

<論 文>

曲率修正 2-方程式모델을 利用한 2次元 再循環 亂流 流動構造의 研究

朴 相 佑* · 鄭 明 均*

(1987年 2月 5日 接受)

Study on the Turbulent Structure for Two-Dimensional Recirculating Flows by Curvature Dependent 2-Equation Model

Sang Woo Park and Myung Kyoon Chung

Key Words: Streamline Curvature(유선곡률), Third-Order Correlation(3차상관관계), Curvature Time Scale(곡률시간 기준치), Decay Rate Constant(감쇠율상수), Region Dependency(지역 의존성)

Abstract

In the present study, a new computational closure model is proposed in order to contain physical models in the k - and ϵ - equations. The time scale of the third-order diffusive transport of turbulent kinetic energy in a curved streamline flow field is assumed as a function of a velocity time scale and a curvature time scale, the latter being derived from the analogy between buoyancy and streamline curvature effects on turbulence. The curvature time scale is represented by a combination of Brunt-Väisälä frequency of the curvature instability and the velocity time scale. Besides the modification of diffusive transport time scale, the destruction term in the dissipation rate equation is modeled to incorporate the streamline curvature effect on the dissipation rate of turbulent kinetic energy as a function of the ratio between velocity time scale and curvature time scale.

The new curvature dependent 2-equation model is found to yield very good prediction accuracy for the various turbulent recirculating flows. Particularly, the recovery of the mean velocity profile in the redeveloping region after the reattachment is correctly simulated by the present model.

記 號 說 明

a : 入口條件을 위한 모델 常數
 C_p : 壓力係數 = $(p - p_{ref}) / \frac{1}{2} \rho U_{ref}^2$

$C_{\epsilon 1}, C_{\epsilon 2}$: 亂流運動에 너지 減殺率 方程式의 모델常數
 D : 덕트높이
 H : 垂直壁높이
 k : 亂流運動에 너지
 N : 浮力에 의한 Brunt-Väisälä 振動數

* 正會員, 韓國科學技術院 機械工學科

- N_c : 流線曲率에 의한 Brunt-Väisälä 振動數
- P : 靜壓
- p : 亂動壓力
- R : 曲率半徑
- T_3 : 復合時間 基準值
- U, V : 흐름方向과 垂直方向 平均速度 成分
- u, v : 瞬間速度 成分
- U_0 : 基準速度
- U_x : 流線曲率에 平行한 平均速度 成分
- X, Y : 直交座標 成分
- X_r : 再附着길이
- α, β : 曲率修正 모델常數
- δ : 境界層의 두께
- ϵ : 亂流運動에너지 減殺率
- $\bar{\theta}^2, \epsilon_0$: 平均自乘 溫度變換과 그 減殺率
- μ : 黏粘性 係數
- ρ : 密度
- τ_u, τ_v, τ_w : 浮力, 流線曲率, 速度的 時間 基準值

1. 序 論

난류 재순환유동은 剝離된 自由剪斷 유동장과 재순환유동장과 再附着유동장, 그리고 再發展유동장등 많은 유동장으로 구성된다. 유동장에 따라서 그 特性이 서로 크게 다르기 때문에 이전의 數值計算모델들은 모두가 예외없이 유동장에 보이는 이른바 “地域特性”을 나타내고 있다. 예를들어, 標準 2-方程式 모델은 再發展영역에서 흐름방향의 平均流速을 잘 예측하지만, 재순환영역에서는 벽면근방의 平均流速을 실험치보다 크게 예측하는 경향이 있다⁽¹⁾. 이러한 경향은 레이놀즈應力모델과 같은 高次 난류모델에서도 발견되고 있다⁽²⁾. 代數應力모델은 재순환영역의 平均유속을 잘 예측하는 반면, 再發展영역에서는 실험치보다 작게 예측하는 경향을 보인다⁽¹⁾.

亂流流動 構造는 그 발전과정에서 流線曲率의 영향에 매우 민감한 반응을 보이는데^(3,4) 그 특성은 다음과 같이 열거할 수 있다. 첫째, 亂流 剪斷應力과 亂流強度는 流線曲率が 불룩하게 휘어진 유동(즉, 流體要素의 角運動量이 曲率半徑 방향으로 진행하면서 증가하는 경우: 安定曲率)에서는 감소하며, 流線曲率が 오목하게 휘어진 유동(즉, 流體要素의 角運動量이 曲率半徑 방향으로 진행하면서 감소하는 경우: 不安定曲率)에서는 증가한다. 다시 말해서, 난류 레이놀즈應力の 減殺率이 流線曲率의 요철에 관계된다는 것이다. 둘째,

불룩한 유선곡률에 대한 난류구조의 反應速度는 오목한 流線曲率의 경우에 비해서 대단히 빠르다. 셋째, 불룩한 유선곡률에 대한 3次 相關關係의 반응시간은 2次 相關關係의 경우에 비해서 늦다는 사실이 밝혀져 있다^(4,5).

그러므로 적절한 曲率修正모델은 이러한 物理的 現象들을 모델방정식 안에 고려하여야 한다. 그러나 이전의 曲率修正모델들은 이러한 物理的 特性들을 모델방정식 내에 적절히 반영하지 못하고 있다⁽⁶⁻¹⁰⁾. 예를들어, 가장 널리 사용되고 있는 곡률수정모델들 가운데 하나인 Leschziner 와 Rodi⁽⁸⁾의 모델은 곡률에 의해 수정된 渦粘性係數가 난류운동에너지 k 와 그 減殺率 ϵ -방정식 내의 레이놀즈剪斷應力을 포함하는 모든 모델項에 첨가되기 때문에, 결과적으로 유선곡률 효과가 모델방정식 내에서 특별한 물리적인 의미를 갖지 못한 채 증첩되고 있다.

이러한 고찰로부터, 본 연구에서는 난류구조에 대한 유선곡률의 영향을 명확히 반영하는 적절한 曲率修正 2-方程式모델을 개발하고자 한다. 이 연구에서 제안된 모델의 妥當性은 다음의 2次元 再循環流動에 대한 실험결과와 계산결과와의 비교를 통해서 입증될 것이다.

