

주유동방향 와동과 난류경계층과의 상호작용에 관한 수치적 연구

김정한* · 양장식** · 김봉환*** · 이기백**

A Numerical Analysis of Streamwise Vortices in Turbulent Boundary Layers

J. H. Kim · J. S. Yang · B. H. Kim · K. B. Lee

Key words : Streamwise vortex(주유동방향 와동), Numerical analysis(수치해석), Vortex generator(와동발생기), Pseudo compressibility(준압축성)

Abstract

This paper describes the numerical computations of the interaction between the streamwise vortex and a flat plate 3-D turbulent boundary layer. In the present study, the main interest is in the behavior of the streamwise vortices introduced in turbulent boundary layers. The flow behind a vortex generator is modeled by the information that is available from studies on the delta winglet. An algorithm of the solution of the incompressible Navier-Stokes equations for three-dimensional turbulent flows, together with a two layer turbulent model to resolve the near-wall flow, is based on the method of artificial compressibility. The present results show boundary layer distortion due to vortices, such as strong spanwise flow divergence and boundary thinning, and have a good agreement with the experimental data.

1. 서 론

주유동방향의 와동(streamwise vortex)을 포함한 난류경계층은 벽면에 접한 3차원 유동의 중요한 형태이며 공학적으로 많은 관심이 되고 있다. 주유동방향의 와동은 경계층 내에 어떤 장애물이 있거나 곡률이 있는 덕트와 같은 채널유동에서 주로 발생한다. 이러한 유동은 벽면에서 열전달과 운

동량전달을 향상시키며, 여러 유체기계에서도 주유동방향의 와동이 발생하기 때문에 주유동방향의 와동과 경계층 상호간의 작용을 잘 예측함으로써 유체기계의 성능향상 뿐만 아니라 열교환기의 성능향상에도 기여할 수 있기 때문에 주유동방향에 대한 연구가 활발히 이루어지고 있다.

이와 같은 와동과 경계층의 상호작용에 대한 연구는 실험 및 수치적 방법을 통해 연구되고 있다.

* 부산대학교 기계공학과 대학원(원고접수일 : 99년 8월)

** 부산대학교 기계공학부 및 기계기술연구소

*** 양산대학 기계설비과

Wendt 등⁽¹⁾은 난류 경계층 내에서 와동발생기를 이용하여 와동발생기 하류에서의 와동과 경계층의 상호작용을 연구하였다. 이들에 의하면, 와동발생기의 간격에 따라 와동이 벽면에 근접하고, 이로 인해 와동과 경계층의 상호작용을 약화시킴을 지적하였다. Pauley 등⁽²⁾은 와동발생기의 설치방법에 따라 발생하는 두 가지의 유동 형태, 즉 와동과 와동 사이의 유동이 벽면으로부터 멀어지는 유동(common flow up)과 벽면으로 향하는 유동(common flow down)에 대해 연구하였다. 이들은 와동으로부터 멀리 떨어진 곳에서의 와도는 인접한 다른 와동의 영향을 받고, 벽면으로부터 상층 와동의 와도는 느리게 감소한다고 하였다. 또한 주 와동(primary vortex)은 벽면에 의해서만 그 순환값을 소실한다고 하였다. Shabaka 등⁽³⁾은 벽면에 부착된 반삼각익(delta winglet)에 의해 발생한 단일와동과 쌍와동에 대해 경계층과의 상호작용을 연구하였는데, 이들의 연구결과에 의하면 난류응력이 간단한 대수적인 와점성(eddy-viscosity) 계산법으로는 잘 일치하지 않음을 지적하였다. Liu 등⁽⁴⁾은 LES를 사용하여 Pauley 등⁽²⁾의 실험치와 비교하여 좋은 일치성을 보였으나 레이놀즈 응력 모델 적용의 한계성을 지적하였다. 평판과 곡률이 있는 덕트 내에서 발생한 난류경계층과 와동의 상호작용에 대해 Kim 등⁽⁵⁾이 실험 및 수치적으로 연구하였고, Kim 등⁽⁶⁾은 PNS(Parabolized N-S)와 표준 $k-\epsilon$ 난류모델을 이용하여 와동과 경계층의 상호작용을 연구하였다.

two-layer 모델을 사용할 경우, 기존의 저레이놀드수 난류모델에 비해 벽면에서 적은 격자의 배치나 고체벽면에 대한 소산률의 경계조건을 주는데 있어 모호함이 없어지는 이점이 있고, 벽함수(wall function)를 사용하는 $k-\epsilon$ 모델은 벽면근처에서 박리된 유동에 대해서는 적용하기 어려움이 있으나 two-layer 난류모델은 박리된 유동에서도 사용할 수 있기 때문이다. 이러한 two-layer의 이점 때문에 본 연구에서는 기존의 연구와 달리 와동발생기 후방에서 발생하는 와동을 해석하기 위해 3차원 Navier-Stokes 방정식과 two-layer $k-\epsilon$ 난류모델을 사용하였다. 그리고 수치해석된 결과는 Pauley와 Eaton의 실험결과와 비교하였다.

