

주기적인 분사/흡입이 난류경계층에 미치는 영향

박영수* · 박상현* · 성형진†

Influence of Periodic Blowing and Suction on a Turbulent Boundary Layer

Hyung Jin Sung* · Young-Soo Park* and Sang-Hyun Park†

Abstract. An experimental study was carried out to investigate the effect of periodic blowing and suction on a turbulent boundary layer. Particle image velocimetry (PIV) was used to probe the characteristics of the flow. The local forcing was introduced to the boundary layer via a sinusoidally-oscillating jet issuing from a thin spanwise slot. Three forcing frequencies ($f^+=0.044, 0.066$ and 0.088) with a fixed forcing amplitude ($A^+=0.6$) were employed at $Re_\theta=690$. The effect of the forcing angles ($\alpha=60^\circ, 90^\circ$ and 120°) was investigated under the fixed forcing frequency ($f^+=0.088$). The PIV results showed that the wall region velocity decreases on imposition of the local forcing. Inspection of phase-averaged velocity profiles revealed that spanwise large-scale vortices were generated in the downstream of the slot and persist further downstream. The highest reduction in skin friction was achieved at highest forcing frequency ($f^+=0.088$) and a forcing angle of $\alpha=120^\circ$. The spatial fraction of the vortices was examined to analyze the skin friction reduction.

Key Words : 국소가진(local forcing), 난류경계층(turbulent boundary layer), 벽면 마찰(skin friction), 횡방향 와 구조(spanwise vortical structure)

1. 서론

유체 내에서 운동하는 물체는 표면에서 경계층이 생성되면 유체와의 상호작용으로 마찰저항을 받으면서 운동한다. 이와 같은 난류 경계층은 유체역학에서 기본이 되는 유동현상 중에 하나이며 이를 제어하고 공학적으로 응용하려는 연구가 계속되어왔다. 최근에는 컴퓨터의 발달과 더불어 활발해진 직접 수치 모사(Direct Numerical Simulation)방법을 통해 난류 경계층 내부의 응집구조(coherent structure)가 밝혀지면서⁽¹⁾ 이를 제어하여 난류경계층의 표면 마찰을 감소시키려는 연구가 활발히 진행되고 있다.

Choi *et al.*⁽²⁾ (1994)은 직접 수치 모사를 통하여 벽 근처의 수직 방향 속도 성분과 반대 위상을 갖는 흡

입/분사를 벽면 전체에 적용함으로써 유선 와도(streamwise vorticity)를 약화시키고 결과적으로 표면 마찰도 감소시켰다. 그러나 이러한 제어는 아주 미소한 감지기(sensor)와 구동기(actuator)를 무한히 필요로 하기 때문에 아직까지는 기술적으로 실현하기는 힘들다. 현장에서 실용화를 위해서는 많은 수동적인 제어(passive control) 방법들이^(3,4) 수행되어 왔다. 이러한 연구들 중에서도 국소적으로 유체를 흡입/분사하는 방법은^(5,6) 실현이 용이할 뿐만 아니라 비교적 적은 양으로도 벽 근처 유동 구조에 영향을 줄 수 있기 때문에 많은 관심을 끌어들였다.

Sano & Hirayama⁽⁷⁾ (1985)는 경계층 바닥면에 설치된 얇은 횡 방향 슬롯을 통해 지속적인 흡입(steady suction) 또는 지속적인 분사(steady blowing)를 가했을 때 유동장의 변화를 관찰하였다. 그들은 실험을 통하여 지속적인 분사는 국소교란 후에 유동의 마찰계수를 감소시키고, 지속적인 흡입은 마찰계수를 증가시킨다는 결과를 얻었다. Tardu⁽⁸⁾ (1998, 2001)는 횡 방

*한국과학기술원 기계공학과

†한국과학기술원 기계공학과

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

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

항 슬롯에서 지속적인 분사를 한 경우와 주기적인 분사를 한 경우를 실험을 통해 비교하였다. 그는 주로 벽면에서의 속도성분과 전단 응력을 측정하여, 두 경우 모두 벽면 마찰을 감소시키지만 서로 다른 메커니즘(mechanism)이 작용한다는 것을 난류성분의 통계적 항들(high-order statistics)을 비교하여 설명하였다. Park *et al.*⁽⁹⁾ (2001)과 Rhee & Sung⁽¹⁰⁾ (2001)은 각각 횡 방향 슬롯에서 주기적인 흡입/분사가 난류경계층에 미치는 영향을 풍동실험과 RANS(Reynolds Averaged Numerical Simulation)를 통하여 알아보았다. 이들은 가진을 가한 경우에 평균 유동장과 난류 강도 등을 위상평균기법으로 측정을 하여 유동장의 변화를 관측하였다. 이 때 벽면에서 속도가 감소를 하면서 마찰계수가 작아지는 것을 확인을 했으며, 그 영향은 주파수가 높을수록 크며 오래 지속된다는 것을 관측하였다.

본 연구의 목적은 수동에서 흡입과 분사를 주기적으로 하는 국소 교란을 난류 경계층에 적용하였을 때, 난류 경계층의 유동구조의 변화를 PIV 실험 기법을 이용하여 시공간적으로 파악하는데 있다. 실험에서 사용된 국소 교란의 변수는 두 가지이다. 국소 교란의 주파수와 횡 방향 슬롯의 분사각도이다. 본 실험에서는 국소교란의 크기는 고정시키고($A_0=0.6$), 주파수($f^+=0.044, 0.066, 0.088$)와 분사각도($\alpha = 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$)의 변화에 따른 영향을 살펴보기로 한다. 주기적인 가진은 횡 방향 와(spanwise vortex)를 생성하며 이 와는 벽면 부근에서 유동 반대 방향 속도성분을 가지면서 벽면속도를 감소시킨다. 가진으로 생성된 횡 방향 와와 벽면 마찰계수의 정량적 관계를 알아보기 위해서 위상평균기법(phase-averaging technique)을 사용하여 와가 벽면을 차지하는 영역비(spatial fraction)를 살펴보았다.

2. 실험 방법 및 장치

본 연구는 개방 순환형 수조(recirculating open water channel)에서 행하여졌으며 물은 원심 펌프로 순환된다. 실험부는 폭이 250 mm, 높이가 250 mm이고 길이가 1000 mm인 열린 채널이다. 여기에, 동일한 폭의 평판을 채널 바닥에서 50 mm 높이에 설치하였다. Fig. 1은 수동실험에 사용된 평판의 개략도를 나타낸다. 평판의 선단(leading-edge)에는 지름 2 mm인 트립 와이어(trip wire)와 이 트립 와이어의 2차원 호

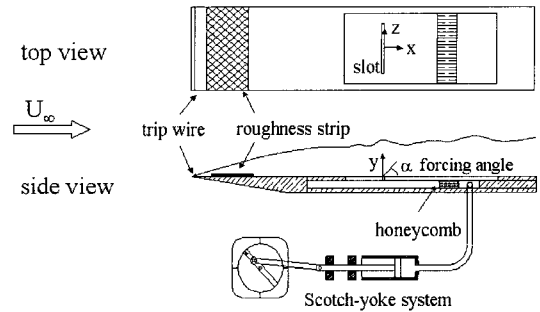


Fig. 1. Test section and local forcing apparatus.

과를 줄이기 위해 250×100 mm의 사포(roughness strip, No. 60 매우 거침)를 설치하여 평판 위의 난류 경계층이 빨리 발달하도록 유도하였다.

