

第22回渦糸物理国内会議 講演概要集

2014年7月10日(木)—12日(土)
@ハイランドふらの

高温超伝導体の固有ジョセフソン接合による THz 発振と メサ内部の温度分布

筑波大学数理物質系

門脇和男(kadowaki@ims.tsukuba.ac.jp)、渡邊千春、北村健郎、南英俊、柏木隆成

層状異方性の大きな高温超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (Bi2212) 単結晶を数 10~数 100 ミクロンサイズのメサ型に加工し、 c -軸方向へ直流電流を流すことで簡単に THz 領域のコヒーレントな電磁波を発生できることが 2007 年に発見されて以来、理論と実験の双方から多くの研究がなされてきた。発振の原理的な側面は現象としては理解できたと考えられるが、現実問題として発振出力や周波数の限界がどこに有り、メサの形状やメサの温度管理をどのようにすれば良いのかなど、多くの技術的な問題はまったく未解決であり、ほとんど手探りの状況にある。このような状況の中で、最近、単独メサ構造による発熱の抑制がこれまでの THz 波の発振状況を根本的に見直すきっかけとなったのでそのことについて紹介する[2,3]。

図は、通常のメサ構造で発振させた場合のメサの温度分布と発振特性を示している[2]。メサはイオンミリングによって幅 80 μm 、長さ 400 μm 、厚さ約 2.4 μm 程度に加工され、その上端表面の金電極から下部の Bi2212 基板へ直流通電し、発振させるが、この電流による発熱量は単位体積あたり数 MW/cm^3 にも達するため、メサは熱的に極めて過酷な状況にさらされ、いわゆるホットスポット現象（局所的に温度が T_c 以上になる部分が発生する現象）が観測される（そのみならず、メサの温度が熱浴から遊離して高温になっている）。これは c -軸の電気抵抗の温度依存性が負であることから局所的に温度が上昇するとその部分で電氣的な短絡現象が起こると単純には解釈される。このような状況でも比較的強い発振が見られることから、このホットスポットが THz 発振の発振機構と考える提案も一時なされたが、詳細な実験結果によってその考え方は否定的であると結論された。しかしながらこのような過酷な温度状態（メサ内部での大きな局所的な温度分布がある）でも発振が起こること自体、この発振現象は驚くべき現象であると言える。実験結果の詳細は文献[2,3]に譲るが、定電流側では発熱量も小さく、従って、温度分布が顕著でない状態でも発振は起こる。むしろ、温度分布がなく均一で、かつ、温度上昇がない方が強い発振を得る条件としては重要であることが単独メサの発振強度の温度依存性の実験から分かった[4]。この実験はさらに、メサ温度上昇を抑えることで発振の強度は温度と共に上昇し、55 K 付近で最大となるピークを示す。このことは温度上昇をなくすことでさらに強度の発振がより高温側で起こることを示唆している。現在、これに関する実験が進行中であるが、事実、単独メサでは液体窒素温度 (77 K) でも十分発振が得られている。このような排熱の良い単独メサでの研究は始まったばかりであり、メサの作製技術開発を始め、基礎から応用までの実験が進行中である。

この講演では、加えて高温超伝導体の本格的実用例として THz イメージングを取り上げ、新たなフェーズに入った THz 研究の一端を紹介したい[5,6]。

引用 (参照) 文献

- [1]. L. Ozyuzer *et al.*, *Science* **318** (2007) 1291-1293.
- [2]. H. Minami *et al.*, *Phys. Rev.* **B89** (2014) 054503 (1-9).
- [3]. C. Watanabe *et al.*, *J. Phys. Condens. Matter (First Track Commun.)* **26** (2014) 172201(1-10).
- [4]. S. Sekimoto *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **103** (2013) 182601(1-5).
- [5]. T. Kashiwagi *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **104** (2014) 022601(1-5).
- [6]. T. Kashiwagi *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **104** (2014) 082603(1-4).

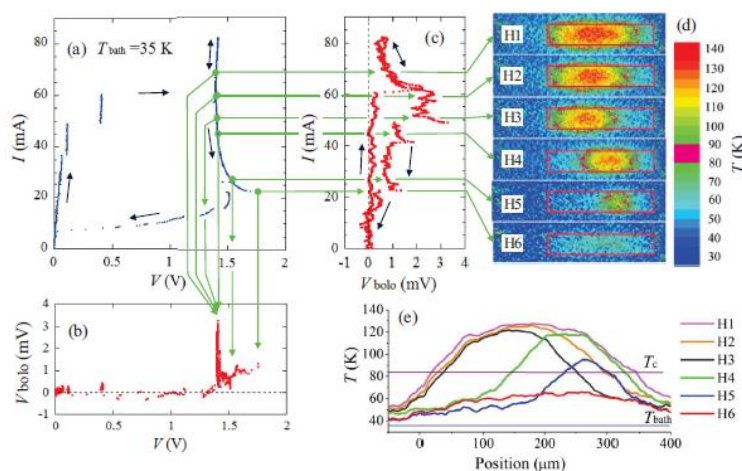


図. 矩形メサでの I - V 曲線(a)、THz 発振出力と電圧の関係(b)、および電流との関係(c)、メサ上に SiC 微粉末を一様に塗布し、その蛍光の温度依存性の測定より得られた温度分布のカラーマッピング像(d)、メサの長さ方向の温度分布図(e)。熱浴の温度は 35 K。

固有ジョセフソン接合系 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ 単独メサ構造からの テラヘルツ発振

筑波大数理物質, 京大院工¹, 物質・材料研究機構²

北村健郎, 柏木隆成, 辻本学¹, 渡辺千春, 浅沼健太郎, 中出蔵馬, 安居昂紀, 幸良彦,
柴野雄紀, 山本卓², 南英俊, 門脇和男

銅酸化物高温超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ($\text{Bi}2212$) 単結晶から作られたメサ構造からのテラヘルツ (THz) 発振が報告されて以来、発振機構の解明及び応用のため多くの実験がなされてきた[1]。現在までに実験的に確認された周波数領域は 0.3 – 1.0 THz[2]、最高強度は単一素子で約 30 μW である[3]。この現象では、交流ジョセフソン効果が発振原理であることが知られている。交流ジョセフソン効果から考えると、発振周波数領域は、発振素子により大きな電圧を印加することによって拡大することができるはずである。

大きな電圧を印加する方法としては、大別して以下の二つが考えられる。第一に、アンダードープ領域の試料を使用すること、または素子の面積を小さく、高さを大きくすることで準粒子抵抗を大きくすることである。第二に、素子に何らかの工夫を施して排熱効果を高めることである。我々はこれらの点に着目し、排熱効果が高く、かつ高強度発振が得られる単独メサ構造を作製した。

図 1 に、 $80 \times 280 \times 1.9 \mu\text{m}^3$ の大きさの試料から得られた電流-電圧特性及び発振特性を示す。窒素温度付近の温度 (73 K) での発振、55 K から 65 K 程度の温度における強力な発振 (数十 μW)、10 K から 20 K 程度の低温において 1 THz を超える周波数で発振が起こることが特徴的である。

本講演では、単独メサ構造の発振特性及び発振機構について議論する。

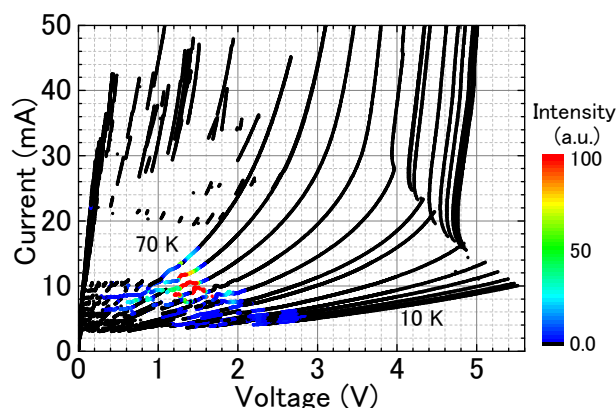


図 1. 10 K から 70 K までの 5 K 毎の電流-電圧特性。発振強度を色スケールで表示。

[1] L. Ozyuzer *et al.*, *Science* **318** (2007) 1291; U. Welp *et al.*, *Nat. Photon.* **7** (2013) 702.

[2] T. Kashiwagi *et al.*, *JJAP* **51** (2012) 010113. [3] S. Sekimoto *et al.*, *APL* **103** (2013) 182601.

Bi 系超伝導体における協力的巨視的量子トンネル現象

京大院工

野村義樹、神原仁志、中川裕也、掛谷一弘

Collective macroscopic quantum tunneling in BSCCO intrinsic Josephson junctions

Y. Nomura, H. Kambara, Y. Nakagawa, and J. Kakeya

Department of Electronic Science & Engineering, Kyoto Univ.

Bi2212 などの高温超伝導体に内在する固有ジョセフソン接合は人工のジョセフソン接合より一桁程度臨界電流密度 J_c が高いので、巨視的量子トンネル現象 (MQT) が比較的高い温度で観測される。これまでに、Bi2212 などのいくつかの物質において 1 K を超える温度でスイッチング確率分布幅の飽和など MQT を示す実験結果が得られており、単一接合モデルによる予想と概ね一致している[1]。また、積層性に由来する現象として、多数の接合が同時にスイッチするときにトンネル確率が指数的に増大するという実験結果が Jin らによって報告されている[2]が、再現性を含め、現象の理解には至っていない。我々は、Bi2212 と Bi2223 の固有ジョセフソン接合におけるスイッチング現象を比較することにより、Bi2212 について、電荷結合に由来する脱出確率の増大を抽出することに成功した[3]。これは、隣接する固有ジョセフソン接合を隔てる超伝導層が Bi2223 において、CuO₂ 3 重層になる (3 枚目の CO₂ 層が挿入される) ことにより電荷結合が遮断されるとも考えられる。今回、我々は、CuO₂ 単一層の固有ジョセフソン接合である Bi2201 についてスイッチング確率分布を測定し、Bi2212 と同様に電荷結合に由来する協力的な MQT を観測したので報告する。

図 1 は TSFZ 法で育成した Bi_{1.9}Pb_{0.1}Sr_{1.39}La_{0.63}CuO_{6+δ} 単結晶の表面に形成した *ab* 面方向の面積がおよそ 1 μm² のメサ構造素子の 4.2 K における電流電圧特性である。5 層の固有接合が積層し、 J_c は一様でおよそ 1.6 kA/cm² であることがわかる。この試料における第 1 スイッチ (赤矢印) および第 2 スイッチ (緑矢印) の確率分布を測定し、Kramers の熱活性 (TA) モデルを用いて見積もった実効温度 T_{eff} の熱浴温度 T_{bath} 依存性を図 2 に示す。第 1 スイッチについては、MQT-TA クロスオーバーによると見られる実効温度の飽和が 0.5 K 付近で見られる一方、第 2 スイッチについては、2 K 付近で実効温度は飽和している。単一接合モデルでは、同じ J_c の接合について MQT-TA クロスオーバーは同じ温度で起こるとされており、この結果はそれと矛盾し、Bi2201 でも Bi2212 と同様に固有接合間の近距離的な相互作用、すなわち電荷結合が存在することを示唆している。またこの結果は、第 2 スイッチの確率が MQT 領域だけで増大することを示しており、そのことも電荷結合による実効的なプラズマ振動数の増大を意味している。

- [1] K. Inomata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95** 107005 (2005)ほか。
 [2] X.Y. Jin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96** 177003 (2006)
 [3] Y. Nomura *et al.*, J. Phys.: Conf. Ser. **507** 012038 (2014).

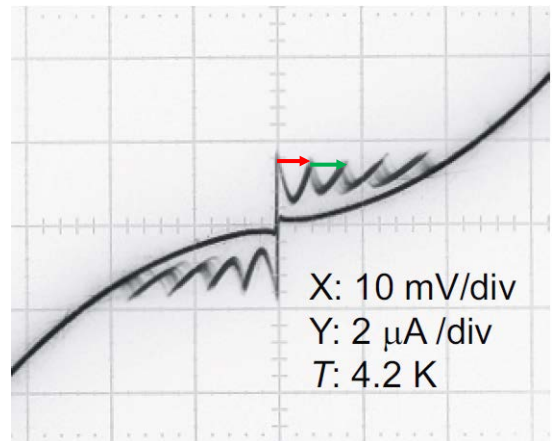


図 1: Bi2201 メサ素子における電流電圧特性

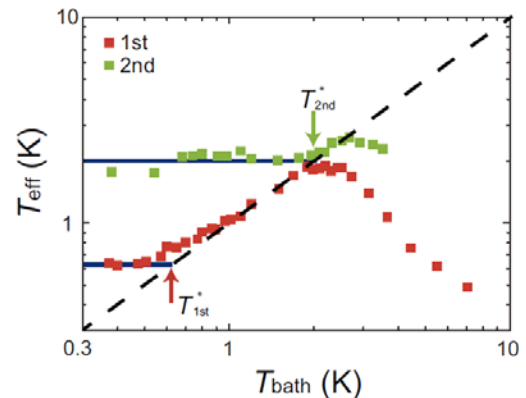


図 2: Bi2201 メサ素子における第 1 および第 2 スイッチの実効温度の熱浴温度依存性

ヘリカル朝永-Luttinger 液体から成るジョセフソン接合 における局所状態密度

広島大学大学院先端物質科学研究科

高根 美武

二次元量子スピン・ホール絶縁体の端には、時間反転対称性によって保護されたヘリカルな一次元伝導チャネルが形成される。この一次元チャネルでは、電子の進行方向はスピンに依存し、 \uparrow 電子と \downarrow 電子は各々逆方向に進む。つまり、右向きの分枝と左向きの分枝ではスピンの向きが異なるのである。この系の最大の特徴は、非磁性不純物による後方散乱が禁止されることである。理由は単純であり、後方散乱によって電子が一方の分枝から他方の分枝へと移動する際にはスピン反転が必要となるが、通常の不純物散乱ではスピンが反転し得ないからである。ところで、一般に低次元系では相互作用の効果が重要となるが、一次元ヘリカルチャネルにおいて電子間相互作用を取り込んだ場合、やはり後方散乱 (g_1 process) は禁止されるため前方散乱のみが許される。このように不純物だけでなく電子間相互作用によっても後方散乱が生じないのである。そのため、この一次元系では典型的な朝永-Luttinger 液体の振る舞いが顕在化すると期待される。

本講演では、このようなヘリカル朝永-Luttinger 液体から構成されたジョセフソン接合における局所状態密度に注目する。相互作用を無視した場合、局所状態密度は（エネルギーの関数として）等間隔に並んだデルタ関数型のスパイク列によって表現され、各スパイクの高さは一定である。なお、ジョセフソン接合の位相差を変化させると、スパイク列はその間隔を保ったまま線形にずれることになる。さて電子間相互作用が加わると、局所状態密度はどのように変化するであろうか？

この問いに答えるため、ヘリカル朝永-Luttinger モデルの枠内でボゾン化法を用いて局所状態密度を解析的に計算した[1]。その結果、電子間相互作用の影響で各スパイクの高さは変調され、その振る舞いは相関指数に依存する二項係数によって特徴づけられることを見出した。また、変調の様子はジョセフソン接合内の位置に依存して劇的に変化することを明らかにした。なお、相互作用が印加されてもスパイクはデルタ関数型のままであり、有限のエネルギー幅は生じない。これは、ヘリカル朝永-Luttinger モデルが可積分系であることを反映している。

参考文献

[1] Y. Takane, J. Phys. Soc. Jpn. 83, 044714 (2014).

