

磁気顕微鏡による極微磁気構造の研究

(中間評価報告書)

1. 研究グループ名

ナノセンシング磁気顕微鏡研究グループ

リ - ダ - : 門脇 和男 (客員研究員 筑波大学教授 物質工学系)

サブリ - ダ - : 鈴木 淳市 (原研 先端研 副主任研究員)

畑 慶明 (原研 先端研 博士研究員)

掛谷 一弘 (筑波大学助手)

兼務 : 北条 喜一 (原研 物質科学部 極限物性研究グループ - プリ -
ダ - ・主任研究員)

2. 研究期間

平成12年4月 ~ 平成17年3月 (5年間)

3. 研究目的・意義

物質を構成している原子は、その中心にある原子核 (陽子と中性子、パイ中間子などから構成される) と、周りを回っている電子から成り立っている。電子や陽子、中間子はそれ自身、属性として固有のスピン角運動量 hS を持っており、それに付随した磁気モーメント $m = g\mu_B S$ (μ_B は電子のボア磁子で $\mu_B = eh/2m_e c = 0.927 \times 10^{-20}$ erg/G。核子の場合は hI を核スピン角運動量とし、 $m = g_N \mu_N I$ であり、 $\mu_N = eh/2m_p c$ とする) を伴うから、原子自身が磁気を帯びていることは容易に想像できる。このような原子が様々な機構で凝集し、集団となり、物質を形成するから、そもそも物質はそれ自体、磁気を帯びていても不思議はなく、そういう意味ですべての物質は磁性体である。

しかしながら、現実の物質の多くはむしろほとんど磁性を示さないのは驚きに値する。これは、原子自身においてもそうであったように、量子力学を適用することで初めて明らかになることであり、物質の磁性の理解に量子力学が必要かつ不可欠である事を如実に物語っている好例である。

原子が規則的に配列し、結晶を形成するなら、このような物質の磁気的な構造も周期性を持つであろうから、周期性を利用した通常の散乱の手段でこのような物質の磁気構造を決定する事ができる。その最もポピュラーな方法は、中性子の持つスピン磁気モーメントを利用した中性子散乱である。実は、光子 (具体的には X 線を指す) もスピン 1 を持つから、中性子と同様の散乱の手法が使えるはずであるが、通常、散乱強度が電子の電荷による散乱強度に比べて 6 桁から 7 桁も小さいことから、これまで全く無視されてきた。最近、高輝度放射光が得られるようになって、磁気散乱を直接観測できるようになってきており大変注目されている。

中性子や放射光を用いた観測手段はすべて“規則的な配列”、すなわち、構成単位に周期性があることがその基本にある。すなわち、周期性に基づいた逆格子空間を観測することが特徴である。多少の周期性の乱れはむしろこの手法の得意とする現象

であるが、周期性の乱れが大きくなり、無秩序な系に対してはほとんど無力である。一方、実空間での空間的な磁気構造（あるいは、もっと単純に磁気あるいは磁場の分布）を微視的に調べる手段は、実はこれまで無かったのである（より正確には現在でも存在しない）。測定技術に関して言えば、この分野の実験手段の開発は驚くほど遅れている。

我々、ナノセンシング磁気顕微鏡グループがこの研究で目指すところは、第1に、このような空間的な磁気の分布を観測する手段を、磁場に対する検出感度が究極的に高いSQUID(Superconducting QUantum Interference Devices (超伝導量子干渉素子)の略)を用いて開発し、物質の磁気構造を調べる新しい測定技術を開拓することにある。そして、第2に、この新しい測定技術を使い、超伝導量子化磁束のミクロな構造やそれらが集合して発生する様々な秩序状態、強磁性体の微細な磁気構造、人工的にナノ加工を施した磁性体の磁気構造や生体分子のミクロな磁気の分布、分子の持つ磁性、あるいは、酵素反応や触媒を用いた化学反応に伴う磁性など、これまで磁性の研究としては未踏の領域にあった新しい物理現象を開拓することにある。

近年、蛋白質の分子の構造解析が急速に進んでいるが、ちょうど脳磁場の分布を測定して複雑な脳の活動をグローバルに理解しようとする試みと同じように、蛋白質分子の磁気分布を測定して、その分子の複雑な機能や構造を明らかにすることができるようになることを夢見ている。これは一例に過ぎないが、実現できれば、分子レベルでの様々な磁気構造を知ることができ、病気の解明などに利用できるのみならず、積極的に使えば、蛋白質分子の持つ磁性を転換する事で人工的に新機能を持つ蛋白質を作ることにも可能となり、医療や環境問題など幅広い分野で社会に貢献できることが期待される。

4 . 研究内容と成果

上述したように、実空間における微小領域の磁場の分布を観測する手段は技術的に大変開発が遅れている。ここでは、まず、その現状について述べる。

4 . 1 研究の概観と特徴

現状でのSQUID磁気顕微鏡の位置づけを理解するため、他の手段と比較検討し、その特徴を以下に概説する。

空間的な磁場分布を測定する方法を列挙すれば次の通りである。

- (1) 磁気光学効果を用いる方法 (MO 法)
- (2) 磁気微粒子を塗布する方法 (Bitter 法)
- (3) 走査型磁気力顕微鏡 (SMFM 法)
- (4) 走査型微小ホール素子を用いる方法 (SHPM 法)
- (5) 電子顕微鏡を用いる方法 (EM 法)
- (6) 走査型 SQUID 磁気顕微鏡 (SSM 法)

空間的な磁場分布の観測とは、多くの場合、物質の表面から漏れ出てくる磁場を観測することを意味しており、物質の内部まで立ち入って磁場の空間的分布を立体的に3次元空間の座標の関数として観測することではない。唯一、(5) の電子顕微鏡

を用いる方法（EM法と略す）は、透過型電子顕微鏡を用いるので電子線の経路に沿った3次元的情報を含んではいるが、3次元的な空間分布を測定することはできない。そのほかの手段はすべて物体から漏洩する磁場を、その物体の表面上で観測するものである。NMR（核磁気共鳴）や μ -SR（ミュ-オンスピン回転）なども核子（あるいはミュ-オン）の位置での局所的な磁場を測定するから、原理的には空間的な磁場分布の測定が可能であるが、より広範囲のセミマクロな物質空間にわたった磁場空間分布の測定には感度の問題を別にしても情報があまりにも局所的すぎ、むしろ使いにくい。

空間分解能は、測定装置としての性能上、磁場感度と相まって最も重要なパラメータである。もちろん、空間分解能が最も高いのは電子顕微鏡を用いる方法であり、nm（ナノメートル）程度の空間分解能が得られる。しかしながら、電子線を用いることから、数10 Gauss以下の磁場しかかけられない。（3）の走査型磁気力顕微鏡（SMFMと略す）はSTMのように、微細な磁気を帯びた探針で試料表面を走査する事で探針にかかる磁気力を検出する方法で、数10 nmの空間分解能を得ることができるが、磁場の感度や絶対精度がよくない。再現性のよい実験が難しい。現在、ドイツ、フランス、アメリカ、カナダなどで技術開発が行われており、超伝導体の量子化磁束などの観察が可能となっている。最近、空間分解能の向上の著しい方法が（4）の走査型微小ホール素子を用いる方法（SHPM法と略す）である。半導体微細加工技術を用い、2次元電子系素子をセンサとすることで、数100 nm（数1000）程度のアクティブエリアを作ることができ、磁場の感度も比較的高く、また、動特性も早く、しかも比較的簡単で安価に作成できる点が特徴である。数1000 Oe程度の磁場中でも問題なく動作するが、センサ感度の磁場依存性や温度依存性を補正する必要があり必ずしも容易ではない。現在、英国、イスラエル、フランス、日本などで実験が行われている。特に、英国のベンチャー企業であるNano-Magnetics Instrumentsが開発した装置は比較的安価に購入することができる。

このSHPM法としばしば比較の対照とされる方法が、空間的な分解能は現状ではそれほど高くないが、磁場検出感度が極めて高い（6）の走査型SQUID磁気顕微鏡（SSM法と略す）である。これはセンサとして微小なSQUID素子を用い、磁場のセンサコイルをさらに微小化することで、高感度で比較的高分解能を達成できる手法である。現在、セイコ・インスツルメンツ株式会社が唯一、製造販売している。この装置では直径が10 μ mのセンサコイルを用い、数 μ m程度の空間分解能を達成している。ニオブ薄膜製のSQUIDを動作させるため、液体ヘリウムが必要であり、100 K以上の測定は困難である。また、印加磁場も、SQUID素子そのものが高感度磁場検出素子なのでそれほど高くできない。せいぜい100 Gauss程度である。現在、アメリカ合衆国IBM社が同様の装置を自作しており、性能的にはセイコ・インスツルメンツ社のものと同程度か、むしろ感度の観点のみからすれば劣っている。IBM社の研究者はスタンフォード大学と共同で、この装置を使って超伝導体の磁束に関する実験を行っている。そのほか、フランスとドイツの研究機関で同様の装置が開発されている。

