

- INT J. Control, 1987, Vol.46, No.5, pp.1851-1856.
11. Feedback Co, LTD, Book 1 dc, Synchro, and AC Basic Experiments 1984.
 12. Hitachi Electronics, LTD, Hitachi Analog Computer 505E Operation Manual



鉛直形 히트파이프내 凝縮部の 膜凝縮에 關한 研究

A Study on the Laminar Film Condensation in a Vertical
Type Heat-Pipe

宋 致 成



< 目 次 >

Abstract	3-3 實驗方法
記號說明	第4章 實驗結果 및 考察
第1章 序 論	4-1 計算된 熱플럭스와 實驗值와의 比較
第2章 理論解析	4-2 沸騰熱傳達特性
2-1 液膜두께와 凝縮熱傳達係數	4-3 最大熱플럭스 豫測
2-2 히트파이프內 열플럭스 豫測	4-4 液封入量에 따른 영향
2-3 凝縮部內에서 液膜特性	4-5 레이놀드의 영향
2-3-1 氣液界面的 剪斷力	4-6 氣液, 界面的 剪斷力에 의한 영 향
2-3-2 壁面近傍의 흐름	第5章 結 論
2-3-3 液膜內 溫度分布와 熱傳達 係數	參考文獻
第3章 實驗裝置 및 實驗方法	附 錄
3-1 實驗裝置의 概要	謝 辭
3-2 溫度와 壓力의 測定	

ABSTRACT

The development of the heat pipe was originally directed towards space application. A two-phase closed thermosyphon is used instead of a capillary heat-pipe when the heating region is located below the cooling region to be effected external forces, such as gravity. The thermal resistance of a two-phase closed thermosyphon is so small that a large amount of heat can be transferred with small temperature difference. Heat is transferred by utilizing a phase change of working fluid from evaporating section to condenser section, so the condensate has to returned by gravitational or centrifugal forces.

The recent emphasis on energy conservation has prompted the use of the heat-pipe as a component in terrestrial heat recovery units and solar energy utilization. Another uses as an effected in the heat pipe field has been the increasing emphasis on its

use as an effective device for the cooling of turbine blades,

ABSTRACT

The development of the heat pipe was originally directed towards space application. A two-phase closed thermosyphon is used instead of a capillary heat-pipe when the heating region is located below the cooling region to be effected external forces, such as gravity. The thermal resistance of a two-phase closed thermosyphon is so small that a large amount of heat can be transferred with small temperature difference. Heat is transferred by utilizing a phase change of working fluid from evaporating section to condenser section, so the condensate has to returned by gravitational or centrifugal forces.

The recent emphasis on energy conservation has prompted the use of the heat-pipe as a component in terrestrial heat recovery units and solar energy utilization. Another uses as an effected in the heat pipe field has been the increasing emphasis on its use as an effective device for the cooling of turbine blades, and electronic components as a high efficiency heat exchanger, exhaust heat recovery system, and in atomic control as a thermal switch and air conditioning system.

The basic experiment on the two phase closed thermosyphon

was carried out by Lee and Mital.¹⁾ Imura and Shiraishi obtained the heat transfer coefficient and the thermal resistance of a vertical thermosyphon.

The directions of vapor flow and gravitational force are crossed according to the inclination angle. So the flow pattern of two phase flow and the characteristics of heat transfer are variable. The condensing heat transfer is characterized by a liquid film of annular flow, and the shear stress of liquid-gas interface has an effect on the limitations to heat transfer.

This paper is dealt with prediction of maximum heat transfer rate in heat pipe and the theoretical analysis is based on Mital's it. The object of the present paper is to study on the performance of two-phase closed thermosyphon through the theoretical analysis of the system for an ideal case. Also the experiment attempts to investigate the condensing heat transfer at the variable operating pressure and charging quantity of working fluid as a R-113. Especially in this paper is focused on shear stress, temperature distribution of the liquid film and the velocity of vapor and liquid at the annular flow region in heat pipe.

記 號 說 明

A	: 斷面積	(m^2)
C	: 常數	
C_p	: 定壓比熱	(Kcal / Kg. °C)
C_{p1}	: 飽和液의 比熱	(Kcal / Kg. °C)
D	: 管經	(m)
d_o	: 히트파이프의 外徑	(m)
d'_o	: 斷熱材의 外徑	(m)
f	: 摩擦係數	
G	: 質量速度	(Kg / m^2 . sec)
G_u	: 冷却水의 流量	(Kg / sec)
g	: 重力加速度	(m / sec^2)
H	: 時間	(sec)
h	: 熱傳達係數	(Kcal / m^2 . sec. °C)
h_{fg}	: 潛熱	(Kcal / Kg)
h_m	: 平均凝縮熱傳達係數	(Kcal / m^2 . sec. °C)
h_t	: 튜브熱傳達係數	(Kcal / m^2 . sec. °C)
h_x	: 局部熱傳達係數	(Kcal / m^2 . sec. °C)
k	: 熱傳導率	(Kcal / m . sec. °C)
L	: 軸方向 管의 길이	(m)
L^+	: 凝縮部 길이에 대한 蒸發部의 無次元길이 (= Le/L_c)	
l	: 混合距離	(m)



P	: 壓力	(Kg/m ²)
P _s	: 飽和壓力	(Kg/m ²)
Q	: 熱量	(Kcal/sec)
q	: 熱플럭스	(Kcal/m ² .sec)
q _t	: 擴散에 의한 熱플럭스	(Kcal/m ² .sec)
q _i	: 亂動에 의한 熱플럭스	(Kcal/m ² .sec)
R	: 半徑	(m)
r	: 電氣的인 抵抗	(Ω)
T	: 溫度	(°C)
T _b	: 液膜의 混合平均溫度	(°C)
T _f	: 作動液의 溫度	(°C)
T _s	: 飽和溫度	(°C)
t	: 時間	(sec)
U	: 速度	(m/sec)
U _m	: 液膜內 膜流의 平均速度	(m/sec)
u*	: 摩擦速度 = $\sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$	(m/sec)
V	: 電壓	(V)
V _t	: 全體 内部容積에 대한 作動液의 充填比	(%)
W	: 凝縮液의 流量	(Kg/sec)
x	: 壁面으로부터 熱電對가 位置해 있는 距離	(m)
y	: 壁面으로부터 떨어진 距離	(m)
y _i	: 平均液膜 두께	(m)
Z	: 凝縮部端으로 부터 軸方向 距離	(m)

회 략 文 字

α	: 보이드率	
Γ	: 壁面의 단위 폭당 液膜流量	(Kg/ m . sec)
σ	: 凝縮部 길이에 따른 液膜의 두께	(m)
ϵ	: 渦粘性係數	(m^2 / sec)
ϵ_h	: 渦溫度傳導率	(m^2 / sec)
ϵ_m	: 運動量의 亂動擴散率	(m^2 / sec)
η	: 修正係數	
μ	: 粘性係數	(Kg/ m . sec)
ν	: 動粘性係數	(m^2 / sec)
ρ	: 密度	(Kg/ m^3)
σ	: 表面張力	(Kg/ sec ²)
φ	: 速度포텐셜	(m / sec ²)
τ	: 剪斷力	(Kg/ m . sec ²)



첨 자

c	: 凝縮部	l	: 液用
e	: 蒸發部	v	: 蒸氣相
g	: 氣相	w	: 壁面
i	: 氣液界面		

無次元數

$$\text{Nusselt 數} : \text{Nu} = hD/k$$

$$\text{Prandtl 數} : \text{Pr} = C_p \cdot \mu / k$$

$$\text{Reynolds 數} : \text{Re} = uD/\nu$$

$$\text{無次元溫度差} : T^+ = \frac{\rho C_p (T_w - T)}{q_w} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$$

$$\text{無次元速度} : U^+ = U / \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$$

$$\text{無次元距離} : y^+ = \frac{y}{\nu} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$$

$$\text{無次元平均熱傳達係數} : h^* = \frac{h}{k} \left(\frac{\nu^2}{g}\right)^{\frac{1}{3}}$$

$$\text{無次元平均液膜厚度} : y_f^* = y_f \left(\frac{g}{\nu^2}\right)^{\frac{1}{3}}$$

$$\text{無次元平均剪斷力} : \tau_f^* = \frac{\tau_f}{\rho g} \left(\frac{g}{\nu^2}\right)^{\frac{1}{3}}$$

第 1 章 序 論

히트파이프는 作動流體의 潛熱을 利用하여 熱을 輪送하고, 重力場에서는 重力만 에 의하여 循環이 이루어져 構造가 單純하고 製作이 容易하며, 낮은 溫度差에서도 매우 높은 傳熱性能을 갖는 傳熱素子이다. 오늘날 工業의 全 分野에서 要求되고 있는 에너지 節約과 關聯하여 傳熱素子로서 利用어, 冷煖房시스템, 深夜電力의 利用, 地熱의 利用, 太陽熱의 利用, 터빈블레이드의 冷却, 效率이 높은 熱交換器, 電子回路의 冷却, 廢熱回收 등에 應用됨은 물론 溫度調節裝置로서 原子力 및 宇宙航空産業에까지 使用되고 있다. 앞으로도 계속적인 研究開發과 함께 더욱 廣範圍하게 使用될 展望이다.

히트파이프에 대한 最初의 理論解析은 Cotter¹⁾에 의하여 이루어졌으며 密閉型 二相썬모사이폰에 대한 基礎實驗은 Lee와 Mital¹⁾에 의하여 實行되었다. Imura와 Sraishi는 二相 密閉型 썬모사이폰의 傳熱特性에 대하여 보고하고 있다. 히트파이프를 利用한 裝置로부터 매우 높은 열플럭스를 얻을 수 있으므로 이상적인 形態를 얻기 위한 集中的인 研究가 歐美등 先進各國에서 廣範圍하게 進行중이다. 히트파이프의 設計에는 使用目的에 따른 壓力變化 및 傳熱抵抗, 熱輪送限界 등에 關한 知識을 必要로 한다.

히트파이프는 姿勢에 따라 蒸氣流의 흐름方向과 重力의 方向이 交叉하므로 內部에서 發生하는 氣液二相流의 流動樣相은 多樣하게 變

化한다. 管内 蒸氣流의 凝縮過程에서 動作流體의 一部는 管中心部를 흐르는 氣相流中에 液滴狀態로 同伴되기도 하는데, 넓은 範圍의 乾度領域에 걸쳐 環相二相流가 出現하며 그 熱傳達率은 주로 液膜流의 狀態에 의하여 決定된다.

液膜流는 一般的으로 表面에 심한 波動을 同伴하는 복잡한 흐름을 이루는데 單相流의 壁面近傍에서 흐름에 관한 知識에 基礎하여 몇가지 解析모델이 시도되고 있다. 그러나 2상썩모사이폰형 히트파이프에서의 液膜에 關한 研究는 극히 不足한 실정이고 研究의 初期段階로서 그에 關한 報告도 거의 없을 뿐만 아니라 이에 대한 妥當性도 充分히 檢討되지 않고 있다. 또한 히트파이프내에서 放熱量보다 加熱量이 많은 경우, 즉 熱平衡이 깨지게 될 때의 初期段階로서 液膜이 零이 되는 點이 發生되며 이를 드라이아웃點 이라고 한다. 드라이아웃 (Dryout)이 發生되면 히트파이프 内部의 飽和壓力에 해당하는 飽和溫度 보다 若干 높은 溫度로 유지되던 壁溫이 急上昇하여 물리적 燒損을 일으킬 위험한 狀態가 되어 일종의 熱輸送限界가 된다. 이 때의 限界熱輸送量을 豫測하는데 있어서 液膜에 關한 研究는 히트파이프의 性能을 決定짓는데 絕對적으로 必要하다.

本 論文에서는 鉛直狀態의 히트파이프에서 熱傳達 特性에 關하여 作動液과 壓力變化를 파라메타로 하였다. 특히 凝縮熱傳達를 中心

으로 하여 히트파이프에서의 理論的인 熱輸送量을 豫測하였고, Mital
의 研究結果에 基礎하여 히트파이프內의 環相流 흐름영역에서 氣液
界面에 대한 剪斷力, 液膜內의 溫度分布, 液膜과 가스의 速度를 理
論的으로 다루었다.

實際의 實驗에서는 R-113 을 作動流體로 하여 鉛直狀態의
熱傳達特性에 대하여 檢討하였다.



質量 $d\Gamma$ 가 凝結되는 동안 放出된 熱量 dQ_c 는 液膜内の 熱傳導에 의한 熱量과 같으므로 다음식과 같이 된다.

$$\begin{aligned} dQ_c &= h_{fg} \cdot d\Gamma \\ &= h_{fg} \frac{g\rho_l(\rho_l - \rho_v)\delta^2}{\mu_l} d\delta \\ &= k_l \frac{(T_v - T_w)}{\delta} dz \end{aligned} \quad (1.5)$$

(1-5) 式의 關係로부터 液膜의 두께 δ 에 대한 微分方程式은

$$\frac{d\delta}{dz} = \frac{\mu_l k_l (T_v - T_w)}{g\rho_l(\rho_l - \rho_v)h_{fg}} \frac{1}{\delta^3} \quad (1.6)$$

윗식을 변수분리하고 積分하여 凝縮部の 最上端에서 凝縮液膜의 두께는 零 即, $z=0$ 에서 $\delta=0$ 의 境界條件을 代入하면, Z 에 따른 凝結液膜의 두께를 다음과 같이 求할 수 있다.

$$\delta(z) = \left[\frac{4\mu_l k_l (T_v - T_w) Z}{g(\rho_l - \rho_v)\rho_l h_{fg}} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (1.7)$$

따라서 蒸氣側으로부터 液膜을 通하여 傳達되는 局部熱傳達係數는

$$\begin{aligned} h_x &= \frac{k_l}{\delta} \\ &= \left[\frac{g\rho_l(\rho_l - \rho_v)h_{fg}k_l^3}{4\mu_l(T_v - T_w)Z} \right]^{\frac{1}{4}} \end{aligned} \quad (1.8)$$

凝縮部の 軸方向 길이에 대한 熱傳達係數의 平均값 h_m 은

$$\begin{aligned}
 h_m &= \frac{1}{Z} \int_0^Z h_x dx \\
 &= 0.943 \left[\frac{g \rho_l^2 h_{fg} k_l^3}{\mu_l (T_v - T_w) Z} \right]^{1/4} \quad (1.9)
 \end{aligned}$$

2-2 히트파이프내 熱플럭스 豫測

앞 節의 (1.7) 式 과 (1.8) 式 은 凝縮部の 위치 Z 에 따라서 凝縮液膜의 두께와 平均凝縮熱傳達係數를 求하는 것이 可能하지만, 全體的인 凝縮部の 熱플럭스를 豫測할 수가 없다.

따라서 凝縮部の 微小길이 dz 에 대한 全體的인 히트파이프의 斷面에 대하여 熱平衡을 考慮함으로써 理論的인 最大熱流速을 求할 수 있다. 凝縮部내 液膜의 微小面積에 대해서 式(1.1)과 같은 方法으로 힘의 平衡을 취하면

$$\pi(r^2 - r_i^2) \rho_l g dz = -2\pi r \mu_l \left(\frac{du}{dr} \right) dz \quad (2.1)$$

上式의 우변에서 부력에 의한 項은 아주 작은 값을 갖기 때문에 무시하였다. (2.1) 式을 du 에 대하여 整理하면

$$dU = \frac{(r^2 - r_i^2)}{2\mu_l r} dr \quad (2.2)$$

히트파이프내에서 液膜을 포함한 가스의 速度 U 는

$$U(y) = -\frac{\rho_l g}{2\mu_l} \int_R^r \left(\frac{r^2 - r_i^2}{r} \right) dr$$

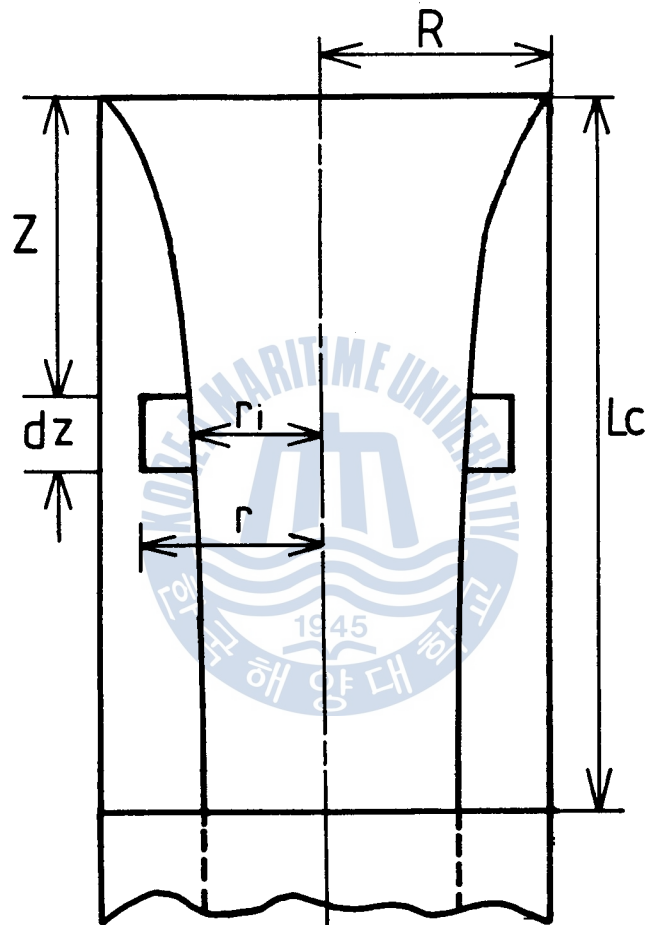


Fig.2-3 Idealized two phase thermosyphon

$$= -\frac{\rho_1 g}{2\mu_1} \left(\frac{r^2 - R^2}{2} - r_i^2 \ln \frac{r}{R} \right) \quad (2.3)$$

히트파이프內에서 液이 차지하는 斷面積 A_f 는

$$A_f = \pi (R^2 - r_i^2) \quad dA_f = 2\pi r dr \quad (2.4)$$

液膜內 液의 平均速度 U_m 은

$$\begin{aligned} U_m &= \frac{1}{A_f} \int_{r_i}^R U dA_f \\ &= \frac{\rho_1 g}{\mu_1 (R^2 - r_i^2)} \int_{r_i}^R \left(\frac{r^2 - R^2}{2} - r_i^2 \ln \frac{r}{R} \right) r dr \\ &= \frac{\rho_1 g R^2}{2\mu_1 \left(1 - \frac{r_i^2}{R^2}\right)} \left(\frac{1}{4} + \frac{3}{4} \left(\frac{r_i}{R}\right)^4 - \left(\frac{r_i}{R}\right)^2 - \left(\frac{r_i}{R}\right)^4 \ln \frac{r_i}{R} \right) \\ &= \frac{\rho_1 g R^2}{2\mu_1 (1 - S_i^2)} \left(\frac{1}{4} + \frac{3}{4} S_i^4 - S_i^2 - S_i^4 \ln S_i \right) \end{aligned} \quad (2.5)$$

여기서 $S_i = r_i/R$ 이다. 다음으로 凝縮液의 全質量流量 W 는

$$\begin{aligned} W &= \rho_1 A U_m \\ &= \frac{\rho_1^2 \pi g R^4}{2\mu_1} \left(\frac{1}{4} - S_i^2 + \frac{3}{4} S_i^4 - S_i^4 \ln S_i \right) \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$dW = \frac{\rho_1^2 \pi g R^4}{2\mu_1} (-2S_i + 2S_i^3 - 4S_i^3 \ln S_i) \quad (2.7)$$

히트파이프內 凝縮部の 面積 $2\pi R dz$ 를 통하여 交換되는 熱量 dQ_c 는

$$\begin{aligned}
 Q_c &= h_{fg} \cdot dW \\
 &= \frac{2\pi k_1(T_v - T_w)}{\ln \frac{1}{S_i}} dz \quad (2.8)
 \end{aligned}$$

(2-8) 式의 우변은 미소길이 dZ 에 대한 全熱량을 나타낸다. 앞節의 (1.7) 式에서 알 수 있는 바와 같이 壁面과 飽和溫度의 差異가 크게 될수록 凝縮液의 全質量流量 W 는 增加한다. 總 凝縮傳熱量 Q_c 를 求하기 위하여 (2-7) 式의 우변을 (2-8) 式의 dW 에 代入하면

$$\begin{aligned}
 h_{fg} \frac{\rho_1^2 \pi R^4 g}{2\mu_1} (-2S_i + 2S_i^3 - 4S_i^3 \ln S_i) dS_i \\
 = \frac{2\pi k (T_v - T_w)}{\ln \frac{1}{S_i}} dZ \quad (2.9)
 \end{aligned}$$

다음에 윗식을 S_i 에 대하여 整理하면

$$\begin{aligned}
 \ln \frac{1}{S_i} (-S_i + S_i^3 - 2S_i^3 \ln S_i) dS_i \\
 = \frac{2k \mu_1 (T_v - T_w)}{\rho_1^2 R^4 h_{fg} g} dZ \quad (2.10)
 \end{aligned}$$

윗식을 不定積分하면

$$\begin{aligned}
 S_i^4 \ln S_i \left(\frac{\ln S_i}{2} - \frac{1}{4} \right) + \frac{S_i^4}{8} + S_i^2 \left(\frac{\ln S_i}{2} - \frac{1}{4} \right) + C \\
 = \frac{2k_1 \mu_1 (T_v - T_w)}{\rho_1^2 R^4 h_{fg} g} Z \quad (2.11)
 \end{aligned}$$

上式에서 積分常數 C 는 $S_i = 1$ 일때 $Z=0$ 을 代入하여 C 의 값을 구할 수 있으므로 (2-11) 式은

$$\begin{aligned} & S_i^4 \ln S_i \left(\frac{\ln S_i}{2} - \frac{1}{2} \right) + \frac{S_i^4}{8} \left(\frac{\ln S_i}{2} - \frac{1}{4} \right) + \frac{1}{8} \\ &= \frac{2k\mu_l(T_v - T_w)}{\rho_l^2 R^4 h_{fg} g} Z \end{aligned} \quad (2.12)$$

蒸發部에서 加해지는 總熱量은 凝縮部에서 除去된다는 5번의 假定으로부터 蒸發部の 加熱量은 蒸發部熱플럭스 q_e 에 蒸發部の 內表面積을 곱한 값과 같고, 凝縮部에서 放熱量은 속빈원통에서 지름방향의 熱傳達率과 같으므로 凝縮部에서 除去되는 全熱量은 아래와 같다.

$$\begin{aligned} Q_c &= q_e 2\pi R L_e \\ &= \int_0^{L_c} \frac{2\pi k_l (T_v - T_w)}{\ln \frac{1}{S_i}} dZ \end{aligned} \quad (2.13)$$

上式을 積分하여 整理하면

$$q_e = \frac{k_l (T_v - T_w)}{RL + \ln \frac{1}{S_i}} \quad (2.14)$$

上式에서 q_e 는 蒸發部の 平均熱플럭스를 나타낸다.

