

文部科学大臣賞

高品質トポロジカル半金属薄膜における
量子化伝導現象の開拓

東京大学大学院 工学系研究科 物理工学専攻
博士課程3年

西早 辰一

1. 緒言

近年の物質科学分野においては、IoTや人工知能を活用したビッグデータ時代の到来を背景に、高性能・省エネルギーデバイスに向けた材料開拓・機能性開発がますます重要性を高めている。固体が持つ電子材料・磁性材料としての性質は、主に電子が持つ電荷・スピン・軌道の3自由度に加え、それら同士の相互作用を特徴づける結晶構造や対称性によって決まる。結晶中の周期的に並んだ原子配列の中で電子は波として干渉し合い、その波数に依存した離散的なエネルギー構造(バンド構造)をとる。現代の物質科学は、そのバンド構造を巧みに設計し、固体の電氣的・磁氣的性質を制御することで大きな発展を遂げてきた。一方、近年では固体物性を決定づけるもう一つの重要な要素として、波数空間内のバンド構造が持つトポロジカルな性質が大きな注目を集めている。トポロジカル不変量と呼ばれる離散値によって分類される、ある種のねじれや特異点をエネルギー構造に持つ電子状態は、トポロジカル相と呼ばれ、既存のバンド理論では説明できない新たな量子現象の宝庫として、トポロジカル物性という大きな分野を切り拓くに至っている[1-3]。トポロジカル相は、一般に物質内部(バルク状態)の非自明な電子構造に応じて、試料端に特異な伝導状態(表面状態)が現れ、電子・スピンの非散逸伝導やそれらの相互変換機能を示すことが特徴である[1-4]。例えば、半導体界面や量子井戸構造での高移動度2次元電子系に強磁場を印加することで誘起されるホール伝導度の量子化現象(量子ホール効果)[5]は、電子状態のトポロジカル不変量が観測量として直接現れるトポロジカル相の代表例であるが、サイクロトロン運動で生じるバルク状態の非自明なランダウギャップ中に、試料端に局在した1次元金属状態の非散逸伝導が現れるという描像で説明できる[4]。重要な点として、このようなトポロジカル相における特異な伝導現象は、バルク状態を特徴づける離散的なトポロジカル不変量によって保護されるため、外乱や摂動に対してロバストとなる性質を持つ[1-4]。したがって、トポロジカル相を示す物質(トポロジカル物質)は次世代の省エネルギーデバイスの有力な材料候補として期待されている。

トポロジカル相の性質や発現機構の理解は近年加速的に進んでおり、現在では磁場誘起のトポロジカル相だけではなく、固体中のエネルギー構造がそのままトポロジカルに非自明な状態を実現するケースがあることが分かってきた。いち早く発見されたトポロジカル絶縁体[1,2]をはじめ、トポロジカルに非自明な超伝導[2]や半金属[3]などの新たなトポロジカル相が次々と発見され、トポロジカル物質研究はより一層の広がりを見せている。こうした背景の中で、本論文では近年新しく発見された3次元トポロジカル半金属相に着目し、その代表物質である Cd_3As_2 [6]の薄膜化と量子輸送現象の解明を行った。トポロジカル半金属は、バルク状態の伝導帯と価電子帯が一点(ワイル点)で交差した3次元的なディラック分散を複数対持つ特徴があり、トポロジカル相の中でもはじめてバルク状態がギャップレスな構造をとる相として注目を集めている[3]。 Cd_3As_2 は中でも時間反転と空間反転を有し、エネルギー構造全体が2重にスピン縮退したトポロジカルディラック半金属に分類される[6]。それぞれのワイル点の周辺において伝導電子は、カイラリティ(± 1)と呼ばれる相対論的量子数を持つ質量ゼロのワイル粒子として振る舞い、カイラリティに依存した特殊な伝導状態を実現する。平行な電磁場印加時に異なるカイラリティのワイル点間で非散逸な電荷移動が生じるカイラル異常[7,8]や、対となるワイル点間をつなぐように存在する表面状態(フェルミアーク、図2(a))が磁場中でバルク状態と結合することで、伝導電子が試料の表裏を行き

来するワイル軌道 [9] の発現は、その代表例であり、既存の電気伝導の概念を覆すトポロジカル半金属の量子輸送現象の早急な解明が期待されている。

しかしながら、これまでのトポロジカル半金属に関する先行研究では、光電子分光測定を用いたバンド構造の特定や基本的な電気特性の評価によって新たな物質候補の探索は精力的に行われているものの [10-14]、トポロジカル半金属に期待される特異な伝導現象の系統的な検証は停滞している状況にあった。その原因の一つとしては、先行研究がバルク結晶を使用しており、高品質な薄膜試料を得られていないという問題点が挙げられる。薄膜試料では適切なパターン加工によりホール測定や磁気抵抗測定の正確性が増すだけでなく、電子状態の次元性・フェルミレベル・界面などの制御パラメータの活用により実験自由度が飛躍的に高まるため、トポロジカル半金属の量子輸送現象を研究する上では必須の技術と言える。そこで、本研究ではトポロジカルディラック半金属 Cd_3As_2 の高品質な薄膜試料を実現し、電子状態の次元性・フェルミレベル・バンドトポロジーを変化させて、量子輸送現象の研究を行った。その結果として、量子閉じ込めによって生じる2次元バルク状態由来の量子ホール効果と、表面状態に由来する量子ホール効果の2種類の量子化伝導の観測に成功した。特に、後者は本来量子化伝導が生じない3次元的な電子状態を伴って実現しており、磁場中におけるトポロジカル半金属相の特殊な表面伝導状態に由来する新しい量子化伝導と考えられる。また、薄膜試料でのこれらの観測は、今後のヘテロ接合やデバイス構造を用いたより発展的な研究の足掛かりとして、トポロジカル半金属における量子輸送現象の解明を加速させるものと期待される。

