파형벽면이 있는 채널내의 난류열전달에 대한 수치해석

박태선*

Numerical Simulation of Turbulent Heat Transfer in a Channel with One Wavy Wall

Tae-Seon Park*

ABSTRACT

Turbulent heat transfer over a fully-developed wavy channel is investigated by a turbulence model. The nonlinear $k-\epsilon-f_\mu$ model of Park et al.[1] is slightly modified and their explicit algebraic heat flux model is employed. The Reynolds number is fixed at $Re_b=6760$ and the wave configuration is varied in the range of $0 \le a/\lambda \le 0.15$ and $0.25 \le \lambda/H \le 4.0$. In order to verify model performances, a large eddy simulation is performed for the selected cases. The model performance is shown to be generally satisfactory. By using $k-\epsilon-f_\mu$ model, the enhancement of heat transfer and the characteristics of turbulent flow in wavy wall are investigated. Finally, the influence of wavy configuration on heat transfer is scrutinized.

초 록

파형벽면이 존재하는 채널유동에 대한 난류열전달이 난류모델에 의해서 조사되었다. Park et al.[1]의 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$모델이 수정되었고, 외재적인 비선형 열유속모델이 사용되었다. 선택된 레이놀즈수는 $Re_b=6760$이고 형상변화 ($0 \le a/\lambda \le 0.15$, $0.25 \le \lambda/H \le 4.0$)에 따른 열전달을 조사하였다. 모델의 성능을 검증하기 위하여 큰에디모사법이 선택된 경우에 수행되었다. 큰에디모사법의 결과와 비교할 때 모델성능은 일반적인 경향을 잘 예측하였다. 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$모델을 이용하여 파형벽면에 의한 열전달의 증가 특징과 형상의 영향이 조사되었다.

Key Words: Wavy Wall(파형벽면), Nonlinear $k-\epsilon-f_\mu$ Model(비선형 $k-\epsilon-f_\mu$모델), Explicit Heat Flux Model(외재적인 열유속모델), Large Eddy Simulation(큰에디모사법)

1. 서 론

파형벽면이 있는 채널에서의 난류유동은 항력

† 2004년 12월 2일 접수 ~ 2005년 6월 20일 심사완료
* 정회원, 경북대학교 기계공학부
연락저자, E-mail: tsparkjp@knu.ac.kr

변화뿐만 아니라 열전달 증가현상 때문에 관심이 고조되고 있다. 채널형상은 고밀도 열교환기, 로켓연소기의 냉각채널, 가스터빈의 냉각채널 등 다양한 응용분야에서 기본형상으로 활용되고 있다. 이러한 응용기기에서 열전달을 증가시키거나 난류로의 천이를 빠르게 하기 위하여 Rib을 설치하거나 채널벽면을 주름지게 하는 것이 일반적이다.

이러한 열전달을 증가시키는 방법을 이해하기 위하여 많은 연구자들은 표면형상이 변화된 채널유동에 많은 관심을 가져왔다. Goldstein and Sparrow[2]는 삼각형의 파형벽면이 있는 채널에서 나프탈렌승화법을 이용하여 열전달을 측정하였다. 그들은 재순환유동의 존재를 확인하였고 평균열전달계수가 난류영역에서 평면채널에 비해서 3배로 증가함을 발견하였다. 또한 Saniei and Dini[3]는 파형벽면이 유동의 불안정을 유발하여 난류영역에서 열전달계수는 파형벽면의 정점보다 약간 상류에서 최대값이 발생함을 실험적으로 보여주었다. 그러나 이들의 연구는 입구와 출구가 있는 경우로서 입구유동의 조건에 따라서 정상상태나 비정상상태가 발생되어질 수 있고 입구유동의 발달상태에 따라서 그 효과를 분석하기에 어려운점이 있다. 따라서 본 연구에서는 한쪽벽면이 파형형상을 가지는 완전히 발달된 채널에 대하여 대류열전달을 살펴보고자 한다.

파형형상이 있는 채널에서 중요한 변수는 레이놀즈수(Re_b), 채널폭(H), 파형길이(λ) 그리고 파형의 높이(a)이다. 파형벽면의 영향을 자세히 조사하기 위해서 본 연구는 그 첫 번째 시도로서 파형의 높이 변화 ($0 \le a/\lambda \le 0.15$)에 따른 대류열전달의 변화를 살펴보고 선택된 경우에 대하여 파형길이의 변화에 따른 열전달계수의 영향을 검토하고자 한다. 본 해석은 Park et al.[1]이 개발한 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델과 큰에디모사법(LES)을 이용하여 수행되었다.

2. 본 론

21 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$ 지배방정식

비정상 난류유동에 대한 지배방정식은 Park et al.[1]이 제안한 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$모델에 근거한다.

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j\frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\rho \partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\nu\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - q_{ij}\right) + F_1\delta_{1i} \tag{2}$$

여기서 F_1은 완전히 발달된 채널유동에서 일정유량을 유지하기위한 압력구배항이다[4]. 레이놀즈 응력($q_{ij} = \overline{u_i u_j}$)은 다음식에 의해서 얻어진다.

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t\left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3}k\delta_{ij} - \tau_{ij}^N \tag{3}$$

$$\nu_t = C_\mu f_{\mu 1} f_{\mu 2}\frac{k^2}{\epsilon} \tag{4}$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j\frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left((\nu + \nu_t/\sigma_k)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right) + P_k - \epsilon \tag{5}$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + U_j\frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left((\nu + \nu_t/\sigma_\epsilon)\frac{\partial \epsilon}{\partial x_j}\right)$$
$$+ (C_{\epsilon 1}^* P_k - C_{\epsilon 2} f_2 \epsilon)/T_s + C_{\epsilon 3}(1 - f_w)\nu\nu_t\left(\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_k}\right)^2 \tag{6}$$

모델상수들은 $\sigma_k = 1.1$, $\sigma_\epsilon = 1.3$, $C_{\epsilon 2} = 1.9$와 $C_{\epsilon 3} = 0.8$의 값을 가진다. 자유유동의 난류에너지 감소효과에 $f_2 = 1 - (2/9)\,exp(-0.33R_t^{1/2})$이고, 난류시간척도에 $T_s = \sqrt{(k/\epsilon)^2 + 36\,(\epsilon/\nu)}$, 모델상수 $C_{\epsilon 1}^* = 1.42 + C_\mu/(1 + 5f_{\mu 2}(C_\mu\eta)^2)$이다.

