マクロ帯電粒子の電気流体力学的運動 について

東京大学 増田 閃 一
東京大学 松本 陽 一

1. ま え が き

流れ場と電界とが併存している電気流体力学場 (EHD 場) における粒径 $0.1 \sim 100 \mu\text{m}$ 程度のいわゆるマクロ帯電粒子の運動の定量的な解析が、電気集じん過程の解明・静電粉体塗着方式の研究などに関連して最近急に重要な問題となってきた。この問題は上記 EHD 場の中での帯電粒子の運動方程式を、与えられた諸条件(境界条件・初期条件を含む)のもとでいかに解くかという問題に帰着する。しかし、複雑な境界条件のもとでは流れ場・電界の双方とも解析が著しく困難か、あるいはほとんど不可能となる。このため本問題は未解決のままに放置されてきた。ところが最近に至って、複雑な境界を持つ 2 次元電界および回転対称 3 次元電界の近似解を極めて簡単に、かつ実用上十分な精度をもって与えうる「代用電荷法」という手法が Steinbigler 氏によって提案され⁽¹⁾、電界計算手法に大きな進歩が見られるに至った^{(2)~(6)}。また別に報告するように、この手法を用いれば複雑な境界をもつ 2 次元の完全流体定常ポテンシャル流れ場も極めて簡単かつ正確に解析できることを筆者らは見いだした⁽⁷⁾。

そこで筆者らは、特殊 2 段式電気集じん装置 (EP-ES 形電気集じん装置⁽⁸⁾) の理論集じん率の算出を目的として、代用電荷法による流れ場と電界の解析に基づき、EHD 場におけるマクロ帯電粒子の運動解析を試みた。その際、特に「EHD ポテンシャル」という概念を導入し、これを用いることにより実用的に問題

となる粒径範囲の帯電粒子については、その運動方程式を解いて粒子軌道のシミュレーションを行なわなくても、その軌道推定・集じん率評価ならびにこれに及ぼす電極構造や電極寸法などの影響などを極めて簡単にはあくできることが明らかとなった。そこで、以下にこれらの結果を報告する。

2. EHD 場におけるマクロ帯電粒子の運動方程式

EHD 場における球形のマクロ帯電粒子の運動は、次の方程式によって記述される。

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} + 6\pi\eta a \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt} - \mathbf{V}(\mathbf{r}) \right) = q\mathbf{E}(\mathbf{r}) \dots (1)$$

ここに、 $\mathbf{r}$: 粒子の位置ベクトル、 m : 粒子質量、 a : 粒子半径、 q : 粒子電荷量、 η : 媒質の粘性係数、 $\mathbf{V}(\mathbf{r})$: 位置 $\mathbf{r}$ における媒質の速度ベクトル、 $\mathbf{E}(\mathbf{r})$: 位置 $\mathbf{r}$ における電界ベクトルである。ただし、粒子が媒質から受ける粘性抵抗についてはストークスの式の成立 (レイノルズ数 $Re < 0.5$ の範囲) を仮定している。さて、ここで問題になるのは $\mathbf{V}(\mathbf{r})$ の分布である。実在の粘性流体の場合、複雑な境界条件のもとでは層流、乱流のいずれの場合についても $\mathbf{V}(\mathbf{r})$ を正確に求めることは不可能である。従って、通常行なわれているように、 $\mathbf{V}(\mathbf{r})$ の分布を完全流体の定常ポテンシャル流れにおける速度分布をもって近似することにする。その場合には、 $\mathbf{V}(\mathbf{r})$ も $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ もポテンシャル場における強度ベクトルであるから、(1) 式は次のように書き直すことができる。

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} + 6\pi\eta a \frac{d\mathbf{r}}{dt} = -\text{grad} \varphi_{\text{EHD}}(\mathbf{r}) \dots (2)$$

