

論 文

帶電水滴によるダスト捕集係数の推定法

原 雅 則*, 住吉 谷 覚**, 赤崎 正則***
(1981年7月6日受理)

Estimation Method of Collection Coefficient for Dusts
by a Charged Water Droplet

M. HARA,* S. SUMIYOSHITANI** and M. AKAZAKI***

(Received July 6, 1981)

It is highly difficult to simulate the processes of dust collection by a charged water droplet, if the dust particle has an arbitrary shape, because the effective diameter of dust particle concerning its motion around the droplet is usually unknown; consequently the estimation of the amount of dust captured on the droplet has not been conducted for the dust particle with an arbitrary shape. In this paper, we proposed a simulation method for processes of dust particle collection by a charged water droplet taking into account the distribution of particle size and the neutralization of charge on the water droplet by the capture of dust particles. The effective mean-diameter of dust particles to calculate the collection coefficient was estimated through the comparison of the neutralized charges obtained by the measurement *in situ* or in laboratory and by the proposed simulation method in which spherical dust particle was assumed.

1. まえがき

帶電水滴を用いて、水滴電荷と逆極性に帶電したダスト粒子を捕集する方法は、1940年代初期に Penny¹⁾によって提案された。この方法は、ダストを捕集した水の処理が必要であるために、乾式電気集塵法ほど広くは普及しなかった。ところが、環境基準が厳しくなり、サブミクロン粒子の高効率捕集が必要になりつつある現在、再びこの方法が注目されるに至っている。

帶電水滴を用いた集塵装置の設計および集塵効率の推定において、水滴がダストを捕集するまでの過程に関して検討しておくべき重要な課題は、

(a-i) 集塵空間内での水滴の集団としての振舞

(a-ii) 各水滴のダスト捕集量

であると考えられる。本論文で取り扱う(a-ii)の問題に関しては、Kraemer ら²⁾と Nielsen ら³⁾が流れ場中の逆極性に帶電した球状粒子間の衝突効率に関する理

論を展開し、その理論とは別に Melcher ら⁴⁾は装置効率の推定を試みている。ところが、これらの理論を実際の集塵装置に適用する場合、次のような困難を伴う。

(b-i) 一般の被集塵ダストは球形でないので、球状粒子に対する上記の理論は直接使えない。

(b-ii) いずれの理論においても均一粒径ダストを対象としているので、粒径に分布をもつダストの捕集を考えねばならない一般的の集塵装置内での水滴のダスト捕集に適用するには理論の拡張が必要である。

(b-iii) いずれの理論においても水滴上の電荷の帶電ダスト捕集による中和を考慮していない。

一方、水滴とダスト粒子に関して実験室内で比較的容易に得られる情報は

(c-i) 集塵空間の含塵量

(c-ii) ダストの平均の比電荷(ダストの帶電電荷量/質量)

(c-iii) ダスト粒子の質量密度と粒径分布(ただし、サンプリングされた粒径と集塵空間に浮遊している場合の粒径は必ずしも同一でない)

(c-iv) 水滴の比電荷

(c-v) 水滴の粒径

(c-vi) 水滴上の電荷のダスト捕集による中和量である。

本論文では、水滴の落下と含塵空気の流れの向きが反対の場合の、上記(c-i)~(c-vi)の情報から、一般

*,**,*** 九州大学 (812 福岡市東区箱崎 6-10-1)

Kyushu University, 10-1, Hakozaki 6-chome,
Higashi-ku, Fukuoka, 812 Japan

* 工学部電気工学科 Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering

** 大学院総合理工学研究科 Doctor Course, Graduate School of Engineering Sciences

*** 大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻 Department of Energy Conversion Engineering, Graduate School of Engineering Sciences

形状をしたダストの帶電水滴による捕集量をシミュレーションで推定する方法を提案し、著者らの行なっている実験系の諸定数を用いて行なった二、三のシミュレーション結果を示す。なお、本論文に関連する実験の多くは別報⁵⁾にゆずる。(a-i)に関連する実験結果については文献6)を参照されたい。

2. シミュレーションに用いた記号

- C* : Cunningham factor
D : 直径 (m)
E : ダスト粒子荷電電界 (V/m)
F_E : ダスト粒子に作用する電気力 (N)
F_I : ダスト粒子の慣性力 (N)
F_S : ダスト粒子に作用する粘性力 (N)
l : 帯電水滴の集塵空間内走行距離 (m)
m_p : ダスト粒子質量 (kg)
M : 比電荷 (C/kg)
n_p : 単位体積当りのダスト粒子数 (個/m³)
n_w : 単位体積当りの水滴数 (個/m³)
N_{pp} : 水滴に捕集されたダスト粒子数 (個)
p : ダスト粒子個数頻度 (/1)
Q : 電荷量 (C)
Q_N : 中和電荷量 (C)
Q_w : 水滴の初期電荷量 (C)
r : 水滴中心からの距離 (の座標) (m)
r̃ : *r* の無次元量 ($=r/R_w$)
R : 半径 (m)
Re : Reynolds number ($=2v_0R_w\rho_a/\mu$)
R̄ : 遮断パラメータ ($=R_p/R_w$)
t : 時間 (s)
v : 速度 (m/s)
v₀ : 水滴とダスト粒子の相対速度 (m/s)
W_p : 集塵空間の含塵量 (kg/m³)
x : 水滴中心からダストの流れの方向への距離 (の座標) (m)
y : 水滴中心から *x* 軸に垂直な方向への距離 (の座標) (m)
y₀ : ダスト粒子弾道の初期 *y* 値 (m)
y₀₀ : ダスト粒子臨界弾道の初期 *y* 値 (m)
z : 集塵空間最上端から水滴の落下方向への距離 (の座標) (m)
 μ : 空気の粘度 ($=1.809 \times 10^{-5}$; 1気圧, 20°C)
 $(\text{Pa} \cdot \text{s})$
 θ : 水滴中心を極とし, *x* 軸正方向から反時計回りに測る角度 (の座標) (rad)
 ρ_a : 空気の密度 ($=1.205$; 1気圧, 20°C) (kg/m³)

ρ_p : ダスト粒子の質量密度 (kg/m³)

ϵ_0 : 真空誘電率 ($=8.854 \times 10^{-12}$) (F/m)

π : 円周率

η' : 水滴とダスト粒子の衝突効率 ($=y_{00}^2/R_w^2$)

