

水中に置かれた水平楕円管内の氷の融解熱伝達の研究*

廣瀬 宏一*¹, 北沢 信高*²Study of Ice Melting Heat Transfer in a Horizontal Elliptical Tube
Located in WaterKouichi HIROSE*³ and Nobutaka KITAZAWA^{*3}Department of Mechanical Engineering, Iwate University, 4-3-5 Ueda, Morioka-shi, Iwate, 020-8551 Japan

The characteristics of ice melting heat transfer in a horizontal elliptical tube in water were studied experimentally and numerically. This phenomenon is caused by a combination of the natural convection heat transfer of water around a tube and the ice melting heat transfer inside a tube. Large number of studies on melting heat transfer in a simple shape capsule has been done; however, study of melting heat transfer in a horizontal elliptical tube is less. Results are presented as ice melting characteristics, temperature distributions, flow patterns and melting rate.

Key Words: Melting Heat Transfer, Elliptical Tube, Natural Convection, Experiments and Numerical Analyses

1. 緒言

夏期の昼間における空調の需要増加による電力負荷ピークは年々上昇の一途をたどっており、一日周期での電力需要の平準化が緊急な課題となってきた。その中でエネルギーを蓄えてから、必要に応じて取り出して使うエネルギー貯蔵システムの1つである氷蓄熱システムはその有効な手段として、様々な研究がなされてきている⁽¹⁾。氷蓄熱システムは大別すると、伝熱面の氷を連続的に離脱させて貯蔵を行うダイナミック型と、伝熱面に氷を固着させるスタティック型とに分けられる⁽²⁾。近年、リキッドアイスとしてダイナミック型の製氷方式によるものも実用化されているが、冷房性能の予測が困難であるとの指摘もあり、カプセル型の潜熱蓄熱方式を見直す動きもある⁽³⁾。しかし、こうしたカプセル型の場合、カプセル形状は円筒状や球状といった単純な形状のものがほとんどであり、任意形状についての研究は、カプセル周囲の熱媒体の自然対流による熱伝達と、カプセル内部の氷の融解を伴う熱伝達とが、相互に連成する複合熱伝達となるため本格的な研究はほとんど見当たらないのが現状である⁽⁴⁾。最近の加工技術の進展に伴い、任意形状管の製作が容易になり、こうした形状に対する融解熱伝達特性、

および対流挙動などを明らかにすることが重要になってきており、自然対流による楕円管内の氷の融解特性について研究され、縦型楕円管が有効であるという報告がなされはじめている^{(5), (6)}。また、Saitoh・Fominにより、融解メカニズムは異なるが、接触融解による楕円管内の相変化物質の融解特性が研究され⁽⁷⁾、縦型楕円管が有効であるという報告がなされるなど、任意形状管に対する研究が行われはじめている。

本研究ではカプセル形状を楕円形状とした場合について実験および数値解析の両面から研究を行い、カプセルの周囲温度および楕円管の配置角度などをパラメータとして変化させ、氷の融解熱伝達特性を明らかにした。

おもな記号

a	: 温度伝導率
A	: 氷の断面積
$B(\phi)$: 楕円管内壁位置
C_p	: 比熱
$F(\phi, t)$: 融解面位置
g	: 重力加速度
Gr	: グラスホフ数 $Gr_0 = g\beta_0 T_{w,i} - T_\infty R^3 / \nu_0^2$ $Gr = g\beta T_{w,i} - T_\infty R^3 / \nu^2$
L	: 潜熱

* 原稿受付 2000年5月24日。

^{*1} 正員, 岩手大学工学部(☎020-8551 盛岡市上田4-3-5)。^{*2} 日本プロセス(株)(☎143-0016 東京都大田区大森北1-5-1)。

E-mail: k.hirose@iwate-u.ac.jp

- Nu : 局所ヌセルト数 $Nu=2hR/\lambda$
- \overline{Nu} : 平均ヌセルト数
- Pr : プラントル数 $Pr_0=\nu_0/a_0, Pr=\nu/a$
- Q : 伝熱量
- Ra : レイリー数 $Ra_0=Pr_0 \cdot Gr_0, Ra=Pr \cdot Gr$
- R : 楕円管の相当平均半径
- Ste : ステファン数 $Ste=C_{p,i}(T_{w,i}-T_m)/L$
- t : 時間
- T : 温度
- T_m : 融点温度
- $T_{w,i}$: 楕円管初期壁温
- T_∞ : 楕円管周囲温度
- u, v : 半径, 周方向速度
- ギリシャ文字
- α : 楕円率 (=長径/短径)
- β : 体膨張係数
- λ : 熱伝導率
- ϕ_g : 楕円管の配置角度
- ν : 動粘性係数
- ω : 渦度
- ψ : 流線関数
- 添字
- i : 氷または初期値
- 0 : 楕円管周囲
- \dagger : 無次元数

