

< 논문 >

## 축을 중심으로 회전하는 관유동에서 난류열전달의 모형화

신 종 근\*

(2007년 3월 21일 접수, 2007년 7월 26일 심사완료)

### Modeling of Turbulent Heat Transfer in an Axially Rotating Pipe Flow

Jong Keun Shin

**Key Words:** Elliptic-Blending Model(타원-혼합 모형), Rotating Pipe Flow(회전 관유동), Turbulent Heat Flux(난류 열유속), Second Moment Closure(2차모멘트 닫힘)

#### Abstract

The elliptic conceptual second moment model for turbulent heat fluxes, which was proposed on the basis of elliptic-relaxation equation, was applied to calculate the turbulent heat transfer in an axially rotating pipe flow. The model was closely linked to the elliptic blending model which was used for the prediction of Reynolds stress. The effects of rotation on the turbulent characteristics including the mean velocity, the Reynolds stress tensor, the mean temperature and the turbulent heat flux vector were examined by the model. The numerical results by the present model were directly compared to the DNS as well as the experimental results to assess the performance of the model predictions and showed that the behaviors of the turbulent heat transfer in the axially rotating pipe flow were satisfactorily captured by the present models.

#### 기호설명

$b_{ij}$  레이놀즈응력 비등방텐서  
 $c_p$  정압비열  
 $D$  관의 직경  
 $k$  난류운동에너지  
 $n_i$  벽면수직 단위벡터  
 $N$  Rotation 수 ( $=U_{\theta, wall}/U_m$ )  
 $Pr$  Prandtl 수  
 $R$  관의 반경  
 $Re_m$  Reynolds 수 ( $=U_m D/\nu$ )  
 $U_i$   $x_i$  방향의 평균속도  
 $U_m$  평균속도  
 $U_{\theta, wall}$  원주방향 벽면속도

$\overline{u_i u_j}$  레이놀즈응력 텐서  
 $\overline{u_i \theta}$  난류열유속 벡터  
 $x_i$  공간좌표,  $(x_1, x_2, x_3) = (r, \theta, z)$   
 $u_r$  벽마찰속도

#### 그리스문자

$\alpha$  열확산계수  
 $\epsilon$  난류운동에너지 소멸률  
 $\theta$  평균온도  
 $\theta_w$  벽면온도  
 $\theta_r$  벽마찰온도 ( $=q_o/\rho C_p u_r$ )  
 $\theta$  온도요동  
 $\nu$  동점성계수  
 $\rho$  밀도

#### 상첨자

+ 벽면에서  $u_r, \nu, \theta_r$  로 무차원화

\* 책임저자, 회원, 한중대학교 자동차공학과

E-mail : jkshin@hanzhong.ac.kr

TEL : (033)520-9310 FAX : (033)522-4150

## 1. 서론

난류 선회류에 수반되는 열전달의 활용은 각종 유체기계의 입구부, 연소실내에서의 화학반응과 혼합의 증진 등과 같이 기계 혹은 화학공학 분야에서 볼 수 있으며, 원심력이나 코리올리 힘에 의해 영향을 받는 난류유동은 자연현상에서 뿐만 아니라 공학적인 문제에서 자주 접하게 된다. 이러한 원심력이나 코리올리 힘은 난류의 구조, 강도 그리고 평균 유동장을 현저하게 변화시키는 것으로 알려져 있다.

유체흐름 계산에 대한 공학적인 접근은 RANS 방정식에 기초되어 있기 때문에 CFD해석의 성공은 주로 실제 전산코드에 구현되어 있는 난류모형에 의존된다. 현재 널리 사용되고 있는  $k-\epsilon$  모형은, Boussinesq의 선형 응력-변형관계를 활용하는 다른 난류모형과 마찬가지로, 이러한 회전효과를 자연스럽게 모사할 수 없다는 것이 이미 알려져 있다. 그러나 원심력과 코리올리 힘에 의한 효과를 개개의 레이놀즈응력 성분을 지배하는 수송방정식을 풀어 해석하는 2차모멘트 난류모형의 구조내에서는 자동적으로 구현된다. 단순유동장임에도 불구하고 축을 중심으로 회전하는 관유동은 다소 복잡한 3차원 유동장이며, 또한 이 유동장은 공학적인 응용면에서 매우 중요한 3차원 경계층과 매우 유사한 특징을 갖고 있다. 완전 발달된 축방향 회전 관유동은 평균유동장이 1차원 2-성분으로 고려될 수 있기 때문에 지배방정식은 일련의 상미분방정식으로 간략화되며, 이것은 어느 정도의 정확성을 갖고 수치적으로 풀릴 수 있게 된다. 따라서 완전발달된 축회전 관유동은 난류모형의 실제성능을 밝혀낼 수 있는 유동장이 되기 때문에 난류모형 검증을 위한 시험 유동장으로 자주 사용된다.

Reich와 Beer,<sup>(1)</sup> Imao 등<sup>(2)</sup>은 완전발달된 난류 관유동에 대해 축회전의 효과를 실험적으로 연구하였으며, Eggels 등,<sup>(3)</sup> Orlandi와 Fatica<sup>(4)</sup>는 다양한 회전수의 관유동에 대해 DNS를 시도하여 유동특성에 관한 상세한 자료를 제시하고 있다. 이 유동과 관련된 2차모멘트 난류모형 적용에 관한 연구들을 살펴보면, Speziale 등<sup>(5)</sup>은 벽과 이에 인접한 점성저층 영역을 연결하기 위하여 벽함수를 도입하여 난류모형을 적용하였고, Jakirlic 등<sup>(6)</sup>은

다양한 난류모형을 시험하기 위하여 각종 회전유동과 선회유동 해석을 시도하였으며, Pettersson 등<sup>(7)</sup>은 Durbin<sup>(8)</sup>이 제안한 타원-완화 모형(Elliptic-Relaxation Model; 이후로는 ERM)을 활용하여 선형 및 비선형 압력-변형모형을 시험하였다. 최근에 Grundestam 등<sup>(9)</sup>은 명시적 대수응력모형을 이용하여 만족스러운 결과를 제시하여 주었다. 현재까지 제시된 연구들은 대부분 회전 유동장의 난류특성 계산에 대한 것이었고, 이 회전 유동장에 열전달이 수반되는 경우에 대한 2차모멘트 난류모형 연구는 거의 전무한 실정이다. 따라서 열전달이 수반된 회전 관유동에 관한 DNS의 선행 연구는 이 유동장에서 난류열전달에 대한 2차모멘트 모형의 개발 및 평가를 위한 기초 자료로서 상당한 의미를 지니게 된다. 이를 위해 Satake와 Kunugi<sup>(10)</sup>는 축방향으로 회전하는 관유동장에서 난류열전달을 DNS로 계산하여 그 결과를 제시하였고, 이로써 벽면 근방에 대한 난류 열유속 거동이 정확하게 알려지게 되었다.

한편, 벽면 근방의 복잡한 레이놀즈응력 분포가 Thielen 등<sup>(11)</sup>이 제안한 타원-혼합 방정식에 의한 2차 모멘트 모형에 의해 정확하게 예측하는 것이 가능해졌다. 이러한 새로운 난류모형의 제안은 비교적 정확한 2차 모멘트 난류 열유속 모형의 개발을 가능하게 하고 있음을 알 수 있다. 이에 Shin 등<sup>(12)</sup>은 만족할만한 해를 제공해 주고 있는 Thielen 등<sup>(11)</sup>의 타원-혼합 모형(Elliptic-Blending Model; 이후로는 EBM)과 연계해서 열전달 문제를 해결할 수 있도록 타원개념을 갖는 난류 열유속 모형을 제안한 바 있다. 난류 열유속 모형에 타원개념을 도입하면 EBM에 의한 2차 모멘트 난류모형과 유사하게 벽면을 인지시키는 경험함수를 사용하지 않으면서도 벽면 근방의 난류 열유속을 비교적 정확하게 예측해 줄 수 있는 장점이 있다. Shin 등<sup>(12)</sup>은 난류열유속 모형화를 위해 Durbin<sup>(8)</sup>이 타원효과를 갖는 2차 모멘트 난류모형 개발에서 제안한 타원-완화 방정식을 활용하여 난류열유속 수송방정식에 대한 모형화를 시도하였다. 이 열유속 모형은 타원-완화 방정식의 해를 이용하여 벽면에서 멀리 떨어진 균질유동에 부합되는 이른바, 준-균질 온도-압력구배(temperature-pressure gradient) 상관관계와 벽면 경계조건을 만족시키는 벽면 근방(near-wall) 온도-압력구배 모형을 연결시키게 된다. 이 방법을 사용하면

기존의 2차 모멘트 난류열유속 모형들에 비해 타원-완화 개념을 갖는 열유속 모형의 경우 부가되는 방정식이 3개 더 추가되지만 정확한 벽면 경계조건으로부터 고 레이놀즈수 구역까지의 원활한 연계가 가능해지며 벽면 경계가 복잡한 유동장에도 그 적용 가능성이 커지게 된다.

