円筒型電気集じん装置内の電界解析
——放電電極を偏位した場合——

羽野光夫*・石井　潔**・岡田裕康***・足立宜良*

Analysis of the Electric Field in a Cylindrical Type Electrostatic Precipitator
——Shift of Discharging Electrode——

Mitsuo HANO, Kiyoshi ISHII, Hiroyasu OKADA
and Takayoshi ADACHI

Abstract

According to the change of social situation, air pollution has been kept strict order. Electrostatic precipitator (EP) has been of great use because its efficiency is higher than that of other kinds of precipitator, and so it is necessary to develop a more efficient, lower cost and smaller EP than usual ones. To develop EP satisfied these requirement, an analysis of the electric field strength in EP is important. To the present, the knowledge of the electric field strength in individual EP has been only experimentally achieved. For a nonlinear field, a theoretical analysis is impossible. However the advance of computers enabled to do a successive calculation and it became possible to calculate the electric field strength in EP using computer simulation.

In this paper, we aimed at the establishment of a calculation method for the electric field strength distribution in the cylindrical EP (not co-axial). The current density on the cylindrical electrode was measured with small electrodes, so that the boundary conditions of the space charge density were determined. On the other hand, the electric field was measured by the method of Steel-Ball-dropping and the property of this calculation was investigated.

The electric field strength values calculated by the method of successive approximation agreed well with the measured values within 20% error (average 10% error) in the cases that the displacement of the discharge electrode from the center of the external cylinder is 1 cm or 3 cm and applied voltage is 25 kV or 30 kV. As a result, it might be concluded that this calculation method is applicable to the analysis of the electric field strength in cylindrical EP.

1. まえがき

電気集じん装置（以下 EP と略）を設計する際重要なことは，コロナ電流をできるだけ流して粒子に多くの電荷を与えることと，電界の強さを大きくして帯電粒子が集じん電極に向かう速度を大きくすることである．このため EP 内の電界解析は，小型で高性能の EP を開発するに当たって欠くことができない問題である．現在，電界強度を知る方法として用いられているのは実際の装置において鋼球落下法[1]などの手法により実験的に求める程度のものである．しかし計算機を使用した計算手法の進歩により，解析的に解けないような問題も解けるようになってきた．

そこで逐次近似法[2]と呼ばれる計算手法により近似境界条件を用いて，実用円筒型 EP に適用できる電界計算法を開発することに目的を置いた．同軸円筒型 EP の電界計算[3,4]についてはすでに報告したので，今回は放電線振動防止[5]を考慮した放電電極を中心から偏位させた電極配置について，近似境界条件を用いた逐次近似法による放電空間の電位計算により求めら

* 電気工学科
** 安川電機 K. K.
*** 松下電気 K. K.

れた値より空間の電界強度を算出した．以下この計算により得られた電界強度を計算値と呼ぶ．鋼球落下法による電界の測定値（以下測定値と呼ぶ）は計算値に対する評価基準とした．本研究は測定値と近似境界条件を用いた計算値との比較検討に基づく計算手法の妥当性についての報告である．ただし実験は静止大気中で行った．

2. 実験装置および実験方法

2.1 実験装置

Fig. 1 に実験装置の概略図を示す．直流高電圧電源は光電式定電圧装置の出力電圧（100 V, 60 Hz）をスライダックを通しネオントランス（100/15000）で昇圧し，Villard 回路で倍電圧整流したものである．そして実用 EP を考慮して実験では負極性を用いた．EP 本体は同軸円筒型で放電電極は直径 $2r=0.685\times10^{-3}$ m のステンレス線，集じん電極は内径 $2a=2.0\times10^{-3}$ m，長さ 0.15 m の鉄製の円筒管を 2 個とその間に放電電極の偏位（以下偏位と略）のため生じる電流密度の変化測定用の微小電極（9.5 mm×30 mm）60コを取りつけた内径 2.0×10^{-1} m 長さ 3.0×10^{-2} m の円筒からなっている．Fig. 2 にこの微小電極の形状ならびに配置を示す．この集じん電極は両端に長さ 4.0×10^{-2} m の鉄製のリングが取りつけられ縁効果対策[6] がなされている．

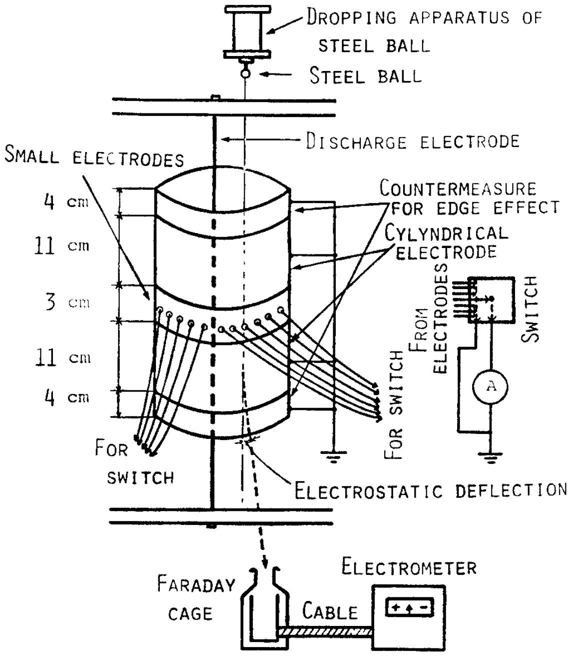


Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus.

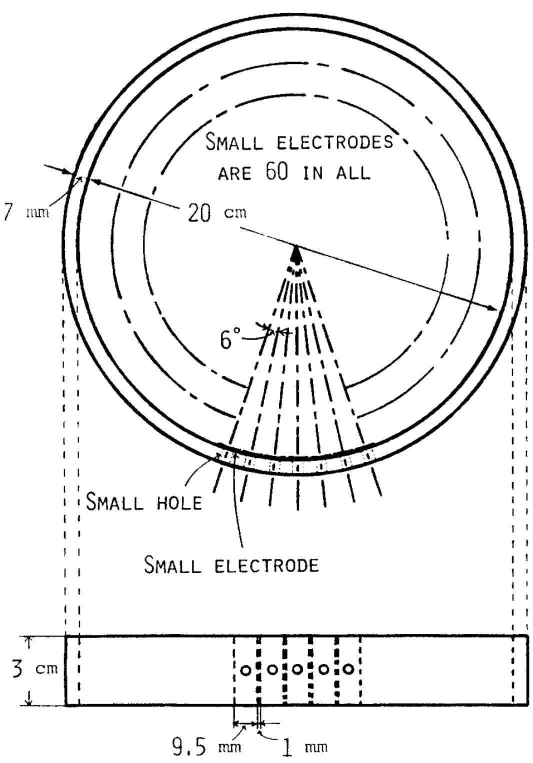


Fig. 2 Small electrodes for current density.

