

論 文

ガラス毛管電極先端の水滴に働くクーロン力

吉田信夫*, 石丸力也*, 足立宜良**

(1981年1月10日受理)

On the Coulomb Force for Water Drop at the Tip of Capillary Tube Electrode

N. YOSHIDA,* R. ISHIMARU* and T. ADACHI**

(Received January 10, 1981)

Corona discharge phenomena on a water drop falling from the tip of the capillary in the capillary-to-plate electrode were observed and the result of this experiment was investigated. This study is important for the basic study of corona induced vibration of a transmission-line conductor in rainy weather. The result of this experiment is summarized as follows. Under the condition of no applied voltage, water drops fall from the tip of the capillary electrode at the constant period, and the dripping period becomes short with increasing in the applied D.C. voltage. On the other hand, when the voltage is higher than hissing corona onset voltage, the spray phenomenon is observed. The coulomb force that operates on a water drop at the tip of electrode is calculated with the surface tension and the gravity force for a water drop. The coulomb force for an applied voltage is not influenced by the polarity of D.C. voltage. The charge of a water drop is calculated with coulomb force and increases with increasing in the applied voltage. Under the conditions of the electrode gap 5 cm and the applied voltage 4.6 kV, the coulomb force is about 1×10^{-4} N and the charge of a water drop is about 1×10^{-8} C.

1. まえがき

近年、電力需要の増大に伴い、交流ならびに直流のUHV送電方式が各所で検討されはじめている。これに関連した問題の一つとして、降雨時の送電線コロナ振動が再び研究課題となってきた。この課題について、すでに多くの報告¹⁻⁶⁾がなされているが、この振動機構を十分に解明するに至っていないようである。このコロナ振動の原因となる水滴からのコロナ放電に基づく種々の作用力として、(1)コロナ放電に基づく空間電荷によるクーロン斥力、(2)分離水滴の電荷によるクーロン斥力、(3)付着電荷水滴によるクーロン力、(4)導体からの水滴分離による重力減少の作用力、(5)コロナ放電によって生じるイ

オン風^{7,8)}による作用力などが考えられる。

一般に降雨時の送電線コロナ放電現象は、多数の水滴が導体に付着したときの個々の水滴からのコロナ放電の合成されたものである。したがって、水滴1個についてのコロナ放電特性に関する研究は重要であって、これまでに水滴の挙動変化や粒径と比電荷の関係^{9,10)}ならびにヒッシングコロナ放電とクラックリングコロナ放電について報告^{11,12)}がなされている。そしてわれわれの1人はこれまでに振動しやすい特別な装置でコロナ振動について実験検討⁵⁾を行ない、さらに水滴1個についてのコロナ電流特性¹³⁾について検討を行なってきた。しかし、前述のコロナ振動の作用力の一つである付着荷電水滴によるクーロン力に関する報告はみあたらないようである。そこで、基礎実験としてガラス毛管電極先端に付着した荷電水滴1個について実験を行ない、主として、クーロン作用力について検討した。

実験は Zeleny¹⁴⁾の実験装置と類似のガラス毛管電極に蒸留水を充填させて直流高電圧を印加し、毛管先端に付着した水滴1個の挙動ならびにコロナ放電特性について行なった。この電極内部の水が毛管先端より滴下する状態で水滴に電圧を印加すると、パルスコロナ電流が流れはじめる電圧¹³⁾以上で落下する水滴は電圧の増加に

* 宇部短期大学情報計数学科 (755 宇部市文京町)

Department of Computer Science, Ube Colledge,
Bunkyo-cho, Ube, 755 Japan

** 山口大学工学部電気工学科

現在: 大分大学工学部電気工学科 (870-11 大分市旦野原
700)

Department of Electrical Engineering, Faculty
of Engineering, Yamaguchi University

Present address: Department of Electrical En-
gineering, Faculty of Engineering, Oita Univer-
sity, 700, Dannoharu, Oita, 870-11 Japan