2. 解析

2.1 物理モデルおよび座標系 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な楕円管の中心に原点を有する極座標系を用いた。物理的には水温 T_∞ の水中に、氷で満たされた楕円形状管を静かに水平に設置する。これにより楕円管周囲の水が冷却され、自然対流が発生すると同時に管内の氷が融け始め、楕円管内外の自然対流場が熱的に複合しながら、内部の氷の融解が進行する場合に相当する。

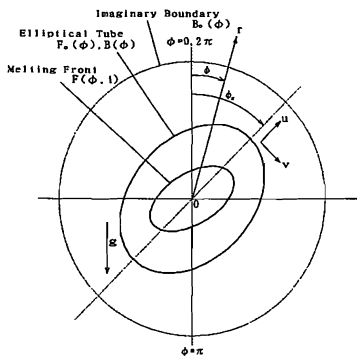


Fig.1 Schematic numerical model and coordinate system

解析を進めるにあたり、次の仮定を導入する。

- (1)流れは層流である
- (2) λ, C_p および ν などの物性値は一定である。
- (3) Boussinesq 近似が成立する。
- (4)融解に伴う氷の体積変化はない。
- (5)固相は浮き沈みせず、温度は融点で一様である。

以上の仮定を用いると基礎方程式は以下の様に表せる。

2.1.1 楕円管周りに対して 無次元化には以下に示す無次元変数を用いた。

$$t^* = \frac{a_0 t}{R^2}, \quad r^* = \frac{r}{R}, \quad \phi^* = \frac{\phi}{2\pi}, \quad u_o^* = \frac{u_o R}{a_0},$$

$$v_o^* = \frac{v_o R}{a_0}, \quad T_o^* = \frac{T_o - T_m}{T_{w,i} - T_m}, \quad \omega_o^* = \frac{\omega_o R^2}{a_0}, \quad \psi_o^* = \frac{\psi_o}{a_0}, \quad (1)$$

$$F_o^*(\phi) = \frac{F(\phi)}{R}, \quad B_o^*(\phi) = \frac{B(\phi)}{R}$$

楕円管の配置角度を変化させたため、楕円管形状および計算上の仮想境界面の両方を固定するために、境界固定法⁽⁶⁾を用い、次の独立変数を導入した。

$$\eta_o = \frac{r^* - F_o^*(\phi)}{B_o^*(\phi) - F_o^*(\phi)} \quad (2)$$

上記の独立変数を用いて変換した無次元化された基礎方程式を以下に示す(便宜上、+記号は省略する)。

エネルギー式

$$\frac{\partial T_o}{\partial t} + \frac{1}{\pi r} \frac{\partial \eta_o}{\partial r} \frac{\partial (T_o, \psi_o)}{\partial (\eta_o, \phi)} = \nabla_o^2 T_o \quad (3)$$

運動方程式

$$\frac{\partial \omega_o}{\partial t} + \frac{1}{\pi r} \frac{\partial \eta_o}{\partial r} \frac{\partial (\omega_o, \psi_o)}{\partial (\eta_o, \phi)} = Pr_0 \nabla_o^2 \omega_o \quad (4)$$

$$+ Pr_0 Ra_0 \left[\sin \pi \phi \frac{\partial f_o}{\partial T_o} \frac{\partial T_o}{\partial \eta_o} \frac{\partial \eta_o}{\partial r} + \frac{\cos \pi \phi}{\pi r} \frac{\partial f_o}{\partial T_o} \left(\frac{\partial T_o}{\partial \eta_o} \frac{\partial \eta_o}{\partial \phi} + \frac{\partial T_o}{\partial \phi} \right) \right]$$

渦度の定義式

$$-\omega_o = \nabla_o^2 \psi_o \quad (5)$$

2.1.2 楕円管内部に対して 楕円管内部では氷の融解を伴う自然対流場となるため、楕円管内部における無次元変数は次のように定義した。添字の煩雑化を避けるため、楕円管内部は添字なしで示した。

$$t^* = \frac{at}{R^2}, \quad t_i^* = \frac{a_i t}{R^2}, \quad r^* = \frac{r}{R}, \quad \phi^* = \frac{\phi}{2\pi}, \quad u^* = \frac{uR}{a},$$

$$v^* = \frac{vR}{a}, \quad T^* = \frac{T - T_m}{T_{w,i} - T_m}, \quad \omega^* = \frac{\omega R^2}{a}, \quad \psi^* = \frac{\psi}{a}, \quad (6)$$

