

低圧純酸素雰囲気下における RE123 溶融凝固バルクの作製

Synthesis of RE123 Melt-Solidified Bulks under Low Pressure Pure Oxygen

杵村陽平、下山淳一、山本明保、荻野拓、岸尾光二

KINEMURA Yohei, SHIMOYAMA Jun-ichi, YAMAMOTO Akiyasu, OGINO Hiraku and KISHIO Kohji (Univ. of Tokyo)

E-mail : tt106658@mail.ecc.u-tokyo.ac.jp

1. 緒言

REBa₂Cu₃O₇(RE123)溶融凝固バルクは種結晶から離れたるに従って超伝導特性が劣化する場合が多い。これは結晶性の低下よりもむしろ RE の Ba サイトへの置換が主因であり^[1]、還元雰囲気下での結晶育成によってこの置換を抑制し、超伝導特性を改善することができる。一方、結晶育成過程では窒素、アルゴンなどの不活性ガスが存在するとバルク内部にポイドを形成し、機械的強度が低下する。これに対しては、純酸素雰囲気下での溶融凝固が有効であるが、RE の置換の問題を伴う。そこで、我々は低圧純酸素雰囲気下での結晶育成を提案し、前回ポイドがない Y123 バルクの育成に成功したことを報告したが、種結晶から離れた位置での RE 置換は十分に抑制できていなかった^[2]。今回は結晶育成後の全圧力制御による低酸素圧下でのポストアニールを追加し、さらなる RE 置換の抑制を試みた。

2. 実験方法

Y123 溶融凝固バルクは以下の方法で作製した。Y₂O₃, BaCO₃, CuO の原料粉末を所定比で混合し、固相反応法により Y123 と Y211 粉末を合成した。Y123 : Y211 = 7 : 3 のモル比になるように秤量し Pt を 0.5 wt% 加えて混合した後、一軸プレス(1 ton / cm²)によって 20 mmφ×10 mm^t のペレットに成型した。作製したペレットを両端にバルブを有する石英ガラス製の反応管に入れ、真空引きと酸素導入を数回繰り返すことによって内部を低圧純酸素雰囲気にした。種結晶には Nd123 単結晶を用いた。反応管の底面に置いたヒーターを使い低圧純酸素雰囲気下(4.3~6.9×10⁻² atm)での結晶育成の後、反応管内の酸素圧を 1×10⁻² atm に下げ、850°C で 24 h ポストアニールを行った。作製したバルクは酸素気流中 450°C でアニールを行った。種結晶から動径方向の a-growth region と種結晶直下方向の c-growth region から 2 mm×2 mm×1 mm に切り出した試料に対し、偏光顕微鏡、SEM によって微細組織を観察し、SQUID を用いた H//c における磁化測定より超伝導特性を評価した。構成相および Y123 相の格子定数は粉末 X 線回折法によって調べた。

3. 結果と考察

Fig. 1 に低圧純酸素雰囲気下で結晶育成した Y123 バルクの様々な位置の T_c^{onset} を示す。結晶育成後に 1×10⁻² atm でのポストアニールの追加によって種結晶から離れた部分まで T_c が改善したことがわかる。Fig. 2 に 77 K, 1 T における a-growth 領域の J_c を示す。ポストアニールを行わないバルクでは a-growth 領域の種結晶から離れた位置で J_c が低くなる一方、ポストアニールしたバルクは全体にわたって高い J_c を示した。これらの結果より、低圧純酸素雰囲気下での結晶育成および低酸素圧下でのポストアニールという一連の熱処理は、均質性の高い高臨界電流特性

Y123 バルクの作製に有効な方法であると結論できる。

講演では、77 K 以下の低温における超伝導特性などについても議論する。

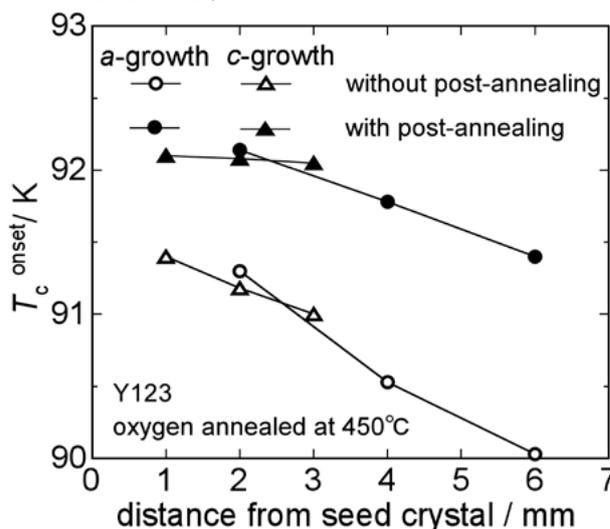


Fig. 1 T_c distribution of Y123 bulks melt-solidified in low pressure pure oxygen with and without annealing at 850°C in 1×10⁻² atm.

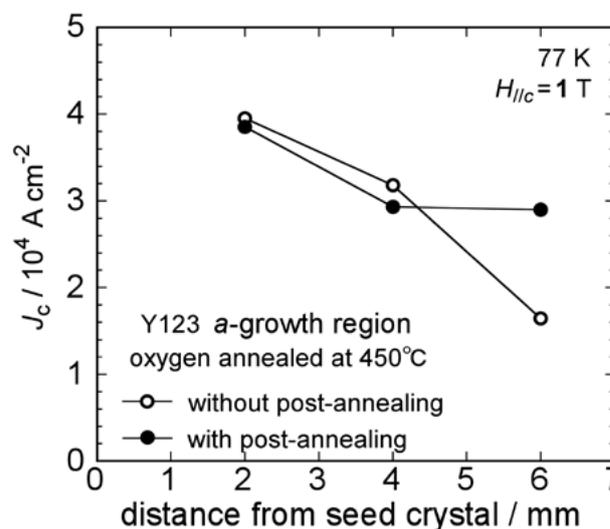


Fig. 2 J_c at 77 K in 1 T of Y123 bulks melt-solidified in low pressure pure oxygen with and without annealing at 850°C under 1×10⁻² atm.

参考文献

- [1] J. Shimoyama *et al.*, Abstracts of CSJ Conference, vol.80 (2009) p.109.
- [2] Y. Kinemura *et al.*, Abstracts of CSJ Conference, vol.84 (2011) p.119.

成長領域境界 (GSB) の配置が異なる四角形超電導バルクの着磁特性

Trapped field properties of rectangular shaped bulk with different arrangement of growth sector boundaries (GSBs)

荒屋敷 貴大、小山 允、内藤 智之、藤代 博之 (岩手大)、手嶋 英一、森田 充 (新日鐵)

ARAYASHIKI Takahiro, OYAMA Mitsuru NAITO Tomoyuki, FUJISHIRO Hiroyuki (Iwate Univ.)

TESHIMA Hidekazu, MORITA Mitsuru (Nippon Steel Corp.)

(E-mail: tthr_3@yahoo.co.jp, fujishiro@iwate-u.ac.jp)

はじめに

超電導バルクを磁場中冷却着磁法(FCM)で 10T 級の強磁場を捕捉させる場合、フープ力による破壊が懸念される。円盤形バルク体の破壊は金属リングによる補強である程度は回避されるが、四角形状のバルクに対する検討は行われていなかった。本研究では、成長領域境界(GSB)の配置が異なる(十字型およびクロス型)四角形超電導バルクに対して、パルス着磁(PFM)、ゼロ磁場冷却着磁(ZFC)、および FCM を行い、捕捉磁場分布と GSB の位置の関係や、着磁法の違いによる破壊の有無について実験的に検討した。

実験方法

四角形状の Gd 系超電導バルク(45.2mm 角× 15mm 厚; 新日鐵製)において PFM, ZFC, FCM を行った。バルクは GSB が対角線上に配向した Bulk-A (クロス型)と、GSB が Bulk-A より 45° 回転した位置に配向した Bulk-B (十字型)を用いた。PFM は $T_s=40$, 77K に冷却し、ソレノイド型パルスコイルを用いてパルス磁場 ($B_{ex}=2.5\sim 6.2$ T, 立ち上がり時間: 12 ms) を印加して着磁した。着磁後、1 mm 上方の磁場分布をホールセンサ走査により測定した。ZFC はバルクを $T_s=77$ K に冷却して $B_{ex}=0.5\sim 1.5$ T, FCM は $T_s=77\sim 51$ K に冷却して $B_{ex}=10$ T の静磁場 (磁場変化速度; 3.7 mT/s) を印加した。ZFC, FCM 共にバルク表面とリング側面で温度測定し、バルク表面中心にホールセンサを貼り付けて磁場を測定し、捕捉磁場分布は 4.0 mm 上方をホールセンサ走査により測定した。

結果と考察

Fig. 1 は (a) Bulk-A (b) Bulk-B の ZFC ($T_s=77$ K, $B_{ex}=0.5$ T) における捕捉磁場分布を示し、図内のラインはそれぞれ GSB を示す。(a), (b)共に成長領域(GSR)で若干捕捉磁場の高い領域を示しており、GSB によるピン止め力の差と ZFC の捕捉磁場分布に相関があることが分かる。

Fig. 2 は Bulk-A と Bulk-B の PFM におけるバルク表面中心 (1 mm up) での捕捉磁場の印加磁場依存性を示す。円盤形バルクと同様の振る舞いを示しているが、Fig. 1 で見られるような GSB の違いによる差はみられなかった。しかし、円盤形バルクでは FCM の 30%程度の捕捉磁場しか得られないのに対し、四角形状バルクは FCM と近い捕捉磁場を得られることが確認された。PFM の捕捉磁場分布及び FCM の結果は当日報告する。

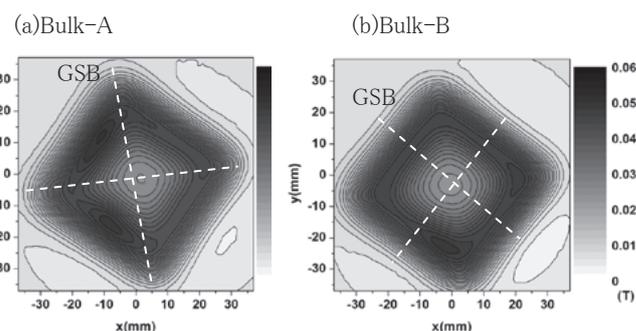


Fig. 1 Trapped field distribution of the (a) bulk-A and (b) bulk-B magnetized by ZFC at 77 K ($B_{ex}=0.5$ T).

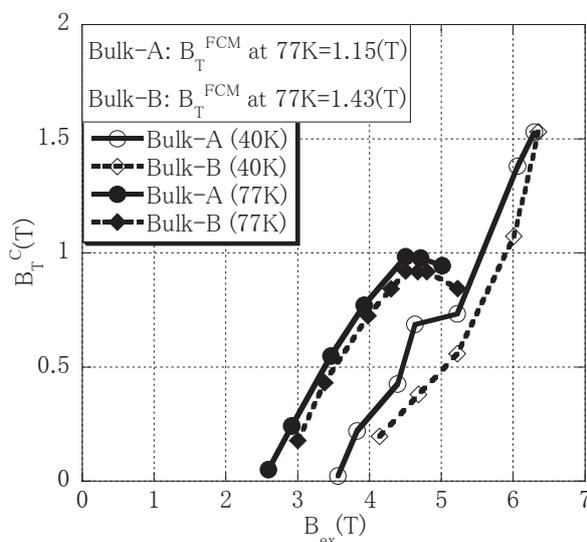


Fig.2 The applied field dependence of the trapped field by PFM at the center of the bulk surface at $T_s=40$ and 77 K.

Dy123 系超伝導バルク磁石のパルス着磁における磁場侵入挙動

Flux-penetrating behavior in Dy123 superconducting bulk magnet in pulse field magnetization process

石塚 大地, 大塚 智文, 小川 純, 福井 聡, 佐藤 孝雄, 岡 徹雄(新潟大学), 横山 和哉(足利工業大学), 村上 明(一関高専)

ISHIDUKA Daichi, OTUKA Tomohumi, OGAWA Jun, FUKUI Satoshi, SATO Takao, OKA Tetsuo (Niigata University),
 YOKOYAM Kazuya (Ashikaga Inst. Tech), MURAKAMI Akira (INCT)
 E-mail: F11C036B@mail.cc.niigata-u.ac.jp

1. はじめに

超伝導バルクはその微細組織にピン止め点が導入されており優れた磁場捕捉性能を有する。バルクに磁場を捕捉させる方法にパルス着磁法があり、コンデンサからの放電によりコイルにパルス磁場を発生させ、これをバルクに捕捉させる。この方法は装置が簡便であるという利点がある。今回、空孔を減らして緻密に合成することで機械的強度を改良した Dy 123 系超伝導バルクを用い、結晶成長領域(GSR)上 4 点でパルス印加中の磁束密度を計測し、磁場の侵入挙動を調査した。

2. 実験方法

試料はφ30mm×t10mm の Dy 系バルク(新日鉄製)を用いた。バルクは GM 冷凍機(AISIN 製 GD101S)を用いた磁極中に Fig.1 のように設置し、最低 30K まで冷却した。磁場の侵入挙動を観測するために、GSR 上でかつ中心からの距離 r が r=0,3,6,9 mm となる 4 点でホール素子(Bell, BHT921T)で磁場を測定した。1回の実験で1箇所での磁束密度を測定し、場所を変えて同じ実験を 4 回行い、データを統合することで磁束の侵入挙動を考察する。実験では5T の印加磁場を反復して6回印加した。また、図に示す位置に銅・コンスタンタン熱電対(JIS, T型)を貼り付けバルク表面の温度を測定した。

3. 実験結果および考察

Fig.2 に5T の磁場を連続して6回印加した際の実験結果を示す。それぞれのグラフは縦軸が磁束密度(T)、横軸がバルク中心からの距離 r(mm)となっている。パルス印加開始からそのピークまでの 10ms 間のバルク内部の磁場分布を1msごとに示した。No.1 pulse はバルクに磁場捕捉のない状態で磁場を印加した。磁場印加につれて、外部から侵入した磁場が徐々に内部に進行し、中心にまで達していることが分かる。しかし、すでに磁場を捕捉させた状態で印加した No.2 pulse では同じ磁場を印加したにも関わらず、最大侵入磁場量が減っていることが分かる。また中心(r=0)では磁場の最低値と最大値がほとんど変化していない。これは外側から侵入した磁場が内部まで侵入しないことを意味する。更にパルスの印加回数を重ねていくと、バルクの最終的な捕捉磁場量は増加するが侵入磁場量は減少する傾向が見られた。No.4 pulse では r=3mm の地点でも磁場が侵入せず、磁場の侵入領域が後退していることが分かる。No.6 pulse では更に磁場の侵入領域は r=6mm まで後退した。

