

六相型進行波電界カーテンの理論特性

青山道夫*, 増田 閃一**

(1977年1月17日受理)

Theoretical Characteristics of the Electric Curtain of Six-Phase Travelling Wave Type

M. AOYAMA* and S. MASUDA**

(Received January 17, 1977)

In this paper, the electrodynamic behaviours of charged particles in the six-phase travelling wave non-uniform electric fields are reported. The substitute-charge methods are utilized in this paper for field calculation, using 6 pairs of the conjugate substitute line charges. The amplitude of such charges and their locations in the electrodes are determined from the boundary conditions that the resultant potential due to the substitute charges should coincide with respective electrode voltage on its surface. With aid of linear approximation of the non-linear equation of the particle motion, the repulsion force and the transport velocity are formulated, and their numerical values are calculated, based on the field calculation described above. Simultaneously, a computer simulation of particle motion is also performed. The results of linear approximation agree with those of computer simulation. These results lead to the following conclusion. With the increase of external drag force of wind, the particle approaches towards the electrodes with increasing its transport velocity V_y . At a certain value of the external force, V_y reaches at its maximum and thereafter V_y decreases with the increase of external force. Finally, the particle is trapped in the vicinity of electrode surface.

1. ま え が き

平衡三相交番電圧で駆動されている進行波型電界カーテンによって、帯電粒子雲を外力に抗して非接触で空間的に阻止すると、同時に特定の方向に運搬できることはすでに報告した¹⁻⁴⁾。

文献1)においては進行波平面電荷で進行波不平等電界を近似し、それを用いて帯電粒子に対する非線形運動方程式の線形近似化を行ない、電界カーテンの電気力学的諸特性を解析的に取り扱った。

また文献3, 4)では進行波不平等電界の計算を精度の高い代用電荷を用いた近似計算法で行ないうることを、平衡三相電圧駆動の電界カーテンを例にとり詳細に報告した。

本論文では電界カーテンの電気力学的特性量の向上が、駆動電源の相数を増加させることによって得られるであろうという見通しに立って、文献2~4)で述べた共役基本列型の代用電荷配置を平衡六相電圧駆動の電界カーテンに適用し、その電気力学的諸特性の算出の基本となる電位計算の精度が実用的に許容しうる誤差範囲(1~2%)内に入っていることを示すとともに、その結果を使って文献1)および5)で示した手法によって六相型進行波電界カーテンの特性を理論的に求めたものである。

その結果、筆者らは駆動電源の相数を三相から六相へと増加すると、電界カーテンの阻止力・運搬速度等の実用的な電気力学的諸特性が向上することを見いだしたの

* 株式会社安川電機製作所開発研究所 (806 北九州市八幡西区藤田 2346)
Institute of Development, Yaskawa Electric Mfg. Co., Ltd., 2346, Fujita, Yahatanishi-ku Kitakyushu 806, Japan

** 東京大学工学部電気工学科 (113 東京都文京区本郷 7-3-1)
Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, University of Tokyo, 7-3-1, Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113, Japan

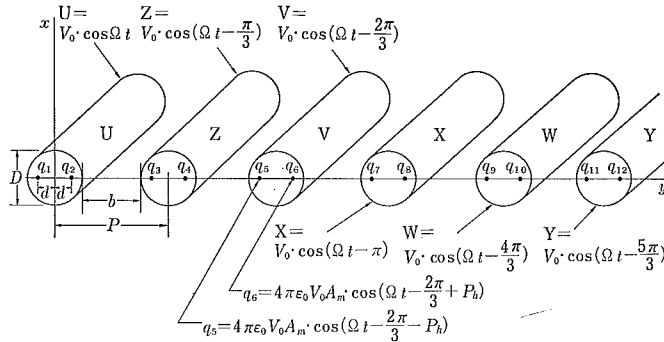


図1 六相型電界カーテンと代用電荷の配置
Fig. 1 Six-phase electric curtain and their substitute line charges.

で以下に報告する。

2. 六相共役基本代用電荷列による電界計算

2.1 最適代用電荷値と電位計算精度

図1に示すように、同一平面上に等間隔に平行に配列した同一直径の円筒電極群を五つおきに接続して、六つのグループに分割し、これに平衡六相交番電圧を印加する。これにより電極列に沿って相順方向に進行する進行波不平等電界が形成される。

各相の電圧波高値を V_0 とし図1に示したように変化するものと仮定し、図示のように各電極の y 軸上におのおのの中心から左右対称の位置にそれぞれベクトル的に共役な2本の代用直線電荷 q_i, q_j を間隔 $2d$ で配置する。すなわち左右の電荷 q_i, q_j はその線電荷密度の振幅が等しく、各電極の中心に対して電界の移動方向側 ($U \rightarrow Z \dots \rightarrow Y$) と反対側にある電荷 q_i の位相は、当該電極電位の位相よりある値 P_h だけ遅れており、また電界の移動方向側にある電荷 q_j の位相は、当該電極電位の位相より同じ値 P_h だけ進んでいる。このような代用電荷を既報3, 4)の場合と同じく主六相共役基本列とよぶこととする。

