非水溶性凝固球の水中での融解熱伝達*

田中雄太^{*1}, 菱田誠^{*2}, 田中学^{*2}

Heat Transfer of Melting Immiscible Sphere in Water

Yuta TANAKA, Makoto HISHIDA^{*3} and Gaku TANAKA^{*3} Department of Electronics and Mechanical Engineering, Chiba University,
1-33 Yayoi-cho, Inage-ku, Chiba-shi, Chiba, 263-8522 Japan

This paper deals with experimental and analytical heat transfer study of nonadecane spheres melting in natural convection of water. Experimental local and average heat transfer coefficients were obtained by analyzing the photo images of the shape change of nonadecane spheres. The relevant dimensionless parameters were varied in the ranges of $1.8 \times 10^7 \leq Gr_n \cdot Pr_n \leq 1.8 \times 10^8$ and $0.04 \leq C_n \Delta T / L_n \leq 0.16$. We found: (1) Melting nonadecane sphere was covered with thin nonadecane liquid film flowing upwards along the sphere to make a liquid cap on the top. The cap regularly repeated formation and splitting off. (2) The experimental average Nusselt number was correlated by $Nu = 0.151 (Gr_n \cdot Pr_n)^{0.257} (C_n \Delta T / L_n)^{0.117}$ that was in good agreement with analytical one. (3) On the lower hemisphere experimental heat transfer coefficients were slightly higher than analytical ones and on the upper hemisphere the experimental heat transfer coefficients were slightly lower than analytical ones.

Key Words: Melting Heat Transfer, Nonadecane Sphere, Natural Convection of Water

1. 緒言

物質の融解を伴う熱伝達は工業的な応用範囲の広い伝熱現象であり多くの研究がなされている⁽¹⁾。その中で最も基本的な形状を持った平板、円柱及び球が融解する際の熱伝達については、氷層、氷円柱及び氷球が水の自然対流によって融解する際の熱伝達⁽¹⁻⁴⁾、氷層、氷円柱が海水中で融解する際の熱伝達^(1,5)等についての研究が行われている。しかしながら、これらはいずれも融解した液体と周囲液体とが同じ水であったり融解した水が周囲流体である塩水中に容易に融解したりする場合の熱伝達に関する研究である。

近年、夜間電力を利用した冷熱貯蔵等の観点から、潜熱蓄熱に関する研究^(6,7)が盛んに行われているが、潜熱蓄熱の分野では、パラフィン系オイル等のように非水溶性物質が蓄熱材の候補物質の一つとして上げられている。パラフィンが水中で融解すると、その液は水に溶解しないため、球や円柱表面上に薄い液膜を形成する。パラフィンの密度は通常水より小さいため、パラフィン液の薄膜は球や円柱表面に沿って浮上する。このように、蓄熱材と周囲液体とが互いに溶解しない場合の融解熱伝達については、山田⁽⁸⁾らが氷円柱を植

物油中で融解する実験を行い、円柱周りの局所熱伝達率と平均熱伝達率等を測定している。この場合水の密度は植物油の密度より大きいいため、融解によってできた水の薄膜は氷円柱の表面に沿って流下する。また山田等は二重境界層モデルによる解析を行い実験値と比較を行っているが、局所熱伝達率や平均熱伝達率は二重境界層モデルにより正確に予測できない場合もあるようである。

そこで、本研究ではパラフィン系物質の一種であるノナデカンの凝固球を静水中で融解させる実験を行い、局所熱伝達率や平均熱伝達率を測定するとともに、平均熱伝達率の実験式を作成した。また、実験と平行して解析も行い、実験結果と比較検討した。

2 主な記号

a	: 試験球の長径	[m]
b	: 試験球の短径	[m]
C	: 比熱	[J/(kg·K)]
d	: 試験球の直径	[m]
Gr	: グラスホフ数	
g	: 重力加速度	[m/s ²]
h	: 平均熱伝達率	[W/(m ² ·K)]
h_w	: 局所熱伝達率	[W/(m ² ·K)]
L	: 融解潜熱	[J/kg]
m	: 試験球の質量	[kg]

