

# コルゲート管内における液体窒素気液二相圧力損失

## Pressure drop of vapor-liquid nitrogen flow in a corrugated pipe

太田 純平, 大平 勝秀, 宮田 一司, 高橋 幸一 (東北大 流体研);  
 小林 弘明, 田口 秀之 (宇宙航空研究開発機構); 青木 五男 (ジェック東理社)  
 OTA Jumpei, OHIRA Katsuhide, MIYATA Kazushi, TAKAHASHI Koichi (IFS, Tohoku Univ.);  
 KOBAYASHI Hiroaki, TAGUCHI Hideyuki (JAXA); AOKI Itsuo (JECC TORISHA)  
 E-mail: johta@luna.ifs.tohoku.ac.jp

### 1. 緒言

宇宙航空研究開発機構 (JAXA) が開発を進めている巡航速度マッハ 5 の極超音速旅客機は、エンジン内に液体水素を冷媒とする熱交換器を搭載し、1000 K 以上の流入空気を冷却する[1]。熱交換器内で液体水素は容易に沸騰し、流動の不安定な気液二相流となるが、極低温流体の気液二相流動・伝熱に関する研究は十分でない[2]。コルゲート管は極低音時の配管収縮の吸収に用いられるが、極低温流体および気液二相流の流動特性に関する研究は少ない。本研究では、コルゲート管内を流動する液体窒素気液二相流の圧力損失に関する実験結果を報告する。

### 2. 実験装置

実験装置は、ランタンク、予熱部、供試体であるコルゲート管、可視化部、キャッチタンクからなる。予熱部で気液二相流のクオリティを制御し、コルゲート管において圧力損失を計測した。可視化部では、高速度カメラによる流動様相の観察および静電容量変化によるボイド率測定を行った。実験条件を表 1 に、使用したコルゲート管の詳細を図 1 に示す。

### 3. 結果と展望

図 2 に非加熱条件における液単相流の管摩擦係数とレイノルズ数の関係を示す。実験結果は Daniels の実験曲線[3]と良く一致 ( $\pm 20\%$  程度) するが、管摩擦係数はレイノルズ数の累乗に比例する傾向が見られた。図 3 に、加熱後の気液二相条件における結果の一例として、予熱部熱流束  $10 \text{ kW/m}^2$ 、ランタンク圧力  $0.11 \text{ MPa}$  の場合の各流動における流速、圧力損失、流動様相を示す。圧力損失について、McAdams の均質流モデルは実験値と比べて  $0\sim 30\%$  低く、Chisholm の分離流モデルは  $0\sim 30\%$  程度高い値を示した[4][5]。今後は形状の異なるコルゲート管を用いて実験を行い、管形状が及ぼす影響について考察を行う。

#### 参考文献

- [1] H. Kobayashi et al., "Development of a Hypersonic Turbojet Engine Controller Designed for a Flight Experiment", JAXA-RR-08-012 (2009).
- [2] K. Ohira et al., "Heat transfer characteristics of boiling nitrogen flow in a horizontal square pipe", Abstracts of CSSJ Conference, Vol. 89(2014), p. 187.
- [3] C.M. Daniels et al., "Determining pressure drop in FLEXIBLE METAL HOSE", MACHINE DESIGN, Nov.25 (1965), p. 187-188.
- [4] W.H. McAdams et al., "Vaporization inside horizontal tubes II-benzene-oil mixtures", Trans. ASME, Vol. 64(1942), p. 193-200.
- [5] D. Chisholm et al., "A theoretical basis for the Lockhart-Martinelli correlation for two-phase flow", Heat and Mass Transfer, vol. 10 (1967), p. 1767-1778.

Table 1 Test conditions.

Parameter	Unheated	Heated
Heat flux [ $\text{kW/m}^2$ ]	–	10, 20
Run tank pressure [MPa]	0.11 – 0.20	0.11 – 0.14
Vapor quality [-]	–	-0.015 – 0.088
Mass flux [ $\text{kg/m}^2 \cdot \text{s}$ ]	563 – 3017	337 – 1760
Mean velocity [m/s]	0.70 – 3.82	0.42 – 2.21

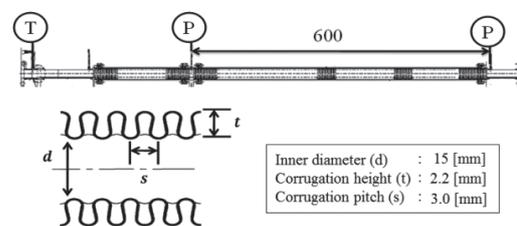


Fig. 1 Details of the corrugated pipe.

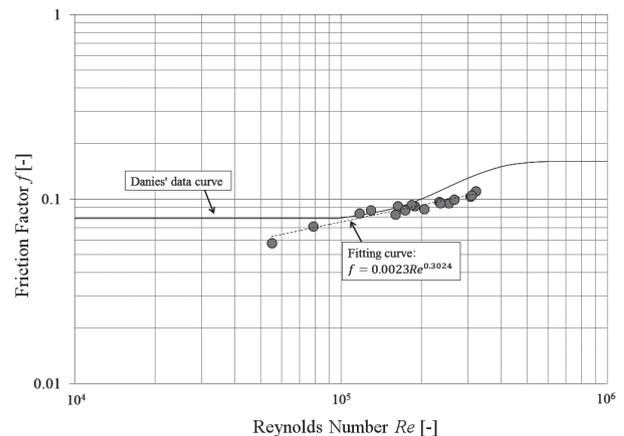


Fig. 2 Friction factor vs. Reynolds number in unheated liquid flows.

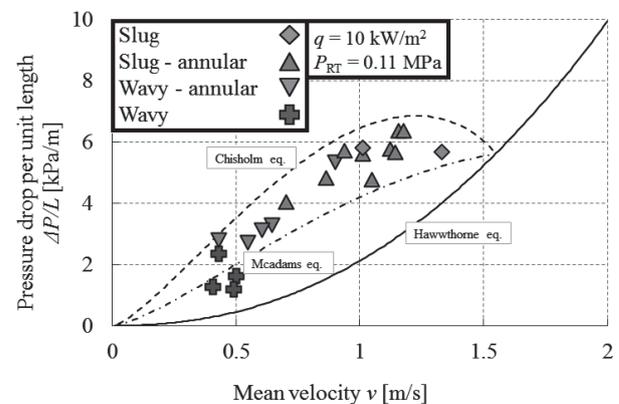


Fig. 3 Comparison of experimental data with predicted values for two-phase pressure drop per unit length.

# 水平三角形管内を流動するスラッシュ窒素の圧力損失特性

## Pressure Drop Characteristics of Slush Nitrogen in Horizontal Triangular Pipes

黒瀬 築, 奥山 惇, 齋藤 悠太郎, 高橋 幸一, 大平 勝秀(東北大 流体研); 青木 五男(ジェック東理社)

KUROSE Kizuku, OKUYAMA Jun, SAITO Yutaro, TAKAHASHI Koichi,

OHIRA Katsuhide (Institute of Fluid Science, Tohoku Univ.); AOKI Itsuo (JECC TORISHA)

E-mail: kurose@luna.ifs.tohoku.ac.jp

### 1. 緒論

水素エネルギーの有効利用を目的として、極低温スラッシュ流体(液体中に同成分の固体粒子が混在する極低温流体)の研究を行っている。スラッシュ流体は、液単相と比較して、固体粒子の存在による高密度化、融解熱によるボイルオフ抑制などのメリットがある。

本研究室では、スラッシュ水素を利用した高効率水素エネルギーシステム[1, 2]を提案している。本研究は、このシステムの実用化に向けて、正三角形流路を流れるスラッシュ窒素の流動特性の把握を行った。三角形管は断面積が等しい円管と比較して、伝熱面積が大きく、集積性が高いという特徴がある。本発表では、水平三角形管内を流動するスラッシュ窒素の圧力損失特性について報告する。

### 2. 実験装置および実験条件

装置は主に、スラッシュ窒素を製造するランタンク、データを計測するテストセクション、流動後の流体を貯蔵するキャッチタンクから成る。流速と固相率は、ランタンク内の静電容量型液位計および静電容量型密度計によりそれぞれ計測した。

Fig. 1 にテストセクションの詳細を示す。テストセクションは、無酸素銅製(肉厚 1.2 mm)で、流路断面は一辺 20 mm の正三角形であり、3 種類の姿勢でそれぞれ実験を行った。圧力取出し口を 550 mm 間隔で設置し、この区間の圧力損失を測定した。また、装置は真空断熱を施している。

実験条件は、平均流速 0.3-4.2 m/s、質量固相率 7-20 wt.%である。

### 3. 実験結果および考察

Fig. 2 に平均流速に対する単位長さ当たりの圧力損失を、各タイプをパラメータとして示す。図中、実線はサブクール液体窒素の実験結果から得られた最小二乗近似値であり、点線はブラジウスの式による計算値である。

Fig. 2 より、Type-A では平均流速が約 1.8 m/s 以上、Type-B, Type-C では約 1.6 m/s 以上で、スラッシュ窒素の圧力損失がサブクール液体窒素よりも小さくなる圧力損失低減が発生していることが分かる。

