

複合因 擾亂 水槽를 이용한 대류 경계층에서의 연직방향 plume 확산에 관한 실험적 연구

An Experimental Study on the Vertical Dispersion of Plume in Convective Boundary Layer Using a Composite Turbulence Water Tank

박 옥 현 · 서 석 진 · 이 상 훈

부산대학교 환경공학과

(1999년 5월 26일 접수, 1999년 11월 8일 채택)

Ok-Hyun Park, Seog-Jin Seo and Sang-Hoon Lee

Dept. of Env. Eng., Pusan National University, Pusan, Korea, 609-735

(Received 26 May 1999; accepted 8 November 1999)

Abstract

Experimental methods of plume dispersion in convective boundary layer using a composite turbulence water tank have been established through (i) manufacturing of water tank system, (ii) providing of tracer whose volatility is relatively low, (iii) development of software for image processing of dispersed particles in fluid, and (iv) application of appropriate similarity law. Using these methods, the vertical dispersion coefficient σ_z , at long distances on mesoscale and the centerline height z_c of plumes have been measured. Measurements of σ_z have been validated through comparison with CONDORS field experiments, and analysed with respect to the intensity of heat flux and mechanical turbulence as well as plume release height. Downwind distance where plume center height approaches to final level has also been analysed in respect of these three parameters.

Key words : convective boundary layer, composite turbulence water tank, plume centerline movement, vertical dispersion coefficient

1. 서 론

인간 생활의 대부분이 대류 경계층 내에서 이루어지고 있고, 지표면 근처에서 방출된 오염 물질이 대부분 이 층 내에서 이동하고 있으나 복잡지형상 대류경계층 내에서의 오염 농도 예측에 필요한 연직방향 확산률 내지 분산계수의 평가를 위해 일반

성 있는 노모그램 혹은 평가식을 만들기에 실험실 및 현장측정자료가 아직도 불충분한 상태에 있다. 특히 지상 약 30m 이상의 고도, 그리고 풍하측 장거리에서의 확산 실험 자료들이 불충분하다. 대기 현장 실험에는 소요되는 시간, 인력, 시설, 장비 그리고 경비 등의 부담이 크기 때문에 큰 대기 공간을 축소 모의 할 수 있고, 또한 성층(stratification)모의에 적은 경비가 소요되는 열대류 수조를 사용해서

Willis와 Deardorff(1974)를 비롯한 여러 연구자들이 대류경계층에서의 확산실험을 수행해 왔으나 수조에서 측정된 연직 방향 분산 계수는 기계적 요란(turbulence)과 열적 요란이 복합적으로 작용하는 대기 현상에서의 측정 결과(예: CONDORS 확산자료)에 비해 크기에 있어 현저히 작았다(박육현과 천성남, 1996; 박육현과 정상진, 1991). 그리하여 복잡한 여러 가지 지형에서 실제 대기 확산능을 직접 측정하지 않고 훨씬 적은 경비로 실험실에서 이를 실제에 근접하게 측정하기 위해서는 열적 요란은 물론 기계적 요란도 동시에 발생시킬 수 있는 복합 因 요란 수조를 제작할 필요가 있음을 알게 되었다. 본 연구에서는 Murota와 Michioku(1986)가 열적으로 성층화된 수계표면층에서 바람 stress와 열대류가 동시에 작용할 때 연직방향 물질의 혼합과 정 연구를 위해 복합인 요란수조를 사용한 것을 참고하여 기계적요란 발생을 위해 格子板과 그 상하운동폭 및 빈도조절 장치를 제작하고 이들을 열대류 수조장치에 장착하였다. 트레이서 방출 고도별, 열적요란 강도별, 그리고 기계적 요란강도 별로 확산 실험을 체계적으로 수행하면서 향후 각 연구자들에 의해 신뢰할 수 있고 상호 비교할 수 있는 측정결과가 발표될 수 있도록 하기 위하여 이런 폴리틱 모형을 사용한 실험방법을 (i) 수조실험장치의 제작, (ii) 트레이서 제조, (iii) 분산된 입자영상 처리

알고리즘 및 프로그램 개발, (iv) 수조 실험 결과(예; 무차원 시간 X에 따른 σ_z/z_0 자료들)를 현장스케일로 변환하기 위한 상사기법 적용 등을 통해 체계화하였다.

체계적 확산 실험을 통해서 열적 난류만이 활성적인 자유 대류층에서의 plume 단면 질량 중심 높이 z_0 , 그리고 기계적 난류와 열적 난류가 공존하는 상태에서의 z_0 의 거리에 따른 변화가 측정되고 검토되었다. 또한 복합인 요란 수조실험에서 plume 방출후 경과 시간에 따라 체계적으로 얻은 많은 σ_z 데이터의 타당성(validity)을 검토하였다. 이 연구는 정규 분포개념에 입각한 확산 모델들의 예측성능 개선에 기여하게 될 것이다.

2. 실험 및 방법

2.1 실험장치

본 연구에 사용된 복합인 요란수조는 Willis와 Deardorff(1981, 1976, 1974) 그리고 그 외 여러 연구자들에 의해 사용되었던 열대류 수조시스템에 Thompson과 Turner(1975)의 요동격자판에 의한 혼합에 관한 보고를 참조하여, 기계적 요란을 발생시킬 수 있는 상하운동 격자판(grid plate)과 그 운동거리 및 빈도 조절장치를 장착하여 만들었다.

