3차원 위상 준금속 전자구조의 실험적 검증

DOI: 10.3938/PhiT.25.022

김근수·김태환·김준성

Experimental Confirmation of Three-Dimensional Topological Semimetals

Keun Su KIM, Tae-Hwan KIM and Jun Sung KIM

The topological semimetal, a new topological material, has expanded the classification of topological phases beyond topological and normal insulators. When various new material candidates for three-dimensional (3D) Dirac and Weyl semimetals were theoretically proposed, experimental verification was often provided by using angle-resolved photoelectron spectroscopy, scanning tunneling microscopy, and quantum oscillations. In this article, we review recent research activities using these experimental probes to identify the fingerprints of topological semimetals, *i.e.*, 3D Dirac/Weyl points in the bulk state, a Fermi arc in the surface state, and their unique bulk-surface connecting states.

들어가는 글

그래핀과 위상부도체(topological insulator)의 발견으로 촉발된 위상 물질 연구가 고체물리학계에 획기적인 전기를 마련한

지도 거의 10년이 지났다. 대칭성을 기준으로 기술되는 보통 물질의 양자상태와 달리, 위상 부도체의 양자 상태는 전도띠와 원자가띠가 스핀-궤도 상호작용으로 반전되어 “꼬이면서” 나타나는 특이한 상태이다. 그동안 “꼬인” 전자구조를 가진 다양한 위상부도체 물질들이 이론적으로 제안되고 전자의 운동량과 스핀이 결합된 스핀 카이랄(chiral) 표면 상태가 실험적으로 검증되면서 위상물질 연구는 급속도로 성숙되었다.^[1,2] 초기에는 전자구조의 위상학적인 성질이 위상부도체처럼 전자갭을 가진 물질에서만 발현되는 것으로 여겨졌다. 하지만 최근 들어 전자갭을 가지지 않은 금속 물질에서도 위상특성이 나타날 수 있다는 것을 깨닫기 시작하고,^[3] 위상 준금속(topological semimetal)이라는 새로운 물질군이 대두되면서, 위상물질 연구의 새로운 전기가 마련되었다.

전자상태의 양자역학적인 성질, 즉 파동함수의 위상(phase) 특성이 전자구조의 위상학적인(topological) 성질을 결정한다는 점에서 보면 특이한 위상상태가 금속물질에서도 나타날 수 있다는 사실은 어찌 보면 놀라운 일이 아니다. 3차원 위상 준금속은 그래핀의 경우처럼 전도띠와 원자가띠가 운동량 공간에서 점으로 만나는 물질이다. 차이가 있다면 3차원 계이므로 모든 운동량 방향으로 선형 에너지 분산관계가 나타난다는 점이다. 디랙 준금속 상태는 얼마 전까지만 해도 보통의 부도체가 위상부도체로 상전이 되는 임계 조건에서 나타나는 불안정한 중간 상태로 여겨졌다. 하지만, 최근의 연구결과를 통해 3차원 계의 경우 위상학적으로 보호된, 따라서 외부조건 변화에도 안정적인 디랙점(Dirac point)이 가능하다는 것이 밝혀지게 되었다.^[3]

3차원 디랙 준금속의 상태가 위상학적으로 보호된다는 점은 이러한 상태가 나타나는 물리적인 원인이 그래핀에서 다뤘던 2차원 상태를 단순히 3차원으로 확장한 것 이상이라는 의미를

저자약력

김근수 교수는 연세대 물리학과 이학박사(2010)로서 미국 로렌스버클리연구소 박사후 연구원을 거쳐 2013년부터 포항공과대학교 물리학과에서 교수로 재직 중이다. (keunsukim@postech.edu)

김태환 교수는 서울대 물리학과 이학박사(2005)로서 미국 오크리지 국립연구소 박사후 연구원('06-'10)과 포항공과대학교 물리학과 대우조교수('10-'13)를 거쳐 2013년부터 같은 과에서 교수로 재직 중이다. (taehwan@postech.ac.kr)

김준성 교수는 서울대 물리학과 이학박사(2004)로서 독일 막스플랑크 고체연구소 박사후 연구원을 거쳐 2009년부터 포항공과대학교 물리학과에서 교수로 재직 중이다. (js.kim@postech.ac.kr)

REFERENCES

- [1] Liang Fu and C. L. Kane, Phys. Rev. Lett. **100**, 096407 (2008).
- [2] M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
- [3] S. Murakami, New J. Phys. **9**, 356 (2007).

