

<論 文>

# 線型 亂流剪斷應力모델에 의한 直四角形 粗도를 갖는 二重圓管內的 非對稱流動의 解析

李 炳 坤\* · 崔 英 惇\*\*

(1986年 9月 12日 接受)

## Analysis of Asymmetric Flow in Annulus with Square Ribs by Linearly-Varying Shear Stress Model

Byung Kon Lee and Young Don Choi

**Key Words:** Roughness Function(粗度函數), Asymmetric Flow(非對稱流動), Linearly Varying Shear Stress Model(線型 剪斷應力모델)

### Abstract

A method is presented to calculate the friction factor and velocity distribution of asymmetric flow in rough channels and annuli.

This method is derived from an assumption of linearly-varying shear stress which is different from Maubach's constant shear stress assumption.

This method gives continuous velocity gradient at the position of maximum velocity and the predicted velocity profiles are in better agreements with experimental data than those obtained by Maubach's method.

In this paper, a new correlation of roughness function is proposed and the predictions of friction factors by this correlation agree well with experimental data.

### 記 號 說 明

$A$  : von Karman 常數의 逆數( $\equiv \frac{1}{\kappa} = 2.5$ )

$B$  : 常數

$b$  : 粗度의 幅

$dp$  : 壓力 降下

$F$  : 斷面積

$H, h$  : 粗度의 높이

$L$  : 亂流特性길이

$p, P$  : 粗度 사이의 거리

$q$  : 亂流 搖動速度

$R$  : 粗度函數

$r$  : 半徑

$r_0$  : 剪斷應力이 0인 곳의 半徑

$Re$  : 레이놀즈(Reynolds) 數

$U$  : 軸方向 速度

$U_r$  : 摩擦速度( $\equiv \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$ )

\* 正會員, 忠北大學校 工科大學 安全工學科

\*\* 正會員, 高麗大學校 工科大學 機械工學科

$\overline{uw}$  : 레이놀즈應力  
 $y$  : 半徑方向 거리

**그리이스 文字**

$\alpha$  : 半徑比 ( $\equiv r_1/r_2$ )  
 $\beta$  : 半徑比 ( $\equiv r_0/r_2$ )  
 $\rho$  : 密度  
 $\lambda$  : 摩擦係數  
 $\epsilon$  : 모데알 粗度높이  
 $\epsilon_s$  : 亂流에너지 消滅率  
 $\tau$  : 剪斷應力  
 $\nu$  : 動粘性係數  
 $\kappa$  : von Karman 의 常數

**添 字**

1 : 內部 거친 領域  
 2 : 外部 매끈한 領域  
 $w$  : 壁面  
 + : 無次元

**1. 緒 論**

二重同心圓管 內的 亂流流動은 兩쪽 壁面의 剪斷應力이 상이한 非對稱流動이다. 二重管式 熱交換器나 氣體冷却式 原子爐 燃料棒 等에는 熱傳達을 증진시키기 위하여 內管의 外壁에 人工粗度を 부착시키는데 이러한 경우에는 流動의 非對稱性은 더욱 커진다. 이 人工粗度の 한 形態로 Fig. 1과 같이 傳熱面에 直四角形 리브를 일정한 간격으로 부착시키면 流動의 亂流生成을 촉진시켜 對流熱傳達을 증진시킨다. 그러나 이 人工粗度は 流動의 摩擦抵抗도 증가시키므로 人工粗도에 의한 熱傳達 增進에 대한 研究에서는 人工粗도에 의한 摩擦抵抗 增加에 대한 影響을 고려해야 한다.

二重同心圓管流動이 完全確立된 곳에서 壓力勾配를 측정하면 內管과 外管 壁面의 摩擦係數를 계산할 수 있다. 일반적으로 매끈한 壁面과 거친 壁面 위의 速度分布는 다음의 對數式으로 나타낼 수 있다.

매끈한 壁面

$$U^+ = A \ln y^+ + B \tag{1}$$

거친 壁面

$$U^+ = A \ln \frac{y}{h} + R \tag{2}$$

위의 식에서  $B$ 는 實驗常數로 管流動의 경우 5.5의 값을 가지며,  $R$ 은 粗度函數라 불리우고 粗度の 높이, 간격, 모양에 따라 변하는 函數이다. 일반적으로  $B$ 와  $R$ 값만 알면 이 값으로부터 각 壁面의 摩擦係數를 계산할 수 있고, 또 이 값들은 熱傳達係數의 關係式에서 사용되고 있으므로 實驗으로 이 값들을 正確히 측정하는 것은 人工粗도에 의한 熱傳達 增進과 摩擦抵抗 增加에 대한 研究에서 重要한 意義를 갖는다. 그러나  $B$ 값은 流動形態에 따라 거의 변하지 않는 常數이므로  $R$ 값을 精確히 측정하는 것이 과거의 주요 연구과제로 되어 왔다. 實驗에서 측정된 壓力勾配에서부터  $R$ 函數를 계산하기 위해서는 대단히 복잡한 變換過程을 거쳐야 한다<sup>(1)</sup>. 현재 函數를 구하기 위한 變換法으로는 Maubach의 變換法<sup>(2)</sup>을 根幹으로 하여 이를 약간 수정한 變換法들이 주로 사용되고 있다<sup>(3)</sup>. Maubach의 變換法과 이를 수정한 變換法에서는 二重同心圓管流動을 Fig. 1(a)에서의 같이 매끈한 外壁面 流動域과 거친 內壁面 流動域으로 구분하여 각 領域에서 剪斷應力을 均一하다고 가정하고 速度分布는 式 (1), 式 (2)로 가정하여 變換하게 된다. 이 방법에서는 두 領域의 交叉點에서 剪斷應力과 速度勾配의 不連續性이 발생한다. 실제 二重同心圓管內 流動에서의 剪斷應力은 Fig. 1(b)에서의 같이 線形的으로 變하기 때문에 Fig. 1(a)에서

