

〈논 문〉

터빈블레이드의 냉각에서 충돌제트에 의해 변화되는 유동 및 열전달 특성에 관한 수치해석적 연구

이정희* · 김신일** · 최영기*** · 유홍선***

(1996년 5월 28일 접수)

A Numerical Study of Flow and Heat Transfer Characteristics Varied by Impingement Jet in Turbine Blade Cooling

Jung Hee Lee, Shin Il Kim, Young Ki Choi and Hong Sun Ryou

Key Words : Jet Impingement(제트충돌), Finite Volume Method(유한체적법), Semi- Circular Concave Surface(반원 오목면), Low Reynolds Number Model, Nusselt Number

Abstract

A numerical simulation has been carried out for the jet impinging on a flat plate and a semi-circular concave surface. In this computation finite volume method was employed to solve the full Navier-Stokes equation based on a non-orthogonal coordinate with nonstaggered variable arrangement. The standard k-ε turbulent model and low Reynolds number k-ε model(Launder-Sharmar model) with Yap's correction were adapted. The accuracy of the numerical calculations were compared with various experimental data reported in the literature and showed good predictions of centerline velocity decay, wall pressure distribution and skin friction. For the jet impingement on a semi-circular concave surface, potential core length was calculated for two different nozzle(round edged nozzle and rectangular edged nozzle) to consider effects of the nozzle shape. The result showed that round edged nozzle had longer potential core length than rectangular edged nozzle for the same condition. Heat transfer rate along the concave surface with constant heat flux was calculated for various nozzle exit to surface distance(H/B) in the condition of same jet velocity. The maximum local Nusselt number at the stagnation point occurred at H/B=8 where the centerline turbulent intensity had maximum value. The predicted Nusselt number showed good agreement with the experimental data at the stagnation point. However heat transfer predictions along the downstream were underestimated. This results suggest that the improved turbulence modeling is required.

기 호 설 명

B : 이차원 슬롯폭 (m)

C_f : 표면마찰계수 $\left(= \frac{\tau_w}{\rho U_j^2} \right)$

D : 제트직경 (m)

h : 대류열전달계수 ($W/m^2 K$)

H : 노즐출구와 충돌면 정체점간의 거리 (m)

k : 난류운동에너지

*회원, 중앙대학교 대학원

** (주)대우 자동차

***회원, 중앙대학교 기계공학과

k	: 열전도계수 (W/mK)
L_c	: 특성길이
Nu_{2B}	: Nusselt수 $\left(= \frac{h \cdot 2B}{k} = \frac{q_w}{T_w - T_j} \frac{2B}{k} \right)$
P_k	: 난류운동에너지의 생성항
Pr, Pr_t	: 층류, 난류 프란틀수
q_w	: 충돌표면의 열유속 (W/m ²)
r	: 정체점으로부터 반경방향거리
Re_D	: 홀 직경을 기준으로 한 레이놀즈수 $\left(= \frac{\rho U_j D}{\mu} \right)$
Re_{2B}	: 슬롯폭을 기준으로 한 레이놀즈수 $\left(= \frac{\rho U_j (2B)}{\mu} \right)$
S	: 정체점에서 벽면을 따라가는 호의 길이
TI, u'	: 난류강도
T_j	: 노즐출구온도 (K)
T_w	: 벽면온도 (K)
U	: 축방향 평균속도 (m/s)
U_j	: 노즐출구 제트속도 (m/s)
V	: 반경방향 평균속도 (m/s)
X	: 노즐출구로부터 축방향거리
Z	: 충돌표면으로부터 수직거리

그리스문자

α_m	: Contravariant 기본 벡터의 Cartesian 성분
δ	: 벽으로부터 $V=0.5V_m$ 인 곳까지의 거리
δ_n	: 벽으로부터의 수직거리 [m]
ε	: 수정된 소멸률
κ	: Von-Karman 상수
μ, μ_t	: 층류, 난류점성계수 [kg/(m·s)]
ρ	: 유체의 밀도 [kg/m ³]
Γ	: 확산계수 [kg/(m·s)]

1. 서 론

제트충돌 냉각법은 고온의 표면에 냉각유체를 직접 분사시켜 많은 열을 제거하는 방식으로 큰 열전달율을 얻을 수 있으면서도 열전달률의 제어나 위치조절이 용이하기 때문에 가스터빈 블레이드나 고집적의 전자부품의 냉각, 각종 열처리 공정에서의 냉각방법 등 국소적으로 집중적인 열부하를 받는 요소의 냉각방법으로 많은 산업분야에 응용되고 있다. 특히 가스터빈 엔진의 경우 좀더 높은 온도와

압력의 작동유체를 사용할수록 더 높은 효율 및 출력을 얻기 때문에 현재 사용되고 있는 터빈의 경우 블레이드 재질의 용융점 이상의 작동유체를 사용하게 되며 고온 고압상태에서 내구성을 유지시키기 위한 여러 방식의 냉각기술이 고성능의 가스터빈 개발에 있어서 선행되어야 할 문제이다. 터빈을 냉각시키는 주된 방식은 압축기를 통과한 공기를 연소실을 통하지 않고 우회시켜 냉각공기로 사용하는 방법을 사용하는데 여기에는 압축기를 구동시키기 위한 추가적인 일이 소요되고 냉각유체가 고온의 작동유체와 혼합되면서 공기역학적 손실을 가져오기 때문에 냉각공기의 양을 최소화시키면서 냉각효율을 개선시킬 방법이 필요하다. 따라서 블레이드 표면에 분사공을 만들어 이를 통해 냉각공기를 분출시켜 표면과 고온의 가스 유동 사이에 단열막을 형성, 열전달을 억제하는 막냉각 방식과 더불어 블레이드 내부에 유로를 만들어 냉각공기를 내면에 분사시켜 온도 상승을 막는 제트 충돌냉각법을 사용하게 된다. 특히 다른 부분보다 많은 열부하를 받는 블레이드 선단부분(leading edge)은 중양부분(mid chord)이나 끝부분(trailing edge)보다 큰 열응력이 계속적으로 작용하기 때문에 국소적인 소성변형을 일으킬 수 있으며 블레이드 선단 부분을 중점적으로 냉각시켜주는 제트 충돌냉각은 전체 터빈 냉각성능과 직결된다고 할 수 있다.

평판위에 분사되는 제트충돌냉각에 대한 초기 연구로 Gardon과 Akfirat⁽¹⁾는 단일 노즐을 가지는 2차원 공기 제트에 대해서 레이놀즈수와 표면까지 거리를 변화시켜가면서 국소 열전달 계수를 측정, 충돌제트에서 난류의 영향에 대한 연구를 수행하였다. Giralt⁽²⁾ 등은 축대칭 공기 제트에 대해서 중심속도의 감쇄정도와 평면 위의 압력분포를 측정하여 경계층두께와 운동량 두께 등을 예측하였다. 수치해석적 연구로 Amano와 Brandt⁽³⁾는 제트가 평면과 충돌한 뒤 Cavity로 흘러들어가는 형상에 대해서 해석한 결과 노즐 출구에서의 속도분포와 난류강도가 벽면에서의 마찰계수에 많은 영향을 줄을 밝혀내었다. 국내 연구로 이상준⁽⁴⁾ 등은 액체 크리стал을 사용하여 유량 및 제트출구의 높이를 변화시키면서 온도장을 광학적으로 정밀하게 측정하였다.

곡면 위로 분사되는 제트 충돌 냉각에 관한 연구로 Tabakoff와 Clevenger⁽⁵⁾는 제트의 모양이 슬롯, 1차원 제트열, 2차원 Array 제트를 가지는 경

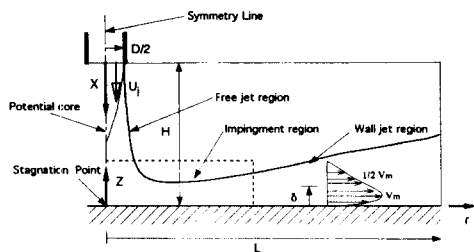


Fig. 1 Schematic diagram of flat plate

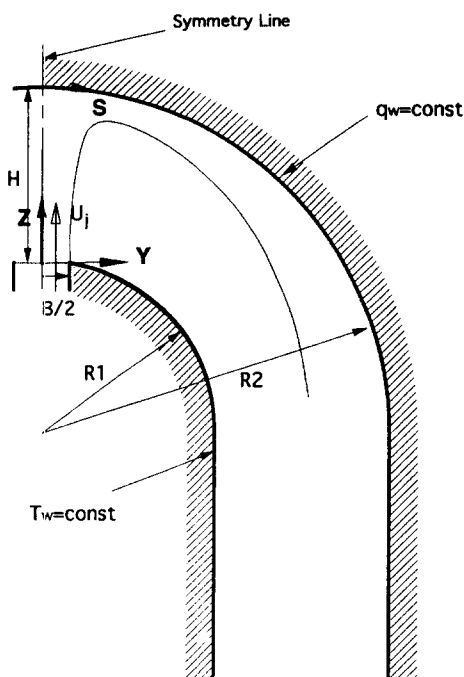


Fig. 2 Schematic diagram of semi-circular concave surface.

