

# 고립된 산악 위에서의 이차원 성층화된 흐름의 흐름 체계

유정아 · 백종진

광주과학기술원 환경공학과  
(1999년 4월 27일 접수)

## Flow Regimes of Two-Dimensional, Stratified Flow over an Isolated Mountain

Jeong-A Yoo and Jong-Jin Baik

Department of Environmental Science and Engineering, Kwangju Institute of Science and Technology, Kwangju, Korea  
(Manuscript received 27 April 1999)

### Abstract

A nonhydrostatic, compressible ARPS (Advanced Regional Prediction System) model is used to investigate flow regimes of two-dimensional, continuously stratified flow over an isolated, bell-shaped mountain. It is assumed that the basic-state atmosphere has constant buoyancy frequency and uniform wind speed.

Three flow regimes are identified depending on the Froude number ( $Fr$ ). In flow regime I ( $Fr > 1.21$ ), neither wave breaking nor upstream blocking occurs. In regime II ( $0.87 < Fr \leq 1.21$ ), wave breaking occurs aloft in the absence of upstream blocking. Two separate phenomena, stationary gravity waves over the mountain and internal jump traveling downstream, exist. In regime III ( $Fr \leq 0.87$ ), there exist both wave breaking and upstream blocking, but where upstream blocking occurs first. Similar to regime II, stationary gravity waves over the mountain and internal jump occur, but the propagating speed of the internal jump is faster than that in regime II. Severe downslope windstorms occur along the lee slope in regimes II and III. This study shows that wave breaking precedes upstream blocking.

### 1. 서 론

안정하게 성층화된 대기에서 산악의 영향으로 발생하는 내부 중력파를 산악파라고 한다. 산악파는 상층 대기에 중요한 영향을 끼칠 뿐 아니라 그 자체적으로도 풍하층의 강한 바람을 발생시키는 등 기상학에서 중요한 위상을 차지한다. 이에 관한 연구는 지난 반세기 동안 광범위하게 이루어져 왔다.

산악파는 다양한 배경 조건하에서 여러 흐름 체계를 가지는데 이 흐름 체계를 구분 짓는 주요한 기준이 되는 현상에는 파동 파괴(wave breaking), 풍상층 저지(upstream blocking), 풍하층 강폭풍(severe downslope windstorm) 등이 있다. 파동 파괴는 산악에 의해 발생된 내부 중력파가 임계 가파름을 초과하는 현상을 말하며, 풍상층 저지는 정상 상태의 흐름에서 유체가 풍상층 요란에 의해 산악을 통과하지 못하고 갇히게 되는 현상을 말한다. Pierrehumbert와 Wyman(1985)은 파동 파괴와 풍상층에서의 흐름이 상당한 인과 관계를 가짐을 주장하였다. 그들은 파동 파괴에 의해 발생된 기둥 요란 모드(columnar disturbance mode)가 산악으로부터 지표를 따라 멀

리 풍상층으로 이동하여 유체의 감속된 층을 발생시키는 직접적인 원인이 된다고 설명하였다. 이러한 주장은 풍하층 파동(lee waves)없이 풍상층 흐름을 발생시키는 수력 모형(hydraulic model) 그리고 파동 파괴 없이 저지 현상을 포함한 풍상층 흐름을 발생시키는 성층화된 유한한 깊이의 유체 실험(Baines, 1979)과 대조적이다.

풍하층 강폭풍은 풍하층 경사면 근처에서 강하게 감속된 흐름을 일컫는 말로서 이 때 발생하는 바람의 강도는 배경 수평 바람 강도를 크게 초과한다. 지금까지 풍하층 강폭풍의 발달을 설명하는 3가지 서로 다른 메커니즘이 제시되었다. 이들 중 가장 오래된 것은 풍하층 바람과 물뿔(hydraulic jump) 사이에 기본적인 유사성이 존재한다는 Long(1953)의 제안에 근거한 수력 이론이다. 이 이론은 유체가 산마루를 향해 상승할 때 충분한 속도 증가와 흐름의 두께 감소가 있다면 산악 마루 위에서 아임계 흐름에서 초임계 흐름으로 전이되고 이로부터 풍하층에서의 흐름이 가속되는 원리에 의해 풍하층 강폭풍의 발달을 설명한다. Klemp와 Lilly(1975)는 각 경계에서 파가 부분적으로 반사되어 최적으로 포개어질 때 풍하층 강폭풍이 발생한다

고 제안했다. 이처럼 연직으로 전파되는 큰 진폭의 산악파들의 상호 작용에 의해 풍하측 강폭풍이 발생한다고 설명하는 것이 두 번째 메카니즘이다. 풍하측 강폭풍 발달을 설명하는 세 번째 메카니즘은 파동 파괴 이론이다. Peltier와 Clark(1977, 1979, 1980, 1984)은 풍하측 지표 바람의 증가는 연직으로 전파되는 파가 정적으로 불안정해져서 파괴된 후에 발생됨을 발견했다. 그들은 자체적으로 유도된 임계층과 산악 사이의 공동(cavity) 깊이가 충분히 조율된다면 임계층에서의 반사가 시간에 따라 선형적으로 증폭되는 공명파를 발생시키고 결국에는 강한 지표 바람을 생성한다고 설명했다.

흐름 체계를 구분 짓는 주요 현상들의 해석을 위해 수치적 방법으로서의 접근이 시도되어 왔다. 얻어진 수치 결과를 분석하기 위해서는 산악 위를 지나는 연속적으로 성층화된 유체 흐름의 특성을 나타내는 3가지의 무차원 파라미터를 고려해야 한다. 그 첫 번째가 선형성의 정도를 나타내는 Froude 수(Fr)이다. Fr은 평균 유체 속도를 관련된 내부파의 속도로 나눈 무차원 수이다. 본 연구에서처럼 연속적으로 성층화된 유체의 경우 Fr은 하층 유체의 저지와 같은 비선형적 요소와 관련해서  $U/Nh$ 로 정의된다. 여기서  $U$ 는 수평 풍속,  $N$ 은 부력 진동수,  $h$ 는 산의 높이를 나타낸다. 연속적으로 성층화된 유체 흐름의 특성을 나타내는 두 번째 파라미터는 외관비(aspect ratio)이다. 외관비는  $h/a$ 로 정의되며, 여기서  $a$ 는 산의 반 너비(half-width)이다. 세 번째 파라미터는 정수성의 정도를 나타내는 무차원 수로서  $Na/U$ 이다. 부력 진동수와 산의 반 너비, 풍속이 일정한 값을 갖는 구조화되지 않은 배경 대기를 가정할 경우 흐름의 특성을 나타내는 파라미터를 구성하는 요소들 중 오직 산 높이  $h$ 만이 변수이다. 따라서 세 개의 파라미터들 중 정수성의 정도를 나타내는 파라미터  $Na/U$ 는 일정한 값을 갖게 되고, 나머지 두 개의 파라미터들은 오직 산 높이만의 함수이다.

