

流動過冷却水および水溶液の管内凍結発生限界に 及ぼす諸因子の影響*

稲葉 英 男^{*1}, 武 谷 健 吾^{*2}

Effects of Some Factors on Critical Condition of Ice Formation for Flowing Supercooled Water and Water Solution inside Cooled Circular Tube

Hideo INABA and Kengo TAKEYA

Supercooling characteristics of water and water solution in a forced flow were investigated both experimentally and analytically. The critical conditions of ice nucleation in a cooled circular tube were examined for five sets of tube dimensions under various Reynolds numbers. It was found that the critical degree of supercooling based on the inner wall temperature was independent of Reynolds number in a laminar flow region. However, in a turbulent flow region, it decreased with increasing Reynolds number. An ice nucleation model for the flowing supercooled liquid was developed to predict the critical conditions of ice formation, in which the effects of the flow and temperature conditions, tube dimensions and solute mass fraction were taken into consideration. Nondimensional correlation equations for the critical condition of ice formation were derived in laminar and turbulent flow regions as a function of some nondimensional parameters obtained by analyzing the ice nucleation model.

Key Words: Supercooling Phenomenon, Water, Water Solution, Forced Flow, Ice Formation

1. 緒 論

近年、製氷方法の多様性、輸送性の良さ、融解時の高い負荷追従性能等の観点から、スラリー状氷に対する関心が増大している。スラリー状氷の有効な形成方法の1つとして、前報⁽¹⁾⁽²⁾において報告した水あるいは水溶液の過冷却状態を利用する方法は、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が、流動状態にある水あるいは水溶液の過冷却現象に関しては、未だ不明な点が数多く残されている現状にある。このような状況に鑑み、本研究は円管内を流動する水あるいは水溶液の過冷却現象に関して、その過冷却安定性および管内での過冷却状態の解消に伴う管内凍結発生条件に影響を及ぼす諸因子の影響について検討するものである。

静止状態における水の過冷却現象に関しては、2種の疎水性液体間に挟まれた液滴を対象とした Bigg⁽³⁾の研究、過冷却水層と接する冷却面の材質あるいは表面性状の影響を検討した斉藤ら⁽⁴⁾の研究、過冷却水に振動、

衝撃、対流等の外的要因を与えた場合の過冷却度に及ぼす影響を検討した斉藤ら⁽⁵⁾の研究等が見受けられる。そして、これら従来の研究結果および前報⁽⁶⁾⁽⁷⁾において報告した静止状態における水あるいは水溶液の過冷却現象に関する著者らの結果を総合すると、静止状態における過冷却水あるいは水溶液の凍結発生の要因は、過冷却液体積、過冷却液中に含まれる固体粒子の大きさおよび絶対量、冷却速度、冷却面の材質および表面性状等に強く影響されることが明らかとなっている。一方、流動状態における水あるいは水溶液の過冷却現象に関して、Arora and Howell⁽⁸⁾は、乱流領域における円管内流動過冷却水の安定性ならびにその最大過冷却度に関する研究を行い、壁面近傍の温度勾配による氷核生成モデルを提案し、実測結果との比較を試みている。しかしながら、モデルの不十分さと実験の冷却条件の不備により、モデルの妥当性の証明および安定的な流動過冷却水の生成は実現されていない。六串ら⁽⁹⁾は、Aroraらの実験を参考にし、一定の冷却条件となるよう工夫した滑らかな円管を使用して、流動過冷却水の最大過冷却度の測定を行っている。そして、最大過冷却度は管内流速および管長と管径の比により変化することを明らかにしているが、管内凍結発生条件にまでは言及し

* 原稿受付 平成6年2月15日。

^{*1} 正員、岡山大学工学部 (〒700 岡山市津島中3-1 1)。

^{*2} 学生員、岡山大学大学院。

ていない。平田ら⁽¹⁰⁾は、垂直二重円管式熱交換器の内管内を流動する水の過冷却現象について層流域を中心とした研究を行い、管内凍結が発生したときの管内表面温度を基準とした壁面過冷却度が、およそ静止状態のそれと同程度となることを報告している。また、このような流動過冷却水からの管内凍結発生条件に関して、管出口における過冷却熱量に着目した解析モデルを提案し、実験結果との比較を行っている。そして、ある特定の条件下では、解析結果と実験結果には良い整合性が見られることを明らかにしている。

以上のように、流動する過冷却水および水溶液からの不均質核生成に基づく管内凍結の発生は、過冷却度、過冷却液の流速あるいは流量、過冷却水領域の温度分布、冷却速度、冷却面の材質および表面性状、過冷却水中に含まれる固体粒子の構造、性質等が複雑に干渉し合うことが予想されるが、それら全ての影響を定量的に評価、表現することは困難なものと考えられる。従って、本研究は、比較的低い冷却速度 ($< 0.2\text{K}/\text{min}$)、口径 $1\mu\text{m}$ のフィルタ使用による $1\mu\text{m}$ 以上の固体粒子の存在しない、そして平均管内表面粗さ $0.2\mu\text{m}$ の比較的滑らかなステンレス円管からなる冷却面の実験条件にて、管内流速、管寸法(管径、管長さ)、水溶液濃度、過冷却液の管内流れ場および温度場等の比較的マクロな因子の過冷却状態の安定性に関する影響を調べたものである。尚、前報⁽¹⁾で示した流動過冷却水の管内凍結挙動の可視観察結果より、過冷却液の凍結が過冷却領域の最も大きくなる管出口の壁面近傍において発生する確率が高いことから、壁面近傍を中心とした流動過冷却水および水溶液の管内凍結発生条件について検討するものである。

記号

C_f, C_p : 試験流体の抵抗係数 ($= 0.791Re^{-1/4}$)、定圧比熱

C_{wt} : 水溶液重量濃度

d_i : 内管内直径

Gz : グレイツ数 [$= l/(d_i Re Pr)$]