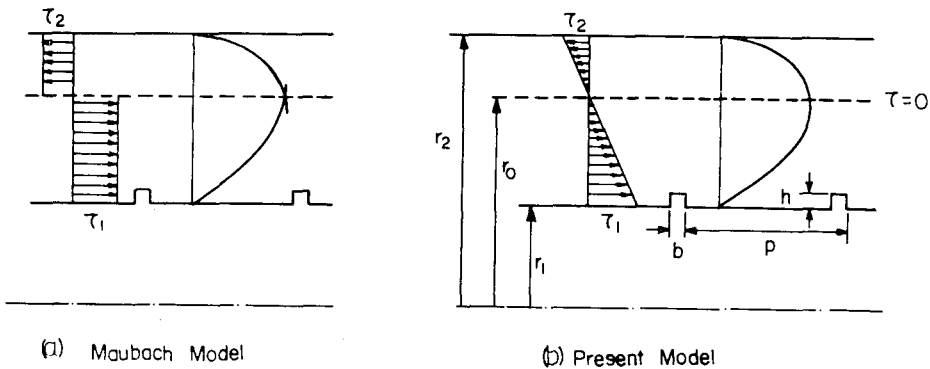


Fig. 1 Velocity and shear stress profile of Maubach and present model

와 같이 一定 剪斷應力의 가정을 사용한 變換法으로  $R$  函數를 計算하는 방법에는 誤差가 크게 發生할 수 있다고 생각된다.

本 研究에서는 Maubach의 방법에 內在된 不合理한 點을 보완하고자 Fig. 1(b)와 같이  $\tau=0$ 인 곳에서부터 壁面까지 剪斷應力이 線形的으로 變化한다고 가정하여 速度分布의 式을 유도하고, 壓力勾配를 變換하여 摩擦係數와 粗度函數를 計算하였다. 이 方法에 의해서 얻어진 速度分布에서는  $\tau=0$ 인 곳에서 速度勾配에 不連續性이 일어나지 않는다.

## 2. 理論解析

完全確立된 亂流流動의 亂流運動에너지 방정식은 다음과 같다.

$$-\overline{uv} \frac{dU}{dr} - \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[ r v \left( \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} q^2 \right) \right] = \varepsilon_t \quad (3)$$

이 식에서 양쪽 변분부분을 제외한 중심부에서는, 확산항은 다른 항에 비해서 적으므로 무시하고  $\overline{uv}$ ,  $\varepsilon_t$ 를 Townsend<sup>(3,4)</sup>의 제안과 같이 局部剪斷應力( $\tau$ )을 사용하여

$$-\overline{uv} = \frac{\tau}{\rho} \quad \varepsilon_t = \frac{1}{L} \left( \frac{\tau}{\rho} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (4)$$

과 같이 나타내면 式 (3)은

$$\frac{dU}{dr} = \frac{1}{L} \left( \frac{\tau}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

이 된다<sup>(4)</sup>. 이 식은 Prandtl의 혼합거리식으로부터 유도할 수도 있다. 여기서  $\tau$ 가 Fig. 1(b)에서와 같이 線形的으로 變換한다고 가정하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

### 내부 거친 領域

$$(r_1 \leq r \leq r_0) : \tau = \tau_1 \left( 1 - \frac{r-r_1}{r_0-r_1} \right)$$

### 외부 매끈한 領域

$$(r_0 \leq r \leq r_2) : \tau = \tau_2 \left( 1 - \frac{r_2-r}{r_2-r_0} \right) \quad (6)$$

중심부에서는 평행유동에 가깝고 수학적인 전개를 위하여, 式 (5)의  $L$ 을 간단한 난류모델인 混合距離  $L = \kappa y$ 로 대치하고 式 (6)을 式 (5)에 代入한 후 積分하면 다음과 같은 速度分布式이 얻어진다.

### 내부 거친 領域

$$\frac{U}{U_{r_1}} = \frac{1}{\kappa} \left[ \ln \left\{ \frac{1 - \left( 1 - \frac{r-r_1}{r_0-r_1} \right)^{\frac{1}{2}}}{1 + \left( 1 - \frac{r-r_1}{r_0-r_1} \right)^{\frac{1}{2}}} \right\} \right]$$

$$+ 2 \left( 1 - \frac{r-r_1}{r_0-r_1} \right)^{\frac{1}{2}} \Big] + C_1 \quad (7)$$

### 외부 매끈한 領域

$$\frac{U}{U_{r_2}} = \frac{1}{\kappa} \left[ \ln \left\{ \frac{1 - \left( 1 - \frac{r_2-r}{r_2-r_0} \right)^{\frac{1}{2}}}{1 + \left( 1 - \frac{r_2-r}{r_2-r_0} \right)^{\frac{1}{2}}} \right\} \right] + 2 \left( 1 - \frac{r_2-r}{r_2-r_0} \right)^{\frac{1}{2}} \Big] + C_2 \quad (8)$$

