

## 언덕지형을 지나는 유동의 수치해석적 연구 Numerical Study on the Wind Flow Over Hilly Terrain

김 현 구 · 이 정 목 · 경 남 호<sup>1)</sup>

포항공과대학교 기계공학과

<sup>1)</sup>한국 에너지기술연구소

(1996년 10월 6일 접수, 1997년 1월 7일 채택)

Hyun Goo Kim, Choung Mook Lee, Nam Ho Kyong<sup>1)</sup>

*Department of Mechanical Engineering, Pohang University of Science & Technology*

<sup>1)</sup>*Korea Institute of Energy Research*

(Received 6 October 1996; accepted 7 January 1997)

### Abstract

A theoretical and numerical investigation on the boundary-layer flow over a two- or three-dimensional hill is presented. The numerical model is based on the finite volume method with boundary-fitted coordinates. The  $k-\epsilon$  turbulence model with modified wall function and the low-Reynolds-number model are employed. The hypothesis of Reynolds number independency for the atmospheric boundary-layer flow over aerodynamically rough terrain is confirmed by the numerical simulation. Comparisons of the mean velocity profiles and surface pressure distributions between the numerical predictions and the wind-tunnel experiments on the flow over a hill show good agreement. The linear theory provides generally good prediction of speed-up characteristics for the gentle-sloped hills. The flow separation occurs in the hill slope of 0.5 and the measured reattachment points are compared with the numerical prediction. It is found that the  $k-\epsilon$  turbulence model is reasonably accurate in predicting the attached flow, while the low-Reynolds-number model is more suitable to simulate the separated flows.

**Key words** : atmospheric boundary layer, flow separation, hilly terrain,  $k-\epsilon$  turbulence model, low-Reynolds-number model

### 1. 서 론

복잡한 지형을 지나는 대기유동장의 예측은 풍환경에 관련된 여러 공학분야에 중요한 기초자료를 제공한다. 실제로 매연을 배출하는 공장이나 풍환경에 민감한 공항, 풍력발전소, 기상관측소 등의 부지선정에 있어서 국

지 유동특성의 정확한 파악이 요구된다는 점을 들 수 있다.

지표면 근처에서의 대기유동은 지형에 의하여 유동박리, 유선방향의 변경 및 절단 등의 복잡한 변형을 일으키므로 이러한 국지 유동장의 변화를 충분히 고려하지 않는 일반적인 Gaussian Plume Model에 의한 대기오염의 확산예측에는 수용하기 어려운 오차가 발생할 수

있다(김영성과 경남호, 1995). 따라서 올바른 풍환경 평가를 위해서는 국지 유동장의 정확한 이해가 필수적이다. 이와 관련한 기초연구는 지난 수십년간 이루어져 오고 있는데, 이들 대부분의 연구가 중립대기 상태에서의 단순한 지형을 지나는 유동장 연구에 국한되어 있다. 이는 단순형태의 언덕이라 할지라도 접근유동의 유속분포 또는 난류특성, 열성층 조건에 따라 매우 다양한 유동상태가 발생할 수 있으므로 실제 복잡지형에서의 유동예측을 위해서는 지형의 기본 구성요소인 단순한 형태의 산과 계곡을 지나는 유동현상에 대한 정확한 실험에 의한 측정자료와 예측기법의 개발이 요구되고 있기 때문이다.

언덕지형을 지나는 대기유동장에 관한 선행연구를 살펴보면 Jackson과 Hunt (1975), Mason과 King (1985) 등의 이론적인 연구와 Mason (1986), Walmesley와 Taylor (1996) 등의 현장 실측연구, Britter *et al.* (1981), Gong과 Ibbetson (1989) 그리고 Almeida *et al.* (1993) 등의 풍동실험이 있다. 그런데 현장에서의 실측은 막대한 경비와 실험상의 난점 때문에 제한적으로 수행되었으며, 대부분의 실험적 연구는 축소모형을 사용한 풍동실험이다. 이론모델은 완만하고 낮은 언덕에서 유동박리가 일어나지 않는 경우에 한하여 적용 가능하지만 풍동실험이나 수치해석에 비하여 간단하고 신속한 예측이 가능하다는 장점이 있다.

주목할 것은 1990년대 들어 기계·항공공학 분야의 유동해석에 사용되고 있는 난류유동 수치해석법이 대기유동 문제의 해석에 적용되기 시작하고 있다는 점이다. 이러한 수치해석적 연구로는 Paterson과 Holmes (1993), Ferreira *et al.* (1995) 등의 2차원 해석과 Coelho와 Pereira (1992), Glekas와 Bergeles (1994) 등의 3차원 해석을 들 수 있다. 그런데 지금까지 대기유동의 수치해석에 사용되어 온 대부분의 기상모델은 정수력학(hydrostatic) 중규모(mesoscale) 모델이며, 이러한 모델로는 국지지형의 상세한 표현에 제약이 따를 뿐 아니라 지형의 영향으로 박리유동 등이 수반되는 경

우 해석의 타당성을 확보하기 어렵다. 따라서 국지유동장의 정확한 예측을 위해서는 경계면 일치 좌표계(boundary-fitted coordinate system)를 도입하여 국지지형을 상세히 모사하고, 유동장, 동압력장(dynamic pressure field) 및 난류유동의 영향을 모두 고려하는 수치해석법이 적합하다고 판단된다. 또는 중규모 모델로 예측한 대기유동장 결과를 경계조건으로 하여 국지유동장의 세부해석에 본 연구를 통하여 개발된 수치해석법을 사용할 수 있을 것이다.

본 연구에서는 중립대기 하에서 2차원 및 3차원 언덕지형을 지나는 대기유동에 대한 임희창 등(1996)의 풍동실험과의 비교를 위하여 동일한 언덕지형 및 유동조건 하에서 이론해석 및 수치해석을 수행하였으며, 이를 통하여 복잡지형을 지나는 대기유동장 예측을 위해 경계면 일치 좌표계를 도입한 수치모델의 타당성을 검증하고자 한다.

## 2. 이론해석법

언덕지형에 의한 유속증가(speed-up)의 개략도를 그림 1에 나타내었다. 언덕의 형태를 나타내는 기하학적 변수로는 언덕높이  $H$  그리고 언덕 상반부의 높이가  $H/2$ 인 지점으로부터 언덕 정상까지의 수평거리  $L_1$ 이며, 언덕의 평균기울기는  $s \equiv H/(2L_1)$ 로 정의된다.

Jackson과 Hunt (1975)는  $H/L_1 \ll 1$ 인 완만한 언덕을 지나는 대기유동을 외부층(outer layer)과 내부층(inner layer)으로 나누어 이론해석을 하였다. 외부층은 언덕의 존재에 의한 압력섭동(pressure perturbation)에 의해 유속섭동(velocity perturbation)이 발생하는 비점성(inviscid) 포텐셜(potential) 유동영역으로 가정되며, 내부층은 지표면으로부터 두께  $l$ 의 얇은 층으로서 평균유동이 전단응력의 변화에 크게 영향을 받는 영역이다. Mason과 King (1985)은 Jackson과 Hunt (1975)의 2차원 이론해석을 3차원으로 확장하였

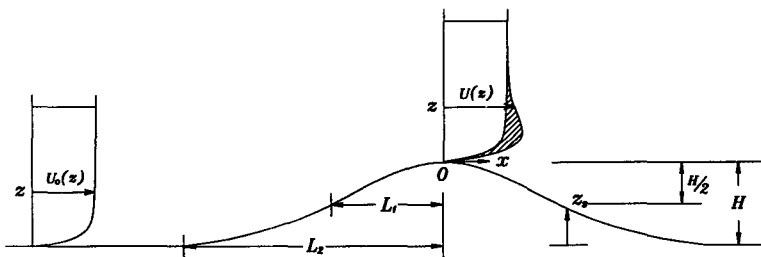


Fig. 1. Schematic diagram of the wind flow over a hill.

