

20 - 40 K における Sm-Ba-Cu-O バルクに対するパルス着磁による 捕捉磁場と発熱解析

金山 雅彦, 藤代 博之[†], 横山 和哉^{*1}, 岡 徹雄^{*2}, 能登 宏七

Trapped Field and Heat Generation Analysis Using Pulse-field Magnetization for Bulk Sm-Ba-Cu-O Superconductor Cooled at 20 - 40 K

Masahiko KANEYAMA, Hiroyuki FUJISHIRO[†], Kazuya YOKOYAMA^{*1}, Tetsuo OKA^{*2} and Koshichi NOTO

Synopsis: Pulse-field magnetization (PFM) has been investigated for a bulk Sm-Ba-Cu-O superconductor cryo-cooled at 20 - 40 K using pulse magnetic fields B_{ex} of 3.83 - 6.07 T. The temperature rise ΔT after applying the pulse fields increases as the bulk superconductor's initial temperature T_s decreases and as the applied field B_{ex} increases. The generated heat Q , estimated using ΔT and the specific heat C of the bulk superconductor, decreases with decreasing T_s for lower B_{ex} ($=3.83$ T), but increases with decreasing T_s for higher B_{ex} (≥ 5.53 T). There is a slight increase in the pinning loss Q_p determined from the magnetization M vs the applied field $\mu_0 H_a$ hysteresis curve at a lower T_s . These results can be explained by the increase in pinning force F_p at lower temperatures. The lowering of T_s is one of the promising approaches for enhancing trapped field B_T^P using PFM.

Keywords: bulk superconductor, pulse-field magnetization, trapped field, temperature rise, pinning loss

1. はじめに

バルク超伝導体中のピン止め中心となる粒子の微細分散化やバルク結晶の大型化などにより、臨界電流密度 J_c や捕捉磁場 B_T などの超伝導特性が向上し、その応用の1つとして磁気浮上システム、フライホイール、スパッタリングターゲット等の超強力な磁石（超伝導バルク磁石）が期待されている。超伝導バルク磁石はバルク内のピン止め中心に高密度に磁束線を捕捉することで、Nd-Fe-B 系永久磁石を遙かにしのぐ捕捉磁場を実現することができ、すでに 29 K で 17 T を超す捕捉磁場が報告されている¹⁾。超伝導バルク磁石における着磁の一般的な方法は、磁場中冷却着磁 (field cooled magnetization: FCM) であるが、超伝導転移温度 T_c 以下に冷却したバルクにパルス磁場を印加し、磁

束を捕捉させるパルス着磁 (pulse field magnetization: PFM) もまた、超伝導マグネットを用いないために着磁装置がコンパクトで安価となるため、最近盛んに研究されている。液体窒素温度 (77 K) 付近では、PFM 法の1つである反復着磁法 (IMRA 法)²⁾ や軟磁鉄ヨークの採用³⁾ などにより、FCM による捕捉磁場 B_T^{FC} とほぼ同等の捕捉磁場 B_T^P が実現されている。しかし、50 K 以下の極低温では、 B_T^P は B_T^{FC} に比べて非常に小さい。その主な原因は、PFM においてはバルク内で磁束線がピン止め力 F_p や粘性力 F_v に逆らって急激に運動することによって発熱し、この温度上昇のために臨界電流密度 J_c が減少するためであると想像されるが、水谷らの報告⁴⁾ 以外、系統的な温度上昇に関する実験結果は存在しなかった。本研究グループはこれまでに、40 K まで伝導冷却した YBaCuO, SmBaCuO, GdBaCuO 超伝導バルクに対して、種々の印加磁場 B_{ex} やバルク初期温度 T_s , 立ち上がり時間の異なるパルス磁場を用いた PFM 実験を系統的に行い、温度上昇 ΔT や捕捉磁場 B_T^P の時間依存性や場所依存性を測定して、PFM における着磁メカニズムを温度測定の見点から明らかにしてきた⁵⁻⁹⁾。また、 ΔT と超伝導バルクの比熱 C を用いて発熱量 Q を算出し、さらに同一強度を持つ磁場パルスを複数回印加する実験から、ピン止め損失 Q_p と粘性力損失 Q_v の決定と分離が可能であることを示した^{10,11)}。またバルクの外周に金属リングを嵌め合わせ、バルクの発熱を速やか

Received April 19, 2005

岩手大学工学部材料物性工学科

〒020-8551 岩手県盛岡市上田 4 丁目 3-5

Faculty of Engineering, Iwate University, 4-3-5 Ueda, Morioka,

Iwate 020-8551, Japan

*1 (独) 物質・材料研究機構 強磁場研究センター

〒305-0003 茨城県つくば市桜 3-13

National Institute for Materials Science, 3-13, Sakura, Tsukuba,

Ibaraki 305-0003, Japan

*2 (株) イムラ材料開発研究所

〒448-0021 愛知県刈谷市八軒町 5-50

IMRA Material R&D Co., Ltd., 5-50 Hachiken-cho, Kariya, Aichi

448-0021, Japan

[†] E-mail: fujishiro@iwate-u.ac.jp

に冷凍機のコールドステージに逃がすことによって温度上昇を抑制し、捕捉磁場や総磁束量の向上が可能であることを示した¹²⁾。最近、これまでの温度測定の結果を考察し、バルクの初期温度と印加磁場強度を最適化することで、GdBaCuOバルクを用いて $B_T^P=4.47$ Tの磁場捕捉に成功した¹³⁾。これまで報告されているPFM法による最高捕捉磁場は3.80 Tであり¹⁴⁾、4.47 Tは現在、PFM法による世界最高の捕捉磁場である。

