

평행평판내 비대칭 난류유동과 열전달의 예측

안수환* · 오세경* · 손유식* · 이우재** · 권중현***

Prediction of Asymmetric Turbulent Fluid Flow and Heat Transfer in the Parallel Plates

S. W. Ahn · S. K. Oh · Y. S. Son · W. J. Lee · J. H. Kwon

Key words : Parallel Plane Plate(평행평판), Wall Roughness(벽면조도), Fully Developed Region (완전히 발달된 영역), Integral Method(적분법)

Abstract

We report on the analytical results of examination of fully developed asymmetric flow and heat transfer between parallel plane plates. The asymmetry was introduced by roughening one of the plane while the other was left smooth. The integral method together with a turbulence model based on modified Prandtl's mixing length theory for the rough was used to determine the velocity distribution and friction. The temperature distribution is then predicted and heat transfer coefficients are calculated.

The present paper shows that the heat transfer increases more than the friction factor for a given roughness structure. Generally the results show the strong effect of asymmetry on engineering parameters. Furthermore, it is the roughness structure which influences the nature of asymmetry and heat transfer.

기호설명

c 정압비열
C 상수, 5.52
De 등가직경

e 거칠기 높이
f 마찰계수
k 열전도도
K 혼합길이 상수, 0.4
Nu 누셀트수(Nusselt number)

* 경상대학교 기관공학과, 해양산업연구소 (원고접수일 : 97년 9월)

** 경상대학교 정보통신공학과

*** 경상대학교 해양토목공학과

- p 정압
- P 거칠기 피치
- Pr 프란틀수(Prandtl number)
- q 열유속
- Re 레이놀즈수
- S 채널벽면간의 거리
- St 스타튼수(Stanton number)
- T 온도
- u 시간평균속도
- y 평판에 대한 수직거리
- Zro 속도가 0인 가상의 지점
- ε 와확산
- τ 전단응력

위첨자

- * 무차원량; 속도의 경우 $u^+ = u/u_{\tau s}$,
길이의 경우 $y^+ = yu_{\tau s}/\nu$
- ** 무차원량; 속도의 경우 $u^{++} = u/u_{\tau r}$,
길이의 경우 $y^{++} = yu_{\tau r}/\nu$,
온도의 경우 $T^{++} = \frac{(T_w - T)C_p \tau_r}{q_w u_{\tau r}}$

아래첨자

- b 평균
- H 열
- m 최대속도지점
- M 운동량
- r 거친 벽
- s 매끈한 벽
- t 난류
- o 전단응력이 0인 지점

1. 서 론

열교환기 등의 열공정산업기에서 열전달 성능을 향상시키기 위해 인위적으로 거친 표면을 이용하여 열전달효과를 향상시키고 있다. 그러나 그에 동반되는 압력강하의 증가는 바람직하지 않는 펌프동력손실을 크게 만들 수 있다. 그러므로 주어진 열교환기 등의 시스템파라메타들에 대한 최적의 구조는 열교환기 등의 설계자들이 해결해야

할 중요한 과제이다.

이중동심관내의 거칠기가 난류유동과 열전달에 미치는 효과를 Wilkie¹⁾와 안 수환 등^{2,3)}이 매끈한 외벽과 거친 내벽으로 구성된 이중동심관에 대해 연구한 바 있다. Wilkie¹⁾는 거칠기피치/높이의 비가 10인 경우에 대한 강제대류열전달을 실험적으로 조사하였고 안 수환 등²⁾은 거칠기 피치/ 높이의 비가 2, 4, 그리고 8에 대해 유동특성을 측정하고 그 자료를 기초로 하여 적분법으로 열전달을 예측하였다. 그리고 Hanjalic & Launder⁴⁾는 거칠기 피치와 높이의 비가 10인 사각돌출형거칠기를 평행평판에서 한 측에만 설치한 경우에 속도분포, 난류강도, 최대속도와 전단응력이 0인 지점의 비교, 3차속도 상관관계(Triple velocity correlation), 비대칭도(Skewness), 그리고 편평도(Flatness) 등을 실험적으로 광범위하게 연구하여 거칠기가 있는 채널내의 유동에 대한 난류특성을 이론적으로 연구하는데 필요한 중요한 자료들을 제공한 바 있다. 최근에 Youn et al.⁵⁾은 한측벽에만 거칠기가 있는 사각덕트(Duct)내의 마찰계수에 대한 이론적 해석을 한 바 있다. 이는 k- 난류 모델을 이용하여 영국의 CHAM사가 개발한 PHOENICS(Parabolic Hyperbolic Or Elliptical Numerical Integration Code Series) 소프트웨어 패키지로 마찰계수를 예측하였다. Youn et al.⁵⁾은 거칠기 구조를 Nikuradse⁶⁾가 제안한 등가 모래입자형으로 나타내었다. 그러나 Nikuradse⁶⁾가 제안한 등가모래입자형의 거칠기 구조는 대부분 시중의 산업기기에 이용되는 편평의 거칠기 구조에 적용하는데 어려운 경우가 많다.