これらの主六相共役基本列の代用電荷による空間電位は、等角写像を用いて(1)式のように表わされる。

$$V(x, y, t) = (-1/4\pi\epsilon_0) \times [\sum_{i=1,3,\dots,11} q_i \ln[\cosh(\alpha x) - \cos\{\alpha(y+d) - \pi(i-1)/6\}] + \sum_{j=2,4,\dots,12} q_j \ln[\cosh(\alpha x) - \cos\{\alpha(y-d) - \pi(j-2)/6\}]] \quad (1)$$

$$q_i = 4\pi\epsilon_0 V_0 A_m \cdot \cos\{\Omega t - P_h - \pi(i-1)/6\}$$

ただし $i=1, 3, \dots, 11$

$$q_j = 4\pi\epsilon_0 V_0 A_m \cdot \cos\{\Omega t + P_h - \pi(j-2)/6\} \quad (2)$$

ただし $j=2, 4, \dots, 12$

ここで、 ϵ_0 =真空の誘電率 $=8.85 \times 10^{-12}$ [F/m], A_m =主六相共役基本列の線電荷密度の $4\pi\epsilon_0 V_0$ で規格化された振幅[-], P_h =主六相共役基本列の位相[rad], d =電極中心から代用電荷までの距離[m], $\alpha=2\pi/6P$ [m^{-1}], P =電極ピッチ[m].

ここで d をパラメータとして、各時点における各電極の y 軸と交わる点の電位が、与えられた値を満足するように(1)式を使って q_i, q_j を求めてゆく。ただし、この場合、印加電圧の時々刻々の代用電荷の値 q_i, q_j を計算し、これを Ωt に対してプロットし、この図から

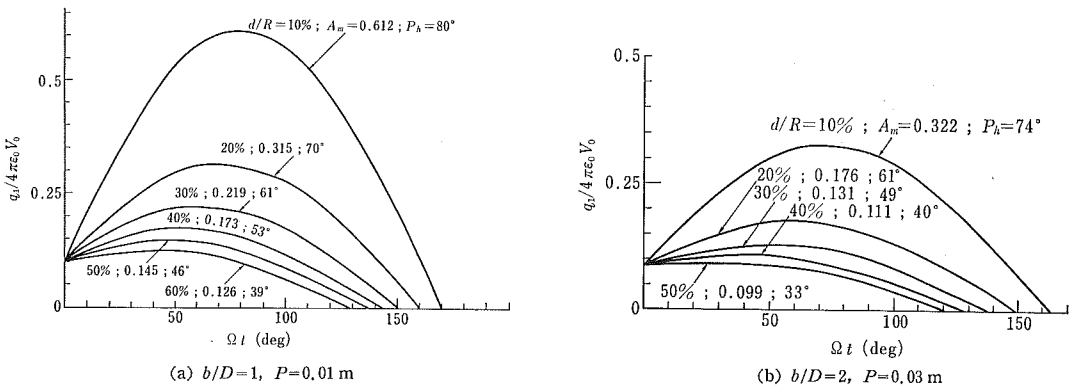


図2 代用電荷 q_i と Ωt との関係
Fig. 2 Change of substitute charge q_i as a function of Ωt . (Parameter; d/R)

A_m と P_h を求める*. 一例として $b/D=1$, 2 の二つの場合について, 電極半径 $R=D/2$ に対する d の比 d/R (%表示) をパラメータとして, U相電極内に設置された代用電荷 q_1 と Ωt の関係を描いたのが図2(a), (b)である. ただし q_1 は $4\pi\epsilon_0 V_0$ で規格化して示してある. 得られた曲線から求めた A_m , P_h の値を各曲線に併記してある. これらの各パラメータ d/R に対する A_m , P_h を使って, 電極上の真電位に対する最大誤差を図3に示す. ただし図は実用的にみて重要な $b/D=1$ および2の場合について, $\Omega t=0^\circ$ のときのU相電位の誤差を示してある. この場合, 最大誤差が最小になる最適代用電荷の位置, 振幅, 位相はそれぞれ次のようになる.

$b/D=1$ のとき

$$d=0.2R, A_m=0.315, P_h=70^\circ$$

$b/D=2$ のとき

$$d=0.15R, A_m=0.223, P_h=67^\circ$$

さて各相の電極周囲を 36 等分して検査点として, 各相の計算電位と真電位との誤差の最大値を各 Ωt ごとに求めることによって, 上記最適代用電荷の値を総合的に評価することができる. この場合, 平衡六相交番電圧の位相関係から, $\Omega t=0\sim 2\pi$ までの各相電圧の相互関係

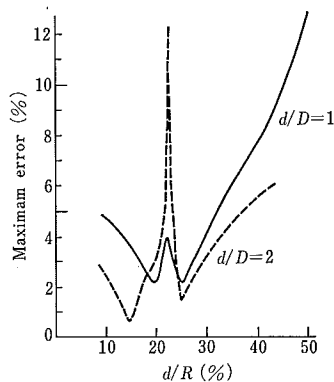


図3 代用電荷の相対位置 d/R と電極表面電位の最大誤差との関係

Fig. 3 Maximum error of surface potential as a function of relative location d/R of substitute charge.

