

パルス着磁法による 5 T を超える超伝導バルク磁石の実現

High-Strength Superconducting Bulk Magnet over 5 Tesla by Pulse Field Magnetization

藤代博之 岩手大学工学部材料物性工学科

H. Fujishiro, Faculty of Engineering, Iwate University

Tel: +81-19-621-6363, Fax: +81-19-621-6363, E-mail: fujishiro@iwate-u.ac.jp

The pulse field magnetization (PFM) technique has been intensively investigated to realize the superconducting bulk magnet because of the relatively compact and inexpensive setup of the apparatus compared with the static field-cooled magnetization (FCM). We have systematically studied the trapped field B_T^p and temperature rise ΔT due to the magnetic flux intrusion and proposed a new PFM technique to enhance the B_T^p value, named as a modified multi-pulse technique combined with a step-wise cooling (MMPSC). The B_T^p value as high as 5.20 T, which is the reported highest using the PFM technique at present, has been realized on the surface of the GdBaCuO bulk superconductor (45 mm in diameter) by MMPSC. Following an introduction of a small number magnetic fluxes into the bulk center twice at a higher temperature $T_s(1)$, the higher fields are applied twice at lower $T_s(2)$. The reduction in the temperature rise due to the already existing trapped flux besides the optimization of the higher B_{cs} value at lower $T_s(2)$ are key points to enhance B_T^p . A new-type of superconducting bulk magnet system has been developed for practical applications, in which two aligned bulks are cooled along the ab -plane and are magnetized along the c -axis in turn employing a split-type pulse coil. The temperature rise ΔT is relatively small and B_T^p is enhanced in comparison with the conventional bulk magnet, which is cooled along c -axis and is magnetized by a solenoid-type pulse coil. The multi-bulk magnet system with usable surfaces on both sides in open space can be realized only by use of a split-type pulse coil and has a potential for new application fields.

Key words: pulse field magnetization, superconducting bulk magnet, MMPSC method, temperature rise, trapped field, pinning loss, viscous loss, multi bulk system, magnetic separation, drag delivery system

1. はじめに

REBaCuO 系バルク超伝導体 (RE: = Y, Gd, Sm などの希土類元素) は, REBa₂Cu₃O₇ (RE123) 超伝導体の疑似単結晶マトリクス中に磁束ピン止め中心となる RE₂BaCuO₅ (RE211) 非超伝導相や Ag などの第 2 相粒子が微細分散

した複合材料である。作製プロセスの改良により、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、その応用が盛んに検討されている。超強力な磁石 (超伝導バルク磁石) への応用は、バルク内の高密度に微細分散した RE211 相などのピン止め中心に磁束線を捕捉することで、Nd-Fe-B 系永久磁石をはるかにしのぐ捕捉磁場を実現することができ、すでに磁場中冷却着磁法 (field cooled magnetization; FCM) により、29 K で 17 T (テスラ) を超す捕捉磁場が報告されている¹⁾。超伝導転移温度 T_c (~ 90 K) 以下に冷却したバルクに、1 s 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 (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可搬、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 法の一つである反復着磁法 (IMRA 法)²⁾ や軟磁鉄ヨークの使用³⁾、渦巻き型コイルの使用⁴⁾、段階的に温度を下げながらパルス磁場を印加する Multi-Pulse Technique with Stepwise Cooling (MPSC) 法⁵⁾ 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、高い臨界電流密度 J_c のため大きな捕捉磁場が期待できる 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、温度上昇のために J_c が低下するためであると想像されるが、水谷らの報告⁶⁾ 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 2003 年からパルス着磁現象を温度測定による発熱現象から明らかにしてきた^{7)~10)}。その結果を考察する中から、バルクの初期温度 T_s と印加磁場強度 B_{cs} を最適化する 2 段階着磁法 (Modified MPSC; MMPSC) を提案し、これまでの PFM における捕捉磁場の最高値 3.80 T¹¹⁾ を上回る $B_T^p = 5.20$ T の磁場を捕捉することに成功した^{15) 16)}。本報では、これまでの研究の経緯と産業応用の可能性について述べる。

2. パルス着磁における超伝導バルクの温度変化

これまでに直径 45 mm 厚さ 15 mm のさまざまな c 軸

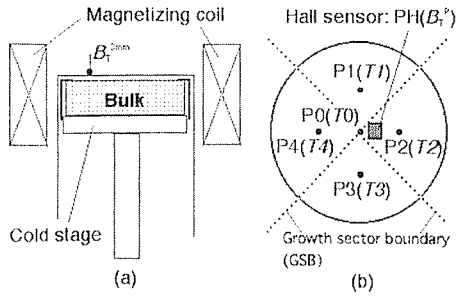


Fig. 1 The experimental setup around the superconducting bulk ("c-axis cooled type").