갖는다. 사실 엄밀히 말하면, 시간 역전과 공간 반전 대칭이 유지되는 2차원 계인 그래핀의 경우, 스핀-궤도 상호작용이 디랙점의 축퇴를 깨뜨리고 따라서 매우 작지만 유한한 크기의 갭이 생기게 된다. 하지만, 3차원계의 경우는 스핀-궤도 상호작용이 있더라도 운동량 공간의 추가적인 대칭축을 따라 디랙점이 안정화될 수 있고 결과적으로 디랙 준금속 상태가 가능하게 된다. 이때 생기는 디랙점은 스핀과 운동량의 손지기(chirality)가 반대인 두 개의 와일(Weyl)점이 축퇴된 것으로 이해될 수 있다. 시간 역전 대칭 또는 공간 반전 대칭이 깨진 경우에는 서로 반대되는 손지기를 가진 와일점이 운동량 공간의 임의의 위치에 짝으로 존재할 수 있고 이를 3차원 와일 준금속 상태라고 칭한다. 따라서 2차원 계에서는 보통의 부도체가 위상학적 부도체로 전이되는 사이에 불안정한 디랙 준금속 중간상태만 가능한 반면, 3차원 계에서는 디랙 준금속과 와일 준금속 상태가 안정화될 수 있다.

이처럼 이론적으로 제안된 3차원 디랙 준금속 상태는 회전 대칭 결정구조를 가진 Na_3Bi 나 Cd_3As_2 와 같은 물질에서,^[4,5] 3차원 와일 준금속 상태는 반전 대칭이 깨진 $M\text{Pn}$ ($M = \text{Nb}$ 또는 Ta , $\text{Pn} = \text{P}$ 또는 As) 물질^[6]에서 나타날 것으로 예상되었다. 본 소개 논문에서는 이론으로 먼저 제안된 3차원 위상물질의 전자구조와 위상 특성이 실험적으로 검증되는 사례를 살펴보고자 한다. 특히 각도분해 광전자 분광학(angle-resolved photoemission spectroscopy, 이하 ARPES라 칭함), 터널 주사 현미경(scanning tunneling microscopy, STM)과 양자진동(quantum oscillations)을 중심으로, 지난 10년간 위상부도체 연구의 발전과정을 통해 성숙된 실험방법론이 새로운 3차원 디랙 또는 와일 준금속상태 연구에 어떻게 활용되는지를 소개 하려고 한다.

3차원 위상 준금속 덩치 상태의 디랙전자구조의 측정

앞서 언급한 바와 같이 3차원 위상 준금속은 통상적인 부도체 상태와 위상 절연체 상태 간의 위상학적 상전이(topological phase transition) 경계에 나타나는 독특한 양자 상태에 해당한다. 3차원 디랙 준금속 덩치(bulk) 상태의 전자 띠구조가 가지는 가장 중요한 특징은 그림 1(a)와 같이 쌍으로 존재하는 디랙점과 그것을 중심으로 한 선형의 에너지 분산관계이다. 이러한 디랙 전자 구조를 갖는 것으로 잘 알려진 2차원 물질인 그래핀은 오로지 두 가지 평면 방향으로 선형의 분산관계를 보이지만, 3차원 디랙 준금속의 경우에는 두 가지 평면 방향에 더하여 그것에 수직한 방향까지 모두 선형의 분산관계를 갖는다. 이러한 3차원 디랙점의 존재와 선형의 분산관계를 직접적으로 측정하는데 있어 특히 유용한 실험 기법이 바로 각도분

Fig. 1. (a) Schematics of three-dimensional (3D) Dirac band dispersions. (b) ARPES spectra of 3D Dirac bands, taken from Na_3Bi along three orthogonal directions, as marked at the bottom of each panel. (c) 3D Fermi surface map of Na_3Bi , showing a pair of 3D Dirac points.^[7]

해 광전자 분광(ARPES)이다.