우에 대해 노즐 형상에 따른 제트충돌 냉각 효과를 연구하였고 Gau, Chung⁽⁶⁾은 제트가 오목면과 볼록면에 분사될 때 충돌제트의 유동구조를 가시화시켜 볼록면의 경우 정체점에서 발생하는 3차원구조의 와류로 인해 열전달률의 증가가 나타나며 오목면의 경우에는 표면 곡률이 증가할수록 제트 혼합 영역에서의 와류활동이 활발해짐에 따라 Nusselt수가 증가됨을 보여 주었다. Bunker와 Metzger⁽⁷⁾는 블레이드 선단의 형상을 바꾸어 가면서 막냉각과 병행하여 실험한 결과, 제트 분사 노즐과 막냉각을 위한 유출 구멍의 위치와 분사노즐의 배열형태에 따라 블레이드 선단부분의 온도분포가 크게 달라질

수 있음을 얻었다. 국내연구로 양근영⁽⁸⁾ 등은 터빈 블레이드 선단을 반원 오목면으로 모사하여 2차원 제트가 분사될 때의 열전달 특성을 실험적으로 연구한 바 있다.

대체로 제트충돌 냉각에 대한 많은 연구들이 충돌면이 평면인 경우에 열적특성을 고려한 실험적인 연구 및 수치해석적 연구였으며 곡면 위에 분사되는 제트에 대하여 유동특성과 함께 열적특성을 고려한 수치해석적 연구는 미비한 실정이다. 따라서 본 연구에서는 충돌면이 평면인 경우(Fig. 1)와 더불어 곡면 형상(Fig. 2)에 대해서도 수치해석하여 제트가 벽면과 충돌할 때의 유동형태와 온도분포 등을 구하여 유동특성과 열전달과의 상호작용을 알아내고자 한다. 제트충돌 냉각에 영향을 미치는 중요한 인자인 분사되는 공기의 유량, 난류강도, 포텐셜고어길이, 노즐의 형상 및 충돌면까지의 거리 등을 변화시키면서 각 인자들이 미치는 효과에 대해 수치해석하였다. 이때 벽부근에 대한 해의 정확성을 높이기 위하여 저레이놀드수 난류모델링을 사용하였으며 그 결과를 실험논문들과 비교하여 난류 모델의 타당성을 검증하고자 한다.

2. 지배방정식

2.1 기본방정식

유체의 유동 및 열전달 현상을 해석하기 위한 기본방정식을 비직교 좌표계(nonorthogonal coordinate)상에서 텐서형식으로 나타내면 다음과 같다.

연속방정식 :

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

운동량방정식 :

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

에너지 방정식 :

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

위 식에서 J 는 비직교 좌표계로 변환에 따른 Jacobian을 나타내며 τ_{mi} 은 응력텐서로 Reynolds 응력을 포함한다.

2.2 난류모델

운동량 방정식과 에너지방정식을 시간평균함으로써 생성되는 Reynolds응력과 난류 열유속은 와점

성개념에 따라 아래와 같이 평균 변형률로 나타낸다.

$$-\rho \overline{u_i' u_j'} = \mu_t \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (4)$$

$$-\rho \overline{u_i' T'} = \frac{\mu_t}{Pr_t} \left[\frac{\partial T_j}{\partial x_i} \right] \quad (5)$$

여기서 난류모델의 역할은 와점성계수 μ_t 와 난류 Prandtl수 Pr_t 를 올바르게 결정하는 것이다. 일반적으로 사용되는 표준 모델은 벽면에 근접한 난류 유동에 대해서 대수적인 함수식으로 처리하는 벽함수(wall function)를 사용, 벽면 가까이 영역을 조밀한 격자를 사용하지 않고도 벽처리가 가능한 장점이 있다. 그러나 큰 압력 구배가 있는 유동이나 벽면이 큰 곡률을 가지고 있는 경우 등 벽함수를 항상 사용할 수는 없으며 이러한 표준 난류모델이 가지는 제약성을 해결하기 위한 많은 제안들 중 한 가지가 경험적인 감쇄함수를 도입하여 벽면 가까이의 점성하층 영역을 해석하고자 하는 저 Reynolds수 k- ϵ 난류모델이다. 저 Reynolds수 모델은 벽효과를 보정해주는 실험적 함수들과 난류상수들의 선택에 따라 여러 가지 종류의 모델들이 존재한다. 본 연구에서는 Launder-Sharmar 모델(LS)⁽⁹⁾에 충돌제트유동의 해석에 효과적인 Yap의 보정항⁽¹⁰⁾을 난류 소멸률방정식의 생성항에 추가시켰으며 특히 Chang 과 Mills⁽¹¹⁾ 등은 Yap의 보정항을 Jones and Launder 모델(JL모델)⁽¹²⁾에 적용시켜 평면에 분사되는 축대칭 제트의 다양한 제트 충돌 냉각의 특성들을 예측하여 이 항의 효과를 입증한 바 있다.

저 Reynolds수 모델에서 와점성 계수는 다음과 같다.

$$\mu_t = \rho C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (6)$$

여기서 f_μ 는 저 Reynolds수 함수 중 가장 중요한 역할을 하는 감쇄함수로 다음과 같이 정의되는 난류 Reynolds수의 함수로 나타난다.

$$Re_t = \frac{\rho k^2}{\mu \epsilon} \quad (7)$$

비직교 좌표계에서 k와 ϵ 에 대한 수송방정식을 나타내면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[J \alpha_m^j \left(\rho U_m k - \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_n} \alpha_m^n \right) \right] \\ = P_k - \rho (\epsilon + \bar{D}) \end{aligned} \quad (8)$$

Table 1 The low Reynolds-number functions used in Launder and Sharmar Model.

	LS model	Standard k- ϵ model
f_μ	$e^{-3.4/(1+Re_t/50)^2}$	1
f_1	1	1
f_2	$1 - 0.3 \cdot e^{-Re_t^2}$	1
\bar{D}	$2\nu_* \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j} \right)^2$	0
\bar{E}	$\frac{2\nu_* \mu_t}{\rho} \left(\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j^2} \right)^2$	0

Table 2 The k- ϵ turbulence model constants.

	C_μ	C_1	C_2	σ_k	σ_ϵ
LS Model	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3
Standard k- ϵ	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

$$\begin{aligned} \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[J \alpha_m^j \left(\rho U_m \bar{\epsilon} - \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial x_n} \alpha_m^n \right) \right] \\ = -\frac{\bar{\epsilon}}{k} (C_1 f_1 P_k + C_2 f_2 \rho \bar{\epsilon}) + \bar{E} + S_{Yap} \end{aligned} \quad (9)$$

$$P_k = \mu_t \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_n} \alpha_j^n + \frac{\partial u_j}{\partial x_m} \alpha_i^m \right] \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_n} \alpha_j^n \right] \quad (10)$$

난류소멸률방정식의 생성항에 추가시킨 Yap의 보정항은 다음과 같다.

$$S_{Yap} = 0.83 \left[\frac{\bar{\epsilon}}{k} \right] \left[\frac{k^{1.5}}{2.5y\bar{\epsilon}} - 1 \right] \left[\frac{k^{1.5}}{2.5y\bar{\epsilon}} \right]^2 \quad (11)$$

식 (8)과 (9)에 사용된 Launder and Sharmar 모델의 경험함수와 경험상수는 실험에 의해 결정되며 그 값들은 다음과 같이 각각 Table 1과 Table 2에 주어져 있다.

