

이상적인 중립 대기경계층에서 고밀도가스의 확산예측을 위한 라그랑지안 확률모델

A Lagrangian Stochastic Model for Dense Gas Dispersion in the Neutrally-stratified Atmospheric Surface Layer

김 병 구 · 이 창 훈*

연세대학교 기계공학과

(2005년 7월 18일 접수, 2005년 10월 6일 채택)

Byung-Gu Kim and Changhoon Lee*

Department of Mechanical Engineering, Yonsei University

(Received 18 July 2005, accepted 6 October 2005)

Abstract

A new dispersion model for dense gas is constructed in the Lagrangian framework. Prediction of concentration by the proposed model is compared with measure data obtained in the experiment conducted in Thorney Island in 1984. Two major effects of dense gas dispersion, gravity slumping and stratification effect, are successfully incorporated into LDM (Lagrangian dense gas model). Entrainment effect is naturally modelled by introducing stochastic dispersion model with the effect of turbulence suppression by stratification. Not only various releasing conditions but also complex terrain can be extended to, although proposed model is appropriate for flat terrain.

Key words : Dense (Heavy) gas dispersion model, Thorney Island experiment, Lagrangian stochastic model, Gravity slumping

1. 서 론

지난 십여 년 동안 위험물질의 사용량이 증가함에 따라 이에 따른 사고위험 또한 급격히 증가하고 있다. 1976년 Seveso (Italy)에서의 dioxin 누출, 또는 1984년 Bhopal (India)에서의 methyl isocyanate 누출과 같이 위험물질이 누출되면 인간과 환경에 커다란 피해를 주게 된다. 산업현장에서 많이 사용되는 가연

성이거나 유독성분인 위험물질은 상당수가 고밀도가스이며 대기중에 누출되었을 경우 증기운을 형성하며 확산된다. 따라서 위험물질의 누출사고가 흔히 일어나지는 않지만 사용자는 그 물질이 누출되었을 경우 일어날 수 있는 현상에 대해서 미리 파악할 수 있어야 한다.

고밀도가스 누출의 경우 일반적인 오염물질에 해당하는 추적자(passive particle)의 확산과는 달리 중력의 영향과 밀도에 의한 성층화(stable stratification)의 추가적인 현상(Hunt *et al.*, 1983)이 나타나게 되므로 일반적인 오염물질의 확산보다 더 복잡한 양상

*Corresponding author.

Tel : +82-(0)2-2123-2846, E-mail : clee@yonsei.ac.kr

을 보인다. 지금까지 널리 쓰이는 상자모델(box model)에 의하면 고밀도가스의 확산은 각 과정에서 우세하게 나타나는 현상을 세단계로 나누어 gravitational slumping, entrainment, passive scalar의 위상(phase)으로 분류된다. 지금까지 개발되고 널리 쓰이는 상자모델에는 SLAB, HEGADAS/HEGABOX, DEGADIS, IIT 등이 있으며, 국내에서는 SLAB을 이용한 연구가 김아름 등(2002)에 의해 진행된 바 있다. 기존의 상자모델에서는 한 위상에서 다음 위상으로의 변위 시점을 정확하게 결정하는 것이 모델의 중요한 부분이었다. 그러나 이러한 인위적인 위상의 분류는 현상을 설명하기 위해 편의상 도입된 것이다. 예로서 HEGABOX 모델은 중력침하를 고려하기 위해 도입된 HEGADAS 모델의 전처리모델로서, 중력침하 단계와 그 뒤의 위상을 연결하기 위해서 모델상수를 결정하는 것은 종종 물리적 근거가 부족할 수도 있다(Mohan *et al.*, 1995). 최근에는 Mohan *et al.* (1995)의 IIT 모델이 개발 되었으며 Thorney Island의 순간 누출 실험에 대한 확산예측에 성공적으로 적용되었으나, 앞에서 기술한 상자모델로서의 단점을 지니고 있다. Thorney Island 실험에 대한 설명은 4장과 표 1을 참조할 수 있다.

최근 몇 년동안, 특히 경계층에서 난류확산이나 오염물질의 확산을 예측하기 위한 도구로서 라그랑지안 모델이 점차 효과적인 방법으로 발전되고 있다(김석철, 2003; 구윤서, 1999). 그러나 이러한 라그랑지안 확산모델은 중력의 영향을 크게 받는 고밀도 가스의 확산에는 거의 적용되지 못하였다. Gopalakrishnan *et al.* (1997)은 중력 및 entrainment 효과를 받는 증기운의 확산을 예측하기 위한 라그랑지안 모델을 개발하였으나 공기보다 근소하게 무거운 기체에 대한 모델로서 일반적인 고밀도가스의 확산에 적용하기에는

무리가 있다.

