

平成16年度 大熊研究室研究報告

極低温物性研究センター 大熊 哲

<http://www.rcltp.titech.ac.jp/~okumalab/>

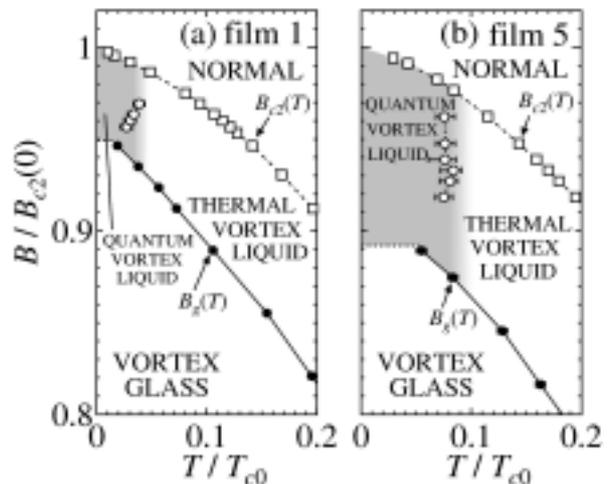
第2種超伝導体のボルテックス系を舞台にした、新しい物理現象の探索と解明を目指して研究を進めている。最近、その強い存在証拠を見出した極低温量子液体相においてボルテックスのダイナミクスを調べた結果、量子ゆらぎに起因するとみられる異常なボルテックスフローを3次元、2次元系でともに観測した。運動するボルテックス系の発生する電圧のゆらぎやノイズを検出するダイナミカルな測定を重視して研究を進めているが、さらにボルテックス系を試料内に閉じ込め、勾配をもった駆動力をかけて回転運動させることのできるコルビノディスク(CD)の手法を用いた研究にも着手し、いくつかの新奇なボルテックスダイナミクスを見出すことに成功した。一方、これらとは独立なテーマとして、結晶のホウ化物超伝導体との比較物質となるアモルファス $(a-)M_xB_{1-x}$ 膜($M=Mg, Nb$)の研究も行った(これについては、本稿では説明を省く)。

1. 3次元及び2次元量子ボルテックス液体(QVL)相における異常なフロー

3次元系 まずはじめに、これまでの研究の経緯の概要を述べる。一様な構造と適度に強い乱れをもつ厚い(100 nm) $a-Mo_xSi_{1-x}$ 膜の極低温・高磁場域におけるボルテックス状態、特に量子ゆらぎがボルテックス固体の融解転移と相図に及ぼす影響を系統的に調べた。まず $T=0.1$ Kの極低温、($T=0$ における上部臨界磁場近傍の)高磁場域までボルテックスガラス(VG)転移が起こることを、希釈冷凍機温度域における複素交流インピーダンス測定(ボルテックス系の臨界緩和測定)によって明らかにした。さらに、 $T=0$ まで液体相、すなわち量子ボルテックス液体(QVL)相が存在することを示した(図1)[1,2]。

理論的[3,4]には量子ゆらぎの強さは乱れ(常伝導抵抗率 ρ_n)に比例すると考えられている。そこでQVL相の確証を得ることを目指して、 ρ_n がQVL相

図1 極低温・高磁場域のボルテックス相図の拡大図. film 1(左)に比べて ρ_n が大きい film 5(右)ほど磁場・温度軸上でQVL相の大きさは広がる[5].



