

スラリーアイスの攪拌による氷粒子分布の数値的評価

システム工学群

ものづくり先端技術研究室 1210076 末吉 圭太

1. 緒論

スラリーアイスは、粒子径が約 0.2mm の微細な氷粒子と NaCl 水溶液が混在した流動性のある懸濁液とされ、主に生鮮食品の鮮度保持に用いられている。スラリーアイスを用いるメリットは、NaCl 水溶液の初期塩分濃度と氷充填率(以下、*IPF* : *Ice Packing Factor*)によって流動性および温度の制御が可能で、並びに氷粒子は緩衝材も兼ねるため魚介類のダメージフリーな点などが挙げられる⁽¹⁾。スラリーアイスの生成装置を図 1 に示す。予冷タンク内の NaCl 水溶液をポンプでジェネレーター内に送水する。ジェネレーターの製氷部は二重円筒構造となっており冷媒が円筒間を循環する。これにより、ジェネレーター内に供給された NaCl 水溶液が円筒内壁の伝熱面で冷却され氷膜が形成する。その後、氷膜を掻き取り刃で削り NaCl 水溶液中に氷粒子を浮遊させる。そして、浮遊した氷粒子を回転するスクリーにより製氷部から氷送り出し部に移動させスラリーアスを生成する。現在、スラリーアイス生成装置の研究課題は *IPF* < 30wt% のスラリーアスを生成した場合、製氷部と氷送り出し部の締結部で氷塊が形成され、流路断面が狭まり流動性が低下することである。氷塊はジェネレーター内壁付近に多くの氷粒子が密集し、融解と再凝固を繰り返すことで形成されると推測しているが、現在ジェネレーター内の氷粒子の挙動が不透明であるため、氷塊形成の課題を対策するに当たりジェネレーター内の氷粒子の分布を把握する必要がある。そこで、本研究では攪拌中の *IPF* < 30wt% のスラリーアイスの氷粒子分布を明らかにすることを目的とした。その方法として、ジェネレーター内の氷粒子の流動現象を再現し可視化できる数値流体力学(以下、CFD)を用いて検討を行った。また、ジェネレーターは NaCl 水溶液の流入、スラリーアイスの流出、氷膜形成、駆動部による攪拌と変化するパラメータが多く、攪拌による氷粒子分布の調査は難しい。そのため、本研究では攪拌のみに着目するために簡略化した装置(以下、円筒容器)を用いて数値計算を行った。

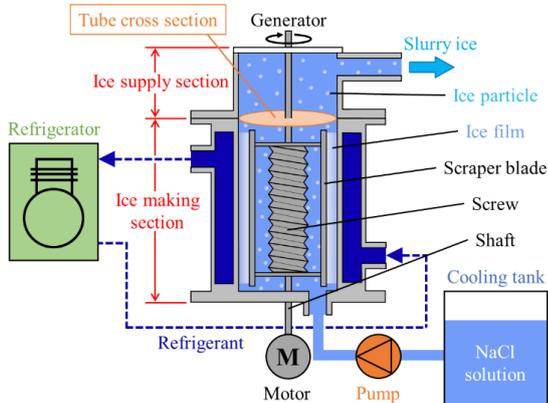


Fig. 1 Flow diagram of slurry ice generator

2. 固液二相流の数値解析

2.1 目的

スラリーアイスの生成時の氷塊問題は攪拌中の氷粒子同士、氷粒子と溶液の速度差によるものと考えられる。そこで、円筒容器を用いて固液混相流モデルに対応している Ansys Fluent で数値計算を行い、氷粒子の速度差が氷粒子分布にどのような影響を及ぼすかを定量的に評価することを目的とした。

