

ハイブリッド型超電導バルク磁石レンズ(HTFML)のパルス着磁シミュレーション

藤代・内藤研究室 s0416027 新田基己

1. 序論

バルク超電導体は磁束ピン止め効果を利用し強力な擬似永久磁石(TFM)として活用できる一方、大きな反磁性効果を利用し外部磁場を収束する磁場増幅器(磁気レンズ)としての応用も検討されている。ハイブリッド型超電導バルク磁石レンズ(HTFML)は外側に配置したバルク円筒TFMで定常磁場を捕捉し、その内部に配置した磁気レンズにより定常磁場を収束・増幅させることが出来る[1]。これまでの着磁シミュレーションによれば、外部印加磁場10Tに対し13Tの磁場を、外部磁場掃引後も継続的に生成できる可能性がある。バルク超電導体の着磁は主に大型の超電導マグネットを用いた磁場中冷却着磁(FCM)により行われるが、小型の銅コイルによりミリ秒スケールのパルス磁場を印加することで着磁を行うパルス着磁(PFM)がより実用的な着磁法であるとされる。しかしながら、着磁過程の急激な磁束運動に伴うバルクの温度上昇が大きく、PFMで達成される捕捉磁場はFCMの場合に比べ低下することから、PFMにおける捕捉磁場向上はバルク超電導体の実応用に向けた重要な課題の一つであると言える。近年、FCM法を用いてHTFMLによる磁束収束効果が実験的に証明されたことから、PFMにおいても同様の効果が期待される[2]。本研究ではHTFMLに対しPFMの適用を想定した着磁シミュレーションを行い、磁気レンズを挿入していない単一円筒との比較から着磁特性を評価した。

2. 解析方法

当研究室における実験環境に基づき、3次元有限要素モデルを構築した。図1にシミュレーションで用いた単一円筒(single TFM)およびHTFMLの3次元解析モデルの断面図を示す。解析モデルはz軸に対し、軸対称である。バルク円筒TFMをコールドステージ上に配置し、HTFMLではその内部にバルク磁気レンズを配置した。また、HTFMLの平面図に示すように、磁気レンズには径方向に10°のスリットを2本入れ円周電流を抑制している。冷却は底面からの伝導冷却を想定し、着磁温度を $T_s = 30\text{ K}, 40\text{ K}, 50\text{ K}$ とした。外部に配置したソレノイドコイルにより1.5Tから5Tまでのパルス磁場(立ち上がり時間13ms、継続時間200ms)を印加し、ボア中心($r=z=0\text{ mm}$)における単一円筒の捕捉磁場 B_T およびHTFMLの収束磁場 B_c をそれぞれ算出した。また、HTFMLの温度測定点を磁気レンズ表面内縁、円筒TFM表面外縁と併せて算出した。バルクの超電導電流密度 J_c 特性は磁場および温度に依存するKimモデルで記述した[3]。

3. 解析結果

図2に印加磁場 $B_{app}=3.0\text{ T}$ に対する単一円筒の捕捉磁場 B_T およびHTFMLの収束磁場 B_c の時間変化を示す。 B_{ex} の増加に伴い徐々にボア内部への磁束侵入が開始され、外部磁場の消磁段階($\geq 13\text{ ms}$)で磁束流出を伴いながら磁場は捕捉されてゆく。 $B_{app}=3.0\text{ T}$ に対し単一円筒は大きな磁束

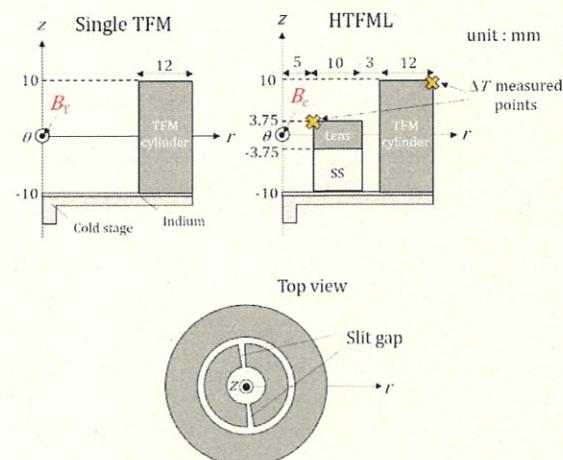


図1.(左) 単一円筒、(右) HTFML の断面図、(下) HTFML の平面図

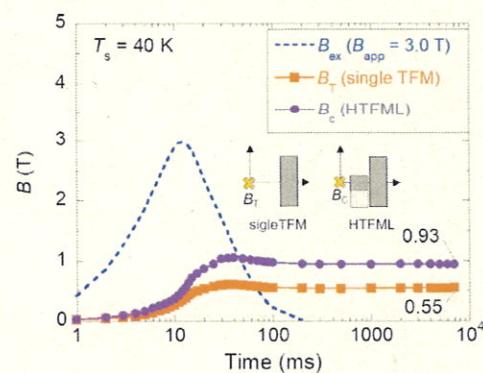


図2. $T_s = 40\text{ K}$, $B_{app} = 3.0\text{ T}$ での HTFML の収束磁場 B_c および単一円筒の捕捉磁場 B_T の時間変化