따라서 본 연구에서는 축을 중심으로 회전하는 관유동의 난류 열전달을 예측하기 위해, 난류특성에 대해서는 Thielen 등<sup>(11)</sup>의 EBM을 적용하고, 이 모형과 연계하여 난류열전달은 Shin 등<sup>(12)</sup>이 제안한 난류 열유속모형을 적용하여 난류모형 및 열유속모형의 타당성을 Satake와 Kunugi<sup>(10)</sup>의 DNS 자료를 근거로 하여 검증함을 목적으로 한다. 이러한 시도는 다양한 공학적인 문제에 대해 타원개념을 갖는 2차모멘트 난류 및 열유속 모형의 적용의 폭을 증대시키기 위한 또 하나의 시험이라고 볼 수 있다.

## 2. 이론적 배경

### 2.1 난류유동 해석을 위한 타원-혼합 모형

Fig. 1과 같이 축을 중심으로 회전하는 완전발달된 난류 관유동을 고려하자. 완전발달된 회전하는 관유동은 직교원통형 좌표계  $(r, \theta, z)$ 에서 단지 한 공간좌표  $r$ 에만 종속되는 3차원 평균흐름이 된다. 평균속도 유동장은 축과 원주방향으로만 제한되며, 반경방향 평균속도는 완전발달된 상태에서 영(0)이 된다. 원주방향과 축방향 평균속도를 위한 RANS 방정식은 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial U_\theta}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \nu r \frac{\partial U_\theta}{\partial r} - r \overline{u_r u_\theta} \right) - \nu \frac{U_\theta}{r^2} - \frac{\overline{u_r u_\theta}}{r} \quad (1)$$

$$\frac{\partial U_z}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \nu r \frac{\partial U_z}{\partial r} - r \overline{u_r u_z} \right) \quad (2)$$

부력효과가 없는 레이놀즈응력 수송방정식은 직교좌표계에서 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{D \overline{u_i u_j}}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \nu \delta_{ik} + C_s \overline{u_k u_i T} \right) \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_l} + P_{ij} + \Phi_{ij}^* - \epsilon_{ij} \quad (3)$$

여기서  $P_{ij}$ ,  $\Phi_{ij}^*$  및  $\epsilon_{ij}$ 는 각각 난류생성에 의한

생성, 속도-압력구배(velocity-pressure gradient) 상

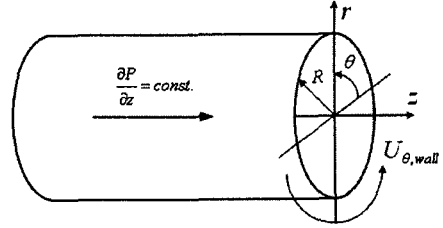


Fig. 1 Flow geometry and coordinate system

관관계 그리고 소멸항을 나타내며, Thielen 등<sup>(12)</sup>의 EBM에서는 다음과 같이 표현된다.

$$P_{ij} = -\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \quad (4)$$

$$\Phi_{ij}^* = (1 - \psi^2) \overline{\Phi_{ij}^w} + \psi^2 \Phi_{ij}^h \quad (5)$$

$$\epsilon_{ij} = (1 - \psi^2) \frac{\overline{u_i u_j}}{k} \epsilon + \psi^2 \frac{2}{3} \epsilon \delta_{ij} \quad (6)$$

$\Phi_{ij}^*$  및  $\epsilon_{ij}$  모형들에서 스칼라  $\psi$  를 구하기 위하여 다음과 같은 1개의 타원 미분방정식을 풀기 때문에 모형의 타원성을 유지할 수가 있게 된다.

$$\psi - L^2 \nabla^2 \psi = 1 \quad (7)$$

식 (5)에서 속도-압력구배항에 대한 벽근방 모형  $\Phi_{ij}^w$ 은

$$\Phi_{ij}^w = -5 \frac{\epsilon}{k} \left( \overline{u_i u_k n_j n_k} + \overline{u_j u_k n_i n_k} - \frac{1}{2} \overline{u_k u_l n_k n_l} (n_i n_j + \delta_{ij}) \right) \quad (8)$$

으로 모형화하여 레이놀즈응력의 벽면 경계조건을 만족하도록 하였다. 그러나 EBM 모형은 벽면에 수직인 벡터가 포함되는 단점을 갖고 있기 때문에 다음과 같이 식 (7)의 타원방정식으로부터 유동장내에서 벽면에 수직한 방향을 나타내는 단위벡터를 구하였다.

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla \psi}{\|\nabla \psi\|} \quad (9)$$

식 (5)에서 균질난류에 대한 속도-압력구배항  $\Phi_{ij}^h$ 은 일반적으로 널리 사용되는 다음의 SSG모형<sup>(13)</sup>

에서 모형계수의 일부를 수정하여 적용하였다.

$$\begin{aligned} \Phi_{ij}^h = & - \left( C_1 + C_1^* \frac{P}{\epsilon} \right) \epsilon b_{ij} + C_2 \left( b_{ik} b_{kj} - \frac{1}{3} b_{ik} b_{kj} \delta_{ij} \right) \\ & + \left( C_3 - C_3^* \sqrt{b_{ik} b_{kl}} \right) k S_{ij} + C_4 k \left( b_{ik} S_{jk} + b_{jk} S_{ik} - \frac{2}{3} b_{lm} S_{lm} \delta_{ij} \right) \\ & + C_5 k \left( b_{ik} W_{jk} + b_{jk} W_{ik} \right) \end{aligned} \quad (10)$$

여기서

$$b_{ij} = \frac{\overline{u_i u_j}}{2k} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \quad (11)$$

는 레이놀즈응력의 비등방 텐서를,

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), \quad W_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (12)$$

는 각각 평균변형률과 평균와도(mean vorticity) 텐서를 나타낸다.

한편, 소멸률 방정식에 대해서는 다음과 같이 벽면 인접부에서의 점성 및 비균질 난류 효과를 고려하여 적용하였다.

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \nu \delta_{kj} + C_{\epsilon} \overline{u_k u_l} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_l} + C_{\epsilon 1} \frac{P}{T} - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon}{T} \quad (13)$$

식 (13)에서 모형계수  $C_{\epsilon 1}$  은

$$C_{\epsilon 1} = C_{\epsilon 1}^* \left( 1 + 0.03(1 - \psi^2) \sqrt{\frac{k}{u_i u_j n_i n_j}} \right) \quad (14)$$

과 같이 수정되었다. 위에 언급된 난류모형들에 사용된 시간척도  $T$  및 길이척도  $L$  은 다음과 같이 Kolmogorov 시간척도 및 길이척도로 제한되었다.<sup>(12)</sup>

$$T = \max \left( \frac{k}{\epsilon}, C_T \left( \frac{\nu}{\epsilon} \right)^{1/2} \right), \quad L = C_L \max \left( \frac{k^{3/2}}{\epsilon}, C_{\eta} \frac{\nu^{3/4}}{\epsilon^{1/4}} \right) \quad (15)$$

최종적으로 Thielen 등<sup>(11)</sup>의 EBM에 의한 2차모멘트 난류모형의 모형계수들은 다음의 Table 1과 같이 요약된다.

본 연구에서는 EBM과 연계하여 난류열전달을

**Table 1** The model coefficients for Thielen et al.'s EBM

$C_s$	$C_{\epsilon}$	$C_{\epsilon 1}^o$	$C_{\epsilon 2}$	$C_1$	$C_1^*$	$C_2$
0.21	0.18	1.44	1.83	3.4	1.8	0
$C_3$	$C_3^*$	$C_4$	$C_5$	$C_T$	$C_L$	$C_{\eta}$
0.8	1.3	1.25	0.4	6.0	0.161	80.0

해석하기 위하여 Shin 등<sup>(12)</sup>이 제안한 타원-완화 개념을 갖는 난류 열유속 모형을 적용한다.

