벌집구조 자성체의 디랙 마그논과 위상 에너지틈의 관찰

DOI: 10.3938/PhiT.29.019

정 재 호

Dirac Magnons and Topological Energy Gaps in Honeycomb Magnets

Jae-Ho CHUNG

Fermionic Dirac particles have long been known to exist in electronic materials exhibiting linear dispersion relations within energy-momentum spectra, such as two-dimensional graphene. Recently, a bosonic version of Dirac particles was predicted to appear in the magnon excitation structures of honeycomb magnets. In this article, we review theoretical predictions of topological Dirac magnons in honeycomb ferromagnets, and their experimental observations using inelastic neutron scattering in Cr-based van der Waals materials.

들어가며

디랙 입자(Dirac particle)는 그 에너지-운동량의 분산관계가 상대론적 디랙 방정식을 따르는 입자를 의미한다.^[1] 전자와 쿼크 등 스핀-1/2 입자의 자유상태에서의 상대론적 거동을 기술하기 위해 만들어진 디랙 방정식에서 입자의 에너지와 운동량은 선형적 관계를 가지며, 그 기울기는 빛의 속도에 해당한다. 고체 물질의 내부에서 이동하는 전자가 디랙 방정식을 만족하는 입자 상태로 존재하면, 이러한 물질을 ‘디랙 물질(Dirac material)’이라 부른다.^[2] 일반적으로 고체 내부에 존재하는 전자의 에너지-운동량의 분산관계는 원자핵의 쿨롱 퍼텐셜과의 상호작용에 의해 디랙 방정식과는 다르게 나타난다. 준자유전자 모형에 의하면 전자의 에너지는 그림 1(a)에서처럼 운동량의 제곱에 비례($E \propto p^2$)하며, 그 결과로 기울기, 즉 속도는 일정하지 않고 운동량에 따라 변화한다. 이때, 특정한 운동량에서

Fig. 1. Comparison between (a) quadratic ($E \propto p^2$) and (b) linear ($E \propto p$) dispersions.

의 기울기는 입자-파동의 이중상태인 파동패킷의 그룹속도에 해당한다. 원자핵의 주기적 배열에 의해 전자 밴드구조에 에너지틈이 발생하는 경우에도 전도성 밴드의 에너지는 여전히 운동량의 제곱에 비례하는 것으로 근사된다. 반면, 고체 내부에서 디랙 입자가 존재하기 위해서는 밴드구조가 그림 1(b)와 같이 상대론적 $E = \pm \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$ 의 형태를 가져야 한다. 특히 질량이 영인 경우는 에너지와 운동량이 서로 비례($E \propto p$)하게 된다. 이러한 밴드구조는 주로 두 에너지 밴드가 서로 교차하는 경우에 관찰된다.

디랙 입자가 형성되기 위한 밴드구조를 가지는 가장 단순한 물질은 탄소 원자들이 육각형의 벌집구조 형태로 연결된 그래핀이다.^[3] 그래핀은 육방정 결정구조의 단위세포당 두 개의 탄소 원자를 가지며, 그에 의해 최외각에 두 개의 에너지밴드를 갖는다. 그림 2(a)와 같이 단위세포 내 두 탄소원자의 위치를 각각 $\mathbf{r}_1$ 과 $\mathbf{r}_2$ 라 하자. 역공간 상에서 그래핀의 두 전자 에너지밴드는 그림 2(c)에서와 같이 운동량이 $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ 와 평행인 방향($\Gamma \rightarrow M$)에서는 서로 교차하지 않고 분리된 반면, 수직인

저자약력

정재호 교수는 미국 University of Pennsylvania 박사(응집물질물리학실험 전공)로, 미국 국립표준기술연구소 중성자연구센터 연구원을 거쳐, 현재 고려대학교 물리학과 교수로 재직 중이다. (jaehc@korea.ac.kr)

REFERENCES

- [1] A. H. Castro Neto *et al.*, Rev. Mod. Phys. **81**, 109 (2009).
- [2] T. O. Wehling *et al.*, Adv. Phys. **63**, 1 (2014).
- [3] M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).

Fig. 2. (a) 2D honeycomb lattice of graphene and (b) its reciprocal space. The thick hexagon in the middle is the 1st Brillouin zone. (c) Electronic band structure of graphene.

