

# 高導電性粒子の電気集じん過程における 放電圧力とその影響に関する研究

足 立 宜 良\*

## Studies About the Discharge Pressure and its Effects on Electric Precipitation of Higher-Electric-Conductivity Particles

Takayoshi ADACHI

### Abstract

The collecting efficiency of an electric precipitation may be effected with electrical conductivity of some industrial dust under treatment. The conventional theory predicts much higher efficiency for the electrical precipitation of particles of electrical conductivity higher than  $10^{-4}$  mho/cm.

In fact the measurements of actual performances give far low efficiencies in such cases.

To make the physical meaning about the phenomena clear, the author carried some improved works.

The author suspended a model particle of convenient electrical and physical properties as a pendulum system, in an electric field consisting of a positive plate electrode and a negative multi-needle electrode where the moderate corona was setting up.

The model particle was held so close to the plate electrode surface that the condenser energy flashed through the air gap as the condenser terminals connected across them.

Varying the energy stored in the condenser, the behavior of the particle was observed. Then the author found following facts newly.

(1) When a condenser energy given as  $1/2 CE^2$  flashed through the air gap  $\delta_2$ , the particle gained a first kick with an equivalent potential energy, and there existed some definite relation between them.

(2) The author called the force that gave the kick as "Discharge pressure".

(3) The cinematographic analysis about this phenomena gave the relation as "The discharge pressure gap increases by  $E^4$  proportionally as the condenser charging voltage  $E$  increases".

(4) The same result had been derived from different experiment. Namely, the discharge gap length  $\delta_2$  increased by  $I^2$  proportionally under steady corona discharge current  $I$ . While  $I$  increased by  $E^2$  proportionally as had been previously mentioned<sup>4)</sup>. And then,  $\delta_2$  varied with corona discharge energy  $E^4$  proportionally too.

(5) After all, the conventional theory giving collecting efficiency of an electric precipitation handling higher conductivity dust should be corrected after those results newly investigated.

(6) At this, the author proposes to introduce the term " $K_2(\rho/\rho_0-1)E^4$ " to the conventional efficiency equation as for conductive dust precipitation. Where,  $K_2$  is a constant mainly depending on the shape of the particle,  $\rho$  denotes the electric conductivity of the particle,  $\rho_0$  is the critical value from which the inconvenient phenomena appear and  $E$  is the applied voltage.

\* 電気工学教室

## 1. ま え が き

工業的発じん粒子の電気的固有抵抗が、おおむね  $10^4 \Omega\text{-cm}$  以下の場合においては、これらを取扱う電気集じん器の集じん率が理論値よりもはるかに低下する。

たとえば、原油の不完全燃焼によつて生ずるカーボン・ブラックの固有抵抗はこの範囲にあり、熱分解による生成粒子が小さくなるほど固有抵抗値も小さくなる<sup>1)</sup>。重油もしくは原油の熱分解ガスを合成工業原料とするため、ガスの高度清浄を主目的としてカーボン・ブラックの集じんを行なうには、汚水処理の点で困難が伴うが、湿式電気集じん装置を用いることが最も有効で、かつ、安定運転が行なわれる。しかし、カーボン・ブラックの製造を目的とする場合には、乾式電気集じん装置によつて捕集しなくてはならない。

わが国における原油の消費量は、昭和40年度を基準として20年後には4.5倍になり、全エネルギー供給源の75%をしめると予想される<sup>2)</sup>。このことは、様々な観点において公害問題につながるものであると考えられ、今日、この種の煙じんを経済的に処理し得る電気集じん技術を確立しておくことが重要な問題である。

ここにおいて筆者は、先に報告した“集じん電極面における帯電粒子の挙動について”の研究<sup>3)</sup>につづいて、問題を高導電性粒子の電気集じんに限定し、集じん電極面における煙粒子の跳躍現象など、集じん率の低下に関与する要因の解明を目的として、この研究に着手した。

まず、帯電粒子が集じん電極面に到達する瞬間において、その保有電荷を一時に放出するためになんらかの作用力が発生するであろうことを考え、筆者はこれを放電圧力と仮称した。放電圧力については、これまでの文献には、その構想ならびに解析例がみあたらない。

そこで、筆者は集じん電界内に高導電性模型粒子を吊し、集じん電極面上で、これに作用する放電圧力の影響を写真測定した。また、集じん電極の直前に小間隙をもつて、導電性模型粒子を単振子状態で吊し、この小間隙を通じて、コンデンサに充電したエネルギーを瞬間的に放電させて、振子の受けた運動エネルギーを計算した。

これらの現象の観察ならびに測定結果の考察から、高導電性粒子の電気集じんににおける集じん率低下の要因を明らかにし、集じん率表示理論式の修正に関する提案を試みた。

## 2. 放 電 圧 力

2・1 懸吊模型粒子に作用する放電圧力 実験に用いた集じん電界は、これまでの研究<sup>4)</sup>におけると同様に、7針からなる放電々極 (Multi-needle electrode) と平板集じん電極 (Plate electrode) とで構成される。その概要は Fig. 1 に示すようである。

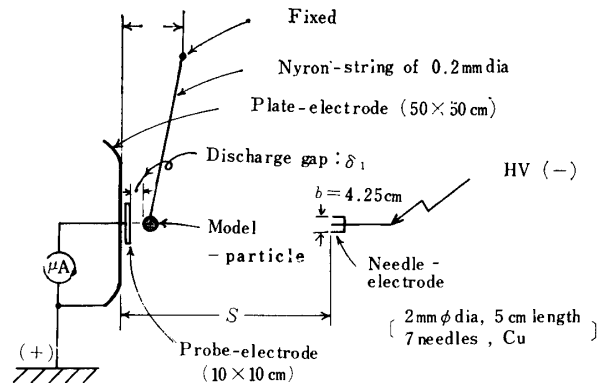


Fig.1 Showing arrangement of electrode and behavior of suspension in the corona discharge field

