

〈논 문〉

후방계단유동에 대한 저레이놀즈 수 난류모형의 예측성능에 관한 연구

김원갑* · 최영돈**

(1995년 7월 20일 접수)

The Study of Predictive Performance of Low Reynolds Number Turbulence Model in the Backward-Facing Step Flow

Won Kap Kim and Young Don Choi

Key Words : Backward-Facing Step Flow(후방계단유동), 1st(or 2nd) Moment Closure(1차 또는 2차 모멘트 닫힘), Reynolds Stress(레이놀즈 응력), Convective Scheme(대류항 처리법), Re-attachment Point(재부착점)

Abstract

Incompressible flow over a backward-facing step is computed by low Reynolds number turbulence models in order to compare with direct simulation results. In this study, selected low Reynolds number 1st and 2nd (Algebraic Stress Model : ASM) moment closure turbulence models are adopted and compared with each other. Each turbulence model predicts different flow characteristics, different re-attachment point, velocity profiles and Reynolds stress distribution etc. Results by $k-\epsilon$ turbulence models indicate that predicted re-attachment lengths are shorter than those by standard model. Turbulent intensity and eddy viscosity by low Reynolds number $k-\epsilon$ models are still greater than DNS results. The results by algebraic stress model (ASM) are more reasonable than those by $k-\epsilon$ models. The convective scheme is QUICK (Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics) and SIMPLE algorithm is adopted. Reynolds number based on step height and inlet free stream velocity is 5100.

1. 서 론

난류 재순환유동은 많은 공학적인 문제에 나타나 있는 유동형태로 이 유동에 대한 정확한 예측은 공학적인 측면에서 매우 중요하다. 후방계단유동은 전단층의 박리 및 재순환 유동, 이에 따른 재부착과 새로운 전단층의 발달 등 매우 복잡한 유동현상을 포함하고 있으므로 최근에 많이 개발되고 있는

난류모형을 적용하여 그 모형의 예측성능을 검토하는데 매우 유용하다.

90년대에 들어 유동장을 어떠한 모형의 사용이 없이 직접 푸는 DNS(Direct Numerical Simulation)가 개발되어 상당한 정확도를 인정받고 있다. 그러나 이러한 방법은 비교적 단순한 유동장을 해석하는 데에도 막대한 전산시간을 필요로 하기 때문에 공학적인 계산에 사용하기에는 무리가 있으므로 현재로서는 난류모형의 도입에 의한 유동해석이 공학적인 면에서 타당하다 하겠다. 최근에 많이 개발되고 있는 저레이놀즈 수 난류모형들은 일반적으

*고려대학교 대학원 기계공학과

**회원, 고려대학교 기계공학과

로 재순환 유동이 없는 원관유동이나 평행평판유동에 대하여 모형화되고 있다. 그러나 이러한 모형들이 재순환유동이 있는 경우에 기존의 표준 모형보다 정확한 결과를 예측하는 지에 대하여 아직 연구가 미흡한 실정이다. 따라서 본 연구에서는 후방계단유동을 택하여 이러한 유동에 대하여 최근에 수행된 DNS⁽¹⁾자료와 몇가지의 저레이놀즈 수 난류모형에 의한 결과를 비교 분석하고자 하였다.

기존의 연구로서 Sindir⁽²⁾는 표준 k - ϵ 과 ASM, 그리고 ϵ 방정식의 생성항을 수정한 형태의 수정된 k - ϵ 과 ASM 모형을 적용시켜 해석하였다. Amano⁽³⁾ 등은 급격화대관에서 표준 k - ϵ 과 RSM에 의한 해석을 수행하고 각 난류모형의 벽면처리에 대한 누셀트 수의 변화를 고찰하였다. Amano⁽⁴⁾는 급격화대관에서 표준 k - ϵ 모형을 사용하고 벽법칙으로 단일층 모형, 2층, 3층 모형을 적용하고 그에 의한 누셀트 수 예측결과를 비교하였다. Amano⁽⁵⁾ 등은 표준 k - ϵ 모형과 ASM, RSM을 적용하여 각각을 비교하였고, Driver⁽⁶⁾ 등은 Sindir⁽²⁾와 같은 난류모형을 사용하여 해석하였다. Amano⁽⁷⁾ 등은 RSM의 triple-velocity product에 대한 여러 가지 모형을 비교하였다. So⁽⁸⁾ 등은 네 개의 저레이놀즈 수 모형과 하나의 고레이놀즈 수 모형을 적용하였다. Thangam⁽⁹⁾ 등은 k - ϵ 모형과 벽면함수로 2-layer 모형과 3-layer 모형을 적용하여 해석하고 또한 비선형 k - ϵ 모형을 적용하여 비교한 바 있다. 국내에서의 수치 해석적인 방법은 대부분 고레이놀즈 수 난류모형과 수정된 고레이놀즈 수 모형을 적용하여 해석되고 있으며⁽¹⁰⁻¹²⁾ 또한 단순히 난류유동만이 아닌 압축성유동, 후방계단유동의 대류열전달과 복사열전달의 영향들이 중첩된 연구 등이 진행되어 왔다.

2. 이론해석

2.1 1차 모멘트 난류모형

유동장을 해석하기 위하여 다음의 연속방정식, 운동량방정식을 풀어야 한다. 이들을 텐서형으로 나타내면 다음과 같다.

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} \left[\nu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \overline{u_i u_j} \right] \quad (2)$$

여기서 레이놀즈 응력의 모형은 다음 절에서 설명하였다.

