

スピン三重項超伝導体におけるスピンカロリトロニクス

京大理^A, 京大基研^B, 阪大院基礎工^C, 東北大院工応物^D, ルイジアナ州立大^E
 松下太樹^{A,B}, 水島健^C, 安藤慈英^C, 正木祐輔^D, 藤本聡^C, Ilya Vekhter^E

スピン三重項超伝導におけるクーパー対のスピンは、トポロジカル超伝導や非ユニタリ超伝導などのエキゾチックな超伝導の起源となる。具体的には、

- 時間反転対称なトポロジカル超伝導体は、クーパー対のスピンカイラリティ ($\langle S_\mu L_\nu \rangle$)、
- 非ユニタリ超伝導体は、クーパー対のスピン分極 ($\langle S_\mu \rangle$) により実現する。

しかし、これらのクーパー対のスピン構造を捉える物理現象は明らかにされておらず、そのことが、物質におけるトポロジカル超伝導や非ユニタリ超伝導の立証を妨げていた。本発表では、時間反転対称なトポロジカル超伝導体と非ユニタリ超伝導体において、温度勾配により誘起されるスピン伝導を観測することにより、クーパー対のスピンカイラリティやスピン分極を検出できることを示す。具体的には、

- 時間反転対称なトポロジカル超伝導体においては、クーパー対のスピンカイラリティがスピネルnst効果(温度勾配に垂直な方向のスピン伝導)[1]、
- 非ユニタリ超伝導体においては、クーパー対のスピン分極がスピンゼーベック効果(温度勾配に沿ったスピン伝導)を引き起こすことを示す[2]。

これらの温度勾配によるスピン伝導は、クーパー対のスピンにより引き起こされるため、超伝導転移温度以下で増大する。そのため、スピネルnst伝導率やスピンゼーベック伝導率が、超伝導転移温度以下で増大する振る舞いを観測することにより、クーパー対のスピンカイラリティやスピン分極を立証できる。

引用文献

[1] T. Matsushita, J. Ando, Y. Masaki, T. Mizushima, S. Fujimoto, and I. Vekhter Phys. Rev. Lett. **128**, 097001(2022).

[2] T. Matsushita, T. Mizushima, Y. Masaki, S. Fujimoto, and I. Vekhter arXiv: 2404.02633 (2024).

All-in-one evaluation method for transverse thermoelectric properties of a single magnetic thin film device

IMR, Tohoku Univ.¹, CSIS, Tohoku Univ.²

^oTakumi Yamazaki¹, Norihiko L. Okamoto¹, Tetsu Ichitsubo¹, and Takeshi Seki^{1,2}

E-mail: takumi.yamazaki.d5@tohoku.ac.jp

Transverse thermoelectric conversion, in which a temperature gradient leads to a transverse electric field, is a promising phenomenon for realizing the next-generation energy harvesting technology [1]. The anomalous Nernst effect (ANE) is a representative transverse thermoelectric effect in magnetic materials. The performance of transverse thermoelectric conversion for the ANE is characterized using the figure of merit $z_T T (= S_T^2 \sigma_{yy} T / \kappa_{xx})$, where S_T , σ_{yy} , κ_{xx} and T denote the transverse thermoelectric coefficient, electrical conductivity, thermal conductivity, and temperature, respectively. Although thin film forms offer advantages from the viewpoint of practical thermoelectric applications, the precise evaluation of their thermoelectric figure of merit is quite challenging. Recently, we have demonstrated that $z_T T$ in thin films can be precisely quantified by the combined use of heat-flux method, time-domain thermoreflectance, and four-terminal method [2]. However, the samples specialized for each evaluation method are required, which slows down the throughput speed and prevents the rapid materials development.