（2）の磁気微粒子を塗布する方法（Bitter法と略す）は試料表面にニッケルや

鉄などを希ガス中でゆっくり蒸着すると空間的に磁場の強いところに微粒子が集まることを利用する方法で、蒸着塗布後、取り出して顕微鏡観察する。大変古典的であるが装置が簡単で安価にでき、また、使用温度領域もヘリウム温度から 1000 程度の高温まで可能であり、大変重宝する実験手段であることから世界中、各所で広く行われている。空間分解能は磁場の空間分布の状況によるが、0.1 μm 程度である。磁場の絶対値など、定量性に欠ける欠点がある。

(1) の磁気光学効果を用いる方法 (MO 法と略す) も代表的な古典的手法である。試料表面にガ - ネット系の磁性薄膜を塗布し、試料表面から漏洩する磁場によるガ - ネット膜の磁気光学効果を用いる方法である。最近、磁性膜の改良により感度及び空間分解能の向上が著しいが、現状では 0.1 μm 程度が限界である。磁場の感度もそれほど高くないが、光学顕微鏡で観察できることから装置がそれほど大がかりではない。

図 1 にそれぞれの実験手段による空間分解能と磁場検出感度を示す。

本研究で開発する SQUID を用いた磁気顕微鏡は、研究期間の制約や微細加工施設がないこと等から、その出発点として既存 (セイコ - インストルメンツ社) の SQUID 磁気顕微鏡を購入し、その空間分解能を改良することで実現することにした。この走査型 SQUID 磁気顕微鏡の性能を以下に示す。

・ SQUID 素子及びその周辺

- 検出コイル直径 10 μm
- 最小検出磁場 5 $\mu\phi_0 / \text{Hz}$
- ダイナミックレンジ 最大 $10^4 \phi_0$
- 最大印加磁場 数 10 G

・ 走査機構

- 走査範囲 最大 10 mm x 10 mm
- 走査分解能 0.05 μm
- 走査速度 12.5 mm/s 以上

・ 冷却部

- 温度可変範囲 2.2 ~ 100 K
- 初期冷却時間 60 分以内
- 温度安定度 $\pm 0.5 \text{ K}$
- ヘリウム消費量 2.9 リットル/時

また、その装置の概観を図 2 に示す。

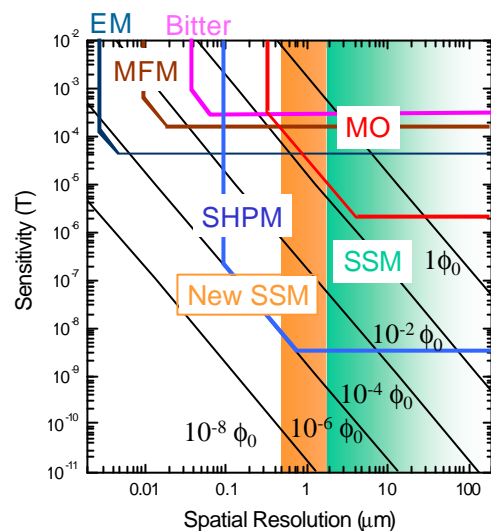


図 1 . 様々な測定手段の感度、及び空間分解能特性



図 2 . セイコ - インストルメンツ社製の SQUID 磁気顕微鏡 SFI2000 の本体部分

4 . 2 研究の内容と成果

(1) 高分解能化 - 空間分解能で世界最

高を達成 -

平成12年度、本研究の開始と同時にセイコ・インスツルメンツ社製 SQUID 磁気顕微鏡 (SFI2000) の高分解能化の検討に入った。共同研究としてセイコ・インスツルメンツから全面的な技術的な協力を得た。特に、センサ・加工などの半導体プロセスを用いた高度なマイクロ加工に関しては全面的な支援をいただいた。

高分解能化には、最も単純にはセンサ・コイルのダウンサイジングが手っ取り早い。詳細な検討の結果、ダウンサイジングによってどこに高分解能化の限界があるか以外にも正確に把握できていないことが明らかになった。もちろん、微小化に伴う技術的な限界がどこにあることは自明である。理論的には SQUID 本体をそのままにしてセンサ・コイルのみサイズを小さくすると、両者のインダクタンスの比がそのまま感度の劣化につながる事が予想されるので、感度の犠牲を覚悟の上で、どの程度サイズを小さくすることが可能かという問題に帰着すると思われる。予想として現状から1桁程度、すなわち、1 μm 程度のセンサ・コイル径が限界であろうと直感的に予想し、まず試作コイルを作り、この辺の感触を得ることにした。

まず、出発コイルとして、外径6 μm 、内径2 μm のセンサ・コイルを、10 μm 径のセンサ・コイルと全く相似形に小型化したデザインとし、他のパラメータは変更しないことにした。できるだけ変更するパラメータの数を少なくするのが装置開発の早道で、基本である。有効径は4 μm である(開発コードとして、このコイルを内径で規定し、2 μm 径のコイルと呼ぶことにする)。実際に作成された検出コイルの顕微鏡写真を、既存の10 μm 径のセンサ・コイルと比較し、図3に示す。完成写真を見ればきわめて単純に見えるが、その製作行程はそれほど単純ではない事は、その内部構造を示す図4を見れば分かる。

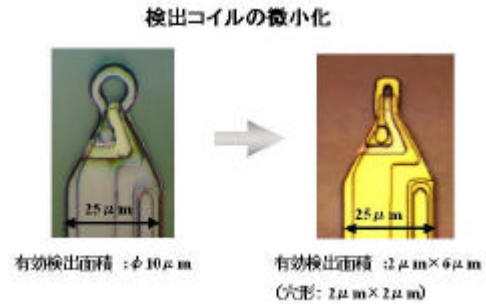


図3 .試作された2 μm 径センサ・コイルと既存の10 μm 径センサ・コイル

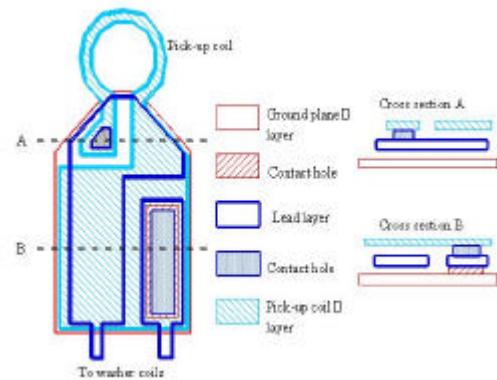


図4 . センサ・コイル部分の構造詳細図



図5 . 内径2 μm のSQUIDセンサ・コイル部分の顕微鏡写真。Si基板の角の部分に実装されている。

実際には、このセンサ - は SQUID 本体とともに正方形の Si 基板の角の部分に作られている。実装の様子を図 5 に示す。

このセンサ - を用いて、線幅 $1\ \mu\text{m}$ で $1\ \mu\text{m}$ 間隔に平面上に配列したミアンダ状の配線に電流を流したとき発生する磁場を検出し、性能試験を行った実験例を図 6 に示す。ちょうど、 $2\ \mu\text{m}$ 間隔の周期で振動する磁場が観測され、予想と一致する。観測された振幅も予想以上に大きく感度が予想を上回っている。図 7 は、

YBCO 超伝導薄膜にトラップされた量子化磁束を、 $10\ \mu\text{m}$ 径の既製のセンサ - と、新しく試作された $2\ \mu\text{m}$ 径のセンサ - を用いて測定し、空間分解能と感度を比較したものである。図中のグラフは、測定された磁束の断面磁場のプロファイルを示したものである。観測される磁束の空間的な広がりにはセンサ - コイルの分解能で規定されており、磁束量子の大きさは YBCO の場合、 $2\lambda=430\ \text{nm}$ 程度であり、センサ - コイルより十分小さい。半値幅で比較すると径が $10\ \mu\text{m}$ のセンサ - で約 $9.3\ \mu\text{m}$ 、径が $2\ \mu\text{m}$ のセンサ - で測定した値が $8.4\ \mu\text{m}$ と、径が $2/5$ に減少したにもかかわらず、半値幅は 10% しか減少していない。この原因は図 7 の上図に示されるように、センサ - コイルと試料表面の距離が相対的に異なることによって説明される。すなわち、実際の測定では Si 基板の角に位置しているセンサ - コイルを、測定試料表面に微小な力をかけ、なぞりながら行うので、センサ - コイルが図 7 のような配置になっ

ていると両者で同様の測定を行っても、 $2\ \mu\text{m}$ センサ - コイルの方が実質上、試料表面から遠く、しかも、センサ - 径が小さい分、より試料表面に近づける必要があるはずである。磁束の作る磁場は超伝導体表面からちょうど点磁荷の作る磁場と同じように発散してし

