

일정 벽면열유속의 가열조건을 갖는 거친 동심환형관내의 난류열전달

안 수 환* · 손 유 식*

Turbulent Heat Transfer in Rough Concentric Annuli With Heating Condition of Constant Wall Heat Flux

S. W Ahn · Y. S. Son

Key words : Heat Transfer Coefficient(열전달계수), Concentric Annuli(동심환형관), Surface Roughness(표면거칠기), Influence Coefficient(영향계수), Superposition Method(중첩법)

Abstract

The fully developed turbulent momentum and heat transfer induced by the roughness elements on the outer wall surfaces in concentric annuli are analytically studied on the basis of a modified turbulence model. The resulting momentum and heat transfer are discussed in terms of various parameters, such as the radius ratio, the roughness density, Reynolds number, and Prandtl number according to the heating condition. The study shows that certain artificial roughness elements may be used to enhance heat transfer rates with advantage from the overall efficiency point of view.

기호설명 (Fig. 1 참조)

a : 열확산계수 [m^2/s]
 c : 비열 [$kJ/kg^\circ C$]
 C : 상수
 K : 혼합길이상수
 P : 거칠기 피치 [m]
 Pr_t : 난류프란틀 수
 q : 열 유속 [$kJ/s.m^2$]

S : $R_o - R_i$, 통로 간격 [m]
 u : 시간평균속도 [m/s]
 $u\tau_{Ro}$: $(\tau_{Ro}/\rho)^{0.5}$, 마찰속도 [m/s]
 A* : Van Driest 상수
 R_j^+ : $R_j(\tau_{Ro}/\rho)^{0.5}/\nu$, 무차원 내부 혹은 외부반경
 T_j^+ : $(T_{Ri} - T_j)c\tau_{Ro}/q_{Ro}[(q_{Ro}(\tau_{Ro}/\rho)0.5)]$, 무차원 온도척도
 u_j^+ : $u_j/(\tau_{Ro}/\rho)^{0.5}$, 무차원속도
 y_j^+ : $y_j(\tau_{Ro}/\rho)^{0.5}/\nu$, 무차원 길이척도

* 경상대학교 기관공학과, 해양산업연구소(원고접수일 : 98년 9월)

- Z_{ro} : $u=0$ 인 가상원점 [m]
- 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 [m]
- τ : 전단응력 [N/m^2]
- θ : 영향계수
- ζ_j : y_j^+/δ_j^+

아 래 첨 자

- b : 평균(bulk)
- H : 열
- i : 최대속도로부터 내측
- ii : 내관은 일정열유속이고 외관은 단열
- j : i 혹은 o
- m : 최대속도 지점
- M : 운동량
- o : 최대속도로부터 외측
- oo : 외관은 일정열유속이고 내관은 단열
- R : 반경
- r : 거친 벽면
- s : 매끈한 벽면
- sui : 층류저층
- t : 난류

1. 서 론

표면으로부터 열전달을 증대시키는 잘 알려진 방법은 표면 위에 거칠기 요소를 인위적으로 설치하는 것이다. 그러나 일반적으로 열전달의 증가에는 유체유동저항의 증가가 동시에 일어난다. 그러므로 많은 연구자들이 주어진 유동마찰에서 최선의 열전달성능을 얻을 수 있는 거칠기형상을 개발하는 문제에 대하여 연구해오고 있다. 거칠기가 설치된 채널유동에 대한 초기의 연구를 보면, 거칠기 요소가 마찰계수와 속도분포에 미치는 효과는 1933년 Nikuradse⁽¹⁾에 의하여 먼저 연구되었고, 그는 모래입자에 의한 거칠기가 설치된 파이프에 대하여 실험을 행하였다. 그리고 거친 파이프내의

열전달의 연구는 1941년 Cope⁽²⁾에 의하여 일찍이 행하여 졌다.