円筒内の電界強度を測定するための装置は，ベアリングボール（直径 $2b=3.9688\times10^{-3}$ m）を所定の位置に自由落下させるための電磁石を取りつけた落下装置と帯電鋼球を受けとめるファラデーケージおよび帯電鋼球の電荷量を測定するためのエレクトロメータで構成されている．落下装置の鋼球とりつけ部分は落下前に鋼球が帯電するのを防ぐためアースし，ファラデーケージは集じん装置から漏れてくる電荷による影響を小さくするため鋼球の通過する穴を残してシールドした．

2.2 実験方法

計算値を求めるために使用するそれぞれの微小電極における電流密度は偏位 1 cm において印加電圧 25, 30, 35 KV のものを，偏位 3, 5 cm においては印加電圧 25 KV のものを測定した．鋼球の帯電時間は $t=0.95$ sec で帯電に十分な時間である．電界測定値は放電電極から 2.0〜9.0 cm の範囲において 2.0 cm 間隔で鋼球を落下させ同じ通過点において三回の測定値の平均である．

2.3 鋼球落下法の測定原理

電界測定に用いた鋼球落下法は実験が比較的容易であり，しかも今日多く使用されている．

＜測定原理＞ イオン流の存在する均一のコロナ放電電場 E(V/m) に置かれた半径 b(m) の導体球（比誘電率 $\varepsilon_s=\infty$）は，イオンの電界射突によって次式で示される電荷量 Q(coul) を帯びる.

$$Q=12\pi\varepsilon_0 Eb^2 t/(t+4\varepsilon_0/N_0eK) \qquad (1)$$

ただし，N_0 はイオン濃度 (N/m^3)，e は単位電荷量 (1.6×10^{-19} coul)，ε_0 は真空の誘電率，K はイオン移動度 (m^2/V•sec)，$t_0=4\varepsilon_0/N_0eK$ とすると，$t\gg t_0$ でかつ b が一定ならば式 (1) は次のように簡素化される.

$$Q=12\pi\varepsilon_0 Eb^2 \qquad (2)$$

結果として，導体球の帯電電荷量 Q は電界強度 E によって決定される．そこで，コロナ放電空間に導体球として鋼球を通過させてその帯電電荷量を測定すれば鋼球の通過点の電界強度を計算できる．しかしこの実験経過において次の三つの仮定の成立が必要である.

（1） 導体球は完全な球形である.

（2） 導体球の存在する電界空間は球径に比べて十分大きい.

（3） 導体球周辺のイオン密度および電界強度は均一である.

3. 近似境界条件を使用した逐次近似法による電界解析

電界解析を行うにあたり，その過程である座標変換，ポアンソンの方程式と電流連続の式の差分方程式への置き換え，逐次近似法による電位分布の計算，電界強度計算について検討する.

3.1 座標変換

まず線電荷密度が $+\lambda$, $-\lambda$ の正負逆符号の平行線電荷を考える．この等電位線と力線は Fig. 3 における z 平面のようになる．Fig. 3 の等電位線である円群はラプラスの方程式を満たし，実験装置における中心から偏位した放電電極が線電荷 $-\lambda$，集じん電極が円群の中の任意の一円に対応すると考え，線電荷 $+\lambda$ を仮想電極とする．次に Fig. 4 のように座標 ($z=x+jy$) をとると，等電位線，力線両方を表わす解析関数は次のようになる.

$$\begin{aligned} w'(z)&=(-\lambda/2\pi\varepsilon_0)\ln\{(z+l)/(z-l)\}\\ &=(-\lambda/2\pi\varepsilon_0)\{\ln(R_2/R_1)+j(\theta_2-\theta_1)\}\\ &=u'(x,y)+jv'(x,y) \qquad (3)\end{aligned}$$

この式での $u'(x,y)$ は等電位線を，$v'(x,y)$ は力線を表わしている．この式から Fig. 3 における等電位線は R_2/R_1 の比が一定となる円であり，比の値を m とすると $+\lambda$, $-\lambda$ の線電荷の中心を結ぶ直線を m で内分，外分する 2 点間の直線を直径とする円となる．同様に，力線は $[\theta_2-\theta_1]$ の角度差が一定となる線であることがわかる．この等電位線を u, v 座標としてさらに直交座標に変換すれば全体の計算が簡単になるであろうことは明らかである．そこで，

$$\begin{aligned}\omega&=\ln\{(z+L)/(z-L)\}=\ln(R_2/R_1)+j(\theta_2-\theta_1)\\ &=u(x,y)+jv(x,y) \qquad (4)\end{aligned}$$

で表わされる等角写像を行い Fig. 3 のように座標変換を行った．次に，行った座標変換により測定装置の電極配置はどのように対応するかが問題となってくるが，まず最初に仮想電極の位置がわからなければならない．これは放電電極と仮想電極との距離を $2L$[m]，偏位を S[m] と決めると幾何学的に求められる.

$$L=\sqrt{\{a^2-(S-r)^2\}\{a^2-(S+r)^2\}}/2S \qquad (5)$$

この式で L が求められ次のように u, v の範囲が求められる.

$$u=\left\{u\,\middle|\,\ln\left(\frac{2SL-(a-S)^2-r^2}{2SL-(a-S)^2+r^2}\right)\leqq u\leqq \ln\left(\frac{2SL+a^2-(S+r)^2}{2SL-a^2+(S+r)^2}\right)\right\} \qquad (6)$$

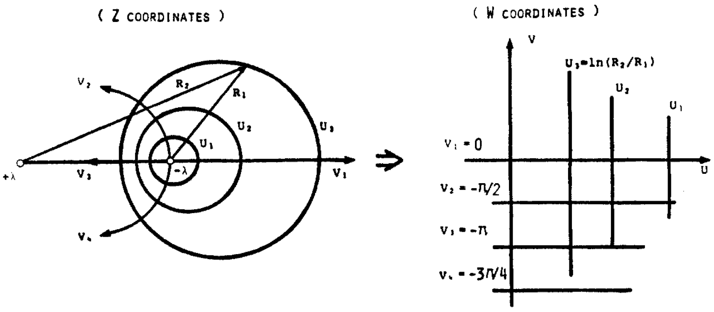


Fig. 3 Correspondence of Z coordinates to W coordinates.