Fig.3 に各パルスでのバルクの発熱量とその時の磁場の侵入量の最大値を 1 に正規化した値を示す。バルクの温度は 15s ほどで全体が均一になることから[1]、バルクの比熱をその近似曲線から t=15s の時の温度上昇値 ΔT を発熱量 Q に換算し、それにバルクの体積をかけてバルクの発熱量を算出した。磁場の侵入量はまずバルク内部での磁束の速度は一定と仮定し Fig.2 より最大磁場侵入量からそれ以前のパルスで捕捉されている磁場の総量を引いたものとした。図より、バルクの発熱と磁場の侵入量は依存する傾向があることが分かる。本実験により、バルクへの磁場侵入の挙動が磁場印加前の磁場の存在によって抑制されることが明らかになり、磁場の運動による発熱がこれを正確に反映することがわかった。

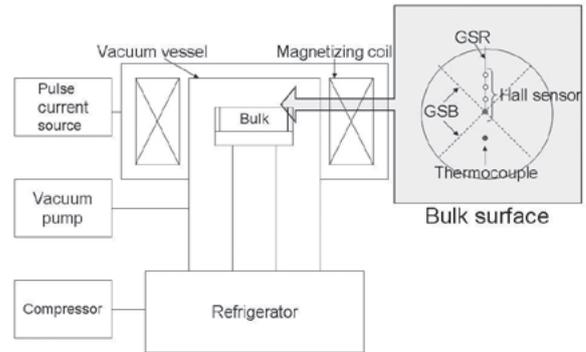


Fig.1 Illustration of experimental setup

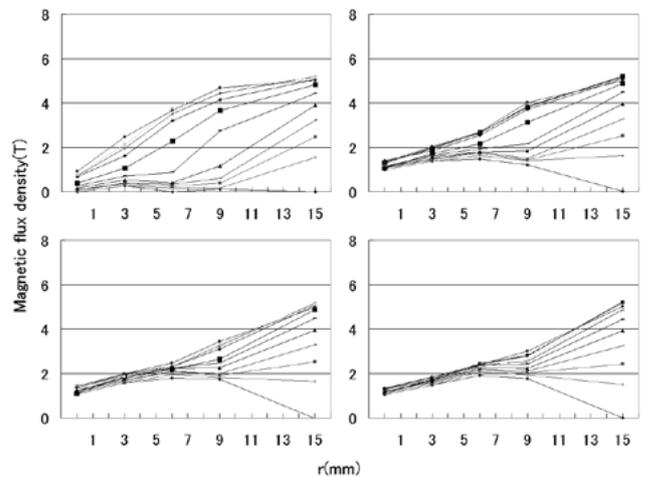


Fig.2 Magnetic field distribution at bulk surface during the pulse field application

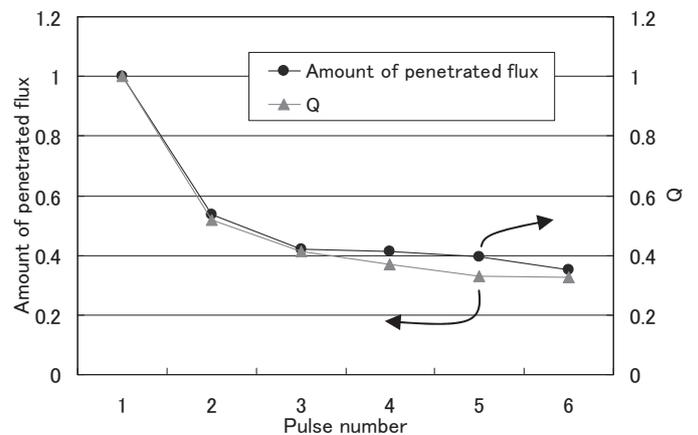


Fig.3 Evolution of normalized Q and the amount of penetrated flux

参考文献

[1] H. Fujishiro, Supercond. Sci. Technol., **18** (2005) 158-165

Fe122 単結晶の磁束クリープ特性 Flux creep characteristics of Fe122 single crystal

筑本 知子, 田辺 圭一 (ISTEC); 小林達也, 平田 渉, 宮坂茂樹, 田島節子 (阪大理)
CHIKUMOTO Noriko, TANABE Keiichi (ISTEC); KOBAYASHI Tatsuya, HIRATA Wataru,
MIYASAKA Shigeki, TAJIMA Setsuko (Osaka Univ.)
E-mail: chiku@istec.or.jp

1. はじめに

鉄ニクタイト系高温超伝導体 BaFe_2As_2 (Fe122) は Ba サイトあるいは Fe サイトを価数の異なる他元素で置換、あるいは As サイトの P 置換等により超伝導特性が現れることが知られている。今までの銅酸化物超伝導体の研究から、元素置換はキャリアをドーブする一方で、電子の散乱中心となり超伝導特性の低下をもたらす場合があることが知られている。

そこで、本研究では、Co 置換及び P 置換した Fe122 単結晶について、臨界電流特性評価を行い、置換サイトによる影響の違いについて検討を行なった。Fe122 単結晶の臨界電流特性は、置換元素によって大きく異なることを前回報告した。具体的には Co 置換試料においては、ピーク効果が観測されるのに対し、P 置換においては、 J_c は磁場とともに単調減少した。これは、Co 置換領域が磁場誘起型ピンとなっている一方、P 置換領域はほとんどピンとして寄与しないことを示唆する。今回の報告では、この2種類の試料についての磁束クリープ特性の比較を行う。

2. 実験方法

測定には $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ ($x = 0.06, 0.1, 0.15$) 及び $\text{BaFe}_2(\text{As}_{0.65}\text{P}_{0.35})_2$ の4種類の組成(仕込み)の単結晶を用いた。Co 置換試料について、EPMA 測定から求めた値はそれぞれ $x = 0.044, 0.075, 0.116$ であり、仕込み組成よりも Co が減少する傾向にあった。また、P 置換試料については、分析組成と仕込み組成が一致した。また T_c (オンセット) はそれぞれ約 12.5 K ($x = 0.044$), 23.3 K ($x = 0.075$), 12.2 K ($x = 0.116$), 29.2 K (Pドーブ) であった。

磁化測定は SQUID 磁束計 (Quantum Design 社) を用いて、すべて結晶の c 軸に平行に磁場を印加して行った。

3. 実験結果

Fig. 1 に Co 置換試料 ($x = 0.075$) の 5 K における磁気緩和曲線を示す。所定の磁場に達した時間を $t = 0$ s とし、縦軸は $t = 200$ s での磁化の値で規格化した。いずれの磁場においても、ほぼ対数的な磁気緩和がみられており、3000 s で 4-8% と比較的大きな磁気緩和が観測された。また、P 置換試料についても同様の対数的な磁気緩和が観測された。

Fig. 2 に Co 置換試料 ($x = 0.075$) と P 置換試料の 5 K における規格化磁気緩和速度 $S = -d \ln M(t) / d \ln t$ の磁場依存性を比較する。P 置換試料では 1T 以上で急激に磁気緩和速度が大きくなるのに対し、Co 置換試料では高磁場ではむしろ磁気緩和速度が遅くなる傾向がみられている。Fig. 3 に両試料の 5 K における J_c - B 曲線を示す。低磁場においては P 置換試料と Co 置換試料ではほぼ J_c 値が一致するが、1T 以上で P 置換試料が磁場とともに減少し続けるのに対し、Co 置換試料では磁場とともにゆるやかに J_c が上昇しているのがわかる。これらの結果より、Co 置換試料においては、高磁場では磁場誘起型ピンが効き始め、 J_c が上昇するとともに、磁気緩和を抑制していると考えられる。

4. 謝辞

本研究は日本学術振興会の最先端研究開発支援プログラムにより助成を受けて実施したものである。

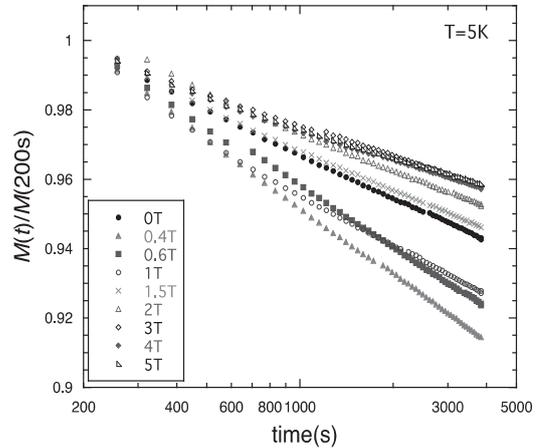


Fig. 1 Typical magnetic relaxation curve measured for $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ ($x = 0.075$).

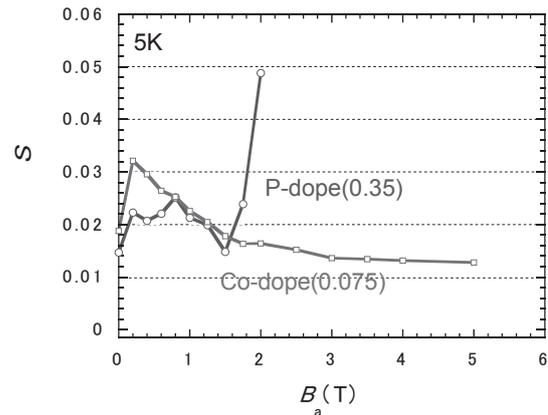


Fig. 2 Field dependence of normalized creep rate S at 5 K for $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ ($x = 0.075$) and $\text{BaFe}_2(\text{As}_{0.65}\text{P}_{0.35})_2$ single crystals.

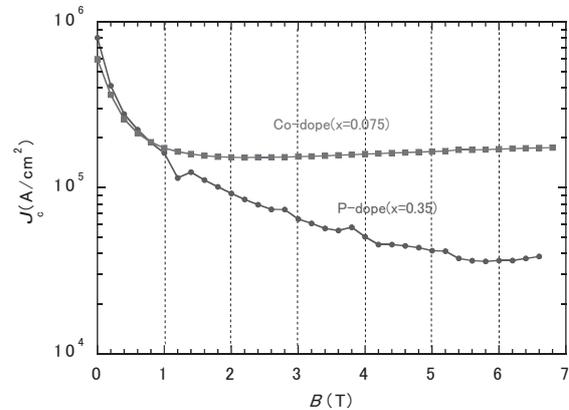


Fig. 3 J_c - B curves at 4.2 K for $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ ($x = 0.075$) and $\text{BaFe}_2(\text{As}_{0.65}\text{P}_{0.35})_2$ single crystals.

Fe11 系薄膜の超電導特性と微細構造

Superconducting properties and microstructures of Fe11-based thin films

一瀬 中, 塚田 一郎, 花輪 雅史, 小宮 世紀(電中研, JST-TRIP); 秋池 孝則, 鍋島 冬樹, 今井 良宗, 前田 京剛(東大, JST-TRIP); 吉田 隆(名大, JST-TRIP); 松本 要(九工大, JST-TRIP); 木須 隆暢, 向田 昌志(九大, JST-TRIP)
 ICHINOSE Ataru, TSUKADA Ichiro, HANAWA Masafumi, KOMIYA Seiki (CRIEPI, JST-TRIP); AKIIKE Takanori, NABESHIMA Fuyuki, IMAI Yoshinori, MAEDA Atsutaka (Univ. of Tokyo, JST-TRIP); YOSHIDA Yutaka (Nagoya Univ., JST-TRIP); MATSUMOTO Kaname (KIT, JST-TRIP); KISS Takanobu, MUKAIDA Masashi (Kyushu Univ., JST-TRIP)
 E-mail: ai@criepi.denken.or.jp

1. はじめに

Fe11 系超電導材料は, Fe 系超電導材料の中で As を含まず, 結晶構造が最も単純なためにパルスレーザー蒸着法 (PLD 法) により薄膜作製が比較的容易である。Fe11 系超電導材料は臨界温度(T_c)に圧力効果が見られ, 4GPa に加圧することによりオンセット温度が 36K まで上昇する。このように, Fe11 系超電導材料は格子が歪むことで超電導特性が変化する。今までに, 良質な Fe11 薄膜を作製するために, 各種酸化物基板上に薄膜を作製し, 基板材質によって基板中の酸素が薄膜に侵入し, 超電導特性が劣化するとともに結晶性が低下することを明らかにした^{1,2}。酸化物基板の中で LaAlO_3 , MgO では, 基板からの薄膜への酸素の侵入がほとんど観察されず, 結晶性が良好, かつ, バルクの T_c に近い値が得られた。今回, 基板からの酸素の侵入が払拭されると期待されるフッ化物基板を用いて Fe11 系薄膜を作製し, 超電導特性, 基板界面近傍の微細構造を調べた³。

2. 実験方法

PLD 法により $\text{Fe}(\text{Te}_{0.5}\text{Se}_{0.5})$ ターゲット材料を用いて, 6 枚の $\text{CaF}_2(100)$ の基板上に薄膜を作製した。得られた薄膜において, 四端子法により電気抵抗率の温度依存性を測定し, 一部の薄膜で臨界電流密度 ($B//c$) を測定した。さらに, 主に基板界面の微細構造を観察するために, 集束イオンビーム装置 (FIB 装置) を用いてマイクロサンプリング法により微小領域を切り出し, 薄片化した。断面構造観察には透過型電子顕微鏡 (JEOL-2100F) を用い, 明視野像の観察, EDS による組成分析等を実施した。

3. 実験結果および考察

$\text{CaF}_2(100)$ の基板上に作製した全ての薄膜で c 軸配向膜が得られた。電気抵抗率の温度依存性を図1に示す。参考までに酸化物基板の薄膜の温度性を示す。図1から CaF_2 基板

では, 再現性良く, バルクと同等かそれ以上の T_c が得られた。酸化物基板を含めて薄膜の格子定数の比 c/a と T_c に相関が見られ, 結晶歪が影響していることが分かった。一方, 図2に示す様に, LaAlO_3 , CaF_2 ともエピタキシャル成長しているが, 基板界面の微細構造の様子は異なっていることが分かった。

謝辞

本研究は JST-TRIP のプロジェクトにおいて実施した。

参考文献

1. Y. Imai *et al.*, APEX 3 (2010) 043102.
2. M. Hanawa *et al.*, JJAP 50 (2011) 053101.
3. I. Tsukada *et al.*, APEX 4 (2011) 053101.

