

Angular Momentum Transfer between Spin and Chiral Phonons

In Hyeok Choi¹, Dong Bin Shin^{1,2}, and Jong Seok Lee^{1,*}

¹Department of Physics and Photon Science, Gwangju Institute of Science and Technology (GIST), Gwangju 61005, Korea

²Max Planck Institute for the Structure and Dynamics of Matter and Center for Free Electron Laser Science, Hamburg 22761, Germany

(Received 23 June 2025, Received in final form 1 July 2025, Accepted 1 July 2025)

Recently, there has been active research on chiral phonons, which are described by the circular or elliptical orbital motion of ions. Chiral phonons have attracted attention due to their large observed magnetic moments, and studies are underway to uncover the mechanisms behind these phenomena, as well as to explore their applications in fields such as spintronics. For example, it has been reported that chiral phonons mediate the transfer of angular momentum during the demagnetization process of ferromagnetic materials. In this paper, we review recent progress in the study of chiral phonons and examine the generation and transport processes of acoustic chiral phonons.

Keywords : Chiral phonon, Acoustic chiral phonon, Angular momentum, Magnetic moment

스핀과 카이랄 포논 사이의 각운동량 전달

최인혁¹ · 신동빈^{1,2} · 이종석^{1,*}

¹광주과학기술원, 물리·광학과, 광주광역시 북구 첨단과기로 123, 61005

²구조와 물질 동역학에 대한 막스플랑크 연구소 및 자유전자레이저 센터, 독일, 함부르크, 22761

(2025년 6월 23일 받음, 2025년 7월 1일 최종수정본 받음, 2025년 7월 1일 게재확정)

최근 이온들의 원형 또는 타원 궤도 운동으로 기술되는 카이랄 포논에 대한 연구가 활발하게 진행되고 있다. 특히, 카이랄 포논이 상대적으로 무거운 이온의 운동인 점을 고려했을 때 자기 모멘트가 무시할 정도로 작게 나올 것이라는 예상과는 달리 보어 자기 모멘트에 이르는 정도로 큰 값을 가지는 것으로 실험결과들이 보고되어 있으며, 또한 강자성 물질의 자기 감화 과정에서 각운동량의 전달을 카이랄 포논이 매개하는 것으로 보고되고 있다. 최근에는, 이러한 흥미로운 현상들의 기작을 밝히는 연구와 함께 스핀트로닉스 등의 응용 연구들도 활발하게 진행되고 있다. 본 논문에서는 카이랄 포논과 관련한 최근 연구 진행 상황을 살펴보고, 어쿠스틱 카이랄 포논의 생성과 수송 과정에 대해 고찰해 보도록 한다.

주제어 : 카이랄 포논, 어쿠스틱 카이랄 포논, 각운동량, 자기모멘트

I. 서 론

포논(Phonon)은 결정 격자 내에서 원자의 집단적인 진동을 양자화한 준입자로, 고체의 열전도, 전기전도, 초전도 현상 등 다양한 물성을 이해하고 관련 기술을 발전시키는 데 핵심적인 역할을 한다. 일반적으로 삼차원 고체 내에서 포논의 양자 상태는 세 개의 자유도를 갖는 선형 기저벡터를 통해 기술되며, 궤도/자기 스핀 양자수는 0으로 주어진다. 한편, 두 개의 서로 수직인 선형 진동 모드를 90도 위상차로 선형 결

합하면, 원자 진동의 궤적이 원형을 이루는 격자 진동, 즉 카이랄 포논이 생성된다(Fig. 1)[1-10]. 이때 카이랄 포논의 양자 상태는 진동의 회전 방향에 따라 구분되는 두 종류의 카이랄성(시계방향 및 반시계방향)을 지닌 기저벡터를 기술될 수 있으며, 이에 따라 포논은 고유한 각운동량을 지니게 된다. 대부분의 고체 물질에서, 포논의 카이랄성은 축퇴되어 있어 서로 다른 카이랄성을 가진 포논들을 구별할 수 없다. 카이랄 포논을 형성할 수 있는 일반적인 상황은 외부 자기장에 의해 카이랄성 축퇴를 깨는 것이지만, 자기장을 인가하지 않더라도 비대칭적인 격자 구조나 시간 반전 대칭성이 파괴된 조건에서도 고유한 카이랄 포논 상태가 나타날 수 있다[8-10]. 예를 들어, 반전 대칭성이 깨진 단원자층 WSe₂에서는

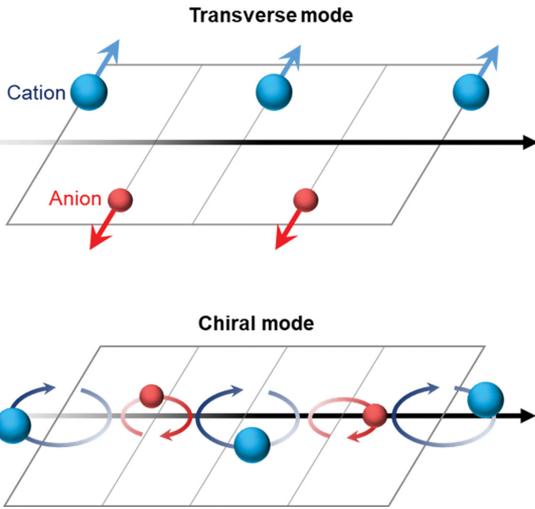


Fig. 1. (Color online) A schematic diagram of chiral phonons involving circular orbital motion of ions. The magnetic moment associated with the orbital motion of individual ions can be proportional to their charge and inversely proportional to their mass, and the total net magnetic moment can emerge as a finite sum of these contributions.

