

〈論 文〉

원추형 디퓨저 내의 난류유동에 관한 수치해석적 연구

강신형* · 최영석**

(1992년 5월 1일 접수)

Numerical Study on Turbulent Flow in a Conical Diffuser

S.H. Kang and Y.S. Choi

Key Words : Turbulent Flow(난류유동), Conical Diffuser(원추형 디퓨저), Low Reynolds Number $k-\epsilon$ Model(저 레이놀즈수 $k-\epsilon$ 모델).

Abstract

A turbulent flow in a conical diffuser with total divergence angle of 8° was numerically studied. The low Reynolds number $k-\epsilon$ model(Launder-Sharma model) was adopted to simulate the turbulence. The continuity and time averaged Navier-Stokes equations in a nonorthogonal coordinate system were solved by a finite volume method based on the fully elliptic formulation. The low Reynolds number $k-\epsilon$ model reasonably simulates the pressure recovery and the mean velocity components. However, there are also considerable discrepancies between predicted and measured shear stress distribution on the wall and turbulent kinetic energy distributions. It is necessary to investigate the flow structure at the entry of the diffuser, numerically as well as experimentally.

기 호 설 명

C_f	: 벽 마찰계수	R_t	: 난류 레이놀즈수 ($=k^2/\nu\epsilon$)
C_p	: 압력계수	T	: 응력 텐서
$C_{\epsilon 1}, C_{\epsilon 2}, C_\mu$: $k-\epsilon$ 모델에 사용되는 상수	u_τ	: 벽 마찰속도
G	: 난류 운동에너지의 생성항	$\frac{u_i u_j}{\rho}$: 레이놀즈응력
D	: 디퓨저 입구의 직경	W	: 축방향 속도
g_{ij}	: 공변 메트릭텐서	W_{in}	: 입구 평균속도
g^{ij}	: 반변 메트릭텐서	y^+	: 무차원 거리
J	: 자코비안(Jacobian)	z	: 축방향 좌표
k	: 난류 운동에너지	α	: 디퓨저의 확산각도
L	: 난류 소산율의 길이 스케일	δ	: Kronecker delta
P	: 정압	ϵ	: 난류 운동에너지 소산율
r	: 반경방향 좌표	k	: von-Karman 상수
R	: 디퓨저의 단면반경	Γ_ϕ	: 유동변수 ϕ 의 확산계수
Re	: 레이놀즈수	ν	: 동점성계수
		ν_t	: 와점도
		ν_e	: 유효 와점도
		ρ	: 밀도

*정회원, 서울대학교 기계공학과

**정회원, 서울대학교 기계공학과 대학원

σ_c, σ_k : $k-\epsilon$ 모델에 사용되는 상수

1. 서 론

운동에너지를 압력에너지로 변환시켜주는 디퓨저는 터보기계의 중요한 요소일 뿐만 아니라 그 내부 유동은 압축기 회전차 내의 유동이나 스크롤 내의 유동과 유사하기 때문에 중요한 연구의 대상이 된다. 따라서 디퓨저 내의 유동특성의 해석은 터보기계의 설계에 중요하며, 그동안 여러편의 실험적 연구가 보고되었고, ^{(1),(2),(3)} 최근에는 수치해석적 연구도 활발히 이루어지고 있다. ^{(4),(5),(6)}

원추형 디퓨저 내의 유동은 축대칭 유동으로 평균 유동속도가 디퓨저의 축을 따라서 감소하게 되고, 압력은 증가하여 역압력 구배가 형성된다. 이러한 역압력 구배에 의해서 난류의 생성과 소멸, 확산과 대류의 특성이 원형 파이프에서 완전 발달된 유동에서의 특성과는 상당히 다르다. ⁽¹⁾ 따라서 원추형 디퓨저 내의 평균 유동을 신빙성 있게 예측함은 실제 응용면에서나 기초 연구적인 면에서 중요하다며, 이를 위해서 난류의 거동을 합리적으로 고려할 수 있는 모델이 연구되어야 한다. 역압력 구배가 존재하는 유동장에 대한 수치해석적 연구는 과거 다수 수행되어 왔으나 원추형 디퓨저의 경우와 같이 심한 역압력 구배가 작용하는 유동에 적합한 난류모델에 대한 연구는 아직도 미흡하다고 하겠다. ⁽⁷⁾

본 논문에서는 원형 파이프에 원추형 디퓨저가 연결된 덕트 내의 유동장에 대하여 Launder-Sharma의 저 레이놀즈수 $k-\epsilon$ 난류모델⁽⁸⁾을 이용하여 수치해석을 수행하였으며, 수치해석 방법으로는 타원형 방법을 사용하였으며, 앞으로 일반적인 단면의 곡관이나 스크롤 내부 유동 등의 연구 수행을 감안하여 지배방정식을 일반 비직교 좌표계로 변환하여 계산을 수행하였다.