つれて小さくなる傾向を示し、さらにヒッキングコロナ放電が開始する電圧以上ではスプレイ現象が発生する^{15,16)}。今回は主としてパルスコロナ電流開始電圧からヒッキングコロナ開始電圧までの低電圧領域（コロナ線振動発生領域⁵⁾）についての実験的検討を行ない、スプレイ現象が生じる高電圧領域については省略した。まず低電圧領域での水滴の表面張力によるガラス管との付着力と水滴に働く重力の差から水滴に働くクーロン力を算出し、さらにこのクーロン力から水滴の電荷を計算によって求め、これらについて検討を行なった。ただし、実験は静止大気中、室温にて行なった。

2. 実験装置

実験装置の概要を図1に示す。両電極間距離は電源電圧の関係ならびに落下水滴の観察を考慮して50 mmと定めた。落下水滴の個数の測定には肉眼とHe-Neガスレーザを併用した。また、水滴落下による水量の変化は望遠鏡により水面移動距離を測定して算出した。ガラス毛管電極先端に付着した水滴の挙動ならびにコロナ放電に伴って煙霧状に飛散する微細水滴の挙動などは写真に基づいて解析検討した。ここで使用した水は蒸留水で導電率は約5 μS/cmである。

コロナ電流測定にはパルスコロナ電流開始電圧近傍の微小電流の場合には検出抵抗15 kΩで最大感度10 μV/divの自動平衡型記録計（日本電子科学製）を使用し、安定したコロナ放電の場合には指針型マイクロアンペア計（横河電機製）を使用した。

放電電極であるガラス毛管電極は硬質ガラス管の一端を加熱、引っ張ることにより注射針状に形成した電極で、各部分を図2に示すように軸、肩、径および先端と呼ぶことにする。今回の実験で使用したものは、軸部の内、外径がそれぞれ1.7 mm, 3.86 mmで、先端の内径 d_1 、外径 d_o がそれぞれ264 μm, 528 μmである。そして軸、肩、径部のそれぞれの長さは約100 mm, 10 mm, 40 mmである。電圧印加のため軸部上端より挿入した白金線の直径は48.5 μmである。

ガラス毛管電極は図1のように黄銅製のホルダに固定し、蒸留水に電圧を印加するために用いた白金線は軸部上端より約55 mmの位置に固定した。このガラス毛管電極の汚損にはとくに注意し、主として脱脂を目的とした方法で洗浄した。

3. ガラス毛管電極先端の水滴に働く力

ガラス毛管の先端から水滴が自由落下する場合に表面張力で付着した水滴は図3(a)に示すような形に成長する。そして、この水滴の重力と水滴内部の毛管先端（同

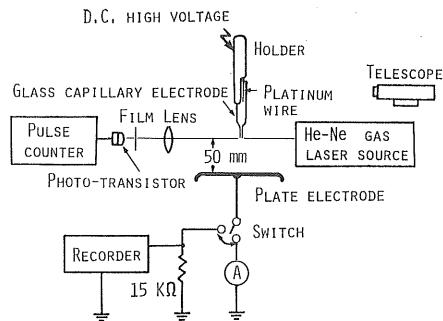


図1 実験装置の概要

Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus.

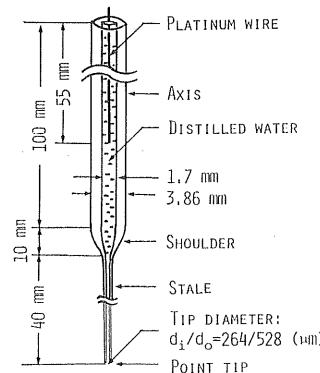


図2 ガラス毛管電極の概要

Fig. 2 Schematic diagram of glass capillary electrode.

