⊙ 研究論文

양측벽면에 반복돌출형 거칠기가 있는 이중관통로내의 난류유동과 열전달

안 수 환* · 김 덕 현*

Turbulent Flow and heat Transfer in the Annular Passage with Repeated – Ribbed Roughness on Both Walls

S. W. Ahn · D. H. Kim

Key words : Turbulent flow(난류 유동), Heat transfer(열전달), Square – ribbed surface Roughness(사각돌출형 표면조도), Concentric annuli(이중동심관)

Abstract

The fully developed turbulent momentum and heat transfer induced by the square – ribbed roughness elements on both the inner and outer wall surfaces in the concentric annuli are studied analytically based on a modified turbulence model. Heat transfer coefficients for two conditions, i.e, a) inner wall heated as constant heat flux and outer wall insulated b) inner wall insulated and outer wall heated as constant heat flux, are investigated. The analytical results of the fluid flow are verified by experiment. The experiment is done with a pitot tube and a X – type hot wire anemometer to measure the time mean velocity profiles, zero shear stress positions, maximum velocity profiles and friction factors, and etc. 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.

기호설명

a : 열 확산 계수
C : 비열
k : 혼합길이 상수
Nu : 누셀트 수
Nu_i : 내관은 일정 열유속으로 가열되고 외관은 단열된 경우의 누셀트 수

* 정회원, 경상대학교 수산대학 기관공학과

Nu_o : 외관은 일정열유속으로 가열되고 내관은 단열된 경우의 누셀트 수
Pr_t : 난류프란틀 수
q : 열 유속
r : 반경방향 거리
S : $R_o - R_i$, 통로 간격
R_j^+ : $R_j(\tau_{Rw}/\rho)^{0.5}/\nu$, 무차원 내관 혹은 외관반경
T_j^+ : $(T_{Rj} - T_j)C\tau_{Rw}/[q_{Rj}(\tau_{Rw}/\rho)^{0.5}]$, 무차원 온도척도
u_j^+ : $u_j/(\tau_{Rw}/\rho)^{0.5}$, 무차원속도
y_j^+ : $yj(\tau_{Rw}/\rho)^{0.5}/\nu$, 무차원 길이척도
Z_{rj} : $u_j=0$인 가상원점
α : R_i/R_o, 반경비
α_{mo} : R_m/R_o
δ_j : $|R_m - R_j|$
Δ_j : δ_j^+/R_j^+
ε : 와확산계수
e : 거칠기 높이
ζ_j : y_j^+/δ_j^+

아래첨자

H : 열i : 최대속도 지점으로부터 내측
j : i 혹은 o
m : 최대속도 지점
M : 운동량
o : 최대속도 지점으로부터 외측
R : 반경
t : 난류
w : 벽면

1. 서 론

많은 열전달기기 들은 대류열전달을 향상시키기 위하여 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 열전달율은 향상되지 않을 경우도 있다. 따라서, 최적 또는 경제적으로 유리한 표면 거칠기 요소의 형태와 배치를 얻는 것은 매우 바람직한 일이다. Schlichting[1]는 여러 가지 형태의 표면거칠기의 경우에 대해, Nikuradse의 실험에서 얻은 등가의 값을 이용하여 나타낸 방법으로서 등가모래입자 거칠기의 개념인 Ks 를 소개하였다. 여기서, Nikuradse의 실험은 균일한 모래입자로 인공적으로 표면이 거칠도록 한 관들 내부에서 행하여진 것이다. 그 외에도 Allan과 Sharma[2]등이 거친 표면 위의 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, 이중관 구조에서 사각돌출형 거칠기가 있는 경우는 아직 운동량과 열전달에 대한 믿을 만한 문헌자료가 거의 없다. 안 수환 등[3]은 주어진 거칠기 요소가 외벽에 만 설치된 이중관내의 유동에 대한 압력손실과 열전달율을 예측하기 위해 앞서 제시되었던 모델과 다르게, Lee[4]의 평행평판 채널내의 난류유동모델을 사용하여 조도요소의 구조와 레이놀즈수에 의해 구한 Z_{ro}(조도흠속에서 속도가 0인 지점)로부터 외벽에서만 사각돌출형 거칠기가 있는 이중동심관내의 유체유동과 열전달을 구했다. Fig. 1과 같은 양면모두 거칠기를 가진 모델의 선행연구로는 안 수환[5]이 행한 바 있다. 안 수환[5]의 연구는 Fig. 1과 같이 양면모두 거칠기를 가진 이중관에 대하여 직접적인 실험을 하지 않고 내관외벽에 만 거칠기가 있는 이중동심관의 실험결과[6]를 힘의 평형을 이용하여 본 연구모델인 내외측 모두 거칠기가 있는 경우에 대해 적용한 바 있다. 그러나 이러한 방법에 의한 이론적 값들은 본 실험연구결과와는 유동특성에서 다소 차이를 보였다. 본 연구는 이중동심관에서 Fig. 1과 같이 내외관 모두 동일한 거칠기를 설치한 경우에 대해 실험으로 최대속도와 전단응력이 0인 지점, 속도분포, 그리고 마찰계수 등을 구하고 그 값들을 기초로 이론에 의해 혼합길이 이론을 수정한 난류모델을 이용하여 최대속도 지점, 속도분포, 마찰계수를 구하고 내관은 절연되고 외관은 일정열유속을 갖는 경우와 내관은 일정 열 유속을 갖고 외관은 절연된 경우에 대한 열전달계수를 각각 연구하여 유익한 열전달기기의 설계자료를 얻고자 한다.

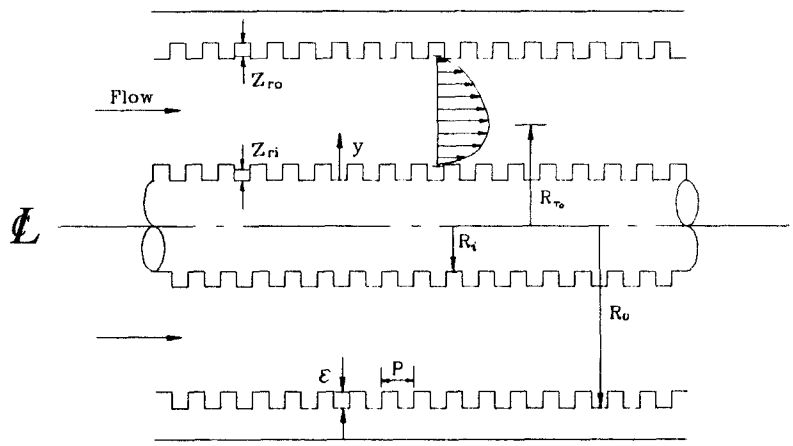

Fig. 1 Details of surface roughness

2. 이론해석

2.1 가정

이론해석을 위한 기본가정은 다음과 같다(Fig. 1 참조).