최근에 거친벽을 가진 비대칭채널유동의 연구는 크게 평행평판과 동심환형관에 관한 것이다. 거친평행평판에 대한 연구는 거친벽면을 양측벽면과 한측벽면에 설치한 경우들로 나눌 수 있다. Han et al.⁽³⁾과 Hong and Hsieh⁽⁴⁾은 양측벽면에 사각돌출형 거칠기가 설치된 경우의 마찰계수와 열전달에 관한 실험적 연구를 한 바 있다. Hong and Hsieh는 양벽면에 사각돌출형 거칠기가 서로 엇갈림 채널(staggered type duct)과 일직선채널(in-line type duct)에 대한 연구를 행한 결과 마찰계수는 별 차이를 보이지 않았으나 열전달계수는 엇갈림 채널인 경우 입구영역근처에서 급격히 증가하여 최고점에 도달한 후 채널길이에 따라 점점 줄어드는데 비해 일직선채널은 채널길이에 따라 직선적으로 점점 줄어들었음을 보였다. 이에 반해 우성재 등⁽⁵⁾과 Youn et al.⁽⁶⁾은 한 측면에만 사각돌출형 거칠기가 설치된 사각평판채널에 관해 취급하였다. 우성재 등은 사각돌출형 거칠기의 충돌각(attack angle)효과에 대해 조사하여 열전달계수가 충돌각이 63°일 때 최대이었고 33°일 때 최소가 됨을 보였다. Youn et al. 은 바닥에 거칠기를 설치한 경우 사각채널의 형상비(채널 높이/폭)가 마찰계수에 미치는 영향을 조사한 결과 형상비가 낮을수록 마찰계수가 큼을 밝히고 사각돌출형 거칠기를 대수속도형상(logarithmic velocity profile)에 적용하여 등가모래입자(equivalent sand grain)크기를 구한 뒤 벽법칙과 거칠기 파라메타로부터 마찰계수관계식을 구하였다.

거칠기가 설치된 동심환형관의 연구로는 Grimella and Christensen⁽⁷⁾과 Ahn and Kim⁽⁸⁾이 행하였다. Grimella and Christensen은 내관에만 나선홈관(spirally fluted tube)을 가진 동심환형관에서 나선홈관들에 대한 실험으로부터 매끈한 동심환형관보다 난류유동에서는 10배, 층류유동에서는 2배정도 마찰계수가 증가함을 밝혔고 마찰계수의 실험식을 구한바있다. Ahn and Kim은 동심환형관에서 거칠기 위치의 효과를 조사하기 위해 양벽 모두 매끈한 경우, 내벽에만, 외벽에만, 그리고 양벽 모두 거칠기가 설치된 4가지 경우에

대한 유체유동에 관한 실험을 바탕으로 열전달을 예측하였다. 환형관(annulus)과 같은 비대칭 채널 유동의 열전달에 관한 해석적연구는 대부분 한쪽 면은 단열이고 다른쪽은 일정열유속의 가열조건으로 한 것이 대부분이고 양벽면의 가열조건에 대한 채널내의 열전달을 중첩법(superposition method)으로 행한 해석은 매우 드물다^(9,10).

본 연구에서는 외벽에만 거칠기파치/높이의 비가 2인 사각돌출형 거칠기가 설치된 동심환형관에서 직경비가 0.26, 0.39 그리고 0.56인 경우에 대한 유동장의 실험치⁽¹¹⁾를 이용하여 내관은 가열되고 외관은 단열인 경우, 내관은 단열이고 외관은 가열인 경우, 그리고 내외관모두 일정하게 열유속이 가열되는 경우들에 대한 열전달을 각각 적분법으로 해석을 하고자한다.

2. 이론해석

본 연구에서는 Fig. 1과 같은 동심환형관(concentric annuli)에 대한 열전달해석을 아래의 3가지 경우로 나눈다.

- 경우 1 : 내관은 일정 열유속으로 가열되고 외관은 단열인 경우
- 경우 2 : 외관은 일정 열유속으로 가열되고 내관은 단열인 경우
- 경우 3 : 내관과 외관 모두 일정 열유속으로 가열되는 경우

해석에 필요한 가정은 1) 속도형상과 온도형상은 완전히 발달되었다, 2) 최대속도와 전단응력이 0인 지점은 일치한다, 3) 거친벽면근처의 속도는 수정대수속도형상을 이용한다, 4) 난류프란틀수는

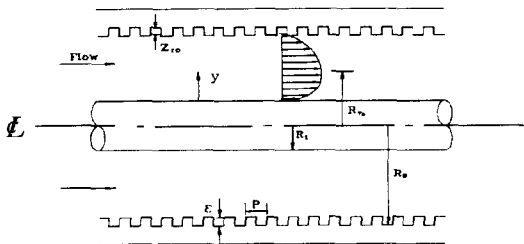


Fig. 1 Details of surface roughness in annuli

1로 한다.