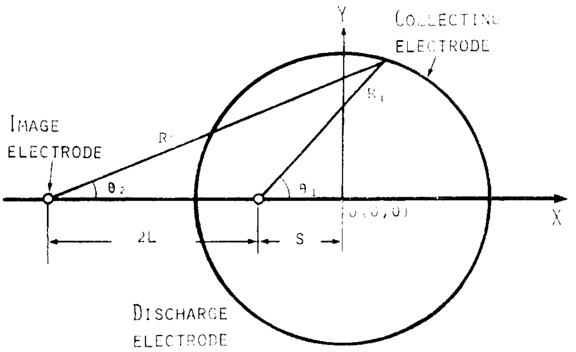


Fig. 4 Correspondence of parallel line charge to experimental apparatus.

$$V=\{v\,|\,-\pi\leqq v\leqq\pi\} \tag{7}$$

3.2 ポアソンの方程式と電流連続の式の差分方程式への置き換え

電極間に空間電荷が存在するコロナ放電空間では次のポアソンの方程式が成立する.

$$\nabla^2\phi=-\rho/\varepsilon_0 \tag{8}$$

ここで, ϕ は空間の電位 [v], ρ は空間電荷密度 [coul/m^3] である. この場合, ρ が定常状態では次の電流連続の式が成立する.

$$\nabla\cdot\boldsymbol{J}=0 \tag{9}$$

ただし,

$$\boldsymbol{J}=K\rho\boldsymbol{E} \tag{10}$$

ここで, $\boldsymbol{J}$ は電流密度ベクトル [A/m^2], $\boldsymbol{E}$ は電界強度ベクトル [V/m] である. 本研究では実験装置の関係から座標 (x, y, z) における z 方向での変化はないものとして十分であるので, ポアソンの方程式と電流連続の式を (u, v) 座標系で表わすと次のようになる.

$$\nabla^2\phi=\frac{(\cosh u-\cos v)^2}{L^2}\left(\frac{\partial^2\phi}{\partial u^2}+\frac{\partial^2\phi}{\partial v^2}\right)=\frac{-\rho}{\varepsilon_0} \tag{11}$$

$$\nabla\phi\cdot\nabla\rho=\frac{(\cosh u-\cos v)^2}{L^2}\left(\frac{\partial\phi}{\partial u}\frac{\partial\rho}{\partial u}+\frac{\partial\phi}{\partial v}\frac{\partial\rho}{\partial v}\right)=\frac{\rho^2}{\varepsilon_0} \tag{12}$$

次に, 逐次近似法で電界計算を行うには式 (11), (12) を差分方程式に置き換える必要がある. 電位関数 $\phi(u, v)$ を電位 ϕ_0 を有する点 (u_0, v_0) の近傍で二次の項までテイラー級数に展開し Fig. 5 に示した ϕ_0 の近傍に適用すると次式が成立する.

$$\phi_1=\phi_0+h_1\phi_v+h_1^2\phi_{vv}/2 \tag{13}$$

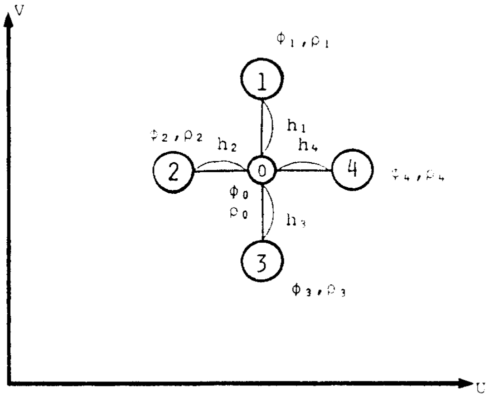


Fig. 5 Numbers of mesh points.
(ϕ: potential, ρ: space charge density)

$$\phi_2=\phi_0-h_2\phi_u+h_2^2\phi_{uu}/2 \tag{14}$$

$$\phi_3=\phi_0-h_3\phi_v+h_3^2\phi_{vv}/2 \tag{15}$$

$$\phi_4=\phi_0+h_4\phi_u+h_4^2\phi_{uu}/2 \tag{16}$$

これらの式を式 (11) に代入して差分方程式を求めた. また計算を簡素化するため $h_1=h_3$, $h_2=h_4$ として計算を行う.

$$\phi_0=\{h_2^2(\phi_1+\phi_3)+h_1^2(\phi_2+\phi_4)\}/2(h_1^2+h_2^2)+h_1^2h_2^2\rho_0L^2/2(h_1^2+h_2^2)\varepsilon_0\times(\cosh u-\cos v)^2 \tag{17}$$

同様に $\rho(u, v)$ についても二次までのテイラー展開を行い ρ_0 に関する差分方程式を求めた.

$$\rho_0=\sqrt{\varepsilon_0\{(\rho_1-\rho_3)(\phi_1-\phi_3)/4h_1^2+(\rho_4-\rho_2)(\phi_4-\phi_2)/4h_2^2\}\times(\cosh u-\cos v)^2/L^2} \tag{18}$$

3.3 計算方法

式 (17), (18) を使用すれば, Fig. 5 に示してあるようにある点 (点 0 の位置) の電位 ϕ_0 空間電荷密度 ρ_0 は周囲の 4 点の値を用いて計算できる. すなわち, コロナ放電空間を格子で分割し適切な境界条件を与えれば繰り返し計算を行うことによって ϕ および ρ の分布が求められ電界強度が計算できる. 電界計算は Fig. 6 のフローチャートに従って行われている. Fig. 7 は u, v 方向を等間隔で分割した図を示している. コロナ放電空間においては電位と空間電荷は強い相互関係をもっているが, この相互作用力を最初存在しないとしてこのフローチャートは作られている. つまり最初は電極表面での電荷による電位分布を計算する (静電界, フローチャートの [I] の部分). 次に放電電流

