

論 文

噴出液体の帶電と流れに関する一考察

梅 津 勇*, 浅 野 和 俊*

(1985年1月7日受理)

A Consideration of Electrification and Flow for Ejected Liquid

I. UMETSU* and K. ASANO*

(Received January 7, 1985)

The spray electrification of liquid ejected from a nozzle is experimentally investigated. When the high conductivity liquid is used, the distance between receiver and a nozzle has remarkably effected on electrification current. It is observed that the polarity of the current is reversed at a certain distance. From the experimental data of the relation between the distance where the polarity is reversed and the distance where the jet is split into droplets, it turned out that both distances are mutually dependent. Furthermore, the effects of liquid flow on this phenomenon are examined with laminar jet and turbulent jet. The results showed that this phenomenon is closely related with the disturbance of jet surface and droplet flow.

1. まえがき

近年、液体の静電気放電によると考えられる爆発や火災等の事故が発生し、当該企業の損害だけでなく近隣の住民に及ぼす影響などの点で大きな社会問題となっている。このような液体の帶電に起因する災害の増加は、液体を取り扱う工程、方法やそれに付随する装置が多様化し複雑になっていることにも一因がある。そのなかでも液体がノズルなどのような小孔から噴出する機会は多く、その場合、液体が帶電することはよく知られており、噴霧帶電あるいは噴出帶電とよばれている¹⁾。

筆者らは前報でノズルから噴出する液体の帶電について検討を行ない、低導電率液体の場合にはノズルとレシーバ間の距離という幾何学的形状はこの帶電に影響を及ぼさないが、高導電率液体の場合には帶電電流の極性が反転するなどの幾何学的形状の影響が顕著であることを報告した²⁾。そして液柱から液滴に変化する点、すなわち、分裂距離は重要なパラメータの一つで帶電電流の極性が反転する位置にはほぼ等しいことを明らかにした。

このように高導電率液体の噴出では、帶電電流がノズルとレシーバ間の液体の流れと密接に関連しているのでこれらの関係をさらに深く検討する必要がある。

本論文では、液体の分裂距離がノズル径、流速などに

よりどのように変化するか、また、帶電現象はこれらのパラメータによりどのように変化するかについて検討した。その結果を以下に報告する。

2. 実験装置および方法

実験装置は、おもにリザーバ、フィルタホールダ、ノズル、レシーバおよびそれらを静電遮蔽するファラデーケージから構成されており、図1は、それらの概略を示す。また、レシーバとノズル間の電界強度ができるだけ距離との線形な関係をもつようにアルミニウム板がレシーバと平行にノズル先端におかれている。

リザーバは内容積 $6.4 \times 10^{-4} \text{ m}^3$ の黄銅製円筒形でリザーバとフィルタホールダは、長さ約 17cm、内径 2 mm のステンレス製パイプで連結している。ノズルには内径 350、520 μm のステンレス製の注射針を用いたが、それらは先端を直角に切断され研ぎすまされている。レシーバは立方体でアルミニウム板に対向する面に直径 15 mm の円形の穴をあけ、液体をうけるようにしている。実験を行なう前に、これらの装置はアセトン、エチルアルコールで洗浄し、その後十分に乾燥させ、試料で共洗いを行なった。

噴出液体の帶電を調べる実験の試料としては、イオン交換水を用いたが、液体の分裂を検討する実験では動粘性係数が $1 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ 、 $5 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ のシリコーン油も用いた。これらの試料の特性を表1に示す。

リザーバに試料を入れリザーバ内液体の安定、および注入に伴う発生電荷の除去のため、約 20 分間、短絡静

* 山形大学工学部電気工学科 (992 米沢市城南 4-3-16)
Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Yamagata University, 3-16, Jonan 4-chome, Yonezawa, 992 Japan

表 1 液体の諸特性量

Table 1 Physical properties of liquid.

Liquid	Kinematic viscosity ($\times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$) at 25°C	Surface tension ($\times 10^{-3} \text{ N/m}$)	Conductivity (S/m) at 25°C
Silicone fluid	1	17.4	8×10^{-13}
Silicone fluid	5	19.7	1.3×10^{-12}
Deionized water	1	72	1×10^{-5}

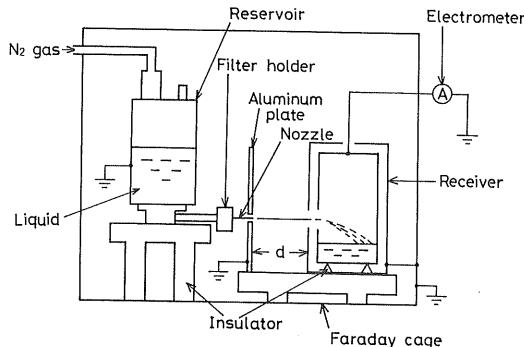


図 1 実験装置略図

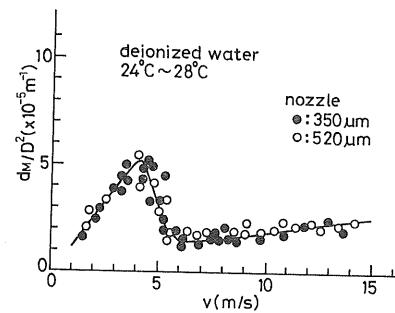
Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus.