대류 수조 시스템은 대류 수조, 외부 가열수조, 저

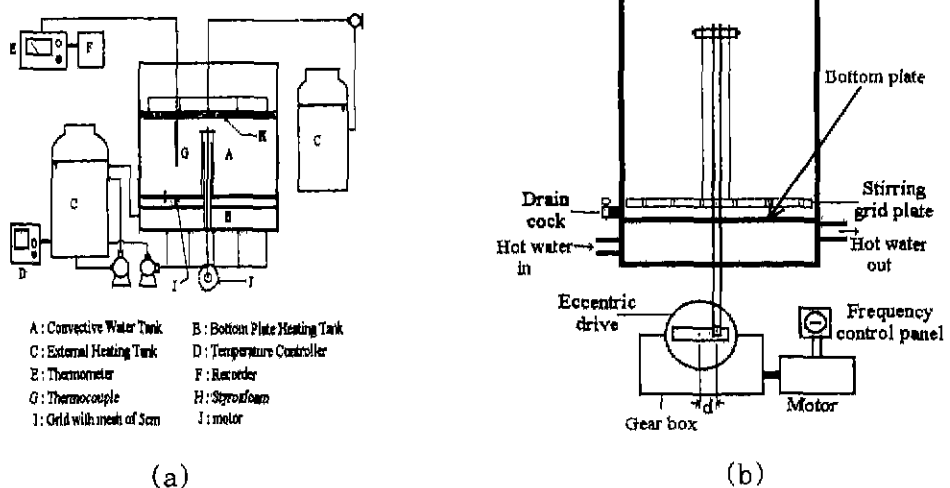


Fig. 1. Experimental apparatus set and the structure of grid plate moving system.

판 가열수조로 구성되어 있다.

대류 수조 중심에는 삼하운동 격자 판을 지지할 수 있도록 Hopfinger와 Toly(1976)의 연구를 참조하여 스텐레스製 굴대, 그리고 모터 및 편심 구동판을 설치하였다. 구동판 편심과 굴대 끝 사이의 거리 d의 두 배가 격자판의 왕복 운동 거리(stroke)가 되며, 격자 간격은 5cm이고 격자 두께는 1cm이며 격자판 재질은 PVC이다. 수조의 외곽 측면은 두께 0.7cm인 투명 유리판으로 제작함으로써 수조내의 트레이서 입자운동을 사진 촬영 가능하도록 하였다.

실제 대기 현장에서 기계적 난류의 발생이 바람과 지면조도에 기인된다는 것을 고려하여, 격자판 원점은 수조 바닥 가까이(약 0.1 z₁ 부근)에서 왕복 운동거리 1.5cm, 내지 2.8cm를 고려하여 조절하였다.

저판 가열수조의 구성에 있어서 저판 지지대를 가열수조의 물 입출(入出) 방향과 일치하게 설치하므로써 대류수조에서의 정상적인 난류 순환을 도모하였다. 또한 온수의 보온을 위하여 저판 가열수조의 바깥부분은 5cm 두께의 스티로폼으로 보호하였다.

2.2 모형 수조의 설계기준

2.2.1 유동레이리수 (flux Rayleigh number, Ra_f)

자유대류 공기층내에서의 안정도 및 흐름 양식을 결정하는 Ra_f값은 식(1)과 같이 점성력과 열 확산의 조합효과에 대한 부력의 비로 정의 된다. 기계적 난류의 물질 확산능을 파악하기 위해서는 공실험으로서 열적 난류만 생성되는 상황에서의 실험도 해야하기 때문에 Ra_f가 하나의 설계 기준이 된다.

$$Ra_f = \frac{B_0 \cdot z_1}{\nu \cdot \nu_0^2} \quad (1)$$

- 여기서 Ra_f: 유동 레이리 수
- B₀: 표면 열 유동
- z₁: 혼합고
- ν: 분자 동점성 계수 혹은 분자 확산률
- ν₀: 열 확산률

지구 대류 경계층(CBL)에서 완전난류가 형성되려면 Ra_f값이 적어도 1 × 10²² ~ 7 × 10²⁵ 이상이어야 하고, 저판 가열수조에서는 Ra_f값이 2 × 10⁸ ~ 2 ×

10¹⁴이어야 그런 현상이 생긴다(Hibberd와 Sawford, 1994). 격자판 운동 없이 열적 난류만 생성되는 상황에서도 Ra_f값이 2 × 10⁸ 이상인 조건에서 확산 실험이 수행되었다. 열적 난류와 기계적 난류가 동시에 생성되면 열적 난류만 생성되는 경우보다 B₀값이 증대된다.

2.2.2 레이놀드수 (Reynold number, Re)

점성력에 대한 관성력의 비로써 나타내어지는 대류경계층 레이놀드 수 Re는 식(2)와 같이 정의된다.

$$Re = \frac{z_1 \cdot w_0}{\nu} \quad (2)$$

여기서 w₀는 대류속도.

이 Re값은 지구 대류 경계층(CBL)에서는 약 10⁸ 정도(3 × 10⁷ ~ 5 × 10⁸)의 값이 되고(Hibberd와 Sawford, 1994), 이런 난류 현상을 대류 수조에서 모의하기 위해서는 모형에서의 Re값이 10³ 정도의 임계치를 초과해야한다(Snyder, 1981; Lenschow, 1970; Townsend, 1956). 열적 대류만 생성되는 대류수조에서는 Re값이 2 × 10³ 이상에서, 복합인 요란수조에서는 Re값이 5 × 10³ 이상에서 확산 실험이 이뤄졌다.

