

대기환경모형에 대한 지형성 난류의 의존성에 관한 연구

이 순 환 · 이 화 운 · 김 유 근*
일본원자력연구소 · 부산대학교 대기과학과
(1999년 9월 16일 접수)

A study on the Responsibility of the Atmospheric Numerical Model on Turbulence induced by Orography

Soon-Hwan Lee, Hwa-Woon Lee*, and Yoo-Keun Kim*
Japan Atomic Energy Research Institute
*Department of Atmospheric Science, Pusan National University
(Manuscript received 16 September, 1999)

The flow of non-rotation atmosphere with uniform stratification and wind past an isolated three dimensional topography obstacle is investigated with three-dimensional hydrostatic and non-hydrostatic numerical model. The characteristic of turbulence created the back of topography obstacle is usually defined by Froude number which is the function of upstream wind speed, the height of topography obstacle, and atmospheric stability.

Turbulence tends to be formed more easily at the non-hydrostatic model than hydrostatic model. Especially, the difference between flow patterns of two models generated by isolated obstacle is more clear under low Froude number. The difference of flow patterns can be only seen at relatively low altitude, but at high altitude the patterns of two models are almost same.

In this research, wind velocity in the parameters related with Froude number have great sensitivity at responsibility of numerical models. and slop of obstacle is also important factor at the flow pattern regardless of the species of numerical model

Key words : turbulence, numerical model, orography, non-hydrostate, froude number

1. 서 론

대기환경에 대한 수치예보는 계산기의 능력에 따라 비약적으로 발달해왔다. 대기환경모형은 준지균평대기모형, 원시대기모형등으로 발달하여 최근에는 meso- α 의 작은 현상까지도 표현할 수 있게 되었다. Orlandi¹⁾는 8km격자 간격의 운물리 과정을 포함한 2차원 모델을 이용하여 전선의 이동을 재현하였다. 그는 정역학 방정식계로 계산된 계산영역의 연직 상승류가 매우 크다는 것을 보였다. 이후 음파를 포함하지 않은 비탄성계 비정역학모형으로 산악파와 지형성 강우의 연구가 진행되어지고 있다.^{2~4)} 그러나 비정역학모형은 매우 작은 분해능으로 정밀한 계산이 가능하나, 일정정도 이상의 계산분해능에서는 작은 시간분해능을 요구하므로 많은 계산시간을 요한다.⁵⁾ 그래서 일반적으로 현재 운용되고 있는 대기예보모델은 정역학 방정식을 만족하는 공간분해능(10 - 20 km)의 정역학 모형이 차지하고 있다. 그러나 Orlandi¹⁾의 예와 같이 정역학 방정식계가 적용 가능하다고 생각되어지는 공간분해능에서도 대기조건에 따라 반드시 좋은 결과를 가져온다고 볼 수는 없다. 특히 산악지역 후면에 발

생하는 기류 변화는 대기조건에 매우 민감하게 반응하므로 모형의 지배방정식이 매우 중요하다. 산악지형에 의해서 발생하는 기류는 지형후면의 복잡한 기상현상을 만드는 하나의 원인으로 알려져 왔다. 이와 같은 현상은 위성사진 등에 의하여 자주 발견되어진다.⁶⁾ 산악지형후면에서 발달하는 난류는 1970년대 이래 실내실험에서 연구되어진 카르만 와류와 동일한 기원인 것으로 알려져 있다.^{7,8)} 즉, 경계층내의 마찰에 의하여 난류가 발생한다는 것이다. 그러나 Smolarkiewicz와 Routino⁹⁾는 마찰로만 지형성 난류를 설명할 수 없다는 것을 간단한 수치 실험으로 밝혔다. 이들은 계산환경에서 지표면 마찰을 제거하여도 산악후면의 난류가 발생하는 것을 증명하였다. 그리고 무차원화된 지형(NH/U)을 모수화하여 지형성 난류의 발생을 판별하였다. 그리고 수치실험에 의해, 상대적으로 경계치 문제로 계산이 힘든 독립된 빌딩에 의해서 발생하는 난류도 무차원화된 지형에 밀접히 관련된다는 것을 보였다.¹⁰⁾ 그리고 복잡한 지형에서 발생하는 난류의 발달¹¹⁾과 여러 가지 레이놀드수에 따른 난류변화¹²⁾도 연구되었다. 그러나 무차원화된 지형에 관련된 난류 변

화의 연구는 많이 진행되고 있으나, 방정식계에 따른 개개의 민감도에 대한 분석의 필요성이 커지고 있다. 그러므로 본 연구는 계산기지원등을 고려하여 작은 공간분해능(3 km)을 가진 정역학모형과 비정역학 모형에서 독립된 산악지형의 후면에 발생하는 기류의 흐름을 분석하여 난류의 변화에 관계하는 주요 파라메타의 난류에 대한 민감도를 알아보고, 이들 파라메타의 방정식계의 차이에 따른 반응성의 차이를 분석하고자 한다.

