平成 26 年度 大熊研究室研究報告

物性物理学専攻(極低温物性研究センター) 大熊 哲 http://www.rcltp.titech.ac.jp/~okumalab/

第2種超伝導体に垂直磁場を印加したときに現れる混合状態では、広い温度域にわたって渦糸固体が融解した液体相が現れる。熱ゆらぎのない絶対零度近傍では量子ゆらぎによる融解が起こると考えられている[1,2]が、実験的には未解明の点が多い。この現象は磁場誘起の量子相転移とみなすことができ、超伝導-絶縁体転移や超伝導-金属-絶縁体転移といった物性物理学における基礎的問題とも関わっている[3]。本稿ではまず、高い常伝導抵抗 R_n で強い量子ゆらぎをもつ、2次元と3次元アモルファス超伝導膜における最近の実験結果を報告する。つぎに、渦糸系を相互作用する多粒子系とみなしたときに現れる、様々な非平衡現象や動的相転移に関する最近の進展を紹介する。

1. 2次元超伝導体の極低温磁場誘起金属相

村上瑛一, 越智亜玖利, 河村泰樹, 金子真一, 大熊 哲

乱れた 2 次元超伝導体では、絶対零度で磁場印加による超伝導絶縁体転移が起こる。その代表例として、比較的強いピン止めをもつアモルファス(a-) Mo_xSi_{1-x} 膜(常伝導抵抗値 R_n =0.7 k Ω 、超伝導転移温度 T_c =1.4 K)がある[4]。ところが a- Mo_xGe_{1-x} 薄膜をはじめとする一部の超伝導薄膜では、極低温の超伝導相と絶縁体相の間に、温度によらない金属的な抵抗値が残る磁場域の存在が報告されている[5,6]。なぜ似たような 2 次元超伝導系で、低温での輸送特性にこのような大きな違いが出るかについては、いまだに明らかにされていない。

本研究ではこの金属相の起源を明らかすることを主たる目的とする。具体的には、電子系の乱れの強さを反映する試料の常伝導抵抗値 R_n の違いが、低温での磁場中輸送特性に及ぼす影響を明らかにする。そのために、これまで報告されている $a ext{-}Mo_xGe_{1-x}$ 薄膜試料[5] $(R_n=1.4 \text{ k}\Omega, T_c=0.5 \text{ K},$ 膜厚 3 nm) よりも乱れの小さい $a ext{-}Mo_xGe_{1-x}$ 薄膜 $(R_n=0.3 \text{ k}\Omega, T_c=2.6 \text{ K}, 膜厚 6 \text{ nm})$ を作製した。

まず磁場中の抵抗の温度依存性R(T)および磁気抵抗R(B)

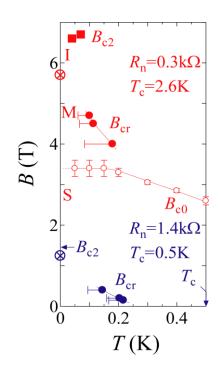


図 1 2 次元超伝導薄膜の温度 磁場相図. S,M,I は R_n =0.3 k Ω の a-Mo $_x$ Ge $_{1-x}$ 薄膜の絶対零度での 超伝導相,金属相,絶縁体相を 表す[7].

を測定することにより、金属相の存在を確認した。つぎに得られた R(T)を過去に報告されている乱れの強い a-Mo $_x$ Ge $_{1-x}$ 膜の R(T)と比較した。R(T)が熱活性型から金属型にクロスオーバーする温度 T_{cr} を各磁場に対して求め、温度-磁場 (T-B) 相図上にプロットした。その結果を図 1 に示す。赤いシンボルが $R_n=0.3$ k Ω の試料,青いシンボルが $R_n=1.4$ k Ω の試料の結果を表す。 B_{c0} (\circ) と B_{c2} (\blacksquare) はそれぞれ抵抗値がゼロと R_n になる磁場, B_{cr} (\bullet) は $B(T_{cr})$ と定義される磁場, B_{c} (\otimes) は金属相と絶縁体相の境界磁場を表す。 試料の乱れ (R_n) が小さくなると、温度方向と磁場方向の金属相の大きさを反映する T_{cr}/T_{c} と 1- B_{c0} (0)/ B_{c} はともに小さくなることがわかる。量子ゆらぎの強さは R_n に比例することから、この結果は、金属相の出現に量子ゆらぎの効果が重要な役割を担っていることを示す。 $R_n=0.3$ k Ω ,の試料では量子ゆらぎの減少によって金属相が抑制されたものと解釈できる[7]。金属相の起源としては、渦糸固体が量子融解した量子渦糸液体(QVL)が最も有力と考えている。現在、動的な輸送現象測定による検証実験を進行させている。

