

平成 22 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. 駆動された渦糸固体の動的量子融解と格子方位

第 2 種超伝導体の混合状態における温度-磁場相図（渦糸相図）は、超伝導の最も基本的特性のひとつである。これまでの研究は熱ゆらぎが強い高温域（転移温度 T_c 近傍）が中心であり、量子ゆらぎが重要となる極低温域の研究は極めて少ない。ところで、一般に、渦糸状態は試料に含まれるピン止めの強さに大きく依存し、さらに極低温ではこのピン止めの効果がより顕著になる。我々はこれまでに、比較的ピン止めの強い厚いアモルファス超伝導膜を用い、絶対零度近傍に渦糸ガラス固体の量子融解によって生じた量子渦糸液体相[1]が存在する実験証拠を見出してきた[2,3]。一方、ピン止めの弱い系では渦糸固体は格子（あるいは弱く乱れた格子：Bragg glass）となり、融解磁場直前で渦糸格子相（OP）からガラス（アモルファス）相（DP）への秩序-無秩序転移を起こす。この渦糸固体相内の構造相転移は、ディピニング電流 I_c がピークをとる（ピーク効果）磁場 B_p で特徴づけられる。極低温ではピン止めの効果が顕著になるため、渦糸格子相から量子液体相へのシャープな相転移はピーク効果によって隠されてしまう[4]。

そこで我々は、ピン止めの影響のない極限における渦糸固体の真の融解転移を捉えることを目指し、モードロック（ML）共鳴法を用いた測定[5,6]を進めている。これは渦糸系を高速駆動させ、基板のピン止めポテンシャルからほぼ decouple した状況で、渦糸系の秩序化（動的秩序化）と融解転移（動的融解）を検出するというものである。ML 共鳴の原理と手法については解説[7]を参照していただきたい。

一定温度で磁場を上げていくと、ある臨界磁場 $B_{c,dyn}$ を境に ML 共鳴が観測されなくなる。これが動的融解現象である[8]。ピン止めの影響のほとんどない状況下での渦糸固体の融解現象と解釈することができる。これまで渦糸相図を決定するための膨大な数の実験が行われてきたが、それらはほとんどがピン止め下における測定であった。動的融解の測定は、これまで知られていない渦糸系固有の真の融解転移を決定できることを意味する[6]。

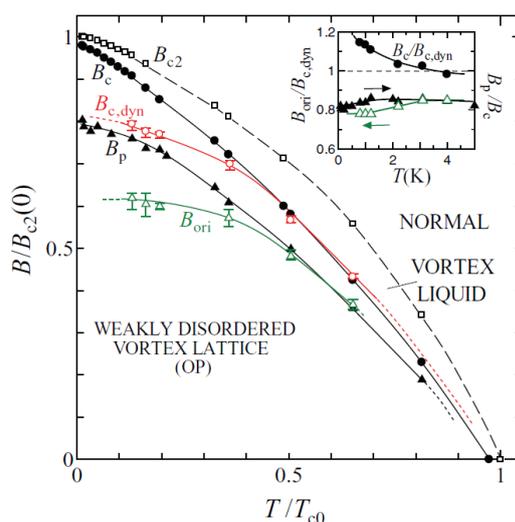
様々な温度における動的融解磁場 $B_{c,dyn}$ を、第 1 図の B - T 相図上にプロットした（赤いシンボル）。この図には秩序-無秩序転移を表す $B_p(T)$ 、静的融解磁場を反映した $B_c(T)$ 、および上部臨界磁場 $B_{c2}(T)$ も一緒に描いた。約 2 K 以上 ($T / T_{c,0} > 0.33$) の高温域では、 $B_{c,dyn}$ は B_c と近い値をとるが、2 K 以下の極低温域では、 $B_{c,dyn}$ の温度依存性が急に弱くなり、 $B_{c,dyn}$ は明らかに B_c よりも小さくなる。絶対零度の極限で、 $B_{c,dyn}(T \rightarrow 0)$ は $B_p(T \rightarrow 0)$ に一致するように見える。ここで、ちょうど $T \rightarrow 0$ における $B_{c,dyn} < B < B_c$ で表される磁場領域が、「静的には固体相

(DP) だが動的には液体相」となる異常な (高温にはない) 磁場領域を表す。量子ゆらぎがフローしている渦糸格子に及ぼす影響は自明ではないが、この領域では量子効果が渦糸の動的結晶化を妨げていることを示唆している。この結果はまた、ピン止めの影響を受けない真の量子融解転移磁場 $B_{c,dyn}(T \rightarrow 0)$ が、 $T \rightarrow 0$ における秩序-無秩序転移磁場に一致し、従来知られていた静的な量子融解磁場 $B_c(T \rightarrow 0)$ 、あるいは平均場の臨界磁場より大きく減少していることを初めて明らかにしたものである[6]。

