

비선형 대기 모형에서 수치 해의 시간 간격 민감도

이현호¹ · 백종진^{1,*} · 한지영²

¹서울대학교 지구환경과학부, 151-742, 서울특별시 관악구 관악로 1

²(재)한국형수치예보모델개발사업단, 156-849, 서울특별시 동작구 신대방2동 395-65

Sensitivity of Numerical Solutions to Time Step in a Nonlinear Atmospheric Model

Hyunho Lee¹, Jong-Jin Baik^{1,*}, and Ji-Young Han²

¹School of Earth and Environmental Sciences, Seoul National University, Seoul 151-742, Korea

²Korea Institute of Atmospheric Prediction Systems, Seoul 156-849, Korea

Abstract: An appropriate determination of time step is one of the important problems in atmospheric modeling. In this study, we investigate the sensitivity of numerical solutions to time step in a nonlinear atmospheric model. For this purpose, a simple nondimensional dynamical model is employed, and numerical experiments are performed with various time steps and nonlinearity factors. Results show that numerical solutions are not sensitive to time step when the nonlinearity factor is not influentially large and truncation error is negligible. On the other hand, when the nonlinearity factor is large (i.e., in a highly nonlinear regime), numerical solutions are found to be sensitive to time step. In this situation, smaller time step increases the intensity of the spatial filter, which makes small-scale phenomena weaken. This conflicts with the fact that smaller time step generally results in more accurate numerical solutions owing to reduced truncation error. This conflict is inevitable because the spatial filter is necessary to stabilize the numerical solutions of the nonlinear model.

Keywords: time step, nonlinear atmospheric models, numerical solutions, small-scale phenomena, spatial filter

요약: 대기 모델링 연구에서 시간 간격을 적절하게 결정하는 것은 중요한 문제이다. 본 연구에서는 비선형 대기 모형에서 수치 해의 시간 간격에 대한 민감도를 조사하였다. 이를 위해 간단한 무차원화된 역학 모형을 사용하여 시간 간격과 비선형성 인자를 바꾸어가며 수치 실험을 수행하였다. 실험 결과, 비선형성 인자가 영향을 줄 만큼 크지 않고 절단 오차를 무시할 수 있는 경우에는 수치 해가 시간 간격에 민감하지 않았다. 그러나 비선형성 인자가 큰 경우에는 수치 해가 시간 간격에 민감한 것으로 밝혀졌다. 이 경우, 시간 간격이 감소할수록 공간 필터의 강도가 증가하여 작은 규모의 현상이 약하게 모의되었다. 이는 일반적으로 시간 간격이 감소하면 절단 오차가 감소하여 더 정확한 수치 해가 도출된다는 사실과 상충한다. 이러한 충돌은 비선형 모형의 수치 해를 안정하게 하기 위해 공간 필터가 반드시 필요하기 때문에 피할 수 없다.

주요어: 시간 간격, 비선형 대기 모형, 수치 해, 작은 규모의 현상, 공간 필터

서론

*Corresponding author: jjbaik@snu.ac.kr

Tel: +82-2-880-6990

Fax: +82-2-883-4972

This is an Open-Access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution Non-Commercial License (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0>) which permits unrestricted non-commercial use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

대기의 운동은 많은 부분이 선형 근사로 설명될 수 있지만 본질적으로 비선형인 특징을 갖는다. 특히 작은 규모의 현상일수록 비선형 항인 이류 항의 중요성이 커진다. 그러나 비선형 방정식 계는 특별한 경우를 제외하고는 해석 해를 구할 수 없으며, 수치적으로 해를 구할 때에도 초기 조건에 매우 민감함

여(Lorenz, 1963) 정확한 해를 구하기가 매우 어렵다.

수치 모형을 이용하여 비선형 방정식 계의 해를 구함에 있어 적분 시간 간격(이하 시간 간격)의 중요함이 많은 선행 연구를 통해 알려져 있다. 유한한 크기의 시간 간격으로 인해 방정식을 수치적으로 적분하는 과정에서 절단 오차(truncation error)가 지속적으로 발생하고, 이렇게 발생하는 절단 오차는 비선형성에 의해 시간이 지남에 따라 계속해서 증가한다. Teixeira et al.(2007)은 로렌츠 방정식(Lorenz, 1963)을 이용하여 수치 실험 결과의 오차는 지수 함수적으로 증가하며, 시간 간격에 따라 수치 실험 결과의 오차가 증가하는 비율과 예측 가능 시간, 그리고 심지어 변수의 수렴값 등도 달라질 수 있음을 보였다. 또한 준지균 잠재소용돌이도 방정식 계를 적용한 간단한 모형과 복잡한 전구 모형을 이용하여 시간 간격을 변화시켜가며 수치 실험한 결과 시간 간격이 증가함에 따라 오차가 증가함을 보였고, 이 때 발생하는 오차를 안정한 오차와 불안정한 오차로 나누어 분석하였다.

시간 간격은 전구 모형과 같은 복잡한 모형에서는 절단 오차뿐 아니라 모형 내 계산 과정에도 영향을 미치는 것으로 알려져 있다. Williamson and Olson (2003)은 전구 모형을 이용하여 시간 간격에 따라 ITCZ (Intertropical Convergence Zone)에서의 강수량과 강수 구조 등이 달라짐을 보였는데, Mishra et al.(2008)은 이러한 현상이 주로 시간 간격이 작아짐에 따라 전구 모형에서 격자 규모 강수량이 증가하기 때문임을 보였다.