2.2 数値計算法

2.2.1 支配方程式

本研究では氷粒子が NaCl 水溶液中に分散している状態を対象としているので、オイラーモデルを用いて固液二相流の挙動を記述する。初期塩分濃度 1wt% の NaCl 水溶液は純水と比較して密度差が 1% 未満であるため、本研究では液相を純水と仮定した。非圧縮性流体、熱的平衡状態と仮定すると液相・固相のそれぞれに対する連続の式と運動方程式は式(1)および式(2)となる⁽²⁾。また、流体は円筒容器内流れのため座標系を円筒座標系とし、簡略化するため次元で表記している。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_k \alpha_k) + \frac{\rho_k}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\alpha_k u_k r) = 0 \quad (1)$$

$$\rho_k \alpha_k \left(\frac{\partial u_k}{\partial t} + u_k \frac{\partial u_k}{\partial r} \right) = - \frac{\partial}{\partial r}(\alpha_k P_k) - F_{ik} + P_s \frac{\partial \alpha_k}{\partial r} - F_{gk} \quad (2)$$

非圧縮性流体と仮定しているため、

$$\alpha_s + \alpha_l = 1 \quad (3)$$

となり、相間における作用・反作用の法則が成り立つため、

$$F_{is} + F_{il} = 0 \quad (4)$$

となる。ここで、 t は時間、 r は円筒座標、 ρ_k は各相の密度、 α_k は各相の体積分率、 u_k は各相の r 方向速度、 P_k は各相の圧力、 F_{ik} は各相の相間摩擦力、 F_{gk} は各相の体積力である。また、添字 $k = s, l$ は氷粒子、純水を表す。本研究では式(1)および式(2)を三次元に拡張して数値計算を行った。

2.2.2 界面での構成モデル

固液界面での構成モデルは固体体積分率 α_s が 0.2 以上の固液混相流に適している Gidaspow モデルを与えた。Gidaspow モデルの構成式は、

$$F_{ik} = K_{ik} \frac{u_l - u_s}{\rho_l} \quad (5)$$

$$K_{ik} = 150 \frac{\alpha_s(1 - \alpha_l)\mu_l}{\alpha_l d_s^2} + 1.75 \frac{\rho_l \alpha_s |u_s - u_l|}{d_s} \quad (6)$$

となる。ここで、 K_{ik} は相間の抗力係数、 μ_l は純水の粘度、 d_s は氷粒子径である。

氷粒子同士の相互作用については、小林⁽³⁾が求めた反発係数の温度依存性の実験式(7)を用いて反発係数を決定した。

$$e = 0.515(-T)^{0.171} \quad (7)$$

武井⁽⁴⁾が塩分濃度 1wt% の NaCl 水溶液を用いて生成したスラリーアイスの *IPF* は *IPF* = 20.8wt% であるため、本研究の CFD でもこの数値を用いた。このとき、スラリーアイスの温度 T は $T = -0.8^\circ\text{C}$ であるので式(7)より反発係数 e は $e \cong 0.5$ と

なり、これを一定値とした。

2.2.3 離散化手法

一次元線形移流方程式の離散化に有限体積法を用いると、

$$\varphi_i^{n+1} = \varphi_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} (f_{i+\frac{1}{2}}^n - f_{i-\frac{1}{2}}^n) \quad (8)$$

となる。ここで、 φ はスカラー場、 n は時間ステップ数、 i はセル番号、 $i + \frac{1}{2}$ および $i - \frac{1}{2}$ はセル i と隣り合うセルとの境界面(以下、セル面)の位置、 Δt は1ステップで進む時間(以下、時間刻み幅)、 Δx はセルの格子幅(以下、計算格子幅)、 f は流束である。式(8)のセル面を通過する流束 $f_{i+\frac{1}{2}}$ はセル中心での値 f_i やセル面周りの格子点の値(以下、ノード値) f_n から近似的に計算できる。この手法を空間勾配再構築という。本研究では、 $f_{i+\frac{1}{2}}$ を特定のセル面周りのノード値から加重平均することで計算できる Green Gauss Node Based を用いる。

$$f_{i+\frac{1}{2}} = \frac{1}{N} \sum_n f_n \quad (9)$$

$$f_n = \frac{\sum_N \frac{f_i}{D_N}}{\sum_N \frac{1}{D_N}} \quad (10)$$

ここで、 N はノード値の数、 D_N はセル中心とノード間の距離である。

式(2)左辺第二項の対流項の離散化はスキームの種類によって計算コストと計算結果の精度が大きく変化するため適切な選択が必要となる。保存形の一次元線形移流方程式の離散化に有限差分法を用いると、

$$\varphi_i^{n+1} = \varphi_i^n - C (\varphi_{i+\frac{1}{2}}^n - \varphi_{i-\frac{1}{2}}^n) \quad (11)$$

$$C \leq 1 \Leftrightarrow u \leq \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad (12)$$

