

국소교란에 의한 박리 재부착 유동에서의 난류 열전달 수치해석

리 광 훈* · 성 형 진**

(2000년 6월 9일 접수)

Numerical Simulation of Turbulent Heat Transfer in Locally-Forced Separated and Reattaching Flow

Gwang Hoon Rhee and Hyung Jin Sung

Key Words: Low-Reynolds-Number Model (저레이놀즈수 모형), Separated and Reattaching Flow (박리 및 재부착 유동), Turbulent Heat Transfer (난류 열전달)

Abstract

A numerical study was made of heat transfer in locally-forced turbulent separated and reattaching flow over a backward-facing step. The local forcing was given to the flow by means of sinusoidally oscillating jet from a separation line. A Rhee and Sung version of the unsteady $k-\epsilon-f_\mu$ model and the diffusivity tensor heat transfer model were employed. The Reynolds number was fixed at $Re_H=33,000$ and the forcing frequency was varied in the range $0 \leq fH/U_\infty \leq 2$. The condition of constant heat flux was imposed at the bottom wall. The predicted results were compared and validated with the experimental data of Chun and Sung and Vogel and Eaton. The enhancement of heat transfer in turbulent separated and reattaching flow by local forcing was evaluated and analyzed.

1. 서 론

난류 유동에서의 열전달 증진은 많은 연구자들에 의하여 오랜 기간 동안 연구되어왔다. 난류 열전달 문제는 난류 유동의 변화에 직접적인 영향을 받기 때문에 유동의 제어를 통한 열전달을 증진시키는 것이 효율적인 방법이라 할 수 있다. 유동제어를 통한 열전달 증진 현상을 연구하기 위해서는 유동 현상을 해석할 수 있는 합리적인 난류 모델과 열전달 현상 규명을 위한 정확한 열전달 모델이 필요하다. 본 연구에서는 박리 재부착 유동의 대표적인 경우인 후향 계단 유동에서의 열전달 현상을 규명하고자 한다.

박리 재부착을 수반한 난류 유동을 해석하고자

하는 노력이 많은 모델 개발자들에 의하여 이루어져 왔다.⁽¹⁻⁴⁾ 이러한 모델들은 벽면 근방의 접근 거동을 만족시키는 벽면 임계함수 (f_μ)의 정확성, 재순환 영역의 비평형 효과의 고려, 그리고 합리적인 길이 척도의 선택 등 여러 중요한 요소들을 고려하고 있다. 최근 Park과 Sung⁽¹⁾에 의하여 개발된 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델은 이러한 조건들을 만족시키고 있을 뿐 아니라 좋은 수렴성을 지니고 있다. $k-\epsilon-f_\mu$ 모델은 벽면 감쇄 함수인 f_μ 를 경험식 형태 등에서 탈피하여 타원형 방정식 (elliptic equation)을 개발하여 벽면 임계 함수를 일반화하였다. 비평형 효과와 ϵ 방정식의 수정 등을 이용하여 경계층 유동 뿐 아니라 박리 및 재부착 유동에서도 좋은 결과를 보여주고 있다.

열전달 모델로는 최근 Rhee와 Sung⁽⁵⁾에 의하여 개발된 tensor 모델을 사용하고자 한다. Tensor 모델은 대수적 방법을 통해 다방향 온도 구배의 영향을 효과적으로 난류 열유속을 모형화하였다. 또한 Rogers 등⁽⁶⁾이 난류열유속 해석을 위해 도입

* 회원, 순천대학교 기계자동차공학부

** 회원, 한국과학기술원 기계공학과

E-mail : hjsung@kaist.ac.kr

TEL : (042)869-3027 FAX : (042)869-5027

한 모델 함수에 벽면 효과를 추가하는 방법 등을 통하여 $k_\theta - \epsilon_\theta$ 방정식을 추가로 해석하지 않아도 되는 장점을 지니고 있다. 난류 열전달 계수를 구함에 있어서 추가적인 난류 온도장의 변수를 사용하지 않음으로서 Pope⁽⁷⁾의 선형성과 독립성 이론을 만족시키고 있다. 본 연구에서는 정상 (steady) 상태의 박리 및 재부착 유동에 대해 좋은 예측을 보여주고 있는 $k - \epsilon - f_\mu$ 모델을 비정상 (unsteady) 유동으로 확장하여 후향 계단에 대한 국소 교란 난류 유동에 적용하고 tensor 모델을 사용하여 비정상 유동에서의 열전달 현상을 규명하고자 한다.

미소 국소 교란으로 난류 박리 및 재부착 그리고 난류 혼합에 영향을 주는 연구는 많은 학자들에 의하여 실험적으로 행하여졌다.⁽⁸⁻¹²⁾ 박리점에서의 미소 교란에 대한 박리 및 재부착 유동은 주로 후향 계단 유동과 둔각 물체 (blunt body) 주위의 유동에 대한 연구가 진행되어왔다. Kiya 등⁽¹⁰⁾은 둔각 물체의 난류 박리 및 재부착 유동에서 둔각의 박리점에서의 국소 교란에 의한 난류 박리 유동 변화를 실험적으로 연구하였다. 후향 계단 박리점에서의 국소 교란에 의한 난류 박리 및 재부착 유동은 Chun과 Sung⁽⁸⁾에 의하여 연구되었다. 박리점에서 국소 교란을 가함으로써 발생하는 재순환 영역 축소 현상, 유입 증가 그리고 와 병합 등을 국소 교란 주파수와 크기를 변화시켜가며 연구하였다. 또한 Chun과 Sung⁽¹²⁾은 국소 교란 주파수에 따른 와 병합 현상을 수동 실험에서 유동 가시화를 통하여 밝혀냈다.

