UDC 537.523.3: 621.3.015.53

論 文

57-A 81

棒対平板ギャップの正コロナストリーマによる空間電荷分布

正 員 山 本 修 (京大)
 非会員 広 岡 康 彦 (京大)
 正 員 河 野 俊 彦 (京大)
 正 員 上之園 親 佐 (京大)

1. ま え が き

不平等電界・気中ギャップの絶縁破壊進展を論ずるためには、その初期段階で発生するコロナ放電によってギャップ空間に生成される空間電荷の分布およびそれによる絶縁破壊進展への効果を解明することが必要である。従来の研究では、棒対平板ギャップにおいて発生したコロナ放電による空間電荷の分布を、平板電極上の空間電荷による電流分布より求めた例⁽¹⁾、およびコロナ放電後の放電空間における電界が一定となるように空間電荷を分布させて求めた例⁽²⁾などがある。

本論文では、棒対平板ギャップに正極性雷インパルス電圧を印加したときのコロナ放電時に生成される空間電荷の分布を、棒電極の電流、正コロナストリーマの進展距離対時間特性および静止カメラなどによる放電像から求める方法について述べる。また、この方法で得た空間電荷分布によって生じる平板電極表面の電界などを電荷重畳法を用いて計算し、実測値と比較検討する。更に、ギャップ空間の電位および電界を計算し、空間電荷の絶縁破壊進展への効果を検討する。

2. 実験装置および実験方法

本研究に用いた実験装置の概要を図1に示す。同図の雷インパルス電圧発生装置 IG の電圧波形は $\pm(1.8$

$\times 50) \mu\text{s}$ であり、供試電極は半球棒対平板電極で、そのギャップの長さ g は 10cm である。また、同図の棒電極は放電電流の測定のために先端半球が絶縁された分割電極である⁽³⁾⁽⁴⁾。この棒電極の半径は 0.5cm、平板電極の直径は 100cm である。電極配置は、ここでは平板電極を接地して棒電極に正電圧を印加する場合を正配置、逆に棒電極を接地して平板電極に負電圧を印加する場合を逆配置と呼ぶ。いずれの場合も供試電極の平板電極の位置は地上約 150cm である。平板電極には、その電界分布を測定するためのプローブ P_E (直径 0.5cm) が図示のように 2cm 間隔で 8 個設置してあり⁽³⁾、平板電極の中心から 14cm までの電界分布が測定できる。また、ギャップ空間における空間電荷の時間的な変化などを測定するために、静電誘導形プローブ P_r (積分形、半径 0.5cm の金属球⁽⁴⁾) をギャップ軸から 15cm、平板電極から 5cm の位置に置いてある。これらの電界および空間電荷の測定法などについては文献(3)、(4)で述べた。なお、プローブ P_r は空間電荷を測定する場合に限り設置し、電

$P_{E1} \sim P_{E8}$: 平板電極上電界測定用プローブ、 P_r : 空間電荷測定用プローブ(積分形)、 PA : プリアンプ、 $PM_{1,2}$: 光電子増倍管、 II : 映像増幅器、 IG : インパルス電圧発生装置

図 1 実験装置

Fig. 1. Experimental apparatus.

Space Charge Distribution in a Rod-Plane Air Gap Produced by Positive Corona Streamer. By Osamu Yamamoto, Member, Yasuhiko Hirooka, Non-member, Toshihiko Kouno, Member & Chikasa Uenosono, Member (Department of Electrical Engineering II, Kyoto University).

山本 修: 正員, 京都大学工学部電気工学第2教室

広岡康彦: 非会員, 京都大学工学部電気工学第2教室 (現在, 大阪市交通局)

河野俊彦: 正員, 京都大学工学部電気工学第2教室

上之園親佐: 正員, 京都大学工学部電気工学第2教室

平板電極

図 2 逆配置による棒電極の電流 i_a の測定

Fig. 2. Measurement of current of the rod (i_a) by the use of reversely arranged electrodes.

