

일반류가 수평대류에 미치는 영향에 관한 수치연구

이 화 운 · 김 유 근 · 정 우 식
부산대학교 대기과학과
(1997년 12월 12일 접수)

A Numerical Study of a Effect of the Uniform Flow in Horizontal Convection

Hwa-Woon Lee, Yoo-Keun Kim, and Woo-Sik Jung
Dept. of Atmospheric sciences, Pusan National University, Pusan, Korea
(Manuscript received 12 December 1997)

Effects of uniform flow on a two-dimensional mesoscale horizontal convection were investigated by using the vorticity and thermodynamic equations.

For this purpose, We simulated properties of a thermal convection in a stably stratified Boussinesq fluid caused by partial heating at the center of a lower boundary. If we don't consider effects of the uniform flow, the convection takes the form of axisymmetric with respect to the z-axis. But when uniform flow is strong, velocity field and temperature field consist of a single cell structure which spreads upstream side of the partial heating area. The flow pattern for strong uniform flows takes the form of positive temperature near the ground and negative temperature perturbation aloft over the partial heating area, and downward motion directly over the upwind portion of the partial heating area and upward motion on the downstream side. The downstream edge of the upstream cell is shifted in the downstream direction with the increase of uniform flow almost linearly.

Key words : Horizontal convection, Uniform flow, Partial heating

1. 서 론

안정한 밀도 성층 유체의 내부에 수평방향으로의 온도차가 주어져서 생기는 유체운동을 수평대류(horizontal convection)라 한다. 일반적으로 도시의 지상기온은 교외의 지상기온보다 높으므로 상공에 부는 바람이 약할 경우에는 지상에서의 수평온도차에 의해 교외로부터 도시의 중심부를 향해서 바람이 불어오게 되는데 이러한 바람을 전원풍(country breeze) 이라고도 한다. 이러한 현상은 소위 열섬(heat island)이라고도 불리는데, 특히 종관바람장이 약한 경우 청천 하에서 잘 발생한다(Oke, 1973). 이러한 현상은 바람장에 대한 열섬의 영향이 지면에서의 부분가열에 대해서 안정하게 성층된 대기의 반응이라는 측면에서 이론적으로 연구되어 질 수 있는 것이다. McElroy(1973)는 중위도 중규모 도시에서의 야간 열섬에 관해서 연구를 하였고 Fanaki(1971)는 열섬현상에 관한 실내 실험을 하였으나, 일반류를 고려한 경우 유체의 안정성층을 형성하지 못하였다. Stommel and Veronis(1957)는 thermal forcing에 의한 회전유체에서의 Boundary layer의 형성을 논의하였으며 Kimura(1975, 1976)는 선형이론을 통해서 열섬현상의 순환에 대해 알아보았다. Atwater(1971)는

오염물층에 의한 복사냉각에 의해 Cross Over Effect가 있다는 것을 확인하였으며 Davidson(1967)은 도시에서의 기온의 연직구조가 매우 중요하다고 하였다. Bornstein(1968)의 연구에서는 약 3m/s의 평균풍속에 대해 이러한 오염물은 도시 상공에서 약 1시간 정도의 평균 정체시간을 지닌다고 하였다. 또한 Leahey(1969), Deardorff 등(1969), Deardorff(1969), 그리고 Myrup(1969)은 지면온도조건에 따른 대류운동과 연직온도분포에 대해 관측과 계산을 수행하였다.

이러한 수평대류현상에 있어서, 종관 바람장이나 연안지역에서의 해륙풍과 같은 일반류의 영향을 고려하지 않은 경우에 대한 연구는 앞서 연구한 바가 있으나(정우식 등, 1998), 일반류의 영향을 고려하여 수평대류현상을 논의한 연구는 거의 이루어지지 않고 있다. 하지만 대도시의 경우, 도심에서 배출되는 과도한 열량으로 인한 수평대류현상인 열섬이 이루어지는데, 이 경우에 종관 바람장에 따라서 수평대류현상이 영향을 받게 된다. 특히 우리나라 제 1의 항구도시인 부산광역시의 경우에는 연안지역에 위치하여 있으므로 대표적인 국지순환인 해륙풍이 잘 나타난다(오은주, 1995). 따라서 수평대류현상에 있어서의 종관바람장이나 해륙풍 등 일반류의 영

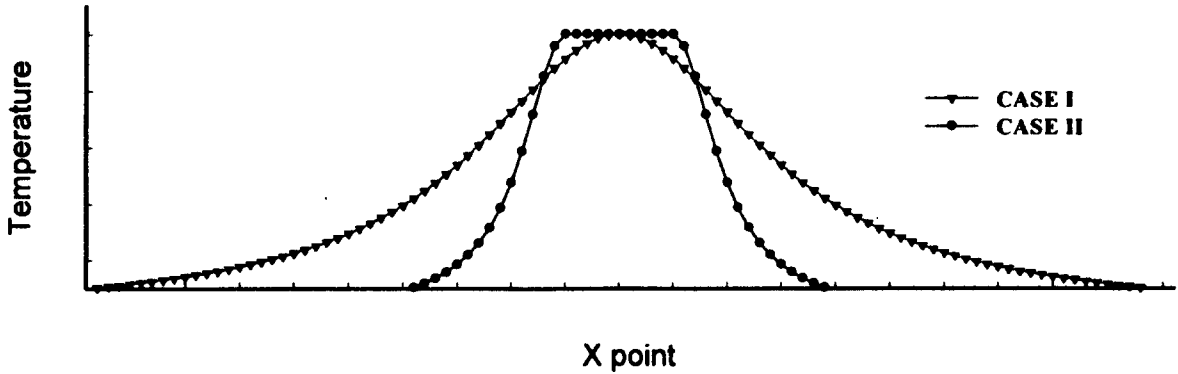


Fig. 1. The distribution of bottom boundary temperature.

향을 조사하는 것은 가치가 있다고 할 수 있다.

중규모 3차원 대기유동장모형이 일반적으로 복잡하고 이러한 모형의 결과에서 수평대류현상에 있어서의 일반류의 영향에 대한 근본적인 물리과정을 포함한 역학적 특징을 찾아내고 이해하는 것이 어렵다. 따라서 본 연구에서는 2차원 수치 모형을 이용하여 하층경계에서의 부분가열에 의해 형성된 수평대류현상에서 일반류의 영향을 알아보려고 한다.

2. 2차원 수치 실험

본 연구에서는 다음과 같이 밀도(ρ)가 온도(T)와 연관된 동점성계수(ν)와 열전도도(κ)가 일정한 2차원 Bousinesq 유체를 다루고 있다.

$$\rho = \rho_0(1 - \alpha T) \tag{1}$$

여기서 ρ_0 는 요란하기 전의 지면온도에서의 밀도이고 α 는 체적팽창계수이다. 초기의 연직 기온장은 모형의 상면이 하면 보다 고온인 안정한 성층을 이루고 있는 것으로, 기온의 연직분포는

$$T = Tz \tag{2}$$

와 같다. 여기서 Γ 는 양의 값을 가지는 상수로서 유체층의 안정도를 나타낸다. 안정상태로부터의 요란은 다음과 같이 하층경계에서의 부분가열, T_h 를 증으로써 생성되어 유체층 내부로 진행하게 된다.

$$T_b = \begin{cases} T_h & \text{at } |x| \leq l \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \text{ at } z = 0 \tag{3}$$

여기서, l 은 부분가열 영역의 반경이다. 우리는 이러한 조건으로부터 생성된 laminar, 2차원 구조에 관심을 두고 있다.

2.1 지면 온도 조건

본 연구에서는 다음과 같이 Olfe and Lee (1971)가 제안한 mountain function의 형태로써 하층 경계의 부분가열 효과를 나타내고자 한다.

$$\alpha(l,0) = \frac{\alpha(t)}{1 + \left(\frac{\pi x}{2}\right)^2} + 300 K \tag{4}$$

여기서 x 는 하층 경계의 수평방향의 격자를 나타낸다. 그리고 함수 $\alpha(x)$ 는 최대진폭 5° 를 나타내는 sine curve로 둔다. 이 식을 통해서 부분가열 영역은 300K ~ 305K의 온도분포를 보이게 된다. 하층 경계에서의 부분가열의 형태를 Fig 1.에서 보는 바와 같이 다음의 2가지로 나누어서 실험을 수행하였다.