Fig. 1 において、高導電性模型粒子を吊した絶縁性ナイロン糸 ( $0.2\text{mm}\phi$ ) による重力に基づく制御力を、省除するために、吊糸の支点を集じん電極面の前方  $1\text{cm}$  の鉛直線上に設けた。したがって、集じん電極面に充分近接して吊した高導電性粒子と集じん電極との間に放電々圧以上の電圧を印加すると、粒子はイメージ作用力  $\oplus F_I$  とクーロン作用力  $\oplus F_c$  および放電圧力  $\ominus F_D$  との和が平衡した状態、すなわち、

$$\oplus F_I + \oplus F_c + \ominus F_D = 0 \quad (1)$$

の関係を満足する間隙を保持して、電荷の充放電を持続する。

この放電現象を暗室内において、開放3分間露出の条件で、カメラ (Canonet,  $f=1.9$ , フィルムはSSS) を用いて撮影した。印加電圧の増加にしたがって放電々流が増加し、これに伴って放電間隙の大きさが変化する。写真測定による印加電圧とコロナ放電間隙の関係は Fig. 2 に示すようである。この放電形式における、コロナ放電現象ならびに電流波形の解析はすでに行なっているが、その発表はつぎの機会にゆずらしていただく。

Fig. 2 の曲線(a)についてみると、印加電圧  $E$  が  $25\text{KV}$  以下ではコロナ放電が観察されない。  $25\text{KV} < E < 40\text{KV}$  では、印加電圧が低いことから粒子の充電速度が遅く、電荷の受授の周期が大きい。このために、

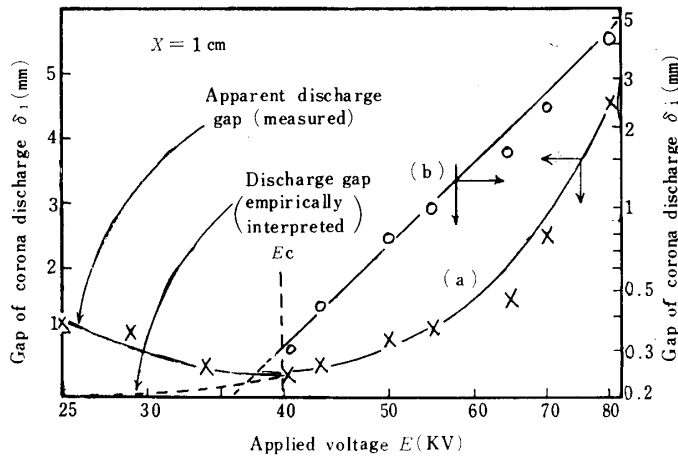


Fig.2 Gap of corona discharge vs. applied voltage (See Fig.1 arrangement)

粒子の揺動幅が大きく、露出3分間の写真観測においては、コロナ放電間隙が大きくみられる。40KV < Eでは、電荷の平衡量の大きさにしたがって、放電間隙が印加電圧と共に漸次大きくなる。しかし、40KV < Eでの間隙変化は、図(b)のように両対数グラフを用いると、印加電圧と直線関係にあり、実験的につきのように与えられる。

$$\log \delta_1 = \beta \log E + C \quad (2)$$

ここで、Eは印加実効電圧 [KV]、 $\delta_1$ は写真測定によるコロナ放電間隙 [mm]、Cは雰囲気気ガスの状態および性質、電極の寸法および状態等に関する定数、 $\beta$ は放電圧力による電圧のエネルギー変換係数とする。Fig. 2 (b)から、 $\beta$ の値を求めるとほぼ3.91である。すなわち、放電間隙長は印加電圧の約4乗に比例し、また、放電電流の約2乗に比例して変化することが知られる。この場合の電圧と電流の関係はすでに

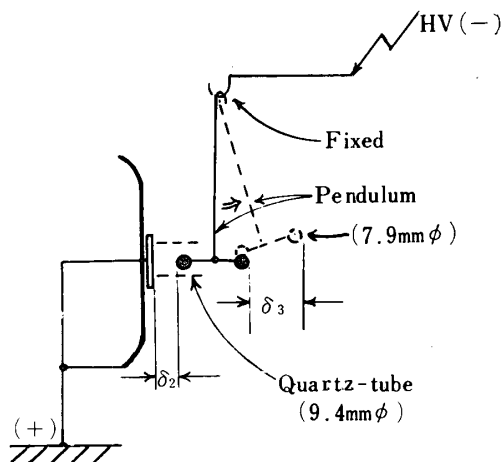


Fig.3 The behavior of pendulum vibration due to electric discharge pressure

報告<sup>4)</sup>した。

### 2・2 振子による放電圧力の測定〔I〕

前節で述べたように、集じん電界内における導電性粒子は連続して電荷を取得し、また、直ちに放電するが、この際、取得電荷によるクーロン力と放電に伴う圧力が平衡した微小間隙を、集じん極との間に保持する。しかして、この放電間隙が印加電圧の約4乗に比例することが明らかになった。

ここで、この微小間隙を保持する作用力、すなわち、放電圧力を測定する方法として、Fig. 3に示すような実験装置を用いた。放電エネルギー源としては任意の電圧に充電されたコンデンサ (26.6 $\mu$ F) を用い、回路を

閉じると同時に、その充電エネルギーを瞬間的に放電させた。振子はこの放電エネルギーを運動エネルギーとして受けとり、振動し始める。振子の変位を写真測定 (8 mm ムービカメラ, 24pps) して、その第1回目の振幅  $\delta_3$  から受けとつた運動エネルギー P を計算した、〔計算方法は付録I参照〕

