

〈技術論文〉

사각형 거칠기가 있는 동심 이중관내의 완전히 발달된 난류유동과 열전달

안수환* · 김경천** · 이윤표***

(1993년 11월 29일 접수)

Fully Developed Turbulent Flow and Heat Transfer in Concentric Annuli with Square-Ribbed Roughness

Soo Whan Ahn, Kyung Chun Kim and Yoon Pyo Lee

Key Words: Turbulent Flow(난류유동), Heat Transfer(열전달), Square-Ribbed Surface Roughness Effect(사각돌출형 표면 조도효과)

Abstract

The fully developed turbulent momentum and heat transfer induced by the square-ribbed roughness elements on the outer wall surface in concentric annuli are studied analytically based on a modified turbulence model. The analytical results of the fluid flow are 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, Reynolds number, Nusselt number and 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.

기호설명

a : 열확산계수

c : 비열

C : 상수

K : 혼합길이 상수

P : 거칠기 피치

Pr_t : 난류 프란틀수

q : 열유속

S : $R_o - R_i$, 통로간격

$U\tau_{Ro}$: $(\tau_{Ro}/\rho)^{0.5}$ 마찰속도

R_j^+ : $R_j(\tau_{Ro}/\rho)^{0.5}/\nu$, 무차원 내부 혹은 외부반경

T_j^+ : $(T_{Ri} - T_i) c\tau_{Ro}/[q_{Ro}(\tau_{Ro}/\rho)^{0.5}]$, 무차원 온도 척도

U_j^+ : $U_j/(\tau_{Ro}/\rho)^{0.5}$, 무차원 속도

y_j^+ : $y_j(\tau_{Ro}/\rho)^{0.5}/\nu$, 무차원 길이척도

Z_{Ro} : $U_o=0$ 인 가상원점

α : R_i/R_o , 반경비

α_{mo} : R_m/R_o

δ_j : $|R_m - R_j|$

Δ : δ_j^+ / R_j^+

ϵ : 와확산계수

ϵ : 거칠기 높이

ζ : y_j^+ / δ_j^+

하첨자

H : 열

i : 내부

j : i 혹은 o

m : 최대 속도지점

*정회원, 통영수산전문대학 기관과

**정회원, 부산대학교 생산기계공학과

***한국과학기술연구원 열유체공학연구소

- M : 운동량
- o : 외부
- R : 반경
- r : 거칠기
- s : 층류 저층경계
- t : 난류

1. 서 론

관 표면의 조도(거칠기)에 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, 펌핑 소요동력에 대한 상대적인 열전달율은 향상되지 않을 경우도 있다. 따라서, 최적 또는 경제적으로 유리한 표면거칠기 요소의 형태와 배치를 얻는 것은 매우 바람직한 일이다. Schlichting⁽¹⁾는 여러가지 형태의 표면거칠기의 경우에 대해, Nikuradse의 실험에서 얻은 등가의 값을 이용하여 나타낸 방법으로서 등가 모래입자 거칠기의 개념인 K_s 를 소개하였다. 여기서, Nikuradse의 실험은 균일한 모래입자로 인공적으로 표면을 거칠도록 한 관들내부에서 행하여진 것이다. 그 외에도 Allan과 Sharma⁽²⁾ 등이 거친 표면위의 난류유동 모델들을 구한 바 있다. 그러나, 이러한 모델들은 모두 임의의 형상과 표면거칠기 요소들의 배열을 기술하는 함수에 대한 사전지식을 요구하고 있다. 하지만, 원형관 외에 다른 형상, 즉 이중관 구조에서 사각돌출형 거칠기가 있는 경우는 아직 운동량과 열전달에 대한 믿음만한 문헌자료가 매우 드문 실정이다.⁽³⁻⁶⁾ 안, 이 그리고 김⁽⁷⁾은 주어진 거칠기 요소가 비대칭적으로 분포된 2차원 채널유동에서 압력손실과 열전달율을 예측하기 위해 특수하게 만든 인공의 표면거칠기를 간접적으로 나타내기 위해 앞서 제시되었던 모델과 다르게, 조도요소의 구조와 레이놀즈수에 의해 구한 Z_{ro} (조도 흡속에서 속도가 0인 지점)로부터 구한 난류유동 모델로서 내관의측에서만 사각돌출형 거칠기가 있는 이중관내의 유체유동과 열전달을 구했다. 이 논문은 Lee⁽⁸⁾의 평행평판 채널내의 난류유동 모델을 사용하여 비대칭적 경계를 갖는 이중관내 거칠기 표면위에서의 흐름을 취급하였다. 본 연구는 이중관에서 외관 내면에만

사각돌출형 거칠기를 설치한 경우를 위 모델을 수정한 난류모델을 이용하여 실험으로부터 구한 최대 속도 지점과 전단응력이 영(zero)인 지점간의 차이, 속도형상, 그리고 마찰계수 등과 비교한뒤 난류유동과 열전달을 연구하였다. 거칠기의 합성효과는 압력손실 증가에 대한 열전달 증가에 대해 거친관과 매끈한 관의 경우⁽⁹⁾를 비교한 값에 의하여 알 수 있었다. 그러므로, 전체적 효율측면에서 유리하게 열전달율을 증가시킬 수 있는 이중관내의 바람직한 인공의 거칠기 형태($\alpha, S/\epsilon, etc.$)를 얻을 수 있었다.

