

電気集じん装置内のダスト粒子の移動速度に関する一考察

足立宜良*・羽野光夫**・竹中智彦***

Dust Particle Migration Velocity in Electrostatic Precipitation

Takayoshi ADACHI, Mitsuo HANO and Tomohiko TAKENAKA

Abstract

The apparent migration velocity in an electrostatic precipitator (EP) is calculated on the assumption that the theoretical particle migration velocity is not a function of the distance between the discharge electrode and the collecting electrode (discharge distance). Recently it has been reported that experimental values of migration velocity are dependent upon the discharge distance. In order to clarify the relationship between this parameter and apparent migration velocity, particle migration velocity was studied taking into account both the charging and motion time constants. Average apparent migration velocity was newly defined, and was compared with experimental values.

The results of these investigations may be summarised as follows:

- (1) A certain distance is necessary for a particle to reach its theoretical migration velocity, and there are instances where this distance exceeds the discharge distance.
- (2) Under these conditions, the average migration velocity is proportional to the square root of the discharge distance.
- (3) Apparent migration velocity in the transitional range can be decided by the use of the average migration velocity, and experimental results agree well with values of average migration velocity.

1. まえがき

電気集じん装置（以下EPと略称）は、大量のガスを極めて高い集じん率をもって除じんすることが出来るので、大気汚染の防止には多大の貢献を行なっている。しかし、EPには建設費が高価という欠点がある。この欠点の解消の手段の1つとして集じんダクト間隔を広げる（large spacing化）研究が進められている¹³⁾。一般に large spacing 化を行なうと集じん率は低下すると考えられてきたが、実用に近いEPにおいて集じん率は低下しないという良好な結果¹⁾が得られた。この現象は、逆電離現象やダスト再飛散現象の生じない湿式EPで観測されていることから、ダスト粒子の集じん極方向への移動速度である粒子の見掛け移動速度の増加が集じん効率を変化させなかった原因の一つではないかと考えられている。

この見掛け移動速度 ω_a は、一般にダスト粒子がストークスの抗力とクーロン力との平衡で運動する理論移動速度 ω_{th} と関連づけられている²⁾。 ω_{th} は粒子径 a に比例するが、D.O. Heinrich³⁾ の実測値によれば、約 $35\mu\text{m}$ 以下の粒子では実測値が大きく、それ以上の粒子では逆に理論値が大きくなっている。また ω_{th} はダクト間隔には関係ないが、ダクト間隔を 0.25m から 0.5m にすると ω_a は2.2倍に増加した報告¹⁾がある。これらには今まで種々の説明がなされ、前者ではダスト粒子の凝集性および付着力の低下であると、また後者では空間電界強度の増加による影響であると考えられている。これらについては別の機会に検討することにして本論文では、クーロン力によるダスト粒子の移動速度のみを簡単なモデルを用いて考察した。

ところで、集じん効率の推定は確率的にしか行なえないのが実状^{12, 14)}である。W. Deutsch は粒子の移動速度という概念を用いて、EPの集じん効率推定式⁴⁾（(1)式参照）を導出した。この式はEPの設計の目的で広く利用されている。しかし、この式より逆算して求めた ω_a と ω_{th} とは一致しない。これは ω_a が他の集じん過程要素も含み、各EPの使用条件により異なる

* 電気工学科

** 電気工学専攻（現在山口大学文理学部助手）

*** 電気工学専攻

り、しかも理論的根拠が薄いためである。

そこで、筆者らは、 ω_a と ω_{th} との関連を明らかにする目的で、粘性抵抗としてストークスの法則の成立する粒径が1~100 μm 程度のダスト粒子について考察した。その際、 ω_{th} の導出において無視されていた個々のダスト粒子の運動緩和時間および帯電時間を新たに考慮し、クーロン力による移動速度に関する理論式を得た。そして、この理論式により得られたダスト粒子速度を平均移動速度 $\bar{\omega}$ と呼ぶことにする。

結果として、 $\bar{\omega}$ はダスト粒子のマクロな運動には必ずしも適用出来ない面もあるが、個々のダスト粒子運動については実験値とも一致し、筆者らの実験を含めて内外の実験データをまとめてみるとこの間の事情が明らかになった。

2. 理論

集じん効率の推定は、確率的にしか行なえないのが実状である。しかしながら、W. Deutsch⁴⁾は、ダスト粒子の直径は均一で、かつガス流に対して垂直断面の含じん濃度は一定などの仮定を設定して、次式のような集じん効率推定式を導いた。

$$\eta = 1 - \exp(-2\omega_a L / DU) \quad (1)$$

ただし、 L はEPのガス流方向の長さ[m]、 U はガス流速[m/s]、 D は放電間隔[m]、 ω_a は粒子の見掛け移動速度[m/s]である。

また、帯電ダスト粒子はクーロン力とダスト粒子のうけるストークスの粘性抵抗とがつり合って一定速度で運動する。この速度を理論移動速度 ω_{th} と呼び次式で与えられる。

$$\omega_{th} = q_\infty G_p / (6\pi\mu a) \quad (2)$$

ここで q_∞ は最終電荷量⁵⁾で次式で表わされる。

$$q_\infty = 4\pi a^2 \epsilon_0 \delta G_c \quad (3)$$

ただし、 a は粒子半径[m]、 G_c は荷電部電界強度[V/m]、 G_p は集じん部電界強度[V/m]、 δ は $3\epsilon_s / (\epsilon_s + 2)$ 、 ϵ_s は比誘電率、 ϵ_0 は 8.85×10^{-12} [F/m]、 μ