Gz^* : 修正グレイツ数 [$= l_s/(d_i Re Pr)$]

l, l_s : 管長、過冷却状態となって管内を流動する距離

Nu : ヌセルト数 ($= \alpha d_i/\lambda$)

Pr : プラントル数 ($= \rho C_p \nu/\lambda$)

q_s, q_s^* : 過冷却熱量、無次元過冷却熱量、式(8)

R : 無次元半径 ($= r/r_i$)

R_n : 核生成に影響を及ぼす無次元半径 ($= 1 - \delta_n/r_i$)

Re : レイノルズ数 ($= u_m d_i/\nu$)

r, r_i : 半径方向位置、内管内半径 ($= d_i/2$)

T, T_f : 温度、凝固点温度

ΔT : 過冷却度

U, u : 無次元管内流速 ($= u/u_m$)、管内流速

α : 試験流体の円管内熱伝達係数

θ_f : 無次元過冷却度 [$= (T_f - T_{wt})/(T_{bi} - T_{wt})$]

θ : 無次元温度 [$= (T - T_{wt})/(T_{bi} - T_{wt})$]

δ : 温度境界層厚さ、式(1)、式(2)

δ_n : 核生成に影響を及ぼす壁面からの距離

λ, ν, ρ : 試験流体の熱伝導率、動粘性係数、密度
添字

b : 混合平均 l : 円管出口

m : 平均 w : 円管内表面

2. 実験装置および方法

実験装置は、図1に示されるように、過冷却発生用二重円管式熱交換器を含む試験流体循環系統(図中実線)、試験流体冷却用ライン(エチレングリコール40wt%水溶液)循環系統および試験流体の過冷却状態の解消による製氷部より構成されており、その詳細については前報⁽¹⁾とほぼ同様のため省略する。試験流体は、前報で使用した水道水をイオン交換器に通して得られる比抵抗 $5 \times 10^6 \Omega\text{cm}$ 程度の純水と、この純水に食品添加物などに広く使用されているD-ソルビトール(分子量182.17、化学式 $\text{C}_6\text{H}_{14}\text{O}_6$)を種々の重量濃度 C_{wt} ($= 0 \sim 20 \text{wt}\%$)で溶解した水溶液を使用している。尚、水溶液濃度の測定は、測定サンプル量が 0.1cm^3 の屈折率計により行い、その測定精度は $\pm 0.1\%$ 程度である。さらに、これらの試験流体は、口径 $d_p = 1\mu\text{m}$ のフィルタを試験流体循環系統に設けて、試験流体中に $1\mu\text{m}$ 以上の不純物質が混入しない条件のもとで実験を行い、試験流体の性状の確定に努めた。

試験流体の過冷却状態形成は、ステンレス製二重円管

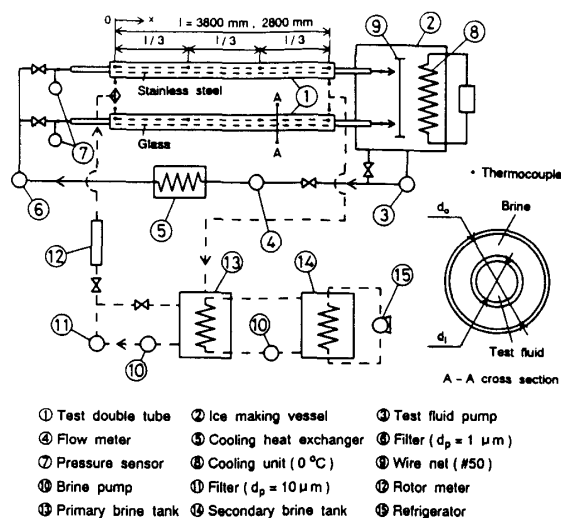


図1 実験装置概要

表1 供試管寸法

Inn. dia., d_i (mm)	Length, l (mm)	l/d_i
4.5	3800	844.4
10.5	1000	95.2
10.5	2800	266.7
10.5	3800	361.9
15.6	3800	243.6

式熱交換器の内管内を流動する試験流体を冷却することにより起こるもので、ステンレス製内管は発達した流れとするための助走区間(長さ1.5m)、冷却試験円管および過冷却液放出部(長さ0.5m)が直列に配置されている。実験に用いた冷却試験円管の各寸法は、表1に示してある5種類が使用された。尚、試験流体としてD-ソルビトール水溶液を使用した実験では、 $d_i = 10.5\text{mm}$ 、 $l = 2800\text{mm}$ の供試管のみを対象としている。これらステンレス製円管は、全て平均内表面粗さが $0.2\ \mu\text{m}$ の比較的滑らかな表面性状を有するものである。さらに、試験流体の流れ状態および管内凍結状態把握のために可視化用の二重円管式熱交換器が、ステンレス製円管の本試験とほぼ同等の長さ寸法構成にて、内管は耐圧ガラス管(パイレックスガラス)、外管は透明アクリル管にて製作され、内円管内の状態を目視およびビデオカメラにより観察、記録される構造となっている。

二重管式熱交換器に流入する試験流体入口温度 T_{in} は、一定温度($T_f + 0.2\ \text{K} \sim 0.4\ \text{K}$, T_f :試験流体の凝固点温度)に調節され、任意の一定流量範囲($Q = 0.002 \sim 0.14\ \text{kg/sec}$)で実験が行われた。二重管環状部を流れる冷却ラインは、初期温度約 0°C を維持した後、冷凍機からのライン流量および冷却温度を制御し、ほぼ一定の冷却速度($0.2\ \text{K/min}$)にて試験流体の徐冷を行った。ラインによる冷却開始と同時に各測定部の温度、圧力および流量の経時変化を記録し、管出口での氷結晶の目視観察と圧力上昇の変化より管内凍結の発生を確認し、管内凍結の発生した時点での各測定データをもって、その実験条件における管内凍結発生条件とした。