となる。ここで、 C はクーラン数である。クーラン数は式(12)のクーラン条件を満足する必要がある。この制約条件を満足するために時間刻み幅 Δt は式(12)から、計算格子幅 $\Delta x = 4.6\text{mm}$ 、翼の回転速度 400rpm を単位変換した 3.14m/s を用いて $\Delta t = 0.001$ と設定した。また、図2の左図に示すように三次精度の QUICK スキームを用いると Godunov の定理より数値振動が発生した。そのため、図2の右図に示すように数値振動の発生しない一次風上スキームを用いて再度補間を行った。また、一次風上スキームを用いてセル面でのスカラー場 $\varphi_{i+\frac{1}{2}}^n$ を求めると、

$$\varphi_{i+\frac{1}{2}}^n = \varphi_i^n \quad (13)$$

となる。

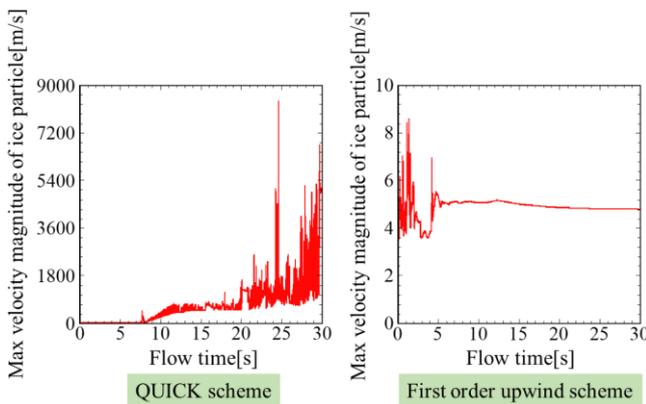


Fig. 2 Simulation results for each scheme

2.2.4 計算モデル

図3の左図は武井がIPF測定に用いた実験装置で、右図はその実験装置をCADソフト(SOLIDWORKS)で作成した計算

モデルである。計算モデルの半透明な円柱の体積を流体領域とした。

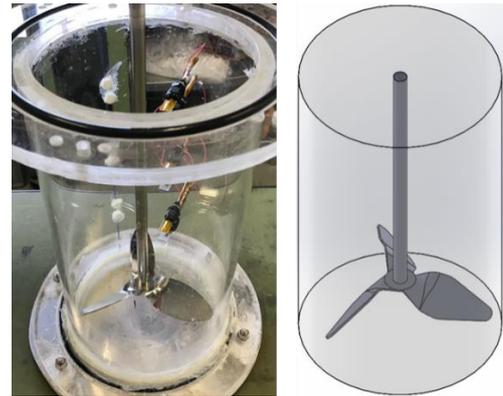


Fig. 3 Actual model(left) and computational model(right)

2.2.5 計算条件

表1に各流体の物性値を示す。このとき主相を純水、分散相を氷粒子とし氷粒子径 d_s は $d_s = 0.2\text{mm}$ とした。

	Density ρ_k [kg/m ³]	Viscosity μ_k [Pa·s]
Water(-0.8°C)	999.8	1.802×10^{-3}
Ice particle(-0.8°C)	917.1	1.720×10^{-3}

図4に示すように原点は円柱底面の中心とし、断面位置は $x = 0$ のときの yz 平面で切断した。初期条件として氷粒子は流体領域内で均一に分散、かつ静止状態と仮定した。

