水平円管内を流動する極低温スラッシュ流体の流動・伝熱特性に関する数値解析 (SLUSH-3D)

大平 勝秀^{*1,†}, 太田 敦人^{*2}, 向井 康晃^{*3}, 細野 琢巳^{*1}

Numerical Study of Flow and Heat-transfer Characteristics of Cryogenic Slush Fluid in a Horizontal Circular Pipe (SLUSH-3D)

Katsuhide OHIRA^{*1,†}, Atsuhito OTA^{*2}, Yasuaki MUKAI^{*3} and Takumi HOSONO^{*1}

Abstract: Cryogenic slush fluids, such as slush hydrogen and slush nitrogen, are two-phase, single-component fluids containing solid particles in a liquid. Since their density and refrigerant capacity are greater than those of liquid-state fluids alone, there are high expectations for use of slush fluids as functional thermal fluids in various applications, such as fuels for spacecraft engines, clean energy fuels to improve the efficiency of transportation and storage, and as refrigerants for high-temperature superconducting equipment. In this research, a three-dimensional numerical simulation code (SLUSH-3D), including the gravity effect based on the thermal non-equilibrium, two-fluid model, was constructed to clarify the flow and heat-transfer characteristics of cryogenic slush fluids in a horizontal circular pipe. The calculated results of slush nitrogen flow performed using the numerical code were compared with the authors' experimental results obtained using the PIV method. As a result of these comparisons, the numerical code was verified, making it possible to analyze the flow and heat-transfer characteristics of slush nitrogen with sufficient accuracy. The numerical results obtained for the flow and heat-transfer characteristics of slush nitrogen and slush hydrogen clarified the effects of the pipe inlet velocity, solid fraction, solid particle size, and heat flux on the flow pattern, solid-fraction distribution, turbulence energy, pressure drop, and heat-transfer coefficient. Furthermore, it became clear that the difference of the flow and heat-transfer characteristics between slush nitrogen and slush hydrogen were caused to a large extent by their thermo-physical properties, such as the solid-liquid density ratio, liquid viscosity, and latent heat of fusion.

Keywords: slush nitrogen, slush hydrogen, solid-liquid two-phase flow, turbulent pipe flow, hydrogen energy

1. はじめに

極低温固液二相スラッシュ流体は、高密度流体、冷媒として優れた特性を持っている。スラッシュ流体の実用上代表的なものとして、温度 14 K のスラッシュ水素と温度 63 K のスラッシュ窒素がある。重量固相率 50 wt.% (体積固

相率 47 vol.%) のスラッシュ水素の場合、温度 20 K の液体水素と比較して密度が 16%、寒冷保有量 (エンタルピー) が 18%増加する。重量固相率 50 wt.% (46 vol.%) のスラッシュ窒素もスラッシュ水素と同様、密度が 16%、寒冷保有量が 22%増加する。スラッシュ水素を利用すると、水素の効率的な輸送、貯蔵が可能になると共に、機器の高性能化、小型・軽量化が期待できる。

燃料電池の飛躍的な普及、情報技術による電力需要増加に鑑み、著者は Fig. 1 に示す水素エネルギーシステムを提案して¹⁾、図中の左上に示す研究・開発を実施してきた。水素をスラッシュ水素の形態で長距離 (パイプライン) 輸送する際、MgB₂ を利用した超伝導送電および超伝導電力貯蔵と組み合わせると、燃料と電力の輸送および貯蔵が同時に可能となる。即ち、シナジー効果が期待できる。また、極低温スラッシュ流体が配管中を流動する際、侵入熱や超伝導線のクエンチによる発熱がある場合、熱の一部は固体の融解熱で吸収され、固相率は低下するが、液体の温度上

Received June 20, 2011

^{*1} 東北大学 流体科学研究所 極低温流研究分野
〒980-8577 宮城県仙台市青葉区片平 2-1-1
Institute of Fluid Science, Tohoku University,
2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai, Miyagi 980-8577, Japan

^{*2} 三菱商事㈱
〒100-8086 東京都千代田区丸の内 2-6-1
Mitsubishi Corporation
2-6-1 Marunouchi, Chiyoda-ku, Tokyo 100-8086, Japan

^{*3} AGC 旭硝子㈱
〒230-0045 神奈川県横浜市鶴見区末広町 1-1
Asahi Glass Co., Ltd.
1-1 Suehiro-cho, Tsurumi-ku, Yokohama, Kanagawa 230-0045,
Japan

† E-mail: ohira@luna.ifs.tohoku.ac.jp

昇は低減される。冷媒およびエネルギー輸送媒体の働きをする機能性熱流体として優れた特性を保有している。

これまでに報告されたスラッシュ流体の主な実験的研究として、水平管内を流動するスラッシュ水素の圧力損失特性²⁾、低流速で水平管内を流動するスラッシュ窒素の圧力損失および熱伝達特性³⁾、高流速で水平管内を流動するスラッシュ窒素の圧力損失低減および熱伝達劣化特性⁴⁻⁷⁾、オーガ法およびフリーズ・ソー法によるスラッシュ水素製造法^{8, 9)}、スラッシュ水素用密度計および流量計の開発¹⁰⁻¹³⁾などが挙げられる。一方、スラッシュ流体の流動特性を解明するための数値解析研究は少なく、主なものとして、三次元水平管内およびベンチュリ管内の流動解析^{14, 15)}、二次元水平管内および収縮・拡大管内の流動解析¹⁶⁾が報告されている。しかしながら、これらの研究ではスラッシュ流体の実験データが少ないことから、解析モデルと手法の検証に不十分な点が見受けられ、流速や固相率の変化、固体粒子径の違い、管外部からの伝熱がスラッシュ流体の流動に及ぼす影響について十分に解析がなされていない。

スラッシュ流体が水平円管内を流動する際の流動・伝熱特性を解明するため、著者はこれまでスラッシュ窒素を用いて実験研究を行ってきた。スラッシュ窒素が管内を流動する際の圧力損失特性に関し、実用上重要となる管内流速が大きい場合、スラッシュ窒素の圧力損失が液体窒素より減少する、もしくは液体窒素の圧力損失に近づくという非ニュートン流体的な挙動である圧力損失低減を報告している⁴⁻⁷⁾。また、水平伝熱管内を流動するスラッシュ窒素の強制対流熱伝達特性に関しても、圧力損失低減に起因する熱伝達劣化について著者は初めて報告している^{5, 7)}。高速度ビデオカメラおよび粒子画像流速測定法 (PIV: Particle Image Velocimetry) による可視化観察結果から、内径 15 mm、10 mm 管の場合、流速が各々 3.6、2.0 m/s 付近で非均質流から擬均質流へ固体粒子の流動パターンが変化しており、圧力損失低減効果が擬均質流において認められ