2. 지배방정식과 경계조건

정상, 비압축성, 난류유동에 대하여 지배방정식을 일반좌표계에서 물리적 반변속도 성분(physical components of contravariant velocity)을 사용하여 시간평균한 연속방정식과 운동량방정식, $k-\epsilon$ 방정식으로 나타내었다. 기본방정식을 일반좌표계로 변환하면 다음과 같다.

· 연속방정식

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^j} \left(\frac{J}{\sqrt{g_{jj}}} U^{(j)} \right) = 0 \tag{1}$$

· 운동량방정식

$$\begin{aligned} \frac{\partial U^{(i)}}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^j} \left\{ \frac{J}{\sqrt{g_{jj}}} \left(U^{(i)} U^{(j)} - T^{(ij)} \right) \right\} \\ + \bar{T}^i_{mj} \left(U^{(m)} U^{(j)} - T^{(mj)} \right) \\ = -g^{ij} \sqrt{g_{ii}} \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \xi^j} \end{aligned} \tag{2}$$

여기서

$$T^{(ij)} = \nu \left(g^{(im)} \nabla_{(m)} U^{(j)} + g^{(jm)} \nabla_{(m)} U^{(i)} \right) \tag{3}$$

$$\nabla_{(j)} U^{(i)} = \frac{1}{\sqrt{g_{jj}}} \frac{\partial U^{(i)}}{\partial \xi^j} + \bar{T}^i_{mj} U^{(m)} \tag{4}$$

$$\bar{T}^i_{mj} = \frac{\sqrt{g_{ii}}}{\sqrt{g_{mm} g_{jj}}} \left(\Gamma^i_{mj} - \delta^i_m \frac{g_{mh}}{g_{mm}} \Gamma^h_{mj} \right) \tag{5}$$

이다.

· $k-\epsilon$ 방정식

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi^j} \left\{ \frac{J}{\sqrt{g_{jj}}} \left(\phi U^{(j)} - g^{jm} \Gamma^j_{\phi} \frac{1}{\sqrt{g_{mm}}} \frac{\partial \phi}{\partial \xi^m} \right) \right\} \\ = S_{\phi} \end{aligned} \tag{6}$$

$$\phi = k \text{ 일때 } \Gamma^j_{\phi} = \nu + \frac{\nu_i}{\sigma_k}, \quad S_{\phi} = G - \epsilon \tag{7}$$

$$\phi = \epsilon \text{ 일때 } \Gamma^j_{\phi} = \nu + \frac{\nu_i}{\sigma_{\epsilon}}, \quad S_{\phi} = C_1 \frac{\epsilon}{k} G - C_2 \frac{\epsilon^2}{k} \tag{8}$$

여기서 생성항 G 는

$$G = g_{(im)} T^{(jm)} \nabla_{(j)} U^{(i)} \tag{9}$$

이고, 점성응력 텐서와 와점도는 다음과 같이 나타낸다.

$$\begin{aligned} T^{ij} = \nu_i \left(g^{(im)} \nabla_{(m)} U^{(j)} + g^{(jm)} \nabla_{(m)} U^{(i)} \right) \\ = -\frac{2}{3} g^{(ij)} k \end{aligned} \tag{10}$$

$$\nu_i = C_{\mu} f_{\mu} \frac{k^2}{\epsilon} \tag{11}$$

여기서 $C_1 = C_{e1} f_1$ 이고 $C_2 = C_{e2} f_2$ 이며 표준 $k-\epsilon$ 모델에서 사용하는 상수값 $C_{\mu}, C_1, C_2, \sigma_k, \sigma_{\epsilon}$ 등은 실험적으로 구해지는 모델상수로 $C_{\mu} = 0.09, C_1 = 1.44, C_2 = 1.92, \sigma_k = 1.0, \sigma_{\epsilon} = 1.3$ 의 표준적인 값을 사용하였다.

