

모멘트 방법을 이용한 전기집진기의 집진 효율 Collection Efficiency of Electrostatic Precipitator using Moment Method

정 창 훈* · 이 규 원¹⁾

경인여자대학 산업·환경공학부, ¹⁾광주과학기술원 환경공학과
(2002년 5월 14일 접수, 2002년 8월 16일 채택)

C.H. Jung and K.W. Lee

School of Industrial and Environmental Engineering, Kyungin Women's College

¹⁾*Department of Environmental Science and Engineering, Kwangju Institute of Science and Technology*

(Received 14 May 2002, accepted 16 August 2002)

Abstract

A study of polydispersed aerosol dynamics by Electrostatic Precipitator (ESP) was carried out. The log-normal particle size distribution was assumed and moment method was considered. In order to apply moment method in Deutsch-Anderson equation, Cunningham slip correction factor and Cochet's charge equation were simplified for certain range of particle size.

The three parameters, which explain the particle size distribution, such as total number concentration, geometric mean diameter, and geometric standard deviation were considered to derive the analytic solution. The obtained solution was compared with available numerical results (Bai *et al.*, 1995). The comparison of the numerical and analytic results showed a good agreement.

Key words : polydispersed aerosol, electrostatic precipitator, moment method

1. 서 론

전기집진기 (Electrostatic precipitator)는 정전기력을 이용하여 입자를 집진하는 장치로 화력발전소, 제철소, 시멘트 소성로 등 분진 배출 시설에 널리 사용되고 있다. 일반적으로 전기집진기는 미세입자에 대한 높은 집진 효율과 적은 압력손실로 인한

저렴한 운전 유지비 등 많은 장점을 가지고 있어 높은 초기 투자비에도 불구하고 고온의 배기가스 처리나 미세 입자를 제거하기 위한 설비에 이용된다. 이러한 전기집진기의 거동을 나타내는 이론적인 연구는 Deutsch (1922), Cooperman (1984), Leonard *et al.* (1980), 그리고 Zhibin and Guoquan (1992) 등 많은 선행 연구자에 의해 진행되었다.

전기집진기의 거동을 나타내는 일반적인 수학적 관계식은 Deutsch-Anderson의 식으로서 다음과 같이 표기된다.

* Corresponding author
Tel : 032-540-0166, E-mail : jch@kic.ac.kr

$$\eta = 1 - \exp\left(-\frac{A_c V_e}{Q}\right) \quad (1)$$

여기서 η 는 전기집진기에 의한 입자 포집 효율(collection efficiency), A_c 는 포집체의 표면적(collector surface area), V_e 는 대전된 입자가 집진극을 통하여 이동해 가는 이동속도(migration velocity), 그리고 Q 는 가스의 유량이다. 비록 Deutsch-Anderson 식은 전기집진기의 효율을 예측하는데 있어 재비산 등 여러 측면에서 입자의 포집 효율을 과대 평가하고 있다고 알려져 왔으나(김종호, 1999; Zhao and Zhang, 1994; Zhao and Zhang, 1992), 간단하고 널리 알려져 일반적인 집진효율의 계산에 주로 사용되고 있다.

Feldman (1975)은 Deutsch-Anderson의 식을 개량하여 주어진 입자의 크기에서 다음과 같은 효율(grade efficiency)을 가짐을 보였다.

$$\eta(d_p) = 1 - \exp\left\{-\frac{A_c \varepsilon_0 E_{av}^2 C_c d_p}{3\mu Q} \left[\left(1 + \frac{2\lambda}{d_p}\right)^2 + \frac{2(\kappa-1)}{\left(1 + \frac{2\lambda}{d_p}\right)(\kappa+2)} \right]\right\} \quad (2)$$

여기서 d_p 는 입자의 크기, ε_0 는 투과율(permittivity of free space), E_{av} 는 평균 전계 강도(average field strength), C_c 는 커닝햄 입자 보정 계수, μ 는 유체의 점도, λ 는 가스의 평균 자유 행정(mean free path) 그리고 κ 는 입자의 dielectric 상수이다. 그러나 이러한 연구는 주로 입자의 크기가 단일한 단분산 입자(monodisperse)의 경우로서 실제의 배출 입자가 여러 크기에 걸쳐 분포되어 있는 다분산 입자(polydisperse)의 분포변화를 해석하지는 못하였다.

Bai *et al.* (1995)은 전기집진기에 의해 제거되는 다분산 입자의 시간에 따른 크기분포 변화를 모멘트 관계식(moment method)을 이용하여 수치적으로 구하였다. 그들은 연구결과에서 모멘트 방법을 사용할 경우 다성분 입자의 질량 및 개수 농도 변화를 각 입자 크기의 구간 효율(grade efficiency)를 계산할 필요없이 구할 수 있음을 보였다. 또한 Bai *et al.* (1995)은 Riehle and Löffler (1992)에 의해 제시된 전기집진기의 실험적 자료가 수치적 결과와 잘 일

치함을 보였다. Kim *et al.* (2001)은 이를 더욱 개량하여 난류 확산의 효과를 고려하였을 경우 입자의 포집 효율 및 분포 변화를 모멘트 방법을 사용하여 모사하였다.

