

에어로졸 거동 모사법인 구간법의 평가*

朴 在 雨**

An Assessment of the Sectional Method for Simulating Aerosol Behavior

Jae-Woo Park**

Summary

A numerical scheme of the sectional method, which was proposed as a finite difference technique for simulating aerosol behavior, has been constructed and tested against some benchmark problems for which analytical solutions are available. Accuracy of the scheme has been assessed by comparing the numerical results with the analytical results. It has been found that the scheme works very accurately for the aerosol problem with source and removal by sedimentation and deposition, and reasonably well for the coagulation problems. The sectional method, however, does not work well for simulating condensational growth of an aerosol. The accuracy considerably improved for the condensational growth problem with an aerosol source present.

서 론

에어로졸은 고체성 또는 액체성 입자(직경 0.001-100 μm)가 기체속에 부유한 상태이며 그 거동은 대기 오염 및 기상학 분야의 중요한 연구과제이다(Friedlander 1977, Drake 1972). 매연, 스모그, 안개, 구름 등은 미립자의 집합체이며 이들의 생성과 감쇠, 확산 및 분포와 관련된 문제들을 푸는 데 있어 에어로졸 거동역학은 필수적인 지식이다.

에어로졸의 거동은 또한 원자력 안전성연구와 관련되어서도 중요한 연구분야 중의 하나이다(Loyalka

1983, USNRC 1981). 원자로 냉각수가 유실되고 노심이 용융되는 중대사고가 발생하는 경우 핵연료봉 내의 방사성 핵분열생성물은 궁극적으로 원자로 격납용기로 유출된다. 격납용기로 유출된 방사성 물질은 일부 불활성기체 성분을 제외하곤 대부분 에어로졸 형태를 취하며 격납용기에 누출경로가 있을 경우 이러한 에어로졸은 대기중으로 방사성 물질을 전파하는 매체가 된다. 따라서 원자로 중대사고시에 주변 환경으로 누출될 잠재적인 방사능 양—이것을 방사선원항(Source Term)이라 칭함—을 예측하여 원자로의 안전성을 평가하기 위해서는 격납용기 내부에 잔류한 에어로졸의 양을 정확하게 계산할 수 있어야

* 이 연구는 1990-1992년 한국과학기술연구원 신진연구 지원에 의한 결과의 일부임

** 공과대학 에너지공학과(Dept. of Nuclear and Energy Eng. Cheju Univ., Cheju-do, 690-756, Korea)

한다.

일정한 공간에 포함된 에어로졸의 시간에 따라 변하는 양을 계산하는 방법은 실험식을 사용하는 방법과 에어로졸 거동방정식을 풀어서 계산하는 방법이 있다. 전자는 실험용기에 에어로졸을 발생시킨 후 시간에 따라 변하는 양을 측정하여 이 데이터로부터 도출된 간단한 실험식을 사용하는 방법이며 계산과정이 수월한 장점이 있으나 정확성이 떨어진다. 후자는 에어로졸 거동방정식을 풀어서 실제 에어로졸의 거동을 계산을 통해서 모사(Simulation)하는 방법이다. 이 방법은 모델링이 복잡하고 계산시간이 많이 걸리는 단점은 있으나 계산결과의 정확성은 전자보다 훨씬 뛰어나다. 물론 이 경우에도 사용된 수치해법과 물리적 현상모델이 적절하여야만 계산결과의 정확성을 기대할 수 있다.

원자로 중대사고시의 방사선원항 계산에 이용된 에어로졸 거동 계산법은 처음에는 주로 비교적 간단한 실험식 모델에 근거하였다(USNRC 1975). 그러나 미국의 트리마일원자력발전소 사고 후 보다 정확한 방사선원항 계산법의 필요성이 인식되면서부터 에어로졸 거동방정식을 직접 푸는 소위 "Mechanistic Model"이 개발되어 원자로 중대사고 해석용 코드에 도입되었다(Silberberg 1986). 에어로졸 거동방정식은 개개 입자들의 거동을 복합적으로 기술하는 방정식이며 환경과학 및 기상학 분야의 연구에서 유도되었다. 이 방정식을 풀기 위한 노력 역시 상기 분야의 연구가들에 의해서 시도되었으며 본격적인 수치해법의 개발은 원자력 안전성연구를 통하여 이루어졌다.

