

슬릿을 통한 주기적 국소 가진이 난류경계층에 미치는 영향 (I)

- 정상 가진과의 비교 -

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 (I)

- Comparison with Steady Blowing -

Kyoungyoun Kim and Hyung Jin Sung

Key Words: Direct Numerical Simulation(직접수치모사), Energy Redistribution(에너지 재분배), Phase Average(위상평균), Periodic Blowing(주기적 분사), Spanwise Slot(횡방향 슬릿), Turbulent Boundary Layer(난류경계층)

Abstract

Direct numerical simulations were performed to analyze the effects of time-periodical blowing through a spanwise slot on a turbulent boundary layer. The blowing velocity was varied in a cyclic manner from 0 to $2A^+$ ($A^+ = 0.25, 0.50$ and 1.00) at a fixed blowing frequency of $f^+ = 0.017$. The effect of steady blowing (SB) was also examined, and the SB results were compared with those for periodic blowing (PB). PB reduced the skin friction near the slot, although to a slightly lesser extent than SB. PB was found to generate a spanwise vortical structure in the downstream of the slot. This vortex generates a reverse flow near the wall, thereby reducing the wall shear stress. The wall-normal and spanwise turbulence intensities under PB are increased as compared to those under SB, whereas the streamwise turbulence intensity under PB is weaker than that under SB. PB enhances more energy redistribution than SB. The periodic response of the streamwise turbulence intensity to PB is propagated to a lesser extent than that of the other components of the turbulence intensities and the Reynolds shear stress.

1. 서 론

난류 경계층은 유체역학에서 기본이 되는 유동장이며 여러 공학적인 문제에서 등장하는 유동장으로 이를 제어하고 공학적으로 응용하려는 연구가 계속되어 왔다.⁽¹⁾ 최근 DNS를 이용한 수치기법의 발달로 벽면에서의 분사/흡입을 통해 난류

경계층의 벽면 난류 특성을 성공적으로 제어한 결과들이 보고되었다.⁽²⁻⁴⁾ 그러나 이러한 보고들은 난류 경계층의 벽면 전체에서 시공간적으로 변화하는 가진을 통한 결과이므로 실제 응용성을 고려하여 볼 때 현실적으로 많은 어려움이 있다. 따라서 실험적인 구현이 보다 용이한 국소적인 슬릿을 통한 적절한 분사/흡입으로 난류 경계층을 제어하고자하는 노력이 이루어져왔다.⁽⁵⁻¹³⁾ 이를 위해, 난류 경계층에서 국소적인 교란, 즉 흡입/분사가 가해질 경우, 하류에서의 회복양상에 대한 연구를 통해 제어대상이 되는 난류 경계층의 가진에 대한 반응을 살피는 것이 매우 중요하며 많은 선행 연구들이 행하여졌다.

† 책임저자, 회원, 한국과학기술원 기계공학과

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

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

* 한국과학기술원 기계공학과

Sano & Hirayama⁽⁶⁾는 횡 방향 슬릿을 통한 지속적인 분사/흡입에 대한 실험을 수행하여 지속적인 분사는 국소 교란 후의 유동의 마찰계수를 감소시키고, 지속적인 흡입은 마찰계수를 증가시킨다는 결과를 얻었다. 또한, Park & Choi⁽⁷⁾는 직접수치모사를 통해 슬릿을 통한 분사를 한 경우, 슬릿 위에서 유선 방향 와류가 들어올리지면서 마찰계수가 감소하지만 벽으로부터 받는 영향이 작게되어 난류 구조가 활성화되고 이로 인해 하류에서 난류강도와 마찰계수가 증가함을 보였다. 흡입의 경우는 반대 효과를 보였다. Antonia et al.⁽⁸⁾은 횡 방향 슬릿을 통하여 지속적으로 강한 흡입을 했을 때 난류 경계층이 재층류화되어 마찰계수가 감소함을 관찰하였으며, Krogstad & Kourakine⁽⁹⁾은 국소적인 분사가 가해질 경우 하류에서의 난류강도의 증가는 레이놀즈 응력을 생성하는 이벤트의 강도 및 존속 시간의 증가로 기인한 결과임을 실험을 통해 보고하였다. Kim et al.⁽¹⁰⁾은 DNS를 통해 서로 다른 분사 속도가 가해지는 경우라도 슬릿을 통한 유입 유량이 같을 경우에는 유선 방향 와류가 활성화되는 위치가 슬릿 중심으로부터 거의 일정한 반면, 흡입의 경우에는 슬릿 끝지점부터 단순히 회복함을 확인하였다.

난류 경계층 내의 유동은 시간에 따라 불규칙적으로 변화하므로 이를 제어하기 위하여 앞서 언급한 연구결과들의 정상 가진 (steady forcing) 뿐만 아니라 시간에 따라 변화하는 비정상 가진이 가해진 경우에 대한 연구도 행해지고 있다. Park et al.⁽¹¹⁾은 횡 방향 슬릿에서 주기적인 분사와 흡입이 교대로 가해질 경우, 풍동실험을 통하여 가진 주파수가 증가할수록 ($f^+=0.011\sim 0.044$) 벽면 마찰계수의 감소 효과가 커짐을 보고하였으며, 슬릿 하류에서 생성된 횡 방향 와 구조의 가진 주기에 대한 시간의 비율과 벽면 마찰계수는 밀접한 관련이 있음을 보고하였다. Rhee & Sung⁽¹²⁾ 또한 $f^+=0.011\sim 0.044$ 에 대한 비정상 RANS 수치계산을 통하여 동일한 결과를 얻었으며, 분사/흡입의 각도에 대한 효과도 보고하였다. Tardu⁽¹³⁾는 주기적인 분사만이 가해질 경우에 대한 실험을 수행하였다. 그 결과 특정 주파수 이상인 경우 ($f_{cr}^+>0.008$), 슬릿 근처의 벽면에서 형성된 양의 부호를 갖는 와도의 층은 말림 현상 (roll-up) 으로 인해 횡 방향 와 구조로 발전하게

되며, 아래 벽면 근처에서 음의 부호를 갖는 와도의 층을 유도하게 된다. 이 음의 와도층 또한 말림 현상을 통해 2차의 횡 방향 와 구조로 발전되며 이러한 일련의 과정을 통해 생성된 와 구조와 관련지어 벽면 마찰력의 위상과 공간에 따른 변화를 설명하였다.