## 2.2 난류 열유속의 모형화

### 2.2.1 타원개념 열유속 모형

부력효과가 고려되지 않은 비압축성 난류유동에 대해 평균온도  $\theta$  및 난류 열유속  $\overline{u_i \theta}$  에 대한 수송방정식들은 직교좌표계에서 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{D\theta}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \alpha \frac{\partial \theta}{\partial x_i} - \overline{u_i \theta} \right) \quad (16)$$

$$\frac{D\overline{u_i \theta}}{Dt} = P_{i\theta} + D_{i\theta}^t + D_{i\theta}^v + \Phi_{i\theta}^* - \epsilon_{i\theta} \quad (17)$$

식 (17)에서  $P_{i\theta}$ ,  $\Phi_{i\theta}^*$ ,  $\epsilon_{i\theta}$ ,  $D_{i\theta}^v$  및  $D_{i\theta}^t$  는 각각 평균 온도구배 및 평균전단에 의한 생성, 온도-압력구배 상관관계, 소멸, 점성확산 및 난류확산 항들을 나타내며,  $\alpha$ 는 열확산계수 그리고  $\theta$ 는 요동 온도를 의미한다. 식 (17)에서 모형화가 요구되는 항들은 난류확산항, 점성확산항, 온도-압력구배항 그리고 소멸항이다. 이들에 대한 모형화를 위해 벽면근방에서의 난류 열유속 수송방정식의 각 항들에 대한 요동 값을 고려하여 벽면 극한조건을 만족시킨 Shin 등<sup>(12)</sup>의 타원-완화 열유속(Elliptic-Relaxation Heat Flux; 이후로는 ERHF) 모형을 도입하였다. ERHF 모형은 Durbin<sup>(9)</sup>이 난류유동 해석을 위해 제안한 ERM의 개념을 난류 열유속 모형에 도입하여 타원-완화 개념을 갖도록 고안한 모형이다. 먼저 난류확산항에 대한 모형은 다음과 같이 일반화된 구배확산 가정이 사용되었다.

$$D_{i\theta}^t = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( C_{\theta} \overline{u_k u_l} T \frac{\partial \overline{u_i \theta}}{\partial x_l} \right) \quad (18)$$

저 레이놀즈수 레이놀즈응력 모형과 달리 난류 열유속 방정식의 점성확산항은 그 자체가 정확한 항이 아니기 때문에 모형화가 요구되고, 본 연구에서는 벽면 경계조건을 고려하여 다음과 같은 모형을 적용하였다.

$$D_{i\theta}^v = \frac{(\alpha + \nu) \theta^2 \overline{u_i \theta}}{2 \partial x_k^2} \quad (19)$$

식 (19)의 점성확산 모형은 수송방정식의 정확한 점성확산항과 비교할 때 벽면 극한조건이 만족되지 못하는 단점을 가지게 된다. 그러나 이 문제를 극복하기 위해 ERHF 모형에서는 벽 인접부에서의 균형을 맞추기 위해 소멸항 및 온도-압력구배항의 벽면 극한조건을 함께 고려하여 모형화를 시도하였다. 즉, ERHF 모형에서 온도-압력구배항은 벽면 경계조건을 만족시키는 벽면 근방 온도-압력구배항과 벽면으로부터 멀리 떨어진 고 레이놀즈수 영역에서는 준-균질모형이 만족되도록 다음과 같이 모형화된다.

$$\Phi_{i\theta}^* = k f_{i\theta} \quad (20)$$

이 ERHF 모형에서는 벽에 수직인 벡터의 개념을 처음부터 사용하지 않으며, 식 (20)으로 주어진 온도-압력구배항  $\Phi_{i\theta}^* = k f_{i\theta}$ 를 모형화하기 위하여 Durbin<sup>(8)</sup>이 제시한 타원-완화 방정식과 유사한 개념을 갖는 다음의 방정식을 사용한다.

$$f_{i\theta} - L^2 \nabla^2 f_{i\theta} = \mathcal{L}(f_{i\theta}) \quad (21)$$

여기서

$$\mathcal{L}(f_{i\theta}) = \frac{1}{k} \left[ \Phi_{i\theta}^h + \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{1}{Pr} \right) \frac{\epsilon}{k} (\overline{u_i \theta}) \right] \quad (22)$$

이고,  $\Phi_{i\theta}^h$ 는 고 레이놀즈수 구역에서 만족되는 준-균질(quasi-homogeneous) 온도-압력구배항 모형이며 Durbin이 제안한 다음의 식을 사용한다.

$$\Phi_{i\theta}^h = -C_{1\theta} \frac{\epsilon}{k} \overline{u_i \theta} + C_{2\theta} \overline{u_j \theta} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + C_{3\theta} \overline{u_i u_j} \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \quad (23)$$

결국 식 (21)로 주어진 타원-완화 방정식은 벽면에서 난류 열유속이 접근해야 될 벽 인접조건과 벽면으로부터 멀리 떨어진 고 레이놀즈수 영역에서 만족되어야 할 준-균질(quasi-homogeneous) 조건이 모두 충족되도록 적용된 것이다. 각 모형항에 나타나는 난류모형계수는 DNS 자료와의 비교과정을 통해 Table 2와 같이 사용하였으며, 식 (18) 및 (21)에 사용된 난류 시간척도  $T$  및 길이 척도  $L$  역시 난류유동 해석에서 이미 사용된 식 (15)가 모형계수의 변화 없이 그대로 적용된다. 한편, 식 (21)을 적용하기 위해서는 벽 경계조건을 만족시켜야 하며 본 연구에서는 다음과 같은 경계조건을 사용하였다.

$$f_{1\theta} = f_{3\theta} = 0, \quad f_{2\theta} = -2\nu \left( 1 + \frac{1}{Pr} \right) \frac{1}{y^2} \frac{\overline{u_i \theta}}{k} \quad (24)$$

소멸항  $\epsilon_{i\theta}$  모형은 고 레이놀즈수 영역의 국부 등방성 난류에서는 구배 상관관계가 0인 점과 벽면에서는 온도-압력구배항과 조합된 형태, 즉  $\Phi_{i\theta}^* - \epsilon_{i\theta}$ 이 벽면 극한조건을 정확히 만족시키도록 다음과 같이 모형화하였다.

$$\epsilon_{i\theta} = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{1}{Pr} \right) \frac{\epsilon}{k} \overline{u_i \theta} \quad (25)$$

식 (25)에서 Pr은 프란틀수를 의미한다. 결국 ERHF 모형은 식 (20)과 (25)를 사용함으로써 식 (17)의  $\Phi_{i\theta}^* - \epsilon_{i\theta}$ 이 벽면에서 만족해야만 하는 벽 극한거동  $\Phi_{i\theta}^w - \epsilon_{i\theta}^w$ 을 정확히 나타내도록 한 것이다. 따라서 EBM과 연계하여 타원-완화 개념을 사용하는 ERHF 모형을 사용할 경우 새로이 부가되는 방정식이 3개 더 추가되지만 정확한 벽면 경계조건으로부터 고 레이놀즈수 구역까지의 원활한 연계가 가능해지며 벽면 경계가 복잡한 유동장에도 그 적용 가능성이 커지게 된다.

한편, 레이놀즈응력, 열유속벡터, 평균속도 등에 대한 경계조건은 벽에서 모두 0으로 처리하였

Table 2 The model coefficients for the elliptic-relaxation heat flux model

$C_\theta$	$C_{1\theta}$	$C_{2\theta}$	$C_{3\theta}$
0.153	3.0	0.6	0.1

으며, 소멸률은 벽에서  $\epsilon = 2\nu(\partial\sqrt{k}/\partial y)^2$ 으로 적용하였다.

