

<論 文>

相似變換法에 의한 熱傳達解析에 있어서 方位函數의 再考

孫 炳 鎮* · 李 完 益* · 李 炫*

(1979年 3月 8日 接受)

Reconsideration of the Azimuth Functions in the Analysis of Heat Transfer by the Method of Similarity Transformations

Byung Jin Son, Wan Ik Lee and Hyun Yi

Abstract

Boundary layer equations (partial differential equations) can be transformed to ordinary differential equations with constant coefficients in terms of similarity transformations in the heat transfer analysis on the surface of any axisymmetric bodies.

The azimuth functions can not be uniquely determined because of the singular behavior at the stagnation point ($X=0^\circ$).

In spite of the azimuth functions behaving singularly, many of researchers have analyzed the heat transfer problem on a horizontal cylinder or a sphere, supposing the set of solutions (H_1 & G_1) of being yielded from the simple differential equation to be unique solutions of the azimuth functions.

In order to ascertain whether mathematical incompatibility as mentioned above can be admitted in the viewpoint of engineering or not, condensation heat transfer coefficients on a sphere are computed for all azimuth functions (H_1, G_1 & H_2, G_2), and comparisons with the experimental result are discussed.

Nomenclature

R	sphere radius	T_s	vapor-saturation temperature
D	diameter of sphere	T_w	wall temperature
r	radial distance from symmetrical axis, Fig. 1.	T	temperature
u	velocity component in x direction	ν	kinematic viscosity
v	velocity component in y direction	α	thermal diffusivity
x	coordinate measuring distance along circumference from upper stagnation point	δ	film thickness
y	coordinate measuring radial distance outward from surface	ϕ	stream function
X	dimensionless coordinate, x/R , Fig. 1	η	similarity variable
g	acceleration of gravity	F	dimensionless velocity function
ρ	density	θ	dimensionless temperature
ρ_v	density of vapor	C_p	heat capacity at constant pressure
		h_{fg}	latent heat
		G	azimuth function of X appearing in definition of η

* 漢陽大學校 工科大學

H	azimuth function of X appearing in definition of F
k	thermal conductivity
h_x	local heat-transfer coefficient
q_x	local heat flux
\overline{Nu}	average Nusselt number
Pr	Prandtl number
\overline{Nu}_t	average Nusselt number obtained from experiment
\dot{m}	mass flow of cooling water
\bar{h}	average heat-transfer coefficient

1. 緒 論

本 研究는 相似變換法에 依한 熱傳達解析에 있어서 方位函數를 再考하여 본 것이다.

一般으로 曲率이 境界層두께에 比하여 작은 軸對稱 回轉體 表面에서의 熱傳達을 支配하는 境界層方程式은 非線型偏微分方程式으로 주어진다. 이 方程式을 相似變換法에 依하여 常微分方程式으로 만들 때, 方程式을 常係數常微分方程式이 되도록 하는 方位函數는 停滯點에서 特異點을 갖기 때문에 唯一하게 決定되지 못하고 2個의 方位函數가 얻어진다.

여러 學者들은 水平圓筒이나 球表面에서의 熱傳達 研究에 있어서 2個의 方位函數中 計算이 容易한 한 個만을 使用하여 熱傳達을 計算하였다.

Hermann⁽¹⁾은 水平圓筒 自然對流熱傳達 研究에서 $\varphi = X - \frac{\pi}{2}$ 라 놓고, 方位函數를 級數解法으로 풀어 다음과 같은 2個의 값을 얻었다.

$$H_1(\varphi) = 3.429(1 + 0.581\varphi - 0.05626\varphi^2 - 0.01412\varphi^3 - 0.00165\varphi^4 - 0.00066\varphi^5 \dots) \quad (1. a)$$

$$H_2(\varphi) = 3.429(1 + 0.581\varphi - 0.05626\varphi^2 - 0.01816\varphi^3 - 0.00321\varphi^4 + 0.00144\varphi^5 \dots) \quad (1. b)$$

