

(論 文)

저레이놀즈수 k-ε 난류모델을 사용한 엇갈린 관군 주위에서의 유동 및 열전달에 관한 연구

김형수* · 최영기** · 유홍선**

(1993년 12월 23일 접수)

A Study on the Fluid Flow and Heat Transfer Around a Staggered Tube Bundles Using a Low-Reynolds k-ε Turbulence Model

Hyung-Soo, Kim, Young-Ki, Choi and Hong-Seon, Yoo

Key Words : Staggered Tube Bundles(엇갈린 관군), Non-Staggered Grid System(비엇갈림 격자계), SIMPLE Algorithm(SIMPLE 알고리즘), Tube Pitch(튜브피치), Low-Reynolds k-ε Turbulence Model(저레이놀즈수 k-ε 난류모델)

Abstract

Turbulent flow and heat transfer characteristics around staggered tube bundles were studied using a non-orthogonal boundary fitted coordinate system and the low Reynolds $k-\epsilon$ turbulence model suggested by Lam and Bremhorst. The predicted flow characteristics for two tube pitches and tube arrangement showed good agreement with the experimental data except the strongly curved region. The predicted Nusselt number was compared with measurements obtained in the staggered rough bundles and it revealed the similar trend to measurements, but the location of the maximum and minimum heat transfer differed somewhat from the measurements.

기 호 설 명

- | | |
|---|--|
| D : 튜브직경 | T : 시간 평균온도 |
| K : 열전도계수 | T_w : 국부 벽온도 |
| Nu : $\frac{q_w D}{K(T_w - T_\infty)}$ = Nusselt수 | T_∞ : 자유유동 온도 |
| q_w : 국부 벽열유속 | t : 순간온도 변동 |
| Pr_t : 난류프란틀수 | U_i : 시간 평균속도 |
| Re : $\frac{U_{mcs} D}{\nu}$ = 레이놀즈수 | U_{mcs} : 최소 단면적에서의 평균속도 ($\theta=90^\circ$) |
| R_t : $\frac{k^2}{\nu \epsilon}$ = 난류레이놀즈수 | u : 순간속도 변동 |
| S_T : 관군의 횡방향 피치 | x, y : 직각좌표계 |
| S_L : 관군의 종방향 피치 | y_n : 벽으로부터 수직거리 |
| | θ : 정체점으로부터의 각도 |
| | ξ, η : 일반화된 좌표계 |

1. 서 론

*중앙대학교 대학원 기계공학과
**정회원, 중앙대학교 기계공학과

및 열전달에 대한 연구는 보일러나 응축기, 열교환기와 같이 실질적인 산업분야에서 다양하게 응용되기 때문에 실험 및 수치해석에 의해 꾸준히 진행되어 왔다. Poskas 등⁽¹⁾은 2×10^5 에서 2×10^6 의 Reynolds수 범위에서 관군이 받는 항력에 대한 실험결과를 발표하였고 Achenbach⁽²⁾는 엇갈린관군(staggered tube bank)주위의 난류열전달에 대한 실험적 연구를 수행하였다. 또한 Zukauskas⁽³⁾는 관군주위의 유동과 열전달특성에 대해 기존의 이론 및 실험결과를 포괄적으로 수집하고 정리한 바 있다. 관군주위의 유동 및 열전달에 대한 실험적 연구는 유로내의 높은 난류강도로 인한 측정상의 어려움 때문에 수역학적 항력과 같은 평균 유동특성을 얻는 것으로 제한되었고 수치해석도 복잡한 해석영역과 난류모델의 부정확성으로 인해 관군 주위에서의 국소적인 변화보다는 주로 원통표면에 대해 평균된 유동 및 열전달특성에 관심을 기울여 왔다.⁽⁴⁾

본 연구에서는 관군주위에서 성장하는 매우 얇은 난류경계층 내의 점성저층(viscous sublayer)까지 계산할 수 있는 저레이놀즈수 난류모델을 이용하여 관군주위의 국소적인 유동 및 열전달특성을 해석하고자 한다.

