

渦糸ダイナミクスについて：渦糸雪崩とコルビノディスク

大阪府大工
加藤 勝

TBA

カイラルらせん磁性体の超伝導体の渦糸構造への影響

福井 阜丈, 加藤 勝, 戸川 欣彦

大阪府立大学工学研究科

超伝導体の渦糸構造は外部の環境から影響を受ける。例えば、強磁性体との二層構造においては、強磁性体の磁気構造により渦糸の位置が変化することが知られている[1]。我々は、カイラルらせん磁性体を強磁性体の代わりに用いた場合を考えた。カイラルらせん磁性体は磁化がらせん回転するように配列する磁性体である。この磁性体は外部から磁場を印加すると、らせんが周期的にほぐれるカイラルソリトン格子を形成する[2]。我々はカイラルらせん磁性体の、超伝導体の渦糸構造への影響について、Ginzburg-Landau 方程式

$$\alpha|\psi|^2 + \beta|\psi|^4\psi + \frac{1}{4m}\left(\frac{\hbar}{i}\nabla - \frac{2e}{c}\mathbf{A}\right)^2\psi = 0 \quad (1)$$

$$\text{curl}(\mathbf{H} - \mathbf{H}_{ext}) = \frac{4\pi}{c}\mathbf{J} = \frac{4\pi}{c}\left\{\frac{e^*\hbar}{2mi}(\psi^*\nabla\psi - \psi\nabla\psi^*) - \frac{2e}{m^*c}\psi^*\psi\mathbf{A}\right\} \quad (2)$$

を、2次元有限要素法を用いて解くことで調べた[3]。

我々は、2次元の系について考える。その時カイラルらせん磁性体は、らせん軸に垂直な磁化を外部磁場として Ginzburg-Landau 方程式に取り込んだ。そのためのカイラルらせん磁性体の磁化分布はこのハミルトニアンから得られる[4]。前述の通り、外部印加磁場によりらせんの周期が長くなる。

今回は、① 外部印加磁場がない状態において、カイラルらせん磁性体が超伝導体の渦糸構造に与える影響について、② 外部印加磁場を大きくした時の渦糸構造の変化について調べた。カイラルらせん磁性体のらせん軸に垂直な磁化成分は正、負、正・・・と変化するため、外部印加磁場がない状態ではカイラルらせん磁性体の磁化分布に依存して渦糸、反渦糸が両方とも形成された。一方、外部印加磁場をらせん軸に正の方向に大きくした②の場合、カイラルらせん磁性体のらせん周期が長くなり、磁化の負の成分が減少する。そのため、反渦糸が消滅して、らせん周期に依存した渦糸が形成された。以上のことから、超伝導体の渦糸構造はカイラルらせん磁性体のらせん周期や外部印加磁場の影響を受けることが分かった。

参考文献

- [1] I. F. Lyuksyutov, V. L. Pokrovsky, Adv. Phys. 54 (2005) 1.
- [2] Y. Togawa, T. Koyama, K. Takayanagi, S. Mori, Y. Kousaka, J. Akimitsu, S. Nishihara, K. Inoue, A. S. Ovchinnikov, J. Kishine, Phys. Rev. Lett. 108 (2012) 108
- [3] M. Kato, T. Ishida, T. Koyama, M. Machida, A. Gabovich (Eds), Superconductors-Materials, Properties and Applications, Intech, 2013, pp 319-342
- [4] J. Kishine, K. Inoue, Y. Yoshida, Prog. Theor. Phys. Suppl. 159 (2005) 82

固有ジョセフソン接合の第2スイッチにおけるMQTに対する理論

東北大学金属材料研究所

小山富男

固有ジョセフソン接合系のMQTは、最初に Inomata 等によりゼロ電圧状態から第1ブランチ上の電圧状態への動的転移で観測された[1]。観測されたクロスオーバー温度は、従来型ジョセフソン接合系に比べて一ケタ高く大きな注目を集めた。固有ジョセフソン接合系のI-V特性は多重ブランチ構造をとる。このため、ブランチ間の動的転移においてもMQTが観測されることが期待されるが、これまでに第1ブランチから第2ブランチへの動的転移(第2スイッチ)にMQTを観測したとの実験的報告がなされている[2,3,4]。観測された第2スイッチのクロスオーバー温度は、第1スイッチに比べてかなり高くなるのが一つの特徴である。

第2スイッチのMQTに対する理論は、これまで皆無であるので、現在、我々は理論の構築を試みている。本講演では、第2スイッチを扱えるミニマルモデルであるキャパシティブ結合した3接合系に対するMQTの理論を紹介する。この系での第2スイッチは次のような描像となる。表面に位置する第1接合が電圧状態にあり、その隣に位置する第2接合でMQTが起きる。残りの第3接合はゼロ電圧状態に留まる。我々は、電圧状態にある接合では、ジョセフソン振動が生じることに注目する。MQTが起きる第2接合では、位相差が量子化され離散準位をとるとすれば、第1接合でのジョセフソン振動がキャパシティブ結合を通して、第2接合の離散準位間のラビ振動を誘導することが期待されるであろう。この場合、ジョセフソン振動の振動数が準位間隔に一致したときエスケーププレートの異常増大が期待されるであろう。掛谷グループの実験データにこのような異常増大と解釈できる効果が観測されていることを指摘したい[4]。

[1] Inomata *et al.* PRL **95**, 107005 (2005)

[2] Kashiwaya *et al.*, JPSJ **77**, 104708 (2008)

[3] Ota *et al.* PRB **79**, 134505 (2009)

[4] Nomura *et al.* JPSJ **84**, 013704 (2015)

超伝導ナノストリップを用いた単一光子検出器のシミュレーション

Numerical Simulation on Single Photon Detectors Using Superconducting Nanostrips

産総研 馬渡 康徳

Yasunori Mawatari y.mawatari@aist.go.jp

National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST)

超伝導ナノストリップを用いる光子・分子検出器は、高感度、高速応答、および低暗計数といった優れた特長を持ち、量子情報通信や質量分析などへの応用に向けた研究開発が進展している。この検出器においては、超伝導ストリップに臨界電流以下のバイアス電流を流しておき、光子・分子が衝突すると超伝導ナノストリップが局所的に常伝導転移し、その時に生じる電圧パルスが計数される[1]。光子・分子の衝突により超伝導ストリップが常伝導転移する機構として、ホット・スポットのモデル、渦糸が発生するモデル、および位相滑りのモデルなどが考えられてきた。最近、時間依存 Ginzburg-Landau (TDGL)方程式と熱拡散方程式に基づくシミュレーションにより、超伝導ナノストリップにおける常伝導転移の過程が明らかになりつつある[2,3]。本研究でも同様のシミュレーションを行い、輸送電流を運ぶ超伝導ナノストリップに光子が衝突して常伝導転移する過程の詳細を明らかにするとともに、光子エネルギーやバイアス電流などのパラメータが、超伝導ストリップの常伝導転移過程にどのような影響を及ぼすか考察を行った。

