線対平行平板電極形電気集じん装置における流れ場の解析と実験

正 員 大久保 利 一 (大分大)

非会員 村 上 昭 年 (九州大)

正 員 足 立 宜 良 (大分大)

1. ま え が き

電気集じん装置 (以下 ESP と省略) は、コロナ放電により発生したイオンでダスト粒子を荷電し、この荷電粒子をクーロン力により集じん極へ捕集するという、比較的簡単な原理を用いたものである。しかし、ESP 空間におけるダスト粒子の挙動は電流分布や電界分布などの電気的條件およびガス流れのパターンと相互に密接に関連しており、これらの条件によっては逆電離⁽¹⁾や、ダストの再飛散⁽²⁾などの異常現象が発生し、急激な集じん率の低下をきたす。ESP 内の流れ場を形成する要因としては、ESP の形状、ガスの流入速度およびコロナ放電によって発生したイオンが空気の分子と衝突して起こるイオン風⁽³⁾などである。コロナ放電が ESP 内の流れ場に及ぼす影響を電気流体力学的に解明することは ESP の集じん機能を明らかにする基礎研究として重要である。

足立らは電極間距離 5 cm の針対平板電極系において流速と圧力を用いて、Navier-Stokes の方程式を数値解析し、レーザドップラ流速計で測定したイオン風の風速分布と計算の結果を比較検討している⁽⁴⁾。矢部氏らは電極間距離 2 cm の線対平板電極系において渦度と流れ関数を用いて陽解法による差分法でイオン風を解析している⁽⁵⁾。最近、山本氏らは平板電極間距離 6 cm の線対平行平板形の模擬 ESP において渦度と流れ関数を用いた陽解法による差分法で流れ場を解析

し、上流の熱線からの加熱気流のシュリーレン写真およびミスト粒子を用いたトレーサ法による写真撮影の結果と比較考察を行った⁽⁶⁾。しかし、実用 ESP サイズの線対平行平板形 ESP (平板電極間隔が 20-25 cm) については解析および実験の報告例はなく、コロナ放電が実用 ESP 内の流れ場に及ぼす影響については解明されていない。

本報告では、平板間隔 20 cm の線対平行平板電極形 ESP のダスト粒子がない場合の流れ場を電気流体力学的に解析した。流れ場の解析では、非圧縮性流体の Navier-Stokes の式と連続の式を渦度と流れ関数の式の連立偏微分方程式に変形して⁽⁵⁾⁽⁶⁾、ADI 法 (Alternating Direction Implicit method)⁽⁷⁾を用いて計算した。Navier-Stokes の方程式中の外力としてのクーロン力は、以前報告した平板上での電流密度分布などが非常によく実験値と一致する、Deutsch の仮定に基づくコロナ放電場の電界計算法⁽⁸⁾を用いて求めた。解析では流体に及ぼす力はクーロン力のみを考慮し、流れ場によってコロナ放電場は影響を受けず、放電線は流れ場に影響を与えないと仮定した。

また、平板電極近傍および ESP 内の流れ場をシュリーレン装置を用いて可視化する方法により実験的に求め、計算結果との比較と検討を行った。更に、トレーサ法により ESP 内のタバコ煙粒子の流跡を観察し、コロナ放電および流れ場が微細粒子 (サブミクロン粒子) の挙動に及ぼす影響を調べたので報告する。

2. 流れ場の計算方法

非圧縮性粘性流体に対する流れ場を Navier-Stokes の式と連続の式を用いて解析する。その一般的な形は

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + (\mathbf{q} \cdot \nabla) \mathbf{q} = \frac{1}{\rho} \mathbf{K} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{q} \quad \dots\dots\dots (1)$$

Analytic and Experimental Study of Flow Field for Wire-Duct Type Electrostatic Precipitator. By Toshikazu Ohkubo, Member (Faculty of Engineering, Oita University), Terutoshi Murakami, Non-member (Faculty of Engineering, Kyusyu University) & Takayoshi Adachi, Member (Faculty of Engineering, Oita University).

