題目 : 幾何学的構造をもつ微小超伝導体に閉じ込めた量子渦配列

英文題目 : Vortex matter confined in large mesoscopic superconductors with various geometric shapes

電気通信大学 小久保伸人

§1 はじめに

たがいに反発しあう粒子を小さな構造を持つ平面内に押し込めたらどんな配列状態が 現れるのかは興味ある問題である.これは粒子を周期的に並べようとする斥力相互作 用と構造による閉じ込めとの競合問題であり,具体的には半導体量子ドットに閉じ 込めた電子¹⁾,溝に入れたコロイド²⁾,プラズマ中の微粒子³⁾,超流動へリウムや希薄 原子気体の量子渦^{4),5)}等で見つけることができる.閉じ込めた粒子が小さな集合体(ク ラスター)となり,閉じ込めた粒子数に応じてさまざまな配列パターンを形成する.シェ ル (Shell) と呼ばれる殻構造はその一つであり,メンデレーエフの周期律に似 た充填規則(packing sequence)で特徴づけられ大変興味深い⁶⁾.ここでは超伝導 体に現れる電流渦(Vortex)を取り上げ,話を進める.

第2種超伝導体に磁場を印加すると量子化磁束 Φ_0 (=h/2e $\approx 2 \times 10^{-15} \text{ Tm}^2$)を伴う 超伝導電流の渦が多数誘起される.量子渦とも呼ばれ,それぞれの磁束量子の周り で超伝導を特徴づける波動関数の位相が2π変化する.渦は磁場侵入長程度の広が りをもち,渦と渦との間に斥力が働く.このため渦は規則正しく格子(三角格子)状に 配列することが知られている ⁷.

さて超伝導体の大きさが小さく(たとえば磁場侵入長の数倍から数十倍程度 になる)なると渦配列はどうなるであろうか.一般的に試料サイズが小さくな ると試料表面の影響が重要な役割を果たすようになる.超伝導体の渦の場合, 試料端から受ける斥力により試料の周囲に沿って整列するため,形状を反映し た独特な渦配列が形成される.例えば円形に整えた微小超伝導体の場合,渦は 円の周囲に沿って整列し,等間隔に並んだ多角形構造を形成する.渦数が増える とその多角形の内部に渦が現われ,同心円状に並ぶ.このような多重の多角形 配列を殻構造と呼ぶ ⁸⁾⁻¹³⁾.

小さな超伝導体の量子渦に関する研究は、これまで、複数の渦が一つにまと

まる巨大渦状態(Giant-vortex state)の解明に力が注がれてきた¹⁴⁾⁻²⁰⁾. これは 整数倍の磁束量子 $n\Phi_0$ を伴い, その周りで波動関数の位相が $2\pi n$ 変化する大き な渦である.単一の磁束量子を伴う渦で構成された多重渦状態(multi-vortex state)と区別される.巨大渦の出現は磁場による超伝導転移温度の僅かな振動を 捉えた電気抵抗測定²¹⁾やホール素子を使った磁化測定¹⁶⁾により見出され, 渦配 列の空間分布を捉えた微小トンネル接合の実験により確認された¹⁸⁾. その後, 巨大渦状態は走査トンネル分光顕微鏡により可視化されている^{19),20)}.

一方,多重渦状態に現れる殻構造は、巨大渦の陰に隠れた問題であった. 殻構造は"小さな円"に電子を敷き詰める最も安定な配列を表したトムソンの原子モデル²²⁾に始まり、メンデレーエフの周期律に似た充填規則で特徴づけられることが知られている⁶⁾.半導体の量子ドットに閉じ込めた2次元のウィグナークラスター⁶⁾や帯電したステンレス小球(巨視的ウィグナークラスター)²³⁾、ダストプラズマ³⁾などクーロン相互作用で配列が定まる系に定着しているが、最近、超伝導体の渦でも、同心円状の殻構造が観測され、よく似た充填規則に従うことが報告されている^{12),24)}.

設構造をもたらす閉じ込め形状は一般的に円形を想定している.最も対称性の 高い平面構造であり,同心円状の配列を組みやすい.これに対し三角形や正方形 といった多角形状の平面構造では,閉じ込め形状と配列の間に幾何学的なつり 合い(Commensurability)が生じる.これは形状と一致する配列構造を安定化す るため,同心円状の配列を想定する殻構造の概念をそのまま適用できるかどう かは必ずしも自明でない.また多くの配列には,形状にしたがった変形が起こ り,弾性エネルギーが蓄えられる.基底状態が明確に定まらず,複数の配列状 態が現れることがあり,問題は複雑化する.形状の対称性により誘起される反 渦(Anti-vortex)の問題²⁵⁾⁻²⁷⁾はその一部とされる.

