

管内流動過冷却水中の球形氷粒子挙動*

稲葉英男*¹, 武谷健吾*²

Behavior of Spherical Ice Particle in Flowing Supercooled Water

Hideo INABA and Kengo TAKEYA

Numerical calculation of behavior of a spherical ice particle (motion, melting and solidification) in flowing supercooled water inside a cooled circular tube was performed. By assuming that the single ice particle moved from its position on the upper or lower cooling surface in fully developed laminar flow, the variation of ice particle radius during the moving process could be calculated under various Reynolds numbers for water, initial ice particle radii and cooling conditions. For the particle motion in flowing water, the numerical results were in good agreement with the measurements obtained from visualization using paraffin particles (density: 926 kg/m³). It was found that the initial ice particle radius, Reynolds number of water and the cooling wall temperature exerted pronounced effects on the ice particle radius at the tube exit; however the inlet temperature of the flowing water had little effect on the radius at the tube exit.

Key Words: Supercooling Phenomenon, Ice Particle, Flowing Behavior, Solidification, Melting

1. 緒論

氷蓄熱における製氷システムとして、その製氷方法の多様性、氷充填率の大きさ、効率的利用の可能性および輸送性の良さなどから判断して、微細な氷粒や氷片により構成された流動性に富むスラリー状氷の生成に関心が高まりつつある⁽¹⁾。スラリー状氷の有効な形成方法の一つとして、前報⁽²⁾において報告した流動過冷却水溶液の管内凍結現象を利用した製氷方法(本論文では管内製氷法と呼ぶ)は、製氷装置も比較的簡単で、将来有望なスラリー状氷の製造方法となる可能性を秘めている。著者らが提案する管内製氷法は、冷却管内を流動する過冷却水溶液に人工的に管内凍結を発生させ、冷却面上に生成される微細な氷結晶(およそ0.1~3.0mm)を水溶液の流動による抵抗力、せん断力等の外力により冷却面上から剥離させ、水溶液の流動と共に固液混合状態で管外へと排出し、連続的に製氷を行うものである。従って、管内製氷では、管内を流動する水溶液が固液混合状態にあるため、その温度が凝固点温度程度の比較的高い状態に維持されることから、外部冷却媒体との温度差が大きくなり冷却熱流量の増加となる結

果、高い製氷能力を示すことになる⁽²⁾。さらに、生成される氷が固液混合状態のスラリー状球形氷を形成することから、その状態のまま直接搬送することも可能となる利点を有する製氷方法となる。しかしながら、管内製氷過程において観察される流動過冷却水溶液中を浮遊する氷粒子群の運動ならびに凝固、融解挙動に関しては、未だ不明な点が数多く残されており、今後管内製氷システムの安定性ならびに生成されるスラリー状氷の製氷効率を評価、検討する上で重要課題となることが予想される。従って、本研究は管内流動過冷却液中を浮遊する氷粒子群の運動ならびに凝固、融解挙動の解明を目的として、その基礎的段階となる単一球形氷粒子を対象とした2次元計算モデルを提案し、数値解析により球形氷粒子の管内流動過程ならびに凝固、融解挙動について検討するものである。

従来より、流体中を浮遊する固体粒子の運動に関しては、土木工学的立場からの水流または空気の流れによる砂礫の運動機構解明⁽³⁾、あるいは石炭などの鉱物系固体粒子の水力輸送⁽⁴⁾などの観点から数多くの研究が行われている。これら従来の研究結果を総合すると、流体中に存在する固体粒子の運動は、Bassetら⁽⁵⁾により提案された粒子運動方程式が一般に適用されるようであり、またその計算結果は、およそ実測結果と良く一致することも明らかにされている。従って、本研究で対象と

* 原稿受付 平成6年3月22日。

*¹ 正員, 岡山大学工学部 (〒700 岡山市津島中1-1)。*² 正員, 岡山大学大学院。

する水平管内流動水中の氷粒子運動に対しても、Bassetらの運動方程式が適用されるものと思われる。一方、流動過冷却水溶液中を浮遊する氷粒子のような、粒子運動に伴いその大きさが変化する系を取り扱った研究はほとんどなされておらず、今後早急に検討されるべき課題の一つと考えられる。

本研究は、流動過冷却水溶液を利用した管内製氷法の確立を最終目標として、その基礎的段階となる水平円管内を流動する過冷却液中を浮遊する単一球形氷粒子の運動ならびに凝固、融解挙動の解明を目的として行ったものである。まず、管内流動水中の粒子運動について解析物理モデルを提案し、その解析モデルに基づき上述したBassetらによる粒子運動方程式を利用して粒子運動の計算を行い、パラフィン粒子を使用した水平円管内流水中の粒子運動過程の可視化実験結果と計算結果を比較することにより、このような粒子運動が連続相となる流体の流動状態および粒子直径により如何に影響されるかについて検討する。そして、得られた粒子運動に関する計算結果に基づき、球形氷粒子の凝固あるいは融解挙動に及ぼす管内流動水の Re 数、初期球形氷粒子径、管内流動水入口温度および管内表面温度(冷却面温度)等の影響を定量的に把握し、最終的に管出口における球形氷粒子径に影響を及ぼすこれら諸因子の効果を数値計算結果に基づき検討するものである。

