

### 3차원 튜브 뱅크 주위의 난류 유동장 및 열전달에 대한 수치 해석적 연구

### The Numerical Simulation of Flow Field and Heat Transfer around 3-D Tube Banks

박 상 길\*, 김 경 원\*\*, 유 흥 선\*\*\*, 최 영 기\*\*\*  
 S. K. Park, K. W. Kim, H. S. Ryou, Y. K. Choi

**Key words** : Staggered tube banks(엇갈린 관군), Non-staggered grid system(비엇갈림 격자계), SIMPLE algorithm(SIMPLE 알고리즘), RNG  $k-\epsilon$  model(RNG  $k-\epsilon$  모델), Transverse flow(횡방향 유동), Inclined flow(경사진 유동)

#### Abstract

Turbulent flow and heat transfer characteristics around staggered tube banks were studied using the 3-D Navier-Stokes equations and energy equation governing a steady incompressible flow, which were reformulated in a non-orthogonal coordinate system with cartesian velocity components and discretized by the finite volume method with a non-staggered variable arrangement. The predicted turbulent kinetic energy using RNG  $k-\epsilon$  model was lower than that of standard  $k-\epsilon$  model but showed same result for mean flow field quantities. The prediction of the skin friction coefficient using RNG  $k-\epsilon$  model showed better trend with experimental data than standard  $k-\epsilon$  model result. The inclined flow showed higher velocity and skin friction coefficient than transverse flow because of extra strain rate ( $\frac{\partial w}{\partial y}$ ). Also, this was why the inclined flow showed higher local heat transfer coefficient than the transverse flow.

#### 기 호 설 명

$C_f$  : 표면마찰계수 ( $= \frac{\tau_w}{\rho U_{in}^2} \sqrt{Re}$ )

$C_{\mu}$ ,  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $\sigma_k$ ,  $\sigma_\epsilon$  : 난류 모델 상수

$c_p$  : 정압비열

D : 튜브 지름

F : 유속

J : 좌표 변환의 Jacobian

k : 난류 운동 에너지

$\bar{k}$  : 무차원 난류 운동 에너지 ( $= \frac{\sqrt{k}}{U_{in}}$ )

\* 중앙대학교 대학원

\*\* 현대 자동차

\*\*\* 정희원, 중앙대학교 기계공학과

$$\bar{p} : \text{무차원 압력} (= 1 - [(P_m - P) / \frac{\rho U_m^2}{2}])$$

PL : 인접한 튜브의 축방향 피치

PT : 인접한 튜브의 횡방향 피치

$P_k$  : 난류 운동 에너지 방정식의 생성항

$Pr$  : 프란틀 수

$S_L$  :  $PL/D$

$S_T$  :  $PT/D$

$T$  : 온도(K)

$U_m$  : 시간평균 속도의 m방향 성분

$x_i$  : 비직교 좌표계

$y_i$  : Cartesian 좌표계

$\alpha$  : 비직교 좌표계의 contravariant 기본벡터와 Cartesian 기본벡터의 내적

$\epsilon$  : 난류 운동 에너지의 소멸률

$\mu_{eff}$  : 유효 점성 계수 ( $= \mu + \mu_t$ )

$$\gamma_{eff} : \text{유효 열확산 계수} (= \frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{Pr_t})$$

$\phi$  : 튜브의 경사각

$\theta$  : 튜브의 정체점에서 부터의 각도

$$Nu : \text{국소열전달계수} (= \frac{QD}{k(T_\infty - T_m)Re})$$

하 첨 자

e, w, n, s, t, b : 제어 체적면

in : 입구

t : 난류

w : 벽

p : 벽면에서 첫번째 노드점

+ : 무차원 값

1. 서 론

튜브나 봉 형상의 공업 부품은 열 교환기, 보일러, 콘덴서, 핵 반응기 등에 폭넓게 응용되어 왔다. 그러므로 튜브 주위의 유동장이나 온도장의 해석은 실제 공업 장치의 설계에 매우 중요하게 인식되어 왔으며 오래전부터 실험이나 여러가지 방법의 수치 해석이 행하여져 왔다. 튜브 뱅크내의 유동은 기하학적 형상에 따른 복잡한 유동의 특징, 즉, 높은

난류 강도, 역압력구배, 박리와 재부착점, 유동 형태의 주기성, 또한 곡률 효과에 따르는 추가적인 변형률등으로 인하여 실험이나 수치 해석을 수행하는데 많은 문제점을 가지고 있다. 튜브 뱅크 주위에서의 유동 형태는 Fig.1과 같이 종방향 유동, 횡방향 유동, 경사 유동의 세가지로 분류할 수 있으며 지금까지의 튜브 뱅크 주위 유동에 대한 연구는 단순 완전 발달 이차원적 유동 구조를 가진 종방향, 횡방향 유동에만 국한되었지만 실제 공업 장치내에서의 유동에 대해 올바른 고찰을 하기 위해서는 종방향, 횡방향 유동뿐만아니라 경사진 유동에 대한 연구가 필요하다.

Zukauskas<sup>(1),(2)</sup>는 하나의 튜브 및 튜브 뱅크 주위의 유동과 열전달 특성에 대한 이론과 실험결과 등을 포괄적으로 정리하였으며 특히 열전달 현상에 대한 난류 강도의 영향, 프란틀 수의 영향, 방해인자 등에 대해서도 고찰하였다. Achenbach<sup>(3),(4)</sup>는 레이놀즈수가  $5 \times 10^4$ 에서  $7 \times 10^6$ 까지의 범위에서 경계층의 박리와 난류로의 천이과정을 파악하는데 있어서 국부 열전달 계수가 표면 마찰 계수보다 더욱 유용하다는 것을 실험을 통해서 증명하였고 또한 조도의 영향에 따른 유동 형태와 그에 따른 열전달 특성에 대해서도 많은 실험을 하였다. Poskas와 Survica<sup>(5)</sup>는 레이놀즈수가  $2 \times 10^5$  부터  $2 \times 10^6$ 사이에서 평균 속도와 난류 속도의 관계에 대해서 고찰하였으며 엇갈린 배열의 튜브 뱅크와 비 엇갈린 배열의 튜브 뱅크의 유동 특성과 열전달

