

解 説

静水圧下でのゼーベック・ネルンスト係数測定

横井 滉平^{a,b}

^a 大阪大学大学院理学研究科物理学専攻

^b 学習院大学理学部物理学科

(受取日：2022年8月18日，受理日：2022年9月20日)

Measurement of the Seebeck and Nernst Coefficients in Hydrostatic Pressure

Kohei Yokoi^{a,b}

^a Department of Physics, Osaka University

^b Department of Physics, School of Science, Gakushuin University

(Received Aug. 18, 2022; Accepted Sep. 20, 2022)

Thermoelectric properties sensitively reflect the topology of the electronic band structure and hydrostatic pressure is the useful parameter to control the crystal structure and the corresponding electronic state. Measurements of the variation of thermoelectric properties accompanied by the topological change in the band structure could disclose the unique features of the relativistic electrons in condensed matter systems. In this review article, we describe a method for measuring the Seebeck and Nernst effect under pressure and report an actual application in the topological nodal line semimetal PbTaSe₂ in which the topological band structure, nodal line (ring) structure, was changed by pressure.³⁾ In PbTaSe₂, application of a relatively low pressure, ~ 0.3 GPa, causes a structural phase transition and annihilates 2/3 nodal rings in the momentum space. Our systematic study of pressure dependence of the Nernst coefficients reveals that magnetic field dependence of the Nernst effect dramatically change through the structural transition. We consider that Berry curvature-induced anomalous Nernst effect reduces with relative to the decrease in the number of nodal line structures. We expect that under-pressure Seebeck/Nernst measurement, which are sensitive probe to the electric structures, greatly contribute to the study of not only topological materials but also various other materials.

Keywords: thermoelectric measurement, hydrostatic pressure, topological state, anomalous Nernst effect, structural transition

1. はじめに

物質に圧力を印加すると，構成する原子間の距離が縮まり，結晶構造や電子状態，磁気特性に変化が現れる。例えば，身近なところでは水の固体である氷は，圧力を印加することで20種類を超える結晶構造をとり，複雑な相図を示す。¹⁾ また重い電子系と呼ばれる物質では，圧力印加とともに磁気モーメントと伝導電子の間の相互作用の大きさが変化し，磁気秩序相から，量子臨界相，重い電子相へと電子状態と磁気状態が変化していく。²⁾ こうした新たな相やそこでの現象を研究するためには，相転移をつかさどるパラメータを系統的に変化させられることが特に重要となる。そうしたパラメータを制御する手法としては，化学的置換という方法もあるが，狙った組成比を持つ物質を作り分けることは非常に困難であるうえ，置換元素による系の乱れも生じ，議論が複雑化してしまう。それに対して圧力は，印加圧力を系統的に制御できるうえ，系を乱さないため，相転移後の物性測定結果からの議論が単純化されるという

メリットも持つ。さらに，先人たちの研究開発のおかげで圧力発生手法も確立されており，市販の圧力発生装置を用意すれば，比較的容易にだれでも実験を行うことができる。従って，新たな結晶構造相や電子状態を開拓していくうえで，圧力測定は実に有用な実験手法であると言える。

圧力下での物性を調べるにあたり，良く行われるのが電気抵抗率測定である。電気抵抗率測定ではサンプルに電流印加用と電圧測定用の端子を取り付けるだけで測定でき，必要なスペースが小さくて済むため，サンプルスペースが小さくなりがちな圧力発生装置に適した測定手法となる。しかし，相転移を捉えたり，新たな状態相での物性を調べたりするには抵抗率測定以外の物理量の測定も必要となる。本解説記事では，その中でも圧力下でのゼーベック，ネルンスト係数の測定について解説を行う。³⁾

ここで，簡単にゼーベック・ネルンスト効果について説明する。**Fig.1**のように物質の2点間に温度差をつけると，拡散によりキャリアが高温側から低温側へ移動し，試料内には電圧が生じる。この発電現象をゼーベック効果という。

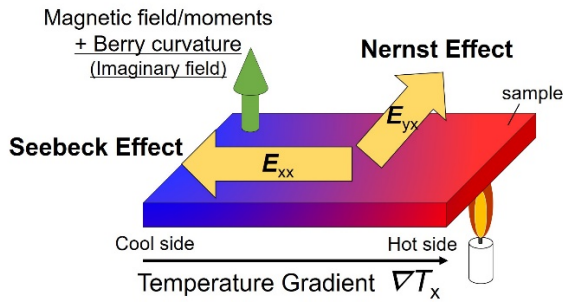


Fig.1 Schematic of the Seebeck and Nernst effect.

