

## 水中に置かれた水平円管内の氷の融解熱伝達の研究\*

廣瀬 宏一<sup>\*1</sup>, 浜田 泰充<sup>\*2</sup>, 大内 雅樹<sup>\*3</sup>Study of Ice Melting Heat Transfer Phenomenon  
in a Horizontal Cylindrical Capsule Immersed in Water

Koichi HIROSE, Yasumitsu HAMADA and Masaki OUCHI

A numerical analysis of the ice melting heat transfer phenomenon in a horizontal cylindrical capsule immersed in water is presented. This phenomenon is caused by a combination of the natural convection heat transfer of water around the capsule and the ice melting heat transfer inside the capsule. When capsule material has low heat conductivity, heat conduction in the capsule itself must be considered. This combined heat transfer problem has been studied numerically. Simulation is carried out by solving the Navier-Stokes equation, adhering to the Boussinesq approximation coupled to the energy equation for copper capsule and acrylic capsule. As a result, the ice melting characteristics, temperature profiles, flow patterns, local Nusselt number profiles, average Nusselt number profiles, and ice melting rate were shown.

**Key Words:** Natural Convection, Ice Melting Heat Transfer, Numerical Analysis, Horizontal Cylindrical Capsule, Immersed in Water

## 1. 緒 言

エネルギーの大量消費による地球環境への悪影響を認めざるを得なくなった今、改めてエネルギーの有効利用が重要になってきている。こうした有効利用の諸方策のうち、まず可能な手段として、現在稼働中のシステムにおけるエネルギーの無駄をなくす、省エネルギーが挙げられる。無駄を省く手法としては、エネルギー需給バランスの時間的な差異を整合させ、全体としての無駄をなくすことが考えられる。こうした省エネルギーという観点のみならずエネルギーの安定供給という観点からも、エネルギー貯蔵技術の開発は急務であると思われる。

さまざまなエネルギー貯蔵法の中で熱エネルギーは、それ自体が身近な形で存在すること、および装置の開発や準備が他に比べて容易であることから即応性のあるものとして重要である。この熱エネルギー貯蔵には大別して比熱を利用した顕熱蓄熱と潜熱の大きさに着目した潜熱蓄熱がある。特に潜熱蓄熱は相変化物

質(Phase Change Material: 以下PCMと略記する)の融点で熱の出入りがあり、質のよいエネルギー源となる。加えてその潜熱の大きさから蓄熱空間を大幅に圧縮できるなどの点から考えても有望な方式であると思われる。潜熱蓄熱技術は伝熱面上に生成した固相のPCMを除去するダイナミック形と除去しないスタティック形とに分けられる<sup>(1)</sup>。PCMに氷を用いた氷蓄熱システムとして、近年リキッドアイス(雪状の氷)によるダイナミック製氷方式<sup>(2)(3)</sup>の検討もいろいろなされているが、氷以外のPCMや熱媒体の環境への漏出の影響や安全性などの観点からPCMを封入した場合の検討も重要であると思われる。こうした方式はカプセル形<sup>(4)</sup>と呼ばれるが、カプセル形の場合、カプセルの外側に熱媒体があり、内部のPCMの融解を伴う自然対流熱伝達とカプセル外部熱媒体の自然対流熱伝達が複合する複雑な複合熱伝達問題となるため、本格的な解析はあまりなされていないのが現状である。こうしたカプセル形の潜熱蓄熱における伝熱特性を理解するうえでカプセル外部の自然対流と連動した相変化過程を解明しておくことは重要であると思われる。特に熱媒体が水の場合は、その密度が4°C付近で最大値をもつため、いっそう複雑な流れが発生する。

ここでは、このような複合熱伝達問題における基礎的

\* 原稿受付 1996年7月19日。

<sup>\*1</sup> 正員, 岩手大学工学部(〒020 盛岡市上田4-3-5)。<sup>\*2</sup> 日本原燃(株) (〒100 東京都千代田区内幸町2-2-2)。<sup>\*3</sup> 正員, 鳥羽商船高等専門学校(〒517 鳥羽市池上町1-1)。

研究として、カプセルに水平円管を用い、PCM および熱媒体に水を用いた場合の、水平円管周りの熱媒体の自然対流熱伝達と水平円管内の氷の融解を伴う自然対流熱伝達とが相互に及ぼす影響を数値的に解析した。また、カプセルには製造コストの安価なプラスチックのような熱伝導率の低い場合、および金属など熱伝導率の高い場合を想定し、水平円管の肉厚部分での熱伝導を加味して解析を行った。これにより円管内の氷の融解特性、融解面での局所  $Nu$  数分布、円管内面の周方向の温度分布の時間変化などの伝熱特性を明らかにした。