국소교란을 가하기 위한 횡 방향 슬롯은 선단에서 600 mm 떨어진 곳에 위치하며, 횡 방향 길이가 150 mm(벽단위로 1000)이다. 다양한 슬롯의 두께와 형상 그리고 분사각도의 영향을 알아보기 위하여 슬롯이 있는 부분은 교환이 가능하게 만들어져 있다. 실험은 세 가지의 가진 주파수($f^+=0.044, 0.066, 0.088$)와 세 가지의 분사각도($\alpha = 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$)에 대하여 행하여졌다. 좌표축의 원점은 슬롯의 끝에 위치하며 유선 방향을 x축, 벽에 수직 방향을 y축, 횡 방향을 z축이 되도록 좌표축을 잡았다.

국소가진은 스카치-요크(scotch-yoke) 장치를 이용하여 난류 경계층에 가해졌다. 이 장치는 모터의 회전운동을 커넥팅로드를 통하여 직선 왕복운동으로 바꾸어주는 것으로서, 커넥팅로드 끝에 실린더가 부착되어 있다. 모터의 회전수와 피스톤의 행정의 변화로 가진 주파수와 가진 크기가 조절된다. 스카치-요크(Scotch-yoke)의 가진 주파수의 측정을 위해서 디지털 타코미터(HT-5200)를 사용하였다. 국소교란의 크기는 수동이 꺼져있는 상태에서 슬롯 바로 위에서의 유속으로 정의되었다. 열선 풍속계를 이용해 측정된 결과, 가진의 형태는 거의 사인파에 가까웠으며 분사일 때가 흡입에 비해 약 15% 정도 크게 나왔다.

$$A_0 = \frac{(v_f)_{\max}}{U_\infty} \quad (1)$$

여기서, $(v_f)_{\max}$ 는 슬롯 바로 위에서($x = -1.5, y = 0.8$ mm) 국소교란에 의한 V 성분의 최대값이다. 본 실험에서는 $A_0 = 0.6$ 인 한 가지 경우에 대해서만 다루었다.

PIV 실험을 위해서 2 head Nd:Yag 레이저빔(Big Sky Laser, Ultra, 8 ns, 30 mJ)을 반사 거울을 거쳐 원

통형 렌즈(cylindrical lens)를 통과하도록 하여 평판의 z 축 방향의 중간부분에 두께 1 mm인 레이저광이 생성되도록 하였다. 입자의 영상들은 8-bit CCD 카메라(Kodak E.S 1.0S)와 105 mm 렌즈(Micro Nikkon)를 이용하여 컴퓨터에 저장되었다. 물과 비중이 비슷한 Hollow glass ($\rho = 1.02 \text{ kg/m}^3$, $d = 8.12 \mu\text{m}$)를 추적 입자로 사용하였다. 레이저와 카메라를 동기 시키기 위해서 pulse/delay 발생기(BNC 555 Four Channel Pulse/Delay Generator)를 사용하였으며 두 장의 영상을 얻어 상호상관관계(cross-correlation)를 이용하여 속도벡터를 구하였다. 두 영상간의 시간 간격은 2 msec이며 카메라의 촬영부위(field of view)는 $62.5 \times 62.5 \text{ mm}$ 이다. 미소조사구간 크기(interrogation window size)는 $24 \times 24 \text{ pixel}$ 이며 50% 중첩(overlap)되었다. PIV를 이용해서 얻은 속도 벡터 중에 에러벡터를 제거하기 위해서 Westerweel⁽¹¹⁾이 제안한 국소 중간값 시험(local median test) 기법을 사용하였다.

실험은 크게 두 부분으로 나누어서 실행되었다. 먼저 난류통계치를 얻기 위해 가진 주파수와 약간 다른 주기로 입자영상을 얻어내었다. 이와 같이 가진 주파수와 영상을 얻어내는 주파수가 약간 다르게 되면 맥놀이 현상과 유사하게 두 주파수가 일치하지 않으면서 랜덤하게 계속 진행하게 된다. 따라서 얻어내는 입자영상의 수가 충분히 많다면 난류통계치를 얻어낼 수 있게 된다. 본 실험에서는 3000장의 속도벡터를 가진을 가한 후 얻어내었다. 두 번째로, 슬롯 후류에서 유동 구조의 변화를 구하기 위해서 국소교란의 한 주기를 8등분해서 각각의 위상에서 1000장의 위상평균된(phase-averaged) 순간 유동장을 구하였다. 측정은 흡입과 분사의 최고점을 포함하고 있다. pulse/delay 발생기에 들어가는 외부 동조 신호(external triggering signal)는 스카치 요크 시스템 회전 원판의 주파수를 측정하는 디지털 타코미터에서 발생하는 펄스를 사용하였다. 펄스 발생 위치는 국소교란의 분사가 최대가 되는 지점이다. 발생된 펄스를 pulse/delay 발생기의 입력 동기 신호로 사용하고, pulse/delay 발생기의 출력 단자에 Nd:Yag 레이저와 CCD 카메라를 연결하여 이들을 동조시켰다.

외부에서 주기적인 교란이 가해짐에 따라 유동장 내의 물리량도 주기적으로 변하게 된다. 유동장을 정확히 파악하기 위해서는 각 물리량을 주기적인 성분과 비주기적인 성분으로 나눌 필요가 있으므로 위상평균 기법을 도입하여 유동장을 해석하였다. 임의의

주기성을 띤 신호를 세 가지 성분으로 나누면(triple decomposition),

$$S(\vec{x}, t) = \bar{S}(\vec{x}) + \tilde{s}\left(\vec{x} + \frac{t}{T}\right) + s'(\vec{x} + t) \quad (2)$$

이고, 여기서 $s = \tilde{s} + s'$ 로 하면

$$S = \bar{S} + s \quad (3)$$

이다. 여기서 \bar{S} 는 시간 평균값(time mean component)이고, \tilde{s} 는 주기적인 성분(periodic component), 그리고 s' 는 비주기적인 요동성분(fluctuating component)이다. 시간평균의 정의는

$$\bar{S} = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} S(\vec{x}, t) dt \quad (4)$$

이고, 위상평균의 정의는

$$\langle S(\vec{x}, t) \rangle = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^N S(\vec{x}, t + nT) \quad (5)$$

이다. 따라서

$$\tilde{s} = \langle S \rangle - \bar{S} \quad (6)$$

이다. 이러한 정의로부터 나오는 기본적인 특성들은 다음과 같다.

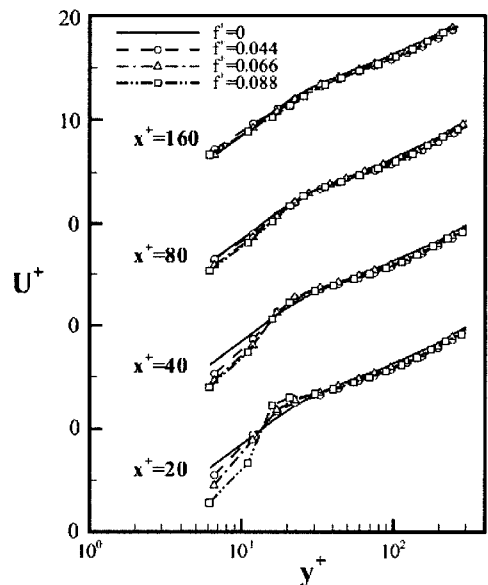


Fig. 2. Streamwise mean velocity profiles for three forcing frequencies.

$$\begin{aligned} \langle s' \rangle &= 0, \quad \overline{s} = 0, \quad \overline{s'} = 0 \\ \overline{\langle s \rangle} &= \langle \overline{s} \rangle = \overline{s}, \quad \langle s \rangle = \overline{s} \end{aligned} \quad (7)$$

지금부터의 표기들은 여기서의 정의를 따른다.

