

< 논문 >

횡 방향 진동하는 전자기력에 대한 공간 발달하는 난류 경계층의 반응

이 중 호* · 성 형 진†

(2005년 3월 22일 접수, 2005년 10월 19일 심사완료)

Response of Spatially Developing Turbulent Boundary Layer to Spanwise Oscillating Electromagnetic Force

Joung-Ho Lee and Hyung Jin Sung

Key Words: Drag Reduction(항력 저감), Electromagnetic Force(전자기력), Spanwise Oscillation(횡 방향 진동), Direct Numerical Simulation(직접수치모사), Turbulent Boundary Layer(난류 경계층)

Abstract

Direct numerical simulations were performed to investigate the physics of a spatially developing turbulent boundary layer flow subjected to spanwise oscillating electromagnetic forces in the near wall region. A fully implicit fractional step method was employed to simulate the flow. The mean flow properties and the Reynolds stresses were obtained to analyze the near-wall turbulent structure. It is found that skin friction and turbulent kinetic energy can be reduced by the electromagnetic forces. The decrease in production is responsible for the reduction of turbulent kinetic energy. Instantaneous flow visualization techniques were used to observe the response of streamwise vortices and streak structures to spanwise oscillating forces. The near-wall vortical structures are affected by spanwise oscillating electromagnetic forces. Following the stopping of the electromagnetic force, the flow eventually relaxes back to a two-dimensional equilibrium boundary layer.

기호설명

a : 전극의 너비
 B : 자기전속 밀도 벡터
 B_0 : 자석 위에서의 자기전속 밀도 값
 C_f : 표면마찰계수
 E : 전기장 벡터
 J : 전류 밀도 벡터
 J_0 : 전극 위에서의 전류 밀도 값
 J_s : 전극 소스 전류밀도 벡터

p_w : 벽압력
 Re_θ : 입구 운동량 두께와 자유흐름속도를 특성치로 한 레이놀즈 수
 St : Stuart 수, $St = J_0 B_0 \delta / [\rho u_r^2]$
 T^+ : 진동주기, $T^+ = Tu_r^2 / \nu$
 U_∞ : 자유흐름속도
 θ_{in} : 입구 운동량 두께
 μ_0 : 투자율
 σ : 전기 전도율
 ϕ : 퍼텐셜 함수

* 한국과학기술원 기계공학과
 † 책임저자, 회원, 한국과학기술원 기계공학과
 E-mail : hjsung@kaist.ac.kr
 TEL : (042)869-3027 FAX : (042)869-5027

1. 서론

항력저감은 에너지 소비를 줄이기 위한 유동제어 분야 중 하나로서 최근 에너지절약의 관심이 높아짐에 따라 그 중요성이 부각되고 있다. 운송

체가 유체 속을 운동할 때 유동방향과 반대방향으로 항력이 발생하게 되는데 그 중 많은 부분이 표면마찰저항 때문에 발생하게 된다. 따라서 전체 항력을 줄이기 위해서는 표면마찰저항을 줄여야 한다. 이를 위해 최근 횡 방향으로 벽면을 주기적으로 진동시켜 표면마찰저항을 감소시키려는 연구들이 실험과 수치모사를 통해 활발히 이루어지고 있다.⁽¹⁻⁵⁾

횡 방향으로 벽면을 주기적으로 진동시키면 표면마찰저항이 감소된다는 사실은 Jung 등⁽¹⁾에 의해 처음으로 밝혀지게 되었다. 벽면의 횡 방향 진동으로 인해 난류 구조들이 상당히 변화하게 되고 그 결과 벽 근처의 난류 강도와 유동방향 속도가 감소하게 된다. 횡 방향 주기적 진동에 의한 표면마찰저항 감소 효과를 최대로 얻을 수 있는 최적의 진동주기($T^+ = Tu_w^2/\nu$)의 크기는 100정도 이고⁽¹⁾ 이때의 벽면 속도($w_{wall}^+ = w_{wall}/u_\tau$)의 진폭은 15 이상이 되어야 한다.⁽²⁾ 횡 방향 진동에 의한 표면마찰저항 감소 현상에 대한 원인규명은 여러 사람들에 의해 시도되었다. Choi 등⁽²⁾은 진동하는 벽면 위의 Stokes layer에 의해 횡 방향 와 (spanwise vorticity)가 발생하고 이 횡 방향 와로 인해 속도 구배가 감소된다고 주장하였다. 또 다른 설명은 벽면의 횡 방향 움직임에 의해 주유동 방향 와구조(streamwise vortex)도 같이 따라 움직이면서 고속유체는 저속 streak로 저속유체는 고속 영역으로 전달하여 전체적인 streak의 강도를 약화시키기 때문이라고 하였다.⁽³⁾ 최근 문헌에 의하면 주유동방향 와구조와 streak 간의 상호 관계가 벽면의 주기적 움직임에 따라 변화하게 되면서 난류 강도와 표면마찰저항에 영향을 미친다고 보고하고 있다.^(4,5)

실제 상황에서 벽면을 직접 횡 방향으로 움직이는 것은 쉽지 않은 일이다. 이에 대한 대안으로 벽면을 고정시켜 놓고 횡 방향 주기적 진동 효과를 전자기력을 이용해 간접적으로 대신하려는 연구가 최근 발표되고 있다.⁽⁶⁻⁸⁾ 전자기력을 이용한 유동제어기법은 자석과 전극의 배열 방식에 따라 원하는 방향으로 힘을 유동에 전달시킬 수 있고, 형상 변화나 별도의 유체 흡입/분사 없이 기존의 유동 제어 효과를 대신 할 수 있어 최근 들어 활발히 연구되고 있는 분야이다. 난류 채널의 벽면 전체에서 전자기력을 이용하여 횡 방향 주기적 진동을 유동에 가해주는 연구는 Berger 등⁽⁶⁾에 의

해 처음으로 체계화 되었다. 난류 채널 유동에서 횡 방향으로 진동하는 전자기력을 이용하면 표면마찰저항을 감소시키는 것이 가능하고 벽면을 진동시켰을 때와 마찬가지로 최적의 진동주기가 $T^+ = 100$ 임을 확인하였다. 그러나 실제 상황에서 전자기력을 벽면 전체에 주는 것은 쉽지 않은 일이다. 유동박리 지연, 저항감소 등은 국소적으로 제어할 필요성이 제기된다.

