

平成 25 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/>

我々のグループでは直流から高周波（～GHz）域の広い周波数域にわたる輸送現象測定を駆使し、超伝導渦糸ダイナミクスの実験に取り組んでいる。この研究は、超伝導体における新しい物理現象の発見や超伝導の応用上重要であるだけでなく、ランダムポテンシャル中を運動する多粒子系の非平衡現象や新しい動的相転移の探求といった、より普遍的な物理現象の解明にもつながる。最近我々が見出した可逆不可逆フロー転移[1-3]や非平衡 depinning 転移[3-6]は、この例である。その成果の一部は前号に報告した。本稿では、これらの研究より高速域における渦糸ダイナミクス、すなわちアブリコソフ格子（渦糸格子）のフローで見出された新しい非平衡現象・動的相転移に関する最新の成果を紹介する。

1. はじめに

高速駆動された渦糸格子がいかなるフロー状態をとるかは、40 年も前から多くの議論がされてきた超伝導における基本問題[7]だが、これを調べる適当な実験手法がなかったため、その解明は遅れていた。我々は運動方向の格子の周期性を検出できるモードロック共鳴

（MLR）法と呼ばれる測定手法を用いることにより、駆動速度の増大に伴い渦糸格子の格子方位が垂直から平行フローへと再配列する動的相転移を見出した[8,9]。さらにより高速にすると、格子フローの不安定化が起こる現象も観測した。興味深いことに、これら 2 つの動的相転移現象の起源には、準粒子の有限の回復時間が関わっている可能性がある。

一方、この研究と並行して、コルビノディスク（CD）試料を用いた渦糸格子の回転運動についても調べている。CD では中心から放射状に電流を印加することにより、半径に反比例する shear を渦糸格子に与えて回転させることができる。この研究は、回転した三角格子がいかなる構造をとるかという基本問題に実験面から答えると共に、強いせん断力（shear）を与えた弾性固体の塑性運動（plastic flow）を解明するという物理的意義ももつ。我々は MLR 法により、半径の異なる渦糸格子リングが内側ほど速く回転していること、そしてその格子方位は、格子の弾性（磁束密度）と隣接リング間の摩擦によって決まることを見出した[10]。これらの結果は、渦糸格子のダイナミクスの研究が、固体の塑性変形や破壊、プラスチックフロー、あるいは摩擦の物理を調べるためのよいモデル実験系となることを示している。

ところでこれまで行われてきた渦糸格子ダイナミクスの研究は、すべて 2 次元平面試料における結果であった。それでは 3 次元曲面で渦糸格子は、どのようにフローするであろうか？ これは実験的にも理論的にも研究がされてこなかった未知のテーマである。我々は円

錐試料を作製することにより、3次元曲面上を運動する渦糸格子の初の観測に挑んだ。

以下では、様々な形状の超伝導体で見出された渦糸格子フローの最新の実験結果を報告する。

2. 高速駆動されたアブリコソフ格子の再配列と不安定化

運動する Abrikosov 格子がいかなる結晶方位をとるかは、1973 年の Shmidt-Heuger 理論[7]以来、数多くの理論家によって議論されてきた[11,12]超伝導における未解明の基本的重要な問題である。我々は MLR 法を用い、フロー方向に対する結晶方位を速度の関数として調べたところ、ある臨界速度で三角形の 1 辺がフロー方向に垂直な方位から平行な方位へ、すなわちフロー方向が最近接となる方位へ回転する現象を観測した[9]。図 1 および図 2 にその

模式図を示す。I から II への変化がこれに対応する。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 は格子間距離にほぼよらないこともわかった。

渦糸は超伝導が壊れた場所へ進む方がエネルギー的に得であるため、もし先行する渦糸の超伝導が回復する前に後続の渦糸が接近することができれば、この機構により最近接の平行方位をとる。つまり τ_{th} は渦糸の超伝導が回復する準粒子寿命を反映する[9]。本実験により、「高速運動する渦糸格子では、フロー方向の渦糸間には実効的引力が働くこと」、そして「準粒子の再結合という微視的機構が、渦糸格子フローの巨視的挙動を支配していること」が明らかになった。

