

量子分割とダークマイスナー

田中康資¹、山森弘毅¹、柳澤孝¹、西尾太一郎²、有沢俊一³
産業技術総合研究所¹、東京理科大学²、物質・材料研究機構³

量子位相があることにより、超伝導体中では磁束は量子化され、マイスナー効果は起きる。従来の超伝導では超伝導の位相は一つであり、磁束量子は $\Phi_0 = \frac{h}{2e}$ の整数倍に量子化される。(ここで、 h は角運動量量子(プランク定数)、 $e > 0$ は素電荷。) マイスナー状態は整数値が零の場合と整理される[1]。

量子位相が複数ある「多成分超伝導」の場合には、磁束の分数量子化が起きる可能性があり、多くの理論的な研究がなされている[2]。

「多成分超伝導」には、スピン三重項超伝導や、多バンド型多成分超伝導[3]がある。なかでも、多バンド型多成分超伝導の模擬系として開発された「磁場侵入長より薄い超伝導二層で構成する超薄超伝導二層膜」は、デバイスのにも作製可能で、実験研究に適している[4]。超薄超伝導二層膜は、磁場からはほぼ重なって見え、各層が各成分に相当する「二成分超伝導」になる。

図1は、ニオブの超薄超伝導二層膜における、分数磁束量子を持つ分数渦の実験例である[5]。多成分超伝導の特徴的なトポロジーとしての「無磁場下でも存在できる孤立かつ自立した分数渦」[6]を、初めてとらえたものである。生成した分数磁束量子は、超伝導を使ったメモリや量子ビットの「位相シフター」としても使うことができ[7]、産業的応用にも期待している。

図1において、分数渦を発生させるために「上の層だけに穴を開ける」という手法が採用されている。このようにすることで、穴の縁を跨ぐ超伝導環電流経路は、上の層では「閉じなくなり」、その経路においては位相の量子化(位相の傾きの経路上での総積分量が 2π ラジアン)の整数倍)が要求されない。下の層では位相は零に量子化されているのであるが、成分間位相差モード[8]による位相シフトが加わるため、量子化条件が骨抜きにされてしまう。結果として、穴の「縁」に、「常伝導核も、渦中心での電流の発散も伴わない」、特異点なしの渦が発生することがモデル計算でも示されている(図2)[9]。通常、超伝導環電流によって、磁場は渦の中心に集められるが(ヒッグス機構、もしくはマイスナー効果)その機構が働かなくなり、磁場が広がってしまう。量子化条件により一度は超伝導中で質量を得た電磁場が、量子化条件の破壊によって、質量の多くを失う。低質量で空間に広がった状態という意味を込めて、この状態を「ダークマイスナー状態」と呼んでいる[6]。

ダークマイスナー状態は「量子化が破綻した量子凝縮相」という、今までは

数学的にはまともに扱われたことがない状態である。物理的には、分数渦の前駆状態の一つとなっていると考えられ、その関係を今後明らかにできればと考えている。そのために、ダークマイスナーを実現するダークマイスナーチップを設計・開発中であり、このチップの動作を目指している [10]。

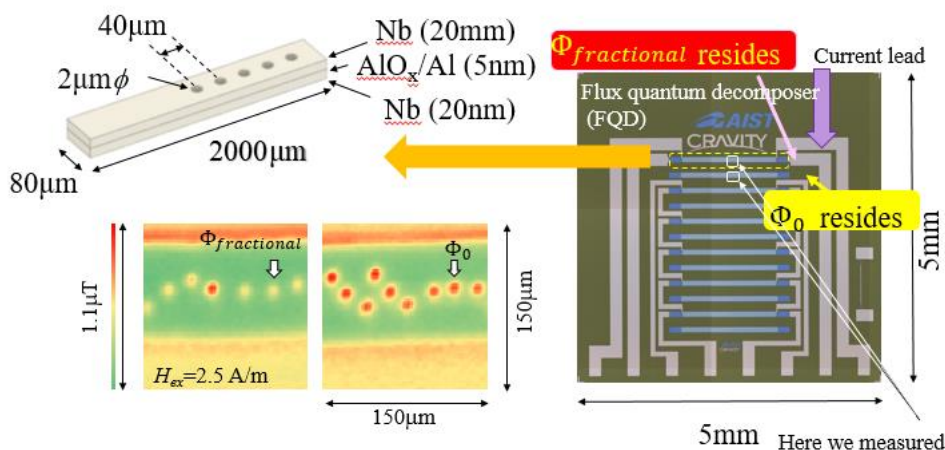


図1 分数磁束量子の観測例。左上がデバイスの模式図。右図は実際のデバイス（量子分割素子）の写真。左下の二つのパネルは、分数渦の磁場イメージで、走査型 SQUID 顕微鏡を使って測定したもの。右パネルは通常の磁束量子を持つ渦。左パネルに分数磁束量子を持つ渦が示されている。参考文献[5]より。