に及ぼす影響を調べた。各試料の上部臨界磁場と超伝導転移温度で規格化した、磁場軸上および温度軸上での相対的なQVL相の広さは、ほぼ ρ_n に比例してそれぞれ磁場軸・温度軸方向に増大することがわかった(図2)。得られた結果は、「 ρ_n が量子ゆらぎを強めることを通してQVL領域の拡大をもたらす」という描像と一致する[5,6]。

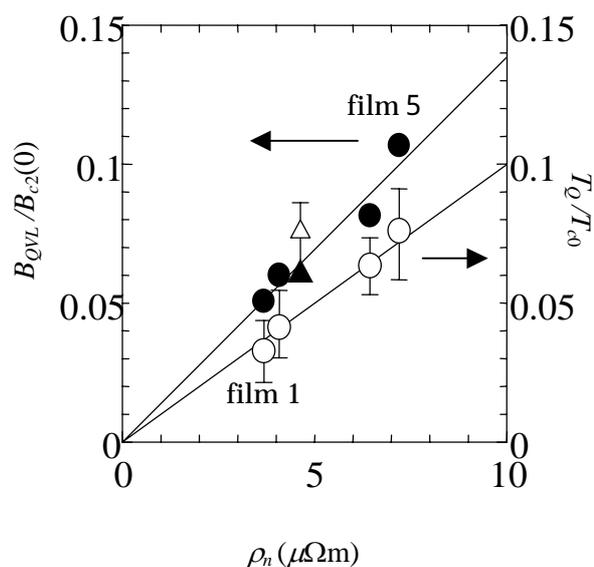


図2(上) 常伝導抵抗率 ρ_n に対してプロットした磁場軸及び温度軸上でのQVL相の広がり[5].

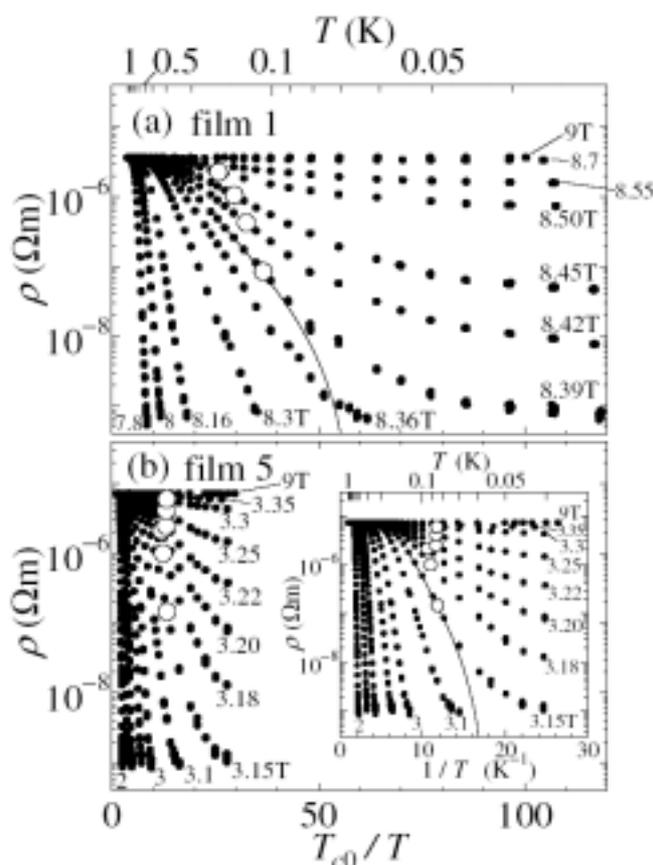
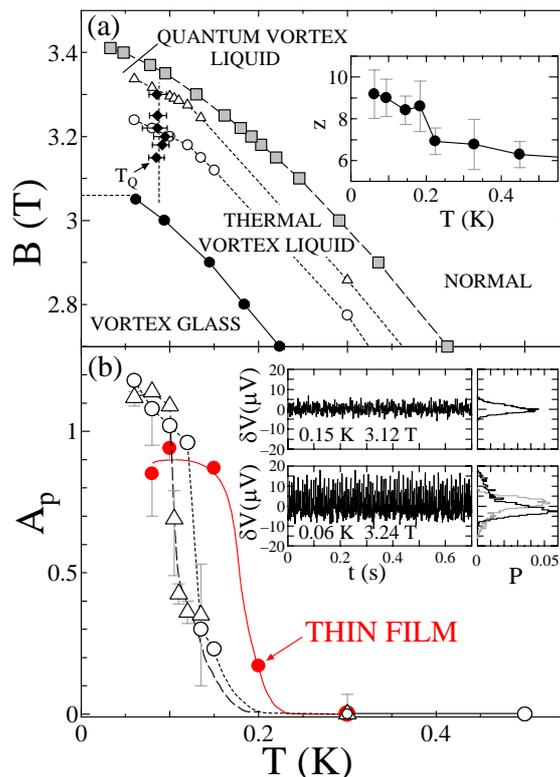


