

磁場下の非一様な空間反転対称性の破れた超伝導体

Inhomogeneous non-centrosymmetric superconductors in a magnetic field

青山和司^{1,2}

¹京都大学 白眉センター, ²京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻

K. Aoyama^{1,2}

¹The Hakubi Center for Advanced Research, Kyoto University,

²Department of Physics, Kyoto University

The effect of spatial inhomogeneity on the properties of non-centrosymmetric superconductors in an in-plane magnetic field is investigated, as it can be realized in LaAlO₃-SrTiO₃ interfaces. We demonstrate that the spatial variation of Rashba spin-orbit coupling (RSOC) yields a local magnetic flux pattern due to the field-induced inhomogeneous helical phase. For sufficiently strong fields, vortices perpendicular to the applied field can nucleate at inhomogeneities of the RSOC.

1. はじめに

1911年Kamerlingh Onnesによって低温で電気抵抗が消失する超伝導現象が初めて発見された。約100年が経過した現在までに様々な超伝導物質が数多く見つかり、超伝導現象に共通の性質としてゼロ抵抗とともにマイスナー効果という完全反磁性が出現することが知られている。現在では、マイスナー効果こそが超伝導の基本的な指標であると認識されており、実際、ゼロ抵抗（伝導度無限大）はマイスナー効果によって説明することができる。また、完全反磁性と関連して、中空円筒形状の超伝導体に閉じ込められた磁束は、磁束量子 Φ_0 の整数倍をとることが確認されており、この磁束の量子化も超伝導体に特有の現象である。超伝導状態は、1957年にBardeen, Cooper, Schriefferによって提唱されたBCS理論によってその微視的電子状態が記述されており、互いに反対向きのスピンと運動量をもつ2電子がCooper対 ($\mathbf{k} \uparrow, -\mathbf{k} \downarrow$) と呼ばれるペアを構成し最低エネルギー状態に集団で凝縮した状態であると理解されている。一方、外部磁場にはCooper対を破壊する効果があり、電子の有する二つの自由度、軌道の自由度(運動量 \mathbf{k})とスピンの自由度 (スピン \uparrow or \downarrow) に対する磁場効果を反映して二種類のCooper対破壊効果が存在する。一つは、電子に働くLorentz力に起因した軌道対破壊効果であり、もう一方は、電子スピンの偏極すなわちZeeman効果に起因したパウリ常磁性対破壊効果である。通常の超伝導体においては、軌道の自由度つまり軌道対破壊効果が支配的であることが知られている。磁場を増大させてゆくと超伝導は破壊され通常金属に戻るようになるが、第II種超伝導体と呼ばれる物質群においては、超伝導体を部分的に破壊し磁束を内部に侵入させることで、なるべく高磁場まで超伝導状態を保とうとする性質をもつ。侵入した磁束の中心では超伝導は完全に破壊され通常金属状態となっているため、上記の中空円筒超伝導体の場合と同様に、貫く磁束は Φ_0 に量子化されており、外側では磁束を中心として渦電流が発生している。つまり、外部磁場に沿った方向に伸びる単位磁束量子 Φ_0 をもつ渦糸が超伝導相中に形成されることになる。磁場の増大に伴い渦糸の数は増え続け、渦糸間の距