그러나, 국소적인 슬릿을 통한 비정상(unsteady) 가진에 대한 연구들은 정상(steady) 가진에 비해 부족한 실정이며, 선행된 실험적인 연구는 슬릿을 통한 분사/흡입의 세기가 아주 큰 경우이므로 실제 공학적 응용에서의 경제성은 떨어진다고 할 수 있다. Park & Choi⁽⁷⁾는 미세한 가진으로도 하류 유동장에 충분한 영향을 끼친다고 보고하였다. 이에 본 연구에서는 횡 방향 슬릿을 통해 미세한 주기적 분사가 가해질 경우의 DNS를 수행하여 하류에서의 벽면 마찰계수의 시공간적 변화 및 난류 통계량의 변화, 각 방향 특히 난류 속도 성분 변화의 변화를 살펴보고자 한다.

이를 위하여, 입구에서의 운동량 두께로 무차원화된 레이놀즈 수가 300인 공간 발달하는 난류 경계층에 대한 DNS를 수행하였으며, 대략 100 벽단위의 폭을 갖는 슬릿을 통해 진폭 $A^+=0.25, 0.50, 1.00$ 의 미세한 분사를 주기적으로 부가하였다. 분사 주파수는 $f^+=0.017$ 으로 대략 inner layer의 이젝션 주파수의 두 배에 해당한다.⁽¹³⁾ 위상 평균된 벽면 마찰계수의 시간적인 변화를 관찰하여, 슬릿 하류에서 주기적으로 낮은 벽면마찰계수의 영역의 대류현상을 확인하였다. 난류강도의 각 성분의 활성화 정도와 이완 거리를 조사하기 위해 압력-변형률 텐서와 난류에너지에서 차지하는 각 난류강도의 성분의 비율을 조사하였고, 위상 평균된 난류강도의 주기적 성분의 조사를 통해 주기적 가진에 대한 각 방향 난류강도의 반응을 살펴보았다. 또한, 지속적인 분사와 비교하여 비정상 가진의 효과를 파악하기 위해, 주기적인 분사 (periodic blowing, PB)와 지속적인 분사 (steady blowing, SB)가 가해질 경우를 비교, 분석하였다.

2. 연구방법

본 연구에서는 횡 방향 슬릿을 통한 주기적인 분사의 영향을 파악하기 위해 공간 발달하는 난류 경계층에 대한 직접수치모사를 수행하였다.

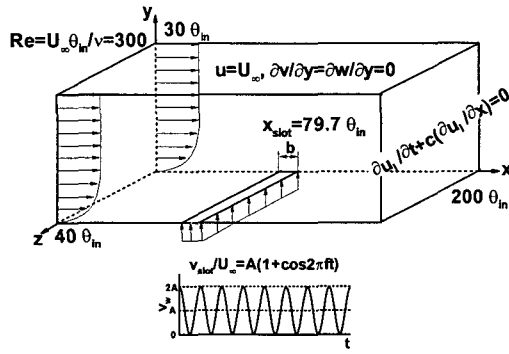


Fig. 1 Schematic diagram of the computational domain

비정상, 비압축성 유동에 대해 특성 길이(θ_{in})와 특성 속도(U_{∞})로 무차원화된 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (2)$$

여기서 x_i 는 직교좌표, u_i 는 x_i 방향의 속도, p 는 압력, Re 는 레이놀즈 수를 나타낸다. 지배방정식을 수치적으로 적분하기 위해 Kim 등⁽¹⁴⁾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.⁽¹⁴⁾ 본 방법은 모멘텀 방정식의 반복적인 계산 없이, 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 모멘텀 두께(θ_{in})와 자유흐름속도(U_{∞})로 무차원된 레이놀즈 수는 300이다. 입구 경계조건을 부과하기 위해 Lund et al.⁽¹⁵⁾에 의해 제시된 방법을 이용하였다. 균일한 격자해상도를 갖는 경계층에 대한 별도의 계산이 입구유동생성방법에 의해 수행되었으며, 레이놀즈수 300에서의 데이터가 본 수치모사의 입구경계조건으로 사용되었다. 벽면에서는 슬릿을 제외한 부분에서는 점착 경계조건을 사용하였고, 출구경계조건으로 대류경계조건을 사용하였다. 횡

방향으로 주기적 경계조건을 부과하였고, 원거리에서 경계조건은 다음과 같다.

$$u = U_{\infty}, \quad \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\partial w}{\partial y} = 0 \quad (3)$$

