

論 文

# 正極性沿面ストリーマ残留電荷密度分布の高分解測定

熊田 亜紀子<sup>\*1</sup>, 岡部 成光<sup>\*\*2</sup>, 千葉 政邦\*, 日高 邦彦\*

(2003年10月28日受付, 2004年1月5日受理)

## Residual Charge Distribution Measurement of Positive Surface Streamer with High Spatial Resolution

Akiko KUMADA<sup>\*1</sup>, Shigemitsu OKABE<sup>\*\*2</sup>, Masakuni CHIBA\* and Kunihiko HIDAKA\*

(Received October 28, 2003; Accepted January 5, 2004)

The measuring system of charges accumulated on an insulating plate surface is developed with an electrostatic probe whose sensing electrode is of 0.5mm diameter. In case of measuring a surface of 2 mm thick PMMA plate, the spatial resolution of the total measuring system reaches 1 mm by using the image restoration process with Wiener filter. With this system, the distribution of the residual surface charge distribution on an insulating plate just after the occurrence of a positive surface streamer at 25 kPa (190 Torr) air is measured. It is observed that the charge accumulated at the head of a streamer is the  $10^{-11}$  C whose value satisfies a streamer transformation condition. In the streamer stem, net charge at the core region of the streamer is smaller than that at its shell region. This fact suggests that a plasma column whose net charge is very low exists on the streamer.

### 1. はじめに

誘電体表面上の沿面放電現象は、電力機器や電子素子の絶縁設計に大きな影響を持ち、その進展機構の解明が強く望まれている。正極性沿面放電は、リーダやフラッシオーバー現象に先行して、まず電極より正極性ストリーマが樹枝状に進展する。正極性ストリーマは、トナーによる Lichtenberg 図形を利用してその進展特性を研究した例<sup>1, 2)</sup>をはじめ、長年多くの研究者によって、その速度、進展長、発生電圧など種々のパラメータにわたり観測されてきた。ストリーマ進展機構の解析には、個々のストリーマ近傍の電界、電荷密度分布の定量的な情報が求められる。これらの測定には通常、表面電位計<sup>3–6)</sup>やポッケルス効果<sup>7, 8)</sup>が利用される。ポッケルス効果を用いた測定法においては、放電進展時の電位分布過渡変化を高い時間分解能、位置分解能で測定できる利点があるが、測定システムが大掛かりになるこ

と、測定対象となる電圧範囲がポッケルス結晶の物性値で定まる値に限られること、電気的な測定法に比較して S/N が良くないという欠点がある。

それに対し表面電位計を用いた場合、時間分解測定は難しい反面、さまざまな環境下、さまざまな形状の被測定物を手軽に測定できるという利点がある。残留電荷密度分布の情報と近年の高時間分解測定結果の情報とを組みあわせれば、互いの測定法の欠点を補えられると考えられる。なお 20 年以上前に表面電位計を用いて正極性ストリーマの残留電荷密度分布が約 10mm の分解能で測定されているが<sup>3, 4)</sup>、ストリーマの内部構造を明らかにするには、分解能の向上が課題として残されていた。

さて表面電位計を用いた電荷密度測定においては、その出力は測定対象物の表面の全ての帶電電荷の影響を受けるため、高い分解能を実現するには、あらかじめ電界計算によって求めた関係式に基づき、表面電位計出力から電荷密度分布を逆算することになる<sup>9–12)</sup>。近年の計算機技術の発達により、数千～数万に及ぶ測定点を対象として、電荷密度分布推定が可能となりつつある<sup>5, 6, 13)</sup>。

著者らは、表面電位計を用いた帶電電荷密度分布測定装置を開発し、絶縁物表面上の電荷密度分布測定を行ってきた<sup>5, 14–17)</sup>。測定対象物が厚み一定の板の場合、測定系は“移動不変”な系とみなせるため、逆計算を空間周波数場で行

キーワード: 沿面放電、残留電荷、正極性ストリーマ、表面電位計、ウィナーフィルタ

\*東京大学大学院工学系研究科 (113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1)

Graduate School of Engineering, The University of Tokyo,  
Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656, Japan

\*\*東京電力株式会社技術開発研究所絶縁技術グループ (230-8610  
神奈川県横浜市鶴見区江ヶ崎町 4-1)