ただし、

Motion of a Macro-Charged Particle within Electro-Hydrodynamic Field. By S. MASUDA, Member & Y. MATSUMOTO, Member (Faculty of Engineering, University of Tokyo).
増田閃一: 正員, 東京大学工学部
松本陽一: 正員, 東京大学工学部 (現在, 三菱重工株式会社神戸研究所)

$$\varphi_{\text{EHD}}(\mathbf{r}) = - \int_0^{\mathbf{r}} \{6\pi\eta a \mathbf{V}(\mathbf{r}) + q \mathbf{E}(\mathbf{r})\} d\mathbf{r} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$= 6\pi\eta a \varphi_f(\mathbf{r}) + q \varphi_e(\mathbf{r}) \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 φ_f, φ_e はそれぞれ原点 0 を基準とした速度ポテンシャルおよび電位である。いま、上記の φ_{EHD} を「EHD ポテンシャル」、(2)式の右辺である合成作用力 $\mathbf{f}_{\text{EHD}} = -\text{grad} \varphi_{\text{EHD}}$ を「EHD 力」と呼ぶことにする。

ところで、相似な境界条件（流路壁や電極）のもとでは、上記流れ場および電界の分布はともに相似となる。そこで、この点に着目して空間を適当な代表長さ（例えば、正負電極表面間距離） b で規格化すると

$$\varphi_f(\mathbf{r}) = - \int_0^{\mathbf{r}} \mathbf{V}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = b V_0 \phi_f(\mathbf{r}/b) \dots\dots (5)$$

$$\varphi_e(\mathbf{r}) = - \int_0^{\mathbf{r}} \mathbf{E}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = b E_0 \phi_e(\mathbf{r}/b) \dots\dots (6)$$

ただし、

$$\phi_f(\mathbf{r}/b) = - \int_0^{\mathbf{r}/b} \frac{\mathbf{V}(\mathbf{r}/b)}{V_0} d(\mathbf{r}/b) \dots\dots\dots (7)$$

$$\phi_e(\mathbf{r}/b) = - \int_0^{\mathbf{r}/b} \frac{\mathbf{E}(\mathbf{r}/b)}{E_0} d(\mathbf{r}/b) \dots\dots\dots (8)$$

で、 V_0, E_0 は問題となる領域の平均流速、平均電界である。 ϕ_f, ϕ_e は平均流速 V_0 、平均電界 E_0 で規格化した無次元流速、無次元電界に基づく上記無次元空間での速度ポテンシャルおよび電位で、いまこれらをそれぞれ「規格化速度ポテンシャル」および「規格化電位」と名づけることにする。(5)、(6)式を(4)式に代入すると

$$\varphi_{\text{EHD}}(\mathbf{r}) = C \{ \phi_f(\mathbf{r}/b) + K \phi_e(\mathbf{r}/b) \} \\ = C \phi_{\text{EHD}}(\mathbf{r}/b) \dots\dots\dots (9)$$

ただし、 $C = 6\pi\eta ab V_0$

$$K = q E_0 / 6\pi\eta a V_0 = q U / 6\pi\eta ab V_0 \dots\dots (10)$$

$$\phi_{\text{EHD}}(\mathbf{r}/b) = \phi_f(\mathbf{r}/b) + K \phi_e(\mathbf{r}/b) \dots\dots (11)$$

で、 $U = b E_0$ は電極間の印加電圧である。いま $\phi_{\text{EHD}}(\mathbf{r}/b)$ を無次元空間での「規格化 EHD ポテンシャル」、 K を電界寄与率と呼ぶことにする。

また b で無次元化された座標系では運動方程式(2)は

$$mb \frac{d^2(\mathbf{r}/b)}{dt^2} + 6\pi\eta ab \frac{d(\mathbf{r}/b)}{dt} \\ = - \frac{C}{b} (\text{grad})_b \phi_{\text{EHD}}(\mathbf{r}/b) \dots\dots\dots (12)$$

となる。ただし $(\text{grad})_b$ は上記無次元座標系におけるグレーディエント演算子を表わす。更に、いま時間を

$$\theta = \sqrt{m b^2 / C} = \sqrt{m b / 6\pi\eta a V_0} = \sqrt{T \tau} \quad \dots\dots\dots (13)$$

