UDC 621.319.51: 621.3.015.51
537.523

論 文

47-A 69

同心球ギャップの正極性リーダの研究

九州大学 赤崎 正則

九州工業大学 原 雅則

九州大学 柚 謙一郎

1. ま え が き

大気中の放電過程は、平等に近い短いギャップでは

電子なだれ→ストリーマ→フラッシュオーバー

長いギャップでは

電子なだれ→ストリーマ→リーダ→フラッシュオーバー

になることが知られており、⁽¹⁾ それらの進展特性についてもかなり明らかになっている。しかし、放電の開始と進展条件に関しては、ストリーマの開始条件を示すストリーマ理論、⁽²⁾⁽³⁾ ストリーマの進展条件を調べた二、三の研究^{(4)~(6)}があるが、リーダのそれらについてはほとんど研究されていない。したがって、長いギャップの放電理論を開発するには、空間電荷の定量化と合わせてリーダの電位の傾き・抵抗率・電離度などの諸定数を明らかにすることによって、従来漠然とした意味で用いられているリーダが何であるかを明らかにする必要がある。

プローブによるリーダの研究には、Горин と Инков 氏⁽⁷⁾ならびに Ларионов 氏⁽⁸⁾の報告があるが、両者の実験値間にはかなりの差があり、さらに実験研究が望まれる。

一方、同心球ギャップの放電については、電界分布の計算が容易なことから電界分布を広い範囲にわたって変えやすい理由から、Hermstein 氏、⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾ Ryan 氏、⁽¹¹⁾ 大重氏⁽¹²⁾⁽¹³⁾らによって研究されているが、これらの

研究はギャップの長さが数 cm のオーダーで、数十 cm 以上の長いギャップについては研究されていない。

本論文は、外球電極内径 1 m の同心球ギャップの内球電極付近に置いたプローブとさい断ギャップを用いた静止写真を使って、リーダの電位の傾き・内部インピーダンス・進展速度などを測定した結果を示すものである。なお、これらの測定に先だって、プローブなし同心球ギャップの放電特性も測定した。

2. 実験装置

第 1 図は実験装置の全体図で、出力電圧波形は標準ならびに開閉インパルスとそのさい断波である。電極は同心球で、外球はギャップ内の放電を観測できるように金網製(黄銅金網 5×5 mm² 目)で半径 50 cm、内球は 2% 以内の誤差で外球の中心に置くことができ

電流測定回路

プローブ電圧測定回路

C: 滯留容量 7.1 pF, $R_1 C < 6 \times 10^{-9}$ s $R_s = 40 \sim 20, 400 \Omega$, $R_c = 0 \sim 1, 000 \Omega$

第 1 図 電圧発生器とリーダ電流・プローブ電圧の測定回路

Fig. 1. Voltage generator and measuring circuit for leader current and probe potential.

Studies of a Positive Leader in a Concentric Spherical Electrode. By M. AKAZAKI, Member (Faculty of Engineering, Kyushu University), M. HARA, Member (Kyushu Institute of Technology) & K. SOMA, Associate (Faculty of Engineering, Kyushu University).

赤崎正則: 正員, 九州大学工学部電気工学科教授

原 雅則: 正員, 九州工業大学電気工学科講師

柚 謙一郎: 准員, 九州大学大学院電気工学専攻修士課程

る。外球電極にはコロナ防止リングを取り付ける⁽¹⁵⁾とともに、高圧側のリード線は直径 3 cm の銅パイプとして、ギャップ以外からのコロナの発生を少なくした。プローブはリーダの進展長 h を写真測定するために、電極系の軸からはずしてカメラの観測方向に対して垂直にリーダが伸びるようにしてある。図中の C は、 $R_1 = \infty$ として測定したプローブ回路の漂遊容量で、すべての測定に対して $R_1 C \leq 6 \times 10^{-9}$ s である。

なお、以下に示す極性は内球電極の極性である。

3. 同心球ギャップの放電特性

プローブ付電極の寸法決定のために、プローブなし同心球ギャップの放電特性を調べた結果⁽¹⁶⁾を簡単に述べる。50% フラッシュオーバー電圧の測定は 30 回以上の昇降法で行なった。