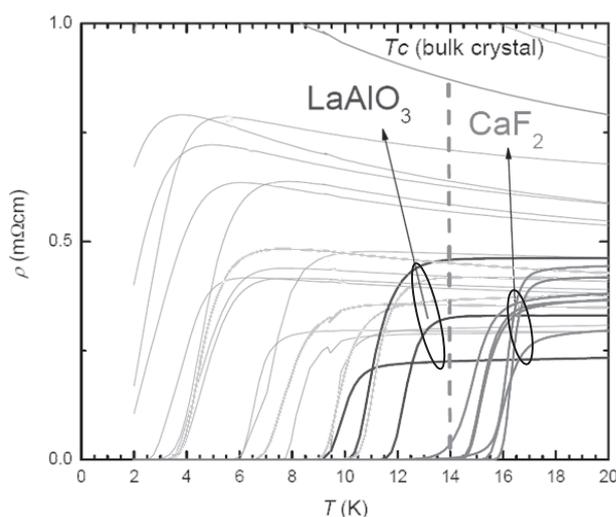


Fig.1 Temperature Dependencies of Resistivity for $\text{FeTe}_{0.5}\text{Se}_{0.5}$ Thin Films

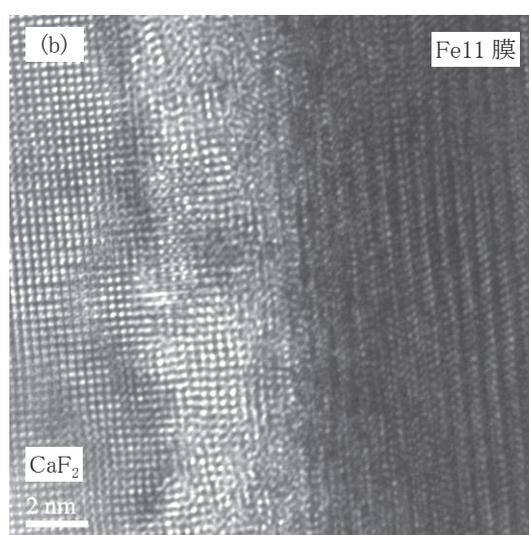
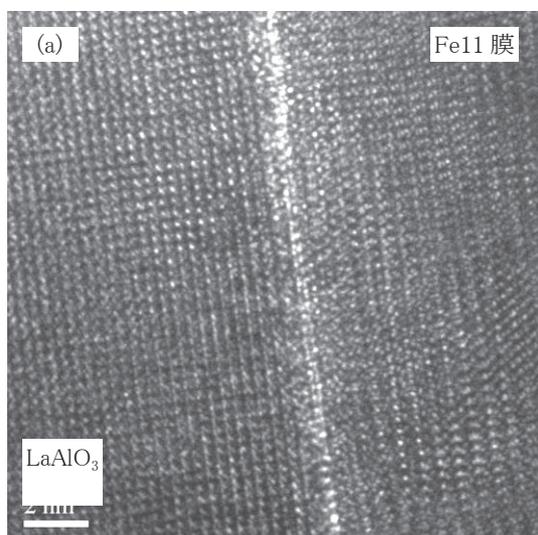


Fig.2 Cross-Sectional TEM images for (a) LaAlO_3 and (b) CaF_2

携帯型超小型超電導バルク磁石の開発(その1) (着磁用超電導バルク磁石の磁場特性)

Development of portable Microminiature superconducting bulk magnet (1) (Magnetic field characteristic of the superconducting bulk magnet for generating)

松田 和也, 佐保 典英, 西嶋 規世(日立)

MATSUDA Kazuya, SAHO Norihide, NISHIJIMA Noriyo (Hitachi, Ltd.)

E-mail: kazuya.matsuda.wy@hitachi.com

1. 緒言

特定たんぱく質分子の高品質磁気分離, 磁性細胞の非侵襲磁気誘導[1], 血管内のナノサイズ磁性薬剤の病巣への磁気誘導ドラッグデリバリーシステム[2], 及び高磁場応用の研究開発分野などでの応用を目的とし, 携帯可能な冷凍機一体型の超小型超電導バルク磁石を試作した。このバルク磁石を着磁するために, 2種類の超電導バルク磁石を用いた着磁方法[3]を検討した。本報では, 超小型超電導バルク磁石の着磁に必要な, 着磁用超電導バルク磁石の磁場特性について報告する。

2. 超電導バルク磁石の構造と着磁方法

図1に着磁用の超電導バルク磁石(磁石B)の構造を示す。磁石Bの全長は810 mmである。高温超電導バルク体は, Gd系を用い, 常温ボア部を設けるために外径60 mm, 内径35 mm, 厚さ20 mmのリング形状を3層重ねる構造とした。この磁石Bの常温ボア部は, 内径31 mm, 奥行き60.5 mmである。図2に示すように, ソレノイド超電導磁石(磁石A)を使用し, 磁石Bをフィールドクーリング法(FC法)で着磁する。磁石Bの冷凍機は, 磁石Aの漏れ磁場による誤作動を防ぐため, 磁石Aから離す必要がある。よって, 磁石Bの冷凍機を磁石Aの磁場中心から610 mm離し, 磁石Aからの漏れ磁場は約0.1 T以下になっている。次に詳細は次報で述べるが, 磁石Bを磁石Aから引き抜いた後に, 磁石Bの常温ボアの静磁場内に, 超小型超電導バルク磁石(磁石C, 詳細は次報で報告)を挿入し, FC法で着磁する。磁石Cの着磁では磁石Bの超電導バルク体の漏れ磁場空間が小さい特性を利用できると考えられ, 磁石Cの冷凍機を磁場空間に近接でき, 磁石Cを短尺化できる。

本報では, このような順序で磁石Cを着磁するために, 磁石Cの冷凍機位置を検討することを目的とし, 磁石Bの常温ボア内部, および磁石Cの冷凍機を設置する常温ボア外の軸方向磁束密度分布を, ホールセンサをトラバースさせて計測した。

3. 実験結果

図3に, 静磁場空間3.5 Tの磁石Aで着磁された磁石Bの常温ボア部底面(図1中のZ=0 mm)からの軸方向磁束密度Bの分布を示す。磁石Cの超電導バルク体を挿入する位置(Z=10 mm~30 mm)での磁束密度は3.40 T~3.42 Tであった。また, Z=30 mmでの径方向の中心から10 mm範囲の磁束密度は, 3.42 T~3.44 Tであった。常温ボア端面(Z=60.5 mm)から離れるに従い磁束密度は急激に減少し, 常温ボアの磁場中心(Z=30 mm)から漏れ磁場0.1 Tまでの距離は100 mmであった。

4. まとめ

着磁用超電導バルク磁石の磁場特性を測定した結果, 着磁用超電導バルク磁石の常温ボア磁場中心から漏れ磁場0.1 Tまでの距離は100 mmであり, 着磁用超電導バルク磁石の場合の610 mmに比べて短く, 超小型超電導バルク磁石の短尺化に有効であることがわかった。

参考文献

1. S. Ohkawa, et al. : Regenerative medicine, Vol. 9(2010) p. 260
2. N. Saho, et al. : Abstracts of CSJ Conference, Vol. 77 (2007) p.31
3. N. Saho, et al. : Patent No.452644 (Application date 2008/1/15)

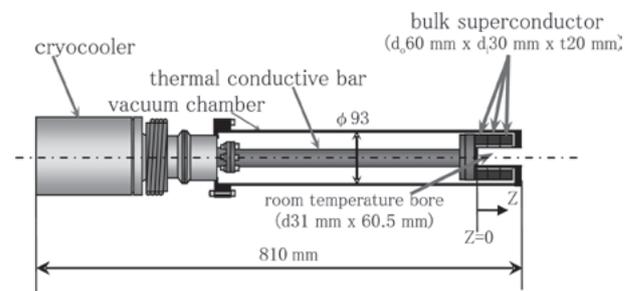


Fig. 1 Schematic structure of the high Tc superconducting bulk magnet for generating(magnet B)

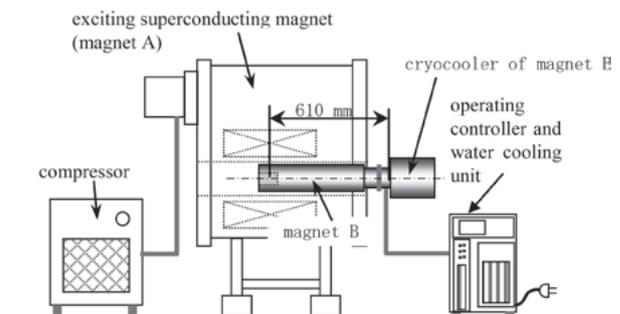


Fig. 2 Magnetization structure of the magnet B

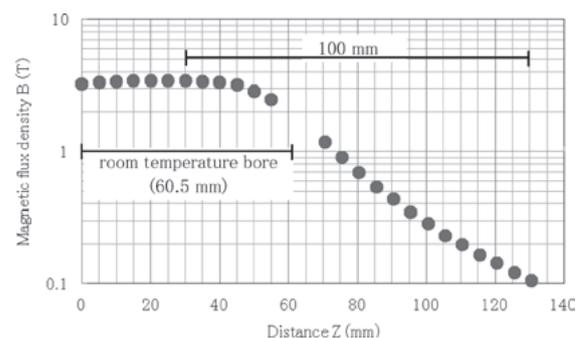


Fig. 3 Magnetic flux density versus axial direction distance

携帯型超小型超電導バルク磁石の開発(その2) -手のひらサイズの超小型バルク磁石の捕捉磁場特性-

Development of Portable Microminiature Superconducting Bulk Magnet (2)

- Trapped magnetic field characteristic of palm size microminiature bulk magnet -

佐保 典英、松田 和也、西嶋 規世 (日立)

SAHO Norihide, MATSUDA Kazuya, NISHIJIMA Noriyo (Hitachi, Ltd.)

E-mail: norihide.saho.cc@hitachi.com

1. はじめに

小型軽量で着磁後超電導状態を維持したまま、容易に輸送できる冷凍機一体型の超小型超電導バルク磁石は、局所に強力な磁気力を発生できる特性を生かし、特定たんぱく分子の高品質磁気分離、磁性細胞の非侵襲磁気誘導[1]、血管内のナノサイズ磁性薬剤の病巣への磁気誘導ドックデリバリーシステム (MDDS) [2]、高磁場応用の研究開発分野などでの需要が高まると期待できる。本報告では、試作した冷凍機一体型の超小型超電導バルク磁石を新着磁技術[3]により着磁した磁場特性を報告する。

2. 超小型バルク磁石の着磁技術

着磁用の小型超電導バルク磁石 (磁石 B) は、図 1 に示すように、ソレノイド超電導磁石 (磁石 A) を使用しフィールドクーリング (FC 法) で着磁する。静磁場空間 3.5 T の磁石 A で着磁された磁石 B 先端の、内径 31 mm、奥行き 60.5 mm の常温磁場空間の捕捉磁場は、3.4 T であった。この磁場空間を利用して着磁する冷凍機一体型の超小型超電導バルク磁石 (磁石 C) の構造を、図 2 に示す。Gd 系バルク超電導体のサイズは、外径 20 mm、長さ 20 mm である。図 3 に示す新着磁法により磁石 B の 3.4 T の磁場空間内に磁石 C の先端を挿入した後、冷凍機でバルク超電導体をクールダウン時間約 2 時間で温度 46.7 K に冷却する。その後、磁石 B を温度約 130 K に昇温して消磁し、磁石 C を FC 法で着磁させる。本着磁法では、磁石 B の漏れ磁場空間が小さい特性を利用することで、磁石 C の冷凍機を磁場空間に近接でき、磁石 C を短尺化することが可能となる。本効果により、磁石 C の全長は 235 mm に短尺化でき、冷凍機部の奥行き 63 mm で、重量も 1.8 kg で手のひらに載るサイズを実現した。

3. 実験結果及び考察

磁石 B の 3.4 T 静磁場空間内で着磁した磁石 C の捕捉磁束密度の最大値は、真空容器表面中央部で 2.2 T であった。磁束密度勾配 (磁気勾配) は 705 T/m で、磁気力係数は、1600 T²/m あった。また、4.9 T で着磁した磁石 C の捕捉磁束密度の最大値は 3.1 T で、真空容器表面中央部において、水のモーゼ効果を確認した。ここで、磁石本体の定常時の消費電力は 23 W であり、ノート PC 並みの消費電力を実現した。また、消費電力と最大磁束密度の比は、7.4 W/T であった。

4. まとめ

本研究では、新着磁技術により、磁束密度 3.1 T 手のひらサイズの超小型超電導バルク磁石を開発し、世界最小、最軽量、少消費電力の冷凍機一体型の超電導バルク磁石を実現した。磁石本体の消費電力も空冷ファン動力を含め 23 W 程度であり、バッテリーを備えたキャリアバックを使用して容易に 1 人で持ち運べる携帯性実現の見通しを得た。

参考文献

1. S. Ohkawa, et al. : Regenerative Medicine, Vol.9 (2010) p. 260
2. N. Saho, et al. : Abstracts of CSJ Conference, Vol.77 (2007) p. 31
3. N. Saho, et al. : Patent No. 452644 (Application date 2008/1/15)

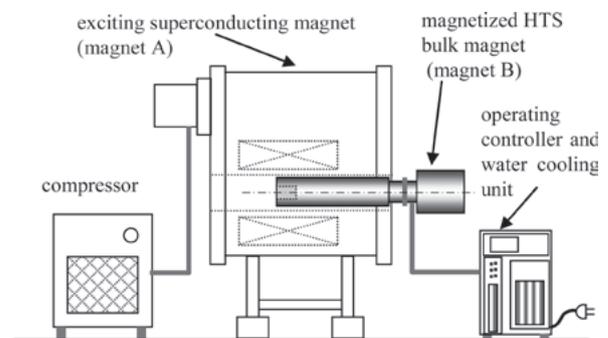


Fig. 1 Portable high Tc superconducting bulk magnet

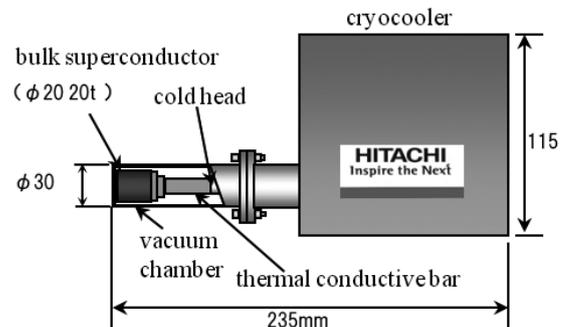


Fig. 2 Portable high Tc microminiature superconducting bulk magnet (magnet C)

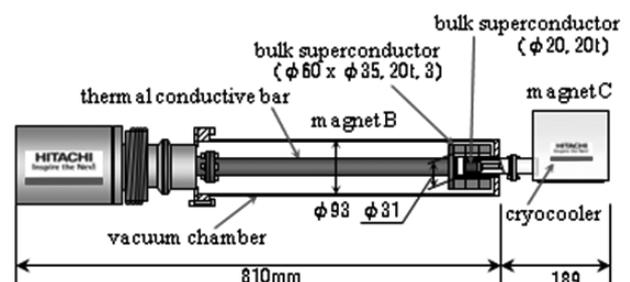


Fig. 3 New magnetization structure by the original technique

液体水素の強制対流熱伝達 -加熱長さの影響-

Forced convection heat transfer of liquid hydrogen -Effect of heated length-

達本 衡輝 (原子力機構)、塩津 正博、白井 康之、畑 幸一 (京大)