2.2.3 길이 및 속도 축척

큰 부력운동이 요란(turbulence)을 지배하는 혼합층은 혼합고 z₁의 0.1배로부터 0.8배까지에 걸치는 층이며, 이 층에서의 축척 요소는 혼합고 z₁, 대류속도 w, 및 온도 축척 요소 θ, 등이고 w₀와 θ₀는 식(3)과 같이 정의 되며(Hibberd와 Sawford, 1994) 기계적 난류 생성시엔 w₀값이 증대된다.

$$\begin{aligned} w_0 &= (B_0 z_1)^{1/3} \\ \theta_0 &= Q_0 / w_0 \end{aligned} \quad (3)$$

여기서 Q₀: 표면 현열 flux (= $\overline{w' \cdot \theta'}$)₀.

plume 확산 모의시 보편적인 Froud수(Fr) 축척에 의하면 속도 축척 ε_v 값이 길이 축척 ε_l의 자승근 값을 가지는 것이 바람직하나(Hibberd와 Sawford, 1994), 원래 상사법칙 ε_l · ε_v⁻² = 1은 성층화된 두 유체층에 걸쳐 문제의 현상(예; 바다에서의 선박이등)이 일어나고, Δρ/ρ ≈ 1인 경우에 해당된다. Fr = v/[g · L · (Δρ/ρ)]^{0.5}이므로 Δρ/ρ ≈ 0인 경우에는 ε_v에서 ε_l를 구하기 곤란하다. 그런데 Willis와 Deardorff

(1983)는 열적 대류를 이용한 수조실험에서 $\epsilon_t \cdot \epsilon_v^{-2}$ 값을 약 5로 취하였다. 이 연구에서는 실제 대류 경계층 혼합고 1~3km를 수조에서 약 0.45m 수심으로 모의함으로써 ϵ_t 값이 약 10^{-4} 이상 되므로 ϵ_v 값을 약 10^{-2} 으로 취하여 대류조건시 대기경계층 w_e 값 0.8~3m/s (Lenschow, 1970)를 열적 난류만 생성되는 수조에서의 1~2cm/s 범위로 모의하여 확산실험을 수행하였다.

2.2.4 수조형상

수조에서 혼합층 높이에 대한 수조 폭의 비로 정의되는 형상비를 3 이상으로 유지하는 것은 실제 대기 혼합층에서 형성되는 큰 규모渦(eddy)의 거동을 제대로 모의하는데 중요하다 (Willis와 Deardorff, 1981). 그런데 원래 수조에서의 격자판 상하운동을 통해 모의할 수 있는 대기분산은 연직방향의 것에 국한되며 (Thomson과 Turner, 1975) 본 연구에서 측정하고자 하는 것도 연직방향 분산계수 σ_z 이고 이를 계산하기 위해 수평방향 유체층별로 산포돼 있는 트레이서 입자개수를 적산하게 되므로 수심에 대한 수조폭의 비를 중요시하지 않았다. Thomson과 Turner (1975)의 외동 측정자료를 이용하기 위하여 그들이 사용했던 수조와 같은 규격인 높이 100cm, 가로 및 세로 폭 67.5cm의 수조를 제작하고, 대기층의 혼합고를 모의하는 수심을 약 45cm로 취하였다.

2.3 실험 방법 및 자료 처리

대류수조 내에 45cm 길이 만큼 1% 농도의 염수로 채우고 물 표면이 안정상태에 도달하면 균일한 분포로 구멍이 뚫린 5cm 두께의 스티로폼을 덮고 그 위에 밀도가 낮은 수돗물을 부어, 0.1 z_i 두께의 상부 역전층을 형성하였다. 그 역전층이 안정되면, 외부 가열 수조의 온수를 저판 가열 수조로 공급하여 대류수조와의 온도차 ΔT 가 15°C 혹은 20°C 되게 유지하여 대류수조내에서 열적 난류를 조성하였다. 동시에 고정된 진동 빈도 1Hz의 조건에서 격자판을 상하방향으로 진동시켜 기계적 난류를 조성하고, 대류수조와 가온수조의 온도차 ΔT , 방출고도, 그리고 격자판의 왕복운동거리 등 여러 실험 조건들의 조합별로 세번씩 실험을 수행하였다. 2.8cm보다 큰 왕복 운동 거리와 1Hz 보다 큰 진동 빈도로 격

