

## 대류가 유도하는 중규모 흐름에 미치는 비정역학 효과

우소라<sup>1)</sup> · 백종진<sup>1),\*</sup> · 이현호<sup>1)</sup> · 한지영<sup>2)</sup> · 서재명<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>서울대학교 지구환경과학부, <sup>2)</sup>(재)한국형수치예보모델개발사업단

(접수: 2013년 3월 29일, 수정: 2013년 6월 3일, 계재확정일: 2013년 6월 23일)

## Nonhydrostatic Effects on Convectively Forced Mesoscale Flows

Sora Woo<sup>1)</sup>, Jong-Jin Baik<sup>1),\*</sup>, Hyunho Lee<sup>1)</sup>, Ji-Young Han<sup>2)</sup>, and Jaemyeong Mango Seo<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>School of Earth and Environmental Sciences, Seoul National University, Korea

<sup>2)</sup>Korea Institute of Atmospheric Prediction Systems, Korea

(Received: 29 March 2013, Revised: 3 June 2013, Accepted: 23 June 2013)

**Abstract** Nonhydrostatic effects on convectively forced mesoscale flows in two dimensions are numerically investigated using a nondimensional model. An elevated heating that represents convective heating due to deep cumulus convection is specified in a uniform basic flow with constant stability, and numerical experiments are performed with different values of the nonlinearity factor and nonhydrostaticity factor. The simulation result in a linear system is first compared to the analytic solution. The simulated vertical velocity field is very similar to the analytic one, confirming the high accuracy of nondimensional model's solutions. When the nonhydrostaticity factor is small, alternating regions of upward and downward motion above the heating top appear. On the other hand, when the nonhydrostaticity factor is relatively large, alternating updraft and downdraft cells appear downwind of the main updraft region. These features according to the nonhydrostaticity factor appear in both linear and nonlinear flow systems. The location of the maximum vertical velocity in the main updraft region differs depending on the degrees of nonlinearity and nonhydrostaticity. Using the Taylor-Goldstein equation in a linear, steady-state, inviscid system, it is analyzed that evanescent waves exist for a given nonhydrostaticity factor. The critical wavelength of an evanescent wave is given by  $\lambda_c = 2\pi\beta$ , where  $\beta$  is the nonhydrostaticity factor. Waves whose wavelengths are smaller than the critical wavelength become evanescent. The alternating updraft and downdraft cells are formed by the superposition of evanescent waves and horizontally propagating parts of propagating waves. Simulation results show that the horizontal length of the updraft and downdraft cells is the half of the critical wavelength ( $\pi\beta$ ) in a linear flow system and larger than  $\pi\beta$  in a weakly nonlinear flow system.

**Key words:** Convection, mesoscale flows, nonhydrostatic effects, evanescent waves

### 1. 서 론

산악 혹은 대류가 유도하는 중규모 흐름의 기본 역학을 이해하기 위하여 지금까지 많은 연구가 진행되

\*Corresponding Author: Jong-Jin Baik, School of Earth and Environmental Sciences, Seoul National University, 1 Gwanak-ro, Gwanak-gu, Seoul 151-742, Korea.

Phone : +82-2-880-6990, Fax : +82-2-883-4972  
E-mail : jjbaik@snu.ac.kr

었다. 이러한 연구는 크게 지배 방정식 계에 대한 해석 해를 구하고 이를 분석하는 이론적인 연구(e.g., Queney, 1948; Olfe and Lee, 1971; Lin and Smith, 1986; Chun, 1997)와 수치 모형을 이용하는 수치적인 연구(e.g., Crook, 1988; Raymond and Rotunno, 1989; Yang and Houze, 1995; Baik and Chun, 1996; Pandya and Durran, 1996)로 나눌 수 있다. 이론적인 연구에서는 해석 해를 구할 수 있도록 선형 혹은 약한 비선

형 근사나 정역학 근사를 사용하여 지배 방정식 계를 단순화한다. 그러나 비선형성이 강하거나 또는 비정역학성이 중요한 중규모 흐름 계에 대한 이론적인 연구는 수학적인 난해함 때문에 어려운 설정이다. 따라서 이러한 흐름 계의 기본 역학을 이해하기 위해서는 수치적인 연구가 필요하다.

중규모 흐름에 미치는 비선형 효과가 다양한 수치 모형을 이용해 연구되었다. Wurtele *et al.*(1987)은 수치 모형을 사용하여 산악이 유도하는 흐름을 조사한 결과, 선형 계와 다르게 비선형 계에서는 산악의 풍하측에서 파의 위상이 시간에 따라 변함을 보였다. Nance and Durrant(1998)은 수치 모형을 사용하여 산악의 높이를 달리하는 실험을 통해 다양한 비선형성 정도에 따른 산악이 유도하는 흐름을 조사하였다. Baik and Chun(1996)은 무차원화된 수치 모형을 개발하여 하층 가열이 유도하는 중규모 흐름에 미치는 비선형 효과를 조사한 결과, 비선형성 인자가 커질수록 열원의 풍하측에서 점차 강한 상승 기류 세포가 나타남을 밝혔다. Han and Baik(2012)은 동일한 수치 모형을 이용하여 대류 가열이 유도하는 중규모 흐름에 미치는 비선형 효과를 조사하였다.

중규모 흐름에 미치는 비정역학 효과는 주로 산악이 유도하는 중규모 흐름에 대한 연구에서 고려되었다. Smith(1979)는 기본류와 안정도가 일정한 대기에서 파장이 상대적으로 짧은 파의 강도가 연직 방향으로 지수함수적으로 감쇠하는 현상이 나타나며, 이러한 파는 비정역학 효과로 인해 나타나는 에반센트파(evanescent wave)임을 보였다. Keller(1994)는 안정도가 일정한 하나의 층으로 구성된 대기에서 연직 시어가 강한 경우 산악파가 풍하측에서 포획될 수 있음을 보였고, 정역학 근사를 사용할 경우 풍하측으로 전파되는 산악파가 나타나지 않음을 보였다. 또한 Keller(1994)는 풍하측에서 나타나는 포획파의 운동량 속이 비정역학 성분에 의해 산악으로부터의 거리에 따라 점진적으로 증가하므로 정역학 근사를 사용할 경우 항공 관측 자료와 수치 모형 결과를 잘못 분석할 소지가 있음을 언급하였다. 이 외에 산악파에 관한 많은 연구에서 비정역학 효과의 중요성이 강조되었다 (Xue and Alan, 1991; Nance and Durrant, 1997, 1998). 그러나 하층 가열 혹은 대류 가열이 유도하는 중규모 흐름에서의 비정역학 효과를 체계적으로 연구하여 포획파와 같은 산악파에서의 비정역학 효과와 비교한 선행 연구는 없었다.

본 연구에서는 Baik and Chun(1996)<sup>o</sup> 개발한 무차원화된 정역학 모형을 기반으로 무차원화된 비정역학 모형을 개발하였고, 이를 사용하여 대류가 유도하는 중규모 흐름에 미치는 비정역학 효과와 이 효과가 비선형성 정도에 따라 어떻게 달라지는지를 조사하고자 한

다. 2장에서는 수치 실험에서 사용한 모형과 실험 설계를 기술하였고, 3장에서는 비선형성 인자와 비정역학성 인자의 변화에 따른 수치 실험 결과를 제시하고 이에 대해 논의하였으며, 4장에서는 연구 결과를 요약하였다.

## 2. 수치 모형과 실험 설계

### 2.1 수치 모형

2차원, 비정역학, 비회전, 부시네스크 흐름 계를 고려한다. 기본류와 부력 진동수가 일정하고 열원이 존재할 때 흐름을 지배하는 방정식 계는 다음과 같다.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (U + u)\frac{\partial u}{\partial x} + w\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial \pi}{\partial x} - vu \quad (1)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + (U + u)\frac{\partial w}{\partial x} + w\frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial \pi}{\partial z} + b - vw \quad (2)$$

$$\frac{\partial b}{\partial t} + (U + u)\frac{\partial b}{\partial x} + w\frac{\partial b}{\partial z} + N^2 w = \frac{g}{c_p T_0} q - vb \quad (3)$$

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

여기서  $u, w$ 는 각각 수평( $x$ ), 연직( $z$ ) 방향의 섭동 속도,  $\pi$ 는 섭동 운동학적 압력,  $b$ 는 섭동 부력,  $U$ 는 수평 방향의 기본류,  $N$ 은 부력 진동수,  $g$ 는 중력 가속도,  $c_p$ 는 공기의 정압 비열,  $T_0$ 은 규준 온도, 그리고  $v$ 는 레일리 마찰 계수 또는 뉴턴 냉각 계수를 나타낸다. 열원(대류에 기인한 가열)을 나타내는  $q$ 는 수평 방향으로 종형 함수 형태를 갖고 연직 방향으로 고도  $h_1$ 부터  $h_2$ 까지 균일하게 분포하게 하였다.

$$q(x) = q_0 \frac{1}{[(x - c)/a_x]^2 + 1} \quad \text{for } h_1 \leq z \leq h_2 \quad (5)$$

여기서  $q_0$ 는 열원의 강도,  $c$ 는 열원의 수평 방향 중심 위치,  $a_x$ 는 종형 함수의 수평 방향 반폭을 나타낸다.

