

라그랑지 입자 모델을 이용한 $k-\varepsilon$ Algebraic Stress Model과 Mellor-Yamada Model의 비교 연구

A Comparative Study of $k-\varepsilon$ Algebraic Stress Model and Mellor-Yamada Model Applied to Atmospheric Dispersion Simulation Using Lagrangian Particle Dispersion Model

김 상 백* · 오 성 남
기상연구소 응용기상연구소
(2003년 3월 7일 접수, 2003년 12월 9일 채택)

Sang-Baek Kim* and Sung-Nam Oh
Applied Meteorology Research Laboratory/METRI/KMA
(Received 7 March 2003, accepted 9 December 2003)

Abstract

The $k-\varepsilon$ algebraic stress model (KEASM) was applied to atmospheric dispersion simulation using the Lagrangian particle dispersion model and was compared with the most popular turbulence closure model in the field of atmospheric simulation, the Mellor-Yamada (MY) model. KEASM has been rarely applied to atmospheric simulation, but it includes the pressure redistribution effect of buoyancy due to heat and momentum fluxes. On the other hand, such effect is excluded from MY model. In the simulation study, the difference in the two turbulence models was reflected to both the turbulent velocity and the Lagrangian time scale. There was little difference in the vertical diffusion coefficient σ_z . However, the horizontal diffusion coefficient σ_y calculated by KEASM was larger than that by MY model, coincided with the Pasquill-Gifford (PG) chart. The applicability of KEASM to atmospheric simulations was demonstrated by the simulations.

Key words : $k-\varepsilon$ algebraic stress model, Mellor-Yamada model, Lagrangian particle dispersion model, Lagrangian time scale, Pasquill-Gifford chart

1. 서 론

대기환경 시뮬레이션의 분야에서 널리 이용되는 난류모델은 Mellor-Yamada (MY) 모델로써, 이 모델은

Mellor (1973)에 의해 처음 제안된 이후, 간략화 과정을 통하여 4레벨로 분류되어 (Mellor *et al.*, 1982, 1974) 발달되어 왔다. 또한, 적은 난류 파라미터로써 난류현상을 해석할 수 있는 장점으로 대기환경 시뮬레이션의 분야 뿐만 아니라 해양환경 시뮬레이션의 분야에서도 폭 넓게 이용되고 있는 난류모델이다. 그러나, MY모델의 문제점으로 Sun and Ogura (1980)는 혼

* Corresponding author
Tel : +82-(0)2-842-0940, E-mail: sbkim1971@metri.re.kr

합층고도를 과소평가 하는 문제, Moeng and Wyngaard (1989)는 MY모델의 모델화 과정에서 부력에 의한 압력재분배 효과를 무시한다는 문제점을 지적하였다.

한편, $k-\epsilon$ algebraic stress model (KEASM)은, 유체 역학과 실내기류해석의 분야에서 주로 사용되어 온 난류모델로써, MY모델에서 문제점으로 지적된 부력에 의한 압력재분배 효과가 고려되어 있고, 최근에 대기환경 시뮬레이션의 분야에서 연구가 활발하게 진행되고 있는 난류모델이다 (Ichikwa *et al.*, 2002).

그러나, KEASM을 포함한 여러 종류의 난류모델이 사용되고 있지만, 상호비교에 의한 각 난류모델의 특성을 명확히 한 연구사례가 적은 실정이다. 따라서, 본 연구에서는 MY모델과 KEASM을 연구대상 난류모델로 선정하고, 라그랑지 입자모델을 이용한 확산 시뮬레이션을 제재로, 두 모델의 비교 연구를 실시하였다.

라그랑지 입자모델은 오염물질로 가정한 다량의 입자 거동을 하나씩 추적하여 오염물질의 확산특성을 재현하는 모델로써, 각각의 난류모델을 적용하여 해석된 확산특성 (수평확산폭, 연직확산폭, 라그랑지 시간 크기)을 비교함으로써 난류모델의 비교 검증을 실시하였다.

2. 모델의 개요

2.1 난류 모델

MY모델과 KEASM은 레이놀즈 응력방정식 (Reynolds Stress Equation, RSE)에 포함되어 있는 고차의 상관항을 기본 난류량 (MY모델의 경우는 난류 에너지와 난류 길이, KEASM의 경우는 난류에너지와 그 소산율)을 이용하여, 2차의 레벨로 모델화한 2차 종결 (closure) 난류모델이다. 여기서, 고차의 상관항은 RSE의 소멸항, 확산항, 압력재분배항에 포함되어 있고, 두 모델은 이들 3개의 항에 대한 2차 종결 모델화 수법에 의해 그 특징이 구별된다 (Mellor *et al.*, 1982; Launder *et al.*, 1975; Mellor *et al.*, 1974; Mellor, 1973; Hanjalic *et al.*, 1972). Kim *et al.* (2003)은 MY 모델과 KEASM의 2차 종결 모델화 수법을 비교하였고, 특히 압력재분배항의 모델화 과정에서 두 모델의 특징이 뚜렷하게 나타남을 지적하였다.

식(1)과 식(2)는 MY모델과 KEASM에 있어서, 레

이놀즈 응력 ($\overline{u_i u_j}$)의 압력 재분배항 (Φ_{ij})에 대한 2차 종결 가정을 보이고 있다.

$$\Phi_{ij} = -\frac{q}{3A_1 l} \left[\overline{u_i u_j} - \frac{1}{3} \delta_{ij} q^2 \right] + C_1 q^2 \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right] - C_2 \beta \left[g_i \overline{u_i \theta} - g_i \overline{u_j \theta} - \frac{2}{3} \delta_{ij} g_k \overline{u_k \theta} \right] <MY> \quad (1)$$

$$\Phi_{ij} = -D_1 \frac{\epsilon}{k} \left[\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3} \delta_{ijk} \right] + D_2 \left[\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \overline{u_i u_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \frac{2}{3} \overline{u_k u_m} \frac{\partial U_k}{\partial x_m} \right] + D_3 \left[g_i \overline{u_i \theta} + g_i \overline{u_j \theta} - \frac{2}{3} \delta_{ij} g_k \overline{u_k \theta} \right] + \Phi_{ij}^w <KEASM> \quad (2)$$

여기서, $k (=q^2/2)$ 는 난류 에너지 [$m^2 \cdot s^{-2}$], l 은 난류 길이 [m], ϵ 은 난류 에너지 소산율 [$m^2 \cdot s^{-3}$], δ_{ij} 는 Kronecker's delta, u_i 와 θ 는 각각 풍속 [$m \cdot s^{-1}$]과 온도 [K]의 평균치 (U_i , Θ)에 대한 변동 성분, β 는 열팽창 계수 [K^{-1}], g_i 는 중력가속도 [$m \cdot s^{-2}$], 첨자 i, j, k 는 각 변수의 x, y, z 성분을 나타낸다. A_1, C_1, C_2 는 MY모델의 상수이고, D_1, D_2, D_3 는 KEASM의 상수이다.