また、液体窒素(63.15K)の粘性係数  $\mu_l$  と 2 種類の固液二相流のみかけの粘性係数  $\mu_{sl}$  を用いて、結果を整理した。

Fig. 3 に、Type-A での、粘性係数に液単相の値を用いたスラッシュレイノルズ数と管摩擦係数の関係を示す。スラッシュレイノルズ数と管摩擦係数はそれぞれ以下の式(1)、式(2)から算出した。

$$Re = \frac{\rho_{sl} U_m D}{\mu_{sl}} \quad (1)$$

$$\Delta P = \lambda \cdot \frac{\rho_{sl} U_m^2}{2} \cdot \frac{L}{D} \quad (2)$$

ここで、 $\rho_{sl}$  はスラッシュ窒素の密度、 $D$  は水力直径、 $L$  は管長である。

Fig. 3 より、固相率に関わらず、実験値を(3)式で、標準偏差 6.3%以内で結果を整理できた。

$$\lambda = \frac{5.131}{\sqrt{Re_{sl}}} \quad (3)$$

Type-A では、粘性係数に液単相の値を用いたとき最もよく実験値を整理できた。この結果は、内径 15 mm の円管において、実験値を最も良く整理した見かけの粘性係数 [1]とは異なる。これは円管と三角形管の断面形状の違いに起因して圧力損失特性に違いが現れたと考えられる。

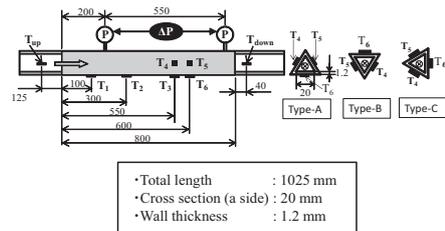


Fig. 1 Details of the test section.

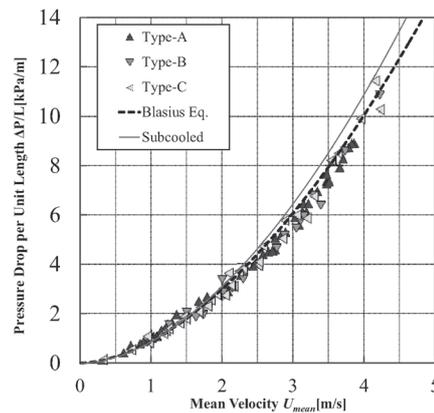


Fig. 2 Pressure drop vs. mean velocity of slush N<sub>2</sub>.

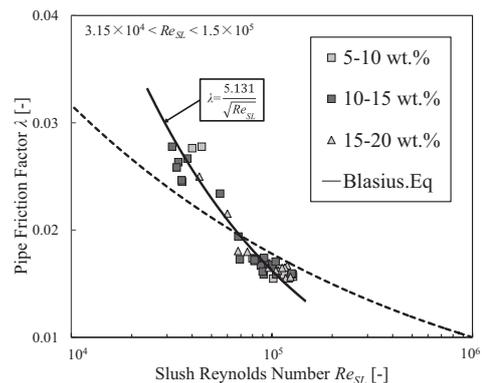


Fig. 3 Slush Reynolds number vs. friction factor of slush N<sub>2</sub> in Type-A.

### 参考文献

1. K. Ohira : Cryogenics Vol. 51 (2011), pp. 389-396.
2. K. Ohira : "Chapter 5. Slush Hydrogen Production, Storage and Transportation" in "Handbook of Hydrogen Energy Vol.2", Woodhead Publishing (2014). (to be published)

## 気泡収縮過程の可視化から求めた微小重力中の He II-vapor 界面の熱輸送

Study of Heat transport across He II-vapor interface  
based on the visualization results of bubble shrinking under microgravity condition

高田 卓(核融合研); 木村 誠宏(高エネ研); 村上 正秀(筑波大); 岡村 崇弘(高エネ研)

TAKADA Suguru (NIFS); KIMURA Nobuhiro (KEK);  
MURAKAMI Masahide (U. Tsukuba); OKAMURA Takahiro (KEK);  
E-mail: takada.suguru@LHD.nifs.ac.jp

## 1. 研究背景

超流動ヘリウム (He II) を微小重力空間で使用する際を考慮するうえで、気液界面を横切る熱輸送能力についての研究は重要である。これまで、我々のグループでは、落下塔を使用した微小重力環境を利用して、He II 中にヒータ加熱による単気泡を生成する実験を行いその気泡成長を観察してきた<sup>1)</sup>。本報告では、こうした実験の中で行った微小重力下でヒータによる加熱を中断し、気泡収縮に転じる過程を観察した実験結果を取り上げ考察する。

## 2. 実験方法

微小重力下において、小型の窓付き超流動クライオスタット<sup>1)</sup>内に水平に設置した直径 50 $\mu$ m 長さ 2 mm 程度の極小マンガニン細線ヒータを水平に設置し、通電することで沸騰を引き起こし球状の単気泡を作った後、通電を停止し、気泡が収縮消滅に至るまでの様子をハイスピードカメラで撮影した。照明は LED 光源による拡散光ではあるがテレセントリックレンズを使用している為、平行光で撮像するシャドウグラフ法のように密度に高い感度を持つ撮影が可能になっている。

微小重力環境については、産業技術総合研究所北海道センターの微小重力落下塔を使用した。微小重力環境 1mG 程度を実現できる時間は 約 1.4 秒間である。落下開始 0.1 秒後から定電流モードで通電を開始し、0.4 秒間通電後に停止した。

気泡体積の算出方法は、まず撮影された画像で気泡投影面積を測定し、投影面が理想的な球形であると仮定して直径を算出、その直径を使って完全な球を仮定して気泡体積を求めている。

## 3. 実験結果と考察

代表的な気泡の収縮の推移を Fig.1(a)-(c)に示す。イメージは約 20 x 20 mm の領域を撮影している。気泡はおおよそ球形を保ちながら収縮していき、どちらかに数 mm 程度流れて消滅に至る。こうした消滅の様子は、地上重力においては、気泡が小さく、気泡消滅までのスピードも速いために実現しない。微小重力環境を使った本実験で初めて可能になったものである。

この収縮から消滅までの気泡サイズの時間変化をグラフにすると Fig.2 のようになる。Fig.2 は、気泡消滅の瞬間を 0 秒として、気泡消滅までの時間と気泡体積プロットしたものである。こういった気泡成長を経験したかに関わらず収縮過程においては、各ケース共に気泡径と時間の関係は非常に近い値を取る。

こうして求めた気泡サイズの時間変化を微分して算出された体積変化がすべて凝縮の結果であるとの仮定を元に、計算された気液界面から運ばれた熱流束が Fig.3 のようになった。ここで、実験値に比較して示した曲線は気体分子運動論の議論を元にした気液界面を貫く非定常熱輸送方程式に近似を施した下記の式を使用した。

$$q_i = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left( -2\sqrt{\pi} \left( \frac{1-0.4\beta}{\beta} \right) j + \left( \frac{4\sigma}{D} \right) \sqrt{2RT_i} \right) \quad (1)$$

$\beta$  は expansion rate  $j$  は mass flux,  $\sigma$  は表面張力  $D$  は気泡直径,  $R$  はヘリウムの気体定数,  $T_i$  は気液界面の温度を示す。こうした計算結果と測定データを元にした潜熱輸送の計算結果 (Fig.3 測定点) が非常に近い値を示す。式 (1) による計算結果との差異は気泡径が小さくなるほど小さくなる。気泡径の大きなときに見られる比較的大きな差異は、気泡内部の温度が飽和蒸気圧温度よりも高いために計算に使われた密度が実際よりも小さいこと、気泡収縮がガスの熱収縮によっても起こることの 2 つの要因によるものと考えられる。

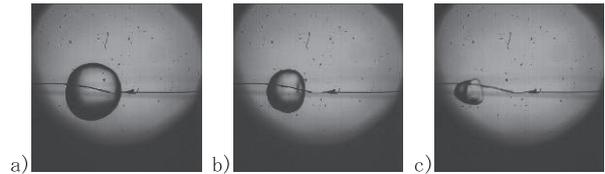


Fig.1 A typical series of pictures of single bubble shrinking in He II under microgravity at 1.9 K (a) 0.104 s (b) 0.208 s (c) 0.312 s after the heater turning off

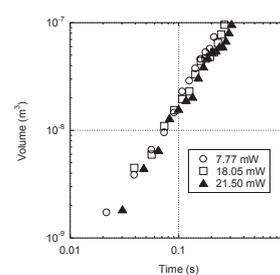


Fig.2 Time variation of bubble volume at 1.9 K

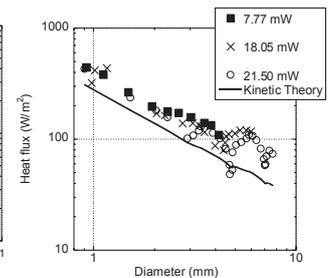


Fig.3 Estimation of heat flux at He II-vapor interface at 1.9 K

## 4. まとめ

微小重力下で実験を行うことで観測が可能になった He II 中の気泡収縮の可視化データを用いて、気泡体積の凝縮による収縮速度を測定し、He II-vapor 界面の熱輸送を算出した。この結果、この気液界面を貫く熱流束が He II 中であっても古典理論である気体分子運動論で解説される気液界面の熱輸送こそが支配的であることが見いだされた。