으며 내부층과 외부층의 경계면에서 유속의 연속조건을 부과하였다.

비압축성 유동영역인 외부층에서의 선형 지배방정식은 다음과 같다(Jackson and Hunt, 1975).

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\Delta u_o)}{\partial(x/L_1)} &= -\frac{\partial(\Delta p_o)}{\partial(x/L_1)}, \\ \frac{\partial(\Delta w_o)}{\partial(x/L_1)} &= -\frac{\partial(\Delta p_o)}{\partial(z/L_1)}, \quad \nabla^2(\Delta p_o) = 0 \end{aligned} \quad (1)$$

내부층에서는

$$\frac{\partial(\Delta u_i)}{\partial(x/L_1)} + \frac{\partial(\Delta p_o(z=0))}{\partial(x/L_1)} - \frac{\partial}{\partial(x/L_1)} \left\{ \frac{z}{l} \frac{\partial(\Delta u_i)}{\partial(z/l)} \right\} = 0 \quad (2)$$

여기서  $(\Delta u, \Delta w)$ 는  $(x, z)$  방향 유속섭동,  $\Delta p$ 는 동압섭동이며, 아래첨자  $o$ 와  $i$ 는 각각 외부층과 내부층을 의미한다.

위의 포텐셜 방정식은 Fourier 변환을 이용하여 해를 구할 수 있다. 즉,

$$\begin{aligned} F\{\Delta p_o\} &= -|\bar{k}| F\{f(x, y)\} \exp\left(-\bar{k} \frac{z}{L_1}\right) \\ F\{\Delta u_i\} &= |\bar{k}| F\{f(x, y)\} \left\{ 1 - \frac{K_o(2\sqrt{i\bar{k}z/l})}{K_o(2\sqrt{i\bar{k}z_o/l})} \right\} \end{aligned} \quad (3)$$

여기서  $F\{\}$ 는 Fourier 변환을 의미하며,  $K_o$ 는 0차 수정 Bessel 함수이다. 외부층에서의 유속섭동은 압력섭동의 해로부터 구할 수 있다. 여기서 표기법을 주의하여야 하는데,  $(x, y)$ 는 2차원 수평면에서 각각 유동방향과 그 직각방향의 좌표를 나타내며,  $z$ 는 지표면에서부터 시작되는 수직좌표이다. 본 연구에서는 기준점을 언덕정상으로부터 택하였으므로 이곳에서는  $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ 이다.

위 식에서  $f(x, y)$ 는 지표고도를 나타내는 형상함수이며 본 연구에서는 임희창 등(1996)의 실험에서 사용한 언덕모형과 동일한 형상에 대하여 수치해석을 수행하였다. 이후 언덕에 대한 명칭 및 표기법은 임희창 등(1996)을 따르기로 한다. 형상함수는 2차원 및 3차원 축대칭(axisymmetric) 언덕에 대하여 다음과 같이 수학적으로 표현된다.

$$f(r) = \frac{H}{2} \left\{ 1 + \cos\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{r}{L_1}\right) \right\} \begin{cases} r = |x| & \text{for } 2D \\ r = \sqrt{x^2 + y^2} & \text{for } 3D \end{cases} \quad (4)$$

단,  $r \geq L_2$ 에서는  $f(r) = 0$ 이다.

### 3. 수치해석법

#### 3.1 지배방정식과 난류모델

대기유동을 점성 비압축성(incompressible) 난류유동으로 가정하면 대기유동의 지배방정식은 Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) 방정식이고, 다음과 같이 벡터형태로 표현할 수 있다.

$$E_x + F_y + G_z = S \quad (5)$$

$$E = \begin{bmatrix} \rho U \\ \rho U U - \mu_{eff} U_x \\ \rho U V - \mu_{eff} V_x \\ \rho U W - \mu_{eff} W_x \\ \rho U k - (\mu + \mu_T/\sigma_k) k_x \\ \rho U \epsilon - (\mu + \mu_T/\sigma_\epsilon) \epsilon_x \end{bmatrix}$$

$$F = \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho V U - \mu_{eff} U_y \\ \rho V V - \mu_{eff} V_y \\ \rho V W - \mu_{eff} W_y \\ \rho V k - (\mu + \mu_T/\sigma_k) k_y \\ \rho V \epsilon - (\mu + \mu_T/\sigma_\epsilon) \epsilon_y \end{bmatrix} \quad (6)$$

$$G = \begin{bmatrix} \rho W \\ \rho W U - \mu_{eff} U_z \\ \rho W V - \mu_{eff} V_z \\ \rho W W - \mu_{eff} W_z \\ \rho W k - (\mu + \mu_T/\sigma_k) k_z \\ \rho W \epsilon - (\mu + \mu_T/\sigma_\epsilon) \epsilon_z \end{bmatrix}$$

$$S = \begin{bmatrix} 0 \\ (\mu_{eff} U_x)_x + (\mu_{eff} V_x)_y + (\mu_{eff} W_x)_z - p_x \\ (\mu_{eff} U_y)_x + (\mu_{eff} V_y)_y + (\mu_{eff} W_y)_z - p_y \\ (\mu_{eff} U_z)_x + (\mu_{eff} V_z)_y + (\mu_{eff} W_z)_z - p_z \\ G_k - \rho \epsilon \\ (C_1 f_1 G_k - \rho C_2 f_2 \epsilon) \epsilon / k \end{bmatrix}$$

본 연구에서  $(U, V, W)$ 와  $(u, v, w)$ 는 각각  $(x, y, z)$  방향 평균유속과 변동유속이며,  $k$ 와  $\epsilon$ 는 각각 난류 운동에너지와 그 소산율을 의미한다. 그리고 아래첨자  $x, y, z$ 는 각각의 좌표방향으로의 편미분을 의미한다. 난류 운동에너지 생성율  $G_k$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$G_k = \mu_T \{ 2(U_x^2 + V_y^2 + W_z^2) + (U_y + V_x)^2 + (V_z + W_y)^2 + (W_x + U_z)^2 \} \quad (7)$$

유효점도 (effective viscosity,  $\mu_{eff}$ )는 층류점도 (laminar viscosity,  $\mu$ )와 난류 와점도 (turbulent eddy viscosity,  $\mu_T$ )의 합으로 정의되며, 난류 와점도는 와점도 가설 (eddy viscosity hypothesis)에 의해 다음과 같이 주어진다.

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_T, \quad \mu_T = \rho C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (8)$$

본 연구에서는 기본적으로  $k-\epsilon$  난류모델을 채택하였지만 유동박리가 수반되는 경우에 대해서는 저 레이놀즈 수 모델 (low-Reynolds-number model)을 사용하였다.

