

$k-\epsilon-\overline{v'^2}$ 모델을 이용한 경사진 충돌제트의 유동 및 열전달 특성에 대한 수치해석적 연구

최봉준* · 이정희** · 최영기†

(2000년 12월 22일 접수, 2001년 7월 10일 심사완료)

A Numerical Study on Flow and Heat Transfer Characteristics for an Oblique Impingement Jet Using $k-\epsilon-\overline{v'^2}$ Model

Bong-Jun Choi, Jung-Hee Lee and Young-Ki Choi

Key Words: Oblique Impingement Jet(경사진 충돌제트), $k-\epsilon-\overline{v'^2}$ Model, Near-Peak Nusselt Number(최대 Nusselt수).

Abstract

The numerical simulation has been conducted for the investigation of flow and heat transfer characteristics of an oblique impingement jet injected to a flat plate. The finite volume method was used to discretize the governing equations based on the non-orthogonal coordinate with non-staggered variable arrangement. The $k-\epsilon-\overline{v'^2}$ turbulence model was employed to consider the anisotropic flow characteristics generated by the impingement jet flow. The predicted results were compared with the experimental data and those of the standard $k-\epsilon$ turbulence model. The results of the $k-\epsilon-\overline{v'^2}$ model showed better agreement with the experimental data than those of the standard $k-\epsilon$ model. In order to get the optimum condition, the flow and temperature fields were calculated with a variation of inclined angle($\alpha=30^\circ\sim 90^\circ$) and the distance between the jet exit and impingement plate-to-diameter ($L/D=4\sim 10$) at a fixed Reynolds number($Re=20,000$). For a small L/D , the near-peak Nusselt numbers were not significantly effected by the inclined angle. The near-peak Nusselt numbers were not significantly affected by the L/D in the case of a large α . The overall shape of the local Nusselt numbers was influenced by both the jet orifice-to-plate spacing and the jet angle.

기호설명

A : 제어면의 전단면적
 d : 벽면과 각 계산점과의 최단수직거리
 f_{22} : 타원형 이완

H : 제트 입구면과 충돌면사이의 수직 거리 (충돌제트의 높이)
 J : 비직교좌표계에서 직교좌표계로 변환 하는 과정에서 생기는 Jacobian
 k : 난류 운동에너지
 P : 압력[Pa]
 P_k : 난류 운동에너지의 생성항
 Pr, Pr_t : 층류, 난류 프란틀 수
 $\sigma_k, \sigma_\epsilon$: 난류 운동에너지와 소멸률의 난류 확산 프란틀 수
 T : 온도[K]

* LG전자
 ** 서울대학교 기계항공공학부 박사후과정 BK21
 † 책임저자, 회원, 중앙대학교 기계공학부
 E-mail: ykchoi@cau.ac.kr
 TEL : (02)820-5281 FAX : (02)826-2510

- x^j : 비직교 좌표계의 각 방향
(여기서 $j=1,2,3$)
- x, y, z : Cartesian 좌표계의 각 방향
- α : 경사각
- α_m : Contravariant 기본벡터의 Cartesian 성분
- ϵ : 난류 운동에너지의 소멸률
- μ, μ_t : 층류, 난류 점성 계수[kg/(m·s)]
- ν : 동점성계수
- Γ : 확산 계수

1. 서 론

산업혁명 이후 지속되어온 기술개발은 기계요소
 의 고성능, 고집적화를 이루었으며, 이것은 기
 계요소를 점점 더 큰 열유속을 받는 환경에서 작
 동시키는 원인을 제공하고 있다. 이로 인해 기계
 장치는 열응력에 의한 치명적인 손상을 입게 되
 어 파손되거나 수명이 크게 단축될 수 있다. 따
 라서 이러한 극한적인 조건하에서 기계요소의 손
 상 방지와 정상적인 작동을 위해서는 적절한 냉
 각 시스템의 도입이 필수적이다. 특히 국소적으
 로 집중되는 열의 제거를 위해 널리 사용되는 충
 돌제트 냉각법은 큰 열전달률을 얻을 수 있으면
 서도 열전달률의 제어나 위치조절이 용이하기 때
 문에 가스터빈 블레이드나 고집적의 전자부품의
 냉각 및 박막액정표시 장치(TFT-LCD)의 제조, 금
 속면의 열처리 등의 많은 산업분야에 폭 넓게 응
 용되고 있다. 초기에 충돌제트 유동에 관한 대부
 분의 연구는 실험 및 수치해석적 어려움으로 인
 해 주로 슬롯 제트와 같은 2차원 유동 해석이 주
 를 이루었다. 하지만 실제 충돌제트 유동에 사용
 되는 노즐은 제작상의 난점과 열응력에 의한 구
 조적 문제로 인하여 여러 개의 등근 홀로부터 분
 사되는 경우가 대부분이다. 따라서 이와 같은 형
 상에 발생하는 유동의 형태는 매우 복잡한 3차원
 적 유동 특성을 나타내며 보다 현실적인 유동 해
 석을 위해서는 3차원적 해석이 필수적이다. 이에
 따라 충돌제트 유동에 대한 3차원적 실험적, 수
 치해석이 그 동안 활발히 진행되고 있다. Cooper
 등⁽¹⁾은 충돌면에 수직으로 분사되는 축대칭 충돌
 제트에서 거리비와 레이놀즈수의 변화에 따른 유
 동 및 열전달 특성에 대한 실험적 연구를 수행하
 였고 Demuren 등⁽²⁾은 주유동에 분사되는 제트유

