

論 文

電気集塵装置におけるコロナ線電極の自励振動機構と 振動防止法

川崎 元之*, 足立 宜良**

(1990年6月30日受理)

Mechanism and Preventive Method of Self-Excited Vibration
of Corona Wire in an Electrostatic Precipitator

M. KAWASAKI* and T. ADACHI**

(Received June 30, 1990)

The force caused by space charges and ionic wind acts on a corona wire in the opposite direction to the electrostatic force. This repulsive force, depending on corona current, acts as the driving force of the self-excited corona wire vibration in an electrostatic precipitator. The origin of wire vibration is considered to be the phase difference between the repulsive force and wire displacement, which is caused by the migration time of space charges. This time lag will become an important factor to clarify the growth mechanism of the wire vibration. In this paper, the time lag in the repulsive force is estimated on the basis of the experimental results obtained by using the wire vibrating system with a suspended wire and parallel plate electrodes. Taking account of the time lag, the equation of motion for the corona wire gives a solution of the self-excited vibration which agrees well with the experimental results. Therefore, it is concluded that the self-excited vibration of the corona wire is due to the time lag of the repulsive force. Moreover, according to the obtained equation of wire motion, the preventive method of the wire vibration is discussed theoretically and confirmed experimentally.

1. まえがき

電気集塵装置並びに静電複写機などのコロナ放電応用装置の荷電部には、コロナ放電電極として線電極が一般的に用いられている。それらのコロナ線電極は、コロナ放電に伴って自励振動現象を生じることが知られている¹⁻⁴⁾。この振動現象は、線電極の疲労、断線及び火花電圧の低下などの障害を引き起こす¹⁾ので、装置の長時間連続運転への信頼性の向上に関連して問題になる。類似の現象としては、雨天下での付着水滴からのコロナ放電に起因する送電線振動現象⁵⁾が知られている。しかしながら、コロナ線電極の自励振動の防止法はもとより振

動成長機構についても十分に明らかにされていない。

これは、振動成長機構を解析するための基礎データであるコロナ線電極への作用力が基本的に定量化されていなかったためである。コロナ線電極に働く電気力としては、(1)静電気力、(2)空間電荷によるクーロン斥力、(3)イオン風による反発力⁶⁾の三種類が考えられる。後者の二つの作用力は、コロナ放電によって生成されたイオンに起因して生じると共に、静電気力とは逆方向に働く。そこで、この二つの作用力の合力を反発力と呼ぶことすれば、電気力は静電気力と反発力の二種類に大別される。

著者らは、線対平行平板電極系でのコロナ線電極に働く作用力を天秤によって精密に測定し、その測定結果から静電気力と反発力をそれぞれ分離して定量化した特性については既に報告⁷⁾した。これらの電気力の特性は、電気集塵装置を模擬した1自由度の線振動系で構成された線対平行平板電極系に直接適用することができる。このような線振動系は、コロナ線電極の両端を片持ちばかりで支持した構造にすれば実現できるので、それに働くばね力及び粘性減衰力の機械的作用力を的確に求めること

キーワード：電気集塵、電気力、線振動機構、線振動防止
* 西日本工業大学電気工学科 (800-03 福岡県京都郡刈田町
新津 1633)

Department of Electrical Engineering, Nishinippon Institute of Technology, 1633 Aratsu, Kandamachi, Miyako-gun, Fukuoka, 800-03 Japan

** 大分大学工学部電気工学科 (870-11 大分市且野原 700)
Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Oita University, 700 Dannoharu, Oita,
870-11 Japan

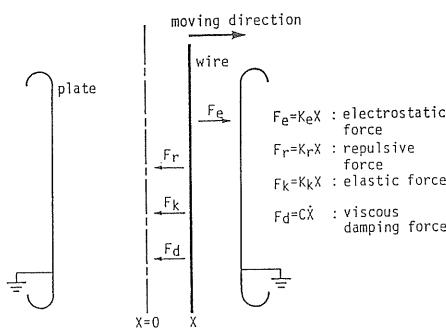


図1 振動作用力

Fig. 1 Schematic diagram of forces acting on vibrating wire.

ができる。従って、1自由度の線振動系は、コロナ線電極の自励振動に対する本質的な要因を理論的、実験的に解明するために有用である。

本研究では、1自由度の振動系で構成された線対平行平板電極系を解析モデルにして、コロナ線電極の振動方程式をまず基本的に考察した。その考察に基づいて、自励振動現象はコロナ電流に依存している反発力⁷⁾の作用遅れ時間に起因することを解析的に示すと共に、その遅れ時間を振動実験によって推定する方法⁸⁾を検討した。次に、解析モデルを満足するように試作した1自由度の振動系装置を用いて振動実験を行い、その実験結果及びその数値解析から反発力の作用遅れ時間の特性⁹⁾を求めた。この遅れ時間を考慮した振動方程式の解と振動実験の結果を比較検討して、自励振動の成長機構を定量的に明らかにした。更に、振動方程式に基づいて振動防止法を理論的に検討すると共に、その導出された防止条件を実験的に検証した。これらの結果と幾つかの新しい知見が得られたので報告する。