2.1 속도와 온도

형상완전히 발달된 채널유동의 운동량 방정식과 에너지 방정식은 아래와 같이 유도된다.

$$\frac{\tau_j}{\rho} = (v + \epsilon_M) \frac{\partial u_j}{\partial y_i} \tag{1}$$

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

여기서 - 일때는 경우 1로서 $r=R_i$ 경우 $q_i=q_{Ri}$, $r=R_o - Z_{ro}$ 경우 $\frac{\partial T}{\partial r}=0$ 이고 +일때는 경우 2로서 $r=R_i$ 경우 $\frac{\partial T}{\partial r}=0$, $r=R_o - Z_{ro}$ 경우 $q_i=q_{Ri}$ 이다. 공식 (1) 과 (2)에서 난류프란틀수 (Prt)의 정의를 이용하면 아래의 방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial T_j^+}{\partial \zeta_j} = \pm \frac{\partial u_j^+}{\partial \zeta_j} \frac{(1 + \epsilon_M/v)_j}{(1/Pr + 1/Pr_i \epsilon_M/v)_j} \frac{q_i/q_{Rk}}{(\tau_j/\tau_{R0})} \tag{3}$$

경우 1에서 $j=i$ 일 때 +, $j=0$ 일 때 -이며 $k=i$ 이다. 그리고 경우 2에서는 $j=i$ 일 때 -, $j=0$ 일 때 +이며 $k=0$ 이다. 식 (3)의 값들은 가열조건에 따라 아래와 같은 무차원형태로 표시할 수 있다.

경우 1에서 영역 $0 < \zeta_j < \zeta_{sui}$ 에서는

$$T_i^+(\zeta_j) = \int_0^{\zeta_j} \frac{\partial u_i^+}{\partial \zeta_j} \frac{(1 + \epsilon_M/v)_i}{(1/Pr + 1/Pr_i \epsilon_M/v)_i} \frac{q_i/q_{Ri}}{\tau_i/\tau_{Ri}} d\zeta_j \tag{4}$$

$$\frac{\tau_i}{\tau_{Ri}} = \frac{(\alpha_{mo}^2 - \alpha^2(1 + \Delta_i \zeta_i)^2)}{(1 + \Delta_i \zeta_i)(\alpha_{mo}^2 - \alpha^2)} \tag{5}$$

$$\frac{\epsilon_M}{v}_{sui} = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4(k_i \delta_i^+ \zeta_i)^2 [1 - \exp(-\delta_i^+ \zeta_i / A_i^+)]^2 \bar{v} / \tau_{Ri}}}{2} \tag{6}$$

$$\frac{\partial u_i^+}{\partial \zeta_i} = \frac{\delta_i^+ (\epsilon_M/v)_{su}}{K_i^2 (\delta_i^+ \zeta_i)^2 [1 - \exp(-\delta_i^+ \zeta_i / A_i^+)]^2} \tag{7}$$

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

영역 $\zeta_{sui} \leq \zeta_i \leq 1$ 에서는

$$T_i^+(\zeta_i) = T_i^+(\zeta_{sui}) + \int_{\zeta_{sui}}^{\zeta_i} \frac{\partial u_i^+}{\partial \zeta_i} \frac{(1 + \varepsilon_M/v)_t}{(1/Pr + 1/Pr_t \cdot \varepsilon_M/v)_t} \frac{q_i/q_{Ri}}{\tau_i/\tau_{Ri}} d\zeta_i \quad (9)$$

$$\frac{\tau_i}{\tau_{Ri}} = \frac{(\alpha_{mo}^2 - \alpha^2(1 + \Delta_i \zeta_i)^2)}{(1 + \Delta_i \zeta_i)(\alpha_{mo}^2 - \alpha^2)} \quad (10)$$

$$\frac{\varepsilon_M}{v}_i = \frac{K_i}{6} \delta_i^+ [1 - (1 - \zeta_i)^2] [1 + 2(1 - \zeta_i)^2] \quad (11)$$

$$\frac{\partial u_i^+}{\partial \zeta_i} = \delta_i^+ \frac{(\frac{\tau}{\tau_{Ri}})_i}{1 + (\varepsilon_M/v)_t} \quad (12)$$

$$\frac{q_i}{q_{Ri}} = \frac{1}{(1 + \Delta_i \zeta_i)} \frac{[(1 - \Delta_o \frac{Z_{ro}^+}{\delta_o^+})^2 - \alpha^2(1 + \Delta_i \zeta_i)^2]}{(1 - \Delta_o Z_{ro}^+/\delta_o^+)^2 - \alpha^2} \quad (13)$$

