

# $k-\epsilon-\overline{v'^2}$ 난류 모델을 이용한 충돌 제트의 유동 및 열전달 특성에 관한 수치해석적 연구

최범호\* · 이정희\* · 최영기\*\*  
(1999년 5월 21일 접수)

## Numerical Simulation of Flow and Heat Transfer Characteristics of Impinging Jet Using $k-\epsilon-\overline{v'^2}$ Model

Bum Ho Choi, Jung Hee Lee and Young Ki Choi

Key Words: Jet Impingement Cooling(충돌제트냉각), Non-orthogonal Coordinate(비직교좌표계), Elliptic Relaxation(타원형이완), Non-staggered Arrangement(비엇갈림배열)

### Abstract

This study deals with jet impingement, which is extensively used in the process industries to achieve intense heating, cooling or drying rates and also widely employed as a test flow for turbulent models due to its complex flow configuration, on a flat plate by numerical methods. In this calculation, the finite volume method was employed to solve the Navier-stokes equation based on the non-orthogonal coordinate with non-staggered variable arrangement. To get a better understanding for the fluid flow and heat transfer characteristics of the turbulent jet impingements,  $k-\epsilon-\overline{v'^2}$  turbulent model was adapted and compared with the experimental data and the result of standard  $k-\epsilon$  turbulent model. Numerical calculations were carried out with various flow rates, nozzle to plate distances. In the case of the axisymmetric jet impingement on a flat plate,  $k-\epsilon-\overline{v'^2}$  turbulent model showed better agreement with the experimental data than the standard  $k-\epsilon$  turbulent model in the prediction of the mean velocity profiles, the turbulent velocity profiles, the turbulent shear stress and the heat transfer rate. The highest heat transfer rate can be obtained when the impingement occurs within the potential core.

#### 기호설명

$a$  : 이산화된 방정식의 계수  
 $f_{22}$  : 타원형 이완  
 $J$  : Jacobian  
 $k$  : 난류 운동 에너지  
 $l$  : 길이 스케일  
 $L_C$  : 특성 길이

$L_t$  : 길이 스케일(=  $C_L D$ )  
 $P$  : 압력[Pa]  
 $P_k$  : 난류 운동 에너지의 생성항  
 $Pr, Pr_t$  : 층류, 난류 프란틀 수  
 $T_{int}$  : 난류 강도  
 $T_{scale}$  : 시간 스케일  
 $u_i, u_m$  : Cartesian 좌표계에서 시간 평균된 속도의  $i$  및  $m$  방향 성분  
 $u, v, w$  :  $x, y, z$  방향의 속도 성분  
 $\overline{u'}$  :  $x$  방향 난류 강도  
 $\overline{v'}$  :  $y$  방향 난류 강도  
 $\overline{w'}$  :  $z$  방향 난류 강도

\* 중앙대학교 대학원 기계공학과  
 \*\* 회원, 중앙대학교 공과대학 기계공학과  
 E-mail : ykchoi@cau.ac.kr  
 TEL : (02)820-5281 FAX : (02)826-2510

- $x$  : 주유동 방향 좌표
- $x^j$  : 비직교 좌표계
- $y$  : 벽에 수직인 방향 좌표

그리스문자

- $\delta$  : 경계층 두께
- $\chi$  : Von-Karman 상수
- $\mu, \mu_t$  : 층류, 난류 점성 계수 [kg/(m·s)]
- $\sigma_k, \sigma_\epsilon$  : 난류 운동에너지와 소멸률의 난류 확산 프란틀 수
- $\tau$  : 전단 응력 [kg/(ms)]
- $\Gamma$  : 확산 계수 [kg/(m·s)]

1. 서론

충돌제트를 이용한 열전달 방식은 분사 홀로부터 냉각 및 가열유체를 표면에 직접 분사시켜 높은 열 및 물질 전달 효과를 얻을 수 있는 방식으로 국소적으로 집중적인 열부하를 받는 가스 터빈 블레이드나 고집적의 전자부품의 냉각 및 급속면의 열처리, 유리의 템퍼링(tempering), 종이나 필름 등의 건조, 박막액정표지 장치(TFT-LCD)의 제조, 열교환기 설계 등에 널리 응용되고 있다.

특히 고온, 고압의 환경하에서 작동되는 고성능 가스터빈의 경우에는 블레이드 선단에 집중적인 열부하를 주기적으로 받음으로 인해 터빈 블레이드의 파손과 수명단축의 원인이 되고 있다. 따라서 블레이드 선단을 집중적으로 냉각할 수 있는 충돌 제트 냉각법의 도입이 필수적이다. 가스 터빈 블레이드의 열전달율은 레이놀즈수, 충돌제트의 높이/직경비, 분사홀의 형상과 분사되는 표면의 형상등의 파라미터에 따라 큰 차이를 보이고 있으며 이에 대한 실험 및 수치해석적 연구가 활발히 진행되고 있다.

• 평판위에 분사되는 충돌제트 냉각에 대한 초기 연구로 Gardon과 Akfirat<sup>(1)</sup>는 단일 노즐을 가지는 2차원 공기 제트에 대해 레이놀즈수에 따른 공기 유량과 노즐로부터 표면까지의 거리를 변화시키면서 국소열전달계수를 측정, 충돌제트에서의 난류의 영향에 대한 연구를 수행하였다. Giralt 등<sup>(2)</sup>은 2차원 축대칭 충돌제트에 대하여 제트 중심속도, 충돌면에서의 마찰계수등을 실험하였으며 Craft 등<sup>(3)</sup>과 Cooper 등<sup>(4)</sup>은 축대칭 충돌제트에 대