각도분해 광전자 분광은 고체 속 전자가 갖는 에너지-운동량 관계, 즉 전자 띠구조를 직접적으로 측정하기 위해 널리 활용하는 대표적인 실험 기법 가운데 하나이다. 초고진공 환경에서 고체의 표면에 연엑스선 혹은 자외선 대역의 높은 에너지를 갖는 단파장 광원을 조사하면 잘 알려진 아인슈타인의 광전효과(photoelectric effect)로 인하여 광전자가 방출된다. 방출된 광전자의 에너지와 각도를 반구형 전자분광기를 활용하여 정밀하게 측정할 수 있으며, 간단한 에너지, 운동량 보존을 가정하여 광전자의 에너지를 운동량에 대한 함수로 표현하면 전자의 에너지 분산관계에 관한 정보를 얻을 수 있다. 각분해 광전자 분광 기법이 개발된 이래로 분석기의 분해능 및 효율성은 지속적으로 발전을 거듭해 왔으며, 현재 상용화된 분석기는 대략 30° 정도의 광각을 동시에 측정하며, 각분해능은 약 0.1° , 에너지 분해능은 약 1 meV 수준에 이르러 정밀한 전자구조 측정이 가능하다.

3차원 디랙 준금속의 전자 띠구조 측정을 위해서는 평면 방향뿐만 아니라 평면에 수직한 방향의 전자 띠구조 측정이 중요하다. 각도분해 광전자분광에서 전자의 수직 방향 운동량은 광전자의 에너지에 따라 변하기 때문에, 수직 방향 에너지 분산을 측정하기 위해서는 가변 가능한 에너지의 광원을 활용할

REFERENCES

- [4] Z. Wang *et al.*, Phys. Rev. B **85**, 195320 (2012).
- [5] Z. Wang *et al.*, Phys. Rev. B **88**, 125427 (2013).
- [6] H. Weng *et al.*, Phys. Rev. X **5**, 011029 (2015).
- [7] Z. K. Liu *et al.*, Science **343**, 864 (2014).

필요가 있다. 소규모 실험실에서 주로 활용하는 헬륨방전 램프 혹은 레이저 광원의 경우 몇 가지 에너지를 선택적으로 활용할 수 있으나, 방사광가속기의 방사광원을 활용하면 연속적으로 가변 가능한 광원을 얻을 수 있다. 이와 같이 방사광원을 활용한 각도분해 광전자 분광을 통해 2014년 옥스퍼드 대학의 Chen 그룹은 대표적인 3차원 디랙 준금속 후보 물질인 Na_3Bi 의 3차원 전자구조를 통합적으로 측정하여 그림 1(b)와 같이 수직인 3가지 방향으로 모두 선형의 에너지 분산관계를 갖는 3차원 디랙 전자 구조를 확증하였다.^[7] 뿐만 아니라 페르미 면도 정밀히 측정하여 그림 1(c)에 나타나는 것과 같이 3차원 디랙점이 운동량 공간에서 평면에 수직인 방향으로 쌍으로 존재하는 것을 확인하기도 하였다.^[7] 이는 그래핀이 갖는 2차원 디랙 전자구조의 3차원 경우를 실험적으로 검증한 것으로 이해할 수 있다.

3차원 디랙 전자구조는 주사터널현미경으로 얻은 표면의 상태 밀도 분포의 간섭무늬를 통해서도 검증될 수 있다. 표면에 존재하는 다양한 결점에 의해 산란된 전자들은 특유의 간섭무늬를 만드는데 이를 푸리에 변환함으로써 페르미 면에 산란 전후의 파수 벡터(wave vector)를 연결하는 산란파 벡터(scattering wavevector)를 실험적으로 측정할 수 있다. 전자 산란의 간섭무늬는 페르미 표면의 구조, 스핀 분포 등에 의해 달라지기 때문에, 간섭무늬로 얻을 수 있는 산란파 벡터를 분석함으로써 페르미 면을 역으로 유추할 수 있는 것이다. 예를 들어, 완벽한 원형의 페르미 표면일 경우, 원래 페르미 파수 벡터의 2배의 지름을 가지는 산란파 벡터의 분포를 실험적으로 얻어지는 반면, 스핀 분해된 두 페르미 표면이 겹쳐 있을 경우에는 특정 길이의 산란파 벡터만이 가능해, 앞선 경우와 다르게 원형의 띠 모양의 산란파 분포를 보이게 된다.