두 解는 처음 第3項까지는 一致하고 있으나, 第4項부터는 差異를 나타내고 있다. 또한, 두 解 H_1 과 H_2 는 赤道近傍($\varphi=0$ 近傍)에서 잘 一致하고 있으나, 停滯點近傍($\varphi=\frac{\pi}{2}$ 近傍)에서는 顯著한 差異를 나타내고 있다. Hermann의 計算에 依하면 停滯點에서 $H_1=0.001596$, $H_2=-0.5244$ 의 값을 갖는다. 이 結果를 보면 H_1 은 境界條件 $X=0$ 에서 $H=0$ 를 거의 滿足하고 있지만, H_2 는 境界條件을 滿足하지 못하고 있음을 알 수 있다. 이러한 誤差는 H_2 에 關한 方程式이 複雜하기 때문에 생기는 計算誤差라고 생각된다. 이러한 理由로

Hermann은 計算誤差가 적은 簡單한 式의 解 H_1 을 使用하여 熱傳達을 計算하였다.

Sparrow와 Gregg⁽²⁾는 水平圓筒 層流凝縮熱傳達 研究에서 Hermann이 計算한 方位函數 H_1 을 그대로 使用하여 熱傳達을 計算하였다.

K.S. Whang⁽³⁾은 球에서의 定常層流 自然對流熱傳達 研究에서 Hermann과 같은 理由로 簡單한 式으로 計算한 方位函數 H_1 을 가지고 熱傳達을 計算하였다.

Byung Jin Son⁽⁴⁾은 球表面 層流凝縮熱傳達 研究에서 한 個의 方位函數를 가지고 $X=0^\circ$ 에서 180° 까지 適用한다면 方位函數의 唯一性이 缺如될 것으로 보고, 停滯點近傍과 赤道近傍에서 잘 成立하는 方位函數를 各各 定義하여 熱傳達을 計算하였다. 그러나, 이 研究도 簡單한 式의 解를 使用하고 있다.

Yang⁽⁵⁾은 球表面 層流凝縮熱傳達 研究에서 方位函數가 唯一하게 定義되지 못한다는 不合理性을 合理化시키기 위하여 境界層方程式에서 對流加速項을 無視하였을 경우에 얻어지는 方位函數를 使用하여 熱傳達을 計算하였다. 그러나, 對流加速項을 無視할 수 없는 問題에서 이 方位函數를 가지고 그대로 熱傳達을 解析한다는 것은 多少 矛盾이 있다고 생각된다.

이와같이 많은 學者들은 方位函數의 唯一性이 缺如되어 있음에도 不拘하고, 計算이 容易한 한 個만의 方位函數(부록 참조)를 가지고, 方位函數의 唯一解로 假定하여 熱傳達問題를 解析하였다.

本 研究는 2個의 方位函數를 計算하여 各各의 方位函數에 對하여 球表面凝縮熱傳達을 計算하고, 이것을 實驗結果와 比較하여 보았다. 그리고, 지금까지 많은 學者들이 한 個의 方位函數(부록 참조)를 使用하여 얻은 結果의 妥當性 與否를 檢訪하여 보았다.

2. 理論解析

球表面에서 凝縮膜內의 境界層支配方程式은 다음과 같이 주어진다. 膜狀凝縮된 境界層은 正常流動, 無消散, 軸對稱 및 質量保存法則이 成立한다고 假定하였다.

$$\frac{\partial}{\partial x}(ur) + \frac{\partial}{\partial y}(vr) = 0 \quad (2. a)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{g(\rho - \rho_v)}{\rho} \sin X + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (2. b)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (2. c)$$

境界層方程式을 常微分方程式으로 變換시키기 위하여 새로운 獨立變數 η , 流動函數 $F(\eta)$ 및 溫度函數 $\theta(\eta)$

의 次元變數項들을 다음과 같이 定義하였다.

