

슬릿을 통한 주기적 국소 가진이 난류경계층에 미치는 영향 (II)

- 분사 주파수의 효과 -

김 경 연*·성 형 진†

(2003년 4월 22일 접수, 2003년 12월 6일 심사완료)

Effects of Periodic Blowing Through a Spanwise Slot on a Turbulent Boundary Layer (II)

- Effects of Blowing Frequency -

Kyoungyoun Kim and Hyung Jin Sung

Key Words: Direct Numerical Simulation(직접수치모사), Energy Redistribution(에너지 재분배), Periodic Blowing(주기적 분사), Spanwise Slot(횡방향 슬릿), Turbulent Boundary Layer(난류경계층), Vorticity Fluctuations(와도 섭동량)

Abstract

A direct numerical simulation is performed to analyze the effects of a localized time-periodic blowing on a turbulent boundary layer flow at $Re_\theta=300$. Main emphasis is placed on the blowing frequency effect on near-wall turbulent flow structures at downstream. Wall-normal velocity on a spanwise slot is varied periodically at different frequencies ($0.004 \leq f^+ \leq 0.080$). The amplitude of periodic blowing is $A^+=0.5$ in wall unit, which corresponds to the value of v_{rms} at $y^+=15$ without blowing. The frequency responses are scrutinized by examining the phase or time-averaged turbulent statistics. The optimal frequency ($f^+=0.03$) is observed, where maximum increase in Reynolds shear stress, streamwise vorticity fluctuations and energy redistribution occurs. The phase-averaged stretching and tilting term are investigated to analyze the increase of streamwise vorticity fluctuations which are closely related to turbulent coherent structures. It is found that the difference between PB and SB at a high blowing frequencies is negligible.

1. 서 론

국소적인 분사가 가해지는 난류 경계층은 공학적인 문제에서 자주 접하게 된다. 가스 터빈 표면을 고온으로부터 보호하거나, 전자회로의 칩 냉각을 위한 방법의 하나로 국소적인 분사가 채택되기도 하며 유동제어에 있어서 제어입력으로

활용되기도 한다. 벽면 전체에서의 분사/흡입으로 인한 벽면 난류 특성을 성공적으로 제어한 결과들⁽¹⁻³⁾이 보고되었으나, 이러한 보고들은 난류 경계층의 벽면 전체에서 시공간적으로 변화하는 가진을 통한 결과이므로 실제 응용성을 고려하면 많은 제약이 따른다. 따라서 실험적인 구현이 보다 용이한 국소 가진을 통해 적절한 분사/흡입을 제어입력으로 도입하고자, 이에 대한 연구들이 이뤄졌다.⁽⁴⁻⁶⁾ 또한, 가진에 대해 제어 대상이 되는 난류 경계층의 반응을 조사하는 연구는 제어 이론의 수립에 앞서 시스템의 특성 파악을 위해 반드시 선행되어야 하는 중요한 부분이다.

문헌조사에 따르면 국소 가진에 대한 난류 경

† 책임저자, 회원, 한국과학기술원 기계공학과

E-mail : hjsung@mail.kaist.ac.kr

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

* 한국과학기술원 기계공학과

계층의 반응을 조사한 연구들은 크게 두 분류로 나뉜다. 슬릿을 통한 지속적인 분사/흡입의 형태로 정상 가진이 가해지는 경우⁽⁷⁻¹¹⁾와 주기적인 분사/흡입을 통한 비정상 가진이 가해지는 경우⁽¹²⁻¹⁵⁾이다. 지속적인 분사에 대한 기존의 연구 결과에서는 슬릿 위에서 분사로 인해 유선 방향의 와류가 들어올리지면서 마찰계수가 감소하지만, 들어올려진 와 구조와 벽과의 상호 작용이 줄어들게 되므로 하류에서 와 구조가 활성화되어 난류강도 및 벽면 마찰계수가 증가함이 보고되었다.^(8,11) 또한, 비정상 가진에 대한 연구도 행하여졌으나, 국소적인 슬릿을 통한 비정상 가진에 대한 연구는 정상 가진에 비해 부족한 실정이다. 선행된 연구들에서는 실험^(12,13) 또는 RANS 계산⁽¹⁴⁾의 한계로 인해, 난류 에너지의 증가량 중 횡 방향 난류 강도의 변화 및 벽면 근처의 와 구조에 대한 결과를 제시하지 못하고 있다. 또한, 난류 경계층에서 가장 중요한 역할을 하는 벽면 응집 구조의 반응에 대한 조사가 부족한 실정이다. 최근 Kim & Sung⁽¹⁵⁾은 슬릿을 통해 주기적인 분사가 가해지는 난류 경계층의 반응을 조사하기 위해 DNS를 수행하였다. 그 결과, 주기적 분사가 지속적인 분사보다 압력-변형률 텐서를 통한 난류에너지의 재분배를 더 촉진시킴을 확인하였다. 또한, 주 유동방향의 난류강도는 슬릿 근처에서만 강한 주기적 거동을 보이며 하류로 가면서 빨리 소멸하는 반면, 다른 성분의 난류강도는 보다 먼 하류까지 비정상 가진의 효과가 파급됨을 확인하였다. 그러나 Kim & Sung⁽¹⁵⁾은 $f^+ = 0.017$ 이라는 동일한 분사 주파수에 세 가지 다른 가진 크기의 분사에 대해서만 DNS를 수행하였으므로, 주기적 분사의 특징인 난류에너지의 재분배에 대한 분사 주파수의 영향은 살펴보지 않았다.

이에, 본 연구는 선행 연구⁽¹⁵⁾의 연속으로서 여러 가진 주파수에 따른 난류 유동장의 반응을 조사하고자 한다. 본 연구에서는 DNS를 이용한 수치적 방법을 통해 난류 에너지의 증가량의 각 성분들을 가진 주파수에 따라 체계적으로 조사하고, 벽면 근처 와 구조의 정량적인 변화를 관찰하여 주기적 분사에 대한 난류 구조의 반응에 대해 자세히 조사하기로 한다. 이를 위하여, 입구에서의 운동량 두께로 무차원화된 레이놀즈 수가 300인 공간 발달하는 난류 경계층에 대한 DNS를 수행하였으며, 대략 100 벽단위의 폭을 갖는 슬

릿을 통해 진폭 $A^+ = 0.5$ 의 미세한 분사를 주기적으로 부가하였다. 분사 주파수는 $f^+ = 0.004 \sim 0.080$ 의 범위에서 행하여 졌다. 각 주파수에 따른 벽면 통계량의 변화를 조사하였으며, 위상 평균된 횡 방향 와도 성분의 변화를 살펴보았다. 각 주파수별로 에너지 재분배 인자를 조사한 결과, 에너지 재분배 효과에 대한 최적 주파수 ($f^+ = 0.030$)를 발견하였으며, 최적 주파수, 저 주파 및 고 주파 가진에 대하여 난류 강도에 대한 시간 평균 및 위상 평균값의 반응을 함께 조사하였다. 마지막으로 분사로 인해 벽면 와 구조의 활성화에 대한 원인을 규명하기 위해 주 방향 와도 방정식의 각 항들에 대한 조사도 이루어졌다.