복잡지형에서의 대기유동 해석에 적합한 난류모델은 현재 검증되어 사용되고 있는 여러 난류모델에 대한 포괄적인 비교 검토를 통하여 선정되어야 하겠지만, 본 연구에서는 보수적인 선택으로 Jones와 Launder (1972)의  $k-\epsilon$  난류모델과 Launder와 Sharma (1974)의 저 레이놀즈 수 모델을 채택하였다. Launder와 Sharma (1974)의 모델은 기존의 저 레이놀즈 수 모델 중 Patel *et al.* (1985)에 의해 타당성 및 정확성이 검증된 모델이다.

그런데 대기유동과 같은 고 레이놀즈 수 (high Reynolds number) 유동에서는 상대적으로 매우 얇은 난류저층 (viscous sublayer)이 형성되며, 이 영역 내에 많은 격자를 배치하여 해석하는 데에는 수치해석적으로 난점이 따르므로 (Cho와 Goldstein, 1994) 저 레이놀즈 수 모델을 실제의 대기유동에 적용하기 위해서는 이러한 문제점을 해결하여야 할 것이다. 또한 난류특성에 큰 영향을 미치는 것으로 발표된 (Chung *et al.*, 1987; Park *et al.*, 1991) 유선곡률 (streamline curvature) 효과도 대기유동 난류모델에 고려되어야 할 것이다. 본 연구에서 채택한 난류모델들은 유선곡률 효과를 고려하지 못하는 모델이다.

본 수치연구의 난류모델에서 사용되는 실험상수 (empirical constant)는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} C_\mu &= 0.09, \quad C_1 = 1.44, \quad C_2 = 1.92, \\ \sigma_k &= 1.0, \\ \sigma_\epsilon &= \frac{\kappa^2}{(C_2 - C_1)\sqrt{C_\mu}} \end{aligned} \quad (9)$$

위에서  $\kappa$ 는 von Kármán 상수 (=0.41)이다.

저 레이놀즈 수 모델의 경우 벽면에서의 난류특성을 고려하기 위하여 다음과 같은 감쇄함수 (damping function)를 사용한다. 참고로 표준  $k-\epsilon$  난류모델에서는  $f_\mu = f_1 = f_2 = 1$ 이다.

$$f_\mu = \exp\left(\frac{-3.4}{\{1 + 0.02Re_T\}^2}\right),$$

$$f_1 = 1, \quad f_2 = 1 - 0.3 \exp(-Re_T^2) \quad (10)$$

위 식에서 국부 레이놀즈 수 (local Reynolds number)는 다음과 같이 정의된다.

$$Re_T = \frac{\rho k^2}{\mu \epsilon} \quad (11)$$

### 3.2 지배방정식의 변환

본 수치모델에서는 산지지형과 같은 복잡한 기하학적 경계조건을 만족시키기 위해 비직교 (non-orthogonal) 경계면 일치 좌표계를 채택하였으며, 따라서 물리좌표계 ( $x, y, z$ )에서 표현된 지배방정식 (5)는 일반좌표계 ( $\xi, \eta, \zeta$ )로 다음과 같이 변환된다.

$$\begin{aligned} E_\xi \xi_x + E_\eta \eta_x + E_\zeta \zeta_x + F_\xi \xi_y + F_\eta \eta_y + F_\zeta \zeta_y \\ + G_\xi \xi_z + G_\eta \eta_z + G_\zeta \zeta_z = S' \end{aligned} \quad (12)$$

여기서

$$\begin{bmatrix} \xi_x & \xi_y & \xi_z \\ \eta_x & \eta_y & \eta_z \\ \zeta_x & \zeta_y & \zeta_z \end{bmatrix} = J \begin{bmatrix} y_{\eta z \zeta} - y_{\zeta z \eta} - x_{\eta z \zeta} + x_{\zeta z \eta} & x_{\eta y \zeta} - x_{\zeta y \eta} \\ -y_{\xi z \zeta} + y_{\zeta z \xi} & x_{\xi z \zeta} - x_{\zeta z \xi} - x_{\xi y \zeta} + x_{\zeta y \xi} \\ y_{\xi z \eta} - y_{\eta z \xi} - x_{\xi z \eta} + x_{\eta z \xi} & x_{\xi y \eta} - x_{\eta y \xi} \end{bmatrix} \quad (13)$$

이며,  $J$ 는 좌표변환의 Jacobian으로 다음과 같이 정의된다.

$$J = \frac{1}{x_\xi(y_{\eta z \zeta} - y_{\zeta z \eta}) - x_\eta(y_{\xi z \zeta} - y_{\zeta z \xi}) + x_\zeta(y_{\xi z \eta} - y_{\eta z \xi})} \quad (14)$$

좌표변환에 관계되는 변환변수 (transformation metric)는 2차 정밀도 (second-order) 중앙차분법 (central difference scheme)으로 이산화 (discretization) 하였으며, 변환된 영역에서 격자점 사이의 간격 즉,  $\Delta \xi$ ,

$\Delta\eta$ ,  $\Delta\zeta$ 는 모두 1로 고정하여 변환변수의 계산을 단순화하였다.

### 3.3 지배방정식의 이산화

일반좌표계로 변환된 지배방정식 (12)는 유한체적법 (finite volume method)에 의하여 이산화되는데, 이때 확산항(diffusion term)과 생성항(source term)에 대해서는 2차 정밀도 중앙차분법을, 대류항(convection term)에 대해서는 hybrid scheme (Patankar, 1980)을 사용하였다. 속도장과 압력장이 연계된 유동장의 해석을 위해 SIMPLEC 알고리즘 (VanDoormal and Raithby, 1984)과 Rhie와 Chow (1983)의 비엇갈림 (non-staggered) 격자계를 사용하였다. 이산화된 방정식의 행렬계산에는 Stone (1968)의 Strongly Implicit Procedure (SIP)를 사용하였다.

### 3.4 격자생성 및 경계조건

그림 2는 Kang과 Leal (1992)의 경계적분법 (boundary integral technique)으로 생성한 직교격자계 (orthogonal grid system)이며, 2차원의 경우 (110 × 55), 3차원의 경우 (75 × 55 × 55)의 격자계를 사용하여 격자계 의존성 (grid dependency)이 없는 수렴해를 구하였다. 특히 저 레이놀즈 수 난류모델을 사용하는 경우에는 저 레이놀즈 수 영역인 벽면부근에서 감쇄함수의 변화를 정확히 고려하기 위하여  $k-\epsilon$  난류모델의 경우보다 더 조밀한 격자계 (110 × 80)을 사용하였다.

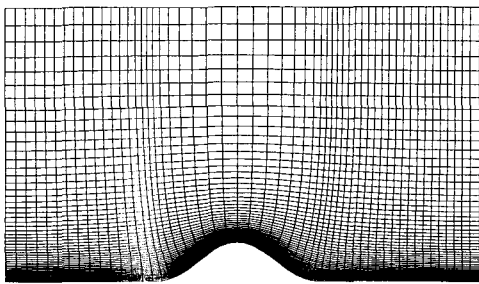


Fig. 2. Orthogonal grid system for the single hill (S5H7).