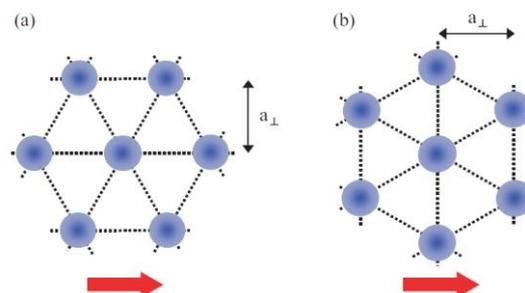
さて、この話題とは独立に、ML 共鳴実験により、フローしている渦糸格子の構造 (格子方位) に関する情報を得ることができる[9]。ここで、三角格子の一边が進行方向に平行となるフローを平行フロー(第2図(a))、垂直となるフローを垂直フロー(第2図(b))と呼ぶ。このフロー方位の問題は今から 30 年も前から理論的[10]に議論されている基本的な重要問題であるが、実験がほとんどなかったため、その解明は遅れている。フロー方位は対称性から、平行または垂直フローをとることが予想されるが、どちらをとるかは自明ではない。比較的高速域では平行フローをとり易いという理論的提案がある[11,12]。

最近になって高温域における実験がなされた。その結果、広い磁場範囲にわたって垂直フローが現れること、磁場を増加させると動的融解磁場手前の高磁場で垂直から平行フローへの格子方位の回転が起こることが報告された[13]。この起源は不明であるが、静的な熱的融解あるいは秩序無秩序転移と動的な格子方位の回転との間に何らかの関連性があると議論されている。さらに量子融解が起こるような極低温域[6]では、フロー方位はどのような磁場依存性を持つであろうか。これは 定性的にも明らかではない興味深い問題である。

そこで本研究では、広い温度および磁場域において、フローしている渦糸格子の格子方位を ML 共鳴の共鳴電圧 V_{peak} により調べた[9]。第3図は直流電流に交流(RF)電流を重畳させたときの、直流の微分伝導度の電圧依存性である。磁場の増大と共に、ML 共鳴の位置 V_{peak} (矢印) が変化する様子がわかる。短い実線が垂直フロー、破線が平行フローの電圧位置(計



第1図 静的(黒のシンボル)および動的(赤と緑のシンボル) 渦糸相図. $B_{c,dyn}$ は動的融解磁場, B_{ori} は格子方位の変わる磁場を表す。



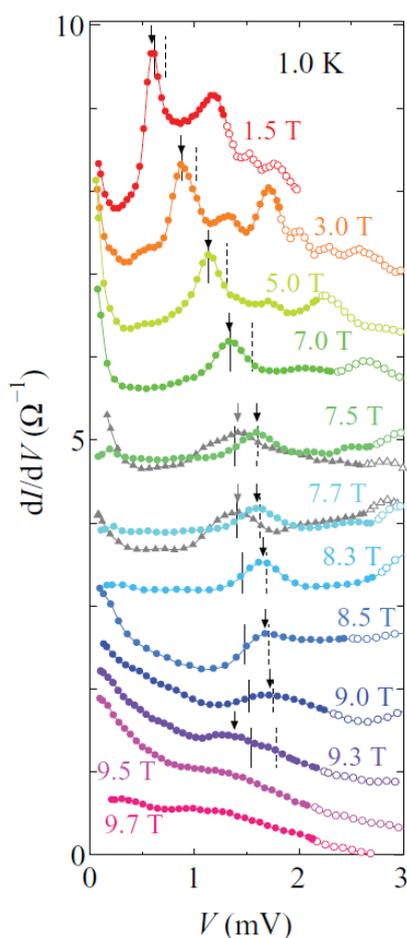
第2図 駆動された渦糸格子の模式図. 赤い矢印は駆動方向を示す. (a)のフローを平行フロー (b)のフローを垂直フローと呼ぶ。

算値) を表す。この結果 (V_{peak}) を磁場に対してプロットしたものが第 4 図(b)である。参考のため図(a)には I_c , 図(c)には ML 共鳴の強さを表す共鳴ステップ幅の磁場依存性を示した。

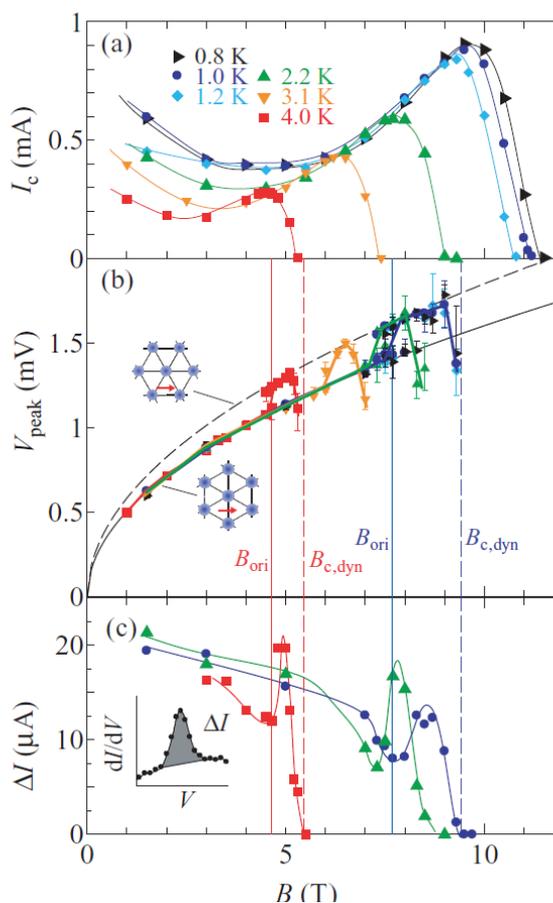
熱ゆらぎ(2.2, 3.1, 4.0 K)あるいは量子ゆらぎ(0.8, 1.0, 1.2 K)による動的融解が起こる磁場 $B_{c,\text{dyn}}$ の直前の磁場域で、磁場増大と共にフロー方位が垂直 (実線) から平行フロー (破線) へ変化する様子がわかる。この方位が変化する磁場 B_{ori} は、どの温度でも、 $B_{c,\text{dyn}}$ の約 20% 手前の高磁場となっている。第 1 図の温度-磁場相図上に B_{ori} の位置 (緑のシンボル) を示した。この結果は、これまで高温域のデータのみに基づいて考えられていたフロー方位の変化の起源が、静的な秩序-無秩序転移[14,15] (B_p) にあるのではなく、(熱的か量子的かを問わず) 動的融解の前駆現象として現れていることを意味している[9]。