さらに速度を増大させ、超伝導が回復する前に後続の渦糸が追いつくようになれば、フローチャンネルは準粒子で満たされる。すると模式図の II から III への変化に示すように、フローは不安定化するはずである。

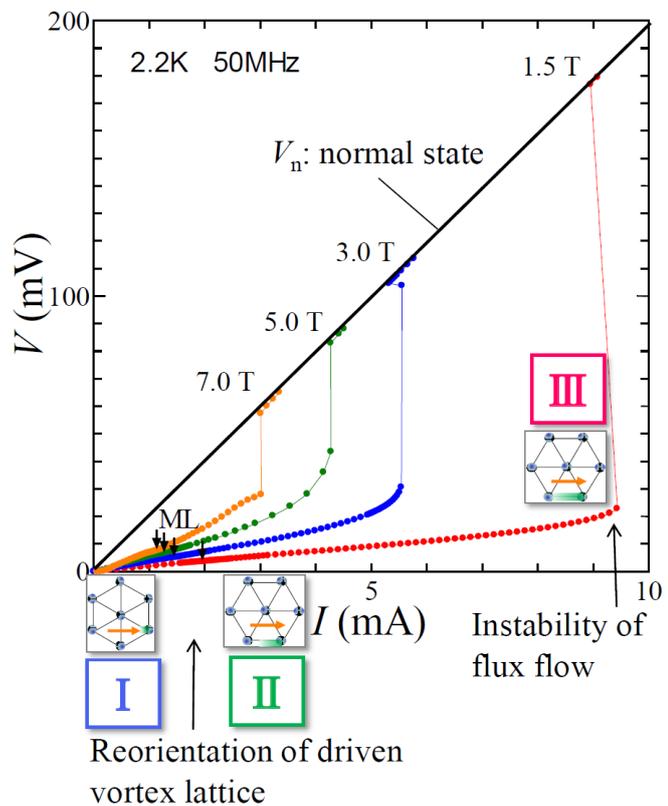


図 1 駆動された渦糸格子の電流 I (駆動力) 対電圧 V (速度) 特性. 駆動速度増大に伴い垂直方位フロー (I) から平行方位フロー (II) へ、さらに高速域では不安定なフロー (III) を示す電圧の跳びが観測される。これは、前方の渦糸の残した準粒子がクーパー対に回復されるまでの時間内に、後続の渦糸が追いついたことを意味する。このとき、渦糸のフローチャンネルは準粒子でつながったと考えられる。この電圧が跳ぶ直前の電圧値から、準粒子回復時間が求まる。