Table 1 Constants and model functions in standard $k-\epsilon$ model and L.S. model

	ϵ_w B.C.	C_μ	C_{e1}	C_{e2}	σ_k	σ_ϵ	f_μ
standard $k-\epsilon$ model	wall function	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3	1
L.S.	0	0.09	1.44	1.92	1.0	1.3	$\exp\left\{\frac{-3.4}{(1+R_t/50)^2}\right\}$

	f_1	f_2	D	E
standard $k-\epsilon$ model	1.0	1	0	0
L.S.	1.0	$1-0.3\exp(-R_t^2)$	$2\nu\left(\frac{\partial\sqrt{k}}{\partial y}\right)^2$	$2\nu\nu_t\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)^2$

디퓨저 내의 유동특성은 원형덕트와는 달리 벽 근처에서 난류의 평형상태를 이루지 못하므로^{(1),(3)} 벽 경계조건으로 표준 $k-\epsilon$ 모델의 벽함수를 사용하는 것은 바람직하지 못하다. 따라서 벽 근처에서 합리적인 유동특성을 예측하기 위해서 연구된 낮은 레이놀즈수 $k-\epsilon$ 모델을 사용해야 합리적일 것이다. 이들의 특성에 관해서 그간 많은 연구가 이루어졌으나^{(9),(10),(11)} 아직 역압력 구배에서 적합한 모델은 정립되지 않았다. 강신형 등⁽¹²⁾에서는 그간 연구된 여러가지 모델중 Launder와 Sharma⁽⁸⁾의 난류 모델과 Myong과 Kasagi⁽¹¹⁾의 모델을 채택하고, 부분 포물선형 방법으로 원추형 디퓨저 내의 유동을 계산한 결과, 두 모델에 의한 난류 특성치는 벽면 바로 위에서는 제외하고는 주목할 만한 차이가 없었다. 특히 전체적인 난류 운동에너지의 변화에는 차이가 없었다. 이를 고려하여 본 연구에서는 Launder와 Sharma 모델을 기본 모델로 채택하였다. 이 모델에서 사용되는 모델상수와 D 와 E 항 및 k 와 ϵ 의 벽에서의 조건을 Table 1에 나타내었다. D 와 E 항은 벽면 근처에서만 중요한 역할을 하므로 경계층 유동에서 사용되는 항을 사용하였다.

Fig. 1에 디퓨저의 형상과 좌표계를 나타내었다.

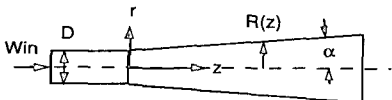


Fig. 1 Configuration and coordinate system of a conical diffuser

디퓨저의 상류에는 충분히 긴 파이프가 연결되어 있다고 가정하고, 입구조건으로는 원형덕트에서의 완전 발달된 유동을 계산한 후 그 결과를 사용하였다. 출구에서는 k 와 ϵ 의 2차 미분값을 영으로 하였고, 출구 단면에서 유량이 유지되도록 압력을 보정하였다. 대칭축에서는 대칭축에 평행한 속도성분은 구배가 없는 조건을, 대칭축을 가로지르는 속도 성분은 영으로 주었으며, 스칼라 양도 구배가 없는 조건을 주었다.

3. 수치해석 방법

지배방정식의 이산화를 위한 격자계의 구성은 엇갈림 격자계를 채택하였다. 엇갈림 격자계에서 스칼라 변수는 격자점들의 중앙에 위치하며 속도성분은 격자점들 사이에 두었다. 이러한 격자계를 바탕으로 각 유동변수를 해당하는 검사체적에 대해 지배방정식을 적분하여 이산화시키는 유한체적법을 사용하였다.

대류항 및 확산항의 차분기법에는 Hybrid Scheme을 사용하였으며, 압력이 연속방정식을 만족하도록 간접적으로 해석하는 Patankar-Spalding의 SIMPLE(semi implicit pressure linked equation) 알고리즘을 사용하였다.⁽¹³⁾ 주어진 지배방정식은 완전한 타원형 방정식이므로 각 유동변수에 대해 반복계산법에 의해 해를 구하며, 이산화된 방정식의 해를 구하는 방법으로는 수치해석시 많이 사용되는 TDMA(tri-diagonal matrix algorithm)를 이용한 line by line방법을 사용하였다.

수렴조건은 입구에서의 운동량으로 무차원화된 연속방정식의 잔류량의 합이 기준량 0.001을 넘지 않도록 주었다. 자세한 수치해석 방법은 참고문헌⁽¹²⁾에 나타내었고, 여기서는 개략적으로 설명하였다. 비직교 좌표계의 사용에 따른 지배방정식의 변환과정 및 일반적인 수치해석적 검증은 원형 파이프 내의 층류 및 난류유동의 계산결과를 비교가능한 실험자료 및 타 수치해석의 결과와 비교하여 수행하였으며, 본 논문에서는 이에 관한 설명을 생략하였다.