本研究では単一光子検出器を想定し、超伝導ストリップの幅は十分狭くてバイアス電流による自己磁場の効果は無視できると仮定した。この場合は、TDGL方程式でベクトルポテンシャルをゼロとするゲージを選び、電磁場の Maxwell 方程式とは分離して解くことができる[2]。こうしたシミュレーションの結果、臨界電流以下のバイアス電流を安定に運ぶ初期状態から、光子の衝突の後に次の(i), (ii), および(iii)の過程を経て超伝導ナノストリップは常伝導転移に至ることがわかった。この結果は、[2,3]の報告を支持する。

- (i) 光子の衝突により、高温で超伝導電子密度が抑制されたホット・スポットが発生する。
- (ii) 渦糸と反渦糸の対が発生し、バイアス電流により駆動されてストリップのエッジへ流れる。この渦糸の発生と流れは断続的に起こり、やがて温度や超伝導電子密度の分布はストリップ幅にわたってほぼ一様になる。以降は、一次元的な位相滑りと同様の振舞が断続的に発生する。
- (iii) 渦糸の流れや位相滑りに伴う発熱により温度が上昇し、やがてストリップ幅にわたる帯状領域で温度が臨界温度を超えて常伝導状態となる。同時に、超伝導ストリップ両端の電圧も上昇していく。

超伝導ストリップを用いる分子イオン検出器も単一光子検出器とほぼ同じ動作原理に基づくが、可視光領域の単一光子のエネルギーは 1eV 程度であるのに対し、分子イオンの運動エネルギーは桁違いに大きい $\sim 10\text{keV}$ 程度である。このため、分子イオン検出器においては、分子イオンの衝突直後の渦糸の発生とその運動の効果は小さく、分子イオンの運動エネルギーにより一気に常伝導転移するようである。

[1] G. N. Gol'tsman *et al.*, Appl. Phys. Lett. **79**, 705 (2001).

[2] A. N. Zotova and D. Y. Vodolazov, Phys. Rev. B **85**, 024509 (2012).

[3] Y. Ota, K. Kobayashi, M. Machida, T. Koyama, and F. Nori, Physics Procedia **27**, 352 (2012).

ナノサイズ超伝導体における磁場下での 奇周波数スピン三重項超伝導の空間構造

柏木正隆、加藤勝

大阪府立大学大学院 工学研究科

超伝導は 2 電子間にフォノンを媒介にした引力の相互作用が働くことにより、クーパー対と呼ばれる電子対ができる。このクーパー対の形成時に、電子とフォノンの相互作用を取り入れることで、2 電子間に遅延効果が生じる。これにより、超伝導状態を特徴付ける 2 電子の相関関数である異常グリーン関数は周波数依存性を持ち、周波数に関して奇関数となる奇周波数超伝導が考えられる。

本研究において我々は、従来の s 波超伝導体にゼーマン磁場で時間反転対称性を破った状況において、スピン一重項と三重項の混成により、奇周波数の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。この提案がより実現しやすい系として、我々は 2 次元ナノ構造超伝導体に着目し、磁場を印加したときに生じる s 波奇周波数スピン三重項超伝導について理論的に調べた。我々は、奇周波数ペアを取り扱うために電子とフォノンの相互作用を取り入れた強結合理論である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。

$$\sum_{i_1, i_2} \left[i\hbar\omega_n \mathbf{G}_{i_1 i_2}^{ee'}(i\omega_n) I_{i_1}^e I_{i_2}^{e'} - \tau_3 \frac{\hbar^2}{2m} \sum_{\alpha} K_{i_1 i_2}^{e\alpha\alpha} \mathbf{G}_{i_1 i_2}^{ee'}(i\omega_n) I_{i_1}^{e'} - \mu_B H_z \tau_3 \sigma_z \mathbf{G}_{i_1 i_2}^{ee'}(i\omega_n) I_{i_1}^e I_{i_2}^{e'} \right] - \sum_{i_1, i_1', i_2} \Sigma_{i_1}^e(i\omega_n) \mathbf{G}_{i_1 i_2}^{ee'}(i\omega_n) I_{i_1'}^e I_{i_2}^{e'} = \delta_{ee'} I_{ij}, \quad (1)$$

$$\sum_{i_1} \left[-i\Sigma_i^\omega(i\omega_n) + \Sigma_i^h(i\omega_n) \tau_3 \sigma_z + \Delta_i^e(i\omega_n) \tau_2 \sigma_y + i\Delta_i^o(i\omega_n) \tau_1 \sigma_x \right] I_{i_1} = -g^2 \frac{N_p}{\Omega} \sum_m D_0(i\omega_n - i\omega_m) \tau_3 \sum_{i_1, i_2} \mathbf{G}_{i_1 i_2}^{ee}(i\omega_m) I_{i_1}^e I_{i_2}^e \tau_3, \quad (2)$$

ここで、 D_0 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、 g は電子とフォノンの結合定数、 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予定である。

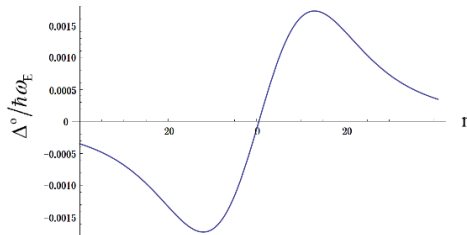


図 1 : $x/L = 0.5, y/L = 0.5$ での奇周波数成分秩序変数の周波数依存性

参考文献 : [1] M. Matsumoto, M. Koga, and H. Kusunose, J. Phys. Soc. Jpn. 81 (2012) 033702

STM-SQUID 磁気顕微鏡による磁束量子観察への試み

物質・材料研究機構 超伝導物性ユニット

平田 和人、大井 修一、茂筑 高士、林 忠之、立木 実

Observation of vortices measured by STM-SQUID microscope

National Institute for Materials Science, K. Hirata, S. Ooi, T. Mochiku, T. Hayashi and M. Tachiki