2. 自励振動の成長機構

2.1 振動作用力と振動方程式

(1) 振動作用力

図1に示すように、1自由度の振動系であるコロナ線電極が両平板電極に平行を保って振動している状態を考えると、線電極には図中に示した方向に静電気力 F_e と反発力 F_r が電気力として働く。これらの作用力は、コロナ線電極が振動していない場合での測定結果⁷⁾から次式で与えられる。

$$F_e = K_e X \quad (N) \quad (1)$$

$$F_r = K_r X \quad (N) \quad (2)$$

ただし、 K_e 及び K_r は電極の幾何学的寸法と印加電圧に依存する定数、 X は平行平板電極間の中心からの線電極の変位である。

更に、振動中の線電極には、線電極の支持構造に関連するばね力 F_k ならびに空気抵抗による粘性減衰力 F_d の機械的作用力が働く。ばね力 F_k は線電極の変位 X に比例するすれば、

$$F_k = K_k X \quad (N) \quad (3)$$

となる。ただし、 K_k はばね定数である。また、粘性減衰力 F_d が線電極の振動速度 \dot{X} に比例するすれば、

$$F_d = C \dot{X} \quad (N) \quad (4)$$

となる。ただし、 C は粘性減衰係数である。

(2) 振動方程式と振動成長機構

図1に示す作用力の関係から、線電極の振動方程式は次式で与えられる。

$$M \ddot{X} + C \dot{X} + (K_k - K_e + K_r) X = 0 \quad (5)$$

ただし、 M は振動系の質量である。しかし、(5)式は線形微分方程式で $C > 0$ であるので、明らかに減衰振動の解を持ち、振動は成長しない。従って、振動の本質的な要因を(5)式に考慮する必要がある。

ところで、イオンの発生及び電界分布は線電極の静止状態において定常的と言える。一方、線電極が振動している場合には電極間距離が変化するので非定常コロナ放電であり、イオンの移動時間に関連して電界及びイオン電流に時間遅れを生じる^{4,10)}。従って、線電極が振動している場合には、コロナ電流に依存している反発力の作用に時間遅れの存在が考えられる。

そこで、(2)式に示した F_r にその作用遅れ時間 τ を考慮すると、線振動中での変位 X は時間 t の関数であるので、 F_r は $K_r X(t-\tau)$ で表される。この式をテーラー級数に展開すると、

$$F_r = K_r X(t-\tau) = K_r X - K_r \tau \dot{X} + K_r \tau^2 \ddot{X} / 2 - \dots$$

となる。 τ は ms オーダ^{4,10)} と見られ、小さいので上式の第3項以下を無視すると、 F_r は次式で近似される。

$$F_r = K_r X - K_r \tau \dot{X} \quad (N) \quad (6)$$

(5)式における $K_r X$ を(6)式に置き換えて整理すると次式が得られる。

$$M \ddot{X} + (C - K_r \tau) \dot{X} + (K_k - K_e + K_r) X = 0 \quad (7)$$

(7)式において、 $C - K_r \tau < 0$ ならば負減衰系¹¹⁾であり、振幅は成長する。一方、 $C - K_r \tau > 0$ ならば正減衰系¹¹⁾であり、振幅は減衰することになる。

現象的には、コロナ開始電圧を越える電圧を印加するとコロナ放電の不定常性によって反発力が必ずしも場所的、時間的に均一でないために、線電極の微振動が誘発されると考えられる。いったん、微振動が開始すると、これを初期変位として振幅は成長すると言える。このような自励振動現象では、一般に次のように言われる¹¹⁾。すなわち、負減衰系の場合には、エネルギーが系に供給されるために振幅は成長する。振幅が成長して定常振動

になるためには、系は定常振幅に達する前に正減衰系に転じてエネルギーを消費する。この両者のエネルギーが平衡する境界に定常振動が生じるとされている。

上述の自励振動の一般的な見解に従って(7)式から線振動の成長機構を考えると、振動変位が小さい領域では $\tau > C/K_r$ で、それが大きい領域では $\tau < C/K_r$ に転じなければならない。ところが、 C 及び K_r は X に依存しない定数であるために、 τ は X の増加、すなわち電界の強さの増大に伴って減少することになる。このことは前述したように、 τ の存在理由からも定性的に推論される。従って、印加電圧が一定の下では、 τ は X の増加と共に単調に減少する特性であることが考えられ、(7)式における X の係数は X の関数になるので(7)式は非線形微分方程式と判断される。

以上のことから、線振動の成長は反発力の作用遅れ時間に起因することが推論される。また、作用遅れ時間は、印加電圧及び線電極の変位に依存し、これらの増大と共に減少することが定性的に考えられる。

(3) 固有振動数の印加電圧依存性

(7)式の固有振動数 f_n は、次式で与えられる¹²⁾。

$$f_n = (1/2\pi) \{ (K_k - K_e + K_r)/M \}^{1/2} \quad (\text{Hz}) \quad (8)$$

ここで考えている振動系の等価ばね定数は、 $K_k - K_e + K_r$ である。 K_e と K_r は印加電圧に依存する定数であるので、(8)式は f_n が印加電圧によって変わることを示している。静電気力は負のばねであり、反発力は正のばねであると言える。

