

밀도류에 미치는 배경 안정도의 효과

김연희 · 백종진

광주과학기술원 환경공학과
(1997년 11월 21일 접수)

Effects of Background Stability on Density Currents

Yeon-Hee Kim and Jong-Jin Baik

Department of Environmental Science and Engineering, Kwangju Institute of Science and Technology
(Manuscript received 21 November 1997)

Abstract

A two-dimensional, dry, high resolution ARPS (Advanced Regional Prediction System) model is used to investigate the effects of background stability on the structure and evolution of density currents in the environment of no basic-state wind. Density currents are initiated and maintained by a specified cold pool. When the density current propagates into an unstably stratified environment, Kelvin-Helmholtz (KH) billows are initiated at the head and body of the density current by KH instability. These billows grow as moving rearward relative to the gust front. The dynamical similarity between the simulated density current in this study and density currents in previous studies is well satisfied. When the density current propagates into a neutrally stratified environment, KH billow is also initiated at the head of the density current by KH instability. Although an elevated head is evident, KH billow is not well developed due to the weak vertical wind shear at the top of the density current. When the density current propagates into a stably stratified environment, internal gravity waves are generated at the head of the density current and its structure is modified by the waves. There is very little turbulent mixing at the top of the density current in comparison with the unstably or neutrally stratified cases. When a neutrally stratified layer exists above the stably stratified layer, the head of the density current splits into an isolated roll vortex, which propagates like solitary waves and decays as the energy supply from the density current is ceased.

1. 서 론

보다 큰 밀도를 가진 유체가 다른 유체 층을 통과하면서 전파되는 현상을 밀도류(혹은 중력류)라 한다. 밀도류는 뇌우 유출(thunderstorm outflow)(Wakimoto, 1982), 해풍 전선(Reible *et al.*, 1993), 지표면 한랭 전선(Garratt and Physick, 1989), squall line 돌풍 전선(Charba, 1974) 등과 같은 중간 규모 대기 현상과 역학적인 면에서 유사하다고 알려져 있다(Simpson, 1982). 밀도류에 관한 기본적인 역학은 주로 물 탱크를 이용한 실험실 연구를 통하여 많이 밝혀졌다(e.g., Simpson, 1969, 1972; Hallworth *et al.*, 1993). 그러나 실험의 한계성 때문에 어떤 특성을 가진 주변 유체와 상호작용을 하면서 전파하는 밀도류의 세부 구조를 조사하기는 매우 어렵다.

대기에서 밀도류에 대한 관측은 radar, 지표 mesonet, sodar, lidar, tower, 비행기 등을 이용하여 이루어졌다(e.g., Koch *et al.*, 1991; Ralph *et al.*, 1993). 밀도류의 돌풍 전선이 통과함에 따라 지표면 온도의 급하강, 압력의 증가, 풍향의 급변과 돌풍

이 야기된다(e.g., Goff, 1976; Wakimoto, 1982).

지금까지의 많은 수치 연구에서 뇌우 유출, 해풍 전선, 한랭 전선 등의 어떤 면을 밀도류의 기본적인 역학으로서 설명하였다. Mitchell and Hovermale (1977)은 2차원, 비정수적 모형을 이용하여 안정한 대기에서 뇌우 찬 공기 유출을 수치 모사하였다. 이 연구는 밀도류의 전반적인 구조를 설명하기에는 적합하였으나 성긴 격자 간격의 사용으로 작은 규모의 특징을 명확히 설명할 수 없었다. Droegemeier and Wilhelmson(1987)은 고해상도의 2차원 모형을 이용하여 단일 대기에서 퍼져나가는 뇌우 유출의 역학을 조사하였다. 그들은 유출의 난류 구조와 찬 공기 풀(pool)의 강도 및 연직 구조에 따른 민감도에 초점을 두었다. Sha *et al.*(1991, 1993)은 해륙풍의 수치 모사를 통하여 낮 시간에 가열되어 불안정한 대기와 새벽 시간에 복사 냉각되어 안정한 대기에서 해풍 머리의 생성과 소멸 과정 그리고 난류 구조에 관하여 연구하였다. Bischoff-Gauss and Gross(1989)는 한랭 전선이 안정한 대기를 통과하면서 중력파를 발생시킨다고 밝혔다. 강하게 안정화된 층이 존재할 때 침입하

는 밀도류에 의하여 undular 보어(bore) 형태의 요란이 발생할 수 있다(e.g., Crook and Miller, 1985). Haase and Smith(1989a, b)는 대기가 중립 그리고 안정한 경우에 기본류, 회전 효과, 난류 종결 방법, Froude(Fr) 수, 격자 간격 등에 대한 중력류의 민감도를 조사하였다. 그들은 Fr 수가 중력류의 역학적 구조 결정에 중요한 역할을 하고, 중력류의 머리 구조와 관련된 연구를 위해서는 비정상적 모형이 필수적임을 지적하였다.

밀도류가 전파될 때 대기의 안정도와 같은 외부적 조건은 밀도류의 구조 및 진화에 중요한 영향을 미친다. 그러나 지금까지의 수치 연구에서 배경 대기의 안정도가 밀도류에 미치는 효과에 관한 총괄적인 연구는 드물었다. 본 연구에서는 2차원, 비정상적, 고해상도, 건조 모형을 이용하여 배경 대기가 불안정, 중립 그리고 안정할 때 찬 공기 풀에 의한 밀도류를 유발시켜 배경 안정도가 밀도류의 구조 및 진화에 미치는 영향을 조사하고자 한다.

2. 수치 모형 및 실험 설계

2.1 수치 모형

본 연구에서 사용한 수치 모형은 CAPS (Center for Analysis and Prediction of Storms, University of Oklahoma)에서 개발한 ARPS (Advanced Regional Prediction System) 모형이다(Xue *et al.*, 1995). ARPS 모형은 3차원, 비정상적, 압축적 모형으로 수 m에서 수 백 km의 규모에 이르는 다양한 대기 현상을 모사하는데 적합하다. 모형의 지배 방정식 계는 3개의 섭동 속도 성분, 섭동 온도, 섭동 기압, 6개의 수물질(수증기, 구름 물, 구름 얼음, 빗물, 눈, 우박), 난류 운동 에너지에 대한 예단 방정식들과 습윤 공기에 대한 상태 방정식으로 구성되어 있다. 모형 물리는 상사 이론을 사용하는 지표층 과정, 아격자 규모 난류 혼합 과정, 지표면 에너지 수지와 토양-식생 모형을 이용하는 지표 과정, 액체-얼음상 구름 물리 과정 등을 포함한다. 지배 방정식 계는 일반화된 곡선 좌표계에서 표현되고 유한 차분법을 이용하여 수치적으로 적분된다. 계산 시간 절약상 음파와 관련되는 항을 작은 시간 간격으로 적분하는 시간 분할 방법이 사용된다.

2.2 실험 설계

본 연구를 위하여 2차원, 건조 모형을 사용하였고 지표 과정 및 지구 회전 효과를 무시하였다. 아격자 규모 난류 혼합 과정은 난류 운동 에너지 방정식을 이용하는 1.5차 종결 방법을 사용하였다. 2차원에서의 수평과 연직 물리적 영역을 각각 70 km와 12 km, 수평과 연직 격자 간격을 모두 100 m로 하였다. 큰 시간 간격은 1초, 음파와 연관된 작은 시간 간격은 0.2초로 하여 모형을 60분간 적분하였다. 측면 경계 조건으로 복사 경계 조건을 사용하여 경계에서 파의 반사를 최소화하였고, 12~15 km의 고도에 Rayleigh 감쇄층을 두어 파가 모형 내부로 반사하는 것을 막았다. 바닥 경계 조건으로 미끄럼(free-slip) 경계 조건을 사용하였다. 배경 안정도에 따른 밀도류의 수치 모사를 위하여 부력 진동수(N)가 일정한 배경 대기를 고려하였다. 이 경우에 고도에 따른 배경 온위의 분포는 다음과 같이 표시된다.