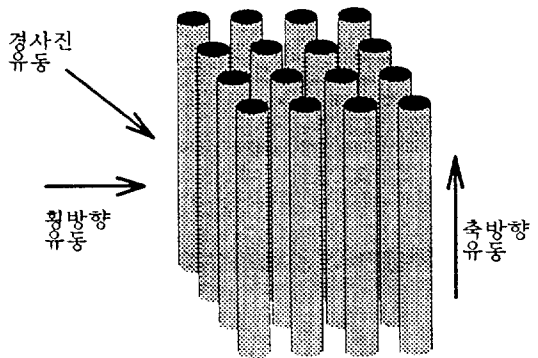


Fig.1 Longitudinal, transverse and inclined flow

현상의 차이점을 설명하고 Antonopolulos<sup>(6)(7)</sup>는 경사진 튜브 뱅크 주위의 층류 유동에 대해서 수치 해석하였는데 횡방향 유동이나 축방향 유동에 비해 경사진 유동이 더 높은 열 전달율을 나타낸다는 결과를 얻었다. 난류 모델링의 측면에서도 현재 실용 저공로 가장 많이 사용되는 표준  $k-\epsilon$  모델을 이용하여 수치 해석을 하였으나 에디의 등방성 가정을 포함하는 표준  $k-\epsilon$  모델은 튜브 뱅크 주위의 유동의 특징인 강한 압력 구배나 유선 곡률 효과인 추가적인 변형률이 난류 구조에 미치는 영향을 모델 자체의 구조적인 모순에 의해서 적절하게 모사할 수 없다는 결론을 내리고 있다. 따라서 본 연구에서는 이러한 표준  $k-\epsilon$  모델의 단점을 극복하기 위해서 물리학의 여러분야에 응용되고 있는 Renormalization group(RNG) 방법<sup>(8)</sup>을 난류 유동에 적용하여 유도해낸 변형된 높은 레이놀즈수  $k-\epsilon$  모델을 삼차원 튜브 뱅크에 적용, 횡방향 유동과 경사진 유동에 대해서 수치 해석 하였으며 삼차원 튜브 뱅크의 유동장 및 열전달의 올바른 해석을 통해서 튜브 뱅크의 설계에 응용할 수 있는 이론적 배경을 제공하고자 한다.

## 2. 지배 방정식과 난류 모델

### 2.1 지배 방정식

유체의 유동 및 열전달 해석을 위한 기본방정식들을 정상상태인 경우, 비직교 좌표계상에서 텐서 형식으로 나타내면 다음과 같다<sup>(9)</sup>.

연속방정식 :

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^i} \left[ J \alpha_m' (\rho U_m) \right] = 0 \quad (1)$$

운동량 방정식

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^i} \left[ J \alpha_m' (\rho U_m U_i - \tau_{mi} + P \delta_m^i) \right] = 0 \quad (2)$$

위의 식 (2)에서 응력 텐서( $\tau_{mi}$ )는 Boussinesq 가정을 이용하면 아래와 같이 표시된다.

$$\tau_{mi} = \mu_{eff} \left[ \frac{\partial U_i}{\partial x^m} \alpha_m^n + \frac{\partial U_m}{\partial x^i} \alpha_i^n \right] - \frac{2}{3} \delta_{mi} k \quad (3)$$

에너지 방정식 :

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^i} \left[ J \alpha_m' \left( \rho U_m T - \gamma_{ij} \frac{\partial T}{\partial x^m} \alpha_m^n \right) \right] = 0 \quad (4)$$

### 2.2 난류 모델

#### 2.2.1 표준 $k-\epsilon$ 모델

난류 에너지 수송 방정식 :

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^i} \left[ J \alpha_m' \left( \rho U_m k - \frac{\mu}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x^m} \alpha_m^n \right) \right] = P_k - \rho \epsilon \quad (5)$$

난류 에너지 소멸율 방정식

$$\begin{aligned} \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^i} \left[ J \alpha_m' \left( \rho U_m \epsilon - \frac{\mu}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x^m} \alpha_m^n \right) \right] \\ = \frac{\epsilon}{k} (C_1 P_k - C_2 \rho \epsilon) \end{aligned} \quad (6)$$

여기서  $P_k$  다음과 같이 정의되어진다.

$$P_k = \mu \left[ \frac{\partial U_i}{\partial x^n} \alpha_i^n + \frac{\partial U_j}{\partial x^n} \alpha_j^n \right] \left[ \frac{\partial U_i}{\partial x^n} \alpha_i^n \right] \quad (7)$$

#### 2.2.2 RNG $k-\epsilon$ 모델

표준  $k-\epsilon$  모델과 기본적인 형태는 유사하며 난류운동에너지 및 소멸율에 대한 생성항은 아래와 같다.

$$s_k = P_k - \rho \epsilon \quad (8)$$

$$s_\epsilon = C_1 \frac{\epsilon}{k} P_k - C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k} - \rho R \quad (9)$$

$$R = 2 \frac{\mu}{\rho} S_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial y^j} \frac{\partial U_j}{\partial y^i} \quad (10)$$

여기에서, R항은 RNG  $k-\epsilon$  모델에 의해 추가된 부가적인 항이며 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$R = \frac{C_\mu \eta^3 \left( 1 - \frac{\eta}{\eta_0} \right)}{1 + \beta \eta^3} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (11)$$

위에서  $S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ ,  $S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}$ ,  $\eta = \frac{S k}{\epsilon}$ ,  $P_k = \mu_\mu S^2$ ,  $\beta = 0.012$ ,  $\eta_0 = \sqrt{\frac{C_2 - 1}{C_\mu (C_1 - 1)}}$  RNG 방법

에 의한 유효 점성 계수는 아래와 같으며 경험 상 수값은 Table 1과 같다.