본 연구에서는 한 측에서만 거칠기 피치/높이의 비가 10인 반복형 거칠기가 설치된 평행평판에 대한 Wilkie et al.⁷⁾와 Hanjalic & Launder⁴⁾의 유동특성에 대한 실험적 연구들의 자료를 기초로 Nikuradse⁶⁾가 제안한 등가모래입자형의 거칠기 높이개념을 이용하지 않고 난류특성을 적분법으로 해석한 후 열전달특성을 예측하고자 한다.

2. 이론해석

Fig. 1과 같은 비대칭적 유동채널의 유동특성을

해석하기 위해 운동량적분방정식을 매끈한 벽측과 거친벽측의 방정식으로 나누었고, 변수, Z_{ro} 를 거친벽측의 속도분포방정식에 도입하였다. 본 연구의 해석에 이용된 가정은 다음과 같다.

- 1) 유동은 정상상태이고 완전히 발달된 난류유동이다.
- 2) 작동유체는 비압축성 유체이고 유체의 성질은 일정하다.
- 3) 거친 벽면은 일정열유속이고, 매끈한 벽면은 단열된 채널이다.
- 4) 최대속도지점과 전단응력이 0인 지점은 일치한다. 비압축성 유동의 질량과 운동량보존에 관한 Navier - Stokes 방정식으로부터 위의 가정을 적용하고 유도하면 다음의 운동량방정식이 유도된다.

$$\frac{\tau}{\rho} = (\nu + \epsilon_M) \frac{du}{dy} \quad (1)$$

거친 영역에서의 속도분포는 혼합길이 이론으로부터 $\frac{u_{rr}}{u_{rr}^+} = \frac{1}{K} \ln\left(\frac{y_r}{Z_{ro}} + 1\right)$ 로 구해지고 무차원 형태로 표시하면 아래와 같다.

$$u^{++} = \frac{1}{K} \ln\left[\frac{y_r^{++}}{Z_{ro}^{++}} + 1\right] \quad (2)$$

그리고 매끈한 영역의 속도분포는 층류저층과 난류영역을 포함한 전체영역을 Reichardt의 벽법칙⁸⁾으로부터

$$u_s^+ = \frac{1}{K} \ln(1 + Ky^+) + 7.8 \left[1 - \exp\left(-\frac{y^+}{11}\right) - \frac{y^+}{11} \exp\left(-\frac{y^+}{3}\right)\right] \quad (3)$$

이다. 양벽면의 전단응력으로부터 채널전체의 마찰계수는 다음과 같이 정의하였다.

$$f = \frac{\tau_{wr} + \tau_{ws}}{\rho u_b^2} \quad (4)$$

여기서 채널내의 양벽면의 전단응력의 합은 유체 요소에 대한 운동량평형으로부터

$$\tau_{wr} + \tau_{ws} = S \left(-\frac{dp}{dx}\right) \quad (5)$$

이다. 위의 두 식으로부터 채널전체의 마찰계수는 아래와 같이 나타내어진다.