表面超伝導における Josephson 渦の励起スペクトル

WPI-MANA¹, 物質・材料研究機構²,
原子力機構システム計算科学センター³, 東京大学物性研究所⁴
川上拓人^{1,2}, 永井佑紀³, 吉澤俊介^{1,2},
Howon Kim⁴, 長谷川幸雄⁴, 中山知信^{1,2}, 内橋隆^{1,2}, 胡暁^{1,2}

近年の Si 表面の In 単原子薄膜の超伝導に関する研究の発展[1,2]をうけて, 2次元超伝導体における渦の励起スペクトルについて研究した. この系は, Si 基盤表面のテラスとテラスの間にステップ構造を持つ. ステップは基本的にはテラス間の電子の運動を妨げる. 一方でステップを跨ぐ超伝導電流の観測から, ステップが Josephson 接合の役割を果たしていると考えられる[1]. 磁場中での STM/STS 測定によれば[2], ゼロバイアスコンダクタンス(ZBC)で見られる渦の形状が, テラス上では等方的であるのに対し, ステップ上では異方的で, ステップに沿った長軸をもつ. また, ステップによって異方性発現の度合いが異なることも観測されている.

ステップ上の渦は, Josephson 渦である可能性がある. そこで我々は, STS 測定の結果を説明するために, Bogoliubov-de Gennes 方程式をギャップ方程式と自己無撞着に解くことで, 渦系近傍の準粒子励起スペクトルを明らかにする. その結果得られる励起スペクトルのステップ上の飛び移り積分 t_s の強さに対する依存性は次の通りである. t_s が小さくなるにつれ, 渦芯での超伝導秩序変数の振幅の抑制が弱くなり, 位相変化が異方的になる. それに伴って超伝導電流も異方的になり, Josephson 渦の特徴を示す. さらに, ゼロエネルギー局所状態密度(ZDOS)はステップに平行な長軸を持ち, t_s が小さくなるにつれて異方性が強くなる. ZDOS の振る舞いが STS 測定で得られる ZBC のもの一致することから, 我々は, 先に述べた STS 測定における異方性の強さの異なる ZBC の観測は, 等方的な渦から Josephson 渦へのクロスオーバーの観測であると結論する. 本講演では, 数値計算の結果に基づいて, 理論的側面を中心に報告する.

[1] T. Uchihashi, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 207001 (2011).

[2] S. Yoshizawa, H. Kim, T. Kawakami, Y. Nagai *et al.*, arXiv:1405.5953.

電界誘起超伝導の磁場中における金属的基底状態

東北大金研^A, 東大院工^B, 東大院総^C, 京大院理^D, 理研^E
 野島勉^A, 斎藤優^B, 上野和紀^C, 笠原裕一^B, 米澤進吾^D, 前野悦輝^D,
 川崎雅司^{B,E}, 岩佐義宏^{B,E}

電界誘起超伝導は、電場の作る三角量子井戸ポテンシャルによって束縛された2次元電子ガス系で発現する超伝導である[1]。この特殊環境によって起こる、空間反転対称性の破れやサブバンド構造[2]といったバルクにはない特徴が超伝導にどのような影響を与えるかが興味の一つになっている。一方、電界誘起超伝導は多くの場合、原子レベルで平坦な良質単結晶表面で実現されるため、その混合状態は比較的 clean で（電子の平均自由工程が長く）かつ2次元の極限にある渦糸系のモデルケースとなり得る。この場合、基底状態はいわゆる dirty Boson モデル記述されるもの（超伝導と絶縁体状態のどちらか）とは異なることも期待できる。我々は、これまで、電気二重層トランジスタ（EDLT）構造を用いて実現された SrTiO₃ 電界誘起超伝導体の上部臨界磁場や磁場中輸送特性を測定することにより、この系が理想的な2次元超伝導体であること[3]、混合状態における広い磁場範囲で電気抵抗は減少するものの、 $T = 0$ K に向かって電気抵抗が残ること（金属的な基底状態があること）を報告してきた[4]。本研究では、この金属的な基底状態の起源を理解するため、SrTiO₃ に加え新たに ZrNCl 電界誘起超伝導体[5]での磁場中輸送特性を調べるとともに、両者の残留抵抗の磁場依存性の比較・解析を行った。

ZrNCl 電界誘起超伝導体においても、SrTiO₃ と同様に数 100 G という弱磁場から混合状態のほとんどの磁場領域において、 $T \rightarrow 0$ K での残留抵抗が観測された。よって、この金属的基底状態は比較的 clean で、弱ピニングと2次元の極限にある電界誘起超伝導体の特徴であるといえる。またその残留抵抗 R_{QL} は近似的に $R_{QL} \sim \exp(H/H^*)$ という関数で記述できる。これらの結果は基底状態が渦糸の量子トンネル現象[6]によって phase coherence が保つことのできない量子液体にあることを示している。

[1] K. Ueno *et al.*, Nature Mater. 7 (2008) 855; Nature Nanotech. 6 (2011) 408.

[2] Y. Mizohata, M. Ichioka, and K. Machida, Phys. Rev. B 87 (2013) 014505.

[3] K. Ueno *et al.*, Phys. Rev B 89 (2014) 020508(R).

[4] J. T. Ye *et al.*, Nature Mat. 9 (2010) 125.

[5] 野島他, .日本物理学会第 69 回年次大会 (2014), 21aGP-3.

[6] E. Shimshoni, A. Auerbach, and A. Kapitulnik, Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 3352.

電場誘起表面超伝導のサブバンド構造と局所電子状態

岡山大学 大学院自然科学研究科

市岡 優典、溝畑 陽介

電気二重層トランジスタ構造を用いて、電場誘起キャリアドーピングを行うことで、絶縁体の表面に金属状態を生成することができ、低温では超伝導状態を実現している。この系はゲート電圧を変化させることで絶縁体の表面に誘起させる二次元電子密度を制御できるという利点がある。本研究では、 SrTiO_3 における電場誘起表面超伝導の場合[1]に着目し、超伝導状態での深さ方向に関する電子状態の局所構造について理論計算により考察する。

この系の表面状態においては、電場による閉じ込めポテンシャルにより、電子が表面付近に束縛され、サブバンドを形成する。表面電子状態には、複数のサブバンドの電子が寄与しているので、この系は単純な2次元電子状態とは言えず、深さ方向の自由度に関する空間構造を正確に考慮して議論する必要がある。本研究[2]では、超伝導についてs波超伝導引力を仮定し、Bogoliubov-de Gennes方程式により、超伝導秩序変数の深さ方向の空間変化を決定した。そして、電子の局所状態密度における超伝導ギャップ構造に注目し、深さ方向依存性とサブバンド依存性を議論する。結論としては、電場誘起表面超伝導は、超伝導ギャップがサブバンド毎に異なる多ギャップ構造となり、状態密度において主要な超伝導ギャップの中に低エネルギー状態が出現することがわかった。このサブバンド依存性は、超伝導ギャップ構造の深さ方向依存性とも深く関係している。これらの特徴を、電場による閉じ込めポテンシャルが、三角ポテンシャル近似の場合と、電子分布による電場の遮蔽効果をセルフコンシステントに決めたポテンシャルの場合の2つの場合について計算し、両者の局所電子状態を比較して考察する。また、表面に平行に磁場をかけた場合について計算を行い、サブバンド構造と超伝導に対する磁場の影響についても議論する。

[1] K. Ueno, *et al.*, *Nature Mater.* **7**, 855 (2008).

[2] Y. Mizohata, M. Ichioka, and K. Machida, *Phys. Rev. B* **87**, 014505 (2013).

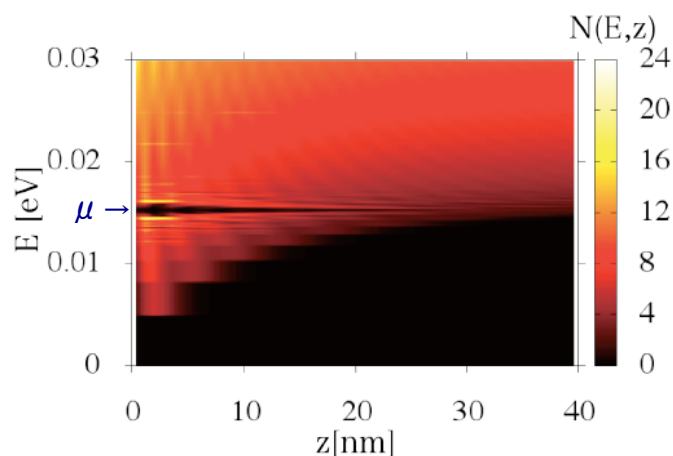


図. 電場の遮蔽効果を考慮した場合の局所状態密度 $N(E, z)$ 。横軸は表面からの深さ z 、縦軸はエネルギー E 。超伝導ギャップが $E = \mu$ (化学ポテンシャル)の所で開くが、表面から深くなるにつれギャップが閉じていく様子が見られる。

超伝導渦糸状態での核磁気緩和率に関する準古典理論による解析

岡山大学 院自然科学研究科 田中健太, 市岡優典, 中井宣之, 町田一成

我々は超伝導渦糸状態での核磁気共鳴 (NMR) について Eilenberger 理論による微視的理論を用いた研究を進めている。先行研究として、渦糸格子状態における常磁性帯磁率の空間構造に注目し、渦糸状態でのナイトシフトの温度依存性・磁場依存性、および、超伝導対称性 (s 波と d 波) や不純物効果の影響について報告した [1]。今回の講演では、NMR の核磁気緩和率 T_1 に注目し、スピン重項の s 波超伝導と d 波超伝導の場合について、渦糸格子状態での核磁気緩和率 $1/T_1$ の温度・磁場依存性に関する解析結果を発表する。

計算手法としては、まず、渦糸格子状態での準古典 Eilenberger 方程式を自己無撞着に解くことにより超伝導オーダーパラメーターを決定し、それを用いて実エネルギーへと解析接続された先進・遅延準古典 Green 関数を計算する。そして、線形応答理論により定式化される核磁気緩和率の式 [2] へ代入することで、NMR 実験で観測される T_1 を数値計算した。

バルク状態における核磁気緩和率の温度依存性については、s 波超伝導では特徴的な振る舞いとして低温での指数数的振る舞い、転移温度近傍での Hebel-Slichter ピークが現れ、d 波超伝導では Hebel-Slichter ピークはなく低温で冪関数的な振る舞いとなる。これらの特徴が、渦糸状態の中でどのように変化するかについて、本研究の計算結果を考察する。また核磁気緩和率は渦糸状態の空間構造の影響を受けるので、渦糸内外での T_1 の磁場依存性を評価することで空間依存性を考察した。

さらに、非磁性不純物効果についても考慮するために等方散乱を T-matrix 近似によって扱った自己エネルギーの計算を自己無撞着に実行し、超伝導対称性や渦糸内外における不純物効果の寄与の違いについても考察している。不純物散乱の Born 極限と Unitary 極限での核磁気緩和の差異についても議論を行う。

[1] K.K.Tanaka et al., Phys.Rev.B **89**,174504(2014)

[2] N.Hayashi and Y.Kato, J.Low.Temp.Phys **131**,893(2003)

金属系超伝導材料の超微細構造と超伝導特性

九産大工¹, 九大院工¹, 九大 WPI-I2CNER², 東北大金研³

西寄照和, 李昇原^{1,2}, 堀田善治^{1,2}, 阿久根忠博, 坂本進洋, 野島勉³, 井口敏³,
佐々木孝彦³, 小林典男³

金属材料に巨大ひずみ加工を行うことで作製できるバルクナノメタルは、超微細結晶粒で構成されたバルク材料である[1]。これまで、金属元素超伝導体の中から第2種超伝導体である Nb と V を選び、巨大ひずみ加工法の1つである高圧ねじり(HPT)加工を行って作製したバルクナノメタルの超伝導特性を調べてきた[2]。HPT加工で微細化できる結晶粒のサイズは物質に依存するが、室温における HPT 加工(回転数 $N = 5$)後に、平均粒径 $2r$ が Nb で $r \sim 120$ nm (V では $r \sim 165$ nm)のナノ構造超伝導体となる。この値は加工前($N = 0$)のサイズと比べ3桁程度微細化されているが、更に大きな $N (> 5)$ に対しては微細化が進まず、HPT加工による結晶粒サイズは $r \sim 120$ nm $\sim 5\xi(0)$ (Nb の場合)が下限であった。加工前に臨界温度 $T_c = 9.25$ Kを示す Nb では、結晶粒の微細化過程で $T_c = 9.37$ K まで上昇する[2]。HPT加工による T_c の上昇がナノスケール超伝導体で予測されている量子サイズ効果や超伝導秩序パラメータの結晶粒内への閉じ込め効果による場合には、結晶粒のサイズをコヒーレンス長 $\xi(0)$ まで減少させることで更に T_c が上昇することが期待できる。

本研究では、Nb の結晶粒径をさらに微細化することを目的とし、液体窒素温度において 6GPa の圧力で HPT 加工を行い超伝導特性を調べた。その結果、 $N = 15$ の Nb では結晶粒径を $r \sim 23$ nm まで微細化できることが分かった。臨界温度の測定の結果、低温 HPT を行った Nb の T_c は室温 HPT を行った場合の $T_c(N)$ の最大値を超え $T_c = 9.44$ K ($N = 1/4$)を示した。この結果は、結晶粒サイズが T_c の重要なパラメータであることを示しているが、低温 HPT を行った Nb では T_c が経時変化を示すことが分かった。

低温 HPT による Nb の超伝導特性の他、Nb における磁束量子分布の SQUID 顕微鏡観察、HPT 加工による NbTi の合金化など、最近の話題を紹介したい。

参考文献

[1] S. Lee and Z. Horita, Mater. Trans. 53 (2012) 38.