본 연구에서는 Chun과 Sung⁽⁸⁾의 국소 교란에 의한 난류 박리 및 재부착 유동을 앞서 언급한 $k - \epsilon - f_\mu$ 모델⁽¹⁾과 tensor 형태의 열전달 모델⁽⁵⁾로 모사하고자 한다. 난류 모델을 사용한 수치 모사는 난류 유동의 큰 길이 척도 (length scale)와 시간 척도 (time scale)를 갖는 유동 성분들을 주로 계산하고 그 이외의 다른 성분들은 모델하기 때문에 그 한계성을 갖고 있다. 따라서 작은 길이 및 시간 척도를 갖는 난류 성분들에 의하여 이루어지는 와의 병합 및 소멸 등은 정확히 모사하기 어렵다. 그러나, 단일 주파수를 갖는 유동이 큰 에너지를 갖고 있다면 실험적 연구에서 얻을 수 있는 동일 위상 평균을 취한 자료를 정성적으로 예측할 수 있다. 본 연구에서의 국소 교란이 갖는 시간 척도는 난류 자체의 시간 척도에 비하여 매우 큰 값을 지니고 있기 때문에 주파수 특성 반응이나 시간의 변화에 따른 유동장 및 난류

장 변화를 분석할 수 있다.

요약하면, 난류 박리 및 재부착 유동에서 좋은 예측 성능을 지닌 $k - \epsilon - f_\mu$ 모델을 후향 계단의 박리점에서의 주기적 국소 교란 유동에 적용하고자 한다. 레이놀즈수 ($Re_H = U_\infty H / \nu$)가 33,000이며, 무차원 주파수 (fH / U_∞)가 0.275, 1.5의 경우를 중심으로 Chun과 Sung⁽⁸⁾의 실험 결과와 비교 분석한다. 여기에서 U_∞ , H , ν 그리고 f 는 각각 입구유동 속도, 계단 높이, 동점성 계수 그리고 국소 교란의 가진 주파수를 나타낸다. 정상 상태에서의 열전달 현상의 실험 결과와의 비교와 주기적 국소 교란에 의한 실험 결과들과의 비교 검증 등을 통하여 본 수치 해석에 대한 타당성을 조사하고, 실험적으로 해석하기 힘든 동적 특성을 다양한 수치 결과들로 해석하고자 한다. 특히, 시간의 경과에 따른 온도장, 난류 열유속 등의 분포를 통하여 특정 주파수에서 열전달이 증대되고 감소하는 현상을 분석하고자 한다.

2. 난류 모델

2.1 $k - \epsilon - f_\mu$ 모델

$k - \epsilon - f_\mu$ 모델은 저레이놀즈수 $k - \epsilon$ 모델에서 가장 중요한 역할을 하는 벽면임계함수 f_μ 를 타원형 방정식에서부터 구하는 방법을 고안하고 채택함으로써 복잡한 기하학적 형상에서의 난류 유동 해석을 가능하게 하고 있다. Park과 Sung⁽¹¹⁾의 $k - \epsilon - f_\mu$ 모델을 정리하면 다음과 같다.

레이놀즈 응력항을 $k - \epsilon - f_\mu$ 모델에서는

$$-\overline{u_i u_j} = 2\nu_t S_{ij} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (1)$$

$$\nu_t = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (2)$$

로 모형화한다. 여기에서 S_{ij} 는 평균 속도 변화를 이며 ($S_{ij} = (U_{i,j} + U_{j,i})/2$), C_μ 는 모델상수이다 ($C_\mu = 0.09$). 벽면임계함수 f_μ 는 $f_\mu = f_{\mu_1} f_{\mu_2}$ 로 나누어 지는데 f_{μ_1} 은 타원형 방정식으로부터 얻어지는 f_w 의 벽면 근방에서의 효과를, f_{μ_2} 은 비평형효과를 나타낸다. f_{μ_2} 는 Lee 등⁽¹³⁾의 직접수치 모사의 결과를 이용하여 그 계수를 결정하였다;

$$f_{\mu_1} = (1 + 20 \exp[-(R_t/120)^2] R_t^{-3/4}) f_w^2 \quad (3)$$

$$f_{\mu_2} = 7 \frac{4.5 + 0.3 P_k / \epsilon}{(4.5 + 1.3 P_k / \epsilon)^2} \quad (4)$$

f_w 에 대한 타원형 방정식은 다음의 식 (5), (6)과 같다:

$$L^2 \nabla^2 f_w = \frac{R_t^{3/2}}{A^2} (f_w - 1) \quad (5)$$

$$L^2 = 0.2^2 \left[\frac{k^3}{\epsilon^2} + 70^2 \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/2} \right] \quad (6)$$

식 (5)에서 $A=42$ 이며, 식 (6)은 길이척도 L 을 Durbin과 Laurence⁽¹⁴⁾가 제안한 형태로 난류적분길이척도와 미소난류 (Kolmogorov) 길이척도의 합으로 모형화하였다.