2. 이론해석

거친 벽면상의 조도형태와 이중관형상의 특징 때문에, 벽면 근처에서의 국부 유동기구(mechanism)들은 만능(universal)속도 형상이나 벽법칙을 완전히 만족하지 못한다. 조도요소의 후류영역에서 재순환 유동을 일으키기 때문에, 지배방정식들은 매끄러운 측과 거친 측으로 분리하여 취급하였다. 이론해석을 위한 기본가정은 다음과 같다. (Fig. 1 참조)

첫째, 이중관은 동심원이다. 내관 벽면은 매끈하고 일정 열유속을 가진 반면 외관 벽면은 사각돌출형 거칠기로 절연되어 있다.

둘째, 이중관내의 속도장은 완전히 발달되어 있다.

셋째, 최대속도선과 zero 전단응력선은 일치한다.

넷째, 매끈한 영역에서는 Reichardt의 모델을 사용하고, 거친 벽면 영역에서는 수정대수속도형상이 이용되었다. 표면거칠기는 속도장에 부분적으로

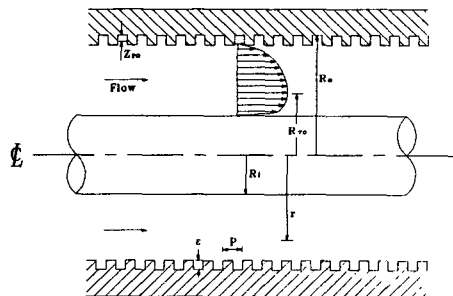


Fig. 1 Idealized model

만 영향을 미친다.

다섯째, 난류 프란틀수는 1로 취했다.

운동량과 열전달에 관한 기본방정식은 다음과 같이 정의될 수 있다.

$$\frac{\tau_i}{\rho} = (\nu + \epsilon_M) \frac{\partial u_i}{\partial y_i} \quad (1)$$

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

식(1)은 아래와 같이 무차원화하였다.

$$\frac{\partial u_i^+}{\partial \zeta_i} = \delta_i^+ \frac{\left(\frac{\tau}{\tau_R}\right)_i}{1 + (\epsilon_M/\nu)_i} \quad (0 \leq \zeta_i \leq 1) \quad (3)$$

$$\frac{\partial u_o^+}{\partial \zeta_o} = \frac{1}{u_{\tau o}} \left(\frac{1}{K_i \zeta_i}\right) \left(\frac{Z_{ro}^+}{\delta_o^+} \leq \zeta_o \leq 1\right) \quad (4)$$

여기서, 힘의 평형관계식으로부터 전단응력분포를 아래와 같이 유도하였다.

$$\frac{\tau_i}{\tau_{Ro}} = \frac{[\alpha_{mo}^2 - \alpha^2(1 + \Delta_i \zeta_i)^2](1 - \frac{Z_{ro}^+}{\delta_o^+} \Delta_o)}{(1 + \Delta_i \zeta_i) \alpha [(1 - \frac{Z_{ro}^+}{\delta_o^+})^2 - \alpha_{mo}^2]} \quad (5)$$

$$\frac{\tau_o}{\tau_{Ro}} = \frac{(1 - \frac{Z_{ro}^+}{\delta_o^+} \Delta_o) [(1 - \Delta_o \zeta_o)^2 - \alpha_{mo}^2]}{(1 - \Delta_o \zeta_o) [(1 - \frac{Z_{ro}^+}{\delta_o^+})^2 - \alpha_{mo}^2]} \quad (6)$$

식(3)과 (4)의 경계조건은 $\zeta_o = (Z_{ro}^+/\delta_o^+)$ 에서 $U_o^+ = 0$ 이며 $\zeta_i = 0$ 에서는 $U_i^+ = 0$ 이다. 식(1)과 (2)에서 아래의 방정식을 얻었다.

$$\frac{\partial T_i^+}{\partial \zeta_i} = \frac{\partial u_i^+}{\partial \zeta_i} \frac{(1 + \epsilon_M/\nu)}{(1/Pr + 1/Pr_i \epsilon_M/\nu)} \frac{q_i/q_{Ri}}{(\tau_i/\tau_{Ro})} \quad (7)$$