식 (1), (2)의 우변 제1항은 난류를 등방화시키는 작용, 우변 제2항과 3항은 각각 전단 (shear)과 부력에 의한 압력재분배 항을 나타낸다. 식(2)의 우변 제4항은 지면에 의한 압력재분배 항을 나타낸다. 난류의 등방화 작용은 두 모델에서 같은 방법으로 모델화가 이루어졌다. 전단에 의한 압력재분배 효과에 대해서는 형태적으로 두 모델이 큰 차이를 보이고 있지만 이 항에 대한 모델화 기법에 대해서는 아직까지 명확한 이론이 확립되어 있지 않다. 또 대기 경계층에서는 전단에 의한 압력재분배 효과보다는 지표면 가열에 의한 부력효과가 더 크게 작용하는 것이 일반적이다. 따라서, 두 모델의 비교에서 가장 주목할 부분은 부력에 의한 압력재분배 효과의 모델화 기법이다. MY모델의 경우는 모델의 간략화에 따른 사용상의 편의성에 중점을 두고 부력에 의한 압력재분배 효과를 생략하였다 (모델상수 $C_2=0$). 이점에 대해서, Mellor *et al.* (1974)은 부력에 의한 압력재분배 효과는 다른 효과에 비하여 그다지 크게 작용하지 않는다고 언급하였다. 하지만, Moeng and Wyngaard (1989)는 MY모델의 문제점으로 이 점을 지적하였

Table 1. Comparisons of MY model and KEASM for $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$.

< MY >	$\overline{u^2} = \frac{q^2}{3} + A_1 \frac{l}{q} \left[-2P - 2(1 - C_2)G - 6\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} \right]$ $\overline{v^2} = \frac{q^2}{3} + A_1 \frac{l}{q} \left[-2P - 2(1 - C_2)G - 6\overline{vw} \frac{\partial V}{\partial z} \right]$ $\overline{w^2} = \frac{q^2}{3} + A_1 \frac{l}{q} [-2P + 4(1 - C_2)G]$
< KEASM >	$\overline{u^2} = \frac{1}{3D_1} [2(D_1 - 1)k + 3D_1^* f \overline{w^2}] + \frac{1}{3D_1} \frac{k}{\epsilon} \left[2(D_2 + D_2 D_2^* f)P + 2(D_3 - 2D_3 D_3^* f)G - 6(1 - D_2) \overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} \right]$ $\overline{v^2} = \frac{1}{3D_1} [2(D_1 - 1)k + 3D_1^* f \overline{w^2}] + \frac{1}{3D_1} \frac{k}{\epsilon} \left[2(D_2 + D_2 D_2^* f)P + 2(D_3 - 2D_3 D_3^* f)G - 6(1 - D_2) \overline{vw} \frac{\partial V}{\partial z} \right]$ $\overline{w^2} = \frac{2(D_1 - 1)}{(3D_1 + 2D_1^* f)} k + \frac{1}{(3D_1 + 2D_1^* f)} \frac{k}{\epsilon} [2(D_2 - 2D_2 D_2^* f)P + 2(3 - 2D_3 + 4D_3 D_3^* f)G]$

$k (= q^2/2)$: Turbulent energy ϵ : Turbulent energy dissipation l : Turbulent length scale

$P (= -\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} - \overline{vw} \frac{\partial V}{\partial z})$: Production rates of turbulent energy by shear

$G (= -\beta g \overline{w\theta})$: Production rates of turbulent energy by buoyant

$f (= \frac{k^{3/2}}{D_1 \epsilon z})$: Ground effect function

$(A_1, C_1, C_2) = (0.92, 0.08, 0.0)$: constants of MY

$(D_1, D_2, D_3, D_1^*, D_2^*, D_3^*, D_1) = (1.8, 0.6, 0.5, 0.5, 0.3, 0.0, 2.5)$: constants of KEASM

고, Nakanishi (2001)는 생략된 부력에 의한 압력재분배 효과를 고려하고, LES를 이용하여 MY모델의 상수를 수정한 수정MY모델을 제안하였다. KEASM은 MY모델에서 생략한 부력에 의한 압력재분배 효과와 함께 지면에 의한 압력재분배 효과를 고려하고 있는 것이 특징이다. Kim *et al.* (2003)은 접지층의 무차원 풍속, 온위 프로파일에 대한 해석에 있어서 두 모델을 비교하여, KEASM이 보다 높은 정확도를 보임을 증명하였다.

본 연구에서는 위에서 언급한 두 모델의 특징이 라그랑지 입자 확산모델에서 어떠한 작용을 하는지 확인하고자 한다. 라그랑지 입자 확산모델에서 직접적으로 사용되는 난류량은 x, y, z 방향의 난류속도 변동성분 ($\overline{u^2}, \overline{v^2}, \overline{w^2}$)이고, 국소평형과 경계층 근사를 적용하여 해석된 두 난류모델의 난류속도 변동성분을 표 1에 나타내었다.

방향별 난류속도 변동성분에 있어서 부력에 의한 압력재분배 효과의 영향(모델상수 C_2 와 D_3 의 역할)을 살펴보면, 불안정한 경우($G > 0$)는 수평속도 변동량을 증가시키는 작용, 연직속도 변동량을 감소시키는 작용을 하고, 안정인 경우($G < 0$)는 불안정한 경우의 반대작용을 한다. 따라서, MY모델은 부력에 의한 압력재분배 효과가 무시되어 불안정 조건에서 수

평속도 변동량을 과소 평가하고 연직속도 변동량을 과대 평가하는 경향이 있음을 이론적으로 확인할 수 있다.

2.2 라그랑지 입자 모델

본 연구에서는 Legg and Raupach (1982)에 의해 제안된 라그랑지 입자 모델을 사용한다.

$$x_i(t + \Delta t) = x_i(t) + U_{pi} \Delta t \tag{3a}$$

$$U_{pi} = U_i + u_i \tag{3b}$$

$$u_i(t + \Delta t) = a u_i(t) + b \sigma_{u_i} \eta + \delta_{i3} (1 - a) t_{L_i} \frac{\partial}{\partial x_i} (\sigma_{u_i}^2)^2 \tag{3c}$$

$$a = \exp\left(-\frac{\Delta t}{t_{L_i}}\right) \tag{3d}$$

$$b = (1 - a)^2 \tag{3e}$$

여기서, x_i 는 입자의 위치 [m], U_{pi} 는 입자의 이동속도 [$m \cdot s^{-1}$], U_i 는 평균풍속 [$m \cdot s^{-1}$], σ_{u_i} 는 속도 변동량의 표준 편차 [$m \cdot s^{-1}$], η 는 평균 0, 분산 1의 정규난수, δ 는 Kronecker's delta, t 는 시간 [s], Δt 는 시간변화 [s], t_{L_i} 는 라그랑지 시간 크기 (scale) [s]이다. 첨자 i, j, k 는 각 변수의 x, y, z 성분을 나타낸다. 확산계산에서 필요한 평균풍속(U_i)과 속도 변동량의 표준편차(σ_{u_i})는 난류모델을 적용하여 계산된 결과로부터 얻을 수

있고, 이러한 물리량에 의해 입자의 확산 특성이 결정되므로 라그랑지 확산 모델은 난류모델을 비교할 수 있는 유효한 수단이라 판단된다.