식 (1)~(4)의 지배 방정식 계에 다음과 같은 무차원 변수를 도입한다.

$$\begin{aligned} t &= \frac{L}{U}\tilde{t}, x = L\tilde{x}, c = L\tilde{c}, a_x = L\tilde{a}_x, z = \frac{U}{N}\tilde{z}, h_1 = \frac{U}{N}\tilde{h}_1, \\ h_2 &= \frac{U}{N}\tilde{h}_2, U = U\tilde{U}, q = q_0\tilde{q}, v = \frac{U}{L}\tilde{v}, u = \frac{gq_0L}{c_p T_0 NU}\tilde{u}, \\ w &= \frac{8q_0}{c_p T_0 N^2}\tilde{w}, \pi = \frac{gq_0L}{c_p T_0 N}\tilde{\pi}, b = \frac{gq_0L}{c_p T_0 U}\tilde{b} \end{aligned} \quad (6)$$

여기서  $L$ 은 열원의 수평 길이 규모이고 틸드(tilde)는 무차원 변수를 나타낸다. 위의 무차원 변수를 사용하여 식 (1)~(4)를 정리하면 다음과 같은 무차원화된 방정식 계를 얻을 수 있다. 틸드는 표기의 간략화를 위

하여 생략하였다.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} + \mu \left( u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial \pi}{\partial x} - vu \quad (7)$$

$$\beta^2 \left[ \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial w}{\partial x} + \mu \left( u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right] = - \frac{\partial \pi}{\partial z} + b - \beta^2 vw \quad (8)$$

$$\frac{\partial b}{\partial t} + \frac{\partial b}{\partial x} + \mu \left( u \frac{\partial b}{\partial x} + w \frac{\partial b}{\partial z} \right) + w = q - vb \quad (9)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (10)$$

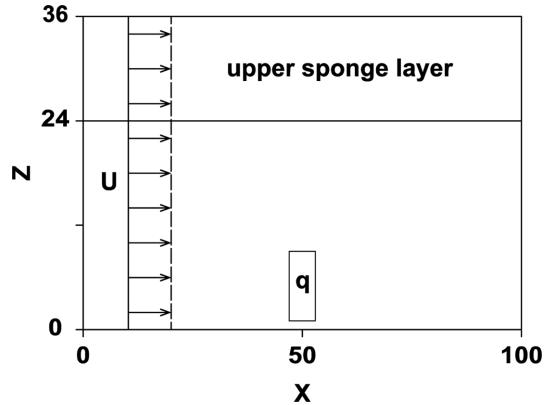
여기서  $\mu [= gq_0L/(c_p T_0 N U^2)]$ 는 비선형성(nonlinearity) 인자로써 수평 섭동 속도와 기본류의 비를 나타낸다 (Lin and Chun, 1991).  $\beta [= U/LN]$ 는 비정역학성 (nonhydrostaticity) 인자로써 연직 규모와 열원의 수평 규모의 비를 나타낸다. 본 연구에서는 연직 규모를 내부 중력파의 연직 파장 규모로 표시하였다. 무차원화된  $q$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$q(x) = \frac{1}{[(x - c)/a_x]^2 + 1} \quad \text{for } h_1 \leq z \leq h_2 \quad (11)$$

식 (7)~(10)을 사용하여  $u$ ,  $w$ ,  $b$ 를 진단 혹은 예단할 수 있으나  $\pi$ 는 진단할 수 없다.  $\pi$ 를 진단하기 위하여 식 (7)에  $x$  미분을 취하고 식 (8)에  $z$  미분을 취하여 두식을 더한 후에 식 (10)을 사용하여 정리하면 다음과 같은  $\pi$ 에 관한 푸아송(Poisson) 방정식을 얻을 수 있다.

$$\beta^2 \frac{\partial^2 \pi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \pi}{\partial z^2} = 2\beta^2 \mu \left( \frac{\partial u \partial w}{\partial x \partial z} - \frac{\partial w \partial u}{\partial x \partial z} \right) + \frac{\partial b}{\partial z} \quad (12)$$

방정식 계는 식 (7)~(10)과 (12)의 5개의 방정식으로 이루어져 있으나 변수는  $u$ ,  $w$ ,  $b$ ,  $\pi$ 로 4개이다. 따라서  $w$ 는 식 (8)을 사용하여 예단하는 대신 식 (10)을 사용하여 진단하였다. 식 (7), (9), (10), (12)를 유한 차분법을 이용하여 수치적으로 풀었다. 수평 방향에 대한 미분 항에 대해서는 4차 compact implicit scheme(Navon and Riphagen, 1979)을, 연직 방향에 대한 미분 항에 대해서는 중앙 차분법을 적용하였다. 시간에 대해서는 Asselin(1972)이 제안한 시간 여과가 포함된 등넘기(leapfrog) 시간 차분법을 사용하였다. 차분화된 푸아송 방정식은 직접(direct) 방법을 사용하여 풀었다. 하층 경계 조건으로 평평한 바닥 경계 조건을 사용하였다. 경계에서 파동의 반사를 최소화하기 위하여 측면 경계 조건으로 파동 에너지의 수평 전파를 허락하는 Betz and Mittra(1992)의 복사 경계 조건을 사용하였고(Chun et al., 2008), 모형 상층에 스펜지 층을 두었다. 고주파 수치 잡음을 제거하기 위하여 4차 확산 형태의 공간 필터(Perkey, 1976)를 사용하였다.



**Fig. 1.** Schematic diagram of model domain and experimental design.

## 2.2 실험 설계

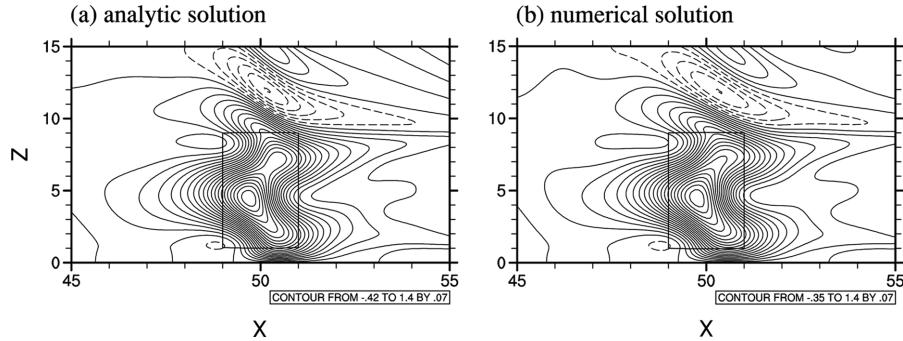
모형 영역과 실험 설계를 Fig. 1에 도식적으로 나타내었다. 모형 영역 크기는 수평 방향으로 100, 연직 방향으로 36이며 수평 격자 간격은 0.1, 연직 격자 간격은 0.05이다. 시간 간격은 0.001이며,  $t = 14.4$ 까지 모형을 적분하였다. 열원  $q$ 의 수평 방향 중심은 모형 영역의 중심인  $x = 50$ 에 위치하고 열원은 연직 방향으로  $z = 1$ 부터 9까지 일정하다. 그리고  $a_x = 1$ 로 두었다. 무차원화된 변수의 크기와 실제 변수의 크기와의 관계는 무차원화에 사용한 규모 값에 따라 달라진다. 가령 식 (6)에서  $U = 10 \text{ m s}^{-1}$ ,  $N = 0.01 \text{ s}^{-1}$ , 그리고  $L = 10 \text{ km}$ 를 사용할 경우 수평 방향으로의 길이 1은 10 km에 해당하고, 연직 방향으로의 길이 1은 1 km에 해당하며, 시간 간격 1은 1000초에 해당한다.