- (1) Moss 와 Baker⁽¹¹⁾에 의하여 脈動熱線 風速計로 측정된 두꺼운 垂直壁주위의 유동 ; (2) 레이저 도플러 速度計로 Fraser 와 Siddig⁽¹²⁾에 의해 측정된 얇은 垂直壁유동 ; (3) 脈動熱線 風速計로 Eaton⁽¹³⁾이 실험한 後面壁유동 ; (4) 脈動熱線 風速計로 Moss 와 Baker⁽¹¹⁾가 측정한 前面壁유동.

새로운 曲率修正 2-方程式모델은 2章에서 설명되고 있으며, 3章에는 境界條件과 數值計算 過程이 간단히 기술되어 있다. 그 뒤에 4章에는 계산결과와 실험치에 대한 비교검토가 설명되어 있고 마지막으로 5章에서는 본 연구에 대한 결론을 맺고 있다.

2. 支配方程式과 亂流모델

2.1 支配方程式

定常狀態의 난류유동에 대한 지배방정식은 直交座標 境界에서 다음과 같이 표현된다.

連續方程式

$$\frac{\partial \rho U}{\partial X} + \frac{\partial \rho V}{\partial Y} = 0 \tag{1}$$

運動量方程式

$$\frac{\partial \rho U^2}{\partial X} + \frac{\partial \rho UV}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{\partial}{\partial X} \left(2\mu \frac{\partial U}{\partial X} - \rho \bar{u}^2 \right)$$

$$+\frac{\partial}{\partial Y}\left\{\mu\left(\frac{\partial U}{\partial Y}+\frac{\partial V}{\partial X}-\rho\bar{uv}\right)\right\} \quad (2a)$$

$$\frac{\partial \rho UV}{\partial X}+\frac{\partial \rho V^2}{\partial Y}=-\frac{\partial P}{\partial Y}+\frac{\partial}{\partial Y}\left(2\mu\frac{\partial V}{\partial Y}-\rho\bar{v}^2\right)$$

$$+\frac{\partial}{\partial X}\left\{\mu\left(\frac{\partial U}{\partial Y}+\frac{\partial V}{\partial X}\right)-\rho\bar{uv}\right\} \quad (2b)$$

여기서 U, V 와 u, v 는 각각 평균속도 성분과 瞬間速度 성분을 의미하며 p 는 압력을 ρ 와 μ 는 유체의 密度와 粘性係數를 각각 나타낸다.

式 (2a)와 (2b)의 레이놀즈應力은 일반적으로 부시네스크의 渦粘性가정을 사용하여 다음과 같이 모델링된다.

$$-\bar{u}^2=2\nu_t\frac{\partial U}{\partial X}-\frac{2}{3}k \quad (3a)$$

$$-\bar{uv}=\nu_t\left(\frac{\partial U}{\partial Y}+\frac{\partial V}{\partial X}\right) \quad (3b)$$

$$-\bar{v}^2=2\nu_t\frac{\partial V}{\partial Y}-\frac{2}{3}k \quad (3c)$$

2-방정식모델은 亂流渦粘性係數 ν_t 를 $\nu_t=C_\mu k^2/\varepsilon$ 으로 정의하며, 여기서 k 와 ε 은 다음과 같은 傳達方程式의 解를 구함으로써 얻어진다.

$$\frac{Dk}{Dt}=-\frac{\partial}{\partial X_i}\left\{u_i\left(\frac{u_i u_i}{2}+\frac{p}{\rho}\right)\right\}+p_k-\varepsilon \quad (4)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt}=-\frac{\partial}{\partial X_i}\left(\varepsilon' u_i\right)+C_{\varepsilon 1}\frac{\varepsilon}{k}p_k-C_{\varepsilon 2}\frac{\varepsilon^2}{k} \quad (5)$$

$$\text{여기서 } p_k=-\left[\bar{u}^2\frac{\partial U}{\partial X}+\bar{v}^2\frac{\partial V}{\partial Y}+\bar{uv}\left(\frac{\partial U}{\partial Y}+\frac{\partial V}{\partial X}\right)\right]$$

모델常數 $C_\mu, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}$ 은 일반적으로 0.09, 1.43, 1.92로 각각 사용된다.

2.2 3次傳達項과 運動에너지減殺率 常數에 대한 曲率修正모델

式 (4)와 (5)의 우측 첫째항인 3次傳達項의 전형적인 모델형태는 單純勾配擴散모델이다. 이 모델은 3次傳達의 時間基準值를 유선곡률과는 무관한 速度時間基準值 $\tau_v=k/\varepsilon$ 만으로 가정하고 있다. 그러나 3次傳達項은 速度時間基準值와는 다른 곡률에 관계된 時間基準值를 가져야 한다는 것이 이미 밝혀져 있다. 본 연구에서는 流線曲率의 효과가 고려된 3次相關關係모델을 曲率時間基準值 τ_c 로써 모델링하고자 한다.

浮力效果가 3次擴散傳達過程에 미치는 영향은 流線曲率에 이에 미치는 영향과 유사하기 때문에 浮力傳達過程에 대한 Lumley⁽¹⁴⁾등의 이론적인 연구를 추적하는 것이 도움이 된다. 그들은 3次스칼라傳達項의 모델에 速度時間 基準值뿐만 아니라 $\tau_v=3\varepsilon_0/(N^2\bar{\theta}^2)$ 으로

표현되는 浮力弛緩時間基準值도 사용할 것을 제안하였다. 여기서 $\bar{\theta}^2$ 는 平均自乘溫度變換이며 ε_0 는 $\bar{\theta}^2$ 의 減殺率이고 N 은 成層化된 境界층내의 유체입자가 상하로 진동하는 Brunt-Väisälä 振動數를 나타낸다. 이와 유사하게 유선곡률에 의한 적절한 弛緩時間基準值는 $\tau_c=\varepsilon/(N_c^2k)$ 로 표현할 수 있다. 여기서 N_c 는 流線曲率半徑 R 인 유동장 내의 유체입자가 반경방향으로 움직이는 振動數로서 $N_c=[2U_i/R(U_i/R+\partial U_i/\partial n)]^{1/2}$ 로써 표현된다⁽¹⁵⁾. 速度時間基準值 τ_v 와 流線曲率 弛緩時間基準值 τ_c 로써 표현되는 3次傳達項의 새로운 時間基準值는 Lumley⁽¹⁴⁾등의 방법을 따라서 다음과 같은 幾何平均의 형태로 나타낸다.

$$T_3=\tau_v/(1+\alpha\tau_v/\tau_c) \quad (6)$$

여기서 α 는 실험데이터와의 비교로써 결정되는 모델상수이다.