さらにこの時、温度勾配に対して垂直方向に磁場を印加すると、磁場によるローレンツ力を受けてキャリアが試料横方向に発生し、それをネルンスト効果という。それぞれの効果の大きさはゼーベック係数 S_{xx} 、ネルンスト係数 S_{xy} であらわせ、以下の式(1)で定義される。

$$S_{xx} = \frac{E_x}{\nabla T_x}, S_{xy} = \frac{E_y}{\nabla T_x} \quad (1)$$

ここで、 E_i はそれぞれ縦方向と横方向の電圧、 ∇T_x は試料縦方向の温度勾配である。半古典論に従うと、ゼーベック係数はキャリアの移動度や密度を反映し、ネルンスト係数はフェルミ面のサイズや電子と正孔のキャリアバランスなども反映する。⁴⁾ さらにネルンスト効果については半古典論の範疇を超え、超伝導渦糸状態のボルテックスの運動⁵⁾や、電子状態のトポロジーに由来する、ベリー曲率と呼ばれる量子力学的位相の効果なども捉えることができ、⁶⁻¹³⁾測定物質の電子状態をより深く調べることができる。

圧力下での熱測定は、圧力媒体など試料以外にも熱を吸収するものが存在するため、不可能であると思われるかもしれないが、ゼーベック係数、ネルンスト係数の評価には上式の通り、試料中の温度差の情報しか含んでいないため、圧力下でも測定が可能な輸送係数となる。特にこれらの効果は、近年注目を集めている、通常の絶縁体や金属の電子波動関数とは異なる特徴を持った電子状態、トポジカル相において特異な振る舞いを示すことが報告されており、トポジカル電子状態の研究において有用なツールとなる。

本解説では、著者が行った、圧力下でのゼーベック、ネルンスト測定系の開発と、それを用いたトポジカルな電子状態を持つ PbTaSe_2 という物質の温度・圧力によるゼーベック、ネルンスト効果の変化についての研究を紹介する。まず初めに、トポジカルな電子状態とそのネルンスト効果について簡単に紹介し、続いて、測定系について詳細に解説する。最後に PbTaSe_2 での実験結果について報告したのち、今後の研究への応用についての展望を述べる。

2. トポジカル電子状態とゼーベック・ネルンスト効果

まず初めに、今回の測定物質の背景となる電子状態のトポロジーについて簡単に紹介する。トポロジーは元は幾何学の概念であり、ある図形・物体を切ったり貼ったりせず、連続的に変化させても変わらない性質（トポジカル不変量）に注目する考え方である。簡単な例を挙げると、ドーナツの穴は切断しない限りは取り除くことができない不変量であり、ドーナツと穴のないアンパンを区別する特徴である。つまり、トポロジー的にはドーナツとアンパンは異なる状態であると理解される。こうした連続変形に対する不変量に着目するのがトポロジーの考え方であり、この概念を電子状態に適応させると、通常物質とは異なるトポジカル不変量が定義できる絶縁体や金属（半金属）、超伝

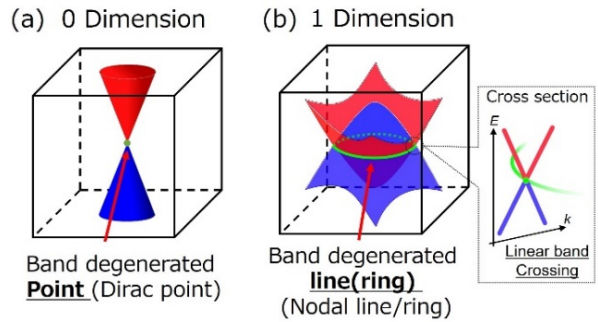


Fig.2 Schematic of topological band structure in topological metals. (a) Dirac/Weyl cone in Dirac/Weyl semimetals. (b) Nodal line structure in nodal line semimetals.

導体などが定義でき、これらをトポジカル物質と呼ぶ。¹⁴⁾ その物質がトポジカル物質かどうかは、厳密には系の波動関数を用いて、チャーン数（巻きつき数）やスピカイラリティなどと呼ばれるトポジカル数を計算し、それらが非自明な値を取ることを確かめる必要があるが、トポジカル半金属と呼ばれる物質群については電子のエネルギー状態を特徴づけるバンド構造に線形な分散関係が交わったコーン型の構造が存在すると、（厳密ではないが）トポジカルに非自明な（半）金属であるといえる。

トポジカル半金属が注目を集める理由は、このコーン型バンド分散（Fig.2(a)）によって記述される準粒子にある。こうした線形なバンド分散で記述される準粒子は、ディラック・ワイル粒子と呼ばれ、もともとは素粒子分野での研究対象であったが、物質中でも同様の準粒子が形成される。このディラック・ワイル粒子の特徴の一つが非自明なベリー位相をもつことである。ベリー位相とは系を始状態に戻るように時間変化させた際に電子波動関数に加わる位相項のことであり、ディラック・ワイル粒子は通常の電子とは異なるベリー位相量を獲得する。¹⁴⁾ このベリー位相自体は、量子振動と呼ばれる現象や、不純物散乱による電子の局在現象などに影響を及ぼすことが知られている。さらにベリー位相が存在する場合には、ベリー曲率と呼ばれる、波数空間上の仮想的な磁場が存在することとなり、実際の磁場によるローレンツ力のように、準粒子の運動に影響を与え、巨視的な輸送現象を引き起こす。特にネルンスト効果とベリー曲率は密接に関係している。ネルンスト効果はローレンツ力による準粒子の横方向の運動によって生じると説明した。ベリー曲率はこの磁場と同様の効果をもたらし、通常の拡散運動に加え、仮想的な磁場による横方向への粒子の移動を生む（Fig.1）。その結果、ベリー曲率を持つ物質では、通常メカニズムによるネルンスト効果に加え、ベリー曲率によるネルンスト効果が現れる。このベリー曲率によるネルンスト効果を異常ネルンスト効果という。ここで、異常ネルンスト効果とは、本来は自発磁化を持つ強磁性体でみられるネルンスト効果をさし、そのメカニズムには自発磁化による時間反転対称性の破れの結果生じたベリー曲率によるものと、磁気モーメントによるキャリアの散乱によるものがある。したがって、厳密には異常ネルンスト効果は、ベリー曲率によるネルンスト効果のみをさす言葉ではない。しかし、本解説では便宜上、ベリー曲率によるネルンスト効果を「トポロジー誘起異常ネルンスト効果」もしくは、「ベリー曲率誘起異常ネルンスト効果」と呼ぶことにする。

