

1. はじめに

REBaCuO 系超伝導バルク体(RE:=Y,Gd,Sm などの希土類元素)は磁束ピン止め力に優れ、超伝導転移温度  $T_c$  以下において、従来の永久磁石をはるかにしのぐ捕捉磁場を実現できる擬似的永久磁石としてその応用が盛んに検討されている。また、直径 60mm を超える大型超伝導バルク体も製品化されている。Bean モデルによると、超伝導バルクの臨界電流密度  $J_c$  が等しいならば、磁場中冷却着磁(FCM)によるバルク中心での捕捉磁場  $B_T$  は直径  $d$  の二乗に比例し、総磁束量  $\Phi_T$  は直径の三乗に比例する。本研究室でも  $\phi 65\text{mm}$  GdBaCuO 系バルク超伝導体に 1s 以下の強いパルス磁場を印加して磁束を捕捉させるパルス着磁法を行ってきた。しかし、パルス着磁では直径 60mm を超える大型バルクでは、従来の直径 45mm のバルク体 비해高磁場印加を必要とし、それに伴い発熱が生じるため、捕捉磁場の最大は 3.0T と 45mm  $\phi$  の 5.2T より低く向上は難しいという問題があった。また、総磁束量の増大は、より遠い距離に磁場を到達させるために必要不可欠である。よって本研究では、大型バルクの長所を生かして直径 65mm 超伝導バルク体に複数回パルス磁場印加による総磁束量  $\Phi_T$  の向上を検討し、FCM による総磁束量との比較を行った。

2. 実験方法

実験には、65mm  $\phi \times 20\text{mm}$  の GdBaCuO 系バルク超伝導体(新日鐵製)を用いた。FCM による 77K での捕捉磁場は 1.92T である。Gd 系超伝導バルク体は冷凍機を用いて  $T_s=60\text{K}$  または 40K に冷却した。ソレノイドコイルからパルス磁場を発生させ、 $B_{ex}=6.6\sim 3.3\text{T}$  の範囲で磁場を印加した。パルスの立ち上がり時間は 12ms である。パルス着磁プロセスは、同一強度のパルス磁場を 3 回印加後(SPA)、印加磁場を徐々に低減しながらパルス磁場を印加し、総磁束量を増大させる方法である IMRA 法(計 10 回印加)を用い、SPA+IMRA 着磁プロセスで行った。パルス磁場印加後の冷却時間は、バルク表面での温度を確認できないため 40~50 分と十分に冷却した。パルス印加後は、バルク表面より 0.5mm、4mm、8mm 上部の捕捉磁場分布を測定した。

FCM 実験はバルクを  $T_s=85\sim 48\text{K}$  の範囲に制御し、超伝導マグネットを用いて静磁場を印加した。FCM は印加磁場  $B_{ex}$  の増大により総磁束量を向上させることができるが、バルク体を破壊しないために  $B_{ex}=3\text{T}$  とした。印加後は、バルク表面より 4mm、9mm、14mm 上部の捕捉磁場分布を測定した。

3. 実験結果

Fig.1 に  $T_s=40\text{K}$  で SPA+IMRA 法の典型的なパルス印加後の 0.5mm 上部の捕捉磁場分布の断面図を示す。SPA+IMRA 法を用い計 13 回のパルス磁場を印加した。No.1 Pulse おいて中心がわずかに凹み、中心から 10mm 周辺的位置において最も高い捕捉磁場を示した。これは、高磁場を印加のため、磁束

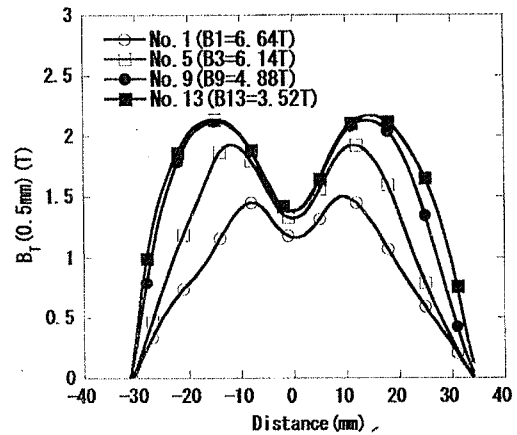


Fig.1 SPA+IMRA 法の典型的なパルス印加後の 0.5mm 上部の捕捉磁場分布の断面図( $T_s=40\text{K}$ )

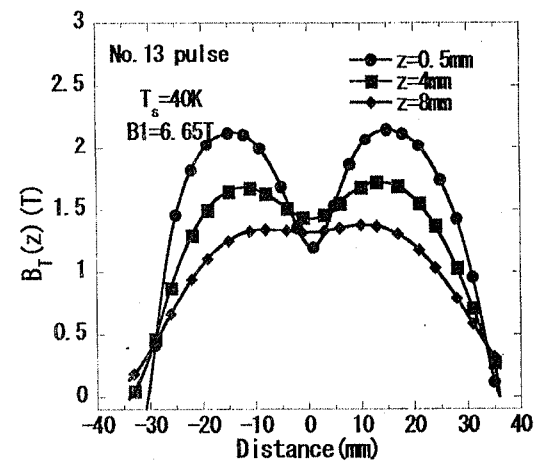


Fig.2 No.13 Pulse における z 方向の捕捉磁場分布の断面図( $T_s=40\text{K}$ ,  $B_1=6.6\text{T}$ )

