

〈論 文〉

## 사각돌출형 표면거칠기가 있는 이중동심원관 내의 난류유동과 열전달

안수환\* · 이윤표\*\* · 김경천\*\*\*

(1992년 11월 5일 접수)

### Turbulent Fluid Flow and Heat Transfer in Concentric Annuli with Square-Ribbed Surface Roughness

Soo Whan Ahn, Yoon Pyo Lee and Kyung Chun Kim

**Key Words :** Turbulent Flow(난류 유동), Heat Transfer(열전달), Concentric Annuli(이중동심 관), Square-ribbed Surface Roughness Effect(사각돌출형 표면조도 효과).

#### Abstract

The fully developed turbulent momentum and heat transfer induced by the square-ribbed roughness elements on the inner wall surface in concentric annuli is studied analytically based on a modified turbulence model. The analytical results of the fluid flow is verified by experiment. the resulting momentum and heat transfer are discussed in terms of various parameters, such as the radius ratio, the relative roughness, the roughness density, fluid Reynolds number and for heat transfer, fluid Prandtl number. The study demonstrates that certain artificial roughness elements may be used to enhance heat transfer rates with advantages from the overall efficiency point of view.

#### 기 호 설 명

$a$	: 열확산계수
$C$	: 상수, 5.52
$K$	: 혼합길이상수
$P$	: 거칠기 피치
$Pr_t$	: 난류프란틀 수
$q$	: 열 유속
$s$	: $R_o - R_i$ , 통로 간격
$U_{\tau R}$	: $(\tau_R/\rho)^{0.5}$ , 마찰속도
$R_j^+$	: $R_j (\tau_{Ro}/\rho)^{0.5}/\nu$ , 무차원 내부 혹은 외부반경
$T_j^+$	: $(T_{Ri} - T_j) C_{\tau Ro} / [q_{Ro} (\tau/\rho)^{0.5}]$ , 무차원 온도 척도

$U_j^+$	: $U_j / (\tau_{Ro}/\rho)^{0.5}$ , 무차원속도
$y_j^+$	: $y_j (\tau/\rho)^{0.5}/\nu$ , 무차원 길이척도
$Z_{Ro}$	: $U_i=0$ 인 가상원점
$\alpha$	: $R_i/R_o$ , 반경비
$\delta_j$	: $ R_m - R_j $
$\Delta$	: $\delta_j^+ / R_j^+$
$\epsilon$	: 와확산계수
$\epsilon$	: 거칠기 높이
$\zeta_j$	: $y_j^+ / \delta_j^+$

#### 하첨자

$H$	: 열
$i$	: 내부
$j$	: $i$ 혹은 $o$
$m$	: 최대속도 지점

\*정회원, 통영수산전문대학 기관과

\*\*정회원, 한국과학기술연구원 공기조화환경제어 연구실

\*\*\*정회원, 부산대학교 생산기계공학과

- $M$  : 운동량
- $o$  : 외부
- $R$  : 반경
- $r$  : 거칠기
- $s$  : 층류저층 경계
- $t$  : 난류

## 1. 서 론

이중관내의 유동형태는 에너지 관련 산업과 유체 기계등의 많은 산업분야에서 자주 볼 수 있으며, 이중관 형상은 열교환기와 연료버너의 구조에 이용되는 중요한 유동채널로 알려져 있다. 핵공학에서 이중관 구조는, 매끈한 실린더내 돌출형 핀을 설치한 것 이외에 원주형 혹은 각주형 채널속에 봉(rod) 다발과 같이 복잡한 형상등을 하고 있으며 여러 형태 원자로들의 열전달 성능을 평가하는 기본적 형상이 되고 있다. 이중관은 반경비에 따라서 원자로들의 열전달 성능을 평가하는 기본적 형상이 되고 있다. 이중관은 반경비에 따라서 원형 튜브로부터 평행 평판 채널까지 정의될 수 있는 축대칭 형상이다. 이러한 이유 때문에, 이중관 유동의 해석으로써 두가지 기본유동의 차이점들을 밝힐 수 있어 연구자들에게 많은 관심의 대상이 된다.

열전달 표면을 크게한 열교환기들에서 충분히 조도가 있는 표면들은, 각 거칠기 요소의 후류에서 발생하는 난류가 층류저층 속으로 관통하기 때문에, 열전달계수를 증가시킨다. 그러므로, 그 효과는 일반적으로 플란틀수가 높을 수록 커질 것이라고 기대된다. 관표면의 조도에 의해 열전달을 증가시키는 방법으로는 표면에 불규칙적인 거칠기를 형성하거나 규칙적인 형태의 거칠기 요소를 만들어 주는 방법이 있다. 그러나 열전달의 증가는 유체흐름에 대한 저항의 증가를 수반하고 있기 때문에, 펌핑소요동력에 대한 상대적인 열전달률은 향상되지 않을 경우도 있다. 따라서, 최적 또는 경제적으로 유리한 표면거칠기 요소의 형태와 배치를 얻을 것은 매우 바람직한 일이다. 난류유동에 관한 표면 거칠기의 형태와 효과들은 평균 조도높이( $\epsilon$ )와 같은 단일변수로 효과적으로 기술하는데 충분한 것으로 간주하고 많은 연구가 있어 왔다. Schlichting<sup>(1)</sup>는 여러가지 형태의 표면거칠기의 경우에 대해, Nikuradse의 실험에서 얻은 등가의 값을 이용하여

