3m 棒-平板ギャップ放電電圧に及ぼす 突起電極の影響

正員 室岡 義 広 (防衛大)

正員 堀井 憲 爾 (名古屋大)

正員 赤崎 正 則 (九州大)

正員 林 宗 明 (京 都 大)

正員 上之園 親 佐 (京 都 大)

1. ま え が き

近年電力需要の増加に伴い、大電力輸送の問題がクローズアップされている。その手段として EHV および UHV 送電が検討され、世界各国で活発な研究が進められている⁽¹⁾。なかでも、開閉インパルスによる空中中長ギャップの破壊前駆現象ならびにそれに続く破壊現象の研究が盛んに行なわれている⁽²⁾。この問題を解決するために、これまでに明らかにされている代表的な特性は、

(1) 放電破壊電圧-時間の U 字特性⁽³⁾⁽⁴⁾

(2) 放電路の不規則性

(3) リーダの間欠的な進展特性⁽⁵⁾⁽⁶⁾

などである。これらの特性は、イメージコンバータカメラを用いる方法⁽⁷⁾⁽⁸⁾、高感度光電子増倍管を用いる方法⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾ およびオプトエレクトロニクスを応用した方法⁽¹¹⁾⁽¹²⁾ などの観測結果から得ている。

本実験は 3m の棒対平板電極配置で、棒電極に正負開閉インパルスを印加したときの正・負リーダの進展現象を、高感度光電子増倍管および発光ダイオードを内蔵した電流測定器などによって観測した。今回は棒

電極を分割することにより棒電極側を流れる充電電流と放電電流を区別して測定できるようにした。更に平板電極上に突起電極を配置し、その高さによりリーダの進展がどのように変化するかをも観測した。特に本論文は、正極性開閉インパルスによる正リーダの進展機構を高電圧側棒電極の位置で測定した電流を中心に記述する。

本論文は、文部省総合研究 (B) 「UHV (100 万～150 万 V) 送電の気中絶縁設計の基礎研究に関する調査」⁽¹³⁾ と題する協同実験で得た結果を中心に記述している。

2. 実験装置と方法

実験回路の概要図を第 1 図に示した。リーダの進展に対応した電流を高電位側で測定するため、オプトエレクトロニクスを応用した電流測定系を用いた。電流測定系は、発光ダイオード LED を内蔵した電流測定器 LEU、光ファイバから成る 10m のライトガイド LG および光電子増倍管 PM (RCA 社製 7102; 9,000 ± 100 Å) から成る。今回の実験には、同一特性を有する二組の電流測定系を用いた。LEU₁, LG₁ および PM₁ から成る電流測定系は高電位側を流れる破壊前電流の測定に、また LEU₂, LG₂ および PM₂ から成る電流測定系はアース電位側の破壊前電流を測定するのに用いた。

実験に用いた電極は直径 32mm、長さ 2m の黄銅棒で、その先端は半球状になっている。電極は第 1 図に示すように二つの部分に分割し、その一つは半球状の電極先端を含んだ主電極であり、他の一つは電極先端を除いた主電極を静電的にシールドした同軸形補助

Jetting Electrode Effects on Breakdown Voltage of 3m Rod-Plate Gap. By Yoshihiro Murooka, Member (National Defense Academy), Kenji Horii, Member (Faculty of Engineering, Nagoya University), Masanori Akazaki, Member (Faculty of Engineering, Kyushu University), Muneaki Hayashi, Member & Chikasa Uenosono, Member (Faculty of Engineering, Kyoto University)

室岡義広：正員，防衛大学校

堀井憲爾：正員，名古屋大学工学部

赤崎正則：正員，九州大学工学部

林 宗明：正員，京都大学工学部

上之園親佐：正員，京都大学工学部

第 1 図 実験装置および測定回路

Fig. 1. Experimental apparatus and measuring circuit.

