

円筒型電気集じん装置の電界解析

山田正実*・岸本勝美*・足立宜良**

Analysis of the electric field in the co-axial cylindrical Electrostatic Precipitator

Masami YAMADA, Katsumi KISHIMOTO and Takayoshi ADACHI

Abstract

The analysis method of the electric field strength in the industry use electrostatic precipitator (EP) is required. The present study is devoted to the establishment of a calculation method for the electric field strength in EP with any electrode structure.

As the first step, this calculation method was attempted in the co-axial cylindrical EP for which the calculation was not difficult. The calculation of the electric field strength is performed with the method of successive approximation. In general, it is difficult to determine the boundary conditions in the calculation of the corona electric field. Therefore, as the boundary condition we used the approximate values which can be easily calculated for any electrode. Namely, in order to determine the boundary condition for the space charge density on the discharge electrode, we adopted the corona electric field strength in the vicinity of the discharge electrode instead of the corona onset field strength.

We carried out experiments to confirm the reliability of this calculation. The electric field strength was determined by measuring the charge on the spherical steel balls dropped through the corona electric field. The most suitable charging time of the steel ball was determined experimentally in order to increase the accuracy of the measured values.

A satisfactory agreement was obtained in the comparison of the calculated values with the measured ones and with the values evaluated from the theoretical equation which was derived by Uhlman and Mayer. It might be concluded that this calculation method is applicable to the analysis of the electric field strength in any other complicated electrode system of EP.

1. まえがき

電気集じん装置（以下EPと略称）は、ろ過集じん装置や洗浄集じん装置と並んで大気汚染防止の一役を担っている。しかし産業の発達に伴う工業生産物の増加およびコンビナートによる工場の局所的な集中化により環境の悪化が問題となり、排ガスに要求される清浄度は従来の常識に比べはるかに厳しいものとなっている。そして、この傾向は今後益々著しくなってゆくものと思われる。このため、EPの果たすべき役割は極めて重大なものとなり、その結果、より高い性能、より小型のEPの開発、そしてこのEPをより高い効

率で運転する必要が生じてきた。

EP内の電界強度分布は、集じん効率を左右する要素の一つで、集じん対象のダスト粒子の帯電電荷量および移動速度を決定する。このためEPの設計にあたって、その電界解析は電極の形状および配置を決定する上で極めて重要な意義をもつ。EP内では、コロナ放電電場が形成されているためにこれを理論的に解析するにはポアソンの方程式を解かなくてはならない。しかし、解析的に解けない複雑な境界条件を持つ電極系に対しては、ポアソンの方程式を理論的に解くことは困難である。現在、工場において多く実用されている平板型EP¹⁾に関しても電界解析の必要性にもかかわらず、理論的な解析は行なわれておらずTroost²⁾によって簡単な近似式が与えられているにすぎない。

そこで、逐次近似法³⁾と呼ばれる計算法により種々のEPの電極系に適用できる電界計算法の開発を試み

* 大学院電気工学専攻

** 電気工学科

た。この電界計算法は、ポアソンの方程式および電流連続の式をテイラー級数に展開し、逐次近似式に置き換えて直接計算を行う方法であり、電子計算機の発達している今日有力な手法となっている。しかし、一般にコロナ放電電場におけるこの計算においては、境界条件を決定するのが困難である。そこで、種々の電極系に対して比較的容易に計算できる境界条件を使用した。つまり、放電電極上の空間電荷密度に対する境界条件を決定するのに、コロナ開始電界強度を用いないで、放電電極近傍の電界強度を用いた。

本研究は、この電界計算法の妥当性を検討するために、電界解析が理論的に行なわれている⁴⁾⁵⁾⁶⁾円筒型EPに適用して計算した。また鋼球落下法⁷⁾⁸⁾⁹⁾を用いて電界強度を測定し、理論と実験の両面から検討した。この場合の電界強度は、鋼球の静電偏位を考慮して最適な帯電時間を決定して測定された。その結果、新しく開発した電界計算法による計算値（以後、計算値とする）は、測定値および次節の(1)式より求めた理論値（以後、理論値とする）と比較的良く一致した。そして、この電界計算法を他の電極系を有するEPの電界解析に適用できる可能性が得られた。

2. 逐次近似法による電界強度分布の計算

Uhlman¹⁰⁾およびMayer⁴⁾等は、ポアソン方程式を円筒型EPに適用して、そのコロナ放電電場の電界強度 E を表わす式を次式のように理論的に導出している。

$$E = \sqrt{\frac{2i}{4\pi\epsilon_0 K} + \left(\frac{E_0 r_0}{r}\right)^2} \quad (1)$$

ただし、 i は電流密度(A/m)、 ϵ_0 は真空の誘電率(F/m)、 K はイオン移動度($m^2/v \cdot s$)（本研究では、 K を空気(乾)中の負イオンの移動度として、 $K = 2.11 \times 10^{-4} m^2/v \cdot s$ とした)、 E_0 はコロナ開始電界強度(v/m)、 r_0 は放電電極半径(m)、 r は放電電極から半径方向への距離(m)である。

しかし、他の電極系に関しては、複雑な境界条件のためにポアソンの方程式を理論的に解くことは非常に困難である。現在、工業的に広く使用されている線対平行平板型EPに対しても、その理論解は存在していない。わずかに、Troostが(1)式を変形して、非常に概略的な近似式を与えている程度である。

