銀シース Bi2212 超伝導体の極微小抵抗状態における熱的安定性

渡辺 和雄^{*1,†}, Vladimir R. ROMANOVSKII^{*1,*2}, 西島 元^{*1}, 淡路 智^{*1}Thermal Stability Properties in Ag-sheathed Bi2212 Superconductors
with a Very Low Resistive StateKazuo WATANABE^{*1,†}, Vladimir R. ROMANOVSKII^{*1,*2}, Gen NISHIJIMA^{*1} and Satoshi AWAJI^{*1}

Synopsis: Since a low resistive state in high-temperature superconductors is quite stable, the practical application of Ag-sheathed Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ (Ag/Bi2212) tape is being considered for current-carrying limitation before thermal runaway. The thermal runaway parameters in relation to the heat transfer coefficient and Ag matrix resistivity for Ag/Bi2212 tape were investigated. In order to determine the maximum current-carrying capacity of Ag/Bi2212 in a magnetic field, we used the zero-dimensional static model. Adopting the linear temperature model for the critical current density of Ag/Bi2212, we can estimate that thermal runaway occurs in electric fields one order of magnitude higher than the critical current criterion of 1×10^{-6} V/cm for the Ag/Bi2212 tape. This behavior is in good agreement with experimental results. Further, when the nonlinear temperature and magnetic field dependencies of the critical current density of Ag/Bi2212 were considered to evaluate thermal runaway behavior, we found the existence of the multiple stable states. The E-J and T-J curves may have the discontinuous parts, leading to jumps in the electric field, current and temperature without the transition of the superconducting composite into the normal state. Moreover, an essential increase in the stable branch of the voltage-current characteristics may be observed.

Keywords: Ag-sheathed Bi₂Sr₂CaCu₂O₈, high-temperature superconductor, high magnetic field, thermal stability, transport current

1. はじめに

従来型の低温超伝導体の場合、抵抗の芽が生じると抵抗ゼロの超伝導状態から抵抗の大きな常伝導へと非常に急激に移行する。抵抗状態の出現は非常に素早い常伝導転移へと繋がるために過渡の状態を維持するには大変に不安定であり、超伝導から常伝導への転移領域をパワー応用の対象にすることはなかった。超伝導のパワー応用は、基本的に抵抗ゼロの状態における電流応用であり、臨界電流値以上の抵抗領域はパワー応用として本来想定外である。ところが、高温超伝導体が発見され、その超伝導から常伝導への転移は非常に緩やかであることが特徴づけられてきた。臨界電流特性で見てみると、これまでの臨界電流決定基準である抵抗率基準の $\rho = 10^{-11} \Omega \cdot \text{cm}$ の極微小抵抗領域は熱暴走がなく安定であることが示唆されている¹⁾。常伝導状態での抵抗率を考えると、良導体の銅であっても 4.2 K では残留抵抗比 $RR=100$ の場合で $\rho = 10^{-8} \Omega \cdot \text{cm}$ 程度である。すなわち、高温超伝導体の極微小抵抗状態では、低温にお

ける抵抗値として銅よりさらに 3 桁小さい領域が対象となる。

この極微小抵抗特性を抵抗状態の応用として見てみた場合、これまでの抵抗機器に比較して大幅に小さい電力で超伝導臨界電流以上の大きな輸送電流を利用できる可能性があることを意味している²⁾。我々は、極微小抵抗の応用として、一定磁場保持が数秒の強磁場発生用準定常パルスマグネットへの適用を考えている。そこで、高温超伝導体における抵抗ゼロでの臨界電流応用ではなく、臨界電流値以上での極微小抵抗領域に着目した熱的な安定性を考えてみたい。我々は、これまでに銀シース Bi2212 (Ag/Bi2212) 高温超伝導体の熱的安定性に関する電流輸送特性を報告してきた³⁻⁵⁾。ここでは、Ag/Bi2212 高温超伝導体の極微小抵抗状態における熱的安定性の特徴的な振る舞いを見てみる。