나타낸 방법으로서 등가모래입자 거칠기의 개념인  $K_s$ 를 소개하였다. 여기서, Nikuradse의 실험은 균일한 모래 입자로 인공적으로 표면이 거칠도록한 관들 내부에서 행하여진 것이다. 그외에도 Allan과 Sharma<sup>(2)</sup> 그리고 Musker과 Lewkoicz<sup>(3)</sup>등이 거친 표면위의 난류유동 모델들을 구한 바 있다. 그러나, 이러한 모델들은 모두 임의의 형상과 표면 거칠기 요소들의 배열을 기술하는 함수에 대한 사전 지식을 요구하고 있다. 하지만, 원형관 외에 다른 형상, 즉, 이중관구조에서 사각돌출형 거칠기가 있는 경우는 아직 운동량과 열전달에 대한 믿을 만한 문헌자료가 거의 없다. Lee<sup>(4)</sup>는 주어진 거칠기 요소가 비대칭적으로 분포된 2차원 채널유동에서 압력손실과 열전달률을 예측하기 위해 특수하게 만든 인공의 표면 거칠기를 간접적으로 나타내기 위해 앞서 제시되었던 모델과 다르게, 조도요소의 구조와 레이놀즈수 에의해 구한  $Z_{Ro}$ (조도흐름속에서 속도가 0인지점)로부터구한 난류유동모델로서 한쪽면에서만 사각돌출형 거칠기가 있는 평행평판내의 유체유동과 열전달을 구했다.

본 논문은 Lee<sup>(4)</sup>의 평행평판 채널내의 난류유동 모델을 사용하여 비대칭적 경계를 갖는 이중관내 거칠기 표면위에서의 흐름을 취급하였다. 해석에서 표면거칠기는 속도 형상에 단지 국부적으로 영향을 미친다고 가정하여<sup>(4,5)</sup> 한쪽 면에서만 사각형 거칠기 요소를 가진 평행판 사이의 유동에 관해 이미 얻은 실험 관계식을 이용하였다. 거칠기의 합성효과는 압력손실 증가에 대한 열전달 증가에 대해 거친관과 매끈한 관의 경우를 비교한 값에 의하여 알 수 있었다. 그러므로, 전체적 효율측면에서 유리하게 열전달률을 증가시킬 수 있는 이중관내의 바람직한 인공의 거칠기형태( $P/\epsilon, S/\epsilon, \alpha, etc.$ )를 얻을 수 있었다.

## 2. 이론해석

거친 벽면상의 조도 형태와 이중관 형상의 특징 때문에, 벽면 근처에서의 국부 유동기구(mechanism)들은 만능(universal)속도 형상이나 벽법칙을 완전히 만족하지 못한다. 큰 규모의 조도는 조도요소의 후류 영역에서 재순환 유동을 일으키기 때문에, 지배방정식들은 매끄러운 측과 거친 측으로 분리하여 취급하였다. 이론해석을 위한 기본가정은 다음과 같다(Fig. 1참조).

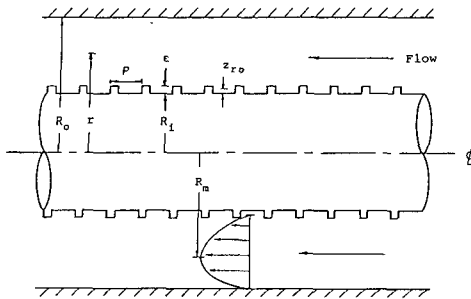


Fig. 1 Idealized Model

- (1) 이중관은 동심원이다. 외관벽면은 매끈한 반면 내관벽면은 사각돌출형 거칠기로 되어 있다.
  - (2) 이중관내의 속도장은 완전히 발달되어 있다.
  - (3) 최대속도선과 zero전단응력선은 일치한다.
  - (4) 매끈한 영역에서는 Reichardt의 모델을 사용한다.
  - (5) 거친벽면 영역에서는 수정대수속도형상이 이용되었다. 표면거칠기는 속도장에 부분적으로만 영향을 미친다.
  - (6) 난류 프란틀수는 1로 취했다.
- 속도와 온도분포를 구하기 위해 와확산계수 (eddy diffusivity),  $\epsilon$ , 과 난류프란틀수 ( $Pr_t$ )의 개념을 사용하였다. 운동량과 열전달에 관한 기본방정식은 다음과 같이 정의될 수 있다.

$$\frac{\tau}{\rho} = (\nu + \epsilon_M) \frac{\partial U_j}{\partial y} \tag{1}$$

$$\frac{q}{c\rho} = (a + \epsilon_H) \frac{\partial T}{\partial r} \tag{2}$$

방정식(1)은 아래와 같이 무차원화하였다.

$$\frac{\partial U_i^+}{\partial \zeta_i} = \frac{U_{TRi}}{U_{TRO}} \frac{1}{K_i \zeta_i} \left( \frac{z_{ro}^+}{\delta_i^+} < \zeta_i < 1 \right) \tag{3}$$

$$\frac{\partial U_o^+}{\partial \zeta_o} = \delta_o^+ \left[ \frac{(\tau/\tau_R)_o}{1 + (\epsilon_M/\nu)_o} \right] \quad (0 < a_o < 1) \tag{4}$$

여기서, 힘의 평형관계식으로부터 전단응력분포를 아래와 같이 유도하였다(부록 1참조).

$$\left( \frac{\tau}{\tau_R} \right) = \frac{(1 - \zeta_i) [2 + \Delta_i (1 + \zeta_i)] \left( 1 + \Delta_i \frac{Z_{Ro}^+}{\delta_i^+} \right)_i}{(1 + \Delta_i \zeta_i) [2 + \Delta_i (1 + \frac{Z_{Ro}^+}{\delta_i^+})] \left( 1 - \frac{Z_{Ro}^+}{\delta_i^+} \right)} \tag{5}$$

$$\left( \frac{\tau}{\tau_R} \right)_o = \frac{(1 - \zeta_o) [1 - \Delta_o \zeta_o / (2 - \Delta_o)]}{[1 - \Delta_o \zeta_o]} \tag{6}$$