これまで当グループでは FIB、或いは、電子ビームを用いた微細加工にて Bi2212 単結晶をz型接合構造に整形し、厚さ 300nm程度の試料の磁場中c軸方向抵抗を測定し、ミクロンスケールでのパンケーキ磁束量子状態の研究を行ってきた。この結果、c面の面積が $100\mu\text{m}^2$ 以下の正方形試料でパンケーキ磁束量子格子の融解現象を確認し、かつ、その融解曲線に振動が見られることが分かってきている。c軸方向抵抗測定が可能になったことで、試料への磁束量子侵入数を計測することができ、その結果、融解曲線が i^2 (i は整数)の時、極大値をとり、正方格子試料では磁束線格子の融解温度は四角格子状に分布することを示唆していることを指摘した。また、同加工法にて作製した Bi2212 正方形試料に FIB にて $1\mu\text{m}$ 間隔のアンチドットを配列した試料では整数・分数マッチング効果が明瞭に観測され、パンケーキ磁束量子の分布とアンチドット正方格子配列との整合性からマッチング効果を説明してきた。これらの現象の説明を確認するには実際にどのような分布をしているのかを観察する必要があり、このための装置開発の現状について述べる。

磁束量子分布を確認するにはこれまで種々の観察方法が提案されてきているが、我々の測定条件(磁束量子分布をサブミクロン以下の分解能で観察、測定温度領域4-90K)を満足する観察手段として、STM-SQUID 磁気顕微鏡(SSMM)の開発を行っている。

図 1 SSMM の概略図とその心臓部の探針部の写真である。装置はユニソク社製 STM を改造したもので、STM の探針としてパーマロイを使用し、パーマロイ探針先にて感知した磁気信号を rf-SQUID にて検出する方式をとっている。図 2 はパーマロイ探針にて測定された YBCO 膜表面の STM 像である。100nm以下の分解能が得られている。現在のところ、磁気像も同時に得られているが、解析中である。装置開発の前提として磁束量子を SSMM にて観察する基本的な性能を求める必要があり、その候補として、EB・フォトリソ、ドライエッチングによるアンチドットを有する YBCO 膜、ナノロッドを有する YBCO 膜等の試料作製を行いつつ、性能が劣化してきた STM コントロール

システム部の更新を行っているところである。

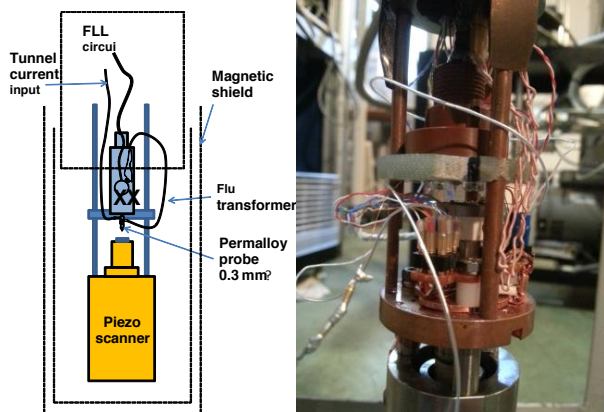


図 1. STM-SQUID 概略図と写真

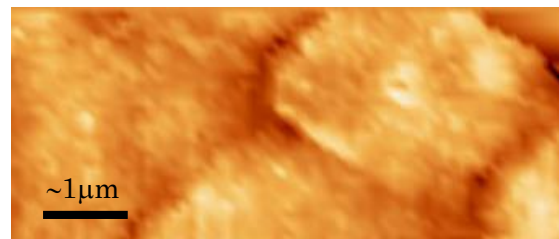


図 2. パーマロイ探針による STM 像

有効質量の異方性が d-dot における半整数磁束へ及ぼす影響

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 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[1-2]。d-dot の特徴の一つとして、コーナー接合部に生じる位相差を補うために、半整数磁束が自発的に生じることが挙げられる[3]。この状態は時間反転対称性を破っているため、d-dot には全体として二つの安定な状態が生じる。d-dot のサイズを小さくし、この二状態間の遷移確率を大きくすることで、重ね合わせ状態を実現できる可能性から、量子ビットへの応用も期待される[4]。実際に、素材として d-波超伝導体に $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) を、s-波超伝導体に Nb などを用いた d-dot が作られ、半整数磁束の発生が観測されている[3]。

しかし、 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 薄膜内の双晶境界での位相の散乱が影響することで、半整数磁束が生じない場合が議論されている[5]。双晶境界の影響を現象論的に調べるため、格子定数の異方性による効果を、電子の有効質量の異方性として取り入れた、2成分 Ginzburg-Landau (GL) 方程式及び、d-波と s-波のオーダーパラメータの自己無撞着方程式を導出し、有限要素法による計算を行った。

計算結果より、有効質量の異方性は、半整数磁束の発生を抑制すること、そして、異方性が大きすぎる場合、半整数磁束が生じなくなることが分かった。今後は、d-dot に双晶境界を導入した系で計算を行い、双晶境界が自発磁束に与える影響をより直接的に調べるとともに、バンド計算の結果を用いて、有

効質量の異方性による影響を定量的に議論したい。

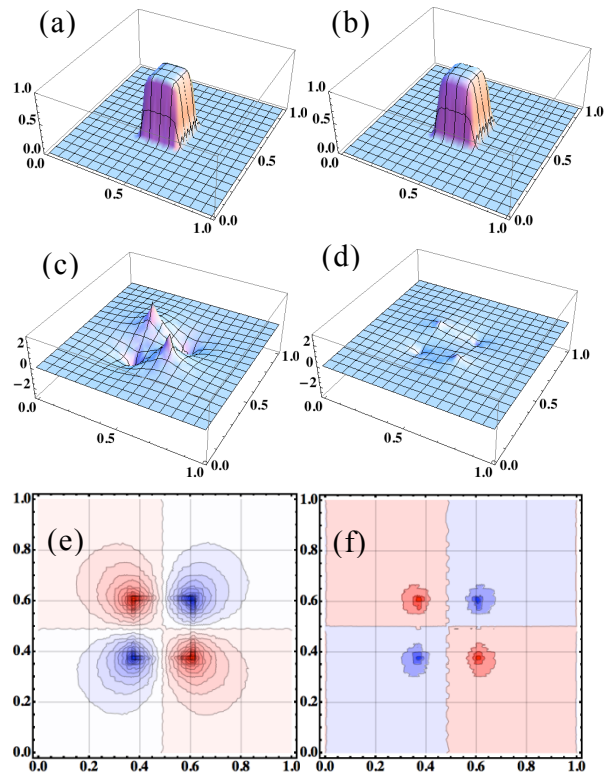


図 1. d-波のオーダーパラメータ ($m_x/m_y = 1.0$ (a), $m_x/m_y = 5.0$ (b))
d-dot における磁場分布 ($m_x/m_y = 1.0$ (c),(e), $m_x/m_y = 5.0$ (d),(f))

引用 (参照) 文献

- [1] M. Kato, T. Ishida, T. Koyama, M. Machida, Superconductors –Materials, Properties and Applications-, InTech, Croatia, 2012, pp. 319–342.
- [2] T. Ishida, M. Fujii, T. Abe, M. Yamamoto, S. Miki, S. Kawamata, K. Satoh, T. Yotsuya, M. Kato, M. Machida, T. Koyama, T. Terashima, S. Tsukui, M. Adachi, Physica C. 437(2006) 104-110.
- [3] H. Hilgenkamp, Ariando, H-J. H. Smilde, D. H. A. Blank, G. Rijnders, H. Rogalla, J. R. Kirtley, C.C. Tsuei, Nature. 422 (2003) 50–53.
- [4] T. Koyama, M. Machida, M. Kato, T. Ishida, Physica C. 426-431 (2005) 1561–1565.
- [5] H. J. H. Smilde, Ariando, D. H. A. Blank, G. J. Gerritsma, H. Hilgenkamp, H. Rogalla, Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 057004.