は粘度係数[Ns/m²]である。

(2)、(3)式より ω_{th} は次式となる。

$$\omega_{th} = 2\epsilon_0 \delta a G_c G_p / 3\mu \quad (4)$$

一般に、 ω_a は ω_{th} と次のような関係があるとされている。

$$\omega_a = K_e \omega_{th} \quad (5)$$

ここで、 K_e は各装置における定数であるがどのような要素を含んでいるかは不明とされている。そこで個々のダスト粒子の運動緩和時間および帯電時間を考慮して K_e がどのような要素を含んでいるかを考察する。

2.1 粒子の運動方程式

流体力学で取り扱われる粒子の運動方程式は、粘性抵抗がレイノルズ数によって異なるが、大気中では、粒径により Table. 1⁶⁾のように分類できる。

一般にEPで対象となる粒子径は0.1~100 μm 程度である。したがって、適用される運動方程式は、ストークスの方程式となるが、1 μm 以下のダスト粒子についてはカニングガムの補正を施す必要がある。

つぎに、平板型EPの断面図をFig. 1に示す。このような電極配置における放電空間の電界強度 G およびコロナ電流密度 J はポアソンの方程式が解けない以上解析的には、求めることは困難である。また、コロナ放電に伴いイオン風も発生する。したがってこのような場におけるダスト粒子の運動方程式は複雑になり、解析は著しく困難かあるいは不可能である。そこで、Fig. 2のような簡単なモデルを考え、ダスト粒子の運動を解析した。ここで、放電極が z 軸上に連続的に存在し、一様なコロナ放電を行い、しかもイオン風は存在しないものと仮定する。また、電界およびコロナ電流ベクトル \vec{G} 、 \vec{J} は軸方向の位置ベクトル \vec{x} を用いて、

$$\left. \begin{aligned} \vec{G} &= G \cdot \vec{x}/x \\ \vec{J} &= J \cdot \vec{x}/x \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

であると仮定する。

Table. 1 Relation between particle radius and equation for the motion⁶⁾

particle radius [μm]	10 ⁴	10 ³	10 ²	10	10 ⁰	10 ⁻¹	10 ⁻²	10 ⁻³
condition of gas flow	Turbulent			Laminar		C-correction	diffusion	
equation for the motion	Newton	Allen		Stokes	Cunningham			

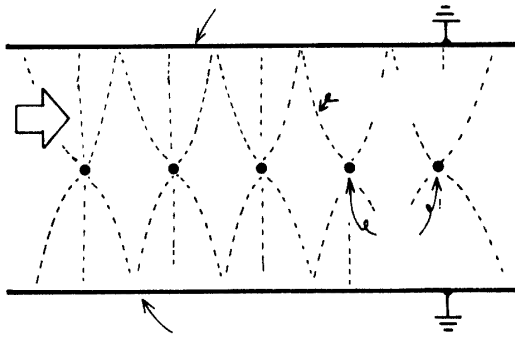


Fig. 1 Sectional view of wire to plate type EP

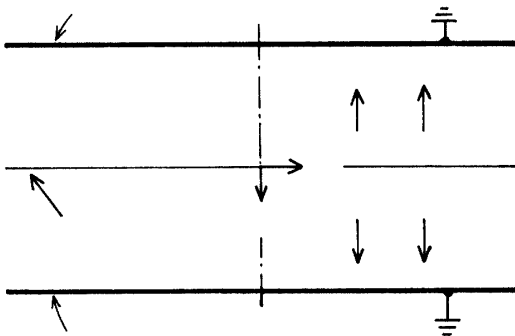


Fig. 2 Schematic diagram of model EP for theoretical equations

ダスト粒子は、ガス流に乗ってz軸方向にも移動するが、ここでは、ダスト粒子の平板電極方向の移動速度を考察するため、x軸方向の運動のみを考慮する。また、ダスト粒子の運動は、z軸に対して、左右対称であるため、 $x > 0$ の領域の運動のみを取り扱う。したがって、ダスト粒子の運動方程式は、x軸方向の速度をvとすると、次のようになる。

$$m \cdot dv/dt + 6\pi\mu av = q_\infty f(t)G \quad (7)$$

ここで、 $q_\infty f(t)$ は、ダスト粒子の帯電量である。またここで扱う粒径1~100 μm のダスト粒子では、衝突帯電が旺盛となり、 q_∞ は(3)式、 $f(t)$ は次式で表わされる。

$$f(t) = t/(t + \tau_0) \quad (8)$$

ただし τ_0 は帯電時定数である。(8)式を用いて、(7)式を解くことは複雑になり、要を得ない。そこで、等価帯電時間 $\tau_E = (e-1)\tau_0$ を用いて、(8)式を次のように近似した。

$$f(t) = 1 - \exp(-t/\tau_E) \quad (9)$$

これを(7)式に代入し両辺を $6\pi\mu a$ で割ると、

$$\tau_M \cdot dv/dt + v = \omega_{th} \{1 - \exp(-t/\tau_E)\} \quad (10)$$

となる。ここで、 $\tau_M = m/(6\pi\mu a)$ でダスト粒子の運動緩和時間、 ω_{th} は(4)式で与えられる理論移動速度である。さらに、(10)式において、速度を ω_{th} 、時間を τ_M と τ_E の相乗平均である $\gamma = \sqrt{\tau_M \cdot \tau_E}$ で規格化し、無次元方程式

$$\alpha \cdot d(v/\omega_{th})/d(t/\gamma) + v/\omega_{th} = 1 - \exp(-at/\gamma) \quad (11)$$