[2] T. Nishizaki et al., Physica C 493 (2013) 132.

SQUID 素子の製作と SQUID 顕微鏡への応用

大阪府立大学・工^A、大阪府大・ナノ研^B、秋田大学^C、産総研^D
 宮嶋茂之^A、Ho Thanh Huy^A、岡本拓人^A、松本仁志^A、三吉大樹^A
 林正彦^C、前澤正明^D、日高睦夫^D、石田武和^{A,B}

走査型 SQUID (Superconducting QUantum Interference Device) 顕微鏡は、SQUID の検出コイルを試料表面で XY 走査して磁束の局所面密度分布を調べることのできる装置であり、SQUID 素子の磁場測定感度が優れていることから磁束線物理、電子工学、バイオ科学、スピントロニクスなど幅広い分野で応用を期待している[1]。また、我々は、SQUID 顕微鏡の画像を鮮明にするための理論研究も実施した[2]。

企業の撤退を受けて、独自に SQUID 素子の設計と作製を開始した。SQUID 素子は産総研 CRAVITY の Nb 多層プロセスによって、高い再現性を持つ SQUID 素子を作製した。また、SQUID の回路構成及び検出コイルの形状、サイズ等をカスタマイズし、高感度・高分解能の走査型 SQUID 顕微鏡を実現するために SQUID はグラジオメータ構造とし、雑音となる環境磁場を打ち消す工夫をしてい

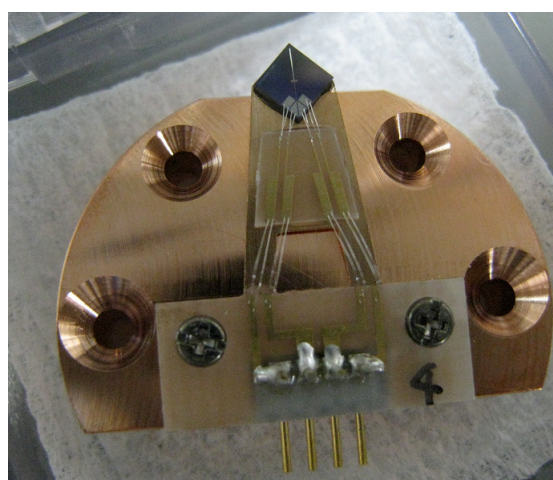


図 1. SQUID 素子の実装写真。ここでは、ピックアップコイルは一軸としている。

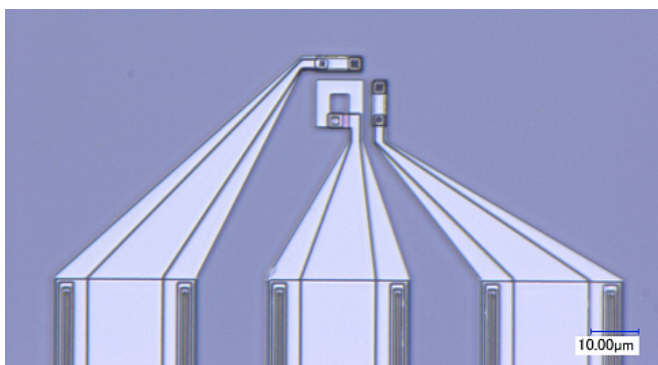


図 2. SQUID 素子の先端部の装写真。ここでは、ピックアップコイルは 3 軸構成として、ベクトル磁場の測定が可能となる。

路は、(独)産総研 CRAVITY において作製された。

る。素子の実装写真を図 1 に示す。

次の世代の SQUID 顕微鏡として、図 2 に示すピックアップコイルとワンチップに 3 軸で取り込んだ SQUID 素子も製作している。こちらは、既存の SQUID 顕微鏡の素子交換では使えないので、検出コイルの走査系を含めた独自の走査型ベクトル SQUID 顕微鏡とする計画である。

本研究の一部は科学研究費(挑戦的萌芽研究 No. 25600018、若手研究(B) No. 26820130、No. 26800192)の助成を受けた。また、本研究に使用された回路は、(独)産総研 CRAVITY において作製された。

[1] Ho T. Huy *et al.*, Supercond. Sci. Technol. **26** (2013) 065001.

[2] M. Hayashi *et al.*, Appl. Phys. Lett. **100** (2012) 182601.

鉄系超伝導体における臨界電流密度

東京大学工学系研究科

為ヶ井強、田縁俊光、大竹史哲、秋山弘樹、山田竜大、三根章詞、卞舜生

鉄系超伝導体は、従来型超伝導体と比較して高い超伝導転移温度(T_c)、大きな上部臨界磁場(H_{c2})をもつことから、大変注目されている。特に、強磁場下での応用を視野に入れたとき、異方性が小さいために不可逆磁場(H_{irr})が大きく、高磁場まで大きな臨界電流密度(J_c)を維持できると期待されている。また、銅酸化物高温超伝導体と比較して、粒間臨界電流密度の配向依存性が小さいと報告されており[1]、多結晶体を用いた線材の特性も日を追うごとに向上している[2]。

我々は、これまで 122 系の鉄系超伝導体を中心に、単結晶試料における J_c の振舞いと、照射により生成した欠陥の J_c への効果を報告してきた[3]。本講演では、鉄系超伝導体の単結晶試料および線材における J_c の現状を報告する。図 1 は鉄系超伝導体の中でも最も大きな J_c が報告されている $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$ に、800 MeV の Xe を $B_s = 2$ T および 24 T 照射した試料と、 $B_s = 2$ T 照射試料にプロトンを $2.3 \times 10^{16}/cm^2$ 追加照射した試料における J_c の磁場依存性を示す。2 K、自己磁場下での J_c は 2×10^6 A/cm² に達する。これは、 T_c がずっと高い $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ 単結晶とほぼ同じ値である。Xe とプロトンを照射することにより、2 K、自己磁場下での J_c は 1.0×10^7 A/cm² にまで増強される。一方、Ba の代わりに Sr を用いた $Sr_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$ に関して行った同様の測定の結果を図 2 に示す。未照射状態での J_c の値およびその磁場依存性は（フラックスジャンプを別として） $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$ と $Sr_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$ でほぼ同じであるが、照射後の J_c は $Sr_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$ の方が若干小さくなっている。この違いの原因を、他の物理量の測定結果とあわせて議論する。また当日は、 $(Ba,K)Fe_2As_2$ と $(Sr,K)Fe_2As_2$ の PIT 線材における J_c についても比較を行う予定である。

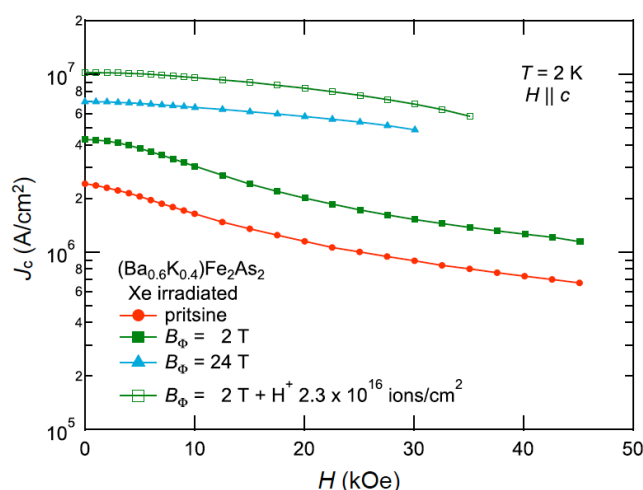


図 1 未照射および照射された $Ba_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$ における J_c の磁場依存性 ($T = 2$ K)。

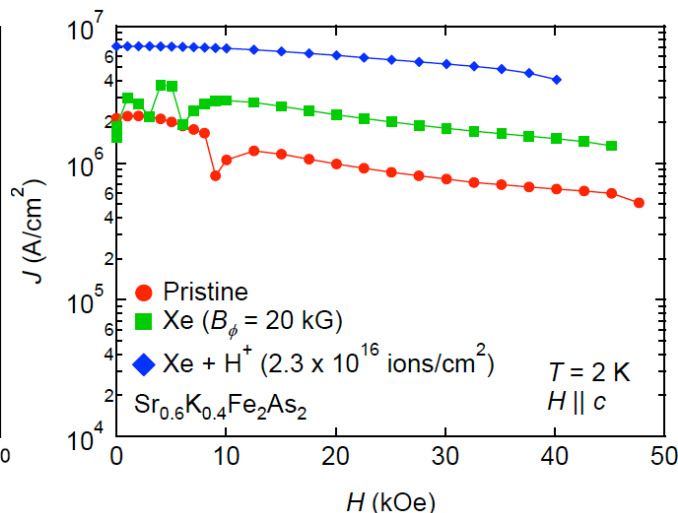


図 2 未照射および照射された $Sr_{0.6}K_{0.4}Fe_2As_2$ における J_c の磁場依存性 ($T = 2$ K)。

[1] T. Katase *et al.*, Nature Commun. **2**, 409 (2011).

[2] Y. W. Ma, Supercond. Sci. Technol. **25**, 113001 (2012).

[3] T. Tamegai *et al.*, Supercond. Sci. Technol. **25**, 084008 (2012).

鉄系超伝導体 Sm1111 系の磁束状態

物質・材料研究機構、筑波大
高野義彦、藤岡正弥

1111 鉄系超伝導体において、超伝導を発現するためには、フッ素や水素、酸素欠陥を導入してキャリアをドーピングする必要がある。特にフッ素ドーピングに関しては、水素ドーピングのようにオーバードープ領域が見られていないが、ドーピング量に応じて、 T_c は上昇し、現在得られている最高 T_c (58 K) もフッ素ドーピングにより合成されている [1]。しかし、フッ素濃度を高めることは非常に難しく、我々のグループでは、低温焼成徐冷法を開発し、ほぼ固溶限界と思われる領域までフッ素を置換したバルク試料の合成に成功した [1]。その時のフッ素濃度はおよそ 20% 程度である。一方、単結晶試料においては、依然 52 K 程度の超伝導転移温度しか得られておらず、この転移温度はフッ素濃度にして 10% 程度であり、多結晶に比べ半分程度である。

これまで 1111 系の単結晶は主に高温高圧下でのフラックス法により合成されてきた。我々のグループでは CsCl を用いたフラックス法により単結晶育成に成功した。この方法で得られる単結晶は、非常にフッ素が導入されやすく、現在得られている単結晶としては最高の転移温度 (57.5 K) を示す [2]。また、残留抵抗比 RRR ($R(300\text{K})/R(T_c)$) の値はこれまでに得られていた単結晶と比較しても非常に高い。本研究では Sm1111 単結晶試料に FIB を用いて端子を加工し、磁場中伝導特性を評価した。異方性はフッ素濃度の上昇に伴い減少し、温度の低下と共に減少する傾向が見られた。また、磁場中の電気抵抗は、ブロードな転移を示し、キックを観測した後ブロードに減少し、グラス状態に移行しているように思われる。

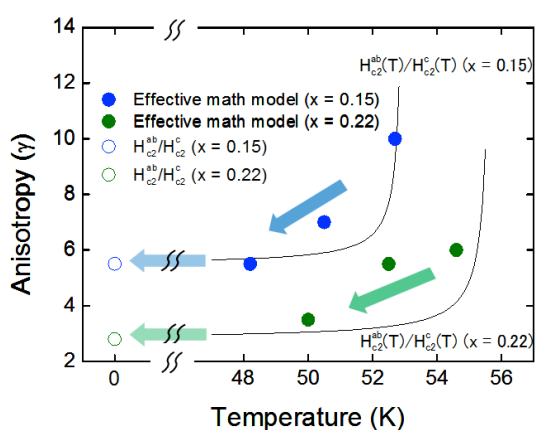


図 1. Sm1111 単結晶の異方性

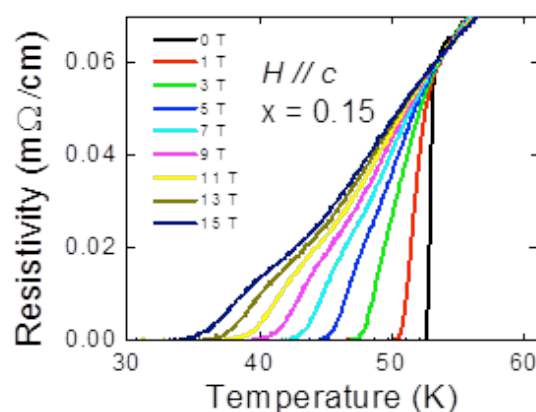


図 2. 電気抵抗の温度依存性

[1] M. Fujioka, et al., Supercond. Sci. Technol. 26, 085023 (2013).

[2] M. Fujioka, et al., arXiv: 1401.5611 (2013).