本稿では、われわれが進めてきた超伝導渦の可視化実験の中で、特に円形、正 方形、三角形状の微小超伝導体に閉じ込めた渦配列を殻構造という立場で解説 する^{24,28,29)}.以下§2では超伝導量子干渉計(SQUID)を使った磁気顕微鏡とア モルファス超伝導膜を加工した試料について、§3では円形の試料で得られた 渦の殻構造とそれを特徴づける充填規則、§4では正方形及び三角形状の試料 で得られた渦配列とつり合い効果を紹介する.



第1図. 走査 SQUID 磁気顕微鏡の(a) 写真と(b) その概略図.(c) セン サーチップの概略図と検出コイル付近の写真.(d) 試料表面と検出コイルの位 置関係.(f) 観測された磁束量子の磁気イメージの例.

§2 実験装置·試料

第1図に本研究で用いた走査 SQUID 磁気顕微鏡(セイコーインスツルメンツ (株) 製, SQM-2000)を示す.基本的に液体ヘリウムフロー型のクライオスタ ットで,対向する上部のセンサー部と下部の試料台とを冷却する[第1図(b)]. 装置の要となるセンサーチップは第1図(c)に示すように Nb 膜の DC-SQUID 素子 とチップ先端の小さな超伝導検出コイルで構成され,カンチレバーの先端に設 置してある. XYZ 方向の稼働軸をもつ稼動ステージは試料台の下部にあり,セン サーへのアプローチやスキャンは試料台で行う.詳しくは解説 ^{30,31)}を参考にし ていただきたい.

第1図(e)に直径10μm(線幅2μm)の検出コイルで捉えた磁束(渦)の磁気 イメージを示す.第1図(d)の模式図に示すように試料表面からラッパ状に漏れ 出た磁束を検出コイルで捉えるため、実際より広がった渦の磁気イメージとな る. 試料表面を検出コイルに近づければ実際の渦の大きさに近いイメージが得 られるが、近づけすぎると渦と検出コイルとの相互作用が無視できなくなり渦 が可視化中に動いてしまう.逆に離しすぎると磁束が広がり渦の磁気イメージ が明瞭でなくなる.検出コイルの位置の調整に十分な注意を払わなければなら ない.空間分解能は検出コイルの大きさで決まる.標準的な検出コイル(直径 $10 \mu m$,線幅 $2 \mu m$)を用いると~4 μm 程度となる.これは多くの超伝導体に現 れる渦の大きさ ($1 \mu m$ 程度以下)に比べると、決して十分ではない.空間分解 能の向上を目指した検出コイルの小型化や磁気イメージの数値処理方法の開発 が進められている 30-32.鋭利な石英管の先端を利用した微小な SQUID センサー を用いることにより、空間分解能を1桁以上(~ $0.2 \mu m$ 程度)改善した報告例 もある 33.

微小系特有の渦状態を可視化する上で最も重要なのが超伝導材料の選定であ る.一般的に渦は超伝導体に内在する結晶粒界や不純物,格子欠陥などにピン 止めされるため,乱れた配列を組みやすい³⁴⁾.また試料の結晶軸に沿って配列 することもある³⁴⁾.そこで我々は非晶質な超伝導体に着目し,室温で成膜可能 な2元系アモルファス Mo_xGe_{1-x}膜(x = 76-78%)を選んだ³⁶⁾.アモルファス超伝導 体の中で比較的高い超伝導転移温度($6\sim7$ K 程度)を持ち,5 nm 程度の短いコ ヒーレンス長*ξ*と 0.6 μ m 程度の長い磁場侵入長 λ で特徴づけられる.アモルフ アス膜のピン止め特性を決定するのは主に平均自由行程の変化をもたらす構造 ゆらぎ(δI)と超伝導転移温度の変化をもたらす組成比ゆらぎ(δT_c)とされ る³⁷⁾.均質で一様なアモルファス構造をもつ試料であればピン止めの影響を抑 えた本質的な渦状態が期待できる.

走査 SQUID 磁気顕微鏡で渦状態を可視化するにはもう一つ工夫が必要となる. 渦配列を磁気的に捉えるには,隣接する渦同士の距離を磁気顕微鏡の空間分解 能($\sim 4 \mu m > \lambda$)より広くしなければならない.しかし,渦間の相互作用が及 ぶ特徴的な長さである磁場侵入長を超えるので,渦間の相互作用を十分確保で きない恐れがある.我々は超伝導膜の膜厚 t ($\sim 0.20 \mu m$)を磁場侵入長より薄 くすることによりこの問題を克服できるものと考えた.その理由としてはまず

(1) 遮蔽が十分でなくなるため誘起される渦はパール長 Λ (=2 λ^2/t ~3-4

μm)程度に広がる. さらに,

(2) 渦糸間にはたらく斥力相互作用は長距離[$\propto 1/r$ (r>> Λ)]となる ためである^{38,39}. 走査 SQUID 磁気顕微鏡が扱いやすい試料サイズは数 10~100 μ m程度である. 薄膜化すればパール長 Λ の数倍~数十倍程度に相当するので, 事実上(de facto)の(大きな)メゾスコピック超伝導体として微小系特有の 渦配列が期待できる⁴⁰.