ナノ構造超伝導体の転移温度の形状依存性

大阪府立大学工学研究科^A、大阪府立大学高専^B

梅田政樹^A、加藤勝^A、佐藤修^B

バルクの超伝導体は物質ごとに転移温度 T_c が決まっている。しかし、ナノ構造超伝導体では、同じ物質でも、形状や大きさを変化させることで、 T_c が変化する[1]。今回我々は、二次元系のナノ構造超伝導体について、正方形、長方形の形をした超伝導板について、大きさと T_c との関係[2]を、コンピュータシミュレーションを用いて調べた。それに加え、オーダーパラメーターの空間変化や、準粒子のエネルギー固有値を調べることで、その T_c のふるまいの原因について調べた。

シミュレーションでは、不純物の効果を、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[3]解いた。このときのGor'kov方程式と自己無撞着方程式は以下のようになる。

$$\begin{aligned} \sum_{i_1 i_2} \left[(i\hbar\omega_n + \mu) I_{i_1 i_1}^e - \frac{\hbar^2}{2m} \sum_{\alpha} K_{i_1 i_1}^{e\alpha\alpha} \right] \mathcal{G}_{i_1 i_2}^{ee'} I_{i_2 j}^{e'} + \sum_{i_1 i_2 i_3} I_{i_1 i_2}^e \Delta_i \mathcal{F}_{i_2 i_3}^{\dagger ee'} I_{i_3 j}^{e'} = \hbar I_{ij}^e \\ \sum_j \left[(-i\hbar\omega_n + \mu) I_{i_1 i_1}^e - \frac{\hbar^2}{2m} \sum_{\alpha} K_{ij}^{\alpha\alpha} \right] \mathcal{F}_{i_1 i_2}^{\dagger ee'} I_{i_2 j}^{e'} - \sum_{ij} I_{i_1 i_2}^e \Delta_i^* \mathcal{G}_{i_2 i_3}^{ee'} I_{i_3 j}^{e'} = 0 \\ \Delta^*(\mathbf{x}) = -\frac{g}{\hbar\beta} \sum_{\omega_n}^{|\hbar\omega_n| < E_c} e^{-i\omega_n \eta} \mathcal{F}^{\dagger}(\mathbf{x}, \mathbf{x}, \omega_n) \end{aligned}$$

ただし、 ω_n は松原振動数、 μ は化学ポテンシャルである。このとき、

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

とおくと、自己無撞着方程式を用いることで

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

が得られ、この行列の最小固有値が0になるときに、 T_c が得られる。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。計算では、電子数密度と相互作用を一定とした。

計算の結果、系の大きさを小さくするにつれ、長方形、正方形、ともに T_c が振動しながら上昇し、さらに、面積が同じであれば、長方形の T_c が、正方形のものよりも高くなることがわかった。さらに、オーダーパラメーターの分布とエネルギー固有値を調べることで、エネルギー固有値のサイズ変化によって、 T_c の振動が起きていることがわかったので、今回の講演では、それらについて発表する。

引用 (参照) 文献

[1] T. Nishizakiet al., Physica C **493** (2013) 132.

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

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

Nb 系のバルクナノメタルの微細構造と渦糸状態

九産大工，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

近年注目されている巨大ひずみ加工法[1]では，バルク状の金属材料において結晶粒径をナノレベルに微細化することが可能になる．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 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 の圧力下で 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．また，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．

走査 SQUID 顕微鏡を用いて観測した $N = 5$ の Nb の磁束量子の空間分布を図 1 に示す．第 2 種超伝導体で予測される磁束量子が観測されるが，空間的に不均一でクラスター状の磁束分布をしている点が粒径の大きな超伝導体の結果とは異なりバルクナノメタルの特徴である．

HPT 加工による NbTi の合金化など，最近の話題も紹介したい．

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.

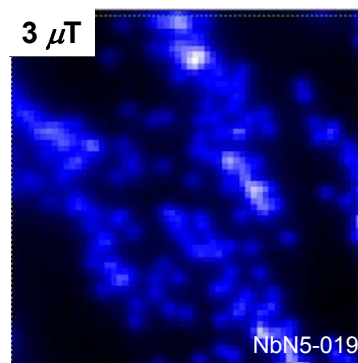


図 1 : HPT 加工を行った Nb の磁束量子の分布．

電場誘起超伝導体における特異な磁気抵抗効果とスピン軌道相互作用

東北大学金属材料研究所 野島 勉

近年、電気二重層トランジスタ(EDLT)構造を用いて絶縁体単結晶表面に超伝導を電界誘起した例が数多く報告されている。電界誘起超伝導体では、その舞台となる電子系が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次元電子ガスであるという特殊事情により、系の空間反転対称性が必然的に破れている。このため、電場誘起表面電子系は Rashba 型スピン軌道相互作用を反映したバルクにはない特殊な電子状態になることが予測される。実際、超伝導を示す SrTiO₃-EDLT において、その伝導面と平行な上部臨界磁場 H_{c2} が、パウリリミットの約 2.5 倍まで達することがわかり[1]、この大きな H_{c2} とスピン軌道相互作用との関連性が現在議論されている。しかし、その他の物理量で電場誘起表面電子系特有のスピン相互作用の効果の存在を示した実験例はほとんどない。SrTiO₃-EDLT のように d 電子の t_{2g} 軌道が主役となる表面電子系では、 d_{xy} と d_{yz} (又は d_{zx}) の軌道混成効果により、Rashba 型スピン軌道相互作用の内部磁場である g ベクトルは、 $|k_y| > |k_x|$ の場合(100)方向、 $|k_y| < |k_x|$ の場合(010)方向を持つような 4 回対称性を示すことが理論的の予言されている[2]。そこで本研究では、通常より大きな電場(大きなスピン軌道相互作用)を試料表面に印加し、その磁気抵抗効果から g ベクトルの方向を直接観測することを試みた。