超伝導体を着磁する場合、捕捉磁場を決定するパラメータの1つはバルクの初期温度 T_s である。超伝導体は低温にするほど臨界電流密度 J_c が向上するため、ピン止め力 $F_p=J \times B$ が増大し、一般には捕捉磁場が向上する。実際、これまでに報告した $T_s=40$ K以上での結果においても T_s が低いほど大きな捕捉磁場 B_T^P が得られている¹⁰⁾。しかし T_s の低温化は、 J_c の増大による発熱の増加と、比熱 C の減少による温度上昇の増加も同時に予想される。極低温まで冷却したバルクに対するPFM実験の結果は重要であるが、これまで温度上昇や捕捉磁場に関する実験結果や発熱解析の検討は行われていなかった。

本研究では、20 Kまで冷却したSmBaCuO系超伝導体バルクに対してパルス着磁を行い、温度上昇と捕捉磁場の関係を明らかにし、低温化が捕捉磁場の向上に与える効果を検討した。また、温度上昇の原因である Q_p や Q_v が、バルクの低温化によってどのように変化するかについても考察した。

2. 実験方法

本研究で使用した c 軸配向SmBaCuOバルク(同和鉱業(株)製)は、直径45 mm、厚さ18 mmで、直交するGrowth Sector Boundary (GSB)に囲まれた4つの領域(Growth Sector Regions: GSRs)を有する。SmBaCuOバルクの組成は、SmBa₂Cu₃O_y (Sm123)とSm₂BaCuO₅ (Sm211)のモル比がSm123:Sm211=1.0:0.3であり、Ag₂O: 15 wt.%, Pt: 0.5 wt.%が添加されている。バルクは強度向上のため真空中でエポキシ樹脂含浸を施した後、上下面の樹脂は温度応答を向上させるために取り除いた。バルクを最低到達温度が約4 KのGM (Gifford McMahon)サイクルHe冷凍機(住友重機械(株))のコールドステージに固定し、伝導冷却によりバルク表面で40 K~20 Kに冷却した。Fig. 1にバルクのセットアップの様子と、バルク表面の温度及び磁場測定の位置を示す。バルク中心(P1)の温度 T_1 と、GSBに囲まれた4つの領域のバルク中心から12 mmの位置(P2~P5)の温度 $T_2 \sim T_5$ を、それぞれGE7031ワニスによって貼り付けた直径76 μ mのクロメル-コンスタンタン熱電対を用いて測定した。P1から2.5 mm離れた場所(PH)での捕捉磁場 B_T^P は、ホールセンサー(F.W.Bell, Model BHT921)によって測定した。真空容器表面(バルク表面から3 mm上方)でホールセンサーを1.2 mm間隔でスキャンさせて、

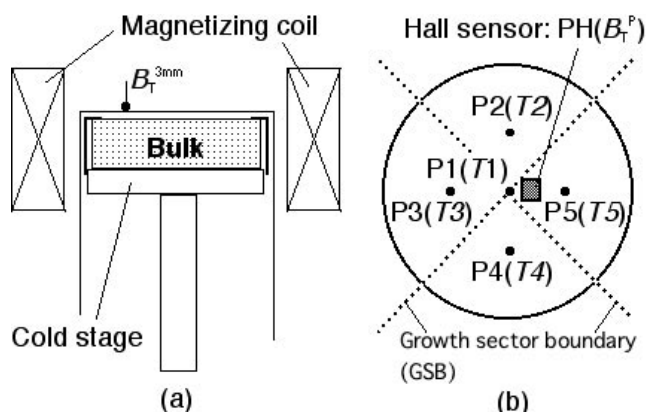


Fig. 1 (a) The experimental setup of a SmBaCuO bulk superconductor on the cold stage of a GM cycle helium refrigerator. (b) The positions for the temperature and trapped field measurements on the surface of the bulk disk.

捕捉磁束密度分布 B_T^{3mm} と総磁束量 Φ_T を測定した。パルスコイル($L=1.08$ mH)は液体窒素で冷却し、パルス電源からパルス電圧(400~700 V)を印加した。放電回路に直列にシャント抵抗(150 A, 60 mV)を接続し、印加するパルス磁場 $\mu_0 H_a$ の時間依存性をデジタルオシロスコープによって測定した。バルクの初期温度 T_s は20 K, 30 K, 40 Kに保持し、各 T_s において $B_{ex}=3.83 \sim 6.04$ Tのパルス磁場(立ち上がり時間:12 ms)を5発、バルク表面の温度が T_s に戻った後に繰り返し印加し(以降、No.1~No.5パルスと定義する)、 $T(t)$ 、 B_T^P 、 B_T^{3mm} 、 Φ_T の測定を行った。