記号

C_D : 粒子抵抗係数, d_i : 管内直径, d_p, d_{p0} : 粒子直径および初期球形氷粒子直径, F_l : 粒子に作用する揚力, 式(3), H_n, I_n : 時刻 t_n における球形氷粒子の x 軸方向および y 軸方向の加速度, l : 管長さ, m_i, m_w : 氷粒子質量および氷粒子の体積に相当する水質量, Pr : 水のプラントル数, ΔQ_c : 微小時間 Δt における対流伝熱量, ΔQ_i : 微小時間 Δt における潜熱移動量, Re : 管内流動水のレイノルズ数, Re_p : 氷粒子のレイノルズ数, r_i : 管内半径(= $d_i/2$), Δr : 微小時間 Δt における氷粒子成長量, T : 温度, T_f : 水の凝固点温度(= $0^\circ C$), ΔT : 球形氷粒子と管内流動水の温度差(= $T_f - T_p$), $t, \Delta t$: 時間および微小時間, u : 管内流動水の x 軸方向速度, $v, \Delta v$: 球形氷粒子の y 軸方向速度および微小時間 Δt における速度変化, $w, \Delta w$: 球形氷粒子の x 軸方向速度および微小時間 Δt における速度変化, x : 球形氷粒子の運動開始位置からの x 軸方向距離, y : 粒子の y 軸方向距離, y_s : y 軸方向の初期粒子位置, α_m : 球形氷粒子-流動水間の平均熱伝達係数, ε : 球形氷粒子と流動水の相対速度, λ_w, ν_w : 水の熱伝導率および動粘性係数, ρ_i, ρ_w : 氷および水の密度
添字

l : 管出口, m : 平均, $n, n-1$: 時刻 t_n および t_{n-1} , i_n, w : 管入口および管内表面, x, y : x 軸方向(管軸方向)および y 軸方向(垂直方向)

2. 解析物理モデルと基礎式の導出

2.1 解析物理モデルの概説

管内流動過冷却水中を流下する単一球形氷粒子の運動ならびにその凝固、融解挙動を物理モデル化したものが図1である。解析物理モデルは、管中心軸の垂直断面のみに着目した2次元座標系を対象としており、垂直方向(管半径方向)には管中心軸を $y=0$ とし、管軸方向には粒子運動の開始位置を $x=0$ としてある。また、連続相となる流体としてここでは水を仮定し、管入口部で十分発達した層流速度分布を有するものとしてある。管底部あるいは管頂部の冷却面上より初速度零の条件で運動を開始する球形氷粒子(初期直径 d_{p0})は、流体抵抗力により管下流部(x 軸方向)へと移動しながら、同時に球形氷粒子に作用する浮力あるいは揚力の効果により垂直方向(y 軸方向)へも移動することになる。そして、粒子運動開始点より x 軸方向に距離 l_1 に達したときに、管頂部の冷却面と接触する(第1過程)。その後、球形氷粒子は管内表面上を流下しながら、最終的に管出口より放出されることになる[第2過程(距離 l_2)]。なお、第2過程における y 軸方向速度 v は、球形氷粒子が管壁面に拘束されることから $v=0$ としてある。また、 x 軸方向に作用する球形氷粒子と管壁面の接触抵抗は、氷と他の固体表面の摩擦係数が非常に小さいことから、これを無視してある。従って、本解析では第2過程における x 軸方向の球形氷粒子運動は、第1過程のそれと同一として取り扱っている。

球形氷粒子運動中の凝固あるいは融解挙動に関して、一様な入口水温 $T_{in} (> T_f, T_f$: 水の凝固点温度) で流入する水は、冷却開始点(粒子運動開始位置と同一)より一

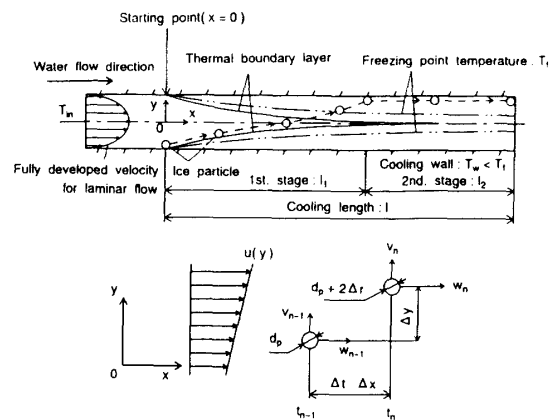


図1 粒子運動に関する物理モデル

定の管壁温度 $T_w (\leq T_f)$ にて冷却され、管下流部へと温度境界層を発達させながら流動し、壁面近傍において過冷却状態となるような温度場を形成する。球形氷粒子は、管内を流下する間に流動水の温度境界層に応じて凝固あるいは融解し、その大きさを変化させることになる。なお、氷粒子の運動により管内流動水の流れ場および温度場は変化せず、さらに球形氷粒子はその内部に温度分布を有さず、その温度は凝固点温度 T_f 一定としてある。また、管内流動水の熱的助走区間を含む層流温度場の計算は、差分法(風上差分)により行っている。

2.2 氷粒子運動に関する基礎式とその計算方法

前述したように固体粒子の運動に関しては、Bassetら⁽⁵⁾により導かれた粒子運動方程式を適用し、氷粒子の x 軸方向および y 軸方向速度成分 w, v それぞれについて、任意の時刻 t_n における球形氷粒子の運動方程式は次式のように表される。

$$m_i \frac{dw}{dt} = \frac{\pi}{8} d_p^2 C_{Dx} \rho_w W^2 + m_w \frac{dw}{dt} + \frac{m_w}{2} \frac{dW}{dt} + \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi \rho_w^2 \nu_w} \int_0^{t_n} \frac{dW/d\tau}{\sqrt{t_n - \tau}} d\tau \dots \dots \dots (1)$$

$$m_i \frac{dv}{dt} = -\frac{\pi}{8} d_p^2 C_{Dy} \rho_w v^2 + (m_w - m_i)g + F_l - \frac{m_w}{2} \frac{dv}{dt} - \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi \rho_w^2 \nu_w} \int_0^{t_n} \frac{dv/d\tau}{\sqrt{t_n - \tau}} d\tau \dots \dots (2)$$