測定装置において、特に考慮した点はつぎのようである。

- (1) 振子の支点にはカミソリの刃を用いて摩擦抵抗を省除した。
- (2) 振子の吊棒と支持腕との間の電氣的接続には、細い軟銅線の束を用いて、振子の運動に対する抵抗を極力排除した。
- (3) 放電圧力を振子の先端に作用させ、作用点と支点との間におけるエネルギー損失は、極力小さくした。

集じん電極面と振子の先端との距離  $\delta_2$  をパラメータとして、印加電圧と運動エネルギーの関係を測定した結果は、Fig. 4に示すように、距離  $\delta_2$  が大きいほど放電開始電圧が高くなり、また、印加電圧が高いほど測定値のバラツキが少ない。この間の事情を考察するに、Fig. 5から明らかなように  $\delta_2$  が大になるほど大気中に発散する放電エネルギーの比率が大になるので、振子の受ける放電圧力が小さくなる。したがって、Fig. 4において  $\delta_2$  が大きい場合ほど直線群の下の方になる。また、 $\delta_2$  が印加電圧による放電間隙以上に大である場合には、電圧印加の瞬間から放電開始までの間、誘導作用により、集じん電極に向う吸引力が作用する。このため、振子の変位から求めた見かけ放電圧力が真値よりも小になる傾向を示す。

振子の粒子部に作用する力を解析するために、Fig.

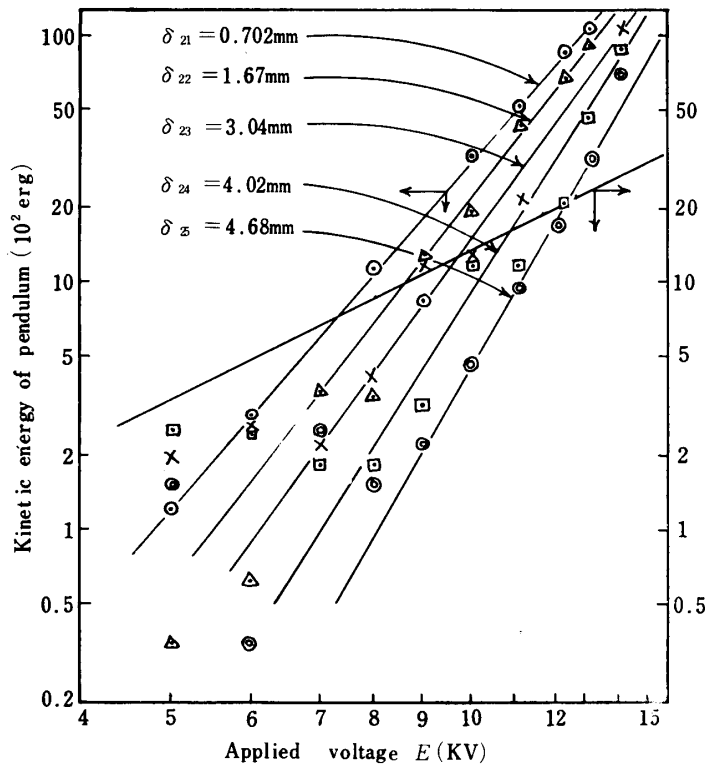


Fig. 4 Relation between condenser discharge energy and kinetic energy give to the particle of pendulum

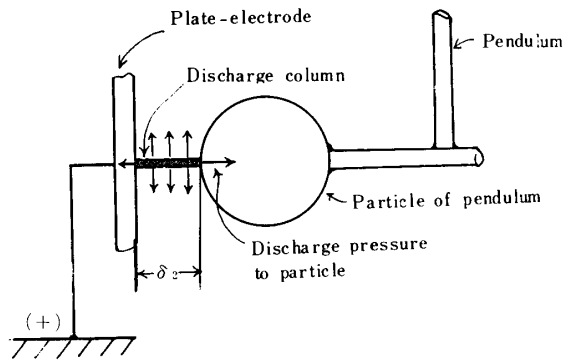


Fig. 5 Model of discharge column and discharge pressure

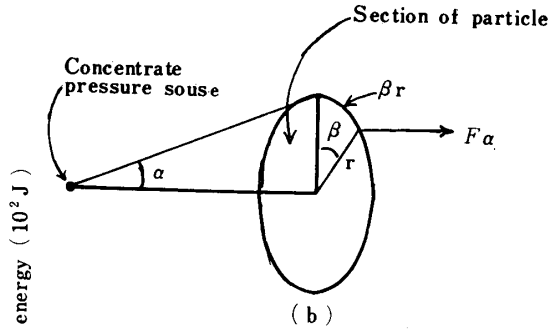
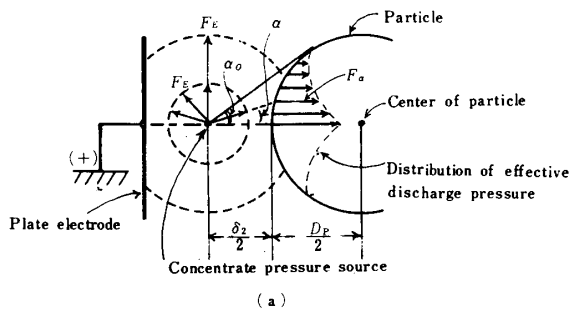


Fig. 6 Conventional model for analysis of discharge pressure

6(a)に示すように放電圧力源点を考える。しかして、放電の全圧力が間隙  $\delta_2$  の中央に集中して作用するものと仮定する。ここで、放電圧  $E$  [KV] における放電による全圧力の伝播正面は、任意方向圧力  $F_E$  を半径とする球面になる。これらが粒子に作用する分力の分布は、図中粒子内に矢印で示したようになる。