小林 弘明、成尾 芳博、稲谷 芳文 (JAXA)

TATSUMOTO Hideki (JAEA), SHIRAI Yasuyuki, SHIOTSU Masahiro, KOBAYASHI Hiroto, YOSHIKAWA Kotaro, HATA Koichi (Kyoto Univ.);

KOBAYASHI Hiroaki, NARUO Yoshihiro, INATANI Yoshifumi (JAXA)

E-mail: tatumoto@energy.kyoto-u.ac.jp

1. はじめに

液体水素は、高い熱伝導率や比熱を有するため、高温超伝導機器の冷媒として期待されている。その冷却設計に必要な液体水素の熱伝達特性を解明するために、浸漬冷却・強制対流冷却特性実験を可能とする試験装置を設計、製作し、これまで、臨界圧力(1.3MPa)以下において、垂直・水平支持した加熱円管内面における強制対流熱伝達を流速、液温、圧力を変えて測定してきた。本講演では、垂直円管における液体水素の強制対流熱伝達特性の加熱長さの影響について報告する。

2. 試験発熱体

装置や実験方法の詳細は既に報告している[1]。試験発熱体は、内径 6 mm、厚さ 0.2 mm、長さ 100 mm および 200mm の SUS316 製薄肉パイプを用い、その外側を FRP ブロックで断熱し、実験槽内のトランスファーチューブの一端に接続し、垂直に支持した。この円管発熱体を $Q = Q_0 e^{-\tau}$ ($\tau = 5$ s) の発熱率で準定常的に直流電流加熱し、その電気抵抗変化から発熱体平均温度を測定した。発熱体表面温度は、平均温度の垂直軸方向分布を無視して、測定した平均温度と発熱率から厚さ方向の熱伝導方程式を解いて求めた。

3. 実験結果と考察

実験は系圧力(P)が 0.7 MPa で入口サブクール度が 8、5、0 K(液温(T_m) 21, 24, 29K に相当)の条件下で、流速が 1~12m/s の範囲で、熱伝達特性を求めた。

入口サブクール度が 5 K の液体水素の強制対流熱伝達特性を Fig. 1 に示す。熱伝達特性は、発熱体表面熱流束 q と発熱体表面温度 (T_w) の入口温度からの上昇分 ($\Delta T_L = T_w - T_m$) を用いて評価した。非沸騰域の熱伝達は、流速が大きくなると熱伝達が向上し、Dittus-Boelter 式による予測値と良く一致する。核沸騰領域の熱伝達は流速の影響がほとんどないが、核沸騰限界 (DNB) 熱流束は、流速が速くなるにつれて大きくなる。DNB 熱流束以降は、加熱円管下流部で発生した蒸気膜が徐々に上流側に伝播するために、膜沸騰域へ遷移は連続的に行われる。

Fig.2 に、サブクール度をパラメータとして、DNB 熱流束と流速の関係を示す。流速が速くなると、DNB 熱流束は大きくなるが、高流速域で、その増加率は小さくなる傾向がある。サブクール度が大きくなると、DNB 熱流束は大きくなる。管径が同一であれば、加熱長さが長くなると、温度境界層は同一熱流束であれば厚くなるので、DNB 熱流束は小さくなっている。筆者等は、垂直円管内における液体水素の DNB 熱流束 q_{DNB} の表示式として潜熱輸送と顕熱輸送を考慮した表示式を報告している[1]。

$$q_{DNB, sat} = Gh_{fg} (\rho_v/\rho_l)^{0.43} (L/d)^{-0.35} (0.32We^{-0.45} + 0.0017) \quad \text{for } We > 1700 \quad (1)$$

$$q_{DNB, sat} = 0.013Gh_{fg} (\rho_v/\rho_l)^{0.43} (L/d)^{-0.35} \quad \text{for } We \leq 1700 \quad (2)$$

$$q_{DNB, sub} = q_{DNB, sat} [1 + 4.3(\rho_v/\rho_l)^{-0.43} E^{-0.35} F_c Sc_m^{1.2}] \quad (3)$$

where $We = G^2 d \rho_l^{-1} \sigma^{-1}$, $Sc_m = C_{p,av} \Delta T_{sub, in} / h_{fg}$, $E = d(\sigma/g(\rho_l - \rho_v))^{-0.5}$

$$C_{p,av} = \Delta h_{sub, in} / \Delta T_{sub, in}$$
, $F_c = \exp(-(L/d)0.53Re^{0.4})$

Fig.3 に DNB 熱流束と導出した表示式との比較を示す。実験結果は表示式と良く一致しており、DNB 熱流束は、加熱長さが 2

倍になると DNB 熱流束は 30% 小さくなり、加熱長さの影響は、表示式に示す $L^{-0.35}$ で表せることがわかった。

謝辞 この研究の一部は、(独)科学技術振興機構、ALCA の補助を受けた。

参考文献

[1] Y. Shirai et al., *Adv Cry Egn*, 2012 (to be accepted).

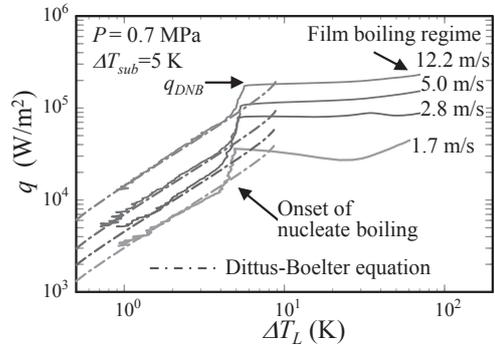


Fig.1 Characteristics of forced convection heat transfer at 0.7 MPa.

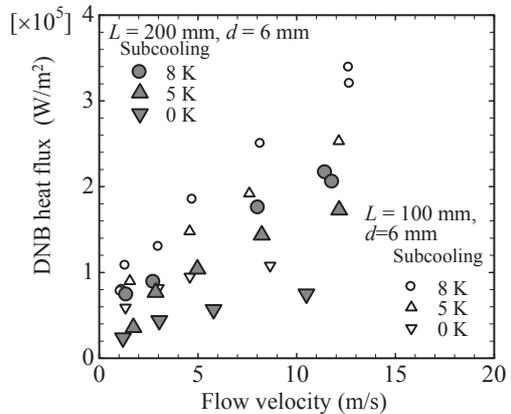


Fig.2 DNB heat flux versus velocity with pressure and subcooling as parameters.

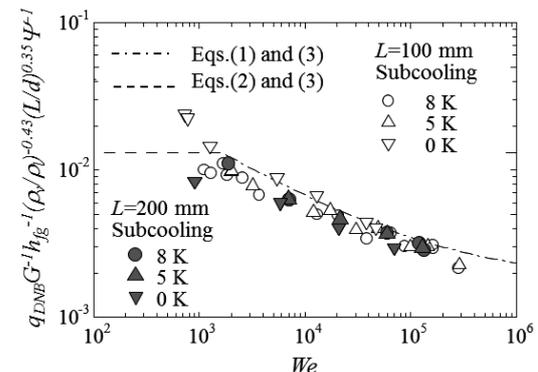


Fig.3 Comparison with the DNB heat flux correlation.

液体水素の強制対流沸騰熱伝達における重力方向の影響

Effect of gravitational orientation on forced flow boiling heat transfer of liquid hydrogen

竹上 泰樹, 樋川 恭輔, 村上 嵩太郎, 白井 康之, 塩津 正博, 畑 幸一(京大);

達本 衡輝(原子力機構); 小林 弘明, 成尾 芳博, 稲谷 芳文(JAXA); 木下 勝弘(関電)

TAKEGAMI Taiki, HIKAWA Kyosuke, MURAKAMI Kotaro, SHIRAI Yasuyuki, SHIOTSU Masahiro,

HATA Koichi (Kyoto Univ.); TATSUMOTO Hideki (JAERI);

KOBAYASHI Hiroaki, NARUO Yoshihiro, INATANI Yoshifumi (JAXA); KINOSHITA Katsuhiko (KEPCO)

E-mail: takegami@pe.energy.kyoto-u.ac.jp

1. はじめに

垂直支持および水平支持した電流加熱円管内に液体水素を流し、円管内面における強制対流沸騰熱伝達を円管内径、流速、液温を変えて測定した。本報では、垂直・水平の重力方向の違いが、液体水素の強制対流沸騰熱伝達に及ぼす影響について報告する。

2. 試験発熱体

試験発熱体として、外側をFRPブロックで断熱した内径3.0 mm, 6.0 mm 及び 9.0 mm, 厚さ 0.5 mm, 長さ 100 mm の SUS316 製薄肉パイプを試験槽内に垂直及び水平に支持し、トランスファーチューブ一端に接続した。この試験体を直流電流加熱して、電気抵抗変化から発熱体平均温度を測定した。発熱体表面温度は、測定した平均温度(長手方向分布を無視)と熱流束から厚さ方向の熱伝導式を解いて求めた。実験装置の全容、条件設定・試験方法は既に報告した[1]ので省略する。

3. 実験結果と考察

実験は、0.4~1.1MPaの压力下、飽和及びサブクール状態でを行った。種々の液温、流速下で、加熱電流を連続的にゆっくり上昇させて定常熱伝達特性を測定した。

Fig. 1 に、代表的な強制対流沸騰熱伝達曲線を示す。縦軸は熱流束、横軸は発熱体表面の飽和温度からの温度上昇分である。発熱体表面温度が飽和温度を僅かに超えると

核沸騰が開始する。核沸騰が開始すると、熱伝達が良くなるため各流速の曲線とも勾配が大きくなる。熱流束がある値(DNB 熱流束)に到達すると熱伝達が急に悪化し、僅かな加熱電流の増加で表面温度が大きく上昇する。強制対流沸騰の場合、後流側から先に核沸騰限界状態となり発熱率の増加と共に上流側に移行するので、プールの沸騰のように膜沸騰にジャンプするのではなく弱い正勾配で連続的に上昇する。

Fig. 2 に、垂直支持及び水平支持した内径 3.0 mm, 6.0 mm, 9.0 mm の試験発熱体における DNB 熱流束と流速の関係サブクール度をパラメータとして示す。いずれの場合も DNB 熱流束は流速及びサブクール度が大きいほど大きい。図より、垂直支持と水平支持の DNB 熱流束を比較すると、内径が 6.0 mm と 9.0 mm の試験発熱体に関しては僅かだが水平支持の方が DNB 熱流束が小さい値をとっていることがわかる。また、その傾向は管径が大きく流速が小さくなるほど強く表れており、これは加熱円管出口付近において半径方向の温度勾配が大きくなりやすく、比較的早く核沸騰限界状態となるためであると考えられる。管径の小さい内径 3.0 mm の試験発熱体においては垂直支持・水平支持で DNB 熱流束値はほぼ同じ値となった。したがって管径が小さく流速が大きいほど重力方向が強制対流熱伝達に及ぼす影響は少ないと考えられる。

参考文献

[1] 達本ら: 2009 年度秋季低温工学超電導学会予稿集 1D-a08

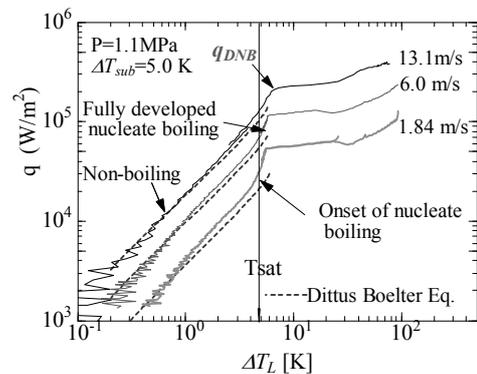


Fig1. Typical heat transfer curves for various flow velocities at the pressure of 1.1 MPa and subcooling of 5.0 K.

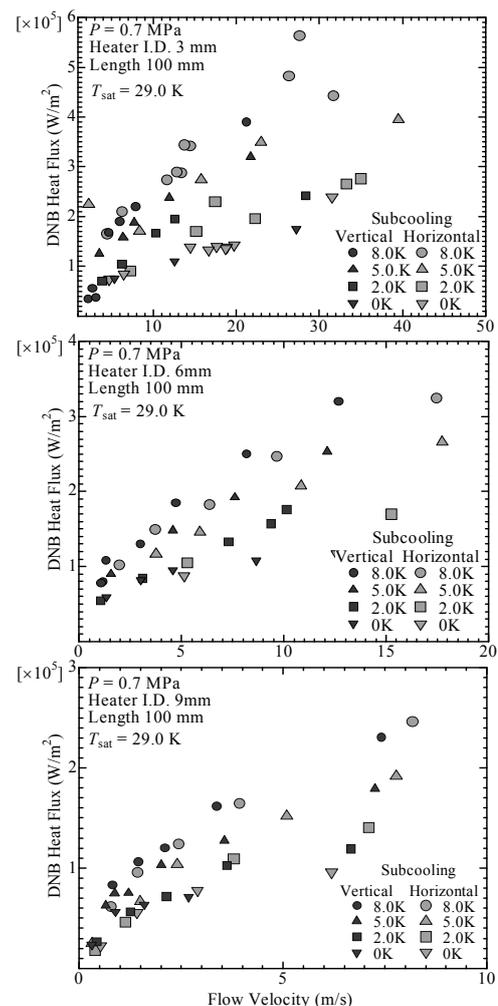


Fig.2 Comparison of DNB heat fluxes of vertical tube with that of horizontal tube, at various subcooling and flow velocity. (ϕ 3.0 mm, 6.0 mm, 9.0 mm-inner diameter)

極低温流体の上向き強制対流における DNB 熱流束表示式

Equation of DNB heat flux for upward forced flow of cryogenic liquids

塩津 正博(京大); 達本 衡輝(原子力機構); 白井 康之、畑 幸一(京大);
成尾 芳博, 小林 弘明, 稲谷 芳文(JAXA); 木下 勝弘(関電)

SHIOTSU Masahiro(Kyoto Univ.); TATSUMOTO Hideki (JAEA); SHIRAI Yasuyuki, HATA Koichi (Kyoto Univ.);
NARUO Yoshihiro, KOBAYASHI Hiroaki, INATANI Hirohumi(JAXA)
E-mail: shiotsu@pe.energy.kyoto-u.ac.jp

1. はじめに

我々は、数年前から液体水素の強制対流熱伝達の研究を行い、DNB 熱流束実験結果を記述する表示式を提示している[1]。本報では、この表示式の他の極低温流体への適用性を見るため内径 3 mm と 6 mm の試験円管内面における DNB 熱流束を、圧力 0.5 及び 1.0 MPa でサブクール度や流速を変えて求め、表示式と比較検討した結果を報告する。