비선형성 인자와 비정역학성 인자의 크기를 달리하면서 수치 실험을 수행하였다.  $\mu = 0$ 일 때 지배 방정식 계는 비선형 이류 항이 사라지면서 선형 방정식 계가 되고,  $\mu$ 가 증가할수록 비선형성 정도가 증가한다.  $\beta = 0$ 일 때 흐름은 정역학 흐름이 되고,  $\beta$ 가 증가할수록 흐름에서의 비정역학성 정도가 증가한다. Chun et al.(2008)은 기준의 관측 자료를 분석하여  $\mu$ 의 범위가 0부터 5 사이임을 보였다. 본 연구에서는 이를 바탕으로  $\mu$ 를 0부터 3까지 바꾸어가며 실험하였다. 또한 열원의 수평 길이 규모( $L$ )와 수평 방향의 기본류( $U$ )의 현실적인 범위를 토대로  $\beta$ 를 0.1부터 0.6까지 바꾸어가며 실험하였다.

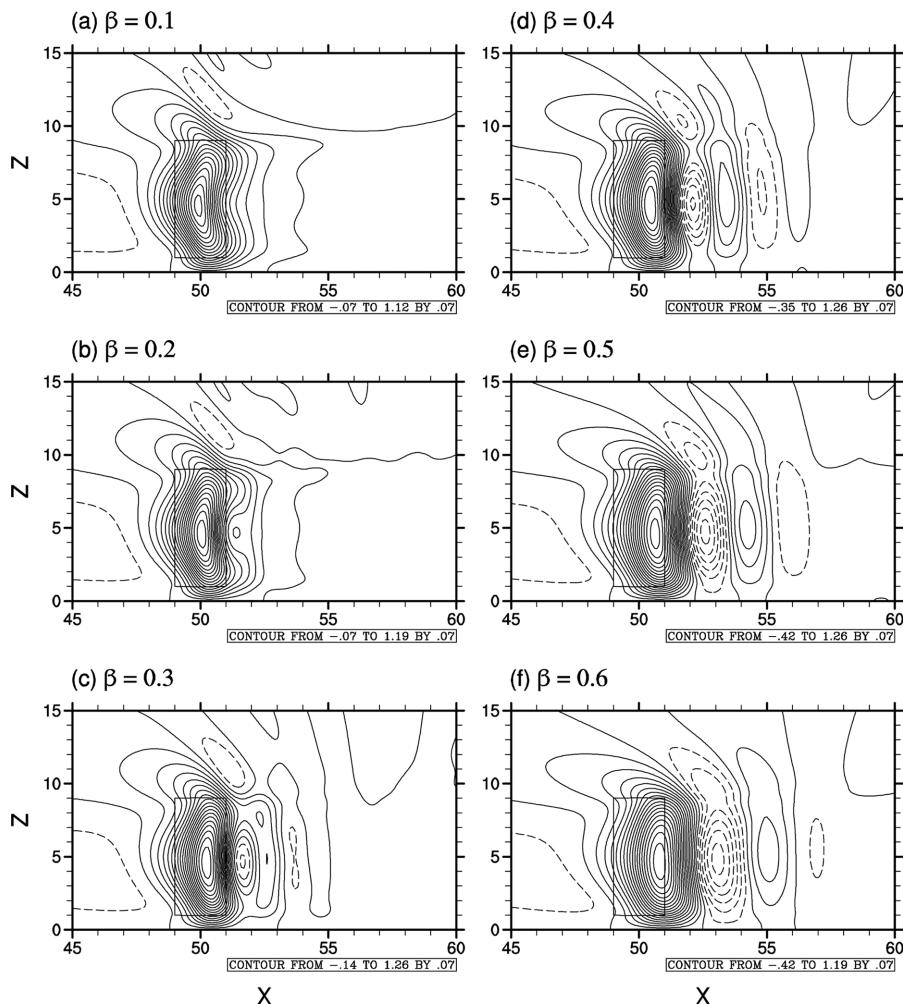
## 3. 결과 및 논의

### 3.1 모형 검증

본 연구에서 개발된 비정역학 모형을 검증하기 위하여 선형, 비접촉 흐름 계의 해석 해와 수치 해를 비



**Fig. 2.** The perturbation vertical velocity fields at  $t = 7.2$  (a) calculated using the analytic solution (Han and Baik, 2009) and (b) simulated using the nondimensional nonhydrostatic numerical model in a linear ( $\mu = 0$ ), inviscid ( $v = 0$ ) flow case with  $\beta = 10^{-3}$ . The contour interval is 0.07. The rectangular box (also in Figs. 3, 4, 6, 7, 8, and 10) indicates the area of concentrated convective heating.



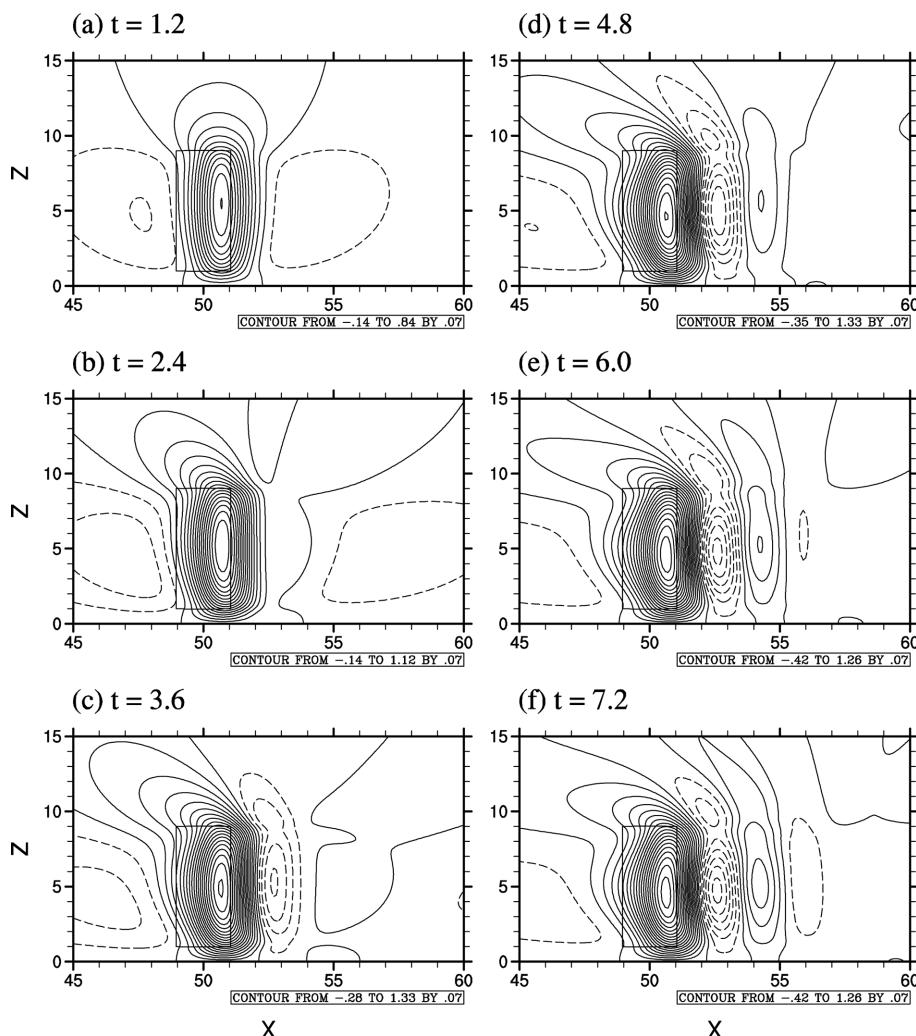
**Fig. 3.** The perturbation vertical velocity fields at  $t = 7.2$  in linear ( $\mu = 0$ ), viscous ( $v = 0.3$ ) flow cases with  $\beta =$  (a) 0.1, (b) 0.2, (c) 0.3, (d) 0.4, (e) 0.5, and (f) 0.6. The contour interval is 0.07.