を得る。ただしパラメータ α は次式で与えられるものとする。

$$\alpha = \sqrt{(\tau_M/\tau_E)} \quad (12)$$

2.2 運動方程式の解法

いま、 $\phi = t/\gamma$ (無次元時間)、 $\xi = v/\omega_{th}$ (無次元速度)とおくと、(11)式は、次のようになる。

$$\alpha \cdot d\xi/d\phi + \xi = 1 - \exp(-\alpha\phi) \quad (13)$$

ここで、 γ は粒子半径 a 、コロナ電流密度 J などを含むため、すべての場合に共通な時間尺度ではない。なお、(13)式を $\phi=0$ のとき、 $\xi=0$ とすると、次の2つの場合の解が得られる。

(a) $\alpha \neq 1$ の場合

$$\xi = [\alpha^2 \{1 - \exp(-\phi/\alpha)\} - \{1 - \exp(-\alpha\phi)\}] / (\alpha^2 - 1) \quad (14)$$

(b) $\alpha = 1$ の場合

$$\xi = 1 - \exp(-\phi) - \phi \exp(1-\phi) \quad (15)$$

(14)、(15)式において、 α をパラメータとして ϕ に対する ξ の値を計算して線図にするとFig. 3のようになる。これは、時間に対する粒子の加速度状況を示している。 α が1.0に近づくにつれて、短い時間で最終速度 $\xi=$

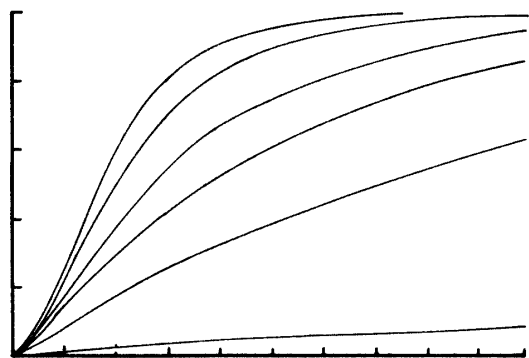


Fig. 3 Dimensionless velocity for the square root of various ratios of motion time constant τ_M to charging time constant τ_E

1.0すなわち、理論移動速度に達している。また、 γ 一定でそれぞれ違った α_1, α_2 に関して $\alpha_1 \cdot \alpha_2 = 1$ なる関係があれば、これらのダスト粒子の運動は同一軌跡を示すことになる。すなわち、ダスト粒子の運動に対して、 τ_M と τ_E は相似な関係にある。

つぎに、ダスト粒子の変位には、

$$dx = v \cdot dt \quad (16)$$

なる関係がある。そこで、前記の無次元変数 ξ, ϕ を用いると(16)式は、

$$d(x/\omega_{th}\gamma) = \xi \cdot d\phi \quad (17)$$

となる。

この関係式を用いて、 $\phi=0$ の時、 $x=0$ として、(14)式を代入すると、

$$\begin{aligned} & \left(\int_0^x dx \right) / \omega_{th}\gamma \\ &= \int_0^\phi [\alpha^2 \{1 - \exp(-\phi/\alpha)\} \\ & \quad - \{1 - \exp(-\alpha\phi)\}] / (\alpha^2 - 1) \cdot d\phi \end{aligned} \quad (18)$$

また、(15)式を代入すると、

$$= \int_0^\phi \{1 - \exp(-\phi) - \phi \exp(-\phi)\} \cdot d\phi \quad (19)$$

となる。したがってこれらはそれぞれ次のようになる。

(a) $\alpha \neq 1$ の場合

$$\begin{aligned} x/\omega_{th}\gamma &= \phi - [\alpha^4 \{1 - \exp(-\phi/\alpha)\} \\ & \quad - \{1 - \exp(-\alpha\phi)\}] / (\alpha^3 - \alpha) \end{aligned} \quad (20)$$

(b) $\alpha = 1$ の場合

$$x/\omega_{th}\gamma = \phi - 2\{1 - \exp(1-\phi)\} + \phi \exp(-\phi) \quad (21)$$

(20), (21)式を α をパラメータとして、Fig. 4に示す。図中の直線は漸近線を示し、その傾きは ξ の最終値すなわち1.0である。その線図からダスト粒子が理論移動速度に達するには特定の変位が必要であることがわかる。

すなわち、EPにおいて放電間隔 D が上記のダスト粒子が最終速度に達するに必要な変位以下であれば、平板電極に達したダスト粒子は理論移動速度に達していないことになる。したがって、ダスト粒子運動の過渡的な領域を考慮する必要があり、この領域では(1)式で与えられる集じん効率推定式の ω_a の代わりに ω_{th} を代入すると矛盾が生じる場合が出てくることを意味