에어로졸 거동방정식은 일부 간단한 문제에 대해서는 해석적인 방법으로 풀 수도 있으나 대부분의 실제 문제에 대해서는 수치해법에 의존해야 한다. 현재까지 개발되어 사용된 수치해법은 모멘트법(Whitby 1981), 좌표공간변환법(Suck와 Brock 1979), 유한차분법(Gelbard, 등 1980) 등 크게 세 가지로 분류할 수 있다. 이 가운데 유한차분법은 모델링의 명료함과 임의의 에어로졸 조건에서도 적용이 가능한 장점으로 인하여 방사선원항 계산 코드에 널리 사용되고 있다. 본 연구는 유한차분법의 일종인 구간법(Sectional Method) (Gelbard, 등 1980)을 이용하여 에어로졸 거동방정식 푸는 수치모델을 제시하고 일

부 문제에 대해서 수치해와 해석해를 비교함으로써 구간법을 평가하였다.

연구 내용 및 방법

1. 에어로졸 거동방정식

에어로졸은 입자와 매질기체가 혼합된 이상(Two Phase) 물질이며 주로 고체물질의 파쇄나 기체물질의 응결(Nucleation)로 생성된다. 에어로졸은 입자들 상호간의 결합(Coagulation)과 입자표면에 기체성분이 응축(Condensation)함으로써 그 크기가 성장하며, 매질기체의 유동, 외부힘의 작용, 농도차에 의한 확산에 의해서 용기의 바닥과 내벽면에 부착(Deposition)하거나 침전(Sedimentation)한다. 이상에서 열거한 현상은 동시에 복합적으로 발생하며 이에 따른 에어로졸의 변화는 다음과 같은 에어로졸 거동방정식으로 기술된다(Friedlander 1977).

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(v, t)}{\partial t} = & \frac{1}{2} \int_0^v \beta(u, v-u) n(u, t) n(v-u, t) du \\ & - n(v, t) \int_0^\infty \beta(u, v) n(u, t) du \\ & - \frac{\partial}{\partial v} [\phi(v, t) n(v, t)] \\ & - R(v, t) n(v, t) \\ & + S(v, t) \end{aligned} \quad (1)$$

윗식에서 $n(v, t)$ 는 입자크기분포함수(Particle Size Distribution Function)로서 $n(v, t)dv$ 는 시간 t 에서 크기가 $v, v+dv$ 사이에 포함된 입자수 밀도로 정의된다. 우변의 첫째항은 두개의 작은 입자가 결합함으로써 크기가 v 인 입자가 증가하는 율을 나타내며 둘째항은 입자의 결합으로 인하여 크기가 v 인 입자가 감소하는 율을 나타낸다. 셋째항은 입자표면에 기체의 응축으로 인하여 크기가 v 인 입자수가 감소하는 율을 나타내며 넷째항은 용기의 내벽면과 바닥에 부착 및 침전하여 감소하는 율을 나타낸다. 마지막 항인 $S(v, t)$ 는 크기가 v 인 입자가 생성되는 율을 나타낸다. (1)식에서 사용된 항들의 정의는 다음과 같다.

$\beta(u, v)$ = 크기가 u, v 인 두 입자가 결합하는 율

$\phi(v, t) =$ 크기가 v 인 입자의 표면에 기체가 용축하는 율

$R(v, t) =$ 크기가 v 인 입자가 부착 및 침전되는 율

(1) 식을 풀면 임의의 시간에서 입자크기분포함수 $n(v, t)$ 가 구해지며 그로부터 전체 에어로졸 입자수 및 에어로졸의 양을 계산할 수 있다.

2. 구간법 모델

(1) 식은 적분형 편미분방정식(Integro-Partial Differential Equation)으로서 $\beta(u, v)$, $\phi(v, t)$ 에 현상학적인 모델을 대입할 경우 해석적으로 푸는 것이 용이하지 않으며 수치해법에 의존하게 된다. 본 연구에서 사용한 구간법의 골간은 입자들의 크기를 일정한 수의 연속적인 구간으로 분할하고 각 구간에 포함된 에어로졸의 양을 (1) 식에 근거한 균형방정식을 통하여 계산하는 것이다.