방정식 (3)과 (4)와 경계조건은  $\zeta_i = (Z_{Ro}^+/\delta_i^+)$ 에서  $U_i^+ = 0$ 이며  $\zeta_o = 0$ 에서는  $U_o^+ = 0$ 이다. 공식 (1)과 (2)에서 아래의 방정식을 얻었다.<sup>(5)</sup>

$$\frac{\partial T_j^+}{\partial \zeta_j} = \frac{\partial U_j^+}{\partial \zeta_j} \times \frac{(1 + \frac{\epsilon_M}{\nu}) (q_i/q_{Ri})}{\left( \frac{1}{Pr} + \frac{1}{Pr_t} \frac{\epsilon_M}{\nu} \right) (\tau/\tau_{Ro})_j} \tag{7}$$

식(7)에서 도입된 난류 Prandtl수, 즉, 열과 운동량의 와확산비( $Pr_t$ )는 난류 대류 열전달의 열전달계수를 예측하는 이론적 연구에서 중요한 역할을 한다. 많은 연구자들은  $Pr_t (\epsilon_M/\epsilon_H)$ 를 1로 가정했다.<sup>(6)</sup> 그러나 최근의 실험연구에서는  $\epsilon_M$ 과  $\epsilon_H$ 가 같지 않음을 증명하고 있다. 그럼에도 불구하고, 본논문에서는 정확한 상호 관계식이 보고되어 있지 않고 간편함의 두가지 이유 때문에 난류 Prandtl수 ( $Pr_t$ )를 1로 가정했다. 공식(7)에서 열유속장은 열평형으로부터 다음과 같이 유도하였다.

$$\frac{q_i}{q_{Ri}} = \frac{[1 - \alpha^2 (1 + \Delta_i \zeta_i)] (1 + \Delta_i \frac{Z_{Ro}^+}{\delta_i^+})_i}{[1 - \alpha^2 (1 + \Delta_i \frac{Z_{Ro}^+}{\delta_i^+})^2] (1 - \Delta_i \zeta_o)} \tag{8}$$

$$\frac{q_o}{q_{Ri}} = \frac{\alpha (2 - \Delta_o \zeta_o) \Delta_o (1 + \Delta_i \frac{Z_{Ro}^+}{\delta_i^+})_i}{[1 - \alpha^2 (1 + \Delta_i \frac{Z_{Ro}^+}{\delta_i^+})^2] (1 - \Delta_o \zeta_o)} \tag{9}$$

방정식 (7)의 경계조건은 다음과 같다.

$$T_i^+ = 0 \text{ at } \zeta_i = (Z_{Ro}^+/\delta_i^+).$$

최대속도(Fig. 1 참조)의 내외 영역에서 무차원 속도와 온도분포들은, 와확산과 내외측의 matching 조건(21~25)에서, 미분방정식 (3), (4), 그리고 (7)을 연립하여 얻는다.

관내의 운동량 와류 확산의 정확한 계산을 하기 위해서는 속도형상의 해가 필요하다. 동심 이중관 내 난류유체유동에 관한 연구 중 가장 흥미 있는 특징은 동심이중관 내 난류유동은 벽법칙이나 종래의 일반속도 형상의 적용이 완전히 불가능하다는 것이다.<sup>(7)</sup>

매끈한 표면에 대해서는 van Driest<sup>(8)</sup>와 Reichardt<sup>(9)</sup>의 모델들을 본논문의 관유동형상에 알맞

도록 다음과 같이 수정하여 사용하였다.

(1) Sublayer에서는,  $(0 < y_o^+ < y_{os}^+)$ :

$$(\epsilon_M/\nu)_o = K_o^2 y_o^{+2} [1 - \text{EXP}(-y_o^+/A_o^+)]^2 |\partial U_o^+/\partial y_o^+| \quad (10)$$

(2) 완전히 발달된 난류층에서는,  $(y_{os}^+ < y_o^+ < \delta_o^+)$ :

$$(\epsilon_M/\nu)_o = [(K_o^+ \delta_o^+)/6] [1 - (1 - y_o^+/\delta_o^+)^2] X [1 + 2(1 - y_o^+/\delta_o^+)^2] \quad (11)$$

거친 영역 ( $Z_{ro}^+ < y_i^+ < \delta_i^+$ ) 에 대해서는 다음 식을 이용하였다.

$$(\epsilon_M/\nu)_i = (K_i^2 y_i^{+2}) |\partial U_i^+/\partial y_i^+| \quad (12)$$

여기서

$$U_i^+ = (U_{\tau_{Ri}}/U_{\tau_{Ro}}) (1/K_i) \ln \frac{y_i^+}{Z_{ro}^+} \quad (13)$$

안밖의 속도가 최대인 matching 조건에서  $Z_{ro}$  를 다음과 같이 유도된다<sup>(10)</sup>

$$Z_{ro} = y_{mr} \text{EXP}[-(U_{\tau_{Ro}}/\tau_{Ri}) \times \{\ln(S - y_{mr}) U_{\tau_{Ro}}/\nu + CK_o\}] \quad (14)$$

그리고  $y_{mr}$  (최대속도지점) 의 값은 Bhuiyan<sup>(10)</sup> 의 실험으로부터

$$y_{mr} = 0.299 S \text{Re}^{0.066} (\frac{S}{\epsilon})^{0.14} (P/S)^{0.201} \quad (15)$$

으로 택하였다. 전체영역의 와확산  $(\epsilon_M/\nu)$  이 구해지면 속도와 온도형상을 유도할 수 있다. 전체유동장에서 레이놀즈수는 평균유속 ( $U_b$ ) 으로부터 다음과 같이 정의된다.

$$Re = U_b 2(R_o - R_i)/\nu = 2U_b^+ (R_o^+ - R_i^+) \quad (16)$$

여기서, 평균속도 ( $U_b$ ) 는 다음과 같이 표시되고

$$U_b = \frac{1}{\pi(R_o^2 - R_i^2)} \left( \int_{R_i^+}^{R_m} U_i^+ 2\pi r dr + \int_{R_m}^{R_o} U_o^+ 2\pi r dr \right)$$

이식을 무차원 파라미터로 나타내면 아래와 같다.