2.1.1 표준 k - ϵ 난류모형

현재의 난류모형 중 가장 널리 사용되는 모형으로서 와점성계수 모형을 사용한다. 와점성계수 모형은

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (3)$$

$$\nu_t = C_{\mu} f_{\mu} \frac{k^2}{\epsilon} \quad (4)$$

와 같고 여기서 f_{μ} 는 표준모형에서 1을 사용하였다. 이를 구하기 위해서는 난류운동에너지 방정식과 난류소멸률 방정식을 풀어야 하는데 이들 방정식은 다음과 같다.

$$U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\nu + \nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \epsilon \quad (5)$$

$$U_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\nu + \nu_t}{\sigma_{\epsilon}} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\epsilon 1} \frac{P_k \epsilon}{k} - C_{\epsilon 2} f_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (6)$$

여기서 $\sigma_k = 1$, $\sigma_{\epsilon} = 1.3$, $C_{\epsilon 1} = 1.44$, $C_{\epsilon 2} = 1.92$ 이다. 그러나 표준모형이 고레이놀즈 수의 유동에 대하여 모형화된 것이므로 벽면 근방에서는 이것을 그대로 사용할 수 없다. 따라서 과거에는 벽면부근에 혼합거리이론이나 벽법칙 등을 사용하여 왔으나 최근에 난류모형상수를 적절히 수정하여 벽면부근까지 적용할 수 있는 저레이놀즈 수 난류모형이 많이 개발되고 있다. 본 연구에서 후방계단유동에 적용한 난류모형은 다음과 같다.

2.1.2 멩⁽¹³⁾의 저레이놀즈 수 난류모형

멩⁽¹³⁾은 저레이놀즈 수 구역에서의 와점성계수의 수정계수를 난류운동에너지의 소멸률이 두 개의 길이 척도의 합으로 되어있다고 가정하여 이론적으로 유도하였는데 다음과 같다.

$$f_{\mu} = \left(1 + \frac{3.45}{\sqrt{R_t}} \right) \left[1 - \exp \left(-\frac{y^+}{70} \right) \right] \quad (7)$$

또한 차원해석을 통해 벽면인접부에서 난류운동에너지 소멸률 방정식을 동차원적으로 만들기 위해 $C_{\epsilon 2}$ 를 다음과 같이 수정해야 한다고 하였다.

$$f_{\epsilon 2} = \left(1 - \frac{2}{9} \exp \left[-\left(\frac{R_t}{6} \right)^2 \right] \right).$$

$$\left(1 - \exp\left(-\frac{y^+}{5}\right)\right)^2 \quad (8)$$

여기서 R_t 는 벽면부근에서 혼합거리모형을 적용하여 다음과 같이

$$R_t = 4.45y^+ \quad (9)$$

y^+ 의 함수로 나타내었으며 식 (5)에서의 난류프란틀수 σ_k 를 전산해석에 의하여 1.4로 증가시켜 사용하였다. 그러나 김⁽¹⁴⁾은 이렇게 할 경우 고레이놀즈 수 영역에서의 극한특성을 만족시키지 않는다고 지적한 바 있다.

2.1.3 김⁽¹⁴⁾의 저레이놀즈 수 난류모형

와점성계수의 수정계수를 유도하는 과정은 앞 절의 명⁽¹³⁾의 경우와 유사하지만 김⁽¹⁴⁾은 난류 길이 척도의 함이 백터적으로 합쳐진다고 하여 다음과 같이 유도하였다.

$$f_\mu = \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{47.4}{R_t}}\right) \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{y^+}{50.52}\right)\right] \quad (10)$$

$$f_{\varepsilon_2} = (1 - 0.3 \exp[-R_t]) \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{y^+}{5.32}\right)\right)^2 \quad (11)$$

여기서 y^+ 에 대한 식은 원관유동에 대한 실험결과로부터 곡선 맞춤하여 사용하였으며 또 난류운동에너지의 프란틀수 σ_k 를 표준모형과 같은 1을 사용하고 압력확산항을 고려하였는데 다음과 같다.

$$\| = \frac{1}{3} \left(\varepsilon_w - \nu \frac{\partial^2 k}{\partial y^2}\right) \frac{(1 - \exp(-y^+))}{y^+} \quad (12)$$

2.2 2차 모멘트 모형

2.2.1 표준대수 응력모형(표준 ASM)

레이놀즈 응력에 대한 지배방정식을 유도하면 다음과 같다.

$$U_k \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_k} = P_{ij} - \varepsilon_{ij} + \phi_{ij}^1 + \phi_{ij}^2 + \phi_{ijw}^1 + \phi_{ijw}^2 + D_{ij} \quad (13)$$

여기서 표준난류모형은 압력변형률에 대한 모형으로

$$\phi_{ij}^1 = -C_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij}\right) \quad (14)$$

$$\phi_{ij}^2 = -C_2 \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij}\right) \quad (15)$$

$$\phi_{ijw}^1 = C_{w1} \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_k u_m n_k n_m} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u_k u_i n_k n_j} - \frac{3}{2} \overline{u_k u_j n_k n_i}\right) f\left(\frac{1}{kx_n}\right) \quad (16)$$

$$\phi_{ijw}^2 = C_w^2 \left(\phi_{km}^2 n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \phi_{ik}^2 n_k n_j - \frac{3}{2} \phi_{jk}^2 n_k n_i\right) f\left(\frac{1}{kx_n}\right) \quad (17)$$

를 사용하며 난류운동에너지 소멸률에 대한 모형으로 등방성모형인

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \varepsilon \delta_{ij} \quad (18)$$

을 사용하였다. 여기서 난류모형상수는 각각 $C_1=1.8$, $C_2=0.6$, $C_{w1}=0.5$, $C_w=0.3$ 를 사용한다. 다음 절에 본 연구에서 적용한 저레이놀즈 수 2차 모멘트 난류모형에서의 모형상수를 설명하였다.

