# 平成 27 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/

## 1. 絶対零度近傍の静的および動的渦糸状態

第Ⅱ種超伝導体中の Abrikosov (渦糸) 格子は, 温度 T あるいは磁束密度 B の増大に より渦糸格子相から渦糸液体相へと融解する。この融解転移は, 「格子振動の振幅が格 子間距離の一定割合 (10-20%)を越えるときに起こる」というリンデマン融解則によ ってよく記述される。本研究は渦糸格子を用いることにより, 通常の原子固体では研究 が難しい量子ゆらぎに起因する量子融解現象[1-3], および 次項で述べる大きな異方性 を導入した異方的格子の熱的融解現象を明らかにすることを目的として開始した。とこ ろで現実の超伝導試料では必ず, 試料内の不純物や欠陥に由来するランダムなピン止 めセンターが存在するため, 融解点直前で渦糸格子がソフト化すると渦糸はこれらの ピン止めセンターにピン止めされ, 渦糸格子は歪んでアモルファスあるいはグラス的 構造になる[3]。このため渦糸格子から液体への真の融解現象を観測することは難しい。 そこで我々は, 渦糸系をフローさせることにより, 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-動的融解ーの観測[4-6]を目指した。



図1 渦糸状態に関する静的および動的温度-磁場(T-B)相図. 左図はこれまでの研究による結果[4],右図は本研究で得られた低温-高磁場の動的融解磁場(赤の白抜き丸)が加わった結果 [7].

試料は膜厚 330nm のアモルファス Mo<sub>x</sub>Ge<sub>1-x</sub>膜である。動的融解の観測は 50 MHz 迄の高周波モードロック(ML)共鳴測定によって行った。ML を用いることにより,運動している渦糸格子の出現と,運動方向の格子間隔を同時に知ることができる。

図1(左図)は以前に我々のグループで得られた温度-磁場(*T-B*)相図である[4]。 $B_p$ は、depinning 電流のピーク磁場(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、これは試料のピン止めの強さに依存する。 $B_c$ は電気抵抗がゼロになる点から見積った静的融解磁場、赤いデータ点がML 共鳴法で求めた動的融解磁場である。これまでの実験では、1 K以下においては、高速駆動された渦糸の発熱の影響によりML 測定ができなかった。本研究では従来の0.1%のパワーで測定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、1 K以下の極低温域でも動的融解磁場を求めることに初めて成功した[7]。その結果、図1(右図)に示すように、以前の研究[4,5]では $T \rightarrow 0$ で一致するような振る舞いをみせていた動的融解磁場 $B_{c,dyn} \ge B_p$ は、実験精度の範囲で一致しないことがわかった。また、 $B_{c,dyn}(T)$ は極低温において $B_c(T)$ よりも低磁場側にずれ、温度依存性が弱くなることがわかった。これは量子ゆらぎの効果によるものと考えられる。

高速域で得られた動的融解磁場は、ピン止めの影響がない状況を反映したものであることから、本研究で得られた動的相図は、ピン止めの小さい極限における静的な渦糸相図とみなすことができる。図2上図はこうして描いたピン止めのない理想的な極限における絶対零度の磁場に対する静的渦糸相図である。下図は弱いピン止めが導入されたときに、この相図がどう変化するかを表す。すなわちピン止めの導入により、格子性が失われる磁場 *B*<sub>p</sub>(0)は若干減少し、量子液体 (QVL)相はほとんどがグラス相 (disordered phase) に置き代わり、その磁場方向の広さは大きく減少することがわかった[7]。



図 2 絶対零度における(上図) ピン止めのない理想的な極限,および(下図)弱いピン 止めのある場合の磁場に対する静的渦糸相図 [7].

