

論 文

N₂ガス中の球一平板電極間のパルス電圧波頭における絶縁破壊に及ぼす三重点の影響

上野秀樹*,†, 西川寛之*, 沼田子路*, 中山博史*

(2007年3月14日受付; 2008年5月9日受理)

Influence of Triple Junction on Breakdown for Sphere - Plane Electrode Configuration in N₂ Gas at Wave Front of Pulse Voltage

Hideki UENO,^{*†} Hiroyuki NISHIKAWA,^{*} Shiro NUMATA^{*} and Hiroshi NAKAYAMA^{*}

(Received March 14, 2007; Accepted May 9, 2008)

Breakdown characteristics and influence of triple junction at wave front under μ s pulse voltage in N₂ gas have been investigated for sphere-plane electrode configuration including solid dielectric plate. In the negative polarity, in spite of first corona generation around the triple junction and creeping corona extension, breakdown was observed in the gap between the sphere electrode and the plane electrode. In addition, in the case of sphere electrode diameter $2r=4\text{mm}$, breakdown voltage at the gap length $g=4\text{mm}$ was close to that at $g=3\text{mm}$. These unique behaviors on breakdown should be associated with corona from the triple junction and subsequently developed creeping discharge.

1. はじめに

電力機器における性能の向上と長期にわたる信頼性の確保は電力の安定供給に直結し、近代社会では不可欠の条件となっている。そのための電気絶縁と信頼性が重要な問題となっている。この要求のもとでガス絶縁開閉装置(GIS)は小型・軽量、高信頼性、保守点検の省力化などの利点を有し、発展を遂げている¹⁾。GISの絶縁媒体にはSF₆ガスが用いられているが、温室効果ガスであることから、環境負荷を軽減するため、排出を削減する必要がある。そのため、SF₆ガス単独に代わる新しい絶縁方式の確立が望まれており^{2,3)}、N₂/SF₆混合ガス、高気圧N₂ガスなど種々の絶縁ガスが検討されている。

また、ガス絶縁機器などの内部では、高圧導体を支持する絶縁スペーサ部分や導体がモールドされた部分等、ガスと固体絶縁物による複合絶縁構成となっている³⁾。この部分では、高圧導体と絶縁物部分に微小なギャップが生じ、絶縁物とガスの誘電率の違いから局部的に電界集中が起こる可能性がある。この局部的な電界集中によって生じたコロナが機器の絶縁性能に影響を及ぼすことがある。特に、導体、固体絶縁

物、絶縁ガスの三者が接する三重点においても局部的な電界集中が生じ^{4,5)}、それにより発生する沿面放電が機器の絶縁に重大な影響を及ぼすことが知られている。この三重点における電界集中を避ける方法として、埋め込み電極や電極を凹型状にして電界集中を緩和する方法が考案されている。しかし、高圧導体と接地導体の金属間におけるコロナの特性は詳細に調べられているが⁶⁻⁸⁾、機器の絶縁設計において重要な三重点での電界集中とそこから発生するコロナの特性や沿面放電との関係は、いまだ不明な点も多い。また、研究の多くがSF₆ガスを用いており⁹⁻¹²⁾、N₂ガス等を用いた研究は少ない。

以上のように、三重点から発生するコロナの挙動を明らかにし、発生したコロナと絶縁破壊との関係を検討することは重要である。筆者らも過電圧時における電力機器の絶縁性能向上に資することを目的に、パルス電圧波頭部を用いて三重点によるコロナやそのコロナが沿面放電に与える影響について検討を行っている¹³⁻¹⁷⁾。

本研究では、パルス電圧印加時のN₂ガス中の球一平板電極間の絶縁破壊における三重点付近から生じるコロナの影響を検討するため、球一平板電極に絶縁物である硼珪酸ガラスを接触させ三重点を形成した電極系を用いて、破壊電圧、破壊経路とコロナの進展挙動を調べた。

2. 実験方法

本実験における電極構成を図1に示す。球電極には直径

キーワード：絶縁破壊、三重点、コロナ、N₂ガス

* 兵庫県立大学大学院工学研究科(671-2280姫路市書写2167)

Graduate School of Engineering, University of Hyogo, 2167
Shosha, Himeji 671-2280, Japan

[†] ueno@eng.u-hyogo.ac.jp

$2r=4\text{mm}$ のスチールボールを使用した。また、比較のため直径 $2r=3, 10\text{mm}$ のものも用いた。平板電極には大きさ $30\times30\text{mm}^2$ 、厚さ 5mm の黄銅板を用いた。幅 15mm 、厚さ 1mm の硼珪酸ガラス(表面抵抗率 $\rho_s=10^{11}\Omega$ 、体積抵抗率 $\rho_v=10^{12}\Omega\cdot\text{m}$ 、比誘電率 $\epsilon_r=7.0$)を球電極に接触させ、三重点を形成した。また、ガラス下端は平板電極と接している。球先端から平板電極までの距離をギャップ長 g とし、 $g=1\sim5\text{mm}$ の範囲で変化させた。この電極系を黄銅製容器(約 $3\times10^3\text{cm}^3$)内に設置し、 N_2 ガスを 0.3MPa 封入した。印加電圧には波頭長 $T_f=1.5\mu\text{s}$ 、波高値 35kV のパルス電圧を使用した。絶縁破壊電圧はすべて波頭部で絶縁破壊させたときの瞬時値であり、測定は同一条件で 20 回行った。電圧波形は高電圧プローブ(HV-P30、岩崎通信機)を介してデジタルオシロスコープ(DL1540、横河電機)で測定した。また、コロナおよび破壊挙動はインテンシファイア付き高感度カメラ(ICCD)(C4346、浜松ホトニクス)と高速デジタルフレーミングカメラ(IMACON468、HADLAND PHOTONICS)を用いて観測した。