図(e)参照)の内圧の反作用の和が表面張力の反作用より大きくなると落下する。本実験ではガラス管内部より常に水が供給されるのでこの落下現象を繰り返す。ここで、図3(e)に示すように落下直前の水滴とガラス毛管の接触角を θ_N 、落下水滴の質量を m_N 、水滴の水平方向直径を \varnothing_{HN} そして表面張力を T とすると次式が成立する。

$$\pi d_o T \cos \theta_N - \left(m_N g + \frac{\pi d_o^2 T}{2 \varnothing_{HN}} \right) = 0 \quad (1)$$

ここで N は自由落下時の単位時間内に落下する水滴数で、この N を電圧印加時の各量と区別するために各物理量のサフィックスとして使用した。 g は重力の加速度である。軸部における水面の移動距離を図1に示すように望遠鏡で計測し、その間の水の体積 V_w を求める落下水滴の質量 m_N は

$$m_N = \rho V_w / N \quad (g) \quad (2)$$

で与えられる。ここで ρ は水の密度である。そして(1)式の第3項は毛管先端に作用する内圧反作用であつ

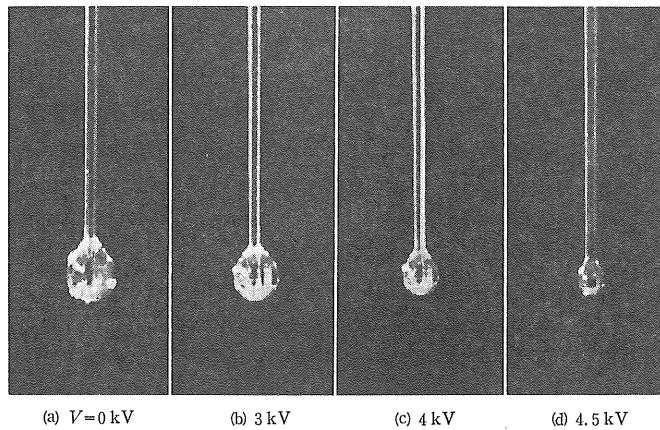


図 3 ガラス毛管電極先端の水滴の概形

Fig. 3 Shapes of water drop on tip of glass capillary electrode.

て、毛管先端近傍の水滴を円筒状¹⁶⁾と仮定して導出した。

この水滴にパルスコロナ電流¹³⁾開始電圧以上の電圧を印加すると水滴下方にクーロン力 F が働くため、先端に付着した水滴は図 3(b), (c), (d) に示すように電圧の増加につれ小さくなって落下し、落下水滴数 n は図 7 に示すように増加する。したがって、このクーロン力 F は水滴落下直前の表面張力の反作用と水滴重力および水滴の内圧の反作用との差によって次式が成立する。

$$F = \pi d_o T \cos \theta - \left(mg + \frac{\pi d_o^2 T}{2 \phi_H} \right) \quad (\text{N}) \quad (3)$$

ただし、本実験条件のもとで、ガラス毛管と水滴との接触部の表面張力は印加電圧によって変化¹⁹⁾しないものと仮定する。したがって、(1), (3)式より水滴に働くクーロン力 F は

$$F = g \left(\frac{\phi_{HN}}{\phi_H} \cdot \frac{2\phi_H \cos \theta - d_o}{2\phi_{HN} \cos \theta_N - d_o} \cdot m_N - m \right) \quad (\text{N}) \quad (4)$$

となる。ここで θ , m はそれぞれ F が働いているときの落下直前の接触角と落下水滴の質量であり

$$m = \rho V_w / n \quad (\text{g}) \quad (5)$$

であるから

$$F = g \rho V_w \left(\frac{\phi_{HN}}{\phi_H} \cdot \frac{2\phi_H \cos \theta - d_o}{2\phi_{HN} \cos \theta_N - d_o} \cdot \frac{1}{N} - \frac{1}{n} \right) \quad (\text{N}) \quad (6)$$

より F を求めることができる。

4. 実験結果

4.1 スプレイ現象の視覚的観察

ヒッシングコロナ開始電圧よりやや高い電圧では微水滴は電極先端直下 1~2 mm で霧状になり、しかも連続

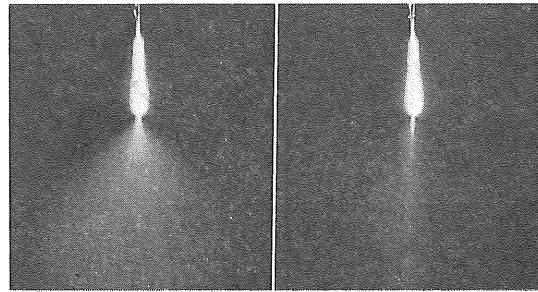
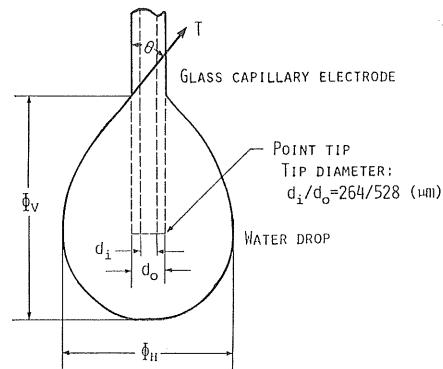