3. 수치해석

3.1 격자계

본 연구에서는 평판 위로 분사되는 축대칭 제트를 해석하기 위하여 θ 방향 축대칭으로 가정, Fig. 3과 같이 $\theta=1\text{rad}$ 에 대해 r방향, z방향으로 각각 120×50 의 비균일 격자계를 구성하였고 터빈 블레이드의 선단과 내부 유로를 반원 오목면으로 모사하여 Fig. 4와 같이 x, y방향으로 각각 48×140 의 비직교, 비균일 격자계를 구성하였다. 두 가지 형상에 대해서 분사 제트가 충돌하는 정체점 부근과 벽면 부근에서의 유동장 및 열전달 문제를 중점적

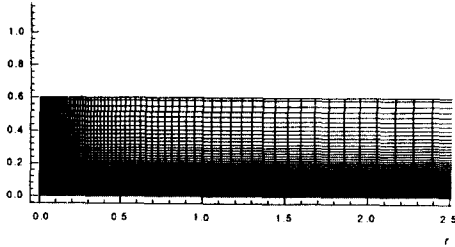


Fig. 3 Grid arrangement for axisymmetry jet impingement on a flat plate.

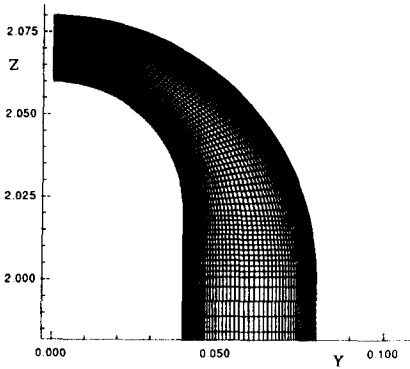


Fig. 4 Grid arrangement for impingement on a semi-circular concave surface.

으로 해석하기 위해 이 부분에 격자수를 집중시켜 효율적으로 계산하도록 하였다. 격자 생성방법으로는 경계의 cartesian 좌표값을 가지고 내부분포함수를 구한 뒤 내부격자점의 좌표를 보간공식에 의해서 구하는 대수적인 방법을 사용하였다.

3.2 지배방정식의 차분화

앞장에서 나타난 비직교 좌표계에 대한 지배방정식들을 검사체적에 대해 체적적분하여 이산화시키는 유한 체적법을 사용하여 대수방정식을 얻는다. 확산항의 공간도함수(spatial derivative)를 구할때는 중심차분법을 사용하였고 대류항차분에는 멱승도식법(power-law scheme)을 적용하여 차분화시켰다.

$$a_P \phi_P = \sum a_{nb} \phi_{nb} + C_P \quad (12)$$

3.3 해석방법

앞 절에서 식 (12) 형태로 이산화된 방정식은 주된 격자점(P, N, S, E, W)에서의 유동변수들만 저장하여 암시적인 처리를 하고 나머지 격자점에서의

변수값들은 현시적(explicit)인 처리를 하여 전단계의 값들을 사용, 변수처리시 계산용량을 줄여준다. 최종적으로는 5개의 대각렬을 갖는 행렬식이 만들어지는데 이를 SIP(Strongly Implicit Procedure) 방법으로 풀어 변수값들을 구한다. 비엇갈림 변수 배열을 사용하여 모든 유동변수들(u, v, P, k, ε)이 같은 계산 격자점에 위치하도록 하였다. 이때 선형 보간법을 사용하여 중심격자점(P점)에서의 속도를 구하면 P점에서의 압력이 계산에 포함되지 않아 압력과 속도가 서로 연결되지 않는 문제가 발생하는데 이를 해결하기 위해 본 연구에서는 Rhie⁽¹³⁾가 제안한 보간 방식을 사용하였다. 압력장의 처리에 있어서는 연속방정식을 이용하여 압력보정 방정식을 유도하고 해를 구하여 그 결과를 제어체적면의 질량 보존 법칙에 따라 압력과 속도를 연결시키는 SIMPLE 알고리즘을 사용하였다.

3.4 경계조건

입구 경계에서 제트의 속도 U_j 는 자유제트가 분사되는 제트유동에 대해 실험결과로부터 주어진 레이놀즈수에 해당되는 속도를 경계면에 수직한 값으로 주었으며 입구에서의 제트온도 T_j 는 상온에 해당되는 295K로 실험논문과 동일한 조건으로 주었다. 또한 이 실험결과에서 측정된 중심선의 난류강도 TI 를 균일한 분포의 입구경계조건으로 주었으며 난류운동에너지와 난류에너지 소산율의 입구조건을 다음과 같은 식으로 주었다.

$$k_{in} = 1.5 \times (TI \cdot U_j)^2 \quad (13)$$

$$\varepsilon_{in} = \frac{C_\mu k_{in}^{3/2}}{L_c} \quad (14)$$

벽면 경계조건은 점착(no-slip) 경계조건을 사용하여 운동량 방정식과 에너지 방정식에서 대류항을 소거시켰으며 확산항은 첫번째 격자점에서 벽마찰응력 τ_w 를 사용하여 다음과 같이 처리된다.

$$(a_P + \tau_w \delta A) u_P = \sum a_{nb} u_{nb} + S_P \quad (15)$$

표준 k-ε모델을 사용하는 경우 y^+ 가 11.63보다 큰 경우 벽함수를 적용하여 벽마찰응력을 다음과 같이 구하게 된다.

$$y^+ = \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_P^{1/2} \delta n}{\mu} \quad (16)$$

$$\tau_w = \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_P^{1/2} \kappa}{\ln(Ey^+)} \quad (17)$$

여기서 k 는 Karmman 상수, E 는 적분상수 값으로 $k=0.41$, $E=0.09$ 를 사용하였다. 난류에너지와 난류에너지 소멸률에 대한 벽경계조건은 $k=0$, $\epsilon=0$ 을 각각 적용시켰다.

4. 결과 및 고찰

본 논문에서는 원형단면을 갖는 단일 노즐로부터 평면 위로 수직 분사되는 축대칭제트에 대해 수치 해석하여 평균속도분포, 벽면에서의 압력분포, 마찰계수 등 여러 유동특성들을 구하였다. 이와 더불어 실제 형상에 근접한 두 가지 형상의 노즐로부터 반원오목면에 분사되는 충돌제트에 의한 냉각효과를 해석하고자 레이놀즈수와 충돌 높이에 따른 유동특성과 이러한 유동특성에 의해 크게 영향을 받는 열전달특성을 수치해석에 의해 구하였으며 또한 이 결과로부터 보다 효율적인 냉각시스템의 작동조건을 알아내고자 하였다. 또한 본 계산 결과의 타당성의 여부를 검증하기 위해 동일한 조건과 형상에서 실험한 2차원 충돌제트에 관한 논문⁽⁸⁾의 속도분포와 Nusselt수를 비교하였다.

4.1 평면 위에 분사되는 축대칭 제트에 대한 계산

충돌 높이에 대 직경비 (H/D)를 6~22까지 변화시키며 분사되는 유량을 바꿔가면서 평면 위로 수직 분사되는 축대칭 난류제트에 대한 수치해석을 수행하였다. 단일 원형 노즐에 의해 발생하는 제트유동은 크게 자유제트영역 (free jet region), 충돌영역 (impingement region), 벽면제트영역 (wall jet region) 등 3부분으로 나누어진다. 본 논문에서는 이러한 제트유동의 구조를 알아보기 위하여 중심축을 따른 속도 감소정도와 반경방향 속도분포를 구하여 알아보았다. Fig. 5는 노즐출구로부터 충돌벽면에 도달할 때까지 속도의 감소량을 Giralt⁽²⁾의 실험결과와 비교한 것이다. Fig. 5(a)는 $H/D=6$ 경우로 노즐 출구속도를 그대로 유지하다가 벽면에서 제트직경 (D)만큼 떨어진 높이에서 갑작스럽게 속도가 감소되는 것을 보여주고 있다. 이러한 결과는 높이 대 직경비가 큰 경우 완만한 속도의 감소를 보이는 경향과 큰 차이가 있는데 제트출구 속도 U_j 의 95%되는 속도값을 유지하는 거리로써 정의되는 포텐셜코어의 길이가 원형 노즐의 경우 직경의 5~6배가 되기 때문에 충돌 높이가 작은 H/D

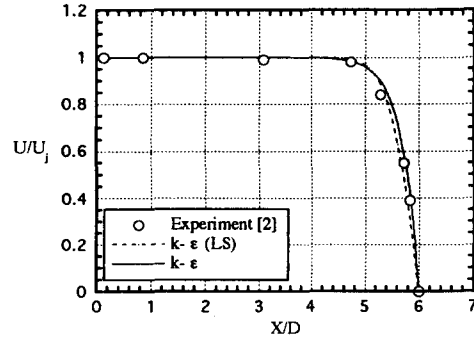


Fig. 5(a) Comparison of the center line velocity decay with experimental data for $H/D=6$, $Re_b=23,750$