$$F^*(\phi, t) = \frac{F(\phi, t)}{R}, \quad B^*(\phi) = \frac{B(\phi)}{R}$$

楕円管内部では氷が融解し、融解面が移動するため、融解面と楕円管壁面の両方を固定化する目的で、楕円管内部にも境界固定法を導入した。そのための独立変数を以下に示した。

$$\eta = \frac{r^* - F^*(\phi, t)}{B^*(\phi) - F^*(\phi, t)} \quad (7)$$

上記の独立変数を用いて変換した無次元化された基礎方程式を以下に示す (便宜上, +記号は省略する)。

エネルギー式

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{\pi r} \frac{\partial \eta}{\partial r} \frac{\partial (T, \psi)}{\partial (\eta, \phi)} = \nabla^2 T - \frac{\partial \eta}{\partial t} \frac{\partial T}{\partial \eta} \quad (8)$$

運動方程式

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{1}{\pi r} \frac{\partial \eta}{\partial r} \frac{\partial (\omega, \psi)}{\partial (\eta, \phi)} = \text{Pr} \nabla^2 \omega - \frac{\partial \eta}{\partial t} \frac{\partial \omega}{\partial \eta} + \text{Pr} Ra \left[\sin \pi \phi \frac{\partial f}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial r} + \frac{\cos \pi \phi}{\pi r} \frac{\partial f}{\partial T} \left(\frac{\partial T}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial \phi} + \frac{\partial T}{\partial \phi} \right) \right] \quad (9)$$

渦度の定義式

$$-\omega = \nabla^2 \psi \quad (10)$$

ここで, 式(4)の f 、および式(9)の f はそれぞれ楕円管周りと, 楕円管内部の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。式中の係数は水の密度を近似した藤井の式⁹⁾から求められる。

$$f_o(T_o) = T_o [1 + a_o T_o + b_o (T_o)^2 + c_o (T_o)^3] \quad (11)$$

$$f(T) = T [1 + aT + b(T)^2 + c(T)^3]$$

2.1.3 熱的境界条件について 楕円管周りの水の自然対流と氷の融解に伴う楕円管内部の水の自然対流との熱的複合系を考えるため, 楕円管を通過する熱流束は, 楕円管周りにから遅滞なく管内部に与えられるものとして楕円管内壁での熱的結合条件を次式のように定義した。

$$\lambda_o \frac{1}{B_o - F_o} \frac{\partial T_o}{\partial \eta_o} = \lambda \frac{1}{B - F} \frac{\partial T}{\partial \eta} \quad (12)$$

本研究では, カプセルは非常に薄い管で製作されているものとして, 楕円管自体の熱伝導については考えていない。また, 楕円管内部における融解面の移動を表す結合条件式は次式のように定義した。

$$\frac{\partial F}{\partial t_i} = -Ste \frac{\lambda}{\lambda_i} \left[1 + \left(\frac{F_\phi}{\pi F} \right)^2 \right] \frac{1}{B - F} \frac{\partial T}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0} \quad (13)$$

2.2 数値解析 本数値解析手法は楕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分の計算格子が形成できないため, 初期液相の存在を仮定した。このため, 数値計算上, 楕円管壁の初期温度として $T_{w,i}$ を氷の融点 T_m より若干高く設定し, 楕円管周りの周囲水温 $T_{\infty} = 5^\circ\text{C}$ のとき, $T_{w,i} = 1.25^\circ\text{C}$ のように周囲水温 T_{∞} の 1/4 を目安として与えた。本解析では, 計算時間の低減も考慮して, 初期液相は楕円管の相当平均半径に対して 15% の厚さとした。代表長さに液相厚さを用いた Ra 数で評価しても, その値は十分に小

さいため, 初期液相では対流が発生したとしても非常に弱く, 熱移動は熱伝導のみで行われるとしても妥当であり, 初期液相が形成されるまでの時間を解析的に求め, 数値計算における融解に要する時間を補正した。

また, 楕円管内の融解面の移動は対流場の形成に比べて遅いことから, 本解析では楕円管内部の融解過程の解析には準定常近似を適用した。さらに, 楕円管内部と楕円管周りを解析する場合, 楕円管周りを解析する時は楕円管内部の場を固定し, 逆に楕円管内部を解析する時は楕円管周りの場を固定し, それぞれの場を解析する時間を移行時間と定義し, 任意の時間幅が取れるようにした。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することができるようにした。解析においては, 楕円管の相当平均外半径を 19mm とし, 周囲水温を 5, 10, 15°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, 円管の場合における伝熱工学資料¹⁰⁾ および Kuhen and Goldstein の実験¹¹⁾ から推察して, 流れは層流であると判断した。