3. 実験結果および考察

3-1 管内凍結発生条件に対する種々の因子の影響

図2(a), (b)は、それぞれ水および水溶液の管内凍結が発生した時点での壁面過冷却度 ΔT_{wm} と管内平均流速 u_m の関係を各試験円管寸法 l , d_i および水溶液重量濃度 C_{wt} をパラメータとして示したものである。尚、壁面過冷却度 ΔT_{wm} は、管内凍結が発生した時点での各測定データに基づき既存の熱伝達相関式⁽¹²⁾より算出される内管内表面温度の平均値 T_{wm} を基準とした過冷却度

($\Delta T_{wm} = T_f - T_{wm}$)を示している。水および水溶液によらず全体的な傾向として、壁面過冷却度 ΔT_{wm} は、管内平均流速 u_m の増加と共に減少しており、またその低下割合は u_m の増加と共に減少する傾向にある。これは、管内を流れる過冷却液量の増加に伴い不均質核生成の要因となる過冷却液中に存在する固体粒子が管内を通過する確率が増大し、過冷却液の不均質核生成が助長されるためと考えられる。

図3(a), (b)は、それぞれ水および水溶液の管内凍結が発生したときの壁面過冷却度 ΔT_{wm} と Re 数($= u_m d_i / \nu$, ν :試験流体の動粘性係数)の関係を示したものである。尚、図3(a)中の破線間で示される領域は、一般的な静止状態における水道水の最大過冷却度領域を示しており、また図3(b)中には、本実験装置を使用し内管内に試験水溶液を静止させた状態($Re = 0$)で測定された平均凍結発生過冷却度も参考までに示してある。図3(a)に示される水の壁面過冷却度 ΔT_{wm} は、管寸法によらず Re 数の比較的小さな層流域においてはほぼ一定値を示す

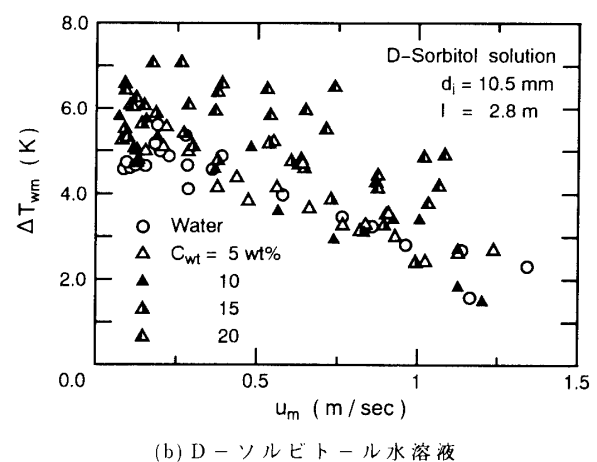
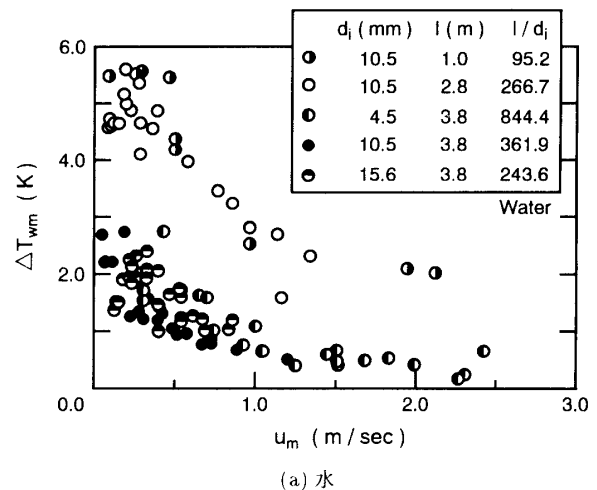
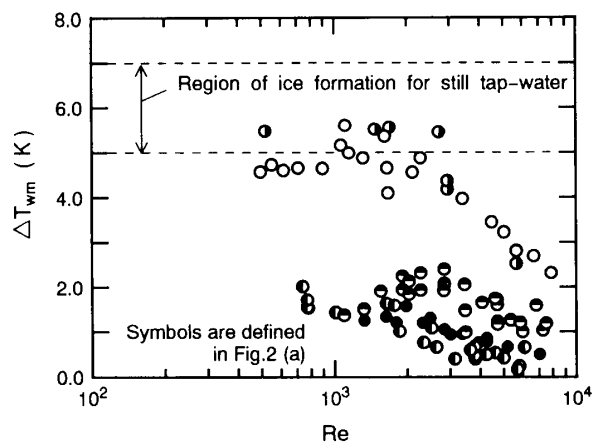


図2 管内凍結発生時の壁面過冷却度 ΔT_{wm} に及ぼす過冷却液の管内平均流速 u_m の影響

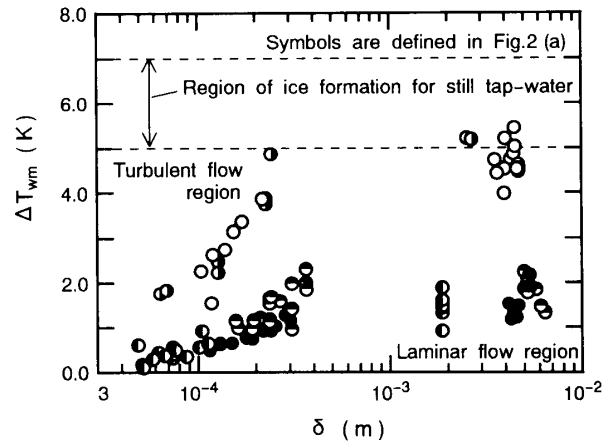
傾向にあり、またその値は、管長さ $l = 3.8\text{m}$ の場合を除き、およそ静止水道水の最大過冷却領域と同程度となっている。このことから、本実験範囲を越えた自然対流による二次流れの発生するような低 Re 数領域においても、その二次流れの過冷却解消に及ぼす影響は小さいものと予想される。一方、 Re 数の比較的大きな乱流域においては、 Re 数の増加に従い ΔT_{wm} は減少している。これは、 Re 数の増加に従い管内を流下する過冷却液量が増加すること (u_m の増加) や乱流域における管内混合促進効果に伴う管壁近傍の温度勾配の増大等の対流による影響が、流動過冷却水の不均質核生成を助長するためと考えられる。同一 Re 数においては、管長さの減少あるいは管内径の増加に従い ΔT_{wm} は増加する傾向にある。これより、管寸法、特に管長さが流動過冷却水の管内凍結発生条件に大きな影響を及ぼすことが理解される。他方、図3(b)に示される水溶液の壁面過冷却度 ΔT_{wm} と Re 数の関係については、全体的に ΔT_{wm} の Re