なお、真空の誘電率を ϵ_0 、絶縁体の比誘電率を ϵ_r 、絶縁体の体積抵抗率を ρ_v とすれば、絶縁体の表面堆積電荷減衰の時定数は $\epsilon_0 \epsilon_r \rho_v$ と表され¹⁸⁾、硼珪酸ガラスの電荷減衰時定数は 67 秒と見積もられる。したがって、波頭部($T_f=1.5\mu\text{s}$)での電荷減衰が無視できる。すなわち、波頭部の時間ではコロナによる蓄積電荷が放電の進展に及ぼす影響は保持される。一方、電圧印加 60 秒後には表面残留電位は検出されず、パルス電圧の印加間隔を 60 秒以上とすること以前課電による残留電荷の影響は避けられる。

3. 実験結果

3.1 破壊電圧のギャップ長依存性

破壊電圧のギャップ長依存性を図2に示す。正極性の場合、ギャップ長 $g=1, 2\text{mm}$ では球-平板ギャップで破壊が生じ、破壊電圧の平均値は $g=1\text{mm}$ で約 16kV , $g=2\text{mm}$ で約 22kV となった。また、 $g=3\text{mm}$ では破壊電圧の平均値は 24.5kV とさらに上昇したが、その破壊経路が球-平板ギャップから沿面

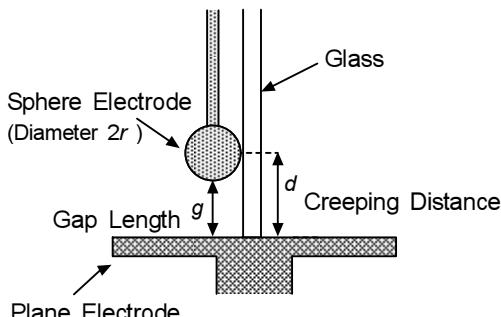


図1 電極構成図

Fig. 1 Electrode configuration.

に変化した。 $g=4\text{mm}$ では破壊電圧の平均値は 24kV であり、 $g=3\text{mm}$ の場合に比べてわずかに低下したが、ばらつきを考慮すると差はないものと考えられる。また、 $g=5\text{mm}$ で約 28kV と再び破壊電圧の上昇が見られた。 $g=3, 4, 5\text{mm}$ のいずれにおいても沿面破壊となつた。

一方、負極性においては、ギャップ長 $g=1\sim3\text{mm}$ ではギャップ長の増加に伴い破壊電圧は上昇し、 $g=3\text{mm}$ で平均約 26kV となった。また、 $g=4\text{mm}$ では破壊電圧の平均は約 26.5kV と $g=3\text{mm}$ とほとんど変化は見られなかつたが、 $g=5\text{mm}$ で再び破壊電圧は上昇した。しかし、負極性における破壊経路はいずれのギャップ長においても球-平板ギャップであり、正極性の $g=3\text{mm}$ 以上で見られた沿面破壊は観測されなかつた。

SF_6 を含むガス中 (SF_6 混合率 3~100%)においては、正負いずれの極性においても $g=2\text{mm}$ 以上ではすべて沿面での破壊で極性による破壊経路の相違は見られていない¹⁷⁾。また、類似の電極系においても SF_6 ガス中では正負両極性とともに三重点からの沿面破壊となることが知られている^{11,12)}。しかし、今回の N_2 ガス 0.3MPa において、 $g=3\text{mm}$ 以上では極性により破壊経路が異なる結果が得られた。 SF_6 ガス中と N_2 ガス中での破壊経路の相違は、 SF_6 の電子付着によって、球下端からの破壊に寄与する電子の存在確率や三重点近傍からのコロナ等からの電子供給の状態が変化するためと思われる。

3.2 破壊電圧、破壊経路に対する球電極直径の影響

球下端の電界ならびに三重点における電界集中の状態が異なる条件下で絶縁破壊電圧や破壊経路がどのように変化するかを調べるため、異なる直径の球電極($2r=3, 10\text{mm}$)を用いて検討を行つた。

図3(a)に正極性の破壊電圧の平均値と破壊経路のギャップ長 g による変化を示した。なお、図中の黒塗りシンボルは球-平板ギャップでの破壊を、白抜きは沿面での破壊を表している。また、比較のために $2r=4\text{mm}$ の場合も示した。

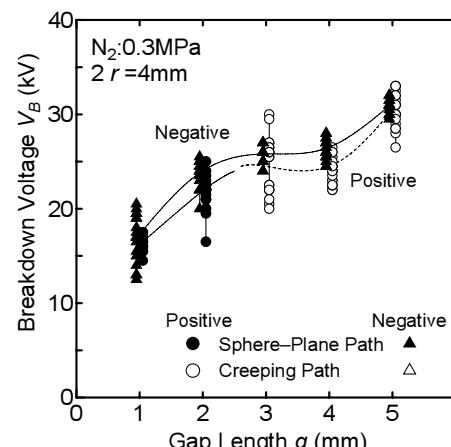


図2 破壊電圧のギャップ長依存性 ($2r=4\text{mm}$)

Fig.2 Gap length dependence of breakdown voltage. ($2r=4\text{mm}$)

球電極直径 $2r=4\text{mm}$ の場合、ギャップ長 $g=2\text{mm}$ と $g=3\text{mm}$ の間で破壊経路が球一平板ギャップから沿面に変化したが、球電極直径 $2r=3\text{mm}$ においても、ギャップ長 $g=1\text{mm}$ と $g=2\text{mm}$ の間で破壊経路が球一平板ギャップから沿面となつた。一方、球電極直径 $2r=10\text{mm}$ の場合、破壊電圧の測定が可能であった $g=1\sim3\text{mm}$ の範囲ではいずれも球一平板ギャップでの破壊となつた。