여기서 $L^+ = L_e/L_c$ 이고, 限界式 (2-10) 을 $\ln(1/S_i)$ 에 대하여 整理하면

$$\ln \frac{1}{S_i} = \frac{1}{(-S_i + S_i^3 - 2S_i^3 \ln S_i) dS_i} \cdot \frac{2k\mu_i(T_v - T_w)}{\rho_i^2 R^4 h_{fg} g} dZ \quad (2.15)$$

따라서 凝縮部에서 最大 熱플럭스는

$$q_m = \frac{k(T_v - T_w)}{RL^+} \frac{X}{Y} \quad (2.16)$$

단 윗식에서

$$\begin{aligned} X &= \frac{3}{8} S_i^4 - \frac{S_i^4}{2} \ln S_i - \frac{S_i^2}{2} + \frac{1}{8} \\ Y &= S_i^4 \ln S_i \left(\frac{\ln S_i}{2} - \frac{1}{2} \right) + \frac{S_i^4}{8} + S_i^2 \left(\frac{\ln S_i}{2} - \frac{1}{4} \right) + \frac{1}{8} \end{aligned} \quad (2.17)$$

같이 定義된다.

飽和溫度 T_s 와 蒸氣溫度 T_v 는 近似的으로 같다. 따라서 飽和溫度에 대한 最大熱플럭스를 求하기 위하여 (2-16) 式에서 $T_v - T_w$ 의 값을 (2-12) 式에 代入하면

$$q'_m = \frac{\rho_i^2 R^3 h_{fg} g}{2\mu_i L_e} X \quad (2.18)$$

以下에서는 上記의 關係式들을 利用하여 具體的 計算을 行하는 順序에 關하여 說明한다. S_i 와 δ 의 關係는 $S_i = r_i/R$ 이고 液膜의 두께는 $\delta = R - r_i$ 이므로 $S_i = 1 - \delta/R$ 이다. 式에서 사용되는 δ 의 값은 (1.7) 式으로부터 平均液膜두께를 計算하여 代入한다. 液膜의 溫度

T_s 값에서 熱플럭스를 豫測하기 위하여 (2-16) 式과 (2-18) 式이 利用되는데 (2-16) 式은 壁溫과 飽和溫度의 差가 클수록 熱플럭스가 增加하고 (2-18) 式은 減少한다. 임의의 S_i 값을 먼저 (2-18) 式에 代入하고 假定된 凝縮部壁溫 T_w 에 該當하는 物性值를 代入하여 q'_m 를 求한다. (2.18) 式에서 計算된 熱플럭스를 q'_m 를 (2.16) 式에 代入하면 T_s 값이 다시 計算된다. (2.16) 式에서 計算된 T_s 와 (2.18) 式에 처음 이용된 T_w 의 값으로 부터 膜溫度의 算術平均 $(T_v + T_w)/2$ 를 計算하여 平均溫度에 該當하는 修正된 物性值를 다시 (2.18) 式에 代入하여 計算한다. 이와같은 過程을 T_s 의 값이 원하는 誤差內에 될 때까지 반복計算하면 最大熱플럭스를 豫測할 수 있다.

2-3 凝縮部內에서 液膜特性

2-3-1 氣液界面의 剪斷力

흐름이 完全하게 발달되면 流體의 溫度分布가 一定하게 되고 體積流量이 불변이므로 速度分布는 포물선형이 된다. Fig. 2-3 과 같이 이상적인 環相流內에서 軸方向 미소距離 dz 와 半徑 r_i 로 둘러싸인 制限體積內에서 剪斷力과 壓力을 考慮하여 힘의 平衡을 생각해 보면

$$\pi r_i^2 P = \left(P + \frac{dp}{dz} dz \right) \pi r_i^2 + 2\pi r_i dz \cdot \tau_i \pm \pi r_i^2 \rho_v g dz \quad (2.19)$$

윗 式으로부터

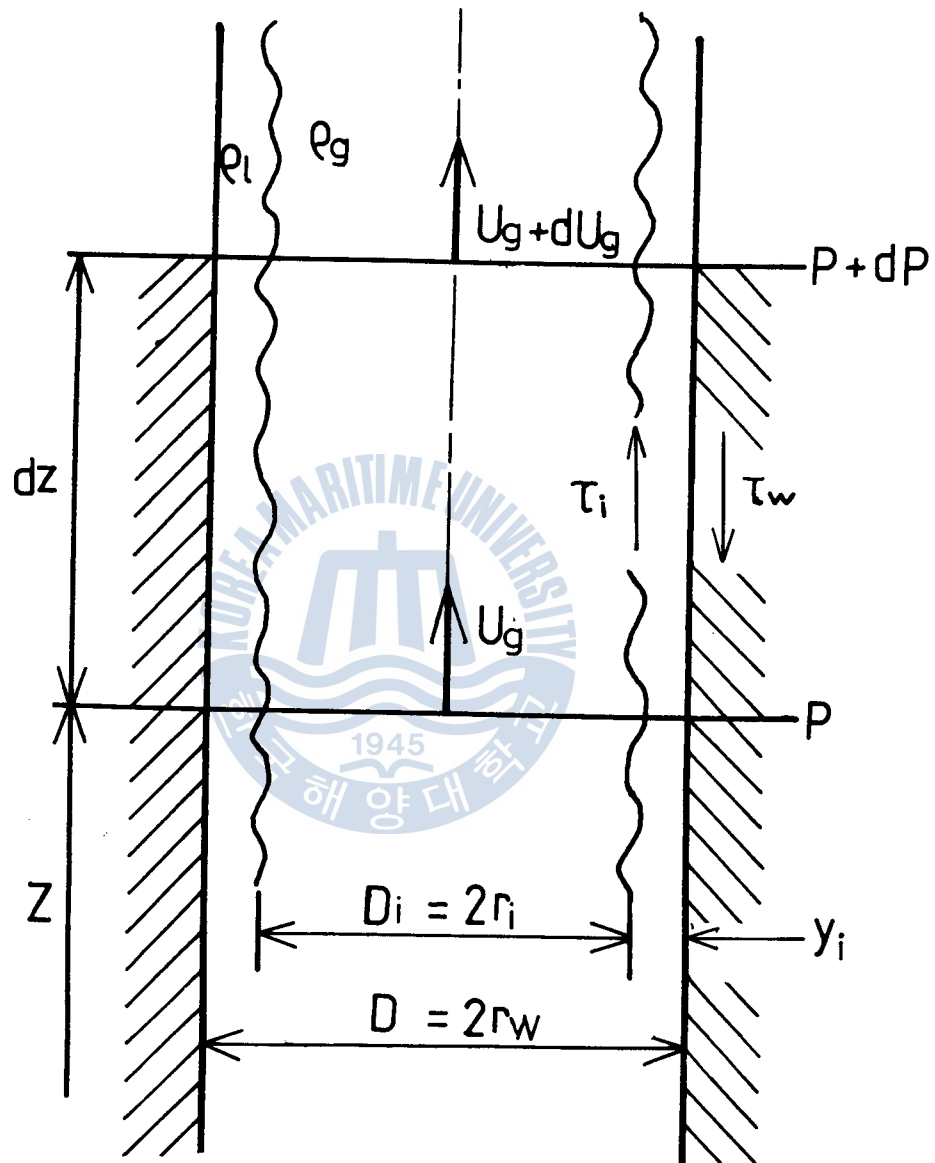


Fig. 2- 4 Idealized annular flow Model

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right) = \pm \rho_v g + 2 \frac{\tau_i}{r_i} \quad (2.20)$$

右변의 1項은 氣柱의 定壓項으로 正의 記號는 上昇流 負의 記號는 下降流를 나타낸다. 第2項은 氣相流의 摩擦損失項으로 이를 $(dp_g/dz)_F$ 라고 나타내면

$$\tau_i = \frac{r_i}{2} \left(\frac{dp_g}{dz}\right)_F \quad (2.21)$$

Wallis는 環相流 領域에 關한 몇가지 測定值에 基礎하여 平均液膜 두께와 管徑比, y_i/D 를 利用한 다음의 近似式을 提示하고 있다.

$$\begin{aligned} \tau_i &= \frac{f_g \rho_v U_g^2}{2} \\ f_g &= 0.005 \left(1 + 300 \frac{y_i}{D}\right) \\ &\approx 0.005 [1 + 75 (1 - \alpha)] \end{aligned} \quad (2.22)$$

단 위식에서 y_i 는 平均液膜 두께를 나타내고 U_g 는 斷面平均蒸氣流速을 나타낸다. (2.22)式에서 蒸氣의 速度 U_g 의 값은 히트파이프 內에서 蒸發部와 凝縮部의 壓力差를 구하여 測定하는 것이 實際로 어려운 일이므로 양끝단에서 質量保存의 法則을 적용하여 $Q_c = \frac{\pi D^2}{4} \rho_v U_g h_{fg}$ 로부터

$$\begin{aligned} U_g &= \frac{4Q_c}{\pi D^2 \rho_v h_{fg}} \\ &= \frac{4W}{\pi D^2 \rho_v} = \frac{2\Gamma}{\rho_v R} \end{aligned} \quad (2.23)$$

따라서 히트파이프內 還狀流域에서 τ_i 의 값은 다음式과 같이 整理된다.

$$\tau_i = 0.005 (1 + 300 y_i / D) \frac{2\Gamma^2}{\rho_v R^2} \quad (2.24)$$

2-3-2 壁面近傍의 흐름

液膜內的 流動狀態는 表面의 波動이나 거기에 作用하는 表面張力에 의하여 복잡한 영향을 받는다. 얇은 液膜의 흐름에서는 壁面의 狀態에 따른 구속력이 더욱더 큰 역할을 하고 있으며 液膜流가 單相流의 壁面近傍 흐름과 같은 流動機具를 갖는다고 假定한 여러가지 解析이 이루어져 있다. 壁面剪斷力을 τ_w 라고 하면 單相流의 剪斷力 分布는

$$\tau = \left(1 - \frac{y}{r_w} \right) \tau_w \quad (2.25)$$

히트파이프의 凝縮部 内部에서 液膜의 흐름狀態는 層流이기 때문에

$$\begin{aligned} \tau &= \mu \frac{du}{dy} \\ &= \rho\nu \frac{du}{dy} \end{aligned} \quad (2.26)$$

壁面의 아주 近傍에서는 (2.25)式과 (2.26)式로부터

$$U = \frac{\tau_w}{\rho\nu} \left(y - \frac{y^2}{2r_w} \right) \quad (2.27)$$

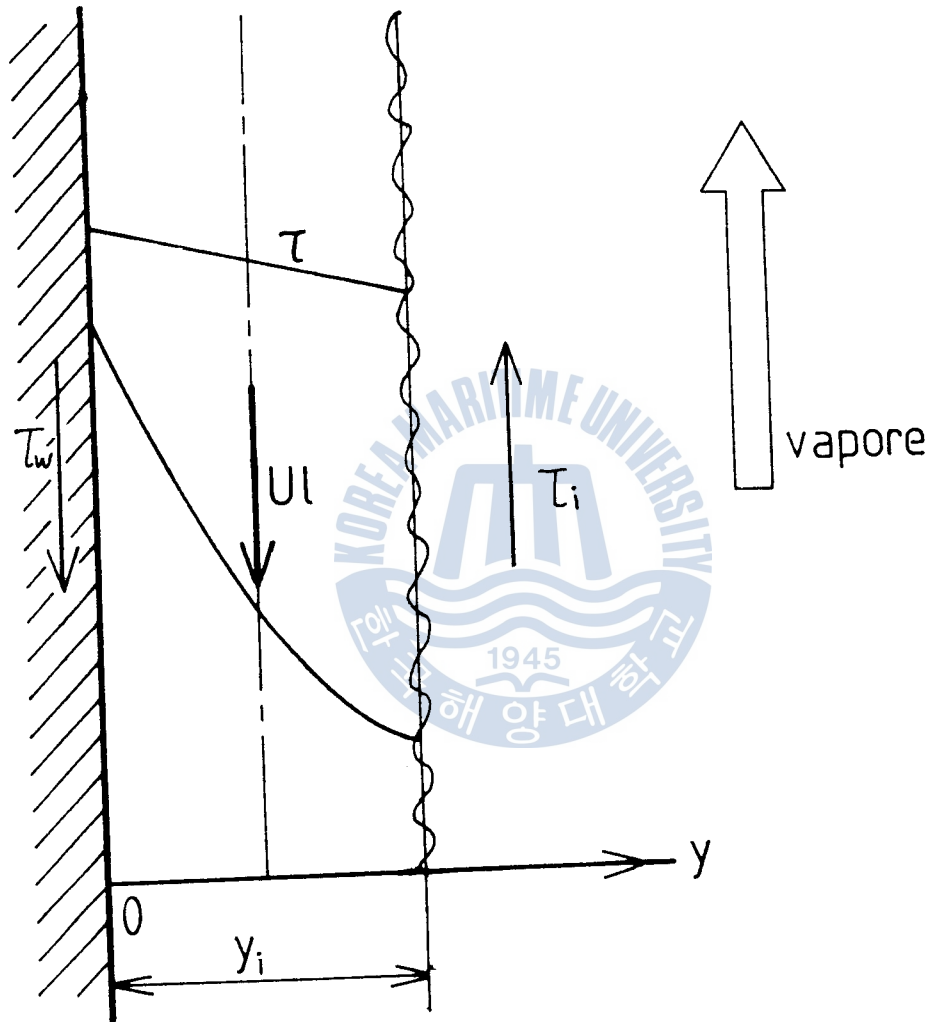


Fig.2 - 5 Velocity distribution in
Liquid film

壁面 바로 近傍에서는 $\frac{y}{r_w} \ll 1$ 이므로

$$U = \frac{\tau_w}{\rho} \cdot \frac{y}{\nu} \quad (2.28)$$

無次元과라미터를 사용하면 式(2.28)은 다음과 같이 간단한 關係로 표현된다.

$$U^+ = y^+ \quad (2.29)$$

壁面の 단위폭당의 質量流量은 Fig. 2-5 와 같이

$$\begin{aligned} \Gamma &= \rho \int_0^{y_i} U \, dy \\ &= \mu \int_0^{y_i^+} U^+ \, dy^+ \end{aligned} \quad (2.30)$$

따라서 液膜 레이놀드수는

$$Re_f = \frac{4\Gamma}{\mu} = 4 \int_0^{y_i^+} U^+ \, dy^+ \quad (2.31)$$

Fig.2-5 와 같이 上昇流에서 剪斷力分布는 $\tau = \tau_w + \varphi y$ 로 주어진다. 環相流에서는 α 가 1에 가까우므로 $\varphi \approx \rho g$ 로 近似시키면 壁面剪斷力과 界面剪斷力の 關係는

$$\tau = \tau_w + \rho g y \quad (2.32)$$

$$\tau_w = \tau_i - \rho g y_i \quad (2.33)$$

윗식을 각각 無次元化하면 (2.32) 식과 (2.33) 식은 다음과 같이 된다.

$$\frac{\tau}{\tau_w} = \pm \left(\frac{y_i^*}{y_i^+} \right)^3 y^+ \quad (2.34)$$

$$(y_i^+)^2 = \tau_i^* (y_i^*)^2 \pm (y_i^*)^3 \quad (2.35)$$

定常的인 層流液膜에서는 $\tau = \mu \frac{du}{dy}$ 이므로 $\frac{\tau}{\tau_w} = \frac{du^+}{dy^+}$ 를 剪斷力分布를 나타낸 (2.34) 식에 代入하면 無次元速度分布는

$$U^+ = y^+ \pm \frac{1}{2} \left(\frac{y_i^*}{y_i^+} \right)^3 (y^+)^2 \quad (2.36)$$

管内 液膜流에서 氣液界面近處가 粘性低層과 遷移層 및, 亂流部の 3個層으로 構成된다. 2層모델을 적용할 경우 兩子의 구분점은 11.6 이라고 Prandtl 은 混合距離 1을 導入하여 보고하고 있다. 이 점에서는 $U^+ = y^+$ 이므로

$$U^+ y^+ = \frac{Uy}{\nu} = (11.6)^2 = 135 \quad (2.37)$$

壁面에서의 距離 y 와 이 位置의 流速 U 에 대한 레이놀드 數가 135 되는 位置에서 流動狀態는 層流에서 亂流로 遷移하는 結果가 된다.

Kalman 은 境界층내의 速度分布를 다음과 같이 3개의 實驗式으로 나타내고 있다.

$$U^+ = y^+ \quad : \quad y^+ \leq 5$$

$$\begin{aligned}
 U^+ &= -3.05 + 5 \ln y^+ & : 5 < y^+ \leq 30 \\
 U^+ &= 5.5 + 2.5 \ln y^+ & : y^+ > 30
 \end{aligned}
 \tag{2.38}$$

따라서 (2.31) 式에 (2.38) 式을 代入하면 液膜内の 레이놀드數는 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 Re_f &= 2 (y_i^+)^2 & : y_i^+ \leq 5 \\
 Re_f &= 50 - 32.2 y_i^+ + 20 y_i^+ \ln y_i^+ & : y_i^+ \leq 30 \\
 Re_f &= -256 + 12 y_i^+ + 10 y_i^+ \ln y_i^+ & : y_i^+ > 30
 \end{aligned}
 \tag{2.39}$$

2-3-3 液膜内 溫度分布와 熱傳達係數

y, z 方向의 速度成分을 u', v' 라고 하면 Prandtl 이 제안한 混合距離 理論을 導入하여

$$u' = l \frac{du}{dy} \quad v' \cong l \frac{du}{dy} \tag{2.40}$$

連速方程式에 의한 고려로부터 $u' v'$ 의 時間平均값 $\overline{u' v'}$ 는

$$\overline{u' v'} = l^2 \left| \frac{du}{dy} \right| \frac{du}{dy} = -\epsilon_m \frac{du}{dy} \tag{2.41}$$

剪斷力과 速度勾配 사이에는 上式을 利用하여 $\tau = \rho (\nu + \epsilon) \frac{du}{dy}$ 가 되고 無次元으로 표시하면

$$\frac{\tau}{\tau_w} = \left(1 + \frac{\epsilon}{\nu} \right) \frac{du^+}{dy^+} \tag{2.42}$$

流體內 溫度勾配 dT/dy 가 存在할 때의 熱流束은 擴散에 의한 熱플럭스와 亂動에 의한 熱플럭스의 總으로 나타낸다.

即, $q_c = q_{c1} + q_{ct}$ 이고

$$q_{c1} = -k \frac{\partial T}{\partial y}$$

$$q_{ct} = \rho C_p \overline{v'T'} \quad (2.43)$$

따라서 $q_c = -k(dT/dy) + \overline{\rho C_p v'T'}$ 로 표시되며 (2.40) 式과 같은 方法으로 $\overline{v'T'}$ 를 渦溫度傳導率의 함수로 표시된 값을 代入하면 熱플럭스는

$$\begin{aligned} q_c &= -\rho C_p \left(\frac{k}{\rho C_p} + \epsilon_h \right) \frac{dT}{dy} \\ &= -\rho C_p \left(\frac{k}{Pr} + \epsilon_h \right) \frac{dT}{dy} \end{aligned} \quad (2.44)$$

上式을 無次元化 시키면

$$\frac{q_{cw}}{q_c} = \left(\frac{1}{Pr} + \frac{\epsilon_h}{\nu} \right) \frac{dT^*}{dy^*} \quad (2.45)$$

亂流 混合過程에서 열에너지 交換에 關한 渦溫度傳導率은 運動量의 亂動擴散率과 實驗的으로 같다고 한다.⁽¹⁷⁾ 蒸氣가 膜凝縮되는 狀態에서 壁溫 軸方向의 溫度가 一定한 경우

$$q_c = q_{cw}(y) \quad (2.46)$$

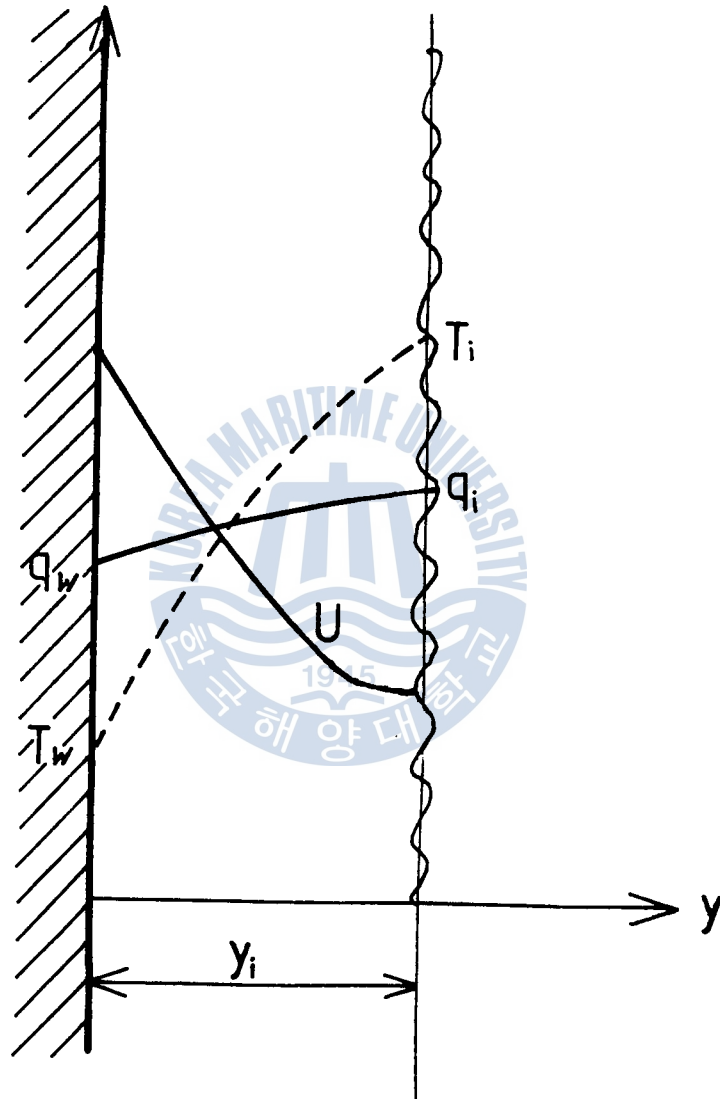


Fig. 2 - 6 Heat Flux of Liquid Film

壁面을 따라서 溫度가 變化하는 경우에는

$$\frac{dq_{cw}}{dy} = -\rho C_p U \left(\frac{\partial T}{\partial Z} \right) \quad (2.47)$$

Fig.(2-6) 과 같이 y, z 좌표에 대하여 고려해 보면 $T = \text{const}$ 이므로

$$q_{cw} = q_c - \rho C_p \left(\frac{\partial P}{\partial Z} \right) \int_0^{y_i} U dy \quad (2.48)$$

壁面에서 加熱量이 모두 液膜에 흡수되어 氣液界面에서 $q_i = 0$ 경우

$$\begin{aligned} q_{cw} &= \rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial Z} \right) \int_0^{y_i} U dy \\ &= \rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial Z} \right) \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{Re_f}{4} \end{aligned} \quad (2.49)$$

따라서 (2.48) 式은 다음과 같다.

$$\frac{q_{cw}}{q_c} = 1 - \frac{4}{Re_f} \int_0^{y^+} U^+ dy^+ \quad (2.50)$$

液膜이 層流인 경우에는 $\epsilon_h = 0$ 이므로 式 (2.45) 은

$$\frac{q_{cw}}{q_c} = \frac{1}{Pr} \cdot \frac{dT^+}{dy^+} \quad (2.51)$$

$q = q_w$ 의 경우 (2.51) 式으로부터 $Pr y^+ = C$ 와 같이되며 境界條件으로 $y^+ = 0$ 에서 $T^+ = 0$ 을 代入하면 溫度分布는 다음과 같다.

$$T^+ = Pr \cdot y^+ \quad (2.52)$$

氣液界面의 溫度를 T_i , 壁面과 氣液界面間의 溫度差에 대한 熱傳

達率 $h_i = q_c / (T_w - T_i)$ 라고 定義하면 上式에서 $T_i^+ = Pr \cdot y^+$

$$\text{即 } \frac{\rho C_p (T_w - T_i)}{q_c} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} = Pr \cdot \frac{y_i}{\nu} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (2.53)$$

式 (2.53) 에서 h_i 의 값과 $Pr = C_p \cdot \mu / k$ 을 代入하고 整理하면

$$\frac{h_i}{k} = \frac{1}{y_i} \quad (2.54)$$

液膜의 混合平均溫度 T_b 에 대한 熱傳導率을 $h_b = q_w / (T_w - T_b)$ 라고 하면 無次元溫度 定義에 의하여

$$\begin{aligned} T_b &= \frac{\rho C_p (T_w - T_b)}{q_w} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \\ &= \frac{\int_0^{y_i^+} T^+ U^+ dy}{\int_0^{y_i^+} U^+ dy^+} \\ &= \frac{\int_0^{y_i^+} T^+ U^+ dy^+}{\frac{Re_f}{4}} \end{aligned} \quad (2.55)$$

T 에 (2.53) 式을 U^+ 에는 (2.36) 式을 이용하여 이들을 (2.55) 式에 代入하면

$$\begin{aligned} \frac{\rho C_p}{h_b} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} &= \frac{4Pr}{Re_f} \int_0^{y_i^+} [(y^+)^2 \pm \frac{1}{2} \left(\frac{y_i^*}{y_i^+}\right)^2 (y^+)^3] dy^+ \\ &= \frac{1}{Re_f} \frac{C_p \mu}{k} \frac{y_i}{\nu} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \left(\frac{4}{3} y_i^{*2} \pm \frac{1}{2} y_i^{*3}\right) \end{aligned} \quad (2.56)$$

따라서 無次元數를 利用하면

$$h_b^* = Re_f / y_i^* \left[\frac{4}{3} (y_i^+)^2 \pm \frac{1}{2} (y_i^*)^3 \right] \quad (2.57)$$

上式에서 ‘+’ 기호는 上昇流 ‘-’ 기호는 下降流를 나타낸다.

