

〈論 文〉

## 2단 평행판 정전식 집진기에서의 입자하전 및 포집

오명도\* · 유경훈\*\* · 이준식\*\*\*

(1993년 8월 12일 접수)

### Particle Charging and Collection in Two-Stage, Parallel-Plate Electrostatic Precipitators

Myung Do Oh, Kyung Hoon Yoo and Joon Sik Lee

**Key Words :** Unipolar Combined Charging Rate(단극성 복합하전율), Unipolar Diffusion Charging Model(단극성 확산하전모델), Unipolar Field Charging Model(단극성 전기장하전모델), Collection Model(포집모델)

#### Abstract

From a theoretical analysis point of view, the 2-stage precipitator is decomposed into two units: charging cell and collecting cell. Collection efficiency predictions of the two-stage parallel-plate electrostatic precipitator have been performed theoretically incorporating with the charging and the collecting cells. Particle trajectories passing the charging cell have been modeled as a simple one. Particle charge distribution at the outlet of the charging cell is calculated through integration of the present unipolar combined charging rate along the entire particle trajectory, and average charge of particles at the outlet of the charging cell is obtained from the particle charge distribution. As for the collecting cell, the diminution of particle concentration along the longitudinal direction of the collecting cell is investigated considering the conventional Deutsch's theory and the laminar theory. One should note that the collection efficiency formula derived is based on monodisperse aerosols. It has been confirmed through the analysis that predictions of particle charge by applying White's unipolar diffusion charging theory overpredict actual cases in the continuum regime, while predictions by Fuchs' unipolar diffusion charging theory indicate the reasonable result in the same regime. Theoretical predictions of collection efficiency are also compared with the available experimental results. Comparisons show that the experimental results are consistently located in the collection efficiency region bounded by the two limits, the Deutsch and the laminar collection efficiencies. Finally design parameters of the 2-stage electrostatic precipitator have been investigated systematically through the one-variable-at-a-time method in terms of collection efficiency. Applied voltages on the corona wire of the charging cell and the plate of the collecting cell, and the average air velocity have been selected as the design parameters.

\*정회원, 생산기술연구원 기계·소재개발센터

\*\*생산기술연구원 기계·소재개발센터

\*\*\*정회원, 서울대학교 기계공학과

#### 기 호 설 명

$C_{m10}$  : 하전셀 출구에서의 입자농도

$C_s$  : 미끄럼보정인수

- $d$  : 입자의 지름  
 $D_i$  : 이온의 확산계수  
 $E$  : 전기장  
 $E_0$  : 코로나개시 전기장  
 $E_c$  : 집진셀에서의 전기장강도  
 $|E|$  : 하전셀에서의 국소 전기장강도  
 $f$  : 와이어의 거칠기 인수  
 $H$  : 코로나와이어의 길이  
 $h$  : 하전셀의 폭의 절반(=  $W_1/2$ )  
 $i$  : 공기이온에 의한 전류  
 $j_i$  : 공기이온에 의한 전류밀도  
 $K$  : 공기이온의 전기적 유동율  
 $k$  : Boltzmann 상수  
 $L_1$  : 하전셀의 길이  
 $L_2$  : 집진셀의 길이  
 $m$  : 공기이온의 질량  
 $N_0$  : 하전셀에서의 국소 공기이온농도  
 $P$  : 압력  
 $Q$  : 처리공기 유량  
 $q_e$  : 기본 전하  
 $q_{p1}$  : 입자의 하전량  
 $\overline{q_{p1}}$  : 입자의 평균하전량  
 $q_{p1es}$  : 전기장하전에 의한 국소 포화전하  
 $r_{eff}$  : 등가 실린더반경  
 $r_w$  : 코로나와이어의 반경  
 $s$  : 하전셀의 길이의 절반(=  $L_0/2$ )  
 $T$  : 절대온도  
 $t$  : 입자의 하전셀에서의 하전시간  
 $U$  : 평균공기속도  
 $V$  : 전압  
 $V_c$  : 집진셀에서의 입자의 횡단속도  
 $V_0$  : 코로나개시전압  
 $V_1$  : 코로나와이어에의 인가전압  
 $V_2$  : 집진셀의 고전압판에의 인가전압  
 $W_1$  : 하전셀의 폭  
 $W_2$  : 집진셀에서 고전압판과 집진판사이의 거리  
 $\epsilon_0$  : 자유공간의 Permittivity  
 $\eta_{d,Deu}$  : 특정크기 입자의 Deutsch집진효율  
 $\eta_{d,tam}$  : 특정크기 입자의 층류집진효율  
 $\chi$  : 입자의 유전상수  
 $\lambda$  : 중성공기의 평균 자유행로  
 $\lambda_i$  : 공기이온의 평균 자유행로  
 $\mu$  : 공기의 점성계수  
 $\rho_{air}$  : 공기의 밀도

## 1. 서 론

정전식 집진기는 입자의 하전과정과 집진과정이 동일한 곳에서 이루어지는 1단식(1-stage) 집진기와 따로따로 독립적으로 이루어지는 2단식(2-stage) 집진기로 분류된다. 용접작업장이나 가공공장에서의 용접흄, 오일미스트 등의 처리에는 집진효율이 높은 2단 정전식 집진기가 적합하다.

1단 정전식 집진기의 포집모델에 관한 연구는 Deutsch,<sup>(1)</sup> White,<sup>(2)</sup> Cooperman,<sup>(3)</sup> Zhibin과 Guoquan<sup>(4)</sup>에 의해 이루어졌으나 하전과 포집이 각각 독립된 장소에서 이루어지는 2단 정전식 집진기는 입자의 하전과 포집이 동일한 장소에서 발생하는 1단 정전식 집진기와는 근본적으로 다르기 때문에 엄격한 의미에서 1단 정전식 집진기에 대한 이론을 2단 정전식 집진기에 바로 적용할 수 없다. 또한, 2단 정전식 집진기의 포집모델에 대한 연구는 Leonard 등<sup>(5,6)</sup>에 의해 이루어졌으나 그 내용이 모두 2단 정전식 집진기의 집진부(collection section)에만 국한되어 있어서 2단 정전식 집진기의 하전부(charging section)에서의 입자의 하전현상에 관한 자세한 이론적 또는 실험적 연구가 결여되어 있고, 더욱이 하전부와 집진부가 직접적으로 연결되어 입자의 하전과 포집이 체계적으로 연구된 내용이 없다.

2단 정전식 집진기의 하전부로 유입된 에어로졸 입자들은 전기장(electric field) 내에서 단극성 이온(unipolar ion)들에게 노출되어 이온들의 열적운동(thermal motion)과 인가된 전기장에 의한 이온들의 운동에 의해 전하를 획득하게 된다. 전자의 경우는 외부적으로 인가된 전기장이 0일 경우 적용되고 후자의 경우는 0이 아닌 경우에 적용된다.<sup>(2,7,8,9)</sup> 이 두가지를 각각 단극성 확산하전(unipolar diffusion charging)과 단극성 전기장하전(unipolar field charging)이라 부른다. 단극성 확산하전에 대한 모델은 대표적으로 White,<sup>(2,10)</sup> Fuchs<sup>(11)</sup>에 의해 개발되었으며 Liu와 Pui<sup>(12)</sup>에 의해 연속체 특성영역(continuum regime)에서 이 두가지 확산하전모델의 적용가능성이 실험적으로 증명되어졌다. 단극성 전기장하전에 대한 모델은 대표적으로 White<sup>(2,10,13)</sup>에 의해 개발되었다. 단극성 전기장하전에 대한 모델은 대표적으로 White<sup>(2,10,13)</sup>에 의해 개발되었다.

단극성 전기하전과 확산하전이 동시에 작용하는 단극성 복합하전(unipolar combined charging)에 대한 모델은 Liu와 Kapadia<sup>(7)</sup>에 의해 연속체 특성영역에 대해 제시되고 검토되어졌다. 이상과 같이 입자의 하전과 관련된 많은 모델들이 있으나 지금까지는 이러한 하전모델들을 2단 정전식 집진기의 하전부에 구체적으로 적용하여 집진부까지 연결된 연구가 수행된 바가 없다.

본 연구에서는 기존의 하전모델들을 기본가정과 간단한 모델링을 통하여 2단 정전식 집진기의 하전부에 적용시켜서 입자의 전하량들을 예측하고 이를 기본적인 포집모델들(충류포집모델,<sup>(2,8,14)</sup> Deutsch 포집모델)과 직접적으로 연결시켜 집진특성을 평가하였고 계산된 집진효율을 제한적이지만 현재 구할 수 있는 실험치와 비교, 검토하였다. 본 논문의 모든 수식에서의 전기적, 기계적 물리량, 상수, 물성치들은 모두 SI시스템의 MKS단위계로 표현되고 계산되었다.