- [1] G. Blatter, et al., Phys. Rev. B 50, 13013 (1994)
- [2] S. Okuma, Y. Imamoto, M. Morita, Phys. Rev. Lett. 86, 3136 (2001).
- [3] D.S. Fisher, M.P.A. Fisher, D.A. Huse, Phys. Rev. B 43, 130 (1991)
- [4] S. Okuma, T. Terashima, N. Kokubo, Phys. Rev. B 58, 2816 (1998)
- [5] D. Ephron, A. Yazdani, A. Kapitulnik and M. R. Beasley, Phys. Rev. Lett. 76, 1529 (1996)
- [6] T. Nojima et al. (2014, 物理学会, 東海大).
- [7] E. Murakami et al., Phys. Procedia (2015), in press.

2. パルスモードロック法による極低温下の動的量子融解の観測

越智亜玖利, 曾原直也, 村上瑛一, 金子真一, 大熊 哲

膜厚が超伝導コヒーレンス長より十分大きい 3 次元的な超伝導体では、高温域から融解線が決定されるため、高温からの自然な外挿によって絶対零度の渦糸状態を求めることができる。図 2 は弱いピン止め中心をもつ、厚い a-Mo $_x$ Ge $_{1-x}$ 膜(膜厚 330 nm)の温度-磁場相図である。ここで 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、これはピン止めの強さに依存する[8-10]。 B_c は電気抵抗から見積った静的融解磁場である。絶対零度近傍の高磁場域(B_c < B < B_c 2)に、狭いながらも有限の広さの液体相がある。これは QVL 相であると考えられる。

ところでこの試料を含め、現実の試料には必ず不純物や欠陥に由来するピン止めセンターがある。このため、 B_p 以上には乱れた渦糸グラス相が現れ、融解転移は渦糸グラスから液体への転移となり、真の渦糸格子の融解を観測することはできない。そこで我々は、渦糸系をフローさせれば実効的なピン止め力が弱まるという事実に着目し、ピ

ン止めの影響をほとんどみない状況下での渦糸格子の融解現象 - 動的融解 - の観測を目指している。ここで動的融解を検出するために、モードロック(ML)共鳴法[10]という特徴ある測定法を利用する。赤いシンボルが、これまでに ML 法で得られた動

的融解磁場 $B_{c,dyn}^{\infty}$ である[11]。

ML 測定では渦糸系を比較的高速で直流 駆動させ、さらに交流を重畳させるため、 発熱を伴う。実際にこれまでの研究では、1 K 以下においては、発熱の影響のため精度 の高い測定ができなかった。このため本研 究では、これまでの連続測定のわずか 0.1 %のパワーで測定が可能な、パルス波

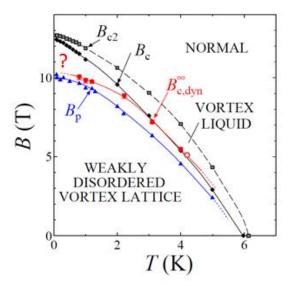


図 2 3次元超伝導薄膜の温度磁場相図.

を用いた ML 法を開発し, 1 K 以下の極低温で動的融解磁場を観測することを目指した。 図 2 に示すように、当初は動的融解磁場と B_p は $T \rightarrow 0$ で一致するかのように見えた[12]。 しかし本研究の結果、両者は実験精度の範囲で一致せず、動的融解磁場が B_p をわずかに 上回ることがわかった(ここではデータは示していない)。この結果から、現実の試料 でピン止めの影響を限りなく減らしていったときには、次のようなことが起こると予想できる。

ピン止めを減らしていくと、渦糸格子相の上限磁場である $B_p(T)$ は上昇し、一方、グラス相の上限磁場である $B_c(T)$ は減少する。2 つは $T\to 0$ で $B_p(0)[=B_c(0)]$ と一致する。すなわちグラス相は消失する。この磁場が ML 法で求めた $T\to 0$ での動的融解磁場と考えられる。もうひとつすぐに気づくことは、動的融解磁場曲線は極低温において、静的融解曲線 $B_c(T)$ よりも低磁場側に大きくずれ、温度依存性が弱くなっている、この事実は、以前から提案しているよう[12]に、量子ゆらぎの効果[1,3,13,14]によるものと考えられる。