3. 結果と考察

3.1 温度上昇 ΔT と発熱量 Q

パルス磁場印加後の温度 $T(t)$ の場所依存性及び、時間依存性は、印加磁場強度 B_{ex} 、バルクの初期温度 T_s 、磁場印加直前の捕捉磁場分布等により変化する。Fig. 2に $T(t)$ の一例として、 $T_s=20$ K, 30 K, 40 Kで $B_{ex}=5.53$ TのNo.1とNo.5パルスを印加したときの各地点での $T(t)$ の結果をそれぞれ示す。挿入図にはNo.1パルス印加後の捕捉磁束密度分布 B_T^{3mm} を示す。パルス磁場印加時($t=0$)から各地点の温度 $T(t)$ は速やかに上昇し、ピークを示した後に低下し、約15分で初期温度 T_s に戻る。各地点における $T(t)$ の振る舞いは T_s が異なっても類似しているが、最大温度上昇 ΔT_{max} は大きく異なる。例えば、No.1パルスにおいてP2での ΔT_{max} を比較すると、 $T_s=40$ Kでは $\Delta T_{max} \approx 25$ K、 $T_s=30$ Kでは29.5 K、 $T_s=20$ Kでは37 Kと、 T_s が低温になるにしたがって ΔT_{max} は大きくなる。この傾向はNo.5パルスにおいても同様である。捕捉磁束密度分布より、各 T_s において $B_{ex}=5.53$ Tのパルス磁場印加で、磁束はバルクの中心まで十分に侵入し捕捉されていることがわかる。

Fig. 3に(a)No.1と(b)No.5パルスにおける $T_2 \sim T_5$ の平均の最大温度上昇 ΔT_{max} の印加磁場強度 B_{ex} 依存性を示

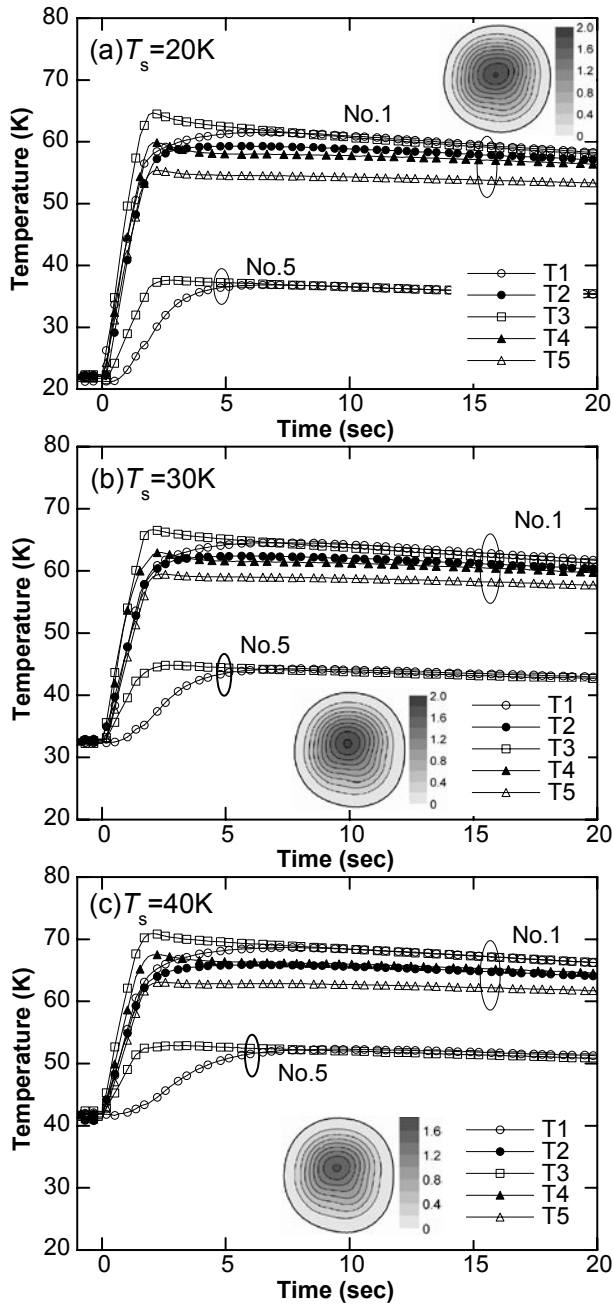


Fig. 2 The time evolution of temperatures $T_I(t)-T_5(t)$ at (a) $T_s=20$ K, (b) $T_s=30$ K and (c) $T_s=40$ K after applying No.1 and No.5 pulse fields of $B_{ex}=5.53$ T. The inset for each figure shows the distribution of the trapped field B_T^{3mm} after applying the No.1 pulse.

す。No.1 パルス印加においては、全ての印加磁場で ΔT_{max} は T_s の低下により増加する。また印加磁場が大きいほど ΔT_{max} は大きくなり、 $T_s=20$ K, $B_{ex}=6.04$ T の磁場印加においては $\Delta T_{max}=43$ K, すなわちバルクの温度は最高 63 K にも達する。No.5 パルス印加においても、No.1 パルスほど顕著ではないが同じ振る舞いが見られる。

Fig. 4 に No.1 と No.5 パルス印加における捕捉磁場 B_T^P

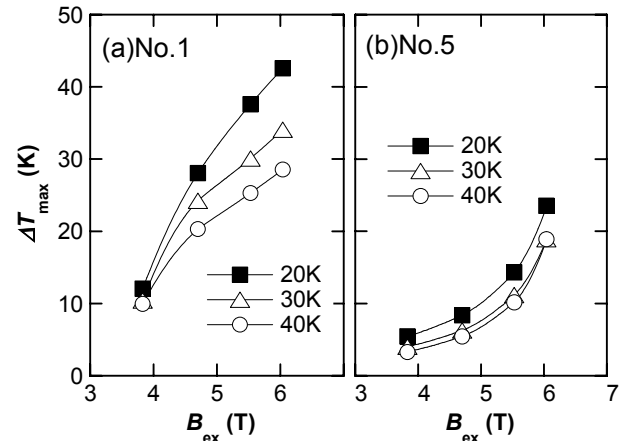


Fig. 3 The maximum temperature rise ΔT_{max} for each T_s as a function of the applied field B_{ex} for the (a) No.1 and (b) No.5 pulses, respectively.

