

# 垂直 2 次元 空氣噴流에 의한 平板으로부터의 熱傳達

洪 永 杓

## A Study on Heat Transfer by Impinging Two-Dimensional Turbulent Air Jet on the Flat Plate

by  
Yeong-pyo Hong

目 次	
1. 序 論	3.1 實驗裝置
2. 理論解析	3.2 實驗方法
2.1 速度分布	4. 實驗結果 및 考察
2.2 亂流擴散을 考慮한 噴流幅 의 設定	4.1 速度分布
2.3 熱傳達率	4.2 局所熱傳達率
3. 實驗裝置 및 實驗方法	5. 結 論
	參考文獻

### Abstract

A theoretical and experimental study of local heat transfer coefficients near the stagnation point has been performed by two-dimensional turbulent air jet impinging on the flat plate.

The experimental investigations are undertaken on condition of constant heat flux with varying the nozzle exit velocity and the distance between the nozzle exit and the stagnation point.

It is found that two-dimensional jet shows some remarkably larger heat transfer coefficients compared with that of unbounded uniform flows at the same stagnation pressure.

The theoretical solution of the velocity along the flat surface is obtained by assuming that the uniform flow of limited width without any turbulency impinges on the flat plate.

When the distance between the nozzle exit and the stagnation point is less than 4 times

the width of the nozzle exit, heat transfer coefficients are well agree with the theoretical solutions, but when the distance is larger than that, the effect of turbulence intensity is more sensitive.

## 1. 序 論

噴流을 利用하여 物体를 加熱하거나 또는 冷却하는 方法은 여러 方面에 利用되고 있으며 이는 經濟的이고 裝置가 比較的 簡單한 利點이 있기 때문이다. 噴流을 利用한 熱傳達에 關한 從來의 많은 研究<sup>1-6)</sup>는 大部分 實驗報告가 있을 뿐이고 系統的인 研究가 行하여져 있지 않다. 지금까지의 報告에서는 全的으로 噴出速度가 噴出口의 두께를 代表速度와 代表길이로 取하여 定義한 Reynolds數와 停滯點(Stagnation point)으로부터 噴出口까지의 높이로 局所 Nusselt數를 求하고 있다.

이에 著者는 峯形物体에 噴流을 噴射시켰을 때의 停滯點 近傍의 熱傳達에 關한 研究<sup>7,8)</sup>의 一環으로 平板에 垂直으로 噴流을 噴射시켰을 때의 熱傳達의 特性을 다루었다. 또한 亂流의 強度(Turbulence)가 熱傳達에 미치는 影響에 對해서도 이미 發表된 여러 論文<sup>8-12)</sup>이 있으므로 自由噴流의 亂流의 強度를 測定하여 熱傳達에 미치는 影響을 아울러 考察하였다.

本論文에서 다룬 噴流의 噴出速度는 10 m/sec에서 30 m/sec 程度이고 噴出口의 높이를 停滯點으로부터 約 30 mm에서 140 mm의 範圍로 몇 段階로 變化시켜 噴出速度와 높이에 依한 特性도 아울러 考察하였다.

## 2. 理論 解釋

### 2.1 速度分布

噴流가 平板에 垂直으로 噴射하는 境遇는 峯形物体의 頂角이 180°인 境遇이므로 2次元 空氣噴流을 一般物体로서 峯形物体에 噴射시켰을 때 停滯點 近傍에서는 擴散이 없고 또한 摩擦에 依한 影響을 無視할 수 있는 포텐셜流(Potential flow)라 假定하여 物体表面의 速度를 求하고 이를 速度境界層外緣의 速度로서 간주한다.

1圖 (A)와 같이 座標軸을 取하여 有限幅의 흐름이 峯形物体에 噴射되었을 때의 흐름을 (z)面에 表示하면 이 흐름의 複素포텐셜  $\omega$ 는 同圖(B)와 같이 된다.

이 흐름을 ( $\Omega$ )面에 (1)式의 關係를 利用하여 寫像하면 同圖(C)와 같다.

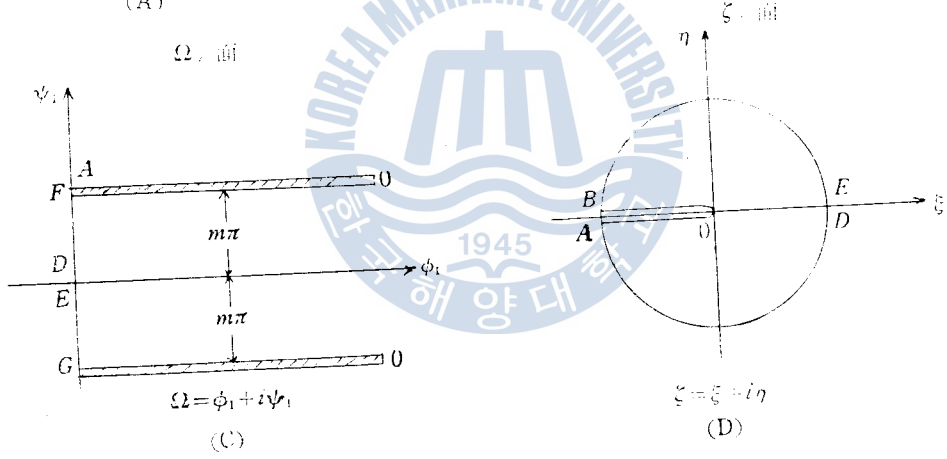
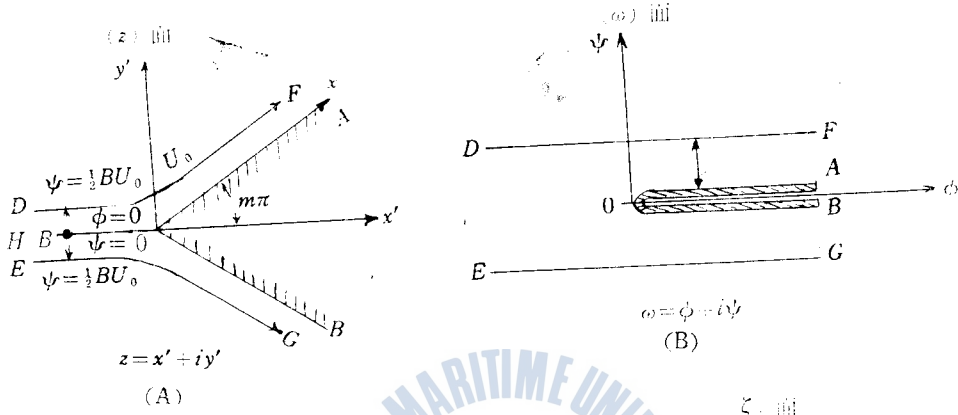
$$\begin{aligned}\Omega &= \log \left( U_0 \frac{dz}{d\omega} \right) = \log \left( \frac{U_0}{V} e^{i\alpha} \right) \\ &= -\log \left( \frac{V}{U_0} \right) + i\alpha \dots \dots \dots (1)\end{aligned}$$