最近のシミュレーション[16]によると、ピン止めの影響がある場合には垂直フロー、ない場合には平行フローとなることが示されている。これを我々の結果に適用すると、動的融解磁場の直前では、運動する渦糸系が感じる実効的ピン止め力が弱まっていることになる。

最近、格子方位の回転が起こる臨界速度が存在することを見出した (→研究発表会概要参照)。



第 3 図 10 MHz の交流電流重畳下での直流の微分伝導度対電圧特性. 矢印はモードロック共鳴電圧 V_{peak} を示す..

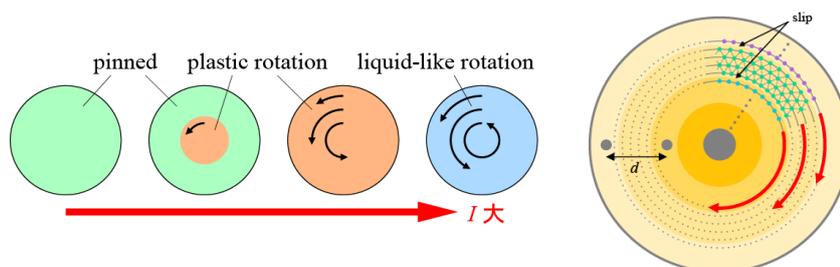


第 4 図 (a) Depinning 電流 I_c , (b) モードロック共鳴電圧 V_{peak} , および共鳴ステップ幅 ΔI の磁場依存性. (b) の放物線は垂直フロー (実線) と平行フロー (破線) を示す.

- [1] J. A. Chervnak and J. M. Valles Jr., Phys. Rev. B 54 (1996) R15649; T. Shibauchi, L. Krusin-Elbaum, G. Blatter, and C. H. Mielke: Phys. Rev. B 67 (2003) 064514; G. Blatter, *et al.*, Phys. Rev. B 50 (1994) 13013; R. Ikeda and S. Koikegami, Phys. Rev. B 78 (1008) 014508.
- [2] S. Okuma, S. Togo, and M. Morita, Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 067001; S. Okuma, Y. Imamoto, and M. Morita, Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 3136.
- [3] S. Okuma, M. Kobayashi, and M. Kamada, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 47003.
- [4] A. D. Thakur *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. 75 (2006) 074718.
- [5] A. T. Fiory, Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 501.
- [6] S. Okuma, H. Imaizumi, and N. Kokubo, Phys. Rev. B 80 (2009) 132503.
- [7] 大熊 哲, 井上 甚, 小久保伸人, 固体物理 44 (2009) 1.
- [8] A. E. Koshelev and V. M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 3580.
- [9] S. Okuma, H. Imaizumi, D. Shimamoto, and N. Kokubo, Phys. Rev. B 83 (2011) 064250.
- [10] A. Schmid and W. Huger, J. Low Temp. Phys. 11 (1973) 667.
- [11] P. Le Doussal and T. Giamarchi, Phys. Rev. B 57 (1998) 11356.
- [12] Q. H. Chen and X. Hu, Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 11703 and private communications.
- [13] N. Kokubo, T. Nishizaki, B. Shinozaki, and P. H. Kess, Physica C 470 (2010) 43.
- [14] Y. Paltiel *et al.* Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 3712.
- [15] S. Okuma, J. Inoue, and N. Kokubo, Phys. Rev. B 76 (2007) 172503.
- [16] N. Nakai, N. Hayashi, and M. Machida, Physica C469 (2009) 1106.