- [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, H. Imaizumi, N. Kokubo, Phys. Rev. B 80, 132503 (2009)
- [5] S. Okuma, H. Imaizumi, D. Shimamoto, N. Kokubo, Phys. Rev. B 83, 064520 (2011)
- [6] A. E. Koshelev, V. M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. 73, 3580 (1994)
- [7] A. Ochi, N. Sohara, S. Kaneko, N. Kokubo, S. Okuma, J. Phys. Soc. Jpn. 85, 044701 (2016)

# 2. 異方的渦糸格子の動的融解

第Ⅱ種超伝導体の表面に垂直に磁場を印加すると、等方的な Abrikosov 格子が形成される。磁場を垂直方向から角度 θ だけ傾けると、傾斜方向に 1/cosθ だけ引き伸ばされた 異方的な Abrikosov 格子が現れる[8-10](図 3(b)と(c)を参照)。このような異方的な格子 の融解条件は自明ではない。この現象は一般の固体の融解条件の解明にもつながる普遍 性の高い重要なテーマとなるが、通常の固体では格子に大きな異方性を導入すること は困難である。そこで本研究では、傾斜磁場下(θ=36°)で異方的な格子を生成し、さ らにそれを電流駆動させることにより、基板のピン止めポテンシャルと decouple された 状態での異方的渦糸格子の動的融解(磁場)を ML 共鳴法によって調べた[11]。



図 3 (a-c) 渦糸格子の形状とフロー方位. (d-g) (a)から(c)に示した各渦糸格子における ML 共鳴の磁場依存性. 縦の実線と破線は, それぞれ垂直方位と平行方位を表す[11].



図 4 等方的 (黒四角) および異方的 (青 と赤シンボル) 渦糸格子の動的融解磁場 対 ML 共鳴周波数の逆数, すなわち並進 速度の逆数. 挿入図の太い矢印はフロ 一方向を示す. 傾斜磁場に垂直にフロー させた場合 (赤い太矢印), 直流速度 (ML 周波数) 増大により格子の形状と方位が Lattice A から B へ変化し, それに伴い動 6.5 的融解磁場は減少する [11].

図 3(d)-(g)は上の(a)-(c)に示した渦糸格子における,ML 共鳴信号の磁場依存性である。 すべての渦糸格子について,ある磁場以上でML 共鳴が消失し,動的融解が起こっている ことがわかる。縦の実線は三角格子の1辺がフロー方向に垂直な垂直方位を,破線は平行 方位を表す。図4の黒のシンボル(四角)は垂直磁場下における等方的渦糸格子,青と赤 のシンボルは挿入図に示す2種類の異方的渦糸格子の動的融解磁場をML 共鳴周波数の逆 数,すなわち ML における並進速度の逆数に対してプロットしたものである。外挿した直 線が横軸と交わる点が,速度無限大の極限における動的融解磁場を表す。挿入図の太い矢 印はフロー方向を示す。傾斜磁場方向にフローさせる場合(青色)には,Lattice A の動的 融解が観測された。これに対し,渦糸格子を傾斜磁場に垂直な方向にフローさせる場合(赤 色),フロー速度を上げていくと,Lattice A から B への変化が起こり,動的融解磁場が不連 続に減少する(赤丸)。しかし Lattice A と Lattice B のいずれの場合も,融解は短い辺 a<sub>s</sub>が 等方的格子が融解するときの辺 a<sub>c</sub>にほぼ一致するときに起こることがわかった[11]。



Lattice A

Lattice B

図 5 等方的および異方的渦糸格子の動的融解の模式図.赤い辺が,等方的格子(a)が融解するときの辺の長さを表す[11].

以上の実験結果をもとに、各渦糸格子が融解する直前の様子を図 5 に模式的に描いた。 等方的格子(a)が融解するときの辺の長さを赤い辺で表す。つまり、Lattice A の動的融解は (a)の斜めの赤い辺 $a_s$ が等方的格子の動的融解条件を満たすときに、Lattice B の動的融解は (c)の水平な辺 $a_s$ が等方的格子の動的融解条件 $a_c$ をほぼ満たすときに起こることがわかる。 さらに詳しく調べると、Lattice B では $a_s$ が等方的格子の融解する辺 $a_c$ の長さをわずかに下 回ったときに融解が起こることがわかった。このことは Lattice B の融解が 2 段階に起こ っている可能性を示唆する。

