

コロナ放電界内の粒子に働く作用力とその影響の解析

足 立 宜 良*

On the Forces and their Effects for Movement of Particles in Corona discharge Field

Takayoshi ADACHI

Abstract

Electrical resistivity of some industrial dust particle plays a basic roll in electrical precipitation. Particle resistivity greater than 10^{10} ohm-cm or smaller than 10^4 ohm-cm lead precipitator efficiency to reduced condition. So, to study on the behavior of particles in electric field, the author suspended a model particle of some shape and electrical properties in an electric field of which positive electrode is plate and negative electrode is group of needles. The parameter of model particles are diameter, specific gravity and dielectric constant.

The author analysed the nature of various forces which act upon the suspended model particle in respective case. The results of these experiments are as follows.

1. The ionic wind occur remarkably, but its effects on the displacement of model particle is negligible small.

2. The gradient force work on the suspended particle movement at just before passive or negative electrode some remarkably. Nevertheless its effect for displacement of model particle are substancially negligible small at this experiment. Because the experiments were carried at the space between the electrodes where gradient force is feeble.

3. The experimental data show good agreement with theoretical displacement which derived solving the next function.

$$({+})F_c + (+)F_I + (-)F_g = 0$$

where, $(+)F_c$: Coulomb force $(+)F_I$: Image-force

$(-)F_g$: Gravitational damping force

4. The displacement of model particle is due to $(+)F_c$ basically, but with near collecting electrode, it depends on $(+)F_I$ substantially. The behavior in the latter case could have observed clearly at this experiment.

1. ま え が さ

近年、大気汚染防止が強く呼ばれるようになり、大企業のみならず中小企業を含めて経済的な電気集じん技術の開発が重要な問題となってきた。また、ばい煙規制法の施行と一般社会の公害に関する認識の向上から、集じん装置の集じん率の向上が強く要望される現状にある。他面、電気集じん装置の普及にともない集じんの対象になる煙霧体の性質および状態については、それらの範囲が著るしく拡げられつつある。たと

えば、性質として煙霧体の粒子径は $10^{-6} \sim 10^{-1}$ cm, 電気抵抗で $10^0 \sim 10^{16} \Omega \cdot \text{cm}$, 成分組成は多様なものを取扱かうことになる。

電気集じん装置の運転に種々の影響をおよぼす煙霧体の性質および状態は、大別するとつぎのようになる。

- (1) 粒子径の影響
- (2) 煙霧体の濃度の影響
- (3) 煙霧体の吸湿性, 付着性, 凝集性などの物理的な性質の影響

* 電気工学教室

(4) 煙霧体の電氣的固有抵抗の影響

このほかに煙霧体によっては、爆発性なども装置の構造および運転に影響をもたらす。これらは、設計ならびに運転指導の面で万全が考慮されており、電気集じん現象の考察においては、その影響を考えないでよく、ただコロナ放電による煙霧質の化学的変質については別の機会に考察する。

筆者は、煙霧体のこれらの性質のうち、電氣的性質としての微粒子堆積層の電気抵抗（みかけ固有抵抗）に重点をおいて考え方を進めてゆくことにする。前述のごとく、 $10^7 \sim 10^{16} \Omega\text{-cm}$ の広範囲の性質が経験されているが、煙霧体の固有抵抗は周囲の条件によって顕著に影響され一定したものではない。すなわち、高温領域では一般に半導体的な特性を示し¹⁾、湿度および圧力（堆積層の粗、密に關係）に対しても異様な特性を示す。すなわち、煙霧体の固有抵抗は、これらの特性および化学的成分の影響で、なかなか簡単な特性関数としては取扱いかねる。

ここにおいて、筆者は、高導電性煙霧体および低導電性煙霧体の集じん電界内における動静を工学的に解析して、これの電気集じん阻害要因を明らかにするとともに、その防除対策を提案しようと試みこの研究に着手した。

すなわち、集じん電界内の煙霧体の挙動を工学的に解析するにあたり、現象の觀察に都合のよい大きさ（直径がcm級）の模形粒子を用いることにした。この模形粒子の電氣的および機械的性質を種々に選んで、これをコロナ放電々界内につるして実験を行なった。