$$\text{여기서 } V = \left| \frac{d\omega}{dz} \right|$$

$$U_0 = \text{噴出速度}$$

흐름의 相對速度  $\frac{1}{U_0} \frac{d\omega}{dz}$ 를 媒介變數  $\zeta$ 를 利用하여 (2)式의 關係에 依하여 ( $\zeta$ )面에 寫像한다. 卽

$$\frac{1}{U_0} \frac{d\omega}{dz} = \zeta^m \quad (0 < m < 1) \dots\dots\dots (2)$$



(1)式과 (2)式에서  $\zeta$ 와  $\Omega$ 의 關係는

$$\Omega = \log \left( \frac{1}{\zeta^m} \right) = -m \log \zeta$$

이 때

$$\log \zeta = -\frac{\Omega}{m}$$

$$\zeta = e^{-\frac{\Omega}{m}}$$

$$= e^{-\frac{1}{m}(R\Omega + iI\Omega)}$$

$$= e^{-\frac{R\Omega}{m}} e^{-i\frac{I\Omega}{m}} \dots\dots\dots (3)$$

여기서  $R\Omega$ ,  $I\Omega$ 는  $\Omega$ 의 實數部와 虛數部이다.

(4)

1975年 4月 韓國海洋大學 論文集 第10輯

(3)式的 關係를 利用하여 1圖(D)에  $\zeta$ 를 表示하였다.

$\zeta=1$ 에 強度  $2q$ 의 Source,  $\zeta=-1$ 에 強度  $-2q$ 의 Sink를 부여하면 複素포텐셜  $\omega$ 는 다음 式으로 表示할 수 있다.

$$\omega = \frac{q}{\pi} \log(1-\zeta) - \frac{q}{\pi} \log(1+\zeta) = \frac{q}{\pi} \log \frac{1-\zeta}{1+\zeta} \dots\dots\dots(4)$$

여기서 우선 自由流線  $DF$ 의 ( $\zeta$ )面に 있어서의 相關關係를 考察하면 (4)式에 依하여

$$\zeta = -\tanh \frac{\pi\omega}{2q} = \frac{1 - e^{-\frac{\pi\omega}{q}}}{1 + e^{-\frac{\pi\omega}{q}}} \dots\dots\dots(5)$$

여기서  $q = BU_0$

$B$ ; 噴出口의 幅

따라서 自由流線  $DF$ 上에서  $\zeta$ 는

$$\zeta = \frac{1 - e^{-\frac{\pi\omega}{q}}}{1 + e^{-\frac{\pi\omega}{q}}} = \frac{1 - ie^{-\frac{\pi\phi}{q}}}{1 + ie^{-\frac{\pi\phi}{q}}} \dots\dots\dots(6)$$

(6)式으로 부터

$$\left. \begin{aligned} |\zeta| &= 1 \\ \arg \zeta &= -2 \tan^{-1} e^{-\frac{\pi\phi}{q}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(7)$$

따라서 (6)式, (7)式에서 自由流線  $DF$ 는 ( $\zeta$ )面에서는 單位圓의 圓周上에 寫像되고  $D$ 는  $\zeta=1$ ,  $F$ 는  $\zeta=-1$ 에 寫像된다.

다음에 흐름의 方向을 考察하면 1圖(A)의 0點에서는 흐름의 方向이 0點에서  $m\pi$ 까지 變化 하지만 (2)式에서  $\zeta=0$ 는 特異點이 되므로 ( $z$ )面上의 0點을 中心으로 微小半徑의 圓周를 생각 하면  $DOA$  方向에서는 偏角이 0에서  $-\pi$ 로 變하므로 (2)式에 依하여 相對速度  $\frac{1}{U_0} \frac{d\omega}{dz}$ 의 偏角은  $-m\pi$ 로 變하게 되어 1圖(A)의  $DOA$ 의 흐름에 一致한다. 이로부터 ( $z$ )面上의  $xoH$ 側에서 윗 部分은 ( $\zeta$ )面에서는  $\xi$ 軸의 下側部分에 寫像되며 또 自由流線은 (7)式에 依하여  $\xi$ 軸의 下側 部分의 單位圓의 圓周上에 寫像되며 流速의 絕對値는 變하지 않으나 흐름의 方向만이 變한다. 똑같이하여 自由流線  $EG$ 는 ( $\zeta$ )面의 上側部分의 單位圓의 圓周上에 寫像된다.

다음에 流動函數(Stream Function)  $I\omega$  ( $\omega$ 의 虛數部)를 생각하면 (4)式에 依하여

$$0 < \zeta < 1 \text{에서 } I\omega = 0 \text{ (}\zeta \text{는 實數值)}$$

$$-1 < \zeta < 0 \text{에서 } I\omega = 0 \text{ (}\zeta \text{는 實數值)}$$

$$\zeta = e^{i\theta} \text{에서 } I\omega = -\frac{q}{2} \text{ (} 0 \leq \theta \leq \pi \text{)}$$

$$\zeta = e^{i\theta} \text{에서 } I\omega = \frac{q}{2} \text{ (} -\pi \leq \theta \leq 0 \text{)}$$

이므로  $HOA$  및  $HOB$ 는 各各 流線을 表示하고 畵기形物體表面에 沿한 흐름이 된다. 따라서

(2)式과 (4)式은 有限幅의 均一流가 峯기形物体를 지나는 境遇의 흐름을 나타낸다.