壁面に 가까운 부분에서는 式 (1), 式 (2)의 速度式도 비교적 正確하므로 式 (8), 式 (7)와 같게 놓을 수 있다. 壁面に 가까운 부분에서는  $\frac{r-r_1}{r_0-r_1} \ll 1$ ,  $\frac{r_2-r}{r_2-r_0}$

$\ll 1$ 의 가정이 성립되므로 이 가정을 사용하여  $\left( 1 - \frac{r-r_1}{r_0-r_1} \right)^{\frac{1}{2}}$ ,  $\left( 1 - \frac{r_2-r}{r_2-r_0} \right)^{\frac{1}{2}}$ 을 Taylor 급수 전개하여 式 (7), 式 (8)에 代入하면

$$\frac{U}{U_{r_1}} \approx A \ln \left( \frac{r-r_1}{4(r_0-r_1)} \right) + 2A + C_1 \quad (9)$$

$$\frac{U}{U_{r_2}} \approx A \ln \left( \frac{r_2-r}{4(r_2-r_0)} \right) + 2A + C_2 \quad (10)$$

이 된다<sup>(4)</sup>. 式 (9)를 式 (2)와 式 (10)을 式 (1)과 같게 놓으면

$$C_1 = A \ln \left\{ \frac{4(r_0-r_1)}{h} \right\} + R - 2A \quad (11)$$

$$C_2 = A \ln \left\{ \frac{4(r_2-r_0)U_{r_2}}{\nu} \right\} + B - 2A \quad (12)$$

가 얻어진다. 한편 式 (7), (8)은  $r_0$ 에서 같은 最大速度를 가지므로

$$\frac{U_{r_1}}{U_{r_2}} = \frac{C_2}{C_1} \quad (13)$$

이 된다.

또 全體領域 및 各 領域의 힘의 平衡을 고려하면

$$\pi(r_2^2 - r_1^2) \frac{dp}{dx} = 2\pi(r_1 + r_2)\tau_w \quad (14)$$

$$\pi(r_0^2 - r_1^2) \frac{dp}{dx} = 2\pi r_1 \tau_{w_1} \quad (15)$$

$$\pi(r_2^2 - r_0^2) \frac{dp}{dx} = 2\pi r_2 \tau_{w_2} \quad (16)$$

이 얻어지며, 이 식들에서

$$\frac{\tau_w}{\frac{1}{2}(r_2-r_1)} = \frac{\tau_{w_1}}{\frac{1}{2}(r_0^2-r_1^2)} = \frac{\tau_{w_2}}{\frac{1}{2}(r_2^2-r_0^2)} \quad (17)$$

의 관계식이 얻어진다. 各 剪斷應力比를  $\alpha = \frac{r_1}{r_2}$ ,  $\beta =$

$\frac{r_0}{r_2}$ 로 표시하면

$$\frac{\tau_{w1}}{\tau_w} = \frac{\beta^2 - \alpha^2}{\alpha(1-\alpha)}, \quad \frac{\tau_{w12}}{\tau_w} = \frac{1-\beta^2}{1-\alpha}, \quad \frac{\tau_{w1}}{\tau_{w2}} = \frac{\beta^2 - \alpha^2}{\alpha(1-\beta^2)} \quad (18)$$

이 된다. 式 (18)의 平方根을 취한 후 式 (13), (11), (12)를 代入하면

$$\frac{U_{\tau_1}}{U_{\tau_2}} = \sqrt{\frac{\beta^2 - \alpha^2}{\alpha(1-\beta^2)}} = \frac{A \ln \left\{ \frac{4(1-\beta)}{1-\alpha} \sqrt{\frac{1-\beta^2}{1-\alpha}} Re \sqrt{\frac{\lambda}{\epsilon}} \right\} + B - 2A}{A \ln \left\{ \frac{4(\beta-\alpha)}{\alpha \frac{h}{r_1}} \right\} + R - 2A} \quad (19)$$

가 된다. 實驗에서 측정된  $\frac{dp}{dx}$ 를 알고 있을 때 粗度 函數  $R$ 을 계산하거나  $R$ 을 알고 있을 때 平均摩擦係數와 各壁面의 摩擦係數  $\lambda, \lambda_1, \lambda_2$ 를 계산하기 위해서는 위에서 유도한 關係式 以外에 또 하나의 關係式이 必要하다. 다른 關係式으로는 平均速度로 表示된 連續方程式

$$\frac{U_1}{U} \frac{F_1}{F} + \frac{U_2}{U} \frac{F_2}{F} = 1 \quad (20)$$

에 平均 및 各領域의 摩擦係數式

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = \frac{U}{U_{\tau}} \quad (21)$$

거친 領域

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda_1}} = U_1^+ = C_1 - G_1; G_1 = \frac{1}{\kappa} \frac{4}{15} + \frac{16r_1}{15r_0} \frac{1}{1 + \frac{r_1}{r_0}} \quad (22)$$

매끈한 領域

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda_2}} = U_2^+ = C_2 - G_2; G_2 = \frac{1}{\kappa} \frac{16}{15} + \frac{4}{15} \frac{r_0}{r_2} \frac{1}{1 + \frac{r_0}{r_2}} \quad (23)$$

을 代入하여 정리하면

$$\sqrt{\frac{\lambda}{\lambda_1}} \sqrt{\frac{\beta^2 - \alpha^2}{\alpha(1-\alpha)}} \frac{\beta^2 - \alpha^2}{1-\alpha_2} + \sqrt{\frac{\lambda}{\lambda_2}} \sqrt{\frac{1-\beta^2}{1-\alpha}} \frac{1-\beta^2}{1-\alpha_2} = 1 \quad (24)$$

을 얻을 수 있다.