그 밖에 전기집진기에 대한 많은 실험적 및 수치적 연구 등이 진행되었음에도 불구하고(Lawless, 1996; 한재균과 최금찬, 1993; Lu *et al.*, 1992), 다성분 입자에 있어서 전기집진기에 의해 제거되는 다분산 입자의 입자 분포에 관한 해석적인 해에 관한 연구는 아직까지 시도된 바가 없었다. 본 연구에서는 입자의 크기분포를 대수정규분포라 가정하였을 때 평판-평판형 또는 와이어-평판형의 전기집진기를 통과하는 입자의 크기 분포를 모멘트 방법을 이용하여 해석적으로 구하였다. 해석적 연구를 위한 초기 조건 및 가정은 Bai *et al.* (1995)에 의한 연구와 동일한 가정을 적용하였다.

2. 모 델

본 연구에 적용된 가정은 다음과 같다(Kim *et al.*, 2001; Bai *et al.*, 1995).

- 1) 운전조건은 정상상태를 가정한다.
- 2) 입자의 전기적 저항(resistivity)은 고려하지 않는다.
- 3) 가스의 손실과 재유입의 영향은 무시한다.
- 4) 입자의 크기분포는 전기집진기를 통과하는 동안 대수정규분포를 갖는다.
- 5) 입자의 포화 전하는 입자의 총 체류시간에 비해 매우 짧은 시간에 얻어진다.

그림 1은 집진판 사이에 위치한 방전부가 극(wire) 또는 판(plate)으로 구성되어 있는 wire-plate형 혹은 plate-plate형 전기집진기의 개략도이다. 집진판(collector plate)을 따라 흐르는 입자의 질량 수지 식은 다음과 같이 표현할 수 있다(Bai *et al.*, 1995).

$$U_{av} \frac{dn(d_p)}{dx} = -2 \frac{V_e n(d_p)}{w} \quad (3)$$

여기서 U_{av} 는 평균 입자흐름속도, $n(d_p)$ 는 입자의 크기분포 함수, x 는 입자가 통과하는 ESP내에서의 수평거리(axial distance), w 는 평판과 평판사이의 거

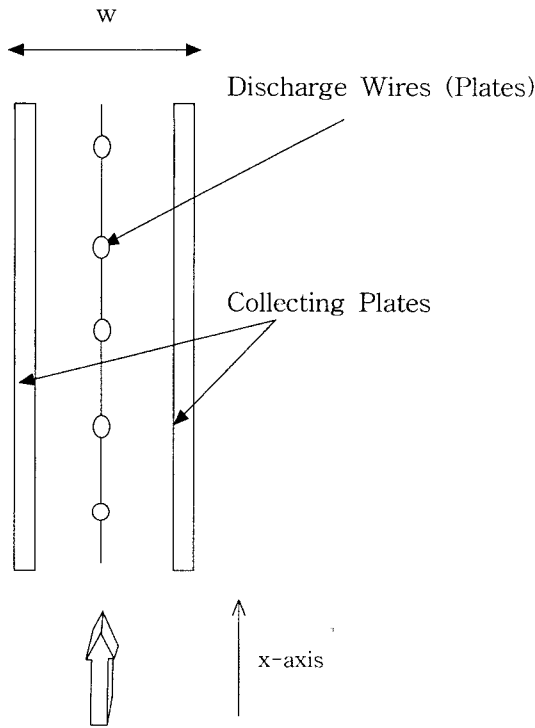


Fig. 1. Schematic diagram of wire-plate (plate-plate) electrostatic precipitator.

리이다. 입자의 이동속도(V_e)는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$V_e = \frac{qE_c C_c}{3\pi\mu d_p} \quad (4)$$

여기서 E_c 는 집진판의 전계 강도, C_c 는 커닝햄 입자 보정계수로써 온도에 의하여 변화하는 값을 가지나 (Licht, 1988), 일반적으로 다음과 같이 간단화된 형태로 표시할 수 있다 (Lee *et al.*, 1980).

$$C_c = 1 + 2.493 \frac{\lambda}{d_p} + 0.84 \frac{\lambda}{d_p} \exp\left(-0.435 \frac{d_p}{\lambda}\right) \cong 1 + 2.52 \frac{\lambda}{d_p} \quad (5)$$

이때 입자의 전하 q 는 Cochet의 전하 식에 의해 다음과 같이 표현된다 (Cochet, 1961).

$$q = \left[\left(1 + 2 \frac{\lambda_i}{d_p}\right)^2 + \frac{2}{1 + \frac{2\lambda_i}{d_p}} \frac{\kappa - 1}{\kappa + 2} \right] \pi \epsilon_0 E_\infty d_p^2 \quad (6)$$

