2 차원 Confined 충돌 슬롯제트의 유선상류도식을 이용한 수치 해석

박태현*. 최형권**. 유정열†. 김상준***

(2002 년 1 월 24 일 접수, 2002 년 9 월 5 일 심사완료)

Streamline-Upwind Numerical Simulation of Two-Dimensional Confined Impinging Slot Jets

Tae Hyun Park, Hyoung Gwon Choi, Jung Yul Yoo and Sang Joon Kim

Key Words : Impinging Slot Jet(충돌슬롯제트), $k-\omega$ Turbulence Model($k-\omega$ 난류모델), SIMPLE Algorithm(SIMPLE 알고리즘), SUPG(유선상류도식), Finite Element Method(유한요소 해석법), Heat Transfer Coefficient(열전달계수)

Abstract

In the present paper, flow and heat transfer characteristics of confined impinging slot jets have been numerically investigated using a SIMPLE-based segregated SUPG finite element method. For laminar jets, it is shown that the skin friction coefficient obtained from the present SUPG formulation approaches the grid-independent Galerkin solution inducing negligible false diffusion in the flow field when a moderate number of grid points are used. For turbulent jets, the k-ω turbulence model is adopted. The streamwise mean velocity and the heat transfer coefficient respectively agree very well with existing experimental data within limited ranges of parameters.

기호설명

B : 노즐 너비
C_f : 벽 마찰 계수, $\tau_w/(0.5\rho U_{in}^2)$
D : 축대칭 제트 노즐 반경
H : 노즐과 충돌면사이의 거리
k : 난류운동에너지
L : x 방향 계산 영역 길이
Nu : 누셀트수, hB/K
P : 압력
Pr : 프란틀수, ν/κ
Pr_t : 난류프란틀수
Re : 레이놀즈수, $U_{in}B/\nu$
T : 온도
t : 시간
U_{in} : 제트입구 평균속도
u_i : 속도 성분
x_i : 직교 좌표계 좌표성분

그리스문자

α : 난류모델 상수 (=0.556)
β : 난류모델 상수 (=0.075)
β^* : 난류모델 상수 (=0.09)
ε : 난류운동에너지의 점성소산율
ν : 동점성계수
ν_t : 난류동점성계수
ρ : 유체 밀도
σ : 난류모델 상수 (=0.5)

* 서울대학교 대학원 기계항공공학부
** 서울산업대학교 기계공학과
† 책임저자, 회원, 서울대학교 기계항공공학부
E-mail : jyyoo@plaza.snu.ac.kr
TEL : 880-7112 FAX : 888-2968
***포항 산업과학기술 연구소

σ^* : 난류모델 상수 (= 0.5)
τ_{ij} : 전단응력
τ_w : 벽 전단응력
ω : 난류 운동에너지의 단위 점성소산율

하첨자

0 : 정체점
2 : 두 번째 정점
cw : 제한 벽
in : 입구
tw : 충돌 벽

상첨자

+ : 벽단위

1. 서 론

충돌제트는 국소적인 열/물질 전달에 있어 제어가 용이하다는 장점으로 인해 많은 산업 분야에서 쓰여지고 있다. 예를 들면, 터빈 블레이드나 전기적인 장치의 냉각뿐 아니라 종이, 유리, 섬유 등의 제조 공정에서도 쓰이고 있다. 최근에는 층류충돌제트가 극소 전자장치의 냉각에 쓰이고 있기도 하다. 따라서 이 분야에 대한 많은 실험적/수치적 연구가 진행되어 왔다.

Gardon 과 Akfirat[1]는 단일 혹은 여러 개의 충돌제트 시스템에 대해 열유동 계측장치를 이용하여 다양한 레이놀즈수와 노즐/평판 사이의 거리(H/B)에 따른 국소 또는 평균 열전달계수를 측정하였다. 이들은 정체점 구간에서의 최대 열전달계수와 전체 평판에서의 평균 열전달계수가 레이놀즈수와 H/B 의 간단한 함수임을 보였다. 열 유동 계측방법을 이용해서 Heiningen[2]은 H/B = 2.6, 6 에 대해 다양한 레이놀즈수에서 실험적인 연구를 수행하였다. 그는 레이놀즈수가 증가함에 따라 열전달계수의 두번째 정점이 첫 번째 정점보다 커지는 현상을 보였으며, 또한 정체점 구간에서 최대 열전달계수의 위치가 정중앙이 아니고 중앙으로부터 약간 떨어져 있는 위치에 존재함을 보였다. 그는 또한, 정체점 구간과 두 번째 정점 그리고 벽제트 구간에서의 열전달계수가 레이놀즈수와 H/B 의 함수임을 보였다. Ashforth-Frost 등[3]은 I 형 열선 유속계를 이용하여 H/B = 4, 9.2 에서 유선방향 속도분포와 난류량 등을 계측하였다. 그들은 벽으로 제한된 제트의 포텐셜 코어(potential core)는 자유제트의 그것보다 제한된 유체 유입과 확산 비율에 의해 더 길다는 것을 보였다. 그들은 또한, 열전달계수의 두 번째 정점이 나타나는 범위는 제트의 포텐셜 코어의 길이가 노즐과 충돌면 사이의 거리보다 클 때임을 지적하였다. Lin 등[4]도 같은 종류의 벽으로 제한된 충돌제트에 대해 $190 < Re < 1537$ 와 $1 < H/B < 8$ 의 범위에서 실험적인 연구를 수행했다. 이들은 T 형 열전온도계를 이용하여 벽면에서의 열전달계수를 측정하였는데, 열전달계수는 H/B 보다 레이놀즈 수에 훨씬 영향을 많이 받음을 보였다.

수치적인 연구로는 Heiningen 등[5]이 하이브리드(hybrid) 기법을 이용한 유한차분법(FDM)을 이용해서 투과성 벽에 대한 슬롯충돌제트의 효과에 대해 연구를 수행하였다. 최대 마찰계수에 영향을 미치는 제트 노즐에서의 속도 분포에 대해서는 포물선형 속도 분포의 경우보다 평평한 속도 분포의 경우에 노즐에서의 주위 유동 인입이 증가하여 최대 마찰계수가 더 낮아짐을 지적하였다. Law 와 Masliyah[6]는 실험과 수치계산을 통해 평판에 분사되는 2 차원 슬롯충돌제트에 의한 평판에서의 국소 물질전달계수에 대해 연구하였다. 이들은 벽으로 제한된 충돌제트의 유동장이 그 특성에 따라 다섯 가지 종류로 구분될 수 있음을 보였고, 셔우드수(Sherwood number) 그래프에서 보이는 국소적인 최대/최소 구간이 재순환영역에 의한 것임을 밝혀냈다. Chen 등[7]은 높은 슈미트수(Schmitt number)를 가지는 유동의 물질전달에 대해 실험적인 방법과 수치적인 방법을 사용하여 연구했는데, 이들은 물질전달계수의 최대값이 정체점 구간의 정중앙이 아닌 약간 바깥으로 치우친 부분에서 나타남을 보였다.