おもな記号

- $a$ : 温度伝導率
- $B(\phi)$ : 円管内壁面形状関数
- $C_p$ : 比熱
- $D_i$ : 円管内径
- $F(\phi, t)$ : 融解面形状関数
- $g$ : 重力の加速度
- $Gr$ : グラスホフ数
 
$$\begin{cases} Gr_o = g\beta|T_{w,i} - T_\infty|R_o^3/\nu_o^2 \\ Gr_i = g\beta|T_{w,i} - T_m|R_i^3/\nu_i^2 \end{cases}$$
- $h$ : 熱伝達率
- $k$ : 熱伝導率
- $L$ : 半径方向計算領域
- $Nu$ : 融解面における局所ヌッセルト数  $= hD_i/k$
- $\overline{Nu}$ : 融解面における平均ヌッセルト数
- $Pr$ : プラントル数  $Pr_o = \nu_o/a_o, Pr_i = \nu_i/a_i$
- $r$ : 半径方向座標
- $Ra$ : レーレー数  $Ra_o = Pr_o \cdot Gr_o, Ra_i = Pr_i \cdot Gr_i$
- $R_i$ : 円管内半径
- $R_o$ : 円管外半径
- $t$ : 時間
- $t_s$ : 固相の融解における時間
- $T$ : 温度
- $T_m$ : 氷の融点
- $T_{w,i}$ : 円管の初期内壁温
- $T_\infty$ : 周囲水温
- $u, v$ : 半径および周方向速度
- $\beta$ : 体膨張係数
- $\nu$ : 動粘性係数
- $\rho$ : 密度
- $\phi$ : 周方向座標
- $\psi$ : 流線関数
- $\omega$ : 渦度

- 添字
- + : 無次元数
- $i$ : 円管内側
- $o$ : 円管外側
- $t$ : 円管肉厚部

2. 解 析

2.1 理論解析 図1に数値解析モデルおよび座標系を示した。座標系としては水平円管の中心に原点を有する極座標系を用いた。中央に水平円管があり、内部は氷で満たされているものとする。円管は肉厚を考慮し、その部分で熱伝導による伝熱があるものとした。物理的には  $t=0$  のとき、水温  $T_\infty$  の水中に氷で満たされた円管カプセルを静かに水平に設置したようなモデルに相当する。設置後、円管周囲に自然対流が発生すると同時に内部の氷が解け始め、円管内・外の自然対流場が熱的に複合しながら円管内部の氷の融解が進行するような、融解を伴った熱的複合系となる。

解析を進めるにあたり、以下の仮定を導入する。

- (1) 流れは層流である。
- (2)  $k, C_p$  および  $\nu$  などの物性値は一定である。
- (3) Boussinesq 近似が成立する。
- (4) 氷の融解に伴う体積変化はない。
- (5) 円管内の氷の温度は融点で一様であり、中心は固定されている。

以上の仮定を用いると基礎式は以下ようになる。

2.1.1 円管外側において 無次元化には以下に示す無次元変数を用いた。

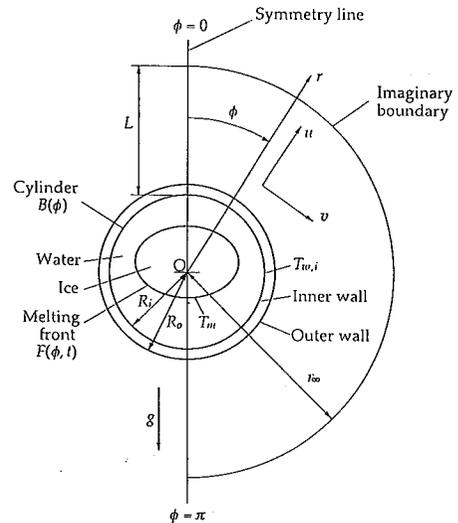


Fig. 1 Schematic numerical model and coordinate system

$$r_o^+ = \frac{r}{R_o}, \phi^+ = \frac{\phi}{\pi}, u_o^+ = \frac{u_o R_o}{a_o}, v_o^+ = \frac{v_o R_o}{a_o},$$

$$t_o^+ = \frac{a_o t}{R_o^2}, T_o^+ = \frac{T_o - T_\infty}{T_{w,i} - T_\infty} \dots \dots \dots (1)$$

図1に示したような極座標系を用いれば基礎式は上記仮定のもとで次のようになる(便宜上、+記号は省略する)。

$$\frac{\partial \omega_o}{\partial t_o} + \frac{1}{\pi r_o} \frac{\partial(\phi_o, \omega_o)}{\partial(r_o, \phi)}$$

$$= Pr_o \nabla^2 \omega_o + Pr_o Ra_o$$

$$\times \left( \sin \pi \phi \frac{\partial f_o}{\partial T_o} \frac{\partial T_o}{\partial r_o} + \frac{\cos \pi \phi}{\pi r_o} \frac{\partial f_o}{\partial T_o} \frac{\partial T_o}{\partial \phi} \right)$$

$$\frac{\partial T_o}{\partial t_o} + \frac{1}{\pi r_o} \frac{\partial(\phi_o, T_o)}{\partial(r_o, \phi)} = \nabla^2 T_o$$

$$\omega_o = \nabla^2 \phi_o \dots \dots \dots (2)$$

2・1・2 円管肉厚部分において 円管肉厚部分での無次元温度の定義式、および上記の無次元時間を用いた円管肉厚部分のエネルギー式を以下に示す(+記号は省略する)。

$$T_i^+ = \frac{T_i - T_\infty}{T_{w,i} - T_\infty},$$

$$\frac{\partial T_i}{\partial t_o} = \frac{a_i}{a_o} \nabla^2 T_i \dots \dots \dots (3)$$