離がCooper対のサイズ程度になるまで渦糸が増えると超伝導は破壊される。この超伝導が破壊される磁場は上部臨界磁場 H_{c2} 、一本の渦糸が侵入する磁場は下部臨界磁場 H_{c1} と呼ばれている。一方、パウリ常磁性対破壊効果は、スピン自由度に起因しているため、電子の運動方向が限られていたり、固体中を電子が遍歴しにくかったりと、軌道自由度に制限がある状況下で顕著に表れる。具体的には、平行磁場下の超伝導薄膜や重い電子系と呼ばれる電子の有効質量が極端に大きい物質群などで、パウリ常磁性効果が支配的となることが知られている。パウリ常磁性対破壊効果は、Cooper対を構成する2電子の互いに反平行なスピンを揃えようとする機構なので、この対破壊効果によって渦糸が生じることはない。代わりに、Zeeman効果によるFermi面のシフトをキャンセルする様に重心運動量 q をもつようなCooper対状態 ($k \uparrow, -k+q \downarrow$) を形成し、より高磁場まで超伝導状態を保とうとする。この有限の重心運動量を持つCooper対状態は、提唱者の名前からFulde-Ferrell-Larkin-Ovchinnikov (FFLO)状態と呼ばれている [1,2]。本稿では、磁場下の空間反転対称性の破れた超伝導体において、軌道対破壊効果が存在しない状況であっても、パウリ常磁性対破壊効果と以下に述べるスピン・軌道相互作用によって超伝導渦糸が現れること、そしてその渦糸は通常とは異なり外部磁場に垂直であることを明らかにする。

2. 空間反転対称性の破れとスピン・軌道相互作用

スピン・軌道相互作用 (SOC) は、相対論的效果に起因した相互作用であり、一般にポテンシャル勾配 ($\nabla V(r)$) が存在すれば現れる効果である。通常、巨視的なレベルでは、電荷のスクリーニングによって、その効果が顕著に現れることはない。ところが、異なる物質の接合面や固体の単位胞内で原子配置に非対称性があるなど、空間反転対称性が破れている場合には、SOC効果が強く物性に反映される可能性がある。それは、空間反転対称性の破れはポテンシャル勾配の存在を意味しており、また、接合面や単位胞内においては電荷のスクリーニングが十分には効かないため、SOCがアクティブになっているからである。実際、古くから半導体界面に誘起される二次元電子系で、また、今世紀に入ってから重い電子系超伝導体 CePt_3Si の発見を契機として反転対称性の破れた超伝導体で [3,4]、SOCに起因した特異な物性が議論されてきた。SOCは、空間反転の破れ方すなわち電場の方向によっていくつかのタイプが存在するが、ここでは、典型的な例として、一軸性のポテンシャル勾配 ($\nabla V(r) \parallel z$) によって生じる Rashba タイプのスピン・軌道相互作用 (RSOC) [5]に注目することにしよう。先の CePt_3Si においても、鏡面对称性が破れているために RSOC が有効に働いていると考えられている。RSOCは $\alpha(z \times k) \cdot \sigma$ の形で表され (α : 結合定数, k : 運動量, σ : スピン), 結合定数の大きさはポテンシャル勾配の大きさ $|\nabla V(r)|$ に、その符号は勾配の向きに依存している。

3. 磁場下の空間反転対称性の破れた超伝導体

ここまで、磁場による Cooper 対破壊効果とポテンシャル勾配の存在に起因したスピン・軌道相互作用の説明を行ってきた。では、磁場下の RSOC を有する超伝導体においては一体何が起こるのだろうか? 素朴に考えると、磁場による Zeeman 効果がスピン偏極をもたらし、そのスピン偏極は RSOC を通じて軌道自由度の効果として現れるのではないかと予想される。実際、ポテンシャル勾配に垂直な磁場中 ($H \perp z$) の超伝導体では、Zeeman 効果によるスピン偏極が RSOC を経由して、磁場と垂直方向の軌道効果を生み出すことになる。ここで、超伝導体における軌道効果とは、例えば、軌道対破壊効果の結果現れる渦電流のように、超伝導電流に関わる物理現象である。今の場合、RSOC 由来の軌道効果は、磁場と垂直方向の電流が存在すること、つまり、超伝導ギャップが位相因子 $e^{iq \cdot r}$ ($q \perp H$)