현재 k-ε 난류모델은 계산의 경제성과 일반성으로 인해 터빈블레이드나 엔진실린더 내부유동과 같이 공학적 응용가치가 높고 기하학적으로 복잡한 형상을 가진 물체에 대한 유동 및 열전달문제의 해석에 유용한 도구로 사용되고 있다. 벽면경계층유동을 포함하는 경우 벽근방에서의 계산노력을 절감하기 위해 벽면근처에서는 평형유동(equilibrium flow)이라는 가정하에 유도된 벽함수를 사용하고 있으나 많은 실험자료들은 압력구배나 기타 다른 원인으로 인해 벽근방에서 비평형유동이 됨을 보이고 있다.

k-ε 모델의 이러한 결함을 수정하기 위해 Jones와 Launder^(5,6)가 벽면 근처의 저레이놀즈영역까지 직접 계산할 수 있는 저레이놀즈수 형식의 난류모델을 제시한 이래 이 모델에 대한 많은 연구가 진행되어 왔다. 여러가지 저레이놀즈수 난류모델중에서 Lam과 Bremhorst⁽⁷⁾가 제시한 모델은 난류운동에너지와 소멸률의 경계조건을 처리하기 위한 부가적인 항을 포함하지 않기 때문에 간단히 적용할 수 있고 층류 및 난류경계층에 대해 검증되었으며 현재까지 제시된 여러 저레이놀즈수 모델가운데 비교적 정확한 것으로 알려져 있다.⁽⁸⁾

관군주위의 유동은 높은 난류강도에도 불구하고 원통의 전면 정체점 부근에서는 층류경계층 및 천이영역이 존재하지만 천이모델이 포함되지 않은 기존의 난류모델로는 이것을 적절히 예측할 수 없다. 경계층의 천이를 모델링하는 작업은 본 논문의 범위를 벗어나기 때문에 전체 유동장은 난류영역으로 계산되었다.

2. 지배방정식

2.1 시간평균된 유동방정식

본 연구에서는 Fig. 1에서 보는 바와 같이 엇갈리게 배열된 관군의 내부열을 해석대상으로 하고 있다. 해석영역이 원통표면의 곡선경계면을 포함하고 있으므로 지배방정식을 경계면에 따르는 일반좌표계로 좌표변환하여 해석하였다. 이와 같이 일반좌표계를 사용한 해석방법은 관군내의 유동방향과 격자선을 비교적 정확하게 일치시킬 수 있으므로 수치확산으로 인한 오차를 줄여줄 수 있을 뿐 아니라 경계조건을 정확히 적용시킬 수 있다는 장점이 있다.

비압축성, 정상 2차원 유동의 시간평균된 유동방정식 및 에너지방정식을 ξ, η 좌표계에서 나타내면 다음과 같다.

$$\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial \xi_j} (\rho U_m) \beta_{mj} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial \xi_j} (\rho U_i U_m) \beta_{mj} \\ &= -\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial P}{\partial \xi_j} \beta_i + \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial \xi_j} \left[\frac{\mu}{\sqrt{g}} \left(\frac{\partial U_i}{\partial \xi_n} g_{nj} \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + \frac{\partial U_m}{\partial \xi_n} \beta_{in} \beta_{mj} \right) - \rho \overline{u_i u_m} \beta_{mj} \right] \quad (2) \end{aligned}$$

$$\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial \xi_j} (\rho U_m T) \beta_{mj}$$

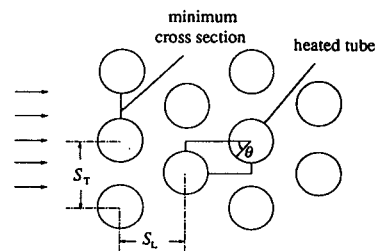


Fig. 1 Configuration of the computational domain of a staggered tube bundles

$$= \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial \xi_j} \left[\frac{\mu}{\sqrt{g} Pr} \frac{\partial T}{\partial \xi_n} g_{nj} - \rho \overline{u_{mt}} \beta_{ij} \right] \quad (3)$$

윗식에서 U_i 는 시간 평균속도, u_i 는 섭동속도이고 각각은 직교 직선좌표계의 속도성분을 나타낸다. \sqrt{g} 는 직교 직선좌표계에서 일반좌표계로의 좌표변환에 대한 Jacobian이며 g_{ij} 는 metric tensor를 나타낸다. β_{ij} 는 다음과 같이 정의된다.

$$\beta_{11} = y_n, \beta_{21} = -x_n, \beta_{12} = -y_\epsilon, \beta_{22} = x_\epsilon \quad (4)$$