### 2.2.2 GGDH 모형

식 (16)에서 난류열유속  $\overline{u_i\theta}$ 은 ERHF 모형과 같은 수송방정식이 아닌 단순한 모형으로부터 얻어질 수 있다. 이러한 모형으로 가장 널리 사용되는 모형이 Daly와 Harlow<sup>(14)</sup>가 제안한 GGDH (generalized gradient diffusion hypothesis)이며, 이는 다음과 같이 표현된다.

$$\overline{u_i\theta} = -C_{\theta\theta} T u_i u_j \frac{\partial\theta}{\partial x_j} \quad (26)$$

이 GGDH 모형은 벽면 부근의 난류 비등방성이 적절히 예측되었을 때는 복잡한 유동장의 열전달 계산에서도 성공적으로 적용될 수 있다고 알려져 있다. 즉, 이 GGDH 모형은 주로 예측되어지는 난류의 비등방성에 따르기 때문에, 이 GGDH모형이 어떤 2차 모멘트 난류모형과 연계되었을 때 복잡한 난류열전달 문제를 예측하기 위해서는 와점성계수 형태의 모형보다 적절하게 예측성능을 나타낼 것이라고 언급된 바 있다<sup>(15)</sup>. 따라서 본 연구와 같이 축방향으로 회전하는 3차원 유동특성을 EBM으로 적절하게 예측하는 경우에 이 GGDH 모형을 적용하여 난류열전달에 대한 예측특성을 알아보는 것도 상당히 흥미롭다고 할 수 있다. 본 연구에서는 DNS 자료와 예측값들을 비교하는 과정에서 식 (26)의 계수  $C_{\theta\theta}$ 를 0.22로 사용하였다.

## 3. 결과 및 고찰

지배방정식들은 비회전계에서 풀리게 되는 데 이는 원주방향속도가 벽면에서 영(0)이 아니라는 의미이다. 따라서 본 연구는 사실상 비회전계를 다루기 때문에 회전효과는 원주방향속도에 의한 벽 경계조건으로부터 일어나게 된다. 그러므로 식 (1)과 (2)에는 어떠한 코리올리 항들도 나타나지 않게 된다. 또한, 레이놀즈응력, 소멸률 방정식, 평균온도 방정식, 난류열유속 및 타원완화 방정식들을 나타내는 식 (3), (13), (16), (17) 및 (21)은 모두 직교 원통형 좌표계로 전환되어 본 해석에 적용되었다.

Fig. 1은 일정 열유속  $q_0$ 에 의해 가열된 벽면을 갖고 축에 대한 회전을 하는 유동장과 좌표계를 보여준다. 벽면에서 일정 열유속을 부과하기 위하여 무차원 온도가 다음과 같이 정의되었다.

$$\theta^+ = \frac{(\theta_w - \theta)}{\theta_r} \quad (27)$$

여기서  $\theta_w$ 와  $\theta_r$ 는 벽면 온도와 벽마찰 온도이다.  $z$ 와  $z + dz$  사이의 한 제어체적에서 에너지 균형 해석과 완전 발달된 조건은 다음의 관계를 제공한다는 것을 주목할 필요가 있으며, 이 관계는 식 (16) 및 (17)에 적용된다.

$$\frac{dT_w}{dz} = \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{4q_0}{\rho C_p U_m D} \quad (28)$$

계산되는 레이놀즈수  $Re_m$ 은 평균속도  $U_m$ 과 관의 직경  $D$ 로 정의되고, 관의 회전수  $N$ 은 벽속도에 대한 평균속도의 비  $U_{\theta, wall}/U_m$ 으로 정의된다. 본 연구에서는 Imao 등<sup>(2)</sup>의  $Re_m = 20000$ 인 실험자료와 비교하기 위하여 회전수  $N$ 을 0, 0.5 및 1.0로 변화시켜 가며 해석을 시도하여, 현재 적용한 EBM 난류모형이 회전유동장 특성을 적절하게 예측하는지를 먼저 살펴보고, 이를 근간으로 하여 축방향으로 회전하는 관에서의 난류열전달을 ERHF 모형으로 해석하였다.

난류 열전달은 Satake와 Kunugi<sup>(10)</sup>의 DNS자료와 비교하기 위하여 레이놀즈수  $Re_m$ 을 5283으로 하였으며, 프란틀 수  $Pr$ 은 0.71로 가정하였다.

한편, EBM에 의한 해석결과를 비교하기 위해 Shima<sup>(16)</sup>가 제안한 2차모멘트 난류모형을 적용하여 그 해의 타당성을 아울러 검토하였다. 이 Shima 모형 역시 유동장 형상이 복잡한 유동장에 적용하기 위해 벽면 수직벡터와 벽면으로부터의 거리와 관계되는 경험함수의 사용을 배제한 이른바 난류모형의 일반성을 강조한 또 하나의 모형이다.

본 해석에 사용된 격자는 벽면 인접부에서 변수들의 급격한 변화를 잘 반영하면서 동시에 수치해석 결과가 격자수에 무관하도록 여러 번의 반복계산을 시도하여 적정 격자수를 선정하였다. 벽으로부터 첫 번째 격자는  $y^+ \approx 0.5$ 에 두었고, 그 다음 격자부터는 1.03배의 일정비율로 격자간격

을 증가시켜 유동장의 저 레이놀즈수 구역 ( $y^+ < 70$ )에 약 70%의 격자를 배치했고, 이후의 나머지 30%의 격자는 일정간격으로 유지하였다.

먼저 본 해석에 적용한 EBM의 타당성을 알아보기 위하여 예측된 유동장을 Imao 등<sup>(2)</sup>의 실험자료와 비교하였다. 평균속도  $U_m$ 에 의해 무차원화된 축방향 평균속도  $U_z$ 의 분포는 축의 회전수가 높아짐에 따라 점점 층류유동과 같은 형상을 이룬다. Fig. 2(a)에서 보는바와 같이  $U_z$ 의 중심속도는 회전수의 증가에 따라 증가하지만, 벽면 인접부의 속도는 점차 감소함을 알 수 있다. 축방향 평균 속도분포에 대한 EBM의 예측값은 회전수가 0과 1인 경우에 대해 실험자료와 매우 잘 일치함을 보여준다. 이에 반해 Shima<sup>(16)</sup>모형은 상대적으로 회전수가 높은  $N=1$ 인 경우에 실험값을 다소 벗어나는 경향을 나타내고 있다.

Fig. 2(b)는 원주방향 평균 속도분포  $U_\theta$ 를 보여주는데, 모형에 의한 예측값은 실험값과 차이는 있지만 포물 형상을 잘 나타내고 있다. EBM에 의한 예측값은 Shima 모형 및 실험자료에 비해 다소 낮은 분포를 유지하고 있다. 또한, 모형들에 의한 예측값은 회전수의 증가에 따라 커지는 분포를 보여주지만, 실험값은 반대의 경향을 보여준다. 이러한 회전수 증가에 따른 원주방향속도 분포의 증가현상은 Orlandi와 Fatica<sup>(4)</sup>에 의한 DNS 해석에서도 언급된 바 있다.

현재의 연구에서 레이놀즈응력의 모든 성분들은 부가된 관회전에 의하여 영(0)이 아니지만, 고정 관에서  $\overline{u_r u_\theta}$  및  $\overline{u_z u_\theta}$  성분은 영이 된다. 평균 유동장은 방정식 (1)과 (2)에서 볼 수 있는 바와 같이 두개의 전단응력  $\overline{u_r u_\theta}$  및  $\overline{u_r u_z}$  성분들에 대하여 밀접하게 연관되어 있다.

회전이 없는 고정 관에서  $\overline{u_r u_z}$ 은 레이놀즈응력 텐서의 전단 성분 중 유일하게 영이 아닌 성분이고, 이 성분이 축방향 평균속도  $U_z$ 분포를 결정한다. Fig. 3(a)에서 회전수에 따른  $\overline{u_r u_z}$ 의 예측값은 비교적 실험자료를 잘 따르고 있지만,  $N=0.5$ 인 경우는 실험값보다 다소 큰 분포를 나타내주고 있으며, 이로 인해 축방향 평균속도  $U_z$ 분포가 실험값을 벗어난 것으로 생각된다.