流速  $\zeta$ 를 利用하여 그 速度가 되는 峯기形物体 表面의 位置  $z$ 를 求하여 速度分布를 表示한다.

(2)式과 (4)式에 依하여

$$\begin{aligned} z &= \frac{1}{U_0} \int U_0 \frac{dz}{d\omega} \frac{d\omega}{d\zeta} d\zeta \\ &= -\frac{1}{U_0} \frac{q}{\pi} \int \frac{1}{\zeta^m} \left( \frac{1}{1-\zeta} + \frac{1}{1+\zeta} \right) d\zeta \\ &= \frac{q}{\pi} \frac{1}{U_0} \int \frac{1}{\zeta^m} \left( \frac{1}{\zeta-1} - \frac{1}{\zeta+1} \right) d\zeta \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

(8)式에 依하여 求한 速度分布의 理論解析은 衝突領域에서의 峯기形 物体表面上的 流速分布를 나타내는 것이다.

平板에 垂直으로 噴射되는 噴流의 境遇는 1圖 (A)에서  $m = \frac{1}{2}$ 로 놓으면 되므로 (2) 式과 (8)式은

$$\frac{d\omega}{dz} = \zeta^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (9)$$

$$z = \frac{q}{\pi} \int \frac{1}{\zeta^{1/2}} \left( \frac{1}{\zeta-1} - \frac{1}{\zeta+1} \right) d\zeta \dots\dots\dots (10)$$

로 된다.  $\zeta^{1/2} = K$ 로 놓고  $z=0$ 에서  $K=0$ 의 條件에서 積分常數를 求한 다음  $U_0=1$ 로 놓아도 一般性은 喪失되지 않으므로  $q=U_0B=B$ 를 代入하면  $z$ 는

$$z = \frac{B}{\pi} [\log(K-1) - \log(K+1) + i \log(K-i) - i \log(K+i) - \pi + i\pi] \dots\dots (11)$$

로 表示된다.

### 2.2 亂流擴散을 考慮한 噴流幅의 設定

2.1에서 求한 速度分布는 처음에 假定한 바와같이 靜止空氣로의 亂流擴散이 없는 均一速度를 가지는 非粘性流体라는 條件으로 求한 것이다. 그러나 本研究과 같이 亂流擴散으로 因하여 均一速度分布로 되지 않고 誤差函數形의 速度分布로 되는 境遇에는 Potential core가 維持되는 範圍內에서는 滿足되나 그 以上の 範圍에서는 滿足되지 않는다. Potential core라함은 噴流中心軸上의 速度가 噴出速度와 같은 領域을 意味한다. 따라서 亂流擴散의 影響을 強하게 받는 空氣噴流가 峯기形物体에 噴射되었을 때에는 이미 發表된 實驗結果<sup>7)</sup>와 같이 停滯點의 位置에서 物体가 없는 境遇에 가지는 自由噴流의 中心速度  $U_H$ 의 [均一速度를 가지는 幅  $B_1$ 의 有限幅의 포텐셜流라 假定해서 이 흐름에 噴流의 特性인 運動量의 保存則을 適用시킨 境遇의 幅 卽 均一速度  $U_H$  幅  $B_1$ 의 흐름에 空氣噴流와 同一한 運動量을 부여했을 때의 幅  $B_1$ 으로서 近似시킴으로써 포텐셜流의 理論을 擴張하여도 別支障이 없다. 卽

(1) 峯기形 物体의 表面上的 速度境界層外緣의 速度分布를 求할 때의 基準速度는 噴出速度  $U_0$ 가 아니고 物体가 없는 境遇의 自由噴流의 停滯點에서의 中心速度  $U_H$ 로 代入시키고

(2) 噴出口의 幅  $B$  代身에 噴流의 特徵인 運動量 一定의 條件에 依하여 다음 (12) 式으로써 定해지는 幅  $B_1$ 을 使用한다. 卽

$$B_1 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} U^2 dy}{U_H^2} \dots\dots\dots (12)$$

이렇게 하여 求한  $U_H$ 와  $B_1$ 으로써 楔기形 物体表面上的 速度分布를 求하면  $U_0$  代身에  $U_H$ ,  $B$  代身에  $B_1$ 을 (11) 式에 代入하여

$$z = \frac{B_1}{\pi} [\log(K-1) - \log(K+1) + i \log(K-i) - i \log(K+i) - \pi + i\pi] \dots(11)'$$

르써 나타낼 수 있다.

### 2.3 熱傳達率

一般的으로 熱流束(heat flux) 一定인 境遇 物体表面의 溫度는 停滯流(Stagnation Flow)에 있어서는 停滯點에서 物体表面에 沿해서 測定한 距離  $x$ 의 函數이다. 速度境界層 外緣의 速度  $U_m$  또는 表面溫度  $t_w$ 가 變하는 境遇에도 次元解析的으로는 均一한 흐름에 沿하여 平板을 놓았을 때와 같다. 卽

$$\frac{U}{U_m} = f' \left( \frac{y}{x} \sqrt{\frac{U_m x}{\nu}} \right) = f'(\eta) \dots\dots\dots (13)$$

$$\frac{t - t_{\infty}}{t_w - t_{\infty}} = \theta \left( \frac{y}{x} \sqrt{\frac{U_m x}{\nu}}, \frac{C_p \mu}{\lambda} \right) \dots\dots\dots (14)$$

여기서

- $t$ ; 境界層內의 溫度
- $t_{\infty}$ ; 溫度境界層外의 溫度
- $t_w$ ; 物体表面의 溫度
- $\nu$ ; 動粘性係數
- $\lambda$ ; 熱傳導率
- $C_p$ ; 定壓比熱
- $\mu$ ; 粘性係數

이 境遇에 速度境界層外緣의 速度  $U_m$ 은 포텐셜流의 理論에서  $x$ 의 函數이며 또한 物体表面 溫度  $t_w$ 도  $x$ 의 函數이므로 (16)式과 같이 假定하여 에너지 方程式 (17)式에 代入한다면 變換하면 (18)式과 같다.