実験の結果は、集じん電界内の模形粒子の挙動を理論的に解析した結果と実用的によい一致を示しており、筆者の考察手法の妥当性を支持した。

2. 実験装置

2.1 実験装置の概要 実験に用いた直流電源装

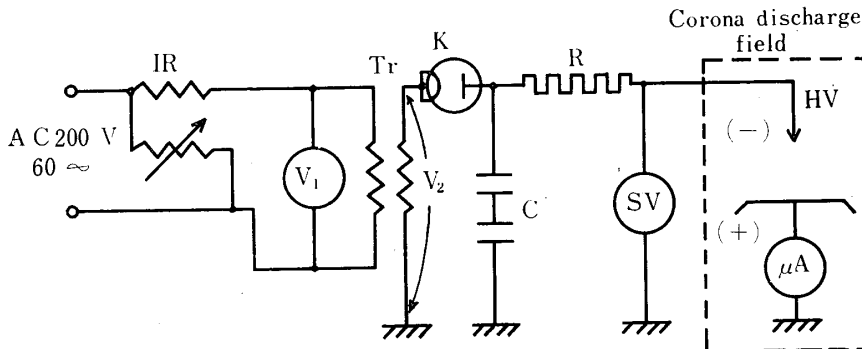


Fig. 1 Schema-diagram of experimental circuit

置を、Fig. 1に示す。ここで試験変圧器Trは容量5 KVA、巻数比250、平滑コンデンサCは $3.3 \times 10^{-6} \text{F}$ 、高電圧用整流器Kは150KVPの熱電子整流管である。点線内の集じん電界は、現象の觀察ならびに実験に都合により7針からなる多針放電々極（Needle-Electrode）と平板集じん電極（Plate-Electrode）とで構成されている。その概要はFig. 2に示すようである。Fig. 2の放電々極と集じん電極間の直流高電圧の調整はFig. 1のIR（誘導電圧調整器）を操作して行なわれる。しかして、放電々極と集じん電極間の不平等電界の平均電界強度 G [Stat V/cm] の分布状況は集じん電極面に設けた探極Probeへの流入コロナ電流密度から求める。

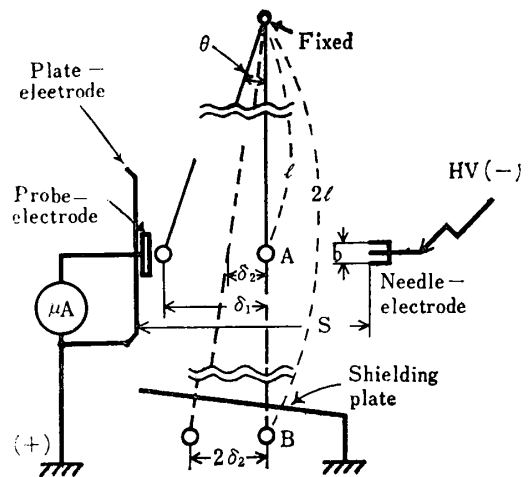


Fig. 2 Showing arrangement of electrodes and behavior of Suspensions in the corona discharge field

このような装置において、諸種の性状の粒子（Fig. 2にAで示す）の電界内における帯電の様態とこれが集じん電極に向って駆動される様子について理論的考察の結果を確かめようとするものである。

2.2 実験装置の特性 実験装置 Fig. 2の平均

電界強度分布および放電特性を求めるには、まず、集じん電極に取りつけた Probe 電極 (10×10cm², 銀板) への流入電流 I [μA] から集じん電極面間のその位置における平均電界強度を

$$G = K\sqrt{I}$$

として求める。そして Probe 電極の位置を集じん電極面に沿って移動し、全般の電界強度分布を求める。

(注：コロナ放電界内における電極面と直角方向の電界強度分布は、実験的測定法として鋼球落下法が報告²⁾されている。) 両電極間距離 S [cm] および印加高電圧 E [KV] をパラメータとして求めると、Fig. 3 に示すようである。ただし、放電々極側からみて、右側に Probe 電極を移動した距離を +x, 左側を -x とした。

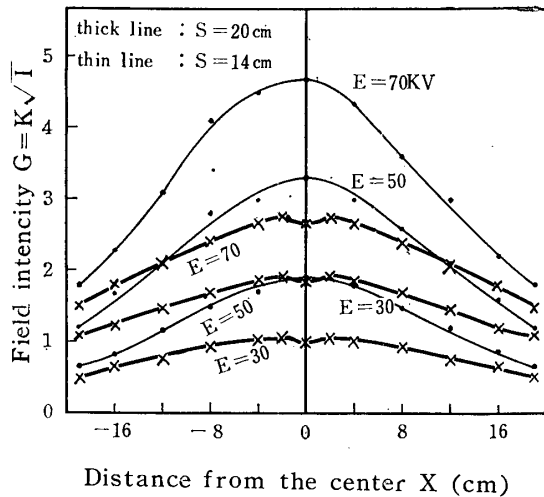


Fig. 3 Field intensity distribution just before the passive electrode

Fig. 3 の S=20cm の場合についてみると、Probe 電極位置が放電々極の中心線上、すなわち、X=0 近傍で電界強度分布曲線が凹形を成していることが注意される。これは、電極間距離 S が多針放電々極の包絡直径 b に比して大きいときは、放電々界内の電荷の析力により中心位よりもそのすぐ外側の所においてイオン密度が最大になることに原因する³⁾。

放電特性は電気集じん器としての実用的範囲 (適度に放電々流密度が大きい) については、両対数紙に整理したとき E—I の関係が Fig. 4 のように直線で示される。このことから、実験的に次のように与えられる。