해서 거리비와 레이놀즈수를 변화시켜 유체 유동장 및 열전달 특성에 대한 실험 및 수치해석적 연구를 함께 수행한 바 있다. Jambunathan 등<sup>(5)</sup>은 평판에 분사되는 여러 가지 형상의 충돌 제트 냉각에 관한 결과를 정리하였으며 선단에서의 냉각에 중요한 영향을 미치는 파라미터인 노즐형상, 유동의 구조, 난류 생성 구조등을 제시하였다. Huang과 Genk<sup>(6)</sup>는 원형제트로부터 평판에 분사되는 충돌 제트 유동의 열전달 특성에 대하여 연구하였다. 레이놀즈 수가 작은 경우나 냉각면이 제트 출구에서 멀리 떨어진 경우 열전달 계수의 최고치가 항상 정체점에서 나타남을 보였다. 국내에서도 이정호 등<sup>(7)</sup>은 유량 및 제트 출구의 높이의 변화에 따른 온도장을 액체 크리스탈을 사용하여 광학적으로 정밀하게 측정하였다. 충돌높이/직경비가 4보다 적은 경우에는 하류에서의 열전달 계수가 정체점보다 더 높게 나타났으며 충돌높이/직경비가 4이상인 경우에는 정체점에서 최대값을 나타냄을 보여 주었다.

충돌제트의 유동 형태는 충돌면에서의 급격한 속도 변화 때문에 매우 복잡한 유동 구조를 갖고 있다. 따라서 벽면에서의 급한 속도 변화, 변형율, 난류 특성등을 잘 예측하기 위해서는 적절한 난류 모델이 필요한 실정이다. 따라서 본 연구에서는 충돌 제트 유동 해석에 효과적인  $k-\epsilon-\overline{v^2}$  난류 모델을 도입한 프로그램을 이용하여 충돌면의 유동 및 온도장을 계산하고자 한다.

$k-\epsilon-\overline{v^2}$ 모델의 타당성을 검증하기 위하여 표준  $k-\epsilon$ 모델의 계산결과와 함께 실험자료와 비교하였다. 충돌 제트에 의해 변화되는 충돌면의 유동 및 열전달 특성을 해석하기 위해 원형홀과 슬롯으로부터 평평한 평판에 분사되는 충돌 제트 유동의 유동 및 온도장을 수치해석하여 무차원 평균 속도, 난류 강도 및 Nusselt 수를 계산하고자 한다.

2. 지배 방정식

2.1 기본방정식

시간 평균된 비압축성 난류 유동의 지배 방정식을 비직교 좌표계상에서 cartesian 속도 성분을 사용하여 텐서 형식으로 나타내면 다음과 같다.

연속 방정식 :

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

운동량 방정식 :

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

에너지 방정식 :

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

위 식에서 J는 비직교 좌표계로 변환에 따른 Jacobian을 나타내며  $\tau_{mi}$ 는 응력텐서로 점성 응력과 운동량 방정식을 시간 평균함으로써 생성되는 레이놀즈응력을 포함한다.

2.2 난류 모델

난류 수송 모델을 개발하는 주된 목적은 비평형 또는 복잡한 난류 유동을 올바르게 기술하는데 있으며 이를 위해서는 적절한 시간 스케일과 속도 스케일을 도입해야 한다. 간단한 유동들은 대수적인 와점성들과 자료 상관관계들로 분석이 가능하나, 재순환 유동이나 박리 유동과 같은 복잡한 유동에서는 각 영역에 적절한 시간 스케일과 속도 스케일을 도입한 난류 모델링이 필요하다. 일반적인 유동장 계산에 흔히 적용되고 있는 표준  $k-\epsilon$  모델은 벽 근처에서 벽법칙을 적용함으로써 속도 스케일과 시간 스케일을 등방화시켰다. 이로 인해 벽 근처 유동과 같은 비등방성을 나타내는 영역에서 부정확한 결과를 나타내었다. Durbin<sup>(6)</sup>은 벽 근처에서의 속도 스케일이  $k$ 가 아니라  $\overline{v'^2}$ 임을 밝힌 바 있고 이를 근거로 하여  $k-\epsilon-\overline{v'^2}$  난류 모델을 개발하였다.  $\overline{v'^2}$ 은 난류 강도의 수직 성분에 대한 적절한 속도 스케일로 간주되며, 2차원 정상유동에서는 유선에 대해 수직 난류 강도로서 유선 곡률의 효과를 주는 역할을 한다.  $k-\epsilon-\overline{v'^2}$  난류 모델에 관한 난류 운동 에너지 소멸률 방정식,  $\overline{v'^2}$  수송 방정식과 타원형 이완 방정식은 다음과 같다.

난류 운동 에너지 수송 방정식 :

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x_j} [J a_m^j (\rho U_m k - (\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}) \frac{\partial k}{\partial x_n} a_m^n)]$$

$$= P_k - \rho \epsilon \quad (4)$$

난류 에너지 소멸률 방정식 :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x_j} [J a_m^j (\rho U_m \epsilon - (\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon}) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_n} a_m^n)] \\ & = \frac{C_{\epsilon 1}^z P_k - \rho C_{\epsilon 2} \epsilon}{T_{scale}} \end{aligned} \quad (5)$$

$\overline{v'^2}$  수송 방정식 :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x_j} [J a_m^j (\rho U_m \overline{v'^2} - (\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}) \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial x_n} a_m^n)] \\ & = \rho k f_{22} - \rho \overline{v'^2} \frac{\epsilon}{k} \end{aligned} \quad (6)$$

타원형 이완 방정식 :

$$\begin{aligned} & L^2 \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x_j} [J a_m^j (-\frac{\partial f_{22}}{\partial x_n} a_m^n)] \\ & = \rho (C_1 - 1) \frac{[2/3 - \overline{v'^2}/k]}{T_{scale}} + C_2 \frac{P_k}{k} - \rho f_{22} \end{aligned} \quad (7)$$

여기서  $C_{\epsilon 1}^z$ 는 전단층 확산율(shear spreading rate)을 조정하는 역할을 하며 벽면으로부터의 거리  $d$ 와 길이 스케일  $l_{scale}$ 의 함수로써 식 (8)과 같이 표현된다.  $C_{\epsilon 1}^z$ 는 벽면 인접 영역과 벽으로부터 떨어진 영역에 따라 1.3과 1.55 사이의 값을 보간하여 사용한다.