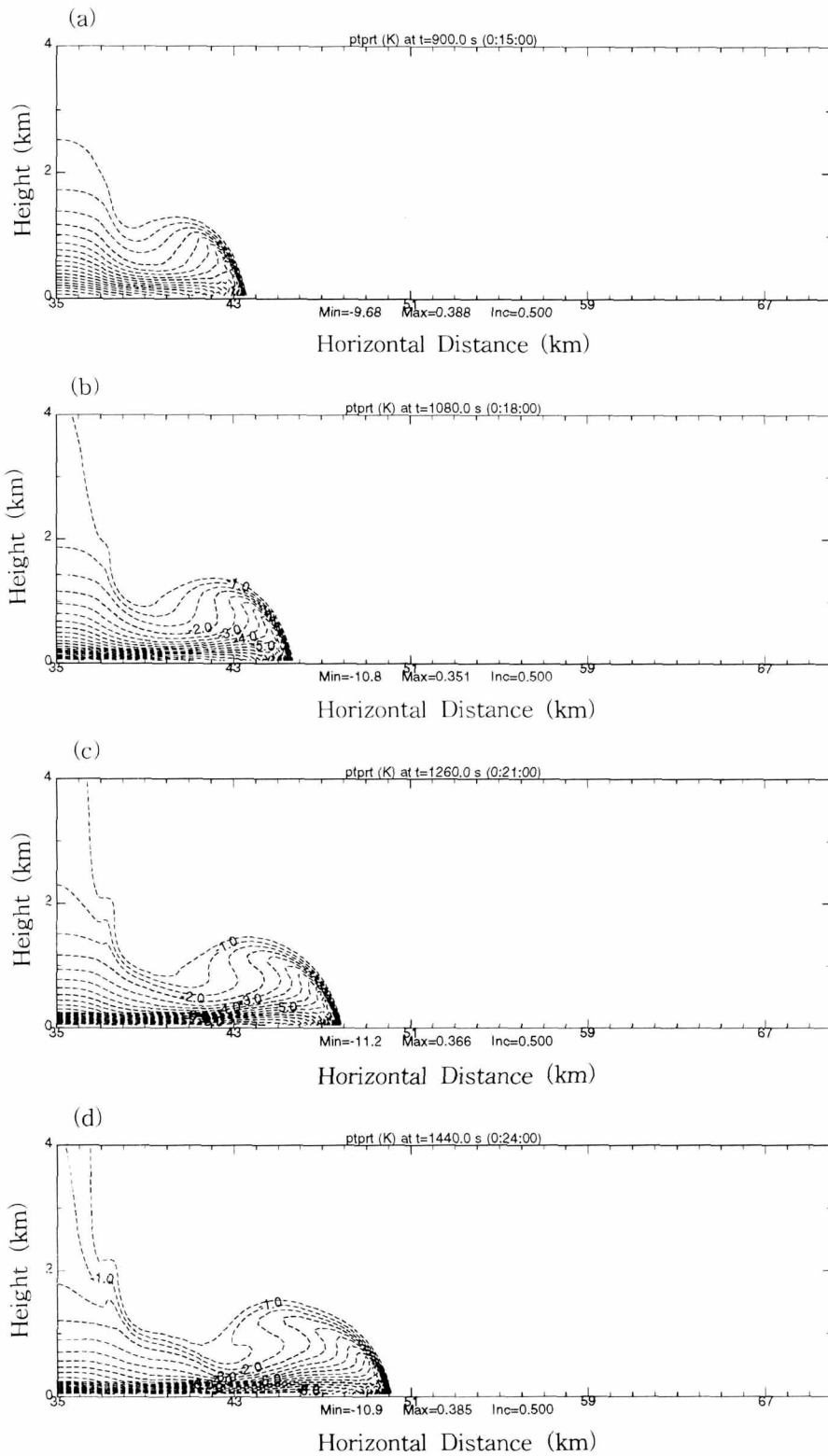
$$\bar{\theta} = \theta_0 \exp\left(\frac{N^2 z}{g}\right). \quad (1)$$

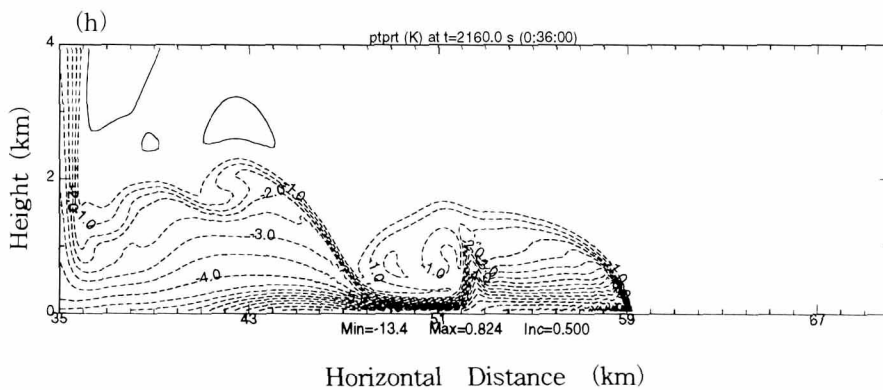
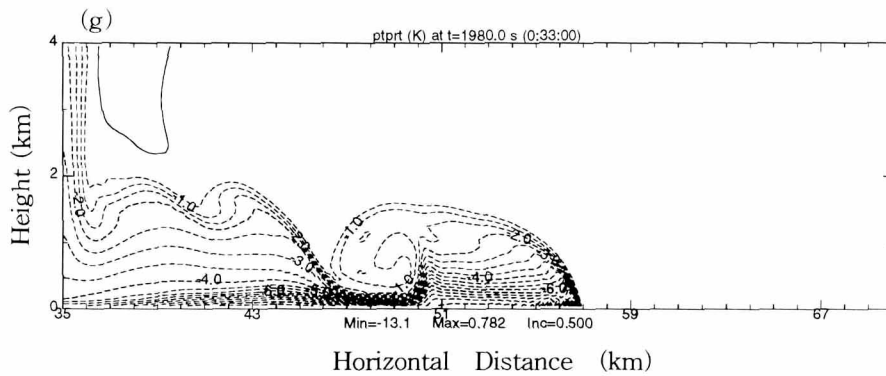
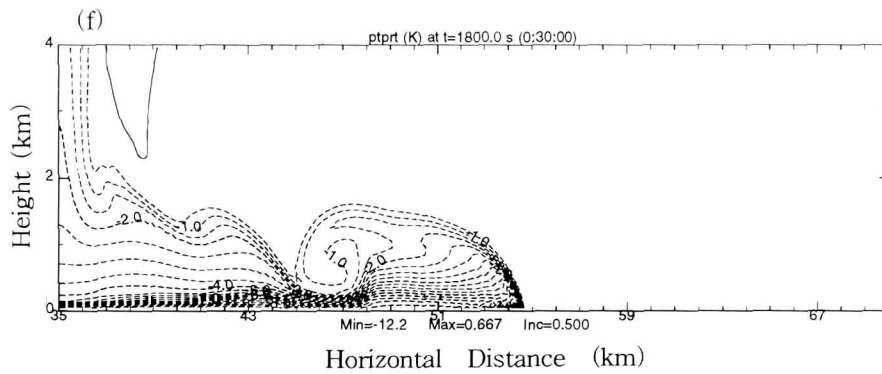
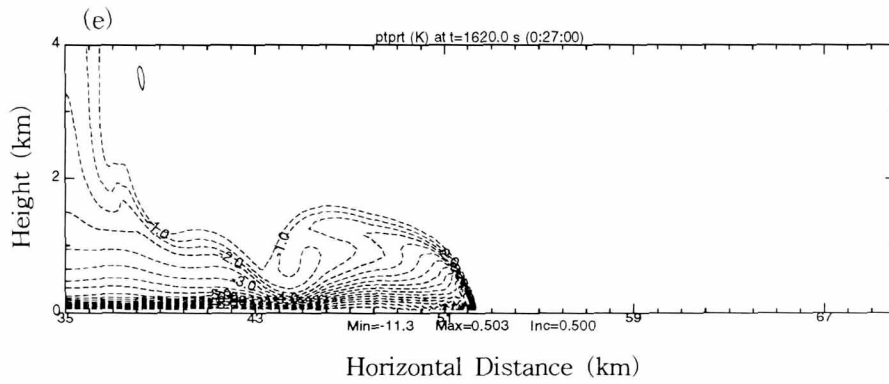
여기서 g 는 중력 가속도이고, θ_0 는 지표에서의 배경 온위로 $\theta_0=300$ K로 하였다. N^2 은 안정도에 따라 조절하여 불안정, 중립, 안정한 경우에 각각 -10^{-5} , 0, 10^{-4} s²으로 두었다. 모형 영역의 중심(35 km)에 수평 방향으로 일정하고(8 km의 폭) 연직 방향으로 지표에서 약 3 km까지 지표에서 최대값을 가지고 고도에 따라 코사인 제곱된 형태로 감소하는 찬 공기 풀을 수치 적분하는 동안 두어 양쪽 방향으로 전파되는 밀도류를 유발하였다. 찬 공기는 수치 적분하는 동안 연속적으로 공급되고, 주위와의 최대 온도차는 시간이 경과하면서 거의 일정해진다. 본 실험에서 기본류는 없다고 가정하였다. 따라서 모형 영역의 중심을 기준으로 수치 모사된 장이 서로 대칭이므로 오른쪽 방향으로 전파되는 밀도류만을 제시하였다.