초기의 중력침하 뿐만 아니라 밀도구배에 의한 성층화 역시 추적자확산과의 큰 차이점으로 작용한다. 이러한 밀도구배 또는 온도구배 때문에 발생하는 성층화의 결과로 난류혼합이 급격하게 감소하거나 완전히 소멸될 수도 있다(Briggs *et al.*, 2001; Ohya, 2001; Snyder, 2001). 난류확산의 감소는 entrainment의 감소와 밀접한 관련이 있다. 본 연구에서는 인위적인 위상변화를 구분하지 않고 성층화효과를 모델에 구현하고, 중력 및 entrainment 효과를 접촉시킨 새로운 라그랑지안 고밀도가스 확산모델(Lagrangian dense gas dispersion model, 이하 LDM)을 개발하였다. 또한 기존의 실험결과와의 비교를 통해 모델을 검증하였다.

2. Model Formulation

유체입자의 라그랑지안 속도는 $U_i = \langle U_i \rangle + u_i$ 로 쓸 수 있다. 여기서 $\langle U_i \rangle$ 와 u_i 는 각각 그 위치에서 유동의 평균속도와 섭동성분(fluctuating velocity)을 의미한다. 고밀도가스가 누출되는 경우 중력가속도가 확산에 미치는 영향이 매우 크다. 중력에 의해 발생하는 속도 성분을 추가하면 유체입자의 속도는

$$U_i = \langle U_i \rangle + \hat{u}_i + u_i \quad (1)$$

이 되고, 입자의 위치는 속도를 적분하여 얻을 수 있다. 즉

$$dX_i = U_i dt \quad (2)$$

여기서 \hat{u}_i 은 중력에 의해 발생하는 수평방향과 수직방향의 속도성분을 의미하며, 각 방향으로 spreading 속도와 slumping 속도로 지칭한다.

2.1 평균속도

초기에 정지해 있는 고밀도가스가 방출되었을 경우 주변공기와 혼합됨에 따라 밀도가 감소하며 주변 유동에 의해 가속된다. 따라서 추적자의 확산과 대비되는 초기 관성의 효과가 지속되는 시간을 추정해야 할 필요가 있다(Hunt, 1983). 본 연구에서는 증기운의 평균속도는 주변유동에 의해서만 생성되는 것으로 가정하였으며 모델의 단순성을 위하여 정확한 운

Table 1. Details of Thorney Island trials.

Trial number	Wind speed (m/s)	Pasquill stability category	Initial relative density	Number of gas sensor responded to gas
08	2.4	D	1.63	73
11	5.1	D	1.96	26
13	7.5	D	2.00	47
15	5.4	C/D	1.41	38
16	4.8	D	1.68	45
18	7.4	D	1.87	60

동량 방정식을 이용하지 않고 아래와 같이 Puttock (1987)의 반경험식을 사용하였다.

$$\langle U \rangle = \left(C_I + \frac{1 - C_I}{1 + R_i^*} \right) \langle U \rangle_a \quad (3)$$

여기서 $\langle U \rangle_a$ 는 입자위치에서 주변속도이고 모델 상수 C_I 는 0.7일 경우 가장 실험치와 근접한 결과를 얻을 수 있었다. 이 값은 Puttock (1986)에 의해 제시된 값과 일치하며 Puttock (1987a)에 의해 제시된 0.8과도 근사한 값이다.

R_i^* 는 마찰속도 (friction velocity)로 정의되는 Richardson 수로서 아래와 같다.

$$R_i^* = \frac{g'H}{u_*^2}, g' = g \frac{\rho - \rho_a}{\rho_a} \quad (4)$$

여기서 g', H, ρ_a 와 u_* 는 각각 reduced gravity, 증기운 높이, 공기밀도와 마찰속도이다. 이상중립층 (ideal neutral surface layer, INSL)인 경우 대기경계층의 평균풍속은 다음의 관계식으로 잘 묘사된다.

$$\langle U \rangle_a = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \quad (5)$$

여기서 $\kappa (= 0.41)$ 과 $z_0 (= 1 \text{ cm})$ 는, 각각 von Kármán 상수와 지면의 거칠기 길이이다.

2.2 중력의 효과

고밀도가스의 초기 누출단계에서 가장 우세한 위상/과정 (phase/process)은 주변공기와의 밀도차이에 의해 발생하는 중력침하이다 (Britter, 1989). 누출시 증기운의 하단부분이 지면과 접촉하고 있을 경우 증기운 내부의 압력은 정수압 (hydrostatic) 가정에 의해 얻을 수 있다. 즉, 증기운의 위에서 아랫방향으로 적분하면 다음과 같이 압력을 얻을 수 있다.

$$P = - \int_H^z dP = - \int_H^z (\rho - \rho_a) g dz \quad (6)$$

얻어진 압력 차이에 의해 지면과 평행한 방향으로 발생하는 속도 성분은 아래 식으로 얻는다.

$$\frac{d\hat{u}_{E,i}}{dt} = - \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dx_i} + v_T' \frac{\partial^2 \hat{u}_{E,i}}{\partial x_i \partial x_j} \text{ for } i = 1, 2 \quad (7)$$