ここに、 d_p : 氷粒子直径、 m_i, m_w : 氷粒子質量および氷粒子体積に相当する水質量、 C_{Dx}, C_{Dy} : 球形氷粒子の x 軸方向および y 軸方向の抵抗係数、 u : 球形氷粒子位置と対応した管内流動水の x 軸方向速度、 g : 重力加速度、 ρ_w, ν_w : 水の密度および動粘性係数である。また、 $W (= u - w)$ は球形氷粒子と流動水の x 軸方向の粒子相対速度を表している。なお、式(2)において管内流動水の y 軸方向速度は、差分法による管内層流解析結果より考えて十分小さいことから、これを無視してある。式(1)、(2)中左辺の加速度項、右辺第1項の抵抗項および式(2)の右辺第2項の浮力項を除いて各項の物理的意味は次のようである。式(2)の右辺第3項は、速度勾配を有する水流中に置かれた粒子が受ける揚力 F_l である。また、式(1)の右辺第3項、第4項および式(2)の右辺第4項、第5項は粒子運動に伴い排斥される流体による抵抗力である仮想質量力、および粒子周辺の流れ状態が定常運動の場合と相違するために生じる粘性抗力に関する補正項(Basset項)を示している。 x 軸方向ならびに y 軸方向の粒子抵抗係数 C_{Dx}, C_{Dy} は、粒子レイノルズ数 $Re_p [= W d_p / \nu_w, v d_p / \nu_w]$ の範囲により、 $Re_p < 1$ ではストークス則、 $1 \leq Re_p \leq 700$ で Schiller の式⁽⁶⁾を使用し、その値は微小時間 Δt では変化しないものと仮定し、時刻 t_{n-1}

における粒子相対速度 W_{n-1} および粒子速度 v_{n-1} より算出した。なお、氷粒子に作用する揚力 F_l は、文献⁽⁶⁾に引用されている Saffman の式を使用し、次式のように定義される。

$$F_l = 1.615 \rho_w d_p^3 (u - w) du/dy \dots \dots \dots (3)$$

ここで、 du/dy は球形氷粒子位置と対応した管内流動水の速度勾配である。これより、氷粒子が管中心軸より下方を運動する場合には、 $du/dy > 0$ となり揚力 F_l は y の正方向(垂直上方)に作用し、一方、氷粒子が管中心軸より上方を運動する場合には、 $du/dy < 0$ となり、揚力 F_l は y の負方向(垂直下方)に作用することになる。式(1)、(2)の計算方法⁽⁴⁾は、Basset項を省略した式に時刻 t_{n-1} における氷粒子と流動水の粒子相対速度 $W_{n-1} (= u_{n-1} - w_{n-1})$ および氷粒子の y 軸方向速度 v_{n-1} と微小時間増分 Δt を与えて、時刻 t_{n-1} から t_n までの速度変化 $\Delta W_n (= w_n - w_{n-1}), \Delta v_n (= v_n - v_{n-1})$ を解析的に求める。得られた速度変化 $\Delta W_n, \Delta v_n$ より Basset項を時刻 $t = 0$ から $t = t_n$ まで数値積分を行い、算出された Basset項の値を式(1)、(2)中に代入し、再び速度変化 $\Delta W_n, \Delta v_n$ を求める。以下この計算を繰り返し行い、 $\Delta W_n, \Delta v_n$ が変化しなくなった時点でその値を解とした。なお、収束条件は、繰り返し計算の過程で $\Delta W_n, \Delta v_n$ の変化量が $10^{-3}\%$ 以下とした。以上の手続きを各時間刻み Δt について行くと、時間 t と W および v の関係が得られる。

2.3 球形氷粒子の凝固あるいは融解挙動に関する基礎式とその計算方法

球形氷粒子が、時刻 t_{n-1} において半径 r_{n-1} を有しているとして、 t_{n-1} から t_n までの微小時間 Δt の間に Δr だけ凝固あるいは融解するものと仮定すれば、 Δt 時間に水中に放出あるいは球形氷粒子が吸収する潜熱量 ΔQ_c は、次式のように近似される。

$$\Delta Q_c \approx 8\pi r_{n-1} (r_m - r_{n-1}) (2r_m - r_{n-1}) \rho_i L \dots \dots \dots (4)$$

ここで、 ρ_i は氷の密度 ($\rho_i = 917 \text{ kg/m}^3$)、 L は水の凝固潜熱 ($L = 333.46 \text{ kJ/kg}$) であり、また r_m は時刻 t_{n-1} から t_n までの平均氷粒子半径 ($r_m = r_{n-1} + \Delta r/2$) を示す。一方、微小時間 Δt における球形氷粒子と流動水間の対流伝熱量 ΔQ_c は、球形氷粒子全表面の平均熱伝達係数を α_m とすれば、次式のように近似される。

$$\Delta Q_c \approx \alpha_m 4\pi r_m^2 \Delta T \Delta t \dots \dots \dots (5)$$

ここで、 ΔT は、時刻 t_{n-1} から t_n までの氷粒子の平均周囲温度 $T_m [= (T_{n-1} + T_n)/2]$ と球形氷粒子表面温度 $T_f (= 0^\circ \text{C})$ との差 $\Delta T = T_f - T_m$ である。また、平均熱伝達係数 α_m は、文献⁽⁷⁾より次式で示される固体球周りの熱伝達半経験式

$\alpha_m = \lambda_w / (2r_m) \cdot (2 + 0.55 Re_p^{1/2} Pr^{1/3})$ を使用し算出される。なお、 Pr は水のプラントル数であり、 $Re_p (= 2\varepsilon_m r_m / \nu_w)$ は、時刻 t_{n-1} から t_n までの氷粒子-流動水間の平均粒子相対速度 ε_m を基準とした粒子レイノルズ数である。以上の微小時間 Δt における氷粒子の凝固あるいは融解に伴う潜熱移動量 ΔQ_i と球形氷粒子-流動水間の対流伝熱量 ΔQ_c より $\Delta Q_i = \Delta Q_c$ とすると、熱平衡式は次のように整理される。

$$f(r_m) = 16r_m^3 + 1.55Pr^{1/3}(\varepsilon_m/\nu_w)^{1/2}r_m^{3/2} - \frac{8r_{n-1}\rho_i L}{\lambda_w \Delta T \Delta t} (2r_m^2 - 3r_{n-1}r_m + r_{n-1}^2) = 0 \dots \dots (6)$$

