負極性直線状沿面放電の進展モデルとその解析解

学生員 瀬 川 信 一 (中央大学)

正 員 遠 藤 正 雄 (中央大学)

非会員 伊 理 正 夫 (中央大学)

正 員 榊 原 剛 (中央大学)

Propagation Model of a Rectilinearly Channelled Negative Surface Discharge and its Solution

Shinichi Segawa, Student Member, Masao Endo, Member, Masao Iri, Non-member, Takeshi Sakakibara, Member (Chuo University)

This study presents a new theoretical model for describing a rectilinearly channelled negative surface discharge, sometimes called a guided discharge. The discharge consists of a passive region in the channel in plasma state and an active region at the channel tip in ionized state, the channel tip moving at a propagation speed. In the former region, a nonlinear diffusion equation holds valid under the assumption that the current in the channel consists of moving electrons supplied from the electrode. The boundary conditions at the channel tip are the current continuity condition and the condition that the propagation speed of the channel tip is proportional to the gradient of second power of the potential of the channel at the tip. From these boundary conditions it follows that the potential at the tip is held constant. By means of appropriate scaling of relevant quantities, a one-parameter family of general solutions of the equations is shown to be uniquely determined.

This study presents how to apply the experimental data to the theoretical solution. It becomes clear in accordance with the discussion that the potential at the channel tip and the mobility will be essentially important. Moreover we discussed in relation to applied voltage and mobility based on the previously obtained experimental data.

キーワード：沿面放電、非線形拡散方程式、進展速度

1. ま え が き

ストリーマの進展特性のシミュレーションについては多くの研究があるが、それらは放電空間を放電チャネル中の中性プラズマに近い状態の領域(不活性領域)と放電チャネル先端部付近の電離が活発に行われている領域(活性領域)の2領域に分けた「2領域モデル」として解析が行われてきた^[1]。コンピュータシミュレーションの際、コンピュータの容量不足のために2領域を同時に扱うことが難しいとしているが、それは従来からそれぞれ独立な立場での研究が中心であったためで、むしろ両領域を融合させる数学モデルがなかったことも大きな理由であろう。第2著者は放電進展現象を巨視的に捉えるため、氷の融解問題(Stephan問題^[2])と類似させて考えることを試みてきた^[3]。大気中で直線状(1次元的)に進展する放電を実現するには、従

来からの研究報告を参考にしながら試行錯誤の結果、針対刃型導体間に極薄い誘電体(PETフィルム厚さ $50\mu\text{m}$)を挿入し、針に負極性インパルス電圧(波高値 -8kV 、波形 $0.23/24\mu\text{s}$)を印加すればよいことがわかった。そのときの伸びは 3cm 前後で電流のピーク値は 1A 程度である^{[4][5]}。モデルとしては、放電路では電位分布に関する非線形拡散方程式が成り立ち、針には方形波電圧を印加し、先端部では電流連続の式と進展条件式が成り立つとして、これらを境界条件として非線形拡散方程式を解析的に解いたものである。したがって、従来の2領域モデルを結合した進展モデルであることが大きな特徴である^[6]。進展モデルの解析解が得られた結果、それを基礎として放電に関する種々の物理量を検討することが可能になってきた。それらを検討するに当たっては直線状沿面放電のモデリングを行う際の前提条件であるいくつかの仮定がどの程度の精度で成り立

つかを再整理し明確にする必要がある。

本論文では、放電路はプラズマ状態であるが、高い電位を保つための電子が針端から流入し、この電子が放電路電流を支配することおよび針端からの流入電荷と進展長から平均の静電容量を求めた経過を明確にした。特に、放電路中の電流には印加電圧の変化や静電容量の変化による電流成分が含まれるが、これらの成分は先端部の速度電流に比べて小さいことなどを実験データから検証した。