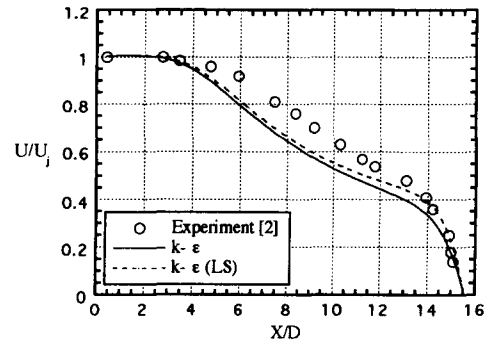


Fig. 5(b) Comparison of the center line velocity decay with experimental data for $H/D=15.56$, $Re_b=40,000$

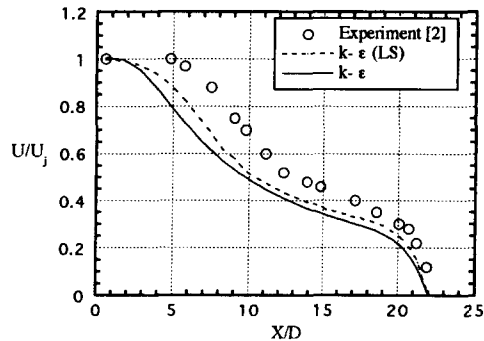


Fig. 5(c) Comparison of the center line velocity decay with experimental data for $H/D=22$, $Re_b=80,400$

=6의 경우에는 포텐셜코어 영역에서 갑작스럽게 충돌영역으로 바뀌어 급격한 중심속도의 감소를 가져오게 된다. $H/D=6$ 일 때는 표준 $k-\epsilon$ 모델과 저 Reynolds수 모델 모두 벽부근에서의 급격한 속

도감소를 잘 예측하고 있으나 $H/D=15.56$ 의 경우 (Fig. 5(b))에는 두 모델 모두 포텐셜코어의 길이를 다소 작게 예측하여 전체적으로 실험치보다 빠른 속도의 감소를 보이고 있다. $H/D=22$ 인 경우 (Fig. 5(c))에도 전체적인 경향은 실험결과를 따르고 있으나 $H/D=15.56$ 일 때보다 더욱 빠른 중심속도의 감소를 보여 중간 부분에서는 실험치와 다소 큰 오차를 보이고 있다. 모델링 비교에 있어서 벽 근처에서의 속도 감소뿐 아니라 포텐셜코어 길이의 예측에 있어서도 표준 $k-\epsilon$ 모델보다 LS 모델을 사용할 때 더 좋은 결과를 얻을 수 있었다. 벽 근처에서 LS 모델이 더 좋은 결과를 얻을 수 있었던 이유는 LS 모델인 경우에는 저레이놀즈 영역에서 점성 효과를 효과적으로 기술한 반면에 표준 $k-\epsilon$ 모델에서는 저레이놀즈 영역을 국부 평형에 근거하여 기술함으로 인해 층돌 체트가 있는 비 국부 평형 상태의 저레이놀즈 영역을 적절히 모사할 수 없었기 때문으로 생각한다. 또한 층돌 높이가 증가할수록 실험결과보다 더 빠른 중심속도의 감소를 보이는 이유는 축대칭 형상으로 계산하는데 있어서 반경방향(r)으로의 확산량을 과도하게 예측하고 있기 때문이라고 생각된다. Fig. 6는 정체점으로부터 반경방향으로 서로 다른 세 위치에서 반경방향 속도 분포를 무차원화하여 나타낸 것이다. 여기서 V_m 은 각 위치에서 최대 반경방향 속도를 의미하며 δ 는 최대속도의 $1/2$ 이 되는($V=0.5V_m$) 벽면으로부터의 높이를 의미한다. Schwarz, Cosart⁽¹⁴⁾가 실험한 결과와 비교할 때 정량적으로 잘 일치하는 결과를 얻을 수 있었으며 이것은 체트가 벽면과 층돌 후 벽면을 따라 진행할때의 속도 분포를 잘 예측하

고 있음을 의미한다. 층돌벽면을 따르는 정압분포를 $H/D=6$, $Re_b=30,000$ 인 경우에 대해서 표준 $k-\epsilon$ 모델과 LS 모델을 사용하여 수치해석한 결과를 Fig. 7에 나타내었다. 여기서 벽면 위에서의 압력 P_w 는 정체점에서의 압력 P_s 를 써서 무차원화시켰으며 기준압력 P_r 은 영(zero)을 사용, 절대압력으로 비교하였다. 수치해석한 결과를 Giralt⁽²⁾의 실험한 결과와 비교할 때 두 가지 모델 모두 잘 일치함을 보이고 있다. 특히 표준 $k-\epsilon$ 모델은 실험치와 거의 근접한 결과를 얻었을 수 있었으며 LS 모델을 사용할 경우에도 반경방향으로 높이의 30% 되는 좁은 영역에 압력이 분포됨을 잘 예측하고 있다. Fig. 8은 같은 경계조건하에서 LS 모델을 사용한 본 연구의 수치해석 결과와 $k-\epsilon$ 모델을 사용한 Amano, Brandt⁽³⁾의 수치해석 결과를 비교하기 위하여 벽면을 따라 변화되는 표면 마찰계수를 계산한 결과이다. 전체적으로 Bradshaw, Love⁽¹⁵⁾가

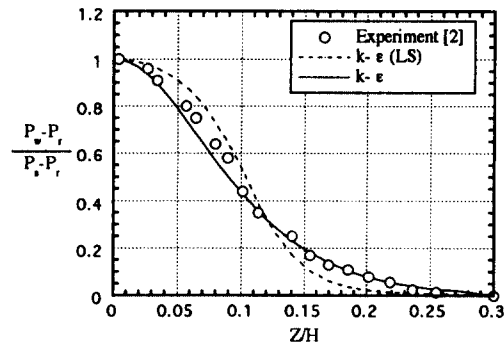


Fig. 7 Comparison of wall static pressure with experimental data for $H/D=6$, $Re_b=30,000$.

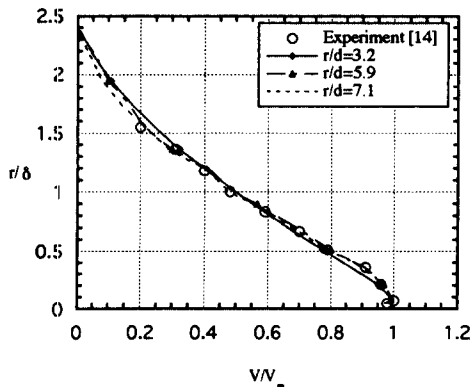


Fig. 6 Comparison of the radial velocity profile with experimental data for $H/D=6$, $Re_b=23,750$

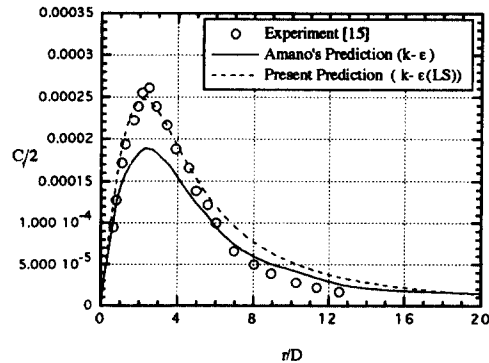


Fig. 8 Comparison of skin friction along the wall with experimental data for $H/D=18$, $Re_b=180,000$.

H/D=18인 경우에 대해서 실험한 결과와 잘 일치하고 있으며 특히 r/D=2.5 부근에서 최대 마찰계수를 가짐을 잘 예측하고 있다. 하류영역에서는 마찰계수를 실험치보다 다소 상향 예측하고 있으나 같은 경우에 대해서 Amano, Brandt⁽³⁾가 균일 속도로 제트를 분사시킬 때 수치해석한 결과보다 좋은 결과를 얻을 수 있었다.