자판을 조작하는 경우엔 고가(高架)의 역전층이 붕괴되기 때문에 대류 경계층을 모의하기 곤란하였다. 수조 내에 안정도별 ($\Delta T=15^\circ\text{C}$, 혹은 20°C), 고도별 ($z_s=0.1z_i$ 혹은, 0.2 z_i 혹은, 0.4 z_i)로 트레이서 (Dodecylbenzene, 1-Chloronaphthalene과 황색 페인트를 대류 수조내의 염수와 비중이 같도록 혼합한 것)를 방출한 후, 경과 시간에 따라 촬영한 Fig. 2와 같은 사진들을 컴퓨터로 읽어 트레이서 입자들의 공간분포 데이터를 통계처리 하였다. 열 대류수조에서 확산 실험을 수행한 바 있는 Willis와 Deardorff (1974) 등이 사용한 트레이서는 Diethylphthalate와 Mesitylene 및 페인트의 혼합물이었으나 이 화합물은 휘발성이 강해서 방출 후 시간이 경과함에 따라 트레이서 입자가 현저히 팽창함으로써 중거리 내지 장거리에 대한 대기확산 모의실험이 불가능하여 앞에서 기술한 새로운 혼합물 트레이서를 고안하여 사용하였다. 그런데 이 트레이서는 벤젠 화합물로서 실험자에게 두통을 야기하므로 강제 환기시설을 설치하였다. 이전의 데이터처리 방법은 카메라 축선에 직교하는 수조앞면에 $\Delta z=0.05z_i$ 의 층을 표시하고 각 층에 분포하는 트레이서 개수를 육안으로 적산(積算)한 뒤 이를 가중(加重)한 2차모멘트 계산을 통해 연직 방향 분산계수(σ_z)를 계산하였으나,

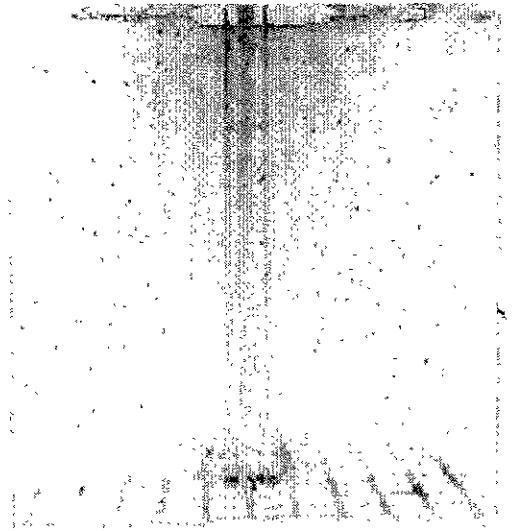


Fig. 2. Appearance of dispersed tracers and grid plate in composite turbulence water-tank.

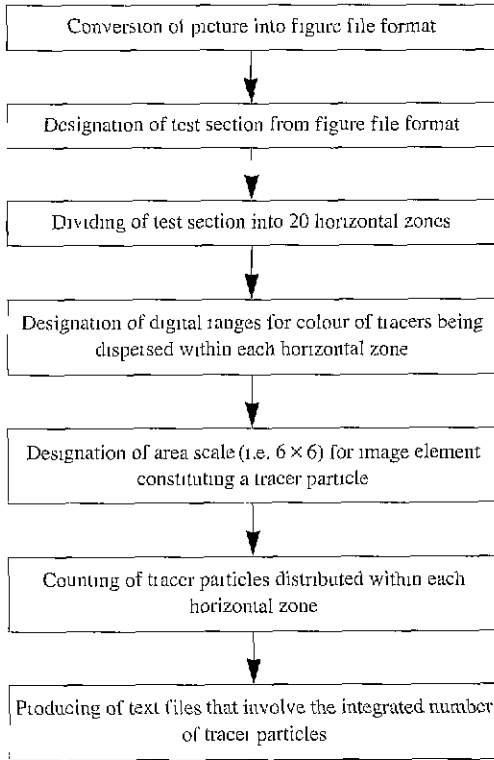


Fig. 3. Algorithm of tracer image processing program.

많은 양의 자료들을 처리하기에는 육안으로 입자개수를 일일이 헤아리는 것은 매우 긴 시간을 요구하므로 영상처리 프로그램을 개발하고 이를 적용해서 트레이서 분포 데이터를 수집하고 통계처리를 수행하였다. 영상처리 프로그램의 알고리즘은 Fig. 3과 같다.

3. 결 과

3.1 plume의 중심축 이동 변화 고찰

Fig. 3의 알고리즘에 따라 작성된 영상처리 프로그램을 사용하여 파악된 트레이서 개수 데이터를 적용해서 식 (4) 및 식 (5)로 계산한 plume 중심축 고도는 Fig. 4에 나타낸 바와 같이 가열수조와 대류수조의 온도차이 $\Delta T(^{\circ}C)$, 격자판 상하운동 빈도 1Hz 일 때의 왕복운동거리 $St(cm)$ 및 무차원 방출고도 $Z_c(=z_c/z_i, z_c$: 방출고도)의 조합별로 무차원 풍하거리 증대에 따라 상승 혹은 하강운동을 반복한 후에

$Z_c=0.4 \sim 0.6$ 범위에서 안정된다.

무차원 연직 방향 plume의 중심축 높이는 다음과 같이 정의된다.

$$Z_c = \int_0^{1.1} Z \cdot P_z dZ \quad (4)$$

$$P_z dZ = \Delta Z \int_{-\infty}^{\infty} C(X, Y, Z) dY \quad (5)$$

여기서, Z =무차원 고도 ($=z/z_i$)이다.