2. 연구방법

본 연구에서는 횡 방향 슬릿을 통한 주기적인 분사의 영향을 파악하기 위해 공간 발달하는 난류 경계층에 대한 직접수치모사를 수행하였다. 지배 방정식을 수치적으로 적분하기 위해 Kim 등⁽⁶⁾에 의해 제시된 바 있는 완전 내재적 분리 방법 (fully implicit decoupling method)이 적용되었다. LU decomposition을 이용하여 지배방정식의 속도와 압력 뿐만 아니라 대류항의 내재적인 처리로 인해 야기되는 속도 성분의 결합도 분리하였다.⁽¹⁶⁾ 본 방법은 모멘텀 방정식의 반복적인 계산없이, 직접적으로 중간 단계의 속도 성분들을 구해내는 효율적인 방법이다. 지배 방정식은 시간에 대해서는 Crank-Nicholson 방법, 공간에 대해서는 이차 정확도를 갖는 중심차분법을 이용하여 차분되었다. Fig. 1은 계산영역의 개략도를 나타낸다. 계산영역 입구에서의 운동량 두께(θ_m)와 자유흐름속도(U_∞)로 무차원된 레이놀즈 수는 300이다. 입구 경계에서는 Lund et al.⁽¹⁷⁾에 의해 제시된 방법을 이용하여 얻은 실제적인 난류 신호를 부가하였다. 슬릿을 제외한 부분의 벽면에서는 점착 경계조건을 사용하였고, 출구경계조건으로 대류경계조건을 사용하였다. 횡 방향으로 주기적 경계조건을 부가하였고, 원거리에서 경계조건은 다음과 같다.

$$u = U_\infty, \quad \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\partial w}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

계산격자는 주 유동방향, 벽면수직방향, 횡 방향으로 각각 $257 \times 65 \times 129$ 이며, 계산영역의 크기

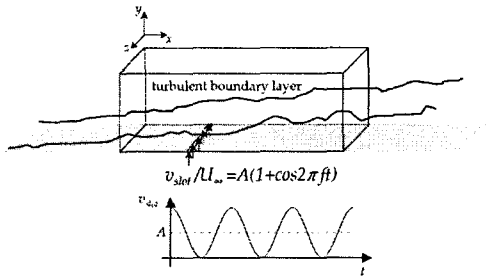


Fig. 1 Schematic diagram of the computational domain

는 각각 $200\theta_{in} \times 30\theta_{in} \times 40\theta_{in}$ 이다. 주 유동방향과 횡 방향으로 균일 격자계가 사용되었고, 벽면수직방향으로 hyperbolic tangent 함수를 이용하여 벽면근처에 밀집된 격자계를 사용하였다. 계산격자의 분해능은 입구에서의 마찰속도를 기준으로 $\Delta x^+ = 12.40$, $\Delta y^+_{min} = 0.17$, $\Delta y^+_{max} = 23.86$, $\Delta z^+ = 4.96$ 이다. 계산시간간격은 $\Delta t U_{\infty} / \theta_{in} = 0.3$ ($\Delta t^+ = 0.25$)이다. 슬릿의 위치는 $x_{slot} = 79.7\theta_{in}$ 이고, 슬릿의 폭(b)은 벽단위로 100이다. 슬릿에서의 주기적인 분사는 아래와 같이 부가하였다.

$$v_{slot}/U_{\infty} = A(1 + \cos 2\pi ft) \quad (2)$$

여기서 $A=0.0267$ 이며 이는 슬릿이 위치한 지점에서 분사가 없는 경우, $y^+=15$ 의 v_{rms} 값이다. $y^+=15$ 을 기준으로 삼은 이유는 능동제어를 통한 분사, 흡입을 할 경우, 센서의 위치가 $y^+=15$ 일 때 난류구조를 억제시켜 큰 항력 감소의 효과를 얻을 수 있다는 것이 보고되었으므로⁽¹⁸⁾ 난류구조에 영향을 주기에 충분한 크기라고 판단되기 때문이다. 분사 주파수 f^+ 는 0.004 ~ 0.080이다. 총 계산시간은 $T_{total} = 18,000 \theta_{in} / U_{\infty}$ 으로 본 논문의 후반부에서 다룰 $f^+ = 0.01, 0.03, 0.08$ 에 대해 각각 대략 150, 460, 1250 주기에 해당한다. 또한, 주기적인 분사와 지속적인 분사의 영향을 비교하기 위해 지속적인 분사($v_{slot}/U_{\infty} = A$)에 대한 계산도 수행하였다. 주기적인 가진이 난류 유동장에 가해질 경우, 유동장을 정확히 파악하기 위해서는 각 물리량의 주기적인 성분과 비 주기적인 난류 섭동 성분을 구분하여야 한다. 이를 위하여, 본 연구에서는 위상평균기법을 적용하였다. DNS

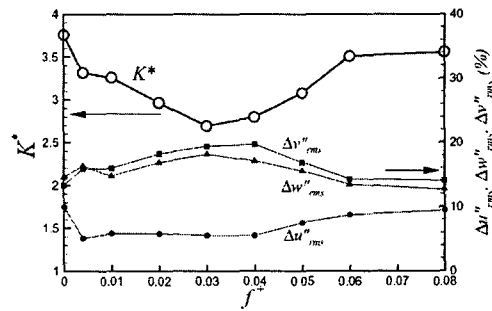


Fig. 2 Variation of energy partition parameter (K^*) and increase rates of turbulent intensities due to PB

를 통해 얻어진 시공간적으로 변화하는 임의의 물리량 $q(x, y, z, t)$ 에 대해 시간평균 \overline{q} 과 위상평균 $\langle q \rangle$ 은 아래와 같이 정의된다.

$$\overline{q}(x, y) = \frac{1}{T_{total} L_z} \int_0^{T_{total}} \int_0^{L_z} q(x, y, z, t) dz dt \quad (3)$$

$$\langle q \rangle(x, y, t) = \frac{1}{NL_z} \sum_{n=1}^N \int_0^{L_z} q(x, y, z, t + nT) dz \quad (4)$$

그리고, 위상평균에서 시간평균을 뺀 주기적인 성분 \tilde{q} 와, 비 주기적인 난류 섭동 성분 q'' 는 각각 아래와 같이 정의된다.

$$\tilde{q}(x, y, t) = \langle q \rangle(x, y, t) - \overline{q}(x, y) \quad (5)$$

$$q''(x, y, z, t) = q(x, y, z, t) - \langle q \rangle(x, y, t) \quad (6)$$

3. 연구결과

3.1 분사 주파수 선택

횡 방향 슬릿을 통해 지속적인 분사 또는 주기적인 분사가 가해질 경우, 슬릿 하류에서 난류강도가 증가하며 동시에 에너지 재분배가 촉진되는 사실이 보고되었다.⁽¹⁵⁾ 주기적인 분사가 가해질 경우, 하류에서의 난류강도 및 에너지 재분배의 증가에 분사 주파수가 미치는 영향을 살펴보기 위해 주파수에 따른 난류강도의 상대적인 증가량과 에너지 분배 파라미터를 살펴보았다(Fig. 2). 난류강도의 상대적인 증가량은 $\Delta \phi(\%) = (\phi_{max, PB} - \phi_{max, NB}) / \phi_{max, NB} \times 100$ 으로 정의하였으며, 에너지 분배 파라미터는 분사로 인해 난류에너지를 상대적인 증가량 $((k_{PB} - k_{NB}) / k_{NB})$ 이 최대가 되는 위치에서의 값을 나타내었다.