본 연구에서는 횡 방향으로 진동하는 전자기력을 일반적인 난류 경계층에 국소적으로 주었을 때 난류 경계층에 미치는 영향에 대해 알아보고자 한다. 국소적으로 전자기력을 줌으로서 유동이 횡 방향으로 진동하는 전자기력에 반응하여 공간적으로 발달해가는 현상과 유동이 가진 영역을 벗어나 교란을 주기 전 상태로 회복해가는 과정에 대해 자세히 고찰하고자한다. 벽면 근처의 난류 구조의 변화를 정확히 살펴보기 위해 직접 수치모사(DNS)를 수행하였으며 평균값, 근평균제곱과 같은 일점 통계량들과 유동가시화 기법을 통하여 횡 방향으로 진동하는 전자기력이 난류 구조에 미치는 영향에 대해 조사해보았다.

2. 수치적 방법

2.1 지배방정식

전기 전도성, 자기 투과성, 비압축성 유동의 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 u + \frac{1}{\rho} (J \times B), \quad (1)$$

$$\nabla \cdot u = 0. \quad (2)$$

여기서 u 는 속도 벡터, ρ 는 밀도, p 는 압력, ν 는 동점성도, J 는 전류 밀도 벡터(current density vector) 그리고 B 는 자기선속 밀도 벡터(magnetic flux density vector)이다. 속도 성분은 자유흐름속도 U_∞ , 길이 성분은 입구에서의 운동량 두께 θ_{in} , J 는 전극 위에서의 전류 밀도 J_0 그리고 B 는 자석 위에서의 자기선속 밀도 B_0 로 각각 무차원화하였다. 식 (1)에서 $(J \times B)/\rho$ 항은 유체에 작용하는 전자기력을 나타내는 항으로 이를 계산하기 위해 아래와 같은 Maxwell 방정식을 사용하여 전자기장을 수치 모사하였다.

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\nabla \times B = \mu_0 J_s, \quad (4)$$

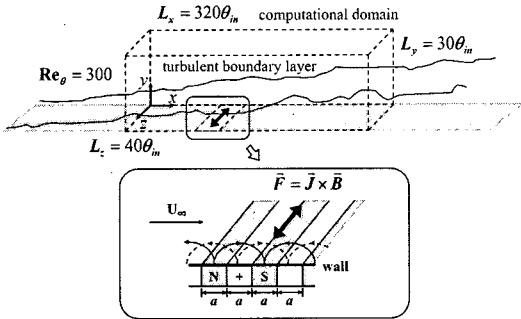


Fig. 1 Schematic diagram of computational domain and the configuration of electrodes and magnets

$$J = \sigma(E + u \times B) = J_s + \sigma(u \times B), \quad (5)$$

$$\nabla \cdot B = 0, \quad (6)$$

$$\nabla \cdot J = 0. \quad (7)$$

여기서 E 는 전기장 벡터(electric field vector), J_s 는 전극 소스 전류 밀도 벡터(electrode source current density vector), μ_0 는 투자율(magnetic permeability) 그리고 σ 는 전기 전도율(electrical conductivity)이다. 시간에 따른 자기장의 변화를 고려하지 않고 Berger 등⁽⁶⁾과 같이 $\|E\| / \|u \times B\|$ 의 크기가 매우 크다고 가정하면 식 (3)과 식 (5)는 다음과 같이 정리된다.

$$\nabla \times E = 0 \quad (8)$$

$$J \approx J_s = \sigma E \quad (9)$$

따라서 전기장은 식 (10)과 같이 퍼텐셜함수 (potential function) ϕ 로 나타낼 수 있고, 식 (8)은 Laplace 방정식으로 변환된다.

$$J = -\sigma \nabla \phi, \quad (10)$$

$$\nabla^2 \phi = 0, \quad (11)$$

식 (4)와 식 (6)을 이용하여 정리하면 자기장의 지배방정식은 아래와 같이 된다.

$$\nabla^2 B = 0. \quad (12)$$

위와 같이 전기장을 퍼텐셜 함수로 표현함으로써 속도장과 전자기장을 분리하여 계산하였다.

2.2 직접 수치 모사

본 연구에서는 전자기력에 의한 횡 방향 주기적 진동이 공간 발달하는 난류 경계층에 미치는 영향에 대해 알아보기 위해 직접수치모사를 수행

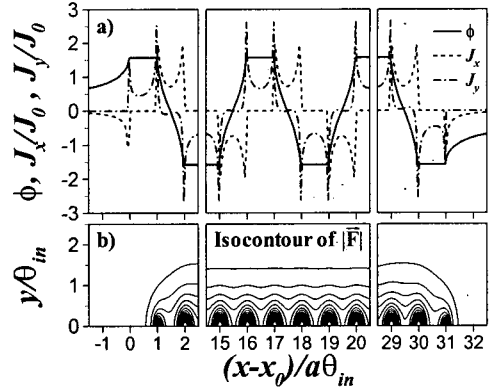


Fig. 2 Electric field potential ϕ and current density J at the wall; b) electromagnetic force distribution defined by J and B

