

マルチフェロイク界面を用いた超伝導-強磁性近接効果の電界制御

菊田 智弘、小森 祥央、井村 敬一郎、谷山 智康
(名古屋大学)

Electric field control of the proximity effect in a superconductor-ferromagnet system via multiferroic interfaces

T. Kikuta, S. Komori, K. Imura, T. Taniyama
(Nagoya University)

はじめに

超伝導体と強磁性体の界面では、超伝導体のクーパー対のスピンの強磁性体の局在スピンとの間の交換相互作用やスピン偏極準粒子によるスピン散乱が超伝導特性に大きな影響を及ぼす。これらの近接効果は強磁性体の磁化の大きさや向きに依存し、それらを制御することで、例えば磁性ジョセフソン接合 (超伝導体/強磁性体/超伝導体の3層構造) における超伝導の位相差の制御¹⁾やスピン三重項クーパー対の生成²⁾、また超伝導スピンバルブ (強磁性体/超伝導体/強磁性体の3層構造) における巨大な抵抗変化³⁾が実現される。これらの多彩な現象をエレクトロニクスに応用するためには、集積化を阻害する外部磁場の印加を回避し、超伝導回路の特性に影響を及ぼす電流発熱を伴わない新たな磁化制御技術の確立が求められる。今回、我々は磁化を電界で制御することが可能な強磁性体/強誘電体のマルチフェロイク界面を用いることで、超伝導体/強磁性体界面の近接効果の電界変調に初めて成功した⁴⁾のでこれを報告する。

実験方法

パルスレーザー堆積法によって、酸化物高温超伝導体 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO: 15 nm) を酸化物強磁性体 $\text{La}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$ (LCMO: 50 nm, 100 nm) で挟んだ超伝導スピンバルブ構造を強誘電体 $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3$ - PbTiO_3 (PMN-PT) 基板上に作製した [Fig. 1(a)]。この試料の面直方向に電界を印加し、2つのLCMO層の磁化配列の変化によってもたらされる超伝導転移温度の変化から近接効果の大きさを評価した。

実験結果

電界印加前 (0 kV/cm) と電界印加時 (4 kV/cm) における超伝導転移温度近傍での電気抵抗の外部磁場依存性を Fig. 1(b) に示す。低磁場における電気抵抗の鋭いピークは2つのLCMO層の反平行磁化配列近傍で顕著になる近接効果による超伝導転移温度の変化を反映している。電界を印加することによってこのピークはより顕在化し、規格化した電気抵抗の変化幅 (ΔR) が増大していることがわかる。この結果は、近接効果の1つであるスピン偏極準粒子のスピン散乱効果が強誘電体からの逆圧電歪みの伝搬によって変化したことを示唆している。当日は、電界変調のメカニズムの詳細や磁性ジョセフソン接合などの他の構造への応用の可能性を議論する。

本研究の一部は、JST CREST JPMJCR18J1, JST FOREST JPMJFR212V, JSPS 科研費 JP24H00380, JP23KK0086, JP21H04614 の支援を受けたものです。

参考文献

- 1) V. V. Ryazanov *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 11 (2001).
- 2) J. Linder and J. W. A. Robinson, *Nat. Phys.* **11**, 307 (2015).
- 3) B. Lin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 097001 (2013).
- 4) T. Kikuta *et al.*, arXiv 2403.20210 (to appear in APL Materials)

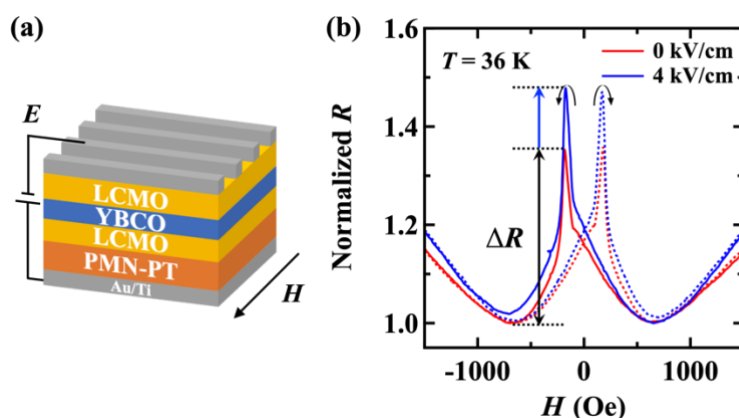


Fig. 1 (a) Schematic diagram of the electric-field-controllable superconducting spin-valve device. (b) Normalized resistance versus in-plane magnetic field at $E=0$ (red curves) and 4 kV/cm (blue curves) for the superconducting spin-valve device. The solid and dashed curves in (b) indicate negative and positive H -sweeps, respectively.