주기적인 분사로 인해 모든 방향의 난류강도가 증가하였으며, 벽면 수직인 방향 및 횡 방향의

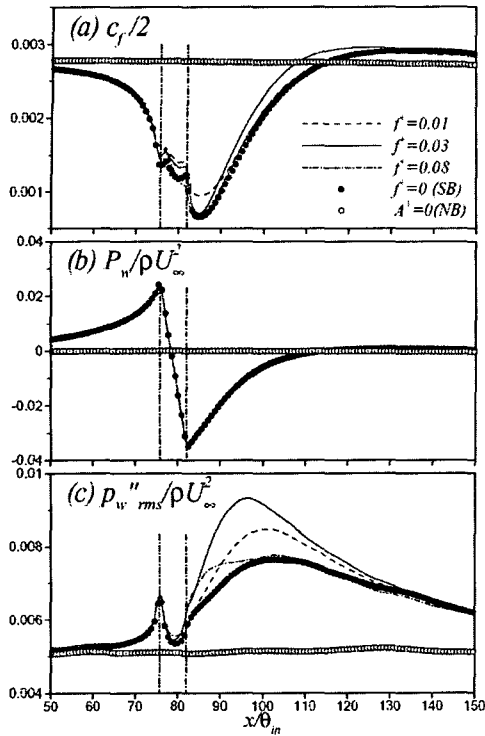


Fig. 3 Time-averaged values of (a) skin friction coefficient, (b) wall pressure, (c) wall pressure fluctuations

난류강도의 증가량이 주 유동 방향의 난류강도의 증가량보다 더 크게 나타났다. 이는 앞서 언급한 에너지 재분배가 활성화되었음을 알 수 있다. 흥미로운 결과는 $f=0.03$ 부근에서 이러한 경향이 두드러지게 나타난다는 것이다. 이는 에너지 분배 파라미터에서 더 명확히 관찰된다. 전체적으로 지속적인 분사보다 낮은 K^* 값을 나타내며, $f=0.03$ 에서 극소값을 가짐을 확인할 수 있다. 낮은 값의 에너지 분배 파라미터 $K^* = 2 \overline{u''^2} / (\overline{v''^2} + \overline{w''^2})$ 는 압력-변형률 텐서를 통한 에너지 재분배가 활발하여 각 방향의 난류강도의 차이가 작음을 의미한다.⁽¹⁵⁾

또한, 고 주파수 ($f=0.080$) 로 분사를 가할 경우는 지속적인 분사 ($f=0$; SB) 와 거의 유사한 결과를 얻었다. 이러한 결과로부터 고주파수의 분사는 유동장이 반응하기에는 너무 빠른 시간적인 변화를 부가하는 것이어서 비정상 분사의 효과가 유동장에 나타나지 않고, 지속적인 분사의

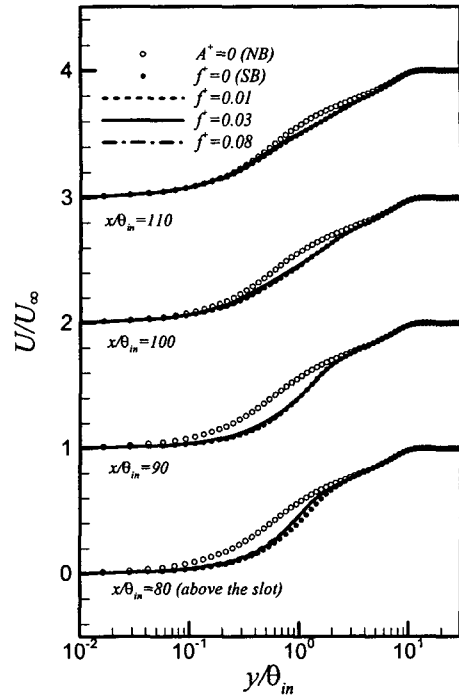


Fig. 4 Time-averaged streamwise velocity

경우와 유사한 결과를 얻었다고 생각된다. 이는 본 논문의 후반부에서 제시한 위상 평균된 통계량들에서도 확인할 수 있다.

본 연구에서 조사한 $f=0.004 \sim 0.080$ 의 주기적인 분사 중에서, 에너지 재분배를 가장 촉진시키는 최적 주파수 ($f=0.03$)와 저 주파수 ($f=0.01$) 그리고 고 주파수 ($f=0.08$)의 세 경우의 주기적 분사에 대한 유동장의 반응을 시간 및 위상 평균된 통계량을 통해 관찰하였다.

3.2 평균유동장

Fig. 3에서는 PB로 인한 시간 평균된 벽면 마찰계수, 벽면 압력, 벽압력 섭동량의 변화를 나타내었다. 슬릿 부근에서 PB와 SB의 경우 모두, 분사가 없는 경계층 (NB) 에 비해 벽면 마찰계수 (c) 가 감소하였고, 분사에 의해 활성화된 난류 구조로 인해 하류에서 벽면 마찰계수가 NB보다 증가하였다. $f=0.03$ 의 경우에는 하류에서 벽면 마찰계수의 증가 속도가 다른 분사 주파수의 경우보다 더 크게 나타났다. 고 주파수의 PB는 SB 와 거의 일치하는 결과를 얻었으며, 이는 Fig. 2

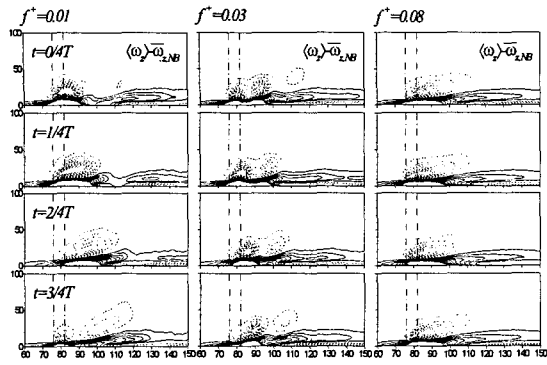


Fig. 5 Contours of the difference between the phase-averaged spanwise vorticity in the cases of PB and NB. The dashed lines denote the negative value

의 결과와도 일치한다. 시간 평균된 벽면 압력 (P_w)의 변화를 살펴보면, 분사로 인해 슬릿 위에서는 순 압력 구배가 형성되며, 슬릿의 앞, 뒤에서는 역 압력 구배가 형성된다. PB로 인한 벽면 압력의 변화는 분사 주파수와 관계없이 SB로 인한 변화와 일치하였다. 하류에서의 벽압력 섭동량 ($p''_{w,rms}$)의 변화를 살펴보면, PB와 SB의 경우 모두 하류에서 벽압력 섭동량이 증가하였으며, $f^*=0.03$ 인 경우 가장 큰 증가를 보였다. $f^*=0.08$ 인 고 주파 분사의 경우에는 벽압력 섭동량의 분포는 SB와 차이를 보이지만, 그 최대 증가량의 크기는 SB의 경우와 거의 동일하였다.

