

# Superconducting proximity effects in Sb-doped Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> topological insulator nanoribbon

Sang-Il Park<sup>a</sup>, Hong-Seok Kim<sup>a</sup>, Yasen Hou<sup>b</sup>, Dong Yu<sup>b</sup>, and Yong-Joo Doh<sup>\*a</sup>

<sup>a</sup> Department of Physics and Photon Science, Gwangju Institute of Science and Technology (GIST), Gwangju, 61005, Korea

<sup>b</sup> Department of Physics, University of California, Davis, CA 95616, USA

(Received 4 December 2019; revised or reviewed 20 December 2019; accepted 21 December 2019)

## Abstract

Superconducting junctions of topological insulator (TI) are expected to host Majorana bound state, which is essential for developing topological quantum information devices. In this study, we fabricated Josephson junctions (JJs) made of Sb-doped Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> TI nanoribbon and PbIn superconducting electrodes. In the normal state, the axial magnetoresistance data exhibit periodic oscillations, so-called Aharonov-Bohm oscillations, due to a metallic surface state of TI nanoribbon. At low temperature of 1.5 K, the TI JJ reveals the superconducting proximity effects, such as the critical current and multiple Andreev reflections. Under the application of microwave, integer Shapiro steps are observed with satisfying the ac Josephson relation. Our observations indicate that highly-transparent superconducting contacts are formed at the interface between TI nanoribbon and conventional superconductor, which would be useful to explore Majorana bound state in TI.

**Keywords:** topological insulator, nanoribbon, superconducting proximity effect, Josephson junction, Shapiro step

## 1. 서 론

위상 절연체(topological insulator, TI)는 덩치 절연체(bulk insulator)인 동시에 금속성 표면 상태를 갖는 양자 물질이다. TI 표면 상태의 전자들은 자신의 스핀과 운동량이 수직으로 고정되어 나선형 스핀(spin-helical) 특성을 갖게 되고, 이러한 위상 표면 상태(topological surface state)는 비자성 불순물들에 의한 후방 산란이 억제되는 수송 특성을 갖는다[1]. 위상 절연체의 위상 표면 상태의 존재는 각도 분해 광전자 분광법(angle-resolved photoemission spectroscopy, ARPES) 연구를 통해서 주로 연구[2]된 반면에, 전기 전도도 측정 실험에서는 위상 표면 상태에 의한 전기 전도 특성과 시료 자체의 결함으로 인한 덩치 절연체의 전도 특성을 구분하기 어려웠다. 이러한 덩치 절연체의 전도 기여를 줄이기 위해서는 TI 시료에 화학적으로 도핑을 하거나[3] 게이트 전압을 인가하여 페르미 준위를 디랙점(Dirac point) 부근으로 이동시키는 방법[4], TI 시료를 나노선(nanowire) 또는 나노 리본(nano-ribbon) 형태로 성장시키는 방법[5] 등이 제안되어 왔다.

TI 나노선의 경우, 표면적 대비 체적 비율(surface-to-volume ratio)이 증가함에 따라 위상 절연체의 표면 상태를 통한 전기 전도도 특성이 증가[6, 7]하게 되는 특성을 가지므로 다양한 TI 물질에 적용할 수 있다는 장점을 갖는다. 또한, TI 나노선이 초전도체와 접합을 형성할 경우 위상 초전도 상태를 만들어 위상 양자 컴퓨팅(topological quantum computing)의 핵심 요소인 마요라나 구속 상태(Majorana bound state)를 형성할 수 있다는 이론적인 연구 결과들[8, 9]이 있어서 고품질의 TI 나노선-초전도 접합을 형성하는 실험적 기법을 확보하는 것은 차세대 초전도 양자 정보 소자연구에 있어서 매우 중요한 의미를 갖는다.

본 실험 연구에서 우리는 Sb으로 도핑된 Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 위상 절연체의 위상 표면 상태의 증거로서 약한 반국소화(weak anti-localization, WAL) 현상에 의한 음의 자기 저항을 관측하였고, TI 나노 리본의 장축 방향으로 자기장을 인가하였을 때, 아로노프-봄(Aharonov-Bohm) 효과에 의한 주기적인 자기 진동을 관측할 수 있었다. (Bi<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>)<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> TI 나노 리본 위에 PbIn 초전도체 전극을 형성하여 조셉슨 접합(Josephson junction) 소자를 제작하였을 때, 초전도 근접 효과로 인한 초전류를 관측하였으며, 위상 절연체와 초전도체 계면에서의 다중 안드레이 반사(multiple Andreev reflections) 효과에 의한 전기 전도도 봉우리를 관측할 수 있었다. 또한, TI 나노 리본 조셉슨 소자에 마이크로파를 인가하였을 때, 교류 조셉슨 관계식을 만족하는 전압 양자화 효과(Shapiro steps)를 관측하였다. 이러한 실험 결과는 우리가 사용한 (Bi<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>)<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> TI 나노 리본과 PbIn 초전도체 사이에 투과도가 높은 초전도 접합이 잘 형성되어 고품질의 나노-하이브리드 조셉슨 접합[10, 11]으로 사용될 수 있음을 의미한다. 위상절연 나노 리본을 이용한 조셉슨 소자 연구는 앞으로 마요라나 구속 상태의 관측 및 연구에 크게 기여할 수 있을 것으로 기대된다[12].