이를 이용하여 디랙 준금속으로 알려진 Cd_3As_2 의 특정 표면에서의 간섭무늬(그림 2(a))를 측정한 후 얻은 특정 산란파 벡터(그림 2(b))는 예상처럼 띠모양의 산란파 분포를 가지는 것을 알 수 있다. 또한 3차원 디랙 준금속에 강한 자기장을 걸어주면 스핀 겹침이 깨지면서 큰 지만(Zeeman) 효과와 함께 란다우 준위가 형성된다.(그림 2(c)). 이런 란다우 준위 봉우리와 간섭무늬로 얻은 에너지-운동량 관계를 함께 그려보면 넓은 에너지 구간에서 특징적인 선형적인 디랙 분산을 잘 보여준다(그림 2(d)).^[9]

3차원 페르미면의 위상성질에 대한 검증은 자기 양자진동 관측을 통해서 보완된다. 높은 자기장하에 놓인 전자가 운동할 때 로렌츠 힘을 받아 휘게 되는데, 이때 전자 산란이 심하지 않아 궤도를 만들게 되면 란다우 준위가 형성된다. 금속의 전자상태 밀도는 자기장의 세기에 의해 바뀌는 란다우 준위로 결정되고 결과적으로 저항이나 자화율이 자기장에 따라 진동하

Fig. 2. (a) Scanning tunneling spectroscopic map of Cd_3As_2 at 450 mV. (b) 2D discrete Fourier transform of (a). (c) Splitting of Landau levels. (d) Plot of quasiparticle interference peaks and reproduced Landau level peak.^[9]

는 양자진동 효과가 나타난다. 이러한 양자진동 효과는 지난 수십 년간 금속물질의 페르미면의 성질을 관측하는 중요한 실험적인 방법이었다. 특히 전자의 운동량과 스핀 (또는 유사스핀)이 결합된 손지기 성질이 있는 경우 전자의 궤도운동에서 추가적으로 얻어지는 베리위상(Berry phase)이 란다우 준위형성 조건에 관여된다. 따라서 양자진동 측정을 통해 얻은 란다우 준위 그래프를 분석하여 베리위상을 실험적으로 측정할 수 있다(그림 3(a)와 3(b)).

그래핀이나 위상부도체의 표면상태의 베리위상은 실험적으로 이미 관측되었고 현재는 위상물질을 판가름하는 주된 실험기법으로 활용되고 있다. 3차원 와일 준금속상태는 손지기가 반대인 페르미면이 운동량 공간에서 떨어져 있기 때문에 베리위상이 관측될 수 있다. 따라서 자기장과 결정면의 각도에 따른 양자진동 측정을 통해 3차원 페르미면을 확인하고, 동시에 베리위상이 발현되는지를 관측함으로써 와일 준금속의 덩치상태가

REFERENCES

- [8] S. -Y. Xu *et al.*, Science **347**, 294 (2015).
- [9] S. Jeon *et al.*, Nat. Mater. **13**, 851 (2014).

Fig. 3. (a) Schematics of Landau level formation and the corresponding SdH oscillations as a function of the inverse magnetic field. (b) Landau fan diagram of (blue) quantum oscillations for (red) normal metals without Berry phase and (blue) topological metals with a finite Berry phase. (c) SdH oscillations of TaAs. (d) Experimental SdH oscillations in comparison with calculated SdH curves taking into account of a Berry phase.^[3]

가지는 손지기 특성을 실험적인 검증을 할 수 있다. 실제로 와일 준금속 후보 물질인 TaAs에 대해 자기저항의 양자진동인 슈브니코프-드 하스(Shubnikov de Haas) 효과를 측정하고 베리 위상을 관측하였다.^[10] Cd_3As_2 와 같이 3차원 디랙 준금속 상태의 경우도, 손지기가 반대인 두 전자상태가 축퇴되어 있지만, 자기장에 의한 시간 역전 대칭이 깨지면서 3차원 와일 준금속 상태가 되기 때문에 양자진동 효과를 통해 베리위상이 관측된다.^[11] 이는 앞서 ARPES를 통한 선형 에너지 분산관계를 직접적으로 관측하는 것에 비해 간접적일 수 있지만, 베리 위상을 직접 관측한다는 점에서 상호 보완적이라 할 수 있다.