負極性の結果を図3(b)に示したが、球電極直径 $2r=4, 10\text{mm}$ の場合では、測定を行つたいずれのギャップ長においても球一平板ギャップでの破壊となつた。これに対して、直径 $2r=3\text{mm}$ では、ギャップ長が $g=3\text{mm}$ と $g=4\text{mm}$ において、球一平板ギャップでの破壊だけでなく沿面での破壊も生じた。また、20回の測定における球一平板ギャップおよび沿面それぞれの破壊回数から、各経路での破壊の割合を求め、図中に示した。 $g=3\text{mm}$ の場合、球一平板ギャップで0.8、沿面で0.2であった。一方、 $g=4\text{mm}$ の場合、球一平板ギャップが0.45、沿面が0.55であり、球電極の直径 $2r=3\text{mm}$ ではギャップ長が増大すると沿面破壊の確率が上昇することがわかつた。

また、正・負極性ともに同じギャップ長 g においては、球直径 $2r$ が大きいほど破壊電圧は高い。正・負極性ともに球一平板ギャップでの破壊と沿面での破壊が存在したが、有限要素法による電界解析ソフト(JMAG, 日本総研(株))を使用し、図3に示した破壊電圧の平均値および硼珪酸ガラスの比誘電率から破壊時の球下端の電界を見積もつた。その結果、正極性と負極性で若干異なるが、球直径 $2r=3\text{mm}$ における破壊電界は $16\sim23\text{kV/mm}$ 、 $2r=4\text{mm}$ では $12\sim20\text{kV/mm}$ 、 $2r=10\text{mm}$ では $13\sim21\text{kV/mm}$ となつた。いずれの球直径においてもほぼ同じ破壊電界となつたことから、同一印加電圧においては、球直径の増大により球下端および三重点近傍の電界が弱まるため、破壊電圧が高くなつたものといえる。また、この破壊電界値は、同軸円筒電極や準平等球一平板電極において測定された値に比べて1.5倍程度大きな値となつてゐる^{19,20}。これは本実験における破壊電圧の測定が過電圧印加における電圧波頭部での破壊を対象としたものであるため、時間遅れによる影響が現れたと考えられる。

3.3 高感度カメラによるコロナの挙動の観測

破壊経路および破壊電圧の検討において、球直径 $2r=4\text{mm}$ の場合興味深い現象が見られた。すなわち、正極性ではギャップ長 $g=2\text{mm}$ から $g=3\text{mm}$ で破壊経路が球一平板ギャップから沿面に変化したが、負極性ではほとんどの条件で球一平板ギャップで破壊となつた。また、正・負両極性とともに $g=3\text{mm}$ と $g=4\text{mm}$ の破壊電圧に顕著な差は見られなかつた。

一般にパルス電圧波頭で生じたコロナは、それが作り出す空間電荷や蓄積電荷が、その後の電圧上昇によるコロナの進展に影響を及ぼす。本研究においても同様のことが考えられる。そこで、上記の現象が現れる原因を検討するため、まずコロナの発生と比較的低い印加電圧領域でのコロナの挙動を、球電極直径 $2r=4\text{mm}$ のギャップ長 $g=3\sim4\text{mm}$ の条件について調べた。なお、コロナ開始および開始直後の発光は微弱であるため高感度カメラ(ICCD)を用いて観測を行つた。今回用いたICCDカメラでは単一の放電を分割撮影することができないため、同一条件にて数回撮影し、最も代表的な撮影結果を採用した。また、ICCDカメラへの強いコロナ発光や破壊光の入射、破壊時におけるインパルス性ノイズによるカメラの損傷・誤動作を避けるため、観測における印加電圧波高値は、波頭、波尾を通して破壊が起らぬ範囲で可能な限り高い値に設定した。

図4(a)に正極性におけるコロナの様子を示す。印加パルス電圧の波高値は $g=3, 4\text{mm}$ ともに 16.0kV である。正極性においてはコロナ開始後の進展が速く、コロナの進展の様子を時間分割撮影することができなかつたため、露光時間を $1\mu\text{s}$ とした。撮影時の印加電圧をコロナ像の下に示した。

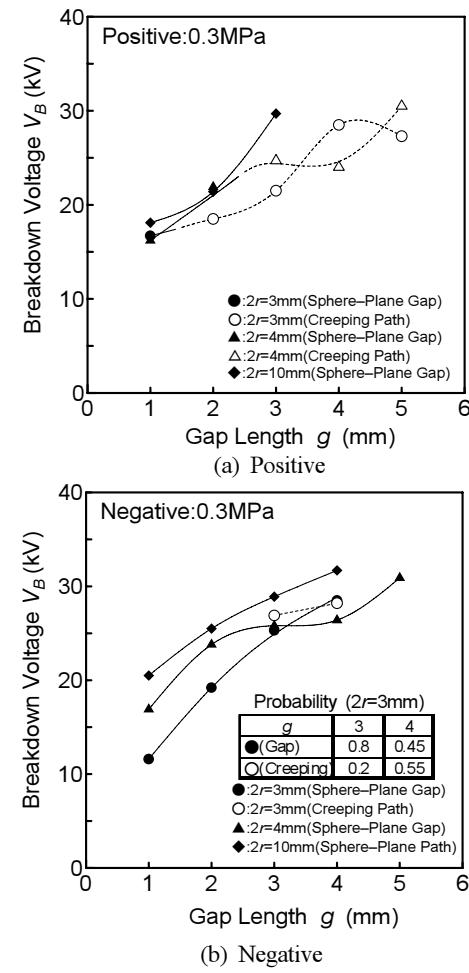


図3 球電極直径による破壊電圧と経路の変化

Fig.3 Breakdown voltage and breakdown path for various sphere electrodes.

