

電気集じん装置内の放電線のコロナ振動機構

竹中 智彦*・川崎 元之**・足立 宜良***

Mechanism for The Corona Vibration of Discharge Electrode in Electrostatic Precipitation

Tomohiko TAKENAKA, Motoyuki KAWASAKI and Takayoshi ADACHI

Generally, the discharge electrode used in the large scale electrostatic precipitator (EP) is long elastic wire. The self-sustained vibration would be given rise to on such an electrode by electrostatic force due to the corona discharge. Although it is well known that the vibration of discharge electrode induces fatigue of material and depresses its precipitating function, the mechanism of this particular vibration seems not to have been extensively studied.

In order to clarify a mechanism of the vibration, we investigated a generation process of the negative damping force acting on the vibrational electrode by detecting a phase difference between the ripple of corona current having the same as vibration frequency and the vibrational displacement of the discharge electrode.

The experimental results indicate that the ripple of corona current take place in 1~3 msec following the displacement of discharge electrode. This effect can be explained in terms of, firstly, the modulation of the energy stored in ion space charge distribution, and secondly, the ion space charge relaxation time. Namely, the suppression force is induced by the delayed variation of electrical field distribution due to ion space charge following the vibration of discharge electrode. It might be concluded that the vibration of discharge electrode is restrained by the inhomogeneous distribution of ion space charge density.

1. ま え が き

電気集じん装置（以下 EP と略称）は、他の種々の機械的集じん装置に比べ、微細粒子にいたるまで非常に高い集じん性能が保証され、大気汚染の防止対策の一手法として、現在を問わず将来においても大いに有望視されている。そして、排出濃度規制が厳しくなるにつれ、産業界における対象発じん源も多様化し、過酷な条件下での EP の稼働が求められる現状である。この EP の稼働条件として、より高い集じん効率と長時間連続運転の信頼性が要求される時代となりつつある。

こうした背景をもとに、現在 EP の研究開発にあたっては、イニシャルコストを低下させるための装置の小型化、正常な運転の支障となる種々の異常現象の原因究明とその防止対策の確立、サブミクロン粒子と呼ばれる粒径が 1 ミクロン以下の微粒子の捕集問題等が大きな課題となっている。

この異常現象の 1 つである放電線の機械的な振動現象は、EP の構造に基づく異常現象であり、集じん効率の低下、放電線の疲労、断線等の障害をもたらす EP の稼働停止にまで至らしめることが知られている¹⁾。そのため、今日までに種々の振動防止対策が講じられてはいるが、振動機構についての本質的な解明はなされていない。それは、この現象が単なる機械的な振動ではなく、コロナ放電々場という特殊な条件下で発生する自動振動であり、機械工学、電気工学といった境

* 大学院電気工学専攻（現・（株）日立製作所）

** 西日本工業大学

*** 電気工学科

界領域的学問を基礎としていたために、その計測ならびに、解析においてきわめて複雑な要素を含んでいるためである。さらに、この現象は、架空送電線のコロナによる振動現象²⁾³⁾⁴⁾、や電子コピーのコロナワイヤの振動現象⁵⁾とも本質的に同じであり、物理現象として、また基礎工学的な見地からもこの現象の解明はきわめて重要な意味を持つと思われる。

これまでに、EPの放電線振動の研究は、平松・小堀⁶⁾ならびに足立ら⁷⁾⁸⁾により行なわれているが、振動機構については明らかにされていない。そこで、筆者らは、この振動現象が、自励振動である点に注目し「負の減衰力」の発生すなわち自励振動の確立する機構について、作用力と放電線の変位との間の位相差を重視して、実験的に検討した。その結果、コロナ放電により発生する空間電荷による空間電荷電界分布の変化が、放電線の運動に対して時間遅れを持つことが振動の原因であることが明らかになった。さらに、空間電荷が振動におよぼす影響を実験的に検討した結果、空間電荷を制御することで、振動の抑制が可能であることが判明した。なお、実験はガス流のない静止大気中で行ない、雰囲気条件は、室温 13°C~31°C、湿度 48~76%であった。

2. 振動機構

2.1 弦の振動方程式

放電線の運動を定量的に解析するには、弦の振動問題になるため2階の偏微分方程式によらねばならないが、ここでは、問題を簡単にするために Fig.1 に示すように、弦の中央の質点の運動について次のような仮

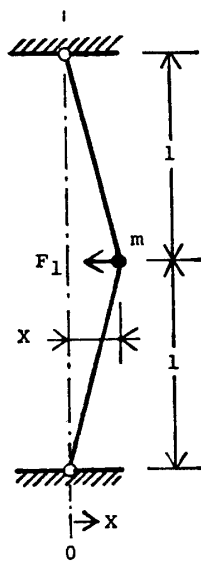


Fig. 1 Model of discharge electrode vibration

定を用いて考察することにする。

(i) 放電線の質量を集中荷重と考え、中央の質点の運動に注目し、自由度1の系で考える。

(ii) 復原力 F_1 を弦の縦弾性係数 k_e および断面積 S を考慮して次式で表わす。

$$F_1 = -2(T_0/l)x - k_e S(x/l)^3 \\ = -k_1 x - k_2 x^3$$

ただし、 T_0 は初張力 (kg)、 $2l$ は放電線長 (cm) x は変位 (cm)、 k_e は放電線の弾性係数 (kg/cm²)、 S は放電線の断面積 (cm²)、 $k_1 = 2(T_0/l)$ 、 $k_2 = k_e S/l^3$ とする。

(iii) 減衰力を速度に比例する粘性減衰 $C\dot{x}$ とする。ただし、 C は粘性減衰係数 (kgs/cm) である。

以上の仮定より、外力の作用しない時の運動方程式として

$$m\ddot{x} + C\dot{x} + k_1 x + k_2 x^3 = 0 \quad (2)$$

を得る。ただし、 m は放電線の等価集中荷重 (kgs²/cm) である。この (2) 式をここで取扱う振動系の基礎方程式とする。

2.2 外力の仮定

振動系に作用すると考えられる外力については、これまでに足立ら⁷⁾ により以下のような力が考えられている。

- (1) コロナ輝点による力
- (2) イオン風の風圧
- (3) 放電圧力¹⁴⁾ (火花放電に基づくもの)
- (4) 放電線—平板電極間のクーロン力
- (5) 放電線—空間電荷間のクーロン力