2. 高品質 Cd_3As_2 薄膜作製と Zn 置換による低キャリア濃度化

Cd_3As_2 薄膜は SrTiO_3 (100) 単結晶基板上にパルスレーザー堆積法を用いて成膜した。 Cd_3As_2 は古くより高い移動度を示す半金属として研究されてきた [15-19] が、薄膜試料の作製においてはその高い蒸気圧をよって 300°C 以下での低温成長を余儀なくされ、良好な結晶性が得られていないという問題点があった [18,19]。そこで、本研究では Cd_3As_2 層を室温真空中で堆積した後に、酸化物 (TiO_2 または MgO) と窒化物 (Si_3N_4) の保護層を続けて堆積し、薄膜の再蒸発を防ぎつつ 600°C での高温アニールを可能とする手法を開発した [20,21]。その結果、バルク試料に劣らない結晶性を持つ高品質薄膜の作製に成功した。図1 (a) は透過型電子顕微鏡によって典型的な薄膜試料の断面を観察したものであり、[112] 軸に配向した Cd_3As_2 薄膜の明瞭な格子像が得られていることが分かる。

また、同様の成膜手法により、Cd サイトの一部を Zn で置換した $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ についても高品質な薄膜試料を得られた [22]。図1 (b) は Zn 置換量が異なる試料における X 線回折測定の結果を並べたものである。置換量 x の増加に伴い薄膜試料の (224) 回折ピークが系統的に高角側にシフトしており、Zn 置換に伴う格子定数の減少を示している。 p 型半導体 Zn_3As_2 との固溶体にあたる $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ では、電子ドーブされやすい Cd_3As_2 の電子濃度を低減することができ [16,21]、かつ十分な量 ($x > 0.2$) を置換することでトポロジカルディラック半金属相から自明な絶縁体へのトポロジカル相転移を誘起できることから [23]、トポロジカルに非自明なバンド構造に由来する輸送現象を検証する上で重要な制御パラメータとなる。

図1 (c) は、本手法で得られた薄膜試料の電子濃度と移動度の関係を、先行研究のバルク

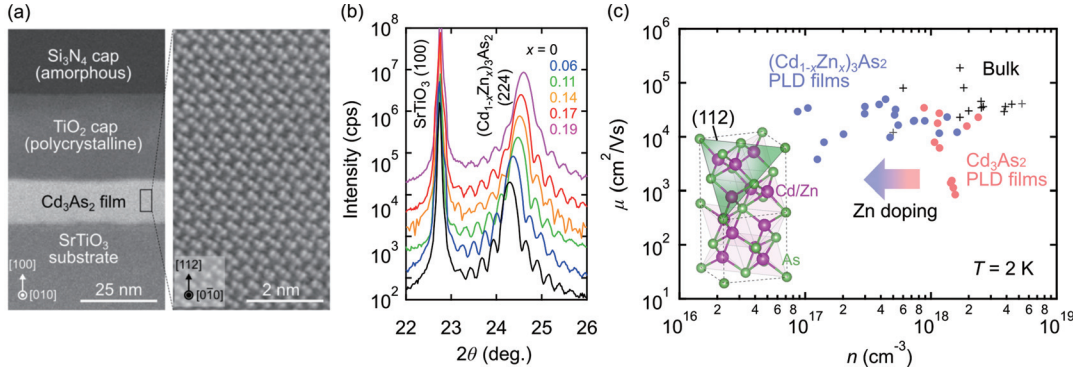


図 1 : (a) 透過型電子顕微鏡によって観察した薄膜試料の断面構造と Cd_3As_2 層の格子像 [20]。 (b) Zn 置換量 x の異なる薄膜試料の X 線回折の θ - 2θ 測定。 (c) Cd_3As_2 薄膜 (赤) 及び $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ 薄膜 (青) の移動度 μ と電子濃度 n の関係。比較のため、先行研究 [12,15,24-28] におけるバルク結晶のデータ (黒) を合わせてプロットしている。挿入図は Cd_3As_2 の逆蛍石型の結晶構造と Cd_3As_2 薄膜の配向面である (112) 面を示している。

試料のデータ [12,15,24-28] とともにプロットしている。 $3 \times 10^4 \text{cm}^2/\text{Vs}$ を超える高移動度を示す Cd_3As_2 薄膜が得られていることが分かる。また、キャリア濃度については、 Cd_3As_2 に対して Zn 置換を行うことで高移動度を保ちつつ、電子濃度を $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 程度から一桁以上も低減することに成功している。高移動度かつ電子濃度の低い試料を実現したことで、ワイル点周辺の非自明な領域における量子輸送現象へのアクセスが可能となり、後述するようにトポロジカル半金属における起源の異なる量子ホール効果の観測に至った。