## 2. 실험

본 실험에서 사용한 (Bi<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>)<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 위상 절연체 나노 리본은 화학 기상 증착법(chemical-vapor deposition, CVD)을 이용하여 실리콘 기판 위에 단결정으로 합성되었다[13]. 이와 같이 Sb를 도핑하여 성장시킨 Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 나노 리본은 덩치 전도의 기여를 줄이고 표면의 기여를 높여주는 것으로 알려졌다[3]. 우리는 단결정 (Bi<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>)<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> TI 나노 리본을 마이크로 텅스텐 팁을 사용하여 대면적의 Ti/Au 본딩용 전극이 미리 올라간 두께 300 nm의 SiO<sub>2</sub>가 덮고 있는 고농도

\* Corresponding author: yjdoh@gist.ac.kr

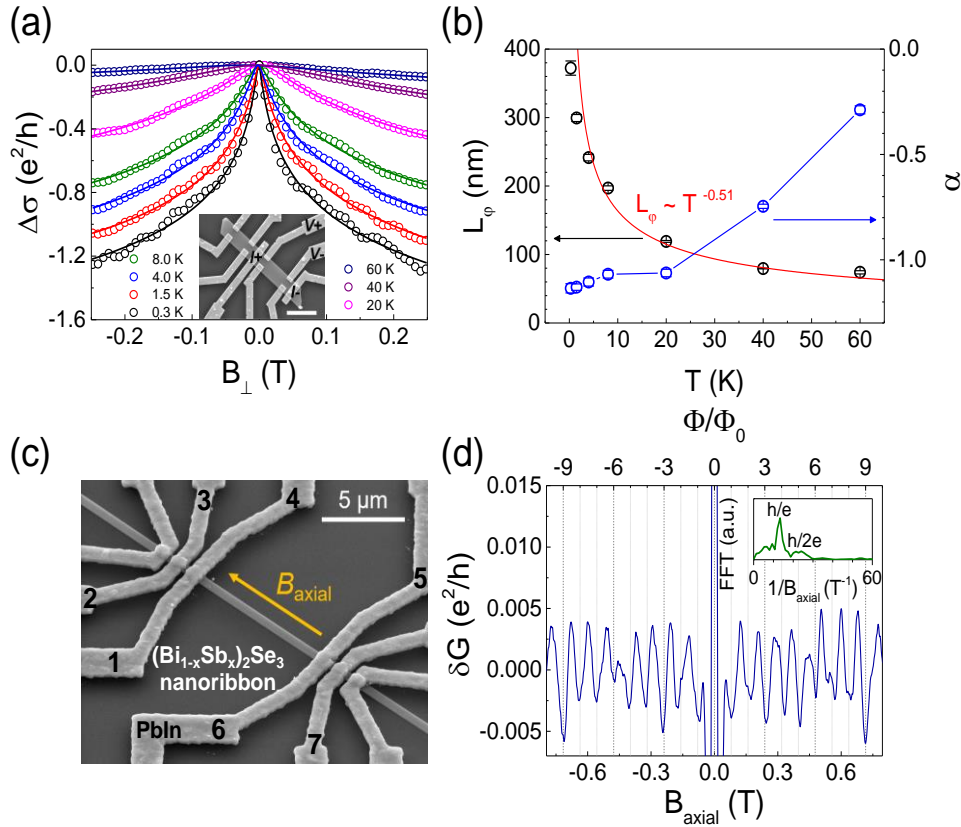


Fig. 1. (a) Magnetoconductivity,  $\Delta\sigma$  with a magnetic field perpendicular to the substrate at different temperatures, ranging from 0.3 K to 60 K. The solid lines are theoretical fits (see text). Inset: Scanning electron microscope (SEM) image of  $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Se}_3$  nano-plate device (D1) contacted with Ti/Au electrodes, where the scale bar is 5  $\mu\text{m}$ . (b)  $L_{\phi}$  and  $\alpha$  as a function of temperature. The red solid line is a fit of power law of  $L_{\phi}$ . (c) SEM image of  $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Se}_3$  nanoribbon-based junctions contacted with PbIn superconducting electrodes (D6). (d) Conductance variation ( $\delta G$ ) vs. axial magnetic field ( $B_{\text{axial}}$ ) at  $T = 1.6$  K after subtracting smooth background conductance curve. Inset: Fast Fourier transform (FFT) of  $\delta G(B_{\text{axial}})$ .

$n++$ 형 실리콘 기판 위로 옮긴 후에 소자 제작 작업을 진행하였다. 우선 전자빔 리소그래피(electron-beam lithography)를 써서 전극 패턴을 형성한 후, 현상(development) 작업 후에도 남아 있을지 모르는 전자빔 레지스트(950 PMMA A7)를 마저 제거하기 위해 산소 플라즈마(oxygen plasma) 처리(100 W, 40 초)를 진행하였다. 이와 더불어 대기 중에 노출된 위상 절연체 표면에 형성되는 자연 산화막을 제거하기 위해 상온에서 BOE(buffered oxide etchant)를 써서 산화막 식각 처리(7 초)를 한 후에 초전도 박막을 증착하였다[14]. 초전도 전극으로는 PbIn(300 nm)/Au(10 nm) 박막을 사용하였으며 전자빔 증착기(electron-beam evaporator)로 증착되었다. 사용된 PbIn 초전도 전극은 그래핀[15], PbS 반도체 나노선[11, 16], 그리고 금 나노선[17] 등의 나노 구조체와 안정적인 초전도 접합을 형성하는 것으로 알려져 있는데, Al 초전도 전극( $T_{C,Al} \sim 1.2$  K)에 비해 높은 초전도 임계온도( $T_{C,PbIn} \sim 7$  K) 특성을 보이기 때문에 희석식 냉동기와 같은 고가의 극저온 냉동기 없이도 초전도 접합 실험을 가능하게 한다는 장점을 갖는다[17, 18]. 완성된 정상 금속 소자와 초전도 전극 소자의 주사형 전자현미경(scanning electron microscope, SEM) 이미지를 Fig. 1a (소자 D1)와 Fig. 1c (소자 D6)에 각각 나타내었다. 소자의 극저온 전도 특성 및 마이크로파 응답 특성은 기저 온도 3.0 K의 무냉매 냉동기(성우 인스트루먼트)와 기저 온도 1.5 K의 무냉매 고자기장 시스템(cryogen-free magnet system, Cryogenic Ltd.)을 써서 측정하였다. 시료의 자기