## 2. 이론해석

### 2.1 하전부 해석

Fig. 1(a)에 있는 2단 정전식 집진기는 하전부와 집진부로 구성되어 있고 하전부는 Fig. 1(b)와 같은 하전셀(charging cell)들로 구성되어 있다. Fig. 1(b)에서는 반경  $r_w$ 를 가진 한개의 가는 코로나와 이어가  $W_1$ 의 거리만큼 떨어져 있는 길이  $L_1$ 를 가진 두개의 접지된 평행판 전극사이의 중앙에 위치해 있고 길이방향으로도 중앙에 위치해 있다. 코로나와 이어에는 전압  $V_1$ 이 인가되어 있고 오염공기는 전체 공기유량  $Q$ 로부터 산출할 수 있는 평균 공기속도  $U$ 를 가지고 입구로부터 유입되고 있다.

하전셀로 유입된 입자들은 단극성 전기장하전과 확산하전이 동시에 발생하는 단극성 복합하전을 받게 된다. Liu와 Kapadia의 복합하전모델<sup>(7)</sup>은 연속체 특성영역에서 실험치들을 잘 맞추고 있으나 그들의 모델은 일정한 외부 전기장강도와 이온농도하에서 정지된 단일입자주위의 복잡한 편미분 이온농도장 지배방정식을 풀어야만 하기 때문에 상당한 계산시간을 소요하고 있다. 그러나 2단 정전식 집진기의 하전셀내에서는 입자가 체적을 따라서 진행하고 있고 그에 따라 새로운 위치에서의 국소 전기장강도와 국소 이온농도가 변화하고 있으므로 그러한 변화를 고려한 입자의 하전량의 산출에 Liu와

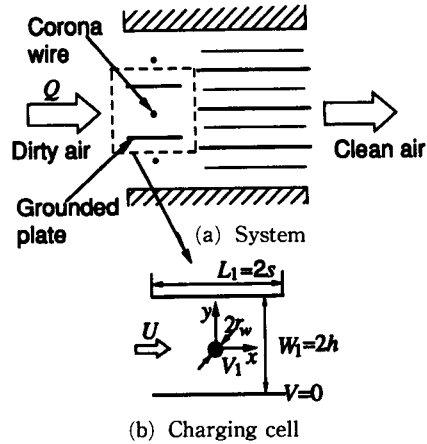


Fig. 1 Modeling of the charging section of 2-stage electrostatic precipitator

Kapadia의 모델을 적용하여 계산하는 것은 현실적으로 부적합하다. 따라서 그동안 입자 하전량을 계산할 때는 전기장하전과 확산하전을 각각 간단한 모델을 사용하여 독립적으로 시간에 대해서 적분하여 계산하고 그들 적분값의 합으로 복합하전을 단순하게 처리하였다.<sup>(13,14)</sup> 그러나 이러한 간단한 방법도 전기장하전과 확산하전이 국소적으로 동시에 일어나는 실제상황과는 거리가 있다. 따라서 본 연구에서는 2단 정전식 집진기의 하전셀에서의 입자의 하전량 산출을 위하여 입자주위의 복잡한 편미분 이온농도장 지배방정식을 풀기보다는 대표적인 간단한 모델들을 사용하였으며 복합하전도 적분된 결과의 합이 아닌 국소위치에서의 입자의 시간에 대한 복합하전율로 고려하고 시간적분하여 구하였다. 단극성 전기장하전에 대해서는 White의 모델<sup>(2,10,13)</sup>을 적용하였고 단극성 확산하전에 대해서는 White의 모델<sup>(2,10)</sup>과 Fuchs의 모델<sup>(11)</sup>을 검토후 선택하였으며 다음과 같이 전기장하전율과 확산하전율의 합을 입자의 순간에서의 복합하전율로 모델링하고 이를 시간에 대해 적분을 시도하였다.

$$\frac{dq_{p1}}{dt} = \left(\frac{dq_{p1}}{dt}\right)_{field} + \left(\frac{dq_{p1}}{dt}\right)_{diffusion} \quad (1)$$

본 모델의 전기장하전율을 구하기 위하여 White의 단극성 전기장하전율<sup>(2,10,13)</sup>을 적용하였으며 그것은 다음과 같다.

$$\left(\frac{dq_{p1}}{dt}\right)_{field} = N_0 q_e K \frac{q_{p1es}}{4\epsilon_0} \left(1 - \frac{q_{p1}}{q_{p1es}}\right)^2 \quad (2a)$$

$$q_{p1es} = \frac{3\chi}{\chi+2} \pi \epsilon_0 d^2 |E| \quad (2b)$$

여기서  $q_{p1}$ 은 입자의 전하량(C),  $N_0$ 는 교란되지 않은 이온농도(ions/m<sup>3</sup>),  $q_e$ 는 전자전하( $1.6 \times 10^{-19}$ C),  $\chi$ 는 입자의 유전상수(dielectric constant),  $d$ 는 입자의 지름(m),  $K$ 는 이온의 전기적 유동율(electrical mobility)(m<sup>2</sup>/V·s),  $\epsilon_0$ 는 자유공간의 permittivity( $8.85 \times 10^{-12}$ F/m),  $q_{p1es}$ 는 국소 전기장강도  $|E|$ (V/m)에 대한 전기장하전에 의한 포화 전하(saturation charge)(C)로서 입자가 위치한 곳의 국소 전기장강도에 의해서 전기장하전을 통하여 획득할 수 있는 최대 전기장하전량<sup>(2,8,13)</sup>을 의미한다.

또한 본 모델의 확산하전율을 계산하기 위해서 White의 단극성 확산하전율<sup>(2,10,12)</sup>과 Fuchs의 단극성 확산하전율<sup>(11,12)</sup>을 고려하였으며 각각 다음과 같다.

$$\left(\frac{dq_{p1}}{dt}\right)_{white} = \sqrt{\frac{\pi k T}{2m}} d^2 N_0 q_e \exp\left(-\frac{q_e q_{p1}}{2\pi \epsilon_0 k T d}\right) \quad (3)$$

$$\left(\frac{dq_{p1}}{dt}\right)_{fuchs} = \frac{2\pi D_i d N_0 q_e}{I_F}, \quad D_i = \frac{k T K}{q_e} \quad (4a)$$

$$I_F = \int_1^\infty \left(\frac{1}{\eta^2}\right) \exp\left\{\frac{q_e}{2\pi \epsilon_0 k T d} \left[\frac{q_{p1}}{\eta} - \frac{\chi-1}{\chi+1} \frac{q_e}{2\eta^2(\eta^2-1)}\right]\right\} d\eta \quad (4b)$$

여기서  $k$ 는 Boltzmann상수( $1.38 \times 10^{-23}$ J/K),  $T$ 는 절대온도(K),  $m$ 은 기체이온의 질량(kg),  $D_i$ 는 이온의 확산계수(m<sup>2</sup>/s)이고 식(4a)의  $D_i$ 에 대한 식은 Einstein의 관계식<sup>(9,12)</sup>이다.

이러한 전기장하전율과 확산하전율의 계산을 위해서는 하전셀내의 국소 전기장강도  $|E|$ 와 그에 따른 국소 이온농도분포  $N_0$ 를 구해야 한다. 국소 이온농도분포  $N_0$ 는 하전셀내의 공기이온들을 1가 기체이온(singly charged gaseous ion)으로 가정하고 다음과 같이 산출하였다.

$$N_0 = \frac{j_i}{q_e K |E|} = \frac{(i/H)}{2\pi r q_e K |E|} \quad \text{for } r < r_c \quad (5a)$$

$$N_0 = \frac{j_i}{q_e K |E|} = \frac{(i/H)}{4s q_e K |E|} \quad \text{for } r > r_c \quad (5b)$$

여기서,  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ ,  $r_c = \frac{2s}{\pi} = \frac{L_1}{\pi}$ ,  $j_i$ 는 전류밀도(current density)(A/m<sup>2</sup>)로서 단위면적을 통과하는 전류량을 의미하고  $r < r_c$ 일 때는  $j_i = \frac{(i/H)}{2\pi r}$ ,  $r > r_c$

일 때는  $j_i = \frac{(i/H)}{4s}$ 로 간주하였는데 이는 공기이온들이 코로나와이어 근처에서는 반경방향으로 흐르고 접지판 근처에서는 판에 수직인 방향으로 흐르는 것을 좀더 현실성있게 고려한 것이다.  $i$ 는 하전셀의 코로나와이어(corona wire)를 통한 전류(A)를 나타내고  $H$ 는 코로나와이어의 길이(m),  $s$ 는 하전셀길이의 절반(m),  $|E|$ 는 국소 전기장강도(V/m)를 나타낸다.