そこで、ポアソンの方程式をテイラー級数に展開して近似式に置き換え、直接計算することにより種々の電極系に適用できる電界計算法の開発を試みることにした。

2.1 ポアソンの方程式の逐次近似式への変換

電極間に空間電荷が存在するコロナ放電電場においては、次のポアソンの方程式が成立する。

$$\nabla^2 \phi = -\rho/\epsilon_0 \quad (2)$$

ただし、 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。

$$J = K\rho E \quad (3)$$

ただし、 J はコロナ電流密度(A/m^2)、 E は電界強度(v/m)である。

(2)式を電位 ϕ に関して円筒座標系(r, θ, z)で表わすと、回転対称性から次式になる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial r} \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{\partial \phi}{\partial z} \frac{\partial \rho}{\partial z} = \rho^2/\epsilon_0 \quad (5)$$

そして、 $\phi(r, \theta, z)$ および $\rho(r, \theta, z)$ をテイラー級数に展開して、それぞれ2次および1次の項までを用いて(4)、(5)式をFig. 1に基づいて逐次近似式で表

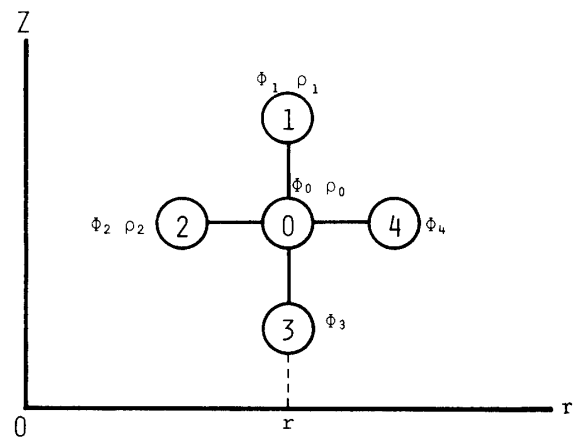


Fig. 1 Numbers of the mesh points (ϕ_i : field potential, ρ_i : space charge density)

わすと次式になる（基本的には、文献3参照）。

$$\phi_0 = \sum_{i=1}^4 \phi_i + (\phi_4 - \phi_2)h/8r + h^2 \rho_0/4\epsilon_0 \quad (6)$$

$$\rho_0 = \left\{ \frac{-(A+B) + \sqrt{(A+B)^2 + 4(A\rho_1 + B\rho_2)h^2/\epsilon_0}}{4(A\rho_1 + B\rho_2)h^2/\epsilon_0} \right\} \epsilon_0/h^2 \quad (7)$$

ただし、 $A = \phi_1 - \phi_0$ 、 $B = \phi_2 - \phi_0$ 、 h は格子間隔(m)である。

電界計算における逐次近似式は、通常テイラー級数に展開して2次の項までを用いるが、 ρ に関して1次の項のみで近似式を与えたのは、2次の項までを用いるとくり返し計算を進めていく上で、計算が収束しないて発散するという結果が得られるためである。

2.2 計算方法

(6), (7) 式を用いれば Fig. 1 に示すように, ある点 (この場合は, 点 0 を示す) の電位 ϕ は周囲の 4 点, また電荷密度 ρ は周囲の 2 点の値を用いて計算することができる. すなわち, コロナ放電電場を格子で分割し境界条件を与えれば, (6), (7) 式の逐次近似式で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 E の分布も計算できる.

これを円筒型 EP の電極系に適用すると Fig. 2 になる. 計算は格子間隔を 1.0×10^{-2} , $0.5 \times 10^{-2} \text{m}$ の 2 種類の正方格子に分割して行なったが, これらを理論値を評価基準として検討すると次のような結果が得られた.

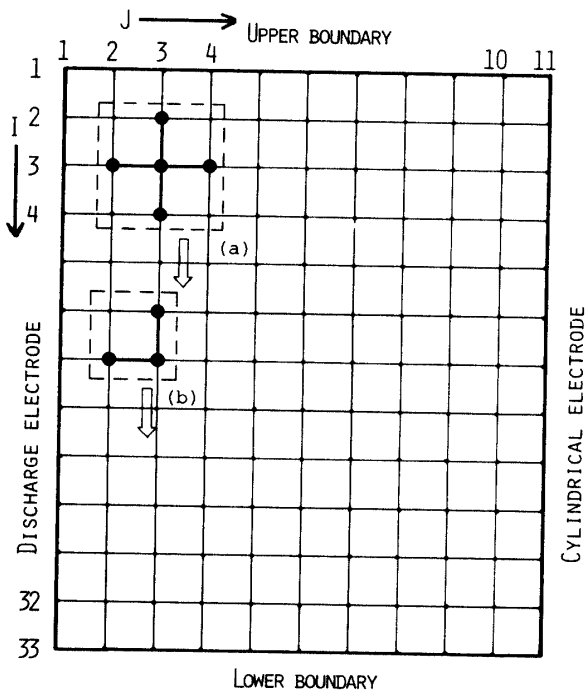


Fig. 2 Schematic diagram for cylindrical corona discharge field divided by meshes

- (1) 誤差の点では, 両者ともほぼ同程度 (約10%以内) であった.
- (2) 計算時間は, 前者は後者の約 1/10 で済んだ.
- (3) 計算の停止条件については, 前者の場合はデータに関係なく一定としても誤差の変動は小さいが, 後者の場合は, データを変えると誤差の変動も大きく, データに合わせて停止条件を変える必要が生じた.