数に対する傾向は、水の場合と同様なものとなっている。また、同一 Re 数における水溶液濃度 C_{wt} の影響に着目すると、層流域においては水溶液濃度の増加と共に ΔT_{wm} は増加する傾向にある。これは、水溶液 Re 数の低下に従い管内の水溶液流れ状態が静止状態へと移行するため、前報⁽⁶⁾で示した静止状態における水溶液の濃度増加に伴う増粘効果に起因した凍結発生過冷却度の増加傾向が、流動過冷却水溶液の低 Re 数領域においても認められるところである。一方、 Re 数の大きな乱流域においては、水溶液濃度の増加に伴い僅かながら ΔT_{wm} は低下する傾向にある。この原因としては、水溶液濃度が大きなものほど動粘性係数の値は大きく、従って同一の Re 数においても水溶液流速が大きなものとなることから、前述したような過冷却液の対流による不均質核生成効果が顕著なものとなるためと考えられる。

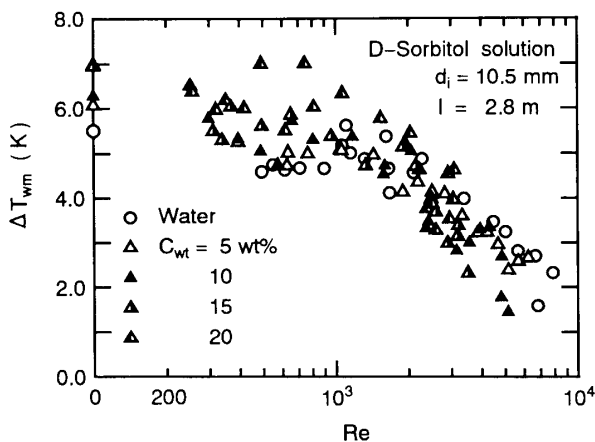
図4(a), (b)は、それぞれ水および水溶液における管出口での温度境界層厚さ δ と管内凍結発生時の壁面過冷



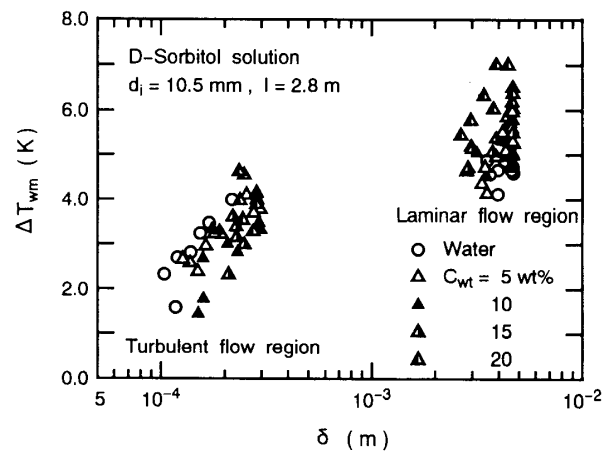
(a) 水



(a) 水



(b) D-ソルビトール水溶液



(b) D-ソルビトール水溶液

図3 管内凍結発生時の壁面過冷却度 ΔT_{wm} に及ぼす試験流体 Re 数の影響

図4 壁面過冷却度 ΔT_{wm} に及ぼす温度境界層厚さ δ の影響

度 ΔT_{wm} の関係を管寸法および水溶液重量濃度をパラメータとして示したものである。ここで、温度境界層厚さ δ は、層流域 ($Re \leq 2300$) については管入口部で速度分布が十分発達していると仮定した場合の管内層流数値解析結果より得られた次式により算出している。

$$\delta = \frac{d_i}{2} \left\{ \left(\frac{1}{4.24Gz^{0.39}} \right)^{15} + 5.48 \right\}^{(-1/15)} \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 $Gz = (l/d_i)/(Re Pr)$, Pr : 試験流体のプラントル数] は、グレイツ数である。乱流域 ($Re > 2300$) については、熱抵抗の大部分が粘性底層にあることから、粘性底層厚さを境界層厚さとして採用してある。

$$\delta = 5d_i(2/C_f)^{1/2}/Re \dots\dots\dots (2)$$

ここで、抵抗係数は $C_f = 0.0791Re^{-1/4}$ を使用してある。水および水溶液によらず全体的な傾向として、乱流域では温度境界層厚さ δ の減少に従い ΔT_{wm} は低下している。一方、層流域では、 δ の ΔT_{wm} に対する明確な傾向は観察されない。これは、層流域では δ が Re 数にあまり依存しなくなること、および壁面近傍での現象である過冷却液の凍結に対して δ の値が管中心付近にまで及ぶような大きな値であることが原因と考えられる。

以上の管内凍結発生条件に及ぼす管内流れ場、温度場の考察より、乱流域においては管内流速の変化による流れ場および温度場の変化が流動過冷却液の管内凍結発生条件に対して大きな影響を及ぼし、一方、層流域においては、このような過冷却液の対流が管内凍結発生条件に余り関与しないものと考えられる。このような結果に基づき、次節において管内流れ場および温度場の影響を考慮した管内流動過冷却液の管内凍結発生条件についてその氷核生成モデルを提案検討する。