本論文はモデル化の物理的内容の整理および解析解の適用方法について詳述し、実験結果と解析解とを対応させながら検討したものである。

2. 実験結果の概要

図1 電極形状

Fig.1. Pattern of needle-knife-edged electrode

図1のように針対刃型導体間に薄い誘電体シート (PETフィルム、厚さ $50\mu\text{m}$) を挟んだ電極構成で、針電極 (長さ 30mm 、直径 0.5mm 、先端曲率半径 $4.74\mu\text{m}$) に負極性インパルス電圧 V_n を加えると、刃型導体に沿って針先端から沿面放電が直線状に進展する。放電路の長さは、 $t=0.2\mu\text{s}$ のとき $l(t)=2.5\text{cm}$ で、その半径 $a \approx 0.4\text{mm}$ である (実際は z 、 t により変化するがここでは最大進展速度近傍 ($v_l \approx 10^7\text{cm/s}$) の値で一定と仮定する^[4])。この値が先端速度 v_l として重要な意義をもつことになる。実験はすべて大気中で行っている。

<2.1> 流入電荷量と静電容量

図2 諸特性の概観

Fig.2. Characteristic curves

図2は諸特性の概観である。さらに、この電流波形を 20ns 毎に時間分割し積分して求めた流入電荷量とイメージコンバータカメラにより撮影した写真から得られた進展長との関係を図3に示す。放電路の進展長は進展初期を除けば流入電荷 (放電路の充電電荷) に比例していることがわかる。この流入電荷 (電子) が電位、電流を支配することになる。以下に諸量の具体的数値を概説する。

図3 進展長と流入電荷量の関係

Fig.3. Relation between propagation length and charge

まず、静電容量を算出するため、放電路 (進展長 $l(t)$) が印加電圧 V_n と先端電位 V_l の平均電位 V_a で進展すると仮定して流入電荷量 $Q(t) = C'V_a = C_a l(t)V_a$ で静電容量を定義する。 C' は放電路の等価静電容量、 C_a は単位長さ当たりの等価静電容量である。いま、進展初期を除いて $V_n = -8\text{kV}$ 、 $V_l = -6\text{kV}$ 一定と仮定すると $C_a \approx 13\text{pF/cm}$ となる。放電路の径 $\phi \approx 0.8\text{mm}$ 一定とすると単位長さ当たりの電荷 $q_e \approx 0.1\mu\text{C/cm}$ 、 $n_e = 10^{14}\text{個/cm}^3$ となる。この値と電子の速度 v_e (先端速度 v_l の実測値 $v_l \approx 10^7\text{cm/s}$ と同じと仮定) から電流を求めるとほぼ 1A となり、 $v_l \approx 10^7\text{cm/s}$ のときの電流の実測値と一致する。

一方、放電路の導電性に関わるプラズマの荷電粒子密度 ($n_+ \approx n_-$) に関しては数値的確認は難しい状況にあるが、せいぜい $10^{12}\text{cm}^{-3} \sim 10^{13}\text{cm}^{-3}$ 程度^[7] と想定している。即ち、電位に寄与する電子密度 (n_e) はプラズマを形成する荷電粒子密度より1桁以上大きく ($n_e \gg n_-$)、放電路中はこの電子のみの移動により電流が流れると仮定することができる。放電路が高い電位を保つ要因としては、プラズマ内部の電荷分布のズレによる要因と針電極からの流入電子の両方が考えられるが本研究では後者を仮定することにする。

<2.2> 放電路電流の検討

進展中の放電路電流は一般的に次のように表せる。

$$\frac{dQ}{dt} = C_a V_a \frac{dl(t)}{dt} + C_a l(t) \frac{dV_a}{dt} + V_a l(t) \frac{dC_a}{dt}$$