しかし、コロナ放電々場においては、こうした作用力を独立した要素として考えることはきわめて困難であり、それらの合力が適当な位相をもって、放電線に作用すると考えられる。そこで、こうした外力を生み出す原因と考えられる電氣的な状態、すなわち放電空間の状態を表わすパラメータとして、空間電荷分布 ρ 、電界分布 E 、電位分布 ϕ に限定して考えることにする。

ところで、コロナ放電を行なっている放電線が振動を継続している条件のもとでこれらのパラメータは、時間 t と場所 x の関数であって、相互にきわめて密に結びついている。そして、これらの分布を厳密に解析的に表わすことは一般的に困難である。例えば定常状態での放電空間の電位分布を表わすポアソンの式

$$\nabla^2 \phi = -\rho/\epsilon \quad (3)$$

ですら、特殊な場合をのぞいては一般的に解析的解が

得られにくい現状にある (文献13 参照). ただし ϕ は電位 (V), ρ は空間電荷密度 (C/m^3), ϵ は誘電率 (F/m) である.

そこで, このような放電空間の状態を $\Phi(x_1, x_2, t)$ なる関数で記述しておくことにする. ここで x_1 は放電電場の任意の位置, x_2 は放電線の位置, t は放電線の運動に伴って生じる時間的な変化に関する項である. また, 放電線の初期の静止位置を $x_2=0$ にとる. 今, 何らかの原因により放電線が Δx_2 だけ微小変位をうけるとすると, 放電状態も $\Phi(x_1, x_2, 0)$ なる平衡状態になろうとする. ところで, コロナ放電電界では, コロナ放電に伴う空間電荷の作る電界が静電界に重畳している. この空間電荷の作る電界は放電線近傍の電界を弱めるように働くため, コロナの進展を抑制し, コロナ放電を安定化するように作用する⁹⁾. ここで, 放電線の位置の変化によりコロナ放電の強さに変化をきたしたとすると, それに伴って空間電荷の配置も変化し電界分布の変化が起きる. ところが空間電荷の再配置のためには, 空間電荷の移動速度が影響するため, 必然的に電界分布の変化に時間遅れをもたらすと考えられる. したがって, その遅れ時間, すなわち電界の再配置のため緩和時間を τ とすると, ある状態 $\Phi(x_1, x_2, t)$ は, 放電線の運動に対し時間的に τ だけ遅れた $\Phi(x_1, x_2, t-\tau)$ で記述できることになる.

以上の考察から, 放電線に作用する電気的な力は, 放電線の変位に対して, 時間的に τ だけ遅れていることになる. なお, この作用力の遅れ時間では 3.2 節で実験的に確認した. 結果として, この作用力 F_2 は次式で表わされる.

$$F_2 = k_3 \Phi(x_1, x_2, t - \tau) \quad (4)$$

ただし, k_3 は力学的な係数とする. すなわち, (4) 式で記述される力は, 力学的には, 放電線の位置 $x_2(t)$ に対し, τ だけ遅れた位置 $x_2(t-\tau)$ に比例するような力となる. これを書きなおすと

$$F_2 = k_4 x_2(t - \tau) \quad (5)$$

となる. ここで, k_4 は ρ, E, ϕ など放電電界の性質に基づいて決まる振動系に対する等価的な力学的な係数であり, 一般に

$$k_4 = f(\rho, \phi, E) \quad (6)$$

となる. ただし, この関数形を決定することは一般的に困難である.

さらに, (2) 式で示した振動系に (5) 式に基づく外力が作用するとすると, 系の運動方程式は, x_2 を x に書きなおして

$$m\ddot{x} + C\dot{x} + k_1x + k_2x^3 + k_4x(t-\tau) = 0 \quad (7)$$

となる. ここで, 左辺の t を含む第 5 項に注目して, この項をテーラー展開すると

$$x(t-\tau) = x - \tau\dot{x} + \tau^2\ddot{x}/2 + \dots \quad (8)$$

となる. いま, τ が小さいとすれば (3.2 節に記してあるように実際の τ は数 msec 以下), τ^2 以下の項を省略出来るので, (7) 式は,

$$m\ddot{x} + (C - \tau k_4)\dot{x} + (k_1 + k_4)x + k_2x^3 = 0 \quad (9)$$

のように書きかえることが出来る. この (9) 式を放電線の運動を表わす運動方程式と考えることが出来る.

今, (9) 式, 第 2 項の係数 $(C - \tau k_4)$ において

$$C - \tau k_4 < 0 \quad (10)$$

の条件が成立するとすれば, 系には等価的に負の減衰力が作用することになり自動振動が発生する. すなわち, 放電線の変位に対して (10) 式が成立する時間 τ だけ遅れた作用力の存在を確認することで, 放電線振動機構を明らかに出来ると考えられる. 言い換えれば, 放電線の振動変位と空間電荷分布 (コロナ電流にて転換—— (12) 式の説明参照) の変化との位相差をなんらかの手法で検出することが出来れば, 放電線振動機構解明に到達することになる.

なお, この (9) 式の運動方程式の導出過程は, 振動機構をモデル的に考察したために, 以下で述べる実験との直接の対照は出来ない. すなわち, Fig. 10 に示す振動確立状態の説明は (10) 式で出来るが, 持続振動時の状態の説明は出来ない. この 2 つの振動状態を 3.3 節に述べる Van der Pol の方程式の解とを比較検討して, (10) 式が振幅の関数でなくてはならないからである.

