UDC (537.523.2 : 537.523.3) : 621.3.015.52.024.1

論 文

59-A 2

背後平板付棒ギャップの正極性直流コロナ放電とフラッシュオーバー電圧の関係

正 員 李 勁 (華中工学院)
 正 員 山 本 賢 司 (大 阪 大)
 正 員 木 下 仁 志 (大 阪 大)
 正 員 有 馬 泉 (岐 阜 大)
 正 員 伊 井 庵 (関 西 電 力)

1. ま え が き

直流電圧印加時における正コロナの放電形態と、フラッシュオーバー電圧には強い相関があることは既に多くの研究者によって見いだされている^{(1)~(5)}。中でも、酒井氏⁽¹⁾は正針対平板ギャップにおけるギャップの長さ対フラッシュオーバー電圧特性曲線が直流正コロナの形態の相違によって不連続になることを報告した。また Hermstein 氏⁽²⁾は、同心球ギャップにおいて外球の内径を一定として内球半径を変えた場合の直流正コロナの形態とフラッシュオーバー電圧の関係について報告し、内球半径の相違による破壊前の各コロナ形態と破壊時における内球表面の印加電界の傾きとの関係を示した。更に Hermstein 氏⁽²⁾、Nasser 氏⁽³⁾らは、3cm から 10cm までのギャップの長さにおいて直流コロナの形態が種々の様相を呈することを示した。しかし従来の研究は針、棒あるいは球対平板のいわゆる点対面電極系においてギャップの長さの影響を調べたものが多く、ギャップの長さを一定として棒の太さの影響を調べた例は酒井氏⁽¹⁾、山田氏⁽⁶⁾の報告があるが極めて少ない。

一方、実際の直流高電圧機器における電極系では、

Relationship between Positive DC Corona Discharge and Flashover Voltage in Plane to Rod-on-Plane Gap. By Jin Li, Member (Huazhong (The Center of China) University of Science and Technology), Kenji Yamamoto, Member, Hitoshi Kinoshita, Member (Faculty of Engineering, Osaka University), Izumi Arima, Member (Faculty of Engineering, Gifu University) & Iori Ii, Member (Technical Research Center, The Kansai Electric Power Co. Inc.).

李 勁: 正員, 華中工学院

山本賢司: 正員, 大阪大学工学部

木下仁志: 正員, 大阪大学工学部

有馬 泉: 正員, 岐阜大学工学部

伊井 庵: 正員, 関西電力(株)総合技術研究所

棒電極に付随した背後電極が存在する場合も多いと思われるが、そのような電極系における背後電極の影響を調べたものはほとんどない。また従来、直流放電に関しては破壊前までの直流コロナの様相に関する研究が多く、破壊直前から破壊に至る放電現象の観測は鈴木氏⁽⁷⁾の報告があるものの極めて少ない。

著者らは、種々の直流コロナの形態が現われる 3cm から 10cm のギャップの長さを対象とし、負平板対背後平板付棒ギャップを用い、棒の太さ、背後平板から棒先端までの高さ、ギャップの長さなどを変えた場合の大気中における(i)コロナ開始電圧からフラッシュオーバー電圧に至る直流正コロナの形態、(ii)破壊直前の高速放電現象、(iii)フラッシュオーバー電圧、などを光学的、電気的に観測した。

本論文は、上記(i)~(iii)の実験結果、ならびに直流正コロナ放電形態の発生領域とフラッシュオーバー電圧について、印加電界分布と放電機構に関連づけて検討した結果を報告するものである。

2. 電極系および実験方法

図1に電極系と実験回路の概要を示す。直流電圧の印加は上昇法で行ない、電圧上昇速度は 4kV/s とした。特に直流コロナ(以下、単にコロナと記す)などを詳細に観測したときは所定の電圧を 1~5 分間保持した。印加電圧は 1,270 MΩ に接続したマイクロアンメータ(μA 計, 内部抵抗 5kΩ)で測定した。電圧上昇速度は 100kΩ に並列接続した X-Y レコーダ(渡辺測器製 WX 4402 形)で測定した。また、放電電流(特に直流コロナ発生領域のパルス成分を含む電流、あるいは破壊直前からの放電に対応して流れる電流)はスイッチ S を閉じ電流検出抵抗 r(75Ω)を用いてオン

表 1 直流放電形態の分類

Table 1. Classification of DC discharge modes.