(1) CASE I :

하층 경계 전 구간에 걸쳐서 가열이 되는 경우로서 하층 경계 중심부로 갈수록 가열율이 커지는 형태를 취한다. 즉, 식(4)에서 부분 가열 영역의 반경, l 을 모형의 반경으로 준다. 따라서 하층경계에서 가열이 커지는 동안에도 중심부로 갈수록 고온을 나타낸다.

(2) CASE II :

하층 경계의 중심으로부터 좌우로 일정 범위까지만 가열이 일어나고, 가열율의 정도는 CASE I의 경우처럼 중심부의 가열율이 가장 큰 형태를 취한다. 부분가열 영역은 지면 중심부에서 좌우로 각각 약 3.5 km 정도가 된다. 그리고 일정 범위 이외의 좌우 영역은 초기에 주어진 온도(300K)로 일정하게 유지하도록 한다.

2.2 기초방정식

기초방정식계는 와도 방정식, 열역학방정식, 연속방정식을 사용하고 있다. 직각좌표계에 의한 일반류를 포함한 2차원 수평대류운동의 기초방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + U \frac{\partial \zeta}{\partial x} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + w \frac{\partial \zeta}{\partial z} = \alpha g \frac{\partial \theta}{\partial x} + \nu \nabla^2 \zeta \tag{5}$$

으로 표현된다. 열역학 방정식은

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + U \frac{\partial \theta}{\partial x} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} + w \Gamma = x \nabla^2 \theta \tag{6}$$

으로 표현된다. 그리고 연속 방정식은

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

으로 표현된다. 여기서 U 는 일반류의 풍속(m/s)이며, ζ 는 와도(m^2/s^2), u, w 는 각각 x, z 방향의 요란 속도성분(m/s), θ 는 온위(K), g 는 중력가속도(m/s^2)를 나타낸다. 그리고 다음으로 정의된 stream function을 도입한다면,

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial z}, w = \frac{\partial \psi}{\partial x} \tag{7}$$

와도는 다음으로 나타낼 수가 있다.

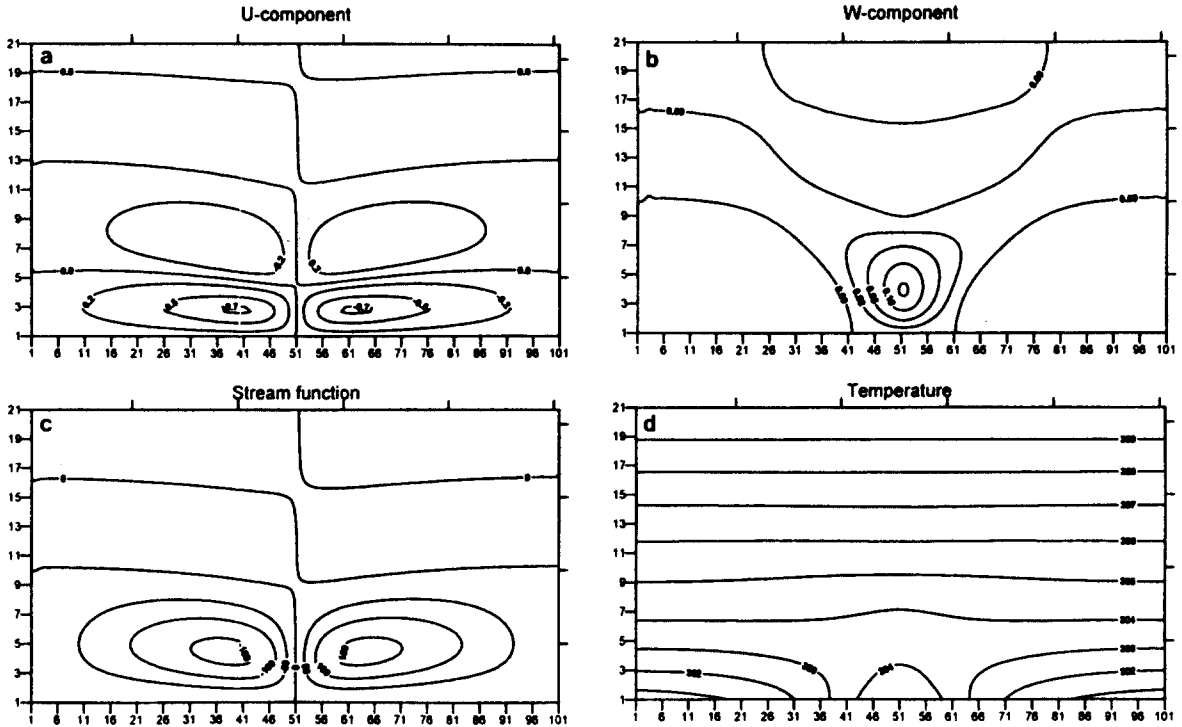


Fig. 2. The perturbation fields of (a)horizontal velocity, (b)vertical velocity, (c)stream function, (d)temperature distribution for $\theta(51,1)=305K$, $u=0$ m/s and CASE I. $X=51$ means the center of the heating area. The grid interval of x, z direction in figure is 1 km, 200m, respectively.

$$\zeta = \nabla^2 \psi \quad (8)$$

3. 2차원 수치 실험 결과

3.1 계산 영역과 격자 간격

본 연구에서 사용한 모형의 계산영역은 수평방향은 20km로 하고, 격자간격은 200m로 100격자점을 이용했다. 연직방향으로는 2km까지를 20층으로 나누어 격자간격은 100m로 하였다.

3.2 초기조건과 경계조건

3.2.1 초기조건

계산의 초기조건으로는 먼저 전 영역을 정상상태로 가정하고 다음의 조건을 주었다. 연직방향의 풍속성분은 전 영역에 대해서 $w=0$ 으로 두었고, 수평방향의 풍속성분에 대해서도 $u=0$ 으로 두어 계산하였다. 그리고 온위의 연직분포는 앞서 설명한 식(2)의 형태로하여 모형의 상면이 하면보다 고온인 안정한 상태로 두었다.

3.2.2 경계조건

지면경계조건은 연직방향, 수평방향 풍속에 대해서 $u=w=0$ 으로 하였다. 그리고 stream function, $\psi=0$ 으로 두었으며, 와도에 대해서는 다음과 같이

$$\zeta_{j,0} = \frac{1}{3} \Delta z \left(9u_{j, \frac{1}{2}} - u_{j, \frac{2}{3}} \right) \quad (9)$$

두었다. 그리고 부분가열영역의 온도에 대해서는 식(4)와 같이하여 하층경계에서 수평방향의 온도차를 고려하

였다.

상면경계조건은 바람에 관하여는 연직, 수평방향 풍속에 대해서 $u=w=0$ 으로 하였다. 그리고 stream function, $\psi=0$ 으로 두었으며 와도에 대해서는 다음과 같이

$$\zeta_{j,z} = -\frac{1}{3} \Delta z \left(-9u_{j,z-\frac{1}{2}} + u_{j,z-\frac{2}{3}} \right) \quad (10)$$

두었다. 그리고 상면에서의 온위는 310K로 고정시켰다. 측면 경계조건에 대해서는 좌, 우 양쪽 모두 $\frac{\partial \zeta}{\partial x} = 0$ 으로

두었고, 온위에 대해서도 $\frac{\partial \theta}{\partial x} = 0$ 으로 두었다.

3.3 2차원 수치 실험 결과

Fig. 2 ~ 4는 CASE I에 대한 perturbation 바람장파 온도장을 나타내고 있다. 이들 그림상에서 수평, 수직축의 숫자는 격자점을 나타내며 하나의 격자간격은 각각 1km, 200m를 나타낸다. 그리고 $X=51$ 지점이 모형의 수평 중심부를 나타낸다.