3.2 管内凍結発生条件に関する解析モデル

冷却管内を流動する過冷却水および水溶液の管内凍結発生条件は、その主な要因として、管内流速 u_m 、過冷却度 ΔT 、過冷却液の流れ場および温度場を支配する Re 数、温度境界層厚さ δ 、壁面温度勾配等のパラメータに影響されることが予想される。本節では、これらの諸因子に加え管寸法(管内径 d_i 、管長さ l) および水溶液濃度 C_{wt} の影響を考慮した形で管内流動過冷却水および水溶液の凍結発生条件の解析を試みる。そこで、管内流動過冷却液の熱エネルギー論的な過冷却度合いを示すパラメータとして過冷却熱量 q_s (10) に着目し、氷核生成モデルの提案を行う。図5は、管内流動過冷却水および水溶液の氷核生成モデルを示したものである。氷結成長のもととなる氷核は、冷却伝熱面上を流動する過冷却液の過冷却度の増大そして管下流に向かうに従ってそ

の数および大きさを増大し、臨界氷核半径 (11) を超えた状態にて過冷却状態の解消となり、急激な氷結晶の成長すなわち管内凍結の発生となる。ここで、流動状態にある過冷却液からの凍結の発生が、管出口における過冷却熱量 q_s の大きさすなわち熱エネルギー論的に見た過冷却度合いに依存して起こるものと仮定する。さらに、前報 (1) で示した管内凍結発生時の可視観察結果より、凍結の発生が過冷却度の最大となる管出口付近の壁面近傍にて発生していることを考慮して、Arora and Howell (8) が示した管内流動過冷却水の過冷却解消モデルにも見られるように、温度境界層内に氷核生成に影響を及ぼす壁面からの距離 δ_n を仮定し、管出口における壁面から δ_n までの間の過冷却熱量 q_s の大きさが、氷核の形成またそれに続く管内凍結発生条件を左右するパラメータと考える。これらの凍結発生条件を表すパラメータ q_s や δ_n は、温度境界層厚さと関連した管寸法の影響や水溶液の諸物性と関連する水溶液濃度の影響等を同時に包含するものと考えられる。また、過冷却熱量 q_s は、管内流速 u_m あるいは過冷却度 ΔT の増加と共に大きくなり、前節までの結果から判断して管内凍結が発生し易い状況となる。従って、過冷却熱量 q_s は、管内流速 u_m および過冷却度 ΔT の影響を同時に表現することになる。尚、本解析モデルにおける管内温度分布は、乱流域では温度境界層内で線形を仮定し、層流域では管出口において十分発達しているものとしている。故に、問題となる管出口における過冷却熱量 q_s は、図中斜線部領域となる。この過冷却熱量 q_s の算出に際し、層流域および乱流域それぞれにおける温度境界層内の無次元温度 θ および無次元流速 U の管内分布は、無次元半径 $R (= r/r_i, r_i$: 内管内半径) を使用し以下のように示される。

● 層流域 ($Re \leq 2300$)

$$\left. \begin{aligned} \theta &= \frac{T - T_{wt}}{T_{bi} - T_{wt}} = \frac{35}{102}(5 - 9R^2 + 4R^3) \\ U &= \frac{u}{u_m} = 2(1 - R^2) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

● 乱流域 ($Re > 2300$)

$$\left. \begin{aligned} \theta &= \frac{T - T_{wt}}{T_{bi} - T_{wt}} = \frac{Nu_l}{2}(1 - R) \\ U &= \frac{u}{u_m} = \frac{C_f Re}{4}(1 - R) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 θ , U はそれぞれ管出口における管内混合平均温度 T_{bi} 、管内表面温度 T_{wt} および管内平均流速 u_m を基準とした無次元温度および速度であり、 $Nu_l (= \alpha_l d_i / \lambda)$ は管出口における局所ヌセルト数、 $C_f (= 0.0791Re^{-1/4})$ は抵抗係数である。尚、層流域の管内温度分布は、管出口において発達した層流温度分布を仮定し、プロファイルにより求めたものであり、また乱流域における境界層

内の無次元温度、速度分布は、乱流域では熱抵抗の大部分が粘性底層内にあることから粘性底層内におけるそれぞれの分布をプラントルのアナログより求めてある。これらの無次元温度、速度分布を使用し、過冷却熱量 q_s は次式を $r_i - \delta_n$ から壁面 r_i まで積分することにより求められる。

$$q_s = 2\pi \rho C_p \int_{r_i - \delta_n}^{r_i} u(T_f - T) r dr$$

$$= 2\pi r_i^2 \rho C_p u_m (T_{bl} - T_{wt}) \int_{R_n}^1 U(\theta_f - \theta) R dR \dots (5)$$

$\theta_f = (T_f - T_{wt}) / (T_{bl} - T_{wt})$ は、管内凍結発生時の管出口における無次元過冷却度を示しており、 $R_n = (r_i - \delta_n) / r_i$ は、管中心より δ_n までの無次元距離である。また、 ρ, C_p はそれぞれ試験流体の密度および定圧比熱である。式(5)に式(3)、(4)を代入し整理すると、過冷却熱量 q_s は無次元過冷却熱量 q_s^* の形で層流域、乱流域においてそれぞれ次式のようになる。

● 層流域 ($Re \leq 2300$)

$$q_s^* = \frac{1}{Gz^*} \left\{ \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{2} R_n^2 + \frac{1}{4} R_n^4 \right) \theta_f - \frac{35}{102} \left(\frac{51}{70} - \frac{5}{2} R_n^2 + \frac{7}{2} R_n^4 - \frac{4}{5} R_n^5 - \frac{3}{2} R_n^6 + \frac{4}{7} R_n^7 \right) \right\} \dots (6)$$