分類	遷移形態	
	コロナ開始時	破壊前
A	膜状コロナ	線状コロナ
B	膜状コロナ	膜状コロナ
C	線状コロナ	膜状コロナ
D	線状コロナ	線状コロナ
E	無コロナ	

コロナへ移行するときの印加電圧), V_B と遷移形態の変化を示す例である。(a) 図の $d=0.4$ mm の極めて細い棒電極, あるいは(d) 図の $d=20$ mm の太い棒電極の場合, 遷移形態は実験範囲の h ではそれぞれ A, E のままであったが, それらの中間の太さの棒電極の場合, h を小さくすると B から C, C から D, 更に E へと変化した。このような h を小さくした場合の遷移形態の変化は, d を大きくした場合の遷移形態の変化と同様の傾向である。

遷移形態が変わる境界の h では, 図 2 にも示したように 2~3 種の遷移形態がある確率で現われた。図 4 はその一例である。図 3 において, 遷移形態が B, C, E となる領域〔例えば, 図 3 (b), (c), (d) の場合〕では h が小さくなると V_B は高くなるが, A 形態となる領域〔例えば, 図 3 (a) の場合〕では h によって V_B はほとんど変化しなかった。図 2 の結果も含め, 総じて破壊前のコロナ形態が線状の場合, すなわち A, D の遷移形態の場合, g を一定とすると V_B は d, h によってあまり変化しなかった。なお, V_{C0} は各棒電極とも h が小さくなると高くなった。

〈3・4〉 破壊直前からの高速放電現象の観測 図 2, 図 3 で示したように, 電極条件の相違によって種々の遷移形態が現われたが, ここでは特にフラッシュオーバー電圧に強い相関がある破壊前のコロナ形態によって破壊直前からの放電様相がどのように変わるかを, ICC により観測した。

図 5 (a), (b) は線状, 膜状, 無コロナから破壊する棒電極について ICC により観測した破壊直前から全路破壊に至る放電光の流し写真と, 放電に対応して流れる電流の波形例を示す。実験条件は図中に示す

図 2 フラッシュオーバー電圧 V_B とコロナ開始電圧における棒電極直径 d の影響
Fig. 2. Effect of the rod diameter (d) on flashover voltage (V_B) and corona starting voltage (V_{C0}).

図 3 各棒電極に対する V_{C0} と V_B における棒の高さ h の影響
Fig. 3. Effect of the height of rod (h) on the V_{C0} and the V_B for different rod electrode.

図 4 h による遷移形態の変化

Fig. 4. Variation of the transition mode of discharge state by h .

図 5 種々のコロナ放電形態における破壊直前の放電光と放電電流

Fig. 5. Luminosities and currents by discharges at short instant before breakdown for various corona discharge mode.

とおりであるが、破壊前のコロナ形態は ICC では観測できず目視で観測したものを示す。なお、同図の流し写真では ICC のレンズにより電極配置が実際とは上下反転しており、上側が棒、下側が負平板である。時間は写真の左から右へ経過する。(c) 図は流し写真に基づいて描いた破壊直前からの放電進展の模式図である。なお模式図に示すリーダチャンネルは (a) 図、(b) 図から明かなように発光せず、火花放電路から推定したものである。また、模式図と流し写真との対応のために (c) 図に示した L_s , S , $B.D.$ を (b) 図 (iv) の流し写真の該当部分に例として示した。なお、流し写真で暗部との境界が垂直になっているハレーション部 [例えば、(a) 図 (i), (b) 図 (iv) の M 部分] は全路破壊時の散乱光によるものである。図 5 より破壊直前からの放電過程は次のようである。