식(7)에서 도입된 난류 프란틀수, 즉, 열과 운동량의 와확산비(Pr_i)는 난류대류 열전달의 열전달 계수를 예측하는 이론적 연구에서 중요한 역할을 한다. 많은 연구자들은 $Pr_i(\epsilon_M/\epsilon_H)$ 를 1로 가정했다.⁽⁹⁾ 그러나 최근의 실험연구에서는 ϵ_M 과 ϵ_H 가 같지 않음을 증명하고 있다. 그럼에도 불구하고, 본 논문에서는 정확한 상호 관계식이 보고되어 있지 않고 간편함의 두가지 이유 때문에 난류 프란틀수(Pr_i)를 1로 가정했다. 식(7)에서 열유속장은 열평형으로부터 다음과 같이 유도하였다.

$$\frac{q_i}{q_{Ri}} = \frac{1}{(1 + \Delta_i \zeta_i)} \frac{[(1 - \Delta_o \frac{Z_{ro}^+}{\delta_o^+})^2 - \alpha^2(1 + \Delta_i \zeta_i)^2]}{(1 + \Delta_i \zeta_i) [(1 - \Delta_o \frac{Z_{ro}^+}{\delta_o^+})^2 - \alpha^2]} \quad (8)$$

$$\frac{q_o}{q_{Ri}} = \frac{\alpha}{(1 - \Delta_o \zeta_o)} \frac{[(1 - \Delta_o \frac{Z_{ro}^+}{\delta_o^+})^2 - (1 - \Delta_o \zeta_o)^2]}{[(1 - \Delta_o \frac{Z_{ro}^+}{\delta_o^+})^2 - \alpha^2]} \quad (9)$$

식(7)의 경계조건은 다음과 같다.

$$T_i^+ = 0 \text{ at } \zeta_i = 0$$

최대속도(Fig. 1 참조)의 내외영역에서 무차원속도와 온도분포들은, 와확산과 내외층의 matching 조건^(17~20)에서, 미분방정식(3), (4), 그리고 (7)을 연립하여 얻는다. 관내의 운동량 와류 확산의 정확한 계산을 하기 위해서는 속도형상의 해가 필요하다. 동심 이중관내 난류 유체유동에 관한 연구 중 가장 흥미있는 특징은 동심이중관내 난류유동은 벽법칙이나 종래의 일반속도 형상의 적용이 완전히 불가능하다는 것이다⁽⁹⁾ 매끈한 표면에 대해서는 van Driest⁽¹⁰⁾와 Reichardt⁽¹¹⁾의 모델들을 본 논문의 유동형상에 알맞도록 다음과 같이 수정하여 사용하였다.

(1) 층류저층에서는 ($0 \leq y_i^+ \leq y_{is}^+$)

$$\left(\frac{\epsilon_M}{\nu}\right)_i = K_i^2 y_i^{+2} [1 - \exp(-y_i^+/A_i^+)]^2 \partial u_i^+ / \partial y_i^+ \quad (10)$$

(2) 완전히 발달된 난류층에서는 ($y_{is} \leq y_i \leq \delta_i^+$)

$$\left(\epsilon_M/\nu\right)_i = \frac{u_{\tau Ri}}{u_{\tau Ro}} \frac{K_i}{6} \delta_i^+ [1 - (1 - \zeta_i)^2] [1 + 2(1 - \zeta_i)^2] \quad (11)$$

거친영역($Z_{ro}^+ \leq y_o^+ \leq \delta_o^+$)에 대해서는 다음 식을 이용하였다.

$$\left(\epsilon_M/\nu\right) = \frac{K_o^2 y_o^{+2}}{\nu} \left| \frac{\partial u_o^+}{\partial y_o^+} \right| \quad (12)$$

여기서,

$$u_o^+ = \frac{1}{K_o} \ln\left(\frac{y_o^+}{Z_{ro}^+}\right) \quad (13)$$

안밖의 속도가 최대인 matching 조건에서 Z_{ro} 를 다음과 같이 유도된다.

$$Z_{ro}^+ = y_{mr}^+ \exp\left[-\frac{u_{\tau i}}{u_{\tau o}} [\ln[R_o^+(1 - \alpha) - y_{mr}^+]]\right] \frac{u_{\tau i}}{u_{\tau o}} + CK_i \quad (14)$$

그리고 y_{mr} (최대속도지점)의 값은 실험으로부터

$$y_{mr} = 0.299S(2.167 - 2.65 \times 10^{-6} Re)$$

$$\left(\frac{S}{\varepsilon}\right)^{0.140} \left(\frac{P}{S}\right)^{0.201}$$

$$(3.74 - 24.87\alpha + 77.9\alpha^2 - 73.9\alpha^3) \quad (15)$$

을 얻었다. 전체영역의 와확산(ε_M/ν)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

$$u_b = \frac{\int_{R_i}^{R_m} u 2\pi r dr}{\pi(R_o^2 - R_i^2)} + \frac{\int_{R_m}^{R_o - Z_{ro}} u 2\pi r dr}{\pi(R_o^2 - R_i^2)} \quad (17)$$

이식을 무차원 파라미터로 나타내면 아래와 같다.

