

## 研究論文

---

# 超電導薄層円筒内挿による NMR 用超電導バルクの捕捉磁場均一化の シミュレーション解析

## — 円筒の位置、長さ、形状の影響 —

藤代 博之<sup>\*1,†</sup>, 柳 陽介<sup>\*2</sup>, 伊藤 佳孝<sup>\*2</sup>, 仲村 高志<sup>\*3</sup>

## Numerical Simulation of Trapped Field Homogeneity in an NMR Superconducting Bulk Magnet after Inserting a High- $J_c$ HTS Thin Cylinder – The influence of the thin cylinder geometry –

Hiroyuki FUJISHIRO<sup>\*1,†</sup>, Yousuke YANAGI<sup>\*2</sup>, Yoshitaka ITOH<sup>\*2</sup> and Takashi NAKAMURA<sup>\*3</sup>

**Synopsis:** The effect of inserting high- $J_c$  HTS thin cylinders into a 200 MHz (4.7 T) nuclear magnetic resonance (NMR) superconducting bulk magnet using a field-cooled magnetization (FCM) process and three-dimensional (3D) numerical simulation was studied. High- $J_c$  thin cylinders of various lengths and shapes were inserted in various positions. A recent experiment in which a cylinder wrapped with a high- $J_c$  material was inserted in a bulk cylinder was confirmed to be effective in reducing the inhomogeneity of the trapped field in the hollow space. We also modeled an actual cylinder with several kinds of slits. As a result of the defect in the NMR cylinder bulk magnet, the inhomogeneity of the trapped field can be drastically improved by inserting a HTS thin cylinder that has a higher  $J_c$  than a bulk material the same length as the bulk magnet. However, the level of improvement in the trapped field homogeneity changes depending on the spatial relationship between the defect and the HTS thin cylinder, and on the length and shape of the HTS thin cylinder with and without slits. The superconducting current flows in the HTS thin cylinder to compensate for the inhomogeneous trapped field caused by the defect. The optimum length and shape of the high- $J_c$  HTS thin cylinder is discussed in terms of realizing a practical compact NMR bulk magnet.

**Keywords:** field cooling, HTS cylinder insertion, numerical simulation, NMR bulk magnet, trapped field homogeneity

(Some figures in this article may appear in color only in the electronic version)

### 1. はじめに

最近、核磁気共鳴 (Nuclear Magnetic Resonance: NMR) スペクトロメーターの高解像度化に関する研究が進展し、24.0 T (1020 MHz) の世界最高磁場を有する NMR 用超電

Received October 27, 2016

\*1 岩手大学理工学部物理・材料理工学科

〒020-8551 岩手県盛岡市上田 4-3-5

Iwate University, 4-3-5 Ueda, Morioka, Iwate 020-8551, Japan

\*2 (株) IMRA 材料開発研究所

〒448-0032 愛知県刈谷市朝日町 2-1

IMRA Material R&D Co., Ltd., 2-1 Asahi-machi, Kariya, Aichi 448-0032, Japan

\*3 国立研究開発法人理化学研究所 環境資源科学研究所センター基盤技術部門 分子構造解析ユニット

〒351-0198 埼玉県和光市広沢 2-1

RIKEN, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-0198, Japan

† E-mail: fujishiro@iwate-u.ac.jp

DOI: 10.2221/jcsj.52.33

導マグネットが開発された<sup>1)</sup>。NMR 用超電導マグネットにおいては、定常磁場の強度と共に、磁場の極めて高い空間均一性と時間安定性が要求される。そのために液体ヘリウムで冷却した大きな多層超電導コイルが必要となる。それに対して、近年、200 MHz (4.7 T) ~ 270 MHz (6.3 T) の中程度の解像度を有するコンパクトで液体ヘリウムフリーの NMR スペクトロメーターの実現が多くの研究機関や大学等で要望されている。

REBaCuO バルク超電導体 (RE: 希土類元素又は Y) は、磁場中冷却着磁 (Field Cooled Magnetization: FCM) により円筒形状の超電導バルク内に永久電流を誘起することで円筒内に定常磁場を発生させることが出来る。2007 年に 2 個の SmBaCuO リングバルクを用いてコンパクトで冷媒を用いない 3.0 T (128 MHz) NMR スペクトロメーターが開発され、最初の <sup>1</sup>H スペクトルが観測された<sup>2)</sup>。2011 年には