● 乱流域 ($Re > 2300$)

$$q_s^* = \frac{C_f Re Nu_l}{8Gz^*} \left\{ \left(\frac{1}{6} - \frac{1}{2} R_n^2 + \frac{1}{3} R_n^3 \right) \frac{\theta_f}{Nu_l} - \left(\frac{1}{24} - \frac{1}{4} R_n^2 + \frac{1}{3} R_n^3 - \frac{1}{8} R_n^4 \right) \right\} \dots (7)$$

式(6)、(7)中の無次元過冷却熱量 q_s^* は、次式のように定義される。

$$q_s^* = \frac{q_s}{\pi \lambda l_s (T_{bl} - T_{wt})} \dots (8)$$

ここで、管軸方向の代表寸法として採用した l_s は、過冷却現象が凝固点温度以下の温度領域を対象としていることから、過冷却液の管内混合平均温度が凝固点温度以下となって冷却管内を流動する距離を示しており、

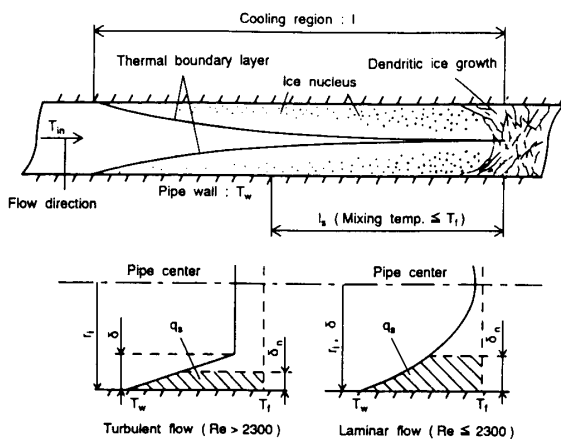


図5 氷核生成モデル

管長さの凍結開始条件に及ぼす影響を表現することになる。すなわち、 l_s が長いほど過冷却状態となって管内を流動する距離が長くなり、その結果凍結の発生する確率が高くなるものと考えられる。尚、 $Gz^* = [l_s / (d_i Re Pr)]$ は、この l_s を管軸方向の代表長さとして採用した場合の修正グレイツ数である。核生成に影響を及ぼす無次元距離 R_n ならびに無次元過冷却熱量 q_s^* は未知数であることから、式(6)、(7)よりこれら諸量を直接求めることは困難である。しかしながら、層流域については、式(6)中の無次元変数 Gz^* と θ_f 、また乱流域については式(7)中の無次元変数 $Gz^* / (C_f Re Nu_l)$ と θ_f / Nu_l の関係を実験的に求めることにより、過冷却液の管内流れ場、温度場の R_n および q_s^* に対する影響を間接的に推測することは可能となる。従って本研究では、次節において過冷却解消時の実測データより乱流域および層流域におけるそれぞれの無次元変数の関係を明らかにし、過冷却液の管内流れ場および温度場が如何に R_n ならびに q_s^* に影響するかについて検討する。

3.3 管内凍結発生条件に関する解析結果と考察

図6(a)、(b)は、それぞれ水および水溶液の層流域 ($Re \leq 2300$) における無次元変数 Gz^* と管出口における無次元過冷却度 $\theta_f = (T_f - T_{wt}) / (T_{bl} - T_{wt})$ の関係を無次元管寸法 l/d_i および水溶液重量濃度 C_{wt} をパラメータとして示したものである。ここで θ_f 中の T_{wt} は、前述と同様に既存の熱伝達関係式⁽¹²⁾より算出される管出口における管内表面温度の値を示してある。無次元過冷却度 θ_f は、水および水溶液によらず Gz^* の増加に従い単調に増加しており、また管寸法および水溶液濃度による差異は観察されない。これより、本研究にて提案する無次元変数 Gz^* と無次元過冷却度 θ_f が、管寸法および水溶液濃度の影響を考慮した形で流動過冷却水および水溶液の管内凍結発生条件を良く表しているものと考えられる。図中の実線は、層流域における水および水溶液を含む全ての実験結果を最小二乗法により標準偏差 $\pm 3\%$ 以内で整理した次式を示したものである。

$$\theta_f = 31.04 Gz^* + 1.0 \dots (9)$$

上式の右辺第2項は、 $Gz^* = [l_s / d_i] / (Re Pr)$ が零すなわち $l_s = 0$ となったときに管出口における混合平均温度が $T_{bl} = T_f$ となり $\theta_f = 1$ となることから決定してある。従って、式(9)が、層流域における管内凍結発生条件を与えるものと考えられるが、ここで前述の氷核生成モデルより得られた層流域の無次元過冷却熱量 q_s^* に関する式(6)と式(9)を比較検討する。式(6)を式(9)と同形に変形し、それぞれの右辺第2項を比較整理する。

$$\left(-\frac{73}{70} + \frac{97}{35}R_n^2 - \frac{4}{5}R_n^3 - \frac{3}{2}R_n^4 + \frac{4}{7}R_n^5\right)R_n^2 = 0 \dots\dots (10)$$