2. 모델의 개요

연구에 사용된 대기 환경모형은 일본 Tsukuba Univ. 의 Local Circulation Model을 사용하였다. 모델에 사용된 지배방정식은 3차원 비탄성 정역학과 비정역학대기를 가정한 것으로 아래와 같다.¹³⁻¹⁵⁾

운동방정식은 다음과 같이 각각 표시된다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial hu}{\partial t} + \frac{\partial hu u}{\partial x} + \frac{\partial hu v}{\partial y} + \frac{\partial hu w}{\partial z} \\ = & -h\theta \frac{\partial \pi'}{\partial x} + h \frac{Z_i}{Z_i - Z_G} \frac{\partial Z_i}{\partial x} \frac{\partial \pi'}{\partial z} \\ & + \frac{\partial}{\partial x} (hK_h \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (hK_h \frac{\partial u}{\partial y}) \\ & + \frac{Z_i^2}{h} \frac{\partial}{\partial z} (hK_m \frac{\partial u}{\partial z}) \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial hv}{\partial t} + \frac{\partial hv u}{\partial x} + \frac{\partial hv v}{\partial y} + \frac{\partial hv w}{\partial z} \\ = & -h\theta \frac{\partial \pi'}{\partial y} + h \frac{Z_i}{Z_i - Z_G} \frac{\partial Z_i}{\partial y} \frac{\partial \pi'}{\partial z} \\ & + \frac{\partial}{\partial x} (hK_h \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (hK_h \frac{\partial v}{\partial y}) \\ & + \frac{Z_i^2}{h} \frac{\partial}{\partial z} (hK_m \frac{\partial v}{\partial z}) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial hw}{\partial t} + \frac{\partial hw u}{\partial x} + \frac{\partial hw v}{\partial y} + \frac{\partial hw w}{\partial z} \\ = & -Z_i \theta \frac{\partial \pi'}{\partial y} + gh \frac{\theta}{\Theta} + \frac{\partial}{\partial x} (hK_h \frac{\partial w}{\partial x}) \\ & + \frac{\partial}{\partial y} (hK_h \frac{\partial w}{\partial y}) + \frac{Z_i^2}{h} \frac{\partial}{\partial z} (hK_m \frac{\partial w}{\partial z}) \end{aligned} \quad (3)$$

연속방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial hu}{\partial x} + \frac{\partial hv}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

비정역학 방정식은 다음과 같이 제시되며.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \pi'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \pi'}{\partial y^2} + \left[\left(\frac{z_i}{z_i - z_g} \right)^2 + \left(\frac{z^* - z_i}{h} \right)^2 \right] \\ & \left\{ \left(\frac{\partial z_g}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial z_g}{\partial y} \right)^2 \right\} \left(\frac{\partial^2 \pi'}{\partial z^2} \right) + 2 \frac{z^* - z_i}{h^2} \frac{\partial z_g}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \pi'}{\partial z} \right) \\ & + 2 \frac{z^* - z_i}{h^2} \frac{\partial z_g}{\partial y} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \pi'}{\partial z} \right) + \frac{z^* - z_i}{h} \left(\frac{\partial^2 z_g}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 z_g}{\partial y^2} \right) \\ & + 2 \frac{z^* - z_i}{h^2} \left\{ \left(\frac{\partial z_g}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial z_g}{\partial y} \right)^2 \right\} \frac{\partial \pi'}{\partial z} = \frac{1}{\theta h} r(x, y, z^*) \end{aligned} \quad (5)$$

정역학 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \pi'}{\partial z^*} = \frac{h}{z_i} \frac{g \theta'}{\Theta^2} \quad (6)$$

또한 열역학 방정식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial h\theta'}{\partial t} + \frac{\partial h\theta' u}{\partial x} + \frac{\partial h\theta' v}{\partial y} + \frac{\partial h\theta' w}{\partial z} \\ = & \frac{\partial}{\partial x} (hK_h \frac{\partial \theta'}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (hK_h \frac{\partial \theta'}{\partial y}) \\ & + \frac{z_i^2}{h} \frac{\partial}{\partial z} (hK_m \frac{\partial \theta'}{\partial z}) \end{aligned} \quad (7)$$

본 연구의 좌표계는 z*지형좌표계를 이용하였다. 모형의 차별화는 Arakawa-C 격자로 이루어져 있으며, 이류방정식의 플럭스항을 제외한 수평방향의 차별은 모형 내에서 4차의 정확도를 가진 중앙차분법을 이용하였으며, 연직적으로는 엇갈림(staggered) 격자로 이루어져 있다. 본 연구에서는 응결을 고려하지 않은 건조 대기를 대상으로 하고 있으므로 강수과정은 포함되어 있지 않다. 지표면의 현열, 잠열플럭스는 식생모형의 열, 수증기의 수지 방정식으로 계산된다.¹⁵⁾ 식생모형은 2층의 캐노피(canopy)와 5층의 지중으로 구성되어 있으며, 토양온도와 수분함량, 캐노피온도와 수분함량등이 예보변수로 계산되어진다. 운동량과 열의 연직 확산은 Mellor 와 Yamada의 레벨 2.5의 종결 모형을 이용하였다.

3. 실험 설계

본 연구가 방정식계의 차이에 따른 이상적인 난류의 형태 변화에 중점을 두고 있기 때문에, 본 실험에 사용한 지형은 실제의 지형이 아닌 이상적인 3차원 종모양의 독립된 산으로 가정하였다. 종모양의 지형은 다음식으로 주어진다.

$$h(x, y) = \frac{h_0}{[1 + (x/a)^2 + (y/a)^2]^{3/2}} \quad (8)$$

여기서 a는 산의 반경이며, h₀는 산의 높이이다.