3차원 위상 준금속 표면의 페르미 호 측정

3차원 디랙점과 함께 디랙준금속 상태의 위상학적 특이성을 보여주는 중요한 성질은 대칭성으로 인해 보존되는 독특한 끝머리(edge) 상태의 존재이다. 3차원 위상 부도체가 금속성 2차원 표면 상태를 갖는 것과 유사하게 3차원 디랙 혹은 와일 준금속 역시 2차원 표면 상태를 갖는다. 하지만 3차원 위상부도체의 표면 상태가 닫힌 고리 형태의 페르미면을 갖는 것과 달리 3차원 디랙 준금속의 표면 상태는 디랙 점들을 잇는 열린 호 형태의 독특한 페르미 면을 가지며 이를 페르미 호(Fermi arc)라 부른다.^[12] 앞서 소개한 바와 같이 디랙 준금속의 디랙 점은 시간 역전 대칭성 혹은 공간 반전 대칭성이 깨지면 와일

Fig. 4. (a) Schematics of key aspects in the electronic structure of 3D Weyl semimetals: A pair of bulk Weyl points (blue and red) and a surface Fermi arc (green) connecting the two bulk Weyl points. (b) Fermi surface data taken by ARPES with surface-sensitive (green) and bulk-sensitive (orange) conditions.^[12]

점(Weyl point)으로 분리되는데, 이러한 3차원 와일 준금속의 끝머리 상태 역시 페르미 호의 형태로 나타난다(그림 4(a)). 따라서 3차원 와일 준금속 전자구조의 핵심 특징은 고체 덩치(bulk) 부분에 나타나는 3차원 와일점과 표면에 나타나는 2차원 페르미 호의 존재라 할 수 있으며, 이를 직접적으로 관찰하는 것은 와일 준금속 상태의 전자구조를 검증하는 데 있어 매우 중요하다.

앞서 기술한 와일 준금속이 갖는 전자구조 상의 두 가지 특징은 각분해 광전자분광법을 활용하여 측정할 수 있다. 각분해 광전자분광에서 여기된 광전자는 방출되는 과정에서 다양한 비탄성 산란을 겪게 되어 표면으로부터 유한한 탈출 깊이를 갖게 된다. 통상적인 각분해 광전자분광에는 약 10~200 전자볼트 수준의 광자 에너지를 활용하며, 이 경우 표면 근방 3~4개 층의 전자띠 구조가 우세하게 측정된다. 반면 10 전자볼트 미만의 저에너지 혹은 200 전자볼트 이상의 고에너지 광원을 활용하면 탈출 깊이가 증가하여 상대적으로 고체 덩치 부분의 3차원 전자 구조를 좀 더 우세하게 관찰할 수 있다. 같은 원리를 3차원 와일 준금속의 각분해 광전자분광 측정에 적용하면 광원의 에너지 크기를 적절히 조절하여 덩치 부분의 3차원 와일 점과 표면의 2차원 페르미 호를 각각 관찰하는 것이 가능한 것이다. 2015년 프린스턴 대학의 Hasan 그룹은 이와 같은 원리를 활용하여 와일 준금속 후보 물질인 TaAs에 나

REFERENCES

- [10] J. Hu *et al.*, Sci. Rep. **6**, 18674 (2015).
- [11] A. Narayanan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **114**, 117201 (2015).
- [12] S. -Y. Xu *et al.*, Science **349**, 613 (2015).

타나는 위상 성질을 검증하는데 성공하였다.^[12] 각각 90 eV와 640 eV 에너지의 방사광을 활용하여 3차원 와일점(오렌지 색)과 2차원 페르미 호(초록색)의 존재를 관찰하였다.(그림 4(b)).