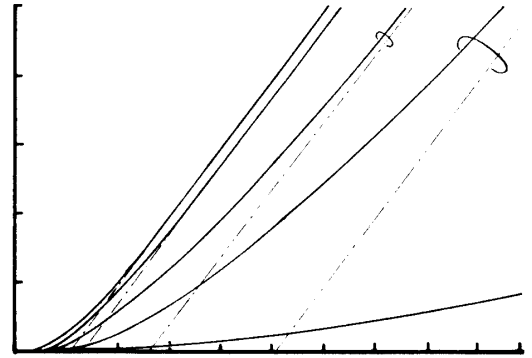


Fig. 4 Dimensionless position for various α . Dotted lines are asymptotes of the curves

している。そこで ω_{th} を修正して、過渡領域でのダスト粒子移動速度を定義することにする。

2.3 平均移動速度

W. Deutsch は集じん効率推定式の導出に、前述のような二つの仮定を設けていた。ここでも、これらの仮定を適応して、見掛け移動速度に対して粒子の平均移動速度 $\bar{\omega}$ を定義する。 $\bar{\omega}$ とは、放電間隔 D 内に一樣な粒子径の無帯電ダスト粒子が一樣な密度で分布し、かつ初速が0の場合、(7)式に基づいて運動し、これらのダスト粒子が平板電極に達した速度の平均値である。これは次のように表わされる。

$$\bar{\omega} = \left(\int_0^D v dx \right) / D \quad (22)$$

また、(16)式を用いて変形すると、

$$\bar{\omega} = \left(\int_0^{t_0} v^2 dt \right) / D \quad (23)$$

となる。ここで、 t_0 は初速0のダスト粒子が距離 D を走行するのに必要な時間である。

(23)式に ω_{th}, γ を用いて無次元式にすると、

$$\bar{\omega}/\omega_{th} = \left[\int_0^{\phi_0} (v/\omega_{th})^2 d\phi \right] / \left[\int_0^{\phi_0} (v/\omega_{th}) d\phi \right] \quad (24)$$

となる。ただし、 $\phi_0 = t_0/\gamma$ とする。

これを積分すると、

(a) $\alpha \neq 1$ の場合

$$\begin{aligned} \bar{\omega}/\omega_{th} &= \{ \phi_0 + \alpha^2 \Phi / (\alpha^2 - 1)^2 \} / \\ & \quad [\phi_0 - \{ \alpha^4 (1 - \exp(-\phi_0/\alpha)) \\ & \quad - (1 - \exp(-\alpha\phi_0)) \} / (\alpha^3 - \alpha)] \end{aligned} \quad (25)$$

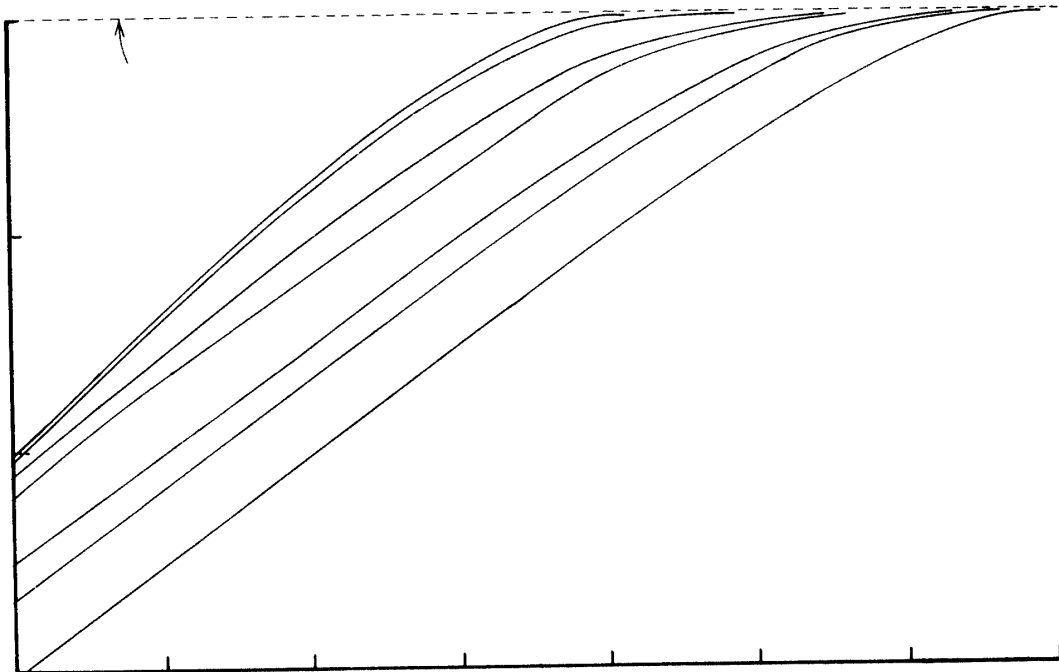


Fig. 5 Saturation characteristics of dimensionless average migration velocity for various α

ただし、 Φ は次式とする。

$$\begin{aligned} \Phi = & \alpha^3 \{1 - \exp(-2\phi_0/\alpha)\} / 2 - 2\alpha(\alpha^2 + 1) \\ & \cdot \{1 - \exp(-\phi_0/\alpha)\} - 2\alpha \{1 - \exp\{-(\alpha^2 + 1) \\ & \cdot \phi_0/\alpha\}\} (\alpha^2 + 1) + 2(\alpha^2 - 1) \{1 - \exp(-\alpha\phi_0)\} \\ & / \alpha^3 + \{1 - \exp(-2\alpha\phi_0)\} / 2\alpha^3 \end{aligned}$$