$$v_{eff} = v \left[ 1 + \sqrt{\frac{C_\mu}{v} \frac{k}{\sqrt{\epsilon}}} \right]^2 \quad (12)$$

### 3. 수치해석

#### 3.1 격자 생성

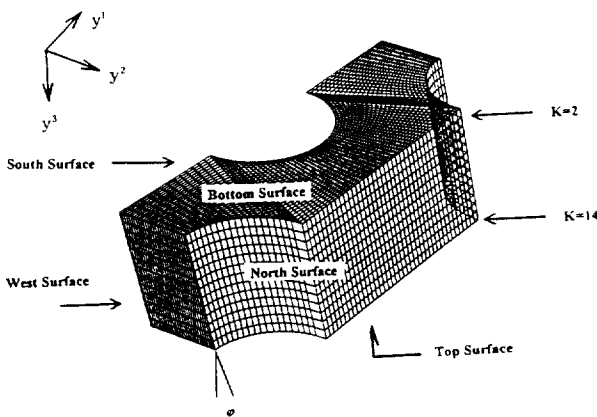
본 계산에서는 경계면에서 격자점의 Cartesian 좌표를 주고 아래와 같은 보간식에 의해 내부 격자 점을 생성시키는 대수적 보간법이 사용된다.

$$\begin{aligned} y^1_{i,j} &= y^1_{i,j} + f(y^1_{i,N1} - y^1_{i,1}) \\ y^2_{i,j} &= y^2_{i,j} + f(y^2_{i,N2} - y^2_{i,1}) \end{aligned} \quad (13)$$

여기서, NI, NJ는  $x^1$ ,  $x^2$ 방향의 격자점의 갯수이며  $f$ 는  $x^2$  방향으로의 격자 분배 함수이다.  $x^3$ 방향으로는 mapping을 이용하여 격자를 생성하며 격자의 형태는 Fig.2에 나타나 있다.

Table 1 RNG  $k-\epsilon$  turbulence model constants.

$\sigma_k$	$\sigma_\epsilon$	$C_\mu$	$C_1$	$C_2$
0.72	0.72	0.085	1.42	1.68



#### 3.2 지배 방정식의 차분화

비압축성 유체에 대해서 정상 상태의 질량, 운동량 및 스칼라량의 보존 방정식을 비직교경계 고정좌표계를 이용하여 유한 체적법으로 이산화하였다. 대류항의 처리는 상류 차분법을 사용하였다.

#### 3.3 해석 방법

실제로, 튜브뱅크의 유동에서는 3열 및 4열을 지나면서 완전발달된 유동형태를 갖게 된다. 따라서, 본 연구에서는 엇갈린 튜브 뱅크 내부열의 유동 특성이 동일하게 주기적으로 반복된다고 가정하여 해석하였으며 열전달 문제는 Achenbach의 시험결과와 비교하기 위해 실험조건과 같이 균일 열유속 조건을 하나의 튜브에 주고 주기 조건은 사용하지 않았다. Fig.3의 (A)와 같이 기존의 해석 영역은 온도장을 계산하기 위해서는 다음과 같은 2단계에 걸쳐 계산하는데 먼저  $\theta=0^\circ \sim 90^\circ$  영역에만 균일 열유속 조건을 주고, 유출 경계에서 얻은 온도 분포를 입구 경계에 경계조건으로 주어  $\theta=90^\circ \sim 180^\circ$  사이의 원뿔에 대해 열전달 계수를 계산한다. 그러나 본 연구에서는 Fig.2와 같이 격자를 생성하여 해석 영역과 주기 영역을 한번에 계산하는 방법을 사용하였다. 압력장을 계산하기 위한 방법으로 SIMPLE 알고리즘<sup>(9)</sup>를 사용하였으며 비 엇갈린 격자계에서는 압력 수정 방정식을 얻기 위해 제어 표면에서의 속도 성분을 보간에 의해 구해

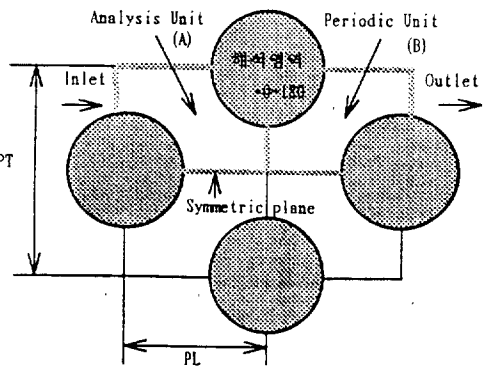


Fig.2 3-D mesh configuration of staggered tube banks

Fig.3 Analysis region for tube banks geometry.

야 하며 이때 선형 보간을 하면 압력과 속도가 연결되지 않는 문제가 발생하기 때문에 본 연구에서는 Rhie<sup>(10)</sup> 등이 사용한 방법을 이용하였다. 즉 계산 절점에 대한 차분화된 운동량 방정식을 제어 표면에서의 속도 구배에 대한 보간식으로 사용함으로써 압력 구배를 계산 절점에서의 값으로 나타내어 압력과 속도를 연결시키는 방법이다.

3.4 경계조건

Fig.3에서 보인 바와 같이 튜브 뱅크의 해석 영역은 유입 경계 조건과 유출 경계 조건, 대칭 조건, 벽조건, 주기 경계 조건등을 포함하고 있다.

3.4.1 입구 및 출구조건

입구경계에서의 속도는 3~4열의 관열을 지난 후에 완전발달된 속도분포를 이용하였으며 난류운동에너지의 경우, 난류강도(TI)를 고려하여 다음과 같은 식으로 주었다.

$$k_m = (TI \times U)^2$$

출구조건인 경우, Neumann 조건을 이용하였으며, 전체적인 연속방정식을 만족할 수 있도록 출구유량과 입구유량의 비가 1이 되도록 제한하여 출구속도를 보정하는 방법을 이용하였다.