저항(magneto-resistance)은 락인 증폭기(lock-in amplifier, SR830)를 써서 측정하였고, 전류-전압 특성은 소스 미터(Keithely 2400)로 전류를 흘려주고 나노볼트 전압계(Keithely 2182a)로 전압을 측정 하였다. 또한 냉동기 외부에서 소자에 유입되는 잡음을 줄이기 위해 이단계 RC 필터(차단주파수  $f_c \sim 10$  kHz)와 파이 필터( $f_c \sim 10$  MHz)를 사용하였다.

### 3. 결과 및 토의

위상 절연체의 표면에서 전자의 스핀과 운동량은 서로 고정(spin-momentum locking)되어 있는데, 이 경우 시간 역전 경로(times-reversed paths)를 형성한 전자들은  $\pi$ 의 베리 위상(Berry's phase)에 의한 상쇄 간섭을 일으키게 되어 약한 반국소화(weak anti-localization, WAL) 전도 특성을 보이게 된다. 이 때, 자기장을 표면에 수직하게( $B_{\perp}$ ) 걸어주어 시간 역전 대칭성을 억제하면, WAL 특성이 방해되어 자기 전도도 또한 억제된다. 이로 인해 위상 절연체의 자기 전도도는 제로 자기장 부근에서 최대값을 갖는 음의 자기 전도도(negative magneto-conductivity) 특성을 보이게 된다[19].

우리는 실험에 사용한 TI 나노 리본과 같이 성장시킨  $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Se}_3$  나노 플레이트(nano-plate) (너비  $w = 2.5$   $\mu\text{m}$ , 두께  $t = 132$  nm) 위에 정상 금속 Ti(5 nm)/Au(150 nm) 전극들을 형성한 소자 D1에 대하여 자기 전도도 측정을 수행하였으며

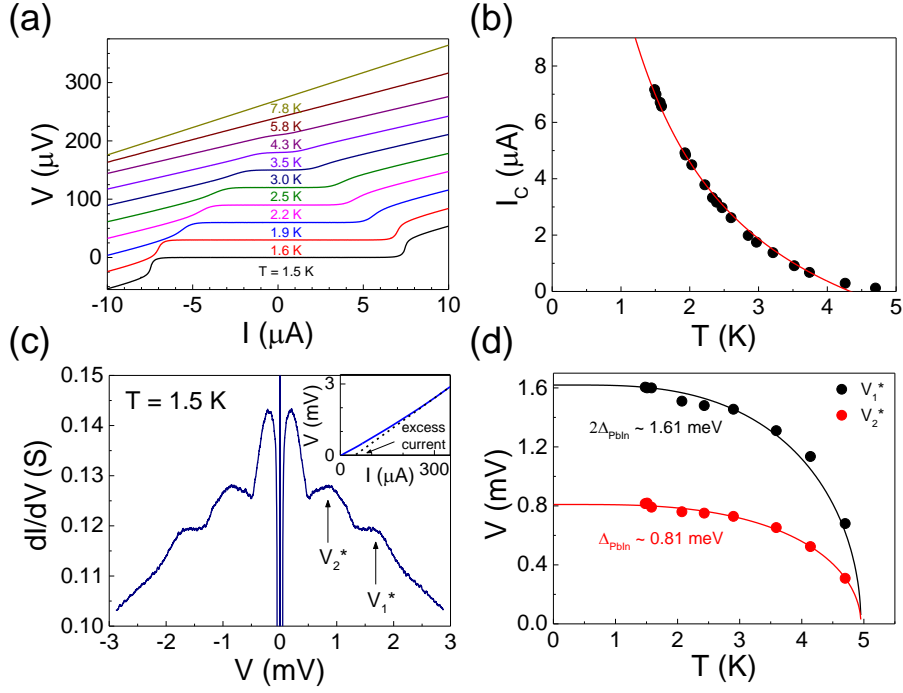


Fig. 2. (a) Temperature dependence of the  $I$ - $V$  characteristic curves for device **D6**. Curves are offset for clarity. (b) Temperature dependence of  $I_C$ . The solid line is the theoretical calculation (see text). (c) Differential conductance ( $dI/dV$ ) vs.  $V$  characteristic curve at  $T = 1.5$  K. The arrows indicate the subgap conductance peaks due to multiple Andreev reflections. Superconducting energy gap is estimated to be  $\Delta_{\text{Pbln}} = 0.81$  meV. Inset: The obtained excess current is  $I_{\text{exc}} = 46.6$   $\mu\text{A}$  (zero-voltage crossing point of the extrapolated line of the  $I$ - $V$  curve at  $eV > 2\Delta_{\text{Pbln}}$  region). (d) Temperature dependence of  $V_1^*$  and  $V_2^*$ . The solid lines are fitting results using the BCS theory.