(b) $\alpha=1$ の場合

$$\begin{aligned} \bar{\omega} / \omega_{th} = & (\phi_0 + \Psi) / [\phi_0 - 2\{1 - \exp(-\phi_0)\} \\ & + \phi_0 \exp(-\phi_0)] \end{aligned} \quad (26)$$

ただし、 Ψ は次式とする。

$$\begin{aligned} \Psi = & -2\{1 - \exp(1 - \phi_0)\} + \phi_0 \exp(-\phi_0) \\ & + 5\{1 - \exp(-2\phi_0)\} / 4 - (\phi_0^2 + 3\phi_0) \\ & \cdot \exp(-2\phi_0) / 2 \end{aligned}$$

(25), (26)式と(20), (21)式とから、 ϕ を消去して、Fig. 5 に $(\bar{\omega} / \omega_{th}) - (x / \omega_{th}\gamma)$ 特性を両対数グラフに示した。これはダスト粒子の平均移動速度の加速状況を示している。これからも $\bar{\omega}$ が最終値すなわち ω_{th} に達するには、ある特定の距離が必要であることがわかる。

ところで、本解析で問題にしている領域はダスト粒子の運動速度が最終値に達するまでの領域、すなわち、ダスト粒子運動の過渡領域である。そのため近似的に $(\bar{\omega} / \omega_{th}) \leq 0.7$ の領域となる。Fig. 5 よりこの領域は直線となり次式の関係が得られた。

$$\bar{\omega} / \omega_{th} = c(\alpha)(x / \omega_{th}\gamma)^\beta \quad (27)$$

ここで、 $c(\alpha) = 0.729 / \sqrt{\alpha + 1/\alpha}$ 、 $\beta = 0.524$ であることが線図より見いだされた。

(27)式において、 x を放電間隔に置き換え、右辺が 0.7以下になれば、これを満足する範囲内で $\bar{\omega}$ が $D^{0.524}$ に比例する関係が得られる。すなわち、従来ダスト粒子の移動速度は放電間隔には無関係であると考えられていたが、ダスト粒子の運動および帯電の過渡現象を考慮することにより、ある条件下では放電間隔に関係することが明らかになった。

3. 平均移動速度の適用範囲

2章で求めた平均移動速度は、ダスト粒子が過渡的な運動をする領域での速度であった。すなわち、(27)式で推定できる $\bar{\omega}$ は $(\bar{\omega} / \omega_{th}) \leq 0.7$ を満たす粒径のダスト粒子速度である。この条件より次式が成り立つ。

$$a^3 + (18\epsilon_0 \mu G / J_{av} \rho) a - (8.64 \mu^2 D / \epsilon_0 \delta \rho G^2) \geq 0 \quad (28)$$

ただし、 $J_{av} = k(G - G_0)$ で k 、 G_0 は放電特性にもとづく定数である。また J_{av} は平均電流密度 [A/m²]、 ρ はダスト粒子の密度 [kg/m³] である。ここで、 $A = 6\epsilon_0 \mu G / J_{av} \rho$ 、 $B = 8.64 \mu^2 D / \epsilon_0 \delta \rho G^2$ とおけば、(28)式は、

$$a^3 + 3Aa - B \geq 0 \quad (29)$$

となり、これを解くと、

$$a \geq \sqrt[3]{\frac{B + \sqrt{B^2 + 4A^3}}{2}} + \sqrt[3]{\frac{B - \sqrt{B^2 + 4A^3}}{2}} \quad (30)$$

となる。30式の右边を a_c とし、これを臨界ダスト粒子半径と呼ぶことにする。これは、ダスト粒子速度が過渡領域から飽和領域に移行する下限のダスト粒子半径である。すなわち、粒径 a が、 $a_c \leq a \leq 100[\mu\text{m}]$ の範囲のダスト粒子の速度が27式で推定出来ることになる。

ところで30式は複雑すぎて要を得ない。ところが、 A と B の関係より次のようになる。すなわち、

(i) $1 > B \geq A$ の場合、 $B^2 \gg 4A^3$ となるため、 $a_c \approx \sqrt[3]{B}$ となる。

(ii) $1 > A \gg B$ の場合、 $B^2 \leq 4A^3$ となるため、30式を用いて、 a_c を定めなければならない。

一般に、EP内で問題となるダスト粒子を考えた時、 $1 > A > B$ となり、 $4A^3 < B^2$ となる場合がほとんどであり、近似的には、 $a_c \approx \sqrt[3]{B}$ と考えてもよいことになる。

Fig. 6 にポリエチレン粒子を考え、 $\rho = 1.0 \times 10^3 \text{kg/m}^3$ 、 $D = 10 \text{cm}$ 、および $D = 5 \text{cm}$ 、 $\mu = 1.83 \times 10^{-5} \text{Ns/m}^2$ (20°C の空気)、および $\mu = 2.39 \times 10^{-5} \text{Ns/m}^2$ (150°C の空気)、 $\delta = 1.61$ の場合の a_c と G との関係を示す。一般にポリエチレン粒子の粒径は $90 \mu\text{m}$ 程度であるから、実用のEPの使用条件である $G \approx 7 \text{kV/cm}$ を考慮すれば、この範囲において、ポリエチレン粒子は過渡領域にあり、27式の平均移動速度の式で速度推定が出来ることがわかる。