Fig. 2는 지면 중심부의 온도가 305K인 경우로써 일반류가 없는 경우이다. 이 경우에 있어서는 $X=51$ 지점을 축으로 대칭적인 흐름과 온도분포를 자세히 볼 수가 있다. 수평속도성분(u')의 결과에서 볼 때, 모형의 하층에서 중심부를 향해서 대칭적으로 바람이 불어 들어오는 것을 볼 수 있으며, 수직속도성분(w')의 결과에서는 모형의 중심부에서 상승 운동이 생겨나고 외곽지역에서

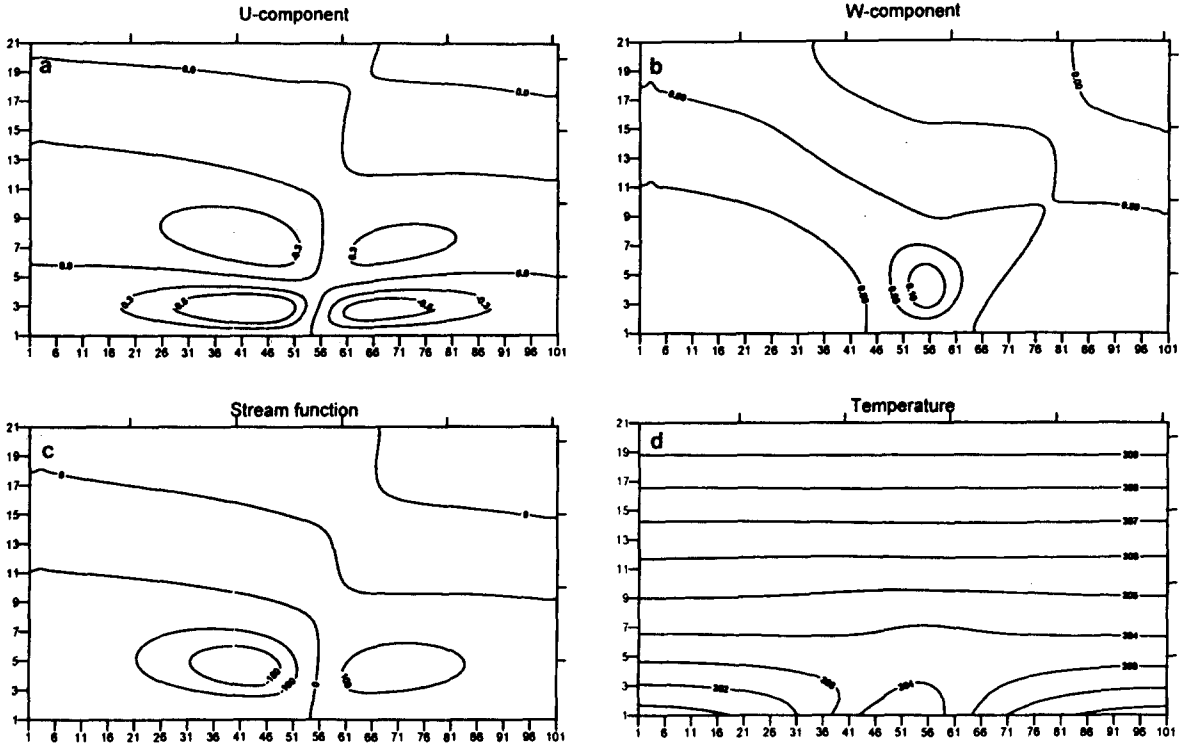


Fig. 3. Same as in Fig. 2 except for $U=1$ m/s.

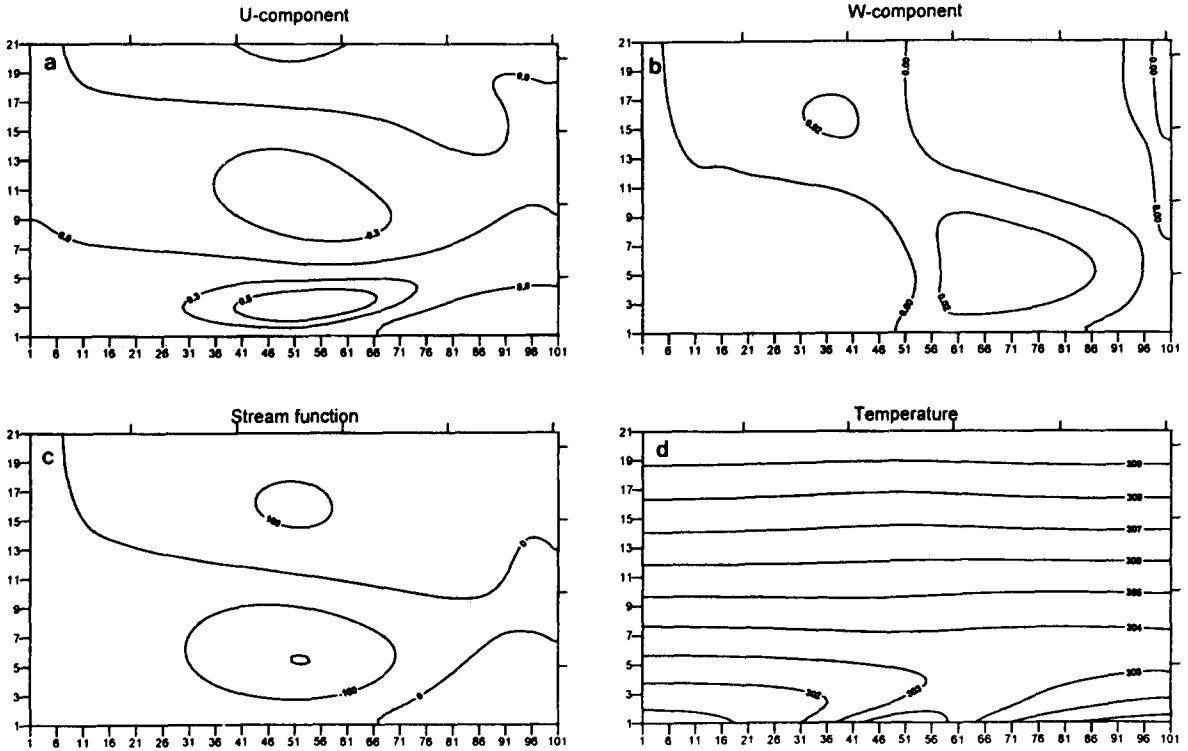


Fig. 4. Same as in Fig. 2 except for $U=5$ m/s.

