

平成 23 年度 大熊研究室研究報告

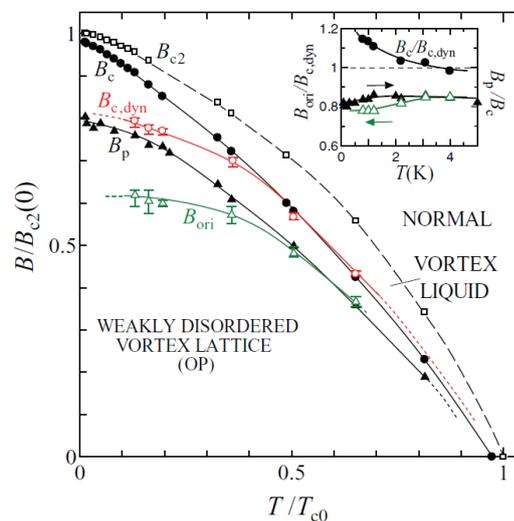
物性物理学専攻・極低温物性研究センター 大熊 哲

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

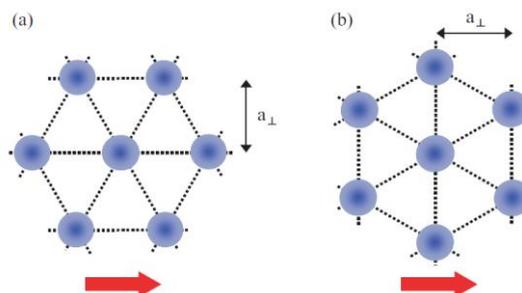
1. 駆動された渦糸固体における動的相転移: 動的量子融解と格子方位

超伝導の基礎・応用両面において、混合状態における渦糸状態、温度-磁場相図(渦糸相図)の理解は重要である。従来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ほとんど行われてこなかった。一般に渦糸状態は、系の次元性および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(a-) $\text{Mo}_x\text{Si}_{1-x}$ 超伝導膜を用い、絶対零度近傍に渦糸グ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)からグラス(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 $J_c(B)$ がピークをとる(ピーク効果)磁場 B_p で特徴づけられる。したがって、特に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。

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



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。

(ML) 共鳴法を用いた測定[4,5]を進めてきた。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 した状態で、渦糸系の秩序化（動的秩序化）と融解転移（動的融解）を検出するという着想に基づく。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[6]。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[5]。

試料はピン止め力の弱い $a\text{-Mo}_x\text{Ge}_{1-x}$ 膜を用いた。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。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、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[5]。

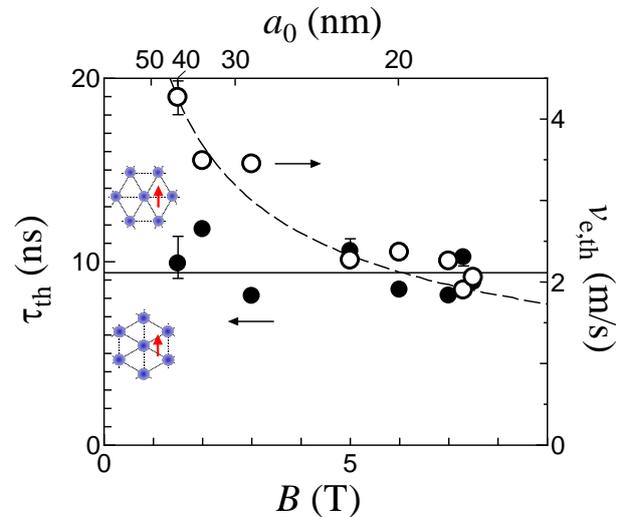
この ML 共鳴実験により、フローしている渦糸格子の構造（格子方位）に関する情報も得ることができる[7,8]。ここで、三角格子の一边が進行方向に平行となるフローを平行フロー（第 2 図(a)）、垂直となるフローを垂直フロー（第 2 図(b))と呼ぶ。Abrikosov 格子（渦糸格子）が発見されてから平衡状態における渦糸状態の理解は大きく進んだが、その動的挙動の解明は遅れている。その一例として、駆動された三角格子が垂直フローをとるか平行フローをとるかという基本的問題については、Schmid-Hauger の理論[7]以来多くの理論家によって議論がされてきた[9]が、これを調べるための適当な実験手法がなかったためずっと未解明のままとなっている。以下で述べるように、我々は準粒子の緩和時間が巨視的な渦糸ダイナミクスに重要な役割を果たすことを明らかにした[10]。