Insulation Group, R&D Center, Tokyo Electric Power Company, 4-1 Egasaki-cho, Tsurumi-ku, Yokohama, 230-8510, Japan

<sup>1</sup>kumada@hvg.t.u-tokyo.ac.jp

<sup>2</sup>okabe.s@tepco.co.jp

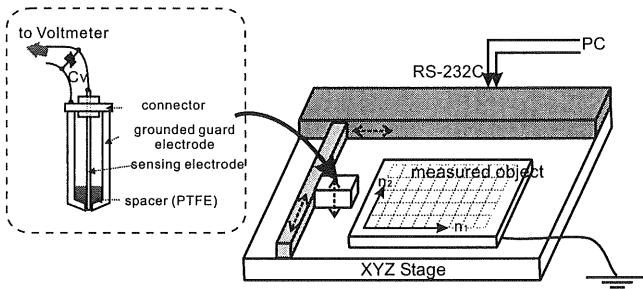


図 1 表面電位計による帶電電荷測定

Fig.1 Charge distribution measurement on insulator surface by electrostatic probe.

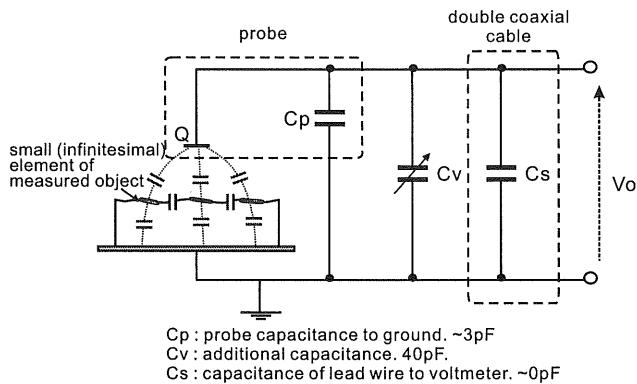


図 2 等価回路

Fig.2 Equivalent circuit.

える特長を持つ。文献 [14] では、ノイズの過度の増幅を抑えるためウィナーフィルタを空間周波数場での演算に導入するとともに、表面電位計の分解能の評価を行った。

本論文においては、逆計算処理も含めたシステム全体の分解能が 1mm 以下となる、表面電位計を用いた電荷密度分布測定システムを構築し、正極性沿面ストリーマを対象にその残留電荷密度分布の微細構造の測定を行ったので報告する。

## 2. 測定原理

### 2.1 測定システム<sup>14, 17)</sup>

図 1 に示すように、厚みの一定な誘電体板の電荷密度分布を静電容量型表面電位計で測定する。検出電極と接地ガード電極より構成される静電容量型表面電位計で、測定対象物の表面より一定間隔  $g$  を保ちその表面を走査し、表面電位計の検出電極に誘起される電位をエレクトロメータで測定する。位置決めは PC 制御の xyz ステージで行う。

図 2 にこの測定装置の等価回路を示す。表面電位計の出力 (検出電極の誘起電位) は、絶縁物表面のすべての電荷の影響の重ね合わせとなる。

表面電位計の出力から電荷密度分布の逆算に際し、絶縁物表面を面積  $S$  の微小要素に分割して考える。各要素の帶電電荷量をそれぞれ  $q(n_1, n_2) = \sigma(n_1, n_2) \cdot S$  とする。厚み

が一定の充分大きな板を測定する場合、測定系は移動不变であるので  $(n_1, n_2)$  走査時の表面電位計出力  $w(n_1, n_2)$  は

$$w(n_1, n_2) = \sum_{k_1=-\infty}^{\infty} \sum_{k_2=-\infty}^{\infty} h(n_1 - k_1, n_2 - k_2) q(k_1, k_2) \quad (1)$$

と畳み込み積分で表せる。 $h(n_1, n_2)$  は測定システムの点像分布関数 (Point Spread Function, PSF) で誘電体板表面上に単位電荷  $\delta(0, 0)$  を与えた場合の表面電位計出力  $w(n_1, n_2)$  に相当し、電荷重畠法を用いた電界計算により求める。

二次元離散フーリエ変換を施すと、式 (1) は  $w, h, q$  の二次元離散フーリエ変換  $w, h, q$  を用いて

$$w(\omega_1, \omega_2) = h(\omega_1, \omega_2) \cdot q(\omega_1, \omega_2) \quad (2)$$