3. 量子閉じ込め効果による次元性の変化

薄膜試料が持つ自由度の一つに膜厚による電子状態の次元性制御がある。これまでのトポロジカル絶縁体に関する一連の薄膜研究 [29-31] では、膜厚を減らし、量子閉じ込めによってバルクのギャップを実効的に大きくすることで、試料全体に対するバルク伝導成分の割合を低減し、ギャップ中に存在する表面状態に由来した非自明な輸送現象を切り出すという戦略が功を奏していた。一方、トポロジカル半金属の場合には、ワイル点を持つギャップレスな 3 次元バルク状態が非自明な輸送現象に関わる。特にトポロジカル半金属は、バルクバンドが有効質量の小さなディラック分散を持つため、量子閉じ込めによるサブバンド分裂が顕在化しやすい [6,20,22]。その場合、膜厚の減少に伴い、表面状態を持つ 3 次元トポロジカル半金属 (図 2 (a)) から、エネルギーギャップを持つ 2 次元バルクサブバンド状態 (図 2 (b)) への相変化が生じると予想される。したがって、トポロジカル半金属薄膜における量子輸送特性を議論する上では、膜厚に応じた次元性の変化を把握することが重要である。

本研究では、電子状態のフェルミ面構造を直接反映する磁気抵抗の Shubnikov-de Hass 振動 (量子振動) を解析することで、 Cd_3As_2 薄膜の電子状態の次元性の評価を行った。図 2 (c) と (d) に膜厚 100nm 及び 37nm の試料の量子振動の印加磁場角度依存性を示す。磁場 B の逆数に対する量子振動の周期 F_B は、磁場に垂直なフェルミ面の極値断面積に対応している [32]。100nm の試料での振動周期は、面直方向に対する磁場の印加角度 θ に依らずに 50T 程度の

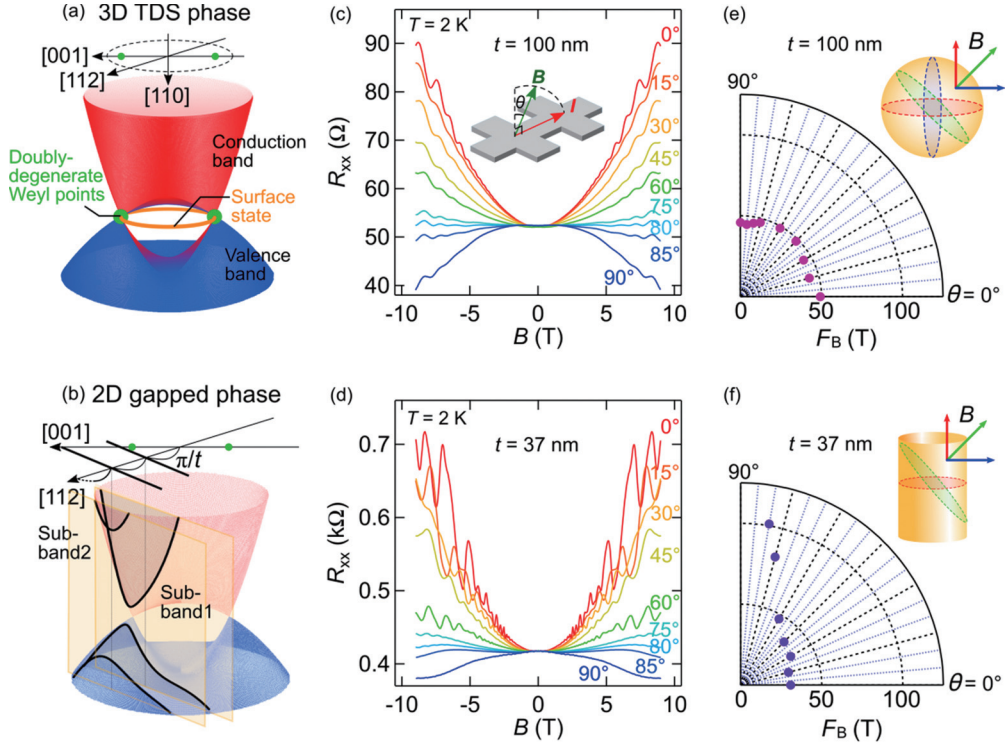


図2：(a) Cd_3As_2 における3次元トポロジカルディラック半金属(Topological Dirac semimetal : TDS)相のバンド構造。(b) 量子閉じ込めによるバルク状態のサブバンド分裂。(c), (d) 膜厚 t が 100nm と 37nm の Cd_3As_2 薄膜における磁気抵抗の磁場角度依存性。四端子測定用のホールバーに対して磁場を面直方向から電流方向へ角度、傾けて印加している。(e), (f) 100nm と 37nm それぞれの場合における量子振動周期 F_B の磁場角度依存性とそれに対応するフェルミ面形状。

値をとっており、フェルミ面構造は3次的に閉じた球の状態にあることが分かる。一方、37nm の試料の場合、 θ の増加に伴って F_B が増大している。特に、磁場が薄膜面内に印加されている場合 ($\theta = 90^\circ$) には F_B が発散し、振動成分が消失している。この結果は、37nm の膜厚ですでに量子閉じ込めの影響によって、本来3次的なフェルミ面構造が2次的な円筒状に変化することを示している。