2. 수치해석

2.1 지배방정식

비압축성 흐름을 지배하는 Navier-Stokes 방정식의 경우, 타원형 편미분 방정식 특성을 갖는데 준압축성(pseudo-compressibility) 인자의 개념을 도입하면 정상상태의 비압축성 Navier-Stokes 방정식을 압축성 흐름에 대하여 사용되는 것과 유사한 쌍곡선형 형태의 지배방정식을 얻을 수 있게 되어 방정식을 효율적으로 풀 수 있다.⁽⁷⁾

무차원화하고 일반화 좌표계로 변환한 비압축성 Navier-Stokes 방정식의 연속방정식에 준압축성개념을 도입하면 식(1)과 같다.

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\beta \left[\frac{\partial}{\partial \xi_i} \left(\frac{U_i}{J} \right) \right] \quad (1)$$

여기에서 J 는 변환 자코비안, τ 는 인공시간 변수이고 β 는 준압축성 상수가 된다. 위식과 함께 운동량방정식으로 구성된 지배방정식은 식(2)과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial \bar{D}}{\partial \tau} = -\frac{\partial}{\partial \xi_i} (\bar{E} - \bar{E}_{vi}) \quad (2)$$

위 식의 각 항은 식(3)~(5)와 같이 정의된다.

$$\bar{D} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} p \\ u \\ v \\ w \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$\bar{E}_i = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \beta(U_i) \\ (\xi_i)_x p + u(U_i + (\xi_i)_x \tau) \\ (\xi_i)_y p + v(U_i + (\xi_i)_y \tau) \\ (\xi_i)_z p + w(U_i + (\xi_i)_z \tau) \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$\bar{E}_{vi} = \frac{1}{Re_j} \begin{bmatrix} 0 \\ \nabla \xi_i \cdot \left(\nabla \xi_i \frac{\partial u}{\partial \xi_i} \right) \\ \nabla \xi_i \cdot \left(\nabla \xi_i \frac{\partial v}{\partial \xi_i} \right) \\ \nabla \xi_i \cdot \left(\nabla \xi_i \frac{\partial w}{\partial \xi_i} \right) \end{bmatrix} \quad (5)$$

여기서 U_i 는 $(\xi_i)_x u + (\xi_i)_y v + (\xi_i)_z w$ 이고 x_i 는 $i=1, 2, 3$ 에 대해 ξ, η, ζ 를 의미한다.

2.2 지배방정식

본 연구에서 사용되는 수치해석 방법은 Beam과 Warming에 의해 발전되어온 AF scheme으로서 시간차분은 일반적으로 trapezoidal rule로 알려진 식(6)을 사용하였다.

$$\hat{D}^{n+1} = \hat{D}^n + \frac{\Delta\tau}{2} \left[\left(\frac{\partial \hat{D}^n}{\partial \tau} + \frac{\partial \hat{D}^{n+1}}{\partial \tau} \right) \right] + O(\Delta\tau^2) \quad (6)$$

(6)식을 선형화시켜 정리하면 식(7)~(8)과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} \left[I + \frac{\Delta\tau}{2} J^{n+1} \left[\delta_{\xi_i} (\hat{A}_i^n - \Gamma_i) \right] \right] (D^{n+1} - D^n) \\ = -\Delta\tau J^{n+1} \left[\delta_{\xi_i} (\hat{E}_i - \hat{E}_{vi}) \right] \end{aligned} \quad (7)$$

$$\hat{A}_i = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 & (\xi_i)_x \beta & (\xi_i)_y \beta & (\xi_i)_z \beta \\ (\xi_i)_x & (\xi_i)_x u + U_i & (\xi_i)_y u & (\xi_i)_z u \\ (\xi_i)_y & (\xi_i)_x v & (\xi_i)_y v + U_i & (\xi_i)_z v \\ (\xi_i)_z & (\xi_i)_x w & (\xi_i)_y w & (\xi_i)_z w + U_i \end{bmatrix} \quad (8)$$

여기서 $\Gamma_1 D^{n+1}$ 는 $(\frac{v}{J}) \nabla \xi \cdot (\nabla \xi_i) I_m \frac{\partial D}{\partial \xi_j}$ 으로 Γ_2 와 Γ_3 도 동일한 방법으로 정의된다. δ_{ξ_i} 는 $\frac{\partial}{\partial \xi_i}$ 를 의미하며, I_m 은 $diag[0, 1, 1, 1]$ 로 주어진다.

2.3 난류모델

난류모델로는 Chen 등(9)이 제안한 two-layer 난류모델을 채택하였다. 이 모델은 내부층(inner layer)과 외부층(outer layer)으로 나누어 내부층에서는 1-방정식모델을 사용하고 외부층에서는 표준 $k-\epsilon$ 모델을 사용하는 것이다. 벽함수방법에 비해 two-layer 모델의 이점은 벽 근처에서의 특성 속도는 벽 전단응력보다 난류운동에너지에 의해 공급받으므로 박리된 유동에서도 사용할 수 있기 때문이다. 또한 많은 저레이놀즈수모델은 벽에서의 운동에너지 소산률의 경계조건을 주는데 모호함이 있으나 two-layer 모델은 소산률에 대한 경계조건이 요구되지 않는다.

