

써모사이 폰型 傳熱환의 熱傳達에 關한 研究

金 明 煥

A Study on the Heat Transfer of Fin similar to Thermo-syphon

Kim Myonghwan

〈目 次〉

Abstract

記號說明

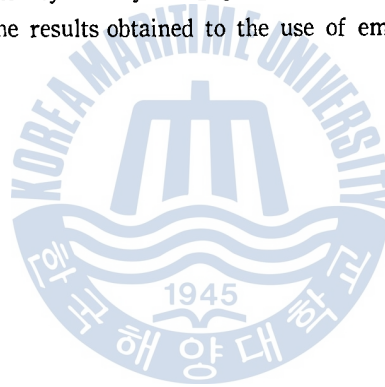
1. 序 論
 2. 환의 熱傳達에 關한 理論解析
 - (2·1) 속이 찬 환의 熱傳導解析
 - (2·2) 환 효율
 - (2·3) 中空환의 熱傳導解析
 3. 實驗裝置 및 實驗方法
 - (3·1) 實驗裝置의 概要
 - (3·2) 動作流體
 - (3·3) 實驗方法
 4. 實驗結果 및 考察
 - (4·1) 定差方法에 의한 中空환의 理論解析
 - (4·2) 考 察
 5. 結 論
- 參考文獻

Abstract

The extended surface have wide industrial application as fins attached to the walls of heat transfer equipment for the purpose of increasing the rate of heating or cooling. In the case of one-dimensional steady state conditions of fin, heat conducted along the fin from the base is lost to the surrounding fluid by convection. There will be a axial temperature distribution.

This paper examines the empty fin similar to the thermo-syphon for the purpose of increasing heat transfer efficiency. A small quantity of working fluid is placed in a empty fin from which the air is evacuated and the empty fin is sealed. The lower part of empty fin is heated causing the liquid to vaporize and the vapor move to the upper part of empty fin where it is condensed.

In such a empty fin, a surface temperature of fin can be similar to base temperature of fin, because of higher heat transfer coefficient of film condensation. Therefore, the empty fin can be increased a fin efficiency nearly to 1.0 and its efficiency doesn't be influenced nearly by conductivity of fin. The results obtained to the use of empty fin will contribute to improvement of heat transfer fin.



記 號 說 明

A : 圓과 圓의 接觸面積	(m^2)	Δq : 單位面積當 放熱量	(Kcal/m ² hr)
A' : 圓의 形態길이 (= $2z + 2t$)	(m^2)	Re : 膜凝縮流에 關한 Reynold 數	—
a : $\sqrt{\frac{2h}{AK}}$	($m^{-1/2}$)	T : 圓의 表面溫度	($^{\circ}C$)
b : 垂直平板의 두께	(m)	T_1 : 中空圓 垂直側壁 上部의 溫度	($^{\circ}C$)
c : $\sqrt{\frac{hA'^2}{K}}$	($m^{1/2}$)	T_2 : 中空圓 垂直側壁 中央部의 溫度	($^{\circ}C$)
C_1, C_2 : 常數	—	T_3 : 中空圓 垂直側壁 下部의 溫度	($^{\circ}C$)
C_p : 自然對流系에서 流體의 定壓比熱(Kcal/kg $^{\circ}C$)	—	T_4, T_5 : 中空圓의 圓아중 溫度	($^{\circ}C$)
g : 重力加速度	(m/sec^2)	T_6 : 圓의 表面溫度	($^{\circ}C$)
Gr_x : Grashof 數	—	T_s : 中空圓內 蒸氣의 飽和溫度	($^{\circ}C$)
h : 圓의 垂直表面에서 熱傳達係數(Kcal/m ² hr $^{\circ}C$)	—	T_{w1} : 垂直平板의 自然對流側 表面溫度	($^{\circ}C$)
h_1 : T_1 에서의 局部熱傳達係數 [= $\Delta q / (T_1 - T_{\infty})$]	(Kcal/m ² hr $^{\circ}C$)	T_{w2} : 垂直平板의 膜凝縮側 表面溫度	($^{\circ}C$)
h_2 : T_2 에서의 局部熱傳達係數 [= $\Delta q / (T_2 - T_{\infty})$]	(Kcal/m ² hr $^{\circ}C$)	T_{∞} : 圓 周圍流體의 溫度	($^{\circ}C$)
h_3 : T_3 에서의 局部熱傳達係數 [= $\Delta q / (T_3 - T_{\infty})$]	(Kcal/m ² hr $^{\circ}C$)	$T_{m,n}$: 數值的 定差方法에 의한 各 交點溫度 ($^{\circ}C$)	—
h : T_1 에서의 局部熱傳達係數 [= $\Delta q / (T_1 - T_{\infty})$]	(Kcal/m ² hr $^{\circ}C$)	t : 圓의 두께	(m)
h_{fg} : 蒸發潛熱	(Kcal/kg)	U : 熱通過率	(Kcal/m ² hr $^{\circ}C$)
h_L : 圓의 垂直表面에서 熱傳達係數 (Kcal/m ² hr $^{\circ}C$)	—	u_m : 自由落下 凝縮液膜流의 平均流速	(m/sec)
$h_m = \frac{h_1 + h_2 + h_3}{3}$	(Kcal/m ² hr $^{\circ}C$)	x : 圓의 表面으로부터 距離	(m)
h_n : 自然對流系의 局部熱傳達係數 (Kcal/m ² hr $^{\circ}C$)	—	x' : 膜凝縮의 發生點으로부터 距離	(m)
h'_n : 膜凝縮系의 局部熱傳達係數 (Kcal/m ² hr $^{\circ}C$)	—	z : 圓의 폭	(m)
\bar{h} : 自然對流系의 平均熱傳達係數 (Kcal/m ² hr $^{\circ}C$)	—	α : 自然對流系에서 流體의 熱擴散係數 (m^2/sec)	—
\bar{h}' : 膜凝縮系의 平均熱傳達係數 (Kcal/m ² hr $^{\circ}C$)	—	β : 부피膨脹係數	($1/^{\circ}K$)
K : 圓의 熱傳導係數 (Kcal/mhr $^{\circ}C$)	—	η : 圓의 效率	—
K_a : 自然對流系에서 流體의 熱傳導係數	—	η_{11} : 境遇 1에서 圓의 效率	—
K_L : 膜凝縮液의 熱傳導係數 (Kcal/mhr $^{\circ}C$)	—	η_{12} : 境遇 2에서 圓의 效率	—
L : 圓의 길이	(m)	η_{13} : 境遇 3에서 圓의 效率	—
L_{opt} : 一定한 形態길이에서 圓의 最適길이	(m)	δ : 圓 두께의 半 ($\frac{t}{2}$)	(m)
$m = \sqrt{\frac{hP}{KA}}$	—	δ' : 凝縮液膜流의 두께	(m)
Nu_x : 自然對流系의 局部 Nusselt 數	—	δ_{opt} : 一定한 形態길이에서 圓의 最適두께의 半(m)	—
Nu'_x : 膜凝縮의 局部 Nusselt 數	—	θ : $T - T_{\infty}$	($^{\circ}C$)
P : 圓의 둘레 ($2z + 2t$)	(m)	θ_0 : $T_0 - T_{\infty}$	($^{\circ}C$)
Pr : Prandtl 數 (= $\frac{\nu}{\alpha}$)	—	ν : 自然對流系에서 流體의 動粘性係數 (m^2/sec)	—
P_s : 中空圓內 蒸氣의 飽和壓力 (kg/cm ² abs)	—	ν' : 凝縮液의 動粘性係數 (m^2/sec)	—
q : 加熱量 (Kcal/m ² hr)	—	μ_a : 自然對流系에서 流體의 粘性係數(kg \cdot sec/ m^2)	—
q_1 : 境遇 1의 圓에 있어서 放熱量 (Kcal/hr)	—	μ_L : 膜凝縮液의 粘性係數 (kg \cdot sec/ m)	—
q_2 : 境遇 2의 圓에 있어서 放熱量 (Kcal/hr)	—	ρ_a : 自然對流系에서 流體의 密度 (kg/ m^3)	—
q_3 : 境遇 3의 圓에 있어서 放熱量 (Kcal/hr)	—	ρ_L : 膜凝縮液의 密度 (kg/ m^3)	—
\dot{q} : 圓의 폭이 無限의 圓의 單位 폭當 放熱量 (Kcal/mhr)	—	ρ_v : 飽和蒸氣의 密度 (kg/ m^3)	—
		Δx : 定差方法의 各 交點間의 x 方向 距離	(m)
		Δy : 定差方法의 各 交點間의 y 方向 距離	(m)

1. 序 論

溫度變化에 대하여 特性이 銳敏한 半導體素子の 開發 및 가스터어빈 블레이드에 冷却孔을 設置하여 燃燒가스 溫度를 높이는 問題 등에 있어서 傳熱핀 또는, 이와 類似한 傳熱機構는 매우 重要한 關心의 對象이 되고 있다.¹⁾ 物體表面에서의 傳熱性能을 增加시키기는 方法은 여러 가지가 있으나 그 중 周圍流體와의 接觸넓이를 增加시키므로써 向上시키는 方法이 있다. 이와 같이 周圍流體와의 接觸넓이를 增加시키기 위해 달아주는 部分을 핀(Fin)이라 하고, 원래의 表面과 핀과의 接觸部分을 핀의 바탕(Base)이라 한다.

속이 찬 傳熱핀의 境遇 熱은 핀의 바탕으로부터 핀內를 熱傳導에 의해 移動하여 對流로 周圍流體에 傳達된다.²⁾ 따라서, 핀內의 溫度는 핀의 바탕으로부터 距離의 增加에 따라 下降한다. 핀의 設置는 制限된 傳熱表面에서 制限받지 않는 傳熱表面으로 轉換시킨다는 觀點에서 상당히 興味로운 것이며, 핀의 높이를 增加하므로써 傳熱量을 增加할 수 있는 利點이 있지만 價格, 무게 및 空間上의 制限을 받고 있다.

本 實驗에서는 핀의 傳熱性能을 增加시키기 위해 傳熱핀內의 空間을 두고, 動作流體로써 물 또는, R-113을 使用해서 沸騰과 凝結時의 蒸發潛熱을 利用하므로써 핀의 表面溫度가 핀의 바탕의 溫度와 一致하게 하였다. 즉, 핀의 效率를 거의 1과 같게 向上시켰다. 또한, 속이 찬 핀 및 中空핀의 各各의 境遇에 있어서 溫度分布와 핀效率에 關하여도 研究를 行하였다.

中空핀內의 流動 및 傳熱은 먼저 핀內의 受熱部에서 蒸發한 蒸氣가 핀內를 上昇하며, 핀의 內表面에서 潛熱을 빼앗겨 凝結되어 液膜流를 形成하여 受熱部로 되돌아오는 形能이다.

핀內의 溫度分布의 解析에는 電子計算機를 利用하므로써 複雜한 傳導熱傳達問題의 풀이에 效果的인 數值的 定差方法을 導入하였다.³⁾

2. 핀의 熱傳達에 關한 理論解析

(2.1) 속이 찬 핀의 熱傳導解析

그림(2.1)과 같이 溫度가 T_∞ 인 周圍流體에 露出되어 있는 一次元 핀에 對하여 핀의 바탕의 溫度가 T_0 이고 任意의 x 位置에서 微小높이가 dx 인 핀의 한 要素에 對한 에너지均衡을 세워보면

$$\begin{aligned} & \text{ 밑면으로부터 傳導되어 들어오는 에너지} = \text{윗면으로 傳導되어 나가는 에너지} \\ & + dx \text{區間에서 對流에 의한 放熱量} \end{aligned}$$

이다. 즉,

$$-KA \frac{dT}{dx} = -KA \left(\frac{dT}{dx} + \frac{d^2T}{dx^2} dx \right) + hpdx(T - T_\infty) \quad (2.1)$$

가 되고, 式(2.1)을 整理하면

$$\frac{d^2T}{dx^2} - m^2(T - T_\infty) = 0 \quad (2.2)$$

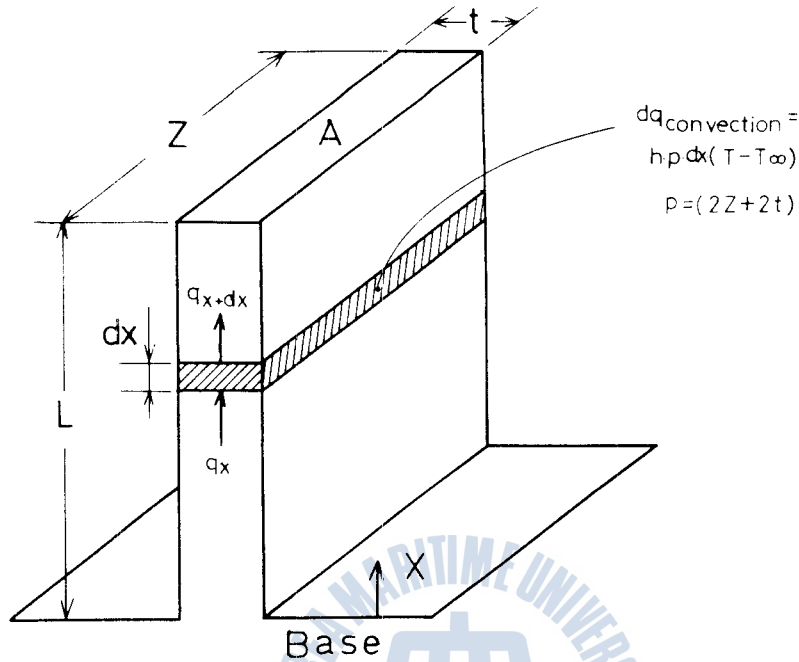


Fig. 2-1 One Dimensional Heat Conduction and Convection Through a Rectangular

式(2.2)의 微分方程式을 풀면 一般解는

$$T - T_{\infty} = c_1 e^{-mx} + c_2 e^{mx} \tag{2.3}$$

이요, 式(2.3)은 境界條件에 따라 다음의 세가지 境遇의 풀이가 알려져 있다.

