STM によるワイル半金属表面でのフェルミアーキ観察

井 上 博 之*

(2018 年 5 月 12 日受付 ; 2018 年 7 月 12 日掲載決定)

Observation of Surface Fermi Arcs in Weyl Semimetal via Scanning Tunneling Microscopy

Hiroyuki INOUE*

(Received May 12, 2018 ; Accepted July 12, 2018)

Weyl semimetals host topologically protected surface states, with arced Fermi surface contours that are predicted to penetrate through the bulk when their momentum matches that of the surface projections of the bulk's Weyl nodes. Here, we describe our experiment in which we used spectroscopic mapping with a scanning tunneling microscope (STM) to visualize quasi-particle interference at the surface of the Weyl semimetal TaAs. Our measurements revealed multitude of scattering wavevectors, which can be reproduced by taking into account the shape and spin texture of the Fermi arc surface states and their momentum-dependent penetration into the bulk. Our result exemplifies an atomic-scale manifestation of surface-bulk connectivity of Weyl semimetal.

KEYWORDS : Weyl semimetal, Fermi arcs, scanning tunneling microscopy, surface science, topological materials

1. は じ め に

「物質のトポロジカル相とトポロジカル相転移の理論的発見」の業績に対して D. J. Thouless, F. D. M. Haldane, J. M. Kosterlitz の三氏に 2016 年ノーベル物理学賞が贈られた事はまだ記憶に新しい。80 年代に始まったトポロジカル物質相の研究は、波動関数の位相のトポロジーと言う視点を物質研究にもたらし、物質相分類の新たな枠組みを建設して来た。

これまでトポロジカル物質として既に様々な系が実現されて来たが、ワイル半金属と呼ばれる物質が近年注目を集めている¹⁾。ワイル半金属はフェルミ面付近の電子が相対論的量子力学で提案されたワイルフェルミオンとして振る舞う物質である。興味深い事に、結晶のバルク(内部)のワイルフェルミオンの存在がサンプル表面にフェルミアーキと呼ばれる「開いたフェルミ面」を持つ表面状態を保証する事が理論的に提案された^{2~4)}。そして実際に角度分解光電子分光 (Angle-Resolved Photoemission Spectroscopy, ARPES) を用いて TaAs (タンタル砒素) の [001] 面⁴⁾でワイルフェルミオンとフェルミア

ークが観測された^{5~7)}。本稿では、超高真空内で TaAs を劈開し得られた清浄な [001] 面に対し、原子スケールの空間分解能を持つ走査トンネル電子顕微鏡 (Scanning Tunneling Spectroscopy, STM) を用いてワイル半金属のバルクと表面状態の結合性を捉えた我々の実験を紹介したい⁸⁾。

2. トポロジカル物質と保護された表面状態

無知の露呈を恐れずに言えば、トポロジーとは物の形を連続的に変えた時に変わらない性質を扱う数学である。頻繁に挙げられる例はドーナツの穴の様に連続な変形によって変わらない性質であり、トポロジカル不変量と呼ばれる。では、トポロジーの考え方が結晶電子にどのように活かせるのだろうか。結晶電子の分散関係はバンド構造と呼ばれ、結晶の周期性を反映して波数(結晶運動量)空間はブリルアンゾーンを単位とした周期性を持つ。バンド構造は格子定数やスピン軌道相互作用など結晶のパラメーターに応じて変化し、バンドの形状、位置、バンド交差が変化する。このバンド交差がトポロジカル物質の議論では鍵となる。ここで Fig. 1 の赤と青の点を後程説明するワイル点として捉えよう。結晶のパラメーターを Δ とすると、系は Δ のある領域でトポロ

* E-mail : hiroyukiinoue1444@gmail.com

Fig. 1. (color online). A schematic evolution of band crossings as a function of a crystal parameter Δ . When $\Delta < 0$ ($\Delta > 0$), the system is in topologically nontrivial (trivial) phase with $\Delta = 0$ being the critical point between the phases. Red and blue points represent Weyl points.

