난류경계층내 주유동방향 와구조와 벽압력 변동간의 상관관계

김중년*· 최정일*· 성형진†

(2001년 1월 16일 접수, 2001년 6월 1일 심사완료)

Relations of Near-Wall Streamwise Vortices to Wall Pressure Fluctuations in a Turbulent Boundary Layer

Joongnyon Kim, Jung-Il Choi and Hyung Jin Sung

Key Words: Direct Numerical Simulation(직접수치모사), Wall Pressure Fluctuations(벽압력변동), Streamwise Vorticity(주유동방향 와도), Cross-Correlation Coefficient(교차상관계수)

Abstract

The relations between wall pressure fluctuations and near-wall streamwise vortices are investigated in a spatially-developing turbulent boundary layer using the direct numerical simulation. The power spectra and two-point correlations of wall pressure fluctuations are presented to validate the present simulation. Emphasis is placed on the identification of the correlation between wall pressure fluctuations and streamwise vorticities. It is shown that wall pressure fluctuations are directly linked with the upstream streamwise vortices in the buffer region of the turbulent boundary layer. The maximum correlation occurs with the spanwise displacement from the location of wall pressure fluctuations. The conditionally-averaged vorticity field and the quadrant analysis of Reynolds shear stress indicate that the sweep events due to streamwise vortices generate positive wall pressure fluctuations, while negative wall pressure fluctuations are created beneath the ejection events and vortex cores. The instantaneous flow field and time records reveal that the rise of high wall pressure fluctuations coincide with the passages of the upstream streamwise vortices.

기호설명

p_w' : 벽압력 변동

R_{pp} : 벽압력 변동의 자체상관함수

$R_{p\omega_x}$: 벽압력 변동과 주유동방향 와도간의 교차상관관계

$R'_{p\omega_x}$: 벽압력 변동과 주유동방향 와도간의 교차상관계수

Re_θ : 입구 운동량 두께와 자유유동속도를 특성치로 한 레이놀즈수

U_∞ : 자유유동속도

그리스문자

δ : 경계층 두께

δ^* : 배제 두께

θ : 운동량 두께

ϕ : 벽압력 변동의 주파수 스펙트럼

τ_w : 벽면마찰응력

ω_x : 주유동방향 와도

상첨자

$+$: 벽단위

$'$

* 한국과학기술원 기계공학과

† 책임저자, 회원, 한국과학기술원 기계공학과

Email : hjsung@kaist.ac.kr

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

1. 서 론

난류경계층내에서 다양한 크기의 와구조와 고체표면의 상호작용에 의해 발생하는 벽압력 변동(wall pressure fluctuations)은 난류유동의 동적 특성을 이해하는데 있어서 중요한 물리량이다. 난류경계층 유동은 벽압력 변동의 형태로 고체표면에 분산된 하중을 가함으로써 소음과 진동의 주요한 원인으로 작용한다. 이러한 관점에서 벽압력 변동의 특성을 파악하기 위한 많은 실험적, 수치적 연구들이 수행되었으며, 평판 난류경계층 유동의 경우 넓은 대역에 걸친 주파수 특성과 공간적인 파수 특성들이 조사되었다.[1~5]

벽압력 변동의 스펙트럼 특성과 함께 많은 연구들의 초점이 되어온 문제는 벽면에서 압력 변동값이 큰 영역을 발생시키는 경계층 내부에 유동 구조이다.[6~10] 일반적으로 벽압력 변동은 지배방정식인 푸아송 방정식(Poisson equation)을 통해 경계층내 속도변동성분(velocity fluctuations)들과 연관되어 있다. 실험적 연구자들은 조건부 평균(conditional average)기법을 이용하여 벽압력과 속도변동성분을 동시에 측정하여 상관도 높은 속도 구조를 조사하였다. 특히, Thomas와 Bull[5]은 벽면근처의 전단층(shear layer)이 발생시키는 스윕(sweep) 모션에 의해 벽면에서 압력 변동이 큰 영역들이 발생함을 밝힌바 있다. Johansson 등[7]도 완충영역(buffer region)에서 형성된 전단층(shear layer)이 크기가 큰 양의 부호를 갖는 벽압력 변동을 발생시킨다는 것을 제시하였다.

한편, 최근에는 직접수치모사(direct numerical simulation)을 이용한 난류 구조에 관한 연구들에 의해 이러한 전단층 구조와 주유동방향 와구조(streamwise vortices)가 경계층내에서 가장 주요한 난류응집구조로 지적되고 있다.[11,12] Robinson[12]은 벽면 근처에서 주유동방향 와구조에 의해 속도가 서로 다른 유체들이 교란됨으로써 전단층의 발생이나 스윕, 이젝션의 주된 원인이 됨을 지적하였다. 이 같은 유체입자들의 움직임과 벽면에 의한 운동학적인 상호작용으로 벽압력 변동이 생성된다는 사실도 보고된 바 있다.[13] Kim[9]은 벽압력 지배방정식의 소스항들을 평균 전단(mean shear)에 의해 발생하는 선형항들과, 난류상호작용(turbulence-turbulence interaction)에 의해 발생하는 비선형항들로 분리하여, 각 소스항들의 평균제곱값을 비교하였다. 그 결과 $y^+=20$ 부근에서 주유동방향 와구조와 관련된 $(\partial v'/\partial z)(\partial w'/\partial y)$항의 값이 가장 크다는 사실을 보고하였다. 특히 최근에, Chang 등[10]은 DNS 데이터를 이용하여 벽압력에 기여도가 높은 속도 소스항들을 조사하였다. 이들은 난류채널유동을 수평한 네 영역으로 나누고 각 영역에서 속도 소스들로부터 얻어진 벽압력의 스펙트럼을 비교하여 기여도 높은 영역과 소스항의 특성을 조사한 결과, 가장 중요한 속도 소스항은 주유동방향 와구조와 밀접한 연관이 있는 것으로 지적하였다.[10]

