

FeSe 超伝導薄膜における渦糸の非相反伝導

橋本滂、小林友輝、横内智行、川田拓弥、鴻池貴子*、宇治進也*、前田京剛、塩見雄毅
(東大総合文化、*物材機構)

Nonreciprocal transport in superconducting FeSe thin film

M. Hashimoto, T. Kobayashi, T. Yokouchi, T. Kawada, T. Konoike*, S. Uji*, A. Maeda, Y. Shiomi
(Dept. of Basic Science, The Univ. of Tokyo, NIMS*)

研究背景・目的

強磁性体/超伝導体接合においてスピン緩和時間や磁気抵抗比の増大を示唆する結果が報告される [1, 2] など、超伝導スピントロニクス分野が注目を集めている。典型的な研究対象である超伝導体/強磁性体へテロ接合では時間・空間反転対称性が同時に破れており、近年加速度的に研究が進展している非相反現象の舞台でもある。実際、空間反転対称性の破れた超伝導体と強磁性体の接合系で、臨界電流の絶対値が電流の符号に応じて異なる値をとる超伝導ダイオード効果が観測されている [3, 4]。超伝導体における非相反現象に対して、系のマクロな対称性の観点からの理解が深化する一方で、微視的機構については未解明の点が多い。超伝導体に強磁性体からの漏れ磁場(もしくは外部磁場)が印加されていることから、非相反現象における渦糸の役割を理解することが肝要であると考えられる。そこで本研究では、基板/空間反転対称性を有する超伝導体薄膜/保護層からなる系に外部磁場を印加することで超伝導体にてできるだけ単純な時間・空間反転対称性の破れを導入し、渦糸の非相反伝導の観測を試みた。

実験方法

PLD法を用いて LaAlO_3 基板上に空間反転対称性を有した超伝導体である FeSe 薄膜(厚さ 26nm) および保護層となるアモルファス Si (厚さ 5nm) を成膜した。作製した試料に超伝導転移温度近傍で磁場を印加し、電流の符号を変えながら直流抵抗測定を行った(図 1)。試料に対して正・負方向の電流 $\pm I$ を流した時に試料で発生する電圧 $V_{xx}(\pm I)$ の絶対値の差である非相反電圧 $\Delta V = (|V_{xx}(+I)| - |V_{xx}(-I)|)/2$ を算出し、非相反伝導特性を評価した。

実験結果

電流方向と直交する面内方向に外部磁場 0.6 T を印加した時の測定電圧と非相反電圧 ΔV の電流依存性を図 2 に示す。有限の抵抗値が生じる臨界電流の絶対値は正方向・負方向でほぼ一致しており、超伝導ダイオード効果は非常に小さい。一方で、臨界電流よりも大きな電流を流した場合は正と負の電流で電圧値に差が見られ、非相反伝導特性を示した。この領域は、超伝導渦糸が自由に運動できる渦糸液体状態にあると考えられ、非相反電圧は超伝導渦糸由来であると解釈される。渦糸運動による電圧生成のメカニズムは以下のとおりである：電流値を大きくしてピンング力を超える駆動力が渦糸に加わった時点で渦糸がローレンツ力による運動を始める。その結果、電磁誘導による電場(電圧)が生じる。ここから、渦糸由来の非相反電圧の発生は、 LaAlO_3 基板/FeSe 界面と FeSe/Si 界面での対称性の破れに由来して超伝導渦糸の面直方向への動きやすさが非対称的になったことに起因していると考えられる。

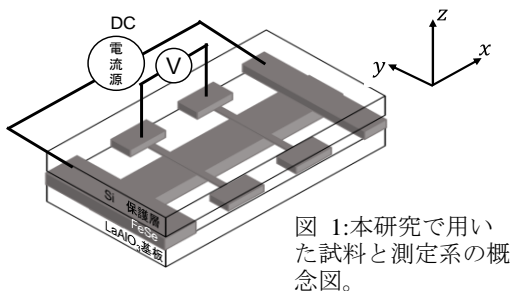


図 1: 本研究で用いた試料と測定系の概念図。

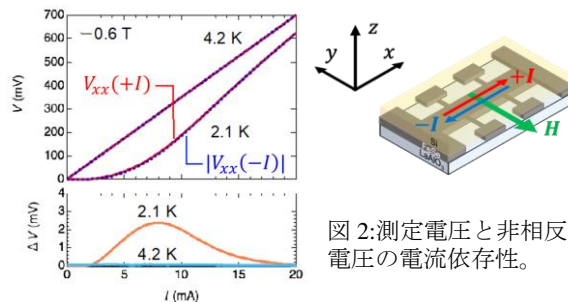


図 2: 測定電圧と非相反電圧の電流依存性。

参考文献

- [1] H. Yang *et al.*, Nature Mater. 9, 586–593 (2010) [2] B. Li *et al.*, Phys. Rev. Lett. 110, 097001 (2013)
[3] H. Narita *et al.*, Nat. Nanotec. 17, 823–828 (2022) [4] Y. Hou *et al.*, Phys. Rev. Lett. 131, 027001 (2023)