Fig. 4는 시간 평균된 주 유동 방향의 속도 성분의 분포를 슬릿이 위치한 지점 ($x/\theta_m=80$)과 그 하류의 세 지점에서 나타내었다. 분사의 영향으로 슬릿 위의 속도 분포가 위로 올려지며, 하류로 가면서 그 효과가 벽면으로부터 멀어지며 퍼져나가는 것을 확인할 수 있다. 시간 평균 속도 분포는 슬릿의 위의 벽면 근처에서 SB와 약간의 차이를 보이나, 하류에서는 분사 주파수와 관계없이 SB의 경우의 속도 분포와 일치하였다. 즉, 슬릿을 통해 주기적인 분사가 가해질 경우, 시간 평균된 주 유동 방향 속도 성분의 분포에 분사 주파수가 미치는 영향이 거의 없음을 알 수 있다. 이는 시간 평균된 주 유동 방향 속도 성분은 비정상 가진에 민감하지 않다는 기존의 연구 결과와도 일치한다.⁽¹⁴⁾

횡 방향 슬릿을 통해 주기적 분사가 가해질 경우, 시간 평균된 주 유동 방향의 속도 분포는

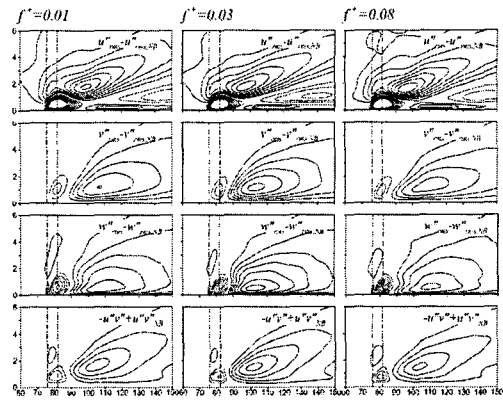


Fig. 6 Contours of the difference between the time-averaged turbulent intensities and Reynolds shear stress in the cases of PB and that in the case of NB. The dashed lines denote the negative value

큰 차이 없었으나, 분사 속도의 위상에 따른 위상 평균된 유동장은 주기적으로 변하게 된다. 이를 살펴보기 위해 Fig. 5는 각각의 위상 별로 평균한 횡 방향 와도를 NB와 비교하여 그 차이를 네 지점의 위상에서 나타내었다. 벽면 근처에 집중되어 있는 음의 부호를 가지는 횡 방향 와도의 층이 분사로 인해 들어 올려지게 되어 슬릿의 바로 위 부분에서 NB보다 낮은 값의 횡 방향 와도가 관찰된다. 경계층 유동은 벽면 근처에서 원래 음의 횡 방향 와도를 가지므로, NB 보다 낮은 값의 횡 방향 와도가 관찰됨은 음의 횡 방향 와도의 크기가 증가하였음을 의미한다.

$f^*=0.01$ 의 주기적 분사가 가해질 경우, 슬릿 위에서 생성된 강한 음의 횡 방향 와도가 시간이 지남에 따라 하류로 흘러가는 것이 뚜렷이 관찰된다. 분사 속도가 증가하는 위상 ($t=3.4T \sim 0.4T$)에서는 슬릿 바로 위에서 NB에 비해 낮은 값의 횡 방향 와도의 영역이 생성이 되고, 분사 속도가 감소하는 위상 ($t=1.4T \sim 2.4T$) 동안에는 들어 올려진 강한 음의 값을 가지는 횡 방향 와도의 영역이 슬릿의 하류로 흘러가게 된다.

$f^*=0.03$ 으로 분사 주파수가 증가하게 되면, 위에서 설명한 음의 횡 방향 와도층의 상승과 그에 이어진 대류 현상 사이의 시간 차이가 작아지게 되므로, 이전 주기에서 생성된 강한 음의 횡 방향 와도의 영역이 먼 하류까지 흘러가지 못하고 이어 발생하는 새로운 음의 횡 방향 와도 영역과

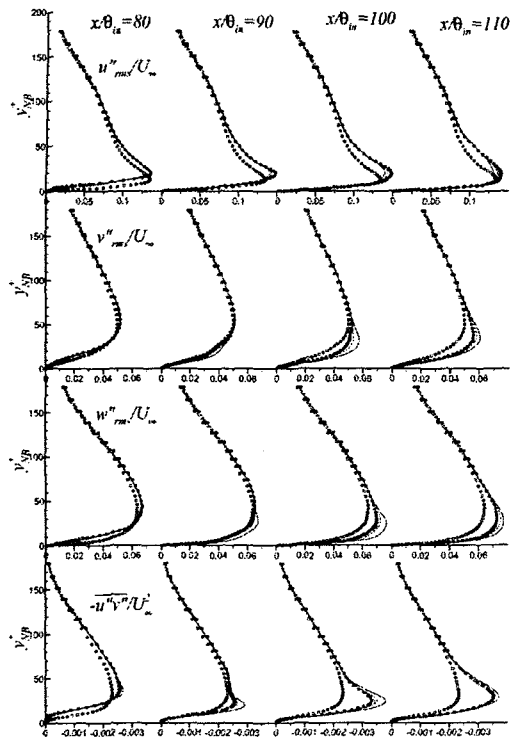


Fig. 7 Time-averaged turbulent intensities and Reynolds shear stress, ----, $f^+=0.01$; —, $f^+=0.03$; - · -, $f^+=0.08$; •, $f^+=0$ (SB); ○, $A^+=0$ (NB)

동시에 존재하게 된다.

이 보다 더 큰 분사 주파수, $f^+=0.08$ 의 고 주파 분사의 경우에는 앞서 설명한 벽면 근처의 강한 음의 횡 방향 와도층의 상승과 대류의 시간 차이가 거의 없게 되므로 위상에 따른 변화를 거의 확인할 수 없다. 즉, $f^+=0.08$ 의 고 주파 가진의 경우, 시간 평균된 속도 분포뿐만 아니라, 위상 평균된 횡 방향 와도의 분포에서도 주기적 가진의 비정상 효과가 나타나지 않게 된다.

