

JUNE 1980

RIIS-RR-28-5

UDC 537.24 : 537.523

産業安全研究所研究報告

RESEARCH REPORT OF
THE RESEARCH INSTITUTE OF INDUSTRIAL SAFETY

RR-28-5

コロナ放電による金属球の帯電
特性に関する実験的考察

田 島 泰 幸

労働省産業安全研究所
MINISTRY OF LABOUR
THE RESEARCH INSTITUTE OF INDUSTRIAL SAFETY

コロナ放電による金属球の帯電 特性に関する実験的考察

田 島 泰 幸*

Experimental Investigation on Electrostatic Charging of Spherical Metal in Corona Discharge

Yasuyuki TABATA*

Theoretical studies and laboratory experiments on particle charging under the circumstances existing the corona discharge have been made by many investigators for a wide range of conditions. The first quantitatively experimental results on particle charging in the corona field were obtained by H. Rohmann in 1923. Theoretical formula with charge quantity of the spherical particle was derived by M. M. Pauthenier and M. Moreau-Hanot in 1932. But charge quantity of particles is not simply obtained by the theoretical formula, because charging-field strength (electric field strength) and ion density of corona field represented as functions in the theoretical formula are not directly determined by analysis and/or experiments.

This paper presents the experimental formula and results with electrostatic charging of particles imparted by ion bombardment of the corona discharge. This experimental formula for charge quantity of particles in the corona field is given by

$$Q_p = 12 \pi \epsilon_0 a^2 f_1(V, p) \cdot \frac{f_2(V)}{f_2(V) + 4 \epsilon_0 \bar{v} z f_1(V, p)}$$

where Q_p is the charge quantity of the particle penetrating through the path p in corona field, ϵ_0 the permittivity of free space, a the radius of the particle, \bar{v} the average velocity of the running particle, z the distance related with the corona electrode geometry, $f_1(V, p)$ the experimental equation can be introduced by use of saturation charge of the particle and $f_2(V)$ the corona discharging characteristics are obtained by experiments. This experimental formula for charge quantity is written by the measurable electrical quantities related to the corona discharge; voltage supplied to the corona electrode, corona current and corona area etc.

The experiments were carried out to verify this experimental formula for spherical metal (5,7mm diameter) in a coaxial cylindrical corona section (20cm diameter, 10cm length). It was confirmed from the experiments that the experimental data fitted fairly well on a curve obtained by this experimental formula and that charge quantity of the individual particle could be calculated from this experimental formula. It will be possible to apply this experimental formula to the design of the charging processes for electrostatic powder engineering.

* 電気研究部 Electrical Research Division

1. はじめに

静電気は周知のようにその放電が可燃性物質の着火源となって、爆発、火災を誘発する。したがって、静電気放電による着火特性については、種々の角度から研究されている¹⁾。しかし、着火特性を解明するにあたり、常に直面する問題が静電気放電の生起原因となる帯電物体の生成方法である。具体的には、帯電物体として任意の帯電量を持ったものが容易に作れないことで、これが着火に関する研究を困難にしている。特に、帯電物体として、粉じんを対象とした場合は、帯電量の制御できる帯電粉じんが簡単に作れないため、これが一因して、粉じんを対象とした研究は液体、固体等に比較しても遅れているのが現状である。

一方、帯電粉じんを作ることは、しかもその帯電量を任意に制御できるような帯電粉じんを作ることは、着火に関する研究のみならず、電子写真、粉体塗装、電気集じん装置等の研究においても重要で²⁾、帯電量が制御できる帯電粉じんを作る手法については、静電気を応用した粉体工学の研究と並行して進められている。例えば、強力な摩擦による帯電方法³⁾であるとか、高電圧を印加する方法⁴⁾、コロナ放電を利用する方法⁵⁾等が研究されている。

この内、コロナ放電を利用した帯電方法は、コロナ放電によって生成された気体のイオンを粉じんへ付着させ、これによって帯電したと等価な粉じんを作る手法で、この方法は原理的には帯電量が制御できるということで、粉じんへの帯電方法としては、これが多く採用されている。すなわち、この方法では粉じんに着させせるイオンの量を制御すれば、任意の帯電量を持った帯電粉じんが作れることになり、しかもこの場合のイオンは気体分子を電離したイオンであるから、物理的作用によってイオンの制御が実現できるのである。例えば、電界等電気的作用を活用すれば、精度は低いものの、比較的短時間で制御でき、任意の帯電量を持った帯電粉じんが作れることになる。

この電気的作用によってイオンを付着させる帯電方法は、H. Kallmann, M. Pauthenier とも着眼しており、M. Pauthenier はこの帯電方法について1つのモデルを考え、理論式を提案している⁶⁾。これによると、粉じんがイオンの存在する平等電界の中に位置すると、粉じん1個の帯電量 Q は、平等電界の大きさ E 、