2.2 난류모델

시간 평균된 방정식에 나타나는 섭동성분들은 등방성 에디점성계수 μ_t , 난류프란틀수 Pr_t 에 의해 다음과 같이 표시된다.

$$-\rho \overline{u_i u_j} \beta_{mj} = \frac{\mu_t}{\sqrt{g}} \left(\frac{\partial U_i}{\partial \xi_n} \beta_{mn} + \frac{\partial U_m}{\partial \xi_n} \beta_{in} \right) \beta_{mj} - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (5)$$

$$-\rho \overline{u_{mt}} \beta_{mj} = \frac{\mu_t}{\sqrt{g} Pr_t} \frac{\partial T}{\partial \xi_n} \beta_{mn} \beta_{mj} \quad (6)$$

에디점성계수는 난류에너지 k 및 등방성 소멸률 ϵ 에 의해 다음과 같이 결정된다.

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

난류프란틀수는 Kays와 Crawford⁽⁹⁾가 제시한 다음 식을 사용하였다.

$$Pr_t = \left[\frac{1}{2Pr_{t,\infty}} + CPe_t \sqrt{\frac{1}{Pr_{t,\infty}}} - (CPe_t)^2 \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{1}{CPe_t \sqrt{Pr_{t,\infty}}}\right) \right\} \right]^{-1} \quad (8)$$

위에서 $Pe_t = \nu_t Pr / \nu$, $Pr_{t,\infty} = 0.86$, $C = 0.2$ 로 주어진다.

난류 운동에너지와 소멸률방정식, 그리고 벽면 근접효과를 설명하기 위한 감쇄함수들은 Lam과 Bremhorst가 제안한 저레이놀즈수 $k-\epsilon$ 모델에서 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial \xi_j} (\rho U_m k) \beta_{mj} \\ &= \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial \xi_j} \left[\frac{1}{\sqrt{g}} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial \xi_n} g_{nj} \right] + P_k - \rho \epsilon \quad (9) \\ & \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial \xi_j} (\rho U_m \epsilon) \beta_{mj} \\ &= \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial}{\partial \xi_j} \left[\frac{1}{\sqrt{g}} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial \xi_n} g_{nj} \right] \end{aligned}$$

$$+ C_1 f_1 P_k \frac{\epsilon}{k} + \rho C_2 f_2 \frac{\epsilon^2}{k} \quad (10)$$

$$P_k = \frac{\mu_t}{\sqrt{g}} \left(\frac{\partial U_i}{\partial \xi_n} \beta_{jn} + \frac{\partial U_j}{\partial \xi_n} \beta_{in} \right) \frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial U_i}{\partial \xi_n} \beta_{jn} \quad (11)$$

$$f_1 = 1 + \left(\frac{0.05}{f_\mu} \right)^3 \quad (12)$$

$$f_2 = 1 - 0.3 \exp(-R_k^2) \quad (13)$$

$$f_\mu = [1 - \exp(0.0165 R_k)]^2 \left(1 + \frac{20.6}{R_t} \right) \quad (14)$$

난류모델에서 사용된 경험상수들은 다음과 같다.

$$C_\mu = 0.09, C_1 = 1.44, C_2 = 1.92, \sigma_\epsilon = 1.3$$

3. 수치해석

보존형 미분방정식은 유한체적법을 사용하여 이산화하였으며 계산영역에서 종속변수의 배치는 직교직선좌표계의 속도성분이 제어표면에서 경사지거나 심한 경우 평행하게 되는 경우를 피하기 위해 모든 변수를 제어체적의 중심에 위치시키는 비엇갈림격자계(non-staggered grid system)를 사용하였다. 이와 같은 격자배열을 일반좌표계에서 사용하였을 때 경계조건 처리가 용이해지고 모든 변수들에 대해 동일한 근사식을 적용할 수 있다는 장점이 있으나 압력장을 계산할 때 선형보간법을 사용하는 경우 압력장의 진동을 허용할 가능성이 있게 된다.

Rhie⁽¹⁰⁾는 이러한 문제를 해결하기 위해 계산절점에서 이산화된 운동량방정식을 제어표면에서의 속도 보간식으로 사용하였으며 이와 같은 방법을 본 연구에서 사용한 결과 이완계수가 크지 않을 경우 압력장의 진동을 방지할 수 있었다. 압력 계산은 SIMPLE 알고리즘을 사용하였고 대류항의 보간은 멱승도식(power law scheme)을 사용하였다.