Tardu⁽¹⁴⁾는 $f^+=0.008$ 의 critical roll-up frequency를 제시하였고 이를 기준으로 유동장의 특성이 크게 변함을 보고하였다. 그러나 본 연구 결과는 critical roll-up frequency 이상의 가진의 경우에도 그러한 roll-up 현상은 발견되지 않았으며, 단순히 분사에 의해 더해올려진 낮은 횡 방향 와도 영역의 대류현상만이 관찰되었다. 이는 본 연구에서 채택한 가진의 진폭($A^+=0.5$)이 Tardu의 실험($A^+=5.0$) 보다 매우 작기 때문이라고 생각된다.

3.3 난류 강도 및 레이놀즈 전단 응력

분사 주파수가 난류 통계량에 미치는 영향을 살펴보기 위해, Fig. 6에서는 세 가지 분사 주파수 경우의 시간 평균된 난류 섭동량 및 레이놀즈 전단 응력과 분사가 없을 경우의 값과의 차이를 나타내었다. Park & Choi⁽⁸⁾는 SB의 경우 주 유동 방향의 난류강도가 다른 성분들의 난류강도와 레이놀즈 전단 응력에 비해 빨리 반응함을 보고하였다. 모든 분사 주파수에 대해 SB의 경우와 전체적인 양상은 유사함을 확인할 수 있다. $f^+=0.03$ 인 경우, 각 방향의 난류 강도 및 레이놀즈 전단 응력의 최대 증가 위치가 다른 분사 주파수에 비해 슬릿에 더 가까운 하류에서 관찰되었다. 분사가 가해질 경우, 하류에서의 벽면 마찰계수는 활성화된 난류 구조로 인해 증가함을 고려해 볼 때, 난류강도 및 레이놀즈 전단 응력의 최대 증가 위치가 $f^+=0.03$ 인 경우에 슬릿과 가장 가까운 하류에서 관찰됨은 $f^+=0.03$ 에서 벽면 마찰 계수의 증가가 가장 빠른 것 (Fig. 3) 과 밀접한 관련이 있는 것으로 보인다.

Fig. 7은 PB, SB, NB에 대한 u''_{rms} , v''_{rms} , w''_{rms} 와 레이놀즈 전단 응력의 분포를 나타낸 것이다. 슬릿이 위치한 $x/\theta_{in}=80$ 인 지점에서는 분사의 영향으로 PB, SB 모두 NB에 비해 각 물리량의 분포가 위로 치우침을 확인할 수 있다. v''_{rms} , w''_{rms} 및 $-u''v''$ 는 u''_{rms} 에 비해 슬릿의 더 먼 하류에서 큰 증가를 보였다. 각 물리량의 전체적인 변화는 PB와 SB가 유사하나 $f^+=0.03$ 의 경우, 벽면 수직 및 횡 방향 난류강도와 레이놀즈 전단 응력의 증가량이 다른 분사 주파수에 비해 크게 나타났다. $f^+=0.03$ 의 경우, 주 유동 방향의 난류강도의 증가량은 다른 가진 주파수 및 SB에 비해 작지만, 벽면 수직 방향과 횡 방향 난류강도의 증가량은 더 크게 나타났고, 이는 $x/\theta_{in}=100$ 에서 명확히 관찰된다. 따라서 $f^+=0.03$ 인 경우, 난류에너지의 상대적인 증가량이 최대가 되는 위치에서의 K^* 가 가장 작게 나타나게 되며 (Fig. 2), 이는 이 주파수가 에너지 재분배의 촉진에 있어서 최적 주파수임을 의미한다. 또한, 시간 평균된 난류강도 및 레이놀즈 전단 응력의 분포에 대해서도 $f^+=0.08$ 인 고 주파 분사의 경우는 SB와 거의 일치함을 확인하였다.

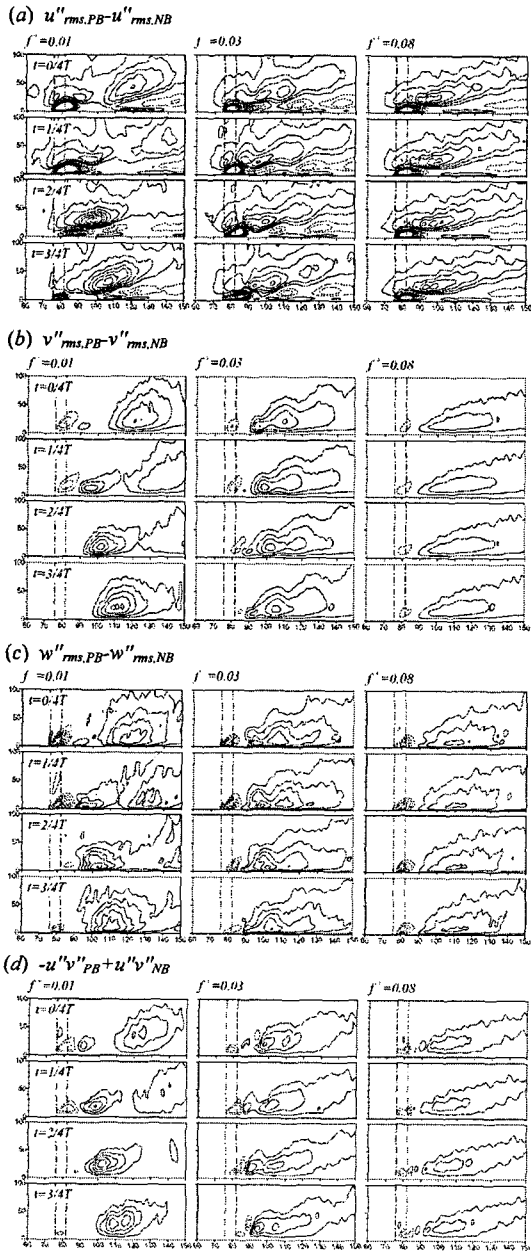


Fig. 8 Contours of the difference between the phase-averaged streamwise, wall-normal, spanwise turbulent intensity and Reynolds shear stress in the cases of PB and that in the case of NB

각 가진 주파수에 대하여 난류강도 및 레이놀즈 전단 응력의 위상에 따른 변화를 관찰하기 위해 Fig. 8에서는 PB가 가해질 경우와 NB와의 차이를 네 지점의 위상에 대하여 contour plot으로

나타내었다.