2. 回転駆動された渦糸格子リングと構造変化

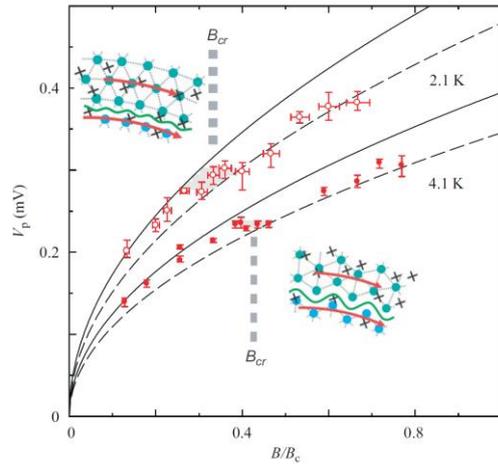
ランダムなピン止めポテンシャルの下で駆動された弾性固体が、速さと共にどのような動的状態変化を示すかは興味ある問題である。これは弾性格子と乱れた媒質とからなる散逸系における非平衡問題であり、様々な系や状況下で広く現れる。特にフラストレートした歪み力場内で、固体がどのように駆動されフローするかという問題は、自然界に広く見られる固体のプラスチックフローや破壊 (**tearing**) 現象、あるいは古くからの物理学の基本問題である摩擦現象、そして近年注目されている動的秩序化現象の理解と解明につながる。



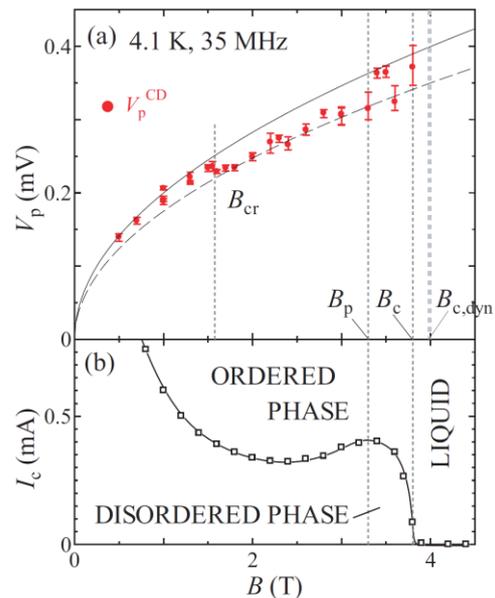
第5図 (左) CD内で回転駆動された渦糸系が示す、駆動力増大に伴う状態変化の模式図。(右) ML共鳴の結果から予想される、回転する渦糸格子リングの模式図。

コルビノディスク (CD) [17]超伝導体内で回転駆動された渦糸固体格子系は、これらの現象を研究するための格好の実験系となる。我々のグループでは、回転半径に反比例する歪みを渦糸格子系に印加し回転駆動させると、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[18]、さらに磁場を減少させると、ある特徴的な磁場 B_{cr} を境に、運動方向に対する格子方位が垂直から平行フローに変化することを見出してきた[19]。しかしその物理的起源については、まだよくわかってはいない。本研究は回転駆動された渦糸格子リングのダイナミクス、特に格子方位の問題を、渦糸ダイナミクスを支配する熱ゆらぎ(温度)、ピン止め力(フロー速度)、および弾性(磁場)を変化させ解明することを目的とした。

前項「1」の研究と同様、渦糸系の運動方向の秩序化を検出できる ML 共鳴法を主な測定手法とし、CD 形状のアモルファス $\text{Mo}_x\text{Ge}_{1-x}$ 膜 ($T_c=6\text{ K}$) を調べた。まず、4.1 K と 2.1 K とでフロー方位の磁場依存性を調べたところ、いずれの温度でも、磁場を下げると静的融解磁場 B_c の 4 割程度の磁場域 ($B_{cr} \sim 0.4 B_c$) で、垂直から平行フローへの変化が観測された (第 6 図) [20]。 B_c で規格化した B_{cr} (太いドット) は、低温の 2.1 K の方がわずかに低磁場にシフトした。通常の矩形試料では、広い磁場域にわたって垂直フローとなることが我々の独立な実験により明らかになっている[9]。したがって本研究で見られた低磁場での平行フローは、回転系特有の現象である。すなわち、CD では半径の異なる格子リングが内側ほど高速で回転しているため、隣り合うリング間の界面ではスリップが起きている(第 6 図インセット)。界面の凸凹は垂直フローでは最大で、平行フローでは最小となる。したがって、低磁場では渦糸固体がソフト化することにより、界面摩擦が最小となる平行フローへと変化したものと解釈される。低温の方が B_{cr}/B_c が減少したのは、格子がより硬いためと考えられる。



第 6 図 4.1 と 2.1 K におけるモードロック (ML) 共鳴電圧 V_{peak} の磁場依存性. 放物線は垂直フロー (破線) と平行フロー (実線) を示す.



第 7 図 (a) ML 共鳴電圧 V_{peak} と (b) depinning 電流 I_c の磁場依存性

つぎに ML 共鳴 (印加する rf 電流) の周波数を 35 から 5 MHz に減少させ渦糸の回転速度を下げ、渦糸系の感じる実効的ピン止め力を増加させたところ、低磁場での平行フローは消失した。最近のシミュレーションによると、矩形試料においてピン止め力が効く場合には垂直フロー、効かない場合には平行フローになると予想されている[16]。この結果を我々の実験結果に適用すると、低速ではピン止め力の増大によって垂直フローを保つ機構が強まり、平行フローになって界面摩擦を減少させようとする機構を抑制したものと考えられる。

最後に高磁場域を調べた結果、融解磁場の少し手前の磁場で垂直から平行フローへの方位の回転が観測された (第 7 図)。矩形試料でも同様な現象が観測されている[9]。前述のシミュレーションの結果と合わせると、融解磁場手前では試料形状に依らず動的ピン止め力が急激に弱まり、平行フローが出現したものと考えられる。すなわち、回転系では低磁場においては渦糸格子リングのスリップ機構によって、高磁場では融解直前の動的ピン止め力の減少によって、垂直から平行フローへの格子方位の変化が起こることがわかった。

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”という基本的問への答を与えると共に、ナノ超伝導体中の渦糸フローの制御と検出の技術にもつながる。さらに shear stress による固体の切り裂け、あるいはプラスチックフロー現象[21,22]を、渦糸構造のミクロな視点から解明するための新たな研究手法を提案するものである

[17] S. Okuma and M. Kamada, Phys. Rev. B 70 (2004) 014509.