2. 試験発熱体

液体水素用の実験装置を使用した。装置や実験方法の詳細は既に報告した[2]ので省略する。試験発熱体は、外側を FRP ブロックで断熱した内径 $d=3$ mm, 長さ $L=100$ mm 及び $d=6$ mm, $L=200$ mm (共に $L/d=33.3$) の SUS316 製薄肉パイプを試験槽内トランスファーチューブ一端に垂直に支持した。これらの試験体を直流電流加熱して、電気抵抗変化から発熱体平均温度を測定した。発熱体表面温度は、測定した平均温度と熱流束から厚さ方向の熱伝導式を解いて求めた。

3. 実験結果と考察

実験は、系圧力 $P=0.5$ MPa と 1MPa、種々の液温、流速下で、加熱電流を連続的にゆっくり上昇させ、DNB 熱流束を超えるまでの熱伝達特性を求めた。

Fig.1 に代表的な沸騰熱伝達曲線を示す。縦軸は熱流束、横軸は発熱体表面温度の入口液温からの上昇分である。飽和温度近傍までの過程は非沸騰熱伝達で、流速が大きいほど熱伝達係数も大きく、Dittus Boelter 式の値とほぼ一致している。発熱体表面温度が飽和温度を越えると沸騰が開始し、熱伝達が良くなるため各流速の曲線とも勾配がたってくる。熱流束が q_{DNB} (DNB 熱流束) に到達すると発熱体温度が急上昇し膜沸騰状態に移移する。非沸騰熱伝達並びに DNB 熱流束は流速に依存し流速が大きいほど大きくなっている。

Fig.2 は $d=3$ mm と 6 mm の DNB 熱流束実験結果を流速に対してサブクール度をパラメータとして示す。 L/d が同じ時、飽和に近い場合は DNB 熱流束が変わらないが、サブクール度が大きくなると d が小さく L が短い方が大きくなっている。

液体水素のサブクール垂直上昇流(入口流速 u 、サブクール度 $\Delta T_{sub,in}$)における DNB 熱流束 $q_{DNB,sub}$ の表示式として筆者等は潜熱輸送項 $q_{DNB,sat}$ と顕熱輸送項より成る(3)式を提示している[1]。

$$q_{DNB,sat} = Gh_{fg} (\rho_v / \rho_l)^{0.43} (L/d)^{-0.35} (0.32We^{-0.45} + 0.0017) \quad \text{for } We > 1700 \quad (1)$$

$$q_{DNB,sat} = 0.013Gh_{fg} (\rho_v / \rho_l)^{0.43} (L/d)^{-0.35} \quad \text{for } We \leq 1700 \quad (2)$$

$$q_{DNB,sub} = q_{DNB,sat} [1 + 4.3 (\rho_v / \rho_l)^{-0.43} E^{-0.35} F_c Sc_{in}^{-1.2}] \quad (3)$$

where $G = \rho_l u$, $We = G^2 d \rho_l^{-1} \sigma^{-1}$, $Sc_{in} = C_{p,av} \Delta T_{sub,in} / h_{fg}$,
 $E = d(\sigma / g(\rho_l - \rho_v))^{-0.5}$, $C_{p,av} = \Delta h_{sub,in} / \Delta T_{sub,in}$,
 $F_c = \exp[-(L/d)/(0.53Re^{0.4})]$.

実験結果と表示式の比較を Fig.3 及び Fig.4 に示す。 $d=3$ mm 及び 6 mm の実験結果とも表示式で良く記述されており、この表示式が液体水素のみならず液体窒素にも適用可能であることが確かめられた。

参考文献

- [1] Y. Shirai et al., *Adv Cry Egn*;2012 (to be accepted).
- [2] 白井ら: 2009 年度秋季低温工学超電導学会予稿集 1D-a07.

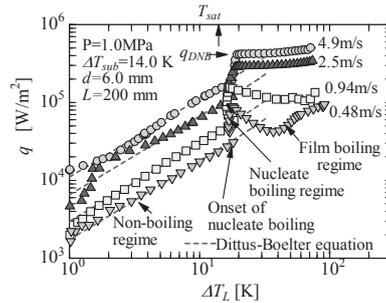


Fig.1 Heat transfer curves for various velocities.

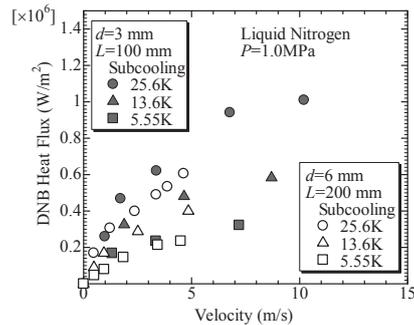


Fig.2 DNB heat flux versus flow velocity.

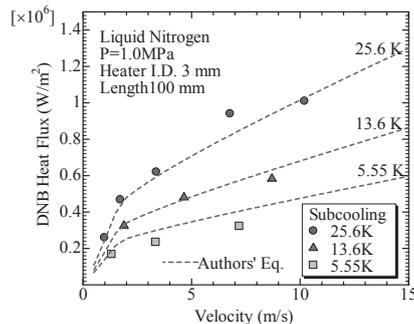


Fig.3 . Comparison with the predicted values; $d=3$ mm.

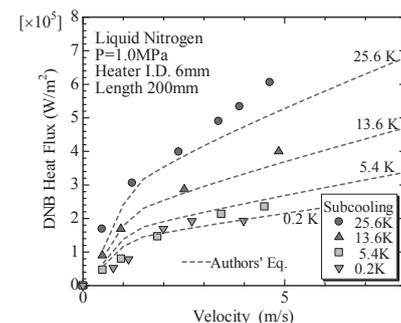


Fig.4. Comparison with the predicted values; $d=6$ mm.

液体水素冷却高温超電導線の過電流特性

Over current properties of HTC superconducting wire cooled by liquid hydrogen

樋川 恭輔, 白井 康之, 塩津 正博, 小林 啓人, 竹上 泰樹 (京大);

達本 衡輝 (原子力機構); 成尾 芳博, 小林 弘明, 稲谷 芳文 (JAXA); 木下 勝弘 (関西電力)

HIKAWA Kyosuke, SHIRAI Yasuyuki, SHIOTSU Masahiro, KOBAYASHI Hiroto, TAKEGAMI Taiki (Kyoto Univ.);

TATSUMOTO Hideki (JAEA); NARUO Yoshihiro, KOBAYASHI Hiroaki, INATANI Yoshifumi (JAXA); KINOSHITA Katsuhiko (KEPCO)

E-mail: hikawa@pe.energy.kyoto-u.ac.jp

1. はじめに

液体水素冷却超電導機器の設計において、高温超電導体の過電流特性を明らかにする必要がある。臨界電流 I_C を越える電流を流して $V-I$ 特性を測定すると、ジュール発熱で温度が変わるため、得られた特性は导体構造と冷却方法に固有の特性となる。本稿では、こうした要素に影響されない一般的特性の把握をめざし、過渡加熱法[1]によって MgB_2 線材の過電流特性を評価した。

2. 試験体

実験装置や試験方法の詳細は既に報告しているので省略する[2]。試験体は直径0.51mm、電流端子間距離121.6mm、電圧端子間距離98.4mmの MgB_2 線材を水平に支持した。試験体の概要をFig.1に示す。

3. 実験結果と考察

実験は700kPaの圧力下、 MgB_2 線材に指数関数的に上昇する発熱率 $Q = Q_0 \exp(t/\tau)$ を与え、上昇周期 τ を4msから700msまで変化させた。液温が21K, 24K, 27Kの下で、準定常熱伝達($\tau = 0.7s$)のときの試験体の抵抗率が $10^{-13}\Omega m$ に達した時の電流値を臨界電流とし、臨界電流と温度の関係から MgB_2 線材の臨界電流を以下のように温度の関数として表した。

$$I_C = 133\{1.0 - (T/39)^{1.9}\}^{2.01} \quad (1)$$

種々の液温での MgB_2 線材の $V-I$ 特性から、電気抵抗 $R(T, I)$ を大略次式で近似する。

$$R(T, I) = R_N(T)[1 - 1/\{1 - a + a(I/I_C(T))^m\}^{0.1}] \quad (2)$$

R_N はバリア材のNbとシースのCuの合成抵抗で予め温度の関数で表してある。ここで a, m を決定するために準定常熱伝達($\tau = 0.7s$)における熱伝達曲線と非沸騰熱伝達理論式を比較した。非沸騰熱伝達理論式の熱伝達係数は以下の式を用いた。

$$h = (h_c^3 + h_n^3)^{1/3} \quad (3)$$

ここで、 $h_c = (k\rho c_p/\tau)^{0.5}$, $h_n = 0.53(k/D)(GrPr)^{0.25}$ である。非沸騰熱伝達理論式が準定常熱伝達曲線と一致するように a, m を定めると次の式が得られる。

$$R(T, I) = R_N(T)[1 - 1/\{0.88 + 0.12(I/I_C(T))^{3.55}\}^{0.1}] \quad (4)$$

上式から各 τ における熱伝達曲線と非沸騰熱伝達理論式をFig.2に示す。縦軸は熱流束、横軸は試験体表面の飽和温度からの上昇分である。 τ が小さい場合においても、非沸騰域の熱伝達は理論式とよく一致している。

シースに流れる電流を I_N とすると(4)式より、 MgB_2 線材に流れる電流とシースに流れる電流の分流比は、

$$I_N/I(T) = 1.0 - 1.0/\{0.88 + 0.12(I/I_C(T))^{3.55}\}^{0.1} \quad (5)$$

と書ける。Fig.3に分流比と電流の関係を、温度をパラメータとして示す。電流が大きくなるにつれ分流比は大きくなり、また、一定電流のとき、温度が高いほど分流比が大きくなっていることが分かる。

Fig.4に MgB_2 線材の超電導部に流れる電流 I_s と超電導部の抵抗率 ρ_f の関係を、温度をパラメータとして示す。どの温度

においても、抵抗率は電流が小さいところで急激に増え、電流が大きくなるにつれ勾配が小さくなっている。また、温度に関わらず、電流が大きいく所では一定値に近づいている。

参考文献

- [1] M. Shiotsu, et.al., Advances in Cryogenic Engineering (Materials), Vol.44, Plenum Press, New York, 1998, p. 623-629.
- [2] 吉川ら: 2009年度秋季低温工学超電導学会予稿集 1D-a09

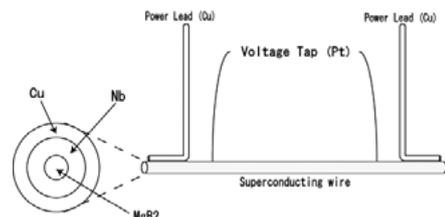


Fig.1. Schema of the wire

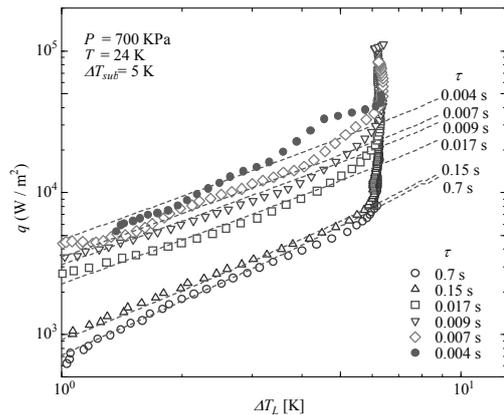


Fig.2. Experimental results of transient heat transfer test

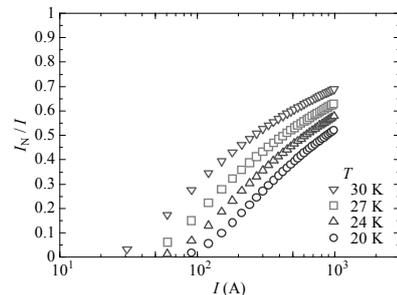


Fig.3. Current distribution ratio of the wire

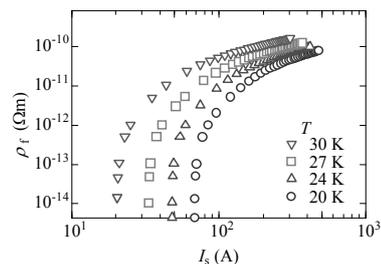


Fig.4. Resistivity of the MgB2 filament

微小重力中の He II 膜沸騰の気液界面における熱伝達の研究

Heat transfer mechanism across the liquid-vapor interface of He II during film boiling under microgravity

高田 卓(筑波大学);木村 誠宏(KEK);間宮 幹人(産総研);野澤 正和(秋田高専);岡村 崇弘(KEK);
村上 正秀(筑波大学)

TAKADA Suguru (Univ. of Tsukuba); KIMURA Nobuhiro (KEK); MAMIYA Mikito (AIST);

NOZAWA Masakazu (Akita National College of Tech.); OKAMURA Takahiro (KEK); MURAKAMI Masahide (Univ. of Tsukuba)

E-mail: takada@kz.tsukuba.ac.jp

1. はじめに

これまで、我々のグループでは、自由落下塔を用いた微小重力環境中の He II 膜沸騰の可視化実験を行ってきた[1]。この可視化結果から、微小重力中で形成される膜沸騰の蒸気膜が、先行研究[2]による臨界熱流束モデルから予想される蒸気膜よりも圧倒的に大きく、その様相を十分に捉えきれない事が分かった。そのため、これまでの実験装置では、実験槽の容積並びに可視化窓の口径を大きくする改造を施し、本研究の進展を図った。

本報は、改良クライオスタットを用いた微小重力環境中の He II 膜沸騰の実験結果について報告する。

2. 自由落下塔

産総研北海道センターに設置された開放型の自由落下塔を用いた。本装置は、2重カプセル方式であり、実験装置が搭載される内側のカプセルでは、 $1 \times 10^{-3} G$ 未満の質の高い微小重力場が 1.27 秒得られる。自由落下のシーケンスは電磁石で制御され、約 10 m の自由落下の後、長さ 3 m、平均 4 G 程度の制動距離を経てカプセルが制止する。カプセル内には、高さ 0.72 m、直径 0.82 m、重量 100 kg 以下の実験機器が搭載可能である。

3. 実験装置

実験槽内に細線マンガニンヒータ ($\phi 0.05 \times 38.4$ mm) を水平に設置して He II 中で沸騰を発生させた。マンガニンは常温から 4 K 程度まで電気抵抗の温度依存性を持っている。このためヒータとして用いることにより、それ自身の電気抵抗から沸騰発生時のヒータ温度の算出することが可能である。ヒータには自由落下開始の 1.9 秒前から加熱電流が印加されている。ヒータの加熱電源としてフィードバック制御による定電力電源を用いた。この結果、自由落下直後に生じる沸騰熱伝達率の急激な変化においても熱流束を $\pm 1\%$ 未満の範囲で一定になるよう制御している。