교하였다. Figure 2a는 정역학 방정식 계의 섭동 연직 속도장에 대한 해석 해(Han and Baik, 2009)이며, Fig. 2b는 비정역학 모형에서  $\beta$ 를  $10^{-3}$ 으로 설정하여 정역학 방정식 계와 거의 같은 설정한 수치 실험에서의 섭동 연직 속도장이다. 모사된 섭동 연직 섭동장은 해석 해와 거의 일치하였다. 두 경우 모두에서 열원이 존재하는 지역에서의 강한 상승 운동과 열원 꼭대기 위에서 파동 에너지의 상증으로의 전파에 따른 풍상층으로 기울어진 형태의 상승 운동이 잘 나타나 있다. 따라서 모형의 수치 해의 정확도가 상당히 높음을 알 수 있다.

### 3.2 선형 계에서의 비정역학 효과

대류가 유도하는 중규모 흐름에 미치는 비정역학

효과를 조사하기 위하여 선형 계와 비선형 계로 나누어 수치 실험을 수행하였다. 선형 계에서 비정역학성 인자의 변화에 따른 섭동 연직 속도장의 변화를 Fig. 3에 나타내었다. 모든 경우에서 강한 열원이 존재하는 지역에서 강한 상승 운동(주 상승 기류)이 나타난다.  $\beta$ 가 0.1로 작은 경우 열원 꼭대기 바로 위에서 풍상층으로 기울어진 상승 운동을 볼 수 있으며 열원 꼭대기 위에서 연직 방향으로 상승 운동과 하강 운동이 교대하는 파동 형태의 섭동장을 볼 수 있다(Fig. 3a). 그러나  $\beta$ 가 커질수록 주 상승 기류의 풍하층에서 수평 방향으로 상승 운동과 하강 운동이 교대하는 파동 형태의 섭동장이 우세하게 나타난다(Figs. 3d~f). 즉,  $\beta$ 가 커질수록 중력파의 연직 방향으로의 전파가



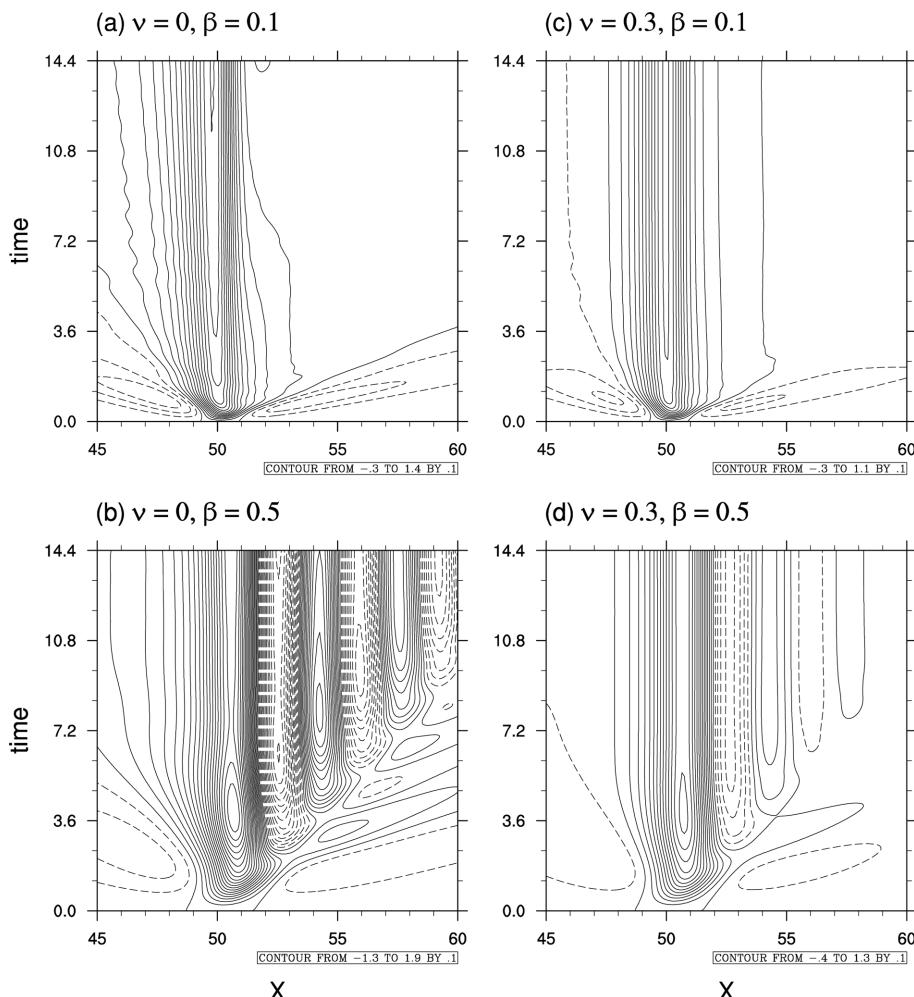
**Fig. 4.** The time evolution of the perturbation vertical velocity field in a linear ( $\mu = 0$ ), viscous ( $v = 0.3$ ) flow case with  $\beta = 0.5$ : (a) 1.2, (b) 2.4, (c) 3.6, (d) 4.8, (e) 6.0, and (f) 7.2. The contour interval is 0.07.

줄어들고 중력파가 풍하측으로 전파되는 양상이 나타난다.

선형 계에서 비정역학성 정도가 상대적으로 큰 경우 중력파가 주 상승 기류의 풍하측으로 전파되는 것을 보다 면밀하게 살펴보기 위하여  $\beta$ 가 0.5일 때 시간에 따른 섭동 연직 속도장을 조사하였다(Fig. 4). 초기에는 강한 열원이 존재하는 지역에 주 상승 기류가 생성되며 이에 대한 보상 운동인 약한 하강 기류가 열원의 좌우에 존재한다. 시간이 지남에 따라 주 상승 기류의 풍하측에서 하강 기류 세포가 새로이 생성되며 그 강도는 점차 강해진다. 시간이 더 지남에 따라 하강 기류 세포와 상승 기류 세포가 교대하는 과정 형태의 섭동장이 나타난다.

Figure 4에서 살펴본 상승·하강 기류 세포의 전파

양상을 살펴보기 위하여 비점성과 점성 흐름 계에서  $\beta$ 가 0.1과 0.5일 때  $z=4-6$ 에서 평균한 섭동 연직 속도를 Hovmöller 다이어그램으로 나타낸다(Fig. 5).  $\beta$ 가 0.1로 작은 경우 두 실험 결과 모두 강한 열원이 존재하는 지역에서 강한 주 상승 기류가 생성되지만 주 상승 기류 이외에 특징적인 흐름은 나타나지 않는다. 그러나  $\beta$ 가 0.5로 큰 경우 주 상승 기류 이외에 주 상승 기류의 풍하측에서 상승·하강 기류 세포가 교대로 나타난다. 이 세포는 기본류와 같은 속도로 풍하측으로 전파되며, 풍하측의 특정 위치에서 세포의 위상은 시간에 따라 변하지 않는다. 점성 흐름 계의 경우 풍하측에서 나타나는 상승·하강 기류 세포의 강도는 마찰로 인해 주 상승 기류로부터 거리가 멀어질수록 감소한다.



**Fig. 5.** The Hovmöller diagram of the perturbation vertical velocity averaged over  $z = 4 - 6$  in linear ( $\mu = 0$ ) flow cases with (a)  $v = 0$  and  $\beta = 0.1$ , (b)  $v = 0$  and  $\beta = 0.5$ , (c)  $v = 0.3$  and  $\beta = 0.1$ , and (d)  $v = 0.3$  and  $\beta = 0.5$ . The contour interval is 0.1.