は $\Omega t=0\sim\pi/6$ までの間にすべて含まれていることから, 電極電位の計算精度のチェックについてもこの範囲で行えば十分である. そこで $\Omega t=(N-1)\pi/30$ として $N=1, 2, \dots, 6$ の各ステップについて検討を加えることにした. そこで $b/D=1$ で $P=0.01[m]$ と,

表1 最適代用電荷による電極上電位の最大誤差

Table 1 Maximum error of surface potential for the optimum substitute-charges.

(a) $b/D=1, P=0.01[m], d=5\times 10^{-4}[m], A_m=0.315, P_h=70^\circ$

Ωt	誤差(%)	U相	Z相	V相	X相	W相	Y相
0°		1.96	2.2	2.2	1.96	2.2	2.2
6°		1.96	2.11	2.31	1.96	2.11	2.31
12°		1.92	2.06	2.52	1.97	2.06	2.52
18°		1.97	2.03	3.03	1.97	2.03	3.03
24°		1.98	2.02	4.59	1.98	2.02	4.59
30°		1.99	1.99	$\pm 3.4 \times 10^{-3}$	1.99	1.99	$\pm 3.4 \times 10^{-3}$

(b) $b/D=2, P=0.03[m], d=7.5 \times 10^{-4}[m], A_m=0.223, P_h=67^\circ$

Ωt	誤差(%)	U相	Z相	V相	X相	W相	Y相
0°		0.69	0.68	0.7	0.69	0.68	0.7
6°		0.68	0.7	0.69	0.68	0.7	0.69
12°		0.7	0.69	0.68	0.7	0.69	0.68
18°		0.69	0.69	0.67	0.69	0.69	0.67
24°		0.7	0.69	0.67	0.7	0.69	0.67
30°		0.69	0.68	-0.7×10^{-3}	0.69	0.69	-0.7×10^{-3}

注: (a), (b) とともに $\Omega t=30^\circ$ の V 相, Y 相は電極, 電位は 0.0 [V] であるため, 計算値をそのまま示してある.

* $q_1/4\pi\epsilon_0 V_0$ は Ωt に対して余弦曲線で変化するので, その最大値を振幅 A_m としその時点の Ωt を位相 P_h とした.

$b/D=2$ で $P=0.03$ [m] の場合の上記最適値を使った場合の六相各電極上の電位を(1)式より計算し、真の電極電位との誤差の最大値を求めたものを表1に示す。ただし $\Omega t=30^\circ$ でV相とY相の真の電極電位は 0 [V] となるから、この場合は計算電位の数値そのものを記載してある (*を付記)。しかしその値は非常に小さく ($10^{-3} \sim 10^{-4}$) のオーダーである。

また図4は $b/D=1$ の場合について最適代用電荷 $q_1 \sim q_6$ と Ωt の関係を示している。 $q_7 \sim q_{12}$ の値についてはそれぞれが $q_1 \sim q_6$ の値より π だけ位相遅れがあるので省略する。

2.2 電位分布のパターン

電極近傍における電位分布を各ステップについて調べ

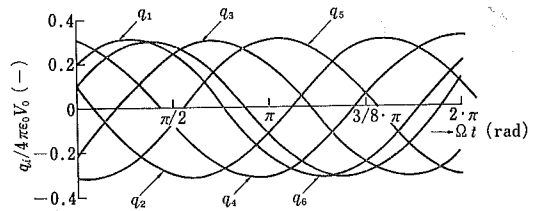


図4 代用電荷の時間的変化

Fig. 4 A time change of substitute charges q_i .
 $b/D=1, P=0.02m, A_m=0.315, P_h=70^\circ$
 $q_7 \sim q_{12}$ はそれぞれ $q_1 \sim q_6$ の値に対応

てみる。ただし電極系の実寸法は $D=0.01$ [m], $b=0.01$ [m] とする。計算機のプリンタにより打ち出させたステップ $N=1$ ($\Omega t=0^\circ$) から $N=6$ ($\Omega t=30^\circ$) までの電位分

