

〈論 文〉

역압력 구배가 있는 난류유동에 대한 수치적 연구

김형수* · 정태선* · 유홍선** · 최영기**

(1990년 11월 6일 접수)

A Numerical Study of Turbulent Flows with Adverse Pressure Gradient

H.S. Kim, T.S. Jung, H.S. Ryou and Y.K. Choi

Key Words : Turbulent Flows(난류 유동), Adverse Pressure Gradient(역압력 구배), Tube Banks(관군), Diffuser(확대관), Complex Geometry(복잡한 형상), Non-staggered Grid(비엇물림 격자), Non-orthogonal Boundary Fitted Coordinate System(비직교 경계 고정 좌표계)

Abstract

Turbulent flows around tube banks and in the diffuser were studied using a non-orthogonal boundary fitted coordinate system and the modified $k-\epsilon$ turbulence model. In these cases, many problems emerge which stem from the geometrical complexity of the flow domain and the physical complexity of turbulent flow itself. To treat the complex geometry, governing equations were reformulated in a non-orthogonal coordinate system with Cartesian velocity components and discretised by the finite volume method with a non-staggered variable arrangement. The modified $k-\epsilon$ model of Hanjalic and Launer was applied to solve above two cases under the condition of strong and mild pressure gradient. The results using the modified $k-\epsilon$ model showed better agreement with the experimental data than the standard $k-\epsilon$ model results in both test cases.

기 호 설 명

C_f : 표면 마찰 계수	\bar{U}_i : 시간 평균 속도의 i 성분
C_μ, C_1, C_2, C_3 : 난류 모델 상수	U_m : 유입 경계면에서의 평균 속도(bulk velocity)
e^j : 비직교 좌표계의 Contravariant 기본 벡터	u_i : 난류 속도의 i 성분
e_s, e_n : 유체의 회전 및 비회전 변형률	x : 비직교 좌표계
i_m : Cartesian 좌표계의 기본 벡터	y : Cartesian 좌표계
J : 좌표 변환의 Jacobian	α : 비직교 좌표계의 Contravariant 기본 벡터와 Cartesian 기본 벡터의 내적
k : 난류 유동 에너지	ϵ : 난류 운동 에너지의 소멸률
P_k : 난류 유동 에너지 방정식에서의 생성항	μ_t, μ_{eff} : 난류 점성 계수 및 유효 점성 계수
P_ϵ : 난류 유동 에너지 소멸률 방정식에서의 생성항	ρ : 유체의 밀도
	$\sigma_k, \sigma_\epsilon$: k 와 ϵ 에 대한 난류 프란틀 수
	τ_w : 벽면 전단 응력
	θ : 튜브의 전면 정체점으로부터 측정된 각

* 중앙대학교 대학원
 ** 정회원, 중앙대학교 공과대학 기계공학과

1. 서 론

역압력 구배가 있는 난류 유동은 터보 기계의 터빈 익이나 비행기 날개 주위의 유동, 그리고 열교환기에서 주로 사용되는 튜브 뱅크 주위의 유동, 디퓨저내의 유동등과 같이 공학적인 응용 분야에서 많이 나타나는 관심 높은 유동 형태중의 하나이다. 일반적으로 경계층 내에서의 압력 구배는 벽면 근처 및 외부 영역에서의 속도 분포나 표면 마찰, 경계층의 박리를 결정하는 중요한 요소이다. 난류 경계층에서는 약한 역압력 구배에 대하여 난류 응력이 급속히 운동량을 전달하므로써 유체의 과도한 감속을 방지하지만 역압력 구배가 커지게 되면 박리가 일어나게 되고 이러한 유동의 박리는 난류 구조의 변화는 물론 물체가 받는 항력이나 열전달에 상당한 영향을 미치므로 역압력 구배가 있는 난류 유동에 정확한 예측은 비행기 날개나 튜브 뱅크등과 같은 물체의 설계에 중요한 자료를 제공하게 된다.

그러나 1980-81 AFOSR-HTIM Stanford Conference에서 결론 지었듯이 현재 역압력 구배나 유선의 곡률등이 난류 구조에 미치는 영향을 기존의 난류 모델로는 정확히 예측할 수 없다. 특히 짧은 전산 시간과 모델의 간단함으로 인해 현재 다양한 유동 형태에서 폭넓게 사용되는 $k-\epsilon$ 모델은 역압력 구배가 있는 경우 이 모델의 구조적 모순으로 인해 실험치를 만족스럽게 예측하지 못하고 있다.

즉, 압력 구배가 있는 경우 벽면 근처에서의 유동은 작용된 압력 구배에 대해 재빨리 스스로를 조정하지만 큰 에디들이 지배적인 바깥층에서는 관성으로 인해 이러한 압력의 변화에 대해 반응하지 않는다⁽¹⁾. 압력 구배가 있는 난류 경계층 내에서 이러한 난동의 특성은 명백히 내부층(inner layer)과 외부층(outer layer)이 서로 다른 길이 척도를 가지고 있다는 증거가 되며 $k-\epsilon$ 모델은 단지 하나의 길이 척도만을 가지고 난동의 상호 작용을 설명하기 때문에 위와 같은 특성을 포함시킬 수가 없다.

또한 $k-\epsilon$ 모델은 와점성 개념(eddy viscosity concept)에 기초를 두고 있으므로 압력 구배나 또는 굽어진 유로 내에서의 유동에서 발생하는 난동의 비등방성 효과를 고려하지 않는다.