브릴루앙 존(Brillouin zone) 모서리에서 시계방향 및 반시계 방향의 포논 모드가 서로 다른 에너지 준위를 가지며, 광 여기된 정공의 이완 과정에서 에너지, 운동량, 각운동량 보존 법칙을 통해 카이랄 포논이 형성될 수 있음이 실험적으로 처음 관측되었다[8]. 이러한 카이랄 포논은 기존 포논이 지니는 다양한 양자적 특성에 더해, 카이랄성이라는 새로운 자유도를 보유하고 있어 각운동량을 가지며, 스핀 및 궤도 자유도와와의 상호작용을 통해 에너지와 운동량뿐만 아니라 각운동량까지 능동적으로 교환할 수 있다. 이는 고체 내 각운동량 전달 메

커니즘에 대한 이해를 심화시키는 데 기여할 뿐만 아니라, 스핀트로닉스 응용에 있어서도 핵심적인 역할을 수행하는 중요한 준입자이기 때문에 보다 깊게 연구할 필요가 있다.

본 논문에서는 최근 활발히 연구되고 있는 카이랄 포논의 각운동량 및 자기 모멘트에 대한 기본적인 특성을 정리하고, 이와 관련된 각운동량 전달 현상과 향후 연구 방향에 대해 고찰하고자 한다.

II. 포논의 각운동량

포논의 각운동량은 원형 궤도로 이온들이 회전할 경우에는 $\pm \hbar$ 에 해당하는 값을 가지고, 타원 궤도의 운동의 경우에는 이 보다 작은 값을, 그리고 선형 운동의 경우에는 0의 값을 가지게 된다. 따라서, 포논이 빛 또는 전자와 같은 다른 준입자들과 상호 작용할 경우, 에너지, 운동량 뿐만 아니라 각운동량 보존 법칙을 고려해야만 한다. 특히, 고체 시스템에 유효 각운동량을 갖는 원편광 된 빛을 가하여 포논이 빛을 흡수한다면, 각운동량 보존 법칙에 의해 카이랄 포논을 생성 또는 소멸시킬 수 있다. 실제로, 원편광 빛을 이용한 발광 (luminescence) 실험에서 카이랄 포논의 생성 및 소멸이 실험적으로 관측 되었으며[8], 이러한 결과는 카이랄 포논의 정의와 준입자들 사이의 상호 작용에서 각운동량 보존이 어떻게 고려되어야 하는지를 보여준다. 본 장에서는 해당 실험 결과를 간단히 소개하며 포논 각운동량의 기본적인 성질에 대해 살펴보고자 한다.

단층 2H-WSe₂은 반전대칭성이 깨어진 벌집 격자를 가지며 기본적으로 3겹 회전대칭성(C₃)을 지니고 있다. 이러한 대칭성을 따라 Gamma, K, K' 위치의 포논 역시 C₃ 회전 대칭

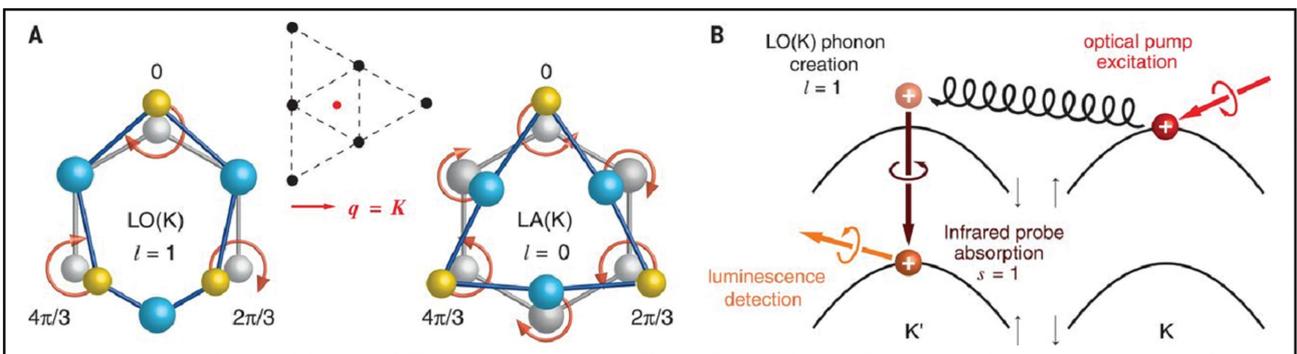


Fig. 2. (Color online) The definition of chiral phonons and selection rules for hole-phonon interactions in monolayer WSe₂. (a) Two phonon modes involving circular motion of W and Se atoms, defined at the K point in reciprocal space. For the LO(K) mode, the circular motion of W atoms results in a pseudo-angular momentum of +1, whereas the LA(K) mode maintains its form under a 120-degree rotation, resulting in a pseudo-angular momentum of 0. (b) Angular momentum transfer between chiral phonons and valleys during optical transitions of holes. Holes injected by left-circularly polarized (LCP) light pump interact with LO(K) phonons via a virtual scattering process, causing the holes to transition from the K valley to the K' valley. Simultaneously, as the holes transfer while maintaining their spin polarization, they emit right-circularly polarized (RCP) light. This phenomenon has been experimentally verified (Adapted with permission from Ref. [8]. Copyright 2018 Science.).