が中心に近い周辺部に捕捉されただめだと考えられる。その後、パルス磁場印加を重ねると、中心で 1.5T、周辺で 2.2T まで捕捉磁場は向上した。Fig.2 に SPA+IMRA における No.13 Pulse での z 方向の捕捉磁場分布の断面図を示す。z が大きくなるにつれて、次第に周辺の捕捉磁場は減少した。また、z=8mm 上部における捕捉磁場分布の形状は、捕捉磁場は減少するとともに分布の形状は台形に近づくことがわかる。

比較のため  $T_s=60K$  においても同様に実験を行った。Fig.3 に  $T_s=60K$  における SPA+IMRA 法の典型的なパルス印加後の 0.5mm 上部の捕捉磁場分布の断面図を示す。No.1 Pulse において中心が最も高くほぼ山型の断面図になった。これは  $T_s=40K$  と比較すると、ピンニング力が弱いことから磁束が比較的侵入し中心に捕捉されたことによるものだと考えられる。No.13 Pulse において捕捉磁場は周辺で 2T と最も高く、中心部は周辺よりわずかに低い結果であった。

Fig.4 に  $T_s=60, 40K$  における  $B_1=6.6T$  での 0.5mm 上部におけるパルス毎と総磁束量  $\Phi_T$  の関係を示した。パルス印加毎に総磁束量は単調に増加した。最終的な総磁束量は  $T_s=40, 60K$  においてそれぞれ 5.04、4.13mWb であり、 $T_s=60K$  より  $T_s=40K$  では約 1mWb 近く向上した。よってバルク体の低温化は総磁束量の向上に有効性があることがわかる。

Fig.5 にパルス着磁と  $B_{ex}=3T$  での FCM の各初期温度における総磁束量と z 方向の距離依存性を示す。FCM での  $T_s=85K$  においてはバルク体のピンニング力が低いことから総磁束量は 4mm 上部で 1mWb ほどであった。温度が下がるにつれ、バルク体の臨界電流密度  $J_c$  が増大し、ピンニング力が向上することにより総磁束量が向上した。本研究における最低温  $T_s=48K$  において 4mm 上部での総磁束量は 4.5mWb まで向上した。また、9mm 上部において 3.5mWb であり、 $T_s=40K$  における SPA+IMRA とほぼ同等の値を示すことがわかった。

#### 4. まとめ

$\phi 65mm$  Gd 系超伝導バルク体を用いて、パルス着磁と FCM を行い、それぞれの総磁束量を比較し検討を行った。パルス着磁において、SPA+IMRA 法はパルス印加回数とともに総磁束量は単調に増加し有効性があることを示した。また、バルク体の初期温度をより低温にすることで総磁束量の増大につながる。 $T_s=40K$  での SPA+IMRA 法は  $T_s=48K$  での  $B_{ex}=3T$  における FCM とほぼ等しい値を示したことから SPA+IMRA 法は総磁束量増大の一つの可能性を示している。

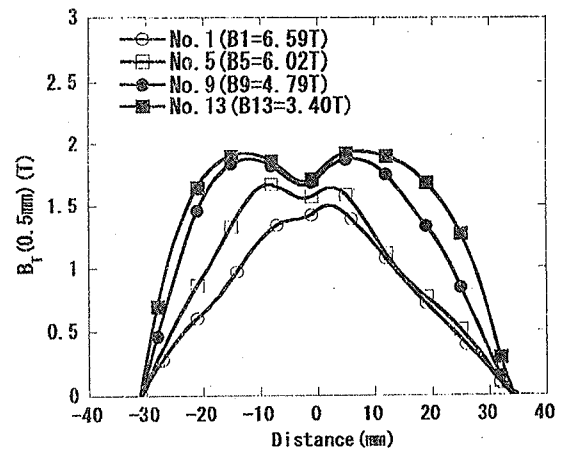


Fig.3 SPA+IMRA 法の典型的なパルス印加後の 0.5mm 上部の捕捉磁場分布の断面図

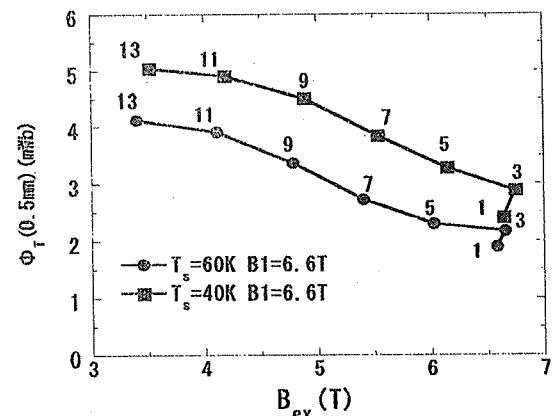


Fig.4  $T_s=60, 40K$  における  $B_1=6.6T$  での 0.5mm 上部におけるパルス毎と総磁束量  $\Phi_T$  の関係

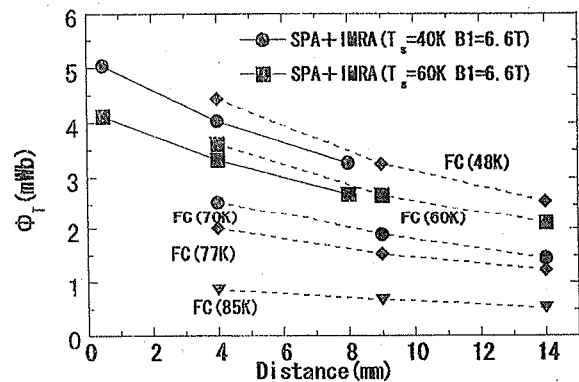


Fig.5 パルス着磁と  $B_{ex}=3T$  での FCM の各初期温度における総磁束量と z 方向の距離依存