본 연구의 목적은 벽압력 변동과 주유동방향 와구조의 상관관계를 통계적으로 파악하는데 있다. 이를 위해 공간 발달하는 난류 경계층에 대한 직접수치모사를 수행하고, 얻어진 난류통계량들과 벽압력 변동 자체의 주파수 스펙트럼 및 자체상관함수를 기존의 선행된 결과들과 비교하여 수치해의 타당성을 검증한다. 벽압력 변동과 주유동방향 와도(streamwise vorticity)의 교차상관계수(cross-correlation coefficient)를 정량적으로 분석하여 벽압력을 지배하고 있는 와구조의 길이 척도와 형태를 밝히고자 한다. 또한, 얻어진 결과를 조건부 평균하여 응집구조에 영향을 받고 있는 벽압력을 조사하고, 상한분석(quadrant analysis)을 통해 이들간의 운동학적인 관계와 난류운동에너지(turbulent kinetic energy)의 생성에 대한 기여도를 파악하고자 한다.

2. 수치적 연구방법

본 연구에서는 공간 발달하는 난류경계층에 대한 직접수치모사가 수행되었다. 무차원 된 비정상, 비압축성 유동의 지배 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i}=0$$

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

여기서 x_i는 공간 좌표, u_i는 x_i 방향의 속도, p는 압력, Re는 레이놀즈수를 나타낸다. 지배 방정식을 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

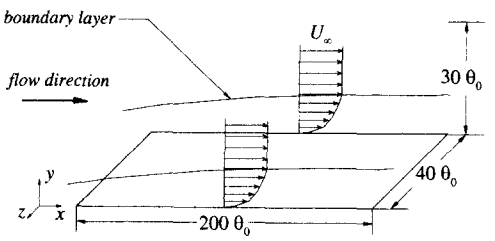

Fig. 1 Schematic diagram of computational domain

압력 뿐만 아니라 대류항의 내재적인 처리로 인해 야기되는 속도 성분의 결합도 분리하였다.[14] 본 방법은 모멘텀 방정식의 반복적인 계산없이, 직접적으로 중간 단계의 속도 성분들을 구해냄으로써 효율적인 계산에 적합하다. 지배 방정식은 시간에 대해서는 Crank-Nicholson 방법, 공간에 대해서는 이차 정확도를 갖는 중심차분법을 이용하여 차분되었다.

Fig. 1은 계산영역에 대한 개략도를 나타내고 있다. 계산영역 입구의 운동량 두께(θ_0)와 자유속도(U_∞)로 무차원된 레이놀즈수는 300이다. 입구경계조건을 위해 Lund 등[15]이 제시한 입구유동생성방법이 이용되었다. 균일한 격자해상도를 갖는 경계층에 대한 별도의 계산이 입구유동생성방법에 의해 수행되었으며, 레이놀즈수 300에서의 데이터가 본 수치모사의 입구경계조건으로 사용되었다. 출구경계조건으로는 다음의 대류경계조건(convective boundary condition)이 적용되었다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + c\frac{\partial u_i}{\partial x} = 0$$

여기서 c는 출구에서의 평균된 속도이다. 벽면에서는 점착 경계조건 (no-slip condition), 횡방향으로는 주기적인 경계조건 (periodic boundary condition), 원거리에서는 다음의 경계조건이 사용되었다.

$$u = U_\infty, \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \frac{\partial w}{\partial y} = 0$$

계산격자는 주유동방향, 벽면수직방향, 횡방향으로 각각 257× 65× 129이며, 계산영역의 크기는 각각 $200\theta_0$× $30\theta_0$× $40\theta_0$이다. 주유동방향과 횡방향으로는 균일 격자계가 사용되었고 벽면수직방향으로는 hyperbolic tangent 함수를 이용하여 벽면근처에 밀집시켰다. 계산격자의 분해능은 각각 Δx^+=12.5, Δy^+_{min}=0.16, Δy^+_{max}=22.4, Δz^+=5.0 이다. 계산시간간격은 Δt^+=0.25이며, $7500\theta_0/U_\infty$ 동안 평균하였다. 다음 장에서 제시할 결과는 계산영역의 가운데인 x_0=$100\theta_0$을 기준으로 하였다.

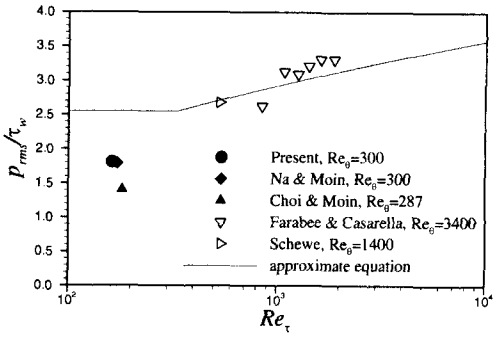

Fig. 2 Root mean square of wall pressure fluctuations against Re_τ

3. 결 과

3.1 벽압력 변동의 주파수 및 공간 특성

본 수치해석의 결과를 검증하기 위해 기존 연구에서의 벽압력 변동에 대한 공간특성 및 주파수특성을 먼저 조사하였다. Fig. 2는 벽면마찰응력으로 무차원된 벽압력 변동의 근평균제곱을 레이놀즈수에 따라 나타낸 것이다. 실선으로 표시된 것은 Farabee와 Casarella[4]에 의해 제안된 근사식이다. 레이놀즈수가 증가함에 따라 벽압력 변동의 근평균제곱도 증가하는 경향을 보이고 있으며 본 연구의 결과는 기존의 난류경계층에 대한 직접 수치 모사들과 일치하는 결과를 보이고 있다.