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

난류 운동 에너지 생성항( $P_k$ )과 난류 점성 계수  $\mu_t$ 는 다음과 같다.

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

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

$k-\epsilon-\overline{v'^2}$  모델에서는 길이 스케일과 시간 스케일을 벽 근처의 비등방 영역의 값과 자유 흐름 영역의 등방 영역의 값을 보간하여 사용하며, 다

음과 같다.

길이 스케일 :

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

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

시간 스케일 :

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

식 (13)의 계수 6은 DNS자료로부터 얻어진 것이며,  $k-\epsilon-\overline{v'^2}$  난류 모델의 모델 상수는 Table 1과 같다.

### 3. 수치해석

#### 3.1 격자계

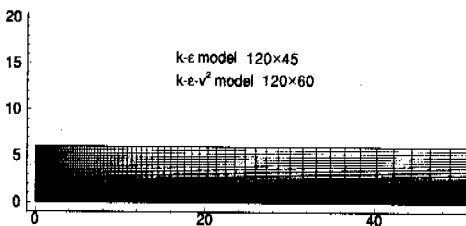
본 연구에서는 Pentium II 266MHz의 Personal Computer를 사용하여 계산을 하였다. Fig. 1은  $H/D=6$ 인 경우에 평판위로 분사되는 축대칭 제트를 해석하기 위한 비균일 격자계로써,  $r, y$ 방향으로 표준  $k-\epsilon$ 모델은  $120 \times 45$ 의 격자계를 사용하여 약 2시간 30분 정도의 전산시간이 소요되었고,  $k-\epsilon-\overline{v'^2}$ 모델은  $120 \times 60$ 의 격자계를 사용하여 약 4시간 정도의 전산시간이 소요되었다.

#### 3.2 지배방정식의 차분화

앞에서 나타낸 비직교 좌표계에 대한 지배방정

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

Coefficients	$C_\mu$	$C_{e2}$	$C_1$	$C_2$	$C_L$	$C_\eta$	$\sigma_k$	$\sigma_\epsilon$
Values	0.19	1.9	1.4	0.3	0.3	70.	1.0	1.3



**Fig. 1** Grid arrangement for axisymmetric jet impingement on a flat plate

식들을 검사체적에 대해 체적 적분하여 이산화 시키는 유한 체적법을 사용하여 대수 방정식을 얻는다. 확산항의 이산화는 중심차분법을 사용하여 차분화시켰으며, 대류항의 차분에는 맥승도식법을 적용하였다. 이들 차분법을 지배방정식에 대입하면 다음과 같은 형태의 이산화방정식을 얻는다.

$$a_P \phi_P = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + C_P \quad (14)$$

$$\sum a_{nb} = \sum a_{nb}^C + \sum a_{nb}^{DN} \quad (15)$$

$$a_P = \sum a_{nb} + S_P \quad (16)$$

$$C_P = S_C + \sum a_i^{DC} \phi_i^* - a_P^{DC} \phi_P^* \quad (17)$$

#### 3.3 해석방법

앞에서 식 (14)의 형태로 이산화된 방정식은 주 격자점( $P, N, S, E, W$ )에서의 유동 변수들만 저장하여 암시적(implicit)인 처리를 하고 나머지 격자점에서의 변수값들은 명시적(explicit)인 처리를 하여 전단계의 값들을 사용, 변수처리시 계산 용량을 줄여 준다. 최종적으로는 5대각 행렬식이 만들어지는데 이는 SIP(Strongly Implicit Procedure) 방법으로 풀어 변수값들을 구해낸다. 비엇갈림 변수배열(non-staggered variable arrangement)을 사용하여 모든 유동변수들( $u, v, P, k, \epsilon, \overline{v'^2}, f_{22}$ )이 같은 계산 격자점에 위치하도록 하였다. 이때 선형보간법을 사용하여 중심격자점( $P$ 점)에서의 속도를 구하면  $P$ 점에서의 압력이 계산에 포함되지 않아 압력과 속도가 서로 연결되지 않는 문제가 발생하는데 이를 해결하기 위해 본 연구에서는 Rhie<sup>(9)</sup>가 제안한 보간 방식을 사용하였다. 압력장의 처리에 있어서는 연속방정식을 이용하여 압력 보정 방정식을 유도하고 해를 구하여 그 결과를 제어체적면의 질량 보존 법칙에 따라 압력과 속도를 연결시키는 SIMPLE알고리즘을 사용하였다.

#### 3.4 경계조건

축대칭 제트 유동에 대한 입구 경계에서의 제트 속도는 Cooper 등<sup>(4)</sup>의 실험 논문에서 제시된 완전 발달된 난류 포물선의 분포로 주었으며 다음과 같다.

$$Re = \rho U_B D / \mu \quad (18)$$

$$U_B/U_{CL} = 0.811 + 0.038(\log(Re) - 4) \quad (19)$$

$$U_j = U_{CL}(1 - r/R)^{1/7} \quad (20)$$

난류 운동에너지와 난류 에너지 소산율의 입구 조건은 난류 강도  $T_{int}$ 를 고려하여 다음과 같은 식으로 주었다.

$$k_{in} = 1.5 \times (T_{int} \cdot U_j)^2 \quad (21)$$

$$\epsilon_{in} = \frac{C_\mu k_{in}^{1.5}}{L_c} \quad (22)$$

또한 벽면에 수직한 방향의 난류 강도( $\overline{v'^2}$ )와 타원형 이완 계수( $f_{22}$ )의 입구 조건은 축대칭 제트의 경우에는 평판 유동에서 완전발달 유동으로부터 계산된 값으로 주었으며, 입구 속도가 일정한 경우에는 해당하는 값을 계산하여 주었다.