동을 3차원 직교 좌표계를 이용하여 수치해석 하
 였다. 하지만 실제 고집적 전자부품이나 터빈 블
 레이드의 냉각에서는 제트노즐이 일정한 각도로
 경사진 경우가 대부분이다. 경사져 있는 경우는
 수직으로 분사되는 경우와 유동에 큰 차이가 있
 어 이에 대한 연구가 활발히 진행되고 있다.
 Foss⁽³⁾는 45°로 경사진 노즐로부터 평판에 분사되
 는 제트 유동에 대해 정체점에서 반경방향으로의
 거리와 폭 방향각의 변화에 따른 유동장과 정체
 점 근처에서 벽면압력을 실험적 방법으로 측정하
 였다. Goldstein과 Franchett⁽⁴⁾는 경사진 1개의 분사
 홀로부터 분사되는 3차원 원형 제트 유동에 대해
 경사각을 30°에서 90°, 충돌높이/직경비를 4에서
 10까지 변화시키면서 열전달 계수를 측정하였다.
 경사각이 작고 높이비가 낮을수록 최대 Nu 수는
 감소하였지만 어느 정도 낮아지면 최대 Nu 수는
 큰 영향을 받지 않음을 나타내었다. 국내에서도
 이창호 등⁽⁵⁾은 경사지고 단면적이 축소되는 원형
 노즐로부터 가열평판에 분사되는 충돌제트 유동
 의 유동 및 열전달 특성을 실험적으로 연구한 바
 있다. 수치해석적 연구로 Rubel⁽⁶⁾은 제트 유동의
 특성을 연구하기 위해 경사각이 60°에서 90°로 변
 화할 때 정체압력의 위치, 폭 방향각의 변화와
 평판으로부터의 높이에 따른 반경속도와 수직속
 도분포를 3차원 수치해석 프로그램을 이용하여
 구하였다. 대부분의 충돌 제트 냉각에 대한 수치
 해석적 연구들은 분사노즐이 충돌면과 수직인 경
 우에 대해 주로 연구가 되어 왔으나 분사 출구가
 경사진 경우에 대한 유동 및 열전달 특성을 함께
 고려한 수치해석적 연구는 아직 미비한 실정이다.

따라서 본 연구에서는 Fig. 1과 같이 경사진 충
 돌제트 유동에 대해 공기의 유량, 노즐과 충돌면
 까지의 거리 및 분사 노즐의 각도의 변화에 따른
 유동 및 온도장을 계산하여 유동 및 열전달 특성
 을 분석하고 최적의 조건을 얻고자 한다. 또한
 $k-\epsilon-\overline{v}^2$ 난류 모델을 적용하여 충돌 제트
 유동의 벽 인접 영역에서의 비등방성을 효과적으
 로 적용하고자 하며 이 결과를 등방성을 근거로
 기술된 표준 $k-\epsilon$ 모델과 비교하고자 한다.

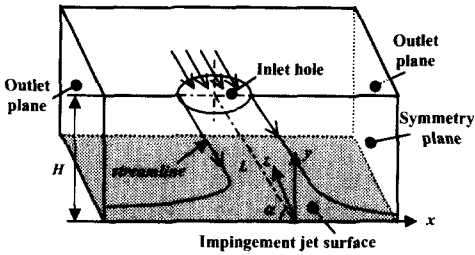


Fig. 1 Schematic diagram of an oblique impingement jet

2. 지배방정식 및 수치해석

2.1 지배방정식

시간 평균된 비압축성 유동을 비직교좌표계 상에서 Cartesian 속도 성분을 사용하여 텐서 형식으로 나타내면 다음과 같다.

연속방정식 :

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^j} [J \alpha_m^j (\rho U_m)] = 0 \quad (1)$$

운동량방정식:

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^j} [J \alpha_m^j (\rho U_m U_i - \tau_{mi} + P \delta_{mi})] = 0 \quad (2)$$

에너지방정식:

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^j} \left[J \alpha_m^j (\rho U_m - \Gamma_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_n}) \alpha_m^n \right] = 0 \quad (3)$$

여기서 U_m 은 Cartesian좌표계에서의 속도성분이고 τ_{mi} 는 전단응력을 나타낸다.

2.2 $k-\varepsilon-\overline{v'^2}$ 난류 모델

대부분의 난류 유동 해석에 사용되는 $k-\varepsilon$ 모델은 벽 근처 유동을 등방성으로 가정함으로써 충돌제트와 같은 비등방성 유동에는 부적합하다. Launder⁽⁷⁾와 Durbin⁽⁸⁾은 벽으로부터의 난류 에너지 수송을 위한 적절한 속도 스케일은 k 가 아닌 $\overline{v'^2}$ 임을 밝힌 바 있다. 이것을 근거로 하여 1993년에 Durbin⁽⁹⁾은 레이놀즈 응력 모델에 난류 속도 스케일로 $\overline{v'^2}$ 을 적용시켜 $k-\varepsilon-\overline{v'^2}$ 모델을 만들었다. 또한 Durbin은 $k-\varepsilon-\overline{v'^2}$ 모델의 타

당성 검증을 위하여 채널유동⁽¹⁰⁾ 및 하향계단(backstep) 유동 등⁽¹¹⁾에 대한 수치해석적 연구를 수행한 바 있다.