を獲得することを意味している。この磁場印加により RSOC を通じて超伝導電流が駆動される現象は、磁気電気効果と呼ばれている [4,6]。磁気電気効果によって位相が特定の方向に空間変調したこの FFLO に似た超伝導状態は Helical 超伝導相と呼ばれており [7], Helical モード \mathbf{q} は, “ $\mathbf{q} = (\alpha/v_F^2) (z \times \mu_B \mathbf{H})$ ” で与えられ, 磁場と結合定数の大きさと方向に直接依存している。この様子を表したのが, 図 1 である。まず, ゼロ磁場において RSOC によって Fermi 面は分裂し, スピンは各 Fermi 面において図 1(a) のような構造をとる。そこに xy 面内の磁場を加えると, スピンが磁場と平行になっている部分では Zeeman 効果によりエネルギーが下がるため Fermi 面は広がり, 反対にスピンが磁場と反平行であれば Fermi 面は小さくなる。その結果, 図 1(b) のように x 方向の磁場に対し, Fermi 面が外側では上方向に, 内側では下方向にシフトする。Cooper 対は同じ Fermi 面上の 2 電子で形成されているので, Fermi 面の上下のシフトは, Cooper 対が y 方向の重心運動量を獲得することを意味している。そして, 外内両方の Fermi 面全体で平均した Cooper 対の重心運動量が, 上記の式で与えられる Helical モード \mathbf{q} を与えている。ここまでの議論ではゲージ場 (ベクトルポテンシャル) を特に考慮していなかったが, 量子力学において磁場下で微分演算子 $-i\nabla$ が共変微分 $-i\mathbf{D} = -i\nabla + e\mathbf{A}$ に置き換えを受けると, 今の場合にも一般的には, 重心運動量 \mathbf{q} は $\mathbf{q} + 2e\mathbf{A}$ と書かれることになる。従って Helical モードの大きさはゲージ不変ではなく, “ $\mathbf{q} + 2e\mathbf{A} = (\alpha/v_F^2) (z \times \mu_B \mathbf{H})$ ” で決まることになる。この関係式から分かるように, 結合定数 α や磁場 H が空間的に非一様な場合には, それに応じて, Helical モード \mathbf{q} やベクトルポテンシャル \mathbf{A} も非一様な空間分布を示すことが期待される。

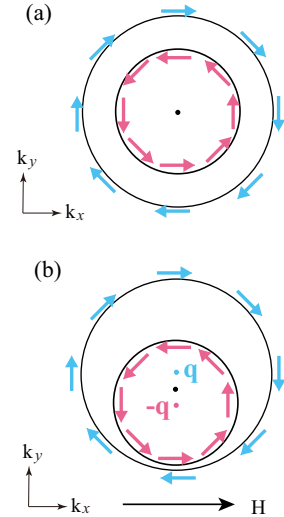


図 1 : Rashba スピン・軌道相互作用によって分裂した 2 つの Fermi 面. (a) ゼロ磁場, (b) x 方向の磁場がある場合.

4. 空間的に非一様な RSOC が誘起する外部磁場に垂直な磁束

本研究では, RSOC の強さが空間変化を示す系として, 近年実現された 2 種類のバンド絶縁体 $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ の界面に誘起される二次元超伝導状態に着目する [8]. この系では, 界面を構成する上下の物質が異なっているため界面に対して空間反転対称性が破れ, RSOC が有効に働いている。Rashba タイプの二次元の空間反転対称性の破れた超伝導体の典型例として, $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ 界面超伝導状態は今注目を集めている。この界面超伝導体の特徴の一つは, 界面に垂直方向に電場を加えることによって, ポテンシャル勾配の大きさ, すなわち, RSOC の強さを制御できる点にある [9]. 加えて, 最近の実験研究から, 界面に平行なモーメントを持つ強磁性ドメインが超伝導と共存していることも明らかになってきた [10]. これらの実験結果は以下のことを示唆している: (1) 局所的に電場を印加することで RSOC に空間変化をもたらすことができる, (2) そもそも界面自体が不均一であり, それに伴って RSOC も非一様である。以上をふまえ, 界面に平行な磁場あるいは磁気モーメントが存在する場合の, 空間的に非一様な RSOC が二次超伝導体に及ぼす効果について考察を行う。