식 (1)에서 입자의 크기를 나타내는 변수 v 를 질량이라 가정하면 임의의 구간 k 에 포함된 에어로졸의 양은

$$Q_k(t) = \int_{v_{k-1}}^{v_k} v n(v, t) dv \quad (2)$$

로 표시된다. 여기서 v_k, v_{k-1} 은 각각 k 번째 구간에 속한 입자들의 질량의 상한과 하한값을 나타낸다. 입자의 크기 영역을 M 개의 구간으로 분할하였다고 가정하면 식 (1)은 k 번째 구간의 에어로졸의 양 $Q_k(t)$ 에 대해서 다음과 같은 균형방정식으로 변환될 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{dQ_k(t)}{dt} &= \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{k-1} \sum_{j=1}^{k-1} \int_{v_{i-1}}^{v_i} dv \int_{v_{j-1}}^{v_j} \\ &\theta(v_{k-1} \langle u+v \rangle v_k) (u+v) \beta(u, v) n(u, t) n(v, t) du \\ &+ \sum_{i=1}^{k-1} \int_{v_{i-1}}^{v_i} dv \int_{v_{k-1}}^{v_k} \\ &\theta(u+v \langle v_k \rangle) v \beta(u, v) n(u, t) n(v, t) du \\ &- \sum_{i=1}^{k-1} \int_{v_{i-1}}^{v_i} dv \int_{v_{k-1}}^{v_k} \\ &\theta(u+v \langle v_k \rangle) u \beta(u, v) n(u, t) n(v, t) du \\ &- \frac{1}{2} \int_{v_{k-1}}^{v_k} dv \int_{v_{k-1}}^{v_k} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\theta(u+v \langle v_k \rangle) (u+v) \beta(u, v) n(u, t) n(v, t) du \\ &- \sum_{i=k+1}^m \int_{v_{i-1}}^{v_i} dv \int_{v_{k-1}}^{v_k} u \beta(u, v) n(u, t) n(v, t) du \\ &+ \int_{v_{k-1}}^{v_k} v' \left[\frac{\phi(v', t)}{v'} \right] n(v, t) dv \\ &- \int_{v_{k-1}}^{v_k} v \left[\frac{\phi(v, t)}{v} \right] n(v, t) dv \\ &+ \int_{v_{k-1}}^{v_k} (v+v') \left[\frac{\phi(v', t)}{v'} \right] n(v, t) dv \\ &- \int_{v_{k-1}}^{v_k} v R(v, t) n(v, t) dv \\ &+ \int_{v_{k-1}}^{v_k} v S(v, t) dv, \quad k=1, 2, \dots, M \quad (3) \end{aligned}$$

윗식에서 θ 함수의 값은 괄호안의 조건이 충족되면 1이고 그렇지 않으면 0이다. v' 는 용축하는 기체분자의 질량이다. 식 (3)의 우변의 의미는 다음과 같다.

제1항= k 구간 아래의 입자들이 상호결합하여 k 구간의 입자로 변하는 율

제2항= k 구간 아래의 입자들과 k 구간의 입자들이 결합하여 k 구간으로 들어오는 율

제3항= k 구간 입자들과 k 구간 아래의 입자들이 결합하여 k 구간에서 이탈하는 율

제4항= k 구간 입자들간의 상호결합으로 k 구간을 이탈하는 율

제5항= k 구간의 입자들과 k 구간 위의 입자들이 결합하여 k 구간에서 이탈하는 율

제6항= k 구간의 입자표면에 기체가 용축하여 k 구간의 입자의 질량이 증가하는 율

제7항= k 구간의 입자표면에 기체가 용축함으로써 크기가 성장하여 이탈하는 율

제8항= $k-1$ 구간의 입자표면에서 기체가 용축함으로써 크기가 성장하여 k 구간으로 들어오는 율

제9항=내벽면 및 바닥에 부착 및 침전되어 k 구간의 입자들이 감소되는 율

제10항= k 구간의 입자가 생성되는 율

식 (3)을 $Q_k(t)$ 에 대한 방정식으로 변환하기 위해서 우변의 입자크기분포함수 $n(v, t)$ 를 $Q_k(t)$ 에 대한 함수로 나타낼 필요가 있다. 그러기 위해서 각 구간에서 입자질량분포함수 $v n(v, t)$ 를 입자의 크기와의

무관한 상수로 근사한다. 즉 $v_n(v, t)$ 를 모든 구간에서 시간 t 만의 함수로 가정하고 식 (2)에 대입하면 $Q_k(t)$ 와 $n(v, t)$ 는 다음과 같은 관계식으로 표시된다.