(1) 平均摩擦係數  $\lambda$ 를 알고 粗度函數  $R$ 을 구하는 過程

實驗에서  $\frac{dp}{dx}$ 와 平均速度  $U$ 가 測定되면 平均摩擦

係數  $\lambda$ 는 쉽게 계산할 수 있다. 이  $\lambda$ 를 알고 있을 때 粗度函數  $R$ 을 구하는 過程은 다음과 같다.

式 (24)의  $\lambda_1, \lambda_2$ 에 式 (22), (23)을 代入하고,  $C_1, C_2$ 에 式 (11), (12)를 代入하고  $R$ 값을 式 (19)를 사용하여 소거하면  $\lambda$ 가 다음과 같이  $\beta$ 만의 函數로 주어 지게 된다.

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = (C_1 - C_1) \sqrt{\frac{\beta^2 - \alpha^2}{\alpha(1-\alpha)}} \frac{\beta^2 - \alpha^2}{1-\alpha^2} + (C_2 - G_2) \sqrt{\frac{1-\beta^2}{1-\alpha}} \frac{1-\beta^2}{1-\alpha^2} \quad (25)$$

$\lambda$ 를 알고 있으면 式 (25)에서  $\beta$ 값은 반복계산법으로 구할 수 있고  $\beta$ 와  $\lambda$ 값을 알면 式 (19)에서  $R$ 값을 계산할 수 있다.

(2) 粗度函數  $R$ 을 알고 摩擦係數  $\lambda, \lambda_1, \lambda_2$ 를 구하는 過程

式 (25)의  $\lambda$ 를 式 (19)에 代入하면 式 (19)는  $R$ 과  $\beta$ 만의 函數가 된다.  $R$ 을 알고 있으면  $\beta$ 를 반복계산법으로 계산할 수 있고  $\beta$ 가 결정되면 式 (21), (22), (23) 등에서  $\lambda, \lambda_1, \lambda_2$ 를 계산할 수 있다.

### 3. 結果 및 考察

#### 3.1 粗度函數 ( $R$ )

式 (7), (8)의 速度分布와 式 (21), (22), (23)의 摩擦係數를 알기 위해서는 먼저  $R$ 을 계산해야 된다. Fig. 2는 참고문헌 (2) 중 Table 1의  $\lambda$ 를 이용하여

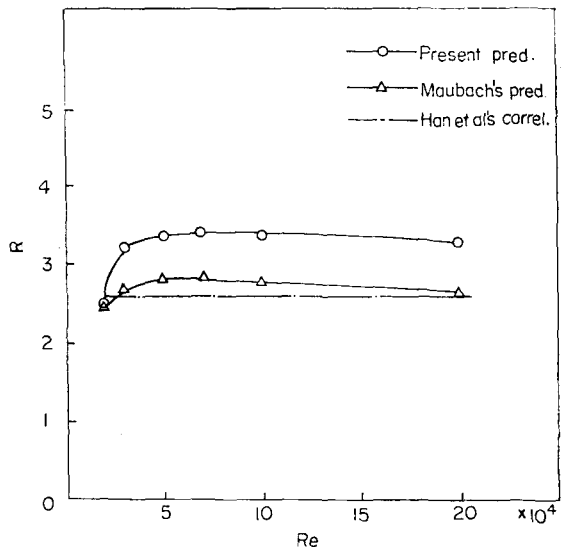


Fig. 2 Influence of Reynolds number on roughness function  $R$

本解析에서의 방법과 Maubach의 方法으로 레이놀즈 수 변화에 대한  $R$  값의 변화를 계산하여 비교한 것이다. 최대속도 위치,  $\beta$  가 같은 경우 본解析에 의한  $R$  값은 Maubach의 方法에 의한  $R$  값보다 대략  $A(2-\ln 4) \approx 1.54$  정도 큰 값을 갖으나 두 방법에서 예측하는  $\beta$  값이 서로 다르므로 실제적인  $R$  값의 차이는 약 0.6 정도 큰 값을 보이니, 레이놀즈수에 따라  $R$  값의 변화가 적은 것은 Maubach의 예측이나 Han 등<sup>(5)</sup>의 관계식과 일치한다.