$$U_m = ex^n \dots\dots\dots (15)$$

$$t_w - t_{\infty} = x^{n'} \dots\dots\dots (16)$$

$$u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} = \kappa \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \dots\dots\dots (17)$$

但  $\kappa$  溫度傳導係數

$$\theta'' + \frac{Pr}{2}(1+n) f\theta' - Pr \left[ \frac{x}{t_w - t_\infty} \frac{d}{dx}(t_w - t_\infty) \right] f'\theta = 0 \dots\dots\dots (18)$$

但  $f$ ;  $f'$ 의 積分值

$Pr$ ; Prandtl數

(18) 式이 無限幅의 均一流中에 沿하여 놓은 平板의 境遇와 같이 常微分方程式이 되기 위하여는

$$\frac{x}{t_w - t_\infty} \frac{d}{dx}(t_w - t_\infty) = \text{常數}(n')$$

따라서

$$t_w - t_\infty = c' x^{n'} \dots\dots\dots (19)$$

로 되어야 한다.

熱流束一定의 境遇는 局所熱傳達量  $q_w$ 가 一定이므로 速度境界層外緣의 速度  $U_m$ 과  $(t_w - t_\infty)$ 가 (15) 式 및 (19) 式과 같이 變한다면  $n$  및  $n'$ 의 關係는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} q_w &= -\lambda \left( \frac{\partial t}{\partial y} \right)_{y=0} \\ &= -\lambda (t_w - t_\infty) \sqrt{\frac{U_m}{\nu x}} \left( \frac{d\theta}{d\eta} \right)_{\eta=0} \\ &= -\lambda c' x^n \sqrt{\frac{c}{\nu}} x^{-\frac{n-1}{2}} \left( \frac{d\theta}{d\eta} \right)_{\eta=0} \dots\dots\dots (20) \end{aligned}$$

$q_w$ 가  $x$ 에 關係없이 一定이므로 (20)式으로부터  $n$ 와  $n'$ 의 關係를 求할 수 있다.

$$n' + \frac{n-1}{2} = 0 \dots\dots\dots (21)$$

平板에 垂直으로 噴射하는 境遇는 포텐셜流의 理論에서 求한 速度分布式으로부터 停滯點附近에서는  $n=1$  이므로 (21)式에서  $n'$ 는

$$n' = 0 \dots\dots\dots (22)$$

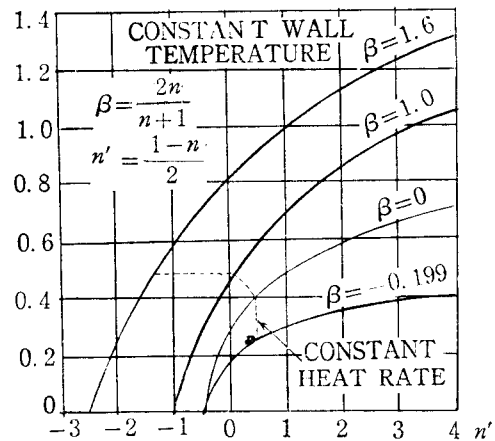
이다.

$U_m$  및  $(t_w - t_\infty)$ 가 變하는 境遇 에너지 方  $\frac{N_{ux}}{\sqrt{R_{xx}}}$  程式을 差分方程式으로 고쳐 計算機에 依하여 求한 S. Levy<sup>13)</sup>의 數值解를 2 圖에 表示하였다.

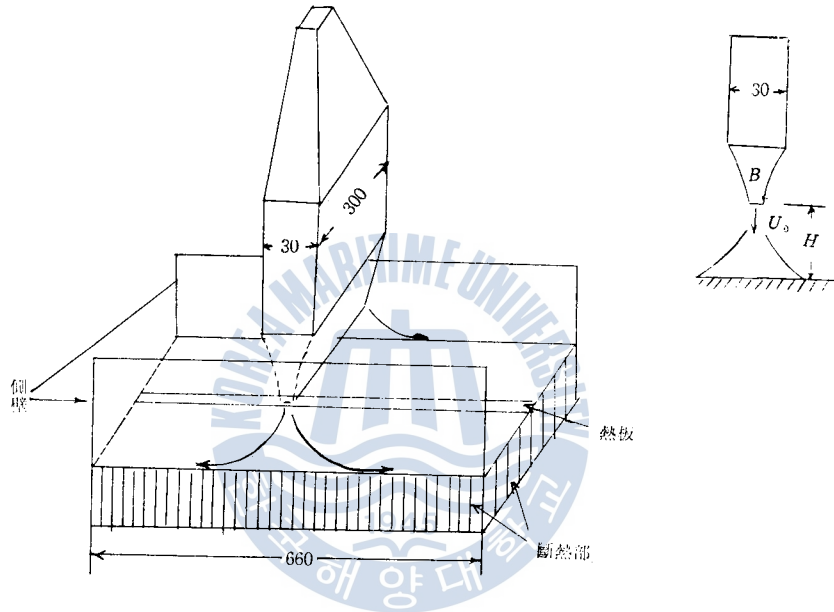
### 3. 實驗裝置 및 實驗方法

#### 3.1 實驗裝置

2次元 噴流를 만드는 風洞의 噴出口는 7mm×100mm의 矩形斷面을 가지며 斷面比는 12.86이다. 送風機로부터의 空氣流는 冷却器를 通하여 室溫과



同一 溫度의 空氣가 風洞에 流入하도록 하였다. 風洞의 整流部는 30mm×300mm의 矩形斷面이고 整流用의 鐵網은 前後 2枚를 設置하고 이 鐵網사이에 整流用 格子를 넣어서 渦運動 亂流成分 (Turbulence)을 減少시키고 있다. 이 鐵網은 32 mesh 直徑이 0.29mm이며 이는 鐵網으로 因하여 生기는 Kármán渦를 抑制하기 爲해서는 直徑을 代表길이로 하는 Reynolds數가 40 以下이어야 한다는 條件에서 採用한 것이다.



