

원관내 난류 선회류의 수치해석

Numerical Analysis of Swirling Turbulent Flow in a Pipe

이 동 원,* 김 광 용**

D. W. Lee, K. Y. Kim

Key words : Swirling Turbulent Flow(선회난류), Reynolds Stress Model(레이놀즈응력모델), Finite Volume Method(유한체적법), Pressure-strain Rate correlation(압력-변형률 상관)

Abstract

Numerical calculations are carried out for the swirling turbulent flow in a pipe. Calculations are made for the flow with swirl parameter of 2.25 and the Reynolds number of 24, 300. The turbulence closure models used in these calculations are two different types of Reynolds stress model, and the results are compared with those of $k-\epsilon$ model and the experimental data. The finite volume method is used for the discretization, and the power-law scheme is employed as a numerical scheme. The SIMPLE algorithm is used for velocity-pressure correction. The computational results show that GL model gives the results better than those of SSG model in the predictions of velocity and stress components.

1. 서 론

본 연구에서는 원관(circular pipe)내의 난류 선회류를 수치적으로 해석하고자 한다. 선회는 난류 강도를 증가시켜 열 및 물질전달의 효과를 증진시키므로 가스터어빈의 연소기, 열교환기 및 각종 산업용 버너등의 공업분야에 폭넓게 응용되고 있다. 강선회 유동장에서는 선회효과로 인한 역압력구배로 재순환 영역이 형성된다. 이 재순환영역은 연소기 내부유동에서 국부적으로 양호한 가연혼합비를 가져오며 역화의 위험성을 제거하는 이점도 있음이 알려졌다. 이와같은 유동에 대한 실험적 연구로는

동축의 관으로부터 대기상태로 분류와 선회류가 방출되는 선회분류(swirling jet)에 대한 Whitelaw 등¹⁾에 의한 연구와 선회강도를 달리하며 속도와 응력성분등을 측정 한 Morse 등²⁾의 연구가 있다. 유동의 복잡성으로 인해 과거에는 대부분 실험적인 연구들이 수행되었다. 이론적 연구는 해석상의 난점, 모델의 부당함 등으로 인해 Rodi³⁾, Gibson 등⁴⁾에 의해 70년대 후반에 이르러서야 수행되기 시작했으며 80년대 후반부터는 난류모델과 수치해법의 향상에 힘입어 활발한 연구가 진행되고 있다.

O. Kitoh⁵⁾의 실험에서 알 수 있는 바와 같이, 선회강도가 매우 큰 유동에서는 유동의 중심부에서 발생하는 역류가 상당히 먼 하류($x/d=43.3$)까지 연결 되는데, 이러한 유동의 경우에는 $k-\epsilon$ 모델로는 안정적인 해를 구할 수 없으며 Reynolds응력모

* 인하대학교 대학원

** 인하대학교 기계공학과 교수

따라서 강선회를 수치적으로 해석하기 위해서는 Reynolds응력들에 관한 수치적 모델의 개선이 필요하다. 지금까지 개발된 모델중에서 k-ε모델⁶⁾이 가장 경제적이고 또한 널리 사용되고 있으나 선회 등에 의하여 유선의 휨이 큰 유동의 해석에 있어서는 곡률의 효과를 충분히 반영하지 못한다. 그러나, Reynolds응력모델⁷⁾은 k-ε모델과는 달리 난류 응력성분 개개의 방정식을 계산하므로 기존의 모델들에 비하여 물리적 타당성과 계산의 정확성이 우수하여 최근 이에 대한 활발한 연구가 진행중에 있다.

Hogg와 Leschziner⁸⁾는 표준 k-ε모델과 Reynolds응력모델을 사용하여 난류 선회류를 수치해석하였다. 그들은 와점성계수(eddy viscosity)의 개념을 사용하는 k-ε모델보다 Reynolds응력모델이 우수함을 보였고 계산결과는 일반적으로 실험치와 잘 일치하였지만 접선방향의 속도는 잘 예측하지 못하였다. Jones와 Pascau⁹⁾도 같은 계산을 수행하였는데 이들 역시 동일한 Reynolds응력모델을 사용하고 ε-방정식을 수정하여 약간의 개선을 이루었으나 접선방향속도와 응력성분들은 여전히 잘 예측하지 못하였다.

Reynolds응력모델들중 지금까지는 LRR(Launder, Reece와 Rodi⁷⁾)과 GL(Gibson과 Launder¹⁰⁾) 등의 모델이 가장 널리 사용되어 왔으나, 이 모델들이 가지는 벽감쇠함수(wall damping function)의 문제로 인하여 최근에는 벽감쇠함수를 사용하지 않는 SSG(Speziale, Sarkar와 Gatsky¹¹⁾) 모델이 개발되어 그 타당성이 연구되고 있다. SSG 모델은 아직 복잡한 유동에는 적용된 바 없으나, 단순한 유동에는 Demuren과 Sarkar¹²⁾와 김광용¹³⁾에 의해 단순전단류에 적용되어 LRR모델보다 우수하다는 평가를 받은 바 있다.