た⁴⁻⁷⁾。擬均質流において管中心部へ移動した固体粒子群が、管壁での乱流発達と管中心部への乱流拡散および熱拡散を抑制していることが圧力損失低減および伝熱劣化の原因と考えられる。以上のように、スラッシュ流体をパイプライン輸送の媒体や超伝導送電の冷媒として利用する際、必要とされるスラッシュ流体の管内流動・伝熱特性は未だ十分に解明されていない。

本研究では、スラッシュ流体の水平管内流動・伝熱特性を解明するため、重力の影響を含む三次元二流体モデルに基づく基礎方程式を構築し、スラッシュ窒素、スラッシュ水素の流動・伝熱特性について解析を行った。開発した解析コード (SLUSH-3D) では、非ニュートン流体的挙動である圧力損失低減および熱伝達劣化現象が、現状十分に解明されていないため考慮していない。従って、スラッシュ流体をニュートン流体と仮定している。数値解析結果を PIV 法および伝熱試験から得られたスラッシュ窒素実験結果^{6, 7)}と比較した結果、解析手法および解析結果の妥当性が確認されたので、本解析コードを使用して、スラッシュ流体の水平円管内流動・伝熱特性について解明を行った。

2. 数値解析手法

本研究では、水平円管内を流れるスラッシュ流体の三次元流動・伝熱を解析対象とし、固相の融解に基づく固相と液相間の質量、運動量およびエネルギー交換を考慮した熱非平衡二流体モデルを用いて三次元流動・伝熱解析を実施する。本数値解析では、粒子分散系である固相を連続相として扱う Euler-Euler カップリング法に基づく、計算負荷の小さい二流体モデルを採用している。また、固相および液相は圧力による密度変化が小さいので、計算負荷を低減するため非圧縮性流体を仮定する。PISO (Pressure Implicit with Splitting of Operator) 法¹⁷⁾を流体の圧力を計算する方法として使用した。さらに、固相と液相のカップリングを考える場合、液相流れ場は固体粒子径の影響を受け、固相流れ場も粒子径に応じて液相流れ場から影響を受けると考え、固相は流体で連続相でありながら分散相として扱えるよう直径 d_s の球形の擬固体と仮定する。固体粒子同士の衝突、固体粒子と壁面の衝突は考慮していない。論文の最後に記号表を示す。

2.1 支配方程式

熱非平衡流体モデルに基づく平均化操作を施した支配方程式を以下に示す。相変化を考慮した連続の式を式(1)に示す。添字 $\phi = s$ は固相、 $\phi = l$ は液相、 α_s は体積固相率を表し、 $\alpha_s + \alpha_l = 1$ である。

$$\frac{\partial(\alpha_\phi \rho_\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_\phi \rho_\phi \mathbf{U}_\phi) = \dot{m}_\phi \quad (1)$$

ここで、右辺は固相の融解による相間質量交換項である。

次に、相変化を考慮した運動量保存式を式(2)に示す。

圧力 P は固液二相の平均圧力に等しいと仮定し、 $P = \alpha_s P_s$

Fig. 1 Synergetic effect of the combination of slush hydrogen and high-temperature superconducting equipment.

+ $\alpha_i P_i$ とする。

$$\frac{\partial(\alpha_\phi \rho_\phi U_\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_\phi \rho_\phi U_\phi U_\phi) + \nabla \cdot (\alpha_\phi \rho_\phi \mathbf{R}_\phi^{eff}) \quad (2)$$

$$= -\alpha_\phi \nabla P + \alpha_\phi \rho_\phi \mathbf{g} + \mathbf{M}_{T\phi} + \mathbf{M}_\phi$$

ここで、実効レイノルズ応力 $\mathbf{R}_\phi^{eff}$ は式(3)に示すレイノルズ応力 $\mathbf{R}_\phi$ と粘性応力テンソル $\boldsymbol{\tau}_\phi$ を含む $\boldsymbol{\tau}_\phi / \rho_\phi$ の和である。

$$\mathbf{R}_\phi^{eff} = \mathbf{R}_\phi + \frac{\boldsymbol{\tau}_\phi}{\rho_\phi} = -\nu_\phi^{eff} \left(\nabla U_\phi + \nabla U_\phi^T - \frac{2}{3} \mathbf{I} \nabla \cdot U_\phi \right) + \frac{2}{3} \mathbf{I} \cdot k \quad (3)$$

実効動粘性係数 ν_ϕ^{eff} は乱流の影響を考慮した渦動粘性係数 ν_i^t を用いて式(4)、(5)で与える。

$$\nu_i^{eff} = \nu_i + \nu_i^t = \nu_i + C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4)$$

$$\nu_s^{eff} = \nu_s + C_t^2 \nu_i^t \quad (5)$$

ここで、 $C_\mu = 0.09$ 、 $C_t = 1.0$ 、 $\nu_s = 10 \nu_i$ である¹⁸⁾。式(2)の相変化による界面運動量輸送項 $\mathbf{M}_{T\phi}$ は式(6)で与える。

$$\mathbf{M}_{T_s} = -\mathbf{M}_{T_l} = -U_s \max(-\dot{m}_s, 0) + U_l \max(-\dot{m}_l, 0) \quad (6)$$

界面運動量輸送項 $\mathbf{M}_\phi$ には、固相と液相間に働く抗力、固相と液相間の相対速度 $\mathbf{U}_r = \mathbf{U}_s - \mathbf{U}_l$ による運動量変化が引き起こす仮想質量力のみを本解析では考慮しており¹⁹⁾、それぞれ式(7)、(8)、(9)で与える。

$$\mathbf{M}_s = -\mathbf{M}_l = \mathbf{M}_s^{drag} + \mathbf{M}_s^{virtual\ mass} \quad (7)$$

$$\mathbf{M}_s^{drag} = \frac{A_2}{2A_3} \alpha_s \alpha_l \left(\frac{\alpha_l \rho_l C_d}{d_s} \right) |\mathbf{U}_r| \mathbf{U}_r \quad (8)$$

$$\mathbf{M}_s^{virtual\ mass} = \alpha_s \alpha_l^2 \rho_l C_{vm} \left(\frac{D U_l}{Dt} - \frac{D U_s}{Dt} \right) \quad (9)$$

ここで、 $A_2 = \pi/4$ 、 $A_3 = \pi/6$ はそれぞれ固体粒子の2次元形状係数、3次元形状係数、仮想質量力係数 $C_{vm} = 0.5$ である。式(8)の抗力係数 C_d には固相と液相の相対レイノルズ数 Re_r により評価する Schiller-Naumann の抗力モデル²⁰⁾を使用した。

次に、エネルギー保存式を式(10)に示す。

$$C_{p,\phi} \rho_\phi \left(\frac{\partial(\alpha_\phi T_\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_\phi U_\phi T_\phi) \right) = \nabla \cdot (\alpha_\phi \kappa_\phi^{eff} \nabla T_\phi) + Q_{L,\phi} + Q_\phi \quad (10)$$