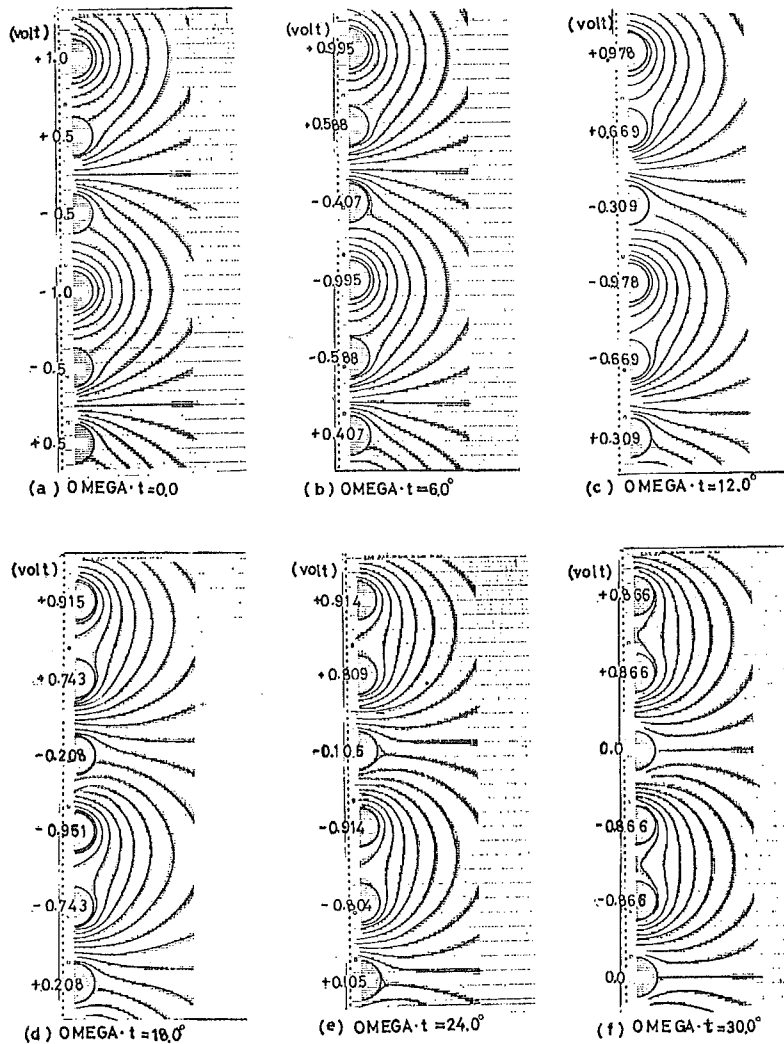


図5 代用電荷法で求めた六相型電界カーテンの電位分布

Fig. 5 Potential distribution of six-phase electric curtain calculated by substitute-charge method.

布のパターンを図5に示す。図の曲線群は印加電圧の振幅が1[V]のときの0.1[V]おきの等電位線群である。これから電界が移動してゆく様子がよく把握できる。

3. 計算機シミュレーションによる粒子輸送特性

電界カーテンによる帯電粒子の力学的挙動を理論的に把握する方法の一つとして、粒子の運動を計算機によってシミュレートし、その軌跡から阻止力や運搬速度を推定する方法がある。空気のような粘性流体中に形成された進行波不平等電界中で運動する帯電粒子の運動方程式は、ストークスの粘性抵抗を仮定すると次のように表わせる。

$$M \cdot d^2x/dt^2 + 6\pi\eta A \cdot dx/dt = QE_x + F_{ax} \quad (3)$$

$$M \cdot d^2y/dt^2 + 6\pi\eta A \cdot dy/dt = QE_y \quad (4)$$

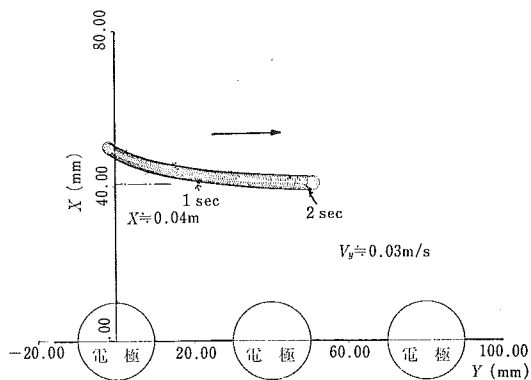
ただし、粒子に働く外力としてはx軸の正から負の方向に作用する外力 F_{ax} のみがあるものとする。また M =粒子質量 [kg], A =粒子半径 [m], η =空気粘性係数 [$N \cdot S/m^2$], Q =粒子電荷量 [C], $F_{ax}=x$ 軸方向の外力 [N]。

図1の電極系により形成される進行波電界の x, y 成分は(1)式より次式のごとく与えられる。

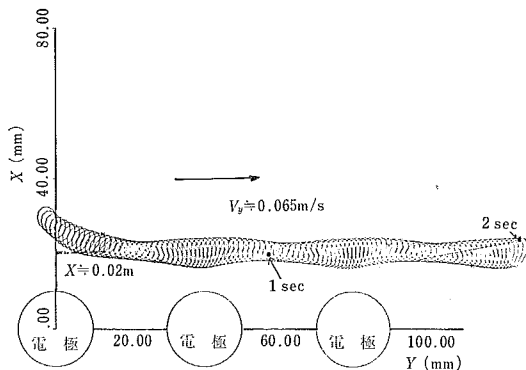
$$E_x = -\partial V(x, y, t) / \partial x = K \left[\sum_{i=1,3,5,\dots,11} q_i \frac{\sinh(\alpha x)}{\cosh(\alpha x) - \cos\{\alpha(y+d) - \pi(i-1)/6\}} + \sum_{j=2,4,6,\dots,12} q_j \frac{\sinh(\alpha x)}{\cosh(\alpha x) - \cos\{\alpha(y-d) - \pi(j-2)/6\}} \right] \quad (5)$$