図に典型例としてゲート電圧 $V_G = 4.0$ V(キャリア面密度 $n_{2D} \sim 1 \times 10^{15}$ cm⁻²) の 4.2 K(常伝導状態)における様々な方位 ϕ の面平行磁場中の磁気抵抗を示す。電流を $\phi = 0^\circ$ の(100)方向に流して測定している。すべての ϕ でスピンの面内に整列することを反映した負の磁気抵抗効果が観測された。スピンの整列とともに電子の移動度が上昇することが予測されるが、実際、この負の磁気抵抗が表れる 30 K 以下で、面直磁場に対する正の巨大磁気抵抗効果(移動度の上昇)が観測された。図 1 で注目したいのが、 $\phi = 45^\circ$ ($H \parallel (110)$) において、電気抵抗が大きくなることである。同様な上昇は $\phi = \pm 45^\circ$ 、 $\pm 135^\circ$ において観測された。この 4 回対称性は面内の電子スピンの(100)と(010)方向に主軸を持つように整列していることを示しており、この系の特殊なスピン軌道相互作用の g ベクトルをはじめて実験的に捉えたものと考えられる。

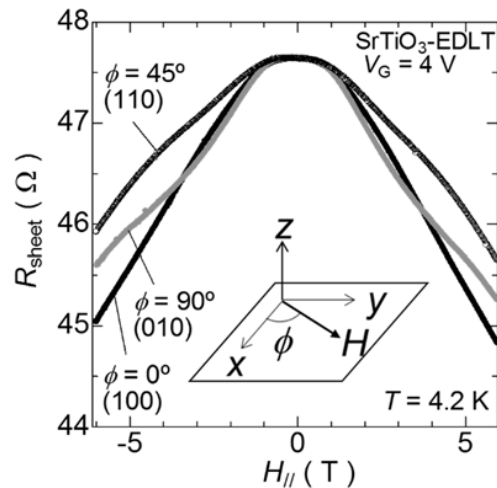


図 4 回対称性をもつ SrTiO₃-EDLT の面内磁場に対する磁気抵抗効果。

[1] K. Ueno, T. Nojima, S. Yonezawa, M. Kawasaki, Y. Iwasa, and Y. Maeno, Phys. Rev. B 89, 020508(R) (2014).

[2] Y. Nakamura and Y. Yanase, J. Phys. Soc. Jpn. 82, 083705 (2013).

122系鉄ニクタイト超伝導体線材の作製および臨界電流密度評価

東大院工、原研^A、東北大金研^B

下 舜生、山崎 雄司、梶谷 秀樹^A、小泉 徳潔^A、淡路 智^B、渡辺 和雄^B、為ヶ井 強

鉄ニクタイト超伝導体は高い臨界電流密度、臨界磁場を示し、高磁場においても高い臨界電流密度(J_c)を保つ。また、同じ層状化合物である銅酸化物とは対照的に異方性が小さいという特徴を有する。そのため、これを原料とした超伝導線材の次世代の高磁場発生用超伝導マグネットへの応用が期待されている[1]。多結晶を用いて作製する線材の J_c を単結晶と同程度にまで向上させるためには、良質な多結晶の合成条件、および結晶粒間の結合を強めるための線材作製条件の最適化が必須となる。これまで、テープ線材の単軸プレスや熱間等方圧加圧(HIP)などによる鉄ニクタイト超伝導線材の J_c の向上手法が報告されている。本発表では、丸線が使用可能なことにより汎用性が高いHIP線材を主な対象とした、鉄ニクタイト超伝導線材の開発の成果[2,3]と最近の進展について述べる。純良な122系多結晶試料を合成し、それを用いて銀管および銅管をシースとして線材をpowder-in-tube(PIT)法によって線材を作製した。これを1200気圧、700°C、4時間の条件でHIP処理した線材の J_c の磁場依存性を左図に示す。HIP線材の J_c は、self-fieldで応用化の目安となる 10^5 A/cm²に達し、高磁場中でも 10^4 A/cm²の以上の値を保った。さらに、磁気光学像が示すように線材中の多結晶粒子が圧力処理によって強く結合したため多結晶グレイン間を流れる粒間 J_c が向上した。これらの成果の詳細および、様々なHIP条件で作製した線材の特性について議論する。

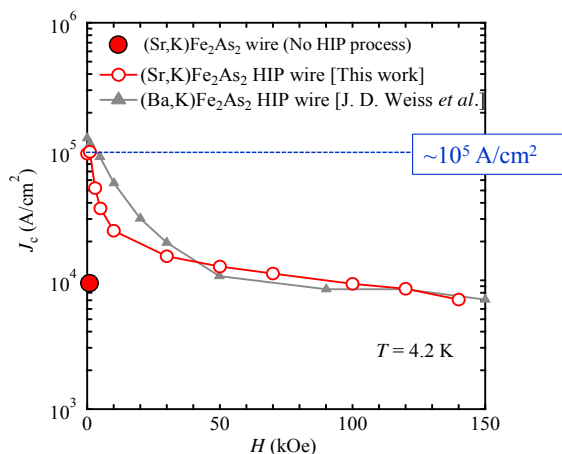


図 HIP線材の J_c の磁場依存性。

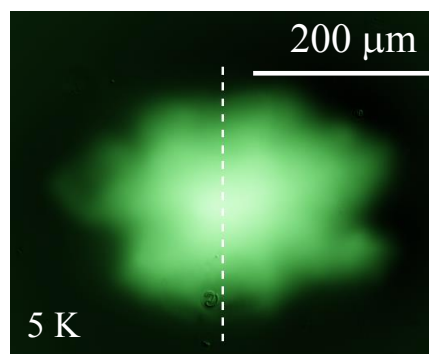


図 HIP線材の磁気光学像

- [1] Y. Ma, *Supercond. Sci. Technol.* **25** (2012) 113001.
- [2] S. Pyon *et al.*, *Appl. Phys. Express* **6** (2013) 123101.
- [3] S. Pyon *et al.*, *Supercond. Sci. Technol.* **27** (2014) 095002.