$$f = \frac{S}{\rho u_b^2} \left(-\frac{dp}{dx}\right) \quad (6)$$

레이놀즈수 (Re)는 아래와 같이 정의하였다.

$$Re = \frac{\rho u_b De}{\mu} = 2S^{++} u_b^{++} \quad (7)$$

온도분포는 Navier - Stokes 에너지 방정식으로부터 식 (1)과 같은 방법으로 유도하면 다음과 같이 유도된다.

$$-\frac{q}{\rho c_p} = (k + \epsilon_H) \frac{dT}{dy} \quad (8)$$

위식을 무차원화하면 아래와 같다.

$$\frac{q}{q_w} = (\epsilon_H/\nu + \frac{1}{Pr}) \frac{dT^{++}}{dy_r^{++}} \quad (9)$$

여기서

$$T^{++} = (T_w - T) \frac{C_r \tau_r}{q_w u_{rr}} \quad (10)$$

이다. 열유속비는 열적으로 완전히 발달된 영역 (thermally fully developed region)은 Lee⁹⁾에 의하여 다음과 같이 정의하였다.

$$\frac{q(y_r^{++})}{q_w} = 1 - \frac{y_r^{++}}{S^{++}} \quad (11)$$

식 (11)을 식 (9)에 대입하고 적분하면 다음과 같다

$$T^{++} = \int_{Z_{ro}^{++}}^{S^{++}} \frac{1}{(\epsilon_H/\nu + 1/Pr)} dy_r^{++} - \frac{1}{S^{++}} \int_{Z_{ro}^{++}}^{S^{++}} \frac{y_r^{++}}{(\epsilon_H/\nu + 1/Pr)} dy_r^{++} \quad (12)$$

여기서 (ϵ_H/ν) 는 식 (1)에서 Prandtl의 가정¹⁰⁾, $\epsilon_H/\epsilon_M = 1$ 을 적용하여 정리하면

$$(\epsilon_H/\nu)_r = [1/(du_r^{++}/dy_r^{++})] - 1 \quad Z_{ro}^{++} < y_r^{++} < y_m^{++} \quad (13)$$

이고

$$(\epsilon_H/\nu)_s = [1/(du_s^{++}/dy_r^{++})]$$

$$y_m^{++} < y_r^{++} < S^{++} \quad (14)$$

이다. 누셀트수 (Nusselt number)는 다음과 같이 정의하였다.

$$Nu = \frac{hDe}{K} \quad (15)$$

여기서

$$h = \frac{q_w}{T_w - T_b} \quad (16)$$

이고 누셀트수를 무차원화하면 다음과 같다.

$$Nu = \frac{De^{++}}{T_b^{++}} Pr \quad (17)$$

여기서

$$T_b^{++} = \frac{\int_{z_{ro}^{++}}^{x_m^{++}} T^{++} u_r^{++} y_r^{++} dy_r^{++} + \int_{y_{ro}^{++}}^{S^{++}} T^{++} u_s^{++} y_r^{++} dy_r^{++}}{\int_{z_{ro}^{++}}^{x_m^{++}} u_r^{++} y_r^{++} dy_r^{++} + \int_{y_{ro}^{++}}^{S^{++}} u_s^{++} y_r^{++} dy_r^{++}} \quad (18)$$

이고

$$u_b^{++} = \frac{1}{S^{++}} \left[\int_{z_{ro}^{++}}^{x_m^{++}} u_r^{++} dy_r^{++} + \int_{y_{ro}^{++}}^{S^{++}} u_s^{++} dy_r^{++} \right] \quad (19)$$

이다. 그리고 최대속도지점 (y_m)은 Bhuiyan의 실험식¹¹⁾으로부터 아래의 값을 이용하였다.

$$\frac{y_m}{S} = 0.299 Re^{0.066} (S/\epsilon)^{0.14} (P/\epsilon)^{0.201} \quad (20)$$