Fig. 3(b)에 의해 보여진 것처럼 난류모형에 의해 예측된  $\overline{u_z u_\theta}$  성분은 실험값보다 상당히 큰 분

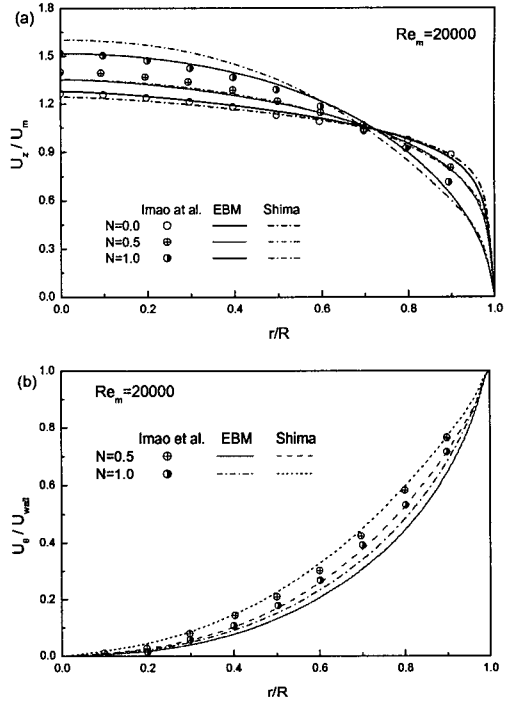


Fig. 2 Normalized velocity distributions. (a) Mean axial velocity; (b) Mean circumferential velocity

포를 유지하나, 회전수에 따른 그 변화경향은 실험값을 따른다. 비교할 실험값이 없어 여기에는 도시하지 않았지만  $\overline{u_r u_\theta}$ 의 수준은 다른 두 성분들보다 상당히 낮게 예측된다. 그러나  $\overline{u_r u_\theta}$ 의 분포는  $U_\theta$ 의 결정에 상당히 중요한 역할을 한다고 알려져 있기 때문에, Fig. 2(b)의  $U_\theta$ 분포로부터 본 모형 및 Shima 모형에 의한  $\overline{u_r u_\theta}$ 의 분포의 예측은 상대적으로 정확성이 떨어진다고 추정할 수 있다.

축방향, 반경방향 및 원주방향에 대한 주응력 성분에 대한 분포는 Fig. 4에 도시하였다. 주응력에 대한 예측은 회전이 없는 경우에 실험자료에 비교적 잘 일치하는 것을 보여주고 있다. 특히, EBM에 의한 예측이 실험값과 비교될 때 벽면 인접부에서 상당한 타당성을 보여주고 있다. 회전수의 증가에 따라 EBM은 반경방향 및 원주방향의 주응력 분포에 있어서는 실험값들을 잘 따르지만 축방향 주응력분포는 다소 크게 예측된 것을 알 수 있다. Shima 모형과 비교할 때 가장 큰 차이는 벽면 인접부에서의 예측된 값들의 차이이

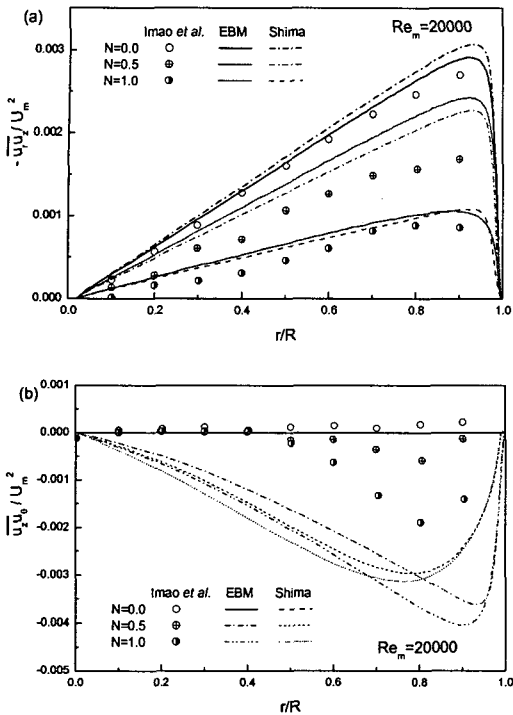


Fig. 3 Normalized turbulent shear stresses. (a)  $\overline{u_r u_z}$  distributions; (b)  $\overline{u_z u_\theta}$  distributions

고 회전수가 증가함에 따라 EBM이 보다 타당한 결과를 갖는 것을 보여준다. 이러한 현상은 Shima 모형에 비해 EBM이 벽면인접부에서 난류 특성에 대한 물리적인 거동을 보다 합리적으로 예측해 주는 것으로 해석된다.

Fig. 5 및 6은 본 연구에서 채택한 난류모형들이 레이놀즈수의 변화에도 그 타당성이 있는지 검증하기 위하여 레이놀즈수를 변화시켜 계산한 것이다. Fig. 5는  $Re_m = 59500$ ,  $N = 0.71$ 인 경우에 대해 예측된 평균속도 분포들을 Eggels 등<sup>(17)</sup>의 LES자료와 비교한 것이고, 그 결과는  $Re_m = 20000$ 인 경우와 매우 흡사한 것을 보여준다. Fig. 6은 레이놀즈수를  $Re_m = 5283$ 으로 상당히 낮추어 계산한 축방향 평균속도 분포를 유동장의 전구간 및 벽함수로 나타낸 결과인데 EBM이 DNS 자료를 상당히 잘 모사하고 있다. Fig. 6(b)는 벽 좌표계에 대한 평균속도 분포를 나타내며, 상첨자 +는 벽면에서 계산되는 벽 마찰속도에 의해 무차원화된 것을 표현한다. 이 레이놀즈수의 경우에 Shima 모형은 수치해의 불안정성을

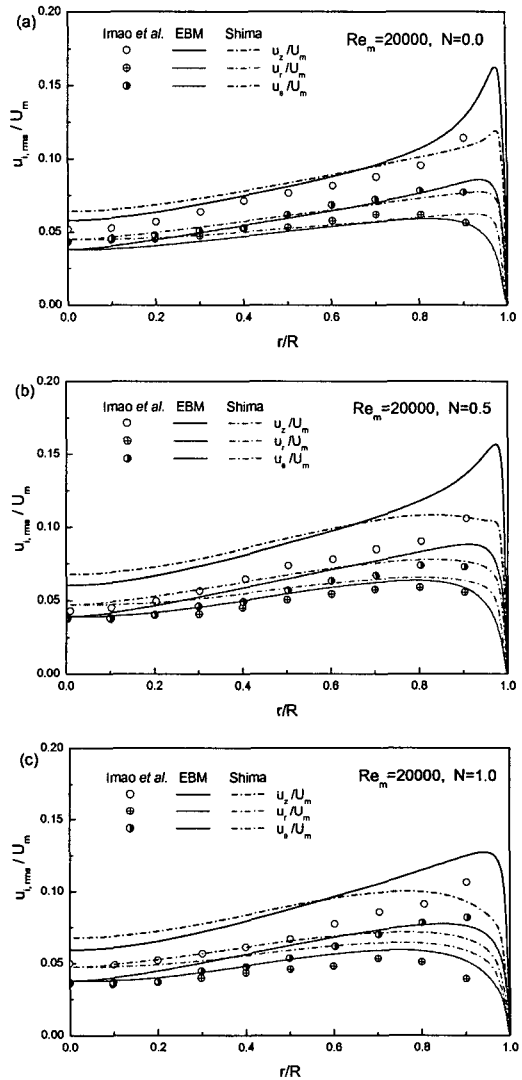


Fig. 4 Normalized velocity fluctuations. (a)  $Re_m = 20000$ ,  $N = 0$ ; (b)  $Re_m = 20000$ ,  $N = 0.5$ ; (c)  $Re_m = 20000$ ,  $N = 1$

일으키며 수렴된 해를 얻을 수 없었다. 따라서  $Re_m$ 이 5283에 대해서는 EBM에 의한 예측값만을 도시하였으며, 전반적으로 EBM이 레이놀즈수 및 회전수의 변화에 따라 적절하게 거동하는 것을 현재의 결과로부터 알 수 있다. 또한,  $Re_m = 5283$ 에 대해서만 회전하는 관유동에 대한 상세한 난류 열전달 자료가 제시되어 있기 때문에 이 레이놀즈수에 대해서 난류 열유속 모형들을 시험할 것이다. 따라서 뒤에서 제시될 난류



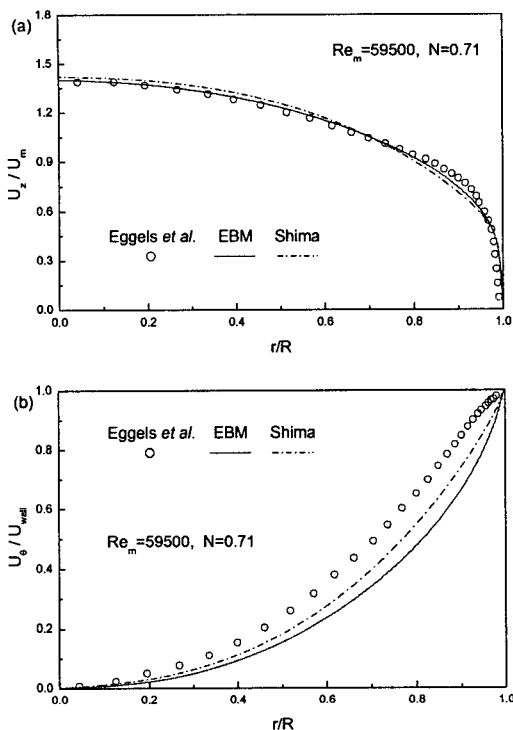


Fig. 5 Normalized mean velocities for  $Re_m = 59500$  and  $N = 0.71$ . (a) Mean axial velocity; (b) Mean circumferential velocity.