경계조건은 해석영역이 유동방향으로 주기적이라 가정하여 입구 및 출구단면에 주기조건을 적용하였으며 이것은 매 반복계산마다 입구와 출구단면에서 계산된 결과를 서로 교환함으로써 이루어지게 된다. 본 연구에서 계산결과와 비교하고자 하는 Achenbach의 실험결과는 관군 내부열에서 선택된 하나의 원봉만을 전기적으로 가열하여 열전달량을 측정하였기 때문에 온도장에 대한 계산은 주기조건을 적용시키지 않고 다음과 같이 2단계에 걸쳐 계산하였다. 즉, 1단계에서는 $\theta = 0^\circ \sim 90^\circ$ 사이의 원봉에 대해 균일 열유속조건을 주어 출구경계면의

온도분포를 얻고 2단계에서는 이 온도분포를 입구 경계면의 경계조건으로 주어 $\theta=90^\circ\sim 180^\circ$ 사이의 원봉에 대해 열전달계수를 계산하였다. 입구에서 난류에너지 및 소산률은 다음 식으로 계산하였다.

$$k = TuU^2 \quad (15)$$

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{l_m} \quad (16)$$

위에서 l_m 은 길이척도를 나타내며 관직경의 0.01 배로 주었다. 실험자료에서는 관군의 내부열에서 난류강도나 그것의 분포가 주어져 있지 않기 때문에 난류강도 및 소멸률의 길이척도 l_m 을 변화시키면서 주어진 실험자료와 맞추는 방법을 사용하였다. 벽면에서의 속도는 점착조건을 사용하였고 $k = \partial\varepsilon/\partial y_n = 0$ 으로 처리하였다. 수렴조건은 이산화 방정식의 모든 계산점에서의 잔류오차의 합이나 관찰점에서 종속변수 값의 변화가 0.001 이하로 떨어지면 수렴된 것으로 판단하였다.

4. 계산결과

Fig. 1에 나타난 것과 같이 관군 주위의 유동 및 열전달특성은 관군 배열의 피치비 $S_T \times S_L$ 와 관열의 위치에 따라 결정된다. 즉, 유체는 관군의 입구 영역에서 첫번째 열을 지나면서 교란되고 이것이 다음 열에서의 난류강도 및 열전달을 증가시키게 된다. 이와 같이 상류에서의 교란이 하류에서의 유동 및 열전달에 영향을 주는 것은 입구로부터 3~4열 까지 관측되는 것으로 알려져 있으며 그 이후부터는 일정한 것으로 알려져 있다.

본 연구에서는 관군 내부열의 유동 및 열전달특성이 동일하게 주기적으로 반복된다고 가정하여 해

석하였으며 내부열에서의 유동형태를 결정하는 피치비가 1.25×1.25 와 2.0×1.4 의 두 경우에 대해 계산하였다. 계산격자는 Fig. 2에서와 같이 수치확산으로 인한 오차를 줄이기 위해 유동방향과 격자선이 잘 일치되도록 생성하였다. 격자수와 수치계산 방법에 따른 원봉표면에서의 마찰계수의 변화가 Fig. 3에 나타나 있으며 국소적으로 약간의 차이는 있으나 120×80 격자 이상에서는 계산결과가 격자수에 의존하지 않는다는 것을 알 수 있고 또한 이 격자에서는 수치계산방법에 따른 오차가 크지 않다는 것을 알 수 있다. 벽면에서 첫번째 계산격자점의 y^+ 는 관의 원주방향에 따라 0.014~0.9 까지의 범위를 갖는다.