## 参考文献

1. S. Takada, N. Kimura, et al, Adv. in Cryo. Eng. vol.59A (2014)p.292-299

# 水素流路中心の垂直発熱線における DNB 熱流束

## DNB Heat Flux on a Vertical Wire in Liquid Hydrogen Flowing in Annulus

塩津 正博, 白井 康之, 堀江 裕輝, 米田 和也, 松澤 崇之(京大); 達本 衡輝(原子力機構); 畑 幸一(京大)  
小林 弘明, 成尾 芳博, 稲谷 芳文(JAXA)

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

### 1. はじめに

狭いギャップの流路内における沸騰熱伝達とDNB熱流束の理解は、液体水素冷却超電導機器のクエンチ時の安全解析や設計に重要である。本報では、直径 8 mm の液体水素流路中心に支持した 1.2 mm 径 PtCo 発熱体における DNB 熱流束をサブクール度や流速を変えて測定して各パラメータの影響を明らかにし、等価直径の類似な円管発熱体の結果との比較検討を行った。

### 2. 試験発熱体

実験装置や実験方法の詳細は既に報告した[1] ので省略する。試験発熱体は、直径  $D_2 = 1.2$  mm, 長さ 120 mm の PtCo (0.5 wt. %) 合金線で、Fig.1 に示すように FRP ブロックを貫通する内径  $D_1 = 8.0$  mm の流路中心に支持されている。このブロックを試験槽内トランスファーチューブ端に垂直に支持し発熱体を直流電流加熱した。電気抵抗変化から発熱体平均温度を測定した。

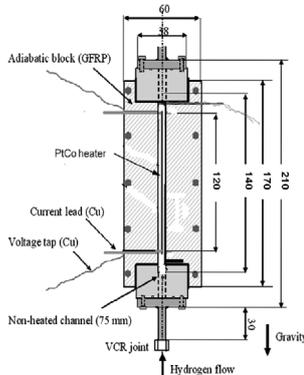


Fig.1 Test heater block.

### 3. 実験結果と考察

実験は圧力 0.4, 0.7, 1.1 MPa, サブクール度 0 から 8 K, 流速を 0.3 m/s から 10 m/s まで変えて行った。発熱率を指数関数状 ( $Q = Q_0 e^{T/\tau}$ ) に  $\tau = 10.0$  s でゆっくり連続的に上昇させ核沸騰領域から離脱する点の熱流束(DNB 熱流束)を求めた。Fig. 2 は代表的 熱伝達経過をしめす。縦軸は熱流束  $q$ , 横軸は発熱体表面温度の入り口液温からの上昇分  $\Delta T_L$  である。AB は非沸騰域 BC は核沸騰域、C は DNB 点で以後急激に温度上昇して膜沸騰にいたる。非沸騰域の熱伝達は流速が大きいほど良く、水力的等価直径  $D_w (= D_1 - D_2)$  を代表長さとした Dittus Boelter 式の値と殆ど一致している。核沸騰熱伝達は流速が変わっても殆ど変わらない。

Fig. 3 は、0.7MPa の DNB 熱流束と流速の関係をサブクール度をパラメータとして示す。各流速のデータは、流速 2 m/s 程度以下の勾配の急な部分とそれ以上の勾配の緩やかな部分からなっており、流速やサブクール度が大きいほど DNB 熱流束は大きい。流路の長さ及び  $D_w$  が本実験 ( $D_w = 6.8$ ) とほぼ等しい内径 6 mm の円管発熱体(長さ 100 mm)における DNB 熱流束を Fig. 3 上に比較のため本実験と比較してしめす。各サブクール度のデータ共本実験の方が大きい。

DNB 熱流束には、流路出口のボイド率やサブクール度が影響する。流路断面積は等価でも、本実験の方が加熱面積が小さいことから、同一流速に対する DNB 熱流束が大きくなると考えられる。筆者等(2)は、加熱垂直円管内の飽和沸騰 DNB 熱流束表示式として次式を提示している。

$$q_{DNB} = Gh_{fg} (\rho_v / \rho_l)^{0.43} (L/D)^{-0.35} F_b \quad (1)$$

$$F_b = 0.32We^{-0.45} + 0.0017 \quad \text{for } We \geq We_b \quad (2)$$

$$F_b = 0.038(L/D)^{-0.45} \quad \text{for } We < We_b \quad (3)$$

$$0.32We_b^{-0.45} + 0.0017 = 0.038(L/D)^{-0.45} \quad (4)$$

$$We = G^2 D / (\rho_l \sigma), \quad D, L: \text{円管内径と長さ}, G: \text{質量流量}.$$

そこで、(1),(3)式の  $D$  を加熱等価直径  $D_H = (D_1^2 - D_2^2) / D_2$  で、 $We$  式の  $D$  を  $D_w$  で置き換えた式と圧力 0.4, 0.7, 1.1 MPa の飽和沸騰 DNB 熱流束とを比較し Fig.4 に示す。実験結果は大略記述されているが、さらに次式のように修正すると良い一致が得られた。

$$F_b = 0.29We^{-0.45} + 0.001 \quad (5)$$

サブクール沸騰 DNB 表示式についても今後検討する。

### 参考文献

- [1] Y. Shirai et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol.81 (2009) p.64.
- [2] H. Tatsumoto et al.: Adv. in Cryo. Eng., 59A (2014) p.403.

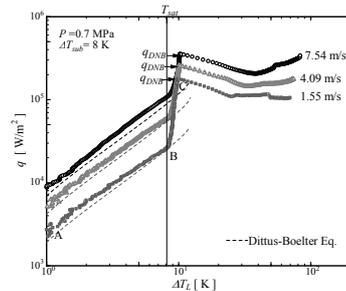


Fig.2 Typical heat transfer processes for various flow velocities.

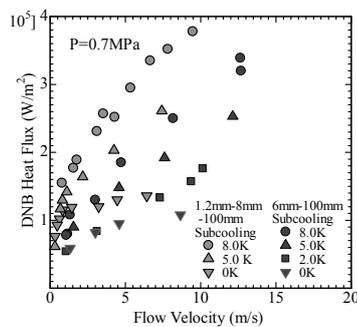


Fig. 3. DNB heat flux versus flow velocity with liquid subcooling as a parameter. Comparison with the results for a round tube.

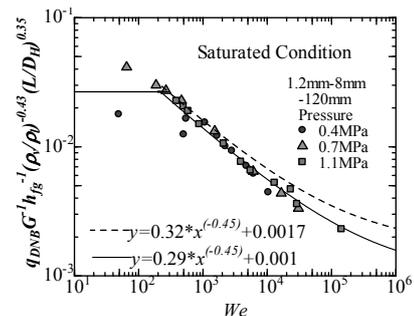


Fig. 4. Comparison of the DNB heat flux for the wire inserted into the pipe with the authors' equations.

# 強制対流下におけるサブクール液体水素の過渡熱伝達特性

## Transient heat transfer from a wire inserted into a vertically mounted pipe to forced-flow subcooled liquid hydrogen.

達本 衡輝 (原子力機構); 白井 康之, 塩津 正博, 堀江 裕輝, 米田 和也, 松澤 崇之 (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, HORIE Yuuki,  
YONEDA Kazuya, MATSUZAWA Takayuki (Kyoto Univ.); KOBAYASHI Hiroaki, NARUO Yoshihiro, INATANI Yoshifumi (JAXA)  
E-mail: tatamoto@post.j-parc.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。高温超伝導体の冷却設計や安定性評価に必要な液体水素の強制流動下における過渡熱伝達特性を把握するために、本研究では、CICC 導体のような直接冷却方式の超伝導導体を模擬した供試体を用いて、指数関数状に上昇発熱を与えた場合の 20.9 K のサブクール液体水素(0.4MPa と 0.7MPa)の強制対流過渡熱伝達特性を測定した。

### 2. 供試体

装置や実験方法の詳細は既に報告している[1]。内径 8 mm、全長が 120 mm の FRP 製流路の中心軸に沿って、直径(d) 1.2mm、加熱長さ 120 mm の PtCo 製ワイヤヒーターを設置した。この供試体は、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。圧力 0.4 MPa、0.7 MPa の条件下で温度 20.9 K のサブクール液体水素を強制流動させ、この PtCo ワイヤを指数関数状の発熱率  $Q = Q_0 \exp(t/\tau)$  で直流電流加熱し、上昇周期  $\tau$  を変化させて過渡熱伝達特性を測定した。発熱体平均温度は、PtCo ヒーターの電気抵抗変化から測定し、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、その平均温度と発熱率から半径方向の熱伝導方程式を解いて求めた。

### 3. 実験結果と考察

Fig.1 に圧力 0.4MPa および 0.7MPa の条件下においてサブクール液体水素(入口液温: 20.9 K)を強制流動させた場合の定常熱伝達特性結果を示す。0.4 MPa と 0.7 MPa の場合で、定常限界熱流束 (CHF)  $q_{st}$  はほとんど同じである。また、CHF は流速が 1 m/s 付近を境に流速の依存性が大きく変化する。