한편, 확산계산에 있어서 또 다른 주요한 파라미터는 라그랑지 시간 크기(t_{Li})이다. 라그랑지 시간 크기의 물리적 의미는 어떤 입자가 이동하면서 처음에 가졌던 난류특성이 그대로 유지되는 시간을 의미한다. 그러나, 그 해석법에 대해서는 아직 명확한 방법이 제안되어 있지 않다. Yamada *et al.* (2000, 1989, 1988)는 라그랑지 시간 크기를 일정하게 두고 확산계산을 실시하였고, 山澤 (1993)은 연직확산계수와 연직방향 속도 변동량의 표준편차로부터 라그랑지 시간 크기를 계산하였고, 수평방향의 라그랑지 시간 크기는 연직방향의 라그랑지 시간 크기에 비례한다고 언급하였다. 하지만, 비례계수의 산정방법에 대해서는 명확한 방법을 제안하지 못 하였다. Hanna (1981)는 기상관측의 결과로부터 라그랑지 시간 크기(t_{Li})는 난류 강도에 반비례함을 보였고, 난류 강도와 혼합층고도 및 연직고도의 함수로 라그랑지 시간 크기(t_{Li})를 해석할 수 있는 경험식을 제안하였다. 본 연구에서는 Hanna의 경험식으로 라그랑지 시간 크기(t_{Li})를 해석하고, 난류 모델을 비교하는 또 하나의

지표로 사용하였다.

$$\left. \begin{aligned} t_{Lx} &= 0.15 \frac{z}{\sigma_u} \\ t_{Ly} &= 0.15 \frac{z}{\sigma_v} \\ t_{Lz} &= 0.15 \frac{H}{\sigma_w} \left[1 - \exp\left(-\frac{5z}{H}\right) \right] \end{aligned} \right\} \text{(daytime) (4a)}$$

$$\left. \begin{aligned} t_{Lx} &= 0.15 \frac{z}{\sigma_u} \left(\frac{z}{H}\right)^{0.5} \\ t_{Ly} &= 0.15 \frac{z}{\sigma_v} \left(\frac{z}{H}\right)^{0.5} \\ t_{Lz} &= 0.15 \frac{H}{\sigma_w} \left(\frac{z}{H}\right)^{0.8} \end{aligned} \right\} \text{(nighttime) (4b)}$$

여기서, H는 혼합층고도[m]이고 기상장 시뮬레이션으로 해석된 온위의 연직분포로부터 결정하였다.

3. 계산 조건

본 연구는 MY모델과 KEASM으로부터 얻어진 난류량을 라그랑지 입자 모델에 적용하고, 입자의 수평

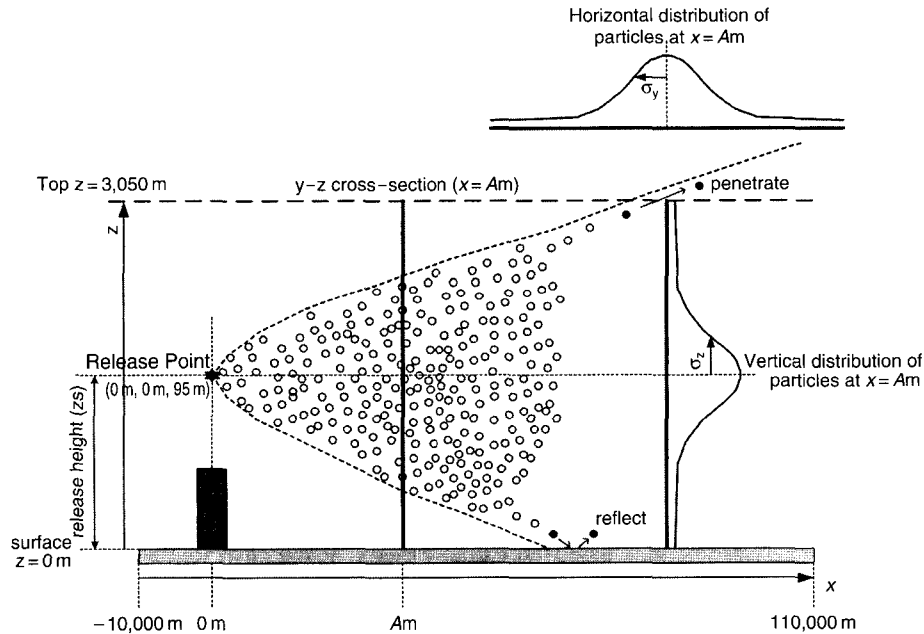


Fig. 1. Schematic diagram of Lagrangian dispersion model.

Table 2. Pasquill stability categories.

Surface wind speed [$m \cdot s^{-1}$]	Daytime insolation [$cal \cdot cm^{-2} \cdot hr^{-1}$]			Nighttime cloud cover [-]	
	Strong >50	Moderate 49~25	Slight <24	Thinly overcast or $\geq 4/8$	$\leq 3/8$
<2	A	A~B	B	-	-
2~3	A~B	B	C	E	F
3~4	B	B~C	C	D	E
4~6	C	C~D	D	D	D
>6	C	D	D	D	D

A : Extremely unstable
 B : Moderately unstable
 C : Slightly unstable
 D : Neutral
 E : Slightly stable
 F : Moderately stable

및 연직방향의 확산폭을 비교함으로써 두 모델의 비교검토를 실시한다. 이때, 확산폭에 대한 타당성 검토는 Pasquill-Gifford (P-G)차트를 이용한다. P-G차트를 이용한 확산폭의 추정방법은 평탄한 지형조건과 수평 및 연직방향으로 일정한 기상조건에서 행한 확산실험결과를 해석하여 얻어진 것으로, 상시관측 기상요소인 일사량, 풍속, 운량으로부터 대기안정도를 판정하고(표 2), 안정도에 대응하는 확산폭을 P-G 차트로부터 추정하는 방법이다.

본 연구는 그림 1과 같이 평탄지역에 위치하는 연돌을 가상하고, 연돌로부터 방출되는 오염 물질이 대기경계층 내부에서 확산되는 양상을 모의하였다. 계산영역은 x, y방향 120,000 × 120,000 m, z방향 3,050 m이고, 오염물질은 (x, y, z)=(0 m, 0 m, 95 m)에서 방출된다고 가정하였다. 시뮬레이션은 2단계에 걸쳐 수행하였다. 우선, MY모델과 KEASM을 각각 적용하여 기상장 시뮬레이션을 실시하고, 그 결과를 이용하여 확산 시뮬레이션을 실시하였다.

3.1 기상장 시뮬레이션의 계산 조건

북위 35도, 8월 중순 구름이 없는 맑은 날을 대상으로 일사량의 일변화를 그림 2와 같이 가정하였다. 지표면 토지이용 조건은 나지(조도 $z_0 = 0.03$ m)로 가정하고, 열수지 모델을 이용하여 지표면 온도의 일변화를 계산하였다. 또, 수평방향으로 정상상태의 기상장을 시뮬레이션 하기 위하여 풍속의 초기조건은 y, z방향의 평균풍속을 $V = W = 0.0 m \cdot s^{-1}$, x방향의 평균풍속은 그림 3과 같이 $U_{z=95m} = 5.0 m \cdot s^{-1}$ 이 되도록 로그분포를 가정하였다($U_{z=3050m} = 7.1 m \cdot s^{-1}$).