大久保利一：正員，大分大学工学部電気工学科
村上昭年：非会員，九州大学工学部応用理学教室
足立宜良：正員，大分大学工学部電気工学科

$$\nabla \cdot \mathbf{q} = 0 \dots\dots\dots (2)$$

である。ここで、 $\mathbf{q}$ は速度ベクトル、 t は時間、 ρ は空気の密度、 $\mathbf{K}$ は外力、 p は圧力、 ν は動粘性率である。コロナ放電に伴い発生したイオンは集じん極へ移動する際に中性分子と衝突してエネルギーを与え中性分子を移動させる。本研究では、イオンに働くクーロン力と中性分子に働く力が平衡していると仮定して、外力項はクーロン力密度

$$\mathbf{K} = \rho_i \mathbf{E} \dots\dots\dots (3)$$

のみを考慮した。ここで、 $\mathbf{E}$ は電界強度、 ρ_i はイオンの空間電荷密度である。線対平行平板形電気集じん装置内の流れ場は二次元的な定常流であるとした。しかし、その場合の境界条件がわかっていないので、計算においては、一様流速 U_0 の初期条件の下に、次の(4)~(6)式として定義される流れ関数 Ψ 、渦度 ω を変数とした Navier-Stokes の式を時間項で繰り返して、流れ関数と渦度の時間的な変化が小さくなるまで時間を進めて解とした。

$$u = \frac{\partial \Psi}{\partial y} \dots\dots\dots (4)$$

$$v = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} \dots\dots\dots (5)$$

$$\omega = -\left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2}\right) \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 u は x 方向、 v は y 方向の速度である。連続の式(2)は、速度の成分を(4)、(5)式のように定義すると自動的に満たされる。流れ関数と渦度を用いて(1)式を変形すると次式が得られる⁽⁶⁾⁽⁷⁾。

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = -\frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial \omega}{\partial x} + \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial \omega}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{\rho} \left(-\frac{\partial \rho_i}{\partial x} E_y + \frac{\partial \rho_i}{\partial y} E_x \right) \dots\dots\dots (7)$$

次式のように無次元化を行い、変数の右肩に*を付けて無次元化した量を示す。

$$\left. \begin{aligned} x^* &= x/D, \quad y^* = y/D, \quad t^* = U_{EHD} t/D \\ \rho_i^* &= \rho_i/\rho_{i0}, \quad E^* = DE/V \\ \omega^* &= D\omega/U_{EHD}, \quad \Psi^* = \Psi/(U_{EHD} D) \\ \rho_{i0} &= J_p D/(\mu V), \quad U_{EHD} = \sqrt{J_p D/(\mu \rho)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 $2D$ は平板間隔、 V は印加電圧、 J_p は放電線直下の平板電極上の電流密度である。 U_{EHD} は中性分子の EHD 特性速度である。無次元化した変数を用いて(7)、(6)式は

$$\frac{\partial \omega^*}{\partial t^*} = -\frac{\partial \Psi^*}{\partial y^*} \frac{\partial \omega^*}{\partial x^*} + \frac{\partial \Psi^*}{\partial x^*} \frac{\partial \omega^*}{\partial y^*} + \frac{1}{Re_{HD}} \left(\frac{\partial^2 \omega^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 \omega^*}{\partial y^{*2}} \right)$$

$$-\frac{\partial \rho_i^*}{\partial x^*} E_y^* + \frac{\partial \rho_i^*}{\partial y^*} E_x^* \dots\dots\dots (9)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 \Psi^*}{\partial y^{*2}} = -\omega^* \dots\dots\dots (10)$$