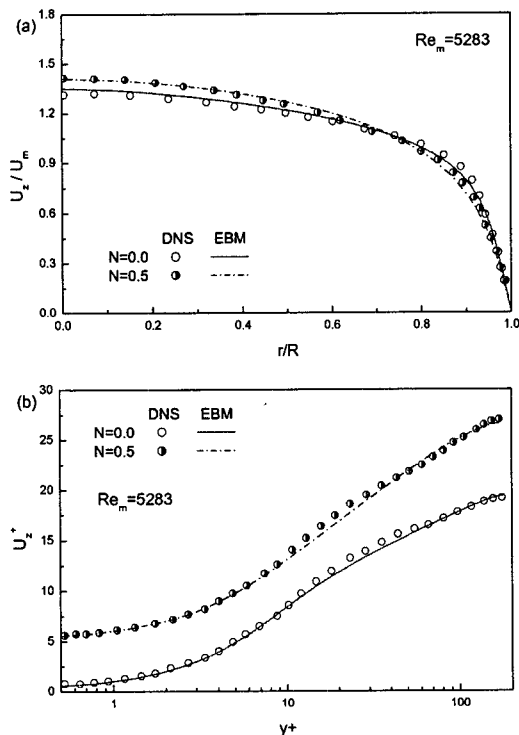


Fig. 6 Mean axial velocity distributions for  $Re_m = 5283$ . (a) Normalized by bulk velocity  $U_m$ ; (b) Normalized by friction velocity

열유속과 평균온도에 대한 분포들이 레이놀즈응력 분포와 어떤 연관성을 갖는지 알아보기 위해 회전수의 변화에 따른 레이놀즈 주응력 및 전단응력의 분포를 Fig. 7 및 8에 각각 도시하였다.

Fig. 7의 레이놀즈 주응력의 경우 축 방향 주응력은 관의 중심부에서 그리고 반경방향 및 원주방향 주응력분포들은 벽면 인접부에서 DNS 자료를 벗어나지만, 회전수 변화에 따른 전반적인 변화 경향을 잘 예측해주고 있다. Fig. 8의 전단응력  $\overline{u_r u_z}$ 의 분포는 회전수 변화에 따른 DNS를 잘 추종하지만,  $\overline{u_r u_\theta}$  분포는 벽면 인접부에서 DNS를 상당히 벗어나는 경향을 보여준다. 앞서 이 전단응력은 원주방향속도 분포의 예측에 상당한 영향을 미친다고 언급한 바 있으며, 벽면 인접부에서 과도하게 예측되는 현상이  $Re_m = 20000$ 인 경우에도 발생하여 원주방향속도 분포가 실험값과 다소의 차이를 보인 것으로 판단된다. 이러한 과도한 예측은 주로 속도-압력구배 모형의 부정확성으로부터 기인하는 것으로 여겨지며, 따라서 이

모형에 대한 연구가 아직도 필요하고 또 진행되어야 한다는 것을 의미한다.

Fig. 9는 회전수  $N$ 의 변화에 따른 평균온도 분포를 보여준다. 우선 본 연구에서 난류 열유속을 계산하기 위해 적용한 ERHF 모형의 모형계수들의 선정 및 이 열유속 모형의 타당성을 알아보기 위하여 비교자료로 채택한 DNS자료는 Satake와 Kunugi<sup>(10)</sup>가 계산한 경우와 같은  $Re_m$ 이 5283인 경우이다. 본 연구에서 채택한 타원개념의 모형 ERHF 뿐 아니라 전통적인 모형인 GGDH모형<sup>(14)</sup>도 적용하여 이 모형의 타당성을 알아보았다. 본 연구에서 비교자료로 계산한 GGDH모형은 속도 관련 변수들은 타원개념의 본 열유속 모형과 마찬가지로 모두 EBM으로 계산하였고, 단지 온도 관련 방정식들만 GGDH모형으로 계산하였음을 밝혀둔다.

Fig. 9(a)는 관의 단면을 가로질러 관의 벽면 및 중심부의 온도차이로 무차원한 평균온도 분포를 도시한 것이며, 회전수의 변화에 따라 유동장

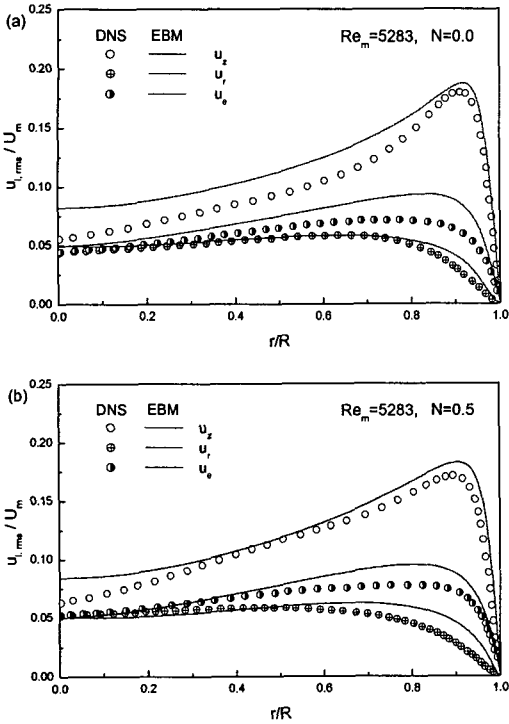


Fig. 7 Normalized velocity fluctuations. (a)  $Re_m = 5283$  and  $N = 0$ ; (b)  $Re_m = 5283$  and  $N = 0.5$

의 중심부에서는 DNS를 벗어나지만 벽면 인접부에서는 DNS를 잘 추종하고 있다. 이 그림에서 실험값은 Reich와 Beer<sup>(1)</sup>의 자료이며 전반적인 변화경향이 DNS 및 예측값과 유사함을 알 수 있다. Fig. 9(b)는 벽 좌표계에 대해 무차원 평균온도  $\theta^+$  분포를 회전수 변화에 따라 나타낸 것인데, 회전이 없는 경우 GGDH에 의한 예측값은 DNS 자료를 적절하게 모사하지만 회전 유동장에서는 그 예측된 값이 DNS를 상당히 벗어날 뿐만 아니라 회전수 증가에 따른 온도분포에 대한 특성을 DNS와 반대로 모사하고 있음을 보여준다. 이를 보완하기 위해서는 GGDH의 모형계수  $C_{\theta\theta}$ 에 회전효과를 부여해야 할 것으로 생각된다. 따라서 GGDH 모형은 회전이 없는 유동장에서는 타당성이 있는 평균온도 분포를 예측하지만, 회전 유동장에 적용하기 위해서는 상당한 조심성이 요구된다.

축방향, 반경방향 및 원주방향에 대한 난류 열유속 성분들은 Fig. 10에 도시되어 있다. 축방향

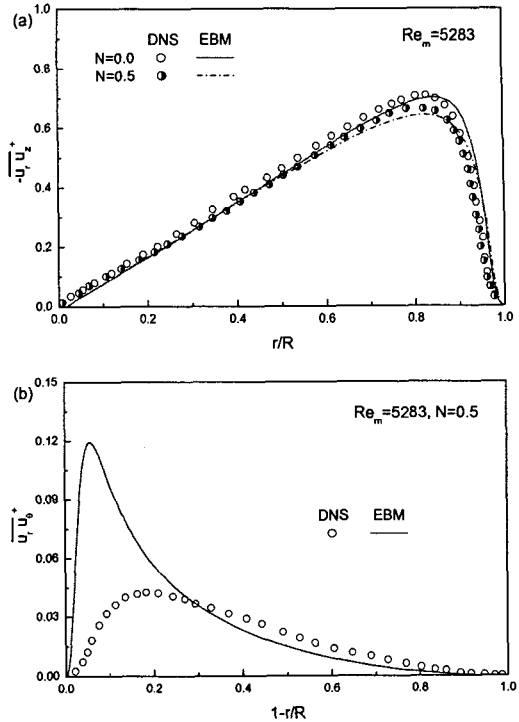


Fig. 8 Turbulent shear stresses normalized by friction velocity. (a)  $\overline{u_r, u_z}$  distributions; (b)  $\overline{u_r, u_\theta}$  distributions

