지난 수십 년 동안 마그논 스핀 전류, 마그논 열 수송, 마그논 스핀 네른스트 효과 등 다양한 수송 현상이 연구되어 왔다.

전통적으로 마그논 수송에서 가장 중요한 내부 자유도는 스핀이었다. 강자성체의 마그논은 자화 방향과 반대 방향의 스핀 각운동량을 운반하고, 반강자성체에서는 서로 반대 스핀을 갖는 마그논 모드들이 존재할 수 있다. 따라서 마그논 스핀 수송은 스핀 펌핑(spin pumping)[1], 역스핀 홀 효과(inverse spin Hall effect)[2], 스핀 제벡 효과(spin Seebeck effect)[3] 등과 연결되어 스핀트로닉스의 핵심 주제로 자리 잡았다. 그러나 최근의 연구 흐름은 마그논이 단순히 스핀과 에너지만을 운반하는 준입자가 아니라, 보다 풍부한 내부 자유도를 가질 수 있음을 보여주고 있다.

전자계에서는 이미 오비탈 자유도가 중요한 수송량이 될 수 있음이 잘 알려져 있다. 예를 들어 오비탈 홀 효과는 전자의 스핀-궤도 결합이 약한 물질에서도 큰 횡방향 오비탈 전류를 유도할 수 있으며, 이러한 오비탈 수송은 스핀 홀 효과 및 스핀-궤도 토크의 기원과도 밀접하게 연결된다[4,5]. 이와 유사하게, 마그논계에서도 마그논의 궤도적 성질이 존재한다면 스핀에 기반하지 않는 새로운 형태의 마그논 수송 현상이 가능할 수 있다.

본 해설논문에서는 마그논의 오비탈 자유도, 특히 마그논 오비탈 모멘트와 그 수송 현상을 소개하고자 한다. 마그논 오비탈 모멘트는 마그논 파동묶음(wave packet)의 궤도 운동을 나타내며, 이러한 관점은 마그논이 스핀뿐 아니라 오비탈 특성도 운반할 수 있음을 보여준다. 특히 벌집격자 반강자성체를 예로 들어, 스핀-궤도 결합에 의존하지 않는 마그논 오비탈의 횡방향 수송의 가능성을 논의한다.

또한 본 해설논문에서는 마그논 오비탈 모멘트와 관련된 마그논 파동묶음의 궤도 운동이 스핀구조 관점에서 어떻게 해석될 수 있는지도 논의한다. 마그논 오비탈 모멘트는 격자의 기본 고리를 따라 형성되는 마그논 전류패턴과 밀접하게 관련된다. 이 관점은 스핀 카이랄리티(spín chirality)와 자연스럽게 연결되며, 이를 통해 마그논 오비탈 및 스핀 카이랄리티 수송 현상을 하나의 물리적 그림으로 이해할 수 있다.

이 글의 구성은 다음과 같다. 2절에서는 마그논 오비탈 모멘트의 정의와 마그논 오비탈 홀 효과를 설명한다. 3절에서는 스핀구조 관점에서 마그논 오비탈 모멘트와 스핀 카이랄리티의 관계를 논의하고, 스핀 카이랄리티 홀 효과를 소개한다. 4절에서는 이러한 마그논 내부 자유도 수송의 실험적 검출 가능성과 향후 전망을 다루며, 5절에서 내용을 요약한다.

II. 마그논 오비탈 모멘트와 오비탈 홀 효과

오비탈 모멘트는 입자 또는 파동묶음의 궤도운동과 관련된 물리량이다. 전자계에서는 전자의 전하와 궤도 운동이 결합하여 오비탈 자기 모멘트를 만들고, 이는 현대적인 오비탈 자기화 이론의 핵심 개념으로 자리 잡았다. 반면 마그논은 전하를 갖지 않기 때문에 전자와 같은 의미의 오비탈 자기 모멘트를 직접적으로 갖지는 않는다. 그럼에도 전자계의 오비탈 자기화 이론[6]을 바탕으로, 마그논 오비탈 모멘트 연산자를 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{v}. \quad (1)$$