6個のEuBaCuOバルクリング(外径60 mm、内径16 mm、高さ70 mm)による4.7 T(200 MHz)NMRスペクトロメーターが開発され、直径10 mmの室温ボア空間においてtolueneの<sup>1</sup>Hスペクトルを半価幅0.4 ppm(80 Hz)で観測した<sup>3)</sup>。2015年には、EuBaCuOバルクリングとマルチチャンネルシムコイルを用いて、21 Hzの分解能を有するNMRスペクトロメーターを室温円筒空間(直径1.3 mm、高さ4 mm)に実現した<sup>4)</sup>。また、EuBaCuOバルクリングを用いた最初の磁気共鳴画像(Magnetic Resonance Imaging: MRI)システムが開発され、マウスの胎児の鮮明な三次元画像を観察した<sup>4,5)</sup>。REBaCuO系超電導バルクは一般的にTop Seeded Melt Growth(TSMG)法で作製されるが、高い臨界電流密度 $J_c$ を有する4本の成長領域境界(Growth Sector Boundaries(GSBs))と、GSBで囲まれる比較的 $J_c$ の小さな成長領域(Growth Sector Regions(GSRs))を有するため、4回対称の磁場の不均一性が超電導バルクシリンドー内に原理的に存在する<sup>6)</sup>。また、超電導バルクはc軸配向したRE123マトリクス中にRE211非超電導相やPt, Ag粒子が含有する複合材料であり、さらにボイドや結晶欠陥の存在により超電導電流の不均一が存在するために、ミクロに見た場合にも捕捉磁場の不均一が存在する。どの程度のサイズの欠陥がどの位置に存在すると、NMR信号に影響する捕捉磁場の不均一となるかを理解する必要がある。

本研究グループは高い $J_c$ を有する超電導テープ線材を複数層巻いた円筒をNMR用超電導バルクシリンドーの中に挿入することで、捕捉磁場の不均一性を劇的に低減できることを実験的に示した<sup>7)</sup>。さらに、有限要素法を用いた3次元シミュレーションにより、NMR用超電導バルクシリンドー内の欠陥のサイズや位置が捕捉磁場の不均一性に及ぼす影響を検討した結果、捕捉磁場の不均一が欠陥の位置やサイズにより変化することを明らかにした<sup>8)</sup>。一方、バルク超電導体の $J_c$ よりも2桁大きな $J_c$ を有し、バルク超電導体と同じ高さの均一な超電導薄層円筒の挿入により、薄層円筒の外表面に誘起された超電導電流の再分布が超電導バルクの捕捉磁場の不均一を補償し、超電導バルクシリンドーのボア内の捕捉磁場分布が大きく改善されることを明らかにした<sup>8)</sup>。しかし、これまでのシミュレーション解析ではバルク超電導体と同じ高さの超電導薄層円筒の挿入に対する検討に限られ、短い超電導円筒の挿入効果や欠陥との位置関係による改善効果に対する検討が行われていなかった。そこで本研究ではまず、内挿する短い超電導薄層円筒の位置、長さが欠陥のあるNMR用超電導バルクシリンドーの捕捉磁場の均一化に及ぼす影響を3次元数値シミュレーションにより解析した。このシミュレーションで挿入した超電導薄層円筒は、切れ目の無い理想的な形状を仮定しており、実験で用いた高い $J_c$ を有する超電導テープ線材を線材間の隙間をカバーするため線材が2層以上巻

かれていた円筒<sup>7)</sup>とは形状や構造が異なる。そこで、第二の目的として、バルク超電導体と同じ高さの超電導薄層円筒に様々な形状のスリットを入れて、実際の超電導テープ線材を複数層巻いた円筒を模擬した円筒を挿入し、捕捉磁場の均一化に及ぼす影響を解析した。これらの結果から、内挿する超電導薄層円筒の最適化について議論する。