2.2.2 Shima⁽¹⁵⁾모형

Shima⁽¹⁵⁾는 소멸률 텐서에 대한 모형으로 표준모형과 같은 등방성모형을 사용하고 난류모형상수를 난류의 불변성(Invariant)의 함수로 나타내었는데 다음과 같다.

$$C_1 = 1 + 2.58 A A_2^{\frac{1}{4}} \cdot (1 - \exp[-(0.00067 R_t)^2]) \quad (19)$$

$$C_2 = 0.75 A^{\frac{1}{2}} \quad (20)$$

$$C_{w1} = -\frac{2}{3} C_1 + 1.67 \quad (21)$$

$$C_w = \max\left[\frac{2}{3}(C_2 - 1) + 0.5, 0\right] / C_2 \quad (22)$$

여기서 A는 난류의 불변성으로서 다음과 같이 나타내어진다.

$$A = 1 - \frac{9}{8} (A_2 - A_3) \quad (23)$$

$$A_2 = a_{ij} a_{ji} \quad (24)$$

$$A_3 = a_{ij} a_{jk} a_{ki} \quad (25)$$

$$a_{ij} = \left(\frac{\overline{u_i u_j}}{k} - \frac{2}{3} \delta_{ij}\right) \quad (26)$$

또 난류운동에너지 소멸률방정식을 수정하여 사용하였는데 다음과 같다.

$$U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_k} \left[C_\varepsilon \frac{k}{\varepsilon} \overline{u_k u_i} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right] + (C_{\varepsilon l}$$

$$+ \Psi_1 + \Psi_2 \frac{P_k \bar{\epsilon}}{k} - C_{\epsilon 2} \frac{\bar{\epsilon} \bar{\epsilon}}{k} \quad (27)$$

여기서

$$\bar{\epsilon} = \epsilon - 2\nu \left(\frac{\partial k^{1/2}}{\partial x_i} \right)^2 \quad (28)$$

$$\Psi_1 = 1.5A \left(\frac{P_k}{\epsilon} - 1 \right) \quad (29)$$

$$\Psi_2 = 0.35(1 - 0.3A_2) \exp[-(0.002R_t)^{1/2}] \quad (30)$$

이다. 그러나 식 (19)~(22)의 모형상수와 식 (29), (30)은 경험적으로 주어진 것이기 때문에 좀더 이론적인 바탕에서 모형상수를 결정하는 것이 필요하다고 생각되며 본 연구에서는 위의 모형상수를 대수응력모형에 적용하여 해석하였다.

2.2.3 김⁽¹⁴⁾의 저레이놀즈수 대수응력모형

김⁽¹⁴⁾은 식 (13)에서 ϵ_{ij} 에 대한 모형으로 다음과 같은 식을 사용하였다.

$$C'_1 = \frac{\frac{3}{2}g_2 A_{22}(1 - \alpha - C_1) - \frac{1}{3}ag_2(C_2 - 1)}{(3g_2^2 + 2A_{12}^2)f} + \frac{\frac{4}{3}A_{12}^2(1 - \alpha - C_1 - f_s E_{12}) + f_s g_2(1 - \frac{3}{2}g_2 E_{22})}{(3g_2^2 + 2A_{12}^2)f} \quad (35)$$

$$C'_2 = \frac{\frac{3}{2}A_{12}^2 A_{22}(1 - \alpha - C_1) - 2g_2 A_{12}^2(1 - \alpha - C_1 - f_s E_{12})}{(3g_2^2 + 2A_{12}^2)faC_2} \quad (36)$$

여기서

$$\beta = \beta_\infty + (1 - \beta_\infty) \exp(-0.0008R_t) \quad (37)$$

$$\beta_\infty = 0.4 \quad (38)$$

$$\alpha = \frac{P_k}{\epsilon} \quad (39)$$

를 나타내며 g_1, g_2, g_3 는 각각 $\overline{u^2}/k, \overline{v^2}/k, \overline{w^2}/k$ 으로 원관유동에 대한 실험결과를 보간하여 사용하였다.

3. 수치해석

작업유체는 공기로 하여 비압축성으로 가정하였으며 계산영역은 계단의 높이를 H라 할 때 계단의 상류 쪽으로 10H, 하류 쪽으로 20H로 하였으며 수직방향으로는 5H로 하였다. 계산에 사용된 계단 높이에 대해 레이놀즈 수는 5100이며 유입경계조건은 Spalart⁽¹⁸⁾의 DNS 결과를 보간하여 사용하였다. 계산에 사용된 코드는 TEACH 코드를 수정하여 사용하였으며 수렴조건은 질량잔류량이 유입경

$$\epsilon_{ij} = (1 - f_s) \frac{2}{3} \delta_{ij} \epsilon + f_s \epsilon_{ijw} \quad (31)$$

여기서 ϵ_{ijw} 은 Launder와 Tselepidakis⁽¹⁷⁾가 제안한 식을 사용하였는데 다음과 같다.