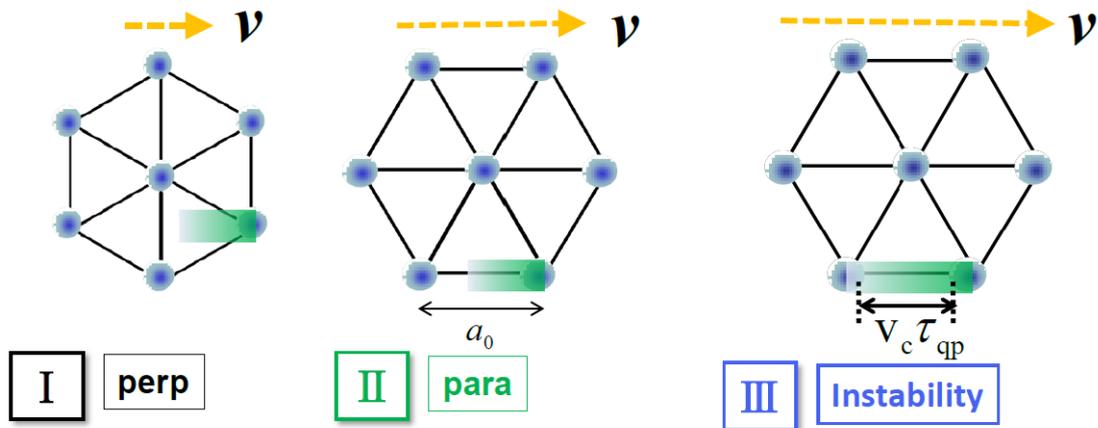


図2 速度 v 増大に伴う渦糸格子フローの状態変化を示す模式図。

このような高速域の超伝導渦糸フロー現象は、Larkin-Ovchinnikov 理論[13,14]をはじめ、多くの理論家によって古くから論じられてきた、基礎的にも超伝導の応用からも重要な現象である。しかし実験的には、高速域の渦糸運動は発熱を伴う現象であるため、理論と定量的に比較できるような信頼性のあるデータ[14]はこれまでほとんど得られていない。さらに、従来の理論・実験研究は個々の渦糸の運動が重要な低磁場域に限られており、格子としてのフローが重要となる中高磁場域の研究はほとんどなかった。

そこで本研究では、シングルパルス波電流を用いることにより、これまでより格段に発熱を抑えた条件下での高速渦糸フローの不安定化現象を調べた。特に、単一渦糸のダイナミクスが重要な低磁場域から、渦糸格子のダイナミクスが重要となる高磁場域まで系統的・統一的に調べることを目指した。そこで、広い温度-磁場域で電流-電圧 (I - V) 特性を測定し、フロー電圧の急上昇が起こる電圧値 V_c を温度、磁場の関数として調べた。

図3に示すように、 V_c は低磁場では磁場に比例して増大し、中高磁場では全温度で磁場と共に減少した。詳しい解析の結果、フローの不安定化は、低磁場では単一渦糸内の準粒子緩和過程に、中高磁場では隣接渦糸を考慮した準粒子寿命に起因することがわかった。前者の準粒子緩和

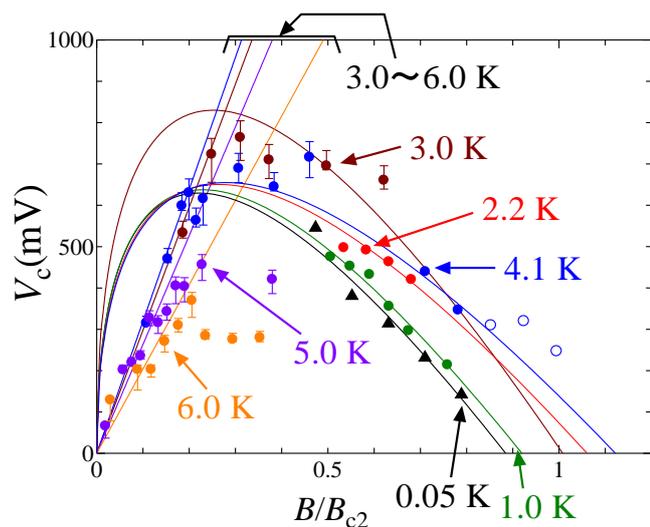


図3 異なる温度での格子フローの不安定化電圧 V_c の磁場依存性。横軸は各温度の上部臨界磁場 B_{c2} で規格化した磁場。

和時間（非弾性散乱時間）と後者の準粒子寿命を求めると、図4に示すように共に0.01-0.1 ns程度で、かつ温度の増加に伴い減少した。またこれらの値は、過去にPbBiのトンネル実験により間接的に求められた準粒子寿命[15]に近い値であり、温度依存性も同じ傾向にある。これは我々が提案する上記のモデルの妥当性を示す。

本研究結果は、超伝導における重要な物理量である準粒子緩和時間を、比較的簡便に測定する方法を提案すると共に、超伝導の応用上も重要な格子フローの不安化に関する知見を与える。