数値解析には差分法による陽解法を用い, 連続の式には SOR 法を用いた。分割数は楕円管周りでは周囲水温によっても異なるが, 代表的な場合 30×60 分割とし, 氷の融解を伴う楕円管内部では 20×60 分割とした。半径方向計算領域として, 楕円管相当平均半径の 2.5 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・流出を考慮する境界条件を与えた。ただし, 周囲水温が低い場合は流れが緩やかなため, 仮想境界面を楕円管の相当平均半径の 3 倍の位置に拡大して解析した。楕円管の配置角度によっては場が非対称となるため, 解析は全周計算を行った。

結果を整理するのに用いた氷の融解面における局所 Nu 数は融解面での局所温度勾配, および所定の時刻における楕円管壁温度分布の平均値 $\overline{T_w}(t)$ を用いて次のように定義した。D は楕円管の相当平均直径を表す。

$$Nu = \frac{hD}{\lambda} = 2 \frac{hR}{\lambda} = 2 \frac{T_{w,i}}{\overline{T_w}(t)} \frac{\partial T}{\partial r} \quad (14)$$

無次元伝熱量 Q^+ は局所 Nu 数を融解面について積分することにより, また平均 Nu 数は無次元伝熱量 Q^+ を, その時点での融解面の表面積 $S(t)$ で割ることによって求め, それぞれ次式のように定義した。

$$Q^+ = \int_s NudS(t), \quad \overline{Nu} = \frac{Q^+}{S(t)} \quad (15)$$

3. 実験装置および実験方法

3.1 実験装置 図2に実験装置の概略図を示した。

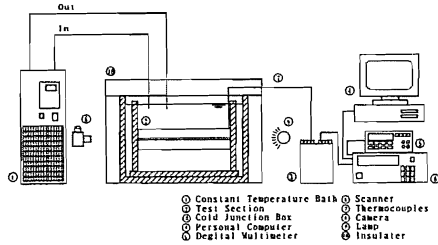


Fig.2 Schematic Diagram of Experimental Apparatus

実験装置は大別して恒温水循環装置、試験部、温度測定機器からなる。供試楕円管を厚さ 15mm のアクリル製の台に設けた前後のアクリル製支持板のほぼ中央に固定し、全体を静かに水中に設置した。供試楕円管は直径 38mm、肉厚 2mm の銅管を用い、楕円率 1.4 の金型を自作し、所定の楕円率が得られるまでプレスして製作した。実験水槽は幅 600mm、高さ 350mm、奥行き 290mm あり、周囲を厚さ 50mm の断熱材(発砲ポリスチレン)で覆い、一様な温度に保った。温度測定には素線径 $\phi 0.2\text{mm}$ の銅-コンスタンタン(T型)熱電対を用い、楕円管中央の内・外壁に鉛直上方から 45° 間隔で 8 点ずつ計 16 点、および楕円管周りの水温測定のため、楕円管の中心から 33mm、47mm の位置に鉛直上方から 45° 間隔で 8 点ずつ計 16 点と、楕円管外壁の軸方向に中央から前後に 10mm ずつの位置に 2 点、合計 34 点配置した。熱電対は外部零接点補償器を経由して、素線径 $\phi 0.5\text{mm}$ の補償銅線を用いて温度測定機器と接続した。

3.2 実験方法 実験に用いた水は、蒸留水を減圧沸騰させ、空気の含有率を押さえたものを用いて凍結させた。試験水槽の温度が設定温度になるまで約 3 時間ほど恒温水循環装置を動作させ、試験水槽内が一様な温度に達したことを確認した後、恒温水循環装置を止め、流れを静止させた。その後、水で満たされた楕円管を支持台に取り付け、水平を確認した後、全体を