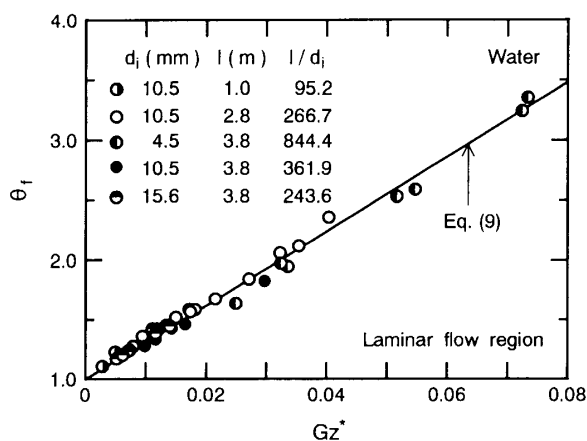
上式を R_n について解くと、 $R_n = 0, 1$ となる。ここで $R_n = 0$ の場合には、核生成に影響を及ぼす壁面からの距離 δ_n が内管半径 r_i に等しくなり、壁面近傍で過冷却液の凍結が発生するという可視観察結果との不合理を生じることになる。一方、 $R_n = 1$ とすると、 $\delta_n = 0$ となることから、過冷却液の凍結の発生が、主に壁面に支配されることになる。このような結果は、前述の図3(a), (b)で示される Re 数と壁面過冷却度 ΔT_{wm} の関係においても明らかにしたように、層流域では ΔT_{wm} の Re 数に対する依存性が小さく、過冷却液の対流による管内凍結発生条件への影響があまり観察されないこととも一致するところである。従って、層流域における流動過冷却水および水溶液の管内凍結発生条件は、主に壁面過冷却度に影響されるものと考えられ、またその値は本実験において使用された管特性(管寸法、管内表面粗さ)および試験流体性状 ($1\mu\text{m}$ 以上の不純物粒子を含まない)における静止状態の凍結発生過冷却度に依存すること

が予想される。

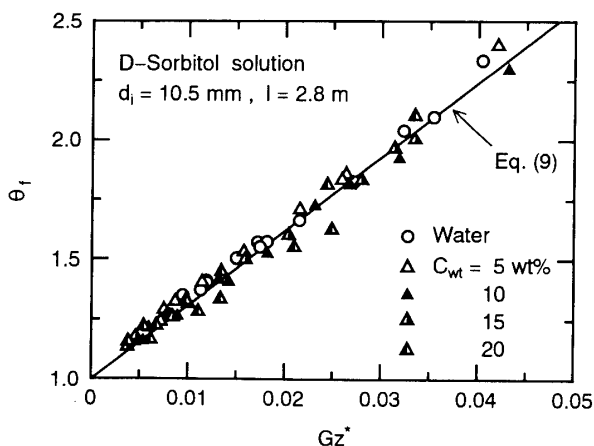
次に、乱流域について検討する。図7(a), (b)は、それぞれ水および水溶液の乱流域における無次元変数 $Gz^*/(C_f Re Nu_l)$ と θ_f/Nu_l の関係を無次元管寸法 l/d_i および水溶液重量濃度 C_{wt} をパラメータとして示したものである。全体的な傾向としては、水および水溶液によらず θ_f/Nu_l は $Gz^*/(C_f Re Nu_l)$ の増加に従い増加しており、その両者の関係はほぼ指数関数的なものとなっている。また、 $Gz^*/(C_f Re Nu_l)$ と θ_f/Nu_l の相関に管寸法 l/d_i および水溶液重量濃度 C_{wt} による差異が観察されないことから、過冷却熱量に着目した本解析モデルが、それらの影響をも考慮した形で管内凍結発生条件を良く整理しているものと考えられる。図中の実線は、水および水溶液の全ての実測値を最小二乗法により標準偏差 $\pm 3\%$ 以内で得られた次式を示したものである。

$$\frac{\theta_f}{Nu_l} = 6.94 \left(\frac{Gz^*}{C_f Re Nu_l} \right)^{0.385} \dots\dots (11)$$

これより、水および水溶液によらず管内凍結発生条件

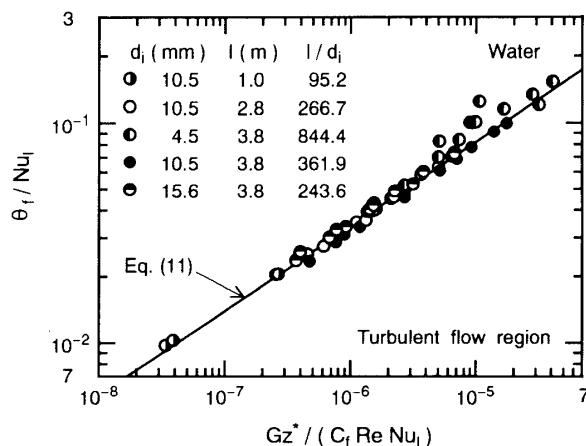


(a) 水

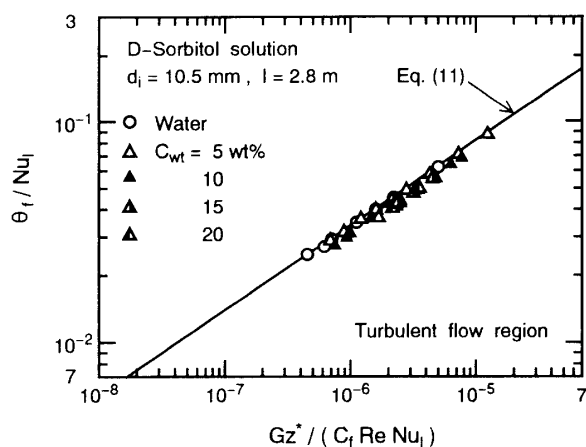


(b) D-ソルビトール水溶液

図6 層流域における無次元変数 Gz^* と θ_f の関係



(a) 水



(b) D-ソルビトール水溶液

図7 乱流域における無次元変数 $Gz^*/(C_f Re Nu_l)$ と θ_f/Nu_l の関係

は、式(11)により無次元過冷却度 θ_f の形で予測されるものと考えられるが、本研究ではさらにこの実験整理式(11)を使用し、未知数である無次元過冷却熱量 q_s^* および核生成に影響を及ぼす壁面からの距離 δ_n について検討する。そこで解析モデルに基づく乱流域での無次元過冷却熱量 q_s^* に関する式(7)を R_n について整理する。

$$\frac{k_2}{6} - \frac{1}{24} - 8q_s^* k_1 - \left(\frac{k_2}{2} - \frac{1}{4}\right) R_n^2 + \left(\frac{k_2}{3} - \frac{1}{3}\right) R_n^3 + \frac{R_n^4}{8} = 0 \dots \dots (12)$$