3. 실험 결과

3.1 가진 주파수의 영향

실험시 자유흐름 속도는 $U_\infty = 0.135$ m/s으로 고정되었으며 가진이 없을 때($f^+ = 0$)의 슬롯 위에서 모멘텀 두께를 근거로 한 레이놀즈 수는 $Re_\theta = 690$ 이다. Fig. 2는 평균속도 분포를 슬롯 후류 네군데($x^+ = 20, 40, 80, 160$)에서 벽단위(wall-unit)로 무차원화하여 나타낸 것이다. 이 후로 모든 측정값들은 벽단위로 무차원화가 되었다. 무차원화할 때 쓰인 마찰속도(friction velocity, u_τ)는 벽근처의 변화를 그대로 비교하기 위해 각 측정 위치에서 교란을 가하지 않았을 때의 u_τ 를 사용하였다. 그 이유는 가진으로 인하여 유동장의 u_τ 가 변하기 때문이다. Fig. 2의 전체적인 경향을 보면, 가진 후 슬롯부근의 벽면속도가 감소하는 것을 볼 수 있다. 하지만 $y^+ > 30$ 에서는 속도장의 변화가 거의 없는 것을 볼 수 있다. 후류로 가면서($x^+ > 80$) 감소한 벽면속도는 가진이 없을 때의 속도장으로 점차 수렴해가는 것을 확인할 수 있다. 이러한 가진 후 벽면속도감소 효과는 지속적인 분사와(Sano와 Hirayama⁽⁷⁾ (1985), Park과 Choi^(12,13) (1999), Krogstad와 Kourakine⁽¹⁴⁾ (2000)) 주기적인 분사(Tardu⁽⁸⁾ (2001), Park et al.⁽⁹⁾ (2001), Rhee와 Sung⁽¹⁰⁾ (2001)) 모두에서 나타났다. 주기적으로 분사와 흡입을 하였을 때 평균 유동장에 미치는 영향은 분사가 지배적이라는 것을 알 수 있다. 이는 Sano와 Hirayama(1985)의 연구에서 유량이 같은 경우 분사의 효과가 평균 유동장에 더 큰 영향을 미친다는 내용과 부합된다. 이와 같은 벽면속도의 감소는 u_τ 를 감소시키기 때문에 벽면마찰감소를 야기한다. 이러한 경향은 교란에 의해 경계층 속도분포가 벽으로부터 떠오른 것(upward shift)을 의미하며 그만큼 점성저층이 증가한 것으로 마찰이 감소하는 유동의 특징적인 현상이다. 주파수의 영향을 살펴보면 세 경우 모두 비슷한 경향을 보임을 알 수 있으나 주파수가 큰 경우가 미소하나마 속도 감소 효과가 크면 가진 효과가 후류에서 더 오래 지속되는 것을 알 수 있다.

Fig. 3은 주기적인 가진을 유동장에 주었을 때 슬

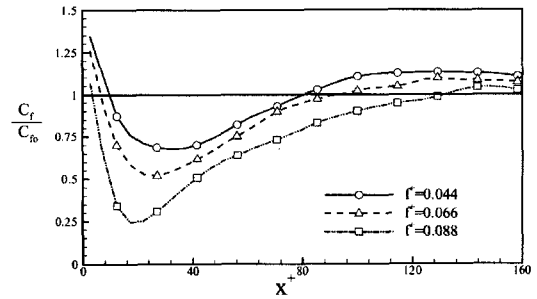


Fig. 3. Distributions of skin friction for three forcing frequencies.

롯 후류에서 유동방향에 따른 벽면 마찰계수의 변화를 나타낸다. 벽면 마찰 계수는 가진이 없을 경우와의 비(C_f/C_{f0})로 표시하여 벽면 마찰 계수가 주기적인 가진에 의하여 변화한 비율을 표시하고 있다. 본 실험에서 벽면에서 가장 가까운 속도측정 위치는 0.8 mm이며 이는 $y^+ = 6$ 에 해당한다. $y^+ = 6$ 이 점성저층이라는 가정 아래 u_τ 가 계산되었다. 이 u_τ 를 이용하여 벽면 마찰 계수를 다음과 같이 정의하였다.

$$y^+ = U^+ u_\tau, \quad u_\tau = \sqrt{\frac{U^+}{y}}, \quad C_f = 2 \left(\frac{u_\tau}{U_\infty} \right)^2 \quad (8)$$

아래 첨자 '0'은 가진이 없는 경우를 나타낸다. 따라서 C_{f0} 와 $u_{\tau 0}$ 는 각각 가진이 없을 때의 벽면 마찰 계수와 마찰속도이다. 그림에서 $x^+ = 0$ 은 슬롯의 마지막을 의미한다. 슬롯 바로 뒷 부근에서 벽면 마찰 계수는 모든 주파수에 대해서 증가한다. 하지만 후류로 가면서 벽면 마찰 계수는 급격히 감소하여 C_f/C_{f0} 가 1보다 작아지며 이런 경향은 후류에서 계속 지속된다. 벽면 마찰 계수의 변화는 $x^+ > 50$ 부근에서 변곡점을 가지면서 둔화된다. 후류로 가면서 C_f/C_{f0} 가 1보다 약간 증가를 한 후 서서히 1로 수렴해 간다. 가진 주파수가 높을수록 벽면 마찰 계수의 감소량이 크며 그 영향이 후류에서 더 오래 지속된다. 가장 높은 주파수인 $f^+ = 0.088$ 인 경우에 벽면 마찰 계수가 최대 75%까지 감소하며 $x^+ = 130$ 까지 벽면 마찰 계수의 감소는 지속된다. 반면에 주파수가 가장 낮은 $f^+ = 0.044$ 에 있어서는 최대 30%의 감소를 보이며 벽면 마찰 계수 감소는 $x^+ = 80$ 까지 밖에 지속되지 못한다. 또한 주파수가 높을수록 벽면 마찰 계수가 최소가 되는 지점이 슬롯에서 더 가까운 곳에 존재한다. 가진 주파수가 낮을수록 후류에서 C_f/C_{f0} 가 1보다 큰 영역이 넓으며 더 늦게 1로 수렴한다. 주기적인 가진에 있어서 이와 같

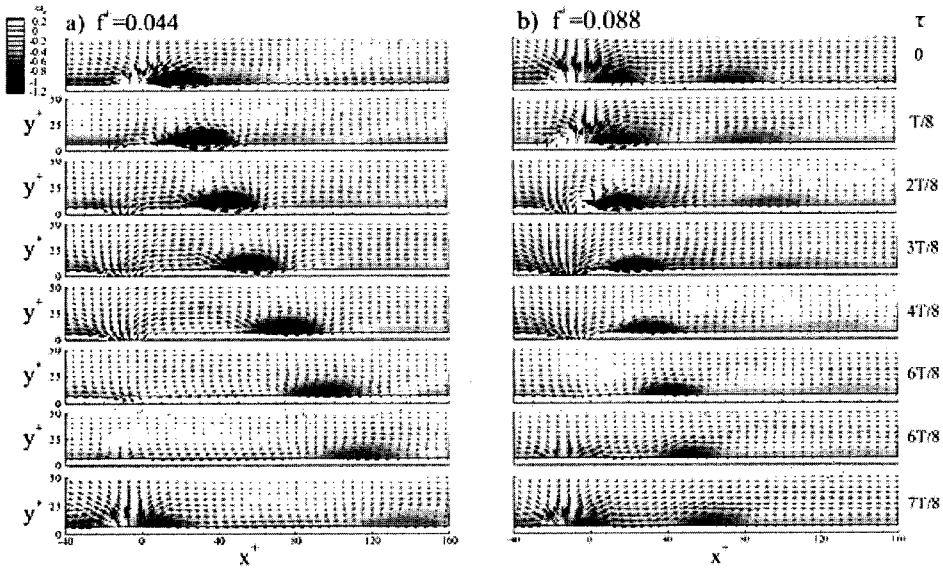


Fig. 4. Contour of ω_z together with phase-averaged velocity vectors for $f^+=0.044$ and $y^+=0.088$.