粉じんを平等電界の中に置く滞留時間 t 等によって、次のように定まることを示している。

$$Q = 4\pi a^2 \frac{3\varepsilon_0\varepsilon_s}{\varepsilon_s + 2} \cdot E \cdot \frac{t}{t + 4\varepsilon_0/n\mu} \quad (1)$$

すなわち、帯電量は電界、滞留時間、イオン密度等によって制御できることになる。ただし(1)式の a は粉体の半径、 ε_0 は真空の誘電率、 ε_s は比誘電率、 n は平等電界中のイオン密度、 μ はイオンの移動度である。しかし、この(1)式は粉じんの帯電量が制御できることを示す基礎方程式としては評価されるものの、この式からは帯電量が直接求めたり、制御量を求めることができない。それは(1)式の電界 E 、イオン密度 n が、粉じんの存在する場の物理量であって、これらが外部から直接求められないこと、あるいは間接的にも求めることが困難だからである。すなわち、帯電に必要なイオンをコロナ放電によって生成するような場合は、電界が不平等電界である上に電界の存在する場合は、ラプラスの場ではなく、空間電荷の場になるために、電界が簡単には求まらないのである。また、不平等電界によってイオンを生成するのであるから、電界とイオン密度も独立ではなく、これらが互いに関係するため、(1)式では帯電量が推算できないのである。したがって、止むを得ない場合は(1)式の電界だけ、印加した電圧と電極間距離との比である幾何学的平均電界を用い、これによって帯電量を推算することもあるが、これには当然のことながら大きな誤差を含んでしまう。

以上のように、(1)式は実質上直接活用することはできないのであって、このような理由から、ここでは粉じんへ帯電させる手法としてはイオンの付加で、その基本的帯電機構は M. Pauthenier の理論を出発点にするものの、帯電量を表す式として、コロナ放電が発生している不平等電界の場でも適用でき、しかもこれが外部の既知の物理量で推算できるような実験式の誘導を試みた。すなわち、帯電量が(1)式に示されている電界、イオン密度のような場の物理量でなく、電界を作るため、及びイオンを作るために外部から印加された電圧、不平等電界の場に流れているコロナ放電電流等、直接観測できる物理量によって求められる実験式の誘導を試みた。また、この実験式は粉じんがコロナ放電の起こっている不平等電界、空間電荷の場に位置した場合でも適用でき、これによって粉じんの帯電量が求められることを確認した。ただし、その検

証は粉じんの代わりに鋼球を用い、これによる結果であるが、比較的良好一致することが確認された。したがって、ここではその結果について報告する。

2. 実験式の誘導

実験式を導く条件として、粉じんの帯電がイオンの付着による場合は、粉じんの位置する微小空間のみで M. Pauthenier の提案した (1) 式が成立するものとする*。また、これに加えてコロナ放電が発生している場では、これによって生成されたイオンが電界の作用を受けたとき、電流となって流れるため、この場には電流連続則が成立していることを適用する。すなわち、後者についてはイオンに作用する電界を E としたとき、電流連続則として電流密度 J について次の式が成立することを適用し、これによってイオン密度と電界との関係結びつける。

$$J = ne\mu E \quad (2)$$

(2) 式を (1) 式に代入すると、(1) 式は

$$Q_p = a^2 AE_p \frac{J_p t}{J_p t + 4 \epsilon_0 E_p} \quad (3)$$

$$A = 4\pi \cdot \frac{3 \epsilon_0 \epsilon_s}{3 \epsilon_s + 2}$$

となる。ただし、(3) 式の添字 $p(x, y, z)$ は Fig. 1 に示すように、粉じんが位置する場所を示しており、 E_p, J_p はその場の電界、電流密度をそれぞれ表わしている。また、 A は粉じんの比誘電率、定数等、外部から求められる物理量をまとめたものである。

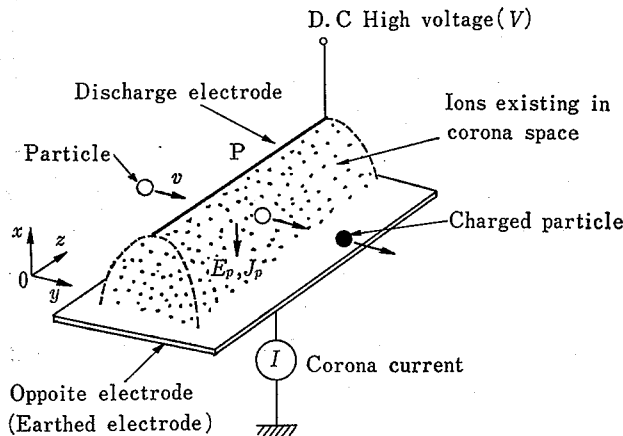


Fig. 1 Charging model of particle penetrating through corona discharge
コロナ放電の中を通過する粒子の帯電モデル