컴퓨터 성능의 발전으로 난류 유동장에 대한 직접수치해석적인 연구가 활발히 진행되어, 충돌제트 유동장의 경우에도 큰에디모사(LES)나 직접수치모사(DNS)의 수치계산이 시도되고 있다. 그러나 현재 컴퓨터의 연산능력으로는 실제 산업 현장에서 해석하고자 하는 높은 레이놀즈수에서의 충돌제트를 직접수치해석으로 해석하기에는 어려움이 따른다. 따라서, 현실적인 문제의 접근에 있어서 여전히 난류모델은 중요한 의미를 가진다.

Craft 등[8]은 일반적인 제한 벽이 없는 충돌제트 유동장의 계산에 저레이놀즈 수 $k-\varepsilon$ 모델(Low Reynolds number $k-\varepsilon$ model)과 세가지 레이놀즈 응력 모델(Reynolds stress model)의 성능을 시험하였다.

Behnia 등[9]은 Durbin[10]이 제안한 수직속도 완화(normal-velocity relaxation)난류 모델을 이용하여,

제한벽이 없는 축대칭 충돌제트의 유동장에 대한 계산을 수행하였다. 최근에 들어 일부 연구에 있어서는, 표준 $k-\varepsilon$ 모델의 기반이 되는 가정이 정체점 구간등의 유동장에서는 성립하지 않는다는 점에 주목하여 Wilcox[11]가 제안한 $k-\omega$ 모델을 이용한 계산이 시도되었는데, Heyerichs 와 Pollard[12]는 $k-\omega$ 모델과 몇 가지 다른 계열의 $k-\varepsilon$ 모델을 이용하여 박리와 충돌제트 유동장에 대한 계산을 수행, 이들의 결과를 비교하였다. 그들의 결과에 따르면 $k-\omega$ 모델이 $k-\varepsilon$ 계열의 모델보다 충돌제트 난류 유동에 대해 탁월한 결과와 수치해석의 용이함을 보인다는 것을 알 수 있다.

Chen 과 Modi[13]는 $k-\omega$ 모델을 이용하여 난류 충돌제트 유동장의 물질전달에 관한 연구를 수행함으로써 Ashforth-Frost 등[3]의 실험결과와 속도 분포를 비교한 바 있다. 또한 그들은 자신들의 수치해석 결과가 Gardon 과 Akfira 이 구한 실험적인 결과와 비교할 때 열전달계수를 비교적 잘 맞추고 있음을 주장했는데, 특히 누셀트수곡선의 2 차정점을 잘 예측한다고 밝혔다.

본 논문에서는 Choi 와 Yoo[14]에 의해서 개발된 유한상류도식과 SIMPLE 알고리즘을 사용한 동차선형 유한요소법 코드가 복잡한 충돌제트유동장을 얼마나 정확하고 효율적으로 해석하는지 여부와 이차원 계산이 의미를 가지는 레이놀즈수의 범위는 어디까지인지 등을 기존의 실험결과와 비교함으로써 검토하고자 한다.

한편, 본 연구에서 사용한 코드를 인공점성 측면에서 검증하기 위해서는 수치 확산이 없는 수치적인 엄밀해가 필요하다. 엄밀해로서는 수치확산이 없는 유한체적법의 중심차분법과 유한요소법의 Galerkin 방법 중에 하나를 택할 수 있는데, 본 연구에서는 유한요소법의 Galerkin 방법을 선택한다. 여기서, 엄밀해는 유한체적법의 중심 차분법을 이용해도 격자계에 무관한 해를 얻는다면 유한요소법의 그것과 같을 것이나 편의상 본연구진에서 개발한 코드가 유한요소법에 기반을 두고 있으므로 유한요소법의 Galerkin 방법을 사용, 격자계에 무관한 엄밀해를 구한다. 유선상류도식은 레이놀즈수가 아주 큰 경우에 Galerkin 방법으로 해를 구할 경우 매우 많은 격자점이 필요하여 계산시간이 매우 길어지기 때문에 그에 대한 대안으로 도입한다. 즉, 본 연구에서 유선상류도식을 도입한 이유는 엄밀해(층류에서 격자계와 무관한 Galerkin 해)와 같지는 않지만 근사한 해를 경제적으로 구할 수 있는 방법임을 보이고자 한 것이다. 그리고, 유한체적법의 기타 다른 방법들은 유선상류유한요소법의 정확성을 같은 격자계를 사용했을 때 상대적으로 비교하고자 도입하였다.

난류 충돌제트 유동장 계산에서는, 이전의 연구자들에 의해 재순환영역이 존재하는 유동에서 높은 정확도를 보이는 $k-\omega$ 모델을 본 연구에 도입하여 계산하였다. 나비에 스토크스(Navier-Stokes) 방정식을 이산화하기 위해 SIMPLE 알고리즘을 이용한 동차선형 유한요소법을 적용하였다 Choi 와 Yoo[14]에 의해 밝혀졌듯이 유선상류도식과 SIMPLE 알고리즘을 사용한 동차선형 유한요소법은 안정된 수렴성을 보이며 다른 차분기법에 비하여 높은 레이놀즈수에서 인공점성이 유동장에 미치는 영향이 적다.

본 논문의 2 장에서는 지배방정식과 수치기법에 대해 서술하였으며, 3 장에서는 층류와 난류의 충돌제트 유동장의 계산결과를 제시하였고 제트가 충돌하는 평판에 대해 누셀트수곡선을 구함으로써 벽으로 제한된 충돌제트의 열전달 특성에 대해 조사하였다. 4 장에서는 결론을 도출한다.

2. 수치 기법

2.1 지배 방정식

지배방정식은 다음과 같이 2 차원 비압축성 나비에 스토크스(Navier-stokes) 방정식, 연속 방정식 그리고 에너지 방정식으로 이루어져 있다.

연속 방정식,

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \tag{1}$$

운동량 방정식,

$$\frac{Du_i}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left((\nu + \nu_t) D_{ij}\right) \tag{2}$$

$$D_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}$$

에너지 방정식,

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i}\left[\left(\frac{\nu}{\mathrm{Pr}} + \frac{\nu_t}{\mathrm{Pr_t}}\right)\frac{\partial T}{\partial x_i}\right] \tag{3}$$

프란틀수와 난류프란틀수는 다음과 같이 주어진다.

$$\mathrm{Pr} = 0.72, \quad \mathrm{Pr_t} = 0.9 \tag{4}$$

난류 모델은, Wilcox[11]가 제안한 $k-\omega$ 모델을 사용하였다.

k 는 난류 운동에너지이며, ω 는 난류 운동에너

$$\frac{Dk}{Dt}=\frac{\tau_{ij}}{\rho}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}-\beta^* k\omega + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\nu+\sigma^*\nu_t\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \tag{5}$$

$$\frac{D\omega}{Dt}=\alpha\frac{\omega}{k}\frac{\tau_{ij}}{\rho}\frac{\partial u_i}{\partial x_j}-\beta\omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\nu+\sigma\nu_t\right)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right] \tag{6}$$

지의 단위 점성소산률이다.