$$U_b = (\nu/R_o) \left[ \frac{2\alpha}{1-\alpha^2} \right] \left[ \delta_i^+ \int_{(Z_{ro}^+/\delta_i^+)}^1 (1 + \Delta_i \zeta_i) U_i^+ d\zeta_i + \frac{1}{\alpha} \delta_o^+ \int_{(1-\Delta_o \zeta_o)}^1 U_o^+ d\zeta_o \right] \quad (17)$$

일반적 정의에 의한 마찰계수식의 무차원 형태는 다음과 같다.

$$f = 8 \left\{ \frac{(1-\alpha)^2 [1 + \frac{\alpha \tau_{Ri}}{\tau_{Ro}}]}{(1+\alpha)} \right\} (\frac{R_o^+}{Re})^2 \quad (18)$$

또한, 누셀트수 ( $Nu$ ) 는 다음과 같이 정의된다.

$$Nu = \frac{2h(R_o - R_i)}{k} = 2 \left[ \frac{1-\alpha}{\alpha} \right] \frac{R_i^+ Pr}{T_b^+} \quad (19)$$

여기서  $h = q_{Ri}/(T_{Ri} - T_b)$  이고, 평균속도 ( $T_b$ ) 는 무차원 변수로 표시하면 다음과 같다.

$$T_b^+ = \left[ \frac{4}{1+\alpha} \right] \left( \frac{1}{Re} \right) \left[ \alpha \delta_i^+ \int_{(Z_{ro}^+/\delta_i^+)}^1 (1 + \Delta_i \zeta_i) U_i^+ T_i^+ d\zeta_i + \delta_o^+ \int_{(1-\Delta_o \zeta_o)}^1 U_o^+ T_o^+ d\zeta_o \right] \quad (20)$$

내측 관 벽에 조도가 있는 이중동심과 내의 난류유동과 열전달은 유동채널 내에서 다른 두개의 속도와 온도분포들을 각각 가지고 있다. 그러나 속도와 온도형상들은 최대속도 지점에서 서로 만난다. 이조건을 matching 조건이라 정의하였다. 최대속도 지점으로 부터 전단응력의 분포는 힘의 평형조건에서 다음의 식으로 표시될 수 있다.

$$\frac{\tau_{Ri}}{\tau_{Ro}} = \left( \frac{R_o}{R_i + Z_{ro}} \right) \left[ \frac{R_m^2 - (R_i + Z_{ro})^2}{R_o^2 - R_m^2} \right] \quad (21)$$

이중동심관의 내측속도분포에는 만능(universal) 표준속도식이 적합하지 않다는 것은 잘 알려져 있다. 그러므로,  $K_o$  는 불변의 값, 0.4이지만  $K_i$  의 값은 매끈한 벽을 가진 이중동심관의 해석에는 적당한 경계조건으로부터 계산되어야 한다.<sup>(11,12,13)</sup> 그러나, 본 연구에서는 내관벽면의 표면거칠기에 의한 난류는  $K$  값에 미치는 곡률효과가 무시할 정도로 작다고 가정한다. 따라서, 아래와 같은 가정이 성립한다.

$$K_i = K_o \quad (22)$$

그리고, 최대속도지점에서 속도는 속도의 연속성으로부터 다음과 같이 얻어진다 ( $r = R_m$ , 혹은  $\zeta_i = \zeta_o = 1$ ):

$$U_{om}^+ = U_{im}^+ \quad (23)$$

$T_{im}^+$  과  $T_{om}^+$  의 관계는 최대속도지점에서 온도의 연속성으로부터 아래와 같이 되었다 (*i. e.*  $r = R_m$  or  $\zeta_i = \zeta_o = 1$ ):

$$T_{om}^+ = T_{im}^+ \quad (24)$$

그리고

Table 1 Parameters used in calculation

	class	range
Input parameters	$\alpha$	0.2, 0.4, 0.5, 0.8 and 0.9.
	$R_o^+$	in terms of Re: $10^4$ to $10^5$
	$Pr$	0.1, 0.72, 1.0, 2, 7 and 30.
	$P/\epsilon$	2, 4, 8 and 16.
	$S/\epsilon$	9.7, 19.4 and 25.
	$Pr_t$	fixed at one for this paper.
Fixed parameters	$A_o^+$	26(van Driest damping parameter)
	$y_{os}^+$	26(sublayer thickness)

$$\frac{\partial T_{im}^+}{\partial \zeta_i} = -\frac{\partial T_{om}^+}{\partial \zeta_o} \frac{\delta_i^+}{\delta_o^+} \quad (25)$$

계산의 절차는, 주어진 레이놀즈수의 결과를 얻기 위해서는 먼저 임의의 레이놀즈수가 주어졌어야만 한다. 그러나, 그 레이놀즈수는 실제로 속도형상으로 부터 구해지고, 그 속도형상은 주어진 레이놀즈수로부터 얻어진다. 그러므로, 2차원반복법(two dimensional iteration method)을 사용하였다. 즉, 하나는 속도, 다른 하나는 레이놀즈수를 구하기 위한 것이다. 처음 예측에서 무차원 저층두께( $\zeta_{sub}$ )를 사용하였고 그 무차원 저층두께( $\zeta_{sub}$ )는 0과 1 사이의 값이기 때문에  $R_o^+$ 와  $R_m^+/R_o^+$ 는 레이놀즈수의 변수들이다. 추측된  $R_m^+/R_o^+$ 값으로서, 매끈한 영역과 거친 영역의 속도형상을 얻는다. 최대속도 지점에서 속도의 연속성을 점검한다. 속도가 연속적일 때 속도형상으로 부터 레이놀즈수를 계산한다. 최대속도지점에서 연속적이지 못할 때는  $R_m^+/R_o^+$  값을 다시 추측한다. 그때 계산된 레이놀즈수가 미리 주어 놓은 레이놀즈수와 같으면 속도형상, 온도형상, 누셀트수( $Nu$ )들을 구한다. 그리고, 본 논문의 계산에 사용된 파라미터들은 Table 1과 같다.