3. 振動機構の実験的検証

3.1 実験装置および測定法

Fig. 2 に実験に用いた模擬 EP の概要図と測定系を

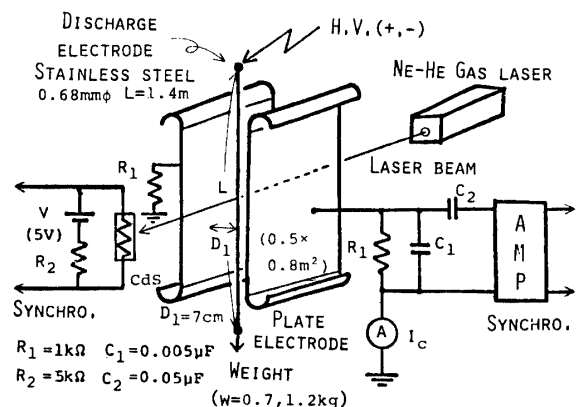


Fig. 2 Schematic diagram of experimental apparatus and measurement system

示す。この図は縦型の平行平板型 EP で、放電線は平板電極間の中心に 1 本吊してあり、ギャップ長 D は、7cm である。放電線長は 1.4m、径は 0.68mm で、実用 EP における放電線長 L と放電線半径 d との比 $L/d=3000\sim 6000$ の条件¹⁾ と相似関係になるようにしてあり、本装置では $L/d=4117.6$ である。また、放電線の支持形式は、「1 端固定他端自由」とし、放電線の下部に吊した重錘により適当な張力を与えている。

放電線の変位と振動数の検出にあたっては、放電線にレーザー光線を照射し、CdS セルで受光し、CdS セルの抵抗変化に伴う電圧波形より測定した。同時に、振動に伴って生じるコロナ電流の脈動分も検出した。コロナ電流の脈動分の検出において用いたコンデンサ C_1 は、負コロナ電流における高調波分を除く（トリチェリパルス除去が目的でない）ため、 C_2 は直流分をカットするためである。なお、 R_1 と C_1 との並列回路の時定数は、 10^{-6} sec で Fig. 3 の場合の放電線固有振動周期が、 4.29×10^{-2} sec なので C_1 に基づくコロナ電流の位相遅れは全く問題外である。そして、CdS セルの時定数は非常に小さいので、この場合の周波数応答に与える影響は、前記同様に問題外である。

次に、振幅は放電線の中央部を正面から写真撮影することによって行なった。なお、撮影方法は投光器で放電線を照射し、シャッタースピード 1/15~1/30 秒、絞り 5.6~8 程度であった。また、振動のピークからピークまでの値を「全振幅 $2A$ (mm)」と呼び、その半分の値である中心からピークまでの値を「振幅 A (mm)」と呼ぶことにする。

3.2 定常振動特性

<線の振動変位とコロナ電流との位相差> Fig. 3 に印加正電圧 $V=35$ kV、重錘 $W=1.2$ kg の条件下の定常振動状態における CdS セルの電流波形と正コロナ電流の脈動分の波形を示す。この正コロナ電流の脈動分は、放電線振動による線の変位に基づくものであって、この波形から線の固有振動数は 23.3Hz と判断される。放電線の振動変位とコロナ電流との位相差を検討するために、Fig. 3 を模式図に描き直しをしたものを Fig. 4 に示す。この時の測定方法は、Fig. 5 に示す模式図の通りで、コロナ電流波形 I_A, I_B は、各平板電極における電流脈動分で、 I_A と I_B との位相は 180° ずれている。また、レーザー光線は中心から 3mm 変位してあるためパルス間隔の狭い方の中間が、放電線が最も平板電極 B に近づいた瞬間と考えられる。なお、レーザー光線の照射の仕方を工夫することで、パル

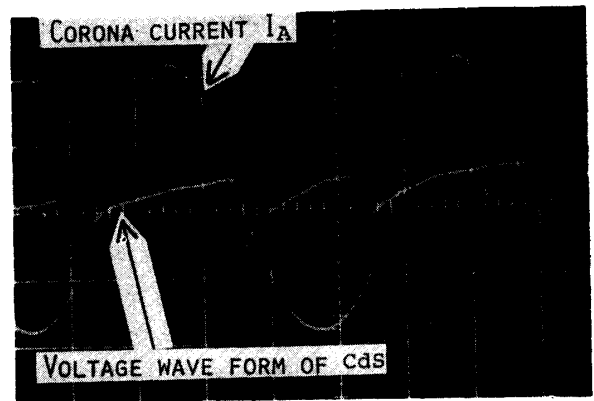


Fig. 3 Photograph of corona current and voltage wave form of CdS cell. Corona current represents the force of space charge, and CdS wave form does the position of discharge electrode, where $V=35 \times 10^3$ v, $I_c=418 \times 10^{-6}$ A, $A=8.7 \times 10^{-3}$ m, positive corona, $W=1.2$ kg and $I: 50$ mV/div, CdS: 20mV/div, Time: 10msec/div.

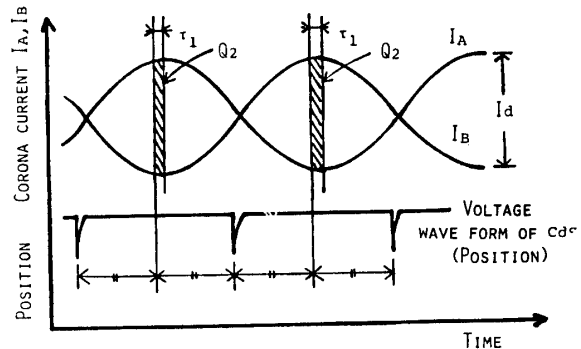


Fig. 4 Schematic diagram of corona current and voltage wave form of CdS cell.

スとパルスとの中間が放電線の最大振動変位時（最大振幅時）であることを確認してある。

この波形より、放電線の最大振動変位とコロナ電流の脈動分の最大値との間には、 τ_1 の遅れ時間が観測される。これらの図に基づいて、印加電圧 35kV の場合についての τ_1 の測定値は、正コロナで 2.5msec、負コロナで 1.5msec である。そこで、放電線近傍から集じん電極までのイオン走行時間を求めることにする。まず、イオン速度 v (m/s) を次式で求める。

$$v = \mu E \tag{11}$$

ただし、 μ はイオン移動度 ($\text{m}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$)、 E は平均電界強度 (V/m) である。

いま、 $E=5.0 \times 10^5$ (V/m)、正イオン移動度 $\mu_+=1.32 \times 10^{-4}$ ($\text{m}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$)、負イオン移動度 $\mu_-=2.11 \times 10^{-4}$ ($\text{m}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$) として、放電線から平板電極 (7cm) までのイオン走行時間 τ_2 を (11) 式を用いて計算す