リフトオフ： $0.5\ \mu\text{m}$

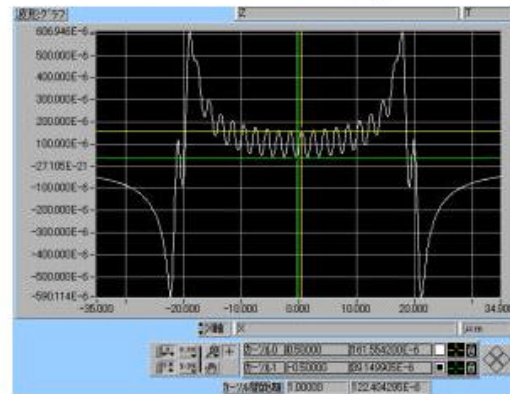


図 6 . 分解能確認試験として $1\ \mu\text{m}$ 幅、 $1\ \mu\text{m}$ 間隔のミアンダ - 導線に流れる電流が作る磁場を測定した例。センサ - のリフトオフは $0.5\ \mu\text{m}$ 。

走査型 SQUID 顕微鏡の高分解能化

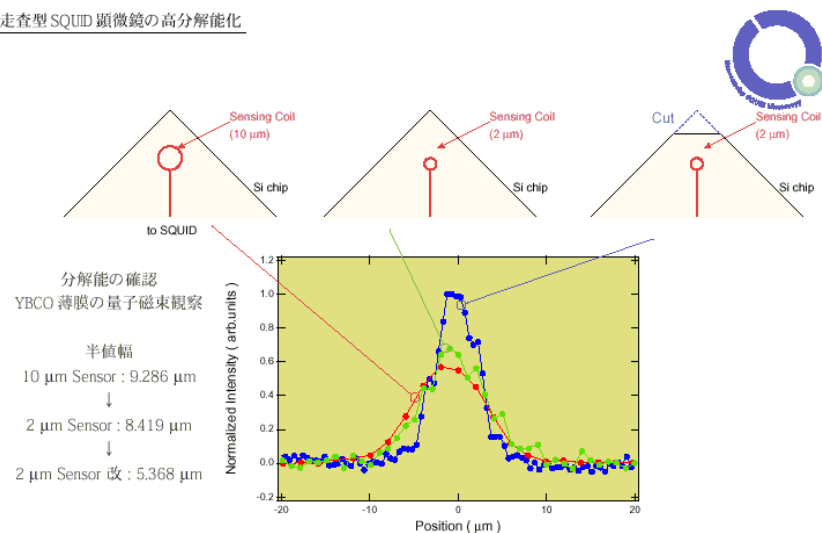


図 7 . $10\ \mu\text{m}$ 径センサ - と $2\ \mu\text{m}$ 径センサ - の比較。

まうから、センサ - が試料表面から離れれば離れるほどぼけてしまうのである。この問題を改善するため Si 基板の角の部分に機械加工によって削除し、改良したものを図 7 の上図右側に模式的に示す。これによって半値幅が $5.3 \mu\text{m}$ に達し、 $2 \mu\text{m}$ センサ - の線径が $10 \mu\text{m}$ 径のセンサ - と同じ $2 \mu\text{m}$ であることを考慮すれば、この分解能はほぼ予想通りで、満足の結果であると考えられる。このように、径が $2 \mu\text{m}$ のセンサ - コイルで、超伝導量子化磁束を観測できる SQUID 磁気顕微鏡が完成し、これは世界初である。

この結果は、現状のセンサ - コイルの形状を単にダウンサイジングする事でさらに高分解能化が可能であることを示唆している。 $2 \mu\text{m}$ 径のセンサ - 開発後、直ちに $0.5 \mu\text{m}$ 、すなわち、 500 nm 径のセンサ - コイル（線幅も 500 nm ）の開発に着手し、現在、SQUID の動作確認をすでに終えている。結果は、きわめて良好である。しかしながら、径を 500 nm まで小さくするとこれまで無視してきた問題が顕著になってくることが明らかになってきた。図 8 に YBCO 薄膜にトラップされた磁束の観察例でこの問題を説明する。磁束線は元来、試料表面で円対称であると考えられるが、実測されるイメージはお玉杓子のような“しっぽ”を持った形をしている。また、 $10 \mu\text{m}$ 径のセンサ - で測定されたイメージより $2 \mu\text{m}$ センサ - のそれがより顕著であることが分かる。これは、センサ - コイルが完全に閉じていない効果によるもので、コイルのループが首根っこのところでわずかであるが開いているために起こるのである。センサ - コイル以外の配線回路が同一であるから、コイルの径が小さくなればなるほど、相対的にこのわずかの隙間の効果が顕在化するのである。 500 nm 径のセンサ - ではこの効果がイメージを大きくゆがめてしまい、真の姿からかけ離れたイメージとなって観測されてしまう。また、センサ - の加工においても 500 nm 径のセンサ - コイルを作成することはフォトリソグラフィ - では容易ではなく、より微細加工が可能な FIB(Focused Ion Beam)法を用いて行った。このような結果を総合的に判断し、これ以上、単にセンサ - コイルだけを相似的にダウンサイジングし、高分解能化することは限界に達したと結論した。現在、この隙間の問題を解決する新しいセンサ - コイルのデザインを行っており、平成 14 年の 7 月頃には新しいコイルが完成し、動作確認する予定となっている。現状で、 500 nm 径のセンサ -

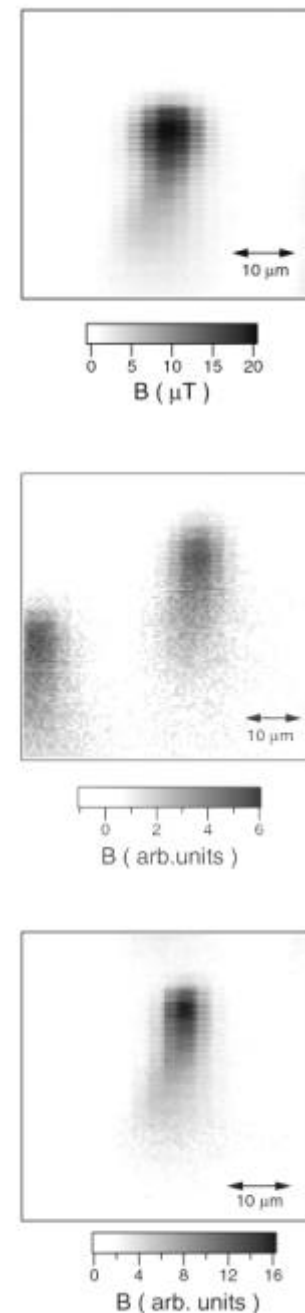


図 8 . YBCO 薄膜にトラップされた量子化磁束像。 $10 \mu\text{m}$ 径センサ - コイルの場合（上） $2 \mu\text{m}$ 径センサ - コイルの場合（中） $2 \mu\text{m}$ 径センサ - コイルで先端部を加工した場合（下）

コイルを持つ SQUID 磁気顕微鏡の開発が現実のものとなっており、YBCO など、高温超伝導体の磁束の真の姿を観察できるまでに到達したことになる。これが完成すれば、いよいよ世界初のナノメートル級の空間分解能を持つ SQUID 磁気顕微鏡による様々な物性研究が可能になる。

(2) 量子化磁束の自己秩序化にともなう新しい現象の観測

最近、超伝導量子化磁束を小さな超伝導体の中に閉じこめ、磁束線の数を増やしていくと、超伝導体の形状に依存したある特定のパターン構造を持つ秩序状態が安定化することが数値的な解析によりわかり、話題を呼んでいる(L. F. Chibotaru, *et al.*, Nature **408** (2000) 833, *ibid*, Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 1323)。超伝導体の大きさは量子化磁束のサイズが λ (数 100 nm)程度であることから、せいぜい μm 程度であることが予想される。かつてのメソスコピック系の典型的な物理を連想させられるが、理論はともかく、このような系の実験は試料の作成上の問題もさることながら、観測手段が無かったのでほとんどなされなかった。

図 9 は正方形の微小超伝導体に磁束線が進入する場合、どのような自己秩序化が起こるかを数値計算した結果と、それに伴う超伝導体の H_{c3} の振動を測定した実験結果を示す。外部磁場をかけると、全く量子化磁束のない状態から、まず 1 個侵入するが、対称性から量子化磁束は正方形の中心に位置するのがエネルギー的に最も安定となる。もちろん、磁束は全体で ϕ_0 に量子化されている。このことは直感的にも自明である。さて、磁場をさらに増加すると、2 個目の量子化磁束が進入するのであるが、この場合、2 個別々の場所に ϕ_0 を保ちながら入るのではなく、2 個が一緒になって $2\phi_0$ となり、同一の場所に縮退して存在するほうがエネルギー的に安定となるのである。このようなことは、普通のバルクの超伝導体では決して起こらない。それは 2 個、同じ場所で存在すれば 2 個分の磁束を λ 程度の空間的な広がり閉じこめておかねばならないのだから、第 2 種超伝導体であれば、磁束の芯での超伝導エネルギーの損失を考慮しても 1 個ずつに分かれて、できるだけ離れて存在する方がエネルギー的に得だからである。しかも、通常、磁束間には磁束線の周りの電流による $e^{-r/\lambda}$ に比例した斥力相互作用が働くのでなおさら互いに接近できないのである。