流，電界の測定時および後述の光電子増倍管による測定時には取り除いた。

本論文では，後述するように分割電極の先端半球を流れる放電電流 i_a を時間積分することにより空間電荷量を求めるが，この i_a を測定する場合に限り，供試電極を逆配置とし，図2のように i_a は検出用抵抗 (10Ω) により接地側で測定した。この検出回路の立上り時間は実験により約 10ns であった。正配置と逆配置それぞれの電極配置についてコロナ開始電圧，50% フラッシュオーバー電圧，およびコロナストリーマ PS の進展速度を測定した結果，両者はそれぞれ良く一致した。従って，ここでは逆配置で測定した電流 i_a を正配置の電流として採用した。

PS の進展距離対時間の測定には，図1に図示するように2台の光電子増倍管 PM_1 ， PM_2 を用いた⁽⁴⁾。PS の棒電極先端からの進展距離 x と，その所要時間 t の関係を，以下では x - t 曲線と呼ぶ。また，PS の放電像の撮影には静止カメラと映像増幅管（日立電子製，HS 690，増幅率7万倍）を用いた。

3. 空間電荷密度とその分布の算定

〈3・1〉 空間電荷密度の算定原理 正コロナストリーマ PS は，放電像などの観測から，フィラメント状の枝が枝分れを繰返して放射状に進展する。まず，図3のように，ギャップ軸に添う1本の枝について考え，これが時刻 $t=t_0$ に棒電極の先端 ($x=0$) で発生し，時刻 t_n には $x=x_n$ まで進展したとする。また，PS の枝は一般に細いので，進展する方向に垂直な断面では荷電粒子密度などの諸量は一定とみなす。このような PS の進展モデルは次のように考える。すなわち，PS が x_n まで進展し，その前方の微小部分 Δx においては， x_n に至るまでに生成された空間電荷で高電界が形成されているので，そこで衝突電離が行なわれて電子や正・負イオンが発生する。これらの荷電

図 3 コロナストリーマ PS の進展モデル

Fig. 3. Propagation model of the positive corona streamer (PS) along the gap axis.

粒子のうち電子の移動度は一般に大きいので，電子だけが PS を通して棒電極に流入する。従って， Δx では流入した電子と等量の正イオンによる空間電荷が生成され，これによって PS の先端部は高電界となり，再び衝突電離を生じて前進するものと考えられる⁽⁵⁾。

さて，PS が Δx 進むに要する時間を Δt とすると，この時間に x_n の位置の微小断面を通して Δx から流出する電子の電荷量 Δq_e は，その電子流を図3に示すように j とすると， $\Delta q_e = -j\Delta t$ と表わされる。一方，PS の進展速度を u_s とすると， $u_s = \Delta x / \Delta t$ であるので， Δt (s) 間に発生する空間電荷量 Δq は，ギャップ軸に添う空間電荷密度を ρ (C/cm) として， $\Delta q = \rho u_s \Delta t = \rho \Delta x$ と表わされる。また，前述の進展モデルによって $\Delta q = |\Delta q_e|$ であるので次式を得る。

$$\rho \Delta x = j \Delta t \dots\dots\dots (1)$$

上式の電流 j は〈4・1〉節に述べるように，棒電極を通る電流 i_a と等価とみなされ，この電流は図2の回路で測定される。従って，PS が位置 x_n から x_{n+1} まで進展したときの時刻を t_{n+1} とし，この区間の ρ を一定と仮定すれば，上述の一次元モデルに対する ρ は(1)式の両辺に積分を施すことによって次式のように求まる。

$$\rho = \int_{t_n}^{t_{n+1}} i_a dt / (x_{n+1} - x_n) \dots\dots\dots (2)$$

(2)式の x_n ， x_{n+1} と時刻 t_n ， t_{n+1} の関係は光電子増倍管により測定した x - t 曲線から求められるので，PS の進展に合せて(2)式で計算を行えばギャップ軸上の空間電荷分布を求めることができる。

〈3・2〉 PSの枝分れを考慮したときの空間電荷密度とその分布の算定法 ここでは，PS が枝分れして放射状に進展し，広がりをもったときの放電空間に分布する空間電荷の密度を PS の放電像，棒電極の電流 i_a および x - t 曲線の測定結果を用いて算定する。

図4は印加電圧 V_1 が 40kV の測定結果で，(a)

図 4 PS の放電像, 電流 i_d および $x-t$ 曲線
Fig. 4. Still photograph, current i_d and $x-t$ curves of the PS.