$k-\varepsilon-\overline{v'^2}$ 모델에서 난류 운동에너지 k , 난류 소멸률 ε , 수직 난류 강도 $\overline{v'^2}$, 타원형 이완 방정식은 다음과 같다.

난류 운동에너지 수송 방정식 :

$$\begin{aligned} \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^j} \left[J \alpha_m^j \left(\rho U_m k - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x^n} \alpha_m^n \right) \right] \\ = P_k - \rho \varepsilon \end{aligned} \quad (4)$$

난류 에너지 소멸률 방정식 :

$$\begin{aligned} \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^j} \left[J \alpha_m^j \left(\rho U_m \varepsilon - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x^n} \alpha_m^n \right) \right] \\ = \frac{C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \varepsilon}{T} \end{aligned} \quad (5)$$

$\overline{v'^2}$ 수송 방정식 :

$$\begin{aligned} \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^j} \left[J \alpha_m^j \left(\rho U_m \overline{v'^2} - \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial x^n} \alpha_m^n \right) \right] \\ = k f_{22} - \overline{v'^2} \frac{\varepsilon}{k} \end{aligned} \quad (6)$$

타원형 이완 방정식 :

$$\begin{aligned} L_i^2 \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^j} \left[J \alpha_m^j \left(-\frac{\partial f_{22}}{\partial x^n} \alpha_m^n \right) \right] = \\ (C_1 - 1) \frac{[2/3 - \overline{v'^2}/k]}{T} + C_2 \frac{P_k}{k} - f_{22} \end{aligned} \quad (7)$$

계수 $C_{\varepsilon 1}^z$, 난류 운동에너지 생성항 P_k 과 난류 점성 계수 μ_t 는 다음과 같다.

$$C_{\varepsilon 1}^z = 1.3 + \frac{0.25}{[1 + (d/2l_{scale})^8]} \quad (8)$$

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x^n} a_j^n + \frac{\partial U_j}{\partial x^m} a_i^m \right) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x^n} a_j^n \right) \quad (9)$$

$$\mu_t = \rho C_\mu \overline{v'^2} t_{scale} \quad (10)$$

길이 스케일 l_{scale} 과 시간 스케일 t_{scale} 은 다음과 같다.

Table 1 $k-\epsilon-\overline{v'^2}$ turbulence model constants

Coefficients	C_μ	$C_{\epsilon 2}$	C_1	C_2	C_L	C_η	σ_k	σ_ϵ
Values	0.19	1.9	1.4	0.3	0.3	70.	1.0	1.3

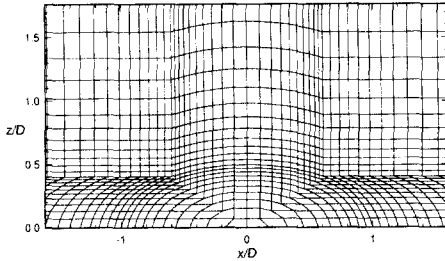


Fig. 2 Grid arrangement for an oblique angle $\alpha=30^\circ$ and $L/D=10$

길이 스케일 :

$$l_{scale} = \max \left[\frac{k^{3/2}}{\epsilon}, C_\eta \left(\frac{\nu^{3/4}}{\epsilon^{1/4}} \right) \right] \quad (11)$$

$$L_t = C_L l_{scale} \quad (12)$$

시간 스케일 :

$$t_{scale} = \max \left[\frac{k}{\epsilon}, 6 \left(\frac{\nu}{\epsilon} \right)^{1/2} \right] \quad (13)$$

2.2 수치해석

2.2.1 격자계

본 연구에서는 평판 위로 분사되는 충돌제트 유동을 해석하기 위하여 Fig. 2와 같이 홀과 홀 인접 영역을 비직교 격자계로 형성시켰으며 $L/D=10$ 인 경우에 대하여 표준 $k-\epsilon$ 모델에서는 x^1, x^2, x^3 방향으로 $105 \times 25 \times 29$ 의 격자계를 형성시켰고 $k-\epsilon-\overline{v'^2}$ 모델의 경우에는 $144 \times 37 \times 45$ 의 격자계를 형성시켰다. 표준 $k-\epsilon$ 모델은 고 레이놀즈 모델이므로 벽면으로부터 첫 번째 격자점을 $y^+=20-40$ 부근(대수영역)에 위치하도록 하였고 $k-\epsilon-\overline{v'^2}$ 모델의 경우에는 저 레이놀즈 모델이므로 첫 번째 격자점의 위치를 $y^+=2-5$ 의 범위(점성저층영역)에 놓이도록 격자계를 형성시켰다.

2.2.2 지배 방정식의 차분화

본 연구에서는 유한 체적법을 이용하여 대수 방정식을 얻었고 비엇갈림 변수배열을 사용하여 모든 유동변수들이 동일한 계산 격자점에 위치하도록 하였다. 확산항은 중심차분법, 대류항은 선형상류도식법을 이용하여 차분화시켰다.