二次元系において面内に磁場を印加した場合には, 通常バルク物質とは異なり, 最初から面に垂直方向の電子の運動が禁止されているため軌道対破壊効果すなわち渦糸は存在せず, Zeeman 効果によるパウリ常磁性対破壊のみが働いている。この面内に磁場を印加した状況下で, 空間的に非一様な

RSOC とパウリ常磁性対破壊効果がどのような量子現象を生み出すのだろうか？本研究においては、最も簡単なモデルとして図 3(a)に示すように、RSOC が左反面で弱く右反面で強い 2 ドメインから成る系を考えることにする。磁場は x 軸方向に印加されている。この 2 ドメイン系で現れる現象について、以下では、最初に直観的な説明を与えた後、理論解析の結果を紹介する。

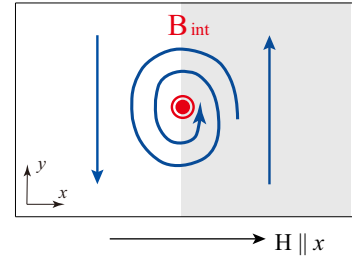


図 2：左右で符号の異なる RSOC を有する 2 ドメイン系。磁気電気効果によって左右で反平行の超伝導電流が駆動され、その結果、ドメイン境界で渦電流が生じる。

理解しやすい様に、まずは、左右のドメインで RSOC の符号が異なる場合を考えてみよう。このとき、外部磁場は左右で異なる向きの位相変調をもたらす、ドメイン境界では、異なる符号の位相すなわち互いに反平行な超伝導電流が接することになる。その結果、図 2 に示すようにドメイン境界で位相差に対応する渦電流が発生し、その渦電流によって二次元面を貫く磁束が超伝導体内に侵入すると期待される。ここで興味深いのは、界面に平行な磁場下で、通常の磁場に平行な渦糸が存在しない代わりに、界面に垂直つまり磁場と垂直な渦糸が出現するという点である。この議論では、左右のドメインで RSOC の符号が異なると仮定したが、原理的には、符号が同じでもドメイン境界で Helical モードのズレ (位相差) さえあれば、この新しいタイプの渦糸が出現してもよい。以下では、Ginzburg-Landau (GL) 理論に基づいた解析結果について報告を行う。一般に、空間反転対称性の破れた超伝導体では、スピン一重項と三重項の混成が起きることが知られているが [4]、簡単のため、本研究ではスピン一重項 s 波超伝導状態を仮定して解析を行った。

GL 方程式を適切な境界条件の下、数値的に解くことで出現可能な超伝導状態を求めることができる。いまの 2 ドメイン系においては、左右の RSOC の大きさの差 $\delta\alpha$ に応じて 2 タイプの超伝導状態が存在することが分かった：(A) Helical モード q_R のみをもつ y 方向に一樣な超伝導相、(B) q_L と q_R の重ね合わせで記述される y 方向に非一樣な Helical 超伝導相。ここで、 $q_L(q_R)$ は、左 (右) のドメインのみが存在すると仮定したときに“ $\mathbf{q} = (\alpha/v_F^2)(\mathbf{z} \times \mu_B \mathbf{H})$ ”で決まる Helical モードである。これら 2 タイプの Helical 超伝導相における、超伝導ギャップ及びゲージ場のフーリエ成分の空間依存性をそれぞれ、図 3(b), (c) に示した。一樣な Helical 相 A では、左右のドメインの相対的な位相差に対応する量 $\delta R = \delta\alpha \mu_B H / v_F^2$ は、位相のズレとしてではなくゲージ場の空間変化に反映されており、図 3(b) から分かるように、ドメイン境界でゲージ場は急激な変化を示している。一方、非一樣な Helical 超伝導相 B