つぎに、セメント粒子を考え、 $\rho = 3.0 \times 10^3 \text{kg/m}^3$ 、 $D = 6.25 \text{cm}$ 、 $\mu = 2.39 \times 10^{-5} \text{Ns/m}^2$ 、 $G = 5.76 \times 10^5 \text{V/m}$ とすると、 $a_c \approx 24.4 \mu\text{m}$ となる。一般にセメント粒子の粒径は $10 \mu\text{m}$ 程度であるから、ダスト粒子の凝集作用がないとすればすでにセメント粒子の速度は飽和領域にあることになる。すなわち $\bar{\omega} \approx \omega_{th}$ である。

セメントダストの見掛け移動速度の実験値に関して昭和48年8月の電気学会公害対策委員会において、日本セメント(K.K)より発表されたデータ⁷⁾をFig. 7に示す。このデータは小型EPでセメントダストの集じん実験を行ない(1)式で示される集じん効率推定式から ω_a を算出したものである。発表されたデータには、実験条件など不明な点が多く、ダスト粒子の性質については上述のように仮定した。また、印加電圧は放電距離に比例するように増加させているが、平均電界強度は各放電距離において一定ではなかった。そのため、

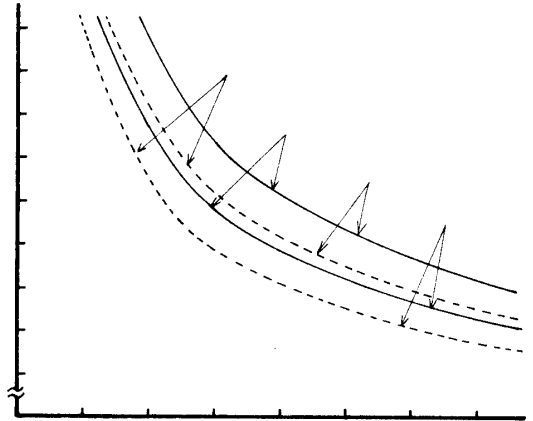


Fig. 6 Critical particle radius a_c for particle velocity estimation by average migration velocity vs. average field strength G_{av}

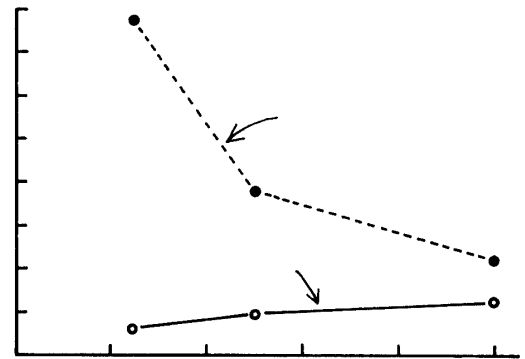


Fig. 7 Comparative characteristics of apparent migration velocity ω_a with average migration velocity $\bar{\omega}$ for cement particle

一般に ω_{th} は放電距離に無関係であるが、Fig. 7において、 ω_{th} が放電距離の増加に伴い減少している。また、このグラフでは ω_{th} が ω_a より大きくなっている。この原因は、ダスト粒子の粗大化作用、ガス流速の不均一性、ダスト粒子の再飛散による影響、ダスト粒子の高抵抗による影響であると言われている⁸⁾。いま、仮にダスト粒子が凝集粗大化しているとして、 $a \approx 30 \mu\text{m}$ とすると、 $\bar{\omega} = 0.4 \omega_{th}$ となりダスト粒子速度は飽和していないことになる。このことから、粒径分布等を考慮して、 $\bar{\omega}$ を修正し ω_a に近づける必要があると思われる。また、ダスト粒子の集じん速度、凝集粗大化作用にはイオン風作用力^{9,10)} が大きく影響することが報告されており¹¹⁾、これらの影響を考慮して理論を拡張しなければならないと思われる。

4. ダスト粒子速度の実験的観察

以上に述べたダスト粒子運動に関する理論的考察の妥当性を実験的に検証するために、Fig. 8 に示す実験装置を用いて、ダスト粒子の平板電極突入時の速度を測定して、(27)式の理論値との比較を行なった。

この装置では、風洞によりEP内に気流を送入し、無帯電ダスト粒子を、EPの入口に設置したガラス管より気流中に送った。

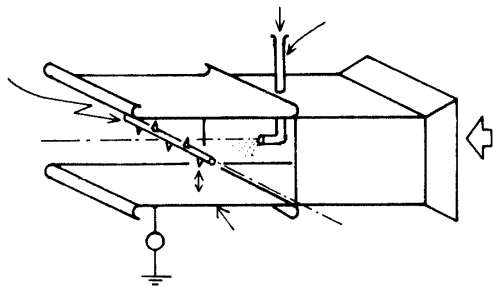


Fig. 8 Experimental apparatus

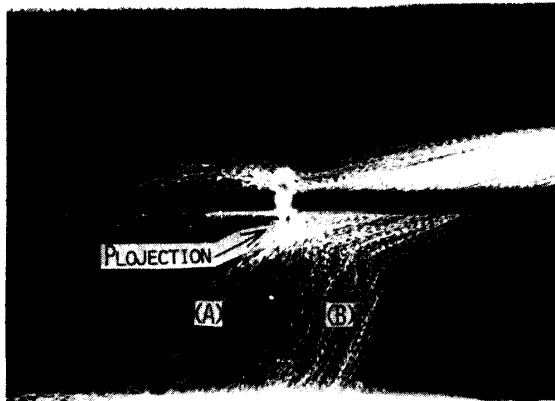


Fig. 9 Picture of polyethylene loci, where $E=50\text{kv}$, $I_c=83.6\mu\text{A}$ and strobo cycle= $1/253\text{sec}$