여기서 $\mathbf{r}$ 은 위치 연산자이고, $\mathbf{v}$ 는 속도 연산자이다. 이 정의는 위치와 속도의 벡터곱으로 주어지는 오비탈 각운동량에 대응하며, 마그논 파동묶음(wave-packet)이 갖는 회전운동과 관

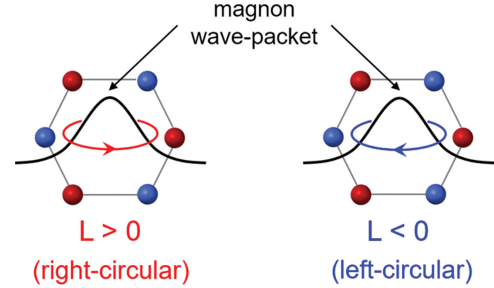


Fig. 1. (Color online) Schematic illustrations of magnon orbital moments.

련된다. 보다 구체적으로, 두 격자점 i 와 j 사이의 마그논 전류는 마그논 고유상태의 위상 구조에 의해 정해진다. 예를 들어 i 와 j 사이의 hopping 이 실수라고 하면, 격자점 사이의 마그논 전류는 대략

$$J_{ij} \propto |\psi_i| |\psi_j| \sin(\phi_j - \phi_i) \quad (2)$$

와 같이 쓸 수 있다. 여기서 $\psi_i = |\psi_i| e^{i\phi_i}$ 는 i 번째 격자점에서의 마그논 파동함수 성분을 나타낸다. 따라서 이웃한 격자점 성분들 사이의 상대위상이 적절히 배열되면, 격자의 기본 고리를 따라 한쪽 방향의 마그논 전류 패턴이 형성될 수 있다. Fig. 1은 이러한 전류 패턴의 방향에 따라 마그논 오비탈 모멘트의 부호가 달라질 수 있음을 도식적으로 보여준다.

이러한 마그논 오비탈 모멘트의 물리적 의미는 벌집 격자 반강자성체에서 직관적으로 이해할 수 있다[7]. 벌집 격자는 두 개의 부분격자로 이루어져 있으며, n 번째 마그논 밴드의 고유상태($|n_k\rangle$)는 두 부분격자 성분으로 표현된다. 이때 두 성분 사이의 상대적인 위상은 블로흐 운동량(Bloch momentum: $\mathbf{k}$)에 따라 달라진다. 이 상대위상은 마그논이 격자 위에서 어떻게 이동하는지를 결정하고, 그 결과 격자의 기본 고리를 따라 고리형 마그논 전류 패턴이 형성될 수 있다. 이때 고리형 전류의 방향과 세기가 각 마그논 상태의 오비탈 모멘트에 반영된다.

이러한 오비탈 모멘트는 운동량 공간에서 벌집격자의 120도 회전대칭성을 따르며, 운동량 $\mathbf{k}$ 에 대해 홀수(odd)인 구조를 보인다. 즉, $L_z^o(\mathbf{k}) \equiv \langle n_k | L_z | n_k \rangle = -L_z^o(-\mathbf{k})$ 와 같은 대칭성을 만족한다[Fig. 2(a)]. 이는 $\mathbf{k}$ 상태와 $-\mathbf{k}$ 상태가 서로 반대 방향의 오비탈 모멘트를 가진다는 뜻이다. 평형상태에서는 두 상태가 동일하게 점유되므로, 이들의 기여가 서로 상쇄되어 전체 오비탈 모멘트는 0이 된다. 그러나 외부 구동이 주어지면 이러한 상쇄가 수송 현상에서 다른 방식으로 드러날 수 있다. 특히 온도 구배가 가해지면 열적으로 들뜬 마그논들이 이동하게 되고, 이 과정에서 마그논 오비탈 모멘트의 횡방향 전류가 발생할 수 있다. 이를 마그논 오비탈 네른스트 효과, 또는 넓은 의미에서 마그논 오비탈 홀 효과라고 부른다.

