UDC 621.319.74; 621.371

論文

50-A 66

二重配列型および三重配列型 定在波電界カーテンの理論特性

安川電機製作所 青山道夫
東京大学 増田 閃一

1. ま え が き

円筒電極を同一平面上に配設した平面型（一重配列型）の電界カーテンについては、筆者らの一人によってその動作様態ならびに解析法に関する研究が行なわれ、電気力学的阻止力や運動速度についての理論式が導かれている^{(1)~(6)}。その後、筆者らは種々の変形型の電界カーテンについて研究を進めてきたが、本論文はそのうち平面型を中心に発展させた二重配列型および三重配列型（第1図参照）電界カーテンの理論特性に関する報告である。第1図(a)は平面型の同一極性電極群を相互に平行に垂直方向にずらしたものであり、(b)図の二重配列型は千鳥配列型での同一極性群に交番性を持たしたものであり、また(c)図の三重配列型は(b)図のパターンの繰返しである。また研究の対象とした事項は、これらの電界カーテンの電位関数の決定と応用上重要な電気力学的な阻止ポテンシャルおよび阻止力の理論特性の解明である。従来研究されてきた平面型は電界カーテンの基本形であるが、一方、電界カーテン装置としての組み立てやすさとか、あるいは性能の補てんなどの意味で二重配列型、三重配列型には固有の利点が存在し、それを明らかにするのが本研究の目的である。

ところで電界カーテンは、その構成電極の大きさによって次の三つのグループに分類できる。

第1図 多重配列型定在波電界カーテン装置の例
Fig. 1. Examples of multi-array electric curtain devices of standing wave type.

小直径タイプ（電極直径 <0.5 cm）

中直径タイプ（ ~ 1 cm $<$ 電極直径 $<\sim 1.5$ cm）

大直径タイプ（ ~ 2 cm $<$ 電極直径）

また電極パターンは電極表面間隔 b と電極直径 D との比 b/D で表わされるが、電界カーテンの電気力学的阻止力から判断し、その最適値はほぼ $1 \sim 3$ の範囲にある〔文献(4)の第10図参照〕。一方、電極直径は適用する装置の種類によって決められる。例えば、電気集じん器（プリダスタ）に適用する場合、小直径タ

Theoretical Characteristics of Double-array and Triple-array Electric Curtains of Standing Wave Type. By Michio AOYAMA, Member (Yasukawa Electric Mfg. Co., Ltd.) & Senichi MASUDA, Member (Faculty of Engineering, University of Tokyo).

青山道夫：正員，安川電機製作所
増田閃一：正員，東京大学工学部

イプは構造上接触形電界カーテン式⁽⁶⁾電気集じん器として、大直径タイプは構造簡単で工作容易かつ安価であり、大形集じん器にそれぞれ適用可能である。また中直径タイプは上記の中間的な存在であり、小形あるいは中形集じん器に適用可能である。本論文では、一例として二重配列型あるいは三重配列型電界カーテンの小形もしくは中形電気集じん器への適用を意図し、 $D=1\text{ cm}$, $b/D=2$ の場合に考察を絞ることにした。

2. 千鳥配列型、二重配列型および三重配列型定在波電界カーテンの電界解析

平面型定在波電界カーテンの電位分布解析法は、筆者の一人によって定値代用電荷法としてすでに報告されている⁽⁷⁾。これは、あらかじめ等しい線電荷密度 $q(\text{C/m})$ の代用直線電荷群を各円筒電極内に配置し、その合成電位 V の電極表面上での値が与えられた電極電位とある誤差範囲内で一致するように、 q の値、その個数および位置を変化させ、代用電荷群の合成電位 V を用いて空間電位を近似する方法である。

一方、本研究では電極配列による電位分布の非対称性を考慮して不等量2線代用電荷法を用いたが、これによってここで研究の対象としたような電極配列についても、容易に定在波電界の解析を行なうことができた。この方法は電極が対称性を有する限り、必ず機械的な手法で近似解が得られ、しかもその解析的な形が得られるが、代用電荷の配置の仕方にはある程度経験を要し、試行的な繰り返しが必要である。