第 2 図は $1 \times 40 \mu\text{s}$ と $125 \times 2,900 \mu\text{s}$ の電圧による $V_{50}-r$ 特性 (ただし、 r : 内球電極半径) の実験結果をプロットしたものである。火花の目視観測によれば、正極性のすべてと負極性の B 領域 (同図の波印を境にして A, B 領域では r に対する V_{50} の変化率が急に変わる) に対する火花はすべて内球表面と外球内面上にはほぼ一様に生ずるが、負極性 A 領域での火花は内球支持棒と外球の縁との間で生じていたから、この A 領域の放電特性は同心球ギャップの特性ではない。

“内球電極表面における電離指数が一定値に達するとコロナが開始する” という条件でコロナ開始電圧を求めると次のようになる。同心球ギャップでは

$$\int_r^{r_0} (\alpha - \eta) dx = K \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$(\alpha - \eta) = 2.1 \times 10^{-7} (E - 2.4 \times 10^4)^2 \dots\dots\dots (2)^{(17)}$$

$$E = V \{ Rr/x^2 (R-r) \} \dots\dots\dots (3)$$

ただし、 K : 実験的に決まる定数、 V : 印加電圧、 R : 外球電極半径、 r : 内球電極半径、 x : 内球電極中心からの距離、 r_0 : $\alpha = \eta$ となる x の値

が成立する。いま $K=15^{(17)}$ において、これらの式を満たす $V-r$ の関係を求めると第 2 図の細実線のようになり、 $r \geq 6 \text{ cm}$ で正極性の V_{50} の実測値にほぼ一致する。一方、 $r=0$ のときのギャップの長さを 100% として r とギャップの長さの百分率 (%G) の関係を示すと第 2 図の一点鎖線のようになり、 $r=0 \sim 5 \text{ cm}$ での正極性の V_{50} の傾向と一致する。したがって、正極性の $r=0 \sim 5 \text{ cm}$ はコロナを経由してフラッシュオーバーする領域で、 r の増加とともにギャップの長さが減少するために V_{50} も低下し、 $r \geq 6 \text{ cm}$ はコロ

第 2 図 $V_{50}-r$ 特性

Fig. 2. 50% flashover voltage versus radius of inner electrode.

ナを経由しない領域で、 r の増加とともにコロナ開始電圧ならびに火花電圧ともに上昇することがわかる。なお、第 2 図の点線は参考までに内球電極表面の電界が 30 kV/cm になるときの $V-r$ 特性を示している。

なお、正極性でコロナを経由してフラッシュオーバーする $r=0 \sim 5 \text{ cm}$ では、 V_{50} に対するプローブ (第 4 章で用いた配置では) の影響は認められなかった。また、プローブを置いたときの放電経路は、 $r \leq 2 \text{ cm}$ ではリーダがプローブを経由する場合とそうでない場合があるが、 r が大きくなるとほとんどの火花がプローブを経由してフラッシュオーバーした。

以上のことから内球電極としては、リーダがプローブを経由するが、 V_{50} に対するプローブの影響は認められないもの ($r=5 \text{ cm}$) を用いて実験を行なった。

4. プローブによるリーダ定数の測定

第 3 章と同様に正極性についてのみ述べる。

〈4・1〉回路条件と測定法 リーダの測定用プローブには、半径 $r_0=0.3, 1.5, 2.175 \text{ cm}$ の球形と長径 1 cm 、短径 0.3 cm の回転円体形の黄銅を用いた。

(1) 回路条件 リーダの詳細な研究のためにはリーダの進展長を容易に制御できることが望ましい。開閉インパルス電圧の場合は、フラッシュオーバーまでの時間のばらつきが大きくてリーダ進展途中での電圧さい断が困難で、またリーダ開始までの時間に比べてリーダがギャップを橋絡する時間が短いために、この間のリーダの電位の傾きの変化の測定が困難になる。そこで、ここではリーダ進展長の制御を行ないやすい標準インパルス電圧を用いた。

従来の研究によって、リーダの明るさ・進展速度などがギャップの直列抵抗の値によって変わる⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾ことが知られており、直列抵抗がリーダの電気的諸量にも影響するものと思われるから、第1図の R_s を 40, 180, 1,030, 5,400, 20,400 Ω に変えて実験を行なった。このときのリーダ電流の時間的変化を $V=350$ kV の場合について示すと第3図のようになる。すなわち、電流は $R_s \leq 1$ k Ω ではほぼ直線的に増加するが、 R_s が大きくなると R_s によって著しく制限されるようになる。なお、 R_s を変えても R_s と同心球ギャップの直列回路に加わる電圧波形の変化は少ない。