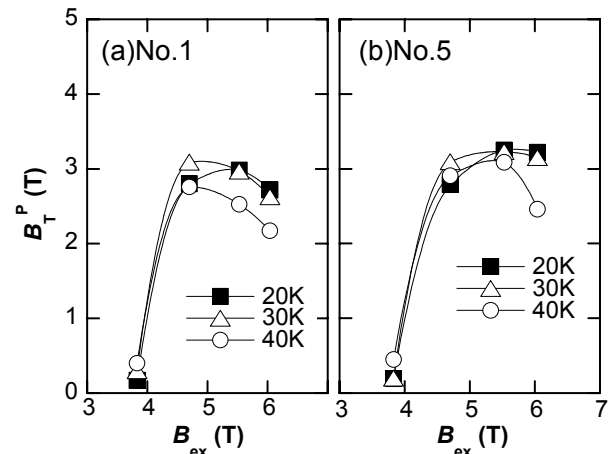


Fig. 4 The trapped magnetic field B_T^P for each T_s as a function of the applied field B_{ex} for the (a) No.1 and (b) No.5 pulses, respectively.

の印加磁場強度 B_{ex} 依存性を示す。No.1, No.5 パルス印加ともに、低磁場 ($B_{ex}=3.83$ T) では、磁束がバルク中央まで侵入することができないため観測点(PH)での捕捉磁場 B_T^P は小さいが、 $T_s=40$ K の方がピン止め力が弱いため、磁束は比較的侵入し易く、その結果 B_T^P は大きくなる。しかし、磁束がバルク中央まで侵入できる高磁場 ($B_{ex} \geq 4.70$ T) を印加すると、 J_c が大きな $T_s=20$ K, 30 K の捕捉磁場の方が大きくなる。それぞれの T_s において捕捉磁場を最大にする印加磁場が存在するが、その原因は **Fig. 3** に示す温度上昇と密接に関係していると考えられる。

Fig. 5 に各 T_s において No.1 パルスを印加した場合の捕捉磁場 B_T^P と最高温度 T_{max} の関係を、これまでの結果¹⁰⁾ も含めて示す。各 T_s で、 $B_{ex}=3.83$ T, 4.70 T, 5.53 T, 6.04 T の No.1 パルスを印加した場合の (B_T^P, T_{max}) をプロットした。バルクの最高温度 T_{max} は $T_{2max} \sim T_{5max}$ の平均であり、 B_{ex} が増加するとともに T_{max} は増大する。図中には 5 T か

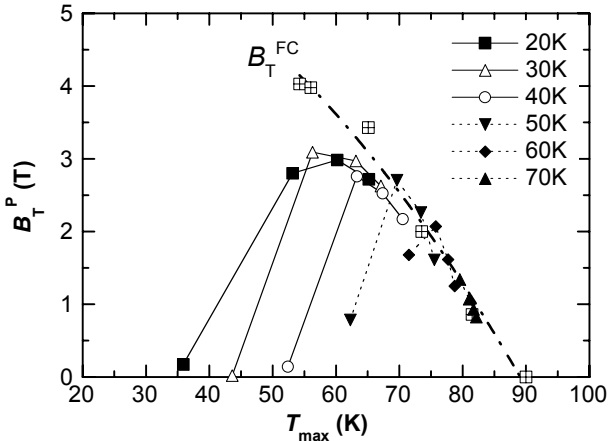


Fig. 5 The summary of the trapped field B_T^P versus the maximum temperature T_{max} . The measured trapped field B_T^{FC} by FCM corresponding T_{max} is also presented.

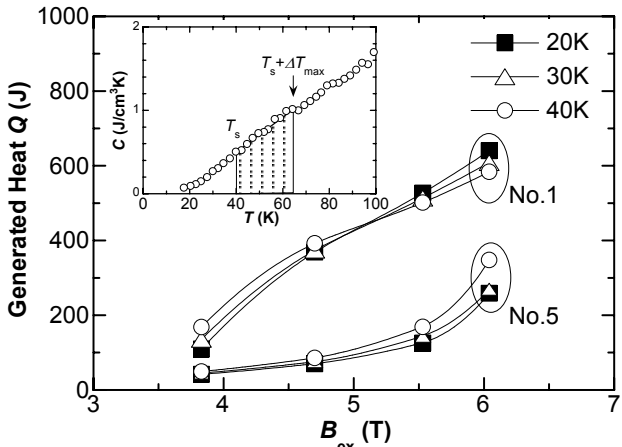


Fig. 6 The estimated Q values for each T_s as a function of B_{ex} for the No.1 and No.5 pulses. The inset shows the temperature dependence of the specific heat $C(T)$ of the SmBaCuO bulk.