하였다. Lund 등⁽⁹⁾이 제안한 방법을 사용하여 $Re_\theta = 300$ 인 난류 유동장을 계산하여 입구 유동장으로 사용하였다. 출구에서는 대류 경계 조건 $(\partial u / \partial t) + c(\partial u / \partial x) = 0$ 을 사용하였고 여기서 c 는 출구에서의 평균된 속도(local bulk velocity)이다. 벽면에는 점착 조건(no-slip condition)을 적용하였고, 횡 방향으로서는 주기적 경계조건을 사용하였다. 윗면에서는 $u = U_\infty$, $\partial v / \partial y = 0$, $\partial w / \partial z = 0$ 조건을 사용하였다. Navier-Stokes 방정식의 모든 항을 2차 정확도의 Crank-Nicolson 방법을 이용하여 완전 내재적 방법으로 시간과 공간에 대하여 동시에 차분하여 행렬식을 구성한 수치방법을 사용하였다.⁽¹⁰⁾

Fig. 1은 계산 영역의 개략도이다. 계산 영역의 크기는 주유동방향, 벽면의 수직 방향, 횡 방향으로 각각 $(L_x \times L_y \times L_z) = (320\theta_{in} \times 30\theta_{in} \times 40\theta_{in})$ 이며, 격자수는 $513 \times 65 \times 129$ 이다. 주유동방향과 횡 방향으로 균일 격자계(uniform grid)를 사용하였고 벽면의 수직 방향으로서는 쌍곡선탄젠트함수(hyperbolic tangent function)를 이용한 비 균일 격자계(non-uniform grid)를 사용하였다. 벽 단위로 무차원화한 각 방향의 격자 크기는 $\Delta x^+ \approx 9.92$, $\Delta y_{min}^+ \approx 0.17$, $\Delta y_{max}^+ \approx 23.86$, $\Delta z^+ \approx 4.96$ 이고 계산 시간 간격은 $\Delta t^+ \approx 0.25$ 이다.

2.3 전자기장 수치 모사

횡 방향으로 작용하는 전자기력을 얻기 위해서는

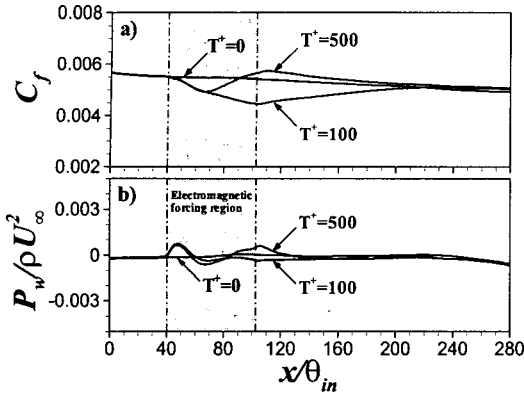


Fig. 3 Streamwise distribution of mean variables at the wall: - - -, location of electromagnetic forcing region: a) skin friction coefficient and b) wall pressure

Fig. 1과 같이 유동방향에 수직인 방향으로 전극과 자석을 서로 평행하게 나란히 배치시켜야 한다. 이를 수치 모사하기 위해서는 ϕ 에 대한 적절한 경계 조건이 필요하다. 전기장의 경우, 전극 위에서만 전류가 흐르고 부도체 위에서는 전류가 흐르지 않는 것을 표현하기 위해 Fig. 2와 같이 ϕ 의 경계 조건으로 계단 함수와 탄젠트함수가 혼합된 함수를 사용하였다.⁽⁶⁾ 전극 위에서는 계단 함수를 사용하여 전류가 흐르게 하였고, 부도체인 자석 위에서는 전류가 흐르지 않도록 탄젠트 함수를 사용하여 $\partial\phi/\partial y$ 값이 거의 0이 되도록 하였다.

본 연구에서는 난류 경계층에 횡 방향으로 진동하는 전자기력을 국소적으로 주기 위해 주유동방향으로 $x/\theta_{in} = 40 \sim 103$ 인 위치에 전극과 자석을 배치하였다. 전극과 자석을 배치하지 않은 벽면과 그 외의 경계면에서는 전류의 크기가 0이 되도록 Neumann 조건을 사용하였다. 횡 방향으로 전자기력의 크기가 동일하므로 이차원 Maxwell 방정식을 계산하였다. 전자기력은 Fig. 2에서 볼 수 있듯이 전극과 자석 주위에만 존재하기 때문에 전자기장의 수치모사는 전극과 자석들이 배열되어 있는 부분과 그 주변에 대해 수행하였다. 계산 영역의 크기는 주유동방향과 벽면의 수직인 방향으로 각각 $93.75\theta_{in}$ 과 $30\theta_{in}$ 이며, 격자수는 각각 961개와 65개이다. 주유동방향으로 균일 격자계를 사용하였고 벽의 수직방향으로는 쌍곡선탄젠트함수를 이용한 비 균일 격자계를 사용하였다.

벽에서부터 벽 단위로 15~25정도 떨어져 위치하고 있는 주유동방향 와구조까지 전자기력의 영향이 미치도록 하기 위해 $a^+ = 10\pi$ 가 되도록 전극과 자석의 너비 a 의 크기를 정하였다.⁽⁶⁾ 표면 마찰 저항을 최대한 줄이기 위해 $T^+ = 100$ 일 때 Berger 등⁽⁶⁾이 제시한 조건 $(St T^+ / Re_\tau \pi)_{opt} \approx 20$ 에 맞도록 전자기력 세기를 조절하여 고정시켰고 여기서 St 는 Stuart 수로 전자기력과 관성력의 비를 의미한다.