(2.1) 千鳥配列型の場合 千鳥型に配列された2組の電極群 (1, 2, ...) と (1', 2', ...) の間に交番電圧 $V_0 \cos \Omega t$ を中性点接地で印加すると、各組の電極電位はそれぞれ $+1/2 \cdot V_0 \cos \Omega t$, $-1/2 \cdot V_0 \cos \Omega t$ となる。

第2図 千鳥配列型の円筒電極群に用いる代用直線電荷群とその配置

Fig. 2. Location of line substitute-charges within the cylinder-electrodes of zigzag-array type.

る〔第1図(a)〕。

いま第2図に示すように、各円筒電極の中心 $0, 0'$... を通る X 軸および X' 軸に平行な軸上に $0, 0'$ から等しい距離 d だけ上下に離れた2点に、それぞれ1対の不等量な代用直線電荷 q_1, q_2 および $-q_1, -q_2$ を配置した場合の点 $P(x, y)$ の電位 $V(x, y)$ は等角写像によって次のように表わされる。

$$V(x, y) = (q_1/4\pi\epsilon_0) \ln[f_1(x, y)] + (q_2/4\pi\epsilon_0) \ln[f_2(x, y)] \dots (1)$$

ただし

$$f_1(x, y) = \frac{\cosh^2 \frac{\pi}{2p} \frac{1}{\cos \theta} (x - p \sin \theta + d)}{\cosh^2 \frac{\pi}{2p} \frac{1}{\cos \theta} (x - d)} * \frac{-\cos^2 \frac{\pi}{2p} \frac{1}{\cos \theta} (y - p \cos \theta)}{-\cos^2 \frac{\pi}{2p} \frac{y}{\cos \theta}} \dots (2)$$

$$f_2(x, y) = \frac{\cosh^2 \frac{\pi}{2p} \frac{1}{\cos \theta} (x - p \sin \theta - d)}{\cosh^2 \frac{\pi}{2p} \frac{1}{\cos \theta} (x + d)} * \frac{-\cos^2 \frac{\pi}{2p} \frac{1}{\cos \theta} (y - p \cos \theta)}{-\cos^2 \frac{\pi}{2p} \frac{y}{\cos \theta}} \dots (3)$$

千鳥配列型の電極による空間電位を最も良く近似させるためのパラメータ d, q_1, q_2 の決定の仕方は、回路網におけるチェビシェフの手法と類似の考えで行なう。すなわち、 d をある値に定め、第2図の $A, B, 2$ 点と C, D 2点で電極電位と一致するように求めた q_1, q_2 の平均値をその d に対する q_1 と q_2 の値として採用し、そのときの電極表面上での電位の最大誤差 $\epsilon_{\max}(\%)$ を算出し、 d を変化させつつこの手続きを繰り返し $\epsilon_{\max}$ が最小となる d, q_1, q_2 の値を求める。

いま前章で述べた電極系 ($D=1\text{ cm}$, $b/D=2$) でその角度 θ が 60 度の場合を例として、 d と $\epsilon_{\max}$ との関係を第3図に示す。これから最適な間隔 d は d_{opt} で示す範囲にあり、いまこれを 0.12 cm にとるとき、上記電極系を近似する最適なパラメータは次のようになる。

$$d = 0.12\text{ cm}$$

$$q_1/4\pi\epsilon_0 = (+0.29912) \frac{1}{2} V_0$$

第3図 d と $\epsilon_{\max}$ の関係 (千鳥配列型)

Fig. 3. Location of the substitute charges d vs. maximum error in the surface potential $\epsilon_{\max}$ (zigzag-array type).