In this study, we propose an all-in-one method to evaluate S_T , σ_{yy} , and κ_{xx} of thin films. The device features a multilayer structure comprising of substrate/magnetic film sample/insulator/transducer. The device structure was fabricated by photolithography and Ar ion milling, enabling the simultaneous measurement of these three parameters with a single device. Herein, κ_{xx} is determined by fitting the temperature response of Joule heating to a theoretical curve derived from a one-dimensional heat conduction model, known as the 2ω method [3]. S_T is obtained from the relation of $S_T = \kappa_{xx} \Delta T_{AEE} / (d j_c T)$ [4], where d and j_c represent the sample thickness and applied charge current density, respectively. ΔT_{AEE} denotes the temperature change induced by the anomalous Ettingshausen effect (AEE), which is the reciprocal phenomenon of the ANE. σ_{yy} is measured using the four-terminal method. To detect the temperature response induced by Joule heating and ΔT_{AEE} , the lock-in thermoreflectance is employed, which is an optical thermometry based on the temperature dependence of reflectivity [5]. To verify the accuracy of the developed 2ω method, κ_{xx} of an Al-O insulating film was measured, yielding a value of $1.15 \pm 0.22 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$, which is consistent with values reported in the previous study [6]. Subsequently, the magnetic field dependence of ΔT_{AEE} of CoFeB film was measured. The obtained response reflects the magnetization curve of the CoFeB film, successfully evaluating the AEE. In the presentation, the details of each measurement method will be explained.

[1] K. Uchida and J. P. Heremans, *Joule* **6**, 2240 (2022). [2] T. Yamazaki *et al.*, *Phys. Rev. Applied* **21**, 024039 (2024). [3] Y. Nakamura *et al.*, *Nano Energy* **12**, 845 (2015). [4] A. Miura *et al.*, *Appl Phys. Lett.* **115**, 222403 (2019). [5] T. Yamazaki *et al.*, *Phys. Rev. B* **101**, 020415(R) (2019). [6] S.-M. Lee *et al.*, *Int. J. Thermophys.* **38**, 176 (2017).

局所熱流注入による磁気イメージング

一色弘成、Nico Budai、Zheng Zhu、小林鮎子、上杉良太、肥後友也^A、中辻知^A、大谷義近^B
(東大物性研、^A東大理、^B理研 CEMS)

Magnetic imaging by local heat injection

H. Isshiki, N. Budai, Z. Shu, A. Kobayashi, R. Uesugi, T. Higo^A, S. Nakatsuji^A, Y. Otani^B
(ISSP, ^AUniv. of Tokyo, ^BRIKEN)

はじめに

近年、新しい磁性トポロジカル材料が続々と発見されており、それらをスピントロニクスデバイスに組み込んで高機能化を目指す研究が盛んに行われている。そのため、微細加工された磁性トポロジカル材料に対する磁気イメージングがますます重要になっている。本発表では、従来の強磁性体のみならず、反強磁性 Weyl 半金属のナノ細線に対しても有効な、空間分解能約 80 nm の新しい磁気イメージング手法を報告する。

実験方法

磁性体内の磁気分極と温度勾配の外積方向に電圧を生じる異常ネルンスト効果に着目した。原子間力顕微鏡の探針を、ヒーターで加熱した試料細線に接触させることで局所的な面直温度勾配を作る。Fig.1 に示すように、探針を接触モードでスキャンし試料細線両端に生じる異常ネルンスト電圧をマッピングすることにより磁気像を得る¹⁾。本稿では、反強磁性体であるにも関わらずその特異なバンド構造によって異常ネルンスト効果を示す、反強磁性 Weyl 半金属 Mn_3Sn 多結晶のナノ細線に対する測定結果を示す。測定は大気・室温の環境で行った。

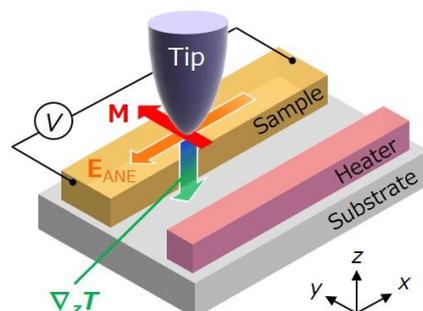


Fig.1 Concept of the experiment.