Fig. 3은 경계층 내부 또는 외부 변수의 스케일로 무차원화 된 벽압력 변동의 주파수 스펙트럼을 기존의 연구결과들과 비교한 것이다. Fig. 3(a)는 마찰속도와 점성 길이 척도의 내부변수(inner variable)로 무차원화 된 것이고 Fig. 3(b)는 평균속도와 경계층 배제 두께의 외부변수(outer variable)로 무차원화 된 것이다. 내부변수로 무차원하여 비교할 경우 고주파수 영역에서는 각각의 연구 결과들이 일치하는 경향을 보이지만 레이놀즈수에 따라 저주파수 영역에서는 Fig. 3(a)에서 나타난 바와 같은 불일치를 보인다. 반대로 외부변수로 무차원할 경우 저주파수 영역에서는 일치

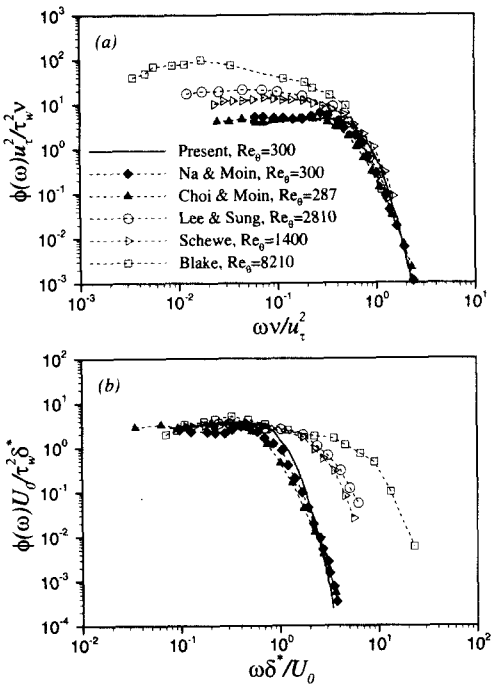

Fig. 3 Comparison of spectra of wall pressure fluctuations using (a)inner scaling; (b)outer scaling

하지만 센서의 분해능 차이에 따라 고주파수 영역에서의 불일치를 야기한다(Fig. 3(b)). 이러한 특성은 Choi와 Moin[3]에 의해 지적된바 있으며, 관심 영역에 따라 각기 알맞은 무차원화가 이루어져야 함을 알 수 있다.

Fig. 4는 다음과 같이 정의된 벽압력 변동의 이점자체 상관함수를 나타낸 등고선도이다.

$$R_{pp}(\Delta x, \Delta t : x_0) = \frac{\langle p'(x_0, 0, z, t)p'(x_0+\Delta x, 0, z, t+\Delta t)\rangle}{p'_{rms}(x_0, 0)p'_{rms}(x_0+\Delta x, 0)}$$

여기서 <>는 횡방향과 시간에 대한 평균을 의미한다. 각 등고선은 0.1에서 0.9까지 0.1 간격으로 나타내었다. 큰 상관함수 값을 가지는 구조가 좁은 밴드 영역내에 강하게 밀집되어 있는 것으로서 난류 압력장의 대표적 특징인 대류특성을 파악할 수 있다. 특히 밀집영역의 기울기($\Delta x^+/\Delta t^+$)로 대변할 수 있는 대류속도는 구조의 길이 척도가 커질수록 증가하는 경향을 보이고 있다. 등고선도의 분포와 특성은 Willmarth와 Woolridge[1]의 실험적 연구와 같은 결과를 보이고 있다.

Fig. 5는 주유동방향 거리와 횡방향 거리의 함수로 나타내어진 벽압력 변동의 이점자체 상관함수의 등고선도이며 다음과 같이 정의된다.

$$R_{pp}(\Delta x, \Delta z : x_0) = \frac{\langle p'(x_0, 0, z, t)p'(x_0+\Delta x, 0, z+\Delta z, t)\rangle}{p'_{rms}(x_0, 0)p'_{rms}(x_0+\Delta x, 0)}$$

등고선의 간격은 Fig. 4와 같다. 작은 스케일의 구조가 거의 원에 가까운 상관함수의 분포를 지니는데 비해 큰 스케일의 경우 횡방향으로 길게 늘어난 분포를 보이고 있다. 큰 스케일 구조의 경우 Na와 Moin[16]에 의해 지적된바 있듯이, 경계층 외부에서 자유유동속도를 갖는 경계층 유동의

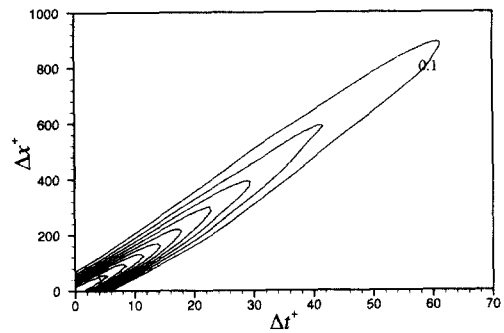

Fig. 4 Contour plot of two-point correlation of wall pressure fluctuations as a function of streamwise spatial and temporal separations