従って、式(6)を r_m について解くことにより、任意の時刻 $t_{n-1} \sim t_n$ までの微小時間 Δt における氷粒子の凝固あるいは融解量 $\Delta r (= r_n - r_{n-1})$ が求められる。

3. 粒子運動に関する可視化実験装置および方法

本研究では、前述した氷粒子運動方程式(1)、(2)より得られる計算結果の妥当性を確認するために、図2に示される実験装置を使用し、水平円管内流動水中の粒子運動挙動の可視観察を行った。装置は、連続相となる水の循環系統と透明アクリル管(管内径 $d_i = 15\text{mm}$, 30mm) および透明アクリル製矩形ダクトで構成された可視化試験部に大別される。水は、可視化試験部出口に設けられた水槽から遠心ポンプにより任意の一定流量にて可視化用試験部へと流入することになる。可視化用試験部は、全長 $l = 2000\text{mm}$ を有しており、助走区間(長さ 1000mm) および可視化部(長さ 1000mm) が直列に接続されている。また可視化部は、ビデオカメラにより粒子

運動を撮影する際、管曲率による屈折率の歪みを極力少なくする目的から、アクリル管周囲を透明アクリル製矩形ダクト ($120\text{mm} \times 600\text{mm} \times 110\text{mm}$, 幅 \times 長さ \times 高さ) で囲み、そのダクト内に水を充填した構造となっている。可視化実験に使用された粒子は、氷粒子と比較的密度が近くかつ成形性に優れたパラフィン球形粒子を使用している。なお、本研究にて使用したパラフィン球形粒子の密度は $\rho = 926\text{kg/m}^3$ ($T = 25^\circ\text{C}$) であり、またその粒子径 d_p は、 $d_p = 0.5, 1.4\text{mm}$ の2種類を使用した。パラフィン粒子は、管中心軸上の垂直断面内に挿入された直径 $\phi = 0.1\text{mm}$ のステンレス製ワイヤの先端に水性接着剤を使用し固定された。そして、水の流動に伴う接着剤の溶解を待ち、パラフィン粒子がワイヤ先端から剥離した時点を運動開始時刻 ($t = 0$) と定義した。

実験は、所定の流量に設定された流水中にパラフィン粒子を固定し、パラフィン粒子がワイヤ先端より剥離し運動を開始してから以降の粒子運動の軌跡を側面からビデオカメラにより撮影した。そして、得られた粒子運動のビデオカメラ映像のコマ送り画像(コマ送り間隔 $1/30\text{sec}$) より粒子運動の軌跡を $1/30\text{sec}$ 間隔で記録し、その間の粒子移動距離から管軸方向(x 軸方向)ならびに垂直方向(y 軸方向)の粒子平均速度 w, v を算出した。なお、可視化実験におけるパラフィン粒子の運動開始位置は、ビデオカメラの解像度およびワイヤ後流に発生する渦のパラフィン粒子に及ぼす影響などを考慮して、パラフィン粒子の x 軸方向および y 軸方向への運動距離が比較的長くなるように管中心軸より下方に設定した。

4. 計算結果および考察

4.1 計算結果と可視化実験結果の比較

本節では、パラフィン球形粒子による可視化実験結果と計算結果を比較、検討する。まず、粒子運動方程式(1)、(2)中の Basset 項ならびに揚力 F_l の粒子運動に及ぼす影響について検討する。図3は、パラフィン粒子の運動軌跡を円管半径 $r_i (= d_i/2 = 7.5\text{mm})$ を基準とした無次元 x 軸方向距離 x/r_i と無次元 y 軸方向距離 y/r_i の座標上に示したものである。なお、実験および計算条件は、管内径 $d_i = 15\text{mm}$ 、管内流動水の Re 数が $Re = 1099$ 、パラフィン粒子径 $d_p = 0.5\text{mm}$ 、粒子運動開始位置が管中心軸より下方 $y_s = -3.9\text{mm}$ である。図中にプロットされている点は、ビデオ映像より記録された運動開始から $1/30\text{sec}$ 間隔の粒子位置を表しており、また図中の各線は、粒子運動方程式(1)、(2)中の Basset 項および揚力 F_l を考慮した場合あるいは省略した場合の計算結果を示してある。図3の実測結果より、パラフィン粒子は運動開始後、流体抵抗

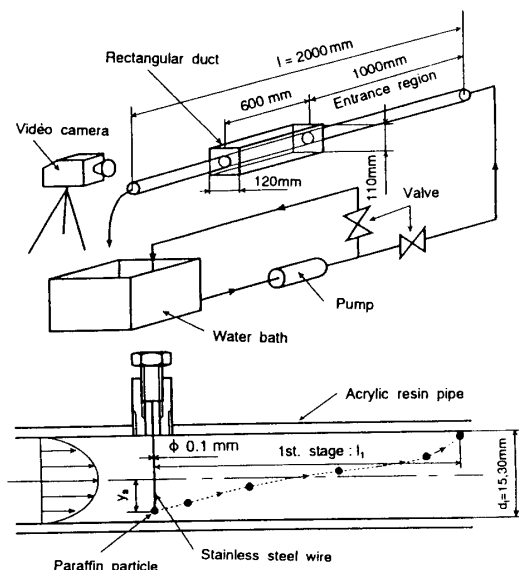


図2 可視化用実験装置の概略図

力により管下流域へと移動しながら、同時にパラフィン粒子に作用する浮力あるいは揚力の効果により垂直方向へも移動している。さらに、Basset項および揚力 F_l を考慮した場合の計算結果は、Basset項を考慮することに伴う球形粒子-流体間の x 軸方向速度差の増加により、式(3)で示される揚力 F_l の影響がより顕著なものとなっている。また、実験結果は、Basset項および揚力 F_l を共に考慮した場合の計算結果(図中実線)と良く一致していることがわかる。