$$u_b = \frac{\nu}{R_o} \frac{2}{1-\alpha^2} \left[\delta_o^+ \int_{\frac{Z_{ro}}{\delta_o^+}}^1 \frac{1}{K_o} \ln \left(\delta_o^+ \frac{\zeta_o}{Z_{ro}^+} \right) \right. \\ \left. (1 - \Delta_o \zeta_o) d\zeta_o + \alpha \delta_i^+ \int_0^1 u(1 + \Delta_i \zeta_i) d\zeta_i \right] \quad (18)$$

일반적 정의에 의한 마찰계수식의 무차원 형태는 다음과 같다.

$$f = 8 \frac{(1-\alpha)^2}{(1+\alpha)} \frac{R_o^2}{Re^2} \left[1 + \left(\frac{u_{\tau o}}{u_o} \right)^2 \right] \quad (19)$$

또한, 누셀트수(Nu)는 다음과 같이 정의된다.

$$Nu = \frac{2h(R_o - R_i)}{k} = 2[1 - \alpha] \frac{R_o^+ Pr}{T_b^+} \quad (20)$$

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

$$T_b^+ = \frac{4}{Re(1+\alpha)} \left[\int_0^{R_m^+ - R_i^+} \left(\alpha + \frac{y_i^+}{R_o^+} \right) u_i^+ T_i^+ dy_i^+ \right. \\ \left. + \int_{R_m^+ - R_i^+}^{R_o^+ - R_i^+ - Z_{ro}^+} \left(\alpha + \frac{y_o^+}{R_o^+} \right) u_o^+ T_o^+ dy_o^+ \right] \quad (21)$$

내측관 벽에 조도가 있는 이중관내의 난류유동과 열전달은 유동채널내에서 다른 두개의 속도와 온도 분포들을 각각 가지고 있다. 그러나 속도와 온도형상들은 최대속도 지점에서 서로 만난다. 이 조건을 matching 조건이라 정의하였다.

Fig. 2에서 보는 바와 같이 모든 α 에 대해서 최대속도지점과 전단응력이 0인 지점과의 차이가 약 5% 이내로 미소하므로 그 두 지점을 같다고 가정하여, 최대속도 지점으로부터 전단응력의 분포는 힘의 평형조건에서 다음의 식으로 표시될 수 있다.

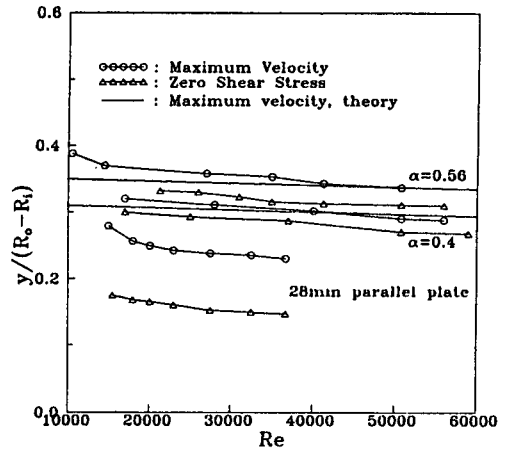


Fig. 2 Maximum velocity position versus zero shear stress position

$$\frac{\tau_{Ri}}{\tau_{Ro}} = \frac{R_o - Z_{Ro}}{R_i} \left[\frac{R_m^2 - R_i^2}{(R_o - Z_{Ro})^2 - R_m^2} \right] \quad (22)$$

이중관의 내측속도분포에는 만능(universal)표준 속도식이 적합하지 않다는 것은 잘 알려져 있다. 그러므로, K_o 는 불변의 값, 0.4이지만 실험의 무차원속도형상으로부터 구한 K_i 와 C 를 반경비(α)에 따른 무차원속도형상 $u^+ = (3.21 - 1.19\alpha - 4.544\alpha^2 + 6.16\alpha^3) \ln y^+ + (6.68 - 6.6\alpha - 32.36\alpha^2 + 58.5\alpha^3)$ 를 구했다. 그리고, 최대속도지점에서 속도는 속도의 연속성으로부터 다음과 같이 얻어진다.

$$(r = R_m, \text{ or } \zeta_i = \zeta_o = 1) : u_{im}^+ = u_{om}^+ \quad (23)$$

T_{im}^+ 과 T_{om}^+ 의 관계는 최대 속도지점에서 온도의 연속성으로부터 아래와 같이 되었다.

$$(i.e. r = R_m \text{ or } \zeta_i = \zeta_o = 1) : T_{om}^+ = T_{im}^+ \quad (24)$$