본 연구에서는 간단한 무차원화된 수치 모형을 이용하여 시간 간격에 대한 민감도가 비선형성의 정도에 따라 어떻게 달라지는지 살펴보고, 시간 간격 변화에 따른 모형 결과 변화의 원인을 분석하기 위해 절단 오차와 모형의 계산 과정을 함께 살펴보고자 한다. 무차원화된 수치 모형은 역학 과정만을 포함한 단순한 역학 모형이기 때문에 시간 간격 변화에 따른 모형 결과의 차이를 복잡한 수치 모형에 비해 보다 정확하게 이해할 수 있다. 또한 비선형성의 크기를 임의로 조절하기 쉬워서 비선형성 정도에 따라 수치 실험 결과의 시간 간격 민감도가 어떻게 달라지는지를 살펴볼 수 있다.

수치 모형과 실험 설계

본 연구에서 사용한 수치 모형은 Baik and Chun

(1996)이 개발한 무차원화된 수치 모형으로 2차원의 정역학, 비회전, 부시네스크 근사를 만족하는 방정식 계를 수치적으로 적분하는 모형이다. 변수를 무차원화하기 위해 열 강제력의 수평 길이 규모 L , 수평 방향의 기본류의 속도 규모 U_c , 기준 부력 진동수 N_c 등을 사용하였으며, 모형에서 고려한 방정식 계와 각각의 변수를 무차원화하는 방법은 Han and Baik (2012)에 자세히 기술되어 있다. 각각의 변수를 무차원화한 지배 방정식 계는 다음과 같다.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + U \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{dU}{dz} + \mu \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\frac{\partial \pi}{\partial x} - \nu u \quad (1)$$

$$\frac{\partial \pi}{\partial z} = b \quad (2)$$

$$\frac{\partial b}{\partial t} + U \frac{\partial b}{\partial x} + N^2 w + \mu \left(u \frac{\partial b}{\partial x} + w \frac{\partial b}{\partial z} \right) = q - \nu b \quad (3)$$

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

여기서 U 는 수평 방향의 기본류, u , w 는 각각 수평, 연직 방향의 섭동 속도, π 는 섭동 운동학적 압력, b 는 섭동 부력, μ 는 레일리 마찰 항과 뉴턴 냉각 항의 계수, N 은 부력 진동수, 그리고 q 는 열 강제력을 나타낸다. μ 는 비선형성 인자로써 $\mu = gq_0 L / (c_p T_0 N_c U_c^2)$ 로 정의된다. 여기서 g 는 중력 가속도, q_0 은 열 강제력의 강도, c_p 는 공기의 정압 비열, 그리고 T_0 은 기준 온도이다. $\mu=0$ 은 계가 선형임을 의미하며, μ 가 커질수록 비선형성이 증가한다. Chun et al. (2008)은 기존 연구 결과를 분석하여 μ 의 범위가 0부터 5 사이임을 밝혔고, 본 연구에서도 같은 범위 안에서 μ 를 바꾸어가며 비선형 항의 크기를 조절하였다.

본 연구에서 사용한 무차원화된 수치 모형은 공간에 대한 미분 항을 계산하기 위해 수평 방향으로 4차 compact implicit 방식(Navon and Riphagen, 1979)을, 연직 방향으로 중앙 차분법을 사용하며, 시간 적분을 위해 Asselin(1972)이 제안한 필터가 적용된 등넴기법(leapfrog method)을 사용한다. 측면 경계 조건으로는 Betz and Mittra(1992)가 고안한 복사 경계 조건을 사용하며, 바닥은 평평하다고 가정한다. 모형 상부에는 스펀지 층을 두어 중력파가 반사되는 것을 억제한다.

비선형 항이 포함된 모든 중규모 수치 모형은 파장이 짧은 파에 의한 불안정성과 가명 오차(aliasing

error)를 줄이기 위해 공간에 대한 필터를 적용한다 (Pielke, 2002). 본 연구에서 사용한 수치 모형에서 임의의 변수 ϕ 에 대해 공간에 적용되는 필터는 x 방향만을 고려할 경우 다음과 같은 형태를 갖는다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = F(\phi) \quad (5)$$

$$\bar{\phi} = \phi + \gamma(\Delta x)^n \frac{\partial^n \phi}{\partial x^n} \quad (6)$$

여기서 F 는 이류, 기압 경도력과 같이 ϕ 의 시간에 따른 변화에 기여하는 항, γ 는 감쇠 계수, Δx 는 x 방향으로의 모형 격자 간격, 그리고 $\bar{\phi}$ 는 필터를 적용한 후의 ϕ 값을 나타낸다. 4차 미분($n=4$)과 이 모형에서 사용한 방식인 시간과 공간에 대한 중앙 차분법을 적용하면 위 식은 다음과 같이 차분화되어 모형에 사용된다.

$$\phi_i^* = \phi_i^{m-1} + 2F(\phi_i^m)\Delta t \quad (7)$$

$$\phi_i^{m+1} = \phi_i^* + \gamma(-\phi_{i+2}^* + 4\phi_{i+1}^* - 6\phi_i^* + 4\phi_{i-1}^* - \phi_{i-2}^*) \quad (8)$$

여기서 Δt 는 시간 간격을 나타내고, 위첨자 m , 아래첨자 i 는 각각 시간과 공간에 대한 지수(index)를 나타내며, 위첨자 *은 적분 과정에서 모든 역학 과정에 의한 변화가 적용된 후 공간에 대한 필터가 적용되기 전의 상태를 나타낸다. 위와 같은 형태의 필터를 적용할 경우 푸리에 분석을 통해 파장이 $2\Delta x$ 인 파가 가장 많이 감쇠되며, 이 때의 감쇠 비율은 16γ 가 됨을 확인할 수 있다. 따라서 $\gamma=1/16$ 일 경우 한 번의 감쇠로 파장이 $2\Delta x$ 인 파는 모두 감쇠된다(Xue, 2000).