実験結果

Mn_3Sn ナノ細線の凹凸像と、対応する磁場印加前後の異常ネルンスト電圧マッピング像を Fig.2a,b,c にそれぞれ示す。Fig.2b,c の正(負)の電圧は、その領域のクラスター磁気八極子(Mn_3Sn の磁気分極)が+y(-y)方向を向いていることを示している。初期状態の Fig.2b では、異常ネルンスト電圧の符号が異なる数百ナノメートル程度の大きさの領域が複数存在しており、結晶粒に閉じ込められた磁気八極子のドメインがランダムに分布していることがわかる。一方、外部磁場により細線短手方向(+y 方向)に磁気八極子を飽和させた後、ゼロ磁場で同じ領域をマッピングした Fig.2c では、全体的に磁気八極子が+y 方向を向いていることがわかる。形状磁気異方性のない Mn_3Sn では、細線の短手方向に、残留磁気分極が生じていることが可視化された。Fig.2c の電圧信号が一様でないことは、多結晶で一部の結晶粒が異常ネルンスト効果を発現していないことを示している。このように、本手法によって、多結晶 Mn_3Sn ナノ細線の磁気的な構造について新しい知見を得ることができた²⁾。

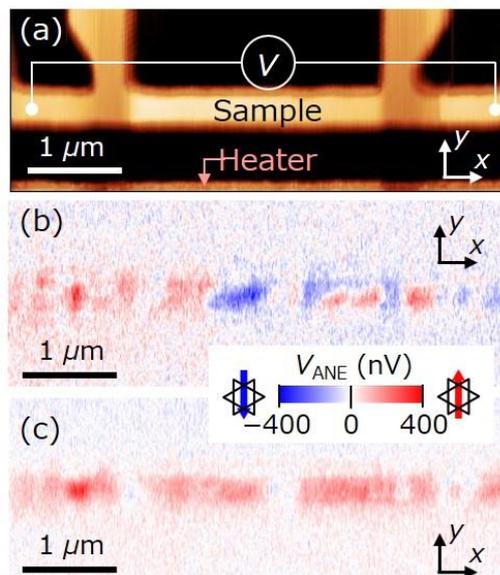


Fig. 2 (a) Topography of the Mn_3Sn wire. (b), (c) Local anomalous Nernst voltages before and after applying an external magnetic field. The Seebeck signals have been removed.

参考文献:

- 1) N. Budai et al. Appl. Phys. Lett. 122, 102401 (2023)
- 2) H. Isshiki et al. Phys. Rev. Lett. 132, 216702 (2024)

GdFeCo フェリ磁性薄膜における熱電発電の負荷抵抗依存性

小林祐希¹, 笠谷雄一², 吉川大貴², 塚本新²

(¹ 日本大学大学院理工学研究科, ² 日本大学理工学部)

Load resistance dependence of thermoelectric generation in GdFeCo ferrimagnetic thin film

Yuki Kobayashi¹, Yuichi Kasatani², Hiroki Yoshikawa², Arata Tsukamoto²

(¹ Graduate school of Science and Technology, Nihon Univ.,

² College of Science and Technology, Nihon Univ.)

はじめに

温度勾配と磁化と共に直交する方向に電界が生じる異常ネルンスト効果(ANE)は、熱を直接電気エネルギーに変換する Thermoelectric generator(TEG)への応用が期待されている。我々はこれまでに、電力抽出用負荷抵抗を接続した GdFeCo フェリ磁性薄膜における ANE に根差した熱電発電量の負荷特性が、理想電流源と内部抵抗が並列接続した等価電源回路のような特性を示すことを報告してきた¹⁾⁻³⁾。等価電源回路の各素子値と各種物理現象との対応付けにより、熱電効果の等価回路は TEG の負荷特性制御・動作解析の指標となり得るが、先行研究¹⁾⁻³⁾では等価内部抵抗と薄膜物性との対応付けは未検討であった。本報告では、GdFeCo 薄膜における熱電発電の等価電源回路における内部抵抗値と薄膜物性の対応付けに向けた計測検討を行った。

実験方法

垂直磁化膜となるように設計した SiN(60 nm) / Gd₂₂Fe₆₈Co₁₀(20 nm) / SiN(5 nm)を Si 基板上にマグネトロンスパッタ法で作成した。対象薄膜における熱電発電値(負荷抵抗電圧 V_{LT})の負荷抵抗 R_L に対する変動を検討するため、Fig. 1 のように薄膜に種々の負荷抵抗 R_{LT} を接続した。薄膜に対して膜面垂直(z)方向に外部磁界 H_z を印加し、膜面内(x)方向に温度勾配 $\nabla_x T$ を与え、 V_{LT} を測定した。また、負荷抵抗を接続せずに薄膜素子の端子間抵抗 R_{pin} の計測も行った。

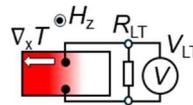


Fig.1 schematic picture of the experimental setup.