ジカルに非自明な構造を生むバンド交差を保ち、それ以外ではバンド交差が解けてトポロジカルに自明な系となる⁹⁾。重要な点は、トポロジカルな性質は $\Delta = \Delta_0$ などパラメーターの一点ではなく、ある範囲に亘って保たれる事である。

トポロジカル物質の更に興味深い性質は、系の表面にバルクの性質を反映した表面状態を持つ点である。サンプル外の真空はトポロジカルに自明な系であり、Fig. 1の $\Delta > 0$ の領域に対応する絶縁体とみなして良い。サンプル内が $\Delta < 0$ というトポロジカルに非自明な領域にある時、サンプルの内側から外側へ移行する際、必ず $\Delta = 0$ の状態を経由する。この $\Delta = 0$ の状態は表面状態に他ならず、サンプルの内側がトポロジカルに非自明な限り、取り除く事ができない。このような表面状態の事をトポロジカルに保護された表面状態と呼ぶ。サンプルの形状を変えるなど境界を動かす事が出来てもそのような表面状態は存在し続ける。本稿で紹介するワイル半金属はペアのワイル点を繋ぐようなフェルミアークと呼ばれる表面状態を持つ (Fig. 2 (a))。

3. ワイル半金属

1929年、H. Weyl はディラック方程式の粒子質量がゼロとしたワイル方程式を発表した。このような質量ゼロの粒子をワイルフェルミオンと呼ぶ。ワイルフェルミオンは早くから理論的には提案されていたが、現在まで素粒子物理学の領域では発見に至らなかった。

それ故に、近年固体結晶中においてワイルフェルミオンが発見されたことは驚くべき事であった⁵⁻⁷⁾。固体物理学が扱う対象は、相対論的なエネルギースケールに比べると遥かに小さなエネルギースケールであり、前述のディラックフェルミオンやワイルフェルミオンとは一見無縁の世界の様に思える。しかしながら、結晶格子上の電子は結晶構造を反映したバンド構造を持つため、様々な性質が発現する肥沃な土壌であり、ワイルフェルミオンの性質を持つ電子さえ現れ得るのである。2つの縮退

Fig. 2. (color online). Schematic illustration of Weyl points and Fermi arcs (a) The central box represents the first Brillouin zone in the momentum space. The red (blue) Weyl point (WP+) carries a positive (negative) chirality. Projections of Weyl points onto the top and bottom surface in the real space are connected to the edges of surface Fermi arcs. (b) A quantum trajectory that involves both bulk Weyl points and Fermi arcs on the top and bottom surfaces. Notice that the vertical axis is a real-space axis.

のないバンドがある1点で線形に交差する時、この点交差付近の電子はワイルフェルミオンとして振る舞う。この点交差はワイル点と呼ばれ、近傍の線形分散部はワイルコーンとよばれる。等方的なワイルフェルミオンの場合、一つのワイル点周りのワイルフェルミオンのハミルトニアンは $H = v(k_x\sigma_x + k_y\sigma_y + k_z\sigma_z)$ となる。ここで v はフェルミ速度、 k_x , k_y , k_z はワイル点から測った波数ベクトルの各成分、 σ_x , σ_y , σ_z はパウリ行列であり、粒子的バンドと正孔的バンドの自由度を表す。ここでこれらはスピン縮退の無いバンドである点に注意されたい。3次元の空間に現れるこのワイルフェルミオンは3つのパウリ行列が波数を係数に持つため、摂動（結局パウリ行列に比例する）を加えてもワイル点は移動するだけで取り除く事は出来ない。グラフエンで現れるディラックフェルミオンは、系が時間・空間反転対称性を持つためにスピン縮退したバンドの点交差から生まれる4成分の線形分散を持つ電子である。しかし、ハミルトニアンは空間の2次元性のため2つのパウリ行列が波数を係数に持ち、例えば副格子の空間対称性を破る摂動が加わるとディラック点は失われてしまう。ワイル半金属は3次元版グラフエンとも呼ばれる事もあるが、上述の様な違いがある。

特筆すべきはワイル点は波数空間の特異点として振る舞う点である^{1,9)}。電磁気学で学ぶガウスの法則によると、点磁荷を中心に球面上を貫く磁束フラックスの積分は磁荷量に比例する。同じ意味で、ワイル点は運動量空間の「磁気単極子」として振る舞い、波数空間に仮想的

Fig. 3. (color online). (a) Schematic illustration of scanning tunneling microscopy rastering on a sample surface. (b) Crystal structure of TaAs with As termination along [001] surface. The lattice constants are $a=b=3.43\text{ \AA}$ along the a and b axes and $c=11.60\text{ \AA}$ along the c axis. The c axis contains 4 layers of As/Ta layers. (c) Topographic image of As-terminated [001] surface taken with the set condition of $V_s=-500\text{ meV}$, $I_s=10\text{ pA}$. The step height was found to be $2.72\text{ \AA}$, which coincides with 1 layer of As/Ta layers. (d) Topographic image of smaller area taken with the same conditions. An ordered As square lattice and various types of impurities therein are visible.