한편, Δx 와 Δt 가 작을 경우 식 (5)-(8)은 다음과 같이 근사된다.

$$\phi^{m+1} \approx \phi^{m-1} + 2\left(F(\phi^m) + \frac{\gamma(\Delta x)^4}{2\Delta t} \frac{\partial^4 \phi^m}{\partial x^4}\right)\Delta t \quad (9)$$

따라서 식 (9)를 통해 공간에 대한 필터에 의해 감쇠되는 정도는 물리 변수의 4차 미분, 감쇠 계수 γ , 그리고 Δx 의 네제곱에 비례하고 Δt 에 반비례함을 확인할 수 있다.

본 연구의 실험 설계는 Han and Baik(2012)과 동일하다. 모형 영역의 크기는 수평 방향으로 100, 연직 방향으로 36이며 격자 간격은 수평 방향으로 0.1,

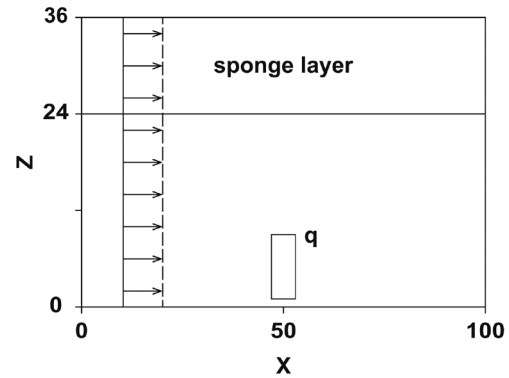


Fig. 1. Schematic diagram of experimental design (after Han and Baik, 2012).

연직 방향으로 0.05이다. $z=24$ 부터 모형 꼭대기까지는 스펀지 층으로 설정하였다. 시간 간격은 기준 실험에서 $0.001(\Delta t_0)$ 이며 이것을 각각 $\Delta t_0/2$, $\Delta t_0/4$, $\Delta t_0/8$, $\Delta t_0/16$ 으로 줄여서 총 5가지 시간 간격 값에 대해 실험하였다. 수치 실험은 시각이 14.4가 될 때까지 수행하였다. 격자 간격과 시간 간격은 모든 경우에서 CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) 조건을 만족하였다. 무차원화된 기본류와 부력 진동수는 1로 모형 영역 내에서 균일하다고 가정하였다. 열 강제력의 고도는 $z=1$ 부터 9까지이고 수평 방향으로 모형 영역의 중심을 중심으로 길이 규모가 1인 중형 함수 형태를 고려하여 적분 시간 동안 일정한 강도가 지속되도록 하였다. ν 는 스펀지 층 아래에서는 0.3으로 하였고 스펀지 층에서는 0부터 3까지 고도에 따라 증가하도록 하였다. 감쇠 계수 γ 는 $1/16$ 로 일정하게 하여 한 번의 감쇠로 파장이 $2\Delta x$ 인 파가 모두 감쇠되도록 하였다. Fig. 1에 실험 설계를 도식적으로 나타내었다.

결과 및 고찰

비선형성의 정도에 따른 모형의 시간 간격에 대한 민감도를 알아보기 위해 비선형성 인자 μ 를 0부터 5까지 1씩 증가시키면서 수치 실험을 수행하였다. μ 가 1일 때와 5일 때의 Δt 에 따른 섭동 연직 속도의 변화를 Figs. 2 and 3에 나타내었다. $\mu=1$ 인 경우 열 강제력의 중심 부근에서 가장 강한 상승 운동이 나타난다. 풍상측 지역에는 약한 강도의 하강 기류가 넓은 지역에 걸쳐 존재하고 시간이 지나면서 약해진다. Δt 가 감소함에 따라 상승 운동 지역의 뒤