Fig.2 に 0.4 MPa における過渡 CHF( $q_{cr}$ )の  $\tau$  依存性を示す。 $\tau > 1$  s では、過渡 CHF は加熱速度の影響がなく、ほぼ一定であり、定常状態とみなせる。 $\tau < 1$  s では、 $\tau$  の減少(加熱速度を速くする)とともに、過渡 CHF は増加し、 $\tau$  が同じ場合、流速が速い方が過渡 CHF は大きい。Fig.3 に 0.7 MPa における過渡 CHF( $q_{cr}$ )の  $\tau$  依存性を示す。0.4 MPa の場合と同様に、 $\tau < 1$  s で  $\tau$  が短くなると  $q_{cr}$  は単調増加しており、サブクール液体水素による強制冷却の場合、液体窒素の浸漬冷却で報告[2]されているような核沸騰域がなく、膜沸騰へ直接遷移することによる過渡 CHF の急激な減少はないことが明らかになった。また、圧力が低い方が、 $\tau$  の減少に伴う過渡 CHF の増加傾向は大きく見える。

過渡 CHF( $q_{cr}$ )を定常 CHF( $q_{st}$ )からの上昇分 ( $q_{cr} - q_{st}$ ) として整理した結果を Fig.4 に示す。 $\tau < 0.5$  s の領域で、 $q_{cr} - q_{st}$  は、流速にほとんど依存せず、 $\alpha \tau^{-0.5}$  で表されることがわかった。その係数  $\alpha$  は、圧力が低い方が大きくなっている。

### 謝辞

この研究の一部は、JSPS 科研費(25289047)の補助を受けた。

### 参考文献

- [1] H. Tatsumoto, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol. 81 (2009) p.65
- [2] A. Sakurai et al; Cryogenics, Vol.32 (1992) p.421

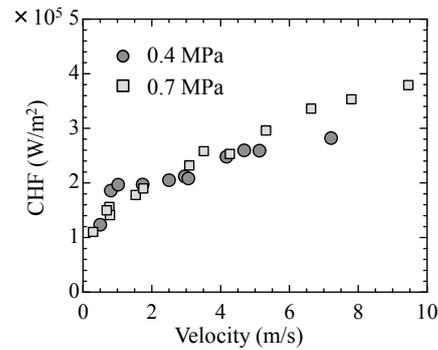


Fig.1 Steady-state critical heat fluxes,  $q_{st}$ , at  $P=0.4$  and 0.7 MPa

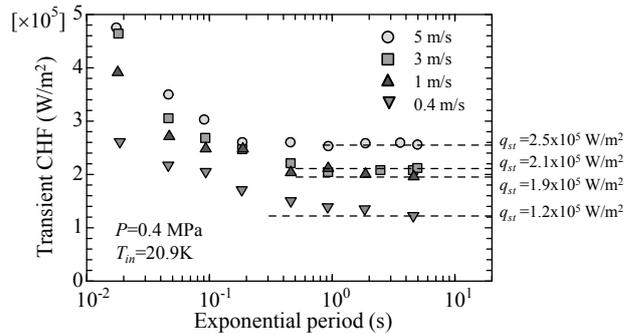


Fig.2 Transient critical heat flux versus exponential period at 0.4 MPa.

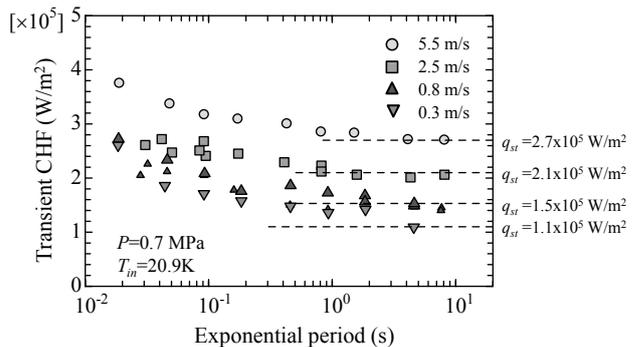


Fig.3 Transient critical heat flux versus exponential period at 0.7 MPa.

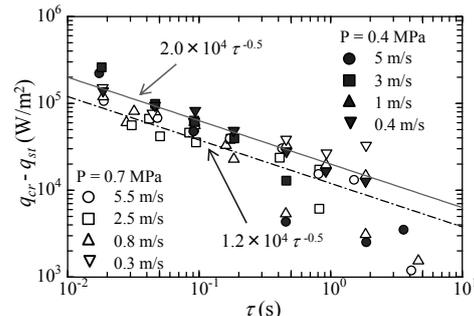


Fig.4 Effect of exponential period on increment of transient CHF from steady-state CHF.

液体水素流路内の円柱発熱体における超臨界圧下での強制対流熱伝達

Forced flow heat transfer from a cylinder set in vertically-mounted pipe to supercritical hydrogen

堀江 裕輝, 白井康之, 塩津 正博, 松澤 崇之, 米田 和也(京大);

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

HORIE Yuki, SHIRAI Yasuyuki, SHIOTSU Masahiro, MATSUZAWA Takayuki, YONEDA Kazuya(Kyoto-Univ.);

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

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

1. はじめに

液体水素冷却高温超電導機器を設計する際に、液体水素の熱伝達特性を把握することは重要である。本研究では円管流路の中心にPtCo合金発熱体を支持することでCIC導体を模擬した試験体を用いて、超臨界圧力下(P = 1.5 MPa)での液体水素強制対流熱伝達特性を測定した。

2. 試験体

実験装置や実験方法の詳細は既に報告しているので省略する[1]。直径d1.2mm、長さL120mmおよび54.5mmのPtCoワイヤー発熱体をそれぞれ流路径8.0mmおよび5.7mmの垂直支持 FRP 製円管流路の中心軸に沿って設置した。これらの試験体を実験槽内トランスファーチューブの一端に接続し、発熱体を直流通電加熱した。電気抵抗変化から試験体平均温度を測定し、試験体表面温度は、測定した試験体平均温度と発熱率から半径方向の熱伝導式を解いて求めた。

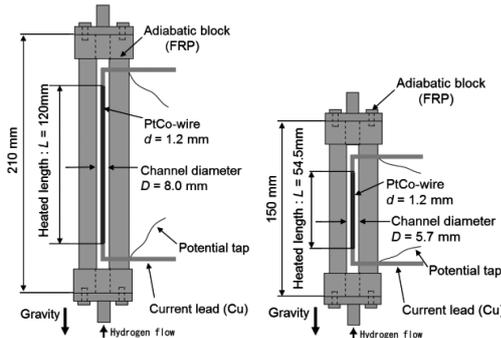


Fig.1 Schematic of test heaters.

3. 実験結果と考察

発熱率を指数関数状(Q = Q<sub>0</sub>exp(t/τ), τ = 5.0 s)に上昇させ、圧力P=1.5 MPa、入口液温T<sub>B</sub> = 21 Kの条件下で流速が1.0~12.5 m/s の範囲内の液体水素強制流動下における熱伝達特性を測定した。

Fig.2 に実験結果の代表例として L = 120 mm、流速 3.5 m/s での熱伝達特性と、過去に行った超臨界圧力近傍の圧力 P = 1.1 MPa(未臨界圧力)での実験結果を示す。横軸は発熱体表面温度の入口液温からの上昇分 ΔT<sub>L</sub> である。擬臨界温度 T'<sub>cr</sub> 以下の熱伝達はDittus-Boelter 式[2]の予測値と良く一致した。T'<sub>cr</sub> 以上の領域では、超臨界圧力下での熱伝達は膜沸騰遷後の未臨界圧力下での熱伝達より大きくなった。

Fig.3 に L = 120 mm、54.5 mm の発熱体における熱伝達係数 h = q/ΔT<sub>L</sub> と ΔT<sub>L</sub> の関係をそれぞれ流速をパラメータとして示す。流速が大きいくほど、熱伝達係数が減少し始める時の ΔT<sub>L</sub> 値が大きくなる。

塩津等は円管発熱体内側を流れる種々の液体について超臨界圧力下の強制対流熱伝達の表示式を報告している[3]。

$$Nu = 0.023Re^{0.8}\overline{Pr}^{0.4}F_c \quad (1)$$

ただし

$$F_c = [1.0 + 108.7(D_e/L)^2]^{0.25} [1.0 + 0.002(l_t/l_h)(\Delta T_L/T'_{cr})](\rho_w/\rho_B)^{0.34}(\mu_B/\mu_w)^{0.17}$$

$$\overline{Pr} = \bar{c}_p\mu/\lambda, \bar{c}_p = (h_w - h_{in})/(T_w - T_{in})$$

Fig.3 に破線で式(1)を示す。ただし、D<sub>e</sub> = (水力的等価直

径)、l<sub>t</sub>/l<sub>h</sub> = (水力的等価直径)/(発熱体直径)を用いた。

実験結果と表示式は良く一致しているが、L = 120 mm、54.5 mm の発熱体それぞれについて、ΔT<sub>L</sub> = 40 K、70 K 以上の範囲では実験結果の方が表示式より大きくなった。

参考文献

1. Y. Shirai, et al.: Abstracts of CSJ Conference, Vol.81 (2009) p.64.
2. Van Sciver S., Helium Cryogenics, (1986) p231-238.
3. Shiotsu, et al.: Proc.ICEC24-ICMC2012(2012) p165-168.