4. 결과 및 검토

직관에 연결된 확산각도 $\alpha=4^\circ$ 인 원추형 디퓨저를 본 수치해석적 연구를 위해서 채택하였으며, 그 형상과 사용된 좌표계를 Fig. 1에 나타내었다. $\alpha=4^\circ$ 인 원추형 디퓨저는 최적 압력회복 성능을 보인다고 알려져 있으며,⁽¹⁾ 이에 대한 실험적 연구가 다수 발표되어 있다.^{(1),(2),(3)} 계산영역의 상류 경계의 위치는 $z/D=-2.0$ 이고, 출구의 위치가 $z/D=6.0$ 인 디퓨저에 대한 계산을 수행하고 그 결과를 실험치⁽¹⁾와 비교하였다. 입구에서 평균유속은 $W_{in}=45.7\text{m/s}$ 이고, 이에 해당하는 레이놀즈수($Re=W_{in}D/\nu$)는 2.93×10^5 이며, 입구에서의 유동은 완전히 발달된 유동이라고 가정하였다. 난류데이터의 일부는 $W_{in}=18.06\text{m/s}$ 에서 측정된⁽³⁾ 결과를 이용하였다. 여러가지 수치격자의 배열이 수치해석에 미치는 효과를 고려하여⁽¹³⁾ 격자는 축방향으로 80개, 반경방향으로 40개를 선택하였고, 벽면에서 조밀하게 배열하였다. 또한 벽면에서 경계조건과 벽면 근처에서 급격한 유동의 변화를 고려하여 충분히 조밀하게 배치하였다(벽면 첫째 노드에서 y^+ 의 값은 0.5~0.7 정도로 유지).

먼저 수치계산의 전체적인 합리성을 보기 위해서 디퓨저 벽을 따라서 계산된 압력계수의 변화를 Fig. 2에 나타내었고 실험치와 비교하였다. 직관에서는 벽마찰에 의해 일정하게 감소하던 압력계수(경험식에 의한 예측결과와 잘 일치함)는 디퓨저가 시작되는 위치에서 속도가 급격히 감소하기 때문에 급격히 증가한다. 본 계산의 결과는 실험치에 비해 압력회복을 크게 예측하고 있다. Fig. 3에는 디퓨저 벽을 따라서 벽 마찰계수의 변화를 나타내었다. 본 계산이 실험치보다 큰 벽 마찰계수를 보여주며 특히 덕트와 디퓨저가 연결된 부분, 즉 디퓨저의

입구부분에서 큰 차이를 보여주고 있다. 실험에서의 계측은 여러가지 크기의 Preston 튜브로 수행되었다. 압력의 구배가 심한 디퓨저의 경우 벽면 근처에서의 속도분포가 평형상태의 발달된 난류 경계층의 속도분포 특성과 상당히 상이함을 고려한다면, Preston 튜브에 의한 계측은 상당한 오차가 있으리라 예상된다. 이러한 점을 고려한다 하더라도 계산결과가 실험치에 비하여 마찰저항을 크게 예측함은 채택한 난류모델이 벽면 근처에서 실제 유동을 합리적으로 모사하지 못함을 나타낸다. 구체적인 논리의 근거는 없으나 난류의 비등방성 및 낮은 난류 레이놀즈수의 영향 등 난류모델에 여러가지 복합적인 문제가 있으리라 예상된다. Fig. 4에는 $z/D=4.13$ 인 디퓨저 단면에서 평균속도 분포