성에 대해 위상 차이만을 가지며, 동일한 물리적 특성을 가진다. 독립된 이온들의 원형 궤도 운동을 각운동량이라는 물리량으로 통상적으로 기술하는 것과는 달리 고체 내부 이온들의 집단적인 거동으로 주어지는 포논이 가지는 양자화된 각운동량은 의사 각운동량(PAM, pseudo angular momentum) [11]이라 구분해서 다루어지며, 이러한 대칭성 조건에 따라 각 세 지점에서의 포논들의 의사 각운동량은 +1, 0, -1의 값을 가질 수 있다. 예를 들어, K 위치의 종방향 광학(LO(K)) 포논 모드는 +1의 PAM 값을 가지고, 종방향 음향(LA(K)) 포논 모드의 경우 120도 회전을 하더라도 그 형태가 그대로 유지되고 있기 때문에 0의 PAM을 가진 모드가 된다(Fig. 2A). 이 두 모드들은 W와 Se 이온들의 질량들이 다른 점 등의 이유로 주파수가 서로 다르게 주어지기 때문에, K 위치에서의 축퇴가 PAM에 따라 깨지게 된다. 이러한 분석은 외부 자기장이 없더라도, 고체 시스템의 대칭에 따라 0이 아닌 각운동량을 가진 카이랄 포논 모드가 있을 수 있음을 보여준다.

이 물질의 원자가 전자대는 스핀-궤도 상호작용의 효과로 스핀 에너지 분리가 존재하는데, K와 K' 위치에서 모두 전자(또는 정공)의 PAM은 0인 상태로 있게 된다. 한편, 단층 2H-WSe₂의 밸리 특성을 고려하면 반시계방향으로 원편광된 빛을 통해 K 위치의 전자를(또는 정공) 확인할 수 있고, 시계방향으로 원편광된 빛을 통해 K'(=-K) 위치의 전자(또는 정공)를 확인할 수 있다. 본 실험에서는, Fig. 2B와 같이 반시계 방향으로 편광된 빛을 통해 K 지점에 있는 +1/2 스핀의 전공을 여기시켰고, 이때 K'(=-2 K)의 운동량을 가진 LO(K) 포논을 생성하며 K'(=-K)의 +1/2 정공으로 전이된다. 이렇게 K' 위치로 전이된 +1/2 정공이 존재하는 것을 시계방향으로 편광된 적외선 빛의 원편광 이색성을 통해 실험적으로 확인하였다. 이 결과는 반시계방향으로 편광된 광자의 각운동량이 포논의 각운동량으로 전달되었음을 직접적으로 보여주며, 고체 내에서 카이랄 포논이 각운동량 전달 과정에 중요한 역할을 함을 시사하는 의미있는 발견이다.

III. 카이랄 포논의 자기 모멘트

카이랄 포논은 전하를 띠고 있는 이온들의 회전 운동인 점을 고려할 때, 카이랄 포논이 생성하는 자기모멘트를 고려해 볼 수 있다. 고전적인 Current loop model에 따르면, 전하 Q와 질량 m을 가진 입자가 회전 운동을 할 때, 각운동량 L과 자기 모멘트 μ 는 gyromagnetic ratio g로 연결이 된다 ($\mu = gQL/2m$). 일반적으로 고체 내부의 카이랄 포논이 생성하는 자기 모멘트는 전자보다 훨씬 무겁다는 점과 고체 내부에 존재하는 반대 극성의 이온들에 의한 자기 모멘트 상쇄 효과 때문에, 전자가 만들어내는 자기 모멘트 기여에 비해 그

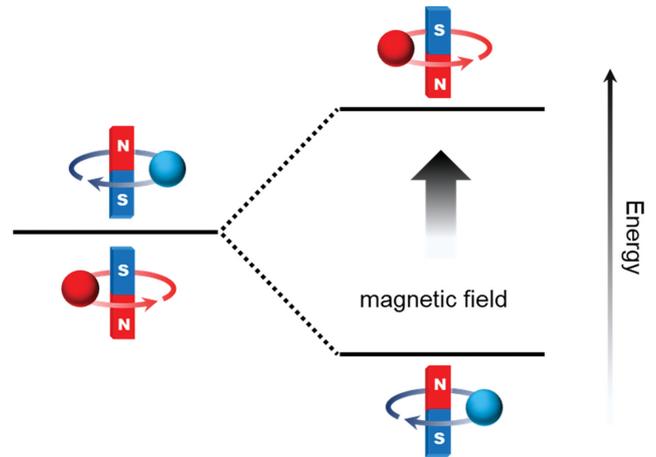


Fig. 3. (Color online) A schematic diagram of the phonon Zeeman effect. By applying a magnetic field, the degeneracy of chiral phonons is lifted according to their chirality, resulting in a significant energy splitting that is proportional to the magnetic field and the magnetic moment of the chiral phonons.

크기가 매우 작을 것으로 예상된다. 하지만, 이러한 고전적인 예측과는 다르게 카이랄 포논의 자기 모멘트는 전자의 자기 모멘트 값과 유사할 정도로 높게 관측이 되고 있는 상황이며 [4,6,12-15], 이는 카이랄 포논에 대한 응용성을 그만큼 높이고 이로 인해 그 관심이 높은 가장 큰 이유이기도 하다.

