

# 3차원 난류경계층 내에 존재하는 종방향 와동의 유동장 및 열전달 특성에 관한 수치해석(II)

— Common Flow Up에 관하여 —

양 장 식<sup>†</sup>

(주) 기경 IE&C 환경에너지 신기술개발연구소

## Numerical Analysis on the Flow Field and Heat Transfer Characteristics of Longitudinal Vortices in Turbulent Boundary Layer

— On the Common Flow Up —

Jang-Sik Yang<sup>†</sup>

Advanced Environmental & Energy Technology Research Institute, K.K, Incinerator Engineering & Construction Co., Ltd., Pusan 609-735, Korea

(Received March 21, 2005; revision received June 13, 2005)

**ABSTRACT:** The flow characteristics and the heat transfer rate on a surface by the interaction of a pair of vortices are studied numerically. To analyze the common flow up produced by vortex generators in a rectangular channel flow, the pseudo-compressibility viscous method is introduced into the Reynolds-averaged Navier-Stokes equation for 3-dimensional unsteady, incompressible viscous flows. To predict turbulence characteristics, a two-layer  $k-\epsilon$  turbulence model is used on the flat plate 3-dimensional turbulence boundary. The computational results predict accurately Reynolds stress, turbulent kinetic energy and flow field generated by the vortex generators. The numerical results, such as thermal boundary layers, skin friction characteristics and heat transfers, are also reasonably close to the experimental data.

**Key words:** Half delta wing(반삼각익), Heat transfer(열전달), Vortex generator(와동발생기), Longitudinal vortex(종방향 와동), Pseudo-compressibility(준압축성)

### 기 호 설 명

- Pr : 층류 Prantdl 수
- Pr<sub>t</sub> : 난류 Prantdl 수
- T : 온도
- U<sup>+</sup> : 무차원화된 벽속도(= U/U<sub>\*</sub>)
- U<sub>\*</sub> : 마찰속도(=  $\sqrt{\tau_w/\rho}$ )

y<sup>+</sup> : 벽좌표계(=  $y\sqrt{\tau_w/\rho} / \nu$ )

### 그리스 문자

- $\tau$  : 전단응력
- $\nu$  : 동점성 계수
- $\nu_t$  : 와점성 계수

<sup>†</sup> Corresponding author

Tel.: +82-51-583-9467; fax: +82-51-583-9469

E-mail address: yangjs@pusan.ac.kr

### 하첨자

p : y 방향의 첫번째 격자점

$w$  : 벽면

## 1. 서 론

종방향 와동을 포함한 난류경계층은 3차원 유동의 중요한 형태이며 공학적으로 많은 관심의 대상이 되고 있다. 종방향 와동은 경계층 내에 어떤 장애물이 있거나 곡률이 있는 덕트와 같은 채널유동에서 주로 발생한다.

와동과 경계층의 상호작용에 관한 연구는 실험 및 수치해석방법을 통해 수행되고 있다. 실험적 방법으로서, Pauley and Eaton<sup>(1)</sup>은 와동발생기의 역할을 변화시켰을 때 두 가지의 유동형태, 즉 "common flow down"과 "common flow up"에 관한 연구를 하였으며, Wendt et al.<sup>(2)</sup>은 난류경계층 내에 폭방향으로 와동발생기를 배열하고, 배열된 와동발생기의 간격변화에 따라 와동발생기 하류에서 발생하는 와동의 형태와 와동과 경계층의 상호작용에 관한 연구를 수행하였다. Eibeck and Eaton<sup>(3)</sup>은 와동과 경계층의 상호작용이 벽면의 열전달 특성에 어떤 영향을 미치는지에 관한 연구를 수행하였다. 최근에는 열교환기로서의 와동발생기의 성능에 관해 연구가 폭넓게 이루어지고 있으며, Fiebig<sup>(4)</sup>는 종방향 및 횡방향의 와동에 대해 종방향 와동의 경우가 횡방향의 와동에 비해 유동손실이 작고 열전달 효과가 크게 나타난다고 하였다.

또한, 수치적 연구방법으로서 Anderson and Gibb<sup>(5)</sup>은 S 덕트 입구에서 여러 개의 와동발생기를 기하학적으로 배열하고, PNS(Parabolized Navier-Stokes) 방법을 이용하여 와동발생기 하류에서 발생하는 유동에 대해 조사했다. Kim and Patel<sup>(6)</sup>은 평판과 곡률이 있는 덕트 내에서 발생한 난류경계층과 와동의 상호작용에 대해 실험 및 수치적 방법으로 연구하였으며, Kim et al.<sup>(7)</sup>은 PNS와 표준  $k-\epsilon$  난류모델을 이용하여 와동과 경계층의 상호작용을 연구하였다.