コロナの発生、進展がわかりやすくなるように各Frameに電極配置を白線で示した。 $g=3, 4\text{mm}$ のいずれの場合にも、三重点近傍からバリア沿面を平板電極方向に大きく進展している様子が観測された。しかし、図4(a)の $g=3\text{mm}$ では比較的低い印加電圧からの撮影(5.5 ~ 15.4kV)において沿面コロナが観測されたが、図4(b)の $g=4\text{mm}$ では印加電圧が13.5 ~ 16.3kVにおいてコロナが撮影でき、これより低い印加電圧領域ではコロナを観測することができなかった。なお、 $g=2\text{mm}$ においても $g=3, 4\text{mm}$ と同様に三重点付近からのコロナの発生が観測された。

図5には負極性におけるコロナの発生、進展の様子を示した。負極性においては、 $g=3, 4\text{mm}$ ともに印加パルス電圧の波高値は20.5kVで、露光時間200nsによる撮影である。図5(a)の $g=3\text{mm}$ のコロナの進展過程を見ると、Frame2(11.8 ~ 13.5kV)で最初のコロナ発光が三重点付近で観測される。次いで、Frame3(13.1 ~ 15.3kV)で電圧(電界)の上昇により平板電極方向に沿面コロナが進展するが、Frame4(15.2 ~ 17.0kV)では、Frame3に比べて、三重点からの伸びは短くなっている。さらに電圧が上昇したFrame5(16.5 ~ 18.0kV)で再び沿面コロナの進展が観測された。一方、図5(b)に示した $g=4\text{mm}$ の場合では、Frame2(14.8 ~ 17.8kV)において三重点付近でコロナ発光が観測され、その後印加電圧の上昇に伴いFrame3~5において順次沿面コロナが平

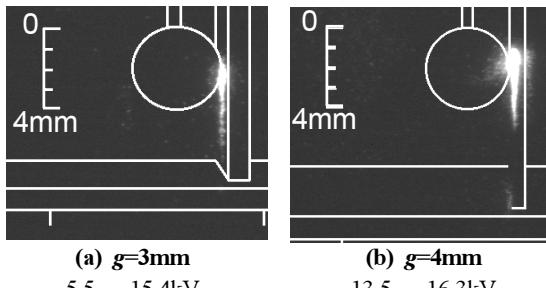


図4 ICCDカメラによるコロナ像 (正極性, $2r=4\text{mm}$)
Fig.4 Corona image by ICCD camera. (Positive, $2r=4\text{mm}$)

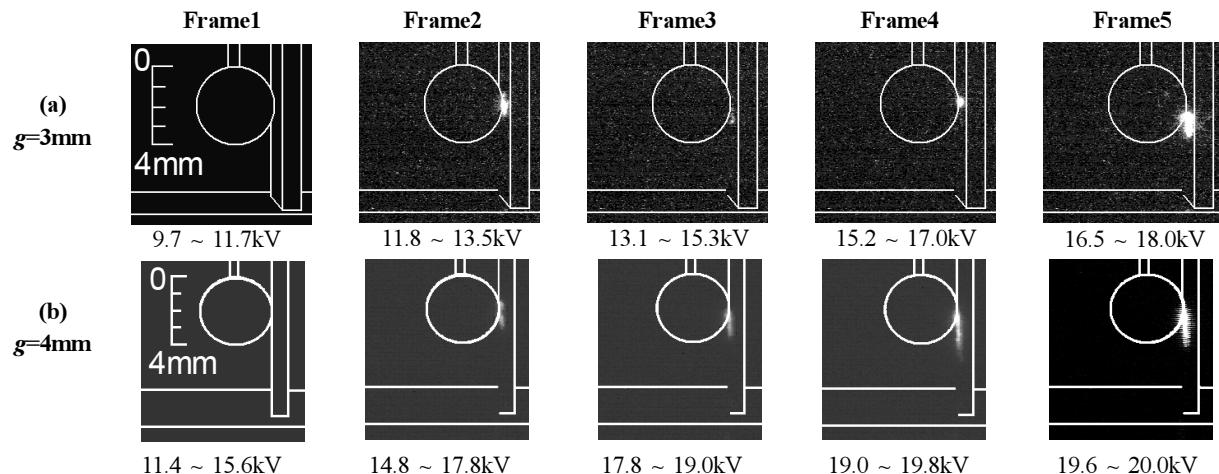


図5 ICCDカメラによるコロナの進展挙動 (負極性, $2r=4\text{mm}$)

Fig.5 Behavior of corona extension observed with ICCD camera. (Negative, $2r=4\text{mm}$)

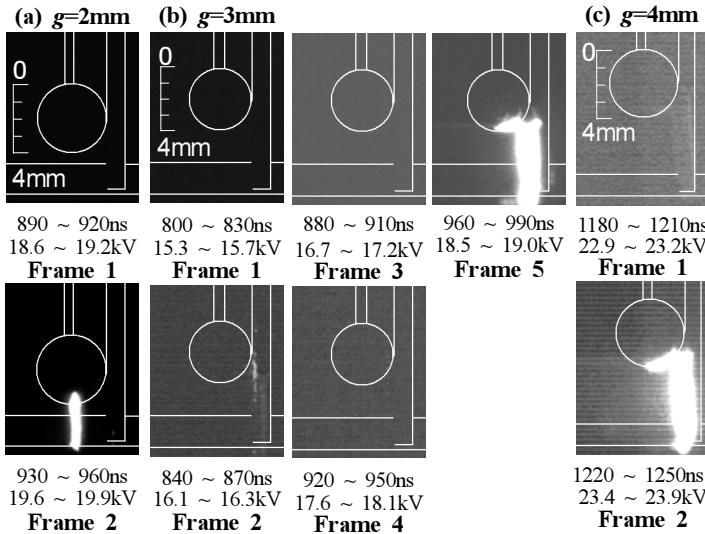
板電極に向かって進展した。本観測における印加電圧領域では電圧(電界)の上昇とともに沿面コロナは平板電極方向に進展し、 $g=3\text{mm}$ に見られたコロナの抑制は認められない。