Fig. 4는 피치비가 1.25×1.25 인 관군 내부의 5번째 열에 대해서 원봉표면으로 부터 수직방향으로 3mm 떨어진 위치에서 원주방향에 따른 속도벡터의 크기를 Poskas 등의 실험결과와 비교한 것이다. Poskas 등은 폐쇄형 고압풍동 내에서 직경 50mm 원봉을 7열로 엇갈리게 배치시키고 그 중에서 5번째 열의 원봉에 대해 원봉표면에 센서를 부착시키고 이것을 원봉내부에서 밀어올리는 방식으로 원

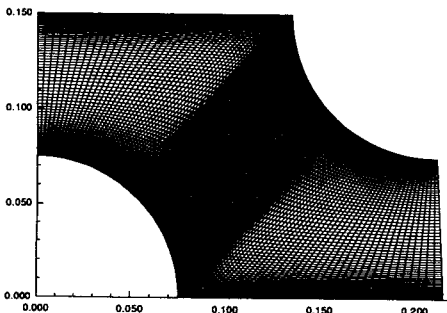


Fig. 2 Configuration of a 132×84 grid arrangement, $S_T \times S_L = 2.0 \times 1.4$

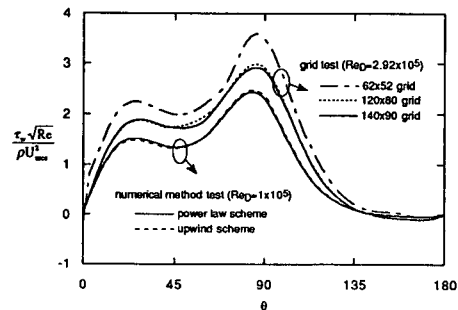


Fig. 3 Grid and numerical scheme dependence test

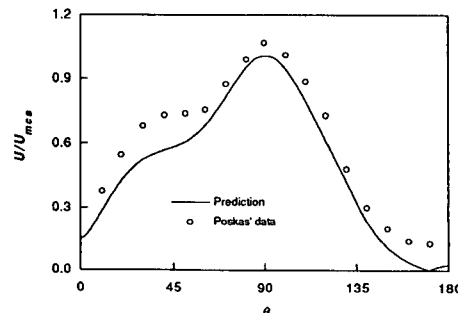


Fig. 4 Velocity variation around tube. ($S_T \times S_L = 1.25 \times 1.25$, $Re = 2.92 \times 10^5$)

봉표면에 수직인 방향의 속도 및 난류량을 측정하였다. 이 피치비에서는 90°에서 유동단면적이 최소가 되고 대략 30°~60° 사이의 범위에서 유선의 곡률 및 유동단면적이 증가된다. 이러한 관군 배열의 기하학적 특성으로 인해 Poskas 등의 실험결과는 30°~60° 사이에서 자유유동의 속도변화가 매우 적고 90° 근방에서 급격히 가속된다. 계산결과는 30°~60°를 제외한 영역에서 비교적 적은 오차를 보이거나 유동단면적이 증가하는 영역에서 큰 오차를 보이고 있다.

이와 같은 경향은 Fig. 5의 난류강도를 비교한 그림에서도 볼 수 있으며 유선의 곡률 및 유동면적이 증가하는 영역에서 난류강도가 실험자료에 비해 상당히 작게 예측되고 있다. Bradshaw⁽¹¹⁾는 2차원 전단유동에서 난류구조를 변화시킬 수 있는 여러가지 변형률 성분들이 존재하며 특히 $\frac{\partial V}{\partial x}$, $div \vec{V}$ 등은 난류구조에 큰 영향을 줄 수 있다는 사실을 언급했다. 일반적으로 불안정곡률(오목면)의 경우 Taylor-Gortler vortex와 같은 유동방향의 와류운동을 증가시킴으로써 난류에너지를 증가시키고 안정곡률(볼록면)의 경우 난류에너지를 감소시키는 것으로 알려져 있다. 또한 유체용적의 압축은 표면마찰계수를 증가시키는 경향이 있는 것으로 알려져 있으며 팽창은 이와 반대의 경향을 보인다. 그러나 유선곡률과 유체의 용적변화가 동시에 존재할 때 이들이 난류구조에 미치는 효과에 대한 상대적 크기는 잘 알려져 있지 않으며 Fig. 5에 나타난 난류에너지의 크기가 안정곡률 및 유동단면이 좁아지는 영역보다 불안정곡률 및 유동단면이 확장되는 영역에서 실험값에 비해 작게 예측되는 것으로 보아 불안정곡률에 의한 난류에너지의 생성이 고려되어야 할 것으로 생각된다.