で規格化する。ただし、 $\tau = m / 6\pi\eta a$ は粒子運動の緩和時間、 $T = b / V_0$ は問題とする領域での流体滞留時間を表わす。(12)式より無次元方程式

$$\frac{d^2(\mathbf{r}/b)}{d(\theta/\tau)^2} + \zeta \frac{d(\mathbf{r}/b)}{d(\theta/\tau)} = - (\text{grad})_b \phi_{\text{EHD}}(\mathbf{r}/b) \quad \dots\dots\dots (14)$$

が得られる*。ただし、パラメータ ζ は次式で与えられる。

$$\zeta = \frac{6\pi\eta a}{m} \theta = \sqrt{\frac{6\pi\eta ab}{m V_0}} = \sqrt{\frac{T}{\tau}} \quad \dots\dots\dots (15)$$

3. 粒子の運動モード

(14)式から明らかなように、無次元空間における粒子の運動モードは、作用力を支配する規格化 EHD ポテンシャル $\phi_{\text{EHD}}(\mathbf{r}/b)$ の分布と、無次元パラメータ ζ によって決定されることとなる。

〈3.1〉 $\phi_{\text{EHD}}(\mathbf{r}/b)$ の影響 境界条件（流路形状・電極形状）の相似な EHD 場にあつては、無次元空間におけるそれぞれの規格化速度ポテンシャル $\phi_f(\mathbf{r}/b)$ ならびに規格化電位 $\phi_e(\mathbf{r}/b)$ の分布および絶対値は、実寸法、平均流速 V_0 、平均電界 E_0 に関係なく、それぞれ完全に一致する。言い替へれば、 $\phi_f(\mathbf{r}/b)$ 、 $\phi_e(\mathbf{r}/b)$ は流れ場、電界の幾何学的パターンのみを表わすパターン関数である。しかし、その線形結合である規格化 EHD ポテンシャル $\phi_{\text{EHD}}(\mathbf{r}/b)$ は、結合係数である電界寄与率 K の大小によって、相似な境界条件のもとにあつても異なった分布と値をとる。

K は(10)式から明らかなように、粒子に働く平均電気力と平均粘性力（静止粒子に対する）の比を表わす無次元量で、流れ場と電界のパターン以外の物理的パラメータの効果を代表し、これが大きいほど電気力学的作用が流体力学的作用に比べて優勢となる。すなわち

(i) $K \ll 1$ の場合、 $\phi_{\text{EHD}} \approx \phi_f$ となり運動は流れ場のみによって支配される。

(ii) $K \gg 1$ の場合、 $\phi_{\text{EHD}} \approx K \phi_e$ となり運動は電界のみによって支配される。

(iii) $K \sim 1$ の場合、運動は流れ場と電界の双方に支配され EHD 的となる。

〈3.2〉 ζ の影響 ζ は(14)式から明らかなように、運動における慣性効果に対する粘性効果の効き方を表わす無次元量で、いまこれを粘性寄与率と呼ぶことにする。

*: θ は粒子半径 a 、粒子質量 m を含むので、すべての粒子に共通な時間尺度ではない。従つて、(14)式は粒子の軌道解析に用いる場合のほかは、その使用に注意を要する。

(i) $\zeta \ll 1$ の場合、慣性項のみが効いて粒子の運動は ballistic となる。すなわち、初期条件の影響が大きくなるとともに、EHD ポテンシャルの壁は柔構造となっており、その拘束力が弱くなる。

(ii) $\zeta \gg 1$ の場合、粘性項のみが効いて粒子の運動は viscous となる。すなわち、粒子運動の方向は EHD ポテンシャルの傾きと一致し、その力線 (EHD 力線) が粒子軌道を表わすこととなる。そして初期条件の影響は小さくなるとともに、EHD ポテンシャルの壁は剛構造となっており、その拘束力が大となる。