磁場制御による量子ドットジョセフソン接合の 基底状態のパリティ変化

小林昌平^{1,2}, 松尾貞茂^{1,3}, Maria Spethmann⁴, Peter Stano¹, Daniel Loss^{1,4}, Tyler Lindemann⁵,
Sergei Gronin⁵, Geoffrey Gardner⁵, Michael Manfra⁵, 樽茶清悟¹
(¹理研, ²東理大, ³東工大, ⁴バーゼル大, ⁵パデュー大)

Parity transition of the ground state in quantum-dot Josephson junctions invoked by magnetic field control
Shohei Kobayashi^{1,2}, Sadashige Matsuo^{1,3}, Maria Spethmann⁴, Peter Stano¹, Daniel Loss^{1,4},
Tyler Lindemann⁵, Sergei Gronin⁵, Geoffrey Gardner⁵, Michael Manfra⁵, Seigo Tarucha¹
(¹Riken, ²Tokyo Univ. of Sci., ³Tokyo Inst. of Tech., ⁴Univ. of Basel, ⁵Purdue Univ.)

はじめに

超伝導体/半導体で構成されるジョセフソン接合では、接合の半導体中にアンドレーエフ束縛状態(ABS)が形成される。半導体の電子数制御により量子ドットを形成して、量子ドットを超伝導体で挟んだ構造のジョセフソン接合とすると、ABSは電子数やスピンといった量子ドット内の電子状態に依存する。このような量子ドットジョセフソン接合では、量子ドット内の電子数制御やゼーマン効果によるスピン分裂によって基底状態のパリティ変化^{1,2}が起これ、これはABSの変化という形で観測される。本研究では、量子ドットジョセフソン接合において接合の位相差・電子数・スピン分裂を制御してABSを測定することで判明した、新たな機構による基底状態のパリティ変化を報告する。

実験方法

スピン軌道相互作用の強い半導体 InAs に超伝導体 Al が積層された基板に微細加工技術を施すことで、平面ジョセフソン接合デバイス(図 1(a))を作成した。接合の半導体上にはゲート電極が、接合の端の一部を除いて蒸着されている。このゲート電極により接合の電子密度の制御、および接合端における量子ドットの形成が可能となる。ジョセフソン接合は超伝導体ループ内に配置されており、面直方向の磁場を印加すると、ループを貫く磁束により接合の位相差を制御できる。また、面内方向の磁場を印加することでゼーマン効果によるスピン分裂が起きる。トンネル分光技術を用いて、ABSの位相差・ゲート電圧・面内磁場依存性を極低温で測定した。

結果

ゲート電圧を印加していない場合と、ゲート電圧を印加して接合端に量子ドットを形成した場合に測定されたABSの位相差依存性が図 1(b),(c)である。量子ドットが形成されているときのABSは位相が π 付近で分裂している。この分裂したABSの面内磁場依存性を測定した結果、磁場が大きくなるにつれて分裂の幅は広がった。したがって、この分裂はスピンに起因するものである。さらに理論計算の結果、この分裂したABSは奇数個の電子が量子ドットにあるときに実現され、この分裂は量子ドット内の基底状態のパリティ変化が起きていることを示していると判明した。

すなわち、量子ドットジョセフソン接合では電子数制御、スピン分裂に加えて、接合の位相差制御によっても基底状態のパリティ変化が起これることが判明した。

参考文献

- 1) S. De Franceschi et al., Nature Nanotech. 5, 703–711 (2010)
- 2) A. M. Whiticar et al, Phys. Rev. B 103, 245308 (2021)