약한 하강영역이 나타남을 알 수 있다. stream function(ψ)에서도 모형의 하층에서 바람이 중심부를 향해

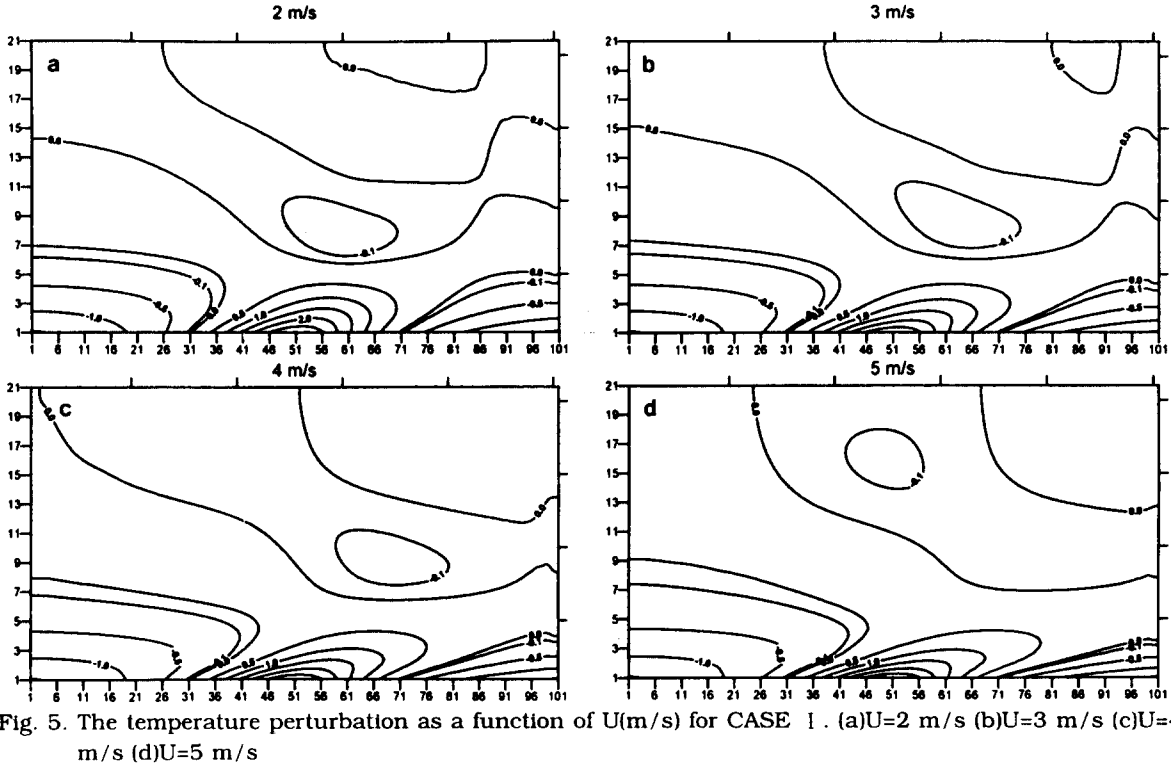


Fig. 5. The temperature perturbation as a function of U(m/s) for CASE I. (a)U=2 m/s (b)U=3 m/s (c)U=4 m/s (d)U=5 m/s

불어 들어와서 외곽지역보다 고온인 중심부에서 상승하여 일정고도에서 다시 외곽지역으로 불어나가는 순환운동의 모습을 볼 수가 있다. 이와 같이 지면에서의 가열이 대칭적으로 고려되었을때 일반류가 존재하지 않는 경우에는 뚜렷한 축대칭의 구조가 나타난다는 것을 알 수 있다.

Fig. 3은 지면 중심부의 온도가 305K인 경우에 일반류(U)가 1m/s로 존재하는 경우를 나타내고 있다. 전체적인 결과에 있어서 일반류에 의한 축대칭의 구조가 서서히 변형되고 있는 것을 볼 수 있으며 풍하측 방향으로 축이 밀려 기울어져 있는 형태를 볼 수 있다. 풍상측에서의 순환보다 풍하측 순환이 더욱 약화되어 있는 것을 볼 수 있다. 그러나 아직은 전체적인 구조에 있어서 큰 변형은 나타나지 않고 있다.

Fig. 4는 U=5m/s인 경우로서 전체적으로 perturbation 강도는 많이 약화되었으며 u', ψ에 나타났던 '2-cell' 구조에서 '1-cell' 구조로의 변화가 뚜렷해진 것을 알 수 있으며 w'의 경우에 일반류에 의해 가열영역 중심부의 좌측에서 오히려 상승운동이 아닌 하강운동 영역이 형성되어 있음을 알 수 있다. 이것은 일반류에 의한 상승운동 영역이 풍하측으로 밀려나면서 형성된 것으로, 일반류가 강해지면서 가열영역 중심부로 더욱 밀려드는 것을 알 수 있다.

Fig. 5는 CASE I의 $\theta'_{j,k} (= \theta'_{j,k} - \bar{\theta}_k)$ 를 나타낸 것이다. 그림에서 볼 때 일반류가 강해질수록 대칭구조가 사라지고 부분가열 영역 상층에 나타난 Cross Over Effect의 영역도 풍하측으로 이동함을 볼 수 있다.

Fig. 6은 일반류가 없는 CASE II의 결과를 나타내고 있다. CASE I과 마찬가지로 축대칭의 구조를 나타내고 있는 것을 알 수 있다.

Fig. 7은 CASE II의 U=1m/s인 경우로써 CASE I에서의 U=1m/s인 경우와 마찬가지로 전체적으로 풍하측으로 밀린 형태로 축대칭구조가 약해지기 시작하고 있다. 이 경우 관심 있는 것은 수직풍속성분(w')의 결과에 대한 것으로 최대수직풍속성분(w'_{max})의 값이 증가하는 것을 알 수 있는데, 오히려 U=0m/s인 경우의 최대값(0.27m/s) 보다 크게(0.35m/s) 나타났다는 점이다(Fig. 6에서의 w'와 Fig. 7에서의 w'를 비교하면 이러한 것을 알아 볼 수 있다). 이것은 지면에서의 부분가열에 의해 생성된 u'와 w'의 바람장이 일반류, U=1m/s의 효과에 의해 강화된 것으로, 일반류에 의한 상승운동 영역이 풍하측으로 밀리면서 풍하측에서 유입하는 바람(약 1m/s)에 의한 공기와의 수렴상승운동의 증가 때문이다. 그러나 U=1m/s 이상인 경우에는 w'_{max}값이 다시 감소하는 것을 알 수 있는데 이는 일반류의 효과가 부분가열에 의한 효과보다 증대하기 때문이다. w' 뿐만 아니라 u', ψ, θ'의 경우에도 CASE I에서와 마찬가지로 일반류가 증가할수록 축대칭 구조가 약해지고 일반류 풍속 증가에 의한 부분가열의 효과도 약해짐을 알 수 있었다. Fig. 8은 U=5m/s인 경우의 결과이다. 이경우도 일반류 풍속이 더욱 강해지면 앞서 보았던 CASE I의 경우에서처럼 풍하측에서의 변수의 강도가 상당히 약해져서 ψ의 2-cell 구조가 사라지고 1-cell 구조가 나타나며 풍상측의 부분가열영역의 상층에 오히려 하강운동이 있는 형태를 취하게 된

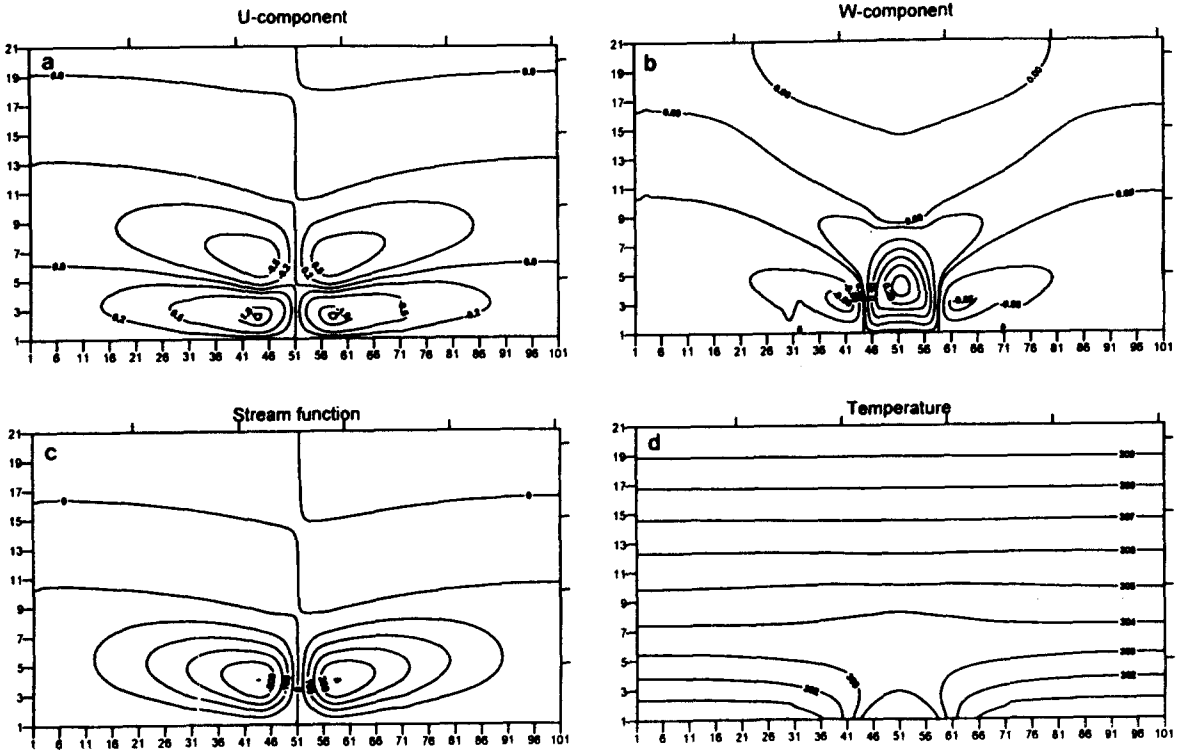


Fig. 6. Same as in Fig. 2 except for CASE II.