図4(a), (b), (c)は、管内径 $d_i = 30\text{mm}$ において管内流動水の Re 数が $Re = 485, 896, 1816$ 、パラフィン球形粒子径 $d_p = 1.4\text{mm}$ 、粒子運動開始位置が管中心軸より下方 $y_s \approx -9.0\text{mm}$ の条件下における粒子運動の可視化実験結果と計算結果を比較したものである。図4(a)は、粒子運動軌跡を x/r_i と y/r_i ($r_i = 15\text{mm}$)の座標上に示したものであり、図4(b), (c)は、この粒子運動軌跡より求められる粒子の x 軸方向および y 軸方向速度成分 w, v を y/r_i に対して示したものである。なお、各速度成分の実測値は、粒子運動軌跡より求められる $1/30\text{sec}$ 間の平均値を表している。図4(a), (b), (c)より、計算値と実測値を比較すると、管内流動水の Re 数によらずその両者は比較的良く一致している。これより、 Re 数によらず式(1), (2)で表される粒子運動方程式およびその計算方法の妥当性が伺われる。図4(b)の x 軸方向粒子速度 w の計算値は、管内流動水の水速度分布と対応しており、管中心付近を粒子が運動する際に最大速度を有するような速度変化を示している様子が観察される。また、図4(c)に示される粒子の y 軸方向速度 v の計算値は、粒子運動の初期において急激な速度増加傾向を示した後、およそ一定速度へと推移するような変化を示すことがわかる。以上のパラフィン球形粒子を使用した可視化実験結果より、式

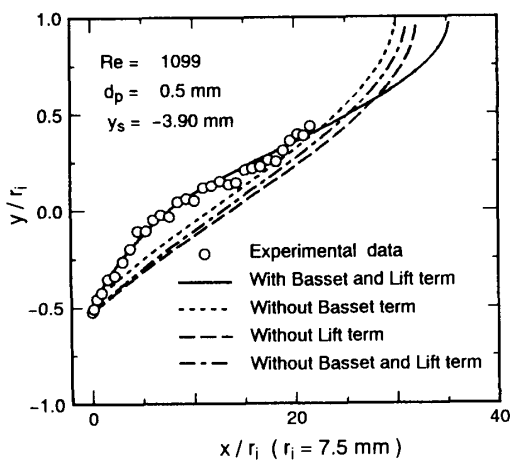
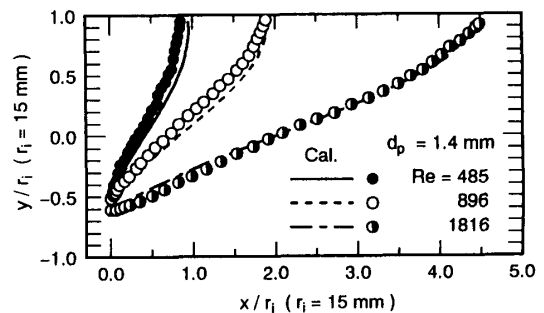


図3 Basset項および揚力 F_l の粒子運動に及ぼす影響

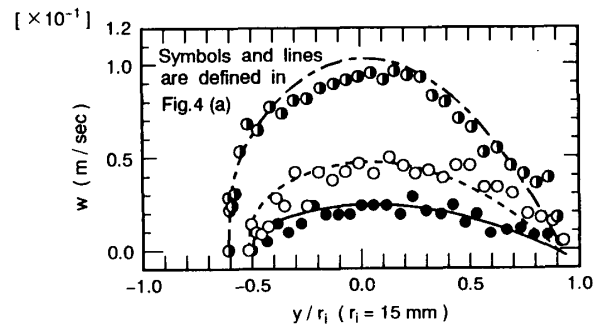
(1), (2)で表される粒子運動方程式とその計算方法が妥当なものであることが確認された。従って、次節において示す球形氷粒子の成長挙動に関する計算においても、同様の方法で氷粒子の運動過程を算出し、それに基づき氷粒子の凝固、融解挙動について検討する。

4.2 球形氷粒子の運動ならびに成長挙動に及ぼす諸因子の影響

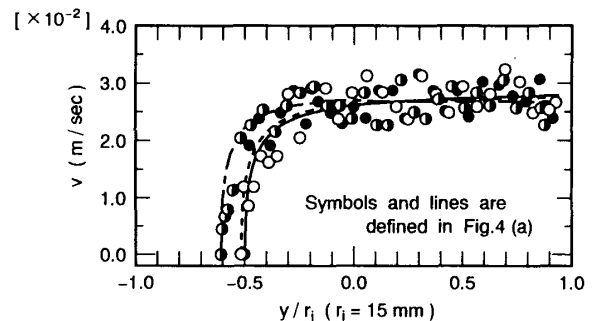
球形氷粒子の凝固、融解に関する計算は、前報⁽²⁾で示した管内製氷実験を模擬するために、管内径 $d_i = 10\text{mm}$ 、管長さは $l = 2000\text{mm}$ の管寸法条件で行われ、管内流動水の Re 数、入口水温 T_m 、管内表面温度 T_w 、初期氷粒子径 d_{p0} 等をパラメータとしてある。図5(a), (b)は、それぞ