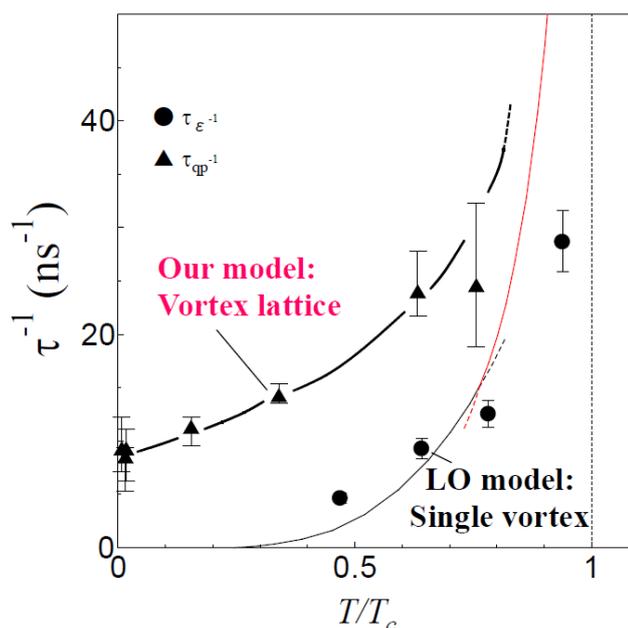


図4 準粒子緩和時間（非弾性散乱時間）と準粒子寿命の逆数の温度依存性. 温度は超伝導転移温度 T_c で規格化した。

3. 傾斜磁場下での渦糸格子フロー

試料面に垂直にかけた磁場を傾けていくと、渦糸格子は傾斜方向に伸長する。このようにして導入された渦糸格子の異方性が渦糸格子フローに及ぼす影響を明らかにするため、傾斜磁場下での渦糸格子フローをMLRによって調べた[16]。図5に示すように、磁場の向きは試料面に垂直な方向から角度 $\theta = 36^\circ$ だけ傾けた。

その結果、フロー方向が (a) 傾斜方向に平行、および (b) 傾斜方向に垂直の両配置において、渦糸格子のフローを観測した。どちらの場合も、格子は磁場の傾斜方向に $1/\cos\theta$ だけ伸びた。また、共に低速域では格子方位は垂直フロー方位であった。これは垂直磁場 ($\theta = 0$) における結果と定性的に一致する。駆動速度を増大させると、(a)の配置では $\theta = 0$ のときに見られたような垂直から平行方位への格子方位の回転 (reorientation) が観測されたのに対し、(b)の配置では測定した範囲内で垂直方位しか見られなかった。これらの結果から、異方性が導入された渦糸格子の場合、回転が起こる閾値の速度は、傾斜方向に対するフロー方向によって大きく異なることがわかった。そして定性的には、格子フローの格子方位は、傾斜方向に三角格子の一边が平行となるような格子方位 (図5右(a)に示された格子方位) を好むように見える。