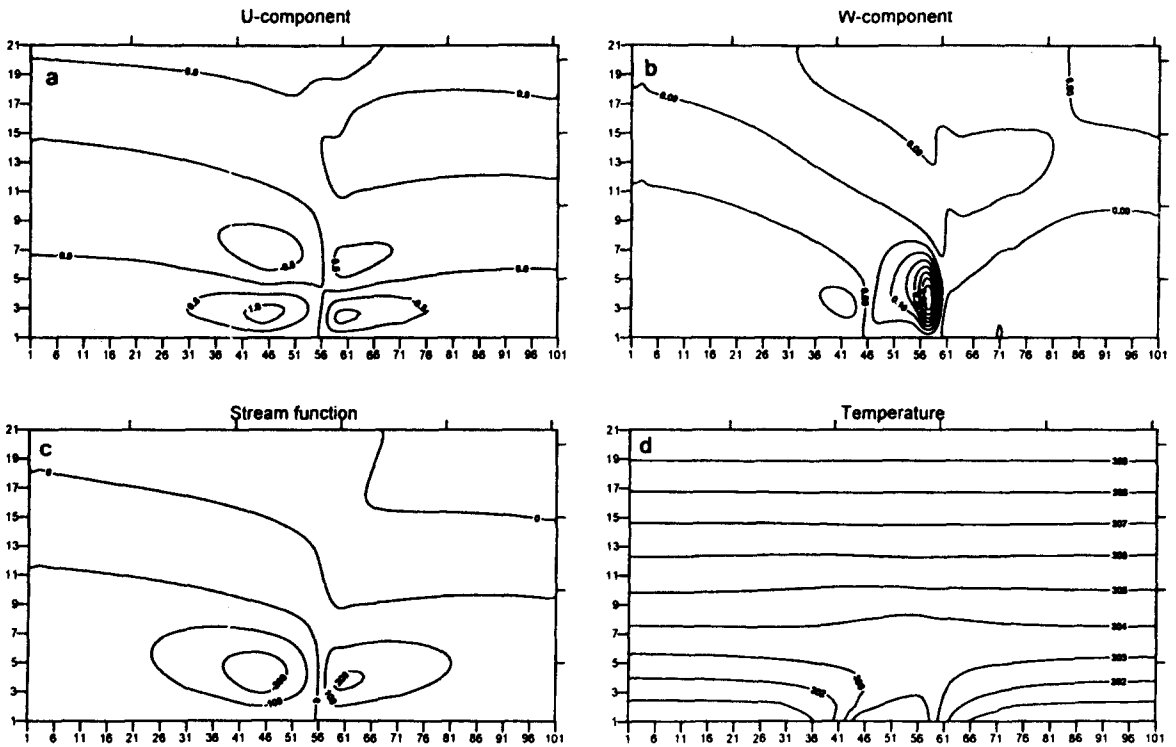


Fig. 7. Same as in fig. 6 except for $U=1$ m/s.

다. 전반적으로 각각의 경우에 있어서 일반류가 증가함에

따라 이에 의한 효과가 점차적으로 지면에서의 가열에 의해 형성된 효과보다 증가하여 perturbation 바람장과

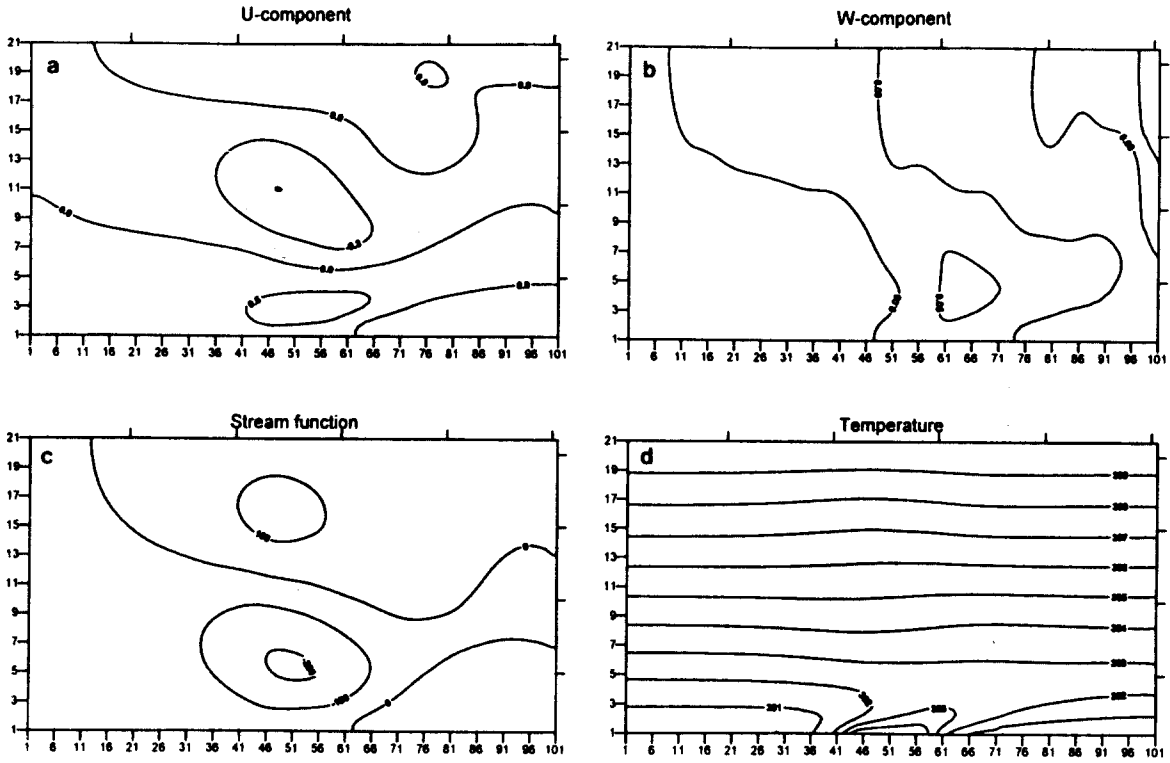


Fig. 8. Same as in fig. 6 except for $U=5$ m/s.