경계조건으로는 원방상류면에는 평판 대기경계층 측정 결과(임희창 등, 1996)를, 지표면에는 점착조건 (no-slip condition), 그 외의 경계면에는 Neumann 조건을 추가하였다. 특히  $k-\epsilon$  난류모델을 사용하는 경우,

지표면에서는 다음과 같이 수정된 벽법칙 (wall function)을 사용하였다.

$$U = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} = \frac{u_*}{\kappa} \ln (Ez^+),$$

$$k = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}}, \quad \epsilon = \frac{u_*^3}{\kappa z} \quad (15)$$

여기서  $u_*$ ,  $z_0$ 는 각각 마찰속도 그리고 거칠기 요소의 높이이며,  $z^+ = u_* z / \nu$ 는 벽면으로부터의 무차원 수직거리이다. 벽법칙 상수  $E = \exp(\kappa(B - \Delta B))$ 에서  $\Delta B$ 는 표면 거칠기에 의해 변하는 값으로 본 연구에서는 Tani (1987)의 자료를 이용하였다.

## 4. 연구결과 및 토의

### 4.1 평판 대기경계층의 난류 와점도

임희창 등 (1996)이 풍동에서 모사한 대기경계층의 유속분포는 로그법칙을 따르는 난류경계층으로 다음과 같이 표현된다.

$$U_o(z) = \frac{u_*}{\kappa} \log \frac{z}{z_0} \quad (16)$$

여기서 마찰속도  $u_* = 0.33 \text{ m/s}$ 와 거칠기 요소의 높이  $z_0 = 0.05 \text{ mm}$ 는 곡선접합 (curve fitting)을 통하여 얻은 값이다.

난류경계층 측정의 타당성을 확인하는 일환으로 측정 값으로부터 난류 와점도를 산출하여 보았다. 가장 일반적인 계산법인 Boussinesq (1877)의 난류 와점도식은 다음과 같다.

$$-\overline{uw} = \nu_T \left( \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right) \quad (17)$$

평판 경계층 측정으로부터 곡선접합한 유속분포식 (16)을 대입하면 다음의 식을 얻는다.

$$\nu_T = -\overline{uw} \left( \frac{dU}{dz} \right)^{-1} = -\overline{uw} \frac{\kappa}{u_*} z \quad (18)$$

이때 표면근처에서는 난류 와점도가 높이에 대해 선형적으로 증가하는데, Raupach와 Legg (1983)의 가정  $-\overline{uw} \approx u_*^2$ 을 사용하게 되면 다음의 선형증가식을 얻는

다.

$$\nu_T = \kappa u_* z \tag{19}$$

Berlyand *et al.* (1975)은 다음의 적분식을 이용, 난류 운동에너지 분포로부터 난류 와점도를 계산하는 방법을 제시하였다.

$$\nu_T = \kappa A^{1/4} k(z) \int_0^z \frac{1}{\sqrt{k(\xi)}} d\xi \tag{20}$$

식 (20)에서 A는 곡선적합으로 결정되어야 할 상수이며 난류 운동에너지는 난류강도 측정으로부터 그 정의를 사용하여 산출할 수 있다. 즉,  $k \equiv (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})/2$ . 그림 3에 비교한 것과 같이 Boussinesq, Berlyand의 방법으로 산출한 난류 와점도는 경계층 하단부에서는 선형 증가식 (19)와 잘 일치함을 볼 수 있다. 그림 3에서 종축은 경계층 두께  $\delta$ 로 무차원화하였다.

4.2 레이놀즈 수 의존도 (Reynolds number dependency)

풍동에서 대기경계층을 모사할 경우 매우 큰 축척비

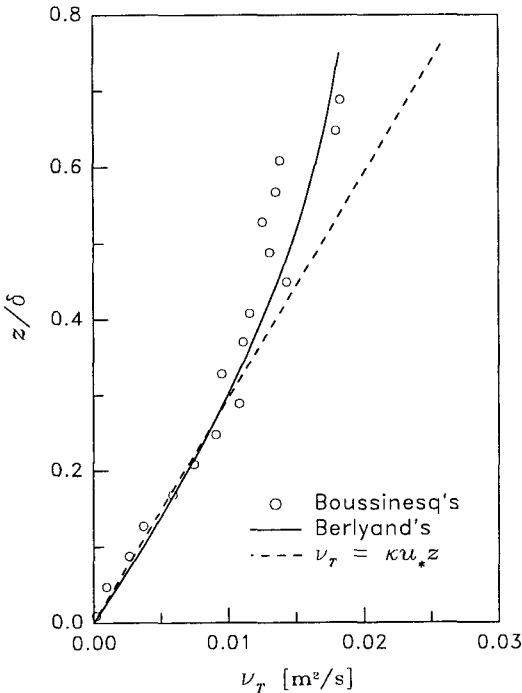


Fig. 3. Vertical profiles of turbulent eddy viscosity in flat floor ( $Re_\delta = 1.17 \times 10^5$ ).

(1/1,000~1/10,000) 때문에 레이놀즈 수 상사(Reynolds number similarity)를 맞춘다는 것은 현실적으로 불가능하다. 그런데 충분히 큰 레이놀즈 수 영역에서

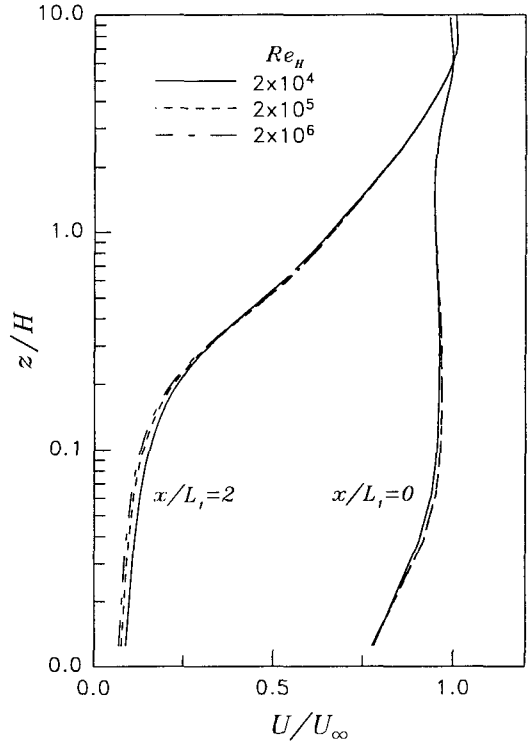


Fig. 4. Comparison of mean horizontal velocity profiles for different Reynolds numbers.

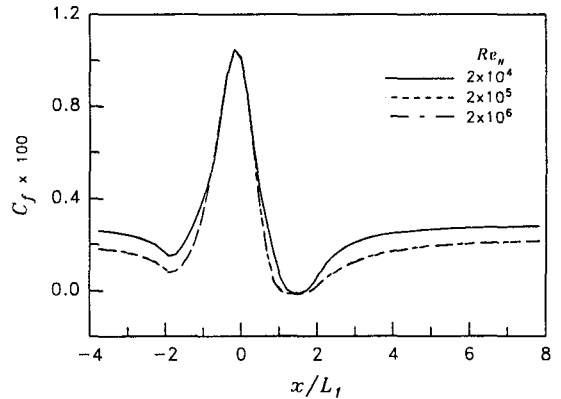
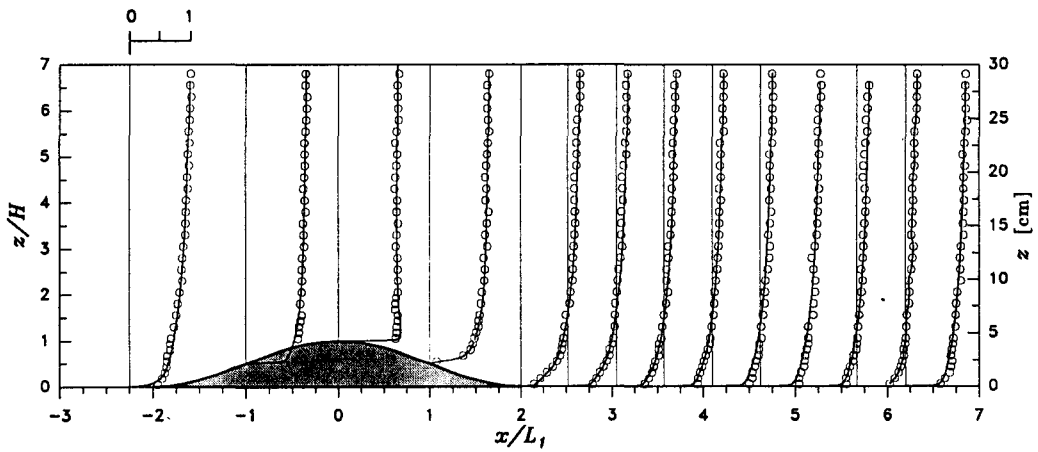