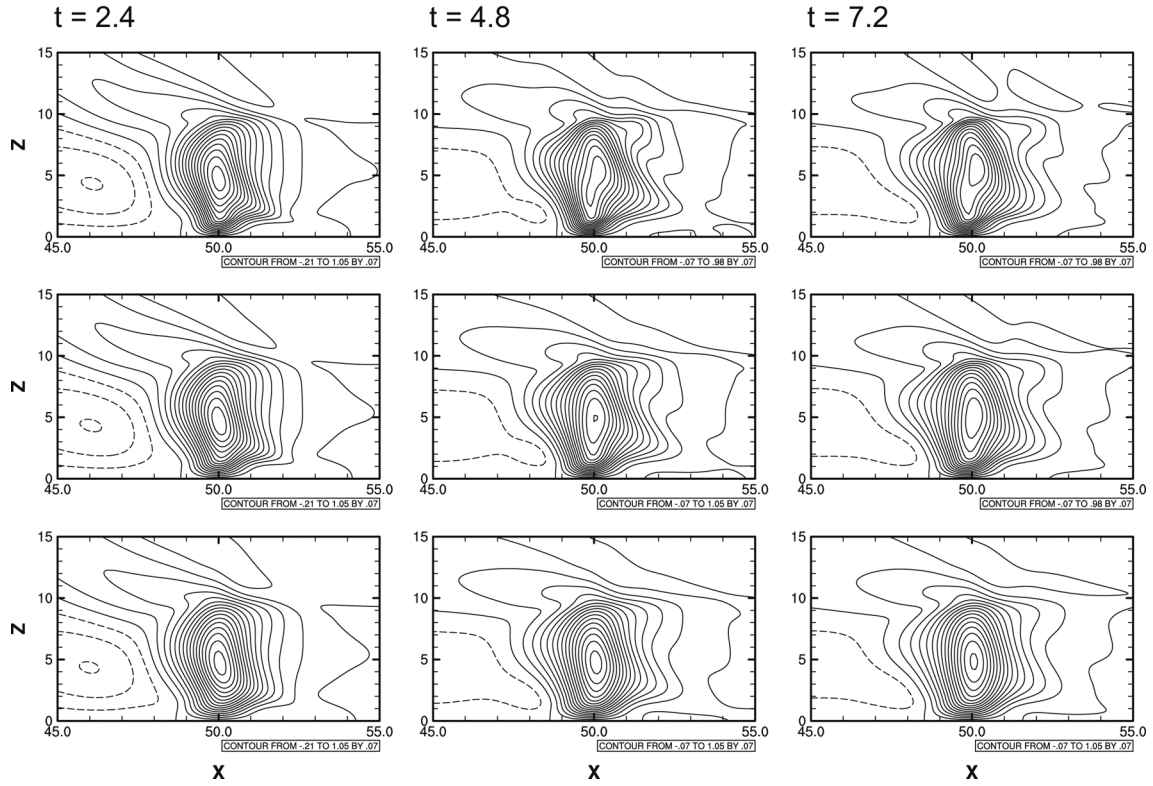


Fig. 2. Perturbation vertical velocity fields at $t=2.4$ (panels in the left column), 4.8 (middle column), and 7.2 (right column) in the case of $\mu=1$. The ratio of the time step to the reference value ($\Delta t/\Delta t_0$) is 1 (panels in the top row), 1/4 (middle row), and 1/16 (bottom row). The contour interval is 0.07.

틀리는 모습이 보다 곧게 서는 형태로 바뀌었지만, 앞서 언급한 특징들은 Δt 를 감소시켜가며 수행한 실험 결과에서도 그대로 나타난다. 모형 영역 내에서의 최대 상승 속도의 값은 Δt 에 따라 약 5% 내외의 변화를 보이지만, 큰 차이가 없는 것으로 간주된다. 비선형성이 강하지 않을 경우 수치 실험의 결과가 Δt 를 바꾸어도 큰 차이가 없는 이유는 우선 실험에서 사용한 Δt 가 충분히 작아 절단 오차가 작고, 또한 짧은 파장을 갖는 파의 역할이 상대적으로 작기 때문이다. 즉, 짧은 파장을 갖는 파를 감쇠시키는 필터의 강도가 Δt 의 크기에 따라 달라지지만 비선형성이 강하지 않을 때에는 짧은 파장을 갖는 파에 의한 영향이 상대적으로 작기 때문에 필터의 강도 변화에 따른 영향이 작고, 따라서 Δt 의 크기 변화에 따른 수치 실험의 결과 변화도 거의 없게 된다.

그러나 $\mu=5$ 인 경우에는 모형 결과가 Δt 에 따라 상당히 다르게 변화하는 것을 볼 수 있다. Δt 가 Δt_0 일 때에는 열 강제력이 있는 지역에서 상승 속도의

극대점이 두 군데로 분리되어 나타나고, 약한 강도의 상승 기류 세포가 열 강제력이 있는 곳 부근에서 분리되어 풍상측으로 이동하는 것을 확인할 수 있다. 이러한 세포의 분리 현상은 주 상승 기류에 대한 보상 기류가 비선형성이 강해짐에 따라 하층에 포획되어 풍상측으로 느리게 이동하여 나타나는 현상으로, 이에 대한 자세한 물리적 설명은 Han and Baik (2012)에 기술되어 있다. 그러나 Δt 가 감소함에 따라 상승 속도의 극대점이 두 군데로 분리되는 특징은 사라져서 열 강제력의 중심 부근 한 곳에서만 극대점이 나타나며, 풍상측으로 이동하는 상승 기류 세포의 강도 역시 현저하게 줄어든다. 이러한 현상이 나타나는 이유는 비선형성이 강한 경우에는 비선형성이 강하지 않은 경우에 비해 짧은 파장을 갖는 파에 의한 영향이 상대적으로 크게 나타나는데(Pandya and Durran, 1996), 이 때 Δt 가 감소함에 따라 짧은 파장에 대한 필터의 강도가 강해지고, 이에 따라 상승 속도의 극대점이 분리되거나 풍상측으로 이동하는 상승