右辺は誘電体シートを介して流れる放電回路電流であるが、ここでは第1項を放電回路の先端の速度電流、第2項を印加電圧の変化による変位電流、第3項を静電容量の変化に伴う充電電流と呼ぶことにする。これらの時間に対する変化の様子を実測データから試算した結果の一例を図4に示す。進展初期は静電容量の時間変化が大きく、これにしたがって充電電流も大きいと時間と共に徐々に小さくなる。そして進展が中止する直前に増加しているのは誤差のように思われる。インパルス電圧を印加しているのに電位変化による変位電流が存在するが波頭部に占められ徐々に小さくなる。

以上のように、放電回路中の電流は第1項の先端の速度電流成分が最も大きく、次に第3項の充電電流、第2項の変位電流は最も小さいことがわかる。したがって、本モデルでは針先から流入した電流の大部分は先端速度電流が占めることになる。

図4 電流の割合
Fig.4. Percentage of current

<2.3> 先端電位

図5は印加電圧 -8kV [$T_f = 30\text{ns}$] の場合の負極性直線状沿面放電において放電回路の途中の位置 z にあらかじめ高圧プローブ (静電容量 $C_p = 3\text{pF}$, 抵抗 $R_p = 100\text{M}\Omega$) を設置して測定した電位である^[8]。放電回路の先端がプローブに到達すると放電回路を通してプローブの静電容量 $C_p = 3\text{pF}$ は V_l まで充電する。充電時間中は進展は停止する。その後、放電回路電位まで上昇する。このプローブの静電容量の影響を調べるためにプローブの静電容量と並列に静電容量を付加し、全容量を 5pF , 10pF , 15pF とした場合について同様の実験を繰り返した。これらの測定点から静電容量が0の点まで外挿した値を先端電位として求めたものが図5である。先端電位は針電極に近い方は遠い方よりも約1割程度高くなっているが、ここでは先端電位は進展初期から $V_l = -6\text{kV}$ 一定で進展していると見做すことにする。

図5 放電回路先端の電位
Fig.5. Potential at the channel tip

<2.4> 裏面放電

図6 裏面放電図形
Fig.6. Figures of back side discharge

背後電極が細い場合、特に刃型導体の場合には背後電極からの放電 (裏面放電と呼ぶ) が生ずる。本実験では写真撮影によって裏面放電の発光を確認し、表面の沿面放電に比べて無視できるような実験条件を求めた。使用した誘電体シートの光の透過率は 86.7% であり、誘電体シートの裏面に放電が発生すれば写真には表面と裏面の放電図形の合成が写ることになる。針に -8kV の電圧を印加したとき、誘電体の厚さが $50\mu\text{m}$ と $16\mu\text{m}$ の場合の様子を図6に示す。この裏面放電が発生すると放電形状だけでなく電流波形等も複雑なものとなり解析を困難にしてしまう。さらに、誘電体シートの厚さが $16\mu\text{m}$ になると実験中に絶縁破壊が起きることも多くなり実験が困難になる。そこで、できる限り進展長が長くなり、かつ裏面放電が写真から確認できないような条件を求めた結果、誘電体シートの厚さ $50\mu\text{m}$ 、印加電圧 -8kV となった。本研究では、この条件を基準として記述している。

3. 数学モデルと基本方程式の考察

図7 時刻 t における放電路のモデル
Fig.7. A model of discharge channel at time t

<3.1> 放電路内で成り立つ方程式

放電路内で成り立つ方程式は次式である。

$$\operatorname{div} \mathbf{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}, \quad \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E},$$

$$S\rho = CV, \quad \mathbf{E} = -\operatorname{grad} V$$

ただし、 $\mathbf{J}$ は電流密度、 ρ は電荷密度、 σ は導電率、 $\mathbf{E}$ は電界、 S は断面積、 C は単位長さ当たりの静電容量、 V は電位である。

放電が z 方向に一次的に伸びると仮定し、 $S\rho = Q$ (単位長さ当たりの電荷)、 $I = SJ$ と書けば、

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -\frac{\partial Q}{\partial t}, \quad I = Q\mu E, \quad Q = CV, \quad E = -\frac{\partial V}{\partial z}$$