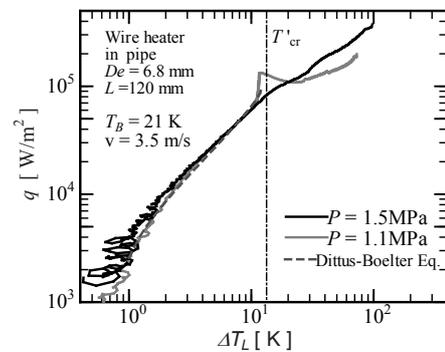


Fig.2 Typical heat transfer curve in forced flow of liquid hydrogen.

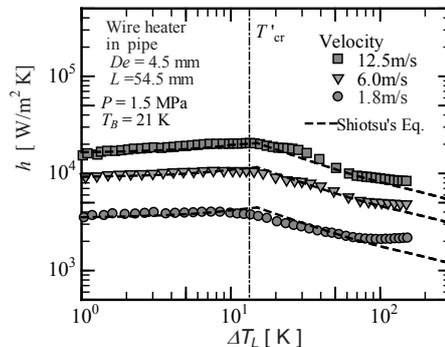
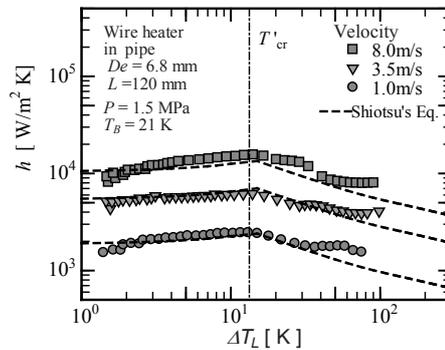


Fig.3 Heat transfer coefficient of supercritical hydrogen at the pressure of 1.5 MPa and the bulk temperature of 21 K with velocity as a parameter.

# ITER Nb<sub>3</sub>Sn 線材における超電導フィラメントに生起する局所歪 Local Strain Exerted on Superconducting Filaments in the ITER Nb<sub>3</sub>Sn Strand

長村 光造 (応用科研); 町屋 修太郎 (大同大学); ステファヌス ハルヨ (J-PARC); 中本 建志 (KEK);  
Najib Cheggour (コロラド大学); Arend Nijhuis (トエンテ大学)  
KOZO Osamura (RIAS); MACHIYA Shutaro (Daido Univ); HARJO Stefanus (J-PARC); NAKAMOTO Tatsushi (KEK);  
CHEGGOUR Najib (Colorado Univ); NIJHUIS Arend (Twente Univ)  
E-mail: kozo\_osamura@rias.or.jp

## 1. はじめに

最近 ITER プロジェクトに使用される Nb<sub>3</sub>Sn 線材の臨界電流の歪依存性に関する国際ベンチマーク試験が実施された[1]。臨界電流が極大になる印加歪の値は研究機関が用いたホルダーの構造により異なることが明らかにされた。このホルダー構造依存性を議論するためには真に Nb<sub>3</sub>Sn フィラメントに生起する局所歪を知らねばならない。本報告では中性子回折法で求めた Nb<sub>3</sub>Sn フィラメントに生起する局所歪の印加歪依存性およびその解析結果について詳述したい。

## 2. 実験方法

本研究で用いたブロンズ法 Nb<sub>3</sub>Sn 線材は国際ベンチマーク試験に用いられたと同じ Twente 大学で熱処理されたものであった。局所歪測定は中性子回折により格子定数変化を精密に測定する方法で J-PARC TAKUMI に装備されている低温引張装置を用いて実施した[2]。本装置では線材の軸方向と横方向の歪を同時に求めることができる。また同時に複数の回折線を測定できるので、Nb<sub>3</sub>Sn の場合には(210), (211), (321)回折線から歪を求めた。

## 3. 実験結果および考察

低温引張装置で到達最低温度まで冷却した状態で線材中の Nb<sub>3</sub>Sn フィラメントに生起する熱歪 ( $A_{Nb_3Sn}^T$ ) を測定後、線材に印加歪を与え、その時の格子歪 ( $A_{Nb_3Sn}^{lattice}$ ) を計測した。従って Nb<sub>3</sub>Sn フィラメントに生起する局所歪は

$$A_{Nb_3Sn}^{local}(A) = A_{Nb_3Sn}^T + A_{Nb_3Sn}^{lattice}(A) \quad (1)$$

で与えられる。

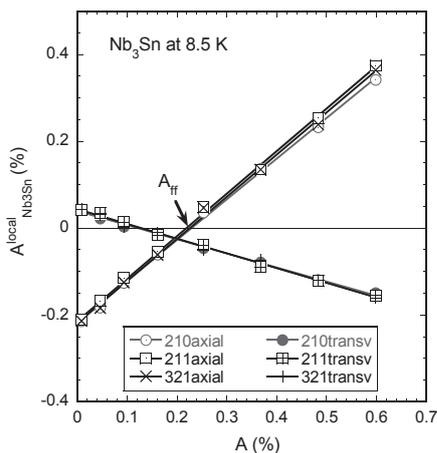


Fig. 1 Local strain exerted on Nb<sub>3</sub>Sn filaments at 8.5 K as a function of applied strain

Fig. 1に8.5 KにおけるNb<sub>3</sub>Sn フィラメントに生起する局所歪の印加歪依存性を示す。線材軸方向の局所歪については熱歪は-0.22%の圧縮歪であり、外部から印加した歪に対してほぼ直線的に格子歪は増加した。3つの格子面から得られた格子歪の印加歪に対する勾配は(210)面からの値が明らかに小さい。これは[210]方向のヤング率が他に較べて大きいことと矛盾しない。

印加歪を増加させて行くと、ある値( $A_{fr}$ : force free strain)で局所歪はゼロとなる。ここで線材の軸方向のNb<sub>3</sub>Sn フィラメントに生起する局所応力はゼロとなる。Nb<sub>3</sub>Sn 線材の臨界電流極大に関していくつかの理論があるが、その妥当性を議論するために重要なデータである。国際ベンチマーク試験の報告によれば臨界電流極大はホルダーとして Ti-Al-V および Cu-Be を用いたときに0.10%および0.33%の印加歪のときに出現していた[1]。

一方線材の横方向の局所歪の変化については、熱歪は引張性で0.043%であり、印加歪とともにほぼ直線的に圧縮方向に減少する。横方向のforce free strainは線材軸方向の値とは異なっている。すなわち偏差歪が完全にゼロになる状態は出現していない。

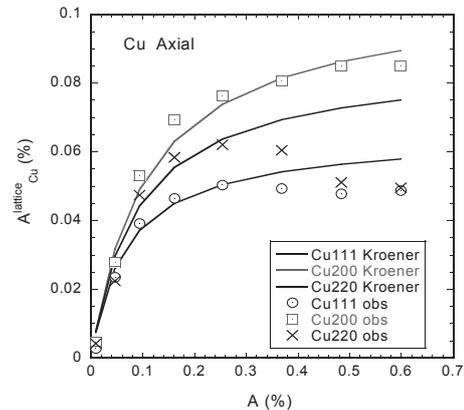


Fig. 2 Lattice strain exerted on the Cu and Cu-Sn components along the strand axis as a function of applied strain

Fig. 2に銅およびブロンズマトリックスの格子歪の印加歪依存性を示す。ブロンズ中のスズ濃度は最初15.5wt%であったがNb<sub>3</sub>Snの生成により0.9wt%に減少しており、観測された回折線は重なっておりここでは一つの相と仮定して解析を行った。格子歪の印加歪依存性は典型的な弾・塑性挙動を示す。塑性変形の程度は[111] > [220] > [200]の順に大きくなるが、各々の結晶軸方向のヤング率の大きさと同様である。

## 4. まとめ

本報告では Nb<sub>3</sub>Sn 線材を構成する超電導フィラメント、Nb バリヤー、Cu およびブロンズの極低温における局所歪の挙動を詳細に解析した。これらのデータをもとに今後臨界電流極大と局所歪の関係について明らかにしてゆきたい。

## 参考文献

- [1] N. Cheggour et al; "International benchmarking of a selection of strain-measurement facilities available in the U.S.A., Europe, and Asia: First assessment at fixed temperature and magnetic field", submitted (SUST 2014).
- [2] 長村光造他; "量子ビームによる実用超電導線材および導体中の局所歪の非侵襲的測定の最近の進歩", 低温工学 49 (2014) 475 - 484

CuNb/Nb<sub>3</sub>Sn 線材の臨界電流に与えるコイル径の影響Influence of coil diameter on critical current  
for CuNb/Nb<sub>3</sub>Sn superconducting wires

大村拓也, 小黒英俊, 淡路智, 渡辺和雄(東北大); 杉本昌弘, 坪内宏和(古河電工)

T. Omura, H. Oguro, S. Awaji, K. Watanabe(Tohoku Univ.); M. Sugimoto, H. Tsubouchi(Furukawa Electric)  
E-mail:daison.tk@imr.tohoku.ac.jp

## 1.はじめに

近年、Nb<sub>3</sub>Sn 線材を改良し、高強度 Nb<sub>3</sub>Sn 超伝導線材を開発することで、機械的に強い線材が作製されるようになった。このことから、Nb<sub>3</sub>Sn 超伝導マグネット作製法として React & Wind 法(線材の超伝導層の生成熱処理を行った後にコイルに巻線する方法)の適用が考えられるようになった。この方法は事前曲げ処理[1]と併用する事で、従来の方法である Wind & React 法(コイルに巻線した後に線材の超伝導層の生成熱処理を行なう方法)よりも、低コストで高性能な超伝導マグネットを作製できる可能性を持つ。