벽면감쇄함수는 $f_\mu = f_{\mu 1} f_{\mu 2}$로 정의되는데, $f_{\mu 1}$은 벽면근처에서의 감쇄효과를 고려하고 $f_{\mu 2}$는 와점성계수에 변형률에 대한 함수성을 부여하기 위하여 도입된 실현성이 부여된 형태이다[5].

$$f_{\mu 1} = f_w^2(1 + 10\,exp(-(R_t/120)^2)R_t^{-3/4}) \tag{7}$$

$$\frac{\partial^2 f_w}{\partial x \partial x_j} = \frac{R_t^{1.5}}{A^2 L^2}(f_w - 1) \tag{8}$$

$$f_{\mu 2} = 5.41\,g/(g^2 + A_s) \tag{9}$$

여기서, $C_\mu = 0.09$와 $A = 8.4$가 이용되었고 난류길이척도는 Kolmogorov 길이척도가 최소값으로 도입된 $L^2 = k^3/\epsilon^2 + 70^2\sqrt{\nu^3/\epsilon}$이다. $f_{\mu 2}$식에 사용

된 g는 다음과 같다.

$$g=\begin{cases}\frac{C_o}{3}+(P_1+\sqrt{P_2})^{1/3}+sign\,(P_1-\sqrt{P_2})|P_1-\sqrt{P_2}|^{1/3} & ,P_2\geq 0\\ \frac{C_o}{3}+2(P_1^2-P_2)^{1/6}\cos\left(\frac{1}{3}\arccos\left(\frac{P_1}{\sqrt{P_1^2-P_2}}\right)\right) & ,P_2<0\end{cases} \quad (10)$$

여기서, $P_1=C_o\left[\frac{C_o^2}{27}-\frac{A_s+\alpha_1\eta^2}{6}+\frac{1}{2}\right]$

$P_2=P_1^2-\left[\frac{C_o^2}{9}-\frac{A_s+\alpha_1\eta^2}{3}\right]$, $A_s=\alpha_3\xi^3-\alpha_2^2\eta^2/3$,

$S_{ij}^*=S_{ij}k/\epsilon$, $W_{ij}^*=W_{ij}k/\epsilon$, $\eta=f_wS^*$,

$\xi=f_wW^*$, $S^*=\sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$, $W^*=\sqrt{2W_{ij}W_{ij}}$,

$C_o=2.5$, $\alpha_1=-0.48$, $\alpha_2=-0.375$, $\alpha_3=-0.8$ 이다. 비선형 응력항은 다음과 같이 표현된다.

$$\tau_{ij}^N=k\beta_2\left(S_{ik}^*S_{kj}^*-\frac{1}{3}S_{mn}^*S_{mn}^*\delta_{ij}\right)$$
$$+k\beta_3\left(W_{ik}^*S_{kj}^*-S_{ik}^*W_{kj}^*\right)+k\beta_4\left(S_{il}^*S_{lm}^*W_{mj}^*-W_{il}^*S_{lm}^*S_{mj}^*\right)$$
$$+k\beta_5\left(W_{il}^*W_{lm}^*S_{mj}^*+S_{il}^*W_{lm}^*W_{mj}^*+0.5S_{ij}^*W^{*2}-\frac{2}{3}III_S\delta_{ij}\right) \quad (11)$$

여기서 $III_S=S_{lm}^*W_{mn}^*W_{nl}^*$이고,

$\beta_2=4\alpha_2C_\mu f_{\mu 2}f_w^2/g+\beta_{2,wall}$, $\beta_3=2\alpha_3C_\mu f_{\mu 2}f_w^2/g+\beta_{3,wall}$

$\beta_4=-6\alpha_2\alpha_3C_\mu f_{\mu 2}f_w^2/g^2$, $\beta_5=2\alpha_3^2C_\mu f_{\mu 2}f_w^2/g^2$

$\beta_{2,wall}=(1-f_w)2/S_w$

$\beta_{3,wall}=(1-f_w)(1.5/S_w-2\alpha_3C_\mu f_{\mu 2}f_w^2/g)$ (12)

여기서 S_w는 벽면에서 비등방텐서의 거동으로부터 $S_w=[1+max(S^*,W^*)^2]/(1+f_w)$이 얻어졌다. 윗식의 기본적인 형태와 유도과정은 Park et al.[1]의 연구에 자세히 검토되어 있다.

2.2 에너지 방정식

열전달 해석을 위한 온도방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial T}{\partial t}+U_j\frac{\partial T}{\partial x_j}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left((\nu/Pr)\frac{\partial T}{\partial x_j}-Q_j\right) \quad (13)$$

Eq. 13에서 열유속 ($Q_j=\overline{\theta u_j}$)을 구하기 위한 비선형 난류열유속 모델 (EAHM)은 유동장 모델과 비슷한 방법으로 유도된다. Park et al.[1]이 제안한 EAHM은 다음과 같다.

$$\overline{\theta u_i}=-\alpha_t\left(\frac{2}{3}\delta_{ij}+2f_wb_{ij}\right)T_{,j}$$
$$+\alpha_{ik}\left(S_{km}^\theta+W_{km}^\theta\right)T_{,m}$$
$$-2\alpha_{ik}\left(S_{kl}^\theta S_{lm}^\theta+S_{kl}^\theta W_{lm}^\theta+W_{kl}^\theta S_{lm}^\theta\right)T_{,m} \quad (14)$$

$$\gamma_2=\frac{(2+\eta_t^*)f_w}{2+\xi_s^2+\eta_t^*(1+\eta_t^*)} \quad (15)$$

여기서 $\alpha_{ik}=\alpha_t\gamma_2\overline{u_iu_k}/k$, $S_{ij}^\theta=C_{T2}S_{ij}k/\epsilon$, $W_{ij}^\theta=C_{T3}W_{ij}k/\epsilon$, $\eta_t^*=\xi_t^2-\eta_t^2$, $\xi_s=max(\xi_t^2,\eta_t^2)$, $\xi_t=\sqrt{W_{ij}^\theta W_{ij}^\theta}$, $\eta_t=\sqrt{S_{ij}^\theta S_{ij}^\theta}$이다. 모델상수는 $C_{T2}=0.2$와 $C_{T3}=0.12$이다. 벽면효과는 감쇄함수 f_λ에 의해서 고려된다. 일반적인 벽면임계거동은 $\partial T/\partial y\sim y^0$에서 $-\overline{v\theta}\sim y^3$을 만족하도록 하였다.