3次傳達項에 대한 최종모델형태는 다음과 같이 표현된다.

$$-u_i\left(\frac{u_i u_i}{2}+\frac{p}{\rho}\right)=\frac{C_\mu}{\sigma_k}\left(\frac{1}{1+\alpha\tau_v/\tau_c}\right)\frac{k^2}{\varepsilon}\frac{\partial k}{\partial X_i} \quad (7)$$

$$-\varepsilon' u_i=\frac{C_\nu}{\sigma_\varepsilon}\left(\frac{1}{1+\alpha\tau_v/\tau_c}\right)\frac{k^2}{\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial X_i} \quad (8)$$

모델상수 α 를 결정하기 위해서 金兪天과 鄭明均⁽¹⁶⁾의 垂直壁유동에 대한 3次相關關係 $u_i u_i u_i/2$ 에 대한 실험데이터를 모델방정식 (7)에 의한 예측결과와 비교하였다. Fig. 1에서 $X/H=4.5$ 와 10.0 은 재순환 영역이며 $X/H=14.5$ 인 위치는 재부착영역이며 $X/H=20.5$ 는 재발전영역 내에 위치한다. 점선은 速度時間基準值를 사용한 單純勾配擴散모델의 예측결과이며 실선은 式 (7)로써 표현된 曲率修正 3次相關關係모델의 예측결과이다. 실험결과와 가장 유사한 예측결과를 나타내는 모델상수 α 는 0.12로 결정하였다. 실험결과와 모델제안과정에 대한 자세한 내용은 Chung 등⁽¹⁷⁾에 언급되어 있다.

Bradshaw 등⁽⁴⁾의 최근 실험결과, 불룩한 유선곡률을 형성하는 유동장 내에서 길이基準值가 현저하게 줄어드는 현상이 발견되었다. 길이基準值의 減少는 실질적으로 난류운동에너지가 빠르게 소멸됨을 의미한다. 따라서 ε -방정식 속의 消滅項의 減殺率常數 $C_{\varepsilon 2}$ 는 曲率時間基準值의 함수로써 모델링되어야 한다. 流線曲率在 亂流運動에너지 減殺率에 미치는 영향을 가장 잘 표현할 수 있는 모델형태는 다음과 같이 제안될 수 있다.

$$C_{\varepsilon 2}'=C_{\varepsilon 2}/(1+\beta\tau_v/\tau_c) \quad (9)$$

여기서 모델常數 β 는 計算最適值인 $\beta=0.5$ 로 결정하였다. 速度時間基準值와 流線曲率弛緩時間基準值의 比

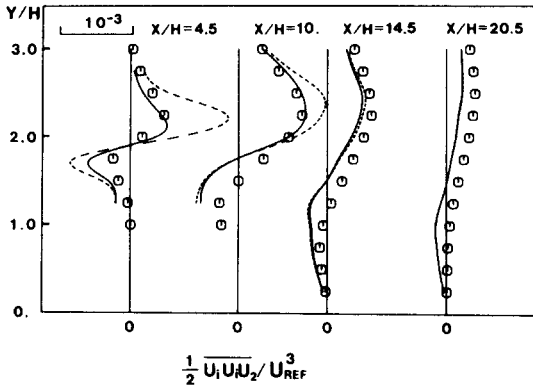


Fig. 1 Comparison of third-order correlations(\circ , Experimental data of K.C. Kim⁽¹⁶⁾; —, present model; ---, simple gradient diffusion model)

τ_v/τ_c 는 流線曲率의 方向에 따라 陽과 陰의 값을 갖는다. 만일 유선곡률이 불복하여 안정된 유동장을 형성한다면 C_{22}' 의 값은 감소하여서 ε 을 증가시키게 되며 그 결과 난류운동에너지는 감소한다. 오목한 유선곡률의 경우는 앞서와 반대되는 결과를 나타내는데 이것은 物理的인 現象과도 일치하는 것이다. 특별히 불안정한 유선곡률은 안정된 유선곡률보다 크게 반영된다($-\frac{1}{\beta} < \tau_v/\tau_c < 0$ 인 구간에서 C_{22} 의 변화폭은 $\tau_v/\tau_c > 0$ 인 구간에서 보다 크다). 이것은 오목한 유선곡률로 인하여 발생하는 不安定유동의 유선곡률에 대한 反應時間이 安定된 유동보다 늦고 난류구조에 미치는 영향도 더욱 크다는 앞서의 실험적 考察을 잘 반영하고 있다.

3. 境界條件 및 計算過程

Fig. 2는 본 研究에서 다루어진 네 가지 서로 다른 再循環流動을 나타내고 있다. 境界條件에 관련된 變數들의 위치는 그림 속에 표시하였다. 入口境界는 入口流動이 돌출물체의 存在를 감지하지 못할만큼 돌출물체로부터 충분히 상류에 위치하도록 하였으며 出口境界 또한 재부착점으로부터 상당한 간격을 두어서 유동이 충분히 재발전되도록 하였다. 上下境界面은 風洞의 벽면과 일치시켰다. 각각의 유동에 대한 計算領域의 크기와 入口條件을 Table 1에 圖示하였다.