配向 REBaCuO 系超伝導バルクを冷凍機により伝導冷却し、立ち上がり時間が 10 ms 程度のパルス磁場を印加して、バルク表面の温度上昇 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きた。Fig. 1 に冷凍機にセットした超伝導バルクや着磁コイルの様子を示す (以降、このタイプを "c-axis cooled type" と言う)。クロメル・コンスタンタン熱電対 (線径 $76 \mu\text{m}$) をバルク表面の位置 P0~P4 に貼り付け、中心の温度 T_0 と成長領域境界 (Growth Sector Boundaries; GSBs) で囲まれた四つの成長領域 (Growth Sector Regions; GSRs) の中心から 9 mm の距離での温度 $T_1 \sim T_4$ のパルス磁場印加後の時間依存性を測定した。バルク初期温度 T_s を 40~70 K と変化させた。印加パルス磁場強度 B_{ex} は 3.01~5.42 T の範囲で変化させ、同一強度の磁場パルスをバルク表面の温度が初期温度に回復した後、合計 5 回繰り返して印加した (No. 1~No. 5 pulse)。比較のために数点の温度で伝導冷却型超伝導マグネットを用いて 5 T からの FCM も行った。捕捉磁場は PH の位置 (B_T^P) および、バルク表面から 3 mm 上の 2 次元分布 ($B_T^{3\text{mm}}$) をホールセンサにより測定した。

Fig. 2(a), (b) に $T_s=40$ K に冷却した SmBaCuO 系バルクへ $B_{ex}=3.01$ T および 4.64 T の No. 1 pulse および No. 5 pulse 印加後の各地点での温度変化 $T(t)$ をそれぞれ示す。ゼロ磁場冷却 (ZFC) 状態への No. 1 pulse 印加の場合、 T_2, T_3 の立ち上がりが速くピークを生じ、次いで T_4, T_1 、最後に T_0 が立ち上がる。このような場所による温度応答の違いは、磁束がバルク内で臨界電流密度 J_c の低い場所から選択的に侵入し、この部分で磁束侵入に対する表面バリアを破壊し発熱していることを示している。挿入図に示す磁場分布 $B_T^{3\text{mm}}$ から、温度上昇が大きい P_2, P_3 で磁場が捕捉されていることがわかる。一方、 B_{ex} が大きい 4.64 T の場合 (Fig. 2(b)) では、磁束の侵入に対するすべての表面バリアが崩壊し、バルク周辺からほぼ均等に磁束が侵入し、それに対応した発熱が起こり $T_1(t) \sim T_4(t)$ に大きな違いが見られない。 $B_T^{3\text{mm}}$ は磁束が中心まで進入したため、きれいな円錐状の捕捉磁場分布を示している。同一強度のパルス磁場を 5 回印加後 (No. 5 pulse) では温度上昇は低減するが、 $B_{ex}=4.64$ T の場合には大きな発熱が T_3 に依然

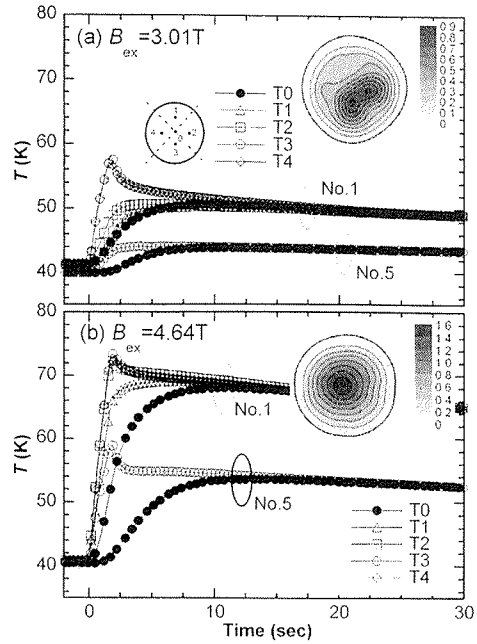


Fig. 2 The time dependence of temperature $T(t)$ on the SmBaCuO bulk at $T_s=40$ K after applying No. 1 and No. 5 pulse fields $B_{ex}=3.01$ T and 4.64 T. The trapped field profiles $B_T^{3\text{mm}}$ is also shown in the insets.

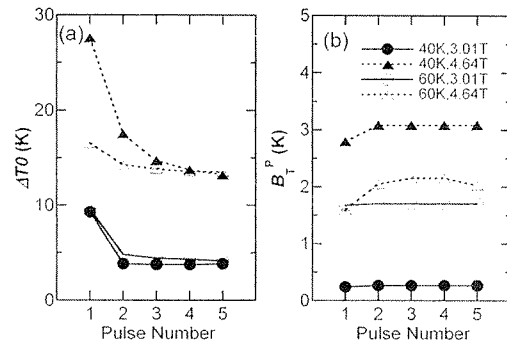


Fig. 3 The pulse number dependence of the (a) maximum temperature rise ΔT_0 at P_0 and (b) trapped field B_T^P at PH for various T_s and B_{ex} .

として存在し、発熱により磁束の出入りが継続して起きていることがわかる。このように、バルク内の J_c の不均一性と磁場捕捉を反映して発熱分布が生じていることがわかる。

Fig. 3(a), (b) に、 $T_s=40$ K と 60 K で $B_{ex}=3.01$ T と 4.64 T のパルス磁場を印加した場合の、バルク中心 (P_0) での最大温度上昇 ΔT_0 と捕捉磁場 B_T^P のパルス磁場印加回数依存性を示す。いずれの場合も No. 1 pulse での温度上昇 ΔT_0 が最も大きく、磁場印加回数の増加とともに ΔT_0 は減少し一定値に近づく。 ΔT_0 はバルク温度 T_s が低いほど大きく印加磁場 B_{ex} が大きいほど大きいことがわかる。捕捉磁場 B_T^P は No. 1 pulse で最終値の 80% 以上が捕捉され、磁場印加回数の増加とともに一定値に近づく。飽和傾向を示す ΔT_0 と B_T^P のパルス磁場印加回数依存性は類似