(2.35) 式을 利用하여 τ_i 의 關係式으로 (2.57) 式을 表現하면

$$h_b^* = Re_f / \left[\frac{4}{3} (\tau_i \mp y_i^*) (y_i^{*3} \pm \frac{1}{2} (y_i^*)^4) \right] \quad (2.58)$$



第 3 章 實驗裝置 및 實驗方法

3-1 實驗裝置의 概要

Fig.3-1 은 實驗裝置의 全體 配置圖이다. 이 그림에서 보는 바와 같이 實驗裝置는 히트파이프, 加熱部, 冷却部, 溫度測定部, 壓力測定部로 구성되어 있다.

Ni-Cr 히터와 연결된 가변변압기로부터 電壓을 조정하여 蒸發部를 加熱하고, 凝縮部의 冷却은 보조탱크로부터 펌프를 통하여 吐出된 물이 流量計를 거쳐 凝縮部를 通過한 다음 보조탱크로 되돌아온다. 히트파이프의 凝縮部 上部는 眞空펌프와 연결되며, 마노메타와도 連結되어 壓力을 測定하거나 作動液을 注入할 수 있도록 하였다.

實驗用 히트파이프는 Fig.3-2 와 같이 全長이 1100 mm, 外徑 25.4 mm, 內徑 19.4 mm의 銅파이프 및 銅블럭과 黃銅블럭을 使用하여 製作하였다. 實驗流體인 R-113 은 물에 비하여 蒸發潛熱이 적고 낮은 加熱量으로 相變化를 시킬 수 있다. 또한 常溫에서 液體狀態이므로 保存이 容易하고 有毒性이 거의 없는 것으로 알려져 있다.

蒸發部는 Fig.3-3 에서 보는 바와 같이 外徑이 45 mm, 長이가 230 mm인 銅블럭을 加工하여 製作하였다. 銅블럭의 內側은 히트파이프의 內徑과 같은 치수로 精密하게 加工하였으며, 外側은 피치 8 mm 깊이 6 mm의 삼각형홈을 나사식으로 加工하여 加熱히터를 設置하

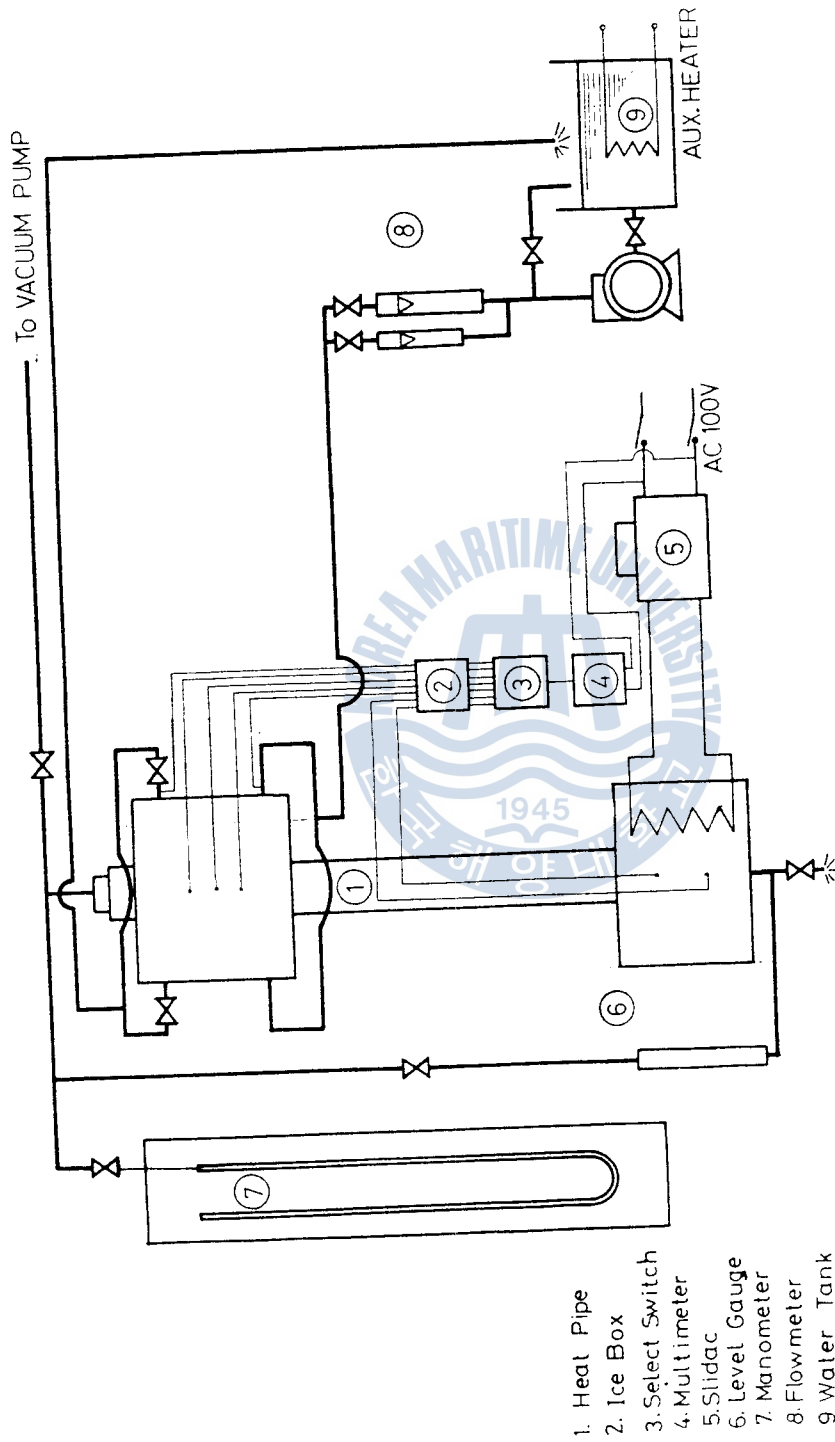


Fig. 3-1 Schematic Diagram of Experimental Apparatus

- 1. Heat Pipe
- 2. Ice Box
- 3. Select Switch
- 4. Multimeter
- 5. Slidac
- 6. Level Gauge
- 7. Manometer
- 8. Flow Meter
- 9. Water Tank

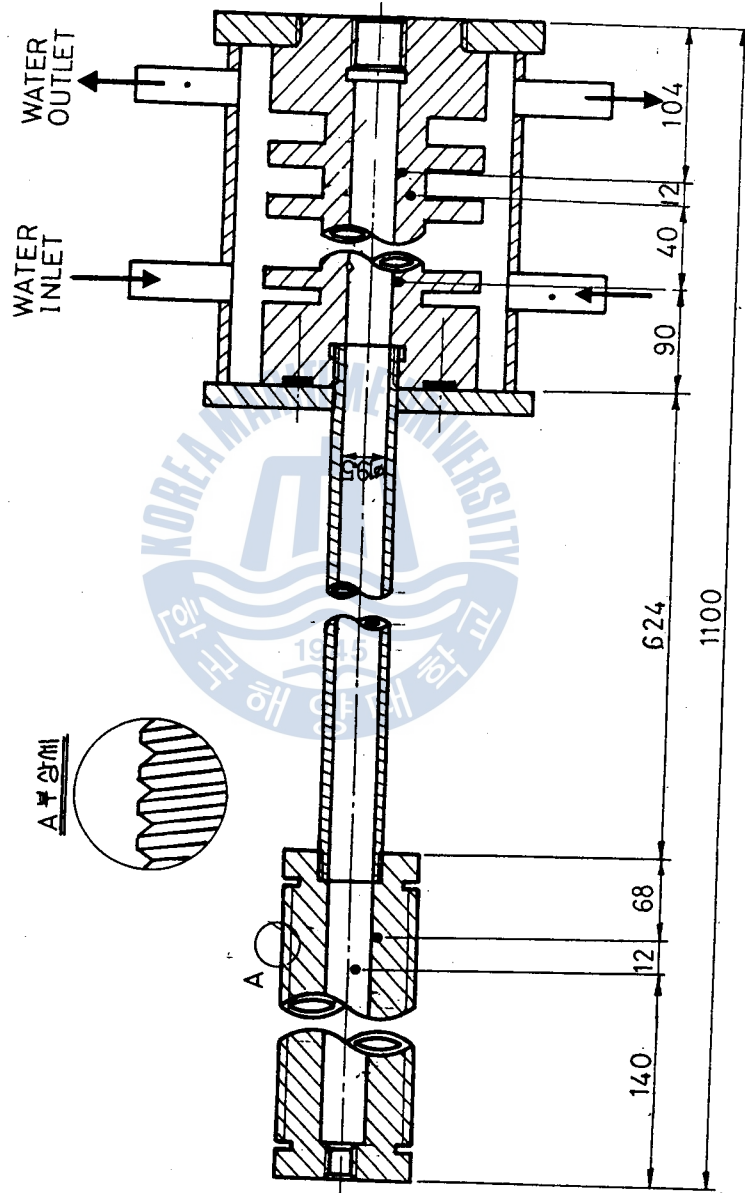


Fig.3 - 2 Schematic Assembling Diagram of Experimental Parts

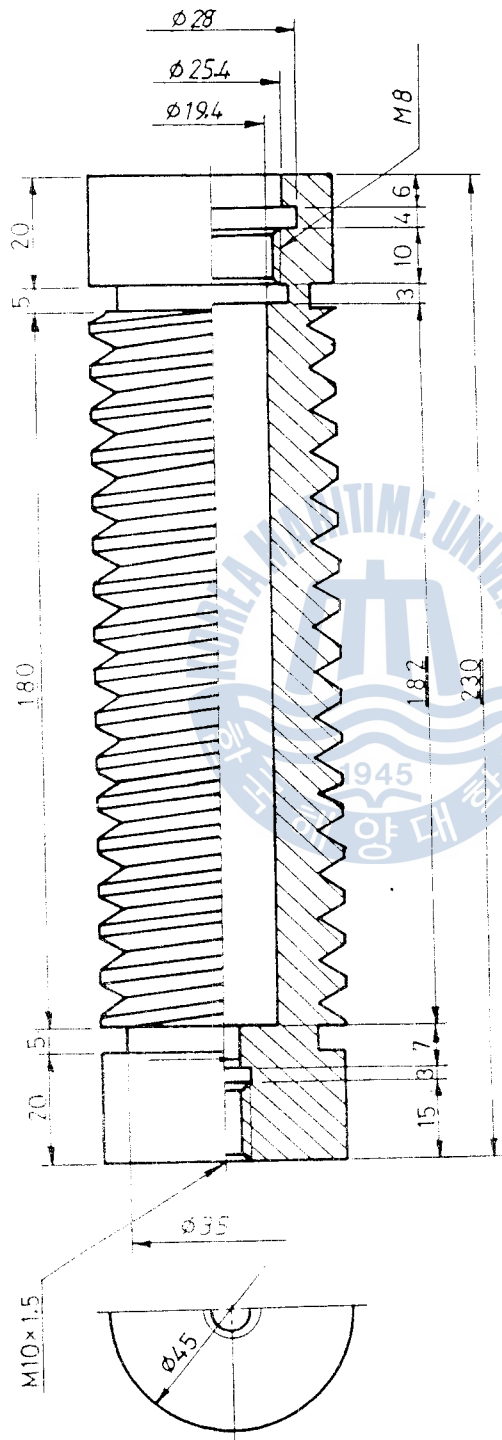


Fig.3-3 Detail of Evaporator Section

였다. 蒸發部の 下部는 作動液을 보충하고 作動流體의 溫度를 測定하는 熱電對를 고정시키기 위하여 銅블록의 中心部에 M 10 x P 1.5의 나사加工을 하였다. 蒸發部の 양 끝단에서 각각 20 mm 떨어진 지점에 길이 5 mm 깊이 8 mm의 홈을 파서 軸方向으로 傳導에 의한 軸方向 熱傳導의 영향을 적게 하였다.

蒸發部를 加熱하는 히이터의 設置方法은 後述하는 바와 같다. 磷酸과 물이 1:3 으로 混合된 溶液에 산화마그네슘 (MgO)을 적당량 넣어 섞으면 化學作用으로 因하여 發熱反應이 일어나면서 가스가 發生된다. 化學反應이 끝나면 약간의 粘度를 가진 固形物로 바뀌기 시작한다. 이때 미리 加工된 홈에 산화마그네슘 混合物을 均一하게 밀어넣어 大氣中에 乾燥시켰다.

멀티미터를 利用하여 絶緣이 되었음을 確認한 後 蒸發部 内部에서 均一한 熱플럭스를 갖도록 하기 위하여 管의 中心部로부터 一定한 距離에 합석판을 삼각형으로 구부려 均一한 깊이의 홈이 생기도록 하였다.

Ni-Cr 선과 電線을 直接 連結할 경우 接續部에서 發生하는 熱을 效果的으로 放熱시키기 위하여 材質이 알루미늄인 放熱핀을 接續部로 使用하였다. 蒸發部에서 加熱量을 正確히 計算하고 熱損失을 줄이기 위하여 外部로 노출되는 Ni-Cr 선의 양 끝단 部分이 적도록 하였다.

凝縮部の 詳細圖를 나타낸 Fig.3-4 에서 보는 바와 같이 凝縮部の 效率을 增加시키기 위하여 傳熱핀을 設置하였으며 材質은 熱傳導率이 320 Kcal/m. °C.Hr 인 황동봉을 使用하였다. 銅파이프의 상하

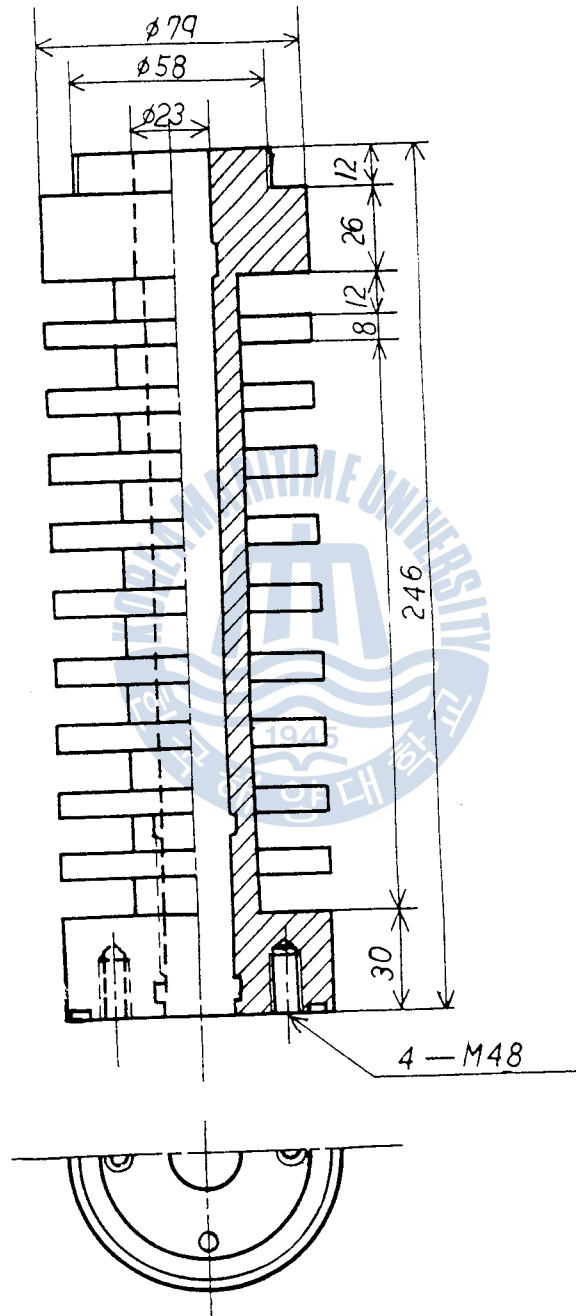


Fig.3-4 Detail of Condenser Section

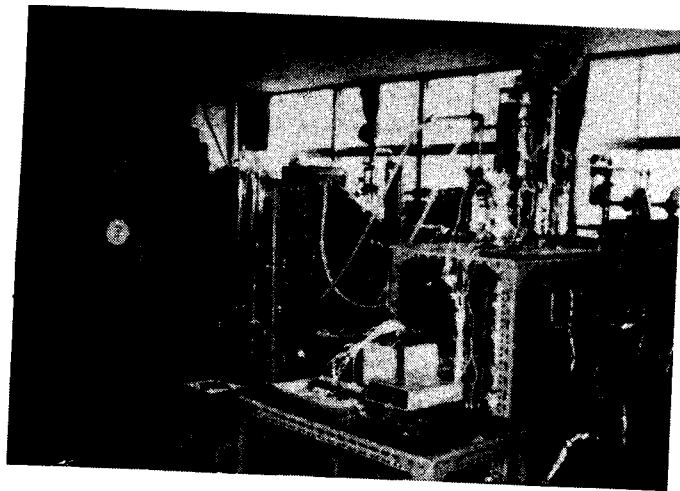


Fig. 3 - 7. Photo of Experimental Apparatus

단은 나사를 利用하여 組立하였으며, 데프론 “O”링으로서 連結部位의 氣密度를 向上시키고 斷熱部の 파이프로부터 凝縮部로 熱이 傳導되는 것을 적게 하였다. 凝縮部の 內表面은 膜凝縮의 순조로운 落下를 위하여 매끄럽게 다듬질 되어 있다.

凝縮部の 內表面 溫度를 均一하게 유지시키기 위하여 冷却은 Fig.3-2 에서와 같이 凝縮部 아래의 兩側面으로부터 冷却水가 들어와 上部의 側面을 通하여 나가도록 되어 있다. 冷却水의 入出口 溫度差를 測定할 수 있도록 作動範圍가 다른 2개의 流量計를 設置하여 蒸發部の 加熱量에 따라서 實驗範圍에 맞는 流量計를 選擇하여 使用하였다. 凝縮部の 冷却水量은 바이패스 밸브를 利用하여 調節하였으며, 凝縮部內의 蒸氣溫度와 冷却水의 溫度差를 實驗範圍에 맞도록 調節하기 위하여 탱크내에 補助 히이터를 設置하였다. 流量計의 測定範圍는 각각 4Gal/Min 와 20Gal/Hr 이며, 이들 流量計는 補助탱크를 利用하여 一定時間동안 水位의 上昇速度와 流量計의 눈금을 比較함으로써 精密하게 檢定하였다. Fig.3-5 과 Fig.3-6은 流量計의 檢定結果를 最小自乘法으로 處理하여 나타내고 있다.