これまで、ある物質がトポジカルに非自明な相であるかを実験的に調べるには、角度分解光電子分光（Angular Resolved Photo-Emission Spectroscopy, ARPES）などのバンド構造を直接観測する実験を行い、上述した特有のバンド構

造が存在するかを調べるのがセオリーであった。しかし、それらの構造をはっきりと確認できる精度で測定を行うには、大型放射光施設での実験が必要であるなど、実験難度が高い。一方でこのベリー曲率誘起異常ネルンスト効果は測定機器と低温実験環境があれば実験が可能であり、ARPES 実験などに比べると実験難度も低く、物質がトポロジカルに非自明な相であるかを素早く容易に調べる有力なツールとなっている。

3. ノーダルライン半金属 PbTaSe₂

これまでに発見されたトポロジカル金属は、Fig.2(a)のように線形分散が波数空間上の 0 次元領域=点で縮退するものであった。それに対し、近年発見されたノーダルライン半金属と呼ばれる物質では、線形分散が波数空間の 1 次元領域=線またはリング上で縮退した、Fig.2(b)のようなバンド構造を有している。¹⁵⁻¹⁷ 従来のディラック・ワイル準粒子のバンド構造とは、縮退の次元性が異なっており、どういった物性が現れるのかが注目集めており、精力的に実験が行われている。¹⁸⁻²⁰

このノーダルライン半金属の一つとして知られているのが、今回の対象物質である PbTaSe₂ である。この物質はカルコゲ ナイド元素セレン (Se) と遷移金属元素タンタル (Ta) が共有結合してできた層状物質 TaSe₂ の層間に Pb 元素が詰まってできた擬二次元物質である。構造的な特徴としては、Fig.3 のユニットセルを見るとわかりやすいが、Ta 元素の位置が左右非対称な点にあるため、結晶構造の反転対称性が破れている点にある。これにより、対称性の破れから生じるスピン軌道相互作用が働き、電子系のスピン縮退が解ける。その結果、本物質ではスピン縮退の解けた線ノード構造が出現する²¹。この物質中では波数空間中の 3 か所に線ノード構造が現れる (Fig.3 左下図)。この線ノード構造は、バンド構造を直接観測する ARPES 実験によって存在が確認されており²²、線ノード構造に特有の現象が現れることが期待される。

また、本物質の Pb サイトはファンデルワールス力で TaSe₂ 層と弱く結合しているだけであるため比較的動きやすい。Pb 原子は Se 原子の直上に配列しているが、ユニットセル内を細密にするには、3 つの Se 原子がなす三角形の中心に Pb が配置されたほうがよい。したがって、0.3 GPa 前後の比較的低い静水圧下で PbTaSe₂ は構造相転移を示す²³⁻²⁵。先行研究においては、圧力下における電気抵抗率測定を通して、圧力温度相図の作成が行われているほか、理論計算から、構造相転移後の電子状態の計算が行われている。²⁴⁻²⁵ その理論計算結果によれば、構造相転移後では

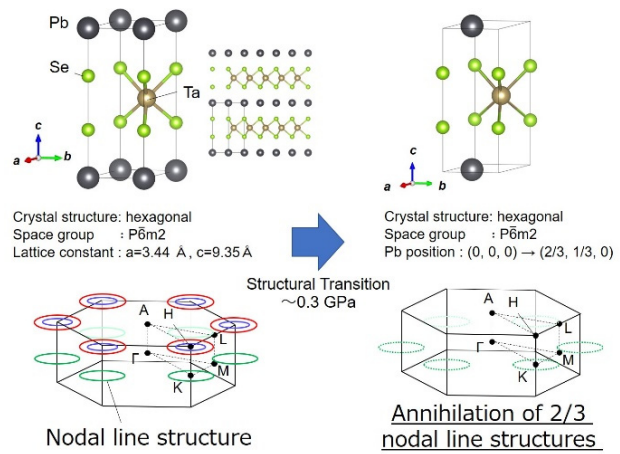


Fig.3 Crystal structure and topological electric structure under.

