SF₆ガス中沿面リーダ放電に及ぼす 電圧極性の影響

正員 羽馬洋之 (三菱電機) 正員 井波潔 (三菱電機)
准員 吉村学 (三菱電機) 正員 仲西幸一郎 (三菱電機)

Effects of Impulse Voltage Polarity on Surface Leader Discharges in SF₆ Gas
Hiroyuki Hama, Member, Kiyoshi Inami, Member, Manabu Yoshimura, Associate, Koichiro Nakanishi, Member
(Mitsubishi Electric Corporation)

The authors deal with the surface discharges initiated from the triple junction at which a solid insulator, SF₆ gas and a metal electrode come in contact. The process of the surface discharges at impulse voltages has been measured optically. The voltages of the leader inception and the surface flashover increase with the gas pressure for positive polarity, while they are almost independent for negative polarity. The difference can be explained by the following polarity effect of the scaling laws on the leader transition and the leader propagation. (1) The streamer to leader transition time for positive polarity is inversely proportional to the gradient of impulse voltage dV/dt . The transition time for negative polarity is inversely proportional to the products of the pressure P and the gradient dV/dt . (2) The positive leader propagation speed is described by the products of the leader inception voltage V_{1a} and the gradient dV/dt , while the negative speed is $PV_{1a}(dV/dt)$. The polarity effect can be accounted for by the difference in the pressure dependences of streamer channel radius between positive and negative polarities.

キーワード：SF₆ガス、沿面放電、雷インパルス、電圧極性、ストリーマ、トリプルジャンクション

1. まえがき

ガス絶縁開閉装置 (GIS) などのSF₆ガス絶縁機器では、高電圧導体を絶縁支持するため、固体絶縁物が用いられている。実器では、この固体絶縁物が高電圧電極および接地電極に取り付けられるため、いわゆるトリプルジャンクション (固体絶縁物が金属電極およびSF₆ガスと接触する三重接点) の存在は避けられない。トリプルジャンクション部の形状によっては、著しい局所的電界集中が生じるため、絶縁物沿面放電が発生し、機器の絶縁性能が低下することが知られている⁽¹⁾。このような絶縁物沿面放電に関しては、一連の放電過程のうち、部分放電開始特性に重点をおいた研究がなされている⁽²⁾⁽³⁾。しかしながら、部分放電の発生後から全路破壊に至るまでの現象については、未解明な部分が多く残されている。

筆者らは、このような点を踏まえ、トリプルジャンクションに起因する絶縁物沿面放電過程を、光学的手法により観測してきている⁽⁴⁾⁽⁵⁾。その結果、沿面放電過程が、ストリーマコロナの発生 (段階1)、ストリーマからリーダへの転移 (段階2)、およびリーダの間欠的な沿面進展 (段階3) に分けられることを報告した⁽⁴⁾⁻⁽⁸⁾。先の

報告⁽⁸⁾では正極性沿面放電が、雷インパルス電圧の波頭で起こる場合を対象に、“段階2～3”の現象を説明する新しい物理モデルを提案し、これらの現象を実験式で表した。正極性の場合、ストリーマからリーダへの転移時間 t_2 は、ガス圧力 P には依存せず、印加電圧の波頭峻度 dV/dt のみに逆比例する。また、リーダの沿面進展速度 v は、リーダ開始電圧を V_{1a} として、 $V_{1a}(dV/dt)$ に比例することなどが明らかになった。

本報告では、リーダ開始電圧や沿面破壊電圧が、正極性の場合ガス圧力依存性がみられるのに対し、負極性ではガス圧力にほぼ無関係であることに着目している。このような印加電圧極性差を説明するために、負極性沿面放電の光学的観測結果を示し、正極性の場合と比較検討している。“段階2”の現象で比較したところ、負極性の場合リーダへの転移時間 t_2 は、 $P(dV/dt)$ に逆比例し、正極性の場合とはガス圧力依存性が異なることが分かった。このため、まず転移時間 t_2 の電圧極性差を、正・負ストリーマ径のガス圧力特性の違いから説明し、先の物理モデル⁽⁸⁾を負極性沿面放電過程にも適用できるように拡張した。その結果、正極性の場合と同様に、負極性でも“段階2～3”の現象を統一的に説明でき、沿面放電特性に及ぼす印加電圧極性の

影響が把握できたので、以下に報告する。

2. 実験方法

実験装置の詳細は、文献(4)(5)に示されているので、ここでは、要点のみを説明する。また、正極性沿面放電の実験条件は文献(8)に示したので、ここでは、負極性の場合について述べる。図1に絶縁物と電極とで構成される試料形状を示す。高電圧電極の先端は半球状になっており、これをエポキシ平板に密着させ、くさび状の微小ギャップを形成している。この高電圧電極側のトリプルジャンクション部では著しい電界集中が生じるため、沿面放電はこの部分から開始する。エポキシ平板は、円板状の接地電極に対して垂直に設置されており、接地側のトリプルジャンクション部の電界は充分低く設定されている。エポキシ平板の比誘電率は6.2であり、また電極はステンレス鋼製で、鏡面仕上げである。