η : 水滴のダスト粒子捕集係数 ($=\eta'$)

添字

i : ダスト粒子粒径分布の分割番号あるいは水滴上の電荷の段階的中和のステップ番号 ($=1, 2, \dots, k, \dots, n$)

p : ダスト粒子

w : 水滴

r : *r* 方向成分

θ : *θ* 方向成分

3. これまでの理論の利用における問題点と本論文でのシミュレーション法

著者らの予備実験によれば、水滴直径が 5×10^{-4} m 程度の場合、水滴は球に近い形状で落下している。しかし、水滴と集塵空間内で衝突を繰り返すダスト粒子は必ずしも球形ではない。この場合、非球形帶電ダスト粒子と球形帶電水滴の衝突に関する一般的理論を確立することは困難である。そこで、ここでは後に示すような考え方で一般的形状の被捕集ダスト粒子の水滴への衝突に関する実効平均直径を求め、その直径をもつ球形ダスト粒子を仮定し、Kraemer ならびに Nielsen らの衝突理論^{2,3)}に水滴上の電荷の中和を加味して、水滴1個が集塵空間を運動する過程におけるダスト捕集量を推定した。また、形状が球形か球形に近いダスト粒子で粒径に分布をもつ場合には、Kraemer ならびに Nielsen らの衝突理論にその粒径分布を加味して水滴1個が集塵空間を運動する過程におけるダスト捕集量を推定した。すなわち、ガラスビーズや石松子等のように分散性がよく球に近い形状のダスト粒子の場合は第4.2節で述べるように、粒子の粒径分布を考慮するのに光学顕微鏡等による測定粒径をそのまま用いてシミュレーションを行なうことができる。試験用ダスト11種 (JIS Z 8901) 等のように粒子形状が不規則であったり、分散性の悪さから集塵空間内に浮遊している場合のダスト粒子粒径と JIS で与えられているダスト粒子粒径とが必ずしも一致しない場合には、第4.3節で示す中和を考慮した衝突理論により、 R_w , Q_w , M_p , W_p , ρ_p , v_0 のある値 (実験を行ないやすい値) における Q_N-D_p 特性を図1の実線のようにシミュレーションによって求め、一方ではこれと同じ条件下で Q_N を実測し、図1の Q_N-D_p 特性上にその実測値を取り、この点に対応する D_p の値をそのダスト粒子の実効平均直径として取り扱った。

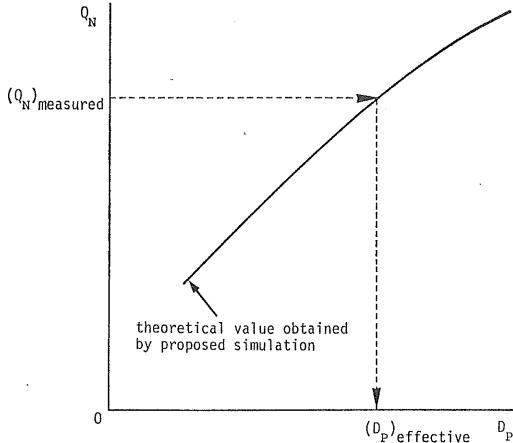


図 1 ダスト粒子の実効平均直径の推定方法

Fig. 1 Estimation method of effective mean-diameter of dust particles.

4. 帯電水滴によるダスト捕集係数の推定

4.1 流れ場中における帶電導体球間の衝突理論

(従来の理論)^{2,3)}

本研究におけるように非球形または不均一粒径の帶電ダスト粒子が帶電水滴に衝突を繰り返す場合にも、二つの帶電球間の衝突理論が基礎となるので、ここではそれに関して從来開発されている理論を後の議論に便利なようまとめる。

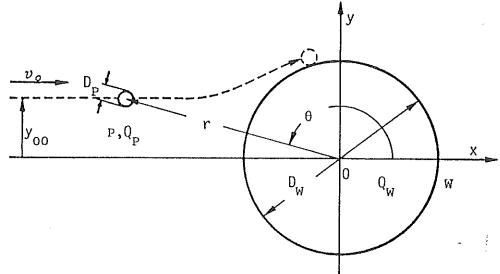
いま、上方から帶電水滴が落下し、含塵空気が下方から吹き上げている系を考える。この場合、水滴上から観察した空気流とダスト粒子の運動を考えると、水滴のまわりには Re の値によって決まる流れ場ができており、ダスト粒子はこの流れに乗って水滴に向かう。ここでダスト粒子に作用する力を考えると、空気流からの粘性力 F_s 、ダスト粒子自身の慣性力 F_I 、帶電水滴との間の電気力 F_E があり、ダスト粒子の運動はこれら三つの作用力の平衡によって決まり、その関係は

$$F_s + F_I + F_E = 0 \quad (1)$$

で記述される。

理論解析は図 2 に示す座標系と記号で行ない、各作用力の成分は (r, θ) 座標で考えることにする。水滴のまわりの流れ場は Re の値によって粘性流とポテンシャル流とに区別されるが、著者らの実験系では $Re=114.7$ であり、一般的な集塵装置においても水滴の落下と含塵空気の流れの向きが逆になる場合には Re がこの程度の値になるとからポテンシャル流を仮定した。したがって、 F_s の r 方向成分は

$$F_{s_r} = -\frac{3\pi\mu D_p}{C} \left\{ \frac{dr}{dt} - v_0 \left(1 - \frac{1}{r^3} \right) \cos \theta \right\} \quad (2)$$



x, y, r, θ : coordinate systems
 \cdots : limiting trajectory of dust particle colliding with water droplet
 w : charged water droplet
 p : dust particle
 D_w : diameter of water droplet
 D_p : diameter of dust particle
 Q_w : charge on water droplet
 Q_p : charge on dust particle
 y_{oo} : initial value of y for the limiting trajectory
 v_o : relative velocity of dust particle to water droplet

図 2 解析に使用した座標系と記号

Fig. 2 Coordinate systems and symbols for calculation.