さらに、外部磁場を増加すると 3 個目の

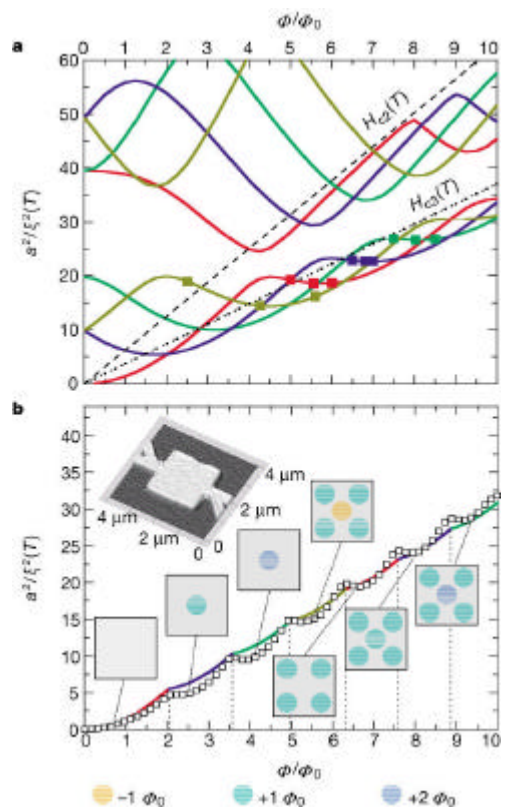


図 9 . $2\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$ の正方形超伝導体に侵入する量子化磁束の様子。(a). エネルギー計算の結果。(b). H_{c3} の磁場依存性の理論曲線と実験結果。正方形の内部には予想される量子化磁束の配置が模式的に示されている。

量子化磁束が進入するが、正方形の形と3個の量子化磁束の配置は対称性の関係からしっくりこないことは直感的に明らかである。図9によれば、それは正しく、正方形の隅に4個の量子化磁束を取り込み、中心には逆向きの量子化磁束を取り入れるというアクロバティックな幾何学的配置をとって系は安定化することを示している。磁束は同じ向きなら斥力が働くが、逆向きなら引力となるので、両者はある程度接近すると合体して消滅してしまうのが普通である。逆向きの磁束が安定に存在するこの現象は、通常バルク超伝導体では起こり得ない全く新しい現象である。

ここまでくると、さらに磁場を増すとどのような現象が起こるか、もう直感的に推測できる。図9のような正方形の超伝導体の場合、幾何学的対称性は4回対称であるから、量子化磁束の安定な配列の仕方は対称性の制約を強く受け、結局、 $L=n+4m$ と数学的に表現することができる。ここで L は全量子化磁束の数、 n, m は整数で、 $n=-1, 0, 1, 2, m=0, 1$ である。

このように、メソスコピックな領域では、超伝導体の幾何学的形状が量子化磁束の幾何学的配列に大きな影響を与え、バルク体では観測されない奇妙な現象が現れる。たとえば、超伝導体の形状が三角形の場合には図10のような配列をとることが予想されている。この場合の表現は、 $L=n+3m$ であることは容易に予想される。ただし、 $n=-1, 0, 1, m=0, 1$ である。そのほか、より対称性のよい円盤でも理論的な計算はすでになされている。この場合は、円盤の中心に回転対称中心を持つように配列するのであるが、量子化磁束の数が増えていくと多重の同心円構造をとり、その円周上に並ぶ磁束の数にマジックナンバ - が存在すると言われている。これは、ちょうど原子の量子力学的な電子軌道を連想させる。

我々は、このようなメソスコピック系における量子化磁束の奇妙な秩序化現象を、SQUID 磁気顕微鏡を用いて直接、実験的に検証する試みを行っている。YBCO 薄膜円盤を用いて行った測定の一例を図11に示す。円盤はSTO基板にレ - ザ - アプレ - ション法で作られた YBCO 薄膜を、直径 $50 \mu\text{m}$ に FIB 加工して使用した (試料はドイツ、マインツ大学の H. Adrian 教授から提供していただいた)。膜厚は 480 nm 、 $T_c=90.73 \text{ K}$ 、転移幅 $\delta T_c < 0.6 \text{ K}$ で、きわめて高品質の薄膜である。測定は T_c 以上で外部磁場を加え、磁場中冷却して、約 3 K で行った。

図11において、磁場を徐々に増加するとそれに伴い量子化磁束が YBCO 円盤内部に1個、2個、3個...と外部磁場に比例して侵入していく様子がわかる。磁場を下げると、徐々に量子化磁束の数が3個、2個、1個と減少し、完全に消滅してしまう。量子化磁束が6個入っている場合が特に興味深い。それは、量子化磁束が中

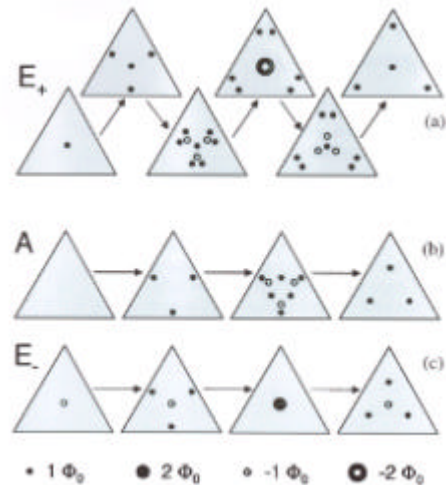


図10 . 三角形の超伝導体の場合の可能な量子化磁束の配列

心に1個あり、その周りに対照的に5個配列しており、この様子は理論的な予想と一致するように見える。しかしながら、図11をよく見ると、たとえば、1個目の量子化磁束の位置は円盤の中心にはないし、2個の場合、3個の場合も対称性がよくない。さらに、磁場を上下して測定すると、常に同じ場所に磁束線が同じ順番で侵入していく。このことは、ピン止め効果が強い部分が超伝導体中にあり、その位置に量子化磁束が常にトラップされている事を意味している。従って、この実験で見られた量子化磁束の配列は、超伝導体の幾何学的制約によって起こる自己秩序化現象ではなく、むしろ、薄膜の強いピン止め効果によるものと考えられる。今後、よりピン止め効果の小さい試料で測定し、これらの点を詳細に検討する必要がある。