微小超伝導体の渦状態の観測には印加する磁場の履歴にも注意を払わなけれ ばならない.超伝導状態で印加磁場を増加させた場合,試料端に現れる表面バ リアが渦の侵入を妨げる⁴¹⁾.このため、マイスナー状態を表す振る舞いが広い 磁場範囲にわたって観測される.やがて磁束(渦)の侵入を許すが,その後, 磁場を減少させると,侵入とは異なる磁場で渦が試料から出ていく.印加磁場 の履歴により異なる渦状態が現われるので都合が悪い.このような磁場履歴を 伴わないようにするには磁場中冷却法がよい.試料に磁場が均一に侵入する常 伝導状態(昇温した状態)で磁場を印加し,試料を冷却する.表面バリアの影 響なく渦が誘起されるので,渦の平衡状態が現われる.本稿では印加磁場の大 きさを変えて観測した様々な渦状態を紹介するが,すべてこの磁場中冷却で得 られた結果であるので注意していただきたい.



第2 図. 走査 SQUID 磁気顕微鏡で磁気的に可視化した円形状のアモルファス超 伝導薄膜における渦配列の磁気イメージ. 直径 34μmの円板試料で観測された 渦度 *L*=1~5 における結果を順に(a)~(f)に示す. 直径 56μmの円板試料で 観測された *L*=6と8の渦配列をそれぞれ(g)と(h)に示す. [文献[24]より]

§3 円形状の微小超伝導体に閉じ込めた多重渦状態

3.1 低渦度における渦配列と遮蔽電流の役割

走査 SQUID 磁気顕微鏡を使った渦の可視化実験を進めるにあたり,まず装置が 扱える比較的大きな試料で微小系特有の渦状態が観測できることを実証しなけ ればならない.このため我々は,具体的な渦配列が理論的によく調べられてい る円形状の微小超伝導体に着目し,可視化実験に取り組んだ.アモルファス円 板膜で観測した渦配列の磁気イメージの例を第2図に示す.最初に侵入した渦 は第2図(a)に示すように円板のほぼ中心に現れる.第2図(b)と(c)は渦が2つ侵 入した場合で,いずれも円の中心に対して対称に配置したペアを組んでいる. 渦ペアの向きが異なるのは回転の自由度を伴う渦配列であることを示している. 渦数が増えるごとに渦の配列は三角形[第2図(d)],四角形 [第2図(e)],五角形[第 2図(f)]と成長する.いずれも微小円板に特有な渦状態である.一部の渦のイメ ージが歪んでいるが,これは可視化中に渦が動いたためであり,渦配列の動き やすさと関連する.



第3図.(a)円板試料に誘起された渦度と印加磁場の関係.(b)多角形配列の広がりを特徴づける直径D_{ring}と印加磁場の関係.[文献[24]より]

円板試料に印加した磁場の大きさと誘起された渦数(渦度 L)の関係を第3 図(a)にまとめた.印加磁場に対して渦度が1つずつ階段状に増加するメゾスコ ピックな性質が現われている.直線は印加した磁場が全て(量子化条件と無関 係に)円板試料に侵入した場合を表す⁴²⁾.比較すると試料に侵入する磁束(渦) が明らかに少ないことに気がつく.直線からの差は円板試料の磁化に相当し, 渦度の変化は磁化の飛びに対応する.渦度が一定となる狭い磁場範囲に着目す ると磁化の大きさは印加磁場と共に増加する.周囲を流れる遮蔽電流の大きさ を変化させるので,誘起された渦配列にも(僅かであるが)影響を与える.簡 単な考察からn個の渦で構成される渦の多角形の広がり(直径D_{ring})はおおよ そ

$$D_{ring} = 2\sqrt{\frac{n-1}{\mu_0 H/\Phi_0}}$$

と印加磁場Hだけで決まる^{11,24)}. 第3図(b) に示すような手法で D_{ring} を求め比較 すれば,得られた渦配列を定量的に検証することができる.

表1. 円形状のアモルファス超伝導膜で得られた渦度と渦配列の関係(* 円板の縁にトラップされた渦を除いた)[文献[24]より].