2.2 反発力の作用遅れ時間の推定法

線振動の成長機構を規定する基本方程式は(7)式である。反発力の作用遅れ時間 τ の特性が定量化されれば、(7)式は平均法¹³⁾などの解析手法の適用が考えられると共に、数値計算が可能になる。そこで、 τ の特性を振動実験の結果から推定する方法を以下に検討する。

前述したように、印加電圧が一定の下での τ は線電極の変位 X の増加に伴って単調に減少することが定性的に考えられる。従って、 τ の関数形式を $\tau = \tau_0 f(|X|)$ とすると、 $f(|X|)$ は $f(0) = 1$, $f(|X|) \geq 0$ である単調減少関数であることが予想される。なお、 $|X|$ は τ の対称性を考慮したものである。また、 τ_0 は振動している線電極が $X=0$ の位置を通過する時の反発力の作用遅れ時間であり、印加電圧に依存することが考えられる。

この τ_0 は次に述べる方法によって実験的に求められる。すなわち、振動系が負減衰系と正減衰系との境界であるための条件は、(7)式において $C - K_r \tau = 0$ である。印加電圧が一定の下での定常振幅 A は粘性減衰係数 C の増加に伴って減少し、ついには振動しなくなることが考

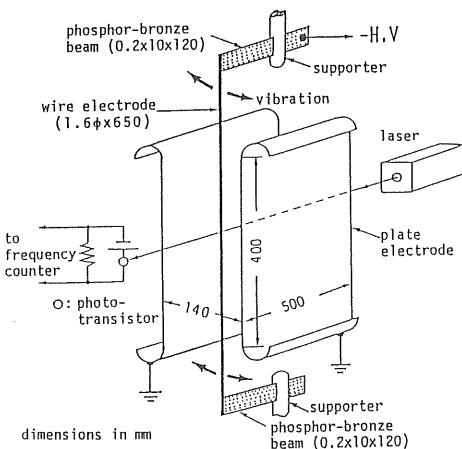


図2 実験装置

Fig. 2 Experimental setup.

えられる。従って、 $A=0$ を与える C の臨界値 C_0 が存在することになる。 $C < C_0$ では X の小さい領域では負減衰系であり、その C に対応する A まで振幅が成長する。 $C > C_0$ では X の小さい領域から正減衰系であるので振幅は成長しない。 $C = C_0$ では、線電極の変位は $X=0$ であるから $C_0 - K_r \tau_0 = 0$ の関係が成立立つ。 C_0 は実験によって得られる $A-C$ 特性の曲線を C 軸まで外挿して求めることができる。印加電圧に依存する定数 K_r は既知⁷⁾ (図3参照) があるので、 τ_0 は C_0/K_r として決定される。

一方、変位 X に関して単調減少関数と見られる $f(|X|)$ の関数形式については、振幅の成長確立過程の数値計算値がその測定値を満足するように種々の関数形式を試行錯誤によって求められることが期待できる。

3. 実験装置と方法

3.1 実験装置

図2に実験装置の概要を示す。線電極への重力を振動作用力から除外するために、線電極及び平行平板電極は垂直に配置されている。線電極 ($1.6\phi \times 650$ mm) はその両端に半田で取り付けられた同じ大きさの磷青銅板 ($0.2 \times 10 \times 120$ mm) を通して平行平板電極 (電極間隔 140 mm) 間の中心に支持されている。

このような構造になると、線電極は両平板電極面に対して直角方向に平板電極と平行を保って振動する1自由度の振動系で構成される。従って、本振動系には片持ちはりの理論¹²⁾が適用できるので、系の固有振動数、ばね力及び粘性減衰力などの機械的作用力を的確に求めるのに便利である。また、この装置は線電極への作用力の測定に用いた電極系⁷⁾を垂直に配置したものである。その

ために、既に得られている静電気力と反発力の特性が、この振動系装置に直接適用される。

なお、線電極には、実際の電気集塵装置に使用されている負コロナ放電を考慮して、負極性の直流高電圧を印加している。鋼鉄製の線電極の質量 M_1 は 11.03 g (燐青銅板への取り付け半田も含む) で、燐青銅板 2 枚の質量 M_2 は 4.20 g である。実験は静止大気圧空气中で行った。

3.2 実験方法

2.2 節で述べたように、線電極が平行平板電極間の中心 ($X=0$) を通過する時の反発力の作用遅れ時間 τ_0 を推定するための基礎データは、自励振動によって確立された定常振幅と粘性減衰係数の関係である。そこで、振動系の空気抵抗を調節するためのダンパとして、線電極の両端に同じ大きさの薄いプラスチック板を振動方向に對してその面が直角になるように接着剤で取り付けた。すなわち、プラスチック板は線電極の端部を介して燐青銅板と同じ向きに取り付けてある。プラスチック板は厚み 0.5 mm で、大きさ 4×1 , 4×2 , 4×3 , 4×4 , 4×5 cm² の 5 種類をそれぞれ取り替えて用いた。これの質量は、4 cm² 当たり 0.21 g である。