아래첨자 E 는 첨자가 사용된 변수가 오일러리안

임을 나타낸다. 지표면 근처에서의 난류에 의한 저항을 모델링하여 $\nabla^2 \hat{u}_{E,i} \cong -\hat{u}_{E,i}/z^2$ 이 되며, 다시 쓰면

$$\frac{d\hat{u}_{E,i}}{dt} = - \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dx_i} - v_T \frac{\hat{u}_{E,i}}{z^2} \text{ for } i = 1, 2 \quad (8)$$

이 된다. 여기서 v_T 와점성계수 (eddy viscosity)로서 다음과 같은 모델을 사용하였다.

$$v_T = c_\mu k^{1/2} z \quad (9)$$

여기서 $c_\mu (= 0.2)$ 와 $k (= u_i u_i / 2)$ 는 각각 모델상수와 난류운동에너지 (turbulent kinetic energy)를 나타낸다. 여기서 \hat{u}_i 는 총속도가 아닌 순전히 압력차이에 의해 서만 발생하는 속도성분임을 상기할 필요가 있다. 중력에 의해 발생하는 수직방향의 속도, 즉 침하속도는 연속방정식으로부터 얻을 수 있다. 즉

$$\hat{w}_E = - \int_0^z \left(\frac{\partial \hat{u}_E}{\partial x} + \frac{\partial \hat{v}_E}{\partial y} \right) dz \quad (10)$$

입자의 속도 \hat{u}_i 는 각 입자의 위치에서 오일러리안 속도 $\hat{u}_{E,i}$ 를 내삽하여 얻는다.

2.3 섭동속도

섭동속도는 다음의 Langevin 방정식으로부터 얻는다.

$$du_i = a_i dt + \sqrt{C_0 \epsilon} dW_i \quad (11)$$

위 식에서 a_i 는 표류항 (drift), ϵ 은 난류 소산율, $C_0 (= 4)$ 는 Kolmogorov 상수, dW_i 는 Wiener 과정의 증분이며 평균이 0이고 분산이 dt 인 가우시안분포에서 뽑은 무작위수이다. 잘 알려진 Thomson (1987)의 균질혼합조건에 의해 표류항 a_i 는 Fokker-Plank 방정식으로부터 얻어진다.

속도의 가우시안 확률분포와 균질한 난류의 가정을 적용하면 Fokker-Plank 방정식은 1차원 문제가 되며, 균질혼합조건을 만족하는 가장 단순한 형태의 표류항 a_i 는 다음과 같이 구해진다.

$$a_i = - \frac{C_0 \epsilon}{2 \langle u_i^2 \rangle} u_i \quad (12)$$

지면상태가 어느 정도 평탄하고 균일하다면 중립 조건이 아닌 경우에도 지면근처에서의 속도분포는 식 (5)에 의해서 잘 묘사될 수 있다 (Blackadar,

1997). 본 연구에서는 중립조건에 적용할 수 있는 확산모델을 개발하였다.

고밀도가스의 확산에서 안정성층에 의한 효과는 중력에 의한 유동과 더불어 확산현상을 추적자의 확산과 비교되게 하는 주된 요인이다. 이러한 안정성층의 효과로 인해 확산특성 뿐만 아니라 대기경계층의 난류구조 또한 변하게 된다. 안정성층유동에서 레이놀즈 응력은 flux Richardson 수에 따라 변화함이 Gibson and Launder (1978)에 의해 밝혀진바 있다. Zhu *et al.* (1998)은 고밀도가스 유동에서 유동방향 및 수직방향의 난류량이 크게 감소함을 보였으며, gradient Richardson 수가 1보다 큰 경우에도 난류가 여전히 존재함을 보고하였다. 이 결과는 난류의 완전한 감소, 즉 층류화(laminarization) 된다는 기존의 연구결과와는 일치하지 않는다. 그 외 많은 풍동실험에서 난류의 감쇠가 보고되었다(Briggs *et al.*, 2001; Snyder, 2001).

한편, 고밀도 증기운의 내부에서 난류구조의 변화를 가장 잘 설명하는 파라미터는 local gradient Richardson 수이다(Ohya, 2001; Zhu *et al.*, 1998; Ohya *et al.*, 1997). 안정성층유동에서 난류운동에너지, 소산율 및 수직방향 응력 등을 포함하는 난류의 감쇠효과를 모사하기 위하여 Deaves (1983)의 단순한 방법을 사용하였다. Zhu *et al.* (1998)의 연구에 따르면 감쇠되는 섭동속도의 수직방향 성분은 local gradient Richardson 수로서 잘 표현될 수 있다.

$$\sigma_w^s = \sigma_w \left(1 - \left(\frac{P_1 Ri}{P_2 + Ri} \right) \right) \quad (13)$$

여기서

$$Ri = \frac{N^2}{\left(\frac{d\langle u \rangle_a}{dz} \right)^2}, \quad N = \left(-\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \right)^{\frac{1}{2}}$$