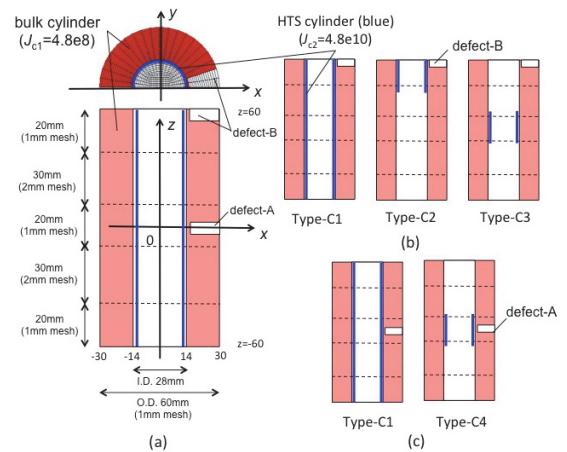
## 2. モデル化と数値シミュレーション

高い $J_c$ を有する超電導薄層円筒を内挿したREBaCuO系超電導バルクシリンドーのFCMプロセスを再現する3次元モデルをFig. 1に示す。REBaCuO系バルクシリンドー(外径60 mm、内径28 mm、長さ120 mm)はソレノイドコイル(外径150 mm、内径100 mm、無限長長さ)を用いて静磁場 $B_{ex}=4.7$  Tを $T_c=90$  K以上の温度で印加し、 $T_s=50$  Kまで冷却後に静磁場をゼロにするFCM法を行った。FCM中の物理現象は電磁界方程式を用いて記述した。数値シミュレーションの詳細は参考文献に記述がある<sup>9,10)</sup>。

超電導バルクの非線形E-J特性は次のn値モデル( $n=100$ )で記述した。

$$E = E_c \left( \frac{J}{J_c} \right)^n, \quad (1)$$

ここで、 $J_c$ は臨界電流密度で50 KにおけるGdBaCuOの典型的な $J_c=J_{c1}=4.8 \times 10^8$  Am<sup>-2</sup>(一定)とし、 $J_c$ は磁場依存性が無いBean modelを仮定した。 $E_c(=10^{-4}$  Vm<sup>-1</sup>)は参照電界である<sup>11)</sup>。電磁界解析は有限要素法解析ソフトウェアPhoto-Eddy((株)フォトン)を用いた。Fig. 1の半円筒モデルにおいて、バルクシリンドーは周方向に20分割、径方向に16分割し、長さ方向にはFig. 1(a)に示すようにメッシュを作成した。シリンドー内部の $x=y=\pm 5$  mm以内では、1 mm間隔でメッシュを作成した。欠陥が捕捉磁場

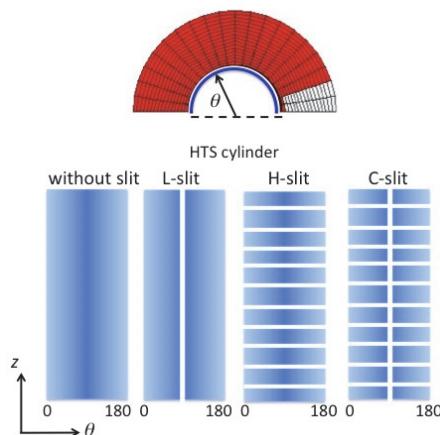


**Fig. 1** (a) Half model of the framework for the numerical simulation of FCM, in which the dimension of the bulk cylinder and the position of defect A and defect B are shown. The length and position of the various types of HTS cylinders for the (b) defect B and (c) defect A are presented.

の不均一性へ与える影響を強調するため、Fig. 1 に示すように 2 種類の非現実的に大きな非超電導欠陥 (defect-A, defect-B) をバルクシリンダーに仮定した。defect-A は中心 ( $z=0$  mm) に存在し、defect-B はバルク上端 ( $z=60$  mm) に存在するとした。2 つの defect のサイズは、周方向に 2 要素 (18 deg.)、径方向に 15 要素 (15 mm)、厚さ方向に 8 要素 (8 mm) とし、バルクシリンダー最内周の 1 mm では超電導相が接続されているとした。

高い  $J_c$  を持つバルクシリンダーより短い超電導薄層円筒 (外径 27 mm, 内径 26 mm) の内挿効果を明らかにするために、Fig. 1(b), 1(c) に示すような様々な形状を有する超電導薄層円筒を検討した。薄層の  $J_c$  は  $J_c=J_{c2}=4.8 \times 10^{10}$  Am<sup>-2</sup> とし、バルクシリンダーより 2 枠大きな値とした。Type-C1 はバルクシリンダーと同じ長さ 120 mm であり、既に結果を報告している<sup>8)</sup>。Type-C2 はバルクシリンダー上端に設置する長さ 30 mm の超電導薄層円筒である。Type-C3 と Type-C4 はバルクシリンダー中央に設置する長さ 30 mm の薄層円筒である。