식 (20)을 이용하여 Z_{ro} 는 아래와 같이 구했다 (부록 1 참조)

$$Z_{ro}^{++} = y_m^{++} \exp(-D(\ln((S^{++} - y_m^{++})D) + CK)) \quad (21)$$

여기서

$$D = \frac{u_{rs}}{u_r} = \sqrt{\frac{S}{y_m - 1}} \quad (22)$$

이다. 계산절차는 주어진 레이놀즈수의 결과를 얻

기 위해서 임의의 레이놀즈수가 주어져야만 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 예측에는 무차원저층두께(Sublayer thickness)를 사용하였고 그 무차원 저층두께는 R_o^+ 와 R_m^+/R_o^+ 의 크기에 서로 관계되므로 R_o^+ 와 R_m^+/R_o^+ 값들은 레이놀즈수의 변수들이다. 추측된 R_m^+/R_o^+ 값으로서 매끈한 영역과 거친 영역의 속도형상을 얻고, 최대속도지점에서 속도가 연속성인지 확인한다. 속도가 연속성일 때 속도형상으로부터 레이놀즈수를 계산한다. 최대속도지점에서 연속적이지 못할 때에는 R_m^+/R_o^+ 값들을 다시 추측한다. 이때 계산된 레이놀즈수와 같으면 속도분포, 온도분포, 마찰계수, 그리고 누셀트수를 구한다.

3. 결과 및 검토

Fig. 1은 본 연구에서 해석하고자 하는 사각형 거칠기를 한 측에만 설치한 평행평판의 채널구조를 보여준다. Fig. 2는 한측벽은 거칠기피치/높이의 비가 10인 거칠기를 가지고 다른 벽은 매끈한 벽면을 가진 평행평판내에서 레이놀즈수가 36400에 대한 시간평균속도분포를 나타낸다. 비교를 위해 Hanjalic & Launder⁴⁾의 실험 값들을 포함하였다. 본 연구의 레이놀즈수의 정의는 평균속도x등가직경/동점도로 표시하였지만 Hanjalic &

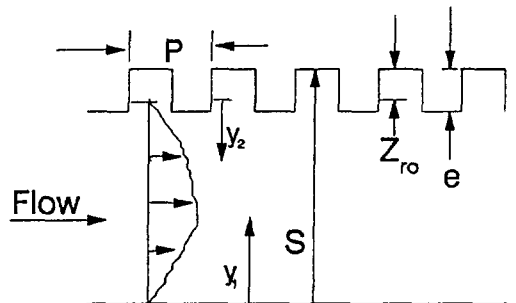


Fig. 1 Geometry of surface roughness

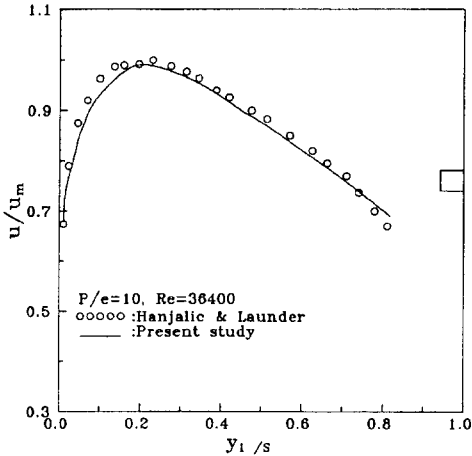


Fig. 2 Mean velocity profiles

Launder는 최대속도 \times 등가반경/동점도로 정의하였다. 레이놀즈수의 정의에 대한 차이 때문에 실제로 채널내의 유속은 많은 차이가 있을 것으로 추측된다. 그러나 유속이 완전히 발달된 난류영역에 속하면 무차원 시간평균속도 분포형상은 유속에 대해 거의 변화가 없으며, 이러한 현상은 Hanjalic & Launder의 실험 결과⁴에서도 볼 수 있다. 본 연구의 등가직경은 $2 \times S$ (양벽면간의 거리)로 정의하였다.