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

$$v_{slot} / U_{\infty} = A(1 + \cos 2\pi ft) \quad (4)$$

여기서 $A=0.0134, 0.0267, 0.0534$ ($A^+=0.25, 0.50, 1.00$)의 세 경우에 대한 계산을 수행하였다. 주기 T 는 $70.2\theta_{in} / U_{\infty}$ ($f^+=0.017$)으로, inner layer의 이젝션 주파수의 2배에 해당하며, Tardu⁽¹³⁾의 실험과 같은 값이다. 총 계산시간은 $T_{total} = 15,000\theta_{in} / U_{\infty}$ 으로 대략 213주기에 해당하며 한 주기내의 234 지점의 각각의 위상에 대해 충분히 수렴된 통계량을 얻을 수 있었다. 또한, 주기적인 분사와 지속적인 분사의 영향을 비교하기 위해 각각의 A 에 대해 시간 평균한 분사량이 같은 경우의 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. DNS를 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.

$$\overline{q}(x, y) = \frac{1}{T_{total} L_z} \int_0^{T_{total}} \int_0^{L_z} q(x, y, z, t) dz dt \quad (5)$$

$$\langle q \rangle(x, y, t) = \frac{1}{NL_z} \sum_{n=1}^N \int_0^{L_z} q(x, y, z, t + nT) dz \quad (6)$$

그리고, 위상평균에서 시간평균을 뺀 주기적인 성분 \tilde{q} 와, 비 주기적인 난류 섭동 성분 q'' 는

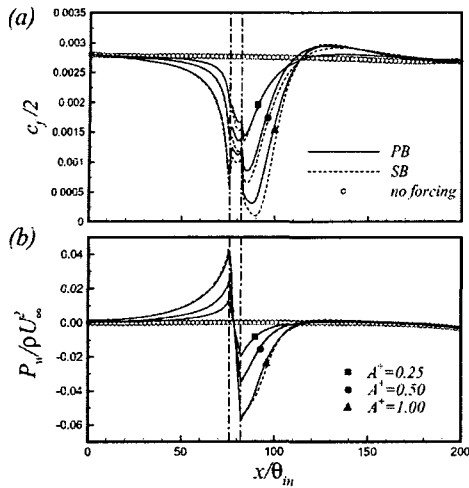


Fig. 2 Variations of c_f and P_w for three forcing amplitudes

Table 1 Comparison of terms in the time-averaged x -momentum at the slot center

		$(\times 10^{-3})$				
A^+	A^+b^+		$\overline{v_{slot} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y}} \Big _w$	$\frac{\partial \overline{u \tilde{v}}}{\partial y} \Big _w$	$-\frac{\partial \overline{p}}{\partial x} \Big _w$	$\frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \overline{u}}{\partial y^2} \Big _w$
0.25	25	PB	6.900	-0.997	4.962	0.977
		SB	6.382	-	4.986	1.379
0.50	50	PB	11.290	-1.703	9.102	0.501
		SB	9.786	-	9.317	0.419
1.00	100	PB	18.275	-2.438	15.64	0.212
		SB	16.065	-	15.96	0.262

각각 아래와 같이 정의된다.

$$\tilde{q}(x, y, t) = \langle q \rangle(x, y, t) - \overline{q}(x, y) \quad (7)$$

$$q'(x, y, z, t) = q(x, y, z, t) - \langle q \rangle(x, y, t) \quad (8)$$

3. 연구결과

본 연구에서는 슬릿을 통한 비정상 분사의 효과가 난류경계층에 미치는 영향을 조사하기 위해, 주기적인 분사(PB)와 시간 평균 유입량이 같은 지속적인 분사(SB)의 난류 통계량을 비교, 조사하였다.

3.1 평균 유동장

Fig. 2는 분사로 인한 시간 평균된 벽면 마찰계수와 벽면 압력의 변화를 나타낸다. 슬릿 부근에서 PB와 SB의 두 경우 모두, 분사가 없는 경계층(NO)에 비해 벽면 마찰계수가 감소하였고 분사

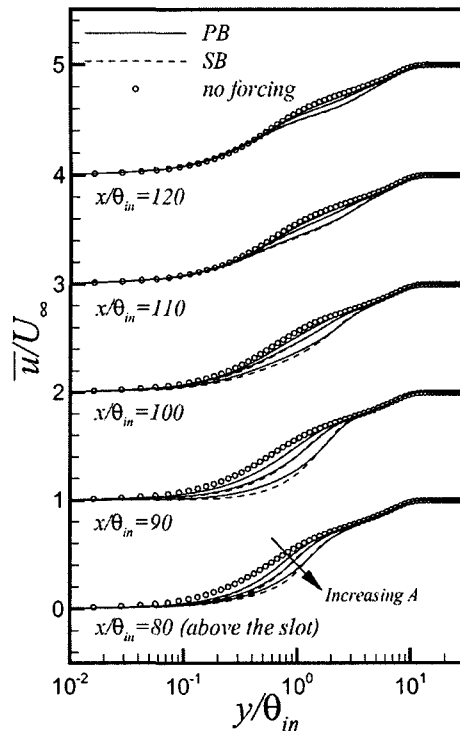


Fig. 3 Time-mean velocity profiles

에 의해 활성화된 난류 구조로 인해 하류에서 벽면 마찰계수가 NO보다 증가하였다.⁽⁷⁾ 본 수치계산의 결과에서 SB의 경우가 PB보다 슬릿 주위에서 큰 벽면 마찰계수의 감소를 보였다. 이를 보다 자세히 살펴보기 위해 아래와 같은 벽면에서 시간 평균된 x 방향 모멘텀 방정식을 통해 고찰하였다.

$$\overline{v_{slot} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y}} \Big|_w + \frac{\partial \overline{u \tilde{v}}}{\partial y} \Big|_w = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x} \Big|_w + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \overline{u}}{\partial y^2} \Big|_w \quad (9)$$