또한 2次元 噴流을 만들기 위하여 5mm 두께의 아크릴板으로 높이 200mm 길이 660mm의 側壁을 마련하였다. 噴流가 垂直으로 噴射되는 平板은 길이 660mm, 幅 100mm이고 이 平板에는 흐름에 沿한 中心線上에 길이 660mm, 幅 30mm 두께 50 $\mu$ 의 스텐레스板을 接着시켜 이에 電流를 通하여 加熱하고 周圍의 溫度보다 約 10 $^{\circ}$ C 程度 높게 하였다. 또한 加熱用 스텐레스板의 裏面에는 直徑 40 $\mu$ 의 銅-constantan 熱電對를 停滯點을 中心으로 兩側에 等間隔으로 接着시키고 斷熱材를 使用해서 熱의 逸散을 防止하였다. 3圖에 實驗裝置의 概要를 表示하였다.

### 3.2 實驗方法

風洞을 垂直으로 固定하여 風洞 中心線上에 停滯點이 오도록 平板을 固定시켜 이에 噴流을 噴射시켜 速度分布와 溫度分布를 測定하였다. 噴流의 噴出速度는 10~33m/sec 程度의 範圍에서 4段階로 또 噴出口로부터 平板까지의 높이는  $H/B=5\sim 25$ 의 範圍內에서 6段階程度로 變更시켰으며 自然對流의 影響을 排除하기 爲하여 溫度差는 10~20 $^{\circ}$ C 內外로 制限하였다. 또한 速度分布는 Göttingen式 微壓計와 定溫度型 熱線風速計에 依하여 測定하였으며 亂流의 強度를 아울러



測定하여 風洞의 整流作用의 良否와 噴出狀態를 調査함과 同時 自由噴流의 亂流의 強度를 測定하였다. 熱線은 直徑 5 $\mu$ 의 텅스텐 線이며 中心部 1mm를 除外하고는 銅으로 覆복되어 있으며 길이는 4mm이다. 噴出速度의 均一性을 確認함과 同時에 포텐셜 코어의 길이를 求하기 위하여 自由噴流의 速度分布도 아울러 測定하였다.

#### 4. 實驗結果 및 考察

##### 4.1 速度分布

4圖는 2次元 空氣噴流의 速度分布를 測定한 實驗結果의 一例이다. 同圖의 實線은 Prandtl의 新混合距離의 假定에 依하며 Görtler<sup>14)</sup>가 求한 理  $\frac{U}{U_H}$  1.0  
論解析인 (23)式을 나타낸 것이며 實驗値와 理論  
式은 잘 一致하고 있다.

$$U = \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{\frac{K\sigma}{X'}} (1 - \tanh^2 \eta) \dots \dots \dots (23)$$

但  $\eta = \sigma \frac{Y'}{X'}$

$$K = \int_{-\infty}^{\infty} U^2 dy$$

$X'$ ; 極點으로부터 噴出方向의 거리

$Y'$ ;  $X'$ 에 直角方向의 距離

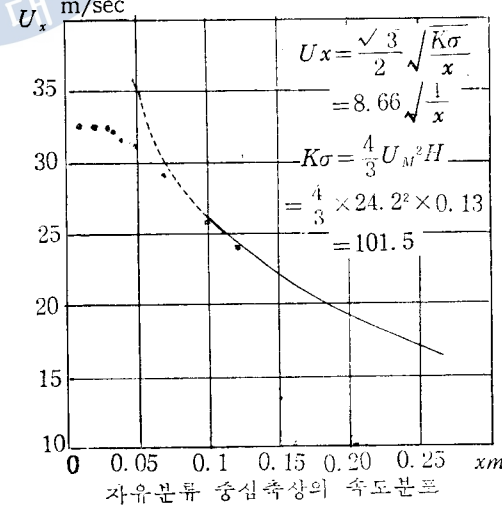
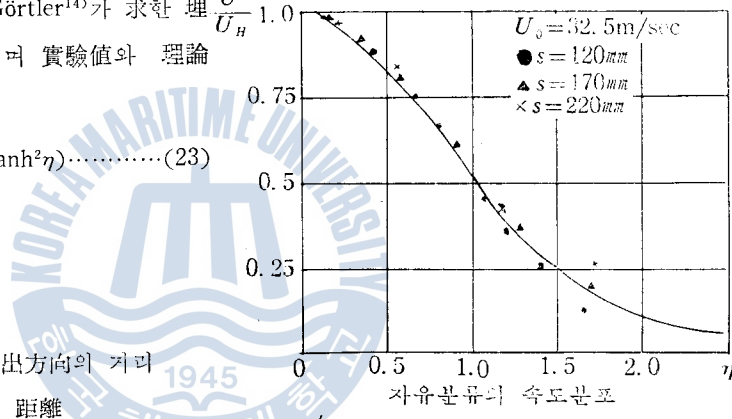
5圖는 自由噴流의 中心軸上의 速度分布를 表示한 것이며 噴流의 포텐셜 코어는 噴出口로부터 約 30mm까지 保存됨을 알 수 있다. 이것은 Forthmann<sup>15)</sup>의 實驗結果와도 잘 一致하고 있음을 알 수 있다.

$\sigma$ 는 Reichardt<sup>14)</sup>가 實驗적으로 求한 값 卽  $\sigma = 7.97$ 을 使用하고 또한 噴出口의 幅  $B = 7\text{mm}$ 를 (24)式에 代入하여 極點으로부터의 포텐셜 코어를 求하면

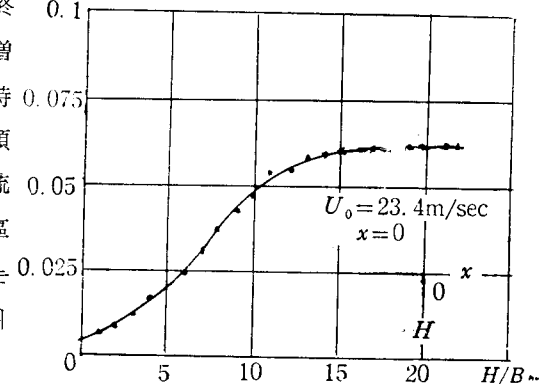
$$x + S_0 = \frac{3}{4} \sigma B \dots \dots \dots (24)$$