이 두 가지 변수는 다음과 같이 ν_t로 연관 지어진다.

$$\nu_t=\frac{k}{\omega} \tag{7}$$

난류 모델 상수들은 다음과 같다.

$$\alpha=0.556,\ \beta=0.075,\ \beta^*=0.09,\quad \sigma=0.5,\ \sigma^*=0.5 \tag{8}$$

Choi 와 Yoo[14]가 개발한 SIMPLE 알고리즘에 근거한 유선상류도식 유한요소법을 사용하여 운동량과 에너지, 난류 운동에너지 그리고 난류 운동에너지의 단위 점성소산률에 관한 방정식을 풀었다. 각 수송방정식에서의 유선 상류도식에 대한 자세한 설명과 압력 방정식에 대한 유도는 Choi 와 Yoo[14]의 논문에 나와있으니 이를 참조하기 바란다.

전체 반복계산의 구조는 다음과 같다. 먼저 압력항을 가정하고 운동량방정식을 풀어 속도장을 구한다. 이 때 속도장은 일반적으로 연속방정식을 만족하지 않는다. 따라서 이 속도장이 연속조건을 만족시키도록 하기 위하여, 압력 방정식을 풀어 도출된 압력장을 이용해 속도를 보정한다. 같은 과정을 운동량과 연속방정식이 적절한 오차 범위에서 수렴할 때까지 반복 계산을 수행한다. 난류 유동장을 풀기위해, $k-\omega$ 모델의 방정식을 매번의 반복계산에서 운동량과 연속 방정식을 풀고 난 뒤 풀게 된다. 일단 수렴된 난류 유동장이 구해지면 별도의 에너지 방정식을 푸는데, 본 연구에서는 유체의 밀도와 점성계수를 상수로서 온도에 무관하다고 가정하였으므로 이러한 방법이 가능하다. 따라서 에너지 방정식은 운동량 방정식과 분리되어 있다.

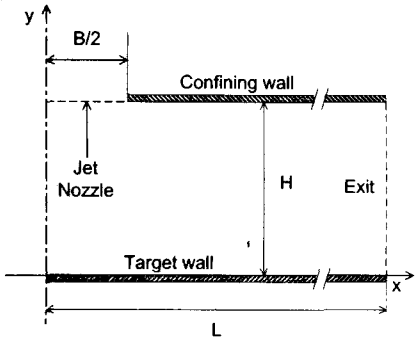

Fig. 1 Schematic diagram of the flow domain considered in the present study

2.1.1 **경계 조건**

유동장이 대칭 구조임을 감안해 전체 영역의 절반만을 영역으로 설정하였다. x 축 방향으로의 계산 영역 길이는 대략 $L=100B$ 이다. 다른 기존의 연구에 비하면 매우 긴 길이인데, 이는 출구에서 무응력 조건을 만족시키기 위함이다.

재순환 영역에 의해 발생하는 역압력 구배가 나타나는 구간이 매우 길므로 전체 계산영역 또한 출구에서 완전발달 유동의 속도 형상을 얻기 위해 충분히 길어져야 한다. 벽에서는 속도에 대해 점착 조건을 주었으며 온도에 대해서는 $T_{tw}=310\mathrm{K}$ 와 $T_{cw}=300\mathrm{K}$ 를 주었다. k 와 ω 에 대해서는 Wilcox[14]가 제안한 아래의 조건을 적용하였다.

$$\omega=\frac{6\nu}{0.075y^2}\quad,\quad k=0 \tag{9}$$

주목해야 할 점은 y^+, 즉 벽에서 첫 번째 격자점까지 거리가 2.5 를 넘지 않아야 한다는 것이다 (자세한 내용은 Wilcox[11] 참조). 좌우 대칭을 이루는 부분에서는 다음의 조건이 적용되었다.

입구에서는, 층류유동의 경우 채널 유동에서 완전 발달된 속도 형상이 주어졌으며, 난류 유동에서는 균일한 형상이 주어졌다. 압력 방정식의

$$u=0\ ,\ \frac{\partial v}{\partial x}=0\ ,\ \frac{\partial k}{\partial x}=0,\quad \frac{\partial \omega}{\partial x}=0\ ,\ \frac{\partial T}{\partial x}=0 \tag{10}$$

경계조건으로는 계산 영역 경계에서의 질량 유량이 원천항으로 주어진다. 대칭면과 벽면에서는 질량의 유/출입이 없으므로 $P=0$ 이 된다.

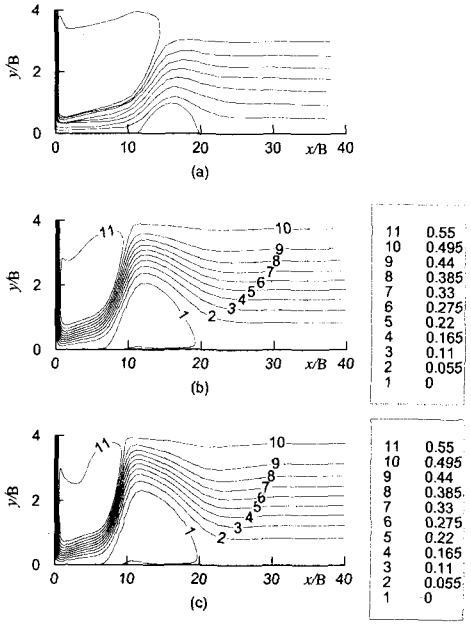

Fig. 2 Comparison of streamlines at Re = 200 and H/B = 4 : (a) Law and Masliyah [6], (b) present SUPG solution (100 × 80 grid), (c) present Galerkin grid-independent solution, where the values of the streamfunction are normalized by the mass flux at the jet nozzle

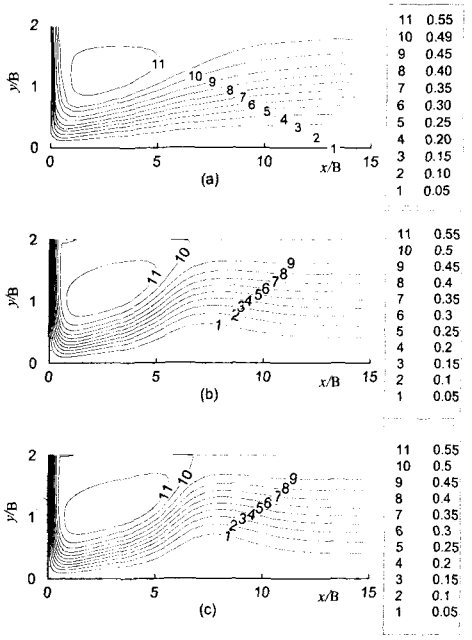

Fig. 3 Comparison of streamlines at Re = 220 and H/B = 2 : (a) Chen et al.[7] (80 × 80 grid), (b) present SUPG solution (100 × 50 grid), (c) present Galerkin grid-independent solution