図 4 ガラス毛管電極先端からのスプレイ現象（正極性）

Fig. 4 Water spray phenomena on tip of glass capillary electrode (Positive, $D=50$ mm).

的に噴出しあじめるのが観察される¹⁵⁾。この状態は図 4(a) に示すように電気力線分布に似た形に拡散する。さらに電圧を上昇させると正と負極性での微小水滴飛散現象に大きな相違が生じてくる。まず正極性放電では水量の噴出が激しくなり、ギャップ中を飛散する水滴は図 4(b) に示すように、毛管電極先端直下に集中するようになり、飛散速度も増していく。負極性では水の噴出は逆に穏やかになり、ガラス毛管電極先端より噴出する水量も減少する。したがって、正ならびに負極性電圧と噴出水量 v_w の変化は図 5 に示すように大きな相違がある。

ここで電極内の水が先端における水の表面張力で自由落下しないほど微細な内径の毛管を使用した場合、負極性においてはスプレイ現象はまったくみかけられない。しかし、正極性では上記のスプレイ現象がそのまま生じて、正と負極性の現象に極端な差が生じる。

4.2 ガラス毛管電極のコロナ電流特性

図 6 にガラス毛管電極対平板のギャップ長 D が 50

mm でのコロナ電流特性を示す。コロナ開始電圧 V_s は、電流値が暗流から急激に上昇しはじめる電圧とすれば同図(a)に示すように、正負ともに等しくほぼ 4.6 kV である。コロナ電流値 I は 4.6 kV から 5.2 kV 程度までは正負にはほとんど差がなく V に比例して増加する。しかし 5.2 kV より高い電圧においては針対平板電極でのコロナ電流特性と類似な \sqrt{I} が V に比例する特性を示し¹⁷⁾、負が正より少し高い電流値を示す。

4.3 落下水滴の数と幾何学的形状

4.3.1 落下水滴の数

ガラス毛管電極軸部における水面の移動を望遠鏡を用いて観測し、水面が 60 mm 降下する間（体積で 130 mm³ 落下することになる）の落下水滴数とそれに要する時間を測定して供給水の流量を求めた。印加電圧の上昇とともに落下水滴数は多くなり、水滴の大きさは小さくなる。この水滴数は低い電圧領域では肉眼で測定可能

であるが、ヒッシングコロナ開始電圧付近で急激に増加するため図 1 に示すように He-Ne ガスレーザビームと光電素子を用いて測定した。図 7 に供給水量 130 mm³ の落下水滴数 n とそれを自由落下 ($V=0$ kV) の落下水滴数 N で規準化したものの V に対する変化の様子を示す。図 7(a), (b) を比較して正負の極性効果はほとんどみかけられない。

4.3.2 水滴の幾何学的形状

電極の先端から落下する水滴に作用する力は(6)式に示すように水滴とガラス管との接触角に関係する。そこで落下直前の水滴を写真撮影し、スライド映写機により 15 倍程度に拡大したものを筆写してその接触角を測定した。接触角 θ の値は同一電圧での十数枚の水滴写真のうちで水滴が大きく成長している写真 3 枚を選出して測定した値の平均である。この結果を図 8 に示す。この図から明らかなように正負の極性効果はほとんど見かけられない。

水滴の大きさは電圧の上昇とともに小さくなるので、図 3(c) に示す ϕ_H , ϕ_V を接触角の測定と同様な方法で測定してその値を図 9 に示す。同図の r_D は供給水量 V_W を落下水滴数 n で除して、落下水滴を球形として、その半径に換算した値である。