방향($\Gamma \rightarrow K \rightarrow M$)에서는 서로 교차하는 밴드구조를 갖는다. 이렇게 두 밴드가 교차하는 위치는 그림 2(b)에 나타난 브릴루앙존 경계의 구석인 K에 해당하며, 이를 ‘디락점(Dirac point)’이라 부른다. 두 밴드가 교차하는 지점의 에너지는 페르미에너지(E_F)와 같으며, 2차원 그래핀 평면상에서 디락점 주변의 전자밴드 구조가 등방적이므로 ‘디락 원뿔(Dirac cone)’이 형성된다. 고체 내에 존재하는 디락 입자의 속도는 빛의 속도가 아닌 전자의 실제 속도($v_D < c$)이며, 디락 입자가 영보다 큰 질량을 가지면 그림 1(b)에서 $m \neq 0$ 인 경우와 같이 디락 원뿔이 디락점에서 상하로 분리된 형태를 갖는다. 그래핀의 경우에는 디락점에 약 50 μeV 크기의 에너지틈이 관찰되는데, 이는 그래핀이 엄밀한 의미에서 ‘디락 절연체(Dirac insulator)’에 해당함을 보여준다. 이러한 디락점에서 에너지틈의 크기는 벌집평면에 수직으로 가해진 외부 자기장에 의해 증가하며, 그에 따른 란다우 준위의 형성과 위상적 양자홀 효과의 발생은 잘 알려져 있다.

지난 10여 년간 디락 물질의 연구는 2차원 그래핀 이외에도 $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$, Bi_2Se_3 등의 3차원 물질을 위주로 활발하게 진행되어 왔다.^[3] 이러한 스핀-1/2의 전자가 만드는 ‘디락 페르미온(Dirac fermion)’은 페르미-디락 통계를 따르며, 그에 의해 페르미에너지를 기준으로 들뜸상태를 형성한다. 반면, 최근에는 정수값의 스핀을 가지며 보스-아인슈타인 통계를 따르는 ‘디락 보손(Dirac boson)’의 연구에 관심이 모이고 있다.^[4] 이 글에서는 장거리 질서를 형성한 전자 스핀의 양자적 열진동 상태인 마그논에서 나타나는 보존형 디락 입자를 소개하고, 비탄성중성자산란을 이용한 실험적 관찰의 현황에 대해 알아보도록 하겠다.

마그논 디락 물질

마그논(magnon)은 장거리 스핀질서의 열진동에 의해 나타나는 파동의 양자적 단위이다. 전자의 각운동량이 근본적으로 양자화된 물리량을 고려할 때, 그 열진동의 양자 단위인 마그

Fig. 3. Spin structures and the magnon bands of honeycomb (left) antiferromagnet, (middle) ferrimagnet and (right) ferromagnet, respectively. [4, reprinted figure with permission from RNP/20/JUL/028431]

논은 스핀의 반전(“down” $\rightarrow$ “up”)에 해당하며 따라서 $\Delta S = 1$ 인 보존이다. 마그논 밴드 상에 디락 입자를 형성하는 “마그논 디락 물질(magnon Dirac materials)”은 스웨덴 웁살라대학교의 J. Fransson과 노르딕이론물리연구소의 A. V. Balatsky 등이 2016년 Physical Review B에 게재한 같은 제목의 논문에서 처음으로 제안되었다.^[4] 이 논문에서는 그래핀과 동일한 2차원 벌집구조 평면상의 국소적 스핀에 의해 형성된 강자성 또는 반강자성 장거리 질서에 디락입자가 형성됨을 이론적으로 검증하였다. 마그논 밴드구조의 계산을 위해 스핀 해밀토니언(Hamiltonian)에 최인접한 두 스핀 사이의 하이젠베르크(Heisenberg) 교환상호작용만을 고려하였으며, 그 해에서 π -베리위상(Berry phase)을 갖기 위한 나선성이 나타남을 운동량과 스핀행렬의 스칼라곱 형태($\mathbf{k} \cdot \boldsymbol{\sigma}$)로 확인하였다.