$P_z dZ$ 는 트레이서 입자들이 X 방향 단위 무차원 거리에 걸쳐 연직방향 $Z-\Delta Z/2$ 와 $Z+\Delta Z/2$ 사이에 머물 확률이다 (Willis와 Deardorff, 1976, 1981). $C(X, Y, Z)$ 는 무차원 농도이며 식 (6)과 같이 구해진다.

$$C(X, Y, Z) = \frac{C(x, y, z) \cdot z_i^2 \cdot \bar{u}}{s} \quad (6)$$

여기서 s 는 단위시간당 방출된 입자 개수이고 \bar{u} 는 대류경계층 평균유속이다.

$$X \left(= \frac{x}{\bar{u}} \cdot \frac{w_i}{z_i} \right), \text{ 여기서 } x/\bar{u} \text{ 값으로 트레이서 방출}$$

후 경과시간을 취함에 따른 plume 중심축 높이 Z_c 가 어느 일정한 값에 접근하기 시작하는 X_1 (단면질량 중심점 높이가 최종 안정 고도선을 두 번째 통과하는 X 값으로 정의)은 연직 방향 분산 계수 σ_z 가 어떤 최고치에 접근하기 시작하는 무차원 거리, (혹은 무차원 시간) X 값 (Fig. 6 참조)과 거의 일치한다는 것을 확인하였다. $X > X_1$ 에서 오염물질의 농도는 연직 방향으로 거의 균일하게 분포된다. 따라서 그 이상의 거리에서 단일 배출원으로 인한 대기오염 평균 농도 평가시 Gaussian plume 확산식에 혼잡고 z_i 를 분포에 놓은 식 (7)을 사용하는 것이 타당시 된다.

$$x = \frac{Q}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_y \cdot z_i \cdot \bar{u}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{y}{\sigma_y} \right)^2 \right\} \quad (7)$$

X_1 값에 대한 다변량 회귀식을 구한 결과는 식 (8)과 같다.

$$X_1 = 0.004\Delta T + 5.102 Z_c^{0.345} - 0.122 St^2 - 0.336 St + 0.744 \quad (8)$$

이 식으로 평가한 X_1 값들과 실측된 X_1 값들 사이의 상관계수 (r)는 0.79이고, 평가표준오차 (S.E.E.)는

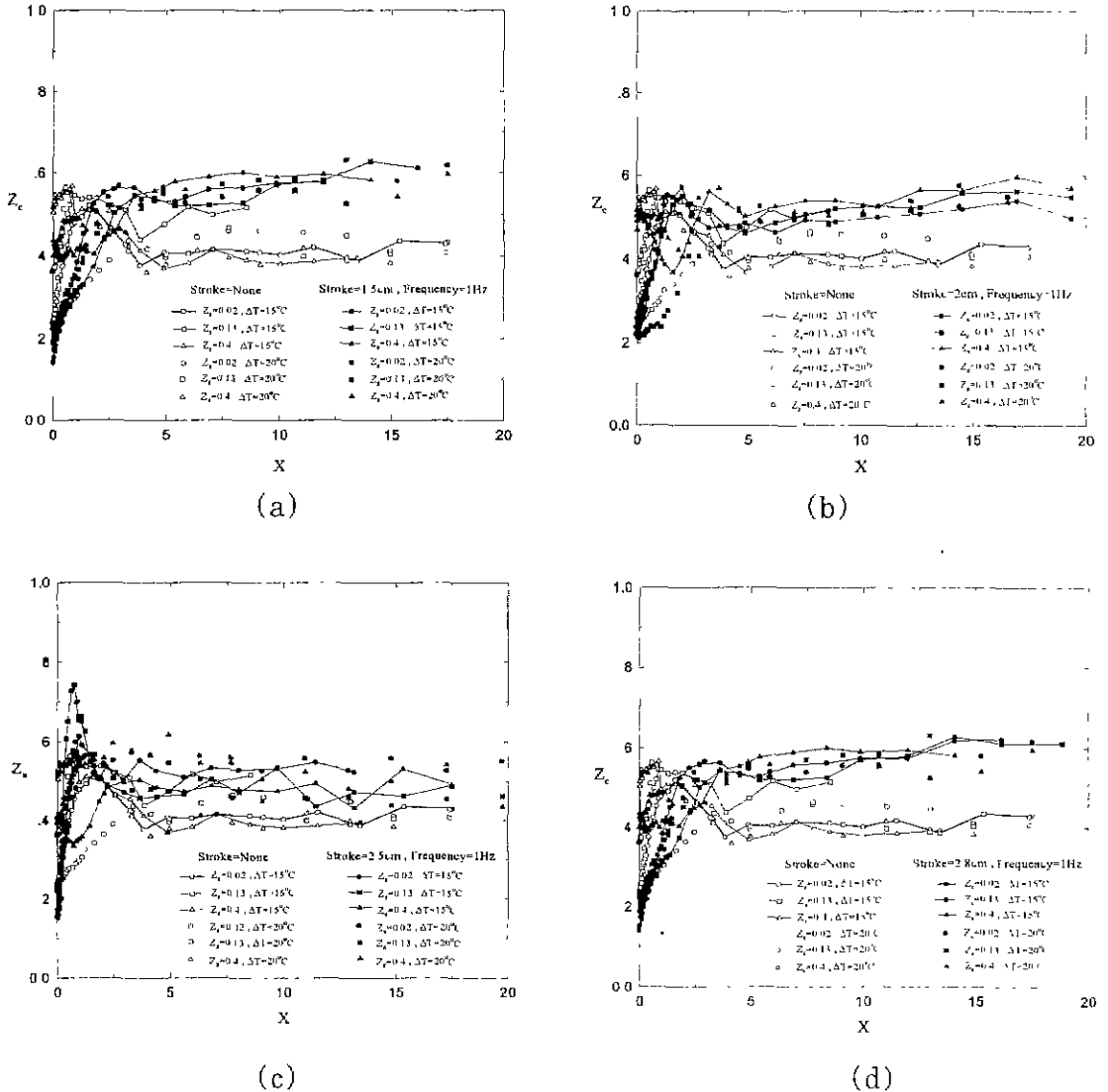


Fig. 4. Variation of dimensionless plume center height with dimensionless downwind distance X.