* 微小空間では平等電界と仮定する。

ここで、(3) 式に着眼し、 $t = \infty$ とおくと、このときの帯電量 (飽和帯電量) Q_s は

$$Q_s = a^2 AE_p \quad (4)$$

となるため、 E_p は実験値 Q_s より実験式として求まることになる。すなわち、粉じんをコロナ放電の場に長時間設置した実験を行い、このときの飽和帯電量 Q_s と、コロナ放電を起こすために外部から放電電極 P (Fig. 1 参照) に印加した電圧 V とをそれぞれ測定すると、(4) 式から明らかなように Q_s より E_p が求まり、このときの印加電圧 V が既知であるから、 E_p と V との関係が実験式として、次のように求まることになる。

$$E_p = \frac{Q_s}{a^2 A} = f_1(V, p) \quad (5)$$

一方、電流密度 J_p はコロナ放電の起こっている空間内で一定とは限らず、位置 p によって異なる。しかし、粉じんが帯電するのは、Fig. 1 の帯電モデルに示すように、粉じんがコロナ放電空間を通過するからで、この径路の電流密度が帯電に寄与することに着眼すると、(1) 式の電流密度 J の意味は、

$$J = \frac{\int_{y_1}^{y_2} J_p dy}{y_2 - y_1} = \bar{J}_p \quad (6)$$

であると解釈される。すなわち、(3) 式の電流密度は粉じんが通過する径路の平均電流密度に等しいことを意味している。したがって、(2) 式の電流密度 J_p についても、(6) 式で得られた平均電流密度 \bar{J}_p を採用し、平均電流密度 \bar{J}_p についてはコロナ放電電流 I との間に関係

$$I = \iint_S \bar{J}_p dS = (y_2 - y_1) \int_z \bar{J}_p dz \\ \doteq z(y_2 - y_1) \bar{J}_p \quad (7)$$

が成立していることに着眼する。ただし、(7) 式で求めた z (粉じんの通過する方向とは直交方向の成分) は、 \bar{J}_p が一定である径路に沿って積分したものであり、この (7) 式を用いると、(3) 式の電流密度 J_p は

$$J_p = \bar{J}_p \doteq \frac{I}{z(y_2 - y_1)} \quad (8)$$

となる。なお、粉じんがコロナ放電空間を通過するイオン空間への滞留時間 t についても考察すると、これは粉じんの走行速度を v としたとき、 t は

$$t = \int_{y_1}^{y_2} \frac{dy}{v} = \frac{y_2 - y_1}{\bar{v}} \quad (9)$$

となる。これより、上で得られた (8) 式、(9) 式

を用いると (2) 式の $J_p t$ は

$$J_p t \doteq \frac{I}{\bar{v}_z} \quad (10)$$

となり、この (10) 式ならびに (5) 式を (3) 式へ代入すると帯電量 Q_p は結果的に次の実験式

$$Q_p = a^2 A f_1(V, p) \cdot \frac{I}{I + 4 \epsilon_0 \bar{v}_z \cdot f_1(V, p)} \quad (11)$$

によって表わされることになる。すなわち、粉じんが通過する位置 p が定まれば、帯電量は外部から観測できる電圧 V 、電流 I 、粉じんの平均移動速度 \bar{v} 、コロナ放電の領域を示す量 z によって定まることになる。

なお、(11) 式のコロナ放電電流 I については、放電電極に印加した電圧 V との間に、一意的に定まる次のような実験式

$$I = f_2(V) \quad (12)$$

の関係があるため、(12) 式を (11) 式に代入すると、(11) 式の帯電量 Q_p は外部から印加した電圧 V によって

$$Q_p = a^2 A f_1(V, p) \cdot \frac{f_2(V)}{f_2(V) + 4 \epsilon_0 \bar{v}_z \cdot f_1(V, p)} \quad (13)$$

あるいは、コロナ放電電流 I によって

$$Q_p = a^2 A f_1\{f_2^{-1}(I), p\} \cdot \frac{I}{I + 4 \epsilon_0 \bar{v}_z \cdot f_1\{f_2^{-1}(I), p\}} \quad (14)$$

と表わされることになる。

以上のように、帯電量は飽和帯電量の実験から実験式 f_1 、ならびにコロナ放電特性の実験から実験式 f_2 を求めておけば、これらを用いて (13) 式あるいは (14) 式のように表わされ、電圧、電流等、外部の既知の物理量によって、帯電量が求まることになる。

3. 実験ならびに検証

3.1 実験方法

実験に使用したコロナ放電を起こす帯電装置は、Fig. 2 に示すように、同軸円筒電極である。ここで、コロナ放電電極は直径 180 μm のタングステン線であり、放電の有効長は 10cm、それ以外の部分は絶縁物で被覆し、そこでは放電が起こらないようにしている。また、対向電極(接地電極)は直径、長さとも 20cm の円筒状であり、タングステン線の放電電極はその中心軸、中央部に位置している。