[境遇 1]

圓의 길이는 無限히 길고, 圓의 끝溫度가 周圍流體의 溫度와 같다. 즉,

$$x = 0 \text{에서 } T = T_0$$

$$x = \infty \text{에서 } T = T_{\infty}$$

와 같은 境界條件을 取하면 溫度分布는

$$\frac{T - T_{\infty}}{T_0 - T_{\infty}} = e^{-mx} \tag{2.4}$$

가 되고, 放熱量은

$$\begin{aligned} q_1 &= \int_0^L hP(T - T_{\infty}) dx \\ &= \sqrt{hPKA}(T_0 - T_{\infty}) \quad (\text{Kcal/hr}) \end{aligned} \tag{2.5}$$

이다.

[境遇 2]

圓의 끝이 完全히 斷熱되어 있다. 이 境遇의 境界條件으로는

$$x = 0 \text{에서 } T = T_0$$

$$x=L \text{ 에서 } \frac{dT}{dx} = 0$$

이므로 溫度分布는

$$\frac{T-T_{\infty}}{T_0-T_{\infty}} = \frac{\cosh[m(L-x)]}{\cosh(mL)} \quad (2.6)$$

가 되고, 放熱量은

$$q_2 = \sqrt{hPKA}(T_0-T_{\infty}) \tanh mL \quad (\text{Kcal/hr}) \quad (2.7)$$

이 된다.

[境遇 3]

원의 끝에서 對流에 의한 放熱이 存在하며 길이는 有限하다. 이 境遇의 境界條件은

$$x=0 \text{ 에서 } T=T_0$$

$$x=L \text{ 에서 } -KA \left. \frac{dT}{dx} \right)_{x=L} = h_L(T-T_{\infty})$$

가 되고, 溫度分布는

$$\frac{T-T_{\infty}}{T_0-T_{\infty}} = \frac{\cosh mL + (h_L/mK) \sinh mL}{\cosh mL + (h_L/mK) \sinh mL} \quad (2.8)$$

이다. 또한, 放熱量은

$$q_3 = \sqrt{hPKA}(T_0-T_{\infty}) \frac{\sinh mL + (h_L/mK) \cosh mL}{\cosh mL + (h_L/mK) \sinh mL} \quad (\text{Kcal/hr}) \quad (2.9)$$

이다. 여기서 h_L 은 원 끝表面의 熱傳達係數이며 L 은 원의 길이이다.

Harper 와 Brown¹⁾에 依하면 원의 길이에 원의 두께의 반만큼 더한 修正길이를 使用하면 [境遇 3]의 式(2.8) 및 式(2.9) 대신 [境遇 2]의 式(2.6) 및 式(2.7)을 利用하여도 원의 放熱量은 8% 以內的 計算誤差를 갖는다 하였다.

그림(2.2)에는 이와 같이 하여 本實驗圓과 같은 寸수의 寸이 찬 원에 있어서, 代表的인 熱傳導係數를 갖는 몇가지 材質에 對하여 式(2.6)에 依한 無次元溫度分布의 計算値를 나타내고 있다. 그림(2.2)에서 알 수 있는 바와 같이 熱傳導係數가 적은 材質일수록 圓內의 溫度勾配가 크게 됨을 알 수 있다. 원의 溫度分布 解析에 있어서, 원의 表面에서의 熱傳達係數의 값 h 와 h_L 을 常數라 하였으나 實在로 常數인 境遇는 거의 없다. 즉, 원의 表面에서의 熱傳達係數는 等溫垂直平板에서의 自然對流의 局所 Nusselt 數를 表示하는 式(2.22)에서와 같이 원의 바탕에서부터 距離와 흐름의 狀態 및 周圍 流體의 物性值 等에 따라 變한다. 이와 같은 圓에서의 溫度分布 計算은 원의 熱傳達係數의 決定이 어렵고 또한, 圓內의 溫度分布를 앞에서와 같이 一次元으로 近似시키지 않고 二次元 溫度分布로 嚴密히 計算할 境遇는 計算이 매우 複雜하므로 흔히 數值的 定差方法을 使用하고 있다.

그림(2.3)은 바탕의 溫度를 80°C, 周圍流體의 溫度를 20°C라 假定했을 때 上記 方法에 依하여 求한 寸이 찬 원의 溫度分布의 一例이다. 이 溫度分布는 式(2.6)에 依한 그림(2.2)에서의 無次元溫度分布와 약간의 差가 있다. 이것은 上記 定差方法의 反復計算正確도와 그림(2.2)의 無次元溫度分布 計算에서 [境遇 2]의 式을 使用하므로써 Harper 와 Brown 이 論한 바와 같은 無次元溫度分布의 計

流體의 및 圓의 內徑에서 圓周에 따른 熱傳導係數의 變化는 無視했을 때의 값인 $10 \text{ Kcal/m} \cdot \text{hr} \cdot \text{C}^\circ$ 를 사용했기 때문이라고 생각된다. 그림 (2·3)에서 圓의 外徑으로부터 水平한 方向으로 圓內의 溫度分佈에 無視할 수 있는 範圍 窄았으므로 圓의 x軸方向으로의 溫度分佈만을 나타내었다.

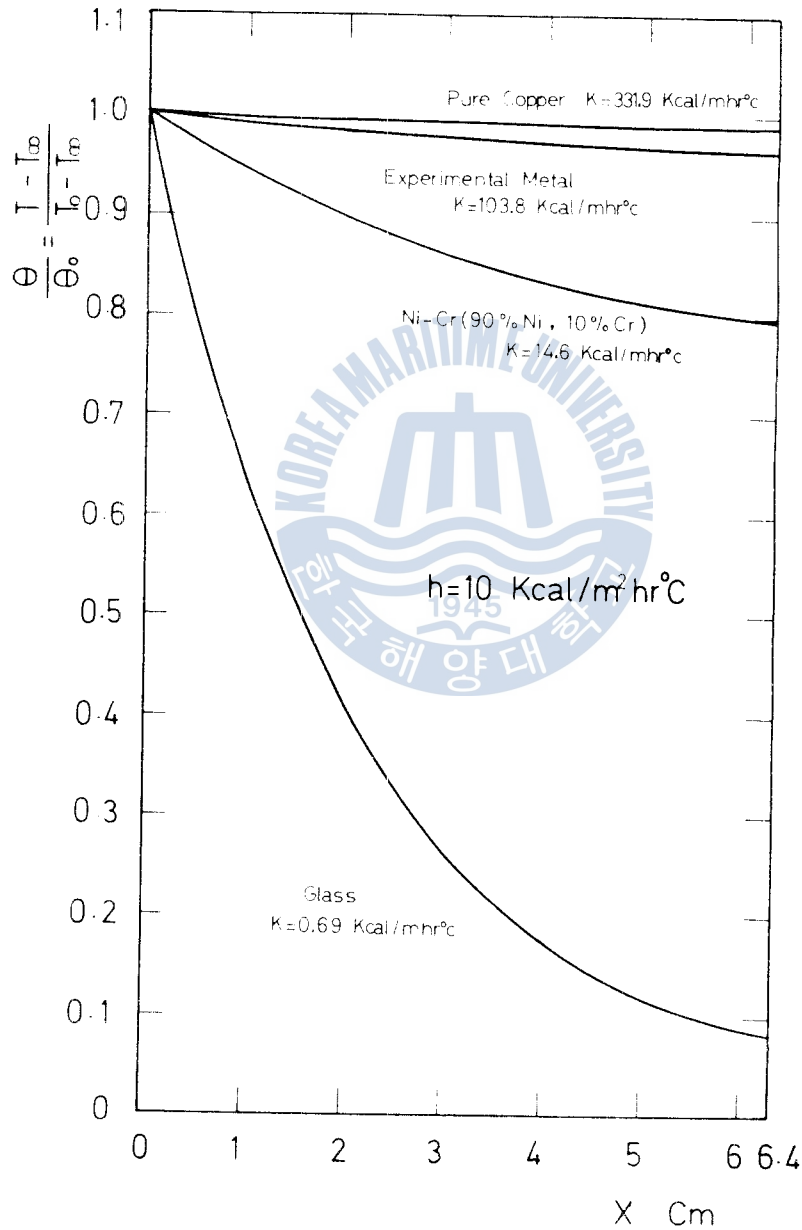


Fig. 2·2 Dimensionless Temperature Distribution

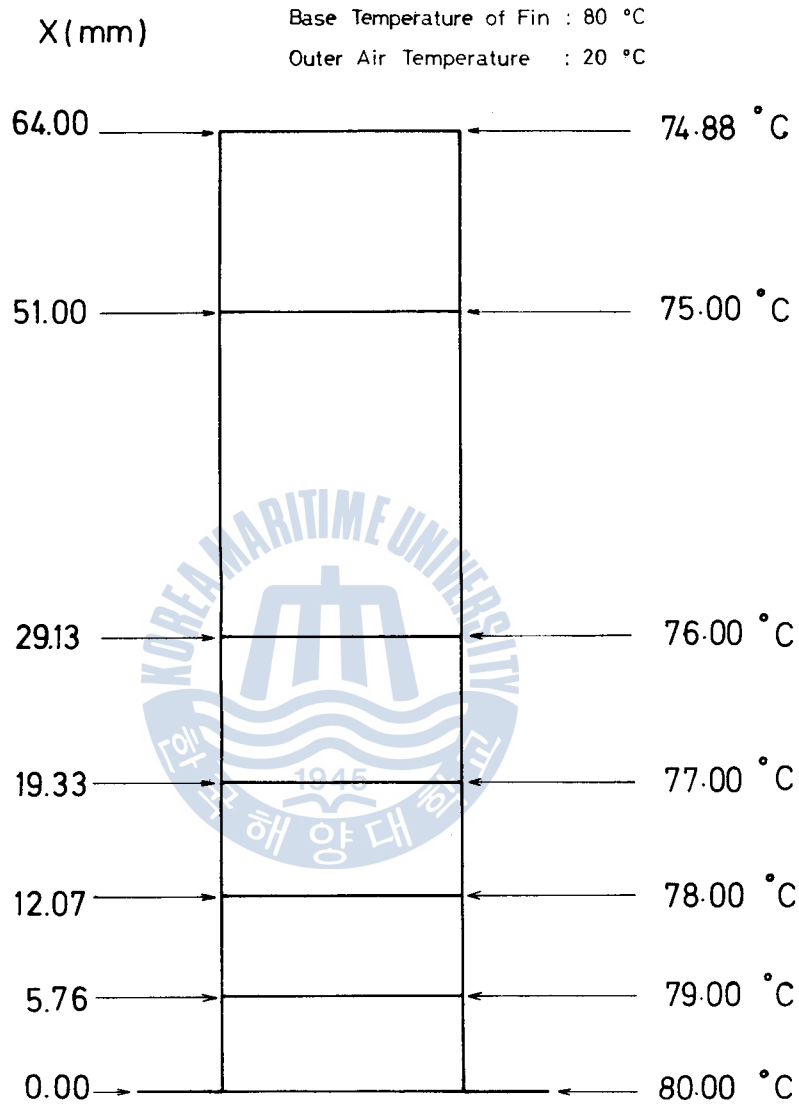


Fig. 2-3 Temperature Distribution by Numerical Finite-difference Technique

(2.2) 輻射率

輻射의 性能은 輻射의 效率로 定義되며 一般적으로 輻射의 效率은 輻射의 모든 部分의 溫度가 輻射의 바탕의 溫度와 同一하다고 假定했을 때 傳達된 熱量에 對한 實際로 傳達된 熱量의 比로 나타낸다.³⁾ 즉, 輻射의 效率은

$$\eta_f = \frac{\int_0^L h_x P (T - T_\infty) dx}{\int_0^L h_x P (T_0 - T_\infty) dx} \quad (2.10)$$

이다. 上式에서 場面熱傳達係數 h 를 常數 h 로 假定할 時에 2·1節의 세 가지의 式에 對한 圓의 場面을 各

$$\eta_{r1} = \frac{\sqrt{hPKA(T_1 - T_2)}}{hPL(T_1 - T_2)} = \frac{1}{mL} \quad (2\cdot11)$$

$$\eta_{r2} = \frac{\sqrt{hPKA(T_1 - T_2)} \tanh mL}{hPL(T_1 - T_2)} = \frac{\tanh mL}{mL} \quad (2\cdot12)$$

$$\eta_{r3} = \frac{\sqrt{hPKA} \frac{\sinh mL + (h_L/mK) \cosh mL}{\cosh mL + (h_L/mK) \sinh mL}}{hPL + h_L A} \quad (2\cdot13)$$

와 같이 된다.