3.4.2 대칭 경계조건

대칭 경계면에 수직인 방향으로 모든 종속 변수값의 구배가 0인 조건을 사용하였다. 본 논문에서는 Top과 Bottom 부분이 대칭경계조건이며 North 및 South의 면의 일부도 대칭경계조건으로 주어져 있다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial n_s} = 0 \tag{14}$$

여기서  $n_s$ 는 대칭면이나 축에 수직인 좌표를 나타낸다.

3.4.3 벽조건

벽면 경계조건은 속도에 대해서 표면 벽함수를 사용하였고 온도 변화에 대해서도 2층 모델을 사용하였으며 다음과 같이 주어진다<sup>(9)</sup>.

$$q_w = \frac{\mu C_p}{Pr} \frac{(T_w - T_p)}{\delta n} \quad y_p^+ \leq 11.63 \tag{15}$$

$$q_w = \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} (T_w - T_p)}{T_p^+} \quad y_p^+ \geq 11.63 \tag{16}$$

여기서

$$T_p^+ = Pr_t [u_p^+ + P] \tag{17}$$

$$P = 9.24 \left[ \left( \frac{Pr}{Pr_t} \right)^{3/4} - 1 \right] \left[ 1 + 0.28 \exp \left( -0.007 \frac{Pr}{Pr_t} \right) \right] \tag{18}$$

위의 식 (17)에서  $u_p^+$ 는 아래와 같다.

$$u_p^+ = y_p^+ \quad y_p^+ \leq 11.63 \tag{19}$$

$$u_p^+ = \frac{1}{\kappa} \ln \left( E y_p^+ \right) \quad y_p^+ \geq 11.63 \tag{20}$$

3.4.4 주기 경계 조건의 적용

튜브 뱅크의 유동은 3번째 열이나 4번째 열을 지나면서 완전히 발달된 유동이 되며 주기적인 형태를 가지므로 이를 모사하기 위해서 주기 경계 조건을 사용한다. 유입 경계와 유출경계에 대해서 주기 경계 조건을 사용하기 위해서는 Fig.4와 같이 유출 경계면에 인접해서 하나의 주기 격자를 더 생성시켰다. 주기 경계 조건의 과정은 다음과 같다. 첫번째 계산과정에서 해가 얻어지면 C-C면에서의 값은 유입 경계면 A-A의 경계 조건이 되고 B-B 면에서 계산된 값은 유출 경계면 D-D의 경계 조건이 되는데 전달 과정에서 속도 성분과 질량 유량에 대한 보정이 이루어져야 한다. 또한 연속 방정

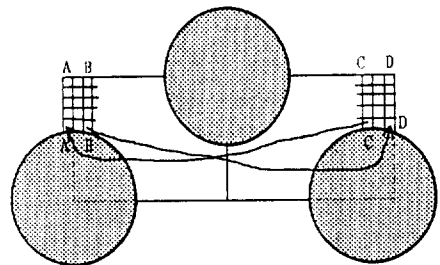


Fig.4 Adaptation of the fully developed periodic boundary condition

식을 풀고 난 후에 적용하는 경우에는 강제적인 정보교환에 의해서  $I=2$  및  $NI-2$ ,  $NI-1$ 의 제어 체적에 대해서는 연속조건을 만족시키지 못한다. 따라서 질량의 불균형을 보정해주기 위해서 아래와 같은 항을 생성항 처리 해주어야 한다.

$$SPM = F_{1c} - F_{1w} + F_{2a} - F_{2s} + F_{3l} - F_{3b} \quad (21)$$

#### 4. 결과 및 고찰

본 연구에서는 우선 교차형 튜브 뱅크에서의 유동장 및 온도장을 횡방향 유동에 대해서 표준  $k-\epsilon$  모델과 RNG  $k-\epsilon$  모델을 이용한 수치 해석 결과와 실험 결과를 비교하여 RNG  $k-\epsilon$  모델의 타당성을 확인한 후에 경사진 경우에 대해서 수치 해석 하였다.

횡방향 유동과 경사진 유동에 대한 계산 격자계는  $y^1$  방향으로,  $y^2$  방향으로,  $y^3$  방향으로 Fig.2와 같으며 각 방향으로  $102 \times 40 \times 5$ ,  $82 \times 30 \times 15$ 의 격자계를 구성하였으며  $y^+$ 의 값은 80~150을 유지하였다. 작동 유체는 공기이고 피치비는  $S_T \times S_L = 2.0 \times 1.4$ , 레이놀즈수는 관열의 지름(D)을 기준으로 하여 정의되었으며  $1.2 \times 10^5$ 인 경우에 대해서 수치 해석하였다. 횡방향 유동일 경우에는 삼차원 효과가 크지 않으므로  $K=3$ 인 한 평면에 대해서만 고찰하였으며 경사진 경우에 대해서는  $K=2$ , 14인 경우에 대해서 고찰하였다.

##### 4.1 횡방향 유동

###### 4.1.1 유동장

Fig.5는 튜브 뱅크에서의 속도 벡터를 나타내고 있으며  $\theta=0^\circ$ 인 정체점에서 최소값을 갖고  $\theta=90^\circ$ 에서 최대값을 갖는 것을 보여주고 있다. Fig.6은 튜브 주위의 평균 속도를 나타낸 것이며 Poskas와 Survila가  $S_T \times S_L = 1.25 \times 1.25$ , 레이놀즈수  $2.92 \times 10^5$ 의 조건에서 실험한 실험값<sup>(5)</sup>과 비교하였다. 해석 영역의 기하학적 특징은 수치해에 많은 영향을 미치는데  $\theta=0^\circ \sim 30^\circ$ 에서는 유선의 곡률과 유동 단면적의 변화가 적으므로 비교적 정확한 예측을 하고  $\theta=30^\circ \sim 90^\circ$ 에서는 유선의 곡률과 유동 단면적의 변화가 심하므로 오차를 보이