$$\alpha_t=C_\lambda f_\lambda\nu_t \quad (16)$$

$$f_\lambda=[1-exp(-8f_w)]^3 \quad (17)$$

$$C_\lambda=\frac{2}{3}\left(1+\frac{12.5}{R_t^{0.5}}\right)^2\left(1+\frac{130}{R_tPr}\right)^{-0.25} \quad (18)$$

2.3 Subgrid 응력모델

난류유동구조를 살펴보기 위하여 큰에디모사법에 사용된 Subgrid 응력모델은 비등방 부분이 $q_{ij}=\tau_{ij}-\tau_{kk}\delta_{ij}/3=-\nu_t2\overline{S}_{ij}$처럼 유동변형률과 와점성계수의 곱으로 표현되는 기본적인 형태를 가지고 있다. $\tau_{ij}=\overline{u_iu_j}-\overline{u}_i\overline{u}_j$로 정의된다. Smagorinsky[6]는 $q_{ij}=-2C\Delta^2|\overline{S}|\overline{S}_{ij}$의 형태로 모델을 제안하였지만, 많은 연구에서 모델상수 C가 유동장마다 다른 값을 가져야 좋은 결과를 주는 것으로 연구되었다.

Smagorinsky상수(C)의 임의성을 제거하기 위하여 Germano et al.[7]은 동적 SGS모델을 제안하였다. 이 모델은 필터폭 Δ를 가지는 grid filter $\overline{G}$와 필터폭 $\hat{\Delta}$를 가지는 test filter $\hat{G}$를 사용하여 나타나는 SGS응력의 상사성을 이용하여 모델상수를 시간과 공간의 함수로 구하게 된다. 이때 test filter는 grid filter보다 커야 한다. 우선 test filter를 적용했을 때 나타나는 응력은 $T_{ij}=\widehat{\overline{u_iu_j}}-\widehat{\overline{u_i}}\,\widehat{\overline{u_j}}$로 정의된다.

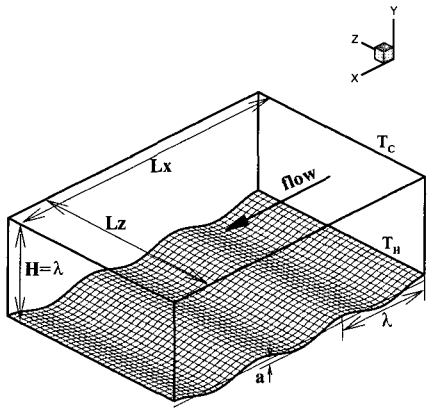


Fig. 1 Computational Domain of Flow over a Wavy Wall

τ_{ij}와 T_{ij}에 Smagorinsky모델을 적용하면 다음과 같다.

$$\tau_{ij}-\tau_{kk}\delta_{ij}/3 = -2C\Delta^2|\overline{S}|\overline{S}_{ij} \quad (19)$$

$$T_{ij}-T_{kk}\delta_{ij}/3 = -2C\widehat{\Delta}^2|\widehat{\overline{S}}|\widehat{\overline{S}}_{ij} \quad (20)$$

두 관계로부터 resolved응력 $L_{ij}=T_{ij}-\hat{\tau}_{ij}$가 정의된다.

$$L_{ij}-\delta_{ij}L_{kk}/3 = -2CM_{ij} = 2C(\widehat{\Delta^2|\overline{S}|\overline{S}_{ij}}-\Delta^2|\overline{S}|\overline{S}_{ij}) \quad (21)$$

여기에 Lilly[8]의 오차 자승최소화법 (least square minimization)을 적용하면 모델상수 C가 결정된다.

$$C=-0.5\frac{L_{ij}M_{ij}}{M_{ij}M_{ij}} \quad (22)$$

모델상수 C는 시간과 공간의 함수로 수치적인 불안정이 생길 수 있다. 따라서 본 연구에서는 유동의 균일성이 있는 방향으로 공간적인 평균을 취하는 일반적인 방법을 사용한다.

열전달해석에서는 일정상수의 단순구배형이 사용될 수 있지만 난류프란틀수(Pr_t)의 값이 유동장마다 다르기 때문에 유동장과 비슷한 동적 SGS모델을 적용한다. 에너지 방정식에서 SGS열유속은 $q_j=\overline{\theta u_j}-\bar{\theta}\bar{u}_j=C_t\Delta^2|\overline{S}|T_{,i}$로 정의된다. 이때 유동방정식과 비슷한 방법에 의해서 계수 C_t는 다음의 관계로 얻어진다.

$$C_t=-\frac{F_iH_i}{H_iH_i} \quad (23)$$

$H_i=\widehat{\Delta^2|\overline{S}|T_{,i}}-\Delta^2\widehat{|\overline{S}|T_{,i}}$, $F_i=\overline{\theta u_i}-\bar{\theta}\bar{u}_i$이다.

2.4 수치해석 방법

본 연구는 비엇갈림 (non-staggered) 격자계에서 유한체적법을 이용하였다. 대류항의 차분화는 최근에 그 이용이 확산되고 있는 Lele[9]의 4차 compact 차분법을 적용하였다. 그렇지만 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$모델은 안정성을 위해서 2차 정확도를 가지는 HLPA (hybrid linear and parabolic approximation)기법[10]을 이용하였다. 압력과 속도의 연계성 결여로 생기는 해의 진동을 방지하기 위하여 운동량 보간법을 이용하였다. 모든 방정식은 3차 Runge-Kutta법을 이용하여 시간에 대한 적분을 수행하였다[4]. 압력방정식은 다중격자법[11]으로 매 시간마다 연속방정식을 만족하도록 하였다.