Fig. 6에는 원봉표면에 수직인 방향의 속도분포가 나타나 있으며 계산결과로부터 Poskas 등의 실험자료는 $\theta=90^\circ$ 까지 경계층 내부를 측정하지 못한 것을 알 수 있다. 경계층의 두께가 급격하게 증가된 $\theta=120^\circ$ 에서는 비교적 정확하게 속도분포를 예측하는 것을 볼 수 있고 원주 방향에 따른 경계층두께는 $\theta=90^\circ$ 근방에서 약간 감소한 후 박리점까지 급격하게 증가하는 것으로 나타났다. Fig. 7은 피치비 2.0×1.4의 경우에 대해서 표면거칠기가 $k/D=9 \times 10^{-3}$ 인 엇갈린관군의 표면에서 Achenbach에 의해 제측된 열전달계수를 계산결과와 비교한 것이다.

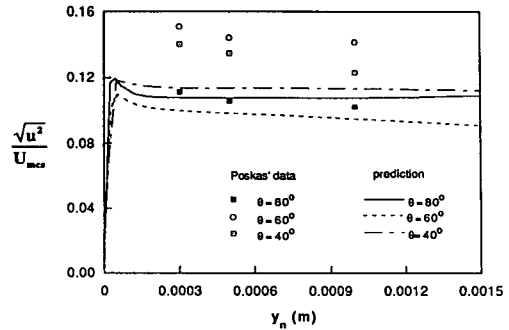


Fig. 5 Reynolds normal stress profiles. ($S_T \times S_L=1.25 \times 1.25$, $Re=2.92 \times 10^5$)

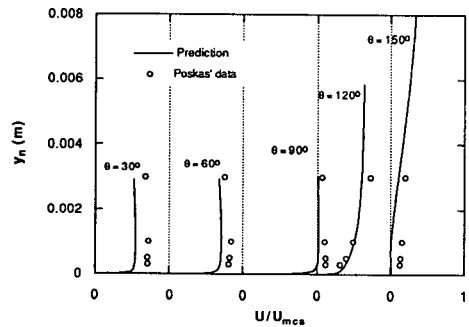


Fig. 6 Boundary layer development on tube surfaces. ($S_T \times S_L=1.25 \times 1.25$, $Re=2.92 \times 10^5$)

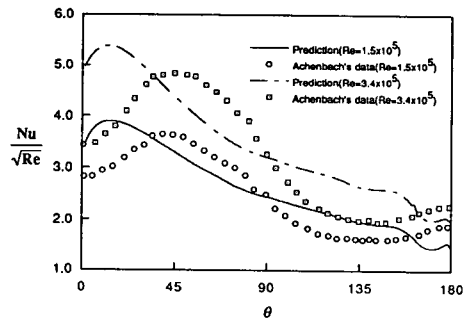


Fig. 7 Local nusselt number distribution. ($Re=1.5 \times 10^5$, $Pr=0.7$, $S_T \times S_L=2.0 \times 1.4$)

Achenbach의 열전달실험은 고압풍동 내에 직경 150 mm의 관군을 배열하고 그 중 하나의 원봉만을 가열하여 원봉표면에 부착된 열전대에 의해 열전달율을 측정하는 방식으로 수행되었다. 일반적으로 매끈한 표면을 갖는 단원봉 주위의 유동은 원봉적경을 기준으로한 레이놀즈수가 2×10^5 보다 작은 경우에는 $\theta=80^\circ$ 부근에서 박리가 일어나기 전까지

층류경계층을 유지하는 아임계영역(subcritical regime)으로, 레이놀즈수가 2×10^6 보다 큰 경우에는 전면정체점 부근을 제외하고 거의 대부분 난류경계층 상태를 유지하는 초임계영역(transcritical regime)으로 분류된다. Achenbach의 실험결과에 따르면 매끈한 표면을 갖는 피치비 2.0×1.4 의 엇갈린관군은 레이놀즈수 6.2×10^6 에서 초임계영역에 도달하며 따라서 저레이놀즈수 형식의 $k-\epsilon$ 모델을 사용하여 엇갈린관군 주위의 열전달을 계산하기 위해서는 최소한 6.2×10^6 이상의 레이놀즈수가 되어야 하나 그 경우 경계층 내부의 점성저층까지 속도 분포를 분해하기 위해서는 대단히 많은 격자수와 그로 인한 비현실적인 격자의 중횡비를 초래하게 된다. 매끈한 표면의 원봉과 달리 표면거칠기가 $k/D=9 \times 10^{-3}$ 인 엇갈린관군의 경우 레이놀즈수가 1.5×10^5 에서도 초임계영역에 도달하며 따라서 본 연구에서는 원봉 주위의 대부분의 영역에서 난류경계층을 유지하는 거친 표면에서의 열전달 실험결과와 계산결과를 비교해 보았다.