3. 결 과

3.1 불안정한 경우

Fig. 1은 배경 대기가 불안정한 경우에 15분에서 48분까지의 시간 동안 3분 간격으로 나타낸 섭동 온도





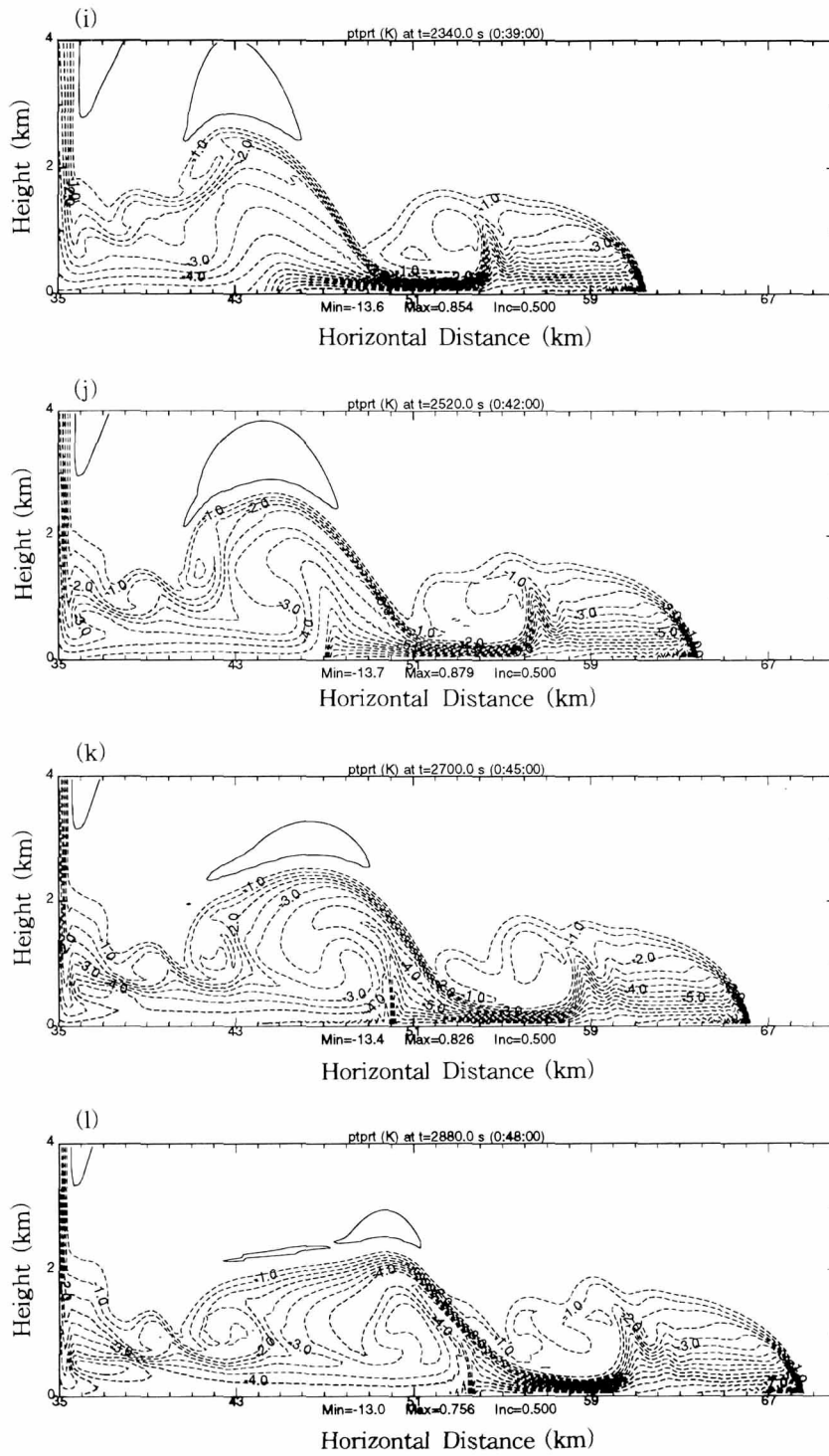


Fig. 1. The time sequence of perturbation potential temperature field from 15 to 48 min in a 3 min interval in the case of the unstable background atmosphere. The contour interval is 0.5 K.

장이다. 주위와의 최대 온도차는 시간에 따라 점차 증가하다가 약 33분 이후부터는 거의 일정하게(약 -13°C) 유지되면서 준 정상 상태에 도달한다. 밀도류 머리는 거의 일정한 깊이(약 1.5 km)를 유지하였으며 지표 마찰의 영향이 없으므로 밀도류 전면에서 nose가 나타나지 않았다. 지표면을 따라 빠르게 퍼져나가는 하층의 찬 공기는 밀도류 머리에서 주위 공기와 수렴되면서 상승으로 이동한다. 밀도류의 발달 초기에는 머리의 깊이가 몸통의 깊이보다 크다. 밀도류 상부에서는 연직 온도 경도와 바람 시어(shear)에 의하여 Kelvin-Helmholtz(KH) 불안정이 야기된다. KH 불안정에 의하여 약 27분 경에 밀도류 머리에서 KH billow가 발달하였고, 또 다른 KH billow가 약 39분 경에 수평 44 km 지점에서 발달하기 시작하여 약 45분에 최대 진폭을 가진다.

Fig. 1로부터 구한 밀도류 머리의 이동 속도는 약 12.5 ms^{-1} 이고 돌풍 전선에 상대적으로 몸통 쪽으로 퍼져나가는 KH billow의 전파 속도는 약 2 ms^{-1} 이다. 밀도류의 몸통에서 머리로 연속적인 찬 공기의 유입이 있기 때문에 밀도류는 거의 일정한 속도로 이동한다. 그러나 밀도류가 지표면 위를 퍼져나갈 때 어떠한 이유에 의하여 몸통으로부터 찬 공기의 유입이 줄어든다면 주위 공기와의 온도차가 감소하고 그 결과 머리의 깊이와 돌풍 전선의 전파 속도가 줄어들어 KH billow도 다른 모습을 보일 수 있을 것이다. 즉, 더 이상 밀도류 유지의 근원이 없을 때 밀도류는 어느 정도까지는 전파되어 나가더라도 결국에는 난류 혼합에 의하여 밀도류의 머리가 몸통과 분리될 수 있고 이동 속도 또한 감소되면서 소멸할 것이다.

Fig. 2는 45분에서의 수평과 연직 섭동 속도, 섭동 온도 및 섭동 압력의 분포를 나타낸다. 섭동 수평 속도장(Fig. 2a)에서는 밀도류의 상층 경계에서 강한 연직 속도 시어가 생김을 알 수 있다. Goff(1976)는 관측을 통하여 전선 전파 속도는 최대 수평 속도의 0.67배라고 하였다. 본 연구에서 배경 대기가 불안정한 경우에 돌풍 전선 전파 속도와 최대 수평 속도의 비는 약 0.3이다. 이는 하층 경계에서 마찰의 영향이 없고 또한 배경 대기가 불안정하여 찬 공기 풀로부터 강한 수평 바람이 발달하였기 때문이다.

섭동 연직 속도장(Fig. 2b)에서는 크고 작은 규모의 상승·하강 기류가 나타나 있다. 상승·하강 기류가 연속적인 형태로 나타나는 것은 연직 속도 분포가 크고 작은 KH billow와 관련되어 있음을 의미한다.

