

三角格子状に孔をあけた超伝導薄膜における異常な磁化過程

大阪府立大学大学院工学研究科 石田武和¹、吉田将明、奥田喜一

規則的に多重連結した超伝導体はボルテックス多体系の格好の舞台である。超伝導薄膜に微細孔が規則正しく並んだ超伝導微細孔格子を取り上げる。この系の物性を調べるために、マクロな立場から磁化測定を、ミクロな立場から SQUID 顕微鏡によるボルテックス配置観測を行った。超伝導転移温度近傍で、異常な磁化ピークを見いだした。磁場の正負に関わらず、マッチング磁場でピークの極性は負である。超伝導体円筒についてよく知られた Little-Parks 効果やその回路網版とは異なる起源を持った現象と考えられる。単に T_c の変動と考えれば、磁化ピークの極性は磁場反転に対して反転するはずだからである。ボルテックスの直接観測では、例えば零磁場でも、ボルテックスは数多く存在することが分かった。

1 はじめに

超伝導リングを貫く磁束は磁束量子 $\phi_0 = 2.07 \times 10^{-7} \text{ Gcm}^2$ の整数倍に量子化される。微小径シリンダーに蒸着した超伝導薄膜筒に軸方向磁場を印加すると、超伝導転移温度 T_c が磁場に対して周期的に変化する現象が Little-Parks 効果として知られている [1]。規則多重連結系超伝導体での磁束量子 (ボルテックス) の振る舞いは興味深く、これまでに様々な研究がなされてきた [2]。微細超伝導回路網でも、Little-Parks 効果類似現象が確認されている。研究手段は主に電気抵抗であった。

超伝導微細孔格子とは、超伝導薄膜に規則正しくマイクロ孔を格子状に開けたサンプルである。規則正しい多重連結系でのボルテックスの振る舞いは興味深い。ボルテックス挙動の理解と配置パターン制御ができれば記憶素子として可能性も拓けてくるであろう。本研究では、超伝導微細孔格子の物性を磁気的な方法で調べた。

2 超伝導微細孔格子

幾何学構造を微細加工ではなく微細構造を有する基盤に超伝導物質を蒸着する方法で実現することにした。(1) キャピラリープレート、(2) メタルメッシュマイクロシブを入手した。(1) は超伝導微細孔三角格子として、(2) 超伝導微細孔四角格子として利用する。今回の報告は、(1) の超伝導微細孔三角格子についてである。

¹E-mail: ishida@center.osakafu-u.ac.jp

超伝導微細孔三角格子はキャピラリープレート(孔径 $6\mu\text{m}$ 、ピッチ $7.5\mu\text{m}$)に第I種超伝導体 Pb(5N) を $5 \times 10^{-7}\text{Torr}$ で真空蒸着し作成した。図1に、微細孔三角格子基盤の写真を示した。微細孔は三角格子状に配置するがネットワークとして見るとハニカム格子となる。膜厚は 733\AA とコヒーレンス長程度である。全ての微細孔が1本のボルテックスを捕らえると、マッチング磁場は $H_\phi=0.425\text{G}$ と算出できる。微細孔への Pb の入り込みを防ぐために基盤は 60 度傾けた。図1の Pb 蒸着形状を模式的に示したもので実際の直径 3mm である。

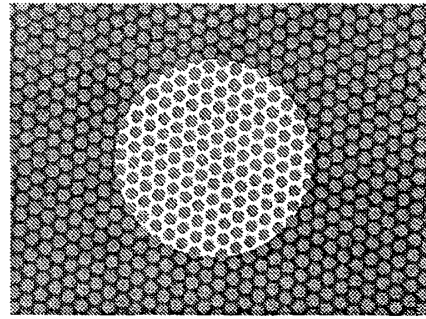


図1: 微細孔三角格子の写真

3 超伝導微細孔格子の磁化曲線

超伝導微細孔格子のキャラクタリゼーションとして SQUID 磁力計による磁化測定を微小な直流磁場 ($|H| \leq 4\text{G}$) 下で行い興味深い結果を見いだした。