- [8] L. J. Campbell, M. M. Doria, V. G. Kogan, Phys. Rev. B 38, 2439 (1988)
- [9] N. Kokubo, T. Yoshimura, B. Shinozaki, J. Phys. Soc. Jpn. 82, 094702 (2013).
- [10] K. Kamimura, K. Nagatani, S. Okuma, JPS Conf. Proc. 2, 010203 (2014)
- [11] A. Ochi et al., J. Phys. Soc. Jpn. 85, 034712 (2016)

#### 3. 直流駆動系から見た可逆不可逆転移

多粒子系に周期的せん断力(shear)を かけたときに現れる可逆-不可逆転移 (RIT) と呼ばれる相転移がコロイド系 において報告[12,13]されて以来,この現 象は多くの注目を集めている。例えば absorbing 転移[14]との関連性や非平衡 depinning 転移(次項参照) との類似性 が議論されている[15-17]。RITとは、(1) 駆動振幅 d がある臨界値 dcを越えると, 各周期後に各粒子が元の位置に戻る可 逆フローから, 一部が戻らなくなる不 可逆フローへと定常状態が変化するこ と,(2) 定常状態へ至るまでの過渡現象 が存在し、その緩和時間 $\tau$ が $d_c$ の両側で べき発散することにより特徴づけられ る動的相転移現象である[12,13]。我々の グループは、コロイド系の実験と類似 の巨視的せん断力を渦糸系に印加でき るコルビノディスク (CD) 型超伝導試 料を用いて、渦糸系における RIT を観測



図6 τ対交流駆動振幅 *d*.(上)交流駆動力 のみ印加の場合.(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 RIT (*d*<sub>c</sub>)の位置.

し、この現象の普遍性を示した[15,16]。これまで実験が行われたコロイド系や CD 型試料では、系に加わるせん断力は巨視的なものであるが、せん断力が微視的な場合にも RIT が起こると理論的に予想されている[17]。そこで我々は、ランダムなピン止めセン ターによってもたらされる微視的なせん断力のみをもつ矩形試料においても RIT の観 測を試み、図 6 上図に示すように実際にそれを観測した[18]。ただし CD 型試料と比べ *d*<sub>c</sub>が減少し、可逆相での臨界現象が観測できなかった。これは用いた矩形試料のピン止 め力が、これまでの CD 型試料のピン止め力よりも大きかったためと考えられる。

そこでこの矩形試料において,渦糸系を直流駆動力で並進フローさせ,ピン止めの実 効力が弱まった状態を実現し,そこに交流駆動力を重畳することにより,直流駆動(重 心)系における RIT の観測を試みた。その結果,図6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桁以上減少し,  $d_c$ は1桁程度上昇した。これは,直流駆動(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。ただし RIT における 緩和時間の臨界べき発散の臨界指数 v は 0.7 程度となり,直流駆動させないときの値の 約半分となった。この理由として以下の2つの可能性を考えている。直流駆動状態では, 重心系で見るとピン止めサイトが時間的に変動している。このため,(i)ピン止めサイト が静止しているこれまでの RIT の臨界現象とは異なる臨界現象が現れた,あるいは(ii) v=0.7 の臨界指数で特徴づけられる RIT とは異なる動的相転移現象を観測している。

- [12] L. Corte et al., Nat. Phys. 4, 420 (2008)
- [13] D. J. Pine et al., Nature 438, 997 (2005)
- [14] K. A. Takeuchi et al., Phys. Rev. Lett. 99, 234503 (2007)
- [15] S. Okuma, Y. Tsugawa, A. Motohashi, Phys. Rev. B 83, 012503 (2011)
- [16] S. Okuma, Y. Kawamura, Y. Tugawa, J. Phys. Soc. Jpn. 81, 114718 (2012)
- [17] N. Mangan, C. Reichhardt, C. J. Olson Reichhardt, Phys. Rev. Lett. 100, 187002 (2008)
- [18] R. Nitta, Y. Kawamura, S. Kaneko, S. Okuma, Phys. Procedia 65, 105 (2015)