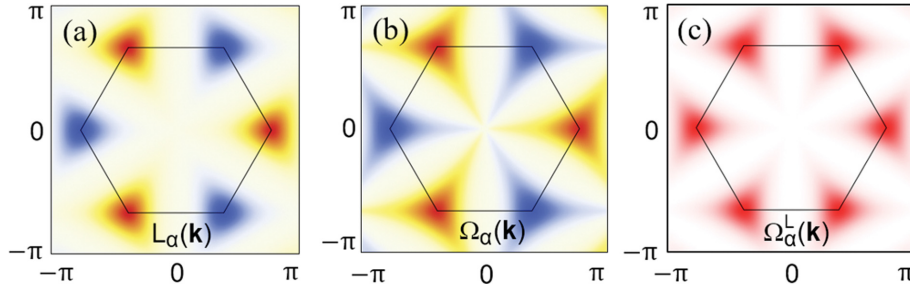


Fig. 2. (Color online) (a) Magnon orbital-moment texture, (b) magnon Berry curvature, and (c) magnon orbital Berry curvature for a spin-down magnon state in a honeycomb antiferromagnet.

이를 이해하기 위해 먼저 베리곡률(Berry curvature)을 살펴보자. 베리 곡률은 운동량 공간에서 유효 자기장처럼 작용하여, 마그논 파동함수의 횡방향 운동을 유도한다. 벌집 격자 반강자성체에서는 스핀-궤도 결합항이 없어도, 반전대칭성의 부재로 인해 각 마그논 밴드가 유한한 베리 곡률 $\Omega_n(\mathbf{k})$ 을 갖는다. 그러나 이 계에서는 시간반전과 xy 평면 내 한 축을 중심으로 한 180도 스핀 회전을 결합한 대칭성이 남아있다. 이 유효 시간 반전 대칭성 때문에 베리 곡률은 운동량에 대해 홀수 함수가 된다[Fig. 2(b)].

$$\Omega_n(\mathbf{k}) = -\Omega_n(-\mathbf{k}). \quad (3)$$

베리 곡률의 대칭성에 대한 일반적인 논의는 Xiao 등의 리뷰 논문 Sec. III B를 참고할 수 있다[8]. 따라서 베리 곡률만을 운동량 공간에서 적분하면 $\Omega_n(\mathbf{k})$ 와 $\Omega_n(-\mathbf{k})$ 의 기여가 서로 상쇄되며 통상적인 마그논 홀 전류는 나타나지 않는다. 다시 말해, 베리 곡률은 각 운동량에서 국소적으로 유한하더라도 전체 수송 응답으로는 드러나지 않는다. 일반적인 마그논 스핀 네른스트 효과나 마그논 홀 효과에서는 잘로신스키-모리야(Dzyaloshinskii-Moriya) 상호작용[9], 쌍극자 상호작용[10], 또는 입체적인 스핀 배열에서 기인한 스핀 카이랄리티[11]가 베리곡률의 상쇄를 깨는 역할을 한다. 반면 여기서 다루는 마그논 오비탈 홀 수송은 이러한 추가 상호작용이나 입체적인 스핀구조 없이도 가능하다는 점에서 구별된다.

핵심은 수송되는 물리량이 단순한 마그논 수가 아니라 오비탈 모멘트라는 데에 있다. 앞 절에서 설명한 것처럼 마그논 오비탈 모멘트 $L_z^o(\mathbf{k})$ 역시 운동량에 대해 홀수 함수이다. 따라서 베리 곡률 $\Omega_n(\mathbf{k})$ 과 오비탈 모멘트 $L_z^o(\mathbf{k})$ 는 각각 $\mathbf{k}$ 와 $-\mathbf{k}$ 에서 부호가 바뀌지만, 두 물리량의 곱 $L_z^o(\mathbf{k})\Omega_n(\mathbf{k})$ 은 운동량에 대해 짝수 함수가 된다[Fig. 2(c)]. 따라서 운동량 공간 전체에 대해 적분했을 때 $\mathbf{k}$ 와 $-\mathbf{k}$ 의 기여가 상쇄되지 않고 더해질 수 있다. 이 직관은 오비탈 전류 연산자를 포함한 일반화된 베리 곡률, 즉 마그논 오비탈 베리 곡률 $\Omega_n^L(\mathbf{k})$ 의 계산으로 정식화되며, 이 양이 마그논 오비탈 홀 수송을 담당한다. 이것이 마그논 오비탈 홀 효과의 핵심 원리이다. 물리

적으로는 온도 구배에 의해 열적으로 들뜬 마그논들이 이동할 때, 서로 반대 오비탈 모멘트를 갖는 마그논 상태들이 서로 반대 방향으로 횡방향으로 편향을 받는 것으로 이해할 수 있다. 그 결과 마그논의 총 횡방향 흐름은 상쇄되더라도, 오비탈 모멘트의 순수한 횡방향 전류가 발생할 수 있다.