となる。ここで、 Re_{HD} は電気流体力学レイノルズ数と呼ばれ、

$$Re_{HD} = DU_{EHD}/\nu \dots\dots\dots (11)$$

である。

(9)式は、流れ関数 Ψ を既知として、渦度 ω について計算する。陽解法では時間刻み Δt と空間刻み $\Delta x, \Delta y$ の間に安定条件が存在し⁽⁵⁾、時間刻みが大きくできないため、数値計算に多くの時間を消費する。本論文では、陽解法と比べて r が大きくても安定で時間が少ないといわれている ADI 法⁽⁸⁾を用いた。

(10)式はポアソンの方程式の形をしており、ADI法で求めた ω を用いて有限要素法により Ψ を計算した。(9)、(10)式を交互に計算して流れ場が定常になるまで時間を進めた。収束の判定は、渦度と流れ関数について各点の時間変化割合の絶対値を総和してその大きい方を誤差 ε として、 ε を収束判定値と比較することにより行った。(9)式で、外力の項は、Deutsch の仮定に基づく電界計算法により計算し、電荷密度分布および電界分布はイオンの移動速度が ESP 内の代表的なガス流速 $0.8 \sim 1 \text{ m/s}$ に比べて非常に速いので流れ場の影響を受けないとした。

流れ場の計算領域と境界条件について図1に示す。放電線は、平行平板の中心に位置しており、放電線を境に上下に対称なので、計算領域は半分とし、 $D=10 \text{ cm}$ 、集じん極の長さ L を $5D$ と $8D$ の場合について解析を行った。 x 方向、 y 方向とも等間隔に分割し、その格子点数は $L=5D$ の場合 51×11 、 $L=8D$ の場合 161×21 とした。有限要素法の要素は差分法の格子点から三角形要素を作成し、要素内で渦度は1次関数で近似した。直径 $d=0.5 \text{ mm}$ の放電線は流れ場に影響を与えないとした。ESP 入口の境界条件は、ガス流入速度 U_0 となるように Ψ を固定し、ガス出口で

図1 計算領域と境界条件

Fig. 1. Calculation region of ESP and boundary conditions.

は自然境界条件を適応した。また、領域全体に $u=U_0$, $v=0$ となる Ψ と $\omega=0$ を初期条件として与えた。

3. 実験装置と測定方法

実験装置の概略図を図2に示す。実験装置は一樣な気流を発生するための送風部と線対平行平板形 ESP 部とからなる。シロッコファン形送風機からの空気流はバッファ部を通過後、18 メッシュの塩化ビニル製網および直径 6 mm のストローから構成された整流部で整流し、ESP 内に導入される。観測部の側面にはアクリル板を取付けてあり、ESP 内部の流れ場を観察できる。基礎的な ESP の特性を調べるため、直径 $d=0.5\text{ mm}$ のステンレス製の放電線 1 本だけを観測部の中央に配置した。

集じん極は縁端効果対策を施した鉄製の平板電極 ($100\times 60\text{ cm}$) からなり、平板間隔 $2D$ は実用 ESP に使用される 20 cm に設定した。負極性のコロナ放電の場合、放電線にそってイオン風の吹き出し点が点在するため⁽⁹⁾、ESP 内の流れは放電線の近傍で3次元的に乱れていると考えられる。そこで、本論文では ESP 内の流れ場の基礎的な特性を調べるため、実験はイオン風が安定で一樣である正極性のコロナ放電を用いて行った。コロナ電流密度分布の測定は下側平板電極に埋設した 41 本の長方形プローブ ($4\times 200\text{ mm}$) に流れるコロナ電流を微小電流計 (YHP 4304 B) で測定し、実効プローブ面積で割って算出した。但し、プローブと平板電極との間隔きを 0.5 mm とし、この間にエポキシ系樹脂をつめて十分な絶縁を施し、プローブのない平板電極の放電特性と同じになるよう配慮した。