図3(左) 磁場中の抵抗率のアレニウスプロット. 白丸は変曲点(T_Q). 実線は量子効果のない場合の3次元ポルトックスグラス理論によるフィット[5].

つぎに温度の減少に伴い、熱的(古典的)液体相から量子的液体相へどのように移り変わっていくかを、複数の静的及び動的測定手法を用いて調べた。 $T=0$ のQVL相に相当する磁場中で高温から温度を減少させると、 $T=0$ に向かって電気抵抗率が残るような振舞いをする(図3)。すなわち、ある温度 T_Q で抵抗の温度依存性の曲率が上に凸から下に凸へ変化する。この T_Q は熱的液体相から量子的液体相へのクロスオーバーを表す特徴的温度と解釈される[5]。一方、複素交流インピーダンス測定から求めたVG転移の動的臨界指数 z も、 T_Q よりやや高いある温度以下で上昇するという異常が見られた(図4(a)インセット)[1,2]。

図 4 (a) 極低温・高磁場域のボルテックス相図. 挿入図: 複素交流インピーダンスから求めた動的臨界指数 z 対温度. (b) 液体相におけるボルテックスフロー電圧のゆらぎ $V(t)$ の分布 $P(V)$ の非対称度 A_p (skewness) 対温度. 膜厚 4 nm の THIN FILM の結果も示す. 各試料の超伝導転移温度で規格化した換算温度でプロットすると, 両試料の温度依存性は一致する. 挿入図: (上) 熱的液体相及び(下) QVL 相における $V(t)$ と P . グレーは電流反転時に, 分布 P も逆転することを示す[9].



QVL 相におけるボルテックスダイナミクスは理論的にも実験的[7,8]にもほとんどわかっていない。本研究ではボルテックス液体相において, ボルテックスフローに伴って発生する電圧のノイズスペクトラムと電圧の時間依存性[時系列 $V(t)$]測定を行うことにより, 熱的液体相から QVL 相への移り変わりに伴うボルテックスダイナミクスの変化を調べた[9].

図 4(a)の と は, 極低温・高磁場域の相図上でこれらの測定を行った点を, は T_Q を表す。また図 5 は, 熱的液体相と QVL 相における, ボルテックスフローによって発生した電圧の平均値のまわりの電圧ゆらぎ $V(t)$ とその分布 $P(V(t))$ を示したものである。熱的液体相では, 観測された $V(t)$ は外来ノイズ等のフロー電圧以外の起源から来るが(図 5 (a)(b)), 極低温域の QVL 相では, ボルテックスフローによる $V(t)$ が観測され, その分布にボルテックスの進行方向に向かって長い裾野をもつ異常な非対称性が現れることがわかった(図 5(d))。これは, QVL 相ではボルテックスのフローが定常的ではなく, ボルテックスの速度あるいは数が時間 t の関数として断続的(突発的)に増大することを示している。またここでは, 大きなブロードバンドノイズが発生した。

このような異常が見え始める温度は, 上記の T_Q あるいは z が増大する温度と近い極低温 (~ 0.1 K) であった (図 4)。これらの実験結果は, QVL 相において異常なボルテックスダイナミクスが存在していることを示している[9].