と書き換えられる。測定値  $w$  には一般にはノイズが重畠するので、(2) 式を、単純に  $1/h$  を乗算して解くと、ノイズを過度に增幅してしまう。そこでデジタル信号処理分野でよく用いられるウィナーフィルタ (Wiener filter, 以下 WF と略す)<sup>18)</sup> を利用して、 $q$  の推定解  $\hat{q}$  を求める。WF を用いた推定解は、次式で与えられる。

$$\hat{q} = \frac{h^*}{|h|^2 + P_N/P_S} \cdot w \quad (3)$$

$h^*$  は  $h$  の共役複素数、 $P_N/P_S$  は、雑音と信号の分散の比である。この値は未知であることが多い、一般には白色ノイズを仮定して  $P_N/P_S = c^2$  と定数で近似する。 $\hat{q}$  を離散フーリエ逆変換すれば、推定電荷密度分布  $\hat{q}$  が求まる。

このように、移動不变な系においては空間周波数場で単純な除算として逆計算が行える。FFT アルゴリズムを使用することによりメモリ使用量、計算速度ともに大幅に向かう可能で、例えば格子状に  $512 \times 512$  点走査して取得した 262144 点のデータの逆算処理に要する時間は、Pentium III, 1GHz のパソコンで 5 秒以下であった。

### 2.2 分解能

WF は、測定系の伝達関数が小さい成分の復元を  $c^2$  の値で制限していることに他ならない。たとえば、 $|h(\omega_c)| = c$  となる周波数成分は結果的に本来の半分の値までしか復元されない。村崎氏らは、表面電位計を用いた電荷密度測定においては、測定系の伝達関数が直流成分の 0.5~0.9 まで低下する空間周波数を用いてその分解能を評価している<sup>19)</sup>。そこで、著者らは WF による復元処理も含めてシステム全体の分解能を、 $|h(\omega_c)| = c$  となる周波数 (波長) で定義する。

この測定システムの分解能の向上には、ノイズレベル  $c$  を下げることと、PSF が“尖った”分布形状となること即ち PSF が高い空間周波数まで減衰しないことが求められる。PSF は、電磁気学のキャパシタンスと電荷量の相反性より、検出電極に単位電荷を与えた場合の測定対象物の電位分布

表 1 表面電位計配置形状

Table 1 Geometry of surface potential probe.

	probe (a)	probe (b)
diameter of sensing electrode	1.0 mm	0.5 mm
inner diameter of guard electrode	2 mm	1 mm
outer diameter of guard electrode	12 mm	20 mm
gap length $g$	0.5mm, 1mm	0.5mm, 1mm

表 2 測定システムの分解能

Table 2 Resolution of measuring system.

	probe (a)	probe (b)
$g=0.5\text{mm}$	1.3 mm	1.0 mm
$g=1.0\text{mm}$	1.6 mm	1.6 mm

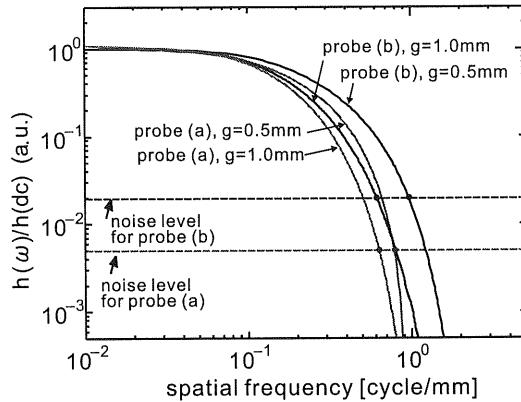


図 3 空間周波数場における PSF

Fig.3 Point spread function expressed in frequency domain.