3. 수치 계산 결과

본 연구와 정성적으로 비교할 만한 실험적인 연구결과가 존재하지 않는 관계로 우선, 주어진 레이놀즈 수에서 갤러킨(Galerkin) 해(유한차분법의 중앙차분기법에 해당)를 구하여 유선상류도식과 기타의 상류도식을 적용한 해들과 비교하였다. 난류 유동장의 계산은 실험적인 연구와 비교하여 그 정확도에 대해 고찰하였다.

3.1 층류 유동

본 연구에서는 격자계에 무관한 갤러킨 해를 구하고 이를 상류도식의 해와 비교하여, 상류도식의 해에서 인공점성의 영향을 조사하였다.

Law 와 Masliyah[6]는 제한된 벽을 가진 공기를 이용한 2 차원 제트의 국소적인 물질 전달에 대해 연구를 수행하였다. Fig. 2(a)는 Re = 200, H/B = 4 에서 수치 해석한 Law 와 Masliyah 의 결과이며, Fig. 2(b)는 본 연구에서 사용한 유선상류도식의 결과이다. Fig. 2(c)는 격자계에 무관한 갤러킨 해이다. Law 와 Masliyah 의 수치결과에서 첫 번째와 두 번째의 순환영역의 크기가 격자계에 무관한 갤러킨 해와 매우 다름을 알 수 있다. 이는 중앙차분기법으로 해를 구하기 위해서는 많은 격자점이 필요하므로 비교적 적은 격자를 이용하여 해를 구하기 위해, 인공점성이 함유된 하이브리드 기법(Hybrid method)을 사용하였기 때문이다. 이에 반해, 본 연구의 유선상류도식으로 구한 해는 비교적 적은 인공점성의 영향으로 인해 순환영역의 크기와 위치등이 갤러킨해와 비교하여 잘 일치함을 확인할 수 있다.

Fig. 3 은 Chen 등[7]이 Re = 220, H/B = 2 에 대해 유한체적법으로 구한 수치적인 연구의 결과를 본 연구의 유선상류도식과 갤러킨해와 비교한 것이다 Chen 등의 결과는 과도한 인공점성의 영향으로 인해 두 번째 순환영역이 보이지 않는다. 반면에, 본 연구에서 쓰인 유선상류도식의 결과에서는 갤러킨 해와 마찬가지로 두 번째 재순환 영역의 존재를 확인할 수 있다. 유선상류도식은 모든 요소에서 페클레 수(Peclet number)가 대략 2 보다 작아질 때 갤러킨 해와 일치하게 되며, 매우 조밀한 격자계를 쓰지 않는 이상 유선상류도식에는 항상 얼마간의 인공점성에 의한 영향이 들어가게 된다.[21] 주목해야 할 점은, 그럼에도 불구하고 비교적 적은 수의 격자점을 가지고도 유선상류도식의 결과는 갤러킨해에 가깝다는 점이다. 잘 알려진 바와 같이 격자계의 방향이 아닌 유동방향에 기반하여 이산화 한유선상류도식의 해는 높은 레이놀즈수의

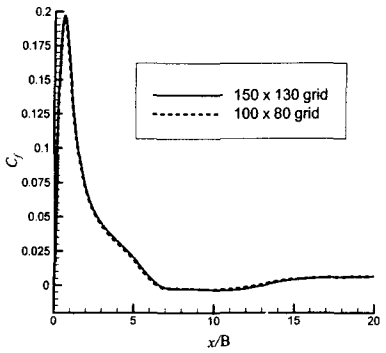

Fig. 4 Distribution of skin-friction coefficient at the target wall at Re = 220 and H/B = 2, which also shows the results of grid-independence test with 100 × 80, 150 × 130 grids by adopting the Galerkin method (equivalent to central difference scheme in FDM)

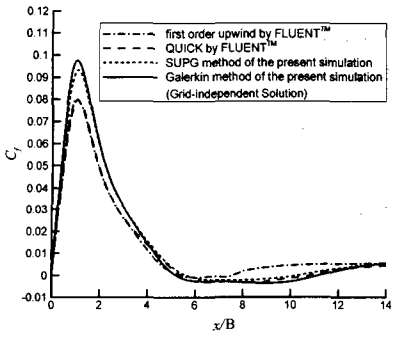

Fig. 5 Comparison of skin-friction coefficient distributions obtained by SUPG method, Galerkin method and upwind methods using FLUENT™ at Re = 220 and H/B = 2

유동장에 대해 정확한 해를 준다.[14]

Fig. 4 에서는 Fig. 3 에서 얻어진 갤러킨해가 격자계에 무관한 해임을 보이기 위해 각기 다른 격자계에서 구해진 C_f 곡선이 서로 일치함을 보여주고 있다. C_f 곡선의 정점은 정체점 구간 바로 옆에서 보여지는데, 이는 벽면에 충돌한 제트 유동의 y 방향 속도가 급격히 줄어든 반면 유동이 유선 방향으로 가속하여 x 방향의 속도가 급격히 증가하기 때문으로 보인다. C_f 곡선이 음 수가 되는 지점은 재순환 영역의 존재를 보이고 있는 부분이다.

Fig. 5 에서는 Fig. 3 과 동일한 레이놀즈수와 H/B 에서 다양한 수치기법으로 구한 충돌면에서의 벽 마찰계수를 비교하였다. 본 연구의 결과와 더불어

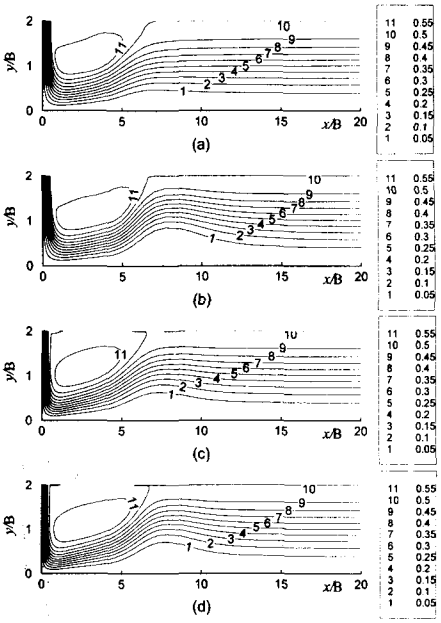

Fig. 6 Comparison of streamlines for Re = 220 and H/B = 2 : (a) first-order upwind by FLUENT™ (100 × 80 grid), (b) third-order upwind (QUICK) by FLUENT™(100 × 80 grid), (c) present simulation with SUPG method (100 × 80 grid), (d) Galerkin grid-independent solution

격자계에 무관한 갤러킨 해를 도시하였으며 유한차분법에서 쓰이는 상류도식의 결과와 비교하기 위해 잘 알려진 상용코드인 FLUENT™ 를 이용하였다. 모든 경우에 동일한 격자계와 경계조건을 도입하였다. FLUENT™ 의 경우 유한체적법을 사용하며, 1 차상류도식과 퀵(QUICK) 기법을 적용하였다. FLUENT™ 에서 쓰이는 상류도식의 경우 재순환 영역과 정체점 근처에서의 마찰계수를 제대로 예측하지 못하는 것을 확인할 수 있다.