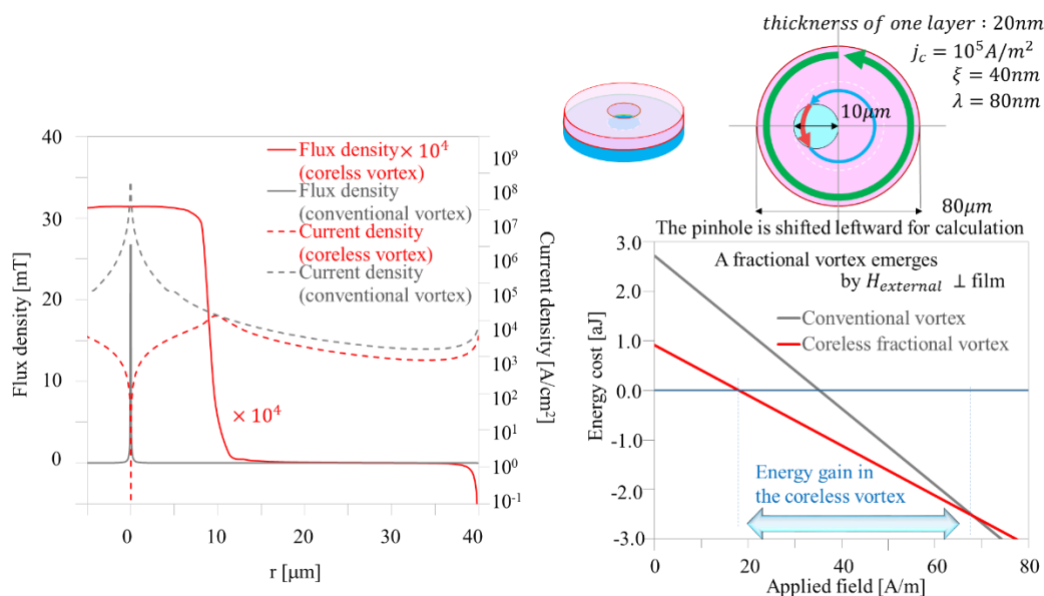



図2 上だけ穴の開いた超薄超伝導二層膜における分数渦のモデル計算。左は磁場と電流密度。右上はモデルの模式図。計算では、穴を中心からずらしている。ジョセフソン電流密度 j_c 、超伝導コヒーレンス長 ξ 、磁場侵入長 λ の値は図中のものを使用。右下図は、通常の渦と分数渦のエネルギーについての計算結果。分数渦がエネルギー的に安定になる磁場領域が存在する。参考文献 [9]より。

謝辞

本研究に使用されたデバイスは、国立研究開発法人 産業技術総合研究所 (AIST) の超伝導クリーンルーム CRAVITY において作製された。

このアブストラクトの著作権は、図 2 以外は、とします。図 2 の著作権は Elsevier 社に帰属します。

発表者グループの関連論文は下記田中のプライベートホームページにリストアップしてあります。 <https://sites.google.com/view/solitondreamcatcher/home>

参考文献

- [1] [The electromagnetic equations of the superconductor. F. London, H. London. Proc. Roy. Soc. \(Lond.\), **A149** 71-88 \(1935\).](#)
- [2] [Superconducting classes in heavy-fermion systems. G. E. Volovik and L. P. Gor'kov. Zh. Eksp. Teor. Fiz. **88**, 1412-1428 \(1985\).](#)
- [3] [Multicomponent superconductivity based on multiband superconductors. Y. Tanaka. Supercond. Sci. Technol. **28** 034002 \(2015\).](#)
- [4] [Magnetic response of mesoscopic superconducting rings with two order parameters. H. Bluhm, N.C. Koshnick, M.E. Huber, K.A. Moler. Phys. Rev. Lett. **97** 237002 \(2006\). Erratum Phys. Rev. Lett. **98**, 209902 \(2007\).](#)
- [5] [Experimental formation of a fractional vortex in a superconducting bilayer. Y. Tanaka, H. Yamamori, T. Yanagisawa, T. Nishio, S. Arisawa, Physica C **548**, 44-49 \(2019\).](#)
- [6] [Flattened remnant-field distribution in superconducting bilayer. Y. Tanaka, H. Yamamori, T. Yanagisawa, S. Ooi, M. Tachiki, S. Arisawa. Physica C **567** 1253489 \(2019\).](#)
- [7] 超伝導位相シフター 特願 2019-217659 田中康資、山森弘毅、有沢俊一、西尾太一郎、柳澤孝
- [8] [Soliton in two-band superconductor, Y. Tanaka, Phys. Rev. Lett. **88** \(2002\) 017002.](#)
- [9] [An unconventional vortex state in a superconducting bilayer where one layer has a hole. Y. Tanaka, H. Yamamori, T. Yanagisawa, T. Nishio, S. Arisawa. Solid State Commun. **277** 39-44 \(2018\).](#)
- [10] [Abnormal Meissner state in a superconducting bilayer. Y. Tanaka, H. Yamamori, T. Yanagisawa, T. Nishio, S. Arisawa. Physica C **551** 41-47 \(2018\).](#)