L	配列	L	配列	L	配列
1	(1)	7	(1,6)	13*	(4,9*)
2	(2)	8	(1,7)	14*	(5,9*)
3	(3)	9	(2,7)	15*	(5,10*)
4	(4)	10	(2,8)	16*	(5,11*)
5	(5)	11	(3,8)	17*	(1,5,11*)
6	(1,5)	12*	(3,9*)		

3.2 高渦度における渦殻構造と充填規則

次に渦数をさらに増加させた際に現れる渦の殻構造と充填規則について述べ る. L=6では、第2図(g)に示すように、円板の中心付近に渦が一つ現れ、それ を渦の五角形が囲んだ殻構造を形成する. 渦を増やすと外側の殻を構成する渦 数が増え[<mark>第 2 図(h)]</mark>, やがて内側の渦数も増加する. それぞれおの殻を構成す る渦数を使って得られた渦配列を第1表にまとめた. 渦度を増すと,・・・→(1,7) →(2,7)→(2,8)→(3,8)→(3,9)→(4,9)→(5,9)→(5,10)→(5,11)→(1,5,11)と内外の殻 がおおよそ交互に成長する. 渦間隔が相対的に広い殻に次の渦が入りやすいた めと考えられる. ここで注意したいのが殻に入る最大の渦数である. 最初の殻 (または内側の殻)には最大5つの渦が入る.したがって L=5の(5)は閉殻な配 列といえる.渦はこれ以上入らないので,*L=*6で新たな殻が内側に生じ,二重 の殻構造となるので矛盾しない. 同様に次の殻に入る最大の渦数は 11 となり, L= 16 の(5,11)は閉殻となる.これら閉殻を特徴づける各殻の充填数は、殻構造 の充填規則を特徴づける重要な値となる.小さな円板(直径 50) で計算され た渦配列の結果 13)と比較するとほぼ一致する.これは薄膜化すれば大きな試料 でも微小系特有な渦配列が現れることを示しており、われわれの描像を支持し ている

ダストプラズマやステンレス小球などクーロン相互作用で定まる配列でよく

似た閉殻構造や充填規則が報告されている^{3,23)}. これらは試料のサイズや扱う 粒子の大きさ,相互作用,閉じ込めポテンシャルにより定まるものとされるが, 異なる系で共通した規則性が殻構造に現れることは注目される.

§4 多角形状に閉じ込めた多重渦状態

次に三角及び正方形状の微小超伝導体に現れる渦配列を述べる.微小円板で得られた渦の殻構造や充填規則との比較から,多角形状の微小試料に閉じ込めた 渦配列の特徴を見ていく.



第4図. 正方形状のアモルファス超伝導薄膜(76×76 μm²)で得られた渦配列 の磁気イメージ [文献[28]より].

4.1 正方形

正方形状のアモルファス試料(一辺 76 μ m)で得られた渦配列の磁気イメージ を第4図に示す.円板試料の結果と比べると渦の磁気イメージが明瞭になって いる.可視化中に渦が動かなくなったためであるが,これは正方形がもつ対称 性に起因すると考えられる.最も分かりやすい例が L=4の渦の四角配列であ る[第4図(d)].正方形の中心から等距離でほぼ対角線(対称軸)上に渦が位置 し,正方形の試料形状と幾何学的につり合っていることがわかる.このため渦 配列は安定化し,円板試料で観測されたような"動きやすさ"は見られない. 同じようなつり合い配列は L=9[第4図(j)]と16[第4図(k)]にも現れること がわかる.四角配列を組まない他の渦度でも渦の位置はある程度定まるようで ある.たとえば L=2では,第4図(b)に示すように、円板と同じような渦ペアを 組むが,その向きは対角線に揃うことがわかる(正方形の一辺に平行となる準 安定状態もある). L=3でも、第4図(c)に示すように正方形の対角線に対して 折り返したような三角配列が現れることがわかる(三角配列の一辺が正方形の 一辺に平行となる準安定状態もある).

表2. 正方形状のアモルファス超伝導膜で得られた渦度と渦配列の関係[文献 [28]より].