2.2 난류열유속 모델

본 연구에서는 외재적 Tensorial 난류 열유속 모델을 사용하였다.

$$b_{j\theta} = f_\lambda C_D^{-1} \left(\delta_{jp} \tau_{pq} \frac{\partial T^*}{\partial x_q} - \frac{\partial U_j^*}{\partial x_p} \tau_{pq} \frac{\partial T^*}{\partial x_q} + \frac{1}{2} \epsilon_{jmn} \epsilon_{pkl} \frac{\partial U_k^*}{\partial x_m} \frac{\partial U_l^*}{\partial x_n} \tau_{pq} \frac{\partial T^*}{\partial x_q} \right) \quad (7)$$

식 (7)에서 $b_{j\theta} \equiv -\frac{u_j \theta}{2\sqrt{k} T_{ref}}$, $\tau_{ij} \equiv -\frac{u_i u_j}{2k}$,

$\frac{\partial T^*}{\partial x_j} \equiv \frac{C_{1\theta}}{1-C_{2\theta}} \frac{k^{3/2}}{\epsilon} \frac{1}{T_{ref}} \frac{\partial T}{\partial x_j}$ 그리고

$\frac{\partial U_i^*}{\partial x_j} \equiv \frac{C_{1u}}{1-C_{2u}} \frac{k}{\epsilon} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$ 와 같이 정의된다. 자세한 유도과정과 그 응용은 Rhee와 Sung^(5,15)에 잘 나타나 있다.

3. 수치 기법 및 경계 조건

본 연구에서 사용한 수치적 기법을 간단하게 정리하고자 한다. 지배방정식의 차분화는 유한체적법을 사용하였다. 후향계단유동과 같은 타원형 문제 해석의 정확도에 가장 큰 영향을 미치는 대류항 처리는 2차 정확도를 가지는 HPLA (hybrid linear and parabolic approximation) 기법을 사용하였다. 격자계는 엇갈림 격자계에 비해서 복잡한 형상에 뛰어난 적용성을 지닌 비엇갈림 격자계를 도입하였고, 이 격자계에서 발생할 수 있는 압력 진동 현상을 방지하기 위하여 모멘텀 보간법을 사용하였다. 압력보간은 SIMPLE 알고리즘을 개

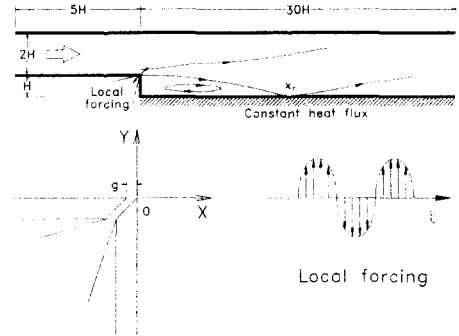


Fig. 1 Schematic diagram of computational domain and relevant coordinates

선시킨 SIMPLEC 알고리즘을 사용하였다. 최종적으로 얻어진 이산화된 선형 대수 연립방정식은 5 대각 행렬 해법인 SIP (strongly implicit procedure) 을 사용하였다. 수렴 판정은 모든 격자점에서의 잔류량을 합하여 입구에서의 유량으로 평균화하여 10^{-4} 미만이 될 경우로 선택하였다.^(5,15) 격자의 존도를 없애기 위하여 많은 격자계에 대하여 계산을 행하였고, 그 결과 201×121 의 격자계를 선택하였다. 경계조건은 벽면에서는 $U_i = k = 0$, $\epsilon = \nu \frac{\partial^2 k}{\partial n^2}$ 로 주어지며, 입구에서는 압력의 경우 $\partial P / \partial n = 0$ 이다. 온도장에서는 Fig. 1에서 가열이 되는 아랫 벽면에서는 실험에서와 같은 $q_w = 1.7 \text{ kW/m}^2$ 로 일정 열유속 경계조건이 주어지며, 이외의 벽면에서는 열전달이 발생하지 않는 조건 (adiabatic condition)이 주어졌다. 다른 물리량은 Rhee와 Sung⁽¹⁶⁾의 방법을 사용하여 실험조건과 같이 주어졌다. 이 때 n 은 벽면 수직 방향이다. 출구에서의 경계조건은 모든 변수에 대하여 Neuman조건으로 주어졌다. 국소 교란을 위하여 박리점 부근 ($-0.02 \leq X/H \leq 0$)에서 단일 주파수로 분사 및 흡입을 반복하여 경계조건으로 사용하였다. 분사 각도는 Chun과 Sung⁽⁸⁾에서와 같이 유동 하류 방향으로 45° 이며, 흡입은 분사 각도의 반대방향이다. 분사량은 Chun과 Sung⁽⁸⁾에서의 실험조건과 일치시켰다.

4. 후향 계단 유동 제어 수치 해석

본 연구에서는 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델과 tensor 모델을 사용하여 Chun과 Sung⁽⁸⁾의 비정상 국소 교란 유동에서 벽면에서 일정한 열유속이 가해지는 경

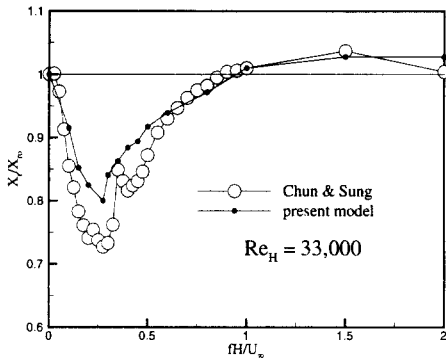


Fig. 2 Normalized reattachment X_r/X_{r0} against fh/U_∞ at $Re_H=33,000$

우에서의 열전달 현상을 수치 계산하고 물리적 현상을 파악하고자한다. Fig. 1에서는 대략적인 기하학적 형상과 좌표에 대해 도시하고 있다. X/H 가 양수인 영역에서는 아랫벽을 통하여 일정한 열유속이 가해지고 있다. Rhee와 Sung⁽¹⁷⁾은 국소 교란이 가해지는 후향 계단 유동에서의 유동장 해석을 연구함에 있어서 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델을 사용하였다. 그들은 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델이 비정상 유동에서도 좋은 예측을 보여주고 있음을 밝히고 있다. 또한 Rhee와 Sung⁽⁵⁾은 후향 계단 유동에 그들이 개발한 tensor 모델을 일정한 열유속 경계조건과 일정한 온도 경계조건에 적용하여 좋은 예측 성능을 보여주고 있다.