ここで、 $a_i, a_o$  はそれぞれ円管肉厚部、および周囲熱媒体の温度伝導率を表す。

2・1・3 円管内部において 円管内部は融解を伴う自然対流場となるため、円管内部における無次元変数は以下のように定義した。

$$r_i^+ = \frac{r}{R_i}, \phi^+ = \frac{\phi}{\pi}, u_i^+ = \frac{u_i R_i}{a_i}, v_i^+ = \frac{v_i R_i}{a_i}$$

$$t_i^+ = \frac{a_i t}{R_i^2}, T_i^+ = \frac{T_i - T_m}{T_{w,i} - T_m}, t_s^+ = \frac{a_{ice} t}{R_i^2}$$

$$F^+(\phi^+, t_i^+) = \frac{F(\phi^+, t_i^+)}{R_i}, B^+(\phi^+) = \frac{B(\phi^+)}{R_i} \dots \dots \dots (4)$$

円管内部では水が融解し融解面は移動するため、融解面および円管内壁面の両方を固定する境界固定法<sup>(6)</sup>を用い、次に示す独立変数を導入した。

$$\eta = \frac{r_i^+ - F^+(\phi^+, t_i^+)}{B^+(\phi^+) - F^+(\phi^+, t_i^+)} \dots \dots \dots (5)$$

先に示した独立変数を用いて変換した無次元化された基礎式を以下に示す(便宜上、+記号は省略する)。

$$\frac{\partial \omega_i}{\partial t_i} + \frac{1}{\pi r_i} \frac{\partial \eta}{\partial r_i} \frac{\partial(\psi_i, \omega_i)}{\partial(\eta, \phi)} = Pr_i \nabla^2 \omega_i - \frac{\partial \eta}{\partial t_i} \frac{\partial \omega_i}{\partial \eta}$$

$$+ Pr_i Ra_i \left\{ \sin \pi \phi \frac{\partial f_i}{\partial T_i} \frac{\partial T_i}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial r_i} \right.$$

$$\left. + \frac{\cos \pi \phi}{\pi r_i} \frac{\partial f_i}{\partial T_i} \left( \frac{\partial T_i}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial \phi} - \frac{\partial T_i}{\partial \phi} \right) \right\}$$

$$\frac{\partial T_i}{\partial t_i} + \frac{1}{\pi r_i} \frac{\partial \eta}{\partial r_i} \frac{\partial(\psi_i, T_i)}{\partial(\eta, \phi)} = \nabla^2 T_i$$

$$\omega_i = \nabla^2 \psi_i \dots \dots \dots (6)$$

ここで式(2)および式(6)中の $f_o$ および $f_i$ は水の密度変化を考慮するための関数であり、次式のように表される。それぞれの式中の係数は水の密度を近似した藤井の式<sup>(6)</sup>から求められる。

$$f_o(T_o) = T_o(1 + l_1 T_o + l_2 T_o^2 + l_3 T_o^3),$$

$$f_i(T_i) = T_i(1 + m_1 T_i + m_2 T_i^2 + m_3 T_i^3) \dots \dots \dots (7)$$

2・1・4 熱的結合条件について 円管外部の水の自然対流と円管内部の水の融解を伴う自然対流との熱的複合を考えるため、円管内壁面を通過する熱流束は、円管肉厚部分から求めたものと円管内部流体側から求めたものが等しくなるとして、次式のように定義した。

$$k_i(T_{w,i} - T_m) \frac{\partial T_i}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial r_i} = k_l(T_{w,i} - T_\infty) \frac{\partial T_l}{\partial r_o} \dots \dots \dots (8)$$