Fig. 6 은 Fig. 5 의 수치기법의 차이에 따른 결과를 유선의 형태로 비교한 것이다. 정체점 영역이나 박리가 일어나는 부분의 순환영역을 각각 비교할 때, 충돌 제트유동과 같이 유동의 방향이 급격히 변화하는 경우 격자계 방향으로 차분을 취하는 상류도식은 적합하지 않은 기법임을 추정할 수 있다.

3.1.1 난류 유동

난류 유동 계산에서 쓰일 SIMPLE 알고리즘과 $k-\omega$ 모델, 선형 동차 유한요소를 사용한 코드의 검증을 위해 Re = 5700 에서 발달 과정의 채널 유동에 대한 계산을 수행하여 실험과 비교하였다. 레이놀즈 수는 채널의 반폭과 중심에서의 속도를 기준으로 하였다. Fig. 7 에서 확인할 수 있듯이 본

연구의 결과는 레이저 유속계(LDV)를 이용한 실험결과[15]와 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

난류 충돌제트유동의 경우는 Re = 20000, H/B = 4 인 경우에 대해 수치 계산을 하여 그 결과를 실험과 비교하였다. 비교된 실험 자료는 Ashforth-Frost 등[3]의 결과이며 350 × 100 의 벽에 밀착된 격자계가 사용되었다. 입구에서는 균일한 속도 형상을 주었으며, 난류 강도(turbulent intensity)는 1%로 가정하였다. Fig. 8 은 벽제트에 해당하는 영역에서속도 형상을 기존의 실험(Ashforth-Frost 등[3]) 및 수치계산(Chen 과 Modi[13])과 비교한 것이다. Fig. 8(a)는 x/B = 1 과 2 에서 본 연구의 결과와 Chen 과 Modi[13]의 수치결과를 실험자료와 비교한 것으로 Chen 과 Modi[13]의 결과가 실험자료와 많은 차이를 보이는 반면, 본 연구의 결과는 실험자료에 매우 잘 일치하는 것을 확인 할 수 있다. 이 지점이 벽면에 충돌한 제트 유동의 y 방향 속도가 급 격히 감속한 반면 x 방향 속도가 급격히 증가하는

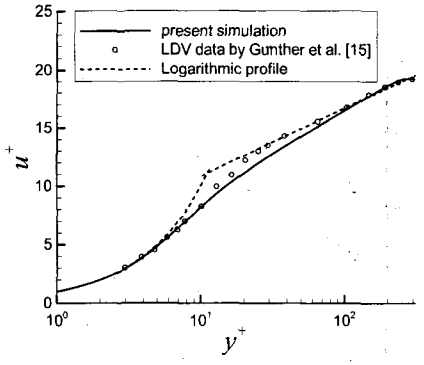

Fig.7 Comparison of velocity profile with previous experimental data for channel flow

부분임을 감안한다면, I 형 열선 유속계를 이용한 측정이 신뢰도를 가진다고 할 수 있다. 따라서, 이미 언급한 인공점성의 영향으로 인해 Chen 과 Modi[13]의 결과가 실험자료와 다소 다른 경향을보이는 반면, 본 연구의 결과는 보다 적은 인공점성으로 인해 더 좋은 결과를 보인다고 할 수 있다. 그러나, Fig. 8(b)에서 보이는 바와 같이 더 하류의 결과에 있어서는 Ashforth-Frost 등[3]의 실험자료와 정성적인 일치만을 보인다. x/B = 4 인 경우, 0.05 < y/H < 0.2 에서의 실험결과와 0.1 < y/H < 0.25 에서의 본 연구의 계산 결과는 속도가 최대로 되는 지점에서 평평한 추이를 보임을 알 수 있다. x/B = 5 에서는 평평한 부분이 좁아지며 하나의 최대점으로 변해감을 볼 수 있다. 이러한 경향은 Chen 과 Modi[13]의 계산 결과에서는 나타나지 않는다.

Fig. 9 는 Re = 11000, H/B = 2.6 의 경우에 대해 제트가충돌하는 벽면을 따라 누셀트수의 분포를 나타낸다. 비교 대상으로 Heiningen[2]의 Re=10200, H/B = 2.6 실험자료와 본 연구와 동일한 조건에서 계산한 Heyerichs 와 Pollard[12]의 수치계산 결과를 선택하였다. 제트 출구에서는 실험에 쓰인 난류 강도 4%를 주었으며, 벽에서 첫번째 격자점의 y^+가 1.0 에 가깝도록 조정하였다.

전체적으로, 본 연구의 결과와 Heyerichs 와 Pollard[12]의 결과는 실험과 잘 일치함을 확인할 수 있다. 그러나, Heyerichs 와 Pollard[12]의 결과와 비교할 때, 본 연구는 누셀트수 곡선의 두 번째 정점 이후에서 보이는 점진적인 감소 경향이 실험결와 비교할 때, 더 정확하게 예측함을 확인할 수 있다. 이는 본 연구 결과가 Heyerichs 와 Pollard[12]의 것

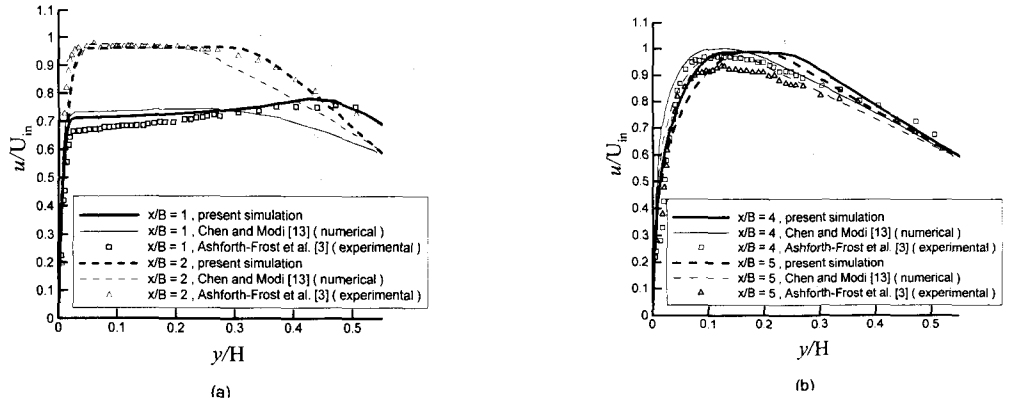

Fig. 8 Comparison of computed x-component of the mean velocity with experimental data at Re = 20,000 and H/B = 4: (a) x/B = 1, 2; (b) x/B = 4, 5