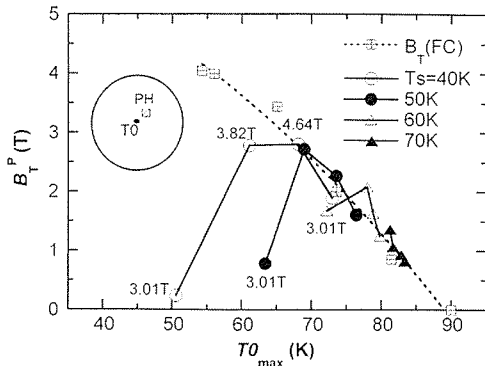


Fig. 4 The summary of the trapped field B_T^P vs. the maximum temperature $T_{0\max}$. For each T_s , four data sets of $(T_{0\max}, B_T^P)$ are plotted for $B_{ex} = 3.01, 3.84, 4.64,$ and 5.42 T.

しており、磁場の捕捉と温度上昇が密接に関係していることを示唆している。

Fig. 4 に SmBaCuO バルクに種々の T_s で B_{ex} (No. 1 pulse) を印加した実験結果を、 B_T^P とバルク中心での最高温度 $T_{0\max}$ の関係としてまとめて示す。図中には FCM における捕捉磁場 $B_T(FC)$ も示す。 T_s が低く B_{ex} が小さい場合には、データ点 $(T_{0\max}, B_T^P)$ は $B_T(FC) - T_{0\max}$ ラインよりも下に存在するが、 T_s が高いかまたは B_{ex} が大きい場合には、データ点はラインに衝突し、ラインに沿って B_T^P が低下する。このように PFM による捕捉磁場 B_T^P は $B_T(FC) - T_{0\max}$ ライン (すなわちバルクの最大捕捉磁場能力) との関係で説明することができる。

3. 発熱量の算出

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、さらなる B_T^P 増大の方向性を検討するには、温度上昇 ΔT よりも物理的に意味のある発熱量 Q を算出する必要がある。そこで測定された ΔT とバルク試料の比熱 $C(T)$ を用いて発熱量 Q を算出し、ピン止め力 F_p と粘性力 F_v による損失 (発熱) を分離することを試みた。Fig. 5 に SmBaCuO バルクに対する種々の T_s, B_{ex} におけるパルス着磁において、バルク中心での最大温度上昇 $\Delta T_{0\max}$ を No. 1 および No. 5 pulse の場合について示す。No. 1 pulse においては、 $\Delta T_{0\max}$ は T_s の上昇とともにほぼ単調に減少する ($T_c = 92$ K でゼロになる) が、No. 5 pulse においては $B_{ex} \leq 3.84$ T の場合には $\Delta T_{0\max}$ はわずかにピークを示す。パルス磁場印加による総発熱量 Q は次式を用いて算出することができる。

$$Q = \int_{T_s}^{T_s + \Delta T_{0\max}} C(T) V dT = Q_p + Q_v \quad (1)$$

ここで Q_p はピン止め力損失、 Q_v は粘性力損失、 V は試料の体積である。 $C(T)$ は同一組成の試料の熱伝導率と熱拡散率の同一セッティング測定から $C = \kappa/\alpha$ により求めた¹⁶⁾。Fig. 6 には No. 1 と No. 5 pulse に対して算出した

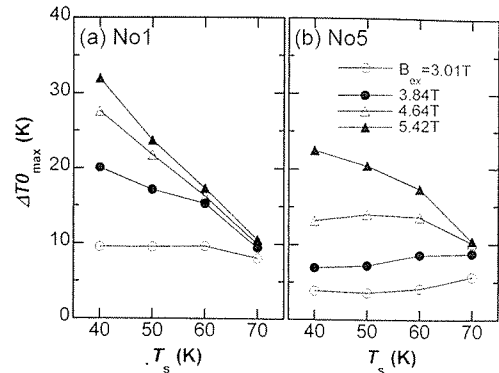


Fig. 5 The maximum temperature rise $\Delta T_{0\max}$ for the (a) No. 1 and (b) No. 5 pulse application as a function of the initial stage temperature T_s .

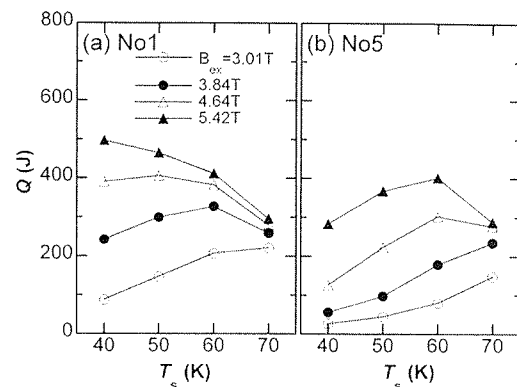


Fig. 6 The estimated Q values for each B_{ex} as a function of T_s after the (a) No. 1 and (b) No. 5 pulse application, respectively.