그리고

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

계산의 절차는, 주어진 레이놀즈수의 결과를 얻기 위해서는 먼저 임의의 레이놀즈수가 주어졌어야만 한다. 그러나, 그 레이놀즈수는 실제로 속도형상으로부터 구해지고, 그 속도형상은 주어진 레이놀즈수로부터 얻어진다. 그러므로, 2차원 반복법(two dimensional iteration method)을 사용하였다, 즉, 하나는 속도, 다른 하나는 레이놀즈수를 구하기 위한 것이다. 처음 예측에서 무차원 저층두께(ζ_{sub})를 사용하였고 그 무차원 저층두께(ζ_{sub})는 0과 1 사이의 값이기 때문에 R_o^+ 와 R_m^+/R_o^+ 는 레이놀즈수

Table 1 Parameters used in calculation

	Class	Range
Input parameters	α	0.13, 0.26, 0.4 and 0.56
	R_0^+	in terms of Re ; 10^4 to 10^5
	Pr	0.1, 0.72, 1.0, 7 and 30
	P/ϵ	2
	S/ϵ	14.3, 19.5, 24 and 28.2
	Pr_t	1
Fixed parameters	A_t^+	26 (Van driest damping parameter)
	y_s^+	26 (Sublayer thickness)

의 변수들이다. 추측된 $R_{\#}^+/R_0^+$ 값으로서, 매끈한 영역과 거친영역의 속도형상을 얻는다. 최대속도지점에서 속도의 연속성을 점검한다. 속도가 연속적일때 속도형상으로부터 레이놀즈수를 계산한다. 최대속도지점에서 연속적이지 못할 때는 $R_{\#}^+/R_0^+$ 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 마찰계수 와확산계수들을 증명하고자 하는 것이다. 작동유체는 실험 장치의 경제적 제작과 물성치에 관한 정보를 쉽게 알 수 있는 이유때문에, 대기 상태의 공기를 선택하였다. 주요한 실험은 완전히 발달된 영역에서 채널길이에 따른 정압강하, 속도형상, 최대속도지점과 전단응력이 영인 지점들의 측정이다. 정압 측정은 MKS압력변환기로서 하였으며 그 보정(calibra-

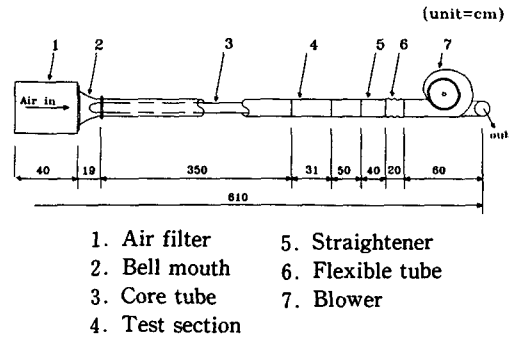


Fig. 3 Schematic diagram of experimental setup

tion)은 주기적으로 마이크로마노미터로 점검했다. 속도는 단일 피토투브와 X형 열선풍속계로, 최대속도지점은 이중 피토투브로, 마찰계수는 평균유속과 정압강하, 전단응력이 영인 지점은 X형 열선유속계에 의하여 측정되었다. 주요 실험장치와 보조기구들은 도식적으로 Fig. 3에 나타나 있다.

실험장치의 전체길이는 6.1미터이다. 공기는 맨 끝부분에 위치하고 있는 송풍기(0.8 Kw, 3400 RPM A/C motor)에 의해서 공기여과기를 통해 벨마우스 수축부를 거쳐서 시험부(test section)로 유입된다. 벨마우스 부분은 주철로 최소내경 97 mm, 최대내경 160 mm이 되도록 제작되었으며 사용된 송풍기의 제원은 수두 520 mmAq, 유량 $9 \text{ m}^3/\text{min}$ 이다.

Table 2에서 보는 바와 같이 시험부에는 97 mm I. D.인 외관내면에 거칠기 높이 ϵ 가 1.5 mm, 피치 P 는 3 mm의 $P/\epsilon=2$ 가 되도록 하고 12.5, 25, 39.2, 54 mm O. D.인 매끈한 내관으로 구성하여 (Fig. 1참조), 장치들은 외관에 대한 내관의 위치, 압력강하 그리고 시험부에 따른 여러 횡단부에서 속도장, 난류특성을 측정하도록 만들어졌다. 외관 내면의 표면조도 제작은 특수 바이트를 사용하여 선반기계로써 외관내면을 사각형 홈으로 50 cm씩 8개를 절삭하여 만들어졌다. 측정장치 이송은 특별

Table 2 Essential dimensions

unit : mm

	O. D.	I. D.	Material	$\alpha(R_0 - R_i)$	De
Outer tube	117.6	97	Al-alloy	.	.
Core tube	12.4, 25.4	10.8, 23.8	Copper	0.13, 0.26,	84.5, 71.8
	38.4 and 54	36.7 and 52		0.4 and 0.56	58.4 and 43