벽면에 평행한 平均流速에는 停止境界條件을 附加하였으며 모든 未知變數의 出口境界面에 수직인 방향의 勾配値는 零이 되도록 설정하였다. 入口境界面의 流動方向 平均速度는 실험조건과 일치하게 하였으며 난류운동에너지 k 와 그 減殺率 ε 의 入口條件은 $k_{in} = aU_{in}^2$

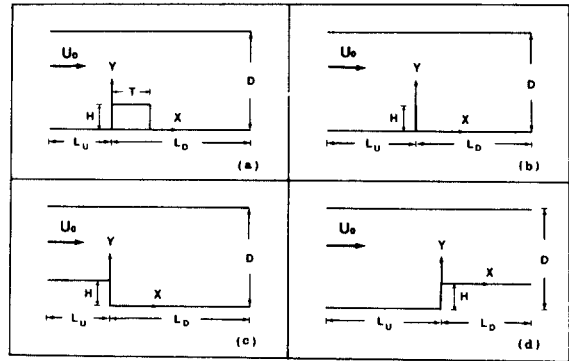


Fig. 2 Schematics of various two-dimensional recirculating flows; (a) thick fence flow, (b) thin fence flow, (c) backward-facing step flow, (d) front-facing step flow

Table 1 Geomtric dimensions and inlet conditions (δ , inlet boundary layer thickness; U_0 , reference inlet velocities; $\sqrt{u^2}/U_0$, turbulent intensity of the inlet flow; B.F.S., backward-facing step flow; F.F.S., front-facing step flow)

Parameters	Thick fence ⁽¹¹⁾	Thin fence ⁽¹²⁾	B.F.S. ⁽¹³⁾	F.F.S. ⁽¹¹⁾
$H(m)$	0.076	0.03	0.051	0.076
$D(m)$	$11H$	$6.67H$	0.127	$11H$
$T(m)$	$2H$	$\ll 1$	—	—
$Lu(m)$	$10H$	$10H$	$5H$	$12H$
$Ld(m)$	$28H$	$32H$	$33H$	$30H$
$\delta(m)$	0.	$0.667H$	0.012	$0.1H$
$U_0(m/sec)$	10.0	3.7	11.65	10.0
$\sqrt{u^2}/U_0(\%)$	0.6	1.0	—	0.6

와 $\varepsilon_{in} = k^{3/2}c_p^{3/4}/(C_\mu\delta)$ 로 각각 나타내었다. 여기서 a 는 실험조건으로부터 결정되는 값이며 δ 는 境界層의 두께를 나타낸다. 壁面近方에는 剪斷應力을 일정하게 보는 Couette 流動假定을 設定하였으며 이에 따른 對數法測에 근거한 基準壁面函數를 壁面粗度나 流動方向 壓力勾配의 존재를 무시한 채로 平均流速과 k 와 ε 에 적용하였다.

數值計算 결과에 영향을 주지않는 정도의 適正格子點의 수를 결정하기 위하여 각각의 시험유동을 3가지 서로 다른 格子界(44×37 , 50×42 , 65×50)를 사용해서 豫算하였다. Fig. 3에 표시한 유동방향 平均速度分布로부터 X 와 Y 方向으로 50×42 의 格子界가 가장 適切한 크기임을 발견하였다. 또한 동일한 수의 格子點을 사용할지라도 格子點分布에 따라서 計算결과가 달

라지는 것을 발견하였다. 두꺼운 수직벽유동의 경우 수직벽을 差分하는 格子點의 增減에 따른 영향을 검토한 결과 Fig. 4 와 같은 격자제가 가장 좋은 예측결과를 나타내었다.

본 연구에서는 CHAMPION-코오드⁽¹⁸⁾를 根幹으로 하여 연구를 수행하였으며 遍差分法은 skew-upwind 방식⁽¹⁹⁾을 사용하여 數值擴散誤差를 줄이려고 노력하였다.

計算領域내의 初期値는 數值發散이 일어나지 않도록 적절한 값을 지정할 필요가 있다. 이러한 數值方法은 유동장이 安定되지 않은 상태에서 流線曲率 修正모형을 적용하거나 高次 差分法을 계산초기부터 적용할 경우에 발생한다. 이 問題點은 최초로 標準 2-方程式모형과 upwind 遍差分法으로 유동이 安定될 때까지 計算을 수행하다가 (200 회 반복계산) 그 이후 曲率修正모형과 skew-upwind 遍差分法으로 전환함으로써 해결할 수 있다.

계산시간은 50×42 格子界를 사용할 경우 一回演算에 IBM 370 컴퓨터로 8.6 초가 소요되었다. 計算終了條件

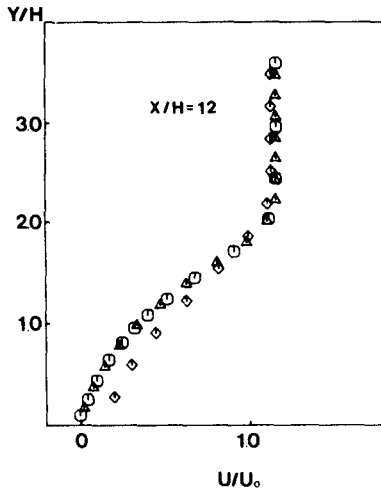


Fig. 3 Grid dependency of skew-upwind scheme with curvature correction 2-equation model for thick fence flow(△, 65×50 ; ○, 50×42 ; ◇, 44×37)

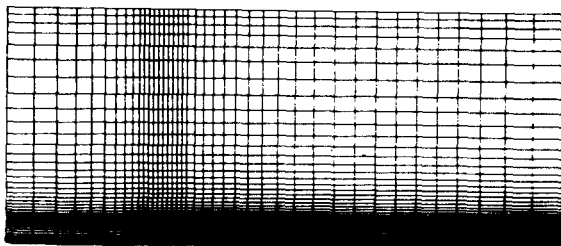


Fig. 4 Grid system of the thick fence problem

은 一定變數에 대한 剩餘誤差의 總合이 入口境界에 流入되는 一定變數값의 1%미만이 될 때를 기준으로 하였으며 이러한 조건은 대략 800 회 이상의 反復演算을 수행하여야 만족될 수 있었다.

4. 計算結果 및 檢討

4.1 두꺼운 垂直壁流動

이 章에서는 먼저 Moss 와 Baker⁽¹¹⁾에 의하여 측정된 두꺼운 수직벽유동에 대한 실험결과를 본 研究에서 제안된 새로운 모형과 Leschziner 와 Rodi⁽⁸⁾의 모형(이후 LRM로 命名함)로써 예측한 결과와 비교하였다. LRM으로 계산된 재부착길이는 8.3H로서 실험결과보다 17%정도 작게 예측되었다. 그러나 우리의 모형은 0.3%誤差라고 하는 매우 정확한 재부착길이를 예측하고 있다.