$$\log I = \beta \log E + C \quad (1)$$

ここで E は印加実効電圧 [KV], I は Probe 電極に流入した電流 [μA/cm²], C は雰囲気ガスの状態

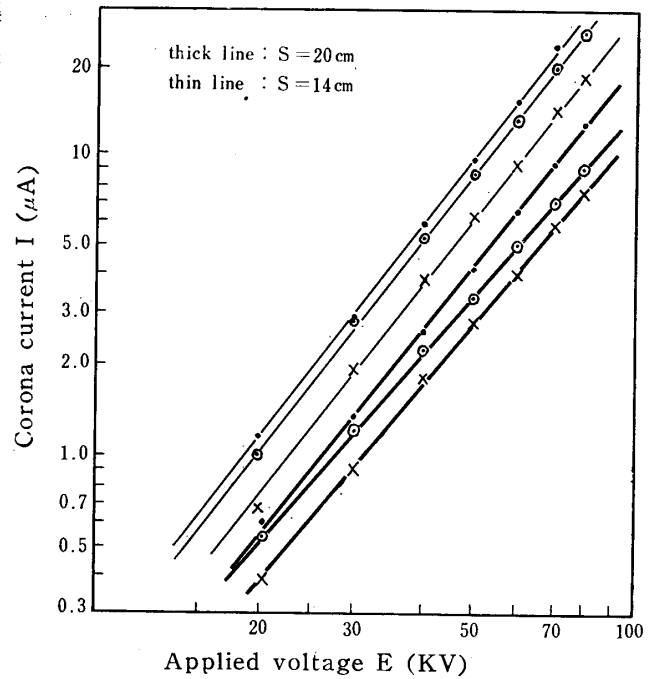


Fig. 4 Relation between applied voltage and corona current for respective model particles

- : Ag-plated steel ball (0.64cm dia.)
- ⊙ : Enamel-coated steel ball (1.10cm dia.)
- × : Steel ball (2.03cm dia.)

および性質、電極の寸法および状態等に関する定数、β は放電形式および電極寸法等による定数である。この装置では、模形球の直径 D_p [cm] による空間電荷効果が Fig. 4 に示した特性曲線に若干みられる。すなわち、大径粒子の場合ほど I がやや小さい値を示している。これらの実験値を Table. 1 にまとめる。

Fig. 3 の電界強度分布を求めるときに β=2.0 としたがこれは一般的であって、Table. 1 から模形粒子がないとき、β は S=14cm で 2.26, S=20cm で 2.32 であり、正しくはこの値を用いるべきである。種々の模形粒子を用いて求めた実験値 β は 2.0~2.5 であった。実際の工業的電気集じん器においては、煙霧の放電抵抗特性が適度であって正常にコロナ放電が行なわれて、円滑な集じん動作状態にあるときは、電極の形状寸法と表面状態によって、β は 2~6 で逆電離現象を伴うほどに煙霧の放電抵抗が大きいときには β は 20~80 にもなる⁴⁾。

Table. 1 Experimental values of β and C for respective model particle exists in the corona discharge field.

S	Model particles	β	C	Dia. of Ball Dp (cm)
S=20 (cm)	Nothing	2.32	-16.37	
	Ag-plated steel ball	2.29	-16.25	0.64
	Enamel-coated steel ball	2.08	-15.30	1.10
	Steel ball	2.14	-15.55	2.03
S=14 (cm)	Nothing	2.26	-14.63	
	Ag-plated steel ball	2.41	-16.32	
	Enamel-coated steel ball	2.24	-15.52	
	Steel ball	2.27	-15.85	

3. 電界内における粒子に働く種々の作用力の影響

3.1 帯電粒子の受ける種々の作用力 煙粒子の動作はこれが電荷を受授する速度によって支配されるものと考え、実験には現象の観察ならびに測定に好都合な種々の性質の模形粒子を用いた。模形粒子の動作を支配するパラメータとしては、粒子の表面抵抗（電気抵抗の異なる塗料を塗装）、大きさ、形態および誘電率の異なるものを用いた。それぞれの模形粒子を Fig. 2 の集じん電界の中央に絶縁糸（ナイロン糸：直径 0.2mm）によって吊し、電界強度の変化にともなう模形粒子の位置の変化 δ_1 を望遠顕微鏡を用い観測した。その結果を Fig. 5 に示す。

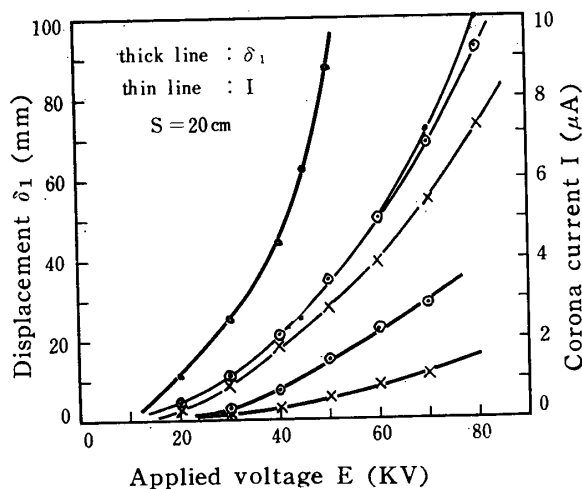


Fig. 5 Characteristic of corona discharge current I and displacement δ_1 for respective model particle. Data plotting mark corresponds to the case in Fig. 4 respectively

Fig. 5 の模形粒子の変位 δ_1 は、帯電した模形粒子に作用した力の合成で与えられ、その作用力としては、つぎの 7 種が考えられる。

- 1) 静電界におけるクーロン作用力
(Coulomb-force) : $\oplus F_c$
- 2) 接地電極（集じん極）面へのイメージ作用力
(Image-force) : $\oplus F_i$
- 3) イオン風圧による作用力
(Ionic-wind) : $\oplus F_w$
- 4) 吊糸の帯電々荷によるクーロン作用力
(Coulomb-force due to support) : $\oplus F_c$
- 5) 吊糸の傾斜により模形粒子に作用する重力の制動力 (Gravitational damping-force) :
 $\ominus F_g$
- 6) 不平等電界における誘電作用力
(Gradient-force) : $\ominus F_g$
- 7) 粒子がその保有電荷を集じん極に放電するときに受ける放電圧力
(Discharge pressure) : $\ominus F_D$