$R$  函數의 값은 피치비  $\left(\frac{p}{h}\right)$  뿐만아니라 粗度の 형상비  $\left(\frac{b}{h}\right)$  에도 영향을 받는다<sup>(1,6)</sup>. 따라서 본解析에서는 Maubach가 사용한  $\frac{p}{h}$  대신 Dalle Donne and Meyer<sup>(1)</sup>가 사용한  $\frac{P-b}{h}$  를 변수로 사용하여 參考文獻 (2)의 Table 2에 표시되어 있는 Feurstein and Rampf<sup>(7)</sup>의  $\lambda$  에 대한 實驗値와 Kang<sup>(8)</sup>, Lee<sup>(9)</sup>의  $\lambda$  에 대한 測定値를 사용하여  $R$  函數를 계산하여 도시하면 Fig. 3과 같다. 이 그림에서 점선은 Dalle Donne and Meyer의 관계식<sup>(1)</sup>이며 이중쇄선은 Han 등의 관계식<sup>(5)</sup>이다.  $R$  函數는  $\frac{P-b}{h}$  가 대략 6~10 사이에서 最小값을 갖고  $\frac{P-b}{h}$  가 이보다 커지거나 적어지면 증가하는 경향을 갖는 것은 서로 일치한다. 본解析에서 예측한  $R$  函數는 전반적으로 Dall Donne and Meyer의 관계식과 형상은 비슷하나 큰 값을 가지며 Han 등의 관계식과는  $\frac{P-b}{h} > 9$ 에서는 근사한 값을 가지나  $\frac{P-b}{h} < 9$ 에서는 차이가 클을 알 수 있다.

本解析에서의 예측 결과를 Fig. 3에서의 실선과 같은 관계식으로 나타내면 다음과 같다.

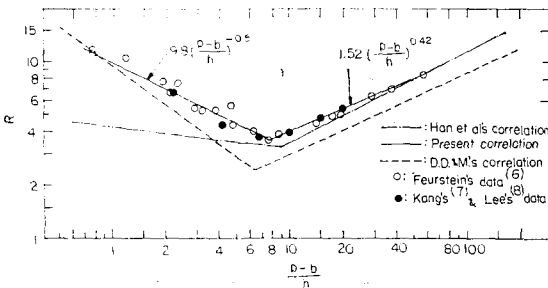


Fig. 3 Roughness function with respect to  $\frac{p-b}{h}$

$$\frac{P-b}{h} \geq 7.4 ; R = 1.52 \left( \frac{P-b}{h} \right)^{0.42} \quad (26)$$

$$\frac{P-b}{h} \leq 7.4 ; R = 9.8 \left( \frac{P-b}{h} \right)^{-0.5} \quad (27)$$

### 3.2 摩擦係數

Fig. 4, 5는  $R$  函數에 대한 關係式들의 적합성을 검토하기 위해서  $R$  函數값으로부터 平均摩擦係數( $\lambda$ )를 역으로 계산하여 Feurstein und Rampf<sup>(7)</sup>의 實驗値와 비교한 것이다. 본解析結果는 Maubach의 方法에 의한 解析結果와 큰 차이를 보여주지는 않으나 部分的으로는 더 좋은 결과를 보이는 곳도 있다.

Fig. 6은 레이놀즈수의 변화에 따른 平均摩擦係數( $\lambda$ ), 內壁面의 摩擦係數( $\lambda_1$ ), 外壁面의 摩擦係數( $\lambda_2$ )를 본解析 方法과 Maubach의 方法으로 계산하여 Lee의 實驗値<sup>(9)</sup>와 比較한 것이다. 두 方法에 의한 摩擦係數들에 큰 차이는 없으나 본解析 方法으로 예측한 平均摩擦係數가 Lee의 實驗値에 더 잘 일치함을 알 수 있다.

Fig. 7은 피치비  $\left(\frac{P}{H}\right)$  에 따른 摩擦係數  $\lambda, \lambda_1, \lambda_2$  를 比較한 것이다.  $\frac{P}{H}$  에 따른 摩擦係數의 變化傾向은 두

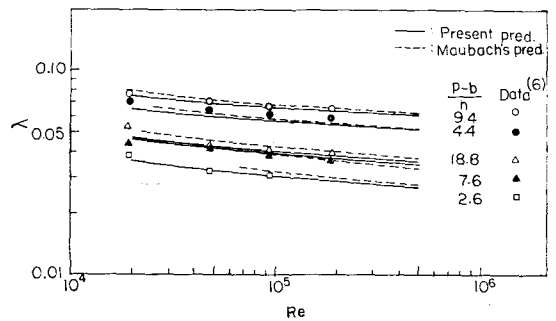


Fig. 4 Comparison of friction factors

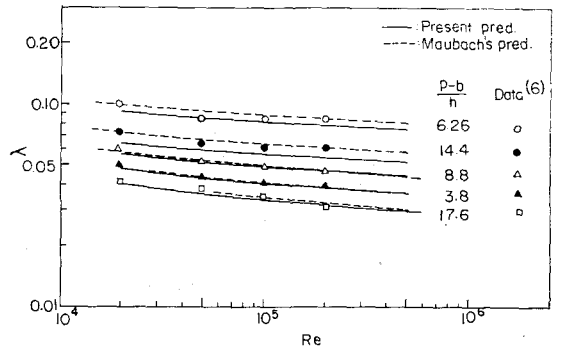


Fig. 5 Comparison of friction factors

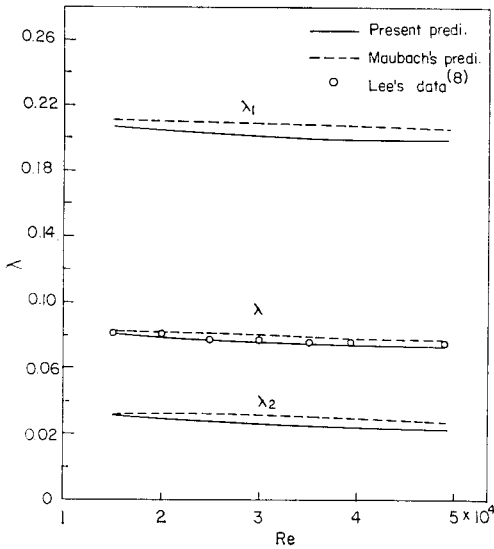


Fig. 6 Friction factors of mean ( $\lambda$ ), inner rough wall ( $\lambda_1$ ) and outer smooth wall ( $\lambda_2$ ) with respect to  $Re$ . (Annulus of  $=0.3916$ ,  $\frac{P-b}{h} = 10$ ,  $\frac{h}{D_h} = 0.0506$ )