2・2 数値解析 数値解析においては円管内部が水で満たされ、液相がまったくない状態では液相部の計算格子を形成できないため、最初に薄い液相の存在を仮定し、円管内壁面に初期温度として $T_{w,i}$ を与えた。本解析では、計算時間の低減も考慮して初期液層は円管内半径の15%と仮定したが、代表長さに液層厚さを用いた $Ra$ 数で評価しても、その値は十分小さいため、この厚さでも熱伝熱のみで形成されるものとして妥当であると思われた。また、水の融解面の移動は対流場の生成に比べて遅いことから、本解析では円管内部の融解において準定常近似を用いた。さらに、円管内部と円管肉厚部・円管外部は熱的には結合するものの流れ場は隔てられているため、それぞれの領域を計算する際にも準定常近似を用いて解析した。この手法は円管肉厚部・円管外部を解析する際には円管内部の場を固定し、逆に円管内部を解析する際には円管肉厚部・円管外部の場を固定して解析するもので、それぞれの場合を解析する時間を移行時間とし、任意にとれるようにした。これにより準定常近似的な手法から非定常解析に近い手法まで選択可能とした。

解析においては円管外径を40mmとし、厚さが2mmの亚克力樹脂および厚さが3mmの銅の2種類の材質の円管を想定した。円管周囲水温をパラメータとして、5, 8, 10°Cおよび20°Cと変化させて数値解析を行った。設定した周囲水温では、伝熱工学資料<sup>(8)</sup>およびKuhnen-Goldsteinの実験<sup>(9)</sup>から円管外部および円管内部における流れはともに層流であると考えられた。円管材質が銅の場合、熱媒体である水に比べて銅の熱伝導率が非常に高いため、事前の解析によって

円管内・外壁面温度にはほとんど差がないことが知れたため、内外壁面温度は同一として解析した。

数値計算には差分法を用い、連続の式にはSOR法を用いた。分割数は円管外部では周囲水温によっても異なるが、代表的な場合  $26 \times 20$  分割とし、氷の融解を伴う円管内部では  $14 \times 20$  分割とした。事前に行った解析により、周囲水温の比較的高い場合には円管外部の温度分布の変化は円管外壁近傍に集中していること、および仮想境界位置を変化させても円管外部の  $Nu$  数分布に大きな差のないことが知れたため、半径方向計算領域として円管外半径の2倍の位置に仮想境界面を設け、この面に直交する方向での熱媒体の流入または流出を考慮する境界条件を与えた。周囲水温の低い場合は仮想境界面位置を拡大して解析した。また、場は左右対称であるとし、周方向の計算領域は  $0 \leq \phi \leq \pi$  とした。なお、円管肉厚部の熱伝導場および円管外部の対流場は一括して解析した。

結果を整理するのに用いた氷の融解面における無次元  $Nu$  数は融解面での無次元温度こう配、およびその時刻における円管内壁面温度の周方向の平均値  $\overline{T_w(t)}$  とを用いて次式のように定義した。

$$Nu = \frac{hD_i}{k} = 2 \frac{hR_i}{k} = 2 \frac{\overline{T_{w,i}} - T_m}{\overline{T_w(t)} - T_m} \frac{\partial T_i}{\partial r} \dots\dots\dots(9)$$

また、無次元伝熱量  $Q$  はそれを融解面において積分することにより、無次元の平均  $Nu$  数は無次元伝熱量をその時点での融解面の面積  $s(t)$  で除することにより求め、それぞれ次式のように定義した。

$$Q = \int_F \frac{T_{w,i} - T_m}{\overline{T_w(t)} - T_m} \frac{\partial T}{\partial r} ds, \quad \overline{Nu} = \frac{Q}{s(t)} \dots\dots\dots(10)$$

3. 数値解析結果および考察

3.1 円管材質がアクリル樹脂の場合 まず、円管材質がアクリル樹脂の場合の数値解析結果について示す。

図2には円管内部の対流に、水の密度反転の影響が顕著に見られる典型的な場合として、円管周囲水温が  $10^\circ\text{C}$  の場合の代表的な時刻における流線、等温線、および融解面形状を示した。図2の左側が流線、右側が等温線を表す。周囲水温  $10^\circ\text{C}$  に対して円管外壁温が低いため、円管外部では比較的初期の段階で、外壁面に沿った下降流が形成され、以後円管外部の流れ場に全体として大きな変化は見られなかった。図2(a)から円管内部では、融解の初期においては融解面に沿って上昇し、内壁面に沿って下降し、氷下部に衝突する流れが見られるが、勢力は弱く、等温線もほぼ同心円状になっていることがわかる。氷の融解面形状もほとんど同心円となっている。図2(b)に示すように時間が経過して  $t^* = 15.52$  となると壁温が上昇し、水の密度が最大となる  $4^\circ\text{C}$  付近を超えるため、内部の流れは最大密度となる部分で下降流が形成される。円管下部では内壁温度が  $4^\circ\text{C}$  を超えるため、内壁に沿って上昇する時計回りの小さな渦が生じている。また、円管上部側では内壁温度が  $4^\circ\text{C}$  付近で密度が大きくなり、氷の融解面付近では  $0^\circ\text{C}$  付近となり密度が小さくなる。このため上が重く、下が軽い密度的不安定が生じ、融解面上部側で小さな反時計回りの渦が形成され、全体として3個の渦が形成されていることが知れた。こうした渦のため、流れが融解面からはく離する部分では融解が遅れ、氷の上部側が扁平になり、下部側では融