すなわち、比較的低い印加電圧領域において、負極性の $g=3\text{mm}$ では三重点付近からの沿面コロナの進展の抑制が観測されたが、 $g=4\text{mm}$ では三重点付近からの沿面コロナは電圧の上昇とともに進展した。

以上の結果から、 $g=3\text{mm}$ と $g=4\text{mm}$ いずれにおいても、正負両極性とともに、まず三重点からコロナが発生し、その後沿面コロナとなり進展することが明らかとなった。また、負極性においては低電圧領域での沿面コロナの進展過程に違いがあることもわかり、これが $2r=4\text{mm}$ における負極性破壊電圧のギャップ長依存性に影響を及ぼしていると考えられる。

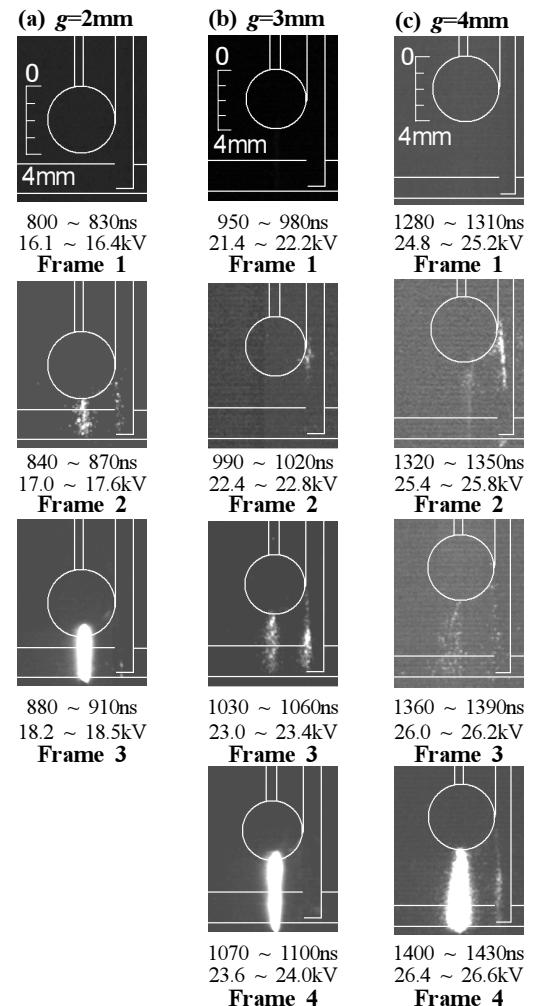
3.4 高速度カメラによる破壊挙動の観測

ICCDカメラでは比較的印加電圧が低い領域におけるコロナの発生とその挙動のみに焦点を当てて観測を行った。ICCDカメラはコロナ発光を高感度で撮影できるが、印加電圧の高い領域での強い発光(例えば、強い発光を伴った沿面コロナ)および単一の放電の進展挙動を時間分割撮影することはできない。高速度カメラは、ICCDほど高感度ではないが、より高い電圧領域から破壊までのコロナの進展挙動を時間分割撮影可能であり、この電圧領域におけるコロナの挙動の差異を検討することができる。そこで、高速度カメラを用いて破壊に至る様子を調べた。正・負極性とともに、ギャップ長 $g=2\sim 4\text{mm}$ に対して、電極の側面を斜め上方から撮影を行った。各フレームの撮影時間(露光時間)は30ns、インターフレーム時間は10nsとした。また、印加電圧波高値は破壊電圧の測定および破壊経路の観測時と同じ35kVである。

図6 高速度カメラによる破壊挙動の観測（正極性, $2r=4\text{mm}$ ）Fig.6 Breakdown behavior observed using high speed camera. (Positive, $2r=4\text{mm}$)

ギャップ長 $g=2, 3, 4\text{mm}$ における高速度カメラによる正極性の場合の破壊挙動を図6に示した。なお、一連の撮影においてコロナ発光が観測されたFrameの一つ前をFrame 1としており、条件によってコロナ開始電圧やコロナ発光が観測可能なため、図6(a),(b),(c)において電圧範囲が異なっている。図6(a)のギャップ長 $g=2\text{mm}$ の場合では、Frame 1 (18.6 ~ 19.2kV)ではコロナは観測されないが、Frame 2 (19.6 ~ 19.9kV)で球下端からの放電によって、球一平板ギャップで破壊に至っている。一方、図6(b)に示した $g=3\text{mm}$ の場合では、Frame 2 (16.1 ~ 16.3kV)で三重点付近からの沿面コロナの進展が見られ、Frame 3, 4 で沿面コロナによる発光が観測されなくなり、Frame 5 (18.5 ~ 19.0kV)で再び三重点付近から伸びた沿面放電によって破壊に至っている様子が観測された。さらに、図6(c)の $g=4\text{mm}$ では、Frame 1 (22.9 ~ 23.2kV)では $g=3\text{mm}$ の場合において観られたような三重点からのコロナは観測されないが、Frame 2 (23.4 ~ 23.9kV)において三重点付近からの沿面放電によって破壊に至っている様子が観測された。なお、図6(b)の $g=3\text{mm}$ と図6(c)の $g=4\text{mm}$ の破壊電圧が約 5kV 異なっているが、図2に示しているように破壊電圧のばらつきの範囲内である。