最初に棒電極先端部から低輝度のストリーマが負平板に向かって進展し、ギャップを橋絡する (例えば、模式図の t_1 の段階)。その後、棒電極近傍に先端 (模式図の L_s) のみが比較的高輝度のリーダが形成される。そのリーダはストリーマに比べ低い速度 (例えば、図 5 (b) で時間方向に対するリーダ先端の発光軌跡の傾きはストリーマの傾きに比べ緩やかである) で負平板に向かって進展する。リーダ先端から無数のストリーマが進展し、リーダ先端と負平板間を橋絡している (模式図の t_2 , t_3 , t_4 の段階)。図 5 (b) に示す矢印は放電光と放電電流の時間的対応を示す。リーダの進展に対応して電流は指数関数的に大きくなっていく。リ

ーダ先端がギャップ間のある位置 (模式図の F 点) に達すると直ちに全路破壊に至っている。上述した放電様相は g , d , h を変化させても同様であり、破壊直前からの放電過程は破壊前のコロナ形態による違いはない。しかし、その放電過程におけるリーダの進展速度、全路破壊直前のリーダ長は破壊前のコロナ形態によって異なる。

図 6 は ICC の流し写真から測定した各棒電極における軸方向のリーダの平均進展速度 v_{lx} (例えば、模式図の O と F を結ぶ直線の傾き)、全路破壊直前のリーダ長 l_z とフラッシュオーバー電圧 V_B の各平均値とそれらの標準偏差を示す。同図から、 V_B に対して v_{lx} は概略比例して変化している。すなわち、 V_B が高い膜状コロナからの破壊 ($d=1\text{mm}$, 2mm , 6mm) あるいは $d=40\text{mm}$ の太い棒電極の無コロナ破壊の場合、 v_{lx} は高く、 V_B が低い線状コロナからの破壊 ($d=0.4\text{mm}$, 0.65mm) あるいは $d=10\text{mm}$, 20mm の棒電極の無コロナ破壊の場合、 v_{lx} は低くなる。 l_z は v_{lx} のような顕著な傾向は見られないが、 V_B が特に低い線状コロナからの破壊あるいは $d=10\text{mm}$ の棒電極の無コロナ破壊の場合、総じて l_z は長くなる傾向を示す。

4. 検討および考察

〈4.1〉 遷移形態と電界分布の関係 図 2, 図 3 に示したように、本実験における各遷移形態の発生領域は種々の電極条件により変化した。一方、破壊前のコロナ形態、すなわち遷移形態とフラッシュオーバー電圧に

(a) $g=5\text{cm}$, $h=5\text{cm}$, $R=1\text{k}\Omega$ の場合 (b) $g=10\text{cm}$, $h=5\text{cm}$, $R=70\text{k}\Omega$ の場合

図 6 リーダの諸特性におけるコロナ放電形態の影響

Fig. 6. Effects of corona discharge modes on characteristics of leaders.

は強い相関があるため、各遷移形態とそれらの発生領域を明らかにすることは重要である。Hermstein 氏⁽²⁾は同心球ギャップにおける破壊前のコロナ形態の発生領域を、ギャップ破壊時の内球表面の印加電界の傾き(すなわち最大印加電界、以下最大印加電界と記す)によって分類した。印加電界に関連づけてコロナ形態を知る方法は、種々の電極系のコロナ形態を計算により予測しうることが可能となる。そのような観点から、著者らも各遷移形態とそれらの発生領域を印加電界に関連づけて検討した。

Hermstein 氏は、破壊前のコロナ形態を対象としているが、本論文はコロナ開始から破壊までのコロナ形態を対象としているため、コロナ開始時の印加電界が重要となる。そこでコロナ開始電圧での最大印加電界の傾きにより、本実験で得られた遷移形態の発生領域が分類できるか調べた。図 3 (c), 図 4 に示したように、例えば $g=5\text{cm}$, $d=6\text{mm}$ として h を変えた場合、遷移形態は変化した。

一方、図 7 は同様に $g=5\text{cm}$, $d=6\text{mm}$ とし、 h を変えた場合のコロナ開始電圧におけるギャップ(棒電極中心軸上の位置)の電界分布を示す。同図は差分法による電界計算から求めた。図 7 から明らかなように、棒先端の最大電界の傾きはほとんど変わらない。従って、最大印加電界の傾きで各遷移形態の発生領域を分類することができない。図 7 より、棒先端から 2mm 以上の位置の電界分布は h によって変化することがわかる。このことは棒先端部のみならず、ギャップ全体の電界分布が直流コロナの形成に関与することを示していると考えられる。大気中の不平等電界ギャップにおける直流正コロナと破壊過程は既に研究されている⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾。線状コロナはストリーマ(ここでは正ストリーマであるが、単にストリーマと記す)が伸びて

図 7 コロナ開始時の軸上の電界分布における h の影響

Fig. 7. Effect of the h on the distribution of the electric field of axis in the corona threshold.