2.2.3 해석방법

이산화된 방정식은 주 격자점에서의 유동변수들만 저장하여 암시적(implicit)인 처리를 하고 나머지 격자점에서의 변수값들은 현시적(explicit)인 처리를 하여 전 단계의 값들을 사용, 변수처리시 계산용량을 줄여 준다. 최종적으로는 7개의 대각렬을 갖는 행렬식이 만들어지는데 이를 SIP (Strongly Implicit Procedure)를 이용하여 각각의 변수값을 구한다. 압력과 속도를 연결시키기 위해서 SIMPLE 알고리즘을 사용하였다.

2.2.4 경계조건

입구 경계에서의 제트의 속도 U_∞ 는 주어진 레이놀즈수에 대한 평균속도를 구하여 균일한 분포로 주었고 입구 온도 T_∞ 는 295K로 주었다. 난류 운동에너지와 난류 에너지 소산율의 입구 조건은 실험값으로부터 얻은 난류강도 TI 를 사용하여 다음과 같이 주었다.

$$k_{in} = (TI \cdot U_{in})^2 \quad (14)$$

$$\epsilon_{in} = \frac{C_\mu k_{in}^{1.5}}{0.1L_c} \quad (15)$$

여기서 U_{in} 은 입구 조건이 적용되는 면의 입구 속도이며 L_c 는 특성 길이를 나타낸다. 벽면에 수직인 방향의 난류 강도 $\overline{v'^2}_{in}$ 와 타원형 이완 계수 f_{22} 의 입구 조건은 각각 완전발달된 평판 유동으로부터 계산된 결과로 주었다.

대칭면에서는 경계면에 수직인 방향으로 모든 종속 변수의 구배가 영(zero)이 되도록 처리하였다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad (16)$$

여기서 ϕ 는 $u, v, p, k, \epsilon, \overline{v'^2}$ 와 f_{22} 를 대표하는 변수이며 n 은 대칭면에 수직인 방향의 거리를 의미한다.

벽면 경계조건은 점착(no-slip)경계조건을 사용하여 운동량 방정식과 에너지 방정식에서 대류항

을 소거시켰으며 확산항은 첫 번째 격자점에서 벽마찰응력 τ_w 를 사용하여 다음과 같이 처리된다.

$$(a_p + \tau_w \delta A) U_P = \sum a_{nb} U_{nb} + S_u \quad (17)$$

난류 운동에너지(k), 벽면에 수직한 난류 강도($\overline{v'^2}$), 난류 에너지 소멸률(ϵ)과 타원형 이완(f_{22})에 대한 벽면 경계 조건은 다음과 같다.

$$k_w = 0 \quad (18)$$

$$\overline{v'^2}_w = 0 \quad (19)$$

$$\epsilon_w = \frac{2\nu k_P}{y_n^2} \quad (20)$$

$$f_{22w} = -\frac{20\nu^2 \overline{v'^2}_w}{\epsilon_w y_n^4} \quad (21)$$

여기서 k_P 와 $\overline{v'^2}_P$ 는 벽면으로부터 첫 번째 점에서의 난류 에너지와 벽면에 수직한 난류 강도이며 y_n 은 벽면과 각 계산점까지의 최단수직거리이다

3. 결과와 고찰

본 연구에서는 Fig.1과 같이 원형단면을 갖는 단일 노즐로부터 평면위에 경사지거나 수직으로 분사되는 3차원 충돌제트에 대해서 표준 $k-\epsilon$ 모델과 $k-\epsilon-\overline{v'^2}$ 모델을 적용하여 정체점 및 인접영역에서의 유동 및 열전달 특성을 비교, 분석하고자 한다. 계산에 소요된 시간은 Pentium III CPU 450MHz 장착 PC에서 표준 $k-\epsilon$ 모델인 경우에는 약 10시간 정도이고 $k-\epsilon-\overline{v'^2}$ 모델인 경우에는 약 24시간 정도이다.

3.1 3차원 충돌제트에 대한 유동장 해석

본 연구에서는 유동 해석 결과의 타당성을 검증하기 위해 경사각 α 가 45° 이고 충돌제트의 높이비(H/D)가 4.95이며 레이놀즈수가 48,000인 경우에 대해 실험한 Foss⁽⁴⁾의 결과와 비교하였다.

Table 2 Test conditions for an oblique jet impingement flow

U_∞	34.44 m/s
D	0.021 m
H/D	4.95
α	45°

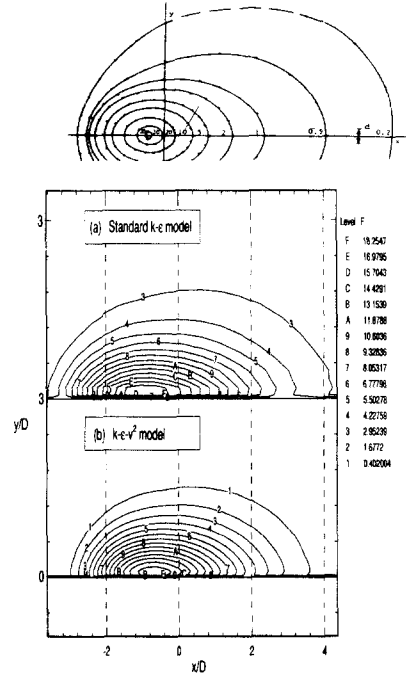


Fig. 3 Comparison of wall static pressure with experimental data for $H/D=4.95$ and $Re=48,000$

계산에 사용된 기본사양 및 시험조건은 Table 2와 같다.