これらのダンパに対する粘性減衰係数の値は、無印加電圧の下での自由減衰振動における振幅と時間の関係、すなわち振幅減衰特性曲線の測定結果を自由振動方程式の解と比較検討して求めた。次に、自励振動によって確立される定常振幅と印加電圧の特性を種々のダンパについて測定した。この測定結果から、印加電圧一定の下での定常振幅と粘性減衰係数の特性を求めた。この特性曲線より、 τ_0 の値を推定した。

更に、2.2 節で述べた $f(|X|)$ の関数形式を検討するための基礎データとして、コロナ開始電圧以上の電圧を印加しての自励振動における振幅の成長確立過程、すなわち振幅の時間に対する特性をダンパを取り付けない状態で測定した。また、振動防止法に関する実験として、ダンパを取り付けない状態での線電極を燐青銅板と共に平行平板電極間の中心から一方の平板電極側に変位させて、定常振幅の測定を行った。なお、ダンパを取り付けない場合にも燐青銅板によるダンパの効果は存在する。

振動数は図 2 に示したように平行平板電極間の中心にレーザ光線 (ビーム径 1.6 mm⁴) を水平に通して、これをホトトランジスタで受光してこの回路の線振動に呼応したパルスを周波数カウンタ (タケダ理研、TR-5114) で測定して求めた。また、振動中の線電極の振幅は、望遠レンズ付きカメラによる写真撮影をホトトランジスタを設置した装置正面側から行い、その撮影フィルムを拡

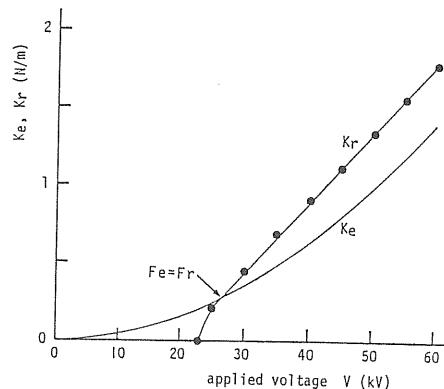


図 3 K_e 及び K_r の印加電圧への依存性

Fig. 3 K_e and K_r as a function of applied voltage.

大投影して測定された。振幅の測定値は同一実験条件下において 3 回の測定結果の平均値である。なお、振幅の写真撮影は線電極の振動数を考慮して、シャッタースピード 1 秒で行った。この時間は振動周期の約 2 倍である。

4. 実験の結果と検討

4.1 作用力の特性

図 2 に示した振動系装置において、コロナ線電極に働く電気的作用力について既に得られている特性⁷⁾をまとめて示すと共に、機械的作用力を求めた結果について以下に示す。

(1) 電気的作用力の特性

図 2 に示した電極系を水平配置にして、線電極への作用力を天秤によって測定した結果から静電気力と反発力を分離した特性は、それぞれ(1)式、(2)式で線形近似される。この場合の近似条件は、線電極の変位が電極間距離の約 40% 以内である。線電極の直径が 1.6 mm の場合には、 K_e , K_r の定数は図 3 に示すように印加電圧に依存する。 K_e は印加電圧の二乗に比例する。 K_r は印加電圧の低い領域を除いて印加電圧に比例すると共に、 K_e より大きくなる。すなわち、旺盛なコロナ放電を与える印加電圧の領域では、反発力は静電気力よりも大きくなることを示している。

(2) 機械的作用力の特性

図 2 に示した振動系は片持ちばりの並列構成であることから、この系のねね定数 K_k は、

$$K_k = 6EJ/l^3 = 2.78 \quad (\text{N/m}) \quad (9)$$

となる。ただし、 E は燐青銅板の縦弾性係数 ($12.0 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$), J は燐青銅板の断面 2 次モーメント ($6.67 \times 10^{-15} \text{ m}^4$), l は燐青銅板の長さ (0.12 m) である¹²⁾。

本振動系において、自励振動によって確立される定常振幅は後述するように 30 mm 以下である。この範囲に

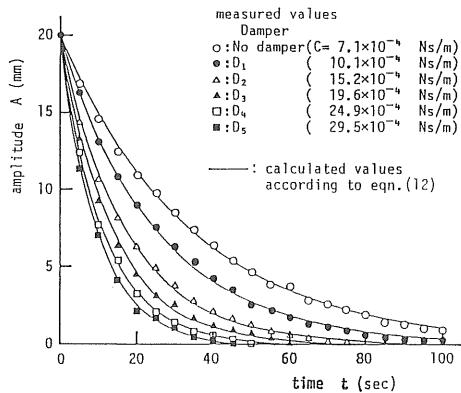


図4 自由振動における振幅減衰曲線

Fig. 4 Damping curves of amplitude with time for free damped vibration.