(2) 放電過程とプローブ電圧 第4図は印加電圧を一定にしてさい断までの時間を変えて得たデータで、(a)-(b)-(c)の順にさい断までの時間が長くなっている。図はそれぞれ上側から火花の静止写真、プローブ電圧 v_p (プローブと大地間の電圧)、印加電圧 V 、電極電流 i で、印加電圧以外は (a), (b), (c) ごとに同期して撮ったもので、印加電圧波形は同期していないが、再現性がきわめて良いので各図ごとに一つの現象に対するデータと見ることができる。

(a) 図から明らかなように、まずプローブ先端からインパルスコロナ、続いて弱いリーダが現われ、このときの放電電流はプローブ回路を i_p の形 (第1図参照) で流れるためにプローブ電圧は図のように上昇し、電極電流にはインパルスコロナに対応する電流は現われない。電圧さい断後にプローブ電圧が零に落ちないのは、第1図の R_s (これは R_s の値によって変えた) による電圧降下分がギャップにかかるためである。プローブと内球電極がリーダで橋絡されると、(b)図に示すように電極電流は上昇し、プローブ電圧は低下する。プローブ電圧はさい断までの時間を長くすると時間とともに減衰するが、 R_s が小さくて電極電流が大きくなる場合は $R_s i$ 分が大きくなってプローブ電圧が (c) 図のように再び上昇し、電圧のさい断によって急に低下する。図のプローブ電圧と印加電圧は掃引を等しくしてさい断点を一致させて示してあるが、電極電流は電圧波形と掃引が異なり、それらの対応がわかりにくい。こ

第3図 リーダ電流波形の直列抵抗による変化
Fig. 3. Leader current through gap versus time for various series resistances.

れらの関係を示すと第5図のようになる。なお、以上の過程は R_s を変えても変化しなかった。

いま、プローブと内球電極を橋絡したリーダの平均電界強度を E_l 、プローブ電圧を v_p 、その長さを l 、内球の接地抵抗を R とすれば、 E_l は

$$E_l = (v_p - Ri)/l \dots\dots\dots (4)$$

となる。 $E_l l \ll Ri$ となる場合は、 E_l の測定誤差が大きくなるために、以下の E_l は $R=0$ として得たオシログラムで測定した。

$r=5$ cm, $l=6$ mm, $R_s=180$ Ω , 回転円体プローブ, 正極性

第4図 放電過程

Fig. 4. Discharge process. (still photograph, probe potential, applied voltage and leader current from top to bottom)

t_1 : 電圧印加点, t_2 : プローブと内球電極をリーダが橋絡した点, t_3 : 電圧さい断点

第5図 印加電圧・リーダ電流・プローブ電圧の関係

Fig. 5. Relation between probe potential, leader current and applied voltage.

(3) E_i に対するプローブの寸法と l の影響

球形プローブの直径 $2r_0$ を $0.6 \sim 4.35$ cm の間で変えて E_i に対するプローブ寸法の影響を調べたが、 $E_i - (h - 2r_0)$ 特性と放電過程に対するプローブの大きさの影響は認められなかった。回転円筒形プローブについても同様ことがいえる。Ларнонов 氏⁽⁸⁾はプローブから最初に放電が開始されることを避けるために、直径 15 cm 程度の球形プローブを用いているが、本研究で用いた $2r_0 = 0.6 \sim 4.35$ cm の球形ならびに回転円筒形プローブでの放電の開始は第4図と同様に常にプローブ先端で生じていた。そこで、ここでは l の測定に便利な回転円筒形プローブを用いて研究を行なった。

また、円筒形プローブを用いて l を変えて E_i を測定し、 $l = 7 \sim 14$ mm の間では E_i に対する l の影響は小さいが、 l が 3 mm 以下になると E_i の低下を認めた。これは l が 3 mm 以下では、フラッシュオーバーしない全波電圧印加時でも l の部分がリーダで橋絡されて (l が大きいときは橋絡しない) おり、プローブが電極からのリーダの開始に影響するために、上述のような $E_i - l$ 特性が現われたものと考えられる。 l を大きくするとプローブのリード線を絶縁しているテフロン管上で沿面放電を生じやすくなり、これらを考え合わせて以下では $l = 8$ mm として E_i の測定を行なった。