図2に磁化曲線の例を示す。特徴は以下の通りである。(1) 7.27K の磁化曲線はほぼ常伝導のものである。(2) T_c 近傍の 7.26K では磁場反転に対して対称な磁化ピークをマッチング効果として観測した。 $H_\phi/2$ でも微細構造が見られる。磁化曲線は可逆的である。(3) 7.25K で磁場反転に対して反対称となりマッチング効果は不明瞭となった。零磁場近傍ではヒステリシスが見られる。(4) T_c よりかなり低温では磁化曲線は超伝導の完全反磁性を示した。このマイスナー反磁性に対応する直線変化が磁場の±側で見られる事実は、非対称性は SQUID 装置の問題に帰着されるべきではないことを意味している。

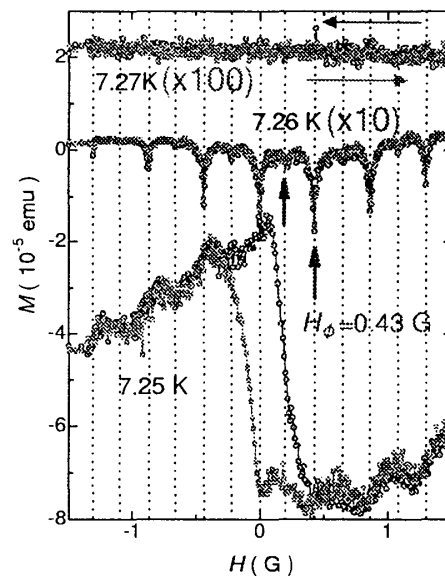


図2: T_c 近傍の超伝導微細孔格子の磁化曲線

温度間隔をもっと小さくして磁化曲線を計りたいところだが、図2に示した 0.01K が最小単位である。SQUID 磁力計の温度設定分解能ぎりぎりの温度変化で系の性質がかくも激変するのは驚くべきことである。

超伝導薄膜リングでは T_c が ϕ_0 を周期として変動する現象が Little-Parks 効果として知られている [1]。例えば、 $H = \phi_0/2$ の場合、クーパー対の運動エネルギーに最大エネルギー配分がされるため、その分秩序パラメータ Ψ が衰えるため T_c が低下するのである。

この磁場による T_c 変動のネットワーク版もよく知られている [2]。我々が 7.26K で観測したマッチング効果が Little-Parks 効果に関連しているとすれば磁化曲線は磁場反転反対称であるはずである。7.26K の磁化は磁場反転対称であり、むしろこの磁化は自発的に発生している如くみえる。従って、Little-Parks 効果とは別の起源を考えるべきであろう。

4 超伝導微細孔格子磁化の温度依存

磁化曲線でマッチング効果の微細構造を調べたが、SQUID 磁力計の温度設定分解能が 0.01 K である。そこで、温度を一定の非常にゆっくりとした速度でスイープしながら磁化の温度依存性を測定した。これにより、温度設定分解能以上の温度変化を知ろうとしたのである。

零磁場冷却したサンプルの磁化温度曲線は T_c 近傍を除けば、超伝導体に典型的な形である。低温では、磁場反転に対して磁化の符号は反転する。

磁場中冷却の磁化温度曲線はかなり異常である。図 3 に示すように、7.265K から 7.255K の狭い温度領域で磁化は印加磁場極性に関係なく常に負である。図中の filling ratio はマッチング磁場に対する外部磁場の割合である。従って、外部磁場が負の場合にはいわゆる、Paramagnetic Meissner 効果の発現となる。我々の扱っているのは従来型超伝導体 Pb であり、Paramagnetic Meissner 効果の起源を、高温超伝導体のように異方的超伝導電子対の形成に帰着させることはできない。