$U=V=W=k=f_w=0$, $\epsilon=2\nu k_1/n_1^2$의 벽면 경계조건을 가지고 하첨자 1은 벽에서 떨어진 첫 번째 격자점을 나타낸다. n은 벽면의 수직방향이다. 열경계조건은 파형벽면이 고온의 T_H를유지하고 평면벽면은 T_C를 유지하는 온도조건이 주어졌다. 계산은 Fig. 1과 같이 x와 z방향으로 주기적인 조건이 주어지고 y방향으로 벽면경계조건이 주어진다. z방향의 계산영역 크기는 난류모델 계산에서는 $L_x\times H\times L_z=3\lambda\times\lambda\times 0$이고 LES계산에서는 $L_x\times H\times L_z=2\lambda\times\lambda\times\lambda$로 선택하였다. 시간간격은 적절한 난류통계량을 얻기 위하여 $\Delta t^+=\Delta t u_\tau^2/\nu<0.3$을 만족하는 고정된 값을 이용하였다.

2.5 난류모델 검증해석

본 해석에 앞서 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$모델과 열유속 모델의 타당성을 검토하기 위하여 평면채널유동 ($a/\lambda=0$)에 대한 검증해석이 이루어졌다. 비교를 위해서 $Pr_t=0.9, 1.0$이 선택되었다. Fig. 2에서 보면 일반적으로 열전달 예측에 많이 사용되고

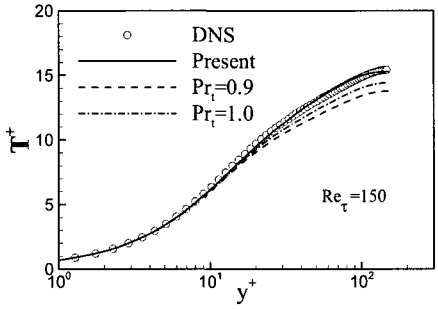


Fig. 2 Comparison of the Predicted T^+ with DNS (Kasagi et al., 1992)

있는 $Pr_t = 0.9$의 결과는 온도의 분포를 작게 예측하는 반면에 현재의 모델은 DNS[12]에 잘 일치하고 있다. 이는 Pr_t를 상수로 가정하는 모델의 일반적인 문제점중의 하나로서 현재의 모델은 이러한 문제점들이 상당히 제거된 형태로서 비선형 열유속모델 Eq. 14의 우수성을 보여주는 결과이다.

2.6 LES 검증해석

파형벽면이 있는 경우에 대한 계산을 수행하기에 앞서 현재 코드의 정확성을 검토하기 위하여 평면채널($a/\lambda = 0$)에서 검증해석이 수행되었다. 계산영역이 $2\pi \times 2 \times \pi$인 평면채널 ($Re_\tau = 150$)에 대해서 격자수 $33 \times 65 \times 33$를 이용하여 DNS[12] 결과와 비교하였다. 이 때의 격자분해능은 $\Delta x^+ = 29.5$, $\Delta y^+ = 0.6 \sim 8.5$, $\Delta z^+ = 14.7$이다. Fig. 3에서 계산결과를 보면 평균온도와 섭동온도를 작게 예측하고 있지만 DNS[12]의 경향을 잘 따라가고 있다. 이러한 차이는 SGS모델의 부정확성과 격자분해능이 충분하지 않은데 기인하는 것으로 생각된다.

3. 결과 및 고찰

파형벽면이 있는 채널에서 난류유동은 파형의 높이가 작을 경우 선형적인 변화를 보이지만 높

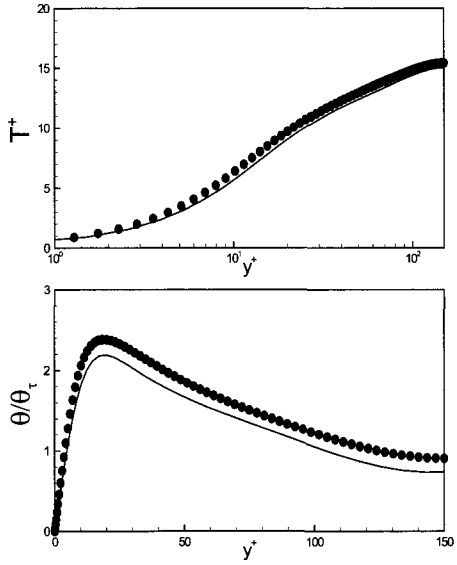


Fig. 3 Mean Temperature and Fluctuations with LES (symbols: Kasagi et al. 1992; lines: Present LES)

이가 커지면 재순환유동이 존재하기 때문에 비선형적인 변화를 보이게 된다. 이러한 변화를 살펴보기 위하여 박태선과 성형진[13]은 Maaβ and Schumann[14]과 같은조건 ($Re_b = 6760$, $\lambda = H$)의 대하여 파형형상이 변하는 경우 항력변화를 살펴보았다. 본 연구는 열전달계수의 변화를 살펴보는데 주된 목적이 있기 때문에 파형벽면이 있는 채널에서 모델계산과 LES의 계산검증은 생략하기로 한다.