流出を伴うことなく磁場を捕捉する。これに対し HTFML は時間経過とともに徐々に磁場を増幅させ、7 sにおいて $B_c = 0.93$ T > $B_T = 0.55$ T と単一円筒の B_T より大きな B_c を維持できていたことから HTFML 効果が確認できた。

図 3 に印加磁場 $B_{app} = 4.5$ T に対する単一円筒の捕捉磁場 B_T および HTFML の収束磁場 B_c の時間変化を示す。高印加磁場である $B_{app} = 4.5$ T では、 $B_{app} = 3.0$ T の場合と同様に B_{ex} の増磁段階 (< 13 ms) で磁束収束効果を確認したものの消磁段階での磁束流出が顕著であり、7 sにおいて HTFML の B_c は単一円筒の B_T を下回っていた。このことから、 $B_{app} = 4.5$ T では HTFML による磁束収束効果は得られず、むしろ単一円筒に比べ性能は低下したことが分かった。

図 3 に $T_s = 40$ K, $B_{app} = 3.0$ T および 4.5 T, 7 s 後における $z = 0$ mm, r 方向 ($r \leq 40$ mm) の磁場分布を示す。 $B_{app} = 3.0$ T では円筒 TFM 自体が最も着磁され、円筒 TFM ボア内部の捕捉磁場は小さい。これは、外部磁場に対して円筒 TFM の磁気シールド効果が優位であったことを示している。このとき、磁気レンズ内部 ($5 \text{ mm} \leq r \leq 15 \text{ mm}$) の磁場の値がゼロであることから磁気レンズ内部への磁束侵入は発生しておらず、円筒 TFM が捕捉した磁束を効果的に収束できたと考えられる。一方、 $B_{app} = 4.5$ T では円筒 TFM 内部の捕捉磁場は増加しているものの、磁気レンズ内部への磁束侵入はおよそ 3 T と顕著であり、円錐型の磁場分布を有していた。これは磁気レンズ自体が完全に着磁されていることを示す結果であり、円筒 TFM の捕捉磁場に対する遮蔽電流はほとんど流れていないと考えられる。さらに、磁場中の J_c 特性が低下したため磁束収束効果が得られなかつたと考えられる。

4.まとめ

本研究では HTFML に対し PFM の適用を想定した着磁シミュレーションを行い、単一円筒との比較から着磁特性および磁場増幅の可能性について考察した。低印加磁場に対し HTFML による磁場増幅効果が確認された一方、高印加磁場に対する収束磁場は単一円筒による捕捉磁場と同等かそれ以下の値を示した。HTFML の特性改善に向けては、磁気レンズ内部への磁束侵入の抑制が重要である。

参考文献

- [1] Takahashi K, Fujishiro H and Ainslie M. D. *Supercond. Sci. Technol.* **31** (2018) 044005
- [2] Namba S et al. *SuST Letter* **32** (2019) 12LT03
- [3] Kim Y B, Hempstead C F and Strnad A R *Phys. Rev.* **139** (1965) A1163–72
- [4] Ainslie M. D. et al. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **28** (2018) 6800207

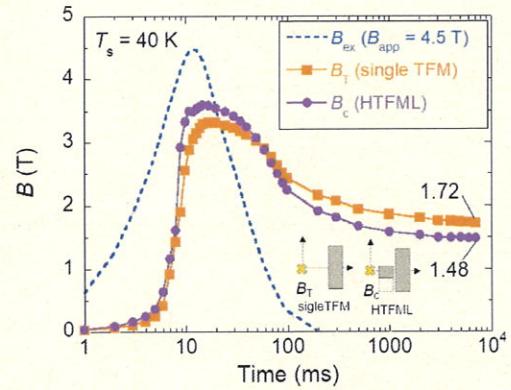


図 3. $T_s = 40$ K, $B_{app} = 4.5$ T での HTFML の収束磁場 B_c および単一円筒の捕捉磁場 B_T の時間変化

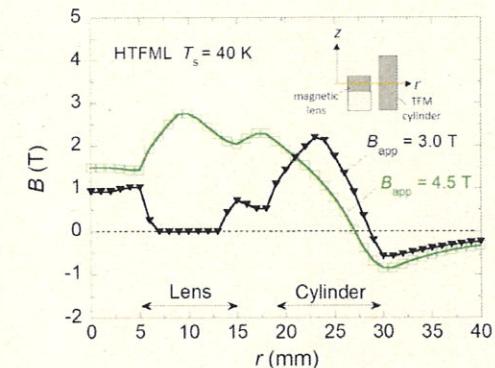


図 4. $T_s = 40$ K, $B_{app} = 3.0$ T, 4.5 T における $z = 0$ mm, $r \leq 40$ mm の磁場分布