ここで各作用力 F の前につけた \oplus または \ominus の符号は、集じん極に向う作用力を \oplus 、反対方向の作用力を \ominus とした。4), 5) の作用力は、この実験方法において特に考えなくてはならない項である。1), 2), 6) の作用力については、くわしい解説⁵⁾があるが、3), 7) の作用力について考察された例はみあたらない。また、かように多くの作用力を同時に考慮して、解析がなされた例もみあたらない。

上記の作用力の内 3), 4), 6) の作用力およびその影響については、実験結果にもとづいてさらに理論

的考察を加える。

3・2 イオン風圧が模形粒子の変位に与える影響

コロナ放電界内は、大量（一般に $10^7 \sim 10^9$ 個/cc）の高速イオン（ $60 \sim 100$ m/s）の連続移動によってイオン風が誘発される。このイオン風によるイオン風圧によって、粒子が集じん電極へ追いやられる作用力を受けるであろうことは一応知られている。（注：針端電極と平板電極間の放電にともなうイオン風によって、煙粒子が駆逐されて、集じん電極上に針端電極正面を中心とする輪形の dust-figure を作ることは、W, Deutsch⁶⁾が実験的に示した）実際の集じん器において、この作用力がいかなる役割を演じているかは明らかでない。また、定量的に取扱った記録もみかけない。

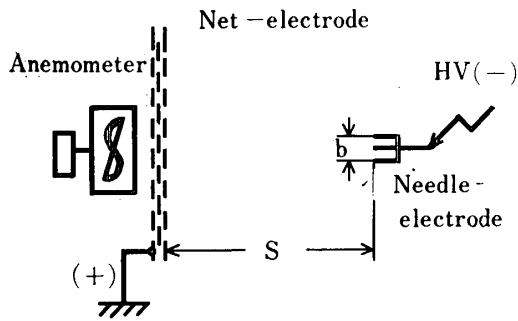


Fig. 6 Measurement of ionic windage effect

筆者は、Fig. 6に示したように、平板集じん電極を金網（素線径2.8mm, 方形孔ピッチ30mm）として、 $S=14$ cmおよび20cmにおける集じん電極前面の

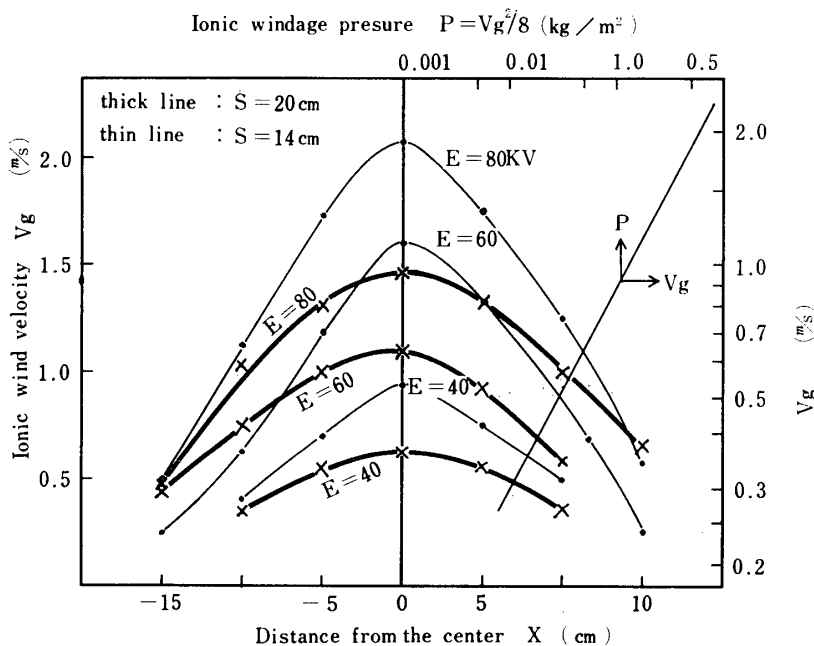


Fig. 7 ionic windage distribution along the face of Net-electrode

イオン風速 V_g [m/s] の分布を、Anemometerを用いて測定した。放電々極正面中心 ($x=0$) を基準にして左右への Anemometer の位置 x とイオン風速との関係を示すと Fig. 7 のようになる。

Fig. 7に示すように、放電々極正面におけるイオン風速は特に強いが、この傾向は S/b (S : 電極間距離, b : 放電々極の包絡直径) の値が大きいほど小さくなる。Fig. 7の $S=14$ cmをもとにして印加電圧 E [KV] とイオン風速 V_g [m/s] の関係を求めたのが Fig. 8である。Fig. 8に示すように、コロナ始