と等価であるので、PSF を “尖らせる”には、(1) 測定対象物になるべく近づけ、(2) ガード電極内径 (検出電極内径) をなるべく小さくし、(3) 可能ならば測定対象の厚みを薄くすればよいことは明らかである。

そこで表 1 に示す (a) ガード電極内径 2mm の表面電位計 (文献 [14] で使用) と (b) ガード電極内径 1mm の表面電位計を例に、2mm 厚 PMMA (polymethylmethacrylate, 比誘電率  $\varepsilon_r = 2.7$ ) 板測定時の分解能の概算を行った。なお表面電位計 (a) は、文献 [14] において円錐台モデルスペーサの電荷密度分布測定に使用した都合上、そのガード電極は、15 度の傾斜がつけられている。

ノイズレベルは、表面電位計 (a) を用いて板状試料を走査させた場合で経験的に 0.2 ~ 0.5 % 程度であるので<sup>15)</sup>、表面電位計 (a) を使用する場合には  $c^2 = \{h(\omega_{dc}) \times 5 \times 10^{-3}\}^2$  として計算した。検出電極の面積に比例して信号量が減ることを考慮して、表面電位計 (b) を使用した場合のノイズレベルはその 4 倍程度になると近似し、表面電位計 (b) 使用時には  $c^2 = \{h(\omega_{dc}) \times 2 \times 10^{-2}\}^2$  とした。なおギャップ

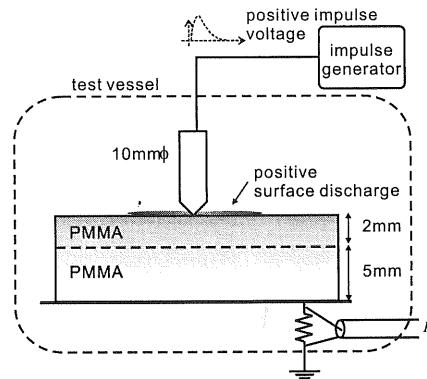


図 4 実験装置

Fig.4 Experimental setup.

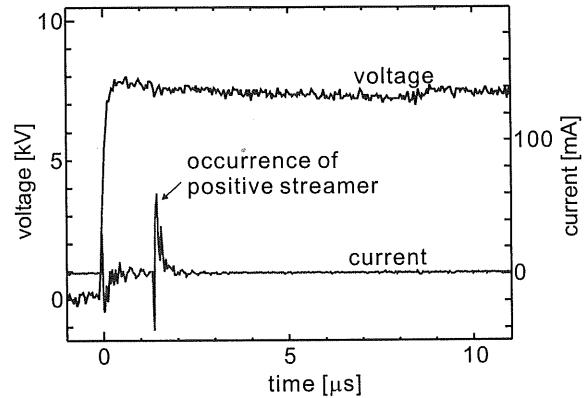


図 5 電圧電流波形

Fig.5 Voltage and current profiles.

長  $g$  を短くした場合、信号量が増えるが、位置決めの誤差に起因するノイズ成分が増えると予想されるので、この影響は考慮していない。

各配置形状における PSF 及び、分解能概算結果を図 3、表 2 にそれぞれ示す。表面電位計 (b) を用いて 0.5 mm まで対象物に近づけた場合で、分解能は 1.0 mm となる。

### 3. 正極性沿面ストリーマ電荷密度分布

#### 3.1 測定条件

図 4 に示すように、7mm 厚 PMMA (2mm 厚及び 5mm 厚 PMMA を二枚重ねたもの) 板の上に、円錐電極 (10 mmφ, 先端曲率半径約 0.3 mm) を置き、25 kPa (190 Torr) に減圧した空气中で正極性インパルス電圧を印加し、正極性沿面放電を発生させた。図 5 に電圧電流波形を示す。正極性沿面放電発生時の電極電圧は 7.7 kV である。この沿面放電の残留電荷密度分布を、前述した表面電位計 (b) を用いて測定した。電荷密度分布測定時には、上部の 2mm 板のみを減圧容器より取り出し、表面電位計を 0.5 mm まで近づけ 0.2 mm ピッチで 100 mm × 100 mm の領域を走査した。

正極性ストリーマの内部構造を探るには、個々のストリーマができる限り太く、かつストリーマ同士の間隔を広げて進展させたものが都合がよい。正極性ストリーマの太さ及び

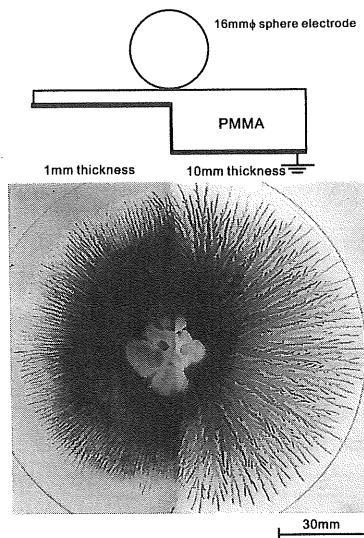


図 6 誘電体厚さの正ストリーマ進展に及ぼす影響<sup>20)</sup>  
Fig.6 Influence of insulating plate thickness on development of positive streamer.