3.1 파형높이의 변화에 따른 열전달계수

파형높이의 변화에 앞서 $a/\lambda = 0.05$일 때 난류모델과 코드의 정확성을 살펴보기 위하여 몇 가지 계산이 수행되었다. 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$모델 계산의 적절한 격자밀도를 구하기 위하여 몇가지 계산을 수행하였는데 Fig. 4에 격자수 변화에 따른 열전달계수를 나타내었다. 그림에서 볼 수 있듯이 122×102에서 적절한 격자밀도가 얻어졌다. 이러한 모델계산의 예측성을 검토하기 위하여 Fig. 5에 LES결과와 열유속모델의 변화에

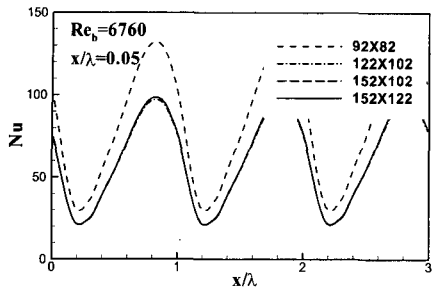


Fig. 4 Grid Convergence Test for Turbulence Model

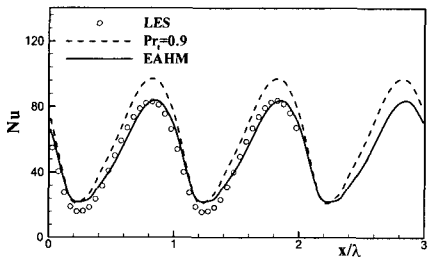


Fig. 5 Comparison of the Predicted Nu

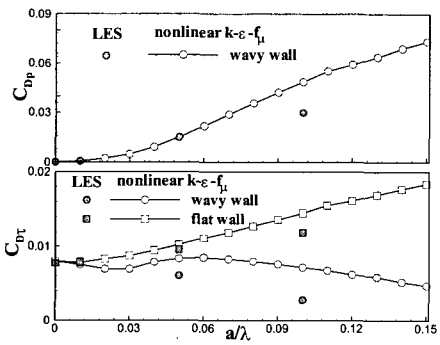


Fig. 6 Comparison of the Predicted Form Drag and Friction Drag

따른 열전달계수를 나타내었다. LES는 동적SGS 모델의 결과이고 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$모델은 $Pr_t=0.9$와 Eq. 14의 EAHM모델을 이용한 결과이다. 예측된 결과에서 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$모델과 온도 방정식에 EAHM모델을 사용하는 것이 신

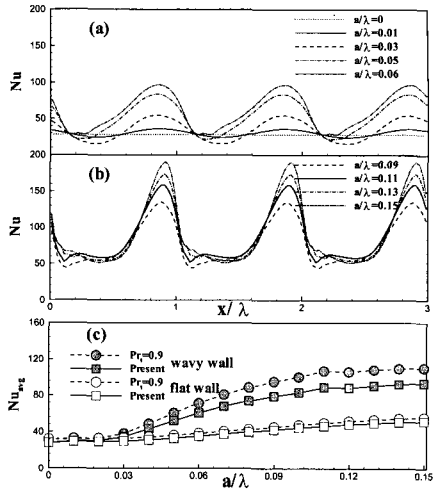


Fig. 7 Comparison of the Predicted Nu (Nonlinear$k-\epsilon-f_\mu$)

뢰성 있는 결과를 얻을 수 있음이 예상된다.

파형높이 변화에 따른 열전달계수의 변화는 유동장의 변화와 밀접하게 연결되어 있기 때문에 Fig. 6에 마찰항력과 압력항력의 변화를 나타내었고 이에 따른 열전달계수(Nu)의 분포를 Fig. 7에 나타내었다. 항력은 $C_D = C_{D_T} + C_{DP} = (1/A)\left(\int \tau_{wall} S_y dA + \int P_{wall} S_x dA\right)$로 나누어서 계산하였고 S_x와 S_y는 벽면에 수직인 단위벡터이다. $Nu = hD_H/k_f = q_{wall}D_H/k_f(T_{wall} - T_b)$로 정의 하였다. 여기서 수력직경 $D_H = 2H$이고 q_{wall}은 벽면에서의 열유속을 나타낸다. 그림에서 보면 열전달계수 분포는 파형벽면의 존재에 의해서 진동하는 형태의 분포를 보여주고 있는데 유동장의 변화와 무관하지 않음을 볼 수 있다. 파형의 골(trough)에서 최소값이 나타나고 마루(crest)에서 최대값을 보이는데 이는 유동장에 역압력/순압력구배가 교차적으로 주어지기 때문에 나타난 현상이다. 파형의 높이가 $a/\lambda = 0.06$보다 커지면 Nu수의 국부적인 최소값이 평면벽($a/\lambda = 0$)에서의 Nu수보다 크게 나타나고 있다. 또한 파형벽면에서 재순환유동의 존재로 인해 파형의 높이가 증가할수록 비대칭성이 심하게