 θ 方向成分は

$$F_{s_\theta} = -\frac{3\pi\mu D_p}{C} \left\{ r \frac{d\theta}{dt} + v_0 \left(1 + \frac{1}{2r^3} \right) \sin \theta \right\} \quad (3)$$

となる。次に F_I について考えると、その r 方向成分は

$$F_{I_r} = -m_p \left\{ \frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 \right\} \quad (4)$$

 θ 方向成分は

$$F_{I_\theta} = -m_p \left\{ r \frac{d^2 \theta}{dt^2} + 2 \frac{dr}{dt} \frac{d\theta}{dt} \right\} \quad (5)$$

となる。 F_E としては r 方向成分しかないが、帶電水滴と帶電ダスト粒子がともに球形であり、 $n_p D_p^3 \ll 1$ かつ $n_w D_w^3 \ll 1$ であるならば、 Q_w と Q_p によりダスト粒子中に誘導される鏡像電荷との間に生じる $-D_p^3 Q_w^2 / (16\pi\epsilon_0 r^5)$ 、 Q_w と Q_p との間に生じる $Q_w Q_p / (4\pi\epsilon_0 r^2)$ 、 Q_p と周囲のダスト粒子電荷との間に生じる $-Q_p^2 D_w^3 n_p / (24\epsilon_0 r^2)$ の和と考えられて

$$\begin{aligned}
 F_{E_r} = & -\frac{D_p^3 Q_w^2}{16\pi\epsilon_0 r^5} + \frac{Q_w Q_p}{4\pi\epsilon_0 r^2} \\
 & + Q_p^2 \left\{ \frac{D_w}{8\pi\epsilon_0 r^3} - \frac{2D_w r}{\pi\epsilon_0 (4r^2 - D_w^2)^2} \right\} - \frac{Q_p^2 D_w^3 n_p}{24\epsilon_0 r^2}
 \end{aligned} \quad (6)$$

となる。これらの各作用力を式 (1) に代入すると、その r 方向成分は

$$-\frac{3\pi\mu D_p}{C} \left\{ \frac{dr}{dt} - v_0 \left(1 - \frac{1}{r^3} \right) \cos \theta \right\} - m_p \left\{ \frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 \right\}$$

$$\begin{aligned} & -\frac{D_p^3 Q_w^2}{16\pi\epsilon_0 r^5} + \frac{Q_w Q_p}{4\pi\epsilon_0 r^2} + Q_p^2 \left[\frac{D_w}{8\pi\epsilon_0 r^3} - \frac{2D_w r}{\pi\epsilon_0 (4r^2 - D_w^2)^2} \right] \\ & - \frac{Q_p^2 D_w^3 n_p}{24\epsilon_0 r^2} = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

θ 方向成分は

$$\begin{aligned} & -\frac{3\pi\mu D_p}{C} \left\{ r \frac{d\theta}{dt} + v_0 \left(1 + \frac{1}{2r^3} \right) \sin\theta \right\} \\ & - m_p \left(r \frac{d^2\theta}{dt^2} + 2 \frac{dr}{dt} \frac{d\theta}{dt} \right) = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

となる。

ここにおいてダスト粒子弾道出発点 ($x = -\infty$) での y の値 y_{00} がある値 y_{00} を越えることによりダスト粒子が水滴に衝突しなくなるとき、この $y = y_{00}$ で出発したダスト粒子弾道を臨界弾道と呼び、この y_{00} の値を用いて水滴とダスト粒子の衝突効率 η' を

$$\eta' = \pi y_{00}^2 / \pi R_w^2 \quad (9)$$

と定義する。さらにここで、ダスト粒子のうち水滴表面に衝突（接触）したものは、衝突の位置ならびに水滴表面への入射角度に無関係にすべて水滴に捕集されると仮定すると、水滴のダスト粒子捕集係数 η は

$$\eta = \eta' = y_{00}^2 / R_w^2 \quad (10)$$

となる (η' , η は従来 collection efficiency と呼ばれているが、ここではそれぞれ衝突効率および捕集係数と呼んだ)。

本論文では、式(7), (8) の数値積分は自動キザミ可変の Runge-Kutta-Gill 法により行ない、 y_{00} の探査および η の計算は図 3 に示したフローチャートに従って行なった。すなわち初期点 $x = -10R_w$, $y = y_0 = 10^{-4} R_w$ から弾道計算を始め、 $r < (1+\mathcal{R})R_w$ になれば衝突、 $r \geq (1+\mathcal{R})R_w$ の状態で $x > 3R_w$ に至れば非衝突と判断し、それぞれの判断から決まるキザミ (DIV) により次の y_0 の値を決め、 $x = -10R_w$ から再び弾道計算を行なうという過程を DIV < $10^{-5} R_w$ になるまで繰り返して y_{00} を決定し、その値から η を求めた。

また、水滴が集塵空間内を距離 $l = v_0 t$ 走行する間に捕集するダスト粒子数 N_{pp} は、その間に生じる Q_w の変化を無視できると仮定すれば

$$N_{pp} = \pi R_w^2 \eta / n_p \quad (11)$$

となる。

4.2 ダスト粒子の粒径分布を考慮した捕集係数理論

本節で取り扱うダスト粒子は球形または球に近い形状のものであるが、その粒径には分布があるものとする。この場合、ダスト粒子をその粒径に従っていくつかのグループに分け、各グループの代表径を用いて各グループにおける捕集係数をシミュレーションでまず求め、それらに各グループの頻度をそれぞれ乗じて加え合わせることにより粒子全体の捕集係数とした。

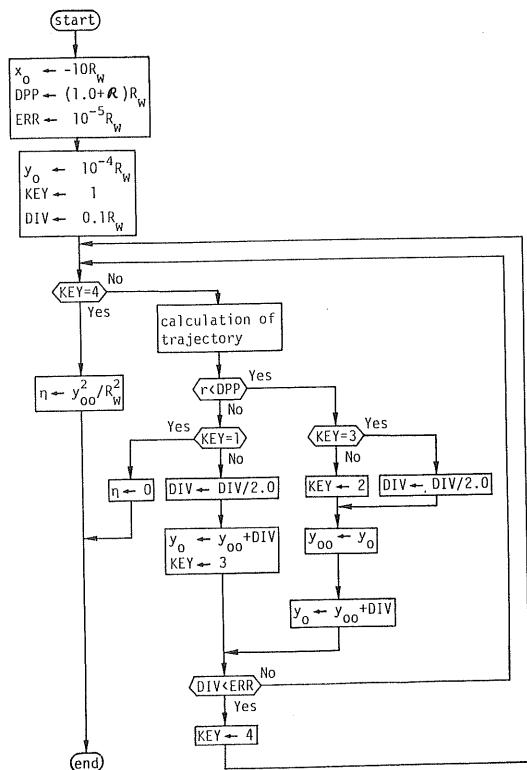


図 3 y_{00} および η 計算のフローチャート
Fig. 3 Flow chart of calculation of y_{00} and η .