부격자 스핀의 크기가 모두 같으며 한 방향으로 정렬된 강자성 질서의 경우, 최인접 스핀 사이의 교환상호작용만을 고려하여 계산한 선형스핀파동의 밴드구조는 밀접결합근사법(tight-binding approximation)으로 계산된 그래핀의 전자 밴드구조와 동일하다(그림 2(c) 참조). 즉, 벌집구조를 이루는 두 개의 스핀 부격자에 의해 강자성 마그논 밴드는 두 개의 모드를 포함하는데, 브릴루앙존의 중심인 Γ 점에서 낮은(높은) 에너지의 모드는 두 스핀이 같은(반대의) 방향으로 세차운동하는 경우에 해당한다. 그래핀 전자밴드에서와 같이 두 마그논 모드는 $\Gamma \rightarrow M$ 방향에서는 서로 교차하지 않으며, $\Gamma \rightarrow K \rightarrow M$ 방향에서는 서로 교차하는 밴드구조를 갖는다. 두 모드가 교차하는 디락점(K)은 브릴루앙존의 구석인 $Q_K = \mathbf{a}^*/3 + \mathbf{b}^*/3$ 에

REFERENCES

- [4] J. Fransson *et al.*, Phys. Rev. B **94**, 075401 (2016).

서 형성된다.

페르미온 디락 입자의 경우에 그 바닥상태를 결정하는 페르미 준위가 전자밴드의 중간에 존재하며, 페르미 준위 위의 전자의 들뜬 상태는 그 아래에서 정공의 생성을 수반한다. 반면, 보존 디락 입자의 밴드에는 바닥상태를 결정하는 기준 에너지가 밴드의 최저점($\hbar\omega = 0$)에 놓인다. 마그논 밴드에서 이러한 기준 에너지는 생성된 마그논의 수가 영인 경우에 해당하며, 마그논의 생성이 소멸을 수반하지 않는다는 점이 중요하다. 따라서 벌집격자 강자성체에서 마그논 밴드가 교차하는 디락점은 영보다 큰 에너지값을 가지며, 그보다 높거나 낮은 에너지를 갖는 두 상태는 서로 비슷한 점유 확률을 갖는다.

반면, 두 부격자 스핀이 서로 반대방향으로 정렬된 반강자성체의 경우에는 마그논 밴드의 최저점인 블릴루양존 중앙의 Γ 점 부근에서 에너지와 운동량이 선형적으로 비례하여 디락콘이 형성된다. 이러한 반강자성체에서의 디락점은 마그논 생성($\hbar\omega > 0$)과 소멸($\hbar\omega < 0$)의 사이에 놓이는데, 충분히 낮은 온도에서는 세부균형원리(principle of detailed balance)에 따라 마그논 생성의 확률분포가 지배적으로 크다. 실제의 반강자성 물질에서는 스핀 공간의 이방성으로 인해 디락점에 스핀갭이 형성되므로 이곳에 존재하는 마그논 디락 입자는 영보다 큰 질량을 갖는 것이 보통이다.

위상적 에너지틈과 끝자리 모드

그래핀 전자밴드의 디락점에서 영보다 큰 질량을 의미하는 에너지틈이 존재하는 것처럼 2차원 벌집구조 강자성체의 마그논 밴드에서도 위상적 에너지틈이 존재할 것으로 예측된 바 있다. 강자성체의 전자밴드에 나타나는 위상적 에너지틈은 일찍이 1988년 F. D. M. Haldane에 의해 예견된 바 있다.^[5] 외 부자기장 인가에 따른 란다우 준위에 의존하지 않은 양자홀효과가 가능함을 제안한 이 연구에서 Haldane은 강자성질서를 모사하기 위해 벌집구조 평면에 수직인 방향으로 주기적인 국소자속밀도를 더하였다. 이러한 시간 역전대칭성의 깨짐으로 인해 제2인접(2nd nearest neighbor) 원자 사이의 강충뛰기 항은 벌집구조의 육각형을 시계방향 또는 반시계방향으로 회전시킴에 따라 서로 다른 부호의 위상을 갖게 되고, 그 결과로 디락점에서 에너지틈이 열린다. 이에 기반한 띠(stripe) 모델 계산을 통해 2005년 C. L. Kane과 E. K. Mele는 그래핀의 밴드구조에 에너지틈이 닫힌 위상적 끝자리 모드가 존재함을 확인하였다.^[6] 이 연구에서는 국소 자속밀도 대신 제2인접 원자 사이의 스핀-궤도 결합을 고려하였으며, 디락점인 $\pm Q_K$ 에서 에너지틈이 발생함과 동시에 그로 인해 분리된 두 모드를 서로 연결하는 갭 없는 끝자리 모드가 지그재그 끝자리를 따라

Fig. 4. (a) Upper: Magnon band structure showing the Dirac gap and the edge modes. Lower: The Berry phase of the higher-energy modes. [7, reprinted figure with permission from RNP/20/JUL/028432]. (b) The structure of honeycomb layer in CrX_3 ($X = \text{Cl}, \text{Br}, \text{I}$) or $\text{Cr}_2\text{Ge}_2\text{Te}_6$ ($Z = \text{Si}, \text{Ge}$). (c) Stacking of the honeycomb layers.