4. 2次元バルクサブバンドによる量子ホール効果

本研究では、さらに、量子閉じ込めにより2次元化したバルク状態が、高磁場・低電子濃度領域において量子ホール効果を示すことを明らかにした。図3 (a) と (b) にそれぞれ膜厚 12nm と 35nm の試料の磁気抵抗 R_{xx} とホール抵抗 R_{xy} を示す。両者ともに R_{xx} が鋭く減少する磁場においてホール抵抗にプラトー領域が現れている。特に、35nm の試料では Zn 置換 ($x = 0.13$) によってシート電子濃度を低減したことで、10T 以下の磁場領域においても R_{xx} がほぼゼロ抵抗となる明瞭な量子ホールプラトーが観測されている。量子閉じ込めによるバルクサブバンドの分裂幅は膜厚に反比例するため、試料が厚ければ厚いほど、フェルミエネルギー

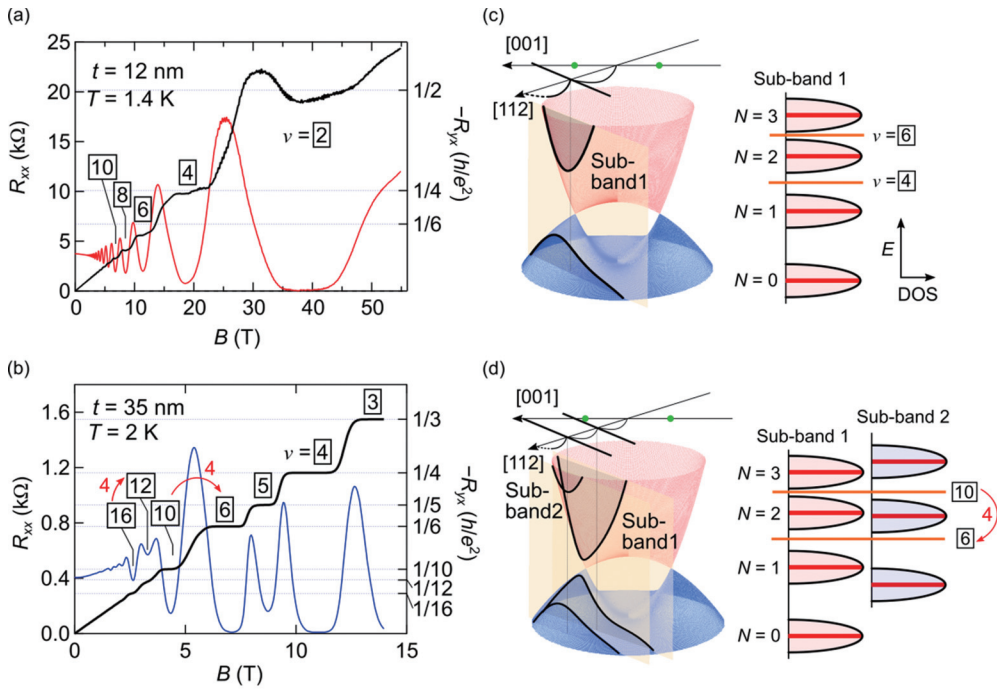


図3：(a), (b) 膜厚12nmのCd₃As₂薄膜と35nmの(Cd_{1-x}Zn_x)₃As₂薄膜 ($x = 0.13$) で観測された量子ホール効果。左軸に縦抵抗 R_{xx} 、右軸に量子抵抗値 h/e^2 で規格化したホール抵抗 R_{yx} を示している。(c) スピン縮退した単一のバルクサブバンドが占有された場合における量子ホール状態の占有数 ν の2とびの変化。(d) 複数のバルクサブバンドが占有された場合に生じる占有数 ν の4とびの変化。図中の E はエネルギー、DOS はそれぞれのランダウ準位 N の状態密度を表す。

ギー以下に占有されるサブバンドの枚数が増加し(図3(c)及び(d))、それぞれのサブバンドが磁場中で形成するランダウ準位が量子ホール状態に関わることとなる。量子ホール状態では、占有されたランダウ準位の数を示す占有数 $\nu (= sN, N$ はランダウ指数、 s はスピンやバレーなどの縮退度)がそのままホール伝導度の量子化値 $R_{yx} = h/e^2 \nu$ (h はプランク定数、 e は電荷素量)に現れるため、サブバンドの枚数に依存した ν の変化が現れることになる。図3(c)に示すように12nmの試料では、一つのバルクサブバンドから2重にスピン縮退したランダウ準位が形成され、磁場の増加に伴いランダウ準位がフェルミエネルギーを横切るたびに ν が2ずつ減少する。一方、35nmではより複雑な ν の変化が観測されており、2とびやゼーマン分裂による1とびだけではなく、 $\nu = 16 \rightarrow 12$ や $\nu = 10 \rightarrow 6$ などの4とびの変化も低磁場側で観測されている。このような占有数の変化は単一のサブバンドによるランダウ分裂では説明できず、複数のサブバンドによるランダウ分裂が図3(d)のように共存することではじめて説明可能である。このように、量子ホール効果の占有数の膜厚依存性から、その起源がバルクのサブバンド由来であることが明らかとなった。また、それぞれのサブバンドから生じる量子ホール状態が、グラフェンなどの2次元ディラック電子系に見られる半整数値 ($R_{yx} = h/e^2 s(N+1/2)$ [33])ではなく、従来型の整数値 ($R_{yx} = h/e^2 sN$)をとる点についても、2次元化したバルク状態がサブバンド分裂により有限にエネルギーギャップを持っている描像(図