コロナ放電の ESP の流れ場への影響を調べるため図3に示すように放電線の上流側 30 cm の位置に放電線と平行に長さ 20 cm 直径 0.15 mm のニクロム線を 2 cm 間隔で5本張り、一本あたり 0.7 A の電流により約 50°C (静止大気中) に加熱した。この熱線による加熱気流の流跡を2面对向法によるシュリーレン装置により観察した。また、平板電極近傍のうずを観測する場合は、熱線からの加熱気流はうずの中に入らないので、下側平板電極に直径 5 mm の加熱プローブを埋設し、平板電極近傍の気流を加熱して流れ場の可視化を行った。シュリーレン装置は直径 300 mm の2枚の凹面鏡および 500 mm の望遠レンズのカメラから構成されている。

また、微細粒子の ESP 内での挙動を調べるため、図4に示すように上流側に配置した内径 1.7 mm のノズルからタバコ煙粒子を気流と平行に導入し、その流跡の写真撮影を行った。ダスト粒子として粒径が小さ

図2 実験装置の概略図

Fig. 2. Schematic diagram of experimental apparatus.

図3 ESP内の流れ場の可視化に用いた加熱装置
Fig. 3. Heating apparatus for visualization of flow field in ESP.

図4 タバコ煙粒子の導入装置

Fig. 4. Experimental apparatus to introduce particles of tobacco smoke.

く (サブミクロン粒子) 荷電量が少ないため気流に比べて電界の影響を受けにくく、ほぼ気流に沿って流れると考えられている⁽¹¹⁾、タバコ煙粒子を用いた。なお実験は大気中 (室温約 27°C 、湿度約 75%) で行い、ESP 内の気流は実用 ESP で一般に使われている 0.8 m/s とした。

4. 結果と検討

〈4・1〉 電界分布 Navier-Stokes の式の外力項としてのクーロン力密度は以前報告した Deutsch の仮定による計算手法を用いて計算した⁽⁸⁾。図5は正極性コロナ放電における電圧電流特性の実験値と計算値の比較を示す。計算においてはピークの式のコロナ開始電界強度を用い正イオンの移動度を $1.4\text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ とした。また、平板電極上での電流密度分布および電界強度分布の計算値は実験値と非常によく一致する。従って、ESP 空間内の電界分布もこの手法により計算可能であると考えられる。

図 5 正極性コロナの放電特性

Fig. 5. Corona discharge characteristic for positive corona.

図 6 ESP 内のクーロン力密度分布

Fig. 6. Distribution of Coulomb force density in ESP space.

ESP 内のクーロン力密度分布の計算値を図 6 に示す。図中に示す平板電極上のクーロン力密度の実験値は平板電極上の電流密度 J の測定値を用いて、 $\rho_i E = J/\mu$ より算出した。クーロン力密度は放電線から離れるに従って急激に減少し、 $2.5D$ 以上ではほとんど零となる。この結果から流れ場の解析では放電線から $2.5D$ 以上のところではクーロン力密度を無視した。

〈4・2〉 流れ場の解析結果 数値計算において、 $\Delta t = r \Delta h^2$ となる時間刻みを用い、 $r=1.0$ 、収束条件 $\varepsilon=10^{-4}$ とした。ここで、 $\Delta h = \Delta x = \Delta y$ である。 $r=0.5$ と 1.0 の場合を比較すると r による流れ関数の相対誤差は各点において 10^{-3} 以下であった。

入口ガス流速 $U_0=0.8$ m/s 一定の場合の流れ関数の計算結果を、印加電圧をパラメータにして図 7 に示す。この図は領域の長さ $L=8D$ (161×21) で解析した結果を放電線を中心として $5D$ の領域の部分を図示している。 $L=5D$ (51×11) の小さい領域で大きい格子間隔における計算結果と $L=8D$ (161×21) の場合

図 7 $U_0=0.8$ m/s の場合の流れ関数の計算値 (印加電圧をパラメータ)

Fig. 7. Calculated stream line for $U_0=0.8$ m/s with applied voltage as a parameter.