凝縮部와 蒸發部는 각각 6.35 mm의 銅파이프를 使用하여 레벨게이지에 連結함으로써 封入된 作動流體의 量을 測定할 수 있게 하였다. 斷熱材로서는 그라스울과 폴리에틸렌을 겹겹이 使用하여 충분히 斷熱하였고, 전원의 供給은 나이프 스위치를 거쳐 가변변압기에 連結하여 加熱量을 調節할 수 있도록 하였다. 이 때의 電壓은 디지털 멀티미터로 測定하여 加熱部の 溫度를 감시하였다. 實驗裝置의 각 부분을 組立하기전 파이프와 蒸發部, 凝縮部の 內部를 뜨거운 물로 연

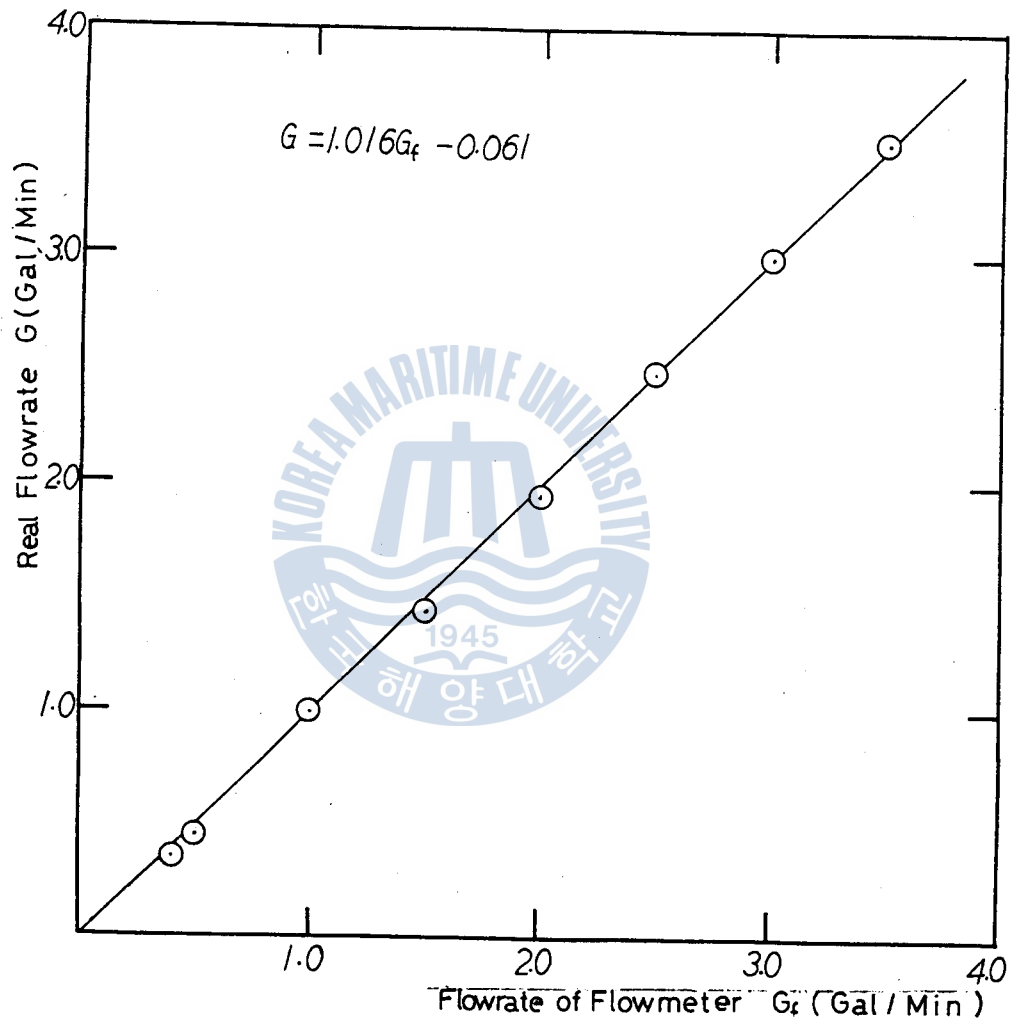


Fig.3 -5 Calibration Results of Flowmeter(1)

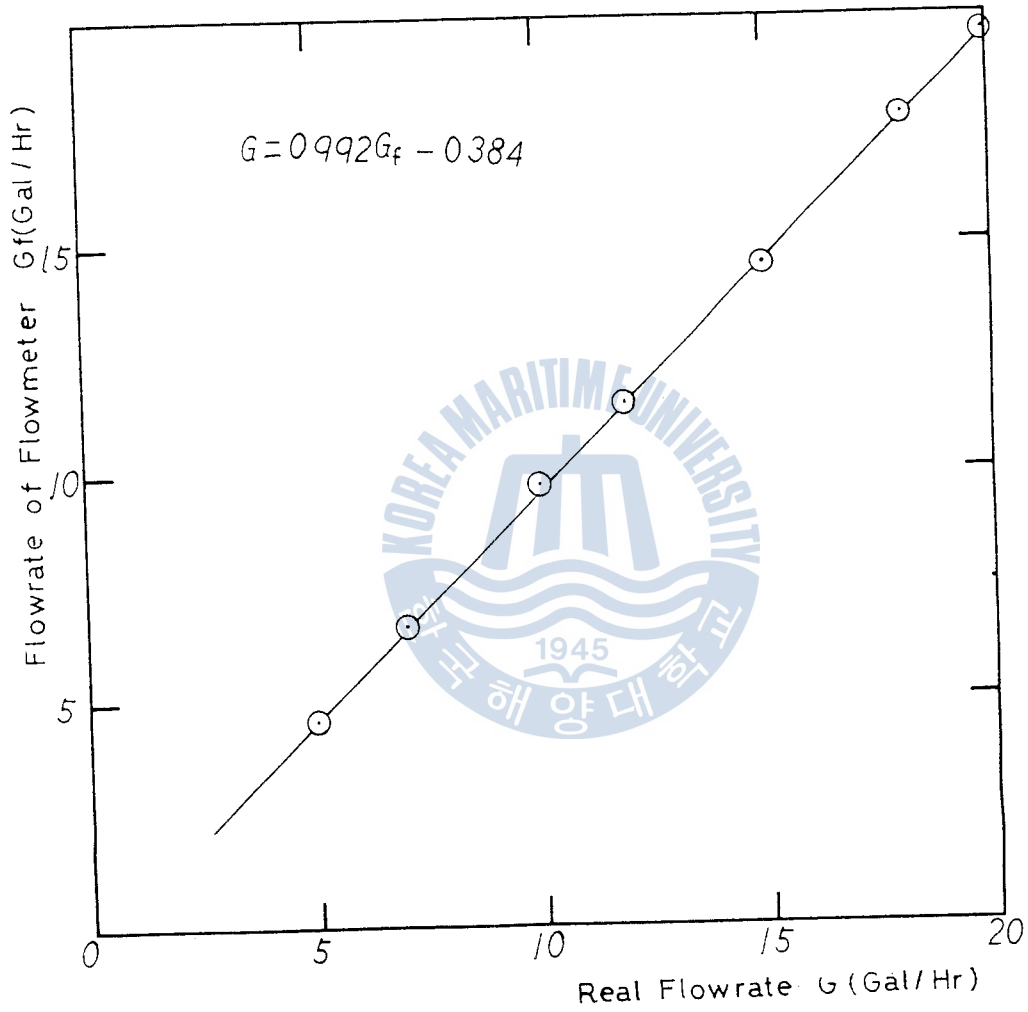


Fig.3.- 6 Calibration Results of Flowmeter (2)

속적으로 씻어낸 후 물기를 완전히 말리고 나서 형질을 뭉쳐 히트파이프 内部를 반복적으로 닦아냈다. 다시 아세톤으로 内部를 洗滌한 後 비눗물로 깨끗이 씻어내어 内表面에 異物質이 混入되지 않도록 하였다. 實驗裝置를 완전히 조립한 후 氣密試驗과 耐壓試驗이 可能하도록 시스템을 구성하였으며, 全實驗 루프는 그라스울 및 폴리에틸렌을 使用하여 2 겹으로 충분히 斷熱하였다.

Fig.3-7 은 實驗裝置의 寫眞을 나타낸다.

3-2 溫度와 壓力의 測定

本 實驗으로부터 正確한 實驗結果를 얻기 위하여 實驗裝置의 각 부분을 조립한 다음 $1.8\text{Kg}/\text{Cm}^2$ 의 空氣壓力으로 耐壓試驗을 하였고 可能眞空壓力이 10^{-3}Torr 인 眞空펌프를 利用하여 20mmHg. abs 에서 眞空試驗을 행하였다. 24時間이 經過된 後 兩者의 變動率은 1% 以內였으며, 주위의 溫度變化를 考慮하면 本 實驗裝置의 氣密은 거의 完全한 狀態라고 判斷된다. 各部의 溫度測定은 C-A 熱電對로써 測定하였으며, 히트파이프 各部의 熱電對 附着位置는 Fig.3-4 에서 보는 바와 같이 蒸發部 끝단으로부터 각각 140mm , 152mm , 914mm , 934mm , 946mm , 1036mm 이며 冷却水 入口와 出口에 각각 한 개씩 設置되어 있다. 熱輸送限界에 到達했을 때 蒸發部内 傳熱壁의 急速한 溫度上昇을 監視하기 위하여 152mm 되는 位置에 蒸發部 燒損防止用 熱傳對를 設置하였다. 凝縮部에서 内壁面의 溫度는 凝縮部の 中間部分 溫度를 基準溫度로 정하여 中間部分의 位置에 設置하였다.

蒸發部와 凝縮部の 壁溫을 測定한 熱電對는 지름 1 mm의 구멍을 內壁面과 1 mm 間隔이 되도록 精密드릴로 加工하여 주사기 바늘과 같은 스텐레스 튜브속에 熱電對를 넣어 熱電對 感知部를 接觸제로서 傳熱壁에 附着시킨 後, 鐵線밴드로 감아 완전히 密着시켰다. 蒸發部 內部에는 作動流體의 溫度를 測定하기 위하여 熱電對가 內表面에 接觸되지 않도록 注意를 하였다.

凝縮部の 熱電對는 凝縮部內에서 軸方向으로 생기는 溫度勾配를 平均溫度로 計算하기 위하여 上部和 下部的 蒸氣側에 接觸되도록 하고 蒸氣의 흐름에 抵抗을 적게 하기 위하여 熱電對 소선이 占有하는 容積을 적게하여 끝이 凝縮部の 윗부분으로 나오도록 하였다. 이와 같이 設置된 各부의 熱電對는 溫度를 感知하는 部分에서 시정수를 적게 하기 위하여 끝부분을 직경 50 μm 의 C-A 熱電對 소선을 사용하였다. 熱電對의 檢定은 0 $^{\circ}\text{C}$ 基準接點箱子에 連結하여 發生된 熱起電力이 디지털 電壓計에 入力되어 測定하도록 하였다. 最少 눈금이 0.1 $^{\circ}\text{C}$ 인 標準溫度計가 指示하는 溫도와 熱起電力과의 關係를 最少自乘法으로 처리함으로써 다음과 같은 檢定式을 얻었으며 Fig.3-8 에서 보는 바와 같이 誤差는 1% 以內였다.

1. $T_c = 24.448\text{mV} + 0.2039437$
2. $T_c = 24.395\text{mV} + 0.1611971$
3. $T_c = 24.097\text{mV} + 0.1008521$
4. $T_c = 24.396\text{mV} + 0.1506314$
5. $T_c = 23.69 \text{ mV} + 0.2218173$
6. $T_c = 24.589\text{mV} + 0.0510984$
7. $T_c = 24.493\text{mV} + 0.187295$

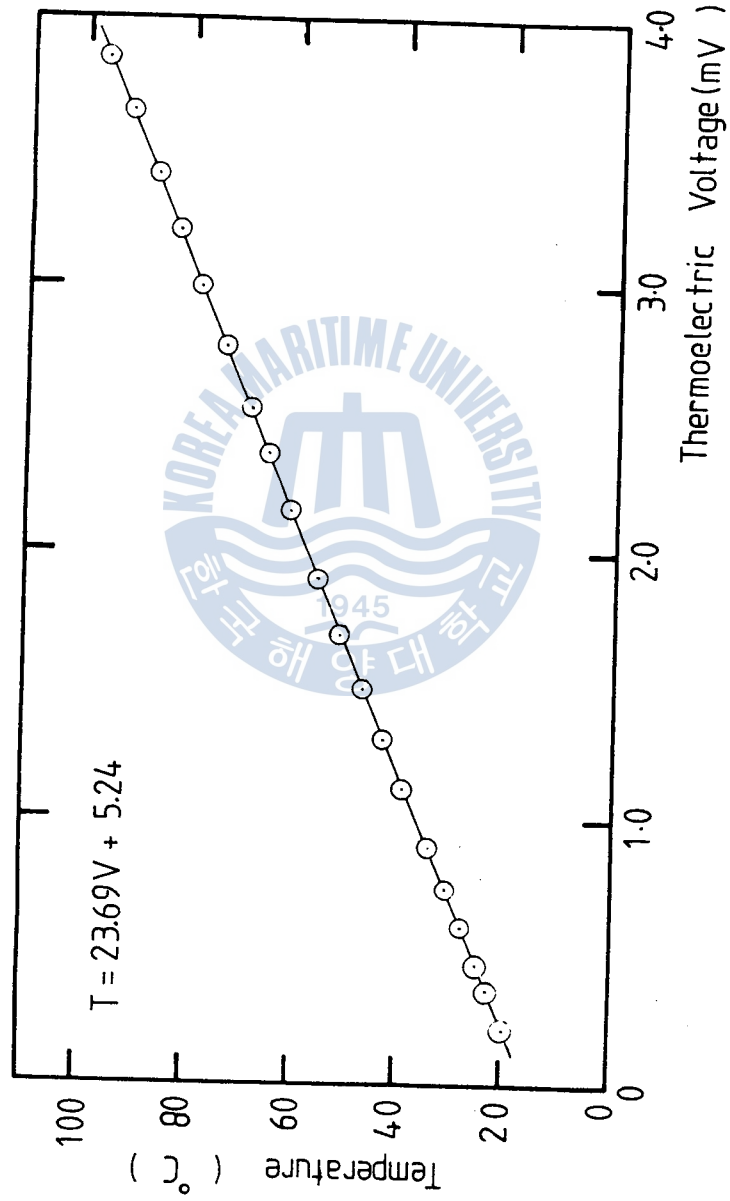


Fig. 3 - 8 Calibration Curve of C-A Thermocouple (No.5)

熱電對의 番號는 Fig.3-2 에 표시된 것과 같이 蒸發部 하단으로 부터 시작된다. 히트파이프 内部의 壓力測定은 凝縮部の 끝 부분과 6.35mm 의 銅파이프로 連結하여 冷凍機用 밸브를 中間에 넣어 組立하고 마노미터에 連結하여 可能하도록 하였다. 凝縮部에서 凝結되는 蒸氣의 一部가 마노미터와 連結된 銅파이프 内에서 凝結이 되지 못하도록 凝縮부와 連結된 銅파이프를 수직으로 60Cm 되는 位置에서 內徑 25Cm 의 원형으로 3회 감은 다음 충분히 斷熱하여 연속적으로 凝縮되는 蒸氣가 連結管內에서 어느 한도 이상 凝縮되지 않도록 하였으며, 아울러 마노미터에서 水銀柱가 脈動하는 것을 排除시켰다.

3-3 實驗方法

作動流體는 眞空펌프를 使用하여 히트파이프內를 眞空으로 하고 負壓을 利用하여 封入하였으며, 作動流體가 레벨게이지의 유리管 内에 약 0.1Cm/sec 의 速度로 채워지도록 眞空을 一定하게 유지하였다. 作動流體를 완전히 充填한 後에 다시 眞空펌프를 運轉하여 그 때의 室内溫度에 해당하는 作動流體의 飽和壓力까지 펌핑하였다. 이러한 方法으로 히트파이프 内에 있는 不凝縮 가스를 거의 除去함으로써 히트파이프內 不凝縮가스로 因하여 凝縮液膜의 形成과 熱傳達이 방해되지 않도록 하였다.

히트파이프를 運轉하기 前에 각부의 熱電對를 통하여 溫度가 均一하다는 것을 確認함으로써 全體的인 熱電對 檢定이 恰當함을 알 수 있었다.

히트파이프內의 溫度分布가 定常狀態에 到達되어 있는가는 蒸發部 壁溫의 溫度上昇이 5분에 0.1℃ 보다 작고 各部에 設置되어 있는 熱起電力이 安定되어 있는가를 디지털 電壓計로 감시하면서, 마노메타로부터 測定된 壓力에 相當하는 飽和溫度가 凝縮部 內部에서 測定한 값과 一致하는 것을 確認함으로써 可能하였다.

定常狀態에 到達한 後 히트파이프內의 各部溫度를 測定하였으며, 冷却水 入口 및 出口溫度와 冷却水量은 凝縮部에서 交換되는 熱量을 計算하기 위하여 測定되었다. 各部의 壓力은 마노메타로써 測定되었는데, 마노메타와 連結되어 있는 라인중에 作動流體가 凝結되어 고여있는 量에 대한 壓力補正은 實驗이 끝난후 行하였다.

實驗은 封入量을 一定히 유지하면서 加熱量을 점차적으로 增加시켜 正常狀態에 到達한 각 점에서 溫度와 壓力을 測定하였다. 위 實驗이 끝난 후 數時間동안 運轉을 中止하여 大氣溫度에 相當하는 初期狀態가 되도록 한 후 다시 원하는 作動流體의 量을 보충하여, 상술한 바와 同一한 方法으로 實驗을 반복하였다. 蒸發部에서 加熱量은 슬라이드의 電壓을 加感하여 調節하였고, 加熱量의 計算은 니크롬 히터의 양단간의 電壓을 測定함으로써 可能하였다.

蒸發部에 供給된 全 加熱量 Q_e 는 다음과 같이 計算된다.

$$Q_e = V^2 / 4.185r \quad (\text{Kcal/sec}) \quad (3.1)$$

凝縮部에서 방열된 熱量 Q_c 는

$$Q_c = (t_{co} - t_{ci}) \times G_u \times C_p \quad (\text{Kcal/sec}) \quad (3.2)$$

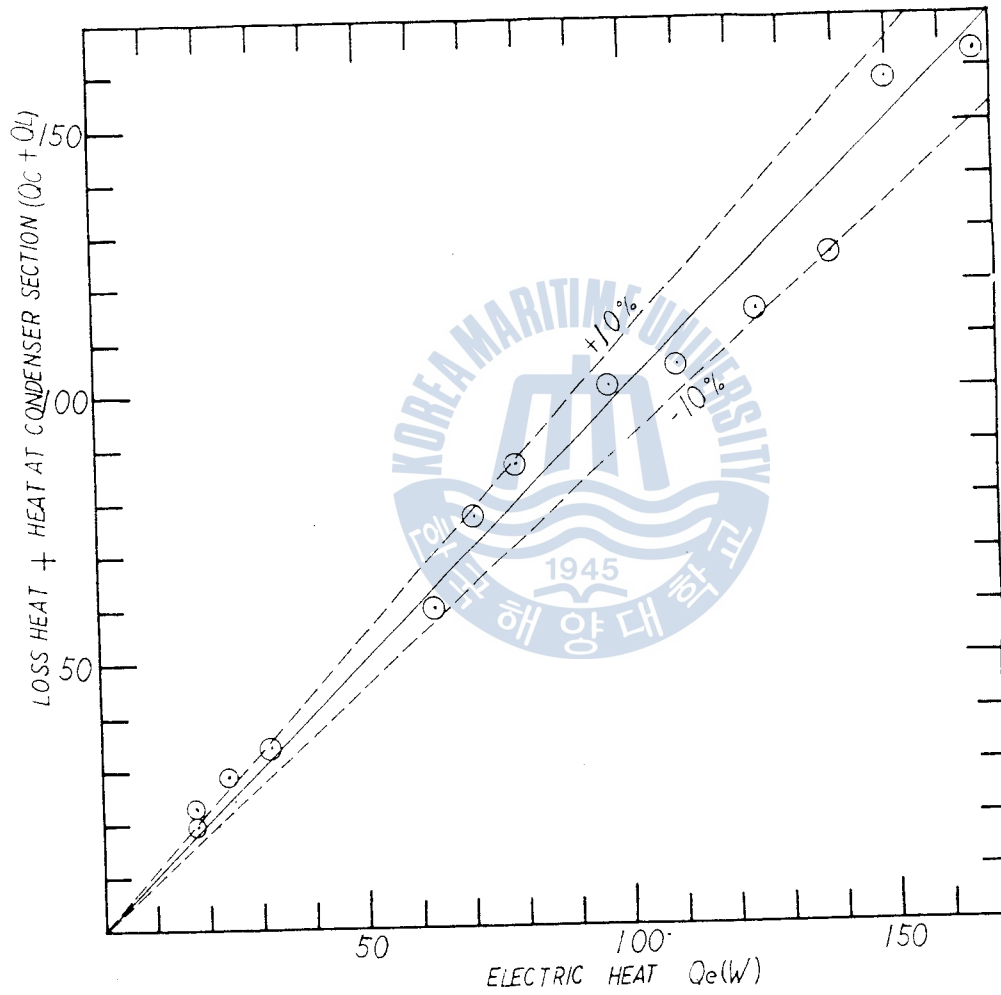


Fig.3-9 Experimental Results of Heat Balance in Heat-Pipe

蒸發部와 斷熱部에서 斷熱材를 통하여 放熱된 Q_1 에 대해서는, 히트파이프 壁面의 熱傳導에 의한 傳熱抵抗을 무시하고 斷熱材內表面의 溫度가 近似的으로 飽和溫度 T_s 와 같다고 하면, Q_1 은 다음과 같다.

$$Q_1 = \frac{2\pi kL}{l_n \frac{d_o'}{d_o}} (T_s - T_c) \quad (3.3)$$

여기서 d_o 는 斷熱材의 內徑이고, d_o' 는 斷熱材의 外徑으로써 127mm 이며, 글라스울의 熱傳導率 $k = 9.12 \times 10^{-6}$ (Kcal/m. sec. $^{\circ}\text{C}$) 이다. (3.3)式에 의하여 本 實驗의 範圍에서 히트파이프 內에 있는 作動流體의 飽和溫도와 室內溫도와 의 差에 의한 放熱損失은 R-113을 作動流體로 하는 경우에 1.2×10^{-3} Kcal/sec 미만으로 무시할 수 있을 정도로 작았다. 따라서 蒸發部の 全加熱量, 即 熱輸送量으로서 는 加熱部 히터 兩端間의 電壓으로부터 (3.1)式에 의하여 計算한 加熱量を 測定値로 택하였으며 總放熱量은 $Q_1 + Q_c$ 의 값으로 하였다.

Fig.3.9 는 加熱량과 放熱량의 關係를 實驗적으로 구하여 나타낸 結果로써 誤差가 $\pm 10\%$ 이내에서 一致함을 보이고 있다.

蒸發部와 凝縮部 사이에 壓力降下가 생긴다는 것은 명백하다고 생각되나 아주 미소한 값이기 때문에 本 實驗裝置의 마노메타로서는 測定이 不可能하여, 이 값은 蒸發部와 凝縮部에서 蒸氣의 溫度差로부터 추정하였다. 實驗中 마노메타에 나타난 壓力은 凝縮部の 飽和溫도와 대체적으로 一致하였는데 그 理由는 壓力測定部가 凝縮部の

上部와 連結되어 있기 때문이라고 생각된다. R-113의 飽和溫度에 상당하는 飽和壓力의 값은 부록에 수록되어 있는데, 이는 參考文獻 (18)에 있는 物性值를 인용한 것이다. 溫度와 壓力과의 關係를 미리 그래프상에 플로팅하여 變化의 傾向을 把握한 다음, 最小自乘法으로 처리하여 溫度에 따른 物性值의 變化를 數式化 하였다. 이와 같이 하여, 數式으로부터 計算하여 求한 각 物性值값과 實際 값의 最大誤差는 4%以内였다. 數式化한 物性값은 本 論文에서 熱流束을 포함한 제반의 理論的인 값들을 豫測하기 위하여 電子計算機로 프로그래밍화 하는데 有用하게 使用되었다.

Fig.3-10은 作動壓力에 대한 R-113의 飽和溫度와 凝縮部內에 設置한 4번과 5번의 熱電對로부터 測定한 溫度와의 關係를 나타내고 있다. 이 그림의 結果로부터 蒸發部에서 液體狀態와 一部の 氣體狀態로 存在하는 作動流體는 거의 飽和狀態임을 알 수 있다. 또한 Fig.3-10에 나타난 結果로 보아 凝縮部內에서 蒸氣의 溫度는 거의 均一함을 알 수 있으며, 實際의 實驗에서 히트파이프內의 각 부 溫度는 加熱量의 增加에 따라 약간씩 增加하는 것을 確認할 수 있었다.

