

## 量子化磁束のフロー状態とメソスコピック性

小久保, 伸人  
九州大学高等教育開発推進センター

<https://doi.org/10.15017/14696>

---

出版情報：九州大学低温センターだより. 3, pp.22-29, 2009-03. 九州大学低温センター  
バージョン：  
権利関係：

## 量子化磁束のフロー状態とメソスコピック性

九州大学高等教育開発推進センター 小久保 伸人

超伝導体のピン止め特性の違いを利用して、サブミクロン幅のフロー線路(チャンネル)を人工的に作成し、僅か数列にスライスされた磁束格子のフロー特性を調べてきた。磁束運動の周期性を捉えるモードロック共鳴法により、磁束格子が一例ずつ階段状に成長するメソスコピック性や、チャンネル幅と磁束密度のマッチング条件によって変化する磁束秩序構造、さらにこれが磁束ピン止め力の強弱と密接に関連することを明らかにしたので紹介する。

### はじめに

第二種超伝導体を貫く量子化磁束の“集合体”は、固体の融解、ガラス化、秩序化といった多くの物質固体材料に共通する基本的かつ重要な相転移現象を、系統的かつ再現性よく調べる物理モデルとして注目されている。磁束は、互いに働く斥力相互作用により、規則的な周期配列(通常三角格子)を組む。磁束の密度は印加磁場の大きさによって決まるため、規則格子を特徴づける格子定数や弾性定数の大きさを磁場で制御できる。典型的な超伝導体における磁束格子の弾性定数は僅か $\sim 10$  Pa(シエア弾性定数)程度である。通常の物質原子固体の弾性定数が $\sim 10^{10}$  Paであることから、磁束は非常に柔らかい弾性格子を組むことが分かる。このため昇温すると、熱エネルギーが磁束格子の弾性エネルギーを容易に超え、その結果、磁束格子は磁束の液体へ熱的に融解(磁束格子融解)する[1]。さらに、超伝導体に不純物や欠陥、粒界などピン止め中心を人工的に導入すると、磁束格子の周期性(秩序性)を壊し、磁束配列に乱れを取り入れることができる。ピン止めの影響が強い場合、アモルファスやガラス(グラス)といった乱れた不秩序状態が現れる。昇温して熱揺らぎの影響を高めると、これら不秩序状態は液体状態へ連続的に融解する(逆に温度を下げて液体から固化することをガラス転移と呼ぶ)[2]。一方、磁場を変化させて弾性力を強めると、規則格子状態へ秩序化(秩序・不秩序転移)させることもできる[3]。中性子線に曝された固体材料の脆性・延性転移の問題と関連して大変興味深い[4]。このような磁束状態の相転移は、温度・磁場を変化させるだけで、母体の超伝導体を破壊することなく“繰り返し”、“何度でも”、“再現性よく”調べることができる。一般の物質材料にはない最も重要な利点である。さらに、最近の実験技術の向上により、磁束格子を直接観察・可視化できるようになったことも量子化磁束系の研究を後押ししている[5]。

磁束を舞台とした研究の興味は、最近、電流で磁束を駆動<sup>1</sup>したフロー状態へ移ってきている [6,7]。ピン止めの影響が支配的な場合、プラスチック・フローやフィラメント・フローと呼ばれる乱れた磁束フロー状態が現れる。これに対し、磁束間相互作用が支配的になると、ムービング・ブラッグ・グラスと呼ばれる磁束格子フロー状態 [6]、さらに格子フロー状態と乱れたフロー状態の間にスメクティック・フローと呼ばれる新しい層状のフロー状態が理論的に提案されている [7]。秩序性の異なるこれら磁束フロー状態は、興味深いことに、駆動力の大きさに応じて現れ、その結果、フローの秩序化や相転移が駆動力をパラメータとして起こるといのである。駆動力とフロー状態の研究は、最近注目されているソフトマターやグラニューラー系の動特性と関連性が高く、物理的に新しい現象を多く含んでいて大変興味深い。磁束を扱う利点は、その運動が速度に比例する電圧<sup>2</sup>を伴うことによる。抵抗ゼロ（電圧ゼロ）の超伝導状態に現れるため、単純な電圧測定から明確にかつ感度よく磁束の運動を捉えられるのである。