ここで、 I, Q, E, V は時間 t と位置 z の関数であり、変数 ρ, E, V は断面 S にわたって一様でかつ電子のドリフト速度は $v_d = \mu E$ (μ は電子の移動度、一定と仮定) の関係が成り立ち、内部では電荷の発生消滅はないものとする。

<3.2> 放電路先端における境界条件

放電路の長さを $l(t)$ とすると、放電路の先端では電流連続の式が成り立たねばならない。

$$l'(t)Q(t, l(t)) = I(t, l(t)) \quad \dots\dots\dots (1)$$

また、次の進展条件が成り立つと仮定する。

$$l'(t) = \frac{d}{dt}l(t) = -\beta \left[\frac{\partial V^2}{\partial z} \right]_{z=l(t)} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ただし、 β は定数である。式 (2) の右边を書き直すと、

$$l'(t) = 2\beta [V \cdot E]_{z=l(t)} = 2\beta \left[V \cdot \frac{I}{\mu Q} \right]_{z=l(t)}$$

両辺に $Q(t, l(t))$ をかけると、

$$l'(t)Q(t, l(t)) = 2\frac{\beta}{\mu} V(t, l(t))I(t, l(t))$$

(1) と等しくおくと、

$$2\frac{\beta}{\mu} V(t, l(t)) = 1, \quad V(t, l(t)) = \frac{\mu}{2\beta} \quad \dots\dots\dots (3)$$

が得られる。このことは式 (2) の進展条件に従う限り、「放電路先端の電位は一定」であることを示している。逆に、式 (3) と式 (1) より進展条件式 (2) が得られることを意味している。

<3.3> 解析的考察

ここで、次のようなスケール変換を行う。①電圧の単位を $\frac{\mu}{2\beta}$ とする。すると式 (3) より $V(t, l(t)) = 1$ となる。②時間 t のスケール変換をすることにより $\mu = 2\beta = 1$ とすることができる。なお、スケール変換後の電圧として $\tilde{V}$ 、時間として $\tilde{t}$ を用いている。以上の変換により、関係する方程式、条件式は次のように簡略化される。

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -\frac{\partial Q}{\partial \tilde{t}}, \quad I = QE, \quad Q = C\tilde{V}, \quad \tilde{V}(\tilde{t}, l(\tilde{t})) = 1$$

すべてを $\tilde{V}(\tilde{t}, z)$ と放電路長 $l(\tilde{t})$ を用いて表すと次の非線形拡散方程式が得られる。

$$\frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{t}} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\tilde{V} \frac{\partial \tilde{V}}{\partial z} \right) \quad \dots\dots\dots (4)$$

初期条件は

$$l(0) = 0 \quad \dots\dots\dots (5)$$

印加電圧 $\tilde{V}(\tilde{t}, 0)$ は実際的な時間範囲で一定と仮定すると⁹⁾、境界条件は

$$\tilde{V}(\tilde{t}, 0) = \frac{V(t, 0)}{V(t, l(t))} = \tilde{V}_0, \quad \tilde{V}(\tilde{t}, l(\tilde{t})) = 1 \quad \dots\dots (6)$$

$$l'(\tilde{t}) = - \left[\frac{\partial \tilde{V}}{\partial z} \right]_{z=l(\tilde{t})} \quad \dots\dots\dots (7)$$

4. 解の一般的解析

<4.1>1 パラメタ関数族 $f(\zeta)$ による解 $\tilde{V}(\tilde{t}, z), l(\tilde{t})$ の陽的表現

式 (4)~(7) を満足する $\tilde{V}(\tilde{t}, z), l(\tilde{t})$ は、

$$\tilde{V}(\tilde{t}, z) = f(\zeta) + 1 \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$l(\tilde{t}) = \sqrt{\tilde{t}}\lambda \quad \dots\dots\dots (9)$$