〈4・2〉リーダの電位の傾きと電流 第6図はリーダの電流が時間とともにほぼ直線的に増加する。 $R_s = 180 \Omega$ で、印加電圧をパラメータにして電圧さい断までの時間を変えて得たリーダの最大進展長 h に対するリーダの電位の傾き E_i と電流 i である。なお、前述したように E_i の測定は $R_i = 0$ で行ない、 i の測定は他のすべての放電条件を E_i の測定時と同一にして $R_i \neq 0$ で行なった。図から明らかなように、い

ずれの場合もリーダの進展に伴って E_i は減少し、 i は直線的に上昇するが、印加電圧が高いほど E_i , i の値は大になっている。また、 h の小さい領域で E_i と i の測定値がないのは、第4図ならびに次節で明らかなように、プローブと内球電極をリーダが橋絡する以前にプローブからリーダが開始するためである。

さらに、印加電圧を一定にして R_s を変えたときの実験から第6図と同様の結果が得られる。この場合も h の増加とともに E_i は減少し、 i は上昇する傾向にあるが、 $R_s = 5 \sim 20 \text{ k}\Omega$ のときは第3図で示したようにリーダ電流が R_s によって抑制されるために、 h に対しても i が飽和する傾向を示している。また、 E_i は R_s の増加に伴って減少する。

〈4・3〉リーダの進展速度 第5図の $t = t_3 - t_2$ と h の関係をプロットする (図が煩雑になるのを防ぐために二つの条件に対してのみプロットした) と第7図

(a) $E_i - h$ 特性

(b) $i - h$ 特性

第6図 E_i , $i - h$ 特性 (R_s : 一定)

Fig. 6. Potential gradient and current of leader versus leader length for various applied voltages.

のようになる。これらの実験値の平均的な値が同図の大線である。 $t=0$ で $h \neq 0$ なのは、内球電極とプローブがリーダで橋絡される前にプローブからリーダが開始されるため、この値は数 cm である。この曲線を微分してリーダの進展速度 v を求めると図の細線のようになり、 R_i が小さく、また印加電圧が高いほどリーダの進展速度が大きくなっている。リーダ電流値が低く、かつ h に対して飽和する $R_s=20.4 \text{ k}\Omega$ のときはリーダ速度も著しく低い値になっている。

〈4.4〉 考 察

(1) 内部インピーダンス 原田氏⁽²⁰⁾は 366 kV の正インパルス電圧を針電極 (ギャップの長さ 50 cm) に印加したとき、リーダの内部インピーダンスとして $88 \Omega/\text{cm}$ を得ている。第 6 図の実線と R_i を変化させて行なった同様な実験値を用いて $R_i=E_i/i$ を求めると第 1 表、第 2 表のようになり、原田氏のデータとはほぼ一致する。Горин 氏⁽⁷⁾はリーダ電流の上昇率 β が $2 \times 10^7 \text{ A/s}$ のとき、導電率 σ が $230 \sim 130 \text{ u/cm}$ になることを示し、リーダチャンネルの直径 $2a$ はその開始時は $0.1 \sim 0.3 \text{ mm}$ であるが、最終段階では $0.5 \sim 2 \text{ mm}$ になり、これらは β の影響を受けることを指摘している。いま一例として、 $\sigma=130 \text{ u/cm}$ 、 $2a=1 \text{ mm}$ (上記 $2a$ のほぼ中央の値を取った) にとり R_i を求めると、約 $1 \Omega/\text{cm}$ となり、著者らの値より低くなっている。筆者らの値を h を介して第 7 図に記入すると図の R_i のようになり、リーダの進展に伴って R_i は低下する。

第 7 図 h , v , R_i - t 特性

Fig. 7. Propagating length, velocity, internal impedance of channel versus time. ($t=t_3-t_2$ shown in Fig. 5)

第 1 表 リーダチャンネルの内部インピーダンス (R_s :一定)

Table 1. Internal impedance of leader channel.

$V(\text{kV}) \backslash h(\text{cm})$	15	20	25	$V(\text{kV}) \backslash h(\text{cm})$	15	20	25
460	138	80	—	350	134	85	42
405	143	78	56	285	158	35	19

単位: Ω/cm , $R_s=180 \Omega$

第 2 表 リーダチャンネルの内部インピーダンス (V :一定)

Table 2. Internal impedance of leader channel.