[問題 2]에서 圓의 폭이 無限히 긴 場面의 單位폭당 放熱量은

$$\dot{q} = \sqrt{hK\delta} \theta_0 2 \tanh mL \quad (\text{Kcal/mhr}) \quad (2\cdot14)$$

但, $t = 2\delta$, $\theta_0 = T_1 - T_2$, $P = (2z + 2t) \simeq 2z$

式(2·14)에 $m = \sqrt{hP/KA} \simeq \sqrt{h/K\delta}$ 를 代入하여 整理하면

$$\frac{\dot{q}}{\sqrt{2hKA} \theta_0} = L^{1/2} \tanh aL^{1/2} \quad (2\cdot15)$$

但, $a = \sqrt{2h/AK}$, $A' = 2\delta L$

여기서 A' 를 形態面積(Profile area)라 한다. 一定한 形態面積에서 最大放熱을 하기 위한 斷面의 形狀은 다음과 같이 求할 수 있다. 즉, 式(2·15)를 L 에 關해 微分하여 $d\dot{q}/dL = 0$ 라 하고 整理하면

$$\delta^{1/2} = 3c \frac{1}{\sinh c\delta^{1/2}} \quad (2\cdot16)$$

여기서 $c = \sqrt{hA'^2/K}$ 이다. 式(2·16)에서 $\sinh c\delta^{1/2}$ 을 Maclaurin 級數로 展開하면 近似的으로

$$\sinh c\delta^{1/2} = \frac{e^{c\delta^{1/2}} - e^{-c\delta^{1/2}}}{2} \simeq c\delta^{1/2} + \frac{c^3 \delta^{3/2}}{3!} \quad (2\cdot17)$$

이다. 式(2·17)을 式(2·16)에 代入하여 整理하면

$$\delta_{opt} = 0.437 \left(\frac{hA'^2}{K} \right)^{1/2} \quad (2\cdot18)$$

이 된다. 즉, 一定한 形態面積에서 最大의 放熱을 할 수 있는 最適圓의 두께 ($2\delta_{opt}$)가 決定되고 또 한, 最適圓이

$$L_{opt} = \frac{A'}{2\delta_{opt}} \quad (2\cdot19)$$

로 決定된다. 式(2·18), 式(2·19)로 부터 mL 은

$$mL = \sqrt{\frac{hA'^2}{4K}} \left(\frac{1}{\delta_{opt}} \right)^{1/2} = 1.731 \quad (2\cdot20)$$

과 같이 求해진다. 그러므로 [問題 2]의 圓場面을 나타내는 式(2·12)에 式(2·20)을 代入하면

$$\eta_{r2} = \frac{\tanh mL}{mL} = 0.543 \quad (2\cdot21)$$

이 된다. 즉, 求어진 形態面積에서 圓의 두께 및 길이의 比가 式(2·18) 및 式(2·19)와 같이 放熱量

이 最大가 되도록 最適狀態로 設計되어 있을 境遇 圓의 最適效率은 0.543이 됨을 알 수 있다. 또한 式(2·18)에서와 같이 同一한 形態넓이라 하더라도 圓의 材質에 따른 熱傳導率 및 周圍流體로의 對流熱傳達係數에 따라 圓의 形狀이 바뀔을 알 수 있다.

(2·3) 中空圓의 熱傳導解析

그림(2·4)와 같은 等溫垂直平板에 對한 自然對流의 理論的 局所 Nusselt 數⁷⁾는 自然對流에 對한 積分型에너지方程式 및 積分型運動量方程式으로 부터

$$Nu_x = \frac{h_x \cdot x}{K_a} = 0.508 Pr^{1/2} (0.952 + Pr)^{-1/4} Gr_x^{1/4} \tag{2·22}$$

과 같이 주어져 있다. 여기서 h_x 는 局所熱傳達係數로써

$$h_x = \frac{dq}{T_{w1} - T_{\infty}} \quad (\text{Kcal/m}^2\text{hr}^\circ\text{C}) \tag{2·23}$$

와 같이 Newton의 冷却法則으로 定義된다. 또한, Prandtl 數는

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{C_p \mu_a}{K_a} \tag{2·24}$$

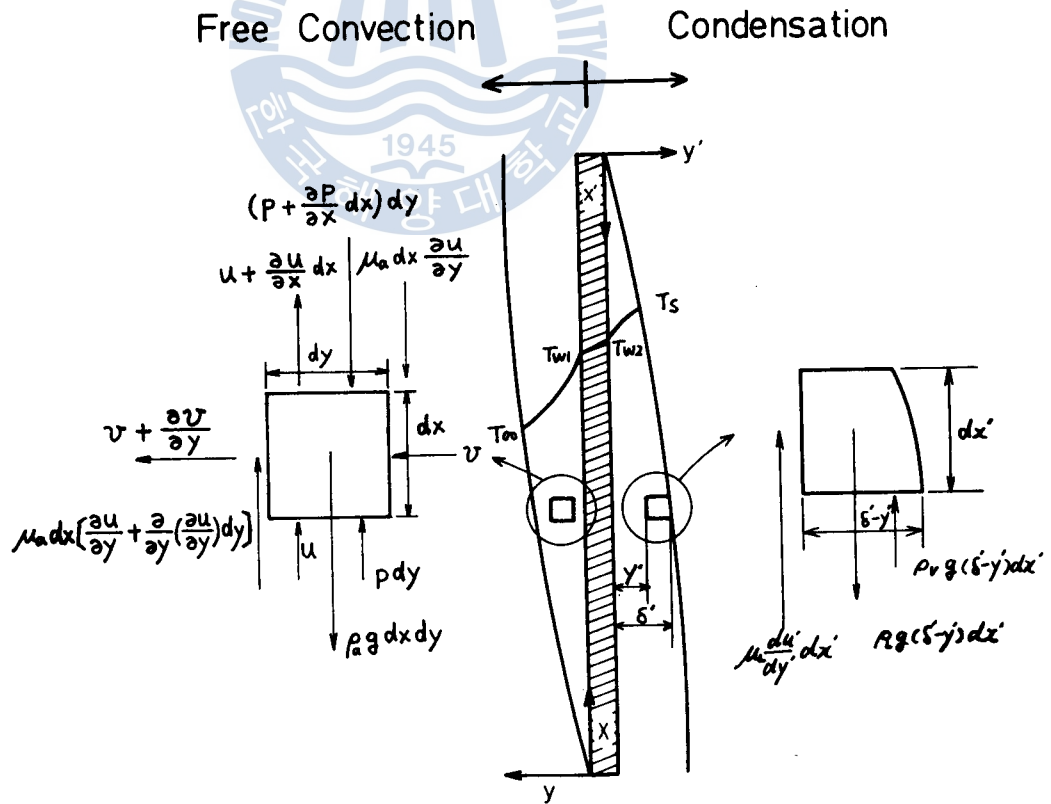


Fig. 2·4 Free Convection and Film Condensation on a Vertical Plate

이며 Grashof 數는

$$Gr_x = \frac{g \beta (T_w - T_\infty) x^3}{\nu^2} \quad (2.25)$$

과 같다.

自然對流系에 있어서 無次元數인 Grashof 數는 強制對流系에서의 Reynolds 數와 같이 層流境界層에서 亂流境界層으로 옮겨가는 遷移를 決定하는 基準이 된다. 垂直平板에서 自然對流을 하고 있는 空氣에 關하여 Eckert 와 Soehngen 은 臨界 Grashof 數가 4×10^3 이 됨을 觀測하였고 다른 流體에 對해서도 10^3 과 10^4 사이에 있다는 것이 알려져 있다.

그림 (2.4) 와 같은 等溫垂直平板에 있어서 層流狀態의 膜凝縮에 關한 理論的 局部 Nusselt 數¹⁾는

$$Nu'_x = \frac{h'_x x'}{K_L} = \left[\frac{\rho_L (\rho_L - \rho_v) g h_{fg} x'^3}{4 \mu_L K_L (T_s - T_w)} \right]^{1/4} \quad (2.26)$$

이다.

凝縮이 일어나는 平板이 충분히 길거나 또는 單位時間當 凝縮量이 많게 되면 凝縮膜에서 亂流가 發生한다. 垂直平板上의 自由落下 凝縮液膜流가 層流인가 亂流인가를 決定하는 基準은 強制對流에서의 마찬가지로 Reynolds 數

$$Re = \frac{u_m \delta'}{\nu} \quad (2.27)$$

이다. 높이가 L 인 垂直平板을 通해 나가는 熱量은 膜凝縮의 發生點으로부터 距離가 L 인 곳에 있어서 膜凝縮의 表面을 通해 나가는 凝縮量의 蒸發潛熱과 같다. 즉,

$$\bar{h}' L (T_s - T_w) = \rho_L u_m h_{fg} \delta' \quad (2.28)$$

이며 \bar{h}' 는 層流狀態의 膜凝縮에 關한 平均熱傳達係數이다. 式(2.27) 과 式(2.28)로부터

$$Re = \frac{\bar{h}' L (T_s - T_w)}{h_{fg} \mu_L} \quad (2.29)$$

로 凝縮液膜의 最大 Reynolds 數가 計算된다. 垂直平板에서 凝縮液膜流의 臨界 Reynolds 數는 대개 400 정도이다.

本 硯究와 같은 거의 等溫狀態의 垂直平板에 對한 自然對流의 理論的 平均熱傳達係數는 式(2.22)로부터

$$h = \frac{1}{L} \int_0^L h_x dx = \frac{4}{3} h_{x=L} \quad (2.30)$$

이며, 層流狀態의 膜凝縮에 關한 理論的 平均熱傳達係數는 式(2.26)으로 부터

$$\bar{h}' = \frac{1}{L} \int_0^L h'_x dx = \frac{4}{3} h'_{x=L} \quad (2.31)$$

이다.

그림 (2.4)에서 垂直平板의 自然對流側 表面溫度 T_w 과 膜凝縮側 表面溫度 T_w 는 다음과 같이 求할 수 있다. 自然對流과 膜凝縮이 同時에 發生하는 垂直平板의 熱의 移動은

膜凝縮에 依해 들어오는 熱量
 = 垂直平板을 傳導에 依해 通過하는 熱量
 = 自然對流에 依해 나가는 熱量

즉,

$$\begin{aligned} \Delta q &= \bar{h}'(T_s - T_{w_2}) \\ &= K \frac{(T_{w_2} - T_{w_1})}{b} = \bar{h}(T_{w_1} - T_\infty) \end{aligned} \quad (2.32)$$

이다. 여기서 K 는 垂直平板의 熱傳導係數(Kcal/m hr°C)이고 b 는 垂直平板의 두께(m)이다. 먼저 T_{w_1} 과 T_{w_2} 의 豫想되는 溫度를 假定하고 豫想溫度에 對한 自然對流의 平均熱傳達係數를 式(2.22) 및 式(2.30)에서 求하고 또한 膜凝縮의 平均熱傳達係數는 式(2.26) 및 式(2.31)에서 求한다. 그림(2.4)와 같은 境遇 熱通過率 U 는

$$\frac{1}{U} = \frac{1}{\bar{h}} + \frac{b}{K} + \frac{1}{\bar{h}'} \quad (2.33)$$

이다. 式(2.33)에서 求한 熱通過率로 式(2.32)에서 單位面積當 平均放熱量을 求하면

$$\Delta q = U(T_s - T_\infty) \quad (\text{Kcal/m}^2\text{hr}) \quad (2.34)$$

이다. 式(2.34)에서 求한 放熱量을 式(2.32)에 代入하여 앞에서 豫想한 溫度의 修正溫度를 求한다. 修正溫度를 다시 豫想溫度로 取하고 上記 方法으로 3~4 회 반복하여 計算하면 거의 正確한 平均表面溫度를 求할 수 있다.

距離에 따른 自然對流와 膜凝縮의 局所熱傳達係數의 變化로 垂直平板表面의 溫度는 距離에 따라 變하지만, 膜凝縮의 平均熱傳達係數와 垂直平板의 熱傳導係數가 큰 境遇 垂直平板表面을 거의 等溫이라 假定할 수 있다.

3. 實驗裝置 및 實驗方法

(3.1) 實驗裝置 概要

그림(3.1)은 實驗裝置의 配置圖이며 그림(3.2)와 그림(3.3)은 實驗用 傳熱圓의 放熱부와 受熱部の 詳細圖이다. 그림(3.5)는 實驗裝置의 全景을 그리고, 그림(3.6)은 實驗用圓의 寫眞이다.

實驗用 傳熱圓의 放熱部는 길이 64mm, 두께 16mm, 幅 132mm인 3개의 中空圓을 圓의 바탕으로 부터 垂直으로 加工하고, 그중 中央圓을 主實驗部로 하였다. 그림(3.1) 및 그림(3.2)에서 보는 바와 같이 圓의 끝에는 PT1/4" 나사를 내고 레벨게이지, 마노미터 및 眞空펌프는 1/4"銅管으로 連結하였다. 圓의 內部表面은 膜凝縮의 順調로운 形成을 위하여 또한, 外部 表面의 屈曲에 의한 渦發生을 막기 위해 매끄럽게 다듬질 되어 있다.

受熱部는 그림(3.3)과 같이 길이 20mm의 長方形圓을 傳熱圓의 幅方向으로 加工하고, 38.5Ω의 抵抗을 가진 Ni-Cr 히터를 插入하였으며, 變壓器로 供給電壓을 調節함으로써 加熱量을 變化시켰다. 受熱部の 側壁에는 3mmφ의 구멍을 뚫어 레벨게이지로 連結하고 또한, 動作流體의 供給 및 排

出時 利用하고 있다.

圖 3·4는 實驗의 放熱部와 受熱部の 構造圖이고, 受熱部로 부터 熱傳導에 의하여 放熱部로 熱의 移動을 막기 위해 接觸部 사이에 絶緣性인 두께 1mm의 Defflon 패킹을 挿入하였다. 受熱部로 부터 放熱부의 放熱을 막기 위해서 受熱部 장치인 마이크로라이프장치 속에 그래스울 閉塞材가 受熱部를 싸고 있다.

傳熱環의 表面溫度를 測定하기 위해 厚さ 50 μ m의 C-A熱電對素線을 電極이 結된 양 極인봉 사이의 空이크를 利用하여 熔接 操作하였고, 實驗部 內의 垂直位置에 環의 바탕으로 부터 16mm, 32mm, 48mm의 位置에 等間隔으로 3개의 熱電對素 環의 바탕에 2개의 熱電對素를 附屬하였다. 또 環, 實驗部 內에서 動作流體의 飽和溫度를 測定하기 위해서 外徑 1.5mm의 十字形 熱電對素 環의 끝으로 測定 裝置하였다. 各 C-A熱電對素 裝置裝置인 인용장치를 通해 選擇스위치로 連結되어 選擇 裝置, 空터미널에 mV로 熱電電力의 나타낸다.