第4図 電極電位の計算精度 (千鳥配列型)

Fig. 4. Calculation accuracy for electrode surface potential under the optimum selection of substitute-charge densities and their location.

$$q_2/4\pi\epsilon_0 = (-0.09432)\frac{1}{2}V_0$$

すなわち、 q_1 を主代用電荷とすれば q_2 は q_1 とは逆符号の補助代用電荷である。この最適な配置を使って第1列目の電極上の電位の計算精度を求めたのが第4図で、その誤差は $+0.984 \sim -0.752\%$ の範囲におさまっている。

第5図は上記 d, q_1, q_2 を用い (1)~(3) 式によって計算した空間電位の等電位線パターンであり、電極電位は $\pm 1V$ とし等電位線の間隔は $0.1V$ にとっている。

〈2・2〉 二重配列型および三重配列型の場合 第1図(b)のように二つの平面型電界カーテンを相互に影響を及ぼす間隔で平行に二重に配列した場合と、(c)図のように三つの平面型電界カーテンを(b)図と同じ間隔で平行に三重に配列した場合を考える。

これらの場合も前章と同様に不等量な代用直線電荷列を使用して電位関数を求める。第6図に二重配列

第5図 等電位線分布 (千鳥配列型)

Fig. 5. Distribution of equi-potential lines (zigzag-array type).

第6図 二重配列型の円筒電極群に用いる代用直線電荷群とその配置

Fig. 6. Location of line substitute-charges within the cylinder electrodes of double-array type.

第7図 三重配列型の円筒電極群に用いる代用直線電荷群とその配置

Fig. 7. Location of line substitute-charges within the cylinder electrodes of triple-array type.

型の場合、第7図に三重配列型の場合に採用した代用直線電荷とその配置を示す。これらの配置は多くの配置を試行的に繰り返して見いだした最も近似度の良い2線電荷配置である。電位分布関数は前章と同様に対数電位で与えられ、

二重配列型については

$$V(x, y) = (q_1/4\pi\epsilon_0)\ln[f_1(x, y)] \\ + (q_2/4\pi\epsilon_0)\ln[f_2(x, y)] \dots\dots (4)$$

ただし

$$f_1(x, y) = \frac{\cosh \frac{\pi}{p}x + \cos \frac{\pi}{p}(y-d)}{\cosh \frac{\pi}{p}x - \cos \frac{\pi}{p}(y-d)} \\ \times \frac{\cosh \frac{\pi}{p}(x+p') + \cos \frac{\pi}{p}(y+d+\frac{p}{2})}{\cosh \frac{\pi}{p}(x+p') - \cos \frac{\pi}{p}(y+d+\frac{p}{2})} \dots\dots (5)$$

$f_2(x, y)$

$$= \frac{\cosh \frac{\pi}{p}x + \cos \frac{\pi}{p}(y+d)}{\cosh \frac{\pi}{p}x - \cos \frac{\pi}{p}(y+d)} \\ \times \frac{\cosh \frac{\pi}{p}(x+p') + \cos \frac{\pi}{p}(y-d+\frac{p}{2})}{\cosh \frac{\pi}{p}(x+p') - \cos \frac{\pi}{p}(y-d+\frac{p}{2})} \dots\dots (6)$$

三重配列型については

$$V(x, y) = (q_1/4\pi\epsilon_0)\ln[f_1(x, y)] \\ + (q_2/4\pi\epsilon_0)\ln[f_2(x, y)] \\ + \frac{q_1+q_2}{2} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \ln[f_3(x, y)] \quad (7)$$

ただし

$$f_1(x, y) = \frac{\cosh \frac{\pi}{p}x + \cos \frac{\pi}{p}(y-d)}{\cosh \frac{\pi}{p}x - \cos \frac{\pi}{p}(y-d)} \\ \times \frac{\cosh \frac{\pi}{p}(x+2p') - \cos \frac{\pi}{p}(y+d)}{\cosh \frac{\pi}{p}(x+2p') + \cos \frac{\pi}{p}(y+d)} \quad (8)$$