Fig. 1은 본 연구의 기본계산에 사용된 격자와 지형을 나타낸 것이다. 모형의 격자는 50 × 50의 수평격자와 26층의 수직격자를 사용하였으며, 수평격자간격은 3 km로 하였다. 3 km의 격자간격은 깊은 대류나 전선의 통과등 급격한 상승운동이 발생하지 않는다고 가정할 경우 정역학방정식이 성립한다고 볼 수 있다. 본 연구의 계산조건은 외부의 힘에 의한 급격한 상승운동을 고려하지 않으므로 계산기능력을 고려하여 3 km의 격자를 이용하였다. 연직 격자간격은 지표면에 가까울수록 조밀하게 분포하고, 상층으로 갈수록 성길게 분포한다.

본 연구에서는 난류에 관련된 대기상태와 지형의 규모에 따라 서로 다른 4가지 계산조건하에서 정역학, 비정역학모형의 계산을 실시하였다(Table 1).

먼저 기본계산(이하 EXP-CNT)의 대기조건과 지형분

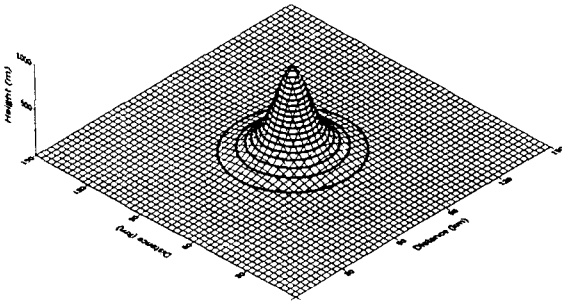


Fig. 1. Topographic map and model grids used in these numerical experiments. Maximum of mountain (1km) is constant in this study. The horizontal mesh extends 150 km with a grid spacing of 3 km.

포를 본 연구의 기본적 계산 조건으로 가정하였다. EXP-CNT 에서 사용된 초기 기온의 연직분포와 풍속은 각각 0.004 K/km, 10 m/sec로 가정하였다. 측면 경계조건은 비정역학모형의 경우에 측면에서의 파의 반사에 민감하게 반응하므로 복사경계조건(radiation boundary condition)을 사용하였다. 상층경계조건은 중력파의 상층반사에 의한 난류의 변화를 막기 위하여 스펙트럼경계를 사용하였다.

두번째 계산(이하 EXP-WIND)은 풍속변화에 따른 난류의 변화를 조사하기 위한 실험으로, EXP-CNT의 계산 조건에서 초기풍속을 5m/sec로 변화시켰을 경우이다. 세번째 계산(이하 EXP-TOPO)은 산의 규모변화에 따른 난류의 민감도를 조사하기 위한 실험으로 산의 폭(식(8)의 a)을 EXP-CNT의 경우보다 줄인 지형을 계산에 이용하였다. 네번째 계산(이하 EXP-STB)은 대기안정도에 따른 난류의 민감도를 조사하기 위한 실험이다. 즉, EXP-CNT의 대기 안정도에 비하여 초기 온위분포를 0.008 K/km로 더욱 안정한 상태를 가정하였다.

4. 모형실험 결과

장애물을 지나서 발생하는 흐름의 특성은 프라우드(Froude)수로 표현하며 공기의 운동에너지와 위치에너지

의 관계에 의하여 산을 가로지르는 공기의 흐름이 달라진다. 즉, 공기가 산을 가로지를 것인가, 산악을 둘러서갈 것인가가 대기상태, 장애물의 크기에 의해서 결정될 수 있다. 공기가 가진 운동에너지가 위치에너지보다 작을 경우, 공기는 일반적으로 장애물을 곧바로 통과하지 못하고 장애물을 둘러서 지나간다. 프라우드수는 유체가 가진 관성력과 중력의 비 즉 지형에 의한 위치에너지에 대한 바람의 운동에너지의 비를 의미하는 무차원 수이다. 이것은 U/NH 로 정의된다. 여기서 U 는 공기의 평균 풍속, N 은 브룬트-바이살리(Brunt-Väisälä)진동수, H 는 산의 높이이다. 지형에 의하여 생성되는 흐름은 풍속, 대기의 안정도 그리고 지형의 크기에 의하여 결정되어진다.

Fig. 2와 Fig. 3은 산의 후면에 발생하는 난류의 유선 함수와 온위의 수직 분포를 나타낸 것이다. 여기에서는 미끄럼 경계의 비정역학 모형이 이용되었다. Fig. 2는 U/NH 가 1.2인 경우이고 Fig. 3은 U/NH 가 0.6인 경우이다. 프라우드수가 상대적으로 큰 경우는 산을 지나가는 공기가 대부분 산을 넘어서 통과하고 있음을 볼 수 있다 (Fig. 2a). 그리고 온위의 연직분포를 보면, 산 위에서 진폭이 크다는 것을 볼 수 있다(Fig. 2b). 그러나 프라우드수가 작은 경우는 공기의 흐름이 산에 의하여 단절됨을 볼 수 있다. 즉, 공기가 산을 넘어가지 못하고 산의 옆으로 돌아간다. 그리고 산의 후면에 카르만 와류와 같은 흐름이 발생하는 것을 볼 수 있다(Fig. 3a). 프라우드수가 상대적으로 큰 경우의 온위분포와 비교하면 산 위의 온위의 진폭이 매우 작음을 볼 수 있다(Fig. 3b). 즉, 공기가 가지고 있던 운동에너지가 산을 통과하면서 연직방향의 에너지를 수평방향으로 전달하여 연직방향의 진폭은 작아지고 수평방향의 운동이 증가하는 것을 볼 수 있다.