間隔は図 6 に示すように、誘電体の厚みの影響を受ける<sup>20)</sup>。この図は大気圧空气中で、厚さの異なる PMMA 板上で沿面放電を発生させた場合の Lichtenberg 図形であり、16 mmφ 球電極より同期発生したストリーマは、図面右半分では厚さ 10 mm の PMMA 板上を、左半分では厚さ 1mm 上を進展している。厚い誘電体上を進展するストリーマは、比較的大く間隔も広めに進展していることがわかる。

電荷密度分布測定システムの分解能は、対象物の厚みが薄いほど向上する。そこで、放電時は誘電体の厚さは 7 mm とする一方で、電荷密度分布測定時には 2 mm としている。また低気圧中においてストリーマは太くなる傾向があるので、25 kPa (190 Torr) に減圧して放電を発生させた。

### 3.2 電荷密度分布測定結果

図 7 に電荷密度分布測定結果を示す。WF を用いた逆算処理においては、ノイズレベルとの兼ね合いより  $c^2$  を  $\{h(\omega_{dc}) \times 2 \times 10^{-2}\}^2$  とした。よって分解能は 1.0mm である。全体に水平方向に縞模様のノイズが見られるが、これは表面電位計の走査時の位置決めに起因するノイズである。

図 8 に、電荷密度分布測定後にトナーを用いて取得した Lichtenberg 図形を示す。黒色のトナーが正極性に帶電した部位に対応する。電荷密度分布測定結果と良く一致している。個々のストリーマの電荷密度分布に注目すると、ストリーマを縁取りするかのように“縁”付近の密度が高く中心部で極小値をとっている。なお先端付近では、“縁”と“縁”的間隔が狭くなり電荷密度分布測定システムの分解能を超えてしまっているため、互いの区別がつかなくなっている。

ある一本のストリーマ (図 7 中の座標 R 軸上のストリー

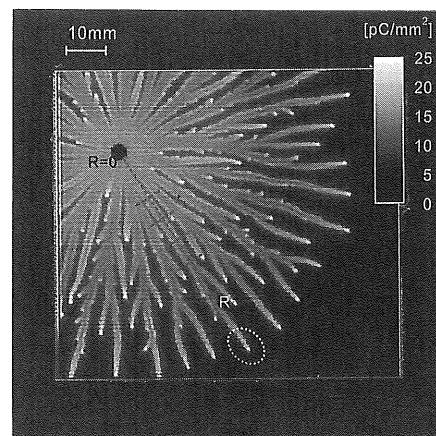


図 7 電荷密度分布測定結果  
Fig.7 Residual charge distribution of positive streamer.

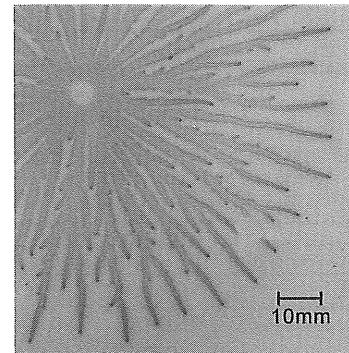


図 8 Lichtenberg 図形  
Fig.8 Lichtenberg figure.

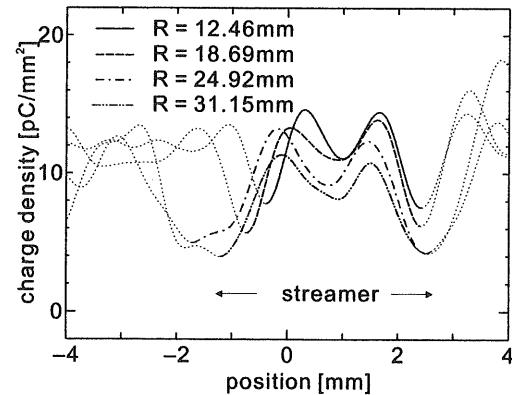


図 9 ストリーマ横断方向の電荷密度分布  
Fig.9 Residual charge distribution of streamer.