いま、中心線上から  $\alpha$  だけ偏位した微小面積  $dS$  上の作用力  $F_\alpha$  を考えると、Fig. 6(b)に示すように、振子の粒子に作用する力  $F_\alpha$  は、頂点の立体角の断面角を  $2\alpha$  とする円錐の底面円周上に分布して作用する。  $F_E$  は距離の2乗に逆比例するとすれば、  $F_\alpha$  は(a)図において余弦定理から次のように表わされる。

$$F_\alpha = \frac{4 F_E \cos \alpha}{(\delta_2 + D_p) \cos \alpha - \sqrt{D_p^2 - (\delta_2 + D_p)^2} \sin^2 \alpha} \quad (3)$$

また、  $F_\alpha$  が粒子に作用する分力  $F_{\alpha\beta}$  は(b)図から

$$F_{\alpha\beta} = \int_0^{2\pi} F_\alpha \gamma d\beta = \int_0^{2\pi} \frac{F_\alpha}{2} \left\{ (\delta_2 + D_p) \cos \alpha - \sqrt{D_p^2 - (\delta_2 + D_p)^2} \sin^2 \alpha \right\} \sin \alpha d\beta \quad (4)$$

放電圧力の集中作用点から粒子に引いた接線角を  $\alpha_0$  とすれば、

$$\alpha_0 = \sin^{-1} \frac{D_p}{\alpha_2 + D_p} \quad (5)$$

となり、粒子の受ける全作用力、すなわち、放電圧力  $F_D$  は  $F_{\alpha\beta}$  を  $0$  から  $\alpha_0$  まで積分することによってえられる。(3)および(4)式から、

$$F_D = \int_0^{\alpha_0} F_{\alpha\beta} d\alpha = \int_0^{\alpha_0} \int_0^{2\pi} F_E \sin 2\alpha d\alpha d\beta / \left\{ (\delta_2 + D_p) \cos \alpha - \sqrt{D_p^2 - (\delta_2 + D_p)^2} \sin^2 \alpha \right\} \quad (6)$$

理論式(6)式とFig. 4の実験値とを比較してみることにする。  $\delta_2$  が大きくなると(5)式から  $\alpha_0$  が小さくなり、同時に(6)式から  $F_D$  も小さくなる。このことは、実験値の直線群 Fig. 4 からうなずける。また、Fig. 4の直線群は

$$E=24.5KV, P=2.3 \times 10^5 \text{ erg}$$

に収斂することが注目される。このことは、電圧  $E$  が非常に大きくなると、(6)式において  $F_E$  が非常に大きくなり、ある範囲内で  $\delta_2$  の多小の差の影響はほとんど考慮されなくてよいことを意味している。

**2・5 振子による放電圧力の測定〔Ⅱ〕** 前節に述べた実験においては、放電エネルギーのほとんどが大気中に放散して粒子に作用する成分が極めて小さく実験誤差が大になる。そこで筆者は、絶縁性の管中において放電を行なわせれば大気中への消費エネルギーが少ないと考え、Fig. 3 に示すように集じん電極面上に石英管(内径、9.4mm)を取りつけ、その中心軸に沿って軸方向に自由に揺動できるように、振子の粒子(鋼球、直径7.9mm)を支持して、前節におけると同様に、接地電極と振子との間にコンデンサ(1.61  $\mu F$ )の電荷を放電させた。ただし、この場合は振子に与えられる放電圧力  $F_D$  が大きくなるので、コンデンサの容量を小さくして実験を行なった。実験結果を整理すると、Fig. 7 に示すようである。

Fig. 7 おいてFig. 4と大きく異なる点は、(i) 各特性

曲線のこう配が電力コンデンサの充電エネルギーを示す直線のこう配2の方に近似したこと、(ii) 各曲線のこう配が等しくなり、 $E$  の増大にかかわらず  $\delta_2$  の影響が無視できなくなつたこと、および、(iii)  $\delta_2$  パラメータの直線群の順位が逆になつたことである。

(i) の理由は、石英管を用いたことにより電力コンデンサの充電エネルギーが、より合理的に粒子に伝えられたことである。(iii)の論拠を明らかにするため、印加電圧  $E$  を一定とし  $\delta_2$  を横軸として、Fig. 7 と Fig. 4の結果を比較して Fig. 8 に示した。

Fig. 8 において、石英管のない場合には  $dF_D/d\delta_2 < 0$  で  $\delta_2$  の増加にしたがつてこう配が増加し、石英管のある場合は、 $dF_D/d\delta_2 > 0$  で増加する。この場合の理由は、前者では、有効  $F_D$  が  $\delta_2$  に逆比例的に減小し、後者の場合、放電エネルギーは集じん極表面と振子の粒子および石英管によつて閉じこめられたため、エネルギーの発散がおさえられる。したがつて、この体積に比例した関係を考慮して、Fig. 7 の測定点を  $\delta_{2n}/\delta_{24}$  の比率で、単位体積当りのエネルギーに換算して示すと、Fig. 9 のようになる。その結果は、実験的誤差と近似考察による誤差とみられるあるバラツキをもつて、一つの直線で示される。この直線は、実験的につぎのように表わされる。