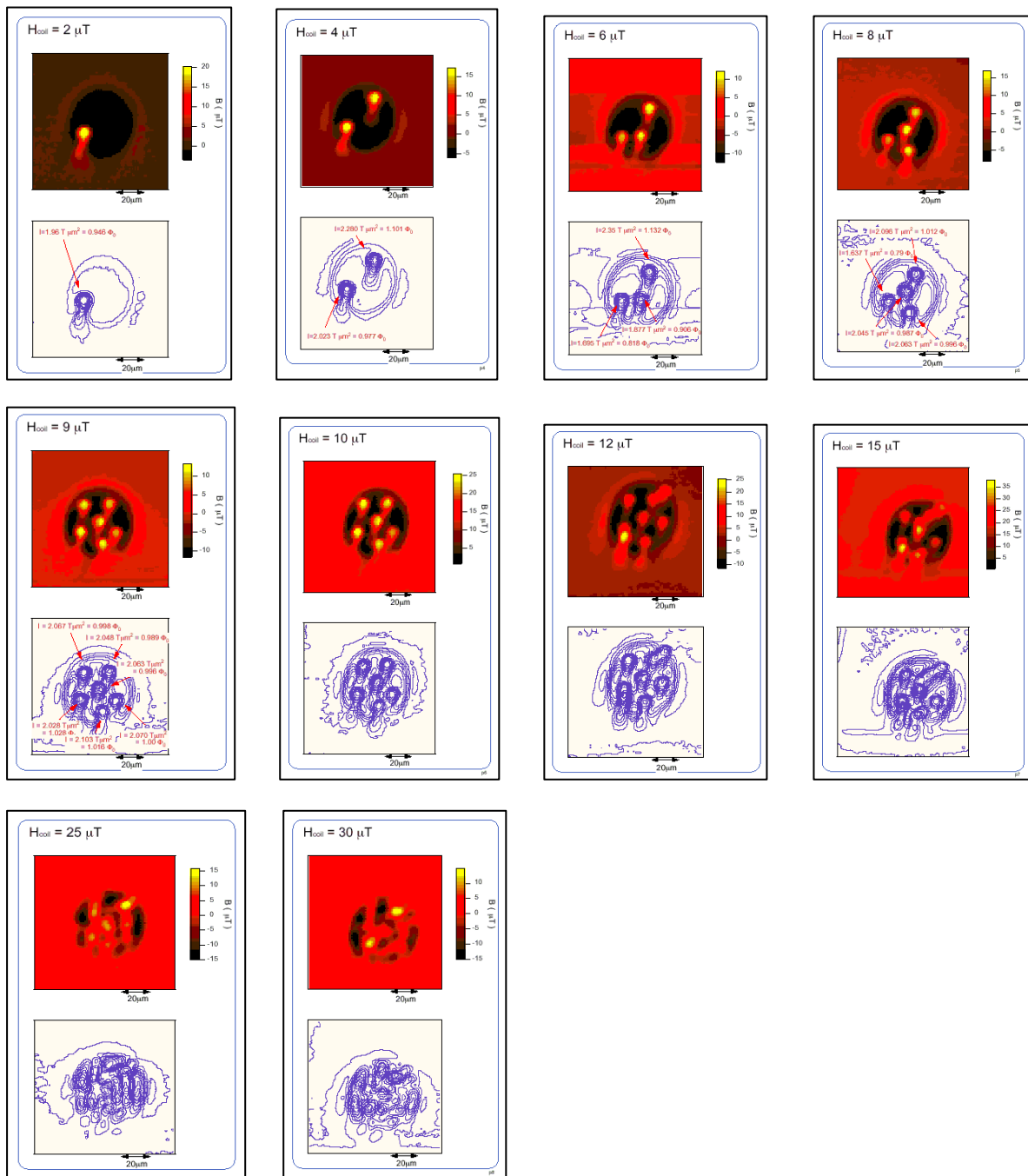


図11 . 磁場中冷却された直径 50 μm の YBCO 薄膜にトラップされた量子化磁束の様子。

このような少数粒子系の特異な自己秩序化現象は超伝導量子化磁束に限ったことではないようである。磁場中の電荷プラズマ系ではプラズマが磁場中で生成されると、初期には密度がほぼ均一であるが、時間経過とともに磁場中で運動しながら次第に多数の小さな渦となって、やがてそれが同心円状に配列し、あたかも星雲から星が誕生するかの如く秩序が発達していくことが最近の研究から知られていて、円柱状の空間の場合はマジックナンバーの存在も確認されている(D. Durkin and J. Fajans, Phys. Fluids 12 (2000) 289)。超伝導量子化磁束系と類似する大変興味深い現象である。また、超伝導体ではないが、量子ホール系でも同様の現象が起こるのではないだろうか。最近、絶縁体に FET 構造を作り、強い電場をかけ、強制的に電荷を誘導すると高温で超伝導化することが報告されているが、このような 2 次元電子系の超伝導ではどのような磁束の秩序が安定化するのか大変興味深いものがある。このように、超伝導体における磁束量子系の特異な秩序化現象は単に超伝導体の特殊な現象ではなく、もっと幅広く自然界に共通する一般的な現象であることは大変興味深い。このような少数粒子系の秩序化現象の一般的な法則を今後明らかにしたい。

(3) 磁性超伝導体における巨大量子化磁束の観察

超伝導と磁性、特に強磁性は共存しないと半世紀にもわたる長い間、信じられてきた(先駆的な論文として、V. L. Ginzburg, Sov. Phys. JETP 4, (1957) 153)。ごく最近、強磁性体で超伝導になる物質(たとえば、 $ZrZn_2$, UGe_2 , $RENi_2B_2C$, $RuSr_2RECu_2O_8$ など (RE=希土類元素)) が次々と発見され、この神話が崩れかけている。超伝導現象にはクーパーペアの形成が本質的であるが、通常の超伝導体では、スピンを反平行にしてペアができるから(シングレットペア)強磁性とは本質的になじまない。1960年代はじめに、三重項(トリプレット)にし、スピンをそろえたクーパーペアを形成することで強磁性と共存が可能な超伝導が理論的に予言されたが、そのような超伝導物質が当時発見されなかったため、液体 3He にその理論が適用され、大いに成功したいきさつがある。1970年代にそれが実験的に確認されたのである。最近になってようやく強磁性と超伝導が共存する物質が発見されるに至り、超伝導でこの問題が現実のものとなってきた。しかしながら、超伝導の場合、 3He の場合と本質的に異なる点は強磁性と超伝導が異なった自由度の秩序パラメータを持つことであり、必ずしもキュリー点 T_c と超伝導転移点 T_s が同じではない。これは、電子系の場合、超伝導や強磁性の発現舞台が固体中であり、超伝導電子はその対称性を反映して、より複雑な電子状態をとることが出来るためと考えられる。

このような強磁性超伝導体の磁束の量子化はどうなるのであろうか? 基本単位は全磁束として ϕ_0 であろうが、ゼロ磁場でも自発磁化があるから超伝導体内に磁束は存在するだろう。そうであれば、 H_{c1} は消滅してしまうのであろうか(自己誘導渦糸の発生)。また、マイスナー効果はどのようになるのであろうか? 量子化磁束を直接観測することでこれらの問題を解明するのがねらいである。

我々は手始めとして比較的容易に大型で良質の単結晶が得られる金属間化合物磁性超伝導体 $HoNi_2B_2C$ ($T_s=8$ K, $T_{N1}=5.8$ K, $T_{N2}=5$ K, $T_{N3}=4.7$ K), $ErNi_2B_2C$ ($T_s=11$ K, $T_N=6.8$ K) から調べることにした。特に、Ho の場合、複雑な磁気秩序状態を持ち、ゼ

口磁場で 5.8 K から 4.7 K の間で 3 つの相転移がある。この転移はすべて反強磁性的であるとされているが、この磁気転移に伴い、5 K 付近で H_{c2} はほぼゼロまで下がる。すなわち、超伝導がリエントラント的な大変興味深い振る舞いを示す。これは、磁気転移に伴う磁化の揺らぎが超伝導を抑制するためと理解されている。磁化は容易軸方向[110]で 3 段ステップ構造を示す特異な振る舞いを示す。

このような $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$ 単結晶の c -面にトラップされた量子化磁束を観察した。観測例を図 1 2 に示す。観測されるほとんどの磁束は全体で量子化されてはいるが巨大であり、 $\phi_0 \sim 6\phi_0$ 程度であること、多くの場合、正負の磁束がペアになっていること、しかも、ペアの作り方が全体で量子化磁束の整数倍であるが、個々の磁束の大きさには規則性がないことなどが明らかになった。このような巨大な量子化磁束はこれまで観測された例がない。

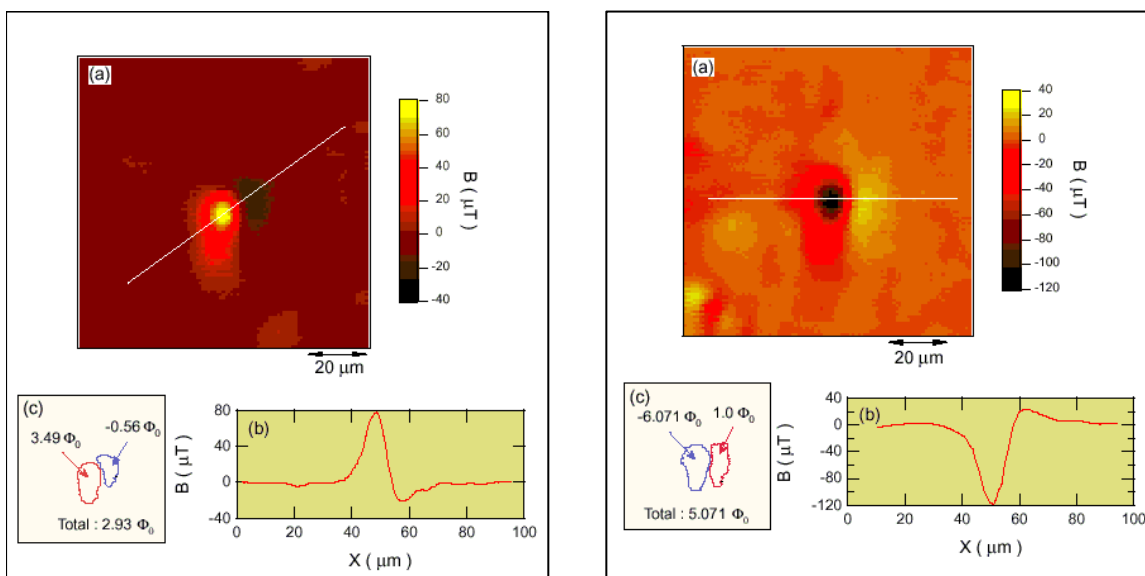


図 1 2 . $\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$ 単結晶 c -面表面で観測された巨大量子化磁束。測定温度は 4 K。左右の図中、(b)は写真(a)中の白線断面での磁場のプロファイルを表す。(c)は正負ペアとなっている磁束の分布を表す。

Tachiki 等 (M. Tachiki *et al.*, Phys. Rev. **B20** (1979) 1915) は、超伝導体中に磁気モメントがある場合、磁束の量子化は全磁束で起こるから、磁化が大きい場合、磁束は ϕ_0 を越えてしまうので、それを補うように反対向きの遮蔽電流が量子化磁束の周りに遠巻きに誘起され、結果的に反対向きの磁束が発生することなどを理論的に予言している。彼らによれば、反対向きの磁束は磁束の芯から $4 \sim 6\lambda$ 程度で芯を中心として軸対称となるはずであるが、実際観測された磁束は対称性が破れて対となっている。対をなしている磁束の距離は大体 $10 \mu\text{m}$ 程度であり理論と大きな矛盾はない。 ϕ_0 以上の巨大磁束量子は予想されていないが、磁気モメントが大きくなれば当然、 ϕ_0 を越えてしまい、その整数倍が安定化されることは想像に難くない。