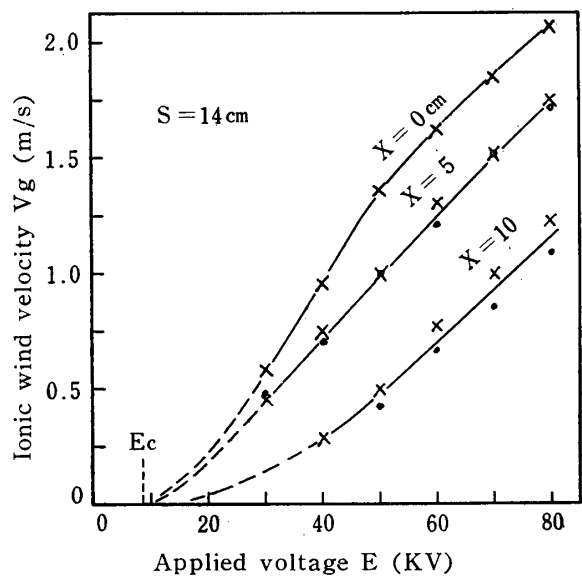


Fig. 8 Relation between applied voltage and ionic windage generated

発電圧 E_c 以上の電圧において、放電々極正面では電圧と共に急激にイオン風が強まるが、 $E \geq 50$ KVになるとイオン密度過度によりイオン密度平均化が起り、イオン風速の増勢がややおとろえる。中心から離れた範囲においては、なお漸増し S/b が大になるほど (Fig. 7参照) 平均化する。

Fig. 7に付記した実験式 $P = V_g^2 / 8$ [kg/m²] からイオン風速と風圧の関係ならびに最大風圧（最大風速を与える放電々極中心位）が種々の模形粒子に与える変位を δ_3 [mm] とする。この変位と印加電圧の関係を概算すると Fig. 9のよう

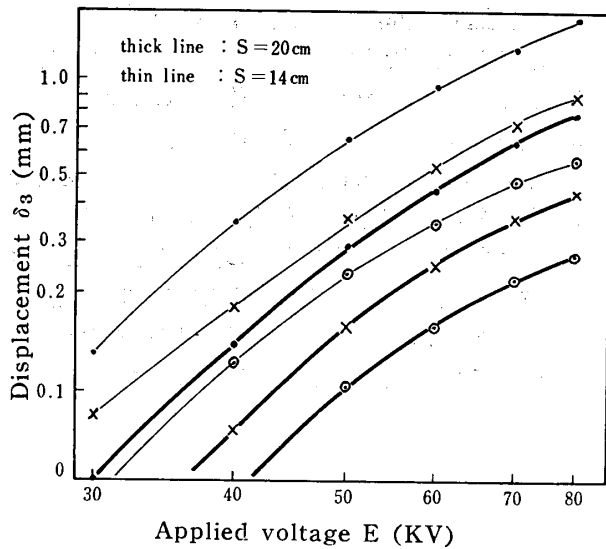


Fig. 9 Displacement of model particles due to ionic windage pressure
Data plotting mark corresponds to the case in Fig. 4 respectively

になる。ただし、放電々極間距離 S をパラメータとした。Fig. 9において変位 δ_3 の最大値は、 $S=14\text{cm}$ で $E=80\text{KV}$ における銀メッキ銅球であるが、それでもわずか 1.5mm 程度である。したがって、この実験に関して、イオン風圧の作用力 $\oplus F_w$ は、実質的影響を伴わないものとしてその補正を省略した。

3.3 吊糸自体に作用する力の影響 Fig. 5に示す種々の作用力による模形粒子の変位 δ_1 の測定において、吊糸の長さ l に沿って分布する電荷によるクローン作用力の影響は、実験観測結果より無視できないと考えられる。

吊糸の電荷は、長さ l に沿って電界強度分布に比例しているため、これの影響の補正計算は複雑になる。筆者は、Fig. 2の装置にBとして示したように、模形粒子を支点から $2l$ の距離に吊し、粒子の重量 mg による制動力を、静電遮蔽板を用いることにより電界外において与えることにした。かように、装置することによって模形粒子の帯電の影響を除外し、単純に mg 制動力を与えることができる。吊糸の長さ l の場合の変位量 δ_2 は吊糸の長さ $2l$ の場合の測定値 $2\delta_2$ から計算で得られる。これらの変位の間に2倍の関係があることは、吊糸の各部の帯電々荷量がそれぞれ飽和状態に達しており、かつ、各電圧下における吊糸の軌跡の測定値がFig. 10に示すようにほぼ直線になることから明らかである。

以上の考察ならびに実験結果から、吊糸の影響を除外した模形粒子の真の変位 δ は、模形粒子の変位化実

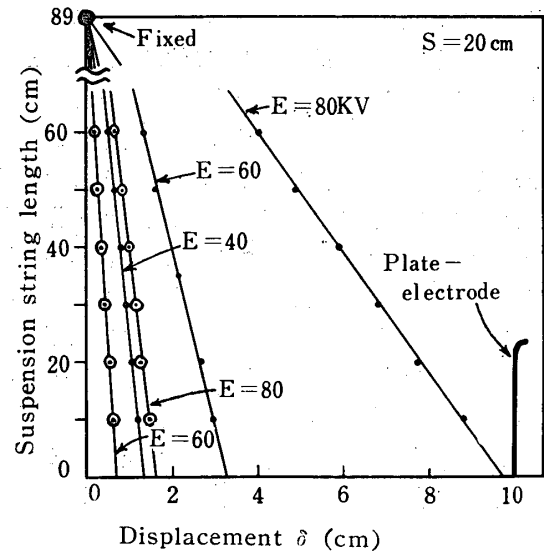


Fig. 10 Loci of suspension string in corona discharge field
Data plotting mark corresponds to the case in Fig. 4 respectively