図が PS の放電像, (b) 図が逆配置で測定した電流 i_d , (c) 図が V_1 をパラメータとした $x-t$ 曲線である。(a) 図の放電像より得られる PS の広がり範囲を滑らかな曲線として描いたのが同図中の実線である。この曲線はフィルムの感度などに影響されることはもちろんであるが, それは小さいものとしている。PS の進展が停止した直後では, 空間電荷はこの曲線がギャップ軸の回りに作る回転面 S の内部に, 回転対称に分布すると考える。この回転面 S を表わす曲線を図 5 に示すように, ここでは棒電極から平板電極へ向けた放物線の一部 (図中 ① と記す) と平板電極から棒電極へ向けた放物線の一部 (同 ② と記す), および棒電極の先端半球の中心 G を中心として描いた円の一部 (同 ③ と記す) が結ばれた曲線で近似する。すなわち, 同図のようにギャップ軸を z 軸, 平板電極の中心を原点とした円筒座標系 (r, θ, z) を用いると, $\theta=0$ の断面においては, 次の (3), (4) 式で描かれる放物線の一部, および (5) 式で描かれる円の一部でそれぞれ近似する。

$$z = f_1(r + f_2)^2 + f_3 \quad (\text{曲線 ①}) \dots\dots\dots (3)$$

$$z = f_4 r^2 + f_5 \quad (\text{曲線 ②}) \dots\dots\dots (4)$$

$$r^2 + (z - f_6)^2 = f_7^2 \quad (\text{曲線 ③}) \dots\dots\dots (5)$$

ここに, $z = g - x$ である。上式中の各係数 $f_1 \sim f_7$ は印加電圧 V_1 によって PS の進展範囲が異なるために変化する。これらの値は実測から求められるもので,

図 5 空間電荷密度の算定法の説明

Fig. 5. Explanation of method for calculating the distribution of space charge density.

表 1 係数 $f_1 \sim f_7$ の印加電圧による変化

Table 1. Variation of the coefficients $f_1 \sim f_7$ with the applied voltage V_1 .

V_1	曲線 ①			曲線 ②		曲線 ③	
	f_1	f_2	f_3	f_4	f_5	f_6	f_7
40kV	-0.32	-1.2	10.5	0.31	3.0	-10.5	6.5
44kV	-0.26	-1.4	10.5	0.50	-2.1	-10.5	8.5
50kV	-0.19	-2.0	10.8	0.47	-5.8	-10.5	10.5

実測値は表 1 に示す。

さて, PS 進展中の空間電荷は次のように考える。まず, 棒電極の先端半球の表面で発生した PS は上述の回転面 S の内部で放射状に進展し, 時刻 $t = t_n$ においては, 図 5 に図示のように点 G から直径 $l_n = x_n + r_r$ の球面 s_n 上に到達するものとする。ただし, r_r は棒電極の先端半球の半径 0.5cm である。従って, このときの空間電荷は球面 s_n と回転面 S および棒電極先端の半球表面とで囲まれた体積 v_n の空間に分布するものとする。

次に, 図 5 のように PS の伸びが x_n から 1cm 増大したとして得られる半径 $l_{n+1} = x_n + r_r + 1$ (cm) の球面を s_{n+1} とし, 球面 s_n と s_{n+1} および回転面 S とで囲まれた厚さ 1cm の球殻の一部 Δv (体積) における空間電荷について考える。この球殻 Δv 中に生じる PS の枝の数を K 本とし, これらの各枝は $\langle 3 \cdot 1 \rangle$ 節に述べた進展モデルに従うとする。また, 各枝の電流を $j_1, \dots, j_K$, 空間電荷量を $\Delta q_1, \dots, \Delta q_K$ とすると, 棒電極の電流 i_d は電流 j_k ($k=1, \dots, K$) の和であり, $i_d = \sum_{k=1}^K j_k$ と表わされる。また, Δv 中の空間電荷の総量 ΔQ は, $\Delta Q = \sum_{k=1}^K \Delta q_k$ である。この Δq_k は単位長さあたりの電荷量であるので, PS が時刻 $t = t_{n+1}$ に球面 s_{n+1} に到達するとして (2) 式より次のように表わされる。

$$\Delta q_k = \int_{t_n}^{t_{n+1}} j_k dt \dots\dots\dots (6)$$

従って、 ΔQ は次式となる。

$$\Delta Q = \sum_{k=1}^K \int_{t_n}^{t_{n+1}} j_k dt = \int_{t_n}^{t_{n+1}} i_d dt \dots\dots\dots (7)$$