おけるばね定数の測定値は、(9)式による計算値に良く一致することを確かめた。従って、本振動系のばね力 F_k は線電極の変位 X に対して線形特性で、(3)式が成り立つ。なお、ばね定数は、線電極に細い綱糸を取り付け滑車を通して分銅で水平に力を与え、この力と線電極の変位の関係から測定された。

この系の無印加電圧時における固有振動数 f_n は、次式で与えられる¹²⁾。

$$f_n = (1/2\pi) \{ K_k / (M_1 + 0.23M_2) \}^{1/2} \quad (\text{Hz}) \quad (10)$$

ただし、 M_1 は線電極の質量 (11.03 g)、 M_2 は燐青銅板 2 枚の質量 (4.02 g) である。この場合の振動系の等価質量 M は、(10)式からわかるように $M_1 + 0.23M_2 = 12.0$ g である。電圧印加時の固有振動数は、(8)式における M を 12.0 g として求められる。なお、ダンパーを線電極の両端に取り付けた場合の系の等価質量は、ダンパーの質量が 12.0 g に加算された値になる。

次に、系に働く粘性減衰力 F_d を検討する。1自由度振動系において、質量 M に働く F_d は M の運動速度 \dot{X} に比例するとすれば、無印加電圧時における自由振動に対する振動方程式は、

$$M\ddot{X} + C\dot{X} + K_k X = 0 \quad (11)$$

となる。ただし、 C は粘性減衰係数である。(11)式の変位 X の最大値すなわち振幅 A の減衰曲線は、初期条件が、 $t=0$ で $X=A_0$ 、 $\dot{X}=0$ の場合には、次式となる。

$$A = A_0 \exp(-Ct/2M) \quad (12)$$

振幅 A の減衰曲線は、振幅の写真撮影から求めることができる。本振動系の自由振動の周期は、ダンパーを取り付けた場合も含めて約 0.41~0.45 秒であるので、振幅の撮影はシャッタースピード 1 秒で 5 秒ごとに行った。線電極の初期変位 A_0 は、線電極の両端に取り付けた細い

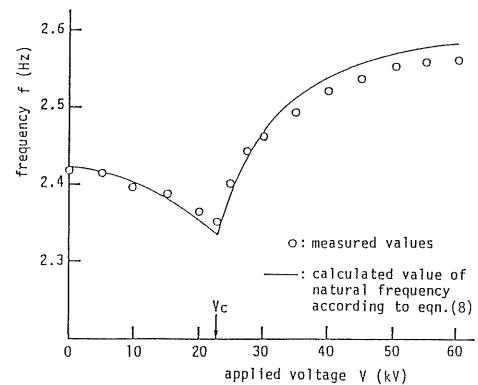


図5 振動数の印加電圧への依存性

Fig. 5 Frequency as a function of applied voltage.

綱糸で引っ張って与えた。図4に $A_0=20$ mm の場合の測定結果を示す。振幅の測定値に対する C の値を(12)式からそれぞれ算出して、それの平均値で定めた C の値を図中に示す。この C の値による減衰曲線の計算値を図中に実線で示す。減衰曲線の測定値は(12)式に従うことから、本振動系に働く粘性減衰力 F_d は $C\dot{X}$ で与えられるので、(4)式は成り立つことが確かめられた。なお、本振動系に対して得られた C の値はダンパーの面積にはほぼ比例する。

4.2 固有振動数の特性

図5はダンパーを取り付けない場合の振動数の測定結果を示す。コロナ開始電圧 V_c 以下では自励振動を生じないので、この領域では細い綱糸で初期変位を与えた自由振動での測定値である。 V_c を越えた領域では、自励振動によって確立された定常振動での測定値である。図中の実線は(8)式による固有振動数の計算値を示す。固有振動数の計算値と振動数の測定値は全領域にわたって良く一致することがわかると共に、振動数は印加電圧に依存することが確かめられた。

以上のように、固有振動数が電圧によって変化することは、高電圧測定のねじれ振り子法¹⁴⁾並びに静電探針の研究¹⁵⁾で知られていた。本研究では、線対平行平板電極系における線電極の固有振動数について、静電界領域では印加電圧の上昇に伴って低下し、コロナ放電領域では反発力の存在によって印加電圧の上昇と共に高くなるという新たな知見が得られた。このことは、等価的に静電気力は負のばねであり、反発力は正のばねであることから理解される。

4.3 反発力の作用遅れ時間の特性

図6は、粘性減衰係数 C をパラメータにして、印加電圧に対する定常振幅の測定値を示す。微振動はコロナ開始電圧 V_c をわずかに越えた電圧で生じ、振幅は印加電

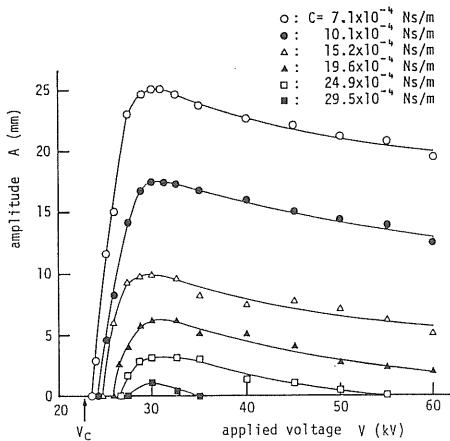


図6 定常振幅と印加電圧の関係

Fig. 6 Amplitude as a function of applied voltage for various values of C .