負極性における高速度カメラによる破壊挙動を図7に示す。図7(a), (b), (c)で電圧範囲が異なっているのは図6の場合と同じ理由である。また、図7(b)と図7(c)の破壊電圧の差は、図2に示した破壊電圧のばらつきの範囲内である。図7(a)に示したギャップ長 $g=2\text{mm}$ では、Frame 2 (17.0 ~ 17.6kV)で球下端からのコロナと三重点付近から伸びている沿面コロナの両方が平板電極まで進展している。さらに、印加電圧の上昇したFrame 3 (18.2 ~ 18.5kV)において球一平板ギャップでの破壊が観測された。次に、図7(b)の $g=3\text{mm}$ の場合では、

図7 高速度カメラによる破壊挙動の観測（負極性, $2r=4\text{mm}$ ）Fig.7 Breakdown behavior observed using high speed camera. (Negative, $2r=4\text{mm}$)

Frame 2 (22.4 ~ 22.8kV)で三重点付近から発生したコロナが沿面を進展している様子が観測され、さらに印加電圧が上昇したFrame 3 (23.0 ~ 23.4kV)で $g=2\text{mm}$ のFrame 2に見られたような球下端からのコロナと三重点付近からの沿面コロナの両方が平板電極まで進展した。また、Frame 3において三重点付近からの沿面コロナの発光はFrame 2に比べて弱くなった。その後、Frame 4において沿面ではなく球一平板ギャップで破壊に至った。また、 $g=4\text{mm}$ の場合(図7(c))、Frame 2 (25.4 ~ 25.8kV)において、三重点から伸びる沿面コロナと球下端からのコロナが同時に観測されたが、既に述べた他の条件に比べて、三重点付近から進展している沿面コロナの発光は強く、また球下端からのコロナと比べても強い発光が観測された。

以上のように、正極性において、 $g=2\text{mm}$ では、高速度カメラでは三重点からのコロナは観測されなかったが、ICCDでは観測されており、両結果を合わせると、三重点付近でコロナは発生するが、破壊に至るまでには沿面コロナは成長せず、印加電圧(電界)上昇により球一平板間で破壊に至ってい

る。これに対して、 $g=3, 4\text{mm}$ では、三重点からコロナが発生し、その後印加電圧(電界)の上昇によって沿面破壊に至っている。一方、負極性においては、観測したいずれのギャップ長 $g=2, 3, 4\text{mm}$ ともに三重点から発生した沿面コロナが平板電極にまで達しているにもかかわらず、すべて球一平板ギャップの破壊となり、正極性と破壊挙動が異なることがわかった。

4. 検討

印加電圧波頭部でコロナが発生し、そのコロナによる空間電荷や誘電体表面に蓄積する電荷等が、その後の放電進展やフラッシュオーバに影響を与える。しかし、空間電荷や蓄積電荷の影響は複雑であり、本研究では低電圧領域から高電圧領域までの挙動を二種のカメラにより観測した。その結果をもとに空間電荷、蓄積電荷の影響を含めて破壊特性を考察する。

4.1 ギャップ長による破壊経路の変化

本電極系において、図3(a)に示した正極性の場合、球直径 $2r=3\text{mm}$ ではギャップ長 $g=1\text{mm}$ と 2mm の間で、 $2r=4\text{mm}$ では $g=2\text{mm}$ と 3mm の間で破壊経路が球一平板ギャップから沿面に変化した。一方、図3(b)の負極性では、ほとんどの条件で球一平板間での破壊となった。この原因について考察する。

まず、コロナ開始について考える。既述の有限要素法による静電界解析ソフト(JMAG)を用い、球下端近傍の極大値 E_s および三重点近傍の最大電界 E_m を求め、 E_s および比率(E_m/E_s)を図8に示した。なお、条件として印加電圧 10kV 、硼珪酸ガラスの比誘電率 $\epsilon_r=7.0$ とした。球下端の電界 E_s は球直径の増大およびギャップ長の増大により低下するが、 E_s の値は $5\sim14\text{kV/mm}$ である。一方、 E_s に対する三重点近傍の最大電界 E_m の比率(E_m/E_s)は、概ねギャップ長 g の増大とともに大きくなる。特に、 $2r=3, 4\text{mm}$ での E_m/E_s は $10\sim25$ で、三重点近傍の電界が球下端の電界に比べて10倍以上となっており、これらの球直径では、まず三重点近傍でコロナが発生する。

しかし、 $2r=3, 4\text{mm}$ の正極性において球一平板間の破壊となったギャップ長では、球下端の電界 E_s は $8\sim14\text{kV/mm}$ と既報の N_2 の破壊電界と同等以上の電界がかかっている^{19,20)}。また、球の下端近傍の表面積・体積を考えると三重点付近よりも球下端近傍のほうが高電界領域の空間は広く、そこで電子の存在確率は三重点近傍より高くなる。このため、三重点近傍でコロナが発生するものの、沿面コロナにより破壊に至るまでに、球下端付近で放電が生じ、破壊が引き起こされる。

これに対し、沿面破壊となった条件では、印加電圧 10kV における E_s は $5\sim10\text{kV/mm}$ と球一平板での破壊の場合に対して $1/2$ 程度に低下する一方、 $2r=3\text{mm}$ では $g=2\text{mm}$ 以上で、 $2r=4\text{mm}$ では $g=3\text{mm}$ 以上で若干ばらつきはあるが E_m/E_s は 20

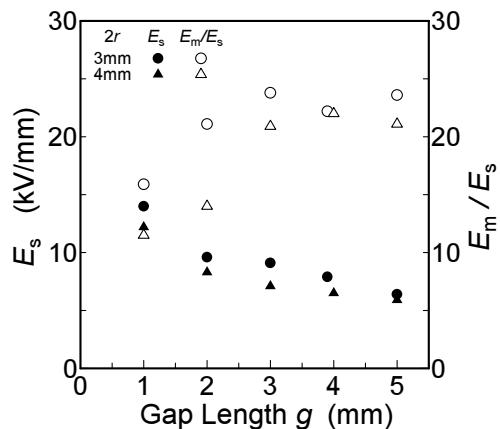


図8 各種条件における電界計算値

Fig.8 Calculated electric field.