난류경계층을 왜곡시키는 종방향 와동은 벽면의 열전달과 운동량전달을 향상시키기 때문에 종방향 와동이 경계층에 미치는 유동특성을 잘 예측하는 것은 유체기계 및 열교환기 설계에 있어 매우 중요하다.

따라서 본 연구에서는 와동발생기 후방에서 발생하는 common flow up 유동이 유동장 및 열전

달에 미치는 영향을 해석하기 위해 3차원 레이놀즈 평균 Navier-Stokes 방정식과 Chen and Patel<sup>(8)</sup>이 제안한 two-layer  $k-\epsilon$  난류모델을 사용하여 와동발생기 하류의 유체유동 및 열전달 특성을 수치해석 하였으며 수치해석결과를 Pauley and Eaton<sup>(1)</sup>의 실험과 비교하였다.

## 2. 수치해석

### 2.1 지배방정식과 수치해석방법

비정상 3차원 비압축성 점성유동의 연속방정식, 레이놀즈 평균 Navier-Stokes 방정식과 에너지 방정식은 다음과 같이 표현된다.

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

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_j u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\rho \partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \nu_t) \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right] \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial u_j T}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} \right] \quad (3)$$

표준  $k-\epsilon$  모델의 수송 방정식은 식(4)~(5)와 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G - \epsilon \quad (4)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i \epsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right] + \frac{\epsilon}{k} (C_{\epsilon_1} G - C_{\epsilon_2} \epsilon) \quad (5)$$

여기서  $G$ 는 난류운동에너지 생성항으로 식(6)과 같다.

$$G = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \left[ \nu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (6)$$

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.

레이놀즈 평균 Navier-Stokes 방정식, 그리고 표준  $k-\epsilon$  방정식과 에너지방정식의 해는 무차원화하고 차분화하여 AF-ADI(Approximate Factorization-Alternating Direction Implicit) 방법으로 구하였고, 난류모델로 Chen and Patel<sup>(8)</sup>이 제안한 two-layer 난류모델을 채택하였다(자세한 내용은 참고문헌 9 참조).

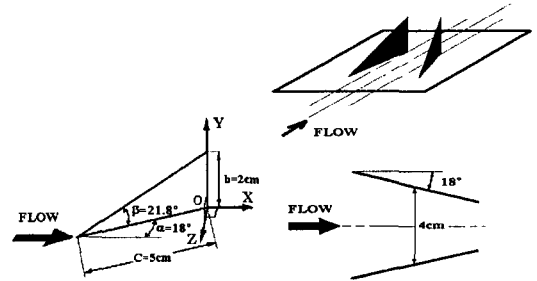
2.2 경계조건

입구조건으로 사용된 와동모델에 대해 살펴보면, 자유유동속도는  $U_e=16\text{ m/s}$ 이며 작동유체는 공기이다. 반삼각익의  $\alpha/\beta$ 비(Fig.1 참조)와 가시화를 통해 와동의 위치, 형상을 연구한 Lowson<sup>(10)</sup>의 연구결과를 참고하여 와동중심의 위치를 정하였으며, 와동중심의 Y축은 반삼각익 코드(C)의 0.24배이고, Z축은 0.32배이다.

Phillips and Graham<sup>(11)</sup>에 따르면 와동발생기 후방의 주유동방향의 속도는 가우시언(Gaussian) 분포이며 원주방향의 속도는 Rankine 와동과 그것의 가상 와동(image vortex)으로 나타난다 하였다. 이것은 Pauley and Eaton<sup>(1)</sup>에 의해 검증되었기 때문에 이러한 가정 하에서 주유동방향의 유동장은 식(7)과 같이 정의하였다.

$$U(r) = 1 - (\Delta U)_{\max} \exp\{-\ln^2(r/r_c)^2\} \quad (7)$$

여기서  $(\Delta U)_{\max}$ 는 무차원속도로 1.0이다. 원주



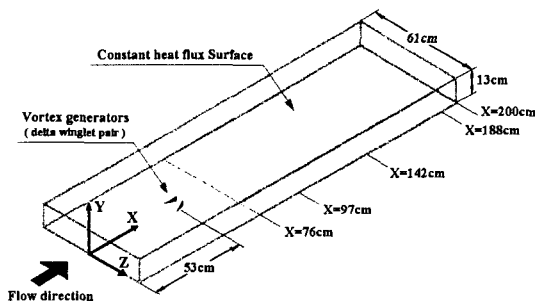
(a) Angle of attack of a vortex generator (b) Layout of a vortex generator

Fig. 1 Schematic of a half-delta winglet.