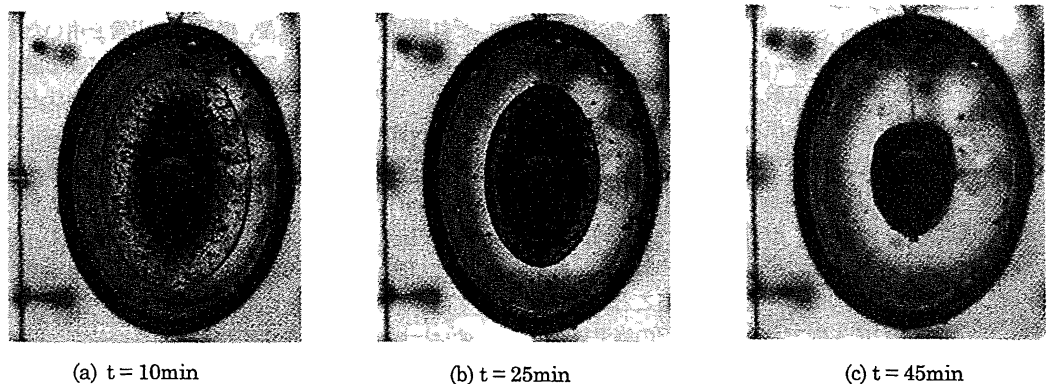
水槽内に静かに設置し、実験開始点とした。実験は周囲水温を変え、それぞれについて楕円管の配置角度を変化させて行った。温度測定の時間間隔は、設定した水温によって氷の融解時間が大きく異なるため、周囲水温により 2, 3, 5, 10 分毎と変化させて行った。また、温度測定と同時に融解面形状の写真撮影を行った。撮影に際しては、融解面の輪郭を明確にするため、撮影時のみ背部に設けた光源から照明を行った。実験は楕円管内部で氷の融解が進行し、氷の中心支持用のアルミパイプが表出した段階で実験終了とした。

4. 結果および考察

管材質を銅として、楕円管内部で氷が融解した液相部分における対流に対して、密度反転の影響が顕著な周囲水温 10°C の場合について、水で満たされた楕円管を縦型、斜め 45° 型、および横型に配置し、主に配置角度による影響を調べた。

図 3 (a),(b),(c)には、実験による縦型楕円管内の融解過程において、融解開始から 10,25,45 分後の融解面形状の写真を示した。図 3 (a),(b)から融解開始後しばらくは、融解面はほぼ同心楕円状に融解することがわかる。図 3 (c)の 45 分後では氷の下半部はまだ同心楕円形状であるが、上半部は扁平になってきており、上半部で融解が進行する様子が示されている。

図 4 には、図 3 と同じ条件下で、数値解析によって得られた、対応する時刻での等温線および流線を示した。図 4 (a),(b),(c)それぞれの左図は等温線であり、右図は流線を示している。流れ場および温度場の発達過程を明確化するため、各図の作図に用いた ΔT_0 、 ΔT および $\Delta \psi$ 、 $\Delta \psi$ の値は共通とし、それぞれ $\Delta T_0=0.1$ 、 $\Delta T=0.3$ および $\Delta \psi_0=50$ 、 $\Delta \psi=0.5$ を用いた。楕円管内部では $T^+=1.5$ の等温線がほぼ 4°C に相当している。図 4 (a)から、融解開始後 10 分が経過した段階では、

Fig.3 Change of melting front with time in the case of copper tube for $T_\infty=10^\circ\text{C}$, $\phi_g=0^\circ$ and $\alpha=1.36$

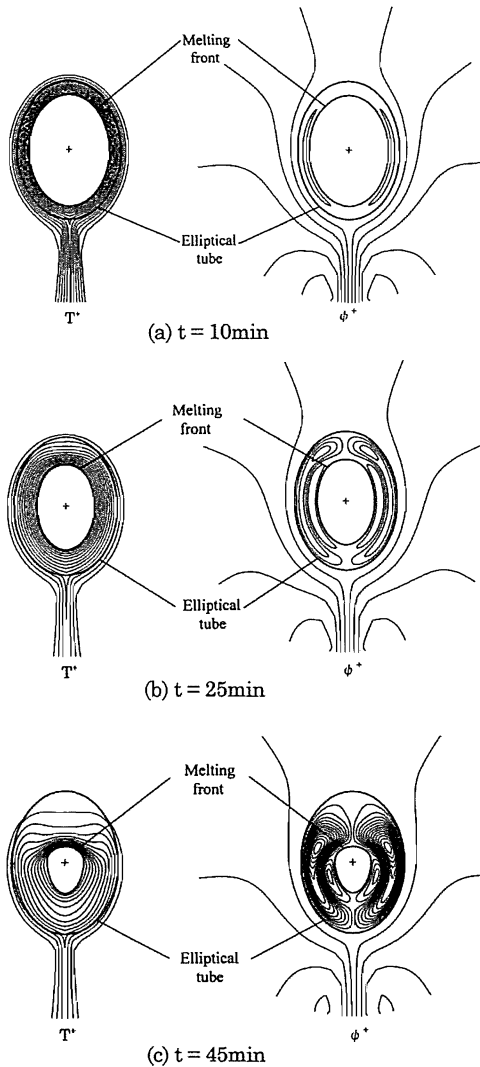


Fig.4 Streamlines and isotherms by numerical results for $T_{\infty}=10^{\circ}\text{C}$, $\phi_0=0^{\circ}$, $\alpha=1.36$ ($\Delta T_0=0.1$, $\Delta \psi_0=50$, and $\Delta T=0.3$, $\Delta \psi=0.5$) [$Pr_0=10.7$, $Ra_0=2.21 \times 10^6$ (Outer region), $Pr=11.9$, $Ra=3.71 \times 10^4$ (Inner region)]