## 4. 非平衡 depinning 転移 一直流駆動力と渦糸密度依存性-

ピン止めセンターがランダムに存在する多粒子(渦糸)系に直流駆動力(直流電流I) を印加すると,駆動力がある臨界値(depinning 電流 $I_d$ )を超えたときに,一部の粒子(渦 糸)がピン止めから外れ動き出す。これは depinning と呼ばれ,自然界で広く観測され ている現象である[19,20]。これまでの研究は定常状態における depinning 転移の解明に 焦点が当てられていた。我々は渦糸運動の depinning に伴う過渡現象を調べることによ り,理論的に予想されている非平衡(動的) depinning 転移[21]の検証を目指した実験研 究を進め,その検証に成功した[15,22]。すなわち、多くの渦糸がピンから外れた初期状 態に直流電流 I (駆動力)を加えると,試料に発
生する電圧(渦糸の平均速度)は定常状態に向
かって減少し,その緩和時間 τ は I に対して I<sub>d</sub>
でべき発散する臨界現象が見られた。これは動
的 depinning 転移の証拠である。このときの臨界
指数は 1.3-1.4 であり, RIT で得られた臨界指数
とほぼ一致した。この実験結果は,2 つの動的相
転移が同一の universality class に属するとする
理論的予想と一致する[17,21]。

さらに我々は、駆動力を一定に保ち、渦糸密 度(磁東密度 B)を変数としたときの動的 depinning 転移の観測も試み、その観測に成功し た。図7(a)と(b)は、それぞれ  $I_d$ と緩和時間 $\tau$ の B 依存性である。駆動力の大きさは I=0.32 mA に 保った。図7(b)の青い点は定常状態ですべての 渦糸がピン止めされた pinned state でのデータ、 赤い点は一定数の渦糸が動き続けている moving state の磁場領域におけるデータである。 定常状態における depinning 転移点である1Tと 4T 付近で緩和時間 $\tau$ の臨界発散が観測され、臨



図 7(a) *I*<sub>d</sub> の *B* 依存性.水平の破線 は *B* を変数としたときの駆動電流 *I*, 縦の破線は *I* を変数としたときの *B* を示す.(b)τの*B* 依存性.

界指数はそれぞれ 1.3 と 1.0 となった。これらの値は、これまでの駆動力 *I* を変化させた ときの臨界指数の値とほぼ一致した。この結果は、2 つの変数 *I*, *B* の種類によらず同じ 臨界現象(臨界指数)が観測されたことを意味する。ここで臨界指数の値は 2 つの磁場 で大きくは変わらないが、高磁場の 4 T では 1 T に比べてわずかな減少を示している。1 T の pinned state は渦糸が格子を組む秩序相であるのに対し、4 T の pinned state は秩序相 と無秩序相の共存相に相当することがわかっている[23]。このことから、静的な渦糸状 態の違いが臨界指数の値のわずかな違いをもたらしている可能性がある。

[19] K. Tamura, T. Ozawa, Y. Bando, T. Kawamoto, T. Mori, J. Appl. Phys. 107, 103716 (2010)

- [20] Pi U H et al., Phys. Rev. B 84, 024426 (2011)
- [21] C. Reichhardt, C. J. Olson Reichhardt, Phys. Rev. Lett. 103, 168301 (2009).
- [22] S. Okuma, A. Motohashi, New J. Phys. 14, 123021 (2012).
- [23] S. Okuma, K. Kashiro, Y. Suzuki, N. Kokubo, Phys. Rev. B 77, 212505 (2008).

**謝辞**: これらの研究は, H25-27 年度科研費基盤研究(B)(代表 大熊哲)と H27 年度科研 費挑戦的萌芽研究(代表 大熊哲)の支援を受けて行われた。