제작된 이송기구를 이용하였다. 이 기구에 의해서 프로브(probe)의 상대적 반경방향 변위는 전기적 측정법으로 0.025 mm 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 1.4%가 되었다. 유량측정용 오리피스스는 시험부에서 측정된 속도형상을 수치적분에 의하여 보정(calibration)하였다. 측정하기 전 최소한 30분동안 정상상태를 유지시켰다. 압력강하 자료(data)는 송풍기 용량에 제한을 받는 레이놀즈수 범위 안에서 얻었다. X형 열선풍속 측정장치로는 정온도형 열선풍속계(C.T.A., TSI Model 1054 A)와 범용 파형분석기(D-6000 Model 611, Data Precision Inc.)를 사용했으며, 교정에는 직경 4 mm, 길이 350 mm의 피토포관과 디지털 마이크로 마노미터(Model FC 012)를 사용하였다. C.T.A. 브릿지에서 나오는 출력은 5KHz Low-Pass Filter를 거쳐 Aliasing을 방지하고 범용 파형분석기에 장착된 14-bit A/D Converter와 Sample & Holder에 의해 동시에 디지털 값으로 표본되며 디지털 데이터는 Block Floating Point 방식으로, 범용 파형분석기에 연결된 데이터 레코더(Model 681)을 통해 디스켓에 기록하였다. 이때 표본율은 Nyquist 표본주기에 해당하는 초당 10,000개로 하였으며, 일회 표본수는 4096개로 최대 적분시간 척도의 약 20배가 넘지만 측정 오차를 줄이기 위해 한 측정점당 열번을 표본하여 Ensemble 평균을 취했다.

4. 결과 및 고찰

본 실험연구에서는 속도형상, 최대속도지점과 전단응력이 영인 지점의 비교, 마찰계수, 난류전단응력이 가장 중요한 파라미터들이다. 이들이 본 연구의 해석에서 가정들을 체크하기 때문에 속도분포, 최대속도 지점과 전단응력이 0인 지점의 비교에 대해 특별한 관심을 가지고 국부 유동기구(mechanism)를 상세히 조사하였다. 일반적으로 이론해석에서 자주 확실한 근거없이 전단응력이 영(zero)인 지점이 최대속도점이라고 가정한다. 이 가정은 대칭의 관구조내에서는 옳으나 일반적인 관내유동에서는 인정될 수 없다. 이중관내의 난류유동에서 전

단응력이 영(zero)인 점이 최대속도지점과 같다는 가정은 반드시 옳지 않으나 그 지점들의 차이는 Fig. 2에서 보는 바와 같이 평행평판⁽¹²⁾에서는 다소 있으나 본 연구의 모델인 이중관내에서는 매우 작아서 최대속도점이 전단응력이 영(zero)인 점과 같다고 가정하였으며 실선으로 이론계산에 의한 최대속도 값을 표시하였다. Fig. 4는 피토포관과 열선유속계로 각각 측정된 축방향 시간평균 속도형상을 비교하였다. 외측벽면의 조도요소 근처에서 피토포관의 측정속도가 큰 것은 반경방향의 변동속도(v')에 의한 압력이 피토포관 측정값에 포함되어 있기 때문이며 반경방향의 변동속도 성분을 제외한 피토포관의 순수 시간평균의 축방향 속도를 수정한 값으로 나타내었다. 그리고 무차원방정식(3)과 (4)에서 얻어진 속도형상들은 비교적 실험자료와 매우 잘 일치하였다. 그림 이외에 여러 범위의 변수들에 대한

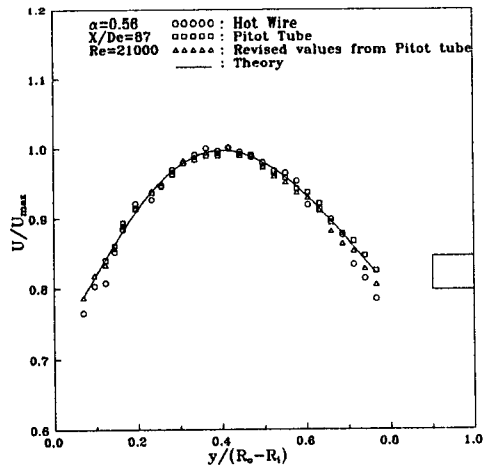


Fig. 4 Velocity distribution

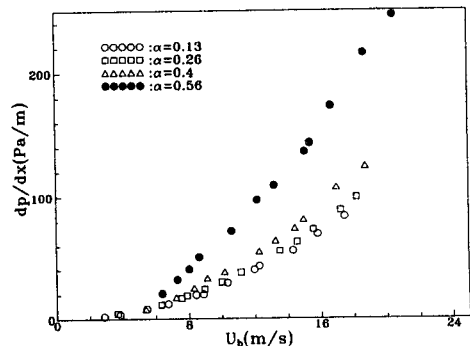


Fig. 5 Static pressure drop versus bulk velocity

속도분포 자료도 비슷한 경향을 보였다.