と表すことができる。ここで、 $\zeta = \frac{z}{\sqrt{\tilde{t}}}$ 、 λ は $l(1) = \lambda$ となるパラメタである。また $f(\zeta)$ は常微分方程式

$$(f(\zeta) + 1)f''(\zeta) + f'(\zeta) \left(f'(\zeta) + \frac{\zeta}{2} \right) = 0 \quad \dots\dots (10)$$

$$(0 < \zeta < \lambda)$$

および初期条件 (終端条件)

$$f(\lambda) = 0, f'(\lambda) = -\frac{\lambda}{2} \dots\dots\dots (11)$$

で定められる関数である。解の存在、一意性、および $V(\bar{t}, z), l(\bar{t})$ が一般に式 (8), (9) の形に表されることの必然性などの議論は別の機会にゆずるが、式 (10), (11) で定められる関数 $f(\zeta)$ (パラメタ λ に依存する) により式 (8), (9) で表される $\bar{V}(\bar{t}, z), l(\bar{t})$ が式 (4)~式 (7) を満足することは直接代入することにより確認できる^[6]。

<4.2> 関数族 $f(\zeta)$ の具体的な形

式 (10), (11) を満たす関数 $f(\zeta)$ は、既知の特殊関数によって表すことは困難であろうが、パラメタ λ を持つ 1 パラメタ関数族として定量的にその形を定めることは容易である。実際、(10) を (11) のもとで $\zeta = \lambda$ から $\zeta = 0$ に向けて逆向きに十分な精度をもつ数値計算公式で解けばよい。一例を図 8 に示す。実用上は、パラメタ λ を指定するよりは $\bar{V}_0 = \frac{V_n}{V_l}$ を指定して関数 $f(\zeta)$ の形を知る必要がある。その際には、多くの λ に対して $f(\zeta)$ を計算し、それぞれの λ に対応する $\bar{V}_0 = f(0) + 1$ を求め、それから図 9 に示すような λ と $\bar{V}_0$ の関係を定めておけば、 $\bar{V}_0 \rightarrow \lambda \rightarrow f(\zeta)$ の順に必要な $f(\zeta)$ の形を得ることができる。

図 8 $f(\zeta)$ の具体的な形
Fig.8. Curves of $f(\zeta)$

図 9 λ と $\bar{V}_0$ の関係
Fig.9. Relation between λ and V_0

5. 実験データとの比較

<5.1> 電圧のスケール変換

先端電位の図 5 では進展途中の先端電位の値を測定し、バラツキはあるが第 1 近似としては $V_l = -6\text{kV}$ と仮定した。一方、放電路の電位分布を測定した例を図 10 に示す。この図は放電路途中の位置 z にあらかじめプローブを設置しておき、 z を変えて多数回測定した結果を同じ図にプロットしたものである。なお図中の数値はその値が得られた測定回数を示す。

図 10 電位分布
Fig.10. Potential distributions

実験結果の図 10 から、印加電圧 $V_n = -8\text{kV}$ 、先端電位 $V_l = -6\text{kV}$ となる。先端電位を基準として正規化すると印加電圧は $\bar{V}_0 = \frac{8}{6} = 1.33$ となる。図 9 に適用すると縦軸 $\bar{V}_0 - 1 = 0.33$ と曲線との交点 (a) は $\lambda = 0.84$ となり、図 8 の $\lambda = 0.84$ の曲線が $f(\zeta)$ の分布となる。即ち、図 8 (縦軸 V_n) の $\lambda = 0.84$ と $V_n - V_l$ 曲線が対応することになり、ほぼ一致していることを示す。このように、図 9 から印加電圧 $\bar{V}_0$ とパラメタ λ の関係が求まり、図 8 からパラメタ λ に対する電位分布 $\bar{V}$ が求まることになる。即ち、実験的に印加電圧 V_n と先端電位 V_l がわかれば、放電路中の電位分布は一意的に求まることになる。