(i) 이중관은 동심원이다. 내외관벽면은 모두 사각돌출형 거칠기 구조이다.

(ii) 이중관내의 속도 장은 완전히 발달되어 있다.

(iii) 최대속도선 과 전단응력이 0인 선은 일치한다.

(iv) 거친 벽면 영역에서는 수정 대수속도 형상이 이용되었다. 표면 거칠기는 속도 장에 부분적으로만 영향을 미친다.

(v) 난류 프란틀수는 1로 취했다.

2.2 속도와 온도분포에 관한 방정식

내관은 일정열유속을 갖고 외관은 단열된 경우와 외관은 일정열유속을 갖고 내관은 단열된 경우에서 완전히 발달된 이중동심관내의 무차원 온도 구배는 운동량과 에너지에 관한 기본방정식으로부터 다음의 방정식을 얻었다(부록 A 참조).

$$\frac{\partial T_j^+}{\partial \zeta_i} = \pm \frac{\partial u_j^+}{\partial \zeta_i} \frac{(1+\varepsilon_M/\nu)_j}{(1/\mathrm{Pr}+1/\mathrm{Pr}_t\,\varepsilon_M/\nu)_j} \frac{q_j/q_{Rk}}{\tau_j/\tau_{Ro}} \quad (1)$$

여기서 내관은 일정열유속을 갖고 외관은 단열된 경우에서는 j=i일 때 +, j=o일 때 -이 며 k=i 이고 외관은 일정열유속을 갖고 내관은 단열된 경우에서는 j=i일 때 -이 고 j=o일 때 +이며 k=o 이다. 공식(1)의 항들은 아래와 같다.

$$u_i^+(\zeta_i) = \frac{1}{k_i}\ln\left(\frac{\zeta_i}{(Z_{ri}^+/\delta_i^+)}\right)\frac{u_{\tau Ri}}{u_{\tau Ro}} \quad \frac{Z_{ri}^+}{\delta_i^+} < \zeta_i < 1 \quad (2)$$

$$u_o^+(\zeta_o) = \frac{1}{k_o}\ln\left(\frac{\zeta_o}{(Z_{ro}^+/\delta_o^+)}\right) \quad \frac{Z_{ro}^+}{\delta_o^+} < \zeta_o < 1 \quad (3)$$

$$\frac{\tau_i}{\tau_{Ri}} = \frac{(1+\Delta_i Z_{ri}^+/\delta_i^+)[\alpha_{mo}^2-\alpha^2(1+\Delta_i\zeta_i)^2]}{(1+\Delta_i\zeta_i)[\alpha_{mo}^2-\alpha^2(1+\Delta_i Z_{ri}^+/\delta_i^+)^2]} \quad \frac{Z_{ri}^+}{\delta_i^+} \le \zeta_i \le 1 \quad (4)$$

$$\frac{\tau_o}{\tau_{Ro}} = \frac{[(1-\Delta_o\zeta_o)^2-\alpha_{mo}^2]-(1-\Delta_o\zeta_o)}{(1-\Delta_o\zeta_o)[(1-\Delta_o^+/\delta_i^+)^2-\alpha_{mo}^2]} \quad \frac{Z_{ro}^+}{\delta_o^+} \le \zeta_o \le 1 \quad (5)$$

내관은 일정열유속을 가지고 외관은 단열된 경우 :

$$\frac{q_i}{q_{Ri}} = \frac{\alpha(1+\Delta_i Z_{ri}^+/\delta_i^+)[(1-\Delta_o Z_{ro}^+/\delta_o^+)^2-\alpha^2(1+\Delta_i\zeta_i)^2]}{(1+\Delta_i\zeta_i)[(1-\Delta_o Z_{ro}^+/\delta_o^+)^2-\alpha^2(1+\Delta_i Z_{ri}^+/\delta_i^+)^2]} \quad (0 \le \zeta_o \le 1) \quad (6)$$

$$\frac{q_o}{q_{Ri}} = \frac{\alpha(1+\Delta_i Z_{ri}^+/\delta_i^+)[(1-\Delta_o Z_{ro}^+/\delta_o^+)^2-(1-\Delta_o\zeta_o)^2]}{(1-\Delta_o\zeta_o)[(1-\Delta_o Z_{ro}^+/\delta_o^+)^2-\alpha^2(1+\Delta_i Z_{ri}^+/\delta_i^+)^2]} \quad (0 \le \zeta_o \le 1) \quad (7)$$

외관은 일정열유속을 가지고 내관은 단열된 경우 :

$$\frac{q_i}{q_{Ro}} = \frac{\alpha(1-\Delta_o Z_{ro}^+/\delta_o^+)[(1+\Delta_i\zeta_i)^2-(1+\Delta_i Z_{ri}^+/\delta_i^+)^2]}{(1-\Delta_i\zeta_i)[(1-\Delta_o Z_{ro}^+/\delta_o^+)^2-\alpha^2(1+\Delta_i Z_{ri}^+/\delta_i^+)^2]} \quad (0\le\zeta_i\le 1) \quad (8)$$

$$\frac{q_o}{q_{Ro}} = \frac{(1-\Delta_o Z_{ro}^+/\delta_o^+)[(1-\Delta_o\zeta_o)^2-\alpha^2(1+\Delta_i Z_{ri}^+/\delta_i^+)^2]}{(1-\Delta_o\zeta_o)[(1-\Delta_o Z_{ro}^+/\delta_o^+)^2-\alpha^2(1+\Delta_i Z_{ri}^+/\delta_i^+)^2]} \quad (0\le\zeta_o\le 1) \quad (9)$$

최대속도(Fig. 1 참조)의 내외 영역에서 무차원 속도와 온도분포들은, 와확산과 내외 측의 matching 조건 (17-20)에서 미분방정식 (1)에 의해 얻는다.

2.3 운동량 와확산계수, ε_M

$$(\varepsilon_M)_j = l_j^2\left|\frac{\partial u_j}{\partial y_j}\right| \quad (10)$$

여기서 $l_j=k_j(y_j+Z_{rj})$

공식(10)의 무차원 형태는 아래와 같다.

$$(\varepsilon_M/\nu)_j = k_j\delta_j^+\zeta_j[1+(Z_{rj}/(\delta_j^+\zeta_j)]^2 F(\tau) \quad (11)$$

여기서 j=i 일 때, $F(\tau)=u_{\tau Ri}/u_{\tau Ro}$이고 j=o이면, $F(\tau)=1$이다. 흠속에서 속도가 0인 가상의 지점 Z_{rj}은 선행연구[3,6]으로부터 구했다.