相転移前に存在した 3 種類の線ノード構造のうち、2 つが消滅し、残る一つも部分的に縮退が解けてリング状ではなくなるが示されている。すなわち、この PbTaSe₂ は実験的にも実現しやすい低い静水圧でトポロジカルなバンド構造を制御することができ、線ノード構造の数を制御して物性変化を比較することが可能な稀有な系であり、線ノード構造の特有現象を調べるのに最適な系であると言える。我々は、PbTaSe₂ のこの制御性に着目し、これまでに調べられていなかった、ノーダルラインの数の変化とゼーベック、ネルンスト効果の関係性を調べた。ディラック、ワイル準粒子については、トポロジー誘起異常ネルンスト効果が生じることが知られていたが、ノーダルライン半金属でも同様に生じるのかは興味深い。特に次元性の違いによりベリー曲率の生じ方が異なる可能性もあり、異常ネルンスト効果の観測はそれを明らかにできると期待される。

4. 実験手法

まず初めに今回の測定に使用した圧力発生装置について説明を行う。PbTaSe₂ の構造相転移前後の物性を調べるには、構造相転移圧力が 0.3 GPa と比較的低いことから、生成圧力は 2 GPa 程度までと低いがサンプルスペースが大きなピストン式圧力セル (Fig.4(a)) を使用することが可能である。ピストン式圧力セルは、圧力媒体で中を満たしたセルにピストンを介して荷重をかけ、外を覆うシリンダーと上部・下部ボルトでその状態を固定し、印加した荷重を保持するという仕組みで静水圧を印加できる。この方法の大のメリットがサンプルスペースの広さであり、直径 5~7

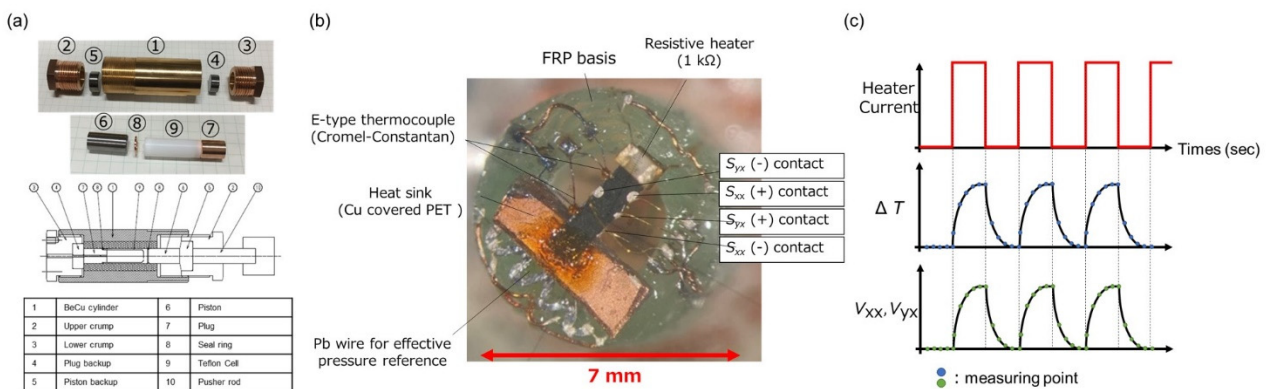


Fig.4 (a) Photograph and design drawing of piston type pressure cell (b) Photograph of Seebeck and Nernst measurement system in hydrostatic pressure (c) Schematic of measurement sequence for Heater current, ΔT , longitudinal and transverse voltage (V_{xx} , V_{xy}).

mm, 高さ 10 mm ほどのサンプルスペースをとれる。ダイヤモンドアンビルなどによる圧力印加法ではせいぜい 1 mm×1 mm 程度であり、複雑なセットアップは組むのが困難であるが、ピストン式ならば、ヒーターや熱電対なども配置が容易であり、ゼーベック・ネルンスト測定用のセットアップを組むことが可能となる。

実際に作成した測定セットアップが Fig.4(b)である。本セットアップの開発には、所属グループでの先行研究を参考とした²⁶⁾ 熱浴などの設置のため、フィードスルーには FRP 製の円筒型の土台を取り付けている。試料の片端には熱浴としてプリント基板を接触させている。また、反対の端には 1 kΩ のチップヒーターを取り付け、これで試料内に温度差を印加した。試料には印加した温度差や電圧を測定するための配線を行っている。今回の測定では one-heater two-thermocouple 法を用いている。これは試料温度の 2 点間に熱電対を取り付けて温度差を測定する手法である。静水圧発生のために、セル内部のサンプルスペースは圧力媒体で満たしてしまうため、温度計は試料だけでなく圧力媒体とも熱的に接触してしまう。そのため、試料温度を正確に測定するには、試料との熱接触の割合を大きくする必要がある。従って、試料に直接取り付けられることができる熱電対を使用することが圧力下での温度差測定では望ましい。今回はクロメル線とコンスタンタン線をスポットウェルダで溶接して、接合点を極小小さくした、自作の E-type 熱電対を作成し、使用した。なお今回作成したセットアップでは、フィードスルーの作成しやすさの観点から信号線として銅線を使用しており、FRP 土台上で銅線と熱電対をつなぐ必要がある。この接続部分も異種金属接合点となり熱起電力が生じてしまい、サンプルの温度差を正確に測れなくなるため、信号線との接続は FRP 土台上に張り付けて熱的にしっかりと接触させたプリント基板上で行い、2 つの接続点の間に温度差が生じないように注意した。電圧測定にはφ25 μm 金線を銀ペーストで取り付けている。圧力印加時には、かけた荷重から内部圧力を計算し、それを基準として加圧を行ったが、実際には装置のわずかな変形などによりセルに実際にかかる荷重は小さくなる。そこで試料に実際に印加された圧力に関しては、鉛細線の電気抵抗率測定を行い、その超伝導転移温度の圧力依存性から見積もりを行った。鉛の超伝導転移温度の圧力依存性は、