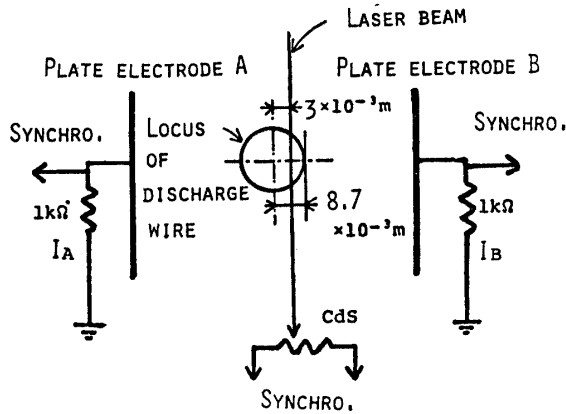


Fig. 5 Schematic diagram of the measurement system for phase detection. (see Fig.3 and 4)

ると、正コロナでは 1.12msec、負コロナでは 0.74msec となる。そして、これらの計算値は前述の実験値 τ_1 より小さい。すなわち、この τ_1 と τ_2 との差に相当する時間 τ_3 は、放電線近傍における空間電荷の緩和作用⁹⁾ によるものと考えられ、放電線の運動とコロナ放電の性質によって必然的に決定されるものと考えられる。そして、Fig. 4 に示した遅れ時間内に相当する電荷 Q_2 が放電線に力をおよぼすと考えられる電荷である。ここで、この空間電荷とその空間の電流密度との関係は、次式に示す電流連続の式で表わされる。

$$J = \mu \rho E \quad (12)$$

ただし、 J は電流密度 (A/m^2) である。そして、最終的に平板近傍の空間について考えると、この J は平板上のコロナ電流密度に近似的に等しいことになる。

そこで、このような平板上のコロナ電流密度の総和である全コロナ電流が振幅に影響をおよぼすことが考えられる。Fig. 6 は、全コロナ電流 I_c と振幅 A との

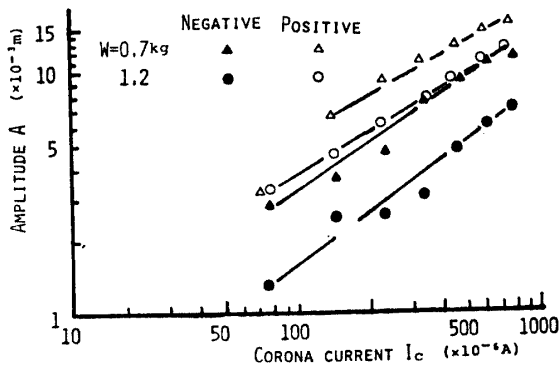


Fig. 6 Characteristics of the amplitude by the effect of corona current.

関係、Fig. 7 はコロナ電流の脈動分 I_d と振幅 A との関係を示したものであり、両者とも直線で表

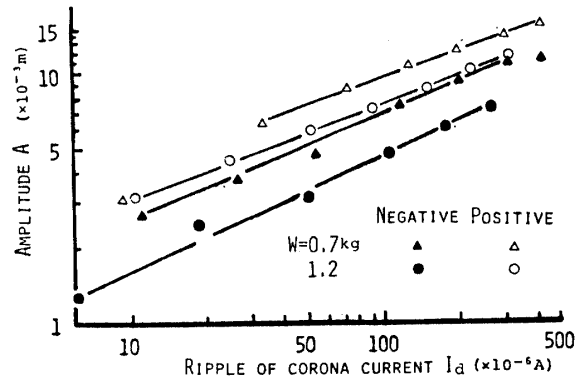


Fig. 7 Characteristics of the amplitude by the effect of the ripple of corona current.

わされることから次の関係式が得られる。

$$A = \alpha I^\beta \quad (13)$$

ただし、 I はコロナ電流 (μA)、 α は極性ならびに荷重 (振動数と振幅に関係) に基づく実験定数、 β は全コロナ電流の場合に 0.6 で、コロナ電流脈動分の場合に 0.5 となる実験定数である。 α, β の持つ物理的意味は明らかでない。

両図からコロナ電流が同じであれば、振幅は正コロナの場合の方が負コロナの場合より大きくなる。この原因として、(11) 式のところで示した正イオン移動度が負イオン移動度よりも小さいために放電線が空間電荷からの電気エネルギーを受ける時間が長いと考慮される。また、コロナ電流増加と共に振幅が増加することは、空間電荷の増大について振動系への入力エネルギーである電気エネルギーの増大に原因していると考えられる。

<振動エネルギー> 定常状態では、放電線の振動数は弦振動と考えた場合の固有振動数¹⁰⁾ にほぼ一致し、振幅もほぼ一定である。すなわち、振動 1 サイクルあたりに外力によって与えられるエネルギー W_1 と減衰によって失われるエネルギー W_2 とが釣りあい、見かけ上は減衰の作用しない固有振動を繰り返している。そこで、外力の性質を明らかにするには、減衰エネルギーを求め、そのオーダーと一致するような外力の要素を検討すればよいことになる。

今、空間電荷が放電線に与えるエネルギーについて考えることにする。この空間電荷による作用力 F は、一種のクーロン斥力で、放電線の持つ電荷を Q_1 、放電線に作用する実質的な電荷を Q_2 (Fig. 4 参照) とすると、

$$F_s = Q_1 Q_2 / (4\pi\epsilon_0 r^2) \quad (14)$$

となる。ただし、 r は放電線からの任意の距離 (m)

である。

すなわち、系には F_s に相当する力が時間遅れ τ_3 をもって作用するために、この τ_3 の間に系にエネルギーが与えられることになる。そこで、放電線の振動1サイクルに空間電荷が放電線に与えるエネルギー W_1 は次式で表わされる。

$$W_1 = 2 \int_0^{4l} F_s dr \quad (15)$$

ただし、 dl は放電線から平板電極方向 (dr) へのイオン走行距離 (m) である。

この F_s は (14) 式で求めるが、 Q_1 は Fig. 8 に示した $I_c - I_d$ の実測値に基づき (12) 式により推定した。このときの電界強度 E については、放電線近傍で

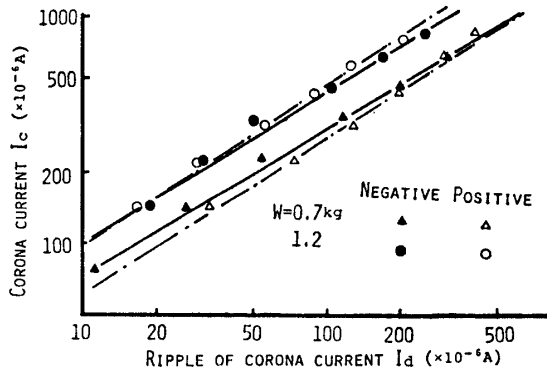


Fig. 8 Relation between corona current and ripple of corona current.