数原子層 T_d - MoTe_2 における巨大な超伝導非相反伝導現象

NTT 物性基礎研, 東大物性研^A, 埼玉大理工^B, 東工大フロンティア研^C, 物材機構^D
 若村太郎, 橋坂昌幸^A, 星野晋太郎^B, M. Bard, 岡崎尚太^C, 笹川崇男^C, 谷口尚^D, 渡邊賢司^D,
 村木康二, 熊田倫雄

Giant Superconducting Nonreciprocal Transport in few-layer T_d - MoTe_2
 T. Wakamura, M. Hashisaka^A, S. Hoshino^B, M. Bard, S. Okazaki^C, T. Sasagawa^C,
 T. Taniguchi^D, K. Watanabe^D, K. Muraki and N. Kumada
 NTT BRL, ^AISSP Univ. of Tokyo, ^BSaitama Univ. ^CMSSL Tokyo Tech. ^DNIMS

はじめに

非相反電気伝導効果は、空間反転対称性を持たない結晶に外部磁場を印加することで電流の向きによって抵抗の大きさが変化する現象であり、これまで多くの常伝導物質で報告されている¹⁾。同様の非相反伝導は超伝導物質でも観測され、超伝導揺らぎや結晶の非対称性に由来するボルテックストラジェット効果とその起源として提案されている。

本研究では、1つの鏡映面のみを持つ極めて対称性の低い数原子層遷移金属ダイカルコゲナイド T_d - MoTe_2 (図1)を用いて、超伝導転移温度以下で非相反電気伝導現象の測定を行った。

実験方法

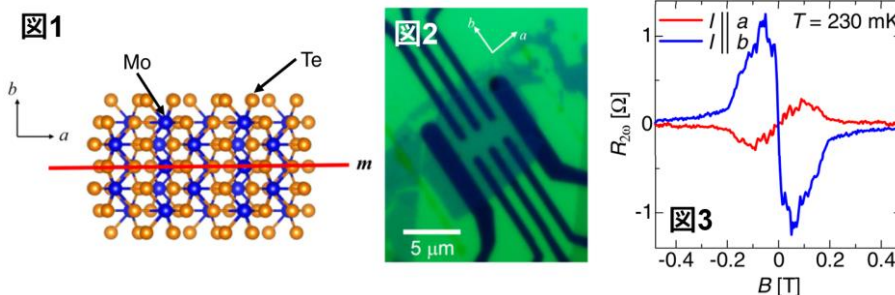
測定に用いた素子は残留抵抗率比(RRR)が1000を超えるような高品質な T_d - MoTe_2 結晶をアルゴン雰囲気グローブボックス内にて機械的剥離し、これを六方晶窒化ホウ素を用いて基板上に予め用意した極薄平坦電極上に堆積させることにより作製した(図2)。この様な素子をヘリウム3低温測定装置を用いて冷却し、ロックインアンプを用いて電気伝導測定を行った。 T_d - MoTe_2 の膜厚は原子間力顕微鏡を用いて確認した。