光学的計測では、図1の右図の方向より、トリプルジャンクション部からの微弱な前駆放電光を光電子増倍管（以下、フォトマル、浜松フォトニクス：R1450）で捕らえ、また、同図の左図の方向から、リーダの沿面進展状況をイメージコンバータカメラ（以下、イメコン、ウルトラナック）で観測している。負極性の場合でも、沿面放電過程に及ぼす印加電圧波頭峻度の影響を調べるために、急峻雷インパルス電圧(0.27/90 μ s)、および標準雷インパルス電圧(0.9/50 μ s)の2種類を用いた。電圧印加方法としては、前課電による影響を除くため、全て単発印加とし、1回の電圧印加で沿面破壊に至らなかった場合は、エポキシ平板を交換した。SF₆ガス圧力は、0.1から0.39MPaの範囲で変化させた。

図1 試料形状

Fig.1. Configuration of test sample

3. 実験結果

<3.1> 負極性沿面放電過程 沿面放電過程が、3段階に分けられることは、すでに先の報告(4)~(8)で示したが、本報告で述べる実験結果を理解しやすくするため、負極性の場合を例に沿面放電過程を説明する。図2は負極性沿面放電の光学的観測例であり、印加電圧は標準雷インパルス、またガス圧力は0.39MPaである。(a)図はフォトマルと印加

電圧の出力波形、(b)図はイメコンによるストリーク写真である。電圧が上昇し、約145kV（写真では V_c ）に達すると、フォトマルからは、トリプルジャンクション部でのストリーマコロナの発生による、最初の発光が観測される（段階1）。ストリーマコロナの発生から約140ns後に、急激な発光の増大がみられる。これは最初に形成されたストリーマコロナのリーダへの転移によるものであり、リーダ開始電圧は、この急激な発光が観測される電圧（写真では V_{1a} ）として定義される。また、約140nsの期間がリーダへの転移時間である（段階2）。リーダの発生後は、沿面破壊電圧（写真では V_f ）に達するまでの間、エポキシ平板上でリーダコロナのリーダへの転移が繰り返されるため、ストリーク写真からは、リーダの間欠的な沿面進展の様子が観測される（段階3）。

図2 負極性沿面放電の光学的観測例
(負極性標準雷インパルス, 0.39MPa)

Fig.2. Example of optical measurements of negative surface discharges

<3.2> 沿面放電特性 図3に、部分放電開始電圧（ストリーマコロナ発生電圧） V_c 、リーダ開始電圧 V_{1a} 、および沿面破壊電圧 V_f などの、ガス圧力特性（V-P特性）を示す。図では、(a)図が正極性、(b)図が負極性の場合に対応している。図中のデータ点は、各々5回測定した平均値であり、実線は部分放電開始電圧の実験値を直線で近似したものである。また、一点鎖線と破線は、後述のスケーリング則に基づく実験式から、各々リーダ開始電圧と沿面破壊電圧を計算したもので、これについては5.2節で述べる。

部分放電開始電圧には、正・負極性ともガス圧力依存性があり、負極性の方が電圧値が高い。リーダ開始電圧と沿面破壊電圧は、ともに負極性の方が高く、ガス圧力特性に

(a) 正極性

(b) 負極性

図3 部分放電開始電圧 V_c 、リーダ開始電圧 V_{ld} 、および沿面破壊電圧 V_f のガス圧力依存性
Fig.3. Pressure dependence of partial discharge inception voltages, leader inception voltages and surface flashover voltages

ついては、正・負極性で大きく異なっている。すなわち、正極性ではリーダ開始電圧、沿面破壊電圧ともにガス圧力依存性があるが、負極性ではほぼ一定値を示している。

このような、リーダ開始電圧と沿面破壊電圧のガス圧力特性における印加電圧極性差は、部分放電開始電圧に両極性ともガス圧力依存性があることから、部分放電発生後の放電特性差に起因しているものと考えられる。このため、まずストリーマコロナがリーダへ転移する段階での極性差に着目するため、この段階での負極性の実験結果を示し、先に報告した正極性の結果⁽⁸⁾と比較する。

<3.3> ストリーマのリーダへの転移時間 ストリーマからリーダへの転移時間を表すスケーリング則は、一連の放電過程で電圧が変動しないステップ電圧に対して求められている^{(9)~(11)}。リーダへの転移現象を説明する物理モデルとしては、ステム^{(9) (12)}、プリカーサ放電^{(10) (11)}、および高周波加熱⁽¹³⁾などの機構が提唱されている。リーダへの転移時間は、正・負極性ともに、ステム機構⁽⁹⁾では P^{-1} に、またプリカーサ放電機構^{(10) (11)}では、印加電圧を V として $V^{-1}P^{-2}$ に比例すると報告されている。