あることを考慮して、次式に示すコロナ開始電界強度 $E_0^{15)}$ を用いた。

$$\begin{aligned} E_{0+} &= (33.7\lambda + 8.13\sqrt{\lambda/d}) \times 10^5 \quad (\text{正コロナ}) \\ E_{0-} &= (31.0\lambda + 9.54\sqrt{\lambda/d}) \times 10^5 \quad (\text{負コロナ}) \end{aligned} \quad (16)$$

ただし、 λ は相対空気密度、 d は放電線の半径 (m) である。

次に、放電線の持つ電荷 Q_1 に関しては、

$$Q_1 = 4\pi\epsilon_0 / \ln \left\{ \frac{1 + \cos(\pi d/2D)}{1 - \cos(\pi d/2D)} \right\} \quad (17)$$

により求めた¹¹⁾。また、コロナ域の大きさを d_c (m) とし、放電線からの任意の距離 r (m) を

$$r = d_c + vt \quad (18)$$

とにおいて、(15) 式を書き直すと

$$\begin{aligned} W_1 &= 2 \int_0^{\tau_3} Q_1 Q_2 / (4\pi\epsilon_0 r^2) dr \\ &= 2 \int_0^{\tau_3} v Q_1 Q_2 / \{4\pi\epsilon_0 (d_c + vt)^2\} dt \end{aligned} \quad (19)$$

となる。この (19) 式は、電荷 Q_2 の空間電荷によって電荷 Q_1 を持つ放電線が振動の1サイクル期間に受け入れる電気エネルギーを示している。

一方、振動系の減衰エネルギー W_2 は、放電線の運

動を調和振動解 ($x = A \sin \omega t$) と考えると次式で表わされる。

$$W_2 = \oint C \dot{x} dx = \int_0^{2\pi/\omega} C(x)^2 dt = \pi C \omega A^2 \quad (20)$$

ただし、 ω は円振動数 (rad/s) である。そこで、振動系の自由減衰特性より C を求め (19) 式、(20) 式により試算した振動エネルギーを Fig. 9 に示す。このように、電気的な入力エネルギー (W_1) と機械的な消費エネルギー (W_2) とがほぼ一致することから空間電荷に基づく作用力によって振動が持続するものと考えられることができる。

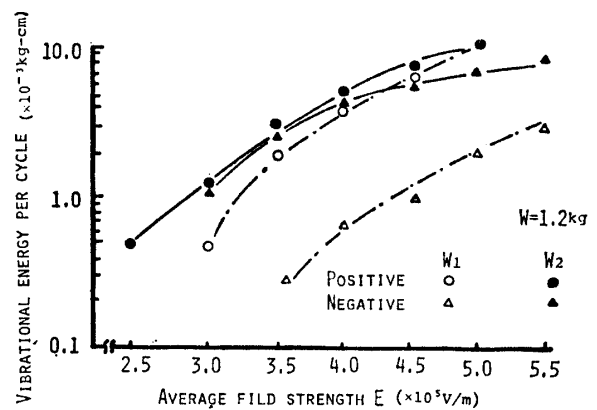


Fig. 9 Comparison of the energy given by space charge with the damping energy loss per cycle

以上のような検討の結果、コロナ電流すなわち、空間電荷が放電線の変位に対して時間遅れを持つことを実験的に確認し、その遅れ時間内に系に与えるエネルギーが減衰エネルギーにほぼ等しいことを数値計算により確認した。その結果、振動の発生機構として空間電荷の電界分布が放電線の運動に対して時間遅れを持つことが大きな要因であることが明らかとなった。

3.3 過渡特性

<振動確立過程> (9) 式で示した運動方程式において、明らかに振幅関数を含む非線形要素と予想される k_4 の関数形を解析的に決定することはきわめて困難である。しかし、その関数形が決定されれば放電線に作用する力の性質がより明確になると思われる。そこで、放電線にステップ電圧を印加することで振動を発生させた。そして、この振動過渡特性をペンレコーダに記録して、種々の検討を行なった。

Fig. 10 に正、負コロナの場合の典型的な過渡振動波形を示す。これは、放電線中央部における振幅の変化に対応している。正コロナ場合には、振幅は一様に増大し定常に達し、その振動波形は非線形微分方程

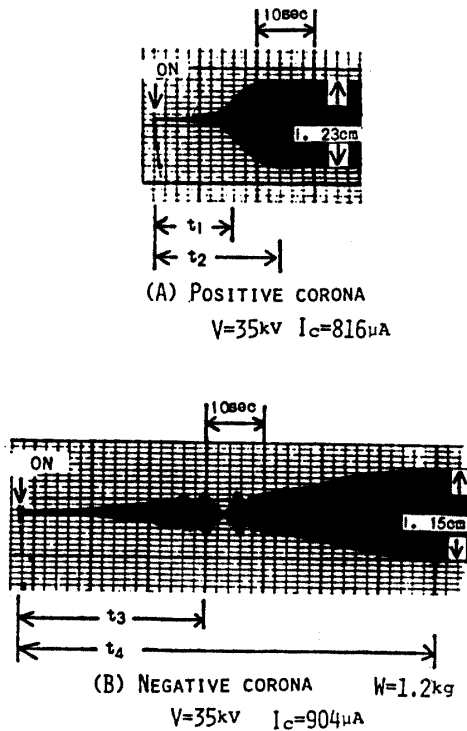


Fig. 10 Building up process of the vibration.