$f_2(x, y)$

$$= \frac{\cosh \frac{\pi}{p}x + \cos \frac{\pi}{p}(y+d)}{\cosh \frac{\pi}{p}x - \cos \frac{\pi}{p}(y+d)} \\ \times \frac{\cosh \frac{\pi}{p}(x+2p') - \cos \frac{\pi}{p}(y-d)}{\cosh \frac{\pi}{p}(x+2p') + \cos \frac{\pi}{p}(y-d)} \quad (9)$$

$f_3(x, y)$

$$= \frac{\cosh \frac{\pi}{p}(x+p') + \cos \frac{\pi}{p}(y-d+\frac{p}{2})}{\cosh \frac{\pi}{p}(x+p') - \cos \frac{\pi}{p}(y-d+\frac{p}{2})} \\ \times \frac{\cosh \frac{\pi}{p}(x+p') + \cos \frac{\pi}{p}(y+d+\frac{p}{2})}{\cosh \frac{\pi}{p}(x+p') - \cos \frac{\pi}{p}(y+d+\frac{p}{2})} \dots\dots (10)$$

となる。

いま一例として前章と同様の電極パターンについて、チェビシェフ近似の手法により種々の間隔 d に対する q_1, q_2 を求め、それに基づいて算出した第1列目の電極列における電極電位の最大誤差 $\epsilon_{\max}$ と間隔 d の関係を第8図に示す。電極電位を最も良く近似するパラメータは次のとおりである。

第8図 d と $\epsilon_{\max}$ の関係 (二重配列型および三重配列型)

Fig. 8. Location of the substitute-charges d vs. maximum error in the surface potential $\epsilon_{\max}$ (double-array type and triple-array type).

第9図 電極電位の計算精度 (二重配列型)

Fig. 9. Calculation accuracy for electrode surface potential under the optimum selection of substitute-charge densities and their location (double-array type).

第 10 図 電極電位の計算精度 (三重配列型)

Fig. 10. Calculation accuracy for electrodes surface potential under the optimum selection of substitute-charge densities and their location (triple-array type).

第 11 図 等電位線分布 (二重配列型)

Fig. 11. Distribution of equi-potential lines (double-array type).

二重配列型の場合

$$d = 0.115 \text{ cm}$$

$$q_1/4\pi\epsilon_0 = 0.2379(1/2 \cdot V_0) \text{ (V)}$$

$$q_2/4\pi\epsilon_0 = 0.1374(1/2 \cdot V_0) \text{ (V)}$$

三重配列型の場合

$$d = 0.111 \text{ cm}$$

$$q_1/4\pi\epsilon_0 = 0.2379(1/2 \cdot V_0) \text{ (V)}$$

$$q_2/4\pi\epsilon_0 = 0.1365(1/2 \cdot V_0) \text{ (V)}$$

二重配列型の第 1 列目の電極全周にわたる計算精度を第 9 図に、三重配列型の第 1 列目と第 2 列目の電極全周にわたる計算精度を第 10 図に示す。また第 11 図、第 12 図はそれぞれ等電位線分布を、電極電位 $\pm 1 \text{ V}$ 、等電位線間隔 0.1 V として求めたものである。

第 12 図 等電位線分布 (三重配列型)

Fig. 13. Distribution of equi-potential lines (triple-array type).

3. 阻止ポテンシャルおよび阻止力の分布

定在波電界カーテンの最も重要な電気力学的特性量である阻止ポテンシャル ϕ_e と阻止力 F_e は、粒子運動方程式の線形近似解を用い次式のように表わされる^{(1)~(3)}。

$$\phi_e = \frac{1}{4} \frac{Q^2}{M \Omega^2 \{1 + (6\pi\eta A/M\Omega^2)\}} E^2 \quad (11)$$

$$F_e = -\text{grad } \phi_e \dots \dots \dots (12)$$

ただし

$$E^2 = (-\partial V(x, y)/\partial x)^2 + (-\partial V(x, y)/\partial y)^2$$

M = 粒子質量 (kg), A = 粒子半径 (m), Q = 粒子帯電電量 (C), Ω = 電源角周波数 (rad/s), η = 空気粘性係数 ($\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^2$), $V(x, y)$ = 電位関数 (V) [(1)~(10)式]。