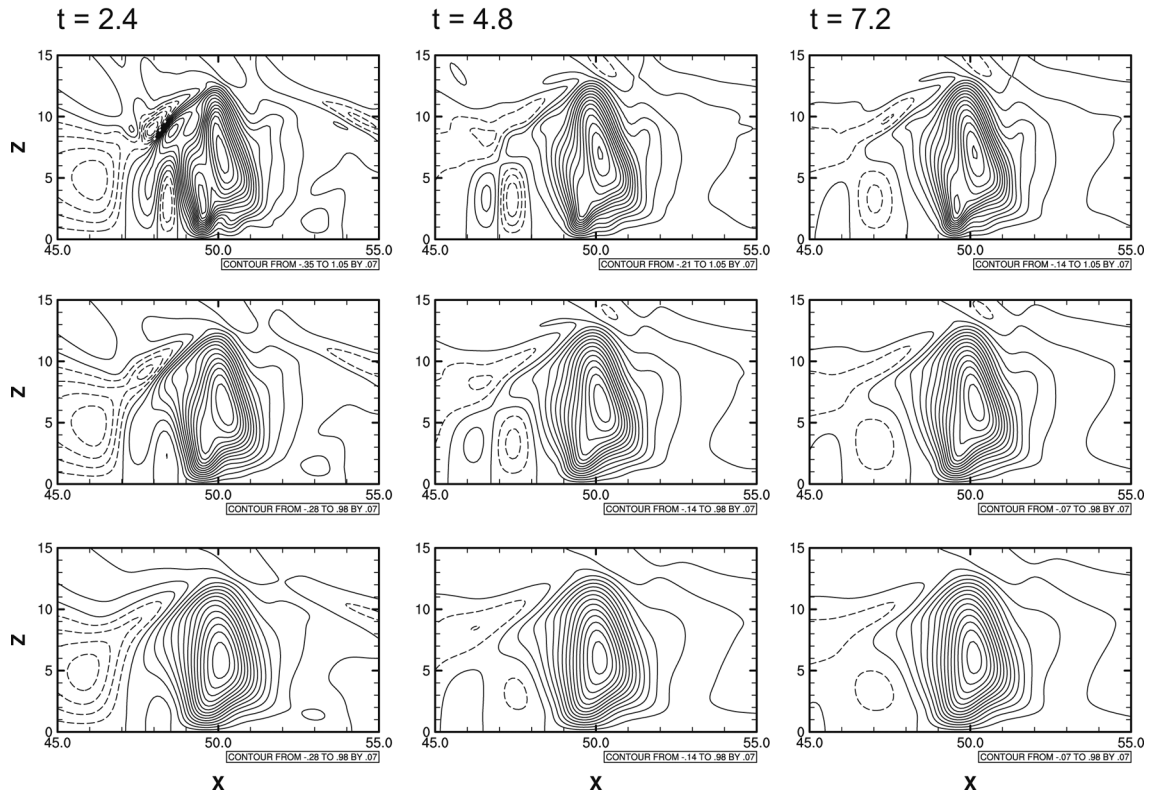


Fig. 3. The same as in Fig. 2 but $\mu=5$.

기류 세포가 생성되는 것과 같은 약 $6-12\Delta t$ 정도에 해당하는 작은 규모의 현상의 강도가 약해지기 때문이다.

Δt 가 감소함에 따라 변화되는 양상을 보다 정확히 알아보기 위해 상승 속도의 시계열을 확인해 보았다. Fig. 4a는 모형 영역 내에서의 최대 상승 속도, Fig. 4b는 풍상측 특정 지역($x=46.6$, $z=3.4$)에서의 상승 속도의 시계열을 나타낸 것이다. 먼저 최대 상승 속도를 살펴보면, $\Delta t=\Delta t_0/16$ 인 경우 $\Delta t=\Delta t_0/8$ 인 경우에 비해 약간 증가하기는 하지만 대체로 Δt 가 감소할수록 최대 상승 속도의 수렴값과 시간에 따른 변동폭이 감소하는 것을 알 수 있다. 풍상측 지역에서의 상승 속도는 Δt 에 더욱 민감하게 반응한다. Δt 가 감소할수록 상승 속도의 최댓값이 나타나는 시점이 빨라지고 그 강도는 감소하는데, $\Delta t=\Delta t_0$ 일 때에는 약 0.2인 최댓값이 $\Delta t=\Delta t_0/16$ 일 때에는 1/4 정도인 약 0.05로 감소한다. 해당 지역에서의 수렴값인 하강 속도의 크기도 $\Delta t=\Delta t_0$ 일 때 약 0.15에서 $\Delta t=\Delta t_0/16$ 일 때 약 0.08로 1/2 정도 감소한다. 이는 앞서 언급한 대로 Δt 가 감소함에 따라 공간에 적용되는 필터의 강도가

강해져서 상승 속도의 최댓값과 변동 폭이 감소하고, 특히 주로 짧은 파장을 갖는 파에 의해 나타나는 풍상측 지역의 상승 기류 세포가 큰 영향을 받는 것임을 알 수 있다.

본 연구에서는 Δt 가 감소함에 따라 짧은 파장을 갖는 파의 감쇠 정도가 증가하여 작은 규모의 현상을 정확히 모사하기 어려움을 발견하였는데, 이는 일반적으로 Δt 가 감소함에 따라 절단 오차가 감소하여 더 정확한 모사가 가능하다는 사실(Teixeira et al., 2007)과 상충한다. 이러한 현상이 다르게 설계된 수치 실험에서도 동일하게 나타나는지 확인하기 위하여 추가적인 수치 실험을 수행하였다. 앞의 실험 설계에서 열 강제력의 형태와 배경 기본류만 변경하고 이외의 요소는 동일하게 설정하였다. 열 강제력은 Pandya and Durran(1996)에서 고려한 스칼라 형태의 열 강제력을 무차원화하였고, 배경 기본류는 $z=0$ 일 때 -1.8이고 선형적으로 감소하여 $z=6$ 일 때 0이 되고 그 이상의 고도에서는 0으로 일정하게 하였다. 동일한 실험 설계가 Han and Baik(2012)에 제시되어 있으며, 이 실험 설계에 대한 도식을 Fig. 5에 나타내었다.