식(5)에 필요한 코로나와이어의 단위길이당의 전류( $i/H$ )는 평행판-와이어 형상에 대해서 Cooperman<sup>(14,15)</sup>이 유도한 코로나전류-전압특성식으로부터 구입하였으며 다음과 같다.

$$\frac{i}{H} = \frac{4\pi \epsilon_0 K}{h^2 \ln(r_{eff}/r_w)} V_1 (V_1 - V_0) \quad (6)$$

여기서,  $h$ 는 하전셀의 폭이 절반(m),  $r_w$ 는 와이어의 반경(m),  $V_1$ 은 와이어의 인가전압(V),  $V_0$ 와  $r_{eff}$ 는 각각 코로나개시전압(corona onset voltage)(V)과 등가실린더반경(equivalent cylinder radius)(m)으로서 다음과 같다.<sup>(14,15)</sup>

$$V_0 = r_w E_0 \ln(r_{eff}/r_w) \quad (7)$$

$$r_{eff} = \frac{4h}{\pi} \quad \text{for } \frac{h}{s} \leq 2.0$$

$$r_{eff} = \frac{s}{\pi} \exp\left(\frac{\pi h}{2s}\right) \quad \text{for } \frac{h}{s} \geq 2.0 \quad (8)$$

$$E_0 = 3 \times 10^6 f \left(\frac{T_0 P}{T P_0} + 0.03 \sqrt{\frac{T_0 P}{T P_0 r_0}}\right) \quad (9)$$

여기서,  $E_0$ 는 코로나개시 전기장(corona initiating field)(V/m),<sup>(2,13,14)</sup>  $f$ 는 코로나와이어의 거칠기인수로서 0.6으로 가정하였고  $T_0 = 293$  K,  $P_0 = 1$  atm,  $T$ 와  $P$ 는 각각 기체의 온도(K)와 압력(atm),  $r_0$ 는 코로나영역(corona sheath)의 반경(m)으로서 코로나와이어의 반경  $r_w$ 로 근사하였다.

국소 전기장강도  $|E|$ 는 평행판-와이어 형상에 대해서 Cooperman<sup>(14,15)</sup>이 구한 전압분포로부터 정전기학(electrostatics)<sup>(16)</sup>의 기본관계식  $\vec{E} = -\nabla V$ ( $\vec{E}$ 는 전기장 벡터(electric field vector),  $V$ 는 전압(voltage))를 적용하고 Fig. 1(b)의 좌표에 대해 미분하여 다음과 같이 구하였다.

$$E_x(x, y) = -\frac{\partial V}{\partial x} = -V_0 \frac{\pi}{h} \frac{\sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\sinh[\pi(x-2ms)/2h] \cos(\pi y/2h)}{\cosh^2[\pi(x-2ms)/2h] - \cos^2(\pi y/2h)}}{\sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\ln \cosh[\pi ms/h] - \cos(\pi r_w/2h)}{\cosh[\pi ms/h] + \cos(\pi r_w/2h)}} \quad (10a)$$

$$E_y(x, y) = -\frac{\partial V}{\partial y}$$

$$= -V_0 \frac{\pi}{h} \frac{\sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\cosh[\pi(x-2ms)/2h] \sin(\pi y/2h)}{\cosh^2[\pi(x-2ms)/2h] - \cos^2(\pi y/2h)}}{\sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\ln \frac{\cosh[\pi ms/h] - \cos(\pi r_w/2h)}{\cosh[\pi ms/h] + \cos(\pi r_w/2h)}}}$$

$$+ \frac{(i/H) \ln(r_{eff}/r_w)}{2\pi\epsilon_0 K V_1} \quad (10b)$$

$$|E| = \sqrt{E_x^2 + E_y^2} \quad (10c)$$

여기서,  $E_x$ 는 전기장의  $x$ 방향성분(V/m),  $E_y$ 는  $y$ 방향성분(V/m)이다.

지금까지의 식(2)에서 식(10)의 계산식 정립으로 식(1)의 하전시간  $t$ 의 함수인 복합하전율을 계산할 수 있는 기본틀은 완성이 되었으며 이제는  $q_{p1}=0$ 의 초기상태로 하전셀내로 유입된 중성입자가 Fig. 1(b)의 임의의 위치(-s, y)로부터 출발하여 식(1)의 지배하에 하전이 되면서 이동하는 것을 추적하여 최종 하전량을 산출하여야 한다. 이를 위해서는 시간  $t$ 에서의 입자의 위치에 대한 정보가 필요하므로 입자가 하전셀내에서 겪게 되는 경로가 필요하다.

먼저 중성입자가 통과하게 되는 하전셀내의 공기유동을 파악하기 위하여 Yabe 등,<sup>(17)</sup> Yamamoto와 Velkoff,<sup>(18)</sup> Leonard 등<sup>(19)</sup>에 의해 이루어진 집진기내의 코로나 유동(corona flow)에 관한 연구를 살펴본다. 2단 평행판 정전식 집진기의 하전셀의 상황과 유사한 코로나방전 전극이 한개인 경우의 와이어-판 집진기에 대해서 Yabe 등<sup>(17)</sup>은 주유동(main flow)이 없는 경우 와이어와 접지판 사이에 두개의 대칭성과류로 이루어진 2차유동(secondary flow)이 형성된다고 하였고, Yamamoto와 Velkoff<sup>(18)</sup>는 Yabe 등<sup>(17)</sup>의 경우에서 주유동이 있게 되면 Fig. 2와 같이 변형되며 코로나전류가 증가하거나 주유동속도가 감소하게 되면 2차 유동영역이 크기가 증가한다고 하였다. Leonard 등<sup>(17)</sup>

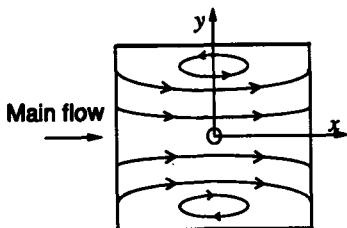


Fig. 2 Schematic diagram of the secondary flow pattern in the charging cell

Table 1 Nominal conditions of 2-stage electrostatic precipitator for theoretical predictions

Width of charging cell (mm)	45
Length of charging cell (mm)	60
Applied voltage of corona wire (kV)	12
Width of collecting cell (mm)	6
Length of collecting cell (mm)	200
Velocity of gas (m/s)	3
Radius of wire (mm)	0.1
Temperature of air (K)	293
Pressure of air (atm)	1
Ion mobility (m <sup>2</sup> /V-s)	1.4 × 10 <sup>-4</sup>
Ion mass (kg)	1.8 × 10 <sup>-25</sup>
Dielectric constant of particles (dimensionless)	6.1
Inlet particle concentration (particles/m <sup>3</sup> )	1 × 10 <sup>9</sup>
Viscosity of air (kg/m-s)	1.8 × 10 <sup>-5</sup>

은 Yabe 등,<sup>(17)</sup> Yamamoto와 Velkoff<sup>(18)</sup>가 기술한 코로나유동에서의 2차 유동의 주유동에 대한 상대적인 중요성을 양적으로 해석하기 위하여 무차원수  $(i/H)/K\rho_{air}U^2$  ( $(i/H)$ 는 코로나와이어의 단위 길이당의 전류(A/m),  $K$ 는 이온의 전기적 유동율(m<sup>2</sup>/V-s),  $\rho_{air}$ 는 공기의 밀도(kg/m<sup>3</sup>),  $U$ 는 공기 속도(m/s))를 도입하여 이 값이 0.5보다 크게 되면 2차 유동이 중요하게 된다는 것을 보였다. 전형적인 2단 평행판 정전식 집진기의 작동조건인 Table 1의 경우에 Leonard의 무차원수값으로 0.01이 얻어지므로 코로나풍효과(corona wind effect)인 2차 유동은 완전히 배제될 수 있다. 따라서 코로나유동에 의한 공기유동장 변화는 무시할 수 있으므로 하전셀을 통과하는 공기유동은 하전셀 길이 방향으로 평행하다고 가정할 수 있다. 이제 하전셀내에서의 입자의 궤적을 정확히 구하기 위해서는 원칙적으로 이러한 공기유동장에서의 시간에 따른 개별입자들의 운동역학방정식을 풀어야만 하나 이것에 소요되는 계산량과 계산시간이 너무 과대하므

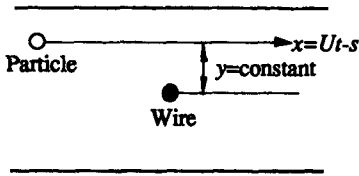


Fig. 3 Schematic diagram of the assumed particle trajectory in the charging cell

로 현실성 있는 가정을 도입하였다. 하전셀을 통과하는 입자들의 크기가 미소하므로 대부분 공기유동에 실려 가게되고 하전셀에 머무는 시간도 짧으므로 하전시간동안의 입자궤적이 Fig. 3와 같이 입자가 하전셀에 유입될 때의  $y$ 를 일정하게 유지하며 하전셀을 통과한다고 가정할 수 있다.

이 가정에 의해서 입자는  $t=0$ 일 때  $x=-s$ ,  $t = \frac{L_1}{U} = \frac{2s}{U}$ 일 때  $x=s$ 이므로  $x = Ut - s$ 라는 구속조건이 생겨나서 시간  $t$ 는  $x$ 좌표로 변환될 수 있다. 따라서 임의의 주어진  $y$ 좌표값에 대해서 하전셀의 출구( $x=s$ )에서의 입자하전량분포  $q_{p1}(s, y)$ 를 초기조건  $t=0$ ,  $q_{p1}(-s, y)=0$ 으로 하고 Fourth order Runge-Kutta 방법을 도입하여 계산하였다. 평행판 하전셀에서의 입자의 평균 전하량  $\overline{q_{p1}}$ 는 식 (11)과 같은 평균작업으로 composite Gaussian quadrature 수치적분방법을 도입하여 전체 적분구간  $h-r_w$ 를 100개를 소구간으로 나누고 각 소구간에 대해 24-point Gaussian integration을 적용하여 계산을 수행하였다.

$$\begin{aligned} \overline{q_{p1}} &= \frac{2 \int_{r_w}^h q_{p1}(s, y) C_{nv10} U H dy}{2(h-r_w) C_{nv10} U H} \\ &= \frac{\int_{r_w}^h q_{p1}(s, y) dy}{h - a_w} \end{aligned} \quad (11)$$

여기서 하전부 출구의 입자농도  $C_{nv10}$ 는 일정하다고 가정하였다.