ところが、Nb<sub>3</sub>Sn 線材はひずみによって超伝導特性が劣化する事は良く知られている[1]が、React & Wind 法で作る際にコイルに巻いた際に生じる純粋曲げひずみと、事前曲げ処理による特性変化との関係に関する報告はない。そこで本研究では強磁場低温中において、事前曲げ処理した線材をコイルポビンの径を変えて巻き付けることで、純粋曲げひずみを印加させた状態で臨界電流測定を行なった。この結果より、CuNb 補強 Nb<sub>3</sub>Sn 線材(CuNb/Nb<sub>3</sub>Sn)の臨界電流に与えるコイル径と事前曲げ処理の影響を調べた。

## 2.実験方法

測定に用いた線材は、線径がφ0.8 mm であり、φ150 mm のポビンに巻かれた状態で 670°C × 96 h の熱処理を行った、古河電気工業製 CuNb 補強ブロンズ法 Nb<sub>3</sub>Sn 超伝導線材である。直線状に引き出すと0.53%の逆曲げが印加される熱処理となっている。この線材の事前曲げ処理による特性の変化を測定するため、熱処理したままの状態の線材(As-reacted wire)と、φ65 mm のプーリーを通して0.75%の事前曲げ処理を10回施した線材(Prebent wire)を用意した。この2種類の線材に対し、純粋曲げひずみによる影響を調査するため、線材を巻き付ける巻枠の直径を変えて、純粋曲げひずみを印加したコイルを作製し、臨界電流測定を行った。実験に使用したコイル径はそれぞれφ60, 80, 96, 110 mm、臨界電流測定は10 T 無冷媒超伝導マグネットを使用し、温度 9 K < T < 17 K、磁場 0 < B < 10 T の範囲で測定を行なった。

## 3.実験結果

φ80 での臨界電流特性を Fig. 1 に示す。また、そのデータを基にして作成した臨界電流のコイル径依存性のデータを Fig. 2 に示す。左縦軸に臨界電流、下横軸にコイル直径、上横軸にコイル径に対応する純粋曲げひずみの値を示した。印加する磁場を2, 3, 4 Tと変えた時の臨界電流を図中に示している。実験を行なった結果、Prebent wire の場合、96 mm 以上のコイル径では臨界電流が変化せず、80 mm 以下では低下が見られた。また、As-reacted wire の場合コイル径 80 mm 以上では臨界電流が変化せず、60 mm では低下が見られた。熱処理ポビンと同じコイル径φ150 mm に巻いた、純粋曲げひずみ 0%での臨界電流特性については当日発表する。

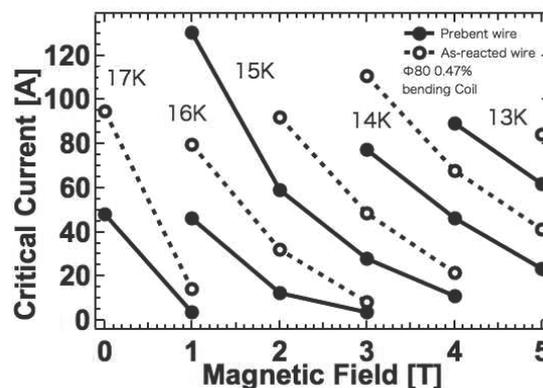


Fig.1 Critical current as a function of magnetic field for CuNb/Nb<sub>3</sub>Sn coil with a 80 mm diameter.

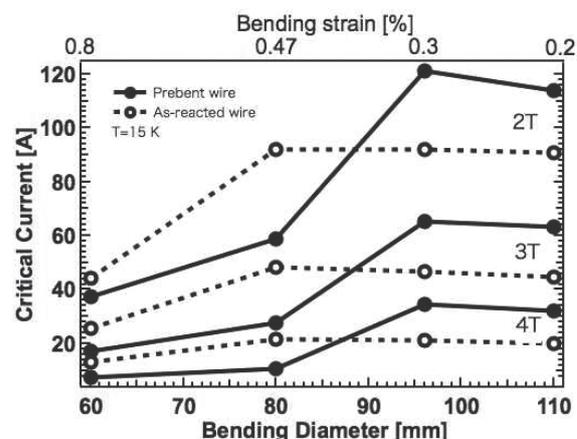


Fig. 2 Critical current as a function of bending diameter. Solid lines are the results of prebent wires. Dotted lines are the results of as-reacted wires.

## 4.謝辞

本研究は科学研究費補助金(基盤A)の援助を受けています。

## 参考文献

[1] H. Oguro, J. Cryo. Super. Soc. Jpn, vol.47, (2012) 486

# 素線軌跡を考慮した CIC 導体内の電流分布と素線変形に関する検討

## Study on current distribution and strand deformation taking into account strand paths in CICC

渡部 一晃, 森村 俊也, 宮城 大輔, 津田 理 (東北大); 濱島 高太郎 (前川製作所); 谷貝 剛 (上智大); 梶谷 秀樹, 布谷 嘉彦, 小泉 徳潔 (JAEA); 尾花 哲浩, 高畑 一也 (NIFS)  
 Kazuaki Watanabe, Toshiya Morimura, Daisuke Miyagi, Makoto Tsuda (Tohoku Univ.); Takataro Hamajima (Maekawa MFG); Yagai Tsuyoshi (Sophia Univ.); Hideki Kajitani, Yoshihiko Nunoya, Norikiyo Koizumi (JAEA); Tetsuhito Obana, Kazuya Takahata (NIFS)  
 E-mail : ikko@ecei.tohoku.ac.jp

### 1. はじめに

ケーブル・イン・コンジット(CIC)導体の性能低下の原因の一つとして、導体を構成する素線の一部に応力が働くことによるキック変形が考えられている。しかし、キック変形の発生機構は明確にされていない。そこで、本研究では、応力の発生源として電磁力に着目し、導体内の電磁力と素線変形の関連性について検討した。具体的には、実際の導体の素線軌跡を用いて導体内の電流分布を求め、局所的な梁モデルに特定の荷重を印加した際の素線の曲げ変形を評価した。

### 2. 導体内の素線軌跡と電流・電磁力分布

今回検討した導体の諸元を Table 1 に示す。Fig. 1 に示す様に、CIC 導体に通電し、導体中の 2 素線で形成される素線間ループに変動磁場が印加されると、この素線間ループには循環電流が誘起される。特に循環電流が大きい場合は、輸送電流と循環電流の和が、ループを構成する 2 素線で逆向きとなり、その結果として、両素線に逆方向電磁力が作用する。この様な逆方向電磁力がキック変形の要因となり得るかを検討するために、実際の CIC 導体の素線軌跡[1]を用いて導体内の電流分布ならびに電磁力分布を評価した。そして、この電磁力分布を用いて、導体を構成する各素線の曲げ変形量を解析し、実導体で観測されているキック変形量と比較した。

Table 1 の導体に対して 1 方向磁場を 0.0347 T/s の速さで印加した際の 11.8 T の瞬間の電流分布を Fig. 2 に示す。これより、輸送電流 (1 本あたり 75.5A) と逆向きの循環電流は最大で 137.4 A であった。このループ (ループ長 45 mm) を構成する 2 素線の正味の電流量は 212.9 A と -61.9 A となり、各素線に働く電磁力はそれぞれ 2512.2 N/m と -730.4 N/m となる。そこで、本ループに着目し、素線に働く電磁力を考慮した素線の曲げ変位量を解析した。

### 3. 素線梁の曲げ変位

実導体の 4 次サブケーブルにはステンレスラップが巻かれており、素線の動きが制約される。Fig. 3 にキック変形の一例を示す。本例では、ステンレスラップ間距離は約 30 mm で曲げ変位は約 8 mm であった。Fig. 2 において、逆方向循環電流が最大となるループにおける素線の曲げ変位を解析するために、素線を両端固定の梁モデルとして近似した。なお、梁には荷重に対する純粋な曲げを評価するために直線梁を採用した。また、逆方向電磁力が働いている素線の電磁力は、ループを構成する素線間の接触点 (2 点) に均等に印加されるとし、順方向電磁力が作用する素線の曲げ変位を評価した。その結果を Fig. 3 に示す。これより、素線の曲げ変位は 13.6 mm となった。また、ループ長 (梁長) を、上記の実導体でのステンレスラップ間距離と同じ 30 mm とした場合について、同様の解析を行った。なお、解析条件は、梁長以外は全て 45 mm の場合と同じとした。その結果、梁長 30 mm 時の素線の曲げ変位は 3.0 mm となった。これらの曲げ変位は、実導体の曲げ変位である 8 mm と同レベルであることから、循環電流に起因する逆方向電磁力がキック変形の原因の一つである可能性があることがわかった。ただし、今回は様々な仮定を前提としているため、今後はより詳細に検討を行う予定である。

Table.1 Specifications of CIC conductor

Material of strand	Nb <sub>3</sub> Sn
Strand diameter [mm]	0.823
Length of cable [mm]	4500
Cabling layout	3 × 3 × 5 × 5 × 6
Twist pitch [mm]	(45 90 135 225 450)
Operational current [kA]	68
Maximum magnetic flux density [T]	11.8
Young's modulus of strand [GPa]	130
0.2% proof strength of strand [MPa]	160
Tangent modulus of strand [GPa]	29.92