測値 δ_1 からナイロン吊糸の電荷の影響による変位 δ_2 を差し引いて得られる。

すなわち、

$$\delta = \delta_1 - \delta_2 \quad (2)$$

吊糸自体の帯電性の影響は、ケバ去り絹糸 ($0.3\text{mm}\phi$) とナイロン糸 ($0.2\text{mm}\phi$) とでは大差がない。しかし、ケバ去り絹糸は、実験において再現性が不十分であり、また、糸の表面からの異常コロナ放電によるとみられる不規則な振動を模形粒子に与えるため、以後の実験にはもっぱら後者を用いた。

実験結果が示すように、 δ_2 の影響はかなり顕著である。したがって、Fig. 5の測定結果を基にして、(2)式で与えられる模形粒子の変位 δ を求めるとFig. 11の実線となる。

ナイロン吊糸の影響をFig. 10のようにして求めたが、さらにパラフィン液流 (直径、 3mm) をFig. 2の電界中央に落下 (6m/s) させて、その変位および電荷を測定 (測定結果省略) することにより、ナイロン吊糸の電荷による変位 δ_2 を(2)式のように取り扱ってよいことを再確認した。R. C. Tolman & S. Karrer⁷⁾ が、円筒放電極と平板電極とで構成する電界内に、種々の絶縁性液体のゼットを流下させて誘電作用力の実験を行なっているが、筆者の実験においては、コロナ始発電圧以下の電界において誘電作用力によりパラフィン液流が放電々極の方へ、ごくわずかに吸引される結果を得た。

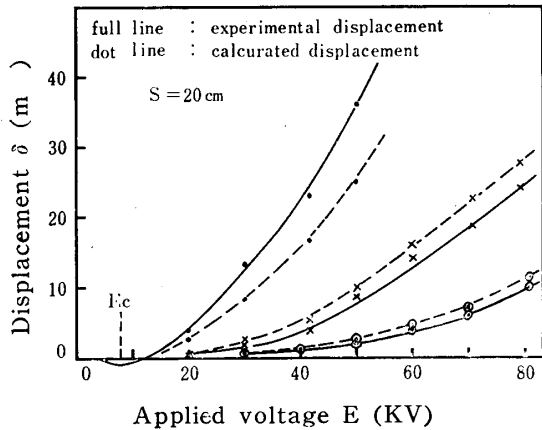


Fig. 11 Theoretical consideration about the displacement of model particles
Data plotting mark corresponds to the case in Fig. 4 respectively

3・4 不平等電界における誘電作用力の影響 集

じん電界内の球形粒子に作用する誘電力 $\ominus F_G$ は、つぎの式で表わされる⁵⁾。

$$\ominus F_G = KD_P^3 \left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1} \right) \frac{dG^2}{dx} \quad (3)$$

ただし、 D_P は粒子直径、 ϵ は粒子の誘電率、 x は粒子と放電々極との距離、 K は比例定数とする。

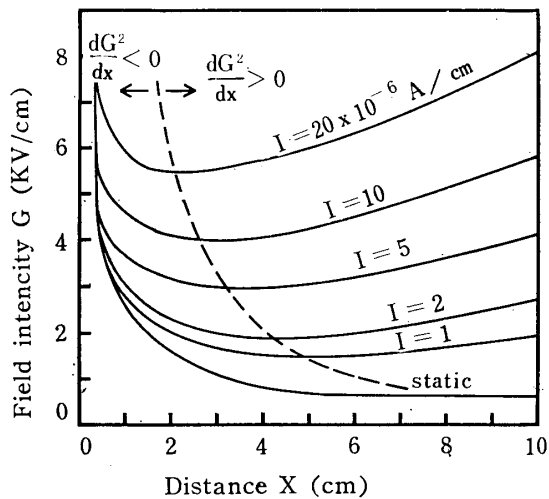


Fig. 12 Field intensity distribution between plate-electrode and wire-electrode⁵⁾

平板形電気集じん器内における電界強度 G [KV/cm] の分布例が、Fig. 12のように示されている。 $x=0$ が放電々極表面に相当する。Fig. 12 の点線の左側は $dG^2/dx < 0$ で右側は $dG^2/dx > 0$ となるから、前者は放電々極へ向う作用力、後者は集じん電極へ向う作用力になる。Fig. 12から明らかなように、放電々極近傍においては、曲線の勾配が急であること

から dG^2/dx が大である。したがって、(3)式を考慮するにあたり放電々極近傍が $\ominus F_G$ の力が大である。

この作用力の影響を観察するにあたり、鋼球等の比重の大きい粒子では変位が小さく測定が困難なので墨(導電性)を塗装したピンポン球を用いた。この測定結果を Fig. 13に示す。

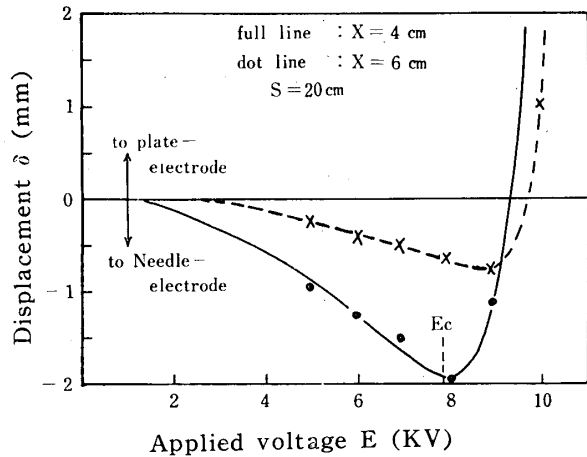


Fig. 13 The effect of gradient force on the carbon-coated ping-pong ball (3.77cm dia.)
X: Distance from needle-electrode to the ping-pong ball