슬릿 위에서의 각 항의 크기를 Table 1에 나타내었다. PB와 SB의 경우 A^+ 의 크기가 증가할수록 슬릿 위에서 확산항은 나머지 항들에 비해 작아지므로, 식 (9)의 좌변의 대류항과 우변의 압력 구배항이 서로 평형을 이루게 된다. Fig. 2에서 시간 평균된 벽면압력이 PB와 SB의 경우 거의 동일하였으며, 또한 압력 구배도 2% 이내의 차이로 거의 동일하였다. 그로 인해 PB와 SB의 경우, 식 (9)의 좌변 또한 거의 동일한 값을 갖게 된다. 식 (9)의 두 번째항은 SB의 경우에는 0이나, PB의 경우에는 슬릿 위에서 분사속도와 벽면

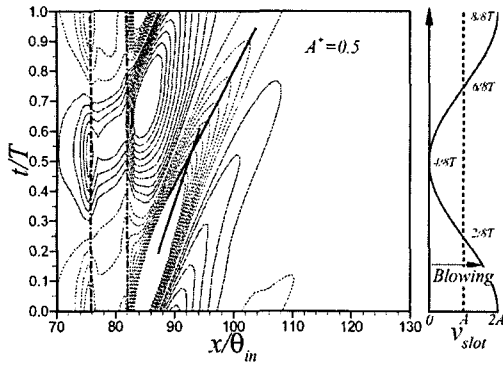


Fig. 4 Spatio-temporal evolution of the relative modulations of wall shear stress. The contour levels range from -1 to 1 by increments of 0.1

전단응력이 서로 반대위상을 가지며 변화하므로 (Fig. 4) 음의 값을 갖는다. 따라서, 식 (9)의 첫 번째 항이 SB보다 큰 값을 가지게 되고, PB와 SB는 슬릿에서의 시간 평균 분사속도 ($\overline{v_{slot}}$)가 동일하므로, PB의 벽면 마찰계수가 SB보다 크게 나타난다.

Fig. 3은 슬릿 하류의 다섯 지점에서 시간 평균 속도 분포를 나타낸다. 가진의 크기가 클 경우, 슬릿 근처에서 SB가 PB에 비해 벽면 근처의 속도가 더 많이 감소함을 확인할 수 있으며, 이는 Fig. 2의 벽면마찰계수의 분포와도 일치하는 결과이다. 그리고, 하류로 갈수록 평균 속도 분포의 차이는 거의 없음을 확인할 수 있으므로 슬릿 근처를 제외한 하류에서는 PB와 SB에 대한 시간 평균 속도의 반응은 거의 동일하다고 할 수 있다. 이상에서 주기적인 분사가 가해질 경우, 시간 평균 속도장의 전체적인 변화는 지속적인 분사의 경우와 거의 차이가 없음을 확인하였으며, 슬릿 주위의 벽면 마찰계수는 대류항으로부터 야기되는 streaming 항⁽¹³⁾이 음의 값을 가짐으로 인해 ($\frac{\partial \overline{u}}{\partial y} \Big|_w < 0$) 지속적인 분사보다 더 큰 값을 가짐을 확인하였다.

분사 속도의 각 위상에 따른 벽면전단응력의 반응을 살펴보기 위해, Fig. 4에서 벽면전단응력의 상대적인 변조 성분 ($\frac{\widehat{\tau}_w}{\overline{\tau}_w}$)을 등고선으로 나타내었다. 슬릿 위에서, 분사 속도(v_{slot})와 벽면전단응력은 서로 반대 위상을 가짐을 확인할 수 있다. 슬릿 하류에서는 시간평균 값보다 작은 벽면전단응력의 대류 현상이 발견되며, 하류로

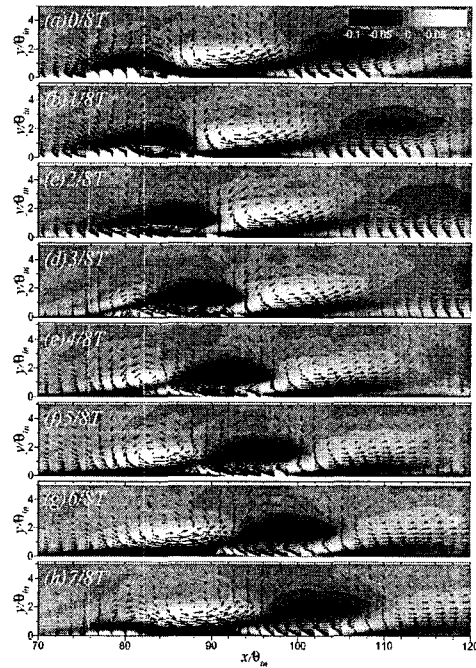


Fig. 5 Contour plots of the oscillating components of spanwise vorticity with the oscillating components of velocity vectors ($A^+=0.5$)

갈수록 대류속도가 증가함을 확인할 수 있다. Tardu⁽¹³⁾는 위상평균된 벽면전단응력의 위상에 따른 변화를 관찰한 결과 하류에서 큰 peak 값이 존재함을 확인하였으며 이를 통해 2차의 와구조를 유도하는 roll-up 현상을 유추하였다. 그러나, 본 연구에서는 위상평균된 벽면전단응력을 관찰한 결과 (Fig. 4), 큰 peak 값은 존재하지 않고 주기적으로 변화하면서 그 크기가 하류로 갈수록 작아짐을 확인할 수 있다. 즉, 본 연구에서는 앞서 언급한 roll-up 현상이 발견되지 않았으며 이는 가진의 세기가 Tardu⁽¹³⁾에 비해 매우 작기 때문으로 생각된다.