위와 같은 문제점을 해결하기 위해서 난동의 에너지 스펙트럼을 둘 또는 그이상의 영역으로 나누어 독립적인 길이 및 시간 척도를 사용하는 방법이

나 레이놀즈 응력의 모든 수송 방정식을 직접 풀어서 그 값을 구하는 방법을 주로 사용하고 있으나 이러한 방법 또한 방대한 기억 용량과 긴 전산 시간으로 인해 소수의 연구자들에 의해서만 연구가 진행되고 있다.

따라서 아직까지는 $k-\epsilon$ 모델을 수정하려는 시도가 활발하며 Johns와 Launder⁽²⁾에 의해 제시된 레이놀즈 형식의 $k-\epsilon$ 모델은 벽면 전단 유동에 귀하여 벽함수를 사용하지 않고 직접 벽면까지 난류량을 계산함으로써 $k-\epsilon$ 모델의 성능을 향상시켰으며 이것은 $k-\epsilon$ 모델의 수정에 있어서 하나의 큰 갈래가 되어 왔다.

이와 별도로 Hanjalic과 Launder⁽³⁾는 고 레이놀즈 형식의 $k-\epsilon$ 모델에서 소멸률 방정식에 비회전 변형에 의한 소멸률의 생성을 첨가시켜 평면 및 원형 분류와 역압력 구배가 작용하는 경계층 유동에 대해 계산한 결과 표면 마찰 계수나 평면 분류의 퍼짐율에 있어서 개선된 결과를 얻었다. Hanjalic과 Launder의 모델은 Rodi와 Scheuerer⁽⁴⁾, Raithby⁽⁵⁾에 의해 역압력 구배가 있는 경우에 표준 $k-\epsilon$ 모델보다는 실험치를 잘 예측하고 있다는 것이 검증되었다.

본 논문에서는 Hanjalic과 Launder의 모델을 비교적 약한 역압력 구배가 있는 디퓨저 및 강한 압력 구배에 의해 박리가 일어나는 튜브 뱅크에 대해 적용시켰으며 튜브뱅크나 디퓨저와 같이 곡선 경계면을 갖는 유동 영역을 해석하기 위하여 비직교 고정 좌표계(non-orthogonal boundary fitted coordinate systems)를 사용하였다.

2. 이 론

2.1 지배 방정식

튜브 뱅크나 디퓨저와 같이 곡선 경계를 갖는 유동 영역을 해석하는데 있어서 직선직각 격자를 사용하는 것은 불필요한 격자의 집중이나 경계조건을 보간에 의해 주어야 하는 등의 어려움으로 인해 적절하지 못하다.

따라서 이런 경우 경계 고정 좌표계를 사용하는 것이 효과적이며 본 논문에서는 비직교 고정 좌표계를 사용하여 지배 방정식을 유도하였다.

비직교좌표계에서 운동량 및 에너지에 대한 수송 방정식은 여러 형태로 나타날 수 있으며 이것은 운동량 방정식에서 사용하는 속도 성분의 방향에 의

해 결정된다. 먼저 Covariant나 Contravariant 속도 성분을 사용하는 경우에는 지배 방정식에 곡률과 관련된 응력 성분이 나타나므로 지배 방정식 자체가 상당히 복잡해질 뿐만 아니라 격자선의 곡률이하의 정확성에 영향을 미치게 된다.

이에 비해 Cartesian 속도 성분을 사용하는 경우 확산항에 교차 미분항이 나타나고 이러한 항이 주변 격자점에서의 계수를 음으로 만드는 경우가 있어 안정도에 문제가 있지만 지배 방정식이 비교적 간단하고 또한 모든 원시 변수들이 미분된 형태로 존재하기 때문에 강한 보존 형식(strong conservation form)의 지배 방정식을 얻을 수 있다. 이와같은 장점 때문에 본 논문에서는 Cartesian 속도 성분을 사용하였으며 비직교 좌표계 상에서 비압축성, 시간 평균된 난류 유동의 지배 방정식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

연속 방정식

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x_j} [J \alpha_{mj} (\rho U_m)] = 0 \quad (1)$$

운동량 방정식:

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^j} [J \alpha^{mj} (\rho U_m U_i - \tau_{mi})] = - \frac{\partial}{\partial x^j} [J \alpha^{ij} P] \quad (2)$$

여기서 전단응력 τ_{mi} 는 다음과 같이 주어진다.

$$\tau_{mi} = \mu_{eff} \left[\frac{\partial U_i}{\partial x^n} \alpha^{mn} + \frac{\partial U_m}{\partial x^n} \alpha^{im} \right] \quad (3)$$

식 (1), (2), (3)에서 사용된 J 는 좌표 변환의 Jacobian을 나타내고 α^{mj} 는 비직교 좌표계의 Contravariant 기본 벡터 e^j 와 Cartesian 단위 벡터 i_m 의 내적이며 아래식과 같이 쓸 수 있다.

$$\alpha^{mj} = i_m \cdot e^j = i_m \cdot x^j$$

2.2 난류 모델링

Cutler 등⁽⁶⁾의 실험 결과에 의하면 강한 역압력 구배가 있는 유도의 경우 난류운동 에너지 방정식에서 무시되는 수직 응력에 의한 난류 에너지 생성이 전체 난류 에너지 생성의 약 22%를 차지하고 압력 구배가 비교적 작은 경우에도 약 10% 정도를 차지하는 것으로 밝혀졌다. 그러므로 역압력 구배가 작용하는 경우 수직 응력 및 이로인한 비회전 변형에 의한 난류 에너지 생성이 고려되어야 하며 Hanjalic과 Launder는 소멸률 방정식을 이러한 비회전 변형에 대해 민감하게 반응하도록 하는 수정된 $k-\epsilon$ 모델을 제시하였다.