ここで、空間電荷が Δv 中で平均して分布するとし、その平均電荷密度を ρ_v (C/cm³) とすると $\rho_v \cdot \Delta v = \Delta Q$ であるので次式を得る。

$$\rho_v = \Delta Q / \Delta v \dots\dots\dots (8)$$

(7)式より、 ΔQ は図4(b)に示すように電流 i_d の面積から求められる。また、 Δv は前述の回転面 S および球面 s_n と s_{n+1} で囲まれた球殻の体積として計算できるので、(8)式によってこの球殻の ρ_v が求められる。なお、 t_n, t_{n+1} と x_n, x_{n+1} の関係は図4(c)に示すように、 $x-t$ 曲線から求める。以下では、逐次この球殻の位置を変えてギャップ中の空間電荷分布を算定する。

なお、ここで述べた算定法では、PS が時刻 t に球面上に到達するとしたが、各枝の進展速度などが異なる場合には球面とはならない。実験から、ギャップ軸に近い高電界部を通る枝の進展速度は一般に大きいので、到達面は球面とならずにギャップ軸に近よったものとなる。従って、図5のように仮定に基づいて導いた体積の変化分 Δv を用いた(8)式の空間電荷密度には誤差が生じることになるが、それは〈4.2〉節で述べるように大したものではない。また、この算定法は PS がギャップを橋絡するときには適用できない。すなわち、PS による空間電荷の効果によって平板電極上に負コロナストリーマが生じ、これによる負電荷が PS の空間電荷を中和するためである⁽³⁾。ただし、この中和現象が生ずる直前までの空間電荷に対しては本法の

適用が可能である。

〈3.3〉 算定結果 空間電荷分布の算定はギャップの長さ g が 10cm に対し、電圧 40, 44, 50kV を印加して行なった。実験では、このギャップのコロナ開始電圧は約 38kV、50% フラッシュオーバー電圧は約 80kV であった。また、PS は約 48kV でギャップを橋絡する。PS の最大伸びはギャップ軸上で、 V_1 が 40kV のとき約 6cm、44kV のとき約 8cm であり、50kV では 10cm である。

まず、図5をもとにして棒電極先端の半球の表面から 1cm ごとの球殻を作成し、これらの球殻の番号 m を棒電極に近いものから順に $m=1, 2, 3, \dots (m \leq 10)$ 、図6参照)とする。次に、各球殻それぞれに生成される空間電荷量 ΔQ を図4(b)、(c)の要領で、棒電極の電流 i_d と $x-t$ 曲線とから求めて図6に示す。同図(a)、(b)および(c)は、それぞれ V_1 が 40, 44 および 50kV に対する結果である。

図6に図示の ΔQ と当該の球殻の体積 Δv の計算値とから、(8)式を用いて求めた空間電荷密度 ρ_v を図7に示す。同図(a)、(b)および(c)は、それぞれ V_1 が 40, 44 および 50kV に対するものであり、 V_1 が 40, 44kV では ρ_v は約 $2 \times 10^{-10} \sim 8 \times 10^{-10}$ C/cm³ の範囲の値をとり、棒電極先端部の球殻 ($m=1$) において最大値となる。また、 ρ_v は平板電極に近づくに従って小となり、PS の最大伸びにおける球殻、すなわち V_1 が 40kV では m が 6、 V_1 が 44kV では m が 8 の球殻が最小となる。 V_1 が 50kV では ρ_v は約 $2 \times 10^{-10} \sim 9 \times 10^{-10}$ C/cm³ の範囲の値をとり、 m が 1 の球殻で最大、ギャップ中央部の m が 5~6 の球殻で最小となり、平板電極近傍の m が 7~10 の球殻ではほぼ一定値となる。

以上、気中ギャップの正コロナストリーマ PS によ

図6 空間電荷量

Fig. 6. Amount of space charge in each shell.