置する。その後、ノズル先端をアルミニウム板の孔（直径約 2mm）に入れ、板面とノズル先端が一致するよう設置する。高圧窒素ガスにて加圧し液体をノズルから噴出し、レシーバに収集する。このとき、レシーバに接続した Keithley Electrometer 610 C で過渡状態をすぎて一定になった電流値を測定する。この測定は、レシーバのみを移動しノズルとレシーバ間距離が約 10cm になるまで続けた後、圧力を変えて同様の実験を行なう。この場合、ノズルとレシーバは絶縁されていて、電位差は低く電位勾配による導電電流はないように工夫されている。なお、異なる圧力ごとに噴出液体の体積を一定時間測定し、流量を求めた。その流量をノズル断面積で除して平均流速とした。

液体は液柱、分裂状態、液滴の順で流れているが、その噴出、分裂状況はストロボのマイクロフラッシュの透過光を用いて写真撮影した。写真撮影は、液体全部の撮影を同時にできないので分けて行なった。また、液滴が形成される距離は、写真撮影より求めた結果と肉眼で観察した結果とほとんど一致したため、適宜に肉眼による結果を用いた。

3. 実験結果

イオン交換水のような導電率の高い液体がノズルから噴出する場合、帶電電流がレシーバの位置に顕著な影響

図 2 d_M/D^2 の流速依存性Fig. 2 Dependence of d_M/D^2 on velocity.

をうけることは前報で述べたが²⁾、以下では便宜上、この帶電電流 I とノズル先端-レシーバ間距離 d との関係を $|I| - d$ 特性、また、電流の極性反転位置を d_R 、ジェットの液滴形成距離を d_M とよぶこととする。

3.1 液滴形成距離の流速依存性

前報で液柱から液滴に変化する点、すなわち、 d_M は重要なパラメータの一つで帶電電流の極性が反転する位置 d_R にはほぼ等しいこと、また、 d_M はノズル内液体のレイノルズ数に依存し三つの流域に分類されることなどを報告した²⁾。

図 2 は、イオン交換水を噴出したときの d_M/D^2 (D はノズル内径) と平均流速 v との関係をノズル内径をパラメータとして示したものである。図よりノズル内径にかかわらず、 $d_M/D^2 - v$ 特性は一つの曲線で示され、また、三つの流域に大別されることがわかる。すなわち、

(1) v の増大とともに d_M が増加する層流域 (v が約 4.5 m/s 付近まで)

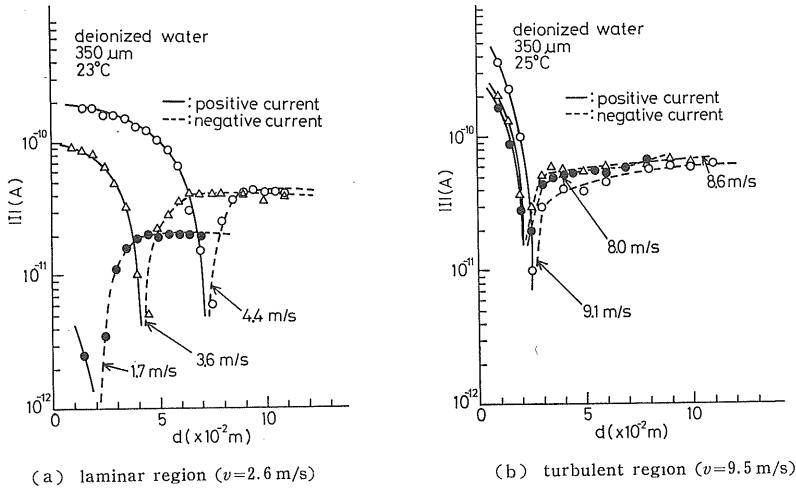
(2) 層流より v が増大すると d_M が急激に減少する層流から乱流への遷移域 (v が約 6 m/s 付近まで)

(3) それ以後、 v の増大とともに d_M が徐々に増加する乱流域

に分類でき、 d_M は v に依存することがわかる。また、 d_M はノズルの断面積に比例することを示唆している。

3.2 $|I| - d$ 特性に及ぼす流速およびノズル内径の影響

図 3 の (a), (b) は、試料にイオン交換水、内径 350

図3 帯電電流の d 依存性Fig. 3 Dependence of electrification current on d .