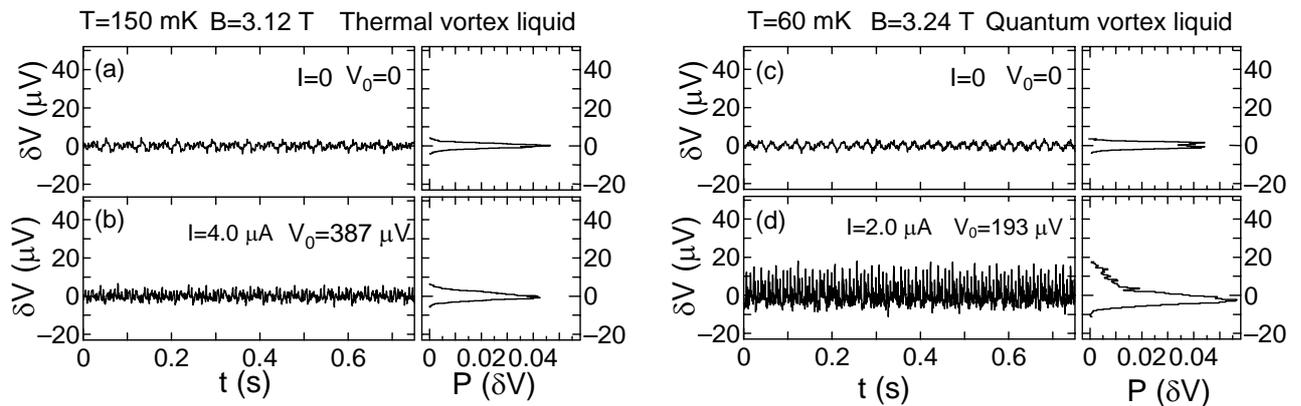


図 5 (a), (b)は熱的液体相, (c), (d)は QVL 相における平均電圧の周りのゆらぎ $V(t)$ とその分布 $P(V)$. (a)と(c)はゼロ電流におけるデータ, すなわちバックグラウンド成分を表す[9].

2次元 このテーマは2次元磁場誘起超伝導絶縁体(SI)転移(2D VG 転移)の問題とも密接に関連する。2次元系は強い量子ゆらぎの効果のため, VG 転移は $T=0$ でのみ起こる量子相転移であり(このため静的相図ですら実験的にまだ未解明), 絶縁体相に位置する渦糸液体相は超流動 QVL 相であるという予言もある。しかしこれらはまだ実証されていない。その理由のひとつは, 従来の研究が通常の電気抵抗測定(静的な平均値測定)に基づく電子状態解明のみに向けられ, 動的測定に基づく渦糸状態の視点からの研究が行われてこなかったためである。我々は電圧ゆらぎ $V(t)$ と $S_V(f)$ 測定を通し, 2次元でも3次元の場合とほぼ同じ極低温域で, 3次元と類似の異常な渦糸ダイナミクスが存在することを示した(図 4(b)の THIN FILM)。この実験結果は, 量子ゆらぎが効く極低温域の渦糸ダイナミクスが, 次元性によらない普遍的なメカニズムに支配されていることを示す[9]。

-
- [1] S. Okuma, Y. Imamoto, and M. Morita, Phys. Rev. Lett. **86**, 3136 (2001).
 - [2] S. Okuma, M. Morita, and Y. Imamoto, Phys. Rev. B **66**, 104506 (2002).
 - [3] G. Blatter *et al.*, Phys. Rev. B **50**, 13 013 (1994).
 - [4] H. Ishida and R. Ikeda, J. Phys. Soc. Jpn. **71**, 254 (2002).
 - [5] S. Okuma, S. Togo, and M. Morita, Phys. Rev. Lett. **91**, 067001 (2003).
 - [6] S. Okuma, F. Saito, and M. Morita, J. Low Temp. Phys. **131**, 1019 (2003).
 - [7] T. Sasaki *et al.*, Phys. Rev. B **57**, 10889 (1998).
 - [8] T. Shibauchi *et al.*, Phys. Rev. B **67**, 064514 (2003).
 - [9] S. Okuma, M. Kobayashi, and M. Kamada, Phys. Rev. Lett. **94**, 47003 (2005).