여기서 σ_w^s 는 증기운 내부에서 감쇠된 수직방향 섭동속도의 rms (root mean square) 값이며 σ_w 는 주변대기의 rms이다. $P_1 (=0.56)$ 과 $P_2 (=0.65)$ 는 모델 상수이다. 수평방향 난류의 감쇠는 수직방향 감쇠에 비례하도록 하면 다음과 같다(Caughey *et al.*, 1979).

$$\sigma_u^s = \frac{a}{c} \sigma_w^s, \quad \sigma_v^s = \frac{b}{c} \sigma_w^s \quad (14)$$

소산율도 속도 rms와 비례하여 감쇠한다고 가정하면 아래와 같이 주어진다.

$$\varepsilon^s = \varepsilon \left(1 - \left(\frac{P_1 Ri}{P_2 + Ri} \right) \right) \quad (15)$$

위에서 언급한 바와 같이 난류량의 감쇠는 벽(지면)으로부터의 거리 보다는 Ri 수로서 더 잘 설명된다. 배경유동의 섭동속도 $\langle u_i^2 \rangle$ 와 소산율에 대해서는 잘 알려진 다음의 관계식을 이용할 수 있다.

$$\sigma_u^2 = a^2 u_i^2, \quad \sigma_v^2 = b^2 u_i^2, \quad \sigma_w^2 = c^2 u_i^2, \quad \varepsilon = \frac{u_i^{*3}}{\kappa z} \quad (16)$$

여기서 $a = 2.39, b = 1.29, c = 1.25$ 이다(Zannetti, 1990).

3. Numerical Method

3.1 Moving Grid System

모델의 계산에 사용되는 오일러리안 값들을 구하기 위하여 그림 1과 같은 moving local grid를 도입하였다. 증기운의 3방향의 최소, 최대위치를 경계로 하는 균일한 간격의 격자계를 사용하였다. 초기 증기운은 지면에 닿아있고 입자는 지면을 투과할수 없기 때문에 수직방향의 최소 위치는 항상 거칠기길이 z_0 에 해당한다. 증기운의 초기형상은 Thorney Island의 실험과 일치하도록 입자들이 실린더 형상의 내부에 무작위로 분포되어 통계적으로 균일한 밀도분포를 이루도록 하였다. 격자는 매 스텝마다 갱신되며, 확산 문제의 특성상 격자의 전체 부피는 항상 증가하며

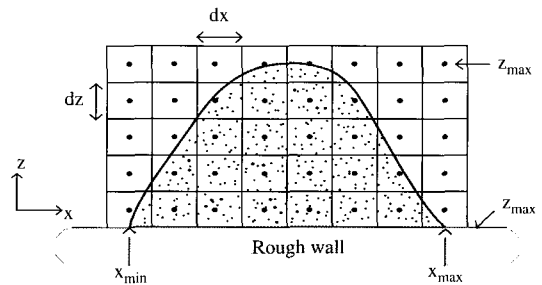


Fig. 1. Two dimensional schematic of local moving grid system. Grid system for y direction is identical with x direction.

증기운과 함께 격자계도 이동하게 된다.

본 연구에서 입자의 질량과 부피는 일정하며, 격자 cell의 밀도는 cell 내부 입자의 전체 질량을 cell 부피로 나눔으로서 구할 수 있다. 이때 각 cell의 질량에는 고밀도가스의 질량 뿐만 아니라 공기의 질량도 포함된다. 식 (7)에서 나타나는 모든 오일러리안 값 $(\frac{dP}{dx}, \rho, \nabla^2 \bar{u}_{E,i})$ 은 격자점에서 구해지며, 라그랑지안 값은 각 입자의 위치에서 오일러리안 값을 내삽함으로써 구할 수 있다.

3.2 Concentration Estimation Method

농도는 단순히 cell 내부의 입자개수를 셈으로써 얻을 수 있다. 하지만 이 방법으로 만족할 만한 농도를 얻기 위해서는 매우 많은 입자를 사용해야 하며, 이는 계산시간과 비용이 증가하는 단점으로 이어진다. 구윤서(1999)와 Hurley (1994)는 적은 개수의 입자를 사용하면서도 정확한 농도분포를 얻을 수 있음을 보였다. 본 연구에서는 Hurley (1994)의 Partpuff 방법을 사용하였다. 각 시간스텝에서 입자를 puff로 간

주하고 그 반경은 다음과 같이 계산된다.

$$d\sigma_i^2 = 2 \langle u_i^2 \rangle T_{L,i} dt \left(1 - \exp\left(-\frac{t+dt/2}{T_{L,i}}\right) \right) \quad (17)$$

입의의 점에서 농도는 각각의 입자들이 기여하는 농도를 합침으로서 구할 수 있으며 지면에서 반사되는 농도를 고려하였다.