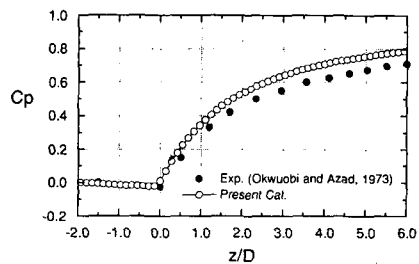


Fig. 2 Distributions of pressure coefficient on the diffuser wall

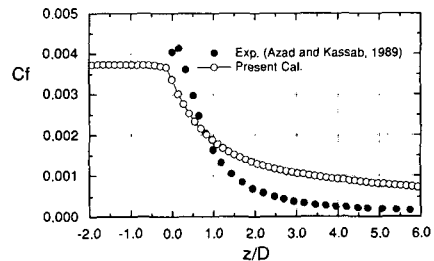


Fig. 3 Distributions of skin-friction coefficient on the diffuser wall

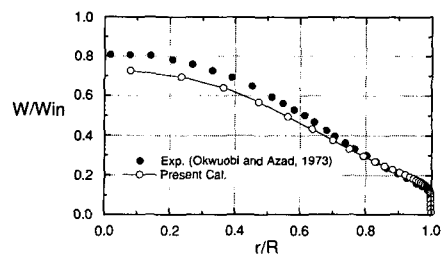


Fig. 4 Calculated and measured axial velocity profiles at $z/D=4.13$

를 무차원화하여 나타내었다. 실험치와 비교할 때 일치하는 경향을 보이나, 디퓨저 축 근처에서 약간 낮게 예측되고 있다. 평균속도 분포가 전체적으로 낮게 예측된다는 것은 단면에서 적분된 유량이 일치하지 않다는 것인데, 실제로 Okwuobi와 Azad⁽¹⁾의 실험결과를 분석한 결과 디퓨저 내에서의 유량은 입구의 유량과 약 6%의 차이를 보이고 있다. 무차원화된 평균 속도 분포는 실험치와 상당히 잘 일치한다. 평균유동의 관점에서 이상의 결과는 Kobayashi 등⁽⁴⁾의 계산결과보다는 우수하다. Lai와 So⁽⁵⁾는 Chien⁽¹⁰⁾의 저 레이놀즈수 $k-\epsilon$ 난류모델을 사용한 결과 실험치와 잘 일치함을 발표하였으나, 그들은 구 좌표계를 사용하여 $z/D=0.28$ 인 곳에서 실험치를 경계조건으로 계산을 시작하였기 때문에 원형덕트와 디퓨저가 연결되는 위치에서의 평균유동 및 난류특성치의 큰 변화⁽³⁾를 계산에 포함시키지 않았다.

압력계수, 벽 마찰계수 및 평균유동속도 분포에 대한 이러한 차이는 채택된 난류 모델이 레이놀즈 응력을 합리적으로 나타내지 못하기 때문이라고 생각된다. 이를 살펴보기 위해서 각 단면에서 평균한 난류 운동에너지의 변화를 Fig. 5에 나타내었다. 실험적 연구에서는 디퓨저의 입구에서 평균유동의 변형율이 매우 크며, 이에 따라서 난류 운동에너지의 생성율이 매우 크고, 그 결과 난류 운동에너지는 급속히 증가한다고^{(2),(3)} 발표되었다. 증가된 난류 운동에너지는 하류의 유동에 영향을 미치게 된다. 계산된 디퓨저의 하류에서 난류 운동에너지의 증가율은 실험치와 비슷하나, 디퓨저 입구에서의 난류 운동에너지의 평균값이 실험치에 비해 낮게 예측되고 있다. 이러한 난류 운동에너지의 변화량은 생성과 소멸율의 평형에 의해서 결정된다. 각 단면에서 평균된 생성과 소멸율을 Fig. 6에 나타내었다. 계산된 생성항 및 소멸율의 단면 평균값을 디퓨저 입구에서 예측된 값과 비교하면 많은 차이가 있으며, 디퓨저 입구에서 이들의 변화율에는 큰 차이가 있다. 특히 입구에서 계산된 결과는 잘 알려진 원형 파이프에서의 실험결과와 일치함을 고려한다면 예측치에는 의문점이 제기된다. 다시 말하면 실험에서 입구유동은 평균유동의 관점에서는 완전히 발달된 유동이라고 하더라도, 난류 특성치의 관점에서는 아직 발달된 상태가 아닐 가능성이 높다.

$z/D=4.13$ (Fig. 5에서 알 수 있듯이 난류 운동

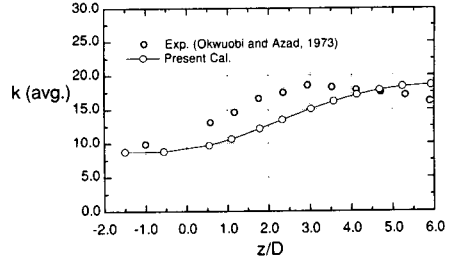


Fig. 5 Variation of sectional average value of turbulent kinetic energy in the diffuser

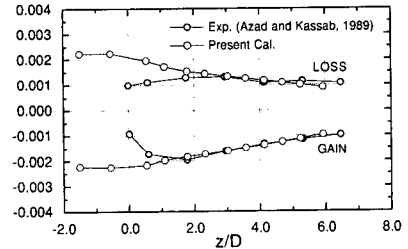


Fig. 7 Calculated and measured profiles of turbulent kinetic energy at $z/D=4.13$