$$S_0 = 0.0104 \text{ m} \dots \dots \dots (25)$$

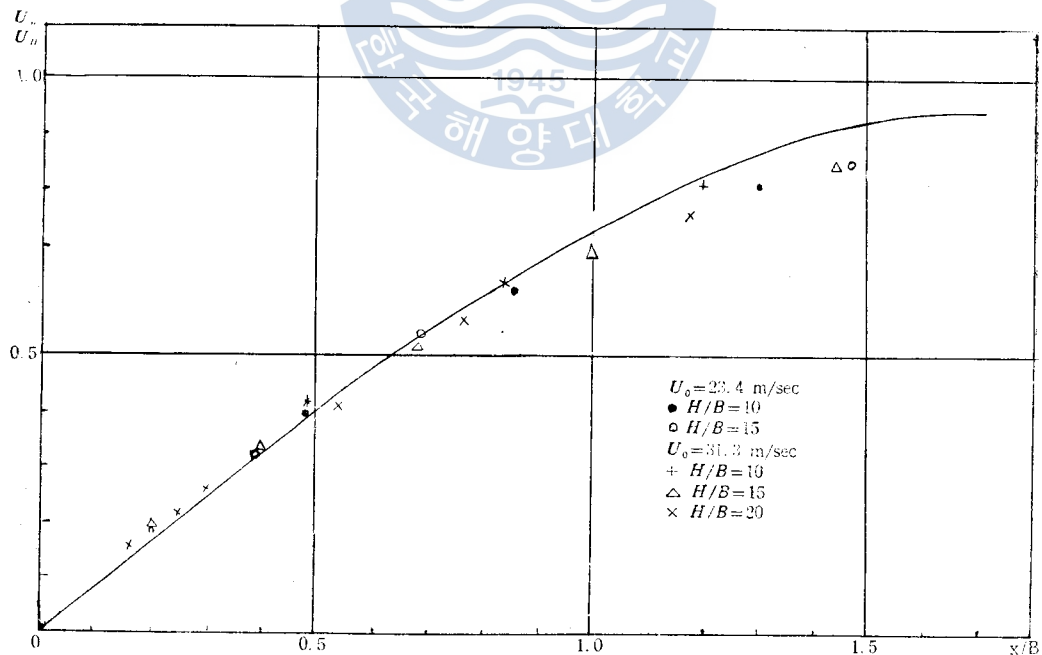
이며 噴流의 極點의 位置는 噴出口로부터 風洞內部에 0.0104 m인 곳에 있으며 自由噴流領域內에서의 速度分布는 이 極點에 面積을 無視한 無限小의 噴出口가 있다고 假想해서 計算할 수 있으며 5圖의 實線은 (23)式을 表示하며 完全히 發達한 自由噴流領域에서의 噴流中心速度는 實驗値와 잘 一致한다.

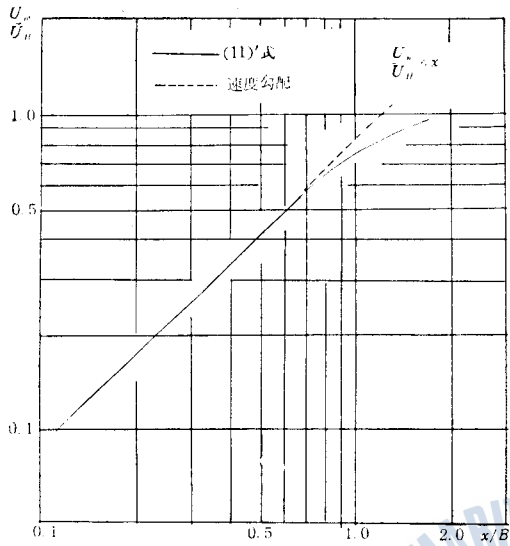


6圖는 自由噴流 中心軸上의 亂流成分을 測定한  $\frac{\sqrt{\Delta u_x}}{U_0}$  結果이며 亂流의 強度는 噴流의 포텐셜 코어의 終端인  $H/B \approx 4$ 의 附近에서  $H/B \approx 10$ 까지 急激히 增加하고  $H/B \approx 10$  以上에서는 거의 一定值로 維持되고 있음을 알 수 있다. 5圖에서 噴流의 遷移領域의 終端이  $H/B \approx 10$  附近인 것을 생각하면 噴流의 中心軸上의 亂流의 成分이 急激히 變化하는 區間 卽  $H/B = 4 \sim 10$ 의 領域이 遷移領域이고 以後는 完全히 發達한 自由噴流領域으로 되어 (23式)의 速度分布로 된다.



7圖는 平板에 垂直으로 噴流를 噴射시켰을 때의 停滯點 附近의 速度境界層外緣의 速度分布를 理論曲線과 實驗值를 比較하여 表示한 것이다. 停滯點 附近에서의 速度勾配는 8圖와 같이  $U_m \propto x^2$ 이며 理論曲線과 實驗結果가 잘 一致하고 있으므로 有限幅의 흐름도 停滯點 附近에서는 無限幅의 均一流의 停滯流(Stagnation Flow)와 같이 取扱할 수 있음을 알 수 있다.



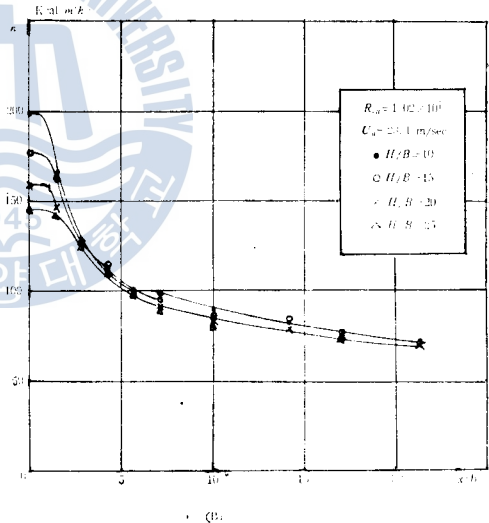
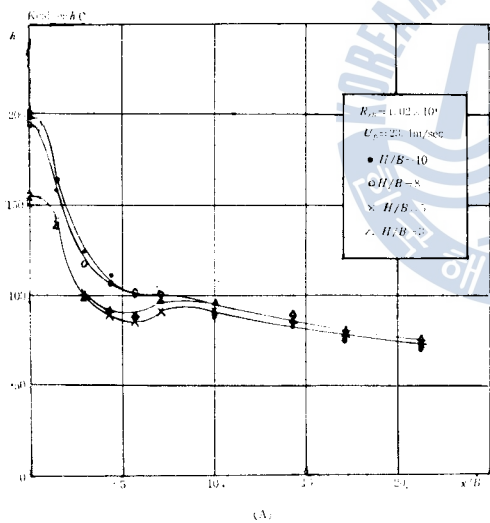


### 4.2 局所熱傳達率

9圖는 噴流를 平板에 垂直으로 噴射했을 때  $R_{eB} = \frac{U_0 B}{\nu} = 1.02 \times 10^4$ 의 境遇에 對해서  $H/B$ 를 變更하여 測定한 局所熱傳達率의 1例를 表示한 것이다.