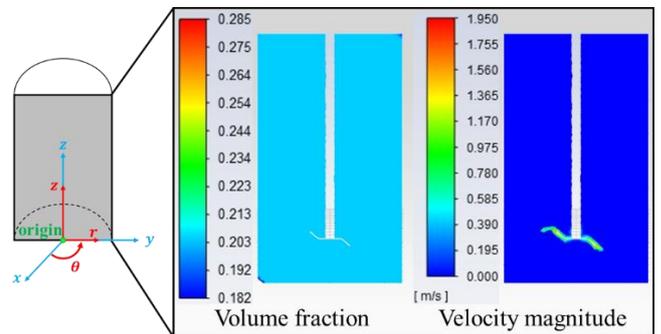


Fig. 4 Initial condition

2.2.6 セルゾーン条件・境界条件

図5に示すように円筒容器に蓋をした容器内の流体、つまり静止領域ではセルゾーン条件、壁面境界条件ともに z 軸周りに 0rpm とした。三枚プロペラ翼の可動域の流体、つまり回転領域ではセルゾーン条件、壁面境界条件ともに z 軸周りに -400rpm とした。

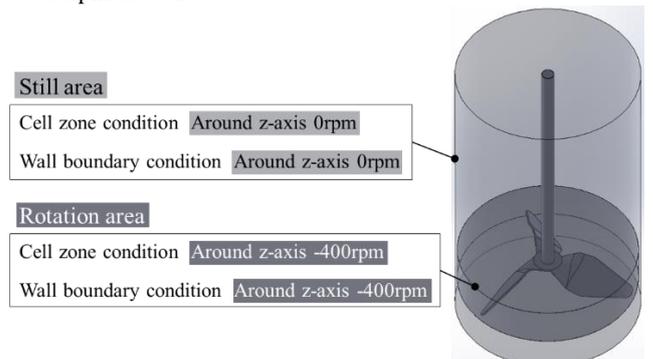


Fig. 5 Cell zone and wall boundary condition

2.3 計算結果

図6に氷粒子の体積分率分布, 図7に氷粒子の速さ分布の時間変化を示す. ここでの断面は図4と同様の位置で切断した. $t = 0s$ のとき氷粒子は液体中で均一に分散かつ静止していた. しかし, 攪拌開始直後の $1s \leq t \leq 4s$ では攪拌による影響が円筒下部から円筒側面を経て上部に伝搬することで氷粒子が円筒最上部のシャフト周りに多く分布した. $t = 30s$ ではシャフト全面に氷粒子が密集し, 円筒容器の半径内向きに進むにつれて速度が減少した.