(iii) $\zeta \sim 1$ の場合、粒子の運動は慣性と粘性の両方の効果に支配される。

従って、上記(i)項と(iii)項の場合には、粒子の運動をはあくするには直接運動方程式(14)を解く必要がある。しかしながら、電気集じん装置など実用上問題となる大抵の場合において、後に述べるように上記(ii)項の $\zeta \gg 1$ の条件が成立する。この場合には運動方程式(14)を解かなくても EHD 場の力線を求めれば、これから直ちに粒子軌道を知ることができる。

4. 粒子運動の解析例

第3章 §3.2 節(i)~(iii)項のいずれの場合についても、粒子運動の解析を行なう際まず問題となることは、与えられた境界条件のもとにおける無次元空間での規格化 EHD ポテンシャル ϕ_{EHD} を求めることである。それには代表長さ b を長さの1単位とする座標系に流れ場と電界の境界である流路と電極を描き、ここに1単位の平均流速の流れが存在し、1単位の電圧が印加されている場合についての速度ポテンシャル、電位にあたる ϕ_r, ϕ_e を求めなければならない。ただし、それぞれの基準点は必ずしも座標の原点にとる必要はなく、 ϕ_r については流速分布が均一となる点を、 ϕ_e については電極の一方をとれば良い。複雑な境界条件のもとで ϕ_r, ϕ_e を求めるには代用電荷法の手法を用いるのが最も有効で、電子計算機により実用上十分な精度の結果を短い計算時間と少ない記憶容量をもって簡単に得ることができる。そこで、以下に特殊2段式電気集じん装置の捕集電極を例として代用電荷法の手法を用いて ϕ_r, ϕ_e を求め、これから得られる種々の K に対する ϕ_{EHD} のもとで粒子運動がどのようなかを解析する。ただし ϕ_r, ϕ_e の代用電荷法による求め方については、それぞれ文献(1)~(6), (7)にゆずり、ここでは省略する。

〈4.1〉 一樣な流れ場の中に千鳥形に円筒電極列がある場合 第1図に示すように一樣な流れ場の中にこれと垂直に千鳥形に同一直径 d の2列の正負平行円

第1図 一樣な流れ場の中に千鳥形に配置された平行円筒電極列

Fig. 1. Zig-zag arranged parallel cylinder electrodes in a uniform flow.

第2図 EHD 力線および粒子の運動軌道 (第1図の場合)

Fig. 2. EHD-lines of force and loci of particle motion for the case of Fig. 1.

筒電極列がある場合を考える。

ただし、粒子は上流側電極の表面間隔を10等分した点0, 1, ..., 10を出発点とし、この点での y 方向の流速に等しい初速度を有しており、かつ、上流側電極の極性と同じ極性の電荷を持っているものと仮定する。また電界寄与率は $K=2$ とする。この場合に対して代用電荷法で計算した0, 1, ..., 5の各点を通過する EHD 力線の分布は第2図(a)のとおりである。また10~0.1の範囲の種々の粘性寄与率 ζ の値について、運動方程式(14)を電子計算機で解き、プロットで

第3図 点0を出発するEHD-力線と粒子の運動軌道(第1図の場合)

Fig. 3. EHD-line of force and loci of particle motion starting from the point 0 for the case of Fig. 1.

描かせた粒子軌道を同図(b)~(g)に示す。これから ξ が十分大きければ粒子運動がviscousとなって、その軌道はEHD力線によく一致し、逆に ξ が小さくなるにつれて運動がballisticとなり、初期条件の効果が大きくなって軌道がEHD力線からはずれてくることがわかる。第3図には点0を出発する粒子軌道の ξ による変化を描いてある。同図の点線は、点0を通るEHD力線を示す。これから粒子軌道をEHD力線で推定できるのは、ほぼ $\xi \geq 5$ の範囲の領域であることがわかる。更に $\xi > 10$ の範囲では推定精度は極めて高くなる。従って、密度 ρ の球形粒子の運動軌道がEHD力線で推定できる粒子半径範囲は、(15)式から次のようになる。

$$a_c \leq \left(\frac{3}{5} \sim \frac{3}{10} \right) \sqrt{\frac{\eta b}{2 \rho V_0}} \dots \dots \dots (16)$$