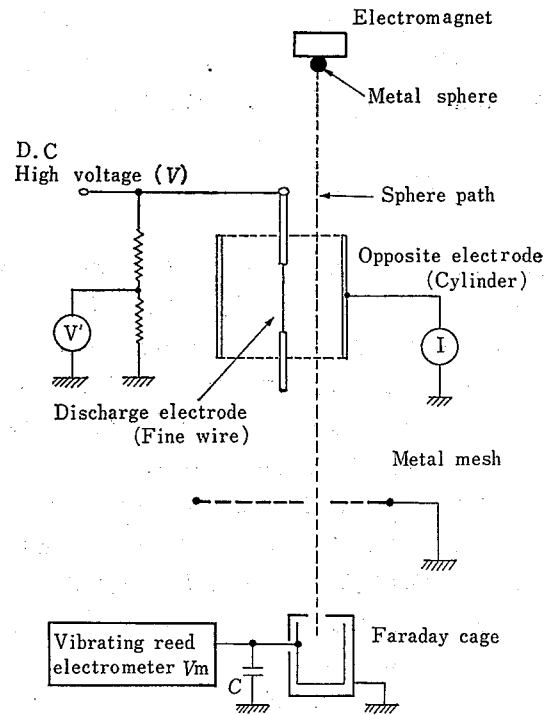


Fig. 2 Experimental apparatus
実験装置

実験は帯電物体として、粉じんの代りに鋼球(直径 5, 7mm)を使用し、帯電はこれをコロナ放電が発生している同軸円筒電極の中に自然落下させて行なった。鋼球の落下位置は高さが同軸円筒電極の軸中央より 70cm 上部で、水平方向は同軸円筒電極の中心軸より放射方向で、2, 4, 5, 6, 8cm に相当する位置を選んだ。なお、水平方向の位置は鋼球を吸引する電磁石の移動によって定め、電磁石の励磁を切ることによって鋼球を落下させた。これは落下する鋼球にスピンを与えないため、ならびに初速度(方向、大きさを含む)の影響を除くためである。

帯電量の測定は鋼球の落下する位置にファラディ・ケイジ (Fig. 2 参照) を設置し、その電位 V_m を振動容量型電位計で読みとって、 $Q = CV_m$ から求めた。また、ファラディ・ケイジとコロナ放電が発生している同軸円筒電極との間には金網を設け (Fig. 2 参照)、コロナ放電電流がファラディ・ケイジに及ぼす雑音を除去している。

なお、鋼球をコロナ放電空間に長時間設置する実験は、穴あき鋼球をテフロン糸(直径 1mm)でコロナ放電空間に数秒間吊るし、その後これをファラディ・ケイジの中へ投入して、帯電量を測定した。また、この実験は温度によるコロナ放電特性の変化を避けるた

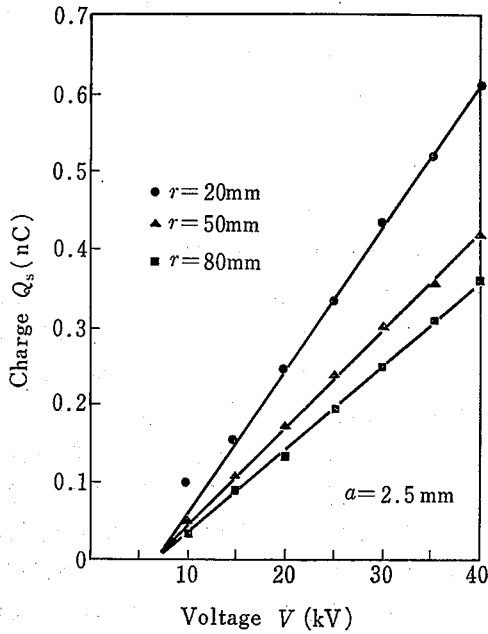


Fig. 3 Saturation charge of sphere against corona voltage
鋼球の飽和帯電量

めに、雰囲気温度が 30°C の恒温槽の中で実施した。

3.2 実験結果

鋼球をコロナ放電空間の中に数秒間吊ると、飽和帯電量 Q_s が得られる。その結果は Fig. 3 に示すとおりであり、放電電極への印加電圧 V が低いときを除くと、ほぼ直線的関係になっている。ここで、 r は同軸円筒電極中心軸からの距離である。この実験結果は (4) 式と照合して考察すると、電界は放電電極に近い位置ほど大きくなっており、これは自明の結果である。ただ、この実験結果は、電界が直接ではないにしても、印加電圧とほぼ比例関係にあり、この空間はラプラス空間に近いことを示している。すなわち、この実験条件の範囲では、放電電極から数 cm 以上離れると、その場では空間電荷の効果が極めて小さく、電界は印加された電圧と気体分子を電離するために消費されるエネルギーの電圧相当値* との差に比例するという、非常に興味ある結果になっている。