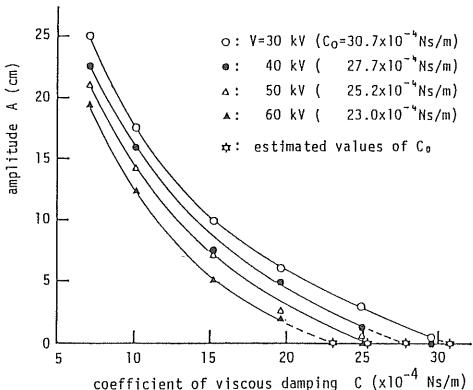
図7 定常振幅と粘性減衰係数の関係からの C_0 の推定

Fig. 7 Estimation of C_0 from relations between amplitude and coefficient of viscous damping.

圧の上昇に伴って急激に成長する。本振動系での振幅は30 kV付近で最大になり、それ以上の電圧の増加と共に徐々に低下する特性を示す。このことを定性的に考えれば、図3からわかるように30 kV以上では明らかに $K_r > K_e$ であり、反発力の方が静電気力よりも大きくなる。そのため、正のねね効果の増大によって振幅の成長が抑制されていると見なされる。このことは振動数の特性からもうかがわれる。

図7は、印加電圧一定の下での振幅 A と粘性減衰係数 C の関係を図6から求めたものである。図7において、特性曲線を C 軸まで図中に破線で示すように外挿して得られる C 軸上の※印の点が、2.2節で述べた C の臨界値 C_0 の値と推定され、図中に記入した値になる。この場合、 $C < C_0$ では X の小さい領域では負減衰系であり、

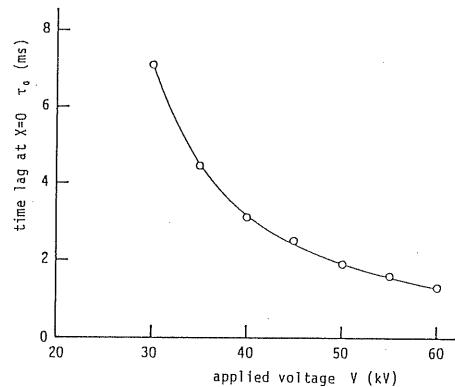
図8 τ_0 の印加電圧への依存性

Fig. 8 Time lag in repulsive force at $X=0$ as a function of applied voltage.

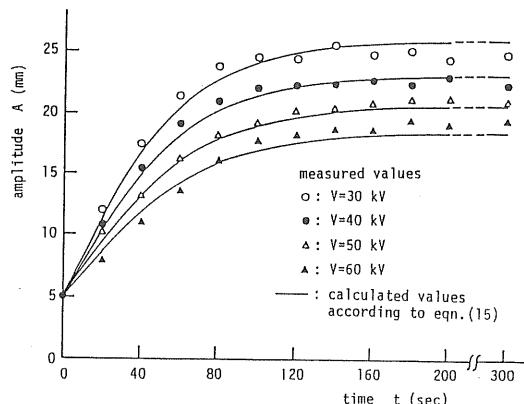


図9 振幅の成長確立過程の測定値と計算値

Fig. 9 Time responses of amplitude for self-excited vibration.

その C に対応する A まで振幅が成長する。 $C > C_0$ では X の小さい領域から正減衰系であるので振幅は成長しない。

図8は、 C_0/K_r から求めた τ_0 と V の関係を示す。 τ_0 は V の増加に伴って単調に減少することが確かめられ、図から τ_0 は V の約 2.5 乗に反比例する結果が得られた。

一方、変位 X に関して単調減少関数と見られる $f(|X|)$ の関数形式については、振幅の成長確立過程の測定値を満足するように数値計算によって調べた。図9は線電極の両端にダンバを取り付けない場合 ($C = 7.1 \times 10^{-4}$ Ns/m) で、初期条件として $t = 0$ で $X = 5$ mm, $\dot{X} = 0$ m/s での振幅成長確立過程の測定値を示す。これらの実験結果を満足するように $f(|X|)$ の関数形式を検討した結果、

$$f(|X|) = \exp(-200|X|) \quad (13)$$

になると、測定値と計算値は良く一致することを見いた

した。すなわち、

$$\tau = \tau_0 \exp(-200|X|) \quad (s) \quad (14)$$

で与えられるので、この式を(7)式に代入すると、本振動系の基本方程式は結局次式で示される。

$$M\ddot{X} + \{C - K_r\tau_0 \exp(-200|X|)\}\dot{X} + (K_k - K_e + K_r)X = 0 \quad (15)$$

(15)式は非線形微分方程式で、平均法¹³⁾などの解析手法では解析が困難である。そこで、ルンゲ・クッタ法¹⁶⁾で数値計算すると振動解が得られる。その振動変位の最大値を与える振幅Aの成長曲線の計算結果を図9に実線で示す。更に、Cを変えた場合での定常振幅の計算結果は図7の実線に良く一致し、測定値を満足する。なお、計算の刻み時間は、振動周期の約80等分に相当する値(0.005秒)を用いた。

以上の結果から、コロナ線電極の自励振動現象は反発力の作用遅れ時間に起因することが定量的に明らかにされた。

5. 自励振動の防止法

5.1 振動防止条件の導出

(7)式において、 $C - K_r\tau > 0$ ならば振動は成長しない。 $K_r\tau$ は図3及び(14)式からわかるように印加電圧及び電極系の寸法で定まる。そこで、振動系の空気抵抗、すなわちCを増加すれば、振動は防止できる。このことは、図7に示した振幅特性から明らかである。しかし、実際の電気集塵装置の線電極にダンバを付加することは、局部的に電界集中が生じて一様なコロナ放電の発生を阻害することになり、実用的な方法ではない。