L	配列	L	配列	L	配列
1	(1)	7	(1,6)	13	(4,9)
2	(2)	8	(1,7)	14	(4,10)
3	(3)	9	(1,8)	15	(4,11)
4	(4)	10	(2,8)	16	(4,12)
5	(5), (1,4)	11	(3,8)	17	(1,4,12)
6	(1,5)	12	(4,8)	18	(1, 5, 12)

設構造の概念を使って渦配列を整理し、円板試料の結果と比較しなから、正 方形状に閉じ込めた渦状態の特徴を見ておこう. 第2表にまとめたように渦度 が4までは円板と同じであるが、L=5になると渦の五角形配列(5)[第4図(f)]

と四角配列の中央に一つの渦が入る(1,4)配列[第 4 図(e)]とが現れることがわか る.計算機シミュレーションの結果によると、後者が基底状態で前者が準安定 状態とされる 43,44). しかし2つの配列の自由エネルギーはほぼ一致しており、 どちらの配列が現われてもおかしくはない. さらに渦度を上げていくと渦配列 $\forall \ddagger (1,5) \rightarrow (1,6) \rightarrow (1,7) \rightarrow (1,8) \rightarrow (2,8) \rightarrow (3,8) \rightarrow (4,8) \rightarrow (4,9) \rightarrow (4,10) \rightarrow (4,11) \rightarrow (4,12)$ →(1,4,12)と成長する.特徴として殻を構成する渦数に4,8,12という4の整数 倍が現れやすい."正方形状"の渦殻であることを意味する. 閉殻となる渦数は 最初の殻(内側の殻)が4,次の殻が12とされる.したがって L=4の(4)と L= 16 の(4,12) は閉殻な渦配列である.いずれも正方形の形状と渦配列がつり 合った四角配列であり、これが円板の閉殻状態(充填数)との違いを説明する 理由とされる.新たな殻が誘起される渦度は L=5 と 17 となるはずであるが, 詳しい計算によると,いずれの渦度においても複数の配列状態がほぼ縮退して いる 44.これが正方形における殻構造の特徴の一つといえる.その他の渦度で も, 第2表にはない別の渦配列が現れる可能性がある. その中で特に注目され てきたのが,正常渦と反渦の共存状態である 25-27).形状の対称性から四角配列 の中央に反渦を伴う(-1,4)という配列状態が L=3 で現れるとされる. しかし, い まだ反渦状態を示す直接的な実験証拠は得られていない. 今後の研究の進展を 期待したい.

4.2 三角形

第5図は正三角形状のアモルファス試料(一辺 75 μ m)で得られた渦配列の磁 気イメージである²⁹⁾. 渦はもともと三角格子を形成するので,第5図(c),(f), (h)に示すような試料形状とよくつり合う渦の三角配列を組むことがわかる.こ れらは渦度が3,6,10という三角数を満たす場合であるが,満たさない場合で も形状を強く反映した渦配列が現れる.たとえば L=5では,第5図(e)に示す ように V型の渦配列が現れることがわかる.L=6の三角配列から渦が一つ欠け た配列と見なすとわかりやすい.L=7では第5図(g)に示すように,L=6の三角 配列に渦が一つ割り込んだものとみなすことができる.



第5図. 正三角形状のアモルファス超伝導薄膜(一辺 75 μm)で得られた渦配列の 磁気イメージ[(a)-(h)]とトレース図[(i)-(l)]. 破線は三角形の対称軸を表す.赤線 は "配列ブロック"の境界を表わす [文献[29]より].

このような三角形状を強く反映した渦配列を殻構造の概念で整理するのは容易なことではない.形状と一致した渦殻を想定すると,詳しい説明は省くが,この場合,閉殻状態が定まらなくなることがわかっている.このため,先行研究にならって三角形の頂点付近にある3つの渦が常に最外殻を形成すると仮定し,渦配列を整理した45).トレース図[第5図(i)-(1)]に示したように,たとえば L=6 では頂点付近の3つの渦を外側の殻,残りの3つの渦を内側として(3,3)となることがわかる.L=5では内側に2つの渦が含まれるので(2,3),L=7では(4,3),L=10では(1,6,3)となる.第3表にまとめた殻構造の結果をみると,L=3の三角配列(3)とL=8の(5,3)が閉殻状態となり,L=4,9でそれぞれ新たな殻が 生じることがわかる.しかし,円板や正方形状の試料で得られた結果と比較す ると,充填数が殻の次数に対して逆転することや,三重殻が現れる渦度が小さ すぎるなど,不自然な点が目立つ.

表 3. 三角形状のアモルファス超伝導膜で得られたにおける渦度と渦配列の関係 [文献[29]より]. 二等辺三角形 A と B はそれぞれ 第6図(a)と(e)に対応する.