2. 準定常パルスマグネット

物性研究用のパルスマグネットでは、コイルが巨大な電磁力で破壊されてしまうマイクロ秒 10^{-6} s の時間で 200~300 T の強磁場発生方式と、コイル非破壊型でミリ秒 10^{-3} s の時間で 100 T ほどの強磁場発生方式がよく知られている。さらに、オランダのアムステルダム大学では、100 ミリ秒 (0.1 s) の時間で 40 T の準定常パルスマグネットが運転され、液体ネオンを用いた低温抵抗マグネットが威力を発揮

Received June 15, 2007

^{*1} 東北大学金属材料研究所強磁場超伝導材料研究センター
〒980-8577 宮城県仙台市青葉区片平 2-1-1

Institute for Materials Research, Tohoku University,
2-1-1, Katahira, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8577, Japan

^{*2} Russian Research Center 'Kurchatov Institute', Russia
123182, Moscow, Kurchatov Square

[†] E-mail: kwata@imr.tohoku.ac.jp

している⁶⁾。近年、パルス磁場を用いた研究においても精密化が要求されており、実験精度を高めるために磁場発生時間を1秒まで長くする計画が米国ロスアラモス研究所や我が国の東大物性研究所で進行中である。一定磁場発生フラットトップ時間が1秒というこれまでの準定常パルスマグネットのさらに10倍長い磁場発生時間が必要である。

強磁場を発生するための制限としては、電磁力に打ち勝つための機械的な問題と抵抗による発熱を十分冷却するための熱的な問題がある。一様な電流密度のコイルを考えた場合の磁場発生 B の限界は、電磁応力の最大値を σ_m とすると、

$$B = 2(\mu_0 \lambda \sigma_m)^{1/2} (1 - a_1/a_2) \quad (1)$$

で与えられるから⁷⁾、高強度材料の機械的強度 σ_m が与えられれば見当が付けられる。ハイブリッドマグネットの水冷銅マグネットに用いられているCu-24%Agは、1000 MPaまでの0.2%耐力を持つことからパルスマグネットにも非常に有望である。電流密度の空間係数 λ を0.8とすると、コイルの内径 a_1 と外径 a_2 の比0.01でおよそ60 T発生が可能となる。非破壊型のパルスマグネットでさらに80 Tの強磁場を得るためには、コイルの外側を高強度マンドレルでもう一段の補強を追加して成り立っている。

一方、コイル抵抗発熱の問題に関しては、抵抗発熱のない極限に超伝導マグネットが存在していることになるが、コイルの抵抗値を小さくできる低温抵抗マグネットは有用である。しかし、Cu-24%Agのような高強度線材では室温で銅のおよそ80%の導電率であるから $10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}$ の抵抗率であるが、4.2 Kに冷却しても残留抵抗は大きいままで $10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$ 程にしかならない。磁気抵抗を考慮すると、強磁場中では $10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}$ の抵抗率まで再び大きくなってしまう。これまでの準定常パルスマグネットとしてコイル発熱を決定づける抵抗値は、液体ネオンを用いた低温抵抗マグネットとしても $10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}$ の領域にある。したがって、 $10^{-11} \Omega \cdot \text{cm}$ の極微小抵抗領域は桁違いに小さい値であり、電力応用としていかに抵抗ゼロの応用にも匹敵するものであることが理解できる。

3. 極微小抵抗状態の実験

これまでに、瀬戸らがすでに報告した極微小抵抗状態の実験結果¹⁾をここに整理しておく。Ag/Bi2212テープを数ターン巻いたコイル試料を用いて伝導冷却状態での熱的安定性実験を実施した。実験に用いた試料は、日立製作所製のテープ幅4.9 mm、テープ厚0.38 mm、フィラメント数54本、Ag/Bi2212の銀比4/1、臨界温度87 Kの線材諸元を持っているAg/Bi2212テープである。