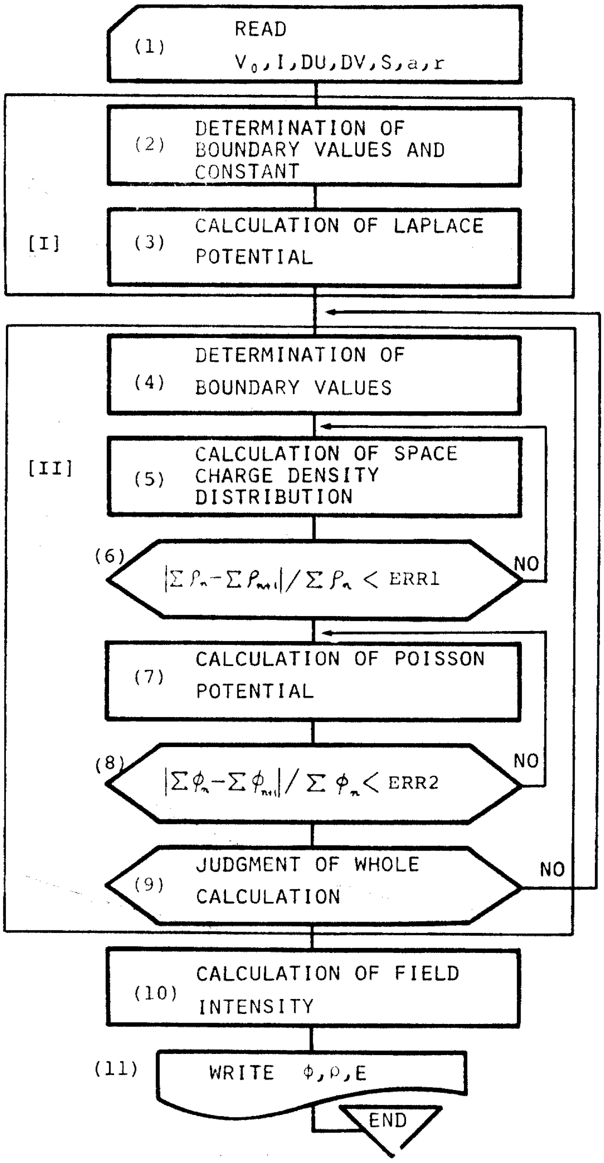


Fig. 6 Flow chart of calculation for field.

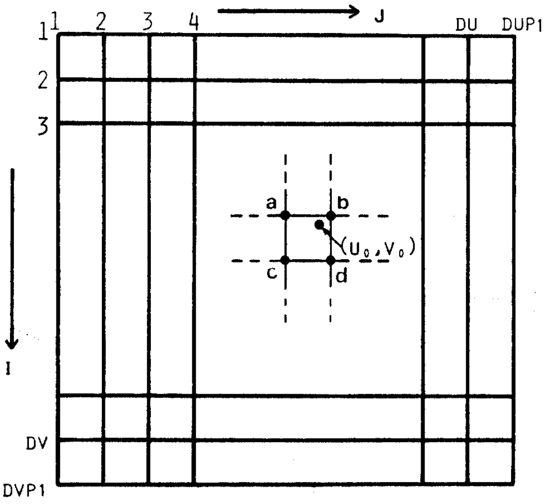


Fig. 7 Circumstances of lattice in which (U_0, V_0) exists.

から空間電荷密度分布をこの電位分布に対して計算し，そして計算された空間電荷密度が最初の電位分布をどのように変えるのかを計算する（コロナ放電空間における電界，フローチャート [II] の部分）．このようにして空間電荷密度分布と電位分布が交互に計算されていくよう作られており，電位分布の変化分が定められた値以下に収束すると計算を停止する．以下フローチャートの番号に従って説明する．

<READ V_0, I, Du, Dv, S, a, r> (1) では計算に必要なデータを読み込ませる．V_0 は印加電圧，I は微小電極で測定した放電電流である．Du, Dv はそれぞれ u 軸と v 軸における格子分割数である．

<DETERMINATION OF BOUNDARY VALUES AND CONST> (2) では偏位 s の変化に伴い u の範囲および L は変わるのでこれを計算する．さらに計算に必要な定数，次の放電電流を零とした静電界における電位計算の境界条件を与えている．

<CALCULATION OF LAPLACE POTENTIAL> (3) では放電電流を無視し静電場として計算を行う．計算時間の短縮をはかるために集じん電極 ($J=1$) から放電電極方向の $J=n$ の格子点の電位 $\phi(n)$ を

$$\phi(n)=V_0\{1-(DuP1-J)/Du\} \tag{19}$$

として与えた．$DuP1$ は u 軸格子数で $DuP1=Du+1$ である．

<DETERMINATION OF BOUNDARY VALUES> (4) ではコロナ放電電場の空間電荷密度分布および電位分布の計算を行うための境界条件を決定する．境界条件としては放電電極が偏位しているため，同電極におけるコロナ輝点が集じん電極との距離の小さい方向に片よって存在することが考えられる．そこで放電極における電荷密度は電極間距離の小さい半面にのみ存在するとしてこれを放電電極での境界条件とした．集じん電極における電荷密度は微小電極において測定した電流密度を式 (10) より求めたものを集じん電極における境界条件とした．放電電極と集じん電極での電荷密度の境界条件は，両電極上で電流密度を積分すれば等しくなることで関係づけられている．本研究では電離域についてはこれを無視しているが，印加電圧を大きくするほど発生した電離域は大きくなるので行った近似境界条件とは異なったものとなってくる．同様なことは放電電極の偏位に対しても当てはまり，偏位を大きくするほど電離域は大きくなるので，今回の近似境界条件の仮定にはきつい条件として影響する．