第4図は $\rho = 2.5 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, $b = 5 \text{ cm}$, $\eta = 1.83 \times 10^{-8} \text{ Ns/m}^2$ (20°Cの空気) および $\eta = 2.39 \times 10^{-8} \text{ Ns/m}^2$ (150°Cの空気) の場合の a_c と V_0 の関係を示す。一般に電気集じん装置における平均ガス速度は $V_0 \approx 1 \text{ m/s}$ 前後であるから、(16)式において $\xi \geq 5$ の条件で判断すると $a_c \leq 9 \mu\text{m}$ となる。他方、電気集じん装置で問題となる粒子の半径範囲は、だいたい $a < 5 \mu\text{m}$ にあるから、十分EHD力線で軌道推定ができることがわかる。更に、この場合点0, 1, ..., 5を出発する力線の何パーセントが下流側電極(捕集電極)に終端するかによって、理論集じん率が推定できることになる。

次に、粒子の荷電をコロナ放電で行なうものとする

第4図 粒子軌道がEHD-力線で推定できる臨界粒子半径 a_c と平均ガス流速 V_0 の関係

Fig. 4. Critical particle radius a_c for locus estimation by EHD-lines of force vs. average flow velocity V_0 for the case of air flow.

と、その理論飽和電荷量は次式で与えられる⁽⁹⁾。

$$q_{th} = 4\pi\epsilon_0 \frac{3\epsilon_s}{\epsilon_s + 2} a^2 E_c \dots \dots \dots (17)$$

ただし、 ϵ_s : 粒子の比誘電率, ϵ_0 : 真空の誘電率, E_c : コロナ空間の電界強度である。いま(17)式を(10)式に代入すると、電界寄与率は次式のようになる。

$$K = 2\epsilon_0 \epsilon_s a E_c E_0 / \eta V_0 (\epsilon_s + 2) \dots \dots \dots (18)$$

いま、 $\epsilon_s = 2.5$, $E_c = E_0 = 5 \text{ kV/cm}$, $\eta = 2.39 \times 10^{-8} \text{ Ns/m}^2$ (150°Cの空気) とし、 a を (μm) , V_0 を (m/s) で表わすと $K \approx 0.1(a/V_0)$ となる。すなわち、粒子半径 a が大きいかほど、流速 V_0 が小さいほど電界寄与率 K は大きくなる。いまEHD場において電界による粒子運動制御が有効性を発揮する領域を $K \geq 1$ の条件から推定すると、この場合 $a(\mu\text{m}) \geq 10 V_0(\text{m/s})$ となり、 V_0 の値を 1 m/s からかなり下げないと電気集じん装置で問題となるような微細な粒子に対して、電極対1段では電気力学的捕集効果を及ぼすことが困難となることがわかる。

〈4・2〉 一様な流れ場の中に千鳥形にチャネル状電極列が開口部を対向させて配置されている場合 次に第5図に示すように、一様な流れ場の中に、流れに垂直に千鳥形に、チャネル状電極がその開口部を対向させて2列に互いに平行に配置されている場合を考える。ただし、粒子電荷の極性は上流側電極の極性と同一とし、かつ各チャネル状電極の端縁には丸味づけのため図示のように円筒が取り付けられているものとする。この電極群は特殊2段式電気集じん装置の粒子捕集部を構成し、その上流にコロナ放電を利用した粒子荷電部がある。この方式は上流側チャネル間の縮流に

第 5 図 一様な流れ場の中に開口部を向き合わせて千鳥形に配置された平行チャンネル状電極列

Fig. 5. Zig-zag arranged parallel channel-electrodes, with their openings facing against each other.