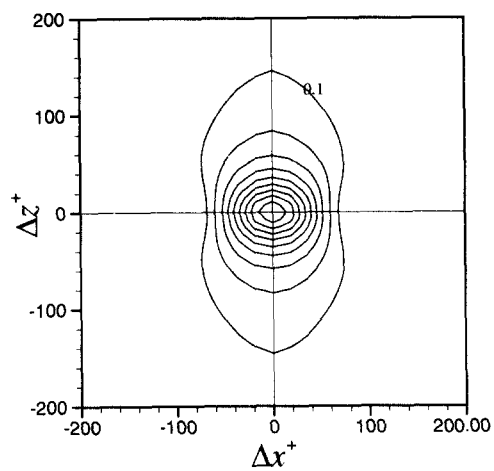

Fig. 5 Contour plot of two-point correlation of wall pressure fluctuations as a function of streamwise and spanwise separations

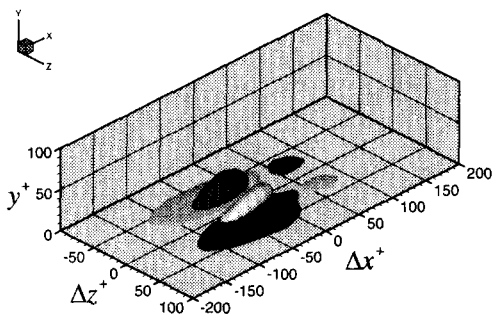

Fig. 6 Iso-surface plot of the cross-correlation between p_w and ω_x in a 3-dimensional view

특성으로 인해 채널유동과는 달리 $\Delta z^+=0$ 에서 횡방향 길이 척도가 다른 분포를 보이고 있으며, 본 연구의 결과는 이와 잘 일치한다.

3.2 벽압력 변동과 주유동방향 와도의 상관도

벽압력 변동과 주유동방향 와도의 교차상관관계와 교차상관계수는 각각 다음과 같이 정의된다.

$$R_{p\omega_x}(\Delta x, y, \Delta z) = \langle p'(x_0, 0, z, t)\omega'_x(x_0+\Delta x, y, z+\Delta z, t)\rangle$$

$$R'_{p\omega_x}(\Delta x, y, \Delta z) = \frac{R_{p\omega_x}(\Delta x, y, \Delta z)}{p'_{rms}(x_0, 0)\omega'_{xrms}(x_0+\Delta x, y)}$$

Fig. 6은 위 식에 따라 얻어진 교차상관계수의 iso-surface이다. 어두운 부분은 *0.1*, 밝은 부분은 *-0.1*인 교차상관계수값을 나타낸다. 상관계수값이 큰 영역들이 각각 $y^+=20$과 벽면에서 관찰되었다. 이 중 $\Delta x^+=-50$과 $\Delta x^+=60$에서 벽면에 나타나는 넓은 영역들은 벽면위에 존재하는 주유동방향 와구조와 점착경계조건(no-slip condition)에 의해 운동학적으로 발생한다. 이 영역으로부터 얻어지는 Stokes 압력(Stokes pressure)는 무시할 수 있을 정도로 작은 값이다.[9,10] 따라서 이 영역을 배제하면, 벽압력 변동의 지점으로부터 흐름방향 상류쪽에서 대칭적으로 나타나는 상관계수가 큰 두 개의 영역이 있음을 정성적으로 관찰할 수 있다.

벽압력 변동과 상관도 높은 응집구조의 위치를 파악하기 위해 교차상관계수의 각 평면 등고선도를 Fig. 7에 나타내었다. 등고선은 *-0.4*에서 *0.4*까지 *0.05* 간격으로 나타내었으며 음수값은 점선으로 나타내었다. Fig. 7(a)를 통해 $y^+=20$에서 나타

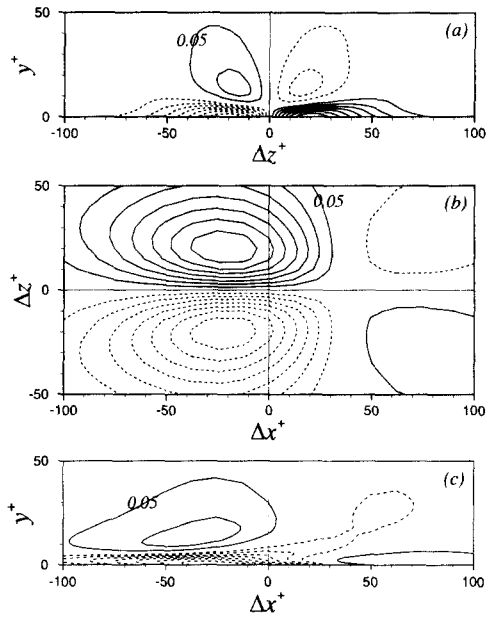

Fig. 7 Cross-correlation between p_w and ω_x : (a) contours in the *y-z* plane at $\Delta x^+=-25$; (b)contours in the *x-z* plane at $y^+=0$; (c) contours in the *x-y* plane at $\Delta z^+=-20$.