Fig. 3은 벽면에서의 압력분포를 나타낸 것이다. 두 모델을 적용한 수치해석결과, 정체압력의 위치는 기하학적 정체점보다 약간 좌측에서 예측됨을 볼 수 있어 실험결과에서 나타난 경향과 유사함을 알 수 있다. 이것은 분사제트의 경사각에 의해 충돌면에서의 압력구배가 다르게 나타남으로 인해 노즐 출구가 상대적으로 가까운 주유동 방향의 반대편 쪽 압력이 크게 낮아져 주유동이 이 영역으로 휘게되는 코안다 효과(Coanda effect)에 의해 정체압력의 위치가 기하학적 정체점 좌측에 나타나게 된다. 벽면 정압의 최대값의 위치

를 예측함에 있어 표준 $k-\epsilon$ 모델보다는 $k-\epsilon-\overline{v}^2$ 모델이 보다 정확하게 나타내고 있다.

3.2 3차원 충돌제트에 대한 온도장 해석

본 연구에서는 경사진 충돌제트의 온도장 해석을 위해 원형단면을 가지는 단일 노즐로부터 경사각 α 가 30°에서 90°로 분사되고 레이놀즈 수 20,000인 경우에 대해 분사 거리비(L/D , 분사노즐의 직경에 대한 분사노즐에서 충돌 면까지의 거리비)를 각각 4, 6과 10으로 변화시키면서 유동 및 온도장을 계산하였다. 계산에 사용된 기본사양 및 시험조건은 Table 3과 같다.

Figs. 4와 5는 벽면에서 계산된 x 축 방향으로의 벽면 마찰 계수(C_{fx})와 벽면 정압(C_{px}) 분포를 각 경사각에 대해 나타낸 것이다. Fig. 4에서 일정한 L/D 에 대해 경사각이 90°인 경우에는 정체점 좌우측에서의 벽면 마찰 계수의 분포가 좌우 대칭을 나타내고 있으며 경사각이 작을수록 좌측(- x 방향)영역에서의 C_{fx} 는 전반적으로 크게 감소한 반면 우측(+ x 방향)영역에서의 C_{fx} 는 최대값 이후 영역에서 서서히 증가됨을 나타내고 있다. 이것은 경사각이 작을수록 정체점 좌측방향의 운동량이 크게 감소한 반면 우측방향의 운동량이 크게 증가하여 벽면에서의 속도구배가 이 영역에서 커짐으로 인한 결과이다. 또한 경사각이 일정한 경우에 C_{fx} 는 L/D 의 증가에 따라 크게 감소한 반면 정체점에서 많이 떨어진 영역에서는 조금씩 증가됨을 보이고 있다. 경사각이 90°인 경우에 정체점의 위치는 L/D 에 관계없이 항상 같은 위치($x=0$)에 나타나며 경사각이 감소하고 L/D 가 클수록 정체점의 위치는 조금씩 좌측방향으로 이동함을 보여 주고 있다.

Fig. 5에 나타난 벽면 정압(C_{px})분포를 보면 최대 C_{px} 는 경사각이 작을수록 크게 감소하며 L/D 가 클수록 크게 감소함을 나타낸다. 이것은 벽면에서의 급격한 속도감소가 압력의 큰 증가로 나타나기 때문이다. 또한 분사되는 경사가 작을수록 벽면 정압의 최대값이 왼쪽으로 치우치는 경향을 보이고 있으며 벽면 정압은 지름의 4~8 배

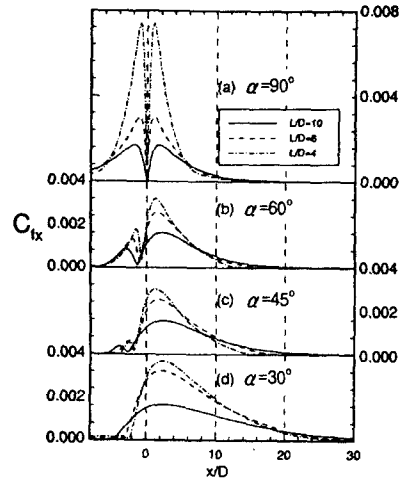


Fig. 4 Distributions of the longitudinal skin friction coefficient(C_{fx}) with α and L/D

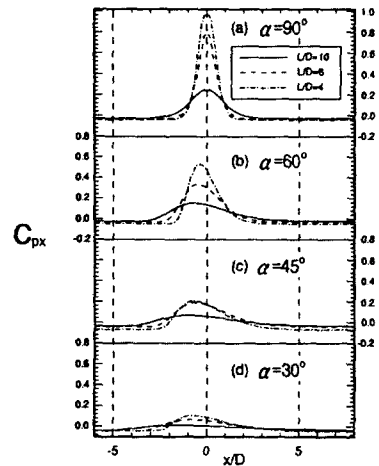


Fig. 5 Distributions of the longitudinal wall static pressure(C_{px}) with α and L/D