$$\log P = r \log E + B \tag{7}$$

ここで、 $B$  は雰囲気ガスの状態および性質、電極

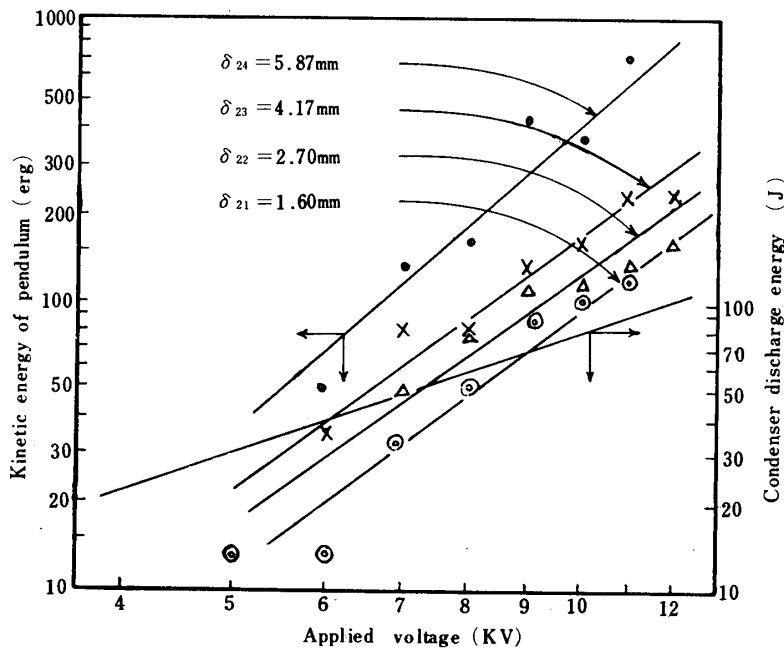


Fig.7 Relation between condenser discharge energy and kinetic energy give to the particle of pendulum. The discharge is bounded within quartz-tube.

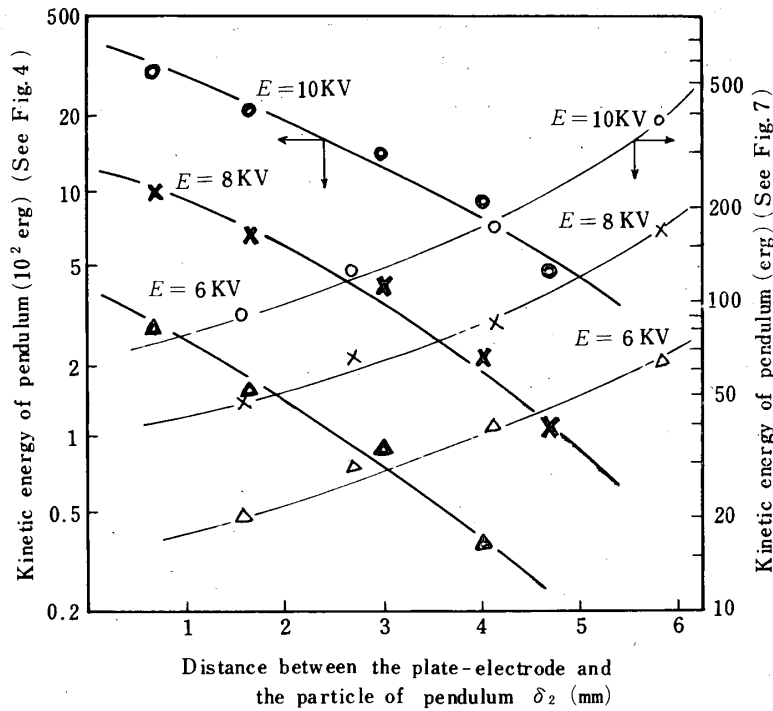


Fig. 8 Comparison of the relation between kinetic energy of pendulum and discharge gap as for Fig. 4 and Fig. 7 under constant voltage

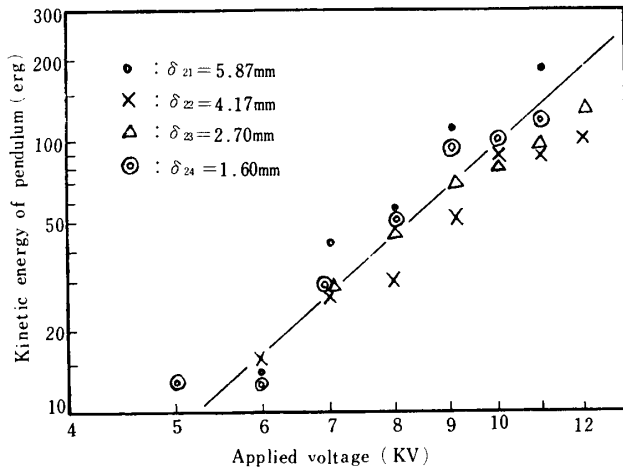


Fig. 9 Kinetic energy given, to the pendulum vs, applied voltage. The respective condition being reduced equal applying for  $\delta_{24}$ .

の寸法および状態等に関する定数,  $r$  は放電圧力による電圧のエネルギー変換係数と考えることができる。Fig. 9における  $r$  は4.05である。すなわち、振子の受ける運動エネルギーは印加電圧のほぼ4乗に比例し、2.1節において集じん電界内における放電圧力変位  $\delta_1$  が印加電圧の約4乗に比例したこととほぼ一致した結果が得られた。

### 3. G.W.Seman および G.W.Penney 両氏の論文<sup>5)</sup>に対する筆者の所見

G.W.Seman, G.W.Penney 両氏は、特別設計による実験用水平気流式短形型電気集じん器の電場に、チョップ式カーボンアーク光を照射して、微粒子が集じん電極へ向かう運動軌跡を写真撮影に成功したと報告<sup>5)</sup>している。同論文の Fig. 3 の写真には、きれいな金属表面の集じん電極に、比較的大きな粒子 (210~250 $\mu$ ) である Silica の粒子または Carbon 粒子が飛び込んだときの軌跡が示されている。そうして、Carbon 粒子については金属表面に衝突後、4回の跳躍現象がみられ、Silica 粒子のときは跳躍現象がほとんど認められないにもかかわらず、つぎのように述べている。

This type of founcing probably occurs for all of the particles but in the other cases it occurs well outside of the field of view.