3. 결과 및 고찰

3.1 표면마찰계수와 벽 압력

국소적으로 횡 방향 진동하는 전자기력을 난류 경계층에 주었을 때 주기에 따른 차이를 보기 위하여, 전자기력의 세기는 고정시키고 진동주기 T^+ 를 달리하여 그 크기가 각각 100과 500인 경우와 진동을 주지 않은 일반 난류 경계층에 대해 수치 모사하였다. Fig. 3은 표면마찰계수(skin friction coefficient, C_f)와 벽 압력(wall pressure, p_w)의 주유동방향 거리에 따른 변화를 나타낸 그림이다. 진동주기가 $T^+ = 100$ 인 경우에 표면마찰계수는 일반 난류 경계층에 비해 그 크기가 최대 20%까지 감소하지만, $T^+ = 500$ 인 경우에는 횡 방향 진동으로 인해 표면마찰계수가 10%까지 증가하게 된다. 이와 유사한 진동 주기에 따른 표면마찰저항의 차이는 기존의 문헌에서도 보고된 바 있다.^(1,6)

진동을 주기 시작한 지점에서부터 $x/\theta_{in} = 70$ 인 지점까지 표면마찰계수는 진동주기에 따른 차이를 보이지 않고 $T^+ = 100$ 과 500일 때 모두 거의 일정한 기울기를 유지하면서 그 크기가 감소하게 된다. 벽 압력도 주기에 따른 큰 차이를 보이지 않고 초반에는 역압력구배가 걸리다가 $x/\theta_{in} = 48$ 이후부터 순압력구배가 걸린다.

약 $x/\theta_{in} = 70$ 인 지점이후부터 진동 주기에 따른 표면마찰계수의 차이가 나타나기 시작하는데, $T^+ = 100$ 인 경우 앞선 구간에 비해 약간 완만해진 기울기를 유지하면서 가진 영역 끝까지 그 크기가 감소하는 반면 $T^+ = 500$ 인 경우에는 표면마찰계수가 오히려 증가하기 시작하여 $x/\theta_{in} = 90$ 부터는 일반 난류 경계층의 표면마찰계수보다 그 크기가 커지게 된다. 벽 압력도 마찬가지로 진동 주기에 따른 차이가 나타나는데, $T^+ = 100$ 인 경

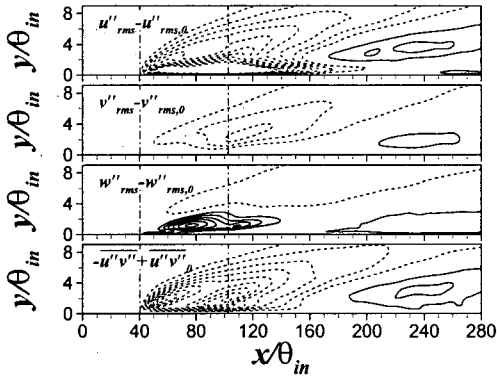


Fig. 4 Contours of the differences of the time-averaged rms velocity fluctuations and Reynolds shear stress between the perturbed and unperturbed flows where the subscript "0" means the case of no control. Contour levels are from $-0.03 U_\infty$ to $0.03 U_\infty$ by increments of $0.002 U_\infty$ for the velocity fluctuations and from $-0.001 U_\infty^2$ to $0.001 U_\infty^2$ by increments of $0.0001 U_\infty^2$ for the Reynolds shear stress

우 압력구배가 0에 가까운 반면 $T^+ = 500$ 인 경우에는 역압력구배가 걸린다.

유동이 가진 영역을 벗어나게 되면 표면마찰 계수와 벽 압력의 크기는 일반 난류 경계층에서의 수치로 점차 회복하게 된다. 완전히 회복되는데 필요한 거리는 주기에 따라 큰 차이를 보이지 않고 표면 마찰 계수의 경우 약 $150\theta_m$ 정도가 필요하다.

3.2 난류 강도와 전단 응력

유동에 주기적인 교란을 가해주기 때문에 유동장 내의 물리량도 주기성을 띠게 된다. 따라서 유동장을 정확히 파악하기 위해서는 각각의 물리량을 주기적인 성분과 비주기적인 성분으로 나누어야 한다. 비주기적인 요동 성분(fluctuation)을 얻기 위해서 위상 평균 기법(phase-average technique)을 도입하여 임의의 주기성을 띠고 있는 신호를 세 가지 성분으로 분리하면 다음과 같다.

$$q(x, y, z, t) = \bar{q}(x, y) + \tilde{q}(x, y, t) + q''(x, y, z, t) \quad (13)$$

여기서 q 는 순간 물리량(instantaneous quantity), \bar{q} 는 시간 평균 성분(time-mean component), \tilde{q} 는 주

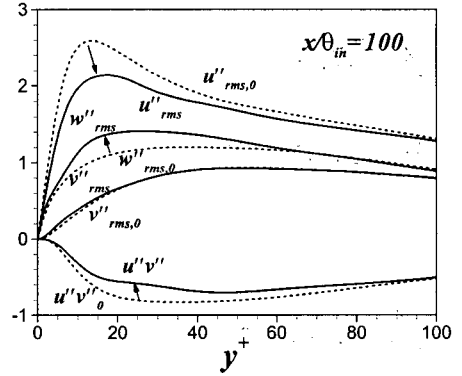


Fig. 5 Turbulence intensities and Reynolds shear stress in wall units: $T^+ = 100$, — ; $T^+ = 0$, ---

기적인 성분(oscillating component)이고 q'' 는 비주기적인 요동 성분(random fluctuating component)이다. 시간 평균 정의는 아래와 같다.

$$\bar{q}(x, y) = \frac{1}{T} \quad (14)$$

여기서 $T_{tot} = NT$ 는 평균을 취하는 총 시간이고 N 은 총 주기 횟수이다. 주기적 성분 \tilde{q} 의 정의는

$$\tilde{q}(x, y) = \langle q \rangle(x, y, t) - \bar{q}(x, y) \quad (15)$$

이고, 여기서 $\langle q \rangle(x, y, t)$ 는 위상 평균값으로 다음과 같이 정의된다.

$$\langle q \rangle(x, y, t) = \frac{1}{NL_z} \sum_{n=1}^N \int_0^{L_z} q(x, y, z, t + nT) dz \quad (16)$$

따라서 비주기적 요동 성분 q'' 는 아래와 같이 구해지고 지금까지의 표기들은 여기서의 정의를 따른다.