즉, 이들은 노즐에서 분사되는 비회전 유동의 경

우 난류 에너지의 변화를 정확히 예측하기 위해서는 소멸률 방정식내의 계수 C_1 값이 평면 분류나 혼합층과 같은 회전 유동에 대해서 사용된 값보다 커야한다는 것을 발견하였고 이러한 사실로부터 대부분의 난류 에너지를 가지고 있는 큰 에디로부터 작은 에디로의 에너지 전달이 비회전 변형에 의해 촉진된다는 것을 지적하였다.

이러한 비회전 변형에 의한 소멸율의 생성을 강조하기 위해서 회전 변형으로 인한 소멸율의 생성항에 곱해진 상수 C_1 보다 큰 경험 상수 C_3 를 비회전 변형으로 인한 소멸율의 생성항에 곱하여 소멸률을 비회전 변형에 대해 민감하게 반응하도록 수정하였다. 여기서 상수 C_3 는 역압력 구배가 있는 유동의 실험 결과로부터 얻어진 경험 상수이며 Hanjalic과 Launder는 4.44를 제시하였고 Rodi 등⁽⁴⁾은 강한 역압력 구배가 있는 유동에서 2.5를 사용하였으며 Henau 등⁽⁵⁾은 2.5에서 5.5사이의 값을 사용하여 에어포일 주위의 유동을 계산하여 표준 $k-\epsilon$ 모델에 비해 개선된 결과를 얻었다. 수정된 모델은 비직교 좌표계에서 다음과 같이 나타낸다.

난류 에너지 수송 방정식

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^j} \left[J \alpha^{mj} \left(\rho U_m k - \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x^n} \alpha^{mn} \right) \right] = P_k - \rho \epsilon \quad (4)$$

난류 에너지 소멸률 방정식

$$\begin{aligned} \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^j} \left[J \alpha^{mj} \left(\rho U_m \epsilon - \frac{\mu_t \partial \epsilon}{\sigma_\epsilon \partial x^n} \alpha^{mn} \right) \right] \\ = \frac{\epsilon}{k} \left[C_1 P_\epsilon - C_2 \rho \epsilon \right] \end{aligned} \quad (5)$$

위에서 난류 에너지 생성항 P_k 와 소멸율의 생성 P_ϵ 은 다음과 같이 주어진다.

$$P_k = \mu_t (e_s)^2 - 0.33 \rho k e_n \quad (6)$$

$$P_\epsilon = C_1 P_k - 0.33 (C_3 - C_1) \rho k e_n \quad (7)$$

여기서 0.33은 일반적으로 역압력 구배가 있는 경계층 유동에서 실험적으로 알려진 난류 유동 에너지와 난류 속도 성분의 관계로부터 구해진 값이다. e_s 와 e_n 은 각각 회전 및 비회전 변형률을 나타내며 비직교 좌표계에서 이들은 다음과 같이 나타낸다.

$$e_s = \frac{\partial U_1}{\partial x^1} \alpha^{21} + \frac{\partial U_1}{\partial x^2} \alpha^{22} + \frac{\partial U_2}{\partial x^1} \alpha^{11} + \frac{\partial U_2}{\partial x^2} \alpha^{12} \quad (8)$$

$$e_n = \frac{\partial U_1}{\partial x^1} \alpha^{11} + \frac{\partial U_1}{\partial x^2} \alpha^{21} \quad (9)$$

위의 모델링에서 사용된 모델 상수들은 Table 1에 주어져 있다.

Table 1 $k-\epsilon$ model constant

C_μ	σ_k	σ_ϵ	C_1	C_2	C_3
0.09	1.0	1.3	1.44	1.92	4.44

3. 수치 해석

본 논문에서는 비직교 격자선에 의해 둘러싸인 영역을 제어 체적으로 정의하고 지배 방정식을 이 제어 체적내에서 체적 적분으로 이산화시키는 유한 체적법 (finite volume method) 을 사용하였다. 정확한 압력장을 얻기 위한 알고리즘으로 최초에 압력장을 가정하고 이 가정된 압력장을 압력 수정 방정식을 풀어서 계속 수정해 나가는 SIMPLE 알고리즘을 사용하였다.

3.1 격자 생성

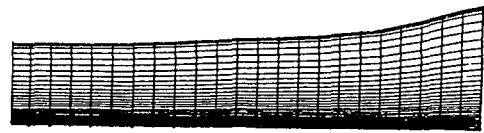
일반적으로 비직교 경계 고정 좌표계를 생성하는 방법은 여러가지가 있으나 대부분은 프와송 방정식을 Dirichlet 경계 조건하에서 풀어서 그 해가 격자점의 좌표가 되도록 하는 방법과 경계면에서 격자점의 Cartesian 좌표를 주고 간단히 보간에 의해 내부 격자점을 생성시키는 "Transfinite Mapping" 방법이 주로 사용된다.

전자는 격자 생성이 복잡하고 시간 소비적 인데 비해 후자는 매우 간단하고 반복과정이 필요하지 않기 때문에 경제적이다. "Transfinite Mapping" 을 사용한 튜브 뱅크 및 디퓨저내의 유동 영역에 대한 격자 배열이 Fig. 1에 나타나 있다.