수평 속도의 국부적인 최대 값이 상승·하강 기류 쌍들의 중심에 위치하여 각 KH billow의 오른쪽에는 상승류 그리고 왼쪽에는 하강류가 나타난다. 섭동 온도장(Fig. 2c)에서는 발달된 KH billow가 밀도류 머리 뒤와 몸통에 나타나 있다. KH billow는 주위 공기와 밀도류 사이에서 강한 난류 혼합을 일으킨다. 섭동 압력장(Fig. 2d)에서는 연직 방향으로 KH billow의 중심부와 관련된 지역에서 국부적인 최소 압력을 보인다.

Benjamin(1968)은 준 정상 상태에서의 밀도류의 전파 속도(V_f)에 관한 다음 식을 제시하였다.

$$V_f = k \left(g d \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_2} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

여기서 k 는 Fr 수, d 는 밀도류의 특성 깊이 그리고 ρ_1 과 ρ_2 는 각각 밀도류와 주위 공기의 밀도이다. Benjamin(1968)은 비점성, 비압축, 정상 상태 유체에 대하여 k 값으로 1.414를 제시하였다. Seitter(1983)는 식 (2)를 뇌우 유출에 적용시켜 식 (3)을 제시하였다.

$$V_f = k \left(\frac{\Delta P}{\rho_2} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

여기서 ΔP 는 지표면에서 밀도류 머리와 주위 공기 사이의 정수적 기압차이다. 그는 2차원, 습윤 모형을 이용한 뇌우 유출 수치 실험을 통하여 0.77의 k 값을 얻었다. 밀도류의 경계를 따라 강한 난류 혼합이 생기는 경우에는 밀도류의 깊이를 추정하기 어렵다. 따라서 밀도류의 전파 속도나 Fr 수의 계산을 위하여 밀도류의 특성 깊이를 필요로 하는 식 (2)보다는 식 (3)이 더 유용하다. 밀도류는 약 12.5 ms^{-1} 의 속도로 이동하였고(Fig. 1), Fig. 2d에서 지표에서 밀도류 머리와 주위 공기 사이의 기압차는 약 130 Pa, 주위 공기의 밀도는 약 1.1 kgm^{-3} 이므로 식 (3)을 이용하여 계산된 Fr 수는 1.15이다. 이 수치는 비점성, 비압축, 정상 상태의 유체에 대한 값보다는 작고, Seitter(1983)가 제시한 값보다는 크다.

밀도류 머리에서는 온도 강하(Fig. 2c)에 비하여 압력 마루(Fig. 2d)가 머리를 앞서 나가 정수적 균형을 만족하지 않는다. 압력 마루는 주위의 상대적으로 따뜻한 공기와 밀도류의 찬 공기의 충돌에 의하여 역학적으로 유도되었다. 밀도류 머리 뒤(56 km 부근)

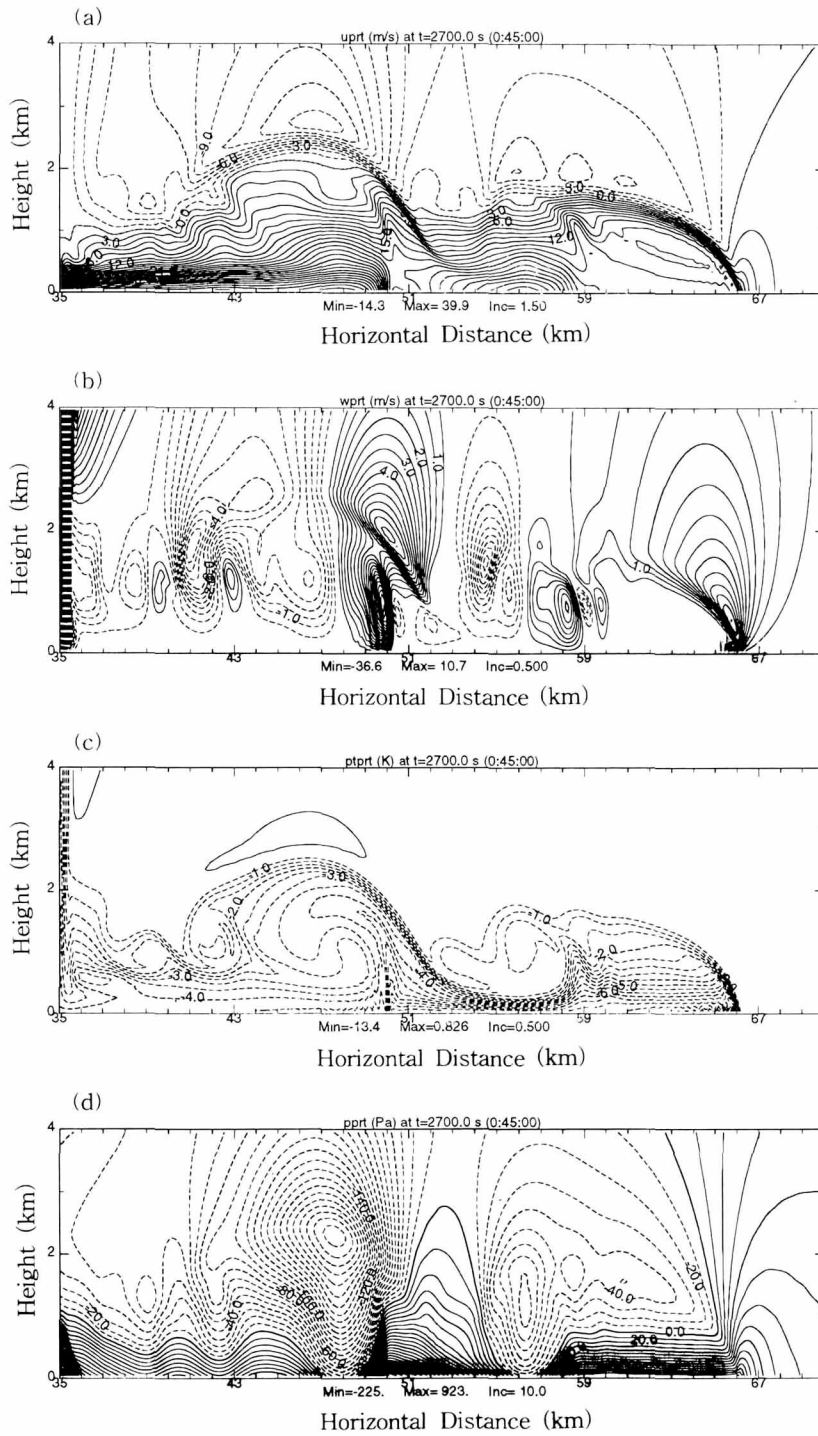


Fig. 2. The fields of (a) perturbation horizontal velocity (contour interval of 1.5 ms^{-1}), (b) perturbation vertical velocity (contour interval of 0.5 ms^{-1}), (c) perturbation potential temperature (contour interval of 0.5 K), and (d) perturbation pressure (contour interval of 10 Pa) at 45 min in the case of the unstable background atmosphere.

와 몸통(47 km 부근)에서의 최소 압력 지역(Fig. 2d)은 섭동 온위장(Fig. 2c)에서 잘 발달된 KH billow가 나타나는 지역과 일치된다. 수평과 연직 속도장(Figs. 2a, b)에서 알 수 있듯이 이들 지역에서는 선형(cyclostrophic) 균형을 만족한다. 반면 이들 사이의 최대 섭동 압력이 나타나는 지역(51 km 부근)에서는 섭동 압력이 섭동 온위장과 정수적 균형을 만족한다.

KH 불안정에 관한 선형(linear) 이론에 의하면 가장 빨리 성장하는 섭동의 수평 파장은 임계 시어층 깊이의 4.4(Drazin, 1958)~7.5배(Miles and Howard, 1964)이다. 임계 시어층 깊이는 KH billow가 발달할 때의 Richardson(Ri) 수가 0~0.25인 지역의 깊이를 나타낸다. KH 불안정이나 KH billow는 Ri 수가 0~0.25인 지역에서 회전하는 와동의 형태로 발생한다(Miles and Howard, 1964). Fig. 2c에서는 수평 56 km와 47 km 부근에 중심을 둔 잘 발달된 2개의 KH billow가 나타나 있다. Fig. 3a는 15분의 수평 41 km, Fig. 3b는 39분의 수평 44 km에서 KH billow가 발달하기 시

작할 때의 Ri 수의 연직 분포를 보여준다. Fig. 3a에서 고도 1600 m까지는 찬 공기 풀로 인하여 연직 온도 경도가 양이고 따라서 Ri 수가 양이다. 특히 고도 550~1250 m에서는 Ri 수가 0~0.25로 KH 불안정이 발생된다(Figs. 2a, c). 1600 m 이상에서는 Ri 수가 음이다. Fig. 3b에서 임계 시어층은 고도 700~1400 m에 위치한다. 임계 시어층 깊이는 모두 약 700 m로 선형 이론에 근거하여 가장 빨리 성장하는 수평 파장을 계산하면 3.1~5.3 km이다. Fig. 2c에서 수평 56 km와 47 km 부근에 중심을 둔 KH billow의 수평 파장은 약 3.5 km와 5.5 km이다. 따라서 선형 이론에 근거하여 예측한 수평 파장이 수치 모사된 KH billow의 수평 파장과 잘 일치한다.