본 연구의 주목적은 선회가 부가되는 원관내의 난류유동에 SSG모델을 적용하여 단순한 유동에서 입증된 이모델의 성능이 선회류와 같이 복잡한 유동에 대해서도 유지되는지를 검증하는 데에 있다. 이를 위해 우선 k-ε모델과 Reynolds응력모델의 성능을 비교하고, 벽 감쇠함수를 사용하는 GL모델과 SSG모델의 성능을 비교하였다. 계산의 타당성을 검증하기 위하여 So등¹⁴⁾의 실험치와 계산의 결과를 비교하였다.

2. 난류모델

2.1 지배방정식

본 연구에서 사용된 축대칭, 정상상태, 비압축성 난류유동에 대한 원통좌표계에서의 지배 방정식들은 다음과 같다.

연속방정식

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial(rV)}{\partial r} = 0 \quad (1)$$

U-방정식

$$\begin{aligned} \rho U \frac{\partial U}{\partial x} + \rho V \frac{\partial U}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \frac{\partial U}{\partial x} - \overline{\rho u^2} \right] \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\mu \frac{\partial U}{\partial r} - \overline{\rho uv} \right) \right] - \frac{\partial P}{\partial x} \end{aligned} \quad (2)$$

V-방정식

$$\begin{aligned} \rho U \frac{\partial V}{\partial x} + \rho V \frac{\partial V}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \frac{\partial V}{\partial x} - \overline{\rho v^2} \right] \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\mu \frac{\partial V}{\partial r} - \overline{\rho v^2} \right) \right] - \mu \frac{V}{r^2} + \rho \frac{\overline{w^2}}{r} - \frac{\partial P}{\partial r} \end{aligned} \quad (3)$$

rW-방정식

$$\begin{aligned} \rho U \frac{\partial(rW)}{\partial x} + \rho V \frac{\partial(rW)}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \frac{\partial(rW)}{\partial x} - r \overline{\rho uw} \right] \\ &+ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\mu \frac{\partial(rW)}{\partial r} - r \overline{\rho vw} \right) \right] - 2\mu \frac{W}{r} - 2\mu \frac{\partial W}{\partial r} \end{aligned} \quad (4)$$

2.2 레이놀즈 응력모델

레이놀즈 응력텐서($\overline{u_i u_j}$)에 대한 전달방정식의 표현은 다음과 같다.

$$\frac{\partial(U_k \overline{u_i u_j})}{\partial x_k} = D_{ij} + P_{ij} + \Pi_{ij} - \epsilon_{ij} \quad (5)$$

여기서 D_{ij} , P_{ij} , Π_{ij} 와 ϵ_{ij} 는 각기 확산, 생성, 압력

-변형률상관 및 소산을 나타내는 항들로서 아래와 같은 표현을 가진다.

$$D_{ij} = -\frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_i u_j u_k}) - \frac{1}{\rho} \left(\overline{\frac{\partial u_i p}{\partial x_i}} + \overline{\frac{\partial u_j p}{\partial x_j}} \right) : \text{확산항}$$

$$P_{ij} = -\left[\overline{u_i u_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} \right] : \text{생성항}$$

$$\Pi_{ij} = \frac{p}{\rho} \left[\overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j}} + \overline{\frac{\partial u_j}{\partial x_i}} \right] : \text{압력-변형률 상관항}$$

$$\varepsilon_{ij} = 2\nu \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}} : \text{소산항}$$

이들 중에서 부가적인 모형화가 필요한 항들은 D_{ij} , Π_{ij} 및 ε_{ij} 이다.

레이놀즈응력 방정식에서 가장 중요한 역할을 하는 압력-변형률상관항은 등방성으로의 회귀특성을 반영하고 있으며 Shih등¹⁵⁾, Fu등¹⁶⁾을 비롯한 많은 모델들이 제시되고 있다. 압력-변형률상관항 Π_{ij} 는 일반적으로 rapid등방성회귀항으로 불리워지는 난류-평균유동 상호작용항 $\Pi_{ij,1}$ 과 난류운동간의 상호작용에 의한 slow등방성회귀항 $\Pi_{ij,2}$ 로 다음과 같이 나뉘어진다.

$$\Pi_{ij} = \Pi_{ij,1} + \Pi_{ij,2} \quad (6)$$

그런데, 난류의 등방성문제는 압력-변형률상관항 뿐아니라 소산항과도 관계되기 때문에 순수난류변동치들의 상관관계로 나타나는 ε_{ij} 를 Π_{ij} 와 결합하여 Lumley¹⁴⁾가 제시한 방법대로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\Pi_{ij} - \varepsilon_{ij} = \Pi_{ij,1} + \pi_{ij} - \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij} \quad (7)$$

여기서 π_{ij} 는 slow항과 소산항을 다음과 같이 묶은 새로운 등방성회귀항으로서 ε_{ij} 에 의한 등방화특성까지 포함하여 다음과 같이 정리될 수 있다.