Fig. 5. Distributions of surface friction coefficient for different Reynolds numbers.

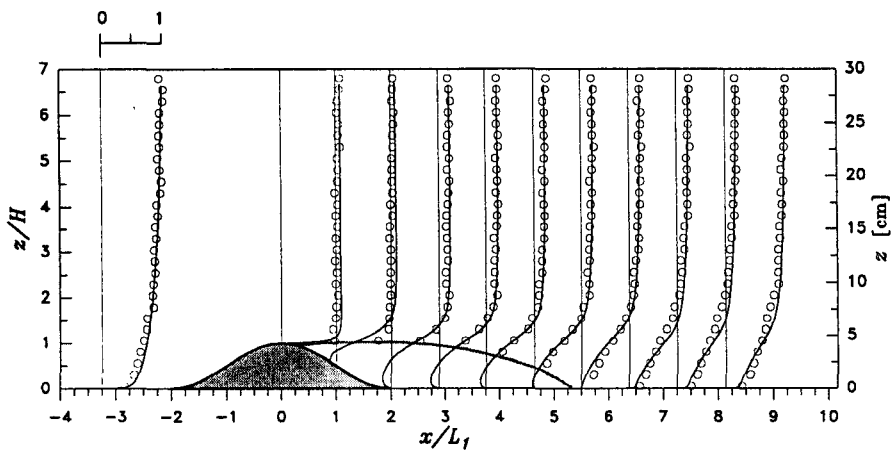
의 유동특성은 레이놀즈 수에 크게 의존하지 않는데, Cermak (1984)은 그 근거로 공기역학적으로 거친 (aerodynamically rough) 표면인 경우라면 표면거칠기 요소에 의한 전체 표면 항력계수 (total surface drag coefficient)가 레이놀즈 수에 상관없이 일정함을 제시하였다.

본 연구에서는 대기유동의 레이놀즈 수 의존도를 확인하기 위하여 공기역학적으로 거친 표면을 가지는 단일 언덕 지형에서 언덕의 높이를 기준한 레이놀즈 수  $Re_H = 2 \times 10^4$ ,  $2 \times 10^5$  그리고  $2 \times 10^6$ 에 대하여 수치계산을

수행하고 그 결과를 비교하였다. 그림 4는 레이놀즈 수에 따른 언덕정상 및 언덕끝단에서의 유속분포도로 거의 일치하는 결과를 나타내고 있으며, 그림 5는 표면마찰계수 (surface friction coefficient,  $C_f$ )를 도시한 것으로 레이놀즈 수  $2 \times 10^4$ 의 경우 언덕을 제외한 언덕 상/하류 평지에서 마찰계수를 크게 예측하였지만  $2 \times 10^5$ ,  $2 \times 10^6$ 인 경우에는  $C_f$ 분포가 일치함을 볼 수 있다. 따라서 충분히 큰 레이놀즈 수 ( $Re_H > 10^5$ )에서는 공기역학적으로 거친 표면을 지나는 대기유동은 레이놀즈 수에 의하여 크게 유동특성이 변화하지 않음을 수치모사를 통

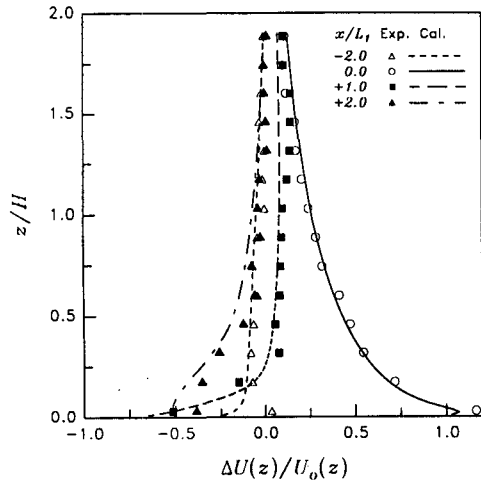


(a) S3H4 hill ( $k-\epsilon$  turbulence model).

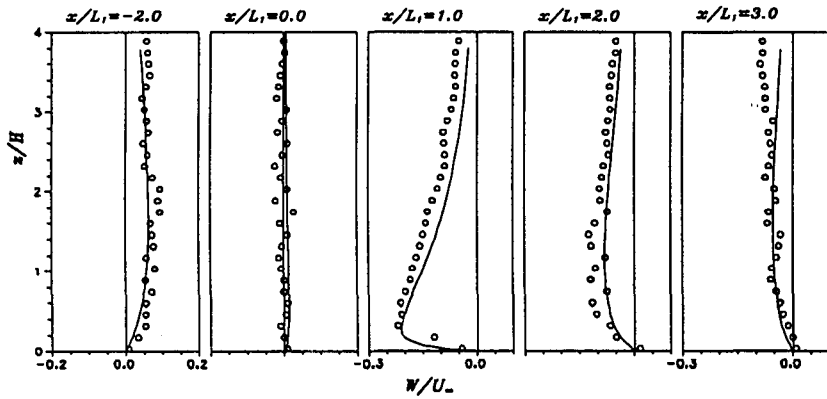


(b) S5H4 hill (low-Reynolds-number model).

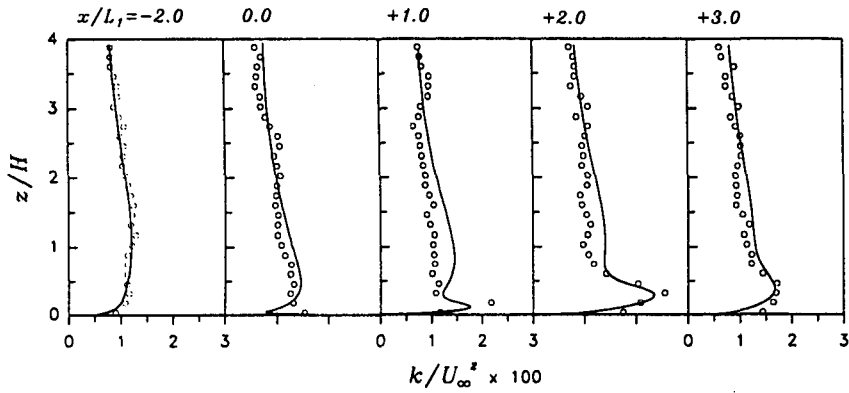
Fig. 6. Vertical profiles of mean horizontal velocity  $U/U_\infty$  over the single hills (circles, experimental data; lines, predictions).