κ_ϕ^{eff} は実効熱伝導係数であり、固相の場合、 $\kappa_s^{eff} = \kappa_s$ 、液相の場合、液相の熱伝導係数と乱流による熱拡散効果を考慮して式(11)で表される。

$$\kappa_l^{eff} = \kappa_l + C_{p,l} \rho_l \nu_l^t \quad (11)$$

固相の融解による相変化を考慮した界面熱輸送項 $Q_{L,\phi}$ は、式(12)で表される。

$$Q_{L,s} = -Q_{L,l} = \dot{m}_s h_L \quad (12)$$

粒子と液相間の強制対流による熱伝達量 Q_ϕ は式(13)で表される。ヌッセルト数 Nu として、Ranz-Marshall の熱拡散モデル²¹⁾を使用した。ここで、 n は粒子数密度である。

$$Q_s = -Q_l = n Nu \pi d_s \kappa_l (T_l - T_s) \quad (13)$$

伝熱時は、最初にエネルギー保存式(10)を管内壁からの伝熱のみを考慮して計算する。即ち、式(10)の液相の右辺は $Q_{L,l} = 0$ とし、固相の右辺は Q_s のみを考慮する。次に、固

相の融解による固相と液相の密度変化を式(14)の温度回復法により計算し、密度変化後の温度分布、界面熱輸送量の修正を行っている。

$$\begin{aligned} \dot{m}_s &= 0 & \text{for } T_s \leq T_{lr} \text{ and } T_l \geq T_{lr} \\ \dot{m}_s &= -n Nu \pi d_s \kappa_l (T_s - T_{lr}) / h_L & \text{and } T_s = T_{lr} \\ & & \text{for } T_s > T_{lr} \text{ and } T_l \geq T_{lr} \end{aligned} \quad (14)$$

管壁温度 T_{wall} は、管内壁に接するセルの中心温度 T_{cell} 、熱流束 q 、管壁とセル中心の距離 d_{cell} から式(15)で計算する。

$$T_{wall} = T_{cell} + \frac{q}{\kappa_l^{eff}} d_{cell} \quad (15)$$

また、粒子は流動場において流体力や液相との干渉により拡散するため、粒子の拡散に関する保存式が必要となる。本解析では、粒子の拡散を粒子数密度の分布によりモデル化する。粒子数密度保存の式は、粒子の拡散が等方的であると仮定して式(16)で与える。

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot \left(U_s n - \frac{\nu_l^t}{Sc^t} \nabla n \right) = 0 \quad (16)$$

n は粒子数密度であり、 Sc^t は乱流シュミット数 ($Sc^t = 0.77$) である。体積固相率、粒子数密度、粒子径には式(17)の関係が成立する。

$$\alpha_s = n \frac{1}{6} \pi d_s^3 \quad (17)$$

2.2 乱流モデル

本数値解析では、乱流モデルとして壁関数を用いた標準 $k-\varepsilon$ モデルを採用し、乱流モデルは液相にのみ適用する。 k 方程式および ε 方程式は固相率の影響を受けるとして、それぞれ式(18)、(19)で与える。

$$\frac{\partial(\alpha_l k)}{\partial t} + \nabla \cdot (U_l k) - \nabla \cdot (\sigma_k \nu_l^{eff} \nabla k) = \alpha_l G - \alpha_l \varepsilon \quad (18)$$

$$\frac{\partial(\alpha_l \varepsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (U_l \varepsilon) - \nabla \cdot (\sigma_\varepsilon \nu_l^{eff} \nabla \varepsilon) = (C_1 \alpha_l G - C_2 \alpha_l \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k} \quad (19)$$

G は乱れエネルギー生成項であり、内積で表される式(20)である。

$$G = \nu_l^t \left((\nabla U_l) : \left((\nabla U_l + (\nabla U_l)^T) - \frac{2}{3} \mathbf{I} \nabla \cdot U_l \right) \right) \quad (20)$$

ここで、 $\sigma_k = 1.0$ 、 $\sigma_\varepsilon = 1.3$ 、 $C_1 = 1.44$ 、 $C_2 = 1.92$ である¹⁸⁾。

本解析で採用している乱流モデルでは、乱れエネルギー k とエネルギー散逸率 ε が独立変数となっているが、この前提が成立するのは高 Re 数領域である。したがって、 Re 数が小さい壁面近傍では、壁関数を用いて計算領域外縁での乱れエネルギー k とエネルギー散逸率 ε を算出した。

2.3 数値解析条件

本解析では、変数の離散化に有限体積法を用いた。二流体モデルを採用しているため、固相率変化等により、変数や物性値の不連続性が発生することが予想され、対流項の離散化にあたっては単調性を維持できる必要性がある。そこで、対流項の離散化にあたっては、単調性が維持でき、

Fig. 2 Schematic of the grid system used for the numerical analysis.

流れのスムーズなところでは高精度を維持し、不連続な部分では数値振動を抑制する二次精度 TVD スキームを採用した。また、基幹 CFD ソルバーのコーディングには OpenFOAM²²⁾を用いた。さらに、拡散項の離散化にあたっては数値安定性の高い二次精度中心差分を用い、時間積分にあたっては安定性の良い Euler 陰解法を用いた。

解析に用いた水平円管は、管内径 $D = 15$ mm、管路長 $L = 600$ mm であり、流路モデルを **Fig. 2** に示す。解析に使用した計算格子は構造格子であり、流路方向の格子幅は 1.5 mm、断面における最大格子幅は 0.875 mm、壁面近傍での最小格子幅は 0.19 mm である。また、セル数は 448 (円形断面) $\times$ 400 (流路方向) = 179200 である。計算値が定常となる流路入口から $L = 400$ mm における計算値を結果として用いた。

各変数の入口条件は一定値で与える。壁面における境界条件は、流速についてはノンスリップ条件で与えるが、その他の変数についてはノイマン条件で与える。出口条件については、全ての変数についてノイマン条件で与える。ただし、圧力 P は出口で大気圧 (0.1 MPa) とする。計算に用いたスラッシュ窒素、スラッシュ水素の三重点物性値を **Table 1** に示す^{23, 24)}。入口流速を $U_{in} = 1.5, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0$ m/s、初期体積固相率を $\alpha_s = 0.05, 0.13, 0.20, 0.25$ と

Table 1 Thermo-physical properties of nitrogen and hydrogen.