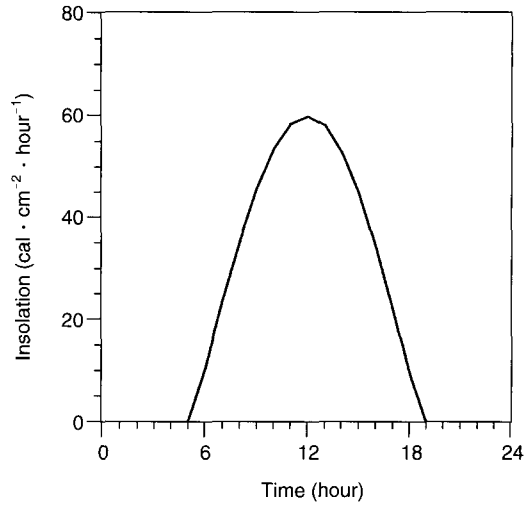


Fig. 2. Calculated diurnal variation of insolation, to be assumed at 35° N on August 15 and to be used as boundary condition in simulations.

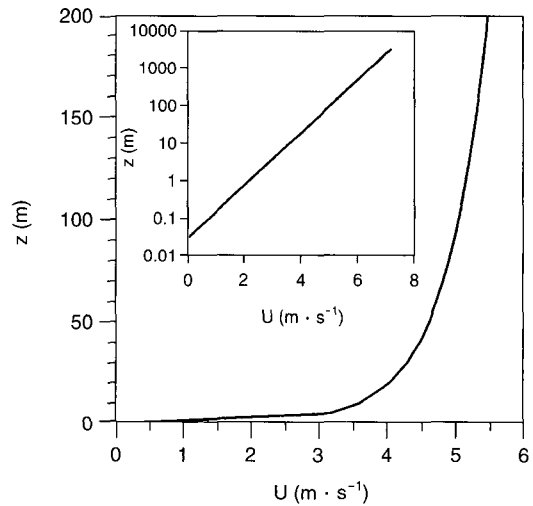


Fig. 3. Initial condition for wind speed. U has a vertical logarithm distribution and V and W are $0.0 m \cdot s^{-1}$, respectively.

계산영역의 풍하면을 제외한 측면 ($x = -10,000$ m, $y = -60,000$ m 및 $y = 60,000$ m)에서의 경계조건은 풍속의 초기조건과 같은 풍속분포를 설정하고, 풍하면 ($x = 110,000$ m)에서의 경계조건은 경도가 0이 되도록 설정하였다. 상면 ($z = 3,050$ m) 경계조건은, $U_{z=3050m} =$

$7.1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $V=W=0.0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 로 설정하였다. 온위의 초기조건은 고도 1,000 m까지는 중립 (= 298 K), 그 상공은 온위경도 $0.005 \text{ K} \cdot \text{m}^{-1}$ 인 안정조건을 설정하였다. 시간간격은 10 s로 하고, MY모델과 KEASM의 난류모델을 이용하여 일일주기 기상장이 정상상태가 될 때까지 반복계산을 하여, 그 결과를 확산계산에 적용하였다.

3.2 확산 시뮬레이션의 계산조건

확산 시뮬레이션은 가능한 P-G차트의 확산실험 조건과 동등한 조건에서 계산하기 위하여, 기상장 시뮬레이션에서 얻어진 정상상태의 일일주기 기상장에서 15시와 18시의 기상조건을 이용하였다. 점배출원으로부터 5초당 10개의 입자를 동시에 방출시켜 입자의 거동을 계산하였다. 처음에 방출된 입자가 계산 영역의 최풍하면 ($x=110,000 \text{ m}$)을 벗어나고, 입자가 계산영역에 충분히 퍼져 있는 시점으로부터 어떤 단면을 30분간 통과하는 입자의 공간분포로부터 확산폭을 결정하였다. 즉, 어떤 풍하거리에서 입자의 확산폭 σ_y , σ_z 는 그 위치의 y - z 단면을 통과한 입자의 공간분포(그림 1)로부터 다음식을 이용하여 결정된다.

$$\sigma_y^2 = \frac{d_i^2}{N}, \quad \sigma_z^2 = \frac{(z_i - z_s)^2}{N} \quad (5)$$

여기서, N 은 정해진 시간에 입자확산의 중심축 ($y=0$, $z=z_s$)에 직교하는 연직면 (y - z 단면)을 통과하는 입자수, d_i 와 z_i 는 각각 i 번째 방출된 입자의 위치에서 입자확산의 중심축까지의 거리와 z 좌표이다. z_s ($=95 \text{ m}$)는 입자의 방출고도를 나타낸다.

일반적으로 확산실험에서 확산폭은 평가시간에 따라 변화하고, P-G차트의 확산폭은 3분간의 평가시간으로 얻어진 결과이다. 본 연구에서 행해진 확산계산은 수평방향으로 일정한 정상상태의 바람이 불고 있다고 가정하였기 때문에, 확산폭의 중심축이 변동하지 않는다. 또, 충분한 시간과 다수의 입자에 대해서 입자위치의 통계계산을 실시하였으므로, 확산폭에 관한 통계량은 정상상태의 값으로 보아도 무관하다고 사료된다.

한편, 지표면 ($z=0 \text{ m}$)에 도달한 입자는 완전반사가 된다고 가정하였고, 계산영역의 연직면 ($z=3,050 \text{ m}$)을 통과한 입자는 계산시간과 용량의 문제로 더 이

상 추적하지 않고, 확산폭의 평가에서 제외하였다.

4. 결과 및 고찰

4.1 기상장의 계산결과

2절에서 언급하였듯이 MY모델은 부력에 의한 압력재분배 효과가 무시되었고 ($C_2=0$), 반면에 KEASM은 MY모델에서 무시된 부력에 의한 압력재분배 효과와 함께 지면효과에 의한 압력재분배 효과가 고려되었다. 이와 같은 차이점을 가지는 두 모델을 이용하여 기상장 시뮬레이션을 실시하였다.

온위 (θ) 및 평균에 대한 풍속의 변동성분 (v , w)의 분산의 시간변화를 그림 4에 나타내었다. 그림 4(a), (d)에서 온위의 일변화를 살펴보면, 야간에는 지표면 냉각에 의해 접지안정층이 형성, 낮에는 혼합층의 발달, 일출과 일몰시에는 중립성층의 형성 등, 경계층의 전형적인 일변동 패턴이 두 모델에서 잘 재현되고 있음을 확인할 수 있다. 시간대별로 살펴보면, 15시경은 지표면 가열에 의한 혼합층의 발달로 혼합층 내부에서 난류량의 연직경도가 뚜렷이 나타나는 불안정성층의 전형적인 난류프로파일을 보이고 있고, 18시경에는 혼합층 발달이 약해지면서 난류량의 프로파일도 일정한 분포를 보이는 등 전형적인 중립성층의 난류프로파일이 나타났다. 이상의 결과로부터, 불안정성층 및 중립성층의 기상조건을 대표하는 시각을 각각 15시, 18시로 하고, 이 시간의 기상조건을 라그랑지 입자 모델에 적용하였다.

한편, KEASM과 MY모델이 해석한 난류강도를 비교하여 보면, KEASM이 MY모델에 비하여 난류강도를 크게 해석하는 경향이 나타났고, 특히 15시경의 수평속도 변동량은 그림 4(b), (e)에서 볼 수 있듯이 최대 3배 이상 크게 계산되었음을 알 수 있다. MY모델과 KEASM에 의해 계산된 혼합층 고도는 15시의 경우는 각각 1,160 m와 980 m였고, 18시의 경우는 각각 1,280 m와 980 m였다.