$\text{HoNi}_2\text{B}_2\text{C}$ と同様の実験を $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ 単結晶で行ったが、巨大量子化磁束は観測されず、すべて ϕ_0 に量子化されている事が分かった。この違いがなぜ起こるのか現在、明らかでない。 $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ の量子化磁束の観測例を図 1 3 に示す。配列に直線状の構

造が見られるが、これは表面を研磨した際の傷によるものと思われる。

(4) 超伝導体 YBCO 薄膜における磁束量子の観察

超伝導体の量子化磁束はそれに伴う磁場の広がり $2\lambda \sim$ 数 100 nm 程度で、その大きさは、通常、全体で ϕ_0 に量子化されているので、SQUID 顕微鏡の開発過程で、磁場の感度や空間分解能のチェックには大変都合がよい。一風変わった用途であるが、高温超伝導体では、作成された薄膜やバルク体の品質が問題となる場合がしばしばあるが、量子化磁束の振る舞いを観察することで、超伝導体の品質評価にも使える。

図 1 4 は YBCO の高品質薄膜における量子化磁束の観測例である（試料は前述と同じ）。磁場を徐々に増加すると次第に量子化磁束の数が増えていく様子がわかる。これをフーリエ変換すると位置の相関関数

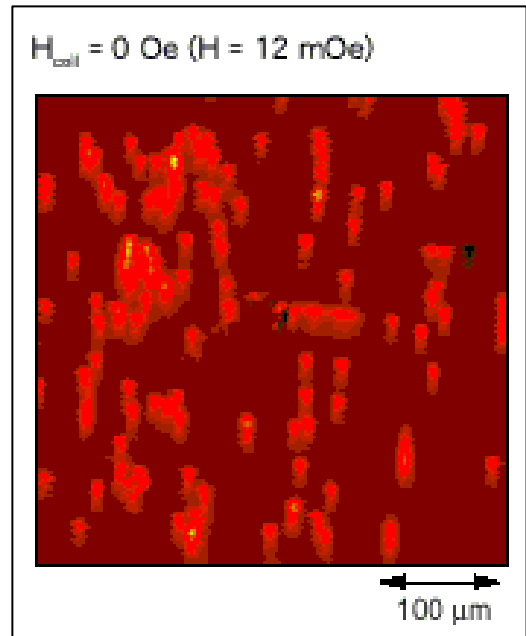


図 1 3 . 単結晶 $\text{ErNi}_2\text{B}_2\text{C}$ 表面に見られる量子化磁束。

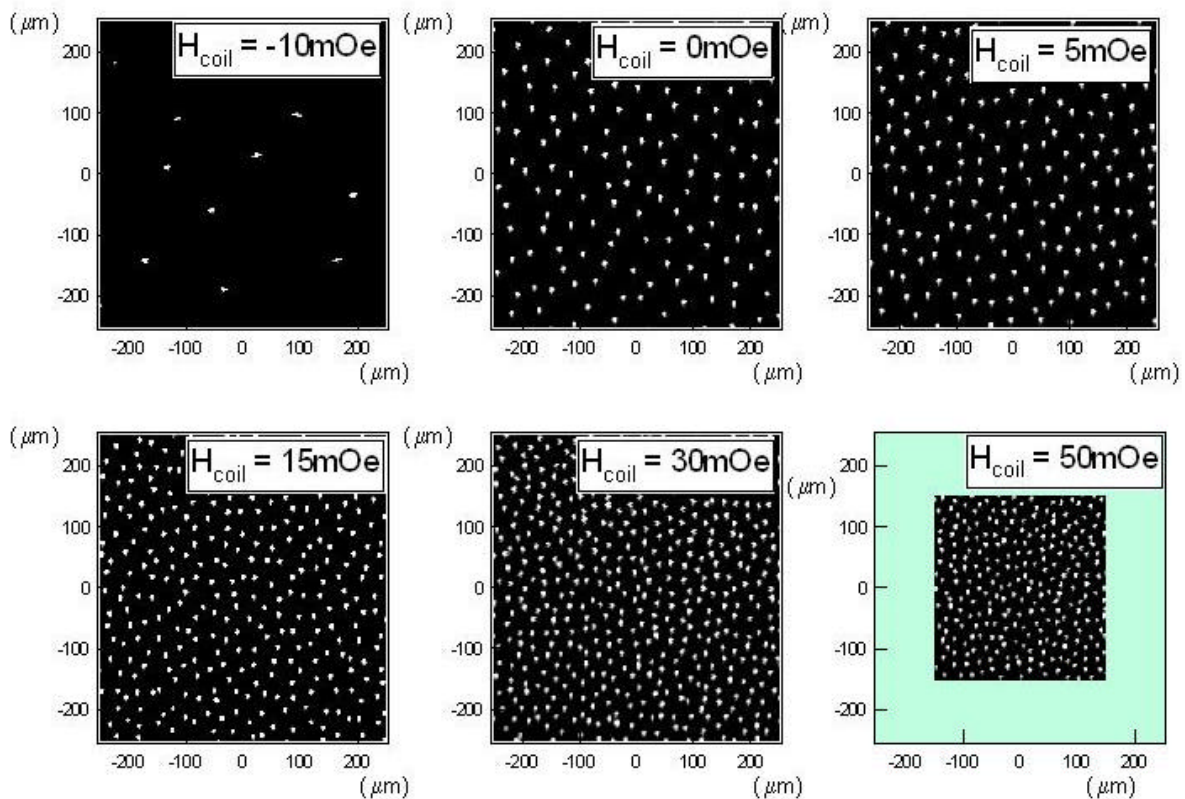


図 1 4 . YBCO 薄膜における量子化磁束（白い点）の分布の様子。広い領域（ $500 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$ ）に一様にランダムに分布している。

が求まる (図 15)。図 15 の右図から、位置の相関関数がある q の値でピークを持つことから、量子化磁束線は全くランダムな配置をするのではなく、それぞれには互いに斥力が働き、できる限り距離を置いた配置を取ろうとしていることが分かる。 $q_{1st\ peak}$ の逆数が量子化磁束の平均距離にあたる。

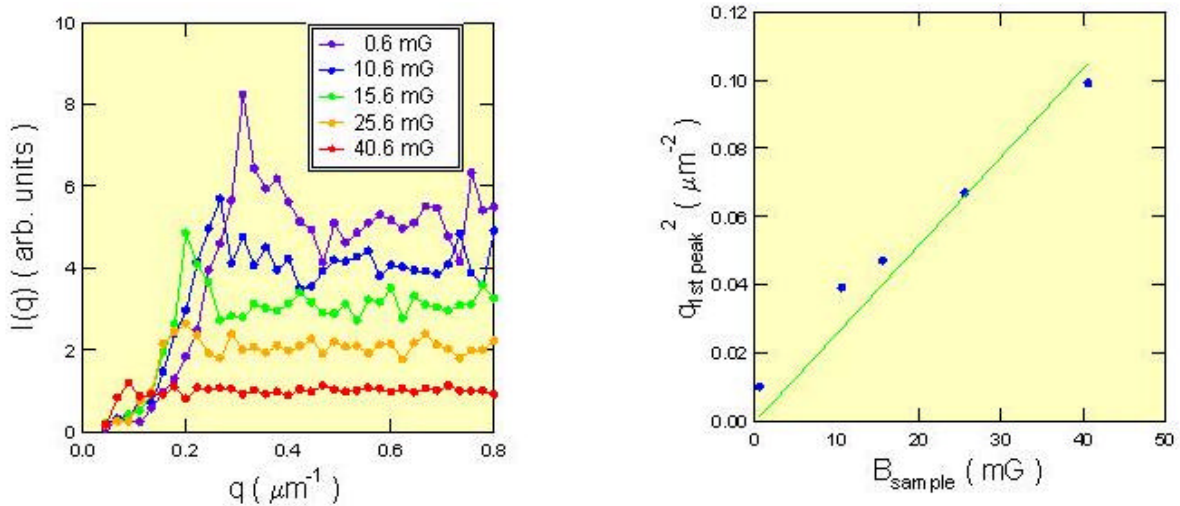


図 15 . 図 14 のデータから計算された量子化磁束の位置の 2 次元相関関数 (左)。相関関数のピーク位置の磁場依存性 (右)。

一見、当たり前のように見えるが、実はこれはきわめて貴重な実験結果である。上で説明したような一様ランダムな結果は、背景としての超伝導体がきわめて均一であることを意味している。従来の金属系の超伝導体ならこのような現象はごく当たり前であるが、高温超伝導体の場合、このように一様にランダムな配列が観測されることはきわめてまれである。測定対象が異なるが、その一例として $\text{La}_{1.80}\text{Sr}_{0.20}\text{CuO}_4$ の良質単結晶 (長谷川哲也、第 12 回高温超伝導研究会報告、2001 年 3 月 (JAERI-Review 2001-008, p54)) 及び、その薄膜で観測された異常な磁束の振る舞い (I. Iguchi, *et al.*, Nature 412 (2001) 420) を図 16 に示すが、このような特異な縞模様や構造、ましてや T_c 以上で磁束 (?) が観測されるなどということは我々の実験ではない。これは明らかに試料の質が悪いために起こる現象である。実験結果 (測定) そのものは正しいかもしれないが、超伝導機構解明の議論には使ってはならない次元のものであろう。本実験で使用した YBCO 超伝導薄膜の質の高さが改めて認識されると同時に、このような異常な実験結果は試料の質の悪さによるものであることを明らかにしたことは少なからず意義あると考える。