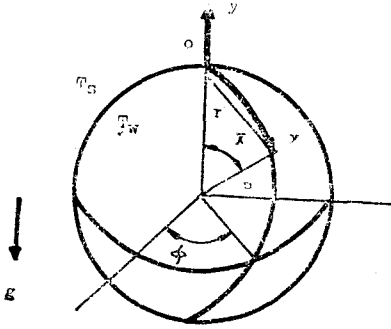


Fig. 1. Geometrical configuration & coordinate system

$$r = \frac{y}{R} \left\{ \frac{g(\rho - \rho_s) R^3}{\rho^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \cdot G(X) \quad (3)$$

$$F(\eta) = \frac{\psi(x, y)}{\nu \{g(\rho - \rho_s) R^3 / \rho^2\}^{\frac{1}{2}} \cdot H(X)} \quad (4)$$

$$\theta(\eta) = \frac{T(x, y) - T_s}{T_w - T_s} \quad (5)$$

여기서 $G(X)$ 와 $H(X)$ 는 앞으로 計算하여야 할 方位函數(Azimuth function)이다.

式(3), 式(4) 및 式(5)를 式(2.b)와 式(2.c)에 適用하면 $F(\eta)$ 와 $\theta(\eta)$ 에 關한 常微分運動量方程式과 常微分에너지方程式이 얻어진다.

$$HG^3F''' + (HG^2H' + H^2G^2 \cot X) FF'' - HG(H'G + HG')F'^2 + \sin X = 0 \quad (6)$$

$$\theta'' \pm Pr \cdot \frac{H}{G} \left(\frac{H'}{H} + \cot X \right) F\theta' = 0 \quad (7)$$

境界層方程式 式(6)과 式(7)이 常係數常微分方程式이 되려면 X 만의 函數로 表示되는 各係數들이 常數가 되어야 한다. 即,

$$HG^3 = a \sin X \quad (8.a)$$

$$HG^2H' + H^2G^2 \cot X = b \sin X \quad (8.b)$$

$$HG^2H' + H^2GG' = c \sin X \quad (8.c)$$

$$H' + H \cot X = eG \quad (8.d)$$

여기서 a, b, c 및 e 는 常數이며, 式(8.a), 式(8.b) 式(8.c) 및 式(8.d)로부터

$$e = \frac{b}{a} \quad (9)$$

의 關係가 얻어진다.

常係數 a, b, c 및 e 가 定하여지면 境界層方程式이 決定되고, 決定된 境界層方程式은 常係數常微分方程式이므로 容易하게 풀 수 있다.

方位函數 $H(X)$ 와 $G(X)$ 가 滿足하여야 할 境界條件은 다음과 같다.

$$X=0 \text{ 에서 } G(X) = G_0 \quad (10)$$

$$X=0 \text{ 에서 } H(X) = 0 \quad (11)$$

$$X=0 \text{ 에서 } H'(X) = \frac{eG_0}{2} \quad (12)$$

上停滯點近傍에서 $\sin X \approx X, \cot X = \frac{1}{X}$ 이 되므로,

이 關係를 式(8)에 代入하고 境界條件을 考慮하고 풀던 다음과 같은 唯一解를 얻는다. 即, 唯一解는 단지 上停滯點近傍에서만 存在하게 된다.

$$G = a^{\frac{1}{2}} c^{-\frac{1}{2}} = G_0 = 1 \quad (13)$$

$$H = a^{-\frac{1}{2}} c^{\frac{1}{2}} X = X \quad (14)$$

여기서 G_0 는 임의의 常數值이므로 $G_0 = 1$ 로 놓으면 常係數值 $a=1, b=2, c=1$ 및 $e=2$ 를 얻는다. 그러므로, 境界層方程式은 다음과 같은 常係數常微分方程式으로 變換된다.

$$F''' + 2FF'' - F'^2 + 1 = 0 \quad (15)$$

$$\theta'' + 2Pr \cdot F\theta' = 0 \quad (16)$$

境界層方程式 式(15)와 式(16)의 境界條件은 다음과 같이 주어진다.

$$\eta=0 \text{ 에서 } F=0, F'=0, \theta=1 \quad (17)$$

$$\eta=\eta_s \text{ 에서 } F''=0, \theta=0 \quad (18)$$

Table 1. The values of $\{-\theta'(0)Pr^{-1/4}\}$ and $\{h_{fg}/C_p\Delta T\}$ near the stagnation point from solutions of boundary layer equations