PB와 SB는 하류에서 서로 거의 동일한 시간평균 속도 분포뿐만 아니라 (Fig. 3), 동일한 시간평균 횡 방향 와도 분포를 가진다. 그러나 PB의 경우, SB와는 달리 비정상 분사의 효과로 인해 시간평균 와도를 기준으로 주기적 성분의 와도 ($\widehat{\omega}_z$)가 존재하게 된다. Fig. 5에서는 주기적 성분의 횡 방향 와도를 주기적 성분의 속도벡터와 함께 각 위상별로 나타내었다. 한 주기 동안의

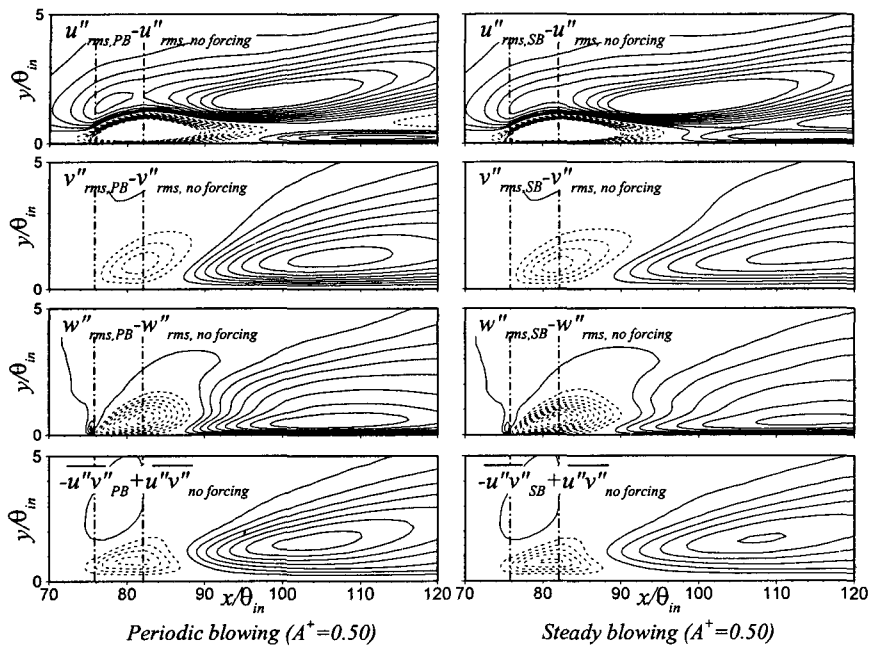


Fig. 6 Contours of the differences of the time-averaged rms velocity fluctuations and Reynolds shear stress. Contour levels are from $-0.02U_\infty$ to $0.02U_\infty$ by increments of 0.002 for the velocity fluctuations, and from $-0.002 U_\infty^2$ to $0.002 U_\infty^2$ by increments of 0.0002 for the Reynolds shear stress

분사를 통해 슬릿의 바로 뒤에서 양의 $\tilde{\omega}_z$ 와 음의 $\tilde{\omega}_z$ 가 교대로 생성되어 하류로 흘러가고, $x/\theta_{in} \approx 120$ 지점에서는 소멸함을 확인할 수 있다. 슬릿의 바로 뒤에서, 분사 속도가 감소하는 위상일 때는 음의 횡 방향 와도가 생성되며(Fig. 5(a)-(d)), 분사 속도가 증가하는 위상의 경우에는 양의 횡 방향 와도가 생성됨을 확인할 수 있다(Fig. 5(e)-(h)). 순간적인 횡 방향 와도의 부호가 음일 경우 ($\tilde{\omega}_z < 0$)에는 벽면 근처에서 유동의 반대방향의 속도 ($\tilde{u} < 0$)를 유도하게 된다. 따라서, 음의 횡 방향 와도가 부가적으로 생성된 영역은 Fig. 4의 벽면전단응력이 낮은 영역과 연관이 있으며, 음의 횡 방향 와도를 갖는 영역($\tilde{\omega}_z < 0$)의 대류현상이 벽면전단응력이 낮은 영역의 대류현상을 일으키게 된다. 또한, 또한, 부가적으로 생성된 횡방향 와도가 존재하는 영역이 후류로 감으로써 벽면으로부터 멀어지게 되어 대류속도가 증가하므로 벽면전단응력의 대류속도가 하류로 가면서 증가하게 된다고 설명할 수 있다

(Fig. 4).

3.2 난류강도와 레이놀즈 전단 응력

Fig. 6에서는 PB 또는 SB로 인해 하류에서 증가된 난류섭동량 및 레이놀즈 전단 응력과 분사가 없는 경우의 값의 차이를 나타내었다. Park & Choi⁽⁷⁾는 SB의 경우 주 유동방향의 난류강도가 다른 성분들의 난류강도와 레이놀즈 전단 응력에 비해 빨리 반응함을 보고하였으며, 본 연구 결과에서 PB의 경우 또한 그러함을 확인하였다. 또한, PB의 경우, 횡 방향과 벽면 수직인 방향의 난류강도와 레이놀즈 응력의 증가량이 최대가 되는 위치가 SB에 비해 훨씬 앞당겨졌음을 확인할 수 있었다.