2.4 레이놀즈수(Re), 마찰계수(f), 그리고 누셀트수(Nu)

$$Re = u_b 2(R_o-R_i)/\nu = 2u_b^+(R_o^+-R_i^+) \quad (12)$$

무차원 파라메타로 나타내면 아래와 같다

$$Re = \left[\frac{4\alpha}{1+\alpha}\right]\left[\delta_i^+\int_{(Z_{ri}^+/\delta_i^+)}^1(1+\Delta_i\zeta_i)u_i^+(\zeta_i)d\zeta_i + \frac{1}{\alpha}\delta_o^+\int_{(Z_{ro}^+/\delta_o^+)}^1(1-\Delta_o\zeta_o)u_o^+(\zeta_o)d\zeta_o\right] \quad (13)$$

일반적 정의에 의한 마찰계수 식의 무차원 형태는 다음과 같다.

$$f = \frac{8(1-\alpha)^2\left[1+\alpha\frac{\tau_{Ri}}{\tau_{Ro}}\right]}{(1+\alpha)}\left[\frac{R_o^+}{Re}\right]^2 \quad (14)$$

또한, 누셀트수(Nu_j)는 다음과 같이 정의된다.

$$Nu_j = \frac{2h_j(R_o-R_i)}{k} = 2[1-\alpha]\frac{R_o^+ Pr}{T_{bj}^+} \quad (15)$$

여기서 $h_j=q_{Rj}/(T_{Rj}-T_b)$이고, 내관은 일정열유속을 가지고 외관은 단열된 경우에서 $T_{bi}^+=(T_{Ri}-T_b)C\tau_{Ro}/(q_{Ri}u\tau_{Ro})$이며 외관은 일정열유속을 가지고 내관은 단열된 경우에는 $T_{bo}^+=(T_{Ro}-T_b)C\tau_{Ro}/(q_{Ri}u\tau_{Ro})$이다. 이것을 무차원 변수로 표시하면 다음과 같다.

$$T_{bj}^+ = \frac{4}{Re(1+\alpha)}\left[\alpha\delta_i^+\int_{(Z_{ri}^+/\delta_i^+)}^1(1+\Delta_i\zeta_i)u_i^+T_i^+d\zeta_i + \frac{1}{\alpha}\delta_o^+\int_{(Z_{ro}^+/\delta_o^+)}^1(1-\Delta_o\zeta_o)u_o^+T_o^+d\zeta_o\right] \quad (16)$$

2.5 경계조건과 matching조건

Fig. 4에서 보는바와 같이 모든 α에 대해서 최대속도지점과 전단응력이 0인 지점과의 차이가 약 5%이내로 미소하므로 그 두지점을 같다고 가정하여, 최대속도 지점으로부터 전단응력의 분포는 힘의 평형조건에서 다음의 식으로 표시될 수 있다.

$$\frac{\tau_{Ri}}{\tau_{Ro}} = \frac{[\alpha_{mo}^2-\alpha^2(1+\Delta_i\frac{Z_{ri}^+}{\delta_i^+})^2](1-\Delta_o\frac{Z_{ro}^+}{\delta_o^+})}{[(1-\Delta_o\frac{Z_{ro}^+}{\delta_o^+})^2-\alpha_{mo}^2]\alpha(1+\Delta_i\frac{Z_{ri}^+}{\delta_i^+})} \quad (17)$$

거칠기가 있는 이중동심관에서 만능(universal) 표준속도식이 적합하지 않다는 것은 잘 알려져 있다. 그러므로 오목한 경우 인 k_o는 불변의 값, 0.4이지만 볼록한 경우의 k_i는 실험에 의한 무차원속도 형상으로부터 구했다. 그리고, 최대속도지점에서 속도는 속도의 연속성으로부터 다음과 같이 얻어진다.

$$u_{im}^+ = u_{om}^+ \quad (18)$$

최대속도지점에서 온도의 연속성으로부터 아래와 같이되었다.

$$\frac{\partial T_i}{\partial r} = \frac{\partial T_o}{\partial r} \quad (19)$$

그리고

$$\frac{\partial^2 T_i}{\partial r^2} = \frac{\partial^2 T_o}{\partial r^2} \tag{20}$$

3. 실 험

벨 마우스 부분은 주철로 최소내경 9mm, 최대내경 130mm이 되도록 제작되었으며 사용된 송풍기의 제원은 수두 520mmAq, 유량 9m³/min 이다. 공기는 맨끝 부분에 위치하고 있는 송풍기(0.8kW, 3400 RPM A/C motor)에 의해서 공기여과기를 통해 벨 마우스 수축 부를 거쳐서 시험부(test section)로 유입된다. 이중관시험부에는 97mm I. D. 인 바깥쪽 튜브내면과 안측 튜브외면에 각각 거칠기 높이 e가 1.5mm, 피치 P는 3mm의 P/e=2가 되도록 하고 25mm, 39.2mm, 그리고 54mm O. D. 인 내관으로 구성하여 직경비(α)가 0.26, 0.4 그리고 0.56으로 되도록 하였고, 장치들은 외관에 대한 내관의 위치, 압력강하 그리고 시험 부에 따른 여러 횡단 부에서 속도장, 난류특성을 측정하도록 만들어 졌다. 외관내면의 표면조도 제작은 특수 바이트를 사용하여 선반기계로서 외관내면을 사각형 홈으로 50cm씩 8개를 절삭하였고 내관외면은 외관과 같은 형태의 거칠기를 1m씩 제작하였고 채널 전체길이는 4.3m가 되었다. 측정장치 이송은 특별 제작된 이송기구를 이용하였다. 이 기구에 의해서 프로브(probe)의 상대적 반경방향 변위는 전기접촉법으로 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 직선부족에 의한 편심은 무시할 수 있었으며, 최대의 편심량은 1.4%가되었다. 유량측정용 오리피스는 시험 부에서 측정된 속도형상을 수치적분에의하여 보정(calibration) 하였다. 측정하기 전 최소한 30분 동안 정상상태를 유지시켰다. 압력 강하 자료(data)는 송풍기 용량에 제한을 받는 레이놀즈수 범위 안에서 얻었다. 측정계통도는 Fig. 2와 같으