Thermophysical property	Symbol	Nitrogen	Hydrogen
Solid density	ρ_s [kg/m ³]	1026.5	86.59
Liquid density	ρ_l [kg/m ³]	867.86	77.01
Liquid viscosity	μ_l [10 ⁻³ Pa-s]	0.292	0.0258
Kinematic viscosity of liquid	ν_l [μ m ² /s]	0.336	0.335
Specific heat of solid	$C_{p,s}$ [J/(kg-K)]	1.66	2.6
Specific heat of liquid	$C_{p,l}$ [J/(kg-K)]	2	6.53
Thermal conductivity of solid	κ_s [W/(m-K)]	0.2	0.129
Thermal conductivity of liquid	κ_l [W/(m-K)]	0.162	0.103
Latent heat of fusion	h_L [kJ/kg]	25.56	62.8
Triple point temperature	T_{tr} [K]	63.15	13.81
Initial temperature of solid	T_s [K]	63.1	13.8
Initial temperature of liquid	T_l [K]	63.2	13.9

して、流速、固相率が変化する場合は流動・伝熱構造を解析した。著者がフリーズ・ソー法にて製造したスラッシュ窒素の固体粒子径 (絶対最大値) の平均値は 1.36 mm^{4, 6)} であるが、オーガ法では粒子径を小さくできるため^{8, 9)}、粒子径 $d_s = 0.5, 1.3$ mm の二種類について計算を行った。以下、特に記述がなければ、 $U_{in} = 2.0, 5.0$ m/s、 $\alpha_s = 0.13$ 、 $d_s = 1.3$ mm の解析結果を図に示す。また、加熱時の熱流束は実験と同じ $q = 10, 30$ kW/m² とした。固相と液相間の初期温度差を **Table 1** に示すように 0.1 K と設定し、伝熱時の温度変化による固相と液相の物性値変化は考慮せず、三重点での物性値を用いた。

3. 数値解析結果および考察

3.1 解析プログラムの妥当性評価

Fig. 3 にスラッシュ窒素の低流速、高流速時における固相の x 方向流速分布の解析結果を示す。また、固体窒素粒子を直接トレーサとする PIV 実験で得られた固体窒素粒子の x 方向流速分布を示す。スラッシュ窒素の実験に用いた水平円管は内径 15 mm、圧力損失測定長さ 400 mm であり、可視化管の内径も 15 mm である⁶⁾。横軸は固相流速

(a) Low inlet velocity.

(b) High inlet velocity.

Fig. 3 Solid-phase velocity profiles of the numerical and experimental results for the slush nitrogen ($d_s = 1.3$ mm).

(a) Low inlet velocity.

(b) High inlet velocity.

Fig. 4 Comparisons of the relative turbulence intensity between the numerical (liquid-phase) and experimental (solid-phase) results for the slush nitrogen ($d_s = 1.3$ mm).

を固相の平均流速で規格化した値であり、縦軸は管中心軸を通る鉛直面上の位置を示している。 $y/D = -0.5$ は流路底部壁面、 $y/D = 0.0$ は流路中心、 $y/D = 0.5$ は流路上部壁面を示している。低流速、高流速のいずれの場合も、数値解析結果と PIV 実験結果は良い一致を示している。また、3.3 で述べるサブクール液体窒素の圧力損失解析結果が Prandtl-Karman 式を用いて計算した平滑円管の圧力損失と良く一致している (Fig. 8(a)参照)。次に、低流速および高流速時の液相の x 方向相対乱流強度 u'/U_{in} の数値解析結果と PIV 実験結果を Fig. 4 に示す。横軸は乱流強度を入口流速で規格化した値である²⁵⁾。高流速時の $y/D = -0.3 \sim -0.4$ での実験値はレーザ光のハレーションにより実際の値とは異なる。両者の乱流強度は数値解析結果の方が実験結果よりも小さい値となっているが、定性的には一致している。2.2 で述べたように、乱流モデルは液相にのみ適用しているため、解析結果は液相の乱流強度であり、実験結果は固体粒子 (固相) の乱流強度である。また、数値解析結果は理想的な平滑円管の乱流場であるため、実際の流動と比較して乱流強度の値が小さくなっていると考えられる。以上のことから、開発した数値解析コード (SLUSH-3D) はスラッシュ流体の流動を十分な精度で解析できると考える。

(a) Slush nitrogen.

(b) Slush hydrogen.

Fig. 5 Solid-phase velocity profiles according to changes in the inlet velocity ($d_s = 1.3$ mm, $a_s = 13$ vol.%).

3.2 円管内流動特性

スラッシュ窒素、スラッシュ水素の入口流速 $U_{in} = 1.5 \sim 5.0$ m/s での固相の x 方向流速分布を Fig. 5 に示す。横軸は x 方向流速を x 方向平均流速で規格化した値である。Fig. 6 に同じ入口流速範囲での管内局所固相率を示す。また、Fig. 7 に固体粒子径 $d_s = 0.5, 1.3$ mm での管断面における固相率分布を示す。Fig. 5 (a) に示すスラッシュ窒素の場合、 $U_{in} = 1.5, 2.0$ m/s の低流速時は流路上部に流速の最大値が移動して上下非対称な流速分布 (非均質流) となる。 $U_{in} = 3.0$ m/s 以上の高流速時は上下対称な流速分布 (擬均質流) となり、別途計算した液体窒素単相流の速度分布に近づいている。固相率が 13 vol.% より大きい場合には、高流速になるほど流速分布が上下対称となる結果が得られた。この結果は、入口流速 $U_{in} = 3.6$ m/s 以上で擬均質流となる実験結果^{4, 6, 7)}と一致している。Fig. 5 (b) に示すスラッシュ水素の場合、1.5 m/s の比較的低流速においても上下対称な流速分布に近づいている。Fig. 6 (a)、Fig. 7 (a)、(b) に示すように、スラッシュ窒素の固相率分布は低流速もしくは粒子径が大きい場合が流路底部に固相が集中している。低流速の場合、固体粒子の持つ慣性力よりも重力の影響が大きくなるため固相が流路底部に集中する。固相率が大きい底部では、固相と液相間の運動量交換、抗力の増加による

(a) Slush nitrogen.

(b) Slush hydrogen.

Fig. 6 Solid fraction profiles according to changes in the inlet velocity ($d_s = 1.3$ mm, $a_s = 13$ vol.%).

固相の運動量損失が大きくなり、流路上部と比べ速度が大きく低下する。その結果、流速分布は Fig. 5 (a)に示すように上下非対称となる。粒子径が小さい場合 ($d_s = 0.5$ mm) の流速分布は示していないが、粒子径が大きい場合と比べて、低流速時にも上下対称な流速分布に近づき、高流速時の流速分布は粒子径の違いによる差が殆どない結果が得られた。同じ固相率では粒子径が小さい方が粒子数密度は大きくなり、粒子拡散の影響が増大したことで低流速時でも均一に分布し易くなったと考えられる。

スラッシュ水素の場合、スラッシュ窒素と同様な傾向を示すが、Fig. 6 (b)、Fig. 7 (c)、(d)に示すように、低流速においてもスラッシュ窒素より均一な固相率分布を示す。Table 1 に示すように、固液密度比がスラッシュ水素 1.12、スラッシュ窒素 1.18 であるため、スラッシュ水素の場合、固相の慣性力に対する重力の影響が小さくなり、固相率は流路底部で減少する。スラッシュ水素の固液密度比が小さいことに加え、Table 1 に示すように液体水素の粘性が液体窒素の粘性の $1/(11.3)$ と小さく、固相と液相の干渉（抗力）が小さくなるため、固相の流速分布がスラッシュ窒素と比べ比較的低流速においても擬均質流になり易いと考えられる。低流速、高固相率、粒子径が大きい場合は、ス

(a) Slush nitrogen ($U_{in} = 2.0$ m/s).