$$\pi_{ij} = \Pi_{ij,2} - \left(\varepsilon_{ij} - \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij} \right) \quad (8)$$

Rapid항인 $\Pi_{ij,1}$ 에 관한 모델은 GL모델과 SSG모델 모두 선형항(linear term)들만을 포함하므로 다음과 같이 2차항 이상은 생략된 일반적인 형태로 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} \Pi_{ij,1} = & \alpha_1 k S_{ij} + \alpha_2 P b_{ij} + \alpha_3 k (b_{ik} S_{jk} + b_{jk} S_{ik} - \frac{2}{3} \delta_{ij} b_{kl} S_{kl}) \\ & + \alpha_4 k (b_{ik} W_{jk} + b_{jk} W_{ik}) \end{aligned} \quad (9)$$

윗식에서 P 는 난류운동에너지의 생성률이며, b_{ij} , S_{ij} 및 W_{ij} 는 각각 비등방성, 변형률 및 회전율을 나타내는 텐서로서 다음과 같이 정의된다.

$$P = \frac{1}{2} P_{ii}$$

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

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

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

여기서 k 는 난류운동에너지이다.

π_{ij} 에 관한 모델들은 다음과 같은 일반적인 형태로 나타낼 수 있다.

$$\pi_{ij} = -\beta_1 \varepsilon b_{ij} + \beta_2 \varepsilon (b_{ik} b_{jk} - \frac{1}{3} \Pi \delta_{ij}) \quad (10)$$

여기서 Π 는 $\Pi = b_{lm} b_{ml}$ 로 정의되는 비등방텐서의 2차 invariant이다.

본 연구에서 사용된 GL모델과 SSG모델의 압력-변형률항의 상수들은 각각 아래의 Table 1에 나타난 바와 같다.

GL모델에서는 벽면의 효과가 유동에 미치는 영향을 고려해 주기 위하여 벽감쇠함수 f 를 포함하는 부가적인 항들을 식 (9)과 (10)에 각각 첨가하여 사용하였다.

$$f = \frac{0.32k^{2/3}}{\varepsilon y} \quad (11)$$

Table 1. Model Constants

	α_1	α_2	α_3	α_4	β_1	β_2
Gibson & Launder(GL)	0.8	0	1.2	1.2	3.6	0
Speziale et al. (SSG)	$0.8-1.3\Pi^{\frac{1}{2}}$	-1.8	1.25	1.40	3.4	4.2

여기서 y 는 벽에서부터 떨어진 거리이다. 이 함수의 값은 벽근처 영역에서 1에 접근하며 벽에서 멀어질수록 감소하게 된다.

난류확산항과 소산항은 GL모델과 SSG모델에서 같은 모델을 사용하였다. 난류확산항, D_{ij} 에 대한 모델로는 Daly와 Harlow²⁰⁾의 단순구배모델을 사용하였다.

$$D_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[C_s \frac{k}{\epsilon} u_k u_l \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_l} \right] \quad (12)$$

국소등방성(Local isotropy) 가정하에 소산항, ϵ_{ij} 에 관한 식은 다음과 같다.

$$\epsilon_{ij} = \frac{2}{3} \epsilon \delta_{ij} \quad (13)$$

3. 수치해석

지배방정식들은 유한체적법¹⁹⁾에 의하여 차분화되었고 수치스킴으로는 Power-law스킴이 사용되었다. 엇갈림 격자계를 사용하고 속도-압력보정에는 SIMPLE 알고리즘¹⁹⁾을 사용하였다. 이산화된 방정식들은 TDMA를 이용한 반복해법으로 계산하였다.

3.1 경계조건

유동의 출구조건으로 모든 변수들의 구배를 무시하였을 경우에는 선회의 영향으로 유동이 아임계(subcriticality)에 가까와지게 되는데 이 경우에는 Hogg등⁸⁾의 연구에서와 같이 실험치에 없는 역류가 유동의 중심부에서 발생하여 약 $x/d=15$ 인 지점까지 형성되므로, 본 연구에서는 Hogg등⁸⁾, Jones등⁹⁾과 같이 출구에서 축방향속도는 실험치로

주었고 나머지 변수들에 대해서는 구배를 무시하였다.

본 연구에서는 최적의 입구조건을 알기 위해 세 가지 입구조건들을 시험하였다. 이중 조건 1에서는 입구에서 축방향과 접선방향 평균속도성분들(U와 W)을 실험치로 주었고 반경방향 평균속도성분은 무시하였으며 난류운동에너지(k)와 각 난류용력성분들은 다음과 같이 주었다.

$$k = 0.003U_m^2, \quad \overline{u^2} = \overline{v^2} = \overline{w^2} = \frac{2}{3} k,$$

$$\overline{uv} = \overline{vw} = \overline{uw} = 0$$

그리고, 소멸률에 대한 조건은 다음과 같다.