フラックスフロー抵抗による鉄系超伝導体のギャップ異方性の解析

東大院総合

岡田達典、高橋英幸、鍋島冬樹、今井良宗、前田京剛

我々はこれまで、鉄系超伝導体のマイクロ波表面インピーダンス測定を通じ、磁場侵入長の温度依存性 $\delta\lambda(T)$ 及びフラックスフロー抵抗の磁場依存性 $\rho_f(B)$ を体系的に調べてきた [1]。得られた $\rho_f(B)$ と $\delta\lambda(T)$ を照らし合わせた結果、「ギャップ異方性が大きな物質ほど $\rho_f(B)$ の初期勾配 $\alpha = B_{c2}/\rho_n \times d\rho_f/dB|_{B=0}$ が大きくなる」という傾向を見出した (図 1)。この傾向は単バンド超伝導体でも見られ、単バンドの場合は Kopnin らの理論 [2] で定量的にも良く説明できる。

今回、この「ギャップ異方性シナリオ」をより定量的に議論すべく、単バンドでの $\delta\lambda(T)$ 及び α に対する現象論モデル [3,2] を多バンド系へ拡張し、ギャップ異方性と α の評価を試みた。図 2 に、非常に異方的なギャップ構造を仮定した P-Ba122 に対する計算結果を示す。超流体密度 $n_s(T) \propto 1/\lambda^2(T)$ 及び α の両者を同じギャップ構造で再現していることから、観測された大きな α は、確かにこの物質の異方的なギャップ構造に由来していると言える。

当日は、他の物質での結果を踏まえ、磁束フロー抵抗という観点から、鉄系超伝導体のギャップ構造について議論したい。

謝辞

Li111, P-Li111, Co-Na111, P-Sr122 単結晶を東大物性研の北川健太郎 (現 高知大理)・松林和幸・上床美也・瀧川仁の各氏に、P-Ba122 単結晶を産総研の中島正道 (現 阪大理)・伊豫彰・永崎洋の各氏に提供して頂いた。この場を借りて各氏に感謝申し上げます。

引用 (参照) 文献

- [1] T. Okada *et al.*, PRB **86** (2012) 064516., Physica C **484** (2013) 27., *ibid* **494** (2013) 109., *ibid in press.*, arXiv:1406.7383., H. Takahashi *et al.*, PRB **86** (2012) 144525.
 [2] N.B. Kopnin and G.E. Volovik, PRL **79** (1997) 1377.
 [3] B.S. Chandrasekhar *et al.*, Ann. Physik **2** (1993) 535.

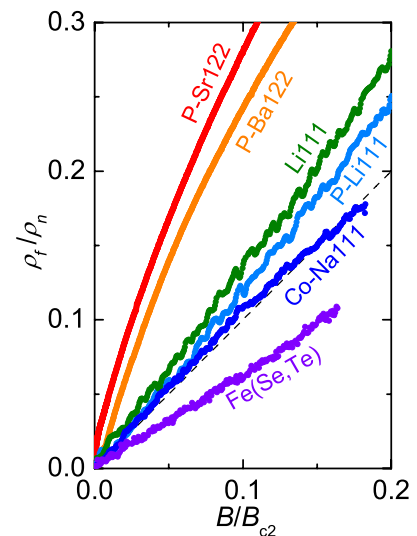


図 1. 測定した鉄系超伝導体の磁束フロー抵抗の磁場依存性。物質によって全く異なる α で増大する。

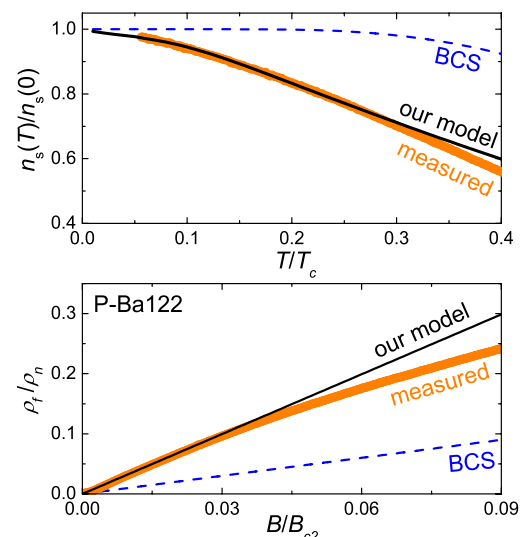


図 2. $\text{BaFe}_2(\text{As}_{0.7}\text{P}_{0.3})_2$ の超流体密度の温度依存性 (上) とフラックスフロー抵抗の磁場依存性 (下)。破線は BCS (等方的ギャップ) 超伝導体での計算結果で、実線は 2 バンドモデルによる計算結果。

鉄カルコゲナイド超伝導体のフラックスフロー —多バンド超伝導体の強い不純物効果—

東大院総合

前田京剛, 岡田達典, 鍋島冬樹, 高橋英幸, 今井良宗

鉄系超伝導体は、多バンド性を反映して、超伝導ギャップ構造の物質によるバリエーションが豊富であり、それがフラックスフロー現象にも顕著に現れる[1,2]。実際、バンド構造・ギャップ構造を考慮したモデル計算で、それらを表現することも可能である[2]。

このような観点から、鉄カルコゲナイド超伝導体 (Fe(Se,Te); 以下 11 系と略称) は特異である。規格化されたフラックスフロー抵抗の初期勾配 $\alpha \equiv (\rho_f / \rho_n) / (B / B_{c2})$ が、0.6-0.7 と例外的に小さく[3]、他の鉄系超伝導体では α が 1-3 程度であるのと対照的である。大きな α は超伝導ギャップの異方性のためと理解されている[1,2]ので、11 系の小さな α を説明するためには、何か付加的な要因を考える必要がある。

11 系の特徴をいくつか列挙すると、(1)低温での磁場侵入長 (or 超流体密度) の変化は温度の 2 乗に比例する、(2) “ピン止め周波数” が非常に大きい、(3) T_c 直上の抵抗率が他の鉄系超伝導体に比べて大きい といったことが挙げられ、これらのいずれもが、11 系では他の鉄系超伝導体に比べてディスオーダーの効果が諸処に大きく顔を出すことを示している[3]。実際、小さな α は強いディスオーダーの効果で理解できるという理論研究が、従来の単バンド超伝導体については行われており[4,5]、多バンド超伝導体についても類似の理解が可能であると考えられる。11 系では、所謂 Fe(II) サイトに過剰鉄が入ることによって、それが磁性不純物として働くことが種々の実験から示唆されており[6]、11 系がディスオーダーの強い系であると考えられることと矛盾しない。

このように、11 系のフラックスフロー現象は、多バンド超伝導体で、初めて強いディスオーダーの効果を見たものとみなすことができる。当日は以上について詳細な報告を行う。

[1] T. Okada *et al.*: PRB **86** (2012) 064516., Physica C **484** (2013) 27., *ibid* **494** (2013) 109., *ibid* (2014) *in press.*, H. Takahashi *et al.*: PRB **86** (2012) 144525.

[2] 岡田達典: 本研究会での講演, 論文準備中, A. Maeda *et al.*: Quantum Matter *in press.*

[3] T. Okada *et al.*: arXiv:1406.7383.

[4] A. Schmid: Phys. Kondens. Materie: **5** (1966) 302., H. Takayama and H. Ebisawa: PTP **44** (1970) 1450., L.P. Gor'kov and N.B. Kopnin: Sov. Phys. JETP **33** (1971) 1251., *ibid* **37**, (1973) 183., M.Y. Kupriyanov and K.K. Likharev: Sov. Phys. JETP Lett. **15** (1972) 247.

[5] R.S. Thompson and C.R. Hu: PRL **27** (1971) 1352., C.R. Hu and R.S. Thompson: PRB **6** (1972) 110., PRL **31** (1973) 217.

[6] 例えば, S. Komiya *et al.*: JPSJ **82** (2013) 064710.

Pairing states in Kane-Mele-based systems

Hirosaki University

Jun Goryo

The Kane-Mele model on the honeycomb lattice is renown as “the standard model” of topological insulators (quantum spin Hall systems) [1]. We introduce the extended Hubbard-type attractive interaction into this insulator, and obtain the unconventional superconducting phase of Cooperon condensate by increasing the interaction [2]. We then find analytically and numerically that the favored Cooperon pairing symmetry by an inter-sublattice attraction is the topological helical p -wave (2D version of superfluid $^3\text{He-B}$ phase) [3]. We emphasize a tight connection between the helicity of this condensate and the topological spin Chern integer in the insulating (quantized spin Hall) phase [3]. Namely, the helicity of condensate depends on the sign of the intrinsic spin-orbit coupling, which gives rise to a non-trivial topology of a Bloch electron [1].

We would also discuss the recent discovered superconductor SrPtAs [4, 5]. An intriguing thing is that the layered structure of this crystal lattice corresponds to the sublattice structure of honeycomb Kane-Mele model, and we see that the normal state of SrPtAs is basically identical to the spin-Hall metal obtained by shifting the Fermi level of the Kane-Mele insulator. It is easy to show that the selection rule for the pairing channel mentioned above does not work in the metallic state. Indeed, the most plausible pairing symmetry in SrPtAs is the topological chiral d -wave with time-reversal-symmetry breaking, which is supported by several experiments, [6, 7] and also theoretical investigations [8, 9]. This chiral d -wave state with a variety of Fermi-surface structures in this system yields various types of Majorana fermions [9]. We may also mention the possibility of the spin transport by the topologically protected chiral edge state [10], as an analogy of the spin transport at the edge in the chiral p -wave superconductor Sr_2RuO_4 [11].

References

- [1] C. L. Kane and E. J. Mele, Phys. Rev. Lett. **95**, 146802 (2005); *ibid*, 226801 (2005). [2] P. Nozieres and F. Pistoiesi, Europhys. J. B **10**, 649 (1999). [3] S. Tsuchiya, J. Goryo, E. Arahata, and M. Sigrist (in preparation). [4] Y. Nishikubo, K. Kudo, and M. Nohara, J. Phys. Soc. Jpn. **80**, 055002(2011). [5] See, for a review, M. Sigrist, D. F. Agterberg, M. H. Fischer, J. Goryo, F. Loder, D. Maruyama, Y. Yanase, T. Yoshida, and S. J. Youn, J. Phys. Soc. Jpn. **83**, 061014 (2014). [6] P. K. Biswas, *et al*, Phys. Rev. B **87**, 180503(R) (2013). [7] F. Bruckner, *et al*, cond-mat/1312.6166. [8] J. Goryo, M. Fischer, and M. Sigrist, Phys. Rev. B **86**, 100507 (2012). [9] M. Fischer, T. Neupert, C. Platt, A. P. Schnyder, W. Hanke, J. Goryo, R. Thomale, and M. Sigrist, Phys. Rev. B **89**, 020509(R) (2014). [10] In collaboration with Y. Imai and M. Sigrist. [11] Y. Imai, K. Wakabayashi, and M. Sigrist, Phys. Rev. B **85**, 174532 (2012); *ibid*, **88**, 144503 (2013).

Fractional Vortices and Josephson Effects in Multi-Component Superconductors

International Center for Materials Nanoarchitectonics (WPI-MANA),
National Institute for Materials Science (NIMS)¹
Graduate School of Pure and Applied Sciences,
University of Tsukuba²
Zhao Huang^{1,2} and Xiao Hu^{1,2}

Multi-component superconductors attract a lot of interest after discoveries of MgB₂ and iron-based superconductors. One interesting fact is that inter-component couplings can induce unconventional pairing symmetries. In a two-component superconductor, two order parameters have the same and opposite signs for the attractive and repulsive coupling respectively. When there are three or more components, the repulsive couplings can induce a frustrated state where phase differences among order parameters are neither 0 nor π , which break the time-reversal symmetry.

In this work, we use the time-dependent Ginzburg-Landau approach to explore phase sensitive phenomena of time-reversal symmetry broken (TRSB) states in three-component superconductors. We consider a domain-wall structure between two degenerate TRSB states. Across such domain walls, the angle between two order parameters closes and opens again to form a kink. Therefore, the two order parameters rotate in opposite directions, which tend to generate different winding numbers for different components. In this case, an isolated fractional vortex may become stable which results in fractional flux quantization [1].

We also discuss the Josephson effects of a constriction junction with the domain wall. Interesting phenomena such as high-harmonic current phase relation and asymmetric critical currents will be introduced [2].

References:

- [1] Z. Huang and X. Hu, in preparation.
- [2] Z. Huang and X. Hu, Appl. Phys. Lett. 104, 162602 (2014).

2次元 ^4He 薄膜 KT 超流動転移の高周波応答

名大院理

檜枝 光憲、田中 春奈、山口 寛、松下 琢、和田 信雄

平坦な基盤上に吸着した2次元 ^4He 薄膜の超流動は、量子渦の対生成・解離が本質的な役割を担う Kosterlitz-Thouless(KT)転移によって実現する。動的 KT 理論[1]によれば観測される超流動密度は測定周波数に強く依存し、2次元クーロンガスとのアナロジーから超流動密度は $\rho_s = \rho_{s0}/\varepsilon(\omega)$ のように定義される (ρ_{s0} : 裸の超流動密度、 $\varepsilon(\omega)$: 動的誘電率、 ω : 角振動数)。観測される超流動のサイズは1周期に量子渦が拡散する長さ(拡散長 $r_D = (14D/\omega)^{0.5}$ (D : 拡散係数))に等しく、測定周波数が高いほど小さくなる。180MHzの場合、 $r_D = 14 \text{ nm}$ ($T_{KT} \sim 80 \text{ mK}$ の薄膜を仮定)に達する。 r_D が渦芯サイズ a_0 に近づいた高周波極限状況、つまりナノスケールサイズ2次元超流体においてどのような超流動性が現れるかは未解明であり興味深い問題である。

図に180MHz QCM法により測定された金基盤上 ^4He 薄膜の超流動密度 ρ_s とエネルギー散逸 ΔQ^{-1} の温度変化を示す。実験は様々な吸着量(面密度)に対して行われた。その結果、 ρ_s と ΔQ^{-1} の温度変化はそれぞれ実験結果と動的 KT 理論計算とが概ね一致した。理論計算から求めた2次元フォノン音速 c と渦芯エネルギー E_c は ^4He 薄膜の面密度に対して単調増加し、今回測定した面密度範囲(KT転移温度 T_{KT} が $0.081 \sim 0.638 \text{ K}$ に対応)では、 c については $30 \sim 60 \text{ m/s}$ 、 E_c については $0.28 \sim 1.9 \text{ K}$ となった。これらの値は過去に我々が 60 MHz で行った解析結果[2]とも良く一致した。本研究の結果は、 180 MHz ($r_D/a_0 \sim 4.5$) のような高周波極限状況においても動的 KT 理論で説明されることを示した。

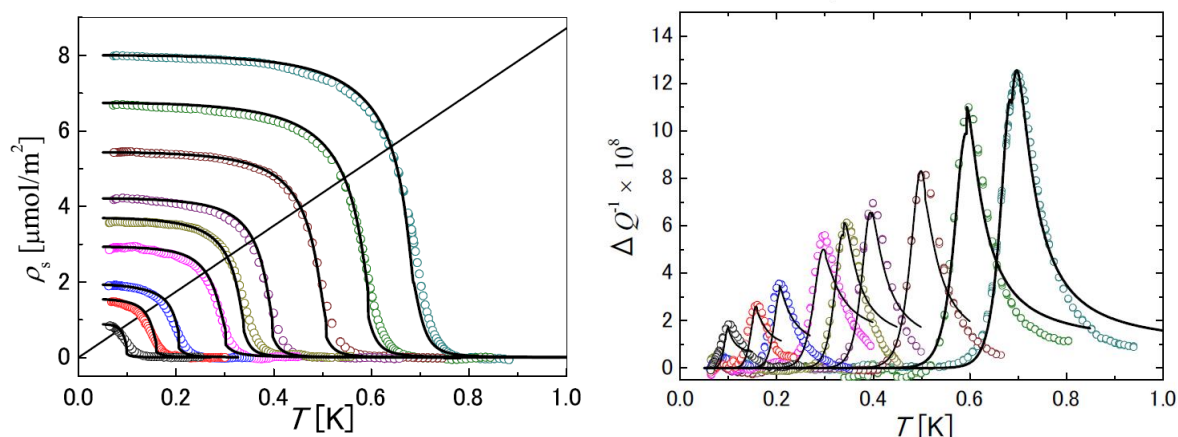


図 180MHz QCM 測定の結果

参考文献

- [1] V. Ambegaokar et al., Phys. Rev. Lett. 40, 783 (1978).
 [2] M. Hieda et al., J. Phys. Soc. Jpn. 78, 033604 (2009).