(a) fractional speed-up



(b) mean vertical velocity



(c) turbulence kinetic energy

Fig. 7. Comparisons of measured and predicted flow characteristics over the single hill, S3H7 (symbols, experimental data; lines, predictions).



하여 확인하였다.

4.3 2차원 언덕

그림 6은 각각 (a) S3H4와 (b) S5H4를 지나는 유동장의 측정 및 수치예측 결과를 개략적으로 보여주고 있다. 언덕의 명칭표기에 사용한  $S_nH_m$ 의 의미는  $n/10$ 은 언덕기울기(s), 그리고  $m$ 은 cm단위의 언덕높이(H)이다. 언덕기울기 0.3인 (a) S3H4에서는 부착유동(attached flow)인 반면 언덕기울기 0.5인 (b) S5H4에서는 박리유동(separated flow)이 발생하며, 이 경우 저 레이놀즈 수 난류모델이 박리유동을 잘 예측하고 있다. 부착유동의 수치해석에는  $k-\epsilon$  난류모델이 저 레이놀즈 수 모델보다 유리한데 이는 저 레이놀즈 수 모델로  $k-\epsilon$  난류모델의 해석과 동일한 결과를 얻기 위해서는 상대적으로 더 세밀한 격자제 및 긴 계산시간이 필요하기 때문이다.

그림 7은 S3H7의 (a) 유속증가율(speed-up ratio,  $\Delta S$ )과 (b)  $W$ -유속분포 그리고 (c) 난류 운동에너지 분포에 대한 실험 및 수치예측의 비교로서 만족할 만한 수준의 일치율을 보여주고 있다. 유속증가율은  $\Delta S \equiv (U(z) - U_o(z))/U_o(z)$ 로 정의되며 풍공학적 측면에서 언덕지형을 지나는 유동특성을 나타내는 중요한 값이다. 본 수치해석에서 예측한 언덕정상에서의 최대 유속증가율은 약 1.1로 이는 Davenport (1989) 근사식의 예측

값인 1.1과 동일한 수치이다.

그림 7(b)에서 볼 수 있듯이 언덕정상( $x/L_1=0$ )에서는  $W$ -유속성분이 없는 수평방향 유동만이 관찰된다. 언덕 후반부( $x/L_1=1$ )에서 지면근처 유동의 하강각도는  $23^\circ$ 로 S3H7 언덕의 최대경사각  $25^\circ$ 에 상응하는 값이다. 그림 7(c)의 경우, 언덕정상 지표면과 후반부에서 경계층 하부의 급격한 유속증가에 의하여 유속분포의 수직방향 구배( $U_z, W_z$ )가 커지게 되고, 이에 의하여 난류 운동에너지가 생성되어 식 (7) 참고) 평균유동을 따라 하류로 전달되며 소산되는 과정을 볼 수 있다.

유동박리가 발생하는 S5H4, S5H7 언덕에서 박리유선의 재부착 지점에 대한 측정결과와 수치예측의 비교를 표 1에 제시하였다. 표에서 보면  $k-\epsilon$  난류모델이 박리영역을 작게 예측하는 것에 비하여 Chen과 Patel (1988) 등에 의해 보고된 바와 같이 저 레이놀즈 수 모델은 박리유동을 비교적 정확하게 예측하고 있다.

Table 1. Measured and predicted reattachment points ( $x_R/H$ ).

CASE	$\delta/H$	Experiment	Standard $k-\epsilon$ Model	Low- $Re$ -Number Model
S5H4	6.25	$5.25 \pm 0.5$	3.93	5.36
S5H7	3.57	$4.30 \pm 0.3$		5.20

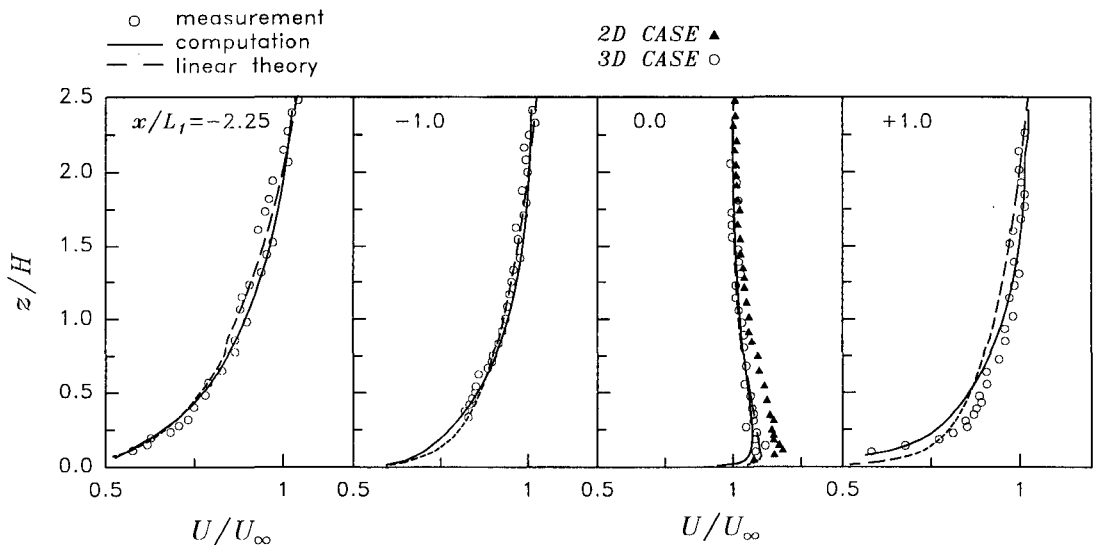


Fig. 8. Comparisons of mean horizontal velocity profiles over the three-dimensional hill, S3H12-3D (symbols: experimental data; dashed lines: linear theory; solid lines: computation).

4.4 3차원 언덕

그림 8은 축대칭(axisymmetric) 3차원 언덕 S3H12-3D의 대칭단면( $y/L_1=0$ )에서의 유속 분포도이며, 이론해석 및 수치해석 결과와 실험결과를 비교한 것으로 훌륭한 일치율을 보여준다. 언덕정상( $x/L_1=0$ ) 유속분포도에는 2차원 S3H12의 측정결과를 같이 도시하였는데 2차원에 비해 3차원 언덕정상에서의 유속증가가 적음을 알 수 있으며, 이는 3차원 언덕의 경우 언덕 측면으로의 우회(bypass) 유동에 의하여 언덕정상을 넘는 유동의 유량이 감소함에 따라 유속도 감소하였기

때문이다.

그림 9는 지면으로부터 2 mm 위의 표면에서 유선경사각(inclination angle of streamlines)  $\tan^{-1}(W/\sqrt{U^2+V^2})$ 의 등고선을 그린 그림이다.