2.2 집진부 해석

Fig. 4(a)와 같은 2단 정전식 집진기의 집진부는 Fig. 4(b)와 같은 집진셀(collecting cell)들로 구성되어 있다. Fig. 4(b)의 집진셀에서 두개의 접지된 집진판(grounded collecting plate) 사이의 중앙에 있는 고전압판(high voltage plate)에  $V_2$ 의 전압이 인가되어 있고 오염공기는 평균속도  $U$ 로 집진셀을 지나가고 있다. 하전부에서 전기적으로 평균전하량  $\overline{q_{p1}}$ 으로 하전된 공기부유입자는 집진셀내에 형성된

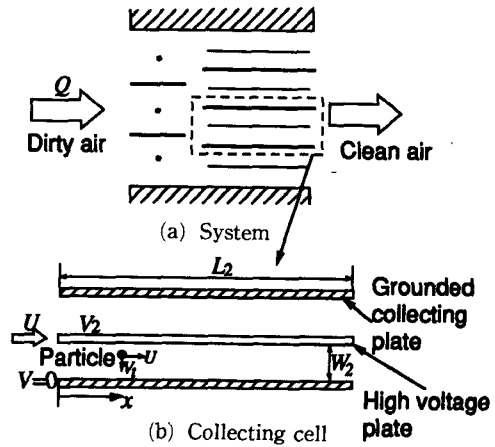


Fig. 4 Modeling of the collecting cell for 2-stage electrostatic precipitator

전기장내에서 횡단속도(migration velocity)  $V_t$ 로 집진판을 향해 이동한다. 고전압판과 집진판은  $W_2$ 만큼 떨어져 있고 각 판은 길이  $L_2$ 이다.

집진셀에서의 입자의 집진효율값은 선택되는 집진효율모델에 따라 달라진다. 여러 집진효율모델이 있지만 가장 기본적이며 모든 집진효율값들이 상한경계인 층류집진효율식과 하한경계<sup>(5,6)</sup>인 완전한 난류혼잡작용(complete turbulent mixing)을 가정하고 있는 Deutsch의 집진효율식을 적용하여 2단 정전식 집진기의 집진셀의 집진효율에 대한 특성을 하전셀과 연결하여 고찰하였다. 층류유동내의 집진효율<sup>(2,5,8,14)</sup>  $\eta_{a,tam}$ 과 Deutsch의 집진효율<sup>(1,2,5,8,14)</sup>  $\eta_{a,Deu}$ 는 각각 다음과 같다.

$$\eta_{a,tam} = \frac{L_2 V_t}{U W_2} \quad (12)$$

$$\eta_{a,Deu} = 1 - \exp\left(-\frac{L_2 V_t}{U W_2}\right) \quad (13)$$

식(12)와 식(13)내의 입자의 횡단속도(migration velocity)  $V_t$ 는 정전기력인 쿨롱력(Coulomb force)과 Stokes법칙의 점성항력에 의한 종단속도(terminal velocity)<sup>(13,20)</sup>로서 다음과 같다.

$$\begin{aligned} V_t &= \frac{\overline{q_{p1}} E_c C_s}{3\pi\mu d} \\ C_s &= 1 + \frac{\lambda}{d} \left[ 2.514 + 0.800 \exp\left(-0.55 \frac{d}{\lambda}\right) \right] \end{aligned} \quad (14)$$

여기서,  $\mu$ 는 기체의 점성계수(kg/m-s),  $d$ 는 입자

지름(m),  $C_s$ 는 미끄럼보정인수(slip correction factor)이고  $\lambda$ 는 중성기체의 평균 자유행로(mean free path)(m)이고 표준공기의 경우에  $0.0667\mu\text{m}^{(13,20)}$ 이다.  $\overline{q_{p1}}$ 는 식(11)에서 구한 하전셀에서의 입자의 평균 전하량이다. 그리고  $E_c$ 는 집진셀에서의 전기장강도(V/m)로서 다음과 같다.

$$E_c = \frac{V_2}{W_2} \quad (15)$$

식(12)와 식(13)은 단일크기의 에어로졸(monodisperse aerosol)에만 적용될 수 있으므로 Table에 주어진 설계조건에서 입자크기에 따른 각각의 집진효율이 구해질 수 있다. Table 1에 수록된 자료들은 본 연구의 계산에 사용된 전형적인 소형 2단 정전식 집진기의 크기 및 작동조건을 나타낸다. 표에 있는 이온의 전기적 유동율 값  $1.4 \times 10^{-4} \text{m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ 는 양의 코로나(positive corona)에 의해 발생된 양의 공기이온의 유동율<sup>(12)</sup>을 나타내고 이때의 양의 공기이온들은  $\text{H}^+(\text{H}_2\text{O})_6$ 로 선택<sup>(12)</sup>하여 양의 공기이온의 질량은  $1.8 \times 10^{-25} \text{kg}$ (109amu)로 하였다.

### 3. 결과 및 검토

#### 3.1. 계산결과

하전셀 출구에서의 입자의 하전량을 계산하기에 앞서 먼저 입자의 하전량에 중요한 영향을 미치는 하전셀내의 국소 전기장강도  $|E|$ 와 국소 이온농도  $N_0$ 의 분포들을 계산하였고 그 결과들을 Fig. 5(a)와 (b)에 각각 도시하였다. 국소 전기장강도의 분포인 Fig. 5(a)를 보면 코로나와이어 주위에 매우 강한 전기장강도가 분포되어 있고 접지판 근처에서도 비교적 강한 분포를 보이고 있다. 그러므로  $y=0$ 근처의 직선케적을 가지고 있는 입자들은 행로를 따라서 국소 전기장강도가 와이어에 다가갈수록 급격하게 증가하다가 멀어지면 급격하게 감소하는 변화양상을 겪게 된다는 것을 알 수 있다. 그러나 접지판 근처의 직선 케적을 가진 입자들은 행로를 따라서 그다지 큰 국소 전기장강도의 변화는 겪지 않는다는 것을 알 수 있다. Fig. 5(b)에는 식(5)에 의해 계산된 하전셀내의 공기이온 농도분포가 도시되어 있다. 그림에서 와이어 근처에서는 이온유속의 흐름이 반경방향으로 지배적이고 접지판 근처에서는 집진판에 수직한 방향이 지배적인 효과를 나

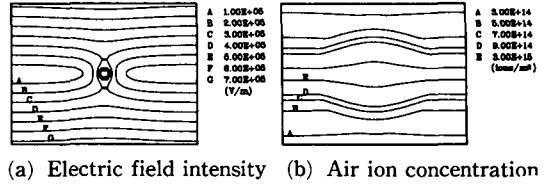


Fig. 5 Electric field intensity and air ion concentration distributions in the charging cell

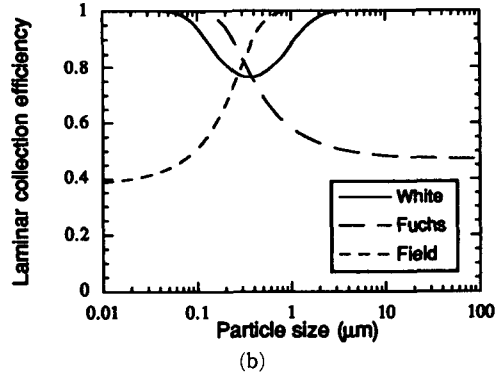
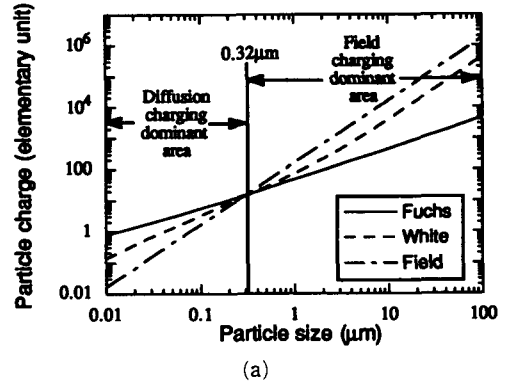


Fig. 6 Results of particle charge and collection efficiency for various unipolar charging models

타나고 있음을 알 수 있다. 와이어 근처에서의 공기이온농도가 집진판 근처보다는 크고 하전셀 통과 입자는 와이어 부근을 제외하고는 공기이온농도의 큰 변화를 겪지 않는다.