내부층에서 사용되는 1-방정식 모델은 단지 난류운동에너지의 해만 필요하고, 이 영역에서 운동에너지 소산률은 $\epsilon = k^{2/3} / l_c$ 이다. 그리고 와점성계수

는 $\nu_t = C_\mu \sqrt{k} l_\mu$ 에서 구해진다. 여기서 길이스케일인 l_c 와 l_μ 는 난류레이놀즈수(turbulence Reynolds number), $R_y (= \sqrt{k} y / \nu)$ 에 의해 벽근처 영역에서 필요한 뎀핑효과를 주기 위해 식(9)~(10)을 사용하였다.

$$l_\mu = C_{l\mu} (1 - \exp(-R_y / A_\mu)) \quad (9)$$

$$l_\epsilon = C_{l\epsilon} (1 - \exp(-R_y / A_\epsilon)) \quad (10)$$

l_μ 와 l_ϵ 모두 선형적이고 벽에서의 거리가 증가할수록 $C_{l\mu}$ 에 가까워진다. 상수 $C_{l\mu}$ 은 내부층과 외부층 사이의 교차점에서 부드러운 와점성계수분포를 보장하기 위해 식(11)과 같이 주어진다.

$$C_{l\mu} = \kappa C_\mu^{-3/4} \quad (11)$$

외부층에서는 표준 $k-\epsilon$ 모델에서 와점성계수를 계산하며, 표준 $k-\epsilon$ 모델의 수송방정식은 식(12)~(13)과 같다.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{1}{Re} + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G - \epsilon \quad (12)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j \epsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{1}{Re} + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\epsilon}{k} (C_{\epsilon 1} G - C_{\epsilon 2} \epsilon) \quad (13)$$

여기서, G 는 난류 운동에너지 생성항으로 식(14)와 같다.

$$G = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = [\nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)] \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (14)$$

표준 $k-\epsilon$ 모델에 사용되는 상수는 $C_\mu = 0.09$, $C_{\epsilon 1} = 1.44$, $C_{\epsilon 2} = 1.92$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\epsilon = 1.3$ 이다.

2.4 경계조건

본 논문에서는 완전발달한 난류경계층이 반삼각익에 의해 생성된 와동을 인공적으로 도입한 입구조건을 사용하여 하류의 유동특성에 대해 예측하였다. 반삼각익 주위의 전영역에 대해 수치해석을 행하지 않고 반삼각익 바로 뒤쪽의 와동을 계산 영역의 입구조건으로 하여 수치해석을 수행하였다. 반삼각익 주위의 전유동을 해석하기 위해서는 많은 격자점과 계산 시간이 필요하다. 이에 반해

반삼각익의 뒤쪽에서 모델링한 와동을 계산 영역의 입구조건으로 사용하여도 충분히 좋은 결과를 예측할 수 있다.⁽⁵⁾ 입구조건으로 사용된 와동모델에 대해 살펴보면, 기준속도는 $U_e = 16m/s$ 이고, 반삼각익의 밑변을 기준으로 한 레이놀즈수는 5.5×10^4 이며, 반삼각익의 α/β (Fig. 1참조) 비와 가시화를 통해 와동의 위치, 형상을 연구한 Lawson⁽⁹⁾의 연구결과를 기초로 하여 와동중심의 위치를 정하였고, 작동유체는 공기이다.

본 연구에서 제안된 모델은 여러 형태의 와동발생기 후방에서 자세한 유동장을 측정한 Leuchter 등⁽¹⁰⁾, Phillips 등⁽¹¹⁾, Pauley 등⁽²⁾의 실험치들을 기초로 하였다. Phillips 등⁽¹¹⁾에 따르면 와동발생기 후방의 주유동방향의 속도는 Gaussian분포이며 원주방향의 속도는 Rankine 와동과 그것의 가상 와동(image vortex)으로 나타난다 하였다. 이것은 Pauley 등⁽²⁾의 실험에서도 검증되었기 때문에 주유동방향의 유동장은 식(15)으로 가정하였다.

$$U(r) = 1 - (\nabla U)_{\max} \exp\{-\ln 2(r/r_c)^2\} \quad (15)$$

그리고 원주방향의 속도장은 식(16)과 같다

$$V_\theta = (V_\theta)_c r/r_c \text{ for } r < r_c \\ (V_\theta)_c r_c/r \text{ for } r > r_c \quad (16)$$

여기서 r_c 는 와동의 지름이고, 반삼각익의 코드 길이(L)의 0.108배이다. 순환 Γ_c 는 $2\pi r_c (V_\theta)_c$ 로 주어지고, $(V_\theta)_c$ 는 자유유동속도의 0.501배이다. 식(16)과 같은 속도분포를 가진 와동이 경계층 내에 있을 때, 벽면의 영향을 고려해야 하기 때문에 3차원 경계층 내 축풍에 대한 Johnston⁽¹²⁾의 삼각도법을 사용하여 횡방향 속도성분을 가정하였다.