らの FCM による捕捉磁場 B_T^{FC} の結果も示すが、 (B_T^{FC}, T_{max}) はこのバルクの最大磁束捕捉能力を示すと考えられる。 $T_s=40$ K の場合、印加磁場が大きくなるにつれて T_{max} , B_T^P はともに大きくなり、 $B_{ex}=4.70$ T の時に B_T^P がピークを持つと同時に $B_T^{FC}-T_{max}$ ラインに最も近づく。しかし、 $B_{ex} \geq 4.70$ T になるとさらに T_{max} が大きくなり、逆に B_T^P はラインに沿って減少する。一方、 $T_s=70$ K では、 $B_{ex}=3.83$ T の場合の温度上昇で、すでに $B_T^{FC}-T_{max}$ ラインに接触してしまうため、 $B_{ex} \geq 3.83$ T の高磁場印加において B_T^P はこのラインに沿って単調に減少する。逆に $T_s=20$ K の場合は、 $B_{ex} \leq 5.53$ T では T_{max} の上昇と共に B_T^P も上昇するが、 $B_{ex}=6.04$ T になると温度上昇が大きいためラインに沿って減少する。これらの結果から、 $B_T^{FC}-T_{max}$ 相図を用いることで、 PFM による捕捉磁場特性を体系的に説明できることが明らかになった。

パルス着磁における温度上昇のメカニズムを明らかにし、更なる B_T^P 増大の方向性を検討するには、 ΔT よりも

多くの情報を有する発熱量 Q を算出する必要がある。 PFM プロセスはほぼ断熱状態で起こっていると考えることができ、この場合には次式のように温度上昇 ΔT と比熱 C を用いて発熱量 Q を算出することができる¹⁰⁾。

$$Q = \int_{T_s}^{T_s + \Delta T_{max}} C(T) V dT \quad (1)$$

ここで V はバルクの体積である。比熱 $C(T)$ は、同一組成の試料を用いて同時測定した熱伝導率 κ と熱拡散率 α の比 $C = \kappa / \alpha$ により算出した¹⁵⁾。 **Fig. 6** に No.1 と No.5 パルス印加に対して算出した発熱量 Q の印加磁場依存性を示す。 No.1, No.5 パルスともに印加磁場が大きくなると発熱量は増大する。 **Fig 3** に見られた ΔT_{max} の大きな T_s 依存性は、発熱量 Q で見ると非常に小さいが、特徴的な違いが存在する。すなわち、 No.1 パルスでは、低磁場印加 ($B_{ex} \leq 4.70$ T) では T_s が高い方が発熱量は大きく、高磁場印加 ($B_{ex} \geq 5.53$ T) では T_s が低い方が発熱量は大きい。これは、 **Fig 4** に見られた捕捉磁場の関係と定性的に一致しており、発熱が磁束のピン止めと密接に関係しており、 T_s が低い方が F_p が大きいことに起因している。

3.2 磁化曲線から算出したピン止め損失 Q_p

臨界状態モデルによると、印加磁場 $\mu_0 H_a$ と磁化 M の関係を示す磁化ヒステリシス曲線から、近似的にピン止め損失 Q_p を算出することができる。本研究ではデジタルオシロスコープを用いて、パルス磁場印加時の $\mu_0 H_a(t)$ とバルク表面の局所磁場 $B_L(t)$ を測定した。超伝導体の M は、 $\mu_0 H_a$ と B_L を用いて、次式のように求めることができる。

$$M = B_L - \mu_0 H_a \quad (2)$$

Fig. 7 に $T_s=20$ K 及び 40 K での $B_{ex}=5.53$ T 印加時の $\mu_0 H_a(t)$ と $B_L(t)$ の時間依存性を示す。 $T_s=20$ K において、 $\mu_0 H_a(t)$ は立ち上がり時間 12 ms で速やかに上昇するが、 $B_L(t)$ は最初の 8 ms の間は徐々に増加し、その後 $\mu_0 H_a$ の値が約 5 T を超すと急激に増加する。この理由は、 $\mu_0 H_a$ が 5 T 以下では侵入磁束がピン止め表面障壁を壊すことができず、超伝導体内に磁束がほとんど侵入できないが、5 T 以上ではこの表面障壁が崩壊するためと考えることができる。一方、 $T_s=40$ K においては、 $B_L(t)$ は 7 ms 以降急激に増加する。この場合、磁束が表面障壁を壊す印加磁場 $\mu_0 H_a$ は約 4.5 T であり、この値は $T_s=20$ K の場合より小さい。これは、 T_s が高いほどピン止め力 F_p が小さくなることを反映している。

Fig. 8 に $T_s=20$ K 及び 40 K で、 $B_{ex}=5.53$ T 印加時の No.1, No.2, No.5 パルス印加における磁化曲線を示す。 $T_s=20$ K の No1 パルス印加では、大きなヒステリシスル

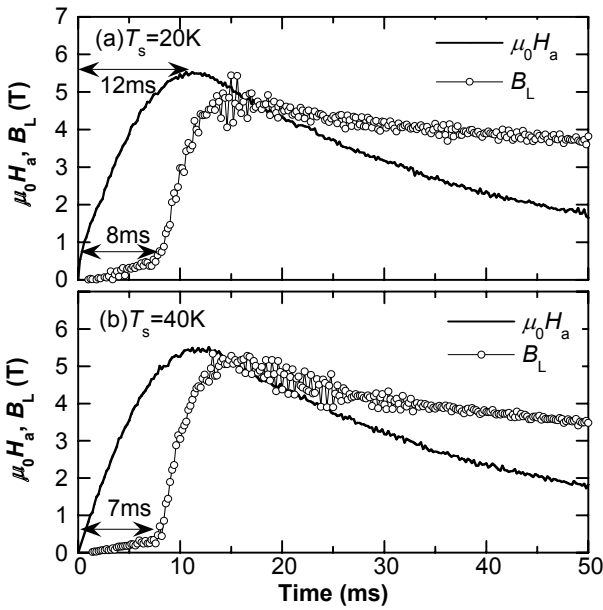


Fig. 7 The time evolutions of the applied field $\mu_0 H_a(t)$ and local field $B_L(t)$ after applying the pulse field of $B_{ex}=5.53$ T at (a) $T_s=20$ K and (b) $T_s=40$ K.