지금까지 고립된 종 모양의 산악 위에서 연속적으로 성층화된 비회전, 정수적, 부시네스크(Boussinesq) 근사를 만족하는 이차원 흐름에 대해 많은 수치 실험들이 수행되어 왔다. Lin과 Wang(1996)(이후 LW로 지칭)의 수치 실험 역시 위의 조건을 만족한다. 그들은 선형성 파라미터(Fr)와 외관비( $h/a$ )를 변화시키면서 산악 위의 흐름을 조사하였는데, 흐름의 특성을 나타내는 파라미터 중 풍속과 산 높이를 변수로 하였

다. 그 결과 얻어진 흐름 체계를 통해, Fr이 동일한 값을 가질 때의 흐름은 유사한 양상을 보인다는 결론을 얻었다. Miles와 Huppert(1969) 역시 고립된 산악 위를 지나는 구조화되지 않은 연속적으로 성층화된 배경 대기에서의 흐름이 선형성의 정도를 나타내는 Fr에 의해 유일하게 지배된다고 주장했다.

이들에 근거하여 본 연구에서는 수치 실험을 통해 흐름의 특성을 나타내는 파라미터들 중 산 높이를 변화시키면서 이에 대응된 각각의 Fr에서의 흐름을 분석할 것이다. 특히 본 수치 실험에서는 이전의 많은 수치 연구들에서 사용된 부시네스크 근사된 배경 대기 대신 압축적 대기를 고려하여 각각의 Fr에서의 흐름에 대해 앞서 기술한 흐름 체계를 구분 짓는 현상들 중 파동 파괴와 풍상측 저지의 발생 여부와 발생 시간대를 조사하여 이를 기준으로 흐름 체계를 분류하고 각 체계에서의 흐름 특성을 조사하고자 한다.

## 2. 수치 모형 및 실험 설계

본 연구에서는 CAPS(Center for Analysis and Prediction of Storms, University of Oklahoma)에서 개발한 ARPS(Advanced Regional Prediction System) 모형을 사용하였다. ARPS 모형은 3차원, 비정수적, 압축적 모형으로서, 수 m에서 수 백 km의 규모에 이르는 다양한 대기 현상을 모사하는데 적합하다. 모형의 지배 방정식계는 수평 방향과 연직 방향의 운동 방정식, 온도 방정식, 기압 방정식, 수물질에 대한 보존 방정식, 상태 방정식으로 구성된다. 이들 방정식들은 일반화된 곡선 좌표계에서 표현되고, 유한차분법을 이용하여 수치적으로 적분된다.

본 수치 실험을 위해 모형을  $x$ - $z$  방향의 이차원으로 설정하였고, 건조 대기를 고려하였으며, 지구 회전 효과를 무시하였다. 그리고 일정한 배경 부력 진동수( $N = 0.01 \text{ s}^{-1}$ )와 풍속( $U = 10 \text{ m/s}$ )을 가정했다. 수평과 연직 물리적 영역은 각각 400 km, 12 km로, 수평과 연직 격자 간격은 각각 2000 m와 125 m로 하였다. 산악은 종 모양의 고립된 산악

$$h(x) = \frac{h_m a^2}{x^2 + a^2} \quad (1)$$

으로 두고 중심을 수평 영역의 가운데 지점인 200

km에 위치시켰다. 여기서  $h_m$ 은 산의 최대 높이이며,  $a$ 는 산의 반 너비로서 본 수치 실험에서는 10 km로 하였다. 따라서 본 연구에서 정수성의 정도를 나타내는 파라미터( $Na/U$ )는 1보다 매우 크다. 측면 경계 조건으로 파동 에너지의 수평 전파를 허락하는 복사 경계 조건을 사용하여 측면 경계에서의 파의 반사를 최소화하였고, 상·하층 경계 조건으로 강제 벽 조건을 사용하였다. 그러나 상층 경계 조건의 경우 계산 영역의 상층 경계인 16 km 고도에 적용되는 것이며, 물리적 영역의 상층 경계인 12 km부터 계산 영역의 상층 경계인 16 km까지의 4 km를 흡수층으로 두어(예단 방정식에 Rayleigh 감쇠 항을 첨가하고 감쇠 계수의 결정은 Klemp와 Lilly(1978)의 제안을 따름) 아래쪽을 향해 반사되는 파가 거의 없도록 하였다. Fig. 1은 본 수치 실험 영역을 도식화한 것이다.

수치 적분시 시간 분할 방법을 사용하여 음파와 관련된 항은 작은 시간 간격(0.3초)으로, 그 밖의 항은 큰 시간 간격(6초)으로 적분하였다. 난류 혼합 과정은 난류 운동 에너지 방정식을 이용하는 1.5차 종결 방법을 사용하였으며 지표 과정은 무시하였다. 산 높이의 변화에 따른 Fr의 변화에 대응된 흐름 분석을 위해 산 높이를 250 m부터 2000 m까지 250 m 간격으로 변화시켜가며 총 12시간 수치 적분하였다.

수치 실험 결과로부터 흐름 체계를 분류하는 기준이 되는 현상인 파동 파괴와 풍상측 저지의 발생 여부를 조사하였다. 파동 파괴의 발생은 총 온위선의 기울기가 음의 값을 갖기 시작하는 시간대를, 풍상측 저지의 발생은 하층의 총 수평 속도가 음의 값을 갖기 시작하

는 시간대를 기준으로 하였다. 이를 위해 산악의 풍하측 190 km에서 285 km 범위에서의 총 온위장의 연직 분포와 산악의 풍상측 115 km에서 210 km 범위에서의 총 수평 속도장의 연직 분포를 5 km의 수평 간격으로 나누어 조사하였다. 그리고 파동 파괴가 시작되는 임계 산 높이와 풍상측 저지가 시작되는 임계 산 높이를 찾기 위해 해당 부분 각 구간 사이의 산 높이를 더 조밀한 간격(25 m)으로 변화시켜가며 수치 실험을 수행하였다.

### 3. 결과 및 논의

Table 1은 Fr에 따른 파동 파괴와 풍상측 저지 발생 여부를 조사한 결과이다. 이 결과로부터 3가지의 흐름 체계를 얻었다. Fr이 4, 2, 1.33인 경우는 파동 파괴와 풍상측 저지가 둘 다 존재하지 않는 경우이고, Fr이 1인 경우는 파동 파괴만 존재하고 풍상측 저지는 존재하지 않는 경우이고, Fr이 0.8, 0.67, 0.57, 0.5인 경우는 파동 파괴와 풍상측 저지가 모두 존재하는 경우이다. Table 1에 나타난 파동 파괴와 풍상측 저지의 발생 시간대를 살펴보면 파동 파괴는 풍상측 저지에 항상 선행되는 현상임을 알 수 있다. 이 각각의 경우를 순서대로 체계 I, II, III으로 표시하였다.