Fig. 6(a)에 양의 코로나로 Table 1의 조건하에 작동하는 2단 정전식 집진기의 하전셀에서의 입자의 하전량을 여러가지 하전기작에 대해 입자의 크기에 따른 변화를 도시하였다. 입장의 크기범위는 공기중에 부유할 수 있는 입자크기범위인  $0.01\mu\text{m}$ 에서  $100\mu\text{m}$ 로 하였다. Fig. 6(a)에서 White는 단

극성 확산하전모델인 식(3)의 입자의 하전량 예측치를 나타내고, Fuchs는 Fuchs의 단극성 확산하전 모델인 식(4)의 입자의 하전량 예측치를 나타내며, Field는 White의 단극성 전기장하전모델인 식(2)의 입자의 하전량 예측치를 나타낸다. Fig. 6(a)를 보면  $0.32\mu\text{m}$ 의 입자크기에서 확산하전량과 전기장하전량이 서로 교차되어  $0.32\mu\text{m}$ 보다 작은 입자영역에서는 두개의 확산하전이 모두 전기장하전보다 우세하고  $0.32\mu\text{m}$ 보다 큰 입자영역에서는 전기장하전 확산하전보다 우세함을 알 수 있다. 두개의 확산하전모델을 서로 비교해 보면  $0.32\mu\text{m}$ 보다 큰 입자영역에서는 White의 확산하전모델이 Fuchs의 확산하전모델보다 입자의 확산하전량을 상당히 크게 예측하고 있고  $0.32\mu\text{m}$ 보다 작은 입자영역에서는 Fuchs의 확산하전모델이 White의 확산하전모델보다 입자의 하전량을 크게 예측하고 있다. 이러한 사실에 대한 자세한 논의를 위하여  $0.32\mu\text{m}$  크기를 가진 입자의 Kn수를 평가해 보면 Table 1의 공기이온에 대한 물성치에 대해 Maxwell-Chapman-Enskog 식으로부터 계산된 공기이온의 평균 자유행로  $\lambda_i=0.0145\mu\text{m}$ [12]에 의해  $\text{Kn}=2\lambda_i/d=0.09$ 를 얻을 수 있다. 공기이온과 입자에 있어서 연속체 특성영역과 천이 특성영역(transition regime)의 경계가 논란의 여지는 있으나 대략적으로 Kn수가 0.1~0.3사이에 있으므로 본 해석에서  $0.32\mu\text{m}$ 보다 큰 입자영역은 어느정도 연속체 특성영역에 속한 것으로 볼 수 있다. 따라서 연속체 특성영역에서 White의 단극성 확산하전모델이 Fuchs의 단극성 확산하전모델보다 2단 정전식 집진기의 하전셀에서의 입자의 하전량을 상당히 과대 예측하고 있음을 알 수 있다. 이는 Liu와 Pui<sup>[12]</sup>가 비록 일정한 전기장강도와 이온농도하의 하전 상황이었지만 연속체 특성영역에서 White의 단극성 확산하전모델이 실험값보다 입자의 하전량을 과대 예측하므로 Fuchs의 단극성 확산하전모델을 사용해야 한다는 주장을 다시금 2단 정전식 집진기의 하전셀에서의 하전현상에서도 확인할 수 있는 것이다. 또한 본 해석에서 고려하고 있는 최소크기인  $0.01\mu\text{m}$  입자의 Kn수는 2.9이다. 이값은 대체적으로 알려진 천이 특성영역과 자유분자 특성영역의 경계에서의 Kn수인 10보다 작으므로 천이 특성영역에 속한다고 할 수 있으나 아직까지 천이 특성영역에서의 하전모델이 확립되지 않은 상태이다. 그러므로 2단 정전식 집진기 하전셀내에서의 입자의 하전현

상을 해석하기 위하여는 본 해석에서 고려하여 있는  $0.01\mu\text{m}$ 보다 크고  $0.32\mu\text{m}$ 보다 작은 입자영역에서도 이미지력(image force)이 0인 경우나 자유분자 특성영역(free molecular regime)에 적용할 수 있는<sup>[7,21]</sup> White의 단극성 확산하전모델의 사용보다는 연속체 특성영역에 적합한 Fuchs의 확산하전모델을 사용하는 것이 타당하다고 할 수 있다.

Fig. 6(a)의 입자의 하전량에 대한 집진셀의 층류포집모델로부터 구한 집진효율을 Fig. 6(b)에 도시하였다. White의 단극성 확산하전모델의 하전량에 대한 집진효율은 확산하전임에도 불구하고 세 곡선의 교차점에서 Fuchs의 경우와는 달리 집진효율이 증가하여 약  $1.3\mu\text{m}$ 에서는 전기장하전의 경우와 동일한 집진효율값 1.0이 얻어졌다. 이는 앞서 언급한 바와 같이 White의 단극성 확산하전모델이 연속체 특성영역에서의 입자의 하전량을 과대 예측하므로 입자크기가 약  $1.3\mu\text{m}$ 이상에서는 전기장하전이 없이도 입자들을 충분히 포집할 수 있다는 불합리한 결과로 나타난 것이다. 이러한 결과는 자유분자 특성영역에서 벗어난 크기의 입자들을 다루고 있는 2단 정전식 집진기 하전셀의 상황에서 White의 단극성 확산하전모델을 확산하전모델로 적용하는 것은 부적합하고 Fuchs의 단극성 확산하전모델이 더 적합하다는 앞서의 결론을 뒷받침하고 있다.

본 해석에서 도입된 Fuchs의 단극성 확산하전율인 식(4)와 White의 단극성 전기장하전율인 식(2)로 이루어진 복합하전을 모델식(1)에 의해 계산된 하전셀에서의 입자의 전하량을 Fig. 7(a)에 Combined로 표시된 곡선으로 도시하였다. Fig. 7(a)에서의 Diffusion 곡선과 Field곡선을 Curve fitting한 결과 각각  $\overline{q_{p1}}=49.99d^{0.96}$ (상관계수  $R=0.9999$ )과  $\overline{q_{p1}}=163.04d^2$ (상관계수  $R=1$ )이 얻어졌고 이 두 곡선의 교점으로부터  $0.32\mu\text{m}$ 가 얻어졌다. 결과에서 나타난 바와 같이  $0.32\mu\text{m}$ 보다 큰 입자영역에서는 전기장하전에 의해서만 입자가 하전되고 확산하전량은 무시해도 좋으며, 반대로  $0.32\mu\text{m}$ 보다 작은 입자영역에서는 확산하전에 의해서만 입자가 하전되고 전기장 하전량은 고려하지 않아도 전체 입자하전량 계산에 무리가 없을 것임을 시사하고 있다. Fig. 7(a)에서 구한 입자의 하전량으로부터 하전셀에서의 입자횡단속도에 대한 스케일 해석을 해보면  $100\mu\text{m}$ 의 경우  $(q_p E_y C_e)/(3\pi\mu d)\approx 0.9\text{ m/s}$ ,  $0.32\mu\text{m}$ 의 경우  $0.005\text{ m/s}$ ,  $0.01\mu\text{m}$ 의 경우



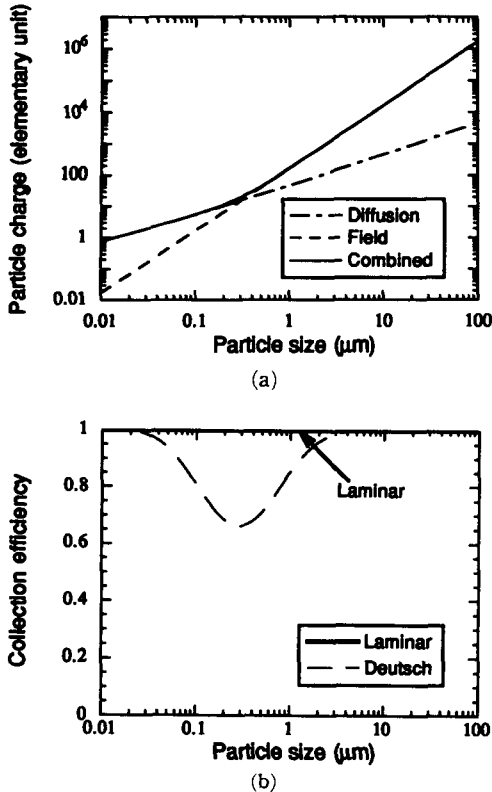


Fig. 7 Variations of combined particle charge and collection efficiency with respect to particle size

0.2 m/s가 얻어지고 이는 공기속도 3 m/s보다 한 자리(order) 또는 두 자리가 낮으므로 본 이론해석 모델에 사용된 하전셀내에서의 입자의 직선체적의 정당성을 다시금 확인할 수 있다.