나는 상관계수의 최대값은 벽압력 변동의 지점으로부터 횡방향으로 $\Delta z^+=\pm 20$ 의 거리를 두고 존재하고 있음을 알 수 있다. 이러한 사실은 벽면에서도 나타나고 있으며,(Fig. 7(b)) 이것은 벽면에서 상관계수 최대값의 위치와 유동장 내부에서 위치가 동일함 의미한다. 또한, 상관계수의 최대값은 벽압력 변동의 지점으로부터 흐름방향 상류인, $\Delta x^+=-25$에서 나타나고 있다. 한편, 점착조건이 적용되는 벽면에서 주유동방향 와도는 단일한 속도구배인 $\omega_x|_w=dw/dy|_w$로 표현할 수 있으며, 이는 횡방향 벽면마찰 τ_3와 같다. 따라서 벽압력 변동과 벽면에서 주유동방향 와도와의 상관관계를 나타내고 있는 Fig. 7(b)는 횡방향 벽면마찰과 벽압력간의 교차상관함수와 일치한다.[19] Fig. 7(c)에서 교차상관계수가 최대값을 갖는 위치는 $\Delta x^+=-50$에서 $y^+=15$, $\Delta x^+=-10$에서 $y^+=20$이며, 벽면에 대해 벽면 수직한 방향으로 7.13° 기울어져 있다. 이러한 기울어진 구조는 벽면에서의 전단응력과 주유동방향 와도간의 상관함수를 조사한 Kravchenko 등[20]에 의해서도 관찰된 바 있다.

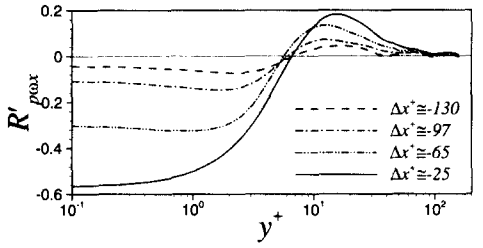

Fig. 8 Cross-correlation between p_w and ω_x at the various streamwise separations at $\Delta z^+ = -20$

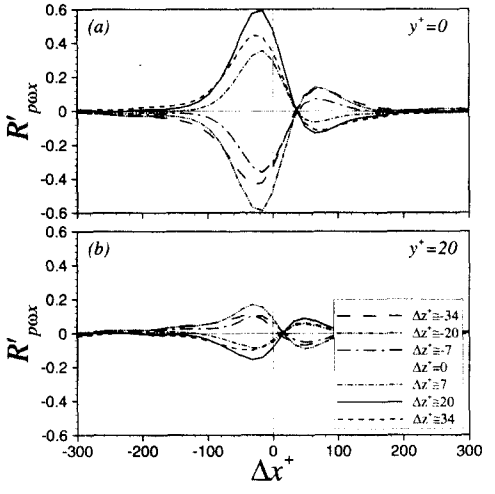

Fig. 9 Cross-correlation between p_w and ω_x at the various spanwise separations: (a) at $y^+=0$; (b) at y+=20

교차상관계수의 크기를 정량적으로 분석하기 위해서 Fig. 8에서는 벽면으로부터 거리에 따른 교차상관계수의 분포를 여러 지점에서 나타내었다. 주유동방향을 따라 상류인 $\Delta x^+ = -130$으로 부터 교차상관계수가 최대가 되는 곳까지 여러 지점들에서 벽면 수직방향 분포이다. 교차상관계수는 $y^+=5$를 기준으로 그 부호가 바뀌며, $y^+=20$에서 국부적인 최대값을 갖는다. Kim 등[21]은 난류 채널유동에서 주유동방향 와도의 근제곱평균값이 각각 $y^+=5$와 $y^+=20$에서 국부적인 최소값과 최대값을 갖는 것으로서 주유동방향 와구조 모델을 제시하였다. Fig. 8의 결과는 벽압력 변동과 상관도 높은 와구조가 이들의 모델과 일치함을 보여주고 있다.

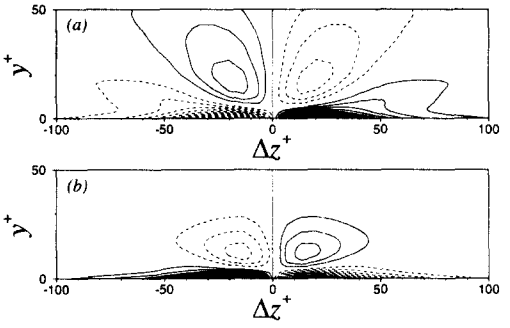

Fig. 10 Conditionally averaged streamwise vorticity field: (a)satisfying the condition $p_w > 2p_{rms}$; (b)satisfying the condition $p_w < -2p_{rms}$

Fig. 9에서는 주유동방향 거리에 따른 교차상관계수 분포를 횡방향으로 여러 지점에서 나타내었다. Fig. 9(a)는 벽면에서 Fig. 9(b)는 응집구조의 중심영역($y^+=20$)에서 분포를 나타내었다. 벽압력 변동 지점인 $\Delta z^+=0$을 기준으로 $\Delta z^+>0$인 영역과 $\Delta z^+<0$인 영역의 교차상관계수가 부호가 다르고 크기가 거의 비슷한 대칭적인 분포를 보이고 있다. 또한 교차상관계수가 최대인 $\Delta z^+=\pm 20$에서 분포를 살펴보면, 벽면에서는 상류에서 최대값을 가지고 후류에서 최소값을 가진다 (Fig. 9(a)). 반면 $y^+=20$에서는 상류에서 최소값을 가지고 후류에서 최대값을 가진다 (Fig. 9(b)). 벽면위 주유동방향 와구조가 이로부터 야기된 벽면에서 큰 와도를 갖는 영역과 반대로 회전하고 있으므로 이러한 현상이 관찰된다.