4.2 확산폭에 대한 라그랑지 시간 크기의 민감도해석

Yamada *et al.* (2000, 1989, 1988)은 라그랑지 입자 모델의 계산에서 필수적이고, 시공간적으로 변동하는 라그랑지 시간 크기를 t_{Lx} ($=t_{Ly}$) = 5,000 ~ 10,000 s, t_{Lz}

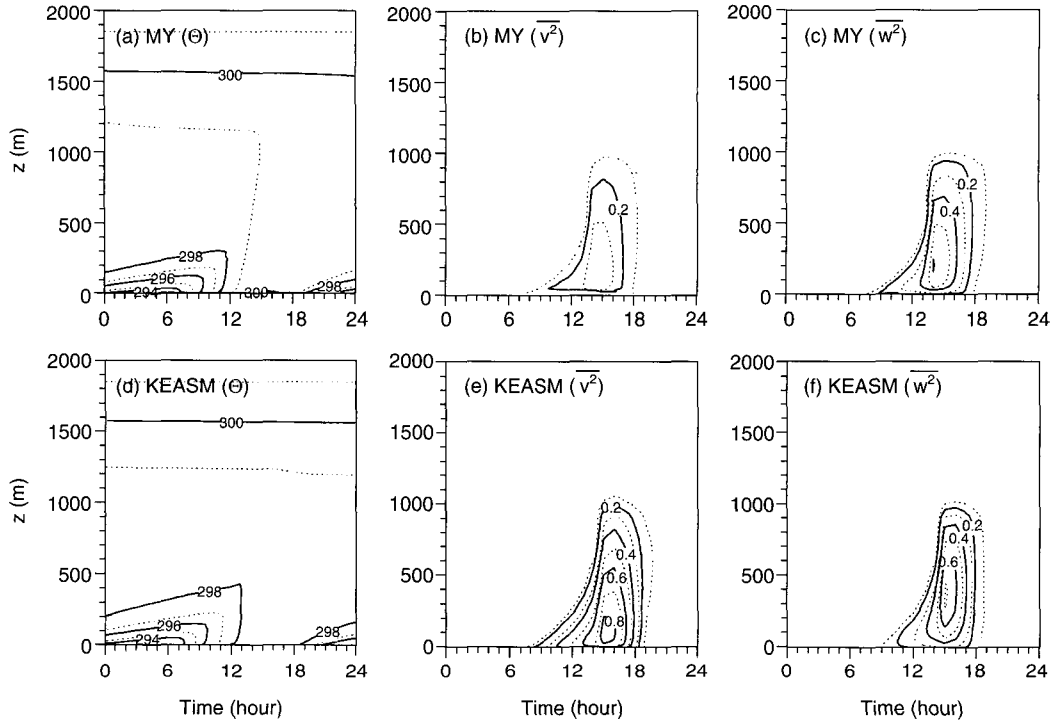


Fig. 4. Comparisons between MY model and KEASM on potential temperature, Θ (a-d); mean square horizontal velocity, $\overline{v^2}$ (b-e); and mean square vertical velocity, $\overline{w^2}$ (c-f).

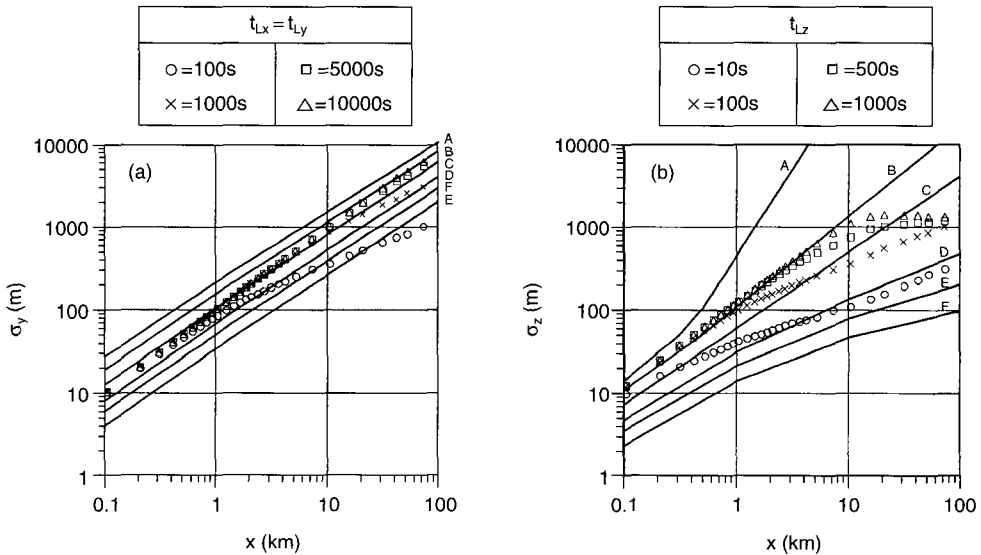


Fig. 5. The effect of a Lagrangian time scale to the evaluation of dispersion widths (a) σ_y ($t_{Lx} = 1000s$) and (b) σ_z ($t_{Lx} = t_{Ly} = 1000s$). Lines are based on Pasquill-Gifford formula and A~F are Pasquill stability categories to be in Table 1.

=20s와 같이 일정한 값으로 사용였다. 따라서, 본 연구에서는 라그랑지 시간 크기의 감도 해석을 실시하여, 라그랑지 시간 크기의 적용에 따른 확산폭의 영향을 검토하였다. 이때 사용된 기상조건은, MY모델을 적용하여 해석한 15시의 기상정보를 이용하였다. 각 방향별 난류 속도 변동량은 각각 $\sigma_u = 0.76 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $\sigma_v = 0.60 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $\sigma_w = 0.71 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 이고, $t_{Lx} (= t_{Ly})$ 을 100~10,000 s, t_{Lz} 을 10~1,000 s의 범위에서 변화시

키면서 민감도 조사를 실시하였다. 15시의 일사량은 약 $50 \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{hr}^{-1}$ 이고(그림 2), 평균풍속은 초기의 풍속조건에서 큰 변화가 없었기 때문에, Pasquill의 안정도 분류표에 의한 15시의 대기안정도는 B~C에 해당 하는 것으로 간주할 수 있다.

라그랑지 시간 크기의 변화에 따른 확산폭의 계산 결과를 그림 5에 나타내었다. 확산폭 σ_y , σ_z 는 라그랑지 시간 크기에 정비례하는 관계를 확일할 수 있

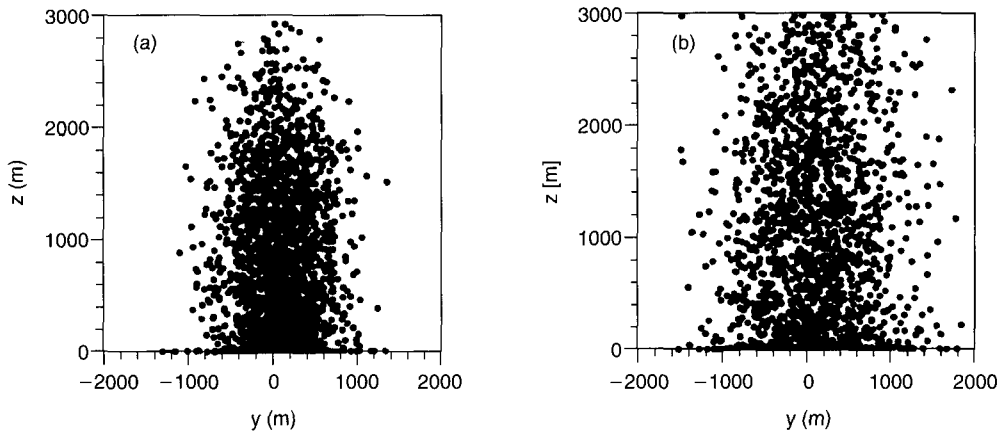


Fig. 6. Spatial distributions of particles at downwind distance 10,000 m (a) and 20,000 m (b). Atmospheric conditions in Lagrangian dispersion model are calculated by MY model, at 1500LST. Lagrangian time scale as follows; $t_{Lx} = t_{Ly} = 100 \text{ s}$, $t_{Lz} = 1000 \text{ s}$.