なお、以上のような結果が得られたため、Fig. 3 の実験結果を同軸円筒電極の放射方向についても整理してみる。換言すると、同軸円筒電極であるから、Fig. 3

* この実験結果では、ほぼ 7.0 kV という結果になっている。すなわち、直径 180 μ m の放電電極近傍で電離するためには、電圧相当値で 7.0 kV のエネルギーが必要とする結果が得られている。

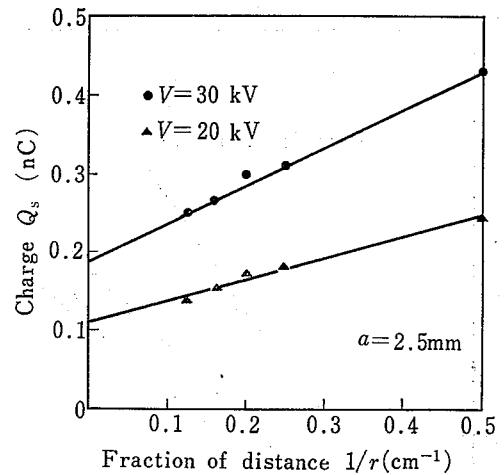


Fig. 4 Saturation charge of sphere against fraction of distance from discharge electrode
鋼球の飽和帯電量

の結果について同軸円筒電極中心軸からの距離 r の逆数で整理してみる。その結果は Fig. 4 に示すとおりであり、これをみると、完全に直線に乗らない点がある。すなわち、位置によっては 9% 程度の差が生じている実験結果があり、これは実験誤差を考慮しても、完全なラプラス空間でないことを示している。しかし、この結果から鋼球へ帯電させるコロナ放電電流の流れている空間は、ほぼラプラス空間に近い場であることは明らかであろう*。

以上のように、飽和帯電量 Q_s の実験結果が得られ、この結果によると、帯電に寄与するコロナ放電空間が、ほぼラプラス空間の場に近いことが判明した。したがって、これを認めると、帯電に寄与する場の電界 E_r は Fig. 3, Fig. 4 の実験結果より、実験式 $f_1(V, r)$ として次の式を得る。

$$E_r = f_1(V, r) = \left(\frac{10 \times 10^3}{r} + 4.0 \times 10^3 \right) (V - V_0) \quad (15)$$

ただし、上に求めた (15) 式では、鋼球の通過する位置 $p(x, y, z)$ が同軸円筒電極中心からの放射方向の距離 $r(p(r, \theta, z))$ によって定まるため、位置を示す量 p の代りに r を用いて表わした。また、 V_0 は気体分子を電離するために消費されるエネルギーの電圧相当値であり、実験結果では $V_0 = 7.0$ kV になっている。なお、(15) 式に示す単位は電界 E_r が V/m、位置 r