式として有名な Van der Pol の方程式の解 ($\mu=0.1$ の場合)¹²⁾にきわめてよく類似している。また、負コロナの場合には、非常に複雑なパターンがあらわれている。これらの振動波形は、同一条件下のもとでの再実験において必ずしも同じになるわけではないが、これらの傾向には再現性がある。特に負コロナにおいて、振幅の途中でくびれが出来ている原因として、振幅が全体的に減少する場合と、2倍波、3倍波などになる場合の2通りがある。そして、後者の場合でも最終的には基本波の定常振動になる。

このような振動確立過程の差異は、正・負コロナ放電の性質に依存しており、正コロナがグロー状の様なコロナであるのに対し、負コロナでは、コロナ輝点が散在し、しかも消長現象を伴うためと考えられる。また、正コロナでは、振動波形が Van der Pol の方程式の解 ($\mu=0.1$ の場合)¹²⁾に非常によく類似していることから k_4 の性質として、 x^2 に比例するようなものを含んでいると考えることが出来る。しかし、負コロナの場合は x^2 の項を含むべきと考えるが、正コロナの場合よりもさらに複雑な形式と予想され、概要さえも不明である。

次に、これらの波形の特徴を示す意味で Fig. 10 に示すように、正コロナにおいて振幅が定常の1/2になるまでの時間を t_1 、定常になるまでの時間を t_2 、負コ

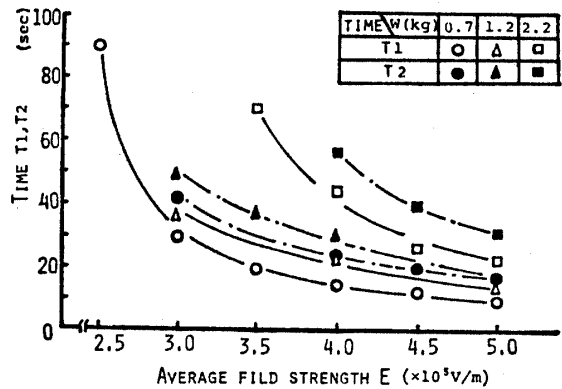


Fig. 11 Building up time of the vibration (Positive corona)

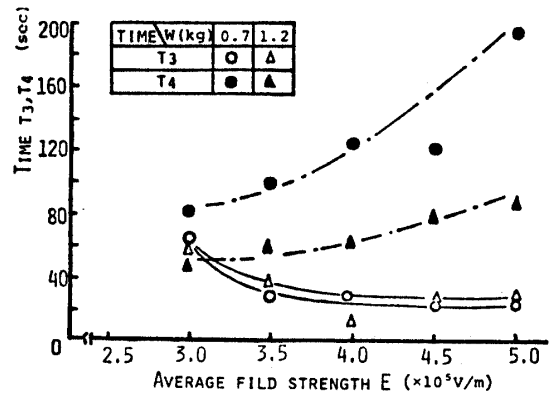


Fig. 12 Building up time of the vibration (Negative corona)

ロナにおいて初期の振幅のピークまでの時間を t_3 、定常までの時間を t_4 とする。Fig. 11 に正コロナ、Fig. 12 に負コロナの場合の振動確立時間を示す。

これより、正コロナの場合には平均電界強度の増大(入力電気エネルギーの増大)、重錘の減少(機械的消費エネルギーの減少)につれて t_1 、 t_2 とも予想どおりに短くなり、この関係は次式で表わされる。

$$t = aE^b \tag{21}$$

ただし、 E は平均電界強度 (V/m)、 t は振動確立時間 (sec)、 a, b は共に実験定数である。

ところが、負コロナの場合の振動確立時間は、イオン移動度の相違ならびにコロナ放電機構の相違に基づくものと思われる理由によって、正コロナの場合より一般に長い。そして、平均電界強度の増大、重錘の減少につれて、 t_3 は短く、 t_4 は長くなる傾向にある。この t_3 の傾向は t_1 ならびに t_2 同様に理解されるが、 t_4 の長くなる傾向は理解できない。また、 t と E との関係は正コロナの場合のような関係式では表わせない。

以上のような結果を得たが、振動波形をもとにした定量的な解析は現状では困難であり今後の課題である。

＜線振動開始電圧＞ コロナ放電に起因する線振動開始電圧は、張力、極性、電圧波形、電極表面状態、雰囲気条件、電圧上昇速度等に影響されて異なる。本実験では、コロナ開始電圧以後 1kV ずつ上昇させ、同一電圧を10分間保持させる方式を使用した。そして、ペンレコーダの電流波形に周期性が出たときを「線振動開始電圧 V_{bs} 」とした。また、レーザによる波形に断続的な振動波形が現われたときを「仮想線振動開始電圧 V_{bs}' 」とした。前者は増幅器の性能（本実験では $1\mu A$ 以上）に影響され、後者は「弦振動」が望遠顕微鏡による肉眼で認められない微小な断続的振動を検出する欠点がある。

以上の手法で求めた線振動開始電圧特性を Fig. 13 に示す。この図において、負コロナの場合はコロナ輝

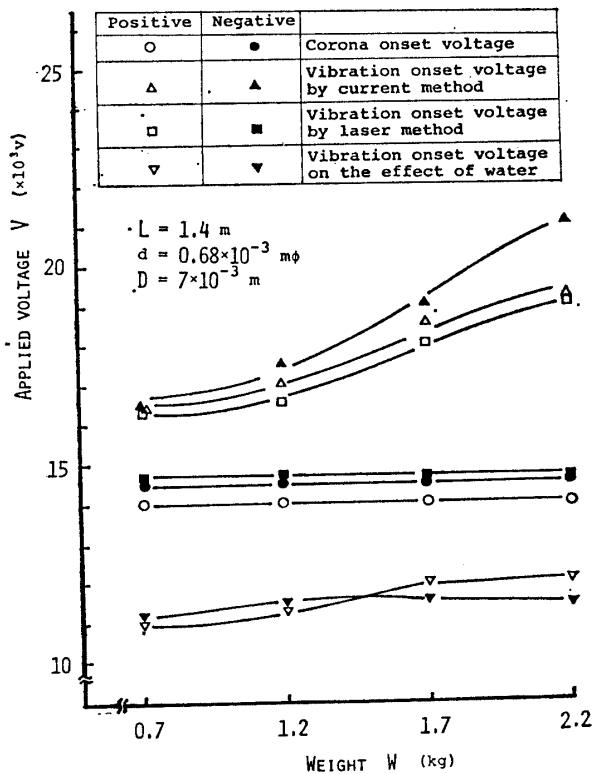


Fig. 13 Onset voltage of corona induced vibration depending on DC polarity and the effect of water.