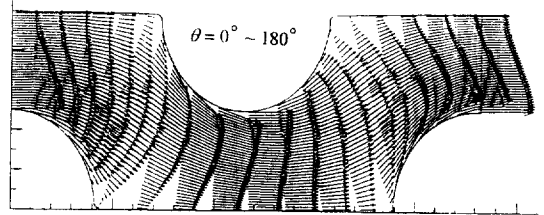


Fig.5 Velocity vector using RNG  $k-\epsilon$  MODEL

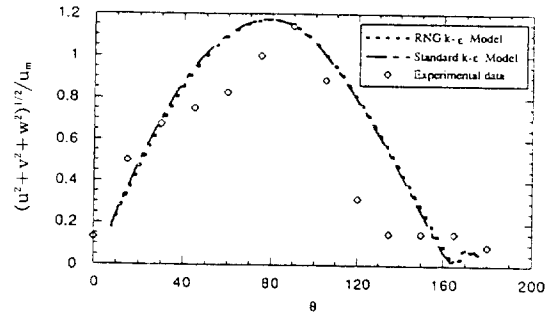


Fig.6 Comparison of mean velocity around tube

고 있다. 그러나 최대 속도의 크기나 위치는 잘 예측하고 있다. 이와 같은 오차는 곡률과 유동 단면적의 변화에 의한 난류 에너지의 생성을 표준  $k-\epsilon$  모델이나 RNG  $k-\epsilon$  모델이 적절하게 예측하지 못하기 때문이라고 생각된다. Fig.7은 무차원화한 난류 에너지의 분포를 나타낸 그림이며 표준  $k-\epsilon$  모델이나 RNG  $k-\epsilon$  모델의 경우 최대값의 위치는 튜브의  $30^\circ$  정도로 경향은 비슷하게 예측하고 있으며 계산영역을 다르게 설정하였을 경우에는 Fig.7(c)에서 처럼 튜브 전면에서 생성된 난류 에너지가 다음 튜브의 최대값에 영향을 미치고 있음을 볼 수 있고 재순환 영역에서는 적은 값을 나타내고 있음을 알 수 있다. 크기는 Fig.7의 (a)와 (b)에서와 같이 RNG  $k-\epsilon$  모델이 표준  $k-\epsilon$  모델의 결점을 어느 정도 수정하고 있지만 전체적인 유동장에는 큰 영향을 미치지 못하고 있음을 알 수 있다. 유동장의 해석에 중요한 인자가 되는 표면 마찰 계수도 어느 정도의 오차를 가지고는 있으나 Fig.8에서와 같이 실험치<sup>(2)</sup>와 비슷한 경향을 나타내고

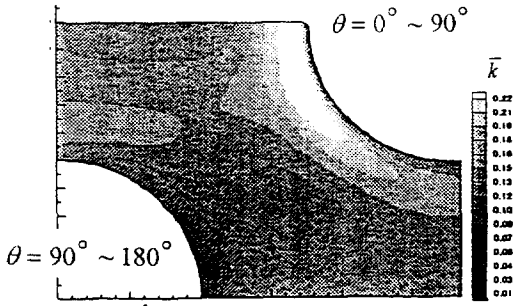


Fig.7 (a) Kinetic energy contour using standard  $k-\epsilon$  model

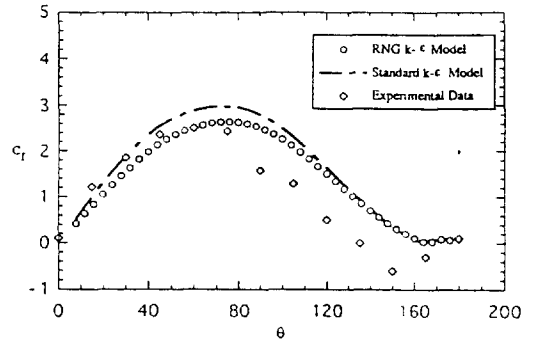
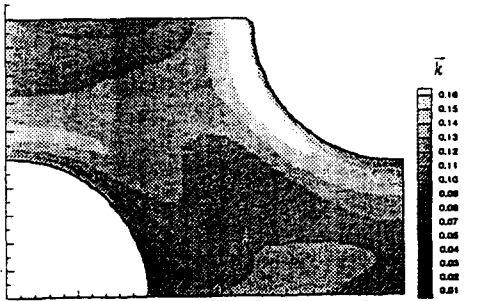


Fig.8 Comparison of skin friction coefficient around tube



(b) Kinetic energy contour using RNG  $k-\epsilon$  model

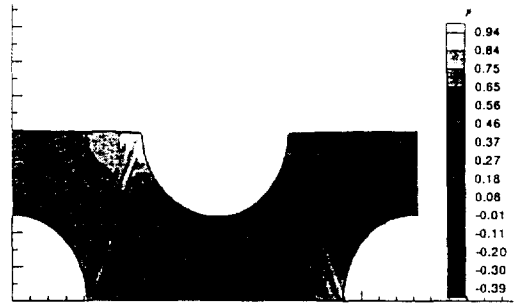
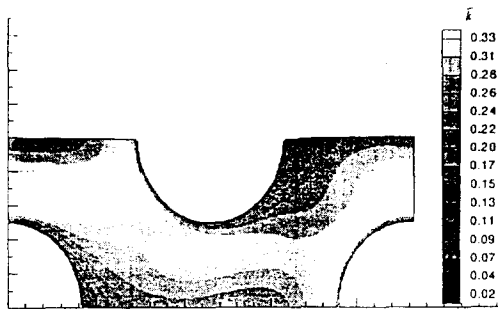


Fig.9 Pressure contour using RNG  $k-\epsilon$  model



(c) Kinetic energy contour using RNG  $k-\epsilon$  model

있다. 이상과 같이 표준  $k-\epsilon$  모델과 RNG  $k-\epsilon$  모델은 난류 에너지 값이 큰 차이를 보이고 있으며 표준  $k-\epsilon$  모델에 비해서 RNG  $k-\epsilon$  모델이 좀 더 정확하게 예측하고 있음을 볼 수 있는데 그 이유는 앞에서 언급한 바와 같이 난류 생성 에너지의 차이