그 데이터를 Fig. 1a에 심볼로 나타내었다. Y 축( $\Delta\sigma(B_{\perp}) = \sigma(B_{\perp}) - \sigma(0)$ )은 자기 전도도 측정값에서 제로 자기장에서의 자기 전도도 값을 빼 준 값으로서 음의 자기 전도도 특성이 나타남을 알 수 있다. 온도를 증가시키에 따라 음의 자기 전도도 특성이 약해지는데, 이는 열적 산란(thermal scattering)이 증가하면서 위상 결맞음 길이(phase coherence length,  $L_{\phi}$ )가 감소하게 되어 WAL 효과가 억제되기 때문이다[20].

우리는 이차원계의 약한 반국소화 이론(Hikami-Larkin-Nagaoka, HLN)을 이용하여 측정 결과를 분석하였는데 사용한 이론 식[21]은 아래와 같다:

$$\Delta\sigma = \sigma(B_{\perp}) - \sigma(0) = -\frac{\alpha e^2}{2\pi^2 \hbar} \left[ \ln \left( \frac{\hbar}{4eB_{\perp} L_{\phi}^2} \right) - \psi \left( \frac{1}{2} + \frac{\hbar}{4eB_{\perp} L_{\phi}^2} \right) \right], \quad (1)$$

여기서  $\alpha$ 는 전도 채널 상수,  $\hbar$ 는 플랑크 상수(Planck constant)  $h$ 를  $2\pi$ 로 나눈 값,  $e$ 는 전자의 기본 전하량,  $\psi$ 는 디감마(digamma) 함수이다.  $\alpha$ 는 결맞음 이차원 전도 채널 하나에 대하여 -0.5에 해당하는 값을 갖는다. 식 (1)을 이용하여 Fig. 1a에 나타낸 데이터의 온도에 따른 자기 전도도 곡선들을 맞추게 되면 온도에 따른  $L_{\phi}$ 와  $\alpha$ 를 구할 수 있으며 그 결과를 Fig. 1b에 나타내었다. 위상 결맞음 길이  $L_{\phi}$ 는  $T = 0.3$  K에서  $L_{\phi} = 372$  nm가 됨을 알 수 있는데, 이 값은 기존의  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  위상 절연체에서 보고된 값들과 유사하며 본 실험에 사용된 TI 시료의 너비와 비교할 때 이차원 한계 조건( $w \gg L_{\phi}$ )을 만족한다 [22, 23]. 온도가 증가함에 따라  $L_{\phi}$ 는  $T^{0.51}$ 의 비율로 감소(Fig.1b의 빨간 실선)하며 이는 이론적으로 예측[24]된 이차원 전자계 전자들 사이의 상호

산란에 따른 온도 의존성 관계( $L_{\phi} \sim T^{-1/2}$ )를 잘 따르고 있는 것으로 보인다. 따라서 본 실험에서 측정된 음의 자기 전도도 데이터는  $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Se}_3$  나노 플레이트 위상 절연체 시료의 이차원 표면 상태로부터 발생한 것임을 알 수 있다. 전도 채널 상수의 경우,  $T = 0.3 \sim 20$  K 영역에서  $\alpha = -1.1$ 의 값을 갖는데, 이는 TI 나노 플레이트 시료의 윗면( $\alpha_{\text{top}}$ )과 아랫면( $\alpha_{\text{bottom}}$ )에 있는 두 개의 이차원 위상 표면 상태들이 같이 음의 자기 전도도 특성에 기여하기 때문으로 생각된다. 온도가 20 K 이상 증가하는 경우에  $\alpha$ 의 크기는 단조 감소하는 경향을 보이는데 이는 윗면과 아랫면의 두 위상 표면 상태와 절연 덩치 상태 사이의 산란이 온도에 따라 증가하면서 표면 상태와 덩치 상태의 분리도(decoupling)가 감소하였기 때문으로 추정된다[22].

위상 절연체가 나노 리본의 형태를 갖게 되면 아로노프-봄 효과에 의한 특이한 자기 전도도의 진동 현상이 나타나는 것이 알려져 있다[6]. 이는 TI 나노 리본의 둘레를 따라서 발현되는 양자 구속 효과로 인해 위상 표면 상태가 여러 개의 일차원 서브밴드(subbands)로 양자화 되면서, 에너지-운동량 분산 관계(dispersion relation)가 나노 리본의 장축 방향으로 인가된 자기장이 만들어 내는 아로노프-봄 위상(Aharonov-Bohm phase)과 더불어 위상 절연체 특유의  $\pi$  베리 위상을 포함하는 형태로 변형되기 때문이다[25-26]. 따라서 TI 나노 리본의 자기 전도도는 나노 리본 단면적을 지나는 장축 방향 자속에 대하여 자속 양자(magnetic flux quantum,  $\Phi_0 = h/e$ )의 주기를 갖고 진동하게 되며 이를 위상 절연 나노 리본에서의 아로노프-봄 진동이라 부른다. 이와 같은 자기 전도도 진동은 여러 위상 절연 나노 리본에서 실험적으로 보고되었으며 위상 절연 나노 리본의 위상 표면 상태의 존재를 확인시켜주는 증거로 여겨진다[6, 14, 27, 28].