* 原稿受付 2005年4月18日。

^{*1} 千葉大学大学院自然科学研究科(〒263-8522 千葉市稲毛区弥生町1-33)。^{*2} 正員、千葉大学工学部。

E-mail: hishida@faculty.chiba-u.jp

Δm : 単位時間当りの融解質量	[kg/s]
n : 試験球の半径方向座標	[m]
Nu : 平均ヌセルト数	
Nu_w : 局所ヌセルト数	
Pr : プラントル数	
q : 熱流束	[W/m ²]
S : 試験球の表面積	[m ²]
s : ノナデカン球表面に沿う座標系	[m]
T : 温度	[K]
ΔT : 温度差 ($=T_{\infty}-T_w$)	[K]
u : 接線方向速度成分	[m/s]
v : 半径方向 (垂線方向) 速度成分	[m/s]
δ : ノナデカン液膜の厚み	[m]
λ : 熱伝導率	[W/(m·K)]
μ : 粘性係数	[Pa·s]
ρ : 密度	[kg/m ³]
ν : 動粘性係数	[m ² /s]
ω : 角度	[deg]
添字	
m : 凝固点	
w : 水	
n : ノナデカン	
wf : ノナデカン液膜と水の界面	
0 : 初期値	
∞ : 水槽内の水	

Table.1 Physical property of nonadecane

Melting temperature	[°C]	31.3
Latent heat ^(a)	[kJ/kg]	177.4
Density (at 31.3°C)	[kg/m ³]	775
Dynamic viscosity (at 35°C)	[m ² /s]	5.68×10^{-6}
Thermal conductivity	[W/m·K]	0.18
Specific heat ^(a)	[J/(kg·K)]	2200

された試験球を試験容器内に設置し融解実験を行う。試験容器全体は水槽内に設置されており、恒温槽で一定温度に保持された水を水槽内に循環させることにより、試験容器内の水温を一定に保つ。試験容器内の水温をK型熱電対で測定し、実験中変化しないことを確認した。試験球はパラフィン系オイルのノナデカンである。ノナデカン球はステンレス製の中空半球を二つ組み合わせ、合わせ面に空けた小孔よりノナデカン液を注入し冷却して凝固させて作成した。その際、塩化ビニール製の細管 (1.5mm ϕ × 30 mm) をノナデカン球の下部に取り付けて一緒に凝固させた。この細管を試験球固定器具先端の支持針に取り付けることにより、試験球を固定する。試験球は恒温槽内で初期温度 (30.0°C) に保持した後、試験容器内に設置し融解する。試験球の初期温度を融点 ($T_m = 31.3^\circ\text{C}$) に可能な限り近づけることにより融解熱量に比べて顕熱量を無視できるほど小さくした。

表1にノナデカンの物性値を示す。密度は比重計で、動粘度はキャノンフエスケ粘度計でそれぞれ測定した。熱伝導率は、非定常線熱源法⁹⁾により測定した。融解潜熱と比熱の値は文献^(a)に記載されている値を用いた。

本実験では、融解の進行とともに変化する試験球形状をCCDカメラで撮影し、画像解析することにより、ノナデカン球周りの局所熱伝達率及び平均熱伝達率を求めた。

試験球の初期直径 d_0 を 16, 22.5, 28, 34mm の4段階、水槽内の水の温度と融点の温度差 $\Delta T (=T_{\infty} - T_m)$ を 3.2, 5.7, 8.2, 13.2°C の4段階に変化させて実験を行った。

4. 実験データの解析方法

CCDカメラで撮影した画像を解析することにより、試験球の質量及び表面積の時間変化を求めた。単位時間当たりの質量減少量と融解潜熱から試験球への流入熱量を求め、その値を表面積で除することにより熱流束を求めた。