$$\epsilon = C_\mu k^{3/2} / \xi \quad (C_\mu = 0.09)$$

여기서, 특성길이 ξ 에 대해서는 다음과 같이 세 유동영역에 대해 다른 표현을 적용하였다.

$$\begin{aligned} 1 < r \leq d/2 & : \xi = 0.5d \quad (d = \text{내측관의 내경}) \\ d/2 < r \leq D/2 & : \xi = 0.027D \quad (D = \text{내측관의 외경}) \\ D/2 < r \leq R & : \xi = R - d \quad (R = \text{외측관의 반경}) \end{aligned}$$

입구조건 2에서는 평균속도와 난류소멸률에 대해서는 조건1과 동일한 조건을 적용하였으나, 난류용력성분들에 대해서는 가용한 실험치들을 이용해 다음과 같이 주었다.

$$\overline{u^2}, \overline{w^2} = \text{실험치}, \quad \overline{v^2} = \overline{w^2}, \quad k = 0.5(\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})$$

전단용력성분들에 대한 입구조건은 참고문헌 [17]에서 사용된 바와 같이 각각 다음과 같이 정하였다.

$$\overline{uv} = -C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \left(\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \quad (14)$$

$$\overline{vw} = -C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{W}{r} \right) \right) \quad (15)$$

$$\overline{uw} = -C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \frac{\partial W}{\partial x} \quad (16)$$

입구조건 3은 난류소멸률을 제외한 모든 변수들에 대한 조건에서 조건 2와 동일하며, 소멸률의 정의에서 특성길이를 전유동장에서 0.34R로 다음과 같이 균일하게 정의하였다.

$$\epsilon = C_\mu k^{3/2} / 0.34R$$

3.2 벽법칙

본 논문에서 사용된 난류모델들은 벽에서 떨어진 높은 레이놀즈수영역에서만 적용되므로, 벽근처에 위치한 절점에서는 다음과 같은 벽합수를 적용하였다.

$$\frac{U_p}{\left(\frac{\tau}{\rho}\right)_w} - C_\mu^{1/2} k_p^{1/2} = \frac{1}{\kappa} \ln \left[E y_p \frac{(C_\mu^{1/2} k)^{1/2}}{\nu} \right] \quad (17)$$

여기서 κ 는 0.419이고, E는 9.723이다.

4. 결과 및 검토

본 연구에서는 원관내의 난류 선회류를 k- ϵ 모델과 레이놀즈응력모델들을 사용하여 수치해석하여 그 결과를 So등¹⁴⁾의 실험결과와 비교하였다. So등에 의해 연구된 유동장은 Fig.1과 같으며 전체관의 반경은 R=62.5mm, 그리고 분류가 방출되는 관위 직경은 d=8.7mm이다. 중심부에서 분류의

속도는 25.4m/s이며 그 주위로 선회류가 유입된다. 선회류의 특성은 다음과 같이 정의되는 무차원 변수인 레이놀즈수(Re)와 선회도(swirl parameter)(S)에 의해서 좌우된다.

$$Re = \frac{U_o L}{\nu}, \quad S = \frac{\int_0^R U W r^2 dr}{\int_0^R U^2 r dr}$$

계산된 유동의 레이놀즈수는 24,300이며 선회도(S)는 2.25이다.

레이놀즈 응력모델의 정확한 평가를 위해서는 각 방향의 속도성분들과 함께 각 방향의 응력성분들의 측정값이 모두 필요하다. 이러한 유동에 대한 이전의 실험들에서는 대부분 속도성분들에 대한 측정만 이루어졌을 뿐 응력성분들에 대한 측정은 이루어지지 않았다. So등의 실험에서는 축방향과 접선방향의 속도성분과 수직응력성분에 대한 측정값은 제공하고 있으나 반경방향속도와 반경방향수직응력 그리고 각 방향의 전단응력성분들에 관한 측정은 이루어지지 않았으므로 이러한 성분들에 관한 실험치와의 비교는 이루어지지 못하였다.

Fig.2는 본 연구에서 사용한 격자계(grid system)를 보여주고 있다. 절점들은 변화가 심한 벽근처와 선회류와 분류가 섞이는 영역에 조밀하게 형성시켰다. Fig.3은 GL모델을 사용하였을 때 절점수에 따른 계산결과와의 차이를 보여주고 있다. 절점수를 각