$R_s(\Omega) \backslash h(\text{cm})$	15	20	25	$R_s(\Omega) \backslash h(\text{cm})$	15	20	25
40	89	54	25	5,400	124	60	43
180	134	85	42	20,400	154	46	23
1,030	103	56	41				

単位: Ω/cm , $V=350 \text{ kV}$

(2) リーダの電位の傾き Горин 氏ら⁽⁷⁾は $0.3 \sim 3 \text{ m}$ の正棒対平板ギャップのリーダの電位の傾きをプローブを用いて測定し、 E_i は β によって異なり、 β が $3 \times 10^6 \text{ A/s}$ から $2.6 \times 10^9 \text{ A/s}$ に増加すると、 E_i は $150 \sim 100 \text{ V/cm}$ から $1,200 \sim 500 \text{ V/cm}$ に増大することを見いだした。一方、Ларионов 氏⁽⁸⁾の実験では l を 1 cm から 10 cm に変えたとき E_i は 14 kV/cm から 7 kV/cm に減少しているが、このときの β の値は明確でない。また、両者とも印加電圧の過電圧率と E_i の関係については明らかにしていない。電流上昇率をパラメータにして、筆者らの値と Горин 氏らの値を比較すると、筆者らの $V=285 \text{ kV}$ 、 $R_i=180 \Omega$ のとき図には示していないが $\beta=1.74 \times 10^7 \text{ A/s}$ で、このときの $h=25 \text{ cm}$ に対する E_i は $6,000 \sim 1,000 \text{ V/cm}$ となり、Горин 氏らの値より少し高い。筆者らのその他の値は Горин 氏と Ларионов 氏の値

第 8 図 E_i - V 特性

Fig. 8. Potential gradient of leader channel versus applied voltage for various leader lengths.

の中間にある。いま、第6図から h をパラメータにして E_i-V 特性を求めると第8図ようになる。この図の $h=20\text{ cm}$ の曲線を電圧の低いほうに延長すると、このギャップの V_{50} である $V=220\text{ kV}$ で E_i は零に近い値となる。すなわち、印加電圧が50%フラッシュオーバー電圧近くまで低くなると、リーダがギャップ中央付近まで進展したときリーダの電位の傾きは著しく低い値になるものと考えられる。本研究では、 V_{50} に近い印加電圧で E_i の測定を行っていないが、これは印加電圧が低くなるとリーダ開始までの時間にばらつきが大きくなり、リーダが一定の長さに伸びたときに電圧さい断をすることが困難になるためである。

ところで、Bazelyan 氏⁽²¹⁾⁽²²⁾はギャップの長さ100 cmの分割球(直径12.5 cm)対平板電極を用いて、リーダ開始後のリーダが現われた球帯表面の電界強度は15 kV/cm になっていることを示している。リーダの根元の電位の傾きはリーダが接している電極表面の電界強度に一致するから、電極近傍における初期のリーダの電位の傾きも、この値に近いと考えられる。筆者らの $R_s=180\ \Omega$ の場合、リーダ開始後の h は第7図から明らかなように7 cm程度であり、このときの E_i を第6図から推定すると15 kV/cm 付近の値となり、分割電極による Bazelyan 氏らの実験から推定される値と一致する。

R_s を変えて行なった第6図と同様の実験から h をパラメータにして R_i-R_s 特性を求めると、 $R_s > 2 \times 10^2\ \Omega$ の範囲では、

$$E_i = -1.3 \log_{10} R_s + B(h) \dots\dots\dots (5)$$

ただし、 $B(h)$: h によって定まる定数

になる。いま、第3図の電流を使って $V=350\text{ kV}$ のときの $R_s=20.4\text{ k}\Omega$ における電圧降下の最大値を求めると、 $R_s i=120\text{ kV}$ となり、リーダ進展中はギャップにかかる電圧が減少する。しかも、リーダが進展を続けるためにはリーダ先端領域にこれに必要な電圧が印加されなければならないから、 R_s が大きくなると E_i が低下しているものと考えられる。

(3) リーダの進展速度 従来、リーダの進展速度は直列抵抗の減少・印加電圧の上昇とともに大きくなることが知られていた。⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾ 第7図においても同様な傾向が得られている。しかし、これらの間の関係については知られていない。いま、第6図および R_s を変えて行なった同様の実験と、第7図から h をパラメータにして E_i と v の関係を求めると第9図のようになる。第7図で v を求める場合、 $h-t$ 特性の平均的な値から計算したので、これらの値にはかなりの

第9図 $v-E_i$ 特性

Fig. 9. Growing velocity of leader versus potential gradient of leader channel for various leader lengths.