여기서 λ_i 는 이온의 평균 자유 행정, E_∞ 는 지역 전계 강도 (local electric field strength)이다. 본 연구에서는 식 (5)를 입자의 구간에 따라 다음과 같이 간단화 하였다 (Jung *et al.*, 2002).

$$C_c \cong \frac{2(1.664)\lambda}{d_p}, \quad d_p < 0.05 \mu\text{m} \quad (7a)$$

$$C_c \cong \frac{2.609\sqrt{(2\lambda)}}{d_p^{1/2}}, \quad 0.05 \mu\text{m} < d_p < 1.0 \mu\text{m} \quad (7b)$$

$$C_c \cong 1 \quad d_p > 1.0 \mu\text{m} \quad (7c)$$

입자의 전하 (q) 역시 입자의 구간에 따라 간단화 될 수 있다. 먼저 입자직경이 $1 \mu\text{m}$ 이상의 초대 입자 구간의 경우, 입자의 평균 자유 행정 보다 입자의 반경이 매우 크므로, $\left(1 + \frac{2\lambda_i}{d_p}\right)$ 항은 1로 근사될 수 있다. 따라서 입자의 전하를 표현하는 식 (6)은 다음과 같이 표시된다.

$$q = \left[\left(1 + \frac{2\lambda_i}{d_p}\right)^2 + \frac{2}{1 + \frac{2\lambda_i}{d_p}} \frac{\kappa - 1}{\kappa + 2} \right] \pi \epsilon_0 E_\infty d_p^2 \cong \left[1 + \frac{2(\kappa - 1)}{(\kappa + 2)} \right] \pi \epsilon_0 E_\infty d_p^2 \quad (8)$$

반면 입자의 크기가 이온의 평균 행정보다 작은 입자구간의 경우, 입자의 전하식은 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$q = \left[\left(1 + \frac{2\lambda_i}{d_p}\right)^2 + \frac{2}{1 + \frac{2\lambda_i}{d_p}} \frac{\kappa - 1}{\kappa + 2} \right] \pi \epsilon_0 E_\infty d_p^2 \cong \left[\left(\frac{2\lambda_i}{d_p}\right)^2 + \left(\frac{d_p}{\lambda_i}\right) \frac{(\kappa - 1)}{(\kappa + 2)} \right] \pi \epsilon_0 E_\infty d_p^2 \cong 4\pi \lambda_i^2 \epsilon_0 E_\infty \quad (9)$$

그림 2는 본 연구에서의 각 구간별 간략화된 방법을 사용한 경우와 본래의 식을 사용하였을 경우 커닝햄 보정 계수의 값과 전하량의 값을 비교한 것이다. 그림 2에서 볼 수 있듯이 본 연구에서 사용한 간략화된 식들이 주어진 구간에서 간략화 되지 않은 본래의 식과 큰 오차 없이 서로 잘 일치하고 있

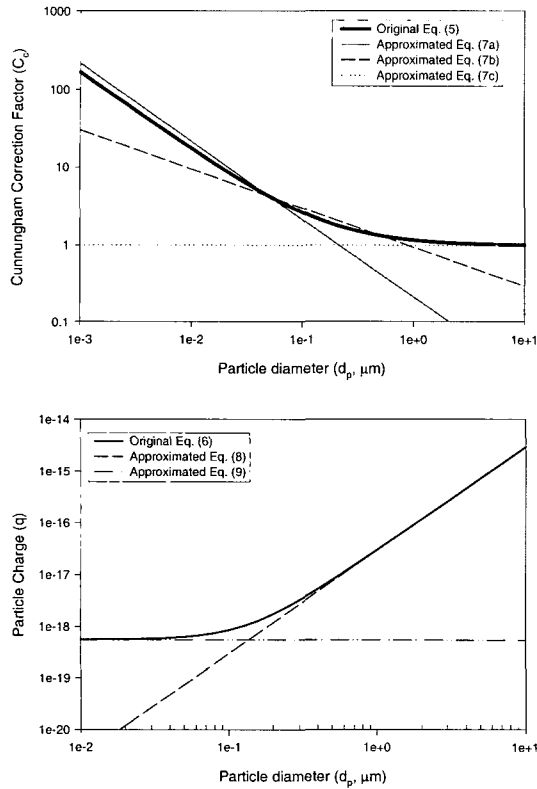


Fig. 2. Comparison of the Cunningham correction factor and particle charge between original and approximated equations.

음을 알 수 있다.