運転中の電気集じん器において、放電々極にダストが附着して放電々極が肥大する状態が生ずるが、印加電圧が低くすぎると、ダストが放電々極へ吸引されかような事態を招くことが、Fig. 13から容易に理解される。

4. 帯電粒子の変位の理論的考察

4・1 帯電粒子の測定変位と理論変位の比較 帯電粒子を集じん電極に向って駆動する作用力は、3・1節に記した1)～4)の4つの力の合成であるが、3)のイオン風による力は3・2節の考察から、考慮外としてさしつかえがない。4)の吊糸のクーロン作用力は、かなり顕著であるが、この影響は前述のようにこれを消除することができる。すなわち、Fig. 11の実験値変位 δ (実線) は1)と2)の合成力 $\left[\ominus F_G + \ominus F_1 \right]$ によるところの作用力の影響にはほかならない。

また、放電々極の方へ向う作用力は、5)～7)の合成であるが、7)の集じん極面上の放電圧力 $\ominus F_1$ は電界内模形粒子の運動には影響がないので、これの考察は別稿にゆずる。6)の誘電作用力 $\ominus F_G$ による影響は、コロナ始発電圧付近で最大となるが粒子変位

としては、3・4節より1~2mmの程度にすぎないから、実質的にはこれを考慮外としてよい。このことは、3・3節のパラフィン流下流体による実験においても同様に確認された。おもうに、本実験は電界強度勾配が比較的小さい両電極間の中央部において行なわれたので、この実験結果の考察に関するかぎりにおいては、これの影響の補正を省略される。両電極近傍、殊に放電々極近傍における粒子の動静を考察する場合においては、この影響は多少大きくなる。

したがって、この実験において放電々極の方へ向う作用力は、実質的には5)の吊糸の傾斜による模形粒子に作用する重力による制動力 $\ominus F_g$ だけと考えるよい。

以上のことをまとめると、コロナ放電々界内において、模形粒子が十分な電荷を得て静止した平衡状態においては、つぎの式がなり立つ

$$\oplus F_C + \oplus F_I + \ominus F_g = 0 \quad (4)$$

ここで(4)式の各々の作用力についてさらに考察をすすめる。静電界におけるクーロン作用力 $\oplus F_C$ は次式で表わされる。(以下CGS単位系として取扱う)

$$\begin{aligned} \ominus F_C &= (ne)G = \left(\frac{\zeta D_P^2 G}{4} \right) \cdot G \\ &= \frac{1}{4} \zeta D_P^2 G^2 \end{aligned} \quad (5)$$

ただし、 ne はある電界強度における模形粒子にたくえられる飽和電荷量、 G は電界強度、 ζ は模形粒子の電氣的性質を示す定数で誘電率 ϵ をもつ物質については、つぎの式で表わされる。

$$\zeta = 1 + 2 \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \quad (6)$$

次に接地電極面へのイメージ作用力 $\oplus F_I$ は、模形粒子の電荷が ne で模形粒子と接地電極との距離が $[S/2 - \delta]$ であるから、つぎの式で表わされる。

$$\oplus F_I = \frac{(ne)^2}{4 \left(\frac{S}{2} - \delta \right)^2} = \frac{\zeta^2 D_P^4 G^2}{64 \left(\frac{S}{2} - \delta \right)^2} \quad (7)$$

最後に、吊糸の傾斜により模形粒子に作用する重力の制動力 $\ominus F_g$ は、Fig. 2において模形粒子の質量を m 、模形粒子の変位 δ に相当する支点における吊糸の変位角を θ とすると、つぎの式で表わされる。

$$\ominus F_g = mg \cdot \sin \theta = mg \frac{\delta}{l} \quad (8)$$

(5), (7), および(8)式を(4)式に代入すると

$$\frac{1}{4} \zeta D_P^2 G^2 + \frac{\zeta^2 D_P^4 G^2}{64 \left(\frac{S}{2} - \delta \right)^2} = mg \frac{\delta}{l} \quad (9)$$

(9)式を δ について解いて整理すると

$$\begin{aligned} \delta^3 - (S+k) \delta^2 + S \left(\frac{S}{4} + k \right) \delta \\ - \frac{k}{4} \left(S^2 + \frac{D_P^2 \zeta}{4} \right) = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

ただし、 $k = l D_P^2 G^2 \zeta / (4 mg)$ とする。

(10)式において電界強度 G は、各々の模形粒子が電界内にある場合の放電々流をもとにして計算し、(G の求め方は付録参照)その他の係数は各々の場合の実験データを入れて、 δ をデジタル計算機によって求めた。かようにして求めた理論計算値をFig. 11に記入した結果をみると、実験値と理論値とはかなりの一致を示している。したがって、(10)式を導びいた理論と仮定は正しいといえる。