포논의 자기모멘트를 평가하는 가장 직접적인 방법은 소위 포논 제만(Zeeman) 효과를 이용하는 것이다. 포논 제만 효과는 자기장 하에서 포논 모드가 시계-반시계 방향으로 원편광된 포논 모드가 에너지적으로 분리되는 현상이며, 이러한 에너지 분리는 포논의 자기모멘트에 비례해서 주어진다(Fig. 3). 이러한 효과는 시간 반전 대칭이 깨진 조건에서 특히 두드러지며, 자기장 방향에 따라 특정 카이랄 포논 모드의 진동수가 증가하거나 감소할 수 있다. 포논 제만 효과는 카이랄 포논의 존재를 간접적으로 검출하는 데 사용될 수 있으며, 강자성체나 반강자성체에서 실험적으로 관측되었다[12-15]. 특히, 보어 자기 모멘트(μ_B)에 근접하거나 이를 넘어서는 자기 모멘트 크기가 측정되고 있으며, 이는 카이랄 포논에서 기존에 예상되던 핵자기 모멘트 수준보다 수십~수백 배 이상 큰 값이 된다. 이러한 포논 제만 효과에 대한 실험 결과와 더불어, 펄프-프루브 실험에서 레이저로 결맞게 제어된 카이랄 포논을 생성했을 때, 비자성 물질에서도 유의미한 자화가 나타남을 확인한 바가 있으며[4,15], 이 역시 카이랄 포논이 실제로 자기 모멘트를 가지며, 자성 응답을 유도할 수 있음을 나타낸다.

한편, 이렇게 큰 자기 모멘트는 단순한 이온의 원운동만으로 설명할 수 없는 것이며, 대신 전자-포논 결합 또는 스핀-포논 결합을 통해 포논이 전자 또는 스핀의 오비탈 각운동량

을 유도하거나 조정하며, 그 결과로 큰 유효 자기 모멘트가 생성되는 것으로 예상되고 있다[16-20]. 특히, 전자의 오비탈이 포논과 결합될 때, 포논의 원형 또는 타원 편광에 따른 자기운동이 전자의 자기모멘트와 유사하거나 더 크게 증폭될 수 있을 것이다.

IV. 초고속 자기 감화 과정에서 스핀-포논 사이의 각운동량 전달

강자성 물질에서 강한 세기의 레이저 펄스를 조사하게 되면 스핀 시스템의 온도가 증가하면서 자화도가 전체적으로 감소하는 자기 감화 현상이 나타난다. 이러한 과정을 각운동량의 관점에서 들여다보게 되면 자화도의 감소는 전자의 스핀 또는 오비탈의 각운동량의 감소로 해석될 수 있게 된다. 그럼, 이렇게 줄어든 각운동량은 어디로 전달이 되게 될까? 바넷 효과와 아인슈타인-드-하스 효과는 기계적 운동에서 스핀 각운동량으로, 그리고 그 반대로의 변환이 가능함을 보여준다[21,22]. 그러나, 이러한 거시적인 회전을 시작하기에는 자기 감화가 일어나는 시간이 너무 짧고, 비슷한 이유로 스핀과 격자의 상호작용에 의한 효과는 상대적으로 그 속도가 많이 느릴 것으로 생각되어지기 때문에 바넷 또는 아인슈타인-드-하스 효과나 격자의 직접적인 기여를 중요하게 고려하지 않게 되었다. 결국, 자기 감화에 따라 줄어든 각운동량은 다른 곳으로 전달이 되어야 하는데, 초고속 감자 현상 관찰 이후, 많은 연구자들이 이 문제를 실험적으로 다루면서 각운동량이 어떤 하위 시스템으로, 어떻게 전달되는지에 대한 다양한 시나리오가 제시되어 왔다[23-29].

여기에서는 이와 관련한 Ni 박막에 대한 두 개의 선행 연구 결과를 간단히 소개한다. 우선 2007년에 Stamm을 비롯한

연구진들이 발표한 논문에서는 XMCD를 통해 Ni 스핀의 각운동량 감소가 오비탈 쪽으로 전달되는 것이 아님을 보이면서 격자로의 각운동량 전달 가능성을 제시하였다[30]. 그리고, 2022년에 Tauchert를 비롯한 연구진들은 Ni에 대해 초고속 자기 감화를 유도하고, 이에 수반되는 포논의 거동을 전자 회절 실험을 통해 추적하였다[1]. 이 연구진들은 높은 주파수의 포논들이 2피코미터 정도의 진동 크기를 가지면서 비등방적인 회전면을 형성하는 결과를 얻었고, 이온이 진동하는 회전면이 초기 자화 방향에 수직하게 주어진다라는 사실도 밝혀내었다. 해당 연구진들은 이러한 격자의 진동을 원형 편광된 포논으로 해석하였고, 초기 자화 방향에 따른 각운동량의 방향 변화가 포논의 거동에서도 일관성 있게 확인이되면서, 스핀에서 포논으로의 각운동량 전달이 실제로 일어나고(Fig. 4), 이러한 전달이 펨토초 수준에서 매우 빠르게 나타날 수 있음을 보여준 고무적인 실험 결과라고 할 수 있다.