ところで、 τ は(14)式からわかるように線電極の変位に伴って減少する。従って、線電極の取り付け位置を平行平板電極間の中心から変位させることによって $C - K_r\tau > 0$ の条件を満足させれば、線振動の防止は可能であることが考えられる。この場合には、線電極の変位側のコロナ電流は増大し、逆変位側では減少するが、両平板電極への全コロナ電流は増加する⁴⁾。そのため、集塵効率の向上が期待される。このような考えに基づいて、線電極の初期設定位置を平行平板電極間の中心から変位させた場合の振動防止効果を以下に検討する。

線電極の初期設定を中心から距離 X_0 の位置にした場合の振動作用力を考えると、ばね力 F_k を $K_k(X - X_0)$ に変更するだけでよい。従って、(15)式中の K_kX を $K_k(X - X_0)$ に変更して整理すると、次の振動方程式が得られる。

$$M\ddot{X} + \{C - K_r\tau_0 \exp(-200|X|)\}\dot{X} + (K_k - K_e + K_r)\{X - K_kX_0 / (K_k - K_e + K_r)\} = 0 \quad (16)$$

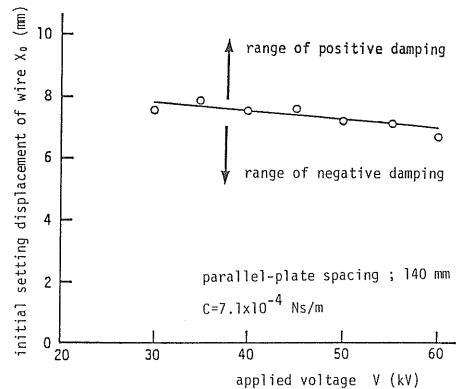


図10 振幅の成長と減衰の境界を与える線電極の初期設定位置の臨界値

Fig. 10 Critical values of initial setting wire displacement giving zero amplitude.

ただし、 X_0 は平板電極間の中心からの線電極の初期設定位置である。上式において、 $\lambda = X - K_kX_0 / (K_k - K_e + K_r)$ とおくと、(16)式は、

$$M\ddot{\lambda} + [C - K_r\tau_0 \exp\{-200|\lambda| + K_kX_0 / (K_k - K_e + K_r)\}] \dot{\lambda} + (K_k - K_e + K_r)\lambda = 0 \quad (17)$$

で表される。振動の中心は $\lambda = 0$ 、すなわち $X = K_kX_0 / (K_k - K_e + K_r)$ になる。この位置では、ばね力、静電気力及び反発力の三つの力が平衡することを意味する。

振動が成長しないための条件は、(17)式における λ の係数が $\lambda = 0$ のとき正の値(正減衰系)になることである。この条件から、

$$X_0 > \{(K_k - K_e + K_r) / 200K_k\} \log(K_r\tau_0 / C) \quad (18)$$

の関係が導出される。

この(18)式は振動が生じない線電極の初期設定位置の領域を与える。 K_e 、 K_r 及び τ_0 は印加電圧に依存するので、振動の成長領域と減衰領域の境界は印加電圧によって変わる。図10は、 $C = 7.1 \times 10^{-4}$ Ns/m(ダンバなし)の場合について、(18)式に従って算出した X_0 の境界値を示す。与えられた印加電圧の下で、図の直線より上側の X_0 では振動が成長しない領域で、下側の X_0 では振動が成長する領域である。平板電極の間隔が140 mmの場合、 $X_0 \geq 8$ mmでは印加電圧の大きさに拘わらず自励振動が生じないことを示している。

5.2 振動防止条件の検証

5.1節で述べた振動防止条件を図2に示した装置によって検証実験を行った。線電極の初期設定位置 X_0 は、燐青銅板の支持棒を一方の平板電極方向に移動させて調節した。図11に線電極の初期設定位置をパラメータとして定常振幅と印加電圧の関係を示す。 $X_0 = 5$ mm程度

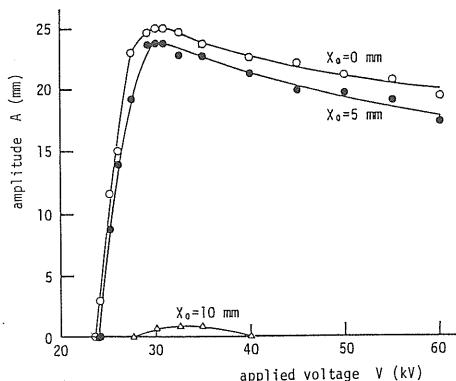


図 11 線電極の初期設定位置と定常振幅の関係

Fig. 11 Amplitude as a function of applied voltage for initial setting wire displacements.