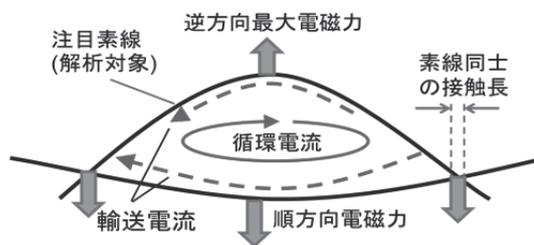


Fig.1 Schematic view of circulation current and electromagnetic force in a loop

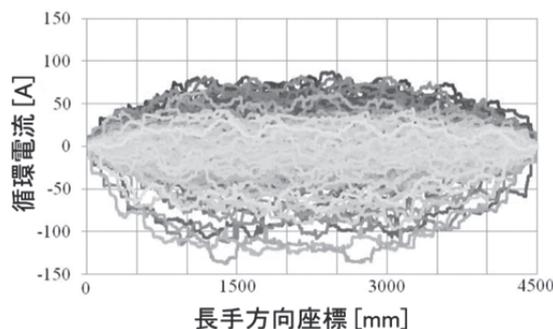


Fig. 2 Circulation current distribution in a CIC Conductor

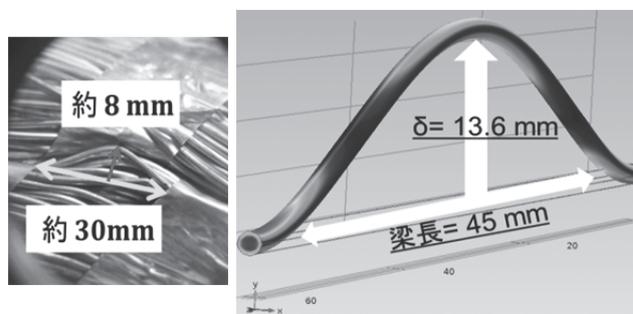


Fig.3 Bending displacement in real conductor and in analysis

### 参考文献

1. D. Miyagi, S. Nakazawa, D. Arai, T. Morimura, M. Tsuda, T. Hamajima, T. Yagai, N. Koizumi, Y. Nunoya, K. Takahata and T. Obana, "Comparison of Analytical Estimation and 3-D Measurement of All Strands Location in CIC Conductor," *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **23** 8400904.

## 分散Sn法Nb<sub>3</sub>Sn線材の実用化開発 Practical Development of Distributed Tin processed Nb<sub>3</sub>Sn wire

川嶋 慎也, 財津 享司(神戸製鋼); 加藤 弘之, 村上 幸伸(JASTEC)

KAWASHIMA Shinya, ZAITSU Kyoji (Kobe Steel, Ltd.); KATO Hiroyuki, MURAKAMI Yukinobu (JASTEC)

E-mail: kawashima.shinya@kobelco.com

### 1. はじめに

近年、NMR マグネットをはじめとした高磁場用超電導マグネットではコンパクト化が課題となっており、高磁場領域で高い特性をもつ線材の開発が進められている。これまで高磁場用超電導マグネットにはブロンズ法で製造されたNb<sub>3</sub>Sn線材が採用されることが多かった。<sup>[1]</sup>ブロンズ法線材ではSn濃度の増加によって電流特性は向上するが、Cu中のSnの固溶限界が15.8wt%であり、これを超えるSn濃度のブロンズを用いた場合には硬いCu-Sn金属間化合物が生成してしまい、加工性に悪影響を及ぼす。このことから、ブロンズ法線材では15.8wt%以上のSn濃度増加による特性向上には大きな制約がかけられることになる。

本報告で取り上げる分散Sn法は高特性線材の候補のひとつであり、Sn濃度を高めてもプロセスを制御することでCu-Sn金属間化合物の生成を抑制することが可能である。我々は分散Sn法を採用し、高磁場下で高特性を示す、低Cu比のNb<sub>3</sub>Sn線材の開発を行っている。前回、小単重(15kg)の試作材にて、Cu比0.34で、18T、4.2Kにおいてoverall Jc=264A/mm<sup>2</sup>の特性を示す線材の開発に成功したことを報告<sup>[2]</sup>した。その後、実製品規模である50kg級長尺線材の製作を行ったのでその過程で得られた長尺線の加工性と超電導特性について報告する。

### 2. 実験方法

初めに、Nb棒をOFCケースに入れ、静水圧押出と伸線加工を行い、六角断面形状のNb単芯線を作製した。次に、Nb単芯線、583本をOFCケースに充填し、静水圧押出と伸線加工を行い、六角断面形状のNb多芯線を作製した。これとは別に、Tiを1.8wt%添加したSn棒をOFCパイプに挿入し、伸線加工により六角断面形状のSn単芯線を作製した。最後に、所望の銅比となる厚さのOFCパイプ内側にNbバリアを配置し、その中にNb多芯線 84本とSn単芯線 43本を組み込み、線径φ1.0まで伸線加工を行い、銅比 0.34の線材を作製した。伸線後の線材に熱処理を施して特性評価サンプルとした。

臨界電流測定は16～18.5Tの磁場中にて、電界基準Ec=0.1μV/cmで実施し、得られた値を線材の全断面積で除し、overall Jcを求めた。n値に関しては、臨界電流測定で得られたI-V曲線より算出した。一部サンプルについては走査電子顕微鏡(SEM)で線材断面の観察を行った。

### 3. 実験結果

製作した線材は小単重試作時と同様の銅比0.34の設計でも良好

な加工性を示し、特性評価の線径であるφ1.0まで断線を生じずに加工可能であった。Fig.1に熱処理前の線材横断面のSEMの反射電子像を示す。最も明るく見える箇所がSn芯部である。本サンプルが設計通りの銅比を示し、規則的なフィラメント配置と形状を維持したまま加工できていることが確認できる。

Fig.2にoverall Jcの磁場依存性を示す。18T、4.2Kにおいてoverall Jc=278A/mm<sup>2</sup>が得られ、n値は18Tで30以上の値を示した。

### 4. まとめ

分散Sn法を用いた、製品規模の50kg級の低銅比Nb<sub>3</sub>Sn線材の開発を行い、従来使用されている高Sn濃度ブロンズを用いた線材を凌駕する高いoverall Jc特性を得た。さらに、良好な加工性や高n値も再現性良く得られている。これらの結果から、本製法が量産工程に適応可能な高特性Nb<sub>3</sub>Sn線材の製造法であることを確認できた。

### 参考文献

- [1] T. Kiyoshi et. al, "Operation of a 930-MHz high-resolution NMR magnet at TML," IEEE Trans. on Appl. Supercond., vol. 15 in press.  
[2] 川嶋慎也ほか: 第88回2013年度秋季低温工学・超電導学会公演概要集, p. 49

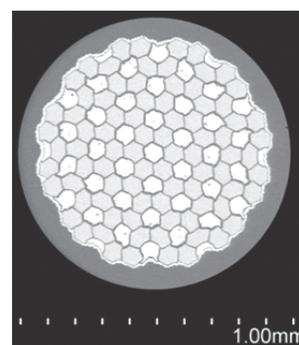


Fig. 1. Cross-sectional SEM image of non-reacted wire.

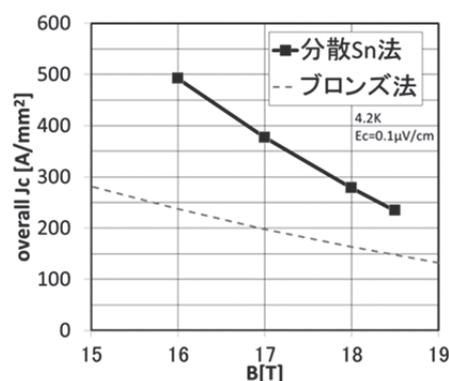


Fig. 2. Overall Jc versus magnetic field.

## 銀バリア Nb<sub>3</sub>Al 線材の伸線加工性と超伝導特性 Drawability and superconducting characteristics of Ag-barrier Nb<sub>3</sub>Al wires

伴野信哉, 竹内孝夫 (物材機構); 中川和彦 (SH カッパープロダクツ)  
BANNON, TAKEUCHI T (NIMS); NAKAGAWA K (SH Copper Products)  
E-mail: banno.nobuya@nims.go.jp

### 1. はじめに

Nb<sub>3</sub>Al 前駆体線材の作製においては、Nb と Al の融点の違いから、出発ピレットから最終線材伸線工程まで、材料の軟化のための中間焼鈍を施すことは困難である。そのため、マトリクスは加工限界近くまで加工されることとなり、しばしば断線の問題を誘発している。特にタンタルは磁気的なフィラメント間結合の抑制に必要と考えられているが、ニオブに比べ加工性が低く、加工性の改善が長尺化の大きな課題となっている。本研究では、磁気的なフィラメント間結合を抑制しつつ伸線加工性を向上させることを目指し、タンタルバリアに代わる新しい構造の線材開発を進めている。今回はバリア材に Ag を用いた線材を開発し、伸線加工性、急熱急冷処理時の反応性等を調査した。