체계 I (Fr>1.21)에서 보여지는 산악파는 흐름이 산악의 잠재적인 방해물 충분히 극복할 정도의 운동 에너지를 가질 때 발생하는 것으로서(Smith, 1979) 흐름 구조는 본 실험의 Fr이 2, 1.33인 경우에서 나

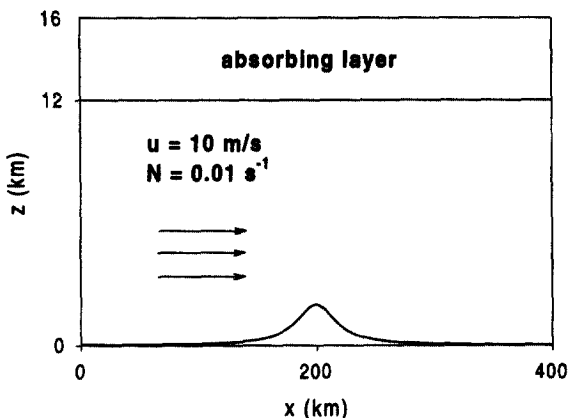


Fig. 1. A schematic diagram of computational domain for numerical simulations.

Table 1. Times (in sec) at which wave breaking and upstream blocking first occur.

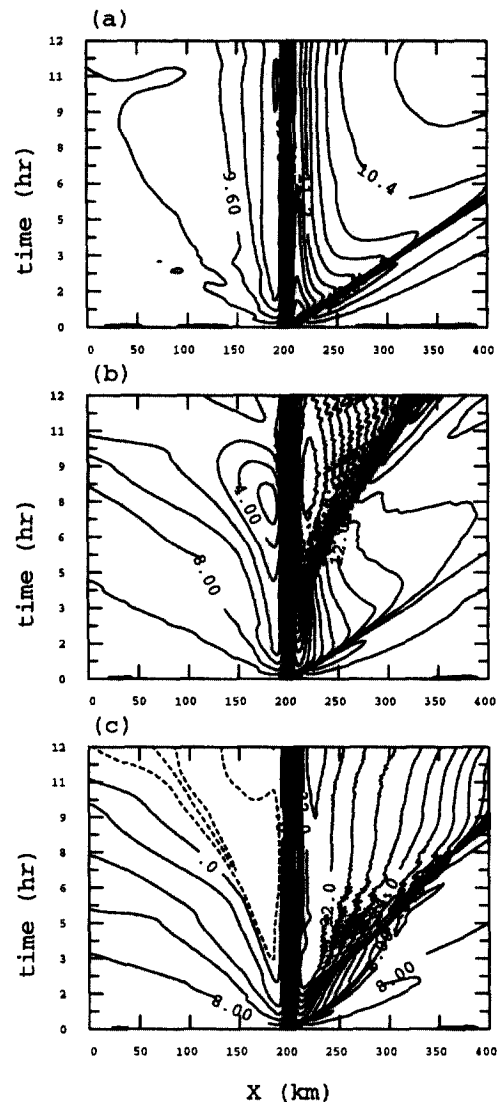
mountain height (m)	Fr(=U/Nh)	wave breaking (sec)	upstream blocking (sec)	
250	4.0	×	×	regime I
500	2.0	×	×	
750	1.33	×	×	
825*	1.21	15000	×	regime II
1000	1.0	9900	×	
1150*	0.87	7500	25500	regime III
1250	0.8	6600	18900	
1500	0.67	2400	11700	
1750	0.57	2400	7500	
2000	0.5	2400	4500	

타나는 비교적 가파른 등온위선의 형태를 제외하고는 이전 연구에서 보여진 선형 산악파의 형태와 유사하다.

Fig. 2는 체계 I의 전형적인 흐름 양상을 나타내는 예로서 Fr이 4인 경우, 6시간대의 총 온위장, 섭동 수평 속도장, 섭동 연직 속도장을 나타낸 것이다. 초기에 형성된 산악파가 시간에 따라 Fig. 2a의 일정한 형태로 유지된다. 산악 마루 위에서의 섭동 수평 속도는 연직으로 양과 음의 값이 교차되는 파의 형태를 띄며 이 파의 위상은 풍상측으로 기울어져 있다 (Fig. 2b). 이는 파의 운동 에너지가 상층으로 수송됨을 의미한다. 섭동 연직 속도 역시 섭동 수평 속도와 유사한 형태로 하강 섭동 연직 속도와 상승 섭동 연직 속도가 교대로 분포한다. Fig. 2c에서 특히 주목할 것은 발생한 파의 위치이다. 산악 마루 바로 위에는 하강 운동이 존재하고 풍상측 경사면에는 상승 운동이 존재한다. 이는 다른 체계들의 섭동 연직 속도장의 분포와 다른 점으로서 선형적 흐름의 특징이다. Laprise와 Peltier(1989)는 정상 상태의 유한한 진폭을 갖는 산악파의 구조적 특성에 관한 연구를 통해 선

형 하층 경계 조건하에서 파의 최대 편향(deflection)이 산악의 풍상측에 위치함을 밝혔다. 이처럼 섭동 연직 속도장 분석을 통해 체계 I의 흐름이 선형 산악파의 흐름 양상과 유사함을 확인할 수 있다.

Fig. 3은 각 흐름 체계를 대표하는 산 높이 250 m, 1000 m, 그리고 1750 m에 대한 총 지표 수평 속도의 거리에 따른 시간 변화를 나타낸다. 각각의 그림에서 풍상측과 풍하측 양쪽으로 전파되는 일시적인 파가 나타남을 확인할 수 있다. Fig. 3a는 체계 I을



**Fig. 2.** The fields of the (a) total potential temperature, (b) perturbation horizontal velocity, and (c) perturbation vertical velocity in the case of  $Fr = 4$  ( $h = 250$  m) at  $t = 6$  hr. The contour intervals in (a), (b), and (c) are 1 K, 0.25 m/s, and 0.05 m/s, respectively. The zero contour lines in (c) are not drawn.

**Fig. 3.** The time-distance plot of the total horizontal velocities at the surface in the cases of (a)  $Fr = 4$  ( $h = 250$  m), (b)  $Fr = 1$  ( $h = 1000$  m), and (c)  $Fr = 0.57$  ( $h = 1750$  m). The contour intervals in (a), (b), and (c) are 0.2 m/s, 1 m/s, and 2 m/s, respectively.