このことは、筆者のこれまでの実験から判断して推測がまちがっているものと思われる。すなわち、跳躍現象は Carbon 粒子においてのみ生じるのだと思う。また、両氏はこの写真測定結果から、つぎの3つの結論をのべている。

(1) The trajectory at the beginning of each bounce indicates that each particle loses only a small fraction of its horizontal velocity on striking the surface.

(2) There is no evidence of upward acceleration as the particle leaves the surface. The time constant of charging in the corona discharge is sufficiently long so that many of the 1.76 millisecond intervals would be required to reverse the charge. If this reversal did take place, the photographic trace should show a vary bright spot on the collecting electrode where the particle remained at rest until the charge reversed. This is not the case in the photographs.

(3) If the particle bounces then the time of contact is short. Order of magnitude calculations of the time of contact and conduction of charge during that interval, indicate that negligible reversal of the particle charge could occur with particles the experimental results.

ここで、両氏の実験結果をよく吟味するために、Fig. 3 C をスケッチして Fig. 10 に示す。また、Fig. 3 C の Carbon 粒子が電極に衝突した回数を横軸にして、振幅および周期（時間で表現できない）を測定した値および〔入射角〕/〔射出角〕を縦軸にとつた特性曲線を Fig. 11（筆者が作成）に示す。Fig. 11 において、周期  $T$  と振幅  $A$  の特性が直線になることから次式が得られる。

$$T = K_1 N^{-1.20}, \quad A = K_2 N^{-1.78} \quad (8)$$

ここで、 $K_1, K_2$  は定数で  $N$  は Carbon 粒子が電極に衝突した回数とする。入射角および射出角は  $N$  の増加にしたがって、 $90^\circ$  に近づき比率は 1 に近づくことを曲線は示している。

さて、上記の両氏の 3 つの結論について、吟味を加える。(1) については、Fig. 10 に示すように水平方向速度がほとんど減少していないなら、第 1 回目のバウンスの射出軌跡は入射軌跡ほどいかなくとも断続的に

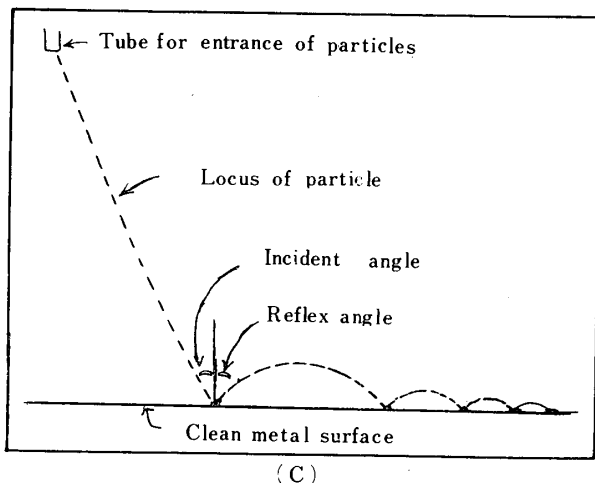


Fig. 10 Photomicrographs of large (210~250 micron) particles striking a clean metal surface  
C-Carbon particles-1140 light interruptions per second (Reference No.5, Fig.3.c)

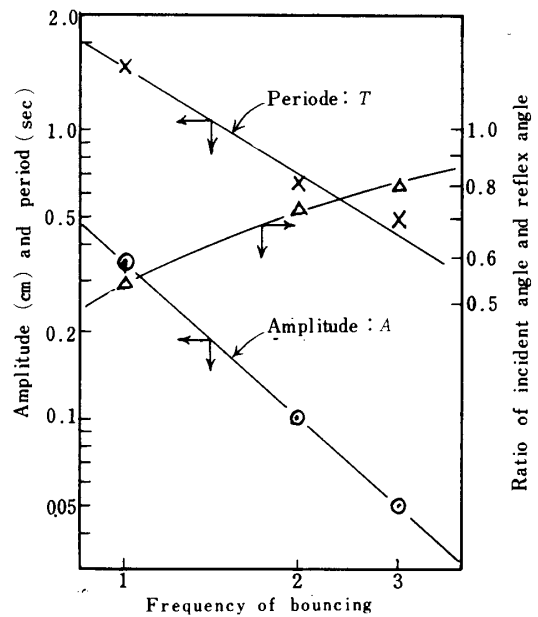


Fig. 11 Characteristic of photomicrographs of carbon particles striking a clean metal surface

(The author made Fig. 11 from Fig. 10)

なるであろう。しかし、射出軌跡が連続である以上、かなりの水平速度の減少がみられる。

(2)の結論について考察すると、バウンスしたあとの軌跡は放物線状で (Fig. 10 参照) あつて、ある一定の瞬間的射出力を受けていることがわかる。この点は両氏の意見と同じである。しかし、この論文では粒子の導電性の考慮がなされていないので、文献5)における Fig. 3 の A, B, C, 各写真の軌跡の相異の説明がつかない。筆者は、これまでの報告<sup>3), 4)</sup>および本論文の前節において、高導電性粒子は集じん電極面に到達したとき、帯電した電荷を瞬時に放出することによつて生ずる放電圧力の作用で跳躍現象を示すが、低導電性粒子については、この現象がほとんど認められないことを指摘した。この考察にしたがつて文献5)の実験結