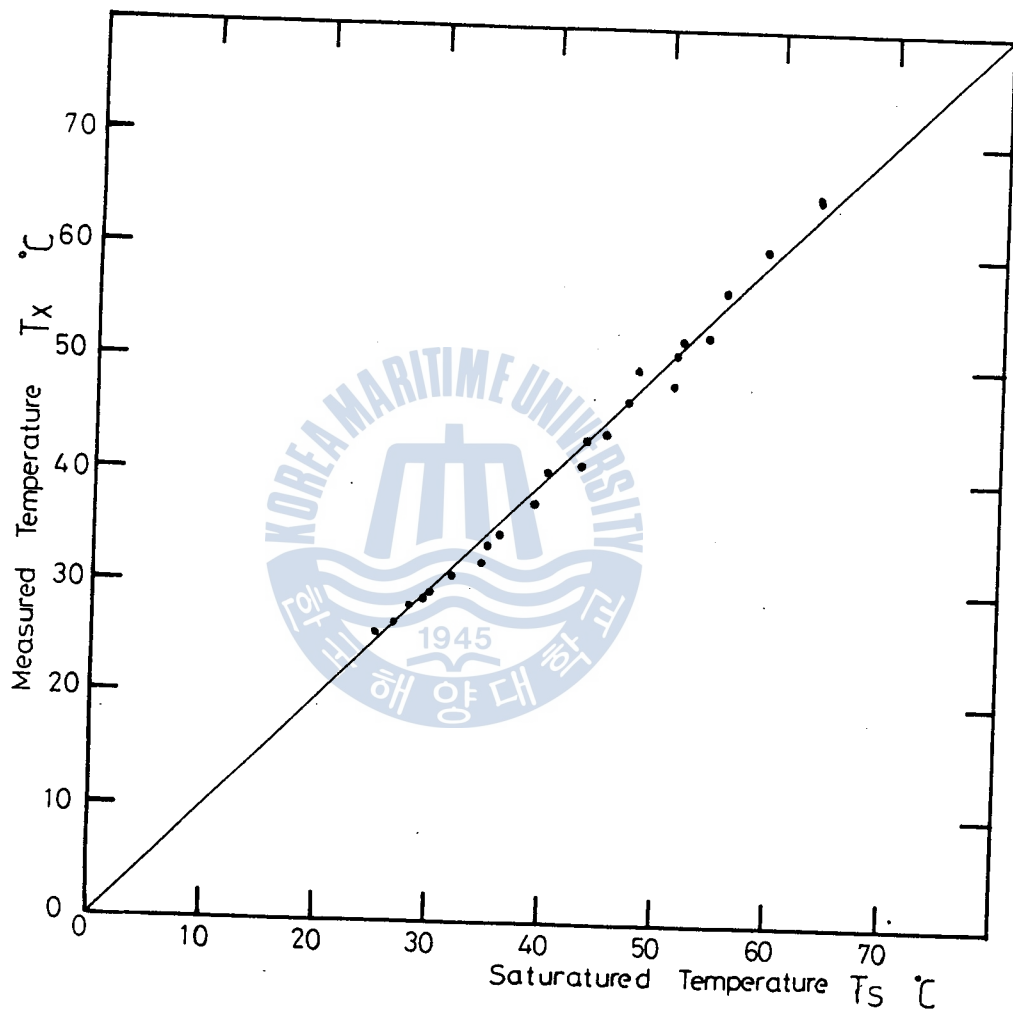


Fig.3-10 Comparison of the Measured Value at Thermocouple According to Saturated Temperature

第 4 章 實驗結果 및 考察

冷却水 流量測定用 流量計를 通하여 凝縮部를 冷却하는 冷却水의 流量으로부터 計算된 流路內의 平均的인 上乘速度는, 레이놀드수가 100 以下로서 對流에 의한 熱傳達은 고려하지 않았다.

蒸發部를 加熱하였을 때 加熱量 Q_e 의 全部가 凝縮部에 傳達되었다고 하면, 凝縮部의 內表面에서 熱流束은

$$q_c = \frac{Q_e}{A_c} \quad (4.1)$$

上式에서 A_c 는 凝縮部의 內部表面積이다. 한편 凝縮部의 內壁面에는 內表面으로부터 約 1 mm 위치에 熱電對가 設置되어 壁面의 溫度 T_{wc}' 가 測定된다. 그러므로 凝縮部 內表面溫度 T_{wc} 와 壁面의 溫度 T_{wc}' 사이에서 熱傳導方程式을 생각하면

$$\begin{aligned} q_c &= -kA \frac{\Delta T}{\Delta x} \\ &= -kA \frac{T_{wc}' - T_{wc}}{\Delta x} \end{aligned} \quad (4.2)$$

(4.1) 式에서 凝縮部의 熱流束 q_c 를 求하여, 이를 式(4.2)에 代入하면 T_{wc}' 를 구할 수 있다. 이와 같이 하여 추정된 凝縮部 內表面溫度 T_{wc} 와 表面近處에서 測定된 壁面溫度 T_{wc}' 와의 差는 本實驗範圍에서 最大 $0.6\text{ }^\circ\text{C}$ 以下였다. 따라서 本 研究에서는 凝縮部 表面溫度 T_{wc} 를 表面으로부터 約 1 mm 위치에 設置된 熱電對로부터 測定된 溫度 T_{wc}' 와 같다고 간주하였다.

4-1 計算된 熱플럭스와 實驗值와의 比較

Fig.4-1 의 가로軸은 冷却水의 入出口 溫度와 冷却水 量을 測定하여 計算한 熱量을 나타내며, 세로軸은 (1-9)式으로부터 理論的으로 計算한 平均凝縮熱傳達係數를 利用하여 求한 熱量을 나타낸다.

히트파이프 內에서 蒸氣流速이 높은 경우에는 蒸發部の 沸騰過程에서 發生한 液滴의 一部가 蒸氣에 同伴되어 凝縮部の 壁面에 附着된다. 作動流體의 液滴이 蒸氣流에 同伴되어서 凝縮部の 液膜流量을 增加시켜 凝縮熱傳達率에 影響을 미친다. (1.9) 式은 이러한 影響을 考慮하지 않았기 때문에 實驗係數를 補해 주어야 한다.

이 그림에서 보는 바와 같이 實驗係數의 값은 參考文獻⁽²³⁾ 보고된 값과 대체로 一致하였다. 또한 溫度에 따른 作動流體의 物性值變化가 凝縮熱傳達係數에 미치는 影響은 本 實驗에서 허용된 溫度範圍 25℃-60℃ 사이에서 40℃를 基準으로 할 때 ±0.8% 以內였다.

Fig.4-2 는 管下部에서 凝縮液의 質量流量 W와 Q_c의 關係를 나타내고 있다.

$$W = \frac{\pi D Z \times h_m \times (T_s - T_w)}{h_{fg}} \quad (4.3)$$

第 4 章 實驗結果 및 考察

冷却水 流量測定用 流量計를 通하여 凝縮部를 冷却하는 冷却水의 流量으로부터 計算된 流路內의 平均的인 上乘速度는, 레이놀드수가 100 以下로서 對流에 의한 熱傳達은 고려하지 않았다.

蒸發部를 加熱하였을 때 加熱量 Q_e 의 全部가 凝縮部에 傳達되었다고 하면, 凝縮部의 內表面에서 熱流束은

$$q_c = \frac{Q_e}{A_c} \quad (4.1)$$

上式에서 A_c 는 凝縮部의 內部表面積이다. 한편 凝縮部의 內壁面에는 內表面으로부터 約 1 mm 위치에 熱電對가 設置되어 壁面의 溫度 T_{wc}' 가 測定된다. 그러므로 凝縮部 內表面溫度 T_{wc} 와 壁面의 溫度 T_{wc}' 사이에서 熱傳導方程式을 생각하면

$$\begin{aligned} q_c &= -kA \frac{\Delta T}{\Delta x} \\ &= -kA \frac{T_{wc}' - T_{wc}}{\Delta x} \end{aligned} \quad (4.2)$$

(4.1) 式에서 凝縮部의 熱流束 q_c 를 求하여, 이를 式(4.2)에 代入하면 T_{wc}' 를 구할 수 있다. 이와 같이 하여 추정된 凝縮部 內表面溫度 T_{wc} 와 表面近處에서 測定된 壁面溫度 T_{wc}' 와의 差는 本實驗範圍에서 最大 $0.6\text{ }^\circ\text{C}$ 以下였다. 따라서 本 研究에서는 凝縮部 表面溫度 T_{wc} 를 表面으로부터 約 1 mm 위치에 設置된 熱電對로부터 測定된 溫度 T_{wc}' 와 같다고 간주하였다.

4-1 計算된 熱플럭스와 實驗值와의 比較

Fig.4-1 의 가로軸은 冷却水의 入出口 溫度와 冷却水 量을 測定하여 計算한 熱量을 나타내며, 세로軸은 (1-9)式으로부터 理論적으로 計算한 平均凝縮熱傳達係數를 利用하여 求한 熱量을 나타낸다.

히트파이프 內에서 蒸氣流速이 높은 경우에는 蒸發部의 沸騰過程에서 發生한 液滴의 一部가 蒸氣에 同伴되어 凝縮部의 壁面에 附着된다. 作動流體의 液滴이 蒸氣流에 同伴되어서 凝縮部의 液膜流量을 增加시켜 凝縮熱傳達率에 影響을 미친다. (1.9) 式은 이러한 影響을 考慮하지 않았기 때문에 實驗係數를 補해 주어야 한다.

이 그림에서 보는 바와 같이 實驗係數의 값은 參考文獻⁽²³⁾ 보고된 값과 대체로 一致하였다. 또한 溫度에 따른 作動流體의 物性值 變化가 凝縮熱傳達係數에 미치는 影響은 本 實驗에서 허용된 溫度 範圍 25℃-60℃ 사이에서 40℃를 基準으로 할 때 ±0.8% 以內였다.

Fig.4-2 는 管下部에서 凝縮液의 質量流量 W와 Q_c 의 關係를 나타내고 있다.

$$W = \frac{\pi D Z \times h_m \times (T_s - T_w)}{h_{fg}} \quad (4.3)$$

(4.3) 式에서 平均熱傳達係數 h_m 은 式(1.9)로부터 導入하여 凝縮液의 全 質量流量 W를 구하였다. Fig.(4-2)에 있어서 Q_c 는 (3.2) 式에 나타난 바와 같이 凝縮部의 入口 및 出口溫度差로부터 推定된 값이다. 이와 같이 實驗值와 凝縮部의 液膜內 熱傳達 解析으로부

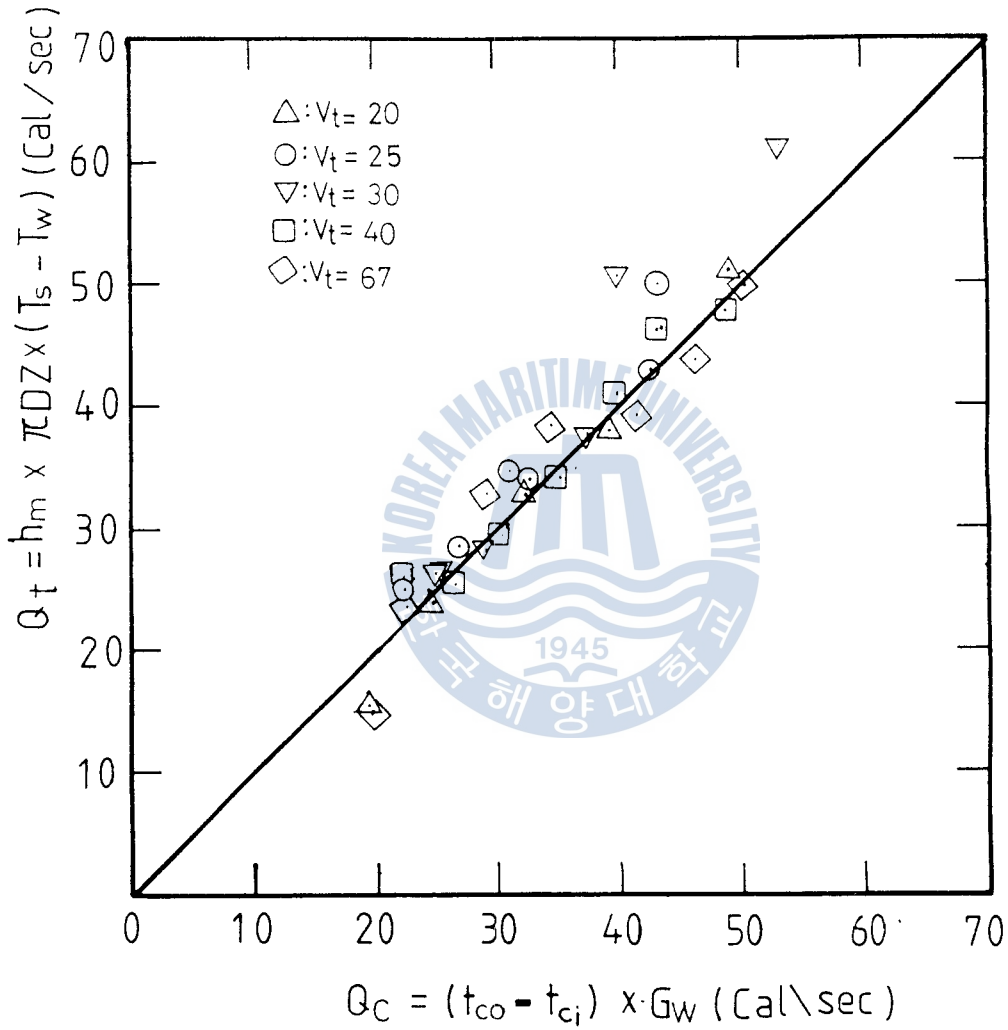


Fig.4-1 Comparison Results of Q_c with Q_t

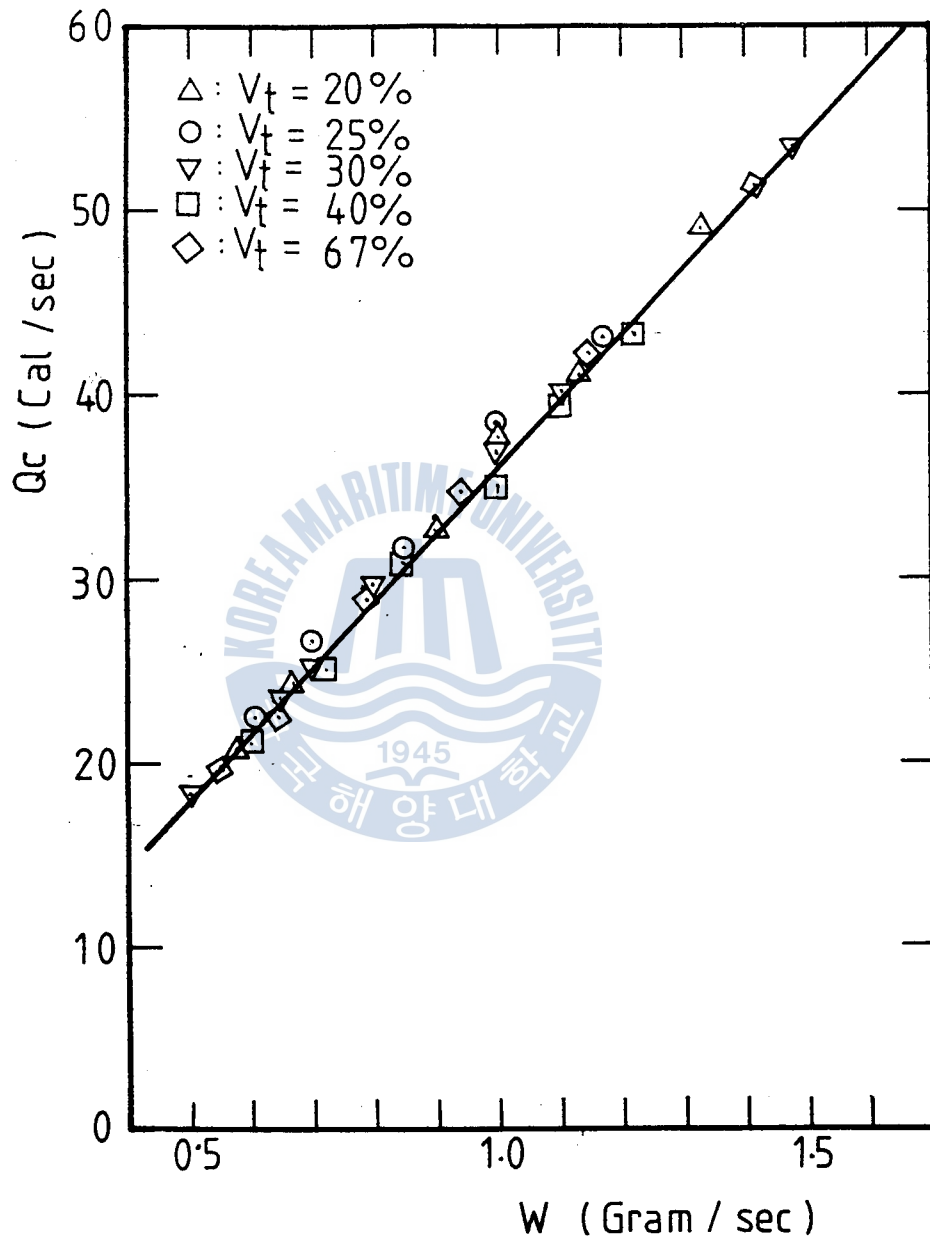


Fig.4-2 Variation of Working Fluid in Condenser Section with Q_c

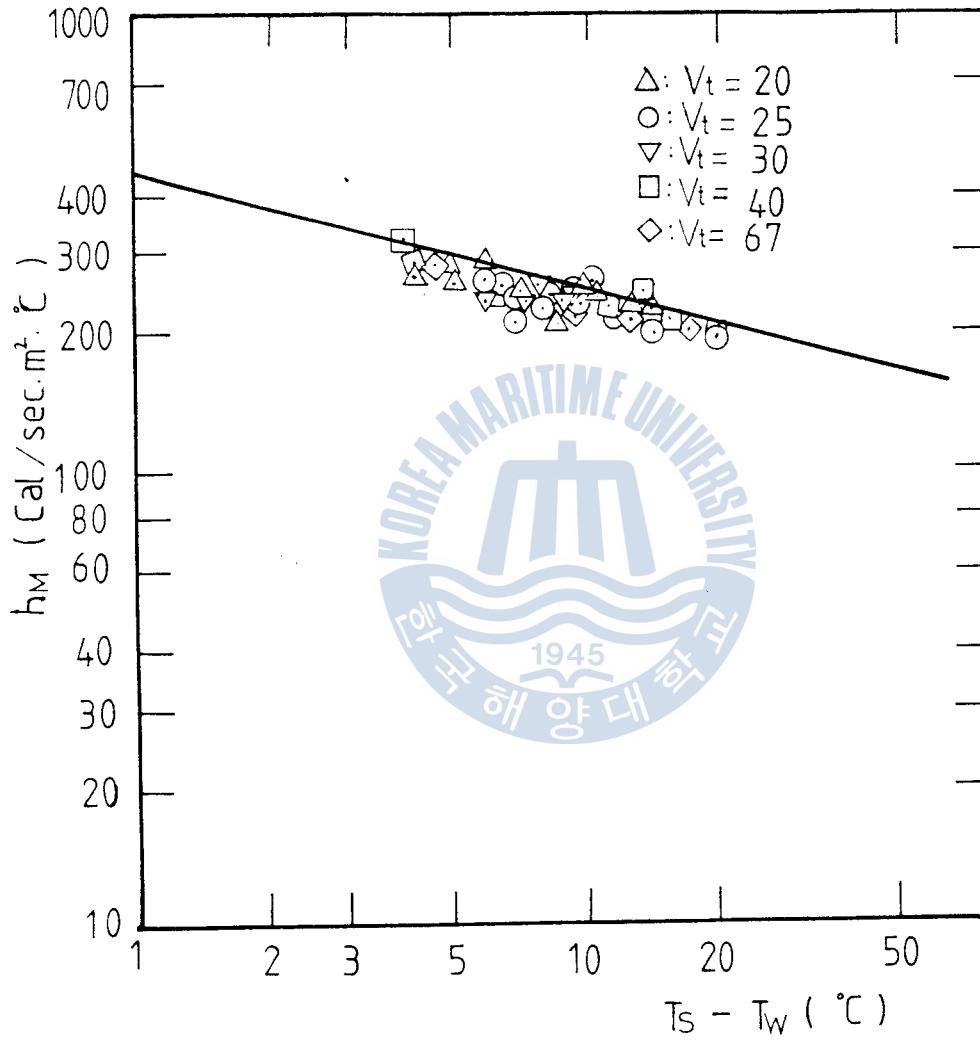


Fig.4 -3 Variation of Condensing Heat Transfer Rate with $T_s - T_w$

터 求하여진 理論値가 잘 一致하고 있음을 알 수 있다.

Fig.4-3 은 平均凝縮熱傳達係數와 凝縮部에서 飽和溫度와 壁溫과의 溫度差에 대한 關係를 나타내고 있다.

平均凝縮熱傳達係數의 測定은 $q_c = Q_c / A_c$ 로부터

$$h_m = q_c / (T_s - T_w) \quad (4.4)$$

이 그림에서 보는 바와 같이 實驗結果는 Nusselt 의 理論式과 대체적으로 一致하고 있으나 理論値보다 낮은 理由는 凝縮液膜의 흐름에 起因한 것으로 생각된다. 또한 긴 垂直管의 内部表面에서 蒸氣가 凝結할 때, 蒸氣의 上向流動이 凝結液膜을 두껍게 만들어 凝結液의 流動을 느리게 하고, 이는 다시 凝縮熱傳達係數를 減少시키는 역할을 하는데 起因한 것으로 생각된다.

이 實驗結果로 보아 溫度差가 클수록 凝縮熱傳達率은 감소하는 傾向을 나타내고 있으며, 히트파이프內에 封入된 作動流體의 量이 凝縮熱傳達率에 미치는 영향은 本 實驗範圍 內에서는 미미한 것으로 判斷된다.

4-2 沸騰熱傳達特性

核沸騰熱傳達의 주된 메카니즘은 氣泡에 의하여 生成된 교란으로 因한 強制對流이다.⁽³³⁾ 蒸發部の 内表面 近處에서 初期에는 流體의 運動이 自然對流에 의한다. 蒸發部 内表面이 연속해서 加熱되면 表面近處의 作動流體는 약간 加熱되어 表面으로 上昇할 때 蒸發되고 表面에 氣泡가 形成되기 시작하며, 이 氣泡는 表面에서 깨어지고 液

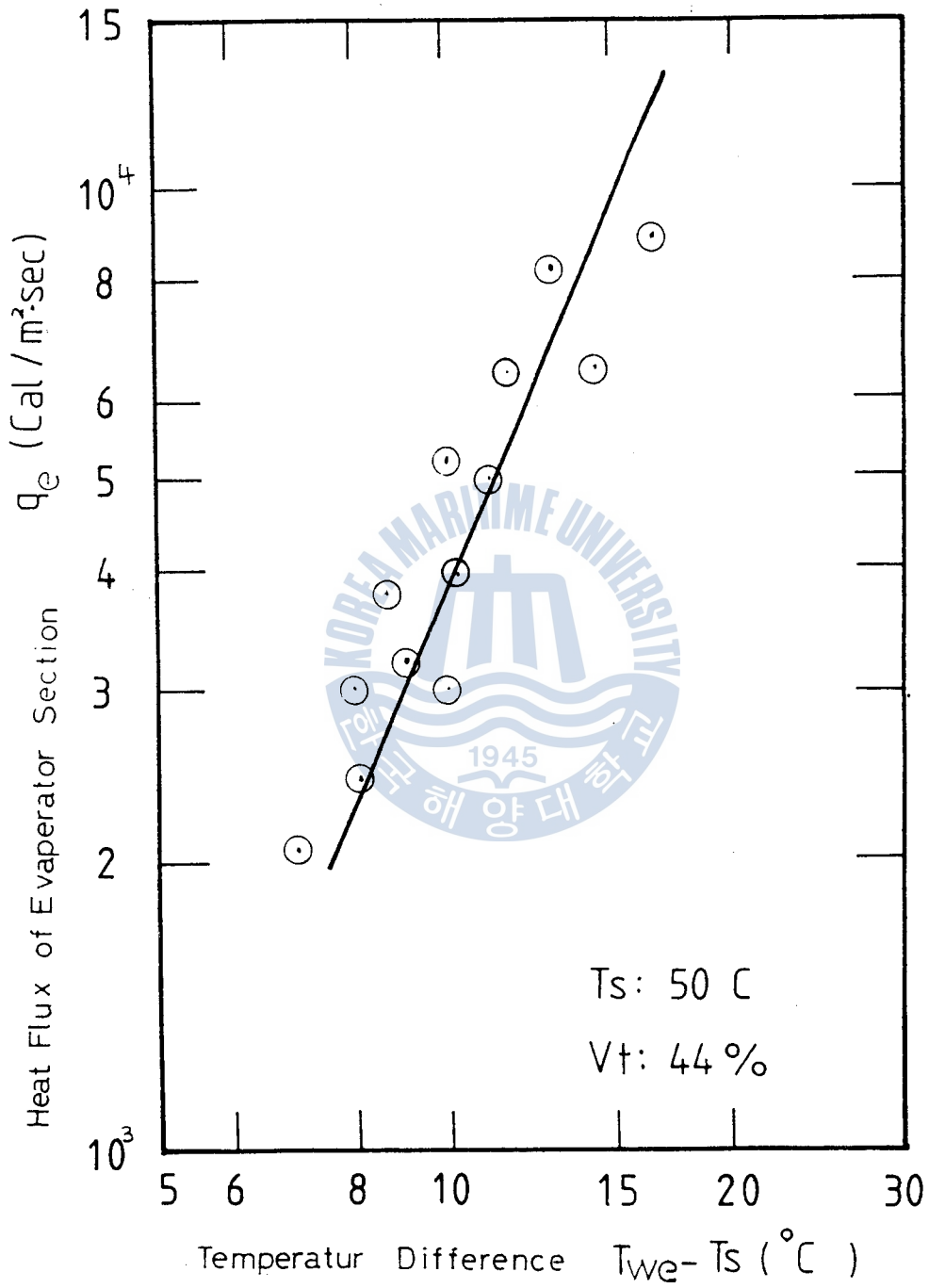


Fig.4-4 Boiling Characteristics for R-113

體속에서 없어진다. 이를 初期核沸騰이라고 하며 더욱 壁面과 作動 流體의 溫度差가 커지면 氣泡가 급격히 形成되어 본격적인 核沸騰이 시작된다.