以上の点より, 計算は格子間隔を $1.0 \times 10^{-2} \text{m}$ とし円筒型電極の内半径が 0.1m であることから全体として 11×33 の正方格子に分割し (Fig. 2 参照), Fig. 3

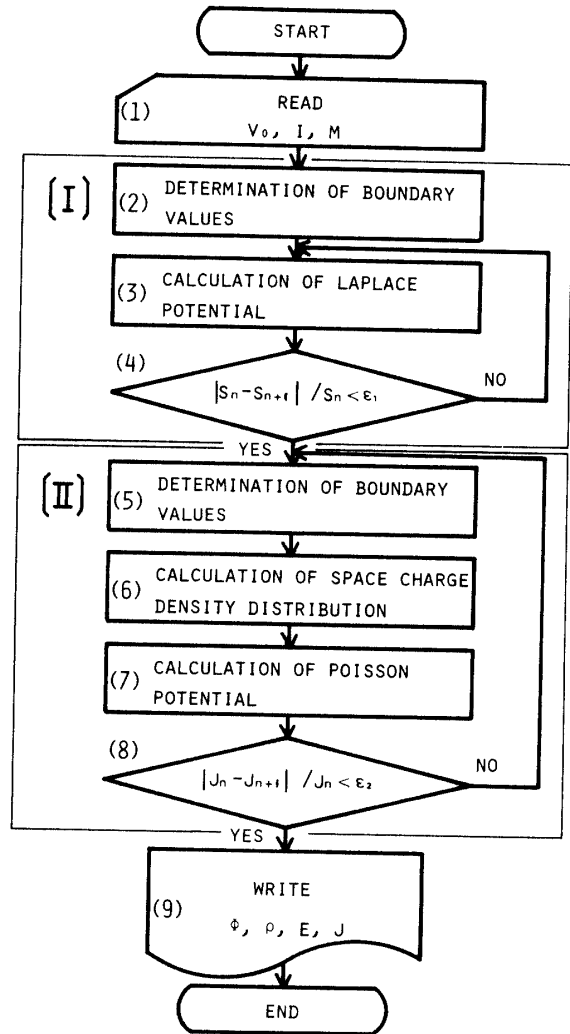


Fig. 3 Flow chart of calculation for corona discharge field co-axial cylindrical electrode

のフローチャートに従って計算した. フローチャートの [I] の部分は, 静電電場の電位分布の計算である. この計算は, フローチャートの [II] の部分のコロナ放電電場の計算の初期値となり, 計算時間の短縮および図の (5) の境界条件を決定するためである.

図の (2) の「DETERMINATION OF BOUNDARY VALUES」では, 次の (3) でラプラスの方程式を計算するための電位に関する境界条件を決定する. すなわち, 放電電極上では印加電圧 V_0 (V), 集じん電極である円筒型電極上では 0 (V) とした. また, 上下の境界 (Fig. 2 参照) は, 放電電極から半径方向の J 番目の電位を $\phi(J)$ とすると,

$$\phi(J) = V_0 \{1 - (J-1)/10\} \quad (J=1, 2, \dots, 11) \quad (8)$$

として与えた.

図の「CALCULATION OF LAPLACE POTENTIAL」では, ラプラスの方程式を用いて電位の計算を行なうので「ラプラス電位の計算」(以後, この用

語を用いる)と略称する。これは、(6)式の ρ_0 を0として計算する。計算の進行方向は、できるだけ早い時点で放電電極上の正確な境界条件を有効に利用するという観点から Fig. 2において(a)の矢印で示されているように(((I, J), I=2, 32), J=2, 10)すなわち、(2, 2)→(3, 2)→(4, 2)⋯(32, 10)の順序で進めた。また、上下の境界条件は、計算が一巡するごとに1つ内側の値を代入した。

図の(4)では、ラプラス電位の計算が一巡するごとに、電極の中央の電位分布の和 S_n を求める。すなわち

$$S_n = \sum_{j=1}^{11} \phi(16, J) \quad (9)$$

ただし、 S_n の添字 n は計算の繰り返し回数を表わす。そして

$$\frac{|S_n - S_{n+1}|}{S_n} < \epsilon_1 \quad (10)$$

が成立した時に計算を停止した。ただし停止条件 ϵ_1 はこの計算では $\epsilon_1=0.002$ とした。

図の(5)の「DETERMINATION OF BOUNDARY VALUES」では、次の(6)、(7)でコロナ放電電場の空間電荷密度 ρ および電位 ϕ の計算を行なうための境界条件を決定する。 ρ に関しては、放電電極が“線”であることからコロナ開始電界強度 E_0 を用いて(3)式より ρ を求めこれを放電電極上の境界条件とすることができるが、放電電極の形状が変化した電極(例えば針付ロッドなど)では、 E_0 を求められないのでこの方法を適用することができず、 ρ に関する境界条件を決定することが非常に困難となり一般性がない。そこで、 ρ を決定するために放電電極近傍の電界強度 E を次式より求めた。

$$E = \{\phi(16, 1) - \phi(16, 2)\} / h \quad (11)$$

そして、この点のコロナ電流密度 J を、電極系の幾何学的対称性から次のように求めた。

$$J = i / \pi h \quad (12)$$

ただし、 i は放電電極単位長さ当たりの電流密度(A/m)である。

(11)、(12)式を(3)式に代入して ρ を決定し、この ρ を放電電極上の境界条件とした。また、他の点の ρ の初期値は0として、電位 ϕ に関しては、フローチャートの[1]の部分のラプラス電位の計算から求めた値を境界条件および初期値とした。

図の(6)の「CALCULATION OF SPACE CHARGE DENSITY DISTRIBUTION」では(7)式を用いて計算する、この計算の進行方向は、Fig. 2の(b)の矢印で示している。空間電荷密度 ρ に関する上下の境界条件は、(3)の場合と同じく計算が一巡するごと