그림에서 언덕 상반부와 하반부의 등고선 형태가 대칭적이며, 상반부와 하반부에서 최대 상승 및 하강유동의 각도는  $\pm 24.5^\circ$ 로 언덕의 최대경사각( $25^\circ$ )을 따라가는 유동임을 확인할 수 있다. 또한  $x/L_1=0$ 인  $yz$ -평면에서는 유동각도가  $0^\circ$ 로 정렬됨을 알 수 있다. 이는  $y/L_1=1$ 인  $xz$ -평면에서  $x/L_1=0, 1, 2$  세 지점의  $V, W$ 분

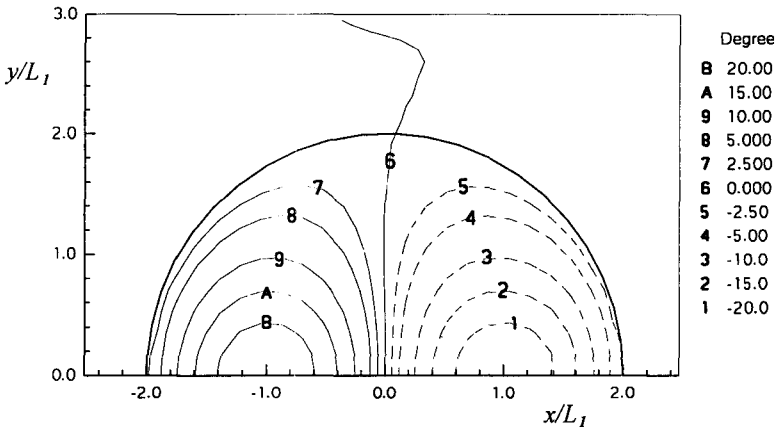


Fig. 9. Contours of mean streamline inclination angle on the three-dimensional hill, S3H12-3D ( $z=2\text{ mm}$ ).

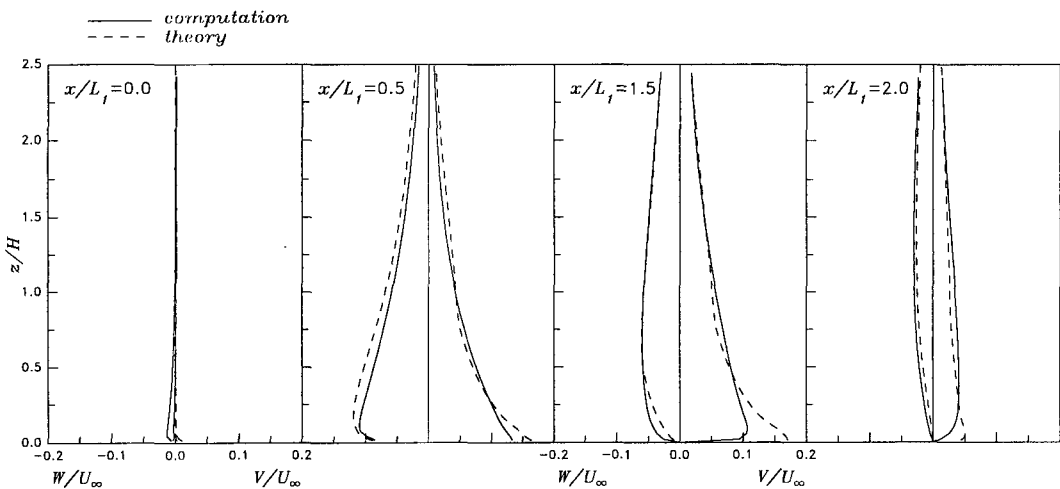


Fig. 10. Cross-wind mean velocity profiles on S3H12-3D at  $y/L_1=1$  (dashed lines: linear theory; solid lines: computation).

포를 도시한 그림 10에서 확인할 수 있는데, 지면근처에서  $V$ 값을 크게 예측하는 것 외에는 수치결과와 이론해가 잘 일치하고 있다.

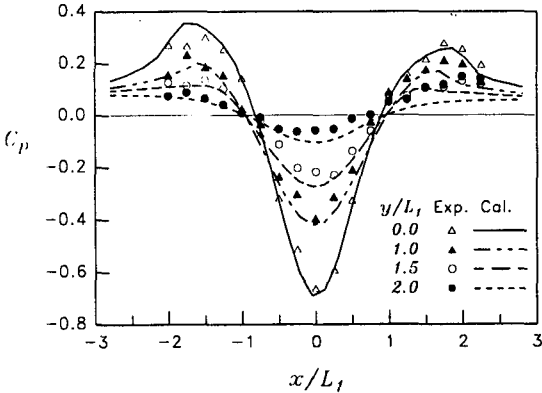


Fig. 11. Pressure distributions on the three-dimensional hill, S3H12-3D (symbols, experimental data; lines, predictions).

그림 11은 S3H12-3D의 표면 정압계수 ( $C_p = 2(p_s - p_\infty)/(\rho U_\infty^2)$ ) 분포도인데 표면유속이 최대가 되는 언덕 정상에서 압력계수는 최저값을 가지며, 언덕정상을 기준으로 대칭적 분포이다.

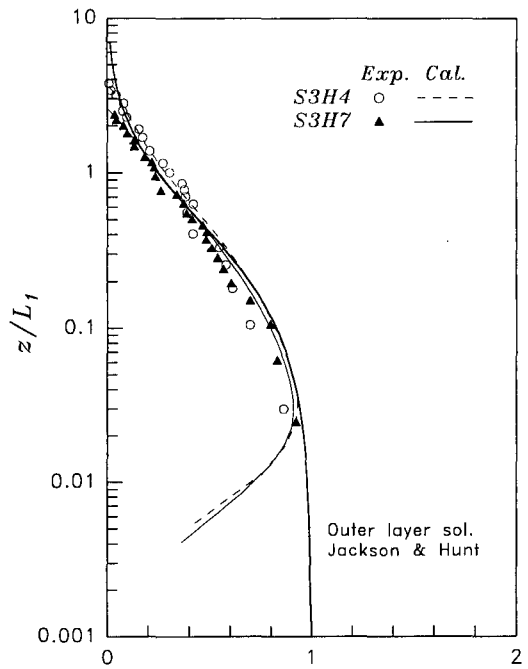
4.5 선형이론해석

선형이론으로 예측한 언덕정상에서의 유속증가와 실험 및 수치결과와의 비교를 그림 12에 제시하였다. 그래프에서 종축은 무차원 유속증가수  $\sigma$ 로 외부층에 대한 선형이론해는 실험 및 수치결과와 잘 일치한다. 이는 완만한 언덕에 대해서는 이론해가 타당한 예측을 제공함을 의미한다.

이론으로 예측한 내부층 두께 (inner layer length scale)와 수치예측과의 비교를 표 2에 제시하였는데, Jackson과 Hunt (1975)가 유도한  $l$ 의 산출식은 다음과 같다.

$$l \cdot \ln(l/z_0) = 2\kappa^2 L_1 \quad (21)$$

그런데 Mason (1986)은 Jackson과 Hunt (1975) 예측의 부적합성을 지적하고 다음과 같이 수정된  $l^*$ 의 산출식을 제시하였다.



$$\sigma(z) = \frac{U(z) - U_0(z)}{H/L_1 U_0(L_1)}$$

Fig. 12. Comparison of the non-dimensional speed-up velocity profiles at the hill top (symbols: experimental data; dashed lines: linear theory; solid lines: computation).

$$l^* \cdot \ln^2(l^*/z_0) = 2\kappa^2 L_1 \quad (22)$$

이론해석에 따르면  $z = l$ 에서 최대 유속증가 (speed-up)가 발생하므로, 수치결과에서는 최대 유속증가가 발생한 높이를 내부층 두께로 추정하였다. 표 2에 제시한 수치에 의하면  $l^* < l < l$ 의 경향이 있음을 알 수 있으며, 따라서 최대 유속증가는  $l^*$ 와  $l$  사이의 높이에서 발생한다고 판단할 수 있다. Mason (1986)은 Nyland Hill

Table 2. The inner layer length scale from theory and computation.