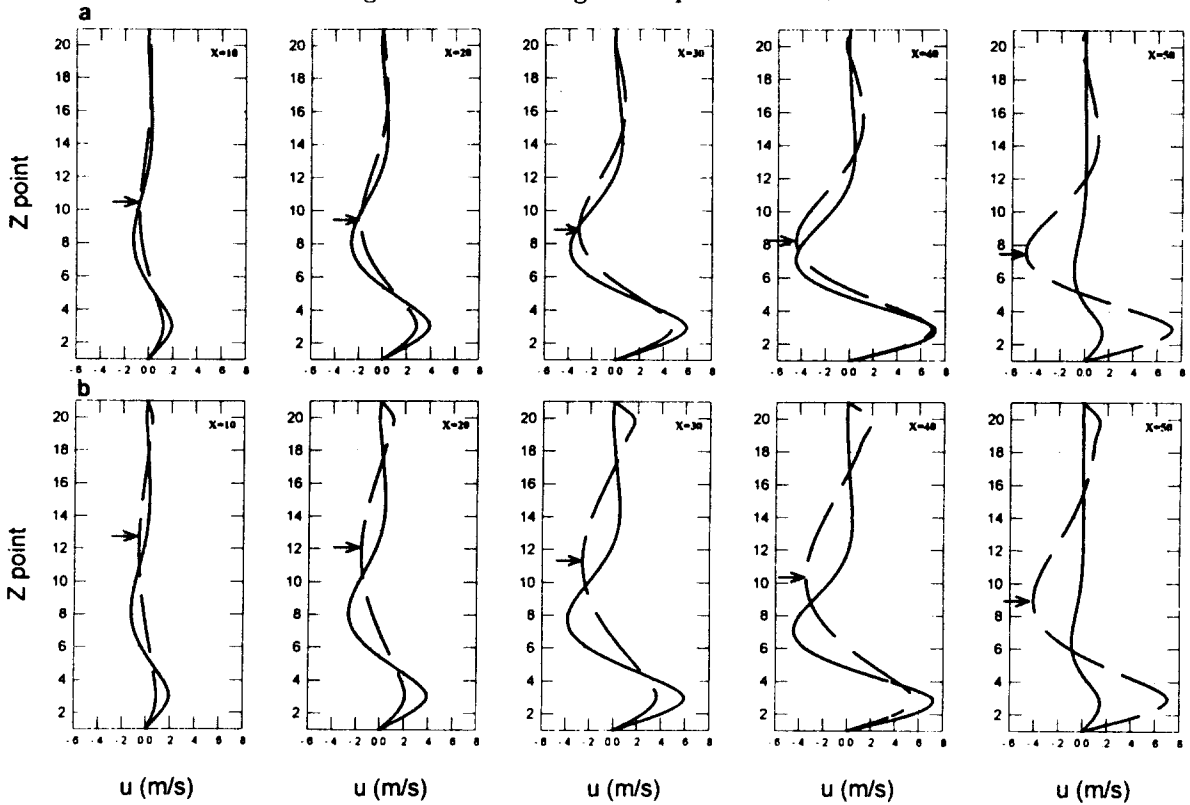


Fig. 9. The vertical profiles of the perturbation horizontal velocity (u') at various positions for CASE I. Comparison between the $U=0$ m/s (solid line) and (a) $U=2$ m/s, (b) $U=4$ m/s (broken line).

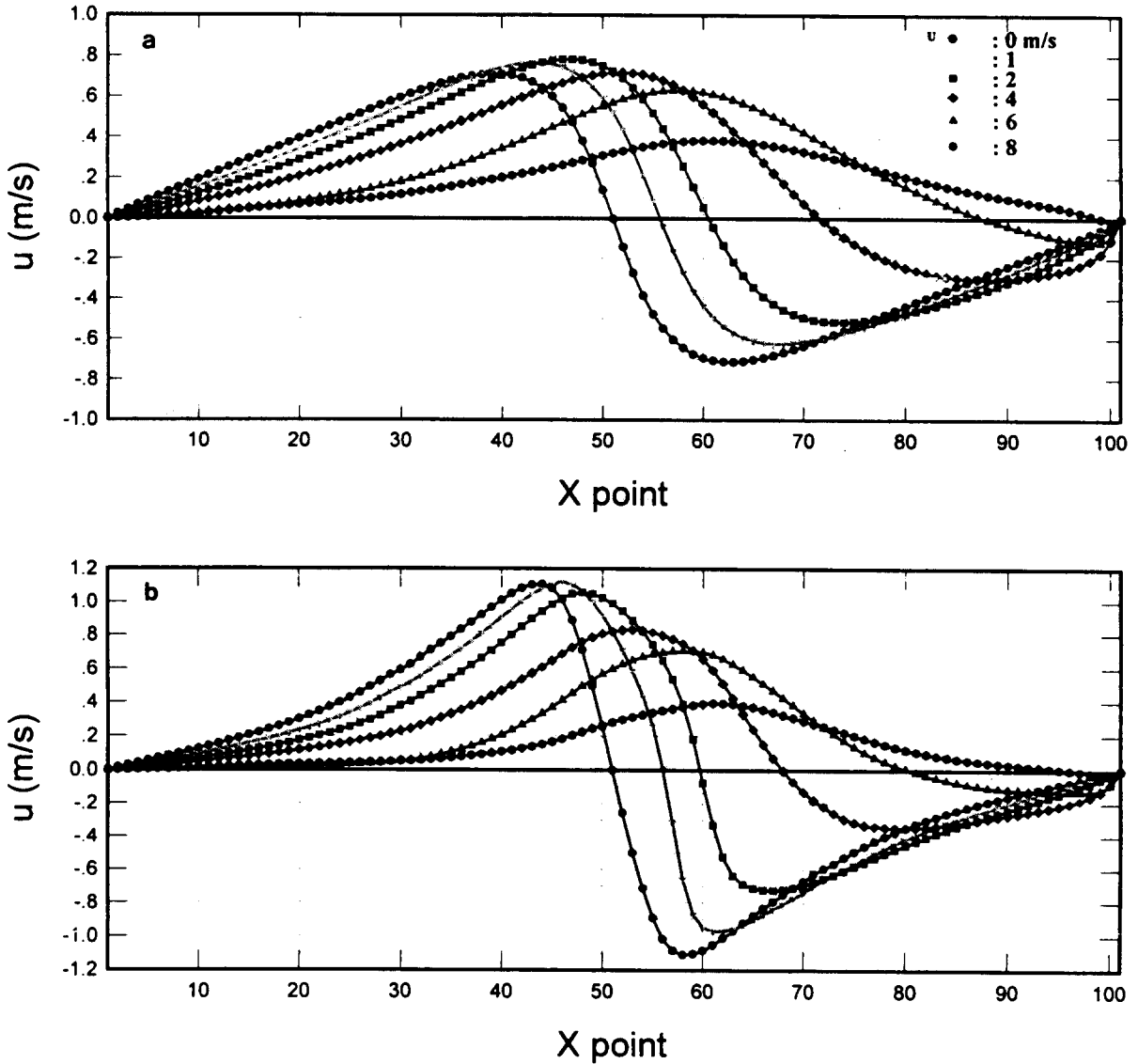


Fig. 10. The horizontal distribution of horizontal perturbation velocity (u') as a function of U (a)CASE I (b)CASE II.

온도장의 약화가 있음을 볼 수 있었다. 또한 하층경계조건에 따른 두가지 경우에 있어서의 강도의 차이가 나타났으며 특히, w'_{max} 변화에 있어서 각각의 특징을 나타내었다. CASE I의 경우, 일반류 증가에 대해서 계속적인 w'_{max} 의 감소가 나타났는데 이는 CASE I에 있어서의 u'_{max}, w'_{max} 가 일반류의 효과를 받아 강화되지 못하고 약한 일반류에 대해서도 부분가열에 의한 효과가 약화되었기 때문이다. 하지만 CASE II의 경우에는 $U=1m/s$ 의 일반류가 있을 때 이들에 의한 공기의 수렴상승운동이 지면 가열에 의한 상승운동과 더불어 증가하는 것을 알 수 있었다. 그러나 CASE II의 경우, 일반류가 더욱 강해질수록 이들에 의한 효과에 부분가열에 의한 효과가 약해진다는 것을 알 수 있었다.

또한 바람장과 온도장에 나타난 큰 특징은 일반류가 강해질수록 지면가열 영역의 풍상측에서 나타난 바람장과 온도장의 풍상측으로의 확장이다. 이러한 현상에 대해서는 다음과 같이 생각할 수 있다. 일반류가 약할 경우, 와도 방정식에서의 일반류의 수평 이류항, $U \frac{\partial \zeta}{\partial x}$ 이 다른 항에 비해서 상대적으로 작은 값이었으나 일반류가 강해질수록 이 항의 효과가 증가하게 된다. 즉, 일반류에 의한 와도의 증가가 생기기 때문이다. 한편, 풍상측 부분가열 영역 일대에서의 온도경도(와도 방정식의 우측 첫째항, $\alpha g \frac{\partial \theta}{\partial x}$)에 의한 와도의 생성은 항상 (+) 값을 지니고 있다. 이렇게 해서, 이러한 (+)와도를 지닌 순

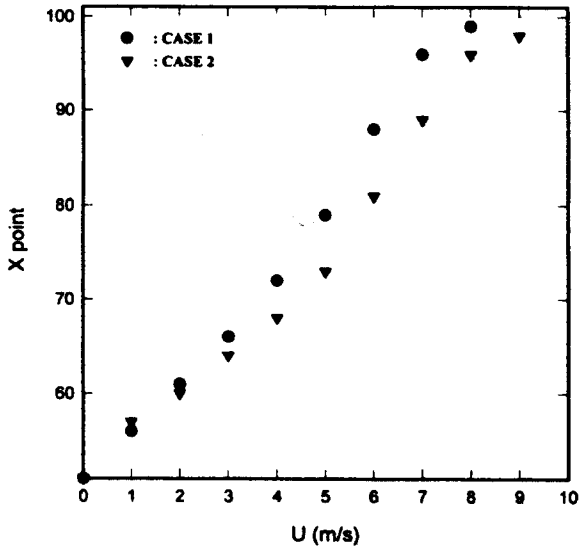


Fig. 11. The position where the horizontal velocity perturbation at $z=3$ point change the sign as a function of U .