本 研究에서는 蒸發部에서 沸騰熱流束을 豫測하기 위하여 Rohsenow의 經驗式을⁽¹⁸⁾ 利用하였다. Rohsenow는 强制對流의 영향과 關聯된 각종 파라메타의 중요성을 解析하여 核沸騰 구역에서 熱流束과 相關시킨 다음의 經驗式을 提示하였다.

$$\frac{C_{p,l}(T_{we}-T_s)}{h_{fg}\cdot Pr^{1.7}} = C_{sf} \left[\frac{q_c}{\mu_l h_{fg}} \sqrt{\frac{g_c \sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \right]^{0.33} \quad (4.5)$$

式(4.5)에서 C_{sf} 는 加熱表面에서의 流體의 조합에 따라 결정되는 常數로서 R-113의 경우 0.0047이라고 알려져 있다.⁽²³⁾

Fig.4-4는 Rohsenow式을 利用하여 壁面過熱度 ($T_{we}-T_s$)와 蒸發部の 熱플릭스와의 關係를 나타낸 沸騰曲線으로써, 實驗 結果와 $\pm 24\%$ 이내에서 잘 一致한다. 熱輸送限界에 達하면, 壁面過熱도가 急上昇하고 測定점은 Fig.4-4의 데이터보다 右側으로 移動하였다.

4-3 最大熱플릭스 豫測

式(2.16)에서 알 수 있는 바와 같이 L^+ 의 減少는 凝縮部の 面積이 增加하고 蒸發部の 面積이 減少한다는 것을 意味한다. 全體 튜브에 대한 에너지平衡을 考慮하여 飽和溫度에 대한 最大 熱플릭스를 凝縮部에서 測定된 實驗値와 相關시키면

$$q_m = q_c/L^+ \quad (4.6)$$

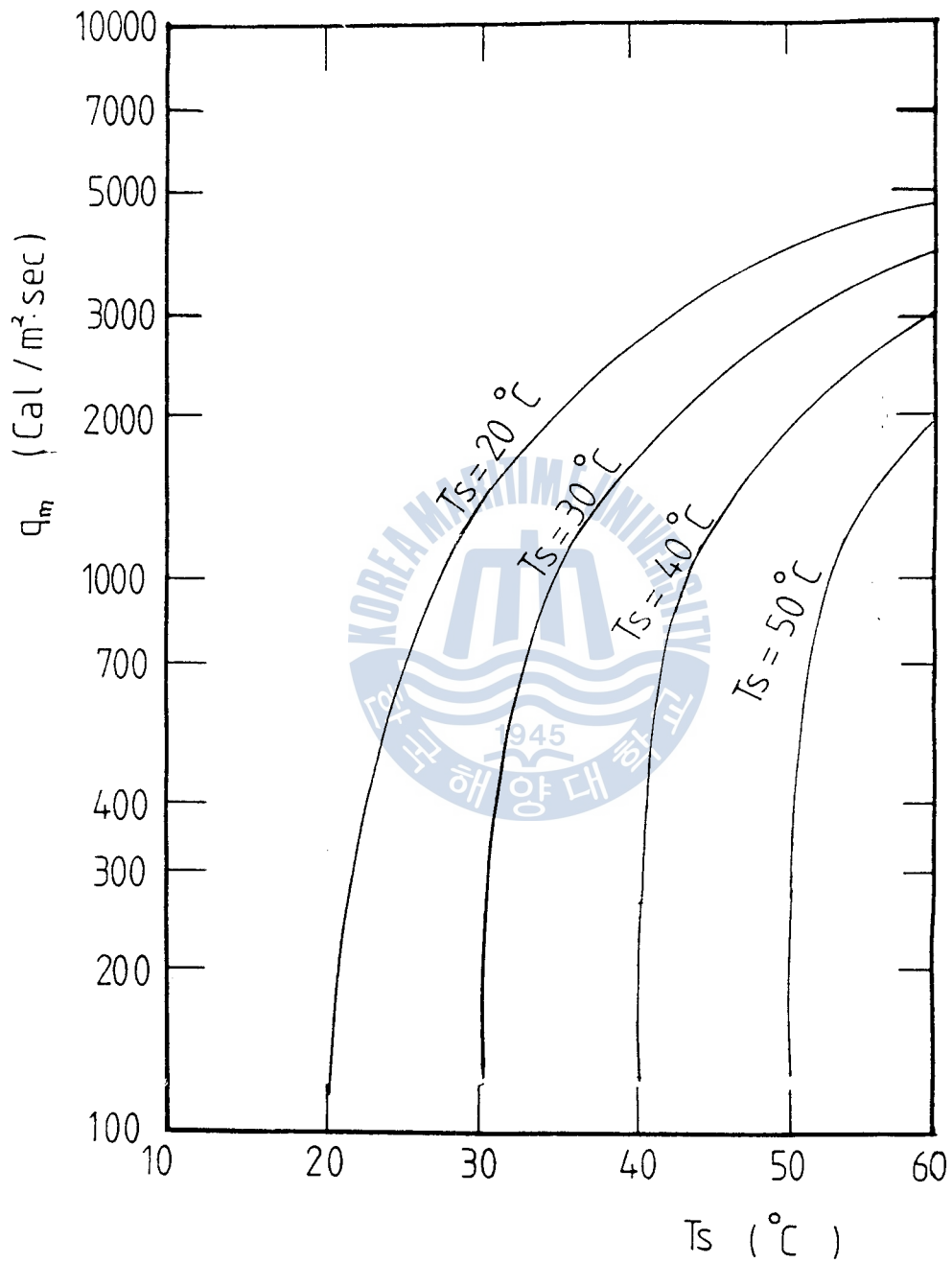


Fig. 4 - 5 Theoretical Maximum Heat Flux

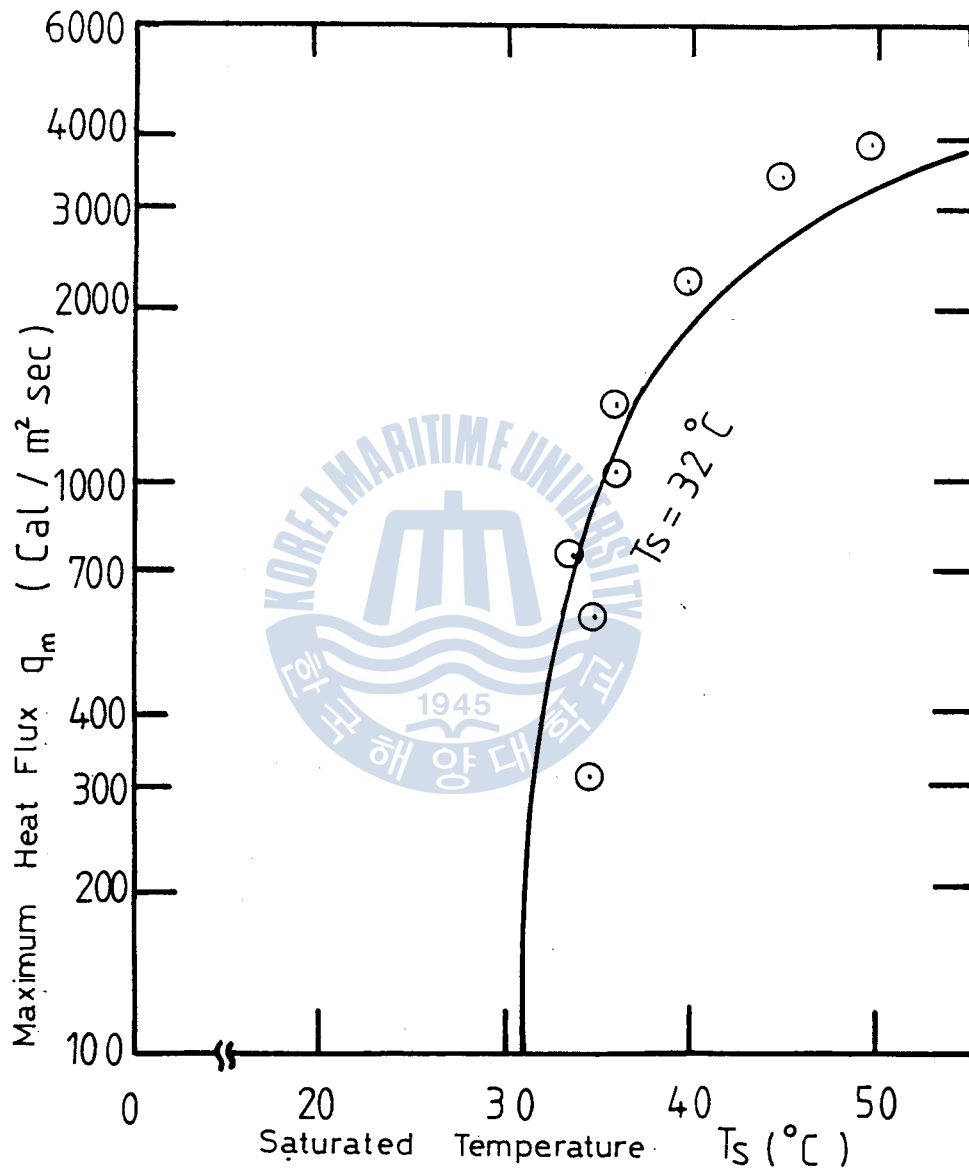


Fig. 4-6 Comparison of the Experimental Results with the Analytical Prediction.

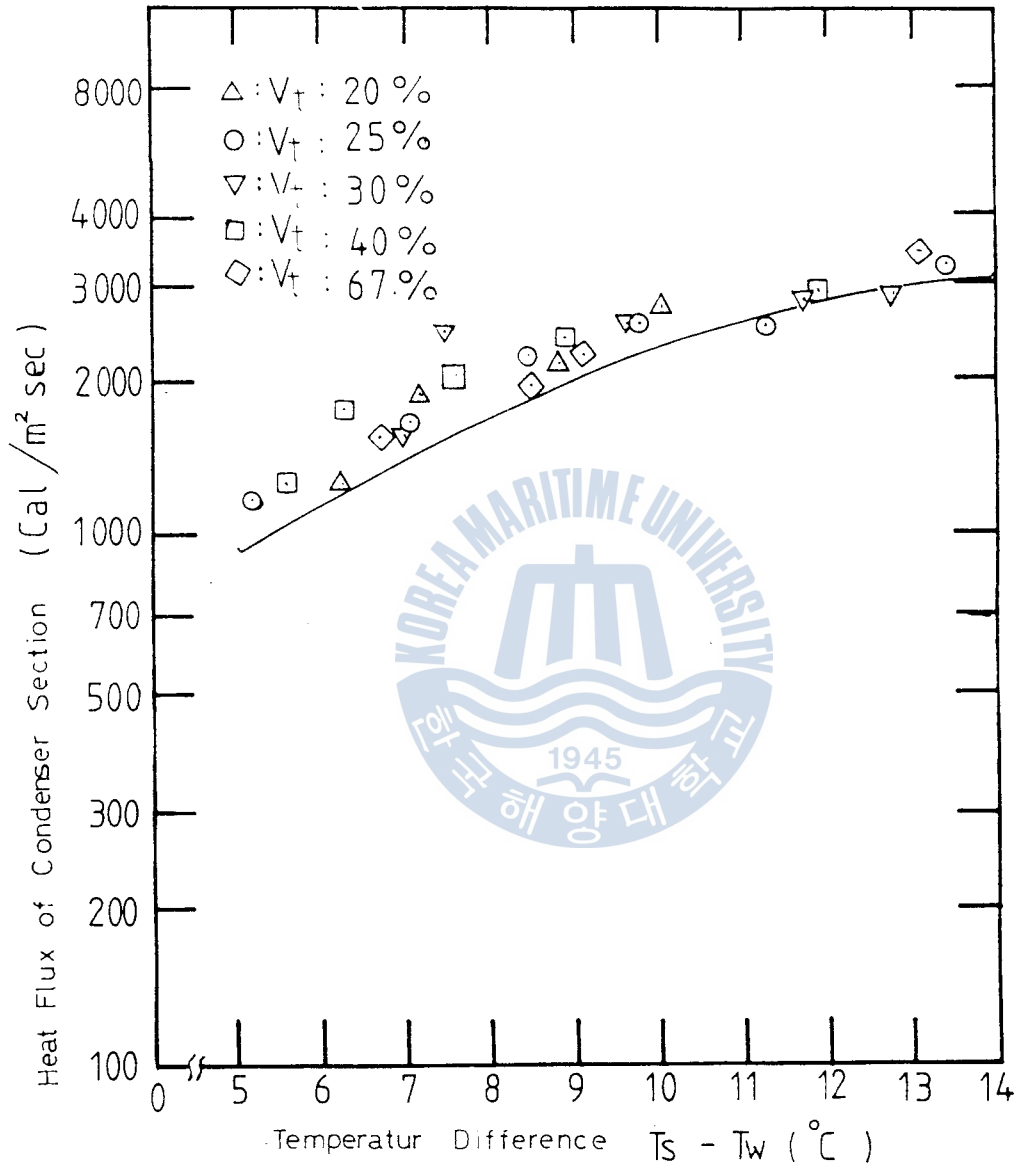


Fig.4 - 7 Variation of Maximum Heat Flux
with $T_s - T_w$ in Condenser Section

上式으로부터 凝縮部 길이에 대한 蒸發部 길이의 比 L^* 가 減少함에 따라 最大熱플럭스 q_m 은 增加한다는 것을 알 수 있다. 飽和溫度 T_s 가 높아짐에 따라서 作動流體의 熱傳導率과 潛熱은 減少한다.

Fig.4-5는 式(2.16)을 利用하여 飽和溫度的 函數인 最大熱流束을 本 實驗에 利用된 凝縮部內徑이 $19.4 \times 10^{-2} \text{ m}$ 이고, L^* 가 1.1인 히트파이프에서 作動流體로 R-113을 사용할 경우 理論的인 最大熱플럭스를 나타낸다. 따라서 Fig.4-5에서 보는 바와 같이 飽和溫度가 增加할수록 最大熱플럭스도 增加한다.

Fig.4-6은 飽和溫度를 一定하게 유지시키고 溫度差를 변경시켜 定常狀態에 倒達한 後, 封入流量을 파라메타로 하여 實驗한 데이터중에서 飽和溫度 $32^\circ\text{C} - 34^\circ\text{C}$ 에서 測定한 데이터를 플로팅한 것으로 實驗値와 理論的인 最大熱플럭스와의 關係를 나타낸 것이다. 作動流體의 封入量이 熱傳導率이나 最大熱플럭스에 미치는 영향은 아주 작았다. 本 實驗에서 凝縮部 壁溫과 飽和溫度와의 차이는 最大 20°C 를 넘지 않았으며 5°C 일 때와 20°C 때를 基準으로 하여 同一한 飽和溫度에서 壁溫과의 차이가 5°C 와 20°C 일 때의 最大熱플럭스의 變化는 3%以内였다. 이 그림에서 實驗値와 理論値가 正確하게 一致하지 않는 理由는 (2.16)式을 유도하는데 있어서 미리 세워둔 假定이 實際 實驗에서는 상반되는 경우가 많고 凝縮部の 內表面 溫度가 不均一하기 때문이라고 생각한다.

Fig.4-7은 $(T_s - T_w)$ 와 凝縮部內 熱플럭스의 關係를 나타낸 그래프로서 理論値보다 平均 7.4%의 높은 값을 나타내고 있다.

튜브熱傳達係數는 凝縮部の 壁溫을 T_{we} 蒸發部の 壁溫을 T_{wc} 라고 하면 다음과 같이 定義된다.

$$h_t = q_w / (T_{we} - T_{wc}) \quad (4.7)$$

(1.9) 式과 (4.5) 式으로부터 凝縮熱傳達係數와 沸騰熱傳達係數를 求하여 (4.7) 式을 變形시키면

$$1/h_t = 1/h_e + 1/h_c \text{ 와 같다.} \quad (4.8)$$

h_t 에 영향을 미치는 要素는 (2.16) 式과 (2.18) 式에서 알 수 있는 바와 같이 $L^+, V_t, L/D, T_s$ 와 飽和溫度에 따른 物性值등이다.

凝縮熱傳達係數는 (1.9) 式과 같으며, 沸騰熱傳達係數는 (4.5) 式으로부터

$$h_e = \frac{\mu_l \cdot h_{fg}}{C_{s,l}^3 \cdot Pr^{5.1}} \times \left[\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\sigma} \right]^{\frac{1}{2}} \times \left[\frac{C_{p,l} \times (T_e - T_s)^{\frac{4}{3}}}{h_{fg}} \right]^3 \quad (4.9)$$

Fig.4-8 은 (4.7) 式을 利用하여 튜브熱傳達係數 h_t 와 튜브의 壓力 P 와의 關係로 實驗으로부터 求한 結果를 나타내고 있다.

飽和溫度가 增加함에 따라서 (4.8) 式을 利用한 計算值보다 實驗值가 增加하는 傾向을 보였다. 그림에서 보는 바와 같이 튜브熱傳達係數 h_t 는 内部的 作動壓力이 增加함에 따라 增加한다.

Fig.4-3 에서 보는 바와 같이 h_m 의 값은 作動壓力이 增加함에 따라서 減少하는 傾向을 나타내고 있으나 Fig.4-4 에서 알 수 있는 바와 같이 h_e 의 값은 作動壓力이 增加함에 따라 急激하게 增加한다.

熱傳達率의 變化도 없었다. Cohen 과 Bayley 는 液充填比 V_t 가 增加함에 따라서 어느 一定한 點까지 熱플럭스의 값도 增加하며 그 이후의 點들은 V_t 에 無關하다고 보고하고 있으나, 本 實驗에서는 그러한 現象을 발견할 수 없었고, V_t 가 20% 以下에서는 Kutateladze 가 提示한 限界熱流束의 式보다 약 18% 낮은 값에서 經驗하였다. 傳熱面의 沸騰에서 限界熱流束에 關한 Kutateladze 의 式은 다음과 같다.

$$\frac{q_m}{h_{fg}} \left(\frac{\rho_v^2}{\sigma g (\rho_l - \rho_v)} \right)^{1/4} = 0.16 \quad (4.10)$$

전술한 그림에서 보는 바와 같이 V_t 의 最適量은 25-30%가 적당한 量이라고 判斷된다.

4-5 레이놀드수의 영향

凝縮部에서 平均液膜의 두께 y_i 는 다음과 같이 定義된다.

$$\begin{aligned} Q_c &= W \cdot h_{fg} \\ &= \pi DZ \cdot h_m (T_s - T_w) \\ y_i &= W / \pi DZ \cdot \rho_l \end{aligned} \quad (4.11)$$

液膜 레이놀드수의 값은 (4.3) 式을 利用하여 다음과 같이 定義된다.

$$\begin{aligned} Re_f &= \frac{4 \Gamma}{\mu_l} \\ &= \frac{4}{\mu_l} \frac{W}{\pi D} \end{aligned} \quad (4.12)$$

Fig.4-9 는 液膜의 두께와 平均 凝縮熱傳達率과의 關係를 (1.7) 式과 (1.9) 式을 利用하여 計算한 計算値와 實驗値를 나타낸다. 그 그림에서 보는 바와 같이 凝縮液膜의 두께 y_i 가 增加하면 平均凝縮熱傳達係數 h_m 은 減少함을 알 수 있다.

同一한 조건에서 飽和溫度가 增加함에 따라 R-113 의 경우에는 物性値의 變化에 起因하여 h_m, Re_f 의 값은 減少하는 傾向을 나타내었다.

Fig.4-10 은 Nusselt 式과 Mital 의 式을 利用하여 液膜레이놀드수와 平均凝縮熱傳達係數와의 關係를 보이고 있다.

實線과 點線은 飽和溫度 $T_s = 37^\circ\text{C}$ 를 基準으로 한 값이며, 本 實驗範圍에서 溫度에 따른 變化는 무시할 수 있을 정도로 작았다.

層流狀態에서 液膜레이놀드수가 增加함에 따라 平均凝縮熱傳達係數는 減少하며 測定値가 理論値보다 낮은 값을 보였다.

液膜레이놀드수가 增加함에 따라서 測定値는 (4.12) 式의 結果에 接近하는 傾向을 보이고 있으며, 이러한 現象은 實際의 液膜두께가 界面波動때문에 Nusselt 式보다 減少하고 있기 때문이라고 생각된다.

히트파이프內 液膜에서는 氣液界面에 상당한 波動을 同伴하며 表面張力의 拘束때문에 液膜內의 渦粘性係數가 減少한다는 보고를 하고 있다.⁽²⁰⁾ 2-3 節에서 유도한 理論式은 界面波動이나 表面張력과 같은 要素들을 考慮하지 않았고 單相流의 흐름特性을 利用하여 유도한 結果이므로 實驗値와 理論値가 正確하게 一致하지 않는다고 생각된다.

上記의 實驗結果로 보아 液膜流의 亂流는 氣液界面의 狀態에 따라서 복잡한 影響을 받는다고 생각된다.