다음으로 수평 파장에 대한 진폭의 비를 조사하였다. Simpson and Britter(1979)의 탱크 실험에서 수평 파장에 대한 최대 진폭의 비는 0.7~0.9, Mueller and Carbone(1987)의 관측에서는 0.2~0.6 그리고 Droegemeier and Wilhelmson(1987)의 수치 실험에서는 0.5~0.7이었다. Fig. 2c에서 수평 47 km와 56 km 부근에 중심을 둔 잘 발달된 KH billow의 수평 파장은 약 5.5 km와 3.5 km이고 최대 진폭은 약 2.7 km와 1.8 km이므로 수평 파장에 대한 최대 진폭의 비는 모두 약 0.5로 이전의 연구와 역학적 상사를 만족한다.

Fig. 4는 모형 영역 중심(35 km)에서 15 km 떨어진 지표에서의 섭동 수평 속도, 섭동 온위 및 섭동 압력의 시계열을 나타낸다. 23분과 24분 사이에 밀도류의 돌풍 전선이 통과함에 따라 풍속과 압력은 증가하고 온위는 하강한다. 압력은 온위 하강을 동반한 돌풍 전선이 도착하기 전에 먼저 증가하여 압력 마루가

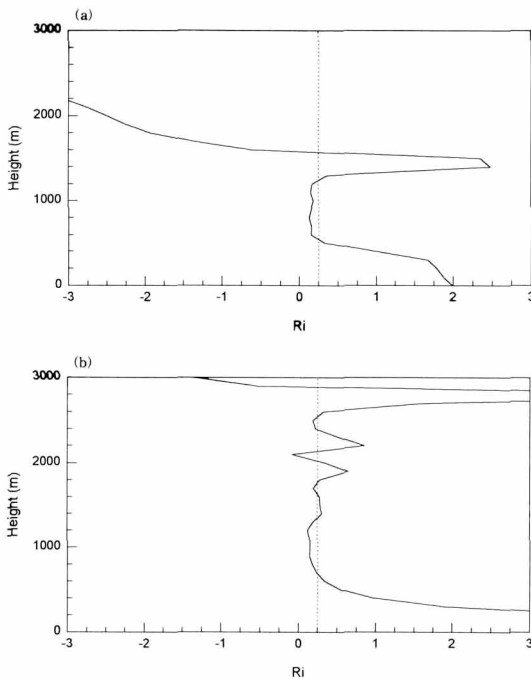


Fig. 3. The vertical profiles of the Richardson number (a) at a location of $x = 41$ km and $t = 15$ min and (b) at a location of $x = 44$ km and $t = 39$ min in the case of the unstable background atmosphere.

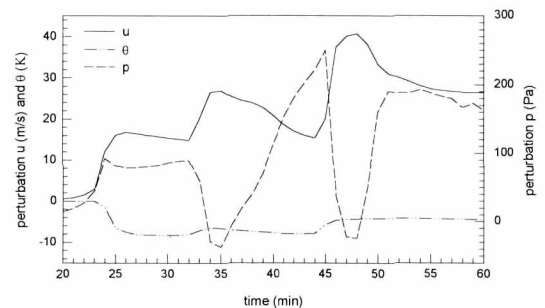


Fig. 4. The time series of perturbation horizontal velocity, perturbation potential temperature, and perturbation pressure at a location of $x = 50$ km and $z = 0$ km in the case of the unstable background atmosphere.

비정수적으로 형성된 것임을 보인다. 지표면 압력은 돌풍 전선이 통과한 이후에 감소하고, 약 35분과 48분 경에 나타나 있듯이 압력의 최소는 수평 풍속의 최대와 부합된다. 밀도류의 몸통에서 찬 공기가 계속 이루어지므로 온위는 거의 일정하게 유지되나 수평 풍속과 압력에서는 KH billow의 통과와 관련하여 큰 진폭의 파동이 생긴다.

3.2 중립인 경우

Fig. 5는 배경 대기가 중립인 경우에 45분에서의 섭동 수평과 연직 속도, 섭동 온위 및 섭동 압력의 분포이다. 밀도류 머리의 상부에서 계산된 Ri 수는 0.16 정도로 KH 불안정 조건을 만족한다. 그러나 섭동 수평 속도장(Fig. 5a)에서 나타난 연직 바람 시어가 대기가 불안정한 경우(Fig. 2a)보다 약하여 KH 불안정에 의한 KH billow가 아주 명확하게 나타나지는 않았다. 발달된 KH billow에 의한 상승·하강 기류의 세기는 $2\sim 4\text{ ms}^{-1}$ 정도로 배경 대기가 불안정한 경우보다 약하다(Fig. 5b).

섭동 온위장(Fig. 5c)에서는 머리에서 전복되는 정도가 배경 대기가 불안정한 경우보다 상당히 감소하였다. 준 정상 상태에 이르렀을 때 주위 공기와의 최대 온도차는 약 12 K 정도였다. 밀도류 머리는 거의 일정한 두께(약 1.5 km)를 가졌으며 머리의 깊이는 몸통 깊이의 약 1.3배 정도였다. 하층 경계에서 마찰 효과가 없으므로 nose가 나타나지 않았고 밀도류 머리의 전파 속도는 약 12.1 ms^{-1} 였다. Fig. 5d의 섭동 압력장에서 밀도류 머리와 주위 공기 사이의 지표 기압차는 약 80 Pa으로 불안정한 경우보다 작다.

본 연구에서는 배경 대기의 안정도에 따른 밀도류의 구조 및 진화에 중점을 두었으나 찬 공기 풀의 연직 형태, 깊이, 강도 등도 밀도류에 중요한 영향을 미칠 수 있다. 만약 찬 공기 풀의 깊이를 크게 한다면 연직 바람 시어가 증가하여 배경 안정도가 중립인 경우에도 좀더 잘 발달된 KH billow를 모사할 수 있을 것이다.

3.3 안정한 경우

Fig. 6은 배경 대기가 안정한 경우에 45분에서의 밀도류의 역학 및 열역학적 구조를 보여준다. 앞에서 보았듯이 배경 대기가 불안정하거나 중립인 경우에는

내부 중력파가 발생하지 않았다. 그러나 배경 대기가 안정한 경우에는 밀도류 머리에서 약 3.3 km의 연직 파장을 가진 중력파가 발생하였고(Fig. 6b) 이 내부 중력파에 의하여 밀도류의 머리 구조가 변형되었다(Fig. 6c). 배경 대기가 안정할수록 상승 운동이 억제되므로 밀도류의 머리와 몸통의 깊이가 불안정 또는 중립인 경우에 비하여 작게 나타난다. 밀도류 상부에서의 Ri 수가 0.25보다 크기 때문에 KH billow는 발생하지 않았다. Crook(1988)은 Scorer 변수가 고도에 따라 감소할 때 하층에서 에너지가 갇혀서 밀도류 머리 앞에서 요란이 발생할 수 있다고 하였다. 그러나 이 경우에는 에너지가 하층에 갇히지 않고 위로 전파되므로 밀도류 머리 앞에서 수평적으로 발달하는 undular 보어 형태의 요란은 나타나지 않았다. 배경 대기가 안정한 경우에 밀도류 머리의 전파 속도는 약 10.1 ms^{-1} 였다.

다음으로 하층 2 km의 안정한 배경 대기층($N=0.01\text{ s}^{-1}$) 위로 중립인 층($N=0\text{ s}^{-1}$)이 존재하는 2층 대기를 고려하였다. 이 경우에는 중립 배경 대기층 때문에 상층으로의 에너지 전파가 제한되어 수평적으로 진행되는 와동이 발달하였다. 즉, 밀도류 머리에서 분리되어 생성된 고립된 와동이 밀도류 앞으로 전파해 나갔다(Fig. 7). 고립 와동이 형성되면서 밀도류 머리의 규모는 줄어들어 밀도류 머리와 몸통은 거의 같은 깊이를 보여주었다. 고립 와동은 폐쇄 순환을 하는 점에서 밀도류 머리와는 다른 구조를 가지고 밀도류로부터 에너지 공급이 중단됨에 따라 점차 소멸하였다.