$$P = \frac{T_c(P) - 7.15}{0.384} \text{ (GPa)} \quad (2)$$

で記述されるため、残留磁場や印加電流量に注意しながら転移温度を精密に測定し、上式から圧力を計算している。

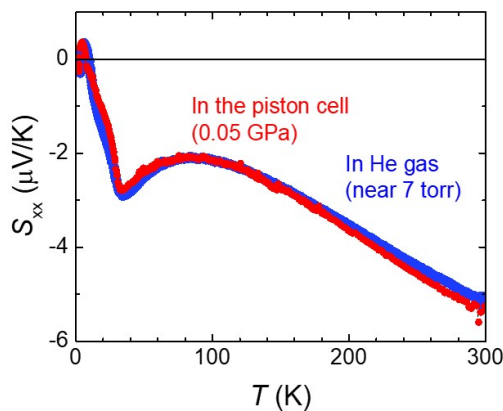


Fig.5 Comparison of temperature dependence of Seebeck coefficient in the piston cell and He gas atmosphere.

なお、経年による劣化などにより鉛の常圧下の転移温度は容易に変化するため、使用する鉛はできる限り新たらしいものを使うことが望ましい。また、圧力媒体には圧力の静水圧性を重視し、Daphne7373を使用した。

Fig.4(c)に測定プログラムの概要図を示す。上部はヒーター電流値を表し、下部が実際に試料間(銅ブロック間)についた温度差を表す。ヒーターONにすると、Fig.4(c)のような波形で温度差が生じ、平衡状態では温度差が一定値に飽和する。温度差が飽和したのち、ヒーターを切ると、温度差が減少していき、ゼロに漸近する。ゼーベック(ネルンスト)信号も温度差に追従する。それぞれの測定点ごとに式(1)からゼーベック、ネルンスト係数を算出して分布を取り、その中央値からゼーベック(ネルンスト)係数を算出する。ゼーベック係数やネルンスト係数の磁場依存性や温度依存性は、磁場、温度をスイープしながら、このシーケンスを繰り返すことで連続的に測定をおこなっている。ヒーターのON、OFFの判定は、連続する2つの測定点での温度差の差分を使用し、差分値が設定した閾値を下回ったらヒーターを切る(入れる)。今回の測定では、熱電対の起電力の差分を閾値とし、およそ $1.0 \sim 5.0 \times 10^{-8} \text{ V}$ を採用した。

最後に、圧力媒体中でも測定が行えるのかを検証するために行った予備測定の結果を示す。Fig.5には上記の圧力セルを用いたセットアップで測定したゼーベック係数の温度依存性と、希薄 He ガス中での常圧測定での結果を比較した。その結果は特徴的なピーク構造や絶対値をよく再現できており、このことから圧力媒体の影響は少ないことが確認できた。今回測定した PbTaSe₂ はキャリアが非常に多い、熱伝導性の高い金属であったため、熱はほぼ試料を通して熱浴に流れたと考えられ、試料と熱電対の間の熱接触がよかったために問題なく測定ができたと考えられる。もしも試料の熱伝導率が悪く、熱が試料だけでなく圧力媒体をも伝って流れてしまう場合には熱電対による温度差の測定がうまくいかなくなる恐れがあり、すべての物質で本測定ができるわけではないことに注意する必要がある。

5. 実験結果 静水圧下での PbTaSe₂ のゼーベック・ネルンスト効果

まず初めにゼーベック測定の結果からみていく、Fig.6は各圧力下におけるゼーベック係数の温度依存性の測定結果である。常圧下ではゼーベック係数の値は 50 K あたりにピーク構造を示すものの、低温から高温に向けて概ね単調

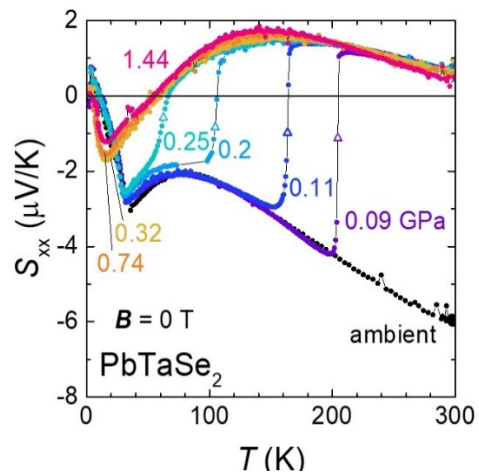


Fig.6 Temperature dependence of Seebeck coefficient in various pressure. Triangles represent the structural transition temperature.