3.3 Numerical Algorithm

시간간격 Δt 의 크기는 다음과 같이 초기값으로 주어지는 Δt 와 CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) 조건을 사용하여 결정하였다. 그리고 시간스텝 Δt 동안의 오일러리안 값은 일정하다고 본다. 실린더 형태의 고밀도가스가 중력에 의해 붕괴가 시작되는 초기단계에서, 밀도의 비연속적 분포로 인해 압력구배 $\frac{dP}{dx}$ 가 매우 큰 값을 가지게 되는데 이는 비 물리적인 현상으로서 매우 큰 가속도를 유발하게 된다. 이러한 현상을 억제하기 위하여 첫 시간간격에서의 Δt 는 충분히 작은 10^{-5} sec에서 시작하여 점차적으로 증가시켰으

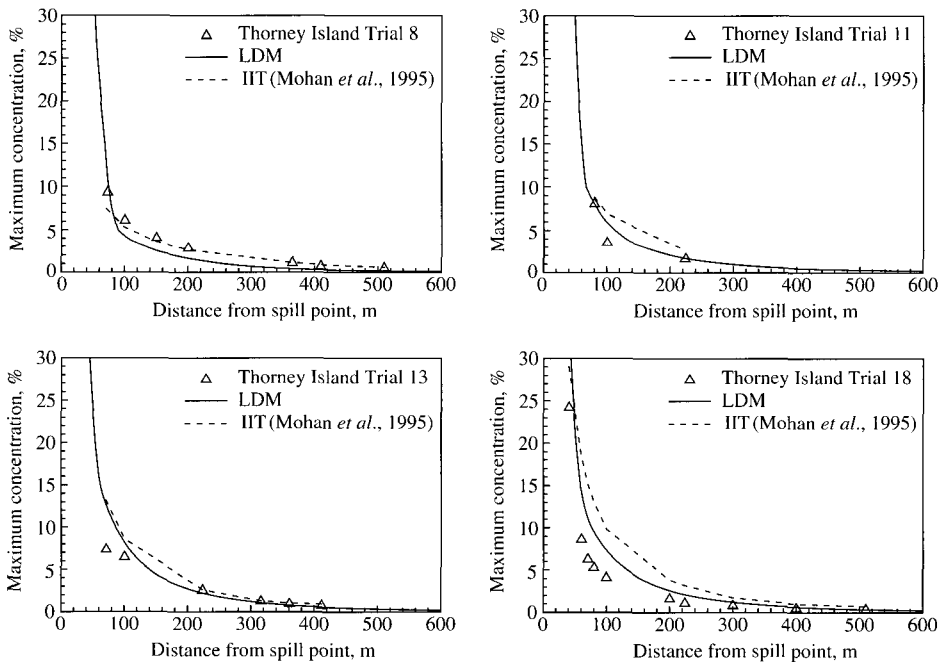


Fig. 2. Peak concentration (mol %) measured at 0.4 m height along the centerline of streamwise direction. The model predictions are plotted to make a comparison between D class.

며 최대값은 아래의 CFL 조건으로 결정된다.

$$C = \text{MAX} \left[\frac{U_{\text{max}} \Delta t}{\Delta x}, \frac{V_{\text{max}} \Delta t}{\Delta y}, \frac{W_{\text{max}} \Delta t}{\Delta z} \right] \quad (18)$$

여기서 $U_{\text{max}}, V_{\text{max}}, W_{\text{max}}$ 는 모든 셀에서 각 방향의 최대속도이다. 상수 C 는 본 연구에서는 비교적 작은 0.5로 선택하였으나 더 큰 값($C=2$)에서도 증가운 확산의 거동을 재현하는데 충분하였으며 통계적으로도 동일한 결과를 얻을 수 있었다. 시간간격 Δt 는 식 (2), (11)을 적분하기 위하여 더 작은 시간스텝 Δs 로 이루어진다. 즉 $\Delta s = \text{Min}(\Delta t, 0.01T_{L,3})$ 으로 주어지며, 여기서 $T_{L,3} = 2 < u_j^2 > / C_0 \epsilon$ 은 라그랑지안 적분시간스케일이다.

4. 계산결과 및 모델 검증

앞에서 언급한 바와 같이 INSL (ideal neutral surface layer) 조건을 가정하였다. 입자위치에서 평균

속도는 식(5)로 주어지며, 섭동속도는 식(16)을 만족하도록 하였다. 모델의 실행 결과는 Thorney Island에서 수행되었던 실험결과와(Brighton, 1987; Puttock, 1987a, b; McQuaid, 1983) 비교하였다. Thorney Island에서는 다음과 같은 확산실험이 행하여졌다. 비행장으로 사용되던 거칠기 길이가 약 1cm인 평탄한 지형에서 고밀도가스가 저장되어있는 직경 14 m, 높이 13 m, 부피 2,000 m³ 실린더형상의 텐트가 순간적으로 해체되어 가스의 중력침하와 확산이 뒤따르게 된다. 원래의 실험은 경계층 유동의 상류와 하류방향에 장애물이 설치된 경우까지 실행되었으나 본 연구에서는 장애물이 없는 경우의 중립조건일 때 수행된 실험 데이터만을 사용하였다. Phase I(장애물이 없는 경우)에서 각 실험의 상세한 기상상태 및 고밀도가스의 밀도를 표 1에 나타내었다.