2. エッジ効果を排した条件下における磁場誘起 2 次元超伝導絶縁体転移と極低温ボルテックスフロー

2 次元超伝導絶縁体転移 (SIT) の研究分野では, $T=0$ における広範な磁場中金属相 (QVL 相) の存在が外国の複数のグループによって報告され[10,11], 理論家を巻き込んだ大きな議論になっている。もしこれが事実だとすると 2 次元 SIT の枠組を壊すことになるため, この問題は重大である。我々はこれまでに磁場及び乱れ誘起 2 次元 SIT を支持する実験事実を報告してきおり, 実験の立場からこの問題を明らかにする必要があることを指摘してきた[12]。

一方, NbSe₂ などのピン止め効果の弱いクリーンな単結晶試料では, エッジ付近の強いピン止め効果等により, 通常の輸送現象測定では試料内部の本質的な (平衡状態における) ボルテックス状態を観測することはできないという報告がされている (エッジ汚染効果)[13]。3 次元で VG 転移を示すような我々のアモルファス系では, エッジ効果は効かないと予想されるが, 万が一エッジのピン止め効果により, 本来金属的な QVL 相になっているものが見かけ上超伝導的に見えているとすると, これまでの SIT の主張を見直さなければならない。そこで, ボルテックス系を試料中心の周りに回転させることにより, エッジ効果を無視することができるコルビノディスク (CD) 法を用いて, $T=0$ 近傍における磁場誘起 SIT の実験を行った。試料は膜厚 6 nm の 2 次元薄膜で, 同一基板上に CD とストリップ的形狀の電極をもつ。

‘SIT’ の臨界磁場以下の一定磁場中で, 電気抵抗の温度依存性を測定したところ, 両電極形状で共に最低温度まで (2 次元 SIT に特有な) アレニウス型の温度依存性に乗ることがわかった。このことから, 我々のアモルファス系ではエッジの効果は効かないこと, すなわち, これまでのストリップ試料に基づく磁場誘起 2 次元 SIT の主張は正しかったことが確認できた[14-16]。さらに厚い膜の実験結果も含めて, 我々のアモルファス膜系ではそれぞれ, 3 次元および 2 次元 VG 転移が起こっていることがわかった[2]。

エッジ効果がボルテックスダイナミクスに与える影響についても明らかにした。前項「1」の研究で実施した電圧ゆらぎ $V(t)$ 測定を行った結果, ストリップ試料で得られたものとほぼ同様な異常なボルテックスフローを極低温液体相でのみ観測した。このことは, 「1」で述べた, 「3 次元・2 次元系の極低温液体相で共通に観測された異常なボルテックスフロー」が, エッジピン止めによらない試料固有の性質を確かに反映していることを示している。

[10] N. Mason and A. Kapitulnik, Phys. Rev. B **64**, 060504 (2001).

[11] J. A. Chervenak and J. M. Valles, Jr., Phys. Rev. B **61**, R9245 (2000).

[12] S. Okuma, S. Shinozaki, and M. Morita, Phys. Rev. B **63**, 054523 (2001).

[13] Y. Paltiel, *et al.*, Nature **403**, 398 (2000); Phys. Rev. Lett., **85**, 3712 (2000).

[14] 大熊 哲, 森田真規子, 固体物理 **37**, 453 (2002).

[15] 森田真規子, 博士論文(東京工業大学, 2003, 12 月)

[16] S. Okuma, M. Morita, K. Kainuma, and T. Kishimoto, preprint.

3. 回転させた VG 系のプラスチックフロー

固体の plastic flow とは、ミクロの立場からは固体の運動に伴い隣接原子の配置が変わる運動を、マクロには歪み力場内での固体の経時変形を指し、大陸プレートの運動、固体構造物の経年変形、地滑り(地震)、雪崩現象等、広く自然界で観測される現象である[17]。基礎・実用双方の観点から重要なテーマであるが、弾性論の理論的手法が適用できないことと、実験研究のための適切な系がこれまで見つからなかったことから、その物理の解明は遅れている。CD中の渦糸固体では、(i)電流によって駆動力(ローレンツ力) F の大きさと空間的歪み(F は渦糸の回転半径 r に反比例)を、(ii)磁束密度によって固体の弾性定数を変化でき、さらに(iii)ピン止め中心の導入により摩擦力を変えられることから、この系は「一定の歪み力と摩擦力[18]を受けて運動する固体の、駆動力増大に伴う動的変化を(固体の硬さをパラメタとして)系統的に研究できる」恐らく唯一の実験系と考えられる。