臨界電流の温度依存性は、短尺のストレート試料を用いて伝導冷却クライオスタットにより測定した。臨界電流は $1 \mu\text{V}/\text{cm}$ の電場基準で求めたが、 $10^{-11} \Omega \cdot \text{cm}$ の抵抗基準で得られる臨界電流値との違いは、このテープ材の超伝導面積率では370 Aで両者が等しくなり、それ以下の電流値では電場基準は抵抗基準よりも少し大きめの臨界電流を与える。得られたAg/Bi2212の臨界電流の温度依存性は、Fig. 1に示すように温度の上昇と共にリニアに減少し、その後大きく傾きが変化したのち T_c 付近まで緩やかに小さくなる。

Fig. 2に10 Tの磁場中で測定した伝導冷却状態におけるAg/Bi2212の熱的安定性を示す。4 Kで温度保持したコイルに約50 Aの臨界電流を大幅に越える電流を通電することができ、その時のコイル温度は約20 Kに上昇するが安定に通電できる状態を保っていることが特徴である。安定性試験において、Ag/Bi2212の4.2 Kで10 Tの臨界電流値が最初にFRPホルダーを用いて測定した約260 Aから約50 Aへと小さい値となった。コイルホルダーとして縮まないAlNを用いたことにより熱収縮する銀が引っ張り歪を受けたためAg/Bi2212が劣化したものと考えられる。コイルの全周にわたってクラックが生じたために臨界電流が劣化したものと推定されるが、ここでの安定性評価には後述するように発熱と冷却の0次元熱平衡のみを考えようとしていることから、特に影響はないと判断した。

4. 解析の方法と考察

Ag/Bi2212に対する熱的安定性実験は、いわゆる臨界電流を遙かに超える輸送電流を安定に通電できることを示しているが、浸漬冷却や伝導冷却など冷却状態の違いや遷移

Fig. 1 The critical current in a self field for a Ag/Bi2212 tape exhibits linear temperature dependence in a low-temperature region, and changes into non-linear dependence in high-temperature regions. The transition temperature for an Ag/Bi2212 tape was $T_c = 87$ K.

Fig. 2 Electric field and temperature traces before and after thermal runaway for an Ag/Bi2212 tape.

状態の n 値の大小、銀比などと密接な関係があると考えられる。Ag/Bi2212 の熱的安定性を考えるため、無限にゆっくりの電流掃引のもとで、線材での電流分布は一樣であり、無限長の線材を仮定する。発熱がいかにか冷却とバランスするかを、線材内部での熱勾配を考えない単純な 0 次元の熱平衡式で見てみる。発熱が冷却効率と冷却面積とで平衡になり、その時の全電流値は超伝導体内の電流値とマトリックス銀に分流した電流値との合計である。発生する電圧は超伝導内部では n 値で表される遷移状態であり抵抗マトリックス側ではオームの法則で並列となっている。

$$EJ = \frac{hp}{S}(T - T_0) \quad (2)$$

$$J = \eta J_s + (1 - \eta)J_m \quad (3)$$

$$E = E_C \left(\frac{J_s}{J_C} \right)^n = J_m \rho_m \quad (4)$$

ここで、熱伝達係数 h 、冷却長 p 、線材全断面積 S 、動作環境温度 T_0 、超伝導体と銀マトリックスを流れる電流密度 J_s と J_m 、超伝導の面積率 η 、マトリックス銀の抵抗率 ρ_m 、電場基準 E_C 、電場基準で得られた臨界電流密度 J_C 、 E - J 曲線の n 値である。

Ag/Bi2212 線材で測定された臨界電流密度の温度変化は、リニアに変化する温度領域では

$$J_c(T) = J_{c0} \frac{T_{CB} - T}{T_{CB} - T_0} \quad (5)$$

と表すことができる。ここで、 J_{c0} と T_{CB} は、ある一定磁

場中でのバス温度 T_0 での臨界電流密度とその磁場中でのリニア限界温度である。リニアフィッティングから $T_0 = 4.2$ K、 $B = 10$ T において $J_{c0} = 1.53 \times 10^4$ A/cm² および $B = 10$ T で $T_{CB} = 26.1$ K を得ることができる。