그리고 영역 $\frac{Z_{ro}^+}{\delta_o^+} \leq \zeta_o \leq 1$ 에서는

$$T_o^+(\zeta_o) = T_o^+(1) + \int_1^{\zeta_o} \left(-\frac{\partial u_o^+}{\partial \zeta_o}\right) \frac{(1 + \varepsilon_M/v)_o}{(1/Pr + 1/Pr_t \cdot \varepsilon_M/v)_o} \frac{q_o/q_{Ri}}{\tau_o/\tau_{Ri}} d\zeta_o \quad (14)$$

$$\frac{\tau_o}{\tau_{Ri}} = \frac{\tau_{Ro}(1 - Z_{ro}^+/\delta_o^+ \Delta_o) [(1 - \Delta_o \zeta_o)^2 - \alpha_{mo}^2]}{(1 - \Delta_o \zeta_o) [(1 - Z_{ro}^+/\delta_o^+ \Delta_o)^2 - \alpha_{mo}^2]} \quad (15)$$

$$\frac{\varepsilon_M}{v}_o = K_o \zeta_o \delta_o^+ u_{\tau Ro}/u_{\tau Ri} \quad (16)$$

$$\frac{\partial u_o^+}{\partial \zeta_o} = (u_{\tau Ro}/u_{\tau Ri}) \frac{1}{K_o} \frac{1}{\zeta_o} \quad (17)$$

$$\frac{q_i}{q_{Ri}} = \frac{1}{(1 - \Delta_o \zeta_o)} \frac{[(1 - \Delta_o \frac{Z_{ro}^+}{\delta_o^+})^2 - (1 + \Delta_o \zeta_o)^2]}{(1 - \Delta_o Z_{ro}^+/\delta_o^+)^2 - \alpha^2} \quad (18)$$

이고, 경우 2에서는 아래의 열유속비를 제외하고는 모두 경우 1과 같다.

영역 $0 \leq \zeta_i \leq \zeta_{sui}$ 과 $\zeta_{sui} \leq \zeta_i \leq 1$ 에서는

$$\frac{q_i}{q_{Ro}} = \frac{\alpha(1 - \Delta_o Z_{ro}^+/\delta_o^+) [(1 + \Delta_i \zeta_i)^2 - 1]}{(1 + \Delta_i \zeta_i) [(1 - \Delta_o Z_{ro}^+/\delta_o^+)^2 - \alpha^2]} \quad (19)$$

영역 $\frac{Z_{ro}^+}{\delta_o^+} \leq \zeta_o \leq 1$ 에서는

$$\frac{q_o}{q_{Ro}} = \frac{(1 - \Delta_o Z_{ro}^+/\delta_o^+) [(1 - \Delta_o \zeta_o)^2 - \alpha^2]}{(1 - \Delta_o \zeta_o) [(1 - \Delta_o Z_{ro}^+/\delta_o^+)^2 - \alpha^2]} \quad (20)$$

이다. 위식의 무차원 전단응력비는 동심환형관내에서 전단응력이 0인 지점으로부터 채널내 힘이 평형을 이루어지나 본 연구에서는 전단응력이 0인 지점을 최대속도지점(y_m)과 같다고 가정하였으며 최대속도지점의 값은 아래의 실험식⁽¹¹⁾으로부터 얻었다.

$$y_m = 0.299(2.167 - 2.65 \times 10^{-6} Re) \left(\frac{S}{\varepsilon}\right)^{0.140} \left(\frac{P}{S}\right)^{0.201} (3.74 - 24.87 \alpha + 77.9 \alpha^2 - 73.9 \alpha^3) \quad (21)$$

전체유동장에서 레이놀즈수는 평균유속(u_b)으로부터 다음과 같이 정의된다.

$$Re = u_b^2 (R_o - R_i)/\nu = 2u_b^+(R_o^+ - R_i^+) \quad (22)$$

여기서, 평균속도(u_b)는 다음과 같이 표시되고

$$u_b = \frac{\int_{R_i}^{R_o} u^2 \pi r dr}{\pi(R_o^2 - R_i^2)} + \frac{\int_{R_m}^{R_o - Z_{ro}} u^2 \pi r dr}{\pi(R_o^2 - R_i^2)} \quad (23)$$

이식을 무차원 파라메타로 나타내면 아래와 같다.

$$u_b = \frac{v}{R_o} \frac{2}{1 - \alpha^2} \left[\delta_o^+ + \int_{\frac{Z_{ro}^+}{\delta_o^+}}^1 \frac{1}{K_o} \ln\left(\delta_o^+ \frac{\zeta_o}{Z_{ro}^+}\right) (1 - \Delta_o \zeta_o) d\zeta_o + \alpha \delta_o^+ \int_0^1 u(1 + \Delta_i \zeta_i) d\zeta_i \right] \quad (24)$$

일반적 정의에 의한 마찰계수식의 무차원 형태는 다음과 같다.

$$f = 8 \frac{(1 - \alpha)^2}{(1 + \alpha)} \frac{R_o^2}{Re^2} \left[1 + \frac{u_{\tau i}}{u_{\tau o}} \right] \quad (25)$$

그리고 동심환형관내의 평균온도(T_{bj})는 다음과 같이 정의된다.

$$T_{bj} = \frac{2\pi \int_{R_i}^{R_o} ur T_j dr}{2\pi \int_{R_i}^{R_o} ur dr} \quad (26)$$

또한, 누셀트수(Nu)는 다음과 같이 정의된다.