いま、ダスト粒子質量密度を ρ_p とおき、粒径分布を n 個の代表径 $R_{p1}, R_{p2}, \dots, R_{pk}, \dots, R_{pn}$ とその個数頻度 $p_1, p_2, \dots, p_k, \dots, p_n$ ($p_1 + p_2 + \dots + p_k + \dots + p_n = 1$) で置き換え、含塵量を W_p (kg/m³)、 n_p (粒径に無関係に数えた粒子個数) (個/m³)、ダスト粒子全体の平均の比電荷を M_p 、各粒径のダスト粒子の帯電量を $Q_{p1}, Q_{p2}, \dots, Q_{pk}, \dots, Q_{pn}$ とおく。

まず W_p と n_p の関係を考えると

$$W_p = (4/3)\pi(R_{p1}^3 p_1 + R_{p2}^3 p_2 + \dots + R_{pn}^3 p_n) n_p \rho_p \quad (12)$$

であることから、既知量（測定可能な量で、以下既知量と記す） W_p で n_p を表わすと

$$n_p = 3W_p / (4\pi\rho_p \sum_{i=1}^n R_{pi}^3 p_i) \quad (13)$$

となる。

次にダスト粒子帶電量を考えると、球形ダスト粒子の電界荷電による飽和帶電量が

$$(Q_p)_{saturation} = 12\pi\epsilon_0 R_p^2 E \quad (14)$$

であることから、各粒径のダスト粒子の帶電量の比は

$$\begin{aligned} & Q_{p1} : Q_{p2} : \dots : Q_{pk} : \dots : Q_{pn} \\ & = R_{p1}^2 : R_{p2}^2 : \dots : R_{pk}^2 : \dots : R_{pn}^2 \end{aligned} \quad (15)$$

になると考へられる。この関係から $Q_{p1}, Q_{p2}, \dots, Q_{pn}$ を Q_{pk} で表わすと

$$\begin{aligned} Q_{p1} &= Q_{pk} R_{p1}^2 / R_{pk}^2 \\ Q_{p2} &= Q_{pk} R_{p2}^2 / R_{pk}^2 \\ &\vdots \\ Q_{pn} &= Q_{pk} R_{pn}^2 / R_{pk}^2 \end{aligned} \quad (16)$$

となる。ところで、

$$M_p = \frac{Q_{p1} p_1 + Q_{p2} p_2 + \dots + Q_{pn} p_n}{(4/3)\pi(R_{p1}^3 p_1 + R_{p2}^3 p_2 + \dots + R_{pn}^3 p_n) n_p} \quad (17)$$

であることから、これに式(16)を代入して Q_{pk} について解くと

$$Q_{pk} = \frac{4}{3} \pi \rho_p M_p R_{pk}^2 \left(\sum_{i=1}^n R_{pi}^3 p_i / \sum_{i=1}^n R_{pi}^2 p_i \right) \quad (k=1, 2, \dots, n) \quad (18)$$

となる。

以上のようにして既知量である $R_{pi}, p_i (i=1, 2, \dots, n)$ および W_p, M_p から n_p ならびに $Q_{pi} (i=1, 2, \dots, n)$ を求めることができれば、それらの値を用いて各粒径の粒子に第4.1節で述べた理論を適用することができる。ただしここで注意したいのは式(6)の右辺第4項である。たとえばこの第4項を k 番グループの粒子について考えると、 Q_{pk} と周囲のダスト粒子電荷との間に生じる電気力であるから粒径分布を考慮する場合には

$$\begin{aligned} (6) \text{ 式第4項} &= -(Q_{pk} D_w^3 n_p / 24 \epsilon_0 r^2) (Q_{p1} p_1 \\ &+ Q_{p2} p_2 + \dots + Q_{pk} p_k + \dots \\ &+ Q_{pn} p_n) \end{aligned} \quad (19)$$

として計算を行なわねばならない。

以上のようなシミュレーションにより各粒径の粒子に対する捕集係数 $\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_n$ が求まると、全体としてのダスト粒子捕集係数 η は、粒子個数に関しては

$$\eta = \sum_{i=1}^n \eta_i p_i \quad (20)$$

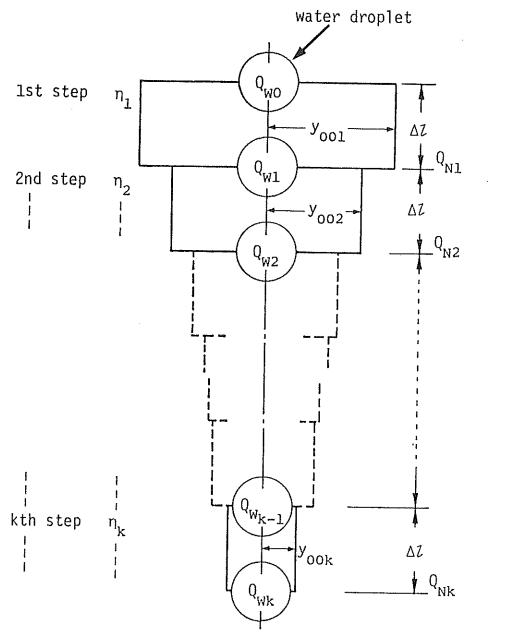
となり、粒子重量に関しては

$$\eta = \sum_{i=1}^n \eta_i p_i R_{pi}^3 / \sum_{i=1}^n p_i R_{pi}^3 \quad (21)$$

となる。

4.3 帯電水滴電荷の中和を考慮した捕集係数理論

第3章でも述べたように、一般にダスト粒子の形状は不定形で、その粒径は分布している。さらに分散性が悪い場合、集塵空間内の水滴との衝突に関するダスト粒子の実効粒径は不明な場合が多い。そのような場合には、図1で求めた実効平均直径をもつ均一球形ダストとして取り扱うことが便利であると考えられる。そこで本節では均一粒径の球形ダスト粒子捕集における帶電水滴電荷の中和を考慮した捕集係数理論を述べる。この理論は粒径に分布を持つダスト粒子に対しても第4.2節で示した取扱いを行なうことにより直ちに適用でき、また図1で示した実効平均直径推定法の基礎にもなる。



y_{00k} : value of y_{00} at k th step

η_k : value of η at k th step

$Q_{Nk} = \pi R_w^2 \eta_k \Delta z n_p Q_p$: neutralized charge at k th step

$Q_{wk} = Q_{w_{k-1}} - Q_{Nk}$: charge on water droplet at ($k+1$)th step

図4 帯電ダスト捕集過程での水滴電荷中和のモデル

Fig. 4 Model for neutralization process of charge on water droplet on the way of dust collection.