電場と輸送電流との関係式は、

$$E = E_C \left[\frac{\frac{I}{S} - E \frac{1 - \eta}{\rho_m(T, B)}}{\eta J_C(T, B)} \right]^n, \quad (6)$$

$$T = T_0 + \frac{EI}{hp} \quad (7)$$

として与えられる。ここで、 $I = JS$ であり、 $\rho_m(T, B) = \rho_m(T_0, B)$ とする。 $J_c(T, B)$ として線形温度変化モデルを用いると、超伝導状態からの電圧—電流特性の温度変化が得られる。

$$I = \frac{\eta \frac{J_{c0}}{E_C^{1/n}} E^{1/n} + \frac{1 - \eta}{\rho_m} E}{1 + \frac{J_{c0}}{E_C^{1/n}} \frac{\eta S}{hp(T_{CB} - T_0)} E^{1/n}} S \quad (8)$$

熱暴走電流値 I_q は、電場が輸送電流での傾きが発散するところとして定義できる。すなわち、

$$dE/dJ \rightarrow \infty \quad \text{つまり} \quad dJ/dE \rightarrow 0$$

の条件で微分値を求めて、以下の電場 E_q に対する熱暴走値の関係が得られる。

$$\frac{\eta \frac{J_{c0}}{E_C^{1/n}} E_q^{1/n} - \left(\eta \frac{J_{c0}}{E_C^{1/n}} \right)^2 \frac{S}{hp(T_{CB} - T_0)} E_q^{2/n}}{\frac{1 - \eta}{\rho_m} \left[\frac{\eta \frac{J_{c0}}{E_C^{1/n}} S}{hp(T_{CB} - T_0)} E_q^{1/n} - 1 \right]} = 0 \quad (9)$$

(9) 式の両辺が等しくなる条件で、熱暴走の電圧 E_q が計算できる。その電圧から熱暴走電流 I_q と熱暴走温度 T_q が与えられる。

$$I_q = \frac{\eta \frac{J_{c0}}{E_C^{1/n}} E_q^{1/n} + \frac{1 - \eta}{\rho_m} E_q}{1 + \frac{J_{c0}}{E_C^{1/n}} \frac{\eta S}{hp(T_{CB} - T_0)} E_q^{1/n}} S, \quad (10)$$

$$T_q = T_0 + \frac{E_q I_q}{hp} \quad (11)$$

Fig. 3 Calculated electric field-versus current characteristics and thermal runaway behaviors in an Ag/Bi2212 tape with a very low resistive state.

計算で得られる冷却安定性を **Fig. 3** に示す。実験では 174 A まで安定に通電できているのに対して、計算でのシミュレーションは 70 A 程度で熱暴走になっている。計算では Ag/Bi2212 の磁場中臨界電流の n 値として一般的に報告されている $n=10$ を用いたが、実験では臨界電流劣化のため $n=5$ 程度であったことから、さらに安定な実験結果となったものと考えられる。ここで、 $RRR=\rho_m(273\text{ K})/\rho_m(4.2\text{ K})$ として、 $\rho_m(273\text{ K})=1.48\times 10^{-6}\ \Omega\cdot\text{cm}$ の値を用いた。熱伝達特性が液体ヘリウム中での $1/1000$ も小さい伝導冷却中としたときでも、電場基準を 1 桁上回る電場発生まで輸送電流が通電できることを示している。熱伝達特性がよい液体ヘリウム中では、銀の比抵抗が良いと熱暴走に至らず冷却とバランスすることが可能となる。高温超伝導体に対する臨界電流決定基準の抵抗領域では、高温超伝導体の発熱と冷却のバランスから熱的には非常に安定である。重要な点は、高温超伝導体の臨界温度が非常に高いために臨界電流を越えて発熱しても大部分は超伝導を保っており、臨界温度が低い従来の低温超伝導体のように全体が同時に臨界温度を越えてしまわないことにある。4.2 K の銅の抵抗率よりも $1/1000$ も小さい極微小抵抗は、超伝導と常伝導応用の狭間を埋める中間の抵抗領域であり、新しい抵抗応用として用いることができることを意味している。