4.1 최대농도 및 농도의 시간변화

그림 2에 안정도 등급이 D인 경우에 대하여 증기운의 중심에서 측정/계산된 최대농도를 풍하거리로

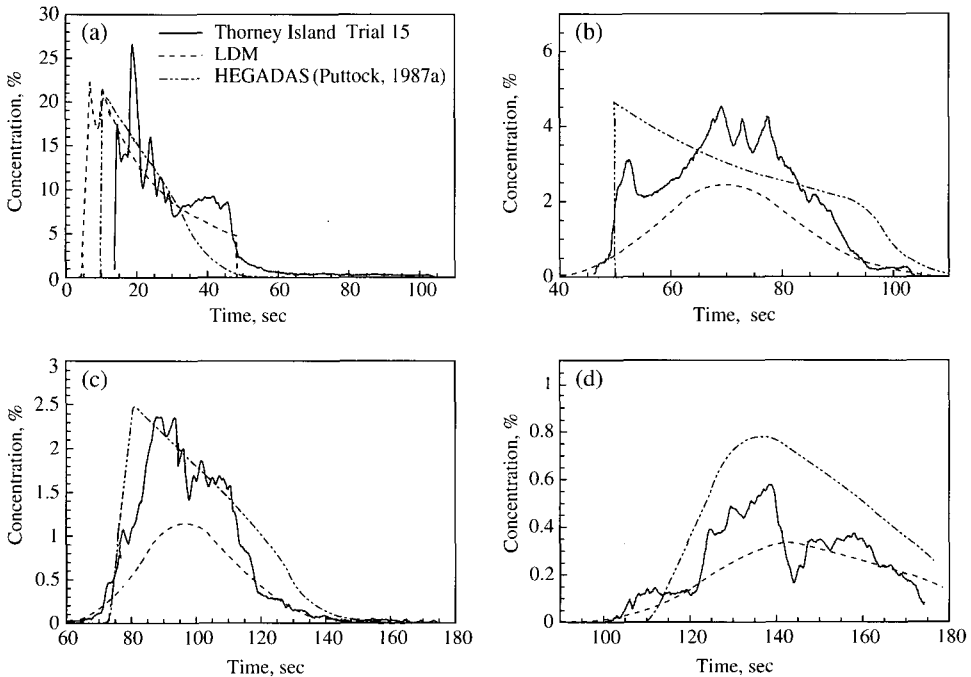


Fig. 3. Time series of concentration obtained at 0.4 m height on the cloud centerline at distance from the spill point. Experiments and model results are shown for 50 m (a), 200 m (b), 300 m (c) and 500 m (d).

나타내었다. 이때 측정/계산된 높이는 지면으로부터 0.4 m 이다. IIT 모델의 경우 Trial 8을 제외한 경우에 100 m~200 m 구간에서 LDM보다 과대평가하는 경향을 보이고 있다. 반면 Trial 11, 13, 18의 경우에는 LDM의 농도예측이 더 정확하게 나타남을 볼 수 있다.

그림 3은 고정된 네 지점에서 (50 m, 200 m, 300 m, 500 m) 농도의 시간변화를 나타낸다. 관성의 영향으로 인해 초기 정지되어있는 증기운이 배경유동의 속도로 가속되기 위해서는 h_0/U 에 비례하는 시간이 (Hunt *et al.*, 1983) 필요하게 된다. 따라서 추적자가 하류지점에 도달하는 것보다 긴 시간이 필요하게 된다. 그림 3(a)에서 증기운의 도착시간이 실험보다 약간 빠르기는 하지만 관성효과가 본 모델에서 잘 구현되고 있음을 알 수 있다. 그림의 실험결과는 C/D 등급으로서 비중립인 경우에 대한 것이나 중립에서 크게 벗어나지 않으며 단지 관성효과를 나타내기 위한 목적으로는 적합하다고 판단된다. 그 외의 지점에서 도 증기운의 도달시간 및 최대값을 상당히 정확하게 예측함을 볼 수 있다. 그림 3의 50 m, 200 m의 결과에서 HEGABOX/HEGADAS 모델의 경우 매우 급격한 농도의 증가와 감소를 보이는데 이는 실험결과와는 상반되는 결과이다. 급격한 농도변화의 이유는 확산 초반부에 top hat 농도분포를, 후반부에는 exponential 분포를 가정하였기 때문이다(Puttock, 1987a). 반면에 본 모델은 모든 관측지점에서 자연스러운 농도의 증가 감소를 예측하고 있다.