4.2 반원 오목면 위에 분사되는 2차원 제트에 대한 계산

Fig. 9에서와 같이 두 가지 형상(원형단노즐, 사각단노즐)의 노즐로부터 반원오목면에 분사되는 충돌제트유동에서 노즐출구의 속도분포는 같은 형상에서 노즐의 중심선 속도가 각각 5m/s와 10m/s인 경우에 대해 자유제트의 실험한 결과로부터 측정된 속도분포로 주었고 난류강도분포는 같은 조건하에서 측정된 중심선의 난류강도의 값을 균일한 난류강도분포로 주어 입구경계조건으로 적용하였으며 또한 충돌제트의 노즐 출구 온도는 295K로 균일한 분포로 주었다. 노즐출구의 중심선 속도(U_j)가 각각 5m/s와 10m/s에 해당되는 노즐출구의 평균속도를 기준으로한 레이놀즈수(Re_{2B})가 각각 3193과 6297이고 충돌높이 대 노즐폭의 비(H/B)를 4~20으로 변화시킬 때 노즐의 형상, 레이놀즈수와 충돌높이 대 노즐폭의 비의 변화에 따른 축방향(Z방향)의 유동특성과 오목면에 등열유속 조건을 주었을 때 각각의 조건에 따른 오목면에서의 열전달 계수를 계산하여 열전달 특성을 해석하였다. Fig. 10과 Fig. 11은 H/B가 20이고 레이놀즈수가 6297일 때 노즐의 형상에 따라 축방향(Z방향)으로 진행하면서 발달되어 가는 폭방향(Y방향) 속도비의 분포와 무차원난류강도의 변화를 나타낸 것이다. Fig. 10(a)에서와 같이 원형단노즐로부터 분사된 제트

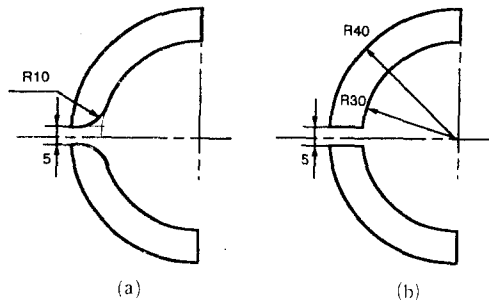


Fig. 9 Nozzle geometry

는 노즐출구 인접영역에서는 노즐단부근($Y = \pm 0.5$)을 제외하고는 거의 균일한 속도분포를 보이다가 축방향으로 진행함에 따라 노즐단부근에서 제트유동과 주위유동과의 큰 속도차이에 의한 혼합현상이 발생되며 점차로 주위 유체의 유입량의 증가로 인해 중심선($Y/B=0$) 방향으로 확산되어 속도가 줄어드는 전단층이 점차 확대되고 있으며 Z/B=5.8인 곳에서는 균일한 속도분포는 급격히 줄어들게 되어 마치 증모양의 속도분포를 나타내고 있고 계속 진행함에 따라 벽면의 영향으로 인해 주위 유동방향으로 확산되어 주위 속도와와의 차이가 크게 줄어들게 되고 벽에 인접한 영역에서는 거의 균일

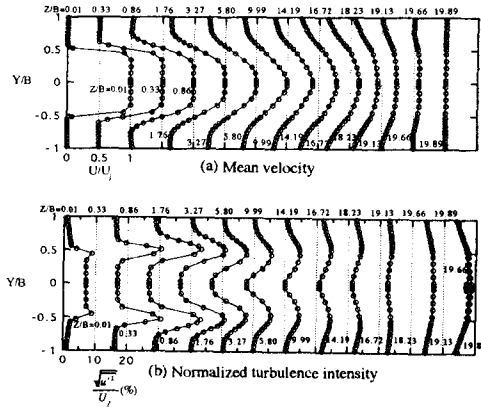


Fig. 10 Development of the distributions of axial velocity and turbulence intensity for the round edged nozzle at $Re_{2B}=6297$ ($U_j=10m/s$).

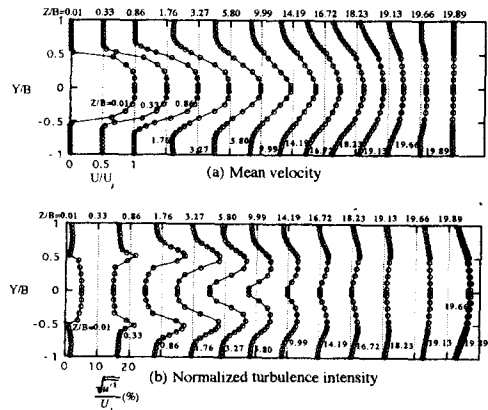


Fig. 11 Development of the distributions of axial velocity and turbulence intensity for the rectangular edged nozzle at $Re_{2B}=6297$ ($U_j=10m/s$).

한 속도분포를 나타내고 있다. Fig. 10(b)에 그려진 난류강도분포를 보면 $Z/B=0.01$ 에서는 제트의 난류강도는 균일한 분포를 보이며 주위유동에 비해 상대적으로 큰 값을 나타내고 있고 노즐출구인점영역의 노즐단부근에서는 주위유동과의 속도차에 의한 유동의 불안정성이 증가되어 제트의 난류강도보다 조금 증가되는 현상을 보이며 축방향으로 진행함에 따라 주위유동과의 속도차가 커짐으로 인해 유동의 불안정성이 크게 증가되어 난류강도는 급격히 증가함을 보이고 있다. 축방향으로 계속 진행함에 따라 노즐단에서의 불안정성은 중심선방향과 주위 유동방향으로 확산되어 $Z/B=19.13$ 인 곳에서는 거의 균일한 분포를 보이고 있고 $Z/B=19.66$ 인 지점에서는 중심선의 난류강도가 최대값을 나타낼 수 있으며 $Z/B=19.89$ 인 지점에서는 난류소멸률의 급격한 증가로 인하여 난류강도값이 크게 감소함을 알 수 있고 또한 주위 유동방향으로 갈수록 난류소멸률의 증가로 난류강도는 크게 줄어드는 경향을 보이고 있다. Fig. 11(a)에 나타난 노즐출구의 속도분포는 원형단 노즐에서와는 달리 예리한 노즐형상을 통과하면서 큰 유동변화로 인해 노즐출구에서는 균일한 속도분포를 가진 영역이 크게 줄어들 수 있으며 이로 인해 노즐단부근에서는 주위유동과의 혼합에 의한 영향이 원형단노즐의 경우보다 쉽게 중심선방향으로 확산되어 중심선 속도 분포에 영향을 미치고 있음을 볼 수 있다. 하지만 그 이후 영역에서는 원형단노즐에서의 결과와 유사한 속도분포를 나타내고 있음을 알 수 있다. 또한 Fig. 11(b)의 난류강도 분포를 보면 $Z/B=0.01$ 인 영역의 제트의 난류강도 분포는 원형단노즐의 경우와 비슷하나 노즐단 부근에서는 원형단노즐에 비해 훨씬 작은 값을 나타낼 수 있으며 이 차이로 인하여 폭방향으로 확산되는 양이 달라지게 되고 폭방향의 난류분포에 큰 차이를 보이게 된다. 그 이후 영역에서는 원형단의 난류강도분포와 유사함을 보이고 있으나 노즐출구인점영역의 노즐단에서는 원형단노즐과 사각단노즐의 노즐단의 속도 차이로 인하여 난류강도의 크기가 원형단노즐에 비해 크게 감소함을 알 수 있다. 또한 Fig. 12과 Fig. 13는 레이놀즈수의 변화에 따른 유동특성을 파악하고자 H/B 가 20이고 각각의 레이놀즈수가 3193일 때 노즐의 형상에 따라 축방향으로 진행하면서 발달되어 가는 폭방향의 속도비 분포와 무차원난류강도의 변화를 나타낸 것이다. Fig. 12(a)에 나타난 노즐

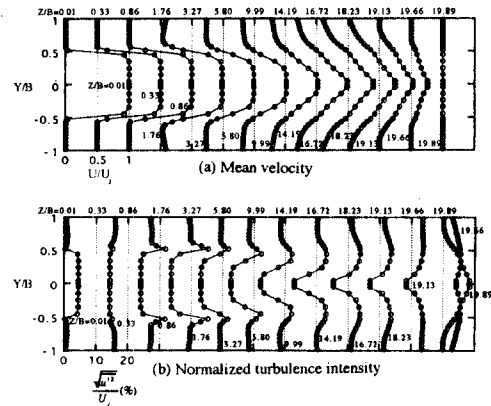


Fig. 12 Development of the distributions of axial velocity and turbulence intensity for the round edged nozzle at $Re_{28} = 3193$ ($U_j = 5\text{m/s}$).