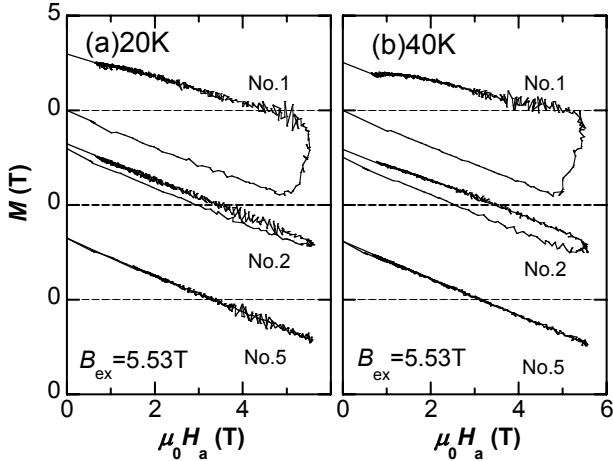


Fig. 8 The pulse number dependence of the M vs. $\mu_0 H_a$ curves for $B_{ex}=5.53$ T at (a) $T_s=20$ K and (b) $T_s=40$ K.

プが観測される。ループが囲む面積は、捕捉磁束量の増分 $\Delta\Phi_T$ と密接に関係することをすでに明らかにしており⁹⁾、この面積が着磁過程におけるエネルギー損失、すなわちピン止め損失 Q_p と考えることができる。No.2 パルス印加では、ヒステリシスループは急激に小さくなり、No.5 パルス印加ではほとんど消失する。 $T_s=40$ K の No.1 パルス印加のヒステリシスループは、 $T_s=20$ K の場合とほぼ同様であるが、ループが囲む面積はわずかに小さい。一方、No.2 パルス印加では、逆に $T_s=20$ K の場合よりループが囲む面積は大きい。これは No.2 パルスによる捕捉磁束の増分が 40 K の方が大きいことを示している。

PFM における総発熱量 Q は、ピン止め損失 Q_p と粘性力損失 Q_v の和と考えられるので、次式によって Q_v が算出で

きる。

$$Q_v = Q - Q_p \quad (3)$$

Fig. 9 に、No.1 パルス印加における発熱量 Q 、ピン止め損失 Q_p 、及び式(3)を用いて算出した粘性力損失 Q_v の印加磁場依存性を、 $T_s=20$ K、40 K のそれぞれについて示す。20 K、40 K とともに、磁束が完全にバルク中心まで侵入できない低磁場印加($B_{ex}=3.83$ T)では、発熱はほとんどすべて Q_v であるが、印加磁場の増大とともに Q_p が支配的になることが分かる。 $B_{ex}=4.73$ T ではピン止め力の小さい $T_s=40$ K の場合に Q_p が大きくなるが、 $B_{ex} \geq 4.70$ T の高磁場になると逆に $T_s=20$ K の場合に Q_p が大きくなる。一方、 Q_v はわずかに B_{ex} の増加とともに増大するが、 T_s による違いは明確には見られない。

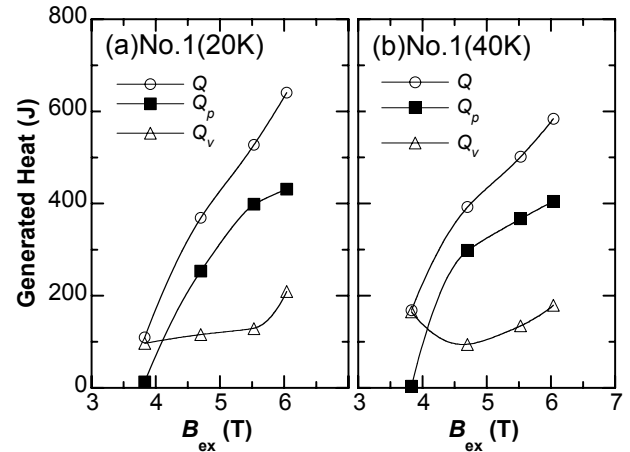


Fig. 9 The total Q estimated by the temperature rise ΔT_{max} , pinning loss Q_p estimated by the M vs. $\mu_0 H_a$ curve and viscous loss $Q_v (=Q-Q_p)$ as a function of B_{ex} for the No.1 pulse at (a) $T_s=20$ K and (b) $T_s=40$ K.

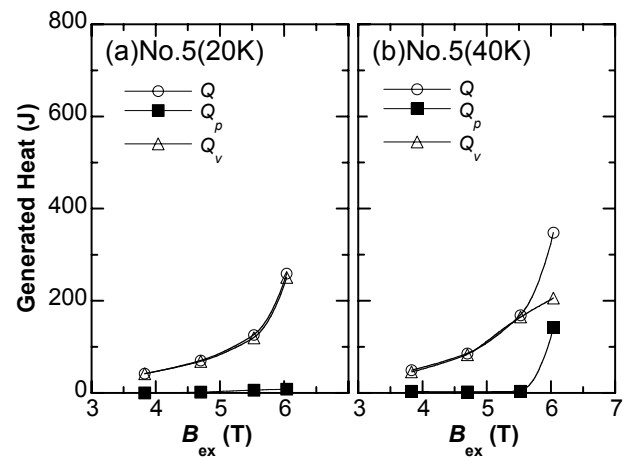


Fig. 10 The total Q , pinning loss Q_p and viscous loss $Q_v (=Q-Q_p)$ as a function of B_{ex} for the No.5 pulse at (a) $T_s=20$ K and (b) $T_s=40$ K.