ばらつきがあると考えられるが、それを考慮すると第9図は比較的強い傾向を持っている。すなわち、リーダがある長さ伸びている状態でのリーダの進展速度は、リーダの電位の傾きで決まり、リーダの電位の傾きが大きくなるに従って進展速度も大きくなる。

5. 放電機構の考察

第4章で述べたリーダ定数の測定の重要な結果は、

- (1) リーダの電位の傾き・内部インピーダンスはリーダの進展とともに低下する。
- (2) リーダの進展速度はリーダ内の電位の傾きで決まる。

である。

長ギャップ放電の従来の研究によって、正放電の進展はストリーマ先端の電離作用によって作られた電子がストリーマ内を通過してリーダに集められ、リーダチャンネルを通過して電極に流入し、ストリーマの進展跡には正イオンが残ることが知られている。⁽⁸⁾⁽²³⁾ これらと第4章の測定結果を合わせて50 cm級ギャップの放電モデルを作ると第10図のようになる。図中の $E-h$ 曲線はリーダに沿った電位の傾きで、2点鎖線の部分は従来の研究に基づく推定で、①-②-③の順にリーダが成長しており、(a)図の②が(b)図に対応している。すなわち、ギャップにフラッシュオーバーするにじゅうぶんな電圧が印加された場合、リーダ開始時にはリーダ内の電位の傾きは15 kV/cm程度で、リーダの進展とともにそれは低下する。筆者らの未公表の実験によれば、ギャップの長さ1 mの正衝撃放電ではリーダ以前にインパルスコロナがギャップを橋絡している。この現象はStekol'nikov氏のイメージコンバータカメラによる研究⁽²⁴⁾でも確かめられている。第10図には、このインパルスコロナに対応する空間電荷は示

第 10 図 放電進展モデル

Fig. 10. Discharge model.

していない。

いま第 10 図に示すように、リーダ先端領域の総電荷（正電荷－負電荷）を ρ 、その進展速度を v 、リーダの根元における導電率を σ 、電子密度を n 、断面積を S 、電子のドリフト速度を $v_e(E_i)$ 、電子の電荷を e とする。第 10 図は放電の外球側先端領域の電離によって生じた電子がリーダに流入し、跡に正イオンが残り、この正イオンの作用で正イオン群の外球側の電界が上昇して再び電離を生じ、それによる電子群はリーダに流入する。このようなモデルを考えると、この高電界を作る作用をする電荷 ρ が v で進展することになり、この ρv はリーダに流入する電子流による電流に等しくなり、これがリーダ根元の電流に等しくなるとおくと

$$\sigma E_i S = \rho v = i \quad (6)$$

また、リーダ中では

$$\sigma = n e v_e(E_i) / E_i \quad (7)$$

が成立する。したがって、リーダの進展速度は

$$v = n e v_e(E_i) S / \rho \quad (8)$$

となる。ところで、第 3 図と第 7 図から v 、 i の R_i 、 V に対する変化の様子を調べると、その傾向はよく似ている。このことと (6) 式の関係から、 ρ が R_i と V によって著しくは変わらない、すなわち、 ρ が E_i によって著しくは変わらないと仮定すると、(8) 式を E_i で微分して

$$\frac{dv}{dE_i} = \frac{n e S}{\rho} \frac{dv_e}{dE_i} \quad (9)$$

となる。第 9 図によれば (9) 式の値は h によって決

まる。第 10 図の曲線を直線近似すると、リーダの根元における電子のドリフト速度は

$$v_e = \{\rho k(h) E_i / n e S\} + C \quad (10)$$

ただし、 $k(h)$: 第 9 図の曲線の傾き

となり、データのばらつきの少ない $h=15$ cm 付近の状態を考えれば、第 9 図から

$$v_e \approx \rho k(h) E_i / n e S \quad (11)$$

となる。

従来の大気中放電で知られている電子のドリフト速度を見ると、電子なだれ～ストリーマ段階では

$$v_{e,a} = 1.25 \times 10^7 \sqrt{\frac{E/P}{40}} \text{ (cm/s)} \quad (12)^{(25)(26)}$$