$$E_y = -\partial V(x, y, t) / \partial y = K \left[\sum_{i=1,3,5,\dots,11} q_i \frac{\sin\{\alpha(y+d) - \pi(i-1)/6\}}{\cosh(\alpha x) - \cos\{\alpha(y+d) - \pi(i-1)/6\}} + \sum_{j=2,4,6,\dots,12} q_j \frac{\sin\{\alpha(y-d) - \pi(j-2)/6\}}{\cosh(\alpha x) - \cos\{\alpha(y-d) - \pi(j-2)/6\}} \right] \quad (6)$$

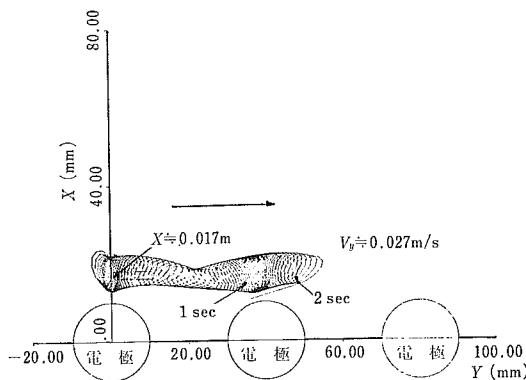
ただし $K = \alpha / 4\pi\epsilon_0, \alpha = 2\pi/6P$



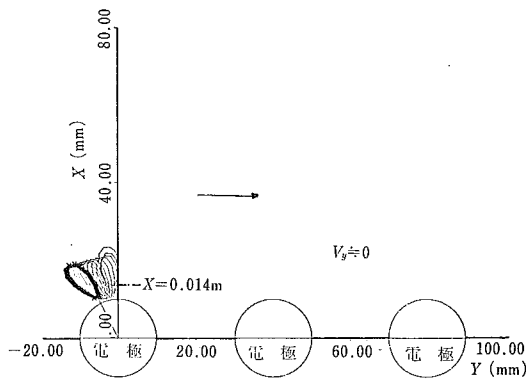
(a) $U = 0.0284 \text{ m/s}$



(b) $U = 0.1 \text{ m/s}$



(c) $U = 0.15 \text{ m/s}$



(d) $U = 0.2 \text{ m/s}$

図6 粒子運動の計算機シミュレーション

Fig. 6 Computer simulation of particle motion.

この場合運動方程式(3), (4)式が非線形となることはいうまでもない。ここでy方向への粒子運搬速度 V_y および平衡位置 x におよぼす外力の影響を求めてみる。なお計算条件は次のとおりである。

電極系：電極直径 $D=0.02$ [m], 電極表面間隔

$b=0.02$ [m], 電極ピッチ $P=0.04$ [m]

駆動電源：線間電圧実効値 $V=20$ [kV], 六相,

50[Hz]

粒子：半径 $A=15$ [μm], 質量 $M=1.5 \times 10^{-11}$

[kg], 電荷量 $Q=1.5 \times 10^{-14}$ [C]

外力としては電極面に垂直な空気流れを仮定し, これによる粒子同搬力*をとることとする。すなわち(3)式において F_{ax} は x の負の方向に作用する次の力を仮定する。

$$F_{ax} = -6\pi\eta AU \text{ [N]}$$

ここで U は一様な空気流れの速度, 粘性係数 η は常温空気の場合の値 (1.85×10^{-5} [N·S/m²]) をとるものとする。 U として $0.0284 \sim 0.2$ [m/S] までの値をとって計算した結果を図6に示す。外力が大きくなると粒子は電極面に近づき, 運搬速度 V_y も早くなる。しかしある限界を越えると, 逆に運搬速度 V_y はおそくなってゆく。空気流速が 0.2 [m/S] を越えると, 粒子は電極近傍にトラップされてしまい, そこに停滞する。半径 15 [μm] の粒子に対する 0.2 [m/S] の場合の粒子同搬力は, 重力に換算すると約 $34g$ に相当する重力加速度が働いたことになる。このことは六相交番電圧による帯電粒子の非接触輸送が行なえなくなる臨界外力が存在することを意味する。このような停滞粒子の存在は実験的にも観察されている。

4. 線形近似法による特性解析

3. で述べた計算機シミュレーションでは, 六相型進行波電界カーテンの特性のパラメータ依存性について一般的な見直しを得ることはできない。そこで次に三相型進行波電界カーテン¹⁾あるいはビート型進行波電界カーテン⁵⁾の場合に適用した線形近似の手法を使って, 六相型電界カーテンの電気力学的な諸特性におよぼす各種パラメータの寄与を理論的に考察してみる。