이 효과의 중요한 특징은 스핀-궤도 결합이 없어도 나타날 수 있다는 점이다. 기존의 많은 마그논 홀 현상은 잘로신스키-모리야 상호작용, 쌍극자 상호작용, 또는 스핀 카이랄리티가 만들어내는 유효 자기장에 기반한다. 반면 마그논 오비탈 홀 효과는 교환 상호작용과 격자 구조만으로도 가능하다. 따라서 이 결과는 마그논의 횡방향 수송 현상을 스핀-궤도 결합이나 입체적인 스핀구조에 의존하는 현상으로만 이해하던 기존 관점을 넓혀준다. 온도 구배에 의한 마그논 오비탈 홀 전류는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$J_y^L = -\alpha_x^L \partial_x T, \quad (4)$$

여기서 J_y^L 은 y 방향으로 흐르는 마그논 오비탈 전류이고, $\partial_x T$ 는 x 방향 온도 구배이다. α_x^L 는 마그논 오비탈 네른스트 전도도로 마그논 밴드의 오비탈 베리 곡률과 열적 점유도에 의해 결정된다. 직관적으로는, 온도 구배가 열적으로 들뜬 마그논의 흐름을 만들고, 베리 곡률은 이 흐름을 횡방향으로 휘어지게 한다고 볼 수 있다. 이때 서로 반대 오비탈 모멘트를 갖는 마그논들이 서로 반대 방향으로 이동하면서, 전체 마그

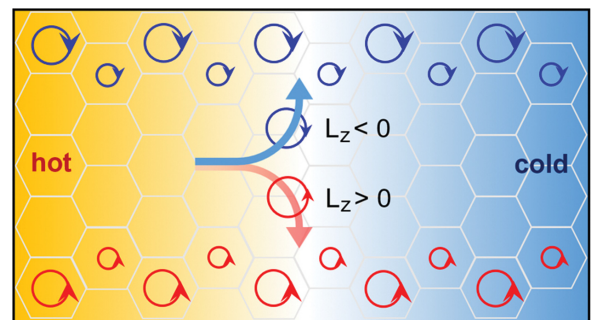


Fig. 3. (Color online) Schematic illustration of the magnon orbital Hall effect.

는 흐름은 상쇄되더라도 순수한 마그논 오비탈 전류가 형성된다(Fig. 3). 이러한 설명은 전자계의 오비탈 홀 효과와 유사하다. 그러나 마그논은 전하를 갖지 않으므로, 전자의 오비탈 모멘트처럼 직접적인 오비탈 자화를 만들지는 않는다. 대신 마그논 오비탈 모멘트는 마그논이 격자 위에서 갖는 내부적인 고리형 운동을 나타내는 양으로 볼 수 있다. 다음 절에서는 이러한 고리형 운동이 스핀구조에서 어떻게 드러나는지를 스핀 카이랄리티와 연결하여 논의한다.

III. 스핀구조 관점: 마그논 전류 고리와 스핀 카이랄리티 홀 효과

앞 절에서는 마그논 오비탈 모멘트와 그 횡방향 수송을 운동량 공간의 관점에서 설명하였다. 이제 같은 물리가 스핀구조 안에서 어떻게 드러나는지 살펴보자. 마그논 오비탈 모멘트는 격자의 기본 고리를 따라 형성되는 마그논 전류 패턴과 관련되며, 이러한 패턴의 스핀구조적 표현을 가장 간단하게 보여주는 물리량 중 하나가 스핀 카이랄리티이다.