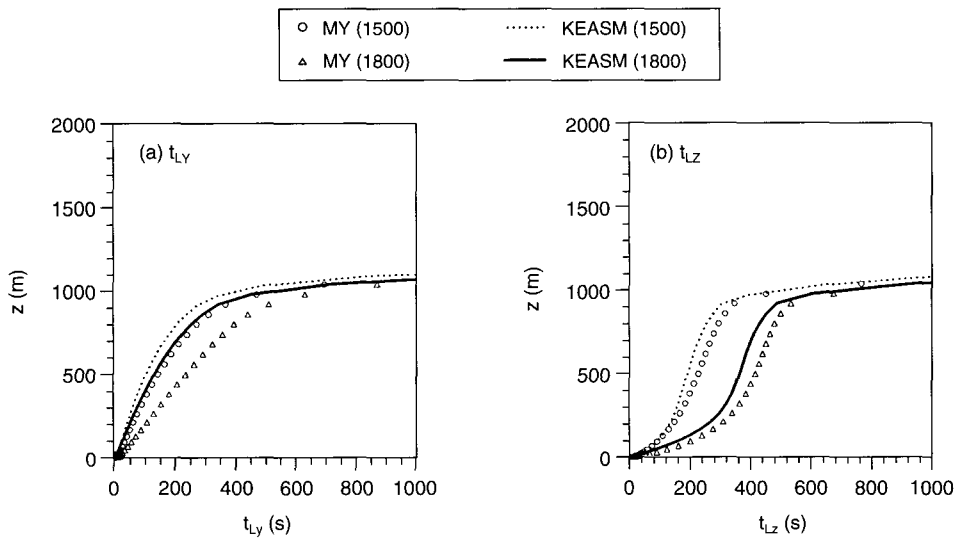


Fig. 7. Comparisons of MY model (a) and KEASM (b) for Lagrangian time scale by Hanna's formula.

다. 라그랑지 시간 크기를 아주 작게 설정한 $t_{Lx} (= t_{Ly}) = 100$ s, $t_{Lz} = 10$ s의 조건을 제외하면, 풍하거리 10,000 m 이내의 거리에서 σ_y 는 안정도 C~D, σ_z 는 안정도 B~C에 해당하는 확산패턴을 보였다. $t_{Lz} = 10$ s와 같이 연직방향 라그랑지 시간 크기를 아주 작게 설정한 경우는 연직방향으로의 확산이 억제되어 대부분의 입자가 풍하거리 500~1,000 m에서 지면에 도달하게 되어 σ_z 가 격감하는 것을 볼 수 있다. 또, $t_{Lz} = 500$ s와 $t_{Lz} = 1,000$ s의 경우는 풍하거리 10,000 m 부근에서 σ_z 가 격감하는 것을 확인할 수 있는데, 이것은 계산영역 상한(3,050 m)의 영향으로 대부분의 입자가 이 영역을 벗어나서 확산폭의 평가에서 제외되었기 때문이다. 즉, 라그랑지 시간 크기를 크게 설정할수록 입자의 확산은 활발하게 일어나게 된다. 예로써, $t_{Lx} (= t_{Ly}) = 100$ s, $t_{Lz} = 1,000$ s로 라그랑

지 시간 크기를 설정한 경우, 풍하 거리 10,000 m와 풍하거리 20,000 m에서 입자의 공간분포 ($y-z$ 단면)를 비교하였다(그림 6). 입자는 풍하 거리 10,000 m에서 고도 3,000 m 부근까지 서서히 확산되고 있고, 풍하 거리 20,000 m에서는 많은 수의 입자가 계산영역의 상면을 통과하고 있는 것을 확인할 수 있다. 실질적인 확산 시뮬레이션에서는 혼합층 고도에 의해 연직방향의 입자의 확산이 억제되므로, 상면의 계산영역은 3,050 m 정도로 충분하다고 판단된다. 이상의 결과로, 라그랑지 시간 크기는 입자의 확산특성을 결정하는 중요한 요인이 됨을 확인하였고, 시공간적 요인을 고려하지 않고 라그랑지 시간 크기를 일정하게 설정하여 확산폭을 평가하는 것은 타당하지 않음을 확인할 수 있었다.

본 연구에서는 식 (4a), (4b)에서 언급한 Hanna의

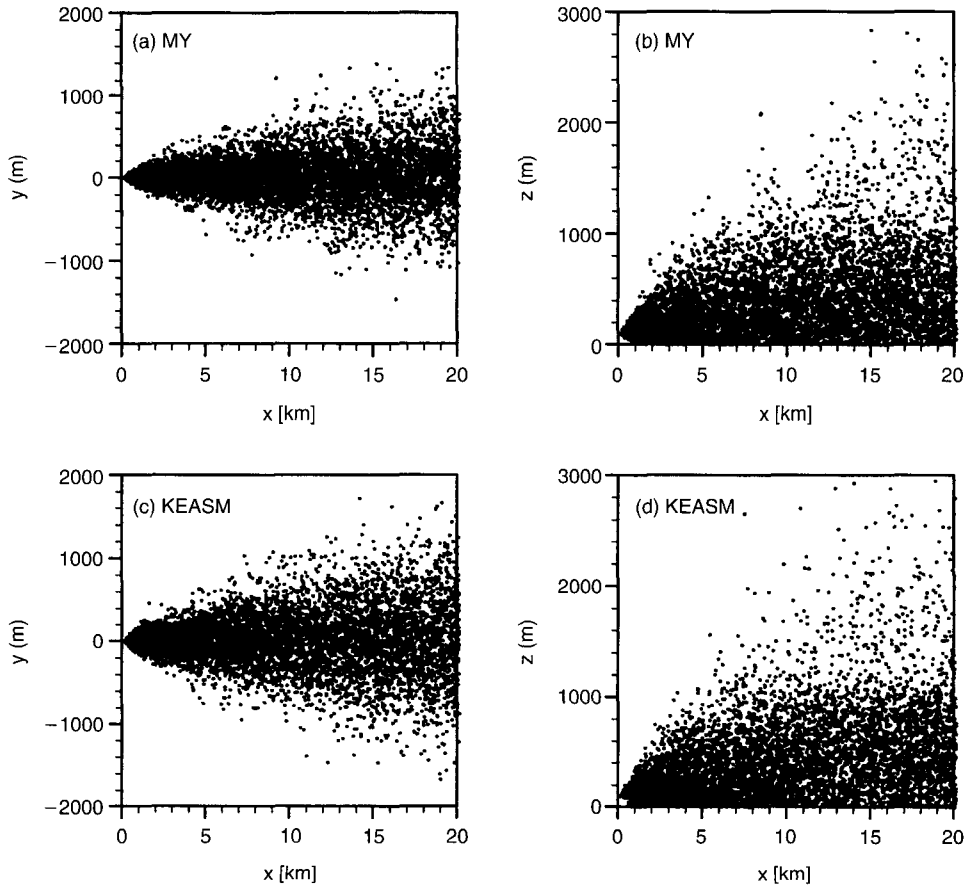


Fig. 8. Comparisons of MY model (a, b) and KEASM (c, d) for spatial distribution of particles (1500LST).