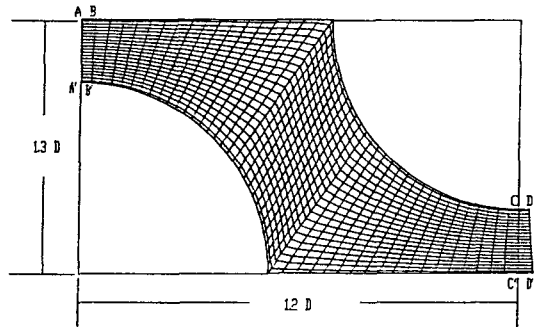
3.2 종속 변수의 배열

계산 영역에서 종속 변수의 배치에 관한 문제로서 본 논문에서는 Cartesian 속도성분이 제어 표면에서 경사지거나 평행하게 되는 경우를 피하기 위해 비엇물림 (non-staggered) 격자를 사용하여 모든 변수를 제어 체적의 중심에 위치시켰다.

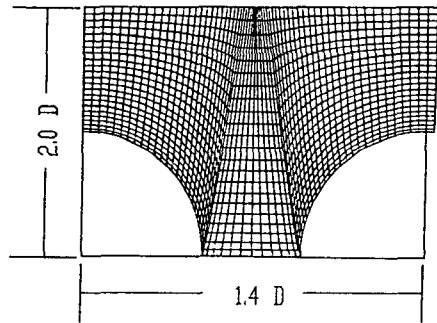
즉, 엇물림 (staggered) 격자계에서는 Cartesian 속도 성분을 사용하는 경우 유동방향이 변함에 따라 속도 성분과 제어 표면이 경사지게 되며 유동 방향이 90°로 변하는 경우에는 이들 속도 성분이 제어 표면과 평행하게 되어 제어 체적으로 들어오거나 나가는 질량 유량이 없어지게 된다. 이러한 문제점은 비엇물림 격자를 사용함으로써 해결될 수 있다.



(a)



(b)



(c)

Fig. 1 Typical mesh for the (a) Diffuser (b) Staggered tube bank (c) In-line tube bank

그러나 비엇물림 격자계에서는 압력 수정 방정식을 얻기 위해 제어 표면에서의 속도 성분을 보간에 의해 구해야 하며 이때 선형 보간을 사용하면 압력과 속도가 연결되지 않기 때문에 압력장의 진동을 허용할 수 있다. 따라서 압력과 속도를 연결시키기 위해서는 다른 보간법이 필요하며 본 연구에서는 Rhie⁽⁷⁾가 제시한 보간법을 사용하였다. 즉, 계산 절점에 대한 차분화된 운동량 방정식을 제어 표면에서의 속도에 대한 보간식으로 사용함으로써 압력 구배를 중심 계산 절점에서의 값으로 나타내어 압력과 속도를 연결시키는 방법을 사용하였다.

3.3 경계 조건

일반적으로 튜브 뱅크 내부열에서는 상류측 튜브

에 의한 교란이 정상 상태가 되고 또한 주기적으로 반복하는 유동 형태를 갖는다. 본 논문에서는 이와 같이 유동이 주기적으로 반복하는 대칭단위를 해석 영역으로 선택하였으며 해석 영역은 유입 및 유출 경계, 대칭면 그리고 튜브 벽면을 포함하게 된다. 대부분의 튜브 뱅크에 대한 수치해석^(11,12)은 유입 및 유출 경계에 대해서 유동이 주기적으로 반복된다는 가정하에서 주기 경계조건을 적용시키고 있으며 본 논문에서도 주기 조건을 사용하였다. 그러나 튜브 뱅크 내부열에서 유동이 정확히 주기적으로 반복한다고 보기는 어려우며 현재 주기조건 이외의 다른 방법이 모색되지 않는한 주기조건을 사용하는 데 따른 어느 정도의 오차는 허용할 수 밖에 없다. 주기조건은 Fig. 1의 (b), (c)에서와 같이 유출 경계면에 인접해서 주기 격자를 생성시키고 매 반복 시행당 U_1, U_2, k, ϵ 의 $C-C'$ 면에서 계산된 값을 유입 경계 $A-A'$ 면으로 보내고 $B-B'$ 면에서 계산된 값을 유출 경계 $D-D'$ 면으로 보냄으로써 적용시킬 수 있다.

디퓨저의 경우 해석 영역은 유입 및 유출 경계면 그리고 두개의 고체 벽면을 포함한다. 유입 경계조건은 실험 자료를 이용하여 Dirichlet조건을 적용하였고 유출 경계조건은 Neumann조건을 사용하였다. 벽면 경계조건은 벽면 부근에서 난류 에너지의 생성과 소멸이 근사적으로 같다고 가정한 표준 벽함수(wall function)를 사용하였다.

4. 결과 및 고찰

적용예 1 : 튜브 뱅크

본 논문에서는 각각 교차형 튜브 뱅크(staggered tube bank)와 장방형 튜브 뱅크(in-line tube bank)에 대해 계산하였으며 필요한 실험 자료는 Neal과 Hichcock⁽⁸⁾, Achenbach⁽⁹⁾의 결과를 이용하였다.

계산에서 사용된 격자는 교차형의 경우 50×22 이고 장방형의 경우 56×23 이며 계산결과는 65×30 격자계에서와 비교해서 격자 밀도에 영향을 받지 않는다고 생각된다. 일반적으로 튜브의 배열은 유동 방향에 수직인 튜브 사이의 중심거리 S_T 와 유동 방향에 따른 튜브 사이의 중심거리 S_L 에 의해 정의된다. Fig. 2는 튜브 피치가 $S_T \times S_L = 1.3 \times 1.2$ 인 교차형 튜브 뱅크에 대해 레이놀즈 수가 1.4×10^5 인 경우의 유선을 그린 것이다. Neal과

Hichcock이 실험에 따르면 튜브의 전면 정체점으로 부터 측정해서 약 150° 부근에서 유동의 박리가 관측되었으나 본 계산에서는 유동의 박리를 예측하지 못했다. Fig. 3은 난류 강도($k^{1/2}/U_m$)를 그린 것이며 전면 정체점 부근의 유체가 튜브에 충돌하는 영역과 후면 정체점의 유체가 튜브에 충돌하는 영역과 후면 정체점 이후에 속도가 재발달하는 영역에서 최대의 난류 강도를 보이고 있다.