発熱量 $Q(Q(\text{No. 1}), Q(\text{No. 5}))$ の T_s 依存性を示す。

推定された総発熱量 Q は、Fig. 5 の $\Delta T_{0\max}$ とはかなり異なる温度依存性を示す。No. 1 pulse において Q は、 B_{ex} が大きい場合には T_s の上昇とともに減少するが、 B_{ex} が小さい場合にはピークを示し T_c でゼロとなる。これに対し No. 5 pulse においては、ピークを示す傾向 ($dQ/dT_s > 0$ の傾向) がより顕著である。Fig. 3(b) より、捕捉磁場 B_T^P はどの場合でも No. 3 pulse 以降は飽和しているの、No. 5 pulse における発熱 Q (No. 5) は、磁場が捕捉されることと関係するピン止め損失 Q_p が非常に小さく、ほとんどが磁束の運動による損失 Q_v と考えて良い ($Q(\text{No. 5}) = Q_v$)。もし Q_v が磁場パルスの強度やバルクの温度に依存しないと仮定すると、 $\Delta Q = Q(\text{No. 1}) - Q(\text{No. 5})$ は No. 1 pulse に対するピン止め力損失 Q_p と考えることができる ($\Delta Q = Q_p$)。

Fig. 7(a) に ΔQ の T_s 依存性を示すが、Fig. 7(b) に示す No. 1 pulse 印加後の B_T^P の T_s 依存性と極めて類似した温度依存性を示しており、 $\Delta Q = Q_p$ という筆者らの仮定を支持している。通常は Q_p, Q_v とも超伝導転移温度 T_c に向かって減少する負の温度依存性 ($dQ/dT < 0$) を示すと考えられるが、 $Q(\text{No. 5})$ や ΔQ は、 T_s が低いほど B_{ex} が小さいほど正の温度依存性を示している。これはバルク外周部に

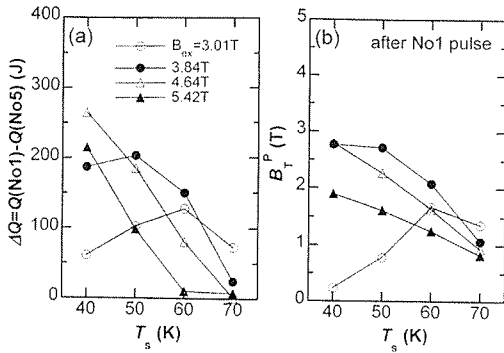


Fig. 7 (a) $\Delta Q (=Q(\text{No. 1})-Q(\text{No. 5}))$ and (b) B_T^P for each B_{ex} as a function of T_s .

存在する強いピンポテンシャルによるものと考えられ、 T_s の上昇や B_{ex} の増大でこのポテンシャルが破壊され発熱が増大していることを示している。このように同一パルス印加の場合の発熱量 Q の解析から Q_p と Q_v の分離が可能になった。

4. パルス着磁による捕捉磁場増大の試みと MMPSC 法の原理

超伝導バルクに捕捉される磁場の大きさを決定するパラメータの一つはバルクの温度 T_s である。一般に超伝導体は、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。しかしさらなる T_s の低温化は、ピン止め力の増大による発熱(ピン止め損失 Q_p)の増加と、比熱 C の減少による温度上昇の増加があり(Fig. 5 参照)、パルス着磁法では単なるバルクの低温化は得策ではない。しかし、他の方法によるパルス着磁における捕捉磁場増大の検討はいくつか行われている。Sanderらは温度を段階的に低下させながら、同じ強度パルス磁場を複数回印加するMPSC法を提案し、捕捉磁場の向上を報告している⁵⁾。また、パルスの立ち上がり時間を長くする方法¹²⁾や、軟磁鉄ヨークを用いて立ち下がり時間を長くする方法³⁾、バルクの外周に金属リングを密着させ、熱容量を増加させてバルクの発熱をリングで吸収すること¹³⁾も効果があると報告されている。捕捉磁場の向上は小さいが、総磁束量を大きく増大させるIMRA法なども提案されている。

筆者は前節までに述べたこれまでの一連の実験から、比較的高い温度で磁場をある程度捕捉させてピン止め損失 Q_p を低減し、その後ピン止め力の大きい低温でパルス磁場を印加すれば、磁束が捕捉されていない低温状態へパルス磁場を印加する場合に比べ発熱を低減できて捕捉磁場 B_T^P が増大できると考え、バルクの温度 T_s と印加磁場強度 B_{ex} を最適化する2段階着磁法(MMPSC法)を提案し

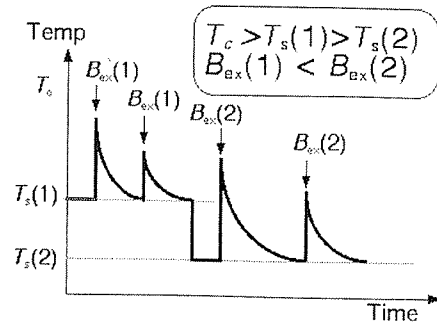


Fig. 8 The schematic concept of the MMPSC method.

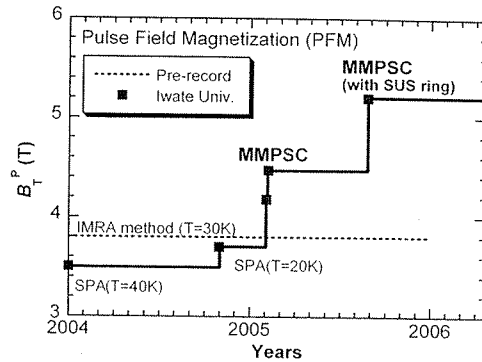


Fig. 9 Records of B_T^P by PFM technique.