Influence of Interstitial Fe to the Phase Diagram of $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$

Yue Sun, Tatsuhiro Yamada, Toshihiro Taen, Sunseng Pyon, Tsuyoshi Tamegai
Department of Applied Physics, The University of Tokyo

Iron chalcogenide $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ attracted much attention due to its simple structure, which is favorable for probing the superconducting mechanism. Its less toxic nature compared with iron arsenides is also advantageous for applications of iron-based superconductors. On the other hand, the presence of interstitial Fe is almost unavoidable in $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ single crystals, which causes strong controversies over its fundamental properties, as well as its phase diagram. In this report, we carefully annealed $\text{FeTe}_{1-x}\text{Se}_x$ single crystals ($0 \leq x \leq 0.4$) in O_2 atmosphere to remove the interstitial Fe. Systematic measurements on structure, transport, magnetism were performed on crystals with and without interstitial Fe to construct an intrinsic doping phase diagram. The bulk superconducting region is proved to exist from $x = 0.05$ to 0.4 in the well-annealed crystals different from the filamentary superconductivity observed in all the doping levels in crystals before annealing. Antiferromagnetic transition in the phase diagram of crystals with interstitial Fe extending to $x = 0.3$ is suppressed to the region of $x \leq 0.05$ after removing the interstitial Fe. The above results show that the interstitial Fe enhances the antiferromagnetism, and suppresses the superconductivity. Hall effect and magnetoresistance measurements were also applied to reveal the main effect of interstitial Fe.

Pbに囲まれた BSCCO 単結晶 d ドットの作製

大阪府大・工 川又修一、瀬川将弘、二神敦、河村裕一、加藤勝、石田武和

我々は s 波超伝導体に囲まれた d 波超伝導体である d ドットを提案している[1]。正方形の d 波超伝導体を s 波超伝導体で取り囲むと、d 波と s 波の秩序パラメーター間に位相干渉が起こり、d ドットの 4 角に磁束量子 Φ_0 の半分である半磁束量子 $\Phi_0/2$ が自発的に発生する[1,2]。d ドットにおける量子 2 準位状態、および d ドットを用いた論理回路が提案されている[3,4]。これまで、従来型 s 波超伝導体 Pb に囲まれた d 波超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (BSCCO) 単結晶の d ドットを以下の手順により作製してきた。Si 基板にポリイミドで接着した単結晶を、剥離劈開により厚さ $2\ \mu\text{m}$ 以下にする。フォトリソグラフィした後、イオンミリング装置を用いて、一辺 $30\sim 40\ \mu\text{m}$ 角に加工する。再度フォトリソグラフィした後、Pb を蒸着しリフトオフする。

図 1 にビーム電圧 $357\ \text{V}$ 、電流 $70\ \text{mA}$ 、照射角 90° でイオンミリング加工した BSCCO 単結晶のレーザー顕微鏡による 3 次元像を示す。この結晶を Pb で囲むことにより作製した d ドットについて、走査型 SQUID 顕微鏡により磁束分布観測を行った。図 2 は温度 $4\ \text{K}$ における測定結果で、四角い枠が BSCCO 単結晶の位置を示している。自発的磁束は d ドットの 4 角に出現するはずであるが、2 つのコーナーにのみ観測されている[5]。これは BSCCO 単結晶のイオンミリング加工精度が不十分であることによると考えられる。現在、イオンミリングにより BSCCO 単結晶を $40\ \mu\text{m}$ 角に加工した後、FIB を用いて周囲のみを再加工することにより精度の向上をはかっている。FIB では加速電圧 $40\ \text{kV}$ のイオンビームを使用するため、BSCCO 単結晶がダメージを受けることが予想される。このダメージを受けた部位を取り除くため、 $125\ \text{V}$ 、 $50\ \text{mA}$ 、照射角 70° の弱いビームで結晶全体を再度イオンミリングする。

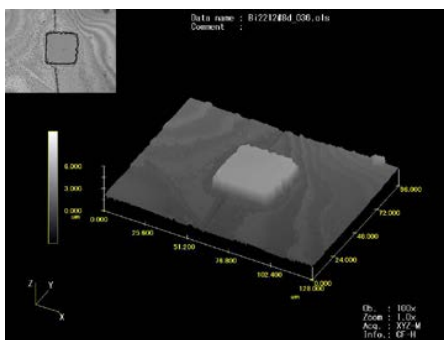


図 1 イオンミリング加工した BSCCO 単結晶

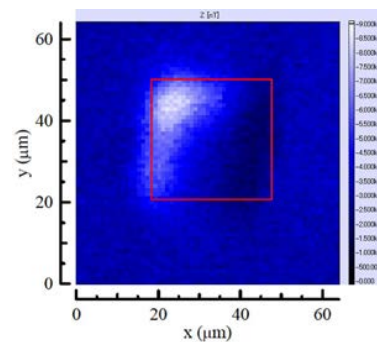


図 2 走査型 SQUID 顕微鏡による磁束分布

参考文献

- 1) T. Ishida *et al.*, Physica C, 437-438 (2006) 104.
- 2) M. Kato *et al.*, Physica C 412-414 (2004) 352.
- 3) T. Koyama *et al.*, Physica C 426-431 (2005) 1561.
- 4) M. Kato *et al.*, J. Phys. Conf. Series, 248 (2010) 012028_1-8.
- 5) S. Kawamata *et al.*, Physica C 470 (2010) S840–S841.

Shifted Strip Array における線状磁束雪崩の起因

東大院工、産総研^A

三根 章詞、土屋 雄司、卞 舜生、為ヶ井 強、永沢 秀一^A、日高 睦夫^A

The Origin of Linear Flux Avalanche in Shifted Strip Array

Phys. Dep. of Appl. Phys., The Univ of Tokyo, AIST^A

A. Mine, Y. Tsuchiya, S. Pyon, T. Tamegai, S. Nagasawa^A, and M. Hidaka^A

近年、単一磁束量子 (SFQ) 素子や Roebel ケーブルなど、3次元ナノ構造超伝導体は様々に応用されている。特に、注目される応用例として、外部の磁場分布を変化させずに、磁場を排除した領域を作ること (クローキング) ができる超伝導メタ材料が挙げられる [1]。超伝導メタ材料は、透磁率に異方性のあるナノ構造超伝導体と強磁性体を組み合わせることで実現する。異方的透磁率を持つナノ構造はいくつか報告されているが、平行に並べた超伝導ストリップを半周期ずつずらして重ねた hexagonal array は反磁場効果が大きく、透磁率に特に大きな異方性がある [2]。一方で、この大きい反磁場効果により、クローキングの破壊につながる熱磁気不安定性による磁束雪崩は発生しやすくなる。我々の研究室では層数が少ない hexagonal array を Shifted Strip Array (SSA) と呼び、発生する磁束雪崩の形状を観察してきた。試料作製は (独) 産業技術総合研究所の超伝導クリーンルーム (GRAVITY) において行い、磁束侵入の観察方法としては、磁気光学イメージング法 (MOI) を用いている。