実験結果と考察

種々の負荷抵抗 R_{LT} における異常ネルンスト効果に起因する負荷電圧 V_{LT} を Fig. 2 に示す。 V_{LT} は R_{LT} の増加に伴い連続的に増加し、 R_{LT} の増加と共に一定値に漸近する。この V_{LT} の負荷抵抗依存性につき電子回路理論に基づいて評価する。理想電流源 I と内部抵抗 r_{int} および負荷抵抗 R_L の並列回路で構成される等価回路における負荷電圧 V_L は

$$V_L = I r_{int} R_L / (r_{int} + R_L) \quad (1)$$

で算出できる。この集中定数回路では、 r_{int} と R_L が等しい場合、 V_L は開放電圧の半値となる。ここで、有限の負荷抵抗 ($R_{LT} \leq 200 \text{ k}\Omega$) における実測値 V_{LT} の近似線から $V_{LT}(R_{LT}) = V_{LT}(200 \text{ k}\Omega)/2$ となる実効的内部抵抗 $r_{int-eff}$ を見積もった。(1)式に $r_{int-eff}$ を代入し算出した等価回路(Fig. 2 挿入図)における V_{LT} を Fig. 2 に破線で示す。実測値(plot)と算出値(破線)は R_{LT} に対し同様の変化を示す。一方で、端子間抵抗 R_{pin} は 80Ω であり、 $r_{int-eff} (=360 \Omega)$ に比べ比較的小さな値を示し、起電力を表す電圧源および端子間抵抗に加え、付加的直列抵抗成分で示されるエネルギー損失機構の存在を示唆する結果となった。

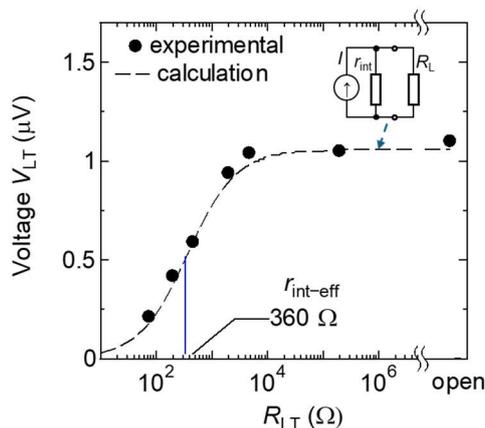


Fig.2 Load resistance R_{LT} dependence of load voltage V_{LT} of GdFeCo thin film.

参考文献

- 1) Y. Kobayashi *et al.*, 第 47 回 日本磁気学会学術講演会概要集, 28aB-6 (2023).
- 2) Y. Kobayashi *et al.*, 2023 年マグネティックス研究会(IEE-MAG), MAG23-089 (2023).
- 3) Y. Kobayashi *et al.*, MORIS2024, Th-P-14 (2024).

CoFe/Cu 多層膜の磁気熱抵抗効果による巨大熱伝導率変化

牧野楓也^{1,2,4}, 平井孝昌², 志賀拓磨³, 首藤浩文², 藤久裕司³, 大柳洗一⁴, 小林悟⁴,
佐々木泰祐², 八木貴志³, 内田健一^{1,2,5}, 桜庭裕弥^{1,2}
(筑波大¹, NIMS², 産総研³, 岩手大⁴, 東大⁵)

Huge changes in thermal conductivity by magneto-thermal resistance effect in CoFe/Cu multilayer
Fuya Makino^{1,2}, Takamasa Hirai², Takuma Shiga³, Hirofumi Suto², Hiroshi Fujihisa³, Koichi Oyanagi⁴,
Satoru Kobayashi⁴, Taisuke Sasaki², Takashi Yagi³, Ken-ichi Uchida^{1,2,5}, Yuya Sakuraba^{1,2}
(Univ. of Tsukuba¹, NIMS², AIST³, Iwate Univ.⁴, Univ. of Tokyo⁵)