Fig. 10 に, No.5 パルス印加における Q , Q_p , Q_v の印加磁場依存性を, $T_s=20$ K, 40 K のそれぞれについて示す. この場合, Q_p は $T_s=40$ K の $B_{ex}=6.07$ T 印加で Q_p が増大しているが, その他はほとんどゼロである. $T_s=40$ K の $B_{ex}=6.07$ T では, Fig. 4 に示す捕捉磁場や総磁束量が $B_{ex}=5.53$ T よりも減少しており, この Q_p の増大は, 大きな磁場を印加したために生じる磁場捕捉とは無関係な損失である. 従って, この場合以外の No.5 パルス印加では, 発熱のほとんど全てが Q_v と考えることができる. No.5 パルスの Q_v は B_{ex} の増加とともに徐々に増加し, No.1 パルスにおける Q_v とほぼ等しい. このことは, Q_v はバルクに捕捉された磁束の存在に依らないと考えられる.

4. まとめ

初期温度 $T_s=20\sim 40$ K に保持した SmBaCuO 超伝導バルクに, $B_{ex}=3.83\sim 6.07$ T のパルス磁場を 5 回印加し (No.1 ~ No.5 パルス), 温度上昇 ΔT と捕捉磁場 B_T^P の関係を詳細に検討した.

1. 磁束が捕捉されていないバルクにパルス磁場を印加した場合 (No.1 パルス), 温度上昇 ΔT はバルクの保持温度 T_s が低温になるほど大きく, また高磁場 B_{ex} を印加するほど大きくなった. $T_s=20$ K で $B_{ex}=6.04$ T 印加時には温度上昇は 43 K にも達した. 温度上昇はパルス印加回数とともに徐々に減少し, No.3 パルス以降はほぼ一定値になった. No.5 パルスに対する温度上昇は, No.1 パルスと同様にバルクの保持温度 T_s が低温になるほど大きく, また高磁場を印加するほど大きくなった.
2. 捕捉磁場 B_T^P は低磁場印加 (例えば $B_{ex}=3.83$ T) では T_s が高い方が大きく, 高磁場印加 (例えば $B_{ex}=5.53$ T) ではピン止め力 F_p の大きな低温の方が大きくなること分かった. これは, 超伝導体中の磁場侵入に対するポテンシャル障壁が低温では高いため, 低い磁場では破壊されないが, ポテンシャル障壁は温度の上昇とともに低下するため, 弱い磁場印加でも破壊して磁束が侵入するためと考えることが出来る.
3. 最大温度上昇 ΔT_{max} とバルクの比熱 C から算出した発熱量 Q は, 各 T_s で印加磁場とともに増大する. 低磁場印加では T_s が高い方が Q は大きく, 高磁場印加では T_s が低い方が Q は大きいことが分かった. また, 同一パルス磁場を複数回印加することで, 発熱量は減少し, 3 回目以降ほぼ一定値に達する.
4. 印加磁場 $\mu_0 H_a$ と磁化 M のヒステリシス曲線から, 各 T_s , 各 B_{ex} に対するピン止め損失 Q_p を算出した. また粘性力損失 Q_v は, 発熱量 Q と Q_p の差 $Q_v=Q-Q_p$ から求めた. 低磁場印加では Q_v が支配的であるが, 高磁場印加では Q_p が支配的になる. No.1 パルスでは Q_v は T_s によらず B_{ex} の増加とともにわずかに増大する. 一

方, Q_p は高磁場側で T_s が低い方が大きい.

5. 磁場中冷却着磁と同様にパルス着磁においても, バルク温度 T_s の低温化はピン止め力 F_p が大きいため. 捕捉磁場 B_T^P を増加させる一つの方法である. しかし, 低温化は比熱の減少による温度上昇 ΔT の増大が大きくなるため, その効果がほとんど相殺されてしまう. 印加磁場 B_{ex} の最適化や, 複数回のパルス磁場印加などで温度上昇を低減させる工夫をすることで, F_p が大きい特性を生かして, さらに捕捉磁場の向上が可能であると考えている.

本研究は, 科学技術振興事業団岩手県地域結集型共同研究事業「生活・地域への磁気活用技術の開発」(平成 11~16 年度)の一環として, また平成 16 年度夢県土いわて戦略的研究推進事業から支援を受けて行われた. 誌面を借りて関係者への謝意を表す.