4. 2 Statistical Evaluation

앞에서 언급된 모델의 농도 비교 뿐만 아니라 Hanna (2001)의 통계적 방법론을 통하여 모델의 성능을 검증하였다. 여기에는 geometric mean (MG), geometric variance (VG), normalized mean square error (NMSE), fractional bias (FB), FAC2 등이 포함되며 각각의 정의는 아래와 같다.

$$MG = \exp(\overline{\ln(C_o/C_p)}) \tag{19}$$

$$VG = \exp(\overline{(\ln(C_o/C_p))^2}) \tag{20}$$

$$FB = 2(\overline{C_o} - \overline{C_p})/(\overline{C_o} + \overline{C_p}) \tag{21}$$

$$NMSE = \overline{(C_o - C_p)^2}/\overline{C_o C_p} \tag{22}$$

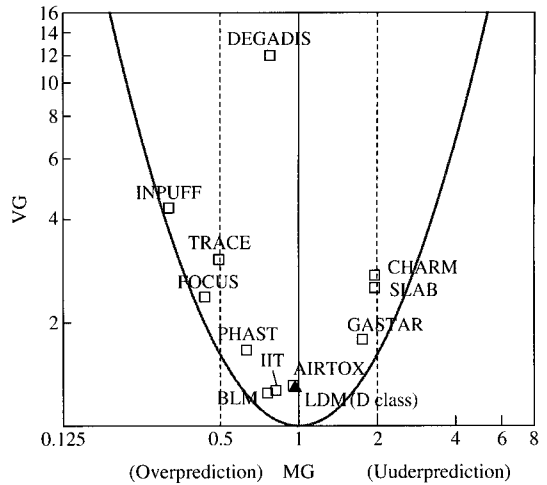


Fig. 4. Plot of MG versus VG for Thorney Island phase I data and models predictions.

Table 2. Summary of model performance measures for LDM corresponds to D stability class.

Stability	FB	MG	VG	NMSE	FAC2
D	-0.27	0.97	1.29	0.39	1.0

$$FAC2 = \text{fraction of } C_p \text{ within a factor of two of } C_o \tag{23}$$

여기서 C 는 농도를, 첨자 o 와 p 는 각각 관측값 (observation)과 예측값 (prediction)을 나타낸다. 그림 4는 여러 모델의 MG와 VG를 나타내고 있다(Hanna *et al.*, 1991). 완벽한 모델은(만약 존재한다면) $MG = VG = 1$ 선상에 위치하게 된다. 그 외 모든 모델은 포물선이 MG에서 가능한 최소 VG를 나타내기 때문에 포물선의 안쪽에 위치해야 한다. $MG = 0.5$ 와 $MG = 2.0$ 에 그려진 점선은 각각 두 배 과대평가 또는 두 배 과소평가됨을 나타낸다. 그림 4에서 중립조건에만 적용되었을 때 LDM이 가장 정확한 모델중의 하나임을 알 수 있다. 농도는 약간 과대평가되고 있으나 안전도 평가 측면에서는 더 바람직한 결과이다. 전체적인 성능은 AIRTOX 모델이나 IIT (Mohan *et al.*, 1995) 모델과 동등한 것으로 판단된다. 표 2는 중립조건에 적용되었을 때 LDM의 통계적 특성을 나타낸 것이다.

5. 결 론

라그랑지안 접근방법을 통하여 고밀도가스의 확산 모델(LDM)을 개발하였다. 새로이 개발된 모델은 중력 및 밀도차이에 의한 성층효과 등을 구현하였으며 Thorney Island에서의 실험결과와도 매우 일치하는 것으로 나타났다. 특히 모델의 개발에 있어 최소한의 경험상수를 사용하기위해 노력하였다. 통계적인 결과를 보면, LDM이 지금까지 개발된 고밀도가스확산 모델중 가장 우수한 모델중 하나로 평가할 수 있다.

Thorney Island 실험에 대한 결과만을 보면 상자모델의 성능도 우수하지만, 상자모델은 많은 모델 상수를 포함하기 때문에 최적화에 어려움이 따를 뿐만 아니라 누출 형태나 누출기간 등에 따라 각기 다른 모델을 적용해야 하는 단점이 있다. 반면 LDM의 경우 물리적 현상에 기반을 두고 개발된 모델이기 때문에 실험식에 대한 의존도가 낮고 다양한 누출조건이나 지형구조에의 적용성이 높다는 장점을 지니고 있다. 또 다른 장점으로는 중력의 영향을 무시하면 기존의 라그랑지안 확산모델과 동일하기 때문에, 고밀도가스가 공기와의 밀도차를 무시할 수 있을 정도로 희석된 경우 라그랑지안 확산모델로의 자연스러운 전이가 가능하다는 것이다.

또, 난류확산에 대해서 Langevin 식을 적용함으로써 고밀도가스의 모델링에서 가장 어려운 부분인 entrainment에 대한 모델이 필요하지 않다는 것도 장점이다. 현재 본 모델은 중립조건의 평탄지형에서만 적용 가능하나 경사면 등이 포함된 복잡지형에도 확장할 수 있을 것이다.