V. 음향 카이랄 포논의 생성과 검출

앞서 소개한 것처럼, 스핀-포논 상호작용 및 각운동량 보존 법칙에 의하여 스핀의 각운동량이 포논으로 펨토초(10^{-15} 초) 단위에서 전달될 수 있음이 밝혀졌다[1]. 하지만 자성 물체에 토크를 만들어내는 아인슈타인-드-하스 효과는 마이크로초(10^{-6} 초) 단위로, 여전히 스핀의 각운동량이 물질의 거시적 회전을 만들어내는 전체 과정을 설명하기 위해서는 펨토초-피코초 사이에 무슨 일이 일어나는지 이해할 필요가 있다(Fig. 5). 이를 위해 먼저, 고체가 광자를 흡수했을 때 고체 내부 다양한 계들 간에 에너지, 각운동량 같은 물리량들이 어떻게 전달되는지 먼저 살펴보아야 한다. 고체 내부에는 크게 전자, 포논, 그리고 스핀계가 있으며, 서로 상호작용을 통해 에너지, 운동량, 그리고 각운동량을 서로 교환하고, 이러한 상호작용을 통한 물리량의 교환은 에너지 보존, 운동량 보존, 각운동량 보존 법칙 등을 따르게 된다. 외부에서 광자가 고체로 들어왔을 때 또한, 앞서 언급한 다양한 보존 법칙을 만족하는 경우에만 고체 내의 계들과 상호작용할 수 있다. 일반적으로, 적외선 영역(> 800 nm)의 빛을 물체에 조사하는 경우, 에너지 및 운동량 보존 법칙에 의해 오로지 전자계만 광자를 직접적으로 흡수할 수 있다. 다시 말해, 빛이 고체 내부로 들어온 직후, 전자, 포논, 스핀계간의 에너지 불균형이 발생한다는 의미가 된다. 이러한 광여기 직후의 각 계들 간 에너지 불균형 상태를, 에너지 비평형 상태라 부르고, 일반적으로 수 피코초(10^{-12} 초) 동안 지속된다[31]. 이러한 비평형 상태에 있는 전자/포논/스핀들은 페르미-디락 및 보즈-아인슈타인 열통계를 따르지 않고 높은 에너지를 갖는다. 수 피코초 이후 세 계들은 전자-포논 및 전자-스핀 상호작용에 의한

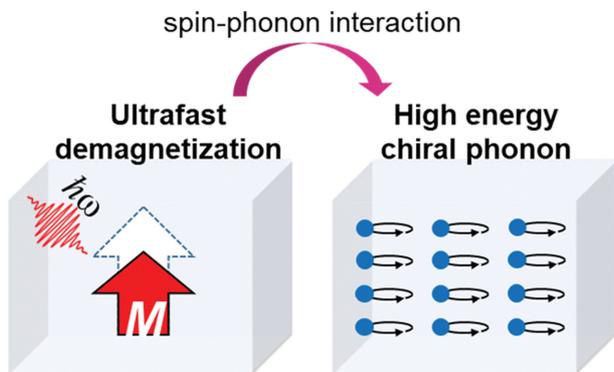


Fig. 4. (Color online) The formation process of chiral phonons during ultrafast magnetization in ferromagnetic materials. The reduction of spin angular momentum due to magnetic excitation induces the orbital motion of the lattice, leading to the formation of chiral phonons.

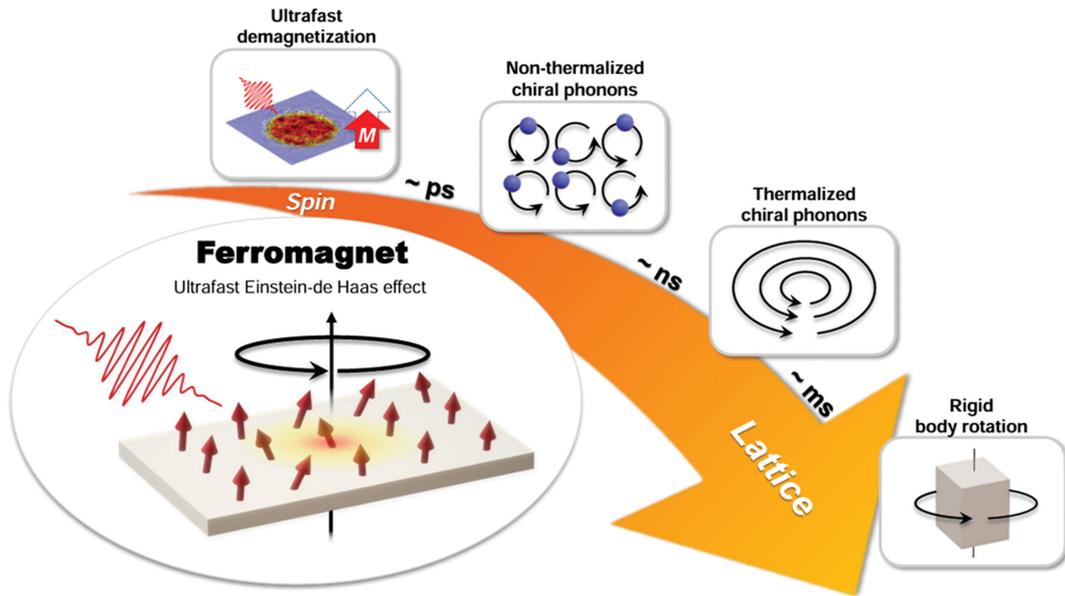


Fig. 5. (Color online) Changes in lattice motion during the ultrafast magnetization-induced reduction and transfer of angular momentum in ferromagnetic materials. Immediately after magnetic excitation, high-frequency chiral phonons are predominantly generated. And, as the system relaxes toward equilibrium, low-frequency acoustic chiral phonons become formed.