$$\epsilon_{ijw} = \frac{\epsilon}{k} \frac{[u_i \overline{u_j} + \overline{u_i u_k n_k n_j} + \overline{u_j u_k n_k n_i} + \delta_{ij} \overline{u_k u_l n_k n_l}]}{1 + \frac{2}{3} \frac{u_p u_q u_p u_q}{k}} \quad (32)$$

또한 김⁽¹⁴⁾은 2차원 평행 평판유동으로부터 압력변형률항의 모형상수에 대한 식을 이론적으로 유도하여 다음과 같이 사용하였다.

$$C_1 = \beta \left(1 - \alpha + \frac{2\alpha}{g_1 - g_3} + \frac{f_s}{1 + 1.5 \frac{\nu^2}{k}} \right) \quad (33)$$

$$C_2 = \frac{g_1 - g_3}{2\alpha} \frac{1 - \beta}{\beta} C_1 \quad (34)$$

제로 유입되는 질량의 0.01%보다 작으면 수렴되었다고 판정하였다.

사용해법은 SIMPLE 알고리즘과 엇갈림 격자를 사용하였으며 대류항 처리법으로는 QUICK(Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics) scheme으로 사용하였다. 계상에 사용된 격자망은 50×50으로 주유동방향으로 계단 상류에 15개, 재순환유동 영역에 20개의 격자를 배치하고 유동의 직각 방향으로는 계단부에 20개의 격자를 사용하여 재순환유동 구역을 자세히 관찰하고자 하였다. 또한 저레이놀즈 수 난류모형을 사용하므로 벽면에서 첫번째 격자는 유입경계조건에서 y^+ 를 0.5로 하여 계산된 값으로 배치하였다.

4. 결과 및 고찰

Fig. 2는 $x/H=4, 6, 10$ 위치에서 각 난류모형에 의한 속도분포에 대한 그림으로 $k-\epsilon$ 난류모형의 경우, 계산된 두 모형이 모두 재부착거리가 짧게 나타나고 있기 때문에 벽면부근에서 재순환유동을

보이지 않고 있다. 실험과 DNS 자료의 속도분포 보로 속도의 구배를 가지는 구간이 y/H 가 약 2.5 까지 나타나고 있어, 전단층이 넓게 확산되는 것으로 예측하고 있다. 이는 사용된 두 $k-\epsilon$ 모형의 난류강도와 난류와도가 실제보다 크기 때문으로 다음의 Fig. 3과 4에서 확인할 수 있다.

ASM모형에 의한 결과는 재순환유동역에서 $k-\epsilon$ 모형과도 달리 두 모형이 전단층의 두께를 비교적 정확하게 예측하고 있으며 김⁽¹⁴⁾의 모형이 재순환