図4に水滴電荷中和のモデルを、また図5に中和を考慮して η を求める計算のフローチャートを示す。いま帶電水滴の初期電荷を Q_{w0} とすると、第4.1節で述べた理論より逆極性帶電ダスト粒子の臨界弾道から y_{001} ($=y_{00}$) が与えられ、式(10)より第1ステップでの水滴のダスト粒子捕集係数 η_1 が

$$\eta_1 = y_{001}^2 / R_w^2 \quad (22)$$

として求まる。この水滴が集塵空間を1ステップ $Δl$ ($=v_0 Δt$)走行する間の Q_{w0} の変化を無視すると、この間に水滴に捕集されるダスト粒子数 N_{pp1} は式(11)から計算されて

$$N_{pp1} = \pi R_w^2 \eta_1 Δl n_p \quad (23)$$

となる。ここで、この捕集ダストによる水滴電荷の中和量 Q_{N1} を考えると、式(23)に Q_p を乗じることにより求められて

$$Q_{N1} = \pi R_w^2 \eta_1 Δl n_p Q_p \quad (24)$$

となる。このことから次のステップでの水滴上の電荷 Q_{w1} は

$$Q_{w1} = Q_{w0} - Q_{N1} \quad (25)$$

となる。この値を用いてダスト粒子の臨界弾道を再び求

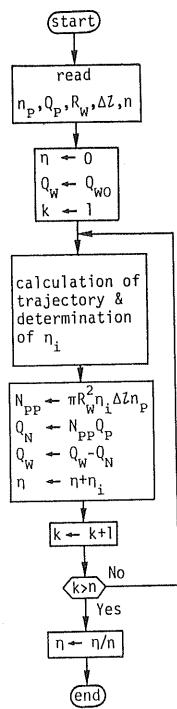


図 5 中和を考慮した η 計算のフローチャート
Fig. 5 Flow chart of calculation of η with neutralization of charge on water droplet.

めることにより、第 2 ステップでの臨界弾道初期 y 値、粒子捕集係数、水滴電荷中和量がそれぞれ y_{002} , η_2 , Q_{N2} と求められ、さらに次のステップでの水滴上の電荷 Q_{w2} が求められる。このようにして、第 k (≥ 2) ステップでの水滴上の電荷 $Q_{w_{k-1}}$ を

$$Q_{w_{k-1}} = Q_{w_{k-2}} - Q_{N_{k-1}} = Q_{w0} - \sum_{i=1}^{k-1} Q_{Ni} \quad (26)$$

水滴のダスト粒子捕集係数 η_k を

$$\eta_k = y_{00k}^2 / R_w^2 \quad (27)$$

水滴電荷中和量 Q_{Nk} を

$$Q_{Nk} = \pi R_w^2 \eta_k d ln_p Q_p \quad (28)$$

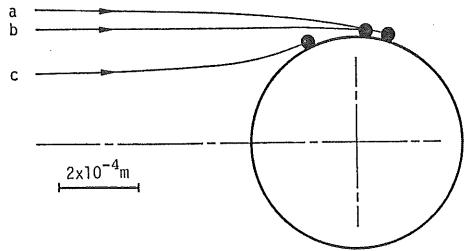
と求める過程を以下第 n ($\geq k$) ステップまで繰り返すことにより各ステップでの水滴の粒子捕集係数 $\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_n$ が求まると、水滴の集塵空間内走行距離 $l (= n d l)$ の水滴電荷の中和を考慮したダスト粒子捕集係数 η は

$$\eta = \sum_{i=1}^n \eta_i / n \quad (29)$$

となる。

5. シミュレーションの例

本章では第 4. 章で述べた捕集係数理論を実際のシミュレーションに用いた例を示す。供試ダスト粒子として



a : $Q_p = 1.64 \times 10^{-14}$ [C]	$R_w = 2.65 \times 10^{-4}$ [m]
b : $Q_p = 0$ [C]	$Q_w = -3.95 \times 10^{-11}$ [C]
c : $Q_p = -2.86 \times 10^{-14}$ [C]	$v_o = 3.25$ [m/s]
	$D_p = 3.2 \times 10^{-5}$ [m]
	$\rho_p = 4.77 \times 10^2$ [kg/m ³]

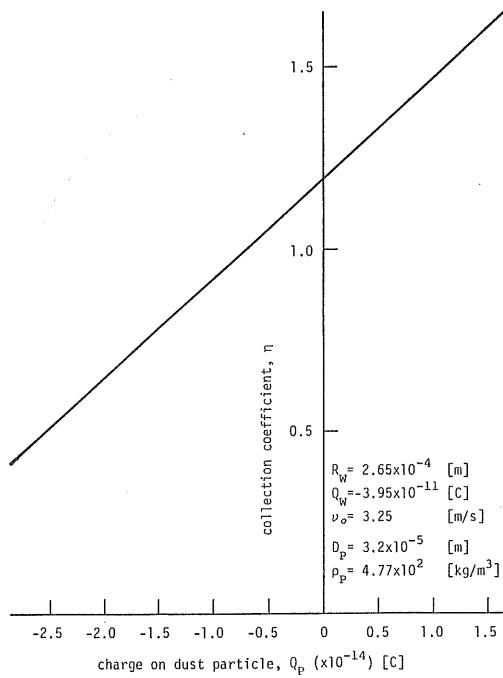
図 6 各種の Q_p 条件下で計算した粒子臨界弾道（石松子の場合）

Fig. 6 Calculated limiting trajectories of spore of *Lycopodium clavatum* ("Sekishoshi" in Japanese) with various charges.