- [8] S. Okuma, K. Kashiro, Y. Suzuki, N. Kokubo, Phys. Rev. B 77, 212505 (2008)
- [9] Y. Paltiel et al., Nature **403** 398 (2000)
- [10] Y. Paltiel et al., Phys. Rev. Lett. 85, 3712 (2000)
- [11] A. Schmid, W. Hauger, J. Low Temp. Phys. 11, 667 (1973)
- [12] S. Okuma, H. Imaizumi, D. Shimamoto, and N. Kokubo, Phys. Rev. B 83, 064520 (2011)
- [13] R. Ikeda, S. Koikegami, PRB 78, 014508 (2008)
- [14] T. Saiki, R. Ikeda, PRB **83**, 174501 (2011)

3. 回転駆動された渦糸格子リングの異常な電流電圧特性

河村泰樹, 松村有夏, 金子真一, 大熊 哲

ランダムなピン止めポテンシャルの下で、歪み力によって固体を駆動させると plastic flow や塑性変形、破壊(tearing)といった様々な複雑な現象が起こる。これらの現象は自然界で広く観測され、その物理の解明は重要であるが、実験的に調べることは容易ではない。超伝導渦糸系は、これらの現象を調べるためのよい実験系となる[15,16]。特にコルビノディスク(CD)超伝導体を用いることにより、回転半径に反比例する巨視的なせん断力を渦糸格子系に制御して印加し、試料中心の周りに回転駆動されることができる。我々はこれまでに CD 型アモルファス Mo_xGe_{1-x} 膜において、電流電圧特性とモードロック ML 共鳴測定により、回転する Abrikosov 格子リングを初めて観測した[17]。そこでは半径の異なる多数のリングが内側ほど高速に回転すること、渦糸密度を減少させ渦糸格子がソフト化すると、隣接リング間の摩擦を減らすように格子方位が垂直から平行に変化することを見出した[17]。

さらに ML 測定のデータを詳しく見ると、渦糸格子リングの回転状態では、交流重畳下での直流の電流-電圧(I-V)特性に異常が現れることがわかった。本研究では異常が現れる条件とその起源について考察を行った。ML 測定において、交流電流を重畳した状態で直流の I-V 特性測定を行うと、図 3(a)に示すように、矩形試料では常に交流電流振幅 I_{ff}の増加により V(I)は単調に増加する。これは交流速度の増大によって実効的ピン止め力が減少し、直流速度が増加するためと考えられる[18-20]。ところが CD では、図 3(b)に示すように、I_{ff}が増えると V(I)が減少する異常が高電流側で観測された。この異常は ML 共鳴が最大となる I_{ff}で最も顕著に現れ、渦糸格子が融解する渦糸液体相ではまったく観測されなかった。これらの結果は I-V 特性の異常が、回転する渦糸系の格子性に由来することを意味する。

ここで簡単な考察より、格子リングの幅が広がるにつれて、直流電圧は小さくなることを示すことができる[21]。すなわち観測された *I-V* 特性の異常は、*I*-r の増大に伴って格

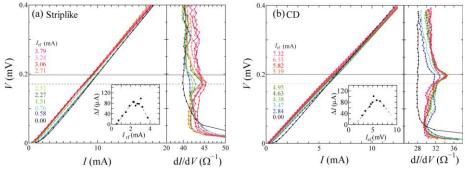


図 3 (a) 矩形試料, および (b) CD における交流 (振幅 I_{rf}) 重畳下の I-V と dI/dV-V 特性. 黒いシンボルは重畳する交流がゼロ. インセットは, ML 共鳴強度の I_{rf} 依存性.

子リングの幅が成長していることを反映したものと解釈できる。

本研究結果は、これまで検出が困難であった回転する格子リングの動径方向の速度のコヒーレンス、すなわち速度の横方向のコヒーレンスに関する情報を、交流重畳下の直流 I-V 測定から簡便に得られることを提案するものである[21]。本実験で見られた現象は、一般に、せん断力の下で駆動された多粒子系の自己組織化や集団運動に属する物理現象であり、類似の現象、すなわち運動に伴う横方向の速度のコヒーレンスの出現は、コロイド粒子系でも議論されている。

- [15] G.W. Crabtree, Nat Mat. 2, 435 (2003).
- [16] M.C. Miguel, S. Zapperi, Nat. Mat. 2, 477 (2003)
- [17] S.Okuma, Y. Yamazaki, N.Kokubo, PRB 80, 230501(R) (2009)
- [18] D.P. Daroca, G.S. Lozano, G. Pasquini, V. Bekeris, Phys. Rev. B 81, 184520 (2010)
- [19] D.P. Daroca et al., Phys. Rev. B 84, 012508 (2011)
- [20] T.Nojima, K.Takahashi, M.Chotoku, A.Ochiai, H.Aoki, H.-G.Lee, S.-I.Lee, J. Phys. Conf. Ser. 150, 052189 (2009)
- [21] Y. Kawamura, Y. Matsumura, Y. Yamazaki, S. Kaneko, N. Kokubo, S. Okuma, Supercond. Sci. Technol. 28, 045002 (2015)
- [22] D.V. Tkachenko, V.R. Misko, and F.M. Peeters, Phys. Rev. E 80, 051401 (2009).