<CALCULATION OF SPACE CNARGE DENSITY DISTRIBUTION> (5) では式 (12) を用いて近似

境界条件のもとで空間電荷密度分布の計算を行う．

フローチャートの (6) では (5) で計算された ρ の収束状態を判定する．そして次式が成立すると収束とみなす．

$$|\Sigma\rho_n(I,J)-\Sigma\rho_{n+1}(I,J)|/\Sigma\rho_n(I,J) < ERR1 \tag{20}$$

ここで添字の n は計算の繰り返し回数を示す．停止条件 $ERR1$ は $ERR1=4.0\times10^{-3}$ とした．

<CALCULATION OF POSS ON POTENTIAL> (7) では (5) で計算された ρ の分布に対する電位 ϕ の変化を式 (11) を用いて計算する．(8) では (7) で計算された ϕ の収束状態を判定する．そして次式が成立したとき収束とみなすようにしてある．

$$|\Sigma\phi_n(I,J)-\Sigma\phi_{n+1}(I,J)|/I\phi_n(I,J) < ERR1 \tag{21}$$

ここでも停止条件 $ERR2$ は $ERR2=4.0\times10^{-3}$ とした．

<JUDGEMENT OF WHOLE CALCULATION> (9) では「繰り返し計算」全体の収束判定を行っており (5)，(7) の ρ, ϕ が共に収束した場合と ρ が収束しないで振動しているような状態であっても ϕ がほとんど変化せず収束しているような場合の二通りについて，つまり繰り返し計算 $n+1$ 回目の ρ と ϕ の計算値が共に収束した場合と，繰り返し回数 $n, n+1$ 回目の電位が共に一回の計算で収束している場合に全体が収束したとして (10) に進むようになっている．収束しない場合は (4) にもどって再び ρ, ϕ の計算を繰り返すようになっている．

<CALCULATION OF FIELD INTENSITY> (10) では (u, v) 座標面での電位計算が終わったので，これから (x, y) 座標面における電界強度分布を求める．ここで (x_0, y_0) を与えると (u_0, v_0) が求められ，この点が存在する格子の4項点 (Fig. 7 に示す a〜d 点) を求めることが出来る．この範囲内の電位は直線的に変化するものとして計算を行った．

<WRITE ϕ, ρ, E> (11) では計算結果 ϕ, ρ, E を出力する．

4. 検　討

4.1 放電特性および測定値

<放電特性> 印加電圧に対する放電線 1 cm 当りの電流を Fig. 8 に示す．Fig. 9 に偏位 1 cm で印加電圧を変えた場合の各微小電極での電流密度を，同様に Fig. 10 に印加電圧 25 KV で偏位を変えた場合の電流密度を示す．電極番号は電極間距離が最も大きいところの微小電極を1とし，最も小さいところを31とした．Fig. 8 では各偏位においての電流は印加電圧の2乗に

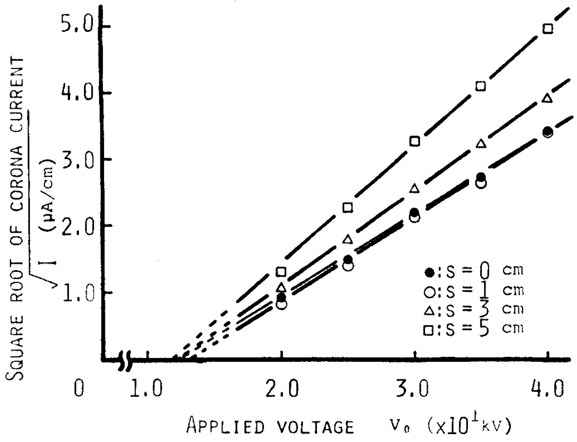


Fig. 8 Discharge characteristic of experimental apparatus.

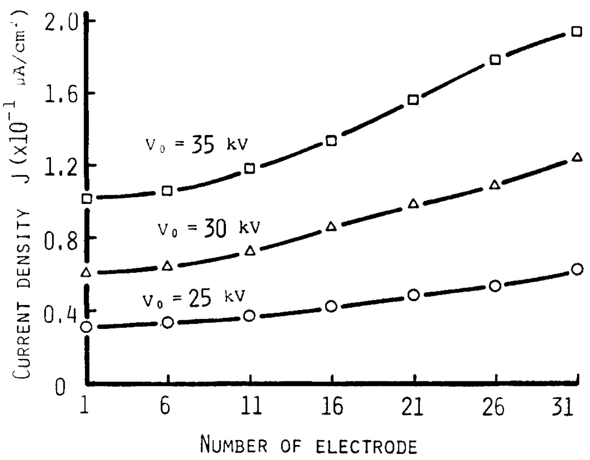


Fig. 9 Current density of small electrode. ($s=1$ cm)

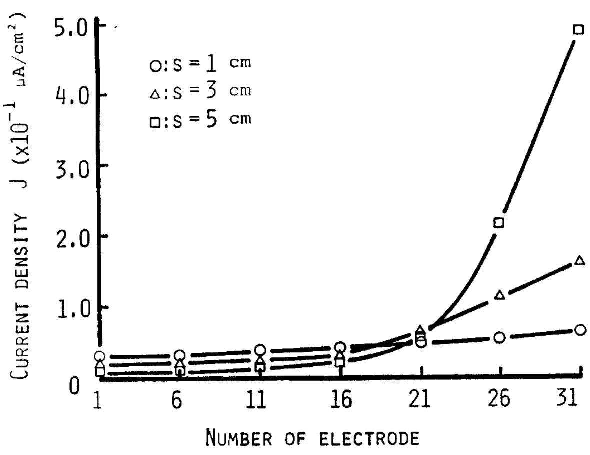


Fig. 10 Current density of small electrode. ($V_0=25$ kV)

ほぼ比例して Warbnrg の式[6] とあう内容となっている．Fig. 9 では印加電圧の上昇とともに各電極における電流密度は大きくなっているが電極番号31における電流密度を1とした各電極における電流密度の割合はほとんど変わらない．

Fig. 10 では電極番号15以下つまり電極間距離の大きい方の半面といえるような部分では偏位が大きくなるにつれて電流密度が小さくなり，電極間距離の小さい方の半面に電流が集中している．これはコロナ輝点が，偏位が大きくなるのに伴い電極間距離の小さい方の放電電極面に集中するためである．印加電圧や偏位の増加に伴う電離域の成長を考慮しない場合，偏差 5 cm, 3 cm において電流が集中する現象は計算に用いた放電極での近似境界条件に近いものといえる．