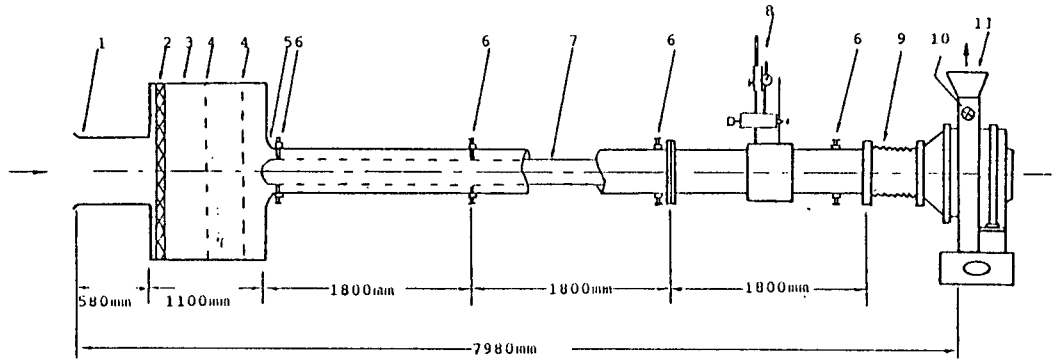
### 3. 실험적 연구

본 연구에서 행하여진 실험은 이론해석연구 목적 중에 해당하는 예측속도 형상과 마찰계수를 증명하고자 하는 것이다. 작동유체는 실험장치의 경제적 제작과 물성치에 관한 정보를 쉽게 알 수 있는 이

유 때문에, 대기 상태의 공기를 선택하였다. 주요한 실험은 완전히 발달된 채널길이에 따른 정압강하, 속도형상, 속도기울기 형상들의 측정이다. 정압 측정은 MKS압력변환기로서 하였으며 그 보정(calibration)은 주기적으로 마이크로마노미터로 점검했다. 속도는 단일피토투브로, 속도기울기는 이중피토투브로 측정되었다. 주요 실험장치와 보조 기구들은 도식적으로 Fig. 2에 나타나 있다.

실험장치의 전체길이는 7.98 meter이다. 공기는 맨끝 부분에 위치하고 있는 송풍기(1.5HP, 1710 RPM A/C motor)에 의해서 유량측정 오리피스(orifice)를 통해 유동안정실로 들어간 뒤 벨마우스 수축부를 거쳐서 시험부(test section)로 유입된다. 유동안정실내에는 여과기, 유동 직진기, 스크린, 온도계가 장착되어 있다. 벨마우스 부분은  $305 \times 305 \times 203$  mm의 플렉시글라스 블록으로부터 가공되었고 사용된 송풍기의 제원은 수두 510 mmAq, 유량  $8.5 \text{ m}^3/\text{min}$ 이다.

Table 2에서 보는 바와 같이 이중관시험부에는 97.4 mm I. D. 인 바깥쪽 튜브와 거칠기 높이  $\epsilon$ 가 1.5 mm 갖는 39.2 mm O. D. 인 내관으로 구성되고, 장치들은 외관에 대한 내관의 위치, 압력강하 그리고 시험부에 따른 여러 횡단부에서 속도장을 측정하도록 만들어졌다. 내관의 표면조도 제작은 밀링 기계로서 내관 튜브 벽면을 사각형 홈으로 절삭하여 만들어졌다. Fig. 1에서 처럼 조도의 높이는 1.5 mm이며, 조도 높이에 대한 피치( $P/\epsilon$ )는 2. 4. 그리고 8이 되도록 제작 후각  $P/\epsilon$ 에 대해서



- 1. D.S. orifice
- 2. Air filter
- 3. Settling chamber
- 4. Settling screen
- 5. Bell mouth inlet and trip wire
- 6. Core tube support
- 7. Core tube
- 8. Pilot tube and traversing mechanism
- 9. Flexible tube
- 10. Flow control valve
- 11. Blower

Fig. 2 Schematic diagram of experimental setup

Table 2 Essential dimensions

unit : mm

	O. D.	I. D.	material	$\alpha(R_i/R_o)$	De
outer tube	101.6	97.4(2R <sub>o</sub> )	copper	.	97.4
core tube	39.2(2R <sub>i</sub> )	32.2	steel	0.4	58.2

실험을 하였다.

측정장치는 송풍기용 특별 제작된 이송기구를 이용하였다. 이 기구에 의해서 프로브(probe)의 상대적 반경방향 변위는 전기점측법으로 0.025mm 이내로 측정되었다.

내관의 지지는 내관을 반경방향으로 위치조절이 가능한 3점 이동장치에 의해 3지점에서 지지되고 있다. 시험부를 조립하고 균형을 맞출 때는 외관에 대한 내관의 동심을 점검했다. 대부분의 경우 튜브의 직선 부족에 의한 편심은 무시할 수 있었으며, 최대의 편심량은 2%가 되었다. 유량측정용 오리피스는 시험부에서 측정된 속도형상을 수치적분에 의하여 보정(calibration) 하였다. 측정하기 전 최소한 30분 동안 정상상태를 유지시켰다. 압력 강하 자료(data)는 송풍기 용량에 제한을 받는 레이놀즈수 범위 안에서 얻었다. 속도형상은 이중관 중의 바깥튜브에 설치된 정압 tap와 전압력 튜브로부터 구했다. 측정된 레이놀즈수 범위는 약 15,000에서

62,000이었다. 주위의 온도와 압력은 매 운전 시작 전에 기록했다. 모든 측정은 주동력 공급에서 생기는 혼란을 없애기 위해 밤 늦게만 실시했다.