$$n(v, t) = \frac{Q_k(t)}{v(v_k - v_{k-1})} \quad (4)$$

이 식을 (3)식에 대입하면 다음과 같은 수치해 모델방정식이 얻어진다.

$$\begin{aligned} \frac{dQ_k}{dt} = & \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{k-1} \sum_{j=1}^{k-1} \beta_{i,j,k}^{(1)} Q_i(t) Q_j(t) \\ & + Q_k(t) \sum_{i=1}^{k-1} \beta_{i,k}^{(2)} Q_i(t) \\ & - Q_k(t) \sum_{i=1}^{k-1} \beta_{i,k}^{(3)} Q_i(t) \\ & - \frac{1}{2} \beta_k^{(4)} Q_k(t) Q_k(t) \\ & - Q_k(t) \sum_{i=k+1}^m \beta_{i,k}^{(5)} Q_i(t) \\ & + C_k^{(1)}(t) Q_k(t) \\ & - C_k^{(2)}(t) Q_k(t) \\ & + C_{k-1}^{(1)}(t) Q_k(t) \\ & - R_k(t) Q_k(t) \\ & + S_k(t) \quad \text{for } k=1, 2, \dots, M \quad (5) \end{aligned}$$

y 윗식에서 첨자가 붙은 β, C, R, S 는 구간 계수로서 정의식은 아래와 같다.

$$\beta_{i,j,k}^{(1)} = \int_{v_{i-1}}^{v_i} \frac{dv}{v \Delta v_i} \int_{v_{j-1}}^{v_j} \frac{\theta(v_{k-1}(u+v \langle v_k \rangle) (u+v) \beta(u, v) du}{u \Delta v_j} \quad (6a)$$

$$\beta_{i,k}^{(2)} = \int_{v_{i-1}}^{v_i} \frac{dv}{v \Delta v_i} \int_{v_{k-1}}^{v_k} \frac{\theta(u+v \langle v_k \rangle \beta(u, v) du}{u \Delta v_k} \quad (6b)$$

$$\beta_{i,k}^{(3)} = \int_{v_{i-1}}^{v_i} \frac{dv}{v \Delta v_i} \int_{v_{k-1}}^{v_k} \frac{\theta(u+v \langle v_k \rangle \beta(u, v) du}{\Delta v_k} \quad (6c)$$

$$\beta_k^{(4)} = \int_{v_{i-1}}^{v_i} \frac{dv}{v \Delta v_i} \int_{v_{j-1}}^{v_j} \frac{\theta(u+v \langle v_k \rangle \beta(u, v) du}{u \Delta v_k} \quad (6d)$$

$$\beta_{i,k}^{(5)} = \int_{v_{i-1}}^{v_i} \frac{dv}{v \Delta v_i} \int_{v_{k-1}}^{v_k} \frac{\beta(u, v) du}{u \Delta v_k} \quad (6e)$$

$$C_k^{(1)}(t) = \int_{v_{k-1}}^{v_k} \frac{v' \langle v \rangle \phi(v, t) dv}{v \Delta v_k} \quad (6f)$$

$$C_k^{(2)}(t) = \int_{v_{k-1}}^{v_k} \frac{\phi(v, t) dv}{v' \langle v \rangle \Delta v_k} \quad (6g)$$

$$C_k^{(3)}(t) = \int_{v_{k-1}}^{v_k} \frac{(v+v') \phi(v, t) dv}{v' \Delta v_k} \quad (6h)$$

$$R_k(t) = \int_{v_{k-1}}^{v_k} \frac{R(v, t) dv}{\Delta v_k} \quad (6i)$$

$$S_k(t) = \int_{v_{k-1}}^{v_k} v S(v, t) dv \quad (6j)$$

위에서 $\Delta v_k = v_k - v_{k-1}$ 이다. 식 (6)에 주어진 구간계수들은 수치적분으로 계산할 수 있으며 본 연구에서는 (6a)-(6e)는 IMSL의 DMLIN을, (6f)-(6j)는 DCADRE를 이용하여 계산하였다.

식 (5)는 연립상미분방정식으로서 시간에 따라 변하는 각 구간의 에어로졸량은 주어진 초기분포로부터 (5)식을 풀면 구해지며 전체 에어로졸량은 각 구간의 에어로졸량을 합하면 된다. (5)식을 풀기 위해 본 연구에서는 IMSL의 DGEAR를 이용하였다.