PrO(F)BiS₂ 超伝導体単結晶の異方性とその *c* 軸方向輸送特性の評価

山梨大学クリスタル科学研究センター¹, NIMS²

*長尾雅則¹, 綿打敏司¹, 田中功¹, 高野義彦²

[はじめに] RO(F)BiS₂ (R:La,Ce,Pr,Nd,Yb)は, RO(F)層と BiS₂ 層から構成されている層状化合物で, O サイトを一部 F で置換することで, 超伝導が発現することが知られている. 我々は, CsCl/KCl フラックスを用いて R=La,Ce,Pr,Nd について RO(F)BiS₂ 単結晶の育成に成功した. その中で, PrO_{0.66}F_{0.34}BiS₂ 単結晶は, 他の R の場合と比べて, 超伝導異方性(γ_s)が 53-58 と高く, *c* 軸方向の電気伝導において結晶構造由来のジョセフソン接合である固有ジョセフソン接合を発現する可能性が期待される. 本研究では, PrO_{0.66}F_{0.34}BiS₂ 単結晶に微細加工を行い, *c* 軸方向の電気伝導について評価を行った.

[実験] PrO_{0.66}F_{0.34}BiS₂ 単結晶は, フラックス法によって育成した. 原料となる Pr₂S₃, Bi, Bi₂S₃, Bi₂O₃, BiF₃ を仕込み組成 PrO_{0.7}F_{0.3}BiS₂ に秤量したものに, CsCl/KCl フラックスを加え混合したものを石英管に真空封入し, 800°C で 10h 保持後, 1.0°C/h の速さで, 600°C まで徐冷し, 室温まで炉冷した. 熱処理後, 石英管から試料を取り出し, 蒸留水を加えて CsCl/KCl フラックスを溶解させ, これをろ過・乾燥することで, PrO_{0.66}F_{0.34}BiS₂ 単結晶を得た. 得られた単結晶は, 収束イオンビーム(FIB)を用いて, 微細加工を行うことで, *c* 軸方向の電気伝導パスを作製し, *c* 軸方向電気伝導におけるフロー抵抗の角度依存性や電流-電圧 (*I-V*)特性等々を評価した.

[結果] *c* 軸方向の電気伝導パスを作製した試料の電気抵抗率-温度($\rho-T$)特性より, 超伝導転移温度(T_c^{zero})は 2.70K であった. これは, as-grown 状態の単結晶の T_c^{zero} である 2.95K と比べると若干低く, この原因は, FIB による微細加工時のダメージ等によるものと考えている. 図 1 には, 2K において磁場を 1T 印加した場合の $H//ab$ -plane (*ab* 面に平行に磁場を印加)付近のフロー抵抗(電圧 V_{ff})の角度依存性を示す. $H//ab$ -plane の位置近傍においてフロー電圧の上昇が観測された. これは, 固有ジョセフソン接合中にジョセフソン磁束が生成することで生じる”Lock-in”状態ではないかと考えている. そこで, 2K において *I-V* 特性を評価したが, 固有ジョセフソン接合特有のマルチブランチ状の特性を観測することはできなかった. この原因として, 超伝導異方性をさらに大きくする必要性も考えられるが, T_c^{zero} (2.70K) に対して測定温度が 2K と高いことから, さらに低温での実験が必要である.

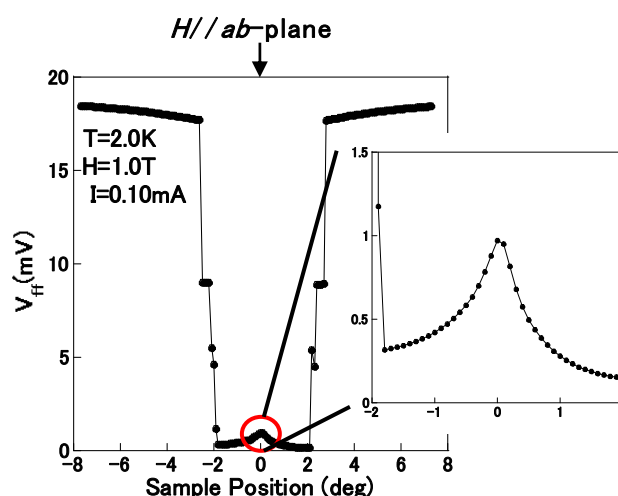


図 1 PrO_{0.66}F_{0.34}BiS₂ 単結晶の *c* 軸電気伝導によるフロー電圧の角度依存性

三次元トポロジカル超伝導体における準粒子励起

日本原子力研究開発機構 システム計算科学センター

永井 佑紀、太田 幸宏、町田 昌彦

近年、トポロジカル絶縁体・超伝導体が盛んに研究されている。トポロジカル絶縁体はあるトポロジカル数で特徴付けられる絶縁体で、バルクでは絶縁体ギャップを持ち、表面にはギャップレス束縛状態を持つ。トポロジカル超伝導体はトポロジカル数で特徴付けられる超伝導体で、バルクでは超伝導ギャップを持ち、表面にはギャップレス束縛状態を持つ。一方、d波やp波などの非従来型超伝導体の表面においては、Andreev束縛状態と呼ばれるギャップレス束縛状態が生じる。トポロジカル超伝導体と非従来型超伝導体は、準粒子束縛状態が生じるという意味で良く似ていると考えられる。そこで、我々は、トポロジカル超伝導体は非従来型超伝導体と何が違うのか、という観点で、非磁性不純物に対する超伝導の耐性について調べている。多くの非従来型超伝導体では、非磁性不純物を入れることでクーパ対破壊が起きて準粒子励起が生じ、超伝導転移温度は濃度に敏感に減少する。一方、s波超伝導体には、いわゆるAndersonの定理と呼ばれるものがあり、非磁性不純物によっても超伝導転移温度はほとんど変化しない。

近年、トポロジカル絶縁体 Bi_2Se_3 に銅をドーブした物質 $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ が約 3K で超伝導となることが発見された。また、ポイントコンタクトスペクトロスコピー等の実験から、この超伝導体がトポロジカル超伝導体である可能性が指摘されている。また、このトポロジカル超伝導体は準古典近似によってヘリウム B 相と同じ p 波超伝導となることがわかっている[1,2]。一方で、オンサイト引力相互作用による超伝導であるため、s 波的な振る舞いも予想される。そこで、自己無撞着 T 行列近似によって不純物自己エネルギーを扱うことで非磁性不純物に対する耐性を調べた。その結果、モデルの”相対論的効果”の強弱によって、s 波的な超伝導から p 波的な超伝導へと連続的に移り変わることがわかった[3]。つまり、トポロジカル超伝導体における Anderson の定理は物質パラメータによって連続的に破れていくのである。

引用（参照）文献

[1] YN, H. Nakamura, M. Machida, J. Phys. Soc. Jpn. 83, 053705 (2014)

[2] YN, J. Phys. Soc. Jpn. 83, 063705 (2014).

[3] YN, Y. Ota, M. Machida, Phys. Rev. B 89, 214506 (2014).

トポロジカル s 波超伝導体の CdGM モードと端状態に対する Andreev 近似

東大理、東大総合文化
正木祐輔、加藤雄介

トポロジカル超伝導は、Majorana 状態と呼ばれるゼロエネルギー状態の出現やトポロジカル量子計算の実現という応用面で注目を集め、盛んに研究されている。Majorana 状態はトポロジカル超伝導体の界面に現れ、超伝導渦内の束縛状態中においても出現するとされている。超伝導渦内の低エネルギー束縛状態は Caroli-deGennes-Matricon(CdGM)状態として知られ、flux flow などに重要な寄与をもたらす。

トポロジカル量子計算や Majorana 状態の検出という実用上の観点からはゼロエネルギー状態と励起状態との最小エネルギーギャップである minigap が重要であり、特に超伝導渦に焦点を当てれば、CdGM 状態の解析は重要な課題である。トポロジカル超伝導の例としては、カイラル p 波超伝導の他にも近年では近接効果を利用したトポロジカル相が提案されており、我々は、Sau らの提案した s 波超伝導、Zeeman 磁場を含む Rashba スピン軌道相互作用の強い二次元電子ガス[1](ここではトポロジカル s 波超伝導と呼ぶ)に注目した。この系では、s 波超伝導やカイラル p 波超伝導のように低エネルギー状態の性質がわかっているわけではない。また我々が数値計算で不純物効果を計算し、minigap の振る舞い・性能を評価したところ、s 波超伝導やカイラル p 波超伝導の CdGM 状態[2]とは異なる新しいタイプの特性を見出した[3]。しかしながらこの系はパラメタが多く、性能評価を十分行えたとは言いがたい。

我々は、この系のトポロジカル超伝導が Andreev 近似で記述できることを確認するために、渦内束縛状態の構成に加えて端状態の構成を試みた。その結果、渦状態と端状態が異なることがわかったので、これらについて報告する予定である。

引用文献

- [1] J. D. Sau, S. Tewari, R. M. Lutchyn, T. D. Stanescu, and S. Das Sarma, Phys. Rev. B **82**, 214509 (2010).
- [2] Y. Kato and N. Hayashi, J. Phys. Soc. Jpn. **71**, 1721 (2002).
- [3] Y. Masaki and Y. Kato, (in preparation).

カイラル p 波超伝導の平行渦における円筒対称性の破れ

東京大学大学院総合文化研究科

黒澤範行、加藤雄介

超流動 He-3 に代表されるスピン三重項超伝導には、その内部自由度の多さを反映して、従来型超伝導では存在できない多様な渦が出現しうることが知られている。カイラル p 波超伝導の孤立渦においては、強結合領域においては円筒対称性が自発的に破れた渦が出現することが、Ginzburg-Landau 理論を用いた解析によって予想されている [1]。

しかし Ginzburg-Landau 理論による結果は転移温度近傍しか正当化できないため、転移温度と比べて比較的低温の領域でこのような渦が出現しうるかどうかは、これだけでは結論できない。弱結合領域においては、低温での計算に準古典理論がよく用いられる。これまでこの系に対して準古典理論を用いた渦状態の計算は多く行なわれてきているが、そのほとんどは円筒対称性を仮定している。円筒対称性を仮定せずに計算を行なっても円筒対称性を破る渦は出現しなかったという報告 [2] は存在しているが、この計算は温度と不純物濃度のパラメタ空間の一点でのみでしか行なわれていない。

本研究は準古典理論で記述できる領域で、自発的に円筒対称性を破った渦が出現する可能性を調べることを目的とした。系としては二次元カイラル p 波超伝導における孤立渦を対象とした。カイラル p 波超伝導はクーパー対が有限の内部角運動量を持っていることにより、渦とクーパー対の角運動量が打ち消しあうより安定な反平行渦と、角運動量が打ち消しあわず準安定である平行渦の、二種の渦が存在しているが、本研究ではまず平行渦を調べた。先行研究 [2] と比較してより広い温度、不純物領域で数値計算を行ない、また渦の安定性を自由エネルギーによって議論することを試みた。

参考文献

[1] T. A. Tokuyasu, D. W. Hess, J. A. Sauls: Phys. Rev. B **41** (1990) 8891.

[2] J. A. Sauls, M. Eschrig: New. J. Phys. **11** (2009) 075008.

Vortex Core Structure in Multilayered Rashba Superconductors

Osaka Prefecture University, Japan Atomic Energy Agency, Niigata University
Yoichi Higashi, Yuki Nagai, Tomohiro Yoshida, Youichi Yanase

Recently, the Niigata University and ETH-Zürich groups actively investigate superconductivity in locally noncentrosymmetric systems [1]. Yoshida *et al.* found that the novel superconducting phase regarded as the pair density wave (PDW) state is stabilized in a high magnetic field perpendicular to the atomic lattice layers in multilayered superconductors [2]. In the PDW phase, the phase of the superconducting order parameter changes by π layer by layer due to the spatially inhomogeneous spin-orbit coupling, whereas no phase difference of the order parameter in the BCS phase in a low magnetic field.

In this study, we investigate the electronic structure of a vortex core in the PDW phase. We employ the quasiclassical Green's function method and solve the gap equation self-consistently. We present the numerical results for the quasiparticle local density of states around a vortex on the basis of a self-consistent solution of the gap equation. We show that the zero energy bound states is absent due to the Zeeman splitting in the BCS phase, while in the PDW phase the zero energy peak appears again. This prominent characteristics can be observed experimentally by the scanning tunneling spectroscopy.