난류열유속  $\overline{u_z\theta}$ 의 경우 본 타원개념 열유속 모형은 DNS자료에 비해 낮게 예측된 것을 보여준다. 과거의 모형들은 주로 벽에 수직인 방향의 난류열유속 모형의 정확성만을 고려하였기 때문에 이 축방향 열유속의 예측에서 저자가 알고 있는 한 대부분 낮은 분포를 보여준다. 그러나 ERHF 모형은 온도-압력구배항들의 모형에서 타원개념을 포함하며, 또한 벽면 극한조건을 만족시키기 때문에 이 방향의 열유속분포의 예측에서 과거의 모형들보다 향상된 것을 보여주는 것으로 판단된다. 그러나 ERHF 모형에 의한 예측값도 DNS자료에 비하면 아직도 그 예측의 정확성이 떨어지기 때문에 이에 대한 모형의 보완이 필요하다고 보며, 이는  $\overline{u_z\theta}$  분포가 평균온도 예측에 상당한 영향을 미치는 밀도성층 유동의 예측에서는 다소의 오차가 나타날 수 있음을 시사해 준다. 또한, 원주방향 열유속분포  $\overline{u_\theta\theta}$ 도 전반적으로 DNS를 벗어나고 있으며, 이의 정확한 예측을 위해서는 온도-압력 구배항에 대한 일반성을 더

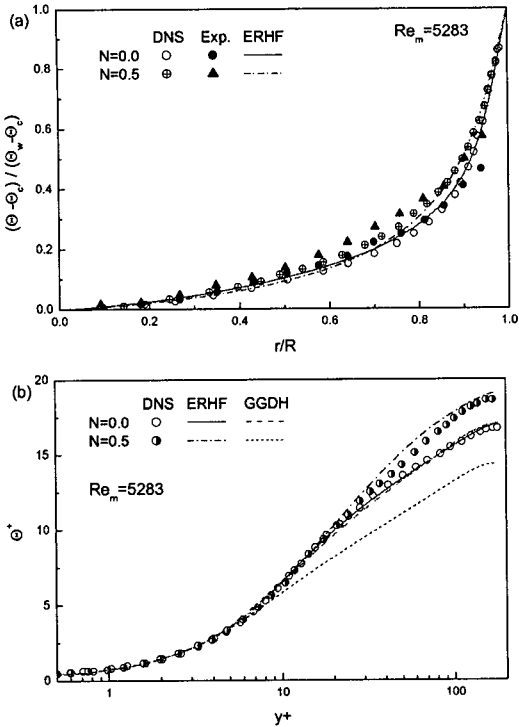


Fig. 9 Mean temperature distributions for  $Re_m = 5283$ . (a) Normalized by temperature difference  $\theta_w - \theta_c$ ; (b) Normalized by wall friction temperature

을 고려해 야 할 것이다. 이에 반해 벽에 수직한 방향의 열유속  $\overline{u_r \theta}$  분포의 경우에는 그 예측값이 DNS자료와 매우 흡사한 것을 보여주고 있으며, 이 영향으로 인해 본 연구에서 채택한 축방향으로 회전하는 관유동의 평균온도 분포가 적절하게 예측되는 것이다.

난류 열유속의 소멸항  $\epsilon_{i\theta}$ 는 보통 무시되지만, 이 모형이 벽면 인접부에서의 중요한 역할을 한다는 것을 Fig. 11의  $\overline{u_z \theta}$  및  $\overline{u_r \theta}$ 의 수치분포로부터 알 수 있다. 즉, 벽면근처에서 점성확산항  $-D_{i\theta}''$ 는  $\epsilon_{i\theta}$ 와 정확하게 일치하는 것을 ERHF 모형 및 DNS자료는 보여주고 있다. 난류 열유속의 경우 레이놀즈응력 분포들과는 다르게 벽면으로부터 멀리 떨어진 유동구역에서 소멸항이 생성함과 균형을 이루지 않는다. 즉, 난류 열유속의 생성항들은 주로 온도-압력구배항과 균형을 이루고 있는 것을 보여준다. 축방향 열유속분포  $\overline{u_z \theta}$ 가

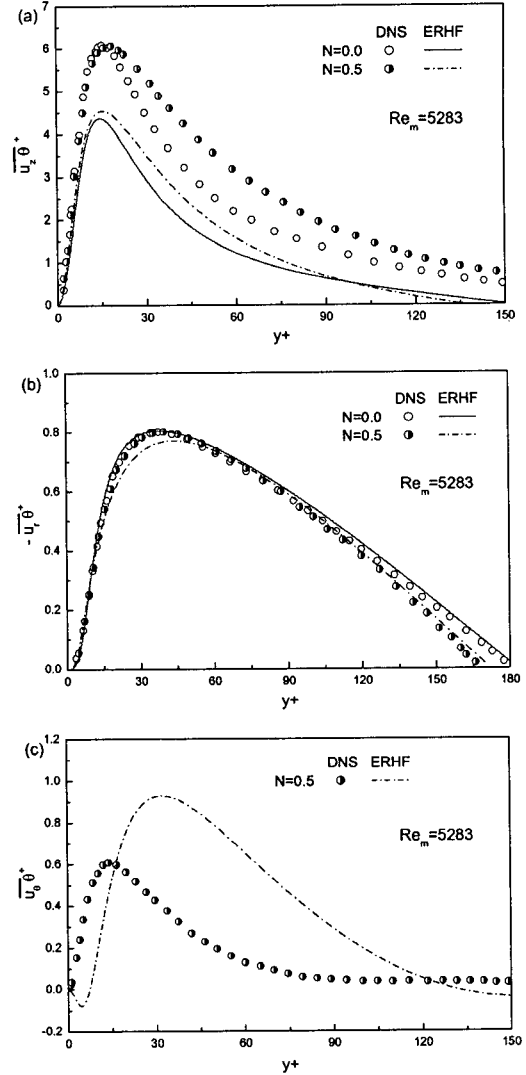


Fig. 10 Turbulent heat flux fluctuations in wall coordinates. (a)  $\overline{u_z \theta}^+$  profiles; (b)  $\overline{u_r \theta}^+$  profiles; (c)  $\overline{u_\theta \theta}^+$  profiles

DNS 자료보다 상당히 낮은 분포를 예측하였음에도 불구하고, 회전유동장에서 수송방정식의 수치분포들은 비교적 적절하게 거동하는 것을 보여준다. 벽에 수직한 방향의 열유속  $\overline{u_r \theta}$ 의 수치분포는  $\overline{u_z \theta}$ 의 경우에는 다르게 벽면 인접부에서 생성항이 다소 과도하게 예측되었지만 회전으로부터 생성되는 대류항이 상대적으로 작게 예측되어 전반적으로 이 항들의 합이 온도-압력 구배항과

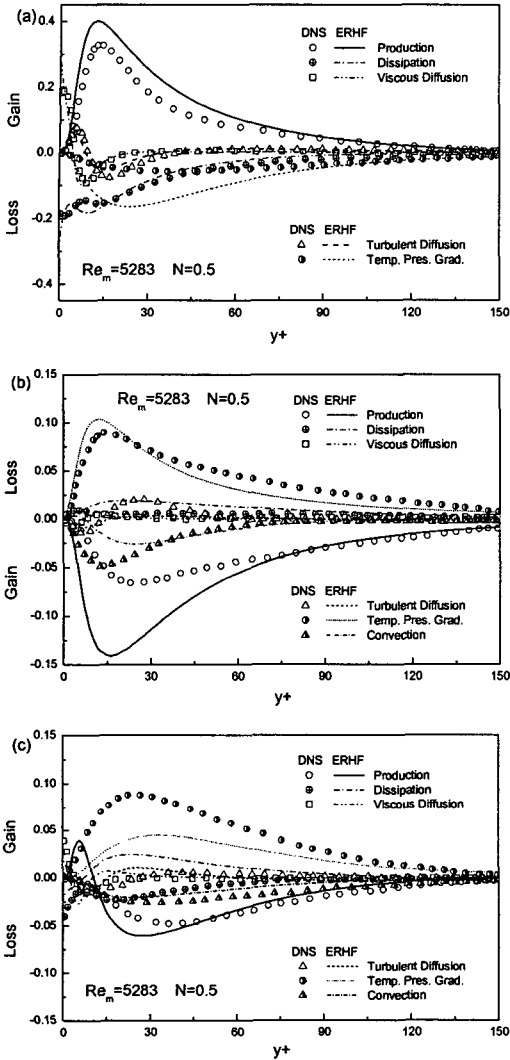


Fig. 11 Budgets of turbulent heat fluxes in wall coordinates. (a) Streamwise turbulent heat flux  $\overline{u_z \theta}$ ; (b) Radial direction turbulent heat flux  $\overline{u_r \theta}$ ; (c) Circumferential direction turbulent heat flux  $\overline{u_\theta \theta}$

균형을 이루어  $\overline{u_r \theta}$  분포를 DNS 자료에 접근시킨 것으로 생각된다.  $\overline{u_z \theta}$ 와 비교할 때  $\overline{u_r \theta}$ 의 소멸함은 상대적으로 수직균형에 큰 영향을 미치지 않는 것을 보여준다.