ただし、 P : 気圧 (mmHg)、 E : 電界強度 (V/cm)

アーク段階では気体論より

$$\left. \begin{aligned} v_{e,a} &= \frac{760}{P} \frac{T}{273} L E \text{ (cm/s)} \\ L &= \frac{2.7 \times 10^5 \lambda_1 \sqrt{273/T}}{\sqrt{1 + \{1 + 1.1 \times 10^6 M^2 \lambda_1^2 (E/P)^2\}^{1/2}}} \end{aligned} \right\} \quad (13)^{(27)}$$

ただし、 λ_1 : $P=1$ mmHg、 $T=273^\circ\text{K}$ における電子の平均自由行程 (cm)、 E : アークの電位の傾き (V/cm)、 T : ガス温度 ($^\circ\text{K}$)、 M : 電子の質量（気素のそれを 1 とし）

となる。(13) 式の L の中の E/P を含む項は小さいので、アーク段階での電子のドリフト速度は E に比例した形となっており、式の形からいえばリーダ内の電子のドリフト速度はアークにおけるのと同じになる。いま、上式の諸定数を仮定して (11) 式と (13) 式から v_e のオーダーを調べると次のようになる。

Горин と Инков 氏、⁽⁷⁾ Uman 氏、⁽²⁸⁾ Orville 氏⁽³⁰⁾ らの実験から $n=4 \times 10^{18} (1/\text{cm}^3)$ 、 $P=10 \times 760 (\text{mmHg})$ 、 $T=20,000 (^\circ\text{K})$ とすると、空気中では $\lambda_1=4\sqrt{2} \times 4.61 \times 10^{-3} (\text{cm})$ ⁽³¹⁾ だから

$$v_{e,a} = 4,260 E \text{ (cm/s)} \quad (14)$$

また、筆者らの $R_i=180 \Omega$ 、 $V=350 \text{ kV}$ 、 $h=15$ cm のときは $i \approx 40 \text{ A}$ 、 $v \approx 16 \times 10^4 \text{ m/s}$ 、 $k(h)=4 \times 10^3 \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ で、 S として Горин 氏らの $2a=1 \text{ mm}$ (a は刻々に変化する量であり、静止写真から推定すると誤差を伴うおそれがあるので、イメージコンバータによる Горин 氏ら⁽⁷⁾ の値を用いる) を使うと

$$v_e = 19,900 E_i \text{ (cm/s)} \quad (15)$$

ただし、 E_i の単位は V/cm

となる。 n 、 T 、 P 、 S に筆者らの実験条件と異なるときの値を用いているが、(14) 式と (15) 式のモビリ

ティはオーダで一致している。また第6図から E_i-i 特性を求めると、 E_i は i の増加とともに減少する垂下特性を示し、この傾向はアークの $V-I$ 曲線で現われる垂下特性⁽²⁷⁾によく似ている。以上のことから、リーダチャンネルはアークに近い状態であると考えられる。

第8図から 50% フラッシュオーバー電圧に近い電圧をギャップに印加すると、リーダがギャップ中央付近まで伸びたときチャンネル内の電位の傾きが著しく低い値になることが推定されるが、これは次のことを意味していると考えられる。 V が低くなって E_i が小さくなると、(15)式によって v_e が小さくなり、ストリーマで集められた電子を電極に送り込む力が弱くなる。したがって、放電空間に存在する電子が負空間電荷を作るようになり、これはストリーマ先端の電界を弱めるように働き、電極の電位がリーダ先端領域に伝達されにくくなる。すなわち、このような状態におけるリーダは、いわば勢力の弱い不安定なリーダである。これに対し、印加電圧が高いときは h が大きくなっても E_i は大きく、したがって、 v_e が大きいためにリーダ先端の電子捕集が大となって、空間電荷の形成も少なく、リーダは安定に進展を続ける。

以上の放電モデルを定量化するには、まだ空間電荷領域の部分が明らかにされねばならないが、この定量化の方針として、リーダチャンネルの部分に関しては上記の考察から次のことがいえる。