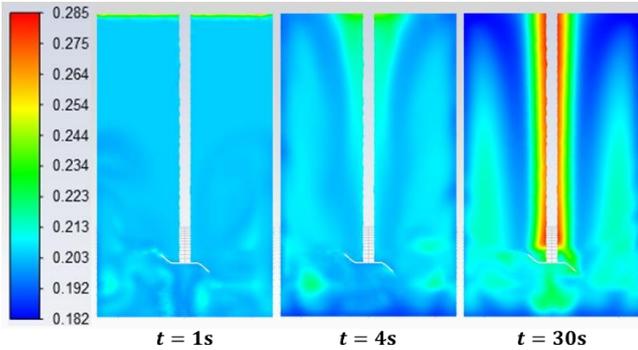


Fig. 6 Time variation of ice particle distribution

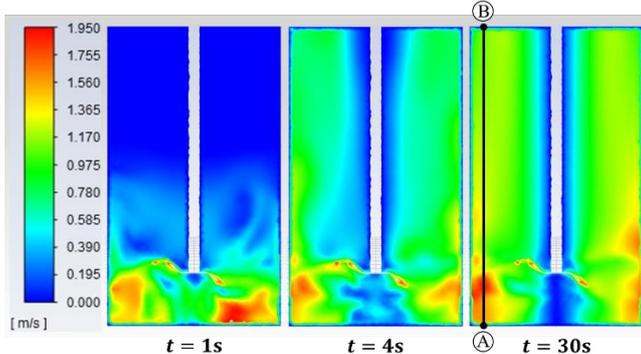


Fig. 7 Time variation of ice particle velocity magnitude

2.4 考察

図7のコンター図($t = 30s$)より①-②間の氷粒子の体積分率, および氷粒子の速さの位置変化を図8に示す. 円筒容器の高さ方向に進むにつれて氷粒子の体積分率, および速度はともに減少傾向にあることがわかった. したがって, 氷粒子は速度の小さい領域に密集するのではなく, 氷粒子が密集すると個々の氷粒子が自由に動ける範囲が狭まり, 氷粒子同士が衝突し合うことで失速したと考えられる.

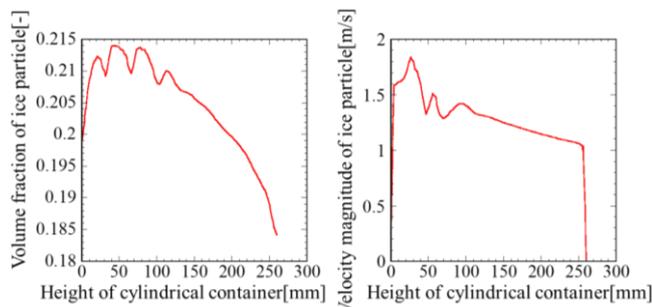


Fig. 8 Positional change in volume fraction(left) and velocity(right) of ice particle

3. 固気液三相流の数値解析

3.1 目的

固気液三相流で数値計算を行い実際の現象の再現性を高

めることで, CFD で数値計算したIPFと武井⁴⁾が導電率を用いて測定したIPFを定量的に評価することを目的とした.

3.2 数値計算法

3.2.1 支配方程式

スラリーアイスと大気中の空気との間に自由表面が現れ, 攪拌によって回転放物面である渦が形成される現象を対象としているため, Multi Fluid VOF モデルを用いて固気液三相流の挙動を記述した. 非圧縮性流体, 熱的平衡状態を仮定し, 液相・固相のそれぞれに対するオイラーモデルの連続の式と運動方程式は式(14)および式(15)となり, 固気・気液界面(以下, 各界面に対する VOF モデルの連続の式と運動方程式は式(16)および式(17)となる. また, 流体は円筒容器内流れのため座標系を円筒座標系とし, 簡略化するため一次元で表記している.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_k \alpha_k) + \frac{\rho_k}{r} \frac{\partial}{\partial r}(\alpha_k u_k r) = 0 \quad (14)$$

$$\rho_k \alpha_k \left(\frac{\partial u_k}{\partial t} + u_k \frac{\partial u_k}{\partial r} \right) = - \frac{\partial}{\partial r}(\alpha_k P_k) - F_{ik} + P_s \frac{\partial \alpha_k}{\partial r} - F_{gk} \quad (15)$$

$$\frac{\partial \rho_{gk}}{\partial t} + \frac{\rho_{gk}}{r} \frac{\partial}{\partial r}(u_{gk} r) = 0 \quad (16)$$

$$\rho_{gk} \left(\frac{\partial u_{gk}}{\partial t} + u_{gk} \frac{\partial u_{gk}}{\partial r} \right) = - \frac{\partial P_{gk}}{\partial r} + \mu_{gk} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(u_{gk} r) \right\} - F_{gk} + \left(\frac{\partial \sigma_{gk}}{\partial r} + \sigma_{gk} \kappa_{gk} \bar{n}_{gk} \right) \delta_{int} \quad (17)$$

非圧縮性流体と仮定しているため,

$$\alpha_s + \alpha_l + \alpha_g = 1 \quad (18)$$

となり, 相間における相互作用については式(4)が成り立つ. 各界面での平均密度 ρ_{gk} および平均粘度 μ_{gk} は氷粒子, 純水および空気の密度, 粘度, 体積分率を用いると,

$$\rho_{gk} = \alpha_k \rho_k + (1 - \alpha_s - \alpha_l) \rho_g \quad (19)$$

$$\mu_{gk} = \alpha_k \mu_k + (1 - \alpha_s - \alpha_l) \mu_g \quad (20)$$

となる. ここで, u_{gk} は各界面の r 方向移動速度, P_{gk} は各界面の圧力, F_{gk} は各界面の体積分力, σ_{gk} は各界面の表面張力, κ_{gk} は各界面の曲率, \bar{n}_{gk} は各界面上の単位法線ベクトル, δ_{int} は界面位置でのみ作用する Dirac のデルタ関数である. また, 添字 g は空気を表す. 本研究では式(14), (15), (16), (17)を三次元に拡張して数値計算を行った.