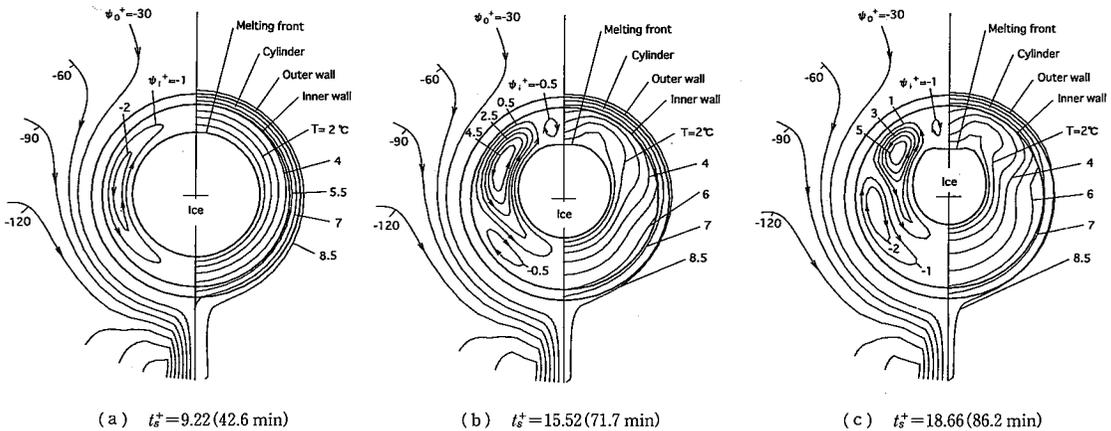


Fig. 2 Streamlines and isotherms in the case of acrylic tube for  $T_\infty = 10^\circ\text{C}$   
 $[Pr_o = 9.4, Ra_o = 2.43 \times 10^5$  (Outer region),  $Pr_i = 12.3, Ra_i = 3.99 \times 10^4$  (Inner region)]

解が進行する複雑な融解面形状となる。さらに時間が経過した  $t_s^+ = 18.66$  の場合の等温線、流線および融解面形状を図2(c)に示した。流れ場は主要な3個の渦が存在するなど定性的には変わらないが、下部側での内壁温度の上昇とともに下部側の時計回りの渦の勢力が強まっていることがわかる。融解面形状も氷上部では扁平であり、下部側で融解が進行している。

図3には数値解析による円管内壁における周方向の温度分布の時間変化を示した。図3中の  $t_s^+$  は初期液相が形成されるまでの時間を補正した値となっている。初期壁温は  $2.5^\circ\text{C}$  と仮定し、 $T^+ = 1$  で示している。図3からわかるように円管内壁において、融解初期には周方向での温度分布には大きな差は見られないが、時間の経過とともに、 $\phi^+ = 0.25$  を境にして下部側で温度が上昇してゆく傾向が見られ、徐々に傾きが大きくなってゆく様子が見られた。また  $t_s^+ = 15.52$  では  $\phi^+ = 0$  付近の温度上昇が見られ、 $\phi^+ = 0.2$  付近で壁温は極小となることが知れた。

図4には氷の融解面周りの局所  $Nu$  数分布の時間

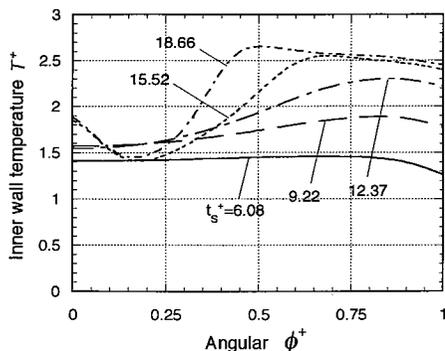


Fig. 3 Variation of inner wall temperature profiles in the case of acrylic tube for  $T_\infty = 10^\circ\text{C}$

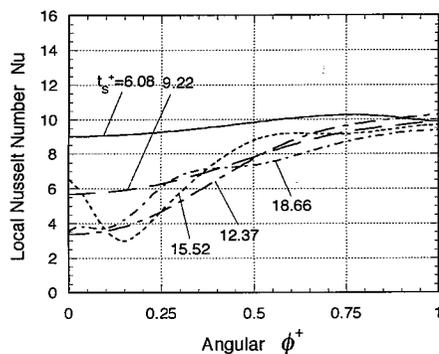


Fig. 4 Variation of local Nusselt number profiles in the case of acrylic tube for  $T_\infty = 10^\circ\text{C}$

変化を示した。局所  $Nu$  数は融解面下部側ではあまり変化しないことがわかる。また、融解の進行に伴い液相厚さが増すため  $Nu$  数は全体的には低下していくことが知れる。 $t_s^+ = 15.52$  において  $\phi^+ = 0.2$  付近では局所  $Nu$  数が極小になり、流れが融解面からはく離する点と対応しており、この付近の融解が遅れることが知れる。