은 경향은 다른 연구결과(Tardu⁽⁸⁾ 2001; Park *et al.*⁽⁹⁾ 2001; Rhee와 Sung⁽¹⁰⁾ 2001)와 일치한다.

유동에 주기적인 교란을 가할 경우 유동장 역시 주기적으로 변화를 하게 된다. 가진에 의해 생성된 주기적인 와도(vorticity) 구조를 보기 위해, 위상 평균된 속도 벡터와 와도를 Fig. 4에서 가장 낮은 주파수인 $f^+=0.044$ 와 가장 높은 주파수인 $f^+=0.088$ 에 대해서 도시하였다. 시간에 따른 유동장의 변화가 $T/8$ 의 시간 간격으로 나열되었다. 가진은 코사인파 형상이며 $\tau=0$ 은 분사의 최고점을 $\tau=4T/8$ 은 흡입의 최고점을 의미하며 T 는 가진의 주기를 나타낸다. 와구조의 형상을 얻기 위해 각 속도 벡터들은 해당하는 y 지점에서의 평균속도 성분을 빼고 도시하였다. 와도의 뚜렷한 원형응집구조와 위상평균된 속도 벡터로 형성된 원은 횡 방향 와구조를 나타낸다. 주기적인 가진으로 인하여 강한 횡 방향 와가 생성되며 유동장의 변화는 이 횡 방향 와로 인하여 야기된다. 이러한 와구조는 슬롯을 통해 수직 방향으로 분사된 유체에 의해 유동이 막히면서 압력이 낮아진 슬롯의 바로 뒷부분에서 일시적인 재순환 영역이 형성되고 이때 분사된 유체가 말려 들어감으로 인해 형성된 것이다. 슬롯부근에서 흡입의 영향으로 2차와(secondary vortex)가 생성된다. 2차와는 주와(main vortex)에 비하여 강도가 낮기 때문에 후류에서 더 빨리 소멸한다. 전체적으로 보면 슬롯에서 교란에 의해 발생한 강한 횡 방

향 와류는 유동과 함께 흘러가면서 점차 벽에서 떠오르면서 확산되고 결국에 소멸해 간다. 이런 효과는 가진 주파수가 높아짐에 따라 빨리 진행된다. 따라서 $x^+=60$ 부근에서 $f^+=0.088$ 의 와가 $f^+=0.044$ 의 와보다 크기가 작고 세기가 약하다. 이는 가진으로 생성된 와구조의 크기에 관계된 것으로 보인다. 와구조의 크기는 한 주기 동안 분사된 유량에 의해 결정되는데 유동장에 유입되는 유량은 가진 주파수에 반비례한다. 따라서 높은 가진 주파수인 $f^+=0.088$ 의 와가 $f^+=0.044$ 의 와보다 크기가 작다.

Fig. 5는 위상평균된 유동장 중에서 ω_z 가 최대값($(\omega_z)_{max}$)을 가지는 위상에서의 $y^+=11$ 에서의 ω_z 와 $y^+=6$ 에서의 $\langle U \rangle - U_o$ 를 나타낸다. $y^+=11$ 에서의 ω_z 를 나타낸 이유는 가진 주파수에 관계없이 $(\omega_z)_{max}$ 이 $y^+=11$ 서 존재하기 때문이다. 이 그림을 통하여 벽면에서 가장 가까운 측정위치인 $y^+=6$ 에서의 위상평균된 평균속도 $\langle U \rangle$ 와 가진이 없을 때의 평균속도 U_o 와의 차를 통하여 횡 방향 와가 벽면속도에 미치는 영향을 직접적으로 알아볼 수 있다. $\langle U \rangle - U_o$ 가 음수를 가지면 벽면속도가 감소한 것을 뜻하며 양수를 가지면 벽면속도의 증가를 뜻한다. u_r 는 $\sqrt{\langle Uv \rangle / y}$ 로 정의되기 때문에 벽면속도의 감소는 결과적으로 u_r 와 C_f 의 감소를 의미한다. 따라서 벽면속도 측정을 통하여 표면마찰계수의 변화를 살펴볼 수 있다. 주기적인 가진으로 인해 $0 < x^+ < 30$ 부근에서 음의 부호를 가지

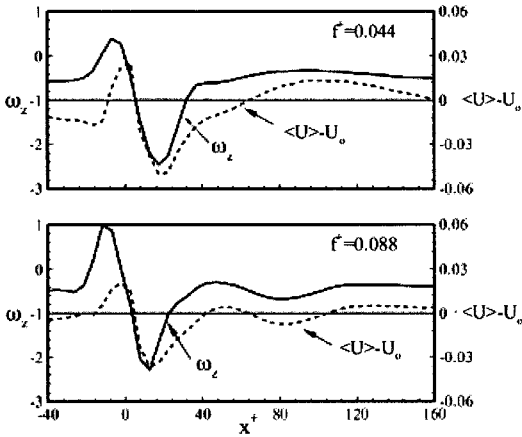


Fig. 5. Trajectories of ω_z and $\langle U \rangle - U_0$ at the phase for $(\omega_z)_{\max} = 0.044$ and $f^+ = 0.088$.

는 강한 횡 방향 와가 생성되는 것을 Fig. 5를 통하여 확인할 수 있다. 또한 횡 방향 와는 양의 부호를 가지는 2차 와(secondary vortex)와 짝을 이루다. 중요한 사실은 가진으로 생성된 횡 방향 와의 위치가 벽면속도가 감소하는 부분과 일치한다는 것이다. 주기적인 가진은 횡 방향 와를 생성하며 이 와는 벽면부근에서 유동반대 방향 속도성분을 가진다. Fig. 5를 통하여 횡 방향 와가 벽면속도를 감소시키는 것을 명확히 확인할 수 있다. 벽면속도의 감소는 바로 벽면 마찰(C_f) 감소를 야기한다. 와의 윗부분에 위치한 높은 운동량의 유체는 와의 시계방향 회전운동으로 와의 앞부분으로 이동하게 된다. 이렇게 벽면부근으로 이동한 유체는 벽면부근 속도를 감소시키면서 운동량이 낮아지게 된다. 따라서 와의 회전운동으로 움직이는 유체는 와의 앞부분(front-region)에서 뒷부분(rear-region)보다 높은 운동량을 가지게 된다.