$$q''(x, y, z, t) = q(x, y, z, t) - \langle q \rangle(x, y, t) \quad (17)$$

Fig. 4는 난류 경계층에 T^+ 가 100인 횡 방향 진동을 주었을 때와 주지 않았을 때의 난류 강도(turbulent intensity)와 레이놀즈 전단 응력(Reynolds shear stress)의 차이를 등고선으로 나타낸 그림이다. u''_{rms} , v''_{rms} 그리고 $-u''v''$ 는 횡 방향 진동으로 인해 그 크기가 일반 난류 경계층에 비해 감소하게 되는데 w''_{rms} 는 오히려 증가하게 된다. 각 성분 별로 횡 방향 진동에 반응하는 특성이 다른데, u''_{rms} 와 $-u''v''$ 는 횡 방향 진동으로 인해 초기부터 그 크기가 급격히 감소하지만 v''_{rms} 와 w''_{rms} 는 전자기력의 영향을 공간상으로

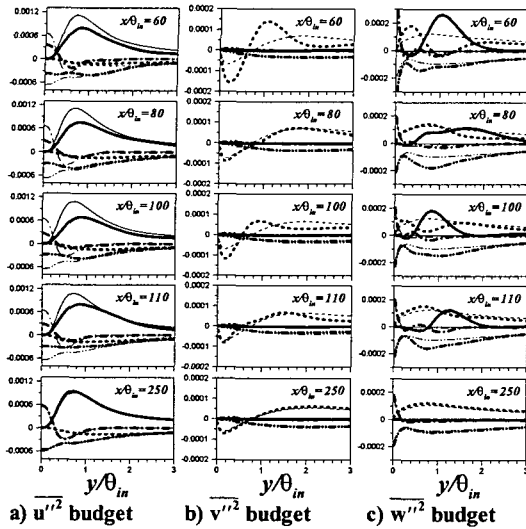


Fig. 6 Terms in the budget of $\overline{u''^2}$, $\overline{v''^2}$ and $\overline{w''^2}$ normalized by U_∞ and θ_{in} : —, production; ---, viscous diffusion; - · - ·, dissipation; · · ·, pressure strain

더 받은 후에야 변화하기 시작한다. 후류로 가면 서 횡 방향 진동의 영향으로 w''_{rms} 의 값이 일반 난류 경계층에서의 값보다 더 커지기 시작하지만 $x/\theta_{in} = 75$ 이후부터 w''_{rms} 는 증가하는 것을 멈추고 감소하기 시작한다.

유동이 횡 방향 진동을 공간상으로 충분히 오랫동안 받게 되면 난류 강도의 모든 성분들이 진동을 주지 않았을 때보다 그 크기가 감소하게 되는데,⁽⁶⁾ $T^+ = 100$ 일 때 가진 영역의 끝부분에서의 벽 단위로 무차원화한 난류 강도와 레이놀즈 전단 응력을 나타낸 Fig. 5를 보면 u''_{rms} 와 v''_{rms} 는 일반 난류 경계층에 비해 그 크기가 감소한 반면 w''_{rms} 의 경우 가진 영역 내에서 증가하는 것을 멈추고 감소하고 있지만 여전히 일반 난류 경계층에서의 값보다 그 크기가 크다. 이는 유동이 횡 방향 진동에 완전 발달되기 위해서는 벽 단위로 6000~12000 정도 되는 가진 영역이 필요한데⁽¹¹⁾ 본 연구에서는 그 길이가 1000으로 유동이 완전 발달되기에는 짧은 길이이기 때문이다.

Fig. 6은 $T^+ = 100$ 일 때 난류 강도와 레이놀즈 전단 응력의 시간 평균값의 공간상의 변화를 나타낸 그림이고 Fig. 7은 난류 강도의 budget 항들

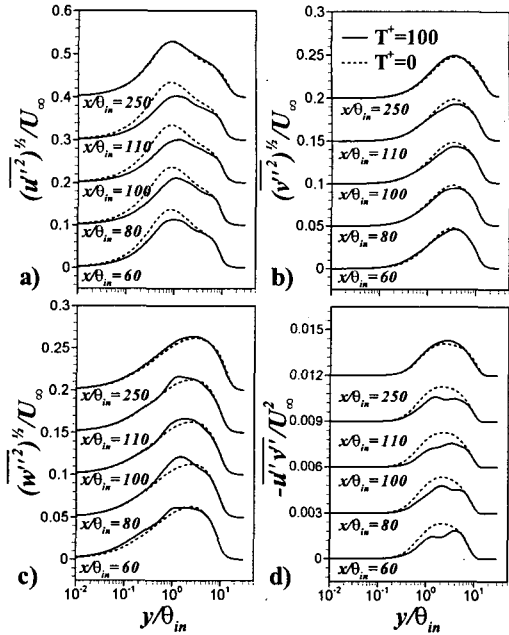


Fig. 7 Variation of time-averaged turbulent intensities and Reynolds shear stress: a) u''_{rms} ; b) v''_{rms} ; c) w''_{rms} ; d) $-u''v''$

의 주유동 방향의 거리에 따른 변화를 도시한 것이다. 여기서 굵은 선은 진동을 준 경우를 의미하고 가는 선은 일반 난류 경계층의 결과를 나타낸다. 가진 영역 내에서 $\overline{u''^2}$ 의 최고점은 진동을 주지 않았을 때보다 최대 25%까지 감소한다. 이는 벽면 근처에서 $-u''v''$ 와 $\partial\langle u \rangle/\partial y$ 의 크기가 감소하여 $\overline{u''^2}$ 의 생성항(production term) $P_{11} \approx 2\langle u''v'' \rangle \partial\langle u \rangle/\partial y$ 의 크기가 감소하기 때문이다. $\overline{u''^2}$ 의 감소에 영향을 주는 생성항과 압력 변형항(pressure-strain term)을 가진 영역 내에서 비교해보면 생성항의 감소량이 압력 변형항의 변화량에 비해 매우 큰 것을 확인 할 수 있다. 따라서 $\overline{u''^2}$ 가 감소하는 현상은 주유동방향 에너지가 다른 두 방향으로 재분배되어 나타나는 현상이 아니라 전단에 의한 $\overline{u''^2}$ 의 생성항의 영향이 일반 난류 경계층에 비해 감소하여 나타난 현상이다. 가진 영역 내에서 $\overline{u''^2}$ 의 소산항(dissipation term)은 벽면 근처에서 매우 감소하게 되는데 그 결과 budget항들의 평형을 맞추기 위해 벽면 근처의 점성 확산