図5(a)には円管内部の融解に対して密度反転の影響が顕著には現れない場合として、周囲水温  $T_\infty = 8^\circ\text{C}$  のときの代表的な解析結果を示した。周囲水温が低い場合融解に要する時間が大きく、同心円に近い形状であるが、下部側での融解が若干進行している様子が示されている。図5(b)には周囲水温  $T_\infty = 20^\circ\text{C}$  のときの代表的な解析結果を示した。この場合は周囲水温が高いため融解に要する時間は短い。円管内壁温度が高くなるため、円管内壁に沿った上昇流は氷上部への衝突流になり、図5(a)とは逆に上部側で融解が進行していること、および氷の下半部には密度反転に伴う、反時計回りの渦があり、氷の融解が遅れていることがわかる。

3.2 円管材質が銅の場合 次に円管材質が銅の場合の数値解析結果について示す。

図6には円管内部の対流に密度反転の影響が顕著な周囲水温が  $10^\circ\text{C}$  の場合の代表的な時刻における流線、等温線、および融解面形状を示した。図6の左側が流線、右側が等温線を表す。円管外部においては周囲水温に対して円管壁温が低い場合、初期の段階から円管外壁面に沿った下降流が形成される。図6(a)から円管内部では、融解の初期において円管内壁に沿う上昇流と氷融解面に沿う上昇流の、互いに逆回りの2層の渦が形成されていることが知れる。時間の経過とともに円管側の渦が、氷側の反時計回りの渦を包みこむよ

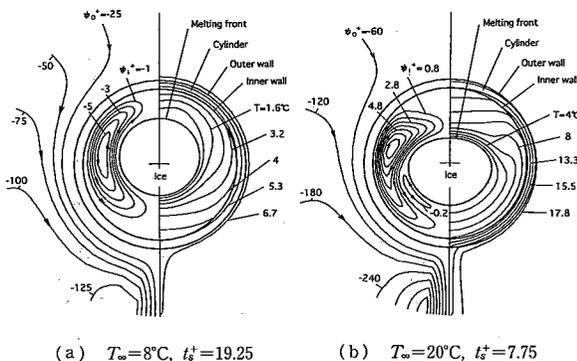
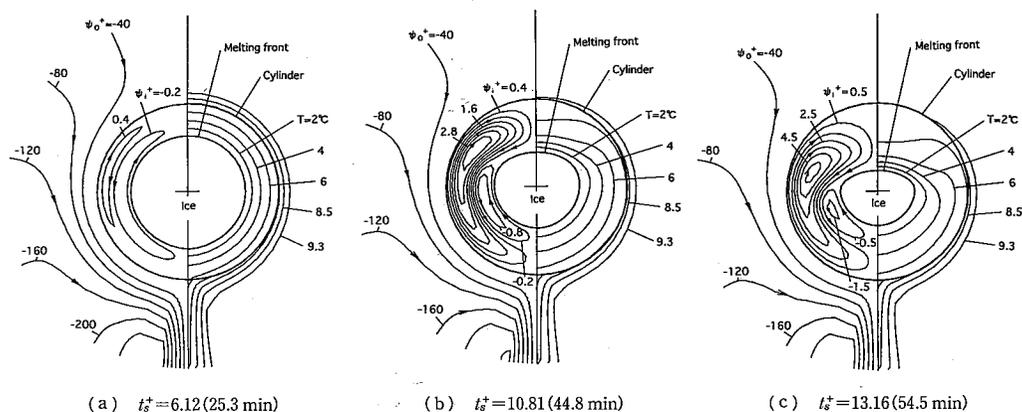


Fig. 5 Typical time sequences of streamlines and isotherms in the case of acrylic tube

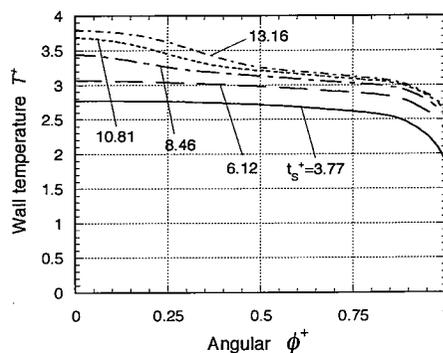
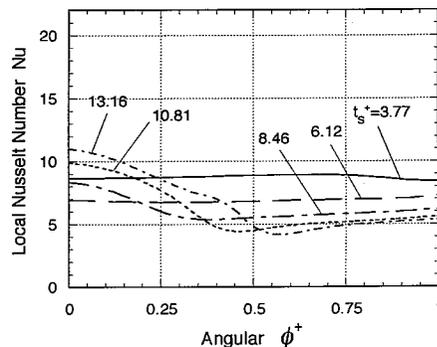
Fig. 6 Streamlines and isotherms in the case of copper tube for  $T_\infty=10^\circ\text{C}$ [ $Pr_o=9.4$ ,  $Ra_o=2.43\times 10^6$ (Outer region),  $Pr_i=12.3$ ,  $Ra_i=3.36\times 10^4$ (Inner region)]