[18] S. Okuma, S. Morishima, and M. Kamada, Phys. Rev. B 76 (2007) 224521; M. Kamada and S. Okuma, J. Phys. Soc. Jpn. 73 (2004) 526.

[19] S. Okuma, Y. Yamazaki, N. Kokubo, Phys. Rev. B 80 (2009) 230501(R).

[20] Y. Matsumura, S. Okuma, and N. Kokubo, Physica E 43 (2011) 707.

[21] G. W. Crabtree, Nature. Mater. 2 (2003) 435.

[22] M. C. Miguel and S. Zapperi, Nature Mater 2 (2003) 477.

3. 周期駆動された渦糸系の可逆不可逆転移

3-1 可逆不可逆転移と absorbing 転移

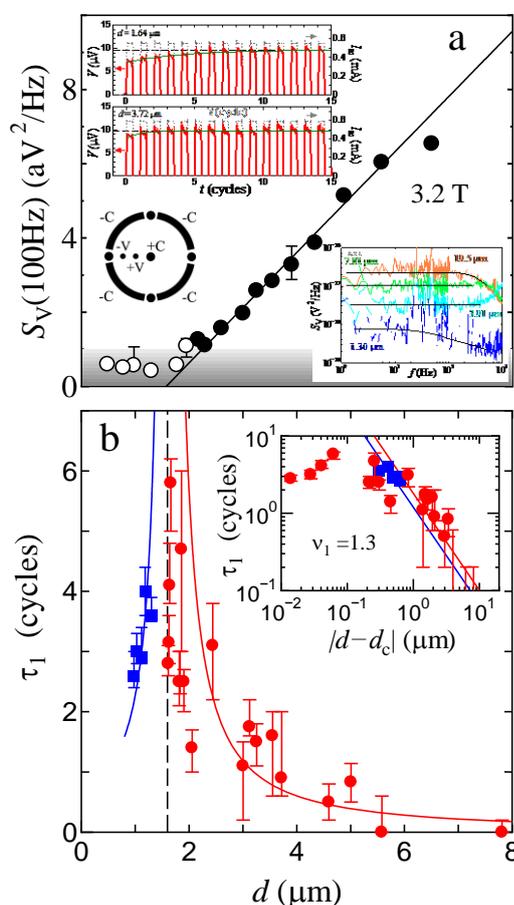
相互作用する多粒子系を周期駆動させた時、駆動振幅の増大に伴い、各周期後に (すべての) 粒子が初期位置に戻る可逆フローから (一部の粒子が) 戻らなくなる不可逆フローへと動的相転移する可逆不可逆転移と呼ばれる現象がコロイド系で観測された [23]。さらに定常状態へ向かう緩和現象が存在し、その緩和時間が可逆不可逆転移点で発散することも報告されている。可逆領域で見られる緩和現象は、十分なサイクル数の経過に伴い、粒子が次の衝突を避ける配置に自己組織化するというランダム組織化の考えを用いて説明されている。ところで人口変動や伝染病感染のモデル、砂山で現れる自

己組織化現象,あるいは自己触媒や表面における化学反応過程では,ゆらぎのある定常状態(不可逆的)から,ゆらぎのない静止状態(可逆的)への動的相転移が起こることが知られている。これを absorbing 転移[24]という。最近のシミュレーションでは,可逆不可逆転移と absorbing 転移とは同じユニバーサリティクラスに属することが予想されている[23,25]。

我々は可逆不可逆転移の普遍性を実験的に明らかにするために,(コロイド系のように動径方向に歪み力の勾配を実現できる)コルビノディスク(CD)電極形状のアモルファス $\text{Mo}_x\text{Ge}_{1-x}$ 膜($T_c=6.2$ K)を用い,周期的な矩形駆動電流によって円周上を往復運動する超伝導渦糸系のダイナミクスを,電圧 V の時間依存性及び電圧ノイズ S_V により調べた。一定振幅のフロー電圧 V (フロー速度)の下で駆動電流の周波数を変えることにより,渦糸の移動距離 d (回転角)を変化させた。

第8図(a)インセット(右下)は4.1 K, 3.2 Tにおいて,一定電圧 $V=10 \mu\text{V}$ の下で測定した広帯域ノイズスペクトラム,メイン図は100 Hzにおけるノイズ強度 $S_V(100\text{Hz})$ を駆動距離 d に対してプロットしたものである。灰色領域はバックグラウンドレベルを表す。 d を大きくしていくと,ある閾値 d_{c1} を越えたときにフローノイズ S_V が現れ,その後単調に増加する。これは d_{c1} で可逆不可逆転移が起こっていることを示唆している[26,27]。