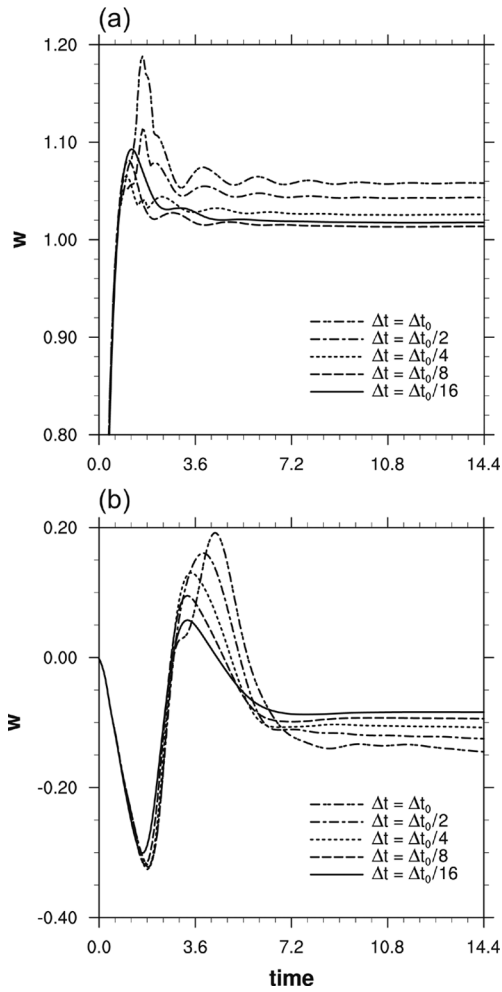


Fig. 4. Time series of (a) the maximum perturbation vertical velocity in the whole domain and (b) the perturbation vertical velocity at an upwind point ($x=46.6$, $z=3.4$) with various time steps in the case of $\mu=5$.

Fig. 6은 스칼라 형태의 열 강제력을 가했을 때의 섭동 연직 속도장을 나타낸 것이다. $\Delta t = \Delta t_0$ 일 때에는 $x=53$ 부근에 $w \approx 5$ 에 해당하는 아주 강한 상승 운동이 나타나고 풍하측의 상층에 약 $6\Delta x$ 규모의 상승 기류 및 하강 기류 세포들이 나타나는 것을 확인할 수 있다. 그러나 $\Delta t = \Delta t_0/8$ 일 때에는 풍하측 상층의 상승 기류 및 하강 기류 세포들이 거의 나타나지 않고 열 강제력 부근의 강한 상승 기류 세포의 강도가 $w \approx 3$ 정도로 감소했음을 확인할 수 있다. 이러한 결과는 앞의 수치 실험 결과와 같은 경향을 보인다. 즉, Δt 가 감소하면서 공간에 적용되는 필터의 강도가 강해져서 작은 규모의 현상들의 강도가 약해지고 극대

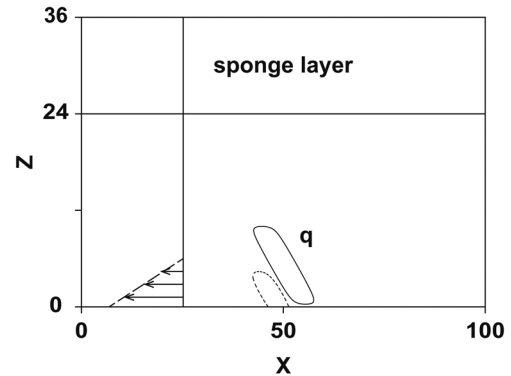


Fig. 5. Schematic diagram of experimental design for simulations with squall-line type forcing. Note that the basic-state wind at the surface is -1.8 (negative sign means that the wind comes from the right). The basic-state wind decreases linearly with height and becomes zero at and above $z=6$. The heating/cooling is the same as in Pandya and Durran (1996).

값 역시 감소하였음을 알 수 있다. 따라서 이러한 현상은 특정 수치 실험에서만 나타나는 것이 아니라 작은 규모의 파를 제거하기 위해 공간에 필터를 적용한 수치 실험에서는 항상 나타날 수 있는 현상임을 예상할 수 있다.

이와 같은 현상이 절단 오차 등과는 관계가 없음을 보이기 위해 Δt 를 변화시킬 때 γ 도 함께 변화시켜서 $\gamma/\Delta t$ 가 일정하도록 조정하여 수치 실험을 수행하였다. Fig. 7은 Δt 가 Δt_0 의 1/4, 1/16일 때 γ 도 함께 바꾸어서 $\gamma/\Delta t$ 가 일정하도록 조정한 수치 실험에서의 섭동 연직 속도장을 나타낸 것이다. 시간이 지남에 따라 연직 속도장이 변하는 양상이 Δt 의 변화에도 불구하고 모든 경우에서 거의 같게 나타난다. 최대 상승 속도나 풍상측 지역에서의 상승 속도의 값을 비교해 보면, Δt 의 변화에 따른 차이가 약 10^{-4} 정도로 무시할 만한 수준이다. 따라서 앞에서의 수치 실험 결과의 차이는 모두 공간에 적용되는 필터의 강도 변화에 기인함을 확인할 수 있다.