Fig. 4와 5는 튜브 표면에서 5.8mm떨어진 지점에서 속도 및 난류 강도를 비교한 것이다. 속도의

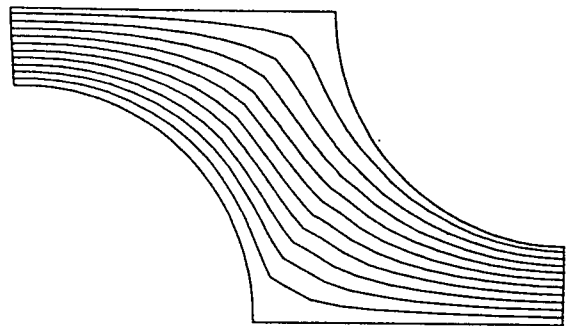


Fig. 2 Predicted streamline at $Re=1.4 \times 10^5$

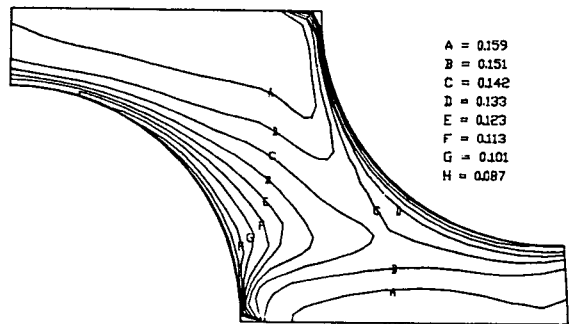


Fig. 3 Predicted turbulence intensity at $Re=1.4 \times 10^5$

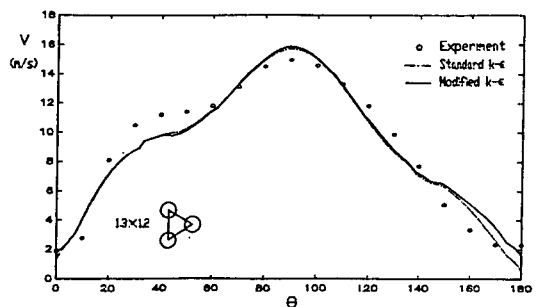


Fig. 4 Comparison of velocity at $Re=1.4 \times 10^5$

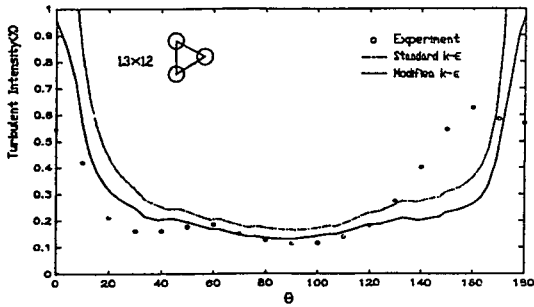


Fig. 5 Comparison of turbulence intensity at $Re=1.4 \times 10^5$

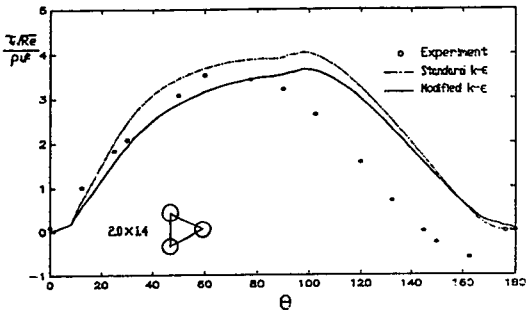


Fig. 6 Comparison of skin friction coefficient at $Re=1.4 \times 10^6$

경우 표준 $k-\epsilon$ 모델과 수정된 $k-\epsilon$ 모델이 크게 차이가 나지 않으나 정체점 부근에서 보다 실험치에 접근하고 있는 것을 볼 수 있으며 이것은 이 영역이 수직변형률이 가장 크게 영향을 미치는 영역이기 때문이라 생각된다. 이러한 현상은 난류 강도를 비교한 Fig. 5에서 더욱 현저하며 표준 $k-\epsilon$ 모델이 정체점 부근에서 100% 이상의 난류 강도를 예측하는데 비해 수정된 모델에서는 상당히 개선된 값을 예측하고 있다.