3. 기준문제

수치해모델의 정확성을 평가하는 방법의 하나는 어떤 문제의 수치해(Numerical Solution)와 해석해(Analytical Solution)를 비교하는 것이다. 에어로졸 거동방정식 (1)은 일반적으로 해석해를 구하기가 불가능하나 특수한 형태의 가공적인 $\beta(u, v)$ 및 $\phi(v, t)$ 에 대해서는 해석적인 방법으로 해를 구할 수가 있으며 이러한 해석해는 수치해의 정확성을 평가하는 기준으로 편리하게 이용될 수 있다. 본 연구에서는 해석해가 가능한 아래와 같은 다섯 가지의 기준문제를 선정하였다.

(1) 상수결합률 문제

에어로졸 입자의 결합성장만 허용한 문제이며 결합률은 입자의 크기에 관계없이 일정하다. 즉 $\beta(u, v) = \beta_0$ 이며 $\phi(v, t) = 0, R(v, t) = 0, S(v, t) = 0$ 이다. 초기 입자크기분포는

$$n(v, 0) = \frac{N_0}{v_0} \exp\left(-\frac{v}{v_0}\right) \quad (7)$$

N_0 = 총입자수 v_0 = 평균 입자 질량

로 주어진다. 이 경우 식 (1)의 해석하는 아래와 같다(Scott 1965).

$$n(v, t) = \frac{4N_0}{v_0} \exp\left[-\frac{2v}{v_0(\tau+2)}\right] / (\tau+2)^2 \quad (8)$$

$$\tau = N_0 \beta_0 t$$

(2) 선형결합률 문제

결합에 의한 입자성장만 허용한 경우이며 결합률은 두 입자의 질량의 합에 비례한다. 즉 $\beta(u, v) = \beta_1 \cdot (u + v)$ 이며 $\phi(v, t) = 0$, $S(v, t) = 0$ 이고 초기 입자크기 분포는 식 (7)과 같다. 이 경우 해석하는 Scott (1965)에 의하면 아래와 같다.

$$n(v, t) = \frac{N_0(1-\tau) \exp[-v(\tau+1)/v_0]}{v\tau^{0.5}} I_1(2v\tau^{0.5}/v_0) \quad (9)$$

$$\tau = 1 - \exp(-\beta_1 N_0 v_0 t)$$

I_1 = 수정형 1종 1차 Bessel 함수이다.

(3) 선형결합률과 선형응축률을 동시에 고려한 문제

결합에 의한 입자성장과 기체응축에 의한 입자성장을 동시에 허용한 문제이며 결합률은 결합하는 두 입자의 질량의 합에 비례하며 기체응축률은 입자의 질량에 비례한다. 즉 $\beta(u, v) = \beta_1 \cdot (u + v)$, $\phi(v, t) = \phi_1 v$ 이며 $R(v, t) = 0$, $S(v, t) = 0$ 이고 초기 입자크기 분포는 식 (7)과 같다. 이 경우 해석하는 아래와 같다 (Ramahdran, 등 1976).

$$n(v, t) = \frac{N_0 \omega}{v(1-\omega)} \exp[v(\omega-2)\tau/v_0] \cdot I_1[2v(1-\omega)\tau/v_0] \quad (10)$$

$$\omega = \exp(-(\tau)/\Lambda\tau) \quad \tau = \exp(-\phi_1 t)$$

$$\Lambda = \omega_1 / \beta_1 N_0 v_0$$

(4) 선형응축률과 생성을 고려한 문제

일정률로 에어로졸이 생성되는 가운데서 기체응축으로 입자의 성장이 허용된 경우이다. 따라서 $\phi(v, t) = \phi_1 v$ 이며 $\beta(u, v) = 0$, $R(v, t) = 0$ 이고 생성물 $S(v, t)$ 는 대수정규분포형으로서 아래와 같다.

$$S(v, t) = A \cdot \exp[-B \cdot \ln^2(v/v_g)] / v \quad (11)$$

여기서 A와 B는 상수이며 v_g 는 생성 입자질량의 중앙값이다. 이 문제의 초기분포 역시 식 (7)과 같은 형이다. 이 경우의 해석하는 아래와 같다(Williams 1983).

$$n(v, t) = \frac{g(v)}{g(v_0)} n_0(v_0) + \int_{t_0}^{t_1} dt' S(v', t') E_2(t')$$

여기서 $g(v) = \phi_1 v$, $v = v \exp[-\phi_1(t-t')]$, $v' = v \cdot \exp[-\phi_1(t-t')]$, $E_2(t') = \exp[-\phi_1(t-t')]$, $n_0(v) = n(v, 0)$, t_1 = 에어로졸 생성이 시작된 시간, t_0 = 에어로졸 생성이 종료된 시간이다.