Fig. 11(c)는 원주방향 열유속  $\overline{u_\theta \theta}$ 에 대한 수직 분포를 나타내는데, 벽면 인접부에서 생성함인 DNS와 반대의 부호를 갖는 것을 보여주며 이는 Fig. 10(c)의  $\overline{u_\theta \theta}$  분포가 DNS자료와 반대의 부호

를 갖는 것과 연관이 있다. 또한, 이러한 경향은 DNS자료보다 벽면 인접부에서 상당히 크게 예측되는  $\overline{u_r u_\theta}$  분포로부터 그 최초의 원인이 발생될 수 있으며, 이 값에 대한 부정확성은 앞서서도 이미 언급하였지만 레이놀즈응력 방정식의 속도-압력구배 모형의 정확성 결여로부터 기인한다고 할 수 있다. 따라서 3차원 유동장에 대한 정확한 예측을 위해서는 이 속도-압력구배 모형에 대한 연구가 더욱 필요하고 현재에도 꾸준히 진행되어야 할 것으로 사료된다.

#### 4. 결론

일정 벽 열유속을 갖고 축을 중심으로 회전하는 관에서의 난류열전달이 타원개념을 갖는 난류 모형 및 열유속모형에 의해 계산되었다. 난류모형으로는 Thielen 등의 EBM을 적용하여 그 해석 결과를 실험값, LES 및 DNS결과와 비교하였다. 또한, 난류유동 특성을 근간으로 하여 본 해석에서 처음 시도한 회전하는 관에 대한 난류 열전달 예측을 Satake와 Kunugi의 DNS결과와의 비교를 통해서 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) EBM에 의한 평균속도 및 레이놀즈응력분포에 대한 예측값은 전반적으로 실험, LES 및 DNS 자료들을 잘 모사하고 있기 때문에, 회전하는 관유동에 EBM의 적용은 충분한 타당성을 보여준다. Shima 모형에 의한 평균 속도분포 예측도 비교적 타당성을 갖지만, 유동장의 레이놀즈수가 낮은 경우에는 수치해의 불안정을 발생시키는 경향이 있다.

(2) 회전하는 관유동에 대해 ERHF 모형에 의한 예측은 전통적인 GGDH 모형과 비교해서 그 예측의 우수함이 입증되었고, 이러한 예측 결과로부터 현재의 모형은 벽 경계조건이 복잡하면서 온도가 중요한 3차원 유동장 및 곡률이 있는 유동장에도 그대로 확장 적용할 수 있다고 사료된다.

(3) ERHF 모형에 의한 반경방향의 난류열유속  $\overline{u_r \theta}$ 의 예측분포는 DNS 자료를 비교적 잘 모사하지만, 축방향의 난류열유속  $\overline{u_z \theta}$  및 원주방향 열유속  $\overline{u_\theta \theta}$ 의 예측분포는 DNS 자료와 비교할 때 다소 차이가 있다. 현재의 회전 유동장은 반경방향의 난류열유속  $\overline{u_r \theta}$ 에 의해 주로 영향을

받기 때문에  $\overline{u_z\theta}$  및  $\overline{u_\theta\theta}$ 의 정확성이 떨어짐에도 불구하고 평균 온도장 예측에는 큰 지장이 없었다. 그러나 이 모형이 3차원 난류 열전달 유동장에 적용되는 경우 평균온도의 예측에 영향을 줄 수 있으므로, 현재의 예측값에 가장 많은 영향을 주는 레이놀즈응력 방정식에서의 속도-압력구배 모형의 정확성 증진에 대한 연구가 더욱 필요하다고 본다.

참고문헌

(1) Reich, G. and Beer, H., 1989, "Turbulent Flow and Heat Transfer in an Axially Rotating Pipe-I. Effect of Rotation on Turbulent Pipe Flow," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 32, pp. 551~561.

(2) Imao, S., Itoh, M. and Harada, T., 1996, "Turbulent Characteristics of the Flow in an Axially Rotating Pipe," *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 17, pp. 444~451.

(3) Eggels, J. G. M., Unger, F., Weiss, M. H., Westerweel, J., Adrian, R. J., Friedrich, R. and Nieuwstadt, F. T. M., 1996, "Fully Developed Turbulent Pipe Flow: A Comparison Between Direct Numerical Simulation and Experiment," *J. Fluid Mech.*, Vol. 268, pp. 175~209.

(4) Orlandi, P. and Fatica, M., 1997, "Direct Simulations of Turbulent Flow in a Pipe Rotating about Its Axis," *J. Fluid Mech.*, Vol. 343, pp. 43~72.

(5) Speziale, C. G., Younis, B. A. and Berger, S. A., 2000, "Analysis and Modeling of Turbulent Flow in an Axially Rotating Pipe," *J. Fluid Mech.*, Vol. 407, pp. 1~26.

(6) Jakirlic, S., Hanjalic, K. and Tropea, C., 2002, "Modeling Rotating and Swirling Turbulent Flows: A Perpetual Challenge," *AIAA J.*, Vol. 40, pp. 1984~1996.

(7) Pettersson, B. A., Andersson, H. I. and Brunvold, A. S., 1998, "Modeling Near-Wall Effects in Axially Pipe Flow by Elliptic Relaxation," *AIAA J.*, Vol. 36, pp. 1164~1170.

(8) Durbin, P. A., 1993, "A Reynolds Stress Model for Near-wall Turbulence," *J. Fluid Mech.*, Vol. 249, pp. 465~498.

(9) Grundestam, O., Wallin, S. and Johansson, A.V., 2006, "Observations on the Predictions of Fully Developed Rotating Pipe Flow Using Differential Explicit Algebraic Reynolds Stress Models," *European J. of Mechanics B/Fluids*, Vol. 25, pp. 95~112.

(10) Satake, S. and Kunugi, T., 2002, "Direct Numerical Simulation of Turbulent Heat Transfer in an Axially Rotating Pipe Flow," *Int. J. Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, Vol. 12, pp. 958~1008.

(11) Thielen, L., Hanjalic, K., Jonker, H. and Manceau, R., 2004, "Prediction of Flow and Heat Transfer in Multiple Impinging Jets with an Elliptic-blending Second-moment Closure," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 48, pp. 1583~1598.

(12) Shin, J.K., An, J.S. and Choi, Y.D., 2005, "Prediction of Combined Forced and Natural Convection in a Vertical Plane Channel with an Elliptic-blending Second Moment Closure," *Trans. of the KSME(B)*, Vol. 29, pp. 1265~1276.

(13) Speziale, C.G., Sarkar, S. and Gatski, T.B., 1991, "Modeling of the Pressure-Strain Correlation Tensor: an Invariant Dynamical Systems Approach," *J. Fluid Mech.*, Vol. 227, pp. 245~272.

(14) Daly, B.J. and Harlow, F.H., 1970, "Transport Equation in Turbulence," *Phys. Fluids*, pp. 2634~2649.

(15) Launder, B.E., 1988, "On the Computation of Convective Heat Transfer in Complex Turbulent Flow," *J. Heat Transfer*, Vol. 110, pp. 1112~1128.

(16) Shima, N., 1998, "Low-Reynolds-Number Second-Moment Closure without Wall-Reflection Redistribution Terms," *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 19, pp. 549~555.

(17) Eggels, J.G.M., Boersma, B.J. and Nieuwstadt, F.T.M., 1994, "Direct and Large-eddy Simulations of Turbulent Flow in an Axially Rotating Pipe," Lab. for Aero- and Hydrodynamics, Delft Univ. of Technology, Delft, The Netherlands.