図7 空間電荷密度

Fig. 7. The space charge density in each shell.

ってギャップ空間に生成される空間電荷分布について述べた。

4. 検討とその結果

〈4.1〉 電流 j の測定について 正コロナストリーマ PS の進展時にギャップ空間に発生する電子、正・負イオンなどの荷電粒子は電界中で加速されて、それぞれの方向に移動すると共に拡散する。いま、図3のようなギャップ軸上の PS について、電子および正・負イオンの単位長さあたりの数を、棒電極先端からの距離 x と時刻 t との関数として、それぞれ $n_e(x, t)$, $n_+(x, t)$, $n_-(x, t)$ で表わす。これらの荷電粒子には一般に連続の式が成り立つが、電子の移動速度⁽⁶⁾が大気成分である窒素、酸素のイオン (N_2^+ , O_2^+) の移動速度⁽⁷⁾に比して約 100 倍程度大きいので、電子の移動速度 $u_e(x, t)$ のみを対象とする。また、印加電圧 V_1 が 40, 44 kV における PS の最大伸びの位置まで進展するに要する時間が、図4(c)に示すように約 350 ns と短いので、その間における荷電粒子の拡散は無視しうるとして誘導した連続の式は次式となる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} + \text{div } n_e u_e \\ = (\alpha - \eta) n_e u_e - \beta_e n_+ n_e + \gamma_e \\ \frac{\partial n_+}{\partial t} = \alpha n_e u_e - \beta_e n_+ n_e \\ - \beta_+ n_+ n_- + \gamma_+ \\ \frac{\partial n_-}{\partial t} = \eta n_e u_e - \beta_+ n_+ n_- \end{aligned} \right\} \dots\dots (9)$$

ただし、 α : 電離係数、 η : 付着係数、 β_e および β_+ : それぞれ電子と正イオン、負イオンと正イオンの再結合係数、 γ_e, γ_+ : 光電離により生じる電子と正イオンの数

ここで、ギャップ軸上の空間電荷密度を $\rho(x, t)$ とすると、これは電子および正・負イオンの和であるので、 ρ の時間変化は次式で表わされる⁽⁸⁾。

図8 プローブ P_r の誘導電荷 q_{pr}

Fig. 8. Oscillograph of induced charge on the probe.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho(x, t)}{\partial t} &= \text{div } n_e(x, t) u_e(x, t) \\ &= \text{div } j(x, t) \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

ただし、 e は電子素量、 $j(x, t)$ は PS の経路を通して流れる電子電流である。また正・負のイオン流成分は無視してある。上式は、電子電流の発散によって空間電荷密度が変化することを示している。

(10) 式の空間電荷の時間変化を検討するため、静電誘導形プローブ法 (積分形。図1 参照) を用いて空間電荷を測定した例を図8に示す。プローブ P_r の誘導電荷 q_{pr} は PS の進展に伴って空間電荷が増えるので増加するが、その後の約 10 μ s では同図のように q_{pr} はほぼ一定値となる。従って、PS 内の空間電荷密度は、PS が伸びた後の約 10 μ s 程度はそのままの状態 で保存されているとみなされる。すなわち、一度形成された PS の経路では $\partial \rho / \partial t = 0$ となる。

上述の結果を、進展中の PS の経路に適用すると、PS 先端を除いて(10)式は次式のように書き直される。

$$\frac{\partial \rho(x, t)}{\partial t} = \text{div } j(x, t) = 0 \quad (0 \leq x \leq x_n) \dots\dots\dots (11)$$

上式より、空間電荷密度 ρ は位置のみの関数となり、また電流 j は時間のみの関数となる。後者から、電流 j は棒電極先端半球の表面 ($x=0$) を含めてどの

位置でも一定とみなされるので、 x_n の前方 Δx (図3参照) で発生して $x=x_n$ の位置の断面を通過する電流 j は棒電極の電流 i_d として測定できる。

〈4・2〉 空間電荷分布の考察 ここでは、ギャップ空間に存在する空間電荷が、〈3・3〉節で求めた図7のように分布するとして、電荷重畳法によって平板電極表面の電界とプローブ P_r への誘導電荷を計算し⁽⁹⁾、これらの計算値と図1の実験装置により実測した測定値とを比較した。