우리가 TI 조셉슨 소자 실험에 사용한  $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Se}_3$  나노

리본 소자(D6)의 주사 전자 현미경 이미지를 Fig. 1c에 나타내었다. 나노 리본의 너비는  $w = 587$  nm이고 두께는  $t = 100$  nm 이었다. 초전도 접합을 위해서 PbIn(300 nm)/Au(10 nm) 전극을 사용하였고, 인접한 두 초전도 전극 사이의 간격은  $L = 290$  nm 이다. 온도가  $T = 1.6$  K일 때, 나노 리본의 장축 방향으로 자기장( $B_{axial}$ )을 인가하면서 측정된 자기 전도도 변화 ( $\delta G(B_{axial})$ )를 Fig. 1d에 나타내었다.  $\delta G(B_{axial})$ 는 실제 자기 전도도 측정값에서 포물선 모양의 배경 신호를 제거한 값이다. 이 때, 전류는 전극 4번에서 5번으로 인가하였고, 전압은 전극 1번과 6번을 이용하여 측정(채널 길이  $L_{ch} = 8.9$   $\mu$ m)하였다. Fig. 1d에서 보이듯이  $\delta G$ 는 일정한 주기의 자기장 간격으로 진동을 하는데, 제로 자기장에서 보이는 자기 전도도 봉우리는 덩치 시료의 스핀-궤도 결합으로 인한 약한 반국소화(WAL) 효과로 생각된다[29]. Fig. 1d의 삽화와 같이  $\delta G(B_{axial})$ 의 고속 푸리에 변환(fast Fourier transform, FFT)을 수행하게 되면,  $\delta G(B_{axial})$ 의 진동 주기가  $\Delta B_{axial} = 795$  Oe에 해당함을 알 수 있다. 전자 현미경과 원자힘 현미경(atomic force microscope, AFM)으로 측정된 나노 리본 시료의 단면적은  $S = wt = 5.87 \times 10^{-14}$  m<sup>2</sup> 이며, 이 값을 위의 자기장 주기와 곱할 경우,  $\Phi = S\Delta B_{axial} = 1.1\Phi_0$ 의 자기 선속(magnetic flux) 주기를 얻게 되는데, 이 값은 아로노프-봄 위상 간섭 이론에서 예측하는 주기인  $\Phi_0 = h/e$ 에 매우 근접한 결과로서 본 실험에서 사용한 (Bi<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>)<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 나노 리본이 위상 표면 상태를 갖고 있음을 뒷받침하는 증거가 된다. 실제 TI 나노 리본의 경우, 표면에 형성된 자연 산화막 밑에 위상 표면 상태가 존재하기 때문에 약 5 nm 두께를 갖는 산화막을 고려하면 위의 차이를 잘 설명할 수 있게 된다[14, 30]. 추가로  $\delta G(B_{axial})$ 의 FFT 분석(Fig. 1d 삽화 참조)을 통해  $h/e$  주기의 진동 외에 미약하지만  $h/2e$  주기의 진동도 있음을 알 수 있는데, 이는 Altshuler-Aronov-Spivak 진동으로 추정된다[25, 31, 32].

TI 나노 리본으로 만든 조셉슨 소자의 온도에 따른 전류-전압( $I$ - $V$ ) 특성 곡선을 Fig. 2a에 나타내었다. 이 때, 전류는 3번 전극에서 4번 전극으로 주입하였고, 전압은 2번 전극과 1번 전극 사이에서 측정 하였다(Fig. 1c 참조).  $T = 4.3$  K 이하의 낮은 온도에서 PbIn 초전도 전극과 (Bi<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>)<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 나노 리본 사이의 초전도 근접 효과로 인해 전압이 0인 상태에서 전류가 흐르는 초전류 영역(supercurrent branch)이 관측되며 초전류의 최대값에 해당하는 임계 전류(critical current,  $I_C$ )는 온도를 낮출 수록 지속적으로 증가하여 1.5 K에서  $I_C = 7.2$   $\mu$ A에 이른다. 정상 상태에서의 소자 저항(normal-state resistance,  $R_N$ )은 9.5  $\Omega$ 이며 임계 전류와 소자 저항의 곱으로 주어지는  $I_C R_N$  곱은 1.5 K에서 68.4  $\mu$ V이다.

TI 나노 리본 조셉슨 소자의 임계 전류의 온도 의존성을 Fig. 2b에 나타내었다. 온도가 감소할수록  $I_C$ 는 지속적으로 증가하는 경향을 보이며 전체적으로 오목한 형태를 보인다. 실선은 긴 확산형 조셉슨 접합 영역(long and diffusive Josephson junction regime)에서 온도에 따른  $I_C$ 의 이론적인 맞춤식 결과로서 우리가 사용한 맞춤식은 다음과 같다[33]:

$$I_C(T) = a \frac{E_{Th}}{eR_N} \left[ 1 - b \exp\left(\frac{-aE_{Th}}{3.2k_B T}\right) \right], \quad (2)$$

여기서  $a$ 와  $b$ 는 맞춤 상수(fitting parameters)이고,  $E_{Th}$ 는 싸울리스 에너지(Thouless energy),  $k_B$ 는 볼츠만 상수(Boltzmann constant) 등을 의미한다. 싸울리스 에너지는  $E_{Th} = \hbar D/L^2$ 의 관계식을 통해 추정할 수 있는데, 조셉슨 소자를 이루는 두 초전도체 전극 사이의 채널 길이  $L = 290$  nm와 TI 나노 리본의 확산 계수(diffusion constant)  $D = 51$