대표하는 산 높이 250 m에서의 총 지표 수평 속도를 나타내며 여기에서 우리는 2시간대에 수평 방향에 대해 독립적인 요란의 발생을 볼 수 있다. 이것이 유체를 통과할 때 풍상측에서의 온도와 수평 속도장은 계속적인 변화를 겪게되는데 이를 기동 요란이라 한다. 이 기동 요란은 풍상측의 흐름에 본질적인 영향을 끼치지 않고 오직 멀리 전파되는 일시적인 분산파로 나타난다. 산 높이가 250 m일 때 풍상측으로 이동하는 파는 비교적 일정한 값을 갖는 느린 군 속도(group velocity)로 이동해 감을 알 수 있다. 대조적으로 산 높이가 증가할수록 풍상측에서 관측되는 크게 감속된 층은 시간이 지남에 따라 더 빠른 군 속도로 이동해 간다. 예를 들면 Fig. 3b와 3c의 8 m/s의 등치선 비교에서 이러한 사실이 나타난다. 이는 정수 중력파에 대한 분산 관계에서 유도된 산 높이 증가에 따른 요란 군 속도와 잘 일치한다. 풍하측의 총 지표 수평 속도장을 통해 체계 II와 체계 III에 나타나는 내부 도약(internal jump)의 이동과 체계 III의 특징인 풍상측 저지 현상 역시 쉽게 알아낼 수 있다.

Table 1에서 산 높이 750 m와 1000 m 사이의 흐름에서 가장 뚜렷한 차이점은 파동 파괴의 발생이다. 파동 파괴는 부력 진동수와 풍속이 일정한 흐름에서 급속히 증가하는 지표 저항력에 의해 자유롭게 전파되던 내부파가 붕괴되면서 발생한다(Peltier와 Clark, 1979, 1980, 1983). 이러한 사실은 많은 다른 수치 모형들의 상이한 물리적 환경 하에서도 독립적으로 확인되었는데(e.g., Hoinka, 1985; Durran, 1986; Bacmeister, 1987), 이는 산악 위의 연속적으로 성층화된 흐름 체계를 구분 짓는 주요한 기준이 된다. 풍상측 저지 현상은 나타나지 않으나 파동 파괴 현상이 나타나는 경우를 체계 II ( $0.87 < Fr \leq 1.21$ )로 하였다.

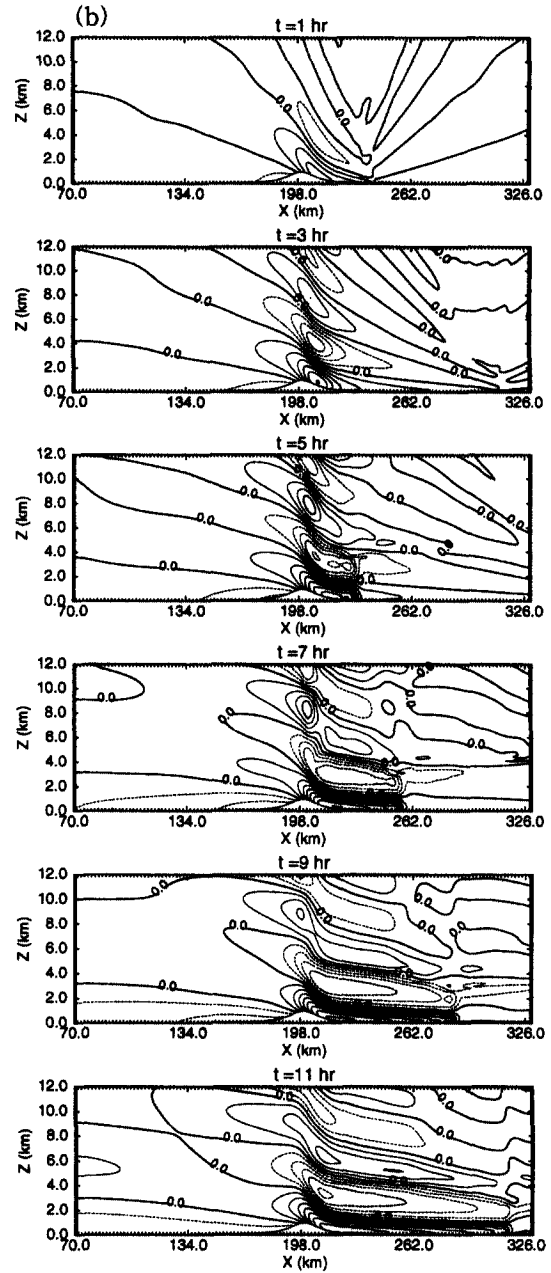
산 높이가 750 m와 1000 m 사이일 때 존재하는 파동 파괴가 시작되는 임계 Fr을 찾기 위해 산 높이를 더 조밀한 간격으로 변화시켜 가면서 수치 실험을 수행했다. 그 결과 산 높이 825 m에서 파동 파괴가 시작됨을 알 수 있었다. 즉, 본 연구에서 파동 파괴가 시작되는 임계 Fr은 1.21이다. 이 임계값은 Miles와 Huppert(1969)가 제시한 임계값 1.18과 매우 유사하다. LW의 최근 연구에서는 파동 파괴가 발생하는 임계값이 1.12로 나타났다. 각 연구들에서 보여진 임계값은 근소한 차이를 가지는데, LW는 이러한 차이들이 수치 모형에 사용된 근사, 산악에 의해 발생된 파와 이들의 통과 후 풍상측 조건의 작은 변화에서 기

인되었다고 설명하였다.

Fig. 4a는 체계 II의 전형적인 흐름 양상을 나타내는 예로서 Fr이 1인 경우 시간에 따른 총 온도장을 나타낸다. 초기에 풍하측의 경사면 위 약 3~6 km층에서 가파름 현상이 나타나기 시작한다. 이것이 점차 발달하여 내부 도약이 형성되고 시간이 지남에 따라 풍하측으로 서서히 이동해 간다. 여기서 내부 도약이라 함은 등온선의 기울기가 음의 값을 갖는 파의 전복 지역이 존재할 때의 흐름을 나타내며, 이는 풍하측에서의 흐름을 원래의 풍상측 흐름 고도로 회복시키는 역할을 한다. 이 현상은 물뿔과 유사하다. 산악 마루 위에는 정체 중력파가 존재한다. 즉, 체계 II에서는 산악 마루 위의 정체 중력파와 풍하측으로 이동해 가는 내부 도약 현상이 공존한다. 이 때 전자의 정체 중력파의 구조는 파의 가파름 정도에 따라 선형 또는 비선형 산악파와 유사하다.

섭동 수평 속도장(Fig. 4b)을 살펴보자. 체계 I에서는 산악 마루 위 풍상측으로 위상이 기울어진 파가 시간이 지남에 따라 안정한 형태로 존재하는데 반하여 체계 II에서는 파의 중심이 산악 마루에서 풍하측으로 이동한 형태가 나타난다. 이는 파의 비선형적 특성이다. 양과 음의 수평 풍속의 섭동량이 풍하측으로 길게 걸쳐있고 연직으로 교대하는 양상을 보인다. 시간이 지남에 따라 이 파는 산악 마루 위에 여전히 존재한 채, 풍하측으로 계속 확장된다. 섭동 연직 속도장(Fig. 4c)에서도 우리는 체계 I과 차이점을 발견할 수 있다. 풍상측 경사면에 존재하던 상승 기류는 체계 II에서 찾아 볼 수 없고, 단지 산악 마루 위에 양과 음의 섭동 연직 속도가 연직으로 교대로 분포하는데 이것은 시간이 흐름에 따라 분리되어 기존의 산악 마루 위의 교대하는 양상과 풍하측으로 계속 이동해 가는 파로 나타나게 된다.