中央 位置에 存在하고 있는 不凝氣는 空기 吸排를 利用하여 除去되고, 레벨게이지로 動作流體의 液面을 測定하며, 壓도미터로써 動作壓力를 測定한다.

實驗部 內의 空기를 換氣裝置이 容易한 裝置을 裝하였다. 實驗材인 空공의 化學的 組成은 표(3·1)과 같은 組成을 構成하고 해서 熱傳導係數를 求하면 다음과 같다.

$$K = 100.8 + 0.15(T - 20) \quad (\text{Kcal/mhr}^\circ\text{C}) \quad (3\cdot1)$$

여, T 는 實驗行던 空공의 溫度이다.

Table 3-1 Compositions Analysis Results

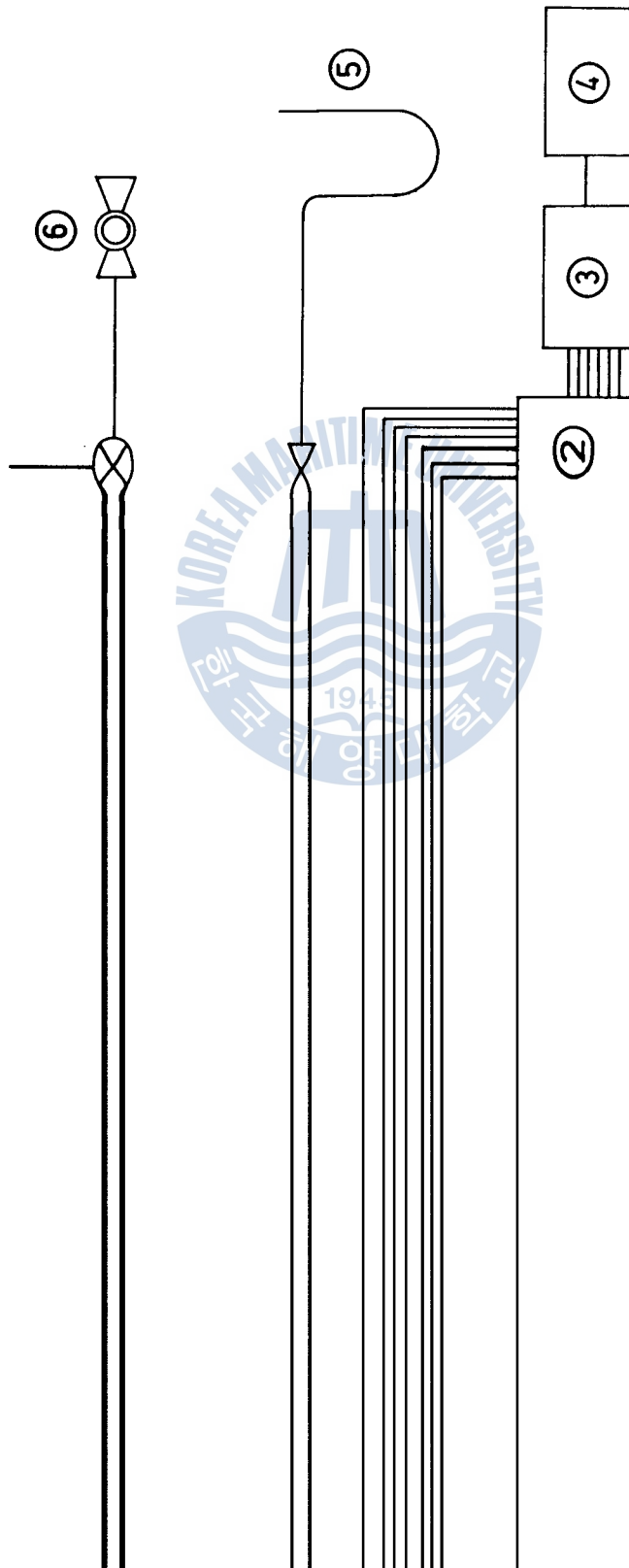
Component	Composition	Component	Composition
Cu	59.98%	Fe	0.21%
Zn	35.78%	Sn	0.76%
Pb	2.84%	Ni	0.16%
Si	0.12%	Remain	0.02%
Al	0.14%		

(3·2) 動作流體

動作流體로써 空공 R-113을 使用하고 있다. R-113의 沸騰點은 水에 比하여 蒸發潛熱이 적으므로 낮은 放熱부으로 相變化를 起할 수 있다. 또한, 常溫에서 液體狀態이므로 保存이 容易하고 有毒性이 거의 없는 長點이 있다.

3·3: 實驗方法

實驗에 利用되는 C-A熱電對素素線의 成分, 인용장치, 選擇스위치 등에 따라 熱電力特性이 一般的으로 다르다. 따라서, 本 實驗에서 使用한 C-A熱電對素는 모두 最小인급 0.1 $^\circ$ C의 標準溫度計로 다음과 같은 方法으로 檢定하여서, 圖 3·7과 같은 檢定曲線을 얻었다. 이 檢定方法은 標準溫度



Apparatus

出時 利用하고 있다.

그리고(3·4)는 實驗環의 放熱部와 受熱部의 寸法이고, 受熱部로부터 熱傳달에 의하여 放熱部로 熱의 移動을 하기 위해 接觸部 사이에 1mm의 두께 1mm의 Deflon 패킹을 挿入하였다. 受熱部로부터 蒸氣로의 放熱을 막기 위해서 放熱部 상하의 페이코라이드상자 속에 グラス울 絶熱材가 受熱部를 싸고 있다.

熱電對의 表面溫度를 測定하기 위해 直徑 50 μ m의 C-A熱電對 素線을 電極이 結된 양 極연봉 사이의 空隙를 利用하여 熔接 施行하였고, 受熱部 內의 垂直徑에 對의 바탕으로부터 16mm, 32mm, 48mm의 位置에 等間隔으로 3개의 熱電對의 內의 바탕에 2개의 熱電對를 附設하였다. 또한, 動作流體의 飽和溫度를 測定하기 위해서 外徑 1.5mm ϕ 祿스形 熱電對를 環의 끝으로 插入 測定하였다. 各 C-A熱電對는 檢定檢閱된 檢定證書를 持有 選擇소위키로 連繫되어 選擇 可能, 檢定誤差 mV로 表示電力이 나타낸다.

中 間의 檢定 證書에 있는 不純物의 成分은 檢定證書를 檢閱하여 除去되고, 檢定되어지고 動作流體의 檢定을 行하며, 巴로미터로써 動作壓力를 測定한다.

實驗用 蒸氣環을 機械加工이 行된 蒸氣를 供給한다. 供給되는 蒸氣의 化學的 組成은 式(3·1)과 같이 表示 基礎로 해서 熱傳達係數를 求하면 다음과 같다.

$$K = 100.8 + 0.15(T - 20) \quad (\text{Kcal/mlhr}^\circ\text{C}) \quad (3\cdot1)$$

但, T 는 實驗行인 蒸氣의 溫度이다.

Table 3·1 Compositions Analysis Results

Component	Composition	Component	Composition
Cu	59.98%	Fe	0.21%
Zn	35.78%	Sn	0.76%
Pb	2.84%	Ni	0.16%
Si	0.12%	Remain	0.02%
Al	0.14%		

(3·2) 動作流體

動作流體로써 물과 R-113를 使用하고 있다. R-113의 沸騰은 물에 比하여 蒸發潛熱이 적으므로 낮은 熱부으로 相變化를 行할 수 있다. 또한, 常溫에서 液體狀態이므로 保存이 容易하고 有毒性이 無인 長點이 있다.

3·3 實驗方法

實驗에 利用되는 C-A熱電對는 素線의 成分, 檢定證書, 選擇소위키 등에 따라 起電力特性이 一般적으로 다르다. 따라서, 本 實驗에서 使用한 C-A熱電對는 모두 最小분급 0.1 $^\circ$ C의 標準溫度計로 다음에 記述 方法으로 檢定하여서 이 그림(3·7)과 같은 檢定曲線을 얻었다. 이 檢定方法을 標準溫度

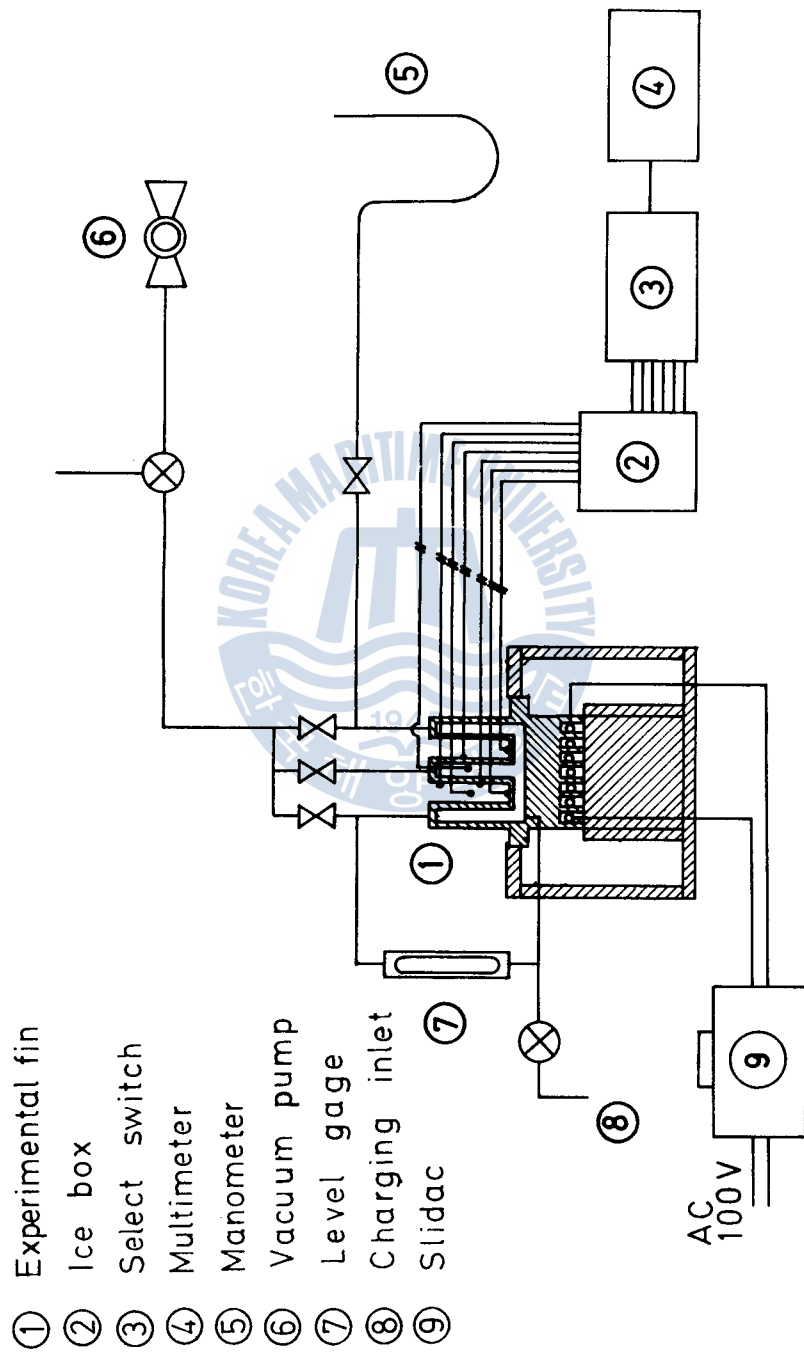
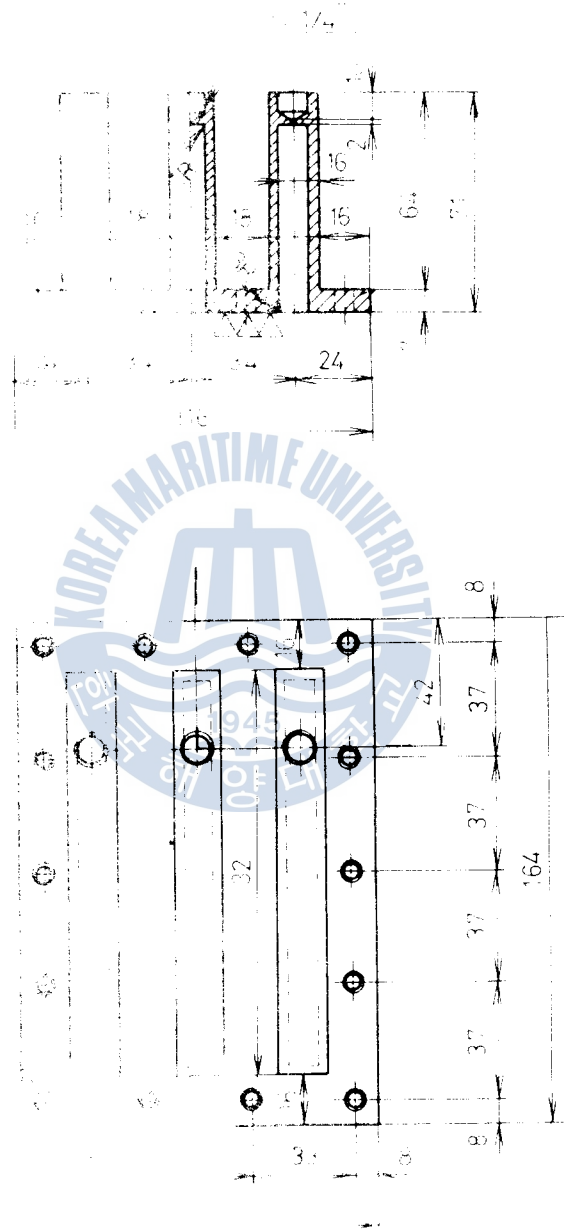