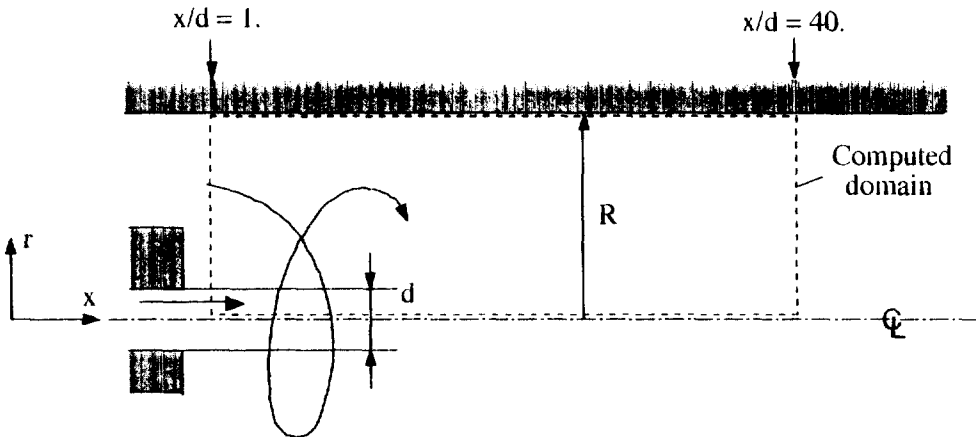


Fig.1 Geometry of Flowfield

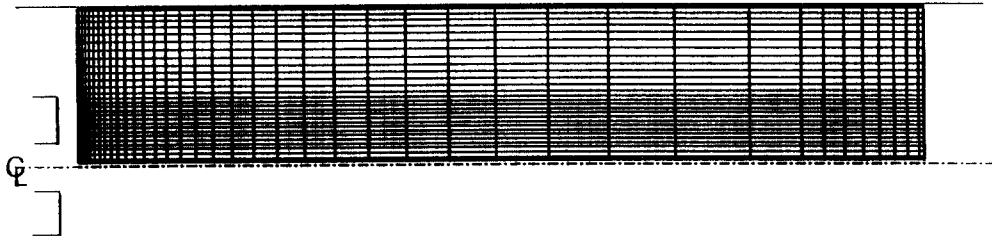


Fig.2 Grid System

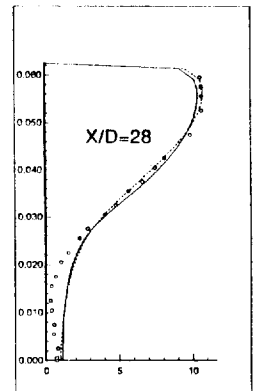
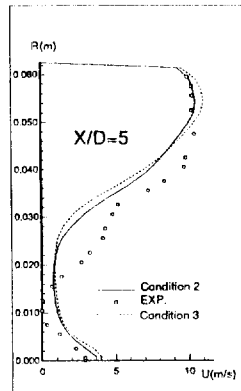
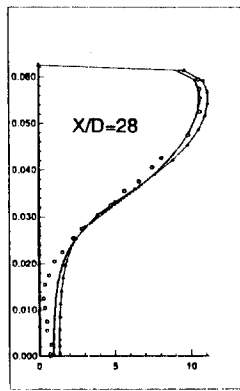
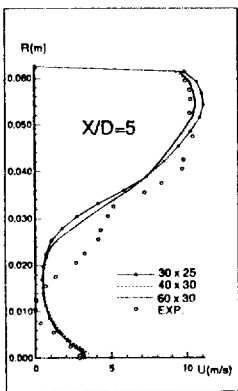


Fig.3 Grid Dependency Test

Fig.5 Inlet Condition Test 2

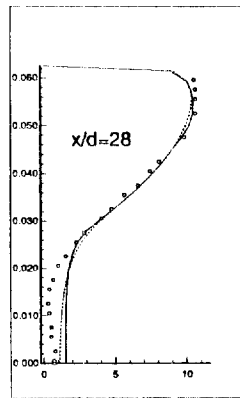
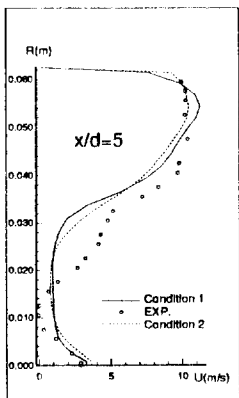


Fig.4 Inlet Condition Test 1

각 30×25, 40×30, 60×30으로 하였을 경우 각각의 속도분포를 실험치와 비교해 놓았는데 30×25로 하였을 경우는 다소 차이를 보였고 40×30과 60×30은 거의 모든 분포에서 일치하고 있으므로 절점수를 40×30으로 하였다. Fig.4는 응력성

분들의 두가지 입구조건(조건 1과 2)에 대한 GL 모델의 결과를 보여주고 있다. 이 경우의 속도분포는 다소 차이를 보이고 있는데 실험값과 전단응력의 입구조건에 대한 가정이 포함된 조건 2가 실험치에 보다 접근하는 것을 알 수 있다. Fig.5는 ϵ 의 입구조건을 균일하게 가정한 경우와 분류부분, 벽부분, 선회류부분으로 나누어 가정한 두가지 경우(조건 2와 3)에 대한 결과를 비교하고 있다. 비슷한 분포이지만 조건 2의 경우가 좀더 실험치에 가까운 것을 알 수 있다. 따라서 이후의 계산은 조건 2의 입구조건하에서 수행하였다.