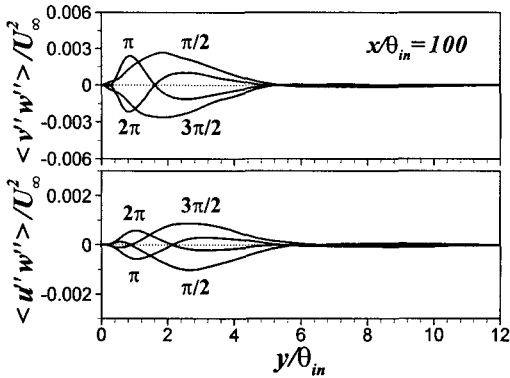


Fig. 8 Phase-averaged values of the Reynolds stress components

항(viscous diffusion term) 또한 감소하게 된다.

가진 영역 내에서 w''^2 의 최고점은 일반 난류 경계층에 비해 최대 14%까지 그 크기가 증가한다. w''^2 의 크기가 변화하는 주원인은 생성항과 압력 변형항의 변화에 있다. Fig. 8을 보면 횡 방향 진동으로 의해 벽면 근처에서 $-\langle v''w'' \rangle$ 이 발생하게 되고, 이때 발생한 $-\langle v''w'' \rangle$ 와 횡 방향 속도 구배 $(\partial \langle w \rangle / \partial y)$ 로 인하여 일반 난류 경계층에서는 크기가 0인 w''^2 의 생성항 $P_{33} \approx -2\langle v''w'' \rangle \partial \langle w \rangle / \partial y$ 이 발생하게 된다. Fig. 7을 보면 가진 영역의 앞부분인 $x/\theta_{in} = 60$ 에서 w''^2 의 생성항이 가진 영역 내에서 가장 크게 증가하지만 w''^2 의 증가폭은 그렇게 크지 않은 것을 알 수 있다. 이것은 생성항은 증가하지만 압력 변형항이 크게 감소하여 생성항의 증가 효과를 상쇄시키기 때문이다. 즉, 횡 방향 전단으로 인해 횡 방향 에너지가 발생하지만 주유동방향에서 횡 방향으로 재분배된 에너지양이 줄어 전체적인 w''^2 증가 효과가 크게 나타나지 못하는 것이다. $x/\theta_{in} = 60$ 이 후부터 w''^2 의 압력 변형항이 일반 난류 경계층의 값으로 회복해가면서 w''^2 은 상당히 증가하게 된다. 하지만 w''^2 이 가진 영역 내에서 계속 증가하지 않고 다시 감소하게 되는데 이는 벽면 근처에서 압력 변형항이 감소하고 벽면에서 멀리 떨어진 부분에서는 생성항이 감소하기 때문이다.

주유동방향의 압력 변형항이 진동을 주었을 때와 주지 않았을 때 큰 차이를 보이지 않는 것으

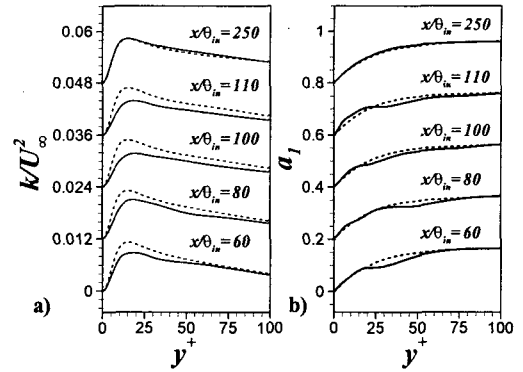


Fig. 9 Variation of turbulent kinetic energy and structure parameter : $T^+ = 100$, — ; $T^+ = 0$, ---

로 보아 주유동방향 에너지가 다른 두 방향으로 재분배되는 전체량에는 큰 차이가 나지 않지만, 횡 방향의 압력 변형항이 증가할 때는 벽면의 수직방향의 압력 변형항이 감소하고, 횡 방향 값이 감소할 때는 벽면의 수직방향 값이 증가하는 것으로 보아 주유동방향 에너지가 횡 방향과 벽면의 수직방향으로 분배 되는 비율과 생성항의 변화에 따라 w''^2 의 크기가 변화하게 된다.

가진 영역을 벗어나게 되면 난류 강도와 레이놀즈 전단응력의 크기는 다시 일반 난류 경계층에서의 수치로 점차 회복하게 된다. 횡 방향 진동 효과를 더 이상 받지 않기 때문에 전단에 의한 w''^2 의 생성항의 크기가 벽면에서부터 점차 감소하기 시작하여 후류로 가면서 점차 벽에서 멀리 떨어진 지점까지 서서히 생성항의 크기가 0이 된다. 완전히 회복되는 데 필요한 거리는 성분별로 큰 차이는 보이지 않고, Fig. 6을 보면 $x/\theta_{in} = 250$ 에서 각 성분들이 완전히 회복되는 것을 확인 할 수 있다.