可視化用照明光源としてヒータ背面の大気側可視化窓に LED 光源を起き、テレセントリックレンズ(口径 21 x 21 mm, 1 pixel = 20.5 μm) を配した高速度カメラによってヒータ周りの沸騰を可視化している。また、実験槽内には落下開始前の He II の液頭圧による沸騰現象の影響を確認するため、液面の位置確認用として高さ方向の 3 箇所温度計を取り付けている。

4. 可視化用クライオスタットの改良

本実験では、大きく以下の 2 点についてクライオスタットの改造を行った。改造にあたって自由落下塔の制約からクライオスタット全体のサイズを大きくすることは出来ない為、以下のような方法をとった。

- ・ 実験槽を 2 槽から 1 槽に変更し、巻き上がり防止用パッフル板を設置 (Fig.1)
- ・ 可視化窓の口径を $\phi 10$ mm から $\phi 25$ mm に拡大

5. 実験

本年 2011 年 9 月に改良したクライオスタットを使用した第 1 回目の実験を行った。クライオスタットを含む実験装置は、3 日間 80 回の落下試験に耐え健常であった。

実験槽内の液体ヘリウムは一回の注液で、8 時間以上保持された。落下中の He II 温度の安定度も 0.01 K 以内であり、実験システムの健全性が確かめられた。

実験から得た微小重力中の可視化画像の一例を示す。Fig.2 にこのケースでは、 $\phi 13$ 程度の非常に大きな泡が複数個形成され、それらが合体分離を繰り返すような運動をしている事が分かった。

Fig.3 では、液頭圧が高く地上重力下では沸騰しないが、微小重力下では沸騰する場合と、液面が下がり地上で既に沸騰に移行した場合の 2 つの条件において、自由落下前後のヒータの温度変化をプロットした。どちらも、自由落下開始 (図中の 0 秒の点) 後、0.4 秒程度で同じ平衡状態に到達している様子が分かる。このことから、地上における液面の状態に依らず、本実験の結果が微小重力中の He II 膜沸騰の平衡状態について議論可能であることを確認した。

参考文献

1. N. KIMURA, S. TAKADA et al.: CSJ. Vol. 46 (2011) p. 238
2. T. GRADIT, et al.: Adv. Cryog. Eng. Vol. 36 (1986) p. 499

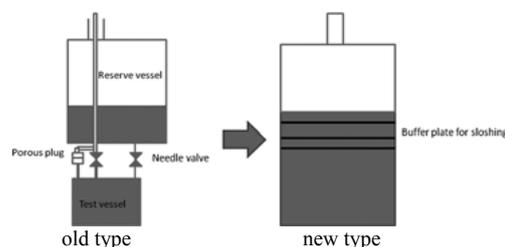


Fig.1 Schematic illustration of the modification of the cryostat

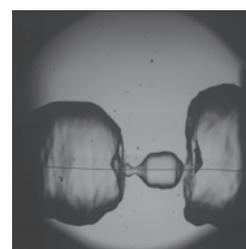


Fig.2 A typical picture of vapor film in the film boiling under $\mu\text{-g}$. $q_w = 1.26 \text{ W/cm}^2$, $T_b = 2.0 \text{ K}$, $T_h = 68 \text{ K}$

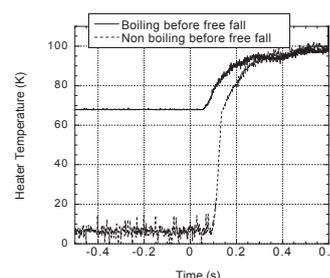


Fig.3 Time variation of heater temperature around free fall start for two different pressure head conditions. $q_w = 3.36 \text{ W/cm}^2$, $T_b = 2.0 \text{ K}$

炭素のナノコーティング硼素と Mg の展性を利用して作製した MgB₂ 線材の輸送臨界電流密度

Transport critical current density of MgB₂ wires prepared from carbon encapsulated boron nanopowder and coarse Mg powder

前田 穂, 中山 住威 (日大); Jung Ho Kim, Shi Xue Dou (Univ. Wollongong); Sangjun Oh (NFRI);
松本 明善, 熊倉 浩明 (NIMS); Yoon-Uk Heo (Pohang 理工大); Kyeong-Se Song, Yong-Mook Kang (KNU);
Matt Rindfleisch, Mike Tomsic (HyperTech); Seyong Choi (KBSI)

MAEDA Minoru, NAKAYAMA Yoshitake (Nihon Univ.); KIM Jung Ho, DOU Shi Xue (Univ. Wollongong); OH Sangjun (NFRI);
MATSUMOTO Akiyoshi, KUMAKURA Hiroaki (NIMS); HEO Yoon-Uk (POSTECH);
SONG Kyeong-Se, KANG Yong-Mook (KNU); RINDFLEISCH Matt, TOMSIC Mike (HyperTech); CHOI Seyong (KBSI)
E-mail: maeda@phys.cst.nihon-u.ac.jp

1. はじめに

二硼化マグネシウム(MgB₂)線材は、次世代の超伝導装置、例えば、液体ヘリウムを必要としない磁気共鳴画像(MRI)装置への応用に期待が持たれている。現在、高い臨界電流密度(J_c)を持つ線材の作製には、高価な非晶質の硼素粉末が必要不可欠であり、製造コスト低減への一つの課題となっている。そこで我々は、安価で製造できる結晶質の硼素を、炭素でコーティングした粉末と、比較的大きい Mg 粉末を使用することにより、高磁場下での J_c 増大を試みた。[1] 本稿では、炭素コーティング硼素粉末の組織と、この原材料を用いて作製した線材の J_c 特性について述べる。

2. 実験方法

高周波プラズマ法より、三塩化硼素(BCl₃)と水素(H₂)、メタン(CH₄)を用いて、炭素コーティング硼素粉末を作製した。また、炭素コーティングの効果を調べるため、炭素源であるメタンを用いずに、同様の方法より硼素粉末を作製した。この2種類の硼素粉末を、別々に、Mg 粉末と混合及びプレス成形し、内径 5.5 mm、外形 9.5 mm の鉄管に充填した。この鉄管を圧延溝ロールと丸ダイスを用いて、径 0.52 mm の線に加工した。この線から、長さ 35 mm の短尺線材を切り出し、それぞれ、650、700、800、900 度で、30 分の熱処理を加えた。走査型電子顕微鏡(SEM)とエネルギーフィルター透過型電子顕微鏡(EFTEM)より、硼素粉末の組織評価を行った。また、4.2 K で線材の臨界電流を測定し、 J_c をコア面積で算出した。

3. 結果と考察

高周波プラズマ法より、メタンを用いて作製した硼素粉末の EFTEM 像と、その硼素 K エッジ像及び炭素 K エッジ像を、それぞれ、図 1(a)、1(b)、1(c)に示す。比較的均一な厚さで、炭素がナノコーティングされており、その膜厚は、おおよそ 1-2 nm 程度となっている。この炭素コーティング硼素粉末の TEM 像と、そのフーリエ変換(FFT)パターンを、図 1(d)に示す。非晶質ではなく結晶質を有しており、その構造は β 菱面体晶(JCPDS: 31-0207)である。また、炭素コーティング硼素粉末と硼素粉末の SEM 像を、それぞれ、図 1(e)と 1(f)に示す。ナノサイズの粉末が得られており、平均粒径は、炭素コーティング硼素粉末が 41 nm、硼素粉末が 65 nm となっている。これらの粉末から作製した MgB₂ 線材における J_c の磁場依存性を図 2 に示す。炭素コーティング硼素粉末から作製した線材の J_c 値は、硼素粉末から作製した線材に比べ大きく改善され、4.2 K、10 T で、27000 Acm⁻² に到達している。この値は、アモルファス硼素粉末とシリコンカーバイドまたはリンゴ酸粉末から作製された線材の J_c 値と、ほぼ同じである。また、両方の線材の J_c は、熱処理温度が上昇すると、低下している。これは、MgB₂ 結晶粒の粗大化が原因であると考えられる。

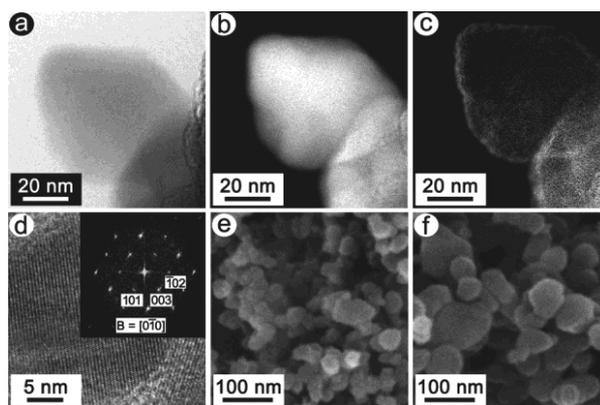


Fig.1 (a) Zero-loss EFTEM image of the carbon encapsulated boron nanopowder, with corresponding boron K map (b), and carbon K map (c). (d) High magnification TEM image of the carbon encapsulated boron nanopowder and its FFT pattern (inset). (e) SEM image of the plasma synthesized carbon encapsulated boron nanopowders. (f) SEM image of the bare boron powder. [1]

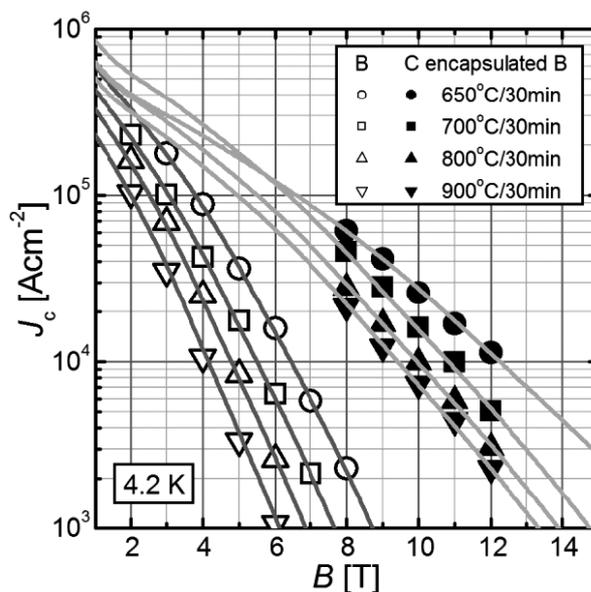


Fig.2 Field dependence of the transport critical current density at 4.2 K after heat-treatment at various temperatures. Lines were calculated by the percolation model. [1]

参考文献 [1] J. H. Kim *et al.*: Advanced Materials, 2011 (accepted and in press)

Ex-situ 法 MgB₂ バルクの臨界電流特性における原料 MgB₂ 粉末依存性

Relationship between starting MgB₂ powder and J_c of ex-situ MgB₂ bulks

田中 裕也 (東大); 山本 明保 (東大, JST さきがけ); 伊藤 明植, 下山 淳一, 荻野 拓, 岸尾 光二 (東大)

TANAKA Hiroya (The Univ. of Tokyo); YAMAMOTO Akiyasu (The Univ. of Tokyo, JST-PRESTO);

ITO Akiue, SHIMOYAMA Jun-ichi, OGINO Hiraku, KISHIO Kohji (The Univ. of Tokyo)

E-mail: tt106670@mail.ecc.u-tokyo.ac.jp

1. はじめに

金属系超伝導体で最高の T_c (~40 K) をもつ MgB₂ は、液体ヘリウムフリーの 15-20 K で運転可能な医療用 MRI などの機器への材料応用が期待されている。しかし現状の MgB₂ 多結晶材料の J_c は低いコネクティビティによって制限されていることが明らかになっている。MgB₂ 多結晶材料の作製方法の一つである ex-situ 法は、既製の MgB₂ を金属管に充填後、加工・熱処理を施す手法であり、高密度、均一組織などのメリットがあるが、弱い粒間結合が問題であった。

我々は、ex-situ 法 MgB₂ 多結晶体の結晶粒間の結合の強化を目的とした研究を行っており、高温で長時間熱処理を施すことで常圧下においても MgB₂ が自発的に焼結し粒間結合と J_c が改善すること[1]、Mg 融点以下の 600°C で合成した原料 MgB₂ 粉末を使用することで粒間結合がさらに改善し in-situ 法を上回る J_c が得られること[2]を報告してきた。本研究では ex-situ 法 MgB₂ 多結晶体の結晶粒間の結合をさらに強化することを目的として、組織の均一化と自己焼結の促進のために、ボールミルで粉砕した自製 MgB₂ 粉末を原料に用いて ex-situ 法 MgB₂ バルクを作製し、微細組織、超伝導特性とコネクティビティを評価した。

2. 実験方法

Mg と B の混合粉末を SUS316 管に封入し、石英管に真空封入後、900°C、2 h の熱処理によって生成した MgB₂ バルクを粉砕することにより自製 MgB₂ 粉末を得た。粉砕は乳鉢を用いた手粉砕、または WC メディアを用いた遊星式ボールミルにより行った。自製 MgB₂ 粉末を SUS316 管に充填し、一軸プレスによって両端を封じるとともにテープ状に成型後、石英管に真空封入し、900°C において 0~240 h 熱処理を行うことで ex-situ 法 MgB₂ バルク 体試料を得た。SQUID 磁束計を用いた磁化測定により超伝導特性を、粉末 X 線回折 (XRD) により構成相を、交流四端子法により常伝導状態の抵抗率とコネクティビティを評価し、SEM により微細組織観察を行った。

3. 結果と考察

粉末 XRD パターンの解析より、得られた ex-situ 法 MgB₂ バルク 体試料はほぼ単相の MgB₂ からなり、ボールミル粉砕による不純物の混入はみられなかった。

900°C、24 h の焼結処理を施したバルク 体試料の断面研磨面の二次電子像を Fig. 1 に示す。手粉砕による粉末を使用した試料(a)と比較してボールミル粉末を用いて作製した試料(b)は、粒径がより均一であり、かつ分布も一様であった。この試料の充填率は約 69% であり、手粉砕粉末を使用した試料の約 64% よりやや高いこともわかった。これらの高倍率像(c,d)を比較すると、ボールミル粉末使用試料(d)は手粉砕による粉末を使用した試料(c)と比較して結晶粒径が小さく、ボールミルによる MgB₂ 粉末の微細化の効果が現れたと考えている。

900°C で熱処理した ex-situ 法 MgB₂ バルク 体試料の 20 K における J_c とコネクティビティの熱処理時間依存性を Fig. 2 に示す。熱処理時間の増加とともにコネクティビティが向上する傾向がみられたが、特にボールミル粉末を用いて作製した試料のコネクティビティが高く、28% に達した。これは、Fig. 1(b) でみられた均一な組織が電流パスの増加に寄与したことを意味している。高いコネクティビティを反映して、ボールミル粉末使用試料は手粉砕による粉末を使用した試料よりも高い J_c を示し、48 h 熱処理試料で 4×10^5 A/cm² (20 K) 以上に達した。これは報告されている ex-situ 法線材の J_c (2×10^5 A/cm²) [3] と比較しても高く、焼結によるコネクティビティの改善と微細な粒径、つまり粒界の高密度化によるものと考えている。

1. 田中他, 2010 年度秋季低温工学・超伝導学会 1D-p01.
2. 田中他, 2011 年度春季低温工学・超伝導学会 1D-a04.
3. Malagoli et al., *J. Appl. Phys.* **104** (2008) 103908.