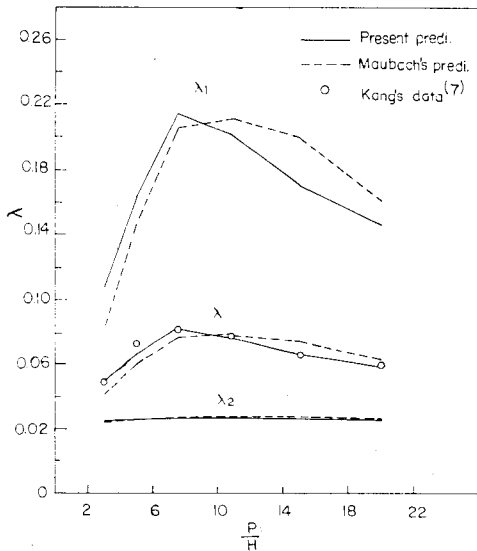


Fig. 7 Comparison of friction factors with respect to pitch ratio for  $Re=30000$  (Annulus of  $r_1/r_2=0.3916$ ,  $h/D_h=0.0506$ )

방법에 의한 결과와 서로 비슷하다. 그러나 平均摩擦係數에 대한 예측값은 本解析에 의한 것이 Maubach의 방법에 의한 것보다 Kang<sup>(8)</sup>의 實驗値와 더 잘 일치함을 알 수 있다.  $\lambda$ 와  $\lambda_1$ 은 두 결과가 共通의으로

$\frac{P}{H} = 7 \sim 10$ 에 最大값을 갖음을 알 수 있다. 그 原因은 Hong 등<sup>(10)</sup>, Kang and Choi<sup>(11)</sup>의 論文에 說明된 바와 같다.

Fig. 6에서의 人工粗度 形狀과 流動條件에 대해 內壁面의 摩擦係數  $\lambda_1$ 을 本解析 方法으로 계산하지 않고 內壁面을 同一한 相對粗度比( $\frac{\epsilon}{D} = \frac{h}{D} = 0.0506$ )를 갖는 모래입자가 부착된 壁面으로 간주하여 Moody 線圖에서  $\lambda_1$ 을 구해보면 0.072가 되어 Fig. 6에서의  $\lambda_1$ 값의 약  $\frac{1}{3}$  밖에 되지 않음을 알 수 있다. 따라서 人工粗度가 부착된 거친 壁面의 摩擦係數를 계산할 때 Moody 線圖를 사용함은 적합치 않음을 알 수 있다.

### 3.3 速度分布

앞에서 比較한  $R$ 函數를 계산하는 變換法의 正確性을 가장 明確히 구분해 줄 수 있는 것은 速度分布의 예측이다. 本解析方法과 Maubach의 方法은 摩擦係數들의 예측에서는 큰 차이를 나타내지 않았으나 速度分布의 예측에서 큰 차이를 보여 주었다.

Fig. 8는  $\frac{p}{h} = 10.8$ 의 피치비로 직사각형의 人工粗

度가  $\frac{r_1}{r_2} = 0.3916$ 인 同心圓管의 管에 부착되어 있고 레이놀즈수가 20,000, 30,000인 경우에 速度分布를 계산하여 Kang<sup>(8)</sup>의 實驗値와 比較한 것이다. 本解析方法으로 예측한 速度分布는 Kang의 實驗値와 잘 일치하는 것을 알 수 있으나 Maubach의 方法으로 예측한 速度分布는 最大速度 부근에서는 實驗値보다 크고 內壁에 가까운 곳에서는 實驗値보다 작음을 알 수 있다.

Fig. 9, Fig. 10은 레이놀즈수를 30,000으로 고정하고 피치비( $\frac{P}{H}$ )를 5, 10 변화시켰을 때의 速度分布를

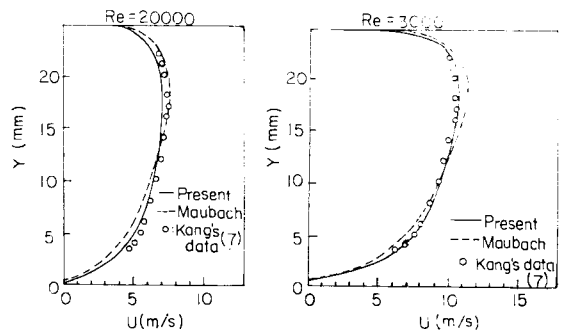


Fig. 8 Comparison of velocity profiles (Annulus of  $r_1/r_2=0.3916$ ,  $p/h=10.8$ )