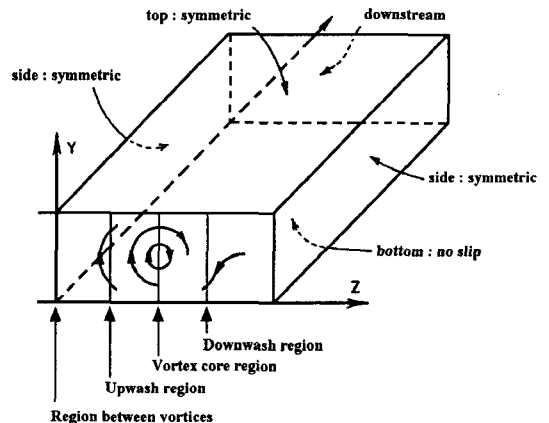
방향의 유동장은 식(8)과 같다.

$$\begin{aligned} V_\theta &= (V_\theta)_c r/r_c \quad \text{for } r < r_c \\ V_\theta &= (V_\theta)_c r_c/r \quad \text{for } r > r_c \end{aligned} \quad (8)$$

여기서  $r_c$ 는 와동의 지름이고, 반삼각익의 코드 길이의 0.108배이다. 순환(circulation)  $\Gamma_c$ 는  $2\pi r_c \times (V_\theta)_c$ 로 주어지고,  $(V_\theta)_c$ 는 자유유동 속도의 0.501배이다. 식(8)과 같은 속도분포를 가진 와동이 경계층 내에 있을 때, 벽면의 영향을 고려해야 하기 때문에 3차원 경계층 내 측풍에 대한 Johnston<sup>(12)</sup>의 삼각도법을 사용하여 횡방향 속도 성분을 유도하였다. 또한 입구에서 와동의 난류물성치를 도입하기 위해 난류운동에너지( $k$ ), 소산율( $\epsilon$ ), 와점성 계수( $\nu_t$ )의 분포는 주유동방향 속도와 비슷하게 가우시언분포로 가정하였다.



(a) Physical wind tunnel domain



(b) Computation domain and conditions

Fig. 2 Solution domain and boundary condition.

$$k(r) = k_{\max} \exp\{-\ln 2(r/r_c)^2\} \quad (9)$$

$$\nu_i(r) = \nu_{\max} \exp\{-\ln 2(r/r_c)^2\} \quad (10)$$

여기서  $k_{\max}$ 는  $0.05 U_e^2$ 이고,  $\nu_{\max}$ 는  $100\nu$ 이다.<sup>(13)</sup>

반삼각익 와동발생기와 사각 채널 내에서의 설치형태를 Fig. 1에 나타내었다. 반삼각익의 코드 길이를 기준으로 한 레이놀즈수는 55,000이며 작동유체는 공기이고, 자유유동속도는  $U_e=16$  m/s이다. Fig. 2(a)는 물리적 영역을 나타낸 것이며, Fig. 2(b)는 경계조건 및 단면의 구조로서 좌측과 우측, 그리고 윗면은 대칭조건, 하류 영역에서는 Neumann 조건을 사용하였다.<sup>(6-7, 14-15)</sup> 입구조건은 식(7)~(10)을 사용하며, 벽면에서는 점착조건을 사용하였고, 벽면에서 난류운동에너지 값( $k_w$ )은 0이며, 외부층의 기준은  $y^+=143$ 로 하였다. 온도경계조건의 경우 벽면과 입구를 제외하고는 유동의 경계조건과 동일하게 하였다. 입구에서의 온도경계조건은 무차원 온도( $(T - T_e)/\Delta T_{initial}$ )로 0으로 정의되고, 벽면에서의 온도경계조건은 아래와 같이 정의하였다.

$$T_w = \frac{\dot{q}}{k} y_p + T_p \quad \text{for } y^+ \leq 11.63 \quad (11)$$

$$\frac{\rho C_p (T_w - T_p) U_*}{\dot{q}} = Pr_t (U^+ + P) \quad (12)$$

for  $y^+ \geq 11.63$

$$P = 9.24 \left[ \left( \frac{Pr}{Pr_t} \right)^{3/4} - 1 \right] \times [1 + 0.28 e^{(-0.07 Pr/Pr_t)}] \quad (13)$$