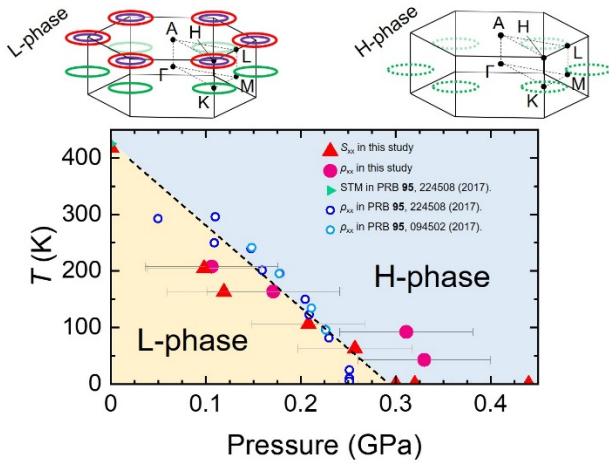


Fig. 7 Structural phase diagram of PbTaSe₂ as a function of pressure and temperature. Plots are structural transition temperature obtained by our thermoelectric (S_{xx}) / resistivity (ρ_{xx}) measurement and previous resistivity measurement. Error bars represent uncertainty in estimation of the effective pressure.

に増加していく。ここに圧力を印加すると、構造相転移温度近傍でゼーベック係数の値が急激に変化した。また、相転移温度は圧力を印加すると低温側にシフトしていく様子が明瞭に捉えられた。この転移温度の圧力依存性を温度圧力相図にプロットしたものが **Fig. 7** である。図中には比較として、先行研究の圧力下での電気抵抗率測定から求めた構造相転移温度の結果も記している。両者の結果はよく一致しており、熱電測定でも構造相転移の様子がはっきりと捉えられていることがわかる。続いて、ゼーベック係数の符号に注目すると、構造相転移前後で正負が入れ替わっている。ゼーベック係数の符号は単純にはキャリアが電子であれば負、ホールであれば正となる。しかし、PbTaSe₂に関しては、両方のキャリアを持つマルチキャリア物質であり、伝導率に応じて、電子とホールのゼーベック係数に対する寄与の大きさが変わるため、単純にメインキャリアが電子からホールに変わったとは結論付けられない。実際に圧力下でのホール抵抗率測定を行ったところ、構造相転移にか

かわらずホール定数は正であり、メインキャリアはホールであることがわかっている。これはつまり構造相転移前では、密度は少ないが、伝導率が高い電子がゼーベック係数を支配していたのに対し、構造相転移後はその電子が消え、ホールが支配的となっていることを意味していると解釈できる。線形分散で記述される準粒子は移動度が高いことが知られており、このことは、構造相転移に伴ってノーダルライン構造が消え、移動度の良い電子がいなくなったことを反映している可能性がある。

つづいて、ネルンスト効果についてみていく。**Fig. 8(a), (b)** に構造相転移前 (0.09 GPa) と構造相転移後 (0.45 GPa) のネルンスト効果の磁場依存性を示した。どちらも高温では線形な磁場応答を示しているのに対し、低温では非線形な振る舞いを示す。特に構造相転移前では、ディラック・ワイル半金属で見られるステップ型の磁場依存性が現れている。このステップ型のネルンスト効果については、理論計算からディラック・ワイル準粒子の持つベリー曲率によるトポロジカル誘起異常ネルンスト効果であることが示されている。⁶⁻⁸⁾ 一方で構造相転移後については、10 K 以下で特に顕著であるが、ステップ型の異常ネルンスト効果に加えて 5 T 付近に凹みが見られており、単純な異常ネルンスト効果とも違った振る舞いを見せている。これについては、構造相転移後の残った線ノード構造では、フェルミ準位が縮退点よりも高い位置にある部分や低い位置にある部分が混在した複雑な電子状態を形成することにより、さらなる異常項成分が生じている可能性が考えられる。

この低温領域でのネルンスト効果の絶対値に着目し、構造相転移前後で比較する。**Fig. 8(c)** のように、ステップ型の磁場依存性が顕著になる低温領域で、構造相転移を境に絶対値が大きく変化している。特に 6 K ではおよそ 85% も減少している。特にステップ型の磁場依存性を示す領域で顕著であることから、これは構造相転移に伴う電子状態の変化によって異常ネルンスト成分が大幅に減少しているためだと考えられる。そこで異常ネルンスト効果の変化量を定量的に議論すべく、以下の理論式

$$S_{yx} = S_{yx}^{ANE} \times \tanh\left(\frac{B}{B_s}\right) + S_{yx}^{\text{Linear}} \times B \quad (3)$$