3(d))とよく整合している。一方、これらの観測結果は、トポロジカル半金属相のワイル点由来の輸送特性の研究には、十分に厚い膜厚領域でギャップレスなバルク状態を保つ必要があることも示唆している。

5. 表面状態による量子ホール効果

そこで、次に十分に厚い試料でトポロジカルディラック半金属相を保った場合に観測される輸送特性について述べる。トポロジカルディラック半金属相ではバルク伝導に加え、表面状態による伝導成分が共存すること、そして高磁場・低キャリア濃度領域では表面状態由来の量子ホール状態が現れることを観測した。

まず、面直磁場 ($\theta = 0^\circ$) 及び面内磁場 ($\theta = 90^\circ$) で膜厚 100nm の Cd_3As_2 薄膜の磁気抵抗を 55T まで測定した結果を図4(a)に示す。面内磁場での磁気抵抗に着目すると、バルク状態の3次元的なフェルミ面を反映した単一の振動成分が現れている。一方、面直磁場での磁気抵抗では、バルク状態の振動に加えて、振動周期がより大きな成分が共存していることが分かる。この振動成分は、特に高磁場領域においては、鋭い R_{xx} の減少とホール抵抗 R_{yx} にプラトー構造を示し、2次元伝導現象である量子ホール状態を形成しつつあることが分かる。また、図4(b)及び(c)に示すように、量子振動成分の温度依存性を評価した結果、この2次元的な伝導成分が、バルクバンドと比較してより大きな有効質量を持つエネルギー構造由来することが分かった。次元性・フェルミ面断面積・有効質量においてバルク状態と明確に

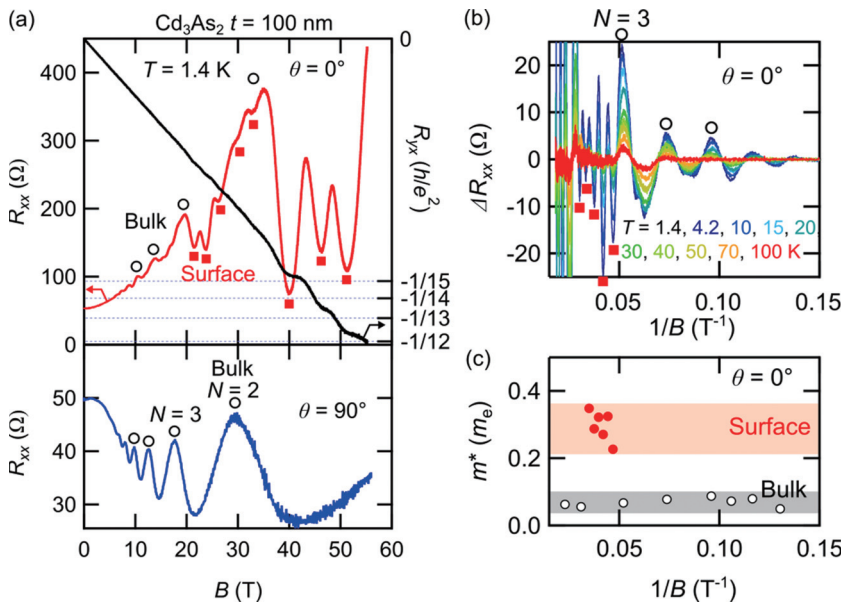


図4：(a) 磁場を面直方向に印加した場合 ($\theta = 0^\circ$) と面内電流方向に印加した場合 ($\theta = 90^\circ$) の膜厚 100nm の Cd_3As_2 薄膜の磁気抵抗。上段右軸は $\theta = 0^\circ$ でのホール抵抗 R_{yx} を示す。白丸○は3次元的なバルク状態由来の量子振動 (N はランダウ指数)、黒四角■は2次元表面状態由来の量子振動を示す。(b) $\theta = 0^\circ$ の場合の量子振動成分の温度依存性と (c) その結果から見積もられた有効質量 m^* 。