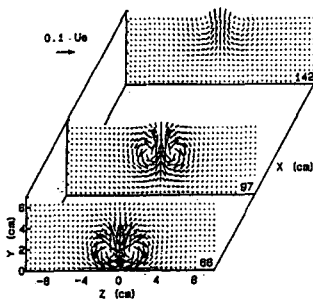
여기서  $Pr$ 과  $Pr_t$ 는 공기에 대해서 각각 0.7과 0.9를 사용하였다. Kim et al.,<sup>(6)</sup> Yang and Lee,<sup>(14)</sup> 그리고 Lee et al.<sup>(15)</sup>의 연구결과를 참조하여, 계산 격자점은 X, Y, Z에 대해  $47 \times 80 \times 57$ 로 선정하였다. 그리고 벽면에 일정한 열유량( $\dot{q}=817$  W/m<sup>2</sup>)을 공급하며, 초기의 벽면온도와 입구온도차( $\Delta T_{initial}$ )는 20°C로 하였고 Stanton 수는 다음과 같이 정의하였다.

$$St = \frac{\dot{q}}{\rho_e C_p U_e (T_w - T_e)} \quad (14)$$

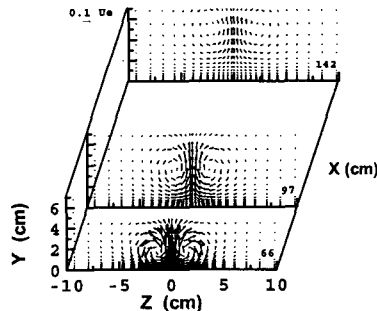
### 3. 결과 및 고찰

#### 3.1 유동특성

Fig. 3의 (a), (b)는 주유동방향의 2차 유동(secondary flow) 속도벡터를 와동발생기 하류의 4개의 단면(X=66, 97, 142 cm)에서 실험결과와 수치해석결과를 나타낸 것이다. 중심영역(Z=0 cm)을 기준으로 각각 시계방향과 반시계방향으로 회전하는 두 개의 와동쌍이 발생하고 있다. 시계방향의 와동은 중심영역에서 upwash 유동(Fig. 2(b) 참조)이 발생하고, 중심의 바깥쪽 영역에서 downwash 유동(Fig. 2(b) 참조)이 발생한다. 또한 두 개의 와동은 상호간에 강하게 작용하고 있음을 알 수 있다. 하류로 이동할수록 와동의 속도벡터 크기가 감소하지만, 와동과 와동 사이의 거리는 거의 변하지 않고, 벽면으로부터의 와동의 상승은 하류로 이동할수록 뚜렷이 증가함을 알 수 있다. 이러한 와동의 상승은 벽면을 중심으로 와동과 대칭 위치에 존재하는 가상 와동(image vor-



(a) Experiment (Pauley and Eaton)



(b) Present result

Fig. 3 Secondary velocity vectors at X=66, 97, 142 cm.

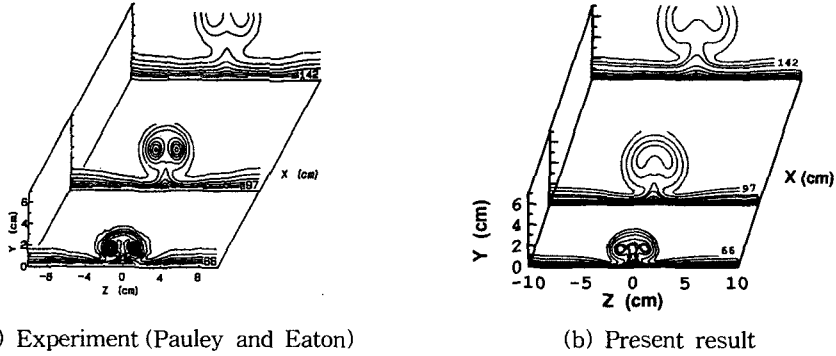


Fig. 4 Streamwise velocity contours at X=66, 97, 142 cm.

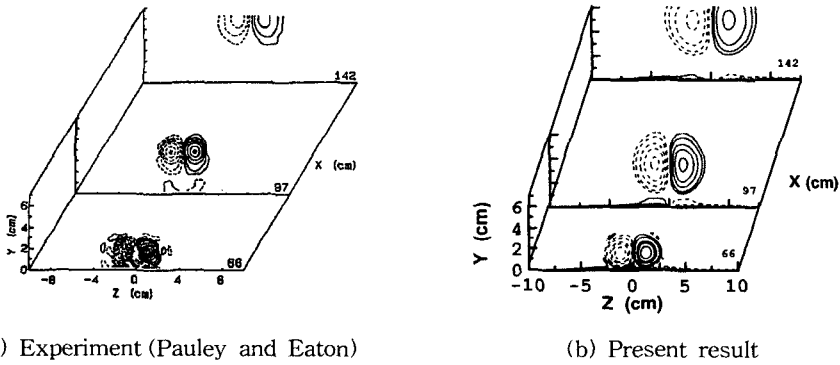


Fig. 5 Streamwise vorticity contours at X=66, 97, 142 cm.

tex)에 의해 벽면 상부의 와동을 중심영역( $Z=0$  cm)의 위치로 이동시키려는 영향에 의해 발생하며, 하류로 이동할수록 중심영역으로 이동한 와동간의 강한 상호작용에 의해 벽면에서 대류되어져 벽면으로부터 와동이 상승하게 된다.