駆動された磁束が示す多様なフロー状態を実験的に調べるには、磁束格子を細いチャンネルに閉じ込めた磁束フローチャンネルで調べるのが都合がよい [8-16]。本稿では、磁束フローの秩序構造を捉えられるモードロック共鳴という新しい実験手法を取り入れ、磁束フローチャンネルで見出したフローの秩序構造をサイズ効果（メゾスコピック性）も含めて紹介する [11-16]。

## 磁束フローチャンネル

磁束フローチャンネルの模式図を図 1（上図）に示す。基本的にピン止め特性が大きく異なる二枚の超伝導薄膜を組み合わせたものである。ピン止め特性が強い NbN 膜 ( $T_c \approx 12$  K) をピン止め特性が非常に弱いアモルファス NbGe 膜 ( $T_c \approx 3$  K) 上に成膜し、チャンネル部分において強いピン止め層を取り除いた。チャンネルの幅はサブミクロン程度 ( $0.2 \sim 0.7 \mu\text{m}$ ) に選んだ (図 1

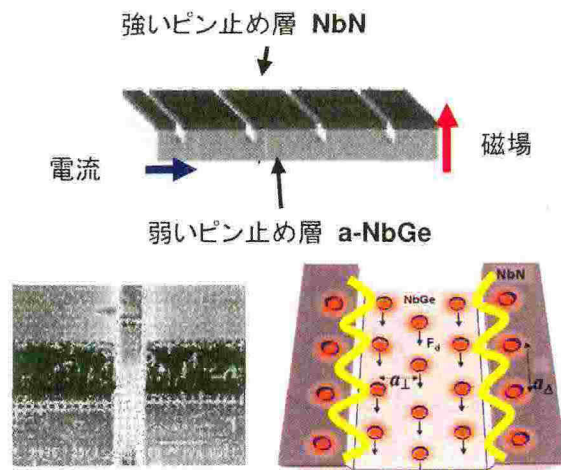


図1、磁束フローチャンネルの模式図(上図)。ピン止め特性の強い NbN 膜と非常に弱いアモルファス NbGe 膜で構成される。実際の磁束フローチャンネルの SEM 写真を左下図に示す。磁場を印加すると、磁束はチャンネル内外に誘起される(右下図)。チャンネル幅は磁場侵入長より細い。このためチャンネル内の磁束は、チャンネルエッジにピン止めされた磁束から強い相互作用を受ける。この相互作用はエッジポテンシャル(波線)を形成し、チャンネル磁束をピン止めすると同時に、マッチング効果をもたらす。なお  $a_{\Delta}$  および  $a_{\perp}$  はそれぞれ磁束格子の格子定数、列定数である。

<sup>1</sup> 電流と磁束密度に比例する駆動力  $F = \vec{I} \times \vec{B}$  を電流・磁場に直行する方向に受ける。

<sup>2</sup> 速度と磁束密度に比例する電場  $\vec{E} = \vec{v} \times \vec{B}$  が速度・磁場に直行する方向、即ち電流方向に現れる。

左下)。この幅は、磁束間相互作用が強くなる磁場範囲 (0.1 ~ 1 T) において、磁束格子定数の数倍程度となる。すなわち磁束が格子を組んだとき、磁束格子の数列分に相当する磁束列が細いチャンネルに現れることになる (図 1 右下)。なおチャンネルの幾何学的構造により、磁束格子の向きはチャンネル方向に揃うことを付け加えておく。チャンネルの外にある磁束は強いピン止め層 (NbN) を貫くのに対し、チャンネル内の磁束は弱いピン止め層 (NbGe) しか貫かない。すなわちチャンネル内外で磁束が受けるピン止め力が異なる。電流をチャンネルに対して垂直に印加し駆動力をチャンネル方向に与えると、チャンネル内の磁束のみをフローさせることができる。このため我々は磁束フローチャンネルと呼んでいる。

磁束格子の列間隔は印加磁場の大きさにしたがって変化する。このため磁場の大きさにチャンネルに現れる磁束格子の“厚さ”を制御できる。一列の磁束列という一次元鎖も用意できるので、一次元系のフロー特性や二次元への次元クロスオーバーも調べられる [15,16]。