5. 水滴に働く力と電荷の計算

落下する水の体積 $V_W = 130 \text{ mm}^3$ における落下水滴数 n と接触角 θ および水滴の直径 ϕ_H の測定値を用いて、(6)式より電極先端の水滴に働く重力以外の力すなわちクーロン力 F は計算される。ただし、 $g = 9.8 \text{ m/s}^2$, $d_0/2 = 264 \mu\text{m}$, $\phi_{HN} = 2,540 \mu\text{m}$, そして $\rho = 997 \text{ kg/m}^3$ は 25°C における値¹⁸⁾ である。 θ は図 8 の曲線上の値で、 ϕ_H , n は各測定電圧における実測値である。

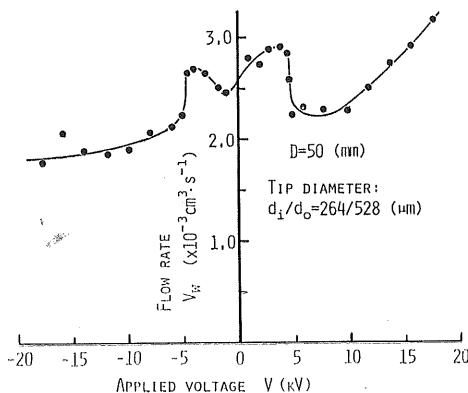
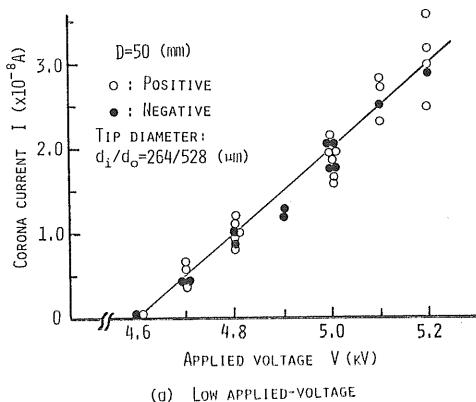


図 5 電圧印加時の落下水量の変化

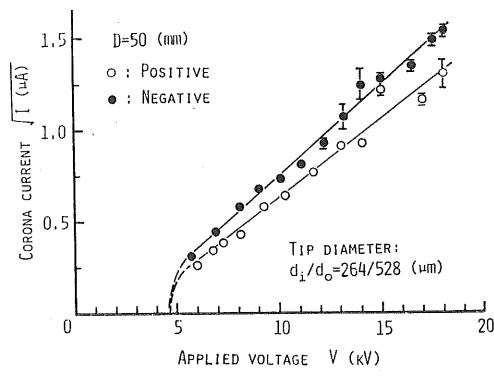
Fig. 5 Flow rate of dropping water at applied voltage.



(a) LOW APPLIED-VOLTAGE

図 6 コロナ電流特性

Fig. 6 Corona current characteristics.



(b) HIGH APPLIED-VOLTAGE

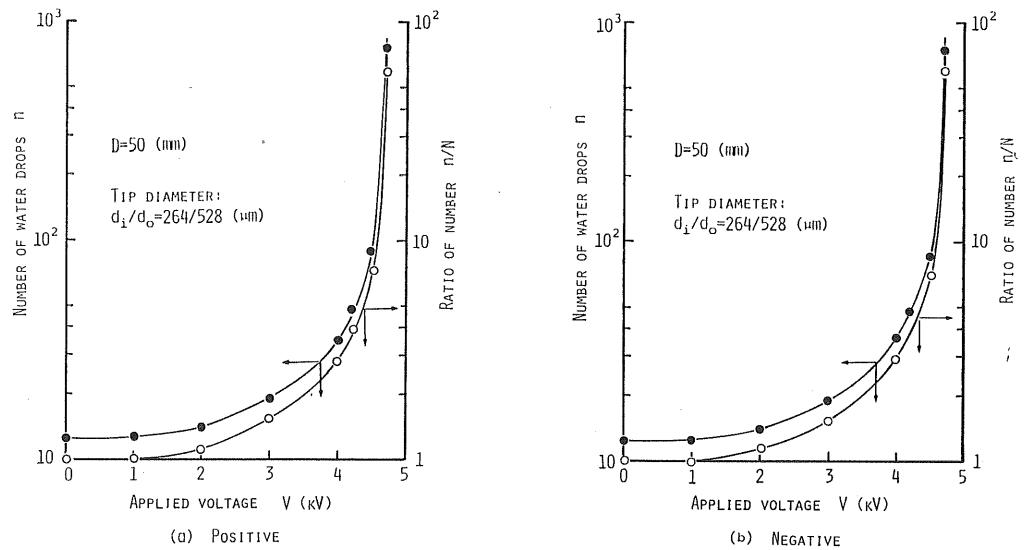
図 7 単位量 (130 mm^3) 当りの落下水滴数と無電圧時の水滴数 (N_0) による規準化数の特性