이런 이유로 와의 앞부분이 뒷부분보다 더 넓은 벽면속도 감소 구간을 보인다. 주파수 특성에 있어서, 많은 유량을 유동장에 분사하는 $f^+ = 0.044$ 에 의해 생성된 와의 강도와 크기가 $f^+ = 0.088$ 일 때보다 더 크다. 또한 유입되는 유량이 많고 와의 크기가 크기 때문에 분사 후 와가 생성되는 시간이 길다. 따라서 $(\omega_z)_{\max}$ 의 위치가 $f^+ = 0.044$ 일 때 $f^+ = 0.088$ 일 때보다 더 슬롯 후류에 위치한다. 이런 맥락에서 $f^+ = 0.044$ 의 C_f/C_{f0} 의 최소값이 Fig. 3과 같이 더 후류에 위치한다. 와는 후류로 이동하면서 벽면속도를 계속 감소시킨다. 이 때 와의 앞부분에 더 넓은 벽면속도 감소구간이 존재한다. 따라서 모든 위상에서 벽면속도 감소구간을 중첩

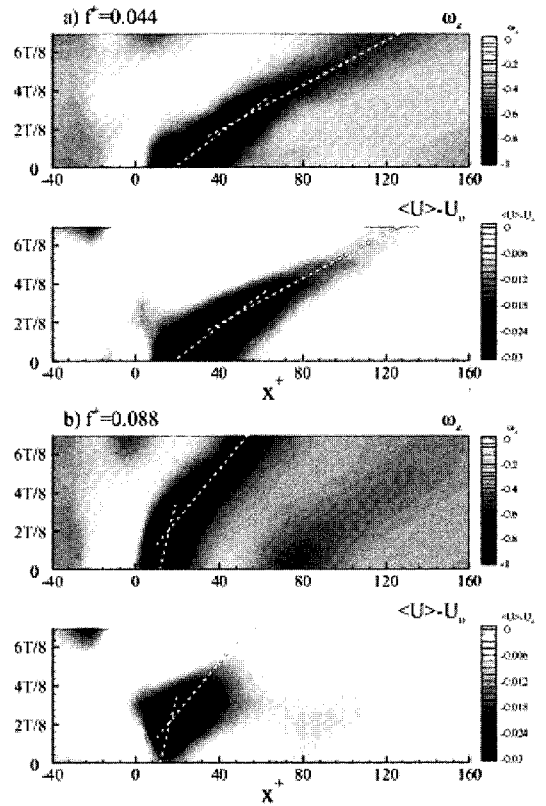


Fig. 6. Contours of ω_z and $\langle U \rangle - U_0$. a) $f^+ = 0.044$, b) $f^+ = 0.088$.

해보면 가장 많은 벽면속도 감소 위치는 $(\omega_z)_{\max}$ 의 위치보다 후류에 존재한다. 따라서 Fig. 5에서 $(\omega_z)_{\max}$ 의 위치와 Fig. 3에서 C_f/C_{f0} 가 최소가 되는 위치는 일치하지 않는다. 후류로 가면서 벽면부근 속도가 약간 증가를 하며, 그 증가량은 $f^+ = 0.044$ 일 때 더 크다. 따라서 Fig. 3에서 $f^+ = 0.044$ 일 때 후류에서 C_f/C_{f0} 가 더 많은 증가를 보이며 더 늦게 1로 수렴한다.

Fig. 6은 $y^+ = 11$ 에서의 ω_z 와 $y^+ = 6$ 에서의 $\langle U \rangle - U_0$ 의 시간에 따른 변화를 나타낸다. 모든 위상에서의 ω_z 와 $\langle U \rangle - U_0$ 의 변화를 통하여 두 물리량의 상관관계를 자세히 알아볼 수 있다. 명도가 짙은 부분은 가진으로 생성된 와류구조와 벽면속도 감소 영역을 나타낸다. 흰점선은 슬롯 후류에서 각각의 위상에서의 $(\omega_z)_{\max}$ (와의 중심)의 이동경로를 나타낸다. 횡 방향 와의 이동경로가 벽면속도 최소값의 이동경로와 일치하는 것을 확인함으로써 앞에서 주장한바있는 ‘가진으로 생성된 횡 방향 와가 벽면마찰을 줄인다’라는 주장의 타당성을 확인할 수 있다. 또한 이 점선의 기울

기를 통해 와구조의 대류속도를 측정할 수 있다. Fig. 6-a를 보면 $20 < x^+ < 50$ 에서의 와의 대류속도가 $50 < x^+ < 120$ 의 대류속도보다 느리다. 가진으로 슬롯부근에서 생성된 와는 Fig. 4에서와 같이 후류로 이동하면서 중심이 벽면에서 떠오르며 크기가 커진다. 와의 중심이 벽면에서 멀어지면 와의 대류속도는 빨라진다. 그 이유는 와의 대류속도는 와중심의 유동속도에 비례하며 난류경계층의 평균속도는 벽면에서 멀어지면서 빨라지기 때문이다. Fig. 6에서 가진 주파수에 따라 와의 대류속도가 다른 것처럼 보이지만 실제 와의 대류속도에는 큰 차이가 없다. 주파수에 따라 와의 대류속도가 다르게 보이는 것은 주기 T 가 다르기 때문이다. 가진 주파수가 높을수록 벽면속도를 감소시키는 와가 더 자주 생성되며 와간의 거리도 작아진다. $f^+ = 0.088$ 일 때 와가 $x^+ = 20$ 과 80부근에서 존재하는 반면 $f^+ = 0.044$ 일 경우에 $-40 < x^+ < 160$ 구간에서 하나의 와만 존재한다. 따라서 벽면속도를 감소시키는 와를 더 자주 생성하는 높은 주파수의 가진이 낮은 주파수보다 마찰저항 감소에 더 효과적이다.

가진으로 인해 생성된 횡 방향 와와 벽면마찰 감소의 정량적 해석을 위해 와류구조 관련 물리량을 살펴 보았다. Table 1은 와가 최대의 강도 $(\omega_z)_{\max}$ 를 갖는 위상에서 가진 주파수에 따른 와의 유동방향 지름 d_x^+ , 와 간의 거리 D^+ , 와의 대류속도 U_c^+ 와 벽면에서 횡 방향 와가 차지하는 영역의 비율(vortex spatial fraction d_x^+/D^+)를 나타낸다.

와의 지름을 정의하기 위해서 속도 기울기 텐서(velocity gradient tensor)와 텐서의 고유치(eigenvalue)를 사용하였다(Chong *et al.*, 1990; Dallman *et al.*, 1991; Zhou *et al.*, 1996, 1999). PIV 실험을 통하여 얻어진 2차원 속도장을 이용하여 2차원의 속도 기울기 텐서의 고유치를 얻어낼 수 있다. 이 텐서성분은 2개의 실수의 고유치를 갖거나 켈레복소수를 가진다. 이때 고유치의 허수부분이 양수를 가지면 ($\lambda_i > 0$) 와로 정의된다. 따라서 $\lambda_i > 0$ 인 등강도선을 통하여 와의 지름을 정의할 수 있다. 와는 Fig. 4, 5, 6으로부터 계산되었다. Fig. 4와 같이 가진으로 생성된 와는 가진 주파수가 낮을수록 크기가 크며 유선방향으로 긴

타원형임을 알 수 있다. 또한 와를 형성하며 흘러가는 유량이 슬롯에서 분사된 유량과 비례하므로, 와의 면적은 가진 주파수에 반비례한다. 와류 구조를 타원으로 가정하여 면적을 구해보면

$$\text{Area} \propto (d_x^+)^2 \frac{1}{f} \quad (9)$$

따라서 와의 유동방향 지름은 대략 주파수의 제곱근에 반비례한다.

$$d_x^+ \propto \frac{1}{\sqrt{f}} \quad (10)$$

가진으로 생성된 와 간의 거리는 가진 주파수에 비례하면서 와의 대류속도에는 반비례한다.