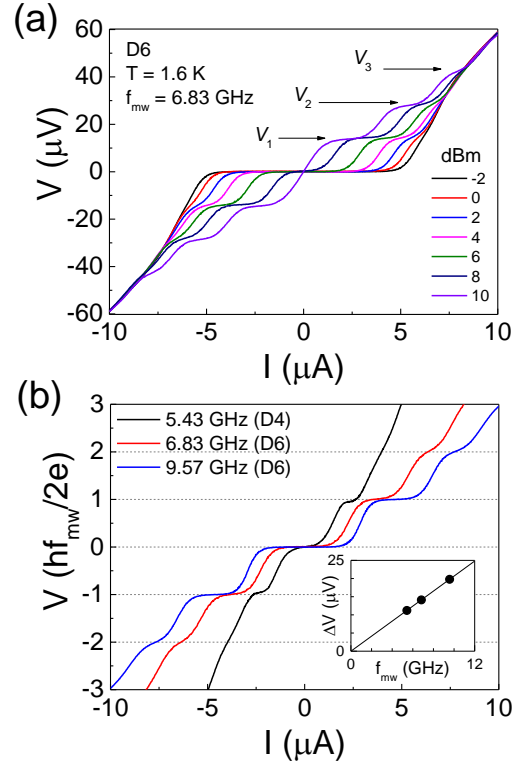


Fig. 3. (a) Microwave-power dependence of the  $I$ - $V$  characteristics under microwave irradiation with  $f_{mw} = 6.83$  GHz for device D6. Voltage plateaus are observed at  $V = V_n$  with  $n = 1, 2, 3$ . (b)  $I$ - $V$  characteristics at  $f_{mw} = 5.43$  (D4), 6.83 and 9.57 GHz (D6). Here, the voltage axis is normalized by  $hf_{mw}/2e$ . The inset shows the frequency dependences of the voltage interval ( $\Delta V$ ) between Shapiro steps. The solid line is a theoretical prediction based on the ac Josephson relation.

cm<sup>2</sup>/s 등을 사용하여  $E_{Th} \approx 40$   $\mu$ eV 정도로 추정할 수 있었다. 여기서 확산 계수( $D = v_F l_e/3$ )는 페르미 속도(Fermi velocity)  $v_F = 3 \times 10^5$  m/s와 평균 자유 행로(mean free path)  $l_e = 51$  nm 등을 이용하여 추정하였다. 이 결과와 함께 식 (2)를 데이터에 맞춤 한 결과,  $a = 5.6$ 과  $b = 1.2$ 에서 가장 적합한 맞춤 결과를 얻을 수 있었다.

온도가 1.5 K일 때 측정된 전류-전압 곡선을 미분하여 전압에 따른 미분 전도도(differential conductance)  $dI/dV$  특성 곡선을 구할 수 있는데, 그 결과를 Fig. 2c에 나타내었다.  $dI/dV$  특성 곡선에서 여러 개의 미분 전도도 봉우리를 볼 수 있는데, 이는 PbIn 초전도 전극과 (Bi<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>)<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 나노 리본 사이 계면에서 일어나는 다중 안드레이 반사(multiple Andreev reflections, MAR)[34]에 의한 효과로 이해할 수 있다[10, 15]. 일반적으로 정상 금속과 초전도체가 높은 투과도(transparency,  $\tau$ )를 갖는 접합을 형성할 때, 초전도 갭 에너지(superconducting energy gap,  $\Delta_{sc}$ ) 보다 작은 에너지를 갖는 전자가 정상 금속으로부터 금속-초전도체 계면으로 입사하게 되면 전자는 계면에서 정공(hole)으로 되반사(retro-reflection) 되는 동시에 쿠퍼쌍(Cooper pair)을 초전도체 내부로 전달할 수 있게 되는데, 이러한 현상을 안드레이 반사(Andreev reflection)라고 하며 이상적인 경우에 접합의 미분 전도도를 정상 상태에 비해 두 배로 증가시키는 결과를 가져온다[35]. 조셉슨 접합 소자는 두 개의 계면을 갖고 있어서 각각의 계면에서 안드레이 반사가 연속적으로 발생하는 다중 안드레이 반사(MAR)가 일어나는데, 이 경우

초전도 갭 에너지를 정수배로 나눈 특정 전압( $V_n^* = 2\Delta_{sc}/ne$ ,  $n$ 은 정수)에서 미분 전도도 봉우리가 발생하게 된다[36].

Fig. 2c의  $dI/dV$  특성 곡선에서 보여지는 미분 전도도 봉우리들은 각각  $V_1^* = 1.61$  mV와  $V_2^* = 0.81$  mV 지점에서 관측되며 이를 통해 예측되는 PbIn 전극의 초전도 에너지 갭으로  $\Delta_{PbIn} = 0.81$  meV를 얻는다.  $V_1^*$ 와  $V_2^*$ 에 해당하는  $dI/dV$  봉우리들의 온도 의존성을 Fig. 2d에 나타내었는데, 실선으로 표시한 Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) 이론[35]에서 예측한 초전도 갭 에너지의 온도 의존 특성을 잘 따르고 있으므로 미분 전도도 봉우리들이 다중 안드레이 반사에 의해 발생한 것임을 확인할 수 있다. TI 나노 리본과 PbIn 초전도 전극 사이 계면의 투과도는 초전도 과전류(excess current,  $I_{exc}$ )로부터 추정할 수 있는데[11], Fig. 2c 삽화에 나타난  $I_{exc} = 46.6$   $\mu$ A를 써서 계면의 투과도가 약  $\tau = 0.6$ 에 해당함을 알 수 있다.