μm のノズルを用いて帯電電流 $|I|$ とノズル-レシーバ間距離 d との関係をパラメータとして流速をとり、層流域、および乱流域についてそれぞれ示したものである。なお、帯電電流は途中で極性が反転するので絶対値で示している。

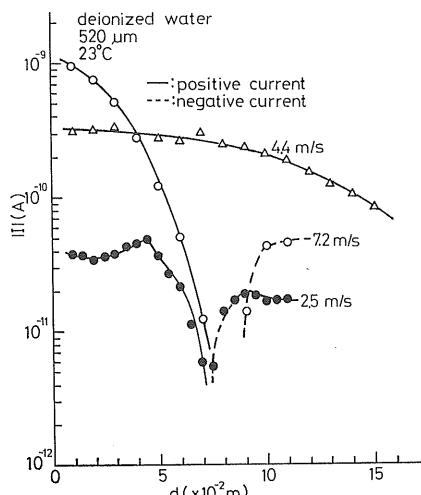
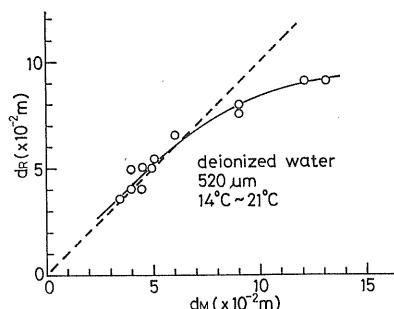
この図から、各流域ともに帯電電流はノズル-レシーバ間距離 d に依存し、流速によりその依存性は異なることがわかる。

$d < d_R$ の場合、帯電電流 $|I|$ は d の増大に伴って減少していくが、その減少の割合は層流より乱流域において顕著である。層流域の場合、帯電電流は流速の増加に伴い増大するが乱流域では流速によりあまり変化せず、 d_R もほぼ 2.3 cm 程度になっている。

次に、 $d > d_R$ の場合、三つの流域ともに d および流速の増加に伴い、帯電電流は急激に増大し、その後ほぼ一定な値となっている。また、この一定な帯電電流値は流速の増加とともに増大しているが、流速が大きい場合は小さい場合のたかだか 3 倍程度である。

図4は、ノズル内径が $520 \mu\text{m}$ の場合の $|I|-d$ 特性であるが、層流域、層流から乱流への遷移域、および乱流域の代表的な結果を示している。図より、図3のノズル内径 $350 \mu\text{m}$ の結果と同様に、帯電電流は極性反転を伴って d に依存しているのがわかる。ただし、流速 4.4 m/s (遷移域) の場合、この実験装置で可変できる d の範囲では極性反転は現われない。これは、 d_M が大きいためである。図3の結果に比べて d_R が全体的に増大しているが、これは液柱の長さ、すなわち、 d_M の増大に対応していることを示唆している。

前報で d_R と d_M は密接に対応していることを明らか

図4 帯電電流の d 依存性Fig. 4 Dependence of electrification current on d .図5 d_R と d_M の関係Fig. 5 Relation between d_R and d_M .

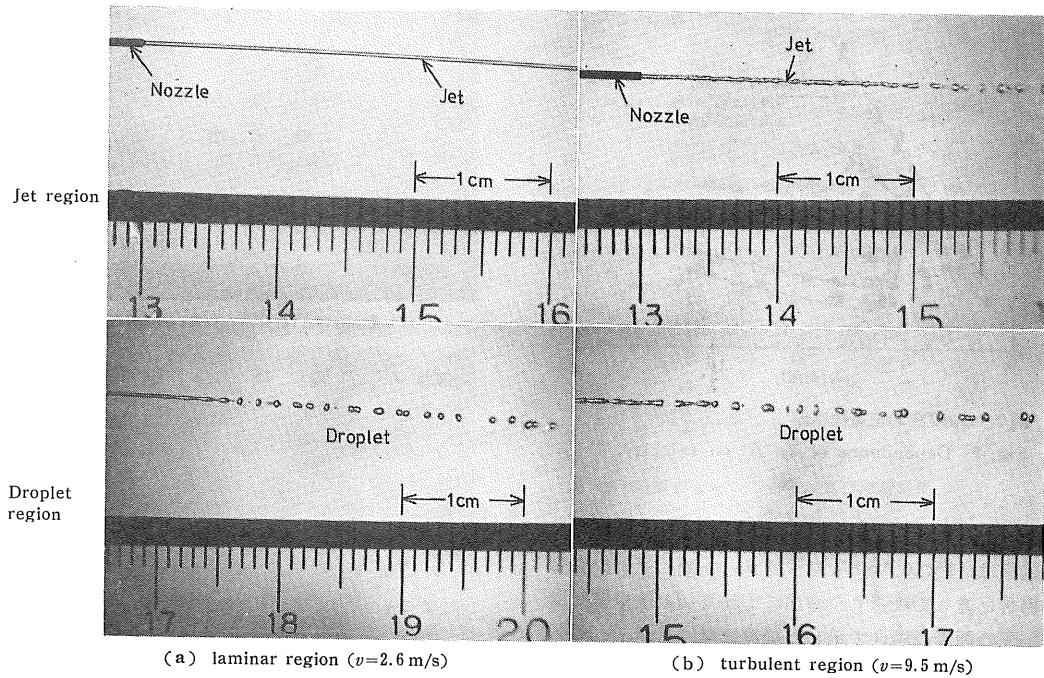


図 6 噴出液体の流れ

Fig. 6 Spraying patterns of jet.