Fig. 4와 Fig. 5는 EXP-CNT의 결과로서 100 m 상공의 유선과 연직방향의 온위분포 및 연직 상승속도분포를 나타낸 것이다. 100 m 상공에서의 유선도를 보면, 비정역학모형에서 산의 후면에 발생하는 와류는 선명하게 나타난다. 그리고 대부분의 흐름은 산을 넘어가지 못하고 산의 측면으로 돌아가는 것을 볼 수 있다. 반면 정역학 모형의 경우 산 후면의 와류는 비정역학 모형에 비하여 규모가 작고, 선명하지 못함을 볼 수 있다. 온위의 연직 분포는 중력파가 상부로 전달되는 것을 보여준다. 그러

Table 1. Specifications of numerical experiments. HYD and NHYD indicate hydrostatic and non-hydrostatic numerical experiments, respectively

Numerical experiments	Wind velocity(m/s)	Mountain half-width(km) (= 'a' in Eq.(8))	Potential temperature raps-rate (K/km)
EXP-CNT HYD NHYD	10	24	0.004
EXP-WIND HYD NHYD	5	24	0.004
EXP-TOPO HYD NHYD	10	12	0.004
EXP-STB HYD NHYD	10	24	0.008

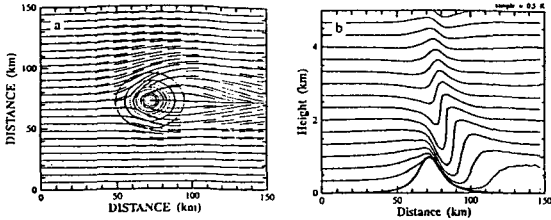


Fig. 2. Flow patterns for 3-dimensional obstacle from non-hydrostatic numerical simulation. The Froude number is 1.2(dimensionless). Left panel(a) is horizontal stream line at 100m altitude. The flow is from left to right. Right panel(b) is isolines of potential temperature in the vertical section through the center of the mountain parallel to the upstream flow.

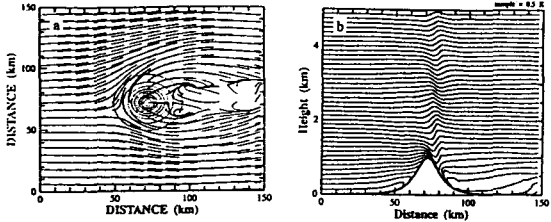


Fig. 3. The same as Fig. 2 except for the 0.6 of Froude number.

나 정역학 모형에서 중력파의 파장이 비정역학 모형에 비하여 더욱 크다. 연직 속도의 단면도를 보면 두 모형의 중력파의 특징을 보여주고 있다. 중력파의 파장은 별로 큰 차이를 볼 수 없지만, 상승류의 강도에 차이가 있음을 볼 수 있다. 고도 2 km 이하에서는 상승류의 강도는 정역학모형에서 크게 나타난다. 이것은 정역학방정식에 의해서 불안정하여진 대기가 정역학 상태로 돌아가기 때문에 중력파가 전달되지 못하고 낮은 고도에 집중되어진다. 반면 고도 3 km 이상에서는 상승류의 강도는 비정역학 모형에서 크게 나타난다. 이것은 비정역학 방정식계에서는 공기밀도의 변화를 고려하고 있기 때문이다. 중력파가 상부로 잘 전달되어 크게 나타난 것으로 볼 수 있다.

Fig. 6과 7은 두 모형의 EXP-WIND의 유선, 연직 은위분포, 연직 속도를 나타낸 것이다. 두 모형의 유선(Fig. 6a와 Fig. 7a)에서 초기풍속의 증가에 따라서 프라우드수가 증가하고, 공기의 운동에너지 증가에 의하여 공기가 산을 그대로 통과하는 것을 볼 수 있다. 여기에서 정역학, 비정역학모형의 차이는 거의 찾아볼 수 없다. 연직 은위분포와 연직 속도에서도 두 모형의 상부 풍하층의 속도차를 제외하고 거의 일치한다. 그러나 Fig. 4, 5와 비교하면 수직류의 강도가 증가하고, 중력파의 진폭이 증가함을 보인다.