### エッジポテンシャルとシェアデピニング及びマッチング効果

磁束間相互作用が及ぶ典型的な距離は、磁場侵入長で特徴付けられる。チャンネルを構成する超伝導膜 (NbGe) の磁場侵入長は  $0.7 \mu\text{m}$  ( $T=0\text{K}$ ) であり、この長さはチャンネル幅を超える。このためチャンネル内の磁束には、互いに働く相互作用だけでなく、チャンネル近傍に強くピン止めされた磁束 (列) から受ける相互作用も考慮する必要がある。特に後者の相互作用は図 1 右下に模式的に示すようなエッジポテンシャル (黄色の波線) を形成すると考えられ、これがチャンネル磁束をピン止めするだけでなく、チャンネル磁束の配置に大きな影響を与える。

まず、エッジポテンシャルによるピン止めについて考える。図 1 から明らかなように、チャンネル内の磁束格子の最外列はエッジポテンシャルに“トラップ”される。この影響は、格子としての性質 (弾性) により、チャンネル磁束格子全体に及ぶため、駆動力を与えてもチャンネル磁束は容易にフローしない。しかしこのとき、駆動力  $F$  とチャンネル幅  $w$  の積で与えられる圧力 ( $=Fw$ ) により、チャンネル内の磁束格子は弾性 (シェア) 変形を起こす (図 2 右図)。圧力をさらに加え磁束格子の変位  $A$  が弾性リミット  $A_p$  を越えると (図 2 左図)、チャンネル内の磁束格子全体はエッジポテンシャルをスリップ (デピニング) し、その結果、磁束格子フローがはじめる。このときの駆動力の大きさが臨界力 (デピニング力)  $F_p$ 、それをもたらす電流値の大きさが臨界電流  $I_c$  となる。不純物等のピン止め中心からデピニングする場合と違い、チャンネルにおけるデピニングは純粋に磁束格子のシェア変形による。このため、チャンネルのデピニング力  $F_p$  はシェア弾性定数  $c_{66}$  に直接比例する。

次にエッジポテンシャルが与える磁束配置構造への影響について述べる。チャンネル内の

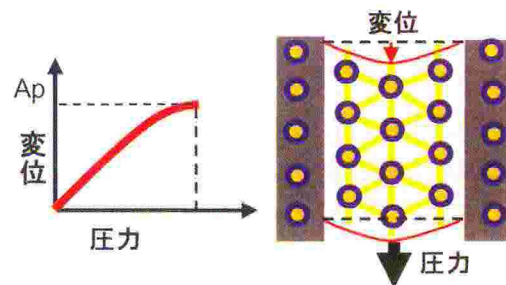


図 2、磁束格子の連続体極限における変位と圧力の関係 (左図) および模式図 (右図)。

磁束はエッジ両側に形成されたエッジポテンシャルにより閉じ込められるため、チャンネル幅<sup>3</sup> $w$ と磁場で変化する磁束間隔の間に釣合い（マッチング）効果が現れる。チャンネル幅が磁束格子の列定数<sup>4</sup> $a_{\perp}$ と釣合ったとき、すなわち $w = n a_{\perp}$  ( $n$ は整数)、チャンネル内の磁束は秩序した規則格子を組む。一方、これらが釣合わない場合、チャンネル内に生じた磁束格子の格子欠陥により、格子構造は乱される。したがって、釣合い条件によって、チャンネル磁束秩序構造が変化する。

実験で得られたデピニング力<sup>5</sup> $F_p$ を磁場に対してプロットした結果を図3に示す。デピニング力の全体的な振る舞いは、実曲線で示したシヤア弾性定数 $c_{66}$ の磁場依存性、 $c_{66} \propto b(1-b)^2(1-0.58b+0.29b^2)$  (ただし $b = B/\mu_0 H_{c2}$ 、 $B$ は磁束密度)でよく説明できる[17]。スムーズな振動は、チャンネル磁束の秩序構造の変化を示唆する。 $F_p$ の振動と秩序構造の関係は次のモードロック共鳴実験から明らかにした。