点が消長現象をもって線上に散在するので、ランダムな力が作用するためコロナ開始電圧 V_c とほぼ近い値で $-V_{bs}'$ が存在する。そして、逆にこの性質のため同期振動が生じにくく $-V_{bs}$ の値が大きくなるものと考えられる。正コロナの場合は負コロナに比較して安定なので、

$$(-V_{bs}) > (+V_{bs}) \geq (+V_{bs}') > (-V_{bs}')$$

という特性を示す。

放電線表面状態の変化特性として、線表面に水を塗布した場合の線振動開始電圧 V_{bs} の特性を Fig. 13 中に示す。この V_{bs} は V_c より低い値となり、「雨天下の送電線振動現象」と関連があって、興味深い特性であるがここでの検討は省略する。

4. 空間電荷の振動への影響

空間電荷による電界分布の不均一性とそれに基づく作用力のアンバランスのために、線振動が発生し、この振動に基づくコロナ放電の周期的変化によって線振動が持続することが明らかとなった。そこで、空間電荷が振動におよぼす影響を調べるために、Fig. 2 で用いた模擬 EP 内に第3電極を設けた。そして、この電極に種々の電圧を加えて放電場内における電界分布を変化させることにより、空間電荷を制御し振動への影響を検討した。

4.1 実験装置

第3電極を設置した EP の実験装置の概略図を Fig. 14 に示す。この装置は、Fig. 2 で用いたものと同じで

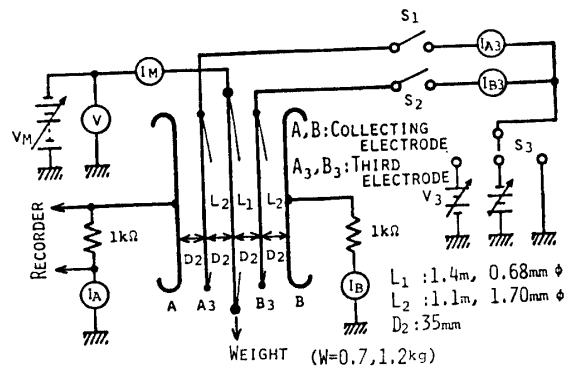


Fig. 14 Schematic diagram of experimental apparatus for third electrode method

あるが、放電線（以後主電極と呼ぶ）と平板電極との中間に直径 1.7mmφ、長さ 1.1m の第3電極 A_3, B_3 を設けた。主電極には、工業用 EP を考慮して負の高圧を印加したが、第3電極は、スイッチ S_3 を切り換えることで、接地、正の高圧、負の高圧とすることが出来る。また、スイッチ S_1 ならびに S_2 の操作により電界分布を対称、非対称とすることが出来る。ここでは、 $[S_1 \text{ ON}, S_2 \text{ ON}]$ の場合を対称電界、 $[S_1 \text{ ON}, S_2 \text{ OFF}]$ の場合を非対称電界と呼ぶことにする。

4.2 実験結果

〈第3電極・接地〉 Fig. 15 に、対称電界(Symmetry) と非対称電界 (Non-Symmetry) との場合の主電極の印加電圧と振幅の関係を示す。この図より明ら

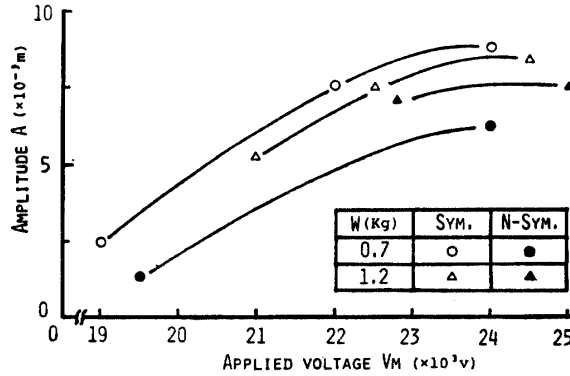


Fig. 15 Characteristics of the amplitude by the case which the third electrode was earthed.

かに、非対称電界にすることで振幅が減少することがわかる。振動の持続には空間電荷の周期的な変動が必要であるが、対称電界の場合には、左右の両空間の電界分布が対称なために、わずかな初期変位が与えられても、この変位によって生じた電界の不均一性を緩和しようとして、空間電荷による電界分布に変化が起き、それが加振力として有効に作用することが考えられる。ところが、非対称電界の場合には、主電極と第3電極との間の電界が強まり、コロナ放電は接地された第3電極(A₃)と主電極間で旺盛に行なわれることになる。そのため、はじめから電界分布ならびに電流分布が共に著しく非対称になっており、わずかな変位が与えられても空間電荷による電界分布の非対称性は大きく変化しないものと考えられる。すなわち、空間電荷の周期的な変化が抑制されることになり、振幅も減少するものと考えられる。

〈第3電極・正の高圧〉 横軸に主電極と第3電極との間の相対的な平均電界強度 $E_1 = (V_M + V_3)/D_2$ (V/m) をとった主電極の振動振幅の特性を Fig. 16 に示す。第3電極の電位を上昇すると、 E_1 も増加し振幅も増加している。これは、主電極近傍の電界強度の上昇と、第3電極からの正コロナ放電による正イオンの増加のためと考えられる。すなわち、空間電荷の増加により、振動系に与えるエネルギーが増大したものと考えられる。なお、非対称電界の場合は振動は、著しく抑制された。これは、空間電荷分布に著しい非対称性が生じ、そのために放電線には、空間電荷(正イオン)により受けるクーロン力と、第3電極により生

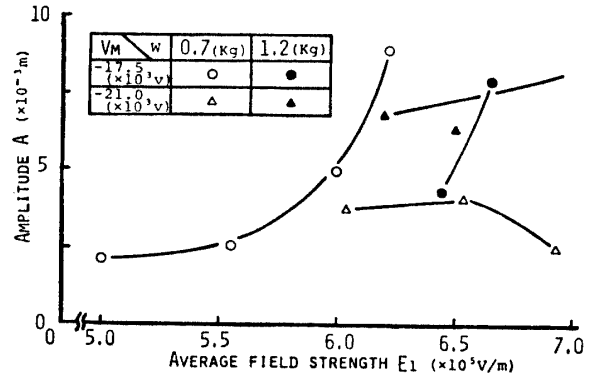


Fig. 16 Characteristics of the amplitude by the case which the third electrode was applied positive high voltage and the electric field was symmetrical. $E_1 = (V_M + V_3)/D_2$.