$H/B$ 가 작은 境遇  $x$ 에 따라 局所熱傳達率은 急激히 減少하나  $H/B$ 가 클 때에는 작은 때에 比하여 減少率이 완만하다. 이것은  $H/B$ 가 커지면 噴流의 亂流擴散을 考慮한 幅  $B_1$ 이 커지며 無限幅의 均一流의 境遇와 같은 흐름이 되는 範圍가 커지기 때문이다.

停滯點 近傍의 局所熱傳達率은  $H/B < 5$ ,



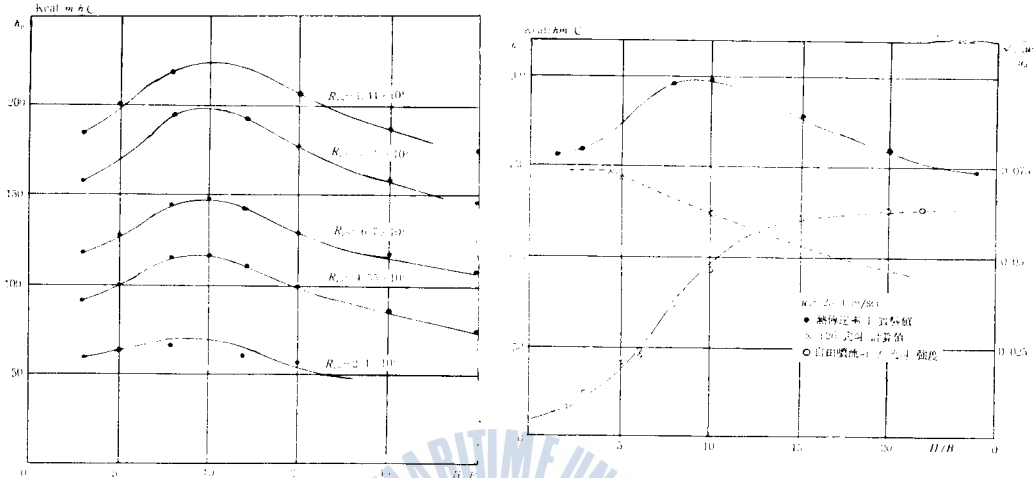
$5 \leq H/B \leq 10$ ,  $H/B > 10$ 의 3 領域에서 各各 相異한 傾向을 나타내며 停滯點에서의 局所熱傳達率이 最大로 되는 높이는 噴出口幅의 約 10倍이다. 10圖에 이를 表示하였다.

局所 Nusselt 數는 2圖로부터 다음과 같이 表示할 수 있다.

$$N_{ux} = \frac{h_x x}{\lambda} = 0.57 R_{ex}^{1/2} P_r^{0.4} \dots \dots \dots (26)$$

11圖에 (26) 式에서 求한 停滯點의 局所熱傳達率  $h_0$ 을 點線으로 表示하고 自由噴流의 中心軸上의 亂流의 強度를 鎖線으로 表示하여 實驗値와 比較하였다. 同圖로부터 포텐셜 코어內에서는 亂流의 影響은 거의 나타나지 않으나 遷移領域인  $4 < H/B < 10$ 에서 가장 強하게 나타나며 以後는 亂流의 強度가 거의 一定이며 局所熱傳達率은 速度境界層外緣의 速度에 依하여 支配된다고 할 수 있다.

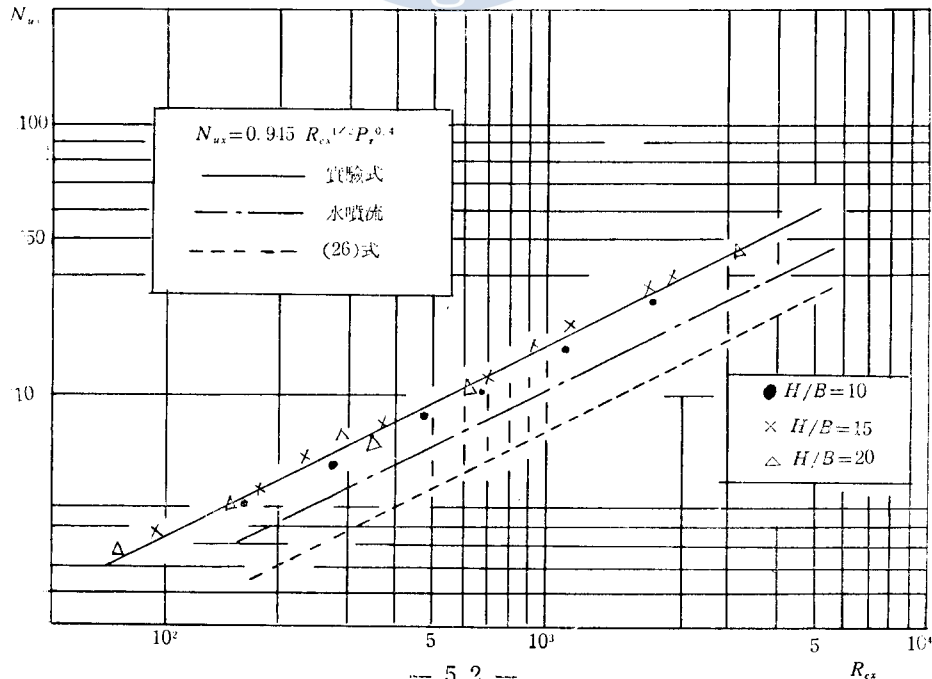
J. Kestin<sup>9)</sup>等이 無限幅의 均一流中에 圓柱를 놓고 亂流의 強度를 變更했을 때 이것이 熱傳達에 미치는 影響을 調査한 實驗結果의 1例를 들면 亂流의 強度가 1.2%에서 2.6% 增加했을 때