撮影画像を中心角が 10° の小区間 (扇形) に区切り、実験開始後の時刻 t における小区間の面積と円弧

Fig.1 Experimental setup

3. 実験装置と実験条件

実験装置を図1に示す。実験装置は主に試験容器、試験球固定器具、試験球、水槽、調温部、測定部等からなる。試験容器は、150×150×250mmの亚克力製矩形容器でこの中に水が満たされる。固定器具で保持

の長さを求めた。試験球は軸対象形状であるという仮定の下に、それぞれの扇形部分の質量 $m(\omega)$ と表面積 $S(\omega)$ の時間変化を求めた。質量 $m(\omega)$ と時刻 t の関係から単位時間当りの質量変化 $\Delta m(\omega)$ を求め、次式より試験球表面の熱流束分布を求めた。

$$q(\omega) = (L \cdot \Delta m(\omega)) / S(\omega) \quad (1)$$

このような画像解析法による質量計測の精度を確認するため、画像解析によって求めた試験球の質量と電子天秤によって測定した質量とを比較した。その結果を図2に示す。図から分かるように画像解析によって求めた球の質量と、電子天秤によって求めた質量との差は $\pm 5\%$ 以内である。縦軸に含まれる m_0 は試験球の初期質量である。

Fig.2 Comparison of measuring method for mass of test sphere between image analysis and electric balance

Fig.3 Melting nonadecane sphere
($d_0=34\text{mm}$, $\Delta T=13.2^\circ\text{C}$)

なお、(1)式によって熱流束を求めるためには、試験球に流入する熱の全てがノナデカンの融解に使われる必要がある。本実験では、試験球の初期温度は 30°C であり、融点に比べて 1.3°C 低い。そこで、予備検討により、ノナデカン球内の非定常温度分布の解析を行い、試験球の温度上昇に使用される熱量(顕熱)を求めた。その結果、顕熱の最大値は融解の初期段階に現われるが、その値は最大でもノナデカンの融解に使用される熱の10%以下であった。

局所熱伝達率、平均熱伝達率、局所ヌッセルト数、平均ヌッセルト数は次式によって定義した。

$$h_w = \frac{q(\omega)}{\Delta T}, \quad h = \frac{\int q(\omega) dS}{\Delta T \int dS} \quad (2)$$

$$\text{Nu}_w = \frac{h_w d_0}{\lambda_w}, \quad \text{Nu} = \frac{h d_0}{\lambda_w} \quad (3)$$

ここで、 $\Delta T (= T_\infty - T_m)$ は水槽内の水の温度とノナデカンの凝固温度との差である。

ノナデカン液を基準としたグラスホフ数 Gr_n を次式によって定義した。

$$\text{Gr}_n = \frac{g d_0^3 (\rho_w - \rho_n)}{\nu_n^2} \quad (4)$$

本実験では、試験球の初期直径を変えて Gr_n を変化させ、温度差 ΔT を変えて無次元数 $(C_n \Delta T L_n)$ を変化させた。本実験範囲は $1.8 \times 10^7 \leq \text{Gr}_n \leq 1.8 \times 10^8$ 、 $0.04 \leq C_n \Delta T L_n \leq 0.16$ である。なお、本実験範囲では、ノナデカン液膜の周囲に発生する水の自然対流は層流である。

5 ノナデカン球の融解の様子

図3に融解による試験球の形状変化の様子を示す。 $d_0=34\text{mm}$ 、 $\Delta T=13.2^\circ\text{C}$ の場合について示してある。ノナデカン試験球を水中で融解させると、試験球は融解したノナデカン液の薄膜によって覆われる。ノナデカンは非水溶性であり、また、密度は周囲の水よりも小さいため、融解によって形成される液膜は浮力により試験球表面に沿って上昇し試験球上部に液塊を形成する。この液塊はある程度の大きさになると分離して上昇する。本実験条件下における液塊の離脱周期は毎分1.73~17.4回であった。写真から分かるように、試験球上部と試験球下部の融解が遅く、側面の融解が速い。そのため、融解の進行とともに、試験球の形状は洋ナシ形に変化する。試験球上部においてはノナデカン液塊が熱抵抗になっているために融解速度が遅く、下部においては水の自然対流熱伝達率が小さいため融解が遅くなっているものと考えられる。