(5) 침전/부착과 생성을 고려한 문제

일정률로 에어로졸이 생성되는 가운데서 부착과 침전으로 제거되는 문제로서 생성되는 에어로졸과 초기 에어로졸의 입자크기분포는 식 (7)과 같으며 제거율은 아래와 같다.

$$R(v, t) = R_1 \cdot v^{2/3} + R_2 \cdot v^{-1/3} \quad (12)$$

여기서 R_1 , R_2 는 상수이다. (12) 식 우변은 각각 중력에 의한 제거율과 확산에 의한 제거율을 나타낸다. 이 경우에 대한 해석하는 Williams(1983)에 의하면 아래와 같다.

$$n(v, t) = n_0(v) \exp(-R(v)t) + \int_{t_0}^{t_1} S(v, t') \exp[-R(v)(t-t')] dt' \quad (13)$$

결과 및 고찰

선정된 기준문제에 대해서 수치해와 해석해를 비교하기 위해 입자의 밀도가 $1.0g/cm^3$ 이며 입자의 크기 영역이 직경 $0.1 \sim 81.3\mu m$ 인 에어로졸을 고려하였다. 수치해 계산을 위해 사용된 구간의 수는 29 구간이며 각 구간의 크기는 $v_k = 2v_{k-1}$ 의 관계가 성립하도록 분할하였다. 비교한 대상은 구간별 에어로졸 양으로서 수치해는 방정식 (5)로부터 계산하였으며 해석하는 각 기준문제의 해석해물 식 (2)에 대입하여 계산하였다. 계산결과를 비교의 편의를 위해 각 구간의 중앙 입자 직경에서 나타내었다.

첫째 문제에서 사용된 값은 $\beta_0 = 1.0 \times 10^{-5}$, $N_0 =$

$2.607 \times 10^3 \text{ \#/cm}^3$, $v_0 = 3.84 \times 10^{-4} \mu\text{g}$ 이다. Fig. 1은 초기 및 1800초에서의 구간별 농도분포를 보여 주고 있다. 전 구간에 걸쳐 수치해의 오차는 10% 미만으로 비교적 정확한 편이다. 큰 입자들이 위치한 높은 구간에서 편차가 다소 크게 나타난 이유는 수치해 계산에 사용된 계산 영역이 한정적이기 때문에 계산 영역을 충분히 넓게 잡으면 이러한 오차는 줄어든다.

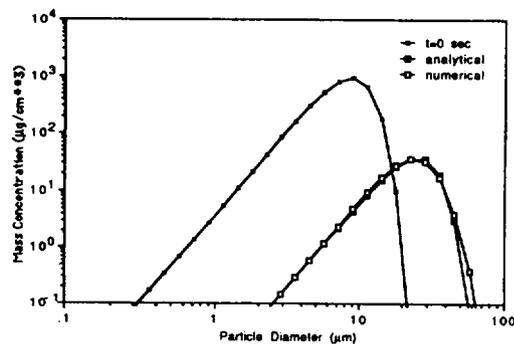


Fig. 1. Sectional mass distribution with a constant coagulation rate at 1800 second.

둘째 경우는 $\beta_1 = 1000$ 이며 초기 에어로졸 분포는 첫번째 경우와 동일하다. Fig. 2는 초기 및 1800초에서의 구간별 농도분포를 보여 주고 있다. 이 경우 역시 상위 구간을 제외하고는 오차가 10% 미만이다.

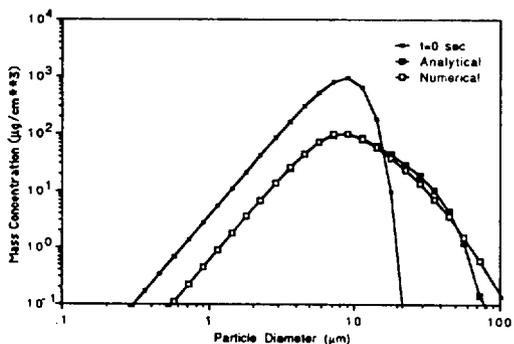


Fig. 2. Sectional mass distribution with a linear coagulation rate at 1800 second.