マ) を対象に、電極中心から  $R=12.5, 18.7, 24.9, 31.2\text{mm}$  におけるストリーマ横断方向の電荷密度分布変化を抽出した結果を図 9 に示す。ストリーマ中心部の電荷密度は、縁部の電荷密度の 70%程度の値にまで低下している。正ストリーマの中心部にはプラズマカラムと呼ぶにふさわしい正味の電荷の無い部分があるといわれる<sup>1,4)</sup>。ストリーマが図 10(a) に示すような構造をしているとすると、正味の電荷密度は同図に示すように中心部で低下すると考えられる。

なお測定システムの分解能を考慮すると、実際には測定

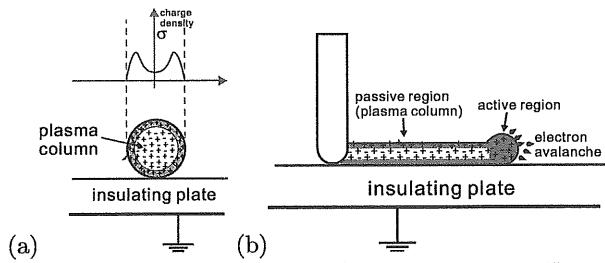


図 10 正極性ストリーマモデル, (a) ストリーマ横断方向断面図 (b) ストリーマ進展方向断面図

Fig.10 Model of positive streamer, (a) cross section, (b) longitudinal section.

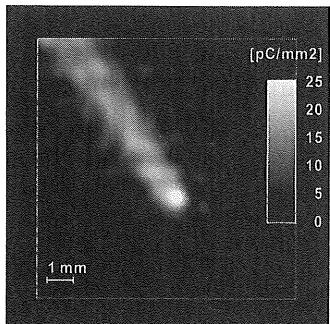


図 11 先端部近傍の電荷密度分布

Fig.11 Charge desity distribution near tip of streamer.

値よりも急激に電荷密度分布が変化している可能性が高い。Lichtenberg 図形においては電荷が存在しないと考えられるストリーマとストリーマの間の部位も、 $5\text{pC}/\text{mm}^2$  以上の値を示しており、測定システムの空間分解能の向上が望まれる。

ストリーマの先端部(図 7 中、点線で囲った部分)の電荷密度分布を拡大して、図 11 に示す。先端部に電荷密度が高い部位があり、 $25\text{pC}/\text{mm}^2$  に達している。ストリーマは先端近傍の電離が活発な領域(active region)と、導電性のよいプラズマカラム(passive region)で構成されるという二領域モデル(図 10(b) 参照)<sup>21)</sup>により、この現象は説明できる。つまりストリーマ先端部の電荷密度が高い部位は、active region で生成された電荷が放電停止に伴い誘電体表面に取り残されたために生じる。一方で幹の内部は導電性のよいプラズマカラムとなっているため前述のように電荷密度の高い領域に縁取りされる。ストリーマ先端部分(直径 0.7 mm の円形領域)の電荷の総量は、 $1.1 \times 10^{-11}\text{C}$  であった。これはストリーマ転換時の電子なだれ先端の電荷量( $10^8$  個の正イオンすなわち  $1.6 \times 10^{-11}\text{C}$ )<sup>22)</sup> とオーダーが一致している。