출구 경계는 유동변량들의 변화가 최소가 되는 정체점에서  $H$ 의 20~30배 정도가 되는 지점에 위치하게 하였으며, 대칭면에서는 경계면에 수직한 방향으로 모든 종속 변수의 구배가 영(zero)이 되도록 처리하였다.

벽 경계 조건은 점착 경계조건을 사용하여 운동량 방정식과 에너지 방정식에서 대류항을 소거시켰으며 확산항은 첫 번째 격자점에 벽 마찰 응력  $\tau_w$ 를 사용하여 다음과 같이 처리된다.

$$(a_p + \tau_w \delta A) u_p = \sum a_{nb} u_{nb} + S_u \quad (23)$$

$k-\epsilon-\overline{v'^2}$  모델에서의 진단응력  $\tau_w$ 은 다음과 같다.

$$\tau_w = \frac{\mu}{y_n} \quad (24)$$

난류 운동 에너지 ( $k$ )와 벽면에 수직한 난류 강도 ( $\overline{v'^2}$ )는 벽면에서 0이며 난류 에너지 소멸률( $\epsilon$ )과 타원형 이완( $f_{22}$ )에 대한 벽면 경계조건은 다음과 같다.

$$\epsilon_w = \frac{2\nu k_p}{y_n^2} \quad (25)$$

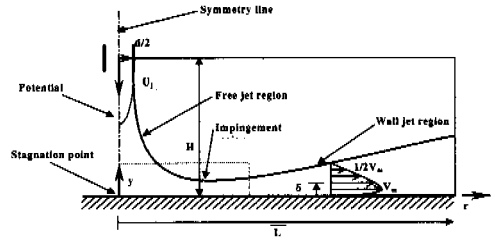


Fig. 2 Schematic diagram of a flat plate

$$f_{22w} = -\frac{20\nu^2 \overline{v'^2}_p}{\epsilon_w y_n^4} \quad (26)$$

여기서  $k_p$ 와  $\overline{v'^2}_p$ 는 벽면으로부터 첫 번째 점에서의 난류 에너지와 벽면에 수직한 난류 강도를 의미한다.

또한 난류 유동의 온도장 계산에 있어 난류 프란틀 수는 0.9로 일정한 값으로 처리하였다.

#### 4. 결과 및 고찰

본 연구에서는 Fig. 2에서와 같이 2차원 축대칭 충돌제트 유동과 슬롯으로부터 평평한 평판에 분사되는 충돌제트 유동에 대해 수치해석하였다. 수치해석에 사용된 난류 모델의 타당성을 검증하기 위해서 표준  $k-\epsilon$  모델과  $k-\epsilon-\overline{v'^2}$  모델을 적용하여 동일조건의 실험논문과 비교, 분석하였으며, 특히 정체점 및 인접 영역에서의 유체 유동장과 열전달 특성에 관심을 갖고 수치해석하였다.

##### 4.1 채널 유동에 대한 예비적 검증

본 연구에서는  $k-\epsilon-\overline{v'^2}$  모델의 타당성을 검증하기 위하여 벽면 마찰 속도를 기준으로한  $Re_\tau = 395$  인 완전발달 채널유동에 대해 해석한 Kim과 Moin<sup>(11)</sup>의 DNS 결과와 비교하였다.

Fig. 3은 벽으로부터의 무차원화 거리( $y^+$ )에 따라 변화되는 무차원 평균 속도 분포( $u^+$ )를 나타낸 것이다.  $k-\epsilon-\overline{v'^2}$  모델을 사용한 경우에 속도 분포는 점성저층영역과 대수영역에서 각각 전형적인 채널 유동의 속도 분포  $u^+ = y^+$ 와  $u^+ = 2.5 \ln y^+ + 5.0$ 에 잘 일치함을 보여 주고 있다. 또한 표준  $k-\epsilon$  모델을 사용한 결과에서도 대수

영역에서 DNS결과와 비교적 잘 일치함을 보여 주고 있다. 그러나 표준  $k-\varepsilon$  모델에서는 벽면 경계 조건의 제한으로 인해 비등방성을 나타내는 점성저층에서의 속도 분포를 얻을 수 없는 제한이 있다. Fig. 4는  $y^+$ 의 증가에 따라 변화되는 벽면 근처 영역에서의 무차원 난류 운동 에너지( $k^+$ )의 분포를 나타낸 것이다.  $k-\varepsilon-\overline{v'^2}$  모델인 경우에 벽면 근처에서의  $k$ 의 거동은 DNS 결과에서 나타난  $y^+$ 에 잘 비례함을 알 수 있다. Fig. 5는  $y^+$ 의 증가에 따라 변화되는 무차원 수직 난류 강도( $\overline{v'^2}$ )의 벽면 근처 거동을 나타낸 것이다.  $k-\varepsilon-\overline{v'^2}$  모델인 경우에 벽면 근처에서의  $\overline{v'^2}$ 의 거동은 DNS 결과에서 나타난  $y^+$ 에 잘 비례함을 알 수 있다. 표준  $k-\varepsilon$  모델인 경우에는  $y^+$ 가 40인 부근에서 DNS 결과와 기울기에 차이가 있음을 보여 주고 있다.