에 기인한다고 볼 수 있다. 그러나 유동장 전체에 영향을 미치지 못하는 이유는 RNG  $k-\epsilon$  모델의 소산을 방정식에서 비 등방성 효과를 보정하기 위해서 고려된 추가적인 항의 영향 때문에 표준  $k-\epsilon$  모델보다 소산을 값을 작게 예측하여 결과적으로는 난류 점성계수는 표준  $k-\epsilon$  모델과 RNG  $k-\epsilon$  모델이 비슷한 값을 갖기 때문이라고 생각된다. Fig.9는 압력 분포를 나타내고 있으며 각 튜브에 대해서 속도가 최대인 곳에서는 압력이 최소, 속도가 최소인 곳에서는 압력이 최대임을 볼 수 있다. Fig.10은 유선의 분포를 나타낸 것이며 각 튜브에 대해서  $\theta=90^\circ$  부근에서 유선의 조밀함을 볼 수 있어 속도의 최대점을 예측할 수 있다. 유동의 전체적인 특성을 지배하는 박리점은 Fig.8에서 나타난 바와 같이 약  $160^\circ$ 에서 예측되고 있어 완전히 발달된 튜브 뱅크 유동에 대한 실험치<sup>(2)</sup>와 잘 일치하고 있다.



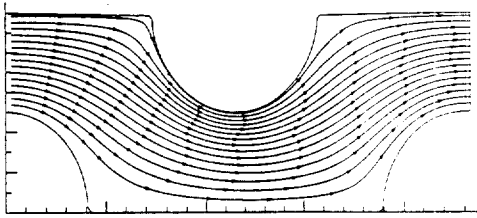


Fig.10 Stream line using RNG  $k-\epsilon$  model

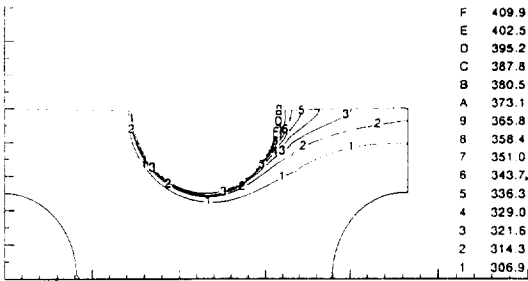


Fig.11 Temperature contour using RNG  $k-\epsilon$  model

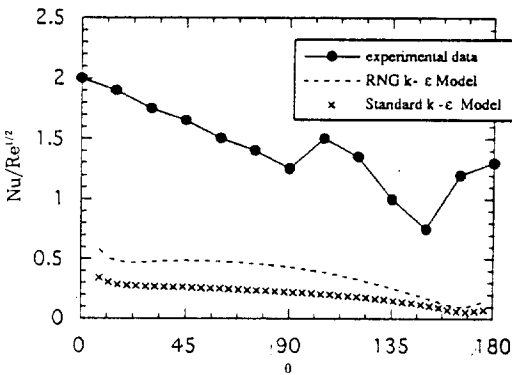


Fig.12 Comparison of local heat transfer coefficient around tube

4.1.2 온도장

Fig.11은 온도장을 나타내고 있으며 정체점에서 시작된 온도 경계층이  $\theta$ 값이 증가함에 따라서 점점 성장하는 것을 볼 수 있다. 재순환 영역에서의 최대 온도값을 예측하고 있다. Fig.12는 표준  $k-\epsilon$  모델과 RNG  $k-\epsilon$  모델의 국부 열전달 계수를 비교한 결과이다. 완전히 발달된 난류의 정체점에서 국

부 열전달 계수는 최대, 박리점에서 최소값을 나타내고 있다. Achenbach는 경계층의 박리와 난류로의 천이과정을 파악하는데 있어서 국부 열전달 계수가 표면 마찰계수보다 더욱 유용하다는 것을 실험을 통해서 증명하였다. 매끈한 표면을 갖는 튜브에서 레이놀즈수가  $1.7 \times 10^5$ 인 경우는 아임계(Subcritical region)영역에 속하며  $\theta$ 가 증가할수록 열전달 계수는 감소하고 층류에서 난류로의 박리는  $\theta=90^\circ$ 에서 예측되며 레이놀즈수가 증가할수록 층류에서 난류로의 천이 위치는 감소해서 레이놀즈수  $6.2 \times 10^6$ 인 경우에는 정체점 부근 즉  $\theta=10^\circ$  정도에서 예측된다고 하였다. 본 계산의 레이놀즈수는 아임계 영역에 속하므로  $\theta$ 가 증가할수록 열전달 계수는 감소하며 층류에서 난류로의 천이는 현재 사용하고 있는 난류 모델이 천이 모델을 포함하지 않고 완전히 발달한 난류 유동에 대해서만 고려하고 있으므로 적절히 예측할 수 없다. 이 점은 앞으로 튜브 뱅크 주위의 유동 해석에 있어서 고려되어야 할 점이라고 생각된다.

또한, 본 연구에서는 Achenbach 실험치와 국부 열전달 계수를 비교하였으나 실험의 열유속 값을 명시하지 않아서 임의로 준 열유속 값에 대한 국부 열전달 계수와 실험에서 얻은 국부 열전달 계수 값은 어느 정도 차이를 보이고 있다. 그러나 층류에서 난류로의 천이 과정을 제외하고 전체적인 경향과 물리적인 특성은 잘 예측하고 있다.