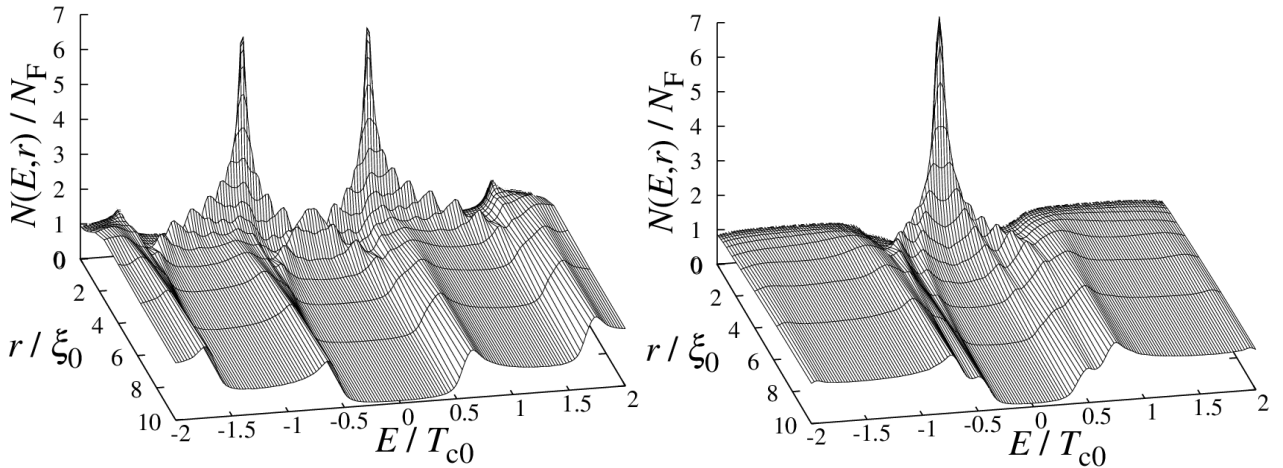


Fig: Local density of states $N(E, r)$ around a vortex in the BCS state for $\mu_B H / T_{c0} = 1.5$ (left) and in the PDW state for $\mu_B H / T_{c0} = 2$ (right). We set the temperature $T = 0.1 T_{c0}$, the strength of the spin orbit coupling $\alpha = 2 T_{c0}$, the inter-layer hopping $t_{\perp} = 1 T_{c0}$. Here, T_{c0} is the transition temperature for $\alpha = t_{\perp} = \mu_B H / T_{c0} = 0$.

[1] T. Yoshida, D. Maruyama, and Y. Yanase, *Kotai Butsuri* **49**, 109 (2014); M. Sigrist *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **83**, 061014 (2014).

[2] T. Yoshida, M. Sigrist, and Y. Yanase, *Phys. Rev. B* **86**, 134514 (2012).

内部及び時空対称性の破れに対する 南部ゴールドストーンモードの分類 — Bogoliubov 理論による定式化

理研¹, 慶應大日吉²
高橋大介^{1,2}, 新田宗土²

近年、南部ゴールドストーンモードの分散関係に基づく分類とその数え上げの理論が、素粒子および物性の双方で話題である[1,2]。本講演では、ボゴリューボフ理論を用いてこの問題を解き、既存の定式化には無かったいくつかの新たな知見及び拡張を与える[3]。

参考文献

- [1] Watanabe, Murayama PRL **108**, 251602 (2012).
- [2] Hidaka, PRL **110**, 091601 (2013).
- [3] Takahashi, Nitta, arXiv:1404.7696.

超伝導体におけるゆらぎ誘起南部・ゴールドストーンモード

産業技術総合研究所

柳澤 孝

多成分の超伝導ギャップは複数の自由度を持っているため、低エネルギーの励起状態など新規現象が生じる可能性がある。ここでは、多ギャップ超伝導体における南部・ゴールドストーンモードについて考える。

各超伝導ギャップに位相の自由度があり、それぞれが南部・ゴールドストーンモードと成り得るのであるが、一つのモードはクーロン相互作用と結合してプラズマモードとなり、残りの自由度はジョセフソン項によりギャップのあるモードとなる。このように、一般に超伝導体においては南部・ゴールドストーンモードは現われない。

しかしながら、ジョセフソン項にフラストレーションがある場合など、ある種の条件を満たす場合にはギャップレスのモードが現われる[7]。文献[7]において、非常に単純なフラストレーション系においてギャップレスモードが現れることを示した。Nギャップ系においては、N-2系列とN-3系列のギャップレスモードが存在する。これは三角格子上的XYスピン系などのフラストレートしたスピン系におけるゼロエネルギー状態と深く関係している。ゼロエネルギー状態が現われるモデルはより一般化することができる[8]。

ここでは、もう一つのゼロエネルギーモードの現われ方について考える。それは、ゆらぎにより誘起されるゼロエネルギーモードである[9]。基底状態においては励起エネルギーにギャップがあっても、ゆらぎによりそのモードがギャップレスとなることがある。すなわち、ゆらぎによりギャップレスモード(南部・ゴールドストーンモード)が誘起される。この現象を示す簡単なモデルについて議論する:

$$S[\theta] = \frac{\Lambda^{d-2}}{t} \int d^d x \left(\sum_j (\nabla \theta_j)^2 + \lambda \Lambda^2 \sum_{i < j} \cos(\theta_i - \theta_j) \right)$$

References

- [1] H. Suhl, B. T. Mattis, and L. R. Walker: Phys. Rev. Lett. 3 (1959) 552.
- [2] J. Kondo: Prog. Theor. Phys. 29 (1963) 1.
- [3] A. J. Leggett: Prog. Theor. Phys. 36 (1966) 901.
- [4] Y. Tanaka and T. Yanagisawa: J. Phys. Soc. Jpn. 79 (2010) 114706.
- [5] Y. Tanaka and T. Yanagisawa: Solid State Commun. 150 (2010) 1980.
- [6] T. Yanagisawa et al.: J. Phys. Soc. Jpn. 81 (2012) 024712.
- [7] T. Yanagisawa and I. Hase: J. Phys. Soc. Jpn. 82 (2013) 124704.
- [8] T. Yanagisawa et al.: in preparation.
- [9] T. Yanagisawa et al.: in preparation.

微小超伝導体の幾何学的形状と量子渦配列

電気通信大学情報理工学研究科^A, 日本原子力機構先端基礎研究センター^B,
東北大学金属材料研究所^C

小久保伸人^A, 宮原大^A, 岡安悟^B, 野島勉^C

小さな超伝導体の量子渦は、互いに働く斥力相互作用と超伝導体の周囲を流れる遮蔽電流の影響により、超伝導体の幾何学的形状を強く反映した独特な配列を組む [1-3]。先行する理論的研究により当初コヒーレンス長のオーダーの微小領域における現象として考えられてきたが、最近アモルファス超伝導膜のもつ均質性と薄膜化により引き伸ばされた渦間の相互作用を使って、既存の顕微鏡技術が適用できる比較的大きなサイズで直接可視化が可能になってきた [4,5]。本講演では、これまで実験的報告例が少ない三角形試料の結果を報告する。量子渦が本来示す三角（アブリコゾフ）格子の対称性は三角形試料の幾何学的形状と一致するため、形状と一致する三角状の渦配列が支配的であるような見方がある。しかし実際に実験を進めていくと、そのようなつり合った渦配列は限られた特定の渦度 ($L = 1, 3, 4, 6, 10, 15$) でのみに限られ、それ以外の多くの渦度において形状とつり合わない独特な渦配列が現れた。結果を整理すると、不つり合い状態における渦配列の多くは、観測された渦のつり合い配列のいずれか一つと一本の渦鎖の組み合わせとして理解できることが分かった。現在、形状とのつり合い効果を詳しく調べるため二等辺三角形形状の試料の実験も進めており、二等辺三角形の結果を含めて紹介する予定である。

引用（参照）文献

- [1] A. I. Buzdin and J. P. Brison: Phys. Lett. A 196, 267 (1994).
- [2] B. J. Baelus, L. R. E. Cabral, and F. M. Peeters: Phys. Rev. B 69, 06450 (2004).
- [3] I. V. Grigorieva, Phys. Rev. Lett. 96, 077005 (2006).
- [4] N. K, *et al.*: Phys. Rev. B 82, 014501 (2010); N. K, *et al.* J. Phys. Soc. Jpn. *in press*.
- [5] H. T. Huy, M. Kato, and T. Ishida: Supercond. Sci. Technol. 26, 065001 (2013).

微小超伝導体の磁束構造と超伝導構造

大阪府立大学工^A、大阪府立大学高専^B

^A加藤勝、^B佐藤修

超伝導体を微細加工した場合に生じる磁束構造は、バルク超伝導体における磁束のアブリコソフ三角格子構造と異なり、これまでに様々な形状について調べられてきた。

我々は、その中でも超伝導ワイヤーを連結した超伝導ネットワークに着目し、無限のまたは、周期的なネットワーク構造と異なり、有限のネットワーク構造においては、特異な渦糸構造が現れることを、超伝導転移温度直下の線形化したギンツブルグランダウ方程式をネットワーク構造に適応した、ドジャンアレクサンダー方程式を解き、超伝導秩序変数の空間変化を調べることで明らかにしてきた。[1](図(a))

また、3次元ネットワーク構造も、同様の手法で、磁場の方向を変えることで、様々な磁束構造が現れることを明らかにした。

これらの結果では、転移温度直下での超伝導秩序変数の分布はバルクのものとは異なり、ネットワークの周辺部で大きくなり、ネットワークが大きくなると、これは表面超伝導の様になることも明らかにした。(図(b))

この発表では、超伝導転移温度直下におけるこの表面超伝導的な磁束構造からバルク的な磁束構造への温度変化を調べた結果を報告する。

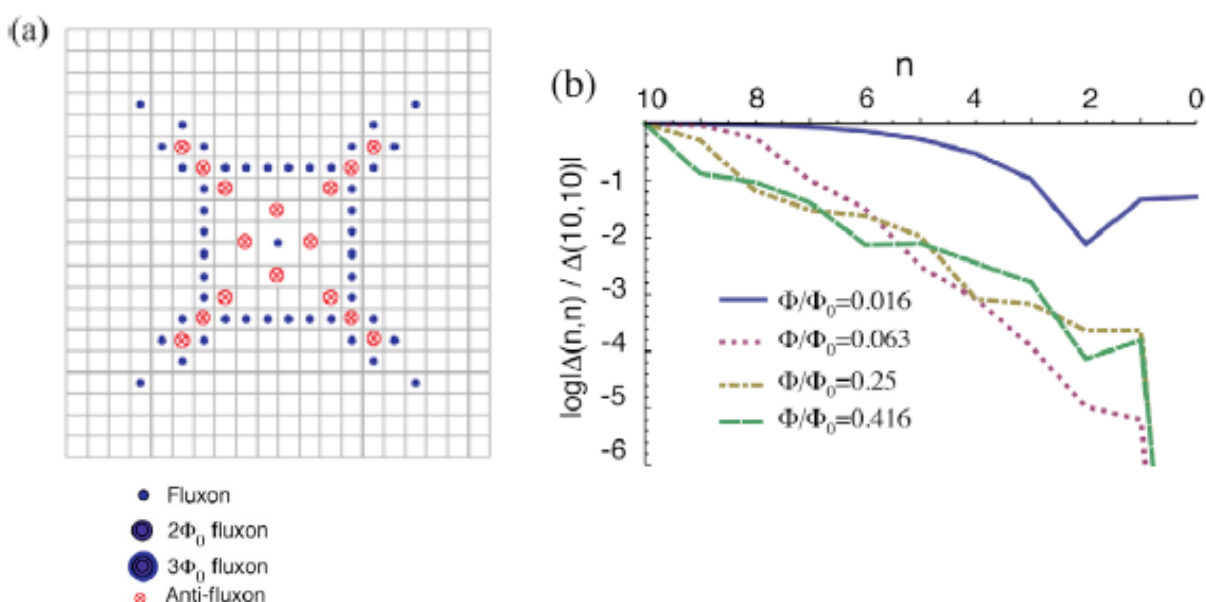


図 (a) 20X20 の超伝導ネットワーク中の磁束構造。(b) 秩序変数の大きさの空間分布
引用 (参照) 文献

[1] M. Kato, O. Sato, Supercond. Sci. Technol. **26** (2013) 033001.

ナノ構造超伝導体の転移温度上昇理論

大阪府大工^A, 大阪府大高専^B

梅田政樹^A, 加藤勝^A, 佐藤修^B

今回、我々は、ナノ構造超伝導体について、二次元系の、正方形、長方形、紙垂(しで)型の形をしたそれぞれの系について、超伝導体の大きさや転移温度との関係[1]を、コンピュータシミュレーションを用いて調べた。その結果、転移温度が、超伝導体の形状によって変化し、サイズを小さくするにつれ振動しながら上昇することがわかった。そして、その転移温度の振動の周期についてシミュレーションを用いて調べた。

そのシミュレーションでは、不純物の効果を考えるために、揺らぎや乱れの効果等を、グリーン関数を利用して取り入れることを目的として、**Gor'kov** 方程式を有限要素法を用いて[2]解いた。このときの方程式は以下ようになる。

$$\sum_{i_1 i_2} \left[(i\hbar\omega_n + \mu) I_{i_1 i_1}^e - \frac{\hbar^2}{2m} \sum_{\alpha} K_{i_1 i_1}^{e\alpha\alpha} \right] \mathcal{G}_{i_1 i_2}^{ee'} I_{i_2 j}^{e'} + \sum_{i_1 i_2 i_3} I_{i_1 i_2}^e \Delta_{i_1}^e \mathcal{F}_{i_2 i_3}^{\dagger ee'} I_{i_3 j}^{e'} = \hbar I_{ij}^e$$

$$\sum_j \left[(-i\hbar\omega_n + \mu) I_{i_1 i_1}^e - \frac{\hbar^2}{2m} \sum_{\alpha} K_{ij}^{e\alpha\alpha} \right] \mathcal{F}_{i_1 i_2}^{\dagger ee'} I_{i_2 j}^{e'} - \sum_{i_1 j} I_{i_1 i_2}^e \Delta_{i_1}^{e*} \mathcal{G}_{i_2 i_3}^{ee'} I_{i_3 j}^{e'} = 0$$

このとき、

$$C_{i_1 i_1} = (i\hbar\omega_n + \mu) I_{i_1 i_1}^e - \frac{\hbar^2}{2m} \sum_{\alpha} K_{i_1 i_1}^{e\alpha\alpha}, D_{i_1 i_1} = (-i\hbar\omega_n + \mu) I_{i_1 i_1}^e - \frac{\hbar^2}{2m} \sum_{\alpha} K_{ij}^{e\alpha\alpha}$$

とおくと、自己無撞着方程式を用いることで

$$\det \left[I_{i_1 i_1}^e - \frac{g}{\beta} \sum_n e^{-i\omega_n \eta} \sum_{i_1' i_2} \sum_{i_2 i_3} (D^{-1})_{i_1' i_2} I_{i_1' i_2}^e (C^{-1})_{i_2 i_3} I_{i_3 i_1}^e \right] = 0$$

が得られ、この行列の最小固有値が0になるときに、転移温度を求めることができる。空間変化するオーダーパラメータ $\Delta(\mathbf{x})$ はその固有ベクトルから求めた。この式を用いて、超伝導体の大きさや転移温度との関係を調べた結果について報告する。

引用（参照）文献

[1] H. Suematsu, M. Kato and T. Ishida, J. Phys.: Conf. Ser. 150 (2009) 052250.