電極である。従って、電極先端を流れる放電電流と補助電極を流れる充電電流とを区別して測定することができる。棒電極は、その先端が接地平板電極 (10m×10m の正方形アルミ板) より上方 3m の位置に固定し、棒対平板 (以下 R-P と略記) 電極配置とした。この平板電極上に棒電極と同一構造で、高さが 0.1m, 0.3m および 1m の 3 種類の棒電極を垂直に立て突起電極とした。この場合、突起電極は棒電極の直下に配置して実験を行なった。突起電極を棒電極の直下より離れた所に配置した実験も行なったが、ここでは省略する⁽¹³⁾。それゆえ、電極間距離 Z は 3 種類の突起電極によってそれぞれ 2.9m, 2.7m および 2.0m になった。ここで、棒対突起電極配置は R-R と略記する。本実験では、主に正・負閉閉インパルス電圧 (120×2,400μs) を用いた。破壊前電流波形の観測は岩通 2 現象オシロスコープ (DS-5305 B) CRO₁ を用いて記録し、印加電圧波形の観測はテクトロニクスオシロスコープ (TK 507) CRO₂ を用いた。また、主電極の表面積は補助電極の 1/120 以下であり、主電極へ流れる充電電流が棒電極全体に流れる充電電流の 1/20 以下にできた。この場合、主電極に流れる充電電流が電圧印加直後のコロナストリーマ電流に比較して無視できるかどうか確かめておく必要がある。そのため、棒電極の先端からコロナストリーマが発生しない小さな雷インパルス電圧を棒電極に印加して主電極へ流れる充電電流を測定した。電流測定系としては、直流増幅器を内蔵した電流測定器 LEU₃ および前述のライトガイド LG, 光電子増倍管 PM を用いた。この電流波形と印加電圧波形とから、主電極と対向電極間の静電容量を求めることができる。

3. 実験結果

〈3・1〉 電極配置と 50% フラッシュオーバー電圧の関係

第 1 図に示した電極配置において、昇降法により

50% フラッシュオーバー電圧 V_{50} を求めた。第 2 図はその結果を図示したものである。各点は、約 20 回の実験により得たフラッシュオーバー確率曲線に基づいて得た値を示している。図から、棒電極に正極性の電圧を印加したときは突起の効果と比較的小さく、突起電極が 1m まで V_{50} はほとんど変化していないことがわかる。これに対し、負極性電圧を印加したときに突起電極の効果の著しいことがわかる。これは突起電極が正極性になったとき V_{50} を低下させる作用が著しいことを示している。

〈3・2〉 高電位電極に流れる充電電流の測定

第 3 図は第 1 図に示した電極配置で、突起電極がない R-P 電極間に負の雷インパルス電圧を印加したときの充電電流波形の代表例である。この電流波形は原波形を反転したものである。実験条件は、印加電圧 -55.2kV, 電極間げき 0.5m である。ここで印加電圧は後述するように、棒電極の先端の電界が負コロナ発生電界 $-3 \times 10^6 \text{ V/m}$ 以下で、しかも充電電流が十

第 2 図 突起電極の高さと V_{50} の関係Fig. 2. Relations between height of jutting electrode and flashover voltage V_{50} .

第 3 図 代表的な充電電流波形

Fig. 3. A representative charging current profile.

第 1 表 電極構造と静電容量 C_0 の関係Table 1. Relation between electrode geometry and capacitance C_0 .

電極間距離 Z (m)	充電電流 I_m (mA)	C_0 (pF)	
		実験値	理論値
0.1	9.7	0.69	0.55
0.2	8.9	0.63	0.51
0.3	8.6	0.61	—
0.5	7.6	0.54	0.50
1.0	7.2	0.51	0.49
2.0	6.8	0.48	—
3.0	—	—	0.48

分大くなるようにした。このときの充電電流の最大値は 7.6 mA である。この実験で印加電圧を一定値 -55.2 kV とし、棒電極と平板電極の間隔を 0.1, 0.2, 0.5, 1.0 および 2.0 m まで変化して充電電流を測定した。そのときの電流最大値 I_m を第 1 表に示した。この値を(4)式に代入することにより、主電極と平板電極間の静電容量 C_0 を求めることができる。その値を充電電流の最大値と共に同表に示した。

(3・3) 突起電極を配置した破壊前電流の測定

(1) R-R 電極配置 ($H=1.0$ m, $Z=2.0$ m)

第 4 図は正開閉インパルス電圧 $V_s=850$ kV を第 1 図に示した棒電極に印加したときの代表的な破壊前電流波形である。ここで、 V_s は 5% フラッシュオーバー電圧である。曲線 A は高電位側の主電極を流れた電流波形であり、曲線 B はアース電位側の主電極を流れた電流波形である。曲線 A を参照すると、最初 0.4 A 程度のパルス電流が現われ、いったん電流が零に下がった後再び 0.4~1.0 A の電流が約 50 μ s 間流れている。その後、0.2 A 以下のパルス電流が間欠的に流れていることがわかる。これに対し曲線 B を参照すると、アース電位側を流れる電流は最も大きなパルスが現われたところでも 1×10^{-2} A 程度である。このこと

$H=1.0$ m, 電流感度; A: 0.4 A/div, B: 0.01 A/div, 時間軸; 20 μ s/div

第 4 図 電流波形 (印加電圧 850 kV)

Fig. 4. Discharge current profiles (applied voltage=850 kV).