(1) 50%フラッシュオーバー電圧を求めるための放電モデルでは、ギャップ中央付近まで進展してきたリーダが、さらに進展を続けるか、あるいは衰退に向かうかの問題を考えるから、 E_i が小さい値になるものとしてよいであろう。

(2) 進展中のリーダのモデルを考える際には $E_i(t) \neq 0$ とすべきである。

6. むすび

プローブによって同心球ギャップの正リーダの測定を行ない、従来のデータとの比較を行なった。その結果を要約すると

(1) リーダの 1cm あたりの内部インピーダンスは数十～数百オームのオーダで、その値はリーダの進展とともに低下する。

(2) リーダの電位の傾きは、リーダの進展長 h 、印加電圧 V 、直列抵抗 R_s の値によって変わり、 h と R_s が大きく、あるいは V が小さくなるに従って

電位の傾きは低下する。

(3) リーダの進展速度はリーダの電位の傾きによって決まる。

(4) リーダチャンネル内は、アークに近い状態である。

最後に、実験装置の製作に協力された藤倉電線株式会社 近藤 晃開発室長、九州大学 井上政実技官に感謝する。

(昭和 47 年 2 月 19 日受付、同 47 年 4 月 28 日再受付)

文 献

- (1) 赤崎・昭 46 電気学会全大シンポジウム S1-2
- (2) J. M. Meek: Phys. Rev. **57**, 722 (1940)
- (3) 三好: 火花放電理論入門 (昭 41) 電気書院
- (4) E. Nasser & M. S. Abou-Seada: J. Appl. Phys. **39**, 3707 (1968)
- (5) G. A. Dawson & W. P. Winn: Z. Phys. **183**, 159 (1965)
- (6) G. N. Aleksandrov: Soviet Phys.—Tech. Phys. **14**, 506 (1970)
- (7) Б. Н. Горин и А. Я. Инков: Журнал Технической Физики **32**, 329 (1962)
(上記英訳・B. N. Gorin & A. Ya. Inkov: Soviet Phys.—Tech. Phys. **7**, 235 (1962))
- (8) В. П. Ларионов: Электричество No. 8, 72 (1961)
- (9) W. H. Hermstein: Arch. Elektrotech. **XLV**, 209 (1960)
- (10) W. H. Hermstein: Arch. Elektrotech. **XLV**, 279 (1960)
- (11) H. M. Ryan & J. Blackett: Proc. Instn Elect. Engrs **116**, 1772 (1969)
- (12) 大重・松尾・三田: 電学誌 **86**, 2143 (昭 41-12)
- (13) 芝・大重: 昭 45 電気四学会九州支部連大 219
- (14) L. B. Loeb: Electrical Corona (1965) University of California Press, Berkeley
- (15) 赤崎・原・柚: 昭 46 電気四学会九州支部連大 237
- (16) 赤崎・原・柚: 九大工学集報 **44**, 755 (昭 46)
- (17) 宅間: 技術研究所報告 No. 69015 (昭 40)
- (18) T. E. Allibone & J. M. Meek: Proc. Roy. Soc. A **166**, 97 (1938)
- (19) T. E. Allibone & J. M. Meek: Proc. Roy. Soc. A **169**, 246 (1938)
- (20) 原田: 技術研究所報告 No. 65061 (昭 40)
- (21) É. M. Bazelyan & I. S. Stekol'nikov: Soviet Phys.—Doklady **9**, 308 (1964)
- (22) É. M. Bazelyan & I. S. Stekol'nikov: Soviet Phys.—Tech. Phys. **9**, 370 (1964)
- (23) G. N. Aleksandrov: Soviet Phys.—Tech. Phys. **16**, 948 (1966)
- (24) I. S. Stekol'nikov & A. V. Shkilev: Soviet Phys.—Doklady **8**, 825 (1964)
- (25) H. Raether: Z. Phys. **107**, 90 (1937)
- (26) H. Raether: Electron Avalanches and Breakdown in Gases (1964) Butterworths, London
- (27) 福田: 電弧 (昭 23) 河出書房
- (28) M. A. Uman, R. E. Orville & A. M. Sletten: J. Appl. Phys. **39**, 5162 (1968)
- (29) M. A. Uman: P. I. E. E. **59**, 457 (1971)
- (30) R. E. Orville, M. A. Uman & A. M. Sletten: J. Appl. Phys. **38**, 895 (1967)
- (31) 電気学会: 放電ハンドブック (昭 40) オーム社