Fig.6은 GL모델과 $k-\epsilon$ 모델의 계산결과를 비교한 것이다. 예측할 수 있는 바와 같이, 모든 속도분포에서 레이놀즈응력모델이 $k-\epsilon$ 모델에 비해 우수한 예측 결과를 보여준다. 일반적으로 $k-\epsilon$ 모델은 유선곡률효과에 대한 수정이 부가적으로 필요하다고 알려져 있다.

Fig.7부터 Fig.10까지는 GL모델과 SSG모델의 계산결과를 비교하고 있다. 두 결과의 정성적인 분

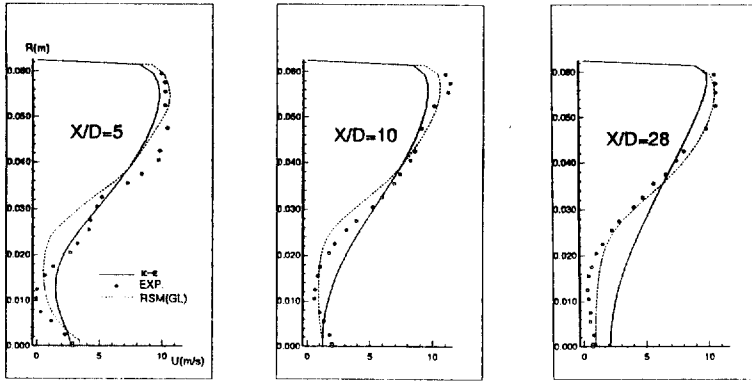


Fig.6 Predictions of U velocity with Reynolds Stress Model and k-ε Model

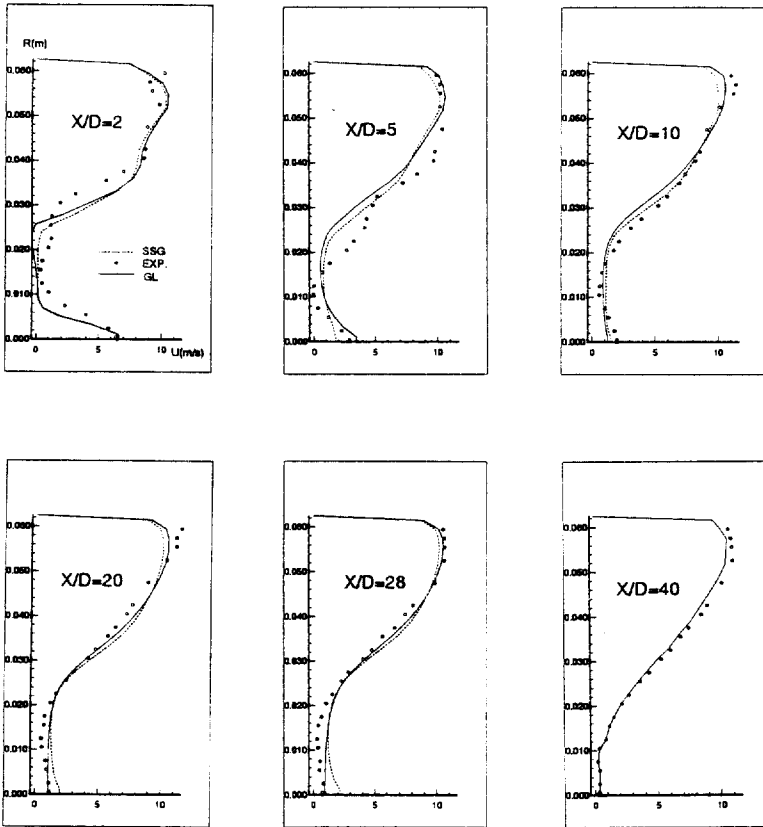


Fig.7 Predictions of U velocity with GL Model and SSG Model

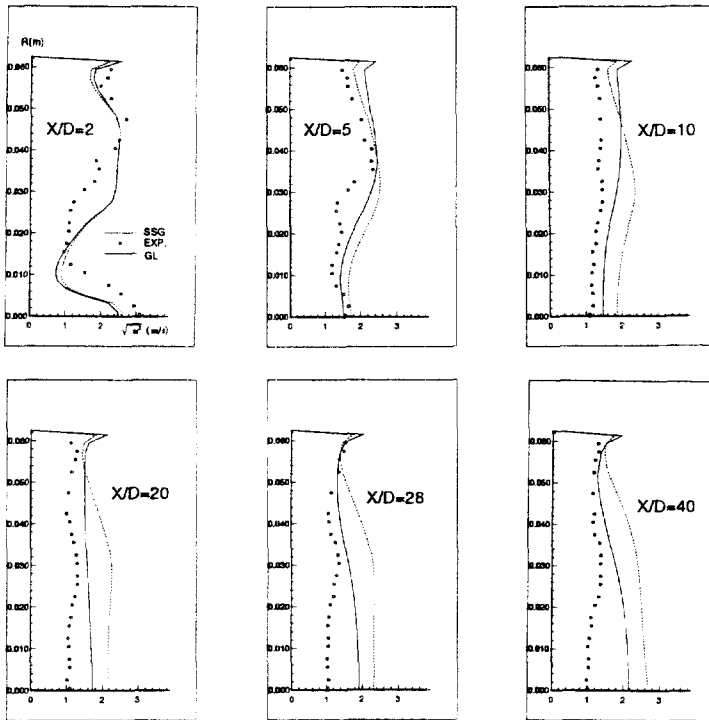


Fig.8 Predictions of $\sqrt{u^2}$ with GL Model and SSG Model