さて ϕ_e , F_e は次の三つの因子で構成されている。

(i) 電極構造で決まる電界とその分布に支配される因子 $\dots \dots E^2$ および $\text{grad } E^2$

(ii) 物理パラメータに支配される因子 $\dots \dots \eta, \Omega$

(iii) 帯電粒子特性に支配される因子 $\dots \dots M, A, Q$

従って、電極設計の良さの指標は (i) の因子で与えられ、電極設計にあたってはこの因子を最大にするパターンを見つける必要がある。これに関連し実際に印加できる最大電圧 $V_{\max}$ は電極の破壊電界強度 E_b で決まる。

すなわち、

$$V_{\max} = E_b \cdot b \cdot \zeta$$

ここで、 b は電極表面間げき、 ζ は電界利用率で電極

表面の最大電界強度を $E_{\max}$ として次式で定義される。

$$\zeta = (V_0/b)/E_{\max} \quad [-]$$

$E_{\max}$ は (1)~(10) 式から求められ、各電極系について ζ の値は次のようになる。

千鳥配列型 $\zeta=0.58$ 、二重配列型 $\zeta=0.544$

三重配列型 $\zeta=0.57$

一方、これらの電極系の破壊電界強度の近似値として、筆者の一人が求めた平面型の実験値を使うと $D \approx 1 \text{ cm}$ 、 $b/D=2$ の場合 $E_b \approx 38 \text{ kV/cm}$ となり⁽⁴⁾、最大印加電圧は各電極系について次のように推定される。

千鳥配列型 $V_{\max} \approx 44 \text{ kV}$ 、二重配列型 $V_{\max} \approx 41.3 \text{ kV}$ 、三重配列型 $V_{\max} \approx 43.3 \text{ kV}$

印加電圧によって阻止特性の絶対値に差が生ずるが、電極構成の及ぼす影響は正負電極に単位の電位 ($\pm 1 \text{ V}$) を与えた場合の E^2 および $(-\text{grad } E^2)$ の電極近傍の分布状態で判定でき、それぞれサフィクス 1 を付け基準阻止ポテンシャル、基準阻止力と名づける。

第 13 図は千鳥配列型の等基準阻止ポテンシャル線を、第 14 図は二重配列型のそれを表わす。これらは、

第 13 図 基準阻止ポテンシャル分布(千鳥配列型)

Fig. 13. Distribution of standard repulsion potential (E^2) (Zigzag-array type).

第 14 図 基準阻止ポテンシャル分布(二重配列型)

Fig. 14. Distribution of standard repulsion potential (E^2) (Double-array type).

第 15 図 基準阻止力分布(千鳥配列型)

Fig. 15. Distribution of standard repulsion force (Zigzag-array type).

第 16 図 基準阻止力分布(二重配列型)

Fig. 16. Distribution of standard repulsion force (Double-array type).

第 17 図 基準阻止力分布(三重配列型)

Fig. 17. Distribution of standard repulsion force (Triple-array type).

いずれも電位関数を使って電界分布から E_1^2 を計算し、最大値を基準にしパーセント表示したものである。

また、基準阻止力の大きさの絶対値 $|F_{c1}|$ の分布とその方向 θ はそれぞれ次式で表わされる。

$$|F_{c1}| = \sqrt{(-\partial E_1^2 / \partial x)^2 + (-\partial E_1^2 / \partial y)^2} \quad (13)$$

$$\theta = \tan^{-1}[(\partial E_1^2 / \partial y) / (\partial E_1^2 / \partial x)] \quad (14)$$

従って、 $|F_{c1}|$ を矢印の長さで相対的に表わし、その作用方向を矢印の方向と一致させ、かつ作用位置を矢印の始点として、千鳥配列型、二重配列型および三重配列型に対してアナログ的に表示したのが第15図～第17図である。