<5.2> 時間のスケール変換

進展特性例を図 11 に示す。印加電圧 $V_n = -8\text{kV}$ の場合を例にとると進展長は $t = 0.2\mu\text{s}$ のとき $l(t) = 2.5\text{cm}$ である (進展特性を代表するような任意の 1 組の値でよい)。時間のスケール変換 ($\mu = 2\beta = 1$) では、移動度 μ の値を用いる必要がある。移動度に関する直接的な実測値は無いが、従来の解析結果を踏まえて $\mu = 10\text{cm}^2/\text{kV}\cdot\mu\text{s}$ を用いてみる^[10]。電圧の基準が 6kV であることを考慮して、この μ が 1.0 になるように時間スケールを変換すると時間の単位は $\frac{1}{60}\mu\text{s} = 16.7\text{ns}$ となる。この値を用いてスケール変換すると、実時間 $t = 0.2\mu\text{s}$ は $\frac{0.2\mu\text{s}}{16.7\text{ns}} = 12$ となる。したがって、式 (9) より $\lambda = \frac{2.5}{\sqrt{12}} = 0.72$ (図 9 点 (b)) となる。この値は電

圧のスケール変換から求めた $\lambda = 0.84$ とは異なる。この理由は μ の推定値誤差によるもので、 λ が点 (a) と一致するような μ を修正すると $\mu = 7.38 \text{ cm}^2/\text{kV} \cdot \mu\text{s}$ となる。従来、 $\mu = 10 \text{ cm}^2/\text{kV} \cdot \mu\text{s}$ と推定してきたが、この理論曲線から μ を求めると $\mu = 7.38 \text{ cm}^2/\text{kV} \cdot \mu\text{s}$ であることがわかった。

図 11 Propagation characteristics
Fig.11. 進展特性

6. 結 論

本研究の特徴は放電進展現象を導電性円柱形の放電路が先端部のガスを気相からプラズマ相に変換しながら高速度で進展するいわゆる相転移問題との類似性を用いてモデル化し、進展条件式を導入したことである。今までに明らかになった事項は次の通りである。

- (1) 放電路中では非線形拡散方程式 (4) が成り立つ。
- (2) 先端の境界条件は、電流連続の式 (1) と進展条件式 (2) である。この 2 つの条件式から、放電路先端の電位は一定の式 (3) で進展することが理論的に導かれた。更には、進展条件式は電流連続の式と先端電位一定の式とから誘導されることをも意味する。
- (3) 進展速度の式 (2) は、先端部の牽引力が先端部のエネルギー勾配に比例するととして ($F = -\frac{\partial W}{\partial z}$)、 V^2 がエネルギー対応量であろうとの考えから導いた式である。進展速度の式は $l'(t) = -\beta[\frac{\partial V^2}{\partial z}]_{z=l(t)} = -2\beta V_l[\frac{\partial V}{\partial z}]_{z=l(t)} = 2\beta V_l E_l$ であり、放電路先端の電界に先端電位をかけた値と比例すると定義する。そして、放電路の電子速度 $v_l = \mu E|_{z=l(t)} = \mu E_l$ と等しいとおくと $V_l = -\frac{\mu}{2\beta}$ となるので (3) 式が得られる。これはステファン問題で先端温度は 0°C で進展することに対応している。
- (4) 電位を先端電位を基準としてスケール変換することにより、図 9 からパラメタ λ 、図 8 から放電路の $f(\zeta)$ (電位分布 $\tilde{V} = f(\zeta) + 1$) が一意的に求まる。
- (5) 進展特性 $l(t)$ および移動度 μ から時間のスケール変換を行うと、変換された時間 $\tilde{t}$ を用いてパラメタ λ を求めることができる。即ち、 λ が理論値図 9 と一致するかどうかを検査することにより、 μ を理論的に検討することが可能となった。また、この手法を用いて電位分布を求めることができる。