3.3 난류 운동 에너지

Fig. 9는 난류 운동 에너지 $k = \overline{u_i''u_i''}/2$ 와 Structure parameter $a_1 = (\overline{u''v''^2} + \overline{v''w''^2})^{1/2}/2k$ 의 주유동방향 거리에 따른 변화를 나타낸 그림이다. w''^2 의 크기가 증가했음에도 불구하고 횡 방향으로 진동하는 전자기력으로 인해 전체 난류 운동 에너지는 감소하게 된다. 이러한 현상은 진동 형

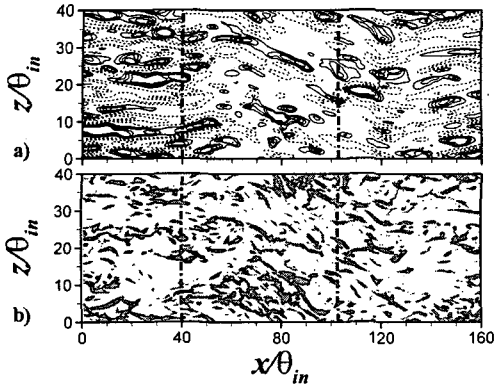


Fig. 10 Streak structures and near wall streamwise vortices

태가 아닌 한쪽 방향으로만 횡 방향 교란을 준 3차원 난류 경계층에서도 초기에 나타나는 현상이다.⁽¹²⁻¹⁴⁾ 하지만 유동이 횡 방향 교란에 평형상태가 되면 난류 운동 에너지의 크기는 일반 난류 경계층에서의 값보다 오히려 증가하게 된다. 본 연구에서처럼 횡 방향 진동을 유동에 지속적으로 주게 되면 가진 영역 전체에서 난류 운동 에너지가 감소하게 되고 가진 영역 끝부분에서 최대 20%까지 감소한다. 가진 영역을 벗어나게 되면 난류 운동 에너지가 서서히 증가하기 시작하여 $x/\theta_{in} = 250$ 가 되면 일반 난류 경계층에서의 값으로 회복하게 된다.

a_1 은 전자기력에 의한 횡 방향 진동으로 인하여 벽 근처에서부터 그 값이 감소하기 시작한다. 이러한 현상은 한쪽방향으로만 횡 방향 교란을 준 3차원 경계층 유동에서도 많이 보고되고 있는 특성으로,⁽¹²⁻¹⁴⁾ 가진 영역 내에서 후류로 갈수록 점차 벽면에서 멀리 떨어진 영역에서도 a_1 이 감소되는 현상이 관찰된다. a_1 의 값이 작다는 것은 난류 운동 에너지의 감소보다 전단 응력 값의 감소가 더 빠르다는 것을 의미한다.

3.4 순간 유동장

벽 압력이 역압력구배를 보이는 처음 $8\theta_{in}$ 구간에서는 표면마찰저항 감소효과가 2%미만으로 아주 작은 것을 알 수 있다. $T^+ = 100$ 일 때 벽면으로부터 $y^+ = 5$ 에 위치한 streak 구조들을 나타낸 Fig. 10 a)를 보면 횡 방향으로 작용하는 전자기력으로 인해 이 구간에서 streak 구조들이 주유동방향에서 기울어지기는 하나 표면마찰저항이 감소

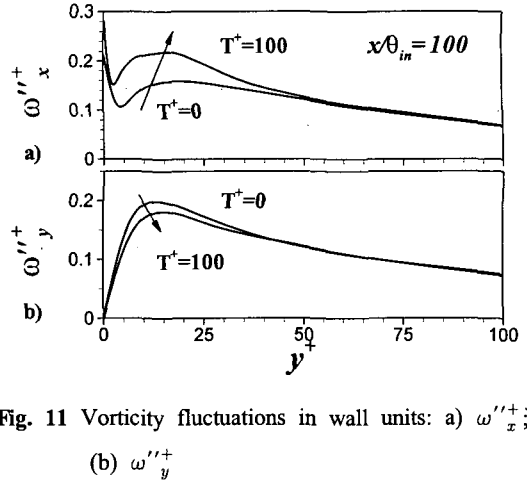


Fig. 11 Vorticity fluctuations in wall units: a) ω''_x ; (b) ω''_y

할 때 보이는 streak 구조가 감소하거나 강도가 약해지는 현상은 보이지 않는다. 따라서 표면마찰저항을 줄이기 위해서는 최소한 $8\theta_{in}$ 보다 긴 구간에서 횡 방향 진동을 주어야한다. 후류로 가면서 횡 방향 진동을 주지 않았던 상류에서부터 발달되어 온 streak 구조들이 횡 방향 전자기력에 의해 소멸되고 다시 새로운 streak 구조들이 앞선 구조들과는 반대방향으로 기울어진 채 발달하게 된다. 새로 발달된 streak 구조들은 횡 방향 진동으로 인해 강도가 약해지고 그 수가 적어진다. 실선은 고속 streak 구조를 의미하고 점선은 저속 streak 구조를 의미한다. Fig. 11은 vorticity fluctuation의 시간 평균값을 그린 그림이다. ω''_y 의 크기는 streak 구조의 불안정성 (instability)을 나타내는 데⁽¹⁵⁾ 선행 연구^(16,17)에서와 같이 그 크기가 감소한다.

Fig. 10 b)는 Jeong과 Hussain⁽¹⁸⁾이 제시한 인식 (identification) 방법으로 벽면 근처의 순간적인 주유동방향 와구조를 나타낸 것이다. 주유동방향 와구조역시 횡 방향 진동으로 인하여 횡 방향으로 기울어지기는 하지만 표면마찰저항이 감소할 때 많이 보고되는 와구조 감소 현상은 보이지 않고 그 수가 비슷하거나 오히려 약간 증가하였다. Fig. 11의 ω''_x 를 보더라도 횡 방향 진동을 주어 마찰 저항을 감소시켰을 때 그 크기가 상당히 증가하는 것을 알 수 있다. 이러한 현상은 횡 방향 진행파(spanwise travelling wave)를 이용하여 마찰저항을 감소시킨 연구에서도 관찰된다.⁽¹⁷⁾ 이를 통해 streak 구조를 안정화 시켜 주유동방향 와구조와 streak 구조들 간의 상호 작용을 변화시킴으로써 표면 마찰 저항을 감소시

킬 수 있다는 것을 알 수 있다.