にし、その結果から $|I| - d$ 特性はジェットの分裂に基づくものであることを述べたが、ノズル内径 $520 \mu\text{m}$ の場合の d_R と d_M との関係を示すと図 5 のようになる。この図より、 d_M が約 6cm くらいまでは d_M と d_R はほぼ一致するが、 d_M が 8cm 以上になると $d_M > d_R$ の関係を示していることがわかる。これは、この領域が層流から乱流への遷移域に相当しているため、層流、乱流域に比較して d_M の測定がむずかしいための誤差という可能性もある。

このように、内径 $520 \mu\text{m}$ のノズルの場合に層流から乱流への遷移域の一部に $d_R \neq d_M$ はみられるものの、総合的には $d_R \approx d_M$ になっている。また、ある任意の d における帶電電流は、流速、ノズル内径などにより変化することがわかる。

4. 考 察

4.1 噴出液体の流れと帶電電流の関係

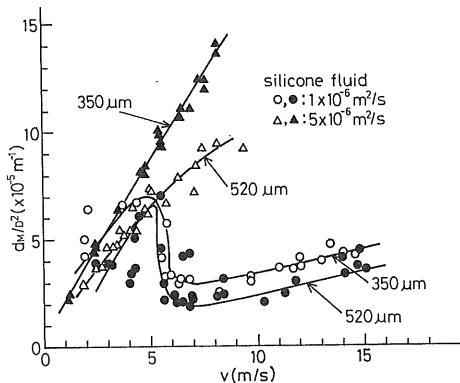
3.2 節で $|I| - d$ 特性は、噴出液体の流れと密接な関係にあり $d_R \approx d_M$ であることを述べたが、その流れを写真撮影すると図 6 の (a), (b) となる。図は試料にイオン交換水、内径 $350 \mu\text{m}$ のノズルを用いたときの層流域 ((a) 図)、乱流域 ((b) 図) の代表的なものである。

図より、液柱から液滴に分裂していく様子がわかる。

この液柱から液滴への分裂および流れは、加える圧力を同一にしても周囲の空気の影響などわずかな外乱でも微妙に変化している。しかし、液体の流れを顕著に変化させるものは、流速である。図 6 の (a), (b) は、図 2 の $d_M/D^2 - v$ 特性の特徴をそれぞれに示している。層流の場合、液柱の表面は滑らかであるが、乱流の場合は、ノズルの出口付近から液柱表面に不安定部分がみられ、分裂後の液柱にも顕著なくびれがみられる。このように、流速によって液体の流れは大きく変化しているが、内径 $520 \mu\text{m}$ のノズルの場合も本質的には、内径 $350 \mu\text{m}$ のノズルの場合と変わりない。

次に、ノズルから噴出する液体の流れは、液体の物理性、すなわち、表面張力、動粘性係数によっても大きく変化する。図 7 は、試料に動粘性係数 $1 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ 、 $5 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ のシリコーン油を用いた時の d_M/D^2 と v との関係を示した図である。

動粘性係数 $1 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ のシリコーン油の結果は、イオン交換水の場合と同様な傾向、すなわち、層流、層流から乱流への遷移、乱流域を示しているが、これは動粘性係数がほとんど同じであるためである。しかし、 d_M が図 2 で示したイオン交換水の場合より増大しているのは、 $1 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ のシリコーン油およびイオン交換水の表面張力が、それぞれ $17.4 \times 10^{-3} \text{ N/m}$ 、 $72 \times 10^{-3} \text{ N/m}$

図7 d_M/D^2 の流速依存性Fig. 7 Dependence of d_M/D^2 on velocity.

と異なるためである。また、 $5 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ のシリコーン油の結果は、 $1 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ のシリコーン油、イオン交換水の場合と違って流速 v の増加につれて d_M は単調に増加し、先の両者の場合で示した層流域だけしか示していないことがわかる。この結果と $5 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ のシリコーン油の表面張力が $19.7 \times 10^{-3} \text{ N/m}$ であることから、液体の物性のなかでも d_M に大きく影響を及ぼしている因子は、表面張力より動粘性係数のほうが大きい。

以上のように、ノズルから噴出する液体の流れは、流速、ノズル径や液体の物理的性質である動粘性係数、表面張力などによって決定される。

3.2 節で示した各流域の $|I| - d$ 特性は、値に違いはあるものの、どの曲線も d_M においてプラスからマイナスに転じている。このことは分裂点がこの現象に重要な役割を果たしていることを示唆している。

図6より、液体の分裂付近をみてみると、 $d < d_R$ の場合その形状は違っても乱流域のくびれは層流のものよりも多い。また、分裂点よりノズル側に近づくに従って層流でくびれがほとんどみられなくなるのに対し、乱流では液柱の表面がかなり乱れている。