第13図～第17図を総合的に見ると、千鳥配列型は基準ポテンシャルの峠が異極性電極にはさまれた空間だけにあり、上方から飛来した帯電粒子は上部電極群を通り抜け二つの電極群の間に入り込み、ここで外力に抗して保持される。これを阻止力で見ると、上下電極中心線の内側上方では外力に対して粒子を阻止し、電極間中心に絞り込むように働いていることに対応している。

また二重配列型、三重配列型は内部に四重極が形成されており、その中心がエネルギー的に最も低く、ここに入り込んだ粒子は外力に抗して保持される。一方、基準阻止力では第1列目の平面型における電極間中心の最弱部を、第2列目および第3列目の電極群が文字どおり二重、三重にバックアップしている。

4. X 軸に平行な直線に沿っての E_1^2 と $-\partial E_1^2 / \partial x$ の分布

電界カーテンによる帯電粒子の阻止効果は最弱部の阻止力に支配され、平面型では電極間の中央線上に最弱部があり、この線上での阻止力が議論されている⁽⁴⁾。

今回の解析は、便宜上千鳥配列型と二重配列型は下部電極に接する X 軸に平行な基準線に、三重配列型は中間部電極に接する X 軸に平行な基準線に沿って、阻止特性の変化を調べた。

第18図は E_1^2 の基準線 AB 上の分布を示す。特徴的事からは、三重配列型は他の配列方式に比較し、第2列目近傍では前後の電極列の干渉で E_1^2 は遙かに大きくなっていることである。

第19図は基準線 AB 上の $(F_{c1})_x = -\partial E_1^2 / \partial x$ の分布を示す。二重配列型と三重配列型は第1列目近傍の $(F_{c1})_x$ は低く、それを過ぎるとその方向は一旦逆転するが、第2列目前面で再び正となり急激に大きくなっている。一方、千鳥配列型の $(F_{c1})_x$ 分布はブロードで値も小さく、第1列目での阻止力はなく電極中間部でしか阻止能力はない。

第18図 電極中間領域の x 軸に平行な直線 AB 上での基準阻止ポテンシャルの変化

Fig. 18. Change of standard repulsion potential along a line AB parallel to x -axis.

第19図 電極中間領域の x 軸に平行な直線 AB 上での基準阻止力の x 成分の変化

Fig. 19. Change of the x -component of standard repulsion force along a line AB parallel to x -axis.

5. 阻止力の具体的な数値例

いま X の正から負への様な空気流れによるストークス粘性力を帯電粒子に及ぼす外力とし、上記電界カーテンでどの程度の風速まで粒子を流れに同搬されずに保持できるかを検討する。これは X 方向の実阻止力 $|F_{c1}|_x$ と外力とを等置して得られる阻止可能な最大風速 $U_{\max}$ で次のように表わされる。

$$U_{\max} = \frac{1}{6\pi\eta A} \frac{1}{4} \frac{Q^2}{M\Omega^2 \{1 + (6\pi\eta A/M\Omega)^2\}}$$

第 20 図 理論限界風速 $U_{\max}$ と粒子半径 A の関係 (常温常圧の空気)

Fig. 20. Theoretical critical gas velocity as a function of particle radius (air at normal temperature and pressure).

$$\times \left(\frac{1}{2} V_{\max} \right)^2 \left(-\frac{\partial E_1}{\partial x} \right) \dots \dots \dots (15)$$

ここで、粒子はコロナ放電によるイオン衝突で理論飽和電荷量⁽⁸⁾を持つと仮定する。すなわち

$$Q = 4\pi\epsilon_0 \{3\epsilon_s/(\epsilon_s + 2)\} A^2 E_c \quad (C) \quad \dots (16)$$

ただし $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ (F/m), ϵ_s = 粒子比誘電率 (-), E_c = 荷電空間の電界強度 (V/m)