최종적으로 커닝햄 보정계수와 입자의 전하량에 대한 식 (8)과 식 (9)의 가정을 이용하여, 입자의 이동속도 (V_e)를 입자크기 구간에 대해 다음과 같이 구분하여 간략화된 식으로 표시할 수 있다.

$$V_e = \frac{qE_c C_c}{3\pi\mu d_p} \cong \frac{3\pi\epsilon_0 E_\infty E_c \kappa}{\kappa + 2} \frac{d_p^2}{3\pi\mu d_p} \cong \frac{\epsilon_0 E_\infty E_c \kappa d_p}{(\kappa + 2)\mu}, \quad d_p > 0.5 \mu\text{m} \quad (10a)$$

$$V_e = \frac{qE_c C_c}{3\pi\mu d_p} \cong \frac{4\epsilon_0 E_\infty E_c \lambda^2 (3.288)}{3\mu d_p^2}, \quad d_p < 0.5 \mu\text{m} \quad (10b)$$

가스 혹은 이온의 자유 평균 행정은 온도에 따라 그 값이 변화하며 이에 따른 커닝햄 보정계수를 보정해 주어야 한다. 본 연구에서는 온도에 의한 커닝햄 입자 보정계수의 영향 및 이온의 자유 평균 행

정의 변화는 고려하지 않고 상수로 놓았다.

즉, 일반적인 상온의 경우에 사용되는 공기의 자유평균행정 (mean free path)인 $0.066 \mu\text{m}$ 을, 이온의 자유 평균 행정 (mean free path)은 Bai *et al.* (1995)에 의해 $0.1 \mu\text{m}$ 을 적용하였다.

3. 모멘트 방법 (Moment method)

다분산 입자의 분포는 일반적으로 다음과 같은 대수 정규분포를 가정한다 (Seinfeld and Pandis, 1998).

$$n(d_p, t) = \frac{N}{\sqrt{2\pi \ln \sigma_g}} \exp\left[-\frac{\ln^2(d_p/d_g)}{2 \ln^2 \sigma_g}\right] \frac{1}{d_p} \quad (11)$$

여기서 N 은 총 입자의 개수농도, σ_g 는 기하학적 표준 편차, d_g 는 기하학적 평균 직경이다. 이 대수 정규 분포를 다음과 같은 모멘트 관계식에 적용하면 k 번째 모멘트 및 각 모멘트 사이의 관계식은 다음과 같다 (Lee *et al.*, 1984).

$$M_k = \int_0^\infty d_p^k n(d_p) dd_p = \int_{-\infty}^\infty d_p^k (\ln d_p) d(\ln d_p) \quad (12a)$$

$$d_g = \frac{M_3^{2/3}}{(M_0^3 M_6)^{1/6}} \quad (12b)$$

$$\sigma_g = \exp\left\{\frac{1}{9} \ln\left(\frac{M_0 M_6}{M_3^2}\right)\right\} \quad (12c)$$

여기서 k 는 임의의 정수이다. k 가 0일 경우, M_0 는 입자 총 개수 농도 ($=N$), k 가 3일 경우 $\frac{\pi}{6} M_3$ 은 총 부피를 나타낸다.

정리하면 k 번째 모멘트 관계식은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$M_k = M_0 d_p^k \exp\left(\frac{k^2}{2} \ln^2 \sigma_g\right) \quad (13)$$

이와 같은 모멘트 관계식을 이용하였을 경우, 전기집진기를 통과하는 입자의 농도에 관한 질량수지 관계식, 식 (3)은 다음과 같은 형태로 변환할 수 있다.

$$\frac{dM_k}{dx} = -\xi M_k + \alpha \quad (14)$$

여기서 계수 ξ 와 α 는 조대 입자, 미세 입자 영역의 구간에 대하여 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\xi = \frac{2\varepsilon_0 E_\infty E_c \kappa}{wU_{av}(\kappa + 2)\mu}, \quad \alpha = 1 \text{ for } d_p > 0.5 \mu\text{m} \quad (15a)$$

$$\xi = \frac{8(3.288)\varepsilon_0 E_\infty E_c \lambda_i^2 \lambda}{3wU_{av}\mu}, \quad \alpha = -2 \text{ for } d_p < 0.5 \mu\text{m} \quad (15b)$$

식(14)으로부터, 모멘트 관계식은 $k=0, -1$ 그리고 1에 대해서 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{dM_0}{dx} = -\xi M_1 \quad (16a)$$

$$\frac{dM_{-1}}{dx} = -\xi M_0 \quad (16b)$$

$$\frac{dM_1}{dx} = -\xi M_2 \quad (16c)$$

식(16a)~(16c)의 식은 다시 다음과 같이 정리된다.

$$\frac{dM_0}{dx} = -\xi M_0 XY \quad (17a)$$

$$\frac{d(M_0 X^{-1} Y)}{dx} = -\xi M_0 \quad (17b)$$

$$\frac{d(M_0 XY)}{dx} = -\xi M_0 X^2 Y^4 \quad (17c)$$

여기서 $X = d_g^\alpha$, 그리고 $Y = \exp\left(\frac{\alpha^2}{2} \ln^2 \sigma_g\right)$ 이다.