基本運動方程式は(3), (4)式であるが, 電界 E_x, E_y は(5), (6)式をフーリエ級数に展開した次式を用いる**,**。

$$E_x = E_0 \left[\sum_{n=1,7,13,\dots}^{\infty} e^{-n\alpha x} \cdot \cos \phi_n \cdot \cos(n\alpha y - \Omega t) \right. \\ \left. + \sum_{n=5,11,17,\dots}^{\infty} e^{-n\alpha x} \cdot \cos \chi_n \cdot \cos(n\alpha y + \Omega t) \right] \quad (7)$$

$$E_y = E_0 \left[\sum_{n=1,7,13,\dots}^{\infty} e^{-n\alpha x} \cdot \cos \phi_n \cdot \sin(n\alpha y - \Omega t) \right. \\ \left. + \sum_{n=5,11,17,\dots}^{\infty} e^{-n\alpha x} \cdot \cos \chi_n \cdot \sin(n\alpha y + \Omega t) \right] \quad (8)$$

ここで

$$\phi_n = P_h + n\alpha d, \quad \chi_n = P_h - n\alpha d,$$

$$E_0 = 12 * \sqrt{2} V * (2\pi/6P) * A_m,$$

$$V = \text{六相線間電圧実効値 [V]}$$

(7), (8)式はこの場合も進行波不平等電界が多数のモードの進行波と後退波からなることを示している。

4.1 電気力学的特性量の表示式

(7), (8)式を(3), (4)へ代入し, 運動方程式の線形近似によって各種の特性量を定式化する。これは粒子の運動も微小振幅 (ξ, ν) を持つ振動成分と振動中心 (X, Y) のゆっくりとした運動との重合せと考え, 高次の項を無視することにより方程式を線形化し解をうる方法であるが, 解法の詳細は文献1, 2)に記載したので, ここでは省略し得られた結果のおもなもののみを記載する。

(1) x および y 方向の振動成分 (ξ, ν)

$$\xi = E_0 \left[\sum_{n=1,7,13,\dots}^{\infty} C_n e^{-n\alpha x} \cdot \cos \phi_n \cdot \cos(\gamma_n t - \theta_n) \right. \\ \left. + \sum_{n=5,11,17,\dots}^{\infty} D_n e^{-n\alpha x} \cdot \cos \chi_n \cdot \cos(\xi_n t - \varphi_n) \right] \quad (9)$$

$$\nu = E_0 \left[\sum_{n=1,7,13,\dots}^{\infty} C_n e^{-n\alpha x} \cdot \cos \phi_n \cdot \sin(\gamma_n t - \theta_n) \right. \\ \left. + \sum_{n=5,11,17,\dots}^{\infty} D_n e^{-n\alpha x} \cdot \cos \chi_n \cdot \sin(\xi_n t - \varphi_n) \right] \quad (10)$$

** $\alpha x > 0$ と考え, さらに次の関係を使う。

$$\frac{\sinh \alpha x}{\cosh \alpha x - \cos \left\{ \alpha(y \pm d) \pm \frac{\pi}{3} i \right\}} = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} e^{-n\alpha x} \cdot$$

$$\cos \left\{ n\alpha(y \pm d) \pm \frac{\pi}{3} i \right\},$$

$$\frac{\sinh \left\{ \alpha(y \pm d) \pm \frac{\pi}{3} i \right\}}{\cosh \alpha x - \cos \left\{ \alpha(y \pm d) \pm \frac{\pi}{3} i \right\}} = 2 \sum_{n=1}^{\infty} e^{-n\alpha x} \cdot$$

$$\sin \left\{ n\alpha(y \pm d) \pm \frac{\pi}{3} i \right\}$$

*** このような一見まわりくどい表現ではあるが, 問題の進行波電界が正方向の進行波回転電界モードと負方向の進行波回転電界モードから成り, その回転角速度は Ω で進行速度は Ω/α となる基本的性質が表現できる。また電界強度の近似を考える場合, 第何次までのモードを考慮すればよいかの見通し也得やすい。

* 粒子はストークスの粘性力によって空気流れに乗って運ばれてゆく。

(2) x 方向の阻止力 F_{sx}

$$F_{sx} = M\alpha E_0^2 \left[\sum_{n=1,7,13,\dots}^{\infty} n\gamma_n^2 C_n^2 e^{-2n\alpha X} \cdot \cos^2\phi_n + \sum_{n=5,11,17,\dots}^{\infty} n\xi_n^2 D_n^2 e^{-2n\alpha X} \cdot \cos^2\chi_n \right] \quad (11)$$

(3) y 方向の推力 F_{dy}

$$F_{dy} = -6\pi\eta A\alpha E_0^2 \left[\sum_{n=1,7,13,\dots}^{\infty} n\gamma_n C_n^2 e^{-2n\alpha X} \cdot \cos^2\phi_n + \sum_{n=5,11,17,\dots}^{\infty} n\xi_n D_n^2 e^{-2n\alpha X} \cdot \cos^2\chi_n \right] \quad (12)$$