我々の最近のデータによると、(従来の予想に反し)渦糸固体に及ぼす駆動力の増大に伴い、elastic flow(剛体的回転)を経ず、plastic flow から液体的 flow 状態へのダイナミクスの変化がある電流値 I^* で観測された(図 6)[19]。さらに電圧ノイズスペクトラムを測定すると、両方のフロー状態でスペクトラムの形は共に $1/f$ 型をしているが、ノイズ(抵抗ノイズ S_R/R)の大きさの電流依存性(図 7 の)は、 I^* 付近で小さな hump を示すことがわかった(図 7)[20]。これは I^* 付近を境に、確かにボルテックスのダイナミクスが変化していることを示している。プラスチックフローから液体的(laminar)フローへの変化を示す初めての観測例といえる[19]。最近これを支持するシミュレーションが報告されている[21]。この現象が速度増

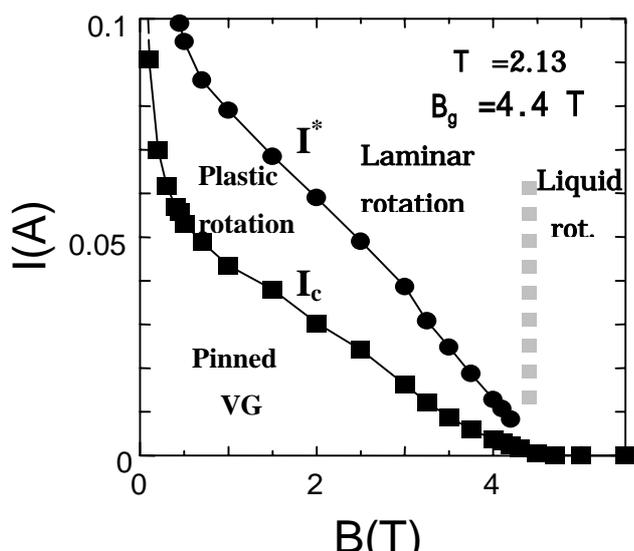


図 6 CD 試料における depinning 電流 I_c と I^* の磁場依存性. 相図は回転力(駆動電流 I)増大に伴うボルテックス系の動的状態変化を表す.

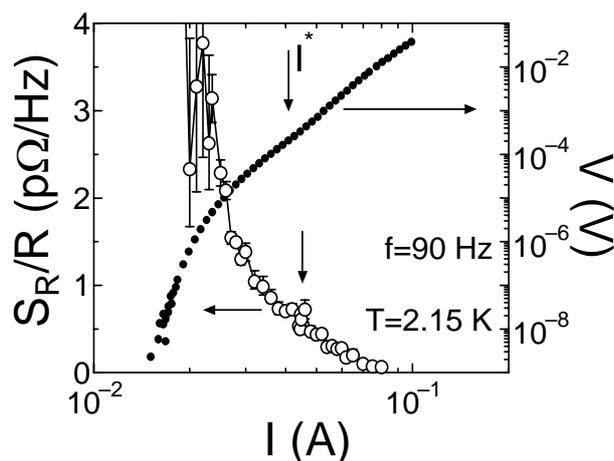


図 7 VG 相における、電圧 V と抵抗ノイズ S_R/R の I 依存性. どちらも、 I^* 付近に plastic flow から Laminar flow への動的状態変化を示す異常が見える.