식(17a)~(17c)는 다음과 같이 정리될 수 있다.

$$dx = -\frac{2dY}{\xi X(Y^2 - 1)^2} = -\frac{YdX}{\xi X^2(Y^4 - 1)} \quad (18)$$

결국 X와 Y에 대해 적분하고, 결과 식을 정리하면 X와 Y 사이에는 다음의 관계식이 성립한다.

$$\left(\frac{Y^2 - 1}{Y}\right)\left(\frac{Y_0}{Y_0^2 - 1}\right) = \frac{X}{X_0} \quad (19)$$

여기서 아래첨자 0은 $x=0$ 일 때의 초기 값을 의미한다.

식(19)를 식(18)에 대입하고 결과 식을 적분하면, 다음의 관계식을 얻을 수 있다.

$$Y = \sqrt{\left(\frac{(Y_0^2 - 1)^2}{2\xi X_0 Y_0 \alpha (Y_0^2 - 1) + 1}\right)^{1/2} + 1} \quad (20)$$

식(17)에 식(19)와 식(20)을 대입하고 정리하면, 결론적으로 대수정규분포에서의 입자의 크기를 표현하는 세 개의 변수를 다음과 같이 해석적으로 표현할 수 있다.

$$\frac{N}{N_0} = \exp\left[\frac{1 - \sqrt{2\xi X_0 Y_0 t(Y_0^2 - 1) + 1}}{Y_0^2 - 1}\right] \quad (21a)$$

$$\sigma_g = \exp\sqrt{\frac{2}{\alpha^2} \ln Y} \quad (21b)$$

$$d_g = X^{1/\alpha} \quad (21c)$$

최종적으로 본 연구에서 구해진 식(21a)~(21c)를 대수정규분포 식인 식(11)에 적용하면 전기집진기를 통과하는 입자의 크기분포를 전기집진기를 통과하는 수평거리(axial distance)에 따라 해석적으로 모사할 수 있다.

4. 결과 및 토의

그림 3은 ESP를 통과하는 입자의 포집효율 변화를 보여준다. 즉, 식(21)에 의하여 구하여진 해석적인 해에 의하여 구한 포집효율의 변화와 Bai *et al.* (1995)에 의하여 구한 수치적인 방법을 사용한 포집효율의 변화를 비교한 것이다.

입자의 초기 기하학적 표준 편차(σ_{g0})는 1.5로 하였다. 입자가 통과하는 시간 혹은 통과 길이는 다음

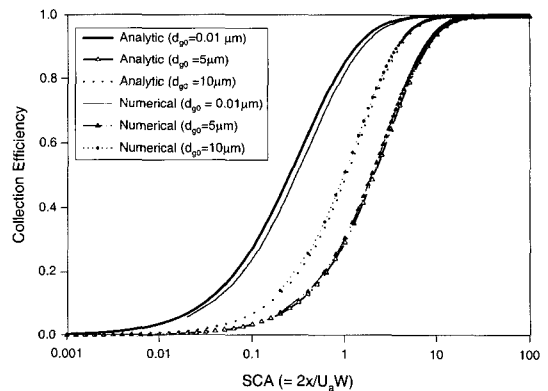


Fig. 3. Comparison of the collection efficiency for ESP between numerical and analytic solutions.

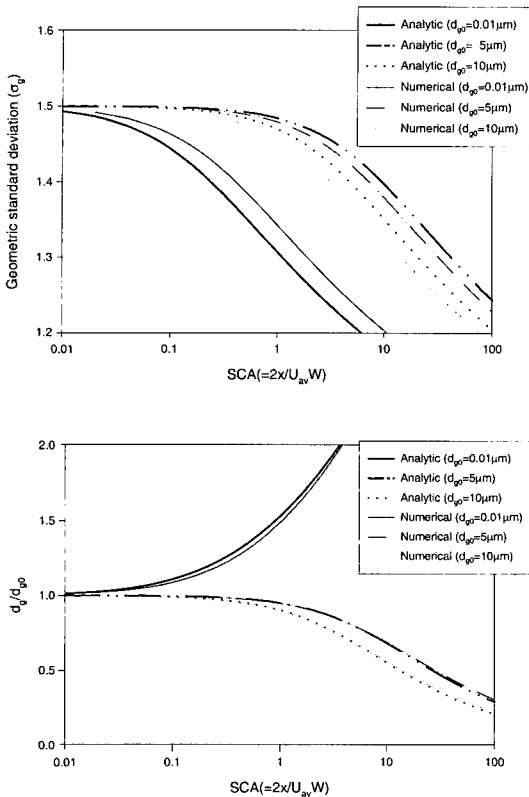


Fig. 4. The comparison of the geometric standard deviation and geomtric mean diameter for ESP between numerical and analytic methods.