Fig. 3은 레이놀즈수가 35400인 경우에 거친 벽면으로부터 계산된 속도형상을 나타낸다. 속도

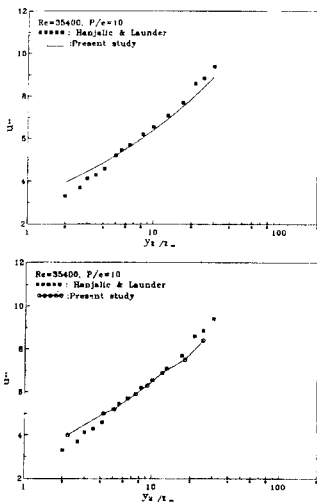


Fig. 3 Rough-wall velocity profiles in universal co-ordinates

형상은 거친 벽면의 마찰속도와 거칠기 높이(e)로 무차원하였다. 비교를 위해 Hanjalic&Launder의 실험 값들을 포함하였다. 두 값들은 대체로 일치함을 보여준다. Hanjalic&Launder의 연구에서는 거칠기흠 속에서 속도가 0인 지점의 위치에 해당하는 y_2 의 원점은 거칠기높이(e)의 0.4배로 하였다. Fig. 4는 양측 모두 매끈한 평행평판의 경우 본 연구의 해석에 의한 마찰계수의 결과와 Wilkie et al.⁷과 Hartnett & Koh¹²의 실험자료들을 비교한다. 본 연구의 예측치와 크게 다르지 않음을 보여준다. Hartnett & Koh¹²의 연구는 형상계수(폭과 길이의 비)의 변화가 마찰계수에는 변화를 주지 못함을 실험적으로 보여준다. 원형파이프에 대한 마찰계수들은 사각채널이나 이론의 평행평판의 경우들과 큰 차이를 보이지 않고 있다. Fig. 5는 $Re=50000$ 에서 거칠기높이가 마찰계수에 미치는 영향을 보여준다. 비교를 위하여 양측 모두 동일한 형태의 거칠기가 있는 Wilkie et al.⁷의 실험결과를 포함하였다. 마찰계수는 Wilkie et al.⁷와 같이 거칠기 높이가 증가할수록 증가하였다. 그러나 증가율은 Wilkie et al.⁷의 결과에 비해 매우 완만하였다. 이는 거칠기 높이에 따른 와확산의 증가는 어느 정도 거칠기 높이까지는 급격하게 증가하나 그 이후부터는 와확산이 크게 변하지 않는 난류의 특성 때문이라 사료된다. 양측벽면 모두 거칠기를 설치한 경우가 한 측에서만 거칠기가 설치