비정역학성 정도가 상대적으로 큰 경우 연직 방향보다 풍하측으로 우세하게 전파되는 중력파의 특성을 살펴보기 위하여 Taylor-Goldstein 방정식(Goldstein, 1931; Taylor, 1931)을 구하였다. 선형, 정상 상태, 비점성 흐름을 지배하는 방정식 계[식 (7)~(10)]에서  $\mu = 0$ ,  $\partial/\partial t = 0$ ,  $v = 0$ 인 경우]에서  $u$ ,  $b$ ,  $\pi$ 를 소거하면 다음과 같은  $w$ 에 대한 방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \left(1 + \beta^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2}\right)w = q \quad (13)$$

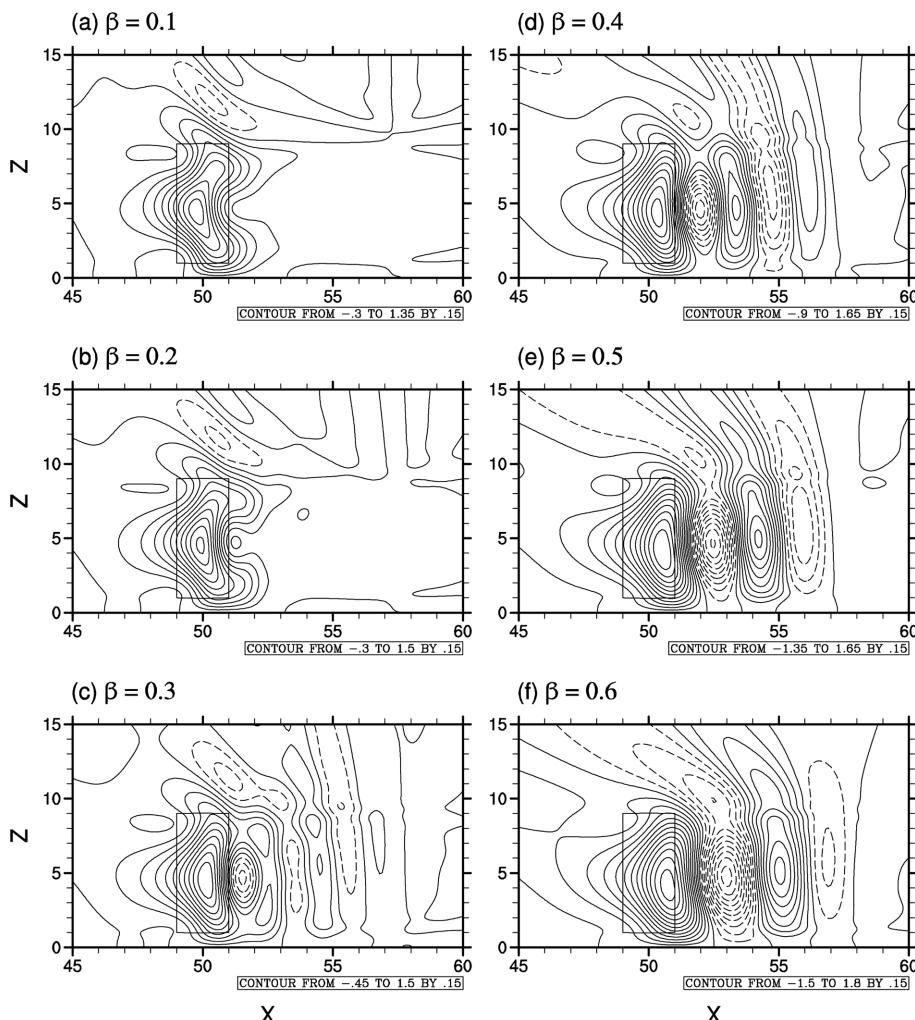
열원을 나타내는  $q$ 는 수평 방향으로 종형 함수 형태이므로 열원의 중심에서 멀어질수록 단조 감소하며 그 값은 매우 작다. 따라서 풍하측에서 나타나는 파

동의 특성에 미치는 영향은 매우 작다. 그러므로  $q$ 를 무시하고  $w = \hat{w}(z)e^{ikx}$ ( $k$ 는  $x$  방향의 파수) 형태의 해를 가정하면 다음과 같은 형태의 Taylor-Goldstein 방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial z^2} + m^2 \hat{w} = 0 \quad (14)$$

$$m^2 = 1 - \beta^2 k^2 \quad (15)$$

식 (14)에서  $m^2 > 0$ 인 파는 연직 방향으로 전파되는 전파파(propagating wave)인 반면  $m^2 < 0$ 인 파는 연직 방향으로 전파되지 못하는 에바네센트 파가 된다. 따라서 정역학 근사를 사용하는 경우, 즉  $\beta = 0$ 일 때에



**Fig. 6.** The perturbation vertical velocity fields at  $t = 7.2$  in linear ( $\mu = 0$ ), inviscid ( $v = 0$ ) flow cases with  $\beta =$  (a) 0.1, (b) 0.2, (c) 0.3, (d) 0.4, (e) 0.5, and (f) 0.6. The contour interval is 0.15.

는 식 (15)에서 모든 파가 전파파가 되어 연직 방향으로만 에너지가 전파된다. 이에 반해 비정역학 효과를 고려하여  $\beta$ 가 양의 값을 가질 때에는  $k > 1/\beta$ , 즉 파장이 임계 파장인  $2\pi\beta$ 보다 짧은 파는 에바네센트 파가 되고, 이러한 에바네센트 파와 전파파의 수평 방향 전파 성분이 중첩되어 주 상승 기류의 풍하측에 상승·하강 기류 세포가 반복되어 나타나게 된다. 주 상승 기류의 풍하측에서 나타나는 상승·하강 기류 세포의 수평 방향 길이는  $\beta$ 가 증가할수록 길어지고 그 길이는  $\pi\beta$ 와 일치하는데(Fig. 6), 이는 주어진  $\beta$ 에 대한 에바네센트 파의 임계 파장의 절반과 일치한다. 또한  $\beta$ 가 증가할수록 풍하측에서 나타나는 상승·하강 기류 세포의 강도는 강해진다.

본 연구에서 주 상승 기류의 풍하측에 나타나는 상

승·하강 기류 세포의 형태는 산악에 의해 유도되는 흐름에서 포획파(trapped wave)에 의해 나타나는 상승·하강 기류 세포의 형태와 유사하다(Crook, 1988; Keller, 1994; Wurtele *et al.*, 1996; Nance and Durran, 1998). 포획파는 산악에 의해 유도되는 중력파가 강한 연직 바람 시어나 대기의 연직 안정도의 변화에 의해 특정 임계 고도에서 반사, 공명되어 나타나는 현상(Lin, 2007)이다. 그러나 본 연구에서 주 상승 기류의 풍하측에서 나타나는 현상은 기본류와 연직 안정도가 균일한 대기에서 비정역학 효과에 의해 파장이 임계 파장보다 짧은 에바네센트 파가 연직 방향으로 전파되지 못하고 수평 방향으로 전파되는 것과 전파파의 수평 방향 전파 성분이 중첩되어 풍하측에서 상승·하강 기류 세포가 교대로 나타나는 현상으로써 산악에