Table 3 Condition for heat transfer from an oblique impingement jet

U_∞	30.78m/s
D	0.01m
L/D	4, 6, 10
α	30°, 45°, 60°, 90°

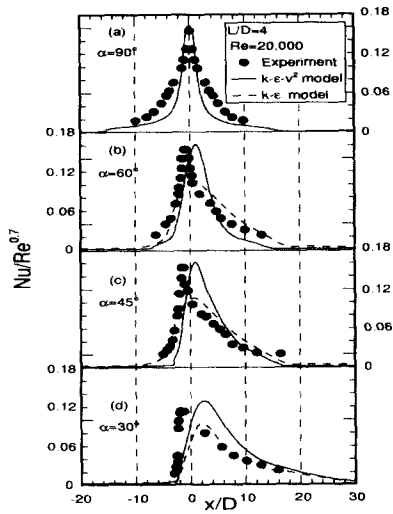


Fig. 6 The effect of jet angle for the Nusselt numbers along the x axis for $L/D=4$

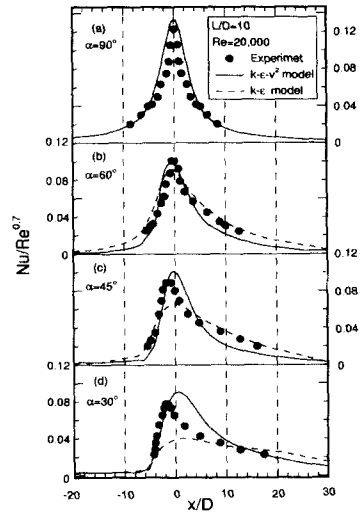


Fig. 8 The effect of jet angle for the Nusselt numbers along the x axis for $L/D=10$

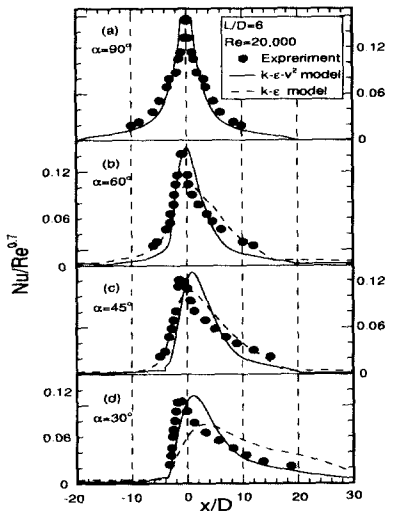


Fig. 7 The effect of jet angle for the Nusselt numbers along the x axis for $L/D=6$

되는 좁은 영역에서 분포되고 있으며 경사각이 클수록 분사거리비가 작을수록 좁게 나타난다.

Figs. 6~8은 분사 거리비와 제트 노즐 경사각에 따른 무차원화된 Nu 수를 Goldstein 등⁽⁴⁾의 실험결과와 비교한 것이다. 정체점 인접 영역에서 최대 Nu 수를 실험결과와 수치해석 결과에 대해 정량적

으로 비교해보면 정체점 부근에서 $k-\epsilon-\overline{v'^2}$ 모델은 실험결과와 비교적 잘 일치하지만 표준 $k-\epsilon$ 모델은 다소 큰 하향예측을 하고 있다. 이것은 표준 $k-\epsilon$ 모델의 경우에는 점성저층영역을 제외한 대수영역에서만 고려함에 따라 벽인접 영역에서의 비등방성 효과를 적절히 기술할 수 없었기 때문이다. 반면 $k-\epsilon-\overline{v'^2}$ 모델의 경우에는 비등방성 효과를 나타내는 점성저층영역을 모두 포함하여 계산함으로써 더 좋은 결과를 얻었다고 판단된다. 정체점 인접영역에서의 최대 Nu 수의 위치는 Goldstein 등⁽⁴⁾의 실험결과와 다소 차이가 있음을 보여 주었는데 이것은 격자선과 유선이 일치하지 않아 발생하는 수치확산에 의한 것이라고 생각된다. 정체점에서 떨어진 영역에서의 수치해석 결과는 두 모델 모두 실험 결과와 다소 오차가 있음을 보이고 있다.

Fig. 6은 충돌면과 노즐사이의 거리가 가장 가까운 L/D 가 4일 때 각각의 경사각($\alpha=30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$)에 대하여 x 축의 변화에 따른 무차원화된 Nu 수를 나타낸 것이다. 각 경사각에 대하여 최대 Nu 수를 비교해 보면 경사각이 30° (Fig. 6(d))인 경우를 제외하고는 최대 Nu 수는 거의 변화가 없음을 알 수 있다. 노즐 경사각이 30° 인 경우와