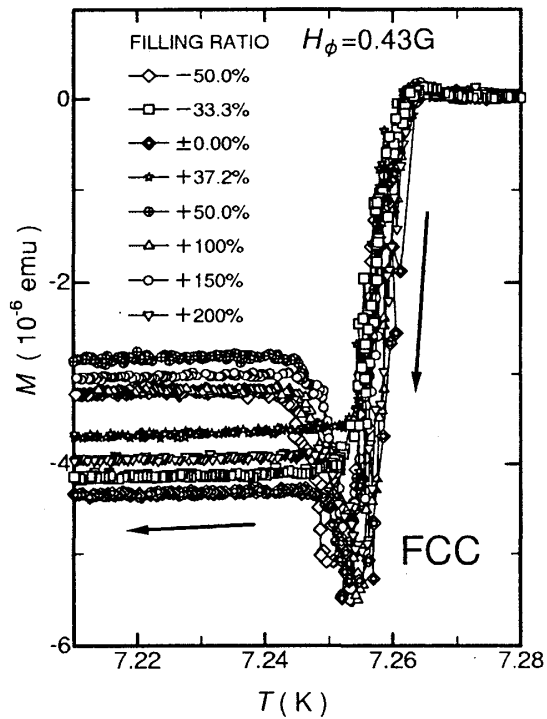


図 3: T_c 近傍の超伝導微細孔格子の磁化の温度依存

5 超伝導微細孔格子のボルテックス観測

これまで述べたように、巨視的物理量である磁化の振る舞いは相当異常である。最近、SQUID 顕微鏡の進歩により磁束量子の姿が直接見ることが可能になった。空間分解能の制限で弱い磁場中の測定に限られるが、本研究で扱うのは 0.43G 程度の磁場であり、物理的起源を探るのに最適な装置といえる。

我々はセイコインスツルメンツ (株) との共同研究として、種々の磁場中でボルテックス配置を観測した。SQUID 顕微鏡で $1\mu\text{m}$ ステップで $58\mu\text{m} \times 54\mu\text{m}$ の範囲を走査した。

温度制御は、0.01K あるいはそれ以下に設定することは難しい。そこで、条件は磁場中冷却で測定温度は 2.3K である。

例として、図 4 に、零磁場で冷却した場合の 3 次元ボルテックス分布を示す。零磁場はボルテックスと反ボルテックスが多数存在する状態である。顕微鏡像の視野上部には超伝導微細孔にボルテックスが一本ずつ入った三角格子状態が見られる。視野が限られているが、ボルテックスと反ボルテックスは磁化測定で推定されるように打ち消し合わず、自発磁化として存在していると思われる。

この他にも、三角格子の一行おきにボルテックスが直線上に配置するなど、興味深いパターンが観測された。SQUID 顕微鏡による直接観測は極めて強力な手法と考えている。

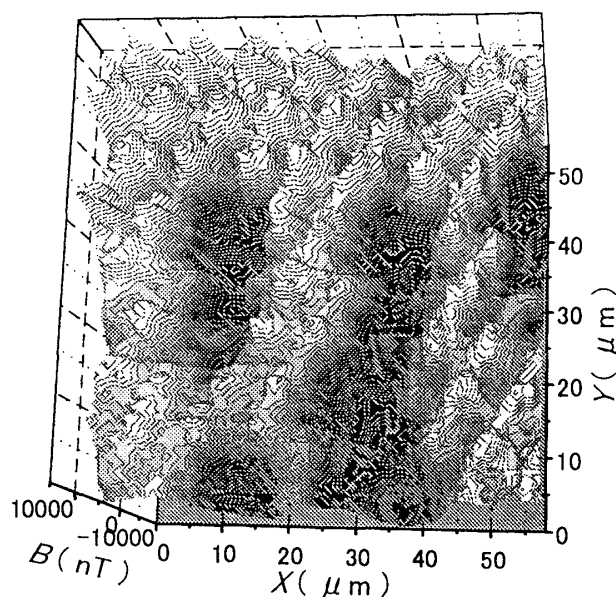


図 4: 超伝導微細孔格子のボルテックス配置 (零磁場)

6 おわりに

異常磁化の起源は充分解明しきれていない。加えて、超伝導微細孔格子の磁気相図の解明など、多くの興味ある問題が今後に残されている。研究会の議論された主題との関わりも意識しながら研究を進めていきたいと考えている。

謝辞

本稿は日本原子力研究所東海研究所、笹瀬雅人、岡安悟、北條喜一、セイコーインスツルメンツ (株)、永田篤士、小田原成計、中山哲、師岡利光、茅根一夫の各氏との共同研究を研究会報告としてまとめたものである。ここに共同研究者の方々に感謝する。

参考文献

- [1] R.D. Parks and W.A. Little, Phys. Rev. **133** (1964) A97.
- [2] B. Pannetier, J. Chaussy, R. Rammal, and J.C. Villegier, Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 1845.