表2はプローブ P_r への誘導電荷量 q_{pr} を示したもので、いずれの電圧に対しても測定値と計算値が大体一致している。

図9は印加電圧 V_1 をパラメータとし、平板電極の表面電界と平板電極の中心からの距離 r で電界分布を示したものである。同図中 $\times, \Delta, \circ$ 印はそれぞれ V_1 が 40, 44, 50 kV に対する測定値であり、実線がそれに対応する計算値である。ギャップ空間の電界 E は印加電圧 V_1 による静電界 E_s と空間電荷による電界 E_v の和、すなわち $E=E_s+E_v$ で表わされる⁽³⁾ので、同図は E_s 対 r の曲線で表示した。 V_1 が 40, 44 kV の場合は PS がギャップを橋絡していないので、 E_v は PS の空間電荷によって生じた電界であり、同図のように測定値と計算値は良く一致している。 V_1 が 50 kV のときは、PS がギャップを橋絡して中和現象を生ずるため、測定値は同図中に破線で図示した曲線となる⁽³⁾。この中和現象を抑制するため⁽³⁾、同図に示す

表 2 プローブの誘導電荷
Table 2. Induced charge on the probe.

q_{pr} (nC)	V_1	40 kV	44 kV	50 kV
測定値		-0.54	-0.72	-1.0
計算値		-0.51	-0.67	-0.94

図 9 平板電極表面の電界分布 E_s

Fig. 9. Distribution of electric field E_s on the plane caused by space charge.

ようにアクリル製の絶縁板 ($35 \times 35 \text{ cm}^2$, 厚さ 0.2 cm) を上面の高さが平板電極から 0.3 cm となるように置いた。これによって V_1 が 50 kV のときの空間電荷は絶縁板上まで存在することになるので、電界 E_v は PS が棒電極から $x=9.7 \text{ cm}$ まで伸びたとして計算し、また E_s の測定は絶縁板を置いた状態で行った。これらの測定値と実測値も同図のように大体一致している。なお、表2のプローブ P_r の誘導電荷についても V_1 が 50 kV の場合は上述の絶縁板を置いた。以上述べた考察から、図7の空間電荷分布は妥当であると言える。

〈4・3〉 ギャップ空間における電位・電界分布

空間電荷を考慮して電荷重畳法により計算したギャップ空間の電位および電界について述べる。

図10は、空間電荷が存在する場合のギャップ空間の等電位面である。図中の破線は〈3・2〉節で述べた要領で作図したもので、破線で囲まれた領域は空間電荷が分布する放電空間である。次に、ギャップ軸 (z 軸) に添った電位 ϕ を印加電圧 V_1 をパラメータとして図示したのが図11(a)である。同図の破線は、空間電荷が存在しないときの電位分布で、この場合は棒電極近傍での電位の傾きが大きであるが、空間電荷が存在す

図 10 ギャップ空間の等電位面 ($V_1=44 \text{ kV}$)

Fig. 10. Equipotential surfaces in the gap space.

図 11 ギャップ軸上の電位および電界分布

Fig. 11. Distribution of potential and electric field along the gap axis.

るときにはギャップ軸上全体にわたって傾きが均一化されている。

ギャップ軸に添った電界 $E(=E_s+E_0)$ を V_1 をパラメータとして表わしたのが図11(b)である。同図には印加電圧による静電界 E_0 を並記する。棒電極近傍の電界は、同図から静電界では約 60 kV/cm ($V_1=40\text{ kV}$) $\sim 75\text{ kV/cm}$ ($V_1=50\text{ kV}$) であるが、空間電荷が存在するときは約 1 kV/cm ($V_1=44\text{ kV}$) $\sim 2\text{ kV/cm}$ ($V_1=50\text{ kV}$) に低下する。また、ギャップ中の電界 E は棒電極先端 ($z=10\text{ cm}$) からの距離が増大するに従って増えて、PS の最大伸びの位置で最大となる。その最大値は V_1 が $40, 44\text{ kV}$ に対してそれぞれ約 5 および 6 kV/cm である。 V_1 が 50 kV のときは平板電極上 ($z=0$) が最大で約 10 kV/cm である。