### 3.3 電位分布及び電界分布

電荷密度分布測定値をもとに、7mm 厚 PMMA 板表面における電位及び電界分布を算出した。ただし放電電極のス

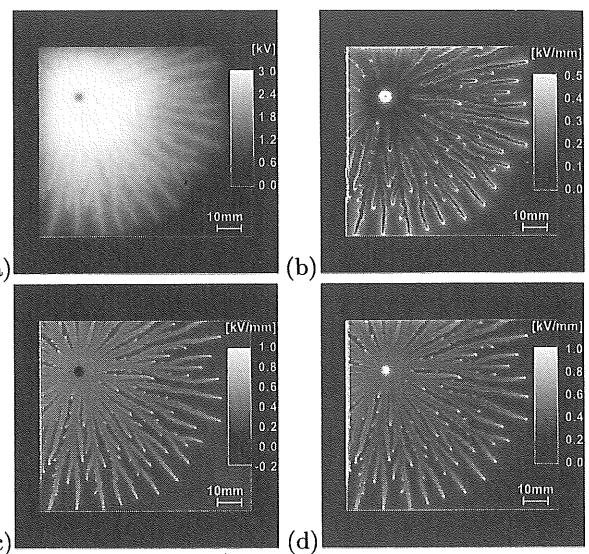


図 12 電位・電界分布計算結果, (a) 電位分布 (b) 沿面方向電界分布 (c) 法線方向電界分布 (d) 電界強度分布

Fig.12 Computed result. Distribution of (a) potential; (b) horizontal component of electric field; (c) perpendicular component of electric field; (d) intensity of electric field.

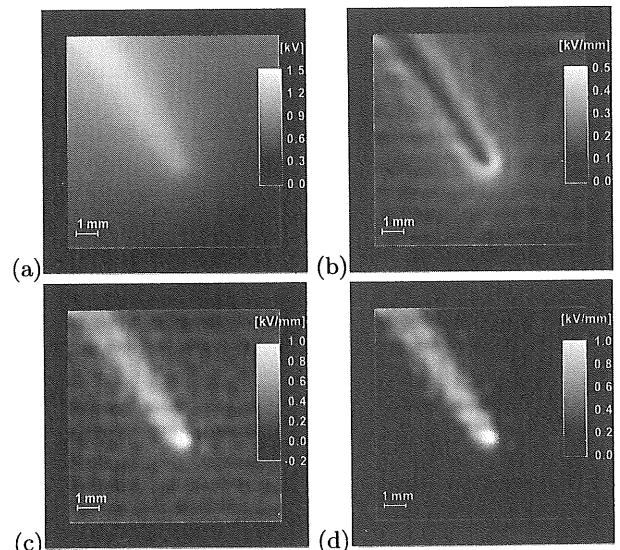


図 13 ストリーマ近傍における電位・電界分布計算結果, (a) 電位分布 (b) 沿面方向電界分布 (c) 法線方向電界分布 (d) 電界強度分布

Fig.13 Computed result near tip of streamer. Distribution of (a) potential; (b) horizontal component of electric field; (c) perpendicular component of electric field; (d) intensity of electric field.

トリーマ先端近傍への影響は充分小さいものと近似し、その影響は無視している。

計算に際しては、まず PMMA 板表面の微小区間(0.1  $\text{mm} \phi$ )が基準量となるように一様に帶電している場合の、

微小区間より ( $n_1, n_2$ ) 離れた地点における電位  $P$  及び電界  $F_x, F_y, F_z$  を電荷重畠法を用いて算出する。板表面の電荷分布を  $q(n_1, n_2)$  とすると、電位  $V(n_1, n_2)$  は(1)式同様に全ての帶電電荷の影響の重ね合わせ

$$V(n_1, n_2) = \sum_{k_1=-\infty}^{\infty} \sum_{k_2=-\infty}^{\infty} P(n_1 - k_1, n_2 - k_2) q(k_1, k_2) \quad (4)$$

で与えられる。同様に任意の場所における電界も求められる。

図12に電位及び電界分布の計算結果を示す。同図(c)は、上向きの電界を正としている。なお放電電極に7.7kVを印加した場合の静電位は、電極より24mm離れた地点で0.2kVであり充分小さく減衰する。残留電荷による電位分布は、ストリーマ先端に近づくにつれながらに減少し、またストリーマの横断方向に関しては、その中心部の電位が高くなっている。これは誘電体厚みや圧力などの実験条件は異なるが、ポッケルス効果を用いて測定した放電進展時の電位分布<sup>8)</sup>と定性的に一致している。

図13にストリーマ先端近傍(図11で示した領域)における電位、電界分布計算結果を拡大して示す。ストリーマ先端付近において、電界強度の最大値は局所的には1.0kV/mmと、25kPa(190Torr)における空気の電離電界強度の1.5倍以上の値に達している。ストリーマ転換には電離電界強度以上の領域がある広がりをもつ必要があるため<sup>23)</sup>、局所的には電離電界強度を超えていてもストリーマ進展が停止した可能性を示唆している。ただし厚みのある3次元形状(図10参照)のストリーマの電荷を、厚みのない面状の電荷として解析を行うことによりやや大きめに電界強度を算出した可能性も考えられる。ストリーマ停止条件の解明には、より精度、分解能の高い測定システムによる測定データが望まれる。