L	正三角形配列 (殻構造)	正三角形配 列	二等辺三角 形配列A	二等辺三角 形配列B
1	(1)	<i>c</i> 1	"c1"	"c1"
2	(2)	$l2_{\prime\prime}$, $l2_{\perp}$	"l2 _{//} "	" $l2_{\perp}$ "
3	(3)	<i>c</i> 3	<i>"c</i> 3"	<i>"c3"</i>
4	(1,3)	<i>c</i> 4	<i>"c</i> 4"	<i>"c</i> 4"
5	(2,3)	c3 + l2	<i>"c3" + l</i> 2	12 + 13
6	(3,3)	<i>c</i> 6	<i>"c6"</i>	"сб"
7	(4,3)	c4 + l3, c3 + l4	<i>"c4" + l</i> 3	<i>"c3"</i> + <i>l</i> 4
8	(5,3)	<i>c</i> 4 + <i>l</i> 4	" <i>c</i> 3" + <i>l</i> 2 + <i>l</i> 3	<i>"c</i> 4"+ <i>l</i> 4
9	(1,5,3)	c6 + l3	<i>"c6" + l</i> 3	l2 + l3 + l4
10	(1,6,3)	<i>c</i> 10	<i>"c</i> 10"	<i>"c</i> 10"
11	(1,7,3)	<i>c</i> 6 + <i>l</i> 5	"c4" + l3 + l4	<i>"c6"</i> + <i>l</i> 5

ところで三角形状の微小超伝導体ではつり合い条件を巧みに取り入れた別の 分類法が提案されている^{29,46)}.例えば, *L*=5のトレース図[第5図(i)]に示すよう に赤線で ∇ 字の渦配列を区切ると, *L*=3の三角パターン(c3)と渦2個で構成さ れる一本の渦鎖(*D*)の組み合わせと見なすことができる.同様に *L*=7の渦配列 は *L*=4のパターン(c4)と渦鎖(*B*)の組み合わせとなる[第5図(k)].いずれも基 本的なつり合い配列パターンと渦鎖とを配列ブロックとして組み合わせたもの である.第3表にこの分類法を使ってまとめた結果を加えた.低渦度のつり合 い配列を使って,つり合いではない状態の配列を直観的に分かりやすく整理で きることがわかる.

ここで第5図(i)や(k)に示すつり合いでない状態の渦配列をもう少し注意深く 眺める.すると破線で示す一本の対称軸に対して鏡面対称が残っていることが わかる. これは二等辺三角形を特徴づける対称性にあたる. そこで, 第 6 図(a) と(e)に示す2つの二等辺三角形状の試料を用意して調べてみると, たとえば *L*=8 では, 正三角形で観測されたような配列(*c*4+*I*4)が現れることがわかる[第 6 図(g), (h)]. しかし, もう一方の二等辺三角形では, 異なる配列(*c*3+*I*2+*I*3) となる[第 6 図(c), (d)]. その他のつり合いでない状態(*L*=5,7,9,11)でも, 異なる2つの配列が現われ, 必ずどちらかが正三角形試料の配列と一致する. これらの事実より, 正三角形は二等辺三角形の渦配列を本質的に含んでいると 考えられる. 正三角形の対称性を満たすような配列を組むことができないので, おそらく対称性の低い配列に落ち着いたのではないかと解釈されている^{29,46}.



第6図.2つの二等辺三角形状の試料で得られた渦配列の磁気イメージとトレース図.破線と赤線は第5図と同じである[文献[29]より].

4.3 その他の幾何学的形状

以上の結果から, 殻構造の概念で説明しやすい渦配列が得られたのは円形と 正方形状の微小超伝導体となったが, これら以外でも殻構造で説明しやすい渦 配列が正五角形⁴⁰, 楕円形⁴⁷, 長方形状^{44,48,49}の微小超伝導体で得られている. 円形を正多角形の極限と考えれば, 正五角形は正方形と円形の間に位置し, 正 方形より円形に近い閉じ込めを与えるので, 殻構造を組みやすくなると解釈してもよさそうである.この点を明らかにするためにも,正多角形に閉じ込めた 渦配列について系統的な理解が望まれる.

楕円形状の微小超伝導体では,楕円状の渦殻を組むことがわかっているが,, 扁平率が大きくなると,長軸に沿って渦が整列する渦鎖が現れるため,渦殻と して説明できなくなる⁴⁷⁾.長方形状の微小超伝導体でも,殻構造で説明できる 渦配列は渦鎖が現れない正方形に近い形状に限られる^{44,48,49)}.したがって,こ のような形状への変形は,殻構造の形成を妨げる方向に働くと解釈される.実 験的に真円や正多角形の試料作製は困難であり,具体的にどの程度の変形まで 許容されるのか定量的な理解が必要とされる.