うに成長してくる。図6(b)からこの外側の渦は氷側の渦を押し下げ、氷の上部への衝突流となっており、上半部の融解を促進していることがわかる。さらに時間が経過した場合のものを図6(c)に示したが、氷側の冷たい渦の存在が下半部の融解を遅らせ、上半部での融解の進行とともに、いびつな形状に融解していくことが知れる。

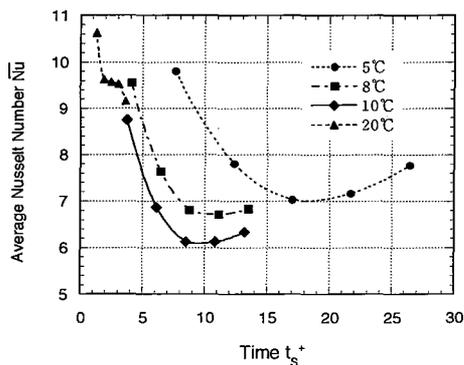
図7には円管内壁における周方向での温度分布の時間変化を示した。図3に示したアクリル樹脂の場合に比べて、壁温が高くなっていることがわかる。このため円管材質がアクリル樹脂の場合に見られた円管上部側での密度の不安定は現れず、円管に沿う上昇流が支配的になったものと思われた。また、各時刻の温度分布には円管上部側で高く、下部側へいくにつれて低下する傾向があり、時間とともに全体的な温度の上昇が見られた。

図8には氷の融解面周りの局所  $Nu$  数分布の時間変化を示した。局所  $Nu$  数は融解面下部側では徐々に下がり安定化していくが、上部側では徐々に増加してゆくことが知れる。

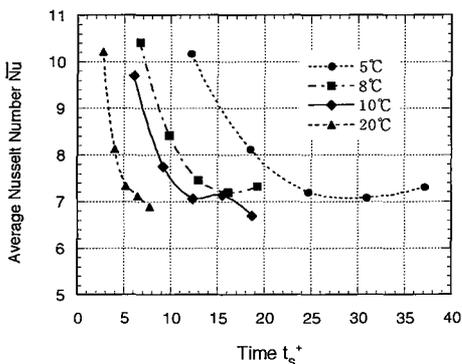
図9(a), (b)には円管材質を銅およびアクリル樹脂にした場合の融解面における平均  $Nu$  数の時間変化を、周囲水温をパラメータとして整理したものをそれぞれ示した。周囲水温により融解速度が異なるため融解率が適当な値になるまでの時間はそれぞれ異なったものとなっている。図9(a)の円管材質が銅の場合、融解がある程度進行し、平均  $Nu$  数が安定化した時点におけるそれぞれの値を比較すると、周囲水温が  $10^\circ\text{C}$  の場合の値は水温が  $5^\circ\text{C}$  および  $8^\circ\text{C}$  のものに比較して、周囲水温が高いにもかかわらず、平均  $Nu$  数は小さくなっていることが知れる。これは氷の融解特性の低下

Fig. 7 Variation of inner wall temperature profiles in the case of copper tube for  $T_\infty=10^\circ\text{C}$ Fig. 8 Variation of local Nusselt number profiles in the case of copper tube for  $T_\infty=10^\circ\text{C}$ 

を意味していると思われる。こうした融解特性の向上には周囲水温の設定が重要な役割を果たしていると考えられる。また、図9(b)の円管材質をアクリル樹脂にした場合は図9(a)の銅の場合と比較して、周囲水温が  $20^\circ\text{C}$  の場合の平均  $Nu$  数が落ち込んでいるのが



(a) Copper tube

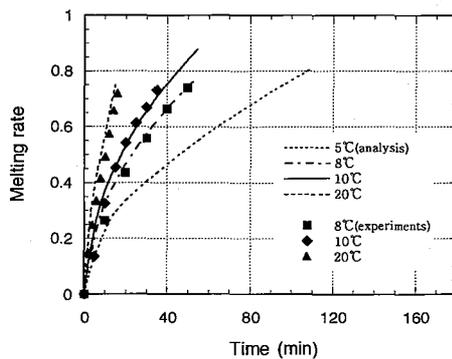


(b) Acrylic tube

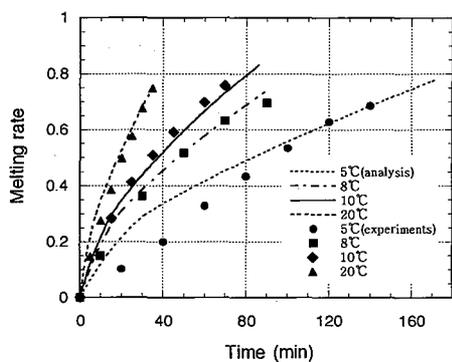
Fig. 9 Variation of average Nusselt number profiles versus time with ambient temperature