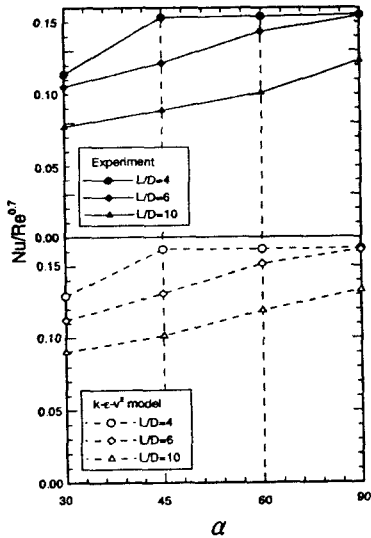


Fig. 9 Distributions of the near-peak Nusselt number with α for each L/D

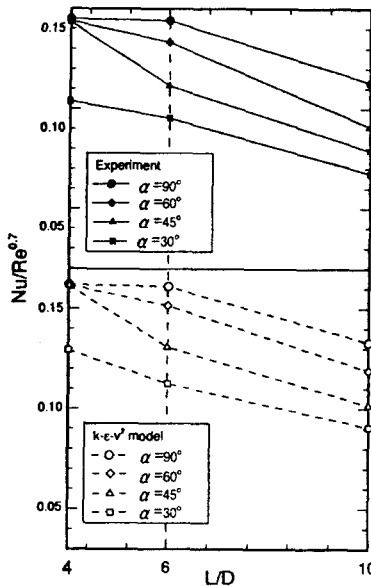


Fig. 10 Distributions of the near-peak Nusselt number with L/D for each α

90°(Fig. 6(a))인 경우 최대 Nu 수의 차이를 비교해보면 Goldstein 등⁽⁴⁾의 실험결과에서는 약 26%, $k-\epsilon-\overline{v}^2$ 모델의 수치해석 결과값에서는 약

20% 정도 낮게 나타난다. 이것은 경사각이 30°인 경우에는 정체점 인접영역에서 비스듬히 충돌함에 따라 벽면의 난류강도가 경사각이 큰 경우에 정체점 좌측(-x방향) 영역에서의 Nu 는 경사각이 감소함에 따라 급격히 감소한 반면 우측(+x방향) 영역에서는 서서히 증가함을 알 수 있다. 이것은 Fig. 4에서 본 바와 같이 정체점 좌측 영역에서의 C_{fx} 는 크게 감소함에 따라 속도구배가 급격히 감소한 반면 우측영역에서의 C_{fx} 는 증가함에 따라 속도구배가 증가되었기 때문이다.

L/D 가 6인 Fig. 7에 경우에는 L/D 가 4인 경우와 달리 경사각이 30°인 경우뿐만 아니라 최대 Nu 수가 경사각이 45°(Fig. 7(c))인 경우에도 최대 Nu 수가 작게 나타난다. 이때 Goldstein 등⁽⁴⁾의 실험 결과에서는 수직 분사인 경우(Fig. 7(a))에 비해 약 21% 정도의 차이를 보이며 $k-\epsilon-\overline{v}^2$ 모델의 수치해석 결과값은 약 19%정도 낮음을 알 수 있다. 경사각이 30°(Fig. 7(d))일 때는 실험결과에서는 약 31%, $k-\epsilon-\overline{v}^2$ 모델의 수치해석 결과에서는 약 30% 낮게 나타난다. 경사각이 45°(Fig. 7(c))에서도 최대 Nu 수의 차이를 나타내는 것은 L/D 가 4인 경우보다 분사 거리비의 증가로 평균속도와 난류강도가 감소되기 때문이다.

Fig. 8은 L/D 가 10인 경우로 L/D 가 4와 6인 경우와 달리 제트의 경사각이 감소함에 따라 최대 Nu 수도 점차로 감소함을 보이고 있다. 최대 Nu 수는 Goldstein 등⁽⁴⁾의 실험결과에서는 수직 경사각과 비교시 60°에서는 18%, 45°에서는 28%, 30°에서는 37%정도 낮게 나타나며 $k-\epsilon-\overline{v}^2$ 모델의 결과값에서는 60°에서는 11%, 45°에서는 24%, 30°에서는 32% 정도 낮게 나타난다.

Fig. 9에서는 각각의 분사 거리비에 대해 경사각에 따른 최대 Nu 수를 나타내고 있으며 충돌면과 제트 노즐사이가 가장 가까운 L/D 가 4인 경우 경사각이 30°인 경우를 제외하고는 최대 Nu 수가 거의 같은 값을 나타내며 L/D 가 6인 경우에는 경사각이 60°와 90°일 때 최대 Nu 수는 거의 같은 값을 가진다. 이와 같이 분사 거리비가 작을수록 경사각의 변화가 최대 Nu 수에 부분적으로 영향을 미침을 알 수 있다.

Fig. 10은 경사각이 일정할 경우 분사 거리비의 변화가 최대 Nu 수에 미치는 영향을 나타내었다. 먼저 제트 노즐이 수직($\alpha=90^\circ$)으로 분사될 경우

에는 L/D 가 4와 6의 최대 Nu 수는 거의 같은 값을 나타낸다. 이러한 경향은 제트출구 속도의 95%를 유지하는 거리로 정의되는 포텐셜코어의 길이가 원형노즐의 경우 직경의 5~6배가 되어 L/D 가 4와 6인 경우에는 포텐셜코어 영역에서 충돌영역으로 갑자기 바뀌어 급격한 중심속도의 감소를 가져와 난류강도가 그만큼 증가되기 때문이다. 경사각이 60° 인 경우 L/D 가 10에서 감소할수록 최대 Nu 수는 증가하다가 L/D 가 4와 6에서는 거의 변화가 없다. 경사각이 $30\sim 45^\circ$ 인 경우에는 경사각이 큰 $60\sim 90^\circ$ 와는 달리 분사 거리비의 감소에 따라 최대 Nu 수가 점차로 증가함을 알 수 있다. 경사각이 높은 $60\sim 90^\circ$ 인 경우에는 L/D 의 변화가 최대 Nu 수에 큰 영향을 못 미치는 반면 경사각이 $30\sim 45^\circ$ 로 낮은 경우에는 L/D 가 감소할수록 최대 Nu 수는 뚜렷한 증가를 보이고 있다. 즉, Figs. 9와 10에서 알 수 있듯이 분사 거리비와 경사각은 부분적으로 최대 Nu 수에 영향을 미친다는 것을 알 수 있다. 충돌면과 제트 노즐 사이의 거리(L/D)가 가까운 경우의 경사각의 변화, 그리고 경사각이 큰($\alpha=60\sim 90^\circ$) 경우의 충돌면과 제트 노즐 사이의 거리(L/D)의 변화는 최대 Nu 수에 큰 영향을 미치지 않는다. 반면에, Figs. 6~8에서는 Nu 수는 분사 거리비와 경사각에 크게 영향을 받고 있다. 일정한 분사 거리비에 대해 경사각이 감소할수록 Nu 수는 정체점의 좌측방향(-x방향)에서는 감소하고 좌측방향(+x방향)에서는 증가한다. 이러한 경향은 분사 거리비가 작을수록 더욱 명확히 나타난다.