후향 계단에서의 재부착 길이는 후향 계단 유동의 대표적인 길이 척도이다.⁽¹⁷⁾ 재순환 영역에서는 강한 혼합류가 발생하여 입구 유동의 모멘텀을 감소시키고 국부적으로 열전달 현상을 증가시키기도 한다. Fig. 2에서는 무차원 주파수 (fh/U_∞)에 따른 재부착길이의 변화 (X_r/X_{r0})를 도시하고 있다. 재부착 길이가 가장 짧아지는 주파수는 Sigurdson⁽¹¹⁾이 주장한 바와 같이 고유 주파수 부근인 0.275이다. 본 수치해석 결과와 실험 결과를 비교하여 볼 때 대체로 유동 특성이 비슷함을 보여주고 있다. 특히 재부착 길이가 최소가 되는 최적 주파수는 실험과 본 수치결과가 일치하고 있다. 이는 중요한 결과로서 본 수치 해석의 타당성을 보여주는 것이다. 이러한 결과는 국소 교란에 의해 변화되는 유동장에서 큰 에너지를 가지고 있는 대형와가 전단층의 구조 변화에

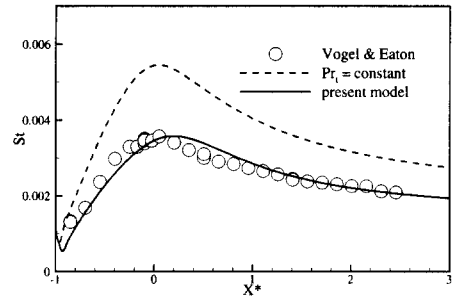


Fig. 3 Comparison of the predicted St with experimental data

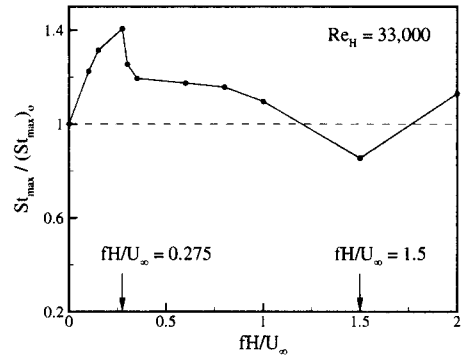


Fig. 4 Maximum Stanton number St_{max} against fh/U_∞ at $Re_H=33,000$

의한 모멘텀 교환을 대형와가 주도하고 있기 때문이다.⁽¹⁷⁾ 또한 실험에서 발견된 고주파 영역에서의 재부착 길이가 증가하는 현상도 본 수치 연구에서 잘 예측하고 있다. 최적 주파수인 0.275 근방에서 실험치에 비하여 재부착 길이를 과다예측하고 있는데 이는 교란 크기의 차이에 따른 것이다. 실험과 수치 해석의 교란의 크기를 직접적으로 동일하게 하는 것은 어렵기 때문이다.

재순환 영역에서는 단순한 유동과는 달리 레이놀즈 상사가 더 이상 타당성을 갖지 못하는데 그 한 예로써 무차원 위치 ($X^* = (X - X_r)/X_r$)에 대한 Stanton 수 ($St = h/U_\infty \rho c$)를 도시한 Fig. 3에서의 $Pr_t = constant$ 인 경우를 생각할 수 있다. 이 경우 실험치⁽¹⁸⁾와 비교하였을 때 상당히 과다예측을 하고 있다. 반면 본 tensor 모델은 실험 결과를 거의 정확히 예측하고 있다. 특히 재순환영역과 같이 비평형효과가 나타나고, 유선 곡률에 따른 비선형효과가 나타날 경우에도 본 모델은 우

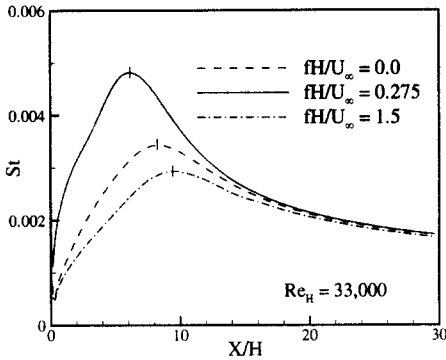


Fig. 5 Profiles of Stanton number against fH/U_∞ at $Re_H=33,000$

수한 예측성능을 보이고 있다. 이 결과로 미루어 볼 때, 온도장이 유동장에 대해 수동적인 물리량이지만, 난류확산계수를 난류점성계수와 비례하는 물리량으로 가정하는 레이놀즈 상사를 박리-재부착유동에 적용하는 것은 타당성이 결여되었다고 사료된다.

Fig. 2에서는 비정상 유동 예측에 대한 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델의 성능의 우수성을 보여주고 있으며, Fig. 3에서는 박리-재부착 유동에서의 열전달 현상 예측에 대한 tensor 모델의 성능을 보여주고 있다. 이와 같이 검증된 모델을 사용하여 후향계단의 박리점에서 국소 교란이 가해질 때, 열전달 현상이 어떻게 변화하는 지에 대해 Fig. 4부터 도시하고자 한다. 후향 계단 유동장에서 가장 중요한 길이 척도는 재부착 길이라고 할 수 있으며 온도장에서 이에 대응하는 값은 Stanton 수의 최대값이라 할 수 있다. Fig. 4에서는 국소 교란 주파수가 변화함에 따라 Stanton 수의 최대값이 교란이 없는 경우에 비하여 변화하는 양상을 보여주고 있다. 유동장에서 최적 주파수로 발견된 0.275의 경우 온도장에서도 열전달이 가장 활발하게 진행되고 있음을 알 수 있다. 또한 유동장에서 재부착길이가 길어지는 1.5에서는 온도장의 경우에도 국소 교란이 없는 경우보다 오히려 열전달이 감소되는 현상을 발견할 수 있다. 온도장은 유동장의 직접적인 영향을 받으며 온도장에 영향을 미치는 요인중 가장 큰 역할을 하는 것을 반증한다.