参考文献

- 1) M. Tomita and M. Murakami: "High-temperature superconductor bulk magnets that can trap magnetic fields of over 17 tesla at 29 K", *Nature* **421** (2003) 517-520
- 2) U. Mizutani, T. Oka, Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa and H. Ikuta: "Pulsed-field magnetization applied to high- T_c superconductors", *Appl. Supercond.* **6** (1998) 235-246
- 3) H. Ikuta, H. Ishihara, Y. Yanagi, Y. Itoh and U. Mizutani: "Extracting the utmost from the high performance of Sm-Ba-Cu-O bulk superconductors by pulse field magnetizing", *Supercond. Sci. Technol.* **15** (2002) 606-612
- 4) Y. Yanagi, Y. Itoh, M. Yoshikawa, T. Oka, Y. Yamada and U. Mizutani: "Low Temperature Pulsed Field Magnetization of Melt-Processed Y-Ba-Cu-O Superconducting Bulk Magnet", *Advances in Superconductivity IX*, Springer, Tokyo (1997) 733-736
- 5) H. Fujishiro, T. Oka, K. Yokoyama and K. Noto: "Time evolution and spatial distribution of temperature in YBCO bulk superconductor after pulse field magnetizing", *Supercond. Sci. Technol.* **16** (2003) 809-814
- 6) H. Fujishiro, K. Yokoyama, T. Oka and K. Noto: "Temperature rise in Sm-based bulk superconductor after applying iterative pulse fields", *Supercond. Sci. Technol.* **17** (2004) 51-57
- 7) H. Fujishiro, T. Oka, K. Yokoyama, M. Kaneyama and K. Noto: "Flux motion studies by means of temperature measurement in magnetizing processes for HTSC bulks", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **14** (2004) 1054-1058
- 8) K. Yokoyama, M. Kaneyama, T. Oka, H. Fujishiro and K. Noto: "Temperature measurement of RE123 bulk superconductors on magnetizing process", *Physica C* **412-414** (2004) 688-694
- 9) H. Fujishiro, M. Kaneyama, K. Yokoyama, T. Oka and K. Noto: "Rise-time elongation effects on trapped field and temperature rise in pulse field magnetizing for HTSC bulk", to be published in *Jpn. J. Appl. Phys.* **44** (2005)
- 10) H. Fujishiro, K. Yokoyama, M. Kaneyama, T. Oka and K. Noto: "Estimation of generated heat in pulse field magnetizing for SmBaCuO bulk superconductor", *Physica C* **412-414** (2004) 646-650

- 11) H. Fujishiro, M. Kaneyama, K. Yokoyama, T. Oka and K. Noto: "Generated heat during pulse field magnetizing for REBaCuO (RE=Gd, Sm, Y) bulk superconductors with different pinning ability", *Supercond. Sci. Technol.* **18** (2005) 158-165
- 12) H. Fujishiro, K. Yokoyama, M. Kaneyama, T. Oka and K. Noto: "Effect of metal ring setting outside HTSC bulk disk on trapped field and temperature rise in pulse field magnetizing", to be published in *IEEE Trans. Appl. Supercond.* (2005)
- 13) H. Fujishiro, M. Kaneyama, T. Tateiwa and T. Oka: "A record high trapped magnetic field by pulse field magnetizing using GdBaCuO bulk superconductor", submitted to *Jpn. J. Appl. Phys.*
- 14) Y. Yanagi, M. Yoshikawa, Y. Itoh, T. Oka, H. Ikuta and U. Mizutani: "Trapped Field Distribution on Sm-Ba-Cu-O Bulk Superconductor by Pulsed-field Magnetization", *Advances in Superconductivity XII*, Springer, Tokyo (2000) 470-472
- 15) H. Fujishiro and S. Kohayashi: "Thermal conductivity, thermal diffusivity and thermoelectric power of Sm-based bulk superconductors", *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **12** (2002) 1124-1127

金山雅彦 昭和55年9月25日生。平成15年岩手大学工学部材料物性工学科卒業。平成17年同大学院工学研究科博士前期課程(材料物性工学専攻)修了。専門は超伝導材料学。平成17年4月より(株)NEC山形勤務。低温工学協会会員。

藤代博之 昭和32年3月8日生。昭和55年東北大学工学部電子工学科卒業。昭和60年同大学院工学研究科博士後期課程(電子工学専攻)修了。(財)半導体研究振興会研究員、九

州工業大学情報工学部助手などを経て、平成5年岩手大学工学部材料物性工学科助教授。現在に至る。専門は電子材料学、応用物理学。特に超伝導材料や熱電変換材料の開発と応用に関する研究に従事。低温工学協会、日本物理学会、応用物理学会、日本セラミックス協会会員。工学博士。

横山和哉 昭和46年1月17日生。平成11年新潟大学大学院自然科学研究科博士後期課程修了。同大学院自然科学研究科助手、(財)いわて産業振興センター研究員を経て、平成16年より(独)物質・材料研究機構 強磁場研究センター 材料・プロセスグループ 特別研究員。主に磁気分離などの磁場応用研究に従事。低温工学協会会員。工学博士。

岡徹雄 昭和30年12月3日生。昭和54年京都大学工学部金属加工工学科卒業。同年アイシン精機(株)に勤務。平成14年~16年(財)いわて産業振興センター研究員(出向)を経て、現在、(株)イムラ材料開発研究所研究開発部に勤務。主に高温超伝導の応用研究に従事。低温工学協会、日本機械学会、電気学会、日本金属学会会員。工学博士。

能登宏七 昭和12年10月生。昭和37年東北大学大学院理学研究科修士課程修了。同大学金属材料研究所助手、助教授を経て、平成元年岩手大学工学部教授。平成15年3月定年退官。現在、岩手大学名誉教授。平成11年から16年まで科学技術振興事業団岩手県地域結集型共同研究事業「生活・地域への磁気活用技術の開発」研究統括。低温工学協会、日本物理学会、電気学会、日本金属学会会員。理学博士。