図 8 $V=30$ kV の場合の流れ関数の計算値 (入口流速をパラメータ)

Fig. 8. Calculated stream line for $V=30$ kV with inlet flow velocity as a parameter.

を比較すると各点の流れ関数の相対誤差は 2×10^{-3} 以下であった。また、印加電圧 30 kV 一定で、ガス流速を $0.3 \sim 0.6$ m/s とした場合の流れ関数を図 8 に示す。

図 7, 図 8 中の N_{EHD} は代表的なイオン風速 U_{EHD} とガス流入速度 U_0 の比であり、 $N_{EHD}=U_{EHD}/U_0$ で定義される EHD 数である。 N_{EHD} はイオン風の相対

的な強さを表わし、無次元化した式における流れ場の相似性を示す数である。図7と図8から NE_{HD} における流れ場の相似性がほぼ成り立つことがわかる。一方、放電線上の電荷密度 ρ_{iw} と印加電圧 V を用いて

$$U_{EHD} = \sqrt{\rho_{iw} V / \rho}$$

で定義した代表的なイオン風速を用いて、 $NE_{HD} = U_{EHD}/U_0$ を評価する方法がある⁽⁶⁾。しかし、本論文の解析においては、 NE_{HD} に関する流れ場の相似性は山本氏らの論文⁽⁶⁾に定義された NE_{HD} に関してではなく、本論文の NE_{HD} に関してほぼ成り立つことがわかった。これは、放電線上の電界強度 E_w がコロナ開始電圧以上ではコロナ開始時の電界強度にほぼ一定と考えられるため、放電線上のクーロン力密度 $\rho_{iw} E_w$ は $\rho_{iw} V$ ではなくて ρ_{iw} に依存しているからである。

流線は上流側で、放電線方向に引きよせられ、下流側で平板方向に戻される。 NE_{HD} が約2以上になるとイオン風の効果が大きくなり、放電線直下の平板電極近傍にうずが発生する。 $\varepsilon = 10^{-4}$ の場合、 NE_{HD} がおよそ2.5以下では収束が得られたが、2.5以上では収束を判定するための誤差値は振動を続け、計算値は収束しなかった。この理由は、境界層の影響を正確に取入れてないためエネルギー散逸の効果が小さく、うずを抑制する力が働かないためと考えられる。

$V = 40 \text{ kV}$ 、 $U_0 = 0.8 \text{ m/s}$ の場合の流速ベクトルと最大値で規格化した渦度の分布の一例を図9に示す。ESP内の速度分布は、うずが発生していない場合、放電線近傍で速度が大きく、うずが発生している場合、うずのまわりで速度が大きくなる。図9(a)の場合、流速は放電線の近傍で最大 1.2 m/s ($1.5 U_0$) で、

図9 $V = 40 \text{ kV}$ 、 $U_0 = 0.8 \text{ m/s}$ の場合の流速ベクトルと渦度の分布

Fig. 9. Calculated flow velocity and distribution of vorticity for $V = 40 \text{ kV}$ and $U_0 = 0.8 \text{ m/s}$.

放電線直下の平板電極近傍で最小 0.48 m/s ($0.6 U_0$) であった。渦度の断面図は、一点鎖線で示す断面の渦度の値を示す。渦度は放電線の近傍で最大値を持ち、また、平板電極近くで小さいピークを示している。

以上の流線の計算結果より、サブミクロン粒子や荷電量の少ないダスト粒子は、一度、放電線方向に引きつけられ、それから、集じん電極側へ向かうものと考えられる。 NE_{HD} が大きくなるとイオン風の影響が強く現われ、うずが発生する。イオン風は、ダスト粒子を放電線の下流側で集じん電極に押しやるように働くが、うずは集じん電極上に堆積したダスト層を吹き上げ、ダスト粒子の再飛散現象の原因となると考えられる。

〈4.3〉 実験結果と検討 正極性コロナ放電の場合における上流の熱線からの加熱気流のスパーク光源装置を用いたシュリーレン写真を図10に示す。正極性コロナ放電における流れ場は定常で、ほぼ層流であ

図10 上流の熱線からの加熱気流のシュリーレン写真 ($U_0 = 0.8 \text{ m/s}$)

Fig. 10. Schlieren photographs of heated air from heating wires at upstream for $U_0 = 0.8 \text{ m/s}$.