これらの結果より、液柱の表面が乱れていない部分では一定の電流を示し、表面の乱れが著しく、液柱のくびれが多くなるに従い、電流は減衰してくると考えられる。

次に、 $d > d_R$ の場合、液滴の形状は、図8のようになる。流速 v によって液滴の大きさに顕著な差はみられない。また、液滴を球と仮定して、図6を拡大したものと図8より液滴径をもとめてみると、分裂直後ではたかだか $0.3 \sim 0.4 \text{ mm}$ 程度で、 d が大きいところでは $0.6 \sim 0.8 \text{ mm}$ 程度となり、分裂直後より d が大きいところのほうが液滴径は大きい。

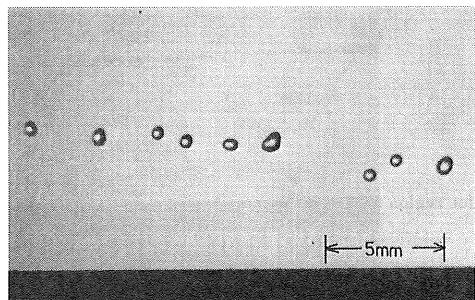
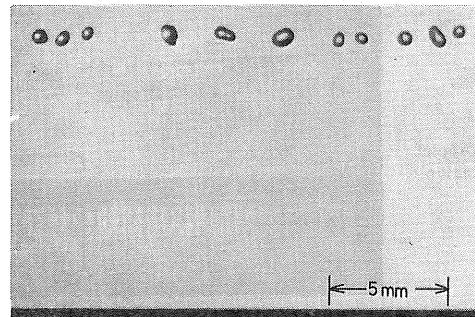
Laminar region ($v=2.6 \text{ m/s}$)Turbulent region ($v=9.5 \text{ m/s}$)

図8 液滴の形状

Fig. 8 Configuration of sprayed droplet.

このように、分裂点付近の液体の流れと帶電電流は密接な関係にあるといえる。

4.2 帯電電流のノズルとレシーバ間距離依存性について

ノズルとレシーバ間の距離という幾何学的形状が帶電電流に影響を及ぼす現象は、流速およびノズル内径などによりその様子は異なるが、どの特性も電流は液体の分裂とともにプラスからマイナスに変化している。

低導電率液体の流动電流の測定においては、このような幾何学的形状の影響はみられないし、またノズルから噴出した後の状態によって固体-液体界面における流动帶電は左右されない。高導電率液体の帶電電流のノズルとレシーバ間距離依存性は、ノズルから液体が噴出する以前のパイプなどでの現象でなく、ノズルとレシーバとの間の現象と考えるのが自然である。

以下では、この現象を $d < d_R$, $d > d_R$ に分けて考察する。 $d < d_R$ の場合、ノズルとレシーバ間の液体は液柱になっている。これらの系は一種の EHD (electrohydrodynamic) 型の静電発電機を構成している³⁾。ノズルとレシーバ間において電荷の発生がなく、もちこみの電荷密度 ρ_0 ($|I| - d$ 特性で $d=0$ に外挿した電流を流量で割った値) がある場合のモデルは、図9のようになる。

モデルは、液体の噴出方向 (X 方向) のみの 1 次元で

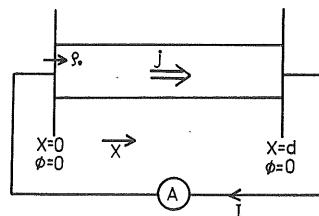


図 9 帯電ジェットの数値計算モデル

Fig. 9 Numerical model of charged jet.

考える。 $X=0$ はノズル先端、 $X=d$ はレシーバに相当する。レシーバでは、すべての電荷をとらえるものとする。

電界 E と空間電荷密度 ρ は、次の Poisson の式を満足する。

$$\nabla \cdot E = \rho / \epsilon_0 \epsilon_r \quad (1)$$

また、電界 E は、電位 ϕ と次式で結ばれる。

$$E = -\nabla \phi \quad (2)$$

定常状態では、電荷の損失がないと仮定すると電流密度 j は

$$\nabla \cdot j = 0 \quad (3)$$

となる。また、 j は拡散電流を無視して次式で与えられる。

$$j = \rho v + \rho \mu E \quad (4)$$

ただし、 ϵ_0 ：真空の誘電率、 ϵ_r ：比誘電率、 d ：ノズルとレシーバ間距離、 v ：液体の速度、 μ ：電荷の移動度。

(3)式と(4)式より

$$(v + \mu E) \nabla \rho + (\mu / \epsilon) \rho^2 = 0 \quad (5)$$

(1)式より、 $\nabla \rho = \epsilon_0 \epsilon_r \nabla (V \cdot E)$ として(5)式に代入すると

$$(v + \mu E) \nabla (V \cdot E) + \mu (\nabla \cdot E)^2 = 0 \quad (6)$$

1次元と仮定しているので(6)式は

$$(v + \mu E) \frac{d^2 E}{d X^2} + \mu \left(\frac{d E}{d X} \right)^2 = 0 \quad (7)$$

実験結果より、正の電荷のみを考え、境界条件として $X=0$ における ρ を ρ_0 とする。(7)式を積分してこれらの条件を考慮して整理すると

$$E = -\frac{v}{\mu} + \sqrt{\frac{j^2}{\rho_0^2 \mu^2} + \frac{2 j}{\mu \epsilon} X} \quad (8)$$