すでに、SSA に発生する磁束雪崩については、様々な報告を行ってきた。例えば、SSA では、層間でストリップの重なりが大きいときに磁束雪崩が線状に連鎖する [3]。これは磁束雪崩によって発生する熱がもう一方の層において磁束雪崩を発生させているからだと考えられている。今回のワークショップでは一方の層のストリップ幅を小さくした 2 層の SSA に発生する磁束雪崩の形状から、線状磁束雪崩の起因について説明する予定である。

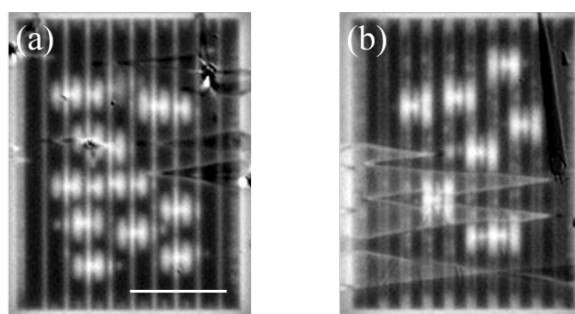


図 1 (a) 下層の方がストリップ幅が小さい SSA と (b) 上層の方がストリップ幅が小さい SSA に発生した磁束雪崩の形状 (5 K, 60 Oe)。(a) の白線は 100 μm を示す。

[1] J. B. Pendry *et al.*, *Science* **312**, 1780 (2006).

[2] Y. Mawatari *et al.*, *Phys. Rev. B* **85**, 134524 (2012).

[3] Y. Tsuchiya *et al.*, *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 095004 (2013).

3次元ナノ構造超伝導体の臨界状態における磁場・電流分布

東工院工

為ヶ井強、宮野修平、三根章詞、卞 舜生

超伝導薄膜に様々な微細構造を導入したナノ構造超伝導体の研究が盛んに行われてきている。様々な周期ポテンシャルを導入し磁束量子に対するピン止め力を高めたり[1]、非対称なポテンシャルを周期的に配置しラチェット効果のデモンストレーション[2]が行われてきた。しかし、実用的な SFQ 等の超伝導デバイスは、多層構造の超伝導薄膜の各層にナノ構造を導入し、その機能を実現している[3]。この場合、外部磁場に対する3次元的な遮蔽電流が複雑な磁場分布を超伝導ナノ構造体中に誘起することになる。

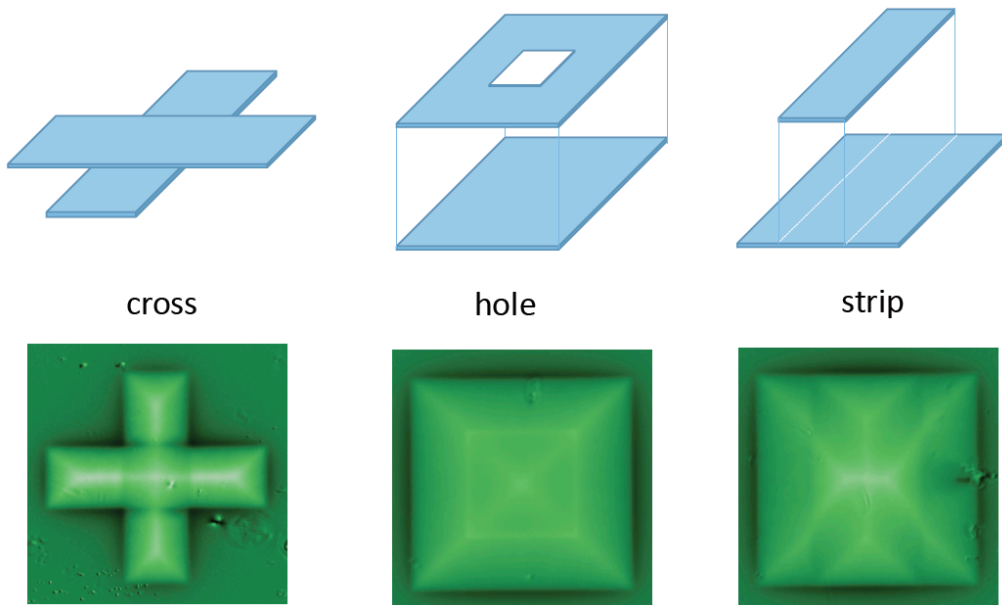
我々は、このような複雑な3次元ナノ構造超伝導体の電磁気特性を理解する第一歩として、簡単な3次元超伝導ナノ構造の磁場に対する応答を磁気光学イメージング法により調べた。実際に測定を行ったのは下図に示すような3種類の構造 (cross hole, strip) であり (全て 300 nm の Nb/SiO₂/Nb 構造)、産総研の CAVITY 施設で作製されたものである。外部磁場を印加すると磁束量子が次第に超伝導体に侵入し臨界状態を形成するが、各2次元薄膜のエッジにおける磁場の発散がその上に重なる超伝導体中での遮蔽電流分布に影響を与えるため、全体の磁場・電流分布は単なる各層の磁場・電流分布の重ね合わせにはならない。Ctrip および hole の場合には上下層が4回対象を保っているため、ほぼ予想通りの磁場・電流分布となるが、strip の場合には一方の strip の端における磁場の発散が他の strip における磁場分布に有意な影響を与えていることが分かる。

本講演では、超伝導薄膜の磁場・電流分布の基本から、上記の3次元ナノ構造超伝導体の新奇な磁場・電流分布までを俯瞰する。

[1] M. Baert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3269 (1995).

[2] C. De Souza Silva *et al.*, Nature **440**, 651 (2006).

[3] S. Nagasawa *et al.*, Physica C **469**, 1578 (2009).



渦糸格子融解実験の最近の話題： 動的量子融解と異方的格子の融解
 東工大院理工 物性物理 越智 亜玖利, 村上 瑛一, 曾原 直也, 大熊 哲

渦糸固体の融解現象については長い間活発な研究が行われ、多くの理解が得られてきた。しかし (I)ピン止めの影響のない理想的状況下での融解現象、特に量子ゆらぎに起因する量子融解現象、あるいはこれとは独立なテーマである (II)1方向に引き伸ばされた異方的アブリコソフ格子の融解現象については未知の点が多い。本講演では、これらの問題に関して、最近我々が行った実験結果を報告する。