に1つ内側の値を代入した。これは、次の(7)におけるコロナ放電電場の電位計算においても同様である。

図の(7)の「CALCULATION OF POISSON POTENTIAL」では(6)式を用いて計算する。コロナ放電電場では、ポアソンの方程式が成立するので“ポアソン電位の計算”(以後、この用語を用いる)と略称する。計算方法は(3)の場合と全く同様である。

図の(8)では、集じん電極である円筒型電極近傍でのコロナ電流密度 J の変化分を、その点の電流密度で割った値が ϵ_2 (この計算では、 $\epsilon_2=0.005$ とした)以下になった時に計算を停止した。 J は、

$$E = \{\phi(16, 10) - \phi(16, 11)\} / h \quad (13)$$

$$\rho = \{\rho(16, 10) + \rho(16, 11)\} / 2 \quad (14)$$

とし、(13)、(14)式を(3)式に代入して求めた。なお計算に使用したデータは、次章で述べる鋼球落下法により求めた測定値から選んだ。また、計算結果および検討は4章で述べる。

3. 鋼球落下法による電界測定

イオン流の存在するコロナ放電空間の電界強度を実験的に測定する代表的な方法としては、静電探針法¹¹⁾、鋼球射出法¹²⁾、鋼球落下法⁷⁾⁸⁾⁹⁾などがある。ここでは、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鋼球落下法により電界測定を行なった。

3.1 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 a (m)の導体球(比誘電率 $\epsilon_s = \infty$)は、イオンによって次式で示される電荷量 Q (coul)を帯びる。

$$Q = 12\pi\epsilon_0 E a^2 \frac{t}{t + \frac{4\epsilon_0}{N_0 e K}} \quad (15)$$

ただし、 N_0 はイオン濃度(N/m³)、 e は単位電荷量(1.6×10^{-19} coul)である。

今、 $t_0 = 4\epsilon_0 / N_0 e K$ とすると、 $t \gg t_0$ でかつ a が一定ならば、導体球の帯電電荷量 Q は電界強度 E によって定まる。そこで、コロナ放電空間に導体球として鋼球を通過させ、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、これを行うためには、次の3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極空間は、球径に比べて十分大きい。
- (3) 導体球周辺のイオン濃度および電界強度は均一

である。

3.2 実験装置

Fig. 4 に実験装置の概略図を示す。放電電極には、直径 $1.56 \times 10^{-3} \text{m}$, $0.685 \times 10^{-3} \text{m}$ のステンレス線を使用した。また、集じん電極には、内径 $2.0 \times 10^{-2} \text{m}$, 長さの異なる鉄製の円筒管 4 種類を使用し鋼球の帯電時間を変化できるようにした。電界強度を測定するための鋼球は、直径 $3.9688 \times 10^{-3} \text{m}$ (飽和帯電時間 $t_s > 0.067^7$) のベアリングボールを使用し、電磁石型の落下装置で所定の位置に自然落下させた。

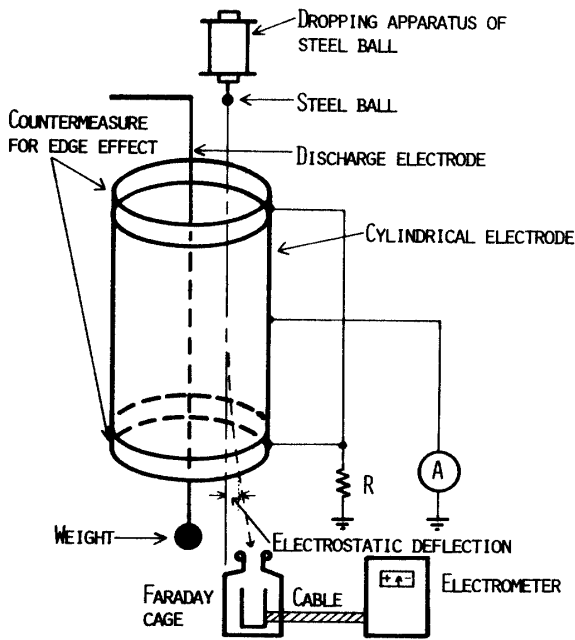


Fig. 4 Schematic diagram of the apparatus

鋼球の帯電時間 t は、次の式より求めた。

$$t = \sqrt{2/g} (\sqrt{h_2} - \sqrt{h_1}) \quad (16)$$

ただし、 h_1 は鋼球落下装置の鋼球支持点から円筒電極上端までの距離 (m), h_2 は同じく円筒電極の下端までの距離 (m), g は重力加速度 (9.8m/s^2) である。

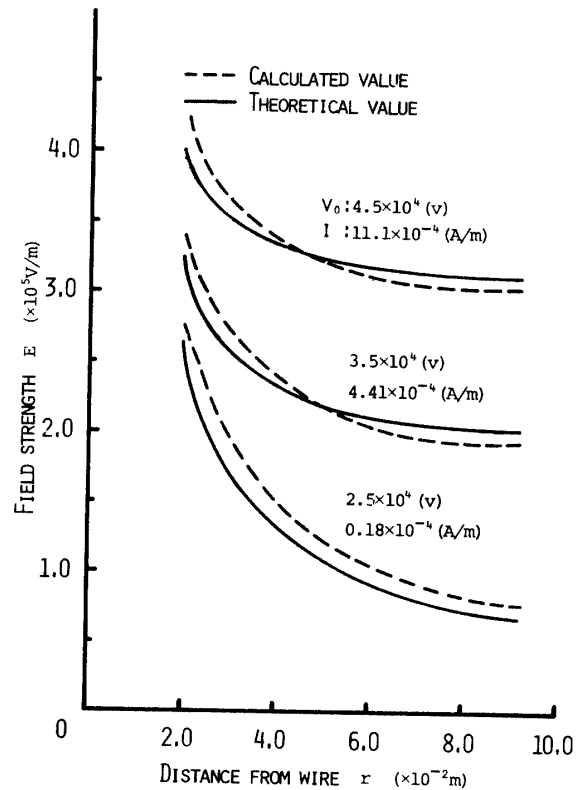
鋼球の帯電電荷量は、自然落下した帯電鋼球をファラデーケージで受けとめ、エレクトロメータで測定した。なお、印加電圧は実用 EP を考慮して負極性の高電圧を使用した。また、実験は静止大気中で行なわれた。