次に、 V_1 が 50 kV のときを例にとり、PS が棒電極の先端から伸びるに従ってギャップ軸上の電界 E が変化する様子を示したのが図12である。同図から、棒電極表面の電界 E はPS が伸びるに従って低下し、伸びが 9.7 cm のとき約 2 kV/cm となる。またPS の先端部の電界 E は伸びが 6 cm のとき最も低くなり約 6 kV/cm である。このように放電空間の電界はPS の進展に伴って刻刻変化する。

以上、空間電荷がギャップ空間の電位および電界分布に与える影響について述べた。

〈4.4〉 ギャップ空間の電界の回復とリーダの発生条件について 図11(b) に示したように棒電極近傍の電界は、空間電荷の効果で約 $1\sim 2\text{ kV/cm}$ に低下するので、PS の発生後の絶縁破壊の進展は抑制されることになる。気中・不平等電界の放電は、一般にコ

x : PS の伸び, t : PS 発生からの時間, $V_1: 50\text{ kV}$

図12 PS の伸び x によるギャップ軸上の電界 E の変化

Fig. 12. Variation of electric field E along the gap axis with the distance of development of the PS (x).

ロナ放電からリーダを経てアーク放電へと進展する。また一般に、リーダはその進展時にコロナストリーマ(以下、 L_p の記号で表わす)が先行する⁽¹⁰⁾ので、リーダ進展の初期においては、ギャップ空間の電界が少なくともそのギャップのコロナ開始電圧における静電界(以下、 E_{on} の記号で表わす)程度に回復することが必要である。以下、このような電界の回復について考察する。

棒電極近傍の電界の低下は、上述のように空間電荷効果によるので、この電界が回復するための条件は、①棒電極近傍に存在する空間電荷が、その外側に移動すること⁽¹¹⁾、②コロナ放電時に発生するPSが平板電極に到達して中和現象により空間電荷が減少すること⁽³⁾⁽¹²⁾などである。また、③PS発生後に棒電極への印加電圧が引き続いて上昇するときには、電圧の上昇分が、ギャップの電界を増大して電界が回復する⁽¹¹⁾。これら①～③の条件が複合して、電界が回復されることももちろんであるが、ここでは③の電界回復について述べる。

図13(a)は、本実験に用いたギャップの50%フラッシュオーバー電圧 (80 kV) に近い 83 kV の電圧を印加し、フラッシュオーバーが生じたときの棒電極への印加電圧 V_1 と平板電極の電流⁽³⁾の波形である。電流波形から、図示のようにPSは印加電圧の波頭部の瞬時電圧

V_1 : 18.6 kV/div , i : 5 A/div , $0.5\text{ }\mu\text{s/div}$
(a) 印加電圧と平板電極の電流 i

図13 瞬間電圧の上昇に伴う電界の回復

Fig. 13. Recovery of E with increase of voltage of the rod electrode.

約 44 kV で発生していて、その後電圧は上昇している。また、PS 発生から約 0.7 μ s 後の瞬時電圧約 80 kV でリーダの進展を示す電流が流れ始めており、約 1.6 μ s 後にアーク放電となる。さて瞬時電圧が 44 kV で発生した PS の空間電荷分布として、電圧上昇による PS の伸びの増大に伴う電荷密度の増加は小さいものとして図 7(b) を採用する。この空間電荷の効果でギャップ軸上の電界は図 11(b) となるが、瞬時電圧が PS 発生から 50, 60, 70, 80 および 90 kV と上昇したとすると、各瞬時電圧の 44 kV からの上昇分によってギャップ軸上の静電界成分が増加する。この増加分をそれぞれ図 11(b) の曲線に付加して、各瞬時電圧に対するギャップ軸上の電界を図示したのが、図 13(b) である。また、同図にはこのギャップのコロナ開始電圧 (38 kV) におけるギャップ軸上の静電界 E_{on} を破線で図示する。ここでは、ギャップ軸上の電界が E_{on} まで回復すると、 L_p の発生が可能になるものとみなす。