から、高電位側を流れている電流はアース電位側を流れている電流より約 100 倍大きいことがわかる。曲線 A と曲線 B で示した電流波形の差異は、棒電極と突起電極の間に電流連続の関係が成立していないことを示している。この事実は長ギャップ放電現象の研究でストリーマ、リーダに対応した破壊前電流をアース電位側で測定することが十分でないことを示している。ところで、電圧印加中に高電位側から流れ出た全電荷量は、第 4 図のパルス電流である曲線 A によって囲まれた面積から求めることができる。同様に、曲線 B からアース電位側に流れ込んだ全電荷量も求めることができる。この面積はプランメータを用いて得た。その結果、電圧印加後 60 μ s 間に流れた全電荷量は、曲線 A の場合 50.8 μ C, 曲線 B の場合 0.25 μ C になる。この実験は、同一実験条件の下で数回行なった。一連の実験で得た破壊前電流および全電荷量の平均値を第 2 表に示した。

第 5 図は第 4 図の場合と同一電極配置の下で 95% フラッシュオーバー電圧 $V_{95}=986$ kV を印加したとき得られた電流波形である。曲線 A を参照すると、前述したように四つの領域に分けられることがわかる。すなわち、

第 2 表 正開閉インパルス電圧 V_s を印加したときの電極配置と破壊前放電電荷量の関係Table 2. Relation between the pre-breakdown charge quantity and the electrode geometry when the positive surge impulse voltage of V_s was applied.

H (m)	Z (m)	印加電圧 (kV)	破壊前電流 (A)	電流持続時間 (μ s)	平均放電電荷量 (μ C)
0	3.0	854	0.8~1.0	60	64.3
0.1	2.9	847	0.8~1.0	50	51.1
0.3	2.7	852	0.8~1.0	50	51.1
1.0	2.0	841	0.4~1.0	50	53.9

$H=1.0$ m, 電流感度; A: 0.4 A/div, B: 0.4 A/div, 時間軸; 10 μ s/div

第 5 図 電流波形 (印加電圧 986 kV)

Fig. 5. Discharge current profiles (applied voltage=986 kV).

第3表 正開閉インパルス電圧 V_{95} を印加したときの電極配置と破壊前放電電荷量および破壊遅れ時間の関係

Table 3. Relation between the pre-breakdown charge quantity and the electrode geometry when the positive surge impulse voltage of V_{95} was applied.

H (m)	Z (m)	印加電圧 (kV)	破壊前 電流 (A)	放電電荷 量 (μC)	平均放電 電荷量 (μC)	平均破壊 遅れ時間 (μs)
0	3.0	1,037	1.4~1.8	136~196	167	102.5
0.1	2.9	1,005	1.4~1.8	118~189	148	105.0
0.3	2.7	1,041	1.2~1.8	104~178	144	97.5
1.0	2.0	965	1.2~1.6	68~100	86	67.5

- (i) 初期のパルス電流(約 0.8A)領域
- (ii) 無視できるくらい小さな電流領域
- (iii) 引続いて流れるリーダ電流領域(1.2~1.8A)
- (iv) 電流が急増し破壊に達する領域

である。これに対しアース電位側で測定した電流(曲線B)は無視できるほど小さい。これは LEU₂ の感度を LEU₁ のそれと等しくし、第4図で示した曲線Bを測定したときの LEU₂ の感度の 1/40 にしたためである。曲線Bを詳しく観察すると、電圧印加後 60 μs のところに 0.2A 程度のパルス電流が現われた直後に最終破壊に導かれていることがわかる。この事実から、放電電流が急激に増加し始めたときに最終破壊条件が既に満たされているということもできる⁽¹²⁾。

そこで、電圧印加から電流急増直前までに流れた全電荷量を第5図の場合と同様に求めると 97 μC になる。同一実験条件の下で得られた値の平均値を第3表に示した。

(2) R-R 電極配置 ($H=0.1\text{m}$, $Z=2.9\text{m}$)

正開閉インパルス電圧 $V_s=892\text{kV}$ および $V_{95}=1,011\text{kV}$ を印加したときの電流波形を第6図、第7図に示す。第6図の曲線Aを参照すると、第4図曲線Aに示した特性と時間軸が 2/5 倍になっていることを考慮すれば、電流値および放電時間がともに良く似ている。すなわち、破壊前電流の最大値および電極間に流れ込んだ全電荷量もそれぞれ 0.8~1.0A および 51 μC となり、第4図の結果と良く一致している。同一条件の下で測定した値の平均値を第2表に示した。第7図を参照すると、電流の最大値が 1.4~1.8A で第5図の場合と似ているが、その継続時間は第5図の場合より長く、電圧印加後 90 μs で最終破壊へと移行している。従って、破壊直前までに流れた全電荷量は増加し、152.6 μC に達している。同一実験条件の下で得られた結果の平均値を第3表に示した。

$H=0.1\text{m}$, 電流感度; A: 0.4 A/div, B: 0.4 A/div, 時間軸; 50 μs /div

第6図 電流波形(印加電圧 892kV)

Fig. 6. Discharge current profiles (applied voltage=892kV).