Pr	0.003		0.03		1.0		10	
	$-\theta'(0)Pr^{-1/4}$	$h_{fg}/C_p\Delta T$	$-\theta'(0)Pr^{-1/4}$	$h_{fg}/C_p\Delta T$	$-\theta'(0)Pr^{-1/4}$	$h_{fg}/C_p\Delta T$	$-\theta'(0)Pr^{-1/4}$	$h_{fg}/C_p\Delta T$
0.1	42.73	5×10^6	24.03	5×10^5	10	1.5×10^4	5.62	1.5×10^3
0.2	21.14	3.06×10^5	11.89	3.04×10^4	4.948	9.1×10^2	2.79	91
0.401	10.67	1.94×10^4	6.0	1.94×10^3	2.496	58.1	1.43	5.56
0.605	7.07	3.77×10^3	3.97	3.77×10^2	1.664	11	1.01	0.88
0.8236	5.19	1.13×10^3	2.92	1.13×10^2	1.255	3.13	0.88	0.143
1.082	3.95	4.06×10^2	2.23	41	0.999	0.97	0.89	9.42×10^{-3}

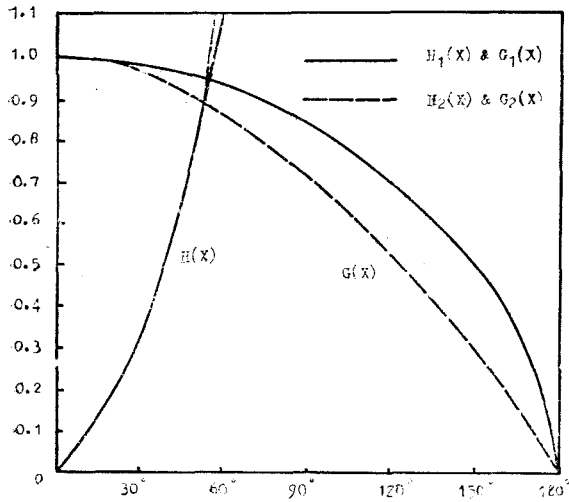


Fig. 2. Azimuth functions $H(X)$ and $G(X)$

$$\eta = \tau_0 \text{ 에서 } C_p(T_s - T_w) / h_{fg} = -2P_r$$

$$F(\tau_0) / \theta'(\tau_0) \quad (19)$$

境界層方程式 (15)와 (16)을 풀 결과는 參考文獻 (4)를 引用하여 τ_0 에 對한 $\{-\theta'(0) \cdot P_r^{-1/2}\}$ 의 값과 $\{h_{fg} / C_p(T_s - T_w)\}$ 의 값을 Table 1.에 表示하였다.

方位函數 $H(X)$ 와 $G(X)$ 를 決定하기 위하여 式(8. c)를

$$\frac{d}{dX} (H^2 G^2) = 2c \sin X$$

와 같이 變形시킨다. 이 式을 積分하고, 境界條件 式 (11)을 考慮하고 풀면 다음과 같이 된다.

$$GH = \{2(1 - \cos X)\}^{1/2} \quad (20)$$

式(20)의 關係를 式(8. a)에 適用하면

$$H_1(X) = \left\{ \frac{8(1 - \cos X)^2}{1 + \cos X} \right\}^{1/4} \quad (21. a)$$

$$G_1(X) = \left\{ \frac{1 + \cos X}{2} \right\}^{1/4} \quad (21. b)$$

을 얻는다. 또, 式(20)의 關係를 式(8. b)에 適用하면

$$H_2(X) = \left\{ \frac{4(1 - \cos X)}{1 + \cos X} \right\}^{1/2} \quad (22. a)$$

$$G_2(X) = \left\{ \frac{1 + \cos X}{2} \right\}^{1/2} \quad (22. b)$$

를 얻는다.