図 14 からわかるように、観測された量子化磁束は誤差範囲 (\pm 数%以内) ですべて ϕ_0 である。一例たりとも $\phi_0/2$ は観測されなかった。YBCO 薄膜はサブミクロン単位の YBCO 粒が密集した構造を取るが、このような数多くの粒界の中には $\phi_0/2$ を作るようなトリクリスタル接合が存在しないのだろうか?あるいは、そのような接合が全く存在しないほど質の高い薄膜なのだろうか?膜質の詳細な分析を行い、今後、この問題を明らかにしたい。

5. 研究の進め方と経過

SQUID センサーの基礎研究をセイコーインスツルメンツ(株)と共同研究し、推進した。これにより上記したように、微小検出コイルのデザインや基板加工、FIB加工の導入のアイデアが生まれ、現時点で空間分解能が約、500 nmの世界最高分解能を持つ磁気顕微鏡を実現することができた。

この装置を用いて現在、筑波大学との協力研究により、超伝導体の量

子化磁束の事故秩序化に伴う新現象の観察、磁性超伝導体の巨大量子化磁束の観察、磁性超伝導体 $RESr_2Cu_2(Fe,Co)O_{6+\delta}$ (RE: 希土類元素) の合成と試料評価(高分解能粉末中性子回折、メスバウアー実験)などを行ってきた。資料の合成と評価に関しては述べる余裕がなかったが、これまでに、強磁性と超伝導性を同時に示す $YSr_2Cu_2FeO_{6+\delta}$ の合成に成功し、結晶学的な構造を明らかにした。この試料の単結晶化が今後の課題である。

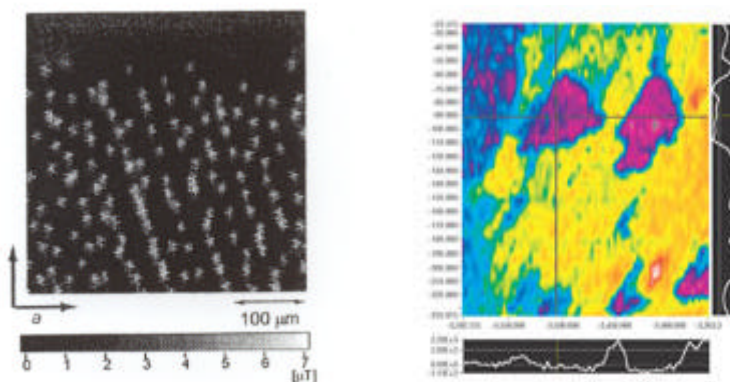


図16. 左図は、 $La_{1.8}Sr_{0.2}CuO_4$ 単結晶における ab -面における量子化磁束の観察例 (JAERI-Review, 2001-008, p54 より転載)。磁場は c -軸方向に $2 \mu T$ かけられた。測定温度は $3 K$ 。右図は、パルスレザアブレション法で作成された $La_{1.9}Sr_{0.1}CuO_4$ 薄膜の $T_c (=18-19 K)$ 以上 ($25.5 K$) で観測された数 $10 \mu m$ にわたる反磁性領域(紫色の領域) (Iguchi, et al., Nature **412** (2001) 421 より転載)

6. 研究資源の実績

6.1 研究員等の編成

編成は、グループリーダー1名(客員研究員)、研究員2名(内1名が兼務者である)、博士研究員1名(平成12年4月?15年3月)である。グループリーダーが研究総括を、研究員と博士研究員が、装置開発、磁気顕微鏡実験、中性子回折実験を行った。

6.2 研究予算

年度	予算額	購入物品等
平成12年度	43,400千円	SQUID 磁気顕微鏡システム
平成13年度	24,322千円	マイクロ DC-SQUID ユニット 磁気顕微鏡駆動・計測ユニット
平成14年度	25,924千円	
合計	93,646千円	

6.3 使用した主な既存・新規の施設、装置、等

磁気顕微鏡実験：原研の走査型 SQUID 磁気顕微鏡

中性子回折実験：原研 JRR-3M の高分解能粉末中性子回折装置

メスバウアー実験：筑波大学のメスバウアー実験装置

7. 研究成果の今後の展望および他分野への波及効果

SQUID 素子を用いた高感度磁気顕微鏡の開発を行った。2年間の開発で、実空間で ~ 500 nm の空間分解能を達成できた。磁場感度も高いので、量子化磁束を精度よくかつ定量的に議論できる。これは、空間分解能及び磁場感度において世界最高である。現在、さらに高分解能化を進めており、~ 100 nm 程度の分解能が最終的には可能と考えている。今後の開発目標である。

このような高分解能で、かつ、高感度な磁気力顕微鏡は、すでに述べたように、超伝導のみならず、あらゆる物質の微視的な磁場分布の測定に使うことができる。たとえば、今後、強磁性体の磁化構造やデバイスの磁気構造の観察、生体機能の研究など、多方面へ使われることが予想される。

本研究ではこの装置を用いて超伝導体の量子化磁束が示す興味ある現象の観察を試みた。これらは、

(1) 量子化磁束の自己秩序化にともなう新しい現象の観測

超伝導体のサイズが小さくなり、量子化磁束が超伝導体の存在領域を認識する大きさになると、超伝導体の対称性の制約を強く反映した秩序状態が量子化磁束の集合組織の中で発生する。良質 YBCO 薄膜で観測を試みたが、これまでのところ、ピン止め効果が強く、必ずしも自己秩序化を検証できなかった。よりピン止め効果の弱い系で実験を行うことで検証が可能であると考えている。超伝導体の形状、大きさをかえ、超伝導体の幾何学的制約と量子化磁束の秩序化の関係を明らかにしたい。今後、メゾスコピック超伝導体の新しい分野が開拓できるものと期待される。

(2) 磁性超伝導体における巨大量子化磁束の観察

磁性超伝導体、とくに強磁性超伝導体の磁束状態では自己誘導磁束状態が発生し、完全反磁性状態が不完全となると予想される。また、磁束の量子化が磁性体の磁化を含むから、量子化磁束が巨大化し、それを打ち消すため磁束の反転が起こると予想されている。本研究で、磁性超伝導体 $\text{HoN}_2\text{B}_2\text{C}$ で観測された $\phi_0 \sim 6\phi_0$ はこれに当たると思われる。また、このような巨大磁束は反対向きの磁束を伴い、ペアを構成していることが分かった。しかしながら、このような巨大磁束は $\text{ErN}_2\text{B}_2\text{C}$ では観測されなかった。この両者の違いは明らかでない。今後、この問題を他の磁性超伝導体でも実験し、強磁性超伝導体での量子化磁束の存在形態を明らかにしていく。

(3) 超伝導体 YBCO 薄膜における磁束量子の観察

YBCO の良質薄膜で、一様でランダムに分布した量子化磁束を観察した。この量子化磁束を用いて開発した装置の試験を行った。観測された量子化磁束は実験誤差内ですべてが ϕ_0 に量子化されており、 $\phi_0/2$ は観測されなかった。今後、

SQUID 磁気顕微鏡の空間分解能が ~ 500 nm を越えれば量子化磁束そのものの構造を直接観察することができるはずである。これは超伝導の対称性を直接反映するから、今後、高温超伝導機構解明に役立つと期待される。

別添資料： 成果発表一覧

1 . 学会誌等

1 . 1 . 国際誌

1. “Vortex imaging of a magnetic superconductor $HoNi_2B_2C$ by scanning SQUID microscopy”, Y. Hata, J. Suzuki, I. Kakeya, K. Kadowaki, S. Nakayama, A. Nagata, A. Odawara, and K. Chinone, *Physica C* (in print).
2. “Crystal structure of $YSr_2Cu_2FeO_{6+d}$ system”, T. Mochiku, Y. Mihara, Y. Hata, S. Kamisawa, J. Suzuki, K. Kadowaki, H. Fujii, and K. Hirata, *Physica C* (in print).
3. “Crystal structure of magnetic superconductor $YSr_2Cu_2FeO_{6+\delta}$ ”, T. Mochiku, Y. Mihara, Y. Hata, S. Kamisawa, M. Furuyama, J. Suzuki, K. Kadowaki, N. Metoki, H. Fujii and K. Hirata, *J. Phys. Soc. Jpn.* **71** (2002) 790.

1 . 2 . 国内誌

1. 「ミクロな磁場の形-SQUID 磁気顕微鏡」, 門脇和男、基礎科学ノート ISSN 1340-3079: 7-2 (2000) 31-33.
2. 「原研における SQUID 顕微鏡研究計画：構想・目的と現状」, 門脇和男, 掛谷一弘, 鈴木淳市, 畑慶明, 北條喜一, 茅根一夫, 中山哲、JAERI-Review 2001-008 (2001) 58-64.