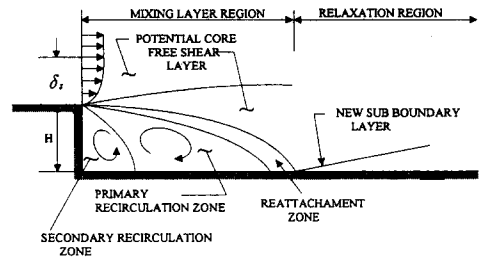


Fig. 1 Schematic diagram of backward-facing step flow

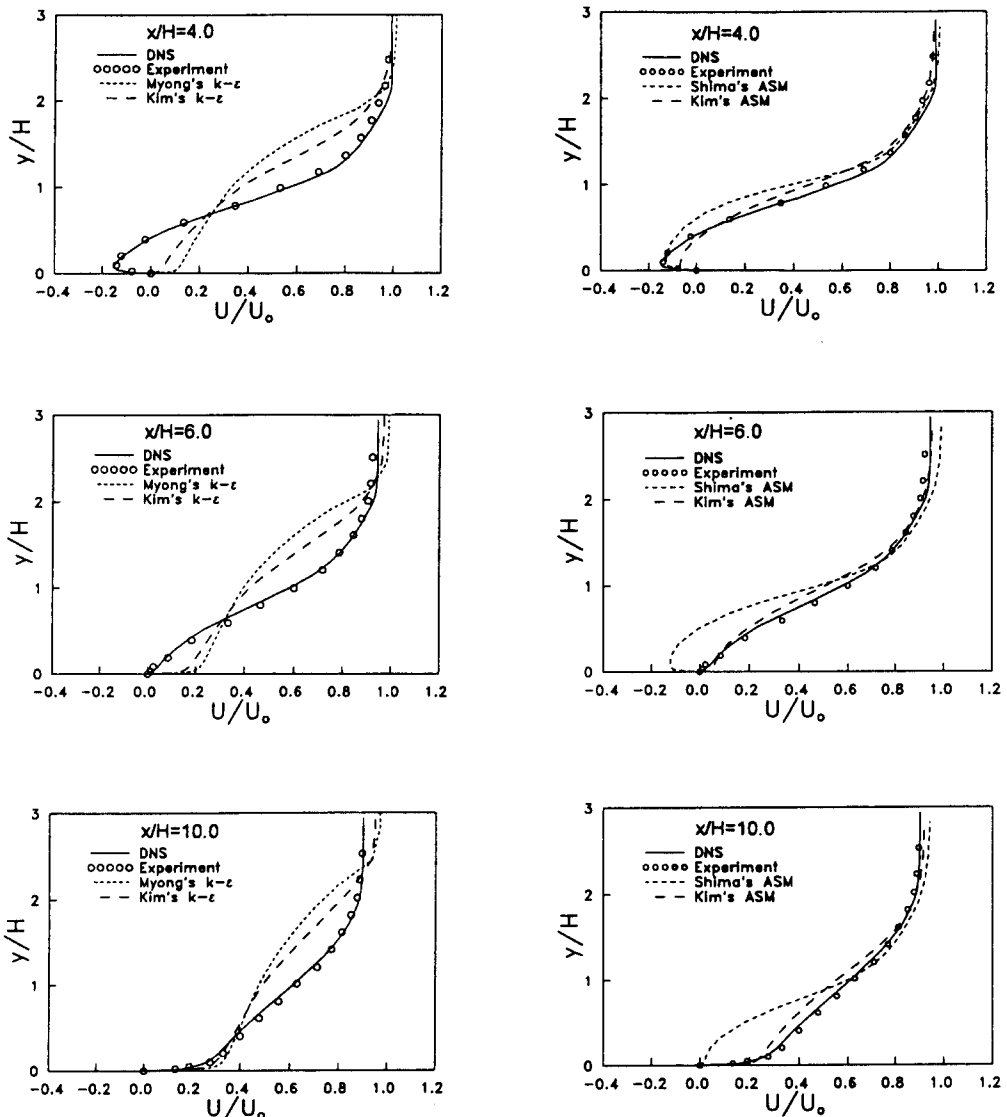


Fig. 2 Mean velocity profiles at selected locations

유동의 세기를 DNS보다 약하게, Shima⁽¹⁵⁾의 모형이 DNS와 거의 같은 세기를 예측하고 있으나 재순환유동역의 높이가 실험보다 높게 예측하고 있다. Fig. 3은 저레이놀즈 수 $k-\epsilon$ 모형에 의한 난류 강도 $(\sqrt{\frac{2}{3}k})$ 를 나타낸 것으로 앞서 언급한 것과 같이 DNS에 의한 것보다 상당히 큰 난류강도를

Table 1 Predicated re-attachment points for each model

Model	X_R/H
DNS	6.0
Experiment	6.1
Myong's $k-\epsilon$ Model	3.1
Kim's $k-\epsilon$ Model	3.9
Kim's ASM	5.9
Shima's ASM	10.0

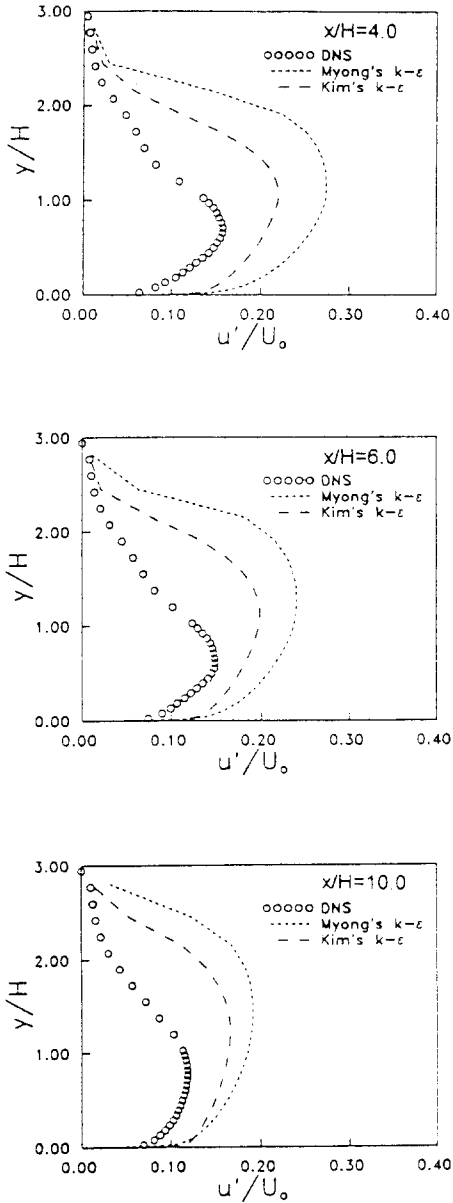


Fig. 3 Turbulent intensity profiles by low Reynolds number $k-\epsilon$ model at selected locations

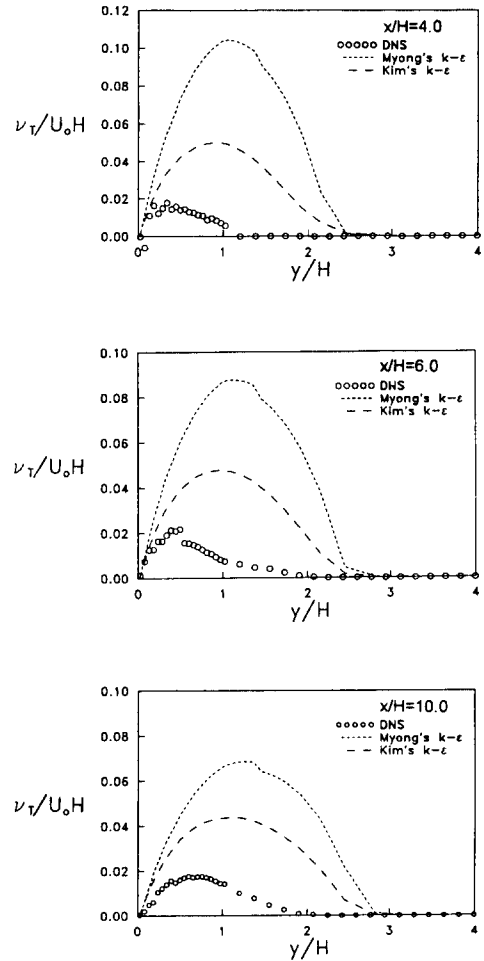


Fig. 4 Turbulent eddy viscosity profiles by low Reynolds number $k-\epsilon$ model at selected locations