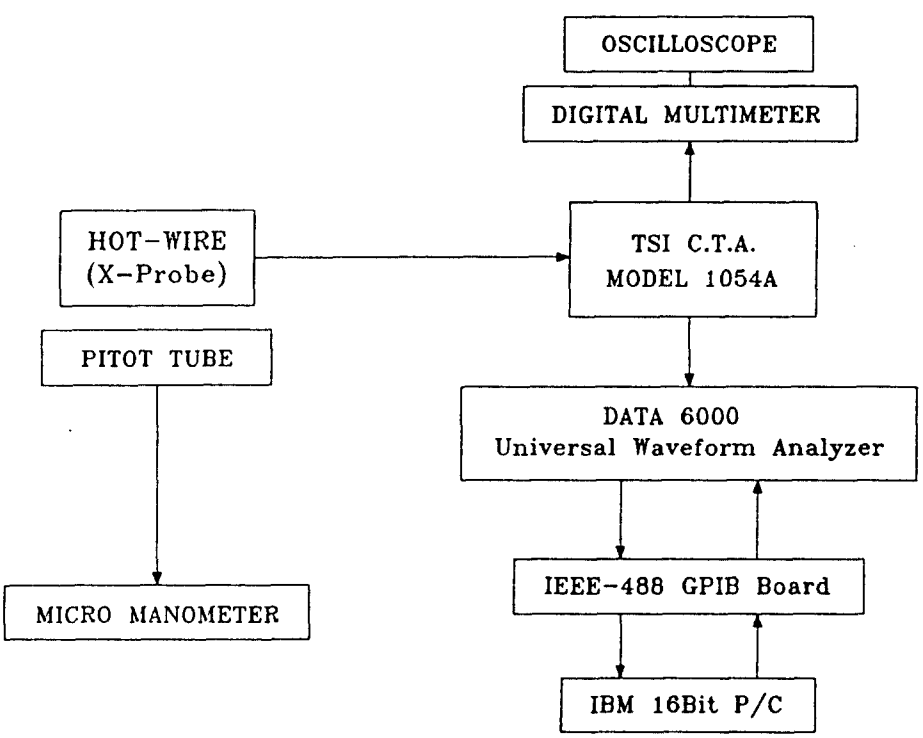

Fig. 2 Block diagram of measuring and data processing system

며 X 형 열선풍속측정 장치로는 정온도형 열선풍속계(C.T.A., TSI Model 1054A)와 범용 파형분석기(D-6000 Model 611, Data Precision Inc.)를 사용했으며, 교정에는 직경 4mm, 길이 350mm의 피토관과 디지탈 마이크로 마노메터 (Model FCO-12)를 사용하였다. C.T.A. 브릿지에서 나오는 출력은 5kHz Low-Pass Filter를 거쳐 Aliazing을 방지하고 범용 파형 분석기에 장착된 14-bit A/D Converter와 Sample & Holder에 의해 동시에 디지탈 값으로 표본 되며 디지탈 데이타는 Block Floating Point 방식으로, 범용 파형분석기에 연결된 데이타 레코다(Model 681)을 통해 디스켓에 기록하였다. 일회 표본 수는 4096개로 최대적분시간 척도의 약 20배가 넘지만 측정오차를 줄이기 위해 한 측정점당 열 번을 표본 하여 Ensemble 평균을 취했다. 이때 표분율은 Niquist 표본주기에 해당하는 초당 10,000개로 하였다.

4. 결과및 고찰

완전히 발달된 영역의 결정은 채널길이에 대한 정압강하를 측정하여 정압기울기(dp/dx)가 일정한 영역에서 평균유속을 측정하여 더 이상 변화가 없는 부분으로 판정하였다. 측정결과 채널입구에서 1.62m 떨어진 지점부터는 모든 반경비에 있어서 완전히 발달된 영역으로 취급할 수 있었다. Fig. 3(a)와 Fig. 3(b)는 $\alpha=0.56$과 0.26에 있어서 완전히 발달된 영역의 정압기울기(dp/dx)를 보여 준다. 동일한 레이놀즈 수 일 때 $\alpha=0.56$에서 $\alpha=0.26$의 경우보다 훨씬 높은 정압기울기를 나타내고 있다. 이는 동일한 레이놀즈 수($Re=u_bDe/\nu$)일 때 등가직경($De=2(R_o-R_i)$)이 본 연구 범위 중 가장 큰 경우 인 $\alpha=0.26$에서는 상대적으로 속도가 낮기 때문이라 판단된다.

Fig. 4는 레이놀즈수에 따른 최대속도 지점과 전단응력이 0인 지점의 변화이다. 매끈한 원관이나 평행평판내부에서는 전단응력이 0인 지점과 최대속도 지점이 일치하나 이중동심관같은 비대칭류에서는 그 두지점이 일치하지 않는 복잡한 내부유동이 발생한다는 것은 잘 알려져 있다. 특히 거칠기가 있는 이중관에서는 더욱 복잡한 유동이 되리라 판단되어 전단응력이 0인 지점과 최대속도 지점을 비교하는데 특별한 관심을 가지고 국부유동기구를 상세히 조사하였다. 일반적으로 이론해석에서 자주 확실한 근거 없이 전단력이 0(zero)인 지점이 최대속도점이라고 가정한다. 이 가정은 대칭의 관 구조 내에서는 옳으나 일반적인 관내유동에서는 인정될 수 없다. 이중관 내의 난류유동에서 전단력이 0(zero)인 점이 최대속도 지점과의 차이는 Fig. 4에서 보는 바와 같이 $\alpha=0.26$의 경우에 비해 $\alpha=0.4$와 0.56에서는 다소 있으나 한 측에 만 사각형 거칠기가 있는 평행평판[7]에 비해 매우 작았고 그 정도의 차이는 실제계산에서 마찰계수와 속도분포 등의 이론적 결과에 별 영향을 주지 못했기 때문에 최대속도점이 전단력이 0인 점과 같다고 가정하였다. 실선으로 이론계산에 의한 최대속도 값을 표시하였다. 그리고 한 측에서만 거칠기가 있는 평행평판내의 연구[8]에서는 최대속도 지점보다 전단응력이 0 인 지점의 위치가 거친 벽면으로부터 먼 곳에 위치하였으나 본 연구에서는 $\alpha=0.26$, 0.4 그리고 0.56의 경우를 보면 $\alpha=0.26$에서는 전단응력이 0 인 지점이 최대속도 지점보다 내측에 위치하였으나 $\alpha=0.4$와 0.56에서는 전단응력이 0인 지점이 최대속도 지점보다 외측에 위치하고 있다. 그 이유는 가 커질수록 2차원 평행평판에 가까워지기 때문에 대칭유동에 접근하여 거칠기 효과가 전 유동장에 전달되어 대규모의 와(eddy)가 형성되기 때문이라 판단된다.