* この空間はイオンの流れている電流場で、消費エネルギー最小定理から定まる電流界の場であると判断される。

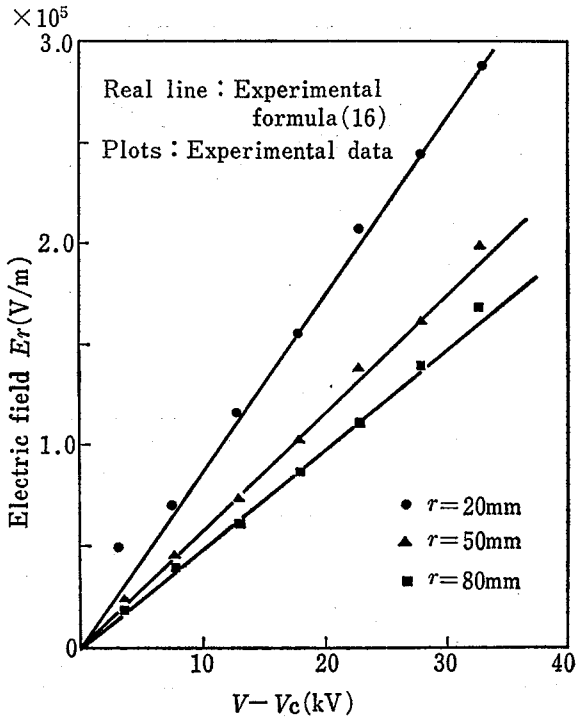


Fig. 5 Electric field against corona voltage
コロナ放電空間の電界強度

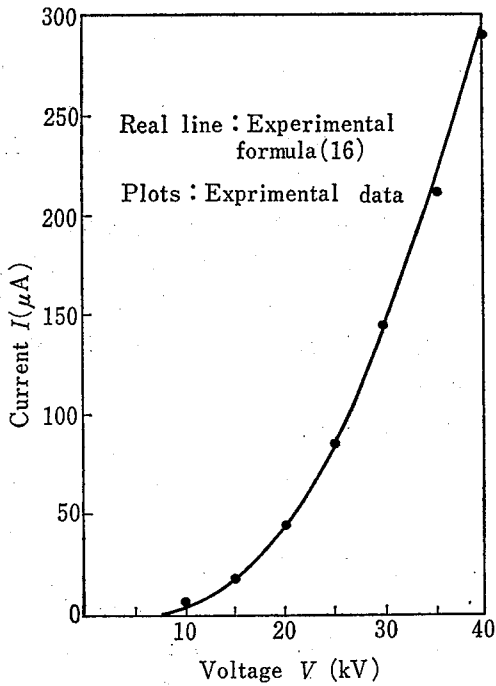


Fig. 6 Corona current against supplied voltage
コロナ放電特性

が cm, 印加電圧 V が kV である。(15) 式の結果を
図示すると, Fig. 5 の実線のようになり, 実験結果に
ほぼ一致する実験式となっている。

一方, 帯電に寄与する同軸円筒電極のコロナ放電特
性は, Fig. 6 に示すとおりであり, これは J. White
の導いた近似式を用いて⁹⁾, 実験式 $f_2(V)$ を求めら
れと次のようになる。

$$I = f_2(V) = a(V - V_0)^2 \\ = \{\sqrt{0.27}(V - V_0)\}^2 \quad (16)$$

ただし, (16) 式で V_0 は放電開始電圧であり, コロ
ナ放電電流 I の単位は μA である。また, 求めた実
験式 (16) 式を図示すると, Fig. 6 の実線のようにな
り, プロットした実験値に近いものになっている。な
お, ここで放電開始電圧 V_0 は実験結果によると V_0
 $= 7.0$ kV となっており, この実験では (15) 式の V_0
に一致する結果が得られている。これは物理的意味か
らすると, V_0 が気体を電離するために消費されるエ
ネルギーの電圧相当値であるから, これが放電開始電
圧 V_0 にほぼ一致するような近い値になってもよいと
判断している。しかし, その理論的証明については考
察中であり, 現在の段階では完全に一致するかどうか
は不明である。

3.3 実験式の検証

実験によって得られた 2 つの実験式 $f_1(V, r)$, f_2
(V) を用いて, 帯電量を表わす (13) 式, あるいは
(14) 式の検証をする。例えば, (16) 式のように求め
た実験式より $f_2^{-1}(I)$ を求めると,

$$f_2^{-1}(I) = \frac{\sqrt{I}}{\sqrt{0.27}} + V_0 \quad (17)$$

となり, この (17) 式を (15) 式に代入すると, 実験
式 $f_1\{f_2^{-1}(I), r\}$ は

$$f_1\{f_2^{-1}(I), r\} = \left(\frac{10 \times 10^3}{r} + 4.0 \times 10^3\right) \cdot \frac{\sqrt{I}}{\sqrt{0.27}} \quad (18)$$

となる。また, (13) 式, (14) 式の \bar{v} は, 鋼球を落下
させる高さによって定まり, それが同軸円筒電極の中
央部より h m 上部であると, \bar{v} は重力加速を g m/
sec² としたとき, $\bar{v} = \sqrt{2gh}$ となる。また, z は鋼球
の落下位置 (同軸円筒電極中心軸からの距離) によ
って定まり, それを r cm とすると z は $z = 2\pi r$ cm と
なることより, 実験から求めた実験式 (17) 式,
(18) 式, ならびにこれら \bar{v} , z の値を (14) 式に代入
すると, 帯電量 Q_r は

$$Q_r = a^2 A \left(\frac{10 \times 10^3}{r} + 4.0 \times 10^3\right) \frac{\sqrt{I}}{\sqrt{0.27}}$$

$$Q_r = \frac{I}{\sqrt{I + 8\sqrt{2\pi r \epsilon_0 \sqrt{gh}} \cdot (10 \times 10^3 / r + 4.0 \times 10^3)} \sqrt{I / \sqrt{0.27}}}$$

$$= a^2 A \left(\frac{10 \times 10^3}{r} + 4.0 \times 10^3 \right) \sqrt{\frac{I}{0.27}}$$

$$= \frac{\sqrt{I}}{\sqrt{I + 8\sqrt{2\pi r \epsilon_0 \sqrt{gh}} \cdot \left(\frac{10 \times 10^3}{r} + 4.0 \times 10^3 \right)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{0.27}} \quad (19)$$