(4) y 方向への平均運搬速度 V_y

$$V_y = F_{dy} / 6\pi\eta A$$

$$= -\alpha E_0^2 \left[\sum_{n=1,7,13,\dots}^{\infty} n\gamma_n C_n^2 e^{-2n\alpha X} \cdot \cos^2\phi_n + \sum_{n=5,11,17,\dots}^{\infty} n\xi_n D_n^2 e^{-2n\alpha X} \cdot \cos^2\chi_n \right] \quad (13)$$

ここで

$$\gamma_n = n\alpha V_y - \Omega$$

$$\xi_n = n\alpha V_y + \Omega$$

$$C_n = (Q/M\gamma_n^2) \cdot \sqrt{1 + (6\pi\eta A/M\gamma_n)^2}$$

$$D_n = (Q/M\xi_n^2) \cdot \sqrt{1 + (6\pi\eta A/M\xi_n)^2}$$

$$\theta_n = \pi - \tan^{-1}(6\pi\eta A/M\gamma_n)$$

$$\varphi_n = \pi - \tan^{-1}(6\pi\eta A/M\xi_n)$$

$$Q: \text{粒子電荷量 [C]}$$

以上、定式化した各特性量は理想三相進行波¹⁾の場合に比較して複雑であり、パラメータ依存性に関する見通しは簡単には得られない。そこで実用的に問題となる場合について各特性を数値的に算出し、三相駆動と六相駆動の場合の特性を比較することとする。

4.2 電気力学的特性量

(a) 計算手順について

(11), (13)式から、外力に対抗して作用する阻止力により帯電粒子が平衡する位置 X 、およびその時の運搬速度 V_y が求められる。しかし、いずれも右辺が運搬速度 V_y の関数になっている。これを解析的に解くことは困難なので、ここでは次のような手順で数値解を求めた。

(i) 想定した外力のもとで、粒子が平衡すると思われる位置より離れたところに x を設定しそれを X とする。

(ii) 理想進行波を仮定したときの運搬速度の近似式¹⁾

$$V_y = (\Omega/2\alpha) - \sqrt{(\Omega/2\alpha)^2 + (F_{ax}/M\alpha)}$$

$$\text{ただし } \alpha = 2\pi/6P$$

を用いて算出した V_y の値と、(i) で設定した X を出

発点として(13)式の右辺の $\gamma_n, \xi_n, C_n, D_n, e^{-2n\alpha X}$ に代入して V_y の近似値を求める。

(iii) (ii) の計算結果を再び(13)式右辺に代入し、左辺と右辺が等しくなるまでくり返し V_y を決定する。

(iv) (i) で設定した平衡位置 X と(ii), (iii) の操作で見つけた V_y の値を(11)式に代入して x 方向の阻止力 F_{sx} を計算する。

(v) (iv) で計算した F_{sx} と想定している F_{ax} とを比較し、ある誤差範囲内で等しくなければ再び(i)へ戻り、 X を電極面に近づけ(ii)→(iii)→(iv)の順で F_{sx} を求める。

(vi) 外力 F_{ax} と阻止力 F_{sx} とが等しくなれば、そのときの X が外力に対する帯電粒子の平衡位置であり、この X での V_y の値が運搬速度を表わしている。

(b) 計算例

計算の前提条件は 3. と同一とする。また比較のため三相型電界カーテンにおける X と V_y の値を文献 2~4) の研究結果を利用して求める。さらに六相型電界カーテンにつき、3. で計算機シミュレーションによって粒子軌跡から求めた V_y と X の値を Δ 印と \blacktriangle 印で併記する。

図 7 の実線は、重力が作用しているときの運搬速度 V_y と平衡位置 X との線形近似による計算値を、粒子電荷量 Q に対してプロットしたものである。 V_y についても X についても、線形近似による計算値は計算機シミュレーションによる結果とよく一致している。電荷量が小さい場合は六相型のほうが運搬速度 V_y はかなり速くなっ

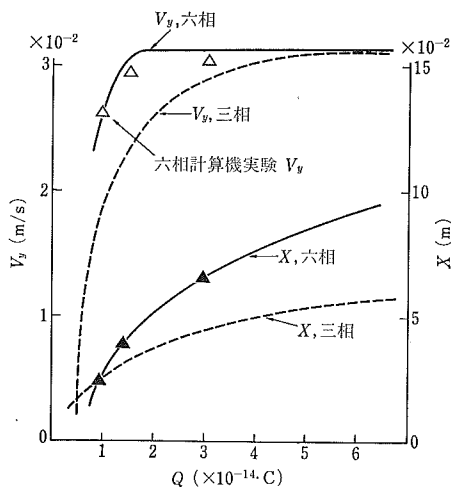


図 7 重力の作用下における粒子の運搬特性と電荷量の関係
Fig. 7 Transport characteristics as the function of particle charge under the influence of gravity force.