Fig. 7에서는 PB와 SB로 인한 각 방향의 난류강도의 변화를 슬릿 중심과 하류의 네 지점에 대하여 나타내었다. 분사가 가해지지 않았을 경우와 비교해볼 때, PB와 SB의 두 경우 모두, 슬릿에서의 분사로 인해 각 방향의 난류강도 및 레이놀즈 응력이 하류에서 증가함을 확인할 수 있으며 이는 기존의 문헌 결과와도 일치한다.⁽⁶⁻⁹⁾ 홍미

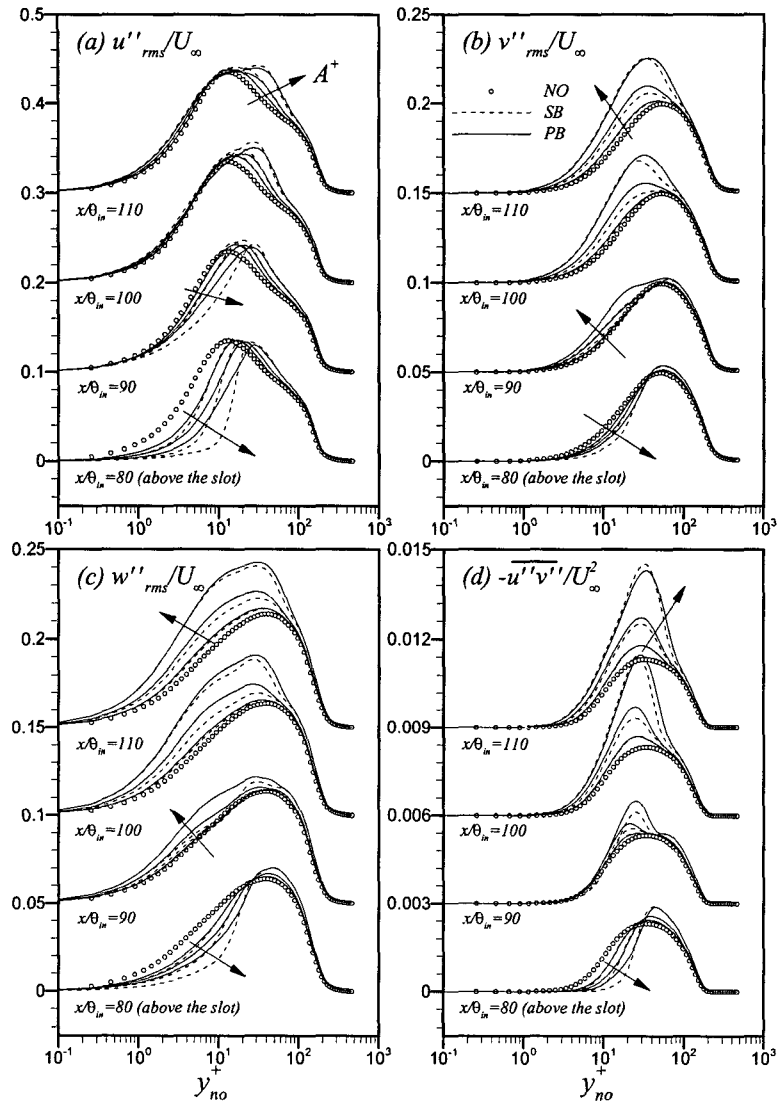


Fig. 7 Variations of time-averaged turbulent intensities and Reynolds shear stress. (a) u''_{rms} , (b) v''_{rms} , (c) w''_{rms} , (d) $-u''v''$

로온 결과는 PB는 SB에 비해 주 유동방향의 난류강도의 증가량은 작지만, 벽면에 수직인 방향과 횡 방향의 난류강도의 증가량은 더 큼을 알 수 있다.

각 방향의 난류에너지의 교환을 살펴보기 위해, $\overline{u''^2}$, $\overline{v''^2}$ 및 $\overline{w''^2}$ 의 수치식 (budget)을 조사하여 Fig. 8에 나타내었다. 각각, 굵은 선은 PB, 가는 선은 SB를 의미한다. 수치식의 항들 중 압력-변형률 텐서 ($\phi_{ij} = \overline{p' \partial u_i'' / \partial x_j}$)는 각 방향

의 난류에너지의 재분배에 중요한 역할을 한다고 알려져 있다.⁽¹⁶⁾ 주 유동방향의 난류에너지 수치식에서 ϕ_{11} 은 주 유동방향의 난류에너지를 벽면 수직인 방향과 횡 방향 난류에너지로 전달하는 역할을 하는 항이므로 음의 값을 갖는다. 본 연구 결과에서는 SB나 PB의 두 경우 모두 가진이 없는 경우 보다 더 큰 크기의 음의 값을 가지므로 SB와 PB 모두 난류에너지의 재분배를 촉진시킴을 확인할 수 있었다. 그리고 $\overline{v''^2}$, $\overline{w''^2}$ 의 수치식에 포함되는 압력-변형률 텐서의 크기(ϕ_{22}, ϕ