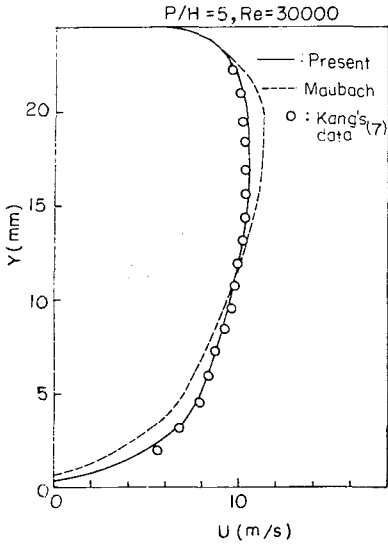


Fig. 9 Comparison of velocity profile (Annulus of  $r_1/r_2=0.3916$ ,  $h/D_h=0.0506$ )

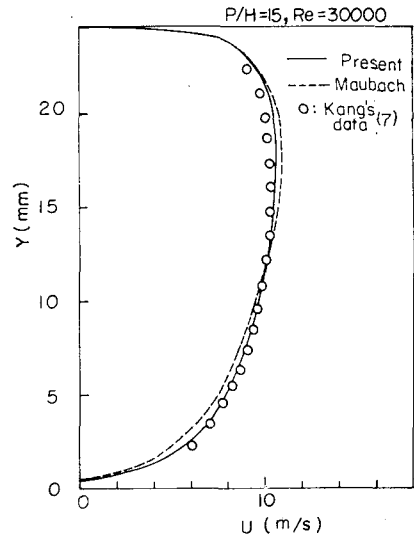


Fig. 10 Comparison of velocity profile (Annulus of  $r_1/r_2=0.3916$ ,  $h/D_h=0.0506$ )

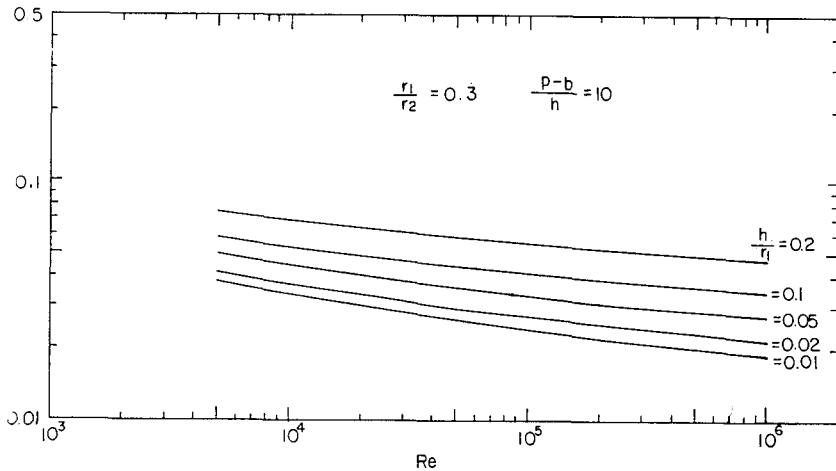


Fig. 11 Friction factors with respect to  $h/r_1$  for  $\alpha=0.3$

비교한 것이다. 이 경우에도 본 解析에서 예측한 速度分布가 Maubach의 방법에 의한 예측값보다 實驗値에 잘 일치함을 알 수 있다.

이와 같은 결과들을 綜合해 볼 때 본 解析에서 R 函數를 구하는데 使用된 變換法이 종래에 사용되어 오던 變換法보다 우수하다고 말할 수 있다.

(4) 摩擦係數에 影響을 주는 因子

다음은 본 解析 方法으로 摩擦係數에 影響을 주는 因子들을 검토한 결과이다.

Fig. 11, 12, 13은 동일한 퍼치비,  $\frac{P-b}{h}=10$ 에서

반경비( $\alpha \equiv \frac{r_1}{r_2}$ )가 각각 0.3, 0.5, 0.7일 때 相對粗度比( $\frac{h}{r_1}$ )의 변화에 따른  $\lambda$ 의 예측 결과이다.  $\frac{h}{r_1}$ 가 증가할수록  $\lambda$ 가 증가하는 것을 알 수 있는데 그 증가율은  $\alpha$ 가 증가할수록 커지는 것을 알 수 있다. 레이놀즈수의 증가에 따라서  $\lambda$ 는 약간 감소하나 큰 변화는 없다.