입구에서 와동의 난류 물성치를 도입하기 위해 난류 운동에너지(k), 소산률(ϵ), 와점성계수(ν_t)의 분포는 주유동방향 속도와 유사하게 Gaussian분포로 가정하였다.

$$k(r) = k_{\max} \exp\{-\ln 2(r/r_c)^2\} \quad (17)$$

$$\nu_t(r) = \nu_{t\max} \exp\{-\ln 2(r/r_c)^2\} \quad (18)$$

여기서 k_{\max} 는 $0.05U_e^2$ 이고 $\nu_{t\max}$ 는 $100\nu_0$ 로 주어진다.⁽⁵⁾

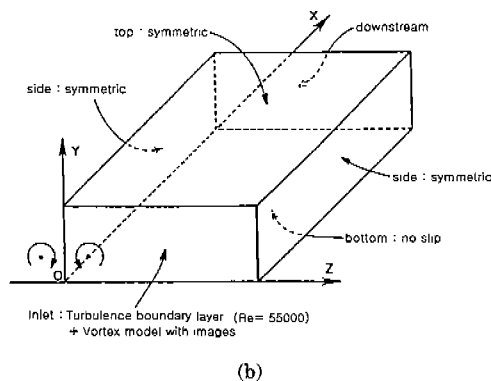
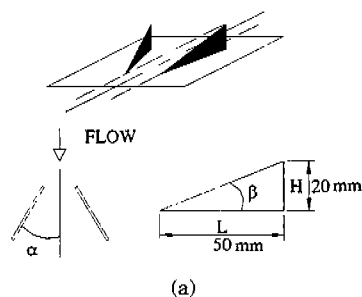


Fig. 1 Delta winglet and boundary condition ($\alpha = 18^\circ$ and $\beta = 21.8^\circ$)

Fig. 1은 반삼각익의 제원과 수치해석에 사용된 경계조건을 나타낸 것이다. 반삼각익의 코드길이(L) 및 높이(H)는 각각 50mm, 20mm이고, 영각(α)과 반삼각익과 코드가 이루는 각(β)은 각각 18° 와 21.8° 이다. 입구조건은 앞서 언급한 식(15)~(17)를 사용하였고, 좌측과 우측 그리고 상면은 대칭조건 그리고 하류는 Neumann 조건을 사용하였다. 벽면에서는 점착조건을 사용하였고 계산격자 점은 X, Y, Z 좌표축은 각각 주유동방향과 높이방향 그리고 폭방향을 의미한다.

3. 결과 및 고찰

본 연구에서는 주유동방향으로 진행하면서 반시계방향으로 회전하는 와동에 대해 수치해석을 행하고 Pauley와 Eaton⁽²⁾의 실험결과와 비교하였다. Fig. 2는 주유동방향의 2차 유동(secondary flow) 속도벡터를 와동발생기 하류의 4개의 단면

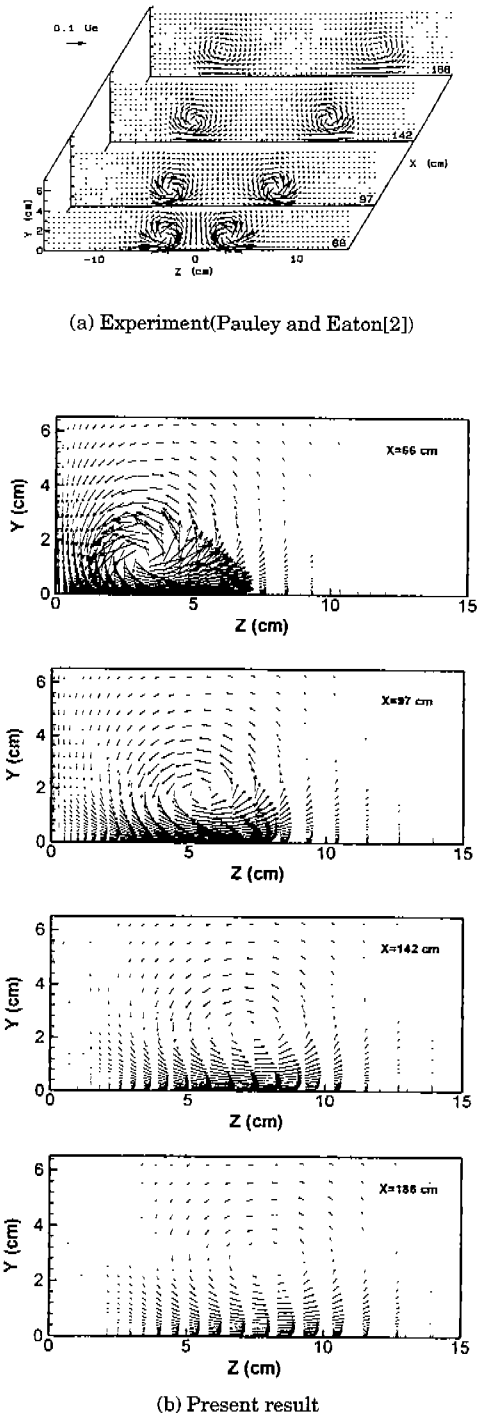


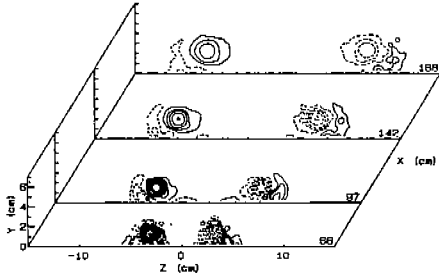
Fig. 2 Secondary velocity vector at X=66, 97, 142, 188cm

(X=66, 97, 142, 188cm)에서 나타낸 것이다. Fig. 2(a)는 Pauley와 Eaton의 실험결과이며, Fig. 2(b)는 수치계산의 결과이다.