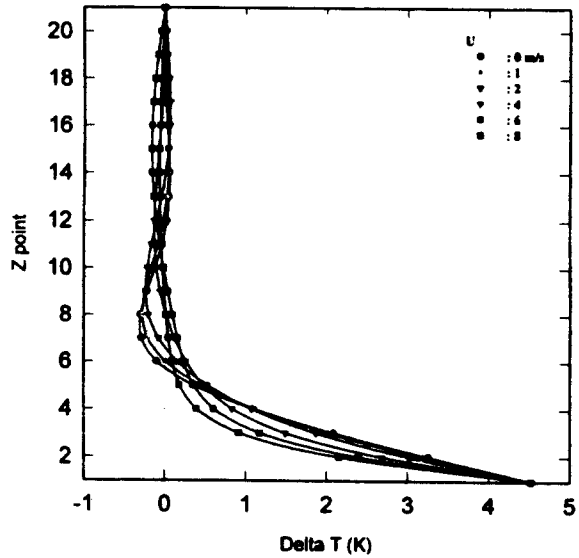


Fig. 12. The vertical profiles of the temperature perturbations at $x=51$ as a function of U for CASE 1.

환의 상승운동을 만들어 내기 위해서는 부분가열 영역의 풍상측에서의 대류운동의 확장이 있어야만 하는 것이다.

Fig. 9는 CASE I의 경우, 각각의 위치($X=10, 20,$

$30, 40, 50$ point)에서의 u' 의 연직분포로서 일반류가 없는 경우($U=0m/s$)와 일반류가 존재하는 경우($U=2m/s$ 와 $4m/s$)의 비교 결과이다. Fig. 9(a)는 $U=0m/s$ (—)와 $U=2m/s$ (----)를 비교한 결과로서 일반류가 없는 경

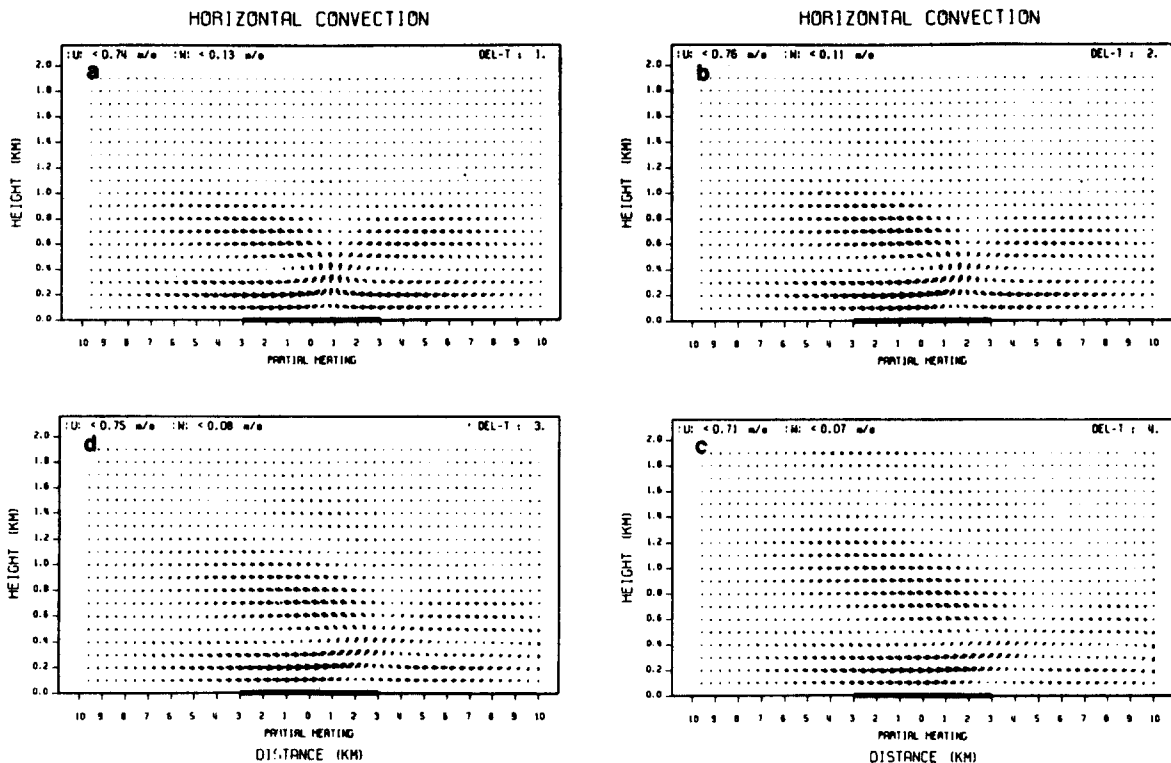


Fig. 13. The perturbation vector fields for CASE 1. The velocity of uniform flow is (a) $U=1$ m/s (b) $U=2$ m/s (c) $U=3$ m/s (d) $U=4$ m/s.

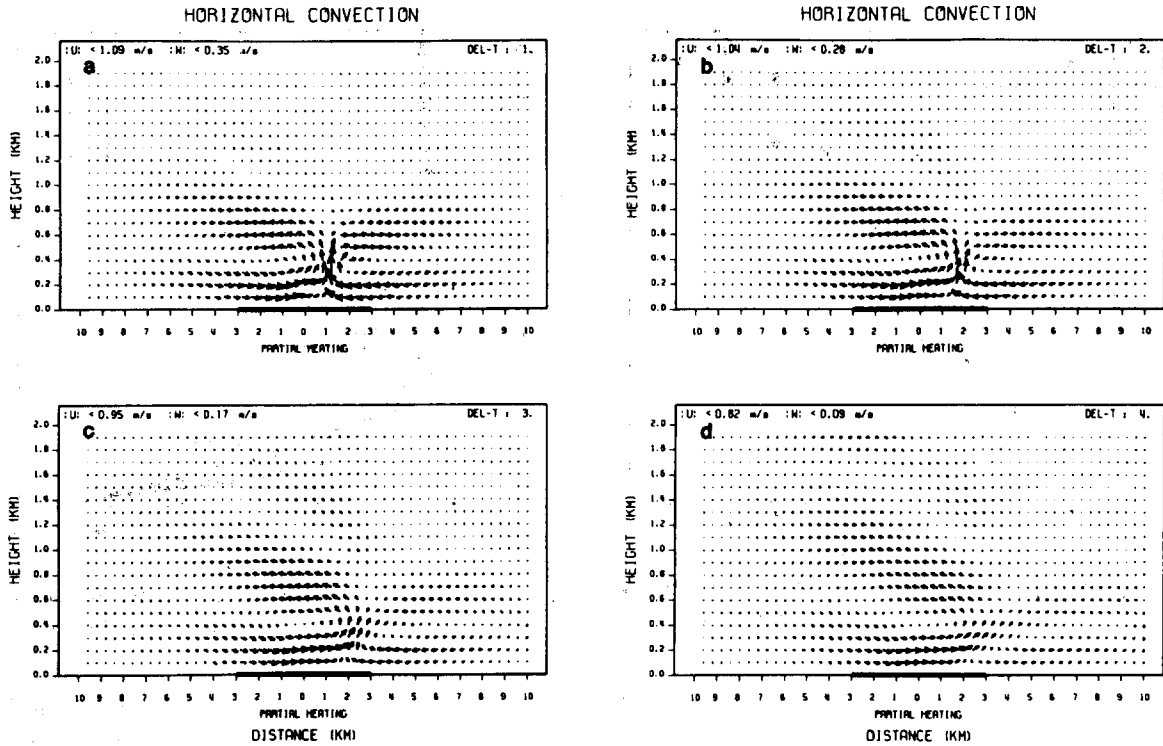


Fig. 14. Same as in Fig. 13 except for CASE II.