は消える状態であり、膜状コロナは正空間電荷によって電極近傍の高電界部にストリーマが抑制されている状態である⁽⁴⁾。また、図 5 で示したように破壊直前には線状、膜状コロナから破壊する場合はもちろん、無コロナから破壊する場合もストリーマが観測された。理論的にも本実験で用いたギャップの長さではストリーマ理論が適用される範囲⁽⁹⁾である。上記のように、直流コロナおよび破壊過程での放電機構においてはストリーマが重要な因子となる。

ストリーマの形成と進展についてはよく研究されている^{(3)(10)~(13)}。Gallimberti 氏⁽¹¹⁾, Phelps 氏⁽¹²⁾らは理論と実験から印加電界が約 7kV/cm 以上の空間領域ではストリーマの進展は促進され、それ以下の空間領域では抑制されることを示した。Gallimberti 氏が行なった実験はインパルス電圧を印加した場合であったが、ストリーマの進展速度に比べ電圧上昇速度は極めて低いため、ストリーマ進展中の印加電圧は一定と考えてよいとしている。また、ギャップの長さは 30~150cm の範囲で変化させているが、用いた理論はストリーマ先端部の振舞に着目しており、特にそのギャップの長さの範囲に限ったものではない。以上のことから、印加電界の 7kV/cm は本論文でもストリーマ進展の境界条件として適用可能と考えられ、以下の検討に引用した。

ここで、印加電界分布とストリーマ進展の境界条件である 7kV/cm とを関連づけた l_1 (コロナ開始電圧で 7kV/cm となる軸上の点から棒先端までの長さ)で各遷移形態の発生領域を分類できるか調べた。

図 8 は図 2 の $h=2, 5, 10\text{cm}$, $g=5, 10\text{cm}$ の 6 ケースについて、各 d に対する l_1 をプロットして得た曲線と各プロット点の遷移形態を示す。同図の曲線が

図 8 l_7 と d の関係Fig. 8. Relation between l_7 and d .

ら、 $l_7 \leq 1.5$ mm では A の、 $1.5 \text{ mm} < l_7 \leq 3$ mm では B の、 $3 \text{ mm} < l_7 \leq 13$ mm では C の、 $13 \text{ mm} < l_7 \leq 18$ mm では D の、 $18 \text{ mm} < l_7$ では E の各領域によって A~E の遷移形態の発生領域が分類できる。各曲線の傾きは h が小さくなると急になる。これは図 2 で h が小さい場合、 d のわずかな変化で種々の遷移形態が現われること、および V_B の山形特性の幅が狭くなることに対応する。また、 g でこの傾きは変わらない。これは図 2 で d に対する各遷移形態の発生領域が g によって変わらないことに対応する。

図 9 は h の影響を更に詳細にみるために、 h を横軸にとり、 d をパラメータとして上記と同様の方法で求めた各プロット点と曲線を示す。同図でも図中の破線で分けられる l_7 の範囲によって、 h に対する各遷移形態の発生領域を分類できる。なお、 h を小さくした場合の遷移形態の変化が d を大きくした場合の遷移形態の変化と同様の傾向を示したが、図 8、図 9 の曲線から明らかなように、 h を小さく、あるいは d を大きくすることはともに l_7 が長くなる、すなわちギャップの電界分布がともに平等分布に近づく傾向を与えるためである。

上記の結果から、本論文で用いた負平板対背後平板付棒ギャップでは、 d, h, g の電極条件による各遷移形態とそれらの発生領域が l_7 によってすべて分類できた。

本節では、遷移形態について示したが、必然的に l_7 によってコロナ開始時、破壊前のコロナ形態をも知ることができる。従って、本実験の d, h, g の範囲ではそれらの任意の大きさの電極構成に対してコロナ開始時、破壊前のコロナ形態ならびに遷移形態を l_7 によって予測することが可能である。

以上の結果をまとめると図 10 のような概念図が描

図 9 l_7 と h の関係Fig. 9. Relation between l_7 and h . 図 10 放電形態および V_B と l_7 の関係
Fig. 10. Relations between discharge modes, V and l_7 .