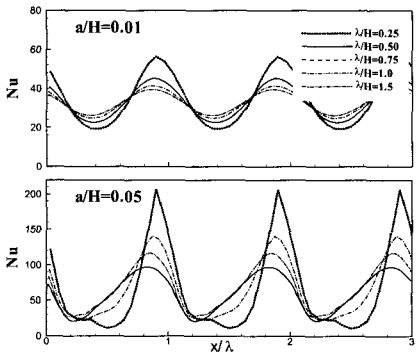


Fig. 8 Comparison of the Predicted Nu

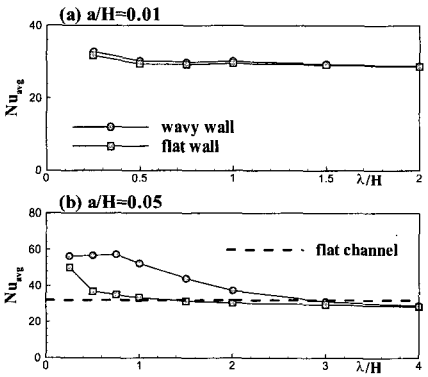


Fig. 9 Comparison of the Averaged Nu

되어짐을 볼 수 있다. 전체적인 변화를 살펴보기 위하여 $Nu_{avg} = (1/A)\int Nu\,dA$를 나타내었다. 비교를 위하여 Eq. 14의 비선형 열유속 모델과 $Pr_t = 0.9$의 결과를 Fig. 7(c)에 나타내었다. 파형벽면은 전반적으로 열전달계수를 증가시키고 있고 파형높이가 어느 정도 이상이면 열전달계수는 거의 비슷한 값을 보여주고 있다. 이는 파형의 높이가 증가함에 따라서 파형의 골에서 재순환유동이 존재하게 되는데 이러한 재순환유동의 크기가 거의 비슷하게 되기 때문에 나타난 현상이다. 파형벽면의 반대쪽 평면벽에서는 상대적인 영향이 작지만 파형높이에 따라서 서서히 증가함을 알 수 있다. 이상의 결과는 파형벽면에서의 열전달은 재순환유동의 존재가 가열된 유체의 혼합을 좌우하기 때문에 열성능을 좌우하는 가장 중요한 변수임을 시사한다. 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델의 예측에서 보면 열전달 증가는 $a/\lambda = 0.15$일 때 $a/\lambda = 0$의 열전달계수보다 3.3배 증가하고 있다. 그러나 Fig. 6에서 보였듯이 전체항력계수는 $a/\lambda = 0.15$일 때 $a/\lambda = 0$의 값보다 9.7배 증가하기 때문에 실제시스템에서는 압력손실을 보충할 수 있는 충분한 보완장치가 있어야 가능할 것으로 생각된다.

3.2 파형길이의 변화에 따른 열전달계수

앞선 해석결과는 파형높이 변화는 유동저항이 증가하지만 열전달증가에 상당한 효과가 있음을 보여주었다. 파형형상의 또다른 영향을 살펴보기 위하여 파형길이를 변화시켜 보았다. Fig. 8과 Fig. 9는 파형길이 변화에 따른 Nu수의 분포를 보여주고 있다. 파형높이는 재순환유동의 존재여부에 따라서 두가지를 선택하였다. 그림을 보면 파형길이가 증가함에 따라서 재순환유동의 존재여부에 관계없이 Nu수는 감소하고 있다. 또한 파형길이가 $3H$이상이면 평면채널의 경우 보다 열전달계수가 작게 나타나고 있다.

3.3 파형높이의 변화에 따른 난류유동의 변화

파형높이가 난류생성과 열유속에 미치는 영향을 살펴보기 위하여 속도의 섭동성분, 난류에너지 생성항(P_k)과 열에너지 생성항(P_θ)에 대한 LES 결과를 검토하였다. 모든 값은 면적평균된 u_τ, θ_τ 그리고 ν에 의해서 무차원화 되었다. Fig. 10은 파형벽면의 일정위치에서 속도의 섭동성분을 보여주고 있다. $a/\lambda = 0.05$일 때 유동의 박리와 재순환유동은 $x/\lambda = 0.15-0.6$사이에 존재한다. 그림에서 보듯이 재순환영역에서는 섭동성분의 최대값이 평면채널의 경우에 비해서 벽면으로 떨어진 위치에서 발생하고 있다. 이는 역압력구배에 의해서 경계층의 발달속도가 느리기 때문에 나타난 현상으로 생각되지만 재순환유동이 후의 재발달영역에서는 순압력구배로 인하여 경계층의 두께가 작아지는 경향을 볼 수 있다.

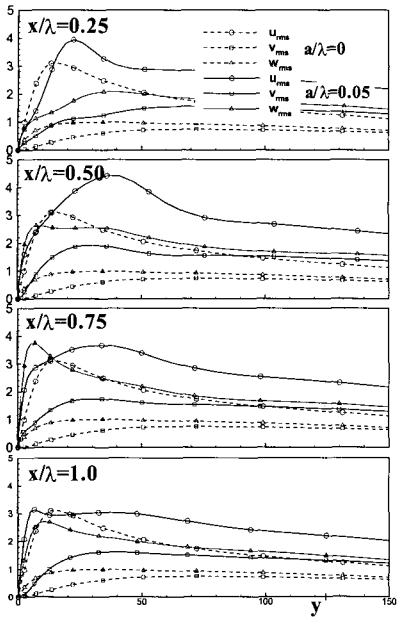


Fig. 10 R.m.s. Velocity Fluctuations

Figure 11은 이러한 섭동속도 변화가 난류에너지 생성에 미치는 영향을 보여주고 있다. 파형높이가 증가함에 따라서 난류에너지 생성은 파형의 골 위쪽에서 크게 나타남을 볼 수 있다. 파형높이가 작은 $a/\lambda=0.01$의 경우 재순환유동이 발생하지 않기 때문에 P_k와 P_θ는 그 크기가 약간 증가하지만 $a/\lambda=0$와 비슷한 분포를 보여주고 있다. 그러나 $a/\lambda=0.05$의 경우 재순환 유동이 발생하여 파형벽면 쪽에서 심한 변화를 볼 수 있다. 이는 주유동 방향의 속도구배가 파형형상에 의해서 유도되기 때문에 나타나는 현상으로 $a/\lambda=0.05$일 때 파형형상이 없는 경우보다 P_k의 최대값이 13.7배 증가하고 있다. 그러나 열에너지 생성은 $a/\lambda=0.05$일 때 파형형상이 없는 경우보다 P_θ의 최대값이 1.5배 증가하고 있다. 국부적인 분포도 난류에너지 생성은 파형벽면의 역압력구배에서 순압력구배로 변하는 위치에서 크게 나타나고 있지만 열에너지 생성은 순압력구배를 받는 가속구간과 파형벽면의 마루근처에서 큰 값을 보여주고 있다. 이는 차가운 유체가 재순환유동에 의해서 고온의 파형벽면으로부터