### モードロック共鳴

ピン止め環境下中で（直流）駆動された磁束が格子構造を保ってフローすると、自身の持つ格子の周期性を反映した速度変調が励起される[5]。たとえば、超伝導体に小さな孔を周期的に並べた場合、その周期間隔とフローする磁束格子の格子定数 $a_{\text{FLOW}}$ が一致することがある。このとき、磁束格子の速度は、平均速度 $v$ と $a_{\text{FLOW}}$ できまる内部周波数 $f_{\text{int}} = qv/a_{\text{FLOW}}$ で変調される。この運動は、磁束格子を一つの粒子とし、それが周期間隔 $a_{\text{FLOW}}$ の洗濯板ポテンシャルを転がり落ちる描像と基本的に等価で

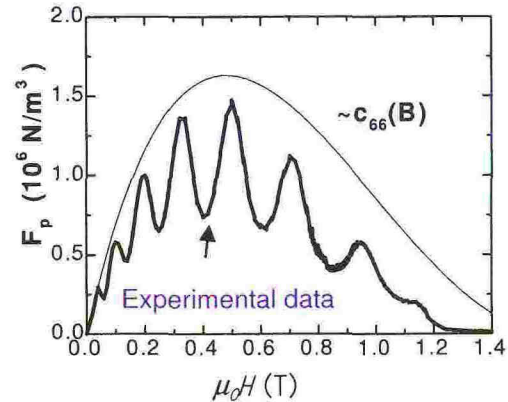


図3、磁束フローチャンネル( $w = 330$  nm)で得られたデピニング力の磁場依存性。実曲線はシヤア弾性定数の磁場依存性を示す。

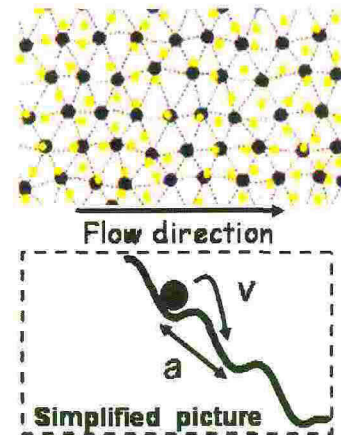


図4、ピン止め環境下中で磁束格子を右方向に直流駆動した模式図(上図)。格子運動の周期性がピン止めポテンシャルの成分と結合したとき、集団的速度変調が励起される。磁束格子を一つの粒子とし、それが周期間隔 $a_{\text{FLOW}}$ の洗濯板ポテンシャルを転がり落ちる描像と基本的に等価である(下図)。

<sup>3</sup> 両側のエッジポテンシャル間の距離が磁束系における“有効チャンネル幅” $w_{\text{eff}}$  ( $> w$ )となる。マッチング効果では、 $w_{\text{eff}}$ は物理的な実際のチャンネル幅 $w$ より重要となる[9,10,14]。

<sup>4</sup> 磁束格子の格子定数 $a_{\Delta}$ と列定数 $a_{\perp}$ には関係式 $a_{\Delta} a_{\perp} = \Phi_0 / B$ が成り立つ。

<sup>5</sup> 電流電圧特性を測定し、電圧が現れる臨界電流値 $I_c$ から $F_p (= I_c B)$ を求めた。

ある (図 4)。磁束が格子を組んで運動すれば、ランダムなピン止め環境下でも、周期運動を反映した速度変調が起こることが知られている[18]。我々はこの速度変調を格子モードと呼んでいる。

格子モードは内部周波数程度の周波数の交流駆動を直流駆動に重畳することによって捉えることができる。交流駆動の周波数と格子モードの周波数が調和的に関係付けられると、すなわち

$$f = pf_{\text{int}}, \text{ or } v = \frac{p}{q} fa_{\text{FLOW}} \quad (1)$$

の条件を満たすとき、格子モードによる速度変調は交流駆動に共鳴的にロックされるからである。ここで  $p$  と  $q$  は整数である。この動的共鳴は、モードロック共鳴と呼ばれ、電流電圧特性に共鳴電流ステップとして現れる (図 5)。

モードロック共鳴条件をフローチャンネルに適用すると、チャンネル磁束フローの秩序構造を捉える非常に重要な関係式が得られる。フローチャンネル一本あたりにおける基本共鳴電圧  $V_{1/1}$  は

$$V_{1/1} = nf\Phi_0 \quad (2)$$

となる [11-16]。ここで  $f$  は周波数、 $\Phi_0$  は磁束量子、 $n (=w/a_1)$  はチャンネル内でフローする磁束列数 (磁束格子の厚さ) である。(2)式はちょうど直接に  $n$  個つながったジョセフソン接合系において、Giant Shapiro Step が起こる電圧条件式と等価である。興味深いことに磁場や温度といった変数がない。周波数は実験的に決まっているため、共鳴電圧からチャンネルでフローする磁束列数を直接求められる。我々はこの共鳴条件を使って、磁束列数が印加磁場 (磁束密度) に対してどのように成長するのか調べた。