4. 検討

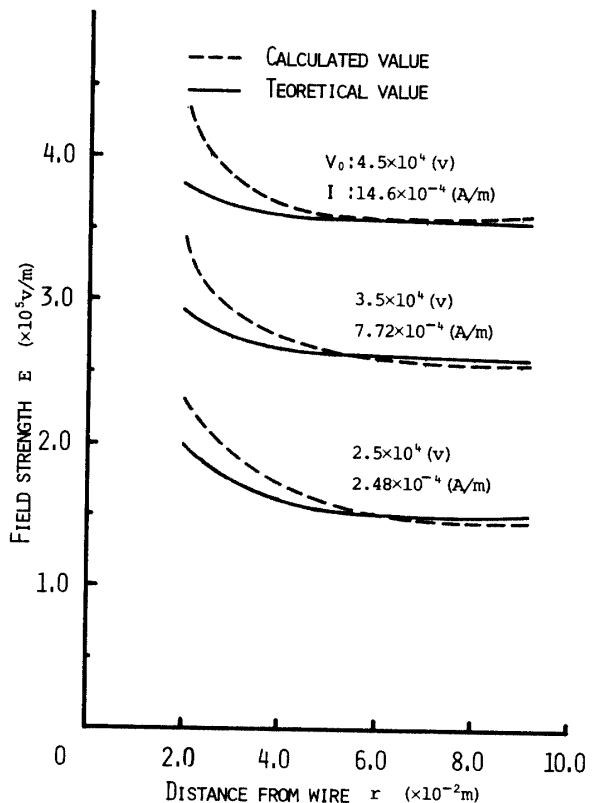
4.1 計算結果の検討

Fig. 5 の (a), (b) は、それぞれ放電電極の直径 $2r_0$ が、 1.56×10^{-3} , $0.685 \times 10^{-3} \text{m}$ の場合の計算値と

理論値のグラフである。両者より $2r_0$ が小さい方が、



(a) $2r_0 = 1.56 \times 10^{-3} \text{ (m)}$



(b) $2r_0 = 0.685 \times 10^{-3} \text{ (m)}$

Fig. 5 Corona electric field strength distributions in co-axial cylindrical electrode

同じ印加電圧でも電流密度が大きくなり、その結果、電界強度が高くなりそして均一化している。これは、Fig. 7の(a), (b)の測定値にも認められる。

次に、理論値を評価基準として計算値の検討を行なった。その結果、放電電極からの距離 r が2~4cmの部分では、計算値は理論値より大きくなっており、その誤差も他の部分と比べてかなり大きくなっている (Fig. 5の(a), (b))。これは、空間電荷密度 ρ の境界条件を決定する時 (Fig. 3の(6))。かなり概略的な値を用いたことと、この部分では電界強度が大きく変化しているにもかかわらず電極空間を格子間隔 $h = 1.0 \times 10^{-2} \text{m}$ の正方格子で分割したためだと考えられる。事実、 $h = 0.5 \times 10^{-2} \text{m}$ として求めた計算値は、この部分では理論値との誤差は小さくなっていた。しかし、前述したように、計算時間と全体としての誤差を考慮して $h = 1.0 \times 10^{-2} \text{m}$ の場合を採用した。境界条件に関しては、コロナ放電の物理現象に正しく対応した計算方法が現在のところ明らかでないために、これを解決することは非常に困難である。しかし、格子間隔に関しては、放電電極近傍で h を小さくして電界強度をもっと正確に求めて計算すれば、誤差も小さくなると考えられる。2章で述べた電界計算法はこれらの問題点を含んではいるが、理論値と10%以内の誤差で一致した。なお、Fig. 5の(a)の印加電圧 $V_0 = 2.5 \times 10^4 \text{V}$ のグラフは誤差が大きくなっているが、これは $2r_0$ が大きく V_0 が低いためにコロナ放電が不安定となったためである。

4.2 実験装置および測定値に対する検討

鋼球落下法では、所定の落下位置に対する鋼球の偏位が問題になる。これは鋼球落下装置による鋼球の所定位置に対するずれとクーロン力による静電偏位とが考えられる。前者に関しては、約2mの高さから落下させた時そのずれは約 $2.0 \times 10^{-3} \text{m}$ 以内に収まった。後者に関しては、後述の測定値の検討の中で行なっているのでここでは省略する。また、鋼球落下法による測定には前述した3つの仮定の成立が必要であるが、(1)の仮定は、ボールベアリングを用いて解決した。(2)の仮定は、電極空間が0.1mであるのに対して使用した鋼球の直径が $3.9688 \times 10^{-3} \text{m}$ であり、ほぼ成立していると考えられる。(3)の仮定は、本実験の円筒型電極系内の電界強度分布が(1)式に従うものとして計算した結果、わずかの誤差で成立することを確認した。