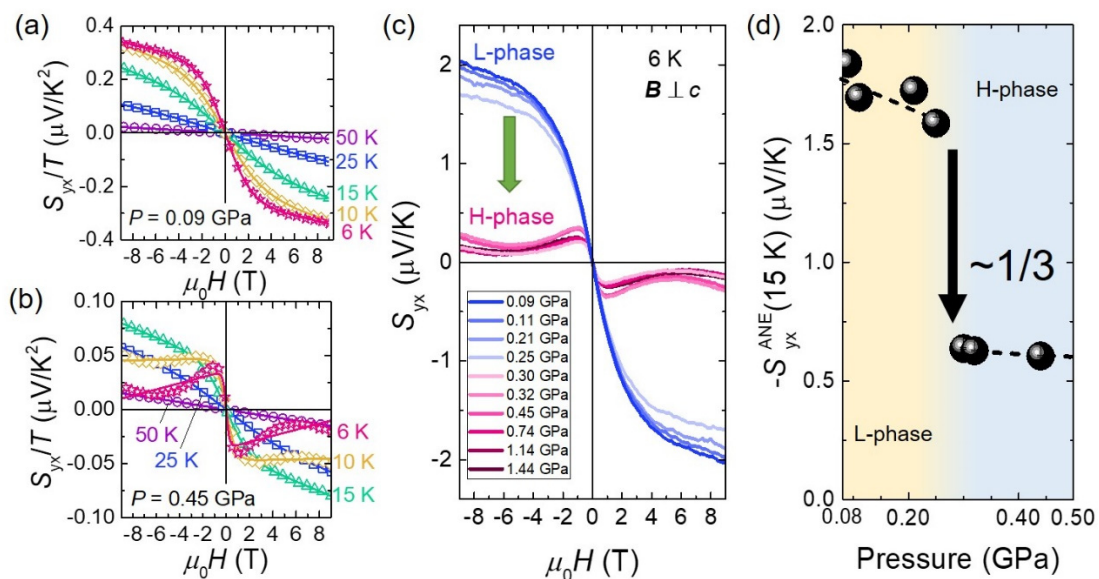


Fig. 8 (a), (b) Magnetic field dependence of Nernst coefficient normalized by temperature at 0.09 (before structural transition) and 0.45 (after that transition) GPa, respectively. (c) Comparison of amplitude and behavior of Nernst coefficients between the Low-pressure and High-pressure phases. (d) pressure dependence of anomalous Nernst component in PbTaSe₂.

に基づき、異常ネルンスト成分と通常ネルンスト成分の分離を行った。この式の第一項が異常ネルンスト効果に対応し、⁸⁻¹³⁾ 第二項がローレンツ力による通常のネルンスト効果に対応する。Fig.8(a),(b)に示す通り、構造相転移前は細い曲線で示した理論線と実験結果がよく一致している。構造相転移後に関しては 5T 部分を除けばある程度再現ができています。この解析から見積もった異常項成分の圧力依存性を Fig.8(d)に示した。なお、ここではフィットがどちらも正確にできている 15 K で議論を行う。構造相転移を境に異常ネルンスト項がおよそ 1/3 に減少しているのがわかる。異常ネルンスト効果は線ノード構造によって記述される準粒子の状態密度と関連するため、構造相転移により線ノード構造が 1/3 以下に減少したことがネルンスト効果に現れたものと理解できる。これまでノーダルライン半金属においてベリー曲率の存在を実験的に示す証拠は見つかっていなかったが、トポロジック誘起異常ネルンスト効果が存在することが明らかとなったことで、ノーダルライン半金属でもディラック・ワイル半金属と同様にベリー曲率が生じることを明らかにすることができた。

6. まとめ

本記事では圧力下でのゼーベック・ネルンスト測定の手法について解説を行った。ピストン式圧力セルを用い、one-heater two-thermocouple 法を採用することにより、媒体の影響を受けずに金属のゼーベック、ネルンスト係数を精密に測ることに成功した。圧力印加によりトポロジカルなバンド構造の数が変化する PbTaSe₂ において、測定を行った結果、線ノード構造の数の変化を反映した、異常ネルンスト効果の現象を観測した。これまでにトポロジカルなバンド構造を系統的に制御し、さらにその変化による輸送現象の変化を実験的に観測した例は少ない。このように、静水圧力下での熱電特性の測定はトポロジカルなバンド構造が輸送現象に与える影響を明らかにするために有効であることから、今後新たなトポロジカル物質が発見された際にその物性を調べる方針の一つとなることを期待している。また、ゼーベック、ネルンスト効果は、トポロジカルなバンド構造だけでなく、超伝導状態や磁気励起なども敏感に反映するため、今回紹介した方法が、トポロジカル物質以外の領域の研究も発展させることも期待している。

謝 辞

本研究の共同研究者である、花咲徳亮教授、酒井英明准教授、村川寛助教（以上、大阪大学）、並びに議論を通してご意見をいただいた黒木和彦教授、宮坂茂准教授（以上、大阪大学）、町田洋教授（学習院大学）に感謝致します。

本研究は JSPS 科研費 20J11036 の助成、並びに日本科学協会 笹川財団研究助成の支援を受けたものである。また、成果の一部は JSPS, JST PREST, Center for Spintronics Reserch Network, 旭硝子財団の支援を受けたものである。

文 献

- 1) M. Millot, F. Coppari, J. R. Rygg, A. C. Barrios, S. Hamel, D. C. Swift, and J. H. Eggert, *Nature* **569**, 251-255 (2019).
- 2) 上田和夫, 大貫惇睦, 重い電子系の物理, 裳華房, (1998).
- 3) K. Yokoi, H. Murakawa, H. Sakai, and N. Hanasaki, arXiv: 2112.00282 (2021).
- 4) K. Behnia and H. Aubin, *Rep. Prog. Phys.* **79**, 046502 (2016).
- 5) Y. Wang, L. Li, and N. P. Ong, *Phys. Rev. B* **73**, 024510 (2006).