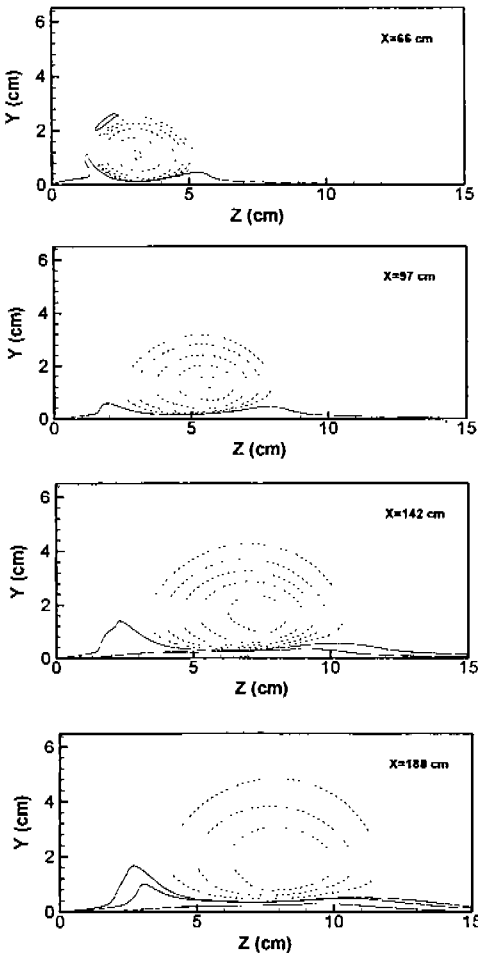
Fig. 2(a), (b)의 첫 번째 단면(X=66cm)에서는 와동의 중심 형상이 원형이지만, 하류로 이동할수록 와동이 소멸되고 확산되어짐에 따라 와동이 평활화되어 폭방향(Z방향)으로 타원형 형상을 나타내었다. Fig. 2(b)의 수치해석 결과가 Pauley와 Eaton의 실험결과에 비해 난류확산이 더 빠르게 진행됨으로 인해 폭방향의 평활화가 더 빠르게 진행되고 있음을 알 수 있다. Pauley와 Eaton의 실험결과에서는 주와동과 벽면의 접촉조건에 의해 반대 부호의 2차 와동(secondary vortex)이 발생되고 하류로 이동할수록 주와동과 2차 와동의 상호작용이 약해짐으로 인해 X=142cm부터 폭방향으로 타원형인 주와동형상이 나타남을 확인할 수 있다. 그러나 본 연구에서 채택된 난류모델은 Boussinesq approximation 개념을 도입한 와점성계수 모델이기 때문에 주와동과 벽면의 접촉조건으로 인해 발생하는 2차 와동의 형상을 정확하게 예측하지 못함으로 인해 실험결과에 비해 더 빠르게 평활화되는 것으로 판단된다. 그리고 와동과 와동 사이에서는 벽면으로 향하는 downwash 유동을 확인할 수 있고, 와동과 와동 사이를 제외한 영역에서는 벽면으로부터 멀어지는 upwash 유동을 관찰할 수 있다. 또한 하류로 이동할수록 와동의 속도벡터의 크기가 감소하고 와동과 와동 사이의 간격이 증가하고 있음을 알 수 있다. 이는 각운동량의 보존에 의해 하류로 이동할수록 와동의 속도벡터의 크기가 상대적으로 감소하고, 난류확산에 의해 와동과 와동 사이의 간격이 증가하게 된다. 이러한 현상은 수치해석의 결과에서도 확인할 수 있다.

Fig. 3은 자유유동속도(Ue)에 대한 유동방향와도(streamwise vorticity, $\Omega_x = (\frac{\partial W}{\partial Y} - \frac{\partial V}{\partial Z})$)를 등와도 성분(Ω_x/U_e)으로 와동발생기 하류의 4개의 단면(X=66, 97, 142, 188cm)에서 나타낸 것이다. Fig. 3(a)는 Pauley와 Eaton의 실험결과이며, Fig.3(b)는 수치계산의 결과이다.

Fig. 3에서 알 수 있듯이 하류로 이동할수록 와



(a) Experiment(Pauley and Eaton[2])



(b) Present result

Fig. 3 Streamwise vorticity contour(Ω_z/U_∞)=0.02, -0.02, -0.05, -0.1, -0.2, -0.4, -0.6, -0.9, -1.2[1/cm]

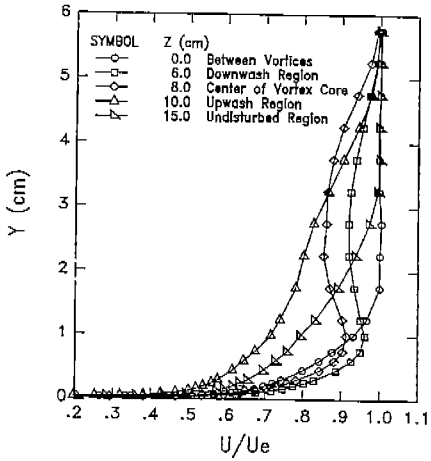
동간의 상호작용은 일어나지 않지만, 경계층과는 강한 상호작용을 일으킨다. Fig. 3(a)의 실험결과에서는 주와동과 벽면의 점착조건으로 인해 2차 와동이 발생하고, 하류로 이동할수록 경계층과 와동의 상호작용으로 인해 2차 와동은 upwash영역으로 이동함을 확인할 수 있다. 그러나 Fig. 3(b)의 수치해석 결과에서는 2차 와동이 upwash영역으로 이동하는 현상이 뚜렷이 나타나지 않았다. 이는 Boussinesq approximation 개념을 도입한 와점성계수 모델이 벽면 근처에서 발생하는 난류의 비등방성을 잘 예측하지 못하기 때문인 것으로 여겨진다.