3.3 조건부 평균 와도와 상한분석

선술한 교차상관계수에 대한 분석을 통해 벽압력 변동과 높은 상관도를 갖고 있는 주유동방향 와구조는 벽압력 변동의 측정 지점으로부터 횡방향으로 $\Delta z^+=\pm 20$ 정도의 변위를 갖고 떨어져 있는 한쌍의 구조임을 확인하였다. 이러한 구조에 영향을 받고 있는 벽압력 변동의 부호를 조사하기 위해 조건부 평균된 주유동방향 와도 분포를 구하였다. 벽압력 변동이 양의 부호를 갖는 경우, 즉 $p_w > 2p_{rms}$의 조건을 만족하는 주유동방향 와도 분포와 반대로 음의 부호를 갖는 경우인 $p_w < -2p_{rms}$의 조건을 만족하는 주유동방향 와도 분포를 각각 따로 구하였다. Fig. 10은 각 조건에

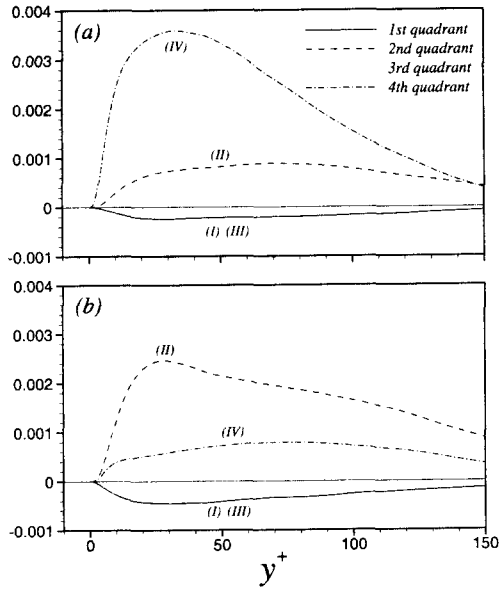

Fig. 11 Reynolds shear stress from each quadrant normalized by the free stream velocity; (a) satisfying $p_w>2p_{rms}$; (b) satisfying $p_w<-2p_{rms}$

따른 주유동방향 와도 분포를 y-z 평면에서 잘라 본 등고선도이다. 점선은 음의 와도값을 나타낸다. 두 경우 모두 와구조의 형태는 교차상관계수의 등고선도인 Fig. 7(a)와 큰 차이를 보이지 않고 있다. 그러나 와도의 부호를 살펴보면 벽압력 변동이 양의 부호를 갖는 경우는 교차상관계수의 부호와 일치하지만 (Fig. 10(a)), 음의 부호를 갖는 경우는 부호가 반대로 나타난다 (Fig. 10(b)). 이러한 결과는 벽면위 주유동방향 와구조의 부호에 의해 벽면에서의 압력 변동의 부호가 결정됨을 의미한다. 즉, 벽면위에 있는 주유동방향 와구조의 부호가 Fig. 10(a)와 같은 경우 그 회전방향을 고려해보면 완충영역에 있는 유체가 스윕에 의해 벽면에 힘을 가하게 되고, 따라서 벽면에서 압력 변동값의 부호가 양이 된다. 반대로 Fig. 10(b)와 같은 경우 이젝션이 지배적인 현상이 나타나 벽압력 변동의 부호가 음이 된다.

이 사실을 확인하기 위해 레이놀즈 응력에 대한 상한 분석이 이루어졌다. 이는 속도 섭동의 부호에 따라 레이놀즈 응력을 다음의 네가지로 나누어 평균한 것이다. 제1상한은 $u'>0,\ v'>0$인 고속의 유체가 밖으로 향하는 운동을 포함하며,

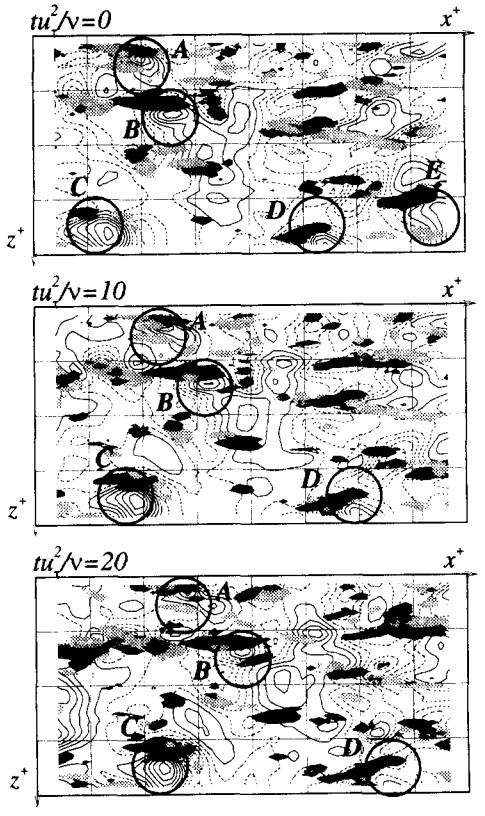

Fig. 12 Time sequence in the evolution of the wall pressure fluctuations and the near-wall streamwise vortices

제2상한은 $u'<0,\ v'>0$로서 저속의 유체가 벽면으로부터 멀어지는 이젝션 모션을 포함한다. 제3상한인 $u'<0,\ v'<0$는 저속의 유체가 안으로 향하는 운동을 포함하며, 제4상한인 $u'>0,\ v'<0$는 고속의 유체가 안으로 향하는 스윕모션을 포함한다.