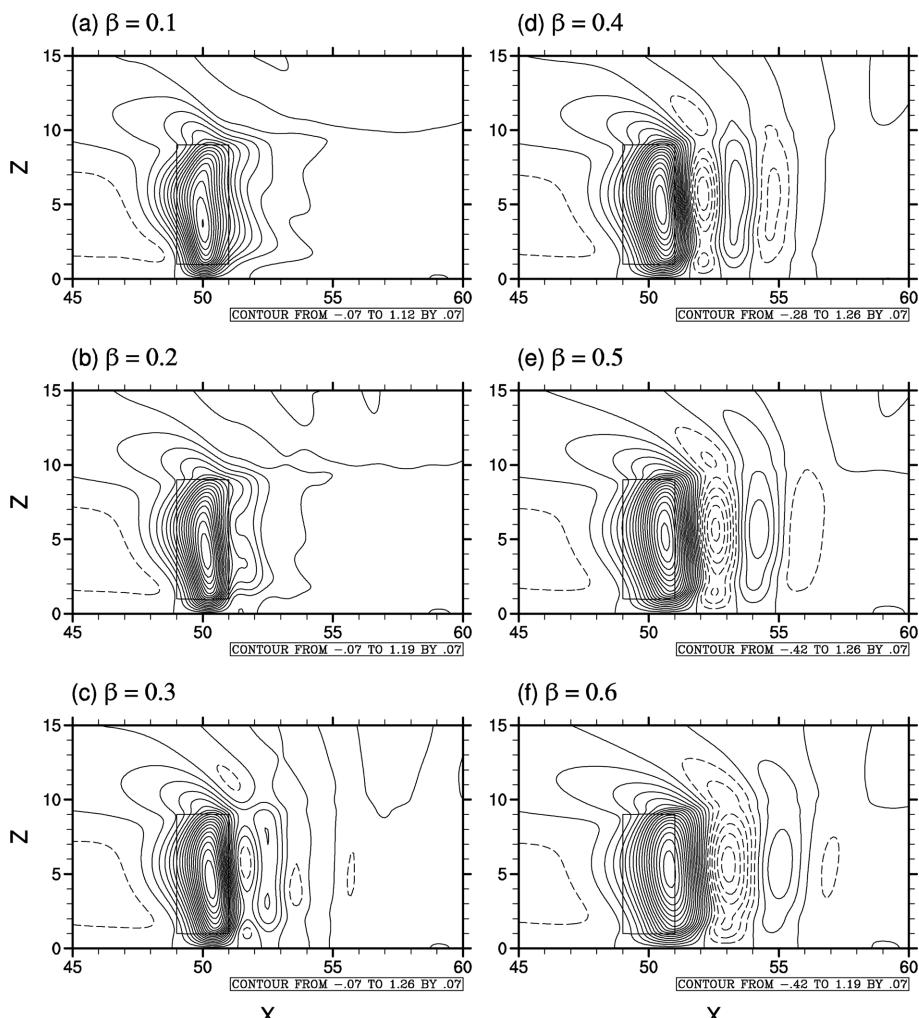


Fig. 7. The same as in Fig. 3 except for relatively weak nonlinear ( $\mu = 0.5$ ) flow cases. The contour interval is 0.07.

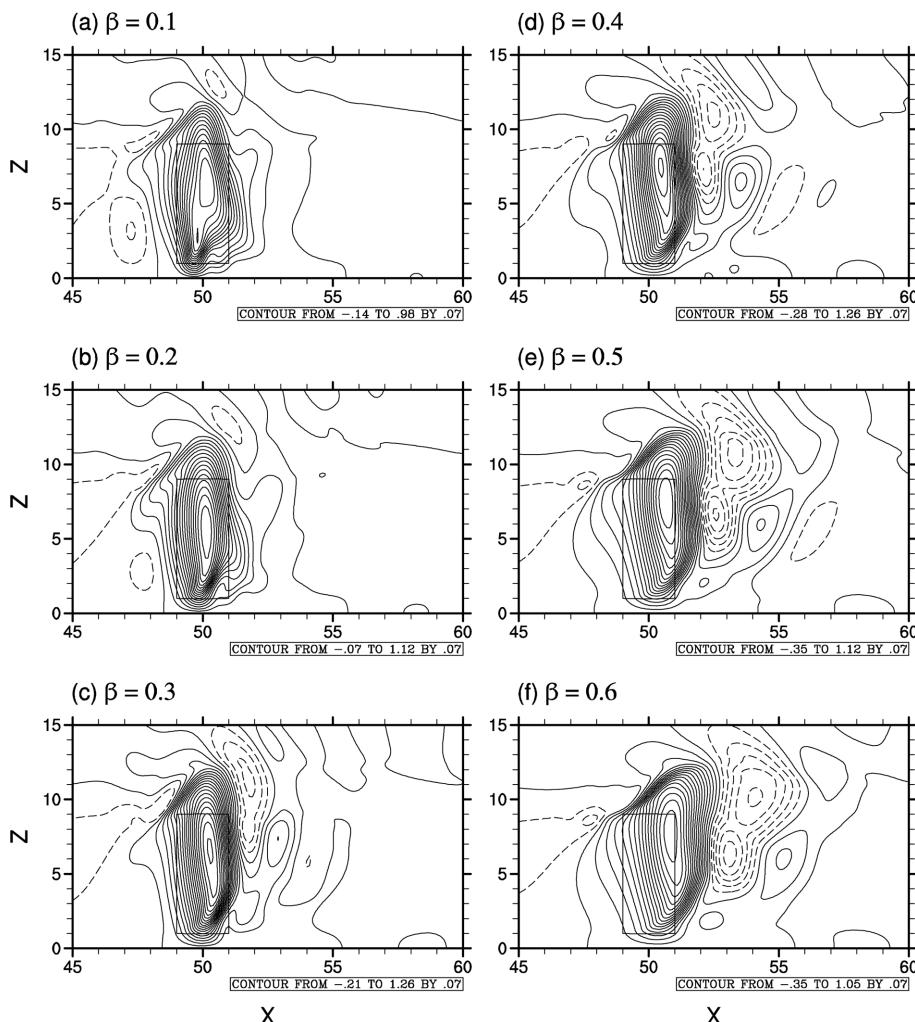
의해 유도되는 포획파와는 다른 형성 기작을 갖는다.

### 3.3 비선형 계에서의 비정역학 효과

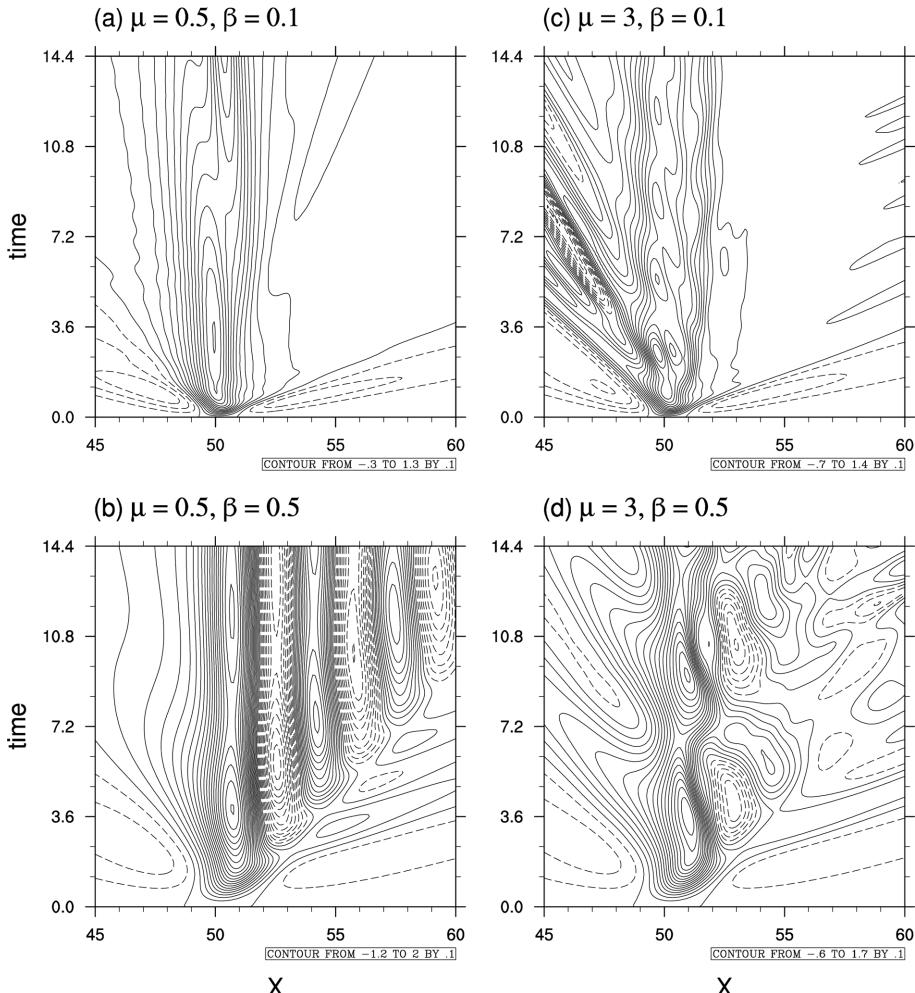
비선형 계에서의 비정역학 효과를 살펴보기 위하여 상대적으로 약한 비선형 계( $\mu = 0.5$ )와 상대적으로 강한 비선형 계( $\mu = 3$ )에서 비정역학성 정도를 바꾸어가며 수치 실험을 하였다. Figures 7과 8은 각각  $\mu = 0.5$  와  $\mu = 3$ 에 대한 섭동 연직 속도장이다. 약한 비선형 계에서  $\beta$ 가 0.1로 작은 경우 선형 계와 마찬가지로 열원 꼭대기 바로 위에서는 풍상층으로 기울어진 상승 운동을 볼 수 있으며 열원 꼭대기 위에서 연직 방향으로 상승 운동과 하강 운동이 교대하는 파동 형태의 섭동장이 나타난다(Fig. 7a). 또한  $\beta$ 가 커질수록 선형 계에서와 마찬가지로 주 상승 기류의 풍하측에서

수평 방향으로 상승 운동과 하강 운동이 교대하는 파동 형태의 섭동장이 우세하게 나타난다(Figs. 7d-f). 강한 비선형 계에서  $\beta$ 가 0.1로 작은 경우 선형과 약한 비선형 계에서와 마찬가지로 연직으로 전파되는 섭동장이 나타난다(Fig. 8a). 그러나 강한 비선형 계에서는 강한 비선형 효과로 인하여  $\beta$ 가 커질수록 상승 운동과 하강 운동이 교대하는 파동 형태의 섭동장이 주 상승 기류의 풍하측에서 수평 방향이 아닌 대각선 방향으로 나타나며 그 흐름의 양상은 선형 계나 약한 비선형 계에 비해 다소 복잡하다(Figs. 8d-f).