$$D^+ \propto \frac{f}{U_c^+} \quad (11)$$

와의 영역 비율(spatial fraction; d_x^+/D^+)은 와 간의 거리에서 실제 와가 차지하는 영역의 비중을 나타내며 다음과 같다.

$$\frac{d_x^+}{D^+} \propto \frac{\sqrt{f}}{U_c^+} \quad (12)$$

U_c^+ 는 주파수에 대해 큰 변화가 없기 때문에 영역 비율은 가진 주파수의 제곱근에 비례한다. Table 1에서 실제 측정된 영역비율은 위의 식처럼 주파수의 제곱근에 비례함을 알 수 있다. 가진으로 생성된 와에 의해 벽면 마찰이 감소하므로 영역 비율이 높을수록 벽면의 유동장은 횡 방향 와의 영향을 더 많이 받는다. 높은 영역 비율을 보이는 $f^+ = 0.088$ 의 와구조가 유동장에 영향을 미치는 구간이 더 넓기 때문에 낮은 주파수 가진 $f^+ = 0.044$ 보다 벽면마찰 감소에 있어서 더 효과적이다. Park *et al.*⁽⁹⁾ (2001)은 열선유속계 실험을 통하여 한 주기 중 와구조가 영향을 미치는 시간 분량(time fraction)을 정의하였다. 시간 분량은 영역 비율과 같이 가진 주파수의 제곱근에 비례한다. 때문에 주파수가 높을수록 와구조가 유동장에 영향을 미치는 영향이 크며 벽면마찰을 줄이는데 더 효과적이라는 점에서 본 실험 결과와 일치한다.

Table 1. Parameters of with forcing frequencies

f^+	$(\omega_z)_{\max}$	d_x^+	D^+	U_c^+	d_x^+/D^+
0.044	-2.57	24.5	130.4	5.73	0.188
0.066	-2.37	20.3	85.6	5.65	0.237
0.088	-2.28	17.9	63.4	5.58	0.282

3.2 분사 각도의 영향

가진 주파수와 가진 크기가 고정되었을 때 분사 각도(forcing angle : α)에 따른 유동장의 변화를 살펴보

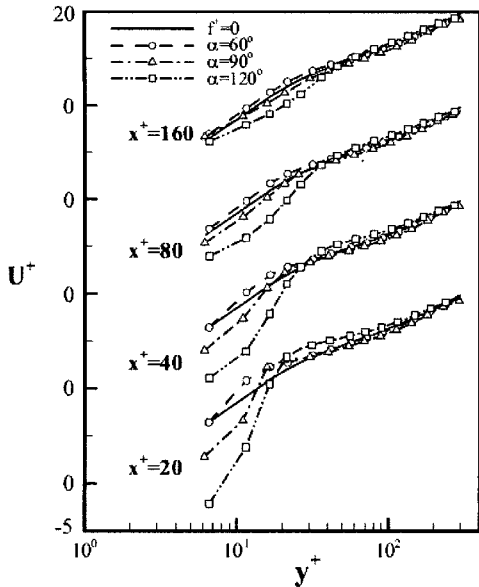


Fig. 7. Streamwise mean velocity profiles for three forcing angles.

았다. 분사각도는 Fig. 1과 같이 바닥면과 유체가 분사되는 방향이 이루는 각도를 의미한다. 슬롯폭은 $x^+=20$ 으로 가진 주파수는 가장 높은 주파수인 $f^+=0.0888$ 로 고정하였다. 세 가지 분사각도 ($\alpha=60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$)에 대한 영향을 조사하였다. $\alpha=60^\circ$ 이면 유동방향으로 분사가 되는 것이고 $\alpha=60^\circ$ 는 유동반대 방향으로 분사가 되는 것이다. 앞에서 알아본 가진 주파수에 대한 실험은 분사가 벽면에 대해서 수직인 $\alpha=90^\circ$ 인 경우이다.

Fig. 7은 분사각도에 따른 평균속도의 변화를 슬롯 후류 내 곳에서 ($x^+=20, 40, 80, 160$) 벽단위로 무차원화하여 나타낸 것이다. 평균속도장은 일 때 가장 많은 변화를 보인다. 일 때 $x^+=20$ 에서는 벽면부근에서 역류(reverse flow)가 생성된다. 이렇게 역류가 생성되는 이유는 유체를 분사하는 방향이 유동방향과 반대이기 때문이다. 의 벽면부근의 역류는 $x^+=40$ 에서 유동방향으로 바뀐다. 하지만 다른 분사각도에 비하여 벽면부근 속도는 아직도 상당히 낮다. 모든 실험 중 유일하게 일 때 가진 후 벽면속도가 $x^+=160$ 에서도 감소한다. 가진 주파수에 따른 평균속도장의 변화가 Fig. 2에서 $y^+<30$ 인 반면, 일 때 평균속도장은 대략 $y^+<70$ 까지 변화를 보인다. 일 때 평균속도장이 많은 변화를 보이는반면에 일 때의 평균속도장에는 거의 변화가 없다.

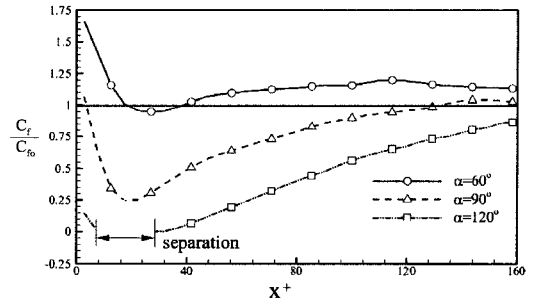


Fig. 8. Distributions of skin friction for three forcing angles.

Fig. 8은 분사각도에 따른 유동방향 벽면 마찰 계수의 변화를 무차원화하여 (C_f/C_{fo}) 나타낸 것이다. 슬롯 바로 후류에서 $\alpha=60^\circ$ 일 때 C_f 는 상당히 많이 증가를 한 후 급격히 감소를 한다. Fig. 7에서와 같이 $\alpha=60^\circ$ 인 경우 가진 후 벽면속도가 거의 감소하지 않기 때문에 C_f/C_{fo} 가 1보다 작은 구간은 상당히 좁다. 후류로 가면서 C_f/C_{fo} 가 1보다 커진 후 서서히 1로 수렴해 간다. 반면에 $\alpha=60^\circ$ 인 경우에 벽면 부근 속도가 많이 감소하였기 때문에 마찰계수의 감소가 크다. $8 < x^+ < 30$ 부근에서는 유동장이 박리되기 때문에 벽면 마찰 계수를 정의할 수 없다. 따라서 C_f/C_{fo} 를 나타내지 못한다. 하지만 다른 모든 구간에서 다른 가진 조건들에 비하여 많은 벽면 마찰감소를 보여준다. $x^+=40$ 에서 약 80%의 마찰 감소를 보이며 그 효과는 $x^+=160$ 까지 지속된다.

Fig. 9는 가진으로 생성된 와구조를 보기 위해, 위상 평균된 속도 벡터와 와도를 유동방향으로 분사하는 $\alpha=60^\circ$ 와 유동 반대 방향으로 분사하는 $\alpha=120^\circ$ 에 대해 나타낸 것이다. 앞에서 언급한바 같이 와의 크기는 유동장에 유입되는 유량에 비례한다. 가진 주파수와 가진 크기가 같기 때문에 유동장에 유입되는 유량은 같다. 하지만 두 분사각도에 대하여 생성되는 와의 크기와 이동속도 등에 있어서 많은 차이를 보인다. 이와 같은 차이는 슬롯을 통하여 분사되는 유체의 유동방향 속도성분의 차이 때문이다. $\alpha=120^\circ$ 일 때 유동장에 유입되는 유량은 유동 반대 방향으로 분사된다. 일 때 분사된 유체가 유동방향으로 속도를 바꿔기 위해서는 $\alpha=60^\circ$ 보다 더 많은 시간이 필요하다. 두 분사각도에 있어서 벽면수직방향 속도성분의 크기는 같기 때문에 일 때 유동장에 분사된 유체가 벽면에서 더 먼 곳까지 유입된다. 따라서 에 의해 생성된 와가 일 때보다 더 크다.