た。Fig. 8に概念図を示す。MMPSC法は、第1段階でバルクを比較的高温(例えば $T_s(1)=45$ K)に冷却して、比較的弱いパルス磁場(例えば $B_{ex}(1)=4.5$ T)を2回印加して、バルク中心に約1 Tの磁場を捕捉させる。次に第2段階でバルクをさらに低温($T_s(2)=28$ K)に冷却し、最適な強いパルス磁場($B_{ex}(2)=6.7$ T)を2回印加する。第1段階における少量の磁束の捕捉が、第2段階の磁場印加での温度上昇を低減し、第2段階のピン止め力の強い低温でより強いパルス磁場の印加により捕捉磁場を向上させるものである。この方法を用いて2005年2月に、GdBaCuO系バルク(新日鐵(株): 直径45 mm, 厚さ20 mm)表面で $B_T^P=4.47$ Tの磁場捕捉に成功した。さらに7月に、同じバルクにステンレス製リングを装着し、熱容量の増大効果により $B_T^P=5.20$ Tを達成した。Fig. 9にこれまでの捕捉磁場向上の推移を示す。このような2段階のパルス着磁法が、これまでのPFMにおける捕捉磁場の最高値3.80 T¹⁴⁾を上回る高い磁場を捕捉する有効な方法であることが明らかになった。

5. MMPSC法による5 Tを超える磁場捕捉

Fig. 10にGdBaCuOバルクを用いて $B_T=5.20$ Tを捕捉したときの、印加磁場 $\mu_0 H_a(t)$ とバルク表面3カ所(C: center, M: middle, E: edge)の局所磁場 $B_L(t)$ を示す。No. 1 pulse ($T_s(1)=47$ K, $B_{ex}(1)=4.80$ T)を印加した場合、バルク中心(C)よりも周辺部(E)がより多くの磁束を捕捉し

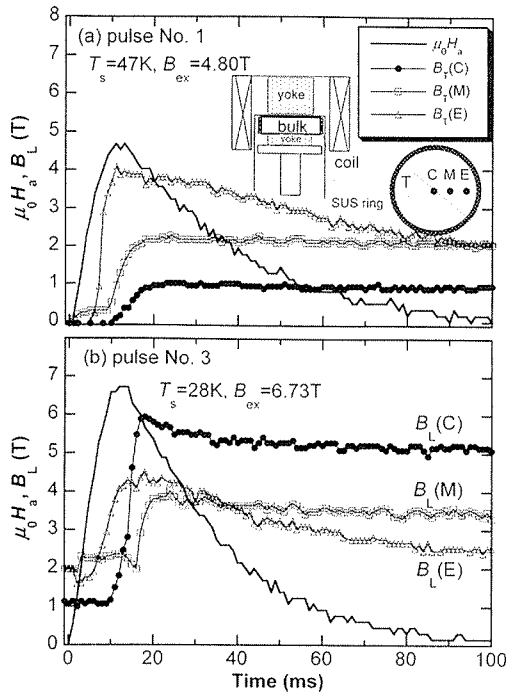


Fig. 10 The time dependences of the applied field $\mu_0 H_a(t)$ and the local fields $B_L(t)$ at positions C, M, and E for the (a) No. 1 pulse and (b) No. 3 pulse applications in the MMPSC method.

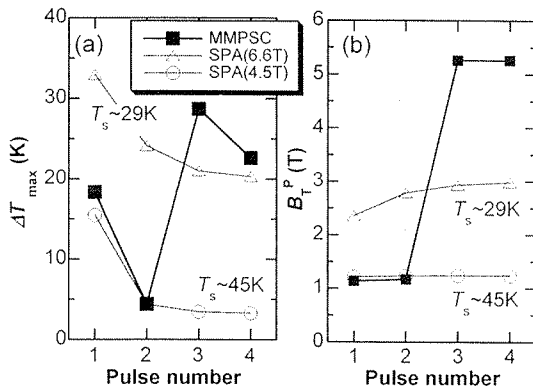


Fig. 11 The pulse number dependences of (a) maximum temperature rise ΔT_{\max} and (b) trapped field B_T^P for MMPSC.

ている（実はこの捕捉磁場分布（断面形状はM字型）が第2段階の捕捉磁場向上には重要である）。No. 3 pulse ($T_s(2) = 28\text{ K}$, $B_{\text{ex}}(2) = 6.73\text{ T}$) を印加した場合には、磁場分布は中心ほど強い円錐型になり、中心で $B_T^P = 5.20\text{ T}$ を捕捉した。 $B_{\text{ex}}(2) = 7.01\text{ T}$ の場合には発熱による Flux jump が起こり磁場が逃げ、 $B_{\text{ex}}(2) = 6.04\text{ T}$ の場合には十分に磁束が侵入しないことがわかり、 $B_{\text{ex}}(2)$ の最適化も重要な条件であることが明らかになった。また、第1段階 ($T_s(1), B_{\text{ex}}(1)$) でのM字型磁場分布が小さい場合やすでに円錐型に着磁した場合には、第2段階 ($T_s(2), B_{\text{ex}}(2)$) での捕捉磁場は増大しないこともわかった。