以下に示す実験結果は、試験球の等価直径が初期直径の1～0.95、試験球の短径(a)と長径(b)の比が1～0.90の範囲の結果である。すなわち、本研究では、ノナデカン球がほぼ真球形状を維持していると考えられる融解の初期段階における熱伝達について調べる。なお、ここで等価直径とはノナデカン試験球の撮影画像の面積と等しい面積を持つ円の直径である。

図4にノナデカン液塊の付着角(ϕ)と試験球の初期直径との関係を示す。液塊の付着角は試験球の初期直径の増加とともに、減少している。また、付着角は温度差 ΔT を変えてもほとんど変化しなかった。

6. 理論解析による熱伝達の検討

6.1 解析モデル 上述のように、ノナデカン球を水中で融解させると、融解したノナデカンはノナデカン凝固球表面に薄い液膜を形成する。試験球上部に形成される液塊は成長と分離を繰り返すが、試験球周りに形成される液膜は、液塊の形成・分離によってほとんど影響を受けず時間的にはほぼ一定の厚さを保持していると考えられる。したがって本解析では、図5に示すようにノナデカン球はノナデカン液膜の定常流に

Fig.4 Sticking angle of nonadecane liquid cap

Fig.5 Nonadecane sphere melting in natural convection of water

よって覆われ、その外側には水の定常自然対流が生じているという解析モデルを考えた。

ノナデカン液膜内の速度分布と温度分布及び液膜の厚みを求める境界層方程式⁽⁴⁾、及び、境界条件として下式が得られる。

液膜内の運動量保存の式

$$\rho_n u \frac{\partial u}{\partial s} + \rho_n v \frac{\partial u}{\partial n} = \mu_n \frac{\partial^2 u}{\partial n^2} - g(\rho_n - \rho_\infty) \sin \omega \quad (5)$$

液膜内におけるエネルギー保存の式

$$\rho_n C_n u \frac{\partial T}{\partial s} + \rho_n C_n v \frac{\partial T}{\partial n} = \lambda_n \frac{\partial^2 T}{\partial n^2} \quad (6)$$

境界条件

$$n=0 \text{ で } u=0, \quad v=0, \quad T=T_m$$

$$\lambda_n \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{n=0} = \frac{T_\infty - T_m}{\frac{l}{h_{\omega w}} + \delta} \quad (7)$$

ここで、 $h_{\omega w}$ はノナデカン液膜表面の水の自然対流熱伝達率であり、 δ はノナデカン液膜の厚みである。

また、ノナデカンの粘性係数は水の粘性係数の5倍程度の大きさであるので、ノナデカン液膜表面において以下の境界条件を与えた。

$$n=\delta \text{ で } \mu_n \frac{\partial u}{\partial n} = 0 \quad (8)$$

ノナデカン液膜は非常に薄く、またその上昇速度も遅いため、運動量保存式とエネルギー保存式において、左辺の対流項を無視して差し支えない。この仮定の下に、運動量、エネルギーの式を解くと、液膜内の速度分布、温度分布として次式が得られる。

$$u = \frac{g(\rho_\infty - \rho_n) \sin \omega}{2\mu_n} n(2\delta - n) \quad (9)$$

$$T = \frac{(T_\infty - T_m)}{\frac{\lambda_n}{h_{\omega w}} + \delta} n + T_m \quad (10)$$