3차원 위상 준금속의 표면-덩치 전자상태 연결 측정

위상 준금속이 기존의 위상부도체와 현저히 다른 점은 운동량 공간의 3차원 상의 위상학적 특이점인 디락(또는 와일) 점이 표면의 2차원 페르미 호와 연결되고 이러한 상태가 위상학적으로 보호된다는 점에 있다. 즉, 이론적으로 한쪽 표면의 페르미 호의 전자가 3차원의 와일점을 통해 반대쪽 표면의 페르미 호로 나올 수 있는 특이성이 예측된다. 이런 특이성이 뒷부분에서 소개될 비국소적 전도 현상을 보이는 양자진동과 밀접하게 연결되어 있을 것이다. 3차원 특이점과 2차원 페르미 호의 연결에 대한 실험적 관찰은 최근 주사터널현미경 실험으로 이루어졌다.

앞선 3차원 디락 준금속의 경우와 같이, 주사터널현미경을 통해, 전자가 표면 결점에 의해 산란되어 만들어내는 간섭무늬를 관찰, 분석하여 와일 준금속에서 예측되는 위상학적 특이성을 확인할 수 있다. 전자의 간섭무늬로부터 얻을 수 있는 정보는 측정장비의 해상도에 의해 좌우되며, 아주 높은 안정성을 가진 경우, 와일 준금속의 미세한 운동량에 따른 산란파 벡터의 미세한 변화까지도 관찰할 수 있게 된다. 와일 준금속으로 알려진 TaAs의 표면(As원자층)에서 전자구조계산을 통해 얻은 페르미 호 구조(그림 5(a))로부터 전자 스핀의 분포를 고려한 산란파 벡터를 얻을 수 있다(그림 5(b)). 하지만 이는 주사터널현미경으로 얻은 산란파의 간섭무늬(그림 5(c))를 푸리에 변환한 결과(그림 5(f))와 상당한 차이를 보인다.^[13] 이런 차이는 계산된 페르미 호의 모양이나 스핀 구조가 실제와 다소 다른 것으로는 충분히 설명이 되지 않는다.^[14,15]

이런 접근법의 기본 가정은 주사터널현미경으로 관찰된 간섭무늬는 초기와 산란 후의 파수 벡터에 의해서만 결정된다는 것이다. 따라서 이런 가정이 더 이상 유효하지 않기 때문에, 최신 연구 결과에서는 2차원 페르미 호에 존재하는 전자 중 산란에 관여하지 않는 전자들이 있다는 새로운 가정을 통해 이 불일치를 극복하고자 하였다.^[13] 표면 전자의 일부가 페르미 호와 연결된 와일점을 통해 덩치 상태로 들어가 표면상에서 일어나는 산란에 관여하지 않을 수 있다. 이를 검증하기 위해, 각 원자층별로 표면 산란에 관여하는 정도를 계산하여 그 가중치를 반영한 새로운 페르미 호(그림 5(d))를 이용하여 산란파 벡터의 분포를 계산하였다(그림 5(e)).^[13] 이 새로운 분석법을 통해 실험결과에서 보이지 않는 산란파 벡터를 제거하는 결과

Fig. 5. (a) Calculated Fermi arcs of TaAs. (b) Quasiparticle scattering wave vectors of (a). (c) A spatially resolved DOS map at 40 mV. (d) Weighted Fermi surface calculated by projecting the electronic states only to the top most As layer. (e) Quasiparticle scattering wave vectors of (d). (f) Symmetrized and drift-corrected Fourier transform of (c).^[13]

로 이어져, 실험결과를 아주 잘 설명할 수 있다.

주사터널현미경을 통해 관찰된 페르미 호와 3차원 와일점 사이의 연결성은 양자 진동효과를 통해 보다 직접적으로 확인해 볼 수 있다. 최근 위상 준금속에서 나타나는 표면-덩치 전자상태의 연결로 인해 고자기장 양자 진동효과가 나타날 수 있다는 점이 이론적으로 제안되었다.^[16,17] 앞서 논의한 것과 같이 와일 준금속 표면의 페르미 호는, 위상부도체의 표면상태와 달리, 운동량 공간에서 끊어져 있기 때문에, 닫힌 페르미면에서 주로 나타나는 통상적인 양자 진동효과가 없을 것처럼 여

REFERENCES

- [13] H. Inoue *et al.*, Science **351**, 1184 (2016).
- [14] H. Zheng *et al.*, ACS Nano **10**, 1378 (2016).
- [15] S.-Y. Xu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **116**, 096801 (2016).
- [16] A. C. Potter *et al.*, Nat. Commun. **5**, 5161 (2016).
- [17] Y. Zhang *et al.*, Sci. Rep. **6**, 23741 (2016).