예측하고 있다. 최대난류강도의 위치도 DNS보다 높게 나타내고 있으며 재부착점을 지나 재발달구역에서는 여전히 난류강도를 크게 예측하고 있다. Fig. 4는 DNS data로부터 역산한 난류와점성계수의 분포를 나타낸 것으로 Fig. 3와 마찬가지로 크게 예측하고 있다. Fig. 5는 대수응력모형에 의한 난류강도의 분포로서 Shima⁽¹⁵⁾ 모형이 전체적으로 작은 주응력을 예측하고 있고 김⁽¹⁴⁾의 모형이 재순환유동영역과 재부착점(6H)에서 DNS와 상당히 가깝게 예측하고 있다. 그러나 DNS 자료는 재부

착점을 지난 후에 난류강도가 급속히 감소하는데 반하여 적용된 두 가지 모형의 경우는 약간씩 감소하고는 있으나 DNS보다는 느린 변화를 보여주고 있다. 따라서 사용된 두 대수응력 모형이 재순환, 재부착, 재발달의 구역에서의 빠른 유동 상태의 변화를 추적하는 능력이 다소 떨어진다고 할 수 있다. Fig. 6에서도 Shima⁽¹⁵⁾의 모형의 결과는 DNS 보다 작은 난류강도를 예측하고 있으며 김⁽¹⁴⁾의 모형의 경우가 보다 DNS에 접근하고 있다. Shima⁽¹⁵⁾ 모형의 경우, 실제보다 작은 난류강도(Fig. 5,

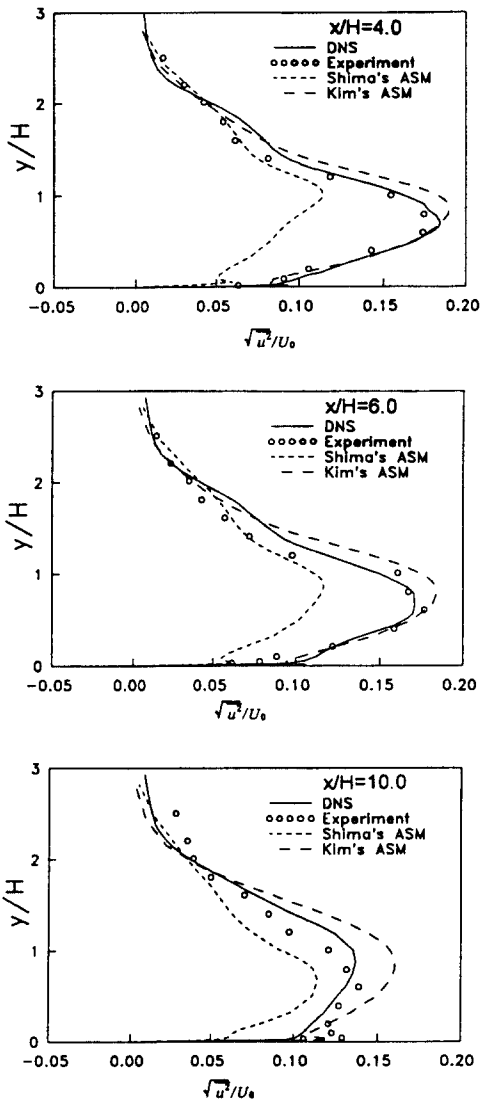


Fig. 5 Streamwise Reynolds normal stress profiles by ASM at selected locations

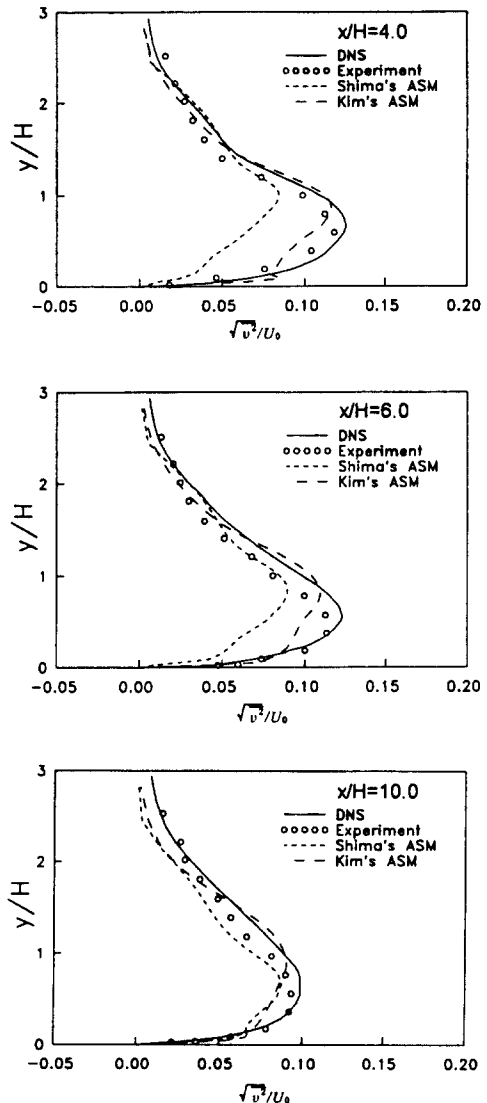


Fig. 6 Transverse Reynolds normal stress profiles by ASM selected locations

6)를 예측하고 있으므로 이러한 결과는 긴 재부착 거리(x/H)로 나타나고 있다. 이러한 난류강도와 재부착거리와의 관계는 기존의 연구결과에서도 밝혀지고 있으며 따라서 보다 정확한 난류강도를 예측하는 것이 후방유동의 해석에서 매우 중요함을 알 수 있다.