ここで、角度が $0 \sim \omega$ の間のノナデカン球表面に流入した熱は全て融解に使われたと考えて良いので、エネルギー保存則より次式が成立する。

$$L\rho_n \int_0^\delta 2\pi \left(\frac{d_0}{2} + n \right) \cdot \sin \omega \cdot u dn = \lambda_n \int_0^\delta 2\pi \left(\frac{d_0}{2} \right)^2 \sin \omega \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{n=0} d\omega \quad (11)$$

(9)(10)式を上式(11)に代入し、 $d_0 \gg \delta$ の関係をを用いると次式が得られる。

$$\frac{L\rho_n g(\rho_\infty - \rho_n) \delta^3 \sin^2 \omega}{3\mu_n} = \lambda_n \left(\frac{d_0}{2} \right) (T_\infty - T_m) \int_0^\omega \sin \omega \frac{l}{\frac{\lambda_n}{h_{\omega w}} + \delta} d\omega \quad (12)$$

上式を ω で微分すると次式が得られる。

$$\frac{d\delta}{d\omega} = \frac{v_n d_0 (T_\infty - T_m)}{2 L g (\rho_\infty - \rho_n) \delta^2 \sin \omega} \cdot \frac{1}{\frac{1}{h_{\omega w}} - \frac{\delta}{\lambda_n}} - \frac{2}{3} \delta \frac{1}{\tan \omega} \quad (13)$$

式(13)を無次元表示すると次式となる。

$$\frac{d(\delta/d_0)}{d\omega} = \frac{1}{2} \frac{C_n \Delta T L_n}{G_n Pr_n} \frac{1}{\sin \omega} \frac{1}{\frac{1}{Nu_{\omega w}} + 1} \left(\frac{\delta}{d_0} \right)^3 - \frac{2}{3} \frac{1}{\tan \omega} \left(\frac{\delta}{d_0} \right) \quad (14)$$

上式を式(15)の境界条件の下でルンゲ・クッタ法により解き、液膜厚さ (δ/d_0) を求めた。

$$\omega = 0 \text{ で } \frac{d(\delta/d_0)}{d\omega} = 0 \quad (15)$$

ここで、 $Nu_{\omega w}$ はノナデカン液膜表面における水の自然対流による局所ヌッセルト数である。ノナデカン液膜の厚さは非常に薄いので、 $Nu_{\omega w}$ の値には固体球表面周りの自然対流熱伝達率の値を使用できると考えられる。文献⁽¹²⁾⁽¹³⁾によれば球の自然対流熱伝達率は次式で表される。

$$Nu_{\omega w} = \text{関数}[\omega, Pr_\infty] \times (Gr_\infty \cdot Pr_\infty)^{1/4} \quad (16)$$

図6に固体球周りの層流局所熱伝達率分布を示す。

F.H. Garner と J.M. Hoffman⁽¹²⁾ 及び F.A.M. Schenkels と J. Schenk⁽¹³⁾が測定した固体球周りの層流局所熱伝達率を $Nu_\omega/Nu_{\omega, \max}$ と ω との関係で整理した結果であり、彼らの測定値の平均値を示してある。

図6より平均ヌッセルト数 Nu_w と最大局所ヌッセルト数 $Nu_{\omega, \max}$ との間には次式の関係があることが分る。

$$Nu_w = 0.719 \cdot Nu_{\omega, \max} \quad (17)$$

また、藤井⁽¹¹⁾によれば、固体球周りの層流自然対流の平均ヌッセルト数は次式で整理できる。

$$Nu_w = 0.527 \cdot (Gr_w \cdot Pr_w)^{1/4} \quad (18)$$

式(17)、(18)と図6より、固体球周りの局所ヌッセルト数を求めることができる。

本研究範囲においては、 $Gr_n \cdot Pr_n$ と $C_n \Delta T L_n$ の値を決めると Gr_w と Pr_w の値は一義的に定まってしまう。したがって、式(14)と境界条件(式(15))より、液膜の無次元厚みは次式のような関数で表される。

$$\delta/d_0 = \text{関数}[(Gr_n \cdot Pr_n), (C_n \Delta T L_n), \omega] \quad (19)$$