4.2 경사진 유동

4.2.1 유동장

Fig.13은 해석 영역에서 서쪽면과 윗면에서의 속도 벡터에 대한 그림이다. 서쪽면에서의 속도장은 아래면에서 윗면으로 갈수록 점점 속도가 증가하는 경향으로 나타나며 그 이유는 먼저 유동과 접하게 되는 튜브 뱅크의 아래면이 압력이 가장 높기 때문이라고 생각되며 윗면에서의 유동 형태는 삼차원 효과가 크지않은 횡방향 유동장의 형태와는 다르게 박리 현상은 거의 예측되지 않고 있다. 그 이유는  $y^3$ 방향으로 압력 차이에 의해서 생성되는 부가적인 변형률 성분(주로  $\frac{\partial w}{\partial y}$ )의 영향 때문이라고 생각된다. Fig.14는 해석 영역에서 서쪽면과 북



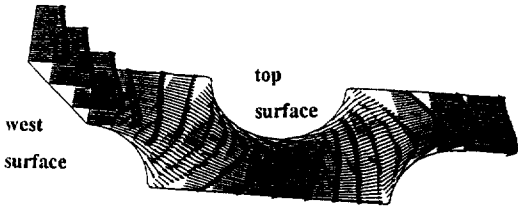


Fig.13 Velocity vector at west and top surfaces for inclined flow case( $\varphi=15^\circ$ )

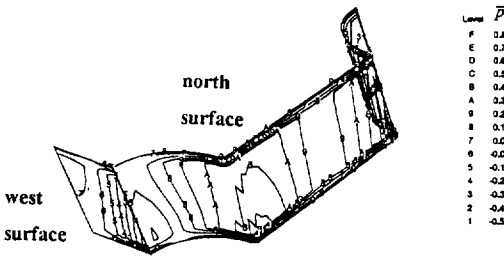


Fig.14 Pressure contour at west and north surfaces for inclined flow case( $\varphi=15^\circ$ )

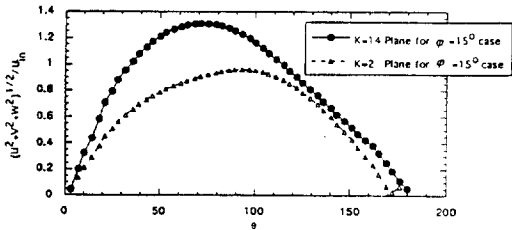


Fig.15 Mean velocity distribution for  $\varphi=15^\circ$  at K=2 and K=14 planes

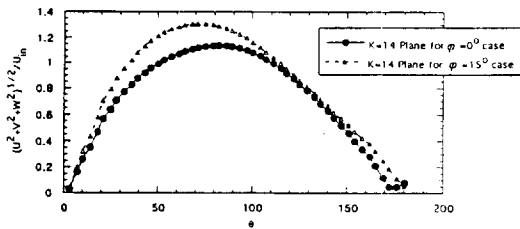


Fig.16 Mean velocity distribution at K=14 plane for  $\varphi=0^\circ$  and  $\varphi=15^\circ$

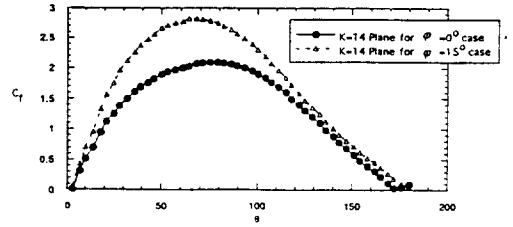


Fig.17 Skin friction distribution at K=14 plane for  $\varphi=0^\circ$  and  $\varphi=15^\circ$

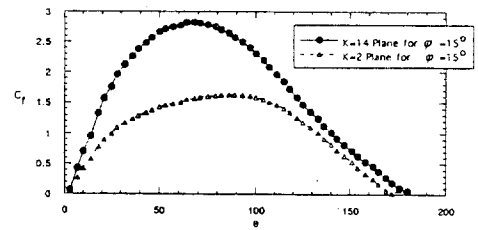


Fig.18 Skin friction distribution for  $\varphi=15^\circ$  at K=2 and K=14 planes

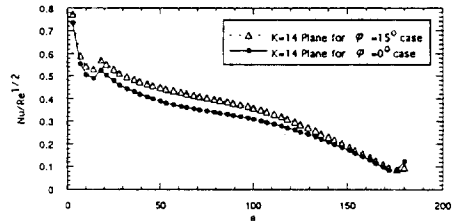


Fig.19 Local Nusselt number distribution at K=14 plane for  $\varphi=0^\circ$  and  $\varphi=15^\circ$

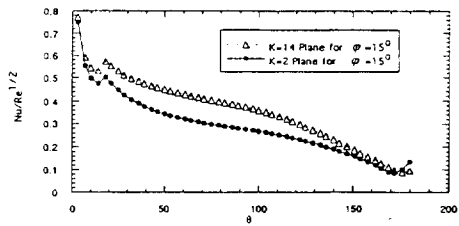


Fig.20 Local Nusselt number distribution for  $\varphi=15^\circ$  at K=2 and K=14 planes

쪽면에서의 압력 분포를 나타낸 그림이다. 서쪽면에서는 아래면에서 윗면으로 갈수록 압력이 증가하는 것을 볼 수 있으며 튜브 주위에서 압력이 큰 변화가 있음을 볼 수 있다. Fig.15는  $\varphi=15^\circ$ 인 경우에  $K=2$ 와  $K=14$ 인 튜브 주위에서 속도의 크기를 나타낸 그림이다.  $K=2$ 의 튜브 주위의 속도보다도  $K=14$ 에서의 튜브 주위의 속도 크기가 크게 예측되고 있으며 그 이유는 부가적인 변형률 성분이 아래면에서 윗면으로 갈수록 점점 증가하고 있기 때문이라 생각되며 박리현상도 횡방향 유동의 경우보다 더 늦게 예측되거나 예측되지 않고 있다. Fig.16은  $K=14$ 인 평면에서 경사각에 따른 속도장의 변화에 대해서 나타낸 그림이다.  $\varphi=0^\circ$ 인 경우보다  $\varphi=15^\circ$  경우에 부가적인 변형률 성분에 의해 속도도 크게 나타난다. Fig.17은 최대 표면 마찰계수를 나타낸 그림이며  $\varphi=0^\circ$ 인 경우보다  $\varphi=15^\circ$ 에서 전체적으로 높은 전단 유력 즉, 난류 생성을 예측하여 경사진 경우에 대해서 더 높은 난류 에너지의 생성이 예측됨을 알 수 있었다. 또 Fig.18은 같은 경사각에 대해서도 아래면에서 윗면으로 갈수록 추가적인 변형률 성분에 의해서 난류 에너지의 생성이 증가하는 것을 보여주고 있다.