Fig. 11 に No. 1 から No. 4 pulse の中心での捕捉磁場お

よび温度上昇をまとめて示す。図中には比較のために、同一パルス印加 (Sequential Pulse Application; SPA) の場合の結果も示す。第1段階でバルク中心に1 T程度のM字型磁場捕捉を行ったため、No. 3 pulse の印加での温度上昇は29 KとSPAのNo. 1 pulseの温度上昇33 Kよりも小さい。この温度上昇の減少のため捕捉磁場は大きく増大し、最終的に5.20 Tを捕捉した。No. 2 pulse およびNo. 4 pulse の役割と必要性については、現在検討を行っている。2段階の温度 T_s と印加磁場 B_{ex} の最適値はバルクの超伝導特性により異なるが、MMPSC法が他のバルクに対しても適用可能な一般的方法であることを確認した。同じ直径45 mmのSmBaCuOバルク（同和鉱業（製））は同一パルス印加では $T_s = 30\text{ K}$ で最大3.3 Tしか捕捉されないが、MMPSC法を用いることで $B_T^P = 4.3\text{ T}$ まで捕捉磁場が向上することを確認した¹⁹⁾。

直径45 mmの超伝導バルクを $T_s = 30\text{ K}$ でFCMにより着磁する場合には、強い電磁力に対するバルクの機械的強度の問題から $B_T^{\text{FC}} = 7\text{ T}$ が捕捉限界である。したがって今回の結果は、PFMによる捕捉磁場が一段とFCMに近づいたと言える。超伝導バルクは真空容器内に保持されているので、 $B_T^P = 5.2\text{ T}$ であっても、約4 mm離れた室温空間では、約2.5 Tの磁場しか実際には活用できない。バルク表面を真空容器内壁にさらに近づける断熱技術の確立がぜひとも必要である。

6. 超伝導マルチバルク磁石装置の開発

以上述べてきた超伝導バルク磁石は、1個のバルクの底面 (*ab* 面) を冷凍機の cold stage に密着させて *c* 軸方向に冷却し、ソレノイド型パルスコイルを用いて着磁するタイプ (“*c*-axis cooled type”, Fig. 1 参照) であった。この方法では1台の冷凍機で1個のバルク磁石しか実現できず、バルク磁石の磁極も片面しか利用できなかった。バルク磁石の応用範囲を広めるには、列状または面状に複数個配列したマルチバルク磁石の開発が必要である。しかし、マルチバルク磁石を磁場中冷却法で実現するには大口徑の超伝導マグネットが必要であり²⁰⁾、列状に並んだバルク磁石の着磁は不可能であった。筆者らは複数個のバルクを *ab* 面に平行な方向から冷却し、スプリット型のパルスコイルを用いてバルクの *c* 軸方向に磁場を印加する手法 (“*ab*-plane cooled type”) を提案し、直径45 mmのバルクを2個配置した2連型超伝導バルク磁石を試作した^{21), 22)}。Fig. 12 に “*ab*-plane cooled type” の概略図と実際の装置の写真を示す。この配置では、2個のバルク (SmBaCuO と YBaCuO) は *ab* 面 (側面) 方向から真鍮部材で締め付け、真鍮部材を冷凍機のコールドステージに熱的に接続した。一つのバルクを着磁後、スプリットコイルを次のバルクへ移動しPFMを行うので、原理上いくつでも着磁が可能である。

Fig. 13 に SmBaCuO バルクにパルス磁場 B_{ex} を印加し

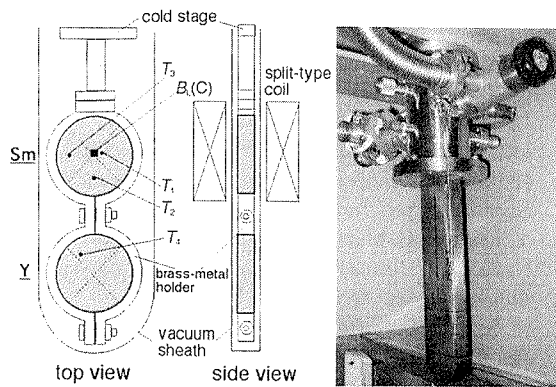


Fig. 12 The experimental setup around the bulks and the split-type coil (“*ab*-plane cooled type” system).

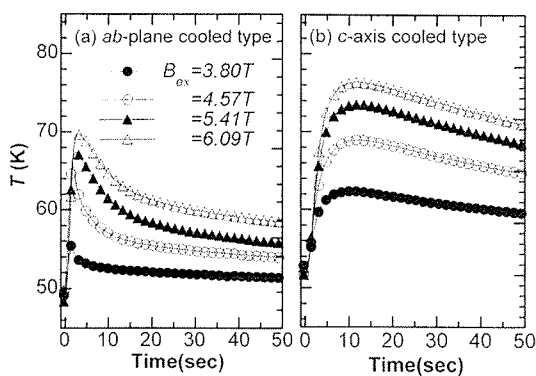


Fig. 13 The time evolution of the temperature $T(t)$ after applying various pulse fields B_{ex} for the SmBaCuO bulk magnetized by the (a) “*ab*-plane cooled type” and (b) “*c*-axis cooled type”.