Fig. 11는 Fig. 10에서와 같은 조건에 따른 상한 분석의 결과이다. $p_w>2p_{rms}$인 경우 벽면부근에서 제4상한의 레이놀즈 응력이 제2상한의 레이놀즈 응력에 비해 월등히 크다 (Fig. 11(a)). 이는 고속의 유체가 벽면에 충격을 가하는 스윕모션과 양의 부호를 갖는 벽압력 변동이 서로 밀접한 연관성이 있음을 의미한다. 또한 $p_w>2p_{rms}$인 경우는 반대로 저속의 유체가 벽면으로부터 이탈하는 이젝션모션과 높은 상관성이 있음을 확인할수 있다 (Fig. 11(b)).

한편, Kim 등[21]은 난류채널 유동에서의 상한분석을 통해 벽면위에 존재하는 주유동방향 와구조

의 중심에 가까운 $y^+<20$에서는 주로 제4상한에 의한 스윕모션이 지배적이며 그 바깥 영역의 경우 제2상한에 의한 이젝션이 지배적임을 밝힌바 있다. 이러한 결과로 이젝션모션이 지배적인 영향을 미치고 있는 벽압력 변동이 음인 경우에도 $y^+<20$인 벽면의 아주 가까운 영역에서는 제2상한과 제4상한에 의한 레이놀즈 응력의 크기가 거의 대등하다 (Fig. 11(b)).

3.4 순간 유동장 고찰

높은 벽압력 변동을 야기하는 주된 원인인 주유동방향 와구조를 순간 유동장 데이터를 통해 조사하였다. 주유동방향 와구조에 대한 정의는 Jeong과 Hussain[22]에 의해 제시된 와구조 정의법을 이용하였다.

벽압력 변동과 주유동방향 와구조가 시간에 따라 발달하는 모습을 살펴보기 위해 Fig. 12에서는 $tu_\tau{}^2/\nu = 0, 10, 20$에서 순간 유동장을 나타내었다. 그 결과 원으로 표시된 벽압력 변동이 큰 경우에는 그 위에 그림과 같이 주유동방향 와구조가 존재하였다. 앞서 교차상관함수에서도 나타나듯이 와구조는 그것이 유발시키는 높은 벽압력 변동이 나타나는 영역보다 상류에 위치하고 있었으며, 반대로 회전하는 한쌍의 주유동방향 와구조로부터 높은 벽압력 변동이 유발됨을 실제 유동장에서도 확인할 수 있다. 또한 B, D와 같이 하나의 주유동방향 와구조라 할지라도 와도의 크기가 크다면 그로부터 유발된 스윕 모션이 벽면에서 높은 압력 변동값을 발생시킴을 확인할수 있다.

Fig. 13는 임의의 지점에서 벽압력 변동의 시간에 따른 변화와 상관도 높은 와구조가 존재하는 위치인 $\Delta z^+=20$에서 주유도방향 와도를 동시에 나타낸 그림이다. 주유동방향 와도는 모두 횡방향으로 $\Delta z^+=20$에서 얻어진 값들이며, 각각 $y^+=0$, $y^+=5$, $y^+=5$와 $y^+=20$에서의 시간에 따른 변화이다. 벽압력 변동의 시간 이력은 횡방향 변위를 갖는 지점에서의 주유동방향 와도 신호와 매우 유사함을 확인할 수 있었으며, 특히 벽면에 가까울수록 그 경향이 증가됨을 알 수 있다. 이는 앞서 선술한 바와 같이 횡방향 변위를 갖는 지점에서의 주유동방향 와구조가 벽압력 변동을 지배하고 있음을 의미한다. 이는 $\Delta z^+=0$ 에서의 와도 신호는 유사성을 보이지 않는 것으로도 확인할 수 있다.

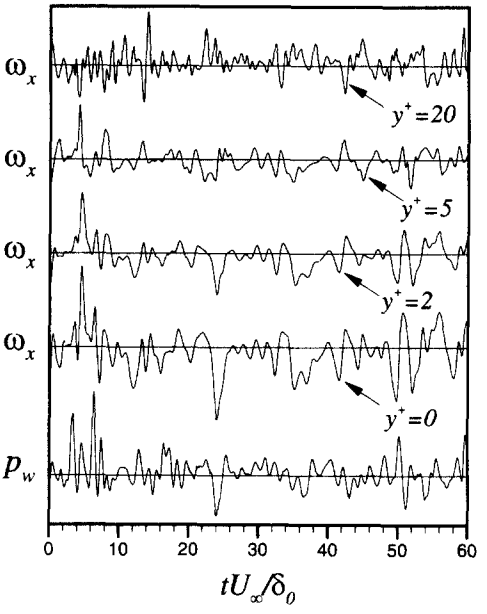

Fig. 13 Time records of instantaneous ω_x and p_w

4. 결 론

평판 난류경계층에 대한 직접수치모사를 통해 벽압력 변동과 주유동방향 와구조간의 상관관계를 조사하였다. 얻어진 데이터를 통해 벽압력 변동 자체의 주파수 및 공간 특성을 구하였으며, 선행 연구들과의 비교를 통해 수치해를 검증하였다. 교차상관계수를 조사한 결과 벽압력 변동은 횡방향으로 20 벽단위 정도 떨어져 있으며 상류쪽에 위치한 주유동방향 와구조와 연관성이 있는 것으로 나타났다. 이러한 와구조는 벽면수직 방향으로 기울어진 형태로 존재한다. 주유동방향 와구조에 의해 발생한 스윕 모션이 양의 부호를 갖는 벽압력 변동을, 이젝션 모션이 음의 부호를 갖는 벽압력 변동을 유발시킴을 조건부 평균된 와도 분포와 상한분석을 통해 확인하였다. 와도의 크기가 큰 와구조일수록 벽면에서 크기가 큰 압력 변동을 생성하였다. 이는 순간 유동장을 통해서도 뚜렷히 관찰되었다.