#### 4.2.2 온도장

Fig.19는  $\varphi=0^\circ$ 와  $\varphi=15^\circ$ 인 경우에 대해서 국부 열전달 계수를 나타낸 그림이며 전체적인 경향은 횡방향 유동의 경우와 비슷한 형태를 가지며 경사진 경우에 더 높게 나타나는 것을 볼 수 있으며 그 이유는 추가적인 변형률 성분에 의해서 대류 효과의 증가로 인한 것이라 생각된다. Fig.20은  $\varphi=15^\circ$ 인 경우에 대해서  $K=2$ 와  $K=14$ 인 평면에 대해서 국부 열전달 계수를 나타낸 그림이며 아래면보다 윗면에서 더 활발한 대류 효과로 인해서 더 높은 국부 열전달 계수가 예측되고 있다.

## 5. 결 론

삼차원 튜브 뱅크 주위의 난류 유동장 및 열전달에 대한 수치 해석 연구를 수행한 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

1) 표면 마찰 계수는  $\theta=80^\circ$  정도에서 최대값이 예측되고 있으며 박리점은  $\theta=160^\circ$ 에서 예측되어

완전 발달된 난류유동의 박리점  $\theta=150^\circ \sim 160^\circ$ 를 잘 예측하고 있다.

2) 국부 열전달 계수는 정체점에서 가장 큰 값을 갖고 계속 감소하여 박리점에서 최소값과 기울기가 변함을 볼 수 있으며 Achenbach의 실험과 같이 국부 열전달 계수가 표면 마찰 계수보다 유동의 특징에 민감하게 반응하고 있음을 알 수 있다.

3) 표준  $k-\epsilon$  모델과 RNG  $k-\epsilon$  모델의 수치 해석 결과는 평균 속도, 압력 등에서는 큰 차이를 보이지 않았으나 난류 운동 에너지를 25% 정도 RNG  $k-\epsilon$  모델이 표준  $k-\epsilon$  모델보다 작게 예측하여 난류 에너지를 과도하게 예측하는 경향이 있는 표준  $k-\epsilon$  모델을 어느정도 수정할 수 있었다. 그러나 난류 소산율 방정식에서 비 등방성 효과를 고려하는 추가적인 항의 영향으로 소산율 값을 작게 예측하여 결과적으로 난류 유동장을 결정하는 에디점성 계수는 표준  $k-\epsilon$  모델과 RNG  $k-\epsilon$  모델이 비슷한 값을 가진다.

4) RNG  $k-\epsilon$  모델은 물리화적인 이론을 배경으로 하고 있으나  $k-\epsilon$  모델과 수치 해석적인 결과에서 큰 차이를 보이지 않고 있다. 따라서 복잡한 유동 형태를 갖는 관군 주위의 유동은 추가적인 난류 모델링이 필요할 것으로 생각되며 천이에 대해서도 고려되어야 할 것으로 생각된다.

5) 경사진 유동의 경우 횡방향 유동의 속도와 표면 마찰 계수보다 큰 값을 가지는데 그 이유는 경사각에 따른 추가적인 변형률에 의한 속도장의 변화 때문이다. 또한, 경사진 유동의 온도장은 횡방향 유동의 온도장과 비슷한 형태를 가지며 추가적인 변형률에 의한 대류 영향의 증가로 인하여 국부 열전달 계수가 횡방향 유동의 경우보다 증가함을 볼 수 있다.

6) 본 연구에서는 특히 열전달 계산에 있어서 큰 차이를 보이고 있는데 그 이유는 현재 사용하고 있는 난류모델의 부정확성과 기하학적 형상에 유래되는 오차, 주기조건의 문제점 등 때문이라 생각된다.

후 기

(ME94-B-08)에 의해 수행되었으며 이에 심심한 사의를 표합니다.

### 참 고 문 헌

1. Zukauskas, A. A., 1987, "Advance in heat transfer", Academic Press, Vol. 18, pp. 87 ~ 119.
2. Zukauskas, A. A., 1985, "Heat transfer of cylinder in cross flow", Hemisphere Publish.
3. Achenbach, E., 1991, "Heat transfer from smooth and rough in-line tube banks at high Reynolds number", Int. J. Heat Transfer, Vol. 34, No. 1, pp. 199~270.
4. Achenbach, E., 1989, "Heat transfer from a staggered tube bundle in cross flow at high Reynolds number", Int. J. Heat Transfer, vol. 32, No. 2, pp. 271~280.
5. Poskas, P. S. and Survila, V. J., 1983, "Fluctuations of velocity of cross flow of air in the space between tubes in bundles", Heat Transfer-Soviet Research, Vol. 15, pp. 75~86.
6. Antonopoulos, K. A., 1995, "Heat transfer in tube assemblies under conditions of laminar axial, transverse and inclined flow", Int. J. Heat and Fluid Flow, pp. 193~204.
7. antonopoulos, K. A., 1985, "Heat transfer in tube banks under conditions of turbulent inclined flow", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 28, pp. 1645~1656.
8. Orszag, S. A., Yakhot, V., Flannery, W. S., Boysan, F., Choudhury, D., Maruzewski, J., and Patel, B., 1993, "Renormalization group modeling and turbulence simulations", Elsevier Science Publishers, pp. 1031~1046.
9. Peric, M., 1985, "A finite volume method for the prediction of three-dimensional fluid flow in complex ducts", Ph. D., Thesis, Imperial College.
10. Rhie, C. M., and Chow, W. L., 1992, "A numerical study of the turbulent flow past an isolated airfoil with trailing edge separation" AIAA-82-0998.