4. 결 론

본 연구에서는 횡 방향 진동하는 전자기력을 국소적으로 준 난류 경계층에 대해 직접 수치모사를 수행하였다. 가진 영역 내에서 유동이 횡 방향으로 진동하는 전자기력에 반응하여 공간적으로 발달해 가는 현상과 유동이 가진 영역을 벗어나 교란을 주기 전 상태로 회복해 가는 과정에 대해 중점적으로 살펴보았다. 가진 영역 앞부분에서는 주기에 상관없이 표면마찰계수가 감소하지만 벽 단위로 무차원화한 진동주기가 100인 경우 가진 영역 끝부분에서의 표면마찰계수는 최대 20%까지 감소하였고 주기가 500인 경우에는 오히려 일반 난류 경계층에서의 값보다 증가하였다. 가진 영역 내에서의 레이놀즈 응력들의 변화하는 패턴은 각 성분별로 다르다는 것을 알 수 있었다. $\overline{u'^2}$ 와 $\overline{v'^2}$ 는 횡 방향 진동으로 인해 그 크기가 감소하지만 $\overline{w'^2}$ 는 증가하게 된다. 하지만 가진 영역 내에서 $\overline{w'^2}$ 의 증가에도 불구하고 난류 운동 에너지의 크기는 상당히 감소하였다. 가진 영역 이후 표면마찰계수가 일반 경계층에서의 수치로 회복되는 데 필요한 길이는 주기에 상관없이 같음을 알 수 있었고, 레이놀즈 응력들이 회복하는 데 필요한 길이는 성분별로 큰 차이를 보이지 않는다는 것을 확인 할 수 있었다. 유동가시화 기법을 통해 순간적인 주유동 방향 와구조와 streak 구조를 나타내 보았다. 횡 방향 진동으로 인하여 벽면 근처의 주유동방향 와구조와 streak 구조들이 변화하게 되고 그 결과 표면마찰저항이 감소된다는 것을 알 수 있었다.

후 기

본 연구는 슈퍼컴퓨팅센터 제7차 슈퍼 컴퓨팅 응용 전략과제 지원으로 수행되었으며 이에 감사드립니다.

참고문헌

(1) Jung, W. J., Mangiavacchi, N. and Akhavan, R., 1992, "Suppression of Turbulence in Wall-Bounded Flows by High-Frequency Spanwise Oscillations,"

Phys. Fluids A, Vol. 4, pp. 1605~1607.
 (2) Choi, K.-S., DeBisschop, J.-R. and Clayton, B. R., 1998, "Turbulent Boundary-Layer Control by Means of Spanwise-Wall Oscillation," *AIAA J.*, Vol. 36, No. 7, pp. 1157~1163.
 (3) Laadhari, F., Skandaji, L. and Morel, R., 1994, "Turbulence Reduction in a Boundary Layer by a Local Spanwise Oscillating Surface," *Phys. Fluids*, Vol. 6, No. 10, pp. 3218~3220.
 (4) Quadrio, M. and Sibilla, S., 2000, "Numerical Simulation of Turbulent Flow in a Pipe Oscillating Around Its Axis," *J. Fluid Mech.*, Vol. 424, pp. 217~241.
 (5) Choi, J.-I., Xu, C.-X. and Sung, H. J., 2002, "Drag Reduction by Spanwise Wall Oscillation in Wall-Bounded Turbulent Flows," *AIAA J.*, Vol. 40, No. 5, pp. 842~850.
 (6) Berger, T. W., Kim, J., Lee, C. and Lim, J., 2000, "Turbulent Boundary Layer Control Utilizing the Lorentz Force," *Phys. Fluids*, Vol. 12, No. 3, pp. 631~649.
 (7) Pang, J. and Choi, K.-S., 2004, "Turbulent Drag Reduction by Lorentz Force Oscillation," *Phys. Fluids*, Vol. 16, No. 5, pp. 35~38.
 (8) Breuer, K. S., Park, J. and Henoch, C., 2004, "Acuation and Control of a Turbulent Channel Flow Using Lorentz Forces," *Phys. Fluids*, Vol. 16, No. 4, pp. 897~907.
 (9) Lund, T. S., Wu, X. and Squires, K. D., 1998, "Generation of Turbulent Inflow Data for Spatially-Developing Boundary Layer Simulations," *J. Comput. Phys.*, Vol. 140, pp. 233~258.
 (10) 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. Fluids*, Vol. 38, pp. 125~138.
 (11) Quadrio, M. and Ricco, P., 2003, "Initial Response of a Turbulent Channel Flow to Spanwise Oscillation of the Walls," *J. Turbulence*, Vol. 4, (007).
 (12) Moin, P., Shih, T. H., Driver, D. and Mansour, N. N., 1990, "Direct Numerical Simulation of a Three-Dimensional Turbulent Boundary Layer," *Phys. Fluids A*, Vol. 2, pp. 1846~1853.

- (13) Coleman, G. N., Kim, J. and Le, A. T., 1996, "A Numerical Study of Three-Dimensional Wall-Bounded Flows," *Intl J. Heat Fluid Flow*, Vol. 17, pp. 333~342.
- (14) Kannepalli, C. and Piomelli, U., 2000, "Large-Eddy Simulation of a Three-Dimensional Shear-Driven Turbulent Boundary Layer," *J. Fluid Mech.*, Vol. 423, pp. 175~203.
- (15) Shoppa, W. and Hussain, F., 2002, "Coherent Structure Generation in Near-Wall Turbulence," *J. Fluid Mech.* Vol. 453, pp. 57~108.
- (16) Baron, A. and Quadrio, M., 1996, "Turbulent Drag Reduction by Spanwise Wall Oscillations," *Appl. Sci. Res.*, Vol. 55, pp. 311~326.
- (17) Du, Y., Symeonidis, V. and Karniadakis, G. E., 2002, "Drag Reduction in Wall-Bounded Turbulence via a Transverse Travelling Wave," *J. Fluid Mech.*, Vol. 457, pp. 1~34.