2 . 口頭発表

2 . 1 . 国際学会発表

1. “Scanning SQUID microscope study of vortices in superconductors”, K. Kadowaki, J. Suzuki, Y. Hata, I. Kakeya, K. Chinone, and S. Nakayama, Workshop on vortex imaging (Cadiz, Spain) June 11, 2000.
2. “Vortex imaging of $RENi_2B_2C$ ($RE = Ho, Er$) using scanning SQUID microscopy”, Y. Hata, J. Suzuki, K. Kadowaki, I. Kakeya, S. Nakayama, A. Nagata, A. Odawara, and K. Chinone, Annual APS March meeting 2001 (Seattle, USA) March 12, 2001.
3. “Scanning SQUID microscopy of vortices in high- T_C superconductors”, J. Suzuki, Y. Hata, K. Kadowaki, I. Kakeya, S. Nakayama, A. Nagata, A. Odawara, and K. Chinone, Annual APS March meeting 2001 (Seattle, USA) March 14, 2001.
4. “Superconductivity in $RESr_2Cu_2FeO_{6+d}$ ($RE = Nd, Sm, Eu, Gd, and Y$)”, K. Kadowaki, Y. Mihara, S. Kamisawa, Y. Hata, J. Suzuki, and T. Mochiku, Annual APS March meeting 2001 (Seattle, USA) March 15, 2001.
5. “Scanning SQUID microscopy of vortices in high- T_C superconductors”, J. Suzuki, Y. Hata, I. Kakeya, K. Kadowaki, S. Nakayama, A. Nagata, A. Odawara, K. Chinone, M. Maier, J. C. Martinez, and H.

Adrian, SQUID2001: “*International conference on physics and applications of superconducting quantum interface*”, (Stenungsund, Sweden), September 12, 2001.

6. “*Study of vortex matter in highly anisotropic superconductors*”, K. Kadowaki, K. Kimura, S. Kamisawa, E. Sugahara, S. E. Savel'ev, J. Mirkovic, J. Suzuki, Y. Hata, T. Nakayama, A. Nagata, and K. Chinone, “*International conference on vortex matter in superconductors at extreme scales and conditions*”, (Crete, Greece) September 23, 2001.
7. “*Crystal structure of $YSr_2Cu_2FeO_{6+d}$ system*”, T. Mochiku, Y. Mihara, Y. Hata, S. Kamisawa, J. Suzuki, K. Kadowaki, H. Fujii, and K. Hirata, ISS2001: “*International symposium on superconductivity*” (Kobe, Japan) September 26, 2001.
8. “*Scanning SQUID microscopy of vortices in a $YBa_2Cu_3O_{7-d}$ thin film*”, J. Suzuki, Y. Hata, I. Kakeya, K. Kadowaki, S. Nakayama, A. Nagata, A. Odawara, K. Chinone, M. Maier, J. C. Martinez, and H. Adrian, ISS2001: “*International symposium on superconductivity*”, (Kobe, Japan) September 27, 2001.
9. “*Vortex imaging of a magnetic superconductor $HoNi_2B_2C$ by scanning SQUID microscopy*”, Y. Hata, J. Suzuki, I. Kakeya, K. Kadowaki, S. Nakayama, A. Nagata, A. Odawara, and K. Chinone, ISS2001: “*International symposium on superconductivity*”, (Kobe, Japan) September 27, 2001.
10. “*Scanning SQUID microscopy study of superconducting disks*”, Y. Hata, J. Suzuki, I. Kakeya, K. Kadowaki, A. Odawara, A. Nagata, S. Nakayama, and K. Chinone, Annual APS March meeting 2002 (Indianapolis, USA) March 18, 2002.
11. “*Superconductivity of $RESr_2Cu_2FeO_{6+d}$ ($RE = Y, Er, \text{ and } Gd$)*”, Y. Hata, Y. Mihara, Y. Nakano, T. Mochiku, H. Fujii, J. Suzuki, I. Kakeya, and K. Kadowaki, Annual APS March meeting 2002 (Indianapolis, USA) March 18, 2002.
12. “*Development of high resolution scanning SQUID microscope*”, Y. Hata, J. Suzuki, I. Kakeya, K. Kadowaki, A. Odawara, A. Nagata, S. Nakayama, and K. Chinone, Annual APS March meeting 2002 (Indianapolis, USA) March 21, 2002.

2 . 2 . 国内学会発表

1. $RESr_2Cu_2FeO_{6+d}$ の超伝導化

三原康正, 畑慶明, 神沢志保, 茂筑高士, 鈴木淳市, 掛谷一弘, 門脇和男
日本物理学会 第 55 回年次大会 (新潟市) 9月 23日, 2000 年

2. 原研における SQUID 顕微鏡研究計画: 構想・目的と現状

門脇和男, 掛谷一弘, 鈴木淳市, 畑慶明, 北條喜一, 茅根一夫, 中山哲

第 12 回高温超伝導研究会 (東海村) 12 月 7 日, 2000 年

3. YBCO 薄膜のボルテックス-SQUID 顕微鏡観察

鈴木淳市, 畑慶明, 門脇和男, 掛谷一弘, 中山哲, 永田篤士, 小田原成計, 茅根一夫
研究会「ボルテックスマターの物理」(つくば市) 2 月 27 日, 2001 年

4. 走査型 SQUID 顕微鏡による高温超伝導体の磁束量子の観測

鈴木淳市, 畑慶明, 門脇和男, 掛谷一弘, 中山哲, 永田篤士, 小田原成計, 茅根一夫
日本物理学会 第 56 回年次大会 (八王子市) 3 月 27 日, 2001 年

5. 走査型 SQUID 顕微鏡による $RENi_2B_2C$ ($RE = Ho, Er$) の磁束量子の観測

畑慶明, 鈴木淳市, 門脇和男, 掛谷一弘, 中山哲, 永田篤士, 小田原成計, 茅根一夫
日本物理学会 第 56 回年次大会 (八王子市) 3 月 27 日, 2001 年

6. $YSr_2Cu_2FeO_{6+\delta}$ 系の中性子回折

茂筑高士, 三原康正, 畑慶明, 神沢志保, 鈴木淳市, 門脇和男, 及川健一, 神山崇, 藤井宏樹,
平田和人
日本物理学会 2001 年秋季大会 (徳島市) 9 月 18 日, 2001 年

7. 走査型 SQUID 顕微鏡による Nb disk の量子磁束観察

畑慶明, 鈴木淳市, 掛谷一弘, 門脇和男, J. Bekaert, V. V. Moshchalkov, 中山哲, 永田篤士,
小田原成計, 茅根一夫
日本物理学会 2001 年秋季大会 (徳島市) 9 月 19 日, 2001 年

8. 走査型 SQUID 顕微鏡による $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 薄膜の磁束量子観察

鈴木淳市, 畑慶明, 掛谷一弘, 門脇和男, 中山哲, 永田篤士, 小田原成計, 茅根一夫, M.
Maier, J. C. Martinez, H. Adrian
日本物理学会 2001 年秋季大会 (徳島市) 9 月 19 日, 2001 年

9. 走査型 SQUID 顕微鏡による磁性超伝導体 $RENi_2B_2C$ ($RE = Ho, Er$) の量子磁束観察

畑慶明, 鈴木淳市, 掛谷一弘, 門脇和男, 中山哲, 永田篤士, 小田原成計, 茅根一夫
日本物理学会 2001 年秋季大会 (徳島市) 9 月 19 日, 2001 年

10. $YSr_2Cu_2FeO_{6+\delta}$ 磁性超伝導体の超構造

茂筑高士, 藤井宏樹, 三原康正, 畑慶明, 及川健一, 神山崇, 鈴木淳市, 門脇和男, 平田和人
日本中性子科学会 第 1 回年会 (仙台市) 12 月 6 日, 2001 年

11. 磁束系の多様な秩序状態

門脇和男

第 13 回高温超伝導研究会 (東海村) 12 月 18 日, 2001 年

12. 走査型 SQUID 顕微鏡の高空間分解能化と応用

鈴木淳市, 畑慶明, 掛谷一弘, 門脇和男, 小田原成計, 永田篤士, 中山哲, 茅根一夫
日本物理学会 第 57 回年次大会(草津市) 3月 24 日, 2002 年

13. 走査型 SQUID 顕微鏡による微小超伝導 disk の磁束観察

畑慶明, 鈴木淳市, 掛谷一弘, 門脇和男, 小田原成計, 永田篤士, 中山哲, 茅根一夫
日本物理学会 第 57 回年次大会(草津市) 3月 24 日, 2002 年

14. $\text{YSr}_2\text{Cu}_2\text{CoO}_7$ 系の結晶構造

茂筑高士, 三原康正, 畑慶明, 鈴木淳市, 門脇和男, 平田和人, 鬼頭聖, 伊原英雄
日本物理学会 第 57 回年次大会(草津市) 3月 24 日, 2002 年

(記:平成 14 年 4 月 22 日)