3.2.2 界面での構成モデル

固気界面での構成モデル, および氷粒子同士の相互作用については 2.2.2 項と同様とした.

気液界面において液体分子同士が分子間力により引き合うことで表面張力が作用する. このとき, 空気に接する水の表面張力は水の温度に依存する. 塩分濃度 1wt%, IPF = 20.8wt%のスラリーアイスの温度 T は $T = -0.8^\circ\text{C}$ である. それに対し, 水は 0°C 以下になると固体へ性状変化するため 0.01°C のときの表面張力 $\sigma_{gl} = 0.07565\text{N/m}$ を一定値として設定した⁵⁾.

3.2.3 離散化手法

2.2.3 項と同様に空間勾配再構築は Green Gauss Node Based を, 対流項の離散化は数値振動が発生したため一次風上スキームを用いた.

3.2.4 計算モデル

2.2.4 項と同様の計算モデルを用いて数値計算を行った.

3.2.5 計算条件

純水および氷粒子の物性値は表1の値を用いた. 空気の物性値は表2の値を用いた. このとき, 主相を純水, 二次相を空気および氷粒子とした. 自由表面の再現性は空気の粒子径 d_g に依存するため $\Delta x < \frac{d_g}{10}$ とする必要がある⁶⁾. 本研究の計算格子幅 Δx は $\Delta x = 4.6\text{mm}$ であるため空気の粒子径を $d_g =$

50mmとした。

Table 2 Material properties of air

	Density ρ_g [kg/m ³]	Viscosity μ_g [Pa·s]
Air(20°C)	1.205	1.821×10^{-5}

図9に示すように原点は円柱底面の中心とし、断面位置は $x = 0$ のときの yz 平面で切断した。初期条件として氷粒子は流体領域内で均一に分散かつ静止状態と仮定し、円筒容器上部の気相は大気中の空気とした。

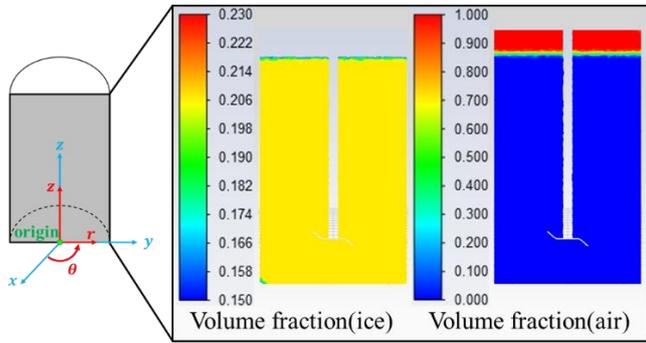


Fig. 9 Initial condition

3.2.6 セルゾーン条件・境界条件

2.2.6 項と同様のセルゾーン条件、および壁面境界条件を用いて数値計算を行った。

3.3 計算結果

氷粒子の体積分率分布の時間変化を図10に示す。ここで断面は図9と同様の位置で切断した。 $t = 0s$ のとき氷粒子は液体中で均一に分散かつ静止していたが、攪拌後の $1.3s < t \leq 1.9s$ ではシャフト周りに分布していた氷粒子が円筒側面に密集した。 $t = 3s$ では気相側を除くシャフト側面、および三枚プロペラ翼の可動域に氷粒子が密集した。