TI 나노 리본과 초전도 전극 사이에 초전도 근접 효과로 인한 조셉슨 소자가 제대로 형성되었는지를 확인하기 위해서 마이크로파 응답 특성을 측정하였다. 일반적인 조셉슨 접합 소자에 진동수  $f_{mw}$ 의 마이크로파를 조사할 경우, 소자의 전류-전압 곡선은 특정 전압의 정수배에서 양자화된 전압 특성, 즉 샤프로 계단(Shapiro step) 형태를 보일 것으로 예상된다[35]. 양자화된 전압은 조셉슨 교류 관계식에 의해  $V_n = nhf_{mw}/2e$ 로 표현된다. Fig. 3a는 TI 나노 리본 소자(D6)에  $f_{mw} = 6.83$  GHz의 주파수를 갖는 마이크로파를 쬐어 주었을 때 얻어진 전류-전압 곡선으로서 마이크로파 발생기의 출력 파워에 따른 변화를 보여준다. 화살표로 표시된  $V_1$ ,  $V_2$ ,  $V_3$  등의 전압에서 샤프로 계단이 나타나는 것을 볼 수 있으며 양자화된 전압의 크기는  $\Delta V = 14.1$   $\mu$ V로 일정하며 이는 이론에서 예측한 값인  $hf_{mw}/2e$  값과 정확히 일치한다. Fig. 3b는 전압의 단위를  $hf_{mw}/2e$ 로 정규화한 전류-전압 곡선으로, 소자 D4의 경우  $f_{mw} = 5.43$  GHz, 소자 D6의 경우  $f_{mw} = 6.83$  GHz 및 9.57 GHz의 마이크로파를 인가하면서 측정한 전류-전압 곡선이다. 정규화된 전류-전압 곡선은 소자와 주파수가 다르더라도  $\Delta V = hf_{mw}/2e$  간격으로 일정하게 양자화된 샤프로 계단을 보여주는데, 이로부터 TI 나노 리본 기반의 조셉슨 소자가 잘 형성되었음을 알 수 있다. 이에 더하여 Fig. 3b 삽화는 샤프로 계단의 양자화된 전압이 마이크로파의 주파수에 선형 비례하는 것을 보여주며, 그 기울기는  $h/2e = 2.07$   $\mu$ V/GHz의 조셉슨 교류 관계식을 잘 만족하고 있음을 알 수 있다.

#### 4. 결 론

우리는  $(Bi_{1-x}Sb_x)_2Se_3$  위상 절연 나노 리본 위에 PbIn 초전도체 전극을 형성하여 TI 나노 리본 조셉슨 접합을 형성하였다. 아로노프-봄 효과에 의한 장축 방향 자기 저항의 진동과 약한 반국소 현상에 의한 음의 자기 전도도 현상은 위상 절연체의 고유한 양자 전도 특성으로서 본 연구에서 사용한 TI 나노 리본에 위상 표면 상태가 존재함을 뒷받침하는 증거가 된다. 초전도 임계 온도 이하에서 초전도 근접효과로 인한 초전류와 샤프로 계단, 다중 안드레이 반사에 의한 미분 전도도의 봉우리들을 관측할 수 있었다. 이러한 실험 결과로부터 TI 나노 리본과 초전도 전극 사이에 높은 투과도의 계면이 잘 형성되었음을 알 수 있다. 따라서 본 연구에서 사용한 TI 나노 리본 기반의 조셉슨 소자는 앞으로 마요라나 구속 상태를 검출하는 실험 및 연구에 매우 유용하게 사용될 수 있을 것으로 기대된다.

#### ACKNOWLEDGMENT

This work was supported by the National Research Foundation through NRF-2018R1A3B1052827.