次に測定値の検討を行なう。Fig. 6は、(15)式より帯電時定数 t_0 を基準として鋼球の帯電時間 t を変化

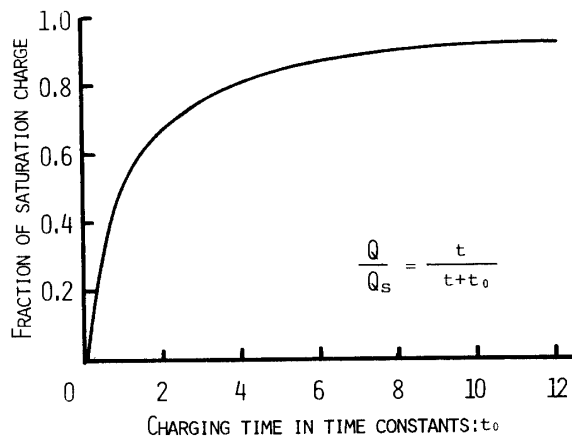
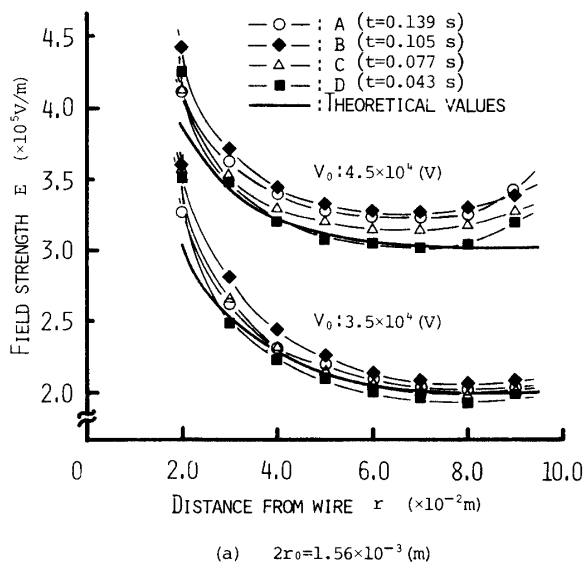
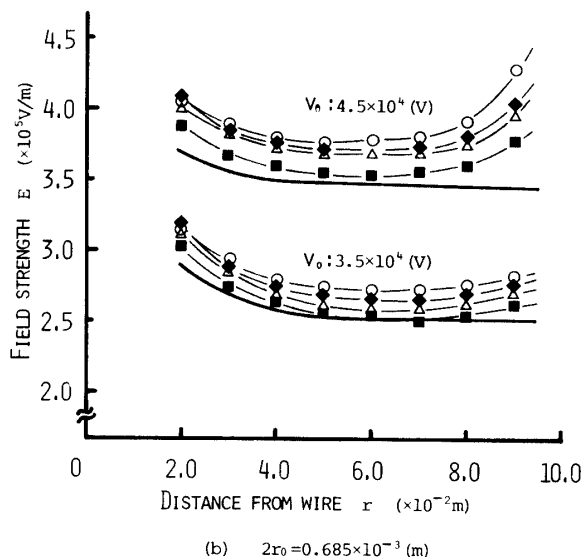


Fig. 6 Time rate of particle charging for field charging process

させた時の飽和帯電電荷量 Q_s に対する割合を示している。このグラフより、 t は t_0 の約8倍以上であれば、



(a) $2r_0 = 1.56 \times 10^{-3} \text{m}$



(b) $2r_0 = 0.685 \times 10^{-3} \text{m}$

Fig. 7 Corona electric field strength distributions in co-axial cylindrical electrode

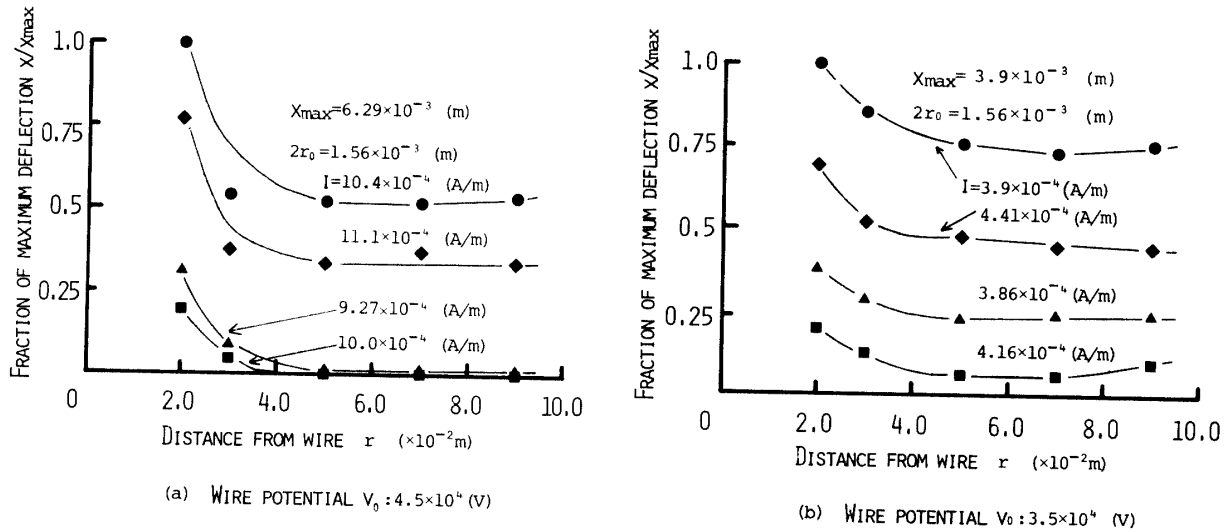


Fig. 8 Electrostatic deflections for charging time

ほぼ飽和帯電していると考えられる。Fig. 7 の (a), (b) は, $2r_0=1.56 \times 10^{-3}$, $0.685 \times 10^{-3} \text{m}$, $V_0=4.5 \times 10^4$, $3.5 \times 10^4 \text{V}$ の場合について t をパラメータとした測定値と理論値の比較を示している。電流密度は、同じ印加電圧でも雰囲気条件によって多少変化し、電界強度の測定値に影響を及ぼすので詳細を Table 1 に示した。なお理論値のグラフは、平均値を用いて求め