(b) Slush nitrogen ($U_{in} = 5.0$ m/s).

(c) Slush hydrogen ($U_{in} = 2.0$ m/s).

(d) Slush hydrogen ($U_{in} = 5.0$ m/s).

Fig. 7 Solid fraction profiles according to changes in the inlet velocity and solid particle diameter ($a_s = 13$ vol.%).

ラッシュ窒素の場合と同じ理由で固相が流路底部で増加し、その結果、固相と液相間の干渉が増加するため流速分布が上下非対称になる。

低流速においてスラッシュ水素の場合がスラッシュ窒素よりも擬均質流になり易い前述の解析結果と、1.で述べた圧力損失低減が擬均質流で現われる著者の実験結果^{4, 6, 7)}の両者から、スラッシュ水素の圧力損失低減はスラッシュ窒素に比べ低流速で出現すると推定される。実験結果から以下、検証を行った。

液体水素の密度、粘性は液体窒素と比較して、いずれも $1/(11.3)$ と小さい (Table 1 に示すように両者の動粘性係数はほぼ同じ値) ことから、スラッシュ水素、スラッシュ窒素の流速 U および管内径 D が同じであれば、レイノルズ数も同じ値となる。同じ固相率 (17 vol.%) で圧力損失低

(a) Slush nitrogen.

(b) Slush hydrogen.

Fig. 8 Pressure drop of the slush fluid and subcooled liquid according to changes in the solid fraction ($d_s = 1.3$ mm).

減効果が出現するレイノルズ数は、著者のスラッシュ窒素実験 ($D = 15$ mm) ^{4, 6)} では $Re = 2 \times 10^5$ 、Sindt らのスラッシュ水素実験 ($D = 16.6$ mm) ²⁾ では $Re = 1 \times 10^5$ である。即ち、固相率が同じであれば、圧力損失低減効果はスラッシュ水素の方がスラッシュ窒素よりも低流速で出現することを実験結果は示しており、スラッシュ水素の方がスラッシュ窒素よりも擬均質流になり易いという解析結果の妥当性を裏付けている。

3.3 圧力損失特性

サブクール液体窒素、サブクール液体水素（以下、液体窒素、液体水素と記述）の入口流速 $U_{in} = 1.5 \sim 5.0$ m/s での単位流路長さ当たりの圧力損失（以下、圧力損失と記述）の数値解析結果（○印）と Prandtl-Karman 式による圧力損失結果の比較を **Fig. 8** に示す。圧力損失の計算は流路 $L = 400$ mm と 450 mm の結果を用いた。数値解析結果と Prandtl-Karman 式の結果は良く一致しており、解析プログラムは平滑円管の圧力損失を十分な精度で予測できると考

(a) Slush nitrogen ($U_{in} = 2.0$ and 5.0 m/s).

(b) Slush hydrogen ($U_{in} = 2.0$ and 5.0 m/s).

Fig. 9 Pressure drop increase rate for the slush fluid based on the pressure drop of the subcooled liquid.

える。**Fig. 8** にはスラッシュ窒素、スラッシュ水素の圧力損失計算結果も示している。実際の流動では入口流速 $U_{in} = 3.6$ m/s 以上において、スラッシュ窒素の圧力損失は圧力損失低減効果により液体窒素よりも低下している ^{4, 6, 7)}。実験で得られたスラッシュ窒素の圧力損失低減量の最大は、流速 4.2 m/s、固相率 10 vol.% において、液体窒素と比較して 23% である。本解析では圧力損失低減効果を考慮していないため、固液二相ニュートン流体としての圧力損失計算結果である。以下、解析結果をもとに検討する。入口流速、固相率の増加と共にスラッシュ窒素、スラッシュ水素の圧力損失は増加している。固相率 13 vol.%、入口流速 $U_{in} = 1.5 \sim 5.0$ m/s の場合、スラッシュ窒素とスラッシュ水素の圧力損失比は **Fig. 8** より $12 \sim 13$ 倍となっている。液体窒素と液体水素の粘性係数比が 11.3 であることを考慮すると、圧力損失の増大は固相と液相間の干渉が主な原因と考えられる。

液体窒素、液体水素の圧力損失 ΔP_l に対するスラッシュ窒素、スラッシュ水素の圧力損失 ΔP_{sl} の増加率を **Fig. 9** に

(a) Slush nitrogen ($d_s = 0.5$ and 1.3 mm).

(a) Slush nitrogen ($d_s = 0.5$ and 1.3 mm).

Fig. 10 Pressure drop increase rate for the slush fluid based on the pressure drop of the subcooled liquid ($\alpha_s = 13$ vol.%).

示す。圧力損失増加率 $\Delta P_{increase}(\%)$ を式(21)で定義する。

$$\Delta P_{increase} = \left(\frac{\Delta P_{sl}}{\Delta P_l} - 1 \right) \times 100 \quad (21)$$

圧力損失は固相率の増加に伴い増加するが、同一固相率で比較した場合、入口流速が大きい方が圧力損失増加率は小さくなる。また、同一流速、同一固相率においては、スラッシュ水素の方が固液密度比が小さく、固相が均一に分布するため、固相と液相間の干渉が小さくなり圧力損失増加率が小さくなる。即ち、スラッシュ水素の方がスラッシュ窒素よりも固相の影響が小さいことを意味する。

Fig. 10 に入口流速 $U_{in} = 1.5 \sim 5.0$ m/s、粒子径 $d_s = 0.5$ 、 1.3 mm でのスラッシュ窒素、スラッシュ水素の圧力損失増加率 $\Delta P_{increase}(\%)$ を示す。粒子径 0.5 mm の圧力損失は示していないが、同一流速、同一固相率で比較すると粒子径 1.3 mm より圧力損失は増加している。また、**Fig. 10** に示すように、粒子径 0.5 mm の場合が圧力損失増加率も大きくなっている。この理由は、液相の乱流エネルギー計算結果から、同一固相率では粒子径が小さい場合が大きい場合よりも粒子数が増加し、固相と液相の干渉が大きくなり、液相の乱流エネルギーが増加するためである。粒子径 0.5 、 1.3 mm のいずれの場合も、入口流速の増加に伴い圧

(a) Slush nitrogen ($U_{in} = 2.0$ m/s).