乾燥大気中で電子が電離増殖するに必要な電界は約 25 kV/cm であるが⁽¹³⁾、図 13(b) の E_{on} では棒電極先端から約 0.5 cm 以内の範囲 ($9.5 \text{ cm} \leq z \leq 10 \text{ cm}$) で 25 kV/cm 以上となっている。同図において、ここでは $9 \text{ cm} \leq z \leq 10 \text{ cm}$ の範囲内の電界についてみると、瞬時電圧が 70 kV では電界は E_{on} より小さいが、80 kV では E_{on} とほぼ等しくなる。従って、瞬時電圧が 80 kV 以上で L_p の発生が可能となるが、この電圧は図 13(a) で求めたリーダ開始時の電圧と一致する。

同様の検討を PS が 40 および 50 kV で発生した場合について行なった結果、それぞれ瞬時電圧が約 77 kV および 85 kV 程度に上昇すると L_p が発生する。これらの電圧はほぼ 50% フラッシュオーバー電圧に近い電圧となっている。

以上、空間電荷により低下した電界の回復とリーダの発生条件について検討を加えた。

5. む す び

正極性雷インパルス電圧印加による正コロナストリーマ PS によって生成される空間電荷の分布を、棒電極の電流、進展距離対時間特性および放電像から求めた。得られた結果を以下に要約する。

(1) PS による空間電荷の密度は、その発生電圧および放電空間の場所によって異なり、大略 $2 \times 10^{-10} \sim 9 \times 10^{-10} \text{ C/cm}^3$ である。

(2) 本法により求めた空間電荷分布をもとに計算した平板電極表面の電界分布は、実験で求めた電界分布と一致していて、その空間電荷分布は妥当である。

(3) ギャップ軸上の電界は PS の空間電荷の効果で、棒電極近傍では約 1~2 kV/cm に低下する。また PS の最大伸びの位置で最大値をとり、約 5~10 kV/cm となる。

(4) 棒電極近傍の電界は、PS 発生後に棒電極への印加電圧がそのギャップの 50% フラッシュオーバー電圧程度まで上昇すると回復し、リーダの発生が可能となる。

最後に、本研究の遂行にあたり有益な御助言を賜りました京都大学 林 宗明教授、伊佐 弘助手に深く感謝いたします。(昭和 57 年 3 月 19 日受付)

文 献

- (1) R. T. Waters, et al., "The Structure of the impulse corona in a rod/plane gap I", *Proc. Roy. Soc., A*, **315**, 1 (1970)
- (2) 有馬・渡辺:「針対平板ギャップの正コロナストリーマ放電の電荷量の検討」, 電学論 A, **97** (昭 52-1)
- (3) 山本・河野・上之園:「正極性雷インパルス電圧印加による気中ギャップのコロナ放電進展過程と空間電荷」, 同上 A, **102**, 389 (昭 57-7)
- (4) 上之園・山本・河野:「静電誘導形プローブ法による気中ギャップの空間電荷の測定」, 同上 A, **102**, 235 (昭 57-4)
- (5) 赤崎・原・柚:「同心球ギャップの正極性リーダの研究」, 同上 A, **92**, 553 (昭 47-12)
- (6) R. A. Nielsen & N. E. Bradbury: *Phys. Rev.*, **51** 69 (1937)
- (7) J. A. R. Samson & G. L. Weissler: *ibid.*, **137** A 381 (1965)
- (8) A. J. Davies, et al.: "Computation of ionization growth at high current densities", *Proc. Instn. Elect. Engrs.*, **122**, 765 (1975)
- (9) 山本, 他:「棒対平板ギャップの正コロナストリーマによる空間電荷分布」, 電気学会放電研究 ED-82-22 (昭 57)
- (10) 呉・林・上之園:「正極性インパルスによる短ギャップのリーダ進展および絶縁破壊機構」, 同上 ED-74-15 (昭 49)
- (11) 有馬・渡辺:「針対平板ギャップの正コロナストリーマの発生電圧とその長さの検討」, 電学論 A, **96**, 575 (昭 51-12)
- (12) M. M. C. Collins, et al., "Measurement of Field Changes Preceding Impulse Breakdown of Rod-Plane Gaps", *Proc. 7th Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases*, No. 1, 581 (1965)
- (13) M. A. Harrison & R. Geballe: "Simultaneous Measurement of Ionization and Attachment Coefficients", *Phys. Rev.*, **91**, 1 (1953)