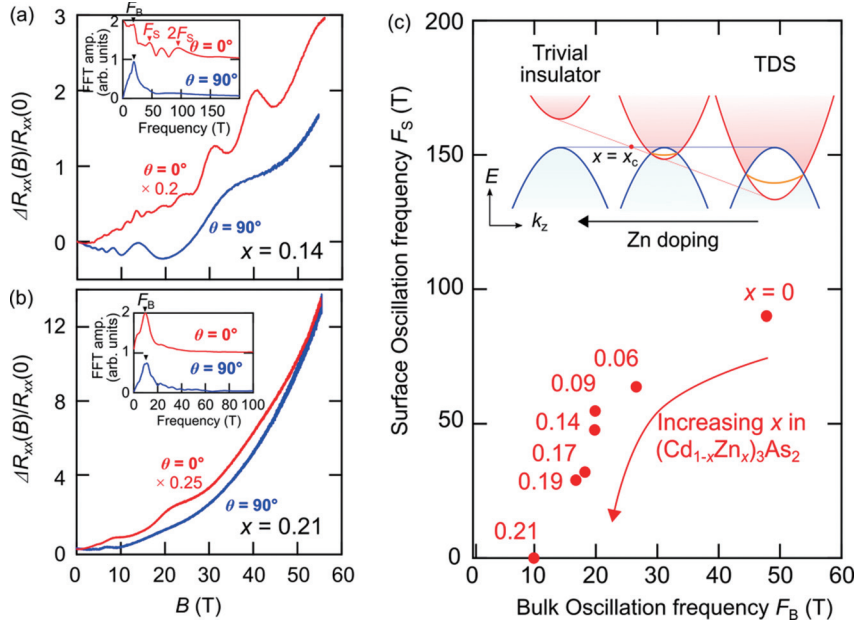


図5: (a), (b) Zn置換量 $x = 0.14$ と $x = 0.21$ の薄膜試料での面直磁場 ($\theta = 0^\circ$) と面内磁場 ($\theta = 90^\circ$) の磁気抵抗。挿入図は量子振動成分のフーリエ変換の結果。(c) 表面状態による振動周期 F_S とバルク状態による振動周期 F_B の関係。挿入図は Zn 置換に伴うトポロジカルディラック半金属相から自明な絶縁体相へのトポロジカル相転移を示す。

区別されるこの伝導成分は、以下に述べるようにトポロジカルディラック半金属相のみにおいて観測されることから、トポロジカルに保護された表面状態による伝導であると考えられる。

図5に Zn 置換によってバンド構造のトポロジーを変化させた際の結果を示す。Cd₃As₂ におけるトポロジカルディラック半金属相は、主に Cd の 5s 軌道に由来するバンドと As の 4p 軌道に由来するバンドがブリルアンゾーンの Γ 点周辺でバンド反転することで形成される [6]。一方、自明な絶縁体で 1eV 程度のバンドギャップを持つ Zn₃As₂ との固溶を行うことで、Cd₃As₂ のバンド反転が解け、自明な絶縁体へのトポロジカル相転移が誘起される [23]。 $x = 0.21$ までの異なる Zn 置換量の試料の磁気輸送特性を調べた結果、 $x = 0.19$ まではバルク状態による振動成分 F_B に加え、表面状態による振動成分 F_S が明瞭に観測されるが、 $x = 0.21$ の試料ではバルクによる振動成分 F_B のみが観測されることが分かった。これは、 $x = 0.2$ 付近でトポロジカル相転移が起き、表面状態が消失したことを反映していると考えられる。また、表面状態のフェルミ面の大きさはバルク状態のワイル点間をつなぐフェルミアークの長さに対応している [3,9]。図5(c)に示すように、バルクの振動周期 F_B に対する表面状態の振動周期 F_S は Zn 置換によって相対的に減少している。これは Zn 置換により Cd₃As₂ のバンド反転が解けていく過程でワイル点間の距離が減少していく振る舞いに対応しており、やはり上述のトポロジカル相転移の描像と合致している。

本研究では、さらにこの表面伝導が低キャリア濃度領域では、明瞭なプラトーを伴う量子ホール効果を示すことを観測した。図6(a)に膜厚 95nm・置換量 $x = 0.15$ で、シート電子濃