$H=0.1\text{m}$, 電流感度; A: 0.8 A/div, B: 0.8 A/div, 時間軸; 20 μs /div

第7図 電流波形(印加電圧 1,011kV)

Fig. 7. Discharge current profiles (applied voltage=1,011kV).

同様な実験を突起電極 0.3m の場合についても行った。得られた電流波形は、印加電圧 $V_s=852\text{kV}$ の場合には第4図と、また $V_{95}=1,041\text{kV}$ の場合には第5図と似ていたため、重複を避けるためここでは割愛した。その結果は、突起電極がない場合と共に第2表、第3表に示した。

ところで、第5図、第7図を参照すると初期の電流波形はいずれも明白に記録できているが、この電流波形から最終破壊時を推定することは困難である。というのは、電流測定器 LEU に内蔵した発光ダイオード LED は許容電流の最大値が 300mA であり、電極間が破壊したとき、過電流が流れて LED を破壊する恐れがある。そこで、LED を保護するためにツェナダイオード ZD が、更に ZD を保護するためにアレスタ Ar が組込まれている⁽¹²⁾。従って、破壊が完了した時刻を求めることは不可能である。それゆえ、第3表に示した破壊遅れ時間は、第1図に示したオシロスコープ CRO₂ を用いて測定した値を記入した。

〈3・4〉 光電子増倍管によるリーダの進展速度の測定

第1図に示した電極配置において、棒電極の先端より突起電極側 0.1m, 1.0m および 2.0m 下がった位置にリーダの先端が達したとき、その位置で発光した

第 8 図 正リーダの進展速度

Fig. 8. Velocities of positive leader propagation.

光をそれぞれ別々に 3 台の光電子増倍管を用いて測定した。その結果を第 8 図に示した。(a)図は突起電極の高さが 0.1 m のときの結果であり、(b)図は 0.3 m、そして(c)図は 1.0 m を用いたときの結果である。図中、点線は正のインパルス電圧 V_s を印加したときの特性曲線であり、実線は V_{95} のときの結果である。

特性曲線から V_s を印加したときのリーダの進展速度は $1.7 \sim 2.2 \times 10^4$ m/s であり、 V_{95} の場合 $2.5 \sim 3.0 \times 10^4$ m/s であることがわかる。

第 8 図に示した点線および実線を $Z=0$ の位置まで延長して、棒電極先端の位置における時間を求めると $5 \sim 6 \mu\text{s}$ となる。この値は、第 4 図、第 7 図に示した電流波形の中で、電圧を印加してから $0.8 \sim 1.8$ A のリーダ電流が流れ始めるまでの時間に対応している。

4. 討 論

〈4.1〉 電極の静電容量と充電電流 一般に、充電電流は高電圧側の棒電極と平板電極間の静電容量および電圧波形によって決まる。棒電極先端の半径が電極間距離に比較して十分小さければ、主電極と平板電極間の静電容量は棒電極先端の半径で決まる。

いま、電極間の静電容量を C_0 とすれば、棒電極に流れ込む充電電流は次式で示すことができる。

$$i(t) = C_0 \cdot dV(t)/dt \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 $V(t)$: 印加電圧波形

従って、 C_0 と印加電圧波形がわかれば、充電電流を求めることは容易である。ところで電極構造が複雑な場合、 C_0 の値を理論的に求めることは困難である。

いま、インパルス電圧の波形を

$$V(t) = V_m \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{t}{t_1}\right) \right\} \exp\left(-\frac{t}{t_2}\right) \quad \dots\dots\dots (2)$$

とすれば、充電電流 $i(t)$ は(2)式を(1)式に代入して

$$i(t) = \frac{C_0 V_m}{t_1} \left\{ \exp\left(-\frac{t}{t_1}\right) - \frac{t_1}{t_2} \exp\left(-\frac{t}{t_2}\right) \right\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

を得る。ここで、 V_m は印加電圧の最大値、 t_1, t_2 はそれぞれ波頭長および波尾長に対応し、一般に $t_2 \gg t_1$ である。従って、充電電流の最大値 i_m は、近似的に

$$i_m = C_0 V_m / t_1 \quad \dots\dots\dots (4)$$

となる。〈3.2〉節で得た充電電流の最大値(第 1 表)を(4)式に代入し、得た C_0 の値を電流値と共に第 1 表に示した。ここで、 $|V_m|$ は 55.2 kV、 t_1 は $4 \mu\text{s}$ である。