(a) 粒子の運動軌跡



(b) 粒子 x 軸方向速度



(c) 粒子 y 軸方向速度

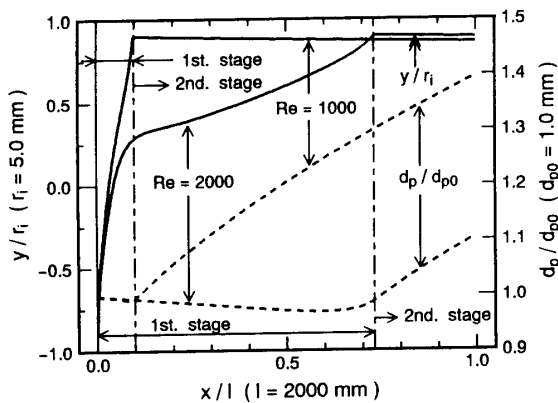
図4 種々の Re 数における可視化実験結果と計算結果の比較

れ管底部および管頂部の冷却面上より球形氷粒子が運動を開始する場合の管内流動水の Re 数が $Re = 1000, 2000$ における氷粒子運動軌跡 (図中実線) および無次元氷粒子径 d_p/d_{p0} (図中破線) の x 軸方向変化を示したものである。なお、計算条件は、流動水入口温度 $T_{in} = 1.0^\circ\text{C}$ 、管内表面温度 $T_w = -4.0^\circ\text{C}$ 、初期氷粒子径 $d_{p0} = 1.0\text{mm}$ である。また、球形氷粒子の運動開始位置 y_s は、管底部より運動を開始する場合を $y_s = d_{p0}/2 - r_i$ 、管頂部より運動を開始する場合を $y_s = r_i - d_{p0}/2$ としてある。図 5(a) より、管底部の冷却面上より運動を開始する場合に関しては、球形氷粒子が運動を開始してから管頂部の冷却面と接触するまでの第 1 過程の占める割合は、 $Re = 1000$ の場合には管全長の約 1 割程度であるのに対し、 $Re = 2000$ の計算条件では管全長の約 7 割程度にまで達している。無次元球形氷粒子径 d_p/d_{p0} の x 軸方向変化について見ると、 Re 数によらず第 1 過程における氷粒子は、比較的流動水温度の高い管中心付近を流下するために僅かな融解挙動を示しその粒子径を減少させているが、一方、管

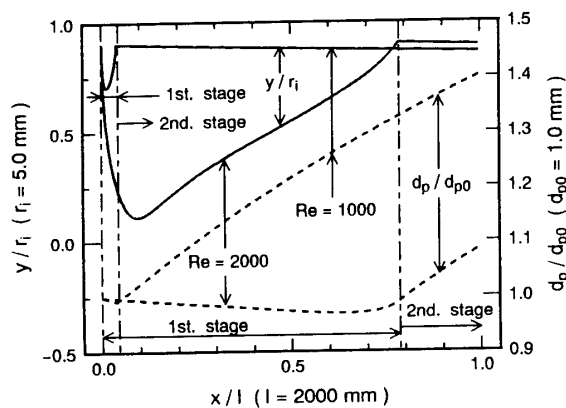
頂部の冷却面に到達して以降の第 2 過程における氷粒子は、管壁近傍の高い過冷却度を有する流動水領域を運動するために凝固成長挙動を示しており、その粒子径を急激に増加させている様子が観察される。また、 Re 数が小さいほど第 2 過程の占める割合が増加することから、最終的な管出口での氷粒子径も Re 数が小さいほど大きくなっていることが理解される。

一方、図 5(b) に示される管頂部 ($y_s = r_i - d_{p0}/2$) より運動を開始する場合の球形氷粒子の運動は、その初期において浮力とは逆方向に垂直下方 (y 負方向) に向かって下降している。この運動初期における氷粒子の下降運動は、粒子運動開始直後においては粒子相対速度 $u - w$ が大きく、さらに流動水の Re 数が大きいほど du/dy が大きくなるために、球形氷粒子に垂直下方に作用する揚力 $F_l = 1.615 \rho_w d_p^3 (u - w) du/dy$ が増大することに起因しているものと考えられる。従って、氷粒子の最大下降位置は、粒子相対速度 $u - w$ および流動水速度勾配 du/dy の大きさに依存することとなり、また最大下降位置に到達して以降の氷粒子の上昇運動も、粒子運動の進行と共に次第に減少する粒子相対速度 $u - w$ と管内表面への接近に伴い増加する du/dy の相対的關係に支配されることになる。無次元氷粒子径 d_p/d_{p0} の x 軸方向変化については、図 5(a) の管底部より運動を開始する場合の計算結果と同様な傾向を示しており、またその両者を比較すると粒子運動の第 1 過程は大きく異なるにも関わらず、最終的な管出口 ($x/l = 1$) における無次元球形氷粒子径はほぼ同程度となっている。これより、最終的な管出口における氷粒子の大きさは、主に粒子運動の第 2 過程に支配されることが予想される。

図 6(a), (b) は、それぞれ管底部 ($y_s = d_{p0}/2 - r_i$) および管頂部 ($y_s = r_i - d_{p0}/2$) の冷却面上より氷粒子が運動を開始する場合の管内流動水の Re 数を $Re = 1500$ 、入口水温を $T_{in} = 1.0^\circ\text{C}$ および管内表面温度を $T_w = -4.0^\circ\text{C}$ とした場合の 4 種類の初期球形氷粒子径 $d_{p0} = 0.5, 0.75, 1.0, 1.5\text{mm}$ における氷粒子運動軌跡および氷粒子成長挙動の計算結果を示したものである。図 6(a) より、初期球形氷粒子径 d_{p0} が小さいものほど粒子運動の第 1 過程の占める割合は増加する傾向にある。氷粒子径の変化に着目すると、 d_{p0} が小さいほど粒子運動の第 1 過程の占める割合が増加するにも関わらず、最終的な管出口における無次元氷粒子径 d_p/d_{p0} の値は、 d_{p0} の低下に従い増加する結果となっている。この原因としては、 d_{p0} が小さいほど第 2 過程における氷粒子がより管内表面に近い位置を運動することから、第 2 過程における氷粒子の x 軸方向速度 w が減少し管内滞留時間が増加すること、および高い過冷却度を有する流動水領域を氷粒子が流下するこ