Fig. 8과 9는 산의 모양을 변화시킨 후의 기류의 변화를 조사한 것이다. 즉, 식(8)의 a 를 EXP-CNT의 절반(6 km)의 지형을 이용하였다. 즉 산의 기울기 변화에 따른 흐름의 변화를 보기 위한 것이다. 여기서 프라우드수는

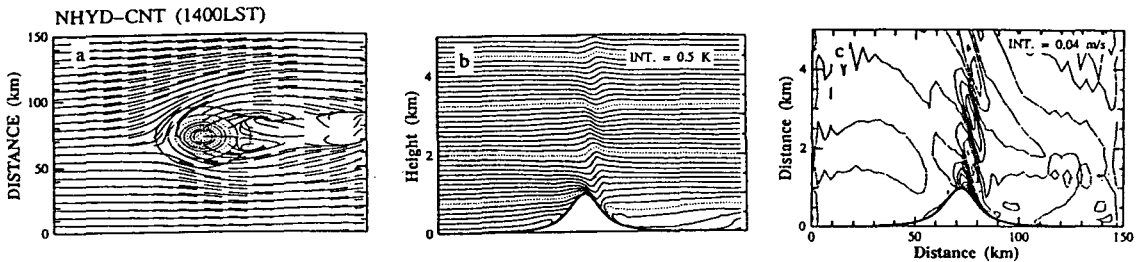


Fig. 4. Flow pattern induced by three-dimensional obstacle in non-hydrostatic numerical simulation with EXP-CNT case shown at Table 1. (a) Horizontal stream line at 100m altitude. The flow is from left to right. (b) Isolines of potential temperature with contours interval of 0.5 K in the vertical section through the center of the mountain parallel to the upstream flow. (c) Vertical cross section of vertical velocity(w) with contour interval of 0.04m/s. Positive (negative) values are indicated by solid (dashed) lines.

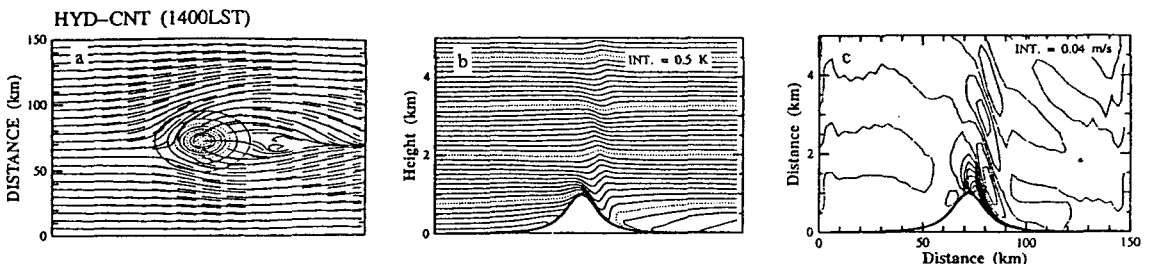


Fig. 5. The same as Fig. 4 except for hydrostatic numerical simulation.

EXP-CNT과 같은 수를 주었다. 기본실험인 EXP-CNT (Fig. 4, Fig. 5)과 비교해 보면 유선의 수평분포에 차이가 있음을 볼 수 있다. 난류를 결정하는 프라우드수가 동일함에도 불구하고, 기울기가 완만한 지형에서 난류가 잘 발달하고 있는 것을 볼 수 있다. 이같은 경향은 모형의 종류에 관계없이 나타난다. 연직속도의 강도는 산의 경사가 급한 경우 더욱 강해지는 것을 볼 수 있다. 이것은 산의 높이 뿐만 아니라 산의 경사도 난류의 형성에

중요하다는 것을 보여준다. 두 모형의 차이를 보면 EXP-CNT의 경우와 비교하여 크지 않으나, 비정역학모형에서 난류가 잘 발달하고 있음을 볼 수 있다.

Fig. 10과 11은 초기조건으로 대기 안정도를 변화시켰을 경우의 대기에 유선, 연직 온도분포, 연직 속도를 나타낸 것이다. 두 모형에서 공기의 흐름은 일부는 산을 통과하고, 일부는 산을 둘러 가는 것을 볼 수 있다. 이것은 연직 온도분포에서 보듯이 대기의 안정도가 약해져서

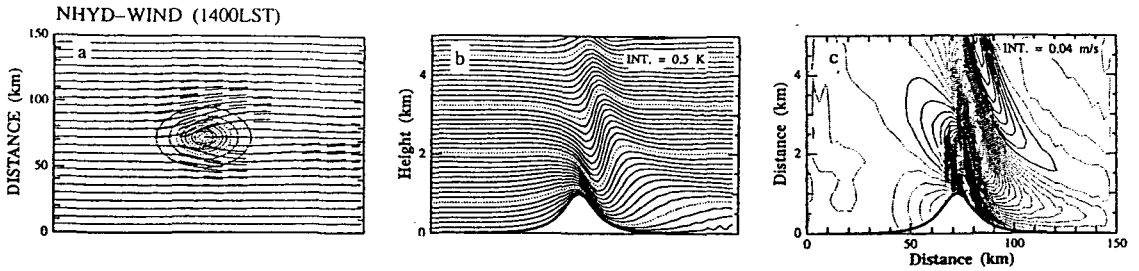


Fig. 6. The same as Fig. 4 except for EXP-WIND case.

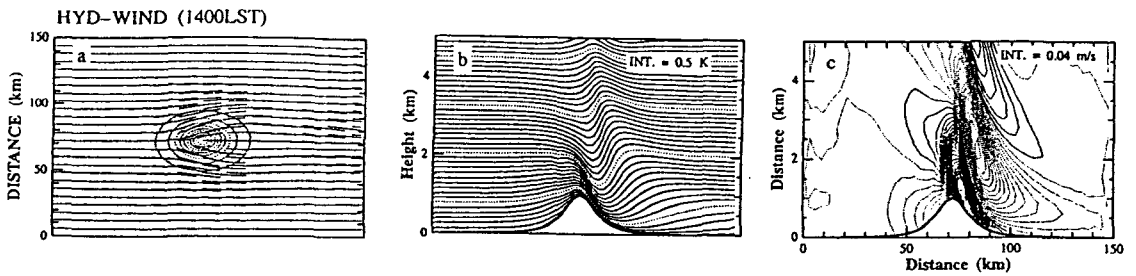


Fig. 7. The same as Fig. 6 except for hydrostatic numerical simulation.