ここまでの議論では、臨界電流密度の温度変化として簡便化のために線形温度変化モデルを用いた。実際は非線形の温度依存性を示すために、以下では(6)式の $J_c(T, B)$ として L. Bottura の Ag/Bi2212 フィーティング⁸⁾

$$J_c(T, B) = J_0 \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^\gamma \left[(1 - \chi) \frac{B_0}{B_0 + B} + \chi \exp \left(- \frac{\beta B}{B_{C0} \exp(-\alpha T/T_c)} \right) \right] \quad (12)$$

Fig. 4 Stable (—) and unstable (---) branches of the electric field-versus current characteristics of an Ag/Bi2212 tape at $B=10\text{ T}$ with a low residual resistivity ratio of $RRR=1000$: 1 -- $T_0=10\text{ K}$; 2 -- $T_0=15\text{ K}$; 3 -- $T_0=16\text{ K}$; 4 -- $T_0=18\text{ K}$; 5 -- $T_0=20\text{ K}$; 6 -- $T_0=25\text{ K}$; 7 -- $T_0=26\text{ K}$.

を用いて臨界電流の非線形温度依存性を解析に取り入れてみた。Fig. 2 の実験で得られた Ag/Bi-2212 テープの非線形温度依存性 $J_c(T, B)$ に対しては、 $I_c=\eta J_c S$, $S=0.0186\text{ cm}^2$, $\eta=0.2$ を用いて、 $T_c=87.1\text{ K}$, $J_0=5.9\times 10^4\text{ A cm}^{-2}$, $B_0=466\text{ T}$, $B_{C0}=1\text{ T}$, $\alpha=10.4$, $\beta=6.76$, $\gamma=1.73$, $\chi=0.27$ の Ag/Bi2212 フィーティングパラメータが得られる。

臨界電流の非線形温度依存性を考慮すると、熱暴走に至るまでの輸送電流と発生する電場の関係に **Fig. 4** に示すような電場のトビとその後に再び安定な電場が生じる結果が得られた。高温超伝導体の極微小抵抗領域における熱的安全性に関して、トビを生じるまでの安定領域とトビを生じた後での更なる第 2 熱的安全性領域が出現する計算結果である。(6)式を用いて $\partial E/\partial J$ を書き表すと、

$$\frac{\partial J}{\partial E} = \eta \frac{\partial J_c}{\partial E} \left(\frac{E}{E_c} \right)^{1/n} + \frac{\eta J_c}{nE} \left(\frac{E}{E_c} \right)^{1/n} + \frac{1-\eta}{\rho_m} - E \frac{1-\eta}{\rho_m^2} \frac{\partial \rho_m}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial E} \quad (13)$$

が得られる。ここで

$$\frac{\partial J_c}{\partial E} = \frac{\partial J_c}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial E}, \quad \frac{\partial T}{\partial E} = \frac{JS}{hp} + \frac{ES}{hp} \frac{\partial J}{\partial E} \quad (14)$$

の関係から

$$\frac{\partial E}{\partial J} = \frac{1 + \left[\eta \left| \frac{\partial J_c}{\partial T} \left(\frac{E}{E_c} \right)^{1/n} + E \frac{1-\eta}{\rho_m^2} \frac{\partial \rho_m}{\partial T} \right] \frac{ES}{hp}}{\frac{1-\eta}{\rho_m} + \frac{\eta J_c}{n E} \left(\frac{E}{E_c} \right)^{1/n} - \left[\eta \left| \frac{\partial J_c}{\partial T} \left(\frac{E}{E_c} \right)^{1/n} + E \frac{1-\eta}{\rho_m^2} \frac{\partial \rho_m}{\partial T} \right] \frac{JS}{hp}} \quad (15)$$