#### REFERENCES

- [1] M. Z. Hasan and C. L. Kane, "Colloquium: Topological insulators," *Reviews of Modern Physics*, vol. 82, pp. 3045-3067, 2010.
- [2] D. Hsieh, et al., "A tunable topological insulator in the spin helical Dirac transport regime," *Nature*, vol. 460, pp. 1101-1105, 2009.
- [3] S. S. Hong, J. J. Cha, D. Kong, and Y. Cui, "Ultra-low carrier concentration and surface-dominant transport in antimony-doped  $Bi_2Se_3$  topological insulator nanoribbons," *Nature Communications*, vol. 3, pp. 1771, 2012.
- [4] H. Steinberg, D. R. Gardner, Y. S. Lee, and P. Jarillo-Herrero, "Surface state transport and ambipolar electric field effect in  $Bi_2Se_3$  nanodevices," *Nano Letters*, vol. 10, pp. 5032-5036, 2010.
- [5] L. D. Alegria, et al., "Structural and Electrical Characterization of  $Bi_2Se_3$  Nanostructures Grown by Metal-Organic Chemical Vapor Deposition," *Nano Letters*, vol. 12, pp. 4711-4714, 2012.
- [6] S. S. Hong, Y. Zhang, J. J. Cha, X. L. Qi, and Y. Cui, "One-dimensional helical transport in topological insulator nanowire interconnects," *Nano Letters*, vol. 14, pp. 2815-2821, 2014.
- [7] H. Peng, et al., "Aharonov-Bohm interference in topological insulator nanoribbons," *Nature Materials*, vol. 9, pp. 225-229, 2010.
- [8] A. Cook and M. Franz, "Majorana fermions in a topological-insulator nanowire proximity-coupled to an s-wave superconductor," *Physical Review B*, vol. 84, pp. 201105, 2011.
- [9] J. Alicea, "New directions in the pursuit of Majorana fermions in solid state systems," *Reports on Progress in Physics*, vol. 75, pp. 076501, 2012.
- [10] Y. -J. Doh, et al., "Tunable supercurrent through semiconductor nanowires," *Science*, vol. 309, pp. 272-275, 2005.
- [11] B. -K. Kim, et al., "Strong Superconducting Proximity Effects in PbS Semiconductor Nanowires," *Acs Nano*, vol. 11, pp. 221-226, 2017.
- [12] H. -S. Kim and Y. -J. Doh, "Towards searching for majorana fermions in topological insulator nanowires," *Progress in Superconductivity and Cryogenics (PSAC)*, vol. 21, pp. 6-9, 2019.
- [13] N. -H. Kim, et al., "Fabrication and Characterization of Superconducting Quantum Interference Device using  $(Bi_{1-x}Sb_x)_2Se_3$  Topological Insulator Nanoribbons," *arXiv: cond-matt/1801.07855*, 2018.
- [14] H. -S. Kim, et al., "Quantum electrical transport properties of topological insulator  $Bi_2Te_3$  nanowires," *Current Applied Physics*, vol. 16, pp. 51-56, 2016.
- [15] D. Jeong, et al., "Observation of supercurrent in PbIn-graphene-PbIn Josephson junction," *Physical Review B*, vol. 83, pp. 094503, 2011.
- [16] H. -S. Kim, et al., "Gate-tunable superconducting quantum interference devices of PbS nanowires," *Applied Physics Express*, vol. 9, 2016.
- [17] N. -H. Kim, B. -K. Kim, H. -S. Kim, and Y. -J. Doh, "Fabrication and characterization of Pbln-Au-Pbln superconducting junctions," *Progress in Superconductivity and Cryogenics (PSAC)*, vol. 18, pp. 5-8, 2016.
- [18] S. -I. Park, H. -S. Kim, J. S. Lee, and Y. -J. Doh, "Characterizing Pb-based superconducting thin films," *Progress in Superconductivity and Cryogenics (PSAC)*, vol. 16, pp. 36-39, 2014.
- [19] J. Chen, et al., "Gate-voltage control of chemical potential and weak antilocalization in  $Bi_2Se_3$ ," *Physical Review Letters*, vol. 105, pp. 176602, 2010.
- [20] J. -W. Chang, et al., "Quantum Electrical Transport in Mesoscopic  $LaAlO_3/SrTiO_3$  Heterostructures," *Appl. Phys. Express*, vol. 6, pp. 085201, 2013.
- [21] Shinobu Hikami, Anatoly I Larkin, and Yosuke Nagaoka, "Spin-orbit interaction and magnetoresistance in the two dimensional random system," *Progress of Theoretical Physics*, vol. 63, pp. 707-710, 1980.
- [22] H. Steinberg, J. B. Laloë, V. Fatemi, J. S. Moodera, and P. Jarillo-Herrero, "Electrically tunable surface-to-bulk coherent coupling in topological insulator thin films," *Physical Review B*, vol. 84, pp. 233101, 2011.



- [23] H. Im, H. -S. Kim, N. -H. Kim, and Y. -J. Doh, "Quantum electronic transport in (Bi<sub>0.84</sub>Sb<sub>0.16</sub>)<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> topological insulator nanowire," *New Physics: Sae Mulli*, vol. 68, pp. 1041-1047, 2018.
- [24] B. L. Al'tshuler and A. G. Aronov, *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems*, 1985.
- [25] J. H. Bardarson, P. W. Brouwer, and J. E. Moore, "Aharonov-Bohm oscillations in disordered topological insulator nanowires," *Physical Review Letters*, vol. 105, pp. 156803, 2010.
- [26] R. Egger, A. Zazunov, and A. L. Yeyati, "Helical Luttinger liquid in topological insulator nanowires," *Physical Review Letters*, vol. 105, pp. 136403, 2010.
- [27] L. A. Jauregui, M. T. Pettes, L. P. Rokhinson, L. Shi, and Y. P. Chen, "Magnetic field-induced helical mode and topological transitions in a topological insulator nanoribbon," *Nature Nanotechnology*, vol. 11, pp. 345-351, 2016.
- [28] J. Kim, et al., "Quantum Electronic Transport of Topological Surface States in  $\beta$ -Ag<sub>2</sub>Se Nanowire," *ACS Nano*, vol. 10, pp. 3936-3943, 2016.
- [29] J. J. Cha, et al., "Effects of magnetic doping on weak antilocalization in narrow Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> nanoribbons," *Nano Letters*, vol. 12, pp. 4355-4359, 2012.
- [30] M. Tian, et al., "Dual evidence of surface Dirac states in thin cylindrical topological insulator Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> nanowires," *Scientific Reports*, vol. 3, pp. 1212, 2013.
- [31] B. L. Al'tshuler, A. G. Aronov, and B. Z. Spivak, "The Aharonov-Bohm effect in disordered conductors," *Jetp Lett*, vol. 33, pp. 94, 1981.
- [32] A. G. Aronov and Yu V. Sharvin, "Magnetic flux effects in disordered conductors," *Reviews of Modern Physics*, vol. 59, pp. 755-779, 1987.
- [33] P. Dubos, et al., "Josephson critical current in a long mesoscopic S-N-S junction," *Physical Review B*, vol. 63, pp. 064502, 2001.
- [34] T. M. Klapwijk, G. E. Blonder, and M. Tinkham, "Explanation of subharmonic energy gap structure in superconducting contacts," *Physica B+C*, vol. 109-110, pp. 1657-1664, 1982.
- [35] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity: Second Edition*. Dover Publications, 2004.
- [36] M. Jung, et al., "Superconducting Junction of a Single-Crystalline Au Nanowire for an Ideal Josephson Device," *ACS Nano*, vol. 5, pp. 2271, 2011.