＜測定法＞　鋼球落下法を用いて電界測定を行うには 2•3 で述べたように三つの仮定の成立が必要である．仮定 (1) によれば鋼球は完全な球である必要があるが，ベアリングボールを使用しているのでこの仮定はほぼ成立する．仮定 (2) も，電極間隔が最小で5.0×10^{-2} m であるのに対して鋼球の直径が 4.0×10^{-3} m なのでほぼ成立している．また，仮定 (3) の場合であるが，放電電極を中心から偏位させているのでイオン密度，電界強度は位置により大きく変化する．したがって導体球周辺のイオン密度および電界強度が均一であるという仮定に対しては問題が多い．

そこで鋼球の両端における電界強度の変化 $\varDelta E$ が測定点での電界強度 E_p に対して10% 以内，つまり $|\varDelta E/E_p|<0.1$ となる点で仮定 (1) の均一電界強度が成立すると決めた．この判定はポアソンの方程式を直接解いた理論値によって判定すべきものであるがこの手法は困難なので測定値のグラフ Fig. 11～Fig. 15 により判定した．その結果，実験装置の構造上測定不可能な点を除いた点，すなわち測定した点はすべてこの条件を満足した．またイオン濃度に関しては電流密度 J が鋼球の両端で一定と考え，$\rho=J/KE$ より均一電界強度の仮定が成立すれば均一イオン濃度の仮定も成立するとみなした．当然，放電電極の偏位が増すにつれて，また印加電圧が増すにつれて仮定 (3) に対してきびしい条件となる．

このほか鋼球落下法には静電偏位と帯電時間の問題がある．静電偏位は帯電時間が長いほど（円筒電極が長いほど），また放電電極の近傍ほど大きくなる．帯電時間が長いと静電偏位が大きくなるのは，鋼球がクーロン力によって引き寄せられる時間が長いからである．また，放電電極近傍で静電偏位が大きいのはその部分における電界強度が他の部分よりも高いためにクーロン力が大きいからである．静電偏位による測定値への影響は鋼球が偏位したときに鋼球に流入する電気束が増す場合に現われると考えられる．つまり静電偏位の測定値に与える誤差は測定点での値より大きい側へ現われる．そこで，静電偏位による測定誤差を小さくするためには鋼球の帯電時間を短くすればよい．しかし，帯電時間が飽和帯電時間より短くなり過ぎると鋼球は未飽和帯電の状態となり，電界強度は実際より低く測定され誤差を大きくする．空間電荷密度の値 N_0e を 2.5×10^{-5} coul/m^3, イオン移動度を 2.11×10^{-4} m^2/V•sec として，帯電時間定数 $t_0=4\varepsilon_0/N_0eK$ を計算すると $t_0=0.7\times10^{-2}$ sec となる．式 (1) より帯電時間 t_0 の約 8～9 倍程度で事実用飽和帯電になるとみなされるので，帯電時間 t は 6.3×10^{-2} sec 以上であれば事実上飽和帯電すると考えられる．本実験での t は 9.5×10^{-2} sec なので十分な値と考えられる．最後に，静電変位による誤差ははっきりその影響を調べていない．

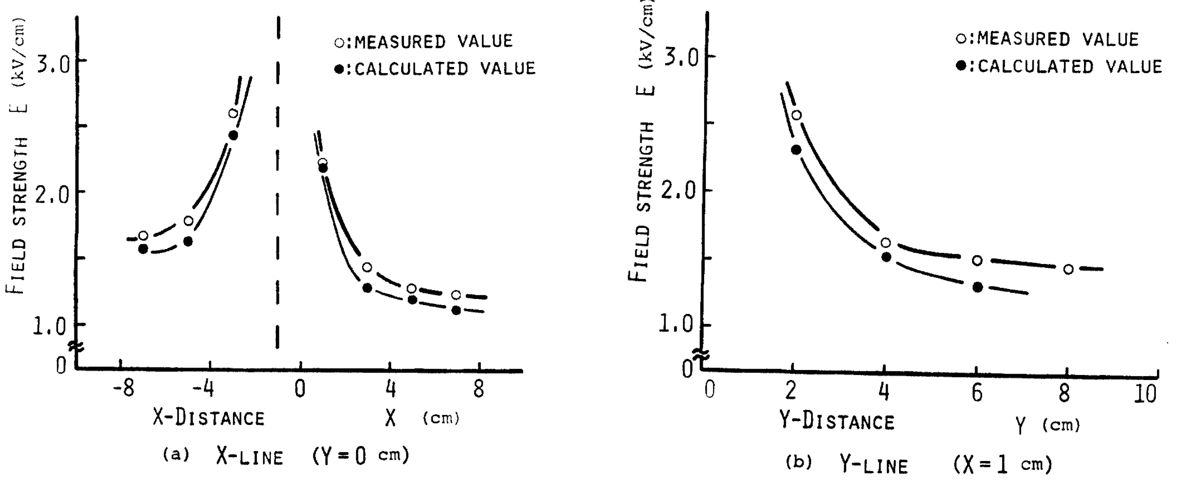


Fig. 11　Corona electric field strength distribution.　($V_0=25$ kV, $s=1$ cm)

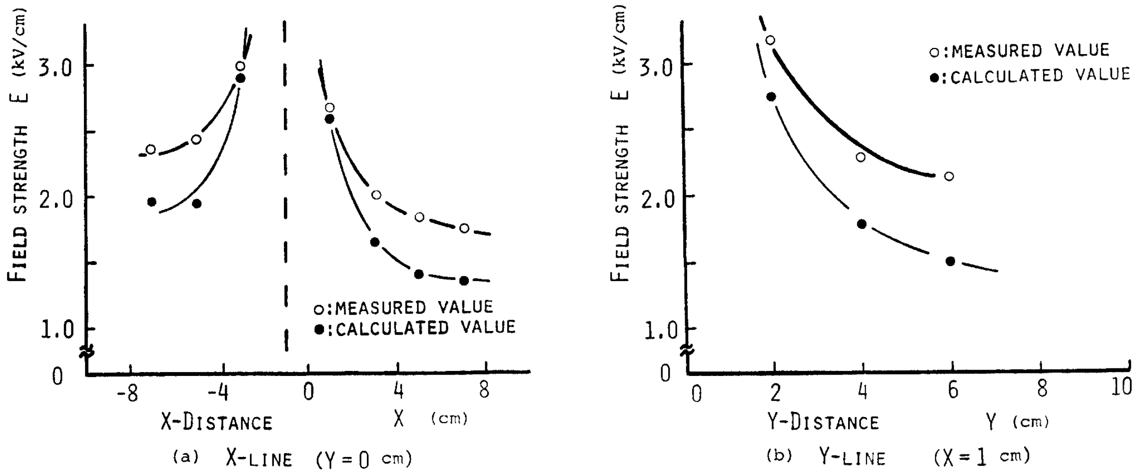


Fig. 12 Corona electric field strength distribution. ($V_0=30$ kV, $s=1$ cm)