과 같은 비 포집 면적 (specific collecting area, SCA) 을 정의하여 SCA의 함수로 입자의 분포변화를 모사 하였다(Bai et al., 1995).

$$SCA = \frac{2x}{U_{av} W} \tag{22}$$

그림 3에서 볼 수 있듯이 수치적으로 구한 해와 해석적으로 구한 결과가 큰 오차 없이 서로 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 입자의 초기 기하학적 평균 직경 (d_{g0})이 0.01 μm 의 경우와 5 μm 그리고 10 μm 인 경우를 비교하여 보았을 때, 입자의 초기 기하학적 직경이 5 μm 인 경우가 0.01 μm 인 경우보다 더 빨리 제거됨을 알 수 있다. 이는 입자의 크기가 작을수록 커닝햄 보정 계수의 값이 커짐으로 결과적으로 이동속도 (migration velocity)값을 증가시키

Table 1. Parameters used in the present study of an ESP (Bai et al., 1995).

Parameters	Values
Particle density	2270 kg/m ³
E_{av}	5 kV/cm
U_{av}	1 m/s
w	0.4 m
μ	2.4×10^{-5} kg/m
ϵ_0	8.85×10^{-12} F/m
λ	0.065 μm
λ_i	0.1 μm
κ	5

기 때문인 것으로 해석할 수 있다. 또한 입자의 초기 기하학적 직경 크기가 5 μm 과 10 μm 인 경우, $d_{g0} = 10 \mu\text{m}$ 인 경우가 $d_{g0} = 5 \mu\text{m}$ 인 경우보다 더 높은 포집 효율을 가짐을 알 수 있다. 이는 입자의 직경이 0.1 μm 이상의 구간인 경우, 입자가 커질수록 입자 전하 (particle charge)의 값이 증가하여 포집 효율을 증가시키는 것으로 해석할 수 있다. 표 1은 본 연구에서 사용한 각종 파라미터를 보여준다. Bai et al. (1995)에 의하여 구하여진 수치적인 결과와 본 연구에서 구한 해석적인 결과를 비교하기 위해 파라미터는 모두 Bai et al. (1995)의 모사조건과 동일하게 설정하였다. 집진판의 전계강도 (E_c)와 지역 전계강도 (E_∞)는 평균 전계강도 (E_{av})로 놓고 모사하였다.

그림 4는 입자의 분포특성을 파악하기 위하여 대수정규분포의 특성을 설명하는 파라미터인 기하학적 표준편차와 기하학적 평균 직경의 변화를 구하여 본 것이다. 그림 4에서 볼 수 있듯이, 기하학적 표준 편차 (σ_g)는 입자가 전기집진기를 통과함에 따라 점차 감소하여 1에 가까워지는 것을 알 수 있다. 이는 다분산의 입자가 점차로 단분산 입자로 되어 간다는 것으로, 본 연구에서 적용한 초기조건을 사용하였을 때 d_{g0} 가 0.01 μm 인 미세입자 영역의 경우, 입자가 작을수록, d_{g0} 가 5 μm , 10 μm 인 조대입자 영역의 경우 입자의 크기가 클수록 포집 효율이 높아지기 때문인 것으로 해석할 수 있다. 기하학적 평균 반경을 보면, 입자의 평균 직경이 0.01 μm 인 경우에는 전기 집진기를 통과할수록 초기 평균직경에 대한 입자의 평균직경 비는 증가하는 것에 비해 평균 직경이 5 μm 과 10 μm 인 경우, 입자의 평균직경

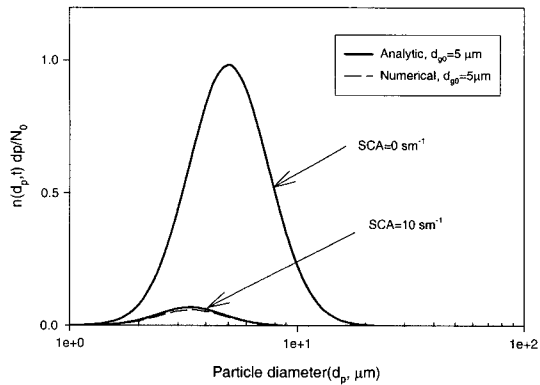


Fig. 5. Comparison of the size distribution as a function of SCA between numerical and analytic methods.

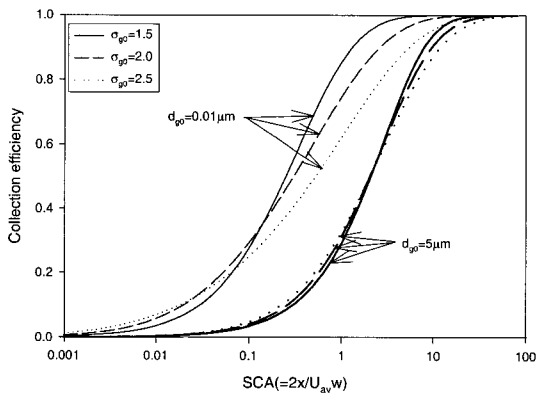


Fig. 6. Comparison of the collection efficiency with different geometric standard deviations.