### チャンネル磁束のフロー構造

基本共鳴電圧を印加磁場に対してまとめた結果を図 6 の上図に示す。共鳴電圧を周波数と磁束量子の大きさを割った<sup>6</sup>。(2)式から明らかなように、この量 ( $V_{1/1}/f\Phi_0$ ) はチャンネルに

<sup>6</sup> 実際フローチャンネル 200 本 ( $N_{\text{ch}}$ ) 分の電圧を測定している。測定電圧を  $N_{\text{ch}}$  で割った。

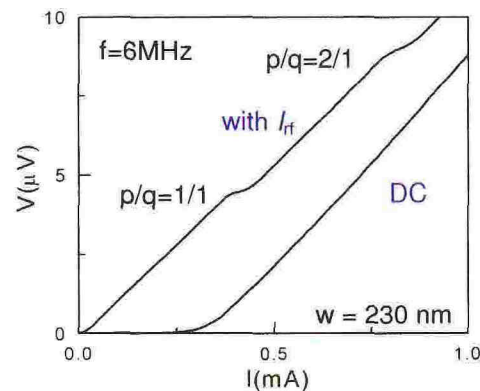


図 5、電流電圧特性とモードロック共鳴。6 MHz の交流電流を重畳すると明確な共鳴ステップが現れる。

における磁束列数  $n$  に相当する。 $V_{1/1}/f\Phi_0$  は印加磁場に対して複数の電圧プラトーを狭い磁場範囲で示し、磁場に対して階段状に増加する。また、それぞれのプラトーは一定の電圧間隔を保ち、その大きさは磁束一列分に相当する。したがって、このように得られた階段状の振る舞いは、磁束列数  $n$  が磁場（磁束密度）に対して一列ずつ増加していること示す。すなわち、磁束格子フローのメソスコピック性が現われているのである。

この階段状の振る舞いから、釣合い条件も決めることができる。隣り合う二つのプラトーの境界付近に着目すると、二つの列数 ( $n$  と  $n+1$  列) を持つ磁束フロー構造が共存していることが分かる。ここでは磁束格子の列定数がチャンネル幅と最も不釣合いな状態であるといえる。これに対し釣合い状態は、それぞれの電圧プラトーの中心付近であると考えられる。したがって、階段状の振る舞いは釣合い・不釣合い状態の連続転移が磁場に対して起きていることを示す。

図6下図にデピニング力のスムーズな振動を示す。上図と比較すると、デピニング力の振動は磁束フローの秩序構造と密接に関係していることが分かる。すなわち、 $F_p$  の極大値は最も不釣合いな状態で現れる一方、極小値は釣合った状態で現れる。通常のマッチング効果では、 $F_p$  の極大値は釣合い状態で起こり、最も不釣合いな状態で極小となる。この振る舞いは通常の  $F_p$  のマッチング効果と正反対である。

この物理的起源を明らかにするため、磁束フロー構造とデピニング力の対応を分子動力学シミュレーションで調べた。釣合い条件では、磁束フローは明確な整数列の軌跡を組み、ある時間のスナップから磁束配置構造をみると、チャンネル内の磁束はそれぞれ六つの最近接磁束に囲まれていることが分かった。このことは、格子フローが起きていることを示す。これに対し、不釣合い状態の結果では、 $n$  列と  $n\pm 1$  列フローの領域が共存するだけでなく、フロー軌跡が複雑に絡みあった領域も現れる。スナップの磁束配置構造を見ると、格子欠陥（転位）が多量に誘起されていることがわかった。フロー軌跡が複雑になっているところでは、転位が集まり、互いにその運動をブロックしていることが分かる。このためフローはジャムし、大きなデピニング力の起源になっていると考えられる。