(b) Slush nitrogen ($U_{in} = 5.0$ m/s).

(c) Slush hydrogen ($U_{in} = 2.0$ m/s).

(d) Slush hydrogen ($U_{in} = 5.0$ m/s).

Fig. 11 Turbulence energy profiles of the liquid phase according to changes in the solid fraction ($d_s = 1.3$ mm).

(a) Slush nitrogen.

(b) Slush hydrogen.

Fig. 12 Ratios of the relative velocity between the solid and liquid phases to the inlet velocity ($d_s = 1.3$ mm, $\alpha_s = 13$ vol.%).

力損失増加率は小さくなっている。高流速においては液相の乱流エネルギーが大きくなり、固相と液相間の干渉が相対的に小さくなるためである。液相の乱流エネルギーの計算結果から以下、考察する。

Fig. 11 にスラッシュ窒素、スラッシュ水素の固相率 $\alpha_s = 0.05 \sim 0.25$ における管内での液相の乱流エネルギー分布を示す。また、液体窒素、液体水素単相流 (liquid) の乱流エネルギー分布も併せて示す。固相率の増加により液相は固相からの干渉を受け液相の乱流が増加する。**Fig. 11(a)**、**(c)**に示す入口流速 $U_{in} = 2.0$ m/s の場合、液体と比較した固相率増加に伴う乱流エネルギー増加量は $U_{in} = 5.0$ m/s の場合よりも大きく、固相率が増加するほど上下非対称が顕著となる乱流エネルギー分布になっている。これは、入口流速が小さいと流路底部での固相が増加し、固相と液相の相互干渉が増加するためである。一方、**Fig. 11(b)**、**(d)**に示す入口流速 $U_{in} = 5.0$ m/s の場合、固相率の増加により乱流エネルギーは増加するが、液体と比較した増加量は $U_{in} = 2.0$ m/s の場合よりも小さく、乱流エネルギー分布はほぼ上下対称である。入口流速 $U_{in} = 5.0$ m/s の場合、固相率の大小に拘わらず流路全体に固相がほぼ均一に分布しており、固相と液相の干渉が液相の乱流に与える影響は流路全体でほぼ一様となるためである。また、**Fig. 11** に示すスラッシュ窒素とスラッシュ水素の乱流エネルギー分布を比較し

(a) Bulk temperature.

(b) Wall temperature.

Fig. 13 Comparisons of the bulk and wall temperatures between the numerical and experimental results for the slush nitrogen.

てみると、低流速、高流速時のいずれの場合もスラッシュ窒素の乱流エネルギーの方が大きくなっている。**Fig. 12** に入口流速で規格化したスラッシュ窒素、スラッシュ水素の固相と液相間の相対速度 ($U_r = U_s - U_l$) を示す。スラッシュ窒素、スラッシュ水素のいずれの場合も高流速では固体粒子の慣性力が増加するため、相対速度の絶対値は低流速の方が高流速よりも大きい。従って、低流速の場合、固相と液相の干渉が大きくなる。スラッシュ窒素とスラッシュ水素を比較すると、低流速、高流速いずれの場合もスラッシュ窒素の方が相対速度は大きくなっている。固液密度比がスラッシュ窒素の方が大きく、固相が液相に追従し難くなっているためと考えられる。その結果、スラッシュ窒素の固相と液相間の干渉が増大し、**Fig. 9**、**Fig. 10** に示すようにスラッシュ窒素の圧力損失増加率はスラッシュ水素よりも大きくなっている。

3.4 熱伝達特性

Fig. 13 はスラッシュ窒素が水平伝熱円管内を流動する場合の入口流速変化による管中心部バルク温度 T_{bulk} および管壁温度 T_{wall} の実験と解析結果を示す。実験に用いた伝熱管は内径 15 mm、伝熱長さ 810 mm であり、加熱開始点から

Fig. 14 Comparisons of the heat transfer coefficient between the numerical and experimental results for the slush nitrogen.

Fig. 15 Non-dimensional temperature profiles of the slush nitrogen according to changes in the inlet velocity ($d_s = 1.3$ mm, $\alpha_s = 13$ vol.%, $q = 10$ kW/m²).

Fig. 16 Heat-transfer coefficient increase rate of the slush nitrogen and slush hydrogen based on the liquid nitrogen and liquid hydrogen ($d_s = 1.3$ mm, $\alpha_s = 13$ vol.%).

705 mm での実験値である (固相率 $\alpha_s = 8.5 \sim 17.5$ vol.%) ⁷⁾。実験結果と比較するため、解析結果は $D = 15$ mm、 $L = 810$ mm に変更して計算した場合の $L = 705$ mm での値である ($\alpha_s = 13$ vol.%, $d_s = 1.3$ mm)。熱流束はいずれも $q = 10$ 、

30 kW/m² とした。バルク温度、管壁温度共に入口流速の増加と共に温度が低下しており、これは流速が大きくなる程、質量流量が増加しスラッシュ窒素への伝熱量が相対的に小さくなるためである。バルク温度の実験と解析結果の温度差が最大 0.8 K となる流速 1.5 m/s、熱流束 30 kW/m² の場合を除いて、バルク温度および管壁温度の解析結果は実験結果と良く一致している。Fig. 14 に数値解析結果から得られたスラッシュ窒素の局所熱伝達係数と実験から得られた液体窒素およびスラッシュ窒素の局所熱伝達係数 ⁷⁾ を示す。局所熱伝達係数は式(22)で計算した。

$$h = q / (T_{\text{wall}} - T_{\text{bulk}}) \quad (22)$$

実際の流動・伝熱では Fig. 14 に示すように入口流速 $U_{\text{in}} = 3.0$ m/s 以上において、熱伝達劣化によりスラッシュ窒素の熱伝達係数は液体窒素よりも低下している ^{4, 7)}。実験で得られたスラッシュ窒素の熱伝達劣化量の最大は、液体窒素と比較して 28% である。本解析では熱伝達劣化現象を考慮していないため、固液二相ニュートン流体としての計算結果であるが、伝熱時も実際の流動・伝熱を十分な精度で解析できると考える。以下、解析結果をもとに検討する。