Fig. 5는 유동방향 평균속도분포를 나타낸다. $X/H = -2$ 의 위치는 垂直壁의 上流에 속하며 垂直壁은 $0 < X/H < 2$ 에 위치한다. (Fig. 2(a)참조) $X/H=6$ 과 $X/H=9$ 는 再循環領域내부에 위치하며 $X/H > 12$ 는 再發展領域이다. 우리의 모형과(실선) LRM은(점선) 모두가 垂直壁 上段에서 평균유속을 실험치보다 크게 예측하고 있지만 垂直壁의 끝부분에서 우리의 모형은 LRM보다 좋은 예측결과를 보이고 있다. 뿐만아니라 再循環領域내에서 우리의 모형은 현저히 개선된 예측결과를 나타내지만 LRM은 垂直方向의 運動量傳達를 실험치보다 誇張되게 예측하고 있다. 재발전영역의 흐름방향 運動量은 LRM의 경우에는 충분하지 못한 반면 우리의 모형은 충분하고도 빠른 運動量회복을 가능하게 하고 있다.

이상의 결과는 우리의 모형이 계산결과와 “地域特性” Y/H

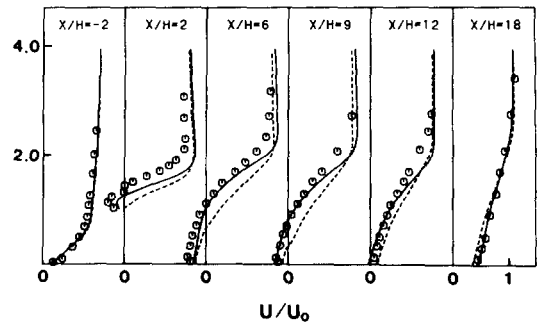


Fig. 5 Comparison of model predictions with the streamwise mean velocity profiles of a thick fence flow(○, Moss and Baker(Ref. 11); —, present model; ---, LRM)

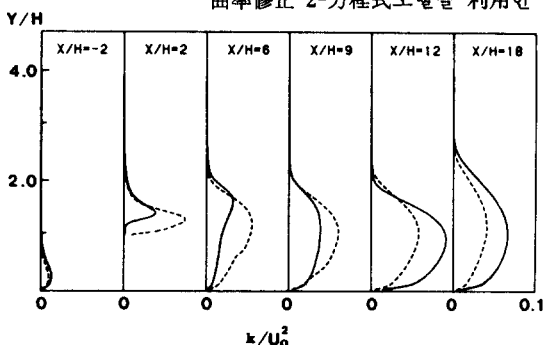


Fig. 6 Comparison of model predictions on the turbulent kinetic energy profiles. Key as for Fig 5

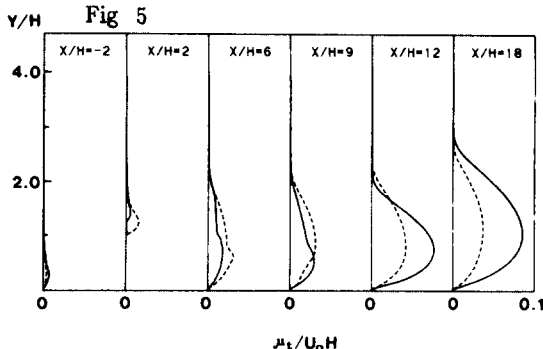


Fig. 7 Turbulent eddy viscosity profiles(—, present model, ---, LRM)

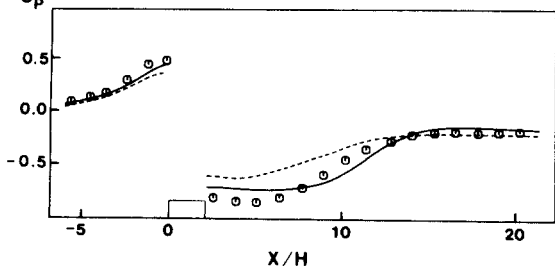


Fig. 8 Comparison of model predictions with the wall static pressure coefficient data of a thick fence flow. Key as for Fig. 5

을 완전히 排除하였다는 사실을 의미한다. 이러한 數值計算結果의 개선이유는 주로 유선곡률의 凹凸에 따른 길이基準值의 再調整이 우리의 모델에서 가능하였기 때문이라고 여겨진다. 즉, 재순환영역 上段에 위치한 剝離된 自由剪斷流에서는 분류하 流線曲率의 영향으로 난류운동에너지 減殺率이 증가하여서 길이基準值가 감소하는 반면, 再發展領域에서는 오히려 流線曲率의 영향으로 前者와는 반대의 결과를 나타내어 길이基準值는 增加하게 된다.

以上的 考察은 Fig. 6에 나타난 亂流運動에너지 分布圖에서 확인될 수 있다. 우리의 모델은 再循環領域

내부에서 亂流搖動을 억제하는 반면, 再附着點 以後로는 LRM 보다 난류운동에너지를 크게 예측함으로써 再發展領域에서의 빠른 運動量回復을 가능하게 한다. 이러한 現象을 보다 구체적으로 설명하기 위하여 Fig. 7에 亂流渦粘性係數 分布를 나타내었다. 亂流渦粘性係數는 2-방정식모델에서 運動量擴散을 직접적으로 결정하는 因子이므로 우리의 모델이 再循環流動場 안에서 LRM 보다 작은 亂流渦粘性係數를 예측하고 再發展領域에서 큰 값을 예측하는 것은 運動量擴散傳達에 대한 Fig. 5의 결과를 분명하게 설명하는 것이다.

Fig. 8에는 계산된 壁面靜壓係數의 分布를 실험결과와 비교하였다. 垂直壁의 上流에서는 두 가지 모델이 모두 실험결과와 잘 일치하지만 垂直壁 下流에서는 우리의 모델이 LRM 보다 매우 改善된 예측결과를 보이고 있다.

4.2 얇은 垂直壁流動

얇은 수직벽유동에 대한 數值計算結果는 Fraser and Siddig⁽¹²⁾의 실험결과와 비교하였다. LRM로 계산된 再附着길이는 실험치 11.2H 보다 6.3% 정도 작게 예측되었으며 우리의 모델은 8.0% 정도 크게 예측된 결과를 보였다.