Figs. 5(a)와 (b)에서는 무차원 속도분포이고 매끈한 이중관의 결과[9]를 비교를 위해 포함시켰다. 양벽면의 거칠기로 인하여 매끈한 이중관의 경우보다 약간 뾰족한 분포를 보인다. 대체로 무차원속도방정식에서 얻어진 속도형상들은 비교적 실험자료와 매우 잘 일치하였다. 그림 이외에 여러 범위의 변수들에 대한 속도분포 자료도 비슷한 경향을 보였다. 매끈한 이중관의 $\alpha=0.56$에서 Ahn[9]의 결과 값이 Park[10]의 결과와 벽면근처에서 다소 차이를 보이는 것은 Park의 결과는 피토튜브에 의하여 측정된 값이므로 반경방향의 변동속도 성분이 포함되어 있기 때문이라 판단된다. 직경비가 큰 경우에는 거칠기가 있는 이중관과 매끈한 이중관의 경우는 속도형상들이 다소 차이를 보이나 직경비

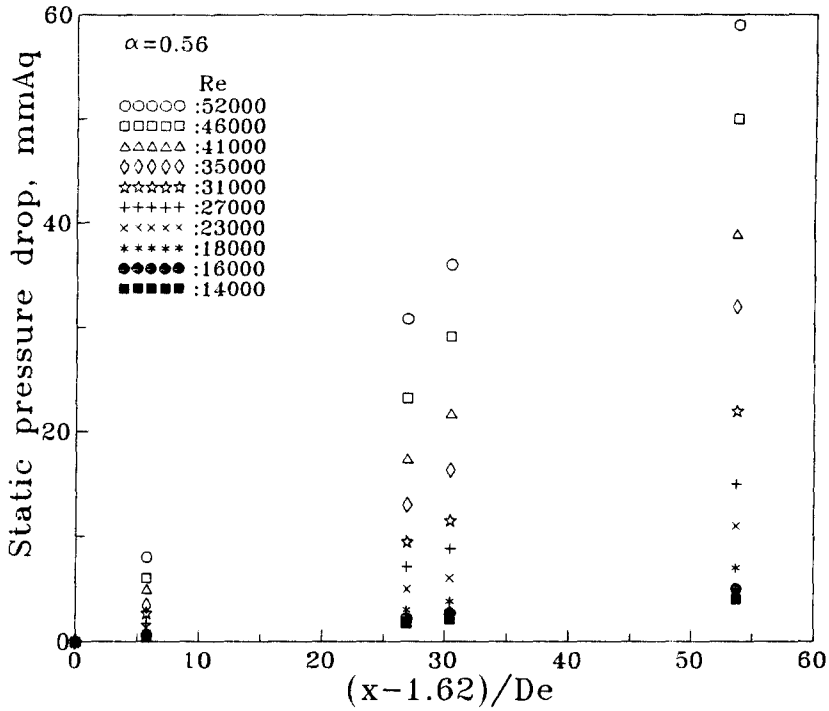

Fig. 3(a) Static pressure gradient versus axial distance at α=0.56

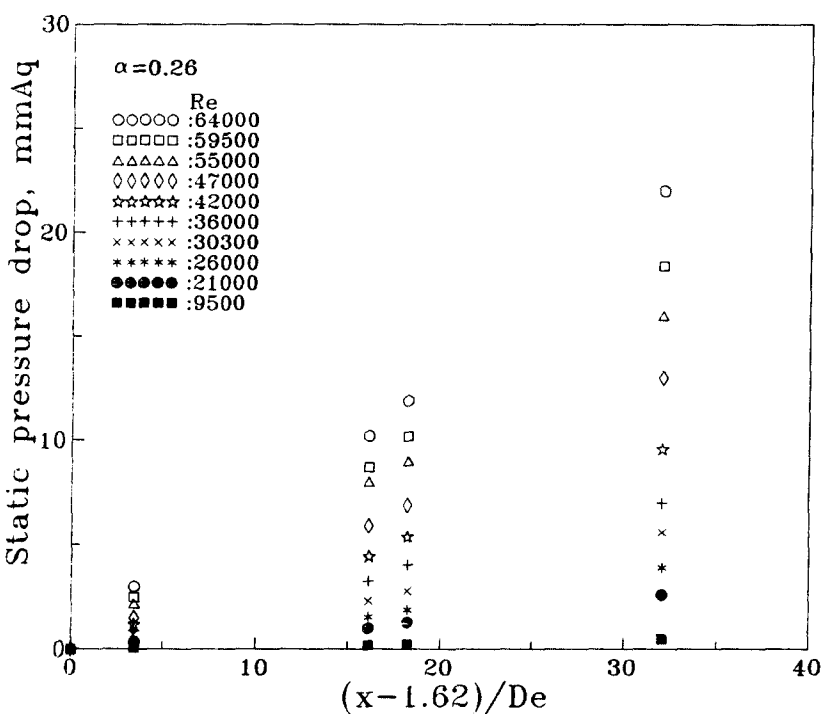

Fig. 3(b) Static pressure gradient versus axial distance at α=0.26

가 작을수록 차이가 줄어들었다. 이는 직경비가 작은 경우는 내외관의 간격이 거칠기 구조에 비해 상대적으로 넓어서 거칠기 영향이 줄어들기 때문이라 판단된다.

Fig. 6은 실험과 이론으로부터 구한 마찰계수를 레이놀즈수에 대해 나타내었다. 대체로 이론과 실험 값은 일치하였다. 비교를 위해 본 연구의 등가직경($De=2(R_o-R_i)$)을 직경으로 간주하여 무디 선도(moody diagram)으로부터 구한 마찰계수들을 나타내었다. 본 연구의 결과와는 상당한 차이를 보이고 있다. 이는 무디 선도의 값들은 파이프내부의 거칠기에 대해 직경과 거칠기 높이의 변수만으로 나타낸 것으로서 실제의 핀 등이 설치된 열전달 기기의 설계에서 거칠기 위치, 유동에 대한 거칠기 방향(수직, 수평, 어느 정도 경사), 거칠기 형상(사각, 삼각, 원형 등), 거칠기 피치와 높이의 비 등은 고려되지 않았기 때문에 본 모델의 Fig. 1과 같은 거칠기 요소를 가진 거친 이중관과는 다소 차이가 생긴 것이라 사료된다. 계산 값을 실선과 파선으로 나타내었다. 마찰계수의 이론적 계산은 공식(14)