0.74이다. 그리고 난류강도 St 및 ΔT 와 방출고도 Z_c에 따른 X₁값의 변화범위 및 경향은 Fig. 5에 나타낸 바와 같다. 여기서 종축 방향 실선들은 X₁값의 $\pm\sigma$ (표준편차)를 나타낸 것이다. Fig. 5는 St 증대에 따라 X₁이 감소하고 또한 Z 증대에 따라서 X₁이 증가하는 경향을 보인다. 종속변수 X₁에 대해 ΔT , Z, St 등을 각각 확률변수로 놓고 주성분 분석을 하면 ΔT 에 의하여 X₁값 분산의 74%가 설명되어지고, ΔT

와 Z, 두가지 주성분에 의하여 설명되어지는 X₁값 분산의 누적분율은 94.6%였다 T에 의해 X₁ 분산의 74%나 설명되어진다는 것은 지표로부터의 열 flux가 커짐에 따라 복잡한 크기분포를 갖는渦(eddy)들이 랜덤운동을 더욱 왕성하게 하므로서 X₁이 더 작게 나타나기도 하고 더 크게 나타나기도 하는 방향으로 난류현상의 변동성이 더욱 커진다는 것을 의미한다. 그러나 식(8)과 Fig. 5(b)는 X₁값을 결정

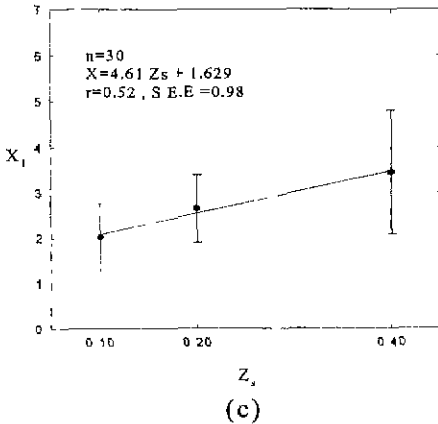
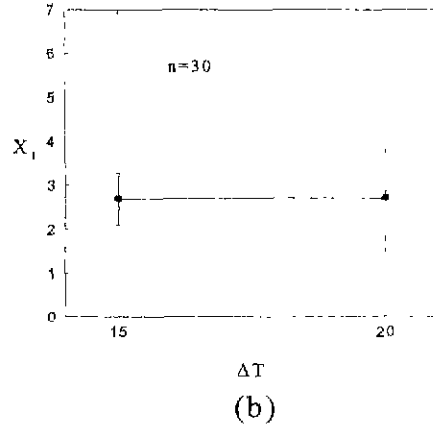
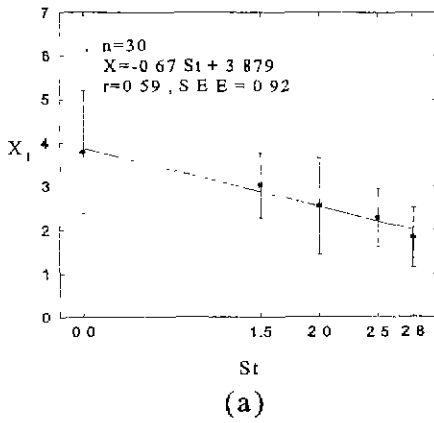


Fig. 5. Dependency of dimensionless downwind distance $X_1 (=t_1 \cdot w_c / z)$ converging finalrm Z_c on stroke St , temperature difference ΔT and release height Z_s .

함에 있어 지표로부터의 열 flux 증대가 평균적으로는 유의한 영향을 미치지 못함을 나타내고 있다.

3.2 수조에서 구한 연직 방향 분산계수 σ_z 의 타당성

박옥현과 천성남(1996)에 의하면 불안정한 대류 경계층에서 X 가 약 0.2 이하 거리 ($x \leq$ 약 1.0km)에서는 방출고 z 가 0.05 z_c 에서 0.5 z_c 로 높아질수록 σ_z 값이 커지나 x 가 1km 이상 적어도 약 20km까지의 거리에서는 방출고가 낮은 경우인 plume의 σ_z 값이 커진다고 하였고, Briggs(1992)는 CONDORS σ_z 값 자료의 중거리 ($0.07 < X < 2.8$) 회귀식 $\sigma_z/z_c = 0.6X/(1 + 5X^2)^{1/2}$ 을 만들었으나 이는 특정의 방출고도, 지형 및 날씨조건에서 측정된 연직방향 퍼짐 자료를 나타내는 것이므로 상이한 방출고도, 열적 난류 강도

및 기계적 난류강도조건에서도 적용할 수 있는 이런 형의 식 $\sigma_z/z_c = aX/(b + cX^2)^{1/2}$ 을 만들 필요가 있어 이 식의 각 계수들에 미치는 환경요소들의 영향을 검토하는 것이 이런 식의 실제적 이용을 위해 의의 있을 것으로 보인다. 이 문제에 대한 검토 결과는 다음 보고에서 다루어 질 것이다. Fig. 6은 수심 50 cm, 격자판 상하운동거리 $St=2.5$ cm, 반복운동 빈도 $F=1$ Hz, 대류수조와 가운수조의 온도차 $\Delta T=15^\circ C$, 혼합층 수온 $13^\circ C$ 일 때 $Z_c = z_c/z_i = 0.4$ 에서 방출된 plume의 퍼짐 측정결과를 CONDORS 실측자료와 비교할 수 있도록 나타낸 것이다. $Z_c=0.1$ 및 $Z_c=0.2$ 에서 방출된 plume의 무차원 거리 X 에 따른 σ_z/z_c 데이터는 CONDORS 데이터와 현저히 다른 분포를 나타내었는 바(서석진, 1999), 이는 배출원이 격자판에 가까이 위치하므로써 물질퍼짐이 격자판의 상하

운동에 직접 영향을 받기 때문인 것으로 보인다.