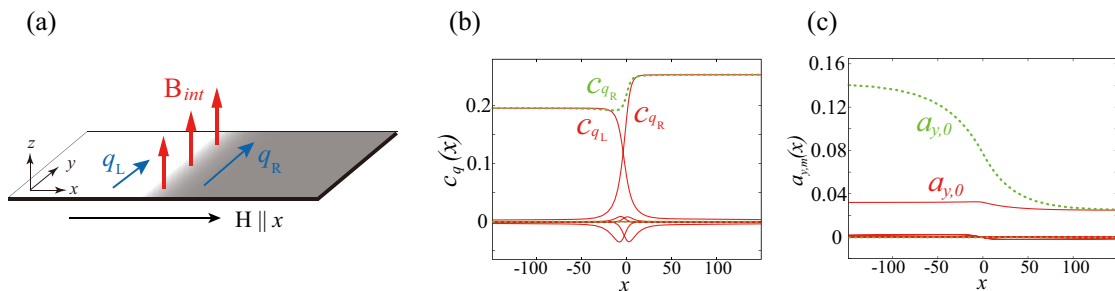


図 3：右反面 (左反面) で RSOC が強い (弱い) 2 ドメイン系の (a) システムセットアップ、(b) 超伝導ギャップ関数及び (c) ゲージ場のフーリエ成分の空間分布の一例。緑点線、赤線はそれぞれ y 方向に一樣、非一樣な超伝導相での振る舞いを表している。

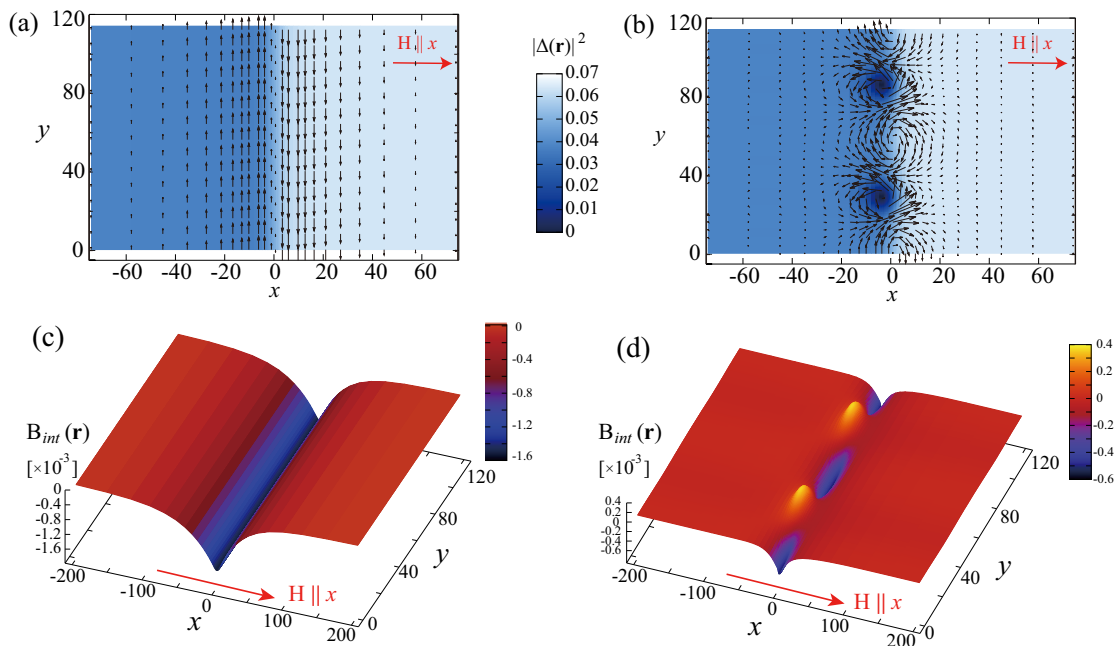


図4: 左右でRSOCの強さの異なる2ドメイン系で実現するy方向に一樣な(非一樣な)超伝導状態の超伝導ギャップ関数のプロファイル(a) (b)と内部磁場の空間分布(c) (d). 面内磁場に対し, 面に垂直方向の磁束がドメイン境界に現れる [11].