§5 おわりに

円板,正方形,三角形状のアモルファス超伝導薄膜で得られた超伝導量子渦 の磁気イメージをもとに、多重渦状態の渦配列と殻構造、充填規則、つり合い 効果を解説した.得られた殻構造や充填規則は、メゾあるいはナノ構造に閉じ 込めた量子渦が示す基礎物性の解明やそれを用いたデバイス応用に目指す研究 に貢献すると期待される.今回は走査 SQUID 磁気顕微鏡に合わせて比較的大き な試料サイズを扱ったが、磁気顕微鏡の空間分解能が向上すれば、数ミクロン 程度の小さな試料で磁気的な渦配列の観測が可能になると期待される.しかし、 最近議論されている量子閉じ込めと関連した渦クラスターや反渦状態等はすべ てナノスケール(コヒーレンス長のスケール)の試料を舞台としている 500.走 査トンネル分光・顕微鏡による可視化が望まれるが、試料表面の電子状態を損 なわないような微細加工が課題として残されている.試料の大気暴露に対して 効果がある "金コート法" は参考になるかもしれない 51).

本稿では触れなかったが微小超伝導体に小さな穴やくぼみなどを人工的に導入することにより反渦を伴う新たな渦配列の秩序状態を創り出す ⁵²⁾ことや,縮退した2つの渦配列を使って情報の基本単位を表現し,論理ゲート(磁束セルオートマトン)を構築する興味深い提案もある ⁵³⁾.さらに量子計算機の基本要素である量子ビットとして使える可能性 ⁵³⁾もあるので,今後はこのような方向への発展も必要であると思われる.

謝辞

本稿は岡安悟氏(日本原子力機構),野島勉氏(東北大学),神田晶申氏(筑波 大学),篠崎文重氏(九州大学)との共同研究である.本研究の一部は科学研究 費補助金基盤研究(C)(23-26年度),基盤研究(B)(26-28年度(予定))か らの援助,文部科学省ナノテクノロジープラットフォーム事業(北九州産業学 術推進機構,筑波大学微細加工プラットフォーム)の支援を受けて実施した. 一部は東北大学金属材料研究所の共同利用(13K0029,14K0004)で実施した. 〔参考文献〕

[1] R. C. Ashoori, H. L. Stormer, J. S. Weiner, L. N. Pfeiffer, S. J. Pearton, K. W.

Baldwin, and K. W. West : Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 3088.

[2] K. Mangold, J. Birk, P. Leiderer, and C. Bechinger : Phys. Chem. Chem. Phys. 6 (2004) 1623.

- [3] W. T. Juan, Z. Huang, J. Hsu, Y. Lai, and L. I. : Phys. Rev. E 58 (1998) 6947.
- [4] J. R. Abo-Shaeer, C. Raman, J. M. Vogels, W. Ketterle : Science 292 (2001) 476.
- [5] E. Y. Yarmchuk, M. J. V. Gordon, and R. E. Packard : Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 214.
- [6] Y. Lai and L. I : Phys. Rev. B 60 (1999)4743.
- [7] A. A. Abrikosov : Sov. Phys. JETP 5 (1957) 1174.
- [8] A. I. Buzdin and J. P. Brison: Phys. Lett. A 196 (1994) 267.
- [9] V. A. Schweigert, F. M. Peeters, and P. Singha Deo : Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 2783.
- [10] B. J. Baelus, L. R. E. Cabral, and F. M. Peeters : Phys. Rev. B 69 (2004) 064506.
- [11] L. R. E. Cabral, B. J. Baelus, and F. M. Peeters : Phys. Rev. B 70 (2004) 144523.
- [12] I. V. Grigorieva, W. Escoffier, J. Richardson, L. Y. Vinnikov, S. Dubonos, and V. Oboznov : Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 077005.
- [13] V. R. Misko, B. Xu, and F. M. Peeters : Phys. Rev. B 76 (2007) 024516.
- [14] P. S. Deo, V. A. Schweigert, F. M. Peeters, and A. K. Geim : Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 4653.
- [15] V. V. Moshchalkov, X. G. Qiu, and V. Bruyndoncx : Phys. Rev. B 55 (1997) 11793.
- [16] A. K. Geim, I. V. Grigorieva, S. V. Dubonos, J. G. S. Lok, J. C. Maan, A.
- E. Filippov, and F. M. Peeters: Nature (London) **390** (1997) 259.
- [17] J. Bonča and V. V. Kabanov : Phys. Rev. B 65 (2001) 012509.
- [18] A. Kanda, B. J. Baelus, F. M. Peeters, K. Kadowaki, and Y. Ootuka: Phys. Rev. Lett.93 (2004) 257002.
- [19] T. Nishio, T. An, A. Nomura, K. Miyachi, T. Eguchi, H. Sakata, S. Lin, N. Hayashi,
- N. Nakai, M. Machida, and Y. Hasegawa : Phys. Rev. Lett. 101 (2008) 167001.

[20] T. Cren, L. Serrier-Garcia, F. Debontridder, and D. Roditchev, Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 097202.

[21] V. V. Moshchalkov, L. Gielen, C. Strunk, R. Jonckheere, X. Qiu, C. Van Haesendonck, and Y. Bruynseraede : Nature (London) **373** (1995) 319.