実験結果において、超電導テープ線材を複数層巻いた円筒の挿入により捕捉磁場の均一性は大幅に改善されているが<sup>7)</sup>、この場合の超電導テープ線材は端部を接続されておらず超電導電流は円筒を周回しない。そこで Fig. 2 に示すように、長さ 120 mm 薄層円筒に実験の超電導内挿円筒を模擬した 3 つのスリット (L-slit, H-slit, C-slit) を仮定し、スリットの存在が捕捉磁場分布の均一化に及ぼす影響を検討した。Fig. 2 中のそれぞれの図はスリット入り円筒の  $z$ - $\theta$  平面 ( $0 \leq \theta \leq 180^\circ$ ) を示す。H-slit は均一な超電導薄層円筒に幅 2.0 mm の 10 本の横スリットが存在しており、幅 10 mm の超電導テープ線材が  $z$  方向に分断していることを模擬している。L-slit は均一な超電導薄層円筒に幅 2.2 mm の縦スリットが  $\theta=90^\circ$  に存在しており、これは超電導テープ線材が端部を接続されていないため超電導電流は円筒を周回しないことを模擬している。C-slit は L-slit と



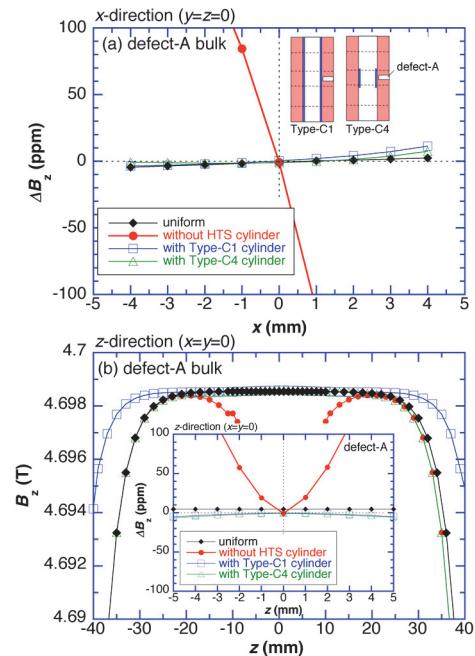
**Fig. 2** Schematic models of the high- $J_c$  HTS thin cylinder with various types of slits (i.e., L-slit, H-slit and C-slit) in the bulk cylinder.