また、粒子質量 M は粒子密度 ρ (kg/m³) より次式で求める。すなわち

$$M = 4\pi\rho A^3/3 \quad (kg) \quad \dots \dots \dots (17)$$

第 20 図は最大限界風速 $U_{\max}$ と粒子半径 A の関係を、最大印加電圧 $V_{\max}$ の場合に求めたものである。ただし、阻止位置は第 18 図、第 19 図の C 点とした。二重配列型と三重配列型は平面型の性能を補てんしているが、上記位置で比較する限りは、これら 3 者間の $U_{\max}-A$ 特性にほとんど差がない。しかし、第 13 図から第 19 図に示された阻止力の空間分布を考慮すると、総合阻止特性としては線形近似理論を適用して評価する限り三重配列型が優れている。

また、第 20 図から上記寸法の 4 種類 (平面型を含む) の電界カーテンについて大略次の結論が得られる。

(i) 風速を 0.5~1.0 m/s 程度 (電気集じん装置の風速) にとると、半径 10~20 μm 以上の粒子しか阻止できない。

(ii) 風速を 2~5 cm/s 程度 (ろ過集じん装置の風速) にとると、半径 2~5 μm 以上の粒子でも阻止できる。

従って、集じん装置として (i) の領域で使用する場

合、電気集じん装置でつち打時などに再飛散してくるダスト (凝集し阻大化している) を捕捉するための後置集じん、あるいは電気集じん装置の入口ダスト負荷を軽減するための前置集じんの用途が適している。また (ii) の領域で使用する場合には、ろ過集じん装置のろ材の前面または内部に配置し、ダスト負荷軽減とろ過材表面たい積ダストの払い落し用⁽⁶⁾として使用するのに適している。

以上の解析は線形近似理論に基づいており、それ自体に適用限界がある。更にダストは (16) 式の理論値まで荷電されることを前提としているが、これは種々の理由*で困難である。また温度が高くなると火花電圧 $V_{\max}$ が下がるので特性低下が生じうる。しかし、これらの因子を念頭に置く限り、二重配列型あるいは三重配列型電界カーテンの実用にあたって、その使用法、設計指針を得るには上述の解析は有用であると信ずる。

6. ま と め

平面型電界カーテンを發展させ、二重配列型、三重配列型電界カーテンとし、不等量代用電荷法を適用し、その空間電位を 2~3% の精度で計算できる表示式を求め、線形近似理論の立場で粒子阻止能力を表わす基準阻止ポテンシャルと基準阻止力を計算し、これらの配列は平面型の特性をバックアップしていることを確認した。更に、粒子がイオン衝突による理論飽和電荷量をうる場合、各粒子直径に対する限界風速を求め、特に三重配列型は優れた阻止能力がある点を明らかにした。なお、粒子の実際の電荷量は理論飽和値に達しない場合が多く、電界カーテンの性能は粒子荷電装置の性能に大きく支配される。この問題を含め非線形理論による電界カーテンの集じん装置への詳細な展開は別に報告する。

最後に、本研究に賜った高津 章氏 (安川電機製作所取締役)、その他関係各位のご援助に衷心より感謝する次第である。

(昭和 49 年 12 月 10 日受付, 同 50 年 6 月 23 日再受付)

文 献

- (1) S. Masuda, K. Fujibayashi & K. Ishida: Advances in Static Electricity, Vol. 1, p. 398, (1970) Auxilia S.A., Brussels
- (2) *ibid.*: Staub-Reinhaltung der Luft, Bd. 30, Nr. 11, S. 449 (1970-11)
- (3) 増田・藤林・石田・稲葉: 電気学会論文誌 92-B, 9 (昭 47-1)
- (4) 増田・松本: 同上 93-B, 41 (昭 48-2)
- (5) 増田・松本・阿久津: 同上 93-B, 48 (昭 48-2)
- (6) S. Masuda & Y. Matsumoto: Dechema-Monographien 72, 293 (1974)
- (7) 増田・松本: 電気学会論文誌 93-A, 305 (昭 48-7)
- (8) H. J. White: AIEE Trans. 70, 1186 (1951)

*: 例えば、ダスト空間電位によるコロナ電流の阻止や逆電離発生による電荷中和