경우 1에서는

$$Nu_{ii} = 2 [1 - \alpha] \frac{R_o Pr}{T_{bi}^+} \quad (27)$$

경우 2에서는

$$Nu_{oo} = 2 [1 - \alpha] \frac{R_o Pr}{T_{bo}^+} \quad (28)$$

여기서 경우 1에서의 무차원 평균온도는 $T_{bi}^+ = (T_{Ri} - T_b) C \tau_{Ro} / (q_{Ri} u \tau_{Ro})$ 이고 경우 2에서의 무차원 평균온도는 $T_{bo}^+ = (T_{Ro} - T_b) C \tau_{Ro} / (q_{Ro} u \tau_{Ro})$ 이다. 그리고 경우 3에서는 서로 다른 열 유속을 갖고 양벽면 모두 가열된 경우이며, 비대칭적으로 가열된 벽면 j에 대한 누셀트수 Nu_j 는 한쪽 벽면만 가열될 경우 그 벽면 j에서의 누셀트수 Nu_{ij} 와 영향계수 θ_j 에 의한 중첩법⁹⁾을 사용하면 다음과 같이 계산된다.

$$Nu_j = \frac{Nu_{ij}}{1 - \theta_j \frac{q_{Rk}}{q_{Ri}}} \quad (29)$$

여기서 $\theta_j = (T_{Rj}^+ - T_{bk}^+) / T_{bj}^+$ 이다.

3. 결과 및 고찰

Figs. 2와 3은 Fig.1과 같이 거친 동심환형관에 서 내관은 일정열유속으로 가열되고 외관은 단열된 경우(경우 1)와 내관은 단열이고 외관은 일정 열유속인 경우(경우2)의 누셀트수변화를 각각 보

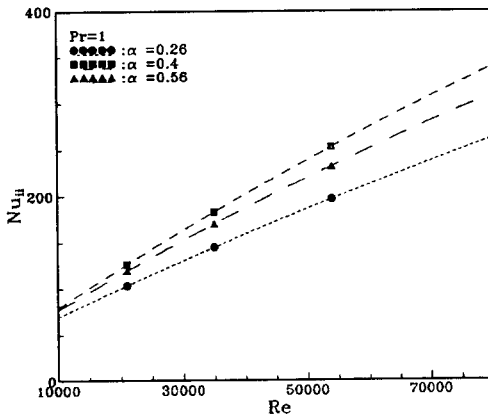


Fig. 2 Nusselt No. (Nu_{ii}) against α at case 1

여준다. Fig. 2는 Fig. 3에 비해 레이놀즈수의 증가에 대해 누셀트수가 급격히 변한다. 이는 본 연구에서는 거칠기가 외벽에 만 설치되어 있으므로 가까운 내벽면만을 가열할 경우 열전달에 큰 영향을 주는 반경방향으로의 와확산(eddy diffusivity)크기는 채널내의 유속증가에 따라 크게 높아지나 Fig. 3의 경우는 거친 외관으로부터 발생하는 와확산 크기는 거칠기에 의하여 본 연구범위에서 가장 낮은 레이놀즈수에서도 충분히 큰 값을 갖기 때문이라 사료한다. 일반적인 예측과는 달리 Figs. 2와 3에서 $\alpha=0.4$ 인 경우 누셀트수가 가장 크게 나타났다. 이는 본 연구가 수행한 연구(11)에서 레이놀즈수($Re = u_b De / \nu$)에 의한 마찰계수 값들은 $\alpha=0.4$ 에서 가장 컸으며 마찰계수가 클수록 와크기