は、球または球形に近い分散性のよいダストとしてガラスビーズ (GB 986-R1) および石松子を、さらに不規則形状で分散性の悪いダストとして試験用ダスト 11 種 (JIS Z 8901) を用いた。なお、本章の計算で用いる各種の条件は著者らの用いている実験系⁵⁾における値である。水滴および空気流速条件には $R_w = 2.65 \times 10^{-4}$ m, $Q_w = -3.95 \times 10^{-11}$ C, $v_w = 2.0$ m/s, $v_p = -1.25$ m/s, $v_o (= v_w - v_p) = 3.25$ m/s を用いた。

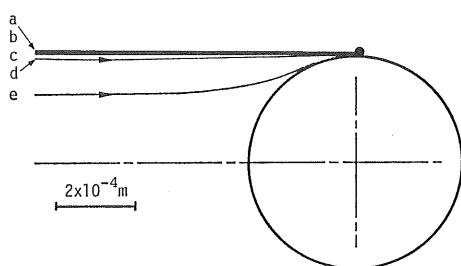
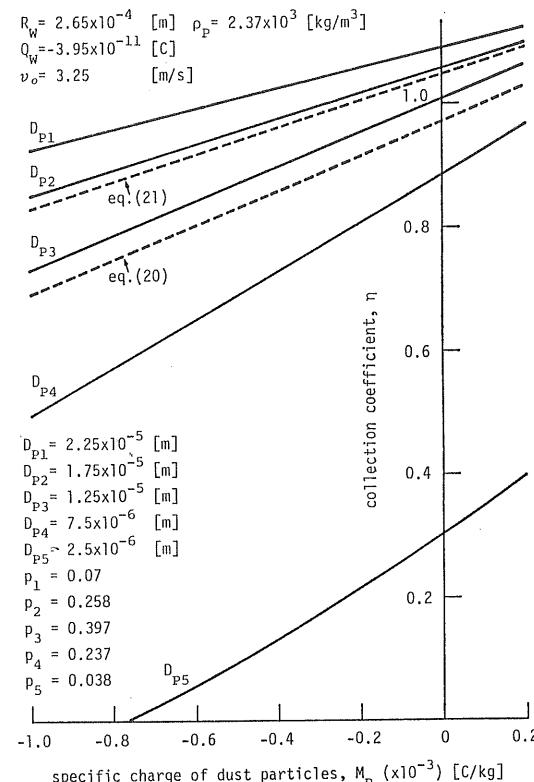
5.1 石松子の場合

石松子の場合、 ρ_p には固め嵩密度を用い、 D_p には粒子の粒径が非常によく揃っていることから単純平均直径を用いて、 $\rho_p = 4.77 \times 10^2$ kg/m³, $D_p = 3.2 \times 10^{-5}$ m とした。いま集塵空間の含塵量を $W_p = 1.45 \times 10^{-4}$ kg/m³、粒子の比電荷範囲を $-3.5 \times 10^{-3} < M_p < 2.0 \times 10^{-3}$ C/kg とすると、上記の ρ_p , D_p より n_p , Q_p が計算されて、 $n_p = 1.77 \times 10^7$ 個/m³, $-2.86 \times 10^{-14} < Q_p < 1.64 \times 10^{-14}$ C となる。これらの値を用いて第 4.1 節で示した理論を適用して求めた本粒子の臨界弾道計算値のなかから Q_p の値が水滴電荷と逆極性の場合、ゼロの場合、同極性の場合の計算値をそれぞれ示したのが図 6 中の曲線 a~c であり、そのような臨界弾道の y_{00} から式(10)を用いて計算した水滴の石松子に対する捕集係数 η を Q_p の関数として示したのが図 7 である。図 6 中の a, b の比較あるいは図 7 より明らかなように、石松子を水滴電荷と逆極性に荷電したことによる η の上昇は $Q_p = 0$ の場合と比較すると、本計算条件の下では約 1.4 倍とあまり大きくない。

図 7 η - Q_p 特性 (石松子の場合)Fig. 7 η versus Q_p for spore of Lycopodium clavatum.

5.2 ガラスビーズ GB986-R1 の場合

ガラスビーズの場合、 ρ_p には真密度を用い、 D_p には粒子の粒径分布から五つの代表直径を選んで $\rho_p = 2.37 \times 10^3$ kg/m³、 $D_{p1} = 2.25 \times 10^{-5}$ m、 $D_{p2} = 1.75 \times 10^{-5}$ m、 $D_{p3} = 1.25 \times 10^{-5}$ m、 $D_{p4} = 7.5 \times 10^{-6}$ m、 $D_{p5} = 2.5 \times 10^{-6}$ m とした。ここで各 D_{pi} ($i=1, \dots, 5$) の粒子の個数頻度は $p_1 = 0.07$ 、 $p_2 = 0.258$ 、 $p_3 = 0.397$ 、 $p_4 = 0.237$ 、 $p_5 = 0.038$ である⁷⁾。いま集塵空間の含塵量を $W_p = 4.89 \times 10^{-4}$ kg/m³、粒子の比電荷範囲を $-1.0 \times 10^{-3} < M_p < 2.0 \times 10^{-4}$ C/kg とすると、上記の ρ_p 、 D_{pi} 、 p_i ($i=1, \dots, 5$) より n_p 、 Q_{pi} ($i=1, \dots, 5$) がそれぞれ式(13)と式(18)を用いて計算されて、 $n_p = 1.29 \times 10^8$ 個/m³、 $-1.01 \times 10^{-14} < Q_{p1} < 2.02 \times 10^{-15}$ C、 $-6.11 \times 10^{-15} < Q_{p2} < 1.22 \times 10^{-15}$ C、 $-3.12 \times 10^{-15} < Q_{p3} < 6.24 \times 10^{-16}$ C、 $-1.12 \times 10^{-15} < Q_{p4} < 2.24 \times 10^{-16}$ C、 $-1.25 \times 10^{-16} < Q_{p5} < 2.5 \times 10^{-17}$ C となる。これらの値を用いて第 4.2 節で示した理論を適用して求めた本粒子の臨界弾道計算値のなかから $M_p = 2.0 \times 10^{-4}$ C/kg の場合の各代表径粒子の計算値をそれぞれ示したのが図 8 であり、各代表径粒子の捕集係数 η_i ($i=1, \dots, 5$) とそれらの値を用いて式(20)および(21)から計算した全体としての捕集係数 η をそれぞれ M_p の関数として示したのが図 9 である。図 8 および図 9 より明らかのように、ガラスビーズ中、

図 8 $M_p = 2 \times 10^{-4}$ C/kg の条件下で計算した粒子臨界弾道 (ガラスビーズ中の各成分粒子の場合)
Fig. 8 Calculated limiting trajectories of component particles in glass bead with $M_p = 2.0 \times 10^{-4}$ C/kg.図 9 η - M_p 特性 (ガラスビーズおよびガラスビーズ中の各成分粒子の場合)
Fig. 9 η versus M_p for glass bead (Eqs. (20) and (21)) and component particles in glass bead.