な磁場を産み出す。磁場はある種の空間の歪み（ゲージ場）として表現できる。その仮想的な磁束密度をワイル点を囲む球面に対して積分すると、「磁荷」に対応する整数値のトポロジカル数が得られる（チャーン数と呼ばれる）。Fig. 2 に示す様に運動量空間の磁気単極子としてのワイル点も同様に磁気双極子のように正負ペアで現れる事が知られている。ワイルフェルミオンはディラックフェルミオンがヘリシティ正負の部分に分裂したものと考えるとペアで現れる理由が直観的に分かると思う。

一つのワイル点に着目すると系はトポロジカルに非自明で、保護された表面状態を持つ。一方、ペアを包むような球面を考えると、球の内部のトポロジカル数の総和は0となり、保護された表面状態は現れない。結果、正負のトポロジカル数を持つワイル点がペアで存在する帰結は、ワイル半金属表面に射影したワイル点の間を繋ぐようなトポロジカルに保護された表面状態が現れる事である（Fig. 2 (a)）。この保護された表面状態をフェルミアークと呼ぶ²⁾。

フェルミアークがアークと名のついた理由は表面に射影されたワイル点を繋ぐアークのように「開いた」形を持つ為である。通常、アークの様に開いたフェルミ面が現れる事はない。ではなぜそれが可能なのか。フェルミアークの端は射影されたワイル点の位置に対応しており、仮に電子がフェルミアーク上を移動した時、最終的に端で溜らず、バルクのワイル点へ移行できる。これを電子の表面からバルクへの「染み出し」と考えると、ワイル点に近づく程、フェルミアーク上の電子の染み出しは大きくなる。このようなフェルミアークとワイルコーンが繋がっている状況を表面-バルク結合性と呼ぶ（Fig. 2 (b)）。

4. 走査トンネル顕微鏡と準粒子干渉

トポロジカル物質の実験的研究には ARPES や STM に代表されるような超高真空を要求する表面プローブが重用されて来た。典型的には、超高真空内でバルクの結晶を劈開して得られる清浄な表面を測定対象とする。磁性を持つイリジウム酸化物結晶²⁾や超格子系³⁾はワイル半金属として当初提案されたものの、合成が難しく観測には至らなかった。そんな中、非磁性で空間反転対称性が破れたストイキオメトリックな遷移金属モノニクタイトである TaAs, TaP, NbAs, NbP が提案され⁴⁾、TaAs が初のワイル半金属結晶の例となった。バルクにギャップが開いたトポロジカル絶縁体と違い、ワイル半金属では表面のフェルミアークとバルクのワイルフェルミオンが結合している事が特徴である。表面とバルクの両者を巻き込む表面-バルク結合性を反映した電子輸送現象が Vishwanath 等によって指摘された^{10,11)}。より具体的には、ワイル半金属薄膜系にて、上下表面のフェルミアークがバルクの正負のワイル点で繋がれた量子軌道である（Fig. 2 (b)）。本実験では原子スケールの空間分解能を持つ STM を用いてワイル半金属 TaAs での表面-バルク結合性の現れを捉えることに成功したと考えられる。

STM では金属探針を用いて、サンプル表面に対してセット電圧 V_s とセット電流 I_s を固定し、トンネル電流 I にフィードバックを掛け、探針を走査する事で原子スケールの分解能を持ったイメージングを行う（Fig. 3 (a)）。本実験で使用した STM は 10 K から 120 K 程度まで安定した可変温度測定ができる Ho スタイルの可変温度 STM である。トンネル電流は電圧を決めると、探針とサンプル表面間の距離に指数関数的に依存するため、pm スケールで距離を調節しながら走査する事が可能で