果をみると筆者の所論と現象的に一致する。また、(8)式のように周期  $T$ 、振幅  $A$  が衝突回数と共に減少するのは、電界中に漂っている間にえられる電荷の減少に関係している。さらに、両氏の「電荷の逆転による……」とゆう表現と、筆者の「電荷の放出による放電圧力……」は、根本的に異なっていることを付記しておく。

(3) Silica や Fly-ash の粒子の導電率は低く、したがって、粒子がその全表面の電荷を放電するには時間がかかるので、集じん極表面に吸着され跳躍は起りにくい。このことも、筆者の実験において証明されている。

#### 4. 高導電性粒子の電気集じんにおける集じん率表示式の補正の提案

平板型集じん器の集じん率  $\eta$  は、集じん電極に付着する粒子の量がガス中に含まれている未集じん粒子の量と、集じん力作用時間とに比例するということから、従来つぎの式で表わされ<sup>7)</sup>、一般に実験的にも定性的にも認められてきた。

$$\eta = I - \varepsilon - (K_1 U_d / S) t \quad (9)$$

ただし、 $S$  は両電極間距離、 $t$  は粒子が集じん作用を受けている時間、 $K_1$  は定数である。 $U_d$  は荷電粒子が集じん電極に向かう集じん速度で、筆者は実験的考察をもとにして理論的にこれをつぎのように与えた<sup>3)</sup>、

$$U_d = \frac{\zeta D_p G^2}{3\pi\mu} \left\{ \frac{1}{4} + \frac{\zeta D_p^2}{64 \left( \frac{S}{2} - \delta \right)} \right\} \quad (10)$$

ただし、 $\mu$  はガス粘性係数、 $\zeta$  は粒子の電氣的性質を示す定数、 $G$  は電界強度、 $\delta$  は両電極中央から粒子までの距離、すなわち、 $(S/2 - \delta)$  は粒子と電極間の間隙である。

(9)式において、集じん率  $\eta$  は粒子速度  $U_d$  が大きくなるにつれてよくなることを示している。この  $U_d$  は(10)式で与えられるから、電界強度  $G$  の自乗に比例（近似的に印加電圧の自乗に比例）することになる。したがって、高い集じん電圧で運転することが、集じん器の集じん率をよくすることに最も有効であるということになる。

しかるに、高導電性粒子については、筆者が2.1および2.2節で考察したように、ある電圧以上の電界になると、集じん電極表面上でこれに作用する放電圧力  $\ominus F_d$  が急に大きくなってくる。このため、跳躍現象による集じん率低下が重要な問題になる。このような条件の下では、(9)式の集じん率は、近似的に印加電圧

の自乗に比例してよくなるという理論式と矛盾する現象がおこる。この不都合を修正するため筆者は、これまでの多くの研究結果に基づいて、(9)式の集じん作用力の項に、印加電圧の4乗に比例する放電圧力の逆集じん作用力を考慮した補正項を加えることにした。したがって、つぎの式の実用化を提案するものである。

$$\eta = I - \varepsilon - \left\{ K_2 \frac{U_d}{S} - K_2 \left( \frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right) E^4 \right\} t \quad (11)$$

ただし、 $K_2$  は煙粒子の状態などによつて定まる定数で、 $\rho$  は煙粒子の導電率、 $\rho_0$  は集じん率が低下し始める導電率、すなわち、約  $10^{-4} \Omega/\text{cm}$  とし<sup>6)</sup>、 $\rho \geq \rho_0$  とする。 $E^4$  の係数を  $K_2 (\rho/\rho_0 - 1)^n$  とおいたのは、この研究の対象としている範囲が粒子表面の導電率  $\rho$  が集じん率が低下する値  $\rho_0$  より大きい範囲で、 $\rho$  が大きいと集じん率  $\eta$  におよぼす効果を表すためのものである。また、 $K_2$  についての考察を付録IIにゆずる。

この補正項の提案は大胆であるが重要な意義をもつものであつて、さらに、実際に高導電性煙粒子を取扱う集じん器において、(11)式につき実験的確認がなされなければならない。

#### 5. む す び

以上の実験ならびに理論的考察の結果を要約すると、つぎのようである。

(1) 高導電性粒子は、集じん電極に到着後、電極との間に微小放電間隙を保つて微動しながら電荷の放電を行ない、電荷の受授の平衡を保つ。筆者は、この微小放電間隙を与える作用力を放電圧力と仮称した。

(2) 電気集じん電界内における前項の放電間隙長を写真測定した結果、

(i) ある印加電圧以下では、電圧の上昇に伴つて放電間隙が減少する傾向を示すが、これは写真測定における見かけ上の現象であつて、Fig. 2 の点線のように内そう補正されるべきものである。

(ii) その電圧以上になると、放電間隙は印加電圧とともに急激な増加を示す。この増加割合は、印加電圧のほぼ4乗に比例する。

(3) この現象の物理的意味を解明するために、コンデンサの放電エネルギーを振子と平板電極間の空間に与え、振子の受ける射出力と放電エネルギーとの関係を求めた。

実験は、平板電極と振子の間の空間を開放状態とした場合と、これを平板電極にとりつけた石英管によつ



て閉じ込めた場合とについて行なった。両者の結果の比較は興味ある考察を展開させた。後者の実験は“振子の取得エネルギーは印加電圧の4乗に比例する”結果を与え、(2)の実験結果と全く一致した。

(4) かような放電圧力が、集じん電極と振子(模型粒子)との中間に集中的に作用し、それによつて粒子が射出力を与えられるとした理論的考察は、上記の現象をよく説明できた。

(5) 集じん電極面における粒子の動静に関する、G.W.Seman ならびに G.W.Penney 両氏の実験結果は、粒子の導電性の影響と放電圧力に着目した筆者の理論を用いて、極めて無理なく説明される。