以上は,駆動力を印加してから十分なサイクル数が経過し,定常状態になったときの状況である。本研究では,渦糸系で可逆不可逆転移が起きているさらに強い証拠を得るために,周期的駆動力印加直後の電圧 V の時間変化を測定した。駆動力印加直後は電圧の大きさ $|V|$ は小さいが(渦糸同士の衝突が激しいため),サイクル数の増加とともにだんだんと大きくなり,十分なサイクル数が経過すると一定のフロー電圧に漸近する過渡現象が見られた(第8図(a)左上インセット)。第8図(b)の丸は,その緩和時間 τ_1 を d に対してプロットしたものである。 τ_1 は, d が両側から d_{c1} (S_V から求めた閾値)に近づくにつれ急激に大きく



第8図 (a)フローノイズ S_V の駆動振幅(d)依存性. インセット:(左上) 矩形交流電流に対する電圧応答. 定常状態に向かって電圧振幅が緩和する. 緩和時間を τ_1 とする.(左下) CD の電極形状 (右) 各 d における電圧ノイズスペクトラム. (b) τ_1 の d 依存性. インセット:(右) メインパネルと同一データの log-log プロット.

なり, d_{cl} で発散する (縦の破線)。発散は d に対してべき乗の関数に乗り, 臨界指数の値はほぼ理論の予想する $1.3 (\pm 0.3)$ になった[(b)のインセット]。この事実は d_{cl} で可逆不可逆転移が起きているもう1つの強い証拠である[27]。

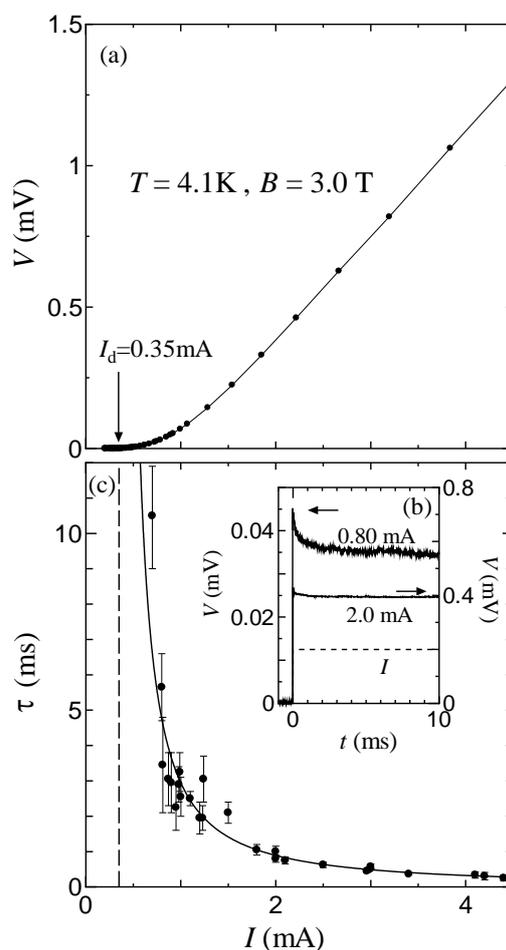
以上の結果は, 可逆不可逆転移をコロイド系以外で初めて観測したものであり, この動的相転移現象の普遍性を示唆している。さらに, 可逆不可逆転移と absorbing 転移が同じユニバーサリティクラスに属していることも見出した。

ところでコロイド系と渦糸系の大きな違いは, 渦糸系では印加磁場の大きさによって渦糸状態を (規則格子, グラス, あるいは液体と) 多彩に変えられることである。最近, 渦糸格子中の格子欠陥の発生と不可逆性のはじまりが密接に関連していることを示唆する結果も得られ始めている。

3-2 ディピニング転移

上記の実験を進行させる中で, プラスチック・ディピニング現象が現れていることに気づいた。第8図(a)のインセット (左上) に示した電圧の時間依存性 $V(t)$ をよく見ると, 各周期の電圧波形は時間が早い側が急峻に切り立っている。

ランダムなピン止めを含む2次元の多粒子系に駆動力を印加すると, 一部の粒子はピン止めをはずれ, ピン止めされた粒子のドメインの間を, チャンネルをつかって動き始める。これをプラスチック・ディピニング現象という。最近, コロイド系におけるディピニング現象のシミュレーションが行われた[28]。このシミュレーションでは, 運動開始直後の粒子がピン止めに捕まってしまう過程が調べられた。駆動力がある閾値以下だと十分な時間経過後にはすべてがピン止めされた状態になり, 閾値以上では一部がピン止めされた定常状態に落ち着く。さらに, 定常状態に達するまでの緩和時間はこの閾値で発散することが示され, ディピニング転移と呼ばれる動的相転移の存在が予言された。しかしこれを示す実験はまだない。



第9図 (a) I - V 特性. (b) 印加電流 $I(t)$ (破線) と, 電圧 $V(t)$ (実線) の時間依存性. (c) τ の I 依存性.