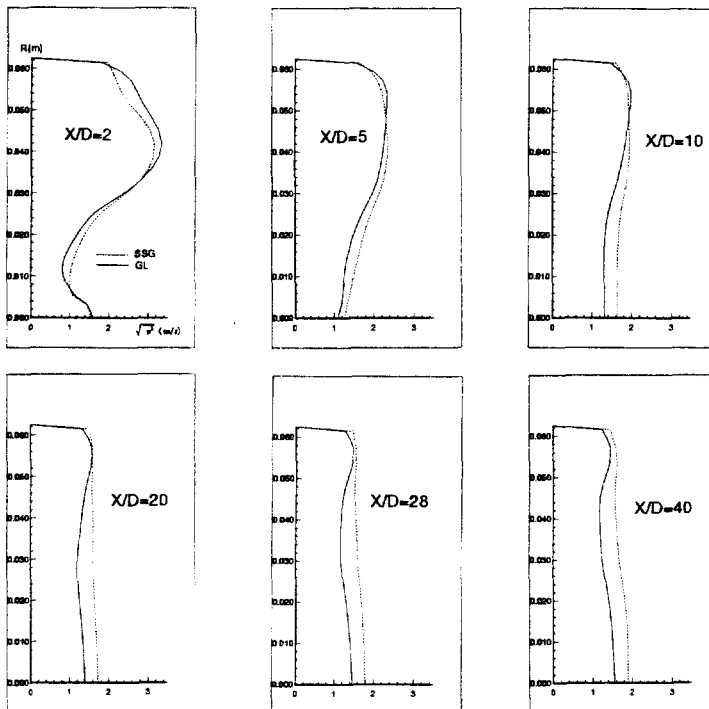


Fig.9 Predictions of $\sqrt{v^2}$ with GL Model and SSG Model

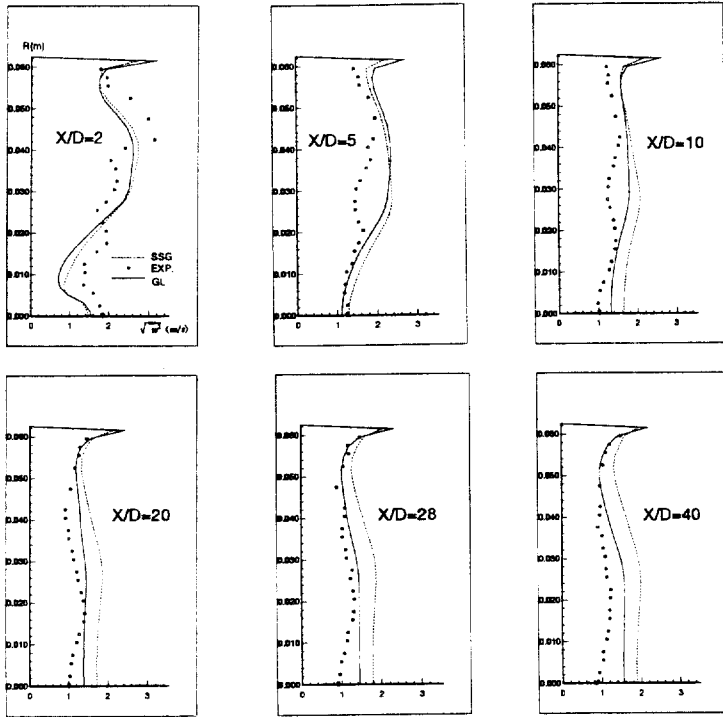


Fig.10 Predictions of \sqrt{w} with GL Model and SSG Model

또는 유사하나 정량적인 차이가 있음을 알 수 있다. Fig.7에서 GL 모델에 의한 결과는 대체로 유동의 하류에서 실험치와 잘 일치 하였으며 유동의 앞부분에서는 벽감쇠함수(f)를 사용하지 않는 SSG모델이 좀 더 우수한 결과를 보여주고 있다. 수직응력성분들의 분포를 보여주는 Fig.8, 9 및 10에서는 전반적으로 SSG모델이 실험치 및 GL모델에 비해 높은 값들을 계산하고 있음을 알 수 있다. 전반적으로 속도와 응력성분들의 분포에서 SSG모델이 GL모델에 비하여 우수하지는 못하나 벽감쇠함수를 사용하지 않고도 좋은 결과를 보여주었다는 점에서 앞으로 선회류에 대한 개선이 이루어지면 좋은 결과를 기대할 수 있을 것으로 생각된다.