비는 감소하는 것을 알 수 있다. 이러한 결과 역시 크기가 작은 미세 입자의 경우 입자의 크기가 작을 수록 큰 입자의 경우 입자의 크기가 클수록 포집 효율이 높아지기 때문에 잔류하는 입자의 평균직경이 그림 4와 같은 결과를 보이는 것으로 설명할 수 있다.

그림 5는 SCA에 따른 입자의 크기분포 변화를 입자 크기의 함수로 나타낸 것이다. 입자의 초기 기하학적 평균 직경은 5 μm을 적용하였다. 그림 5에서 보듯이, 입자의 분포가 해석적인 결과와 수치적인 결과 공히 서로 잘 일치하는 것을 알 수 있다. 또한 초기 기하학적 평균 직경이 5 μm인 경우, 입자의 평균 직경이 초기보다 입자의 크기가 작은 쪽으

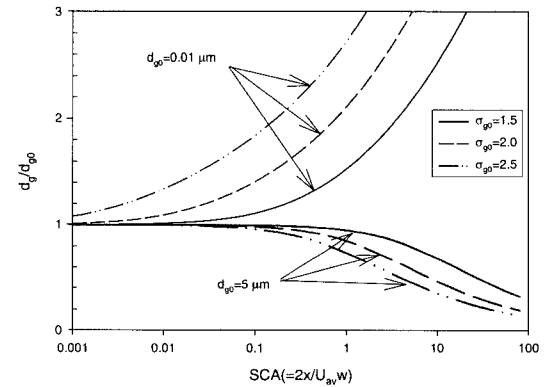
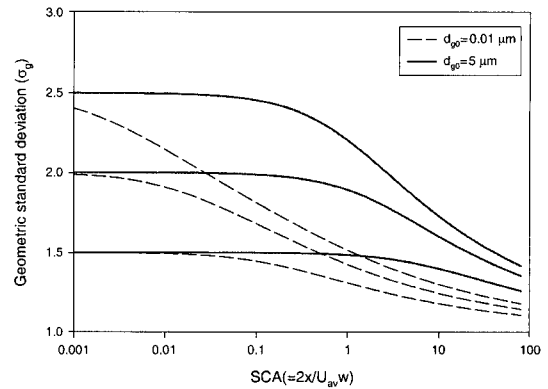


Fig. 7. Calculation results of geometric standard deviation and geometric mean diameter in various geometric standard deviations.

로 치우쳐 가는 결과를 잘 보여주고 있다. 그림 6은 서로 다른 초기 기하학적 표준 편차(σ_{g0})를 사용하였을 경우, 입자의 포집효율이 SCA에 따라 어떠한 경향을 보이는 지를 보여주고 있다. 입자의 초기 기하학적 평균 직경은 0.01 μm과 5 μm을 적용하였고, 초기 기하학적 표준편차는 1.5와 2.0 그리고 2.5에 대하여 모사하였다. 그림 6에서 보듯이 초기 기하학적 표준편차가 큰 경우, 초기 기하학적 표준편차가 작은 경우 보다 초기에는 다소 높은 포집 효율을 보이나 SCA가 증가함에 따라 초기 기하학적 표준 편차가 작은 경우 오히려 더 높은 포집 효율을 갖게 되는 것을 볼 수 있다.

그림 7은 기하학적 표준편차와 기하학적 평균 직경의 비를 SCA에 따른 함수로 비교한 결과이다. 그림 7에서 볼 수 있듯이 기하학적 표준편차는 모두

SCA가 증가함에 따라 1에 수렴하는 것을 알 수 있다. 이는 다분산 입자가 단분산으로 분포가 변하여 가는 것으로, 세정집진기나 확산 배터리에 관한 연구 결과와 동일한 경향을 보이고 있음을 알 수 있다(Kim *et al.*, 2001; Lee *et al.*, 1980). 또한 기하학적 평균 직경의 비는 초기 기하학적 평균 직경(d_{g0})이 $0.01 \mu\text{m}$ 인 경우 SCA가 증가함에 따라 증가하고, $5 \mu\text{m}$ 경우 감소하는 것을 알 수 있다. 이는 입자의 이동속도가 d_{g0} 가 $5 \mu\text{m}$ 인 경우 입자의 크기가 커질수록 증가하고, d_{g0} 가 $0.01 \mu\text{m}$ 인 경우 입자의 크기가 작을수록 증가하는 것으로 해석할 수 있다.