ある。更に重要な点として、トンネル電流はサンプルの局所状態数に比例する。局所状態密度はあるエネルギーにおけるバンド構造上の状態数であり、局所状態数は設定した電圧に亘る局所状態密度の積分である。このようにして得られる像をトポグラフ像と呼ぶ。測定では I - V 測定（伝導測定）を行うと同時に、ロックイン法によって dI/dV 測定（微分伝導測定）も行う。探針側の状態密度が一定と考えられるならば、後者はサンプルの局所状態密度に比例した量を測定していると考えて良く、STM を用いたサンプルの局所スペクトロスコピーを行っている事になり、走査トンネルスペクトロスコピー（Scanning Tunneling Spectroscopy, STS）とも呼ばれる。また、STM を用いる利点は、原子スケールで平坦な領域が発見できればサンプルの中でも素性の良い領域を選択的に測定可能な点である。仮に、表面が欠陥の無い完全な格子を成しているならば、STS によって得られる情報は単位格子内の変動が周期的に現れるのみで、局所状態密度マップのフーリエ変換にはブラッグピークのみが現れる。興味深い状況は不純物近傍である。不純物によって電子（準粒子）が散乱され定在波が生まれることにより、局所状態密度に格子周期とは異なる変調が生まれる。定在波は二つの進行波が干渉する事で現れるが、表面バンド構造上の電子散乱チャンネルを反映した定在波が生まれる。これを準粒子干渉（QPI）と呼ぶ。バルクトポロジカル物質に対する STM 測定ではこの準粒子干渉（QPI）が観測目標となる^{12, 13)}。

QPI はバンド構造上の異なる波数状態間の弾性散乱により生まれる。入射波を k_i 、散乱波を k_f とすると、QPI によって得られる情報は直接的なバンド構造ではなく、可能な散乱ベクトル $\mathbf{q} = \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f$ の分散である。一方、エネルギー分解された伝導度マップのフーリエ変換である FT-STs を近似的にシミュレーションする際に頻繁に用いられる計算法は JDOS（Joint Density of States）と呼ばれる⁸⁾。全ての状態間で等しく弾性散乱が起こると仮定して、バンド計算により得られたバンド構造の自己相関を各エネルギーで取る方法である。JDOS の計算には実際に二つの状態間で散乱がどの程度可能かという事を一切無視している事に注意されたい。FT-STs と JDOS を比較する事で抑制された散乱チャンネルの同定が可能になる事がある。つまり、JDOS では存在するピークやパターンが、測定された FT-STs では現れていないとすると、そのような散乱チャンネルが実際には抑制されていると理解できる。例えば、スピン軌道相互作用によって表面電子が波数に依存したスピン偏極を持っているような場合、ある二つの状態間の散乱はスピン偏極の重なり積分に比例した抑制を考慮する必要がある。つまり、ス

ピンが平行なら抑制無し、スピンが反平行なら完全に抑制され、スピンの間の角度のコサインに比例して抑制される。これはスピン依存散乱確率（Spin-dependent Scattering Probability, SSP）を取り入れた JDOS として、SSP-JDOS と呼ばれる（以後、単に SSP と呼ぶ）。

5. TaAs[001] 表面の STM 観察

TaAs の結晶構造を Fig. 3 (b) に示す。格子定数は $a = b = 3.43 \text{ \AA}$, $c = 11.60 \text{ \AA}$ である。空間群 $I41md$ に属し、反転対称中心は持たず、 c 軸に沿ってらせん対称性が存在する。超高真空中で TaAs の試料を [001] 面で劈開して得られた広域のトポグラフ像が Fig. 3 (c) である ($V_s = -500 \text{ meV}$, $I_s = 10 \text{ pA}$)。[001] に沿って劈開すると As 終端面と Ta 終端面が得られるはずであるが、QPI は As 終端面と符合している。ステップの高さは $2.72 \text{ \AA}$ であり、 c 軸の格子定数の約 $1/4$ にあたり、As 層と Ta 層が含まれている事が分かる。我々が測定した限りでは常に As 終端面が得られており、恐らくは Ta 終端面は不安定なためだと考えられる。

フェルミエネルギー付近のバンドは、Ta の $5d$ 軌道と As の $4p$ 軌道に由来する。第一原理計算による As 終端面の最表面単位格子中に含まれる $V = 40 \text{ meV}$ の表面状態の模式図を Fig. 4 (a) に示す。緑丸が [001] 面に射影されたワイル点である。 Γ 点（中心）に近いワイル点は 2 重のワイル点であり、ゾーンエッジに近いワイル点は 1 重である。弧を描くようなフェルミアークが見て取れる。これは ARPES によって得られたバンド構造とも整合している。Fig. 4 (b) に SSP を示す。