Fig. 3.1 Schematic Diagram of Experimental Apparatus



Unit: mm

Fig. 3-2 Details of Experimental Fin

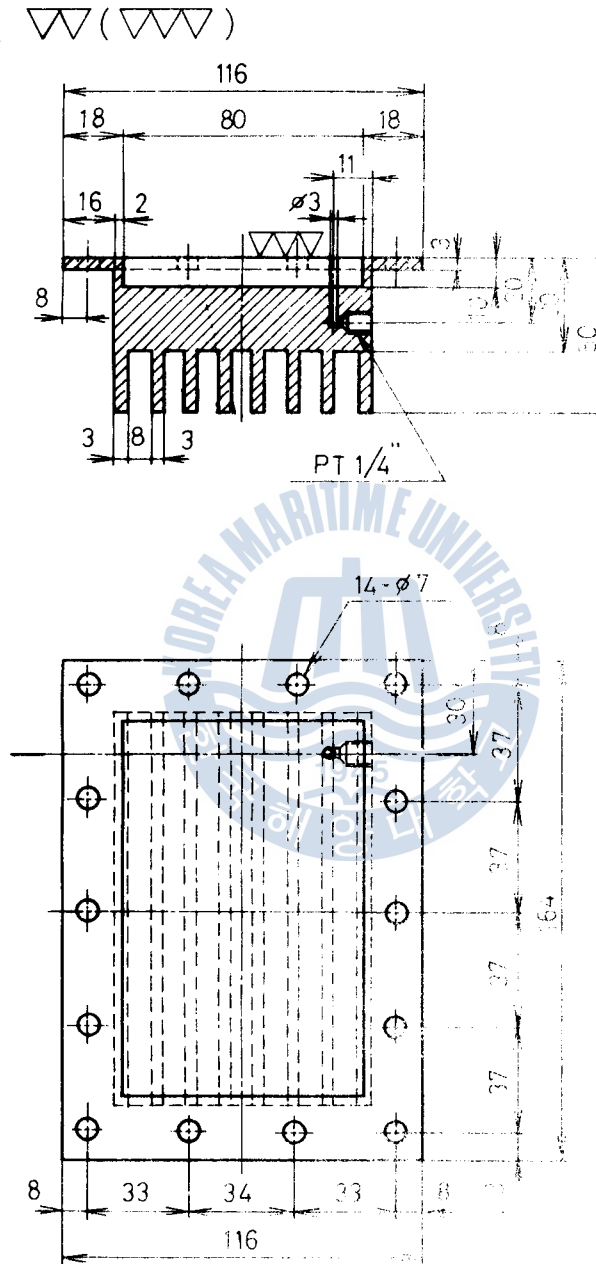


Fig. 3-3 Details of Experimental Fin

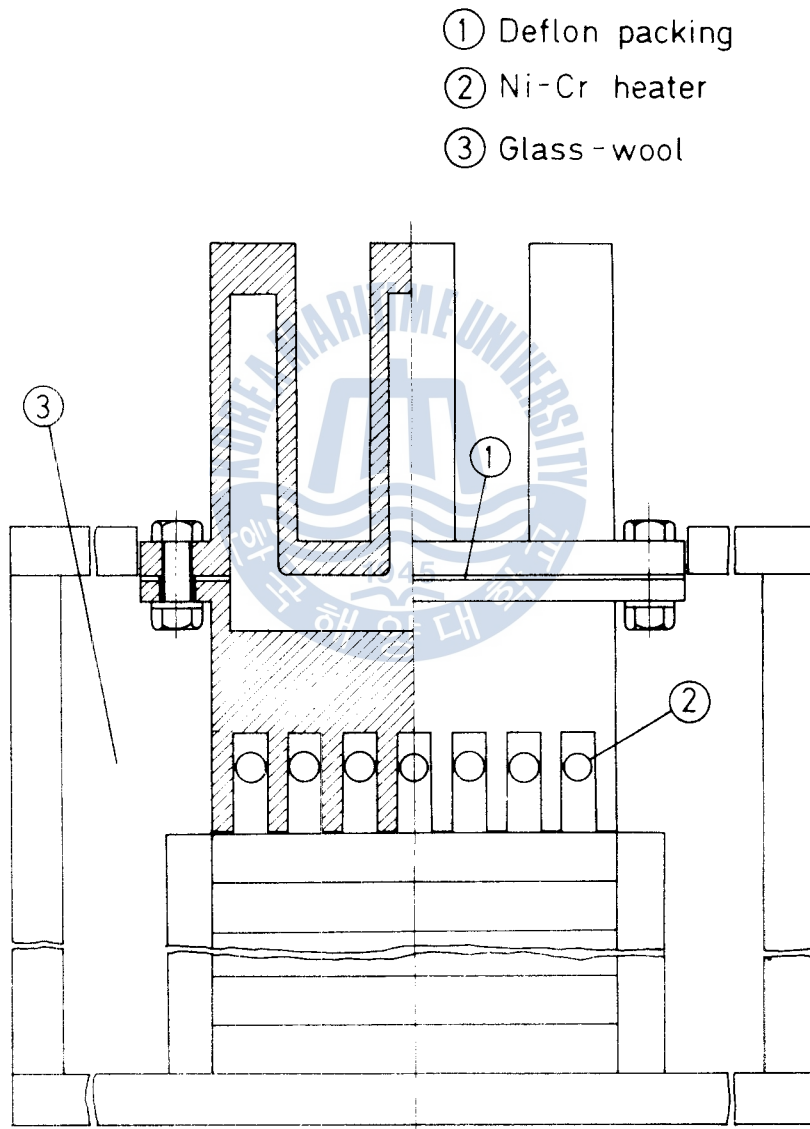


Fig. 3-4 Schematic Assembling Diagram of Experimental Fin

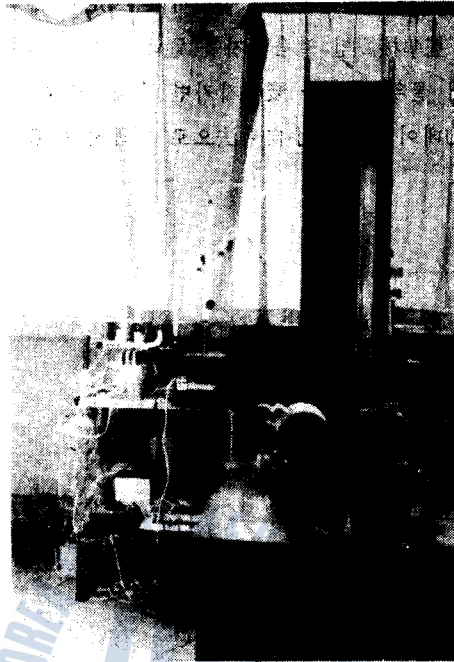


Fig. 3-5 Photo of Experimental Apparatus

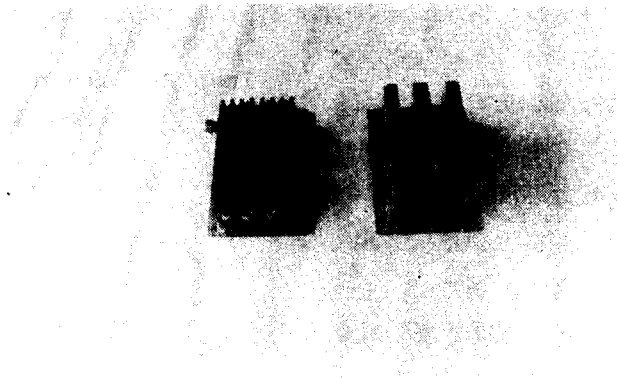


Fig. 3-6 Photo of Experimental Fin

計를 檢定하고자 하는 熱電對素線의 尖端部分과 一致시켜 一定한 溫度를 維持할 수 있는 斷熱된 容器속의 물에 넣었으며, 이 때 基準接點인 얼음상자를 通해서 멀티미터에 나타난 直流電壓(mV)과 標準溫度計의 溫度를 比較하면서 물의 溫度를 變化시키면 直流電壓과 溫度와의 關係를 얻을 수 있다. 表(3·2)는 各 熱電對의 起電力데이터를 最小自乘法으로 處理하여 數式化한 것이다.

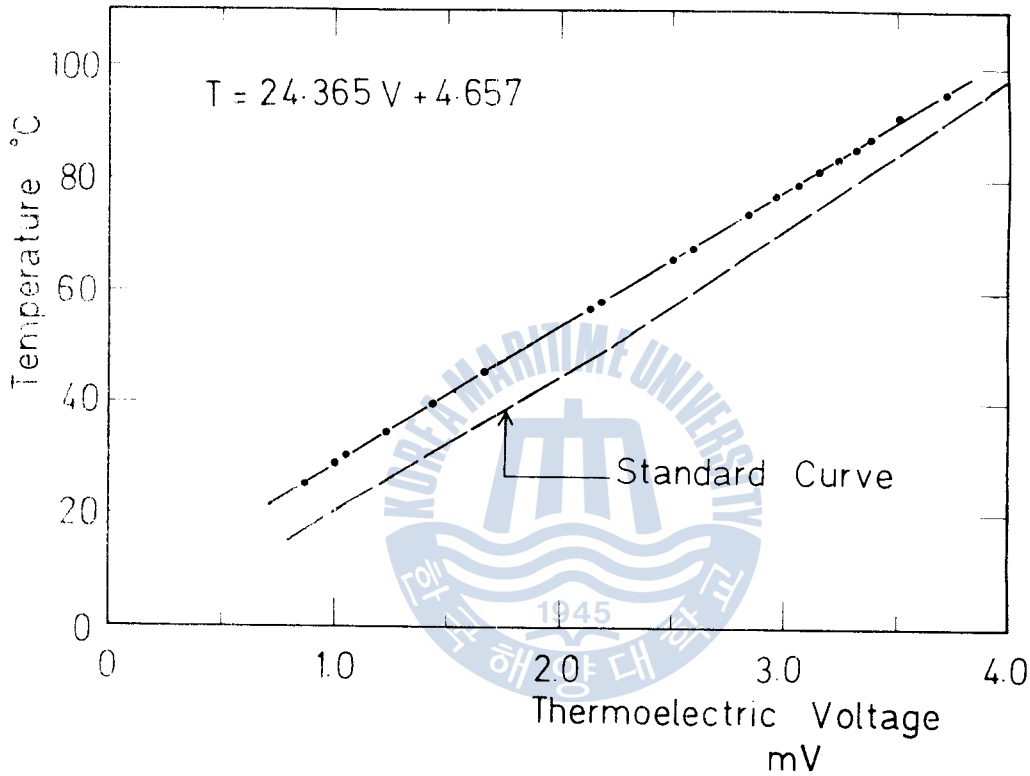


Fig. 3·7 Calibration Curve of C-A Thermocouple (No. 1)

實驗裝置의 氣密을 確認하기 위하여 動作流體를 供給하는 벨브로 3 kg/cm²abs의 壓縮空氣를 물에 넣고 耐壓實驗을 하였다. 이 때 마노미터 水銀柱의 높이로 부터 壓力降下가 없었음을 確認함으로써 實驗裝置內의 氣密을 維持하였다.

動作流體는 眞空幫프로 綫內를 眞空으로 만들 어서 大氣壓을 利用 充填되며 充填流量은 레벨 게이지로 監視하였다. 充填後 다시 眞空幫프로 吸引하여 그 때의 室內溫度에 該當하는 動作流體의 飽和壓力까지 氷凝했다. 이렇게 해서 綫內의 不凝縮가스를 거의 除去함으로써, 綫內의 不凝縮가스로 因해 膜凝縮이 妨害되지 않도록 했

Table 3·2 Calibration Results of C-A Thermocouples by Least-squares Curve Fitting

No. 1	Y = 48.73X + 9.314
No. 2	Y = 49.138X + 9.71
No. 3	Y = 49.451X + 9.121
No. 4	Y = 49.633X + 8.859
No. 5	Y = 49.171X + 9.461
No. 6	Y = 49.168X + 9.877
standard	Y = 51.328X + 14.409

Y = Temperature (°C)
X = Thermoelectric Voltage (mV)

다.

實驗은 加熱電壓, 各部의 溫度 및 動作壓力이 一定히 維持되는 定常狀態下에서 行하여졌다.

定常狀態下에서 最大熱負荷를 $920 \text{ Kcal/m}^2\text{hr}$ 로 하였을 때 中空圓 垂直側壁의 自然對流에 關한 Grashof 數는 式(2.25)로 부터 0.194×10^7 으로 된다. 또한, 中空圓 垂直側壁의 膜凝縮에 關한 Reynolds 數는 式(2.29)로부터 391로 된다. 이것은 自然對流系에서의 臨界 Grashof 數 = $10^8 \sim 10^9$ 과 膜凝縮系에서의 臨界 Reynolds 數 = 400보다 적은 範圍이다. 즉, 中空圓의 垂直側壁上의 自然對流 및 膜凝縮에 있어서 實驗은 層流狀態로 維持하여 實驗이 行하여졌다. 그리고 定常狀態下에서 各部의 溫度, 動作壓力 및 加熱電壓을 測定하고, 供給電壓을 變化시키며 實驗을 行하였다.

4. 實驗結果 및 考察

(4.1) 定差方法에 의한 中空圓의 理論解析

實驗中空圓의 溫度分布計算에 있어서 그림(4.1)과 같은 數值的 定差方法을 利用하여 解析하였다. 즉, 二次元 物體를 $x \cdot y$ 方向으로 同一한 增分으로 나누고, 各 交點을 같은 熱傳導係數를 가진 假想的인 막대로 서로 連結하였을 때와 같다고 한다.