と求まる。すなわち、帯電量を求める一般的な実験式の1つである(14)式に、帯電方法として同軸円筒電極によるコロナ放電を活用する場合を適用してみると、(19)式のようになるのであって、これが採用できるかどうかを実験によって検証してみる。ただし、(19)式であるが、今回の検証実験に用いた装置では、十分な落下長 h が取れず(落下速度を大きくすることができない)、そのためにこの式の分数式分母第2項 $\left(= 8\sqrt{2\pi r \epsilon_0 \sqrt{gh}} \cdot \left(\frac{10 \times 10^3}{r} + 4.0 \times 10^3 \right) \frac{1}{\sqrt{0.27}} \right)$ は、第1項の 10^{-2} 程度であった。これでは、帯電量に及ぼす分数式の影響が帯電量のばらつきの範囲があり、分数式まで含めた検証が不可能である。したがって、検証実験としては不備ではあるが、止むを得ず(19)式の分数式分母第2項を無視する条件によって実施した。すなわち、検証実験は第2項の効果が有意に出ない条件であったため、(19)式でなく、次に示す

$$Q_r = a^2 A \left(\frac{10 \times 10^3}{r} + 4.0 \times 10^3 \right) \frac{\sqrt{I}}{\sqrt{0.27}} \quad (20)$$

なる簡単な式によって検証することにした。

検証実験はまずコロナ放電電流 I を変数、鋼球の落下位置 r をパラメータとして実験したところ、Fig. 7に示す結果が得られた。ここで、Fig. 7に示す実線は(20)式を示したものであり、プロットが実験値である。この結果によると、実験値の一部は実線に乗っておらず、8%程度の差が生じている。しかし、これは帯電量にばらつきのあることを考慮すると、それと同等なものであって、導入した(20)式には問題がないと判断している。また、落下させる鋼球の直径をパラメータとした検証実験でも、Fig. 8に示すように全て10%以内に入っており、よく一致する結果が得られている。したがって、これらの結果から、帯電量を求める実験式、(13)式あるいは(14)式が実用上使用できること、及びこれらの実験式によって帯電量が求め

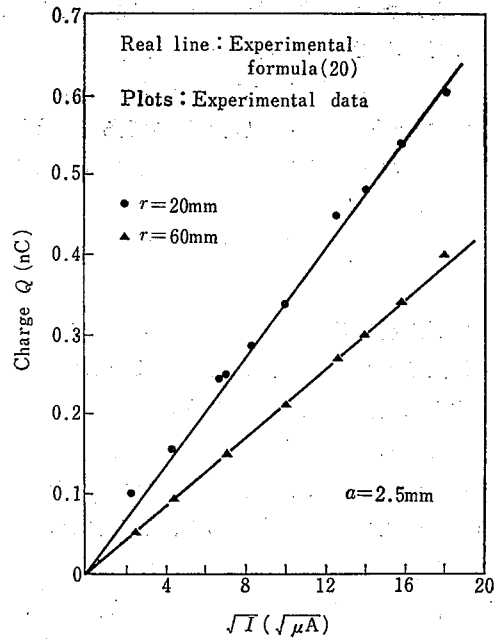


Fig. 7 Charge of sphere against root of corona current (part 1)
実験式の検証(その1)

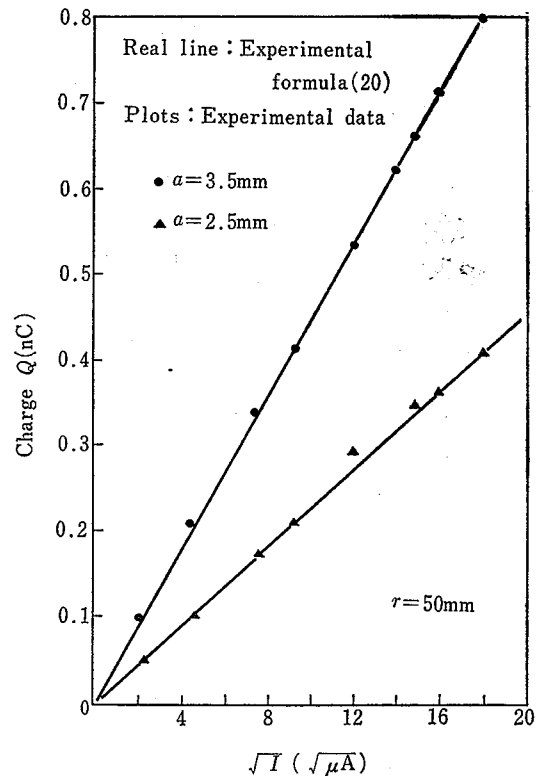


Fig. 8 Charge of sphere against root of corona current (part 2)
実験式の検証(その2)

られること、また、帯電量の制御は主として電圧、電流によって実現できることを確認した。

なお、Fig. 3~Fig. 6 に示す実験結果は、繰返し実験 10 回の平均値をプロットしたものであり、Fig. 7, Fig. 8 は 1 回の実験値をプロットしたものである。