Fig. 3 (d) に示す様に、格子状に並んだ小さな丸が As 原子である。清浄で平坦な領域に十個程度の不純物が見て取れ、十字状のものは As 欠陥と考えられている。測定温度は 40 K であり、この範囲に対して 256×256 のグリッド状に約 1 週間連続で FT-STs を行う事が可能である。Fig. 3 (d) より広い領域に対して $V_s = 40 \text{ meV}$, $I_s = 120 \text{ pA}$ で分光マッピングを行った。Fig. 4 (c) に微分伝導度マップを、Fig. 4 (d) に FT-STs を示す。不純物を中心に様々な波紋状の QPI が見て取れる。FT-STs は非常に複雑なパターンを示している。

6. 考 察

得られた FT-STs (Fig. 4 (d)) はどの様に理解すれば良いだろうか。まずはルーチン通り Fig. 4 (b) に示した最表面単位格子内の表面状態の SSP と比較しよう。概して類似してはいるものの、SSP は FT-STs よりも多くのパターンを示している。当初鏡映対称性など他の対称性による散乱チャンネルの抑制を疑ったが、それらは細

Fig. 4. (color online). (1) Schematic illustration of surface states at $V=40$ meV contained in the top most unit cell. Green circles are projected Weyl points. Fermi arcs connecting the Weyl points are present. (2) SSP of surface states at $V=40$ meV contained in the top-most unit cell. (c) A large scale STS (bigger area than Fig. 3(d)) at $V_s=40$ meV and $I_s=120$ pA (d) FT-STs of STS shown in (c) (e) SSP of surface states at $V=40$ meV contained in the top-most As layer.

Fig. 5. (color online). (a) The bulk band structure close to the Fermi energy along a line of momenta crossing Weyl points (W1 and W2, see inset). The sizes of the circles indicate the weights of a state on Ta (red) and that on As (green). (c–j) surface states contained in As layer1 to 4 (c, e, g, i) and Ta layer1 to 4 (d, f, h, j), separately, for the top-most layers.

かい定量的な違いを生み出すだけであり、観測された FT-STs を説明出来なかった。

検討した結果、表面状態の表面深さ依存性が重要であると明らかになった。TaAs の単位格子は As と Ta の層が 4 層積み重なってできる事を思い出すと (Fig. 3 (b)), 最表面単位格子中に含まれる表面状態の全てが観測された FT-STs に寄与していない可能性がある。Fig. 5 (a) はワイル点を横切るような経路の分散を示したものである。赤点と緑点の大きさは各状態を Ta 原子と As 原子に射影した成分の強度を表しており、ワイル点付近のバルク状態はほぼ Ta 原子に偏っている事が分かる。DFT によって得られたフェルミ面での表面状態密度の総和を各 As 層、Ta 層に射影したものを最表面を第 1 層として Fig. 5 (b) に示す。As 層の状態は表面から離れると素早く減少し、表面に局在する。逆に、Ta 層の状態は深くまで高い状態密度を保ち、バルクの状態密度に移行している事が分かる。これは前述のワイルコーンが Ta 上の状態ではほぼ構成されている事と整合して

いる。表面フェルミ面を層毎に示したものが Fig. 5 (c)–(j) である。As1 は最表面の As 層、Ta1 はその直下の Ta 層を表す。スプーン状の部分は比較的深層まで状態密度が高く保たれ、蝶ネクタイ状の部分はより表面に近い所に局在している事が分かる。そこで、最上層の As 層に含まれる表面状態を用いて SSP を計算したものが Fig. 4 (e) であり、測定された FT-STs と良く一致する。

この新奇的な FT-STs はどのように理解すれば良いのか。QPI とは定在波であり、入射波と散乱波と二つの波数状態によって構成される。表面状態は波数に依存してバルク状態との結合度が違う事を思い出すと、ワイル点に近い状態ほどバルクの性質が大きくなり、最表面での QPI への寄与が弱くなる。Ta 原子上の状態はバルクのワイルコーンと重なりが大きい事を思い出せば、最上層の As 原子に存在する表面状態間 (蝶ネクタイ間) の QPI が強く、次層の Ta 上の状態 (スプーン) を含む QPI が弱く現れると理解できる。つまり、本結果はワイ

ル半金属 TaAs の表面-バルク結合性を原子スケールで観測したものと理解できる。当初、バルクサンプル表面の原子スケール観察により表面-バルク結合性が観測されるとは予想されていなかった。薄膜ディラック半金属系での輸送測定による表面-バルク結合性を示した実験は本実験と相補的である¹¹⁾。