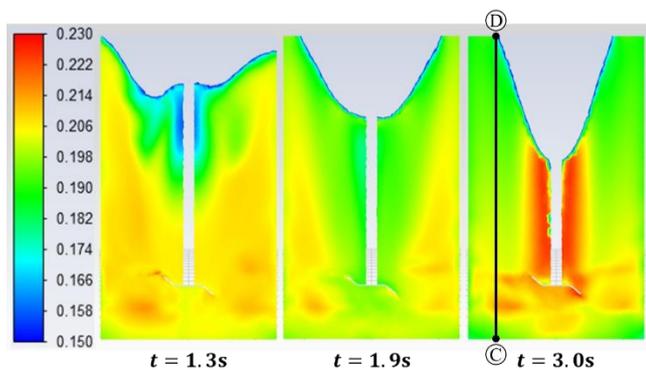


Fig. 10 Time variation of ice particle distribution

3.4 考察

図10のコンター図($t = 3.0s$)よりC-D間の IPF 位置変化による計算値と測定値の比較を図11に示す。ここで、CFDで計算した IPF 、および武井が測定した IPF はともに3秒後の結果である。両者を比較すると、円筒容器の底部から上部に向かって IPF が減少する傾向は同じであるが、測定値に比べ計算値が大きくなり勾配も緩やかになった。したがって、実験では外部からの侵入熱が少ない新機構で IPF 測定を行い、CFDでは離散化誤差の少ない高次精度スキームおよび流束制限関数を用いて数値計算を行うことが実現象の再現性を高めるために必要である。

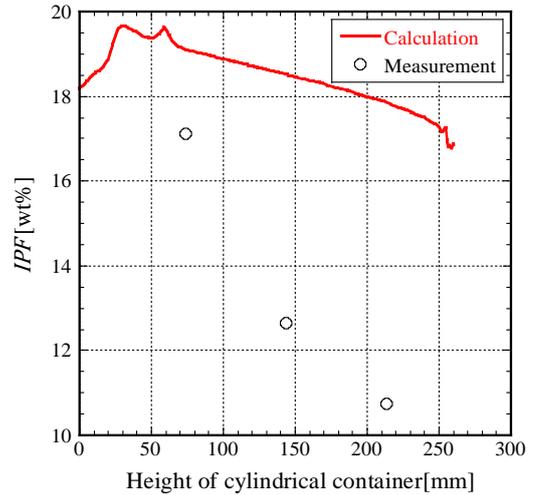


Fig. 11 Comparison of calculated and measured values

4. 結論

本研究では $IPF < 30wt\%$ のスラリーアイス攪拌による流動現象をCFDにより再現し可視化することで氷粒子分布を明らかにすることを目的とした。固液二相流のCFDにより、氷粒子は速度の小さい領域に密集するのではなく、氷粒子が密集すると氷粒子同士が衝突し合うことで失速したと考えられる。固気液三相流のCFDにより実際の流動現象を再現できたが、武井が測定した IPF と比較すると IPF 差が大きく開いた。これを対策するには教育版 Ansys Fluent を用いた固気液三相流のCFDでは難しいため、実際の流動現象を如何に単純化できるかが重要となる。したがって、外部からの侵入熱が少なく気相の存在しない密閉状態の新機構で IPF 測定、並びに高次精度スキーム、流束制限関数を用いた固液二相流で数値計算することが必要である。

参考文献

- (1) 日本冷凍空調学会, “氷スラリーによる冷蔵・冷却のための手引書”, 2013.4.1~2016.3.31, pp.5-9
- (2) 日本原子力学会・熱流動部会, “気液二相流の数値解析”, 朝倉邦造, 1993.4.20, pp.54-67
- (3) 前野紀一, “雪粒子と氷粒子の物性”, 1991.2.18, pp.229-231
- (4) 武井紀江, “導電率計測による流動スラリーアイスの含有氷粒子分布の検証”, 2020.3.18
- (5) 日本機械学会, “技術資料 流体の熱物性値表”, 日本機械学会, 2004.8.30, p.208
- (6) 太田光浩, “混相流の数値シミュレーション”, 丸善出版, 2015.7, pp.5-9.31-34