大に伴って起こる‘動的相転移’かどうかは、駆動された渦糸固体の‘動的相図’の完成と共に興味ある基本的問題である。さらに I^* の磁場依存性を調べた結果、プラスチックフローを観測するための磁場の最小値が存在することがわかった。換言すれば、VG が固体としての性質を維持してプラスチックフローが起こるための、最大のボルテックス間距離が存在することを意味する。その距離は、磁場の最小値からおよそ 100-200 nm と見積もられる[19]。

[17] G. W. Crabtree, Nature Mat. **2**, 435 (2003).

[18] A. Maeda *et al.*, Phys. Rev. Lett., **94**, 077001 (2005).

[19] M. Kamada and S. Okuma, J. Phys. Soc. Jpn. **73**, 526 (2004).

[20] 鎌田幹雄, 博士論文(東京工業大学, 2003, 12月)

[21] M. C. Miguel and S. Zapperi, Nature Mat. **2**, 477 (2003).

4. CD におけるボルテックス-反ボルテックスの大きな密度ゆらぎの検出

ゼロ磁場における2次元(渦糸)KT転移は最もよく知られた物理現象のひとつであるが、ダイナミクスに関する研究は極めて少ない[22]。CDでは渦糸はエッジを通らず試料内に閉じ込められたまま円運動を続けるため、(半径上の)電圧端子間を通過する渦糸の発生する電圧を測定することにより、渦糸の数ゆらぎに関する直接的情報が得られる[23]。

これまでに一定の直流(放射状)電流下で、渦糸の回転周期(~ 0.1 ms)よりもはるかに長周期($t_0 \sim 10$ s)の異常な電圧振動(数ゆらぎ)を観測した[23](図8)。これは多数の渦糸の集団としての(対生成/消滅に伴う)数ゆらぎ[22]を捉えた初の観測例である。最近、この現象を説明する理論的試みが行われている[24]。さらに注目すべき点は、電圧波形が常伝導状態の電圧値 V_n を一時的に超える瞬間があることである(図8中/下)[25]。これは通常の静的な超伝導状態では見ることができない新しい現象である。

CDの場合、閉じ込めの効果とともに、駆動力(電流密度)の勾配の効果も同時に加わる。そこで同一の動径上の(回転中心から)異なる半径上で測定を行った結果、電圧振動は内外でほぼ同期していること(図9上/中)、すなわちこの異常な電圧振動現象は、試料内でほぼ同時に起こっていることがわかった。しかし、さらに詳しく調べると外側ほどわずかに($t_d \sim 0.1$ s)に電圧の立ち上がりが遅いことがわかった。このことは、つぎのように説明される。まず、電流密度の大きいCDの内側の領域で、多数の、速い速度をもつ自由なボルテックスと反ボルテックスが生成され、このうちの一部が外側に向かって移動する(電流密度の不均一性及びボルテックス間相互作用のため)。これが外側に存在するボルテックス-反ボルテックスを解離させ、さらに解離された自由なボルテックスの一部もその外側のボルテックス-反ボルテックス対を次々と解離させる。この連続的解離現象が、大きな電圧パルスの急激な立ち上がりに見られている。ボルテックス-反ボルテックスの消滅については、この説明は使えない。実

験データを見ると、確かに電圧パルスの立下りには内外でほとんど時間差が現れていない（図9下インセット）。ここで得られた結果は、閉じ込め効果だけではなく、駆動力の勾配も異常な電圧振動の発生に重要役割を果たしていることを示している。