Haase and Smith(1989b)는 요란의 형태를 규명하기 위하여 $\mu=c_0/c_{gr}$ 로 정의되는 변수를 도입하였다. 여기서 c_0 는 안정한 층이 존재할 경우의 파의 위상 속도($=2NH/\pi$, H 는 안정한 층의 깊이)이고 c_{gr} 는 안정한 층이 존재하지 않을 경우의 중력류의 전파 속도이다. 그들은 흐름을 μ 에 따라 초임계적(supercritical) 및 아임계적(subcritical) 영역으로 나누었다. $\mu\leq 0.7$ 인 경우에는 흐름 형태가 초임계적이고 전형적인 밀도류로서 뚜렷한 머리 형태를 유지한다. $\mu\geq 0.7$ 인 경우에는 밀도류 머리는 몸통과 분리되고 큰 진폭의 고립파(solitary wave)가 발달하여 undular 보어 형태의 요란이 발생한다. 본 연구에서 c_{gr} 로 중립인 경우의 밀도류 전파 속도(12.1 ms^{-1})를 사용하고 계산된 c_0 는 약 12.7 ms^{-1} 이므로 μ 는 1.05이다. Fig. 7에서 나타난 흐름 형태는 Haase and Smith(1989b)가 제시한 아임계적 영역에서의 흐름의 형태와 비슷하다.

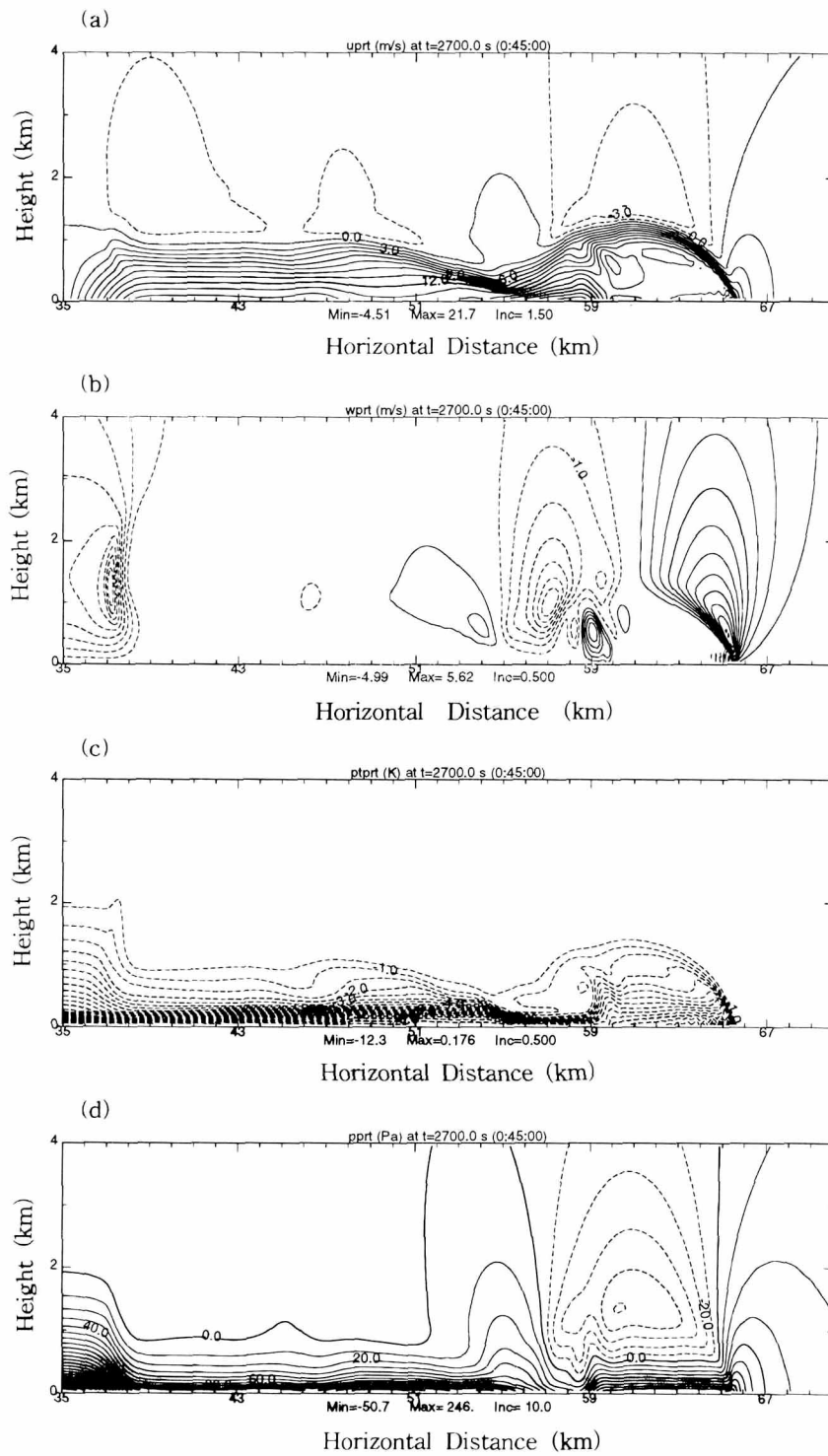


Fig. 5. The same as in Fig. 2 except for the neutral background atmosphere.