요약 및 결론

비선형성의 크기가 변함에 따라 시간 간격에 대한 수치 모형의 민감도가 어떻게 바뀌는지 살펴보기 위해 무차원화된 수치 모형을 이용하여 수치 실험을 수행하였다. 비선형성의 정도를 변화시키기 위해 비선형성 인자를 0부터 5까지 변화시켰으며, 시간 간격

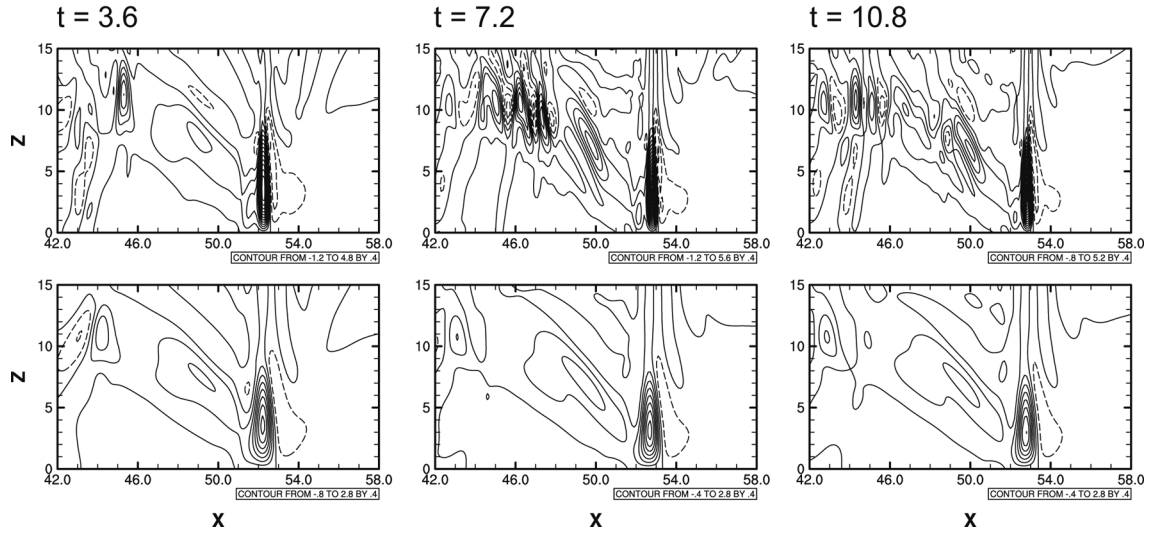


Fig. 6. Perturbation vertical velocity fields at $t=3.6$ (panels in the left column), 7.2 (middle column), and 10.8 (right column) for the squall-line type forcing in the case of $\mu=5$. The ratio of the time step to the reference value ($\Delta t/\Delta t_0$) is 1 (panels in the top row) and 1/8 (bottom row). The contour interval is 0.4.

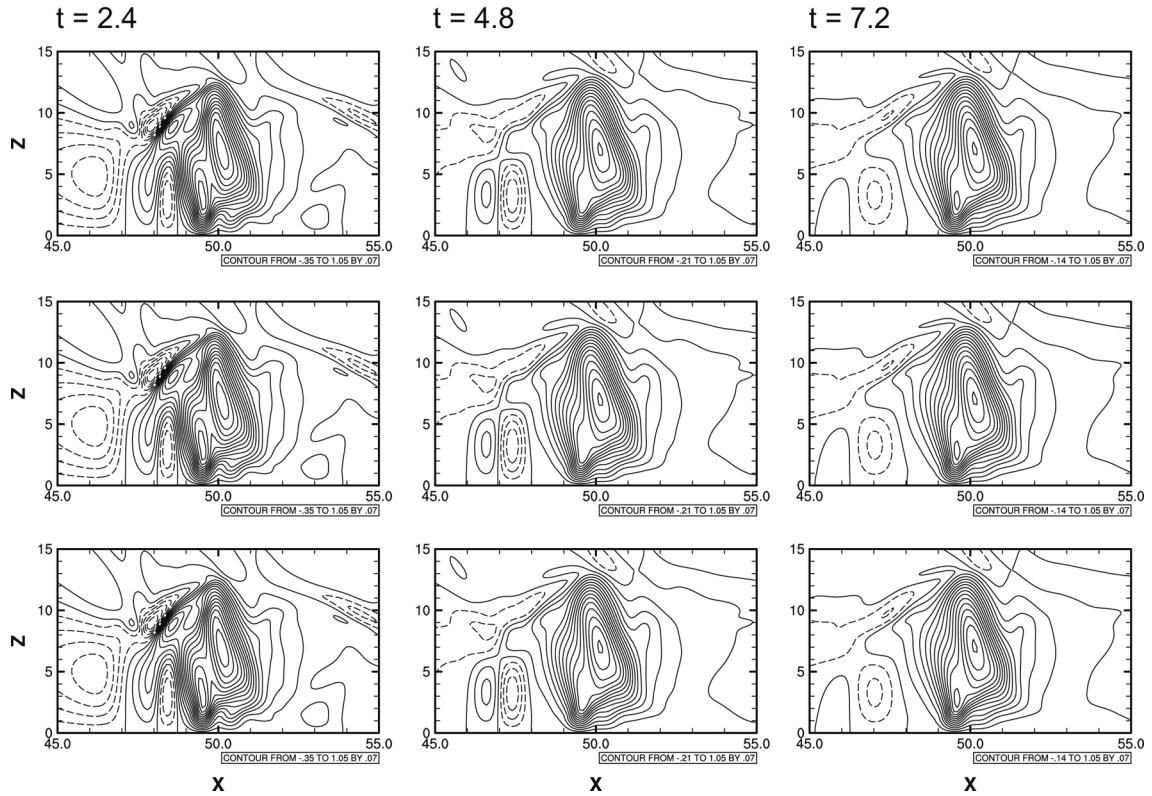


Fig. 7. The same as in Fig. 3 but adjusting γ with respect to the time step to fix $\gamma/\Delta t$.