倍を越えて飽和傾向を示している。三重点近傍が非常に高電界で、この高電界の空間に初期電子が供給され、コロナが発生する。さらに印加パルス電圧の波頭部における電圧(電界)上昇によって、三重点からのコロナは沿面コロナとなり、沿面コロナが成長し、沿面破壊に導かれたと考えられる。

一方、負極性においては、図5に示した低電圧領域でのコロナの観測において三重点付近からのコロナの発生と沿面コロナの進展が認められた。しかし、図7に示したように高電圧領域の観測においても沿面コロナは観測されたが、破壊は球一平板ギャップで生じた。

球下端および三重点近傍の静電界については正極性と同じであり、負極性でも、 $2r=3, 4\text{mm}$ では、まず三重点付近の高電界領域でコロナが発生し、印加電圧(電界)の上昇により沿面コロナが平板方向に進展していく。負極性ではコロナの進展においては前方に電子が供給される。この過程において、沿面コロナから球一平板ギャップに初期電子が供給される可能性がある。また、 $10\sim10^2\text{kV/mm}$ の電界下では球電極表面から電界放出による電子の供給も可能である^{19,21)}。正極性ではこのような電子の供給は困難と考えられる。これらの電子供給メカニズムの違いによって、正極性と負極性で破壊経路に差が現れたものと言える。なお、図3(b)で球電極の直径 $2r=3\text{mm}$ の場合、ギャップ長 $g=4, 5\text{mm}$ で沿面での破壊も観測されたが、 $2r=3\text{mm}$ では $2r=4\text{mm}$ に比べて直径が小さいため、三重点近傍は、より高電界となっていることが関係していると思われる。

実際には発生したコロナやバリア沿面の蓄積電荷の影響等は常に変化する。これを考慮する必要があり、実際の球下端の電界および三重点近傍の最大電界とそれらの比率と破壊経路変化の閾値については、さらに検討が必要である。

4.2 ギャップ長に対する破壊電圧の挙動

図2の $2r=4\text{mm}$ の破壊電圧のギャップ長依存性において、

$g=3\text{mm}$ の破壊電圧と $g=4\text{mm}$ の破壊電圧に大きな差が見られず、 $g=5\text{mm}$ で再び上昇する。この原因について考える。

正極性の場合、前節で述べたように $g=3\text{mm}$, $g=4\text{mm}$ いずれにおいても、三重点付近からコロナが発生し、印加電圧(電界)の上昇により沿面で破壊に至る。まず、図 8 の E_s , E_m/E_s から、平板電極と三重点の距離が短いことを反映して、 $g=3\text{mm}$ における三重点付近の電界は、 $g=4\text{mm}$ の場合に比べてより高電界であることがわかる。そのため、 $g=3\text{mm}$ のほうがコロナ開始電圧は低いと考えられる。実際、図 4 に示した高感度カメラによってコロナ発光が撮影できたときの印加電圧からみて、 $g=3\text{mm}$ のほうがコロナ開始電圧は低いと判断できる。通常、沿面放電はコロナ開始後、バリア沿面の電荷蓄積による電界緩和と印加電圧上昇によるコロナ先端電界の上昇の繰り返しで進展する。蓄積電荷による電界緩和、印加電圧上昇による進展の様子が図 6(b)に示した $g=3\text{mm}$ の場合において現れたものと考えられる。

これに対して、 $g=4\text{mm}$ の場合、コロナ開始電圧が高くなつたことにより、コロナ開始直後のコロナ先端の電界も強くなっている。引き続き印加電圧上昇により、コロナ先端電界はさらに強められる。このため、三重点付近から発生したコロナは、電荷蓄積の緩和作用が現れる前に沿面コロナが急速に進展し、破壊に至ると考えられる。これは、コロナ発光が確認されると同時に沿面破壊となっている $g=4\text{mm}$ における高速度カメラでの観測結果(図 6(c))と矛盾しない。

以上のコロナ開始電圧の違い、コロナ開始後の沿面コロナの進展と電界緩和の状況の違い、電界や沿面距離の違いが破壊電圧に関係して、本実験では、球直径 $2r=4\text{mm}$ の $g=3\text{mm}$ と $g=4\text{mm}$ の破壊電圧に差が見られなかつたものと考えられる。また、 $g=5\text{mm}$ ではギャップ長が大きくなり、 $g=4\text{mm}$ に比べて、球下端および三重点近傍の電界が弱くなる一方、沿面距離が長くなるため破壊電圧が上昇したと考えられる。また、電界緩和の影響も考えられる。

負極性の場合、高感度カメラによりコロナが観測され始めた電圧は、 $g=3\text{mm}$ の場合に比べて、 $g=4\text{mm}$ のほうが $1.3\sim6.0\text{kV}$ 高くなっている(図 5(a), (b) Frame 2)。また、 $g=3\text{mm}$ においては図 5(a)の Frame 4 で沿面コロナの進展抑制が観測されたのに対して、図 5(b)の $g=4\text{mm}$ では観測を行った範囲では印加電圧の上昇とともに進展した。このことは、正極性において述べたコロナ開始電圧の高低に関係する現象が、負極性の比較的印加電圧の低い領域で観測されたと理解できる。

さらに、印加電圧が上昇した領域について図 7(b)の $g=3\text{mm}$ と図 7(c)の $g=4\text{mm}$ の Frame 2 を比較すると、印加電圧が高い $g=4\text{mm}$ では球下端と平板電極間のコロナ発光が観測されているが、 $g=3\text{mm}$ においては確認できない。Frame 2 の撮影終