감사의 글

본 연구는 국방과학연구소의 연구비 지원을 받아 수행되었으며, 이에 감사드립니다

참 고 문 헌

구윤서(1999) 라그랑지안 입자확산모델개발(농도 계산방법의 검토), 한국대기환경학회지, 15(6), 757-765.
 김석철(2003) 이상적인 중립 대기경계층에서 라그랑지안

단일입자 모델의 평가, 한국대기환경학회지, 19(4), 397-414.

- 김아름, 구윤서, 윤희영(2002) Dense gas의 대기 확산 모델링, 한국대기환경학회 2002 추계학술대회 논문집, 393-394.
- Blackadar, A.K. (1997) *Turbulence and Diffusion in the Atmosphere*, Springer-Verlag, Germany, 29 pp.
- Briggs, G.A., R.E. Britter, S.R. Hanna, J.A. Havens, A.G. Robins, and W.H. Snyder(2001) Dense Gas Vertical Diffusion Over Rough Surfaces: Result of Wind-tunnel Studies. *Atmospheric Environment* 35, 2265-2284.
- Brighton, P.W.M. (1987) A User's Critique of the Thorney Island Dataset. *Journal of Hazardous Materials*. 16, 457-500.
- Britter, R.E. (1989) Atmospheric Dispersion of Dense Gases. *Ann. Rev. Fluid Mech.* 21, 317-344.
- Caughey, S.J., J.C. Wyngaard, and J.C., Kaimal (1979) Turbulence in the Evolving Stable Boundary Layer. *Journal of the Atmospheric Sciences* 35, 1041-1052.
- Deaves, D.M. (1983) Application of Advanced Turbulence Models in Determining the Structure and Dispersion of Heavy Gas Clouds, *IUTAM Symposium on Atmospheric Dispersion of Heavy Gases and Small particles*, Delft, Netherlands.
- Gibson, M.M. and B.E. Launder (1978) Ground effect on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer. 86, 491-511.
- Gopalakrishnan, S.G. and M. Sharan (1997) A Lagrangian Particle Model for Marginally Heavy Gas Dispersion. *Atmospheric Environment*. 31, 3369-3382.
- Hanna, S.R. and J.C. Chang (2001) Use of the Kit Fox Field Data to Analyze Dense Gas Dispersion Modeling Issues. *Atmospheric Environment* 35, 2231-2242.
- Hanna, S.R., D.G. Strimaitis, and J.C. Chang (1991) *Hazard response modelling Uncertainty (A Quantitative Method), Vol. II; Evaluation of commonly-used hazardous gas dispersion models*. Sigma Research Corporation, U.S.A.
- Hunt, J.C.R., J.W. Rottman, and R.E. Britter (1983) Some Physical Process Involved in the Dispersion of Dense Gases, *IUTAM Symposium on Atmospheric Dispersion of Heavy Gases and Small particles*, Delft, Netherlands.
- Hurley, P. (1994) PARTPUFF-A Lagrangian Particle-Puff Approach for Plume Dispersion Modeling Applications. *Journal of Applied Meteorology* 33, 285-

- 294.
- McQuaid, J. (1983) Large Scale Experiments on the Dispersion of Heavy Gas Clouds, *IUTAM Symposium on Atmospheric Dispersion of Heavy Gases and Small particles*, Delft, Netherlands.
- Mohan, M., T.S. Panwar, and M.P. Singh (1995) Development of Dense Gas Dispersion Model for Emergency Preparedness. *Atmospheric Environment* 29, 2075-2087.
- Ohya, Y. (2001) Wind-Tunnel Study of Atmospheric Stable Boundary Layers Over a Rough Surface. *Boundary-Layer Meteorology* 98, 57-82.
- Ohya, Y., D.E. Neff, and R.N. Meroney (1997) Turbulence Structure in a Stratified Boundary Layer Under Stable Conditions. *Boundary-Layer Meteorology* 83, 139-161.
- Puttock, J.S. (1986) A Model for Gravity-Dominated Dispersion of Dense-Gas Clouds, *IMA Symposium on Stably Stratified Flow and Dense Gas Dispersion*, Chester, England.
- Puttock, J.S. (1987a) Comparison of Thorney Island Data with Predictions of Hegabox/Hegadas. *Journal of Hazardous Materials* 16, 439-455.
- Puttock, J.S. (1987b) Analysis of Meteorological Data for the Thorney Island Phase Trials. *Journal of Hazardous Materials* 16, 43-74.
- Snyder, W.H. (2001) Wind-Tunnel Study of Entrainment in Two-dimensional Dense-gas Plumes at the EPA's Fluid Modeling Facility. *Atmospheric Environment* 35, 2285-2304.
- Thomson, D.J. (1987) Criteria for the selection of stochastic models of particle trajectories in turbulent flows. *J. Fluid Mech.* 180, 529-556.
- Zannetti, P. (1990) *Air Pollution Modeling*, Van Nostrand Reinhold, U.S.A., 63 pp.
- Zhu, G., S.P. Arya, and W.H. Snyder (1998) An experimental study of the flow structure within a dense gas plume. *Journal of Hazardous Materials* 62, 161-186.