となる。(8)式を積分して、境界条件 $X=0$ において $\phi=0$ より

$$\phi = \frac{v}{\mu} X + \frac{\epsilon j^2}{3 \mu^2 \rho_0^3} - \frac{\mu \epsilon}{3 j} \sqrt{\left(\frac{j^2}{\rho_0^2 \mu^2} + \frac{2 j X}{\mu \epsilon} \right)^3} \quad (9)$$

$X=d$ において $\phi=0$ であるから、(9)式より

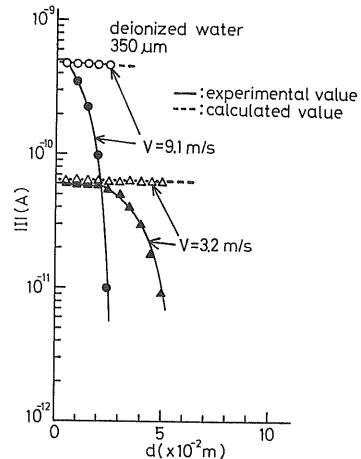


図 10 帯電ジェットの実験および解析結果

Fig. 10 Comparison of experimental and analytical results.

$$\begin{aligned} j^3 + \left(\frac{2 \mu d \rho_0^2}{\epsilon} - v \rho_0 \right) j^2 + \frac{4 \mu^2 d^2 \rho_0^4}{3 \epsilon^2} j \\ - \frac{3 \mu v^2 d \rho_0^4}{2 \epsilon} = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

を得る。

(10)式は、 ρ_0 が一定と仮定すると μ 、 ϵ 、 v が一定であるので d （すなわち液柱の長さ）が決まると j が算出できることを示している。

図 10 は、(10)式より求めた $|I|-d$ 特性を層流、乱流の場合それぞれについて示したもので、それに対応する実験値も示している。結果はノズル内径 350 μm、イオン交換水の場合である。計算に用いたおもな各定数は、次のような値である。

$$\epsilon = 8.85 \times 10^{-12} \times 80, \mu = 36.3 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$$

この値は水素イオンの移動度である。

結果よりわかるように、実験では電流が d の増加とともに減少していくが、計算値はほとんど一定になっている。これらの計算結果を検討してみると、電流はほとんど $\rho_0 v$ で決定してしまい、(10)式の移動度の含まれている項は小さく液柱のなかの導電電流は小さい。このようなことから、計算による $|I|-d$ 特性は一定値を示している。その他、 μ 、 ρ_0 、 v 等々を変化させた結果をみても、実験値を説明する結果を得ることはできない。

ノズルから液体の噴出とともに對流電流として空間に供給された電荷は、まったく逸散しなければレシーバにすべて入り帶電電流として流れる。実際には自然放射能や宇宙線の電離作用で空気中に生ずるイオンに起因した空気の導電性による導電電流も考えられる。しかし、空気の導電率は 10^{-14} S/m 以下という小さな値であるの

で、緩和時間を計算すると約 10^3 s となり、液体のノズルからレシーバへの到達時間に比べてはるかに大きく、空気中への電荷の逸散は問題にならない。

液体の表面は、その流動性のためにまったく平面と考えてよいが、微視的にみるといろいろな問題がある⁴⁾。

第1は、分子の蒸発、凝縮による表面の乱れである。蒸気から液面へやってくる分子数をみると

$$r_0 = (2\pi mkT)^{-1/2} p_0 \quad (11)$$

で与えられる。

ただし、 r_0 ：分子数/cm²·s、 m ：分子の質量、 k ：ボルツマン定数、 T ：絶対温度、 p_0 ：飽和蒸気圧。

水の場合、温度を 20°C とすると r_0 は 8.5×10^{21} となる。1cm³ の水面には、半径を 0.95 Å として水分子の断面積から計算すると 10^{15} 個の分子が並んでいる。この表面の各分子上には r_0 の値からわかるように、平均して約 10^{-7} s ごとに落下分子が衝突することになる。蒸発も同時に起こるのであるから、表面での分子の出入りないし散乱はきわめて激しいことがわかる。液体が流動しているときには、これらの散乱は、表面がさらに乱れてるので激しいものになっていると考えられる。

第2は、分子が水やエタノールのように極性をもっていたり水素結合を含む場合、これらは液体表面で一定の配向をとることである。水では酸素原子がアルコールではアルキル部分が外側になる。第1では、表面分子は蒸発などによる激しいかく乱をうけることを示したが、分子の回転は 10^{-7} s よりはるかに速いので配向は十分認められる。これらのことから、空気と水の界面には電気二重層が形成されているといえる。

ところで、実験結果より液滴はマイナスの電荷を有しているので、少なくとも分裂寸前の液柱部分の正味の電荷はマイナスになっていなければならない。ということは、液柱が長くなるにつれてその先端部分のマイナスの電荷がプラスに比べて多くなってこなければならない。