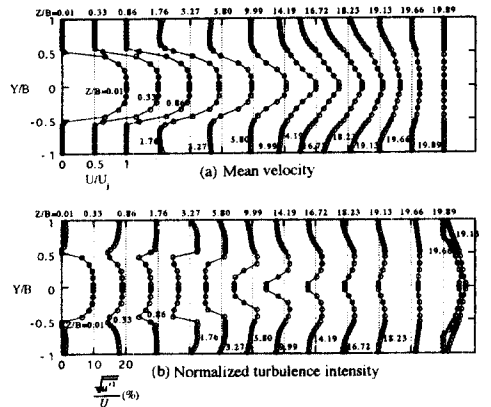
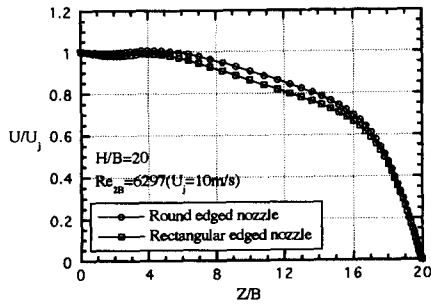


Fig. 13 Development of the distributions of axial velocity and turbulence intensity for the rectangular edged nozzle at $Re_{28} = 3193$ ($U_j = 5\text{m/s}$).

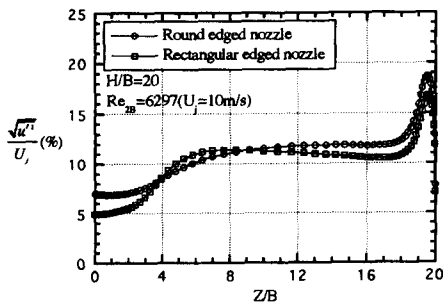
출구에서의 속도분포는 Fig. 10(a)의 속도분포와 유사함을 알 수 있으나 중심선방향과 주위 유동방향으로 속도분포의 확산정도가 레이놀즈수의 감소에 따라 훨씬 더 작아져 $Z/B=14.19$ 인 영역에 이르러 주위 유입으로 인한 효과가 중심선의 속도분포에 영향을 미치고 있음을 알 수 있다. 속도분포의 확산정도가 작은 이유는 Fig. 10(b)와 Fig. 12(b)를 비교해 볼 때 레이놀즈수가 3193인 경우가 6297인 경우보다 노즐단부근에서의 속도차이가 상대적으로 작아져 이 부근에서 유동의 불안정성이 줄어들게 되고 이에 따라 난류강도의 크기가 상대적으로 작아지기 때문이다. Fig. 13(a)에서와 같이

노즐형상에 따라 변화되는 속도분포의 경향이 레이놀즈수가 6297인 경우와 유사함을 알 수 있으나 레이놀즈수의 감소에 따라 속도분포의 확산정도가 현저히 줄어들음을 알 수 있다. Fig. 13(b)의 난류강도 분포를 볼 때 특이한 점은 노즐출구의 제트난류강도의 절대값이 다른 경우보다 현저히 커짐을 알 수 있다. 이로 인해 $Z/B=5.8$ 인 영역까지는 제트유동의 난류강도가 노즐단에서의 난류강도 보다 큰 결과로 인해 주위유동방향으로 확산됨을 보여주었고 있다. 본 연구에서는 동일한 형상과 조건에서 실험한 양근영⁽⁹⁾ 등의 측정결과와 비교하기 위해 두 가지 다른 형상을 가지는 노즐을 사용하여 노즐에 따라 다르게 발생하는 제트유동장을 해석하였다. 하지만 충돌제트에 대한 결과가 없어 자유제트가 분사되는 경우에 노즐출구속도분포와 난류강도를 입구조건으로 주어 중심선의 평균속도비와 무차원 난류강도를 계산해 보았다. Fig. 14와 Fig. 15는 $H/B=20$ 이며 레이놀즈수가 각각 3193과 6297일 때 노즐단의 형상에 따른 축방향의 평균속도비의 변화와 무차원

난류강도분포를 나타낸 것이다. Fig. 14(a)에서 속도비가 95% 이상이 되는 포텐셜코어 길이가 원형단 노즐의 경우는 8B정도이며 사각단 노즐의 경우는 6B정도로 나타나 원형단 노즐의경우가 사각단 노즐에 비해 긴 포텐셜코어 영역을 가짐을 보이게 되는데 이것은 원형단 노즐에서는 출구영역에서 폭 방향으로 거의 균일하게 유동이 시작되어 하류로 갈수록 가장자리에서부터 주위유동과 혼합되어 속도가 차츰 감소되기 시작하지만 사각단 노즐은 폭 방향으로 균일한 속도를 갖는 부분이 적고 출구에서 부터 어느정도 발달된 속도분포를 가지고 있기 때문에 하류로 갈수록 속도가 훨씬 빨리 감소하기 때문이다. 그리고 원형단의 경우에는 2차원 평면제트 유동의 실험결과⁽⁹⁾와 잘 일치함을 보였으나 사각단의 경우는 실험에서 측정된 5B보다 조금 긴 포텐셜코어 길이를 예측하고 있다. 이것은 노즐로부터 분사되는 출구속도분포와 난류강도를 자유제트인 경우에 대해 적용한 실험결과를 이용하였기 때문에 노즐을 통과하면서 비교적 유동변화가 적은

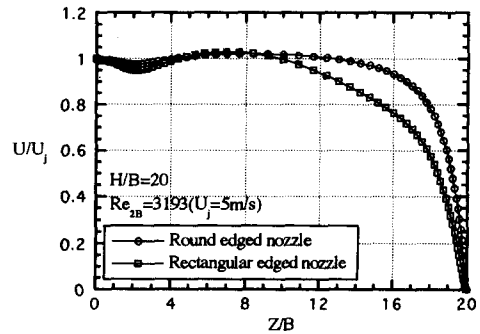


(a)

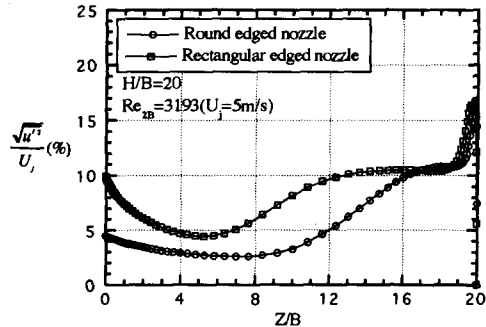


(b)

Fig. 14 Normalized mean velocity and turbulence intensity profile along the center line for $Re_{2B}=6297$.



(a)



(b)

Fig. 15 Normalized mean velocity and turbulence intensity profile along the center line for $Re_{2B}=3193$.

원형단의 경우에는 별 차이가 없었으나 사각단의 경우는 큰 유동변화로 인하여 입구조건에 다소 차이가 있어 생긴 결과로 생각된다. 포텐셜영역을 지나감에 따라 주위유동과의 혼합으로 인하여 속도가 줄어들게 되고 벽인접영역에서는 유동방향의 갑작스러운 변화로 인해 급격히 감소되는 경향을 보이고 있다. Fig. 15(a)에 나타난 속도분포를 보면 포텐셜코어길이가 원형단노즐의 경우는 15B정도이며 사각단노즐의 경우는 11B정도로 예측되어 원형단노즐의 경우가 사각단의 경우보다 더 긴 포텐셜코어 길이를 나타내고 있어 Fig. 14(a)에서와 같이 노즐형상에 따른 변화가 비슷한 경향을 보이고 있지만 레이놀즈수가 3193인 경우에 두 가지 노즐형상에 대한 결과가 레이놀즈수가 6297인 경우에 비해 훨씬 더 길어짐을 알 수 있는데 이것은 레이놀즈수가 6297인 경우에 비해 노즐단부근에서의 혼합 정도가 상대적으로 약해지기 때문이다. 또한 벽인접영역에서의 속도구배는 레이놀즈수가 6297인 경우에 비해 훨씬 더 커짐을 알 수 있다. Fig. 14(b)는 레이놀즈수가 6297인 경우에 노즐의 형상에 따른 중심선의 축방향 난류강도분포를 나타낸 것이다. 원형단의 경우는 $Z/B=2$ 인 영역까지 일정한 난류강도분포를 보이고 있고 사각단의 경우는 이 영역까지 조금씩 증가함을 볼 수 있다. 이것은 Fig. 10(b)와 Fig. 11(b)에서 볼 수 있듯이 원형단의 경우가 사각단의 경우보다 노즐출구의 속도분포로 인해 확산정도가 약하기 때문에 이 영역에서 거의 일정한 분포를 나타내지만 사각단의 경우는 상대적으로 확산정도가 강하기 때문에 이 영역에서 노즐단에서의 효과가 조금씩 영향을 미치고 있기 때문이다. Z/B 가 2보다 큰 영역에서는 포텐셜영역에 도달할 때 까지 노즐단부근의 유동의 불안정성으로 인한 효과가 중심선까지 점점 더 크게 영향을 미치기 때문에 이 영역에서 난류강도는 급격히 증가됨을 볼 수 있다. 또한 난류강도의 1차 최대치가 사각단의 경우는 대략 6B이고 원형단의 경우는 11B로 나타남을 알 수 있어 원형단의 경우가 사각단의 경우보다 더 길어짐을 볼 수 있다. 이것은 포텐셜영역이 끝나는 영역(사각단은 6B, 원형단은 8B)에서 노즐단의 유동의 불안정성이 중심선에 가장 크게 영향을 미치기 때문이며 이 결과는 포텐셜 길이가 난류강도의 최대치와 밀접한 관련이 있음을 입증하는 것이다. 난류강도의 최대값을 나타낸 이후에서의 난류강도분포는 중심선과 주위유동으로