각 가진 주파수에 대한 $\Delta u''$ ($=u''_{rms,PB} - u''_{rms,NB}$)의 변화를 위상 별로 살펴보면(Fig. 8(a)), $f=0.01$ 의 경우, 슬릿에서의 분사 속도가 큰 위상에서는 섭동하지 않는 유체의 유입으로 슬릿의 바로 근처에서는 NB에 비해 난류강도가 낮아지게 된다. 반면에, 벽면 근처의 난류강도가 큰 영역이 분사로 인해 위로 들어 올려지므로 벽면과 약간 떨어진 지점에서는 난류강도가 NB보다 증가하는 영역이 발생한다. 그 후, 벽면으로 떨어진 $\Delta u'' > 0$ 인 영역은 벽면과의 상호작용이 줄어들어 하류로 흘러가면서 그 값이 점점 커지게 된다. $f=0.03$ 의 경우, 가진 주기가 짧아져서 $\Delta u'' > 0$ 영역의 생성과 대류 사이의 시간차이가 충분히 크지 않으므로, 이전 주기에서 발생한 $\Delta u'' > 0$ 영역과 새롭게 발생한 $\Delta u'' > 0$ 영역이 가까이 위치하면서 같이 하류로 흘러간다. $f=0.08$ 과 같이 매우 짧은 주기로 분사를 할 경우에는 위의 생성, 대류사이의 시간 간격이 너무 짧아서 서로 구분되지 않고 합쳐져서 나타나게 된다. 즉, 위상에 따라 $\Delta u'' > 0$ 영역이 새롭게 발생하거나 하류로 흘러가는 현상은 관측되지 않고, 비정상 거동을 확인할 수 없다.

각 주파수에 따른 다른 방향의 난류 강도와 레이놀즈 응력의 변화는 $\Delta u''$ 와 유사하다. 저 주파 가진일 경우 ($f=0.01$), 분사속도가 큰 위상에서 난류 강도가 증가하는 영역이 발생하고 시간이 지남에 따라 그 증가량이 커지면서 하류로 흘러가는 위상에 따른 비정상 거동을 보이지만, 고 주파 가진의 경우 ($f=0.08$)에는 비정상 거동을 거의 관찰할 수 없었다. Fig. 8(b)의 v'' 의 위상에 따른 변화에서는, 분사 속도가 최대가 되는 위상에서도 슬릿 바로 위에서의 v'' 의 감소량이 u'' , w'' 에 비해 훨씬 작게 나타났다. 이는 슬릿이 위치한 지점 ($x/\theta_m=80$)에서 시간 평균된 난류강도의 분포 (Fig. 7)에서 v'' 가 u'' , w'' 보다 위로 덜 치우쳐져 있음으로부터 유추할 수 있는 사실이다.

Fig. 8(c)에서 나타낸 w'' 의 변화는 v'' 와 전체적으로 비슷하다. 그러나 슬릿의 하류에서 w'' 는 v'' 에 비해 벽면 가까이에서부터 증가한다. (SB의 경우에서도 관찰되며, 본 연구의 시간 평균된 증가량의 contour에서도 관찰된다.) 세 경우의 주파수에서 모두, v'' 는 하류로 가면서 $y^+_{NB}=20$ 근처에

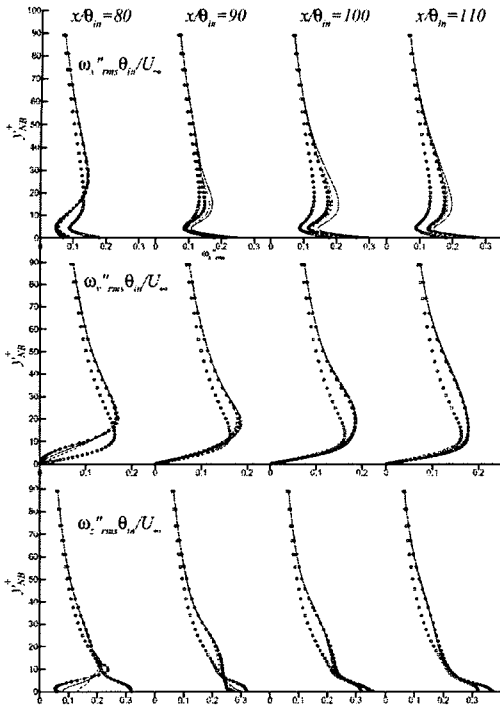


Fig. 9 Root time-mean square of vorticity fluctuations, ----, $f^+=0.01$; —, $f^+=0.03$; - · -, $f^+=0.08$; •, $f^+=0$ (SB); ○, $A^+=0$ (NB)

서 가장 큰 증가를 보이는 반면, w'' 는 $y^+_{NB}=10$ 근처에서 가장 큰 증가를 보였다. Kim & Sung⁽¹⁵⁾은 각 난류에너지 성분의 수치식을 조사하여 PB가 v''^2 , w''^2 의 수치식에서 에너지 이득에 해당하는 압력-변형률 텐서(ϕ_{kk})의 크기를 증가시킴을 보고하였고 그로 인해 PB의 경우 에너지 재분배가 SB에 비해 더 촉진된다고 설명하였다. ϕ_{22} 는 $y^+_{NB}<10$ 인 영역에서 음의 값을 가지며, $y^+_{NB}>10$ 에서는 양의 값을 가진다. 즉, $y^+_{NB}>10$ 인 영역에서는 u'' 로부터 에너지를 얻게 되지만, $y^+_{NB}<10$ 인 영역에서는 v'' 의 에너지를 u'' , w'' 방향으로 분배시키게 된다. 이러한 현상을 splatting 효과라고 한다.⁽¹⁹⁾ PB로 인해 압력-변형률 텐서의 크기가 증가함에 따라, $y^+_{NB}>10$ 에서는 v'' , w'' 모두 u'' 로부터 에너지를 얻게 되지만, $y^+_{NB}<10$ 에서는 ϕ_{22} 가 더 큰 음의 값을 가지게 되므로 splatting 효과가 더 촉진되게 된다. 따라서 이 영역에서의 v'' 의 에너지가 w'' 로 분배되어 결과적으로 w'' 는 v'' 에 비해 벽면 가까이에서부터 큰 증가를 보이게 된다.

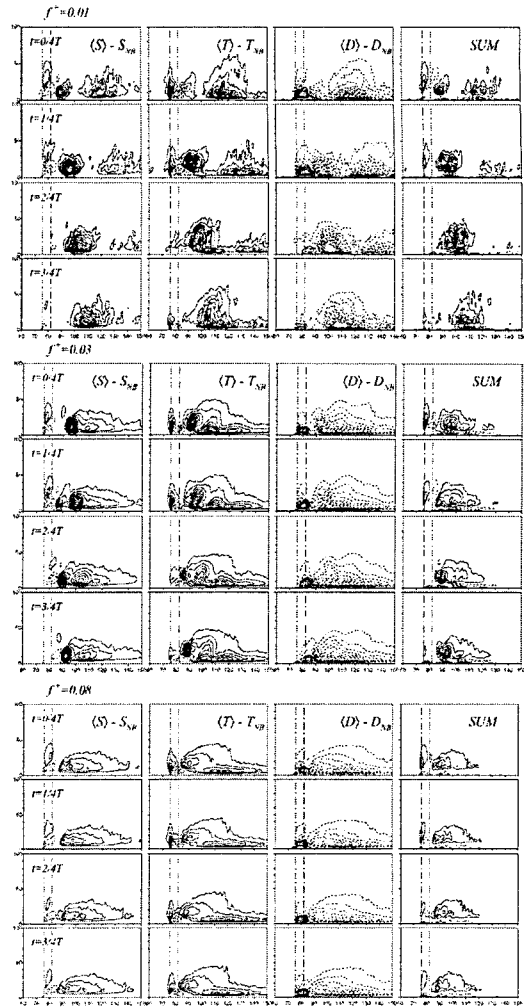


Fig. 10 Contours of the phase-averaged stretching (S-S_{NB}),tilting(T-T_{NB}), diffusion(D-D_{NB}) and their sum