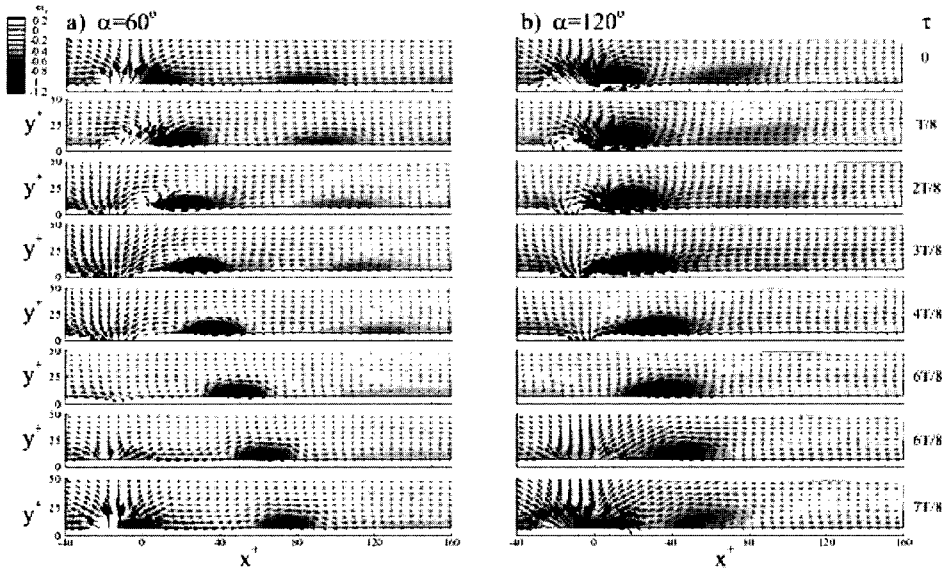


Fig. 9. Contour of together with phase-averaged velocity vectors for $\alpha=60^\circ$ and $\alpha=120^\circ$

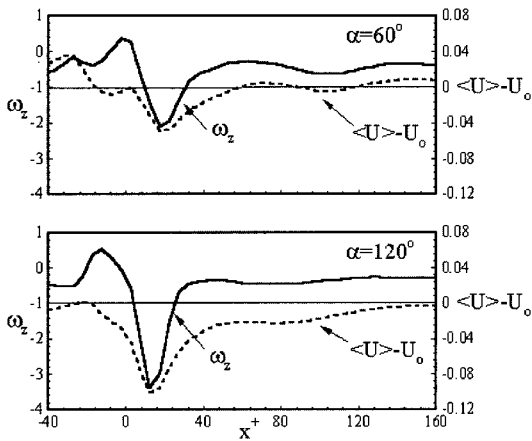


Fig. 10. Trajectories of ω_z and $\langle U \rangle - U_0$ at the $(\omega_z)_{\max}$ phase for $\alpha=60^\circ$ and $\alpha=120^\circ$

슬롯부근에서 생성된 주와(main vortex) 주변에 약한 2차와가 생성된다. 분사각도에 따라 2차와는 두 가지 큰 차이점이 있다. 첫 번째는 2차와의 위치이며 두 번째는 2차와가 유지되는 시간이다. $\alpha=60^\circ$ 일 때 2차와는 주와의 뒷부분에서 생성된 후($\tau=0$) 서서히 주와의 윗부분으로 이동하며 벽면에서부터 멀어지면서 적은 저항을 받는다. 반면에 $\alpha=120^\circ$ 일 때 생성되는 2차와는 벽면과 가까운 주와의 뒷부분에 생성이 된 후 정체되어 있다. 2차와가 후류로 이동하지 못하고 벽면부근에서 정체되는 이유는 $\alpha=120^\circ$ 일 때 분사된 유체가 와를 형성하고 후류로 이동하는데 $\alpha=60^\circ$ 보다

많은 시간이 필요하기 때문이다. 벽면 가까이 위치한 와는 벽면으로부터 많은 저항을 받기 때문에 더 빨리 소멸하게 된다. 따라서 $\alpha=120^\circ$ 의 2차와가 $\alpha=60^\circ$ 보다 빨리 소멸한다.

Fig. 10는 위상평균된 유동장 중에서 ω_z 가 최대값($(\omega_z)_{\max}$)을 가지는 위상에서의 $y^+=11$ 에서의 ω_z 와 $y^+=6$ 에서의 $\langle U \rangle - U_0$ 를 $\alpha=60^\circ$ 와 $\alpha=120^\circ$ 에 대해 나타낸 것이다. 가진으로 생성된 와의 위치와 벽면속도 감소구간이 일치함을 통하여 횡 방향 와가 벽면마찰을 감소시키는 것을 확인할 수 있다. $\alpha=120^\circ$ 일 때 생성된 와의 강도가 $\alpha=60^\circ$ 의 와보다 약 1.6배정도 강하다. 가진이 없을 때 평균속도가 0.04 m/s임을 감안할 때, $\alpha=120^\circ$ 일 때는 와에 의해 벽면부근에서 심한 역류가 생성됨을 확인할 수 있다. 따라서 슬롯부근에서는 Fig. 7과 같이 박리가 발생한다.

Fig. 11은 $y^+=11$ 에서의 ω_z 와 $y^+=6$ 에서의 $\langle U \rangle - U_0$ 의 시간에 따른 변화를 분사각도 $\alpha=60^\circ$ 와 $\alpha=120^\circ$ 에 대해서 나타낸다. 와의 대류속도를 나타내는 흰점선이 벽면속도 최소값의 이동경로와 일치한다. 따라서 주파수 실험에서 주장한바있는 ‘가진으로 생성된 횡 방향 와가 벽면마찰을 줄인다’라는 주장의 타당성을 재확인할 수 있다. 또한 후류로 가면서 와의 대류속도가 빨라지는 것을 확인할 수 있다. $\alpha=120^\circ$ 일 때의 대류속도가 $\alpha=60^\circ$ 보다 느리다. 유동 반대방향으로 분사가 되는 $\alpha=120^\circ$ 가 와를 생성하는데 시간이 더 많이 소요되기 때문이다. 이와 같이 강한 와가 느리게 이

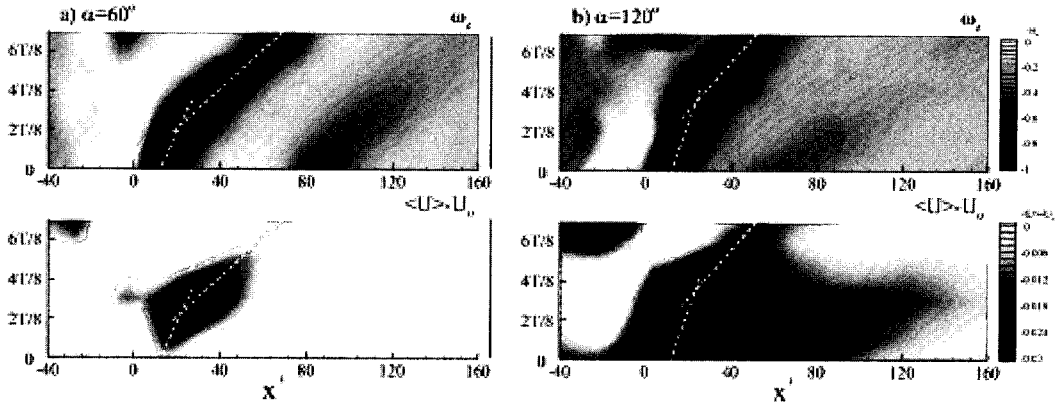


Fig. 11. Contours of ω_z and $\langle U \rangle - U_o$. a) $\alpha=60^\circ$, b) $\alpha=120^\circ$