H-slit の複合スリットを想定しているが、いずれのスリットモデルも実験で用いた超電導内挿円筒を完全には再現していない。

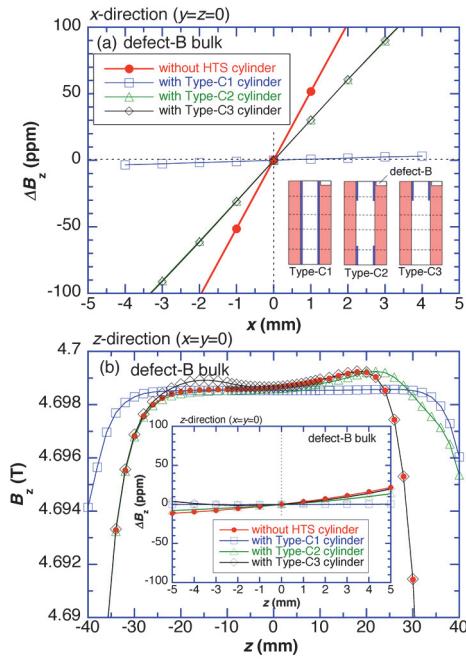
### 3. 結果と考察

#### 3.1 短い超電導薄層円筒内挿の位置と長さが捕捉磁場の均一性に与える効果

Fig. 3(a)に defect-A を持つバルクシリンダーに Type-C1 と Type-C4 を挿入した場合の中心部  $x$  方向 ( $-4 \leq x \leq 4$  mm,  $y=z=0$ ) における捕捉磁場変化  $\Delta B_z$  を示す。 $\Delta B_z$  は  $(B_z - B_z(0))/B_z(0)$  で定義し、 $B_z(0)$  は座標原点 ( $x=y=z=0$ ) における  $B_z$  を示す。Fig. 3(b)に defect-A を持つバルクシリンダーの中心軸上の  $z$  方向 ( $x=y=0$ ) における捕捉磁場変化  $\Delta B_z$  を示し、挿入図には  $-5 \leq z \leq 5$  mm の拡大図を示す。図中には欠陥が無く、超電導薄層円筒も挿入しない場合の磁場分布 (uniform) も示す<sup>8)</sup>。defect-A を持つバルクシリンダーに超電導薄層円筒を挿入しない場合は  $x$  方向,  $z$  方向とも  $\Delta B_z$  は非常に大きいが、Type-C1 と Type-C4 を挿入した場合には中心付近の磁場分布は大幅に改善されることが分かる。しかし、 $z$  方向のマクロな磁場均一性の幅は 120 mm の超電導円筒 (Type-C1) を用いることで大きく拡がる。もし欠陥が超電導バルクシリンダーの中心部だけに存在していると仮定すれば、NMR 応用において Type-C4 のように中心部



**Fig. 3** (a) Trapped field deviation  $\Delta B_z$  around the central region along  $x$ -direction ( $-4 \leq x \leq 4$  mm) at  $y=z=0$  for the defect A bulk magnet with Type-C1 and Type-C4 cylinders. (b) A cross-section of the macroscopic trapped field profile along the  $z$ -direction at  $x=y=0$  for each case. The microscopic  $\Delta B_z$  in the  $z$ -direction is also shown in the inset. The results for the uniform bulk magnet without inserting the cylinder are also shown for each figure.



**Fig. 4** (a) Trapped field deviation  $\Delta B_z$  around the central region in the  $x$ -direction ( $-4 \leq x \leq 4$  mm) at  $y=z=0$  for the defect B bulk magnet with Type-C1, Type-C2 and Type-C3 cylinders. (b) The macroscopic trapped field profile in the  $z$ -direction at  $x=y=0$  for each case. The microscopic  $\Delta B_z$  in the  $z$ -direction is also shown in the inset.

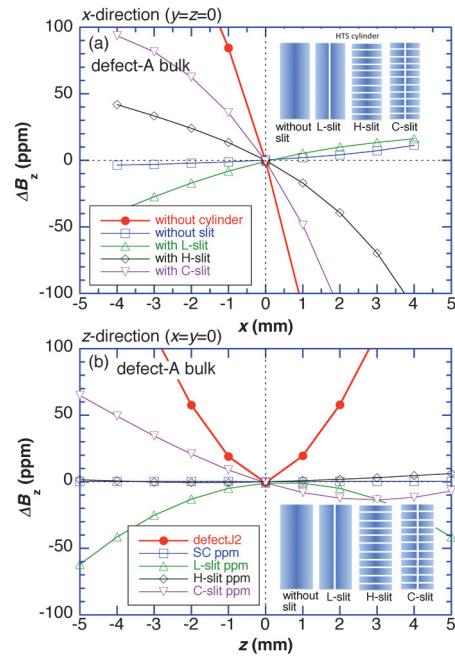
の超電導円筒の設置で十分である。

Fig. 4(a)に defect-B を持つバルクシリンダーに様々な超電導薄層円筒を挿入した場合の中心部  $x$  方向 ( $-4 \leq x \leq 4$  mm,  $y=z=0$ )における捕捉磁場変化  $\Delta B_z$  を示す。また、Fig. 4(b)に defect-B を持つバルクシリンダー中心軸上の  $z$  方向 ( $x=y=0$ )における捕捉磁場変化  $\Delta B_z$  を示し、挿入図には $-5 \leq z \leq 5$  mm の拡大図を示す。Fig. 4(a)の  $x$  方向において、Type-C2 と Type-C3 圓筒の挿入は僅かに中心付近の  $\Delta B_z$  を改善するが、大幅な改善は 120 mm の圓筒 (Type-C1) においてのみ実現する。Fig. 4(b)の  $z$  方向において、同様の改善効果は超電導圓筒の挿入によって得られる。