ここで、 $k_1 = Gz^*/(C_f Re Nu_l)$ 、 $k_2 = \theta_f/Nu_l$ である。式(12)中の k_2 は、実験整理式(11)により近似されるので、無次元過冷却熱量 q_s^* に任意の一定値を与えると式(11)、(12)より、任意の k_1 に対して R_n を求めることが可能となる。尚、 q_s^* を与える条件としては、式(12)の解 R_n が本実験範囲において存在することおよび R_n が乱流域の温度境界層厚さすなわち粘性底層内に存在する必要がある。本実験範囲においてこのような条件に適合する q_s^* の範囲は、 $q_s^* \leq 1.0$ となる。

図8は、式(12)より算出される $1 - R_n (= \delta_n/r_i)$ と無次元変数 $Gz^*/(C_f Re Nu_l)$ の関係を無次元過冷却熱量 q_s^* をパラメータとして示したものである。核生成に影響を及ぼす壁面からの無次元距離 $1 - R_n$ は、 $Gz^*/(C_f Re Nu_l)$ の減少に従い低下しており、またその値は非常に小さく、 δ_n が壁面のごく近傍に存在することがわかる。さらに $1 - R_n$ は $[Gz^*/(C_f Re Nu_l)]^{0.30}$ におよそ比例する結果となっている。

$$R_n = 1 - C \left(\frac{Gz^*}{C_f Re Nu_l} \right)^{0.30} \dots \dots (13)$$

式(13)中の係数 C は、任意の $q_s^* (\leq 1.0)$ に対して算出される C の値を最小二乗法により標準偏差 $\pm 1.4\%$ 以内で整理された次式により表される。

$$C = 1.60q_s^{*0.548} \dots \dots (14)$$

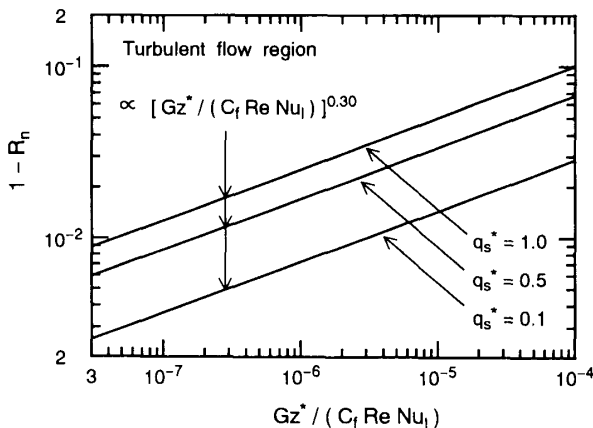


図8 壁面からの無次元距離 $1 - R_n (= \delta_n/r_i)$ と無次元変数 $Gz^*/(C_f Re Nu_l)$ の関係

以上の結果より、水および水溶液によらず乱流域における管内凍結発生条件は、無次元過冷却熱量 $q_s^* (\leq 1.0)$ に任意の一定値を与え、それぞれの無次元変数 $Gz^*/(C_f Re Nu_l)$ 値に対して式(13)、(14)より求められる R_n と壁面までの間の無次元過冷却熱量が、その与えられた q_s^* に達したときに凍結が発生することになる。

4. 結論

冷却円管内を流動する過冷却水および水溶液の過冷却現象が、管内凍結発生条件に及ぼす管内流速、過冷却度、冷却円管寸法、水溶液濃度の効果を中心として実験および解析的に検討された。その結果、管内凍結発生条件に対する過冷却液流速、管内表面温度を基準とした壁面過冷却度、管寸法および水溶液濃度の効果が定量的に明らかにされた。さらに、管内流動過冷却水および水溶液の凍結発生条件を熱エネルギー論的な過冷却度合いを示す過冷却熱量の観点からモデル化し、解析を行った。そして、解析過程において得られた無次元変数を使用することにより層流、乱流それぞれの流れ領域において、管寸法および水溶液濃度の影響を考慮した凍結発生条件の無次元整理式を提案した。さらに、この無次元整理式と無次元過冷却熱量との関係から、層流域については凍結発生条件が壁面過冷却度に依存し、一方、乱流域では凍結発生条件が本解析モデルにて提案した無次元過冷却熱量および核生成に影響を及ぼす壁面からの距離により表されることを明らかにした。

参考文献

- (1) 稲葉, 他2名, 機論, 58-548, B(1992), 1321.
- (2) 稲葉, 他2名, 30th. 日本伝熱シンポジウム, F151(1993), 409.
- (3) Bigg, E.K., Proc. Phys. Soc. Lond., Ser.B, 66(1953), 688.
- (4) 斉藤, 他4名, 冷凍, 5-2(1988), 65.
- (5) 斉藤, 他4名, 冷凍, 8-2(1991), 59.
- (6) 稲葉, 他2名, 機論, 59-560, B(1993), 1202.
- (7) 稲葉, 武谷, 機論, 59-567, B(1993), 3557.
- (8) Arora, A.P.S. and Howell, J.R., Int. J. Heat Mass Transf., 16 (1973), 2077.
- (9) 六串, 高橋, 化学工学論, 7-5(1981), 449.
- (10) 平田, 田中, 28th. 日本伝熱シンポジウム, E132(1991), 325.
- (11) Fletcher, N.H., 前野(訳), 水の化学物理, (1974), 76, 共立出版.
- (12) Rohsenow, W.M., Hartnett, J.P. and Ganic, E.N., Handbook of Heat Transfer Fundamentals, (1985), 7, McGraw-Hill Book Company.