偏位した点の電界強度が、偏位する前の点の電界強度より大きい時に測定値に及ぼす影響が大きいと考えられる。そこで、Fig. 7 の (a) の $V_0=3.5 \times 10^4 \text{V}$ の場合には、静電偏位の測定値への影響はほとんどないものとして考えると（集じん電極近傍は除く）、鋼球は A, C の電界強度が一致している（Table 1 より、A, C の電流密度はほぼ一致している）ことより帯電時間 $t=0.077$ 秒で事実上飽和帯電していると考えられる。しかし、 $t=0.043$ 秒では明らかに未飽和帯電であることがわかる。B の場合には A より帯電時間が短いにもかかわらず電界強度が高くなっているのは、電流密度が A に比べて大きい（Table 1 参照）ためであると考えられる。以上の事は $V_0=4.5 \times 10^4 \text{V}$ の場合についても同様である。今、電極間の空間電荷密度の値を $2.5 \times 10^{-5} \text{coul/m}^3$ （2章の電界計算法から求めた値を使用）、イオン移動度を $2.11 \times 10^{-4} \text{m}^2/\text{v}\cdot\text{s}$ として帯電時定数 t_0 を計算すると、 $t_0=0.007$ となり Fig. 6 より鋼球は、 $t=0.007 \times 8=0.06$ 秒で事実上飽和帯電していることになり、理論的にも飽和帯電時間 $t=0.077$ 秒を満足している。

Table 1 Corona discharge current density (Unit: $\times 10^{-4} \text{A/m}$)

		—○— : A	—◆— : B	—△— : C	—■— : D
Fig. 7 (a)	4.5×10^4 (V)	10.4	11.1	9.27	10.0
	3.5×10^4 (V)	3.90	4.41	3.86	4.16
Fig. 7 (b)	4.5×10^4 (V)	13.3	14.6	14.2	13.8
	3.5×10^4 (V)	7.18	7.72	7.73	7.20

たものである。また Fig. 8 の (a), (b) に $2r_0=1.56 \times 10^{-3} \text{m}$, $V_0=4.5 \times 10^4$, $3.5 \times 10^4 \text{V}$ の場合の静電偏位を示す。 $2r_0=0.685 \times 10^{-3} \text{m}$ の場合については、 $V_0=4.5 \times 10^4 \text{V}$ の時 $X_{\text{max}}=6.3 \times 10^{-3} \text{m}$, $V_0=3.5 \times 10^4 \text{V}$ の時 $X_{\text{max}}=3.7 \times 10^{-3} \text{m}$ となり同様な傾向を示したので省略する。 Fig. 7 及び Fig. 8 より、鋼球の静電偏位は帯電時間が長い程、また電界強度が高い程大きくなっているのがわかる。しかし、静電偏位による測定値への影響は、鋼球が偏位した時に鋼球に流入する電気束が増える場合に大きいと考えられる。つまり

そこで、 $t \geq 0.077$ 秒では鋼球は飽和帯電していると考え、 Fig. 7 の (b) の場合には静電偏位の影響が現われているのがわかる。 $V_0=4.5 \times 10^4 \text{V}$ の場合について見ると、放電電極から $r=2 \sim 5 \times 10^{-2} \text{m}$ の部分では、電界強度は半径方向に向って小さくなっているためその影響は見られないが、 $r=5 \sim 9 \times 10^{-3} \text{m}$ の部分では高くなっているため静電偏位の影響が顕著である。このために A の電界強度は、電流密度が B のそれより小さい（Table 1 参照）にもかかわらず高くなっている。特に集じん電極近傍ではこの傾向は顕著である。

Fig. 9 は理論値を評価基準として測定値の誤差の平均 (2.5~4.9×10⁴V の測定値の誤差の平均, ただし, コロナ放電が不安定な 2r₀=1.56×10⁻³mm の場合の 2.5×10⁴V については除外した) を求め, 横軸に帯電時間 t をとりその関係を示したグラフである. このグラフでは, t=0.043 秒の時が誤差が最小となっている. しかし, 本実験の測定値としては, 理論値の信頼性, 測定値の再現性およびふらつき, 鋼球の飽和帯電時間, 静電偏位の影響などの点を考慮すると B の t=0.105 秒または C の t=0.077 秒の場合が最も信頼性があると思われる.