入口流速 $U_{\text{in}} = 1.5 \sim 5.0$ m/s、熱流束 $q = 10$ kW/m² でのスラッシュ窒素の管内温度分布を Fig. 15 に示す。横軸はバルク温度と管壁温度によって規格化された無次元温度を示す。3.2 で入口流速 $U_{\text{in}} = 3.0$ m/s を境にして固相の流速分布が非均質流から擬均質流になることを述べた。非均質流となる低流速では温度分布は上下非対称となる。これは、流路下部での固相率および液相の乱流エネルギーの増加により、固相の融解が促進される結果、流路下部の温度は低下し管壁近傍で急激に温度が上昇するためである。一方、擬均質流となる流速 3.0 m/s 以上の高流速では、固相が管内で均一に分布することから、温度は管壁近傍でなだらかに上昇し、温度分布は上下対称となる。また、流速が大きくなるほど乱流エネルギーが大きくなり熱伝達が促進されるため、高流速になるほど管壁近傍でなだらかな温度上昇となる。スラッシュ水素の管内温度分布についても、Fig. 15 に示すスラッシュ窒素と同様な傾向が得られた。

熱流束 $q = 10$ kW/m² での液体窒素、液体水素の熱伝達係数 h_l に対するスラッシュ窒素、スラッシュ水素の熱伝達係数 h_{sl} の増加率を Fig. 16 に示す。熱伝達係数増加率 $h_{\text{increase}}(\%)$ を式(23)で定義する。

$$h_{\text{increase}} = \left(\frac{h_{sl}}{h_l} - 1 \right) \times 100 \quad (23)$$

スラッシュ窒素、スラッシュ水素共に、流速の増加に伴い熱伝達係数増加率は単調減少しており、流速 3.0 m/s 以上の擬均質流では増加率は数%程度に小さくなる。低流速では、スラッシュ窒素の熱伝達係数増加率はスラッシュ水素と比較して大きくなる。スラッシュ窒素の場合、窒素の固液密度比、粘性が大きいと、固相と液相間の干渉が大き

Fig. 17 Solid fraction profiles according to changes in the inlet velocity and heat flux ($d_s = 1.3$ mm, $a_s = 13$ vol.%).

くなり、液相の乱れエネルギーが大きくなる結果、熱伝達が促進されと考えられる。

Fig. 17 に非加熱、加熱 ($q = 30$ kW/m²) 時のスラッシュ窒素、スラッシュ水素の管断面における固相率分布を示す。Fig. 17(a)に示す入口流速 $U_{in} = 2.0$ m/s の場合、水素の固液密度比が窒素の $1/(11.3)$ と小さいため、スラッシュ水素はスラッシュ窒素と比較して固相が均一に分布している。また、スラッシュ水素は、スラッシュ窒素と比べて融解潜熱が $1/(4.82)$ と小さいため、非加熱の場合と比較して管底部で固相が多く融解しており、加熱により固相の融解が促進されている。Fig. 17(b)に示す $U_{in} = 5.0$ m/s の場合、スラッシュ窒素、スラッシュ水素のどちらの場合も固相がほぼ均一に分布しているが、スラッシュ水素の場合は加熱時に若

干ではあるが管内の固相率が低下している。高流速時に固相の融解が顕著でないのは、質量流量の増加により加熱量が相対的に小さくなるためである。

4. まとめ

水平円管内を流動するスラッシュ流体の三次元流動・伝熱特性を解析するため、熱非平衡二流体モデルを用いた三次元流動・伝熱解析コード (SLUSH-3D) を開発し、次の解析結果が得られた。

(1) 流速分布、乱流強度、圧力損失、熱伝達係数は著者の PIV 法等による実験結果と定量的もしくは定性的に良い一致を示した。スラッシュ流体の流動・伝熱特性を十分な精度で解析できると考える。圧力損失低減、熱伝達劣化を本解析コードで考慮することは今後の課題である。

(2) 円管内の固相流速分布、固相率分布、乱流エネルギー、圧力損失はスラッシュ流体の流速、固相率、固体粒子径の影響を強く受ける。低流速、高固相率、粒子径が大きいほど、固相率は管底部で増大し、固相流速分布、固相率分布が上下非対称 (非均質流) となる。一方、高流速、低固相率、粒子径が小さいほど、固相流速分布、固相率分布は上下対称 (擬均質流) に近くなる。

(3) 固相率が大きい場合、固相と液相の干渉が増大し、乱流エネルギーが増大して圧力損失は大きくなる。入口流速が大きい場合、固相の存在による液相の乱流エネルギー増加は、入口流速増加に起因する液相の乱流エネルギー増加よりも相対的に小さくなり、流速増加による圧力損失増加率は小さくなる。粒子径が小さい場合、同一固相率では粒子数が増加するため、液相の乱流エネルギーが増加して、圧力損失および圧力損失増加率が増加する。

(4) 伝熱時の流動、熱伝達特性については、非加熱時の流動特性、即ち、非均質流、擬均質流に対応して伝熱時の管内温度分布が上下非対称、上下対称となり、流動と伝熱が相互に密接に関係している。

(5) スラッシュ窒素とスラッシュ水素の流動・伝熱特性を比較した結果、水素の場合、固液密度比、液体の粘性係数が窒素よりも小さいため、スラッシュ水素はスラッシュ窒素よりも低流速において擬均質流に近くなる。これは、スラッシュ水素の圧力損失低減がスラッシュ窒素よりも低流速で出現することを示しており、スラッシュ窒素、スラッシュ水素の実験結果と一致している。また、スラッシュ水素の場合、窒素に対する水素の融解潜熱が $1/(4.82)$ と小さいため、加熱による固相の融解が低流速時に顕著となる。

本研究の一部は、科学研究費補助金 (基盤 B21360091) により実施した。計算の実行には東北大学流体科学研究所のスーパーコンピュータを使用した。

記号表 (Nomenclature)

C_p	specific heat at constant pressure [J/(kg·K)]	Nu	Nusselt number [-]
D	pipe diameter [mm]	Pr	Prandtl number [-]
d_s	solid particle diameter [mm]	Re	Reynolds number [-]
g	gravitational acceleration [m/s ²]	Sc	Schmidt number [-]
h	heat transfer coefficient [W/(m ² ·K)]	Greeks	
h_L	latent heat of fusion [J/kg]	α	phase fraction [-]
I	unit matrix [-]	ε	energy dissipation rate [m ² /s ³]
k	turbulence energy [m ² /s ²]	κ	thermal conductivity [W/(m·K)]
L	pipe length [mm]	μ	viscosity [Pa·s]
M	quantity of momentum transport	ν	kinematic viscosity [μ m ² /s]
	at phase boundary [kg/(m ² ·s ²)]	ρ	density [kg/m ³]
m	mass [kg]	τ	viscous stress tensor [Pa]
$\dot{m}$	mass generation rate [kg/(m ³ ·s)]	Subscripts and Superscripts	
n	density of particle number [1/m ³]	$cell$	cell
P	pressure [Pa]	eff	effective value
Q	quantity of heat transport	ϕ	solid or liquid phase
	at phase boundary [W/m ³]	in	inlet value
q	heat flux [W/m ²]	L	latent heat of fusion
R	Reynolds stress [Pa]	l	liquid phase
r	pipe radius [mm]	r	relative value
T	absolute temperature [K]	s	solid phase
t	time [s]	sl	slush fluid
U	flow velocity [m/s]	t	turbulent flow
u	x component of fluctuating velocity [m/s]	T	transposed, phase change
u'	r. m. s. velocity of u [m/s]	tr	triple point
		vm	virtual mass
		x	x component