Achenbach의 실험결과는 $\theta=0^\circ$ 부근에서 바로 경계층의 천이가 시작되어 대략 $\theta=30^\circ$ 에서 완전한 난류경계층으로 성장할 때까지 열전달은 증가하고 $\theta=135^\circ \sim 140^\circ$ 부근에서 경계층의 박리가 일어날 때까지 열전달이 감소하는 난류경계층 상태를 유지하며 이러한 경향은 레이놀즈수가 증가해도 변하지 않는 것으로 나타났다. 계산결과에서도 이러한 경향은 나타나고 있으나 천이영역과 유사한 경향을 보이는 영역이 비교적 짧고 박리점이 훨씬 지연되어 나타났다. 계산결과에서 나타난 열전달계수의 최대 및 최소점의 위치는 실험결과와 비교해 약 10% 정도의 오차를 나타낸다. 일반적으로 천이영역에서는 벽면 근처의 난류스팟(turbulent spot)이 파열되면서 약 20%에 이르는 높은 난류강도가 생성되고 이로 인해 표면마찰이나 열전달이 급격히 증가한다. 본 연구에서는 표면거칠기나 경계층의 천이에 대한 모델링이 포함되지 않았음에도 불구하고 계산결과에서 천이영역과 유사하게 전면정체점 부근에서의 열전달이 증가하는 것은 $\theta=30^\circ$ 주위의 25~35%에 이르는 자유유동의 난류강도에 의한 것으로 판단된다.

Fig. 8과 Fig. 9는 피치비 2.0×1.4 의 경우에 계산된 속도 및 난류강도를 도시한 것이며 $\theta=30^\circ$ 근방에서 자유유동의 난류강도가 최대로 된 후 감소하는 것을 볼 수 있다. Achenbach의 실험결과

에서는 언급하고 있지 않으나 경계층의 천이길이 자유유동의 난류강도에 크게 영향을 받는다는 것을 생각할 때 이 영역에서의 높은 난류강도는 경계층의 천이에 상당한 영향을 미칠 것으로 판단된다. Figs. 10, 11에서는 $\theta=0^\circ \sim 90^\circ$, $\theta=90^\circ \sim 180^\circ$ 에 대해 계산된 등온선을 그린 것이며 전면 정체점으로부터 박리점까지 열경계층이 성장한 후 박리영역에서 유체의 혼합에 의해 다시 등온선이 조밀해짐을 볼 수 있다.

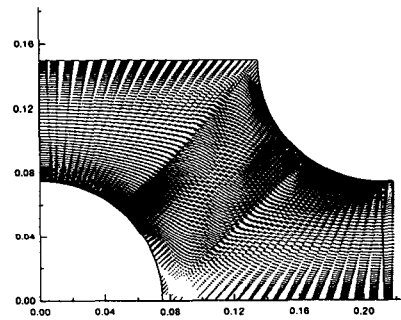


Fig. 8 Predicted velocity vector. ($Re=1.5 \times 10^5$, $S_T \times S_L=2.0 \times 1.4$)

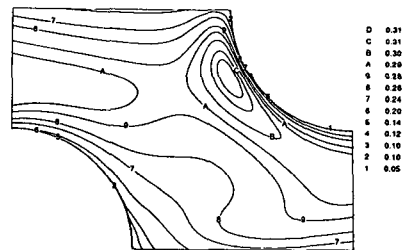


Fig. 9 Predicted turbulent kinetic energy contour ($Re=1.5 \times 10^5$, $S_T \times S_L=2.0 \times 1.4$)

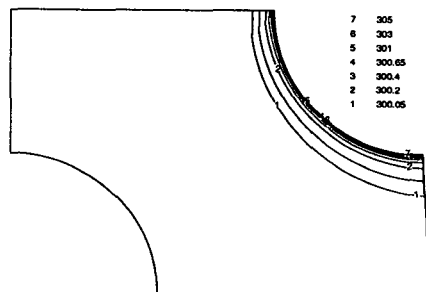


Fig. 10 Predicted isothermal line (upper tube heating case). ($Re=1.5 \times 10^5$, $S_T \times S_L=2.0 \times 1.4$)