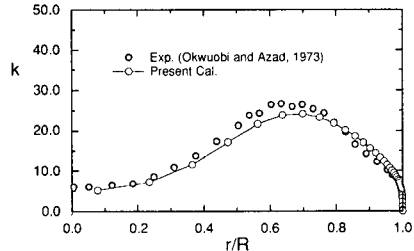


Fig. 6 Sectional average values of production and dissipation rate of turbulent kinetic energy in the diffuser

에너지의 단면 평균치가 예측치와 잘 일치하는 위치)에서 난류 운동에너지 분포를 Fig. 7에 나타내었으며, 계산치와 예측치는 잘 일치한다. 원형 파이프에서는 난류 운동에너지는 벽 근처 층류 저층을 벗어난 위치(직경의 1%미만)에서 최대값을 가지며 덕트의 중심으로 감에 따라 작아지는데 비해서, 디퓨저에서는 디퓨저 입구의 직경에 해당하는 위치에서 가장 큰 값을 가진다고 알려져 있다.^{(1),(2)} 이러한 특성은 후향계단 유동이나 유동 박리점에 접근하는 난류 유동에서의 특성과 유사하다. 수치계산도 이러한 점을 잘 시뮬레이션하고 있다. 디퓨저의 각 단면에서 계산된 난류 운동에너지 분포를 Fig. 8에 나타내었고, Fig. 9에는 예측치를 나타내

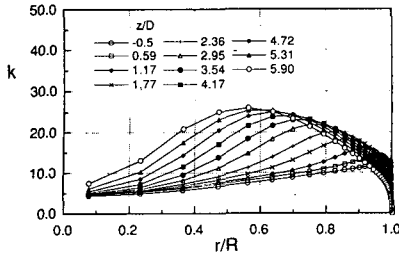


Fig. 8 Calculated profiles of turbulent kinetic energy in the diffuser

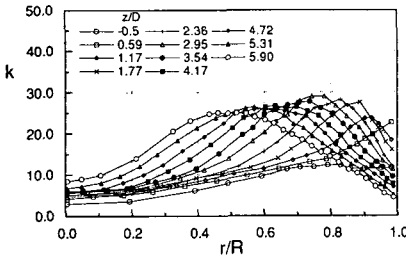


Fig. 9 Measured profiles of turbulent kinetic energy in the diffuser

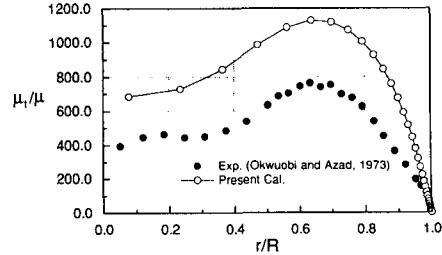


Fig. 10 Calculated and measured eddy viscosity distributions at $z/D=4.13$

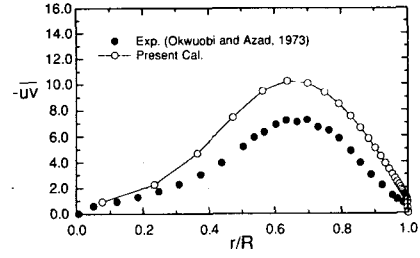


Fig. 11 Calculated and measured shear stress distributions at $z/D=4.13$

었다. 전체적으로 볼 때 난류 운동에너지의 분포가 하류로 가면서 변하는 양상은 잘 예측되나, Fig. 5에서 설명하였듯이 디퓨저 입구 부근에서 많은 차이가 있음을 알 수 있다. 디퓨저 입구에서의 급격한 난류 운동에너지의 증가는 원형덕트와 디퓨저의 연결부분의 형상에도 관계가 있을 것이며, 앞으로 상세한 이론 및 실험적 연구가 요구된다. Fig. 10에는 난류 와점성계수의 분포를 실험치와 비교하였다. 여기서, 실험치는 본 연구에서 Boussinesq 가정에 의해 계속된 주 난류 전단 응력을 평균유동의 변형률로 나누어 구하였다. 같은 방법으로 다른 레이놀즈 응력에 대한 와점도를 구하면 상당히 다른 값을 얻게 된다(본 논문에서는 나타내지 않았음). 이러한 난류의 비등방성은 디퓨저 입구에서 특히 크며, Boussinesq 가정이 적합하지 않음을 나타낸다. 그러나 실험 자료가 체계적인 분석을 수행하기에는 부족하여서, 비등방성이 디퓨저 내의 난류특성에 미치는 효과를 자세히 고찰하기는 어렵다. Fig. 10에서 계산된 와점도는 실험치에 비해 높게 예측되고 있다. 와점성계수는 $k-\epsilon$ 모델의 경우 난류 운동에너지와 난류 운동에너지 소산율 및 모델상수($C_\mu=0.09$)의 관계로 주어진다. Fig. 7에서 난류 운동에너지가 일치됨을 고려한다면, 주된 원인