Fig. 5에서는 열전달이 가장 활발히 일어나는

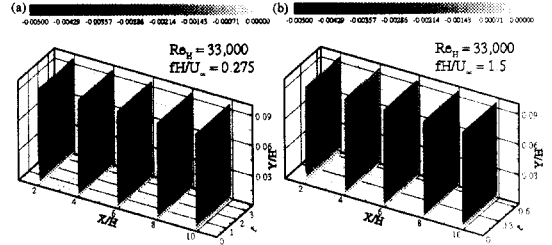


Fig. 6 Time-dependent distributions of turbulent heat flux $-v\theta$ at (a) $fH/U_\infty=0.275$ and (b) $fH/U_\infty=1.5$

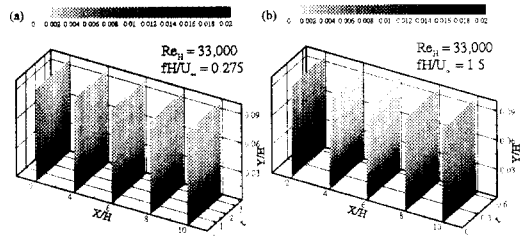


Fig. 7 Time-dependent distributions of P_θ at (a) $fH/U_\infty=0.275$ and (b) $fH/U_\infty=1.5$

최적 주파수인 0.275와 열전달이 감소하는 1.5에 대한 Stanton 수의 분포를 X/H에 따라 도시하였다. 국소 교란이 없는 경우와 비교하여 전반적으로 0.275일 경우에는 열전달이 향상되며 1.5의 경우에는 감소하는 양상을 보여주고 있다. 주목할 만한 점은 하류로 진행되면 국소 교란의 효과가 감소하여 거의 동일한 양상을 보인다. 이는 국소 교란의 영향이 재순환 영역에는 큰 영향을 미치지 않지만 하류로 진행하면서 그 효과가 미미하여 진다는 것을 알 수 있다. 또한 최대값이 되는 위치도 Fig. 2의 재부착점과 유사하게 0.275는 상류로 이동하며 1.5의 경우에는 하류로 이동한다. 이러한 현상도 온도장이 유동장에 의해서 크게 좌우되는 것을 알 수 있게 한다.

난류 열전달에 있어서 가장 중요한 역할을 하는 것은 벽면에서의 수직 방향의 난류 열유속이라 할 수 있다. Fig. 6은 유동 방향 위치와 벽면으로부터의 높이의 변화에 따라 3차원적으로 난류 열유속이 변화하는 과정을 보여주고 있다. 최적 주파수인 0.275에서는, Fig. 6(a)와 같이 박리점 부근 ($X/H=2$)에서 난류 열유속이 강한 부분과 약한 부분이 뚜렷이 대비되어 마치 기둥과 같은

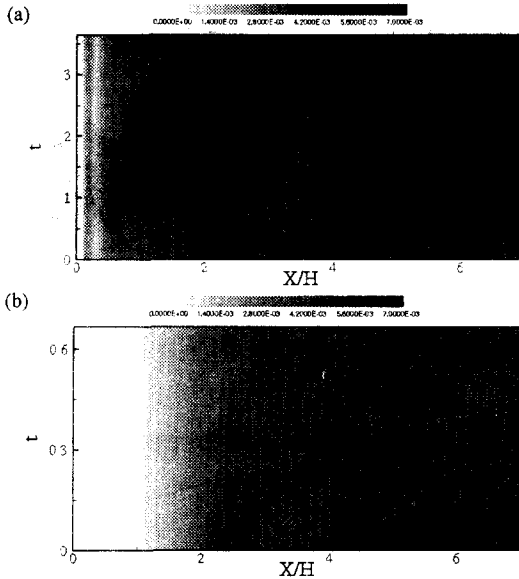


Fig. 8 Time-dependent distributions of turbulent heat flux $-\overline{v\theta}$ at (a) $fH/U_\infty=0.275$ and (b) $fH/U_\infty=1.5$

모양을 지니고 있다. 벽면 부근의 유동이 활발한 섞임 현상 (Mixing)을 가지고 있기 때문에 1주기 내에서 난류 열유속이 많은 변화를 나타내고 있다고 할 수 있다. 이러한 유동 구조는 하류로 진행함에 따라 점차 그 세력이 약화되어 가는 현상을 보이고 있다. 그러나 난류 열유속의 변화는 재부착이후의 재발달 영역에서도 세력이 약화되기는 하지만 계속 유지되고 있음을 알 수 있다. (a)와는 달리 국소 교란 주파수가 1.5인 경우인 Fig. 6(b)에서는 시간에 따른 난류 열유속의 변화가 거의 발견되지 않고 있다. $fH/U_\infty=1.5$ 인 경우는 Chun과 Sung,⁽⁶⁾ Rhee와 Sung⁽¹⁷⁾에서와 같이, 재부착 길이가 증가하는 영역이다. Rhee와 Sung⁽¹⁷⁾이 언급했듯이 $fH/U_\infty=1.5$ 에서는 밀림 현상 (Pushing Effect)로 인하여 재부착 길이가 증가하는 영역인데, 온도장에서는 국소 교란으로 인하여 입구의 차가운 유체가 재순환 영역으로 침투하지 못하게 되는 방어 효과 (Blocking Effect) 때문에 벽면에서부터 가열된 유체가 재순환 영역에 정체되는 현상을 나타내고 있다.