では振幅の減少は小さいが、 $X_0=10\text{ mm}$ の場合には 30 ~35 kV 付近で 1.5 mm 程度の振幅が観測されるものほとんどの領域で振動しないことが確かめられた。 $X_0=15\text{ mm}$ では微振動は生じるが、振幅は成長しなかった。従って、本実験条件では平板電極間距離 (140 mm) の約 7% の初期設定位置の下で自励振動を防止できる結果が得られた。なお、 $X_0=7.5\text{ mm}$ の設定位置での振動は不安定であり、振幅の成長及び減衰が交互に現れた。

この場合の線電極の初期設定位置は図 10 に示した振動の成長領域と減衰領域の境界付近である。その境界条件がコロナ放電の不定常性によって微妙に影響されるために、振動が不安定になると考えられる。このことは、図 10 に示した自励振動の境界条件が妥当であることを示していると言える。

以上の結果から、自励振動の防止法に関する基本的な考え方の妥当性が定量的に確かめられた。また、本方法は構造的に線電極の取り付け位置を平行平板電極間の中心から変位させるだけであるので実用的と考えられる。更に、実際の電気集塵装置でのコロナ線電極は多並列構成であり、線電極を交互に変位させて取り付けると平均的にはコロナ電流が増加するので、集塵効率の観点からも有利と考えられる。

6. ま と め

電気集塵装置を模擬した線対平行平板電極系におけるコロナ線電極を 1 自由度の振動系でモデル化して、コロナ線電極の自励振動成長機構を基本的に検討した。その結果、自励振動現象はコロナ電流に依存する反発力の作用遅れ時間に起因することを理論的、実験的に明らかにした。更に、得られた振動方程式に基づいて、振動防止法を検討した。これらの結果を要約すると、次のように

なる。

(1) コロナ線電極の固有振動数は、静電界領域では印加電圧の上昇に伴ってわずかに低下する。コロナ放電領域では反発力の発生によって等価的に振動系のばね力が増加するために、印加電圧の増加と共に振動数は増加して飽和の傾向を示す。振動数の測定値は電気的作用力を考慮した固有振動数の計算値と良く一致する。

(2) 振動中のコロナ線電極に働く反発力の作用遅れ時間 τ は、試作した本実験装置では $\tau_0 \exp(-200|X|)$ の関数形式で与えられる。ただし、 τ_0 はコロナ開始電圧以上の印加電圧の約 2.5 乗に反比例し、ms オーダである。この式から明らかなように、 τ は印加電圧及び線電極の変位の増加に伴って急激に減少する。

(3) 振動方程式の解は、振動振幅の測定値と良く一致する。このことから、コロナ線電極の自励振動現象は反発力の作用遅れ時間に起因することが定量的に判明した。

(4) 自励振動は、粘性減衰力の増加または線電極の初期設定位置を平行平板電極間の中心から変位させることによって防止できる。その設定位置は、振動作用力と反発力の作用遅れ時間とに関連する定数から算出することができる。本振動系では、平行平板電極間距離の約 7% 程度の初期変位で振動を防止できる結果が得られた。

最後に、ご指導並びに有益なご助言を頂きました熊本大学工学部 赤崎正則教授、九州大学工学部 原 雅則教授に深く感謝いたします。また、日ごろよりご支援を頂く西日本工業大学 青山道夫教授に感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) H.J. White : *Industrial Electrostatic Precipitation*, p. 43, Addison-Wesley, Reading, Mass. (1963)
- 2) R.C. Copeland, M.O. Pace and J.L. Thompson : IEEE Trans. Plasma Sci., PS-3 (1975) 126
- 3) T.G. Davis : *Annual Meeting of IEEE IAS*, Los Angeles, p. 587 (1977)
- 4) 川崎元之, 原 雅則: 静電気学会誌, 6 (1982) 29
- 5) T. Adachi and L.C. Phan : J. Electrostatics, 9 (1981) 273
- 6) 川崎元之, 赤崎正則: 電気学会論文誌A, 104 (1984) 427
- 7) M. Kawasaki, M. Hara and M. Akazaki : J. Electrostatics, 19 (1987) 65
- 8) 川崎元之, 原 雅則, 赤崎正則: 静電気学会講演論文集'86, p. 267, 静電気学会 (1986)
- 9) M. Kawasaki, M. Hara and M. Akazaki : *Proceedings of the 3rd International Conference on Electrostatic Precipitation*, Italy, p. 95 (1987)
- 10) 原 雅則, 八島政史, 堤 孝則, 赤崎正則, 林 则行, 日高邦彦, 室岡義広: 電気学会全国大会講演論文集[2], p. 160, 電気学会 (1983)
- 11) J.P. Den Hartog : *Mechanical Vibrations*, p. 284,

- Dover Pub., New York (1985)
- 12) C.M. Harris and C.E. Crede : *Shock and Vibration Hand Book*, p. 7-4, McGraw-Hill Book Co., New York (1976)
- 13) C. Hayashi : *Nonlinear Oscillations in Physical System*, p. 25, McGraw-Hill Book Co., New York
- (1976)
- 14) 赤崎正則 : 基礎高電圧工学, p. 144, 昭晃堂 (1980)
- 15) 御所康七 : 電気学会雑誌, 87 (1967) 1566
- 16) 磯田和男, 大野 豊 : 数値計算ハンドブック, p. 175, オーム社 (1982)