そこで我々はこの実験検証を目指し、前述と同じ CD 形状試料を用い、試料中心から放射状の直流電流 I を印加することにより渦糸を回転駆動させ、ディピニングの過程を調べた。測定はピン止めの効果が顕著に現れるピーク効果領域で行った。まず、(定常状態における) 電圧値 V が測定限界となる電流値を静的ディピニング電流 I_d [29] と定義した[第 9 図(a)]。つぎに、磁場掃引によって、できるだけ多くの渦糸がピン止めから外れた初期状態を準備し、第 9 図(b)に示すようなシャープな立ち上がりをもつ矩形の電流 $I (> I_d)$ を駆動力として印加した。このとき発生する電圧の時間応答を調べた結果、同じ図に示すように定常電圧に向かって減衰する振舞いが観測された。電圧は全渦糸の平均速度を反映する量である。それが減衰することは、運動している渦糸の一部がピン止めに捕まっていく様子を表す。定常状態へ向かう緩和時間を τ とすると、 τ は電流 I を減少させると増加し、 I_d 付近で発散することがわかった[第 9 図(c)]。これは静的ディピニング電流 I_d 付近で、動的相転移であるディピニング転移が起こっている強い証拠である。さらに、転移点 I_d 付近で観測された臨界緩和の様子は、上述の可逆不可逆転移および **absorbing** 転移の臨界的挙動とよく似ていることもわかった。最近の理論[28]によると、ディピニング転移と **absorbing** 転移は同じユニバーサリティクラスに属するといわれているが、本研究結果はその予想を支持するものとなった。

このように、我々はひとつの渦糸系を用い、可逆不可逆転移だけではなくプラスチック・ディピニング転移の証拠も初めて実験的に示すことに成功した[27]。相転移点での臨界緩和も観測され、その臨界的挙動は、**absorbing** 転移の挙動とよく一致した。これまで、コロイド系や液晶系[23, 24]で独立に報告されていたこれらの動的相転移が、我々の渦糸系で初めて同時に観測されたことになる。このように超伝導渦糸系は、ランダムポテンシャル中を、斥力相互作用を及ぼし合いながら運動する多粒子系の非平衡ダイナミクスを研究するための(理論とも比較し得る)よい実験系となることがわかる。

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

[24] K. A. Takeuchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. 99 (2007) 234503.

[25] N. Mangan, C. Reichhardt, and C. J. Olson Reichhardt, Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 187002.

[26] S. Okuma, Y. Suzuki, and Y. Tsugawa, Physica C 470 (2010) S842.

[27] S. Okuma, Y. Tsugawa, and A. Motohashi, Phys. Rev. B 83 (2011) 012503.

[28] C. Reichhardt and C. J. Olson Reichhardt, Phys. Rev. Lett., 103 (2009) 168301.

[29] Q. H. Chen and X. Hu, Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 117005.

謝辞

本稿でご紹介した研究の一部は、科学研究費補助金基盤研究(B) (代表：大熊 哲：平成 21-23 年度) からの援助によって行われました。また研究で用いた試料の一部は、小久保伸人氏から提供していただきました。

超伝導渦糸格子における動的相転移

物性物理学専攻・極低温物性研究センター 大熊 哲

駆動した超伝導渦糸系で見出した新しい非平衡ダイナミクス・動的相転移について紹介する。まず前半では、渦糸系を高速で駆動させたときに現れる格子のフロー方位の問題、特に速度増大に伴う格子方位の回転と、そこから導かれる、渦糸移動に伴う超伝導の回復時間について議論する。後半では、渦糸系を低速で駆動し、ランダムポテンシャル中を互いに衝突しながら運動する多粒子系とみなせる領域で見出した、可逆-不可逆転移(RIT), absorbing 転移, そして depinning 転移という3つの動的相転移[1]について紹介する。

試料は弱いランダムな点状ピン止めセンターをもつアモルファス $\text{Mo}_x\text{Ge}_{1-x}$ 膜である。静的な渦糸状態は、磁場を増大させると格子相、2相共存相(ピーク効果の低磁場側)、アモルファス相(ピーク効果の高磁場側)と変化し、最後は液体相になる[2]。

1. モードロック(ML)共鳴法により、渦糸格子のフロー方向に対する格子方位を調べた。試料には直流電流に高周波(10-70 MHz)の交流電流を重畳させる。最も ML 共鳴が顕著に見られる適度な交流電流振幅(交流速度成分)では、固体相の広い磁場領域にわたって、三角形の1辺がフロー方向に垂直な方位をとる[3]。ところが磁場を増大させるとピーク効果領域のある磁場 B_{ori} で平行フローへ回転する。極低温域を含む広い温度域で調べると、この特徴的磁場 B_{ori} は静的渦糸状態とは関係がなく、動的融解磁場(駆動させた格子の融解磁場)の前駆現象として特徴づけられることがわかった[4]。ピン止めの影響が弱まると、垂直から平行フローに変化するというシミュレーションの結果[5]を適用すると、 B_{ori} では(その起源が熱的か量子的かにかかわらず)動的融解直前で、渦糸系が感じる実効的ピン止め力が弱まっていると解釈される[4]。