はじめに

巨大磁気抵抗効果 (GMR) は磁性多層膜において隣り合う強磁性層の磁化配置に依存して電気伝導率が大きく変化する現象である。巨大磁気熱抵抗効果 (Giant magneto-thermal resistance effect: GMTR) は、磁性多層膜の磁化配置に依存し熱伝導率 κ が変化する現象であり、非接触かつ能動的な伝熱制御技術の動作原理として期待されている。近年、中山らによって、全層が bcc 構造を有する $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$ (CoFe)/Cu エピタキシャル多層膜系における、膜面直方向の熱伝導率が磁化配置に依存して大きく変化することが報告された¹⁾。観測された熱伝導率変化量 $\Delta\kappa$ と磁気熱抵抗比 (MTR 比) はそれぞれ $24.8 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ と 150% であり、MTR 比は室温で磁気抵抗比 (MR 比) 60% の 2 倍以上に及ぶ値を示した。この結果は熱キャリアとして電子とフォノンの寄与だけでは説明できないため、非従来の熱輸送原理が存在することが示唆されている。この起源を明らかにするためには、各層膜厚や材料組成等を変えた系統的な実験と理論的アプローチが必要と考えられる。本研究ではその第一段階とし、CoFe 膜厚の異なる試料を作製し、GMTR を評価するとともに、熱伝導率に対する電子及びフォノン成分を理論的に解析した。

実験方法

先行研究の CoFe 3 nm¹⁾ より強磁性膜厚の厚い CoFe(6 nm)/Cu 多層膜を MgO 基板(001) 上にマグネトロンスパッタリング法により作製し、膜面直方向の熱伝導率計測には、時間領域サーモフレクタンス (Time-domain thermoreflectance: TDTR) 法を使用した²⁾。得られた温度応答を一次元熱伝導方程式でモデル化し、解析を行うことで試料の熱伝導率を決定した。

実験結果

作製した CoFe(6 nm)/Cu 多層膜の TDTR 測定を行った結果、Fig.1 (a) に示す通り、平行状態と反平行状態の明瞭な温度応答の変化を観測した。モデル解析により得られた熱伝導率 κ は平行状態($69.5 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$) から反平行状態($34.8 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$) まで変化し、 $\Delta\kappa$ は $34.7 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ と先行研究の約 1.4 倍に及ぶ非常に大きな変化量を示した。電子のスピンの自由度を取り入れた、2 流体モデル (Valet-Fert モデル)³⁾ を用いて膜面直方向の MR 比を計算し MTR 比と比較した結果、MTR 比が MR 比を上回った。大きな $\Delta\kappa$ の要因を調べるため、熱伝導率の電子成分を Valet-Fert モデルにより得られた電気抵抗率をヴィーデマン・フランツ則に基づき算出し、フォノン成分を TEM (Fig.1 (b)) によるナノ構造解析結果に基づき非平衡分子動力学法から見積もった。その結果、平行配置においては、電子とフォノン以外の未解明な熱キャリア成分が全体の熱伝導率の 4 割近くにも及び、 $\Delta\kappa$ への寄与も大きいことが示唆された。

参考文献

- 1) H. Nakayama et al., Appl. Phys. Lett. **118**, 042409 (2021).
- 2) D. G. Cahill, Rev. Sci. Instrum. **75**, 5119 (2004).
- 3) T. Valet et al., Phys. Rev. B **48**, 7099 (1993).