- 6) D. Xiao, Y. Yao, Z. Fang, and Q. Niu, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 026603 (2006).
- 7) G. Sharma, C. Moore, S. Saha, and S. Tewari, *Phys. Rev. B* **96**, 195119 (2017).
- 8) C.-L. Zhang, T. Liang, M. S. Bahramy, N. Ogawa, V. Kocsis, K. Ueda, Y. Kaneko, M. Kriener, and Y. Tokura, *PNAS* **118**, e2111855118 (2021).
- 9) T. Liang, J. Lin, Q. Gibson, T. Gao, M. Hirschberger, M. Liu, R. J. Cava, and N. P. Ong, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 136601 (2017).
- 10) F. Caglieris, C. Wuttke, S. Sykora, V. Stüss, C. Shekhar, C. Felser, B. Büchner, and C. Hess, *Phys. Rev. B* **98**, 201107(R) (2018).
- 11) K. G. Rana, F. K. Dejene, N. Kumar, C. R. Rajamathi, K. Sklarek, C. Felser, and S. S. P. Parkin, *Nano. Lett.* **18**, 6501 (2018).
- 12) J. L. Zhang, C. M. Wang, C. Y. Guo, X. D. Zhu, Y. Zhang, J. Y. Yang, Y. Q. Wang, Z. Qu, L. Pi, H.-Z. Lu, and M. L. Tian, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 196602 (2019).
- 13) J. Hu, M. Caputo, E. B. Guedes, S. Tu, E. Martino, A. Magrez, H. Berger, J. H. Dil, H. Yu, and J.-P. Ansermet, *Phys. Rev. B* **100**, 115201 (2019).
- 14) 野村健太郎, 現代物理学シリーズ 6 トポロジカル絶縁体・超伝導体, 丸善出版 (2016).
- 15) A. A. Burkov, M. D. Hook, and L. Balents, *Phys. Rev. B* **84**, 235126 (2011).
- 16) C. Fang, Y. Chen, H.-Y. Kee, and L. Fu, *Phys. Rev. B* **92**, 081201(R) (2015).
- 17) C. Fang, H. Weng, X. Dai, and Z. Fang, *Chin. Phys. B* **25**, 117106 (2016).
- 18) L. M. Schoop, M. N. Ali, C. Straßer, A. Topp, A. Varykhalov, D. Marchenko, V. Duppl, S. S.P. Parkin, B. V. Lotsch, and C. R. Ast, *Nat. Commun.* **7**, 11696 (2016).
- 19) A. Yamakage, Y. Yamakawa, Y. Tanaka, and Y. Okamoto, *J. Phys. Soc. Jpn.* **85**, 013708 (2016).
- 20) Y. Wu, L.-L. Wang, D. Mun, D. D. Johnson, D. Mou, L. Huang, Y. Lee, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, and A. Kaminski, *Nat. Phys.* **12**, 667 (2016).
- 21) P.-J. Chen, T.-R. Chang, and H.-T. Jeng, *Phys. Rev. B* **94**, 165148 (2016).
- 22) G. Bian, T.-R. Chang, R. Sankar, S.-Y. Xu, H. Zheng, T. Neupert, C.-K. Chiu, S.-M. Huang, G. Chang, I. Belopolski, D. S. Sanchez, M. Neupane, N. Alidoust, C. Liu, B. Wang, C.-C. Lee, H.-T. Jeng, C. Zhang, Z. Yuan, S. Jia, A. Bansil, F. Chou, H. Lin, and M. Z. Hasan, *Nat. Commun.* **7**, 10556 (2016).
- 23) J. Wang, X. Xu, N. Zhou, L. Li, X. Cao, J. Yang, Y. Li, C. Cao, J. Dai, J. Zhang, Z. Shi, B. Chen, Z. Yuang, *J. Supercond. Nov. Magn.* **28**, 3173 (2015).
- 24) U. S. Kaluarachchi, Y. Deng, M. F. Besser, K. Sun, L. Zhou, M. C. Nguyen, Z. Yuan, C. Zhang, J. S. Schilling, M. J. Kramer, S. Jia, C.-Z. Wang, K.-M. Ho, P. C. Canfield, and S. L. Bud'ko, *Phys. Rev. B* **95**, 224508 (2017).
- 25) C. Q. Xu, R. Sankar, W. Zhou, B. Li, Z. D. Han, B. Qian, J. H. Dai, H. Cui, A. F. Bangura, F. C. Chou, and X. Xu, *Phys. Rev. B* **96**, 064528 (2017).
- 26) T. Nishimura, H. Sakai, H. Mori, K. Akiba, H. Usui, M. Ochi, K. Kuroki, A. Miyake, M. Tokunaga, Y. Uwatoko, K. Katayama, H. Murakawa, and N. Hanasaki, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 226601 (2019).



横井 滉平
Kohei Yokoi
E-mail: kohei.yokoi@gakushuin.ac.jp