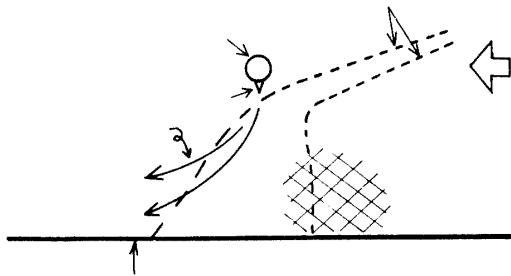


Fig.10 Schematic diagram of polyethylene particle loci (see Fig. 9)

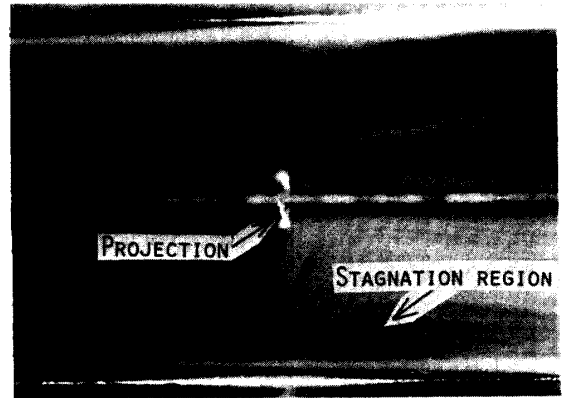
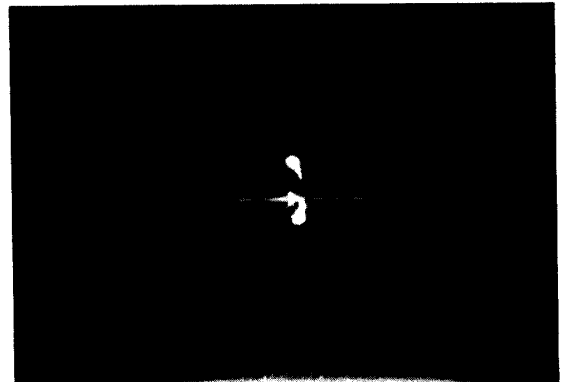


Fig.11 Picture of smoke flow, where $E=50\text{kv}$, $I_c=83.6\mu\text{A}$



(a) $E=30\text{kv}$, $I_c=16.4\mu\text{A}$



(b) $E=40\text{kv}$, $I_c=37.3\mu\text{A}$

ダスト粒子速度の測定は、Fig. 8 において、(B)の方向から、ストロボ装置で1秒間に253回切った光源をスリットを通して、幅約3cmの光束にして粒子を照射し、(A)の方向から写真撮影した。この時光源には超高压水銀ランプを使用した。また、試料ダスト粒子としては、臨界ダスト粒子半径 a_c の条件を満足し、写真撮影を容易にするため、ポリエチレン粒子（平均粒径 $a=90\mu\text{m}$, $\rho=0.95\times 10^3\text{kg/m}^3$ ）を用いた。

ポリエチレン粒子速度の写真測定の結果の一例を

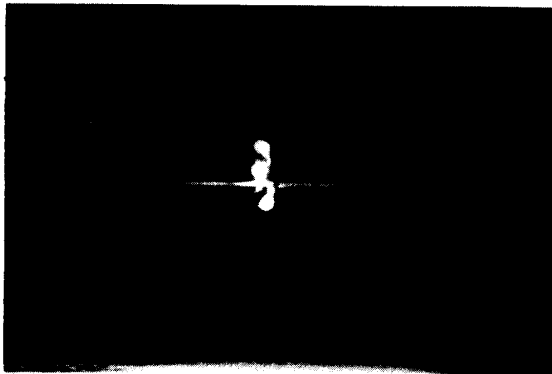
(c) $E=50\text{kv}$, $I_c=85.5\mu\text{A}$

Fig.12 Pictures of polyethylene loci

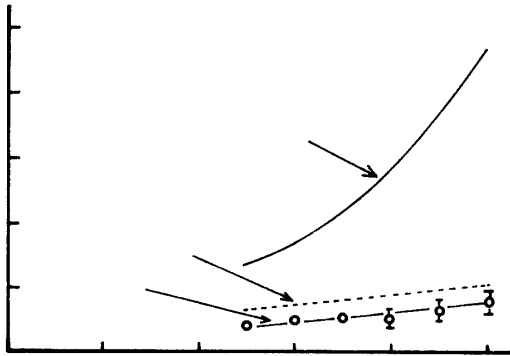
Fig.13 Comparative characteristics of theoretical migration velocity ω_{th} , average migration velocity $\bar{\omega}$ and apparent migration velocity ω_a for polyethylene particle