세 스핀 $\mathbf{S}_i$, $\mathbf{S}_j$, $\mathbf{S}_k$ 에 대한 국소 스핀 카이랄리티는 다음과 같이 정의된다.

$$\chi_{ijk} = \mathbf{S}_i \cdot (\mathbf{S}_j \times \mathbf{S}_k). \quad (5)$$

이 물리량은 세 스핀이 스핀 공간에서 이루는 입체각의 크기와 부호를 나타낸다[Fig. 4(a)]. 기존 연구에서 스핀 카이랄리티는 주로 정적으로 주어진 입체적인 스핀 구조의 성질로 다루어졌다. 예를 들어 스커미온 결정이나 반강자성체에서 스핀 카이랄리티는 전자나 마그논이 느끼는 유효 자기장을 만들고, 이를 통해 홀 효과를 유도하는 배경량으로 작용한다[11].

그러나 스핀 카이랄리티를 마그논 연산자로 전개하면 보다 동적인 해석이 가능하다. 예를 들어 모든 스핀이 z 방향으로 정렬된 강자성체를 생각하자. 각 스핀을 평형 성분과 작은 횡방향 요동으로 나누면, $\mathbf{S}_i = S\hat{z} + \delta\mathbf{S}_i$ 와 같이 쓸 수 있다. 평형상태에서는 모든 스핀이 z 방향 이므로 스핀 카이랄리티는 0이다. 또한 하나의 스핀요동만으로는 유효한 입체각을 만들 수 없기 때문에 선형 차수의 항도 사라진다. 즉, 스핀 카이랄리티는 횡방향 스핀 요동의 이차항부터 유효한 값을 가지며, 삼각형 i, j, k 에 대해서 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\chi_{ijk}^{(2)} \approx S \left[(\delta\mathbf{S}_i \times \delta\mathbf{S}_j)_z + (\delta\mathbf{S}_j \times \delta\mathbf{S}_k)_z + (\delta\mathbf{S}_k \times \delta\mathbf{S}_i)_z \right]. \quad (6)$$

여기서 각 항은 두 꼭지점 사이의 마그논 전류에 해당한다. 각 변을 따라 흐르는 마그논 전류를 I_{ij} , I_{jk} , I_{ki} 라고 하면,

$$\chi_{ijk}^{(2)} \propto I_{ij} + I_{jk} + I_{ki}. \quad (7)$$

따라서 스핀 카이랄리티는 세 스핀의 입체각을 나타내는 물

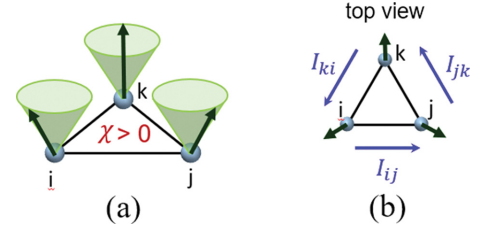


Fig. 4. (Color online) Schematic illustration of (a) scalar spin chirality and (b) the corresponding magnon-current picture.

리량이지만, 마그논으로 표현하면 삼각형 격자를 따라 흐르는 국소적인 마그논 전류 패턴으로도 해석될 수 있다[Fig. 4(b)]. 이 관점은 마그논 오비탈 모멘트와 스핀 카이랄리티가 서로 다른 형식으로 정의되면서도 마그논 전류의 고리형 흐름이라는 공통된 물리적 내용을 공유함을 보여준다.

앞서 벌집 격자에서 논의한 마그논 오비탈 모멘트는 육각형 격자 고리 위의 마그논 전류와 연결된다. 이러한 전류 구조는 벌집 격자에만 국한되지 않으며, 다른 격자 구조에서도 나타날 수 있다. 특히 카고메(kagome) 격자는 삼각형 기본 구조로 이루어져 있어, 세 스핀의 삼중곱으로 정의되는 스핀 카이랄리티를 논의하기에 적합하다. 벌집 격자에서도 유사한 수송이 가능하지만, 카고메 격자에서는 삼각형을 이루는 세 스핀만으로 전류 고리의 물리적 의미가 더 직접적으로 드러난다.