이렇게 하면 定常狀態下에서 各 交點으로 들어오는 熱量的 代數합은 0이므로 物體內의 任意交點 (m, n) 을 考慮하여 보면

$$q_{m-1, n-m, n} + q_{m, n-1-m, n} + q_{m+1, n-m, n} + q_{m, n+1-m, n} = 0 \quad (4.1)$$

이다. 즉,

$$K\Delta y \frac{T_{m-1, n} - T_{m, n}}{\Delta x} + K\Delta x \frac{T_{m, n-1} - T_{m, n}}{\Delta y} + K\Delta y \frac{T_{m+1, n} - T_{m, n}}{\Delta x} + K\Delta x \frac{T_{m, n+1} - T_{m, n}}{\Delta y} = 0 \quad (4.2)$$

이고 $\Delta x = \Delta y$ 라 하면

$$T_{m, n} = \frac{T_{m+1, n} + T_{m-1, n} + T_{m, n+1} + T_{m, n-1}}{4} \quad (4.3)$$

이다. 物體表面의 任意交點 $(m-1, n-1)$ 을 考慮하면

$$K\Delta y \frac{T_{m, n-1} - T_{m-1, n-1}}{\Delta x} + \frac{K\Delta x}{2} \cdot \frac{T_{m-1, n} - T_{m-1, n-1}}{\Delta y} + \frac{K\Delta x}{2} \frac{T_{m-1, n-2} - T_{m-1, n-1}}{\Delta y} + \bar{h}\Delta y (T_{m-2, n-1} - T_{m-1, n-1}) = 0 \quad (4.4)$$

이고 $\Delta x = \Delta y$ 라 하면

$$T_{m-1, n-1} = \frac{\frac{1}{2}(T_{m-1, n} + 2T_{m, n-1} + T_{m-1, n-2}) + \frac{\bar{h}\Delta y}{K} T_{\infty}}{\left(\frac{\bar{h}\Delta y}{K} + 2\right)} \quad (4.5)$$

로 된다.

同一한 方法으로 對流境界를 갖는 任意 外部모퉁이 $(m-1, n+1)$ 은

$$T_{m-1, n+1} = \frac{T_{m, n+1} + T_{m-1, n+2} - \frac{h\Delta y}{2} T_{\infty}}{2\left(\frac{h\Delta y}{K} + 1\right)} \quad (4.6)$$

이고 内部모퉁이 $(m+1, n-1)$ 은

$$T_{m+1, n-1} = \frac{\left[T_{m+1, n} + T_{m, n-1} + \frac{1}{2}(T_{m+1, n-1} + T_{m+1, n-2}) + \frac{h\Delta y}{K} T_{\infty}\right]}{\left(3 + \frac{h\Delta y}{K}\right)} \quad (4.7)$$

이나,

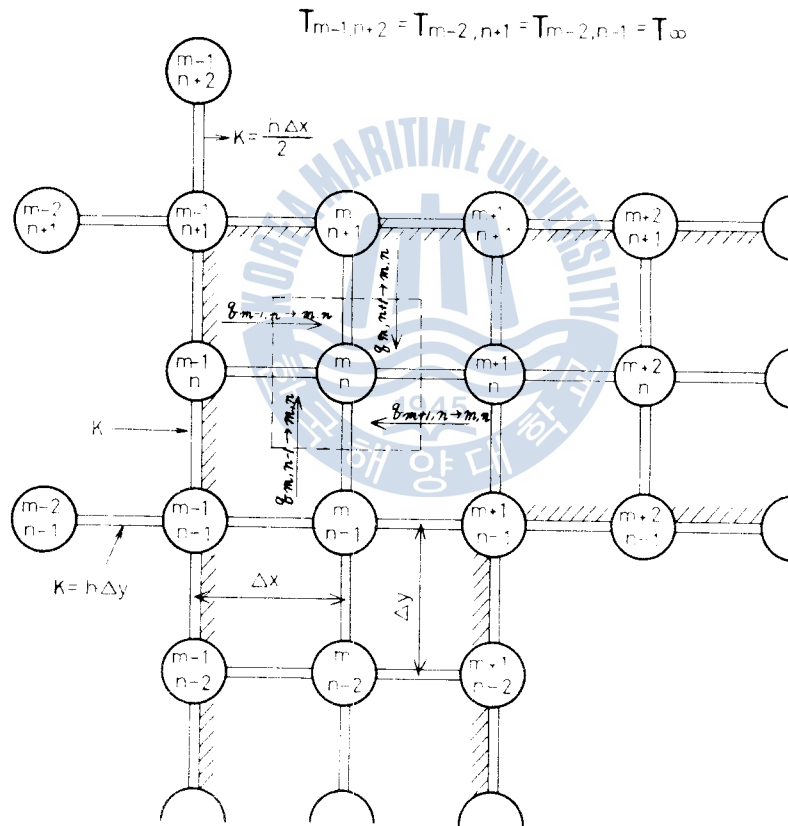


Fig. 4.1 Diagram Showing Nodal Points for Two-dimensional Finite-difference Technique

그림 (4.2)는 實驗中空爐의 溫度分布計算에 있어서 式(4.3), 式(4.5), 式(4.6) 및 式(4.7)을 利用한 數值的 定差方法의 計算을 위한 Flow chart 이다. 實際 計算에 있어서 $\Delta x = \Delta y = 1\text{mm}$ 로 하고, 各 表面 交換에서 自然對流와 膜殼層의 熱傳導係數는 各各式(2.22)와 式(2.26)에서의 局部對流係數를 使用하였다. 또한, 各 交換의 熱傳導係數는 式(3.1)을 使用하였다.

그림(4.3), 그림(4.4), 그림(4.5) 및 그림(4.6)은 各 熱電對 附着點에 있어서 上述 定差方法에 依

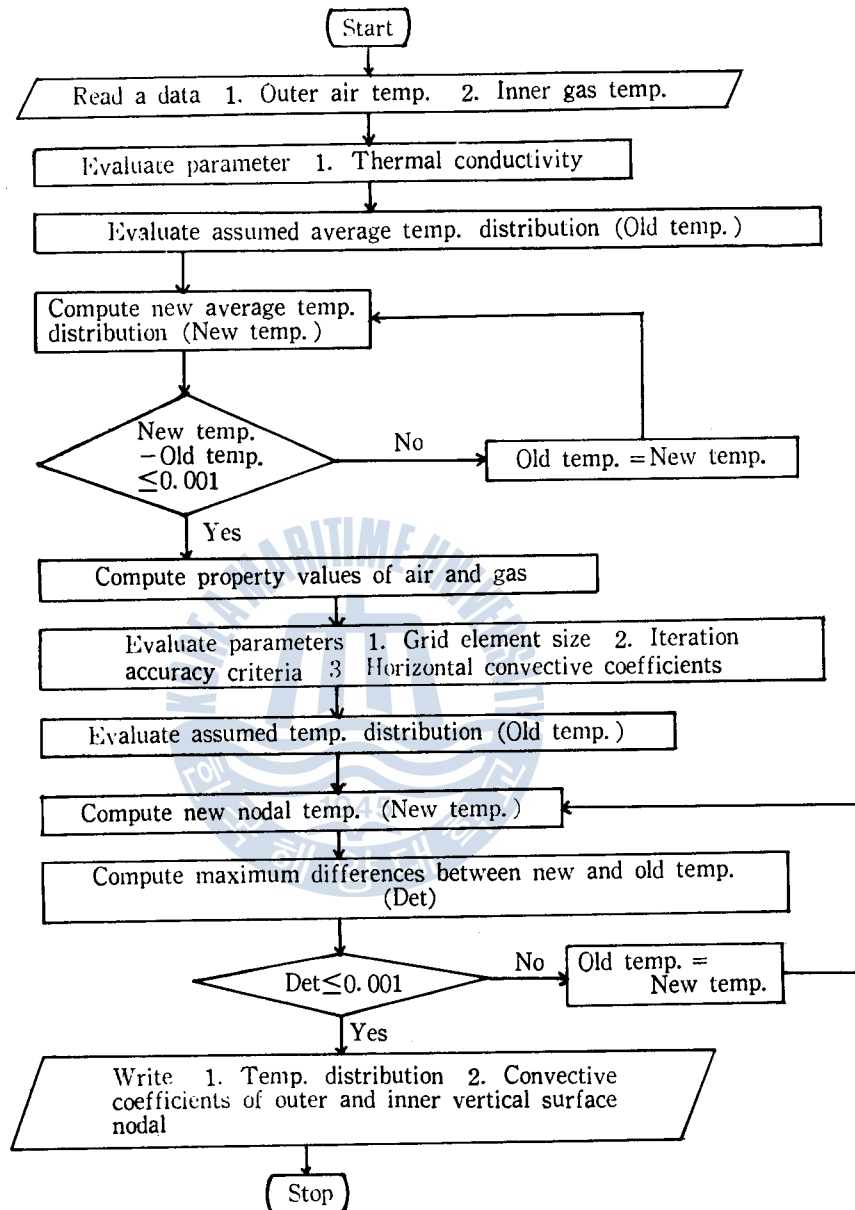


Fig. 4.2 Flow Chart for Numerical Solution of Temperature Distribution to the Empty Fin

해 求한 溫度와 實驗을 通해 求한 溫度와의 比較를 나타내고 있다. 이들 그림에 있어서 各各의 그림의 橫軸인 T_1, T_2, T_3 는 垂直側壁에 圓의 끝으로부터 16mm, 32mm, 48mm의 位置에 附着된 熱電對에서 測定한 溫度이며, T_5 는 圓의 바탕에서 測定한 溫度이다. 또한, 上記 그림의 縱軸인 $T_{8,58}, T_{8,40}, T_{8,24}$ 및 $T_{1,8}$ 은 各各 T_1, T_2, T_3 및 T_5 溫度를 測定하기 爲해 熱電對가 附着된 中空圓 表面交點의 定差方法에 依해 計算한 溫度이다. 위 4개의 그림에서 點들이 直線에 近似하고 있는 것으로 보아 數值的 定差方法에 依한 溫度와 測定溫度가 잘 一致하고 있는 것을 알 수 있다.

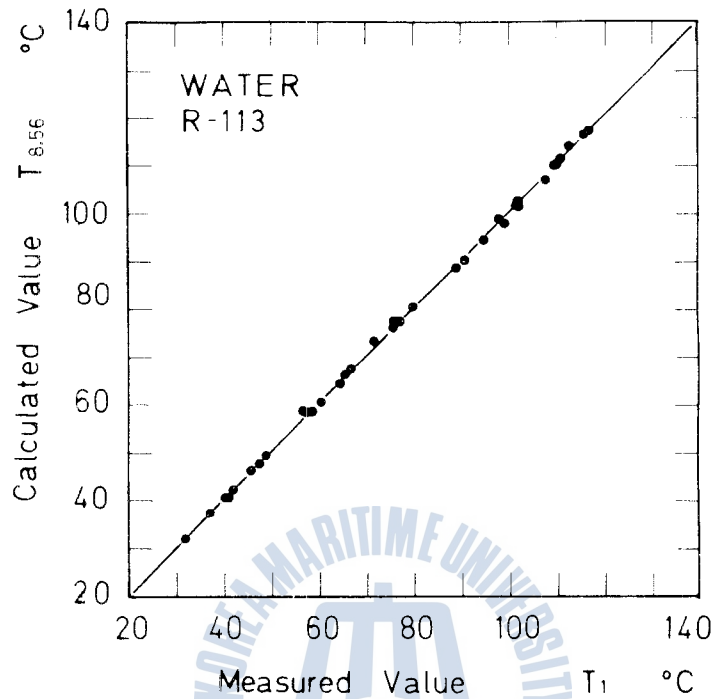


Fig. 4.3 Comparison of Calculated Wall Temperature with Measured Value at $x=48.0\text{mm}$

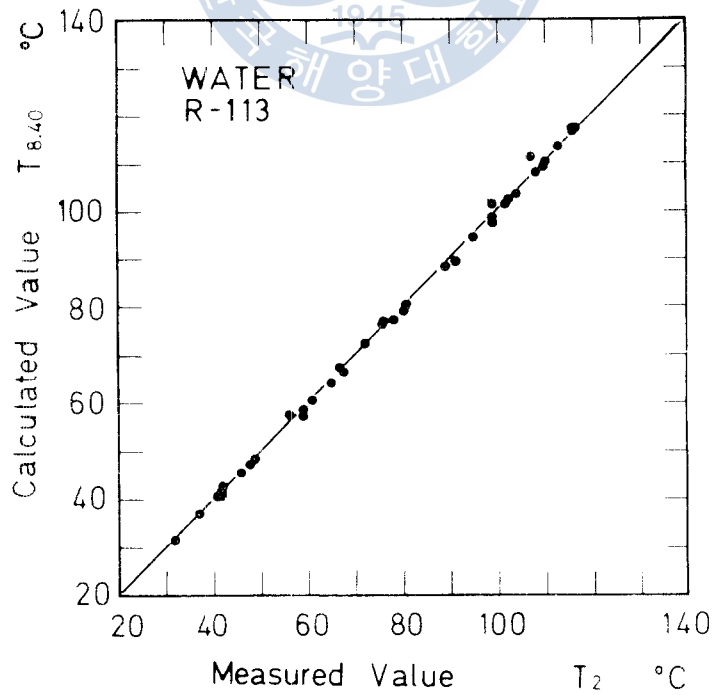


Fig. 4.4 Comparison of Calculated Wall Temperature with Measured Value at $x=32.0\text{mm}$