열평형 과정을 통해 평형 상태가 되고, 이때 전자/포논/스핀 들은 앞서 언급한 열통계를 따르게 된다. 이러한 열평형 준입자들은 나노초(10^{-9} 초)부터 밀리초(10^{-3} 초) 이상까지 고체 물질 내에서의 수송 현상의 물리적 성질을 결정하는데 중요한 역할을 한다. 이런 비평형-평형 전환은 에너지나 운동량 뿐만 아니라 각운동량 전달 과정에서도 동일하게 적용될 수 있다. 초고속 자기 감화를 통해 펨토초 단위에서 생성된 카이랄 포논은 생성 직후, 보존 입자의 통계적 거동을 설명하는 보즈-아인슈타인 열통계를 따르지 않는 열적 비평형 상태로 존재하게 된다. 이때 열적 비평형 상태에 있는 카이랄 포논은 높은 에너지를 가지며 대부분이 광학 포논(optical phonon) 형태로 존재한다[1,4,5]. 높은 열에너지를 가진 비평형 카이랄 광학 포논들은 전자-포논 및 포논-포논 상호작용을 통해 에너지 및 각운동량을 서로 교환하며, 수십 피코초 이내에 열평형 과정을 마친다[32]. 이러한 열평형 상태에 있는 카이랄 포논들은 상온에서 대략 25 meV 정도의 비교적 낮은 에너지를 갖기 때문에, 대부분이 음향 카이랄 포논 형태로 존재하게 된다.

이러한 음향 카이랄 포논의 생성 과정을 실험적으로 추적하기 위해서는, (1) 초고속 자기 감화를 만들어 내야 하며, (2) 펨토초 단위로 카이랄 포논의 동역학을 추적할 수 있어야 한다. 일반적으로 고체 물질 내부에 존재하는 준입자들의 초고속 동역학을 추적하기 위해 펨토초 레이저를 이용한 펌프-프루브 방법을 이용한다. 펌프-프루브 측정을 위하여 먼저 펨토초 레이저를 빔스플리터를 통하여 광여기를 위한 펌프빔,

그리고 준입자의 동역학을 추적하기 위한 프루브빔으로 나눈다. 그리고 펌프빔과 프루브빔 간의 경로차를 조절해 두 레이저빔 간에 시간차를 만들면, 광여기 직후의 여러 빛준입자 상호작용의 변화를 펨토초 단위에서 추적할 수 있다. 한편, 고체 내의 시간-역전 대칭 깨짐에 의한 자기광학 커효과(magneto-optic Kerr effect)를 통해, 카이랄 포논에 의해 유도된 자기장 모멘트를 관측하여 카이랄 포논들을 검출할 수 있다[4-6]. 여기서 주목할 점은, 빛의 에너지가 포논과 직접적으로 공명하지 않더라도, 카이랄 포논이 생성하는 자기장이 넓은 스펙트럼 범위에서 유전율의 비대칭 성분을 변화시킬 수 있기 때문에, 포논에 비해 더 높은 에너지를 갖는 빛에서도 카이랄 포논에 의한 자기광학 커효과를 기대할 수 있다는 것이다[4]. 앞서 설명한 펌프-프루브 측정과 자기광학 커효과를 결합해 고체 내에서의 초고속 카이랄 포논 동역학을 추적할 수 있다.

그럼에도 불구하고, 초고속 자기 감화를 통한 카이랄 포논 생성과정을 추적하는 과정에서 어떻게 초고속 자기 감화 신호와 카이랄 포논이 만들어내는 자성 신호를 분리할 수 있는지는 기술적으로 어려운 질문이 된다. 일반적으로, 초고속 자기 감화와 카이랄 포논의 형성은 동시에 발생하기 때문에, 두 자기 신호를 분리하는 것은 매우 어렵다. 이와 같은 문제는 카이랄 포논을 만들어내는 물질과(카이랄 포논 생성기), 카이랄 포논을 검출하는 물질(카이랄 포논 검출기)을 서로 분리함으로써 해결할 수 있다. Current loop model에 따르면 카이랄 포논이 만들어내는 자기 모멘트의 크기는 고체 내부 이온