以上の結果を整理すると次のようになる。

- (1) ノズル先端から液柱へは、正の電荷が注入されている。
- (2) 分裂した液滴は、正味の負電荷をもっている。
- (3) 対流電流と導電電流のみの理論では、この現象を説明することはできない。

液体の流動帶電は、パイプなどの固体壁と液体との界面に生ずる電気二重層電荷のうち、液体側にある電荷が流れによって分離されて生ずる現象である。そして、この現象はパイプ壁から液体中へ向かって流入する電流密度と液体中からパイプ壁へもれる電流密度、すなわち、界面に電流源を仮定することによって説明されている⁵⁾。

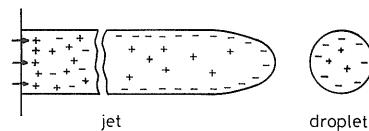


図 11 噴出液体の電荷分布モデル

Fig. 11 Model of charge distribution on ejected liquid.

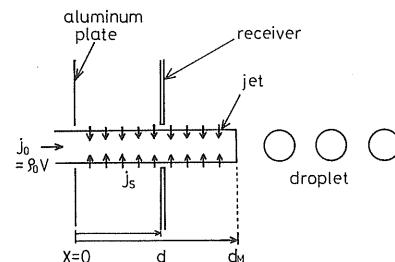


図 12 噴出液体の電流源モデル

Fig. 12 Model of current source on ejected liquid.

一方、ノズルからの水の噴出においては、水の内部に存在している正、負イオンとノズルでの流動帶電による正電荷とが混在して分布しているものと考えられる。レナード効果で示されているように⁶⁾、空気と水界面では負電荷が界面に配列するという事実から、液柱先端部では負電荷が表面に並ぶ。その模式図を示すと図 11 のようになる。通常の電気二重層の考えでは、正電荷が液体内部でその付近にある分布をする⁷⁾。たとえば、Helmholtz モデルでは一定距離 δ で、Goüy-Chapman モデルでは熱運動による拡散分布するモデルである。しかし、これらのモデルでは、液面からデバイ長の数倍程度の深さまでの電荷の総和はほとんどゼロになってしまい。しかも、水のデバイ長は大体 $0.5 \mu\text{m}$ 程度なので、液滴形成状態をみると全体として正味の電荷はなくなってしまう。

そこで図 12 のように、界面での負電荷配列を界面に分布している電流源 $j_s (\text{A}/\text{m}^2)$ によって行なわれるものとする。すなわち、 j_s によって正電荷を液柱内部に注入し、負電荷を界面に配列させるというものである。現象的にいえば、正負イオンがランダムに存在していたものが電気化学ポテンシャルにより負イオンのみが界面に移動することを電流源の存在とみなしたものである。

第2の仮定は、電流源によって注入された正電荷は、一種の拡散現象による運動をよぎなくされることである。水の正、負電荷は、ほとんど水素イオン、水酸イオンと考えられる。水素イオン、水酸イオンの拡散係数は、それぞれ、 $9.34 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ 、 $5.23 \times 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ であるので⁸⁾、水素イオン、すなわち、正電荷は拡散しやす

い。図12において、 $d < x < d_M$ の領域で j_s により注入された電荷の一部は、液柱先端 ($X = d_M$) へ拡散移動し、一部は $X = d$ へ向かう移動をする。 $0 < X < d$ の領域では、右側からの移動電荷が加わった状態で全体として左向き、すなわち、ノズル方向へ向かう電流が流れれる。この仮説をもとに考察すると d ではノズル、パイプなどでの流動電流のみならず、 j_s による電流も測定されることになる。 d がだいに増加すると液柱先端へ向かう j_s による正電荷量が減少し、ノズル方向へ向かう電流が増えるので、結果的に測定電流は d の増加とともに減少すると推論できる。

d_M で電流は正から負に反転していることから、ノズルでの流動電流 ($|I| - d$ 特性で $d \approx 0$ に外挿した電流) は、 $d > d_R$ 領域の電流にほとんど影響を及ぼさない。また、液滴のマイナスの電荷は、分裂寸前の液柱先端付近の表面上の負電荷に起因すると考えられる。 $d > d_R$ 領域の電流は、液滴についてだけ考えればよい。