산악의 풍하측을 살펴보자. 파동 파괴가 일어나는 산악의 풍하측 경사면을 따라 도약하는 요란이 형성되고 이는 파의 전복을 통해 국지 대류를 형성하여 강한 풍하측 바람을 발달시킨다(Fig. 4d). 국지적 대류가 형성되는 부분에서는 잘 혼합된 지역이 나타난다. 이 지역을 정체 지역(dead region)이라 하는데 Smith(1985)는 풍하측 강폭풍 상태는 강하게 성층화된 흐름과 정체 지역 사이의 상호 작용에 의해 존재한다고 설명하고 있다. 이렇게 발달된 강한 풍하측 바람은 흐름이 비선형일 때 나타날 수 있는 대표적인 현상이다.



**Fig. 4.** The time evolution of the (a) total potential temperature field, (b) perturbation horizontal velocity field, (c) perturbation vertical velocity field, and (d) wind vector field in the case of  $Fr = 1$  ( $h = 1000$  m). The contour intervals in (a), (b), and (c) are 1 K, 2.5 m/s, and 0.5 m/s, respectively. The zero contour lines in (c) are not drawn.

LW는 고립된 산악 마루를 지나는 이차원, 비회전, 정수적, 부시네스크 근사를 만족하는 성층화된 흐름을 조사하였다. 그들은 수치 실험을 통해 흐름 체계를 다음의 총 4가지 경우로 분류하였다 - (1)  $Fr > 1.12$ :

파동 파괴와 풍상측 저지가 모두 존재하지 않는 경우, (2)  $0.9 < Fr \leq 1.12$ : 파동 파괴는 존재하지만 풍상측 저지는 존재하지 않은 경우, (3)  $0.6 < Fr \leq 0.9$ : 파동 파괴가 먼저 발생한 후 풍상측 저지가 발생하는 경우,

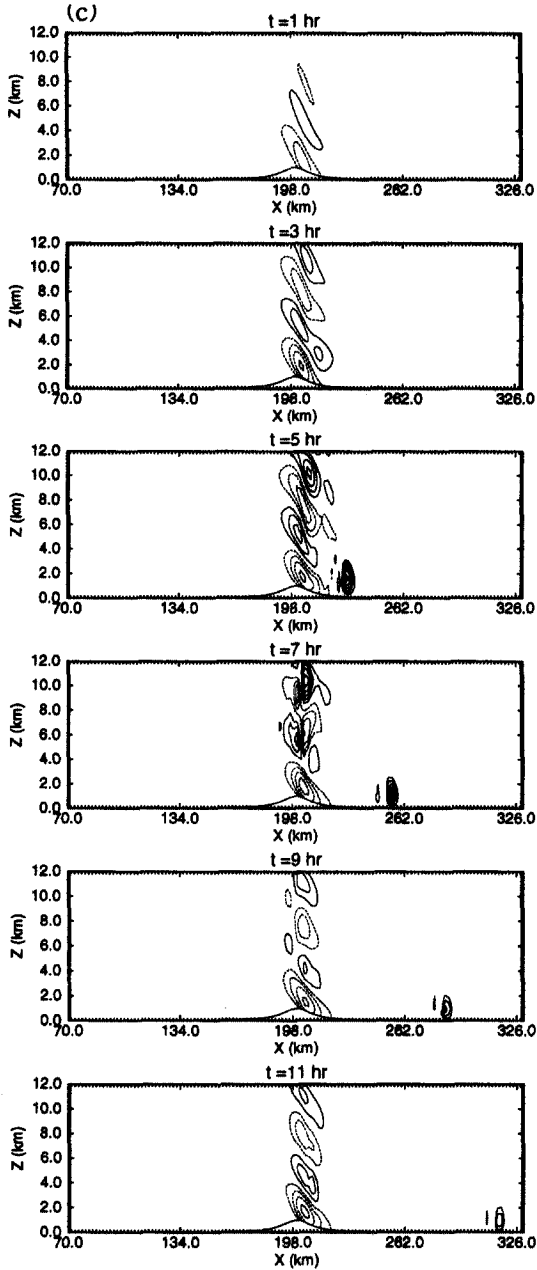


Fig. 4. Continued.

(4)  $0.3 \leq Fr \leq 0.6$ : 풍상측 저지가 먼저 발생한 후 파동 파괴가 발생하는 경우.

본 연구와 LW의 수치 실험 결과 비교를 통해 발견되는 차이는 LW의 경우는 풍하측으로 이동해 가는 내부 도약은 점차 그 전파 속도가 느려지다가 준 정체 상태로 귀결되는 반면, 본 수치 실험에서는 계속 풍하

측으로 이동해 나간다는 점이다. 본 수치 실험의 배경 풍속과 LW의 체계 II에서의 배경 풍속이 큰 차이를 보이지 않음을 주목한다면 이는 본 수치 실험을 통해 분류된 체계 II의 특징적 현상이라 할 수 있겠다. 상층에 형성된 산악파에서도 시간이 지남에 따라 가파름 현상이 나타나는 데 하층의 것보다는 비선형성 정도가

약하다. 이 상층의 산악파에서도 차이점이 발견된다. LW의 경우는 하층의 파의 전파와 동일한 속도로 이동해 가는 반면, 본 수치 실험의 경우는 하층의 파가 상층의 것보다 더 빨리 풍하측으로 이동해 간다. 본 연구에서는 앞서 기술한 바와 같이 압축적, 비정수적 모형을 사용하였기 때문에 산악파가 더 복잡한 구조를 가진다.

파동 파괴 후에 풍상측 저지가 나타나는 체계 III ( $Fr \leq 0.87$ )을 살펴보자. 풍상측 저지가 시작되는 임계값을 찾기 위해 체계 II에서처럼 산 높이를 더 조밀한 간격으로 변화시켜 가면서 수치 실험을 반복했다. 이로부터 우리는 산 높이 1150 m에서 저지 현상이 나타나기 시작함을 알 수 있었다. 즉, 본 연구의 풍상측 저지 발생 임계  $Fr$ 은 0.87이다. 산 높이를 더 증가시켰을 때 산악에 의해 발생된 파는 비선형적 요소의 증가로 더 빠르게 붕괴된다. Table 1에서 알 수 있듯이 산 높이의 증가는 파동 파괴의 발생 시각을 앞당긴다. 풍상측 저지 현상 역시 산 높이가 높아질수록 더 단시간 내에 발생된다. 하지만 언제나 파동 파괴가 풍상측 저지 현상에 선행되어 나타남을 알 수 있다.