4・2 帯電粒子の運動の理論的解析 ここで(4)式の左辺、すなわち、(9)式の左辺 δ について、模形粒子のコロナ放電々界内における運動の様子と関連をもたせて考察してみる。まず $\oplus F_C$ と $\oplus F_I$ が等しくなる変位 δ を求める。

$$\begin{aligned} \oplus F_C &= \oplus F_I \\ \therefore \frac{1}{4} \zeta D_P^2 G^2 &= \frac{\zeta^2 D_P^4 G^2}{64 \left(\frac{S}{2} - \delta \right)^2} \end{aligned}$$

上式を δ について解くと

$$\delta = \frac{S}{2} - \frac{D_P \sqrt{\zeta}}{4} \quad (11)$$

(11)式で粒子の電氣的性質を示す ζ の値は、 $\epsilon = \infty$ (鋼球の場合)のときは(6)式から $\zeta = 3$ となる。よって、(11)式の第2項は粒子半径に近い値になるから、模形粒子が集じん電極面にごく接近すると $\oplus F_I$ がきいてくる。このことは、集じん電極に粒子が接近すると急激に速度を増し、集じん電極に吸引されることが実験でも観測された。

また、変位 δ が(11)式よりも小さい範囲では $\oplus F_C \gg \oplus F_I$ である。 $G = k\sqrt{I}$ の関係を(5)式に代入すると

$$\oplus F_C = \frac{1}{4} \zeta D_P^2 G^2 \propto \zeta D_P^2 I \quad (12)$$

すなわち、 $\oplus F_C$ は粒子の電氣的性質と状態できまると D_P^2 を係数とし、 I に比例する。Fig. 5において状態特定の模形粒子についてみると I と δ_1 の曲線の性質が相似しており、このことを表わしている。

5. むすび

以上の実験ならびに理論的考察にもとづいて、筆者が得た結果を要約すると次のようである。

(1) イオン風はかなり顕著に起り、ある電圧以上になるとイオン密度平均化のためイオン風速は電圧増加

に関して増勢がおとろえる。しかし、本実験では帯電粒子の変位の測定結果に実質的影響をおよぼすほどでない。

(2) 誘電作用力は高電圧において、集じん電極近傍で働くことが理論的にわかった。しかし、測定することは困難である。コロナ開始電圧以前における放電々極近傍でかなり顕著に生ずるが、電位傾度勾配の小さい域で行なわれた本実験ではこれの影響を考慮しなくてもよい。

(3) コロナ放電々界内の帯電粒子の測定値変位 δ は $\oplus F_c + \oplus F_I + \ominus F_g = 0$ として得た理論値 δ とほとんど一致した。このことは、理論的考察手法の妥当性を支持するものといえる。

(4) コロナ放電々界内の帯電粒子の変位は、基本的には $\oplus F_c$ に大きく作用されるが、集じん電極面近傍においては、 $\oplus F_I$ の作用によるところが大であることが理論的に明らかにされた。また、後者の影響は実験でも明らかに観察された。

この研究に興味をもたれて始終ご激励をいただいた牧元教授、ならびに懇切なご指導を賜った橋本清隆教授のご厚意に深く謝意を表す。また、熱心に実験を援助された本学助手城市久徳、技術員池田隆両氏および学生丹生、浜田、中村3君の労を感謝する。

参 考 文 献

- 1) 橋本清隆・谷口 豊：電気集じん装置の理論と実際：電気書院（昭・40）p.62~64
- 2) 諫早典夫：電気集じん装置におけるコロナ電界分布の銅球落下法による解析：電学誌，82，881（1962）pp.219~228
- 3) 橋本清隆：新しい塗装と乾燥：オーム社（昭・27）p.32
- 4) 橋本清隆：電気集じん理論：大気汚染，1，2（1965）pp.53~60

- 5) 福田節夫：電気集じん法と其応用：電学誌（昭・5—1）p.1~42
- 6) W. Deutsch：Spitzenentladung und Elektrische Wind；Annd, Phys, Bd. 476. s. 729（1925）
- 7) R. C. Tolman & S. Karrer：Motion of Droplets and Particles in the Field of the Corona Discharge；Chem. & Metallurg. Eng. Vol. 22（1920）p.1203

付 録

(9)式における電界強度 G の求め方 コロナ放電々界における電界強度 G 〔Stat V/cm〕は、放電々極と集じん電極の間の空間の各点において同一ではない。そこで、平均電界強度 G を考える。一般的に $G = K\sqrt{I}$ と考えてさしつかえがないが、Table. 1 に示した結果において注意されるように、電界内に模形粒子がある場合、 β および C が変化することから、下記のような方法を用いて G を求めた。

$$\left(\frac{E \times 10^8}{300S}\right)^\beta = K \times 3.33 \times 10^9 \times I \quad (13)$$

$$\therefore K = \frac{1}{3.33 \times 10^9 \times I} \left(\frac{E}{300S}\right)^\beta \quad (14)$$

ただし、 E は印加電圧〔KV〕、 I は印加電圧 E のときの放電々流〔A〕、 S は極間距離〔cm〕、 K は未知な定数である。まず、ある模形粒子について、Table. 1 の β とその粒子が電界内にある場合の E 、 I を(14)式に代入して K を求める。ついで(13)式から電界強度 G を求めると

$$G^\beta = K \times 3.33 \times 10^9 I$$

$$\therefore G = (KI \times 3.33 \times 10^9)^{\frac{1}{\beta}}$$

として、 G が計算で求められる。

（昭和41年5月27日受理）