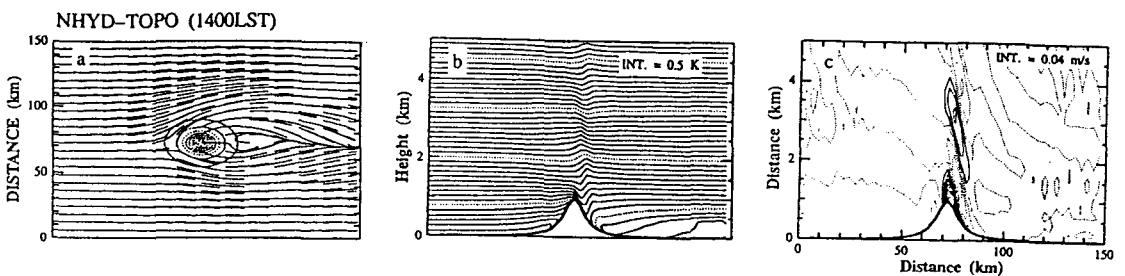


Fig. 8. The same as Fig. 4 except for EXP-TOPO case.

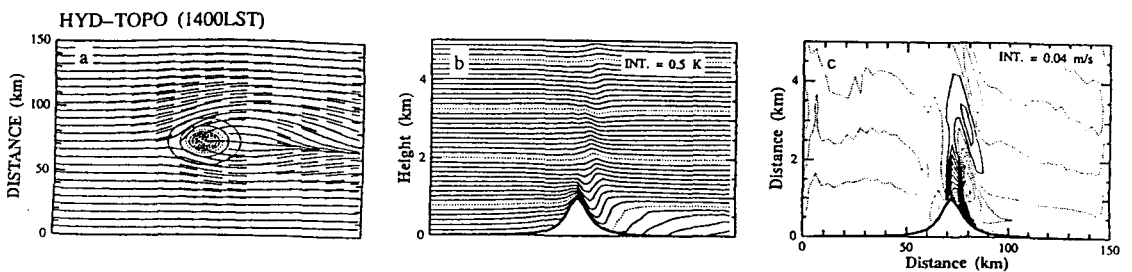


Fig. 9. The same as Fig. 8 except for hydrostatic numerical simulation.

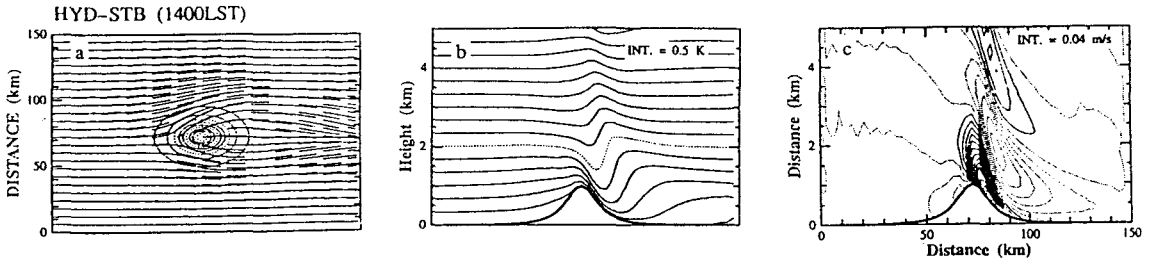


Fig. 10. The same as Fig. 4 except for EXP-STB case.

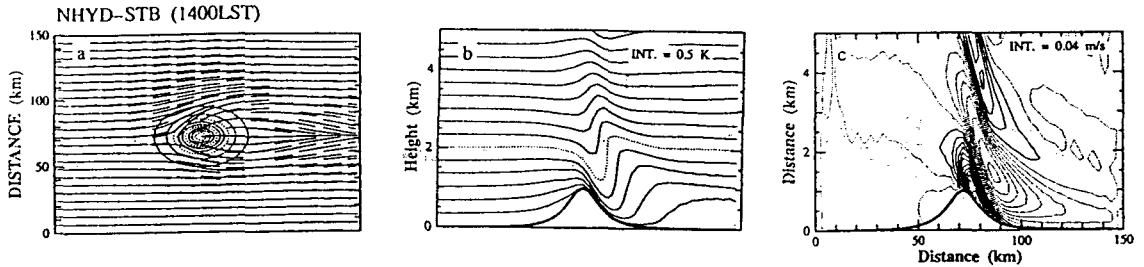


Fig. 11. The same as Fig. 10 except for hydrostatic numerical simulation.

대기의 위치에너지가 작아진다. 대기의 작은 위치에너지에 의하여 상대적으로 대기의 운동에너지가 커진다. 상대적으로 커진 운동에너지에 의하여, 산을 넘어가는 공기의 흐름이 발생하고, 프러트-바이살라 진동수가 감소하여 반대로 진폭이 증가하는 것을 볼 수 있다. 그러나 비정역학모형에서 중력파의 진폭이 정역학모형에 비하여 큰 것을 제외하고 두 모형의 차이는 크지 않음을 알 수 있다.