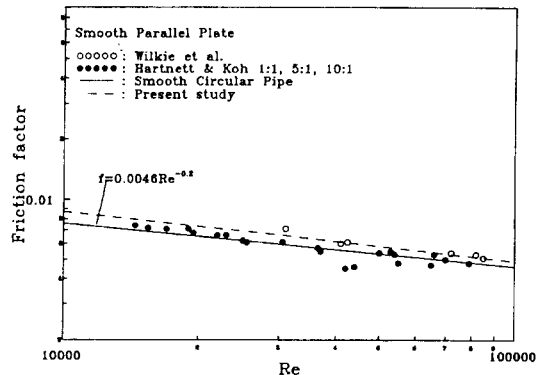


Fig. 4 Friction factors for smooth rectangular channel

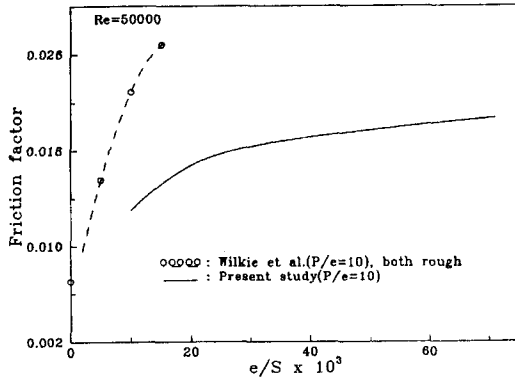


Fig. 5 Variation of friction factors with rib height

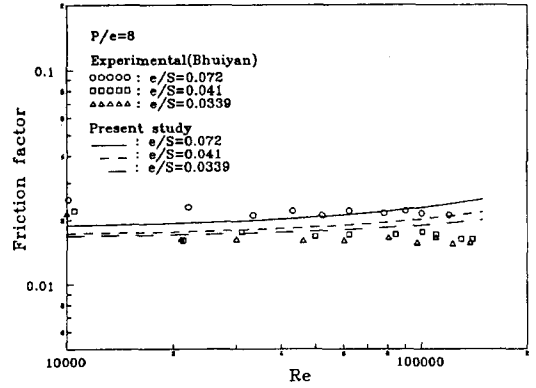


Fig. 6 Friction factors for parallel plate with one side rough wall

된 본 연구의 결과보다 훨씬 마찰계수의 값들이 크음을 보여준다.

Fig. 6은 $P/e=8$ 인 경우 레이놀즈수에 대한 마찰계수의 변화를 보여준다. Fig. 5와 같이 거칠기 높이 (e)가 클수록 증가하는 유사한 경향을 보인다. 비교를 위하여 거칠기 높이 (e)가 2.4 mm인 조건에서 양벽면간의 거리(S)를 변화시킨 경우인 Bhuiyan¹¹⁾의 실험결과를 포함하였다. 두 자료들은 레이놀즈수가 작거나 매우 큰 경우를 제외하고는 대체로 일치한다. Bhuiyan¹¹⁾의 시험부(Test section)는 채널높이가 41.6cm이고, 양벽면간의

거리(S)가 3.334cm, 5.817cm, 그리고 7.144cm로서 $e/S=0.072, 0.041$, 그리고 0.0339로 구성되었다. Fig. 7은 매끈한 양벽면의 평행평판에서 레이놀즈수에 대한 스탠톤수(Stanton number)의 변화를 보여준다. 여기서 스탠톤수(St)는 $Nu/(Pr \cdot Re)$ 로 정의하였다. 비교를 위하여 Fig. 4에서와 같이 원형파이프에 대한 Colburn의 자료를 포함하였다. 본 연구에서 평행평판에 대한 예측치(Predicted values)를 보면 마찰계수에서는 원형파이프의 경우와 거의 비슷하지만, 스탠톤수(St)에서는 원형파이프보다 작았다. 이는 전체적으로 가열된 원

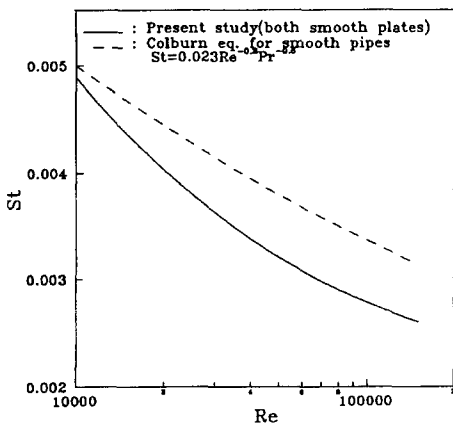


Fig. 7 Stanton numbers for smooth parallel plates

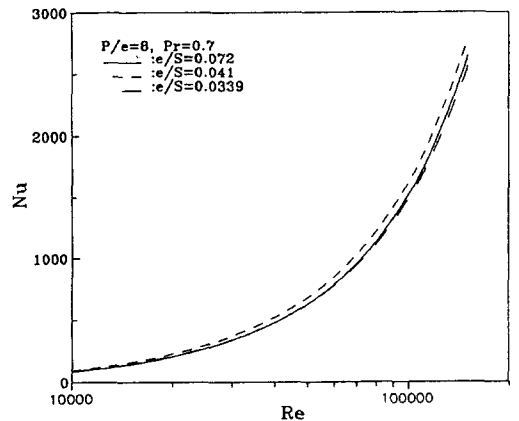


Fig. 8 Variation of Nusselt numbers with ratio of rib height to equivalent diameter