Fig. 9 に示す。これを模式図にして、Fig.10 に示す。これより、粒子軌跡は(a), (b) に分類できるが、(a) の方が(b) より速度は大である。これは(a) では、イオン風の影響をうけ加速されており、(b) では、Fig.11 より明らかなように、その周囲では淀みが生じ、気流の動きは少なくなっている。それゆえ、(b) の軌跡より速度を測定すれば、クーロン力による移動速度が求められる。Fig.12 は印加電圧を 30, 40, 50kV とした時のポリエチレン粒子の軌跡である。これより平板電極に突入する時の垂直方向の速度を求めると Fig.13 のようになる。

いま、 $\epsilon_s=2.32$, $\mu=1.83 \times 10^{-5} \text{Ns/m}^2$ として、(27) 式より $\bar{\omega}$, (4) 式より ω_{th} を求め Fig.13 に併記した。

その結果、理論値 $\bar{\omega}$, 実測値 ω_a 共に ω_{th} には達しておらず、 ω_{th} に比べ、 $\bar{\omega}$ は ω_a とかなりよい一致をみた。すなわち、粒子の移動速度に、運動緩和時間 τ_M , 等価帯電時間 τ_E を考慮する本理論の有効性が立証さ

れたことになる。しかし、実測値と理論値との間には、まだギャップがある。これは、電界強度 G , 電流密度 J の決定にあると考えられる。本実験では針付ロッド型 EP を使用したが、その構造からして、放電極が線型の EP に比べ G, J は著しく non-uniform となり G, J を平均電界強度 $G_{av} (=E/D$, ただし E は印加電圧), 平均電流密度 $J_{av} (=I_c/S$, ただし I_c は一針あたりのコロナ電流, S は一針あたりの有効面積) で簡単に置きかえることには問題がある。特に、 ω_{th} は G^2 に比例するため G の決定には理論的・実験的、考察が必要となる。

5. むすび

以上、EP 内のダスト粒子の移動速度を理論的に考察し、実験的に検証したが、その結果得られた結論を要約すると次のとおりである。

1. ダスト粒子運動にダスト粒子の運動緩和時間および帯電等価時間を考慮することによって、ダスト粒子が理論移動速度に達するまでかなりの距離が必要となり、ある特定の条件のもとでは、その距離が放電間隔を上まわる場合がある。
2. 上記の条件の場合、放電条件を一定に保ちながら、放電間隔 D を広げると、平均移動速度 $\bar{\omega}$ は \sqrt{D} に比例する関係が得られた。よって、従来ダスト粒子の移動速度として、理論移動速度を考えてきたがこれでは不十分であることがわかった。
3. 平均移動速度 $\bar{\omega}$ の理論式により、過渡領域におけるダスト粒子速度を推定することができた。これは個々のダスト粒子の運動を平均化して考えた場合、実験値とほぼ一致した。

本論文ではダスト粒子のマクロな運動と考えた場合実験結果と必ずしも一致しなかったため今後の課題として、EP 内の電界強度、ダスト粒子の凝集作用、粒径分布、およびイオン風の効果を考慮する必要がある。これらの影響を考慮して、理論を拡張することにより一般性を増すと考えられる。したがって、実用されている EP の研究や設計に役立つものと考えられる。

本研究を行なうにあたって、御指導をいただいた増田閃一教授(東大・工)ならびに橋本清隆教授(西日本工大)、また御支援いただいた本学橋崎久矩教授に深く感謝する。なお、実験について何かと御援助いただいた本学池田隆技官、50年度卒論生原田正三君(現在カンノ製作所KK)に感謝する。

参 考 文 献

- 1) 吾郷, 伊藤, 古谷, 増田: 昭和50年電気学会全国大会講演論文集 (1975) p.1187.
- 2) H.J. White: "Industrial Electrostatic Precipitation" Addison-Wesley Publishing Co. (1963) p.157.
- 3) D.O. Heinrich: *Energie*, **10**, 441 (1956)
- 4) W. Dentsch: *Ann. d. Phys.*, **68**, 335 (1922)
- 5) M.M. Panthenier, M. Moreau-Hanot: *J. Phys. Radium*, **12**, 590 (1932)
- 6) 橋本清隆, 足立宜良: 静電気とその産業技術, 東京電機大学出版社 (1971) p.56
- 7) 杉本, 上田: 電気学会公害対策専門委員会資料 (1973), No.121
- 8) R.G. Kunz, O.T. Hanna: *Ind. Eng. Chem. Process Des. Develop.*, **11**, **4**, 623 (1972)
- 9) M. Robinson: *Am. J. Phys.*, **30**, 336 (1962)
- 10) 足立宜良: 電学誌, **93-B**, 273 (1973)
- 11) 足立宜良: 粉体工学研究会誌, **12**, **3**, 150 (1975)
- 12) 増田閃一: 公害と対策, **1**, **3**, 185 (1965), **1**, **5**, 343 (1965)
- 13) 公害対策電気技術専門委員会: 電気学会技術報告 (Ⅱ部) 第45号, 電気学会 (1976) p.55
- 14) P.Cooperman: *Atmospheric Environment Pergamon Press.*, **5**, 541 (1971)

(昭和51年4月15日受理)