試料には直流電流に高周波(10-70 MHz)の交流電流を重畳することにより ML 共鳴測定を行い、渦糸格子の格子方位を速度の関数として調べた。最も ML 共鳴が顕著に見られる適度な交流電流では、渦糸固体相の広い磁場 (B) 領域にわたって、三角格子の 1 辺がフロー方向に垂直な方位をとる[5]。ところが直流および交流電流を増大させトータルの実効速度 v_e を増やして行くと、ある臨界速度 $v_{e,th}$ （図 1 の白丸）で平行フローへのスイッチングが観測された（図 3 挿入図の上から下）。興味深いことに、このとき渦糸が 1 格子進むのに要する時間 $\tau_{th} \sim 10$ ns（図 1 黒丸）は格子間距離 a_0 によらないことがわかった。

この結果は以下のように解釈される。フロー運動している渦糸は、超伝導が壊れた場所、すなわち前方を走る隣接渦糸の存在していた場所へ向かって進む方がエネルギー的に得である。このときのフロー方向は渦糸格子の最近接方向、すなわち平行フローになる。しかし通常の実験で実現できる速度 v ($\ll 1$ m/s) では、渦糸格子が1格子間隔 a_0 だけ進むのに要する時間 τ ($= a_0/v$) は、渦糸コア内に存在していた常伝導電子(準粒子)がクーパー対に回復する時間 τ_{qp} よりもはるかに長い。したがって、隣接格子間にこの実効的引力は働かない。ところが本研究で実現できた高速域 ($v \sim 1$ m/s) では、 τ は τ_{qp} に匹敵するほど

短くなっていることから、この実効的引力が働き平行フローが実現したと考えられる。したがって得られた τ_{th} は、先行する隣接渦糸の超伝導の回復時間あるいは準粒子の寿命を反映していると解釈される。この値は、トンネル状態密度スペクトルから報告されている準粒子寿命[11]と近いオーダーになっている。このような準粒子の微視的な緩和機構が、運動する渦糸格子の方位や動的相転移といった巨視的現象を支配していることがわかった[10]。

なお動的融解磁場 $B_{c,dyn}$ 直前の高磁場域では、渦糸格子の速度によらず平行フローのみが観測された。これは上で述べたものとは別の起源、すなわち動的融解直前における動的ピン止め力の減少に由来すると考えられる[8]。



第3図 格子方位がスイッチするときの渦糸の速度 $v_{e,th}$ (右) と1格子進む時間 τ_{th} (左) を B と a_0 に対してプロット[.]。

- [1] J. A. Chervnak and J. M. Valles Jr., PRB **54**, R15649 (1996); G. Blatter, *et al.*, Phys. Rev. B **50** 13013 (1994); R. Ikeda and S. Koikegami, PRB **78**, 014508 (2008).
- [2] SO, S. Togo, M. Morita, PRL **91**, 067001 (2003); SO, Y. Imamoto, M. Morita, PRL **86**, 3136 (2001).
- [3] SO, M. Kobayashi, and M. Kamada, PRL **94**, 47003 (2005).
- [4] A. T. Fiory, PRL **27**, 501 (1971).
- [5] SO, H. Imaizumi, and N. Kokubo, PRB **80** (2009) 132503: 大熊 哲, 井上 甚, 小久保 伸人, 固体物理 **44**, 1 (2009); SO, J. Inoue, and N. Kokubo, PRB **77**, 212505 (2008).
- [6] A. E. Koshelev and V. M. Vinokur, PRL **73**, 3580 (1994).
- [7] A. Schmid and W. Huger, J. Low Temp. Phys. **11**, 667 (1973).
- [8] SO, H. Imaizumi, D. Shimamoto, and N. Kokubo, PRB **83**, 064520 (2011).
- [9] N. Nakai *et al.*, Physica C **469**, 1106 (2009); H. Matsukawa, K. Haraguchi, and S. Ozaki, J. Phys.: Conf. Ser. **89**, 012007 (2007); Q.H. Chen and X. Hu, PRL **90**, 117005 (2003); D. Li, A. M. Malkin, and