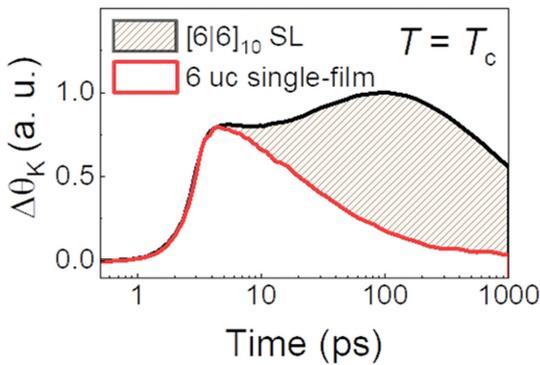
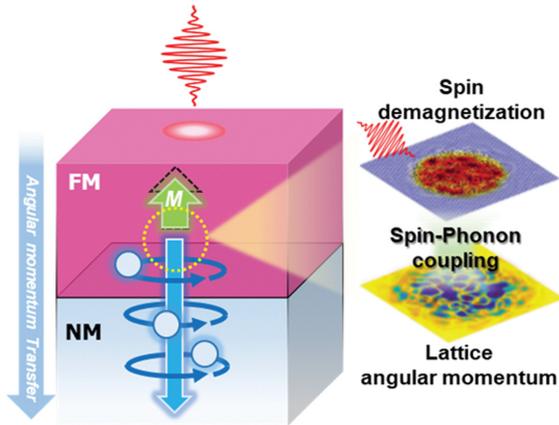


Fig. 6. (Color online) A schematic diagram illustrating the formation and transfer of chiral phonons in the heterostructure formed with SrRuO₃ (metallic ferromagnet) and SrTiO₃ (non-metallic, non-magnetic). In time-resolved magneto-optical Kerr effect experiments, a prominent signal attributed to acoustic chiral phonons is observed approximately 100 picoseconds after the pump beam excitation, along with the ultrafast ferromagnetic signal immediately following the pump (Reprinted from Ref. [6].).

들의 본 유효 전하(Born-effective charge)에 비례하므로[3], 일반적으로 자유 전자의 가림 효과가 없는 절연체에서 더 큰 포논 자기 모멘트를 기대할 수 있다. 따라서, 카이랄 포논 생성을 위한 물질로는 자기 금속 물질을 사용하고, 카이랄 포논 검출을 위한 물질로는 비자성 절연 물질을 이용한다면, 카이랄 포논의 생성 및 검출되는 장소를 물리적으로 분리시킬 수 있다. 이때, 자기 금속층과 비자기 절연층의 두께를 바꿔가며 펌프-프루브 자기광 커효과 신호를 비교한다면, 비자기 절연층에서 만들어진 카이랄 포논이 만들어 내는 신호만을 추출할 수 있다. Fig. 6는 자기 금속 스트론튬 루테튬 산화물 (SrRuO₃)과 비자기 절연체 스트론튬 타이타늄 산화물 (SrTiO₃) 접합 물질에서의 초고속 자기 감화를 통한 음향 카이랄 포논 형성 과정을 나타낸다[6]. 광여기를 통해 SrRuO₃ 층에 초고속 자기 감화를 유도하여 비평형 카이랄 광포논들을 형성하고, 이 카이랄 광학 포논들은 피코초 이내에 인접

한 SrTiO₃ 층으로 확산한다. 이때 SrRuO₃ 층의 초고속 자기 감화에 의한 자기광 커효과 신호가 주로 관측된다. SrTiO₃ 층으로 확산된 비평형 카이랄 광포논들은 포논-포논 상호작용을 통해 평형 상태에 있는 음향 카이랄 포논들로 바뀌며, 자기광 커효과를 통해 카이랄 포논들이 만들어 내는 자기 모멘트 신호를 관측할 수 있다. 본 실험을 통해, 음향 카이랄 포논들이 초고속 자기 감화에 의해 어떻게, 그리고 얼마나 빠르게 형성되는지 실시간으로 확인할 수 있었으며, 더욱이 비평형 상태에 있는 카이랄 광포논보다 평형 상태에 있는 음향 카이랄 포논이 유의미하게 더 큰 자기 모멘트를 만들어 내는 것을 확인할 수 있었다.

V. 향후 연구 방향 및 맺음말

카이랄 포논은 원형 편광된 격자의 진동이 전파되면서 각운동량 전달의 또다른 매개체로서 중요한 역할을 하고 있으며, 최근에는 포논 홀 효과 포논 제백 효과, 포논 제만 효과, 카이랄 다이오드 효과 등등 포논의 각운동량 자체를 기반으로 한 현상들이 다양하게 보고되고 있는 상황이다. 다만 카이랄 포논에 대한 이러한 연구는 아직은 초반기로 여겨지고 있으며 향후 수년 동안은 관련 현상들의 근본 기작을 명확히 이해하고자 하는 노력들이 지속될 것으로 예상된다. 응용적인 측면을 생각해보면 카이랄 포논과 관련한 에너지, 운동량, 각운동량 수송 특성은 전자공학 및 스핀트로닉스와의 결합이 쉽게 가능할 것으로 예상되고, 또한 열 기능성과의 결합 역시 가능할 수 있어 향후 심도있는 관련된 연구를 통해 고체 물질의 다양한 가능성을 더욱 심화시키고 그 범위를 넓힐 수 있을 것으로 기대된다.

감사의 글

본 논문은 과학기술정보통신부의 재원으로 한국연구재단의 중견연구자지원사업(RS-2022-NR070254) 세종펠로우십(RS-2024-00351794), 신진연구자지원사업(No. RS-2024-00333664)의 지원을 받아 수행되었다.

References

[1] S. R. Tauchert, M. Volkov, D. Ehberger, D. Kazenwadel, M. Evers, H. Lange, A. Donges, A. Book, W. Kreuzpaintner, U. Nowak, and P. Baum, *Nature* **602**, 73 (2022).
 [2] C. Dornes, Y. Acremann, M. Savoini, M. Kubli, M. J. Neugebauer, E. Abreu, L. Huber, G. Lantz, C. A. F. Vaz, H. Lemke, E. M. Bothschafter, M. Porer, V. Esposito, L. Rettig, M. Buzzi, A. Alberca, Y. W. Windsor, P. Beaud, U. Staub, D. Zhu, S.