존재함을 밝혔다.

벌집구조 강자성체 마그논 밴드에서도 이상과 유사한 에너지 갭과 위상적 끝자리 모드가 존재할 가능성이 복수의 연구그룹에 의해 제시되었다. S. K. Kim 등이 2016년 Physical Review Letters에 보고한 연구에서는 등방성 하이젠베르크 교환상호작용에 기반한 스핀해밀토니언에 자기이방성 항과 반대칭성 디자

REFERENCES

- [5] F. D. M. Haldane, Phys. Rev. Lett. **61**, 2015 (1988).
- [6] C. L. Kane and E. J. Mele, Phys. Rev. Lett. **95**, 226801 (2005).

로션스키-모리야(Dzyaloshinskii-Moriya, DM) 교환상호작용을 포함한 다음과 같은 스핀 해밀토니언을 이용해 마그논 밴드를 계산하였다.^[7]

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - A \sum_{\langle i,j \rangle} S_i^z S_j^z + D \sum_{\langle i,j \rangle} \nu_{ij} \hat{\mathbf{z}} \cdot (\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j)$$

위에서 A 와 D 는 각각 벌집구조 평면에 수직인 방향($\hat{\mathbf{z}}$)으로의 일축 자기이방성과 DM 교환상호작용의 크기에 해당한다. 첫 두 항에서의 합($\langle i,j \rangle$)은 최인접 스핀 간에 적용되며, 마지막 항은 제2인접 스핀 간의 합($\langle i,j \rangle$)이다. 그 결과, 그림 4(a)에서 인용한 바와 같이 제2인접 스핀 사이의 스핀-궤도 결합에 의한 DM 교환상호작용이 디랙점에서 에너지틈을 발생시킨다. 동시에 지그재그 끝머리를 따라 틈이 없는 끝머리 모드가 존재함을 확인하였다. 더 나아가서 에너지틈으로 구분된 위 아래의 두 밴드가 가지는 베리곡률을 계산하고, 그 천수(Chern number)가 각각 ± 1 이 됨을 확인하였다. 같은 해에 S. A. Owerre도 이와 동일한 스핀 해밀토니언을 사용하여 DM 교환상호작용에 의한 에너지틈의 열림과 틈이 없는 끝머리 모드의 존재를 규명하였다.^[8]

디랙 마그논의 실험적 관찰

벌집격자 구조를 갖는 자성물질 중에서 반강자성 질서는 비교적 다양하게 관찰되는 반면, 강자성 질서는 드물다. 특히, 산화물의 경우에 산소 이온을 거친 초교환상호작용이 반강자성 질서를 안정화시키는 경우가 흔하다. 반면, 강자성 질서가 관찰되는 대표적인 벌집격자 물질에는 CrX_3 ($X = \text{Cl}, \text{Br}, \text{I}$) 및 $\text{Cr}_2\text{Z}_2\text{Te}_6$ ($Z = \text{Si}, \text{Ge}$) 등 Cr^{3+} ($S = 3/2$) 이온을 포함한 판데르발스 화합물이 있다.^[9] 이들은 Cr^{3+} 이온을 둘러싼 할라이드 (또는 텔루륨) 팔면체들이 그림 4(b)에서와 같이 서로 모서리를 공유하면서 연결된 벌집구조 층을 이루며, 층과 층 사이는 판데르발스 상호작용에 의해 약하게 연결되어 있다. 두 물질계는 동일하게 마름모꼴(rhombohedral) 결정구조를 가지며, 후자의 경우에 육각형 중앙의 위와 아래에 Si/Ge 이온이 위치한다는 점만이 다르다. 판데르발스 강자성물질에서는 최근 단일층에서 안정된 2차원 강자성이 관찰되어 큰 연구의 관심이 집중되고 있다. 강자성 상전이온도가 $T_C = 68 \text{ K}$ 인 $\text{Cr}_2\text{Ge}_2\text{Te}_6$ 의 경우, 자성층의 판데르발스 힘으로 연결된 층의 개수가 2개까지 감소하는 30 K 이하의 온도에서 여전히 강자성을 나타내는 것으로 확인되었다.^[10] 동시에 발표된 연구에서 CrI_3 ($T_C = 61 \text{ K}$)는 그 단일층이 40 K 이하에서 안정된 강자성을 나타낼 뿐 아니라 층간 상호작용이 층의 개수에 따라 반강자성에서 강자성으로 변화하는 흥미로운 거동을 보였다.^[11] CrBr_3 를 이용한 연구에