実験結果

まず数原子層 T_d - MoTe_2 の超伝導特性について測定したところ、4層で750 mK, 2層で2.2 Kにおいて超伝導転移が観測された。これらの超伝導転移温度(T_c)はバルクで報告されている値(100 mK)よりはるかに大きい値であり、膜厚が薄いほど T_c が上昇するという先行研究の結果と一致した²⁾。次に T_c 以下での非相反電気伝導について調べるため、交流電流(I_ω)を素子に印加し、縦電圧の ω 及び 2ω ($V_{2\omega}$)成分を測定した。その結果、 I_ω が結晶の鏡映面に対して垂直に流した場合、 $V_{2\omega}$ は垂直磁場に対し大きなピークを示し、鏡映面に平行な場合は $V_{2\omega}$ が極めて小さくなる結晶軸に依存した信号を得た(図3)。この $V_{2\omega}$ のピーク値を用いて、電流 I_ω に対する縦抵抗 R_ω と非相反抵抗 $R_{2\omega}$ ($V_{2\omega}/I_\omega$)の比 $\gamma = 2R_{2\omega}/(R_\omega B I_\omega)$ を計算したところ、 $3.1 \times 10^6 \text{ T}^{-1} \text{ A}^{-1}$ となり、原子層超伝導体 MoS_2 や NbSe_2 を用いた先行研究と比べ2桁以上大きな値が得られた。このような大きな超伝導非相反伝導の起源を調べるため、空間反転対称性が破れた超伝導体で生じる超伝導ボルテックスのラジェット運動を仮定したモデルで γ の温度依存性をフィッティングしたところ、特に中間温度領域で良い一致を示した。この結果は非相反信号が結晶の低い対称性に由来していることを示唆している。これらに加えて本発表では特に薄い膜厚の素子における超伝導非相反伝導現象のゲート制御についても報告する³⁾。

参考文献

- 1) Y. Tokura and N. Nagaosa, Nat. Commun. **9**, 3740 (2018).
- 2) D. A. Rhodes *et al.*, Nano Lett. **21**, 2505 (2021).
- 3) T. Wakamura *et al.*, Phys. Rev. Research **6**, 013132 (2024).



PtBi₂における磁束誘起ゼロ磁場超伝導ダイオード効果

蒋男^{1,2,3}、前田将輝¹、山口優陽¹、渡邊杜¹、徳田将志¹、高木健輔¹、眞崎世間¹、工藤一貴^{1,2}
新見康洋^{1,2,3}

(阪大理¹、阪大 OTRI²、阪大 CSRN³)

Zero-field superconducting diode effect induced by magnetic vortices in trigonal PtBi₂

N. Jiang^{1,2,3}, M. Maeda¹, Y. Yamaguchi¹, M. Watanabe¹, M. Tokuda¹, K. Takaki¹, S. Masaki¹, K. Kudo^{1,2} and
Y. Niimi^{1,2,3}

(¹Dept. of Phys. Osaka U., ²OTRI Osaka U., ³CSRN Osaka U.)

はじめに

超伝導ダイオード効果とは、一方向に電流を流すと超伝導状態だが反対方向に電流を流すと抵抗が生じる現象である[1]。このような非相反伝導現象は通常、空間反転対称性の破れと外部磁場などの時間反転対称性の破れを必要とする。近年では、磁性体を組み込んだ人工多層膜[2]、WSe₂上の3層ツイストグラフェン[3]、ジョセフソン接合系[4]、カゴメ超伝導体[5]などを用いて、ゼロ磁場においても超伝導ダイオード効果が報告されている。

実験結果

本研究では、空間反転対称性が破れたファンデルワールス層状超伝導体 PtBi₂ (空間群 : P31m) を用いて超伝導ダイオード効果を測定した。PtBi₂ は磁性を持たないため、外部磁場なしでは超伝導ダイオード効果は観測されないと期待されるが、図1に示すようなゼロ磁場超伝導ダイオード効果を観測した。さらにこのゼロ磁場超伝導ダイオード効果は、外部磁場を+1T印加した後か(図1(a))、-1T印加した後か(図1(b))で符号が変わるヒステリシスを伴うことがわかった。また、第二次高調波抵抗も測定し、超伝導ダイオード効果と同様の結果を得た(図2)。このヒステリシスを伴うゼロ磁場での非相反伝導現象は、ゼロ磁場においてトラップされた磁束が引き起こしていると考えられる。ゼロ磁場および有限磁場での超伝導ダイオード効果と第二次高調波抵抗を、電流・磁場の方向依存性も含めて系統的に測定したので、当日はそれらについて発表する。

参考文献

- 1) F. Ando, *et al.*, Nature **584**, 373-376 (2020).
- 2) H. Narita, *et al.*, Nat. Nanotechnol. **17**, 823-828 (2022).
- 3) J. Lin, *et al.*, Nat. Phys. **18**, 1221-1227 (2022).
- 4) H. Wu, *et al.*, Nature **604**, 653-656 (2022).
- 5) T. Je *et al.*, Nature **630**, 64-69 (2024).