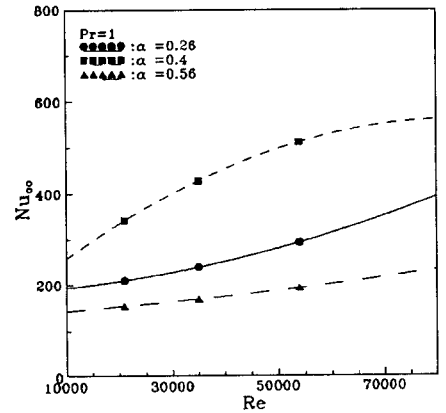


Fig. 3 Nusselt No. (Nu_{oo}) against α at case 2

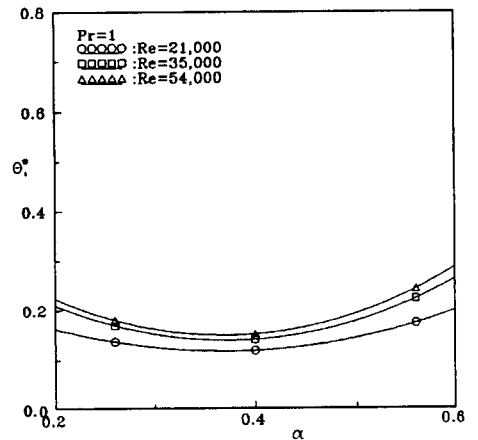


Fig. 4 Effects of α on θ_j

(eddy size)가 작아서 열전달량에 관계있는 와확산이 커지기 때문이라 판단된다. Fig. 2보다 Fig. 3의 값들이 대체로 크게 나타났는데 이는 외벽면의 면적이 내벽면보다 넓고 거칠기가 외벽면에 설치되어 있기 때문이라 사료한다. Fig. 2에서는 $\alpha=0.26$ 의 경우, Fig. 3에서는 $\alpha=0.56$ 의 경우가 가장 작는데, 이는 매끈한 내관에만 가열될 때의 열전달량은 전열면적에 좌우하고, 거친외관에 만 가열될 때의 열전달량이 증가하는 데에는 전열면적보다 와확산증가에 필요한 공간이 더 중요하기 때문이라 판단된다.

Figs. 4와 5는 내외관의 열유속이 다르게 모두 가열되는 경우의 열전달계수를 구하기 위한 영향계수값들이고 Figs. 4와 5의 영향계수(θ_j)들을 식(29)에 대입함으로써 양측모두 가열된 경우의 누셀트수를 구할 수 있다. 영향계수는 레이놀즈수보다 직경비(α)에 더 민감함을 보여준다. 이는 본 연구범위의 레이놀즈수는 모두 완전히 발달된 난류영역에 포함되나, 직경비에 따른 내외간격과 내관 외벽 곡률효과의 차이가 크기 때문이라 사료된다. Fig. 4의 θ_i 가 Fig. 5의 θ_o 보다 대체로 크게 나타나는데 이는 양벽면 모두 가열되는 경우 내벽면보다는 외벽면이 누셀트수에 더 많은 영향을 준다는 것을 암시한다. Fig. 5에서는 θ_o 값이 $\alpha=0.26$ 에서 급격히 작아진다. 이러한 현상은 외벽면은 일정열유속이고 내벽면은 단열인 조건으로부터 계산된 누셀트수(Nu_{∞})에서 양측모두 가열된 경우의 누셀트

수(Nu_o)를 구할 때 매끈한 내관의 단위길이당 전열면적이 작기 때문이라 사료한다.

Figs. 6과 7은 직경비와 가열조건에 따른 무차원 열전달량을 나타낸다. Figs. 6과 7의 무차원 열전달량은 아래와 같이 정의하였다.

$$H_{ij} = (Nu_i / Nu_o)_{ij} \quad (30)$$

대체로 내관가열, 외관단열인 경우(Nu_{ii})보다 외관가열, 내관단열인 경우(Nu_{oo})가 크게 나타났다. 이는 외관내면이 내관의면보다 단위길이당 전열면적이 크고 거칠기가 외관내면에 설치되어 있기 때문이라 판단된다. Fig. 6에서는 직경비가 클수록 무차원 열전달량이 크게 나타났는데, 이는 매끈한