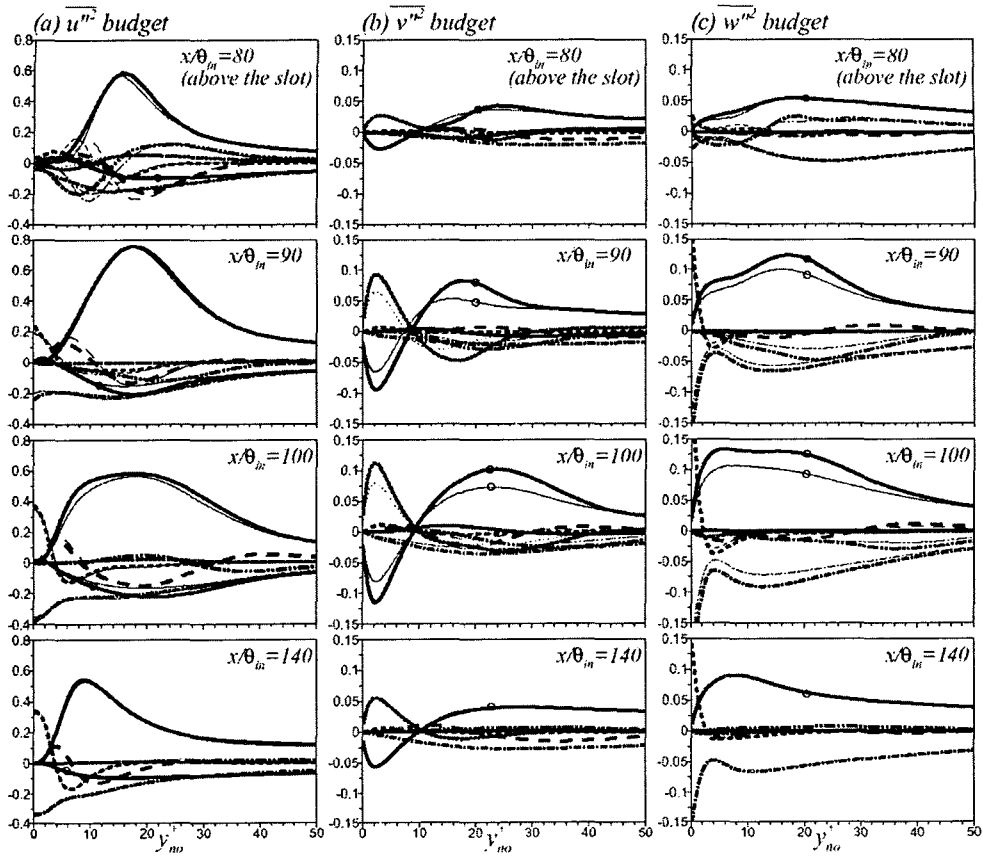


Fig. 8 Terms in the budget of normal stresses non-dimensionalized by u_r^4/ν ($A^+=0.5$). — production; - - - dissipation; viscous diffusion; - · - · convection; - - - - turbulent transport; ····· pressure transport; —○— pressure-strain

33)가 SB보다 PB의 경우 크게 나타났으며 ϕ_{11} 는 PB가 SB보다 더 큰 크기의 음의 값을 가지므로 PB가 SB보다 난류에너지의 재분배를 더 촉진시키게 된다. 따라서, PB의 경우 SB에 비해 주 유동방향의 난류강도의 증가량은 작고, 벽면에 수직인 방향과 횡 방향의 난류강도의 증가량이 더 크게 나타났다.

비정상 가진에 대한 난류강도와 레이놀즈 전단 응력의 위상에 따른 반응을 살펴보기 위해 Fig. 9에서는 난류강도의 각 성분의 주기적인 성분 ($\widehat{u_i' u_j'}$)의 등고선을 각 위상에 대해 나타내었다. 각 성분의 전체적인 반응 양상은 서로 유사하다. 분사속도가 시간 평균 분사속도(A^+)보다 큰 위상에서는 슬릿 부근의 난류강도가 시간평균에 비해 낮은 값을 갖는 영역이 발견되며, 작은 경우에는

양의 값을 갖는 영역이 발생한다. 분사속도의 시간에 따른 변화에 따라 다른 부호를 갖는 주기적 성분이 교대로 발생하며 하류로 흘러간다. $\widehat{u' u'}$ 는 슬릿 근처에서 큰 값을 가지며 변화하며 하류로 가면서 빨리 확산되어 버리지만, 다른 난류강도들의 주기적 성분은 $x/\theta_m=120$ 에서도 슬릿 부근과 비슷한 크기의 값을 가진다. 오히려 $\widehat{v' v'}$ 의 경우에는 슬릿 근처보다 하류에서 더 큰 값을 가짐을 알 수 있다. 본 연구에서 택한 다른 A^+ 에 대해서도 같은 양상을 확인할 수 있었으며, 이는 주 유동방향의 난류강도의 주기적인 성분은 슬릿의 근처에서 큰 값을 가지지만 하류로 가면서 빨리 소멸하는 반면, 다른 성분의 난류강도는 더 먼 하류까지 비정상 가진의 효과가 파급됨을 의미한다.