じるクーロン力が作用して振動を抑制すると思われる。

〈第3電極・負の高圧〉 Fig. 17 に第3電極に負の高圧を印加した場合の振幅特性を示す。横軸には、主電極と第3電極との間の平均電界強度 $E_2 = (V_M - V_3)/D_2$ をとってある。第3電極の電位の上昇により

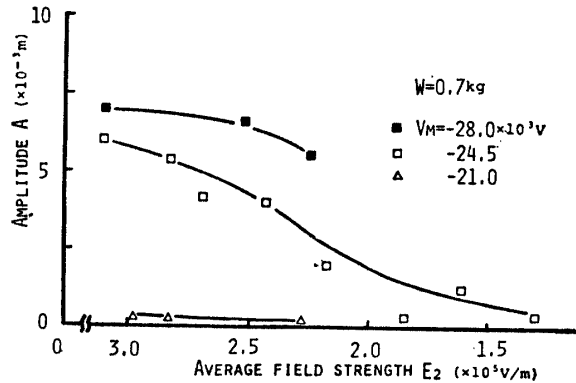


Fig. 17 Characteristics of the amplitude by the case which the third electrode was applied negative high voltage and the electric field was symmetrical. $E_2 = (V_M - V_3)/D_2$

E_2 は減少し、コロナ電流 I_M も減少することになる。すなわち、主電極近傍でのコロナ放電が抑制され、空間電荷が減少するために振幅も減少するものと考えられる。また、同じ平均電界強度 E_2 でも、 V_M が大きいほど V_3 によってコロナの発生が抑制されにくく、主電極近傍での空間電荷密度は大であり、主電極に作用する力も大となるためと考えられる。

以上、空間電荷が放電線の振動振幅特性に影響をおよぼすことが明らかとなった。すなわち、空間電荷が振動の原因であると同時に、空間電荷を制御することで振動の抑制が可能であることが判明した。特に、第3電極を接地して電界を非対称にする方法は、種々の

問題点があるにしても実用的に大いに期待できると思われる。さらに、この現象の本質をより明らかにするには、空間電荷の挙動に直接に影響をおよぼすパラメータであるダスト濃度、ガスの性状ならびに雰囲気条件等を重視した実験が必要であると思われる。

5. む す び

以上、放電線のコロナ振動機構について実験的に検証し、空間電荷の振動におよぼす影響を明らかにしたが、要約すると次のようになる。

1. 定常時の振動振幅は、コロナ電流の関数となり、コロナ電流脈動分のほぼ1/2乗に比例する。また、同一電圧では正コロナの方が負コロナに比べ振幅が大きくなる。この原因は、正イオン移動度が負イオン移動度より小さいため、空間電荷に基づく作用力が正コロナの場合の方が大きくなるためと考えられる。
2. 過渡振幅特性においては、正コロナでは、Van der Pol の方程式の解 ($\mu=0.1$ とした場合) によく似た特性が得られたが、負コロナではきわめて複雑であり、振動の確立時間も長い。この振動確立時間の長短の原因については、上記の振幅の大小の原因と同様に考えられる。また、負コロナの場合の複雑な振動確立パターンは、負コロナ放電の機構にも原因すると考えられる。
3. 空間電荷による電界分布の変化が、放電線の運動変化に対して時間遅れを持つことが明らかになった。この時間遅れに基づいて、系に電気エネルギーを供給するために、振動の確立ならびに持続振動状態が保たれる。
4. 放電極と集じん電極間に新たに第3電極を挿入して、この電極によって空間電荷を制御することで、振動の抑制が可能であることが判明した。このことは、上記(3)と同様に放電線振動原因の解明ならびに対策にとって非常に有意義である。

本論文では、EPにおける放電線の振動現象の原因の解明という基礎的な研究のために問題を非常に単純化して行なった。そのために、実用EPの稼働条件であるダストの影響、ガスの性状、雰囲気条件等のパラメータを省略した。今後の課題として、これらのパラメータが放電線振動に与える影響について実験検討する必要がある。

終わりに、本研究を行なうにあたって御指導をいただいた増田閃一教授(東大・工)、また御支援いただいた赤崎正則教授(九大・工)、本学檜崎久矩教授ならびに田中邦秀助教授に深く感謝する。なお、実験その他について何かと御援助いただいた本学池田隆技官、院生山田正実君、岸本勝美君ならびに昭和52年度卒業生清水隆幸君、益田和彦君に感謝する。

参 考 文 献

- 1) 橋本清隆, 足立宜良: 静電気とその産業技術, 東京電機大学出版局 (1969) p.92
- 2) 七里, 松林, 村野, 村上: 電学誌, 77, 1, 18(1957)
- 3) G.M. Lerarozya, D.M. Morris: Proceedings of the Pan Canadian Congress of Applied Mechanics, May 25~30, 1975, p.237
- 4) 武藤三郎: 名古屋工大学報, 15, 5, 113 (1952)
- 5) T.G. Davis: "Mechanism for Corona wire vibration", IAS 77-Annual, 24-E, pp. 587-589
- 6) 平松, 小堀: 日立評論, 45, 4, 15 (1963)
- 7) 前原, 足立: 山口大学工学部研究報告, 21, 3, 271(1971)
- 8) 足立, 末沢, 竹中: 山口大学工学部研究報告, 28, 1, 49 (1977)
- 9) 本多侃士: 気体放電現象: 東京電機大学出版局 (1971) p.85
- 10) 亘理 厚: 機械振動, 丸善 (1975) p. 168
- 11) 増田, 松本: 電学誌論文集, 93-A, 7, 307 (1973)
- 12) 高橋利衛: 振動工学演習(II), オーム社 (1963) p.252
- 13) 足立, 増田, 阿久津: 電学誌論文集, 97-A, 5, 259 (1977)
- 14) 足立: 電学誌, 90, 4, 710 (1970)
- 15) 高分子学会編: 静電気ハンドブック, 地人書館 (1970) p.451

(昭和53年10月11日受理)