かれる。なお、図中の A~E は表 1 に示した各遷移形態、イ、ロ、ハはコロナ開始時のそれぞれ膜状、線状、無コロナの各コロナ形態、I, II, III は破壊前の線状、膜状、無コロナの各コロナ形態を示す。

〈4.2〉 コロナ形態と遷移機構 既述のように、本実験では種々の電極条件によってコロナの遷移形態が A~E の五つに分類できた。

コロナ開始時のコロナ形態は A, B 形態では膜状、C, D 形態では線状であった。前者の場合、 l_7 が短く棒先端からストリーマが進展しても直ちに低電界領域に入るため、ストリーマは伸びにくく膜状コロナとなる。後者の場合、 l_7 が比較的長く、すなわち高電界領域が広がりストリーマが長く伸びることによる。

A, B 形態において印加電圧が上昇すると、A の場合はある電圧になると線状コロナに遷移し、B の場合は膜状コロナを維持する。これらについては次のように考える。印加電圧が高くなると、それに比例してギャップの印加電界は高くなる。一方、それと共に正イオン流も増加する。この正イオン流による空間電荷（以下、正空間電荷と記す）はよく知られているように、棒電極近傍の電界を緩和しストリーマの進展を抑制する。上述の印加電圧上昇による印加電界の増強と正空間電荷の増加による電界緩和作用の増大において、後者が大きいときは膜状コロナを維持する。著者が実験から得た直流コロナ電流対電圧特性によると、印加電圧の上昇に対するコロナ電流増大の割合は

図 11 線状コロナから膜状コロナへの遷移時におけるコロナ電流パルスと印加電圧の関係

Fig. 11. Relation between the current pulse of corona discharge and the applied voltage in the instant when the streamer corona transfers to the filmy corona.

A に比べ B の場合が高かった。このことは B の場合は印加電圧の上昇に対する正イオン流の増加量が多く、正空間電荷の電界緩和効果がより強くなり膜状コロナを維持すると考える。A の場合は印加電圧上昇による印加電界の増強が相対的に大きくなり、ある電圧以上になると正空間電荷の電界緩和効果を上回り線状コロナに遷移する。C の場合はコロナ開始電圧からわずかに印加電圧が上昇すると膜状コロナに遷移する。

図 11 は C の遷移過程における実験の一例で、印加電圧に対するコロナ電流のパルス発生ひん度、波高値の最大、最小、平均値の変化を示す。この電流パルスはストリーマの発生に対応し、その波高値はストリーマの伸びあるいは強さを表わすものと思われる。図 8 から、B に比べ C の場合は l_1 が長くなり、より平等電界分布に近づきギャップの電界強度は全体的に高くなるが、この程度の電界強度の増強ではストリーマ進展に影響する印加電界としてはまだ低電界と思われる。従って、消滅しては発生するストリーマは進展しても途中で減衰する。たとえストリーマが負平板に達しても破壊を促す二次ストリーマは生じないか、あるいは生じても途中で消滅すると考えられる⁽¹³⁾。ストリーマが減衰すると共にギャップ内には正空間電荷が蓄積される。図 11 の例から、印加電圧が上昇すると電流パルスの発生ひん度は急激に高くなるが、電流パルスの波高値はあまり変わらない。これは電圧上昇によって棒先端からのストリーマは発生しやすくなるが、残存正空間電荷の電界緩和効果のためにストリーマが進展しにくくなるためと思われる。更に電圧が上昇すると、電流パルスの発生ひん度は急激に低くなる。これは残存正空間電荷の量がその前のパルスひん