Fig. 4는 자유유동속도(U_e)에 대한 주유동속도(U)로 무차원하여 단면 $X=97$ 과 188cm 에서 Z 방향 5개의 영역으로 나누어 나타낸 것이다. Fig. 4(a)는 Pauley와 Eaton의 실험결과이며, Fig. 4(b), (c)는 본 수치계산의 결과이다.

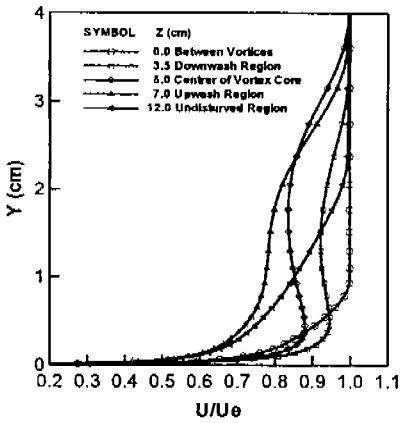
Fig. 4에서 알 수 있듯이 와동과 와동 사이의 영역($Z=0\text{cm}$)에서는 downwash 유동에 의해 경계층의 두께가 얇아지고 있고, 반면에 $Z=10\text{cm}$ 위치에서는 upwash 영역에 의해 경계층의 두께가 두꺼워지고 있음을 알 수 있다. 이는 주와동이 벽면의 저 운동량의 유체를 downwash영역에서 upwash영역으로 이동시키기 때문이다. 그리고 와동이 발생하는 영역에서는 경계층의 심한 변형을 확인할 수 있다. Fig. 4(a)와 (c)를 비교해 보면, upwash영역에서 수치해석 결과가 약간 작게 예측되었으며, Fig. 4(b)와 (c)에서 Y 방향에 대한 주유동방향의 속도구배가 하류로 이동할수록 감소함을 확인할 수 있다. 이는 난류확산에 의한 것이며 본 수치결과에서도 잘 예측되었다.

Fig. 5는 난류운동에너지 분포를 와동발생기 하류의 각 2개의 단면($X=97, 188\text{cm}$)에서 나타낸 것이다. Fig. 5(a)는 Pauley와 Eaton의 실험결과이며, Fig. 5(b), (c)는 수치계산의 결과이다.

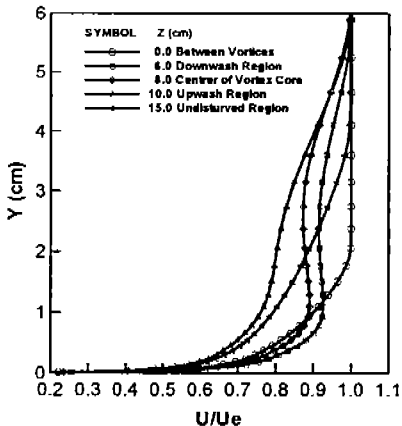
Fig. 5(a), (c)를 보면 벽면근처에서 강한 난류에너지를 볼 수 있다. 이 강한 난류에너지는 주와동에 의해 벽에서 외부유동의 영역쪽으로 확산되고 있으며, 와동중심에서 강한 난류에너지가 생성되고 upwash영역에서는 벽면에서 멀어지는 쪽으로 약한 난류 에너지가 생성되었다. 이러한 경향은 수



(a) Experiment(Pauley and Eaton[2]) at X=188cm



(b) Present result at X=97cm



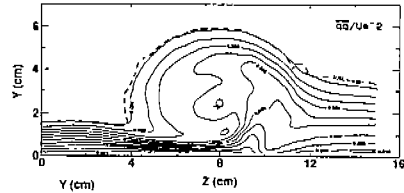
(c) Present result at X=188cm

Fig. 4 Streamwise velocity at X=97 and 188cm

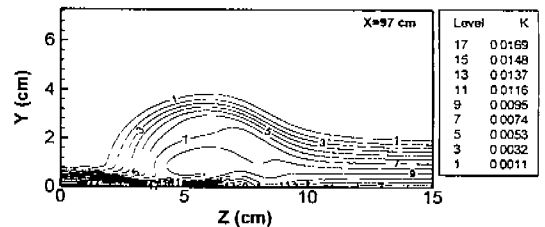
치해석 결과에서도 확인할 수 있기 때문에 본 수치 해석의 타당성을 입증할 수 있다. Fig. 5(b)와 (c)를 비교하여 보면, 하류로 갈수록 와동중심과 upwash 영역의 난류에너지가 줄어드는 것을 볼 수 있는데 이것은 상류보다 하류의 2차 유동속도 성분이 더 약하고 와동중심에서 난류확산의 증가로 인해 와동중심 주변과의 속도구배가 줄어들기 때문이다. 그리고 와동이 하류로 진행됨에 따라 와동의 중심에서 높은 난류에너지 결손을 볼 수 있다.