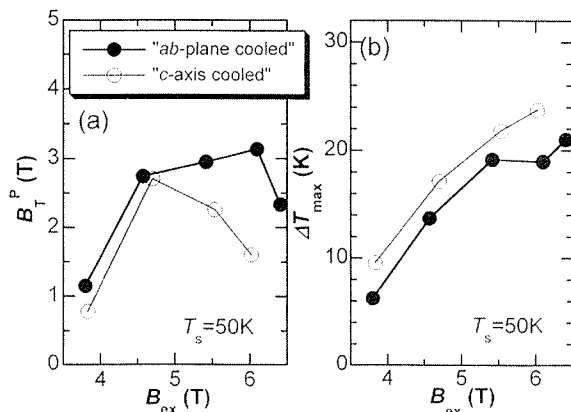


Fig. 14 (a) The trapped field B_T^p and (b) the maximum temperature rise ΔT_{max} at the bulk center as a function of B_{ex} for the “*ab*-plane cooled type” and the “*c*-axis cooled type” bulk.

た後に測定されたバルク中心温度の時間依存性 $T(t)$ を、同じバルクを Fig. 1 の “*c*-axis cooled type” の配置で着磁を行った場合と比較して示す。“*ab*-plane cooled type” の $T(t)$ は $t=2\sim 3$ s で最大値を示し、その後比較的速く温度が低下するのに対して、“*c*-axis cooled type” では $t=10$ s

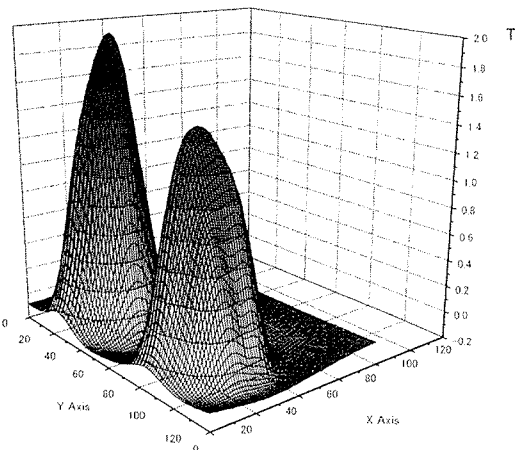


Fig. 15 The trapped field distribution B_T^p obtained by the “*ab*-plane cooled type” bulk magnet system.

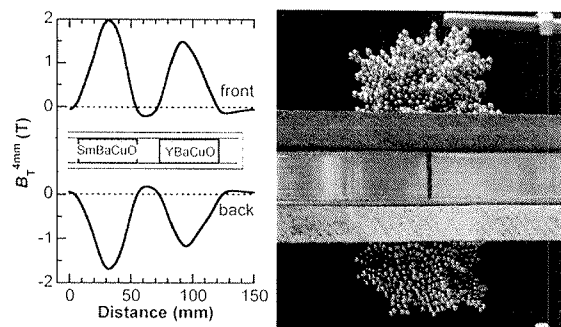


Fig. 16 The line scan profiles of the B_T^p value along the direction through the bulk center on both “front” and “back” surfaces.

で $T(t)$ の最大値を示し、温度の低下も緩やかである。このように冷却方向やパルスコイルの違いにより $T(t)$ には大きな違いがある。Fig. 14 に両タイプで着磁した場合のバルク表面(中心)での捕捉磁場 B_T^p および、最大温度上昇 ΔT_{max} の印加磁場依存性を示す。 B_T^p はすべての印加磁場で “*ab*-plane cooled type” のほうが大きく、 B_T^p が最大となる B_{ex} は “*ab*-plane cooled type” のほうが高磁場側にシフトしている。“*ab*-plane cooled type” では、温度上昇 ΔT_{max} が抑制されたため、捕捉磁場 B_T^p が向上したと考えられる。これは、発生した熱が熱伝導率の高いバルクの *ab* 面方向から素早く真鍮部材へ伝播し、発熱の一部を真鍮部材の熱容量が分担しているのが原因と考えている。

Fig. 15 に 2 個のバルクに最適な着磁を行った後の磁場分布を示す。真空容器表面で最大 2.0 T の磁場を確認し、さらに Fig. 16 左図に示すように、表裏ほぼ同一な磁場分布を得ることができた。Fig. 16 右図には、Sm 系バルク磁石に厚さ 20 mm の木製板を隔てて直径 2 mm の鉄球を吸着させた様子を示す。この両面利用なバルク磁石の応用を現在検討している。

Fig. 17 に、2 連型バルク磁石の容器表面に磁氣的に吸



Fig. 17 The magnetic attraction of Japanese 1000 yen bill on the surface of the bulk magnet.

着した千円札の様子を示す。紙幣の印刷には偽造防止のため磁性インクが使用されている。超伝導バルク磁石では、永久磁石では不可能な千円札の磁気的な吸着・保持をすることができる。超伝導バルク磁石はバルクを冷却するための冷凍機を連続運転する必要があるが、停電がなければ磁場の減少もなく約10カ月間安定して運転できることを確認した。