3.4 와도 섭동량

Fig. 9는 PB로 인한 시간 평균된 와도 섭동량의 변화를 나타내었다. PB와 SB의 경우 모두 슬릿의 하류에서 각 방향의 와도 섭동량의 강도가 NB에 비해 증가함을 확인할 수 있다. 하류에서 벽면 수직 및 횡 방향 와도 섭동량의 증가는 가진 주파수에 별로 영향을 받지 않고 SB의 경우와 거의 일치하였으나, 주 유동 방향의 와도 섭동량의 분포에서는 가진 주파수의 영향이 크게 나타났다 ($x/\theta_m=100$). Park & Choi⁽⁸⁾는 SB의 경우에 대하여 주 방향 와도의 반응을 다음과 같이 설명하였으며 본 연구에서 수행한 PB의 결과에

서도 확인된다. 슬릿이 위치한 지점에서는 주 방향 와도의 극대값이 분사로 인해 벽면으로부터 멀어짐을 확인 할 수 있으며, 이는 벽면 근처의 주 방향 와 구조가 분사로 인해 들떠 올려지게 됨을 의미한다. 이렇게 벽면으로부터 멀어진 와 구조는 벽면과의 상호작용이 줄어들어 그 강도가 세어지게 되고, 그 결과 하류에서 난류강도 및 벽면 마찰계수가 증가하게 된다. $f^*=0.03$ 의 PB일 경우 하류에서 ($x/\beta_m=100$) 주 방향 와도의 증가량이 가장 크게 나타남은 본 연구에 다른 난류 경계층에서는 벽면 와 구조를 활성화시키는 최적의 주기적 분사 주파수는 $f^*=0.03$ 임을 의미한다. 벽면 와 구조와 밀접한 관련이 있는 레이놀즈 전단 응력⁽²⁰⁾과 벽압력 섭동량의 증가량⁽²¹⁾이 $f^*=0.03$ 에서 가장 크다는 결과 또한 이 주파수에서 벽면 와 구조가 가장 활성화됨을 시사한다.

PB에 대한 주 방향 와도의 반응을 좀더 자세히 관찰하기 위해, 주 방향 와도의 수송방정식을 조사하였다. x 방향의 와도 방정식에 ω_x 를 곱하면 주 방향 와도의 강도에 대한 방정식이 유도되며, 이 방정식의 우변에서 나타나는 stretching (S), tilting (T), diffusion (D)에 해당하는 각 항들을 조사하였다.

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{d\omega_x^2}{dt} &= \omega_x \omega_x \frac{\partial u}{\partial x} \\ &+ \omega_x \left(\omega_y \frac{\partial u}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (7) \\ &+ \omega_x \frac{1}{Re} \nabla^2 \omega_x \end{aligned}$$

Fig. 10에서, 각 주파수의 PB의 경우, 식 (7)의 각각의 항에 대하여 위상 평균을 취한 후, NB와의 차이를 위상 별로 나타내었다. 세 경우의 가진 주파수에서 주기적인 분사의 영향이 슬릿의 하류에서 눈에 띄게 나타남을 확인할 수 있다. $\langle S \rangle - S_{NB}$ 와 $\langle T \rangle - T_{NB}$ 의 분포에서 양의 값을 가지는 영역은 각각 stretching 과 tilting 의 강도가 NB에 비해 강해진 영역을 의미한다. 이와는 달리, 분사가 없는 경우 확산항 (D_{NB})은 벽면에 아주 가까운 부분을 제외하면 항상 음의 값을 가지므로, $\langle D \rangle - D_{NB}$ 이 음의 값을 가짐은 확산항의 크기가 커짐을 의미한다. 분사로 인해 하류에서 각 항들의 크기가 증가함을 확인할 수 있으며, 주 방향 와도의 강도의 흐름에 따른 미분 또한 NB에 비해 증가하였다 ($SUM > 0$). 이는 Fig. 9의 ω_x 섭동량의 근제곱평균의 분포에서도 확인할

수 있다.

$f^*=0.01$ 인 경우, 분사 속도가 최대가 되는 위상 ($u/T=0$) 에서 슬릿의 바로 위에서는 S, T, D 모두 그 크기가 감소하나, 슬릿의 바로 뒤 부분에서는 증가하는 영역이 발생한다. 이 영역은 시간이 지남에 따라 그 증가량이 커지며 하류로 흘러간다. 각 항들이 주 방향 와도 강도 증가에 미치는 효과를 모두 더한 SUM의 분포에서도 분사 속도가 최대가 되는 위상에서 슬릿의 바로 뒤 부분에서 큰 증가를 보이며 증가 영역이 하류로 흘러감을 확인할 수 있다.

주 유동 방향 와도 섭동량의 증가가 최대가 되는 주파수 $f^*=0.03$ 인 경우에는 stretching의 크기가 증가하는 위치와 tilting의 크기가 증가하기 시작하는 위치가 다르다. 이러한 현상은 $f^*=0.01$ 에서도 관찰되지만 $f^*=0.03$ 의 경우에서 보다 확실히 관찰된다. 슬릿의 뒤 부분에서 stretching 과 tilting의 증가 위치가 서로 다르기 때문에, 주 방향 와도의 강도 증가에 기여하는 영역이 슬릿 하류에서 교대로 발생하여 흘러가게 된다. 따라서 stretching 과 tilting 의 영향을 더한 SUM의 값은 슬릿 뒤 부분의 넓은 영역에서 항상 큰 양의 값을 가지게 되며, 결과적으로 다른 분사 주파수에 비해 시간 평균된 주 방향 와도 섭동량의 큰 증가 (Fig. 9)를 보이게 된다.

$f^*=0.08$ 인 경우, 분사 속도의 위상에 관계없이 거의 일정한 변화를 보이며, Park & Choi⁽⁸⁾의 SB의 경우와 유사한 분포를 가진다. 앞서 살펴본 벽면 마찰 계수, 난류 강도, 레이놀즈 전단 응력의 반응과 종합해 볼 때, 난류 경계층에서 슬릿을 통해 고 주파 가진 ($f^* > 0.08$)을 가할 경우에, 벽면 난류 구조는 빠르게 변화하는 주기적 분사에 미쳐 반응하지 못하여 SB의 효과만 나타나게 된다고 결론지을 수 있다.