#### 4. 결과 및 고찰

이론과 실험으로부터 얻어진 거로가로 거친 안쪽 튜브가 있는 이중동심관의 완전히 발달된 영역에서의 여러 난류유동과 열전달특성을 평가하였다. 본 실험 연구에서 속도 형상과 최대 속도 지점들이 가장 중요한 파라미터들이다. 이들이 본 연구의 해석에서 가정들을 체크하기 때문에 속도분포와 최대 속도 지점들에 대해 특별한 관심을 가지고 국부 유동기구(mechanism)를 상세히 조사하였다. 일반적으로 이론해석에서 자주 확실한 근거 없이 전단력이 0(zero)인 지점이 최대속도점이라고 가정한다. 이 가정은 대칭의 관 구조내에서는 옳으나 일반적인 관내 유동에서는 인정될 수 없다. 이중관 내의 난

류유동에서 전단력이 0(zero)인 점이 최대속도 지점과 같다는 가정은 반드시 옳치 않으나 그 지점들의 차이는 미소하였다. 그래서 본 연구에서는 최대속도점이 전단력이 0(zero)인 점과 같다고 가정하였다. 이론적으로 계산한 속도형상을 Fig. 3에서 실험측정치와 비교하였다. 대체로 무차원방정식 (3), (4), 그리고 (13)에서 얻어진 속도형상들은 벽 주위를 제외하고는 실험자료와 매우 잘 일치하였다. 그림 이외에 여러 범위의 변수들에 대한 속도분포 자료도 비슷한 경향을 보였다.

완전히 발달된 영역의 결정은 채널(channel) 길이에 대한 정압강하를 측정함으로써 알수가 있었고,  $x$ (channel 길이)/ $De$ (hydraulic diameter) = 42.27에서부터는 완전히 발달된 영역으로 취급하여,  $dp/dx$ (압력기울기) 값들은 5지점간에서 연운 각  $dp/dx$ 들을 직선으로 선을 긋고 그선의 기울기를 구하고,  $dp/dx$ 와 레이놀즈수를 공식 (18)에 대입하여 마찰계수  $f$ 를 구했다. Fig. 4에서 보는 것처럼 실험자료와 예측속도 형상과 불일치한 점들은 이들 속도 형상들로부터 예측된 마찰계수에 큰 영향을 주지는 않았다. 해석에서 사용된 가정의 오차는  $P/\epsilon$ 의 값이 클수록 확대되는 것 같았다. 이것은 마찰계수는 거칠기 밀도  $P/\epsilon$ 에 강하게 영향을

받고 있음이 그림에서 분명히 나타났다. 마찰계수  $f$ 는 거칠기 요소의 형상뿐만 아니라 거칠기의 상대적 높이  $S/\epsilon$ 에 의해서도 영향을 받는 것 같았다. 이그림에는 Moody선도로부터 예측된 결과가 맞지 않음을 보여주고 있다.

Fig. 5에서는 내관 외벽상의 거칠기 요소들에 의

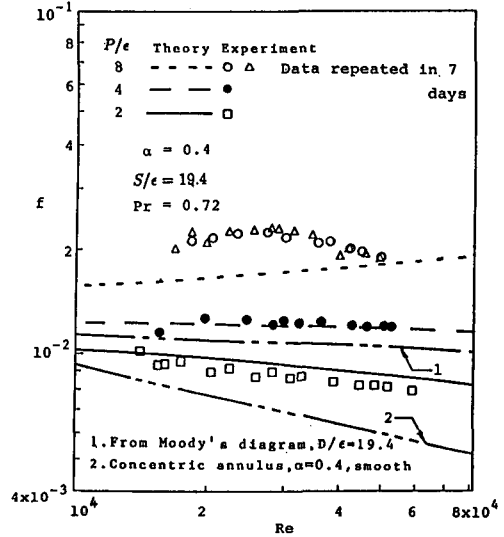


Fig. 4 Friction factor

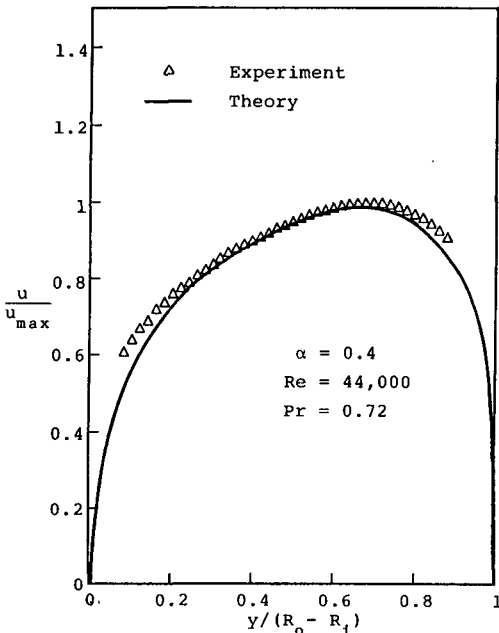


Fig. 3 Velocity distribution

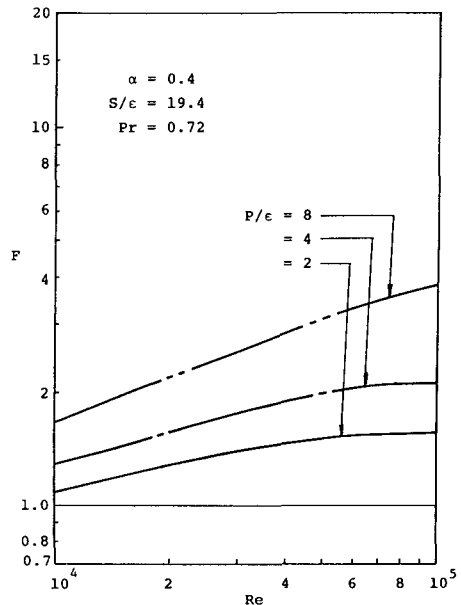


Fig. 5 Friction factor ratio,  $F$

한 마찰계수로 압력손실이 증가하는 량은 매끈한 경우의 량으로 무차원화시켰다. 여기서 무차원 마찰계수는 아래와 같이 정의한다.