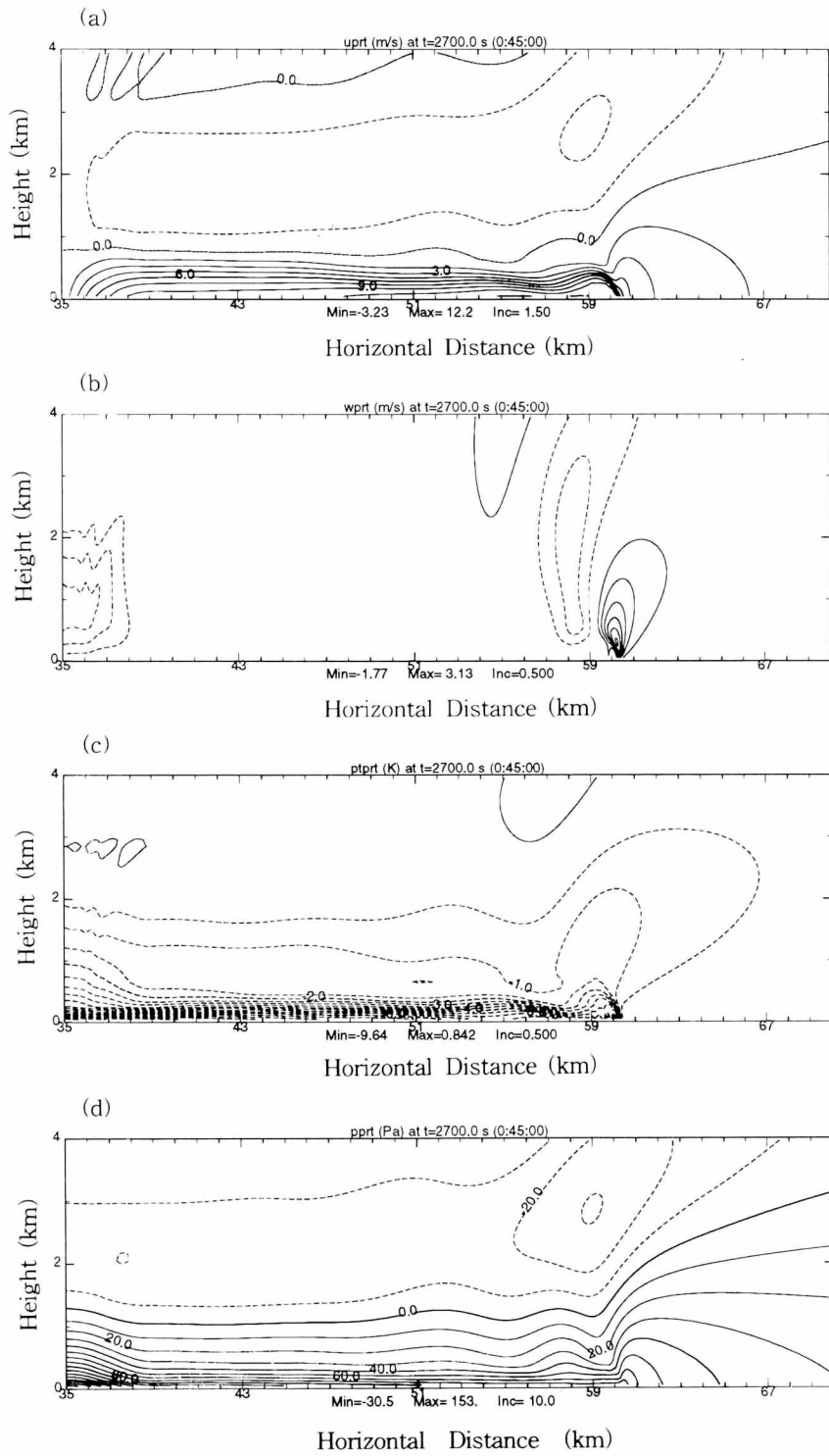


Fig. 6. The same as in Fig. 2 except for the stable background atmosphere.

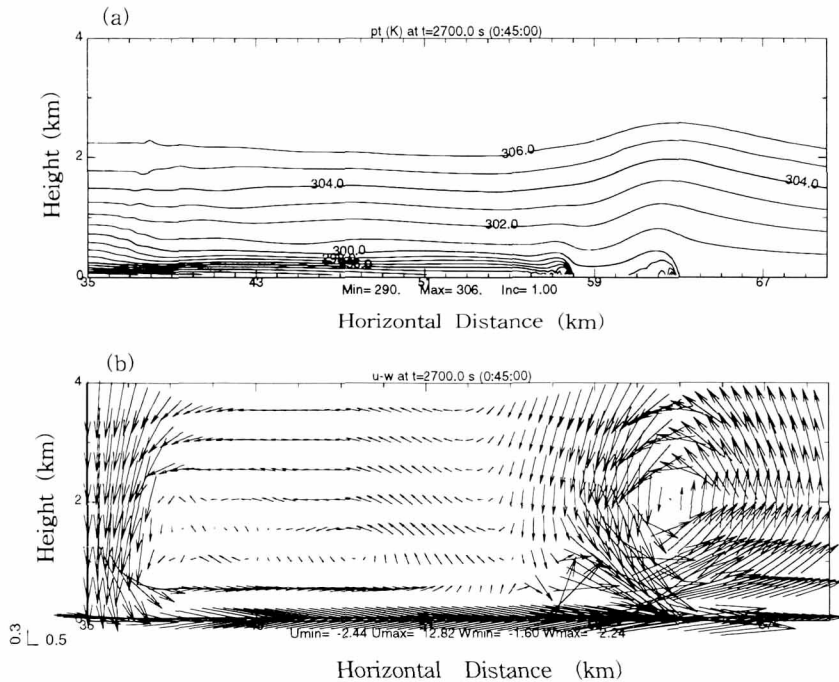


Fig. 7. The fields of (a) total potential temperature (contour interval of 1 K) and (b) wind vector at 45 min in the case of the two-layer atmosphere with the stable background atmosphere in the lower layer and the neutral background atmosphere in the upper layer.

Lee and Wilhelmson(1997)은 중립인 경우와 중립인 층 위로 안정한 층이 존재하는 경우에 대한 밀도류 구조의 비교를 통하여 안정한 층이 밀도류 머리 뒤에서의 혼합 증가에 중요한 역할을 하여 밀도류 머리 뒤에서 새로운 surge가 발생할 수 있음을 밝혔다. 본 연구와 그들의 연구는 고도에 따른 배경 안정도의 변화가 밀도류의 구조 결정에 중요한 역할을 함을 보여 주고 있다.

밀도류 머리와 주위 공기 사이의 지표 압력차는 배경 대기가 불안정(Fig. 2d), 중립(Fig. 5d), 안정(Fig. 6d)한 경우에 각각 130, 80, 70 Pa이었다. 배경 안정도에 따른 Fr 수와 주위 공기의 밀도가 거의 일정하다고 가정했을 때 밀도류의 전파 속도는 식 (3)에 의하면 압력차의 제곱근에 비례한다. 따라서 불안정과 안정한 경우의 밀도류 전파 속도는 중립인 경우의 약 1.3과 0.9 배로 약 15.4와 11.3 ms^{-1} 가 예상된다. 그러나 수치 모사를 통하여 계산된 밀도류 전파 속도는 불안정과 안정한 경우에 각각 12.5와 10.1 ms^{-1} 이다. 안정한 경우에는 두 수치가 크게 다르지 않으나 불안정한 경우에는 어느 정도 차이를 보인다. Sha *et al.*(1991)은 오후 시간의 해풍 전선 전파 속도

가 지표면과 전선 머리의 항력에 의하여 지연된다고 밝혔다. 그리고 밀도류 상부에서의 항력의 영향이 지표면 마찰의 영향보다 상대적으로 커질 수 있다 (Pearson, 1973; Simpson *et al.*, 1977; Physick, 1988). 배경 대기가 불안정한 경우에는 KH billow에 의한 강한 난류 혼합이 밀도류 상층 경계에서의 항력을 증가시켜 밀도류의 전파 속도를 느리게 한다.

본 연구에서는 세밀한 격자 간격을 사용하여 밀도류의 난류 역학을 조사하였다. 격자 간격으로 분해할 수 없는 아격자 규모의 난류 과정은 1.5차 종결 방법을 이용하여 모수화하였다. Fig. 8은 45분에서의 아격자 규모 난류 혼합 계수의 분포를 나타낸다. 배경 대기가 불안정한 경우(Fig. 8a)에 밀도류의 상층 경계에서 KH 불안정에 의하여 생성된 KH billow 때문에 강한 아격자 규모 난류 혼합이 관측된다. 중립인 경우(Fig. 8b)에는 밀도류 몸통에서 상대적으로 약한 아격자 규모 난류 혼합이 존재한다. 그러나 밀도류 상부와 KH billow가 존재하는 지역에서는 강한 아격자 규모 난류 혼합이 존재한다. 안정한 경우(Fig. 8c)에는 밀도류 머리에서만 상대적으로 아주 약한 아격자 규모 난류 혼합이 존재한다.

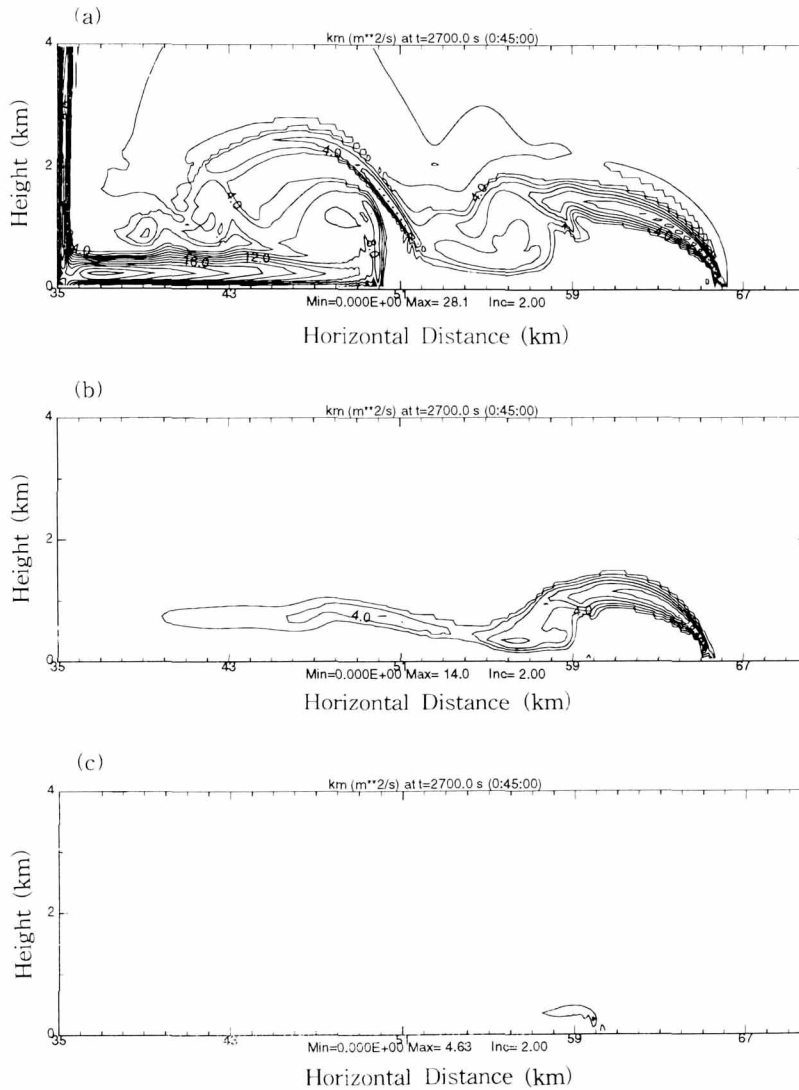


Fig. 8. The fields of subgrid-scale turbulent mixing coefficient at 45 min in the cases of the (a) unstable, (b) neutral, and (c) stable background atmospheres. The contour interval is $2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