Fig. 5a는 체계 III의 전형적인 흐름 양상을 나타낸다. 체계 II에서와 마찬가지로 산악 마루 위에 위치한 정체 중력파와 풍하측으로 이동해 가는 내부 도약이 나타난다. 산악파의 파괴가 빠른 시간 내에 발생하고 그 정도도 체계 II에 비해 두드러지게 나타난다. 풍상측 저지 현상은 총 바람 벡터장(Fig. 5b)을 통해 알 수 있다. 체계 II (Fig. 4d)에서의 풍하측에 존재하는 정체 지역이 체계 III에서는 풍상측에서도 나타난다. 이는 풍상측에서 저지된 흐름이 역 방향으로 진행하면서 정체 지역을 형성하기 때문이다. Pierrehumbert와 Wyman(1985)은 파동 파괴에 의해 발생된 기동 모드가 산악으로부터 지표를 따라 멀리 풍상측으로 진행된 정체 지역의 원인이 된다고 설명하였다. 이는 파동 파괴와 풍상측 저지 사이에 직접적인 인과 관계가 존재함을 암시한다. 총 바람 벡터장에서 주목할 만한 또 한가지의 특징은 풍하측 강폭풍이다. 풍하측 강폭풍은 파동 파괴가 발생한 이후에 초래되는 현상으로 그 크기는 30 m/s 이상이며, 이는 초기 배경 풍속의 3배 이상의 강한 바람이다.

연속적으로 성층화된 흐름에서 선형성 파라미터 ( $Fr$ )가 임계치를 초과하는 경우, 산악 위를 지나는 성층화된 흐름은 시간이 지남에 따라 상, 하층으로 분리된 특성을 보인다. 즉, 하층의 내부 도약 현상은 어떤

고도 이하에서 상층과 거의 상호 작용을 일으키지 않아 발달한다. 물론 상층의 흐름 역시 시간이 지남에 따라 변화하는데, 산 높이가 증가하면, 상층에서도 하층에서처럼 파가 분기하는 현상이 나타난다. 체계 III의 흐름 양상을 대표하는 산 높이 1750 m에서 이러한 현상을 발견할 수 있다(Fig. 5a). 이렇게 상층과의 상호 작용이 적은 하층에서의 파는 어떤 고도 하에 위쪽으로 전달되는 파의 진폭을 증가시키는데 기여하는 에너지를 가두어서 흐름의 불안정을 심화시킨다.

본 수치 실험에서는 산 높이를 250 m에서 2000 m까지 변화시키므로 선형성 파라미터  $Fr$ 이 0.5에서 4인 범위내의 흐름을 조사하여 3가지 흐름 체계를 얻었다. LW가 분류한 흐름 체계 중 체계 IV, 즉 풍상측 저지가 먼저 발생하고 파동 파괴가 이후에 발생하는 경우는 본 수치 실험 결과에서 찾아볼 수 없었다. 그들의 체계 IV는 0.3에서 0.6 범위의  $Fr$ 값을 갖는다. 이에 대응되는  $Fr$ 에서의 흐름 양상을 조사하기 위해 산 높이를 2250 m에서 4000 m까지 250 m간격으로 증가시키면서 같은 수치 실험을 반복하였다. 산 높이가 증가할수록 비선형성의 정도는 커져서 파동 파괴와 풍상측 저지가 단 시간 내에 발생하였다. 그러나 여전히 파동 파괴는 풍상측 저지 보다 선행되어 나타남을 알 수 있었다.

또한 LW의 체계 IV와 동일하게 산 높이가 1000 m로 고정되었을 때 풍속의 변화에 따라  $Fr$ 이 변하는 경우에 대해서도 수치 실험을 하였다. 그 결과 풍속이 3 m/s ( $Fr=0.3$ )인 경우, 파동 파괴는 1시간 12분대에, 풍상측 저지는 1시간 42분대에 나타났고, 풍속이 4 m/s ( $Fr=0.4$ )인 경우, 파동 파괴는 1시간 18분대에, 풍상측 저지는 2시간대에 나타났다. 이로부터 풍속의 변화에 따라  $Fr$ 이 변하는 LW의 조건과 동일한 경우에서도 역시 항상 파동 파괴 현상이 풍상측에서의 저지 현상보다 먼저 나타남을 알 수 있었다.

이상의 수치 실험을 통해 파동 파괴와 풍상측 저지가 둘 다 발생하는 경우, 항상 파동 파괴가 풍상측 저지보다 먼저 발생한다는 사실을 확인하였다. 이것은 LW의 흐름 체계 분석 결과와 다른 점이다. 본 수치 실험에서는 비정수적, 압축적 모형이 사용되었고 LW의 수치 실험에서는 정수적, 부시네스크 모형이 사용되었다. 본 수치 실험에서 정수성의 정도를 나타내는 파라미터( $Na/U$ )의 값은 비정수성의 효과를 완전히 무시할 수 있을 만큼 크지는 않지만 1보다는 매우 크다 ( $N=0.01s^{-1}$ ,  $U=10$  m/s일 때 10). 따라서 두 연구



**Fig. 5.** The time evolution of the (a) total potential temperature field and (b) wind vector field in the case of  $Fr = 0.57$  ( $h = 1750$  m). The contour interval in (a) is 1 K.

에서의 결과의 차이점은 비정수성과 정수성의 차이보다는 압축성과 부시네스크 근사의 차이에 더 기인한다고 사료된다. 비정수성의 효과를 체계적으로 조사하기 위해서는  $Fr$ 과  $Na/U$ 의 변화에 따른 흐름 체계의 연구가 필요하다.

LW 연구에서의 체계 Ⅲ은 초기 단계에 풍하측으로 전파되는 내부 도약이 풍상측 저지가 발생할 때 배경 대기 흐름에 맞서는 방향에서 쇠퇴하여 준 정체 상태에 이른다. 그들은 이 현상을 풍상측 저지가 풍상측의 경계 조건을 완화시켜 그 결과 풍하측으로 전파되는