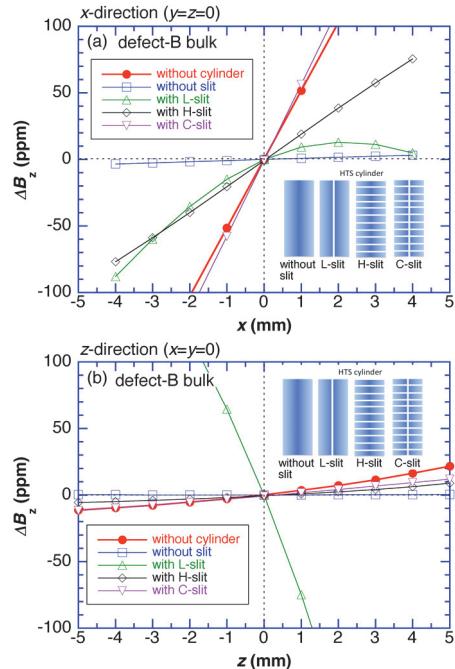
### 3.2 種々のスリット形状を有する超電導薄層円筒が捕獲磁場の均一性に及ぼす影響

Fig. 5(a)と Fig. 5(b)に、defect-A を持つバルクシリンダーに種々のスリット形状を有する 120 mm の超電導薄層円筒を挿入した場合の中心付近の  $x$  方向と  $z$  方向の  $\Delta B_z$  の拡大図をそれぞれ示す。L-slit, H-slit, C-slit の挿入で僅かな改善効果は認められるが、スリットの無い超電導円筒の改善効果が最も大きい。その中で、L-slit の改善効果が比較的大きく、C-slit は改善効果が低い。

Fig. 6(a)と Fig. 6(b)に、defect-B を持つバルクシリンダーに種々のスリット形状を有する 120 mm の超電導薄層円筒を挿入した場合の中心付近の  $x$  方向と  $z$  方向の  $\Delta B_z$  の拡大図をそれぞれ示す。 $x$  方向では C-slit は改善効果が見られ



**Fig. 5** Trapped field deviation  $\Delta B_z$  around the central region in the (a)  $x$ -direction ( $-4 \leq x \leq 4$  mm) at  $y=z=0$  and (b)  $z$ -direction ( $-5 \leq z \leq 5$  mm) at  $x=y=0$  for the defect A bulk magnet and HTS cylinders with various slits.



**Fig. 6** Trapped field deviation  $\Delta B_z$  around the central region in the (a)  $x$ -direction ( $-4 \leq x \leq 4$  mm) at  $y=z=0$  and (b)  $z$ -direction ( $-5 \leq z \leq 5$  mm) at  $x=y=0$  for the defect B bulk magnet and HTS cylinders with various slits.

ず、L-slit は H-slit より改善効果が大きい。それに対して  $z$  方向では、L-slit の挿入が捕捉磁場の均一性を劣化させていく。

これまでの結果を考えると、slit 入り超電導薄層円筒は捕捉磁場の均一性に対する改善効果が無く、実験結果を再現できていない<sup>7)</sup>。この違いは、スリットの形状が実際の実験で行われた超電導線材の巻き付けとは異なっているため、あるいは実験では隙間をカバーするように線材が 2 層以上巻かれていたために生じた可能性がある。より詳細な超電導円筒挿入効果の実験と解析による検討が必要である。

#### 4. まとめ

200 MHz NMR 磁石に用いる超電導バルクシリソーダーに、高い  $J_c$  を有する超電導線材を巻き付けた円筒の内挿効果を様々な位置、長さ、形状の円筒に対してシミュレーション解析を行った。磁場中冷却着磁による超電導バルクシリソーダーの捕捉磁場の均一性の改善効果は、内挿円筒の位置、長さ、スリット形状により変化することが分かった。現時点での解析では、超電導バルクシリソーダーの長さと同じ長さの均一タイプの円筒が欠陥の場所に依らず中心付近の捕捉磁場を均一にすることが分かった。実際の薄層円筒のように、超電導線材を多層巻きした場合等の詳細な検討が今後必要である。