試験球周りの局所ヌッセルト数は下式(20)に δ/d_0 の値を代入して求めた。

$$Nu_\omega = \frac{1}{\frac{1}{h_{\omega w}} + \frac{\delta}{\lambda_n}} \frac{d_0}{\left(\frac{\delta}{d_0} \right) \frac{\lambda_w}{\lambda_n} + \frac{1}{Nu_{\omega w}}} \quad (20)$$

式(17)～(20)より局所ヌッセルト数は下式のような関数で表されると考えられる。

$$Nu_\omega = \text{関数}[(Gr_n \cdot Pr_n), (C_n \Delta T L_n), \omega] \quad (21)$$

平均ヌッセルト数は式(22)により求められる。

Fig.6 Local Nusselt number around a round sphere

Fig.7 Calculated thickness of nonadecane liquid film

$$Nu = \frac{1}{2} \int_0^{\pi-\phi/2} Nu_\omega \sin \omega d\omega \quad (22)$$

式(22)の積分に当たっては、図4に示すヘキサデカン液塊の付着角の範囲(ϕ)は除いた。

本実験範囲においては、液塊の付着角の範囲(ϕ)は、 $Gr_n \cdot Pr_n$ と $C_n \Delta T L_n$ の値によって一義的に定まってしまうので、式(21)、(22)より平均ヌッセルト数は次式のような関数で表されると考えられる。

$$Nu = \text{関数}[(Gr_n \cdot Pr_n), (C_n \Delta T L_n)] \quad (23)$$

6.2 ノナデカン液膜の厚みの解析結果 図7にノナデカン液膜の厚さの解析結果を示す。点線はノナデカン液塊によって覆われている範囲であり、本解析結果を適用できない範囲である。図から分かるように、液膜厚さは $\omega=0 \sim 150^\circ$ の範囲では徐々に増加するが、 150° 以上(液塊で覆われる辺り)になると急激に増加する。また、液膜の厚み (δ/d_0) は $C_n \Delta T L_n$ が大きい程厚く、 $Gr_n \cdot Pr_n$ が小さいほど厚い。

液膜の接線方向流速は、 ω が大きくなるほど速くなる。また、液膜表面で最大流速となり、その値は試験球の直径及び試験球と水との温度差が大きい程大きくなる。しかしながら、本解析条件下では、最大流速は約1 cm/s 以下と小さな値であった。液膜厚さと流速の解析結果から液膜内を対流で輸送される熱量と、液膜をよぎって試験球表面に達する熱量の実測値とを比較したところ、前者は後者の約3%以下であった。

6.3. 局所熱伝達率の解析結果と実験結果 図8と図9に局所ヌッセルト数分布の実験値と解析値の比較を示す。図8には $Gr_n \cdot Pr_n = 1.8 \times 10^8$ で $C_n \Delta T L_n = 0.04 \sim 0.16$ の場合の局所ヌッセルト数分布の比較を示し、図9には $C_n \Delta T L_n = 0.16$ で、 $Gr_n \cdot Pr_n = 1.8 \times 10^7 \sim 1.8 \times 10^8$ の場合の比較を示す。

いずれの場合も、試験球下部では実験値の方が解析値より大きく、試験球上部では実験値の方が解析値より小さな値となっている。

図10に、水温と試験球表面温度（ノナデカンの融点に等しい）との差 $\Delta T (=T_\infty - T_m)$ に占めるノナデカン液膜内での温度降下 $\Delta T_n (=T_w - T_m)$: T_w はノナデカン液膜表面の温度) の割合 ($\Delta T_n / \Delta T$) を示す。