이와 같이 求하여진 두 方位函數를 가지고 全球表面에 걸쳐 平均凝縮熱傳達을 計算하면 다음과 같이 表示된다.

$$\bar{N}u_1 = 0.824 \left\{ \frac{h_{fg} \cdot g(\rho - \rho_v) \cdot D^3}{k \cdot \nu (T_s - T_w)} \right\}^{1/4} \quad (23)$$

$$\bar{N}u_2 = 0.687 \left\{ \frac{h_{fg} \cdot g(\rho - \rho_v) \cdot D^3}{k \cdot \nu (T_s - T_w)} \right\}^{1/4} \quad (24)$$

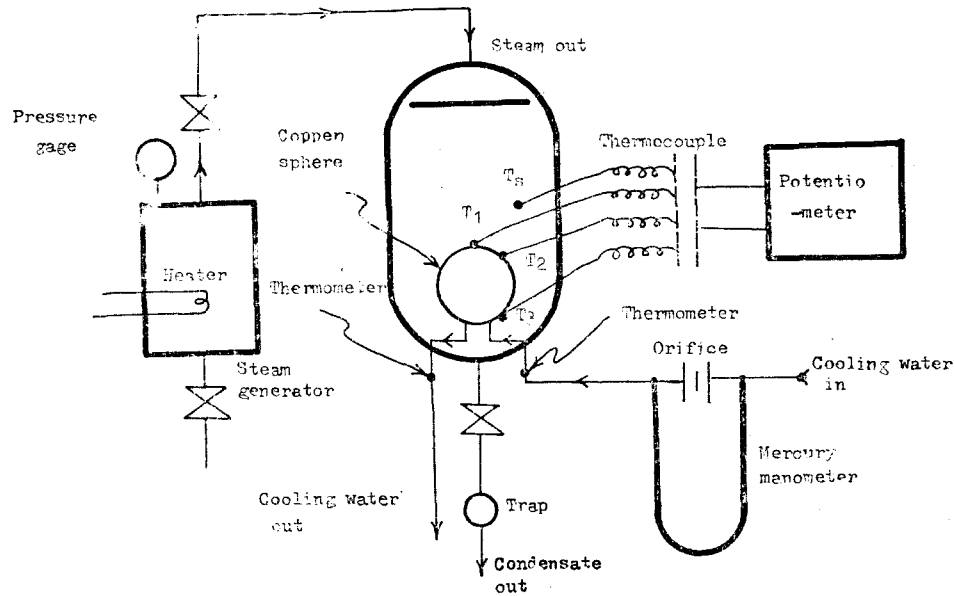


Fig. 3. Schema of experimental apparatus

Table 2. Experimental Results. (Pressure 1,2kg/cm² gage vapor)

Discharge (g/sec)	Cooling water (°C)		Temperature on the sphere (°C)				Steam temperature	Latent heat
	T_i	T_0	T_1	T_2	T_3	Mean temperature T_w (°C)	T_s (°C)	h_{fg} (kcal/kg)
40	18	27.3	74.5	76.8	79.1	76.8	115.2	528.0
40	18	27.3	79.0	81.7	83.6	81.4	119.8	525.5
40	18	27.5	84.2	86.4	88.4	86.4	125.2	522.5
40	18	27.5	89.7	91.2	92.7	91.2	130.1	519.0

3. 實驗裝置와 實驗方法

3-1. 實驗裝置

Fig. 3.에 實驗裝置의 概要를 圖示하여 놓았다.

冷却水の 流量測定은 orifice meter를 使用하였다. 冷却水의 入口와 出口에 各各 溫度計를 設置하여 冷却水의 出入溫度를 測定하였다.

凝縮槽內에서 冷却管과 蒸氣사이에서 生기는 熱交換을 막기 위하여 冷却管은 石綿으로 充分히 斷熱시켰다.

球面溫度와 蒸氣溫度는 Thermocouple(Copper-Constantan)을 使用하여 Potentiometer (YEW Portable DC Potentiometer, TYPE 2727, Tokyo, Yokogawa, electric works, LTD, Japan)로 測定하였다. 球面溫度 T_w 는 3個의 Thermocouple로 부터 測定하여, 이들 溫度를 平均하여 얻었다.

球의 두께는 2mm, 直徑은 40mm의 銅으로 製作하였고, 球面으로 부터의 傳熱量은 冷却水의 流量과 入口와 出口의 溫度를 測定하여 에너지平衡으로 부터 計算하였다.

3-2. 實驗方法

① Potentiometer를 使用하여 3點에서의 球面溫度와 蒸氣溫度 T_s 를 測定하였다. 球面溫度는 3點에서 測定한 溫度의 平均값 T_w 로 하였다. 膜溫度 $T_f = (T_s + T_w)/2$ 에서 凝縮液의 物性值 ρ, C_p, ν, k 를 計算하였고, 蒸氣表로 부터 T_s 에 對한 蒸氣潛熱 h_{fg} 를 求하였다.