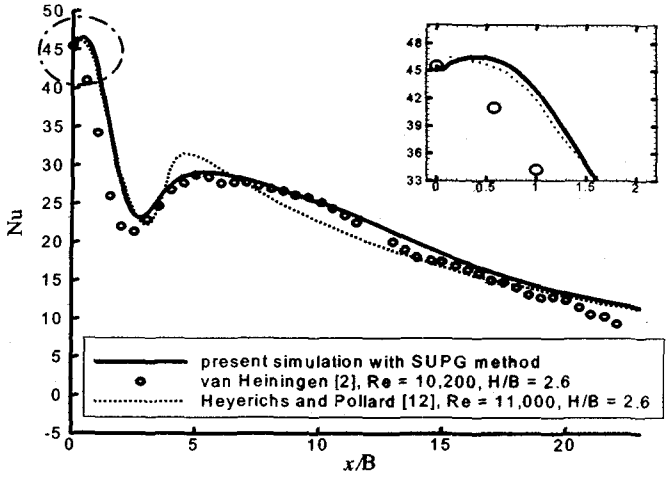

Fig. 9 Comparison of the Nusselt number curve with experimental data and other simulation result at Re = 11,000 and H/B = 2.6

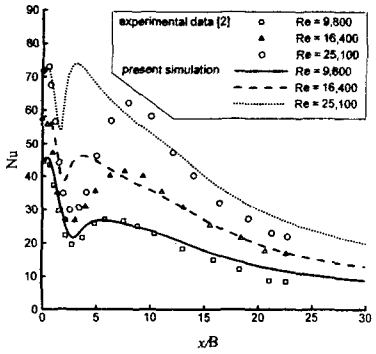

Fig.10 Comparison of the Nusselt number curve with experimental data[2] at H/B = 2.6

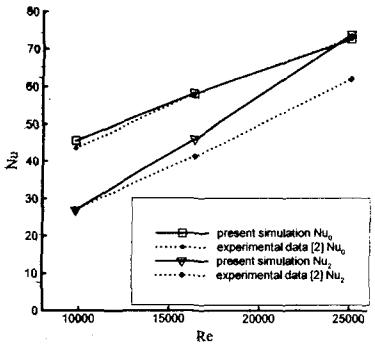

Fig. 11 Comparison of Nu_0 and Nu_2 with experimental data[2] at H/B = 2.6

보다 유동장에서의 역압력 구배를 더욱 정확히 예측하였기 때문으로 보인다. 그림에서 보이는 바와 같이 두 계산 결과의 차이는 $2.5 < x/B < 12$ 의 구간에서 크게 나타나며, 이 영역은 강한 역압력구배가 존재하는 부분이다.

본 연구의 수치결과는 인공점성의 영향을 이전의 다른 연구결과에 비해 덜 받기 때문에, 계산영역의 x 방향 길이는 이전 연구자들의 그것보다 훨씬 길다는 사실을 주목해야 한다. 충돌제트의 또 다른 특징은 정체점 구간에서 열전달계수의 분포로 Fig. 9 에서처럼 누셀트수 곡선의 최대점이 정체점이 아닌 $x/B \sim 0.5$ 정도로 약간 오른쪽에 치우쳐 존재한다는 점이다. 이 같은 현상은 *Heiningen*[2]의 실험 결과나 Chen 등[7]의 수치계산 결과와 일치하는 부분이다. Fig. 10 에서는 H/B = 2.6 에서 누셀트수 곡선에 대한 레이놀즈수의 영향을 보이고 있다. Re = 9800 에서 본 연구의 누셀트수 곡선은 실험자료와 정체점 구간에서 정확히 일치함을 볼 수 있으나, 레이놀즈수가 증가할수록 두 번째 정점의 크기와 위치가 점점 달라짐을 확인할 수 있다. 이 차이는 난류모델의 부정확성뿐만 아니라 모사하고자 하는 유동장이 3 차원인 사실에도 기인한다. Phares 등[16]과 Meola 등[17]의 실험결과에 따르면 난류충돌제트유동은 레이놀수가 커지게 되면 국소누셀수가 극소점이 되는 부근(본 연구의 경우 x/B~2)에서 천이가 일어나며 천이 이후에는 유동장은 국소적으로 3 차원 특성을 가지게 된다. 본 논문에서 다룬 문제의 경우 $2 < x/B < 7$ 구간이 천이가 일어난 후 유동장이 3 차원 특성을 가지는 부분이 된다. 따라서, 높은 레이놀즈수(Re >10,000)

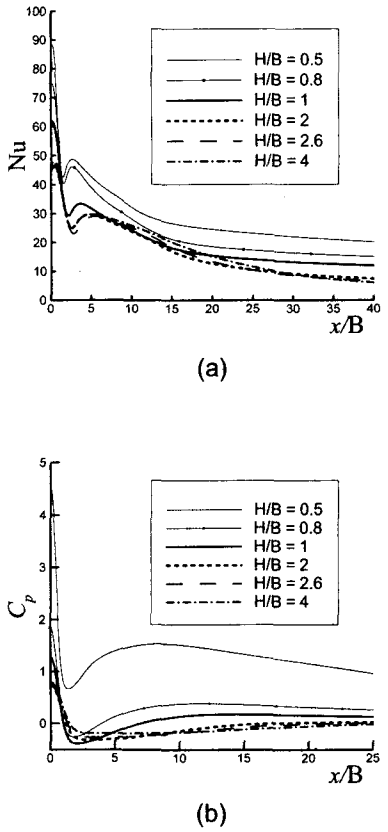

Fig. 12 Distributions of (a) Nu and (b) the pressure coefficient at various values of H/B and Re = 11,000