- Song, J. M. Glowina, and S. L. Johnson, *Nature* **565**, 209 (2019).
- [3] D. M. Juraschek, M. Fechner, A. V. Balatsky, and N. A. Spaldin, *Phys. Rev. Mater.* **1**, 014401 (2017).
- [4] M. Basini, M. Pancaldi, B. Wehinger, M. Udina, V. Unikandanunni, T. Tadano, M. C. Hoffmann, A. V. Balatsky and, S. Bonetti, *Nature* **628**, 534 (2024).
- [5] J. Luo, T. Lin, J. Zhang, X. Chen, E. R. Blackert, R. Xu, B. I. Yakobson, and H. Zhu, *Science* **382**, 698 (2023).
- [6] I. H. Choi, S. G. Jeong, S. Song, S. Park, D. B. Shin, W. S. Choi, and J. S. Lee, *Nat. Nanotechnol.* **19**, 1277 (2024).
- [7] Q. Wang, S. Li, J. Zhu, H. Chen, W. Wu, W. Gao, L. Zhang, and S. A. Yang, *Phys. Rev. B* **105**, 104301 (2022).
- [8] H. Zhu, J. Yi, M.-Y. Li, J. Xiao, L. Zhang, C.-W. Yang, R. A. Kaindl, L.-J. Li, Y. Wang, and X. Zhang, *Science* **359**, 579 (2018).
- [9] H. Ueda, M. García-Fernández, S. Agrestini, C. P. Romao, J. van den Brink, N. A. Spaldin, K.-J. Zhou, and U. Staub, *Nature* **618**, 946 (2023).
- [10] E. Oishi, Y. Fujii, and A. Koreeda., *Phys. Rev. B* **109**, 104306 (2024).
- [11] L. Zhang and Q. Niu, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 085503 (2014).
- [12] B. Cheng, T. Schumann, Y. Wang, X. Zhang, D. Barbalas, S. Stemmer, and N. P. Armitage, *Nano Lett.* **20**, 5591 (2020).
- [13] A. Baydin, F. G. G. Hernandez, M. Rodriguez-Vega, A. K. Okazaki, F. Tay, G. T. Noe II, I. Katayama, J. Takeda, and H. Nojiri, *Phys. Rev. Lett.* **128**, 075901 (2022).
- [14] S. G. Jeong, J. Kim, A. Seo, S. Park, H. Y. Jeong, Y.-M. Kim, V. Lauter, T. Egami, J. H. Han, and W. S. Choi, *Sci. Adv.* **8**, abm4005 (2022).
- [15] C. S. Davies, F. G. N. Fennema, A. Tsukamoto, I. Razdolski, A. V. Kimel, and A. Kirilyuk, *Nature* **628**, 540 (2024).
- [16] C. Xiao, Y. Ren, and B. Xiong, *Phys. Rev. B* **103**, 115432 (2021).
- [17] Y. Ren, C. Xiao, D. Saporov, and Q. Niu, *Phys. Rev. Lett.* **127**, 186403 (2021).
- [18] R. M. Geilhufe and W. Hergert, *Phys. Rev. B* **107**, L020406 (2023).
- [19] D. M. Juraschek, T. Neuman, and P. Narang, *Phys. Rev. Res.* **4**, 013129 (2022).
- [20] S. Chaudhary, D. M. Juraschek, M. Rodriguez-Vega, and G. A. Fiete, *Phys. Rev. B* **110**, 094401 (2024).
- [21] O. W. Richardson, *Phys. Rev. I* **26**, 248 (1908).
- [22] A. Einstein and W. J. de Haas, *Proceedings* **18**, 696 (1915).
- [23] J. Hohlfeld, E. Matthias, R. Knorren, and K. H. Bennemann, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4861 (1997).
- [24] A. Scholl, L. Baumgarten, R. Jacquemin, and W. Eberhardt, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 5146 (1997).
- [25] B. Koopmans, M. van Kampen, J. T. Kohlhepp, and W. J. M. de Jonge, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 844 (2000).
- [26] H. Regensburger, R. Vollmer, and J. Kirschner, *Phys. Rev. B* **61**, 14716 (2000).
- [27] K. V. Kavokin, I. A. Shelykh, A. V. Kavokin, G. Malpuech, and P. Bigenwald, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 017401 (2002).
- [28] M. Battiato, K. Carva, and P. M. Oppeneer, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 027203 (2010).
- [29] A. Rückriegel, S. Streib, G. E. W. Bauer, and R. A. Duine, *Phys. Rev. B* **101**, 104402 (2020).
- [30] C. Stamm, T. Kachel, N. Pontius, R. Mitzner, T. Quast, K. Holdack, S. Khan, C. Lupulescu, E. F. Aziz, M. Wietstruk, H. A. Dürr, and W. Eberhardt, *Nat. Mater.* **6**, 740 (2007).
- [31] J. K. Chen, D. Y. Tzou, and J. E. Beraun, *Int. J. Heat Mass Transf.* **49**, 307 (2006).
- [32] A. Koreeda, R. Takano, and S. Saikan, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 265502 (2007).