4.2 축대칭 평판에 분사되는 충돌 제트유동 원형단면을 갖는 단일 노즐로부터 평판위로 수

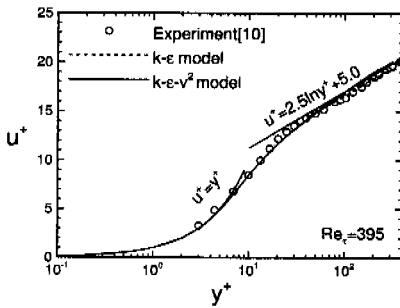


Fig. 3 Mean velocity profiles

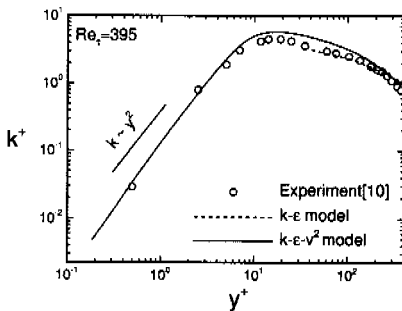


Fig. 4 Near-wall behavior of turbulent kinetic energy

직 분사되는 축대칭 충돌제트에 대하여 분사노즐의 높이/직경비(H/D)를 6~15.56까지 변화시키고 노즐의 직경을 기준으로한 레이놀즈수(ReD)를 23,000~70,000으로 변화시키면서 평면 위로 수직 분사되는 축대칭 난류 충돌제트에 대한 수치해석하였다.

Fig. 6은  $H/D=6$ 이고  $Re_D=70,000$ 인 경우에 대해 반경방향으로 각각  $0.5D$ ,  $1.5D$  및  $3.0D$ 인 위치에서 벽으로부터의 거리에 따른 평균속도분포를 나타내고 있다. 충돌이후 유동은 반경 방향으로 진행함에 따라 벽면 제트 형태를 형성해 감을 볼 수 있다. Fig. 6(a)는 정체점에 매우 근접한  $y/D=0.5$  부근에서는 두 모델이 대체적으로 실험값과 잘 일치하는 경향을 보이고 있으나 벽 인접 영역에서는  $k-\varepsilon-\overline{v'^2}$  모델은 실험값과 거의 일치하는 반면, 표준  $k-\varepsilon$  모델은 실험값에 비해 하향 예측됨을 볼 수 있다. 이러한 결과를 나타내는 이유는  $k-\varepsilon-\overline{v'^2}$  모델에서는 벽 인접 영역에서의 난류 에너지 수송을 대한 속도 스케일을  $\overline{v'^2}$ 로 고려함으로써 정체점 부근에서의 유선 곡률 효과를 적절히 기술하여 벽과의 충돌에 의해 야기되는 벽에서의 큰 변형을 및 감속운동과 구형압축을 예측함에 있어 비교적 실험값과 일치되는 결과를 얻은 반면, 벽모델을 사용하는 표준  $k-\varepsilon$  모델에서는 모든 영역을 등방화시킴으로 인해 벽 인접 영역의 곡률 효과를 적절히 기술하지 못했기 때문으로 생각한다.  $r/D=3$ 인 경우 두 경우에 적용한 두 모델 모두 벽 인접영역에서의 예측이 실험값보다 상향 예측하고 있음을 관찰할 수 있다. 이러한 현상은 입구와 평행한 영역의

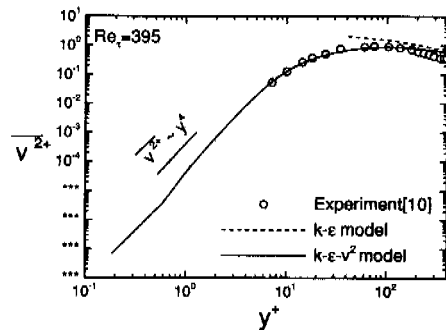


Fig. 5 Near-wall behavior of the normal component of turbulent intensity

경계조건을 대칭조건으로 수치해석을 실행하였기 때문에 증가된 재순환 영역을 정확하게 예측하지 못했기 때문이다.

Fig. 7~Fig. 9는  $H/D=6$ 이고  $Re_D=70,000$ 인 경우에  $r/D=1.5$ , 3인 지점에서의 벽인접 영역에서의 난류 강도 분포를 나타내고 있다. Fig. 7은 범선 방향 난류 속도  $\overline{v}$ 의 분포를 나타내고 있다.  $\overline{v}$ 는 벽 인접 영역으로 갈수록 감소하는 경향을 보이는데, 이것은 층돌에 의한 구형압축과 비등방성 효과로 인해 생긴 현상이다. 벽으로부터 멀어질수록 증가하다가 다시 감소하는 경향을 보이는데, 이러한 경향을 나타내는 이유는 벽 인접 영역에서 평균 난류 강도가 증가함에 따라  $\overline{v}$ 가 증가하게 되고 자유 유동 영역으로 감에 따라 평균 난류 강도가 감소함에 따라 감소함으로 인해 생긴 현상이다. 표준  $k-\epsilon$ 모델은 벽면으로부터 멀어질수록 실험치에 비해 높게 예측된 반면  $k-\epsilon-\overline{v}^2$ 모델은 전 영역에서 실험치와 정성적으로나 정량적으로 잘 일치하는 경향을 나타내고 있다. 이것은  $k-\epsilon-\overline{v}^2$ 모델에서 벽 인접 영역과 자유 유동 영역의 길이 스케일과 시간 스케일을 적절히 잘 기술하였기 때문이라고 생각한다. Fig. 8은 벽에 평행한 방향 난류 강도  $\overline{u}$ 의 분포를 나타내고 있다.  $k-\epsilon-\overline{v}^2$ 모델을 사용한 계산 결과에서는 전 영역에서 실험치와 잘 일치함을 보이고 있으나 표준  $k-\epsilon$ 모델에서는 벽 인접 영역에서는 실험치에 비해 낮게 예측하고 있으며 벽으로부터 멀리 떨어질수록 높게 예측되었다. 이것은  $k-\epsilon-\overline{v}^2$ 모델에서는 벽 인접 영역에서의 비등방성 효과를 적절히 잘 기술한 반면 표준  $k-\epsilon$ 모델에서는 전 영역을 등방성으로 처리하였기 때문이다. Fig. 9는 레이놀즈 응력  $\overline{u'v'}$  분포를 나타내고 있다.  $k-\epsilon-\overline{v}^2$ 모델은 실험치와 정성적으로 잘 일치하는 경향을 보이고 있으나 표준  $k-\epsilon$  모델은 실험치와 큰 차이를 나타내고 있다. Fig. 9(a)의  $r/D=1.5$ 인 영역에서의 레이놀즈 응력은 벽면에서 영(zero)의 값을 나타내고  $y$  방향으로 이동함에 따라 전단 응력이 증가되어 레이놀즈 응력은 조금 증가됨을 보이고  $y$  방향으로 더 진행함에 따라 층돌 체트 유동과 주위 유동과의 급격한 전단 작용으로 인해 레이놀즈 응