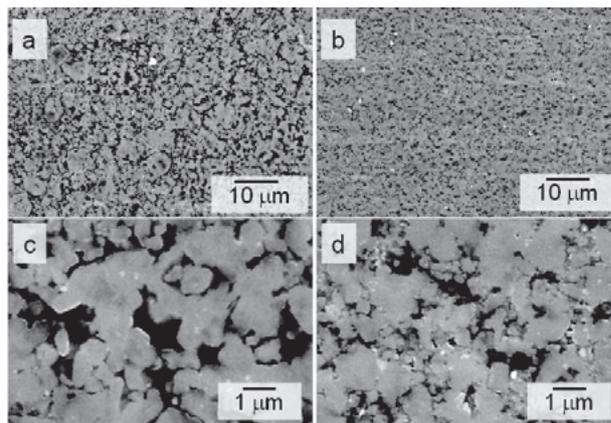


Fig. 1 Secondary electron images for polished surface of ex-situ MgB₂ bulks sintered at 900°C for 24 h; (a,c) the bulk synthesized from the hand-milled powder, (b,d) the bulk synthesized from the ball-milled powder. (c) and (d) show higher magnification images.

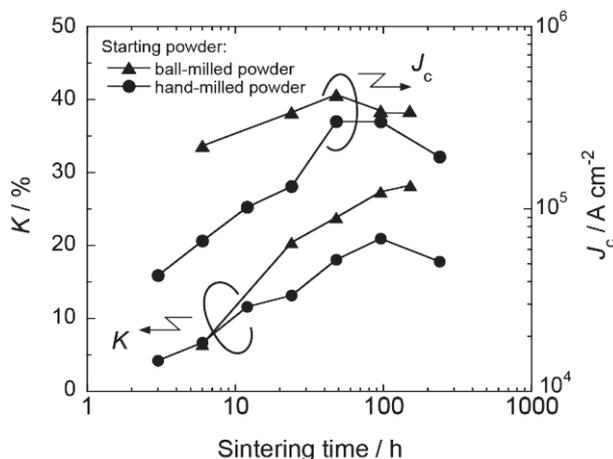


Fig. 2 Sintering time dependence of J_c (20 K, self-field) and connectivity for the ex-situ MgB₂ bulks sintered at 900°C.

MgB₄を介した MgB₂バルクの作製

Synthesis of MgB₂ bulks using MgB₄ precursor

伊藤 明植 (東大); 山本 明保 (東大, JST さきがけ); 田中 裕也, 下山 淳一, 萩野 拓, 岸尾 光二 (東大)
 ITO Akiue (Univ. of Tokyo); YAMAMOTO Akiyasu (Univ. of Tokyo, JST-PRESTO);
 TANAKA Hiroya, SHIMOYAMA Jun-ichi, OGINO Hiraku, KISHIO Kohji (Univ. of Tokyo)
 E-mail:tt116636@mail.ecc.u-tokyo.ac.jp

1. はじめに

MgB₂は金属系超伝導体最高の T_c (~40 K)を生かし、液体 He フリーの超伝導機器への応用が期待されている。MgB₂ 多結晶材料の作製には、Mg と B の混合粉末を原料とし熱処理時の反応により MgB₂を生成させる *in-situ* 法がよく用いられる。*in-situ* 法により作製した MgB₂ 多結晶体は、強い結晶粒間の結合に由来して比較的高い J_c が容易に実現する一方で、熱処理前に Mg が存在していた箇所原理的に空隙が残存する。このため充填密度が約 50%程度と低く、 J_c とコネクティビティの抑制につながっていることが報告されてきた[1]。

本研究では MgB₂ 多結晶体の高密度化を目的として、従来の *in-situ* 法(出発原料:Mg + 2B)と比較して仕込 Mg 量が少なく、高密度化が期待できる、MgB₄ を介した MgB₂ 多結晶バルク体の合成 (MgB₄ + Mg → 2MgB₂)を試みた。試料の構成相、微細組織と超伝導特性の評価、および従来の *in-situ* 法バルクとの比較を通じ、本方法で得られる MgB₂ バルクの特徴を調べた。

2. 実験方法

石英管に真空封入した市販 MgB₂ に対して 950°C, 24 h の熱処理を行い、以下の分解反応[2]により MgB₄ を得た。



得られた MgB₄ と Mg の混合粉末を SUS316 管に充填後、一軸プレスによって両端を封じテープ状に成型し、石英管に真空封入した。これを 600-950°C, 1-240 h の様々な条件で熱処理することにより MgB₂ バルクを作製した。粉末 X 線回折 (XRD) により構成相を、SQUID 磁束計を用いた磁化測定により超伝導特性を、交流四端子法による抵抗率測定からコネクティビティを評価し、FESEM により微細組織観察を行った。

3. 結果と考察

自製 MgB₄ の粉末 XRD パターンを Fig. 1(b) に示す。文献より求めたシミュレーションパターン (Fig. 1(a)) との比較から、微量の MgO 不純物を含むものの、ほぼ単相の MgB₄ が得られており、(1)式の反応が十分に進行したことがわかった。Fig. 1(c) は MgB₄ を介して作製した MgB₂ の粉末 XRD パターンである。ほぼ単相の MgB₂ が得られており、900°C において合成した場合、1 h 以上の熱処理により MgB₂ が主相として生成した。

Fig. 2 に Mg + 2B を出発原料とした *in-situ* 法 MgB₂ バルクと MgB₄ を介して作製した MgB₂ バルクの反射電子像を示す。Fig. 2(a) に示す Mg + 2B を出発原料としたバルクでは、黒いコントラストで表される数十 μm 程度の空隙が多く存在する一方で、MgB₄ を介して作製したバルクにおいては空隙の割合が大幅に減少している (Fig. 2(b))。試料の充填密度は Fig. 2(a) のバルクが約 50% であるのに対し、MgB₄ を介して作製したバルクでは約 67% であり、この方法が高密度化に有効であることがわかった。より緻密な組織を反映して、MgB₄ を介して作製したバルクは従来の *in-situ* 法 MgB₂ バルクと同等以上のコネクティビティと J_c を示し、900°C で 120 h 熱処理した試料は 14.9% のコネクティビティ、 $3.4 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$ (20 K, 自己磁場下) の J_c を示した。講演では、熱処理条件を系統的に変化させて作製した試料の微細組織と臨界電流特性の関係について詳細に議論する。

参考文献

1. A. Yamamoto, J. Shimoyama, K. Kishio and T. Matsushita, *Supercond. Sci. Technol.* **20** (2007) 658-666.
2. S. Brutti, A. Cicciooli, G. Balducci, G. Gigli, P. Manfrinetti and A. Palenzona, *Appl. Phys. Lett.* **80** (2002) 2892-2894.

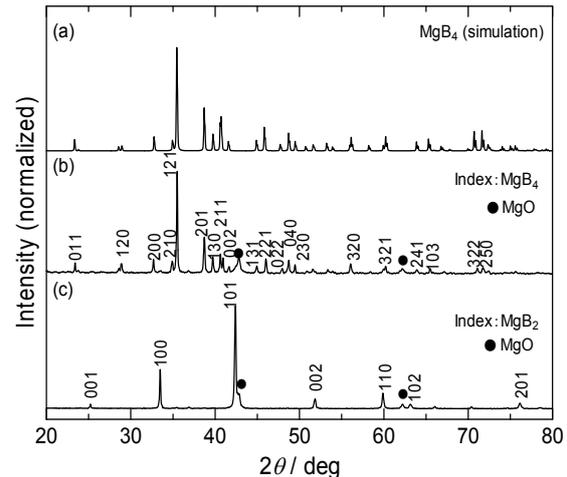


Fig. 1 A simulated XRD pattern of MgB₄ (a) and powder XRD patterns of home-made MgB₄ (b) and MgB₂ bulk synthesized from MgB₄ by heat-treatment at 900°C for 120 h (c).

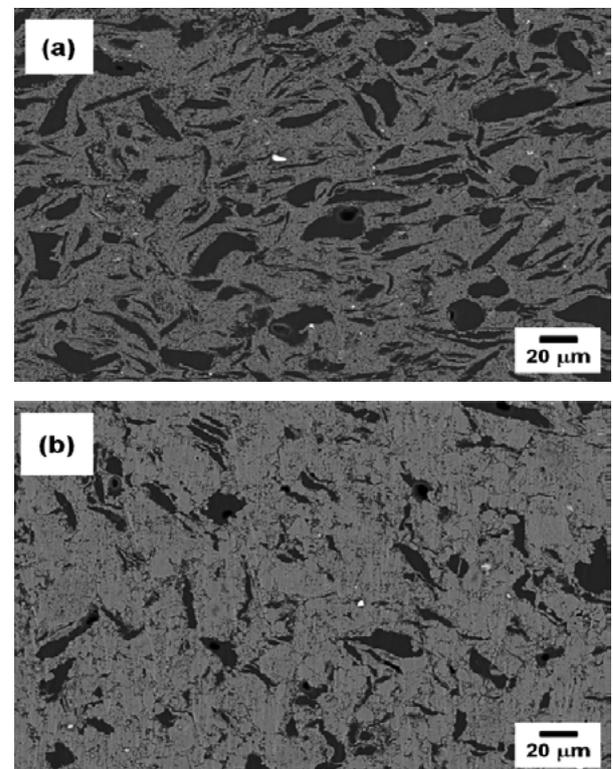


Fig. 2 Back scattered electron images for polished surface of the MgB₂ bulks. (a) *In-situ* MgB₂ bulk synthesized from Mg + 2B by heat-treatment at 850°C for 3 h, (b) MgB₂ bulk synthesized from MgB₄ by heat-treatment at 900°C for 120 h.

HPCVD 法薄膜を用いた MgB₂ 結晶粒界における伝導機構の評価Evaluation of grain-boundary current transport mechanism in HPCVD MgB₂ films

山本 明保 (東大, JST さきがけ); マリナ・ブッティ (イタリア学術会議 CNR-SPIN, ジェノバ大);
 アナトリー・ポリヤンスキー, 亀谷 文健, ドミトロ・アブライモフ, デビッド・ラバレスティエ (米国立強磁場研);
 アレクサンダー・ギュレビッチ (米オールド・ドミニオン大); チェンガン・チュアン, テン・タン, シャオシン・シ (米テンプル大)

YAMAMOTO Akiyasu (Univ. of Tokyo, JST-PRESTO); PUTTI Marina (CNR-SPIN, Genova Univ.);
 POLYANSKII Anatolii, KAMETANI Fumitake, ABRAIMOV Dmytro, LARBALESTIER David (NHMFL);
 GUREVICH Alexander (Old Dominion Univ.); ZHUANG Chenggang, TAN Teng, XI Xiaoxing (Temple Univ.)
 E-mail: yamamoto@appchem.t.u-tokyo.ac.jp

1. はじめに

金属系高温超伝導体 MgB₂ は, 低い異方性と長い超伝導コヒーレンス長に由来して結晶粒界における電流抑制の問題は無く, 多結晶においても輸送電流は容易に流れると考えられてきた。しかし, 近年の研究から MgB₂ 多結晶の輸送特性は単結晶等から予想される特性と比較して抑制されることが明らかとなっており, また, MgB₂ の特徴であるマルチバンド伝導が電流輸送特性に及ぼす影響はよく分かっていない。

本研究では *c* 軸が 19 度傾いたエピタキシャル MgB₂ 薄膜を作製し, その輸送臨界電流特性を評価した。この薄膜はチルト方向と垂直に発達した階段状のステップ構造を有し, ステップに対し平行に *ab* 面内を流れる J_L と, 垂直方向に *ab* 面内と *c* 軸粒界の両方を流れる J_T の 2 種の異方的電流を生じる。σ, π両バンドが伝導に寄与する J_L に対して, J_T はσバンドが擬 2 次元的であることに由来して主に 3 次元的なπバンドによって担われると考えられることから, これら 2 種の電流を温度, 磁場を変化させて測定することで, *c* 軸粒界, 及びマルチバンド効果が輸送特性に及ぼす影響を評価することを目指した。

2. 実験方法

HPCVD(Hybrid Physical-Chemical Vapor Deposition)法により MgO(111)基板上に *c* 軸配向エピタキシャル MgB₂ 薄膜 (Flat)を, MgO(211)基板上に *c* 軸が 19 度傾いたエピタキシャル MgB₂ 薄膜(Tilt)を作製した。試料サイズは 5 mm×5 mm×50 nm である。これらの薄膜に対して PPMS を用いて輸送電流特性の評価を, 試料振動型磁力計(VSM), SQUID 磁束計を用いて磁化の評価を, 磁気光学(MO)法により試料内の磁束密度分布及び J_c の評価を行った。

3. 結果と考察

磁場下冷却後の 2 種の MgB₂ 薄膜の磁気光学像を Fig. 1 に示す。Flat 薄膜(a)では捕捉された磁束は等方的に分布しているのに対し, Tilt 薄膜(b)ではいわゆるルーフトップパターンでみられる異方的な磁束分布が観察された。この結果はステップに沿って流れる J_L の J_c が J_T よりも高いことを示す。また, 温度の上昇にともない Tilt 薄膜におけるルーフトップの稜線は長くなり(Figs. 1(b),(c),(d)), 異方性が増大した。2 種の電流の J_c の比 J_{cl}/J_{ct} の温度依存性を Fig. 2(b)に示す。 J_{cl}/J_{ct} は温度の増加とともに大きくなる挙動がみられた。同様のチルト構造を持つ YBCO 薄膜では逆の温度依存性が報告されており(Fig. 2(a)), 逆位相境界に由来するピンニングが異方性の起源であり, 温度の増加とともにピンニングは弱まり, 異方性は $T-T_c$ で 1 に近づく^[1]。これらは MgB₂ の Tilt 薄膜においてステップに由来するピンニング以外の要因, すなわちマルチバンドや粒界構造などが J_c の異方性に影響を及ぼしていることを示唆する。講演では膜厚の異なる薄膜の磁気光学測定の結果についても報告する予定である。

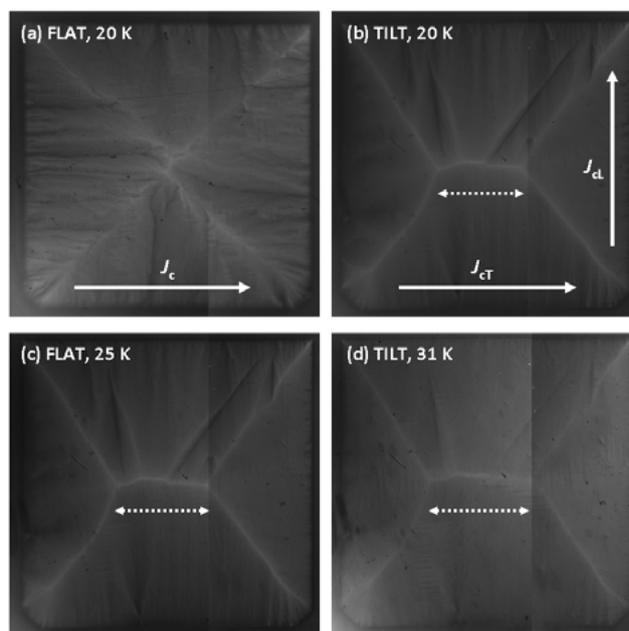


Fig. 1. Magneto-optical images of flux behavior in the 50 nm thick MgB₂ epitaxial films. (a) Trapped flux image for the flat film at 20 K after field-cooling to 6 K under 1200 Oe. (b),(c),(d) Trapped flux images for the tilt film at 20 K(a), 25 K(b) and 31 K(c) after field-cooling to 6 K under 1200 Oe. Solid arrows in (a) and (b) show the direction of currents. Dotted arrows in (b), (c) and (d) show the ridge length of the "roof-top".