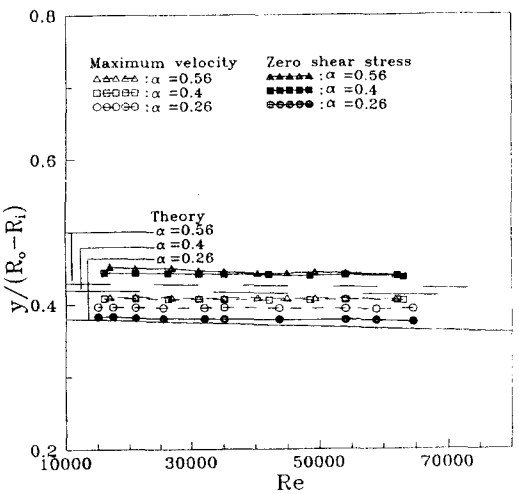

Fig. 4 Maximum velocity position versus zero shear stress position

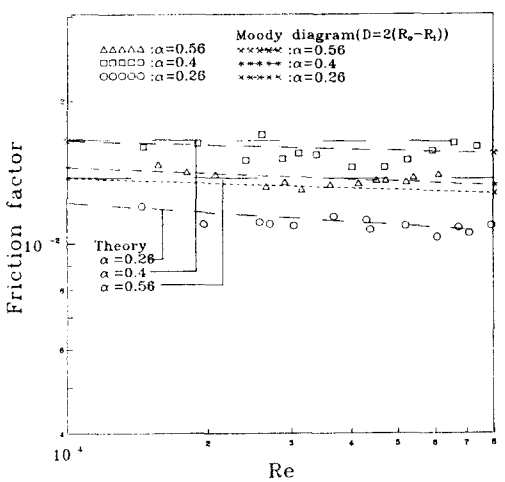

Fig. 6 Friction factor.

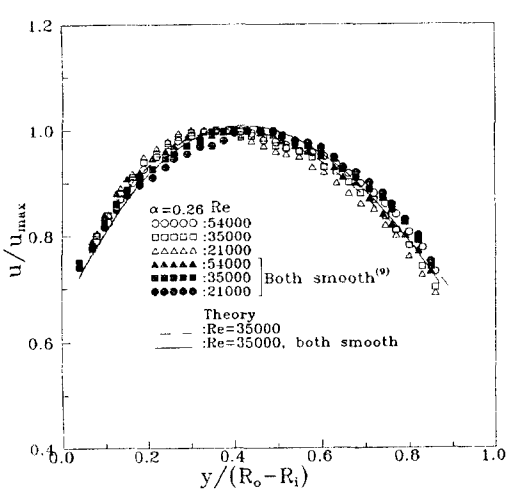

Fig. 5(a) Velocity distribution at α=0.26

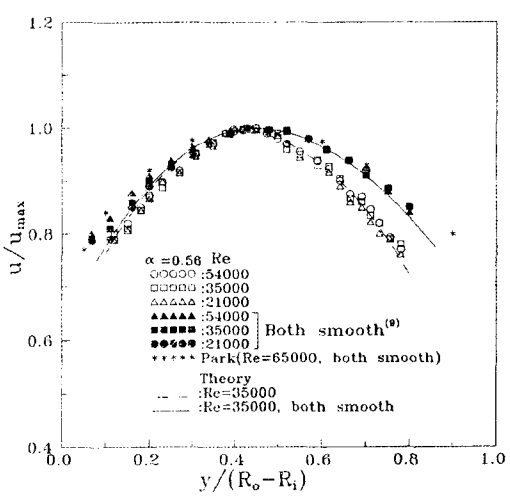

Fig. 5(b) Velocity distribution at α=0.56

으로부터 계산되었으며 실험에 의한 마찰계수 값들을 Fig. 6에 포함시켰다. 본 연구에서 실험의 마찰계수의 정의는 안, 정[11]의 연구에 의한 방법을 사용하였다. 이상과 같이 최대속도, 속도분포, 마찰계수에서 이론과 실험 값들이 대체로 일치함을 확인한 후 공식(1)로부터 온도구배를 구하여 열전달계수(Nu)의 이론치를 얻을 수 있었다. Fig. 7은 레이놀즈수에 따른 누셀트수의 변화를 보여준다. 외관은 일정열유속을 가지고 내관은 단열된 경우인 누셀트수(Nu_o)가 항상 내관은 일정열유속을 가지고 외관은 단열된 경우의 누셀트수(Nu_i)보다 크게 나타났다. 이는 이중관의 구조상 내관보다 외관이 전열면적이 넓은데 기인한다고 사료된다. Fig. 7과 Table 1의 Pr=7인 경우를 보면 Nu_o와 Nu_i의 차이는 α=0.26에서보다 α=0.56에서 크게 나타났다. 이는 동일한 레이놀즈수에서 직경비(α)가 증가하면 오목한 외벽측은 평행판 구조에 가까와져 거칠기에 의한 반경방향의 난류강도가 증가하여 외벽 측을 가열하는 경우의 누셀트수(Nu_o)는 증가되나 내벽 측을 가열하는 경우의 누셀트수(Nu_i)는 볼록한 내벽외측이 평행판 구조에 가까와져 열전달에 깊은 관계가 있는 반경방향의 변동속도 성분이 적어져 오히려 감소하는 것으로 판단된다.

레이놀즈수에따라 마찰계수는 거의 변하지 않은 것은 종래의 난류유동에서의 마찰계수에 대한 개념과 동일하다. 그러나 열전달계수(Nu)는 레이놀즈수에 비례하고 있음을 보여준다. 이는 열전달율은 유동의 운동량(momentum)에 비례하기 때문이라 예측된다. 본 연구는 가정에서 난류프란틀수(Pr_t)를 1이라고 하였다. Pr_t=1의 가정은 프란틀수가 1에서 가장 정확한 열전달율은 예측하는 것으로 증명되어 있기 때문에(12)계산의 범위를 프란틀수가 0.1과 30사이의 값을 취했다.

Fig. 8은 Pr=7과 Re=54000인 경우에 반경비(α)에 대한 가열조건에 따른 누셀트수를 나타낸다. α=0.4 근처에서 누셀트수가 가장 큼을 보여준다. 이는 α=0.4 근처에서 마찰계수가 가장 크고 마찰계수가 클수록 거칠기 홈속의 유동과 홈 외측 난류영역의 유동의 상호작용이 활발하여 열전달성이 증가된다고 판단된다.

이러한 현상은 열전달 면적이 상대적으로 큰 외측에서 가열하는 경우에 크게 나타난다. 일반적인 추측과는 달리 α=0.4 근처에서 마찰계수가 연구범위중에서 가장큰것은 마찰계수는 유속, 내관과 외관 간의 간격 그리고 정압강하의 구배에의해 변하기 때문이라 판단된다.