が熱的安定性を与える式となる。すなわち、安定な $\partial E / \partial J > 0$ から不安定な $\partial E / \partial J < 0$ に変化する振る舞いを知ることができる。

この安定領域は、高温超伝導体の臨界電流の温度依存性が低温側と高温側で大きく異なることに起因しており、トビを生じる前までの第 1 熱的安定領域が低温側で出現した後、第 2 熱的安定領域が低温側から高温側へ変化する領域で再度現れるものと考えられる。すなわち、トビが生じる所では、温度が数度から十数度上昇しており超伝導内に流れている輸送電流が銀マトリックス側に電流分流を生じている。つまり、電流分流を生じてもお超伝導電流が生き残っており、この領域で熱暴走が生じる所までが第 2 安定領域である。高温超伝導体のパワー応用としては、この第 2 熱的安定領域まで利用できる条件を見出せるなら電流領域は大きく拡大できることになるが、もともと高温領域で電流容量が小さい領域であるため大電流応用には不向きかも知れない。

5. 極微小抵抗応用

世界の強磁場発生装置は、大型の大口超伝導磁石とその内側に大電力の水冷磁石とを組み合わせたハイブリッド磁石が、30 T クラスの定常強磁場を実現させている。近年、基礎物性研究の要請により強磁場化が格段に進み、水冷磁石の電力をこれまでの 10 MW から 30 MW へとまるで水力発電所並みの電力設備にまで増強して、40 T 程度の強磁場発生装置が建設されている状況にある。水冷磁石は、大電流によって強磁場を発生させる方法を取り、20 kA から 40 kA の大電流によって通電が行われる。ハイブリッド磁石の水冷磁石には 500 MPa ほどの巨大な電磁力が作用するために、機械的な強度のある材料を用いなければならない。大電力を軽減させるには、抵抗の小さい材料を使用しなければならないが、高導電率で高強度の材料開発は極めて難しい。他方で、我が国とアメリカ合衆国では国家プロジェクトとして高温超伝導のパワー応用のための長尺テープを作製する研究が実施されている。特に、強磁場応用の Y123 系高温超伝導体に対して、IBAD や RABiTS などと呼ばれる複雑な真空蒸着の手法によって単結晶なみに配向した km 級の長尺テープを実現しようとする困難な計画である。磁石を作製するには 100 A クラスの運転電流でター

ン数を数 10000 回と多くし起磁力を増やすか、大電流によって数 100 程度のターン数で大きな起磁力を実現させるかによる。一般的な超伝導磁石では前者を採用し、水冷磁石では後者である。長尺の高配向高温超伝導テープ作製には極めて長時間を要するが、1 枚の極微小抵抗磁石用多結晶高温超伝導ビッター板の作製は短時間で可能であり遙かに容易と考えられる。したがって、ビッター型の高温超伝導体を作製して、臨界電流を越える大きな輸送電流を極微小低抵抗で利用する新しいパルス磁石への応用は、非常にインパクトが高く期待される研究である。特に、準定常パルス磁石の開発については、水力発電所並みの電力設備を持つ世界の強磁場施設と互角の磁場発生装置を開発していくうえで、戦略的な重要性を持っていると考えられる。

6. まとめ

銀シース Bi2212 テープに対しては、電場基準 $E_c = 1 \times 10^{-6}$ V/m の 1 桁以上大きな電場領域まで安定して通電できることを実験と解析で示すことができる。この極微小抵抗領域の安定性は、銀シース Bi2212 高温超伝導体の高い臨界温度と小さな n 値に起因するもので、超伝導領域と常伝導領域が高温まで共存していることを意味している。さらに、強磁場高温領域において、銀シース Bi2212 高温超伝導体は電場にトビを生じるまでの熱的な第 1 安定領域とトビを生じた後の第 2 安定領域が現れることが予測される。極微小抵抗は、超伝導と常伝導応用の狭間を埋める中間の抵抗領域であり、準定常パルス磁石などへの応用として期待できる。