완전히 발달된 영역의 결정은 채널(channel) 길이에 대한 정압강하를 측정함으로써 알 수가 있었고, 채널입구에서 1.28 m부터는 모든 반경비의 경우에 대해 완전히 발달된 영역으로 취급하여, dp/dx (압력기울기) 값들은 5지점간에서 얻은 각 dp/dx 들을 구하고, dp/dx 와 레이놀즈수를 공식(19)에 대입하여 마찰계수 f 를 구했다. Fig. 5는 완전히 발달된 영역에서 평균속도에 대한 압력강하를 나타내며, α 의 비가 증가할수록 거칠기에 의한 마찰저항이 커지므로 정압차가 증가한 것으로 보여진다.

Fig. 6는 Fig. 2의 전단응력이 영인지점과 Fig. 5의 정압강하로부터 구한 벽면 전단응력에서 구하고 Fig. 6의 마찰계수 f 는 내외측의 평균값으로 아래와 같다.

$$f = \frac{f_i R_i + f_o R_o}{R_i + R_o} = \frac{1}{1 + \alpha} (f_o + \alpha f_i) \quad (26)$$

양측의 마찰계수 f_o 과 f_i 는 거칠기 효과에 의해 결정되는 벽면의 전단응력과 평균유속 등의 함수이고 실험과 이론에서 가장 큰 마찰계수 f 는 반경비(α) = 0.4의 경우였다. Fig. 7에서는 외관 내벽상의 거칠기 요소들에 의한 마찰계수로 압력손실이 증가하는 양은 Park의 실험결과⁽⁹⁾와 잘 일치함이 증명된 매끈한 경우의 계산결과로 무차원화 시켰다. 여기서 무차원 마찰계수는 아래와 같이 정의한다.

$$F = f_r / f_s \quad (27)$$

이 그림으로부터 α 의 효과는 매우 크다는 것을 알 수 있다. 열전달 증가율은 아래와 같이 무차원화 하였다.

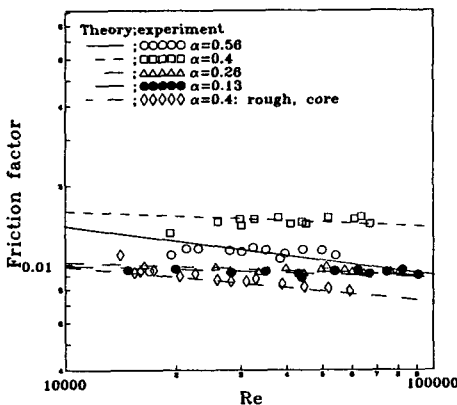


Fig. 6 Friction factor

$$H = Nu_r / Nu_s \quad (28)$$

H 에 대한 α 와 Pr 의 효과들은 Fig. 8에서 볼 수 있으며 그 경향들은 Fig. 7에서 관찰된 것과 외측 거칠기의 경우는 유사하나 내측거칠기의 경우는 내관 일정 열유속을 갖는 구조이기 때문에 열전달률이 증가하였다. 인공거칠기의 합성효과는 압력손실