Fig. 7(a)는 $fH/U_\infty=0.275$ 일 경우 시간과 공간의 변화에 따라서 온도장의 요동 에너지의 생성량이 되는 P_θ 의 변화를 나타내고 있다. 벽면 근방에

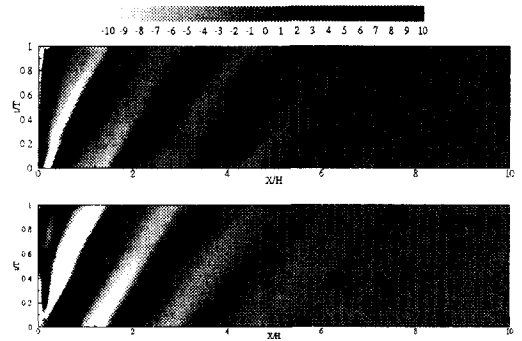


Fig. 9 Time-dependent distributions of the periodic part of $-\overline{v\theta}$ at $Y/H=0.95$ and $Y/H=1.05$, $fH/U_\infty=0.275$

서는 거의 변화가 관찰되지 않으며 벽면으로부터 멀어질수록 그 변화가 심해지는 현상을 알 수 있다. 이는 열전달을 향상시키는 요인이 온도장의 변화가 아닌 유동장의 변화에서 기인됨을 반증하고 있다. 즉 박리점에서의 교란이 주된 원인이 되는 것이지 벽면 근방에서의 온도장의 변화가 열전달 향상의 원인이 아님을 알 수 있다. Fig. 7(b)는 국소 교란 주파수가 1.5인 경우의 P_θ 의 변화하는 과정을 나타내고 있다. 최적 주파수로 교란을 가할 때에는 달리 벽면에서 멀어지는 경우에도 시간에 따른 변화가 거의 관찰되지 않고 있다. 난류 열유속의 경우와 마찬가지로 국소 교란에 의해 발생하는 방어 효과로 인하여 벽면에서 가열된 유체가 갇히기 때문에 시간의 변화에 민감하게 반응하지 못함을 알 수 있다.

Fig. 8에서는 벽면 수직 방향 난류 열유속을 벽면에서 일정 높이 ($Y/H=0.02$)에서 한 주기 동안의 시간과 유동 방향 위치의 변화에 따라 도시하고 있다. Fig. 8(a)에서는 최적주파수로 가진하였을 경우에 난류 열유속이 일정한 대류 속도 (Convection Velocity)를 갖고 하류로 진행하고 있음을 알 수 있다. Lee와 Sung⁽¹⁹⁾은 재순환 영역에서는 평균 유동장이 역방향 속도를 갖고 있지만 난류 구조들은 순방향의 진행 방향을 가진다는 것을 발견하였다. Fig. 8(a)에서는 박리점에서 발달된 구조가 순방향 대류 속도를 갖고 재순환 영역을 통과하는 것을 보여주며 Lee와 Sung⁽¹⁹⁾의 연구 결과와도 일치하는 현상을 보이고 있다. 또한 Rhee와 Sung⁽¹⁷⁾에서의 대류 속도와 대체적으로 일치하는 값을 가지고 있다. Fig. 8(b)는 $fH/U_\infty=1.5$

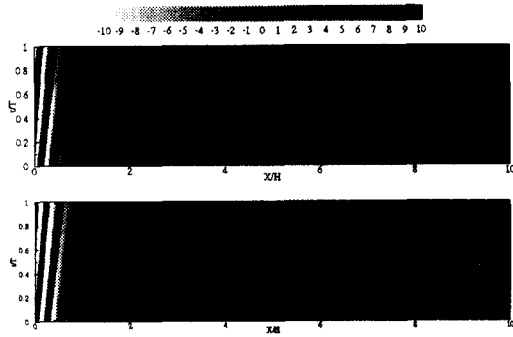


Fig. 10 Time-dependent distributions of the periodic part of $-\overline{v\theta}$ at $Y/H=0.95$ and $Y/H=1.05$, $fh/U_\infty=1.5$