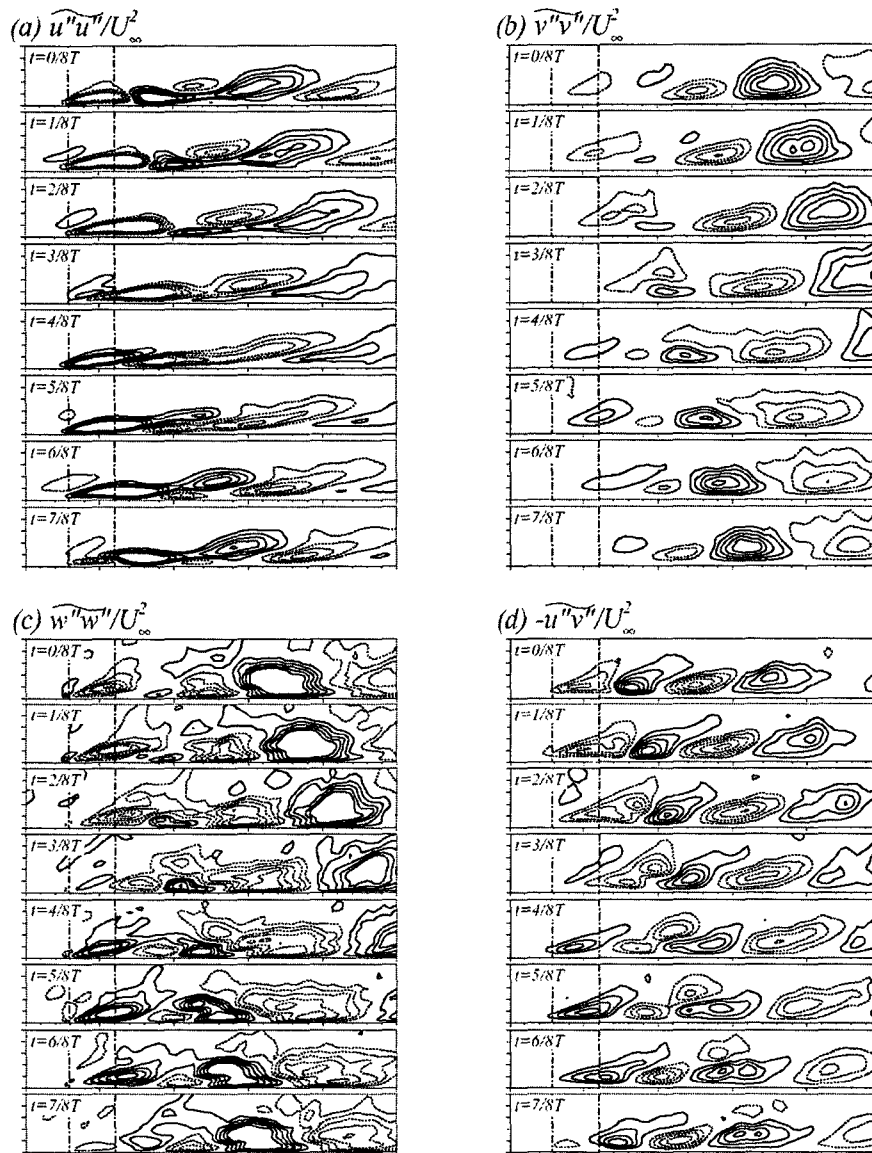


Fig. 9 Contours of the oscillating component of turbulent intensities and Reynolds shear stress ($A^+=0.5$). Contour levels are from -0.004 to 0.004 by increments of 0.0008 for u''^2 , and from -0.001 to 0.001 by increments of 0.0002 for v''^2 , w''^2 and $-u''v''$. The plot domain is $70 \leq x/\theta_m \leq 120$ and $0 \leq y/\theta_m \leq 5$

4. 결 론

본 연구에서는 $Re_\theta = 300$ 인 난류 경계층에서 대략 100 벽 단위의 폭을 갖는 슬릿을 통해 $A^+ \approx 0.25, 0.50, 1.00$ 의 크기를 가지며 $f^+ = 0.017$

인 주파수로 주기적인 분사가 가해지는 경우에 대하여 DNS를 수행하였고, 슬릿 하류에서의 유동장의 변화를 관찰하여 국소적인 슬릿을 통한 주기적 분사에 대한 난류 경계층의 반응을 조사하였다. 위상 평균된 벽면 마찰계수의 시간적인 변화의 관찰을 통해 슬릿 하류에서 주기적으로

낮은 벽면마찰계수의 영역의 대류현상을 확인하였으며, 이는 주기적인 분사로 인해 생성되는 횡방향 와도와 관련이 있음을 관찰하였다. 또한, 벽면에 수직인 방향과 횡 방향의 난류강도는 PB가 SB보다 슬릿에 더 가까운 하류에서 최대값을 가짐을 확인하였으며, 압력-변형률 텐서와 난류에너지에서 차지하는 각 난류강도의 성분을 조사하여, PB가 SB보다 난류에너지의 재분배를 더 촉진시킴을 확인하였다. 위상 평균된 난류강도의 주기적 성분을 조사하여 주기적 분사에 대한 난류강도의 각 성분들의 반응을 관찰한 결과, 주유동방향의 난류강도는 슬릿 근처에서 큰 주기적 거동을 보이거나 하류로 가면서 빨리 소멸하는 반면, 다른 성분의 난류강도는 보다 먼 하류까지 비정상 가진의 효과가 파급됨을 확인하였다.

후 기

본 연구는 과학기술부 국가지정연구실 사업의 일환으로 수행되었으며 이에 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Schlichting, H., 1979, *Boundary Layer Theory*, 7th Ed., McGraw-Hill.
- (2) 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
- (3) 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.
- (4) Choi, J.-I. and H.J. Sung, 2002, "Assessment of Suboptimal Control for Drag Reduction in Turbulent Channel Flow," *J. Turbulence*, In press.
- (5) Chung, Y.M., Sung, H.J. and Boiko, A.V., 1997, "Spatial Simulation of the Instability of Channel Flow with Local Suction/Blowing," *Phys. Fluids*, Vol. 9, No. 11, pp. 3258~3266.
- (6) 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
- (7) 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
- (8) 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.
- (9) 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.
- (10) 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.
- (11) 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.
- (12) 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.
- (13) Tardu, S.F., 2001, "Active Control for Near-Wall Turbulence by Local Oscillating Blowing," *J. Fluid Mech.*, Vol. 439, pp. 217~253.
- (14) Kim, K., Baek, 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.
- (15) 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.
- (16) Mansour, N.N., Kim, J., and Moin, P., 1988, "Reynolds-Stress and Dissipation-Rate Budgets in a Turbulent Channel Flow," *J. of Fluid Mech.*, Vol. 194, pp. 15~44.