B. Rosenstein, Phys. Rev. B **70**, 214529 (2004); S.O. Valenzuela, PRL **88**, 247003 (2002).

[10] SO, D. Shimamoto, and N. Kokubo, PRB **85**, 064508 (2012).

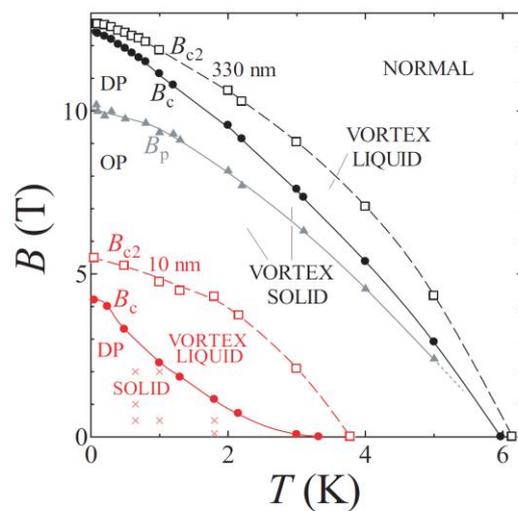
[11] R. C. Dynes, V. Narayanamurti, and J. P. Garno, PRL **41**, 1509 (1978).

2. アモルファス薄膜の極低温渦糸状態と次元性：2次元渦糸格子相の消失

第II種超伝導体における渦糸相図は、様々な3次元系試料において調べられてきた。試料が適度に強いピン止めをもつ場合は、ボルテックスグラス(VG)相が混合状態の大部分を占めることがVG理論[12]および複数の実験[1,2,13]によりわかっている。一方ピン止めが弱い場合は、前節で述べたように臨界電流密度 $J_c(B)$ の磁場依存性にピークが見られる。このピーク効果現象は、渦糸格子相からVG相への構造相転移[Order-Disorder Transition(ODT)]を意味する[14]。

試料の膜厚が十分に薄く2次元系と見なせる場合は、渦糸相図は大きく変わる。VG理論によると、ピン止めが強い場合は混合状態の大部分を液体相が占め、渦糸グラス相は絶対零度でのみ存在する。絶対零度において磁場を上げると、ある臨界磁場で超伝導から絶縁体へと転移する。この現象を磁場誘起超伝導-絶縁体(SI)転移という[12]。これも我々のアモルファス(α - $\text{Mo}_x\text{Si}_{1-x}$)薄膜の実験[2]を含む多くの実験で検証されている。これに対し、ピン止めが存在しない理想的な2次元系の場合には、渦糸格子相が $T > 0$ の有限温度まで存在することが理論的に予想されている[15,16]。渦糸格子相の液体相への融解転移は一次転移とされるが、我々の知る限り実際の試料においてそのような格子相や顕著な相転移現象は見られていない[16]。その理由として2次元の強いゆらぎに加え、ピン止めの効果が格子の形成を妨げている可能性が考えられる。

そこで本研究では、ピン止めが弱い α - $\text{Mo}_x\text{Ge}_{1-x}$ の薄膜を準備し、その渦糸状態を静的測定およびピン止めの影響をほとんど見ない動的輸送測定により調べ、2次元系試料において渦糸格子と融解転移を観測することを目指した[17,18]。試料は高周波スパッタリング法を用いて作製した。まず膜厚の厚い 300-400nm 膜をレファレンス試料として作製し、ピン止め特性をできるだけ変えずに、膜厚が 10nm と 6nm の準2次元系薄膜を準備した。“準”としたのは膜厚と超伝導コヒーレンス長が近いためである。