Fig. 12는 산정에서 연직방향 격자의 연직속도를 각 실험별로 나타낸 것이다. 실선과 점선은 각각 비정역학모형과 정역학 모형의 결과를 나타낸 것이다. 먼저 연직 풍속의 변동폭을 보면, EXP-CNT, EXP-TOPO, EXP-STB, EXP-WIND의 순으로 큰 것을 볼 수 있다. 즉 프라우드수가 클수록 변동 폭이 크다는 것을 의미한다. 산의 진폭과 공기의 흐름이 가지고 있는 진폭이 비슷해질 경우에 산 후면에 발생하는 흐름의 진폭을 크게 하는 경향이 있음을 알 수 있다. 고도 3 km 미만의 경우 정역학모형에서의 연직속도가 비정역학모형보다 크다는 것을 볼 수 있다. 이것은 Fig. 4a, Fig. 5a의 수평 흐름의 차이로 설명할 수 있다. 즉, 비정역학 모형식에 의하여 하층의 연직속도가 감소하고, 운동에너지가 난류를 형성하는데 사용되었음을 의미한다. 반면 정역학모형의 경우는 같은 프라우드수를 가지고 있지만 연직방향으로 에너지를 전달하고, 수평방향의 난류 형성에 효과적이지 못함을 볼 수 있다.

Fig. 13은 난류의 형태에 따른 정역학모형과 비정역학 모형의 차이를 보기 위하여 EXP-WIND, EXP-CNT의 고도에 따른 연직속도의 차이를 나타낸 것이다. 정역학 모형과 비정역학모형의 연직속도의 차이는 EXP-WIND는 상대적으로 3.8 km부근에서 제일 크고, EXP-CNT은

1.9 km 부근에서 제일 크게 나타났다. 이것은 프라우드수가 작은 경우는 상대적으로 낮은 고도에서 두 모형의 흐름 차이가 나타나고, 고도가 높아질수록 차이가 작아지는 것을 볼 수 있다. 반면 프라우드수가 큰 경우는 상대적으로 낮은 고도에서 두 모형의 연직속도 차이가 작으나, 높은 고도에서는 연직속도 차이가 커져 흐름의 차이가 발생한다고 볼 수 있다. 그러므로 산의 후면에 발생하는 난류의 고도가 2 km 미만인 경우, 낮은 프라우드수에서 사용하는 모형에 따라 난류의 형태에 차이가 나

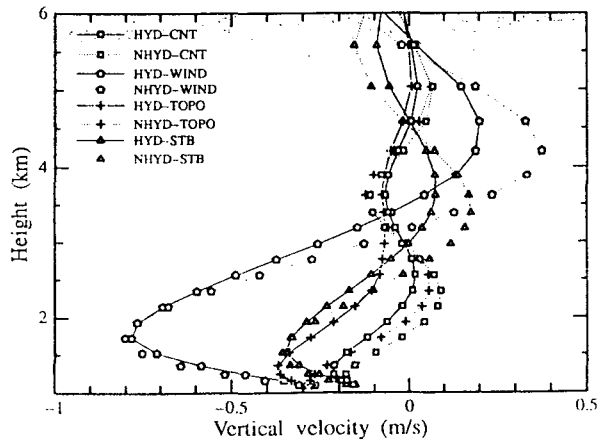


Fig. 12. Vertical velocity profiles over mountain top calculated by EXPs shown in Table 1. Solid and dashed lines indicate the profiles with hydrostatic and non-hydrostatic simulations, respectively.

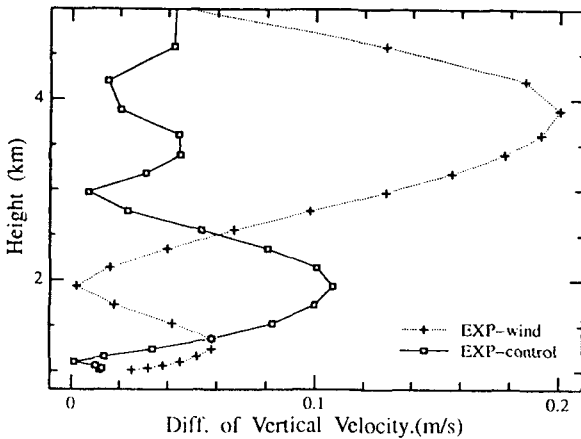


Fig. 13. Difference of vertical velocity between hydrostatic and non-hydrostatic simulations of EXP-CNT (solid line) and of EXP-WIND(dashed line).

타나는 것을 볼 수 있다(Fig. 4a, Fig. 5a).

5. 결 론

작은 공간분해능(3 km)을 가진 정역학수치모형과 비정역학 수치모형을 이용하여 독립된 산악지형의 후면에 발생하는 기류의 흐름을 재현, 분석하였다. 두 수치모형이 재현한 난류를 통하여 난류변화에 관계하는 주요파라메타의 난류에 대한 민감도를 알아보았다. 그리고 이들 파라메타가 수치모형에 따른 반응성의 차이를 분석하였다.