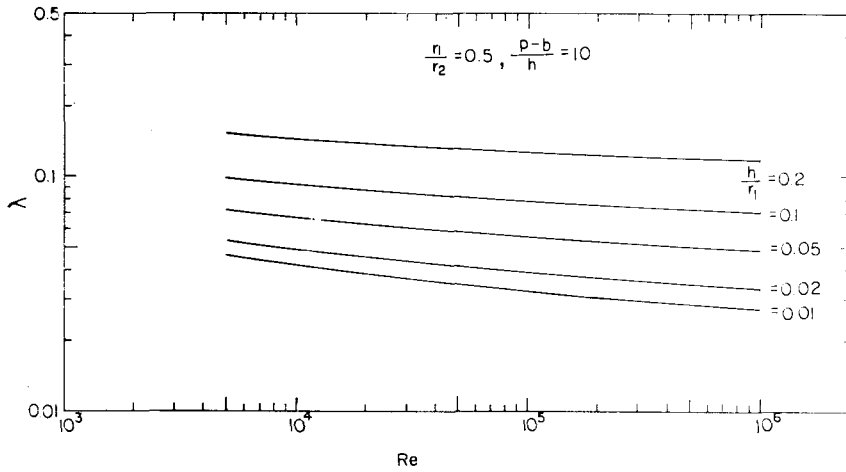


Fig. 12 Friction factors with respect to  $h/r_1$  for  $\alpha=0.5$

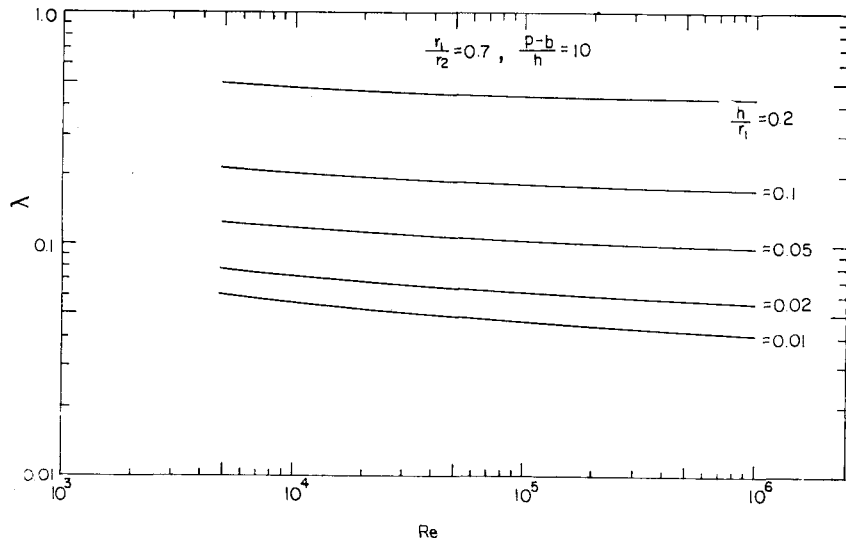


Fig. 13 Friction factors with respect to  $h/r_1$  for  $\alpha=0.7$

#### 4. 結 論

#### 後 紀

人工粗도가 부착된 二重同心圓管 流動에서 測定된 摩擦係數로부터 粗度函數를 구하는 變換過程에서 종래와 같이 一定 剪斷應力分布의 가정을 사용하지 않고 剪斷應力을 線形的인 分布를 갖는다고 가정하는 새로운 變換法을 제시하였다. 이 變換法은 종래에 많이 사용되어 온 Maubach의 變換法보다 正確한 速度分布를 예측해 주었고 주어진 粗度函數에서 摩擦係數를 예측하는데에서도 더 좋은 결과를 주어서 종래의 變換法보다 개선된 變換法으로 생각된다.

이 論文은 1983년도 한국과학재단 연구비로 수행된 것이며 이에 謝意를 표합니다.

#### 參 考 文 獻

- (1) M. Dalle Donne and L. Meyer, Thermo-Fluid-Dynamic Experiments with Gas-Cooled Bundles of Rough Rods and Their Evaluation with the Computer Code SAGAPO, Int. J. Heat and Mass Transfer,



- Vol. 22, pp. 1355~1374, 1979
- (2) K. Maubach, Rough Annulus Pressure Drop Interpretation of Experiments and Recirculation for Square Ribs, *Int. J. Heat & Mass Transfer*, Vol. 15, pp. 2489~2498, 1972
- (3) A.A. Townsend, *The Structure of Turbulent Shear Flow*, Cambridge, 2nd Ed., 1976
- (4) A.J. Reynolds, *Turbulent Flows in Engineering*, John Wiley & Sons, p. 213, 1974
- (5) J.C. Han, L.R. Glicksman and W.M. Rohsenow, An Investigation of Heat Transfer and Friction for Rib Roughened Surfaces, *Int. J. Heat & Mass Transfer*, Vol. 21, pp. 1143~1156, 1978
- (6) M.J. Lewis, Roughness Functions, the Thermohydraulic Performance of Rough Surfaces and the Hall Transformation an Overview, *Int. J. Heat & Mass Transfer*, Vol. 17, pp. 809~814, 1974
- (7) G. Feurstein und H. Rampf, Der Einfluss Rechteckiger Rauigkeiten auf den Waimeubergang und den Druckabfall in Turbuleter Ringspaltstromung, *Warme und Stoffubertragung*, Vol. 2, No. 1, pp. 19~26, 1969
- (8) J.S. Kang, Experiment of of Turbulent Heat Transfer on the Annular Pipes with Ring and Spiral Artificial Roughness, Master Thesis Korea Univ., 1983
- (9) K.M. Lee, The Experiment of Turbulent of Turbulent Heat Transfer in Annular Pipe with Artificial Roughness, Master Thesis, Korea Univ., 1982
- (10) J.K. Hong, K.M. Lee and Y.D. Choi, Analysis of Turbulent Heat Transfer in a Concentric Annular Pipe with Artificial Roughness, *Transactions, of KSME*, Vol. 7, No. 3, pp. 301~312, 1983
- (11) J.S. Kang and Y.D. Choi, Study on the Effects of Articial Roughness on the Turbulent Heat Transfer of Concentric Annular Pipes, *Transactions, of KSME*, Vol. 9, No. 3, pp. 335~344, 1985