5. 결 론

본 연구에서는 전기집진기에서 제거되는 다분산 입자의 크기분포 변화를 해석적인 방법으로 구하였다. 지배방정식은 Deutsch-Anderson식에 기초한 질량 수지식이 적용되었으며, 입자의 크기분포는 대수정규분포를 유지한다고 가정하였다. 모멘트 방법을 적용하기 위해 입자의 Cunningham 보정 계수와 Cochet의 전하식이 입자의 구간에 따라 간략화되었으며, 구하여진 간략화된 식으로부터 각 구간에 해당하는 해석적인 식을 구할 수 있었다. 구하여진 결과는 Bai *et al.* (1995)에 의해서 구하여진 수치적인 결과와 비교되었으며 비교 결과 본 연구에서 구하여진 해석적인 식이 Bai *et al.* (1995)에 의하여 구하여진 수치적인 결과와 큰 오차 없이 잘 일치함을 알 수 있었다. 결론적으로 본 연구는 입자의 크기분포를 대수 정규분포로 적용한 모멘트 방법을 전기집진기에 적용하여 입자 크기분포를 해석적으로 구하였으며 입자거동의 변화를 비 포집 면적(SCA)의 함수로 나타낼 수 있음을 보여주었다.

참 고 문 헌

- 김종호(1999) 전기집진식 세정 집진 장치 개발에 관한 기초연구, 한국 대기환경학회지, 15, 33-39.
- 한재균, 최금찬(1993) 연소장치를 이용한 소형 전기집진 장치의 집진효율에 관한 연구, 한국 대기보전학회지, 9, 125-131.
- Bai, H., C. Lu, and C.L. Chang (1995) A Model to Predict the System Performance of an Electrostatic Precipitator for Collecting Polydisperse Particles, J. of the Air & Waste Management Assoc., 45, 908-916.
- Cochet, R. (1961) Lois Charge des Fines Particules (Submicroniques) Etudes theoriques-Controles Recents Spectre de Particules, Colloque International la Physique des Forces Electrostatiques et Leurs Application, Centre National de la Recherche Scientifique, Paris.
- Cooperman, G. (1984) A Unified Efficiency Theory for Electrostatic Precipitators, J. Atmospheric Environment, 18, 277-285.
- Deutsch, W. (1922) Bewegung und Ladung der Elektrizitstrager im Zylinderkondensator, Annal. Phys., 68, 335-344.
- Feldman, P.L. (1975) Effects of Particle Size Distribution on the Performance of Electrostatic Precipitators, Proceedings of 68th Air Pollution Control Association Conference; Pittsburgh, PA. Paper No. 75-02-3.
- Jung, C.H., Y.P. Kim, and K.W. Lee (2002) Analytic Solution for Polydisperse Aerosol Dynamics by a Wet Removal Process, J. Aerosol Sci., 33, 753-767.
- Kim, H.T., C.H. Jung, S.N. Oh, and K.W. Lee (2001) Particle Removal Efficiency of Gravitational Wet Scrubber Considering Diffusion, Interception and Impaction, Environ. Engineering Sci., 18, 125-136.
- Kim, S.H., H.S. Park, and K.W. Lee (2001) Theoretical Model of Electrostatic Precipitator Performance for Collecting Polydisperse Particles, J. Electrostat. 50, 177-190.
- Lawless, P.A. (1996) Particle Charging Bounds, Symmetry Relations and an Analytic Charging Rate Model for the Continuum regime, J. Aerosol Sci., 27, 191-215.
- Lee, K.W. and B.Y.H. Liu (1980) On the Minimum Efficiency and the Most Penetrating Particle Size for Fibrous Filters, J. Air Pollut. Control Assoc., 30, 377-381.
- Lee, K.W., H. Chen, and J.A. Gieseke (1984) Log-Normally Preserving Size Distribution for Brownian Coagulation in the Free Molecular Regime, Aerosol Sci. Technol., 3, 53-62.
- Leonard, G., M. Mitchner, and S.A. Self (1980) Particle Transport in Electrostatic Precipitators, J. Atmospheric Environment, 14, 1289-1299.
- Licht, W. (1988) Air Pollution Control Engineering, Marcel Dekker, Inc.
- Lu, Q.Q., J.R. Fontaine, and G. Aubertin (1992) Particle

- Motion in Two-Dimensional Confined Turbulent Flows, *Aerosol Sci. Technol.*, 17, 169-185.
- Riehle, C. and F. Löffler (1992) The Effective Migration Rate in Electrostatic Precipitator, *Aerosol Sci. Technol.*, 16, 1-14.
- Seinfeld, J.H. and S.N. Pandis (1998) *Atmospheric Chemistry and Physics*, New York: John Wiley & Sons, Inc., USA.
- Zhibin, Z. and Z. Guoquan (1992) New Model of Electrostatic Precipitation Efficiency Accounting for Turbulent Mixing. *J. Aerosol Sci.*, 23, 115-121.
- Zhibin, Z. and Z. Guoquan (1994) Investigation of the Collection Efficiency of an Electrostatic Precipitator with Turbulent Effects, *Aerosol Sci. Technol.*, 20, 169-176.