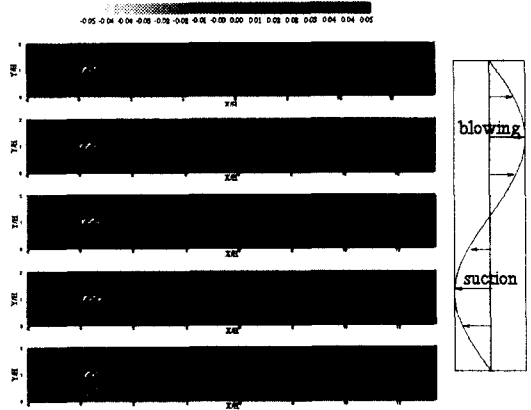


Fig. 12 Phase-averaged evolutions of temperature at $fh/U_\infty=1.5$

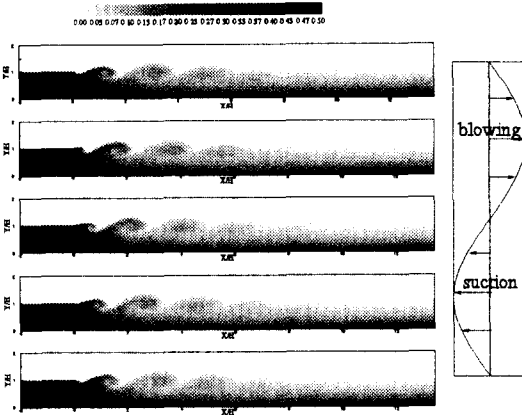


Fig. 11 Phase-averaged evolutions of temperature at $fh/U_\infty=0.275$

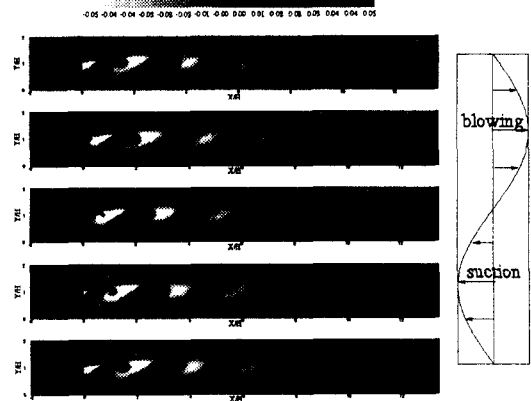


Fig. 13 Phase-averaged evolutions of the periodic part of temperature at $fh/U_\infty=0.275$

로 가진하였을 경우인데, 대류현상이 원활히 이루어지지 않고 있다. 박리점에서의 교란이 박리점 부근에서 더 성장하지 못하고 있음을 나타내고 있다.

후향 계단 유동에서 열전달이 얼마나 향상 또는 저하되는지는 입구에서의 차가운 유동과 벽면 부근에서의 뜨거운 유동이 얼마나 많은 섞임 현상을 유발시키는가에 좌우된다고 할 수 있다. Fig. 9에서는 교란 주파수가 최적인 0.275일 경우, 박리점 부근 높이에서 난류 열유속의 주기적 성분값이 시간에 따라 변화하는 모습을 보여주고 있다. 이는 벽면에서의 뜨거운 유동이 얼마나 입구의 차가운 유동과 섞여 가는 지를 보여준다고 할 수 있다. 재순환 영역에서 강한 주기적 성분의 대류 모습을 발견할 수 있다. 이는 벽면

에서의 열전달 향상에 직접적으로 연관되어 있다고 생각된다. 그러나 열전달이 저하되는 주파수인 1.5의 경우에는 난류 열유속의 주기적 성분이 큰 구조를 가지고 있지 않음이 Fig. 10에 나타나 있다. 유동장의 재부착 길이가 길어지는 현상을 Rhee와 Sung⁽¹⁷⁾은 박리점에서의 밀림 현상 (Pushing effect)로 설명하고 있다. 박리점에서의 작고 강한 와들이 재순환 영역을 하류쪽으로 다소 밀어냄으로서 결과적으로 재순환 영역이 확대된다는 것이다. 또한 박리점이 약간 하류로 이동하는 것과 유사한 효과를 낸다고 설명할 수도 있다. 온도장에서도 이와 유사하게 난류 열유속의 주기적 성분이 강한 영역이 지나치게 박리점 부근에 밀집되어서 뜨거운 유동이 차가운 유동과

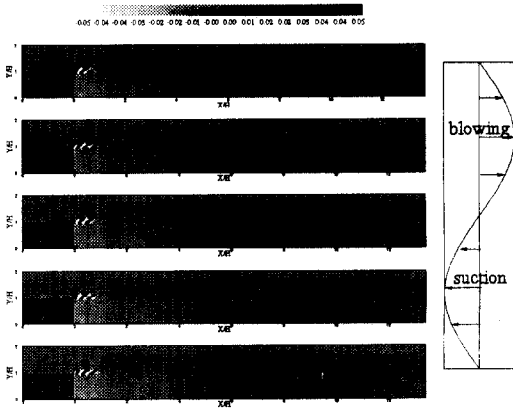


Fig. 14 Phase-averaged evolutions of the periodic part of temperature at $fh/U_\infty=1.5$

섞임을 방해하는 효과를 나타내고 있다.

Fig. 11에서는 최적 주파수로 교란을 가했을 경우, 한주기동안 시간의 변화에 따라 평균 온도장이 변화하는 현상을 도시하고 있다. 박리점 부근에서의 유동장이 조직화됨에 따라 온도장도 수동적으로 하류로 대류되고 있음을 알 수 있다. 또한 재순환 영역내의 뜨거운 유체들이 조직적 구조의 의하여 입구의 차가운 유동과 많은 섞임 현상을 일으키는 것을 발견할 수 있다. 그러나 Fig. 12에서는 재순환 영역에 뜨거운 유체들이 여전히 갇혀 있는 현상이 나타나고 있다. 또한 주기적 성분이 강한 박리점 부근에서 살펴보면, 뜨거운 유체의 영역을 오히려 윗 방향으로 약간 올려주기 때문에 실질적인 박리점이 약간 하류로 밀린다는 것을 추론할 수 있으며, 이러한 구조가 열전달의 저하 현상을 가져온다고 할 수 있다.

최적 주파수로 가진하였을 경우에 온도장의 주기적 성분이 변화하는 현상을 Fig. 13에 도시하고 있다. 이 그림은 순간 온도장에서 시간 평균값을 제외시킨 것으로서 온도장의 조직적 구조를 표현하고 있다. Fig. 13에서 알 수 있듯이 뜨거운 유체와 차가운 유체가 서로 섞이면서 재부착점 이후까지 계속 유지되고 있음을 알 수 있다. 유체 덩어리들은 일정한 모양을 유지한 채 하류로 대류되는 것이 아니라 차가운 유체 덩어리와 뜨거운 유체 덩어리가 서로 얽히면서 분리되는 현상도 발견할 수 있다. 이러한 상호 작용으로 인하여 평균 유동장은 강한 섞임 현상을 일으키고 결과적으로 열전달이 향상된다고 생각된다. 그러나

Fig. 14과 같이 1.5로 가진하였을 경우에는 박리점 부근에서만 강한 구조를 나타낼 뿐 재순환 영역 전체에는 큰 영향을 미치지 못하고 있다. 앞서 언급한 바와 같이 박리점 부근의 강한 유동 구조가 오히려 열전달 저하에 기여하고 있다고 생각된다.