度の急激な上昇に対応して急激に多量に蓄積され、その電界緩和作用が棒先端部まで強く働いてきたためであり、ある電圧以上になると電界緩和作用が極めて強くなり、安定な膜状コロナに遷移すると考える。D の場合、 l_1 は C の場合より長く、ストリーマは更に伸びやすく強力になり、正空間電荷の十分な電界緩和作用が確立されないうちに線状コロナから破壊する。E の場合、 l_1 は更に長くなり、より平等化された高電界分布となり、コロナ開始時のストリーマ発生と同時に破壊すると考える。

上述の考察から、各遷移形態はストリーマの進展に影響を与える印加電界の分布と正空間電荷の電界緩和作用の二つの効果の強弱によって決まる。電界緩和作用をする正空間電荷はストリーマの減衰と共に生成される。すなわち、その生成はストリーマの進展の難易に影響される。また、印加電界の分布は d, h, g などの電極条件によって決定される。 l_1 は印加電界分布の一つの指標ともなるが、それを決定する 7 kV/cm はストリーマ進展の難易の境界条件であり、 l_1 で各遷移形態の発生領域が分類されうると考える。

〈4.3〉 フラッシュオーバー電圧の山形特性 図 2 において、直流コロナ発生領域での d に対するフラッシュオーバー電圧は $d=4 \text{ mm}$ 付近で最大となる山形特性を示した。CRO により観測した膜状コロナの電流波形は、ある印加電圧までは無パルスの直流であり、更に印加電圧が上昇すると直流分にパルスが重畳した波形となった。このパルスの発生は正空間電荷の電界緩和効果でその進展は抑制されているものの、膜状コロナ先端にストリーマが存在することを示すと思われる。従って、膜状コロナから破壊する場合も線状コロナから破壊する場合と同様に、最終的には破壊を誘発するストリーマが発生して破壊に至ると考える。このためフラッシュオーバー電圧特性もストリーマ進展の難易、すなわちそれに影響する印加電界の分布と正空間電荷の電界緩和効果が重要となる。実験で得た直流コロナ電流対電圧特性によると、 $d=4 \text{ mm}$ に比べ $d=2 \text{ mm}$ の場合は印加電圧の上昇に対する正空間電荷の増加割合が少なかったためストリーマが進展しやすくなり、フラッシュオーバー電圧が低くなる。 $d=6 \text{ mm}$ の場合、 $d=4 \text{ mm}$ に比べコロナ開始電圧は高くなり、それと共に印加電界も高くなる。しかし、印加電圧の上昇に対する正空間電荷の増加割合は $d=4 \text{ mm}$ の場合とほとんど変わらなかった。このため、比較的低電圧で印加電界によるストリーマ進展の促進効果が強くなり、フラッシュオーバー電圧が低くなると考える。図 2 で h が小さくなると山形特性の幅が狭く急しゅんにな

り、 V_{co} および膜状コロナと無コロナから破壊する場合の V_B が高くなった。これは〈4・1〉節で記したように、 h を小さくした場合と d を大きくした場合の電界分布に与える影響が同じ傾向になることによる。

〈4・4〉破壊直前からの放電過程 図6において V_B が高い場合は v_{iz} が高くなった。これはギャップの長さが一定なため、 V_B が高くなるとギャップ全体の印加電界が高くなるためである。また、 l_z は総じて V_B が比較的低いと長くなる傾向を示した。これは V_B が低いためリーダ先端と負平板間の電位差が低く、全路破壊するには V_B が高い場合に比べリーダ先端が負平板に接近する必要があるためと考える。

本実験で破壊直前からの放電現象を観測した結果、全路破壊前にはインパルス放電の場合と同様にリーダの発生が見られた。この全路破壊をひき起こすリーダを誘発する強力なストリーマ（以下、有効ストリーマと記す）の発生条件に破壊前のコロナ形態が影響し、例えばそれが膜状コロナ形態の場合、正空間電荷の電界緩和効果が強いという条件により、有効ストリーマの発生を抑制しフラッシュオーバー電圧が高くなると推察する。その有効ストリーマ発生以後の破壊過程（ストリーマ進展→リーダ発生・進展→全路破壊の過程）は定性的にはインパルス放電の場合⁽⁸⁾⁽⁹⁾⁽¹⁴⁾と差異はない。