不釣合いから釣合い条件へ向かうと、転位の数は減少する。このためジャムフロー領域

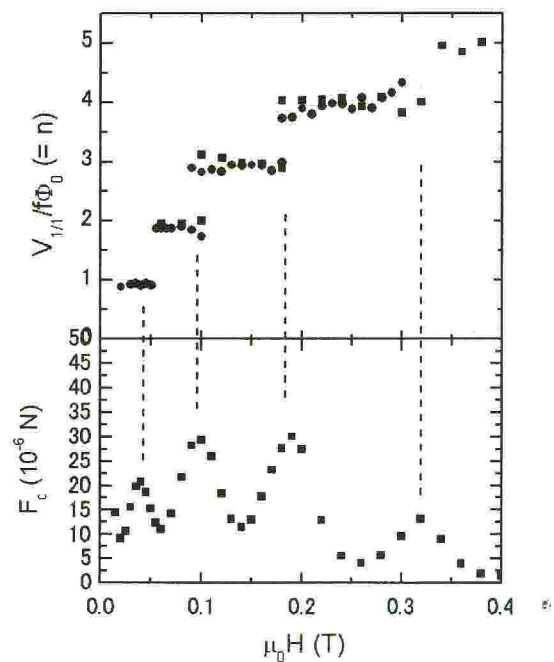


図6、上図に基本共鳴電圧の磁場依存性を示す。共鳴電圧は周波数と磁束量子で割ってある。下図はデピニング力の磁場依存性である。破線で示したように、デピニング力の極大値が現われる磁場で共鳴電圧の飛びが起こる。

が減少し、その結果デピニング力は減少する。これは図3・図6で示したデピニング力のスムーズな振動を定性的に説明する。

### チャンネルフローからバルクフローへ

最近、チャンネル構造を持たないバルクな試料における磁束フロー特性をモードロック共鳴法により調べている。チャンネルとの大きな違いは、まず共鳴電圧にメゾスコピック性は現れない。すなわち、印加磁場に対して共鳴電圧は連続に変化する。また、チャンネルのような幾何学的な閉じ込め効果がなくなるため、磁束格子が本来持つ回転の自由度が回復する。すなわち図7に示したように、運動方向に対して磁束格子の方位は必ずしも平行とは限らない。たとえば、運動方向に対して格子方位が垂直となる場合が存在する。この場合、運動方向の周期間隔  $a_{FLOW}$  はもう1つの格子パラメータである列定数  $a_{\perp}$  ( $=(\sqrt{3}/2) a_{\Delta}$ ) で与えられる。バルクな試料において平行及び垂直な格子方位の共鳴電圧条件はそれぞれ

$$V_{p/q} = \frac{p}{q} f l B a_{\Delta} \quad (3a)$$

$$V_{p/q} = 2 \frac{p}{q} f l B a_{\perp} \quad (3b)$$

と与えられる。列定数は格子定数に比べて  $\sqrt{3}/2$  倍小さい。このため、共鳴電圧の大きさから格子方位を決めることができる [19,20]。アモルファス MoGe 超伝導膜で得られた結果例を図8に示す。実曲線及び破曲線はそれぞれ平行、垂直な格子方位の共鳴条件を示す。1 T 以下の低磁場および 3 - 3.5 T の高磁場では、平行な格子フローが現れている。一方、1 - 3 T の磁場範囲では、垂直な格子フローが現れていることが分かる。すなわち、磁場により磁束密度(または相互作用)を高めていくと、磁束格子の方位は平行から垂直へ1 T 付近で回転し、やがて 3 T 付近において平行へ戻る。回転をもたらす物理的起源はいまだ明らかにされていない。

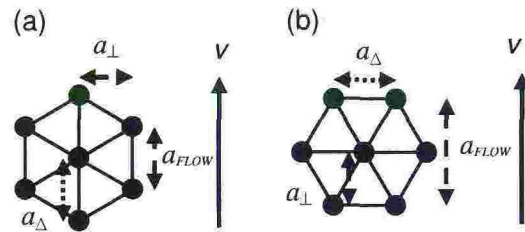


図7、磁束格子の格子方位例:(a)格子ベクトルが運動方向  $v$  に平行な場合。(b)格子ベクトルが運動方向  $v$  に対して垂直な場合。格子パラメータ  $a_{\Delta}$ 、 $a_{\perp}$  は、それぞれ格子定数、列定数を示す。