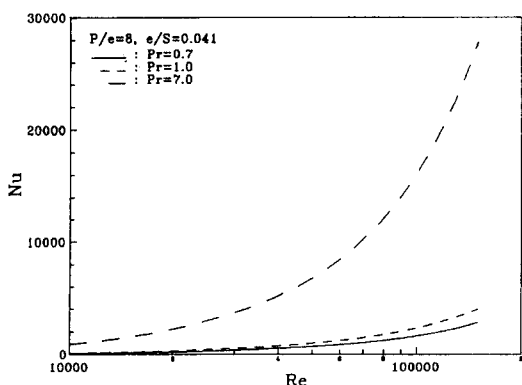


Fig. 9 Variation of Nusselt numbers with Prandtl numbers for parallel plate with one side rough wall

형파이프는 한 측은 가열되고 반대측은 단열된 평행평판의 경우보다 유체가 전열면적에 접촉하는 비율이 크기 때문이라 판단된다.

Fig. 8은 $P/e=8$ 이고 $Pr=0.7$ 에서 레이놀즈수에 대한 누셀트수(Nu)의 변화를 보여준다. Fig. 8에서는 거칠기 높이가 증가할수록 마찰계수가 증가하는 모습을 보이나 일반적 예상과는 달리 누셀트수(Nu)는 $e/S=0.041$ 에서 가장 컸다. 이는 거친 벽을 가진 채널내의 난류유동에서 열전달의 크기는 전열면적과 거칠기 요소간의 홈에서 발생하는 유체의 재순환(Recirculation)과 거칠기 요소 홈 외부의 채널유동간의 상호작용의 크기 등에 의해서 좌우되기 때문이라 판단된다. Fig. 9는 거칠기 구조가 $P/e=8$ 이고 e/S 가 0.041 인 경우에서 레이놀즈수에 대한 누셀트수를 보여준다. 프란틀수(Pr)도 레이놀즈수(Re)처럼 누셀트수(Nu)에 대해 민감하게 작용하는 것은 내관 외벽면에만 거칠기가 설치된 이중동심관의 경우¹³⁾와 유사한 경향을 보인다.

4. 결 론

1. 마찰계수는 거칠기높이가 증가할수록 증가한다. 즉, 양측모두 거칠기가 설치된 경우에는 $e/S=0$ 과 0.02 사이에서 급격한 증가율을 보였으

나 한측벽에만 거칠기가 설치된 경우에는 $e/S=0.03$ 이상에서는 증가율이 완만하였다.

2. 매끈한 평행평판의 경우 마찰계수는 원형파이프와 비슷하였지만 스탠튼수(St)는 원형파이프보다 작았다.

3. $e/S=0.072, 0.041$ 그리고 0.0339인 경우 거칠기 높이가 증가할수록 마찰계수는 증가하나 누셀트수(Nu)는 $e/S=0.041$ 에서 가장 컸다.

감사의 글

이 논문은 1997년도 경상대학교 해양과학대학 부설 해양산업연구소 학술연구조성비에 의해 연구되었음

참고문헌

1. Wilkie, D., Forced Convection Heat Transfer from Surfaces Roughened by Traverse Ribs. (1969), Paper No. 1, Int. Heat Transfer Conference, Chicago.
2. 안 수환, 이 윤표, 김 경천, 사각돌출형 표면 거칠기가 있는 이중동심관내의 난류유동과 열전달, 대한기계학회논문집, 17-5, (1993), 1294 - 1303.
3. Ahn, S. W., Kim, K. C., Fully Developed Fluid Flow and Heat Transfer in rough Annuli, International Communications in Heat and Mass Transfer, (in Press).
4. Hanjalic, K., Launder, B. E., Fully Developed Asymmetric Flow in a Plane Channel, J. of Fluid Mechanics, 51 - 2, (1972), 301 - 335.
5. Youn, B., Yuen, C., Mills, A. F., Friction Factor for Flow in Rectangular Ducts with One side Rib Roughened, ASME, J. of Fluids Engineering, 116, (1994), 489 - 493.
6. Nukuradse, J., Laws of Flow in Rough Pipes, NACA TM - 1292, (1950).
7. Wilkie, D., Cowin, M., Burnett, P., Burgoyne, T., Friction Factor Measurements in a Rectangular Channel with Walls of Identical and Non-identical Roughness, Int. J. Heat Mass Transfer, 10, (1967), 611 - 621