하전셀과 집진셀이 연결된 총체적인 집진특성을 의미하는 집진효율을 Fig. 7(a)의 입자의 평균 전하량에 대해 층류포집모델의 예측값인 Laminar와 Deutsch 포집모델의 예측값인 Deutsch로 표시하여 Fig. 7(b)에 도시하였다. 집진효율에 영향을 미치는 교란효과들, 즉 포집된 입자의 재함입(particle reentrainment), 역코로나(back, corona), 입자의 응집(paricle agglomeration), 누설(sneakage) 등이 없는 경우, 2단 정전식 집진기의 집진셀에서의 집진효율 값의 상한경계와 하한경계는 각각 층류포집모델의 예측값과 Deutsch 포집모델의 예측값에 의해 결정되고 실제적인 집진효율값들은 모두 이러한 경계들로 이루어진 영역내에 존재하게 될 것이다.<sup>(5,6)</sup> Fig. 7(b)에서 한가지 주목해야 할 사항은

Laminar집진효율곡선과 Deutsch 집진 효율곡선이 모두 최소 입자크기인 Fig. 7(a)의 교차점인 0.32 μm까지 집진효율이 감소하다가 이후는 다시 증가하는 특성을 보이고 있다. 이러한 특성은 앞서 설명한 Fig. 7(a)의 하전셀에서의 평균 하전량이 입자크기가 증가하면 계속적으로 증가하는 양상과는 매우 다르다. 즉 입자크기가 0.32 μm보다 작은 영역에서는 입자의 크기가 증가함에 따라 Fig. 7(a)의 입자의 평균 전하량은 증가하고 있지만 Fig. 7(b)이 집진효율은 감소하고 있다.

이것을 분석하기 위해서 식(12)와 식(13)을 자세히 살펴보면 집진효율의 입자크기에 대한 의존성은 오직 집진판방향으로의 횡단속도  $V_t$ 에 있다는 것을 알 수 있다. Fig. 8에 집진판방향으로의 횡단속도  $V_t$ 의 입자크기에 대한 변화를 도시하였다. Fig. 8에서 집진판방향으로의 횡단속도는 Fig. 7(b)의 집진효율곡선과 같이 0.32 μm까지는 감소하다가 다시 증가하는 형태를 보여주고 있다. 따라서 0.32 μm보다 작은 입자크기영역에서 입자크기가 증가하면 집진효율이 감소하는 것은 집진판방향으로의 횡단속도  $V_t$ 가 입자크기가 증가하면 감소하기 때문이다. 횡단속도  $V_t$ 에 대한 식(14)는 다시  $V_t = \frac{q_p B E_c}{q_{p1} B E_c}$ 로 표현될 수 있고 여기서  $B = C_s / 3\pi\mu d$ 를 기계적 유동율(mechanical mobility)이라 정의한다.<sup>(20)</sup> Fig. 8의 횡단속도의 변화는 집진셀내의 전기장강도  $E_c$ 가 입자의 크기와는 무관하기 때문에 입자의 평균 하전량과 기계적 유동율의 입자의 크기 변화에 따른 상대적인 변화율에 재배하게 된다. Fig. 9는 입자 크기에 따른 입자의 평균 하전량과 기계적 유동율을 나타내고 있는데 입자크기가 증가함에 따라 입자의 평균 하전량은 감소하지만 기계적 유동율이 증가하기 때문에 횡단속도가 0.32 μm에서 최소가 되는 아래로 볼록한 형상을 이룬다. 이러한 결과는 일반적인 하전이론에서 입자하전량과 기계적 유동율의 곱으로 정의되는 전기적 유동율의 입자크기에 따른 거동결과<sup>(20)</sup>와 유사하다는 사실을 2단 정전식 집진기의 집진셀에서 확인할 수 있다.

마지막으로 본 해석에서 정립한 복합하전율모델을 적용하여 하전셀을 통과하는 입자들의 궤적에 따른 입자의 하전량을 계산하여 그 결과를 Fig. 10에 도시하였다. 입자크기는 대표적으로 0.01 μm, 0.32 μm, 100 μm를 선택하여 각각 확산하전이 지배적인 입자크기영역, 확산과 전기장하전이 모두

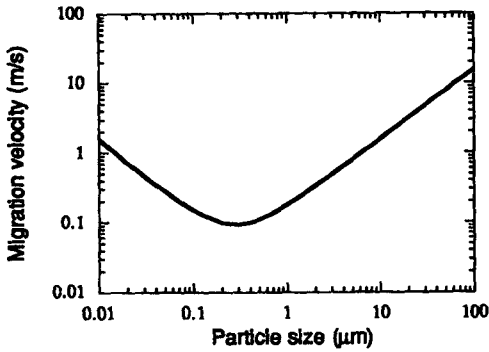


Fig. 8 Variation of migration velocity with respect to particle size

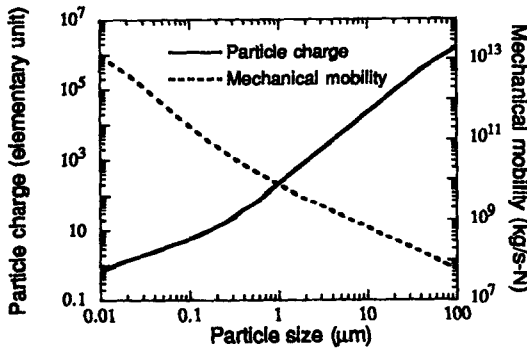
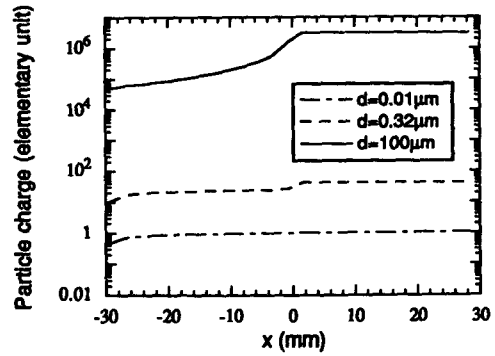
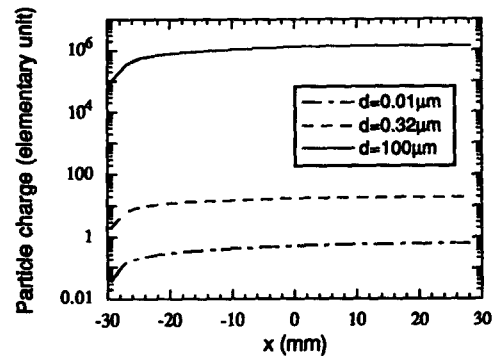


Fig. 9 Variations of particle charge and mechanical mobility with respect to particle size

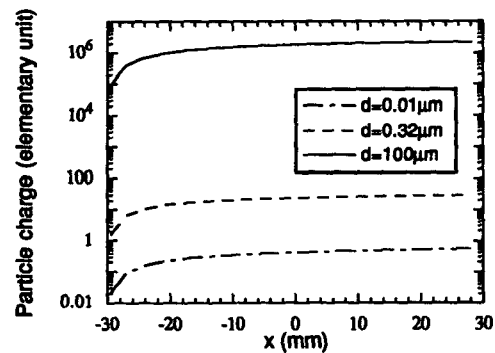
지배적인 입장크기영역, 전기장하전이 지배적인 입자크기영역의 입자하전특성을 대표할 수 있도록 하였고, 입자의 궤적은  $y=0.5$  mm, 11.25 mm, 22 mm로 선택하여 각각 코로나와이어 근처, 코로나와이어와 집진판 사이, 집진판 근처를 살펴보았다. 궤적  $y=0.5$  mm로 통과하는 입자는 Fig. 5에서 살펴본 바와 같이 매우 급격한 전기장강도와 이온농도의 변화를 경험하고 있고  $y=22$  mm는 비교적 완만한 변화를 경험하고 있다. 먼저 궤적  $y=0.5$  mm의 경우에 전기장하전 특성영역을 대표하는  $100 \mu\text{m}$  입자는 코로나와이어에 접근한 약  $x=2$  mm까지 계속적으로 하전이 큰 폭으로 증가하고 와이어 근처를 통과하면서 급격하게 증가하여 이후 포화상태에 도달해 더 이상의 하전이 없으나, 확산하전 특성영역을 대표하는  $0.01 \mu\text{m}$  입자는  $y=0.5$  mm의 궤적을 따라서의 급격한 환경변화에 대해 그다지 큰 반응없이 거의 확산하전에 의해서만 일정하게 하전량이 변화하고 있다.  $y=11.25$  mm와



(a)  $y=0.5$  mm



(b)  $y=11.25$  mm



(c)  $y=22$  mm

Fig. 10 Variation of the particle charge along the particle trajectory for various particle sizes

$y=22$  mm의 경우에는  $100 \mu\text{m}$ ,  $0.32 \mu\text{m}$ ,  $0.01 \mu\text{m}$  입자들 모두 약  $x=-20$  mm 이전까지는 하전량이 급격하게 증가하고 그 이후에는 하전량의 증가 폭이 매우 완만한 편이다.