等温線はほぼ同心楕円形状で、乱れは見られず、融解面は楕円管と同形であり、実験と良く一致していることがわかる。また、流線から流れは現れているものの非常に弱く、楕円管内の伝熱形態は熱伝導が支配的であることがわかる。25分が経過した図4(b)では、氷の融解が進行するにつれて、融解面に沿って上昇する冷たい渦と、楕円管内壁面に沿って上昇する暖かい渦が発達し、渦が半径方向に二重化していることが示される。こうした流れの影響で、氷の上半部の等温線が密になりはじめているが、融解面の形状はまだ、同心

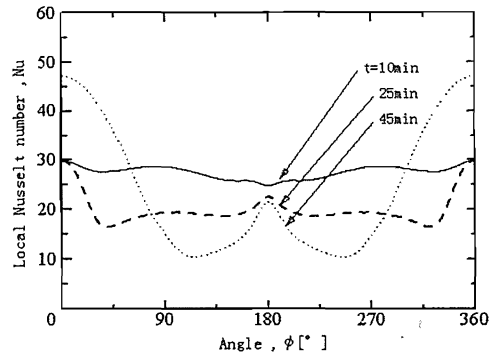


Fig.5 Change of Local Nusselt number distributions with time

楕円形状である事がわかる。さらに時間が経過し、45分後の図4(c)では楕円管内壁に沿った暖かい流れが発達し、上昇した流れは楕円管上部で互いにぶつかり、融解面に向かう衝突流となっていることがわかる。このため融解面上部側で等温線が密になり、この部分の融解を促進するため、融解面は扁平な形状に変化してきている。また、氷の側面から下半部にかけては融解面付近に冷たい渦が存在し、これが下半部への熱移動を妨げるため融解が抑制され、この部分では同心楕円形状が維持されている。さらに、氷の上部では、密度的に安定な流れの停流域が拡大していることがわかる。

図5には数値解析によって求めた氷の融解面まわりの局所 Nu 数分布の時間変化を示した。図中の融解面上部側 ($\phi=0, 360^{\circ}$) で時間の経過とともに局所 Nu 数の値が大きくなるのは、楕円管内壁に沿う暖かい渦の発達に伴う、融解面上部に向かう衝突流によるものである。また、下部側 ($\phi=180^{\circ}$) での局所 Nu 数の増加は融解面に沿う冷たい渦の存在による融解面下部に向かう衝突流の発達によるものである。

図6には周囲水温 10°C の時の実験および数値解析による融解面形状の時間変化の比較を、楕円管の配置角度をパラメータとして示した。図6(a),(b),(c)はそれぞれ縦型、斜め 45° 型、横型の楕円管を用いた場合を示している。いずれの場合も数値解析による融解面形状は、写真撮影によって得られた融解面形状と非常に良く一致していることがわかる。図6(a)では、時間の経過により、融解面上部が扁平化する様子が示され、図6(b)の斜め型では融解の初期においては、斜めの同心楕円形状であるが、氷の右上半部において、徐々に融解が進行する事がわかる。また図6(c)の横型においては、氷の両サイド端部は比較的鋭角であるが、全体的には横型楕円形状を維持しながら融解していく様子が示されている。

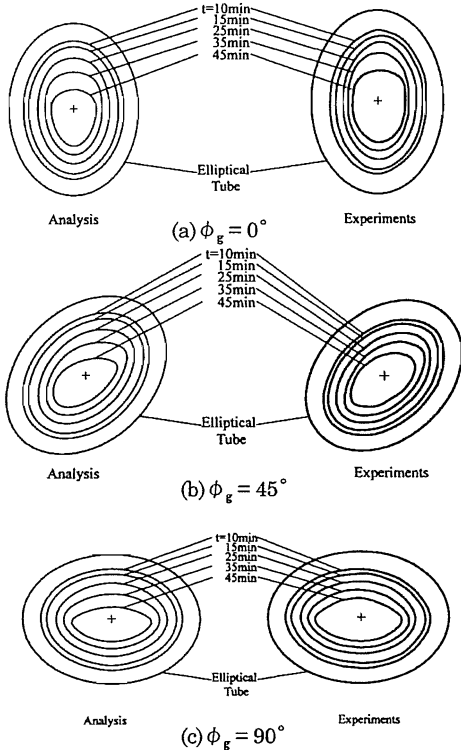


Fig.6 Comparison of melting front contours by numerical analyses and experiments for $T_\infty=10^\circ\text{C}$, $\alpha=1.36$ [$Pr_o=10.7, Ra_o=2.21 \times 10^6$ (Outer region), $Pr=11.9$, $Ra=3.71 \times 10^4$ (Inner region)]