他方、近年電極および電極配置が複雑な場合の電界分布が、点電荷重量法を用いて解けるようになった⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾。この方法を用いると、第 1 図に示した棒電極表面の電界分布は第 9 図のようになる。これは棒対平板電極配置で電極間距離を 0.5 m とし、棒電極に 10 kV の電圧を印加したときの結果である。この場合、棒電極先端の電界 E_{max} は 4.8×10^5 V/m になる。

いま、第 9 図に示した電極表面上で、半径方向の電界を E_r とすれば、主電極表面(半球表面)と対向電極間に蓄積される全電荷量 Q_0 は

$$Q_0 = \int_s \epsilon_0 \cdot E_r ds \quad \dots\dots\dots (5)$$

第 9 図 棒電極表面の電界強度分布(計算値)

Fig. 9. Electric field distribution on the rod electrode surface (calculated values).

となり、主電極と対向電極との間の静電容量 C_0 は次式で表わせる。

$$C_0 = Q_0/V \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 ϵ_0 : 空気の誘電率、 V : 印加電圧

この方法を用いて、電極間距離 $0 \sim 3.0 \text{ m}$ について計算した C_0 の値を実測値と共に第 1 表に示した。すなわち、電極間距離が 1.0 m 以上になると両値の差は 4% 以下で一致している。従って、電極間距離が 3.0 m のときの静電容量は 0.48 pF であると言える。ところで、本実験の場合 $V_m = 1 \times 10^3 \text{ kV}$, $t_1 = 120 \mu\text{s}$ であるから、この値と $C_0 = 0.48 \text{ pF}$ を (4) 式に代入すると充電電流は 4 mA となる。この値は、リーダ電流と考えられる $0.8 \sim 1.8 \text{ A}$ の $1/200$ 以下である。

(4.2) 正開閉インパルスによる正リーダの進展 I

突起電極 1.0 m を有する R-R 電極配置で、棒電極に正開閉インパルス電圧 850 kV を印加した第 4 図 (曲線 A) を参照すると、電圧印加直後 $2 \sim 3 \mu\text{s}$ の間パルス電流 0.4 A が流れている。続いて、数 μs の間 0.1 A 以下の小さな電流が流れている。この初期のパルス電流はコロナストリーマとして知られているが、いずれにしても電圧印加後 $8 \mu\text{s}$ より短い範囲内ではリーダが現われていないことがわかる。この事実は、光電管によるリーダの観測およびイメージコンバータカメラによる観測からも認められている⁽¹³⁾。その後、 $0.8 \sim 1.0 \text{ A}$ の電流が $50 \sim 60 \mu\text{s}$ の間連続的に流れている。この間に正リーダが進展していたことになる。光電管の測定によれば、リーダの速度が $1.7 \sim 2.2 \times 10^4 \text{ m/s}$ であるから、 $60 \mu\text{s}$ の間に棒電極から平板方向に約 $1.0 \sim 1.3 \text{ m}$ 進展していたことになる。開閉インパルス電圧 V_s を印加した第 4 図、第 6 図を参照すると、破壊前電流波形は波形および大きさが突起電極の高さに関係なく良く似ており、また電極間に供給した全電荷量もほぼ一定値 $51 \sim 64 \mu\text{C}$ である。このことは、電圧印加後 $50 \sim 60 \mu\text{s}$ の範囲では正リーダは実験で用いた最も高い突起電極 ($H = 1.0 \text{ m}$) の先端までも達していないことを示している。

そこで、正リーダの進展機構をリーダ内の荷電粒子の移動の立場から検討してみることにする。一般に、正リーダが棒電極の先端から対向電極に向かう場合、リーダ内の荷電粒子としては正イオン、負イオンおよび電子が考えられる。一般に、気体中の正・負イオンの移動度と電子のそれとを比較すると、電子のほうが約 10^3 倍大きい。従って、正リーダの進展に寄与する荷電粒子は主に電子であると言える。

いま、正リーダ中の電子線密度および電子の移動速度をそれぞれ Q_{ie} , V_{ie} とすれば、リーダ中の伝導電

流 I_i は

$$I_i = Q_{ie} \cdot V_{ie} \dots\dots\dots (7)$$

と表わされる⁽¹⁷⁾。しかしながら、不平等長ギャップ放電で正リーダ中の Q_{ie} , V_{ie} を正確に測定することは困難である。 Q_{ie} はリーダ中に残留している正イオンの線密度に対応している。幸い、本実験では正リーダの進展に伴う高電位側の電流が正確に測定できたので、もし正リーダ中の電子の移動速度を測定することができれば、正イオンの線密度を推定することができる。