Fig. 9는 α=0.4와 Re=54000인 경우 프란틀수에 대한 가열조건에 따른 누셀트수의 변화이다. 프란틀수가 클수록 누셀트수가 급격히 증가함을 보여준다. 이는 프란틀수의 정의에 의하면 프란틀수가 클수록 전도에 비해 점성의 확산성이 크기 때문에 유동에 의한 열전달성이 증가된다고 사료된다. 외측 벽을 가열하는 경우의 누셀트수(Nu_o)가 내측을 가열하는 경우의 누셀트수(Nu_i)보다 큰 것은

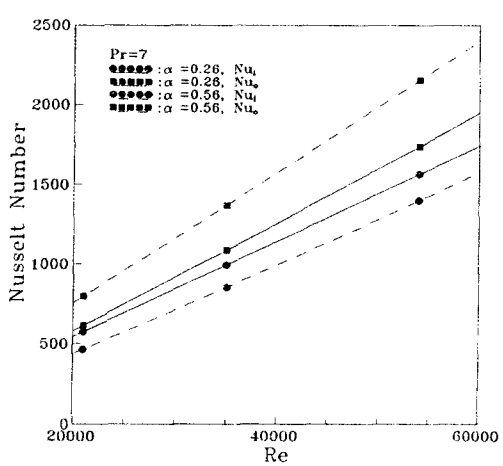

Fig. 7 Nusselt number versus Re

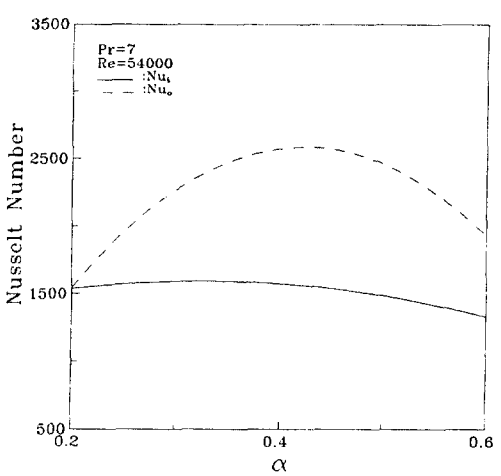

Fig. 8 Nusselt number versus radius ratio(α)

Figs. 7과 8의 설명과 같이 전열면적의 차이에 의한 것이라 추측된다.

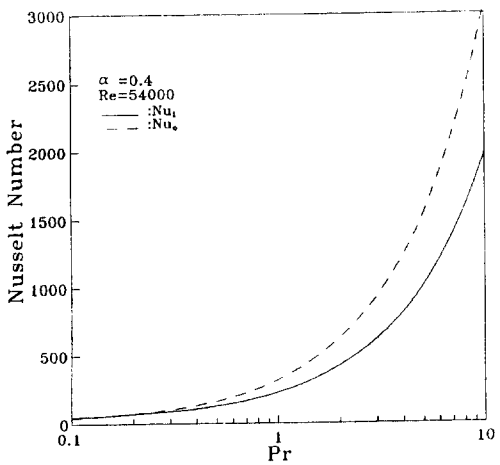

Fig. 9 Nusselt number versus Pr

Table 1은 마찰계수와 외관은 일정열유속을 가지고 내관은 단열된 경우의 누셀트 수(Nu_o)의 변화량을 직경비(α), 레이놀즈 수(Re) 그리고 프란틀 수(Pr)에 대해 나타내었다. 모든 경우에서 마찰계수는 레이놀즈 수(Re)의 변화에 대해 큰 변화가 없음을 보여준다. 이 난류유동에서 마찰계수의 값들은 유속과는 무관하다는 종래의 개념과 일치함을 보여준다. 그에 반해 열전달계수(Nu)는 레이놀즈 수에 대해 많은 변화를 보이는데 이는 유속이 대류열전달에 많은 영향을 준다는 것을 입증하는 것이다. 모든 경우에 있어서 마찰계수가 큰 경우에 열전달계수도 크다는 것을 보여준다. 그 이유는 마찰계수가 큰 경우에 거칠기 벽면 근처에 있는 유체가 거칠기 홈 내외간의 상호유동이 원활하기 때문이라 판단된다.

Table 1 Friction factors and Nusselt numbers depending on the heating condition

Pr=0.7

Re	α	Nu_i	Nu_o	f
21000	0.26	66	77	0.0119
	0.4	70	119	0.0168
	0.56	68	90	0.0138
3500	0.26	108	126	0.0118
	0.4	114	185	0.0167
	0.56	110	148	0.0138
54000	0.26	166	193	0.0117
	0.4	175	283	0.0166
	0.56	169	227	0.0137

Pr=1

Re	α	Nu_i	Nu_o	f
21000	0.26	91	104	0.0119
	0.4	94	156	0.0168
	0.56	89	124	0.0138
35000	0.26	151	173	0.0118
	0.4	157	259	0.0167
	0.56	149	207	0.0138
54000	0.26	223	267	0.0117
	0.4	242	400	0.0166
	0.56	229	319	0.0137

Pr=7

Re	α	Nu_i	Nu_o	f
21000	0.26	575	614	0.0119
	0.4	559	1029	0.0168
	0.56	464	796	0.0138
35000	0.26	994	1088	0.0118
	0.4	990	1753	0.0167
	0.56	853	1371	0.0138
54000	0.26	1565	1739	0.0117
	0.4	1582	2738	0.0166
	0.56	1399	2153	0.0137

Pr=30

Re	α	Nu_i	Nu_o	f
21000	0.26	2427	2558	0.0119
	0.4	2326	4376	0.0168
	0.56	1858	3367	0.0138
35000	0.26	4223	4587	0.0118
	0.4	4171	7479	0.0167
	0.56	3517	5830	0.0138
54000	0.26	6672	7375	0.0117
	0.4	6708	11698	0.0166
	0.56	5853	9185	0.0137

5. 결 론

최대속도 지점과 전단응력이 0인 지점간의 차이는 $\alpha=0.26$의 경우에 비해 $\alpha=0.4$와 0.56에서는 다소 있으나 한측에 만 거칠기가 있는 평행평판(7)에 비해 매우 작았고 $\alpha=0.4$와 0.56에서는 전단응력이 0인 지점이 최대속도 지점보다 외측에 위치하였다. 마찰계수는 본 연구의 결과가 무디 선도와 다소 차이를 보이고 있기 때문에 무디 선도를 거칠기가 있는 이중관에 적용하기에는 무리가 있음을 알 수 있었다. 외관은 일정열유속을 가지고 내관은 단열된 경우의 누셀트 수(Nu_o)를 보면 프란틀 수가 클수록 α가 작은 경우보다 α가 큰 경우에서 누셀트 수가 상대적으로 증가함을 보여주는 반면, 내관은 일정열유속을 가지고 외관은 단열된 경우의 누셀트 수(Nu_i)를 보면 프란틀 수가 클수록 α가 작은 경우에서 누셀트 수가 상대적으로 증가함을 보여준다. 모든 경우에서 외관은 일정 열유속을 갖고 내관은 단열된 경우의 누셀트수(Nu_o)가 전열면적의 증가로 내관은 일정열유속을 갖고 외관은 단열된 경우의 누셀트수(Nu_i)보다 컸다.