의하면 이러한 층간 결합력의 변화는 적층 상태의 영향을 받는 것으로 알려졌다.^[12]

스핀 장거리질서의 열진동인 마그논의 에너지-운동량 분산 관계를 측정하기 위해서는 비탄성중성자산란법을 이용하여야 한다. 중성자가 원자핵의 구성요소이므로 원자핵의 퍼텐셜과 상호작용을 일으키며, 이를 이용해 결정구조 및 격자진동의 분산 관계를 측정할 수 있다. 동시에 중성자는 스핀 $S = 1/2$ 를 가지는 입자로서 전자의 전하가 아닌 스핀에 의한 자기장과 상호작용한다. 중성자가 산란을 일으키기 전에 가지는 에너지와 운동량을 각각 E_i 와 $\hbar \mathbf{k}_i$ 라 하고, 산란을 일으킨 후의 두 양을 각각 E_f 와 $\hbar \mathbf{k}_f$ 라 하면, 산란의 과정은 에너지 보존($E_i = E_f + \hbar \omega$) 및 운동량 보존의 법칙($\hbar \mathbf{k}_i = \hbar \mathbf{k}_f + \hbar \mathbf{Q}$)이 적용되는 과정이다.^[13] 여기에서 $\hbar \omega$ 와 $\hbar \mathbf{Q}$ 는 각각 산란에 의해 시료 내에 생성된 들뜸상태의 에너지와 운동량에 해당한다.

전자의 전하와 상호작용하는 싱크로트론 엑스선이나 전자빔 등에 비해 중성자가 물질과 상호작용하는 산란단면적은 상대적으로 매우 작다. 특히 비탄성산란($\hbar \omega \neq 0$)의 산란진폭은 탄성산란($\hbar \omega = 0$)의 경우보다 $\sim 10^{-6}$ 배 정도 작으며, 따라서 마그논을 측정하기 위해서는 수십 mg 이상의 충분한 질량을 갖는 단결정이 필요하다. 따라서 비탄성중성자산란으로 2차원 단일층의 마그논을 관찰하는 것은 현실적으로 불가능하다. 판데르발스 물질의 단결정은 얇은 판의 형태로 성장하지만, 일단 성장한 단결정은 아무리 얇아도 최소한 수십 층 이상이 그림 4(c)와 같이 쌓인 상태가 된다. 따라서 비탄성중성자산란으로 관찰되는 마그논밴드는 2차원 벌집격자가 아닌 3차원 마름모꼴 구조의 브릴루앙존 상에서 측정된다. 판데르발스층 사이의 교환상호작용이 충분히 작거나 또는 측정된 데이터를 평면에 수직인 방향으로 적분하면 2차원 벌집구조의 브릴루앙존으로 근사할 수 있다. 그러나 실제 물질에서는 층간 교환상호작용으로 인해 수직 방향으로 마그논의 에너지가 변화하며, 수평인 방향과 마그논 에너지의 비교를 통해 2차원에 근사한 정도를 알 수 있다.

벌집구조 강자성체의 마그논은 1971년 미국 브룩헤이븐국립연구소의 연구진이 CrBr_3 시료에서 최초로 관찰하였다.^[13] 디랙 마그논의 존재가 예측되기 이전에 보고된 이 비탄성중성자

REFERENCES

- [7] S. K. Kim *et al.*, Phys. Rev. Lett. **117**, 227201 (2016).
- [8] S. A. Owerre, J. Phys.: Condens. Matter **28**, 386001 (2016).
- [9] M. M. McGuire, Crystals **7**, 121 (2017).
- [10] C. Gong *et al.*, Nature **546**, 265 (2017).
- [11] B. Huang *et al.*, Nature **546**, 270 (2017).
- [12] W. Chen *et al.*, Science **366**, 983 (2019).
- [13] E. J. Samuelsen *et al.*, Phys. Rev. B **3**, 157 (1971).