셋째 경우는 $\beta_1 = 1000$ 이며 $\phi_1 = 10^{-4}$, $\phi_2 = 10^{-3}$ 두 가지이다. 이 값을 결합에 대한 응축의 상대적인 영향의 크기를 나타내는 변수 $\Lambda = 10$ 이다. 따라서 전자는 약한 응축조건으로 후자는 강한 응축조건으로 볼 수 있다. Fig. 3은 초기 및 1800초에서의 구간별 농도분

포를 보여 주고 있다. 응축의 영향이 약한 경우 ($\Lambda = 0.1$) 수치해의 오차는 상위 구간을 제외하곤 거의 무시할 정도이나 강한 응축조건에서는 전 구간에 걸쳐 상당한 오차가 있음을 알 수 있다. 기체 응축으로 입자의 크기가 성장하여 시간이 지날수록 낮은 구간에는 입자가 고갈됨에도 불구하고 수치해 결과는 아직도 상당한 양의 입자가 잔류하고 있는 것처럼 보여주고 있다. 수치해는 또한 시간이 경과함에 따라 입자 크기 분포가 편평해지고 첨두치는 낮아지는 경향을 보이고 있는데 이것은 수치확산의 영향으로 분석된다.

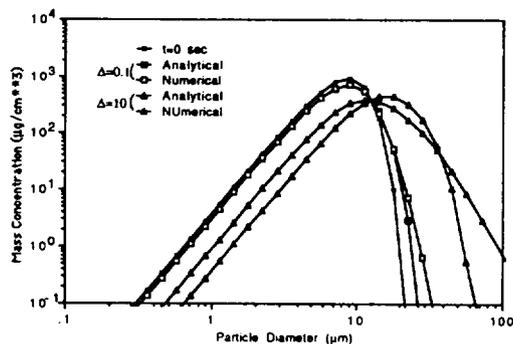


Fig. 3. Sectional mass distribution with a linear coagulation rate and a linear condensation rate at 1800 second.

넷째 경우는 에어로졸의 생성과 기체의 응축으로 인한 입자의 성장이 동시에 일어나는 문제로서 시간 경과에 따라 낮은 구간에서 고갈되는 에어로졸을 생성되는 에어로졸로 보충해주면 수치해 모델이 어떠한 결과를 보여주는가를 보기 위한 문제이다. 계산에 사용된 값은 $\phi_1 = 10^{-3}$, $N_0 = 1.69 \times 10^4$, $v_0 = 6.84 \times 10^{-12} \text{ g}$, $A = 35.4$, $B = 3.04$ 이며 에어로졸 생성시간은 $t_1 = 0$ 에서 $t_2 = 1800$ 초까지이다. Fig. 4는 1800초에서의 결과를 보여 주고 있는데 수치해의 오차는 10% 미만으로 줄어들었다. 기체 응축으로 인한 입자의 성장이 있었음에도 불구하고 셋째 문제와 달리 비교적 오차가 작은 이유는 새로운 입자의 생성으로 원래의 계산 영역이 그대로 유지될 수 있기 때문으로 분석된다.

다섯째 문제는 에어로졸의 생성과 침전, 부착으로 인한 제거가 동시에 발생하는 경우로서 생성 에어로졸 및 초기 에어로졸의 조건은 넷째 경우와 동일하다. 제거율에 사용되는 변수 값들은 $R_1 = 1.8 \times 10^3$,

$R_2 = 7.6 \times 10^{-19}$ 이다. Fig. 5는 1800초에서의 결과를 보여주고 있는데 오차는 거의 무시할 정도이다.

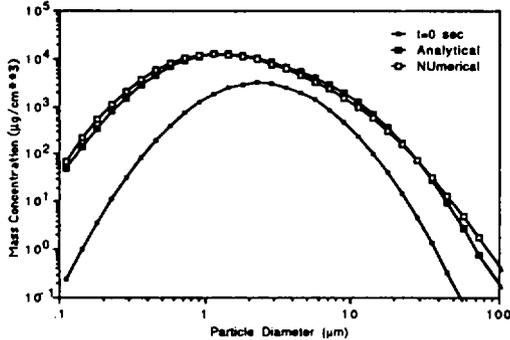


Fig. 4. Sectional mass distribution with a linear condensation rate and a source at 1800 second.