わかる。これはアクリル樹脂の場合、銅に比べて円管内壁温度が上がらず、円管内部で多重の渦が形成される流れとなっているためである。また融解の進行が安定してきている状態での平均  $Nu$  数は、周囲水温が  $10^{\circ}\text{C}$  や  $20^{\circ}\text{C}$  と比較的高い場合でも、水温が低い場合と比べて、それほど大きくならず、ほぼ一樣な値の付近に分布していることが知れる。

図 10(a), (b) には円管材質がアクリル樹脂と銅の場合の水の融解率の変化をそれぞれ示した。図 10 の横軸は実時間を示し、縦軸は融解率を示している。銅とアクリル樹脂の場合とを比較するとアクリル樹脂のほうが、周囲水温にもよるが、ほぼ 1.6~2 倍程度、融解に要する時間が長くなっており、これは円管肉厚部分の熱伝導の影響によるものと思われた。図 10(a), (b) における実験点は、鈴木<sup>(7)</sup> による直方体水槽内における水平円管内の水の融解の実験結果を融解率で整理したものである。実験は直径 40 mm の銅およびアクリル樹脂のパイプ内の水を凍らせた後、全体が  $0^{\circ}\text{C}$  になったことを確認し、所定の温度の水が入った 250



(a) Copper tube



(b) Acrylic tube

Fig. 10 Variation of ice melting rate profiles versus time with ambient temperature

$\times 250 \times 150 \text{ mm}$  の周囲を断熱した水槽内に静かに水平に設置して行った。一定時間間隔で融解面形状の写真撮影を行い、融解面形状の時間変化から融解率などを求めた。実験と数値解析結果は比較的良好一致を示していると思われ、本解析手法は熱伝導率の如何にかかわらず適用でき、有効な方法であると思われた。アクリル樹脂で、初期温度が低い場合に、融解の初期段階で実験との差異が大きいのは、実験では、解析で仮定した初期壁温に到達するまで、円管壁温が徐々に上がっていくため、初期の融解率が解析結果に比較して低い値となるためであると考えられた。周囲水温が高い場合は数値解析において仮定した初期壁温に到達する時間が短いため、実験と解析とは比較的良好一致したものであると思われた。

#### 4. 結 言

水中に置かれた水平円管内の水の融解過程について、円管周りの水の自然対流熱伝達と円管内の水の融解を伴う水の自然対流熱伝達とが熱的に複合する場合

の伝熱問題として、円管肉厚部分の熱伝導を考慮して、数値的に解析した。これにより以下の知見を得た。

(1) 円管内の氷の融解過程に生ずる自然対流形態は周囲水温により3種類に大別できる。すなわち、円管内壁面に沿って下降する単一渦となる場合、水温が4°C付近のものが下降し、互いに逆回りの多重渦となる場合、および円管内壁面に沿って上昇する単一渦となる場合である。また、これらの流れが現れる場合の周囲水温は円管の材質により異なる。

(2) 単に融解時間だけを比較すれば銅の場合が短いのは明白であるが、円管の材質によらず、円管内の液相に、水の密度反転の影響により多重渦が生じた場合には、平均  $Nu$  数が小さくなることが知れた。このように、周囲水温が高くても、円管内の対流形態によっては、平均  $Nu$  数が増大せず、周囲水温の増加が融解特性の向上に結び付かない場合もあり、どのような対流形態をとるのが重要であることがわかる。

(3) 円管材質にアクリルなど熱伝導率の低いもの

を用いる場合、円管肉厚部分の熱伝導を考慮することは、全体の熱移動のメカニズムを知るために必要であることが知れた。

(4) 円管材質が銅の場合もアクリルの場合も、氷の融解率においては、実験結果と数値解析結果は比較的よい一致が見られた。

## 文 献

- (1) 稲葉英男・福迫尚一郎, 機械の研究, 43-11 (1991), 1243-1249.
- (2) 渡辺裕・ほか3名, 第31回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1994), 583-585.
- (3) 稲葉英男・ほか2名, 機論, 61-589, B (1995), 3296-3303.
- (4) 斎藤武雄・廣瀬宏一, 機論, 51-466, B (1985), 1867-1873.
- (5) Saitoh, T., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **100** (1978), 294-299.
- (6) 藤井哲・ほか4名, 伝熱工学の進展, 3 (1974), 65, 養賢堂.
- (7) 鈴木良光, 岩手大学修士論文, (1995), 75-76.
- (8) 日本機械学会編, 伝熱工学資料, (1986), 71.
- (9) Kuhen, T. H. and Goldstein, R. J., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **100** (1978), 635-640.