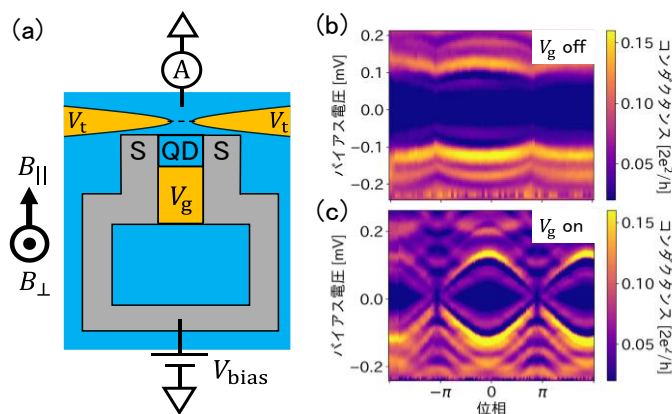


図 1 (a) 平面ジョセフソン接合デバイス (b) S-N-S 接合の ABS (c) S-QD-S 接合の ABS

Pt(Bi_{1-x}Se_x)₂ 薄膜における特異な磁気抵抗ヒステリシスの解明

寒川雄斗¹、前田将輝¹、中村瞭弥¹、蔣男^{1,2,3}、工藤一貴^{1,3}、新見康洋^{1,2,3}
(阪大理¹、阪大 CSRN²、阪大 OTRI³)

Elucidation of unique magnetic resistance hysteresis in Pt(Bi_{1-x}Se_x)₂

Yuto Samukawa¹, Masaki Maeda¹, Ryoya Nakamura¹, Nan Jiang^{1,2,3}, Kazutaka Kudo^{1,3}, Niimi Yasuhiro^{1,2,3}
(¹Dept. of Phys. Osaka Univ., ²CSRN, Osaka Univ., ³OTRI, Osaka Univ.)

はじめに

極性構造をもつ層状超伝導体 trigonal PtBi₂(*P31m*, C_{3v}^2 , No.157)は、Bi サイトの一部を Se に置換することで非極性構造へと構造相転移し、それに伴い超伝導転移温度が 0.6 K から 2.4 K まで上昇することが報告された[1]。我々はその新奇超伝導体 Pt(Bi_{1-x}Se_x)₂ (*P3m1*, D_{3d}^3 , No.164)薄膜に対し、超伝導領域から常伝導領域に至るまで磁気抵抗測定を行ったところ、上部臨界磁場近傍で従来のヒステリシスとは向きが逆である特異な磁気抵抗ヒステリシスを観測した(Fig.1)。本研究ではさらに上部臨界磁場のさまざまな外部パラメータ依存性を調べ、そのヒステリシス特性の詳細に迫った。

実験結果

本研究ではドーパ量(x)が 0.06, 0.08 の薄膜素子を作製し、上部臨界磁場の最大面内印加磁場($\mu_0 H_{||\max}$)や磁場掃引速度(Sweep rate)などの外部パラメータ依存性を調べた。Fig.2 は常伝導から超伝導に戻る際の上部臨界磁場($\mu_0 H_r$)の $\mu_0 H_{||\max}$ 依存性である。 $\mu_0 H_{||\max} = 2$ Tまでは $\mu_0 H_r$ が増加するが、2 T以降は飽和する振る舞いが確認された。Fig.3 は上部臨界磁場の Sweep rate 依存性を示す。磁場の掃引速度を速くするにつれ、ヒステリシス幅($\Delta\mu_0 H_{c2}$)が大きくなることが分かった。これらの結果はすべて、Pt(Bi_{1-x}Se_x)₂ 薄膜のように超伝導が不均一な系に侵入した磁束が抵抗に及ぼす影響を考慮した Two-level critical-state model[2]により良く説明できることが分かった。本講演ではその詳細について報告する。

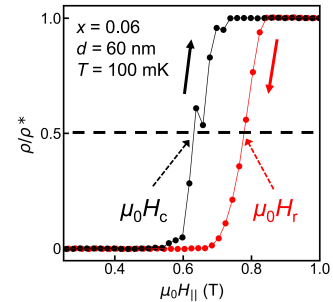


Fig.1: ρ/ρ^* vs $\mu_0 H_{||}$ measured with a Pt(Bi_{0.94}Se_{0.06})₂ thin film device. ρ^* is the resistivity in the normal state. $\mu_0 H_r$ and $\mu_0 H_c$ are defined in the figure.