Figure 9는 상대적으로 약한 그리고 강한 비선형 계에서 비점성 흐름에 대해  $z = 4 - 6$ 에서 평균한 섭동 연직 속도의 Hovmöller 다이어그램이다.  $\mu$ 가 0.5일 때에는 선형 계와 마찬가지로  $\beta$ 가 0.1로 작은 경우 강



**Fig. 8.** The same as in Fig. 3 except for relatively strong nonlinear ( $\mu = 3$ ) flow cases. The contour interval is 0.07.



**Fig. 9.** The Hovmöller diagram of the perturbation vertical velocity averaged over  $z = 4 - 6$  in inviscid ( $v = 0$ ) flow cases with (a)  $\mu = 0.5$  and  $\beta = 0.1$ , (b)  $\mu = 0.5$  and  $\beta = 0.5$ , (c)  $\mu = 3$  and  $\beta = 0.1$ , and (d)  $\mu = 3$  and  $\beta = 0.5$ . The contour interval is 0.1.

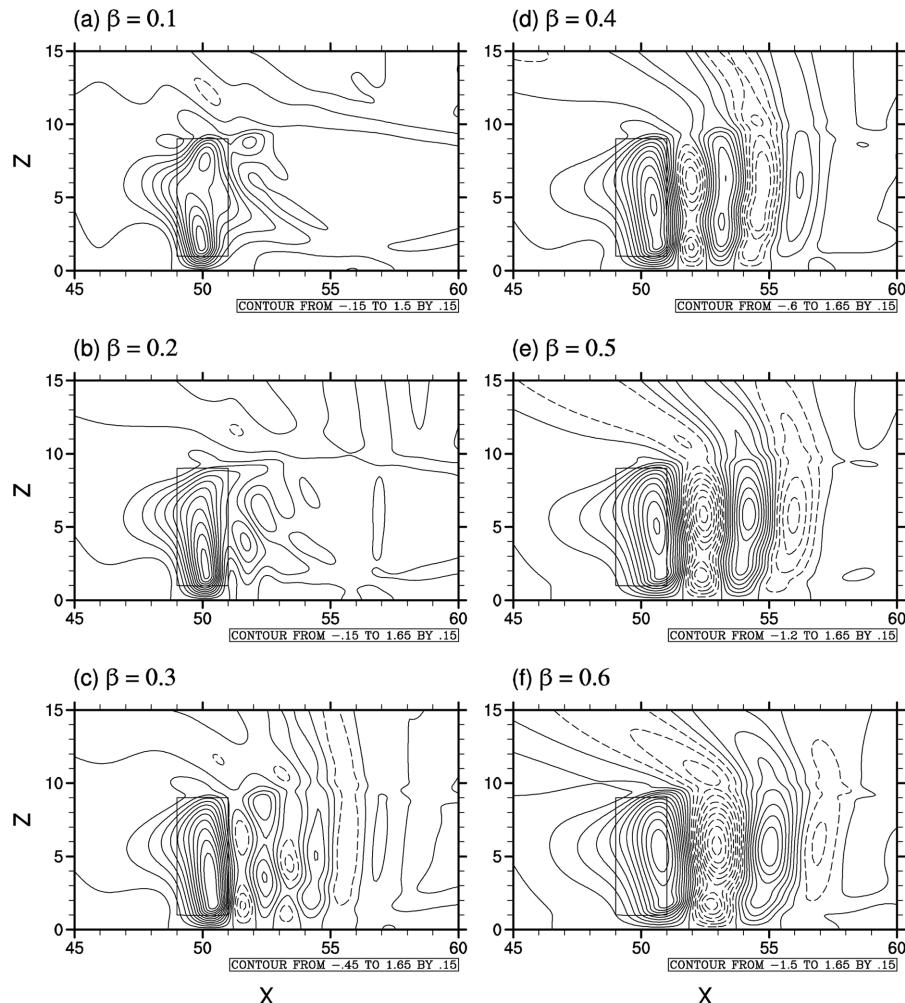
한 열원이 존재하는 지역에서 주 상승 기류가 생성되며, 주 상승 기류 이외에는 다른 흐름이 거의 나타나지 않는다. 그러나  $\beta$ 가 0.5로 큰 경우 선형 계에서와 마찬가지로 주 상승 기류의 풍하측에서 상승·하강 기류 세포가 나타난다.  $\mu$ 가 3일 때에는  $\beta$ 가 0.1로 작은 경우 열원이 존재하는 지역에서 강한 주 상승 기류가 생성되는 것뿐만 아니라 시간에 따라 풍상측으로 이동하는 흐름 또한 나타난다. 이에 대해서는 Han and Baik(2012)에 자세히 설명되어 있다.  $\beta$ 가 0.5로 큰 경우 주 상승 기류 풍하측의 상승·하강 기류 세포는 선형 계나 약한 비선형 계와 비교하여 다소 복잡한 양상으로 나타난다.

$\mu$ 가 0.5인 경우 선형 계에서와 마찬가지로  $\beta$ 가 커질수록 주 상승 기류의 풍하측에서 나타나는 상승·

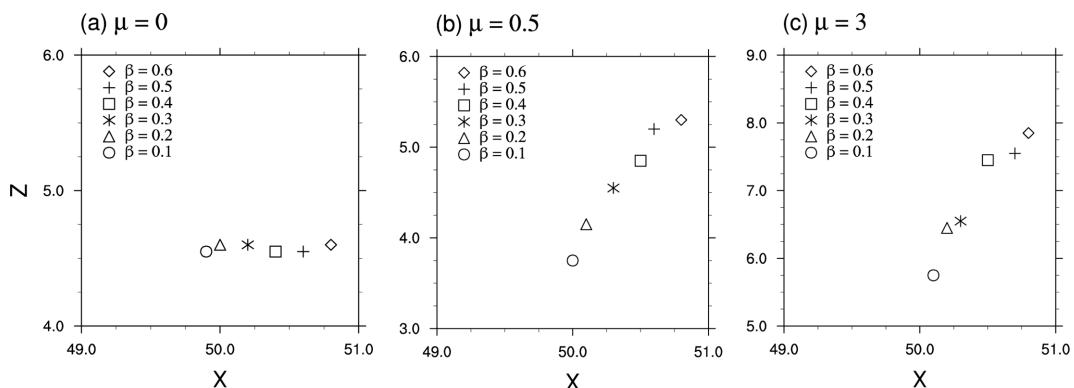
하강 기류 세포의 수평 길이가 증가한다(Fig. 10). 선형 계의 수치 실험 결과에서 관찰되는 상승·하강 기류 세포의 수평 방향 길이는 에바네센트 파 중 파장이 가장 긴  $2\pi\beta$ 의 절반인  $\pi\beta$ 와 일치하지만(Fig. 6) 약한 비선형 계에서 관찰되는 상승·하강 기류 세포의 수평 방향 길이는  $\pi\beta$ 보다 다소 길다.

### 3.4 최대 상승 기류

Figure 11은  $\mu$ 가 각각 0, 0.5, 3인 경우  $\beta$ 를 달리한 실험에서의 최대 상승 기류의 위치를 나타낸 그림이다. 선형 계에서는  $\beta$ 가 0.1로 작은 경우 최대 상승 기류는 열원이 존재하는 층의 중간보다 조금 아래 그리고 열원 중심으로부터 약간 풍상측에 위치하며,  $\beta$ 가 커짐에 따라 최대 상승 기류의 위치는 열원 중심의



**Fig. 10.** The perturbation vertical velocity fields at  $t = 7.2$  in relatively weak nonlinear ( $\mu = 0.5$ ), inviscid ( $v = 0$ ) flow cases with  $\beta =$  (a) 0.1, (b) 0.2, (c) 0.3, (d) 0.4, (e) 0.5, and (f) 0.6. The contour interval is 0.15.