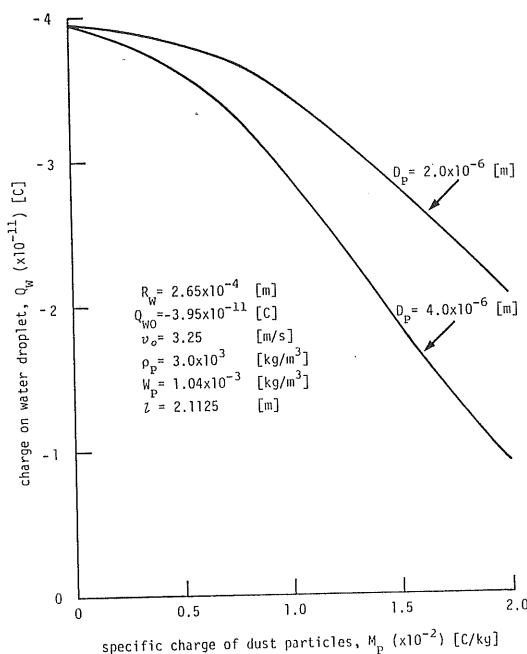


図 10 実効平均直径をパラメータとした M_p に対するダスト捕集後の水滴上の電荷量（試験用ダスト 11 種の場合）

Fig. 10 Charge on water droplet after particle collection in the precipitator versus M_p as a parameter of effective mean-diameter of dust for industrial testing No. 11.

粒子径が微小な粒子ほど η は低いが、図 9 より明らかのように荷電による η の上昇率は大きい。

5.3 試験用ダスト 11 種の場合

試験用ダスト 11 種の場合、 ρ_p には真密度を用いて $\rho_p = 3.0 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ とし、粒子の比電荷範囲は $-2.0 \times 10^{-2} < M_p < 2.0 \times 10^{-2} \text{ C/kg}$ とした。本粒子の場合は先に述べた理由から実効平均直径を図 1 によって求めねばならないが、実験値については別報⁵⁾にゆするので、ここでは仮に中位径の $2 \times 10^{-6} \text{ m}$ と粒子凝集の効果を考慮した $4 \times 10^{-6} \text{ m}$ を D_p として用い、第 4.3 節で示した理論を $dl = 8.125 \times 10^{-2} \text{ m}$, $n = 26$ として適用した。その結果得られる $Q_w (= Q_{w26})$ を D_p をパラメータとし、 Q_p の関数として示したのが図 10 である。図より明らかのように本粒子の場合、 D_p を大きくすると Q_w も大きくなっている。いま $D_p = 4 \times 10^{-6} \text{ m}$ が本粒子の実効平均直径であったと仮定する。その場合の本粒子の臨界弾道計算値のなかから Q_p の値が水滴電荷と逆極性の場合、ゼロの場合、同極性の場合の計算値をそれぞれ示したのが図 11 中の曲線 a~c であり、 Q_p の値を $2.0 \times 10^{-15} \text{ C}$ 一定として Q_w の値が Q_{w0} から中和によって、 $(2/5)Q_{w0}$ 、ゼロと変化した場合の計算値をそれぞれ示し

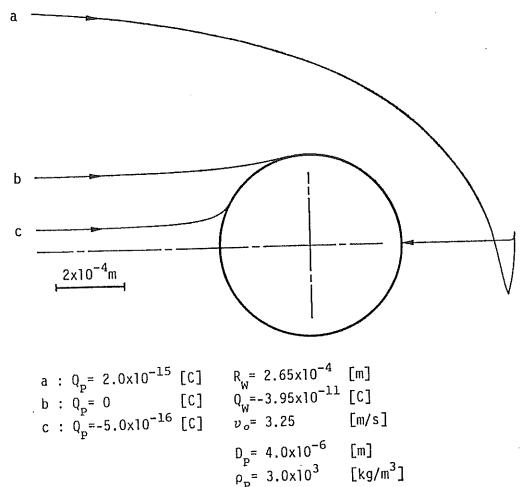


図 11 各種の Q_p 条件下で計算した粒子臨界弾道（試験用ダスト 11 種、実効平均直径 $4 \times 10^{-6} \text{ m}$ の場合）

Fig. 11 Calculated limiting trajectories of particle of dust for industrial testing No. 11 with effective mean-diameter of $4 \times 10^{-6} \text{ m}$ and various charges.

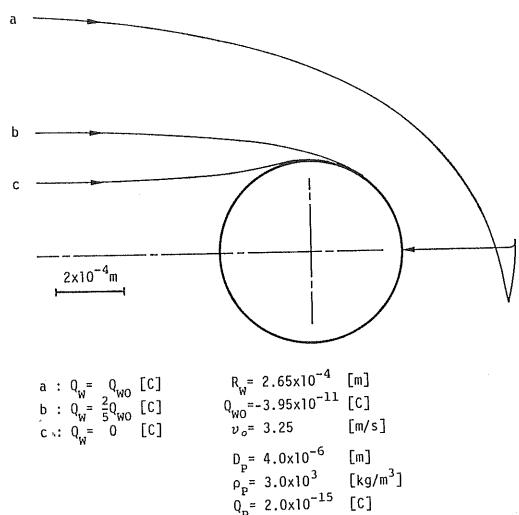


図 12 各種の Q_w 条件下で計算した粒子臨界弾道（試験用ダスト 11 種、実効平均直径 $4 \times 10^{-6} \text{ m}$ の場合）

Fig. 12 Calculated limiting trajectories of particle of dust for industrial testing No. 11 with effective mean-diameter of $4 \times 10^{-6} \text{ m}$ under various amounts of charge on water droplet.