Hill Height	Base Length	Jackson & Hunt	Mason	Computation
$H$ [cm]	$4L_1$ [cm]	$l$ [mm]	$l^*$ [mm]	$l^c$ [mm]
4.0	26.7	4.9	1.8	2.0
7.0	46.0	7.7	2.5	3.5
12.0	80.0	12.2	3.7	7.0

의 실측연구를 통해서 이와 동일한 결과를 제시하였다.

## 5. 결 론

2차원 및 3차원 언덕지형에 대하여 이론적, 수치해석적 연구를 수행하였으며, 풍동실험과의 상호비교를 통하여 복잡지형을 지나는 대기유동장 예측을 위해 개발된 경계면 일치 좌표계를 사용하는 수치해석 코드를 검증하였다. 거친 표면의 언덕지형을 지나는 대기유동장의 수치모사를 통하여 충분히 큰 레이놀즈 수에서는 레이놀즈 수 의존도가 크지 않음을 확인하였다. 언덕지형을 지나는 대기유동의 경우, 부착유동에 대해서는  $k-\epsilon$  난류모델로도 만족할 만한 예측이 가능하였으나 유동박리가 수반되는 경우에는 저 레이놀즈 수 모델이 적합하였다. 또한 이론해석은 유동박리가 수반되지 않는 2차원 및 3차원 언덕에 대하여 만족할 만한 예측값을 제공함을 확인하였다.

차후로는 대기의 열성층 효과를 고려한 수치해석법과 유동장 내 오염물질의 확산에 대한 연구로 발전시켜 나가야 할 것이다.

## 감사의 글

본 연구는 한국과학재단 지정 우수연구센터인 포항공과대학교 부설 첨단유체공학 연구센터(AFERC)와 한국에너지기술연구소(KIER)의 지원으로 수행되었으며, 이에 감사를 표한다.

## 참 고 문 헌

- 김영성, 경남호(1995) 복잡한 지형내 오염물질의 대기 확산 풍동실험; II. 산지지형 실험의 Gaussian 모델링, 한국대기보전학회지, 11, 145-152.
- 임희창, 김현구, 이정목, 경남호(1996) 언덕지형을 지나는 유동에 관한 연구, 한국대기보전학회지, 12, 459-472.
- Almeida, G.P., D.F.G. Durão, and M.V. Heitor (1993) Wake flows behind two-dimensional model hills, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 7, 87-101.
- Berlyand, M.E., E.L. Genikhovich, and L.H. Khurshudyan(1975) Use of the results of modeling of an air steam in wind tunnels for the calculation of air pollution, *Atmos. Diff. & Air Poll.*, 352, 3-15.
- Boussinesq, J.(1877) *Theory of turbulent flows, Par Diverse Savants a L'academic Des L'institut de France*, 23, 46.
- Britter, R.E., J.C.R. Hunt, and K.J. Richards (1981) Air flow over a two-dimensional fill: Studies of velocity speed-up, roughness effects and turbulence, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 107, 91-110.
- Cermak, J.E.(1984) Physical modelling of flow and dispersion over complex terrain, *Boundary-Layer Meteorol.*, 30, 261-292.
- Chen, H.C. and V.C. Patel(1988) Near-wall turbulence models for complex flows including separation, *AIAA J.*, 26, 641-648.
- Cho, H.H. and R.J. Goldstein(1994) An improved low-Reynolds-number  $k-\epsilon$  turbulence model for recirculating flows, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 37, 1495-1508.
- Chung, M.K., S.W. Park, and K.C. Kim(1987) Curvature effect on third-order velocity correlations and its model representation, *Physics of Fluids*, 30, 626-628.
- Coelho, P.J. and J.C.F Pereira(1992) Finite volume computation of the turbulent flow over a hill employing 2D or 3D non-orthogonal collocated grid systems, *Int. J. Num. Methods Fluids*, 14, 423-441.
- Davenport, A.G.(1989) Proposed new international (ISO) wind load standard, in *Recent Advances in Wind Engineering*, edited by T.F. Sun, *Proceedings of the Second Asia-Pacific Symposium on Wind Engineering*, Beijing, China, II, 1199-1214.
- Ferreira, A.D., A.M.G. Lopes, D.X. Viegas and A.C.M. Sousa(1995) Experimental and numerical simulation of flow around two-dimensional hills, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 54/55, 173-181.
- Glekas, J.P. and G.C. Bergeles(1994) Dispersion under neutral atmospheric conditions, *Int. J. Num. Methods in Fluids*, 19, 237-257.
- Gong, W. and A. Ibbetson(1989) A wind tunnel study of turbulent flow over model hills, *Boundary-Layer Meteorol.*, 49, 113-148.

- Jackson, P.S. and J.C.R. Hunt (1975) Turbulent flow over a low hill, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 101, 929-955.
- Jones, W.P. and B.E. Launder (1972) The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 15, 301-314.
- Kang, I.S. and L.G. Leal (1992) Orthogonal grid generation in a 2D domain via the boundary integral technique, *J. Comput. Phys.*, 102, 78-87.
- Launder, B.E. and B.T. Sharma (1974) Application of the energy dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc, *Lett. Heat Mass Transfer*, 1, 131-138.
- Mason, P.J. and J.C. King (1985) Measurements and predictions of flow and turbulence over an isolated hill of moderate slope, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 111, 617-640.
- Mason, P.J. (1986) Flow over the summit of an isolated hill, *Boundary-Layer Meteorol.*, 37, 385-405.
- Park, S.B., M.K. Chung and D.H. Choi (1991) Reynolds-stress model analysis of turbulent flow over a curved axisymmetric body, *AIAA J.*, 29, 591-594.
- Patankar, S.V. (1980) *Numerical heat transfer and fluid flow*, McGraw-Hill Book Co.
- Patel, V.C., W. Rodi, and G. Scheuener (1985) Turbulence models for near-wall and low Reynolds number flows: A review, *AIAA J.*, 23, 1308-1319.
- Paterson, D.A. and J.D. Holmes (1993) Computation of wind flow over topography, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 46/47, 471-476.
- Raupach, M.R. and B.J. Legg (1983) Turbulent dispersion from an elevated line source: Measurements of wind-concentration moments and budgets, *J. Fluid Mech.*, 136, 111-137.
- Rhie, C.M. and W.L. Chow (1983) Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation, *AIAA J.*, 21, 1525-1532.
- Stone, H.L. (1968) Iterative solution of implicit approximations of multi-dimensional partial differential equations, *SIAM J. Numer. Anal.*, 5, 530-558.
- Tani, I. (1987) *Turbulent Boundary Layer Development over Rough Surface, Perspectives in Turbulence Studies*, edited by H.U. Meier and P. Bradshaw, Springer.
- VanDoormal, J.P. and G.D. Raithy (1984) Enhancements of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flows, *Numer. Heat Transfer*, 7, 147-163.
- Walmsley, J.L. and P.A. Taylor (1996) Boundary-layer flow over topography: Impacts of the Askervein study, *Boundary-Layer Meteorol.*, 78, 291-320.