Fig. 4의 (a)와 (b)는 주유동방향의 등속도분포 ( $U/U_e$ )를 와동발생기 하류의 4개의 단면( $X=66, 97, 142$  cm)에서 실험결과와 수치해석결과를 나타낸 것이다. 바깥쪽 영역은 자유유동속도를 의미하기 때문에 주유동방향의 등속도분포에서 알 수 있듯이 와동 상호작용의 작용은 경계층두께 변화에 지대한 영향을 미친다. 이러한 경향은 주와동이 벽면의 저운동량 및 고온의 유체를 downwash 영역에서 upwash 영역으로 이동시키기 때문이다. 또한 와동이 발생하는 영역에서 경계층의 심한 변형을 확인할 수 있다. 하류로 갈수록 이러한 현상은 더욱 심하며, 수치해석결과에서도 이러한 현상을 잘 예측하고 있다.

Fig. 5는 주유동방향의 등와도분포( $\Omega_x/U_e$ )를

하류의 각 4개의 단면( $X=66, 97, 142$  cm)에서 실험결과와 수치해석결과를 비교한 것이다. Pauley and Eaton의 실험결과에서는 와동의 중심 형상이 원형에 가깝지만, 수치해석결과에서는 난류확산에 의해 와도성분이 빠르게 평활화되어 높이방향으로 확장된 타원형 형상을 나타냈다. 실험결과( $X=66, 97$  cm)에서는 주와동과 벽면의 접촉조건으로 인해 반대부호의 2차 와동이 발생하였지만 하류로 이동할수록 경계층과 와동의 상호작용이 약해짐으로 인해 반대부호의 2차 와동은 발생하지 않았다. 수치해석결과에서도 역시 2차 와동이 upwash 영역으로 이동하는 현상이 나타나고 있다.

Fig. 6은  $X=97$  cm 단면에서 난류운동에너지에 대한 수치해석결과와 Pauley and Eaton의 실험결과를 나타낸 것이다. 벽면 근처와 와동중심에서 강한 난류에너지가 형성되었고, upwash 영역에서는 벽면에서 멀어지는 곳으로 약한 난류에너지가 형성되었다. 수치해석에서도 역시 down-

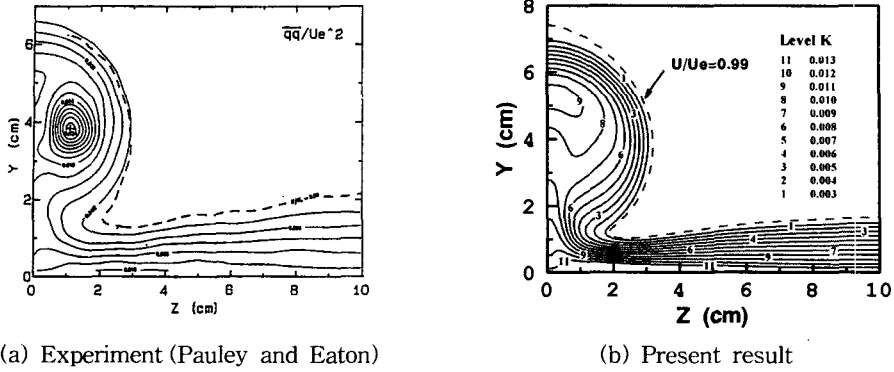


Fig. 6 Turbulent kinetic energy at X=97 cm.