$$F = fr/fs \quad (26)$$

이 그림으로부터  $P/\epsilon$ 의 효과는 매우 크다는 것을 알 수 있다.  $F$ 에 대한  $S/\epsilon$ 의 효과는 적었으며, 일반적 추측과는 달리, 연구한 변수들의 범위 내에서는  $S/\epsilon$ 가 증가할수록  $F$ 는 감소하였다. 이러한 현상은 낮은 거칠기밀도와 반경비일수록 운동량 변화가 증가되는 데 기인된다.<sup>(15,16)</sup> 열전달증가율은 아래와 같이 무차원화하였다.

$$H = Nu_r/Nu_s \quad (27)$$

$H$ 에 대한  $P/\epsilon$ 와  $Pr$ 의 효과들은 Fig. 6에서 볼 수 있으며 그 경향들은 Fig. 5에서 관찰된 것과 유사하게, 조도표면을 가진 채널에서의 누셀트수는 매끈한 표면의 채널보다 항상 크다는 것을 알 수 있다. 인공거칠기의 합성효과는 압력손실증가 대 열전달증가에 대하여 거친 관과 매끈한 관을 비교함으로써 평가할 수 있다. 이러한 목적을 위해 무차원변수  $H/F$ 을 아래와 같이 정의한다.

$$H/F = (Nu_r/Nu_s)/(fr/fs) \quad (28)$$

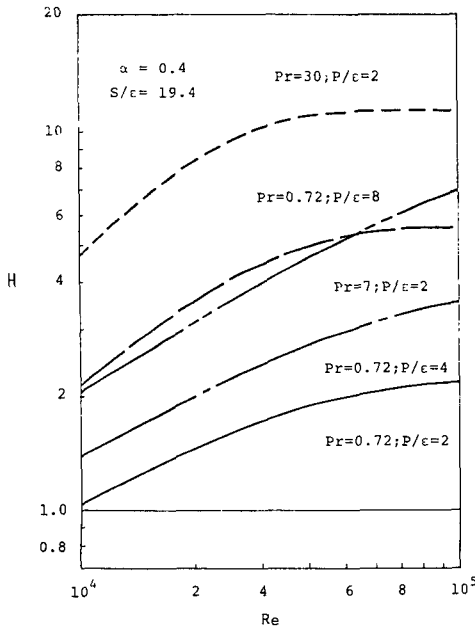


Fig. 6 Heat transfer ration,  $H$

$H/F > 1$ 은 거칠기에 의한 열전달의 증가가 거칠기에 의한 압력손실의 증가보다 크기 때문에 전체 효율적 입장에서 특수한 거칠기 요소들을 갖는 것이 유리함을 암시한다.

Fig. 7은  $H/F$ 에 대하여 레이놀즈수와 거칠기의 상대적 높이의 효과를 보여주는 반면에 Fig. 8은 레이놀즈수 10,000에서 100,000에 걸쳐서 반경비의 효과를 보여준다.

$H/F$ 의 비는 반경비가 감소할수록 크게 증가하는 반면에  $S/\epsilon$ 의 감소에 대해서는  $H/F$ 가 조금

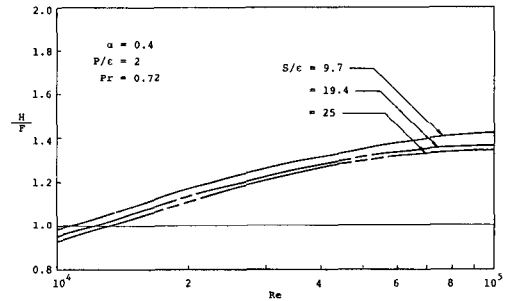


Fig. 7 Effects of  $Re$  and  $S/\epsilon$  on  $H/F$

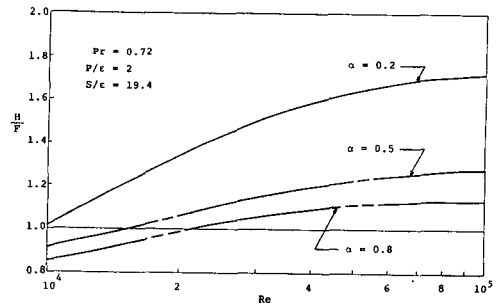


Fig. 8 Effects of  $Re$  and  $\alpha$  on  $H/F$

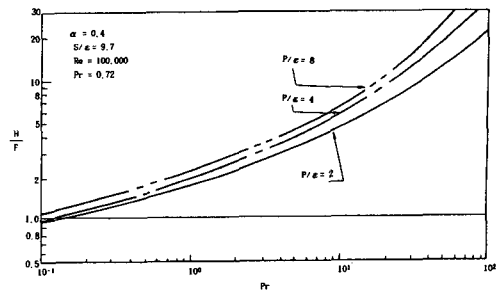


Fig. 9 Effects of  $Pr$  and  $P/\epsilon$  on  $H/F$



조금 증가하였다. 레이놀즈수가 증가하면  $H/F$ 의 비도 증가하였다.  $H/F$ 비에 대한 프란틀수의 효과는 한쪽면에만 사각돌출형 표면 거칠기 요소들을 가진 평행관 내의 유동에 있어서는 단순하지 않았다. <sup>(4)</sup>  $H/f$ 는 플란틀수 약 10까지는 플란틀수가 증가할수록 증가하였다. 그러나, 플란틀수를 더욱 증가시키면  $H/F$ 가 감소되었다. 본 논문에서는 Fig. 9에서처럼,  $Pr$ 이 증가하면 항상  $H/F$ 도 따라서 증가하였다. 이 두 경우의 차이가 생기는 원인에 대해서는 현재로서는 알려진 바가 없다.