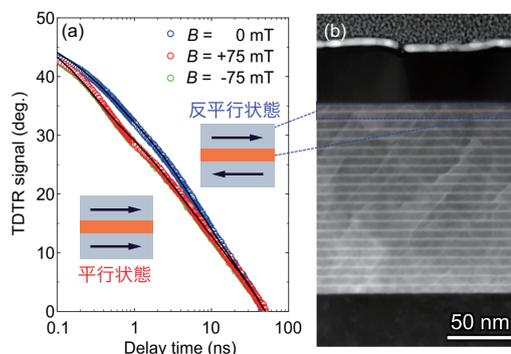


Fig.1 (a) 各磁場値の TDTR 測定結果、黒線はモデル解析結果、(b) TEM 画像

異なる磁性材料と非磁性層が積層した多層膜における マグノンドラック効果の数値的研究

庄子瑛章, 水口将輝*, 大江純一郎

(東邦大, 名大*)

Numerical study on the magnon drag effect in magnetic multilayers

T. Shoji, M. Mizuguchi*, J. Ohe

(Toho Univ., *Nagoya Univ.)

はじめに

熱とスピンドYNAMIKSの相関効果を扱うスピントロニクス分野において、温度勾配に対して垂直方向に電圧が生じる異常ネルンスト効果に注目が集まっている。磁性体中の熱電効果では、通常の電子系の熱起電力に加えて、スピン波の運ぶ電流（マグノンドラック効果）も重要な役割を果たしており、実験と理論の両面から調べられている[1, 2]。電子系の熱起電力を増強する方法はバンドエンジニアリングなどによって提案されているが、マグノンドラック効果を増強する方法については明らかになっていない。本研究では、このマグノンドラック効果を増強する系として磁性多層膜に注目し、数値的な解析を行った。

解析方法

Fig. 1のような多層膜について、温度勾配下での磁化のダイナミクスを数値的に解いた。特に、層内や層間の強磁性結合定数が異なる場合の指向性スピン波励起に注目した。有限温度の効果は、揺動散逸定理から求められるランダム磁場としてLLG方程式に取り入れた。

解析結果

計算によって、温度勾配を印加することで勾配方向に進行するスピン波振幅の増大を確認した。また、層間結合によってスピン波バンドの分裂が起こり、磁性層間に反強磁性結合があるときに、マグノンドラック効果がより大きくなることが明らかになった。これは反強磁性結合によるスピン波振幅の増大を意味している。また、異なる磁性材料を用いた多層膜では、下層内の交換相互作用が弱いほど上層でのマグノンドラック効果が大きくなること明らかとなった。

本研究の一部は、科学研究費補助金 基盤研究 (S) (Grant No. 21H05016)、(B) (Grant No. 23K21077)の支援を受けて行われた。

参考文献

- [1] T. Yamaguchi and H. Kohno, Phys. Rev. B **99**, 094425 (2019).
[2] G. E. W. Bauer, E. Saitoh and J. van Wees, Nature Materials **11**, 391 (2012).

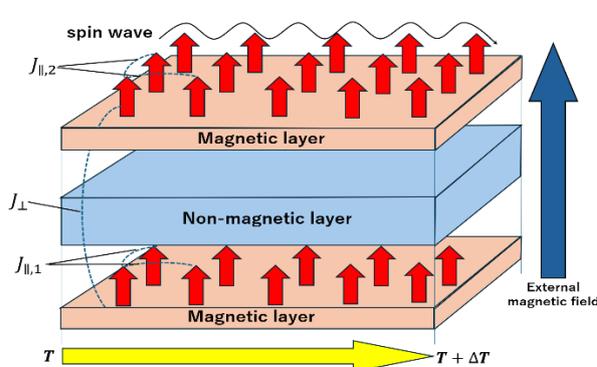


Fig.1 Thermal induced spin waves in magnetic multilayers.

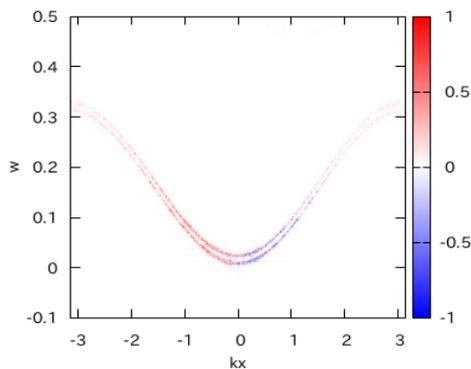


Fig.2 Dispersion of the spin wave in magnetic multilayers. Color represents the magnification of the spin wave amplitude