은 소산율 또는 모델상수가 되리라 예상된다. Fig. 11에는 주 레이놀즈 응력을 나타내었다. 실험치와 비교할 때, 벽면에서 낮은 응력의 크기, 벽면 근처에서의 큰 변화, 최대치의 위치 등의 정성적 경향은 일치하나 절대치에는 상당한 차이가 있다. 이는 Fig. 10의 결과를 고려한다면 평균속도의 구배는 합리적으로 예측되었음을 나타낸다.

벽면 근처에서 속도분포는 평형상태에 있는 발달된 경계층에서의 대수 속도분포와 상당히 다르다고 알려져 있다. Fig. 12에는 주 유동 방향의 속도를 대수 속도분포와 비교하였다. 디퓨저 내에서 계산된 속도분포는 매우 제한된 구역에서 대수 속도분포를 보이며, 실험치도 동일한 특성을 나타내고 있다. Fig. 13에는 난류 운동에너지의 생성과 소산율의 비를 원형 파이프에서 계산된 결과와 디퓨저 내에서 분포를 비교하였다. 완전 발달된 덕트 내에서 난류 운동에너지의 생성과 소산율은 y^+ 가 약 20 이후에서는 평형상태를 이루어 그 비가 1.0이 되나, 디퓨저 내에서는 평형을 이루지 않고 있다. 이러한 비평형성을 고려한다면, 벽함수를 이용한 표준 $k-\epsilon$ 모델이나 Armfield와 Fletcher⁽⁶⁾에서와 같이 벽면 근처에서는 대수적인 와점도 모델을 사용하고 외부에서는 $k-\epsilon$ 모델을 사용하는 2층 모델에

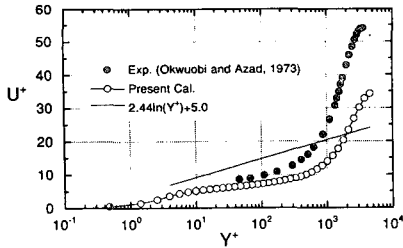


Fig. 12 Comparison of calculated and measured velocity profiles with logarithmic profile at $z/D = 4.13$

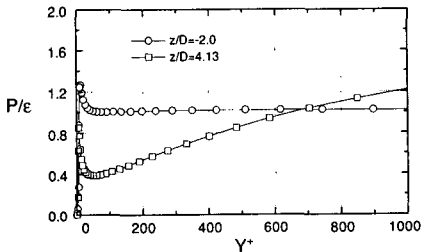


Fig. 13 Production-dissipation ratio profiles at $z/D = -2.0$ and 4.13

서는 난류의 평형조건을 가정하므로 적합하지 않음을 알 수 있다. 특히 Armfield와 Fletcher⁽⁶⁾는 난류 운동에너지 방정식에서 확산항의 계수를 반으로 줄이고, von-Karman 상수를 5배 증가시켜서 시뮬레이션을 시도하였으나 만족스러운 결과를 구하지 못하였다. 이와 같이 저 레이놀즈수 $k-\epsilon$ 모델은 평판에서의 경계층 유동이나 원형덕트에서의 유동과 같은 발달된 유동장의 특성로 기초로 개발된 모델이며, 역압력 구배가 심하고, 입구의 벽면 곡률이 불연속적으로 변하는 원추형 디퓨저 내의 난류 거동은 합리적으로 나타내지 못하고 있다.

5. 결 론

강한 역압력 구배가 형성되어 있는 원추형 디퓨저 내의 난류 유동을 Launder와 Sharma의 저 레이놀즈수 $k-\epsilon$ 모델을 채택하여 수치해석을 수행하였고, 계산결과를 기존실험 자료와 비교하였다. 이러한 연구를 통해서 얻은 결과를 다음과 같이 종합한다.