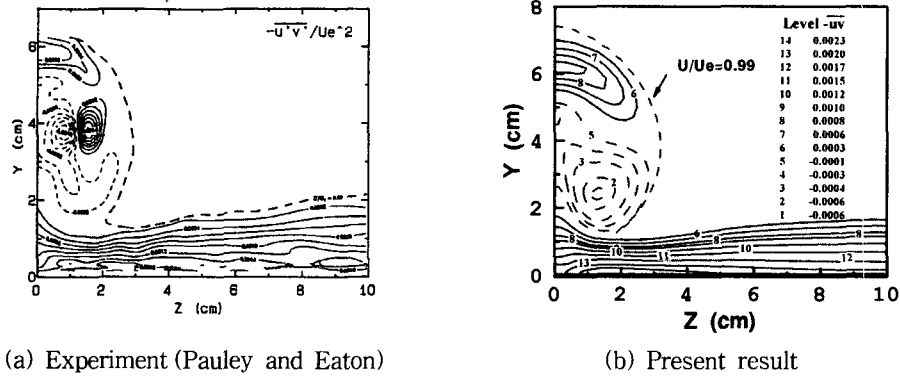


Fig. 7 Reynolds shear stress at X=97 cm.

wash 영역과 벽면 근처의 영역, 그리고 와동의 외부영역에서는 실험결과와 잘 일치하였다. 그러나 와동의 중심영역에서 난류에너지값은 실험결과에 비해 수치해석결과가 더 작게 예측하였다. 이것은 와동의 중심영역에서 평균 속도의 구배가 급격하게 변하는 데 반해 수치해석의 격자수가 작음으로 인해 평균 속도의 급격한 구배를 예측하기 힘들기 때문에 발생하는 것으로 판단된다.

Fig. 7은 X=97 cm 단면에서 Z방향의 레이놀즈 응력  $-\overline{uv}$ 을 나타낸 것이다. 와동의 윗부분에 높은 레이놀즈 응력이 나타나고 와동중심에서는 속도결손에 따른 음의 부호를 가진 레이놀즈 응력의 영역이 나타났다. 와동중심에서 레이놀즈 응력이 음의 부호를 가지는 것은 와동중심에서는 주유동방향의 속도구배가 벽면 근처나 와동의 윗부분과는 달리 반대의 기울기 기울기를 가지기 때문이다. 실험결과나 수치해석결과는 전체적으로 유사한 경향을 보이거나 와동의 중심영역에서 실험결과와

같은 레이놀즈 응력 핵(core)을 예측하지 못하였다. 이는 Fig. 6의 난류에너지 해석에서처럼 수치해석의 격자수가 평균 속도의 급격한 구배를 분해할 정도로 많지 않기 때문인 것으로 여겨진다.

### 3.2 열전달특성

Fig. 8의 (a), (b)는 무차원 등온도분포  $((T_w - T)/(T_w - T_e))$ 를 하류의 각 4개의 단면(X=66, 97, 142, 188 cm)에서 Pauley and Eaton의 실험결과와 수치해석결과를 비교한 것이다. 그림에서 점선은 경계층두께를 의미한다. 무차원 등온도분포는 Fig. 4에서 나타낸 주유동방향의 속도분포와 유사하게 upwash 영역에서 온도경계층이 두꺼워지며 downwash 영역에서 얇아지는 경향을 나타내었다. 그러나 온도장에서의 뒤틀림은 속도장에 비해 상대적으로 적었다. 따라서 와동이 온도경계층에 미치는 영향은 속도장에 비해 적음을 알

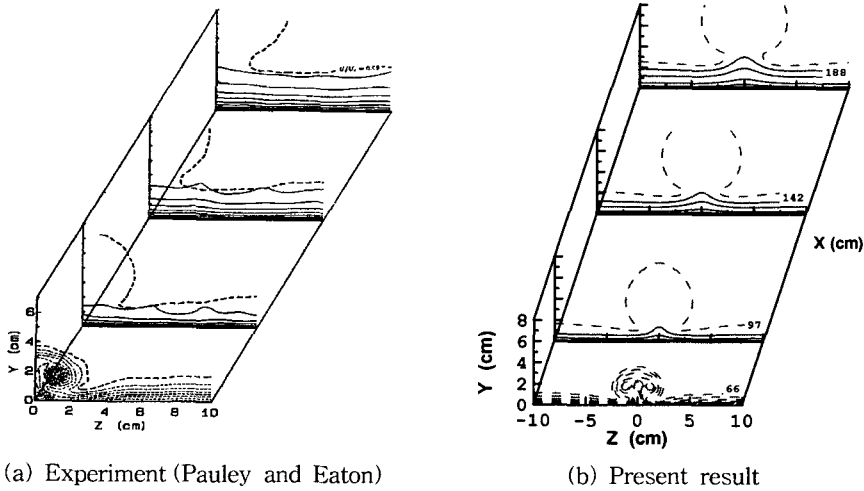


Fig. 8 Normalized temperature field contours.