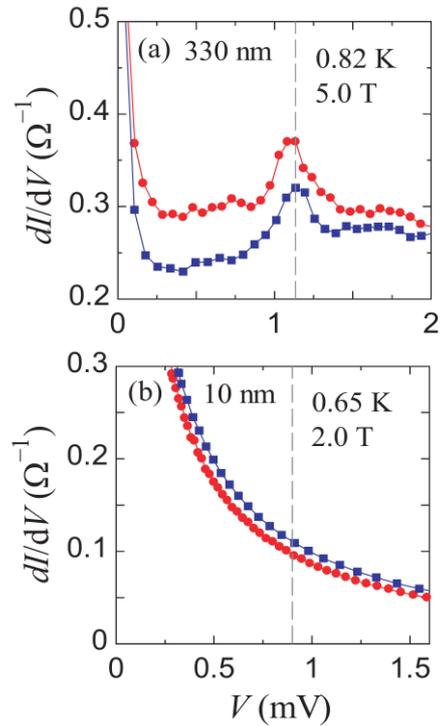


第4図 膜厚 330 nm と 10 nm の膜の温度-磁場渦糸相図。

抵抗率の温度依存性と磁場依存性から静的な温度-磁場相図を作製すると、3次元系薄膜に比べ、準2次元系薄膜では液体相が占める割合が大きくなることがわかった(第4図)。これは次元性が低下したことに起因する。磁場中における抵抗率のアレニウスプロットでは、 $T = 0$ に向けて有限の抵抗値が残るような振る舞いが有限の広さを持つ磁場域で見られた。絶対零度において金属相が有限の広さを持つ磁場域で存在する(金属的量子液体相)ことを意味する。

3次元系薄膜では $J_c(B)$ にピークが観測されたが、準2次元系薄膜では観測されなかった。このことから準2次元系薄膜ではODTが起こらないことを意味する。またピン止め力密度 F_p を $F_p = J_c \times B$ から求めたところ、準2次元系の方が F_p は大きく、これらのことから固体相はVG相のみから構成されていると思われる。

さらに、ピン止めの影響は渦糸系を高速で駆動させることにより大幅に減少するという事実を念頭に置き、フローしている渦糸系の格子性を検出できるML共鳴測定を行なった。3次元系薄膜では固体相の大部分でML共鳴が観測されたが、準2次元系薄膜では一切観測されなかった。このことは、2次元系では次元性の低下による強いゆらぎにより、わずかなピン止めに対して格子が不安定になることを意味する。これはまた、これまで多くの2次元系で渦糸格子相や融解転移が明確に観測されなかったことの説明となる[18]。



第5図 膜厚 330 nm と 10 nm 膜の ML 共鳴. 10 nm 膜では ML 共鳴は観測されない.

[12] D.S. Fisher, M.P.A. Fisher, and D.A. Huse, PRB **43**, 130 (1991).

[13] M.A. Paalanen, A.F. Hebard, and R.R. Ruel, PRL **69**, 1604 (1992).

[14] SO, K. Kashiro, Y. Suzuki, and N. Kokubo, PRB **77**, 212505 (2008).

[15] D.S. Fisher, PRB **66**, 060503 (2002).

[16] T. Saiki and R. Ikeda, PRB **83**, 174501 (2011).