**Fig. 11.** The location of the maximum perturbation vertical velocity at  $t = 7.2$  in viscous ( $v = 0.3$ ) flow cases with  $\beta = 0.1 - 0.6$  for (a) linear ( $\mu = 0$ ), (b) relatively weak nonlinear ( $\mu = 0.5$ ), and (c) relatively strong nonlinear ( $\mu = 3$ ) flows.

풍상층에서 풍하측으로 이동한다(Fig. 11a).  $\mu$ 가 0.5인 경우  $\beta$ 가 0.1로 작은 경우 최대 상승 기류는 열원이 존재하는 층의 중간보다 조금 아래 그리고 열원 중심 부근에 위치하며(Fig. 11b),  $\mu$ 가 3인 경우 열원이 존재하는 층의 중간보다 조금 위 그리고 열원 중심 부근으로부터 약간 풍하측에 위치한다(Fig. 11c). 모든 비선형 계에서  $\beta$ 가 커질수록 최대 상승 기류의 위치는 열원 중심으로부터 상승하며 풍하측으로 이동하며,  $\mu$ 가 커질수록 섭동류의 수평 그리고 연직 이류가 비선형 효과에 의해 증가하므로 최대 상승 기류의 위치는 보다 더 상승하며 풍하측으로 이동한다.

#### 4. 요 약

대류가 유도하는 중규모 흐름에 미치는 비정역학 효과를 조사하기 위하여 기존의 무차원화된 정역학 모형을 바탕으로 무차원화된 비정역학 모형을 개발하였다. 모형을 검증하기 위하여 정역학 방정식 계의 해석 해와 비정역학성이 아주 작은 경우의 수치 실험 결과를 비교하였고, 두 결과가 거의 같음을 확인하였다. 무차원화된 비정역학 모형을 이용하여 선형 계와 비선형 계에서 대류가 유도하는 중규모 흐름에 미치는 비정역학 효과를 조사하였다. 선형 계와 비선형 계 모두에서 비정역학성 인자가 작은 경우 열원 꼭대기 위에서 연직 방향으로, 비정역학성 인자가 상대적으로 큰 경우 주 상승 기류의 풍하측에서 수평 방향으로 상승 운동과 하강 운동이 교대하는 파동 형태의 섭동장이 나타났다. 풍하측에서 나타나는 상승 운동과 하강 운동을 분석하기 위하여 선형, 정상 상태, 비접성 흐름에 대한 Taylor-Goldstein 방정식을 구하였다. 주 상승 기류의 풍하측에서 교대로 나타나는 상승·하강 기류 세포는 전파파의 수평 방향 전파 성분과 에바네센트파, 즉 비정역학성 인자에 의해 결정되는 임계 파장보다 파장이 짧아 연직 방향으로 전파되지 못하고 수평 방향으로만 전파되는 중력파의 중첩으로 설명할 수 있다. 선형 계에 대한 수치 실험 결과에서 나타난 상승·하강 기류 세포의 수평 방향 길이는 선형 계에 대한 방정식에서 얻은 에바네센트파의 임계 파장 길이의 절반과 일치하였으나, 약한 비선형 계에 대한 수치 실험 결과에서 나타난 상승·하강 기류 세포의 수평 방향 길이는 선형 계에 대한 방정식에서 얻은 에바네센트파의 임계 파장 길이의 절반보다 다소 길었다. 주 상승 기류 지역 내에서 최대 상승 기류의 위치는 비선형성과 비정역학성 정도에 따라 다르게 나타났다.

#### 감사의 글

본 논문의 개선을 위해 좋은 의견을 제시해 주신

두 분의 심사위원께 감사를 드립니다. 이 연구는 기상청 기상기술개발사업(CATER 2012-6030)의 지원으로 수행되었습니다.

#### REFERENCES

- Asselin, R., 1972: Frequency filter for time integrations. *Mon. Wea. Rev.*, **100**, 487-490.
- Baik, J.-J., and H.-Y. Chun, 1996: Effects of nonlinearity on the atmospheric flow response to low-level heating in a uniform flow. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 1856-1869.
- Betz, V., and R. Mittra, 1992: Comparison and evaluation of boundary conditions for the absorption of guided waves in an FDTD simulation. *IEEE Microwave Guided Wave Lett.*, **2**, 499-501.
- Chun, H.-Y., 1997: Weakly non-linear response of a stably stratified shear flow to thermal forcing. *Tellus*, **49A**, 528-543.
- \_\_\_\_\_, H.-J. Choi, and I.-S. Song, 2008: Effects of nonlinearity on convectively forced internal gravity waves: Application to a gravity wave drag parameterization. *J. Atmos. Sci.*, **65**, 557-575.
- Crook, N. A., 1988: Trapping of low-level internal gravity waves. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1533-1541.
- Goldstein, S., 1931: On the stability of superposed streams of fluids of different densities. *Proc. Roy. Soc. London*, **A132**, 524-548.
- Han, J.-Y., and J.-J. Baik, 2009: Theoretical studies of convectively forced mesoscale flows in three dimensions. Part I: Uniform basic-state flow. *J. Atmos. Sci.*, **66**, 948-966.
- \_\_\_\_\_, and \_\_\_\_\_, 2012: Nonlinear effects on convectively forced two-dimensional mesoscale flows. *J. Atmos. Sci.*, **69**, 3391-3404.
- Keller, T. L., 1994: Implications of the hydrostatic assumption on atmospheric gravity waves. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 1915-1929.
- Lin, Y.-L., 2007: *Mesoscale dynamics*. Cambridge University Press, New York, U.S.A., 646 pp.
- \_\_\_\_\_, and R. B. Smith, 1986: Transient dynamics of airflow near a local heat source. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 40-49.
- \_\_\_\_\_, and H.-Y. Chun, 1991: Effects of diabatic cooling in a shear flow with a critical level. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 2476-2491.
- Nance, L. B., and D. R. Durran, 1997: A modeling study of nonstationary trapped mountain lee waves. Part I: Mean-flow variability. *J. Atmos. Sci.*, **54**, 2275-2291.
- \_\_\_\_\_, and \_\_\_\_\_, 1998: A modeling study of nonsta-

- tionary trapped mountain lee waves. Part II: Nonlinearity. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 1429-1445.
- Navon, I. M., and H. A. Riphagen, 1979: An implicit compact fourth-order algorithm for solving the shallow-water equation in conservation-law form. *Mon. Wea. Rev.*, **107**, 1107-1127.
- Olfe, D. B., and R. L. Lee, 1971: Linearized calculations of urban heat island convection effects. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 1374-1388.
- Pandya, R. E., and D. R. Durran, 1996: The influence of convectively generated thermal forcing on the mesoscale circulation around squall lines. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2924-2951.
- Perkey, D. J., 1976: A description and preliminary results from a fine-mesh model for forecasting quantitative precipitation. *Mon. Wea. Rev.*, **104**, 1513-1526.
- Queney, P., 1948: The problem of air flow over mountains: A summary of theoretical studies. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **29**, 16-26.
- Raymond, D. J., and R. Rotunno, 1989: Response of a stationary stratified flow to cooling. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 2830-2837.
- Smith, R. B., 1979: The influence of mountains on the atmosphere. *Adv. Geophys.*, **21**, 87-230.
- Taylor, G. I., 1931: Effects of variation in density on the stability of superposed streams of fluids. *Proc. Roy. Soc.*, **A132**, 499-523.
- Wurtele, M. G., R. D. Sharman, and T. L. Keller, 1987: Analysis and simulations of a troposphere-stratosphere gravity wave model. Part I. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 3269-3281.
- \_\_\_\_\_, \_\_\_\_\_, and A. Datta, 1996: Atmospheric lee waves. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **28**, 429-476.
- Xue, M., and J. T. Alan, 1991: A mesoscale numerical model using the nonhydrostatic pressure-based sigma-coordinate equations: Model experiments with dry mountain flows. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 1168-1185.
- Yang, M.-J., and R. A. Houze, 1995: Multicell squall-line structure as a manifestation of vertically trapped gravity waves. *Mon. Wea. Rev.*, **123**, 641-661.