7. まとめ

超伝導バルク磁石の優れた特性を引き出し、応用に適したパルス着磁法の研究の展開をまとめてきた。現在、さらなる特性向上を目指し、イムラ材料開発研究所(株)と $B_{T^p} = 6\text{ T}$ 以上の捕捉磁場を目指した共同研究を行っている。さらに九州電力(株)総合研究所と、5連型マルチバルク装置を用いて、磁性を帯びた材料に有害物質などを付着させ磁気力を用いて分離する「環境浄化用磁気分離」装置に関する共同研究を行い、湖水やダムの水質浄化への取り組みを行っている。大阪大学大学院工学研究科の西嶋茂宏教授とは、磁気力を用いて必要な量の薬を患部へ素早く輸送するドラッグデリバリーシステム(DDS)などの医療分野への応用を目指した研究を共同で行っている。小型・簡便で、捕捉磁場が大きく磁気勾配が大きい超伝導バルク磁石のさらなる応用展開を検討している。

謝辞 本研究は、岡 徹雄氏(新潟大学工学部)、横山和哉氏(足利工業大学工学部)、林 秀美氏(九州電力(株))、能登宏七氏(岩手大名誉教授)ならびに当研究室の大学院生、金山雅彦君(現、NEC山形(株))、藤原 篤君(現、アルプス電気(株))、立岩達也君、日山拓也君との共同研究です。紙面をお借りして厚く御礼を申し上げます。なお、本研究の一部は、平成11~16年に実施された岩手県地域結集型共同研究事業での基礎的成果を進展させ、夢県土いわて戦略的研究推進事業(岩手県16~18年度)と、科学研究費補助金(文部科学省17~18年度基盤研究C(No.17560001))の助成を受けて実施した。

References

- 1) M. Tomita and M. Murakami: *Nature*, **421**, 517 (2003).
- 2) U. Mizutani, T. Oka, Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, and H. Ikuta: *Appl. Supercond.*, **6**, 235 (1998).
- 3) H. Ikuta, H. Ishihara, Y. Yanagi, Y. Itoh, and U. Mizutani: *Supercond. Sci. Technol.*, **15**, 606 (2002).
- 4) Y. Kimura, H. Matsuzaki, I. Ohtani, E. Morita, M. Izumi, N. Sakai, I. Hirabayashi, M. Miki, M. Kitano, and T. Ida: *Supercond. Sci. Technol.*, **19**, S466 (2006).
- 5) M. Sander, U. Sutter, R. Koch, and M. Kläser: *Supercond. Sci. Technol.*, **13**, 841 (2000).
- 6) Y. Yanagi, Y. Itoh, M. Yoshikawa, T. Oka, Y. Yamada, and U. Mizutani: *Advances in Superconductivity IX*, Springer, Tokyo (1997), p. 733.
- 7) H. Fujishiro, T. Oka, K. Yokoyama, and K. Noto: *Supercond. Sci. Technol.*, **16**, 809 (2003).
- 8) H. Fujishiro, K. Yokoyama, T. Oka, and K. Noto: *Supercond. Sci. Technol.*, **17**, 51 (2004).
- 9) H. Fujishiro, T. Oka, K. Yokoyama, M. Kaneyama, and K. Noto: *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **14**, 1054 (2004).
- 10) H. Fujishiro, K. Yokoyama, M. Kaneyama, T. Oka, and K. Noto: *Physica C*, **412-414**, 646 (2004).
- 11) H. Fujishiro, M. Kaneyama, K. Yokoyama, T. Oka, and K. Noto: *Supercond. Sci. Technol.*, **18**, 158 (2005).
- 12) H. Fujishiro, M. Kaneyama, K. Yokoyama, T. Oka, and K. Noto: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **44**, 4919 (2005).
- 13) 金山雅彦, 藤代博之, 横山和哉, 岡 徹雄, 能登宏七: *低温工学*, **40**, 231 (2005).
- 14) Y. Yanagi, M. Yoshikawa, Y. Itoh, T. Oka, H. Ikuta, and U. Mizutani: *Advances in Superconductivity XII*, Springer, Tokyo (2000), p. 470.
- 15) H. Fujishiro, M. Kaneyama, T. Tateiwa, and T. Oka: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **44**, L1221 (2005).
- 16) H. Fujishiro, T. Tateiwa, A. Fujiwara, T. Oka, and H. Hayashi: *Physica C*, **445-448**, 334 (2006).
- 17) H. Fujishiro, K. Katagiri, A. Murakami, Y. Yoshino, and K. Noto: *Physica C*, **426-431**, 699 (2005). (see <http://ikebehp.mat.iwate-u.ac.jp/database.html>)
- 18) H. Fujishiro, K. Yokoyama, M. Kaneyama, T. Oka, and K. Noto: *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **15**, 3762 (2005).
- 19) H. Fujishiro, T. Tateiwa, T. Hiyama, Y. Sazuka, and T. Oka: submitted to *Supercond. Sci. Technol.* (2006).
- 20) T. Oka, K. Yokoyama, and K. Noto: *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **14**, 1058 (2004).
- 21) H. Fujishiro, A. Fujiwara, T. Tateiwa, T. Oka, and H. Hayashi: *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **16**, 1007 (2006).
- 22) A. Fujiwara, T. Tateiwa, H. Fujishiro, H. Hayashi, T. Nagafuchi, and T. Oka: *Physica C*, **445-448**, 399 (2006).

(2006年8月28日受理)

藤代博之 ふじしろ ひろゆき

昭60 東北大学大学院工学研究科博士課程後期電子工学専攻修了, 同年 (財)半導体研究振興会研究員, 平元 九州工業大学情報工学部助手, 平3 岩手大学工学部助手, 平5 同助教授, 平18 同教授, 現在に至る。

専門 超伝導材料科学, 応用物理学

(工博)