Fig. 9는 유동방향 平均流速分布를 나타낸다. 수직벽은 X/H=0인 곳에 위치한다. 얇은 수직벽유동은 두꺼운 수직벽유동보다는 비교적 단순한 유동이기 때문에 계산결과와 실험데이터 사이의 커다란 차이는 발견할 수 없다. 그러나 再發展領域(X/H=20.7)에서는 우리의 모델이 LRM 보다 改善된 運動量回復을 보여주고 있다.

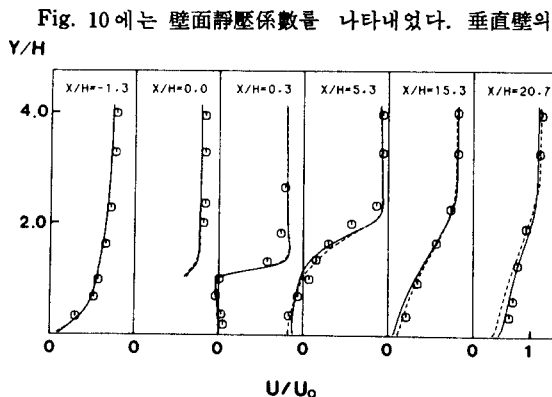


Fig. 9 Comparison of model predictions with the streamwise mean velocity profiles of a thin fence flow(\circ , Fraser and Siddig(Ref. 12); —, present model; ---, LRM)

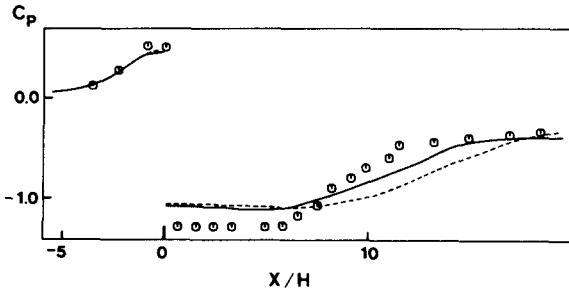


Fig. 10 Comparison of model predictions with the wall static pressure coefficient data of a thin fence flow. Key as for Fig. 9

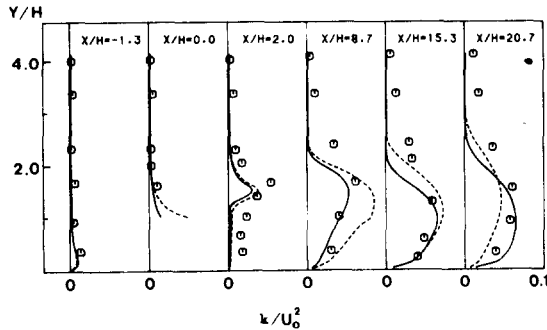


Fig. 11 Comparison of turbulent kinetic energy profiles. Key as for Fig. 9

上流에서는 두 모델 예측 결과가 모두 실험데이터와 잘 일치하고 있으나 下流에서는 새로운 모델이 LRM 보다 더욱 좋은 예측결과를 보여준다.

Fig. 11에는 亂流運動에너지 分布에 대한 예측결과를 실험데이터와 비교하였다. 우리의 모델이 대체로 LRM 보다 改善된 예측을 하고있으며 특별히 우리의 모델은 再循環領域에서 亂流搖動이 流線曲率에 의하여 억제되다가 再附着 以後 다시 증가하는 경향을 적절히 재현하고 있음을 알 수 있다.

4.3 後面壁流動

後面壁流動에 대한 數值計算은 Eaton⁽¹³⁾의 실험데이터와 비교검토했었다. 실험으로 측정된 再附着길이 7.95H 인 반면 LRM 으로 계산된 再附着길이는 6.34H 이며 우리의 모델은 실험치와 매우 近似한 8.03H 라는 再附着길이를 예측하고 있다.

流動方向 平均流速分布는 Fig. 12에 나타내었다. 각각의 위치는 後面壁上段(X/H=0)을 기준으로 하여 결정된 것이다. 전체적으로 우리의 모델이 LRM 보다 좋은 예측결과를 보이고 있으며, 특히 再循環領域내의

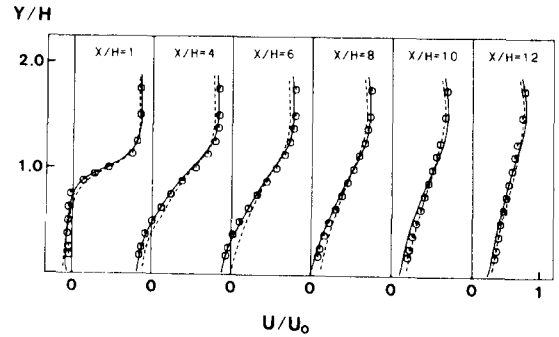


Fig. 12 Comparison of the streamwise mean velocity profiles of a backward-facing step flow (○, Eaton(Ref. 13); —, present model; ---, LRM)

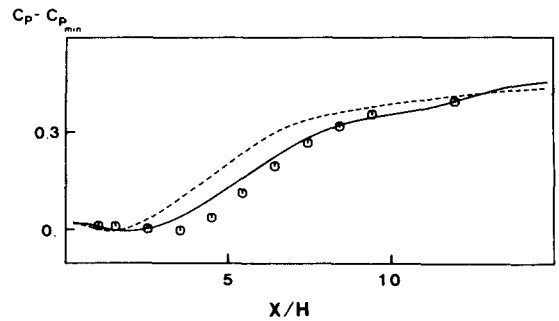


Fig. 13 Wall static pressure coefficient profiles of a backward-facing step flow. Key as for Fig. 12

X/H=4와 6인 곳에서는 실험결과와 매우 잘 일치하고 있다.

Fig. 13에는 壁面靜壓分布에 대한 계산결과와 실험데이터를 비교하였다. 이 경우에서도 앞서와 마찬가지로 우리의 모델이 LRM 보다 改善된 결과를 보이고 있다.

4.4 前面壁流動

前面壁上段에서의 平均流速分布를 Fig. 14에 나타내었다. X/H=0인 위치는 前面壁의 前段部이다. 再循環領域(1<X/H<5)내에서 우리의 모델은 LRM 보다 매우 훌륭한 예측결과를 나타낸다. 이러한 改善樣相은 再附着길이의 예측결과에서도 발견될 수 있는데, LRM 로 예측된 再附着길이가 실험결과보다 54%정도 작은 반면 우리의 모델은 5.32H로 실험결과보다 13%정도 크게 예측하고 있다.