参 考 文 献

- 1) K. Ohira: "Liquid and slush hydrogen: Its application and technology development," TEION KOGAKU **41** (2006) 61-72 (in Japanese)
大平勝秀:「液体水素およびスラッシュ水素技術の現状と応用」, 低温工学 **41** (2006) 61-72
- 2) C. F. Sindt and P. R. Ludtke: "Slush hydrogen flow characteristics and solid fraction upgrading," Adv. Cryo. Eng. **15** (1970) 382-390
- 3) K. Matsuo, M. Ikeuchi, A. Machida and K. Yasuda: "Fundamental study of pipe flow and heat transfer characteristics of slush nitrogen," Adv. Cryo. Eng. **51** (2006) 1033-1040
- 4) K. Ohira, M. Nozawa, J. Ishimoto, N. Koizumi and T. Kamiya: "Pressure drop reduction of slush nitrogen in turbulent pipe flows," Adv. Cryo. Eng. **53A** (2008) 67-74
- 5) K. Ohira, N. Takahashi, M. Nozawa and J. Ishimoto: "Heat transfer and pressure drop reduction of slush nitrogen in a turbulent pipe flow," Proc. of ICEC 22 (2009) 353-358
- 6) K. Ohira: "Pressure drop reduction phenomenon of slush nitrogen flow in a horizontal pipe," Cryogenics **51** (2011) 389-396
大平勝秀:「水平管内を流動するスラッシュ窒素の圧力損失低減現象」, 低温工学 **45** (2010) 484-492
- 7) K. Ohira, K. Nakagomi and N. Takahashi: "Pressure-drop reduction and heat-transfer deterioration of slush nitrogen in horizontal pipe flow," Cryogenics **51** (2011) (in press)
大平勝秀, 中込圭, 高橋則史:「水平管内を流動するスラッシュ窒素の圧力損失低減および伝熱劣化特性に関する研究」, 低温工学 **46** (2011) 148-160
- 8) D.E. Daney, V. D. Arp and R. O. Voth: "Hydrogen slush production with a large auger," Adv. Cryo. Eng. **35** (1990) 1767-1776
- 9) K. Ohira: "Study of production technology for slush hydrogen," Adv. Cryo. Eng. **49** (2004) 56-63
- 10) D. H. Weitzel, J. E. Cruz, R. J. Richards, L. T. Lowe and D. B. Mann: "Instrumentation for storage and transfer of hydrogen slush," Adv. Cryo. Eng. **16** (1971) 230-240
- 11) D. A. Ellerbruch: "Microwave method for cryogenic liquid and slush instrumentation," Adv. Cryo. Eng. **16** (1971) 241-250
- 12) K. Ohira and K. Nakamichi: "Development of a high-accuracy capacitance-type densimeter for slush hydrogen," JSME Int. J., Ser. B **43** (2000) 162-170
大平勝秀, 中道憲治:「スラッシュ水素用静電容量型高精度密度計の開発研究」, 日本機械学会論文集 (B 編) **65** (1999) 1438-1445
- 13) K. Ohira: "Development of density and mass flow rate measurement technologies for slush hydrogen," Cryogenics **44** (2004) 59-68
- 14) F. Gamma, L. del Monte and R. Liberatore: "CFD-analysis of slush hydrogen flows in feed-systems of rocket-based combined cycles," AIAA-98-3226 (1998)
- 15) P. Crivellari, L. del Monte and F. Gamma: "Computational fluid dynamics of slush hydrogen for aerospace vehicles," AIAA-99-2243 (1999)
- 16) J. Ishimoto and R. Ono: "Numerical study of the two-phase flow characteristics of slush nitrogen," Cryogenics **45** (2005) 304-316
石本淳, 大野隆介:「スラッシュ窒素の二相流動特性に関する数値解析」, 低温工学 **39** (2004) 463-474
- 17) H. Rusche: "Computational fluid dynamics of dispersed two-phase flow at high phase fractions," Ph.D. thesis, University of London (2002)
- 18) J. H. Ferziger and M. Peric: "Computational Methods for Fluid Dynamics (2nd Ed.)," Springer-Verlag, Berlin (1996) 279-286
- 19) L. S. Fan and C. Zhu: "Principles of Gas-Solid Flows," Cambridge Univ. Press, New York (1998) 87-129
- 20) D. Gidaspow: "Multiphase flow and fluidization," Academic Press, San Diego (1994) 197-238
- 21) C. Crowe, M. Sommerfeld and Y. Tsuji: "Multiphase Flows with Droplets and Particles," CRC Press, Boca Raton (1998) 60-63
- 22) "OpenFOAM 1.5 User Guide," Free software foundation Inc. (2008)
- 23) R. F. Barron: "Cryogenic Heat Transfer," Taylor & Francis, Philadelphia, PA (1999) 200-206
- 24) R. D. McCarty: "Hydrogen technological survey-Thermophysical properties," NASA SP-3089 (1975)
- 25) J. O. Hinze: "Turbulence," McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, (1959) 1-13

大 平 勝 秀

1973 年九州大学工学部航空工学科卒業。1975 年同大学院工学研究科修士課程修了。1975 年三菱重工業(株)長崎研究所勤務。液体水素に関する極低温技術、H-I、H-II ロケットの開発に従事。2004 年 7 月より東北大学流体科学研究所極低温流研究分野教授。主に、固液（スラッシュ）二相流、気液二相流など極低温流体の流動、伝熱および水素エネルギー利用技術の研究に従事。低温工学・超電導学会、日本混相流学会、日本機械学会、日本航空宇宙学会などの会員。博士（工学）。

太 田 敦 人

2009 年東北大学工学部機械知能・航空工学科卒業。2009 年同大学院工学研究科修士課程入学。主に極低温固液（スラッシュ）二相流体の流動、伝熱特性に関する数値解析研究に従事。2011 年同大学院工学研究科修士課程修了。2011 年 4 月より三菱商事（株）勤務。

向 井 康 晃

2007 年東北大学工学部機械知能・航空工学科卒業。2007 年同大学院工学研究科修士課程入学。主に極低温固液（スラッシュ）二相流体の流動特性に関する数値解析研究に従事。2009 年同大学院工学研究科修士課程修了。2009 年 4 月より AGC 旭硝子（株）勤務。

細 野 琢 巳

2011 年東北大学工学部機械知能・航空工学科卒業。2011 年同大学院工学研究科修士課程入学。主に極低温固液（スラッシュ）二相流体の流動、伝熱特性に関する数値解析研究に従事。