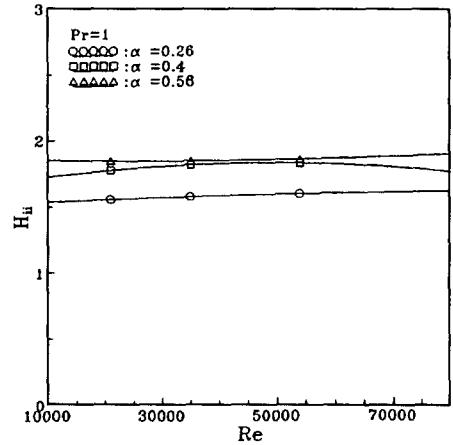


Fig. 6 Normalized heat transfer, H_{ii}

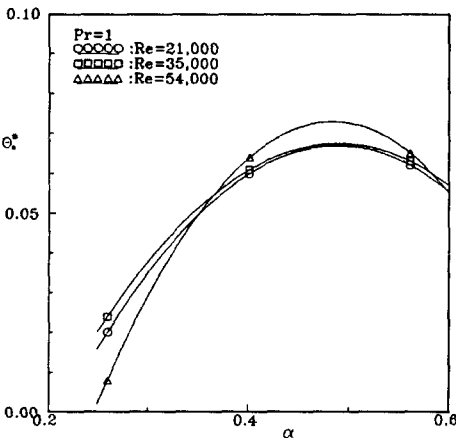


Fig. 5 Effects of α on θ_o

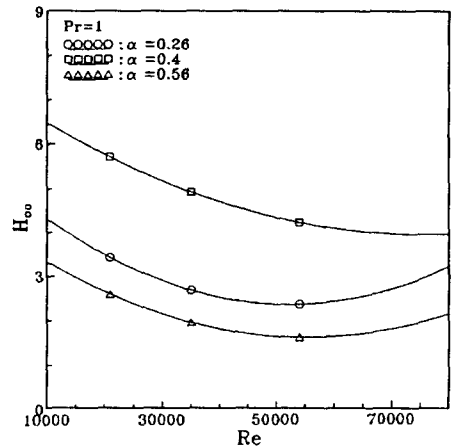


Fig. 7 Normalized heat transfer, H_{oo}

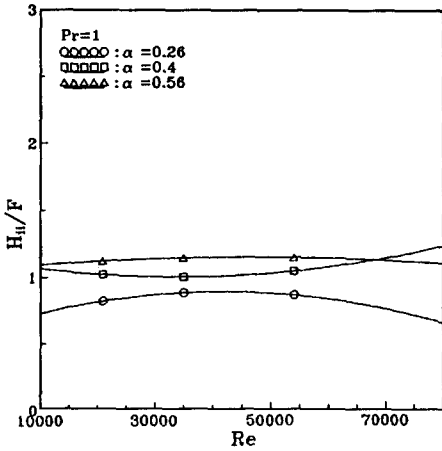


Fig. 8 Effects of α on H_{ij}/F

내관에만 가열되는 경우 열전달량은 내관의 전열 면적에 비례하는 것으로 사료된다. 그러나 Fig. 7에서는 $\alpha=0.4$ 에서 무차원 열전달량이 가장 크게 나타나는데 이러한 현상은 거칠기가 설치된 외관 내벽에 만 가열되는 경우는 $\alpha=0.4$ 에서 마찰계수가 가장 크고⁽¹⁾, 마찰계수가 클수록 거칠기 흡속의 유동과 흡외측의 난류유동의 상호작용이 활발하여 열전달량이 증가되는 것으로 사료한다. 본 연구에서 동심환형관에 설치된 거칠기의 합성효과는 마찰계수에 대한 열전달증가를 거칠기가 설치된 경우와 매끈한 환형관에 대하여 비교함으로써 결정하였다. 거칠기합성효과는 무차원 파라미터로 다음과 같이 정의하였다.

$$H_{ij}/F = (Nu_r/Nu_s)_{ij} / (f_r/f_s) \quad (31)$$

$H_{ij}/F > 1$ 은 거칠기에 의한 열전달의 증가율이 거칠기에 의한 압력손실의 증가보다 크다는 것을 의미한다. 이는 전체적 효율측면에서 볼 때 거칠기요소 가 유리함을 보여주는 것이다. Figs. 8과 9는 증기에 해당하는 $Pr=1$ 에서 H_{ij}/F 에 대한 직경비효과를 나타낸다. Fig. 9에서는 Fig. 8과는 달리 H_{oo}/F 값들이 대체로 1보다 컸다. 이는 거칠기는 가열면에 설치하는 것이 유리하다는 것을 암시한다. Figs. 8과 9의 값들은 Figs. 6과 7의 값들과 유사한 경향을 보인다. 이는 열전달량은 마찰계수의 값들과 거의 비례한다는 것을 입증하는 것이라 사료한다. 무차원 마찰계수(F)들은 본 연구원들이 이

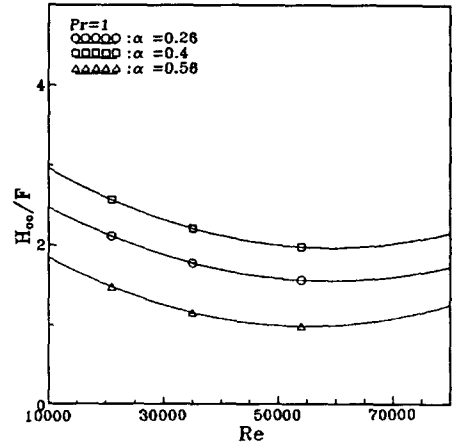


Fig. 9 Effects of α on H_{oo}/F

미 행한 연구⁽¹⁾에서 구한 값들로 나타내었다.