(a) 管底部の冷却面上より運動を開始する場合



(b) 管頂部の冷却面上より運動を開始する場合

図 5 氷粒子の運動過程と氷粒子径の x 軸方向変化

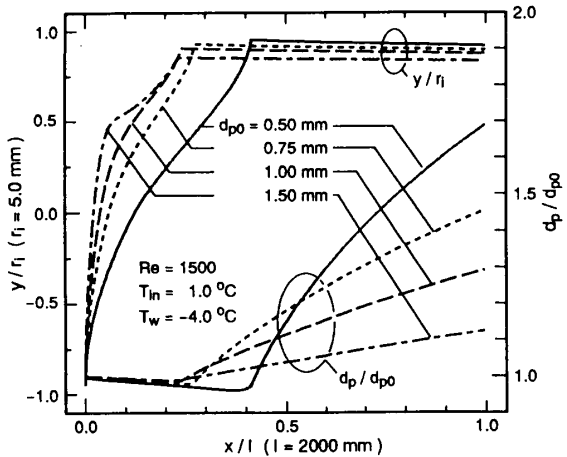
となどが原因と考えられる。他方、図6(b)の管頂部の冷却面上より運動を開始する場合について、氷粒子は運動開始直後において図5(b)でも示したような下降運動を示しており、その最大下降距離(氷粒子初期位置から最大下降位置までの距離)は、初期球形氷粒子径の増加に従い大きなものとなっている。これは、初期球形氷粒子径が大きいほど管中心軸方向(y 負方向)に作用する揚力 F_l が、大きくなることに起因するものと考えられる。また、最大下降距離が大きいほど粒子運動の第1過程の占める割合は増加することになる。無次元球形氷粒子径 d_p/d_{p0} に関しては、粒子運動の第1過程において僅かな融解挙動を示すものの、最終的な管出口($l=2.0m$)における d_p/d_{p0} は、初期氷粒子径 d_{p0} の低下に従い粒子運動の第2過程の占める割合が増加することおよび d_{p0} が小さいほど第2過程の氷粒子がより高い過冷却度となる管壁近傍に位置すること等の理由から増加する結果

となっている。

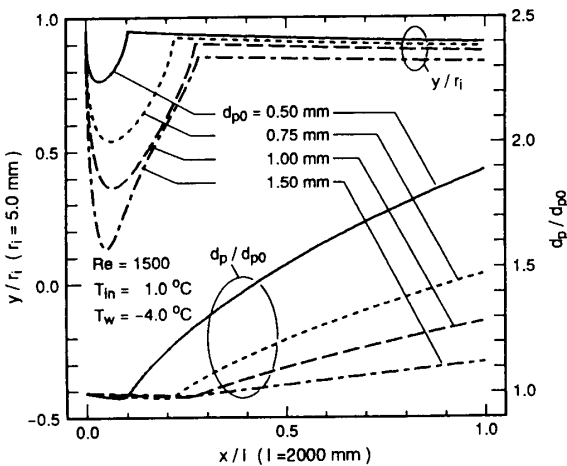
以上の氷粒子運動ならびに氷粒子の凝固、融解挙動に関する考察から、球形氷粒子の運動がその運動開始位置、管内流動水の Re 数および初期粒子径 d_{p0} により大きく変化し、さらにそのような運動過程における氷粒子径の変化は、管頂部の冷却面に到達して以降の第2過程に支配されることが判明した。従って、次節では最終的な管出口($l=2000mm$)における球形氷粒子径について検討する。

4.3 球形氷粒子の凝固、融解量

図7は、初期球形氷粒子径 d_{p0} と管出口における無次元球形氷粒子径 d_{pl}/d_{p0} (d_{pl} :管出口における氷粒子直径)の関係を3種類の管内流動水の Re 数に対して示したものである。図中の実線および破線は、氷粒子の運動開始位置がそれぞれ管底部($y_s = d_{p0}/2 - r_i$)および管頂部($y_s = r_i - d_{p0}/2$)の冷却面上である場合の計算結果を示しており、また、冷却条件は入口水温 $T_{in} = 1.0^\circ C$ 、管内表面温度 $T_w = -4.0^\circ C$ である。無次元球形氷粒子径 d_{pl}/d_{p0} は、管内流動水の Re 数および氷粒子の運動開始位置によらず初期球形氷粒子径 d_{p0} の低下に従い増加しており、その増加割合も d_{p0} の低下とともに大きなものとなっている。また、同一の初期球形氷粒子径 d_{p0} では、管内流動水の Re 数が小さいほどより大きな d_{pl}/d_{p0} となっている。このような初期球形氷粒子径 d_{p0} および Re 数に対する d_{pl}/d_{p0} の変化傾向は、氷粒子の成長過程となる粒子運動の第2過程において、 d_{p0} が小さいほど氷粒子がより管内表面近傍の高い過冷却度を有する流動水領域を流下すること、および Re 数が小さいほど氷粒子の x 軸方向速度 w が減少するために、氷粒子の管内滞留時間が長くなること等に起因するものと考えられる。