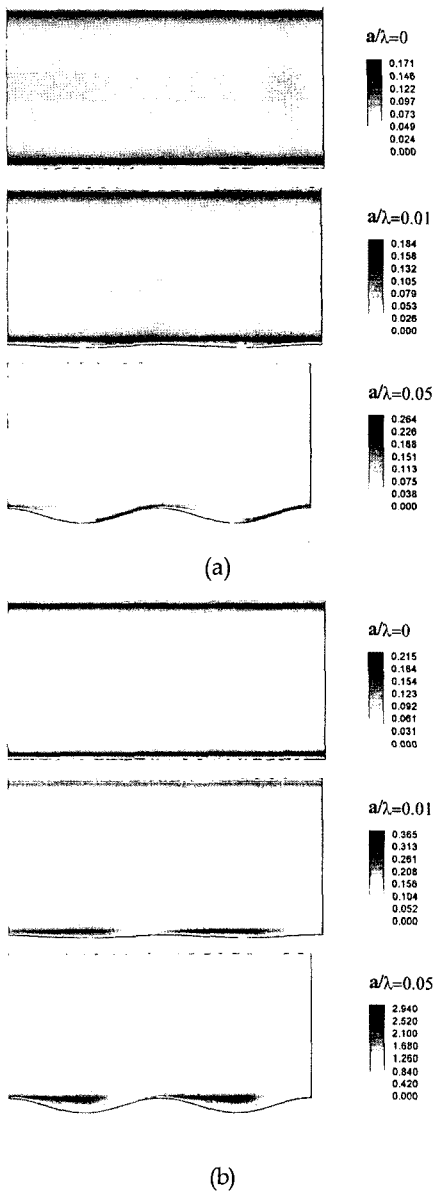


Fig. 11 Comparison of the Predicted P_k and P_θ (a) Kinetic Energy Production; (b) Thermal Energy Production

가열되는 부분과 가속구간에서 온도구배가 증가하여 나타난 현상으로 생각된다.

Figure 12는 $\overline{uv}$, $\overline{u\theta}$, $\overline{v\theta}$의 분포를 보여주고 있다. 기본적인 변화는 Fig. 10에 연계되어 비슷

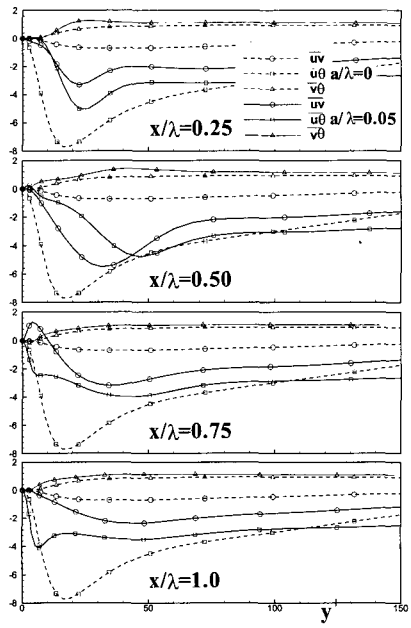


Fig. 12 Reynolds Shear Stress and Turbulent Heat Flux

한 거동을 보여주고 있지만 $\overline{uv}$와 $\overline{u\theta}$의 변화가 $\overline{v\theta}$의 변화보다 심하게 나타나고 있다. 이는 파형벽면의 존재는 벽면에 수직방향에서의 난류성분 보다는 주유동방향의 변화가 더 지배적임을 보여주는 것이다. 이러한 변화는 주로 압력구배의 주기적인 변화에 기인하는 것으로 예측되어진다. 평면채널에서 나타나는 유동구조와의 비교를 위해서 파형벽면 근처에서 Fig. 13에 섭동온도의 고온영역을 나타내었고 Fig. 14에 무차원화된 등온표면 $(T/(T_H - T_C) = 0.89)$ 및 y-z평면의 속도벡터를 나타내었다. 또한 Fig. 15에 일정한 y-평면($y^+ \sim 10$)에서 섭동성분의 분포를 나타내었다. Fig. 15에서 파형벽면 쪽은 파형의 마루에서 $y^+ \sim 10$의 수직거리를 구한다음 각각의 벽면에서 수직거리가 같도록 보간한 x-z평면의 그림을 보여준다. Fig. 14에서 보면 고온의 파형벽면 쪽에서 벽면으로부터 고온의 유체가 상승하는 거동이 조직적인 구조를 가지고 있음을 알 수 있다. 고온유체의 상승은 경계층의 박리영역

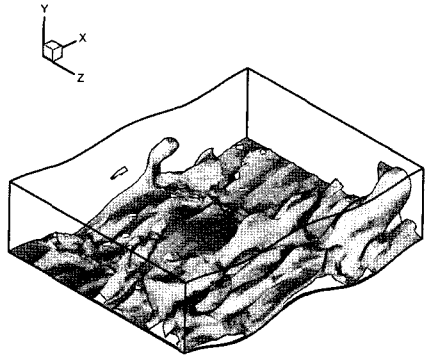


Fig. 13 High Temperature Region $(\theta/T_b > 0.8)$

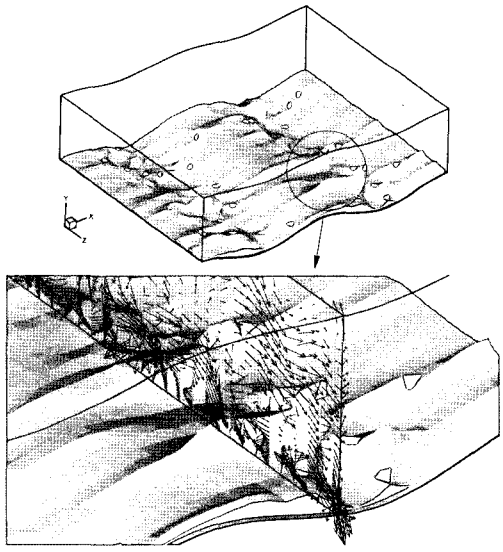
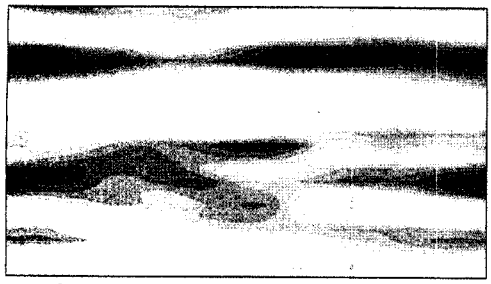


Fig. 14 Large-Scale Motion in the Wavy Trough

에서 강하고 파형의 마루로 접근할수록 약해지고 있다. 이것으로부터 평면채널에서 보이는 streaky난류구조와는 다른 형태로 생각되며 주유동방향에 수직한 단면에 존재하는 2차유동에 주로 기인하는 것이 관찰되고 있다. 이러한 결과는 박태선과 성형진[13]의 연구결과에서 보였듯이 파형벽면 근처의 난류유동은 streaky난류구조 보다는 박리 및 재순환유동에 더 지배를 받는 것



flat wall side (-0.3<u'/U_b<0.3)

wavy wall side (-0.3<u'/U_b<0.3)