Fig. 3에 바탕을 둔 영상처리 프로그램과 식 (9)를 이용해서 구한 σ_z/z_i 와 현장에서 구한 Briggs의 CONDORS 데이터간에 약간의 차이를 보이는 이유는 CONDORS 확산실험의 방출고도 $Z_s=0.32$ 임에 대해 수조실험은 $Z_s=0.4$ 일때 이뤄진 것이기 때문으로 보인다.

$$\sigma_z/z_i = (\overline{Z'^2})^{1/2} = \left\{ \int_0^1 (Z-Z_c)^2 P_z dZ \right\}^{1/2} \quad (9)$$

이 차이는 난류강도의 고도 의존식인 식 (10) (Stull, 1989)에서 z 는 요란강도가 평가되는 고도, 즉 plume이 실제로 퍼져가는 비과 고도이지만 방출 후 초기단계에서의 퍼짐은 거리 x 의 1승에 비례하며 나중단계의 중거리 이상에서 x 의 0.5승에 비례하는 퍼짐보다 급속하게 이뤄지고 (Briggs, 1973), 이 초기 단계 퍼짐이 나중단계에서의 전체 퍼짐에 유의한 비중을 가지므로 이 식을 이용하여 만든 식 (10-1)의 z_1 및 z_2 를 상이한 값의 z_0 로 간주하여 σ_z 값 교정을 함으로서 Fig. 6에서 나타낸 바와 같이 수조에서 $Z=0.4$ 의 경우에 구한 σ_z/z_i 데이터와 CONDORS 확산데이터 사이의 차이는 상당히 제거될 수 있는 것 같다.

$$\left(\frac{w'}{w_*}\right)^2 = 1.8 \left(\frac{z}{z_i}\right)^{2/3} \left(1 - 0.8 \frac{z}{z_i}\right)^2 \quad (10)$$

$$\sigma_{z_2} = \sigma_{z_1} \cdot \left\{ (w'/w_*)^2_{z_2} / (w'/w_*)^2_{z_1} \right\}^{1/2} \quad (10-1)$$

또한 식 (11)에서 방출고도에 따른 A 및 B값의 결정식을 제안한 박옥현과 천성남(1996)의 식 (11-1)~(11-3)을 적용한 결과를 Fig. 6에 함께 나타내었다.

$$\sigma_z/z_i = AX^B \quad (11)$$

$$A = 0.76 - 0.60 Z_s, \quad B = 1.18 - 0.81 Z_s \quad (X < 0.5 \text{인 경우}) \quad (11-1)$$

$$A = 0.58 - 0.66 Z_s, \quad B = 0.95 - 1.28 Z_s \quad (0.5 < X < 1.0 \text{인 경우}) \quad (11-2)$$

$$A = 0.55 - 0.58 Z_s, \quad B = -0.01 + 0.02 Z_s \quad (X > 1.0 \text{인 경우}) \quad (11-3)$$

식 (11)은 열적 난류가 지배적인 대류수조에서 구해진 것이므로 이 식을 적용하여 복합인 난류 수조

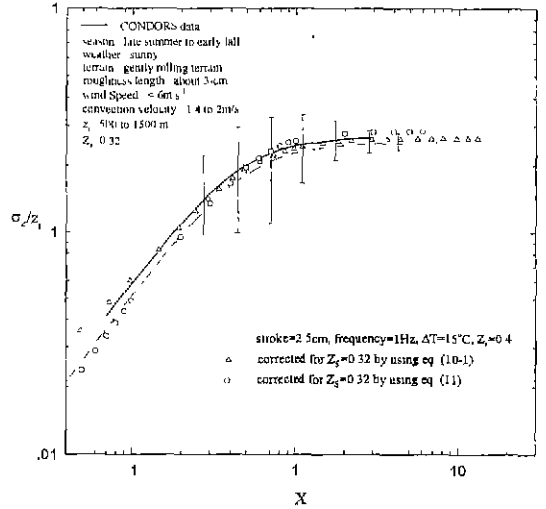


Fig. 6. Comparison of CONDORS vertical dispersion data and water tank experiment data.

에서 구한 σ_z/z_i 자료를 $Z_s=0.32$ 인 경우의 값으로 환산한 결과는 열적 난류와 역학적 난류가 공존하는 현장 근거리에서의 CONDORS 자료보다 현저히 작은 것 같다. 그러나, 기계적 난류가 σ_z 값에 미치는 영향이 중거리로 접근함에 따라 점차 감소되므로 (서석진, 1999), 식 (11)을 적용해서 방출고도에 대해 교정한 수조 σ_z/z_i 데이터가 대기현장에서 구한 그것과 거의 같아지는 것 같다.