Fig. 7 Number of water drops per unit mass (130 mm^3) and its ratio to the number of drops under no voltage.

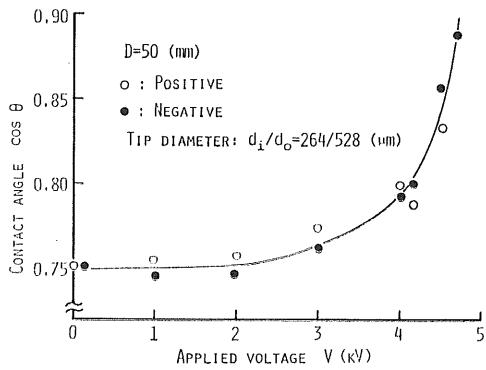


図 8 水滴の接触角 (図 3(e)を参照)

Fig. 8 Contact angle of water drops (see Fig. 3 (e)).

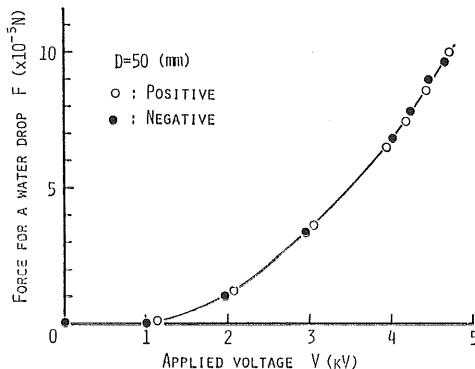


図 10 水滴に作用するクーロン力

Fig. 10 Coulomb force operating on a water drop.

(6)式のクーロン力 F を計算した結果を図 10 に示す。

静電界においては接地平板導体に対した一点Oに点電荷 q がある場合、平板に対するOの鏡像O'に点電荷 $-q$ を考え、この二つの点電荷が相対しているのと等価である。よって点電荷に働く力はクーロンの法則により

$$F = (1/4\pi\epsilon_0) \{q^2/(2D)^2\} \quad (\text{N}) \quad (7)$$

である。これにより q は

$$q = 4D\sqrt{\pi\epsilon_0 F} \quad (\text{C}) \quad (8)$$

となり、 D を 0.05 m とすると ϵ_0 は $8.854 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ であるから

$$q = 1.06\sqrt{F} \times 10^{-6} \quad (\text{C}) \quad (9)$$

となる。(6)式で求めたクーロン力 F を(9)式に代入

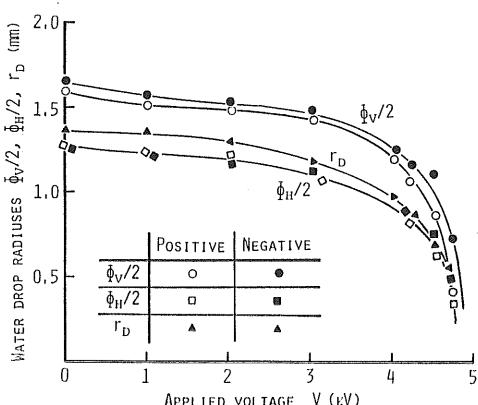


図 9 水滴の形状特性 (図 3(e)を参照)

Fig. 9 Dimension of water drops (see Fig. 3(e)).