(a) $Gr_n Pr_n = 1.8 \times 10^8$, $C_n \Delta T L_n = 0.16$

(b) $Gr_n Pr_n = 1.8 \times 10^8$, $C_n \Delta T L_n = 0.07$

(c) $Gr_n Pr_n = 1.8 \times 10^8$, $C_n \Delta T L_n = 0.04$

Fig.8 Comparison of experimental local Nusselt number with theoretical one

($Gr_n Pr_n = 1.8 \times 10^8$, $C_n \Delta T L_n = 0.04 \sim 0.16$)

(a) $Gr_n Pr_n = 1.8 \times 10^8$, $C_n \Delta T L_n = 0.16$

(b) $Gr_n Pr_n = 9.8 \times 10^7$, $C_n \Delta T L_n = 0.16$

(c) $Gr_n Pr_n = 1.8 \times 10^7$, $C_n \Delta T L_n = 0.16$

Fig.9 Comparison of experimental local Nusselt number with theoretical one ($C_n \Delta T L_n = 0.16$)

Fig.10 Relationship between temperature drop ratio $\Delta T_n / \Delta T$ and angle ω

すなわち、試験球表面の全熱抵抗 (=ノナデカン液膜内の熱伝導による熱抵抗+液膜周囲の水の自然対流による熱抵抗) に占めるノナデカン液膜内の熱伝導による熱抵抗の割合を示す。($\Delta T_n / \Delta T$) の値は、 $C_n \Delta T L_n$ の値が大きいくほど大きくなるが、 $Gr_n \cdot Pr_n$ の値を変えてもほとんど変化しない。

図 10 から分かるように、ノナデカン液膜の熱抵抗は、ノナデカン球の下部から上部に向かうにしたがって増加しているが、ノナデカン液膜の熱抵抗と水の自然対流による熱抵抗との比は、約 1~10 であり、水の自然対流による熱抵抗の方が、ノナデカン液膜の熱抵抗より大きい。すなわち、式(2)で定義される試験球周りの熱伝達率はノナデカン液膜表面の水の自然対流熱伝達率によって大きく影響されることが分かる。

図 8, 9 に示すように、水の自然対流熱伝達が支配的な試験球の下部では、実験値の方が解析値より高い値となっている。この原因としては、試験球の上部でノナデカン液塊が付着と離脱を繰り返しているため、ノナデカン液膜周囲の水の流れが真球まわりの定常流れと異なることと、図 3 に示すように、実験開始直後には真球に近い形状であった試験球が時間の経過とともに洋なし状に変化するため、液膜周囲の水の流れが真球まわりの流れと異なり、その結果、試験球下部における水の自然対流局所熱伝達率が真球の場合より高くなっていることがあげられる。

一方、ノナデカン液膜の熱抵抗が比較的大きい球上部では解析値の方が実験値より高い値となっている。これは、球状部に付着する液塊の影響によって、ノナデカン液膜の厚みが液塊近辺で解析モデルより厚くなっているためと考えられる。また、ノナデカン液膜表面における水の自然対流熱伝達率が真球周りの熱伝達率と異なっていることも原因として考えられる。

6.4 平均熱伝達率の実験結果と解析結果 図 11 に平均ヌッセルト数の実験値と解析値の比較を示す。

Fig.11 Experimental and analytical average Nusselt number

実験で得られた平均ヌッセルト数は次式(24)で整理できた。実験値は式(24)の±12%以内に入っている。

$$Nu = 0.151 \cdot (Gr_n \cdot Pr_n)^{0.257} (C_n \Delta T L_n)^{0.117} \quad (24)$$

解析値は下式で整理できた。

$$Nu = 0.138 \cdot (Gr_n \cdot Pr_n)^{0.273} (C_n \Delta T L_n)^{0.114} \quad (25)$$

解析値は実験値より大きい。これは、試験球上部の局所ヌッセルト数が実験値より解析値の方が大きいことによるものである。両者の差は約 20% 以下であり、実験値と解析値は比較的良く一致していると言える。