동일한 프라우드수를 가진 조건에서의 흐름을 정역학 모형과 비정역학모형에서 재현하였을 때, 두 모형의 연직속도를 비교하면, 낮은 고도에서는 정역학모형의 중력파가 비정역학모형에 비하여 강하게 나타난다. 반면 높은 고도에서는 비정역학모형의 중력파가 정역학모형보다 강하게 나타난다. 이것은 두 모형에서 대기의 밀도변화에 따른 중력파 이동의 용이성에 따른 것으로 볼 수 있다. 정역학 모형의 경우, 대기가 정역학 평형 상태로 강한 안정성이 상승류의 연직이동을 방해하여 하층에서 강한 상승류가 발생한다. 반면 비정역학 모형은 상대적으로 중력파의 이동이 용이하여 높은 고도까지 중력파의 이동이 가능하다.

두 모형의 연직방향 운동에너지 분포의 차이에 의하여 비정역학모형이 정역학모형보다 장애물 후면의 난류를 잘 발생시키는 경향이 있다. 이들 난류의 형태차이는 프라우드수가 작을수록 크게 나타났다. 이때에 난류의 고도는 2 km 미만의 상대적으로 낮은 고도에서 발생하고, 고도가 높을수록 정역학 모형과 비정역학모형의 차이는 작아졌다. 반면 높은 프라우드수에서는 낮은 고도에서 두 모형의 연직 풍속차이는 없으나, 상대적으로 높은 고도에서 두 모형의 차이가 발생한다.

Froude수에 관계한 주요파라메타의 난류에 대한 민감도는 기준이 되는 대기의 조건에 따라서 민감도가 달라질 수 있으나, 본 연구에서는 대기안정도와 일반 풍속이

비슷한 정도를 보였으나, 전체적으로 풍속의 경우가 약간 더 민감한 경향을 보인다. 그리고 장애물의 각도가 난류의 형성에 주요한 요인이 됨을 보았다. 장애물의 각도가 커지면 연직방향의 속도가 모형에 상관없이 증가하고, 일정정도 이상이 되면 모형의 계산 자체가 발산하는 경향이 있다. 좁은 영역의 계산은 이후 점점 필요성이 증가하고 있다. 이런 좁은 영역의 현상을 해석하기 위해서는 초기조건, 물리과정, 역학과정 등을 적절히 사용하여야 할 필요가 있다. 그리고 대용량의 계산에서는 대기현상의 정확한 재현성과 계산의 경제성을 동시에 고려할 필요가 있다는 점도 고려되어야 할 부분이다.

감사의 글

이 연구에 도움을 주신 일본 Univ. of Tsukuba의 F. Kimura 교수님과 일본원자력연구소의 환경과학연구부의 대기물리그룹의 연구원에게 감사를 드린다.

참 고 문 헌

- 1) Oranski, I., 1981, The quasi-hydrostatic approximation, *J. Atmos. Sci.*, 38, 572~582,
- 2) Durran, D. and J. Klemp, 1983, A compressible model for the simulation of moisture mountain wave, *Mon.Wea.Rev.*, 111, 2341~2362,
- 3) Fritts, D. C., J. R. Isler, and O. Andreassen, 1994, Gravity-wave breaking in two and three dimensions. part2: Three-dimensional evolution and instability structure. *J. Geophys. Res.*, 99, 8109~8123.
- 4) Ogura, Y. and M. Yoshizaki, 1988, Numerical study of orographic-convective precipitation over the eastern Arabian sea and the Grats mountains during the summer monsoon, *J. Atmos. Sci.*, 45, 2097~2122,
- 5) Kimura, F. and P. Manins, 1988, Blocking in periodic valleys., *Bound. Lay. Meteor.*, 44, 137~169.
- 6) Atkinson, B. W., 1981, *Meso-Scale Atmospheric Circulations*. Academic Press, p.495.
- 7) Chopra, K. P., 1973, Atmospheric and oceanic flow problems introduced by islands. *Advances in Geophysics*, Vol.16, Academic Press, 297~421.
- 8) Chopra, K. P. and L. F. Hubert, 1965, Mesoscale eddies in wakes of islands, *J.Atmos.Sci.* 22, 652~657.
- 9) Smolarkiewicz, P. K. and R. Routuno, 1989, Low Froude number flow past three dimensional obstacles. Part I: Baroclinically generated lee vortices, *J. Atmos. Sci.* 46, 1154~1164.
- 10) Smith, R. B. and S. Gronas, 1993, Stagnation points and bifurcation in 3-D mountain airflow, *Tellus*, 45A, 28~43,
- 11) Aebischer, U. and C. Schar, 1994, High resolution of low-level flow features in the Alpine region. *Ann. Meteor.*, 30, 125~128.
- 12) Olafasson, H. and P. Bougeault, 1996, Nonlinear flow past an elliptic mountain ridge, *J. Atmos.*

- Sci., 53, 2465~2489.
- 13) Iwasaki, M., 1988, Comparison of some schemes for nonhydroststic models with orography, J. Meteor. Soc. Japan, 66, 753~776.
- 14) Kimura, F. and S. Arakawa, 1983, A numerical experiment of the nocturnal low level jet over Kanto plain., J. Meteor. Soc. Japan, 59, 723~738.
- 15) Lee, S-H, 1998, Numerical studies on the impacts of topography and heterogeneous surface moisture estimated by satellite data on the local circulations., Ph. D. dissertation, University of Tsukuba, p.17.