[2] M. Kato, T. Ishida, T. Koyama, M. Machida. Superconductors-Materials, Properties and Applications. InTech. (2012)319

ナノ構造超伝導体における磁場下での奇周波数超伝導の構造

大阪府大院工

柏木正隆、加藤勝

超伝導状態を記述する異常グリーン関数は「空間座標」、「スピン」に加え、引力相互作用に遅延効果がある場合は「周波数」の3つの自由度に依存する。その対称性は相対座標と周波数に関して偶関数・奇関数のそれぞれ2種類、スピンは1重項・3重項の2種類考えられる。フェルミ・ディラック統計より、異常グリーン関数の対称性は軌道・スピン・周波数に関して反対称でなければならない。これにより、原理的には奇周波数のペアが可能である。

本研究では、ゼーマン磁場で時間反転対称性を破った状況において、偶周波数ペアとともに奇周波数ペアがバルクで現れるという松本らの提案[1]に注目した。しかし、彼らは電子の軌道と磁場のカップリングを考えていない。これは磁場が超伝導体に一様に入ることに対応する。そこで我々はこの状況がより実現しやすい系として、ナノ構造超伝導体に着目した。下部臨界磁場以下において通常、磁場は侵入長程度しか超伝導体内部に侵入しないが、ナノ構造超伝導体では超伝導体内部まで磁場が侵入する。よって、ナノ構造超伝導体では磁場が一様に入っている状況を考える事ができる。ここでは、奇周波数ペアを取り扱うためにフォノンの効果を取り入れた強結合理論のエリアシュベルグ方程式を実空間で有限要素法を用いて計算した。

$$\sum_{i_1, i_2} \left[i\omega_n G_{i_1 i_2}^{ee'}(i\omega_n) I_{i_1}^e I_{i_2}^{e'} - \tilde{\tau}_3 \frac{1}{2m} \sum_{\alpha} K_{i_1 i_2}^{\alpha\alpha\alpha} G_{i_1 i_2}^{ee'}(i\omega_n) I_{i_1}^e I_{i_2}^{e'} - h \tilde{\tau}_3 \hat{\sigma}_z G_{i_1 i_2}^{ee'}(i\omega_n) I_{i_1}^e I_{i_2}^{e'} \right] - \sum_{i_1 i_1'} \sum_{i_2} \Sigma_{i_1}^e(i\omega_n) G_{i_1' i_2}^{ee'}(i\omega_n) I_{i_1 i_1'}^e I_{i_2}^{e'} = \delta_{ee'} I_{ij}$$

$$\sum_{i_1} \left[-i \Sigma_i^{\omega}(i\omega_n) + \Sigma_i^h(i\omega_n) \tilde{\tau}_3 \hat{\sigma}_z + \Delta_i^e(i\omega_n) \tilde{\tau}_2 \hat{\sigma}_y + i \Delta_i^o(i\omega_n) \tilde{\tau}_1 \hat{\sigma}_x \right] I_{i i_1} = -g^2 \frac{N_p}{\Omega} T \sum_m D_0(i\omega_n - i\omega_m) \tilde{\tau}_3 \sum_{i_1, i_2} G_{i_1 i_2}^{ee} I_{i_1 i_2}^e \tilde{\tau}_3$$

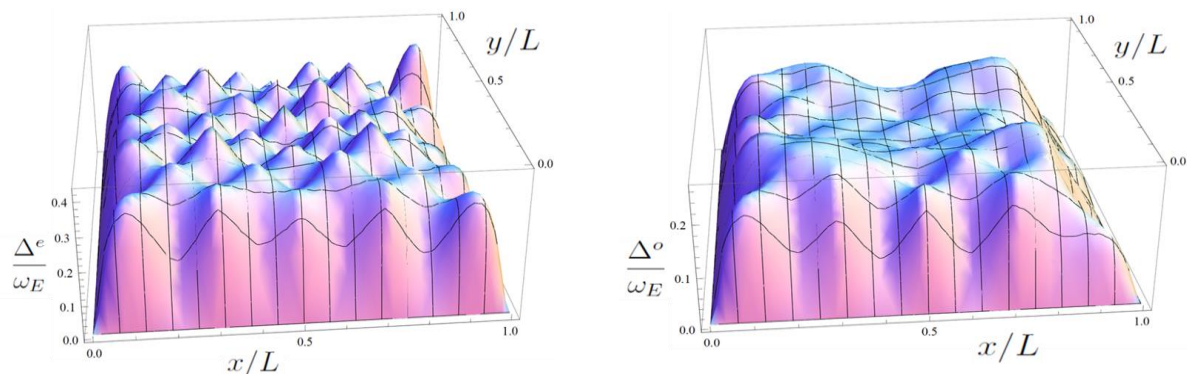


図1：磁場 $h=0.2$ での偶周波数成分（左図）と奇周波数成分（右図）の空間構造

ここで、 D は自由フォノンのグリーン関数、 N_p はフォノンサイトの数、 Ω は系の体積である。講演では奇周波数ペアの秩序変数の空間依存性についての計算結果を報告する。

さらに今後は、電子軌道と磁場との結合の効果を入れて計算を行う予定である。

[1] M. Matsumoto, *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 033702 (2012).

超伝導複合体 d-dot における半整数磁束発生への双晶境界の影響

大阪府大工^A

藤田憲生^A、加藤勝^A、石田武和^A

超伝導複合体d-dotとは、s-波対称性を持つ古典的な超伝導体に、Y123系などのd-波対称性を持つ超伝導体を埋め込んだ微小構造である。d-波の対称性は、方向によって巨視的波動関数の位相が異なるため、2種類の超伝導体の境界で生じる位相差も、結晶軸に対する方向に依って変化する。この位相差の違いを補うために、半整数磁束が自発的に生じることがd-dotの特徴である[1]。しかし、素材としてd-波超伝導体に $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ を、s-波超伝導体にNbなどを用いた場合、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 薄膜内の双晶境界における位相の飛びが影響することにより、半整数磁束が生じない場合が議論されている。今回、双晶境界の影響を、電子の有効質量の異方性を通して、2成分Ginzburg-Landau方程式[2]に取り入れる解析方法について議論する。

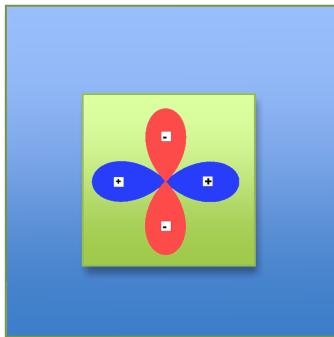


図 1.1 d-dot
(双晶境界なし)

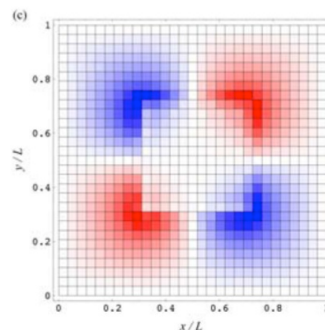


図 1.2 2成分GL方程式
による自発磁化の計算結果
(双晶境界なし)

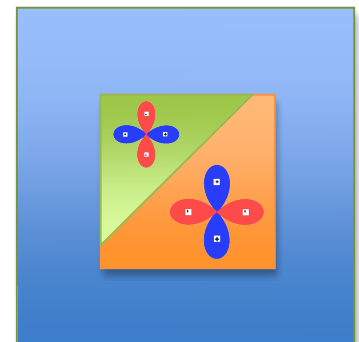


図 2 d-dot
(双晶境界あり)

引用（参照）文献

[1] Hilgenkamp et al., Nature, 422, 50-53, (2003)P

[2] M. Kato, T. Ishida, T. Koyama, M. Machida. Superconductors – Materials, Properties and Applications. InTech (2012) 319

回転渦系系における異常な電流電圧特性

東工大院理工、電通大情報理工¹

大熊 哲、河村泰樹、松村有夏、金子真一、小久保伸人¹

我々はこれまでにコルビノディスク（CD）型アモルファス $\text{Mo}_x\text{Ge}_{1-x}$ 膜の回転渦系系において、以下のような新奇な渦系ダイナミクスを見出してきた： (i) ゼロ磁場下で直流電流印加によって発生する長周期の異常な自発的電圧振動[1], (ii) 円周上を交流駆動された渦系系の可逆不可逆（absorbing）転移[2], 直流駆動による非平衡 depinning 転移[3,4], そして (iii) 直流に交流電流を重畳させたモードロック（ML）共鳴法を用いた回転 Abrikosov 格子リングの観測[5]等。これらの現象には CD に特有な、渦系系に対する閉じ込め効果と回転半径に反比例する強い shear の効果が重要な役割を果たしている。講演では、(iii)の格子リングの回転状態で見られた異常な電流電圧特性とその起源について議論する。

これまでに ML 共鳴法を用いて、半径の異なる多数のリング状三角格子が内側ほど高速で回転すること、さらに磁場を下げて渦系密度を減少させると、格子方位が垂直から平行に変化することを見出した[5]。これは渦系密度が下がり格子がソフト化することにより、隣接するリング間の界面摩擦（凸凹）が低減する平行方位に自発的に格子が再配位したことを示す。本研究は三角格子を回転させたときの運動状態・格子形状はいかなるものかという非自明な学問的問いへの実験からの答を与えると共に、一般の固体の plastic flow や tearing 現象を、渦系構造のミクロな視点から解明する新たな研究手法を提案するという意義ももつ。

講演では交流重畳下の直流電流-電圧 (I - V) 特性に着目する。通常の矩形試料では常に、交流電流振幅 I_{rf} の増加に対して $V(I)$ は単調に増大する。これは交流速度増大によるピン止め効果の減少と、それによる直流速度の増大に起因する。ところが CD では、重畳させる I_{rf} が増えると $V(I)$ が減少するという異常が高 I 側において観測された。この異常は、 I_{rf} 増加に伴う格子リング幅の成長を反映したものと解釈される。この結果は、これまで検出が困難であった回転する格子リングの横方向の動的な速度相関[6]の情報を、交流重畳下の I - V 特性から得られることを意味する。

[1] SO, S. Morishima, M. Kamada, PRB **76**, 224521 (2007).

[2] SO, Y. Tsugawa, A. Motohashi, PRB **83**, 012503 (2011).

[3] D. J. Pine *et al.*, Nature **438**, 997 (2005); L. Corte *et al.*, Nat. Phys. **4**, 420 (2008).

[4] SO, A. Motohashi, New J. Phys. **14**, 123021 (2012); PLA **377**, 2990 (2013).

[5] SO, Y. Yamazaki, N. Kokubo, PRB **80**, 230501(R) (2009).

[6] D. Lopez *et al.*, PRL **82**, 1277 (1999); G.W. Crabtree, Nat Mat. **2**, 435 (2003).

異方的渦糸格子の融解現象

東工大院理工，電通大情報理工¹

河村泰樹，曾原直也，守谷聡乃，金子真一，大熊哲，小久保伸人¹

我々のグループでは，運動方向の渦糸の周期性を検出できるモードロック共鳴法を用い，アモルファス $\text{Mo}_x\text{Ge}_{1-x}$ 膜のアプリコソフ格子フローを観測してきた。これまでに，試料面に対して垂直な磁場方位 ($\theta=0$) から，傾斜角 $\theta (=36^\circ)$ だけ傾けた傾斜磁場下では，傾斜方向に $1/\cos\theta$ だけ伸びた異方的な三角格子がフローすることを見出した。このような異方的渦糸格子の融解現象が，等方的格子と比べてどう変化するかは興味をもたれる。リンデマンの融解則によれば，固体の融解は，原子の振動振幅が格子間隔に対してある一定の割合を超えたときに起こるとされている。本研究では異方的渦糸格子の融解現象について，この法則に基づき実験結果を解釈した。

まず渦糸格子の融解磁場 B_c を評価するため，傾斜磁場および垂直磁場 ($\theta=36^\circ$) における磁気抵抗を測定した。その結果を図 1(a) に示す。電気抵抗がゼロとなる磁場を融解磁場 B_c とみなすと，傾斜磁場下 (赤と青のシンボル) では $B_c=5.9$ T となり，垂直磁場 (黒のシンボル) の $B_c=5.7$ T よりも大きくなることがわかった。ここで挿入図の矢印は，傾斜磁場下での渦糸格子にかかる駆動力の向きを示す。傾斜磁場下での B_c は駆動力の向きによらないことがわかる。

傾斜磁場下の方が B_c が大きくなる理由は，つぎのように説明される。同じ磁場を印加した場合，傾斜磁場下での異方的渦糸格子の 2 種類の辺の長さは共に， $\theta=0$ での等方的な渦糸格子の辺よりも長い。したがって融解する距離に達するには，より大きな磁場が必要となるためと考えられる。ここで格子の融解が，格子の各辺の長さ a (図 1(b) の挿入図) がどの距離まで縮んだときに起こるかを調べるために，depinning 電流を各磁場で測定し，ピン止め力 F_p を求めた。図 1(b) に示すように，等方的な渦糸格子が融解するときの格子定数を a_0 とすると，異方的な渦糸格子の短い方の辺の長さ (赤丸) が a_0 に達した時に F_p がゼロとなり，融解が起こることがわかった。すなわち，融解条件は短い方の辺の長さで決まることがわかった。