위의 전류 고리 해석은 원자적 스핀 동역학 시뮬레이션에서도 확인된다. 카고메 격자의 긴 방향을 x 방향으로, 폭이 유한한 방향을 y 방향으로 둔 때 모양 시료를 생각하자. x 방향으로 비균일한 온도 분포를 가하면, 온도 구배 방향으로 열적 마그논 흐름이 형성되고, 이때 마그논이 갖는 국소 스핀 카이랄리티 성분이 온도 구배에 수직인 y 방향으로 수송될 수 있다. Fig. 5는 카고메 자성체에 대해 원자적 스핀 동역학 시뮬레이션을 수행한 결과를 보여준다. Fig. 5(a)는 시료에 가한 온도 분포를 나타내며, Fig. 5(b)와 (c)는 각각 카고메 강자성체와 카고메 반강자성체에서 계산된 순 스핀 카이랄리티 축적을 나타낸다. 빨간색과 파란색은 각각 서로 반대 부호의 스핀 카이랄리티를 의미한다. 온도 구배가 존재하는 영역에서 시료의 위쪽과 아래쪽 가장자리에 서로 반대 부호의 스핀 카이랄리티가 축적되며, 이는 온도 구배가 시료의 횡방향으로 스핀 카이랄리티 전류를 유도한다는 것을 보여준다[12].

이 결과는 스핀 카이랄리티가 정적인 스핀 구조의 성질에 머무르지 않고, 마그논에 의해 생성되고 수송될 수 있는 동적인 물리량임을 보여준다. 스핀 카이랄리티를 마그논 전류 패턴으로 해석하면, 가장자리에서의 스핀 카이랄리티 축적은 국소적인 마그논 전류 고리 성분이 횡방향으로 운반된 결과

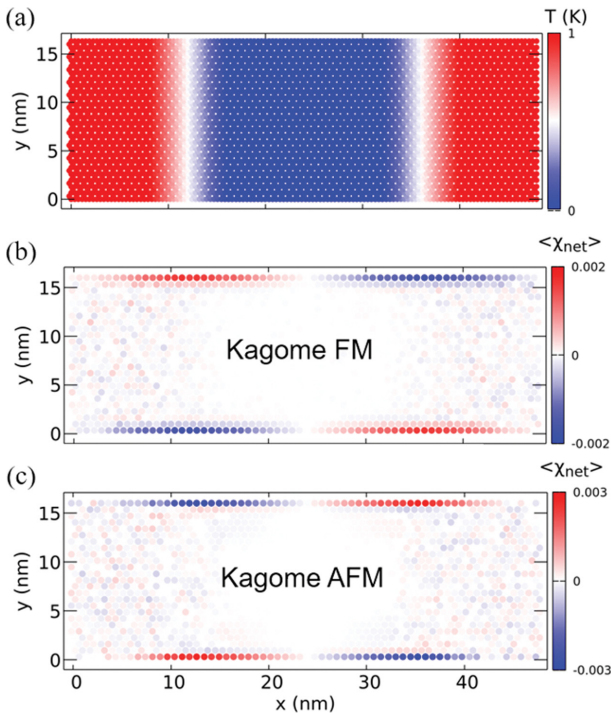


Fig. 5. (Color online) Atomistic simulation results. (a) Temperature profile. (b), (c) net scalar spin chirality accumulation profiles for kagome ferromagnet and antiferromagnet, respectively.

로 이해할 수 있다. 따라서 스핀 카이랄리티 홀 효과는 마그논 오비탈 홀 효과와 공통된 전류 고리 그림을 갖는 스핀구조 기반의 횡방향 수송 현상으로 볼 수 있다.

IV. 실험적 검출과 향후 전망

마그논 오비탈 모멘트와 스핀 카이랄리티의 수송을 실험적으로 검출하기 위해서는 이들 내부 자유도의 축적을 전기적, 자기적, 또는 광학적 신호로 변환하는 과정이 필요하다. 마그논은 전하를 갖지 않으므로, 전자계의 전하 홀 효과처럼 직접적인 전압 신호로 나타나지는 않는다. 따라서 마그논 내부 자유도와 결합하는 다른 물리량을 이용한 간접 검출 방식이 중요하다.