#### 4. まとめ

分解能1.0mmの電荷密度分布測定システムを用いて、25kPa(190Torr)に減圧した空気中における正極性沿面ストリーマの残留電荷密度分布を測定した。

過去の報告においても指摘されていた、個々のストリーマ中心部に正味の帶電電荷密度が小さい領域が存在することが確認された。帶電電荷密度が高い“縁部”はストリーマ進展方向に沿って、ほぼ一定の厚みである。ストリーマ先端部には、直径約0.7mmの局所的に残留電荷の多い領域が存在した。総電荷量はストリーマ転換条件と一致し、二領域モデルのactive regionに相当する領域と考えられる。さらに、電荷密度分布測定値より、誘電体表面の電位及び電界分布を算出したところ、ストリーマ先端近傍の電界強度は局所的には臨界電離電界の1.5倍以上であった。

ストリーマの構造のさらなる解析にむけ、より分解能の高い測定システムを用いて測定を行っていきたい。

#### 参考文献

- 1) Y. Murooka and S. Koyama: J. Appl. Phys., **50** (1979) 6200
- 2) M. Chiba, A. Kumada, K. Hidaka, and T. Kouno: Trans IEE Jpn., **116-A** (1996) 998
- 3) 堀孝夫、永田博道、高田達雄: 電気学会論文誌, **98-A** (1978) 37
- 4) 白坂行康、湯本雅恵、堺孝夫: 電気学会論文誌, **103-A** (1983) 17
- 5) A. Kumada, Y. Shimizu, M. Chiba and K. Hidaka: J. Electrostatics, **58** (2003) 45
- 6) D. C. Faircloth and N. L. Allen: IEEE Trans. Dielect. Electr. Ins., **10** (2003) 285
- 7) T. Kawasaki, T. Terashima, S. Suzuki, and T. Takada: J. Appl. Phys., **76** (1994) 3724
- 8) 熊田亜紀子、千葉政邦、日高邦彦、濱田昌司、宅間董: 電気学会論文誌A, **120-A** (2000) 451
- 9) A. Pedersen: *Gaseous Dielectrics V*, ed. L. G. Christophorou, p. 235, Pergamon Press, New York (1987)
- 10) I. W. McAllister: IEEE Trans. Dielect. Electr. Ins., **9** (2002) 672
- 11) T. Takuma, M. Yashima and T. Kawamoto: IEEE Trans. Dielect. Electr. Ins., **5** (1998) 497
- 12) 濱田昌司、立松明芳、宅間董: 放電研究, **44** (2001) 8
- 13) A. Tatematsu, S. Hamada, and T. Takuma: Proc. of 13th International Symposium on High Voltage Engineering, p.45, Delft (2003)
- 14) A. Kumada, S. Okabe and K. Hidaka: 電気学会放電研究会資料, ED-03-54, 電気学会 (2003)
- 15) 熊田亜紀子、岡部成光: 電気学会放電研究会資料, ED-03-88, 電気学会 (2003)
- 16) 熊田亜紀子、岡部成光: 電気学会放電研究会資料, ED-03-89, 電気学会 (2003)
- 17) A. Kumada, S. Okabe and K. Hidaka: “Resolution and signal processing technique of surface charge density measurement with electrostatic probe”, IEEE Trans. Dielect. Electr. Ins., (to be published)
- 18) 例えば、長尾真(監訳): ディジタル画像処理、第7章、近代科学社 (1978)
- 19) 村崎憲雄、松井満、河野昇、大野董雄: 電気学会論文誌, **90** (1970) 201
- 20) M. Chiba, A. Kumada, and K. Hidaka: IEEE Trans. on Dielect. and Elect. Ins., **9** (2002) 118
- 21) I. Gallimberti: J. of Physics D: Appl. Phys., **5** (1972) 2179
- 22) 例えば、電気学会放電ハンドブック出版委員会(編): 放電ハンドブック、上巻, p. 114, 電気学会 (2003)
- 23) 例えば、電気学会放電ハンドブック出版委員会(編): 放電ハンドブック、下巻, pp. 427-432, 電気学会 (2003)