重畳する交流電流を抑え、かつ角度 θ を変化させた傾斜磁場下でのMLR測定の結果が文献[17]で詳しく報告されている。これは我々の結果と定性的に一致している。

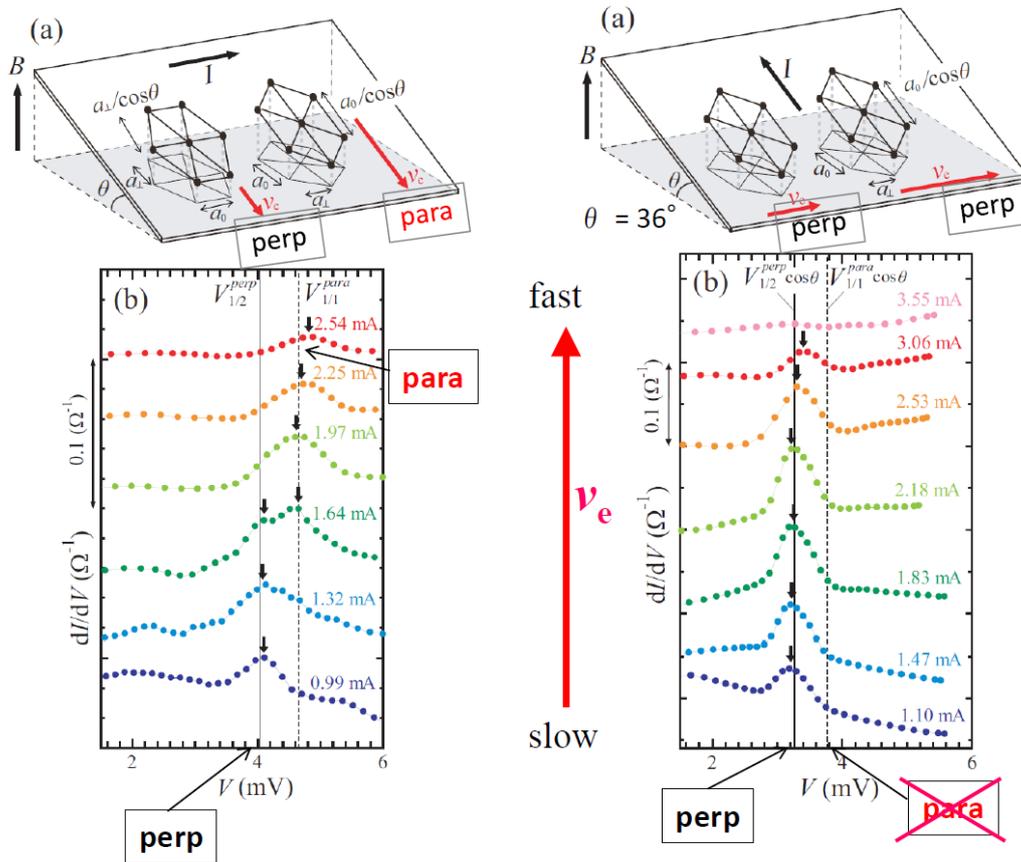


図 5 (a) 電流方向, 磁場の傾斜方向 θ , および渦糸の駆動方向を表す模式図. (b) MLR を示すデータ. 異なる色は異なる交流電流振幅を表す. 縦の実線は垂直方位, 破線は平行方位で予想される共鳴位置を示す.

4. 円錐型超伝導体における渦糸フローの観測

我々はこれまで, CD で回転半径に反比例する歪み力を渦糸格子系に印加すると, 半径の異なる多数のリング状の三角格子が内側ほど高速で回転することを見出した[10]. 一方, 本稿「3」で述べたように, 傾斜磁場下では三角格子が磁場の傾斜方向に伸びることにより, 格子の異方性を反映したフロー方位が現れる. とところで, これまでの研究はすべて 2 次元平面内の渦糸運動に限られ, 3 次元曲面上をフローする渦糸がどのような構造をとるかは実験・理論ともまったくわかっていない. そこで本研究では 3 次元曲面上をフローする渦糸格子の初の観測を目指し, 円錐曲面上の渦糸格子の運動状態を MLR 法を用いて調べた. 図 6 に示すように, 円錐曲面での渦糸格子の運動は, CD および傾斜磁場下, 双方における運動の特徴をもつと考えられる.