내부 도약의 약화를 초래하였다고 설명하고 있다. 본 수치 실험을 통해 얻은 체계 III의 결과는 이와 약간의 차이를 보인다. 총 수평 풍속의 연직 분포 조사를 통해 풍상측 저지 현상의 존재가 확인되었음에도 불구하고 풍하측으로 전파되는 내부 도약은 준 정체 상태에 이르지 않고 시간이 지남에 따라 계속 풍하측으로 이동해 간다. 체계 III을 대표하는 예로 산 높이가 1750 m일 때 파동 파괴 발생 시각은 40분대이고, 풍상측 저지 발생 시각은 2시간 5분대이다(Table 1). 이 때 최대 수평 풍속 변화를 살펴보면 풍상측 저지에 따른 풍속 감소는 찾아볼 수 없다. 앞서 언급한 풍하측 강폭풍의 강도 역시 체계 II의 경우보다 훨씬 크게 나타남을 알 수 있었다. 즉, 본 수치 실험 결과에서 보여진 풍상측 저지는 파동 파괴를 약화시키는 요인으로 작용되지 않았다. LW는 배경 대기의 풍속을 변화시킴으로서 체계 분류의 기준이 되는 Fr를 변화시켰다. 따라서 체계 III의 배경 대기 풍속은 체계 I, II의 경우 보다 작은 값을 갖게 되고 상대적으로 천천히 움직이는 내부 도약은 풍상측 저지 발생이 초래한 산악의 유효 고도 감소 효과에 의해 그 강도가 감소된다. 반면, 본 수치 실험 결과에서의 배경 대기의 풍속은 전체계를 통해 10 m/s의 일정한 값을 가진다. 풍상측 저지 발생에 의한 역 방향의 풍속을 갖는 층의 두께가 적당히 존재한다 할지라도 비선형성을 강화시키는 산 높이가 다른 체계들에 비해 큰 값을 가지므로 파동 파괴는 그 강도 면에서 오히려 증가된 양상을 보인다.

이러한 결과는 다음과 같이 정의되는 지표 파동 저항력의 계산을 통해서도 확인할 수 있다.

$$D = \int_{-\infty}^{\infty} p' \frac{dh}{dx} dx. \quad (2)$$

여기서  $p'$ 은 지표 섭동 압력을 나타낸다. D는 파의 발생 과정에서 나타난 풍하측 기압 감소 결과가 경계에 미치는 힘을 의미한다. Fig. 6은 5분마다 계산된 각 체계를 대표하는 Fr에 대응되는 지표 파동 저항력을 나타낸다. 그림에서 보여진 바와 같이 시간에 따른 지표 파동 저항력이 상대적으로 거의 없는 체계 I의 경우와 대조적으로 체계 II와 III의 경우 큰 값의 지표 파동 저항력을 가진다. 지표 파동 저항력의 크기는 체계 II보다 체계 III에서 훨씬 크다. 이는 앞에서 논의한 바와 같이 체계 III에서 더욱 비선형성이 강화된다는 사실을 뒷받침한다. 또한 LW가 제시한 체계 II에서 지표 파동 저항력의 최대값이 나타나고 체계 III과

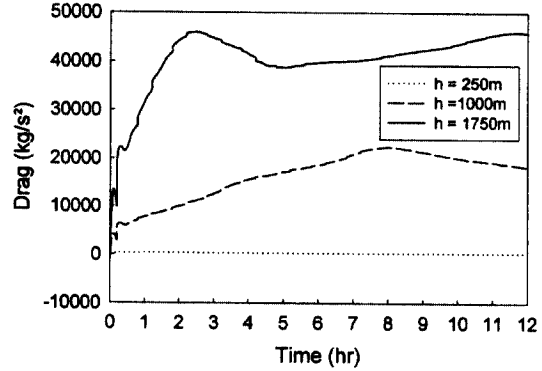


Fig. 6. Surface wave drag as a function of time in the cases of Fr = 4 ( $h = 250$  m), Fr = 1 ( $h = 1000$  m), and Fr = 0.57 ( $h = 1750$  m).

IV일 때 그 값이 점차 감소하는 것과 대조적이다.

체계 III에서 풍상측 저지 현상을 좀 더 상세하게 관찰하기 위해 각 산 높이에 따른 총 바람 벡터장을 Fig. 7에 나타냈다. 이 그림을 통해 풍상측 저지 현상에서 비롯된 정체 지역의 두께는 산 높이의 함수임이 확인된다. Baines와 Guest(1988)는 저지된 유체에서의 평균 밀도 경도는 작은 값을 가지며, 초기에 혼합되지 않은 유체보다 성층화 정도가 약화된다고 설명하였다. 이러한 저지된 유체의 특성에 기인하여 LW는 풍상측 저지가 파동 파괴보다 먼저 발생하는 현상을 풍상측 경사면 위 밀도면의 더 급속한 붕괴에 기인한다고 설명하고 있다. 하지만 급속한 밀도면 붕괴의 발생 원인에 대한 언급은 없다.

연속적으로 성층화된 흐름에 대해 현재 진행중인 연구들은 Pierrehumbert와 Wyman(1985)에 의해 논의된 파동 파괴와 풍상측에서의 영구적 변화들 사이의 관계를 밝히는 것과, Smith(1985)에 의해 제안된 것처럼 정상 상태 모형에서 풍상측 작용의 영향을 평가하는 것을 주요한 목적으로 하고 있다. Pierrehumbert와 Wyman(1985)은 비록 기동 요란 모드의 강화를 초래하는 물리적 메카니즘은 밝혀내지 못했지만, 수치 실험을 통해 풍상측 흐름 작용의 시작이 파동 파괴와 관련됨을 보였다. 반면, 풍하측 파동 없이 풍상측 흐름을 발생시키는 수력 모형과 파동 파괴가 존재하지 않는 상태에서 저지를 포함한 풍상측 흐름을 발생시키는 유한한 깊이의 성층화된 유체 위에서의 실험(Baines, 1979)은 LW의 수치 실험 결과에서처럼 Pierrehumbert와 Wyman(1985)과는 대조적인 결과를 보인다. 본 수치 실험 결과는 파동 파괴가 풍상

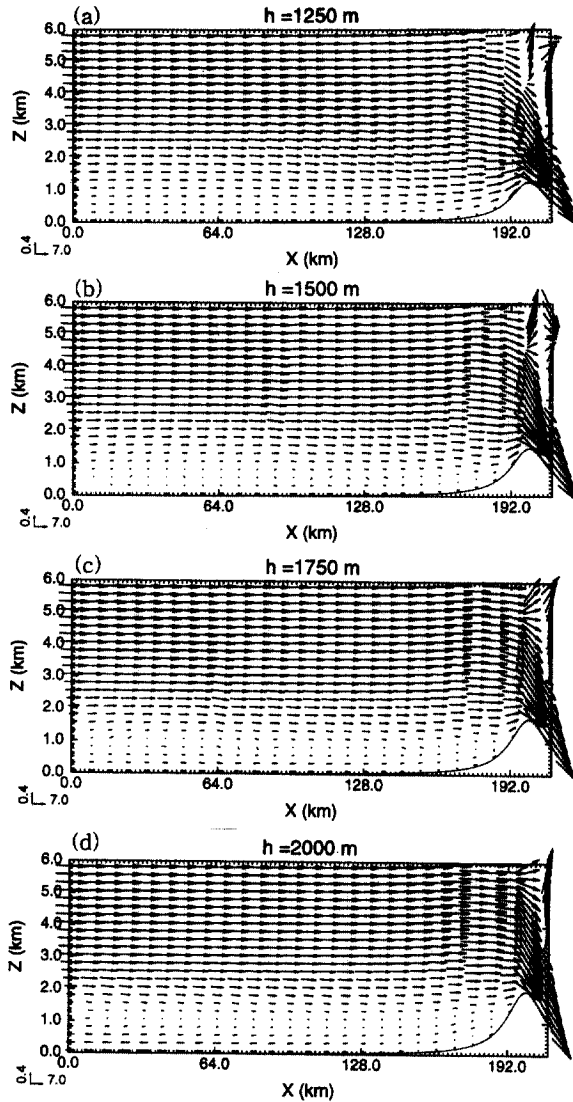


Fig. 7. Wind vector fields at  $t = 12$  hr. The mountain heights are (a) 1250 m, (b) 1500 m, (c) 1750 m, and (d) 2000 m.