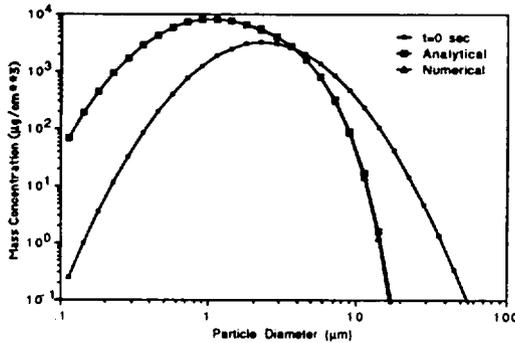


Fig. 5. Sectional mass distribution with removal by sedimentation/diffusion and with a source at 1800 second.

지금까지의 계산결과를 근거로 구간법모델을 평가 하면 기체용축으로 인하여 급속한 에어로졸 성장이 일어나는 문제를 제외하고는 대체적으로 잘 작동하는 것으로 판단된다. 한편 약간의 기체 용축이 동반 되는 경우라도 에어로졸의 생성이 있으면 오차가 작게 발생함을 알 수 있었다. 그러나 수증기 용축으로 급속한 에어로졸의 성장이 동반될 경우는 계산 영역의 이동과 수치확산 오차로 인하여 에어로졸 거동을 모사함에 있어 구간법의 적용이 곤란함을 발견하였다.

적 요

유한차분기법의 일종인 구간법을 이용하여 에어로졸의 거동을 모사하는 수치모델을 구성하였으며 이 수치모델을 해석해가 가능한 기능문제에 적용하여 시험하였다. 수치모델의 정확성을 평가하기 위하여 기준문제의 수치해와 해석해를 비교하였다. 본 연구에서 밝혀진 바에 의하면 부작 및 침전에 의한 제거와 생성에 따른 에어로졸 거동을 모사하는 데는 본 수치모델이 매우 정확하였으며 결함에 의한 에어로졸 거동도 비교적 정확하게 모사하였다. 반면 기체용축에 의한 에어로졸 성장을 모사함에 있어서는 구간법 자체에 문제가 있었다. 한편 에어로졸생성이 있는 경우는 용축성장 모사에 대한 정확성이 상당히 개선되었다.

참 고 문 헌

- Drake, R. L., 1972, in Topics in Current Aerosol Research, Vol. 2, Pergamon Elmsford, New York.
- Friedlander, S. K., 1977, Smoke, Dust and Haze, Wiley, New York.
- Gelbard, F., Y. Tambour and J. H. Seinfeld, 1980, Sectional representation for simulating aerosol dynamics, *J. Colloid and Interface Science*, 76 : 541-546.
- Loyalka, S. K., 1983, Mechanics of aerosols in nuclear reactor safety : A review, *Progress in Nuclear Energy*, 12 : 1-56.
- Ramabhadran, T. E., T. W. Perterson and J. H. Seinfeld, 1976, Dynamics of aerosol coagulation and condensation, *J. AICAE*, 11 : 840-851.
- Scott, W. T., 1968, Analytic studies of cloud droplets coalescence, *J. Atmospheric Sci.*, 25 : 54-65.
- Silberberg, M., 1986, Reassessment of the

- technical bases for estimating source terms, NURGE-0956.
- Suck, S. H. and J. R. Brock, 1979, Evolution of atmospheric aerosol particle size distribution via Brownian coagulation: Numerical simulation, *J. Aerosol Science*, 10 : 581-590.
- U.S. Nuclear Regulatory Commission, 1975, Reactor safety study, WASH-1400.
- U.S. Nuclear Regulatory Commission, 1981, Technical bases for estimating fission product behavior during LWR accidents, NUREG-0772.
- Williams, M. M. R., 1983, The time-dependent behavior of aerosols with growth and deposition (without coagulation), *J. Colloid and Interface Sci.*, 93 : 252-263.
- Whitby, K. T., 1981, Determination of aerosol growth rate in the atmosphere using lumped aerosol dynamics, *J. of Aerosol Science*, 12:174-178.