후 기

이 연구는 1994년도 교육부지원 한국학술진흥재단의 자유공모과제 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) 안수환, 김경천, 이윤표, 1994, "사각돌출형 거칠기가 있는 동심이중관 내의 완전히 발달된 난류유동과 열전달", 대한기계학회 논문집, 제18권, 4호, pp. 1072 - 1080.

4) Lee, Y., 1987, "An Analysis on the Enhanced Heat Transfer Induced by Square - Ribbed Surface Roughness", Heat Transfer Sci. and Tech., Hemisphere Pub. Co., N. Y., pp. 781 - 788.

5) Ahn, S. W., 1993, "An Analysis of Developed Turbulent Heat Transfer and Flow in an Annulus with the Square - Ribbed Roughness on Both Walls", Journal of Korean Society of Marine Engineers, Vol. 17, No. 3, pp. 33 - 41.

6) Lee, P. L., Ahn, S. W. and Lee, Y., 1990, "Turbulent Fluid Flow and Heat Transfer Induced by Square - Ribbed Surface Roughness in Concentric Annuli", 9th International Heat Transfer Conference, 4 - MC - 20, Jerusalem, pp. 466 - 470.

7) Hanjalic, K. and Launder, B. E., 1972, "Fully Developed Asymmetric Flow in a Plane Channel", J. of Fluid Mech., pp. 301 - 335.

8) Maubach, K. and Rehme, K., 1972, "Negative Eddy Diffusivities for Asymmetric Turbulent Velocity Profile", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 15, pp. 425 - 432.

9) Ahn, S. W., 1995, "Turbulent Flow and Heat Transfer in Concentric Annuli with Surface Roughness", Ph. D. Dissertation, Dpt. of Mech. and Production Engineering, Pusan Nat. University.

10) 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.

11) 안수환, 정양범, 1994, "양벽면에 거칠기가 있는 이중동심관내의 난류유동에 관한 연구", 한국박용기관학회 논문집, 제 18권, 3호, pp. 267 - 275.

12) Holman, J. P., 1981, "Heat Transfer", McGraw - Hill Co., pp. 201.

부록 A 공식(1)의 유도

완전히 발달된 이중동심관내의 운동량과 에너지방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\tau_j}{\rho}=(\nu+\varepsilon_M)_j\frac{\partial u_j}{\partial y_j} \tag{A.1}$$

$$\pm\frac{q_j}{C\rho}=(a+\varepsilon_H)_j\frac{\partial T_j}{\partial r} \tag{A.2}$$

A. 1 내관은 일정열유속을 갖고 외관은 절연된 경우

공식(A.2)를 공식(A.1)로 나누고 j=i인 경우를 정리하면 다음과 같다

$$\partial T_i = \frac{\frac{q_i}{\rho C}(1+\varepsilon_M/\nu)_i \frac{\partial u_i}{\partial y_i}}{\frac{\tau_i}{\rho}\left(\frac{1}{\mathrm{Pr}}+\frac{1}{\mathrm{Pr}_t}\varepsilon_M/\nu\right)_i} \qquad (A.3)$$

속도구배와 온도구배의 무차원 파라메터는 다음과 같다

$$\frac{\partial u_i}{\partial y_i} = \frac{\partial u_i^+}{\partial \zeta_i}\frac{1}{\delta_i^+}\frac{u_{\tau Ro}^2}{\nu} \qquad (A.4)$$

$$\frac{\partial T_i}{\partial y} = -\frac{\partial T_i^+}{\partial \zeta_i}\frac{q_{Ri}R_{\tau Ro}^2}{\delta_i^+\nu}\frac{1}{C\tau_{Ro}} \qquad (A.5)$$

공식(A.4)와 공식(A.5)를 공식(A.3)에 대입하고 정리하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial T_i^+}{\partial \zeta_i} = \frac{\partial u_i^+}{\partial \zeta_i}\frac{(1+\varepsilon_M/\nu)_i\frac{q_i}{q_{Ri}}}{\left(\frac{1}{\mathrm{Pr}}+\frac{1}{\mathrm{Pr}_t}\varepsilon_M/\nu\right)_i(\tau_i/\tau_{Ro})} \qquad (A.6)$$

다음으로 j=o인 경우는 위와같은 방법으로 다음과 같다.

$$\frac{\partial T_o^+}{\partial \zeta_o} = -\frac{\partial u_o^+}{\partial \zeta_o}\frac{(1+\varepsilon_M/\nu)_o\frac{q_o}{q_{Ri}}}{\left(\frac{1}{\mathrm{Pr}}+\frac{1}{\mathrm{Pr}_t}\varepsilon_M/\nu\right)_o\frac{\tau_o}{\tau_{Ro}}} \qquad (A.7)$$

공식(A.6)과 공식(A.7)을 더하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial T_j^+}{\partial \zeta_j} = \pm\frac{\partial u_j^+}{\partial \zeta_j}\frac{(1+\varepsilon_M/\nu)_j}{\left(\frac{1}{\mathrm{Pr}}+\frac{1}{\mathrm{Pr}_t}\varepsilon_M/\nu\right)_j}\frac{q_j/q_{Ri}}{\tau_j/\tau_{Ro}} \qquad (A.8)$$

A. 2 외관은 일정열유속을 갖고 내관은 절연된 경우

위와 같은 방법으로 다음과 같다

$$\frac{\partial T_j^+}{\partial \zeta_j} = \pm\frac{\partial u_j^+}{\partial \zeta_j}\frac{(1+\varepsilon_M/\nu)_j}{\left(\frac{1}{\mathrm{Pr}}+\frac{1}{\mathrm{Pr}_t}\varepsilon_M/\nu\right)_j}\frac{q_j/q_{Ro}}{\tau_j/\tau_{Ro}} \qquad (A.9)$$

공식(A.8)과 공식(A.9)를 단일방정식으로 나타내면 다음과 같다.

$$\frac{\partial T_j^+}{\partial \zeta_j} = \pm\frac{\partial u_j^+}{\partial \zeta_j}\frac{(1+\varepsilon_M/\nu)_j}{\left(\frac{1}{\mathrm{Pr}}+\frac{1}{\mathrm{Pr}_t}\varepsilon_M/\nu\right)_j}\frac{q_j/q_{Rk}}{\tau_j/\tau_{Ro}} \qquad (A.10)$$