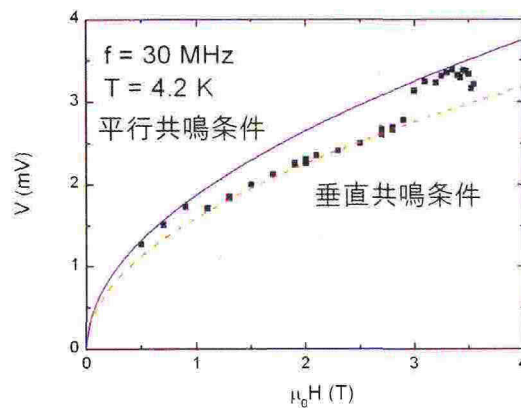


図8、アモルファス MoGe 膜で得られた共鳴電圧の磁場依存性。温度は 4.2 K、測定周波数は 30 MHz である。実曲線及び破曲線はそれぞれ平行、垂直な格子方位の共鳴条件を示す。1 T 以下の低磁場および 3-3.5 T の高磁場では、平行な格子フローが現れている一方、1-3 T の磁場範囲において垂直な格子フローが現れていることが分かる。



さらに垂直な格子方位はピン止め環境下における磁束格子運動の散逸最小条件を満たさない新しいフロー状態であり、大変興味深い。現在、垂直格子フローに与えるサイズ効果や幾何学的形状の影響を調べられる新しいフローチャンネルの作成を進めている。

## まとめ

磁束格子をサブミクロン幅のフロー線路に閉じ込めることにより、僅か数列の磁束格子が示すメソスコピックな格子の成長過程や、マッチング効果に伴う秩序構造の変化、そしてデピニング力の強弱と秩序構造の関係を、バルクな系における格子回転も含めて紹介した。本稿で紹介した磁束フローチャンネルは、電子の代わりに磁束量子を制御し、デバイス化を目指す応用研究 (Fluxtronics) の基礎技術として注目されている。また磁束秩序構造を調べるモードロック共鳴法は、磁束状態を検出する手段としても注目されている。微小超伝導体における新奇磁束状態を探る研究例も報告されており大変興味深い。本稿が磁束量子を用いた応用研究の発展につながれば幸いである。

## 参考文献:

- [1] E. Zeldov *et al.*, Nature (London) **375**, 373 (1995).
- [2] S. Okuma and N. Kokubo, Phys. Rev. B **56**, 14138 (1997).
- [3] N. Kokubo, K. Kadowaki, K. Takita, Phys. Rev. Lett., **95**, 177005 (2005).
- [4] 町田昌彦、私信
- [5] A. M. Troyanovskii, J. Aarts, P. H. Kes, Nature **399**, 665 (1999).
- [6] T. Giamarchi and P. Le Doussal, Phys. Rev. Lett. **76**, 3408 (1996).
- [7] L. Balents, M. C. Marchetti, and L. Radzihovsky, Phys. Rev. B **57**, 7705 (1998).
- [8] A. Pruymboom, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **60**, 1430 (1988)
- [9] M. H. Theunissen, E. Van der Drift, and P. H. Kes, Phys. Rev. Lett., **77** 159 (1996).
- [10] S. Anders, *et al.*, Phys. Rev. B **62**, 15195 (2000).
- [11] N. Kokubo, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **88**, 247004 (2002).
- [12] R. Besseling, N. Kokubo, P. H. Kes, Phys. Rev. Lett. **91**, 177002 (2003)
- [13] N. Kokubo, R. Besseling, P. H. Kes, Phys. Rev. B **69**, 064504 (2004).
- [14] N. Kokubo, R. Besseling, P. H. Kes, Physica **C412–414**, 362 (2004).
- [15] N. Kokubo, R. Besseling, T.G. Sorop P. H. Kes, Phys. Rev. B **73**, 224514 (2006).
- [16] T. G. Sorop, N. Kokubo, R. Besseling, P. H. Kes, Physica **C 437–438**, 285 (2006).
- [17] E. H. Brandt, Phys. Rev. B **34**, 6514 (1986).
- [18] Schmid and Hauger, J. Low Temp. Phys. **11**, 667 (1973).
- [19] N. Kokubo, B. Shinozaki, and P. H. Kes, Physica **C 468**, 581–584 (2008).
- [20] 大熊哲、井上甚、小久保伸人、固体物理 **44**, 1-15 (2009).