ったので、光源として水銀灯を用いた場合でも、同様な結果が得られた。また、 U_0 が 0.2 m/s 以下になると、加熱気流の影響があったが実験における $U_0=0.8 \text{ m/s}$ の場合はほとんどなかった。従って、この加熱気流の流跡は流れ場の流線を表わすと考えられる。印加電圧 $V=20 \text{ kV}$ の場合、加熱気流は平板電極とほぼ平行に流れているが印加電圧が大きくなると、放電線の上流側で放電線方向に引き寄せられ、下流側で平板電極方向へ押し戻されている。 $V=40 \text{ kV}$ の場合の (b) 図はシュリーレン写真と同一条件の場合の流れ関数の計

算結果を合成してある。

計算結果は多くの仮定の下に解析しているにもかかわらず、平板電極の近傍を除いて実験結果とよく一致することがわかった。本論文の方法では、これまで報告されている方法⁽⁵⁾⁽⁶⁾と異なり、電界解析に個々の装置の実験値を必要としないため、実験値を用いずに流れ場の解析が可能である。

上流からの熱線の実験では解析結果に示した平板電極近傍のうずを可視化できない。そこで、平板電極に埋設した加熱プローブ (60 W) で気流を加熱することにより平板電極近傍の流れ場をシュリーレン装置を用いて可視化した。平板電極近傍の加熱気流は周囲温度より約 10°C 高かった。正極性コロナ放電で $U_0=0.8 \text{ m/s}$ の場合の平板電極近傍の流れ場を図 11 に示す。 $V=0 \text{ kV}$ の場合は加熱気流はほぼ平板電極にそって流れる。 $V=30 \text{ kV}$ では加熱プローブからの加熱気流は少し立ち上り下流側に流されているが、 $V=40 \text{ kV}$ では平板電極近傍の流速がイオン風の影響で小さくな

図 11 平板電極近傍の流れ場のシュリーレン写真 ($U_0=0.8 \text{ m/s}$)

Fig. 11. Schlieren photographs of flow field near plate electrode for $U_0=0.8 \text{ m/s}$.

図 12 タバコ煙による ESP 内の微細粒子の軌跡
Fig. 12. Trajectory of submicron particle in ESP with smoke of tobacco.

るため、気流は垂直またはすこし上流側に流されており、その近傍でゆっくり揺らいでいるのが観測された。 $V=50\text{ kV}$ では放電線直下に発達したうずが認められる。これらの結果は、 20 W で加熱した場合も同様の結果が観測されており加熱の影響は流れ場に大きく影響を与えないと考えられる。

$U_0=0.8\text{ m/s}$ の場合のタバコ煙粒子の軌跡を図 12 に示す。印加電圧が大きくなるほど強く放電線に引き寄せられている。熱線による加熱気流の結果に比べて、放電線の下流側では平板電極方向により強く引き寄せられているのは多くの微細粒子の集合に働くクーロン力によるものと考えられる。特に、 $V=40\text{ kV}$ 以上では平板電極に集じんされる様子が見られる。この図の(d)は写真から求めた粒子の軌跡と流れ関数の計算値を示す。正極性コロナ放電は放電線に沿って均一であるため、ESP 内の微細粒子の挙動は電気流体力学的流れ場に密接に関連し、負極性コロナの場合のようにコロナ放電により乱流拡散されない。Deutsch の集じん率の式は一樣に粒子が乱流拡散しているとの仮定の下に導出されている⁽¹⁰⁾。従って、本実験の結果は微細粒子の集じん率を検討するさいの重要な基礎データであると考えられる。