5. 結 論

得られた主要な結果を以下に要約する。

(1) コロナ開始から破壊に至る直流コロナの放電形態は棒電極の太さ d 、背後平板からの棒の高さ h 、ギャップの長さ g の電極条件により次の五つの遷移形態に分類できた。

- (i) 膜状コロナから線状コロナへ遷移
- (ii) 破壊前まで膜状コロナを維持
- (iii) 線状コロナから膜状コロナへ遷移
- (iv) 破壊前まで線状コロナを維持
- (v) 破壊前までコロナの発生なし

これら五つの遷移形態の発生領域は l_1 (コロナ開始電圧で 7 kV/cm となる軸上の点から棒先端までの長さ) によって分類することができた。

(2) 電極条件による各遷移形態の発生領域は、本実験の範囲では d, h により変化したが、 g によってほとんど変化しなかった。

(3) g を一定にした場合、フラッシュオーバー電圧 V_B は d, h に対して単調に変化せず、各遷移形態により異なった。特に、破壊前のコロナ形態が膜状のものは V_B が高く、線状のものは低く、直流コロナの発生を

見ずに破壊する場合は d が大きくなるほど高くなった。また、直流コロナ発生領域での d に対する V_B は山形特性を示した。

(4) 遷移形態、コロナ開始電圧、 V_B に与える h を小さく（背後平板を棒先端に近づける）した場合の効果は、 d を大きくした場合の効果と同様の傾向を示した。

(5) 破壊直前からのリーダの平均進展速度 v_{iz} は V_B に概略比例し、例えば膜状コロナから破壊あるいは無コロナ破壊の太い棒電極のように V_B が高くなる場合、 v_{iz} は高くなった。また、全路破壊直前のリーダの長さは総じて V_B が低い。例えば極めて細い棒電極で線状コロナから破壊するような場合などに長くなる傾向を示した。

(6) 破壊直前からの破壊過程においては、本実験範囲ではすべてリーダが観測され、この破壊をひき起こすリーダを誘発する有効ストリーマの発生条件に破壊前の直流コロナの形態が強く影響していると推察された。その有効ストリーマ発生以後の破壊過程は、インパルス放電の場合と定性的に相違はなかった。

なお、対象とする電極系において、本論文で示した l_1 を求めれば、その電極系のコロナ放電形態、ひいてはコロナ放電形態と強い相関があるフラッシュオーバー電圧の評価も可能となり、 l_1 は直流高電圧機器などの絶縁設計上、有用と思われる。ただし、ここで示した l_1 の範囲は限られた実験条件下のものであり、一般性のある l_1 の範囲については、今後更に検討する必要がある。

終りに、本研究に際し種々の御助言を賜った岐阜大学 渡辺貞司氏、ならびに実験に御協力いただいた関西電力(株)石黒義尚氏に衷心より謝意を表します。

(昭和57年4月7日受付、同58年5月20日再受付)

文 献

- (1) 酒井・細川・三好：電学誌，78，1413 (昭33-11)
- (2) W. Hermstein: Arch. Electrotech., XLV, 3, 209 (1960)
- (3) J. M. Meek & J. D. Craggs: Electrical Breakdown of Gases, p. 367 (1978) John Wiley & Sons
- (4) 本多：気体放電現象，大学講座(昭39-4)東京電機大学出版部
- (5) 細川・岩間・三好：電学論A，95，269 (昭50-7)
- (6) 山地・井上・伊佐・林：昭43電気四学会東海支部連大，10p-G-6, 339
- (7) 鈴木・三宅・原：電力中研報告，No. 179031 (昭55-1)
- (8) 大重・原：高電圧現象 (昭49) 森北出版
- (9) 鳳・関口・河野：電離気体論 (昭44) 電気学会
- (10) G. A. Dawson & W. P. Winn: Z. Phys., 183, 159 (1965)
- (11) I. Gallimberti: J. Phys. D (Appl. Phys.), 5, 2179 (1972)
- (12) C. T. Phelps: J. Geophys. Research, 76, 5799 (1971)
- (13) 生田・牛田・石黒：電学誌，90，1816 (昭45-9)
- (14) 電気学会編：放電ハンドブック (昭49)