- (6) 先端電位 V_l を精度よく測定できれば移動度 μ の推定が正確になるので今後議論して行きたい。

このモデルは極めて小規模の沿面放電の実験結果をもとに構築したものであるが、このモデルには放電路が導電性の剛体棒であるということ以外にはサイズの制約は含まれていないことが特徴であるが、理論計算の中には進展停止条件が入っていないのが難点であり、現在工学的な立場で検討中である。さらに、このモデルの背景にある Stephan 問題との対応について用いられる定数 (熱伝導率 k , 比熱 C_i , 潜熱 λ) と進展条件との間に存在する物理的な関係を検討するのも興味ある課題である。本モデルは数学的には極性に関係なく成り立つが正極性は実験的に直線状放電の実現が困難なため現在までのところ負極性に限定している。

7. 謝 辞

本研究の一部は 2000 年度文部省科学研究費補助金基盤研究 C(2)11650296「放電進展機構の相転移的研究」の援助によるものである。また、本論文は京極信敬氏 (現、東電設計)、河村正人氏 (現、中部電力)、原哲氏 (現、オリンパス) の研究を一部再整理したものであり、ここに厚く御礼申し上げます。

(平成 12 年 11 月 16 日受付, 同 13 年 9 月 10 日再受付)

文 献

- (1) 電気学会技術報告 (II 部) 第 140 号, pp.76, 昭 57 年 12 月
- (2) 山口、野木: ステファン問題、産業図書, pp.1-3(昭 52)
- (3) 遠藤:「負極性沿線ストリーマの数学モデル」電気学会放電研資 ED-86-66, 1986 年 7 月
- (4) 遠藤、佐藤 (敏)、佐藤 (重)、榊原:「負極性直線状沿面放電の進展特性」電学論 A, 115, pp.845-850, (1995-9)
- (5) 遠藤:「負極性直線状沿面放電のモデリング」電学論 A, 117, pp.239-244(1997-3)
- (6) 遠藤、伊理:「負極性直線状沿面放電の進展モデルの検討」電学論誌 A-118, pp.82-83, (1998-1)
- (7) 電気学会技術報告 (II 部) 第 140 号, pp.73~, 昭 57 年 12 月
- (8) 遠藤、高橋、榊原:「負極性直線状沿面放電の進展と等価静電容量」電気学会高電圧・放電研資 ED-93-204, (1993)
- (9) 本多: "Mathematical Analysis of Negative Surface Streamer Advancing with a Drift Velocity" 東京電機大学研究報告 No.15, pp.1-15 (1967.12)
- (10) 京極、河村、遠藤:「負極性直線状沿面放電の進展モデルの検討」電気学会放電研資 ED-96-140(1996-9)

瀬川 信一 (学生員) 1975 年 1 月 31 日生。2000 年 3 月中
央大学大学院理工学研究科電気電子工学専攻修士
課程修了。現在中央大学大学院理工学研究科電気
電子情報通信工学専攻博士課程。

遠藤 正雄 (正員) 1933 年 10 月 5 日生。1958 年 3 月中
央大学大学院工学研究科電気工学専攻修士課程修了。
現在同大学理工学部教授。工学博士。主として、気
中放電、高電圧試験法に関する研究に従事。

伊理 正夫 (非会員) 1933 年 1 月 7 日生。1960 年東京大学
大学院数物系研究科応用物理学専門課程博士課程
修了、工学博士。九州大学助手・助教授、東京大
学助教授・教授を経て、現在中央大学理工学部教
授 (情報工学)。数理工学、情報システム工学等の
教育と研究に従事。

榊原 剛 (正員) 1934 年 9 月 12 日生。1957 年 3 月慶応
義塾大学工学部電気工学科卒業。同年 4 月理化学
研究所入所、電気材料に対する放射線の影響に関
する研究に従事。1968 年 4 月中央大学理工学部
専任講師、1970 年助教授。工学博士。現在、固体
誘電体の電気物性に関する研究に従事。