7. 結 論

非水溶性物質であるノナデカンの凝固球を水中で融解させたときの形状変化を観察するとともに、局所熱伝達率と平均熱伝達率を実験と解析によって調べた。

ノナデカン球の直径を $d_f = 16\text{mm} \sim 34\text{mm}$ の範囲に変化させ、水温とノナデカン球の温度差を $\Delta T = 3.2 \sim 13.2^\circ\text{C}$ の範囲に変化させた。これは、 $1.8 \times 10^7 \leq Gr_n \cdot Pr_n \leq 1.8 \times 10^8$, $0.04 \leq C_n \Delta T L_n \leq 0.16$ の範囲に相当する。以下の結論が得られた。

- (1) ノナデカン凝固球は融解したノナデカン液の液膜によって覆われる。ノナデカン球の上部にはノナデカン液の液塊が形成され、この液塊は分離と形成を繰り返す。
- (2) 平均ヌッセルト数の実験値は、±12%以内の誤差範囲で、下式で整理できた。

$$Nu = 0.151 \cdot (Gr_n \cdot Pr_n)^{0.257} (C_n \Delta T L_n)^{0.117} \quad (24)$$

解析値と実験値の差は約 20% 以下であり、両者は比較的良く一致した。

- (3) 球の下部における局所ヌッセルト数は、実験値の方が解析値より高い、これは主として、ノナデカン液膜表面の自然対流熱伝達率が真球周りの自然対流熱伝達率より高いためであると考えられる。一方、球上部における局所ヌッセルト数は解析値の方が実験値より高い。これは主として、ノナデカン液膜の厚みが球上部に付着するノナデカン液塊の影響を受けて、解析値より厚いためであると考えられる。

謝 辞

本研究で用いたノナデカンは株式会社ジャパンエナジー殿から提供いただいた。ここに記して、感謝の意を表します。

文 献

- (1) 福迫尚一郎, 稲葉秀男, 低温環境下の伝熱現象とその応用, (1996), 養賢堂.
- (2) Merk, H. J., The Influence of Melting and Anomalous Expansion on the Thermal Convection in Laminar Boundary Layers, *Appl. Sci. Res.*, A-4, (1954), 435-452.
- (3) Dumore, J. M., Merk, J., and Prins, J. A., Heat Transfer from Water to Ice by Thermal Convection, *Nature*, 172, (1953), 460-461.
- (4) Vanier, C. R. and Tien, C., Free Convection Melting of Ice Spheres, *AIChE J.*, 16-1, (1970), 76-82.
- (5) 福迫尚一郎, 北山邦彦, 田子真, 岡垣理, 海水中におかれた水平氷円柱の融解熱伝達, 機論, 55-514, B (1989), 1678-1985.
- (6) 稲葉秀男, 佐藤憲二, 低凝固点油滴の凝固を利用した潜熱蓄冷に関する基礎研究 (第 1 報), 機論 60-580, B (1994), 4236-4243.
- (7) Nakao, Y., Hishida, M., Tanaka, G., Shiina, Y., Solidification Characteristics of Rising Immiscible Oil Droplets in Coolant, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 47 (2004), 5339-5349.
- (8) 山田雅彦, 福迫尚一郎, 小川拓, 疎水性液体中における水平氷円柱の融解熱伝達, 機論 63-609, B (1997), 1754-1761.
- (9) 齋藤彬夫, 大河誠司, 嶋本大祐, 過冷却水の熱伝導率測定の研究, 機論 62-594, B (1996), 770-775.
- (10) 関信弘, 蓄熱工学 1 基礎編, (1995), 森北出版.
- (11) 藤井哲, 伝熱工学の進展 3, (1974) 91-94, 養賢堂.
- (12) Garner, F. H. and Hoffman, J. M., Mass Transfer from Single Solid Spheres by Free Convection, *A.I.Ch.E. Journal*, 7-1, (1961), 148-152.
- (13) Schenkels, F. A. M. and Schenk, J., Dissolution of Solid Spheres by Isothermal Free Convection, *Chem. Eng. Sci.*, 24, (1969), 585-593.