력의 절대값은 크게 증가됨을 보이고 있다.  $r/D=3.0$ 인 영역에서는 층돌 체트 유동의 확산으로 인해  $r/D=1.5$ 인 영역에 비해 주위 유동과의

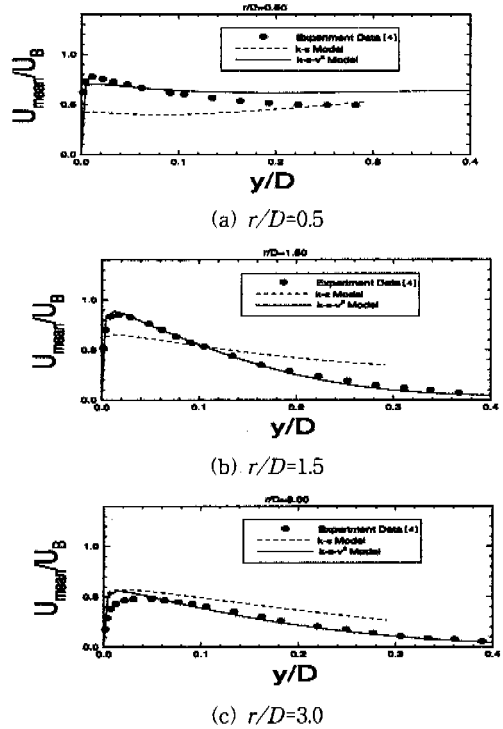


Fig. 6 Mean velocity profiles in radial wall jet at  $H/D=6$  and  $Re_D=70,000$

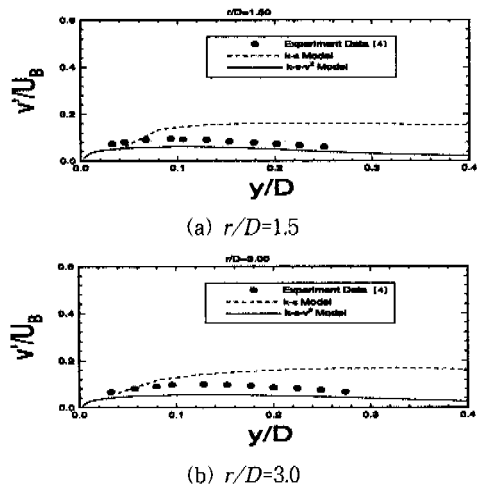


Fig. 7 Profiles of r.m.s. turbulent velocity In radial wall jet - Component normal to wall - at  $H/D=6$  and  $Re_D=70,000$

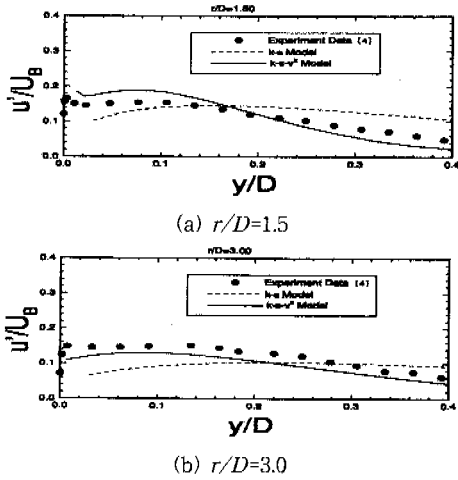


Fig. 8 Profiles of r.m.s. turbulent velocity in radial wall jet - Component parallel to wall - at  $H/D=6$  and  $Re_D=70,000$

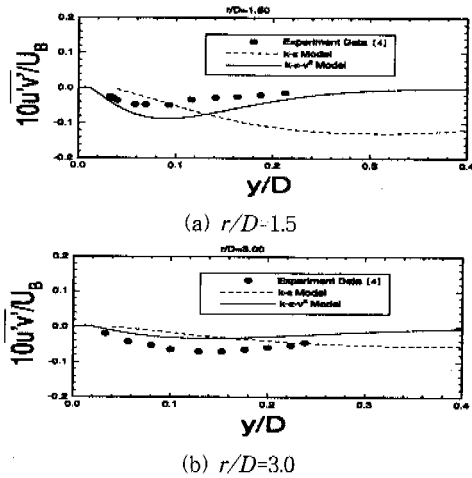


Fig. 9 Development of turbulent shear stress in radial wall jet at  $H/D=6$  and  $Re=70,000$

전단 작용이 감소되어 레이놀즈 응력의 절대값은 전반적으로 감소됨을 알 수 있다.