他方、正リーダが進展する場合、リーダ内の電界 ($2 \sim 5 \times 10^5 \text{ V/m}$) が小さく電子による衝突電離は考えにくい。そこで正リーダが進展するためには、プラズマ状態になっている正リーダの先端の正イオンの密度が電子の密度より大きいことが必要である。従って、正リーダ内の電子の移動速度は正リーダの進展速度 V_i より大きいことが必要である。すなわち、正リーダが進展を続けるためには次の条件が必要である。

$$V_{ie} \geq V_i \dots\dots\dots (8)$$

他方、

$$V_{ie} < V_i \dots\dots\dots (9)$$

なる条件が満たされると、正リーダの先端に供給される電子数がリーダ内を移動して棒電極に達する電子数より多くなり、正リーダ先端の正電荷密度は負電荷密度より小さくなり、先端の電界が弱められる⁽¹⁷⁾。結果として、正リーダの進展は止まる。いま仮に $V_{ie} = V_i$ とすれば、(7) 式で示した Q_{ie} を推定することができる。

ところで、 V_i は $1.7 \sim 2.2 \times 10^4 \text{ m/s}$ であり、そのときのリーダの電流が $0.8 \sim 1.0 \text{ A}$ であったので、正リーダ中の電子線密度 Q_{ie} は $36 \sim 58 \mu\text{C/m}$ となる。この値は (8) 式を考えると当然過大評価されていることがわかる。ところで、 V_s を印加したとき正リーダの持続時間 $50 \mu\text{s}$ 中に全電荷量 $51 \sim 64 \mu\text{C}$ が電極間に供給されたことになる。第 5 図によると、その電荷量は $50.8 \mu\text{C}$ である。いま仮に、正イオン Q_{ip} が正リーダ中に均一に分布しているものとするならば、全電荷量を Q_{ie} で除することによりリーダの進展した長さを求めることができる。その結果、 l は $0.86 \sim 1.41 \text{ m}$ となる。他方、光電子増倍管で求めた電圧を印加してから $60 \mu\text{s}$ (リーダが進展していた時間は約 $54 \sim 55 \mu\text{s}$) 後にリーダが到達し得る長さは、 $0.94 \sim 1.21 \text{ m}$ となる。このことから、電圧 V_s を印加したときのリーダは突起電極の先端に達していないことがわかる。この結果は、突起電極の高さが $0 \sim 1.0 \text{ m}$

の範囲で電極間に供給された全電荷量が、突起電極の有無に関係なく一致していることに対する解答であるということもできる。

(4・3) 正開閉インパルスによる正リーダの進展 II

開閉インパルス電圧 V_{95} を印加したときの結果、第5図、第7図を参照すると、正リーダに相当する電流は流れ始めてから破壊直前まで $1.4 \sim 1.8 \text{ A}$ の範囲でほぼ一定である。しかも、突起電極の高さに無関係であった。この事実は、正リーダの進展速度がこの範囲でほぼ一定であることを暗示している。

ところで、正リーダに対応した電流はリーダ先端に存在する正ストリーマから供給されると述べたが、この電流は陰極から供給された電子によって維持されると考えて良い。正リーダの先端が陰極に近づき陰極からの電子放射が十分大きくなると負コロナストリーマ、負リーダが出現して破壊が導かれる。従って、高電位側の電流とアース電位側の電流とがほぼ一致したとき、放電路が形成されたと言ったことができる⁽¹²⁾。それゆえ、本実験においては突起電極の先端で記録した電流が急増し始めたとき、最終破壊条件はほぼ満たされたと考えることができる。

再び、正リーダの進展機構を考えることにする。第5図を参照すると、電圧を印加してから約 $7 \sim 8 \mu\text{s}$ 後にリーダ中の伝導電流 $1.4 \sim 1.8 \text{ A}$ が現われ始め、 $50 \mu\text{s}$ 持続した後急激に上昇し破壊に移行している。

この $50 \mu\text{s}$ 間に電極間に供給した電荷量は $97 \mu\text{C}$ である。他方、光電子増倍管を用いて測定した実験によると、電圧 V_{95} を印加したときの正リーダの進展速度は $2.5 \sim 3.0 \times 10^4 \text{ m/s}$ である。 V_0 の場合と同じように $V_{1e} = V_1$ と仮定すれば、リーダ中の電子線密度は $46 \sim 72 \mu\text{C/m}$ となる。この値もやはり過大評価されていることは前にも述べたとおりである。もし、この電荷 Q_{1e} が正リーダ中に均一に分布しているものとするならば、リーダ電流の接続時間 $50 \mu\text{s}$ 内に正リーダが移動した距離は $1.35 \sim 2.11 \text{ m}$ (平均値 1.73 m) となり、正リーダの先端が高さ 1.0 m の突起電極の先端に接近していることがわかる。