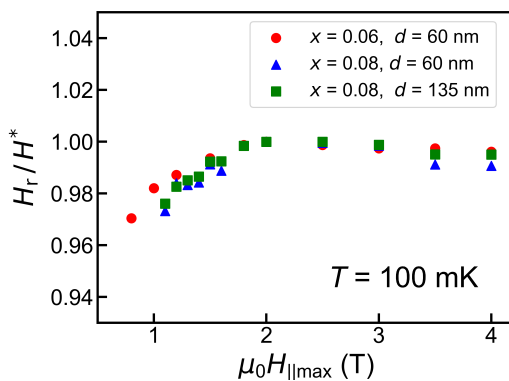


Fig.2: $\mu_0 H_r$ as a function of the maximum in-plane applied magnetic field $\mu_0 H_{||\max}$ obtained with different film thicknesses (d) and Se concentrations (x). The vertical axis is normalized by $\mu_0 H_r$ at $\mu_0 H_{||\max} = 2$ T ($\equiv \mu_0 H^*$).

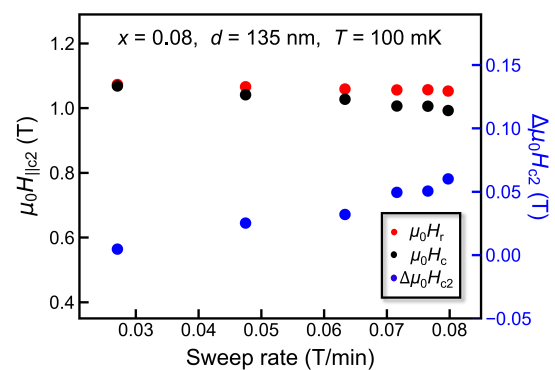


Fig.3: $\mu_0 H_c$ and $\mu_0 H_r$ as a function of magnetic-field sweep rate obtained with a Pt(Bi_{0.92}Se_{0.08})₂ thin film device. $\Delta\mu_0 H_{c2}$ is the difference between $\mu_0 H_c$ and $\mu_0 H_r$.

参考文献

- 1) K. Takaki *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **91**, 034703 (2022).
- 2) L. Ji *et al.*, Phys. Rev. B **47**, 470 (1993).

鉄系高温超伝導体 $\text{Sr}_2\text{Mg}_{0.3}\text{Ti}_{0.7}\text{FeAsO}_{3-\delta}$ の多結晶合成

上野友貴*, 東伸彦*, 神原陽一***, 的場正憲***
(*慶大物情, **慶大スピセンター)

Synthesis of iron pnictide superconductor $\text{Sr}_2\text{Mg}_{0.3}\text{Ti}_{0.7}\text{FeAsO}_{3-\delta}$
Yuki Ueno*, Nobuhiko Azuma*, Yoichi Kamihara*** and Masanori Matoba***
(*APPI, Keio Univ., **CSRN, Keio Univ.)

緒言

鉄系高温超伝導体 $\text{Sr}_2\text{Mg}_{0.3}\text{Ti}_{0.7}\text{FeAsO}_{3-\delta}$ は, Sato らにより $T_c=22$ K で超伝導を呈することが示されている^[1]. $\text{Sr}_2\text{Mg}_{0.3}\text{Ti}_{0.7}\text{FeAsO}_{3-\delta}$ は, 他 21113 物質とのアナロジーから^[3], 電子物性が酸素欠損に依存することが推察される. 我々は, $\text{Sr}_2\text{Mg}_{0.3}\text{Ti}_{0.7}\text{FeAsO}_{3-\delta}$ の多結晶合成を行い, 線材化の準備として, $\text{Sr}_2\text{Mg}_{0.3}\text{Ti}_{0.7}\text{FeAsO}_{3-\delta}$ が持つ酸素欠損量と超伝導発現の関係性について明らかにするべく, 多結晶試料の電子物性を比較する.