Fig. 6은 튜브 피치가 2×1.4 인 경우 레이놀즈 수가 1.4×10^6 에서 예측된 표면 마찰계수를 나타낸 것이며 전반적으로 표준 $k-\epsilon$ 모델보다는 실험치에 접근하는 값을 예측하는 것을 볼 수 있다. 그러나 수정의 폭은 역압력 구배가 작용하는 영역보다는 순압력 구배가 작용하는 영역에서 크게 나타나고 있으며 이와같이 본래의 수정 목적과 벗어나는 결과가 나온 이유는 표준 $k-\epsilon$ 모델에서 소멸율의 생성항은 좌표변환에 대해 불변량이나 수정된 모델에서는 사용하는 좌표계에 의존하게 되고 더우기 이 모델은 유선의 힘이 없는 박층 전단 유동에 대해

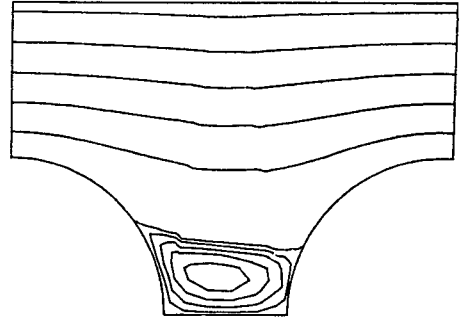


Fig. 7 Predicted streamline at $Re=4.0 \times 10^5$

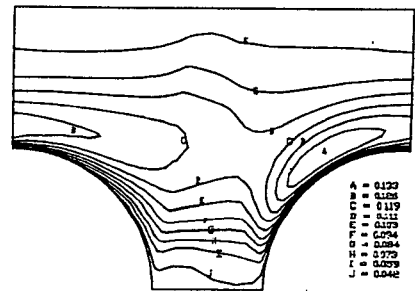


Fig. 8 Predicted turbulence intensity at $Re=4 \times 10^5$

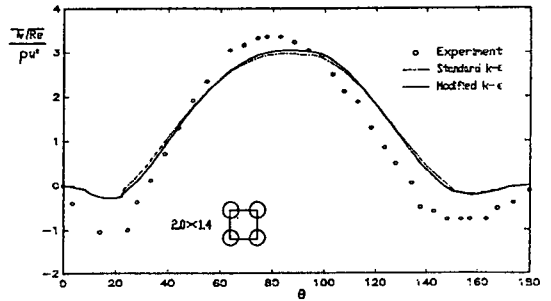


Fig. 9 Comparison of skin friction coefficient at $Re=4 \times 10^5$

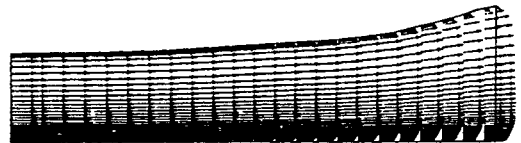


Fig. 10 Predicted velocity vector for the diffuser

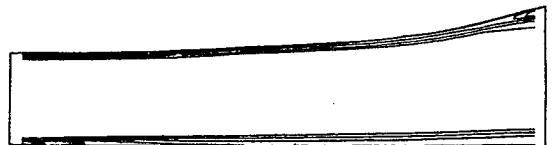


Fig. 11 Predicted turbulence energy for the diffuser

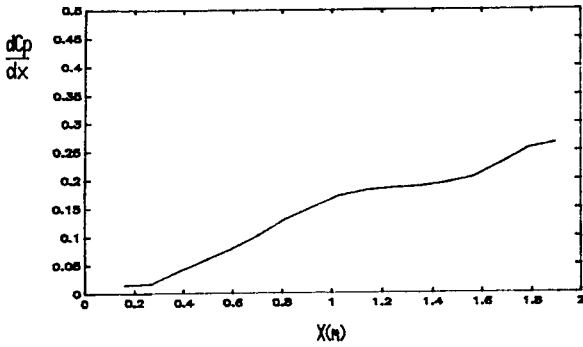


Fig. 12 Predicted pressure gradient

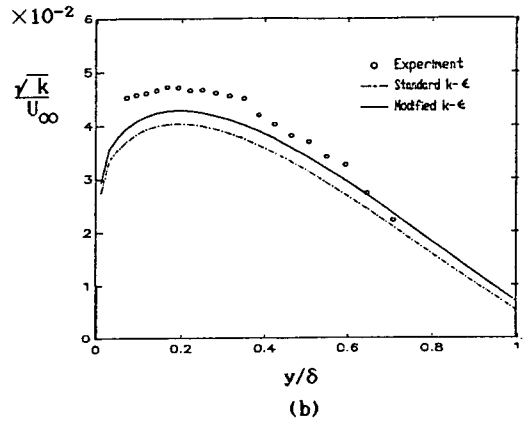
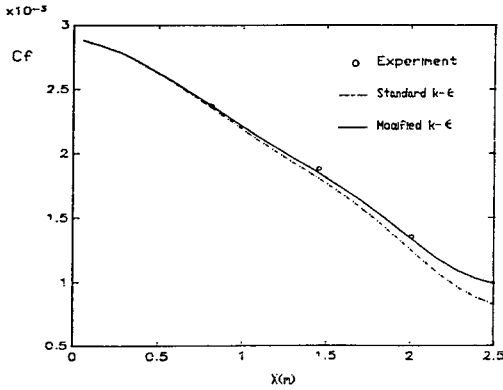
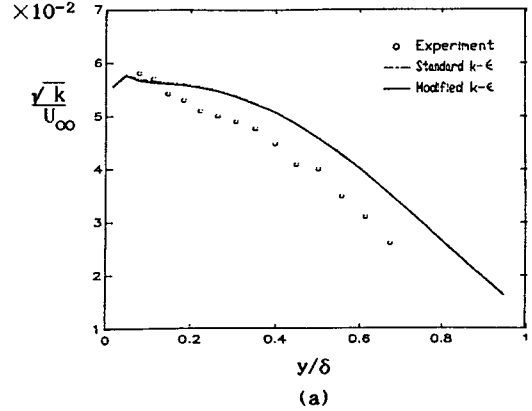