4. 결 론

외벽에만 사각돌출형 거칠기가 거칠기피치/높이의 비가 설치된 동심환형관에서 유동장에 대한 실험치를 이용하여 내관은 가열되고 외관은 단열인 경우(경우 1), 내관은 단열이고 외관은 가열인 경우(경우 2), 그리고 내외관 모두 열유속이 다르게 가열되는 경우(경우 3)들에 대한 열전달을 각각 해석한 결과 아래의 결론을 얻었다.

1. 직경비(α)가 0.4일 때 경우 1, 2에서 모두 누셀트수가 가장 크게 나타났다.
2. 영향계수는 레이놀즈수보다 직경비(α)의 변화에 더 민감함을 보여주고 θ_i 가 θ'_0 보다 대체로 크게 나타났다.
3. 경우 2의 H_{oo}/F 값들이 경우 1의 H_{ij}/F 보다 컸으며 그 값들은 대체로 1보다 컸다.

참고문헌

- 1) Nikuradse, J., "Laws of Flow in Rough Pipe", VDI - Forschungsheft, pp. 261, 1933.
- 2) Cope, W. G., "The Friction and Heat Transmission Coefficients of Rough Pipes", Proc. of the Institute of Mechanical Engineers, Vol. 145, pp. 99 - 105, 1945.

3) Han, J. C., Chandra, P. R. and Lau, S. C., "Local Heat/Mass Transfer Distributions around Sharp 180 deg Turns in Two-Pass Smooth and Rib-Roughened Channels", *Journal of Heat Transfer*, Vol. 110, pp. 91 - 98, 1988.

4) Hong, Y. J and Hsieh, S. S., "Heat Transfer and Friction Factor Measurements in Ducts With Staggered and In-Line Ribs", *Journal of Heat Transfer*, Vol. 115, pp. 58 - 66, 1993.

5) 우성재, 김완식, 조형희, "사각덕트내 요철의 각도 변화에 따른 열전달 특성", *대한기계학회논문집(B)*, 제22권 4호, pp. 530 - 541, 1998.

6) Youn, B., Yuen, C. and Mills, A. F., "Friction Factor for Flow in Rectangular Ducts With One Side Rib-Roughened", *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 116, pp. 489 - 493, 1994.

7) Grimella, S. and Christensen, R. N., "Heat Transfer and Pressure Drop Characteristics of Spirally Fluted Annuli : Part 1-Hydrodynamics", *Journal of Heat Transfer*, Vol. 117, pp. 54 - 60, 1995.

8) Ahn, S. W. and Kim, K. C., "Fully Developed Fluid Flow and Heat Transfer in Rough Annuli", *International Communications in Heat and Mass Transfer*, Vol. 25, No.4, pp. 501 - 510, 1998.

9) Kays, W. M. and Leung, E. Y., "Heat Transfer in Annular Passage-Hydrodynamically Developed Turbulent Flow With Arbitrarily Prescribed Heat Flux", *International J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 6, pp. 537 - 557, 1963.

10) Shigechi, T., Momoki, S., Higashiue, Lee, Y., "Effect of Axial Velocity of The Core on Fully

Developed Laminar Heat Transfer in Eccentric Annuli With The Boundary Conditions of Constant Wall Temperature", *Proc. of KSME/JSME Thermal Engineering Conf.*, Vol. 1, pp. 171 - 176, 1996.

11) Ahn, S. W. and Oh, S. K., "Fully Developed Turbulent Flow and Heat Transfer in Concentric Annuli With Square-Ribbed Roughness", *Journal of The Korean Society of Marine Engineers*, Vol. 18, No. 1, pp. 41 - 50, 1994.

저 자 소 개



안수환 (安守煥)

1953년 7월 15일생, 1976년 부산수대 기관공학과 졸업, 1981년 2월 동대학원졸업(석사), 1990년 8월 캐나다 University of Ottawa 기계공학과 대학원졸업(석사), 1995년 8월 부산대학교 기계공학부 대학원 졸업(박사), 1980년 8월~현재 경상대학교 기관공학과 교수 재직



손유식 (孫有植)

1939년 12월 23일생, 1967년 한양대학교 전기공학과 졸업, 1990년 3월~1995년 2월~1995년 2월 경남대학교 전기공학과 대학원졸업(석사), 1975년 3월~현재 경상대학교 기관공학과 교수재직