して q を計算した結果が図 11 である。この図より 1 滴当りの電荷は印加電圧とほぼ直線的な関係をなすことがわかる。ただし、1 滴当りの電荷はファラデケージを用いて測定する方法¹⁰⁾があるが、本研究ではクーロン力と水滴の表面張力より算出した。

q は点電荷として求めた値であるが、電圧が上昇すれば水滴の大きさは小さくなるので、この電荷が水滴の半球表面に一様に分布していると考えると、表面電荷密度 \bar{q}_s は次式で表わされる。

$$\bar{q}_s = q / 2\pi r_{Da}^2 \quad (\text{C/m}^2) \quad (10)$$

ここで、 r_{Da} は図 3(e) に示す $\phi_H/2$ と r_D の平均値である。(10)式の計算結果は図 12 に示すように、コロナ開始電圧までは $\log \bar{q}_s$ が $\log V$ に対してほぼ直線的に増加する傾向を示す。それ以上の電圧ではコロナ放電が活発になる関係で急激に増加する傾向を示す。

さらに 1 滴当りの電荷量とその体積から

$$qv = 3q / 4\pi r_D^3 \quad (\text{C/m}^3) \quad (11)$$

を求め、図 5 に示す供給水の流量 v_w より

$$v_q = qv \cdot v_w \quad (\text{C/s}) \quad (12)$$

なる電荷の移動速度を求めるとき、図 13 に示すように図 12 と同様な傾向を示す。

図 13 で v_q が急激に上昇はじめめる値はほぼ $5 \times 10^{-9} \text{ C/s}$ であり、この値が図 6 に示すコロナ放電特性の立上り付近の電流値にほぼ一致する。このことより、この一連の実験と種々の理論式での計算過程が適切であったと考えられる。

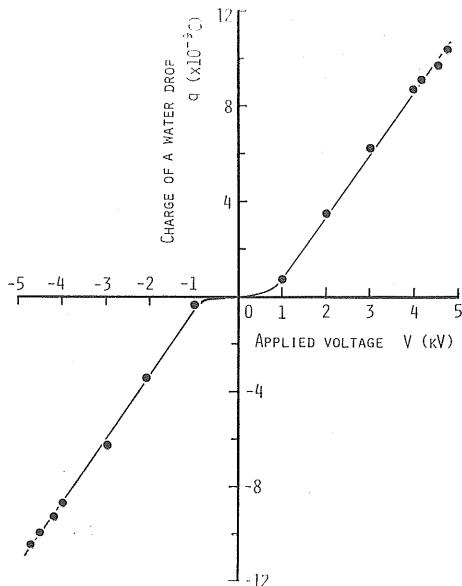


図 11 水滴 1 個の電荷

Fig. 11 Charge of one water drop.

6. 結 言

ガラス毛管電極先端に付着した水滴 1 個に管内部より水の供給がなされて、水滴が成長する状態の水滴に直流電圧を印加して種々の実験を行なった。この実験で得ら

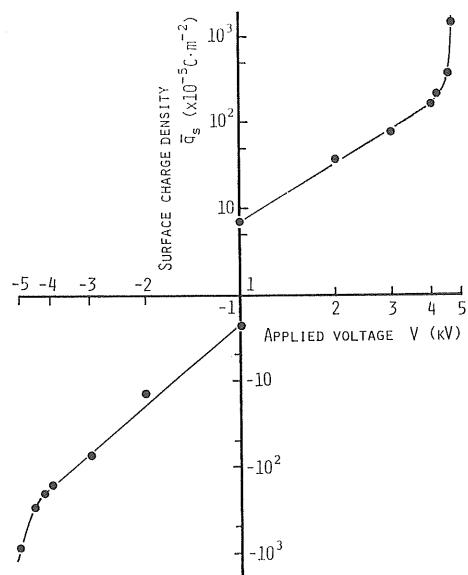


図 12 水滴 1 個の表面電荷密度

Fig. 12 Surface charge density of one water drop.