② 얻어진 物性值로 부터 $\left\{ \frac{h_{fg} \cdot g(\rho - \rho_v) D^3}{k\nu(T_s - T_w)} \right\}^{1/4}$ 를 計算하였다.

③ 冷却水의 流量 \dot{m} 와 入口溫度 T_i , 出口溫度 T_0 로 부터 傳熱量 $q = \dot{m} C_p (T_0 - T_i)$ 를 計算하여 凝縮熱傳達係數 $\bar{h} = q/\pi D^2 (T_s - T_w)$, $\bar{N}_u = \bar{h} D/k$ 를 計算하였다.

④ $\bar{N}_u \cdot \left\{ \frac{h_{fg} \cdot g(\rho - \rho_v) D^3}{k\nu(T_s - T_w)} \right\}^{-1/4}$ 를 計算하였다.

4. 實驗結果 및 考察

球面溫度와 飽和蒸氣溫度의 代表的인 實驗結果를 Table 2.에 紹介하였다.

實驗 1.

$$\textcircled{1} \left\{ \frac{h_{fg} \cdot g(\rho - \rho_v) D^3}{k\nu(T_s - T_w)} \right\}^{1/4} = 621.43$$

$$\textcircled{2} q = \dot{m} C_p (T_0 - T_i) = 1348.84 \text{ (kcal/hr.)}$$

$$\textcircled{3} \bar{h} = \frac{q}{A(T_s - T_w)} = 6993.5 \text{ (kcal/hr.m}^2\text{°C)}$$

$$\textcircled{4} \bar{N}_u = \frac{\bar{h} D}{k} = 484.82$$

따라서,

$$\bar{N}_u \cdot \left\{ \frac{h_{fg} \cdot g(\rho - \rho_v) D^3}{k\nu(T_s - T_w)} \right\}^{-1/4} = 0.780 \quad (25)$$

實驗 2.

$$\bar{N}_u \cdot \left\{ \frac{h_{fg} \cdot g(\rho - \rho_v) D^3}{k\nu(T_s - T_w)} \right\}^{-1/4} = 0.778 \quad (26)$$

實驗 3.

$$\bar{N}_u \cdot \left\{ \frac{h_{fg} \cdot g(\rho - \rho_v) D^3}{k\nu(T_s - T_w)} \right\}^{-1/4} = 0.786 \quad (27)$$

實驗 4.

$$\bar{N}_u \cdot \left\{ \frac{h_{fg} \cdot g(\rho - \rho_v) D^3}{k\nu(T_s - T_w)} \right\}^{-1/4} = 0.785 \quad (28)$$

平均 凝縮熱傳達係數의 實驗式은 式(25, 26, 27, 28)을 平均하여 다음 結果를 얻었다.

$$\bar{N}_{u1} = 0.782 \left\{ \frac{h_{fg} \cdot g(\rho - \rho_v) D^3}{k\nu(T_s - T_w)} \right\}^{1/4} \quad (29)$$

理論解析에서 얻은 結果를 整理하면 다음과 같다.

$$\bar{N}_{u1} = 0.824 \left\{ \frac{h_{fg} \cdot g(\rho - \rho_v) D^3}{k\nu(T_s - T_w)} \right\}^{1/4} \quad (30)$$

$$\bar{N}_{u2} = 0.687 \left\{ \frac{h_{fg} \cdot g(\rho - \rho_v) D^3}{k\nu(T_s - T_w)} \right\}^{1/4} \quad (31)$$

또 \bar{N}_u 와 $\left\{ \frac{h_{fg} \cdot g(\rho - \rho_v) D^3}{k\nu(T_s - T_w)} \right\}^{1/4}$ 의 關係를 圖示하면 Fig. 4와 같다.

理論式에서 平均 Nusselt 數, N_{u1} 이 \bar{N}_{u2} 보다 約 16

% 정도 큰 값을 갖는다.