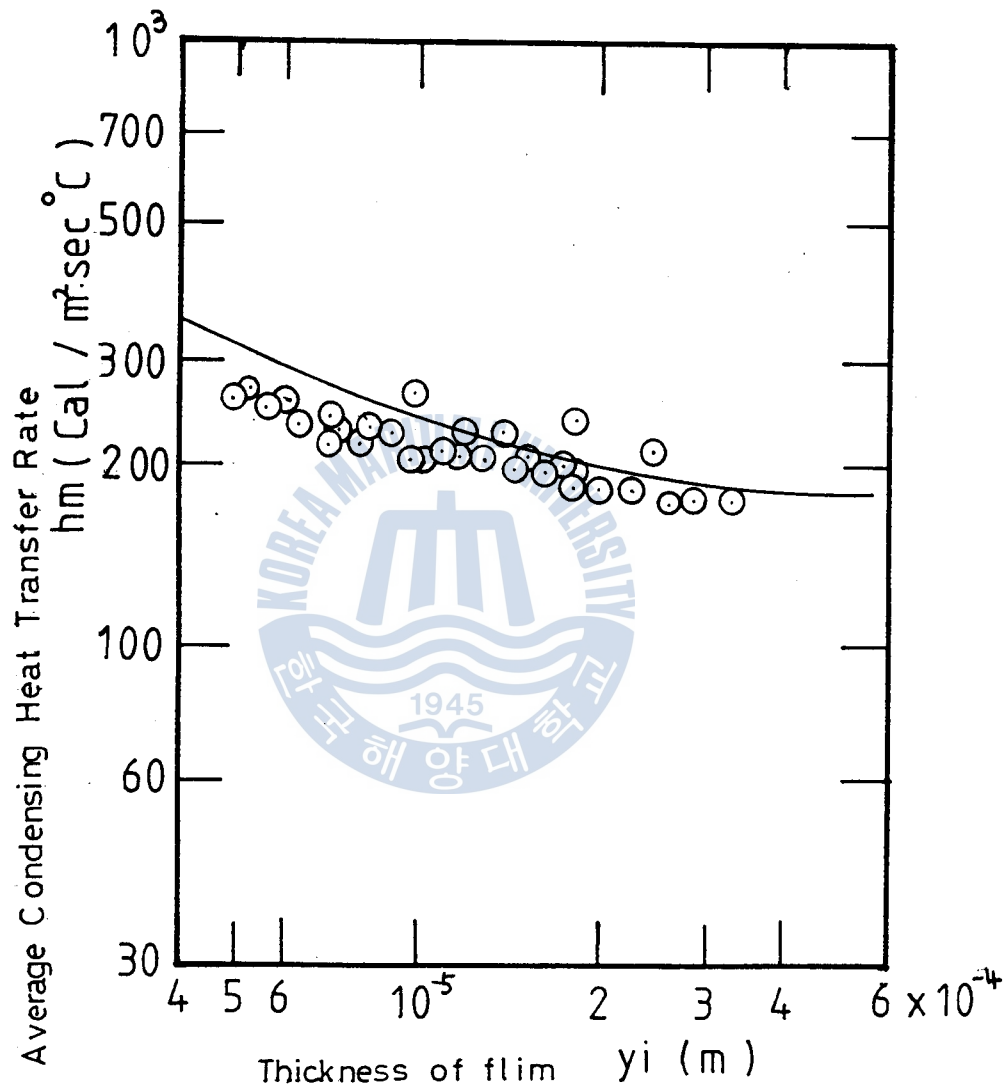


Fig. 4 - 9 Comparison of Nusselt Theory with
Data for h_m and y_i

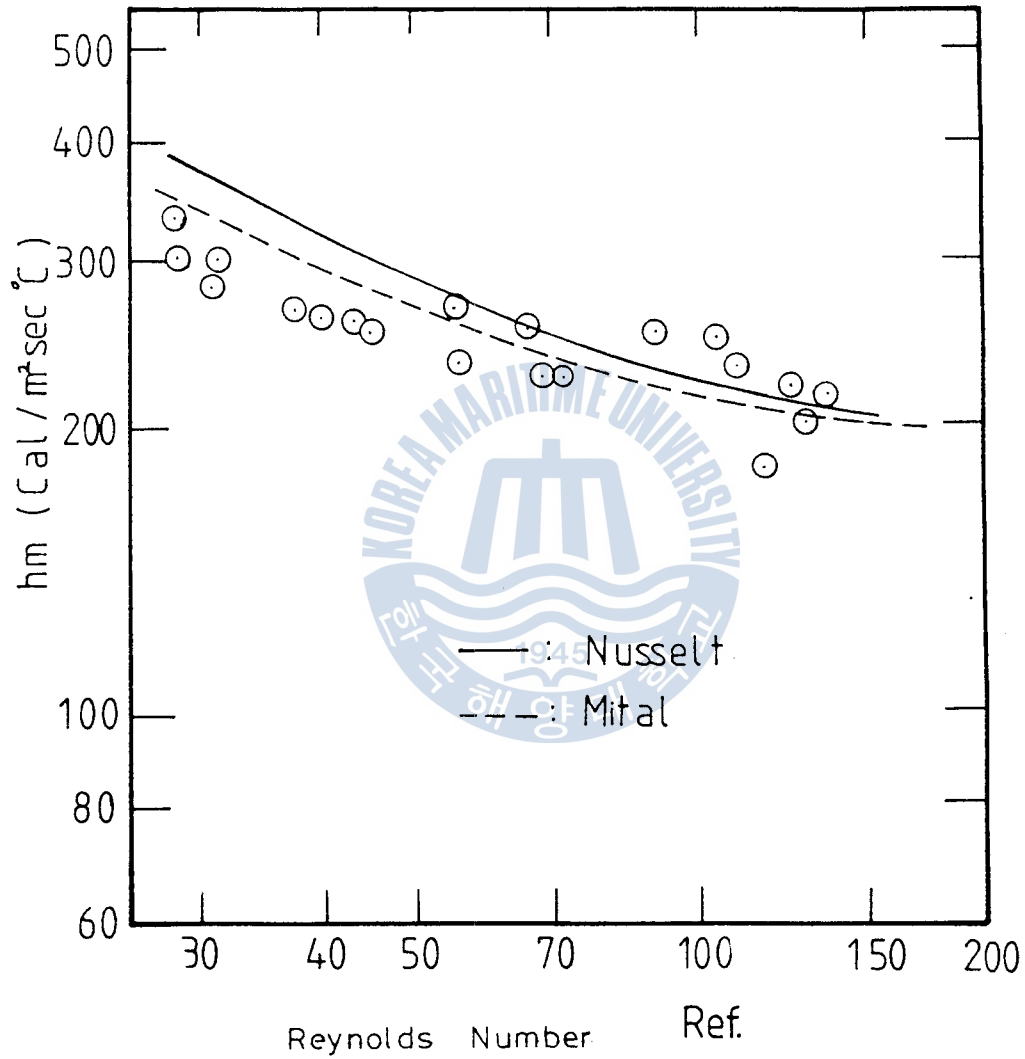


Fig.4 -10 The Influence of Ref. on Condensing Heat-transfer Rate.

即 y_i 가 작은 範圍에서는 全體적으로 亂流成分이 작은 層流성질을 가지고 있지만, y_i 의 증대와 더불어 亂流成分이 발달하여 單相流에 가까운 狀態가 되기 때문이다.

Fig.4-11 은 (2.39) 式을 利用하여 Re_f 와 y_i 의 關係에 關한 從來의 研究結果式으로부터 本 實驗值의 相關을 나타낸 것이다. 層流狀態의 流下液膜에 대한 關係를 Nusselt $\tau_i = 0$ 이라고 假定하고 液膜의 두께와 液膜內의 레이놀드수의 關係를 아래의 式과 같이 나타내고 있다.

$$y_i^* = \left(\frac{3}{4} Re_f \right)^{\frac{1}{3}} \quad (4.13)$$

Kapitza 는 界面에 波動이 있는 層流狀態의 流下液膜의 理論的 考察에서 다음 式을 제시하고 있다.

$$y_i^* = (0.6 Re_f)^{\frac{1}{3}} \quad (4.14)$$

Brötz, Brauer, Feind 는 層流와 亂流에 걸친 廣範圍한 Data 에 基礎하여 다음의 實驗式을 提示하였다.

$$\text{Brötz} : y_i^* = 0.0682 Re_f^{\frac{2}{3}} \quad (4.15)$$

$$\text{Brauer} : y_i^* = 0.208 Re_f^{\frac{8}{15}} \quad (4.16)$$

$$\text{Feind} : y_i^* = 0.266 Re_f^{\frac{1}{2}} \quad (4.17)$$

本 實驗結果는 Fig.4-11 에서 보는 바와 같이 液膜 레이놀드수가 層流領域에서는 Kapitza 의 式과 대체로 一致하였으며 y_i 의 값이 6×10^{-5} m 되는 近傍에서 亂流狀態의 液膜으로 遷移하는 結果를

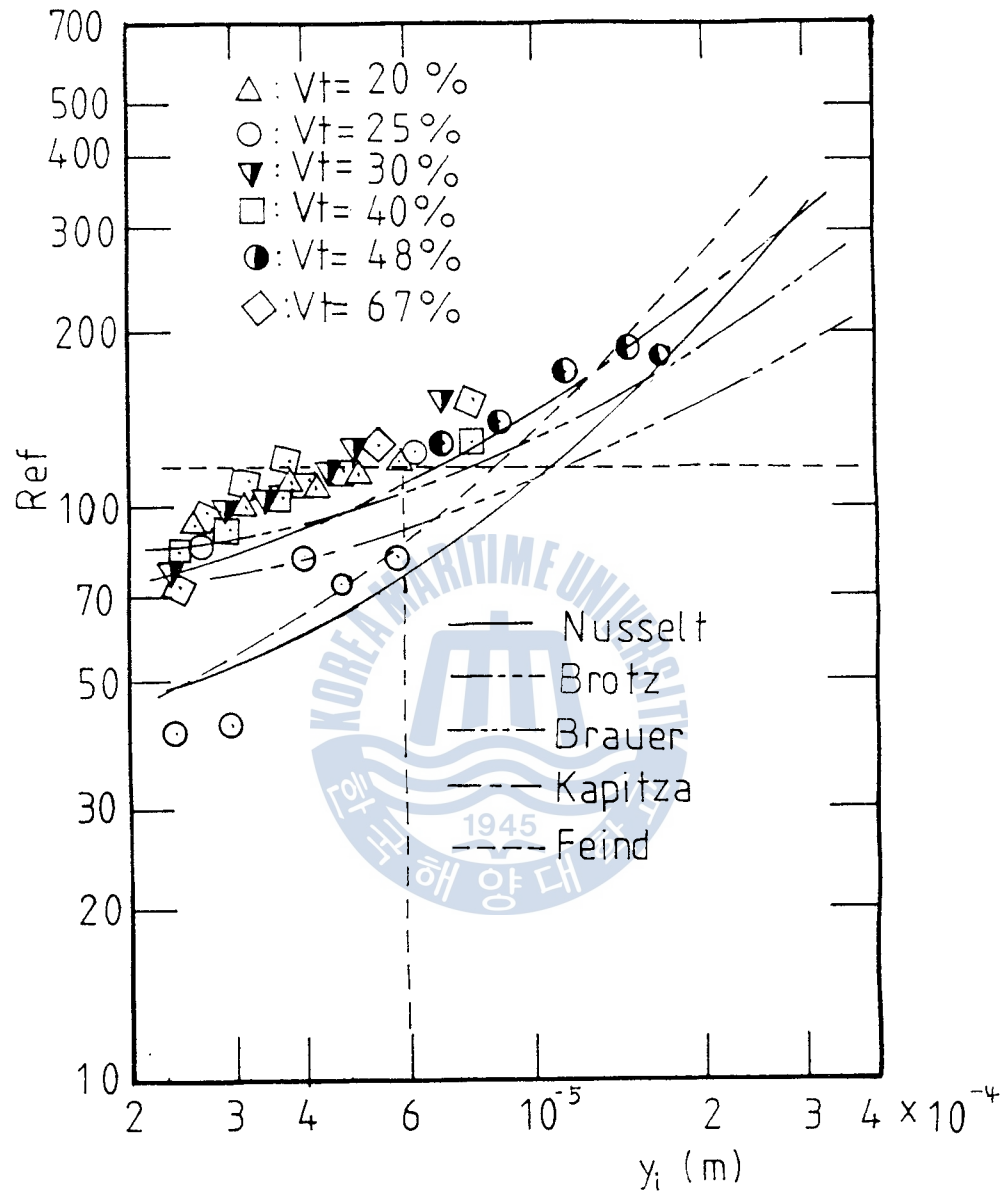


Fig.4 -11 Variation of Film Reynolds Number with Film Thickness in Condenser Section

보이고 있다. 점선으로 표시된 부분에서 壁溫과 飽和溫度的 차이는 약 13°C 였으며 그 이상에서는 Fig.4-11에 나타난 結果로 미루어 液膜이 완전한 亂流狀態임을 알 수 있다.

4-6 氣, 液 界面의 剪斷力에 의한 영향

飽和蒸氣가 凝縮하는 경우, 氣液界面에 密接해 있는 蒸氣相은 溫度降下를 同伴하여 液膜表面溫度는 飽和溫度보다 조금 낮게 된다. 實際에 凝縮을 發生시키는 現象은, 氣相으로부터 液膜에 突入하는 分子數가 液膜으로부터 氣相에 放出되는 分子數보다 많기 때문이며 이로 因하여 壁面과 氣液界面 사이에 溫度差가 생기게 된다. 蒸氣가 液膜과 平衡을 유지하고 있는 狀態에서는, 氣相側에서 液膜에 衝突하여 凝縮하는 分子數와 液膜에서 氣相側에 蒸發하는 分子數는 一致한다. 이 狀態에서 加熱量을 增加시키면 가스의 速度가 增加하고 凝縮液膜의 두께는 減少하여 氣液界面의 剪斷力이 壁面の 剪斷力보다 크게 된다. 이러한 狀態가 進前됨에 따라서 内壁面에 드라이아웃점이 發生되고 熱輸送限界에 到達하게 된다.

凝縮部에서 가스의 速度를 測定하는 것이 困難하여 U_g 의 값은 다음 式으로 부터 求하였다.

$$Q_c = (\pi D^2 U_g h_{fg}) / 4 \quad (4.18)$$

위 式으로부터 求한 蒸氣速度 U_g 의 값을 (2.22) 式에 代入하여 求

한 τ_i 의 값을 實驗으로부터 測定된 값으로 하였으며 τ_w 의 값은 (2.24) 式의 우변을 (2.33) 式의 τ_i 에 代入하면 다음식과 같이 定義된다.

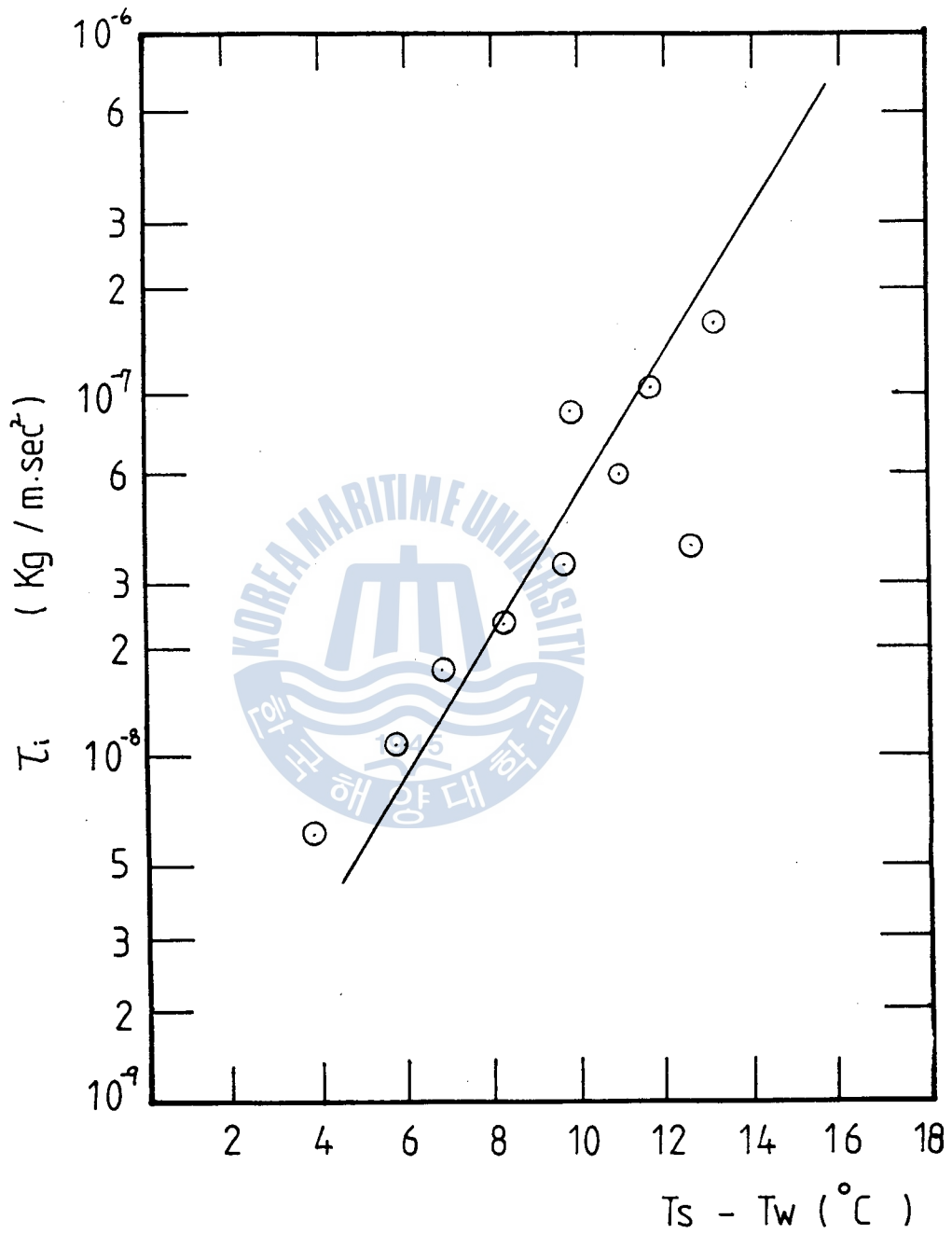
$$\tau_w = 0.005 (1 + 300 y_i / D) \frac{2 \Gamma^2}{\rho_v R^2} - \rho_l g y_i \quad (4.19)$$

上 式에서 알 수 있는 바와 같이 壁面剪斷力 τ_w 는 平均液膜 두께와 密接한 關係가 있음을 알 수 있다.

Fig.4-12의 圖은 實線은 飽和溫度 40°C에서 $(T_s - T_w)$ 의 함수로 定義되는 (2.23) 式과 (2.24) 式을 利用하여 電算處理한 結果이다. 이 圖은 $V_i = 40\%$ 인 경우의 實驗結果인데, 圖에서 보는 바와 같이 $(T_s - T_w)$ 의 값이 增加함에 따라 τ_i 의 값은 急速하게 增加하는 傾向을 보임을 알 수 있다. 이와 같이 τ_i 의 값이 增加하면 上向 蒸氣流動에 의하여 壁面을 따라 還流되는 液膜의 一部가 氣에 混入되어 생기는 同伴液滴의 影響으로 液膜의 두께는 減少하고 熱傳達係數는 增加하게 된다.

Fig.4-13은 液膜 레이놀드수와 壁面剪斷力과의 關係를 나타낸 圖으로 (2.33) 式에서 求한 理論值보다 實驗值가 若干 높은 값을 보이고 있다.

Fig.4-14는 (2.57) 式과 (2.58) 式에서 알 수 있는 바와 같이 壁面剪斷力이 增加함에 따라서 平均凝縮熱傳達係數는 液膜의 두께가 增加하여 減少한다. 여기에서 平均凝縮熱傳達係數 h_m 은 $q_c / (T_s - T_w)$

Fig.4-12 Variation of Shear Stress with $T_s - T_w$

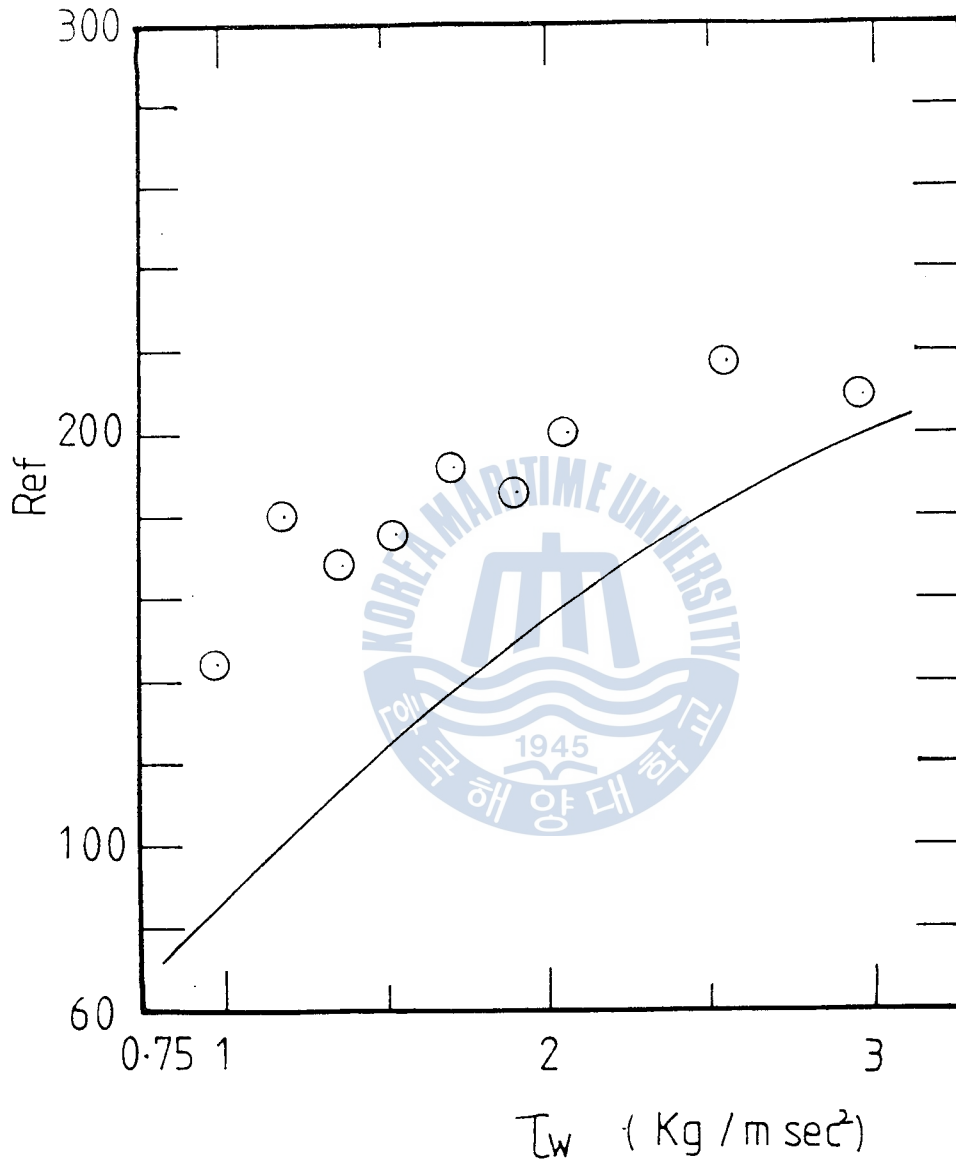
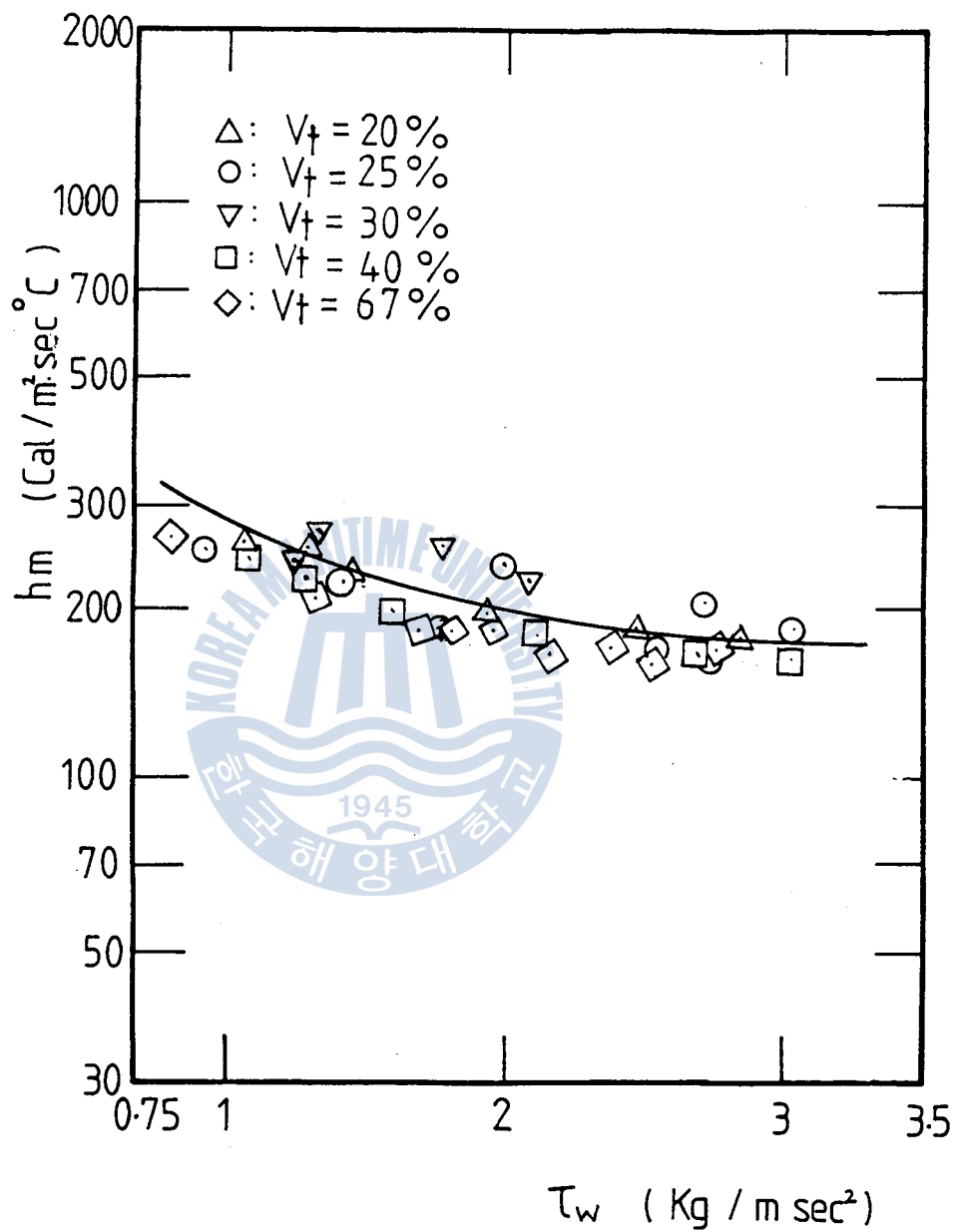


Fig.4-13 Variation of Ref with τ_w

Fig.4-14 Variation of τ_w with h_m

로 定義되며 그 때의 凝縮部에서 交換된 熱量 Q_c 를 利用하여 計算한 液膜의 두께와 蒸氣速度로서 壁面剪斷力 τ_w 를 類推할 수 있다. 따라서 凝縮熱傳達係數가 減少하면 壁面剪斷力은 增加하게 된다. 實驗結果와 Nusselt 의 理論式이 대체로 一致하는 傾向을 보이고 있으나 正確히 一致하지 않는 理由는 凝縮部에서 軸方向의 壓力變化를 무시하였고 單相流의 흐름特性을 利用하여 유도된 結果이기 때문에 界面의 파동과 表面張力의 영향도 考慮하지 않았기 때문이다.