つぎに、垂直方位を取る磁場域で、直流または交流電流を増大させ、合計の速度を増やして行くと、平行フロー(図1インセット(上))への変化が観測された。興味深いことに、このフロー方位の回転が起こる臨界速度 v_{ori} は格子間距離 d に比例すること(図1)がわかった。これは、フロー方位変化時に渦糸が1格子進むのに要する時間は、格子間距離によらないことを意味する。この時間は、渦糸が移動することによる超伝導の回復時間を反映している可能性を提案する。

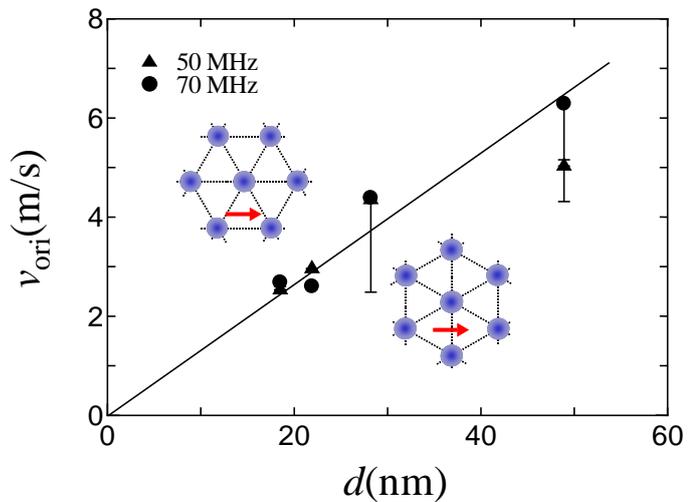


図1 格子方位が変わる臨界速度 v_{ori} 対格子間隔 d .

2 周期的な駆動力(shear force)で周期駆動されたコロイド粒子系において、可逆-不可逆転移 (RIT) と呼ばれる新しい動的相転移が報告された[6]。これは定常状態で、駆動振幅 d がある臨界値 d_c を越えると各サイクル後に粒子は元の位置に戻らなくなることで、さらに定常状態へ向かう緩和時間が存在し、それがこの臨界値 d_c で発散するという2つの実験事実に基づく。可逆領域で見られる緩和現象は、サイクルの経過に伴い、粒子が衝突を避ける配置に自己組織化するというランダム組織化の考えを用いて説明されている。この現象は、相互作用する多粒子系が時間発展と共にカオスになるか秩序状態になるかを決定する問題にもつながるとも言われ、注目されている[6]。さらに、この RIT が absorbing 転移と呼ばれる動的相転移 (山火事や感染等、様々な系で出現すると予想されている) と類似の現象であることが、コロイド系の実験とシミュレーションで提案された。しかし、absorbing 転移の明確な実験例[7]はほとんどない。

そこで我々は、コルビノディスク形状のアモルファス $\text{Mo}_x\text{Ge}_{1-x}$ 膜を用い、円周上を往復運動する超伝導渦糸系のダイナミクスを調べる研究を開始した。まず、電圧ノイズ測定により RIT を示唆する振幅 d の閾値 d_c が存在すること、さらに定常状態へ向かう緩和時間が存在し、それが d_c で両側から発散することを見出した。これは d_c が RIT の転移点である強い証拠である。また発散の臨界指数が absorbing 転移の理論で予想される値とほぼ一致した。このことは RIT と absorbing 転移が同じユニバーサルリティクラスに属することを示唆する[1]。

ところで渦糸系では、コロイド系に比べより多くの制御可能なパラメータをもつため、多彩な研究が可能となる。例えば、plastic depinning 転移と RIT との類似性[6]や、固体の plastic 変形・破壊現象[8]を支配する格子欠陥の発生と RIT との関連性を問う研究等である。depinning 現象と RIT は直接的には関係のない現象であるが、動的な相転移としての類似性が理論的に指摘されている。我々は同じ渦糸系を用い、depinning 転移の証拠を初めて実験的に示すことに成功した[1]。相転移点での臨界緩和も観測され、その臨界的挙動は、absorbing 転移 (あるいは RIT) の挙動とよく一致した。これまで、コロイド系や液晶系[7]で独立に報告されていたこれらの動的相転移が、我々の渦糸系で初めて同時に観測されたことになる。このように超伝導渦糸系は、ランダムポテンシャル中を、斥力相互作用を及ぼし合いながら運動する多粒子系の非平衡ダイナミクスを研究するための (理論・シミュレーションとも比較し得る) 格好の実験系となる。

[1] S. Okuma, Y. Tsugawa, A. Motohashi, PRB **83**, 012503 (2011).

[2] S. Okuma *et al.*, PRB **77**, 212505 (2008); 大熊哲, 井上甚, 小久保伸人, 固体物理 **44**, 1 (2009).

[3] S. Okuma *et al.*, PRB **80**, 132503 (2009); N. Kokubo *et al.*, Physica C **470**, 43 (2010).

[4] S. Okuma, H. Imaizumi, D. Shimamoto, N. Kokubo, PRB **83**, 064520 (2011).

[5] N. Nakai, N. Hayashi, M. Machida, Physica C **469**, 1106 (2009).

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

[7] K. A. Takeuchi *et al.*, PRL **99**, 234503 (2007).

[8] S. Okuma, Y. Yamazaki, N. Kokubo, PRB **80**, 230501(R) (2009).