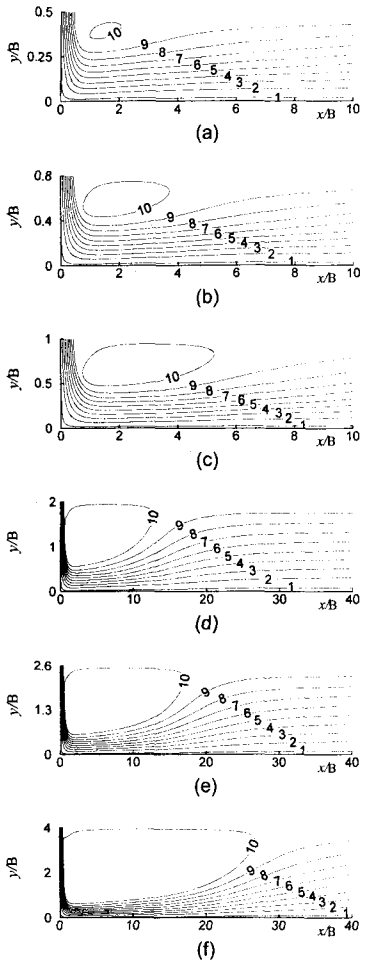

Fig. 13 Comparison of streamlines at various values of H/B and Re = 11,000: (a) H/B = 0.5, (b) H/B = 0.8, (c) H/B = 1.0, (d) H/B = 2.0, (e) H/B = 2.6, (f) H/B = 4.0 (the values of the streamfunction are 0, 0.055, 0.11, 0.165, 0.22, 0.275, 0.33, 0.385, 0.44, 0.495, 0.55, which are symbolized by the numbers 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, respectively)

에서 제한된 충돌제트 해석이 의미를 가지기 위해서 는 유동의 3 차원성 뿐만 아니라 천이 과정을 정확히 모사할 수 있는 도구, 즉 3 차원 DNS 또는 LES 코드를 사용하여야 한다. 하지만, 본 연구에서는 수치계산도구 및 계산시간상의 제한으로 3 차원 DNS 또는 LES 의 수행이 불가하여 높은 레이놀즈수에서는 의미있는 해를 얻을 수 없었다. 2 차원 계산의 이러한 경향은 이전의 다른 결과에서도 확인할 수 있는 부분이다.[3] 본 연구의 결과나 Chalupa 등[18]의 연구결과는 공통적으로 레이놀즈수가 증가함에 따라 누셀트수 곡선에서 두 번째 정점의 크기가 실험적인 연구보다 빠른 경향으로 증가함을 보이며 위치 또한 첫 번째 정점에 가까워짐을 알 수 있다.

Fig. 11 은 레이놀즈수가 증가함에 따라 두 번째 정점에서의 누셀트수가 첫 번째 정점에서의 값보다 커짐을 나타낸다.

이러한 경향은 정성적으로 Heiningen[2]의 실험자료와 일치하는데, 실험에서는 Re = 47900 이상에서 두 번째 정점의 누셀트수가 첫 번째 정점에서의 누셀트수 보다 커진다. 한편, 실험과 계산의 정량 적인 차이는 레이놀즈수가 증가함에 따라 나타나는, 2 차원 계산인 본 연구에서 구현할 수 없는 3 차원 효과 때문인 것으로 여겨진다.

Fig. 12 는 다양한 H/B 와 Re = 10000 에서 충돌벽면을 따라 누셀트수와 압력 계수의 분포를 보여준다.

Fig. 9 에서와 동일한 격자계를 사용하였으며 역

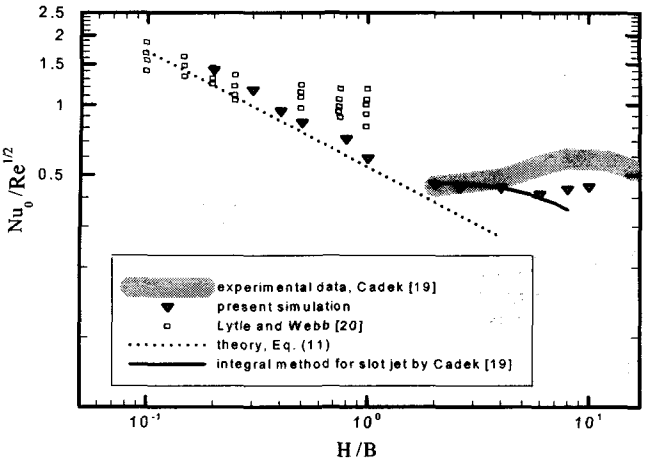

Fig. 14 Comparison of the maximum Nusselt number at various values of H/B and Re = 11,000

시 같은 난류 강도가 제트 입구에 적용되었다. H/B 가 감소함에 따라 누셀트수의 국소적인 최소값이 중앙 부분으로 접근함을 볼 수 있다. 이는 Fig. 13 에서 볼 수 있듯이 첫 번째 재순환 영역의 크기가 줄어듦에 기인함을 확인할 수 있으며, H/B 가 감소함에 따라 역압력 구배의 영역이 줄어들어 누셀트수의 두 번째 정점 이후에 보이는 곡선의 기울기가 점점 가파르게 됨을 확인할 수 있다.

Fig. 14 는 주어진 레이놀즈수에서 H/B 에 따른 누셀트수의 최대값을 비교한 것이다. Cadek[18]은 제한된 벽을 가진 충돌슬롯제트에 대해 다양한 H/B 와 레이놀즈수에 따른 실험적인 연구를 수행하였는데, 1 < H/B < 8 의 범위에 한해 H/B 를 증가하였을 때, 누셀트 수의 최대값이 상승함을 지적하였다. Gardon 과 Akfirat[1]도 역시 그들의 실험적인 연구에서 이러한 현상이 나타남을 보였다. 이 현상은 대략 H/B = 8 인 경우까지는 H/B 가 증가함에 따라 H 가 포텐셜 코어(Potential core)의 길이보다 길어져 중앙 속도분포가 줄어드는 반면 정체점 부근에서의 난류량은 증가하는 현상과 관계가 있다. 그러나 이 현상은 본 연구에서 보인 2 차원 수치해석에서는 나타나지 않았다. Chen 과 Modi[13]가 수행한 난류 슬롯충돌제트의 물질 전달에 관한 2 차원 수치해석 결과에서도 이러한 현상은 보이지 않았는데, 그들의 결과에 따르면 충돌면에서 셔우드수(Sherwood number)의 최대값은 H/B 의 변화에 큰 연관성을 보이지 않는다(참고문헌(13)의 Fig. 11 참조).

따라서, 이러한 차이는 높은 레이놀즈수에서 3 차원의 성질을 강하게 가지는 난류 유동장을 2 차원으로 수치해석한데서 기인한다고 여겨진다. 한편, H/B < 1 인 영역에서는 H/B 가 감소함에 따라 누셀트 수의 최대값이 증가하는 현상이 발견되었다. 이 현상은 Lytle 과 Webb[19]이 수행한 제트 노즐이 충돌 벽면에 매우 가까운 축대칭 충돌제트의 실험적인 연구에서 보고된 바 있다. 이들은 아래와 같은 식을 제안하여 이론적인 누셀트수의 최대값에 대한 분포를 제안한 바 있다. 이들의 실험결과는 특히 노즐과 충돌벽면이 매우 가까울 경우 제안된 식과 잘 일치한다(H/D < 1).