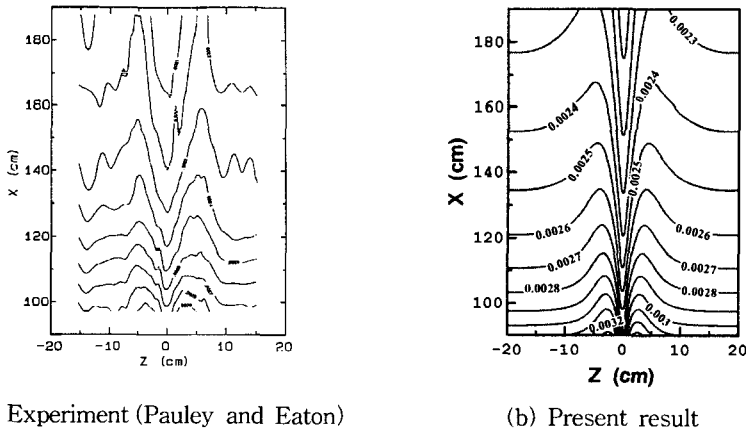


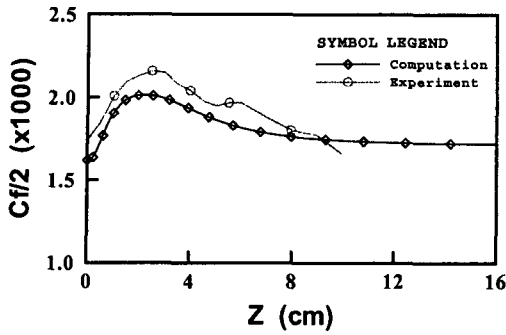
Fig. 9 Stanton number contour over heat transfer measurement region.

수 있고, 온도장의 경우 실험결과와 수치해석결과가 거의 유사한 경향을 나타내었다.

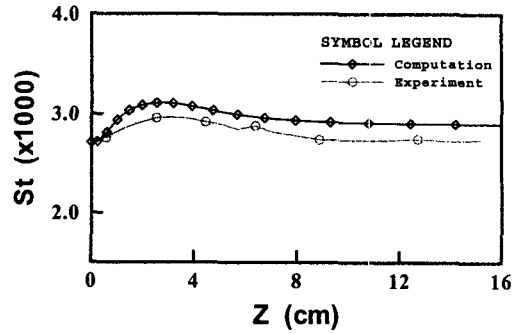
와동발생기 하류에서 발생하는 벽면의 국소 열전달분포를 Fig. 9에 Stanton 수로 나타내었다. 하류로 이동할수록 최대값 사이의 간격 증가는 거의 없고, 최대값의 위치는 와동의 중심 위치와 거의 일치한다. 이 위치는 와동발생기로부터 발생한 와동이 downwash 영역으로 행하면서 벽면의 표면에 부착될 때 발생하는 현상이다. 또한 그림에서 알 수 있듯이 주유동방향의 각 단면에서 국소열전달계수의 값은 두 개의 최대값과 한 개의 최소값을 갖는 형태로 나타났고 최소값에 대한 최대값의 증가율은 하류로 갈수록 거의 영

에 가까웠다. 이는 앞서 유동장해석에서 언급했듯이 와동간의 강한 상호작용으로 벽면으로부터 와동이 상승함으로 인해 발생하는 현상이다.

Fig. 10의 (a)와 (b)는  $X=97$  cm 단면의 표면마찰계수와 폭방향의 열전달분포를 나타낸 것이다. downwash 영역에서는 주와동이 경계층 외부에 있는 고운동량 및 저온의 유체를 벽면으로 옮기기 때문에 표면마찰계수가 커지고 upwash 영역에서는 벽면 근처의 저운동량 및 고온의 유체를 벽면 위쪽으로 옮기기 때문에 표면마찰계수가 작게 나타난다. 따라서 표면마찰계수는 downwash 영역에서 가장 크며, upwash의 바깥쪽 영역( $Z=0$  cm)에서 가장 작게 나타난다. 표면마찰계수의



(a) Spanwise distribution of skin friction



(b) Spanwise distribution of Stanton number

Fig. 10 Spanwise distributions of skin friction and heat transfer at  $X=97$  cm.

값은 수치해석결과가 실험결과보다 약 8% 정도 작게 예측하였다. Fig. 10(b)의 열전달분포에서 열전달의 최대값과 최소값은 와동이 벽면에 부착될 때와 박리될 때 발생하는 현상이며 표면마찰계수의 최대값과 최소값의 위치와 동일하다. 수치해석결과는 실험결과와 유사한 경향을 나타내고 있고, 수치해석결과의 최대 열전달계수값은 실험결과의 최대 열전달계수값보다 약 5% 정도 크게 예측하였다.