Fig. 10은  $H/D=6$ 인 경우에  $k-\epsilon-v^2$  모델을 사용하여 레이놀즈수( $Re_D=23,000, 70,000$ )의 변화에 따른 제트의 반경을 계산한 결과이다. 여기서 제트반경은 중심속도  $U_{cl}$ 의 1/2의 값을 갖는 지점에서의 반경거리를 의미한다. 레이놀즈수가 작

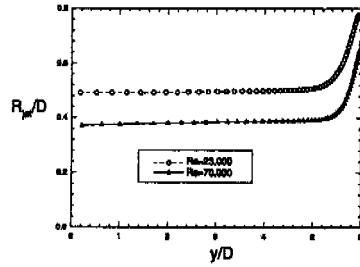


Fig. 10 The radius of the jet for  $H/D=6$

은 경우( $Re_D=23,000$ )에는 레이놀즈수가 큰 경우( $Re_D=70,000$ )에 비하여 상대적으로 질량 유량의 감소로 인한 제트의 속도가 감소로 제트의 확산이 빠르게 진행되어 제트반경이 크게 증가됨을 알 수 있다. 또한 정체점에서 제트반경의 감소는 정체점에서 속도 방향의 급격한 변화와 함께 제트가 사라짐을 나타내고 있다.

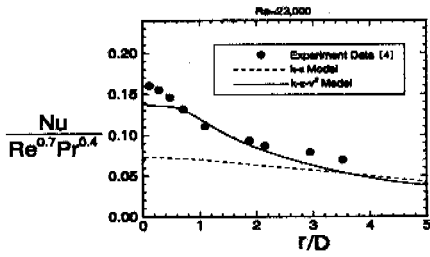
Fig. 11은  $H/D=6$ 이고  $Re_D$ 가 각각 23,000과 70,000인 경우에 대해 반경방향으로 변화하는 Nusselt수를 계산하여 실험값과 비교한 그림이다. Nusselt수는 정체점에서 가장 높고 충돌면을 따라 점차 하류로 진행함에 따라 급격히 감소함을 보이고 있다. 이것은 충돌제트에 의한 냉각 효과가 정체점 부근에 집중되고 있음을 나타내고 있다. 전반적으로  $k-\epsilon-v^2$  모델을 사용하여 계산된 결과는 실험치와 잘 일치하는 경향을 나타내었으나 표준  $k-\epsilon$  모델의 경우에는 실험치와 큰 차이를 보이고 있다. 특히 정체점에서 큰 차이를 나타내고 있다. 이것은 정체점에서 비등방성 효과가 가장 크게 나타남으로 인해 생긴 현상이다.

#### 4.3 슬롯으로부터 평판에 분사되는 충돌 제트 유동

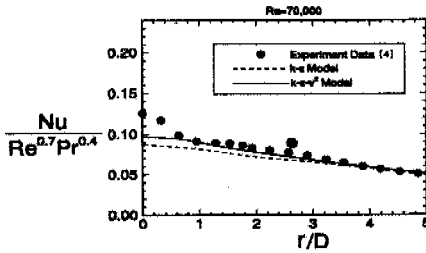
슬롯 제트로부터 평판위로 수직 분사되는 충돌 제트 유동에 대하여 분사노즐의 높이/슬롯폭비 ( $H/B$ )를 4~12까지 변화시키고 슬롯 폭을 기준으로한 레이놀즈수( $Re_B$ )를 7,000~11,000으로 변화시킬 때 충돌면에서의 유동장 및 온도장을 계산하였다.

Fig. 12(a)는  $H/B$ 가 4인 경우에  $Re_B$ 를 7,000~11,000로 변화시킬 때 충돌면에서의 Nusselt수를 계산한 결과이다. 충돌면에서의 Nusselt수는 정체점에서 가장 높게 나타나고 충돌 영역으로 진행





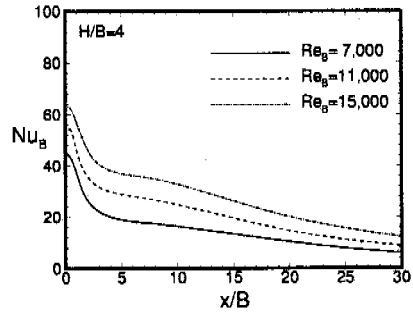
(a)  $Re_D=23,000$



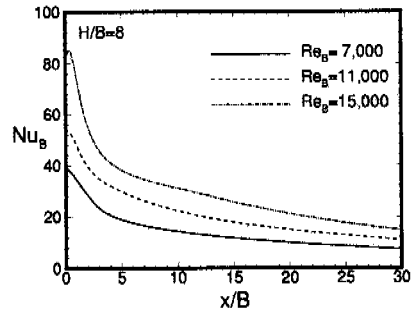
(b)  $Re_D=70,000$

Fig. 11 Variation of the normalized Nusselt number along radius at  $H/D=6$

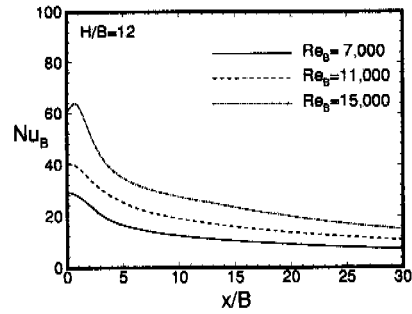
함에 따라 급격히 감소하는 분포를 나타내고 있다. 또한 Nusselt수는 정체점을 포함한 전 영역에서 레이놀즈 수의 증가에 따라 증가됨을 알 수 있다.  $H/B$ 가 각각 4, 8과 12인 경우에 대한 Nusselt수 분포를 나타내는 Fig. 12(a), (b)와 (c)에서 레이놀즈 수가 7,000인 경우에 정체점에서의 Nusselt수는 총돌 높이/슬롯폭비( $H/B$ )가 증가됨에 따라 감소하는 경향을 나타내고 있다. 이것은  $Re_B=7,000$ 인 경우에 포텐셜 코어 길이가  $H/B=4$ 에 근접함에 따라 이 영역에서의 Nusselt수가 최대값을 나타내었으며  $H/B$ 가 증가함에 따라 주위 유동과의 혼합으로 인해 중심선 속도가 크게 감소됨으로 인해 생긴 결과이다. 레이놀즈 수가 11,000인 경우에는  $H/B=4$ 와 8에서의 정체점 Nusselt수는 거의 같은 값을 나타내었고  $H/B$ 가 12인 경우에는 앞의 두 경우보다 낮은 값을 나타내었다. 이것은 레이놀즈 수가 증가됨에 따라 포텐셜 코어 길이가 증가되어  $H/B=4$ 와 8사이에 놓이게 됨으로써 나타난 현상이다. 레이놀즈 수가 15,000인 경우에는 포텐셜 코어 길이는 더욱 더 증가하여  $H/B=8$ 인 영역에까지 도달함으로 인해 정체점에서의 Nusselt수는  $H/B=8$ 에서 급격히 증가하여 최대값을 나타내었으며  $H/B=4$ 와 12에서는  $H/B=8$ 인 경우에 비해 25%정도 낮은 값을 나타내었다.