Table 2. Parameter of with forcing angles

f^+	ω_z	d_x^+	D_v^+	U_c^+	d_x^+/D^+
60°	-2.10	18.7	75.2	6.62	0.249
90°	-2.28	17.9	63.4	5.58	0.282
120°	-3.40	21.4	49.3	4.34	0.434

동하면서 벽면에 더 많은 영향을 미치는 이 벽면속도를 감소시켜 표면마찰력을 줄이는데 더 효과적이다. 전 주기에 생성된 와에 있어서 벽면으로부터 저항을 적게 받으면서 이동하는 $\alpha=120^\circ$ 이 더 또렷한 와를 보인다.

Table 2는 분사각도에 따라 생성된 와의 크기를 포함한 여러 물리량들을 나타낸다. 이 물리량들은 가진 후 벽면부근에서 $(\omega_z)_{max}$ 가 최고값을 가지는 위상에서 계산되었다. 가진으로 생성된 와가 벽면을 차지하는 영역 비율(spatial fraction)은 다음과 같다.

$$\frac{d_x^+}{D^+} \sim \frac{\int \omega}{U_c^+} \quad (13)$$

세 가지 분사각도에 대하여 가진 주파수는 $f^+=0.088$ 로 고정이 되었기 때문에 영역비율은 대류속도만의 함수이다.

$$\frac{d_x^+}{D^+} \sim \frac{1}{U_c^+} \quad (14)$$

따라서 와의 대류속도가 가장 느린 높은 영역비율을 가지기 때문에 다른 분사각도보다 더 효과적으로 표면마찰을 감소시키고 가장 빠른 대류속도를 가지는 $\alpha=60^\circ$ 이 가장 적은양의 벽면마찰계수를 감소시킨다.

주기적인 분사가 유동장에 가해지는 경우의 효율은 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$\eta = \frac{\Delta C_D}{P} \quad (15)$$

여기서 ΔC_D 는 항력의 변화량을 P 는 모터를 돌리는데 들어가는 전력을 의미한다. 분사 효율을 알아보기 위해서는 분사각도에 따라 사용된 전력(input power)을 측정해야 하지만 본 실험에서는 skin friction의 변화량만을 측정하였다. 유동을 순방향으로 분사하는 $\alpha=60^\circ$ 이 역방향으로 분사하는 $\alpha=120^\circ$ 보다 소비전력이 적을 것으로 생각된다. 하지만 실험에서 소비 전력을 측정하기가 어렵기 때문에 실제 효율계산은 힘들다. 주기적인 가진의 실제 효율을 분석하기 위해서는 차후에 심화연구가 필요할 것으로 보인다.

4. 결 론

난류 경계층에 횡 방향 슬롯을 통한 주기적인 가진이 유동장에 미치는 영향을 가진 주파수와 분사각도를 변화시키며 살펴보았다. PIV 실험과 위상평균기법을 통하여 경계층에 가해지는 주기적인 흡입/분사가 횡 방향 와(spanwise vortex)를 생성하며, 이 와는 바닥면에서 유동방향 속도를 감소시키는 것을 확인하였다. 더 많은 와를 생성시켜주는 고주파의 가진이 바닥면의 속도를 더 많이 그리고 오래 감소시키는 것을 확인하였다. 벽면부근 속도의 감소는 점성저층의 증가를 일으키고 이는 바로 벽면마찰계수의 감소를 동반한다. 마찰계수의 감소량은 가진 주파수가 높을수록 더 크며 분사각도의 영향은 유동반대 방향으로 분사되는 $\alpha=120^\circ$ 일 때 가장 큰 변화를 보인다. 표면마찰 감소와 횡 방향 와의 관계를 정량적으로 분석하기 위해서 와가 벽면을 차지하는 영역비율(spatial fraction)

을 알아보았다. 영역비율은 가진 주파수의 제곱근 (root mean square)에 비례하며 와의 대류속도에 반비례한다. 따라서 가장 높은 주파수인 $f^+ = 0.088$ 와 대류속도가 느린 $a = 120^\circ$ 가 높은 영역비율을 가지기 때문에 벽면 마찰을 줄이는데 더 효과적이다.

후 기

이 연구는 과학기술부 국가지정연구실 사업의 일환으로 수행되었으며 이에 감사드립니다.

참고문헌

- 1) Robinson, S.K., 1991, "The Kinematics of Turbulent Boundary Layer Structure," Ph. D thesis, Stanford University.
- 2) Choi, H.C., 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) Choi K-S., X. Yang, B.R. Clayton, E.J. Glover, M. Atlar, B.N. Semenov and V. M. Kulik, 1997, "Turbulent Drag Reduciton Using Compliant Surfaces," Proc. R. Soc. Lond. A, pp.2229~2240.
- 4) Miao, J.J. and Chen, M.H., 1991, "Flow Structures behind a Vertically Oscillating Fence Immersed in a Flat-Plate Turbulent Boundary Layer," Exp. Fluids, Vol.11, pp.118~124.
- 5) 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.
- 6) 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.
- 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) Tardu, S., 2001, "Active Control for Near-Wall Turbulence by Local Oscillation Blowing," J. Fluid Mech., Vol.439, pp.217~253.
- 9) Park, S.H., Lee, I.W. and Sung, H.J., 2001, "Effect of Local Forcing on a Turbulent Boundary Layer," Exp. Fluids, Vol.31, pp.384~393.
- 10) Rhee, G.H. and Sung, H.J., 2001, "Numerical Prediction of Locally Forced Turbulent Boundary Layer," Heat and Fluid Flow, Vol.22, pp.624~632.
- 11) Westerweel, J., 1994, "Efficient Detection of Spurious Vectors in Particle Image Velocimetry Data," Exp. Fluids, Vol.10000600, pp.236~247.
- 12) Choi, H., Park, J. and Hahn, S., 1997, "Effects of Blowing/Suction from a Spanwise Slot on a Turbulent Boundary Layer Flow," 11th Symp. on the Turbulent Shear Flows, pp.P1-37~P1-42.
- 13) Park, J.Y. and Choi, H.C., 1999, Effects of Uniform Blowing or suction from a Spanwise slot on a Turbulent Boundary Layer Flow," Phys. Fluids, Vol.11, No.10, pp.3095~3105.
- 14) Krogstad, P., and Kourakine, A., 2000, "Some Effects of Localized Injection on the turbulence Structure in a Boundary Layer," Phys. Fluids, Vol.12, pp.2990~2999.
- 15) Keane, R.D. and Adrian, R.J., 1990, "Optimization of Particle Image Velocimeters. Part I. Double Pulsed Systems," Meas. Sci. Technol. 1 pp.1202~1215.
- 16) Keane, R.D. and Adrian, R.J., 1992, "Theory of Cross-Correlation Analysis of PIV Images," Applied Scientific Research, Vol.49, pp.191~215.