#### 4. 결론

준압축성 방법을 사용한 3차원 비압축성 점성 유동의 레이놀즈 평균 Navier-Stokes 방정식과 two-layer  $k-\epsilon$  난류모델, 그리고 에너지 방정식에 에디 확산모델을 적용하여 반삼각익 와동발생기 하류에서 발생하는 common flow up 유동에 의한 유동장과 열전달 특성을 해석한 결과 다음과 같은 결과를 얻었다.

(1) common flow down<sup>(9)</sup>의 경우, 와동이 하류로 이동할수록 와동간의 간격은 증가하지만, 와동간의 상호작용은 아주 약하였다. 그러나 common flow up의 경우, 와동간의 간격은 변화가 거의 없지만, 와동간의 강한 상호작용으로 인해 하류로 이동할수록 벽면으로부터의 상승효과가 증가하였다.

(2) common flow down의 경우, 종방향 와동이 하류로 이동할수록 와동간의 상호작용보다 와동과 경계층의 상호작용이 강하게 발생하였다. 그러나 common flow up의 경우, 와동과 경계층의 상호작용보다 와동간의 상호작용이 강하게 작용

하므로 벽면으로부터의 상승작용으로 인해 열전달이 common flow down에 비해 잘되지 않았다.

(3) 난류운동에너지, 레이놀즈 응력, 무차원 온도분포 및 벽면 전체에 대한 열전달계수는 실험결과와 잘 일치하며, 표면마찰계수와 열전달계수 등에서도 실험결과와 유사한 결과를 얻을 수 있었다.

(4) 따라서 본 연구에서 제안된 수치해석은 3차원 종방향 난류와동 연구에 유용하게 이용될 수 있을 것으로 여겨진다.

#### 참고문헌

1. Pauley, W.R. and Eaton, J.K., 1988, The fluid dynamics and heat transfer effects of streamwise vortices embedded in a turbulent boundary layer, Report No.MD-51, Department of Mechanical Engineering, Stanford University.
2. Wendt, B.J., Grebert, I. and Hingst, W.R., 1993, Structure and development of streamwise vortex arrays embedded in a turbulent boundary layer, AIAA Journal, Vol.31, No. 2, pp. 319-325.
3. Eibeck, P.A. and Eaton, J.K., 1987, Heat transfer effects of a longitudinal vortex embedded in a turbulent boundary layer, Journal of Heat Transfer, Vol.109, pp.16-24.
4. Fiebig, M., 1997, Vortices and heat transfer, Zeitschrift fur Angewandte Mathematik und Mechanik, Vol. 77, No. 1, pp. 3-18.



5. Anderson, B. H. and Gibb, J., 1992, Application of computational fluid dynamics to the study of vortex flow control for the management of inlet distortion, AIAA Paper 92-3177.
6. Kim, W. J. and Patel, V. C., 1994, Influence of streamwise curvature on longitudinal vortices imbedded in turbulent boundary layers, *Journal of Computers Fluid*, Vol. 23, No. 5, pp. 647-673.
7. Kim, J. Q., Ryou, H. S., Jeong, J. Y. and Dedousis, V., 1996, Numerical simulation of 3-d turbulent flows with imbedded longitudinal vortex, *Computational Fluid Dynamics Journal*, Vol. 4, No. 4, pp. 473-488.
8. Chen, H. C. and Patel, V. C., 1987, Practical near wall turbulence model for complex flow including separation, AIAA Paper 87-1300.
9. Yang, J. S., 2005, Numerical analysis on the characteristics of flow field and heat transfer of longitudinal vortices in turbulent boundary layer (I), *Korean Journal of Air-Conditioning and Refrigeration Engineering*, Vol. 17, No. 9 (accept).
10. Lowson, M. V., 1981, Visualization measurements of vortex flows, AIAA Paper 89-0191.
11. Phillips, W. R. C. and Graham, J. A. H., 1984, Reynolds stress measurements in a turbulent trailing vortex, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 147, pp. 353-371.
12. Johnston, J. P., 1960, On the three-dimensional turbulent boundary layer generated by secondary flow, *Journal of Basic Engineering*, pp. 233-248.
13. Owen, P. R., 1970, The decay of a turbulent trailing vortex, *The Aeronautical Quarterly*, Vol. 21, pp. 69-78.
14. Yang, J. S. and Lee, K. B., 2000, A numerical simulation of longitudinal vortex in turbulent boundary layers, *KSME (B)*, Vol. 24, No. 6, pp. 802-813.
15. Lee, S. H., Ryou, H. S. and Choi, Y. K., 1999, Heat transfer in a three-dimensional turbulent boundary layer with longitudinal vortices, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 42, No. 8, pp. 1521-1534.