## 5. 결 론

$H/F$ 에 대한 거칠기밀도, 상대적 거칠기높이, 레이놀즈수와 플란틀수들의 효과들은 이중동심관의 내관 외벽에 사각 돌출형 표면 거칠기 요소들에 의해 발생하는 난류유동에 대해 고찰하였다. 본 연구에서는 속도형상과 마찰계수들에 대한 이론과 실험의 결과는 매우 잘 일치하였으며, 임의의 거칠기 요소들은 전체효율 측면에서 유리하게 열전달율을 향상시키는데 사용될 수 있고, 단위 열전달율에 대한 요구 펌프동력은 연구한 변수들의 범위내에서는  $P/\epsilon$ 값은 증가할수록,  $S/\epsilon$ 값은 감소할수록, 레이놀즈수와 플란틀수는 커질수록 감소하였다.

## 참고문헌

- (1) Schlichting, H., 1968, "Boundary Layer Theory," 6th ed., McGraw Hill Book co., Inc., pp. 578 ~ 589,
- (2) Allan, W. K. and Sharma, V., 1974, "An investigation of Low Turbulent Flows over Rough Surface," Jour. Mech. Eng. Sci., Vol. 16, pp. 71 ~ 78.
- (3) Musker, A. J. and Lewkowicz, A. K., 1978, "The Effect of Ship Hull Roughness on the Development of Turbulent Boundary Layers," Proc. Int. Symposium on Ship Viscous Resistance, SSPA, Coteborg.
- (4) Lee, Y., 1987, "An Analysis on the Enhanced Heat Transfer induced by Square-Pibbed Surface Roughness," Heat Transfer Sci. and Tech., Hemisphere Pub. co., N. Y., pp. 781 ~ 788.
- (5) Ahn, S. W., 1990, "Turbulent Fluid Flow and Heat Transfer Induced by Square-Ribbed Surface Roughness in Concentric Annuli," M. A. Sc. Thesis, Dept. of Mech. Eng., University of Ottawa.
- (6) Prandtl, L. and Angew, W., 1949, NACA, TM 1231.
- (7) Park, S. D., 1971, "Developing Turbulent Flow in Concentric Annuli : An Analytical and Experimental Study," Ph. D. Thesis, Dept, of Mech. Eng., University of Ottawa.
- (8) van Driest, E. R., 1956, "On Turbulent Flow Near a Wall," J. of Aero. Sci., Vol. 23, pp. 485.
- (9) Reichardt, H., 1951, "Vollstandige Darstellung der turbulenten Geschwindigekeitsverteilung in glatten Leitungen, Z. angew. Mathematic und Mechanik, Vol. 31, pp. 208 ~ 219.
- (10) Bhuiyan, A., 1977, "An Asymmetric Turbulent Fluid Flow Induced Rectangular Ribbed Surface Roughness," M. A. Sc. Thesis, Dept. of Mech. Eng., University of Ottawa.
- (11) Brighton, J. A. and Jones, J. B., 1964, "Fully Developed Turbulent Flow in Annuli," Trans. ASME, J. Bas, Engng., Vol. 86, pp. 835 ~ 844.
- (12) Jonsson, V. K. and Sparrow, A., 1965, "Experiments on Turbulent Flow Phenomena in Eccentric Annular Ducts," J. Fluid Mech., Vol. 25, pp. 65 ~ 86.
- (13) Barrow, H., Lee, Y. and Roberts, A., 1965, "The Similarity Hypothesis Applied to the Turbulent Flow in An Annulus, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 8, pp. 1499 ~ 1505.
- (14) Lee, Y., and Barrow, H., 1964, "Turbulent Flow and Heat Transfer in Concentric and Eccentric Annuli," Proceedings of I. Mech. Eng., Vol. 178, pp. 1 ~ 16.
- (15) Famf, H. and Feuerstein, G., 1970, "Warm eibergang und Druckverlust in Ringspaltstromung," 4th Int. Heat Transfer Conf., FC5.3, Paris.
- (16) William, F. and Watts, J., 1970, "The Development of Rough Surface with Improved Heat Transfer Performance and a Study of the Mechanism Involved," 4th Int. Heat Transfer Conf., FC5.5, Paris.

부록 1

공식 (5)와 (6)의 유도

운동량방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial}{\partial r}[(\mu + \epsilon_M) r \frac{\partial U}{\partial r}] = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} r \tag{A1}$$

최대속도지점이 zero 전단응력지점과 같다는 가정에서  $r$ 에 대해 적분한 뒤, 경계조건으로부터 아래와 같이 된다.

$$\tau_{R_i + Z_{R_0}} = -\frac{dp}{dx} \left[ \frac{R_m^2 - (R_i + Z_{R_0})^2}{2} \right] \times \frac{1}{Z_{R_0} + R_i} \tag{A2}$$

그리고 경계조건을 이용하여 공식 (A1)을 적분하면

$$-\frac{\tau_i}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} \left( \frac{R_m^2 - r^2}{2} \right) \tag{A3}$$

이 되고, 공식 (A3)을 (A2)로 나누고 공식 (21)을 곱하여 무차원파라미터로 표시하여 공식 (5)를 얻었다.

$$\left( \frac{\tau}{\tau_R} \right)_i = \frac{(1 - \zeta_i) [2 + \Delta_i (1 + \zeta_i)] (1 + \Delta_i \frac{Z_{R_0}^+}{\delta_i^+})_i}{(1 + \Delta_i \zeta_i) [2 + \Delta_i (1 + \frac{Z_{R_0}^+}{\delta_i^+})] (1 - \frac{Z_{R_0}^+}{\delta_i^+})} \tag{A4}$$

공식 (A1)을 적분하면 경계조건에 의해  $\tau_{R_0}$ 와  $\tau_0$ 를 얻어 나누고 무차원파라미터로 표시하여 공식 (6)을 구했다.

$$\frac{\tau_0}{\tau_{R_0}} = \frac{(1 - \zeta_0) [1 - \Delta_0 \zeta_0 / (2 - \Delta_0)]}{[1 - \Delta_0 \zeta_0]} \tag{A5}$$