4. 결론

본 연구에서는 경사진 충돌 제트의 유동 및 열전달 특성을 연구하기 위하여 $k-\epsilon-\overline{v}^2$ 모델을 이용한 3차원 수치해석 프로그램을 이용하여 충돌 면까지의 거리, 노즐의 경사각의 변화에 따른 유동장과 온도장을 계산하였으며 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 경사진 충돌제트의 Nu 분포를 실험 결과와 비교한 결과, 최대 Nu 수는 표준 $k-\epsilon$ 모델에 비해 $k-\epsilon-\overline{v}^2$ 모델에서의 결과가 실험값과 잘 일치함을 보였지만 그 외의 영역에서는 두 모델 모두 실험값과 다소 차이가 있음을 보여주었다.

(2) 경사진 충돌제트인 경우 최대압력의 위치는 기하학적 정체점보다 약간 좌측에 위치하며 이러한 경향은 경사각이 작을수록 명확히 나타난다. 또한 벽면 정압분포는 지름의 4~8정도의 좁은 영역에 주로 나타났다.

(3) 벽면 마찰 계수는 경사각이 작을수록 좌측(-x방향)영역에서는 감소한 반면 우측(+x방향)영역에서는 증가됨을 보였다. 또한 경사각이 일정한 경우에 C_f 는 L/D 의 증가에 따라 크게 감소한 반면 정체점에서 떨어진 영역에서는 조금 증가됨을 보였다.

(4) 분사거리비가 일정할 경우, 경사각이 커질수록 최대 Nu 수는 증가한다. 경사각이 일정할 경우에는 분사거리비가 클수록 최대 Nu 수는 커진다. 분사거리비가 작고 경사각이 큰 경우에는 각각 경사각과 분사거리비 변화에 최대 Nu 수는 거의 영향을 받지 않았다.

(5) Nu 수는 경사각이 감소함에 따라 정체점을 기준으로 좌측 방향(-x방향)에서는 감소하였고 우측방향(+x방향)에서는 증가하였다.

후 기

본 연구는 한국과학재단의 '97 특정기초연구비 지원(97-0200-06-01-3)으로 수행하였으며 이에 관계자 여러분께 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Cooper, D., Jackson, D. C., Launder, B. E., and Liao, G. X., 1993, "Impinging Jet Studies for Turbulence Model Assessment - I. Flow-Field Experiments," *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 36, No. 10, pp. 2675~2684.
- (2) Demuren, A. O., Robi, W., and Schonung, B. 1986, "Systematic Study of Film Cooling with a Three Dimensional Calculation Procedure," *ASME, J. of Turbomachinery*, Vol. 108, pp. 125~130.
- (3) Foss, J. F., 1979, "Measurements in a Large-Angle Oblique Jet Impingement Flow," *AIAA J.*, Vol. 17, pp. 801~802.
- (4) Goldstein, R. J., and Franchett, 1988, M. E.,

- "Heat Transfer From a Flat Surface to an Oblique Impinging Jet," *Transactions of the ASME*, Vol. 110, pp. 84~90.
- (5) 이창호, 황상동, 조형희, 정학재, 1999, "단일 축대칭 제트에 의한 경사충돌면에서 유동 및 열 전달 특성," 한국추진공학회지 제3권 제 1호, pp.34~40.
- (6) Rubel, A., 1981, "Computations of the Oblique Impingement of Round Jets upon a Plane Wall," *AIAA J.*, Vol. 19, pp. 863~871.
- (7) Launder, B. E., 1986, "Low Reynolds Number Turbulence Near Walls," UMIST Mechanical Engineering Dept., Rept. TFD/86/4, Univ. of Manchester, England, UK.
- (8) Durbin, P. A., 1991, "Near-wall Turbulence Closure Modeling Without Damping Functions," *Theor. and Comp. Fluid Dynamics*, Vol. 3, No. 1, pp. 1~13.
- (9) Durbin, P. A., 1993, "A Reynolds Stress Model for Near-Wall Turbulence," *J. Fluid Mech.* Vol. 249, pp. 456~498.
- (10) Durbin, P. A., 1993, "Application of a Near-Wall Turbulence Model to Boundary Layers and Heat Transfer," *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 14, No. 4, pp. 316~323.
- (11) Durbin, P. A., 1995, "Separated Flow Computations with the $k-\varepsilon-\overline{v^2}$ Model," *AIAA J.*, Vol. 33, No. 4, pp. 659~664.