本報告書の高温超伝導体の安定性では、瀬戸寿之氏の東北大学修士論文の実験結果を用いて解析致しました。ここに、感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) K. Watanabe and M. Motokawa: "New concept of a semi-superconducting magnet," IEEE Trans. Appl. Supercond. **11** (2001) 2320-2323
- 2) T. Seto, S. Murase, S. Shimamoto, S. Awaji, M. Okada and K. Watanabe: "Thermal stability of Ag/Bi-2212 tape at cryocooled condition," TEION KOGAKU **36** (2001) 60-67 (in Japanese)
瀬戸寿之, 村瀬 暁, 島本 進, 淡路 智, 岡田道哉, 渡辺和雄: 「冷凍冷却時の Ag/Bi-2212 テープ線材の熱的安定性」, 低温工学 **36** (2001) 60-67
- 3) K. Watanabe, V.R. Romanovskii, K. Takahashi, G. Nishijima and S. Awaji: "Current-carrying properties in a low resistivity state for Ag-sheathed Bi₂Sr₂CuCu₂O₈ tape," Supercond. Sci. Technol. **17** (2004) S533-S537
- 4) V.R. Romanovskii, K. Watanabe, S. Awaji, G. Nishijima and K. Takahashi: "Limiting current-carrying capacity of Ag-sheathed Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ conductors: linear approximation," Supercond. Sci. Technol. **17** (2004) 1242-1246
- 5) V.R. Romanovskii and K. Watanabe: "Nonlinear approximation for limiting current-carrying capacity of Ag-sheathed

Bi₂Sr₂CaCu₂O₈ conductors,” Supercond. Sci. Technol. **18** (2005) 407-416

- 6) F. Herlach and N. Miura: “High Magnetic Fields,” World Scientific Pub. (2003)
- 7) D. Bruce Montgomery: “Solenoid Magnet Design,” Wiley-Interscience, New York (1969)
- 8) L. Bottura: Note-CRYO/02/027, CryoSoft library, CERN (2002)

渡 辺 和 雄 昭和 25 年 5 月 17 日生。昭和 50 年東北大学理学部物理学科卒業。昭和 52 年同大学院修士課程（物理学専攻）修了。民間会社勤務を経て、昭和 56 年 4 月から東北大学金属材料研究所助手。同研究所講師、助教授、そして平成 13 年 4 月から、同研究所教授。低温工学協会、応用物理学会、日本金属学会、日本応用磁気学会、日本磁気科学会会員。工学博士。

Vladimir R. Romanovskii 1952 年 6 月 22 日生。1978 年モスクワ国立工科大学大学院卒業。現在クルチャトフ研究所上級研究員。PhD。

西 島 元 昭和 45 年 3 月 10 日生。平成 5 年東京理科大学理学部応用物理学科卒業。平成 10 年東京工業大学大学院総合理工学研究科創造エネルギー専攻博士後期課程修了。日本原子力研究所博士研究員、東北大学金属材料研究所 COE 研究員を経て現在同研究所助教。低温工学協会、応用物理学会、電気学会会員。博士（工学）。

淡 路 智 昭和 40 年 7 月 15 日生。昭和 63 年広島大学理学部物理学科卒業。平成 2 年同大学理学研究科物理学専攻博士課程前期修了。同年 4 月より東北大学金属材料研究所に勤務。同研究所助手を経て、現在同准教授。主に超伝導材料の基礎物性研究および強磁場マグネットの開発に従事。低温工学協会、応用物理学会、日本金属学会、日本応用磁気学会会員。工学博士。