Fig. 5. (a) Magnon dispersions in CrBr_3 measured by inelastic neutron scattering. The symbols are experimental data while the solid and dashed lines are reported calculations. [13, reprinted figure with permission from RNP/20/JUL/028174] (b) Blue circles are new calculations with improved agreements with data.

산란 측정결과를 살펴보면 CrBr_3 의 마그논은 $\pm Q_K$ 의 주변에서 예측된 바와 같은 선형적 디랙콘을 가지는 것으로 확인된다. 각도분해광전자분광법(Angle-resolved photoelectron spectroscopy)에 의해 측정된 전자밴드의 디랙콘과 달리, 비탄성중성자산란에 의해 측정된 마그논 디랙콘은 그림 5(a)에서와 같이 $dE/d|Q|$ 의 기울기가 영보다 큰 쪽만 관찰되는데 이는 각각의 마그논 모드가 가진 구조인자(structure factor)의 차이 때문이다. 즉, 기울기가 영보다 작은 쪽의 마그논 모드는 실험에 의해 측정되는 산란강도가 영일 뿐, 물리적으로 존재하여 디랙콘을 형성한다. CrBr_3 의 마그논은 벌집구조 평면에 갖는 블릴루앙존 가장자리에서 약 13 meV의 최고점에 이르는데, 평면에 수직인 방향으로 그에 비해 약 5% 정도의 에너지밴드 두께를 갖는다. 이는 지금까지 보고된 여러 벌집격자 강자성체 중에서 가장 2차원에 가까운 경우에 해당한다.

위의 연구에서 CrBr_3 의 마그논 분산관계를 정량적으로 분석하기 위해 저자들은 벌집구조 평면상에 존재하는 최인접(J_1) 및 제2인접(J_2) 스핀 사이의 하이젠베르크 교환상호작용을 고려하였는데, 그림 5(a)에서와 같이 측정 결과를 정확하게 재현하지 못하였다.^[13] 이러한 문제는 그림 5(b)에 나타난 바와 같이 제3인접 스핀 사이의 J_3 를 포함하여 간단히 해결된다. $[J$ 값의 정의는 그림 4(b) 참조] 이후에 보고된 다른 벌집구조 강자성체 마그논도 J_3 의 중요성을 공통적으로 드러내는데, 이는 페르미온 디랙콘과 마그논 디랙콘의 중요한 차이점 중의 하나다. 이는 마그논 디랙 물질이 이론적으로 제안되기 직전인 2015년에는 미국 오크리지국립연구소 연구진에 의해 보고된 $\text{Cr}_2\text{Si}_2\text{Te}_6$ 의 마그논밴드에서도 나타난다.^[14] Physical Review B에 게재된 이 논문에서는 디랙점인 $\pm Q_K$ 방향의 마그논 데이터를 분석에 포함하지 않았는데, 이 경우에도 J_3 를 포함하

Fig. 6. (a, b) Comparison of the (left) calculated and (right) observed magnon intensities in CrI_3 . The solid lines are the calculated dispersions [16]. In (b), the dashed lines are the calculations without the DM term. (c) Constant- Q cuts at selected $Q=(h,h)$ positions. (d) The 2D magnon band structure using the best-fit model.

여야 디랙점의 분산관계를 정확하게 재현할 수 있는 것으로 확인되었다.^[15]

REFERENCES

- [14] T. J. Williams *et al.*, Phys. Rev. B **92**, 144404 (2015).
- [15] T. J. Williams, personal communications.

위상적 디락 마그논의 발견

앞서 언급한 바와 같이 디락 마그논이 스핀-궤도 결합에 의해 영보다 큰 질량을 갖게 될 경우, 격자 내부의 디락점에서 에너지틈이 열리고 동시에 끝자리를 따라 에너지틈이 없는 분산관계가 발생할 것으로 예측된다. 비교적 저분해능의 중성자빔을 사용해 1971년도에 CrBr₃에서 관찰된 디락 마그논이 디락점에서 영보다 큰 에너지틈을 가지는지의 여부는 명확하지 않다.^[13] 스핀-궤도 결합의 크기가 쿨롱힘의 크기에 비례하므로, 브롬보다 무거운 요오드 이온을 포함한 CrI₃에서 더 큰 DM 교환상호작용을 기대할 수 있다.