4. 결 론

1) plume 중심축 무차원 높이 Z_g 가 최종 안정 고도에 접근하기 시작하는 무차원 거리, 혹은 무차원 시간 X_1 (plume의 완전혼합이 시작되는 풍하거리)은 격자 판의 상하 왕복운동거리 St (cm), 무차원 방출 고도 Z_s 그리고 가열수조와 대류수조와의 온도차 ΔT (°C) 등의 다변량 회귀식으로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$X_1 = 0.0039\Delta T + 5.1022 Z_s^{0.345} - 0.1219 St^2 - 0.3362 St + 0.7444$$

2) X_1 값들의 변동에 대해 주성분 분석을 해본 결과 ΔT 가 가장 주된 성분이며, ΔT 와 Z_s 에 의하여 X_1 값 분산치의 약 95%가 설명될 수 있음을 확인하였

다.

3) 복합인 요란수조에서 측정된 σ_z 값들을 상사 법칙을 적용하여 실제 규모로 환산하고, σ_z/z_0 의 고도 의존식 $\sigma_z/z_0=AX^B$, (여기서 A, B는 Z_0 의 함수)을 적용해서 방출고도가 다른 경우에 σ_z/z_0 값을 교정하여 이들을 실제 대류 경계층 대기에서 측정된 σ_z 값들과 비교함으로써 복합인 요란 수조를 이용한 중거리 (10~100 km) σ_z 측정의 타당성이 입증되었다. 완만한 기복이 있고, 조도길이가 3 cm 정도인 구릉지역에 약한 불안정조건이 형성된 실제 대기현장에서 실측한 CONDORS σ_z 데이터를 모의하기 위한 복합인 요란수조 조작조건은 수심 50 cm, $\Delta T=15^\circ\text{C}$, 두께 1 cm이고 매쉬 간격 5 cm인 격자판의 상하 운동 빈도 $f=1\text{ Hz}$ 일때 진폭 $St=2.5\text{ cm}$, 길이 축적 $1/3,000$ 이다.

4) 요란강도의 고도의존식을 이용하여 plume의 σ_z 값을 상이한 방출고도에 대해 교정하는 것이 가능한 것 같다.

사 사

이 연구는 1996년 한국과학재단 지원 특정기초 연구과제 “복잡한 지형에서의 대기확산에 관한 연구” (No. KOSEF 96-0601-03-01-3) 제 1세부과제이며, 연구비를 지원하여 준 한국과학재단에 감사드립니다.

참 고 문 헌

박옥현, 정상진 (1991) 대류 경계층내에서 plume의 연직 방향 분산계수의 방출고도에 따른 변화, 대한환경공학회지, 13, 101-112.
 박옥현, 천성남 (1996) 대류 경계층에서 부력성 plume의 확산에 관한 실험적 연구, 대한환경공학회지, 18, 613-625.
 서석진 (1999) 複合因 擾亂水槽를 이용한 中距離 鉛直方向 대기확산에 관한 실험적 연구, 공학석사 학위논문 부산대학교.
 Briggs, G.A (1973) *Diffusion Estimates for Small Emissions*, Publ ATDL-106, Environmental Research La-

boratory, NOAA., Oak Ridge, Tennessee.
 Briggs, G.A (1992) Plume dispersion in the convective boundary layer. Part II: Analyses of CONDORS field experiment data. *J. App. Met.*, 32, 1388-1425.
 Hibberd, M.F. and B.L. Sawford (1994) Design criteria for water tank models of dispersion in the planetary convective boundary layer. *Boundary Layer Met.*, 67, 97-118.
 Hopfinger, E.J. and J.A. Toly (1976) Spatially decaying turbulence and its relation to mixing across density interfaces. *J. Fluid Mech.*, 78, 155-175.
 Lenschow, D.H. (1970) Airplane measurements of planetary boundary layer structure, *J. App. Met.*, 19, 509-532.
 Murota, A. and K. Michioku (1986) Vertical mixing process in thermally stratified system induced by combined action of mechanical and thermal stirring, Paper of 5th Congress, Asian and Pacific Regional Division, International Association for Hydraulic Research, Seoul, 18-20 Aug.
 Snyder, W.H. (1981) *Guideline for Fluid Modeling of Atmospheric Diffusion*, EPA Report 600/8-81-009, U.S. Environmental Protection Agency, Research Triangle Park, NC., pp.17-20.
 Stull, R.B. (1989) *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers.. London., pp. 161.
 Thomson, S.M. and J.S. Turner (1975) Mixing across an interface due to turbulence generated by an oscillating grid, *J. Fluid Mech.*, 67, 349-368.
 Townsend, A.A. (1956) *The Structure of Turbulent Shear Flow*, Cambridge Univ Press, England., pp. 315.
 Willis, G.E. and J.W. Deardorff (1974) A laboratory model of the unstable planetary boundary layer, *J. Atm. Sci.*, 31, 1297-1307.
 Willis, G.E. and J.W. Deardorff (1976) A laboratory model of diffusion into the convective planetary boundary layer, *Q. J. R. Met. Soc.*, 102, 427-445
 Willis, G.E. and J.W. Deardorff (1981) A laboratory study of dispersion from a source in the middle of the convective mixed layer. *Atm. Env.*, 15, 109-117.
 Willis, G.E. and J.W. Deardorff (1983) On plume rise within a convective boundary layer, *Atm. Env.*, 17, 2435-2447