### 2. 実験方法

線材はジェリーロール法により作製した。ジェリーロール単芯材は、Nb と Al シートを共巻きしたのち、Nb シートを数層巻き、さらに Ag シートを巻きつけた構造とした。これらをマルチスタックすることで、Nb/Ag/Nb フィラメント間バリア構造となる。線材伸線工程は、従来通りで行った。その後、急熱急冷処理を行い、Nb/Ag 界面の反応性を確認するために組織を FESEM で観察した。得られた線材をさらに 800°C で熱処理し、I<sub>c</sub> 測定を行った。試作線材諸元を Table 1 に示す。

Table 1 Specifications of fabricated Ag-barrier Nb<sub>3</sub>Al strand

	ME595
Diameter (mm)	1.35
Filament No.	222
Filament dia. (μm)	66
Barrier thickness (μm)	14.2
Outer sheath	Nb
Matrix/SC ratio (overall SC fraction %)	1.43

### 3. 結果と考察

Nb と Ag の密着性が非常に悪いので、伸線中、外皮の Ag のみが加工されて薄くなってしまったが、それ以外は問題なく、無断線で所定の線径まで伸線することが可能であった。これらの線材に対し通電加熱による急熱急冷処理を行った。急熱急冷処理では、電流値 315 A 以上で BCC 相が得られた。Fig. 1 に急熱急冷電流 315 A 時の Ag/Nb 界面の SEM 像を示す。界面においてデンドライト組織は確認されず、Ag は Nb と全く反応していないことがわかる。さらに加熱条件を上げ、電流値 327 A としたときの Ag/Nb 界面の様子を Fig. 2 に示す。より高温で熱処理されたため、フィラメント部には 2 相分離の組織が見られるが、このような高温でも Ag/Nb 界面には反応の痕跡は見られなかった。参考のため、Ta/Cu/Ta 三層バリア構造線材における急熱急冷後のバリア組織の SEM 像を Fig. 3 に示す。Cu 部分に明らかに反応相と思われるデンドライト組織が確認できる。反応性の観点からも、Ag がバリア材として非常に有効であるといえる。

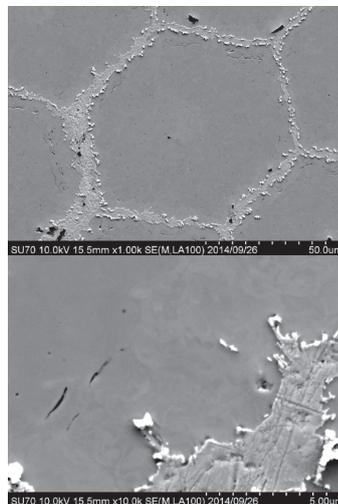


Fig. 1. FESEM images for the as-quenched wire, when the RHQ current is 315 A. Ag did not react with Nb.

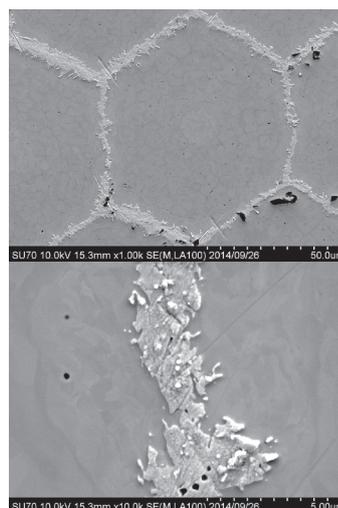


Fig. 2. FESEM images for the as-quenched wire, when the RHQ current is 327 A. Ag did not react with Nb even at a higher temperature condition.

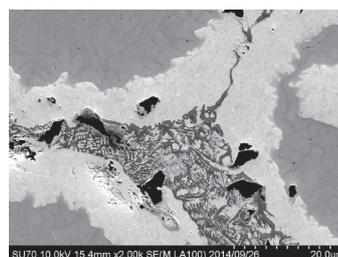


Fig. 3. Microstructure of Ta/Cu/Ta barrier after the RHQ treatment. Cu obviously reacts with Ta, making dendrite structure.

# HAADF-STEM による Nb<sub>3</sub>Al 相における結晶欠陥の 3 次元構造解析

## 3D structural analysis for crystal defects formed in Nb<sub>3</sub>Al phase by HAADF-STEM

伴野信哉 (物材機構); 久留島康輔 (東レリサーチセンター)  
 BANNON (NIMS); KURUSHIMA K (Toray Research Center)  
 E-mail: banno.nobuya@nims.go.jp

### 1. はじめに

Nb<sub>3</sub>Al 超伝導線材において、Nb<sub>3</sub>Al 相内に観測される板状の結晶欠陥が線材のピンニング特性と関わることを示唆する結果がこれまでの研究により得られてきた [1]。今回高 J<sub>c</sub> 化を念頭に、鍵となりうる欠陥の構造を高角度環状暗視野 (走査透過電子顕微鏡) 法 (High-angle annular dark-field scanning transmission electron microscopy, HAADF-STEM) により原子レベルで観察し、3 次元的に解析した。HAADF 像により原子配列、EDX により元素の類推を行い、原子間距離や各々の配置を 3 次元的にプロットすることで、結晶欠陥を含んだ Nb<sub>3</sub>Al の結晶構造を 3 次元的に構築した。その結果、欠陥部分が Zr<sub>4</sub>Al<sub>3</sub> 型の結晶構造を持つと仮定して矛盾がないことが確認できた。

### 2. 実験方法

急熱急冷・変態法により作製した典型的な試料を用いた。STEM 観察用試料は Ar-イオンミリングで作製した。観察・分析は高分解能 HAADF-STEM 法、STEM-EDX 法により行った。電子顕微鏡装置は JEOL の JEM-ARM200F を使用した。加速電圧は 200kV、プローブ径は 0.1nm φ ~ 0.2nm φ 程度である。EDX は 100mm<sup>2</sup> シリコンドリフト (SDD) 型のもので分解能は 143eV 以下、取り込み立体角は 0.73sr である。

### 3. 結果と考察

Fig. 1 は (100) 面から見た正常な A15 結晶格子の HAADF 像、およびそれに対応する格子モデルである。Nb 原子が相対的に大きく、Al 原子が小さく示されている。HAADF 像の強いコントラストの白い点は、Nb が紙面に対し垂直方向に重なった部分となる。それに対し、Fig. 2 は板状欠陥を含む領域での (100) 面から見た HAADF 像と格子モデルを表す。結晶欠陥位置では、本来 Nb があるべき位置に Nb がなく、代わりに空いた

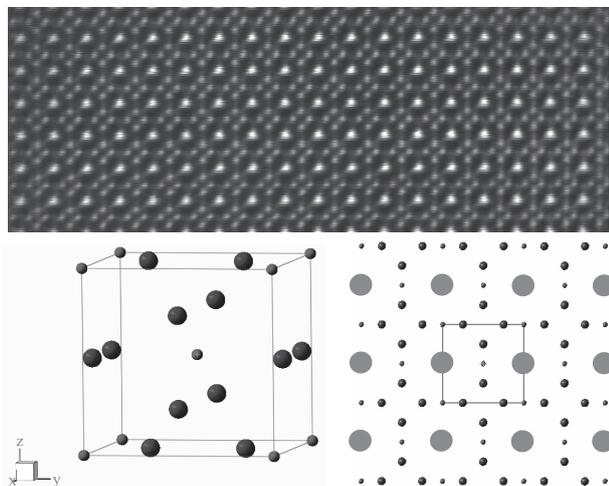


Fig. 1. HAADF image regarding (100) plane and schematic illustrations of “normal” A15 Nb<sub>3</sub>Al lattice.

部分に Al が存在するようなコントラストを示していることが確認できる。さらに結晶組織を (110) 面および (120) 面から HAADF 像を取得し、STEM-EDX により各原子位置の組成分析を行った。これらの情報に加え、原子間距離を考慮することで欠陥部分を含む結晶構造を 3 次元的に構築することに成功した。模式図の一例を Fig. 3 に示す。板状欠陥を境界に左右の結晶格子が半格子分ずれた配置をしている。

[1] N. Banno, IEEE Trans. Appl. Supercond., 24 (2014) 8000104

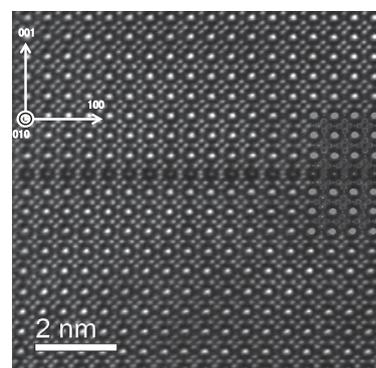


Fig. 2. HAADF image regarding (100) and schematic illustration of A15 Nb<sub>3</sub>Al phase including a plane defect.

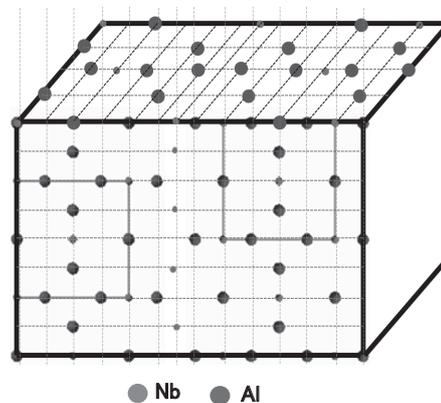


Fig. 3. 3D model of A15 Nb<sub>3</sub>Al phase including a plane defect.