본 연구진은 2018년에 수행한 연구를 통해 CrI₃의 마그논 디락점에서 에너지틈을 관찰하여 영보다 큰 질량의 디락 마그논 입자가 형성되는 것을 확인하였다.^[16] 이 연구에서는 미국 오크리지국립연구소 파쇄중성자원(Spallation Neutron Source)의 펄스형 중성자빔과 위치민감형 검출기를 도입한 중성자분광장치를 이용하여 넓은 역공간에서 마그논밴드의 에너지-운동량 분산관계를 동시에 측정하는 방식을 사용하였다. CrI₃의 마그논 에너지는 상전이온도의 상대적인 크기에서 예측되는 바와 같이 CrBr₃에서 약 50% 더 큰 최고값을 가지며, 전반적인 유사한 형태를 보인다. 그림 6에는 3차원 마름모꼴 결정구조를 2차원 벌집구조 평면으로 투영하기 위해 비탄성중성자산란 데이터를 *c*축 방향으로 적분한 결과를 나타내었다. 역공간의 $\Gamma \rightarrow M$ 방향에서는 두 마그논 밴드가 뚜렷이 구분되어 관찰된다. 동시에 두 밴드가 교차하는 $\Gamma \rightarrow K \rightarrow M$ 방향에서도 디락점에 에너지틈이 존재하는 것으로 관찰되었다. 그림 6(c)에 나타난 비탄성중성자산란 데이터에서는 디락점에 약 4 meV 만큼 떨어진 두 개의 피크가 관찰되는데, 이는 만일 에너지틈이 없을 경우에 예상되는 두 피크 사이의 간격보다 약 두 배 큰 값이다.

이와 같이 디락점에서의 관찰된 에너지틈은 해밀토니언에 제 2인접 스핀 사이의 스핀-궤도 결합에 기인한 DM 교환상호작용으로 설명할 수 있다.^[16] DM 벡터의 방향이 강자성 스핀의

정렬방향인 *c*축과 나란한 경우, 강자성질서의 형성에 기여하지 않고 그림 6(b)에 실선으로 나타난 계산결과와 같이 디락점 부근에서만 마그논 에너지를 변화시키게 된다. 실제 마름모꼴 결정구조에 의해 *c*축 방향으로 마그논 에너지가 변화하나 디락점의 위치 및 에너지틈의 크기는 일정하므로 적분한 데이터는 신뢰성을 갖는다.^[17] CrI₃의 마그논 밴드는 Γ 점에서 $\Delta_{\Gamma} = 2.3$ meV 크기의 일축자기이방성을 가지며, 2차원 강자성질서의 안정성에 중요한 기여를 하는 것으로 확인되었다.^[18]

마치며

디락 마그논과 그 위상 들뜸상태의 연구는 불과 5년 전에 본격적으로 시작된 새로운 연구분야이다. 실험연구자의 관점에서 이러한 현상을 관찰할 수 있는 적절한 시료는 아직 다양하지 않으며, 새로운 시스템을 발굴하는 것이 중요하다. 본 연구자의 최신 실험결과에 의하면 Cr₂Ge₂Te₆의 마그논은 CrI₃와 유사하고 CrCl₃는 평범한 것으로 확인되었으며,^[19] 따라서 앞서 언급한 판데르발스 벌집구조 강자성체의 연구가 마무리되어가고 있다. 최근에는 양자 준스핀-1/2을 가진 산화물 벌집구조 강자성체에서도 디락 마그논이 관찰되었다.^[20] 반면, 반강자성 물질에서는 스핀 공간의 평범한 자기이방성 때문에 디락 마그논이 실험적으로 관찰된 바 없다. 따라서 반강자성 디락 마그논의 경우에 위상적 에너지갭을 형성할 수 있는가의 여부도 중요한 연구 방향이다. 또한 2차원 끝자리 모드와 3차원 표면 모드의 존재를 실험적으로 관찰하는 것도 향후 해결하여야 할 도전적인 과제라 할 수 있다.

REFERENCES

- [16] L. Chen *et al.*, Phys. Rev. X **8**, 041028 (2018).
- [17] S. S. Pershoguba *et al.*, Phys. Rev. X **8**, 011010 (2018).
- [18] L. Chen *et al.*, Phys. Rev. B **101**, 134418 (2020).
- [19] J.-H. Chung *et al.*, manuscript in preparation.
- [20] B. Yuan *et al.*, Phys. Rev. X **10**, 011062 (2020).