4. む す び

帯電粉じんを作る手法として、コロナ放電によって生成されたイオンを粉じんに付加する方法は、帯電量を制御することができる利点をもっており、ここでは制御要因を明らかにする意味もあって、帯電量を表す実験式の誘導を試みた。それは本文 2 で述べたように 2 つの実験から関係式を求めると、これによって実験式が導入され、これによって帯電量を表わす一般式が得られた。また、この一般式を検証するために、粉じんの代りに鋼球を用いて調べたところ、10% 程度の誤差を認めるならば、この式が活用でき、実用上は問題のないことが確認された。なお、この報告では、粉じんへ帯電させるコロナ放電電極として、同軸円筒電極の結果のみについて述べたが、コロナ放電電極が別の形状の場合も、誘導した実験式が適用できることを確認している。

一方、誘導した帯電量を表わす実験式は、従来の M. Pauthenier の提案した式のように、イオンの存在する場の物理量で表したのではなく、イオンを生成するために外部から供給した電圧、電流等、外部の物理量によって表わした式であり、これらの物理量は外部から容易に観測できるために、利用価値は高いと考えている。ただ、今回誘導した実験式の検証は、粉じんの代りに鋼球を用いて行なったため、この実験式が粉じんに対して適用できるかどうかの問題が残されている。しかし、これについてはフライ・アッシュを用

いて検証する計画であり、その予備実験ではほとんど補正の必要がないことを確認している。また、コロナ放電を利用した帯電粉じんの生成では、通常コロナ放電空間へ、単一の粉じんを送るようなことをせず、多数の粉じんをコロナ放電空間へ送って帯電させる。この場合は、放電空間へ複数の粉じんが同時に存在するため、それらの相互作用が起こり、帯電特性に変化が生じる。したがって、この場合は誘導した実験式を補正しなければならず、現在はこれについて考察を進めている。

最後に、本研究は石川島播磨重工業株式会社技術研究所荻原正明氏の協力を得て実施したものであることを付記するとともに、ここに深く謝意を表す。

(昭和 55 年 3 月 31 日受付)

参 考 文 献

- 1) J. T. Leonard and H. W. Charhart, Static Electrification Conference Series No. 4, The Institute of Physics and Physical Society, 100~111 (1967)
- 2) S. Masuda, Research on Electrostatic Precipitation and Applied Electrostatics, University of Tokyo, (1979)
- 3) W. R. Harper, Contact and Frictional Electrification, Oxford, 25~39 (1967)
- 4) 田島泰幸, 第 20 回静電気研究発表会予稿集, 高分子学会, 69 (1975)
- 5) R. W. Evance and I. I. Inculet, Static Electrification 1975, The Institute of Physics and Physical Society, 228~237 (1975)
- 6) G. W. Penney and R. D. Lynch, AIEE Trans., 76, 294 (1957)
- 7) H. J. White, Industrial Electrostatic Precipitation, Addison-Wesley, 95 (1963)

産業安全研究所研究報告 RIIS-RR-28-5

昭和 55 年 6 月 16 日 発行

発行所 労働省産業安全研究所

〒 108 東京都港区芝 5 丁目 35 番 1 号

電話 (03) 453-8441 (代)

印刷所 新日本印刷株式会社

UDC 368.141 : 541.127 : 614.841.2

自然発火試験装置による熱発火限界温度の算出法
および数種の料品の自然発火性の検討

琴寄 崇・内藤道夫

産業安全研究所研究報告 RIIS-RR-28-2, 1~15 (1980)

RR-27-2 にて報告した自然発火試験装置を用いて数種の料品の自然発火性状とそれらの反応機構を調べた。本装置により自然発火過程の誘導期における極めてゆっくりした発熱反応の活性化エネルギーおよび頻度因子を断熱零次の条件の許で求めることができる。フランク-カメネツキの熱発火限界条件を適用して、色々な料品の熱発火限界温度を求める方法を示した。

(図 10, 写 1, 表 3, 参 19)



UDC 368.141 : 541.127 : 614.841.2

Estimating Procedure of Critical Ignition Temperature and Self-heating
Behaviors of some Materials

by T. Kotoyori and M. Naito

Research Report of the Research Institute of Industrial Safety

RIIS-RR-28-2, 1~15 (1980)

Self-heating behaviors of some materials were studied using the self-ignition apparatus. Activation energy and frequency factor of the extremely slow heating reaction during the induction period of a self-ignition process of a material can be determined with this apparatus under adiabatic zero-order condition. The critical ignition temperature of the material can also be estimated, applying Frank-Kamenetskii's critical condition for thermal explosion.

(10 figures, 1 photo, 3 tables, 19 references)