電荷量 q をもつ液滴が1秒間に n 個飛んでいるとすれば、電流 I は

$$I = qn \quad (12)$$

となる。また、液滴を半径 R の球、その表面積を $S (= 4\pi R^2)$ とすると

$$q = \sigma_0 S \quad (13)$$

となる。ただし、 σ_0 は表面電荷密度である。

例として、図3の(a)の $v = 3.6 \text{ m/s}$ の場合を考える。図6の $v = 2.6$ および $v = 9.5 \text{ m/s}$ より、液滴と液滴の距離 λ の平均を求めると、それぞれ、1.5, 2.43 mm である。 v と λ は線形であるとすると、 $v = 3.6 \text{ m/s}$ の λ は 1.6 mm となり、 n は 2×10^3 個/s となる。図3の(a)の $v = 3.6 \text{ m/s}$ の場合、 $d > d_R$ で一定値を示す電流は $-4 \times 10^{-11} \text{ A}$ であるので(12)式より、 q は $-2 \times 10^{-14} \text{ C}/\text{個}$ となる。また、図8より、液滴を $R = 300 \mu\text{m}$ の球として S を求めると $1.13 \times 10^{-6} \text{ m}^2$ となり、(13)式より σ_0 は $-1.77 \times 10^{-8} \text{ C/m}^2$ となる。同様にして $d > d_R$ で d とともに電流が増加するところで求めた σ_0 は $-1.4 \times 10^{-8} \text{ C/m}^2$ となる。両者の σ_0 の平均を求める $-1.6 \times 10^{-8} \text{ C/m}^2$ となる⁸⁾。この値を用いて電流を求めるとき、分裂点直後の液滴による電流は $-2.2 \times 10^{-11} \text{ A}$ 、分裂点より約 2 cm 以上離れた場合は、 $-4.2 \times 10^{-11} \text{ A}$ となり実験値に近い。

次に、 $d > d_R$ で一定の電流値を示す d では、 v の増加とともに電流は増大しているが、 v の小さい場合と大きい場合の差はたかだか 3 倍程度である。4.1 節で述べたように、 v によって液滴径があまり変化しないことは明らかである。図3の $v = 3.6 \text{ m/s}$ と $v = 9.1 \text{ m/s}$ の場合で流速の影響について検討する。

液滴径は、 v によってあまり変わらないとして 600 μm と仮定すると、 $v = 3.6 \text{ m/s}$ での λ は 1.6 mm であるので n は 2.3×10^3 個/s となる。同じく $v = 9.1 \text{ m/s}$ では λ が 2.43 mm、 n は 3.7×10^3 個/s となる。それゆえ、 σ_0 を $-1.6 \times 10^{-8} \text{ C/m}^2$ と仮定すると、 v が 3.6 m/s および 9.1 m/s での電流はそれぞれ、 $-4.2 \times 10^{-11} \text{ A}$ 、 $-6.7 \times 10^{-11} \text{ A}$ となり実験結果とほとんど一致することになる。このことから、一定の電流値を示す領域での v の増加による電流の増大は、 v の増加とともに n が大きくなるためであることがわかる。

このように、 $\sigma_0 = -1.6 \times 10^{-8} \text{ C/m}^2$ の値を用いて計算したが、その値と実験値がほとんど一致する結果を得ることができた。このような結果から考えると、 σ_0 すなわち、液滴の表面電荷は水が空気と接することによって決まる定数と考えられる。ということは、 σ_0 は液滴だけでなく液柱でも同様に考えることができ、前述の仮説の j_s についての何らかの情報を与えてくれるものと考えられる。しかし、拡散も含めた j_s については詳細な検討が必要となる。

5. 結　　び

ノズルを用いて、噴出液体の帶電電流に及ぼすノズルとレシーバ間距離の影響について検討を行なった。また、帶電現象と液体の流れについても検討した。得られたおもな結果を以下に要約する。

(1) 液体の分裂は d_M/D^2 と v の関係で示すと一つの曲線で示され、その特性は層流域、層流から乱流への遷移域、乱流域に分けられる。

(2) 層流域、層流から乱流への遷移域、乱流域それぞれにおいてノズル内径が変わっても、帶電電流はノズルとレシーバ間距離に依存する。その特性は、正極性から負極性に反転するが、正の電流は液柱の表面が乱れていない部分では一定の電流を示し、表面の乱れが著しくなるに従い減衰する。

(3) 分裂後の負の帶電電流は、流速によりたかだか 3 倍程度の差があるが、これは液滴径が流速によってあまり変化しないことによる。

(4) 空気-水界面での負電荷配列を界面に分布している電流源と仮定することにより、 $|I| - d$ 特性を定性的に説明することができる。

上述の界面に分布している電流源を含めた理論的解析は、今後の研究課題である。

終りに、実験にご協力いただいた大学院生杉浦幹雄、卒研生村岡泰広両君に感謝いたします。また、本研究の一部は、昭和59年度科学研究費補助金（奨励研究(A)）

の援助によったことを記し、感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 川崎正士：可燃性液体の静電気による災害防止に関する総合研究報告書，p. 47，科学技術庁研究調整局 (1976)
- 2) 梅津 勇，浅野和俊：静電気学会誌，7 (1983) 264
- 3) K. Asano and B. Makin : Proc. IEE., 119 (1972) 395
- 4) 向坊 隆編：材料の構造と性質II，岩波講座基礎工学，p. 254，岩波書店，東京 (1968)
- 5) A. Klinkenberg and J.L. Minne : *Electrostatics in the Petroleum Industry*, Chap. 6, Elsevier, Amsterdam (1958)
- 6) P. Lenard : Ann. Phys., 47 (1915) 463
- 7) 静電気学会編：静電気ハンドブック，p. 102，オーム社，東京 (1981)
- 8) 外島 忍：基礎電気化学，p. 262，朝倉書店，東京 (1965)