4. 요약 및 결론

본 연구에서는 2차원, 비정수적, 고해상도, 건조 모형을 이용하여 찬 공기 풀로부터 안정도에 따른 밀도류를 유발시켜 배경 대기의 안정도가 밀도류의 구조 및 진화에 미치는 영향에 대하여 조사하였다.

배경 대기가 불안정한 경우에 Ri 수가 $0 \sim 0.25$ 인 밀도류의 머리와 몸통 지역에서 Kelvin-Helmholtz (KH) 불안정에 의하여 KH billow가 생성되어, 돌풍 전선에 상대적으로 몸통 쪽으로 움직이면서 성장하였

다. 이 경우와 다른 연구의 밀도류 사이에서의 역학적 상사가 잘 만족되었다. 배경 대기가 중립인 경우에 KH billow는 KH 불안정에 의하여 밀도류 머리에서 생성되었다. 비록 몸통보다 깊은 머리가 관측되었지만 밀도류 상부에서의 약한 연직 바람 시어 때문에 KH billow가 잘 발달하지는 못하였다. 배경 대기가 안정한 경우에 밀도류 머리에서 내부 중력파가 형성되었고 밀도류 구조는 내부 중력파에 의하여 변형되었다. 이 경우에는 불안정 또는 중립인 경우와 비교해서 밀도류 머리와 몸통의 깊이가 작게 나타났으며, 밀도류 상부

에서 매우 약한 난류 혼합이 관측되었다. 안정한 층위로 배경 안정도가 중립인 층이 존재할 때 밀도류 머리에서 독립된 와동이 형성되어 고립파처럼 진행해 나가고 밀도류로부터 에너지 공급이 중단됨에 따라 소멸되었다. 이러한 결과들은 배경 대기의 안정도가 밀도류의 구조 및 진화에 매우 중요한 영향을 미침을 보여준다.

본 연구에서는 밀도류에 미치는 배경 안정도의 효과를 분명히 이해하기 위하여 기본류가 없는 경우를 고려하였다. 그러나 기본류가 존재하는 경우, 특히 연직 바람 시어가 존재하는 경우에 밀도류의 구조는 크게 달라질 수 있다. 배경 안정도와 기본류 모두가 밀도류에 미치는 영향에 관한 연구가 필요할 것으로 사료된다.

감사의 글

논문 향상에 도움을 주신 연세대학교 전혜영 교수님과 심사 위원에게 감사드립니다.

참고문헌

- Benjamin, T.B., 1968: Gravity currents and related phenomena. *J. Fluid Mech.*, **31**, 209-248.
- Bischoff-Gauss, I., and G. Gross, 1989: Numerical studies on cold fronts Part I: Gravity flows in a neutral and stratified atmosphere. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **40**, 150-158.
- Charba, J., 1974: Application of a gravity current model to analysis of squall line gust front. *Mon. Wea. Rev.*, **102**, 140-156.
- Crook, N.A., 1988: Trapping of low-level internal gravity waves. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1533-1541.
- , and M.J. Miller, 1985: A numerical and analytical study of atmospheric undular bores. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **111**, 225-242.
- Drazin, P.G., 1958: The stability of a shear layer in an unbounded heterogeneous inviscid fluid. *J. Fluid Mech.*, **4**, 214-224.
- Droegemeier, K.K., and R.B. Wilhelmson, 1987: Simulations of thunderstorm outflow dynamics. Part I: Outflow sensitivity experiments and turbulence dynamics. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 1180-1210.
- Garratt, J.R., and W.L. Physick, 1989: Numerical study of atmospheric gravity currents. I: Simulations and observations of cold fronts. *Contrib. Atmos. Phys.*, **59**, 282-300.
- Goff, R.C., 1976: Vertical structure of thunderstorm outflows. *Mon. Wea. Rev.*, **104**, 1429-1440.
- Haase, S.P., and R.K. Smith, 1989a: The numerical simulation of atmospheric gravity currents. Part I: Neutrally-stable environments. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **46**, 1-33.
- , and ———, 1989b: The numerical simulation of atmospheric gravity currents. Part II: Environments with stable layers. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **46**, 33-51.
- Hallworth, M.A., J.C. Phillips, H.E. Huppert, and R.S.J. Sparks, 1993: Entrainment in turbulent gravity currents. *Nature*, **362**, 829-831.
- Koch, S.E., P.B. Dorian, R. Ferrare, S.H. Melfi, W.C. Skillman, and D. Whiteman, 1991: Structure of an internal bore and dissipating gravity current as revealed by Raman lidar. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 857-887.
- Lee, B.D., and R.B. Wilhelmson, 1997: The numerical simulation of non-supercell tornadogenesis. Part I: Initiation and evolution of pretornadic mesocyclone circulations along a dry outflow boundary. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 1180-1210.
- Miles, J.W., and L.N. Howard, 1964: Note on a heterogeneous shear flow. *J. Fluid Mech.*, **20**, 331-336.
- Mitchell, K.E., and J.B. Hovermale, 1977: A numerical investigation of a severe thunderstorm gust front. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 657-675.
- Mueller, C.K., and R.E. Carbone, 1987: Dynamics of a thunderstorm outflow. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 1879-1898.
- Pearson, R.A., 1973: Properties of the sea breeze front as shown by a numerical model. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1050-1060.
- Physick, W.L., 1988: Mesoscale modeling of a cold front and its interaction with a diurnally heated land mass. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 3169-3187.
- Ralph, F.M., C. Mazaudier, M. Crochet, and S.V. Venkateswaran, 1993: Doppler sodar and radar wind-profiler observations of gravity-wave activity associated with a gravity current. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 444-463.
- Reible, D.D., J.E. Simpson, and P. F. Linden, 1993: The sea breeze and gravity-current frontogenesis. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **119**, 1-16.
- Seitter, K.L., 1983: The effect of arc cloud generation on thunderstorm gust front motion. *Preprints, 13th Conf. on Severe Local Storms*, Tulsa, Amer. Meteor. Soc., 249-252.
- Sha, W., T. Kawamura, and H. Ueda, 1991: A numerical study on sea/land breezes as a gravity current: Kelvin-Helmholtz billows and inland penetration of the sea-breeze front. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1649-1665.
- , ———, and ———, 1993: A numerical study of nocturnal sea breezes: Prefrontal gravity waves in the compensating flow and inland penetration of the sea-breeze cutoff vortex. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1076-1088.
- Simpson, J.E., 1969: A comparison between laboratory and atmospheric density currents. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **95**, 758-765.
- , 1972: Effects of the lower boundary and the head of a gravity current. *J. Fluid Mech.*, **53**, 759-768.
- , 1982: Gravity currents in the laboratory, atmosphere, and ocean. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **14**, 213-234.
- , and R.E. Britter, 1979: The dynamics of the head of a

- gravity current advancing over a horizontal surface. *J. Fluid Mech.*, **94**, 477-495.
- , D.A. Mansfield, and J.R. Milford, 1977: Inland penetration of sea-breeze fronts. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **103**, 47-76.
- Wakimoto, R.M., 1982: The life cycle of thunderstorm gust fronts as viewed with Doppler radar and rawinsonde data. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 1060-1082.
- Xue, M., K.K. Droegemeier, V. Wong, A. Shapiro, and K. Brewster, 1995: *ARPS version 4.0 User's Guide*, CAPS, University of Oklahoma, 380pp.