거진다. 하지만, 앞서 언급한 것처럼 표면과 덩치의 전자상태가 연결되어 있는 것을 고려하면(그림 6(b)), 위쪽 표면의 페르미 호를 따라 진행되는 전자가 덩치 전자상태로 연결되어 아래쪽 표면의 페르미 호를 따라 이동하고 덩치전자 상태를 거쳐 되돌아오는 궤도를 생각할 수 있다. 이때 자기장에 의한 로렌츠 힘은 표면 상태를 거쳐갈 때만 작용을 하고 덩치상태로 연결되어 지나갈 때는 힘을 받지 않기 때문에 덩치 상태는 컨베이어벨트와 같이 작동하게 된다. 이러한 궤도는 위상 준금속의 경우에만, 그리고 시료의 두께가 전자의 평균자유길이에 비해 작을 때만 관측될 것으로 기대되는 독특한 상태이다.

3차원 디랙 준금속인 Cd_3As_2 를 이용한 최근의 실험결과는 표면-덩치 전자상태가 연결된 궤도가 실제로 존재할 수 있다는 점을 강하게 시사한다.^[18] Cd_3As_2 의 스핀 자유도가 축퇴된 디랙점은 높은 자기장하에서 시간 역전 대칭이 깨지면서 두 개의 와일점으로 나뉘고 이와 연결된 표면의 페르미호가 발달하면서 시료 전체에 걸친 전자 궤도를 만들게 된다. 실험적인 검증은 고품질의 단결정 시료의 두께를 집속이온빔(Focused ion beam)을 이용하여 수백 나노미터 수준으로 줄인 후에(그림 6(a)) 고자기장하에서의 저항의 양자진동을 관측함으로써 이루어졌다(그림 6(c)). 이때 새롭게 관측된 양자 진동은 3차원 페르미면에서 나타나는 양자진동과 달리 각도의존성이 심하고 그 세기가 얇은 시료에서 강해지는 경향을 띤다. 또한 동일한 시료에서도 단면적을 사각형이 아니라 삼각형으로 했을 경우에는 양자진동이 관측되지 않았다(그림 6(e)와 (f)). 이는 사각형 단면적의 시료와 달리 삼각형 단면적의 시료의 경우 형성되는 궤도의 크기가 제각각이 되어 양자 진동효과가 상쇄되는 것으로 이해될 수 있다. 이와 같은 일련의 이론과 실험 결과는 비록 추가적인 검증이 필요한 단계이긴 하더라도, 3차원 위상준금속에서 기존의 위상부도체에서 발현될 수 없는 새로운 전자 상태가 나타날 수 있다는 점을 강하게 시사한다고 할 수 있다.

나오는 글

지금까지 개략적으로 설명한 것처럼 3차원 위상 준금속에서 나타나는 덩치상태의 디랙/와일점, 표면상태의 페르미호 그리고 이들이 연결된 전자상태는 기존 위상부도체에서 발현되지 않은 새로운 위상학적인 상태이다. 이처럼 3차원계의 특별한 위상 특성은 디랙 또는 와일점과 같은 특이점의 존재가 중요한 역할을 한다. 이러한 특이점은 고에너지 물리 분야에서 오랜 동안 연구되었거나 아직 관측되지 못한 입자를 고체 물질 계에서 간접적으로 구현하는 방법이며 동시에 다양한 종류의 위상 상태로 변조될 수 있는 씨앗과 같다고 할 수 있다. 일례로 3차원 디랙 준금속 상태의 디랙점은 시간 역전이나 공간

Fig. 6. (a) Scanning electron microscope (SEM) image of a typical Cd_3As_2 sample prepared by FIB cutting (b) Sketch of the Weyl orbit in a thin slab of thickness L in a magnetic field B . (c) Magnetoresistance and (d) its Fourier transform measured on the device shown in (a). (e) SEM image of devices of triangular and rectangular shape. (f) Frequency spectrum of the triangular and rectangular samples, for field orientations perpendicular to each of the surfaces. The inset shows sketch of the Weyl orbits for rectangular and triangular cross-sections.^[18]