Fig. 6은 레이놀즈 응력 ($-\overline{u'v'}$) 분포를 와동발생기 하류의 각 2개의 단면(X=97, 188cm)에서 나타낸 것이다. Fig. 6(a)는 Pauley와 Eaton의 실험 결과이며, Fig. 6(b), (c)는 수치계산의 결과이다.

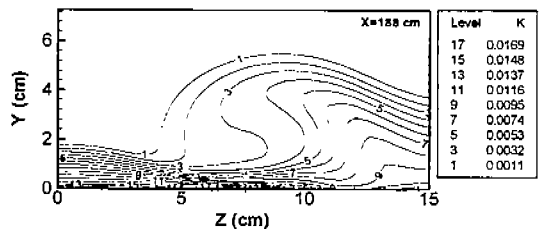
Fig. 6(a)와 (c)를 비교해 보면, 와동의 윗부분에



(a) Experiment(Pauley and Eaton[2]) at X=188cm



(b) Present result at X=97cm



(c) Present result at X=188cm

Fig. 5 Turbulence kinetic energy at X=97 and 188cm

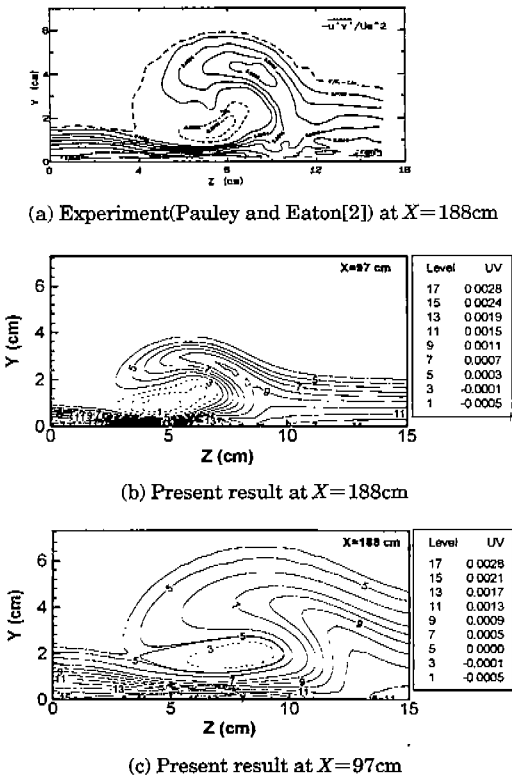


Fig. 6 Reynolds stress($-\overline{u'v'}$) at X=97 and 188cm

높은 레이놀즈 응력이 나타나고 와동중심에서는 속도결선에 따른 음의 부호를 가진 레이놀즈 응력의 영역이 나타났다. 와동중심에서 벽면 근처나 와동의 윗부분과 달리 반대의 기울기를 가지는 것은 와동의 중심에서 Y가 증가하는 방향을 따라 주유동방향의 속도는 감소한다는 것을 의미한다.

Fig. 6(b)와 (c)를 보면 하류쪽으로 갈수록 주유동방향의 속도구배가 감소하고 와동중심에서의 확산 때문에 상류쪽보다 전체적으로 레이놀즈 응력이 낮아지는 것을 볼 수 있다.

Fig. 7은 X=97, 188cm에서 폭방향에 대한 주유동방향의 표면마찰계수를 나타낸 것이다. Fig. 4의 무차원 주유동 방향속도에서 알 수 있었던 downwash 영역, 와동과 와동 사이의 영역 그리고 upwash 영역의 순으로 주유동방향의 속도구배가 감소하는 경향을 보이고 있기 때문에 Fig. 7의 그룹에서 downwash 영역에서 표면마찰계수가 가장 크며, upwash 영역에서 표면마찰계수가 가장 작

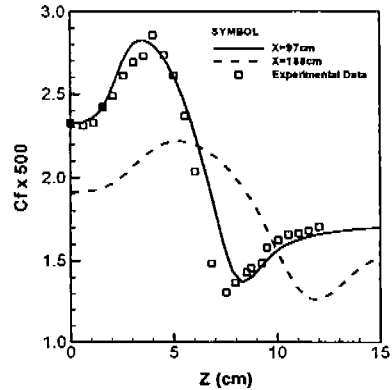


Fig. 7 Spanwise profiles of the streamwise skin friction at X=97 and 188cm

게 나타나는 현상을 볼 수 있다. 또한 X=97cm에서 Pauley와 Eaton의 실험 결과와 비교해 볼 때 최대와 최소의 표면마찰계수 값을 잘 예측하였고, 전체적인 경향은 실험치와 잘 일치함을 확인할 수 있다. 또한 수치해석 결과에서 알 수 있듯이 하류로 이동할수록 표면마찰계수의 최대값 및 최소값의 위치가 폭방향으로 증가하고 있다. 이는 난류확산에 의해 주유동방향의 와동의 성장을 의미하며, Fig. 3의 등와도 선도에서도 확인되었다.