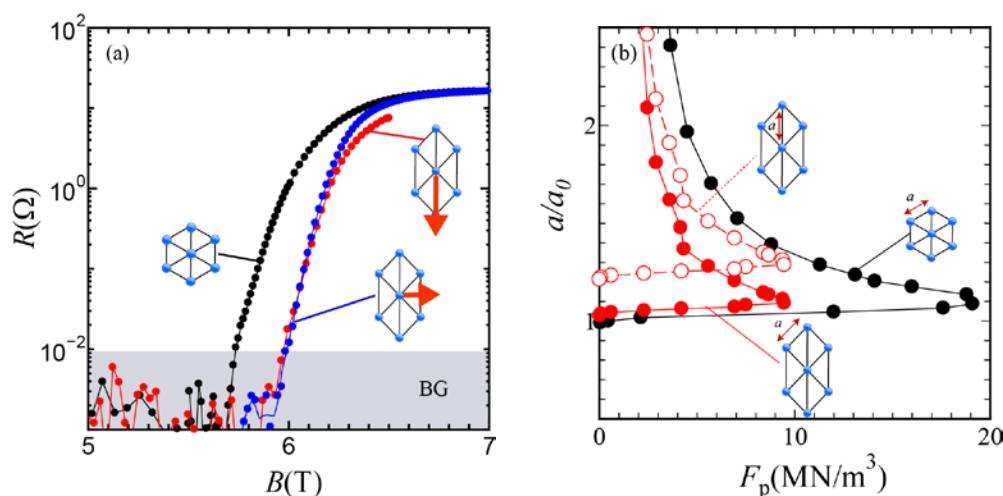


図 1 垂直磁場 (黒) 及び傾斜磁場下 (赤, 青) における (a) 電気抵抗の磁場依存性および (b) 格子の各辺の長さ とピン止め力 F_p の関係。

傾斜磁場下における高速渦糸フローの不安定化

東工大院理工

曾原直也, 越智亜玖利, 金子真一, 大熊 哲

高速駆動された渦糸のフロー現象は、古くから議論されてきた超伝導の基本的問題である[1]が、理論、実験共に低磁場域の単一渦糸の運動に焦点が当てられ、高磁場域の渦糸格子フローの研究はこれまでほとんど行われてこなかった。我々は最近、矩形パルス波の電流を用いて、発熱の影響を抑えた条件下で渦糸格子を高速駆動させることにより、ある速度（フロー電圧 V_c ）以上でフロー電圧が急激に常伝導値へ向かって増大する格子の不安定化を観測した。さらに V_c の磁場依存性は、格子間隔が大きいときは LO 理論に基づく単一渦糸モデルで、小さいときは速度（1 格子分の移動時間）と渦芯の準粒子寿命を考慮した格子モデルで説明できることを示した。

ところで傾斜磁場下では渦糸格子に異方性が導入されると共に、渦糸芯の形も変わる可能性がある。このような状況下での高速渦糸フローの不安定化が、どのように観測されるかは興味もたれる。さらに我々の格子モデルの検証にもつながる。そこで本研究では、試料面に垂直な方向から 36° 傾けた傾斜磁場を印加することにより、渦糸格子を傾斜方向に $1/\cos 36^\circ = 1.24$ 倍だけ引き伸ばした[2] 2つの格子形状とフロー方向に対して、 V_c の磁場依存性を調べた。図 1 の赤と青色の点は、それぞれ

挿入図(a)と(b)に示した格子形状とフロー方向（矢印）における V_c の B 依存性である。垂直磁場のときと同様に、データ点は低磁場域では単一渦糸モデルで説明される比例直線に、高磁場域では格子モデルで予想される特徴的関数に乗る。ここで高磁場域の(a)と(b)のデータは、フロー方向の格子間距離の違いを考慮した関数形（それぞれ赤と青の点線）にほぼ乗る。一方、低磁場域のデータも(a)の方が(b)より約 20% 大きい。以上の事実は、高磁場での渦糸フローの不安定化を記述する格子モデルの妥当性を支持すると共に、傾斜磁場がもたらす、例えば渦芯形状の変化が、単一渦糸フローの不安定化にも影響を与えている可能性を示唆する。

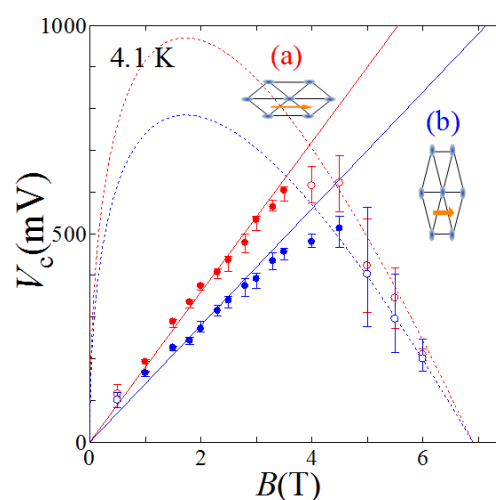


図 1 挿入図に示す 2つの格子形状とフロー方向で測定した V_c の磁場依存性。実線は LO 理論、点線は我々の格子モデルで予想される関数形。

[1] A.I. Larkin, Yu.N. Ovchinnikov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 68, 1915 (1975)

[2] N. Kokubo, T. Yoshimura, B. Shinozaki, JPSJ 82, 094702 (2013)

渦系フローチャンネルで駆動した渦系格子の方位とサイズ効果

電通大情報理工

山崎史磨、佐藤能英瑠、宮原大、小久保伸人

駆動された渦系格子の方位は、渦系物質の非平衡状態に残された未解決問題のひとつである。SchmidとHaugerによる散逸最小の議論[1]やその後の精巧な理論的考察[2]によると、駆動された渦系格子の方位は運動方向に揃う。一方、トンネル顕微鏡[3]やモードロック共鳴実験[4]では、格子方位が運動方向に対して垂直となる“垂直な方位運動”が見つかっている。特に後者の実験ではアモルファス超伝導体で見出されており、結晶の異方性で簡単に理解できない。試料の幾何学的形状やサイズ[5]、ピン留めに伴うゆらぎ運動[6]などこれまで考慮されていなかった立場から駆動された渦系格子の方位を調べ直す必要がある。

本研究では細いチャンネルに沿って渦系格子を駆動できる渦系フローチャンネルを

(amorphous-Mo₇₈Ge₂₂)_{1-x}N_x/NbNの二層膜で作製し、

“スライス”された細い渦系格子の幅と格子方位の関係を調べている。上図に示す様に、チャンネル端では磁束密度の違いにより遮蔽電流がチャンネルに沿って流れる。細いチャンネルでは幾何学的形状で決まるチャンネル方向に揃った平行な方位運動を示す。一方、幅広いチャンネルでは、チャンネルエッジからの影響が減少するため、格子方位は幾何学的形状だけで決まらない。下地のピン留めの影響が顕著になれば、バルクな試料と同じ垂直格子方位が回復する(下図)。すなわち、チャンネル幅を変えることで幾何学的に揃った平行方位から垂直方位への変化を系統的に調べることができる。講演では3~38 μm幅のチャンネルにおける結果を紹介する。

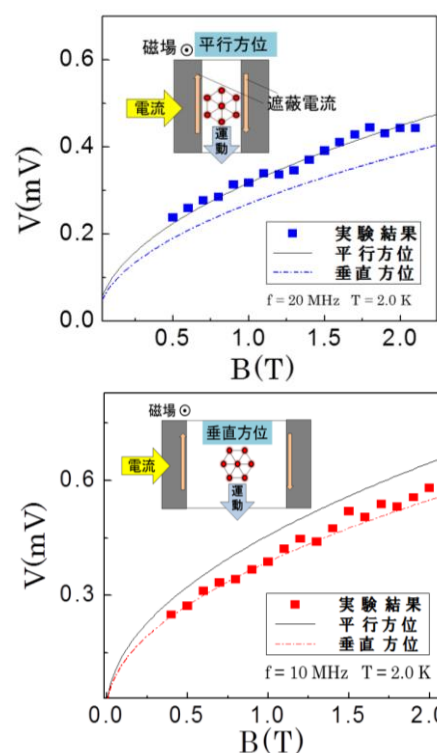


図 渦系フローチャンネルで得られたモードロック共鳴電圧の磁場依存性。上(下)図はチャンネル幅 3 μm (38 μm) の結果である。

[1] A. Schmid and W. Hauger, J. Low Temp. Phys. 11 667. (1973)

[2] P. Le Doussal and T. Giamarchi, Phys. Rev. B 57, 11356 (1998)

[3] A. Kohen, et al., Appl. Phys. Lett. 86, 212503 (2005).

[4] N. Kokubo, T. Yoshimura, and B. Shinozaki, J. Phys. Soc. Jpn., 82, 094702 (2013).

[5] I. Aranson, V. Vinokur, Phys. Rev. B 57, 3073 (1998).

[6] S. Scheidl and V. M. Vinokur: Phys. Rev. B 57, 13800 (1998).

(改行)

超伝導単一渦にかかる力

東大総合文化、東大理
加藤雄介、Chung Chun-Kit

超伝導量子渦のダイナミクスについては、1960年代から現在に至るまで多くの議論・論争がある。その例として渦糸状態のホール伝導度、マグナス力とローレンツ力の関係、マグナス力の大きさ **Kopnin-Kravtsov** 力と **spectral flow** の関係などが挙げられる。論争をもたらす原因の一つは、量子渦にかかる力の導出の物理的な意味または導出の妥当性が明確でないという点にある。たとえば **Gor'kov-Kopnin(1974)** の導出は"輸送電流によるローレンツ力"を導く過程がテクニカルに過ぎるし、**Larkin-Ovchinnikov(1976)** によるそれは、自由エネルギーからの変分を用いて粘性抵抗力を導出されているが、その妥当性は明らかではない。そこで本講演では運動量密度に関する連続の方程式に基づく、量子渦にかかる力の導出について報告する。
この研究は **Chung Chun-Kit** 氏(東大理)との共同研究である。

超伝導体 Bi2212 表面のナノ領域絶縁化

物質・材料研究機構 超伝導物性ユニット ボルテックスダイナミクス G
 講演者 平田 和人 共同研究者 石井 究、大井 修一、立木 実、茂筑 高士

多くの材料においてナノサイズデバイスを作製するための加工技術が進歩してきた。フォトリソ、電子ビームリソを始めとして、Ga・He イオン収束イオンビーム加工等、そして、ナノ領域の評価手段であった STM、AFM も加工に用いられるようになってきた。今回、我々は磁束量子の振る舞いを制御するための一手段として、超伝導体にナノサイズの絶縁体領域の描画を、AFM を用いた陽極酸化法による Bi2212 単結晶表面のナノ領域絶縁化加工にトライした。

AFM によるナノ加工は、Si,Ti,化合物半導体等の表面に酸化膜をナノサイズで形成し、FET や SET 等のデバイスを作製することを目的として研究がなされてきた(一例として、文献[1])。例として図 1, 2 に挙げたダイヤモンド薄膜表面のナノ領域の酸化がある[2]。この例では 1-2nm の線幅で描画も可能であり、正バイアスでのみ加工が可能であることを示している。酸化物高温超伝導体では YBCO 薄膜表面を陽極酸化により絶縁化した例がある[3]。最近では、AFM カンチレバーに電流を流して熱せられたチップを利用した酸化法も考案されている[4]。

陽極酸化法による Bi2212 単結晶表面の絶縁化(所謂; 電界支援酸化)はこれまで例がなく、YBCO 薄膜で行われた方法を踏襲する方法で行った。陽極酸化では雰囲気湿度、カンチレバー-試料表面間の印加電圧(電流)及び距離、加工時間(走査速度)の制御が重要である。実験に用いた Bi2212 単結晶は TSFZ 法によって作製したものを厚さ 200-300nm 程度まで薄く劈開した。湿度を制御した雰囲気中にて AFM カンチレバー-試料間に電圧(電流)を印加する。ドットを作製した例を図 3 に示す。ドット当たりの加工時間によって酸化領域・高さが増加して行き、100nm 以下のドット加工が可能であることを示している。表面の詳細な評価は講演にて発表します。

引用文献

- [1] J.A. Dagata, *et al*, Appl. Phys. Lett. **56**(1990)2001.
 [2] M. Tachiki, *et al*, Jpn. J. Appl. Phys. **39**(2000)4631.
 [3] S. Wimbush, *et al*, Jpn. J. Appl. Phys. **45**(2006)5742.
 [4] Y-S. Choi, *et al*, Rev. Scient. Intr. **85**(2014)045002.

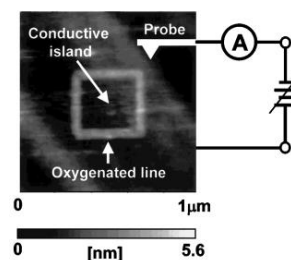


図 1. ダイヤモンド薄膜表面の陽極酸化原理図。

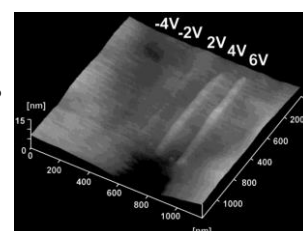


図 2. 陽極酸化の印加バイアス依存性。

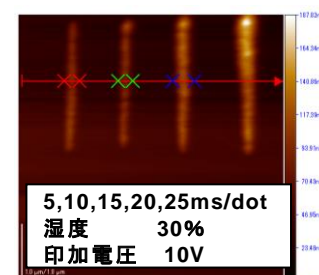


図 3. Bi-2212 表面の陽極酸化の一例。

渦糸フロー状態記述のための理論的問題点

北大・理・物理

北 孝文

運動する渦糸格子の研究は、Fiory の実験(1971)と Schmid-Hager の理論(1972)により切り開かれた。その後も綿々とした研究が続けられ、近年では、東工大の大熊グループによって精力的な研究が行われている[3]。この系は、非平衡状態における秩序形成の典型例である。しかし、理論的には、この現象の微視的記述法は確立しておらず、存在するのは現象論のみである。

なぜ、この系が理論的に扱いにくいのであろうか？運動する渦糸格子とその融解現象の理論的記述における問題点をまとめる。

引用（参照）文献

[1] A. T. Fiory, Phys. Rev. Lett. **27**, 501 (1971).

[2] A. Achmid and W. Hauger, J. Low Temp. Phys. **11**, 667 (1973).

[3] S. Okuma, H. Imaizumi, D. Shimamoto, N. Kokubo, Phys. Rev. B **83**, 064520 (2011).