図4に、負極性雷インパルスを印加した際の、ストリーマからリーダへの転移時間 t_2 を示す。図の横軸は、ガス圧力 P と電圧波頭峻度 dV/dt との積を表しており、ここで、波頭峻度 dV/dt は、

$$dV/dt = (V_{ld} - V_c) / t_2 \dots\dots\dots (1)$$

で定義する。転移時間 t_2 は、 $P(dV/dt)$ の値に逆比例しており、先に報告した正極性の場合⁽⁸⁾と同様に、負極性でも従来のスケーリング則^{(9)~(11)}とは異なっている。正極性では、この転移時間 t_2 が、単に波頭峻度 dV/dt のみに逆比例する⁽⁸⁾ので、印加電圧の極性が変わると転移時間 t_2 のガス圧力依存性が異なることが分かる。

図4 負リーダ転移時間 t_2 の $P(dV/dt)$ 依存性
Fig.4. Dependence of negative leader transition time t_2 on $P(dV/dt)$

以下の検討では、転移時間 t_2 の電圧極性差を考察しながら、すでに提案した物理モデル⁽⁸⁾を負極性のリーダ転移現象にも適用できるように拡張し、図4で得られたスケーリング則の導出を試みる。さらに、この負極性モデルを負リーダの沿面進展段階に適用し、実験結果との比較を行う。

4. 負極性でのリーダ転移現象に関する検討

<4.1> 負リーダへの転移特性 筆者らは、正極性でのリーダ転移現象を明らかにするために、プリカーサ放電機構^{(10) (11)}に基づき、(1)ストリーマチャンネル内イオン電流の電圧波頭峻度 dV/dt 依存性、(2)絶縁物表面からの光電

子放出、および(3)トリプルジャンクション部における有効ギャップ長のガス圧力特性、などを考慮した物理モデルを提案した。詳細は先の報告⁽⁸⁾に示したので、以下に、このモデルの考え方と基本式を示し、これをもとに電圧極性差および負極性でのリーダ転移現象を検討する。

ストリーマコロナの進展が停止した後、コロナは接地電極との間にキャパシタンスCを持つため、印加電圧の波頭峻度 dV/dt の影響で電極系には変位電流が流れる。変位電流は、ストリーマチャンネル内では導電電流となり、この内のイオン電流は峻度 dV/dt に依存すると考えられる。チャンネル内では、正・負イオンが互いに逆方向に移動するため、局所的に正イオン、および負イオン密度の増大した空間電荷による電気双極子を形成する。電気双極子端部では電界集中が生じ、これがしきい値を越えれば新たな電離が発生して、ブリカーサ放電が発生する。従って、ストリーマコロナのリーダへの転移時間 t_2 は、ブリカーサ放電が発生するまでの時間で近似することで、次式で表される。

$$t_2 \sim 4\pi\epsilon_0 r_s^2 N_{st} \Delta E_{th} / \beta \gamma C (dV/dt) \dots (2)$$

ここに、 dV/dt : (1)式で定義される印加電圧の波頭峻度、 r_s : ストリーマチャンネル半径、 ΔE_{th} : ブリカーサ放電開始のしきい値、 ϵ_0 : 真空中の誘電率、 N_{st} : ストリーマコロナ内のストリーマチャンネル数、 C : ストリーマコロナの接地電極に対するキャパシタンス、 β : ストリーマチャンネル内導電電流の内の正・負イオン電流成分の割合(約0.6)、 γ : ストリーマチャンネル内正・負イオン電流の内の正イオン電流成分の割合(約0.5)

(b) 臨界電子なだれ (正極性)

(c) 2次電子なだれ (正極性)

(d) 光電子放出 (正極性)

図5 ストリーマ半径推定のためのモデル

Fig.5. Simple model to estimate the radius of streamer channel

(2)式中の、ブリカーサ放電開始のしきい値 ΔE_{th} は、ギャップ空間の制約のあるトリプルジャンクション部と自由空間とで異なり、

$$\Delta E_{th} \propto P \quad (\text{トリプルジャンクション部})$$

$$\Delta E_{th} = \text{一定} \quad (\text{ガス中放電、沿面放電進展段階})$$

$$\dots (3)$$

で表される。ここで、キャパシタンスC、チャンネル数 N_{st} とも、コロナの大きさに依存し、Cの値がコロナと接地電極との距離に逆比例すると考えられる⁽⁸⁾ため、(2)式における N_{st}/C の値は、この距離のみに比例し、ガス圧力Pに依存しないと推定される。

以上のように、(2)式で ΔE_{th} や N_{st}/C の値が上記のように推定され、また波頭峻度 dV/dt がガス圧力に無関係であることから、転移時間 t_2 のガス圧力特性が正・負極性で異なるのは、ストリーマ半径 r_s の極性差によるものと考えられる。ストリーマ半径 r_s のガス圧力特性に関しては、正・負極性とも不平等電界下におけるガス中放電⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾に対しては $r_s \propto P^{-1}$ 、また沿面放電⁽⁹⁾に対しては $r_s \propto P^{-1/2}$ とされているが、いまだ明解な説明がなされていない。ここでは、トリプルジャンクション部における放電特性を考慮し、正・負ストリーマ半径のガス圧力特性を電子なだれ頭部の半径から推定する。