경험식을 이용하여 라그랑지 시간 크기를 해석하였다(그림 7). Hanna의 경험식에 의하면, 라그랑지 시간 크기는 난류 강도에 반비례하기 때문에, 상층으로 갈수록 라그랑지 시간 크기는 증가하고, 혼합층 상부의 안정층에서는 라그랑지 시간 크기가 10^4 s의 오더가 되었다. 그리고, MY모델과 KEASM을 비교하면, 난류강도가 MY모델보다 크게 해석된 KEASM이 라그랑지 시간 크기를 작게 해석하였음을 알 수 있다.

4.3 P-G차트를 이용한 확산폭의 비교

15시와 18시의 기상조건과 라그랑지 시간 크기(그림 7)를 이용하여, 확산 시뮬레이션을 실행하였고, 이때의 입자 공간분포를 그림 8과 그림 9에 나타내었다. 난류 강도의 크기가 반영되어 수평방향의 입자

의 확산상태는 KEASM이 MY모델 보다 넓게 확산되었음을 알 수 있다. 연직방향의 입자의 공간분포를 살펴보면, 입자는 혼합층 내부(1,000 m 이하)에 집중되어 있고, 수평방향에 비해서 두 모델의 차이가 뚜렷하게 나타나지는 않았다.

기상장 시뮬레이션 결과에서 언급하였듯이, 15시와 18시는 불안정 성층과 중립 성층이 나타나는 대표적인 시각이고, 이 시각에 대한 Pasquill 안정도는 각각 B~C와 C~D에 해당된다. 이와 같은 안정도 조건에서 P-G차트를 이용하여 두 모델의 확산폭을 비교하였다(그림 10, 그림 11). KEASM을 이용한 경우, 수평방향의 확산폭(σ_y)는 15시에는 P-G차트의 A~C의 범위에, 18시에는 C~E의 범위에 위치하여, 각 시각의 안정도 조건에 대응되는 확산패턴을 보이

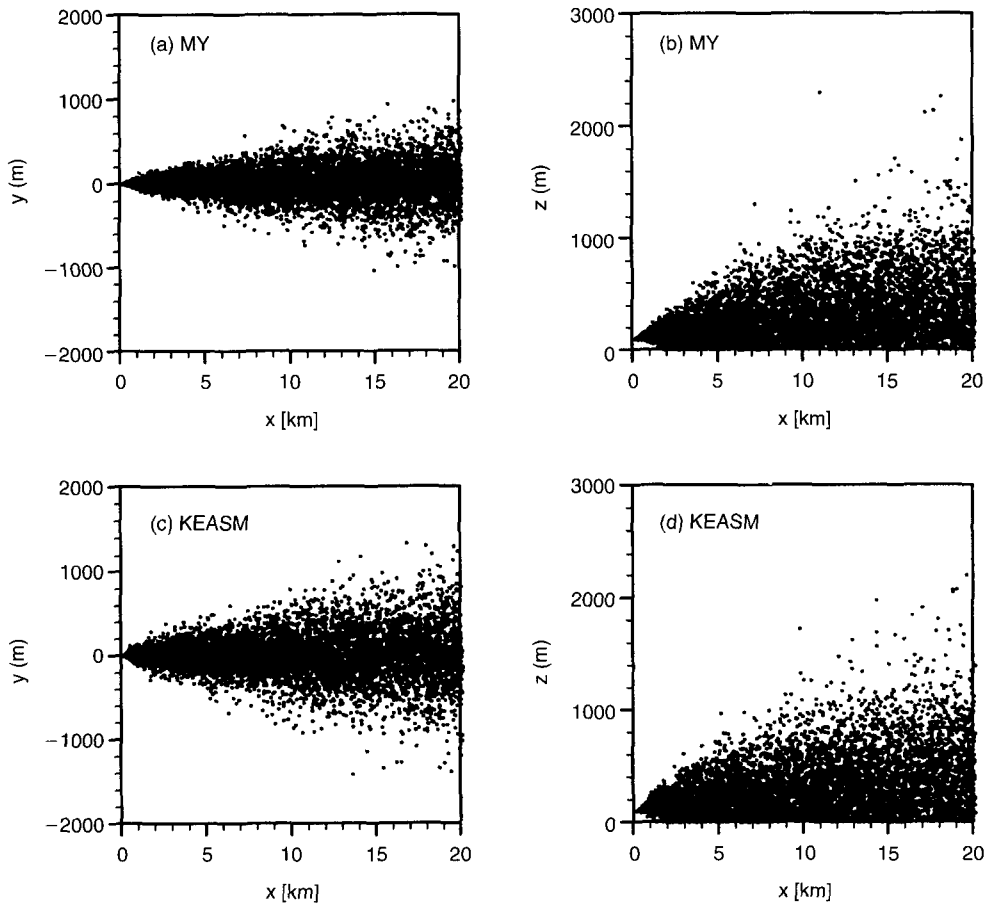


Fig. 9. Same as Fig. 8 except for 1800 LST.

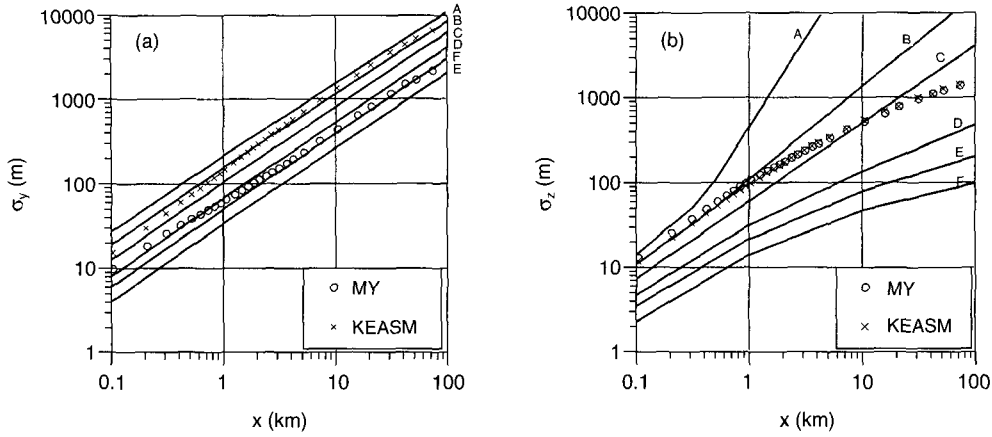


Fig. 10. Comparison of MY model and KEASM for dispersion widths (a) σ_y and (b) σ_z (1500LST). Lines are based on Pasquill-Gifford formula and A-F are Pasquill stability categories to be in Table 1.