ところで、第5図と印加電圧波形とから、棒電極先端の電流が急激に増加し始めてから完全な破壊に至るまでの時間は約 $10 \mu\text{s}$ である。この時間は、正リーダの先端が陰極から放出された電子によって、電子なだれ・負リーダの過程を経て正リーダ先端と結合したことを意味している。この正リーダと負リーダとの相互作用が起こると、正リーダの速度は最も速くなる。そこで、測定した正リーダの最大速度 $V_1 = 3 \times 10^4 \text{ m/s}$ を採用すると、 $10 \mu\text{s}$ 間に移動できる距離は約 0.3 m

になる。電圧の印加から破壊までの時間が $60 \mu\text{s}$ であるから、進展距離は $1.65 \sim 2.41 \text{ m}$ (平均値 2.03 m) となる。ところで、リーダ中に含まれていると考えられる電荷量の線密度が均一に分布されているとすれば、突起電極 0.3 m がある場合の全電荷量は、突起電極 1.0 m より 0.7 m 分多く供給したと考えることもできる。すなわち、全電荷量は $100.2 (=68.2 + 46 \times 0.7) \sim 150.6 (=100.2 + 72 \times 0.7) \mu\text{C}$ となり、第3表の平均値 $144 \mu\text{C}$ に近い値を示している。同様に突起電極 0.1 m については $108.6 (=68.2 + 46 \times 0.9) \sim 165 (=100.2 + 72 \times 0.9) \mu\text{C}$ となり、 $148 \mu\text{C}$ に近い値を示している。また突起電極がない場合には $114.2 (=68.2 + 46 \times 1.0) \sim 172.2 (=100.2 + 72 \times 1.0) \mu\text{C}$ となる。このことから、筆者らの実験によって得た正リーダ中の電子線密度 $46 \sim 72 \mu\text{C/m}$ は妥当な値であると考えられる。ところで、破壊電圧が正規分布であることを考えると、 V_0 と V_{95} の平均をとることにより V_{50} のときの Q_{1e} を推定することができる。すなわち、 $Q_{1e} = 41 \sim 65 \mu\text{C/m}$ となる。このようなリーダ中の電子線密度の計測値はあまり多く発表されていないが、鈴木氏らが $2 \sim 4 \text{ m}$ 棒対平板電極配置で測定した値⁽¹⁷⁾ $1.0 \sim 18 \mu\text{C/m}$ より約3倍大きく Renardieres group が棒対平板電極配置で測定した値⁽¹⁸⁾ $56 \mu\text{C/m}$ とほぼ似た値になっている。

前述したように、開閉インパルス電圧 V_{95} を印加したときのリーダが一定速度で進展している期間に対応した電流の大きさが、突起電極 ($0 \sim 1.0 \text{ m}$) の有無にかかわらずほぼ一定 $1.2 \sim 1.8 \text{ A}$ であったことから、破壊遅れ時間 τ は次のように表わすこともできる。

$$\tau = \tau_a + \tau_b + \tau_c \dots\dots\dots (10)$$

ここで、 τ_a : 電圧印加からリーダ電流が流れ始めるまでの時間遅れ、 τ_b : リーダが一定速度で進展する時間遅れ、 τ_c : リーダ電流が急激に増加し始めてから破壊するまでの時間

第1図の CRO1 で測定した V_{95} を印加したときの平均破壊遅れ時間を突起電極の高さについてプロットすると、第10図のようにほぼ直線的に減少している。一連の実験によると、 $\tau_a = 5 \sim 6 \mu\text{s}$ および $\tau_c = 8 \sim 10 \mu\text{s}$ がほぼ一定であったことから、破壊遅れ時間 τ が τ_b によって決まることが推定できる。第10図の傾きから逆に正リーダの進展速度を推定することができる。いま $H = 1.0 \text{ m}$ のときの破壊遅れ時間を $\tau_{1.0}$ 、 $H = 0.1 \text{ m}$ のときのそれを $\tau_{0.1}$ とすれば、 $0.9 \text{ m} \div (\tau_{0.1} - \tau_{1.0}) = 2.8 \times 10^4 \text{ m/s}$ となる。この値は、光電管で測定したリーダの進展速度の値 $2.5 \sim 3.0 \times 10^4 \text{ m/s}$ とほぼ

第 10 図 突起電極の高さと平均破壊遅れ時間の関係

Fig. 10. Relations between the height of the jutting electrode and the mean time lag of the breakdown.