図5は、ストリーマ半径を推定するためのモデル図である。また、同図は、高電圧電極側のトリプルジャンクション部を拡大したもので、(a)図および(b)~(d)図は、印加電圧が、各々負極性と正極性の場合に対応している。負極性では、電子なだれが点Bから点Aへと成長し、 $N_{cr}(=10^8)$ 個の電子および正味の正イオン(正イオン数-負イオン数)を形成すればストリーマへ転移する⁽²⁾⁽³⁾⁽¹⁵⁾。この場合、大部分の電子および正味の正イオンからなる空間電荷は、半径 r_a の電子なだれ頭部に存在すると考えられる。

正極性では、(b)図に示すように、点Aから点Bへと N_{cr} 個の電子および正味の正イオンを伴う電子なだれが成長する。電子なだれが陽極に到達すると電子は吸収され、後に正味の正イオンからなる空間電荷が取り残される。(c)図と(d)図のように、これらの大部分は半径 r_a の球内に存在すると考えられる。

不平等電界中のストリーマ発生条件に関しては、種々の物理モデルが提唱されているが、ここではNasserら⁽¹⁴⁾が正ストリーマに対して適用した、電子なだれによる正イオンの自己再生産の条件（旧正イオン数=新たな電子なだれが形成する正イオン数）をさらに考える。このモデルを用いれば、自己再生産の条件を満たす電子なだれ頭部の半径から、ストリーマ半径を推定することができる。2次電子として作用する N_e 個の初期電子から後続の電子なだれが起これ、 N_s 個の電子と正味の正イオンを形成する場合、この自己再生産の条件は近似的に、

$$\ln N_{cr} = \ln N_s \sim N_e \alpha_{eff} X_s \dots \dots \dots (4)$$

と表される。ここで、 α_{eff} と X_s は、それぞれ電子なだれの進展方向における実効電離係数、および電子なだれの進展長である。

ストリーマ半径 r_s は、(4)式の条件を満たす電子なだれ頭部の半径として、

$$r_s = (4D_e X_s / v_e)^{1/2} \\ \sim (4D_e \ln N_{cr} / N_e \alpha_{eff} v_e)^{1/2} \dots \dots \dots (5)$$

で近似できる。ここで、 D_e と v_e は、それぞれ電子の拡散係数と移動速度を示す。

まず、初期電子数 N_e について考察する。負極性では、(a)図に示すように、半径 r_a の球内には N_{cr} 個の多量の電子が存在するため、後続の電子なだれは半径 r_a の球から成長すると考えられる。この場合、初期電子数 N_e は球内に存在する電子数 N_{cr} に依存するが、 N_{cr} が一定値であるためガス圧力には無関係な値と推定される。

正極性の場合では、(c)図のように、後続の電子なだれが、エポキシ平板表面から半径 r_a の正イオン球へと成長すると考える。この際の2次電子供給機構としては、光電離作用によるSF₆ガスからの電子発生、または光電効果によるエポキシ平板からの光電子放出が考えられる。固体絶縁物の密度は気体密度の1000倍以上であるうえ、気体分子の電離電圧より固体絶縁物の電子放出のしきい値の方が低いとの報告⁽¹⁶⁾もあることから、ここではエポキシ平板からの光電子放出機構を取り上げる。(d)図のように、エポキシ平板の任意点Cで、光電子放出により生成される初期電子数 N_e は、半径 r_a の正イオン球から放射され、点Cに入射する輻射強度 I_0 の垂直成分 I_n に比例すると考えられる。輻射強度 I_0 は、電子なだれの発生過程で励起された分子の数に依存するため、球内の正味の正イオン数 N_{cr} に比例することになる。すなわち、任意点Cで生成される初期電子数 N_e は、

$$N_e \propto I_n = I_0 h / L \propto N_{cr} h / L \dots \dots \dots (6)$$

と示される。ただし、 h は正イオン球のエポキシ平板からの高さ、 L は正イオン球から点Cまでの任意距離である。電界解析の結果⁽⁸⁾⁽¹⁵⁾から、ストリーマ発生の際の有効ギャップ長（点A、B間ギャップ長）は、ガス圧力 P に逆比例するため、高さ h も圧力 P に逆比例する。このため、(6)式から初期電子数 N_e は、 P^{-1} に比例すると考えられる。

従って、初期電子数 N_e のガス圧力依存性は、正・負極性で異なり、

$$N_e \propto P^{-1} \quad (\text{正ストリーマ}) \\ N_e = \text{一定} \quad (\text{負ストリーマ}) \dots \dots \dots (7)$$