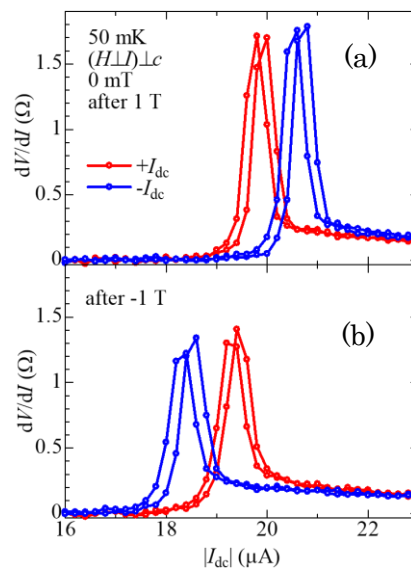


Fig.1: DC current dependence of differential resistance after applying (a) 1 T and (b) -1 T.

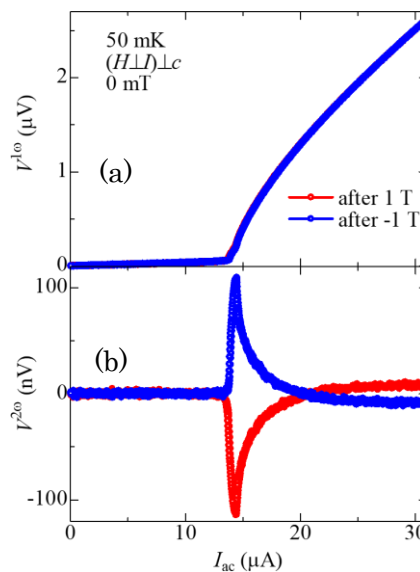


Fig.2: AC current dependence of (a) 1st and (b) 2nd harmonic voltage after 1 T and -1 T.

軌道効果と超伝導ダイオード効果

中村恭平、大同暁人、柳瀬陽一
(京都大学)

Orbital effect on the intrinsic superconducting diode effect

K. Nakamura, A. Daido, Y. Yanase
(Kyoto Univ.)

はじめに

超伝導ダイオード効果とは、順方向には超伝導電流、逆方向には常伝導電流が流れる現象であり、人工超格子 Nb/V/Ta での観測[1]を契機に研究が加速している。臨界電流の非相反性を応用することでエネルギー散逸がないダイオードの実現が期待されている。他方、非相反性のふるまいから超伝導の対称性をプローブできるのではないかと、基礎的な側面からの注目も集まっている。しかしながら、超伝導ダイオード効果の具体的な発現機構や特性は不明点が多く、更なる研究が理論・実験とともに求められている。特に、Nb/V/Ta における超伝導ダイオード効果の研究に関しては、理論と実験の間に定性的一致は得られているものの、定量的な一致には至っていないのが現状であり、理論におけるモデルの妥当性を吟味する必要がある。

モデルと計算手法

先行研究では、単層系のラシュバ-ハバードモデルに面内磁場を印加した場合の超伝導ダイオード効果を平均場近似で計算した[2]。しかし、このモデルでは磁場の超伝導への影響として、パウリ対破壊効果のみを考慮しており、軌道効果を取り入れることはできない。そこで、本研究では、上記のモデルを二層系へと拡張し、軌道効果を取り入れ、超伝導ダイオード効果に与える影響を調べることにした[3]。

結果

軌道効果の大きさを表すパラメータを d とし、 d が小さいときは臨界電流の非相反性が高磁場で振動するのに対して、 d が大きいときは低磁場でも振動が見られる。この二つの振動はそれぞれ異なるメカニズムによって発生している。前者はヘリカルクロスオーバーに伴うものであり、後者はデカップリング転移という、多層系特有の現象に伴うものである。この結果は実験結果に対して有用な解釈を与えるものであると同時に、超伝導特性のプローブとしての超伝導ダイオード効果の機能を開拓するものである。

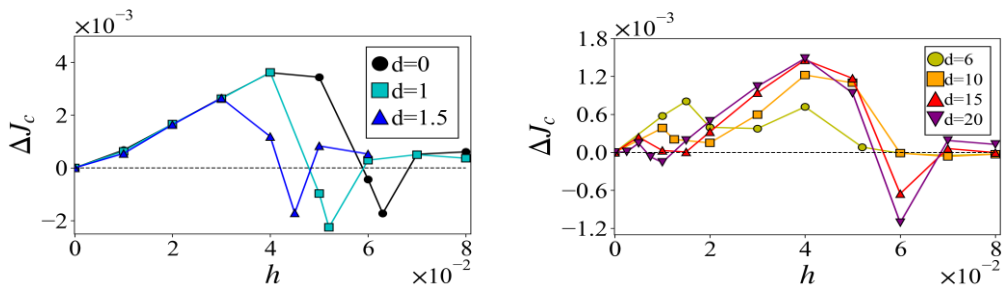


図 1 臨界電流の非相反性の軌道効果依存性

参考文献

- 1) F. Ando *et al.*, Nature **584**, 373(2020)
- 2) A. Daido *et al.*, Phys. Rev. Lett. **128**, 037001 (2022)
- 3) K. Nakamura *et al.*, Phys. Rev. B. **109**, 094501 (2024)