(a) 管底部の冷却面より運動を開始する場合



(b) 管頂部の冷却面より運動を開始する場合

図6 初期氷粒子径の影響

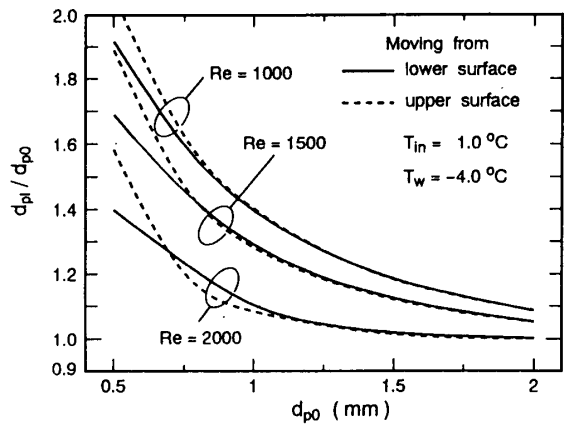


図7 管出口における無次元球形氷粒子径 d_{pl}/d_{p0} と初期球形氷粒子径 d_{p0} の関係

図8は、管内表面温度 T_w および初期球形氷粒子径 d_{p0} を一定 ($T_w = -4.0^\circ\text{C}$, $d_{p0} = 1.0\text{mm}$) とした場合の流動水入口温度 T_{in} と管出口における無次元氷粒子径 d_{pl}/d_{p0} の関係を管内流動水の Re 数をパラメータとして示したものである。図中の実線および破線は、前述と同様にそれぞれ管底部 ($y_s = d_{p0}/2 - r_i$) および管頂部 ($y_s = r_i - d_{p0}/2$) の冷却面上より球形氷粒子が運動を開始する場合の計算結果を示してある。なお、全体的な傾向としては、流動水入口温度 T_{in} の大きな領域を除き管出口における無次元球形氷粒子径 d_{pl}/d_{p0} は、 T_{in} の増加と共に僅かながら減少する傾向にあるが、その依存性は非常に小さなものとなっている。このことから、 d_{pl}/d_{p0} に対する流動水の入口温度 T_{in} の影響は比較的小さいことがわかる。なお、流動水の入口温度が比較的大きな領域で T_{in} に対する d_{pl}/d_{p0} の依存性が増加しているのは、粒子運動の第1過程における氷粒子の融解量が大きくなることによるものである。従って、粒子運動の第1過程の占める割合が比較的大きくなる $Re = 2000$ の条件において、その傾向が顕著なものとなっている。

図9は、流動水の入口温度 T_{in} および初期球形氷粒子

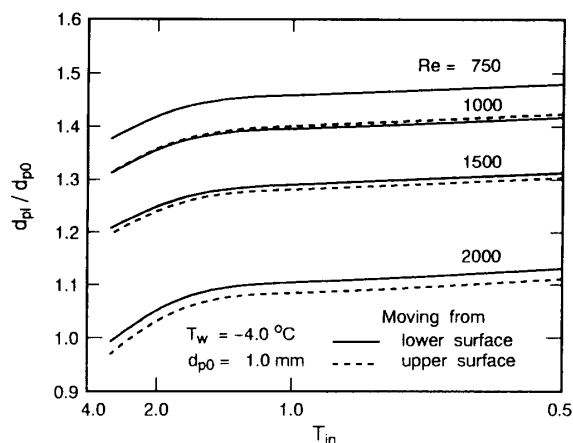


図8 流動水入口温度 T_{in} と氷成長量 d_{pl}/d_{p0} の関係

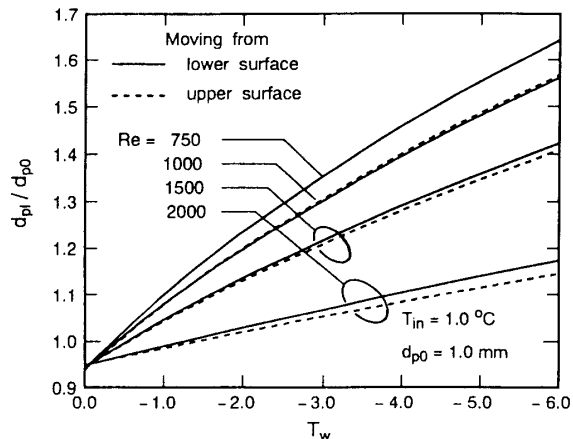


図9 管内表面温度 T_w と氷成長量 d_{pl}/d_{p0} の関係

径 d_{p0} を一定 ($T_{in} = 1.0^\circ\text{C}$, $d_{p0} = 1.0\text{mm}$) とした条件のもとで、管内表面温度 T_w と管出口における無次元球形氷粒子径 d_{pl}/d_{p0} の関係を示したものである。なお、図中の実線および破線は、それぞれ球形氷粒子が管底部 ($y_s = d_{p0}/2 - r_i$) および管頂部 ($y_s = r_i - d_{p0}/2$) の冷却面上より運動を開始する場合の計算結果を示してある。管出口における無次元球形氷粒子径 d_{pl}/d_{p0} は、氷粒子の運動開始位置によらず管内表面温度 T_w の低下に従い増加する傾向にある。またその増加割合は、管内流動水の Re 数の減少に伴い大きなものとなっている。これより、管内表面温度の低下が、 d_{pl}/d_{p0} を増加させており、さらにその増加傾向が、粒子運動の第2過程の占める割合が増加する低 Re 数領域において顕著なものとなることが理解できる。

5. 結言

管内流動過冷却水中を浮遊する球形氷粒子群の運動ならびに凝固、融解挙動の解明を目的として、その基礎的段階となる管内流動過冷却水中を流下する単一氷粒子を対象とした2次元解析物理モデルに基づき氷粒子の運動ならびに凝固、融解挙動に関して数値解析を行った結果、以下の結論を得た。すなわち、管内流動水中の粒子運動に及ぼす管内流動水の Re 数、粒子直径および運動開始位置の影響を定量的に把握することができた。特に、粒子が運動を開始してから管頂部の冷却面に到達するまでの第1過程における粒子運動に対しては、粒子に作用する揚力が大きな影響を及ぼすことが明らかとなった。一方、球形氷粒子の凝固、融解挙動に関して、氷粒子の凝固成長量は、主に氷粒子が管頂部の冷却面に到達して以降の第2過程に支配されることが判明した。また、最終的な管出口における氷粒子の大きさは、流動水入口温度には余り影響されず、初期球形氷粒子径、管内流動水の Re 数および冷却面温度により大きく変化する。それらの値が低下するほど管出口における氷粒子径は大きくなることが明らかとなった。

参考文献

- (1) 稲葉, 福迫, 機械の研究, 41-6(1990), 741.
- (2) 稲葉, 他2名, 機構論, 930-63(1993), 79.
- (3) 土屋, 他2名, 京大防災研究所年報, 12-B(1969), 1.
- (4) 朝倉, 他2名, 日本鋳業会誌, 99-1144(1983), 457.
- (5) Basset, A.B., A Treatise on Hydrodynamics, 2(1961)
- (6) Clift, R., et al., 'Bubbles, Drops and Particles', 9, ACAD-EMIC PRESS, INC.
- (7) 日本機械学会編, 伝熱工学資料(4版), (1986), 63.