Fig. 7은 대수응력모형에 의한 전단응력의 분포에 Shima⁽¹⁵⁾ 모형은 여전히 DNS보다 작은 값을 가지며 김⁽¹⁴⁾의 모형은 DNS 자료에 상당히 근접하는 결과를 보이고 있으나 최대값의 위치가

DNS보다 높게 나타나고 있다. 이러한 결과는 기존의 연구와도 일치하는 경향으로서 고레이놀즈 수 ASM 모형의 경우에도 나타나는 현상이다.

RSM 모형을 적용한 기존의 연구결과는 재순환 유동영역에서 전단응력의 최대위치가 실험치와 잘 일치하는 것으로 보고되고 있기 때문에 ASM 모형에서 최대 전단응력의 위치가 높게 나타나고 있는 것은 ASM 모형이 레이놀즈 응력 방정식에서 대류항과 확산항을 모형화하기 때문에 전단응력의 대류와 확산이 적절히 고려되지 않기 때문일 것으로 생각된다.

본 연구에서 Shima⁽¹⁵⁾의 모형을 검토하기 위하여 소산율방정식에 포함된 Ψ_1 , Ψ_2 항을 제외하고 계산하여 본 결과 재부착거리가 $x_R/H=5.0$ 으로 예측되었다. 이러한 결과는 Ψ_1 , Ψ_2 가 제외된 경우에는 레이놀즈 응력이 크게 예측되는 것이며 결국 Ψ_1 , Ψ_2 가 모형중에 포함되는 것이 재순환 유동영역에서 레이놀즈 응력을 감소시키는 효과를 가지고 있음을 알 수 있다. Sindir⁽²⁾의 경우에도 지적되고 있는 바와 같이 ASM 모형의 경우에 소산율방정식의 생성항의 수정이 큰 영향을 준다는 것과 일치한다. 따라서 Shima⁽¹⁵⁾ 모형 중의 Ψ_1 , Ψ_2 는 레이놀즈 응력을 감소시키는 역할을 하는 항이라고 볼 수 있으나 본 연구에서의 결과는 Ψ_1 , Ψ_2 가 너무 과다하게 레이놀즈 응력의 감소를 유발하는 것으로 나타나고 있다. 그러나, Shima⁽¹⁵⁾의 모형이 실험값과 많은 차이를 내는 것은 모형자체의 결과일 수도 있고, 본 연구가 Shima⁽¹⁵⁾의 모형상수를 대수응력 모형에 적용하였기 때문에, RSM에 적용하였을 때 다른 결과가 예측될 가능성도 배제할 수는 없다. 그러므로 여기서의 결과 비교만으로 김⁽¹⁴⁾의 모형이 더 우수하다고 할 수는 없는 것으로 생각되어진다. 따라서 후방계단유동에 RSM을 적용하여 불필요성이 있다.

5. 결 론

(1) 계산에 사용된 $k-\epsilon$ 난류모형의 두 경우 모두 박리된 전단층에서 DNS보다 큰 와점성계수와 난류강도를 예측하며 따라서 전단층의 폭이 넓어지고 짧은 재부착거리를 예측하고 있다.

(2) 일반적으로 $k-\epsilon$ 모형의 단점으로 지적되고 있는 짧은 재부착거리와 큰 와점성계수, 큰 난류강도 등의 현상이 저레이놀즈 수 $k-\epsilon$ 모형에서도 타나

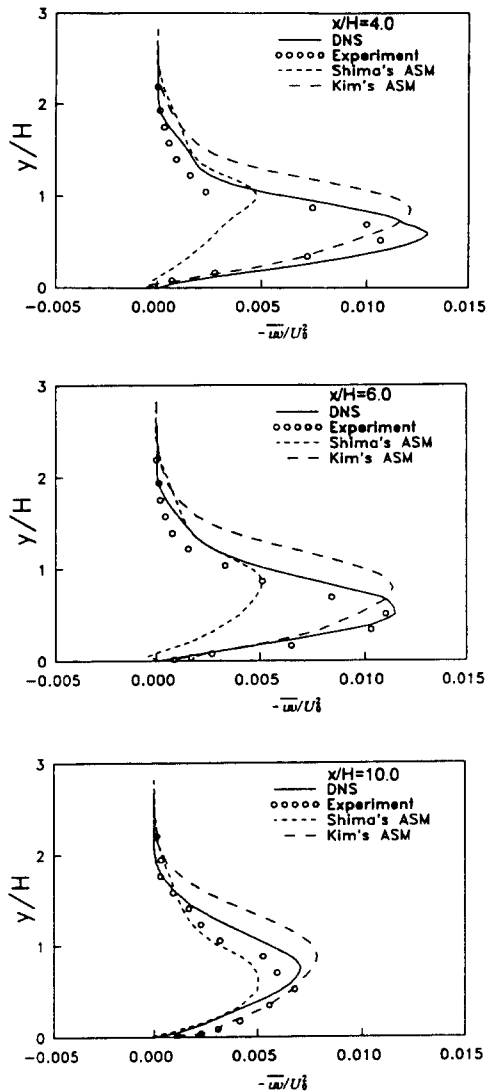


Fig. 7 Turbulent shear stress profiles by ASM at selected location

고 있다. 따라서 저레이놀즈수 $k-\epsilon$ 모형이 보다 일반적인 유동에서 높은 정확성을 가지기 위해서는 더욱 정확한 모형화가 필요함을 알 수 있었다. 그러기 위해서는 고 레이놀즈 수 모형과 저 레이놀즈 모형이 동시에 개선되어야 할 것으로 생각된다.