4. 可逆不可逆転移に及ぼすピン止め力の効果

新田亮馬,河村泰樹,金子真一,大熊 哲

可逆不可逆転移(RIT)と呼ばれる動的相転移がコロイド系において報告され、注目を集めている[23,24]。これは周期的駆動された多粒子系で共通に見られると予想される現象で、周期駆動を繰り返すうちに徐々に次の衝突を回避するように粒子配置が自己組織化していくランダム組織化に伴う現象である。定常状態に注目すると、交流の駆動振幅 d をパラメータとして増大させていくと、ある臨界値 d を境に、各周期後に全ての粒子が元の位置に戻る可逆フローから、戻らなくなる粒子が現れる不可逆フローへと状態変化する。さらに定常状態に至るまでの過渡状態が存在し、その緩和時間 τ が d の両側でべき発散をする[23,24]。我々のグループではコルビノディスク(CD)型の a-Mo $_x$ Ge_{1-x} 膜試料を用い、渦糸系を円周方向に、半径に反比例するグローバルなせん断力で往復駆動させることにより RIT の実証に成功し[25]、これにより RIT の普遍性[26]を示した。

ところで、これまで行われたコロイド粒子と渦糸系を用いた実験は、すべてグローバルなせん断力が存在する。グローバルなせん断力のない、例えばストリップ形状試料における直線的な往復駆動の場合でも、RITが起こることが理論的に予想されている[27]。しかし、実験的にまだ実証されていない。本研究は、その実験的検証を目指した。

結果は、矩形試料における直線的往復駆動の場合でも、RITの臨界現象が観測された[28]。試料中に存在する微視的でランダムなピン止め中心が、局所的なせん断力を生み出したものと考えられる。実験結果を定量的にみると、 d_c 、すなわち可逆相の広さは測定精度の範囲でゼロに近い値となり、また定常状態へ向かう緩和時間 τ は(図4上図)、CDの場合に比べて2桁も大きくなった。これは CDに比べ、本ストリップ試料では、強いピン止め力が導入されたためと考えている。

ピン止め力を弱くすれば τ は短く,d。は増加すると考えられる。しかし実際に試料のピン止め力を制御することは困難である。そこで本研究では、同一のストリップ試料を用い、渦糸系を直流で並進フローさせ実効的なピン止め力を弱めた状態で交流駆動力を重畳させることにより、並進運動(重心)系における RIT の観測を試みた。

結果は図4下図に示すように, RITの臨 界現象が観測され, しかも直流でフロー させない実験室系のときと比べ, τは1桁

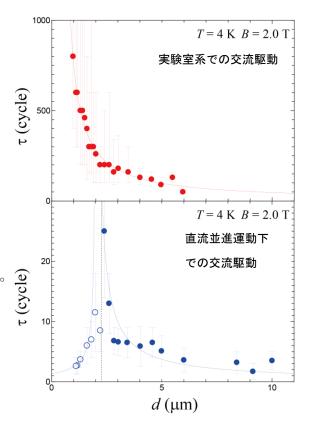


図 4 緩和時間 τ の交流駆動振幅 d 依存性. (上) 交流駆動力のみの場合. (下) 交流駆動力に直流駆動力を重畳させ, 実効的ピン止め力を減少させた場合. 縦の破線は d_c .

以上減少し、 d_c は 1 桁程度上昇した。本実験結果は、並進運動(重心)系から見た RIT の初の観測であり、また並進速度によって RIT を制御できることを示したものである。本実験はまた、実験室系で見れば、交流駆動力に非対称性を導入したものとみなすこともできる。この実験で得られた結果は、最近理論的に提案されている、「乱れた初期状態から、可逆フローとなる定常状態へ向かって交流駆動されている多粒子系では、駆動振幅 d の情報が、定常状態へ至るまでの過渡的な渦糸配置にメモリーされる」という、"過渡的メモリー効果"の理論の実験的検証にもつながる。

- [23] L. Corte et al., Nat. Phys. 4, 420 (2008)
- [24] D. J. Pine *et al.*, Nature **438**, 997 (2005)
- [25] S. Okuma, Y. Tsugawa, A. Motohashi, PRB 83, 012503 (2011).
- [26] K. A. Takeuchi *et al.*, PRL **99**, 234503 (2007)
- [27] C. Reichhardt, C. J. Olson Reichhardt, Phys. Rev. Lett. 103, 168301 (2009).
- [28] R. Nitta et al., Phys. Procedia (2015), in press.