實驗式과 比較해서 \bar{N}_{u1} 은 \bar{N}_{u1} 보다 約 5% 정도 크고, \bar{N}_{u2} 는 \bar{N}_{u1} 보다 約 16% 정도 작은 값을 갖는다.

그러므로, 方位函數 $H_1(X)$, $G_1(X)$ 로 計算한 \bar{N}_{u1} 이 \bar{N}_{u2} 보다 多少 實驗值에 가까운 값을 나타내고 있다.

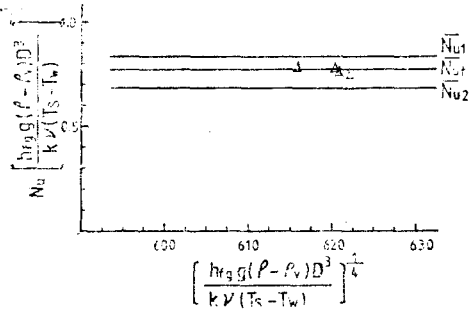


Fig. 4. Average heat transfer coefficient

5. 結 論

理論式과 實驗式은 다음과 같다.

理論式

$$\bar{N}_{u1} = 0.824 \left\{ \frac{h_{fg} \cdot g(\rho - \rho_v) D^3}{k\nu(T_s - T_w)} \right\}^{1/4} \quad (32)$$

$$\bar{N}_{u2} = 0.687 \left\{ \frac{h_{fg} \cdot g(\rho - \rho_v) D^3}{k\nu(T_s - T_w)} \right\}^{1/4} \quad (33)$$

實驗式

$$\bar{N}_{u1} = 0.782 \left\{ \frac{h_{fg} \cdot g(\rho - \rho_v) D^3}{k\nu(T_s - T_w)} \right\}^{1/4} \quad (34)$$

理論式에서 平均 Nusselt 數, \bar{N}_{u1} 이 \bar{N}_{u2} 보다 約 16% 정도 큰 값을 갖는다.

實驗式과 比較해서 \bar{N}_{u1} 은 \bar{N}_{u1} 보다 約 5% 정도 크고, \bar{N}_{u2} 는 \bar{N}_{u1} 보다 約 16% 정도 작은 값을 갖는다.

그러므로, 方位函數 $H_1(X)$, $G_1(X)$ 로 計算한 \bar{N}_{u1} 이

\bar{N}_{u2} 보다 多少 實驗值에 가까운 값을 나타내고 있다.

Byung Jin Son⁽⁴⁾이 球表面 層流凝縮熱傳達 研究에서 얻은 理論式은 다음과 같다.

$$\bar{N}_{us} = 0.827 \left\{ \frac{h_{fg} \cdot g(\rho - \rho_v) D^3}{k\nu(T_s - T_w)} \right\}^{1/4} \quad (35)$$

本 研究의 理論式과 比較해서 \bar{N}_{us} 는 \bar{N}_{u1} 에 잘 一致하고 있으며, \bar{N}_{u2} 보다는 約 16% 정도 큰 값을 갖는다.

本 實驗式과 比較해서 \bar{N}_{us} 는 \bar{N}_{u1} 보다 約 6% 정도 큰 값을 갖고 있다.

Yang⁽⁵⁾은 球表面 層流凝縮熱傳達 研究에서 다음과 같은 理論式을 얻었다.

$$\bar{N}_{us} = 0.803 \left\{ \frac{h_{fg} \cdot g(\rho - \rho_v) D^3}{k\nu(T_s - T_w)} \right\}^{1/4} \quad (36)$$

本 研究의 理論式과 比較해서 \bar{N}_{us} 는 \bar{N}_{u1} 보다 約 2% 정도 작고, \bar{N}_{u2} 보다는 約 14% 정도 큰 값을 갖는다. 本 實驗式과 比較해서 \bar{N}_{us} 는 \bar{N}_{u1} 보다 約 3% 정도 큰 값을 갖고 있다.

以上の 學者들이 하나의 方位函數(부록 참조)를 使用하여 計算한 結果는 本 實驗值에 가까운 값을 나타내고 있다.