5. 결 론

본 연구에서는 원관내의 난류 선회류를 예측함에 있어서 단순전단류의 예측에서 우수한 성능을 나타낸 레이놀즈응력모델인 SSG모델이 선회와 같은 복잡한 유동에 있어서도 좋은 성능을 보이는 것을

파악하기 위하여 기존의 GL모델과 SSG모델의 성능을 비교하기 위한 목적으로 수행되었다. 계산결과를 So등의 실험치와 비교하여 다음과 같은 사실을 알 수 있었다.

전반적으로 유동의 앞부분에서는 속도와 응력성분 모두 SSG모델이 실험치에 근접하였으나 유동의 하류에서는 GL모델이 SSG모델에 비해 우수한 결과를 나타냄을 알 수 있었다. 그러나, SSG모델은 벽감쇠함수를 사용하지 않고도 좋은 결과를 보여주었으며 앞으로 선회류에서의 개선이 이루어질 경우 좋은 결과를 가져올 수 있을 것으로 사료된다. GL모델과 SSG모델의 정확한 비교를 위해서는 좀 더 많은 유동의 경우를 비교해야 할 것으로 사료되며 실험치와의 차이를 좁히기 위한 지속적인 연구가 필요할 것이다.

후 기

본 연구는 1994년 교육부 학술연구조성비(기계공학연구)지원(ME94-B-05)에 의해 수행되었음

을 밝히며, 이에 감사드립니다.

참 고 문 헌

1. Whitelaw, J. H. and Ribeiro, M. M., 1980, "Coaxial jets with and without swirl," J of Fluid Mech., Vol. 96., part 4, pp. 769~795.
2. Morse, A. P., 1980, Ph. D. Thesis, University of London.
3. Rodi, W., and Leschziner, M. A., 1984, "Computation of annular and twin parallel jets using various discretization schemes and turbulence model variators", AIAA J., pp. 1742~1747.
4. Gibson, M. M., 1986, "Calculation of swirling jets with a Reynolds stress closure", Physics of Fluids, pp. 38~48.
5. Kitoh, O., 1991, "Experimental study of turbulent swirling flow in a straight pipe", J. of Fluid Mech., Vol. 225, pp. 445~479.
6. Launder, B. E. and Spalding, D. B., 1974, "The numerical computation of turbulent flows", Computer Methods in App. Mech. and Eng. Vol. 3, pp. 269~289.
7. Launder, B. E., Reece, G. J., and Rodi, W., 1975, "Progress in the development of a Reynolds stress turbulence closure", J. of Fluid Mech., Vol. 68, pp. 537~566.
8. Hogg, S. and Leschziner, M. A., 1989, "Computation of highly swirling confined flow with a Reynolds stress turbulent model", AIAA J., Vol. 27, pp. 57~63.
9. Jones, W. P. and Pascau, A., 1989, "Computation of confined swirling flows with a second moment closure," ASME Trans., J. of Fluids Eng., pp. 248~255.
10. Gibson, M. M. and Launder, B. E., 1978, "Ground effects on pressure fluctuation in the atmospheric boundary layer", J. of Fluid Mech., Vol. 86, pp. 491~511.
11. Speziale, C. G., Sarkar, S., Gatsky, T. B., 1991, "Modeling the pressure-strain correlation of turbulence : an invariant dynamical systems approach", J. of Fluid Mech., Vol. 227, pp. 245~272.
12. Demuren, A. O. and Sarkar, S., 1993, "Systematic study of Reynolds stress model in the computations of plane channel", J. of Fluid Eng., Vol. 115, pp. 5~12.
13. Kim, K. Y., 1994, "An evaluation of Reynolds stress turbulence closures for plane channel flow", Preceding of Third JSME-KSME Fluid Eng. Conference, pp. 136~140.
14. So, R. M., Ahmed, S. A., and Mongia, H. C., 1984, "An experimental investigation of gas jets in confined swirling air flow," NASA CR-3832.
15. Shih, T. M., Mansour, N. N. and Chen, J. Y., 1987, "Reynolds stress modelling of homogeneous turbulence and comparision with numerical simulation", Preceedings of the Summer Program Center for Turbulence Research(NASA/Ames-Stanford Univ., Stanford, C. A.), p. 191.
16. Fu, S., Launder, B. E. and Tselepidakis, D. P., "Accomodating the effect of high strain rates in modelling the pressure-strain correction", UMIST Mechanical Eng. Dept. Rept. TFD/87/5.
17. Lumley, J. L. "Computational modelling of turbulent flows", Advances in Applied Mechanics 18, Academic Press, pp. 123~178.
18. Scott, C. J. and Rask, D. R., 1973, "Turbulent viscosity for swirling flow in a strationery annulars", ASME J. of Fluids Eng., Vol. 95, pp. 557~566.
19. Partankar, S. V., 1980, Numerical Heat and Transfer and Fluid Flow, McGraw-Hill.
20. Daly, B. J., and Harlow, F. H., 1970, "Transport equations of turbulence", Phys. Fluids, Vol. 68, pp. 491~511.