본 연구의 결과는 H/B 가 감소하여 대략 1 이하

$$\frac{Nu_0}{Re^{1/2}} = 0.821(H/D)^{-0.288} \qquad (11)$$

로 줄어드는 경우 누셀트수의 최대값이 Lytle 과 Webb[18]에 의해 이론적으로 제안된 식 (11)과 그들의 실험적인 결과와 유사하게 H/B 가 작아짐에 따라 증가하는 현상이 나타남을 알 수 있다. 식 (11)이 축대칭 유동의 경우에 유도된 식이라는 것을 고려한다면, 제트 노즐과 충돌벽 사이의 거리가 줄어듦에 따라, 축대칭 충돌 제트에서의 최대 누셀트수는 2 차원 슬롯 충돌제트의 최대 누셀트수와 거의 일치한다고 추정할 수 있다.

4. 결 론

유선 상류도식과 Wilcox[11]가 제안한 $k-\omega$ 모델을 사용한 SIMPLE 알고리즘 유한요소 프로그램을 개발, 2 차원 제한 벽을 가진 슬롯 충돌제트

의 유동장과 열전달 특성을 예측하였다.

공간차분기법에 따른 인공적인 수치 점성의 영향을 알아보기 위해 층류 충돌제트에 대해 격자계에 무관한 갤러킨 기법의 해를 구했으며, 이를 본 연구의 유선 상류도식의 해및 기존의 상용 프로그램인 FLUENT™ 의 해와 비교하였다. 그 결과 유선상류도식의 해가 유한체적법의 상류도식에 비해 정체점 부근의 복잡한 유동장을 더 잘 예측함을 확인하였다.

난류 제트 유동장의 경우 벽제트가 발달하기 시작하는 영역에서 x 방향 평균 속도가 실험적인 결과와 잘 일치함을 보였다. 또한, 충돌면에서의 누셀트수 분포를 계산하여 기존의 실험결과와 비교하여 비교적 낮은 레이놀즈수의 범위에서 잘 일치함을 보였다.

마지막으로, H/B < 1 인 경우에 H/B 가 감소함에 따라 누셀트수의 최대값이 증가함을 보였는데, 이는 축대칭 충돌제트에 대한 실험결과 및 이론적인 식과 정성적으로 잘 일치한다. 앞으로, 본 연구에서 쓰인 코드를 확장하여 3 차원 충돌제트나 축대칭 충돌제트에 관한 연구를 수행하고자 한다.

후 기

이 연구는 포항산업과학 연구소의 지원과 BK21 사업의 부분적인 지원으로 수행하였으며, 본 연구에 대해 귀중한 조언과 박사논문을 제공해 주신 A.R.P. van Heiningen 교수께 깊은 감사를 드립니다.

참고문헌

(1) Gardon, R., Akfirat, J. C., 1966, "Heat Transfer Characteristics of Impinging Two-Dimensional Air Jets," Transactions of the ASME, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 88, pp. 101~108.

(2) van Heiningen, A. R. P., 1982, "Heat Transfer Under an Impinging Slot Jet, Ph.D. thesis," McGill University.

(3) Ashforth-Frost, S., Jambunathan, K., Whitney, C. F., 1997, "Velocity and Turbulence Characteristics of a Semiconfined Orthogonally Impinging Slot Jet," *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 14, pp. 60~67.

(4) Lin, Z. H., Chou, Y. J., Hung, Y. H., 1997, "Heat Transfer Behaviors of a Confined Slot Jet Impingement," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 40, No. 5, pp. 1095~1107.

(5) van Heiningen, A. R. P., Mujumdar, A. S., Douglas, W. J. M., 1976, "Numerical Prediction of the Flow Field and Impinging Heat Transfer Caused by a Laminar Slot Jet," *Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer*, Vol. 98, pp. 654~658.

(6) Law, Hin-Sum., Masliyah, J. H., 1984, "Mass Transfer due to a Confined Laminar Impinging Two-Dimensional Jet," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 27, No. 4, pp. 529~539.

(7) Chen, M., Chalupa, R., West, A. C., Modi, V., 2000, "High Schmidt Mass Transfer in a Laminar Impinging Slot Jet Flow," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 43, No. 21, pp. 3907~3915.

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

(9) Behnia, M., Parneix, S., Durbin, P. A., 1998, "Prediction of Heat Transfer in an Axisymmetric Turbulent Jet Impinging on a Flat Plate," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 41, No. 12, pp. 1845-1855.

(10) Durbin, P., 1995, "Separated Flow Computations with the $k-\varepsilon-v^2$ Model," *AIAA Journal*, Vol. 33, No. 4, pp. 659~664.

(11) Wilcox, D. C., 1994, *Turbulence Modeling for CFD*, DCW Industries, Inc., pp. 84~87.

(12) Heyerichs, K., Pollard, A., 1996, "Heat Transfer in Separated and Impinging Turbulent Flows," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 39, No. 12, pp. 2385~2400.

(13) Chen, Q., Modi, V., 1999, "Mass Transfer in Turbulent Impinging Slot Jet," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 42, No. 5, pp. 873~887.

(14) Choi, H. G., Yoo, J. Y., 1994, "Streamline Upwind Scheme for the Segregated Formulation of the Navier-Stokes Equation," *Numerical Heat Transfer Part B*, Vol. 25, pp. 145~161.

(15) Günther, A., Papavassiliou, D. V., Warholic, M. D., Hanratty, T. J., 1998, Hanratty, T. J., "Turbulent Flow in a Channel at a Low Reynolds Number," *Experiments in Fluids*, Vol. 25 , pp. 503~511.

(16) Phares, D. J., Smedley, G. T., Flagan, R. C., 2000, "The Wall Shear Stress Produced by the Normal Impingement of a Jet on a Flat Surface," *Journal of Fluid Mechanics* ,Vol. 418 , pp. 351-375.

(17) Meola, C., Luca, L. de, Carlomagno, G. M., 1995, "Azimuthal Instability in an Impinging Jet: Adiabatic Wall Temperature Distribution," *Experiments in Fluids*, Vol. 18, pp. 503~310.

(18) Chalupa, R., Chen, M., Modi, V., West, A. C., 2001, "High Schmidt Mass Transfer in a Turbulent Impinging Slot-Jet Flow," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 44, pp. 3775~3785.

(19) Cadek, F. F., 1968, "A Fundamental Investigation of Jet Impingement Heat Transfer," Ph.D. thesis, University of Cincinnati.

(20) Lytle, D., Webb, B. W., 1994, "Air Jet Impingement Heat Transfer at Low Nozzle-Plate Spacings," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 37, pp. 1687~1697.