以上の 學者들이 하나의 方位函數(부록 참조)를 使用하여 計算한 結果는 多少 數學的 矛盾은 있다하더라도, 實驗測定 誤差를 감안하여 볼 때, 한 個의 方位函數만을 가지고 熱傳達을 解析한 것은 工學的으로 큰 問題는 되지 않는다고 생각한다.

附 錄

Table 3. Azimuth function for horizontal cylinder (by Hermann⁽¹⁾)

degree X	0°	30°	60°	90°	120°	150°	155°	180°
$H_1(X)$	0	1.187	2.337	3.430	4.41	5.24	5.55	5.84
$G_1(X)$	0.760	0.752	0.718	0.664	0.581	0.458	0.360	0

Table 4. Azimuth function for sphere (by K.S. Whang⁽³⁾)

degree X	0°	30°	60°	90°	120°	150°	160°	180°
$H_1(X)$	0	0.7215	1.5057	2.4847	4.0307	8.1182	12.1178	∞
$G_1(X)$	0.9035	0.0089	0.8315	0.7382	0.5984	0.3950	0.3041	0

Table 5. Azimuth function for sphere (by Byung Jin Son⁽⁴⁾)

degree X	0°	30°	60°	90°	120°	150°	170°	180°
$H_1(X)$	0	0.5344	1.5130	2.4899	4.0430	8.1293	24.0554	∞
$G_1(X)$	1.0	0.9659	0.8294	0.7382	0.5981	0.3945	0.1931	0

Table 6. Azimuth function for sphere
(by Yang⁽⁶⁾)

degree X	0°	30°	60°	90°	120°	150°	165°	180°
$H(X)$	0	0.6065	1.1781	1.8864	3.0897	6.1362	12.1853	8
$G(X)$	1	0.9776	0.9025	0.8093	0.6580	0.4335	0.2769	0

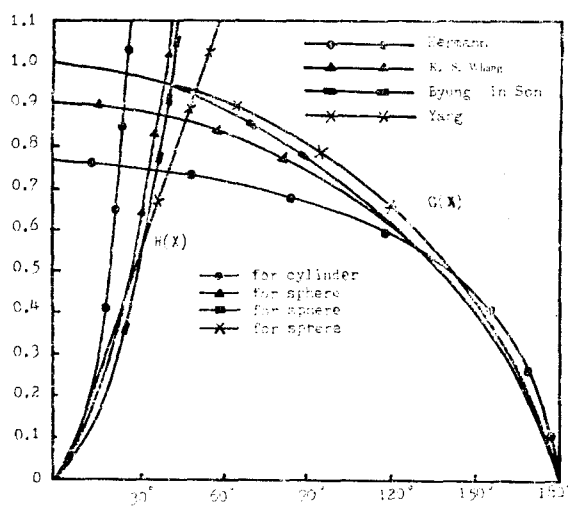


Fig. 5. Azimuth functions $H(X)$ and $G(X)$

參 考 文 獻

1. R. Hermann, "Heat Transfer by Free Convection from Horizontal Cylinder in Diatomic Gases," *NACA TM* 1366, 1958, pp. 14-34.
2. E.M. Sparrow, and J.L. Gregg, "Laminar Con-

desation Heat Transfer on a Horizontal Cylinder," *Trans. ASME*, Series C, Vol. 81, No. 4, 1959, pp. 291-296.

3. K.S. Whang, and T.S. Lee, "Steady Laminar Free Convection from a Sphere," *KSME*, Vol. 10, No. 2, 1970, pp. 71-77.
4. Byung Jin Son, "Laminar Condensation Heat Transfer on a Sphere," *KSME*, Vol. 13, 1973, pp. 239-249.
5. J.W. Wang, "Laminar Film Condensation on a Sphere," *Trans. ASME*, Series C, Paper No. 72-HT-R, 1973, pp. 174-178.
6. E.M. Sparrow, and J.L. Gregg, A., Boundary-Layer Treatment of Laminar-Film Condensation," *Trans. ASME*, Series C, Vol. 81, No. 1, 1959, pp. 13-18.
7. J.C.Y. Koh, E.M. Sparrow, and J.P. Hartnett, "The Two Phase Boundary Layer in Laminar Film Condensation," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 2, 1961, pp.69-82.
8. Schlichting, "Boundary Layer Theory."