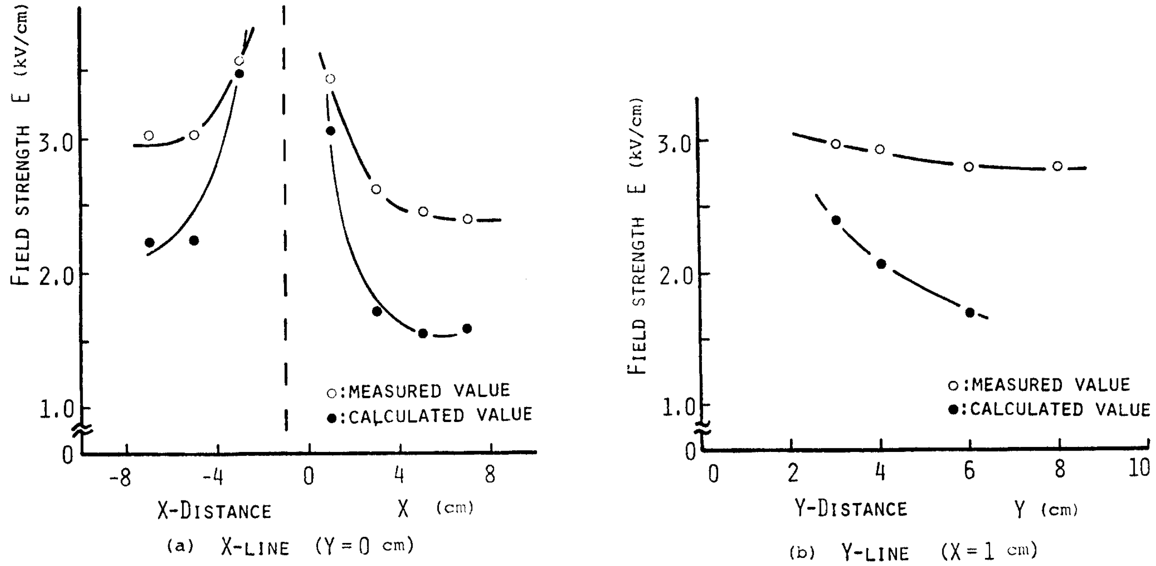


Fig. 13 Corona electric field strength distribution. ($V_0=35$ kV, $s=1$ cm)

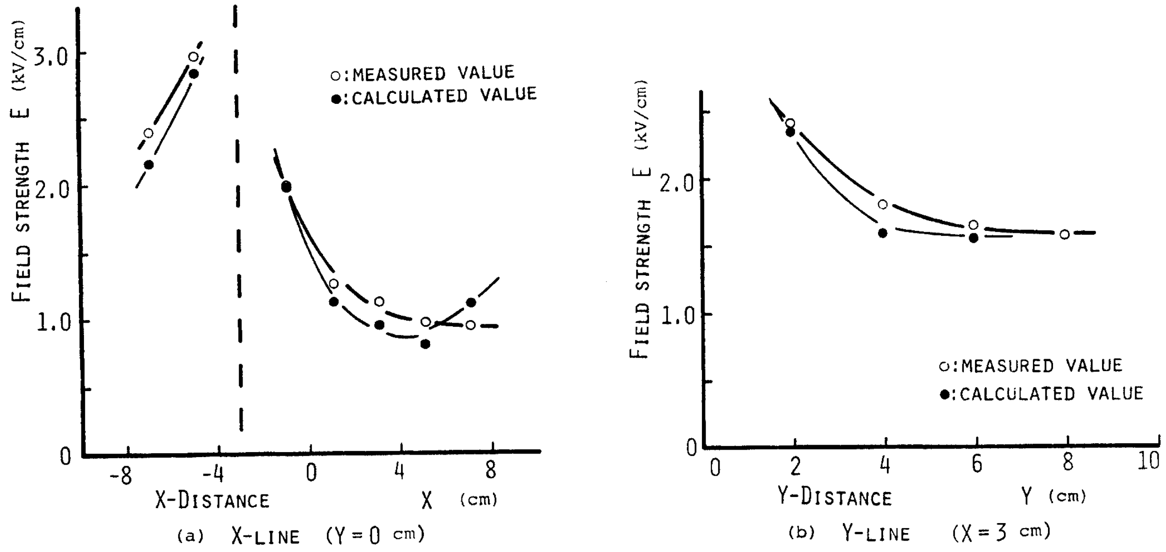
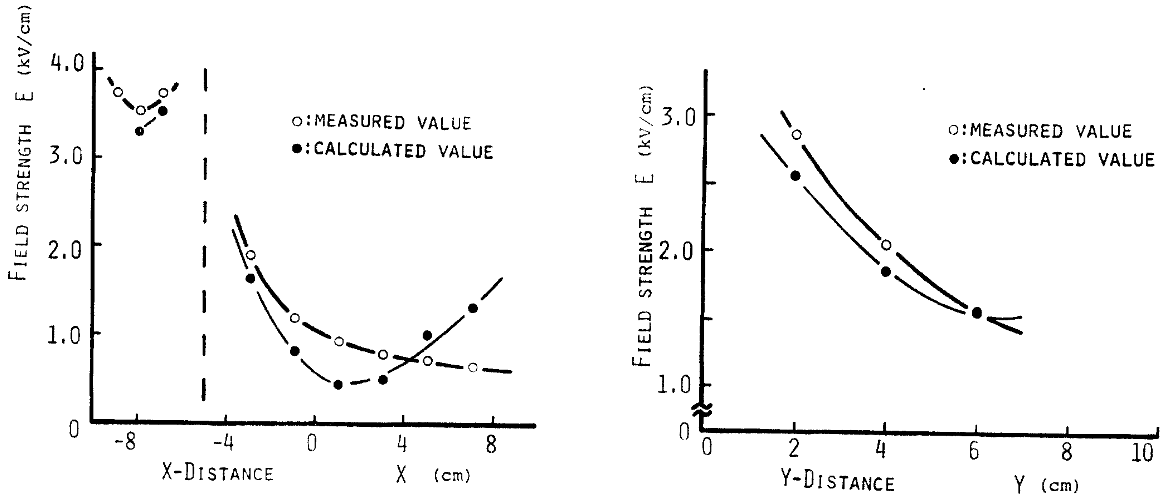