Nusselt數는 398에서 505까지 卽 27% 增加하고 있다. 2次元 空氣噴流를 平板에 垂直으로 噴射할 境遇에도 無限幅의 均一流와 같이 亂流의 強度가 熱傳達에 미치는 影響은 크다.  $H/B > 10$ 에서 停滯點 近傍에서의 熱傳達率은 亂流의 影響이 없다고 假定한 境遇의 (29)式으로서는 表示할 수 없으며 一般的인 停滯流의 境遇 局所熱傳達率은  $N_{ux} = C_1 R_{ex}^{1/2} = P_r^{0.4} (C_1 P_r \text{ 常數})$ 로 表示되므로 이 形式에 依하여 停滯點 近傍의  $N_{ux}$ 를 實驗式으로 表示하면 12圖로부터

$$N_{ux} = 0.945 R_{ex}^{1/2} P_r^{0.4} \quad (H/B \geq 10) \quad \dots \dots \dots (27)$$

로 된다.



12圖의 鑲線은 D. C. McMurray<sup>6)</sup>等에 의한 2次元 水噴流를 平板에 垂直으로 噴射시켰을 때의 實驗結果이고 點線은 亂流의 影響이 없을 때의 (26)式을 表示한다. 水噴流의 境遇가 空氣噴流의 境遇보다  $N_{ux}$ 가 낮은 것은 亂流擴散에 의한 亂流의 強度가 낮기 때문이다.

## 5. 結 論

以上에서 記述한 2次元 空氣噴流를 平板에 垂直으로 噴射시켰을 때의 研究結果를 總括하면 다음과 같다.

- (1) 2次元 空氣噴流를 平板에 垂直으로 噴射했을 때의 停滯點 近傍의 速度境界層外緣의 速度는 2次元 포텐셜流의 理論을 擴張해서 求할 수 있다. 亂流擴散을 強하게 받는 噴流의 境遇는 噴出速度  $U_0$  代身에 自由噴流의 中心速度  $U_H$ 와 (12)式으로부터 求해지는 噴流의 幅  $B_1$ 을 使用하여야한다.
- (2) 停滯點 近傍에서는 無限幅의 흐름의 停滯流와 같이  $U_m = cx$ 로 近似시킬 수 있으며 噴流의 境遇는 無限幅의 흐름에 比해 速度係數가 크다.
- (3) 停滯點 近傍의 熱傳達率은  $H/B=4$ 까지는 (26)式으로 表示되나  $4 < H/B < 10$ 의 範圍에서는 速度境界層外緣의 速度가 減少하는데도 熱傳達率은 急激히 增加한다. 卽 포텐셜 코어의 終端에서부터 急激히 增加하여 遷移領域의 終端 附近인  $H/B \approx 10$ 에서 最大值로 되며 以後는 徐徐히 減少한다.
- (4) 自由噴流의 中心軸上의 亂流의 強度도 停滯點近傍에서의 熱傳達率과 同一한 傾向으로 變化하는 것이 確認되었다.

## 參 考 文 獻

- 1) R. A. Daane and S. T. Han, "An analysis of air impingement drying", Tappi, vol. 44, No. 1, 1961, pp. 73~80.
- 2) K. P. Perry, "Heat transfer by convection from a hot-gas jet to a plane surface", proc. Inst. Mech. Engrs, London, England, vol. 168, N. 30, 1954, pp. 775~784.
- 3) G. G. Huang, "Investigations of heat-transfer coefficients for air flow through round jets impinging normal to a heat-transfer surface", Trans. ASME, 1963, pp. 237~245.
- 4) R. Gardon and J. C. Akfirat, "Heat transfer characteristics of impinging two-dimensional air jets", Journ. Heat Transfer, Trans, ASME, Series C, vol. 88, 1966, pp. 101~108.
- 5) V. A. Smirnov, G. E. Verevchkin and P. M. Brdlick, "Heat transfer between a jet and a held plate normal to flow", Int. Journ. Heat Mass Transfer, vol. 2, 1961, pp. 1~7.
- 6) D. C. McMurray, P. S. Myers and O. A. Uyehara, "Influence of impinging jet variables on local heat transfer coefficients along a flat surface with constant heat flux", Proc. 3rd Intern. Heat

( 14 )

1975年 4月 韓國海洋大學 論文集 第10輯

Transfer Conference, vol. II, 1966, pp. 292~299.

- 7) 洪永杓, “噴流의 速度分布에 關한 研究”, 海大論文集, No. 8, 1973, pp. 167~180.
- 8) 洪永杓, “噴流에 依한 熱傳達에 關한 研究”, 海大論文集, No. 8, 1973, pp. 153~166.
- 9) J. Kestin and P.F. Maeder, “Influence of trubulence on transfer of heat from cylinders”, NA-CA, TN, 4018.
- 10) W.W. Short, R. A. S. Brown and B. H. Sage, “Thermal in turbulent gas streams; Effect of turbulence on local transport from spheres”, Journ. Appl. Mech. 1960.
- 11) 西脇仁一, 平田賢, 鳥居薰, “噴流を受ける平板の熱傳達”, 第5回 日本傳達シンポジウム, 講演論文集, 1968.
- 12) J. O. Hinze, “Turbulence”, McGraw-Hill, 1959.
- 13) S. Levy, “Heat transfer to constant-property laminar boundary layer flows with powerfunction free-stream velocity and wall-temperature variation”, Journ. Aero. Sci. vol.19, 1952, pp. 341~348.
- 14) H. Schlichting, “Boundary layer theory”, (translated by J. Kestin), McGraw-Hill, 1960.
- 15) G.N. Abramovich, “The theory of turbulent jets”, (translated by L. H. Schindel), The M. I. T. press, 1963.