よるノズル効果と、上下流電極間に形成される電界による絞り込み効果とを協働させて粒子をできるだけ下流側チャンネルの開口内部に導入付着させ、つち打ち時再飛散を抑制することを目的としている。

いま問題となる粒子の粒径は十分に小さく、 $\zeta \geq 5$ の条件を満たしているものと考えられるので、EHD 力線の分布を求めて集じん率を推定する。

この場合の粒子捕集空間における代用電荷法で求めた EHD 力線の $K=0 \sim 3.0$ に対する分布を第 6 図 (a)~(h) に示す。ただし、力線の始点としては上流側電極表面間隔を 20 等分する点をとってある。この場合、電界計算にあたっては、簡単のため下流側チャンネル内の背後には代用電荷を設置することを省略したので、電気力線、従って EHD 力線はすべて下流側円筒に終端し、チャンネル内部には終端していない。つまり、同円筒の内側に終端する力線のうち、かなりの部分は本来チャンネル内部に終端すべきものである。しかし、チャンネル内の電界は小さいので、これによる捕集空間での力線分布の誤差、従って集じん率推定の誤差は無視しうる程度であると考えられる。すでに述べたように、これらの力線のうち何パーセントが下流側電極に終端するかが直ちに集じん率を表わす。(a) 図の $K=0$ の場合には EHD 力線は流線に一致し、集じん率は 0 となる。しかし、(b)~(h) 図から明らかのように、 K の値が増すにつれて EHD 力線の分布は電気力線の分布へと近づいてゆき、粒子は電極内側に絞り込まれて集じん率の上昇がもたらされる。

次に、第 7 図に上述の方法で求めた理論集じん率と K の関係を示す。ただし、この場合には第 5 図の P 点より内側で終端する力線に対応する粒子軌道をとるもののみが捕集されるものとしている。この電極パタ

第 6 図 EHD-力線の分布 (第 5 図の場合)

Fig. 6. Distribution of EHD-lines of force for the case of Fig. 5.

ーンでは、上述の定義による 100% の集じん率を得るには、 $K \geq 1.95$ とする必要があることがわかる。

5. 粒子軌道の実験的観察

以上に述べた粒子軌道に関する理論的考察の妥当性を実験的に検証するため、第 5 図に示す寸法比で $d = 2.17 \text{ cm}$ の電極を用いて粒子軌道の観察を行ない、更に捕集されないで漏れる粒子について、その電荷量を測定して EHD 力線から推定される理論値との比較を

第 7 図 理論集じん率 η_{th} と電界寄与率 K の関係(第 5 図の場合)

Fig. 7. Theoretical collection efficiency η_{th} vs. electrical field factor K for the case of Fig. 5.

(a) 実験装置の構成

(b) 粒子荷電装置

第 8 図 実験装置

Fig. 8. Experimental apparatus.

行なった。

第 8 図(a)に実験装置の構成を、(b)図にコロナ放電を利用した粒子荷電装置を示す。この荷電装置は比較的多量の電荷を持った粒子を特定の場所に供給するのに適している。試料粒子としては単分散の球形粒子に近い石松子 ($\bar{a} \approx 15 \mu\text{m}$, $\bar{m} = 1.5 \times 10^{-11} \text{kg}$) を用いた。その電荷量は平均値 $\bar{q} = 1.1 \times 10^{-14} \text{C}$ の回りにばらついていた。粒子運動のモードを viscous な領域に

もって行くため、空気の平均流速は $V_0 = 20 \text{cm/s}$ にとった。このとき $\zeta > 5$ の条件が満たされる。

第 9 図(a)~(i)は $K_1 = 0 \sim 4.0$ に対応する上記粒子の運動軌跡の例である。(a') 図に参考のため、たばこの煙で示した気流分布を示す。捕集効果は EHD 力線で推定したものより若干良くなっているが、これは(1)上段電極の下流側にうずが発生し、そのため粒子軌道が内側に絞られるため、ならびに(2)上段チャネル状電極間での平均流速は $3V_0$ となるので、その下方に局部的に粒子運動が ballistic となる領域が生ずるためであろうと考えられる。