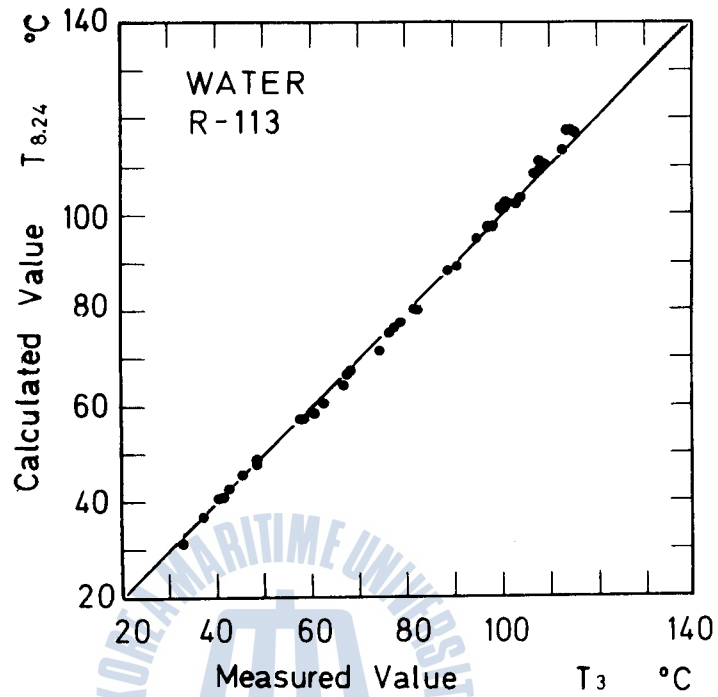


Fig. 4.5 Comparison of Calculated Wall Temperature with Measured Value at $x=16.0\text{mm}$

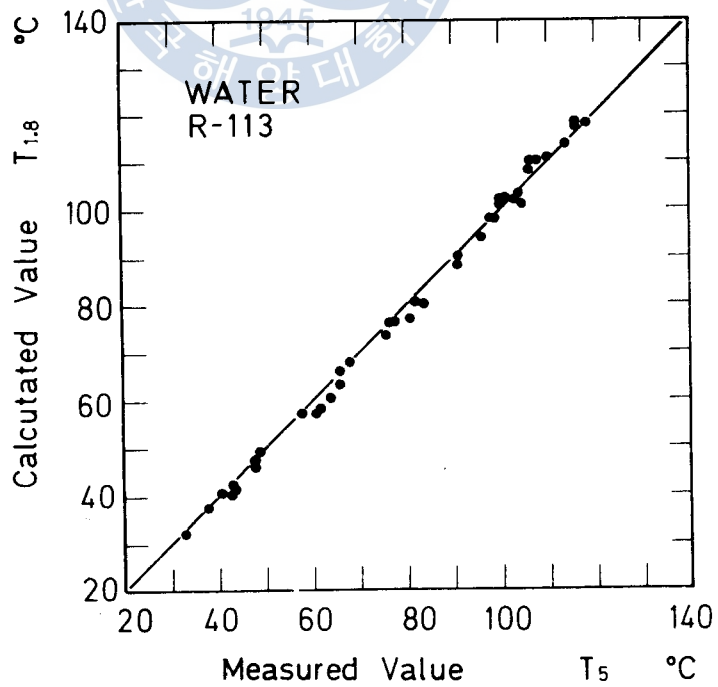


Fig. 4.6 Comparison of Calculated Wall Temperature with Measured Value at the Base

(4·2) 考 察

그림(4·7)은 本 實驗에서 使用한 流体 R-113에 對한 加熱量의 變化에 따른 動作流體의 飽和溫度 와 實驗值의 周圍流體溫度와의 差($T_s - T_w$)를 나타낸다. 그림(4·7)의 結果로 부터 動作流體의 種類 에 關係없이

$$(T_s - T_w) = 0.4931 \times q^{0.727} \tag{4·8}$$

과 같은 結果式을 얻었다.

그림(4·8), 그림(4·9) 및 그림(4·10)은 實驗圓의 垂直側壁에 附屬된 熱電對에서 測定한 溫度와 周圍流體溫度와의 差 ($T_1 - T_w$), ($T_2 - T_w$) 및 ($T_3 - T_w$)를 各各 나타내고 있다. 위 그림들에서 알 수 있는 바와 같이 加熱量이 增加함에 따라 ($T_1 - T_w$), ($T_2 - T_w$), ($T_3 - T_w$)도 式(4·8)과 같이 本實驗 範圍에서 거의 指數函數의 形式으로 增加함을 알 수 있으며 또한, 動作流體의 種類에 關係없이 定해진 加熱量에서 最高 溫度差는 거의 一定하였다. 따라서, 本實驗과 같은 中空圓에서는 動作流體의 種類에 關係없이 一定한 加熱量에서는 ($T_s - T_w$)값이 一定하므로 飽和壓力이 낮은 流體를 動作流體로 使用 함으로써 中空圓의 壓力이 낮게 維持되어 圓의 強度上 좋다고 생각된다.

그림(4·11)은 式(2·30)으로 부터 計算한 自然對流에 關한 平均熱傳達係數의 計算值(\bar{h})와 式(2·23)과 같이 本實驗에서 測定한 局所熱傳達係數를 單純平均한 값(h_m)과 比較한 것이다. 이 그림에서 알 수 있는 바와 같이 實驗值는 거의 $\pm 10\%$ 以內의 誤差를 갖는다.

그림(4·12), 그림(4·13) 및 그림(4·14)는 水의 實驗에 있어서 T_1 , T_2 , T_3 溫度를 圓의 바탕溫度에

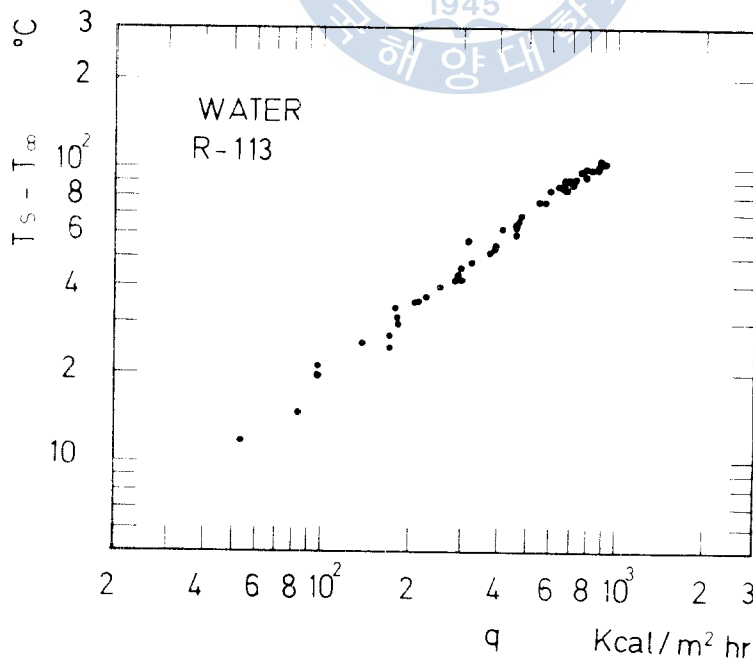


Fig. 4·7 Correlation of ($T_s - T_w$) versus Heat Flux

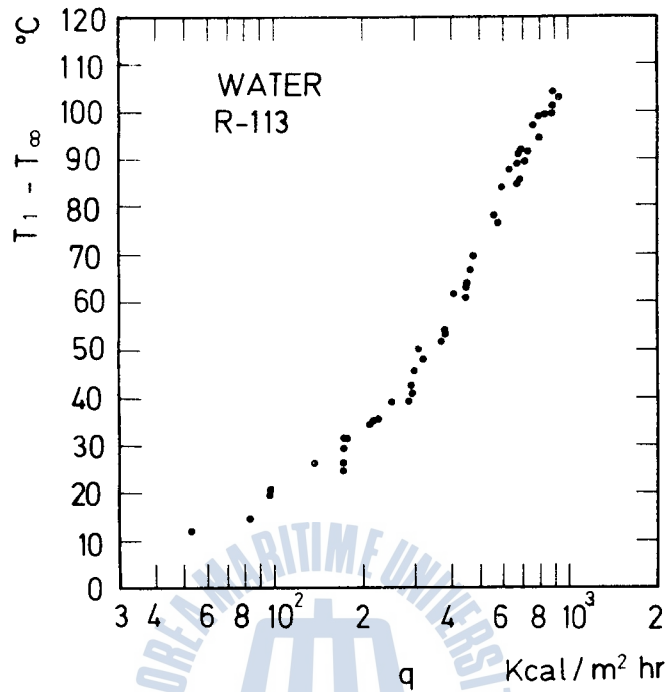


Fig. 4-8 Wall Temperature Difference, ($T_1 - T_\infty$) versus Heat Flux at $x=48.0\text{mm}$

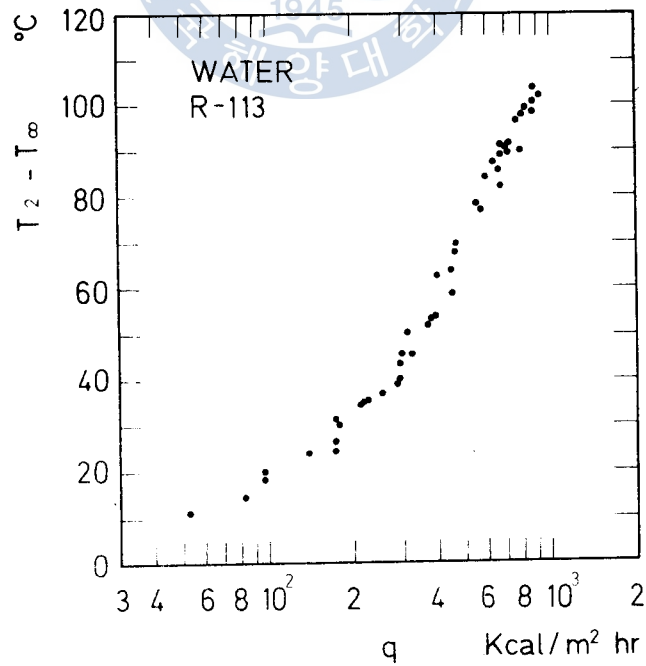


Fig. 4-9 Wall Temperature Difference, ($T_2 - T_\infty$) versus Heat Flux at $x=32.0\text{mm}$

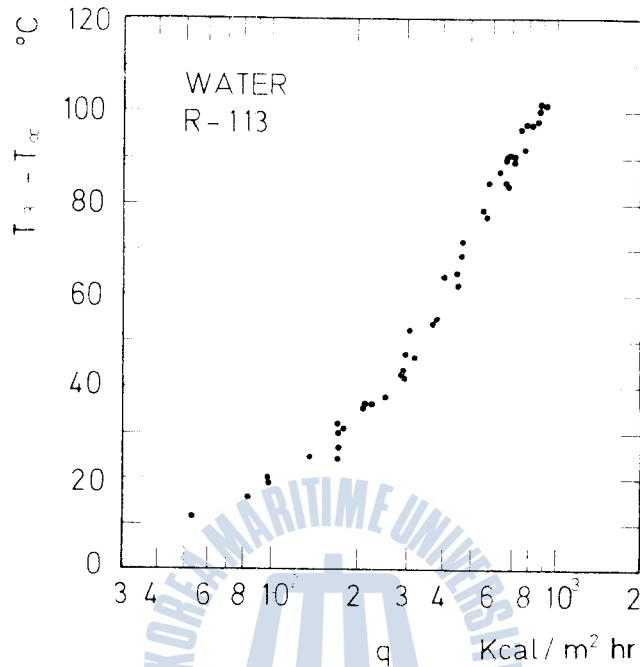


Fig. 4-10 Wall Temperature Difference, $(T_w - T_{\infty})$ versus Heat Flux at $x=16.0\text{mm}$

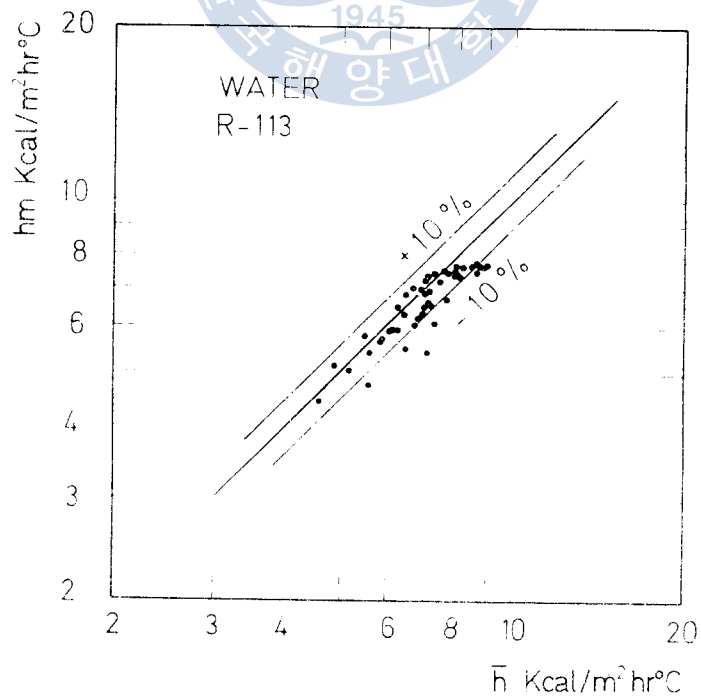


Fig. 4-11 Calculated Mean Heat Transfer Coefficient versus Measured Value

對한 無次元溫度로 加熱量에 對하여 比較整理한 結果이다. 또한, 그림(4·15), 그림(4·16) 및 그림(4·17)은 마찬가지로 R-113에 關한 結果이다. 그림(4·12)~그림(4·17)에서 알 수 있는 바와 같이 全加熱量範圍에서 無次元溫度는 加熱量에 關係없이 거의 1이 된다. 즉, 靚의 全表面溫度는 바탕의 溫度와 거의 同一하므로 式(2·10)으로부터 靚의 效率은 $\eta \approx 1$ 이다. 이는 動作流體가 中空靚內에서 熱傳達係數가 큰 膜凝縮을 하므로써 靚의 길이 方向을 통해 거의 等溫表面을 維持하기 때문이다.