8. Reichardt, H., Vollständige Darstellung der Turbulenten Geschwindigkeitsverteilung in Glatten Leitungen, ZAMM 31, (1951), 208 - 219.
9. Lee, Y., Turbulent Heat Transfer from the Core in Thermal Entrance Region of Concentric Annuli, Int. J. of Heat & Mass Transfer, 11, (1968), 509 - 522.
10. Prandtl, L., NACA TM - 1231, (1949).
11. Bhuiyan, A., An Asymmetric Turbulent Fluid Flow Induced by Rectangular Ribbed Surface Roughness, Master of App. Sci., Dpt. of Mech. Eng., Univ. of Ottawa, (1977).
12. Hartnett, J. P., Koh, J. C. Y., A Comparison of Predicted and Measured Friction Factors for Turbulent Flow through Rectangular Ducts, J. Heat Transfer 84C, (1962), 82.
13. Ahn, S. W., Turbulent Fluid Flow and Heat Transfer Induced by Square - Ribbed Surface Roughness in Concentric Annuli, Master of App. Sci., Dpt. of Mech. Eng., Univ. of Ottawa, (1990).

부 록 1

평행평판채널에서 매끈한 벽과 거친벽의 무차원속도형상에 대한식들로부터 최대속도지점은 일치하므로 아래의 공식이 성립한다.

$$u_m = \frac{u_{\tau}}{K} \ln \left(\frac{y_{mr}}{z_{ro}} \right) = \frac{u_{\tau s}}{K} \ln \left(y_{ms} \frac{u_{\tau s}}{v} \right) + Cu_{\tau s} \quad (A.1)$$

$y_{ms} = S - y_{mr}$ 를 대입하고 (A.1)를 정리하면 다음과 같다.

$$\ln y_{mr} - \ln z_{ro} = \frac{u_{\tau s}}{u_{\tau}} \left(\ln \left[\frac{(S - y_{mr})u_{\tau s}}{v} \right] + CK \right) \quad (A.2)$$

지수형태로 바꾸면 아래와 같다.

$$z_{ro} = y_{mr} \exp \left(- \frac{u_{\tau s}}{u_{\tau}} \left[\ln + \frac{(S - y_{mr})u_{\tau s}}{v} CK \right] \right) \quad (A.3)$$

공식(A.3)에 $\frac{u_{\tau s}}{v}$ 를 곱하고 $\frac{u_{\tau}}{u_{\tau s}} = \frac{\tau_{wr}}{\tau_{ws}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{S}{y_{mr}} - 1}}$ 를 적용하여 무차원식으로

표시하면 다음과 같다.

$$Z_{ro}^{++} = y_{mr}^{++} \exp \left(- D \left[\ln(S^{++} - y_{mr}^{++}) + CK \right] \right) \quad (A.4)$$

여기서 아래첨자 r은 거친벽에서부터의 거리이다.

저 자 소 개



안수환 (安守煥)

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



오세경 (吳世莛)

1948년 3월 6일생, 1973년 2월 부산수대 기관공학과 졸업, 1988년 2월 동대학원졸업(석사), 1997년 3월~현재 동대학원 박사과정을, 1976년 3월~현재 경상대학교 기관공학과 교수 재직, 1991년 1월~1993년 1월 Auburn University 교환교수



손유식 (孫有植)

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



이우재 (李祐在)

1950년 1월 5일생, 1973년 한국항공대학교 항공공학과 졸업, 1983년 2월 건국대학교 전자공학과 대학원졸업(석사), 1996년 3월~현재 경남대학교 전자공학과 대학원 박사과정을, 1976년 5월~현재 경상대학교 정보통신공학과 교수



권중현 (權重鉉)

1953년 12월 24일생, 1980년 한양대학교 토목공학과 졸업, 1983년 2월 건국대학교 대학원 토목공학과 졸업(석사), 1996년 3월~현재 경남대학교 전자공학과 대학원 박사과정을, 1976년 3월 2일~현재 경상대학교 해양토목공학과 교수