마그논 오비탈 모멘트의 검출에는 마그논 전류 고리에 의해 유도되는 전기분극을 활용할 수 있다. 자성체에서 이웃한 스핀들이 서로 다른 방향을 향하면, 두 스핀 사이의 스핀 전류가 전기분극을 유도할 수 있음이 알려져 있다[13]. 마그논 오비탈 모멘트는 고리형 마그논 스핀 전류로 이해될 수 있으므로, 시료 가장자리에 축적된 마그논 오비탈 모멘트는 국소적인 전기분극 또는 분극 전하의 축적으로 이어질 수 있다. 따라서 국소 전위 분포를 측정하면 마그논 오비탈 모멘트의 축적을 간접적으로 검출할 수 있을 것으로 기대된다. 다만 이

러한 전기적 신호는 매우 작을 수 있으며, 실제 측정을 위해서는 마그논 오비탈 모멘트의 축적과 확산 과정을 정량적으로 이해할 필요가 있다. 특히 가장자리에서의 신호 크기는 오비탈 전류의 크기뿐 아니라 오비탈 모멘트의 확산 길이와 완화 시간에 의해 결정되므로, 국소 전위 측정을 위해서는 이러한 확산 정보에 대한 추가 연구가 필요하다.

스핀 카이랄리티의 경우에도 몇 가지 검출 경로를 생각할 수 있다. 스핀 카이랄리티는 전자계의 위상적 오비탈 자화(topological orbital magnetization)와 결합할 수 있으므로[14], 마그논에 의해 유도된 비평형 스핀 카이랄리티는 전자의 오비탈 자화로 나타날 수 있다. 이러한 오비탈 자화는 자기광학 Kerr 효과와 같은 광학적 측정으로 탐색할 수 있다. 또한 스핀 카이랄리티가 인접한 금속층의 전자 수송에 영향을 준다면, 전기적 신호를 통한 간접 검출도 가능할 수 있다[15]. 더 나아가 중성자 산란[16]이나 공명 비탄성 X선 산란[17]은 스핀 카이랄리티와 관련된 신호를 측정하는 데 활용될 수 있다. 그러나 이러한 방법들은 아직 원리적인 제한에 가깝다. 스핀 카이랄리티 축적은 시료 가장자리의 제한된 영역에 나타나므로, 이러한 신호를 이용하더라도 높은 공간 분해능과 감도가 요구된다.

향후 연구에서는 몇 가지 방향이 중요할 것으로 보인다. 첫째, 다양한 격자 구조와 자기 질서에 대한 분류가 필요하다. 벌집 격자와 카고메 격자는 각각 육각형 및 삼각형 격자 고리를 통해 마그논 오비탈 및 카이랄 자유도를 잘 드러내는 대표적인 예이다. 그러나 삼각 격자, 사각 격자, 파이로클로어(pyrochlore) 격자 등에서는 격자 고리 사이의 상쇄 효과나 대칭성 제약이 서로 다르게 나타날 수 있다. 따라서 어떤 격자 구조와 자기 질서에서 마그논 오비탈 및 카이랄 수송이 허용되는지에 대한 일반적인 기준을 세우는 것이 필요하다.

둘째, 마그논 오비탈 모멘트와 스핀 카이랄리티가 다른 자유도와 어떻게 결합할 수 있는지도 흥미로운 주제이다. 예를 들어 카이랄 포논, 광자의 각운동량, 전자의 오비탈 자유도는 모두 자성체의 스핀 동역학과 결합할 수 있는 후보이다. 이러한 결합이 실제로 나타나기 위해서는 스핀-격자 결합, 스핀-궤도 결합, 계면 상호작용 등 구체적인 미시적 메커니즘이 필요하다. 따라서 향후 연구에서는 마그논의 오비탈 및 카이랄 자유도가 다른 준입자 자유도와 어떻게 상호작용할 수 있는지 검토할 필요가 있다.

마지막으로, 이러한 연구는 마그논 수송의 개념을 확장한다는 점에서 의미가 있다. 마그논은 전통적으로 스핀과 에너지를 운반하는 준입자로 이해되어 왔지만, 최근 연구는 마그논 오비탈 모멘트와 스핀 카이랄리티 같은 내부 자유도도 함께 운반할 수 있음을 보여준다. 이러한 관점은 향후 마그논 기반 소자에서 스핀 이외의 자유도를 활용할 가능성을 제시한다.