(I) 渦糸固体は高温では熱ゆらぎ、低温高磁場領域では量子ゆらぎによって融解すると考えられている[1]。しかし、現実の試料ではピン止めの影響があるため、真の渦糸格子融解の観測は困難である。そこで我々はモードロック(ML)共鳴法を用いることにより、渦糸系をフローさせピン止めの影響をほとんど見ない状況下での、渦糸格子固有の融解転移—動的融解—の観測を目指す研究を進めている。本研究では従来[2]の0.1%の低パワーで測定が可能な、パルス波を用いたML法を新たに開発することにより、0.05 Kの極低温域での動的融解磁場 $B_{c,dyn}^\infty$ の測定に初めて成功した。ここで $B_{c,dyn}^\infty$ は、直流速度、すなわち共鳴周波数が ∞ の極限における動的融解磁場の値である。図1はこうして得られた膜厚330nmのアモルファス Mo_xGe_{1-x} 膜の温度-磁場 (T - B) 相図である。 B_p は、depinning電流のピーク効果から求めた静的な渦糸格子-グラス転移磁場であり、これはピン止めの強さに依存する。 B_c は電気抵抗から見積った静的融解磁場である。 $B_{c,dyn}^\infty$ は $T \rightarrow 0$ で B_p に近づくが、実験精度の範囲で B_p とは一致しないことがわかった。 $T=0$ において $B_{c,dyn}^\infty$ が B_p と一致しないという実験事実は、動的融解の起源がピン止めの強さとは直接関係のないことを反映している。一方、極低温域で見られた B_c に対する $B_{c,dyn}^\infty$ の大きな減少は、従来考えられていたよりも大きな量子ゆらぎ効果が現れていることを示す。

(II) つぎに、熱的融解が支配的となる高温域において、傾斜磁場によって斜面方向に引き伸ばした異方的アブリコソフ格子を準備し、融解磁場を測定した。この結果を、リンドマン則を用いて解釈すると、融解条件は異方的格子を構成する2種類の辺の、短い方の辺によって決まることがわかった。さらにこの異方的格子をフローさせると、斜面と垂直にフローさせたときの方が、斜面方向にフローさせたときよりもフロー抵抗が減少し、かつ電流-電圧特性にplastic flowの特徴がより強く現れることがわかった。現在この実験結果を説明できるモデルを検討中である。

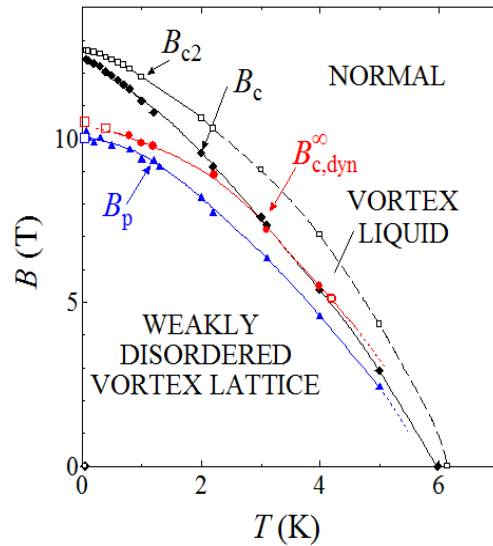


図 1 渦糸の温度-磁場相図

[1] SO, Y. Imamoto, and M. Morita, PRL 86 (2001) 3136.

[2] SO, H. Imaizumi, and K. Kokubo, PRB 80 (2009) 132503.

超伝導渦糸系における新しい非平衡相転移の探究

東工大院理工 物性物理

大熊 哲、河村泰樹、守谷聡乃、新田亮馬

我々は超伝導渦糸系を、乱れたポテンシャル中を相互作用しながら運動する多粒子系の非平衡現象、あるいは固体のプラスチックフロー現象を調べるための実験系として利用するというユニークな視点に立ち、新しい非平衡（動的）相転移を探究する実験を進めている。これまでに、交流駆動力の下で駆動振幅を増加させていくと、各サイクル後にすべての渦糸（粒子）が元位置に戻る可逆フローから、戻らない渦糸が現れる不可逆フローへの動的相転移が起こることをコロイド系[1]に次いで見出し、この可逆不可逆転移(RIT)の普遍性を実証した[2]。さらに渦糸系のもつ格子配列（configuration）の制御性を利用し、不可逆なフローの出現と渦糸格子中の格子欠陥の出現が対応していることを明らかにした[3]。本講演では、巨視的な強いせん断力がかかるコルビノディスク（CD）と点状ピン止め中心による微視的なせん断力のみがかかる矩形試料における結果を比較し、せん断力や実効的なピン止め力の違いが RIT に及ぼす影響を議論する。

一方、直流の駆動力の下では、ある臨界駆動力を超えると粒子がピン止めから外れて動き出す plastic depinning 現象が様々な物理系で観測されている。この現象が臨界現象を伴う動的相転移である可能性が最近の理論により予想された[4]が、実験による検証はなかった。我々は渦糸系を用いることにより、depinning 現象が臨界緩和を伴う動的相転移であることを初めて実証した[2,5]。

ところで渦糸系に周期的な駆動力を印加した場合も、臨界駆動力で depinning が起こることはよく知られている。しかしこの現象が動的相転移であるかどうかは理論・実験ともに不明である。そこで本研究では、定常状態の depinning 電流 $|I_d|$ 近くで、交流駆動力（交流電流）印加直後の過渡現象測定を行った。ここで $|I_d|$ は RIT 点とは異なる転移点であることに注意する。その結果、定常状態へ至る緩和時間 τ が存在し、これを交流振幅 $|I|$ に対してプロットすると、depinning 転移点 $|I_d|$ に向けてべき乗の臨界発散を見出した。 $|I_d|$ は周波数と共に減少するが、 τ の臨界発散の様子は周波数にはほとんど依らず、かつその臨界指数は直流 depinning 転移の臨界指数（1.3 程度）と一致することがわかった。さらにこれらの臨界指数は、RIT の臨界指数とも一致した。以上の結果は、depinning 転移が直流・交流によらず共通に観測される普遍性の高い現象であることを示すと共に、RIT も含めて、これらの動的相転移が同じユニバーサルクラスに属することを示唆する。

さらに講演では、CD の渦糸系で、直流に高周波の交流電流を重畳して駆動させたときに見られた異常な電流-電圧特性とその起源[6]についても紹介する。

[1] D.J. Pine, J.P. Gollub, J.F. Brady, and A.M. Leshansky: Nature **438** (2005) 997.

[2] SO, Y. Tsugawa, and A. Motohashi: Phys. Rev. B **83** (2011) 012503.

[3] SO, Y. Kawamura, and Y. Tugawa: J. Phys. Soc. Jpn. **81** (2012) 114718.

[4] C. Reichhardt and C.J. Olson Reichhardt: PNAS **108** (2011) 19099.

[5] SO and A. Motohashi: New J. Phys. **14** (2012) 123021.

[6] Y. Kawamura, Y. Mtsamura, Y. Yamazaki, N. Kokubo, and SO, SUST (2015), in press.