### 3.2 실험과의 비교

본 논문에서 2단 정전식 집진기의 최종 집진효율을 계산하기 위하여 개발된 이론해석모델의 타당성을

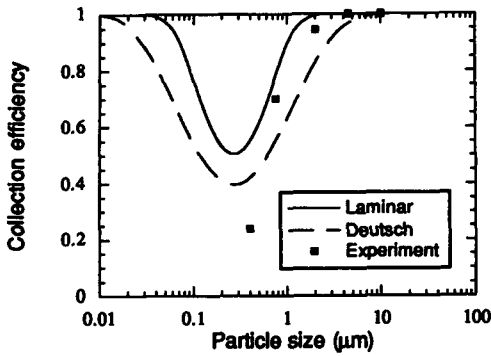


Fig. 11 Comparison of theoretical results with experimental results

을 검토하기 위하여 실험결과와의 비교를 시도하였다. 2단 정전식 집진기의 특성을 분석할 수 있는 실험적인 연구는 지금까지 찾아보기 힘들다. 제한적이긴 하지만 발표된 실험치<sup>(22)</sup>와 같은 조건으로 집진효율을 계산하여 Fig. 11에 도시하였다. 실험 조건은 하전셀의 폭( $W_1$ ) 35 mm, 길이( $L_1$ ) 45 mm, 코로나와이어의 반경( $r_w$ ) 0.2 mm, 코로나와이어의 인가전압( $V_1$ ) 11.5 kV, 집진셀의 고전압판과 집진판사이의 폭( $W_2$ ) 10 mm, 길이( $L_2$ ) 240 mm, 고전압판의 인가전압( $V_2$ ) 5 kV, 평균 공기 속도( $U$ ) 2.5 m/s, 입자의 유전상수( $\chi$ )는  $SiO_2$ 의 값인 4.3이었고 나머지는 Table 1과 동일하였다.

실험에서는 입자의 크기 및 농도측정이  $0.3 \mu m$  보다 큰 영역만 가능하였기 때문에 이론예측치와의 비교가 제한되기는 하지만 적어도  $0.7 \mu m$  이상에서는 본 이론해석 결과와 상당히 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.  $0.4 \mu m$ 에서의 실험치를 제외한 모든 경우의 실험치들이 층류집진효율곡선 Laminar와 Deutsch 집진효율곡선 Deutsch로 이루어진 영역 사이에 위치해 있음을 알 수 있다. 실험에 대한 집진셀내의 공기유동의 Re 수를 구해보면  $Re = 2\rho_{air}UW_2/\mu$  (평행평판의 수력직경은 판 간격의 두 배)로부터 3220이 얻어지고 두 평행평판 유동에서 층류에서 난류로의 천이가  $Re_{crit} = 2300$ 에서 발생<sup>(23)</sup>함을 고려해 볼 때 실험에서의 집진셀 내의 공기유동은 Deutsch포집모델의 기본가정인 완벽한 혼합작용(complete mixing)이 일어나고 있는 완전한 난류라기 보다는 난류로의 천이가 발생하고 있는 약한 난류유동이라고 볼 수 있다. 따라서 Fig.11에서와 같이 실험에서 얻은 값들이 Laminar 집진효

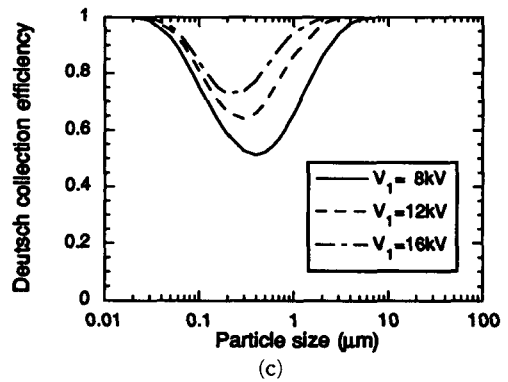
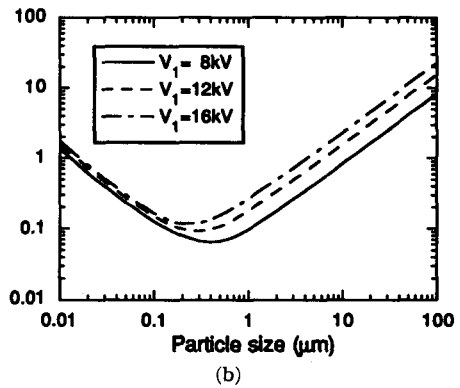
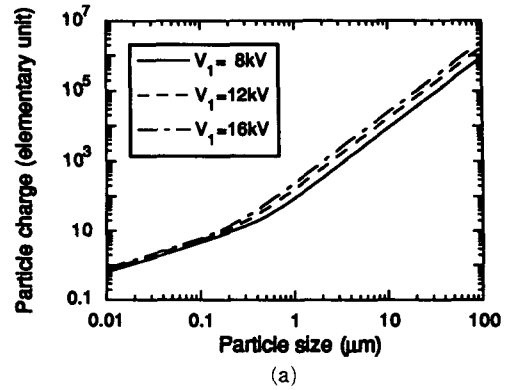


Fig. 12 Effects of the applied voltage of the charging cell

율곡선에 더 가깝게 위치하고 있는 것으로 판단된다. 그리고 약  $10 \mu m$  입자크기 이상에서는 층류집진효율과 Deutsch 집진효율이 모두 거의 1.0이기 때문에 이 두개의 극한포집모델로 경계지워진 영역이 존재하지 않는다. 앞으로 본 이론해석모델을  $0.3 \mu m$  이하의 입자크기를 포함하여 좀 더 구체적으로 입증할 수 있는 실험이 수행되어야 할 것이다.

3.3 설계조건에 따른 집진효율 분석

앞서 정립한 해석모델을 적용하여 2단 정전식 집진기의 설계조건 변화에 따른 집진특성을 분석하기 위하여 중요 설계조건인 하전셀 코로나와이어의 인가전압  $V_1$ , 집진셀의 인가전압  $V_2$ , 유입공기속도  $U$ 를 설계변수들로 설정하고 그 변수들이 2단 정전식 집진기의 중요 물리량들(입자의 하전량, 횡단속도, 집진효율)에 미치는 효과들을 각각 Fig. 12, 13, 14에 도시하였다.

Fig. 12(a)에 도시된 하전셀 코로나와이어 인가전압  $V_1$ 의 변화에 대한 입자의 하전량의 변화거동을 살펴보면 확산하전 특성영역에서는 변화의 폭이 작으나 전기장하전 특성영역에서는 큼을 알 수 있다. 와이어의 인가전압의 증가는 하전셀내의 국소 전기장강도와 국소 이온농도를 모두 증가시키고 확산하전은 식(4)에서 알 수 있듯이 두가지중 국소 이온농도에만 의존하나 전기장하전은 식(2)에서와 같이 국소 이온농도 뿐만 아니라 국소 전기장강도에도 의존한다. 따라서 전기장하전 특성영역에서는 입자의 평균 하전량이 코로나와이어의 인가전압의 변화에 더 민감함을 알 수 있다. 이러한 입자하전량의 변화양상이 Fig.12(b)의 횡단속도에 그대로 반영이 되어 나타나 있다. 하전셀 인가전압이 증가할수록 횡단속도는 증가하고 그 증가폭이 전기장하전의 영향이 지배적인, 즉 입자크기가 큰 영역에서 상대적으로 큰 변화를 보여주고 있다. 이때 횡단속도의 최소점은 인가전압이 증가할수록 작은 입자쪽으로 이동하게 된다. Fig. 12(c)에는 Fig. 12(b)의 횡단속도로부터 식(13)을 통하여 계산된 Deutsch 집진효율이 도시되어 있고 그림으로부터 코로나와이어의 인가전압이 증가하면 집진효율은 증가됨을 알 수 있다. 집진효율 계산에 Deutsch모델을 사용한 것을 집진기의 안전 설계적 측면에서는 집진효율의 하한경계가 의미가 있기 때문이다. 왜냐하면 실제적인 경우는 설계된 집진효율보다 항상 높게 얻어질 것이기 때문이다.

집진셀 인가전압  $V_2$ 가 집진특성에 미치는 영향을 Fig. 13에 나타내었다. 여기서  $V_2$ 는 집진셀의 변수이므로 Fig. 13에 대한 입자의 하전량은 Fig. 12(a)의  $V_1=12kV$ 의 곡선과 동일하다. Fig. 13(a)를 살펴보면  $V_2$ 가 증가하더라도 Fig. 12(b)와 같은 최소 횡단속도점의 작은 입자크기방향으로의 이동은 발견할 수 없으나 일정한 입자크기를 유지하면서 횡단속도값만 증가되는 수직이동을 관찰할 수

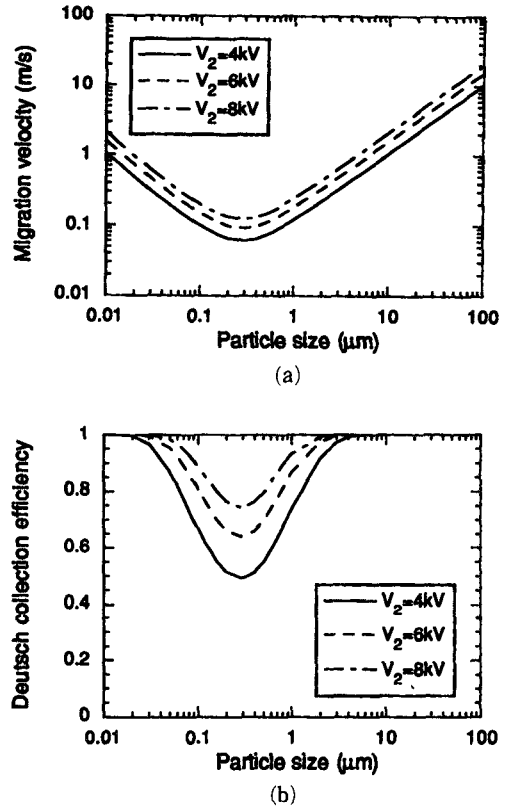


Fig. 13 Effects of the applied voltage of the collection cell

있다. 따라서 앞서 언급한 최소점의 입자크기 방향으로의 측면이동은 하전셀에서의 국소 전기장강도와 국소 이온농도의 변화에 의해서만 유발될 수 있음을 알 수 있다. Fig. 13(a)의 횡단속도의 변화에 대한 Deutsch 집진효율의 변화는 Fig. 13(b)에 도시되어 있고 횡단속도의 변화양상처럼 최소 집진효율값을 가진 입자크기가 변화하지 않고 집진효율값만 커지는 수직이동이 있음을 알 수 있다.