(a) fluctuating velocity

flat wall side (-0.3<θ/T_b<0.3)

wavy wall side (-0.3<θ/T_b<1)

(b) fluctuating temperature

Fig. 15 Fluctuating Streamwise Velocity and Temperature

으로 생각된다. 결론적으로 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$모델의 예측과 같이 파형형상이 존재하는 벽면에서 난류유동 및 열전달은 재순환유동의 존재에 가장 커다란 영향을 받음을 알 수 있다. 또한 파형벽면 쪽에서 역압력구배와 곡률효과로 streaky 난류구조가 사라지는 현상은 압력구배, 곡률효과 그리고 유동의 원심불안정성과 연계되어 나타나는 것으로 추정되지만 추가적인 해석을 통하여 자세한 연구가 요구된다.

4. 결 론

냉각채널의 설계에 활용될 수 있는 파형벽면이 있는 채널유동에 대한 대류열전달을 Park et al.[1]의 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$모델에 의해서 조사하였다. 난류모델의 정확성을 검토하기 위하여 몇몇 경우에 대한 큰에디모사법(LES)이 수행되었다.

우선 DNS결과가 존재하는 평면채널에서 수정된 비선형 $k-\epsilon-f_\mu$모델과 LES의 타당성이 검토되었고 파형벽면이 존재하는 경우 모델과 LES결과를 비교하였다. 파형형상의 효과를 살펴보기 위하여 고정된 $Re_b=6760$에서 파형벽면의 높이와 길이를 $0 \le a/\lambda \le 0.15$와 $0.25 \le \lambda/H \le 4.0$로 변화시켰다. Nu수는 파형의 높이가 증가할수록 증가하였지만 $a/\lambda \ge 0.1$에서 증가율이 감소하였다. 이는 파형벽면 쪽에서 발달된 재순환유동의 크기가 일정해지는 현상과 밀접한 관계를 가지고 있었다. 전체적인 열전달 증가는 $a/\lambda=0.15$에서 $a/\lambda=0$보다 3.3배의 증가효과가 있었다. 파형길이에 따른 열전달계수의 변화는 재순환유동의 존재여부에 관계없이 파형길이의 증가는 열전달의 감소를 초래하였다.

파형높이의 변화에 따른 난류유동구조의 변화를 살펴보기 위하여 LES결과로 얻어진 여러 가지 물리량의 거동을 조사하였다. 파형벽면 근처에서 압력구배 변화에 의한 유동박리로 난류에너지 및 열에너지는 증가하였다. 또한 열응력성분은 주유

동방향의 섭동속도에 관계된 성분의 변화가 상대적으로 크게 변하였다. 일반적인 벽면난류에서 발생되는 거대파열현상(bursting event)과 관계된 streaky구조는 파형벽면 쪽에서는 관찰되지 않았고 파형벽면 쪽에서 온도의 조직적인 변화는 주유동방향에 수직한 단면에서 나타나는 2차유동에 의한 변화가 지배적이었다. 이상과 같은 연구결과는 파형벽면이 난류유동에 주는 영향의 기초적인 연구로서 좀더 깊은 연구를 수행하면 파형형상의 변화가 열전달에 주는 효과를 체계적으로 확립할 수 있음을 보여주었다.

참 고 문 헌

1. Park, T.S., Sung, H.J. and Suzuki, K., "Development of a nonlinear near-wall turbulence model for turbulent flow and heat transfer," Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol.24, 2003, pp.29~40
2. Goldstein, J.L. and Sparrow, E.M., "Heat/mass transfer characteristics for flow in a corrugated wall channel," ASME J. Heat Transfer, Vol.99, 1977, pp.187~195
3. Saniei, N. and Dini, S., "Heat transfer characteristics in a wavy-walled channel," ASME J. Heat Transfer, Vol.115, 1993, pp.788~792
4. You, J., Choi, H. and Yoo, J.Y., "A modified fractional step method of keeping a constant mass flow rate in fully developed channel and pipe flows," KSME Int. J. Vol.14, 2000, pp.547~552
5. Park, T.S. and Sung, H.J., "A new low-Reynolds-number $k-\epsilon-f_\mu$ model for predictions involving multiple surfaces," Fluid Dynamics Research, Vol.20, 1997, pp.97~113
6. Smagorinsky, J., "General Circulation Experiments with the Primitive Equations," Mon Weather Rev, Vol.91-3, 1963, pp.99~164
7. Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W., "A Dynamic Subgrid-scale Eddy Viscosity Model," Phys. Fluids A, Vol.3(7), 1991, pp.1760~1765
8. Lilly, D.K., "A Proposed Modification of the Germano Subgrid-scale Closure Method," Phys. Fluids A, Vol.4-3, 1992, pp.633~635
9. Lele, S.K., "Compact finite difference schemes with spectral-like resolution," J. Computational Phys., Vol.103, 1992, pp.16~42
10. Zhu, J., "Higher-order bounded discretization schemes for finite volume computations of incompressible flows," Comput. Meth. Appl. Mech. Eng., Vol.98, 1992, pp.345~360
11. Park, T.S., "Multigrid Method and Low-Reynolds-Number $k-\epsilon$ Model for Turbulent Recirculating Flows," Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals, Vol.36, 1999, pp.433~456
12. Kasagi, N., Tomita, Y. and Kuroda, A., "Direct Numerical Simulation of Passive Scalar Field in a Turbulent Channel Flow," ASME J. Heat Transfer, Vol.114, 1992, pp.598~606
13. 박태선, 성형진, "파형벽면이 있는 채널에서 완전히 발달된 난류유동에 대한 수치해석," 대한기계학회논문집, 제27권 제5호, 2003, pp.655~667
14. Maaβ, U. and Schumann, U., "Direct numerical simulation of separated turbulent flow over a wavy boundary," Notes on numerical fluid mechanics, Vol.52, 1996, pp.227~241