5. ま と め

線対平行平板電極形電気集じん装置内の流れ場をクーロン力密度を外力項とする Navier-Stokes の方程式に基づき渦度と流れ関数を用いて ADI 法により数値解析した。また、シュリーレン法を用いた実験により流れ場の可視化を行った。その結果をまとめると以下ようになる。

(1) 流れ場の解析の結果、流線は一度放電線方向に引き寄せられ、また平板電極方向に押し戻される。また、ESP 内の速度分布は、うずが発生していない場合、放電線近傍で速度が大きく、うずが発生している場合、うずのまわりで速度が大きい。ガス流入速度に対してイオン風の効果が大きくなる (Ne_{HD} が約 2 以上) と、放電線直下の平板電極近傍でうずが発生した。

(2) 上流の熱線からの加熱気流および平板電極に埋設した加熱プローブを用いて ESP 内の流線および

平板電極近傍のうずがシュリーレン法により明りょうに可視化された。その結果、ESP 内の流れ場および平板電極近傍のうずの生成に及ぼすコロナ放電の影響が実験的に明らかにされた。

(3) ESP 内に導入したタバコ煙粒子の軌跡は解析の結果と同様、放電線方向に引き寄せられる。但し、放電線より下流側ではクーロン力の影響を受けて気流の流線とは少し異なる挙動をする。

(4) 本論文の解析法は ADI 法による陰解法で計算を行っており、陽解法に比べて計算の手間および計算時間を短縮でき、個々の装置の実験値を用いずに流れ場を解析できる点で有効である。この解析結果は実験結果とよい一致を示し、ESP 内の流れ場を本論文の解析方法で解析できることが実証された。

本報告をまとめるにあたり、御討論頂いた赤崎正則教授 (九大総合理工), 原雅則教授 (九大工学部), 野本幸治教授 (大分大工学部) および Jen-Shih Chang 教授 (McMaster University, カナダ) に深く感謝する。また、何かと御協力頂いた本学赤峰修一技官, 院生矢野博史君に感謝する。最後に、文部省昭和 61 年度科学研究費補助金の援助に深く感謝する。

(昭和 60 年 11 月 29 日受付)

文 献

- (1) S. Masuda & A. Mizuno: "Flashover Measurement of Back Discharge", *J. Electrostatics*, **4**, 215 (1978)
- (2) 足立: 「コロナ放電電界内における高導電性粒子の挙動について」, *電学誌*, **90**, 710 (昭 45-4)
- (3) 足立・川崎: 「コロナ放電電界中のイオン風」, *静電学誌*, **2**, 3, 158 (昭 53)
- (4) 足立・増田・阿久津: 「針対平板電極における放電空間の負イオン風速分布」, *電学論 A*, **97**, 37 (昭 52-5)
- (5) A. Yabe, Y. Mori & K. Hijikata: "EHD Study of the Corona Wind between Wire and Plate Electrodes", *AIAA Journal*, **16**, 4, 340 (1978)
- (6) T. Yamamoto & H. R. Velkoff: "Electrohydrodynamics in an electrostatic precipitator", *J. Fluid Mech.*, **108**, 1 (1981)
- (7) G. D. スミス著, 藤川訳: 「電算機による偏微分方程式の解法」, p. 42 (昭 56) サイエンス社
- (8) 大久保・川崎・野本・足立: 「線対平行平板電極におけるコロナ放電特性の計算と測定」, *静電学誌*, **8**, 4, 278 (昭 59)
- (9) 川崎・足立: 「集じん電極形状における放電空間での負イオン風の挙動」, *静電学誌*, **5**, 1, 44 (昭 56)
- (10) H. J. White: "Industrial Electrostatic Precipitation", p. 165, Addison-Wesley, Massachusetts (1965)
- (11) 増田・松本: 「マクロ帯電粒子の電気流体力学的運動について」, *電学論 A*, **94**, 515 (昭 49-12)