을 기준 시간 간격의 1/2, 1/4, 1/8, 그리고 1/16으로 줄여가며 수치 실험을 수행하였다. 시간 간격이 수치 실험에 영향을 미치는 요인은 시간 적분 과정에서 유한한 크기의 시간 간격을 사용하기 때문에 발생하는 절단 오차와 비선형성에 의한 불안정성을 해소하기 위해 짧은 파장을 갖는 파를 감쇠시키기 위한 공간 필터 사용으로 나뉘 수 있다. 종형 함수 형태의 열 강제력과 균일한 배경류를 고려한 수치 실험 결과 실험한 시간 간격의 범위 내에서 절단 오차에 의한 효과는 거의 없는 것으로 나타났으며, 시간 간격이 감소함에 따라 비선형성이 강한 경우 격자 간격의 6-12배에 해당하는 작은 규모의 현상의 강도가 약하게 모사되고 최대 상승 속도 역시 감소되는 현상을 보였다. 이는 스칼라 형태의 열 강제력과 연직 시어를 갖는 배경류를 설정하여 수행한 수치 실험에서도 동일하게 나타났다.

비선형성이 커질수록 류의 크기가 커지기 때문에 선형 안정도 조건을 만족시키고 현상을 정확하게 모사하기 위해서는 충분히 작은 시간 간격이 필요하다. 그러나 시간 간격이 작아질수록 공간에 대한 필터의 강도가 증가하여 비선형성이 클 때 특징적으로 나타나는 작은 규모의 현상이 충분히 자세히 모사되지 못하게 된다. 이는 비선형성이 큰 경우 더 작은 시간 간격을 사용한 수치 실험이 더 정확한 모사를 수행하지는 못하는 것을 의미한다. 본 연구 결과를 통해 절단 오차를 무시할 만하고 선형 안정도 조건을 만족시킨다면 오히려 큰 시간 간격을 적용한 수치 실험이 더 정확한 결과를 도출할 수 있는 것으로 나타났다. 따라서 비선형성이 강한 수치 실험을 수행할 때에는 절단 오차를 줄이면서 작은 규모의 현상을 가능한 정확히 모사하는 시간 간격을 찾는 것이 중요하다.

사 사

이 연구는 기상청 기상기술개발사업(CATER 2012-6030)과 2012년도 두뇌한국21사업의 지원으로 수행되었습니다. 본 논문의 개선을 위해 좋은 의견을 제시해 주신 심사위원께 감사드립니다.

참고문헌

- Asselin, R., 1972, Frequency filter for time integrations. *Monthly Weather Review*, 100, 487-490.
- Baik, J.-J. and Chun, H.-Y., 1996, Effects of nonlinearity on the atmospheric flow response to low-level heating in a uniform flow. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 53, 1856-1869.
- Betz, V. and Mittra, R., 1992, Comparison and evaluation of boundary conditions for the absorption of guided waves in an FDTD simulation. *IEEE Microwave Guided Wave Letter*, 2, 499-501.
- Chun, H.-Y., Choi, H.-J., and Song, I.-S., 2008, Effects of nonlinearity on convectively forced internal gravity waves: Application to a gravity wave drag parameterization. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 65, 557-575.
- Han, J.-Y. and Baik, J.-J., 2012, Nonlinear effects on convectively forced two-dimensional mesoscale flows. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 69, 3391-3404.
- Lorenz, E.N., 1963, Deterministic nonperiodic flow. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 20, 130-141.
- Mishra, S.K., Srinivasan, J., and Nanjundiah, R.S., 2008, The impact of the time step on the intensity of ITCZ in an aquaplanet GCM. *Monthly Weather Review*, 136, 4077-4091.
- Navon, I.M. and Riphagen, H.A., 1979, An implicit compact fourth-order algorithm for solving the shallow-water equation in conservation-law form. *Monthly Weather Review*, 107, 1107-1127.
- Pandya, R. and Durran, D.R., 1996, The influence of convectively generated thermal forcing on the mesoscale circulation around squall lines. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 53, 2924-2951.
- Pielke, R.A., Sr., 2002, *Mesoscale meteorological modeling*, 2nd edition. Academic Press, London, UK, 676 p.
- Teixeira, J., Reynolds, C.A., and Judd, K., 2007, Time step sensitivity of nonlinear atmospheric models: Numerical convergence, truncation error growth, and ensemble design. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 64, 175-189.
- Williamson, D.L. and Olson, J.G., 2003, Dependence of aqua-planet simulations on time step. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 129, 2049-2064.
- Xue, M., 2000, High-order monotonic numerical diffusion and smoothing. *Monthly Weather Review*, 128, 2853-2864.

2012년 12월 12일 접수
2013년 1월 9일 수정원고 접수
2013년 1월 24일 채택