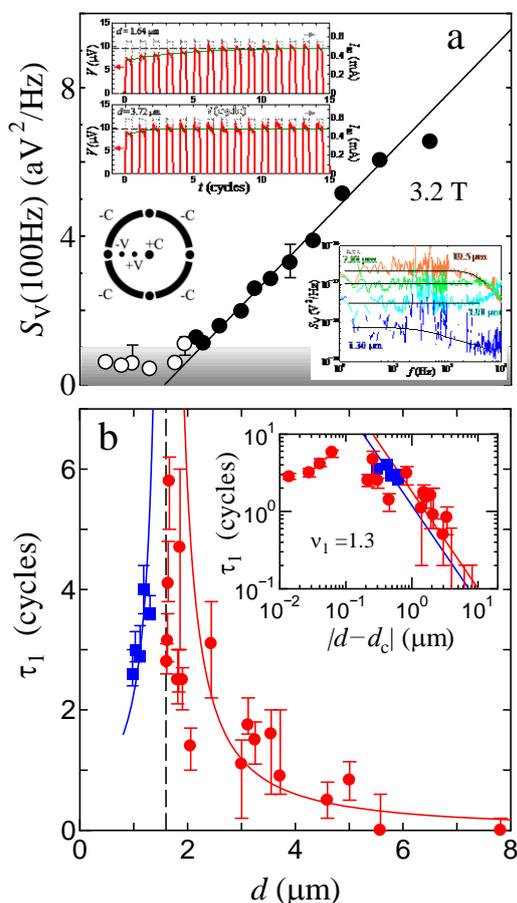
[17] H. Sato and SO, J. Phys.:Conf. Ser. **302**, 012028 (2011).

[18] H. Sato and SO, J. Phys.:Conf. Ser. (2012), in press.

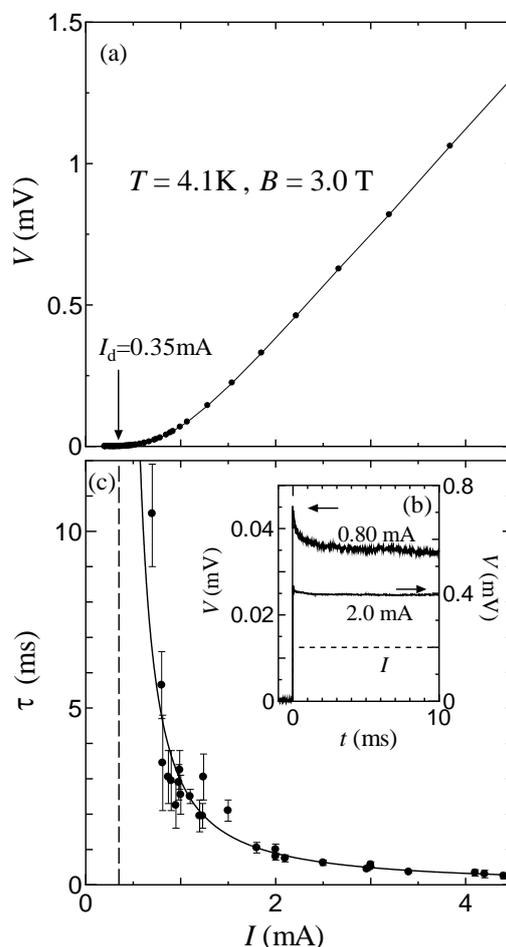
3. 超伝導渦糸系における可逆不可逆転移と depinning 転移

無秩序な粒子の衝突から秩序が形成されるランダム組織化や、将来の秩序と無秩序（カオス）の境界を決定する可逆不可逆転移（RIT）と呼ばれる動的相転移の存在が近年話題になっている[19]。一方、これまで多様な系で見られてきた plastic depinning 現象が, absorbing 転移[20]や RIT とよく似た臨界緩和を伴う動的相転移である可能性が、最近のシミュレーションにより提案されている[19,21,22]。しかし、これらの現象を統一的に調べる実験はこれまでにない。超伝導渦糸系は、このような相互作用する多粒子系の非平衡現象や動的相転移を研究する上でのよい実験系となる。

我々は、コルビノディスク電極形状の $a\text{-Mo}_x\text{Ge}_{1-x}$ 膜を用い、円周上を往復運動する超伝導



第 6 図 (a)フローノイズ S_V の駆動振幅(d)依存性. 挿入図: (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.



第 7 図 (a)直流 I - V 特性. (b) 印加電流 $I(t)$ (破線) と電圧応答 $V(t)$ (実線) の時間依存性. 静的 depinning 電流 $I_d=0.35$ mA に近い $I=0.8$ mA の方が、緩和時間 τ が長い. (c) τ の I 依存性.