と推定される。また、式(5)中の拡散係数 D_e と実効電離係数 α_{eff} は、正・負極性とも $D_e \propto P^{-1}$ 、 $\alpha_{eff} \propto P$ の関係がある。また、電界解析⁽⁸⁾⁽¹⁵⁾によれば、点A、B間の電界強度 E は、ほぼ一定で E/P の値がおおよそ臨界値 $(E/P)_{cr}$ に等しいため、電子の移動速度 v_e は、ガス圧力によらず一定値と見なせる⁽¹⁷⁾。これらの関係式と(5)式、(7)式から、ストリーマ半径 r_s は、次式のように正・負極性でガス圧力特性が異なると考えられる。

$$r_s \propto P^{-1/2} \quad (\text{正ストリーマ}) \\ r_s \propto P^{-1} \quad (\text{負ストリーマ}) \dots \dots \dots (8)$$

以上の検討から、負極性でのリーダへの転移時間 t_2 は、(2)式、(3)式および(8)式から次のように導出される。

$$t_2 \propto P^{-1} (dV/dt)^{-1} \quad (\text{負極性}) \dots \dots \dots (9)$$

(9)式における負極性の結果は、図4で得られたスケーリング則に一致し、この場合の比例定数は12.6MPa・kVである。また、本実験で得られたリーダへの転移時間 t_2 のスケーリング則で、そのガス圧力依存性が正極性と負極性とで異なるのは、(8)式に示すような正・負ストリーマ半径のガス圧力特性差で説明できる。

<4.2> 負リーダの沿面進展特性 負極性での絶縁物沿面進展中における、リーダコロナのリーダへの転移時間（リーダステップ時間 τ ）は、(2)式に対して、(3)式の沿面進展段階におけるしきい値、および(8)式の負ストリーマ半径のガス圧力特性を適用すれば、

$$\tau \propto P^{-2} (dV/dt)^{-1} \quad (\text{負極性}) \dots \dots \dots (10)$$

として求められる。ただし、(10)式での dV/dt の値は、リーダの沿面進展段階（段階3）に要する時間 t_3 の間での、平均的な電圧液頭峻度として、次式で定義する。

$$dV/dt = (V_f - V_{1d}) / t_3 \dots \dots \dots (11)$$

図6には、負極性でのリーダステップ時間 τ と(10)式の右辺の値との関係を示している。このステップ時間 τ はストリーク写真から得られた、間欠的なリーダ先端の発光部（リーダコロナ）の1ステップあたりの平均時間に対応する。図から分かるように、先に提案した物理モデル⁽⁸⁾は、4.1節での検討を加えることで、負リーダの沿面進展段階に対しても適用できる。また、実験結果より(10)式の比例定数は、 $6.71 \times 10^{-2} \text{MPa}^2 \cdot \text{kV}$ である。

図7に、ストリーク写真から得られた、負極性におけるリーダステップ進展長 l の特性を示す。図の横軸は、リーダ開始電圧 V_{1d} とガス圧力 P を用い、 V_{1d}/P である。ステップ長 l は、正極性⁽⁸⁾と同様に V_{1d}/P に比例している。比例定数は文献(9)の手法に従えば、 $0.264 / (E/P)_{cr} \text{mm} \cdot \text{MPa} / \text{kV}$ で、 $(E/P)_{cr}$ の値は、88kV/mm・MPaである。

以上、図6と図7からステップ時間 τ とステップ長 l が求められたので、負リーダの沿面進展速度 v は、 $v = l / \tau$ から求められる⁽⁹⁾。(10)式と図7の実験結果から、進展速度 v を表すスケーリング則は、

$$v \propto P V_{1d} (dV/dt) \quad (\text{負極性}) \dots \dots \dots (12)$$

図6 負リーダステップ時間の $P^2(dV/dt)$ 依存性
Fig.6. Dependence of negative leader step time on $P^2(dV/dt)$

図8 負リーダ進展速度の $PV_{id}(dV/dt)$ 依存性
Fig.8. Dependence of negative leader propagation speed on $PV_{id}(dV/dt)$

図7 負リーダステップ進展長の V_{id}/P 依存性
Fig.7. Dependence of negative leader step length on V_{id}/P

と表される。ただし、(12)式の dV/dt は、(11)式で定義される値である。図8は、実験で得られた負リーダの進展速度 v を、(12)式の右辺の値で整理したものである。同図から、実測結果は(12)式のスケーリング則に一致し、比例定数は、 $3.93 \times 10^6 / (E/P)_{cr} \text{ m} \cdot \text{ns} / \text{MPa} \cdot \text{kV}^2 \cdot \text{s}$ であることが分かる。

5. 沿面放電特性の印加電圧極性差

<5.1> スケーリング則の電圧極性差 以上、負極性での、ストリーマからリーダへの転移段階（段階2）、およびリーダの沿面進展段階（段階3）におけるスケーリング則を導出し、これらが実験結果と一致することを示した。ここでは、先に報告した正極性⁽⁸⁾での結果と比較し、部分放電発生後における放電特性の電圧極性差について述べる。