Fig. 13 Comparison of skin friction coefficient for the diffuser

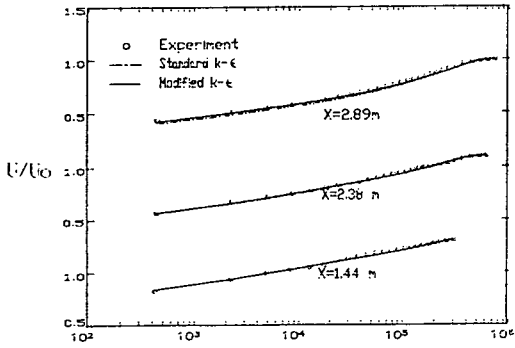


Fig. 14 Comparison of velocity profile at various location

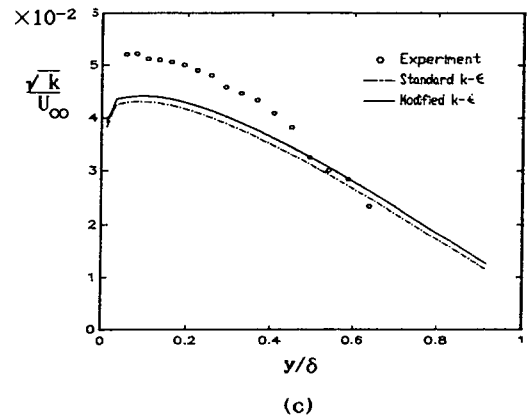


Fig. 15 Comparison of turbulence energy at (a) $x=1.44m$ (b) $x=2.38m$ (c) $x=2.89m$

유도되었기 때문에 튜브 뱅크와 같이 유선의 휨이 큰 유동의 경우에는 역압력 구배에 의한 영향이 유선의 휨에 의한 영향에 상쇄되기 때문이라 생각된다.

Fig. 7은 튜브 피치가 2×1.4 인 장방향 튜브 뱅크에 대해서 레이놀즈 수 4×10^5 에서 유선을 그린 것이며 Fig. 8은 난류 강도를 그린 것이다. 장방향 튜브 뱅크의 경우 약 60° 부근의 유체가 튜브에 충

돌하는 영역에서 난류 강도가 최대가 된다는 것을 알 수 있다. Fig. 9는 표면 마찰 계수를 Achenbach의 실험 자료와 비교한 것이며 표준 $k-\epsilon$ 모델과 수정된 $k-\epsilon$ 모델이 크게 차이를 보이지는 않음

나 수정된 $k-\epsilon$ 모델이 보다 실험치에 근접하는 예측을 하는 것으로 나타났다.

이것은 교차형 튜브 뱅크보다는 장방형 튜브 뱅크가 압력 구배나 유선의 곡률등과 같은 부가적인 변형률에 의한 영향을 덜 받기 때문에 이와 같은 수정의 효과가 적게 나타나는 것으로 생각된다.

적용예 2 : 디퓨저

디퓨저는 일반적으로 강한 역압력 구배로 인해 박리가 발생하지만 본 논문에서는 박리가 일어나지 않는 Samuel등⁽¹⁰⁾의 디퓨저에 대한 실험 자료를 이용하였다.

Fig. 10 및 11은 42×24 격자계에서 계산된 속도 벡터 및 난류 강도를 그린 것이며 Fig. 12는 계산된 흐름방향으로의 압력 구배를 그린 것이다.

Fig. 13은 표면 마찰 계수를 그린 것이며 압력 구배가 비교적 작은 $x=1.34m$ 까지는 $k-\epsilon$ 모델과 수정된 모델이 거의 차이가 나지 않으나 그 이후부터는 수정된 모델이 표준 $k-\epsilon$ 모델에 비해 실험치를 잘 예측하고 있는 것을 볼 수 있다. Fig. 14는 디퓨저내의 각각의 위치에서 속도 분포를 그린 것이며 역시 압력 구배가 작은 경우 표준 $k-\epsilon$ 모델과 수정된 모델이 크게 차이가 나지 않으나 압력 구배가 커질수록 수정된 모델이 실험치에 근접하는 것을 볼 수 있다.

Fig. 15는 난류 강도를 실험 자료와 비교한 것이며 압력 구배가 커질수록 표준 $k-\epsilon$ 모델보다는 수정된 모델이 실험치에 근접하는 것을 볼 수 있다. 그러나 벽면 근처에서는 공통적으로 난류 강도를 작게 예측하고 있으며 이것은 벽함수가 흐름 방향으로의 압력 구배를 고려하지 않기 때문이라 생각된다. Fig. 16은 레이놀즈 응력을 비교한 것이며 벽 근처에서의 계산값이 표준 $k-\epsilon$ 모델이나 수정된 모델들이 실험치보다 작은 값을 예측하고 있으나 압력 구배에 의한 난류 응력의 형태가 변하는 $x=2.89m$ 에서는 수정된 모델이 보다 개선된 결과를 보여준다.

5. 결 론

본 논문에서는 역압력 구배가 있는 난류 유동을 표준 $k-\epsilon$ 모델과 수정된 $k-\epsilon$ 모델을 사용하여 수치 해석 하였으며 실험 자료와의 비교를 통해 다음과 같은 사실을 확인할 수 있었다.