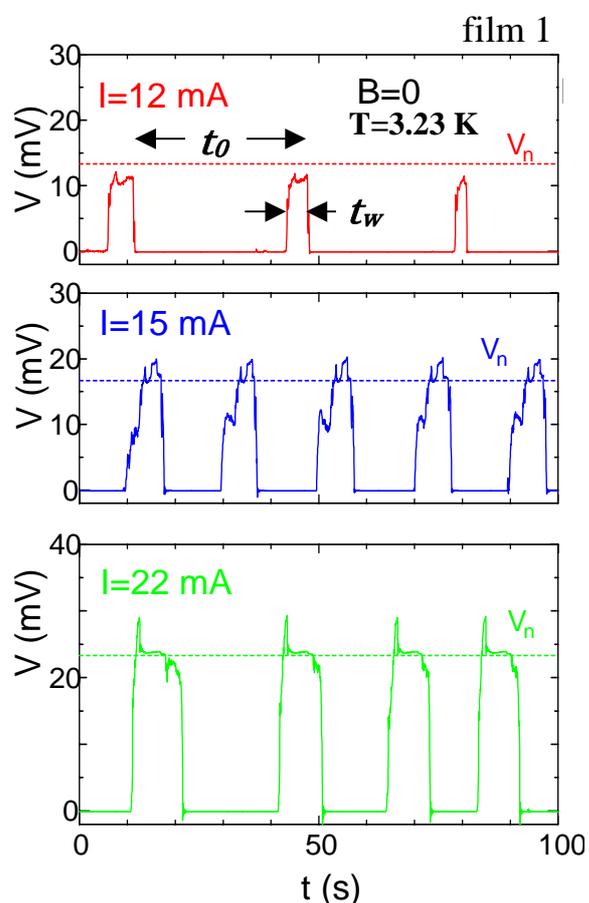


図8 CD マイスナー相、一定電流下で観測された自発的電圧振動。電流増加に伴い、周期 t_0 は短くなった後増大する。水平の破線は常伝導状態に対応する電圧値。

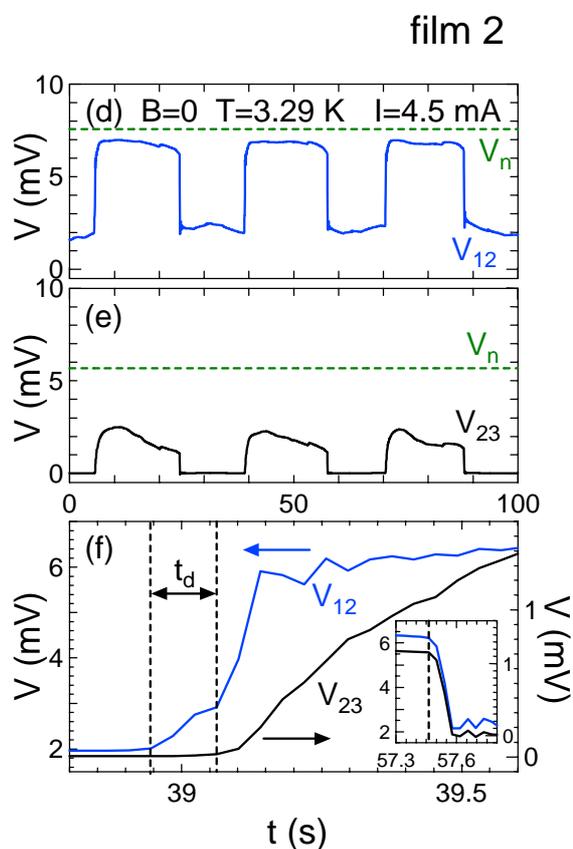


図9 (上) CD の中心近く (V_{12}) と (中) その外側 (V_{23}) での電圧振動。(下) 電圧パルスの立ち上がり、及び (インセット) 立下り部分の拡大図。

- [22] S. Okuma and M. Kamada, J. Phys. Soc. Jpn. **73**, 2807 (2004).
- [23] M. Kamada, Y. Watanabe, and S. Okuma, Physica C **412**, 535 (2004).
- [24] M. Hayashi and H. Ebisawa, preprint.
- [25] S. Okuma, S. Morishima, and M. Kamada, Physica C (2005), in press.
- [26] S. Okuma and M. Kamada, Phys. Rev. B **70**, 014509 (2004).
- [27] S. Okuma, S. Morishima, and M. Kamada, Nature Mat., submitted.

謝辞： 本稿で紹介した研究の一部は、科研費基盤研究(B)(15-16年度 代表：大熊 哲)，および萌芽研究(16-17年度 代表：大熊 哲)からの援助によって行われました。