4. 결론

본 연구에서는 평판 난류 경계층에서 횡 방향 슬릿을 통한 주기적 분사가 가해지는 경우 슬릿의 하류에서 벽면 마찰계수 및 난류통계량들의 변화를 직접수치모사를 이용한 수치적 방법으로 조사하였다. 입구에서의 운동량 두께로 무차원화된 레이놀즈 수가 300인 공간 발달하는 난류경계

층에서 분사 주파수 $f^+ = 0.004 \sim 0.080$ 의 범위 대한 DNS를 수행하였다. 주기적인 분사로 인해 모든 방향의 난류강도가 증가하였으며, 벽면 수직 방향 및 횡 방향의 난류강도의 증가량이 주 유동 방향의 난류강도의 증가량보다 더 크게 나타났다. 에너지 재분배 파라미터를 조사한 결과 $f^+ = 0.03$ 에서 증가된 난류 에너지의 재분배가 가장 활발히 일어났으며, 이 주파수에서 슬릿 하류의 레이놀즈 전단 응력, 벽압력 섭동량 및 주 유동 방향의 와도 섭동량의 증가가 다른 분사 주파수보다 두드러지게 증가하였다. 분사로 인해 활성화된 벽면 와구조의 원인을 규명하기 위해 주 방향 와도 방정식의 각 항들을 위상 평균하여 조사하였다. 주 방향 와도 섭동량의 가장 큰 증가를 보인 $f^+ = 0.03$ 인 경우에는 위상에 따라 stretching 과 tilting의 증가가 서로 다른 위치에서 시작되어, 하류에서 교대로 흘러가게 되므로, 슬릿 하류의 일정 영역에서 위상에 관계없이 항상 큰 값의 와도 생성함을 갖게 됨을 각 항들의 분포를 통해 확인하였다. $f^+ = 0.03$ 의 경우, 벽면 와구조의 증가로 인해 하류에서 벽면 마찰계수의 변화에서 빠른 증가가 관찰되었다. 또한, 고 주파 분사의 경우 ($f^+ = 0.08$), 벽면 마찰 계수, 난류 강도, 레이놀즈 전단 응력의 반응에서 SB와 동일한 결과가 나타남을 확인하였다.

후 기

본 연구는 과학기술부 국가지정연구실 사업의 일환으로 수행되었으며 이에 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Choi, H., Moin, P. and Kim J. 1994 "Active Turbulence Control for Drag Reduction in Wall-Bounded Flows," *J. Fluid Mech.*, Vol. 262, pp. 75~110
- (2) Lee, C., Kim, J. and Choi, H., 1998, "Suboptimal Control of Turbulent Channel Flow for Drag Reduction," *J. Fluid Mech.*, Vol. 358, pp. 245~258.
- (3) Choi, J.-I. and H.J. Sung, 2002, "Assessment of Suboptimal Control for Drag Reduction in Turbulent Channel Flow," *J. Turbulence*, In press.
- (4) Jacobson, S.A. and Reynolds, W.C., 1998, "Active Control of Streamwise Vortices and Streaks in Boundary Layers," *J. of Fluid Mech.*, Vol. 118, pp. 341~377.
- (5) Rebbeck, H. and Choi, K.-S., 2001, "Opposition Control of Near-Wall Turbulence with Piston-Type Actuator," *Phys. Fluids*, Vol. 13, pp. 2142~2145.
- (6) Gad-el-Hak, M. and Blackwelder, R.F., 1989, "Selective Suction for Controlling Bursting Events in a Boundary Layer," *AIAA J.*, Vol. 27, pp. 308~314.
- (7) Sano, M. and Hirayama, N. 1985 "Turbulent Boundary Layers with Injection and Suction Through a Slit," *Bulletin of JSME*, Vol. 28, No. 239, pp. 807~814
- (8) Park, J. and Choi, H., 1999 "Effects of Uniform Blowing or Suction from a Spanwise Slot on a Turbulent Boundary Layer Flow," *Phys. Fluids*, Vol. 11, pp. 3095~3105
- (9) Antonia, R.A., Zhu, Y. and Sokolov, M., 1995, "Effect of Concentrated Wall Suction on a Turbulent Boundary Layer," *Phys. Fluids*, Vol. 7, No. 10, pp. 2465~2474.
- (10) Krogstad, P.A. and Kourakine, A., 2000, "Some Effects of Localized Injection on the Turbulence Structure in a Boundary Layer," *Phys. Fluids*, Vol. 12, No. 11, pp. 2990~2999.
- (11) Kim, K, Sung, H.J. and Chung, M.K., 2002, "Assessment of Local Blowing and Suction in a Turbulent Boundary Layer," *AIAA J.*, Vol. 40, No. 1, pp. 175~177.
- (12) Park, S.H., Lee, I. and Sung, H.J., 2000, "Effect of Local Forcing from a Spanwise Slot on a Turbulent Boundary Layer," *Exp. Fluids*, Vol. 31, pp. 384~393.
- (13) Rhee, G.H. and Sung, H.J., 2001, "Numerical Prediction of Locally-Forced Turbulent Boundary Layer," *Int. J. Heat Fluid Fl.*, Vol. 22, No. 6, pp. 624~632.
- (14) Tardu, S.F., 2001, "Active Control for Near-Wall Turbulence by Local Oscillating Blowing," *J. Fluid Mech.*, Vol. 439, pp. 217~253.
- (15) Kim, K. and Sung, H.J., 2003, "Effects of

- Periodic Blowing Through a Spanwise Slot on a Turbulent Boundary Layer," *AIAA J.*, in press.
- (16) Kim, K., Baik, S. -J. and Sung, H. J., 2002, "An Implicit Velocity Decoupling Procedure for the Incompressible Navier-Stokes Equations," *Int. J. Numer. Meth. Fl.*, Vol. 38, Issue.2, pp. 125~138.
- (17) Lund, T. S., Wu. X. and Squires, K. D., 1998, "Generation of Turbulent Inflow Data for Spatially-Developing Boundary Layer Simulation," *J. Comput. Phys.*, Vol. 140, pp. 233~258.
- (18) Hammond, E.P., Bewley, T.R. and Moin, P., 1998, "Observed Mechanisms for Turbulence Attenuation and Enhancement in Opposition-Controlled Wall-Bounded Flows," *Phys. Fluids*, Vol. 10, pp. 2421~2423.
- (19) Moin, P. and Kim, J., 1982, "Numerical Investigation of Turbulent Channel Flow," *J. of Fluid Mech.*, Vol. 118, pp. 341~377.
- (20) Robinson, S.K., 1991, "Coherent Motions in the Turbulent Boundary Layer," *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 23, pp. 601~639.
- (21) Kim, J., Choi, J.-I. and Sung, H.J., 2002, "Relationship Between Wall Pressure Fluctuations and Streamwise Vortices in a Turbulent Boundary Layer," *Phys. Fluids*, Vol. 14, No. 2, pp. 898~901.