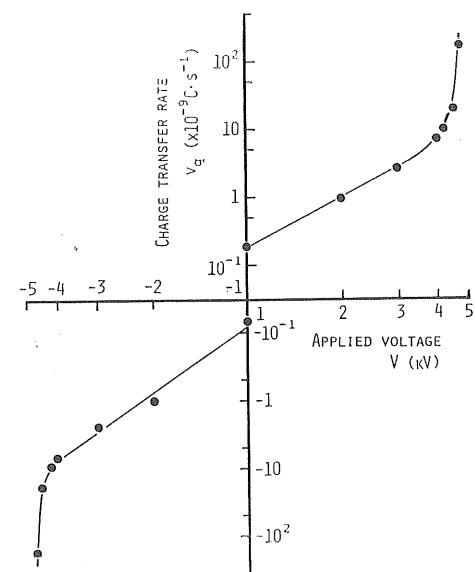


図 13 水滴による電荷の伝送率

Fig. 13 Transfer rate of charge carried by water drops.

れた結果を要約すると次のようにある。

- (1) パルスコロナ電流開始電圧以上で電圧上昇とともにクーロン作用力が大きくなり、水滴は小さい粒径で落下するようになる。ヒッシングコロナ開始電圧よりやや高い電圧以上では落下水滴は電極先端より1~2 mm で煙霧状となり、スプレイ現象を生じるようになる。
- (2) ヒッシングコロナ開始電圧より低い電圧において、水の表面張力をを利用して求めた水滴に作用するクーロン力 F および落下水滴の流量はそれぞれ直流印加電圧とともに増加する。そして電圧の極性によってこれらはほとんど変化がない。
- (3) 水滴1個の電荷量は前述のクーロン力より算出され、ほぼ印加電圧の増加に比例して増加する。そして、両電極間距離 50 mm, コロナ開始電圧 4.6 kV での F は約 1×10^{-4} N である。そのときの水滴1個の電荷量は約 1×10^{-8} C である。
- (4) ヒッシングコロナ開始電圧付近において、クーロン力 F と供給水の流量 v_w より計算して得られた電荷の移動速度 v_q の値が同一電圧におけるコロナ電流の測定値とはほぼ一致した。

最後に、ご討論ならびにご支援いただいた九州大学総合理工学赤崎正則教授、同工学部原雅則助教授、宇部短期大学杉原和人教授、山口大学理学部加屋野洋教授なら

びに放電研究会の方々に深く感謝する。

参考文献

- 1) 熊谷三郎, 長屋 準: 電気学会誌, 53 (1933) 527
- 2) 武藤三郎: 名古屋工業大学学報, 15 (1954) 113
- 3) 吉田貞博, 松林義教: 住友電気, 送電線特集号 (1957) 75
- 4) A. Edwards: Electra, 12 (1970) 33
- 5) 足立宜良, 川崎元之, L.C. Phan: 静電気学会誌, 5 (1981) 36
- 6) L.C. Phan, T. Adachi and M.A. Allire: IEEE Trans. Power Appar. Syst., 100 (1981) 1975
- 7) 足立宜良, 増田閃一, 阿久津顯右: 電気学会論文誌A, 52 (1977) 256
- 8) 足立宜良, 川崎元之: 静電気学会誌, 2 (1978) 158
- 9) M. Hara, S. Ishibe and M. Akazaki: J. Electrostat., 6 (1979) 143
- 10) 原 雅則, 石辺信治, 赤崎正則: 静電気学会誌, 3 (1979) 143
- 11) W.N. English: Phys. Rev., 74 (1948) 179
- 12) M. Akazaki: IEEE Trans. Power Appar. Syst., 84 (1965) 1
- 13) 足立宜良, 谷辺俊幸, 川崎元之, L.C. Phan: 静電気学会誌, 5 (1981) 89
- 14) J. Zeleny: Phys. Rev., 10 (1917) 1
- 15) 渡辺 彰: 応用物理, 37 (1968) 314
- 16) 渡辺 彰, 八塚京子: 静電気学会誌, 4 (1980) 327
- 17) 足立宜良: 表面, 12 (1974) 557
- 18) 東京天文台編: 理科年表, 物 p. 18, p. 23, 丸善 (1967)
- 19) 北原文雄, 渡辺 昌: 界面電気現象, p. 141, 共立出版 (1978)