試料は円錐曲面上にアモルファス $\text{Mo}_x\text{Ge}_{1-x}$ 膜を RF スパッタリングにより成膜した. この

試料の超伝導転移温度は 6.5 K である。円錐の高さ方向に磁場を印加し、円錐試料の頂点から底面の円周上に向けて放射状に電流を流し、頂点からの距離に反比例する駆動力によって渦糸をフローさせた (図 6 上)。まず、3.0 K, 1 T の渦糸固体相で MLR 測定を行ったところ、図 7 に示すように共鳴のピークが観測された。つまり、円錐曲面を運動するアブリコソフ格子の観測に初めて成功した。これらの共鳴ピーク位置 (矢印) から、円錐曲面における渦糸の格子方位は、渦糸の速度変化に応じて、垂直と平行のどちらの方位も実現していることがわかった。また、従来の平面試料では見られなかった多数のサブピークも観測された。これらの結果は、円錐曲面では格子方位にいくつもの準安定状態が存在することを示している。

さらに、MLR の強さが温度、磁場に対してどのように変化するかを調べた。その結果、温度に依らず、磁場の増大に伴い MLR のピークが弱くなる傾向が見られた。3.0 K より高温側の 3.5, 4.1 K では、融解磁場 B_c 付近で ML 共鳴が消失した。これは、従来の平面試料でもみられたように、渦糸格子の融解に起因していると考えられる。これに対し、3.0 K より低温側の 2.3 と 2.5 K では、融解磁場 B_c よりかなり低い磁場 (渦糸固体相) であるにもかかわらず MLR がほぼ消失した。さらに温度を 2.1 K まで下げると、測定したすべての磁場領域において MLR が完全に消失した。このような低温域での MLR の消失は、平面試料では観測されたことがなく極めて異常な振舞いである。この原因は現時点では不明であるが、格子の融解によるものではない。例えば格子が多結晶化し、各格子ドメインの方位が様々な方向に向いているという可能性がある。

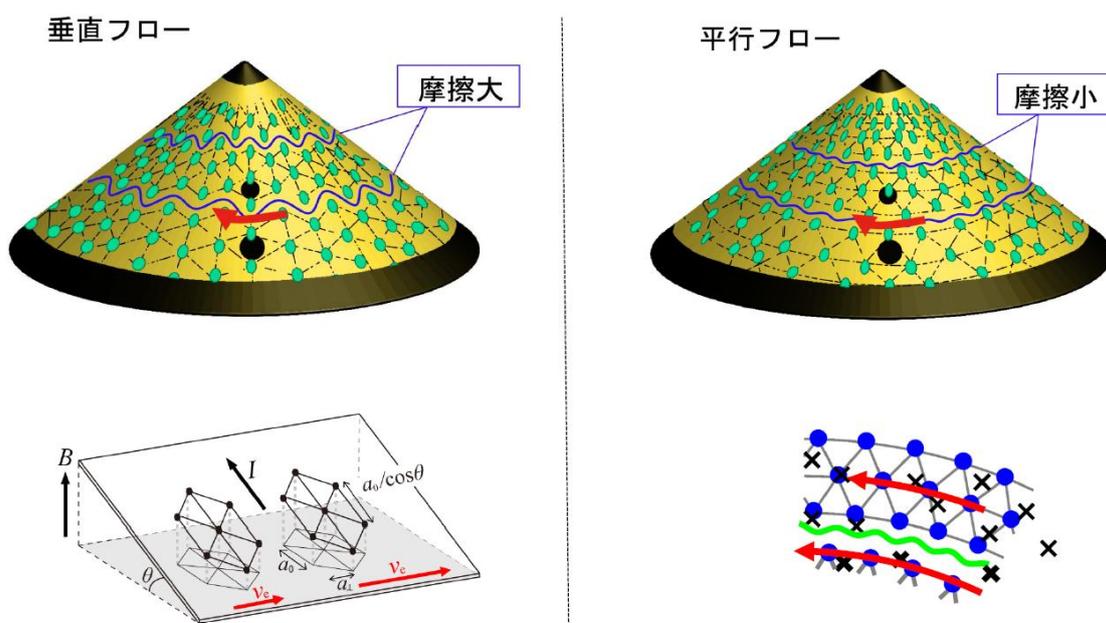


図 6 (上) 円錐曲面を運動する渦糸格子の模式図. 左は垂直フロー, 右が平行フロー方位を表す. (下) 2次元平面の傾斜磁場下, および CD における渦糸格子フローの模式図.