(1) 교차형 튜브 뱅크의 경우 수정된 모델을 사

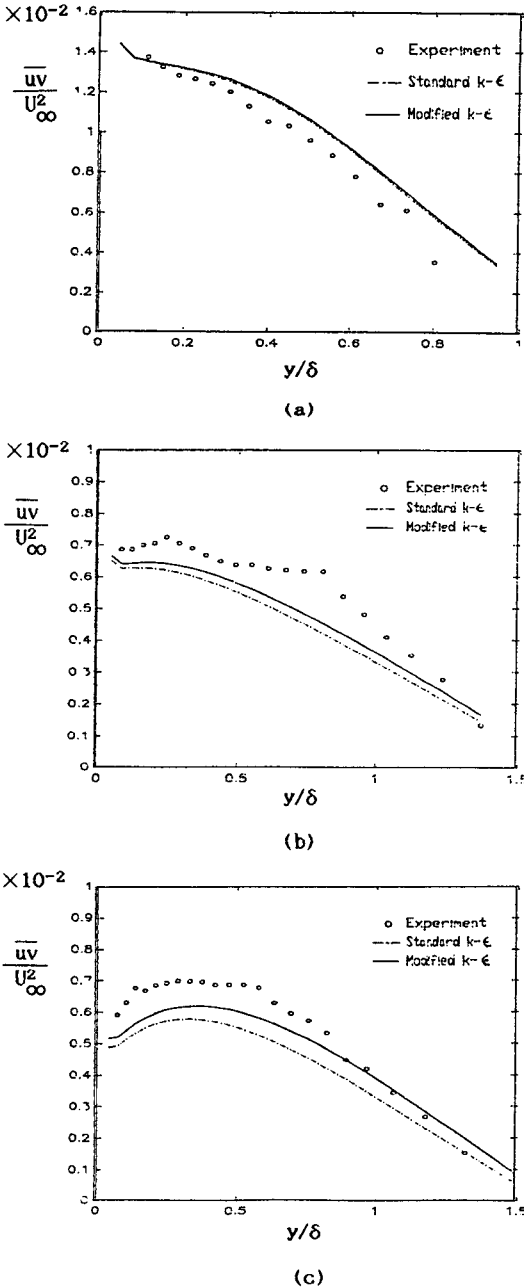


Fig. 16 Comparison of Reynolds stress at (a) $x=1.44m$ (b) $x=2.38m$ (c) $x=2.89m$

용한 결과 수직 응력의 영향이 상대적으로 크고 표준 $k-\epsilon$ 모델에서 실험치와 가장 큰 오차를 나타내는 정체점 부근에서의 속도 및 난류 강도가 상당히 개선되었다.

(2) 장방형 튜브 뱅크의 경우 표준 $k-\epsilon$ 모델 보다는 수정된 모델이 모든 구간에서 표면 마찰 계수를 실험치에 가깝게 예측하였다.

(3) 디퓨저의 경우 압력 구배가 작은 지역에서는 표준 $k-\epsilon$ 모델과 수정된 모델이 거의 일치하고 있으나 압력 구배가 커질수록 수정된 모델이 실험치에 근접하는 것으로 나타났다.

후 기

이 연구는 89년도 한국학술진흥재단의 자유공모 과제에 일부로 수행되었으며 이에 심심한 감사를 드립니다.

참 고 문 헌

- (1) Kim, J., Kline, S.J., Johnston, J.P., 1980, "Investigation of a Reattaching Turbulent Shear Layer", *J. Fluid Eng.*, Vol.102, pp. 302~308.
- (2) Jones, W.P., Launder, B.E., 1972, "The Prediction of Laminarization with a 2-Equation Model of Turbulence", *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.15, p. 301.
- (3) Hanjalic, K., Launder, B.E., 1986, "Sensitizing the Dissipation Equation to Irrotational Strains", *J. Fluid Eng.*, Vol.103, pp. 174~179.
- (4) Rodi, W., Scheuerer, G., 1986, "Scrutinizing the $k-\epsilon$ Turbulence Model under Adverse Pressure Gradient Condition", *J. Fluid Eng.*, Vol.108, pp. 174~179.
- (5) Henau, V.De., Raithby, G.D., Thompson, B.E., 1990, "Prediction of Flows with Strong Curvature and Pressure Gradient Using the $k-\epsilon$ Turbulence Model", *J. Fluid Eng.*, Vol.112, pp. 40~47.
- (6) Cutler, A.D., Johnston, J.P., 1989, "The Relaxation of a Turbulent Boundary Layer in an Adverse Pressure Gradient", *J. Fluid Mech.*, Vol.200, pp. 367~387.
- (7) Rhie, C.M., Chow, W.L., Sharma, D., 1982, "A Numerical Study for the Two-Dimensional Stalled Airfoil", *Proc.*, 1980-81 AFOSR-HTTM-Stanford Conference on Complex Turbulent Flows, Vol.III, pp. 1318~1325.
- (8) Neal, S.B.H.C., Hichcock, J.A., 1967, "Heat Transfer and Gas-flow Processes within a Bank of Close-pitched Plain Tubes in Cross-flow", Central Electricity Reserch Laboratories, Lab. Note No. RD/L/N 9/67, Leatherhead, Surrey, England.
- (9) Achenbach, E., 1971, "Influence of Surface Roughness on the Cross-Flow around a Circular Cylinder", *J. Fluid Mech.*, Vol.46.
- (10) Samuel, A.E., Joubert, P.N., 1974, "A Boundary Developing Increasingly Adverse Pressure Gradient", *J. Fluid Mech.*, Vol.66, pp. 481~505.
- (11) Demirdzic, I., Gosman, A.D., Issa, R.I., Peric, M., 1987, "A Calculation Procedure for Turbulent Flow in Complex Geometries", *Computer & Fluids*, Vol.15, pp. 251~273.
- (12) Antonopoulos, K.A., 1986, "The Prediction of Turbulent Inclined Flow in Rod Bundles", *Computers & Fluids*, Vol.14, pp. 361~375.
- (13) Thompson, J.F., 1982, *Numerical Grid Generation*, North Hollan.