V. 요 약

본 해설논문에서는 마그논 오비탈 모멘트의 홀 수송을 소개하였다. 마그논 오비탈 모멘트는 마그논 상태가 갖는 오비탈 전류 구조를 나타내는 물리량이다. 이는 마그논이 스핀과 에너지뿐 아니라 오비탈 모멘트라는 내부 자유도도 수송할 수 있음을 보여준다. 특히 통상적인 마그논 홀 효과와는 달리, 마그논 오비탈 홀 효과는 격자 구조와 교환 상호작용만으로도 나타날 수 있다는 점에서 의미가 있다.

또한 스핀 카이랄리티는 세 스핀이 이루는 입체각으로 정의되지만, 마그논 관점에서는 삼각형 격자 고리를 따라 흐르는 국소적인 마그논 전류 패턴으로 해석될 수 있다. 이점에서 스핀 카이랄리티는 마그논 오비탈 모멘트와 마찬가지로 마그논이 갖는 내부적인 전류구조와 연결된다. 따라서 스핀 카이랄리티 역시 단순히 정적인 스핀 구조가 만들어내는 배경량에 머무르지 않고, 마그논과 함께 생성되고 수송될 수 있는 동적인 카이랄 자유도로 이해될 수 있다.

마그논 오비탈 모멘트와 스핀 카이랄리티는 서로 다른 방식으로 정의되지만, 둘 다 마그논 전류 고리라는 공통된 물리 그림과 연결된다. 이러한 관점은 마그논 수송 현상의 범위를 스핀과 에너지 수송을 넘어 내부 자유도 수송으로 확장하며, 향후 마그논 스핀트로닉스, 오비트로닉스, 카이랄 포논 및 광학적 각운동량 연구와의 연결 가능성을 제시한다.

감사의 글

본 연구는 한국연구재단의 지원을 받아 수행되었음(NRF-2022R1C1C2006578).

References

- [1] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, Phys. Rev. Lett. **88**, 117601 (2002).
- [2] B. F. Miao, S. Y. Huang, D. Qu, and C. L. Chien, Phys. Rev. Lett. **111**, 066602 (2013).
- [3] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, and E. Saitoh, Nature **455**, 778 (2008).
- [4] D. Go, D. Jo, C. Kim, and H.-W. Lee, Phys. Rev. Lett. **121**, 086602 (2018).
- [5] Y.-G. Choi, D. Jo, K.-H. Ko, D. Go, K.-H. Kim, H. G. Park, C. Kim, B.-C. Min, G.-M. Choi, and H.-W. Lee, Nature **619**, 52 (2023).
- [6] J. Shi, G. Vignale, D. Xiao, and Q. Niu, Phys. Rev. Lett. **99**, 197202 (2007).
- [7] G. Go, D. An, H.-W. Lee, and S. K. Kim, Nano Lett. **24**, 5968 (2024).
- [8] D. Xiao, M.-C. Chang, and Q. Niu, Rev. Mod. Phys. **82**, 1959 (2010).
- [9] S. K. Kim, H. Ochoa, R. Zarzuela, and Y. Tserkovnyak, Phys. Rev. Lett. **117**, 227201 (2016).
- [10] R. Takahashi and N. Nagaosa, Phys. Rev. Lett. **117**, 217205 (2016).
- [11] Y. Taguchi, Y. Oohara, H. Yoshizawa, N. Nagaosa, and Y. Tokura, Science **291**, 2573 (2001).
- [12] G. Go, D. P. Goli, N. Esaki, Y. Tserkovnyak, and S. K. Kim, Phys. Rev. Res. **7**, L022066 (2025).
- [13] H. Katsura, N. Nagaosa, and A. V. Balatsky, Phys. Rev. Lett. **95**, 057205 (2005).
- [14] M. dos Santos Dias, J. Bouaziz, M. Bouhassoune, S. Blügel, and S. Lounis, Nat. Commun. **7**, 13613 (2016).
- [15] H. Ochoa, S. K. Kim, and Y. Tserkovnyak, Phys. Rev. B **94**, 024431 (2016).
- [16] S. V. Maleyev, Phys. Rev. Lett. **75**, 4682 (1995).
- [17] W.-H. Ko and P. A. Lee, Phys. Rev. B **84**, 125102 (2011).