実験方法

$\text{Sr}_2\text{Mg}_{0.3}\text{Ti}_{0.7}\text{FeAsO}_{3-\delta}$ の多結晶試料を固相反応により合成した. 熱処理は 950 °C, 1070 °C, 1200 °C でそれぞれ 70 時間行った. 得られた試料の結晶相は, X 線回折(XRD)装置(RigakuRINT2500, $\text{CuK}\alpha$)を用いて確認し, XRD 回折パターンから格子定数を算出した. また, 四端子法の測定系で電気抵抗率, Magnetic Property Measurement system (Quantum Design, MPMS)の振動式高感度磁化率測定(RSO)モードを用いて磁化の磁場依存性を測定した. 尚, 950°Cで熱処理した試料は非常に脆かったため, XRD 測定のみを行った.

実験結果

Fig.1 に 1070 °C で熱処理した試料の XRD 測定結果を示す.

目的物質 $\text{Sr}_2\text{Mg}_{0.3}\text{Ti}_{0.7}\text{FeAsO}_{3-\delta}$ の他, 異相として FeAs, SrTiO_3 , SrFe_2As_2 が見られた. Table.1 に各試料及び理論値の格子定数, 格子体積を示す.

Table.1 Lattice constants (a,c) and lattice volume (V).

	a(nm)	c(nm)	V(nm ³)
Theoretical	0.39313	1.5967	0.246605
950°C	0.39381	1.6044	0.248534
1070°C	0.39301	1.5957	0.246605
1200°C	0.39338	1.5936	0.246514

Fig.2 に 1070 °C で熱処理した試料の磁化測定結果を示す.

$T_c \leq 10$ K において超伝導による反磁性が見られ, 超伝導体積分率は 4.2 K において 0.048 vol%, 10 K において 0.0019 vol% であった. 一方, 1200 °C で熱処理した試料は, 磁気測定では超伝導転移は見られず, Ti イオンによる反磁性が見られた.

参考文献

- [1] S. Sato, H. Ogino, N. Kawaguchi, Y. Katsura, K. Kishio, J. Shimoyama, H. Kotegawa, and H. Tou, Supercond. Sci. Tech. **23**, 045001 (2010).
- [2] Y. Tojo, Ph. D thesis. (Keio Univ. 2020).

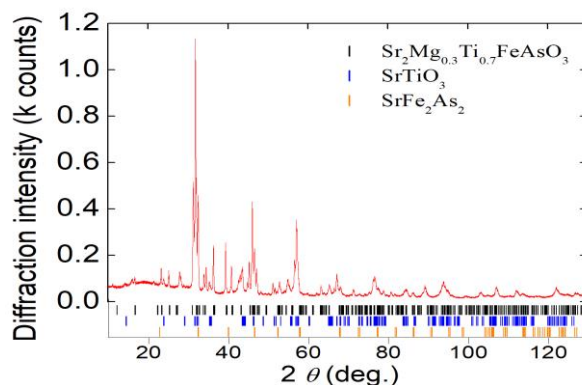


Fig. 1 X-ray diffraction (XRD) patterns of $\text{Sr}_2\text{Mg}_{0.3}\text{Ti}_{0.7}\text{FeAsO}_{3-\delta}$ heated at 1070 °C. Bottom bars denote Bragg defraction angles for theoretical $\text{Sr}_2\text{Mg}_{0.3}\text{Ti}_{0.7}\text{FeAsO}_{3-\delta}$, SrTiO_3 and SrFe_2As_2 .

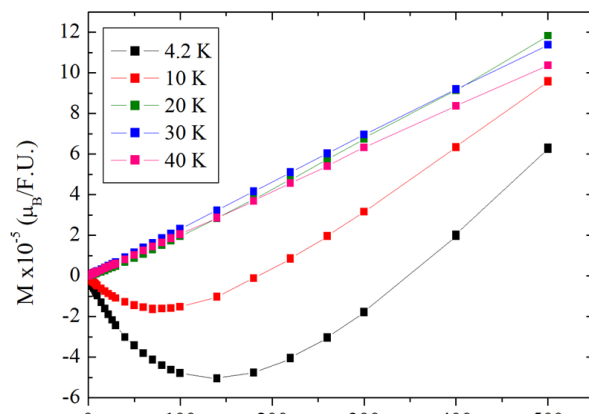


Fig. 2 Magnetization versus magnetic field of $\text{Sr}_2\text{Mg}_{0.3}\text{Ti}_{0.7}\text{FeAsO}_{3-\delta}$ heated at 1070 °C ($0 \text{ Oe} \leq H \leq 500 \text{ Oe}$).