[22] J. J. Thomson : Philos. Mag. 39 (1904) 236.

[23] M. Saint Jean, C. Even and C. Guthmann : Europhys. Lett. 55 (2001) 45.

[24] N. Kokubo, S. Okayasu, A. Kanda, and B. Shinozaki : Phys. Rev. B 82 (2010) 014501.

[25]L. F. Chibotaru, A. Ceulemans, V. Bruyndoncx, V. V. Moshchalkov : Nature **408** (2000) 833.

[26]L. F. Chibotaru, A. Ceulemans, V. Bruyndoncx, and V.V. Moshchalkov : Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 1323.

[27] T. Mertelj and V. V. Kabanov : Phys. Rev. B 67 (2003) 134527.

[28] N. Kokubo, S.Okayasu, T. Nojima, H. Tamochi, and B. Shinozaki : J. Phys. Soc. Jpn., **83** (2014) 083704.

[29] N. Kokubo, H. Miyahara, S.Okayasu, T. Nojima : J. Phys. Soc. Jpn. 84 (2015) 043704.

[30] 鈴木淳一,門脇和男,畑慶明,岡安悟,西尾太一郎,掛谷一弘,小田原成計,永田篤士,中山哲,茅根一夫:低温工学 38 (2003) 485.

[31] K. Kadowaki : Sci. Tech. Adv. Mat. 6 (2005)589.

[32] M. Hayashi, H. Ebisawa, H. T. Huy, and T. Ishida : Appl. Phys. Letts. 100 (2012) 182601.

[33] A. Finkler, D. Vasyukov, Y. Segev, L. Ne'eman, E. O. Lachman, M. L. Rappaport, Y. Myasoedov, E. Zeldov, and M. E. Huber : Rev. Sci. Instrum. **83** (2012) 073702.

[34] Y. Hata, J. Suzuki, I. Kakeya, K. Kadowaki, A. Odawara, A. Nagata, S. Nakayama, and K. Chinose : Physica C **388–389** (2003) 719.

[35] M. Ichioka, N. Hayashi, and K. Machida, Phys. Rev. B 55 (1997) 6565.

[36] C. C. Tsuei : Treatise on Materials Science and Technology 20 (1981) 395.

[37] P. H. Kes and C. C. Tsuei : Phys. Rev. B 28 (1983) 5126.

[38] J. Pearl : Appl. Phys. Lett. 5 (1964) 65.

[39] T. Nishio, S. Okayasu, J. Suzuki, N. Kokubo, and K. Kadowaki : Phys. Rev. B 77 (2008) 052503.

[40] H. T. Huy, M. Kato, and T. Ishida : Supercond. Sci. Technol. 26 (2013) 065001.

[41] E. Zeldov, A. I. Larkin, V. B. Geshkenbein, M. Konczykowski, D. Majer, B.

Khaykovich, V. M. Vinokur, and H. Shtrikman : Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 1428.

[42] 残留磁場(~1μT)を考慮して原点からずらした.

[43] H. J. Zhao, V. R. Misko, and F. M. Peeters, V. Oboznov S. V. Dubonos, and I. V. Grigorieva : Phys. Rev. B 78 (2008) 104517.

[44] V R Misko, H J Zhao, F M Peeters, V Oboznov, S V Dubonos, and I V Grigorieva :Supercond. Sci. Technol. 22 (2009) 034001.

[45] H. J. Zhao, V. R. Misko, and F. M. Peeters, S. V. Dubonos V. Oboznov, and I. V. Grigorieva : EuroPhys. Lett. 83 (2008) 17008.

[46 L. R. E. Cabral and J. Albino Aguiar : Phys. Rev. B 80 (2009) 214533.

[47] C. Meyers and M. Daumens : Phys. Rev. B 62 (2000) 9762.

[48] E. Sardella, M. M. Doria, P. R. S. Netto : Phys. Rev. B 60 (1999) 13158.

[49] C. C. S. Silva , L. R. E. Cabral , J. A. Aguiar : Physica C 404 (2004) 11.

[50] L.-F. Zhang, L. Covaci, M. V. Milošević, G. R. Berdiyorov, and F. M. Peeters: Phys. Rev. B 88 (2013) 144501.

[51] G. J. C. van Baarle, A. M. Troianovski, T. Nishizaki, P. H. Kes, and J. Aarts : Appl. Phys. Lett., 82 (2003) 1081.

[52] R. Geurts, M. V. Milošević, and F. M. Peeters: Phys. Rev. B 79 (2009) 174508.

[53] M. V. Milošević, G. R. Berdiyorov, and F. M. Peeters : Appl. Phys. Lett. 91 (2007)212501.