(3) Shima⁽¹⁵⁾의 모형상수를 사용한 대수응력모형에 의한 결과는 난류모형에너지 소멸률이 방정식에 포함된 Ψ_1 , Ψ_2 에 의해 크게 감소됨으로써 박리된 전단층과 재순환유동 구역에서 DNS⁽¹⁾에 비하여 작은 레이놀즈 응력 분포를 예측한다. 이러한 결과는 결국 긴 재부착거리로 나타나고 있다.

(4) Kim⁽¹⁴⁾의 대수응력모형은 대체적으로 좋은 결과를 보여주고 있으나 재단상류의 벽면인접부에서 최대난류강도가 DNS⁽¹⁾보다 약간 큰 결과를 보여주고 있으며 따라서 이에 대한 수정이 필요하고 이렇게 될 경우 더욱 정확한 결과를 기대할 수 있을 것으로 생각된다. 그러나 이 모형의 모형상수는 2차원 채널 유동에 대수응력모형으로부터 유도된 것이므로 이 모형을 RSM에 적용하여 그 모형의 성능을 정확히 검토하는 것이 필요하다.

참고문헌

- (1) Le, H., Moin, P. and Kim, J., 1993, "Direct Numerical Simulation of Turbulent Flow over a Backward-facing Step," *ninth Symposium on Turbulent Shear Flows*, Kyoto, JAPAN, August, pp. 16~18
- (2) Sindir, M. M., 1983, "Effects of Expansion Ratio on the Calculation of Parallel-Walled Backward-Facing Step Flows: Comparison of Four Models of Turbulence," *ASME paper*, 83-FE-10.
- (3) Amano R. S. and Goel, P., 1984, "A Numerical Study of a Separating and Reattaching Flow by Using Reynolds-Stress Turbulence Closure," *Numerical Heat Transfer*, Vol. 7, pp. 343~357
- (4) Amano, R. S., 1984, Development of a Turbulence Near-Wall Model and its Application to Separated and Reattaching Flows, *Numerical Heat Transfer*, Vol. 7, pp. 59~75
- (5) Amano R. S. and Goel, P. 1985, Computations of Turbulent Flow Beyond Backward-Facing Steps Using Reynolds-Stress Closure, *AIAA journal*, Vol. 23, No. 9, pp. 1356~1361.
- (6) Driver D. M. and Seegmiller, H. L., 1985, Features of a Reattaching Turbulent Shear Layer in Divergent Channel Flow, *AIAA journal*, Vol. 23, No. 2, pp. 163~171.
- (7) Amano R. S. and Goel, P., 1987, Investigation of Third-Order Closure Model of Turbulence for the Computation of Incompressible Flows in a Channel With a Backward-Facing Step, *J. Fluids Engr.*, ASME, Vol. 109, pp. 424~428.
- (8) So, R. M. C., Lai, Y. G., Hwang, B. C. and Yoo, G. J., 1988, "Low-Reynolds-Number Modelling of Flows over a Backward-Facing Step, J." *Applied Mathematics and Physics (ZAMP)*, Vol. 39, pp. 13~27
- (9) Thangam S. and Speziale, C. G. 1992, Turbulent Flow Past a Backward-Facing Step; A Critical Evaluation of Two-Equation Models, *AIAA journal*, Vol. 30, No. 5, pp. 1314~1320.
- (10) Park, S. W. and Chung, M. K., 1989, "Curvature-Dependent Two-Equation Model for Prediction of Turbulent Recirculating Flows," *AIAA journal*, Vol. 27, No. 3, pp. 340~344
- (11) 류호선, 박승오, 1990, "후향계단 유동계산에 의한 2-방정식 난류모형의 평가," 한국항공우주학회지, 제8권, 제11호, pp. 3039~3045.
- (12) 명현국, 한화택, 백인철, 1994, "수정난류모델에 의한 후향계단 유동예측," 대한기계학회논문집, 제18권, 제11호, pp. 34~42.
- (13) Myong, H. K., 1988, Fundamental Studies on Two-Equation Turbulent Model for Numerical Predictions of Wall-bounded Shear Flow and Heat Transfer, PH.D. Thesis, Tokyo University.
- (14) 김명호, 1991, "저레이놀즈 수 난류모형 개발에 관한 연구," 고려대학교 박사논문.
- (15) Shima, N., 1993, Prediction of Turbulent Boundary Layers with a Second-Moment Closure: Part I-Effects of Periodic Pressure Gradient, Wall Transpiration, and Free Stream Turbulence, *J. Fluids Engr.*, Vol. 115, pp. 56~63
- (17) Launder, B. E. and Tselepidakis, D. P., 1991, Directions in Second-Moment Modelling of Near Wall Turbulence, *AIAA paper*, No. 91~0219
- (18) Spalart, P. R., 1988, "Direct Numerical Simu-

- lation of a Turbulent Boundary layer up to $R_\theta = 1410$," *J. Fluid Mech.*, Vol. 187, pp. 61~98
- (15) Leonard, D. P., 1979, A Stable and Accurate Convective Modelling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation, *Comp. Meth. Appl. Mech. Engng.* 19, pp. 59~98