表1は、“段階2”でのリーダへの転移時間 t_2 、ならびに“段階3”でのリーダステップ時間 τ 、リーダステップ進展長 l 、およびリーダ沿面進展速度 v 、のスケーリング則を、実験式として正・負極性で比較したものである。なお、 $A_p(A_n)$ 、 $B_p(B_n)$ 、 $C_p(C_n)$ 、 $D_p(D_n)$ は、正（負）極性における各スケーリング則の比例定数で、実験結果から得られたものである。ガス圧力 P 、リーダ開始電圧 V_{id} 、および峻度 dV/dt 、などのパラメータの単位系は、各々[MPa]、[kV]、[kV/ns]である。“段階2”と“段階3”における dV/dt の値は、各々(1)式と(11)式で定義し、 $(E/P)_{cr} = 88 \text{ kV/mm} \cdot \text{MPa}$ である。

まず、リーダステップ進展長 l には、スケーリング則の極性差はなく、比例定数 C_p 、 C_n も、ほぼ同じ値である。これについては次のように説明できる。リーダコロナは、その内部の平均電界強度が、臨界電界値 $E_{cr} = (E/P)_{cr} P$ に等しくなる領域まで進展する⁽⁹⁾⁻⁽¹³⁾。このため、リーダステップ進展長は、リーダ先端の電界分布のみで決定され、電圧極性には依存しないと考えられる。

これに対し、“段階2”におけるリーダ転移時間 t_2 、および“段階3”でのリーダステップ時間 τ 、リーダ沿面進展速度 v 、などのスケーリング則は、正・負極性で異なっ

表1 リーダへの転移段階およびリーダの沿面進展段階における実験式（正・負極性雷インパルス）

Table 1. Empirical equations at the stages of leader transition and leader propagation

	段 階 2	段 階 3		
項 目	リーダ転移時間 t_2 [ns]	リーダステップ時間 τ [ns]	リーダステップ進展長 λ [mm]	リーダ沿面進展速度 v [m/s]
正 極 性	$t_2 = A_p \cdot (dV/dt)^{-1}$ $A_p = 45$ [kV]	$\tau = B_p \cdot P^{-1} (dV/dt)^{-1}$ $B_p = 0.172$ [MPa·kV]	$\lambda = C_p \cdot V_{1d}/P$ $C_p = 0.334 / (E/P)_{cr}$ [mm·MPa/kV]	$v = D_p \cdot V_{1d} (dV/dt)$ $D_p = 1.94 \times 10^6 / (E/P)_{cr}$ [m·ns/kV ² ·s]
負 極 性	$t_2 = A_n \cdot P^{-1} (dV/dt)^{-1}$ $A_n = 12.6$ [MPa·kV]	$\tau = B_n \cdot P^{-2} (dV/dt)^{-1}$ $B_n = 6.71 \times 10^{-2}$ [MPa ² ·kV]	$\lambda = C_n \cdot V_{1d}/P$ $C_n = 0.264 / (E/P)_{cr}$ [mm·MPa/kV]	$v = D_n \cdot P V_{1d} (dV/dt)$ $D_n = 3.93 \times 10^6 / (E/P)_{cr}$ [m·ns/MPa·kV ² ·s]

おり、電圧極性の影響は、各スケーリング則のガス圧力特性に現れている。これは(8)式に示したように、正・負ストリーマ半径のガス圧力特性差によるものであり、またこの特性差は、4.1節で考察したようにストリーマが形成される際の、2次電子供給機構の相違に起因すると考えられる。

<5.2> V-P特性の電圧極性差 ここでは、5.1節に示した”段階2”と”段階3”における実験式を用い、リーダ開始電圧 V_{1d} および沿面破壊電圧 V_f を推定する方法について述べる。また、図3に示した、これら電圧のV-P特性における電圧極性差を考察する。

まず、リーダ開始電圧 V_{1d} を求める式を導出する。表1のリーダ転移時間 t_2 を表す実験式に(1)式を代入すると、リーダ開始電圧 V_{1d} は、部分放電開始電圧 V_c を用いて次式のように表せる。

$$V_{1d} = V_c + A_p \quad (\text{正極性})$$

$$V_{1d} = V_c + A_n/P \quad (\text{負極性}) \dots\dots\dots (13)$$

次に、絶縁物の沿面長 L_1 は、リーダの沿面進展速度 v と”段階3”に要する時間 t_3 から、

$$L_1 = v t_3 \dots\dots\dots (14)$$

と表せるから、(14)式に表1の進展速度 v の実験式、および(11)式を適用すれば、沿面破壊電圧 V_f は、

$$V_f = L_1 / D_p V_{1d} + V_{1d} \quad (\text{正極性})$$

$$V_f = L_1 / D_n P V_{1d} + V_{1d} \quad (\text{負極性}) \dots\dots\dots (15)$$

で与えられる。従って、トリプルジャンクション部の詳細な電界解析結果をもとに、ストリーマ条件を満たす電圧を求め⁽²⁾⁻⁽⁴⁾⁽¹⁵⁾、これを部分放電開始電圧 V_c とすれば、リーダ開始電圧 V_{1d} が(13)式から得られ、さらに(15)式から沿面破壊電圧 V_f が求められる。

また、本モデルを任意形状の絶縁物試料に適用する場合は、4.1節に述べたように、(2)式の N_{st}/C の値が、コロナ（トリプルジャンクション）と接地電極との距離に比例す