표(4·1)은 中空靚의 周圍流體溫度를 20°C, 內部 飽和蒸氣溫度를 80°C로 하고 實驗中空靚과 같은 靚수를 가진 여러가지 材質의 中空靚에 對해서 熱傳導係數의 變化에 따른 中空靚 表面의 平均溫度를 數值的 定差方法으로 比較한 것이다. 표(4·1)에서 中空靚의 平均表面溫度 및 自然對流의 平均熱傳達係數는 本研究에서와 같이 靚의 側壁의 두께가 얇기 때문에 靚의 材質의 特性인 熱傳導係數에 그다지 큰 影響을 받지 않는다는 것을 알 수 있다.

Table 4·1 Calculation of Temperature Distribution by Numerical Finite-difference Technique with Changing of Thermal Conductivity

K at 20.0°C	Average surface temp.	Average surface heat-transfer coefficient
100.0	79.9057	6.4788
70.0	79.9030	6.4788
50.0	79.9000	6.4787
20.0	79.8883	6.4784

Outer air temperature : 20°C
Inner gas temperature : 80°C

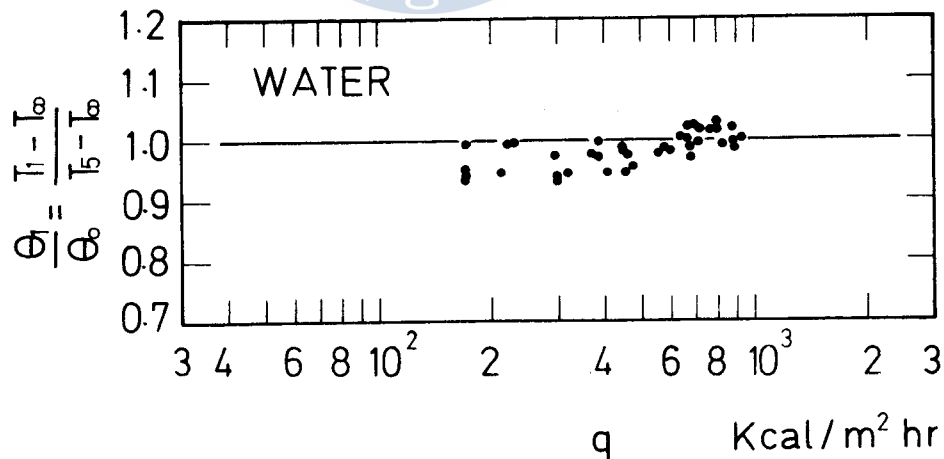


Fig. 4·12 Dimensionless Wall Temperature versus Heat Flux for Water ($x=48.0\text{mm}$)

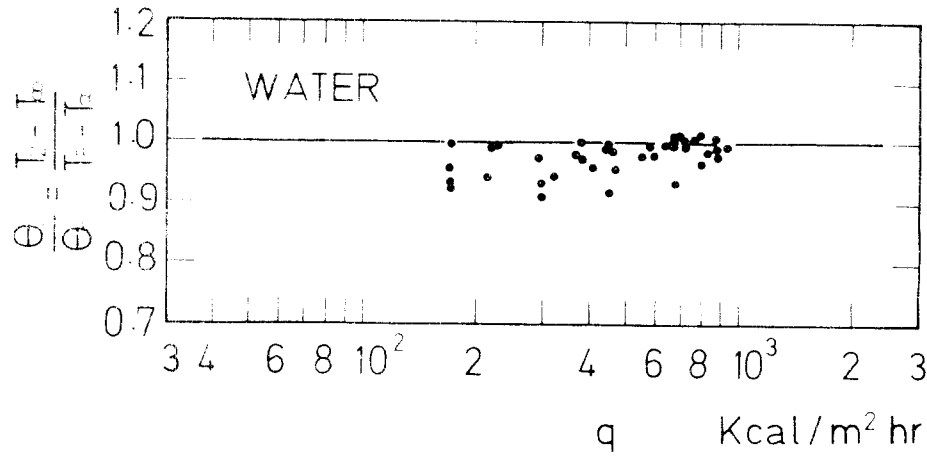


Fig. 4-13 Dimensionless Wall Temperature versus Heat Flux for Water ($x=32.0\text{mm}$)

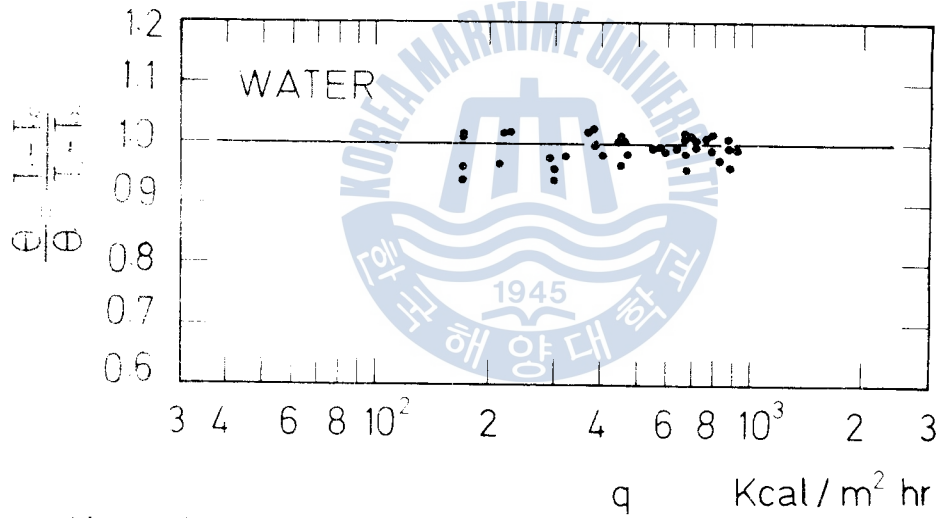


Fig. 4-14 Dimensionless Wall Temperature versus Heat Flux for Water ($x=16.0\text{mm}$)

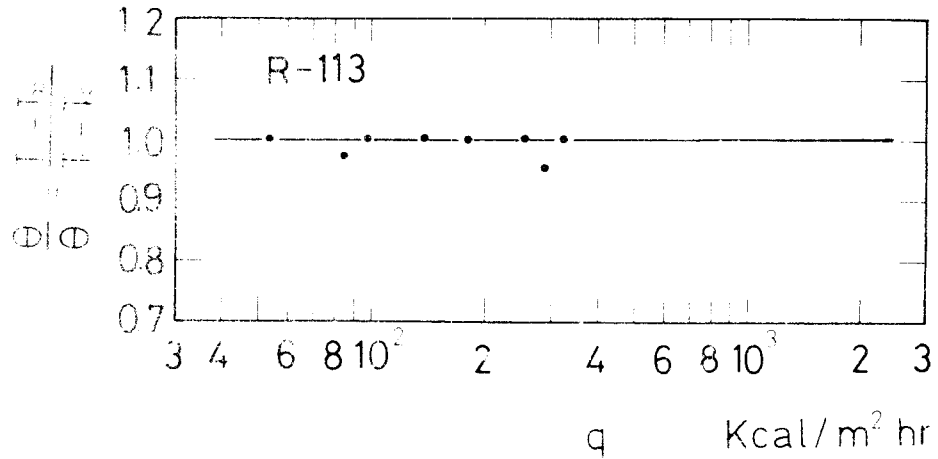


Fig. 4-15 Dimensionless Wall Temperature versus Heat Flux for R-113 ($x=48.0\text{mm}$)

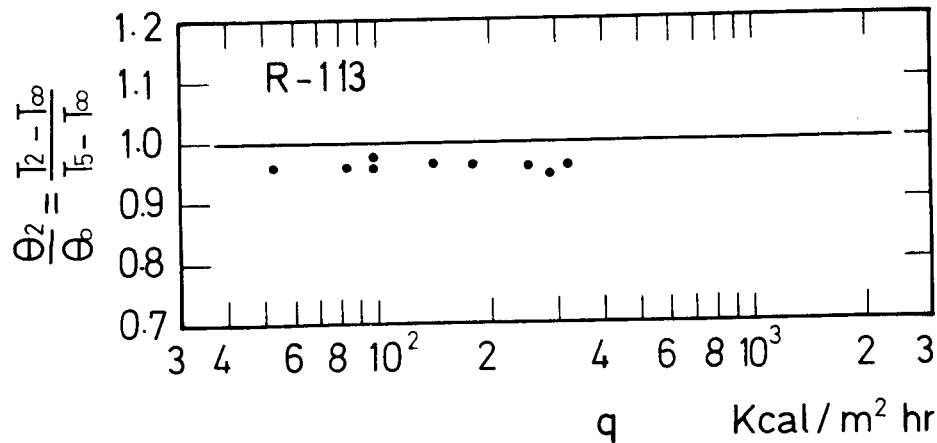


Fig. 4-16 Dimensionless Wall Temperature versus Heat Flux for R-113 ($x=32.0\text{mm}$)

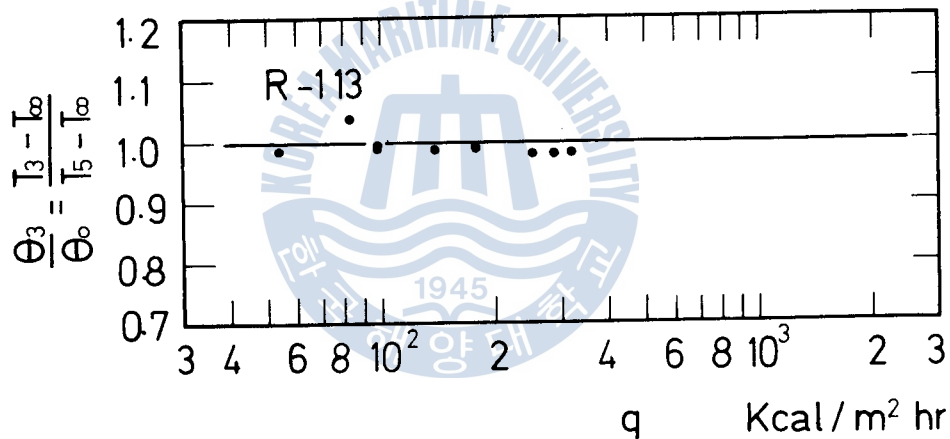


Fig. 4-17 Dimensionless Wall Temperature versus Heat Flux for R-113 ($x=16.0\text{mm}$)

5. 結 論

多量の熱을 周圍流體로 放熱하려 할 때 속이 찬 圓의 放熱量은 材質의 熱傳導係數에 많은 影響을 받고 또한, 圓의 效率이 낮기 때문에 放熱을 要하는 發熱體의 高稼動을 어렵게 한다. 그러므로 本研究에서는 이러한 問題를 解決하기 위하여 中空圓을 使用했으며 그 研究의 主要結果는 다음과 같다.

1) 中空圓內의 沸騰과 凝結時의 蒸發潛熱을 利用하는 圓을 設計 製作하므로써 圓의 效率은 거의 1까지 向上시킬 수 있다.

2) 中空圓은 圓材質의 熱傳導係數에는 影響을 적게 받으므로, 多量의 熱을 放出해야 하거나 熱傳導係數가 적은 材質을 使用하여야 할 特別한 境遇에 有用하게 使用할 수 있다.

今後 中空圓의 傳熱에 關해서는 水平 및 下向의 狀態에 關한 研究도 必要하리라고 생각한다.

參 考 文 獻

1. F.D. Dunn, D.A. Reay : Heat Pipes, Pergamon Press, New York, p.14 (1977).
2. J.P. Holman : Heat Transfer, 光林社, 서울, pp.44-47 (1980).
3. Frank Kreith : Principles of Heat Transfer, Intext Educational Publishers, New York, pp.97-125 (1975).
4. W.B. Harper, D.R. Brown : Mathematical Equations for Heat Conduction in the Fins of Air-Cooled Engines, NACA Rep. 158 (1922).
5. E.R.G. Eckert, Robert M. Drake : Analysis of Heat and Mass Transfer, McGraw-Hill Kogakusha, p. 84 (1972).
6. Rohsenow, Hartnett : Hand Book of Heat Transfer, McGraw-Hill, New York, pp.3-113 (1973).
7. 森康夫 : 熱傳達特論, 裳華房, 東京, p.71 (1978).
8. 前掲書2) : pp.370-375.
9. America society for metals : Metal hand book, Metal Park, Ohio, Vol.1, pp.1007-1028 (1969).
10. 日本機械學會 : 傳熱工學資料, 明善社, 東京, p.324 (1975).
11. 安藤常世 外 9 人 : 機械工學實驗法, 日刊工學新聞社, 東京, pp.86-88 (1972).
12. 谷口修 : 機械計測, 養賢堂, 東京, pp.266-271 (1972).



切削깊이가 漸變하는 過渡切削 過程에 關한 研究

白 仁 煥

Study on the Transient Cutting Process with
Gradual Increase of Cutting Depth

Paik Inwhan

〈目 次〉	
1. 緒 論	3.1 切削抵抗의 變化過程
2. 實驗裝置 및 方法	3.2 表面輪廓의 檢討
2.1 實驗裝置	3.3 切削 始作點에 對한 考察
2.2 試驗片	3.4 切削條件이 過渡切削 特性에 미치는 影響
2.3 工 具	3.5 定常切削 過程에의 活用に 對한 提言
2.4 切削抵抗의 測定	4. 結 論
2.5 表面거칠기 및 表面輪廓의 測定	參考文獻
2.6 實驗에 있어서의 파라미터	
3. 實驗結果 및 考察	

Abstract

The cutting force and the surface roughness were measured and analyzed by an experiment on the low speed orthogonal cutting with gradual increase of cutting depth, and the effects of some machining conditions in the transient cutting process were investigated in this paper. Some results observed are as follows:

1. The transient region from the beginning of contact between cutting tool and workpiece to the steady state cutting is classified into three regions; elastic deformation region, plastic deformation region, and cutting region. Moreover, these regions are distinctly observed by the measurement of surface roughness and surface profile.
2. The more the increasing rate of cutting depth, the less the sliding distance. The cutting depth and the critical normal force at beginning of cutting are not conce-