一致している。

5. む す び

一連の実験により得られた結果を以下にまとめる。

- (1) 正リーダが一定速度で進展していると考えられる範囲でリーダ電流がほぼ一定であった。
- (2) 電圧印加からリーダが現われ始めるまでの時間遅れが $5 \sim 6 \mu\text{s}$ で、ほぼ一定であった。
- (3) 正リーダ電流が急激に増加し始めてから破壊するまでの時間 $8 \sim 10 \mu\text{s}$ で、ほぼ一定であった。
- (4) 正リーダの進展速度は、印加電圧が V_5 のとき $1.7 \sim 2.2 \times 10^4 \text{ m/s}$, V_{95} のとき $2.5 \sim 3.0 \times 10^4 \text{ m/s}$ であった。
- (5) 正リーダの線密度は電圧 V_5 のとき $36 \sim 58 \mu\text{C/m}$, V_{95} のとき $46 \sim 72 \mu\text{C/m}$ であった。放電の破壊電圧が正規分布であることを考えると、 V_{50} を印加したときの $Q_{1\sigma}$ は $41 \sim 65 \mu\text{C/m}$ となる。

最後に、本研究を進めるにあたり、実験に協力して下さいった文部省総合研究の皆様に感謝します。特に、光電管を用いたリーダの進展速度の測定に関して京都大学河野俊彦氏、電流の測定に関して防衛大学校平野武彦、平島幸也および小山三郎氏らに感謝します。また本論文を遂行するにあたり、電界計算について電力中央研究所室長 宅間 董氏、実験結果の討論に関し

ては電力中央研究所調査役 原田達哉氏、同室長 鈴木俊夫氏の助言に負うところが大きであった。ここに付記して感謝します。

また、本協同実験のために実験施設を提供して下さいった日本碍子(株)ならびに関係者に感謝いたします。

(昭和 55 年 6 月 28 日受付)

文 献

- (1) 電気学会編:「長ギャップ放電の測定と実験技術」, 電気学会技報 I, No. 116 (昭 52)
- (2) 第 3 回 ISH 国際会議, イタリア・ミラノ市 (1979-8)
- (3) T. Udo: "Sparkover Characteristics of Large Gap Spaces and Long Insulation Strings", *IEEE Trans. Power Apparatus Syst.*, PAS-83, 471 (1964)
- (4) 和田・堀井:「正極性開閉インパルス大気中長ギャップ放電機構の解析」, 電学論 B, 92, 631 (昭 47-12)
- (5) I. S. Stekolnikov & A. V. Shkilev: "A Study of the Negative Spark mechanism", *Soviet. Phys. Dokl.*, 8, 829 (1964)
- (6) 原田・伊丹・青島:「放電機構の実験的研究」, 電力中研技研所報, 14, 11 (昭 39)
- (7) K. H. Wagner: "Investigation of the Development of Electron Avalanches in Plasma Channels by Means of an Image Intensifier and Streak Shutter", *Z. Phys.*, 189, 465 (1966)
- (8) Les Renardieres Group: "Breakdown Phenomena of 5m and 10m Rod-Plane Gaps in Air with Positive Switching Impulses", *CIGRE*, 33, 15 (1972)
- (9) M. A. Uman, R. E. Orville & A. M. Sletter: "Four-Meter Sparks in Air", *J. Appl. Phys.*, 39, 5162 (1968)
- (10) T. Suzuki: "Transition from the Primary Streamer to the Arc in Positive Point-to-Plane Corona", *ibid.*, 42, 3766 (1971)
- (11) T. Harada, T. Kawamura & K. Kishi: "A High Quality Voltage using Optoelectronics for Impulse Voltage Measurements", *IEEE Trans. Power Apparatus Syst.*, PAS-91, 494 (1972)
- (12) Y. Murooka, T. Hirano & K. Kishi: "Optoelectronic Measurements of Prebreakdown Current in an Air Gap", *J. Appl. Phys.*, 46, 1559 (1975)
- (13) 上之園:「UHV (100 万~150 万ボルト) 送電の気中絶縁設計の基礎研究に関する調査」, 放電研究, No. 71 (昭 53)
- (14) H. Singer, H. Steinbigler & P. Weiss: "A Charge Simulation Method for the Calculation of High Voltage Fields", *IEEE Trans. Power Apparatus Syst.*, PAS-93, 1660 (1974)
- (15) 宅間:「電界計算法における最近の進歩」, 電学誌, 93, 362 (昭 48-5)
- (16) A. Fischer: "Progress Report on Physics of Discharges", *CIGRE*, TF 33-03.11 (1973)
- (17) T. Suzuki & K. Miyake: "Breakdown Process of Long Air Gaps with Positive Switching Impulses", *IEEE Trans. Power Apparatus Syst.*, PAS-94, 1021 (1975)
- (18) K. H. Schneider: "Positive discharges in long air gaps at Les Renardieres. 1975 results and conclusions", *Electra*, 53, 31 (1977)