次に上記の点を更に詳しく調べるため、下段チャネル状電極に捕集されずに逸出する石松子粒子の電荷量 $q(\text{C})$ を印加電圧 $U(\text{V})$ を変えつつ、交番電界中での振動振幅の写真撮影により測定し、 q の最大値 $q_{\max}$ と平均電界 $E_0 = U/b$ との関係プロットしたのが第 10 図である。ただしこの場合、相隣る上段チャネルの円筒間間隔をやや広げて下段チャネルの円筒間隔と等しく $4d$ とし ($d = 2.17 \text{cm}$)、かつ $V_0 = 20 \text{cm/s}$ としている。この電極形状では、第 11 図に示すように $K_c \geq 1.4$ のときに EHD 力線の下段チャネル状電極からの逸出がなくなるから、これから推定される逸出粒子の理論最大電荷量は(10)式から

$$(q_{\max})_{th} = K_c \frac{6\pi\eta a V_0}{E_0} = 1.4 \times \frac{6\pi\eta a V_0}{E_0} \quad (19)$$

となる。

いま、 $a = 15 \times 10^{-6} \text{m}$, $\eta = 1.83 \times 10^{-5} \text{N} \cdot \text{s/m}^2$, $V_0 = 0.2 \text{m/s}$ とするときの上記 $(q_{\max})_{th}$ と E_0 の関係を第 10 図に実線で併記した。 q の上限値は粒子荷電装置

第 10 図 逸出粒子の最大電荷量実測値 $q_{\max}$ とその理論値 $(q_{\max})_{th}$ との比較 (第 11 図参照)

Fig. 10. Comparison of the maximum charge $q_{\max}$ of uncollected particles to its theoretical value $(q_{\max})_{th}$ (see Fig. 11).

第 11 図 P 点を出発する EHD-力線
(第 10 図参照)

Fig. 11. EHD-line of force starting from the point P (see Fig. 10)

で定まり、一応 $E_0=0$ に対応する $q_{\max}$ の値である $3 \times 10^{-14} \text{C}$ 付近の値と考えられるが、このことを考慮しても $q_{\max}$ の実測値は理論値よりもかなり低く、この面からも実際の集じん率は EHD 力線による推定値よりも良くなっていることが示されている。

6. む す び

以上、EHD 場におけるマクロ帯電粒子の運動解析と、その特殊 2 段式電気集じん装置の性能推定への応

用について論じたが、その結果得られた結論をまとめると次のとおりである。

(1) 粒子運動の解析は EHD ポテンシャルの導入によって著しく簡単となり、その軌道は規格化された時間・空間において一元的に論ずることができる。

(2) EHD ポテンシャルは代用電荷法の手法を用いて容易に算出することができる。

(3) 実際の電気集じん装置における条件のもとでは、常に粘性寄与率 $\zeta \gg 1$ となり、粒子運動のモードは viscous となる。このときは、粒子の運動軌道は EHD 力線に一致し、これから集じん率を推定することが可能となる。

(4) 電界による粒子の運動制御は電界寄与率 $K \geq 1$ のとき、はじめて効果を発揮する。

(5) 実際の集じん率はうずの発生や ballistic 領域の局在のため、EHD 力線による推定値より一般に良好となる。

なお、以上の粒子運動解析手法は、電気集じんに限らず EHD 場におけるマクロ帯電粒子の運動が問題となる他の多くの分野にも広く応用できるものと期待される。
(昭和 49 年 7 月 1 日受付)

文 献

- (1) H. Steinbigler: Dissertation, T. H. München (1969)
- (2) H. Singer: *ibid.* (1969)
- (3) P. Weiss: *ibid.* (1972)
- (4) 増田・松本: 電気学会論文誌 93-A, 305 (昭 48-7)
- (5) 増田・松本・上村: 昭 46 電気学会東京支大 No. 372
- (6) 武智・増田・松本・新岡: 昭 48 電気学会全大 No. 842
- (7) 増田・松本: 電気学論文誌投稿中 (A) (昭 49-5)
- (8) 渋谷・増田: 昭 50 電気学会全大発表予定
- (9) H. J. White: AEEE Trans. 70, 1186 (1951)