本研究の一部は国立研究開発法人日本医療研究開発機構（AMED）の「NMR 用無冷媒バルク超電導磁石と専用小型プローブの開発」の支援によって行われた。

#### 参考文献

- 1) K. Hashi, et al.: "Achievement of 1020 MHz NMR," *J. Magn. Reson.* **256** (2015) 30-33
  - 2) T. Nakamura, Y. Itoh, M. Yoshikawa, T. Oka and J. Uzawa: "Development of a superconducting magnet for nuclear magnetic resonance using bulk high-temperature superconducting materials," *Concepts Magn. Reson. Part B (Magn. Reson. Eng.)* **31B** (2007) 65-70
  - 3) T. Nakamura, Y. Itoh, M. Yoshikawa, N. Sakai, S. Nariki, I. Hirabayashi and H. Utsumi: "Application of a compact cryogen-free superconducting bulk magnet to NMR – evaluation of a superconducting bulk magnet using NMR signal –," *TEION KOGAKU* **46** (2011) 139-148 (in Japanese)  
仲村高志、伊藤佳孝、吉川雅章、坂井直道、成木紳也、平林泉、内海博明：「バルク超電導体を用いた小型無冷媒磁石の NMR 応用」、低温工学 **46** (2011) 139-148
  - 4) T. Nakamura, D. Tamada, Y. Yanagi, Y. Itih, T. Nemoto, H. Utumi and K. Kose: "Development of a superconducting bulk magnet for NMR and MRI," *J. Magn. Reson.* **259** (2015) 68-75
  - 5) K. Ogawa, T. Nakamura, Y. Terada, K. Kose and T. Haishi: "Development of a magnetic resonance microscope using a high  $T_c$  bulk superconducting magnet," *Appl. Phys. Lett.* **98** (2011) 234101 (3pp)
  - 6) N. Sakai, S. Nariki, H. Teshima, M. Morita, I. Hirabayashi, T. Nakamura, Y. Itoh, M. Yoshikawa and H. Utsumi: "Development of single-domain annular REBCO bulk superconductors for compact cryogen-free NMR," *TEION KOGAKU* **46** (2011) 131-138 (in Japanese)
  - 7) Y. Itoh, Y. Yanagi and T. Nakamura: "Improved magnetic-field homogeneity of NMR HTS bulk magnet using a new stacking structure and insertion of an HTS film cylinder into a bulk bore," *TEION KOGAKU* **52** (2017) 25-32 (in Japanese)  
伊藤佳孝、柳陽介、仲村高志：「NMR 用超電導バルク磁石の新しい積層構造と内挿超電導円筒による磁場均一性向上」、低温工学 **52** (2017) 25-32
  - 8) H. Fujishiro, Y. Itoh, Y. Yanagi and T. Nakamura: "Drastic improvement of the trapped field homogeneity in a superconducting hollow bulk by the insertion of a high- $J_c$  superconducting cylinder for NMR bulk magnet," *Supercond. Sci. Technol.* **28** (2015) 095018
  - 9) H. Fujishiro and T. Naito: "Simulation of temperature and magnetic field distribution in superconducting bulk during pulsed field magnetization," *Supercond. Sci. Technol.* **23** (2010) 105021
  - 10) H. Fujishiro, T. Naito and T. Yoshida: "Numerical simulation of the trapped field in MgB<sub>2</sub> bulk disks magnetized by field cooling," *Supercond. Sci. Technol.* **27** (2014) 065019
  - 11) T. Kii, et al.: "Low-temperature operation of a bulk HTSC staggered array undulator," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **22** (2012) 4100904
- 
- 藤代博之** 1957年3月8日生。1980年東北大学工学部電子工学科卒業。1985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、九州工業大学助手、岩手大学工学部材料物性工学科助教授を経て、2006年教授、現在に至る。専門は超電導材料学、応用物理学。低温工学・超電導学会、日本物理学会、応用物理学会会員。工学博士。

**柳陽介** 1965年7月3日生。1989年名古屋大学工学部原子核工学科卒業。1991年アイシン精機（株）勤務。超電導材開発に従事。同年12月より（株）イムラ材料開発研究所に出向。主に超電導材料およびその応用装置開発に従事。低温工学・超電導学会、応用物理学会会員。

**伊藤佳孝** 1962年12月16日生。1985年名古屋大学工学部応用物理学科卒業。1987年同大学院工学研究科結晶材料工学専攻博士課程前期課程修了。同年アイシン精機（株）に勤務。1991年（株）アイシン材料開発研究所（現（株）イムラ材料開発研究所）に出向。高温超電導材料の応用研究開発に従事。低温工学・超電導学会、応用物理学会会員。博士（工学）。

**仲村高志** 1962年1月5日生。1984年高知大学理学部物理学科卒業。1987年同大学院理学研究科修士課程（物性物理専攻）修了。1987年大塚電子（株）勤務。NMR/MRI 装置開発に従事。1998年より特殊法人理化学研究所（現国立研究開発法人理化学研究所）勤務。主に固体 NMR の研究、卓上型 NMR 装置開発に従事。低温工学・超電導学会、日本物理学会、高分子学会会員、日本核磁気共鳴学会会員。博士（工学）。