Fig. 14 Corona electric field strength distribution. ($V_0=25$ kV, $s=3$ cm)



(a) X-LINE (Y = 0 cm)　(b) Y-LINE (X = 5 cm)

Fig. 15 Corona electric field strength distribution. (V_0=25 kV, s=5 cm)

4.2 計算法に対する検討

＜ポアンソンの方程式と電流連続の式の差分方程式への変換＞ 差分方程式へ置き換える際のテイラー級数をどの程度までとるかということが問題となるが理論的には高次まで展開すれば実際の値に近づいてくるわけである．ポアンソンの方程式は2次の近似式を用いたが，電流連続の式は1次，2次の両方について試みた．結果として2次の差分方程式での値が測定値と近い結果であった．しかし，これらの計算は境界条件のとり方，計算処理の方法で大きく左右されるので今回の結果だけで論じることはできない．

＜格子数＞ 格子数は多く取れば連続に近くなるので計算結果も良くなることが予想されるが，計算機は計算誤差を含む数値を使用して計算するので，格子数を多くすると有効桁数が落ちることも考えられる．ここでの計算誤差の影響は収束判定に最も影響する．計算は分割数 $(u, v)=(20, 30)$, $(u, v)=(10, 30)$ の2通りについて行った．結果は，放電電極の偏位 1 cm, 3 cm においては分割数（20, 30）のほうが平均誤差にして 2〜3%良い．偏位 5 cm においては逆に分割数（10, 30）のほうが測定点における個々の誤差の絶対値は数%小さいが全体のばらつきが大きく，電界強度の分布の様子は分割数（20, 30）のほうが優位である．

＜境界条件＞ 放電電極に対して電極間距離の小さい半面に電荷密度が集中しているとした近似境界条件は偏位 5 cm, 3 cm ではかなり実際と近いものといえる．しかし，電離域は偏位 3 cm, 5 cm の電極間距離の小さい半面に大きく片よって広がると思われる．一方，偏位 1 cm では電極間距離の小さい半面に電荷密度が集中しているという傾向はあまり顕著ではない．電離域は偏位を大きくした場合ほど片よることはないにしても印加電圧の増加と共に広がると思われる．

Fig. 8 の電流密度の値を電離域の広がりの尺度として計算値の平均誤差をみると，電流密度の最も小さい偏位 1 cm, 印加電圧 25 KV で平均誤差は最も小さく 8.3% である．最も電流密度の大きい偏位 1 cm, 印加電圧 35 KV での平均誤差は2番目に電流密度の大きい偏位 5 cm. 印加電圧 25 KV の平均誤差とあまり変わらない26%である．他の条件については電流密度の増加に伴い平均誤差が増加している．

＜結果の検討＞ 測定値と計算値とを比較したものを Fig. 11〜Fig. 15 に示した．このほかに放電線の直径 $2r=1.56\times10^{-3}$ m についても測定したが放電が不安定であったので省略した．これらの図から明らかなように印加電圧が高くなるにつれ，また偏位が大きくなるにつれて測定値と計算値との間の誤差が大きくなっている．4•1 で辺述べた鋼球落下法の仮定や静電偏位による誤差は放電電極付近での影響が大きい特性を持っているのにかかわらず放電電極附近での誤差は小さくなっている．これは，やはり 4•2 で述べたように電離域が境界条件に考慮されていないためとも考えられる．

Fig. 4 に示したような x 方向での電界強度の変化の様子をみると x が正の方向に対しては，偏位 $s=3$ cm から計算値には極値が見られるようになるが，測定値では放電電極に向って単調増加である．x が負の方向の測定値は $s=5$ cm で極値の存在を示しているが計算値では放電電極に向って単調増加である．そして y 方向の電界強度は印加電圧の上昇により均一電界に近くなっていることがうかがえる．一方，計算値の誤

差は印加電圧の上昇とともに大きくなっていく傾向がある.

5. まとめ

鋼球落下法により放電電極を中心から偏位させた場合の円筒型電気集じん装置の電界強度分布の測定を行った. そして近似境界条件を用いた逐次近似法による電界計算を行い測定値を評価基準としてこれと比較することによっていの計算手法の妥当性を検討した. その結果次のことが明らかになった.

放電電極の偏位 $s=1$ cm, 3 cm そして印加電圧 $V_0=25$, 30[KV] の場合に測定値と計算値との平均誤差が 8%から 18%となり比較的良い結果が出た. この結果から近似境界条件を使用した逐次近似法による電界計算手法は放電電極を中心から偏位させた円筒型電気集じん装置の電界解析に有効に利用されることが確認された.

放電電極が中心から偏位しているので電極近傍の電離域は楕円状となりこの取扱いは困難なので, 今回の境界条件では考慮しなかった. また本実験はダストを含まない静止大気中での電界測定であった. これら二件については今後の課題である.

終りに, 本研究を行うにあたってご指導ご支援頂いた本学梢崎久矩教授, 並びにご援助頂いた本学池田隆技官に深く感謝する.

参 考 文 献

1) 諫早典夫：電気学会誌, **82**, 219 (1962)
2) 増田閃一, 河野照哉：「プリンツ電界計算法」, 朝倉書店 (1971) p. 171
3) 山田正美, 羽野光夫, 足立宜良：山口大学工学部研究報告, **30**, 1 (1979)
4) 山田正美, 岸田勝美, 足立宜良：同上 **29**, 61 (1978)
5) 前原弘典, 足立宜良：同上 **21**, 3, 271 (1971)
6) 足立宜良, 川崎元之, 岸本勝美：静電気学会誌, **4**, 44 (1980)
7) 本田侃士：「気体放電現象」東京電気出版局 (1971) p. 94

(昭和55年4月14日 受理)