ると推定されるため、これに関して、 $A_p(A_n)$ 、 $B_p(B_n)$ 、および $D_p(D_n)$ などの実験定数を補正すればよいと考えられる。この具体的手法については、追って報告する予定である。

以上のリーダ開始電圧 V_{1d} および沿面破壊電圧 V_f の推定法をもとに、本実験でのV-P特性について考察する。ここでは、V-P特性における印加電圧極性差を明確にするため、 V_c の値としては図3中の実線で示した実測の平均値を用い、(13)式と(15)式から計算した結果を示す。同図の一点鎖線と破線がこの計算結果であり、それぞれリーダ開始電圧 V_{1d} と沿面破壊電圧 V_f に対応している。(a)図と(b)図における実験値と計算結果との比較から、リーダ開始電圧と沿面破壊電圧のV-P特性が、正・負極性で異なることは、表1に示した”段階2”と”段階3”におけるスケーリング則の電圧極性差で説明できる。

以下に、部分放電開始電圧の特性、負極性の方がリーダ開始電圧と沿面破壊電圧が高くなること、ならびにV-P特性の電圧波形差、などについて若干の考察を行う。部分放電開始電圧 V_c にガス圧力依存性があるのは、文献(4)に示したように、ストリーマ条件を考慮した V_c 値の解析結果から理解できる。また、負極性の方が V_c の値が高くなるのは、次のように推測される。トリプルジャンクションの近傍は高電界部を形成している⁽²⁾⁻⁽⁴⁾⁽¹⁵⁾ため、負極性では部分放電開始電圧に達する以前に、電極からの電界放出および電子なだれにより電子が発生する。このため、トリプルジャンクション部では、負極性空間電荷の形成により電界が緩和される。正極性の場合でも、電子なだれの発生に伴う正極性空間電荷の形成で電界緩和が起こるが、負極性では電極からの電界放出電子による電界緩和作用が重畳するため、緩和作用は負極性の方が大きくなるものと推測される。従って、部分放電開始電圧は、負極性の方が高くなると考えられる。また、空間電荷の形成される領域は、電圧波形

が急峻になるほど小さくなると推測されるため、電界緩和作用に関しては、負極性の方が電圧峻度の影響を受けやすいと考えられる。つまり、負極性で、急峻雷インパルスの方が V_c 値が低くなるのは、電圧峻度が高くなると、負極性空間電荷の形成される領域が小さくなり、空間電荷による電界緩和作用が低下するためと考えられる。リーダ開始電圧や沿面破壊電圧は、(13)式と(15)式から分かるように、部分放電開始電圧に依存するため、これらの電圧値も負極性の方が高くなると考えられる。

(13)式と(15)式から求められるV-P特性では、電圧波形に無関係になるのに対し、図3の実験値に若干の電圧波形差がみられることについては、次のように推測される。本解析では、先の報告⁽⁸⁾で述べたように、ストリーマコロナ、およびリーダコロナのリーダへの転移時間を、プリカーサ放電の開始時間で近似している。一方、実際のリーダ転移時間は、プリカーサ放電の開始時間、およびプリカーサが高電圧電極側へ進展してリーダに転移するまでの時間（形成時間）の和⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾になる。文献(10)によれば、ガス圧力が0.1MPaの場合、リーダ転移時間に占める形成時間の割合は約20%であると報告されている。このため、電圧波形が非常に急峻になると、この形成時間の間に上昇する電圧分の影響が現れ、V-t特性で考えれば、短時間領域でわずかに電圧が上昇すると考えられる。従って、実験における V_{1a} や V_f の値が、急峻雷インパルスの方が標準、緩波頭雷インパルスより若干高くなるのは、プリカーサがリーダへ転移するまでに要する形成時間の影響によると考えられる。

6. まとめ

SF₆ガス中トリプルジャンクションに起因する絶縁物沿面放電が、雷インパルスの波頭で生じる場合に関し、その放電特性に及ぼす印加電圧極性の影響を検討した。

(1) リーダ開始電圧 V_{1a} および沿面破壊電圧 V_f は、正極性ではガス圧力依存性があるが、負極性ではガス圧力が増加してもほぼ一定値を示す。

このような沿面放電特性の電圧極性差は、以下に示すストリーマからリーダへの転移段階、およびリーダの沿面進展段階における、スケールリング則の相違から説明できる。

(2) ストリーマからリーダへの転移時間 t_2 は、正極性では単に電圧波頭峻度 dV/dt に逆比例するが、負極性ではガス圧力 P と峻度 dV/dt の積に逆比例する。

(3) リーダの沿面進展段階においては、リーダステップ進展長は、正・負極性とも V_{1a}/P の値に比例する。一方、リーダステップ時間およびリーダ進展速度は、正・負極性でガス圧力依存性のみが異なり、各々を正・負極性の順に示すと、 $P^{-1}(dV/dt)^{-1}$ 、 $P^{-2}(dV/dt)^{-1}$ 、および $V_{1a}(dV/dt)$ 、 $PV_{1a}(dV/dt)$ に比例する。