반전 대칭이 깨지면서 와일 준금속 상태로, 또는 갭이 형성됨에 따라 위상부도체와 보통의 부도체로 전이될 수 있으며, 더 나아가 위상 초전도체와 같은 더욱 진기한 양자상태로 발전될 가능성도 있다. 따라서 최근 3차원 위상 준금속의 발견은, 위상 부도체의 발견으로 시작된 고체물질의 위상 특성 연구의 지평을 고체물질 전반으로 넓힌 획기적인 계기로서 그 의미가 있다고 하겠다.

비록 본 소개 글에서는 다루지 못하였지만, 준 2차원이나 2차원 또는 1차원 계에서도 위상물질의 특이한 물성에 대한 새로운 발견은 계속 이루어지고 있다. 일례로 대표적인 2차원 디랙 물질 그래핀에 스핀-궤도 갭을 열어 위상부도체 상태를 인가하기도 하였으며^[19] 다른 2차원 반도체 물질 흑린의 표면 전자구조를 제어하여 인위적인 디랙 준금속 상태를 유도하기도

REFERENCES

- [18] P. J. W. Moll *et al.*, ArXiv.1505.02817 (2015).
- [19] A. F. Young *et al.*, Nature **505**, 528 (2014).

하였다.^[20] 준 2차원 물질인 SrMnBi_2 , ZrTe_5 , PdTaSe_2 , ZrSiS 등에서 다양한 형태의 디락 전자구조와 특이 물성이 이론적으로 제안되고 ARPES나 양자진동 실험으로 검증되고 있다.^[21-24] 상대적으로 잘 이해하고 있다고 여겨졌던 1차원 물질 연구에서도 두 개의 파이얼스(Peierls) 원자선이 상호작용하여 새로운 Z_4 위상상태가 구현되었고, 그 끝머리 상태가 1차원 손지기 솔리톤(chiral soliton)이 됨이 최근 발견되었다.^[25,26] 이러한 일련의 발견들은 훨씬 다양한 종류의 위상 특성이 특정 차원이나 물질계에 국한되지 않고 고체 물질계 전반에 광범위하게 나타난다는 것을 시사한다.

그래핀과 위상부도체로 촉발된 위상물질 연구는 지난 10년을 거쳐 오면서 더욱 다듬어지고 성숙되었을 뿐만 아니라 동시에 그 외연을 더 넓혀가고 있다. 3차원 위상 준금속 상태도, 위상부도체 상태와 마찬가지로, 예상보다 많은 물질군에서 발견될 것으로 기대된다. 앞으로는 위상 특성을 지닌 물질을 발견하는 것이 익숙한 일이 되고, 결국에는 더 좋은 위상물질을 찾는 것이 관건이 될 것이다. 따라서 위상학적인 특이점이 페

르미준위에 가깝고, 운동량 공간에서 잘 정의되는 전자구조를 가진 물질을 탐색하는 것이 중요해지면서 이 글에서 소개한 실험적인 방법론들은 더욱 중요한 역할을 하게 될 것이다.

처음 위상부도체가 발견되었을 때는 고체물리학계의 많은 사람들이 70여 년 된 띠 이론(band theory)에서 아직도 새로운 물리가 나올 수 있다는 사실에 놀랐다. 그 놀라움이 가신 지 얼마 되지 않았는데, 이제는, 적어도 고체물리 전공자에게는, 띠 이론의 에너지 분산관계와 함께 위상 구조도 필수적으로 알아야 하는 시대가 성큼 다가온 것이다. 바야흐로 위상물질의 시대이다.

REFERENCES

- [20] J. Kim *et al.*, Science **349**, 723 (2015).
- [21] J. Jo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **113**, 156602 (2014).
- [22] Q. Li *et al.*, Nat. Phys. (2016).
- [23] G. Bian *et al.*, Nat. Commun. **7**, 10556 (2016).
- [24] L. M. Schoop *et al.*, ArXiv 1509.0086 (2015).
- [25] T.-H. Kim *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 246802 (2012).
- [26] S. Cheon *et al.*, Science **350**, 182 (2015).