$A=15[\mu\text{m}]$, $b/D=1$, $V_0=20[\text{kV}]$, $M=1.5 \times 10^{-11}[\text{kg}]$, $P=0.04[\text{m}]$, $\Omega=2\pi \times 50[\text{rad/s}]$

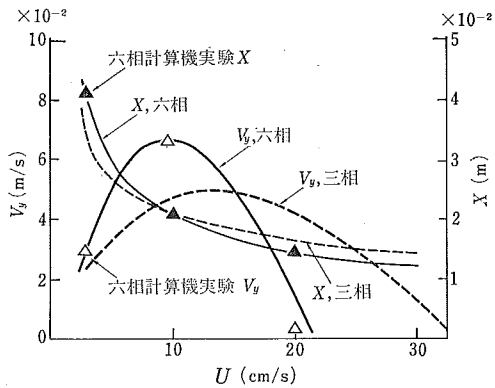


図8 気流の粘性力作用下における運搬特性
 Fig. 8 Transport characteristics under the influence of an viscous force caused by vertical air flow.
 $A=15[\mu\text{m}]$, $b/D=1$, $V_0=20[\text{kV}]$, $M=1.5 \times 10^{-11}[\text{kg}]$,
 $P=0.04[\text{m}]$, $\Omega=2\pi \times 50[\text{rad/s}]$, $Q=1.5 \times 10^{-14}[\text{C}]$

ているが、電荷量が大きくなると六相型と三相型の差はなくなってくる。通常のコロナ放電によるイオンの衝突荷電で得られる。理論電荷量は、直径 $30[\mu\text{m}]$ の粒子ではたかだか $3.75 \times 10^{-14}[\text{C}]$ 程度であり*、実際の装置における荷電効率は $50[\%]$ 以下と見なければならぬから、この範囲で考えると、外力に対する阻止力あるいは運搬速度の面からみて六相型のほうが優れていることがわかる。

図8は粒子電荷量を $Q=1.5 \times 10^{-14}[\text{C}]$ とし外力として電極面に垂直な空気流による同搬力を取り、流速 U と平衡位置 X ならびに運搬速度 V_0 との関係をもとめたものである。すでに指摘したように、空気速度 U が大きくなると平衡位置は電極面に近づき、かつ運搬速度は速くなってゆすが、ある外力で運搬速度は最大となり、それ以上の外力では運搬速度はおそくなって、ついには電極表面近くに停滞し移動しなくなることが示されている。また得られた特性は数値的にも計算機シミュレーションの結果とよく一致している。

5. ま と め

同一平面上に等間隔に配列した同一直径の平行円筒電

* 導体粒子でコロナ電界が $5[\text{kV/cm}]$ の場合の値

極群を五つおきに接続し、六つのグループに分割して、平衡六相交番電圧で駆動することにより形成した六相型進行波電界カーテンの阻止特性および輸送特性を理論的に求めた。その結果、次の事柄が明らかになった。

(1) 電界カーテンの空間電位は電極直径と間隔の比 (b/D) が $1 \sim 2$ の範囲では、主六相共役基本列を代用電荷とする代用電荷法によって実用的には十分な精度で近似できる。

(2) 計算機シミュレーションによって外力と運搬速度および平衡位置との関係を求めた。その結果帯電粒子の運搬速度はある外力の値で最も早くなることがわかった。また外力をこの値より大きくすると運搬速度はおそくなり、ついには振動(円運動)しながら電極近傍に停滞してしまうことが判明した。

(3) 六相型進行波電界カーテンでの帯電粒子の運動方程式を線形近似法で解いて、その阻止特性と輸送特性を定式化し、計算機シミュレーションの結果と比較した。その結果、両者はよく一致することが確認された。また、六相型進行波電界カーテンの三相型に対する阻止特性上の優位性が数値的に確認された。

最後に本研究に賜った高津章氏(安川電機取締役開発研究所長)のご援助に対して、ここに衷心より感謝するしだいである。

参 考 文 献

- 1) 増田閃一, 藤林宏一, 石田謙吾, 稲葉裕俊: 電界カーテンによる帯電粉体粒子雲の阻止・閉じ込めと運搬, 電気学会論文誌, 92-B, 1 (1972), 9.
- 2) 上村 務: 進行波型電界カーテン式電気集塵器の研究, 昭和46年度東京大学電気工学科卒業論文.
- 3) S. Masuda and T. Kamimura: Approximate Methods for Calculating a Non-uniform Traveling Field, J. Electrostatics, 1 (1975), 351.
- 4) 増田閃一, 上村 務: 進行波不平等電界の近似計算法について, 電気学会論文誌, 96-A, 10 (1976), 487.
- 5) 青山道夫, 増田閃一: ビート進行波型電界カーテンによるマクロ帯電粒子の運動制御, 電気学会論文誌, B分冊, 1977年8月号掲載予定.