Fig. 14에는 유입공기속도  $U$ 에 따른 하전 및 집진특성 변화를 보여주고 있다. 주어진 속도변화범위에 대해서 Fig. 14(a)와 (b)에서 나타난 바와 같이 입자의 하전량과 횡단속도의 변화는 미소하나 이에 대한 Fig. 14(c)의 Deutsch 집진효율의 변화폭은 큼을 알 수 있다. 식(13)을 살펴보면 Deutsch집진효율은 횡단속도 뿐만 아니라 공기속도에도 의존하고 게다가 지수함수 형태로 표현되어 있으므로 Fig. 14(c)과 같은 큰 변화폭이 초래된 것이다.

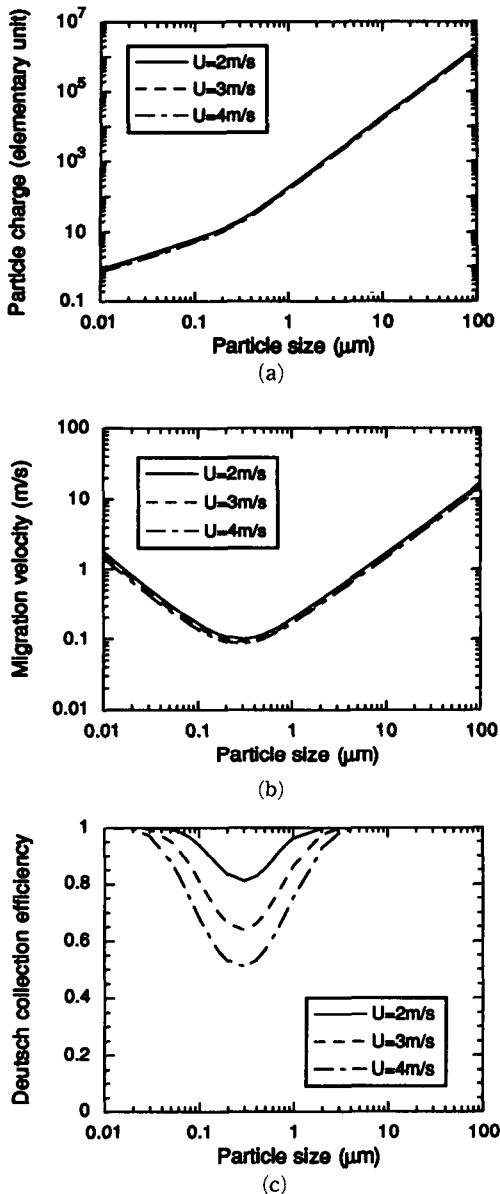


Fig. 14 Effects of the air velocity

#### 4. 결 론

여러가지 입자에 대한 하전이론모델들과 포집이론모델들을 2단 정전식 집진기에서의 입자의 하전과 포집에 대한 이론해석에 적용하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 2단 정전식 집진기의 하전셀과 집진셀을 연결하여 입자크기별 하전 및 집진특성을 집진기 설

계조건에 따라 종합적으로 분석할 수 있는 이론적 해석방법이 정립되었다.

(2) 2단 정전식 집진기의 하전셀 모델로는 Fuchs의 단극성 확산하전율과 White의 전기장하전율의 합으로 이루어진 복합하전율모델의 적용이 타당하다.

(3) 2단 정전식 집진기에서의 입자크기에 따른 전체집진효율의 거동은 평균 입자하전량과 입자의 기계적 유동율에 의해 결정되는 횡단속도거동에 의해 결정되며, 본 논문에서 고려한 집진기에 대해 층류포집모델, Deutch 포집모델 둘다  $0.32\mu\text{m}$  부근에서 최소 집진효율을 갖는다.

(4) 본 해석모델에 따른 계산결과는 제한적이긴 하지만  $0.7\mu\text{m}$ 보다 큰 입자크기영역에서 수행된 실험결과와 비교적 잘 일치하고 있다. 앞으로  $0.7\mu\text{m}$ 보다 작은 입자크기영역을 포함한 확대된 실험결과와의 비교검토가 추가되어야 할 것이다.

#### 참고문헌

- (1) Deutsch, W., 1922, "Bewegung und Ladung der Elektrizitatstrager im Zylinderkondensator," *Annalen der Physik*, Vol. 68, pp. 335~344.
- (2) White, H. J., 1963, *Industrial Electrostatic Precipitation*, Addison-Wesley, Reading, Mass.
- (3) Cooperman, P., 1971 "A New Theory of Precipitator Efficiency," *Atmospheric Environment*, Vol. 5, pp. 541~551.
- (4) Zhibin, Z. and Guoquan, Z., 1992, "New Model of Electrostatic Precipitation Efficiency Accounting for Turbulent Mixing," *J. Aerosol Science*, Vol. 23, No. 2, pp. 115~121.
- (5) Leonard, G. L., Mitchner, M. and Self, S.A., 1980, "Particle Transport in Electrostatic Precipitators," *Atmospheric Environment*, Vol. 14, pp. 1289~1299.
- (6) Leonard, G. L., Mitchner, M. and Self, S. A., 1982, "Experimental Study of the Effect of Turbulent Diffusion on Precipitator Efficiency," *J. Aerosol Science*, Vol. 13, No. 4, pp. 271~284.
- (7) Liu, B. Y. H. and Kapadia, A., 1978, "Combined Field and Diffusion Charging of Aerosol Particles in the Continuum Regime," *J. Aerosol Science*, Vol. 9, pp. 227~242.

- (8) Oglesby, S., Jr. and Nichols, G. B., 1978, *Electrostatic precipitation*, Marcel Dekker, New York.
- (9) Hwang, J. and Daily, J. W., 1992, "A study of Particle Charging for Electric Field Enhanced Deposition," *Aerosol Science and Technology*, Vol. 16, pp. 113~125.
- (10) White, H.J., 1951, "Particle Charging in Electrostatic Precipitation," *AIEE Trans*, Vol. 70, pp. 1186~1191.
- (11) Fuchs, N. A., 1947, "The Charges on the Particles of Aerocolloids," *Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Geogr. Geofiz.*, Vol. 11., pp. 341~348.
- (12) Liu, B. Y. H. and Pui, B. Y. H., 1977, "On Unipolar Diffusion Charging of Aerosols in the Continuum Regime," *J. Colloid and Interface Science*, Vol. 58, pp. 142~149.
- (13) Crawford, M., 1976, *Air Pollution Control Theory*, McGraw-Hill, New York.
- (14) Robinson, M., 1971, "Electrostatic Precipitation," in Strauss, W., ed., *Air Pollution Control, Part I*, John Wiley & Sons, New York.
- (15) Cooperman, P., 1960, "A Theory for Space Charge Limited Currents with Application to Electrical Precipitation," *AIEE Trans.*, Vol. 79, No. 47, pp. 47~50.
- (16) Nayfeh, M. H. and Brussel, M. K., 1985, *Electricity and Magnetism*, John Wiley & Sons, New York.
- (17) Yabe, A., Mori, Y. and Hijikata, K., 1978, "EHD Study of the Corona Wind between Wire and Plate Electrodes," *AIAA J.*, Vol. 16, pp. 340~345.
- (18) Yamamoto, T. and Velkoff, H. R., 1981, "Electrohydrodynamics in an Electrostatic Precipitator," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 108, pp. 1~18.
- (19) Leonard, G. L., Mitchner, M. and Self, S.A., 1983, "An Experimental Study of the Electrohydrodynamics Flow in Electrostatic Precipitators," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 127, pp. 123~140.
- (20) Hinds, W. C., 1982, *Aerosol Technology*, John Wiley & Sons, New York.
- (21) Gentry, J. and Brock, J. R., 1967, "Unipolar Diffusion Charging of Small Aerosol Particles," *J. Chemical Physics*, Vol. 47, pp. 64~69.
- (22) 김용진, 1993, "전기응용 집진 및 유해가스 제어 기술," 1993년도 제8회 Clean Room기술세미나, 한국공기청정연구조합 pp. 47~70.
- (23) Schlichting, H., 1979, *Boundary Layer Theory*, McGraw-Hill, New York.