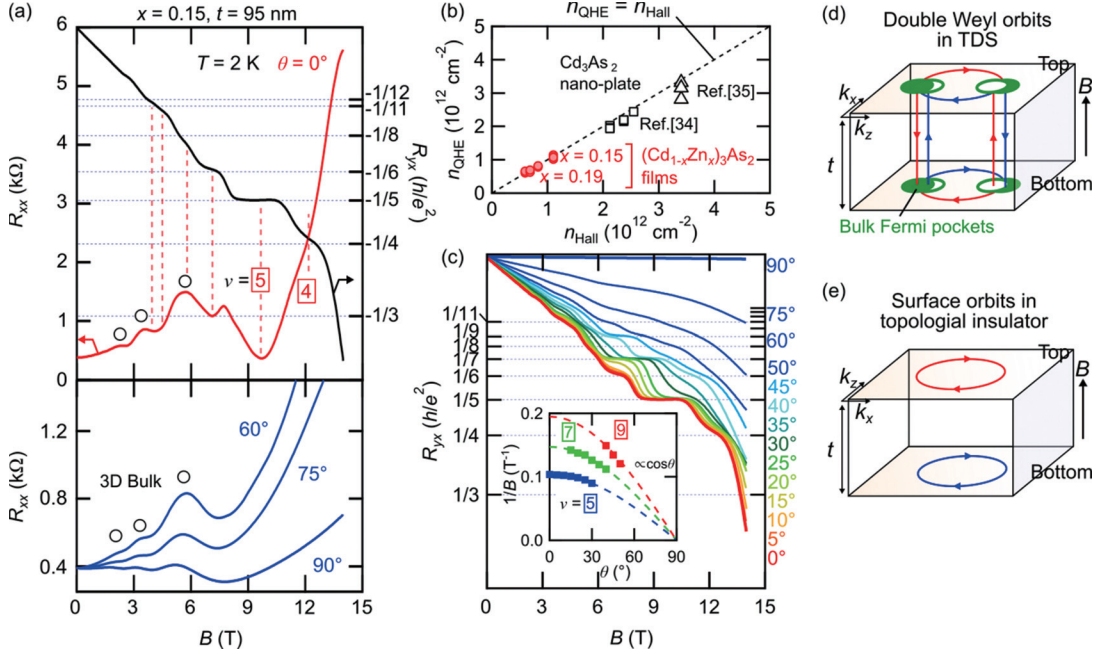


図6：(a)膜厚95nmの $(\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x)_3\text{As}_2$ 薄膜($x=0.15$)において面直磁場印加時($\theta=0^\circ$)に観測された表面量子ホール効果(上段)と、面内方向に磁場を傾けた場合($\theta=60^\circ, 75^\circ, 90^\circ$)のバルク状態由来の量子振動(下段)。(b)表面量子ホール状態に関わるシート電子濃度 n_{QHE} と薄膜全体のシート電子濃度 n_{Hall} の関係。比較のためナノプレート状のバルク結晶試料での報告結果[34,35]も合わせて示している。(c)表面量子ホール状態におけるホール抵抗 R_{yx} の詳細な θ 依存性。挿入図は占有数 $\nu=5, 7, 9$ の量子ホール状態が現れる磁場位置の θ 依存性。(d)トポロジカルディラック半金属(TDS)において形成されるワイル軌道[9]と(e)トポロジカル絶縁体表面において形成される従来型の周回軌道。

度が $1.1 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ の低濃度試料における磁気輸送特性を示す。3次元バルク状態による量子振動に加えて、高い磁場領域で明瞭な量子ホールプラトーを伴う量子ホール効果を実現している。バルク状態が3次元的にも関わらず、2次元系のみで見られる量子化伝導が表面状態によって現れる点が、図3に示した2次元バルクサブバンドによる量子ホール効果との明確な違いであり、物理的に興味深い点である。 $n_{\text{QHE}} = \nu eB/h$ の関係式に従って算出した表面量子ホール状態に関わる電子濃度 n_{QHE} は、低磁場のホール抵抗の傾きより求めた薄膜全体のシート電子濃度 n_{Hall} と良い一致を示している。図6(b)に比較するように、これは Cd_3As_2 のナノプレート状のバルク試料を用いた別グループによる報告[34,35]にも当てはまる特徴である。また、図6(c)に示すように、この表面量子ホール状態は磁場の印加角度に対して完全に2次元的な依存性を示すことが分かった。これらの結果は、この表面量子ホール状態においては、2次元的な量子化伝導がバルク状態を含めた薄膜試料全体で形成されていることを強く示唆するものである。

研究が先行するトポロジカル絶縁体では、バルク状態と表面状態による伝導は独立であり、図6(e)のように試料表裏の2つの表面状態がそれぞれ量子ホール状態を形成している描像が確立されている[31]。一方、トポロジカル半金属では、表面状態であるフェルミアークがバ

ルクのワイル点に終端しており、電子がワイル点を経由して表面状態とバルク状態を行き来できるという事情の違いがある。その結果、磁場中においては、ワイル軌道と呼ばれる、バルク状態を介して試料の表裏のフェルミアークが結合した周回軌道(図6(d))が形成されることが理論的に予測されている[9]。本来2次元系のみで実現する量子化伝導が3次元トポロジカル半金属相で観測された背景には、このバルクと表面の電子状態が一体となるワイル軌道の形成が関わっている可能性が高い。3次元物質での量子化伝導は古くより研究がなされてきたが、これまで実験的な報告例は、2次元電子系を3次的に積層させた構造[36,37]や、もともと伝導度の異方性が強く、強磁場で電荷密度波・スピン密度波などの形成によりエネルギー構造が2次元化する場合[38-40]に限られていた。その意味で、明確な3次元バルク状態を持つトポロジカル半金属相において量子ホール効果を観測したことは、3次元系における量子化伝導現象に新しい展開をもたらす結果であると言える。

このように高品質・低キャリア濃度の薄膜試料を実現したことで、ディラック半金属相特有の表面状態に関わる非自明な量子ホール状態の形成を明らかにした。本研究で実現した薄膜試料では、界面の自由度を活用した実験が可能であり、ワイル軌道の大きな特徴でもある試料表裏の表面状態の連結性(図6(d))に関する研究が現在も引き続き進行中である。

6. まとめと展望

本研究では、近年新たに発見されたトポロジカル半金属物質 Cd_3As_2 について、世界に先駆けて高品質な薄膜試料を実現し、電子状態の次元性・フェルミレベル・バンドトポロジーといったパラメータを制御することで、2種類の異なる起源を持つ量子化伝導の発現を明らかにした。特に、3次的バルク状態の介入が伴う表面量子ホール状態はトポロジカル半金属特有の量子輸送現象と考えられ、3次元系での量子化現象の研究に新たな可能性を与えるものである。本研究の成果をもとに、ヘテロ構造やデバイス構造を用いた発展的な実験を行うことで、その量子化状態のより詳細な解明が可能となる。