확산되어 거의 일정한 분포를 보임에 따라 중심선의 난류강도는 거의 일정한 값을 유지하고 있다. 또한 벽인접영역($Z/B=19.5$)에서는 갑작스러운 유동방향의 변화에 따라 난류강도가 급격히 증가됨을 볼 수 있고 또한 원형단의 경우가 사각단의 경우보다 조금 높게 나타남을 볼 수 있으며 $Z/B=19.5$ 이상의 영역에서는 난류강도가 급격히 감소함을 볼 수 있는데 이것은 이 영역에서 큰 에디들에 의한 난류에너지가 작은 에디들에 의한 난류소멸률에너지로 급속히 바뀌게 됨으로써 생긴 결과라고 생각된다. Fig. 15(b)는 레이놀즈수가 3193인 경우에 노즐의 형상에 따른 중심선의 축방향 난류강도분포를 나타낸 것이다. Fig. 12(b)와 Fig. 13(b)의 난류강도의 분포에서 볼 수 있듯이 사각단의 경우는 $Z/B=8$ 인 영역까지 조금씩 감소하는 분포를 나타내고 있으며 원형단의 경우에는 $Z/B=5.5$ 인 영역까지 크게 감소하는 분포를 보이고 있다. 이 결과는 노즐을 통과하면서 급속한 유동변화로 특히 사각단의 경우는 노즐 출구의 난류강도는 커지게 되고 이로 인해 노즐제트의 높은 난류강도가 상대적으로 작은 난류강도를 나타내는 주위유동으로 확산되어 노즐부근의 난류강도는 급속히 감소되기 때문이라고 생각한다. 원형단의 경우는 $Z/B=8$ 인 영역에서부터 증가하기 시작하여 $Z/B=17$ 인 영역에서 1차 최대값을 보이고 있으며 사각단의 경우는 $Z/B=5.5$ 에서부터 증가하여 $Z/B=14$ 인 영역에서 최대값을 나타냄을 알 수 있다. 이것은 이 영역에서 노즐중심의 난류강도보다 노즐단에서의 난류강도가 커짐으로 인해 중심선의 난류강도에 영향을 미치게 되어 축방향으로 진행함에 따라 점점 더 증가하게 되며 포텐셜영역이 끝나는 부근에서 급격히 증가되기 때문이다. 레이놀즈수가 6297인 경우와 마찬가지로 벽인접영역($Z/B=19.8$)에서는 난류강도가 급속히 증가함을 알 수 있고 원형단의 경우가 사각단의 경우보다 큰 값을 나타내고 있으며 $Z/B=19.8$ 이상의 영역에서는 난류강도가 크게 감소함을 보이고 있다. Fig. 16는 레이놀즈수가 6297일 때 충돌 높이 대 노즐폭비와 노즐형상에 따른 중심선의 속도변화를 나타낸 것이다. 충돌 높이 대 노즐폭이 감소할수록 벽인접영역의 속도구배가 커지고 포텐셜영역이 크게 감소함을 볼 수 있으며 전반적으로 원형단의 포텐셜코어길이가 사각단의 경우보다 길어짐을 알 수 있다. 또한 충돌 높이 대 노즐폭이 감소할수록 두 가지 노즐에 의한 포텐셜길이의 차

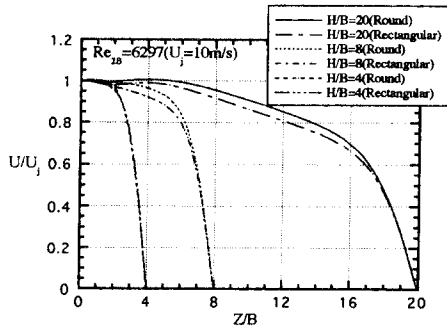


Fig. 16 Normalized mean velocity profile along the center line for various ratio of impinging height to nozzle width at $Re_{2B}=6297$.

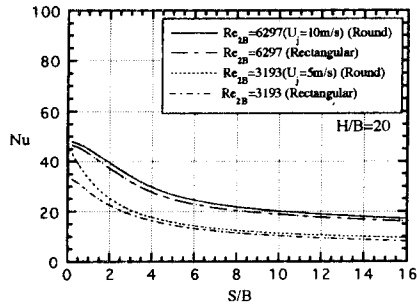


Fig. 17 Local Nusselt numbers in the circumferential direction for the various Reynolds number and nozzle shape.

이가 줄어들음을 볼 수 있다. Fig. 17은 충돌 높이 대 노즐폭비가 20일 때 노즐의 형상과 레이놀즈수에 의해 오목면을 따라 변해가는 Nusselt수의 변화를 계산한 결과이다. 정체점영역에서의 Nusselt수가 가장 큰 값을 나타내고 있으며 하류영역으로 갈수록 감소하는 결과를 보여 주고 있다. 이것은 Fig. 10(b)와 Fig. 11(b)에서와 같이 벽에 가장 근접한 영역에서의 난류강도의 분포를 보면 중심선에서 가장 큰 난류강도값을 나타내어 열전달 효과가 가장 커짐을 알 수 있고 하류영역으로 갈수록 난류강도가 크게 감소함에 따라 열전달률이 떨어지기 때문이다. 또한 Nusselt수는 레이놀즈수의 증가에 따라 크게 증가함을 보이며 원형단의 경우가 사각단에 비해 열전달률이 커짐을 볼 수 있는데 특히 레이놀즈수가 작은 경우($Re_{2B}=3193$)에 두 노즐에 대한 효과가 정체점 부근에서 크게 나타남을 볼 수 있다. 이것은 Fig. 10~Fig. 13(b)의 결과로부터 $Z/B=19.89$ 에서의 정체점의 난류강도를 비교해 볼

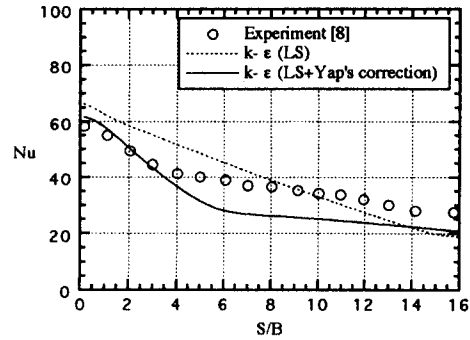


Fig. 18(a) Local Nusselt numbers along the circumferential direction for the round edged nozzle at $H/B=4$, $Re_{2B}=6297$.

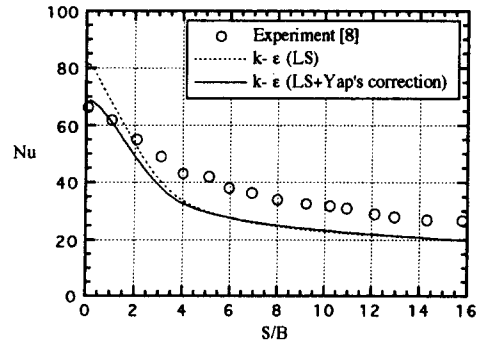


Fig. 18(b) Local Nusselt numbers along the circumferential direction for the round edged nozzle at $H/B=8$, $Re_{2B}=6297$.

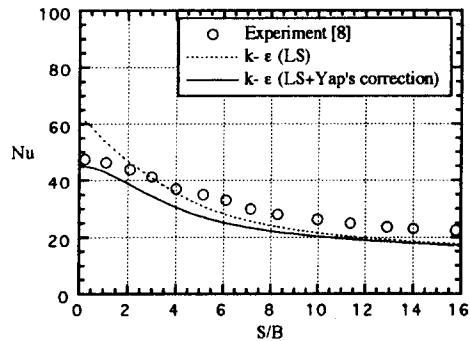


Fig. 18(c) Local Nusselt numbers along the circumferential direction for the round edged nozzle at $H/B=20$, $Re_{2B}=6297$.