たのが図 12 中の曲線 a~c である。図 11 中の a, b の比較より明らかなように、本粒子を水滴と逆極性に荷電することによる捕集係数の上昇は非常に大きい。また a の条件の弾道をみると本粒子が水滴後方へまわり込みな

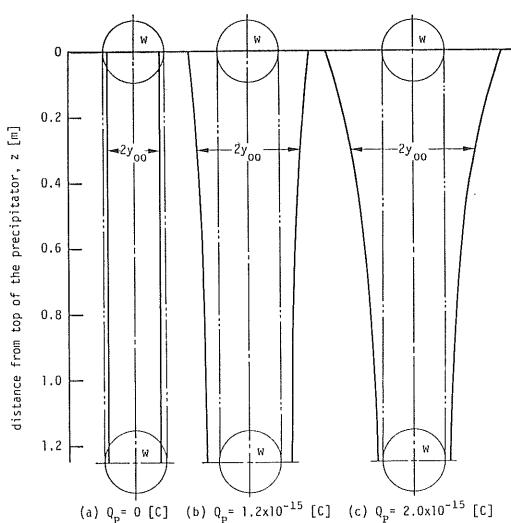


図 13 各種の Q_p 条件下で計算した帶電水滴が集塵空間内を落する過程でのダスト捕集可能領域（試験用ダスト 11 種、実効平均直径 4×10^{-6} m の場合）

Fig. 13 Calculated cleanable territories of charged water droplet falling in dusty space containing dust for industrial testing No. 11 with effective mean-diameter of 4×10^{-6} m and various charges.

がらも捕集されている様子が示されている。図 12 中の a～c をみると水滴電荷の中和による本粒子臨界弾道の変化すなわち捕集係数の減少の様子がわかる。帶電水滴が集塵空間を落していく過程での本粒子に対する捕集領域の変化の様子を Q_p をパラメータとして示したのが図 13 である。図より明らかなように、 Q_p が大きければ大きいほど初期捕集領域は大きく、その分だけ水滴電荷の中和による捕集領域の減少も大きい。帶電水滴が集塵空間を $z=1.3$ m 落下 ($l=z(v_w-v_p)/v_w=2.1125$ m) する間の水滴電荷の中和を考慮しなかった場合と考慮した場合の本粒子に対する捕集係数 η をそれぞれ Q_p の関数として示したのが図 14 中の曲線 A, B である。図より明らかなように、 Q_p が大きくなっていくと、中和を考慮しなかった場合の η は中和を考慮した場合の η に比べて非常に大きくなっている。

前の節で示した石松子、ガラスビーズの捕集係数で $l=2.1125$ m の集塵空間を走行したことによる水滴電荷の中和量をそれぞれの Q_p の最大値で計算してみると、石松子で約 2×10^{-13} C、ガラスビーズで約 5×10^{-14} C 程度であり Q_{w0} の -3.95×10^{-11} C に比べて非常に小さいことから、石松子、ガラスビーズについては本計算の

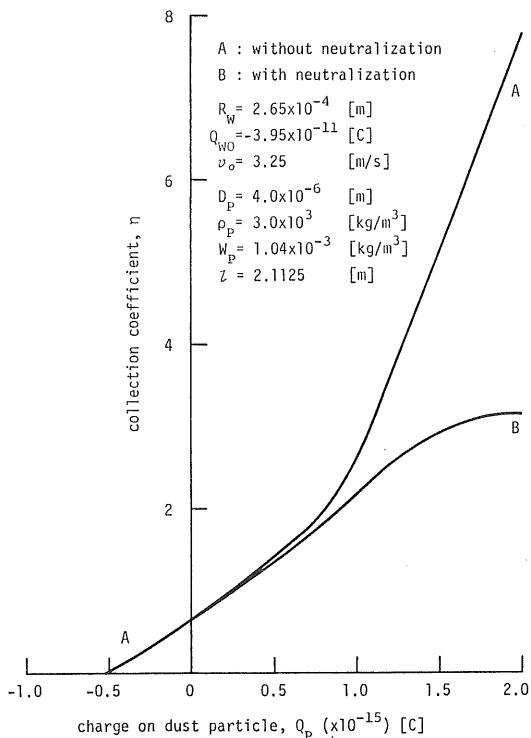


図 14 水滴電荷の中和を考慮した場合と考慮しなかった場合の η - Q_p 特性（試験用ダスト 11 種、実効平均直径 4×10^{-6} m の場合）

Fig. 14 η versus Q_p with and without neutralization of charge on water droplet for dust for industrial testing No. 11 with effective mean-diameter of 4×10^{-6} m.

条件の下では水滴電荷の中和を考慮する必要のないことがわかる。

6. む す び

本論文では、一般形状ダスト粒子を球状帶電水滴で捕集する過程を解明し、水滴 1 個によるダスト粒子捕集係数を推定する目的で、従来の球形ダスト粒子と球形帶電水滴との間の衝突理論に

(1) ダスト粒子の粒径分布

(2) 水滴上の電荷のダスト粒子捕集による中和の二つを加味したダスト粒子捕集過程のシミュレーション法を開発した。また、これを用いて不定形ダスト粒子の水滴のまわりにおける運動に関する実効平均直径を求めて、水滴によるダスト粒子捕集係数を求める方法を提案するとともに、二、三の場合についてのシミュレーション結果を示した。ここで提案した方法に必要な基礎データは、いずれも簡単な実験または計測によって得られるものである。具体的シミュレーションによって次のことが明らかとなった。

- (1) ミクロンオーダの粒子のように粒径が小さくなると帶電水滴による捕集法がきわめて有用となる。
- (2) 集塵空間におけるダスト電荷による電荷密度が大きい場合、ダスト捕集による水滴上の電荷の中和が捕集係数におよぼす影響は大きい。このような条件は微小なダスト粒子の場合に生じやすい。

最後に、有意義なご討論をいただいた東大増田閃一教授ならびに研究に協力された本学大学院生藤本哲君に感謝いたします。また、本研究は、文部省科学研究費環境科学特別研究(気相班; 研究代表者・東大増田閃一教授)と渡辺記念学術奨励会の援助によったことを記し、感謝の意を表します。

参考文献

- 1) G.W. Penny : U.S. Patent No. 2357354 (1944)
- 2) H.F. Kraemer and H.F. Johnstone : Ind. Eng. Chem., 47 (1955) 2426
- 3) K.A. Nielsen and J.C. Hill : Ind. Eng. Chem., Fundam., 15 (1976) 157
- 4) J.R. Melcher, K.S. Sachar and E.P. Warren : Proc. IEEE., 65 (1977) 1659
- 5) 原 雅則, 住吉谷覚, 阿武泰治, 藤本 哲, 赤崎正則: 静電気学会誌, 6 (1982) 印刷中
- 6) 原 雅則, 住吉谷覚, 赤崎正則:「環境科学」研究報告集 B89-R34 (1981) 77
- 7) 日本粉体工業協会:粉体物性試験報告書 (1974)