図7には特徴的な場合として、融解開始から45分後の斜め45°型および横型の数値解析による等温線および流線を示した。流れ場および温度場を、図4と対比するため、各図の作図に用いた ΔT_o 、 ΔT および $\Delta \psi_o$ 、 $\Delta \psi$ の値は図4と共通とした。楕円管を斜め45°型に配置した場合の等温線および流線を図7(a)に、横型に配置した場合の等温線および流線を図7(b)にそれぞれ示した。図7(a)から氷の下半部で冷たい渦が形成されていること、および楕円管内壁に沿って暖かい渦が非対称に発達し、右半部の融解面から流れが離脱する付近で融解面が鋭くなってきていることがわかる。また、図7(b)から横型の場合も融解面付近に冷たい渦が形成され、上半部で扁平になる傾向はあるものの、融解の進行に伴う対流領域は他の場合に比べて拡大せず、氷も全体的に横型楕円形状であり、等温線もそれほど密になっていないことがわかる。

図8には代表的な場合として、周囲水温をパラメータとして変化させた縦型楕円管での氷の融解率の時間変化を示した。図の縦軸は融解率 $(A_o - A) / A_o$ を示

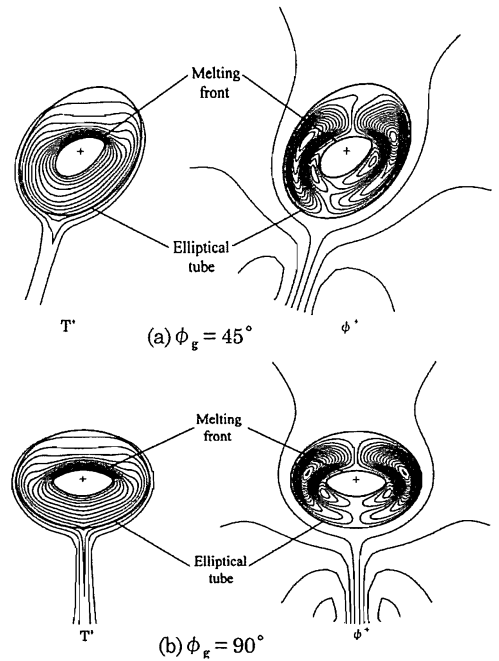


Fig.7 Streamlines and isotherms by numerical results for $T_\infty=10^\circ\text{C}$, $\alpha=1.36$ ($\Delta T_o=0.1, \Delta \psi_o=50$, and $\Delta T=0.3, \Delta \psi=0.5$) [$Pr_o=10.7, Ra_o=2.21 \times 10^6$ (Outer region), $Pr=11.9, Ra=3.71 \times 10^4$ (Inner region)]

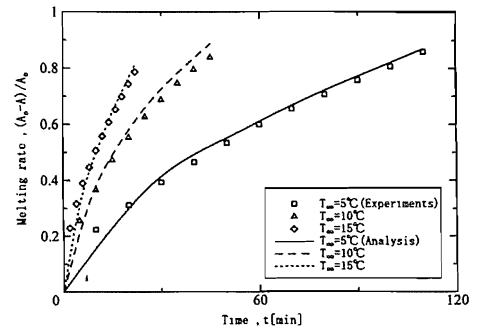


Fig.8 Variation of ice melting rate profiles versus time with ambient temperature

し、 A_o は氷の初期体積として楕円管の断面積（奥行きは単位長さとして体積）を表し、 A はある時刻における氷部分の断面積（奥行きは単位長さとして体積）を表す。図からそれぞれの周囲水温において、実験結果と数値解析結果とは良い一致を示していることがわかる。これらから本数値解析手法は十分な妥当性を有しており、水中に置かれた楕円管内の融解特性を、数値的に予測する事が可能であると思われた。

図9には周囲水温を10°とし、楕円管の配置角度をパラメータとして変化させた場合の、数値解析による融解面まわりの平均Nu数の時間変化を示した。図か

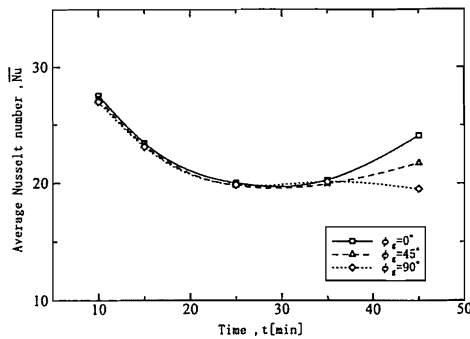


Fig.9 Variation of average Nusselt number profiles versus time with oriented angle of horizontal elliptical tube