4. 결 론

본 연구에서 채택된 Chen 등⁽⁶⁾의 two-layer $k-\epsilon$ 난류모델을 반삼각의 하류에서 발생하는 종방향 와동에 적용하여 다음과 같은 수치해석 결과를 얻었다.

two-layer $k-\epsilon$ 난류모델에 대한 수치해석결과를 Pauley와 Eaton의 실험결과와 비교해 볼 때, 하류로 이동할수록 2차 유동의 속도벡터의 크기가 감소하고 와동의 확산이 빨리 진행됨을 확인할 수 있었다. 이로 인해 와동의 형태가 폭방향으로 확대된 타원형 형상을 나타냈으며, 주와동의 세기는 하류로 이동할수록 감소하였지만 주와동의 형태는 먼 하류까지 지속적으로 존재하였다. 그리고 Pauley와 Eaton의 실험결과에서 나타났던 와동의 downwash 영역에서 경계층이 얇아지고, upwash 영역에서 경계층이 두꺼워지는 현상과 표면마찰계수, 난류운동에너지 등은 본 수치해석 결

과에서도 잘 예측할 수 있었다. 그러나 2차 와동의 발달과 레이놀즈 응력은 실험결과와 약간의 차이가 있는데 이는 난류모델의 등방성 가정에 원인이 있는 것으로 여겨진다. 따라서 차후 난류의 비등방성을 고려한 모델의 연구가 필요하다고 생각된다.

후 기

이 논문은 1997년도 한국학술진흥재단의 공모 과제 연구비에 의하여 연구되었음.

참고문헌

1. Wendt, B. J. and Hingst, W. R., "Structure and Development of Streamwise Vortex Arrays Embedded in a Turbulent Boundary Layer", *AIAA Journal*, Vol. 31, No. 2, pp. 319~325, 1993
2. Pauley, W. R. and Eaton, J. K., "The Fluid Dynamics and Heat Transfer Effects of Streamwise Vortices Embedded in a Turbulent Boundary Layer", Report MD-51, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, 1988
3. Shabaka, I. M. M. A. and Mehta, R. S., "Longitudinal Vortices Imbedded in Turbulent Boundary Layers. Part 1. Single vortex", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 155, pp. 37~57, 1985
4. Liu, J., Piomelli, U. and Philippe, R. S., "Interaction Between a Spatially Growing Turbulent Boundary Layer and Embedded Streamwise Vortices", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 326, pp. 151~179, 1996
5. Kim, W. J. and Patel, V. C. "Influence of Streamwise Curvature on Longitudinal Vortices Imbedded in Turbulent Boundary Layers", *Journal of Computers Fluid*, Vol. 23, No. 5, pp.647~673, 1994
6. Kim, J. Q., Ryou, H. S., Jeong, J. Y. and Dedousis, V., "Numerical Simulation of 3-D Turbulent Flows with Imbedded Longitudinal Vortex", *Computational Fluid Dynamics*, Vol. 4, No. 4, pp. 473~488, 1996
7. Kwak, D. C., Shanks, S. P. and Chakravarthy, S., "A Three-Dimensional Incompressible Navier-Stokes Flow Solver Using Primitive Variables", *AIAA Journal*, Vol. 24, No. 3, pp. 390~396, 1986
8. Chen, H. C. and Patel, V. C., "Practical Near Wall Turbulence Model for Complex Flow Including Separation", *AIAA Paper-87-1300*, 1987
9. Lowson, M. V., "Visualization measurements of vortex flows", *AIAA Paper-89-0191*, 1989
10. Leutcher, O. and Solognac, J. L., "Experimental Investigation of the Turbulence Structure of Vortex Wakes", *Proceeding 4th Symposium on Turbulent Shear Flows*, Germany, 1983
11. Phillips, W. R. C. and Graham, J. A. H., "Reynolds Stress Measurements in a Turbulent Trailing Vortex", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 147, pp. 353~371, 1984
12. Johnston, J. P., "On The Three-Dimensional Turbulent Boundary Layer Generated by Secondary Flow", *Journal of Basic Engineering*, pp. 233~248, 1960
13. 박원규, 전산유체역학 강의노트 1, 2, 부산대학교, 1997

저 자 소 개



김정환

1975년 1월생. 1996년 영남대학교 기계공학과 졸업, 1997년-현재 부산대학교 일반대학원 기계공학과 재학중



양장식

1961년 1월생
1984년 부산대학교 공과대학 기계공학과 졸업, 1986년 동대학원 졸업(석사), 1995년 동대학원 졸업(박사), 1999년- 현재 부산대학교 공과대학 기계공학부 기금교수 당학회 회원



김봉환

1958년 2월생
1980년 부산대학교 공과대학 기계설계공학과 졸업, 1982년 동대학원 졸업(석사), 1993년 동대학원 졸업(박사), 1982년-1997년 현대중공업 산업기술연구소 근무, 1997년-현재 양산대학 기계설비과 교수, 당학회 회원



이기백

1938년 8월생. 1964년 서울대학교 물리과 졸업, 1968년 경북대 대학원 졸업(석사), 1983년 동대학원 졸업(박사), 1991년-1993년 부산대학교 공과대학 특성화 공학부장, 1970년-현재 부산대학교공과대학 기계공학부 교수, 당학회 회원