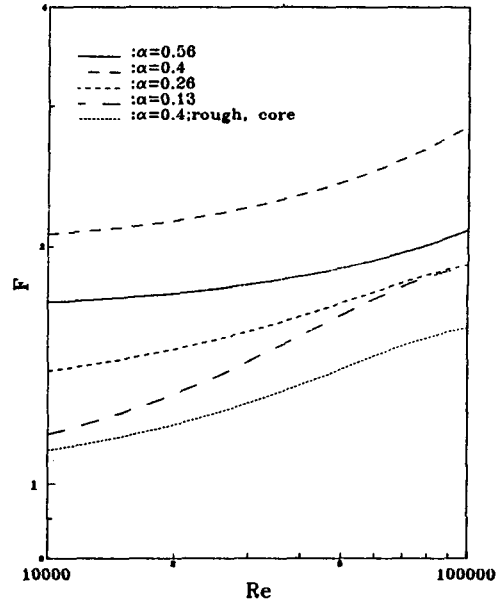


Fig. 7 Friction factor ratio, F

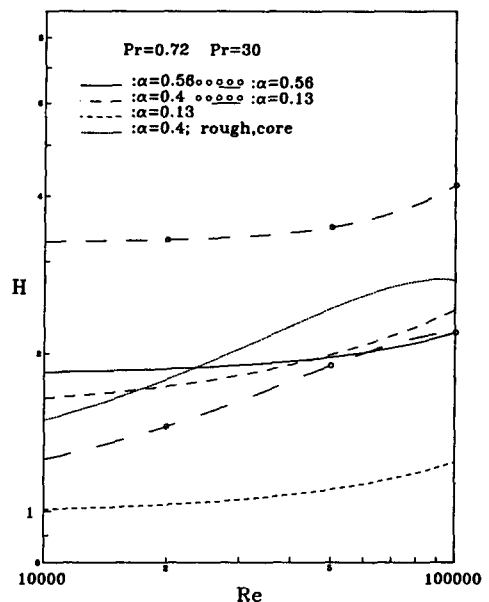


Fig. 8 Heat transfer ratio, H

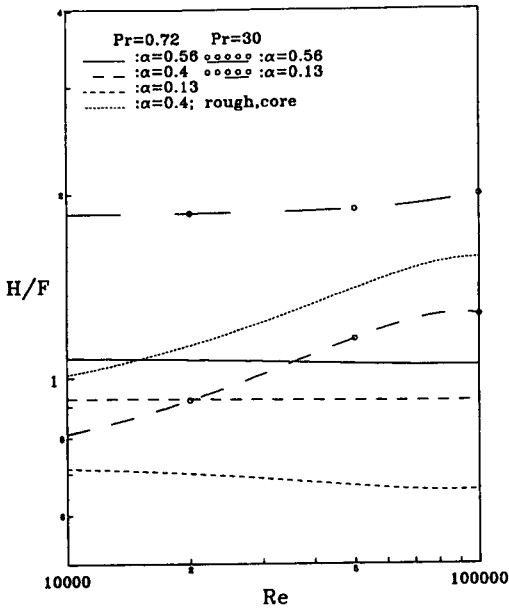


Fig. 9 Effects of Re and α on H/F

증가 대 열전달증가에 대하여 거친 관과 매끈한 이중관⁽⁹⁾을 비교함으로써 평가할 수 있다. 이러한 목적을 위해 무차원 변수 H/F 을 아래와 같이 정의한다.

$$H/F = (Nu_r / Nu_s) / (f_r / f_s) \quad (29)$$

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

Fig. 9는 H/F 에 대하여 레이놀즈수 10,000에서 100,000에 걸쳐서의 반경비의 효과를 보여준다. H/F 의 비는 내관에 일정열유속을 가질 때 외측보다는 내측 거칠기가 있는 경우, Pr 이 클수록, $Pr = 0.72$ 의 경우는 α 가 증가할수록 증가하였다.

5. 결 론

H/F 에 대한 반경비, 상대적 거칠기 높이, 레이놀즈수와 프란틀수들의 효과들은 이중관의 외관 내벽에 사각돌출형 표면거칠기 요소들에 의해 발생하는 난류유동에 대해 고찰하였다. 본 연구에서는 속도형상, 마찰계수 등에 대한 이론과 실험의 결과는 매우 잘 일치하였으며, 임의의 거칠기 요소들은 전

체효율 측면에서 유리하게 열전달율을 향상시키는데 사용될 수 있고, 단위 열전달율에 대한 요구 펌프동력은 연구한 변수들의 범위내에서는 $Pr = 0.72$ 인 경우 α 증가할수록, 프란틀수는 커질수록 감소하였다.

후 기

이 연구는 1992년도 교육부지원 한국학술진흥재단의 자유공모(지방대학육성)과제 학술연구조성비에 의하여 수행된 것으로 관계 여러분에게 고마움을 표한다.

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) Durst, F., 1968, *On Turbulent Flow through Annular Passages with Smooth and Rough Core*, M. Sc. Thesis, Imperial College.
- (4) 김경천, 안수환, 이병규, 1993, "사각돌출형 거칠기가 있는 이중 동심관내의 난류측정," 대한기계학회 추계학술논문집.
- (5) Ahn, S. W., 1990, *Turbulent Fluid Flow and Heat Transfer Induced by Square-Ribbed Surface Roughness in Concentric Annuli*, M. A. Sc. Thesis, University of Ottawa.
- (6) Lee, Y. P., Ahn, S. W. and Y. Lee, 1990, "Enhanced Turbulent Heat Transfer Induced by Square-Ribbed Wall Roughness in Concentric Annuli," *Proceedings of The Second KSME-JSME Fluids Engineering Conference*, Seoul, Vol.2 pp. 293~298.
- (7) 안수환, 이윤표, 김경천, 1993, "사각돌출형 표면거칠기가 있는 이중 동심원관내의 난류유동과 열전달," 대한기계학회논문집, 제17권, 제5호, pp. 1294~1303.
- (8) Lee, Y., 1987, "An Analysis on the Enhanced Heat Transfer Induced by square-Ribbed Sur-

- face Roughness," *Heat Transfer Sci. and Tech.*, Hemisphere Pub. Co., N. Y., pp. 781~788.
- (9) 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.
- (10) Van Driest, E. R., 1958, "On Turbulent Flow Near a Wall," *J. of Aero. Sci.*, Vol.23, pp. 485.
- (11) Reichardt, H., 1951, "Vollständige Darstellung der Turbulenten Geschwindigkeitsverteilung in Glatten Leitungen," *Z. Angew. Mathematic und Mechanik*, Vol. 31, pp. 208~219.
- (12) Hanjalic, K. and Launder, B. E., 1972, "Fully Developed Asymmetric Flow in a Plane Channel," *J. of Fluid Mech.*, pp. 301~335.