融解の初期には、楕円管の配置角度によらず高い値となっており、融解が進行するにつれて平均 Nu 数は安定するが、楕円管の配置角度による差はなかなか現れないことがわかる。融解の初期において平均 Nu 数が大きいのは、暖められた管壁と融解面との距離が小さいため、温度勾配が大きいためと思われた。また、周囲水温が 10℃ の場合、氷の融解面付近には 4℃ 以下の冷たい渦が形成されるため、融解の進行に伴う流れ場の発達による差が現れにくい。このため融解開始から比較的長期にわたり、配置角度の変化による平均 Nu 数の差が見られなかったものと思われた。しかし、その後平均 Nu 数は縦型で徐々に大きくなり、斜め 45° 型、横型となるにつれて低くなるなど、配置角度による差が顕著になってくる。これは時間の経過とともに楕円管壁温度が上昇し、融解が進行するにつれて、楕円管内部の液相領域すなわち対流領域が拡大し、楕円管壁側の暖かい渦の勢力が増し、融解面近傍にあって氷の融解に強い影響を及ぼして 4℃ 以下の冷たい渦の勢力が低下したことに対応している。縦型楕円管の場合は、暖かい渦の勢力により冷たい渦の支配的な領域が氷の下半部の狭い部分に狭められていることがわかる。楕円管を斜め型、横型とするにつれて、この冷たい渦の支配的な領域が大きくなっており、楕円管の配置角度による流れ形態の違いが平均 Nu 数の差を徐々に顕著にさせたものである。本研究においては、相当平均半径が 20mm とまだ小さいため、相当 Ra 数も小さく、対流の影響がまだ小さいと考えられる。管径が大きくなるにつれて、配置角度の影響は大きくなるものと思われ、縦型楕円管の場合に融解が促進されることが期待される。

これらから周囲水温との関係において、管径や配置角度を変化させることで、楕円管内の氷の融解を促進したり抑制したりするというような、動力によらないパッシブな伝熱制御の可能性が考えられる。

5. 結 言

静水中に置かれた水平な楕円管内の氷の融解熱伝達に関して数値解析と実験により研究を行い、以下のような知見を得た。

- (1) 数値解析結果と実験結果を比較した結果、両者には良い一致が見られ、本数値解析手法は十分な妥当性を有するものと思われた。
- (2) 周囲水温が 10℃ の場合、楕円管内には氷の融解面側の冷たい渦と、楕円管側の暖かい渦とが存在する。こうした渦の二重化のため、楕円管の配置角度による平均 Nu 数の差はあまり大きくなかったが、融解の進行に伴って、配置角度により縦型、斜め型、横型の順で平均 Nu 数が小さくなるなど、差が拡大する傾向が見られた。
- (3) 融解面形状および融解率の時間変化について楕円管の配置角度を変化させることで融解面形状は大きく変化した。

謝 辞

本論文をまとめるにあたり、実験装置の製作および実験に協力を頂いた岩手大学工学部工作センターならびに当時学生の日黒寿和君に感謝の意を表する。

参 考 文 献

- (1) 稲葉英男・ほか 2 名, 機論, 61-589, B(1995), 3296.
- (2) 稲葉英男・福迫尚一郎, 低温環境下の伝熱現象とその応用, (1996), 402, 養賢堂.
- (3) 野間毅・山下勝也, 第 36 回日本伝熱シンポジウム講論, (1999-5), 353.
- (4) 廣瀬宏一・ほか 2 名, 機論, 63-608, B(1997), 1375.
- (5) 北沢信高・廣瀬宏一, 機講論(東北支部), No. 981-2(1998-8), 71.
- (6) 廣瀬宏一・ほか 2 名, 第 36 回日本伝熱シンポジウム講論, (1999-5), 61.
- (7) Saitoh, T. and Fomin, S. A., 第 36 回日本伝熱シンポジウム講論, (1999-5), 59.
- (8) Saitoh, T., Trans. ASME, J. Heat Transf., 100(1978), 294.
- (9) 藤井哲・ほか 4 名, 伝熱工学の進展 3, (1974), 65, 養賢堂.
- (10) 日本機械学会編, 伝熱工学資料, (1986), 71.
- (11) Kuehn, T. H. and Goldstein, R. J., Trans. ASME, J. Heat Transf., 100(1978), 635.