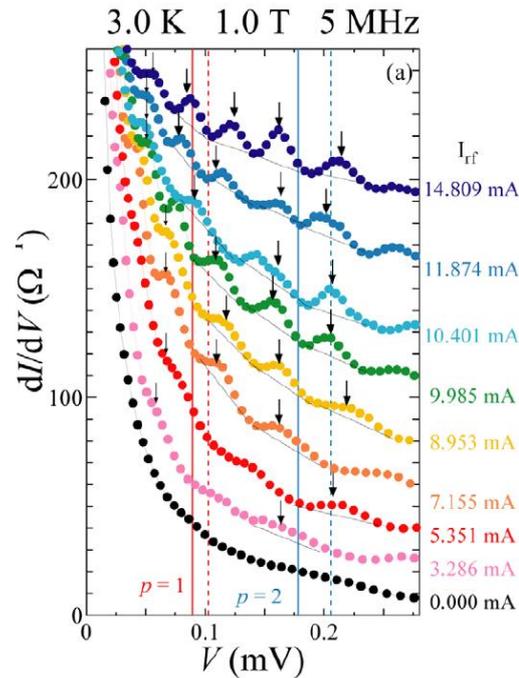


図7 円錐曲面を運動する渦糸格子を捉えた MLR 信号. 異なる色の点は, 異なる交流電流振幅 I_{rf} のデータを表す. 矢印は共鳴位置を示す. 垂直の実線は垂直方位, 破線は平行方位で予想される共鳴位置.

-
- [1] D. J. Pine *et al.*, Nature **438**, 997 (2005); L. Corte *et al.*, Nat. Phys. **4**, 420 (2008).
 - [2] SO, Y. Tsugawa, A. Motohashi, Phys. Rev. B **83**, 012503 (2011).
 - [3] SO, Y. Kawamura, Y. Tsugawa, J. Phys. Soc. Jpn. **81**, 114718 (2012).
 - [4] C. Reichhardt, C. J. Olson Reichhardt, Phys. Rev. Lett. **103**, 168301 (2009).
 - [5] SO, A. Motohashi, New J. Phys **14**, 123021 (2012) : SUST **26**, 025013 (2013).
 - [6] SO, A. Motohashi, Y. Kawamura, Phys. Lett. A **377**, 2990 (2013).
 - [7] A. Schmid, W. Hauger, J. Low Temp. Phys. **11**, 667 (1973)
 - [8] SO, H. Imaizumi, N. Kokubo, Phys. Rev. B **83**, 064520 (2011)
 - [9] SO, D. Shimamoto, N. Kokubo, Phys. Rev. B **85**, 064508 (2012).
 - [10] SO, Y. Yamazaki, N. Kokubo, Phys. Rev. B **80**, 230501(R)(2009):
Y. Matsumura, SO, N. Kokubo, Physica E **43**, 707 (2011).
 - [11] D. Li, A.M. Malkin, B. Rosenstein, Phys. Rev. B **70**, 214529 (2004)
 - [12] D.Y. Vodolazov and F.M. Peeters, Phys. Rev. B **76**, 014521 (2007).
 - [13] A. I. Larkin, Y. N. Ovchinnikov, Sov. Phys. JETP **41**, 960 (1976)
 - [14] M.Liang, M. B. Kunchur, Phys. Rev. B **82**, 144517 (2010)
 - [15] R. C. Dynes, V. Narayanamurti, J. P. Garno, Phys. Rev. Lett. **41**, 1509 (1978).
 - [16] K. Kamimura, K. Nagatani, SO, J. Phys. Soc. Jpn., in press.
 - [17] N. Kokubo, T. Yoshimura, B. Shinozaki, J. Phys. Soc. Jpn. **82**, 094702 (2013).