では, ゲージ場が空間変化を示さない代わりに, Helical モードの差に δR が反映され, ドメイン境界で超伝導位相のミスマッチが生じている. 2タイプの超伝導相 A, B における超伝導ギャップの空間変化および超伝導電流の空間分布を図4(a) (b)に示した. y方向に一樣な超伝導相 Aでは, 超伝導ギャップは右から左へゆるやかに変化するが, ドメイン境界を境にして左右で反平行の電流が発生していることが分かる. 超伝導ギャップの大きさが左右で異なるのは, RSOCはパウリ常磁性対破壊効果を弱める働きがあるため [7], RSOCの強い右反面で対破壊が弱く超伝導ギャップが潰れずに残っているからである. 一方, 左右で反平行な超伝導電流はゲージ場の空間変化によるものである. 非一樣な Helical 超伝導相 Bでは, ドメイン境界で生じる位相のミスマッチによってトポロジカル欠陥が生じ, 中心で超伝導ギャップがゼロとなるような渦電流を伴う超伝導渦糸状態がドメイン境界に沿って実現している. 図4(c)(d)に示したのが, 一樣, 非一樣な超伝導相における内部磁場分布である. (c)では, ドメイン境界に沿ってピーク状の内部磁場が, (d)では渦中心に磁束が侵入し渦間領域に反対向きの内部磁場が誘起されていることが分かる. いずれの場合も空間的に非一樣なRSOCによって外部磁場に垂直な磁束が発生しており, この奇妙な内部磁場の発生機構が本研究で得られた反転対称性のない超伝導体の新たな側面である [11].

次に, どのような場合に(A)一樣, (B)非一樣な Helical 超伝導相が出現するのかを調べるため, 両者のエネルギーの δR 依存性を評価しよう. ピーク状の内部磁場をもつ超伝導相 Aでは, δR がゲージ場の急激な空間変化を通じて磁気エネルギーの損失につながるため, δR^2 で系のエネルギーが増大する. 一方, ドメイン境界に渦糸が並んだ超伝導相 Bでは, 位相差 δR が渦糸の数に反映されるため, この場合のエネルギー損失“渦糸エネルギー×渦の数”は δR に比例することになる. AとB両者のエネルギーを比較すると, δR が大きい, つまり, 空間的非一樣性が大きいほどそして磁場が増大すればするほど, ドメイン境界に渦糸が並んだ超伝導状態が現れやすくなることが分かる. この高磁場下の通常と

異なる機構で現れる磁場と垂直な渦糸は、LaAlO₃-SrTiO₃ 界面において実際に実現している可能性もあり [10], 理論・実験両側面から意義深い結果であると考えている. 本研究では RSOC の強さの空間変化に着目したが, これまでの議論から分かるように重要なのは左右のドメインで位相差につながる量 $\delta R = \delta\alpha \mu_B H / v_F^2$ なので, RSOC の強さの違い $\delta\alpha$ の代わりに磁場 H が非一様な場合にも, 同様な効果が現れることも指摘しておくことにしよう.

5. おわりに

本研究では、外部磁場 H 方向に空間変化した RSOC が誘起する H と垂直な内部磁場に注目したが, H に垂直な面内で RSOC が非一様であるような三次元系においても磁気電気効果を通じて興味深い物性が現れる. 図 5 に示したような, RSOC の向きが互いに異なる二種類の双晶系を考え, その双晶界面に平行な磁場下で超伝導の安定性を調べると, 図 5(a) のタイプでは臨界磁場がバルクの値よりも増大し, 図 5(b) のタイプでは抑制されることが分かった [12]. この積層順序による臨界磁場の違いは, 磁気電気効果に起因した内部磁場が外部磁場を実効的に(a)では弱め, (b)では強めているからである. 本結果は, 格子欠陥として結晶ドメインを有するような Rashba タイプの超伝導体では, 双晶界面という微小な超伝導領域を敏感に感知するプローブから得られる臨界磁場が, バルク測定から見積もられる H_{c2} (H_{c1}) よりも高(低)磁場側にあることを示唆しており, 今後こうした振る舞いが実際に観測されるのではないかと期待している.