측에서의 흐름과 직접 관련됨을 지지하는 하나의 예로 제시될 수 있다.

#### 4. 요약 및 결론

본 연구에서는 체계적인 이차원 수치 실험을 통해 연속적으로 성층화된 유체가 고립된 종 모양의 산악 위를 지날 때 발생하는 흐름을 조사하였다. 배경 대기는 일정한 부력 진동수와 풍속을 가지는 구조화 되지

않은 대기를 가정하였고, 비정수적, 압축적 수치 모형 (ARPS 모형)을 이용하였다. 체계를 구분 짓는  $Fr$ 은 0.5에서 4까지 변화시켰으며, 이 때  $Fr$ 은 산 높이에 의해 결정된다. 결과 분석을 통해 우리는 고립된 종 모양의 산악 위에서의 흐름 체계가 3가지로 분류됨을 알 수 있었다.

체계 I은 파동 파괴와 풍상측 저지가 모두 존재하지 않는 경우로서 흐름은 선형 산악파의 형태와 유사하다.

체계 II는 파동 파괴는 존재하지만 풍상측 저지는 존재하지 않는 경우로서 임계  $Fr$ 은 1.21이다. 이 체계에서는 산악 마루 위의 정체 중력파와 풍하측으로 이동해 가는 내부 도약, 이렇게 두 개의 분리된 현상이 공존한다. 내부 도약은 시간에 따라 계속 풍하측으로 이동해 간다. 풍하측 경사면을 따라서는 국지적 대류가 발생하고 이는 정체 지역을 형성하며 하부에 풍하측 강폭풍이 발생된다. 상층에 형성된 산악파는 하층의 것보다 천천히 풍하측으로 이동해 간다.

체계 III은 파동 파괴와 풍상측 저지가 모두 존재하는 경우이다. 항상 파동 파괴가 풍상측 저지보다 먼저 발생한다. 체계 II에서와 마찬가지로 산악 마루 위에 정체 중력파가 위치하고 풍하측으로 이동해 가는 내부 도약이 나타난다. 체계 II에서 풍하측에만 나타나던 정체 지역이 풍상측에도 존재한다. 특히 체계 III에서는 산 높이가 높아짐에 따라 풍하측 강폭풍 현상이 두드러짐을 알 수 있다. 본 수치 실험에서는 풍상측 저지가 파동 파괴를 약화시키는 두드러진 요인으로 작용하지 않았다. 이는 배경 풍속이 일정한 크기를 갖는 상태에서의 산 높이 증가와 압축적 대기가 파동 파괴의 강도를 증가시키는 요인으로 작용하기 때문인 것으로 사료된다.

본 연구를 통해 풍상측 저지 현상이 나타나기 위해서는 항상 파동 파괴 현상이 선행되어야 한다는 결론을 얻었다. 이는 파동 파괴가 풍상측에서의 흐름과 직접 관련됨을 지지하는 하나의 연구로 제시될 수 있다.

#### 감사의 글

논문에 대해 좋은 제안을 해 주신 심사 위원에게 감사드립니다.

## 참고문헌

- Bacmeister, J. T., 1987: Nonlinearity in transient, two-dimensional flow over topography. Ph. D. thesis, Princeton University, pp. 187.
- Baines, P. G., 1979: Observations of stratified flow over two-dimensional obstacles in fluid of finite depth. *Tellus*, **31**, 351-371.
- \_\_\_\_\_, and F. Guest., 1988: The nature of upstream blocking in uniformly stratified flow over long obstacles. *J. Fluid Mech.*, **188**, 23-45.
- Durran, D. R., 1986: Another look at downslope windstorms. Part I: On the development analogs to supercritical flow in an infinitely deep, continuously stratified fluid. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 2527-2543.
- Hoinka, K. P., 1985: A comparison of numerical simulations of hydrostatic flow over mountains with observations. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 719-735.
- Klemp, J. B., and D. K. Lilly, 1975: The dynamics of wave-induced downslope winds. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 320-339.
- \_\_\_\_\_, and \_\_\_\_\_, 1978: Numerical simulation of hydrostatic mountain waves. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 78-108.
- Laprise, R., and W. R. Peltier, 1989: On the structural characteristics of steady finite-amplitude mountain waves over bell-shaped topography. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 586-595.
- Lin, Y. -L., and T. -A. Wang, 1996: Flow regimes and transient dynamics of two-dimensional stratified flow over an isolated mountain ridge. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 139-158.
- Long, R. R., 1953: A laboratory model resembling the "Bishop-wave" phenomenon. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **34**, 205-211.
- Miles, J. W., and H. E. Huppert, 1969: Lee waves in a stratified flow. Part 4: Perturbation approximations. *J. Fluid Mech.*, **35**, 495-525.
- Peltier, W. R., and T. L. Clark, 1977: On the evolution and stability of finite-amplitude mountain waves. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 1715-1730.
- \_\_\_\_\_, and \_\_\_\_\_, 1979: The evolution and stability of finite-amplitude mountain waves. Part II: Surface wave drag and severe downslope windstorms. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1498-1529.
- \_\_\_\_\_, and \_\_\_\_\_, 1980: Reply to comments of D. K. Lilly and J. B. Klemp on "The evolution and stability of finite-amplitude mountain waves. Part II: Surface wave drag and severe downslope windstorms." *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2122-2125.
- \_\_\_\_\_, and \_\_\_\_\_, 1983: Nonlinear mountain waves in two and three spatial dimensions. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **109**, 527-548.
- \_\_\_\_\_, and \_\_\_\_\_, 1984: Critical level reflection and the resonant growth of nonlinear mountain waves. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 3122-3134.
- Pierrehumbert, R. T., and B. Wyman, 1985: Upstream effects of mesoscale mountains. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 977-1003.
- Smith, R. B., 1979: The influence of mountains on the atmosphere. *Adv. Geophys.*, **21**, 87-230.
- \_\_\_\_\_, 1985: On severe downslope winds. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2597-2603.