우보다 일반류가 있는 경우 전체적으로 u' 의 값이 작은 것을 알 수 있다. 이는 앞서 설명한 바와 같이 일반류에 의해서 부분가열의 효과가 약해졌다는 의미가 된다. 하지만 $X = 50$ 에서의 결과를 살펴보면 이러한 설명과는 일치하고 있지 않음을 알 수 있는데, 즉, $U=0m/s$ 인 경우에는 전반적으로 값이 아주 약한 반면 $U=2m/s$ 인 경우에는 여전히 강한 값을 지니고 있는 것을 볼 수 있다. 이것은 $U=0m/s$ 인 경우, 지면가열 영역의 중심부에서 지면가열에 의한 상승운동이 있어 중심부로 갈수록 u' 의 값이 약해지지만, $U=2m/s$ 의 경우 이러한 일반류에 의해서 중심영역에서의 상승운동이 약해지게 되고 따라서 상대적인 u' 의 감소율이 작아지게 되는 것이다. 이것은 뒤에서 살펴볼 것이지만, 일반류의 증가에 따른 대칭축의 풍하측으로의 이동과 연관될 수 있다.

Fig. 9(b)는 $U=0m/s$ (—)와 $U=4m/s$ (----)를 비교한 결과이다. 이 경우도 마찬가지로 전반적으로 일반류가 존재하는 경우의 u' 의 강도가 약한 것을 알 수 있다. 그리고 $X=50$ 에서의 결과도 Fig. 9(a)에서와 마찬가지로의 경향이 나타남을 알 수 있다. 여기서 또한 주목할 것은 Fig. 9(a)와 Fig. 9(b)에 있어서 $U=2m/s$ 와 $U=4m/s$ 의 결과를 서로 비교해 보면, 앞서 언급한 바와 같이 일반류가 강해질수록 부분가열 영역의 풍상측으로 대류운동의 확장이 있는 것을 확인할 수 있다. 즉, return current의 최대값의 위치(화살표)가 일반류가 강한 Fig. 9(b)의 경우에 더 상층에 형성되어 있는 것을 확인할 수 있다는 것이다. Fig. 10은 일반류의 증가에 따른 u' 의 수평 분포를 나타내고 있다. (a) CASE I, (b) CASE II의

두 경우에 있어서 유사한 경향을 나타내고 있는 것을 알 수 있다. (a)의 경우에 일반류가 강해질수록 u' 의 약한 증가가 있지만 전반적으로 일반류가 증가할수록 u' 의 감소가 있음을 알 수 있다. 그리고 일반류가 증가할수록 대칭축의 풍하측으로의 이동이 있으며 이러한 대칭구조의 쇠퇴를 확인할 수 있으며 일반류가 매우 강한 경우에는 풍하측에서의 수렴운동($-u'$)이 모형 내에서 사라지는 것을 알 수 있다. (b)의 경우에 전반적으로 (a)의 경우와 유사하게, 일반류 증가에 따른 u' 의 감소와 대칭축의 풍하측으로의 이동, 그리고 풍하측에서의 수렴운동영역의 약화, 소멸을 볼 수 있다. Fig. 11은 일반류 증가에 따른 대칭축의 이동을 나타낸 결과이다. 앞서 언급한 바와 같이 일반류 증가에 따른 대칭축의 풍하측 방향으로의 이동을 확인할 수 있고 그러한 이동 경향이 거의 선형적임을 알 수 있다. Fig. 12는 CASE I의 경우, 일반류 증가에 대한 지면 중심부($X=51$)와 모형의 최외곽($X=1$)에서의 온도차($\theta_1 - \theta_2$)의 연직분포를 나타낸 것이다. 일반류가 증가할수록 Cross Over Effect의 영역($-\theta$)이 상층으로 확장하고 그 강도가 약해진다는 것을 알 수 있고 하층에서는 θ 의 높이가 감소하지만 중간층에서는 그 반대의 경향이 나타났다. 이러한 Cross Over Effect 영역의 확장은 앞서 설명한 바와 같이 와도의 수평이류에 의한 것이다. Fig. 13, 14는 각각 CASE I, II에 있어서 일반류가 존재할 때의 wind vector이다. 일반류가 증가할수록 축대칭구조가 점차로 사라지며, 풍상측 상공으로의 대류운동의 확장도 확인할 수 있다.

5. 결 론

지면에서의 불균등가열, 즉 부분가열에 의해 형성되는 수평대류 현상에 대해서 일반류를 고려한 비교적 간단한 2차원 수치실험을 수행하였다.

본 연구를 통해 다음과 같은 결론을 얻었다.

- (1) 일반류가 증가할수록 바람장과 온도장에 나타난 축대칭 구조가 사라지기 시작하였다.
- (2) 일반류 증가에 의해 부분가열영역 풍하측에서의 순환이 점차로 사라졌으며 전체적인 perturbation 강도가 약화되었다.
- (3) 일반류가 약한 경우, 최대수직풍속(w'_{max})의 크기가 일반류가 없는 경우에서보다 증가하는 것을 알 수 있었다.
- (4) 일반류가 증가하는 경우, 수평대류의 2-cell 구조가 점점 사라지고 1-cell 구조가 형성되었다. 이 경우 w' 의 경우에 부분가열영역의 풍하측에서 상승운동이, 부분가열영역의 풍상측에서 하강운동이 나타났다.
- (5) 일반류가 강해질수록 지면 각각의 위치에서의 u' 값은 점점 약해지며, 부분가열 중심 근처에서의 u' 값이 다소 증가하였다.
- (6) 일반류가 강해질수록 바람장과 온도장에 있어서 풍상측으로의 확장이 있었다. 이는 일반류의 증가에 따른 와도 성분의 증가 때문인 것을 알 수 있었다.
- (7) 일반류가 증가할수록 순환의 대칭축은 풍하측으로 이동하는 것을 알 수 있었는데, 이러한 이동은 거의 선형적인 경향을 나타냈다.

참 고 문 헌

오은주, 1995 : Mesoscale에서의 대기유동과 확산에 관한 Simulation, 부산대학교 석사 학위논문
 정우식, 이화운, 김유근, 김해동, 1998 : 중규모에서의 수평대류에 관한 수치모의, 한국환경과학회지, 7(2), 233-241
 Atwater, M. A., 1971 : The radiation budget for polluted layers of the urban environment. J. Appl. Meteor., 10, 205-214
 Bornstein, R. D., 1968 : Observations of the urban heat island effect in New York City. J. Appl. Meteor., 7, 575-582

Davidson, B., 1967 : A summary of the New York urban air pollution dynamics research program. J. Air Pollution Control Assoc., 17, 154-158
 Deardorff, J. W., 1969 : Numerical study of heat transport by internal gravity waves above a growing unstable layer. Phys. Fluids, Suppl. II, 12, 184-194
 Deardorff, J. W., G. E. Willis and D. K. Lilly, 1969 : Laboratory investigation of non-steady penetrative convection. J. Fluid Mech., 35, 7-31
 Fanaki, F. H., 1971 : A simulation of heat flow in the lower troposphere by a laboratory model. Boundary-Layer Meteor., 1, 345-367
 Kimura, R., 1975 : Dynamics of steady convections over heat and cool islands. J. Meteor. Soc. Japan, 49, 249-260
 Kimura, R., 1976 : Effects of general flows on a heat island convection. Part 1 : linear theory for the uniform flow. J. Meteor. Soc. Japan, 54, 308-320
 Leahey, D. M., 1969 : An urban heat island model. Rept. TR-69-11, Dept. of Meteorology and Oceanography, New York University
 McElroy, J. L., 1973 : A numerical study of the nocturnal heat island over a medium-sized midlatitude city (Columbus, Ohio). Boundary-Layer Meteor., 3, 442-453
 Myrup, L. O., 1969 : Turbulence spectra in stable and convective layers in the free atmosphere. Tellus, 21, 341-354
 Oke, T. R., 1973 : City size and the urban heat island. Atmos. Environ., 7, 769-779
 Olfe, D. B., and R. L. Lee, 1971 : Linearized calculations of urban heat island convection effects. J. Atmos. Sci., 28, 1374-1388
 Stommel, H., and G. Veronis, 1957 : Steady convective motion in a horizontal layer of fluid heated uniformly from above and cooled non-uniformly from below. Tellus, 9, 401-407