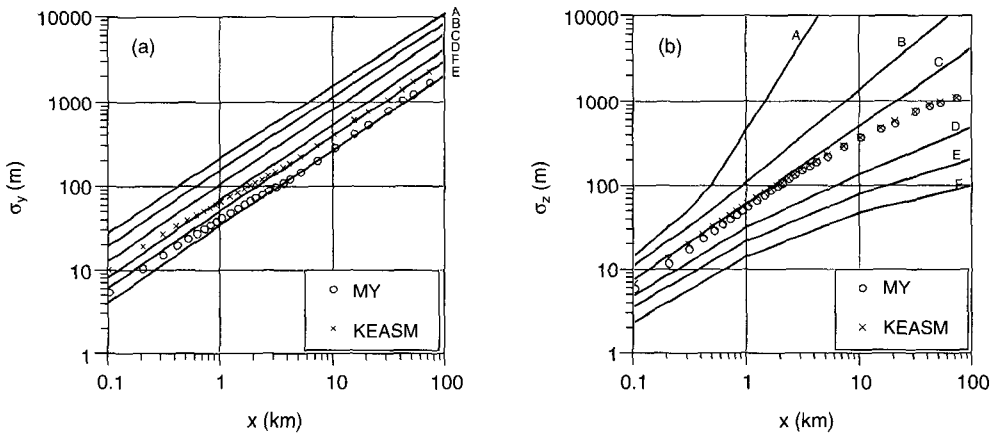


Fig. 11. Same as Fig. 10 except for 1800LST.

고 있다. 그러나, MY모델의 경우는 수평방향의 확산 폭(σ_y)이 15시에는 P-G차트의 C~E의 범위에, 18시에는 E~F의 범위에 위치하여, 결과적으로 확산폭이 과소평가되어 있음을 알 수 있다. 풍하거리 1,000 m 지점에서 두 모델의 수평방향 확산폭(σ_y)의 차이는, 15시의 경우 81 m, 18시의 경우 23 m로 MY모델이 KEASM에 비해 확산이 적게 일어났다. 반면에, 속도의 변동성분 w 의 분산(그림 4)에는 큰 차이가 없기 때문에, 연직방향의 확산폭(σ_z)에서 두 모델의 차이는 크게 나타나지 않았다. 또 다른 원인은, 지표면에 입자가 도달하는 풍하거리 1,000~2,000 m 전

후와 혼합층 고도의 영향이 나타나는 풍하거리 5,000~10,000 m 전후에서 두 단계로 연직방향의 입자 확산이 억제 되기 때문에, 더욱더 두 모델의 연직방향 확산폭 σ_z 의 차이는 나타나지 않은 것으로 사료된다. 두 모델의 연직방향 확산폭 σ_z 는, 15시의 경우 B~C에 가깝고, 18시의 경우 C~D에 가까운 결과를 보여, 각 시각의 안정도 조건에 상응하는 P-G 차트의 확산폭과 거의 일치하는 결과를 보였다.

이상에서와 같이, MY모델보다 KEASM을 라그랑지 입자 모델에 적용하는 것이 보다 P-G차트와의 적합성이 높음을 확인할 수 있었다.

5. 결 론

본 연구에서는 MY모델과 KEASM, 두 난류 모델을 라그랑지 입자 모델에 적용하고, 확산 특성(확산 폭과 라그랑지 시간 크기)에 대한 비교 검토를 실시하였다. 두 모델에서 해석한 확산특성에 대한 타당성은 Pasquill 안정도 분류표와 P-G차트를 이용하여 검증하였다.

그 결과, 모델화 과정에서 부력에 의한 압력 재분배 효과를 무시한 MY모델은 KEASM에 비하여 수평방향의 난류강도를 최대 1/3배 정도 작게 해석하였고, 그 영향으로 라그랑지 입자 모델로부터 해석된 수평방향의 확산폭 σ_y 도 과소평가 되었다. 반면에, KEASM은 MY모델보다도 결정된 안정도에서 P-G차트와 잘 일치하는 확산폭을 얻을 수 있었다.

본 연구에서는, 평탄한 지형조건과 단순한 기상조건을 가정하여 확산 계산을 실시하였지만, KEASM을 대기경계층의 기상장 시뮬레이션에 응용한 사례가 적음을 볼 때, 본 연구의 결과는 앞으로의 환경영향평가 기법 개량과 개발 등에 관한 연구에 기초적인 연구사례가 될 것으로 기대한다.

사 사

본 연구는 과학기술부에서 시행하는 국가지정연구실 사업 “한반도 기후변화 감시 기술 개발” 연구과제 (과제번호 : M1-0001-00-0018)의 연구비 일부 지원으로 수행되었습니다.

참 고 문 헌

- Mellor, G.L. (1973) Analytic prediction of the properties of stratified planetary surface layers, *J. Atmos. Sci.*, 30, 1061-1069.
- Mellor, G.L. and T. Yamada (1974) A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, 31, 1791-1806.
- Mellor, G.L. and T. Yamada (1982) Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, *Rev. Geophys. Space Phy.*, 20, 4, 851-875.
- Sun, W.Y. and Y. Ogura (1980) Modeling the evolution of the convective planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, 37, 1558-1572.
- Moeng, C.H. and J.C. Wyngaard (1989) Evaluation of the turbulent transport and dissipation closures in second-order modeling, *J. Atmos. Sci.*, 46, 2311-2330.
- Ichikawa, Y. and K. Sada (2002) An atmospheric dispersion model for the environmental impact assessment of thermal power plants in Japan—a method for evaluating topographical effects, *J. Air & Waste Manage. Assoc.*, 52, 313-323.
- Hanjalic, K. and B.E. Launder (1972) A Reynolds stress model of turbulence and its application to thin shear flows, *J. Fluid Mech.*, 52, 4, 609-638.
- Launder, B.E., G.J. Reece, and W. Rodi (1975) Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure, *J. Fluid Mech.*, 68, 3, 537-566.
- Kim, S.B., K. Yamaguchi, A. Kondo, and S. Soda (2003) A comparative study of the Mellor-Yamada and $k-\epsilon$ two-equation turbulence models in atmospheric application, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 91, 791-806.
- Nakanishi, M. (2001) Improvement of the Mellor-Yamada turbulence closure model based on large-eddy simulation data, *Boundary-Layer Meteorol.*, 99, 349-378.
- Legg, B.J. and M.R. Raupach (1982) Markov-chain simulation of particle dispersion in inhomogeneous flows : the mean drift velocity induced by a gradient in eulerian velocity variance, *Boundary-Layer Meteorol.*, 24, 3-13.
- Yamada, T. and S. Bunker (1988) Development of a nested grid, second moment turbulence closure model and application to the 1982 ASCOT Brush Creek data simulation, *J. Appl. Meteorol.*, 27, 562-578.
- Yamada, T. and S. Bunker (1989) A numerical model study of nocturnal drainage flows with strong wind and temperature gradients, *J. Appl. Meteorol.*, 28, 545-554.
- Yamada, T. (2000) Lagrangian dispersion model for non-neutrally buoyant plumes, *J. Appl. Meteorol.*, 39, 427-436.
- Hanna, S.R. (1981) Lagrangian and Eulerian time-scale relations in the daytime boundary layer, *J. Appl. Meteorol.*, 20, 242-249.
- 山澤弘実 (1993) 乱流クロージャーモデル・粒子拡散モデルを用いた拡散パラメータの計算, *天気*, 40, 2, 11-19.