(6) 導電性粒子の放電間隙あるいは、放電圧力は印加電圧の約4乗(放電電流の約2乗)に比例して増加する。このことは、跳躍現象のはげしさとそれに基づく集じん率の低下のはげしさを示すものである。したがつて、従来用いられている集じん率の公式は、この現象に関する補正を必要とする。筆者は、逆集じん作用力  $[K_2(\rho/\rho_0-1)E^4]$  の項を付加し、集じん率の低下の補正を行なうことが妥当であるとの提案を試みた。

本報告をまとめにあたり、始終懇切なご指導を賜わつた橋本清隆教授、ならびに有益な御討論をいただいた鈴岡俊郎教授、最上幸夫教授に深く謝意を表す。また、熱心に実験を援助された、本学助手城市久徳、技術員池田隆の両氏ならびに昭和42年度小生担当卒論学生諸君の労を感謝する。

参 考 文 献

- 1) 橋本：化学工学, 25, 852 (1961)
- 2) 石井：電学誌, 87-5, 944 (1967)
- 3) 足立・池田：山口大学工学部研究報告, 17, No.1, 11 (1966)
- 4) 足立：山口大学工学部研究報告, 17, .1, 1 (1966)
- 5) G. W. Seman & G. W. Penney : IEEE, Inter. Conv. Record, 13, .7, 69 (1965)
- 6) 橋本：大気汚染, 1, .2, 53 (1965)
- 7) W. Deutsch : Ann. d. Phys. 68, 335 (1922)
- 8) 宮入：エネルギー変換工学入門(上); 丸善, (昭38) p.14

付 録 I

第2・2節の振子の運動エネルギーの求め方 Fig. 3の振子において、コンデンサ充電エネルギーによる放電圧力は、振子の下端の模型粒子に作用し、変位を与える。この運動エネルギー  $P$  を、振子の第1回目の変位  $\delta_3$  (測定値) より計算で求める。

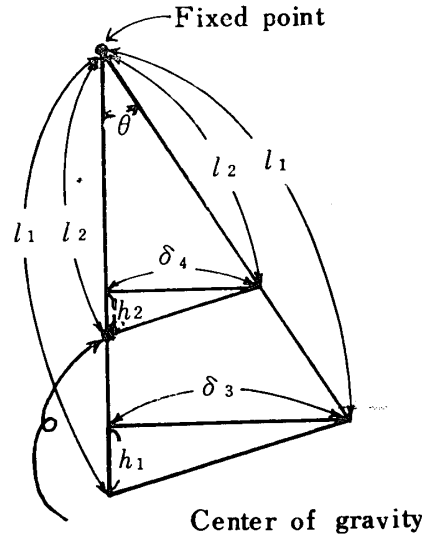


Fig.12 Diagram of calculating  $h_2$  for the pendulum

Fig.12 に示すように、長さ  $l$  の振子が  $\delta_3$  だけ変位したとして、まず、振子の重心の垂直方向変位  $h_2$  を求める。三角形の相似から

$$\frac{l_2}{l_1} = \frac{\delta_4}{\delta_3} = k \text{ とおくと} \tag{12}$$

$$\delta_4 = K\delta_3$$

Fig.12 の  $\theta$  は本実験では非常に小さいから、つぎの関係がなり立つ、

$$\frac{h_2}{\delta_4} \doteq \frac{2}{l_1} \quad \therefore h_2 \doteq \frac{\delta_3 \delta_4}{2 l_1} \tag{13}$$

となる。(13)式に(12)式を代入すると  $h_2$  が求められる。

$$h_2 \doteq \frac{k\delta_3^2}{2 l_1}$$

したがって、運動エネルギー  $P$  は

$$P = mg h_2 \doteq \frac{mgk\delta_3^2}{2 l_1} \text{ [J]} \tag{15}$$

として表わされるから、 $P$  は測定値  $\delta_3$  を代入して計算される。ただし、 $m$  は振子の質量、 $g$  は重力の加速度である。

## 付録 II

(11)式の  $K_2$  の物理的意味の検討 (11)式の補正項  $\{K_2(\rho/\rho_0 - 1)^n E^4 t\}$  は無次元であるが,  $K_2$  の物理的意味を吟味するために次元解析を試みることにする.

$$\left[ K_2 \left( \frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right)^n E^4 t \right] = [O] \quad (16)$$

$$[E^4] = [L^2 M^2 T^{-4} \epsilon^{-2}] \quad (17)$$

$$[t] = [T] \quad (18)$$

(17), (18)式を(16)式に代入すると  $K_2$  の次元は

$$[K_2] = [L^{-2} M^{-2} T^8 \epsilon^2] \quad (19)$$

ここで粒子の放出電荷量 (粒子の静電容量に比例) が大であれば, 逆集じん力が大きく ( $K_2$  が大のこ

と), 粒子表面抵抗が小さければ逆集じん力が大きくなることを考慮して, (19)式の次元になるよう工夫するとつぎの式のようなになる.

$$\begin{aligned} [K_2] &= \frac{[\text{静電容量}]}{[\text{エネルギー}]^2 [\text{表面抵抗}]} \\ &= \frac{[L \epsilon]}{[L^4 M^2 T^{-4}] [L^{-1} T \epsilon^{-1}]} \\ &= [L^{-2} M^{-2} T^8 \epsilon^2] \quad (20) \end{aligned}$$

ここで, [エネルギー] の自乗の逆数は雰囲気ガスの性質を表わすものと考えられるが, たしかなる確信はもてない. しかし, 回転電磁機, 回転静電機の出力は, 空間エネルギー (空気の性質に左右される) が媒介<sup>8)</sup> になっていることからすばうなずけられる点はあるが, 自乗の意味が不明である.

(昭和42年8月19日受理)