空間反転非対称な元素挿入系 NbS₂ の 単結晶育成と超伝導特性

岡崎郁巳、笹川崇男

(東工大 フロンティア研)

Crystal Growth and Superconducting Properties of
Spatially Asymmetric NbS₂ Intercalation Compounds

Ikumi Okazaki and Takao Sasagawa

(Laboratory for Materials and Structures, Tokyo Institute of Technology)

層状遷移金属ダイカルコゲナイド 2H-NbS₂ のファンデルワース層間に In 原子を挿入した InNbS₂ は、面内の空間反転対称性が破れた結晶構造(図 1(a)の挿入図)を有する超伝導体である[1]。この物質は、 E_F 近傍の電子構造にトポロジカルバンド交差を持つことから、トポロジカル超伝導候補として有望である。

本研究では、塩化物フラックス法を用いて図 1(a)の挿入写真に示すような六方晶系を反映したファセットをもつ InNbS₂ 単結晶の育成に成功した。X線回折測定の結果から、育成した単結晶は c 軸に配向していることが分かった。また電気抵抗測定では、金属の結晶純良性の指標である残留抵抗比(RRR)が先行研究[1]と比較して約 10 倍大きな値 (~40)を示し、本研究で得られた単結晶が非常に高品質であることを確認した。これにより、結晶育成プロセスにフラックス法を採用することで、文献[1]の化学気相成長法よりも高品質な結晶が得られることを見出した。さらに、トポロジカル超伝導候補の中では比較的高い 3.8 K において超伝導転移を観測した。発表では、磁場中超伝導転移の系統的な評価や上部臨界磁場(H_{c2})の異方性、第一原理計算の結果などをもとに、当該物質の超伝導特性の詳細とトポロジカル超伝導の可能性について議論する。

[1] Bo Zheng *et al.*, *Small* **20**, 2305909 (2024).

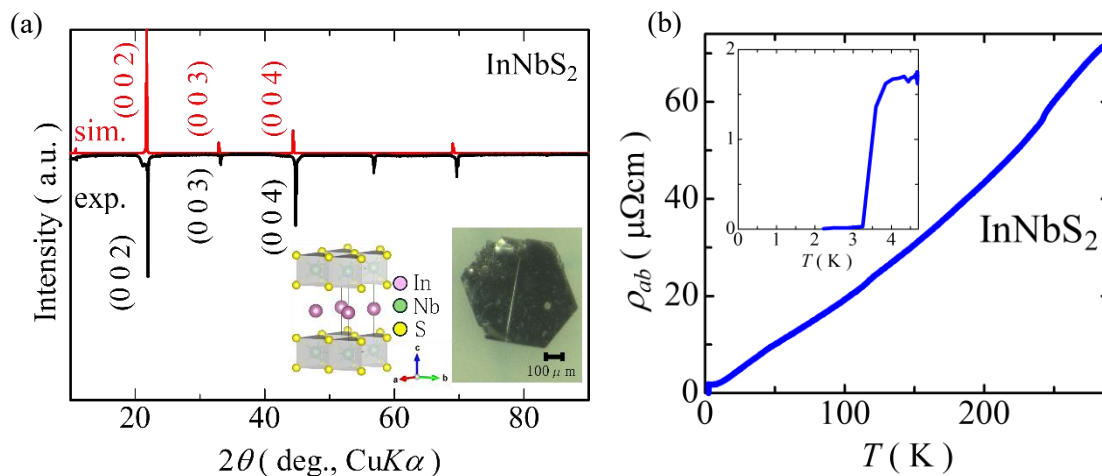


図 1. (a) InNbS₂ 単結晶の X 線回折測定結果. 挿入図: 結晶構造, 挿入写真: フラックス法により育成に成功した単結晶. (b) 電気抵抗率の温度依存性. 挿入図: T_c 近傍の振る舞い.