앞서 살펴본 두꺼운 垂直壁流動의 경우와 같이 前面壁流動에 대하여 우리의 모델이 좋은 예측결과를 보이

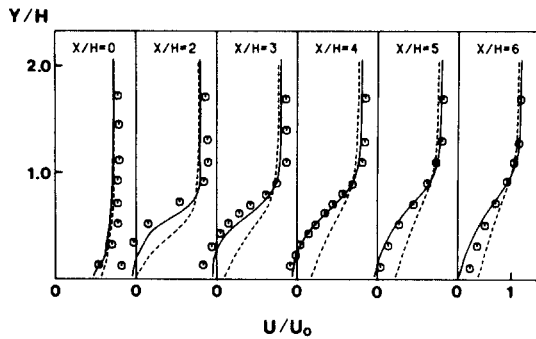


Fig. 14 Comparison of model predictions with the streamwise mean velocity profiles of a front-facing step flow (○, Moss and Baker (Ref. 11); —, present model; ---, LRM)

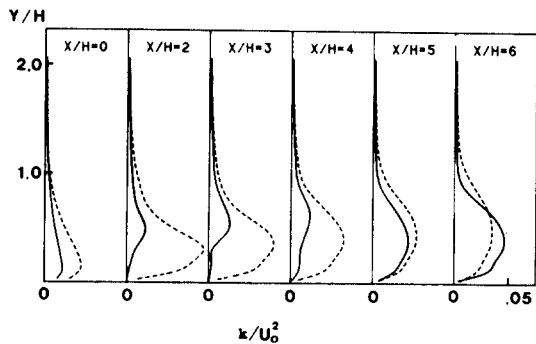


Fig. 15 Turbulent kinetic energy profiles of a front-facing step flow (—, present model; ---, LRM)

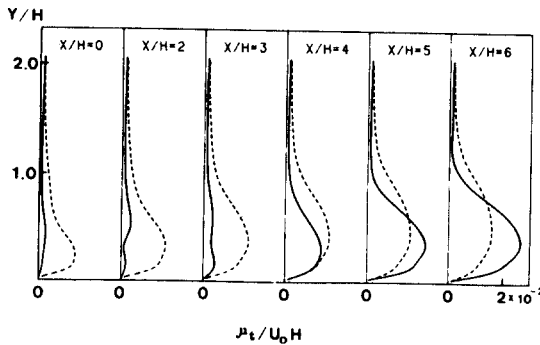


Fig. 16 Turbulent eddy viscosity profiles of a front-facing step flow. Key as for Fig. 15

는 이유를 Fig. 15의 亂流運動에너지와 Fig. 16의 亂流渦粘性係數 分布圖를 이용하여 설명할 수 있다. 특히 亂流渦粘性係數가 前面壁上段 再循環領域에서 현저히 감소하는 현상은 이 領域의 運動量擴散을 억제함으로써 再循環領域의 크기를 增大시키는 일에 큰 영향을 미친다. 亂流運動에너지와 그 減殺率의 空間的 擴散傳達을 결정하는 3次傳達項에 대한 우리의 모델에 측정

과를 Fig. 17과 Fig. 18에 나타내었다. Fig. 17은 亂流運動에너지의 垂直方向 擴散傳達項으로서 그림에서 보는 바와 같이 우리의 모델이 LRM에 비해 再循環領域내의 擴散傳達을 크게 억제하고 있다. 그러나 이러한 억제현상은 再附着點을 지나 流線曲率의 효과가 작아지면서 사라지며 오히려 X/H=6에서는 우리의 모델이 LRM보다 亂流運動에너지 擴散傳達을 활발하게 하고 있다. 이와 동일한 현상을 Fig. 18에 나타난 亂

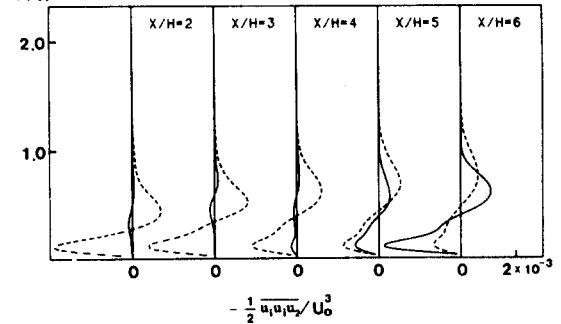


Fig. 17 Third-order correlation of $\overline{u_1 u_2 u_3}$ profiles. Key as for Fig. 15

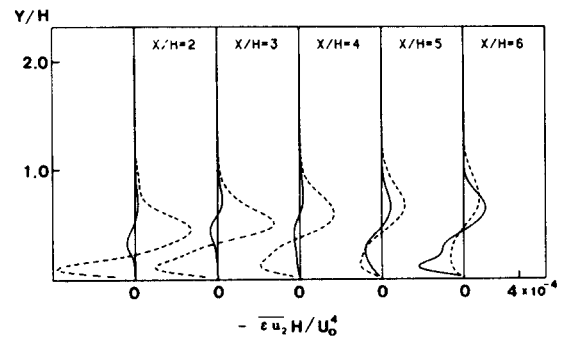


Fig. 18 Third-order correlation of $\overline{\epsilon' u_2}$ profiles. Key as for Fig. 15

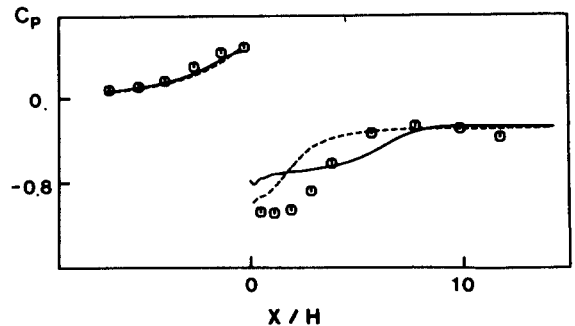


Fig. 19 Comparison of model predictions with the wall static pressure coefficient data of a front-facing step flow. Key as for Fig. 14

流運動에너지 減殺率에 대한 垂直方向 擴散傳達項에서도 발견할 수 있다.