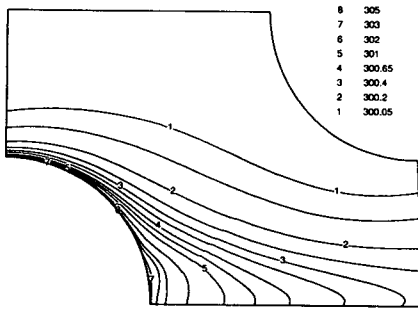


Fig. 11 Predicted isothermal line (lower tube heating case). ($Re=1.5 \times 10^5$, $S_T \times S_L=2.0 \times 1.4$)

5. 결 론

본 연구에서는 Lam과 Bremhorst가 제시한 저 레이놀즈수 $k-\epsilon$ 난류모델을 사용하여 엇갈리게 배치된 관군 주위의 유동 및 열전달특성을 계산하였으며 부분적으로 곡률이 크고 유동단면적의 변화가 심한 영역을 제외하고 평균유동은 주어진 실험값과 비교적 잘 일치하였다. 불안정 곡률이나 유동단면의 급격한 팽창에 의한 부가적인 난류에너지의 생성이 작은것으로 나타났으며 엇갈린관군 주위의 유동 및 열전달에 대한 정확한 예측을 위해서는 이에 대한 추가적인 모델링이 필요하다고 판단된다.

대부분의 경계층이 난류상태를 유지하는 초입계 유동에서 예측된 엇갈린관군의 열전달계수를 계산결과와 비교하였으며 전 영역에서 계산결과는 실험결과와 유사한 경향을 나타내고 있으나 열전달계수의 최대 및 최소점의 위치가 실험결과와 약 10%의 오차를 보이는 것으로 나타났다.

후 기

본 연구는 한국과학재단의 일반 기초 연구지원(891-0302-006-2) 및 터보동력기계연구센터의 일부 지원을 받아 수행되었으며, 이에 사의를 표한다.

참고문헌

- (1) Poskas, P.S. and Surbila, V. T., 1983, "Fluctuation of Velocity of Cross Flow of Air Inthe Space Between Tubes in Bundles," *Heat Transfer-Soviet Reserch*, Vol. 15, No. 1, pp. 75~86.
- (2) Achenbach, E., 1989, "Heat Transfer from a Staggered Tube Bundle in Cross-Flow at High Reynolds Numbers," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 32, No. 2, pp. 271~280.
- (3) Zukauskas, A., 1987, "Heat Transfer from Tubes in Crossflow," *Advances in Heat Transfer*, Vol. 18, pp. 87~159.
- (4) Antonopoulos, K. A., 1985, "Heat Transfer in Tube Banks Under Conditions of Turbulent Inclined Flow," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 28, pp. 1645~1656.
- (5) Jones, W. P. and Launder, B. E., 1972, "The Prediction of Iaminarization with a 2-Equation Model of Turbulence," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 15, pp. 301~314.
- (6) Jones, W. P. and Launder, B. E., 1973, "The Calculation of Low Reynolds Number Phenomena with a Two-Equation Model of Turbulence," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 16, pp. 1119~1130.
- (7) Lam, C. K. G. and Bremhorst, K., 1981, "A Modified Form of the $k-\epsilon$ Model for Predicting Wall Turbulence," *ASME Journal of Fluid Engineering*, Vol. 103, pp. 456~460.
- (8) Patel, V. C., Rodi, W. and Scheuerer, G., 1985, "Turbulence Models for Near-Wall and Low Reynolds Number Flows: A Review," *AIAA Journal*, Vol. 23, pp. 1308-1319.
- (9) Kays, W. M. and Crawford, M. E., 1985, *Convective Heat and Mass Transfer*, 2nd ed., McGraw-Hill, New York.
- (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.
- (11) Bradshaw, P., "Complex Strain Fields," *Proc. 1980~81 AFOSR-HTTM-Stanford Conference on Complex Turbulent Flows*, Vol. 2.
- (12) Peric, M., 1985, "Finite Volume Method for the Prediction of Three-Dimensional Fluid Flow in Complex Duct," Ph. D. Thesis, Univ. of London.