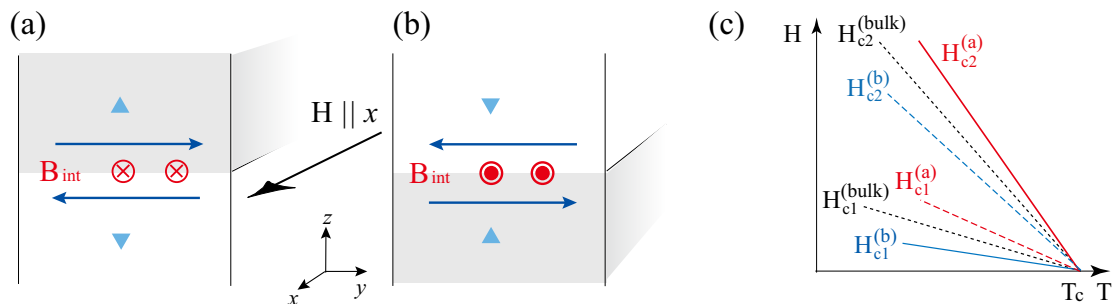


図 5 : RSOC の符号が互いに異なる二種類の双晶系(a)(b)と, 各双晶系における上部・下部臨界磁場の模式図(c). (a)と(b)では, 磁気電気効果によって発生する内部磁場の向きが異なる. その結果, バルクの値に比べ, H_{c1} , H_{c2} 共に双晶界面(a)では増大し(b)では抑えられる [12].

謝辞

本稿の内容は, Manfred Sigrist 氏との共同研究の成果によっており, 御領潤氏には有益なコメントをいただきました. この場を借りて厚く御礼申し上げます. なお, 本研究の一部は科学研究費補助金 (No:25800194) の援助を受けて行われました.

参考文献

- [1] P. Fulde and R. A. Ferrell, Phys. Rev. **135**, A550 (1964).
- [2] A. I. Larkin and Yu. N. Ovchinnikov, Sov. Phys. JETP **20**, 762 (1965).
- [3] E. Bauer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 027003 (2004).
- [4] *Non-Centrosymmetric Superconductors: Introduction and Overview (Lecture Notes in Physics)*, edited by E. Bauer and M. Sigrist, Springer 2012.

- [5] E. I. Rashba, *Sov. Phys. Solid State* **2**, 1109 (1960).
 [6] S. Fujimoto, *Phys. Rev. B* **72**, 024515 (2005).
 [7] R. P. Kaur, D. F. Agterberg, and M. Sigrist, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 137002 (2005).
 [8] N. Reyren *et al.*, *Science* **317**, 1196 (2007).
 [9] A. D. Caviglia *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 126803 (2010).
 [10] J. A. Bert *et al.*, *Nature physics* **7**, 767 (2011).
 [11] K. Aoyama and M. Sigrist, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 237007 (2012).
 [12] K. Aoyama, L. Savary, and M. Sigrist, arXiv:1402.6027 (2014).

著者略歴



2004年3月 京都大学理学部 卒業
 2004年4月 京都大学大学院理学研究科
 物理学・宇宙物理学専攻入学
 2009年3月 同上 博士課程 修了, 博士(理学) 取得
 2008年4月～2010年3月 日本学術振興会特別研究員(DC2→PD)
 2010年4月～現在 京都大学 白眉センター 特定助教
 2011年4月～12月 スイス ETH Zurich 客員研究員
 2012年3月～12月 アメリカ合衆国
 Louisiana State University 客員研究員