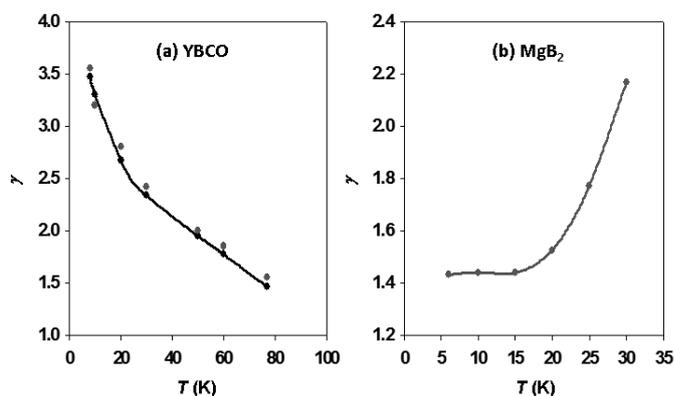


Fig. 2. Temperature dependence of the J_c anisotropy (J_{cl}/J_{ct}) in (a) the 200 nm thick, 10 degree tilted YBCO film [1] and (b) the 50 nm thick, 19 degree tilted MgB₂ film.

参考文献

- [1] A. Polyanskii, R. L. S. Emergo, J. Z. Wu, T. Aytug, D. K. Christen, G. K. Perkins and D. Larbalestier, *Phys. Rev. B* **72**, 174509 (2005).

カプセル法により作製した大型 MgB₂ バルクの捕捉磁場と臨界電流密度

Trapped field and critical current density of large MgB₂ bulk fabricated by a capsule method

佐々木 智久, 内藤 智之, 藤代 博之(岩手大)

SASAKI Tomohisa, NAITO Tomoyuki, FUJISHIRO Hiroyuki (Iwate Univ.);

E-mail: secret7maro@yahoo.co.jp

1. はじめに

RE-Ba-Cu-O 系 (RE:希土類元素)超電導バルク磁石は高い捕捉磁場を実現しているが、粒界における弱結合の問題があり結晶配向させた擬似結晶バルクを用いる必要がある。また結晶成長の制御が困難で、品質のばらつきやバルク内の磁束ピン止め分布の不均一性など克服すべき課題が多い。MgB₂は超電導転移温度 T_c が約 39K と RE-Ba-Cu-O に比べると低いが、弱結合の問題がないため多結晶でバルク磁石が作製可能であり、1~2T 程度の捕捉磁場が実現されている[1]。

前回の学会で、市販のステンレス製フランジと銅製ガスケットを用いた比較的簡便なカプセル法で作製した直径 20mm φ と 30mm φ の MgB₂ バルクの捕捉磁場特性を報告した[1]。今回は、MgB₂ バルクの捕捉磁場と臨界電流密度の相関について報告する。

2. 実験方法

MgB₂ バルク前駆体は、モル比 Mg:B=1.1:2 の混合粉をペレットに成型したものをを用いた。前駆体をフランジに加工した穴に装填し、銅製ガスケットとの反応及び、前駆体の膨張を防ぐためにステンレス板で覆った後、銅製ガスケットともう一枚のフランジで密封しカプセルとした。前駆体装填からカプセル密封までの工程は Ar ガスで満たしたグローブボックス中で行った。カプセルを 800°C で 6 時間あるいは 600°C で 48 時間熱処理し MgB₂ バルクを作製した。

伝導冷却型超電導マグネットを用いて 5T の磁場中で MgB₂ バルクを冷却して磁場を捕捉させ、バルク表面の中心にセットした極低温用ホール素子で捕捉磁場の温度依存性を測定した。電気抵抗率は直流四端子法で測定した。臨界電流密度 J_c は磁気ヒステリシス曲線から拡張型ビーンモデルを用いて算出した。

3. 実験結果

Fig.1 にカプセル法で作製した MgB₂ バルクの捕捉磁場の温度依存性を示す。直径 38mm φ (800°C で 6 時間焼結) バルクでは 15.5K で約 1.8T を捕捉した。また熱処理条件を変えた 2 つの直径 30mm φ バルク(800°C で 6 時間焼結と 600°C で 48 時間焼結)では捕捉磁場の大きさに違いは見られなかった。Fig.1 挿入図に 800°C で 6 時間焼結したバルクの約 18K における捕捉磁場とバルク直径の関係を示す。ビーンモデルによると J_c が同じ場合、捕捉磁場はバルク直径に比例する。しかし、Fig.1 挿入図からはそのような関係は見られない。この結果は、作製したバルクの J_c が、バルク直径が大きくなるに従って低下

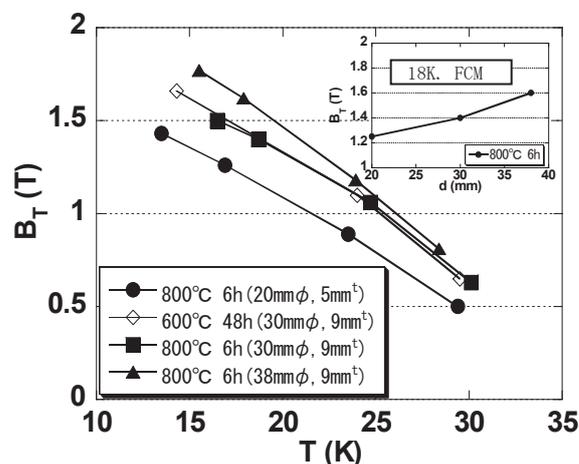


Fig.1 Temperature dependence of trapped field for MgB₂ bulks fabricated by a capsule method with 20, 30 and 38mm φ × 5 and 9mm², heat-treated 800 for 6h and 600°C for 48h. Insert shows diameter dependence of trapped field for MgB₂ bulk at 18K, which were heat-treated 800°C for 6h.

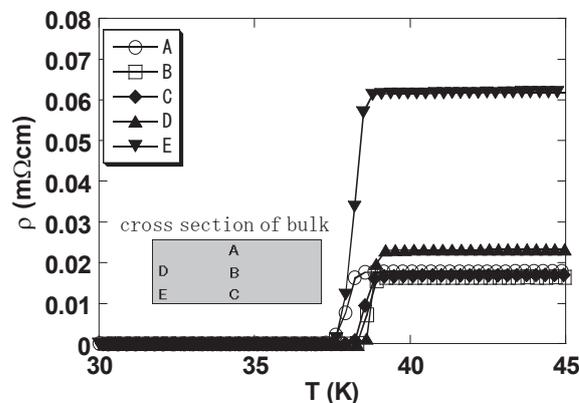


Fig.2 Resistivity of small samples cut from MgB₂ bulk with 30mm φ × 9mm², heat-treated 600°C for 48h.

することを示唆している。Fig.2 に MgB₂ バルクの各部位における電気抵抗率を示す。バルク部位の違いで T_c が約 1K 異なり、電気抵抗率の値も異なった。この結果からバルクの J_c 分布が不均一であることも考えられる。

現在はバルクから切り出した小片試料を用いて J_c 測定を行いその関係を検討している。講演では、得られた J_c 分布と捕捉磁場特性の相関について議論する予定である。

参考文献

- [1] T. Naito *et al.*: Abstracts of CSJ Conference, Vol.84 (2011) p.140

CuNi シース MgB₂ 線材を用いた液体水素用超電導式液面計の動作試験

Operation tests of superconducting level sensor for liquid hydrogen with CuNi-sheathed MgB₂ wire

渡辺 和樹, 井上 拓郎, 柁川 一弘(九大); 小林 弘明, 田口 秀之(JAXA); 和久田 毅, 田中 和英(日立)
 WATANABE Kazuki, INOUE Takuro, KAJIKAWA Kazuhiro (Kyushu University);
 KOBAYASHI Hiroaki, TAGUCHI Hideyuki (JAXA); WAKUDA Tsuyoshi, TANAKA Kazuhide (Hitachi)
 E-mail: kwatanabe@sc.kyushu-u.ac.jp

1. はじめに

現在、容器内の液体水素残量を計測するために、MgB₂ 線材を用いた超電導式液面計が候補の一つとして考えられている。超電導式液面計は超電導線を液面に対し垂直に配置するものである[1]。超電導線に適度な電流を通電すると、ガス中では常電導状態、液中では超電導状態となり、両端電圧を測定することによって液位を計測できる。我々のグループはこれまでに、CuNi シース MgB₂ 線材を用いて超電導式液面計を試作し、液体水素中で正常動作することを確認した[2]。また、実用化に向けた課題である省電力化に関して、数値解析と熱的安定性理論により MgB₂ 線材の細線化と臨界温度の低減が有効であることを明らかにした[2]。更に、CuNi シース MgB₂ 線材における常電導部の自動生成現象の物理的機構を解明し、ヒータ入力が不要で簡便な超電導式液面計が実現できることも分かった[3]。そこで本研究では、実用化に近い形の超電導式液面計を、CuNi シース MgB₂ 線材を用いて試作し、液体ヘリウムによる予備試験と、液体水素による本試験を実施した結果について報告する。

2. 液体ヘリウムによる予備試験

MgB₂ 線材を用いて、超電導式液面計を試作した。試料線材は、In-situ PIT 法で作製した、臨界温度約 30 K、線径 0.0925 mm の CuNi シース MgB₂ 線材である。また、センサの有効長は 260 mm である。センサの上部にヒータは取り付けしていない。まず、試作した液面計の健全性を確認するために、液体ヘリウムを用いて予備試験を行った。試験は一定電流を通電した状態で、液体ヘリウム充填による液位上昇時と自然蒸発による液位下降時に分けて行った。液位は NbTi 線を用いた市販の液体ヘリウム用液面計を併設して測定した。250 mA 通電した際の試験結果を Fig.1 に示す。横軸が市販の液面計より換算したガス中にある MgB₂ 線のセンサ長、縦軸が試作液面計の出力電圧である。Fig.1 から分かるように試作液面計の上端約 30 mm 程度が反応していないが、それ以外の部分では液位と 1 対 1 で対応した出力を得ることができた。また、液位上昇時、下降時を含めて再現性は良好であった。

3. 液体水素による本試験

試作液面計を用いて、液体水素中で動作模擬試験を行った。試験は一定電流を通電した状態で、液体水素を充填した液位上昇時と加圧して液体水素を排出した液位下降時に分けて行った。液位はセンサ長 300 mm の静電容量式液面計と離散的に配置した 2 つの PtCo センサを用いて測定した。150 mA 通電した際の液位上昇時の試験結果を Fig.2 に示す。横軸が液位、縦軸が試作液面計の出力電圧である。Fig.2 から分かるように試作液面計の上端約 20 mm 程度が反応していないが、それ以外の部分では液位と 1 対 1 で対応した出力を得ることができた。また、再現性も良好であった。

謝辞

本研究は、新エネルギー・産業技術総合開発機構(NEDO)の平成 20 年度産業技術研究助成事業(課題番号

号:08B38006a)の一環として実施したものである。

参考文献

1. 低温工学協会: 超伝導・低温工学ハンドブック (1993) p.138
2. K. Tomachi, et al.: TEION KOGAKU, Vol. 44 (2009) pp.366 - 372
3. K. Kajikawa, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 81 (2009) p.218

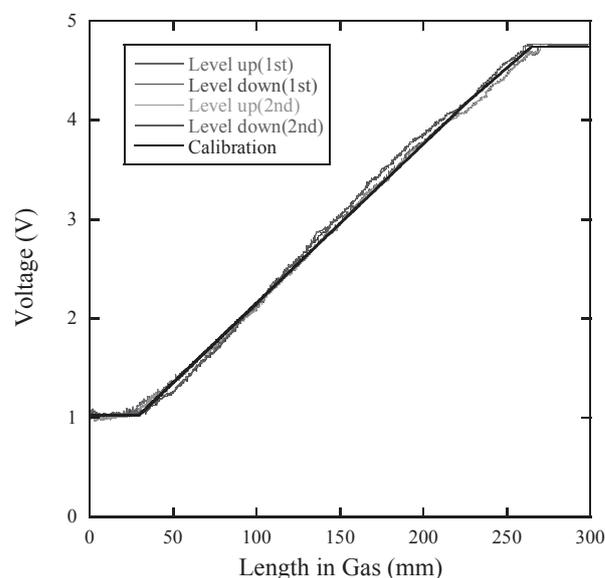


Fig.1 Experimental results in LHe

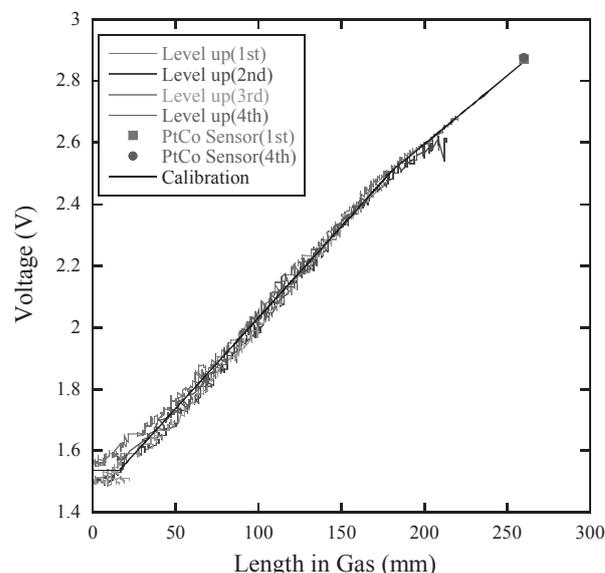


Fig.2 Experimental results in LH₂