Fig. 19는 前面壁上段部の 계산된 壁面靜壓係數와 실험결과를 비교하고 있다. 前面壁上流의 좋은 예측결과에 비해서 前面壁 下段의 예측결과는 두 모델이 모두 만족스럽지 못한 결과를 주고 있다. 以前の再循環流動에 대한 우리 모델의 예측결과를 고려해 볼 때 Fig. 19의 예측결과는 현재로서는 분명하게 설명될 수 없다.

5. 結 論

본 研究에서 제안된 새로운 曲率修正모델은 첫째, 亂流運動에너지와 그 減殺率方程式의 3次傳達項에 새로운 曲率修正 3次相關關係모델을 도입하는 것과 둘째, 減殺率方程式의 消滅項에 流線曲率에 의하여 亂流運動에너지 減殺率에 받는 영향이 포함되도록 수정하는 것으로 구성된다. 이 모델을 몇 가지 대표적인 再循環流動에 적용시켜본 결과 流動場의 위치에 관계없이 Leschziner와 Rodi⁽⁶⁾의 모델보다 좋은 예측결과를 얻을 수 있었다.

우리의 모델에측은 再循環領域과 再發展領域에서 모두 실험결과와 잘 일치하며 특별히 再循環領域에서 平均流速에 대한 LRM의 誇大豫測을 修正하면서도 再發展領域에서는 LRM보다 빠른 運動量回復을 보이고 있다. 이러한 改善樣相은 주로 流線曲率의 凹凸에 따른 길이 基準値의 再調整에 의하여 垂直方向 運動量擴散이 再循環領域에서는 억제되는 반면 再發展領域에서는 증대되기 때문이라고 思料된다.

壁面靜壓係數에 대한 새로운 모델의 예측결과 역시 여러 再循環流動에 대하여 LRM보다 卓越함을 발견하였다. 以上の 결과로부터 우리는 새로운 曲率修正 亂流모델이 以前 모델들이 지녔던 地域特性이라는 限碍을 극복하였다고 결론 지을 수 있다.

參 考 文 獻

- (1) M.M. Sindir, 1982, "Effects of Expansion Ratio on the Calculation of Parallel-Walled Backward-Facing step Flow: Comparison of Four Models of Turbulence", ph.D. thesis, University of California
- (2) R.S. Amano, P. Goel, 1985, "Computations of Turbulent Flow beyond Backward-Facing Steps Using Reynolds-Stress Closures", AIAA Journal, Vol. 23, pp.1356~1361.
- (3) A.J. Smits, S.T.B. Young, and P. Bradshaw, 1976, "The Effects of Short Regions of High Surface Curvature on Turbulent Boundary Layers", J. Fluid Mech., Vol. 73, pp.9~32.
- (4) P.H. Hoffman, K.C. Muck, and P. Bradshaw, 1985, "The Effect of Concave Surface Curvature on Turbulent Boundary Layers", J. Fluid Mech., Vol. 161, pp.371~403.
- (5) I.P. Castro, P. Bradshaw, 1976, "The Turbulence Structure of a Highly Curved Mixing Layer", J. Fluid Mech., Vol. 73, pp.265~304.
- (6) F. Durst, A.K. Rastogi, 1980, "Turbulent Flow over 2D-Fences", Turbulent Shear Flows, Vol. 2, Springer Verlag.
- (7) J. Militzer, W.B. Nicoll, and J.A. Alpay, 1977, "Some Observations on the Numerical Calculation of the Recirculation region of Twin Parallel Symmetric Jet Flow", Proc. Symp., on Turbulent Shear Flows, Pennsylvania State University, pp. 18.11~18.18.
- (8) M.A. Leschziner, W. Rodi, 1981, "Calculation of Annular and Twin Parallel Jets Using Various Discretization Schemes and Turbulence Model Variations", J. Fluids Eng., Vol. 103, pp.352~360.
- (9) R.W. Benodekar, A.J.H. Goddard, A.D. Gosman, and R.I. Issa, 1985, "Numerical Prediction of Turbulent Flow over Surface-Mounted Ribs", AIAA Journal, Vol. 23, pp.359~366.
- (10) A.M. Gooray, C.B. Watkins, and W. Aung, 1985, "Improvements to the $k-\epsilon$ Model for Calculations of Turbulent Recirculating Flow", Turbulent Shear Flows, Vol. 5, pp.18.26~18.31.
- (11) M.D. Moss, S. Baker, 1980, "Recirculating Flows Associated with Two-Dimensional Steps", Aeronautical Quart., pp.151~172.
- (12) M. Fraser, M.H. Siddig, 1980, "Turbulent Flow over a Plane Normal Wall", J. Mech., Eng., Science, Vol. 22, pp.207~211.
- (13) J.K. Eaton, 1980, "Turbulent Flow Reattachment: An Experimental Study on the Flow and Structure behind a Backward-Facing Step", ph. D. thesis, Stanford University.
- (14) J.L. Lumley, O. Zeman, and J. Siess, 1978,

- "The Influence of Buoyancy on Turbulent Transport", J. Fluid Mech., Vol. 84, pp. 581~597.
- (15) P. Bradshaw, 1969, "The Analogy between Streamline Curvature and Buoyancy in Turbulent Shear Flow", J. Fluid Mech., Vol. 36, pp. 177~191.
- (16) 金昞天, 鄭明均, 1985, "2次元 垂直壁을 지나는 再附着 剝離 剪斷層의 亂流構造에 관한 研究(I)", 대한기계학회논문집, 제 9권, 제 4호, pp. 403~413.
- (17) M.K. Chung, S.W. Park, and K.C. Kim, 1987, "Curvature Effect on Third-Order Velocity Correlations and Its Model Representation", Physics of Fluids, Vol. 30(30), pp. 626~628.
- (18) W.M. Pun, D. B. Spalding, 1976, "A General Computer Program for Two-Dimensional Elliptic Flows", Report on HTS, Imperial College.
- (19) G.D. Raithby, 1976, "A Critical Evaluation of Upstream Differencing Applied to Problems Involving Fluid Flow", Comp. Meth. Appl. Mech. & Eng., Vol. 9, pp. 153~169.