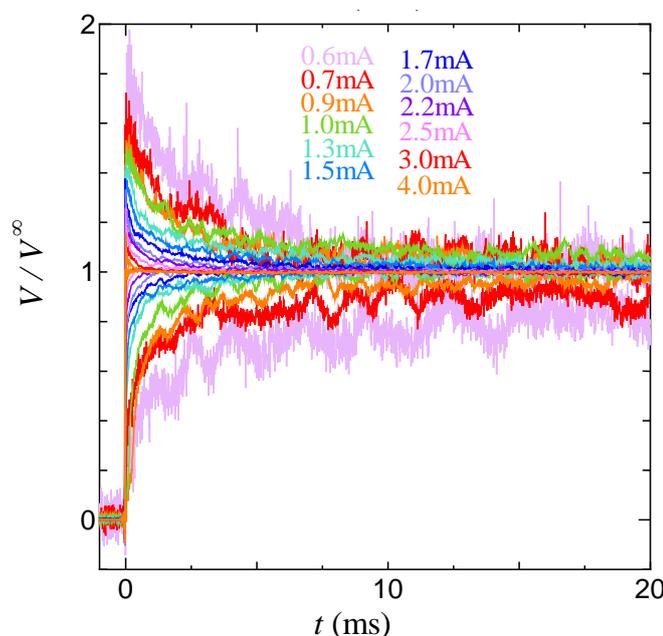
渦糸系のダイナミクスを調べる研究を開始した[23-25]。まず、電圧ノイズ測定により、RITを示唆する振幅 d の閾値 d_c が存在すること[23]、さらに定常状態へ向かう緩和時間 τ_1 が存在し、それが d_c で両側から発散することを見出した (第6図)。これは d_c が RIT の転移点である強い証拠である。また発散の臨界指数が absorbing 転移の理論で予想される値とほぼ一致した (第6図(b)挿入図)。このことは、RIT と absorbing 転移[20]が同一のユニバーサリティクラスに属することを示唆する[24]。

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[21]や、固体の plastic 変形・破壊現象[26]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。

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[24]。第7図(b)および第8図 (上半分のデータ) は、多くの渦糸がピン止めからはずれたきれいな初期状態を準備し、シャープな立ち上がりをもつ直流電流 I を印加したときの渦糸系の電圧の時間応答 $V(t)$ である。ここで電圧 $V(t)$ は、フロー運動している渦糸の数と速さに比例する。直流の I - V 特性から求まる静的な depinning 電流 I_d ($=0.4$ mA) 直上で見られる $V(t)$ の緩和現象は、フロー運動している渦糸が徐々にピン止めされながら、定常状態に向かう過程を表す。緩和時間が相転移点 I_d でべき発散する臨界緩和現象も観測され、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[19]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[23]。

Plastic depinning 転移について、さらに研究を進めた。第8図の下半分のデータに示すように、多くの渦糸がピン止めに捉えられている汚れた初期状態を準備すると、上で述べた現象とは逆に、定常電圧 $V^\infty (=V(t \rightarrow \infty))$ へ向かう $V(t)$ の上昇が見られた。これはピン止めされた渦糸の一部が、徐々にピン止めから外れていく動的な depinning 過程を表す。この場合も緩和時間は静的な depinning 電流 I_d で発散するという臨界緩和現象が観測された。この現象を説明する理論はまだない。

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



第8図 多くの渦糸がピン止めからはずれた初期状態 (上半分のデータ) とピン止めに捉えられた初期状態 (下半分) の場合の $V(t)/V^\infty$.

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。

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

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

[21] N. Mangan, C. Reichhardt, and C. J. Olson Reichhardt, *PRL* **100**, 187002 (2008).

[22] C. Reichhardt and C. J. Olson Reichhardt, *PRL* **103**, 168301 (2009).

[23] SO, Y. Suzuki, and Y. Tsugawa, *Physica C* **470**, S842 (2010).

[24] SO, Y. Tsugawa, and A. Motohashi, *PRB* **83**, 012503 (2011).

[25] A. Motohashi and SO, *J. Phys.: Conf. Ser.* **302**, 012029 (2011).

[26] SO, Y. Yamazaki, and N. Kokubo, *PRB* **80**, 230501(R) (2009).