때 레이놀즈수가 6297인 경우에는 노즐형상에 따라 난류강도값의 차이가 작음을 보이고 있는 반면에 레이놀즈수가 3193인 경우에는 노즐형상에 따라 난

류강도값이 큰 차이를 보이게 되고 이와 더불어 열전달률도 유동의 불안정성의 차이가 커짐으로 인하여 큰 차이를 보인 결과라고 생각한다. Fig. 18은 충돌 높이를 변화시키면서 등류유속 조건의 오목면에서의 열전달계수를 구한 것이다. 정체점 부근에서 난류강도가 최대가 됨으로 인해 가장 큰 열전달률을 나타내며 오목면을 따라 하류로 진행하면서 난류강도의 급격한 감소로 인해 Nusselt수의 급격한 감소를 보이고 있어 분사제트에 의한 냉각효과는 정체점 부근에 집중됨을 알 수 있다. 저 Reynolds 모델을 이용하여 수치해석하는 경우에 전반적으로 정체점에서의 Nusselt수를 상향예측하고 후류영역에서는 하향예측하고 있어 실험치와 큰 오차를 보이고 있다. 하지만 Yap의 보정항을 추가시킨 경우에는 정체점부근에서는 모든 충돌 높이 대 노즐폭에 대해 잘 일치함을 보이고 있다. 그러나 후류영역에서는 여전히 큰 차이가 있음을 볼 수 있다. 정체점에서 Nusselt수가 가장 큰 위치는 $H/B=8$ 인 경우로 실험논문⁽⁸⁾의 경우 벽면이 노즐에서 아주 가까운 위치에 있는 경우 ($H/B=0.5$)를 제외하고 $H/B=7\sim 9$ 에서 최대 Nusselt수를 얻음과 잘 일치하고 있다. $H/B=8$ 인 위치는 포텐셜코어가 끝나는 위치와 거의 일치하는데 포텐셜코어내에서는 제트의 속도는 거의 감소하지 않으면서 난류강도가 계속증가되기 때문에 정체점에서의 열전달계수가 증가되지만 포텐셜코어를 지나면서는 평균속도와 난류강도가 감소되기 때문에 열전달계수가 감소되므로 포텐셜코어가 끝나는 지점에 벽면이 위치하는 경우에 가장 큰 정체점 Nusselt수가 나타난다. 본 논문의 수치계산에는 IRIS Indigo Workstation이 사용되었으며 표준 $k-\epsilon$ 모델을 사용하는 경우 약 2시간 정도, 저 Reynolds $k-\epsilon$ 모델을 사용하는 경우에는 2시간 30분 정도의 전산시간이 소요되었다.

5. 결 론

본 연구에서는 원형단면 노즐로부터 평면에 분사되는 제트유동과 두 가지 형상의 노즐로부터 반원오목면에 분사되는 제트유동에 대한 유동특성과 열전달특성을 알아내고자 각 유동의 속도분포와 열전달계수를 수치해석방법에 의해 계산하였으며 이 결과를 해석하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 평면에 분사되는 확대칭제트의 중심축을 따

른 속도의 감소를 예측하는데 있어서 LS모델이 표준 $k-\epsilon$ 모델보다 실험결과⁽²⁾와 더 잘 일치함을 보이고 있으나 충돌거리가 큰 경우에는 포텐셜코어 길이를 다소 작게 예측하고 있다. 이러한 원인은 반경방향 확산량을 과도하게 예측하고 있기 때문이라고 생각된다.

(2) 원형단면 노즐로부터 균일한 속도로 제트를 분사시킬 때 정체점에서 최대 압력을 가지며 충돌 높이의 30% 정도되는 좁은 영역에 벽면압력이 분포됨을 보이고 있다. 또한 정체점에서 노즐직경의 2.5배 떨어진 지점에서 최대 벽면 마찰계수가 발생함을 얻을 수 있었으며 동일한 조건으로 실험한 결과들과 잘 일치됨을 보이고 있다.

(3) 같은 유동조건에서 노즐 형상에 따른 포텐셜코어 길이를 비교하면 원형단 노즐의 경우 8B 정도이며 사각단 노즐의 경우 6B로 나타남을 알 수 있어 원형단의 포텐셜 코어 길이가 사각단의 경우보다 더 길어짐을 알 수 있다.

(4) 제트가 충돌하는 오목면의 위치를 변화시키면서 열전달계수를 구한 결과 $H/B=8$ 인 높이에서 최대 정체점 Nusselt수를 보이고 있다. 이러한 결과는 원형단 노즐의 경우에 포텐셜코어 길이가 제트폭의 8배가 되는 영역까지 지속되며 이 영역에서는 출구의 유속을 계속 유지하면서 난류강도의 꾸준한 증가를 보이게 되고 포텐셜코어가 끝나는 지점에서 가장 이상적인 속도와 난류강도를 가지게 되어 이 지점에 냉각벽면이 위치하는 경우에 최대 열전달률을 얻을 수 있다.

(5) 반원오목면에 충돌후 일어나는 복잡한 난류구조를 가지는 유동에서 저 Reynolds수 모델(LS)은 중심축의 속도분포를 비교적 잘 예측하고 있으나, 열전달 문제를 해석하는데는 효과적이지 못하였다. 이에 따라 충돌냉각에 효과적인 Yap의 보정항을 추가시킨 결과, 정체점부근에서는 실험치와 잘 일치하였다. 하지만 후류영역에서는 다소 차이가 있음을 볼 수 있다. 따라서 이 영역에서의 오차를 줄이기 위해서는 보다 향상된 난류모델이 필요하다.

(6) 레이놀즈수의 증가에 따라 열전달률은 증가함을 보였고 원형단의 경우가 사각단의 경우보다 더 높은 열전달 효과를 얻었으며 특히 레이놀즈수가 작은 경우에 노즐의 형상에 따라 정체점 부근의 열전달 효과에 큰 차이를 보여 주고 있음을 알 수 있다.

후 기

본 연구는 터보동력기계 연구센터(TPMRC)의 연구비 지원으로 수행되었으며 이에 관계자 여러분께 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Gardon, R. and Akfirat, J. C., 1966, "Heat Transfer Characteristics of Impinging Two-Dimensional 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) Amano, R. S. and Brandt, H., 1984, "Numerical Study of Turbulent Axisymmetric Jets Impinging on a Flat Plate and Flowing into an Axisymmetric Cavity," *ASME J. of Fluids Engineering*, Vol. 106, pp. 410~417.
- (4) 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 and Mass Transfer*, Vol. 37, No. 6, pp. 967~976.
- (5) Tabakoff, W. and Clevenger, W., 1972, "Gas Turbine Blade Heat Transfer Augmentation by Impingement of Air Jets Having Various Configurations," *ASME J. of Engineering for Power*, pp. 51~60.
- (6) Gau, C. and Chung, C. M., 1991, "Surface Curvature Effect on Slot-Air-Jet Impingement Cooling Flow and Heat Transfer Process," *ASME J. of Heat Transfer*, Vol. 113, pp. 858~864.
- (7) Bunker, R. S. and Metzger, D. E., 1990, "Local Heat Transfer in Internally Cooled Turbine Airfoil Leading Edge Region: Part I-Impingement Cooling without Film Cooling Extraction," *ASME J. of Turbomachinery*, Vol. 112, pp. 451~458.
- (8) 양근영, 1993, "반원 오목면에 분사되는 제트 충돌 냉각에 관한 실험적 연구," 석사학위 논문, 서울대학교.
- (9) Launder, B. E. and Sharmar, B. I., 1974, "Application of the Energy Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow Near a Spinning Disc," *Letters in Heat and Mass Transfer*, Vol. 1, No. 2, pp. 131~136.
- (10) Yap, C., 1987, "Turbulent Heat and Momentum Transfer in Recirculating and Impinging Flows," Ph. D. Thesis, Faculty of Technology, University of Manchester, United Kingdom.
- (11) Chang, B. H. and Mills, A. F., 1991, "Computation of Heat Transfer From Impinging Turbulent Jets," U. C. L. A. Laboratory for Flight Systems Research Report.
- (12) Jones, W. P. and Launder, B. E., 1972, "The Prediction of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence," *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 15, pp. 301~314.
- (13) Rhie, C. M., 1981, "A Numerical Study of the Flow past an Isolated Airfoil with Separation," Ph. D. Thesis, Dept. of Mech, University of Illinois at Urbana-Champaign.
- (14) Schwarz, W. H. and Cosart, W. P., 1961, "The Two-Dimensional Turbulent Wall-Jet," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 10, pp. 481~485.
- (15) Bradshaw, P. and Love, E. M., 1959, "The Normal Impingement of a Circular Air Jet on a Flat Surface," *ARCR. and M.*, No. 3205.