(4) 以上(2)、(3)項に示したように、スケールリング則の電圧極性差は、ガス圧力依存性に現れている。これは、ストリーマ形成過程における2次電子供給機構の相違から、正・負極性でストリーマ半径のガス圧力特性が異なり、そ

れぞれ $P^{-1/2}$ 、 P^{-1} に比例するためと考えられる。

(5) 上記(2)、(3)項の各スケールリング則に基づく実験式から、部分放電開始電圧が既知の場合、リーダ開始電圧および沿面破壊電圧を推定する手法についても示した。

(平成5年10月15日受付、同6年2月24日再受付)

文 献

- (1) 放電常置専門委員会：「SF₆ガス中の支持絶縁物における沿面放電特性」，電気学会技報(II部)，No.83(昭54)
- (2) 遠藤：「ガスくさびを持つエボキシ棒のSF₆ガス中沿面絶縁特性」，電学論A，105，589(昭60-11)
- (3) 乾・寺西・大久保・柳父：「SF₆ガス中くさびギャップにおける部分放電特性」，電学論A，110，126(平2-2)
- (4) 井波・仲西：「SF₆ガス中絶縁物沿面放電の光学的観測とV-t特性の平坦化の解明」，電学論A，112，634(平4-7)
- (5) K.Nakanishi & K.Inami: "Optical measurement of flashovers along the solid spacer in SF₆ gas and an explanation of flatness of the V-t curves", Xth Gas Discharges and Their Applications, p.378 (1992)
- (6) 羽馬・井波・藤井・大石・吉村・仲西：「SF₆ガス中絶縁物沿面放電のリーダ転移条件に関する一考察」，電気学会放電・高電圧合同研資，ED-93-61(平5)
- (7) H.Hama, K.Inami, H.Fujii, T.Ooishi, M.Yoshimura & K.Nakanishi: "Streamer to leader transition of surface discharges under impulse voltages in SF₆ gas", 8th ISH, Yokohama, No.34.01(1993)
- (8) 羽馬・井波・藤井・大石・吉村・仲西：「SF₆ガス中正極性沿面放電のリーダの発生と進展」，電気学会論文誌A，平成6年5月号掲載予定
- (9) L.Niemeyer & F.Pinnekamp: "Leader discharges in SF₆", J. Phys. D: Appl. Phys., 16, 1031 (1983)
- (10) I.Gallimberti & N.Wiegart: "Streamer and leader formation in SF₆ and SF₆ mixtures under positive impulse conditions, Part I and II", J. Phys. D: Appl. Phys., 12, 2351 (1986)
- (11) L.Niemeyer, L.Ullrich & N.Wiegart: "The mechanism of leader breakdown in electronegative gases", IEEE Trans. Electrical Insulation, Vol.24 No.2, 309(1989)
- (12) I.Gallimberti, L.Ullrich & N.Wiegart: "Experimental investigation of the streamer to leader transition in SF₆ under negative polarity", Gaseous Dielectrics V, p.126 (1987)
- (13) H.Hiesinger: "Leader breakdown for inhomogeneous fields in case of VFT conditions", 7th ISH, Dresden, No.32.05 (1991)
- (14) E. Nasser & M. Heiszler: "Mathematical-physical model of the streamer in nonuniform fields", J.

Appl. Phys., Vol.45, No.8, p.3396 (1974)

- (15)H. Hama, H. Yamamoto, S. Sakuma, K. Takatsuka & T.Yamauchi: "Surface flashover characteristic of disc-type spacer system initiated by wedge shaped gas gap and its improvement", IEEE Trans. Power Delivery, Vol.8, No.3, 1070(1993)
- (16)湯本・堺: 「絶縁材料からの光電子放出と放電進展」, 電学論A, 109, 1(平元)
- (17)R. Morrow: "A survey of the electron and ion transport properties", IEEE Trans. Plasma Science, PS-14, No.3, 234 (1986)

羽馬 洋之

(正員) 1955年9月21日生。1981年3月大阪大学大学院工学研究科電気工学専攻修士課程修了。同年4月三菱電機(株)入社、現在に至る。主として、GISの開発に従事。IEEE会員。

井波 潔

(正員) 1958年5月29日生。1981年3月秋田大学鉱山学部電気工学科卒業。同年4月三菱電機(株)入社。以来、GISガス絶縁技術の研究開発に従事。

吉村 学

(准員) 1969年12月29日生。1992年3月広島大学理学部物理学科卒業。同年4月三菱電機(株)入社。以来、ガス絶縁の研究に従事。

仲西 幸一郎

(正員) 1947年7月10日生。1971年3月大阪大学工学部電気工学科卒業。1973年3月同大学大学院工学研究科電気工学専攻修士課程修了。同年4月三菱電機(株)入社。以来、主として、SF₆ガス絶縁、固体絶縁の研究に従事。現在、同社中央研究所絶縁技術研究部次長。工学博士。IEEE会員。