후 기

본 연구는 수중음향특화센터의 지원으로 수행

되었으며 이에 감사드립니다. 또한 과학기술부 국가지정연구실 사업의 지원에도 감사드립니다.

참고문헌

(1) Willmarth, W.W. and Woolridge, C.E., 1962, "Measurements of the Fluctuating Pressure at the Wall beneath a Thick Turbulent Boundary Layer," *J.Fluid Mech.*, Vol. 14, 187.

(2) Schewe, G., 1983, "On the Structure and Resolution of Wall Pressure Fluctuations Associated with Turbulent Boundary Layer Flow," *J.Fluid Mech.*, Vol. 134, 311.

(3) Choi, H. and Moin, P., 1990, "On the Space - Time Characteristics of Wall Pressure Fluctuations," *Phys.Fluids* A, Vol. 2, 1450.

(4) Farabee, T. and Casarella, M.J., 1991, "Spectral Features of Wall Pressure Fluctuations beneath Turbulent Boundary Layer," *Phys.Fluids* A, Vol. 3, 2410.

(5) Lee, I. and Sung, H.J., 1999, "Development of an Array of Pressure Sensors with PVDF Film," *Exp.Fluids*, Vol.4(3), 633.

(6) Thomas, A.S.W. and Bull, M.K., 1983, "On the Role of Wall Pressure Fluctuations in Deterministic Motions in the Turbulent Boundary Layer," *J.Fluid Mech.*, Vol. 128, 283.

(7) Kobashi, Y. and Ichijo, M., 1986, "Wall Pressure and Its Relation to Turbulent Structure of a Boundary Layer," *Exp.Fluids*, Vol. 4, 49.

(8) Johansson, A.V., Her, J.Y., and Haritonidis, J.H., 1987, "On the Generation of High -Amplitude Wall Pressure Peaks in Turbulent Boundary Layers and Spots," *J.Fluid Mech*, Vol. 175, 119.

(9) Kim, J., 1989, "On the Structure of Pressure Fluctuations in Simulated Turbulent Channel Flow," *J.Fluid Mech*, Vol. 205, 421.

(10) Chang, P.A., Piomelli, U., and Blake, W.K., 1999, "Relationship between Wall Pressure and Velocity Field Sources," *Phys.Fluids*, 11, 3434.

(11) Cantwell, B.J., 1981, "Organized Motion in Turbulent Flow," *Ann.Rev.Fluid Mech.*, Vol. 13, 131.

(12) Robinson, S.K., 1991, "Coherent Motions in the Turbulent Boundary Layer," *Annu.Rev.Fluid Mech.*, Vol. 23, 601.

(13) Bernard, P.S., Thomas, J.M., and Handler, R.A., 1993, "Vortex Dynamics and the Production of Reynolds Stress," *J.Fluid Mech.*, Vol. 253, 385.

(14) 김경연, 백승진, 성형진, 2000, "비압축성 나비어-스톡스 방정식의 완전 내재적 분리 방법," 대한기계학회논문집, 제24권, 제10호, 1317.

(15) Lund, T.S., Wu, X., Squires, K.D., 1998, "Generation of Turbulent Inflow Data for Spatially - Developing Boundary Layer Simulations," *J.Comput.Phys.*, Vol. 140, 233.

(16) Na, Y. and Moin,P., 1996, "Direct Numerical Smulation of Turbulent Boundary Layer with Adverse Pressure Gradient and Separation," *Report No.TF-68*, Thermosciences Division, Department of Mechanical Engineering Stanford University.

(17) Spalart, P.R., 1988, "Direct Numerical Simulation of a Turbulent Boundary Layer up to Re_θ =1410," *J.Fluid Mech.*, Vol. 187, 61.

(18) Blake, W.K., 1970, "Turbulent Boundary-Layer Wall-Pressure Fluctuations on Smooth and Rough Walls," *J.Fluid Mech.*, Vol. 44, 637.

(19) Jeon, S., Choi, H., Yoo, J.Y., and Moin, P., 1999, "Space-Time Characteristics of the Wall Shear-Stress Fluctuations in a Low - Reynolds - Number Channel Flow," *Phys.Fluids*, Vol. 11, 3084.

(20) Kravchenko, A.G., Choi, H., and Moin, P., 1993, "On the Rlation of Near - Wall Streamwise Vortices to Wall Skin Friction in Turbulent Boundary Layer," *Phys.Fluids* A, Vol. 5, 3307.

(21) Kim, J., Moin, P., and Moser, R.D., 1987, "Turbulence Statistics in Fully Developed Channel Flow at Low Reynolds Number," *J.Fluid Mech.*, Vol. 177, 133.

(22) Jeong, J. and Hussain, F., 1995, "On the Identification of a Vortex", *J.Fluid Mech.*, Vol. 285, 69.