(a)  $H/B=4$



(b)  $H/B=8$



(c)  $H/B=12$

Fig. 12 Local Nusselt Numbers in the impingement jet surface with a variation of  $Re_B$

### 5. 결론

본 연구에서는 원형홀과 슬롯으로부터 평판에 수직 분사되는 총돌체트 유동의 유동 특성과 열 전달 특성을 해석하기 위해  $k-\epsilon-\overline{v}^2$  난류 모델을 이용한 수치해석 프로그램을 이용하여 레이놀즈 수, 총돌 높이/직경비의 변화에 따른 난류에 관한 물리량과 열전달 계수를 계산하였으며 그 결과를 기존의 실험 결과와 표준  $k-\epsilon$ 모델의 결

과와 비교, 검토하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 본 계산에 사용된  $k-\epsilon-\overline{v'^2}$  난류 모델의 타당성을 검증한 결과 채널 유동에서 표준  $k-\epsilon$  모델에 비해 좋은 결과를 얻을 수 있었다. 또한 벽 인접 영역에서의 속도, 난류 운동에너지, 난류 운동에너지 소멸률과 수직 난류 강도 분포가 DNS결과의 거동과 잘 일치함을 보여 주었다.

(2) 2차원 축대칭 충돌제트에 대한 수치해석 결과, 유동장의 예측에 있어서,  $k-\epsilon-\overline{v'^2}$  모델이 표준  $k-\epsilon$  모델에 비해 비교적 실험 결과와 잘 일치하였으며, 특히 주 관심 영역인 정체점 인접영역에서의 속도 분포를 잘 예측하였다.

(3) 2차원 축대칭 충돌제트에 대한 온도장에 대한 수치해석 결과,  $k-\epsilon-\overline{v'^2}$  모델의 결과가 표준  $k-\epsilon$  모델에 비해 전반적으로 좋은 결과를 나타내었다. 하지만 정체점 부근에서는  $k-\epsilon-\overline{v'^2}$  모델을 사용한 경우에도 실험 결과와 다소 차이 있음을 나타내었다.

(4) 제트반경은 유량에 따라 변화되며, 제트가 노즐 출구로부터 멀어지거나 퍼져나갈수록 그 거리가 증가되었고 충돌벽면에 이르러 급격한 유동 방향의 변화로 인해 급격히 감소되었다.

(5) 2차원 슬롯제트 유동에서 Nusselt수는 각각의 충돌 높이/직경비에 대해 레이놀즈 수의 증가에 따라 전 영역에서 증가하였으며 각각의 레이놀즈 수에 대하여 정체점에서의 Nusselt수는 충돌 높이가 포텐셜 코어 길이와 일치할 때 최대값을 나타내었다.

## 후 기

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

## 참고문헌

(1) Gardon, R. and Akfirat, J. C., 1966, "Heat Transfer Characteristics of Impinging Two-Dimension Air Jets," *ASME J. of Heat Transfer*,

pp. 101~108.

(2) Giralt, F. and Chia, C. J., 1977, "Characterization of the Impingement Region in an Axisymmetry Turbulent Jet," *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, Vol. 16, pp. 21~28.

(3) Craft, T. J., Graham, L. J. W. and Launder, B. E., 1993, "Impinging Jet Studies for Turbulence Model Assessment - II. An Examination of the Performance of Four Turbulence Models," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 36, No. 10, pp. 2685~2697.

(4) 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 Mass Transfer*, Vol. 36, No. 10, pp. 2675~2684.

(5) Jambunathan, 1992, "A Review of Heat Transfer Data for Single Circular Jet Impingement," *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, Vol. 13, No. 2, pp. 106~115.

(6) Huang, L., El-Genk, M. S., 1994, "Heat Transfer of An Impinging Jet on A Flat Surface," *Int. J. of Heat Mass Transfer*, Vol. 37, No. 13, pp. 1915~1923.

(7) Lee, S. J., Lee, J. H., and Lee, D. H., 1994, "Local Heat Transfer Measurements From an Elliptic Jet Impinging on a Flat Plate Using Liquid Crystal," *Int. J. of Heat Mass Transfer*, Vol. 37, No.6, pp. 967~976.

(8) Durbin, P. A., 1991, "Near-wall Turbulence Closure Modeling Without 'Damping Functions,'" *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, Vol. 3, No. 1, pp. 1~13.

(9) Rhie, C. M., 1981, "A Numerical Study of The Flow past an Isolated Airfoil with Separation," Ph. D. Thesis, Dept. of Mech., Univ. of Illinois at Urbana-Champaign.

(10) Kim, J., Moin, P. and Moser, R., 1987, "Turbulence Statistics in Fully Developed Channel Flow at Low Reynolds Number," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 177, pp. 133~166.