5. 결론

본 연구에서는 박리점에서의 국소 교란이 후향 계단 유동의 온도장에 미치는 영향을 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델과 tensor 모델로 모사하였다. 우선 실험 결과와 비교하여 비정상 $k-\epsilon-f_\mu$ 모델과 tensor 모델의 예측 성능에 대한 타당성을 조사하였다. 재부착 길이와 벽면에서의 Stanton 수를 실험치와 비교하여 좋은 일치를 보였다. Stanton 수가 국소 교란 주파수에 민감하게 반응하여 최적 주파수에서 열전달이 향상되고 고주파수에서 열전달이 저하되는 현상을 발견하였다. 또한 국소 교란이 가해질 경우, 평균 온도장, 난류 열유속 그리고 온도 요동 에너지의 생성항들의 메카니즘을 밝혀서 열전달 향상과 저하의 원인을 규명하였다. 공학적 문제에 있어서 열전달을 향상시켜야 하는 경우와 억제시켜야 하는 경우가 상존하고 있다. 본 연구에서의 열전달 향상과 저하는 이러한 공학적 문제에 적용하여 효과를 얻을 수 있다고 사료된다.

감사의 글

이 연구는 과학기술부 국가지정연구실 사업의 일환으로 수행되었으며 이에 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Park, T. S. and Sung, H. J., 1997, "A New Low-Reynolds-Number $k-\epsilon-f_\mu$ Model for Predictions Involving Multiple Surface," *Fluid Dynamics Research*, Vol. 20, pp. 97~113.
- (2) Goldberg, U. and Palaniswamy, 1999, "The $k-\epsilon-f_\mu$ Turbulence Closure Model," *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, Vol. 179, pp. 139~149.

- (3) Durbin, P.A., Mansor, N.N. and Yang, Z., 1994, "Eddy Viscosity Transport Model for Turbulent Flow," *Phys. Fluids*, Vol. 6, No. 2, pp. 1007~1015.
- (4) Cotton, M. A. and Ismael, J. O., 1994, "A 3-Equation Transported Strain Parameter Model of Turbulence and Its Application to Turbulent Mixed Convection," *Int. Symp. Turbulence, Heat and Mass Transfer*, Lisbon, Portugal.
- (5) Rhee, G. H. and Sung, H. J., 2000, "A Nonlinear Low-Reynolds-Number Heat Transfer Model for Turbulent Separated and Reattaching Flow," *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 43, No. 8, pp. 1439~1448.
- (6) Rogers, M.M., Mansour, N.N. and Reynolds, W.C., 1989, "An Algebraic Model for the Turbulent Flux of a Passive Scalar," *J. Fluid Mech.*, Vol. 203, p. 77~101.
- (7) Pope, S. B., 1983, "Consistent Modeling of Scalars in Turbulent Flows," *Phys. Fluid*, Vol. 26, pp. 404~408.
- (8) Chun, K. B. and Sung, H. J., 1996, "Control of Turbulent Separated Flow over a Backward-facing Step by Local Forcing," *Exp. Fluids*, Vol. 21, pp. 417~426.
- (9) Roos, F. W. and Kegelmann, J. T., 1986, "Control of Coherent Structures in Reattaching Laminar and Turbulent Shear Layers," *AIAA J.*, Vol. 24, pp. 1956~1963.
- (10) Kiya, M., Shimizu, M., Mochizuki, O., Ido, Y. and Tezuka, H., 1993, "Active Forcing of an Axisymmetric Leading-edge Turbulent Separation Bubble," *AIAA paper* 93-3245.
- (11) Sigurdson, L. W., 1995, "The Structure and Control of a Turbulent Reattaching Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 298, pp. 139~165.
- (12) Chun, K. B. and Sung, H. J., 1998, "Visualization of a Locally-forced Separated Flow over a Backward-facing Step," *Exp. Fluids*, Vol. 25, pp. 133~142.
- (13) Lee, M. J., Kim, J. and Moin, P., 1990, "Structure of Turbulence at High Shear Rate," *J. Fluid Mech.*, Vol. 216, pp. 561~583.
- (14) Durbin, P. A. and Laurence, D., 1996, "Nonlocal Effects in Single Point Closure," *3rd Advances in Turbulence Research Conference*, Korea Univ., Korea, pp. 109~120.
- (15) 리광훈, 성형진, 2000, "난류박리 및 재부착 유동에 대한 저레이놀즈수 비선형 열전달 모형의 개발," 대한기계학회논문집 B권, 제24권, 제2호, pp. 316~323.
- (16) Rhee, G. H. and Sung, H. J., 2000, "Generation of Inflow Conditions in a Reynolds Averaged Navier-Stokes Closure," *AIAA J.*, Vol.38, No.3, pp.545-547.
- (17) Rhee, G. H. and Sung, H. J., 2000, "Numerical Prediction of Locally-Forced Turbulent Separated and Reattaching Flow," *Fluid Dynamics Research*, Vol. 26, Issue 6, pp. 421~436.
- (18) Vogel, J. C. and Eaton, J. K., 1985, "Combined Heat Transfer and Fluid Dynamic Measurements Downstream of a Backward-facing Step," *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 107, pp. 922~929.
- (19) 이인원, 성형진, 2000, "후향계단 주위의 난류 박리재부착유동에서의 벽압력변동의 통계적 특징," 대한기계학회논문집 B권, 제24권, 제2호, pp. 280~287.