また、トポロジカル絶縁体をはじめとするこれまでのトポロジカル相はすべてエネルギーギャップに特徴づけられた電子相であり、バルクギャップ中の表面状態による非自明な伝導現象が、室温では熱活性により支配的となるバルク伝導に埋没する大きな問題点があった。それに対して、トポロジカル半金属相の大きな特徴は、その非自明な輸送特性が、ギャップレスなバルク状態のワイル点に立脚しており、温度の制約を受けにくい点である。この観点において、トポロジカル半金属はトポロジカル物質の中でも一線を画す革新的な材料であり、トポロジカル物性の研究舞台を室温での工学応用へと一気に飛躍させることが期待される。本研究で達成した薄膜試料での量子化伝導の観測は、その潜在的な可能性を開拓する第一歩であると言える。これを足掛かりとして、今後トポロジカル半金属の物性探索・機能性開拓が加速的に進むものと期待する。

謝 辞

本研究は東京大学工学系研究科物理工学専攻・量子相エレクトロニクス研究センターの川崎雅司教授、打田正輝講師の指導のもとで遂行されました。パルス磁場を使用した低温磁気抵抗測定は東京大学物性研究所の徳永将史准教授、秋葉和人博士(現岡山大学自然科学研究

科助教)、栗原綾佑博士との共同研究によるものです。薄膜成長用の焼結体ターゲットの作製に関しては、理化学研究所創発物性科学研究センター (CEMS) 強相関物質研究グループの田口康二郎グループディレクター、Markus Kriener 博士からご支援いただきました。本論文をまとめるにあたり、感謝の意を表します。

参考文献

- [1] M.Z. Hasan and C. L. Kane, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 3045-3067 (2010).
- [2] X.-L. Qi and S.C. Zhang, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1057-1110 (2011).
- [3] N. P. Armitage, E. J. Mele, and A. Vishwanath, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015001 (2018).
- [4] Y. Hatsugai, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3697 (1993).
- [5] K.V. Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494-497 (1980).
- [6] Z. Wang, H. Weng, Q. Wu, X. Dai, and Z. Fang, *Phys. Rev. B* **88**, 125427 (2013).
- [7] H. B. Nielsen and M. Ninomiya, *Phys. Lett. B* **130**, 389 (1983).
- [8] A. A. Burkov, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 247203 (2014).
- [9] A. C. Potter, I. Kimchi, and A. Vishwanath, *Nat. Commun.* **5**, 5161 (2014).
- [10] Z. K. Liu *et al.* *Science* **343**, 864-867 (2014).
- [11] Z. K. Liu *et al.* *Nat. Mater.* **13**, 677-681 (2014).
- [12] T. Liang *et al.* *Nat. Mater.* **14**, 280-284 (2015).
- [13] L. X. Yang *et al.* *Nat. Phys.* **11**, 728-732 (2015).
- [14] C.-L. Zhang *et al.* *Nat. Commun.* **7**, 10735 (2016).
- [15] A. J. Rosenberg and T. C. Harman, *J. Appl. Phys.* **30**, 1621-1622 (1959).
- [16] L. Żdanowicz and W. Żdanowicz, *Phys. Status Solidi B Basic Solid State Phys.* **6**, 227-234 (1964).
- [17] L. M. Rogers, R. M. Jenkins, and A. J. Crocker, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **4**, 793-809 (1971).
- [18] J. Jurusik and L. Żdanowicz, *Thin Solid Films* **67**, 285-291 (1980).
- [19] J. J. Dubowski and D. F. Williams, *Appl. Phys. Lett.* **44**, 339 (1984).
- [20] M. Uchida *et al.* *Nat. Commun.* **8**, 2274 (2017).
- [21] Y. Nakazawa *et al.* *Sci. Rep.* **8**, 2244 (2018).
- [22] S. Nishihaya *et al.* *Sci. Adv.* **4**, eear5668 (2018).
- [23] S. Nishihaya *et al.* *Nat. Commun.* **10**, 2564 (2019).
- [24] J. Cao *et al.* *Nat. Commun.* **6**, 7779 (2015).
- [25] C. P. Weber *et al.* *Appl. Phys. Lett.* **106**, 231904 (2015).
- [26] L. P. He *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **113**, 246402 (2014).
- [27] A. Narayanan *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **114**, 117201 (2015).
- [28] P. J. W. Moll *et al.* *Nature* **535**, 266-270 (2016).
- [29] Y. Zhang *et al.* *Nat. Phys.* **6**, 584-588 (2010).
- [30] A. A. Taskin, S. Sasaki, K. Segawa, and Y. Ando, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 066803 (2012).
- [31] R. Yoshimi *et al.* *Nat. Commun.* **6**, 6627 (2015).
- [32] D. Shoenberg, *Magnetic Oscillations in Metals* (Cambridge University Press, 1984).
- [33] K. S. Novoselov *et al.* *Nature* **438**, 197-200 (2005).

- [34] C. Zhang *et al.* *Nature* **565**, 331-336 (2019).
- [35] B.-C. Lin *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, **122**, 036602 (2019).
- [36] H. L. Störmer, J. P. Eisenstein, A. C. Gossard, W. Wiegmann, and K. Baldwin, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 85-88 (1986).
- [37] H. Masuda *et al.* *Sci. Adv.* **2**, e1501117 (2016).
- [38] S. T. Hannahs, J. S. Brooks, W. Kang, L. Y. Chiang, and P. M. Chaikin, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1988-1991 (1989).
- [39] S. Hill *et al.* *Phys. Rev. B* **58**, 10778-10783 (1998).
- [40] F. Tang *et al.* *Nature* **569**, 537-541 (2019).