(1) 원추형 디퓨저 내의 난류 유동은 강한 역압력 구배로 인해 완전 발달된 원형 파이프 내의 평

균유동 및 난류 특성치와 상당히 다르다. 디퓨저 하류 각 단면에서, 벽면 근처의 평균속도의 크기는 작고, 난류 운동에너지의 최대치는 디퓨저 입구 벽면의 위치를 유지하면서 변한다. 특히 난류 운동에너지의 생성과 소멸율은 전 단면에서 평형상태를 이루지 않는다.

(2) Launder와 Sharma의 저 레이놀즈수 $k-\epsilon$ 모델은 디퓨저 내의 평균속도 분포 및 압력회복계수를 합리적으로 예측한다. 그러나 계산된 벽면에서 마찰저항계수, 난류 운동에너지, 와절도, 전단응력의 분포는 정성적으로 실험치와 잘 일치하고는 있으나 정량적으로는 많은 차이를 보였다. 특히 디퓨저 입구에서 난류 운동에너지는 실험치에 비하여 상당히 적게 예측된다. 이러한 차이는 주로 기존 $k-\epsilon$ 모델이 디퓨저 내에서 난류 운동에너지의 생성, 확산, 소멸율을 합리적으로 예측하지 못하기 때문에 발생하였다.

(3) 디퓨저 입구부분에서의 난류량들의 거동은 디퓨저 하류의 유동에 많은 영향을 미치며, 여기서 난류량 등의 생성 및 소멸, 비등방성의 영향 등에 대한 상세한 연구가 요구된다. 이러한 연구를 위해서는 기존실험 자료가 아직 부족한 상태이다.

후 기

본 연구는 한국과학재단 지원 터보·동력기계 연구센터의 1991년도 연구사업으로 수행되었다. 이에 관계자 여러분에게 깊은 감사를 드린다.

참고문헌

- (1) Okwuobi, P.A.C. and Azad, R.S., 1973, "Turbulence in a Conical Diffuser with Fully Developed Flow at Entry," J. Fluid Mech., Vol. 57, part 3, pp. 603~622.
- (2) Azad, R.S. and Hummel, R.H., 1979, "Similarities of Turbulence Structure in a Conical Diffuser with Other Wall Bounded Flows," AIAA Journal, Vol. 17, No. 8, pp. 884~891.
- (3) Azad, R.S. and Kassab, S.Z., 1989, "Turbulent Flow in a Conical Diffuser: Overview and Implications," Phys. Fluids A, Vol.1, No. 3, pp. 564~573.

- (4) Kobayashi, T., He, Y. and Morinishi, Y., 1989, "Numerical Prediction of Turbulent Flow in a Conical Diffuser Using $k-\epsilon$ Model," Report of IIS, 41(1), Univ. of Tokyo.
- (5) Lai, Y.G. and So, R.M.C., 1989, "Calculation of Planar and Conical Diffuser Flows," AIAA Journal, Vol. 27, No. 5, pp. 542~548.
- (6) Amfield, S.W. and Fletcher, C.A.J., 1989, "Comparison of $k-\epsilon$ and Algebraic Reynolds Stress Models for Swirling Diffuser Flow," Int. J. of Num. Method in Fluids, 9, pp. 987~1009.
- (7) Rodi, W. and Scheuerer, G., 1986, "Scrutinizing the Turbulence Model under Adverse Pressure Gradient Conditions," J. Fluids Eng., Trans. ASME, Vol. 108, pp. 174~179.
- (8) Launder, B.E. and Sharma, B.I., "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, 1974, pp. 131~138.
- (9) Patel, V.C., Rodi, W. and Scheuerer, G., 1985, "Turbulence Models for near Wall and Low Reynolds Flows: A Review," AIAA J., Vol. 23, pp. 1308~1319.
- (10) Chien, K.Y., 1982, "Predictions of Channel and Boundary Layer Flows with a Low-Reynolds Number Two-Equation Model of Turbulence," AIAA J., Vol. 20, pp. 33~38.
- (11) Myong, H.K. and Kasagi, N., 1990, "A New Approach to the Improvement of $k-\epsilon$ Turbulence Model for Wall-Bounded Shear Flow," JSME Int. J., Vol. 33, No. 1, pp. 63~72.
- (12) 강신형, 최영석, 1991, "원추형 디퓨저 내의 난류유동에 관한 수치해석적 연구," 제1회 터보. 동력기계 연구센터 학술대회 논문집.
- (13) S.V. Patankar, "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow," McGraw Hill, 1980.