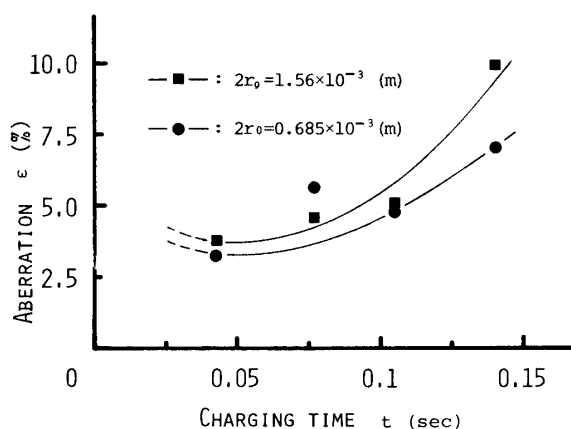
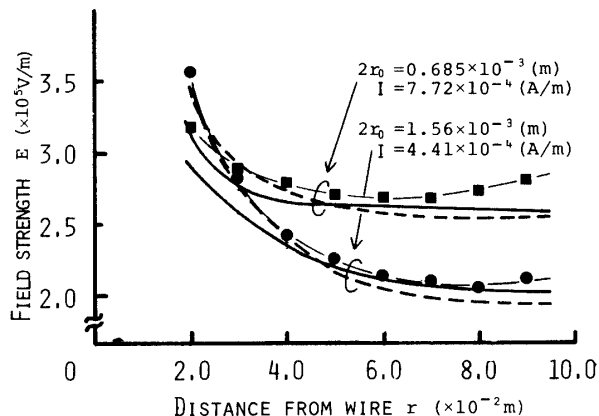
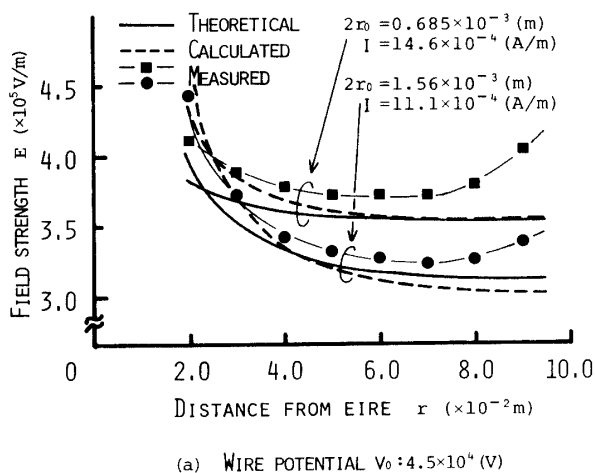


Fig. 9 Correlation between charging time and aberration

そこで B の t=0.105 秒の場合の測定値から求めた印加電圧と電流密度を用いて求めた電界強度の計算値のグラフを Fig. 10 の (a), (b) に示す. このグラフより, 同じ印加電圧でも放電線の直径が小さい方, つまり電流密度が大きい方が電界強度は高く均一化している. そして, 測定値の理論値に対する誤差は 7% 以内, 計算値の測定値に対する誤差は 10% は以内であっ



(b) WIRE POTENTIAL V₀: 3.5×10⁴ (V)

Fig. 10 Corona electric field strength distributions in co-axial cylindrical electrode

た. これは, 印加電圧が 2.5~4.9×10⁴V のすべての測定値について行なった結果である. ただし, コロナ放電が不安定な 2r₀=1.56×10⁻³m の場合の V₀=2.5×10⁴V については除外した.

5. まとめ

近似境界条件を用いて逐次近似法による円筒型 EP の電界強度分布の計算を行なった. また, 鋼球落下法により実験的に電界強度分布の測定を行い, これらの計算値と測定値および (1) 式より求めた値を比較検討した結果, 以下の事が明らかとなった.

- (1) 鋼球落下法による測定値は, 理論値 ((1) 式より求めた値) と 7% 以内で良い一致を示した.
- (2) 落下中の鋼球の静電偏位による誤差は, 鋼球が偏位した点の電界強度が偏位する前の点のそれより大きい時, つまり, 集じん電極近傍において大きく現われる事を実験的に確認した.
- (3) Kρ=2.08×10⁻⁹~5.8×10⁻⁹(A/m·v) の範囲において, 鋼球の未飽和による誤差と静電位偏位による誤差を最小にする最適な帯電時間は, 0.077 秒から 0.105 秒の範囲内であった.
- (4) ポアソンの式を逐次近似法で解くにあたって, 空間電荷密度に関する近似境界条件を用いて電界強度分布を求めた計算値は, 理論値および測定値と 10% 以内で一致した.
- (5) 近似境界条件を用いた逐次近似法による電界解析が円筒型 EP の電極系に対して有効であることは有意義である. そして, 他の電極系 (例えば, 平行平板型 EP) に, この方法が適用できる可能性が得られた.

終わりに、本研究を行なうにあたって御指導御支援頂く増田教授(東大)、赤崎教授(九大)、檜崎教授(山大)並びに御援助頂いた本学池田技官、卒論生村田君に感謝します。

参 考 文 献

- 1) 橋本清隆, 足立宜良: 静電気とその工業への応用, 東京電機大学出版局 (1969), p. 63
- 2) N. Troost: Proc. Instn Elek. Engrs **101**, 369 (1954)
- 3) 増田閃一, 河野照哉: プリンツ電界計算法, 朝倉書店 (1974) p. 171
- 4) O. Mayer: Arch. f. Elek., **18**, 270 (1927)
- 5) M.M. Pauthenier: J. de, Phys. **7**, 590 (1932)
- 6) H.J. Lowe & D.H. Lucas: Brit. J. appl. Phys. Suppl., **2**, 540 (1953)
- 7) 諫早典夫: 電学誌, **82**, 219 (1962)
- 8) H.J. White: INDUSTRIAL ELECTROSTATIC PRECIPITATION, ADDISON-WESLEY PUBLISHING COMPANY, INC. (1963) p. 142
- 9) M.M. Pauthenier and M. Moreau-Hanot: J. de, Phys., **3**, 590 (1932)
- 10) Uhlman: Arch. f. Elek., **23**, 323 (1929)
- 11) 佐藤芳夫: 電学誌, **53**, 182 (1933)
- 12) P. Cooperman: Trans. Amer. Inst. Elek. Engng., **75**, 64 (1956)
- 13) 竹山: 電磁気学現象論, 丸善, (1955) p. 63

(昭和53年4月15日 受理)