로 定義되며 그 때의 凝縮部에서 交換된 熱量 Q_c 를 利用하여 計算한 液膜의 두께와 蒸氣速度로서 壁面剪斷力 τ_w 를 類推할 수 있다. 따라서 凝縮熱傳達係數가 減少하면 壁面剪斷力은 增加하게 된다. 實驗結果와 Nusselt의 理論式이 대체로 一致하는 傾向을 보이고 있으나 正確히 一致하지 않는 理由は 凝縮部에서 軸方向의 壓力變化를 무시하였고 單相流의 흐름特性을 利用하여 유도된 結果이기 때문에 界面의 파동과 表面張力의 영향도 考慮하지 않았기 때문이다.



第 5 章 結 論

鉛直形 히트파이프의 凝縮部の 膜凝縮에 關한 研究를 통하여 다음과 같은 結論을 얻었다.

1. R-113을 作動流體로 使用할 경우 計算된 熱플럭스와 實驗値는 近接하게 一致한다.
2. 加熱部の 沸騰熱傳達特性은 Rohsenow 式과 대체로 一致하며, 凝縮熱傳達特性은 Nusselt 의 理論式보다 낮은 값을 갖는다.
3. τ_i 와 τ_w 의 값을 연립하여 液膜두께가 '0'이 되는 점을豫測할 수 있었고 τ_w 의 값이 增加함에 따라서 液膜 레이놀드수는 增加하고 平均凝縮熱傳達係數는 減少하는 傾向을 나타내었다.
4. 히트파이프內 液封入量이 $V_f = 25\%$ 이상인 경우 熱傳達特性에 影響을 미치지 않는다.
5. 作動壓力이 增加함에 따라서 熱輸送限界는 增加하고 튜브熱傳達係數도 신속하게 增加한다.
6. 凝縮熱傳達係數는 과냉도와 密接한 關係를 갖는다.

參 考 考 獻

1. Y. Lee and Mital
A two phase closed thermosyphon
Int.j. of Heat and Mass transfer Vol.15 p1965-1707(1972)
2. 金 京 根
高熱프릭스 強制對流沸騰管에 있어서 限界熱플럭스의 豫測
韓國海洋大學 論文集 第16集 p.499-524(1981)
3. S.J. Chen and C.L. Tien
Reflux condensation in a two phase closed thersyphon
Int.J.Heat and Mass transfer Vol.27 p.1587-1594(1984)
4. 金 鎔 模
可變傳熱 Heat-pipe 의 特性에 關한 研究
韓國 船用機關學會誌 第8卷 第1號 (1984)
5. 朴 伊 東
流體力學, 普成文化社 p.156-158(1986)
6. Frank. P. Incropera and David P. Dewitt
Fundmental of Heat transfer John wiley Sons p.380-382(1982)
7. 盧 承 卓外 2名
熱傳達, 普成文化社 p.392-396(1984)
8. G.F. Hewitt, N.Zuber 外 1人
Multiphase Science
Tecnology Hemisphere publishing Co., Vol.2 p.110-113(1985).

9. Kutateladze
Problems of Heat transfer and Hydraulics of two phase media, Pergamon press Ltd. p.160-162(1969)
10. 大島耕一外 1名
ヒートパイプ工學, 朝倉書店 p.31-41(1969)
11. S.W. Chi 外 3人
ヒートパイプの 理論と 應用
Hemisphere publishing Co., p.148-152(1967)
12. P. Dunn and D.A. Reay
Heat pipes, Pergamon press p.19-27, p.78-83(1978).
13. Collier
Convective boiling and condensation
McGraw-Hill Co., p.328-338(1972).
14. 金 京 根
氣・液二相流, 太和出版社 p.119-122, p.181-190(1986)
15. 金 明 煥
써모사이론型 傳熱핀의 熱傳達에 關한 研究
韓國海洋大學 大學院 論文集 (1983)
16. 傳熱工學資料 4版
日本機械學會 p.280-282, 288-290(1986)
17. 金 京 根
傳熱工學 講義錄, 太和出版社, p.33-34(1988)
18. Rohsenow Hartnett

- Hand-Book of Heat transfer
McGraw-Hill (1976) 12.2-12.9
19. 流體の 熱物性値集
日本機械學會 (1986)
20. Gad Hestoroni
Hand book of multiphase system
McGraw Hill 2.15-2.24 (1987)
21. 機關士 Hand-book
韓國海洋大學 海事圖書出版部 p.16-18(1978)
22. Stuart.W. Churchill
Laminar flim condensation
Pergamon Journals of Heat and Mass transfer Vol.29 No.8
p.1219-1226(1978)
23. T. Ueda
サーモサイフォン型 ヒートパイ프の 熱輸送限界に關す研究
24. Kanji Negishi and Teruo Sawada
Heat transfer perfomance of an Inclined two phase closed
thermosyphon
Pergamon press Ltd. of heat and mass transfer
Vol.26, No.8 p.1207-1213(1983)
25. T.R. Shembharkar and B.R.pai
Prediction of film cooling with a liquid coolant
Int.J.of Heat Mass transfer Vol.29, No.6 p.899-905(1986)

附 錄

```

C   한국 해양대학 열공학 연구실 HEAT-PIPB 프로그램
C   作成者 : 宋致成
C   P=절대압력 (Kg/Cm2), TS=포화온도 (Deg C), BL(포화액의 엔탈피 Kcal/Kg)
C   BG(포화증기의 엔탈피 Kcal/Kg), VL(포화증기의 비체적 M3/Kg)
C   VG(포화증기의 비체적 (M3/Kg), VSL(포화액의 점도 Kg/M.Sec)
C   VSG(증기의 점도 Kg/M.Sec), TCL(포화액의 열전도율 Kcal/M.C.Sec)
C   CPL(포화액의 비열 Kcal/Kg.C), SGM(표면장력 Kg/M), RL(포화액의 비중량 Kg/M3)
C   RG(포화증기의 비중량 Kg/M3), PR(프란틀수)
C
DOUBLE PRECISION LM, LH, QAA, QAB, QCA, QCB, QCC
DIMENSION P(1000), TS(1000), BL(1000), BG(1000), VL(1000),
1  VG(1000), VSL(1000), VSG(1000), TCL(1000), CPL(1000),
2  SGM(1000), RL(1000), RG(1000), PR(1000)
P(1)=0.65
DO 30 I=1, 300
CALL HARDAB(P(I), TS(I), BL(I), BG(I), VL(I), VG(I),
1  VSL(I), VSG(I), TCL(I), CPL(I), SGM(I), RL(I), RG(I), PR(I))
C   T=벽면과 가스의 온도차
T=4
10  T=T+0.5
C   Z; 응축부 길이 (0.246M)
Z=0.246
C   DTA; 응축부길이 Z에 따른 응축액막의 두께 단위 :MM
DTA=((4*VSL(I)*TCL(I)*T*Z)/(9.8*3600*3600*(RL(I)-RG(I))*RL(I)
1  *(BG(I)-BL(I)))**0.25)**1000
C   ADTA; 평균액막 두께 단위 ;MM
ADTA=0.8*DTA
C   TDTA(응축부 하단에서 총 응축된 액의 질량 (Cm3))
TDTA=(2*3.141*1.94)*ADTA/10
YI=(ADTA/1000)*((9.81/(VSL(I)/(RL(I)*3600))**2)**(1/3))
SI=(1-(ADTA/19.4))
E=0.0097
C   R (HEAT PIPE의 반경 단위 :M)
C   D(HEAT PIPE의 직경 단위 ;M)
D=19.4/1000
C   UM; 액막내의 유체 평균속도 CM/SEC
UM=(3600*RL(I)*9.81*(R**2))/(2*VSL(I)*(1-(SI**2)))*(0.25+(0.75
1  *(SI**4))-((SI**4)*ALOG(SI))-(SI**2))
C   UMN; 평균속도를 cm으로 환산한 액막속도 Cm/sec
UMN=(RL(I)*R**2*9.81)/(2*VSL(I)*(1-SI**2))*(0.25+0.75*SI**4-
1  SI**4*ALOG(SI)-SI**2)*360000

```

- C HM(응축액막내에서 평균 열전달계수 단위; CAL/SBC*H**2*C)
 $HM=0.943*((9.8*((BL(I)-BG(I))*RL(I))*((BG(I)-BL(I))*1000*((TCL(I)/3.6)**3)))/((VSL(I)/3600)*T**2)**(0.25)$
- 1
 C QCM(응축부에서 교환되는 총열량 단위; CAL/SBC)
 $QCM=HM*3.14*0.0194*Z*T$
- C GAMMA(평판의 단위 폭에 대한 응결액의 질량유량 KG/M.SBC)
 $GAMMA=(ADTA/1000)*UM*BL(I)/100$
 $BBP=(BL(I)*UM*4*ADTA*3600)/(VSL(I)*1000)$
- C PG:마찰계수
 $PG=0.005*(1+300*ADTA/19.4)$
- C TAU1(기액 계면의 전단력 KG/M.SBC**2)
 $TAU1=PG*BG(I)*((UG**2)/2)$
- C TAUW 벽면에서 계면전단력 KG/M.SBC**2
 $TAUW=TAU1-BL(I)*9.81*ADTA/1000$
- C GI(응축액의 질량 흐름비 단위; GRAM/SBC)
 $GI=BG(I)*3.14*((0.0194**2)-(SI**2))*1000$
- C W (관 하부에서 응결액의 질량유량 (GRAM/SBC)
 $W=(3.14*0.0194*2*HM*T)/(BG(I)-BL(I))$
 $QW=W*(BG(I)-BL(I))$
- C UG ; HEAT PIPE 내 에서 가스의 속도 단위 ; M/SBC
 $UG=(4*W)/(3.14*(0.0194**2)*BG(I)*1000)$
- C RRG; 응축부에서 겹보기 속도를 이용한 가스의 레이놀드수
 $RRG=((BG(I)*UG*0.0194)/VSL(I))*3600$
- C RRFH 너셀트 식으로부터 구한 레이놀드수 (액막)
 $RRFH=(4*W)/(VSL(I)*3.14*0.0194)*3.6$
 WRITB(*,*)T, TS(I), RRFH, TAUW, TAU1, PG, HM
- C WI(논문 1-3식을 적용한 값 단위; GRAM/SBC)
 $WI=((9.81*BL(I)*((BL(I)-BG(I))*((DTA/1000)**4)/(12*VSL(I))))*3.6$
- 1
 $*3.14*0.0194$
- C WRITB(*,*)T, W, WI, QW
- C XL(가열부길이 /응축부길이; 가열부 길이:183MM, 응축부길이:246)
 $XL=0.74$
 $LW=ALOG(SI)$
 $LW=ALOG((SI**2))$
 $X=(0.375*(SI**4))-((SI**4)/2)*LW-(SI**2)/2+0.125$

|||

- C HM(응축액막내에서 평균 열전달계수 단위; CAL/SBC*M**2*C)
 $HM=0.943*((9.8*((BL(I)-BG(I))*BL(I))*BG(I)-BL(I))*1000*((TCL(I)/3.6)**3))/((VSL(I)/3600)*T*Z)**(0.25)$
- 1 QCM(응축부에서 교환되는 총열량 단위; CAL/SBC)
 $QCM=HM*3.14*0.0194*T$
- C GAMMA(평판의 단위 폭에 대한 응결액의 질량유량 KG/M.SBC)
 $GAMMA=(ADTA/1000)*UM*BL(I)/100$
 $RRF=(BL(I)*UM*4*ADTA*3600)/(VSL(I)*1000)$
- C FG:마찰계수
 $FG=0.005*(1+300*ADTA/19.4)$
- C TAU1(기액 계면의 전단력 KG/M.SBC**2)
 $TAU1=FG*BG(I)*(UG**2)/2$
- C TAUW 벽면에서 계면전단력 KG/M.SBC**2
 $TAUW=TAU1-BL(I)*9.81*ADTA/1000$
- C GI(응축액의 질량 흐름비 단위; GRAM/SBC)
 $GI=BG(I)*3.14*((0.0194**2)-(SI**2))*1000$
- C W (관 하부에서 응결액의 질량유량 (GRAM/SBC)
 $W=(3.14*0.0194*Z*HM*T)/(BG(I)-BL(I))$
 $QW=W*(BG(I)-BL(I))$
- C UG ; HBAT PIPB 내에서 가스의 속도 단위 ; M/SBC
 $UG=(4*W)/(3.14*(0.0194**2)*BG(I)*1000)$
- C RRG; 응축부에서 겉보기 속도를 이용한 가스의 레이놀드수
 $RRG=((BG(I)*UG*0.0194)/VSL(I))*3600$
- C RRPB 너셀트 식으로부터 구한 레이놀드수 (액막)
 $RRPB=(4*W)/(VSL(I)*3.14*0.0194)*3.6$
 WRITE(*,*)T,TS(I),RRPB,TAUW,TAU1,FG,HM
- C WI(논문 1-3식을 적용한 값 단위;GRAM/SBC)
 $WI=((9.81*BL(I)*(BL(I)-BG(I))*(DTA/1000)**4)/(12*VSL(I)))*3.6$
- 1 *3.14*0.0194
- C WBIB(*,*)T,W,WI,QW
- C XL(가열부길이 /응축부길이;가열부 길이:183MM,응축부길이:246)
 $XL=0.74$
 $LN=ALOG(SI)$
 $LM=ALOG((SI**2))$
 $X=(0.375*(SI**4))-((SI**4)/2)*LM-(SI**2)/2+0.125$
 $Y=((SI**4)*LM)*((LM)*(0.5)-0.5)+(SI**4)/8$
- 1 +((SI**2)*((LM/2)-0.25))+0.125
 $QCC=I/Y$
 $QAA=1.94B-2 *XL*(-LN)$
 $QAB=TCL(I)*T$
 $QCA=(1.94B-2*XL)$
 $QCB=QAB/QCA$
- C QA(열플럭스 단위 : CAL/M**2*S)
 $QA=(1000*TCL(I)*T)/(3600*0.0194*XL*(-LN))$
- C QC(열플럭스 CAL/M**2*SBC)

```

QC=((TCL(I)/3.6)*T)/(R*XL))*X/Y
QD=((RL(I)**2)*(R**3)*((BG(I)-BL(I))*1000)*9.81)/(2*(VSL(I)
1 /3600)*0.18))*X
C   QPH=이론적인 최대 열플럭스 CAL/M**2*S)
    QPH=QA/XL
    PB(I)=CPL(I)*VSL(I)/TCL(I)
C   WRITE(*,*)P(I),TS(I),T,QA,QPH,QC,QD
C   (QBB=로젠아워식에 의한 가열부 열플럭스 단위 ;CAL/M**2 SBC)
    QBB=((VSL(I)*(BG(I)-BL(I)))/((0.0047**3)*(PB(I)**5.1)))*((BL
1 (I)-BG(I))/SGM(I))*0.5*(CPL(I)*T/(BG(I)-BL(I))**3)/(3.6
2 *1.2)
C   (ZUBER의 식에 의하여 계산한 열플럭스 단위 ;CAL/M**2*SBC)
    QZ=1309*BG(I)*(BG(I)-BL(I))*((SGM(I)*(BL(I)-BG(I)))/BG(I)
1 **2)**0.25*(BL(I)/(BL(I)+BG(I)))*0.5
C   WRITE(*,*) T,QBB,QZ
    IF (T.LT.30) GO TO 10
C   WRITE(*,*)P(I),TS(I),T,GAMMA,DTA,TDTA,ADTA,UM,RRP,HM,QCM,QC
C   ADTA(응축부에서 평균 액막 두께 단위 :MM),YI(무차원 평균 액막 두께)
C   RRP(액막 레이놀드 수) , UM(평균 속도 M/SBC)
C   WRITE(*,1000) P(I),TS(I),BL(I),BG(I),VL(I),VG(I),
C 1 VSL(I),VSG(I),TCL(I),CPL(I),SGM(I),RL(I),BG(I),PB(I)
C1000 FORMAT(/,1H,1X,P5.3,3X,P6.2,2X,2(P6.2,2X),2(B10.3,2X),
C 1 P5.3,2X,B8.2,2X,P6.4,2X,P6.3,2X,B9.3,2X,
C 2 2(B9.3,2X),B10.3,/)
30  P(I+1)=P(I)+0.1
    STOP
    END

C
SUBROUTINE HARDAB (P,TS,BL,BG,VL,VG,VSL,VSG,TCL,CPL,SGM,
1 RL,BG,PK)
C   PROPERTY OF R-113 LIQUID AND GAS
C   SAT.TEMP.VERS.PRESSURE TS=CENT. P=KG/CM2A.
    IF(P.GE.3.5) GO TO 4
    IF(P.GE.2.5) GO TO 1
    IF(P.GE.2.0) GO TO 3
    TS=SQRT(1793.5*P-949.36)+17.383
    GO TO 5
3   TS=SQRT(1417.7*P-1190.86)+28.19
    GO TO 5
1   TS=SQRT(1312.3*P-1291.9)+32.1
    GO TO 5
4   TS=SQRT(1200.0*P-1416.56)+36.8
C   ENTHALPHY VERS.PRESSURE :KCAL/KG
C   ENTHALPHY OF SAT.LIQUID BL=KAL/KG

```

5 IP(P.GB.4.0) GO TO 31
 IP(P.GB.3.0) GO TO 32
 IP(P.GB.2.0) GO TO 33
 BL=-1.23*P**2.+8.82*P+102.43
 GO TO 8
 33 BL=-0.47*P**2.+5.87*P+105.29
 GO TO 8
 32 BL=-0.26*P**2.+4.64*P+107.10
 GO TO 8
 31 BL=-0.294*P**2.+5.02*P+106.10
 C ENTHALPHY OF SAT.GAS BG=KCAL/KG
 8 IP(P.GB.4.0) GO TO 34
 IP(P.GB.2.5) GO TO 35
 IP(P.GB.1.5) GO TO 36
 BG=3.7*P+141.5
 GO TO 14
 36 BG=2.5*P+143.3
 35 BG=1.75*P+145.2
 GO TO 14
 34 BG=1.4*P+146.6
 C SPECIFIC GRAVITY OF SAT.LIQUID RL=KG/M3
 14 IP(TS.GB.110.0) GO TO 41
 IP(TS.GB.90.0) GO TO 42
 IP(TS.GB.70.0) GO TO 43
 IP(TS.GB.40.0) GO TO 44
 RL=1000.0*(1.621-0.0023*TS)
 GO TO 20
 44 RL=1000.0*(1.63-0.00253*TS)
 GO TO 20
 43 RL=1000.0*(1.642-0.0027*TS)
 GO TO 20
 42 RL=1000.0*(1.651-0.00285*TS)
 GO TO 20
 41 RL=1000.0*(1.672-0.003*TS)
 C SPECIFIC VOLUME OF SAT.LIQUID VL=M3/KG
 20 VL=1.0/RL
 C SPECIFIC VOLUME OF SAT.GAS BG=KG/M3
 IP(P.GB.2.0) GO TO 45
 IP(P.GB.1.6) GO TO 46
 IP(P.GB.1.2) GO TO 47
 BG=6.7*P+0.44
 GO TO 28
 47 BG=6.6*P+0.56
 GO TO 28
 46 BG=6.5*P+0.72
 GO TO 28




```

45  RG=6.48*P+0.76
28  VG=1.0/RG
C   SPECIFIC VOLUME OF SAT.GAS      VG=M3/KG
C   VISCOSITY OF SAT.LIQUID,P=FROM2.07 TO 4.01 KG/M2A.
C   VISCOSITY OF SAT.LIQUID      VSL*KG/M*HR
VSL=9.8*3600*(9607.0/(TS+81.67)-22.8)/1000000.0
C   VISCOSITY OF SAT. GAS      VSG=KG/M*HR
VSG=0.03528*(0.0024*TS+0.987)
C   THERMAL CONDUCTIVITY OF SAT.LIQUID TCL=KCAL/M*HB*C
TCL=-0.000271*TS+0.086
C   SPECIFIC HEAT OF SAT.LIQUID    CPL=KCAL/KG*C
CPL=0.00045*TS+0.207
C   SURFACE TENSION OF R-113      SGM=KG/M
SGM=(0.006253*((214.1-TS)/487.25))*1.235)
RETURN
END

```