また、本研究に加え、TaAs と NbP[001] 面にて STM により準粒子干渉を観測した実験においても多くの知見が得られている^{14~16)}。

7. お わ り に

量子論の建設後に量子論の応用として生まれたバンド理論は、トポロジーの視点を纏い、昨今のトポロジカル物質の隆盛をも生み出した。トポロジカル物質相が発現する系は、結晶電子に留まらず、極低温原子ガス、フォトリック結晶、メカニカルメタマテリアルなど、今なお広がりを続けている。ワイル半金属の研究からも分かる様に、当分野では理論と実験の連携に目覚ましいものがあり、真空における表面プローブはこれからもトポロジカル物質研究の更なる発展に貢献するはずである。

謝 辞

本研究は Andrs Gyenis, Zhijun Wang, Jian Li, Seong Woo Oh, Shan Jiang, Ni Ni, Andrei Bernevig, Ali Yazdani の各氏との共同研究によって行われました。

文 献

- 1) N.P. Armitage, E.J. Mele and A. Vishwanath : *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015001 (2018).
- 2) X. Wan, A.M. Turner, A. Vishwanath and S.Y. Savrasov : *Phys. Rev. B* **83**, 205101 (2011).
- 3) A.A. Burkov and L. Balents : *Phys. Rev. Lett.* **107**, 127205 (2011).
- 4) H. Weng, C. Fang, Z. Fang, B.A. Bernevig and X. Dai : *Phys. Rev. X* **5**, 011029 (2015).
- 5) B.Q. Lv, H.M. Weng, B.B. Fu, X.P. Wang, H. Miao, J. Ma, P. Richard, X.C. Huang, L.X. Zhao, G.F. Chen, Z. Fang, X. Dai, T. Qian and H. Ding : *Phys. Rev. X* **5**, 031013 (2015).
- 6) S.-Y. Xu, I. Belopolski, N. Alidoust, M. Neupane, G. Bian, C. Zhang, R. Sankar, G. Chang, Z. Yuan, C.-C. Lee, S.-M. Huang, H. Zheng, J. Ma, D.S. Sanchez, B. Wang, A. Bansil, F. Chou, P.P. Shibayev, H. Lin, S. Jia and M.Z. Hasan : *Science* **349**, 613 (2015).
- 7) L.X. Yang, Z.K. Liu, Y. Sun, H. Peng, H.F. Yang, T. Zhang, B. Zhou, Y. Zhang, Y.F. Guo, M. Rahn, D. Prabhakaran, Z. Hussain, S.-K. Mo, C. Felser, B. Yan and Y.L. Chen : *Nat. Phys.* **11**, 728 (2015).
- 8) H. Inoue, A. Gyenis, Z. Wang, J. Li, S.W. Oh, S. Jiang, N. Ni, B.A. Bernevig and A. Yazdani : *Science* **351**, 1184 (2016).
- 9) S. Murakami : *New J. Phys.* **9**, 356 (2007).
- 10) A.C. Potter, I. Kimchi and A. Vishwanath : *Nat. Commun.* **5**, 5161 (2014).
- 11) P.J.W. Moll, N.L. Nair, T. Helm, A.C. Potter, I. Kimchi, A. Vishwanath and J.G. Analytis : *Nature* **535**, 266 (2016).
- 12) Y. Hasegawa and P. Avouris : *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1071 (1993).
- 13) M.F. Crommie, C.P. Lutz and D.M. Eigler : *Nature* **363**, 524 (1993).
- 14) H. Zheng, S.-Y. Xu, G. Bian, C. Guo, G. Chang, D.S. Sanchez, I. Belopolski, C.-C. Lee, S.-M. Huang, X. Zhang, R. Sankar, N. Alidoust, T.-R. Chang, F. Wu, T. Neupert, F. Chou, H.-T. Jeng, N. Yao, A. Bansil, S. Jia, H. Lin and M.Z. Hasan : *ACS Nano* **10**, 1378 (2016).
- 15) R. Batabyal, N. Morali, N. Avraham, Y. Sun, M. Schmidt, C. Felser, A. Stern, B. Yan and H. Beidenkopf : *Sci. Adv.* **2**, e1600709 (2016).
- 16) P. Sessi, Y. Sun, T. Bathon, F. Glott, Z. Li, H. Chen, L. Guo, X. Chen, M. Schmidt, C. Felser, B. Yan and M. Bode : *Phys. Rev. B* **95**, 035114 (2017).