了時の印加電圧から球下端の電界を見積もると、 $g=3\text{mm}$ では印加電圧 22.8kV で 16.2kV/mm , $g=4\text{mm}$ では印加電圧 25.8kV で 16.7kV/mm となりほとんど差はない。しかし、図 5 から $g=3\text{mm}$ に比べて $g=4\text{mm}$ では、コロナ開始電圧は高く、沿面コロナは印加電圧の上昇とともに進展した。すなわち、 $g=4\text{mm}$ のほうがコロナ先端電界は高くなり、そこで電子のエネルギーも大きく、コロナ自体からのドリフト・拡散、紫外線による光電離、誘電体表面からの光電子放出なども活発になると考えられる。そのため、負極性の破壊経路に関する考察で述べた球一平板ギャップへの沿面コロナからの電子供給は $g=3\text{mm}$ に比べて、 $g=4\text{mm}$ で有効に作用していると推察される。その結果、 $g=3\text{mm}$ に比べて $g=4\text{mm}$ の破壊電圧があまり変化しなかつたと見られる。

以上に述べたように、正負両極性ともに低電圧領域におけるコロナの発生、進展挙動の違いが、球一平板ギャップへの電子供給の状態、高電圧領域における球一平板ギャップで破壊に至るまでの挙動に影響したため、 $g=3\text{mm}$ と $g=4\text{mm}$ における破壊電圧がほぼ同じ値となったと考えられる。

5. まとめ

球一平板電極に絶縁物として硼硅酸ガラスを接触させ三重点を形成した電極系を用いて N₂ガス中での三重点付近から生じるコロナがパルス電圧波頭部での絶縁破壊に及ぼす影響を調べた。得られた結果を以下にまとめる。

- (1) 正極性では、球電極の直径 $2r=3\text{mm}$ の場合ギャップ長 $g=2\text{mm}$ 以上で、 $2r=4\text{mm}$ では $g=3\text{mm}$ 以上で破壊の経路が球一平板ギャップから沿面に変化した。ギャップ長 g が大きくなることによって、球下端の電界は弱くなるものの、三重点近傍の最大電界は球下端の電界の 20 倍を越える。このような条件下では、三重点から発生したコロナが印加電圧の上昇によって、固体誘電体沿面を進展し破壊に至ることがわかった。また、 $g=2\text{mm}$ では、三重点付近よりコロナが発生するが、球下端の電界が印加電圧の上昇により破壊電界に達し、球一平板ギャップで破壊したと理解できる。
- (2) 一方、負極性では球電極直径 $2r=3\text{mm}$ の場合、ギャップ長 $g=3\text{mm}$ 以上において、球一平板ギャップと沿面の両方の破壊経路が見られたが、直径 $2r=4\text{mm}$ においては球一平板ギャップのみの破壊経路であった。三重点付近でコロナが発生し、電圧上昇に伴い沿面コロナが進展した。しかし、球一平板ギャップで破壊が生じた。これは、負極性においては、三重点付近のコロナや沿面コロナから、球一平板ギャップに電子を供給しやすい状況にあるため、球一平板ギャップで破壊が引き起こされることが示唆された。
- (3) 球電極直径 $2r=4\text{mm}$ において、正・負両極性ともにギ

ギャップ長 $g=3\text{mm}$ と $g=4\text{mm}$ の破壊電圧がほぼ同じ値となつた。いずれのギャップ長においても三重点付近からコロナが発生し、沿面を進展する。しかし、 $g=3\text{mm}$ のコロナの進展過程では、印加電圧の上昇に伴い、沿面コロナの進展、抑制の過程が観測されるのに対して、 $g=4\text{mm}$ では、沿面コロナの進展の抑制は観測されなかつた。このコロナ開始電圧の違いがその後のコロナの進展、破壊に影響を及ぼしたものとして理解できる。

参考文献

- 1) 河村達雄：電気学会誌，**97** (1977) 349
- 2) 宅間董：電気学会誌，**119** (1999) 232
- 3) L.G.Christphorou and R.J.Van Brunt: IEEE Trans. on DEI, **2** (1995) 952
- 4) T.Takuma and T.Kawamoto: IEEE Trans. on PAS, **103** (1984) 2486
- 5) 宅間董：静電気学会誌，**14** (1990) 40
- 6) 細川辰三, 近藤芳孝, 三好保憲：電気学会雑誌, **89** (1969) 1823
- 7) 細川辰三, 三好保憲：電気学会雑誌, **93** (1973) 420
- 8) 細川辰三：電気学会論文誌 A, **111** (1991) 370
- 9) 乾昭文, 寺西常治, 村瀬洋, 柳父悟：電気学会論文誌 A, **110** (1990) 846
- 10) 遠藤奎将：電気学会誌, **105** (1985) 25
- 11) 羽馬洋之, 井波潔, 吉村学, 仲西幸一郎：電気学会論文誌 A, **114** (1994) 467
- 12) 羽馬洋之, 井波潔, 吉村学, 仲西幸一郎：電気学会論文誌 A, **115** (1995) 1078
- 13) 中山博史, 小野田光宣, 天川清士, 住野安弘：電気学会論文誌 A, **115** (1995) 839
- 14) 坂本直規, 国中嘉人, 上野秀樹, 中山博史：電気学会論文誌 A, **120** (2000) 804
- 15) 坂本直規, 国中嘉人, 上野秀樹, 中山博史：電気学会論文誌 A, **122** (2002) 849
- 16) 上野秀樹, 坂本直規, 国中嘉人：静電気学会誌, **27** (2003) 32
- 17) 古賀充真, 沼田子路, 上野秀樹, 中山博史：平成18年電気学会全国大会講演論文集, 1-051 (2006)
- 18) 家田正之, 沢五郎, 篠原卯吉：電気学会雑誌, **88** (1968) 1107
- 19) 五島久司, 新開裕行, 八島政史：電気学会論文誌 B, **121** (2001) 467
- 20) 斎藤仁, 森田啓一, 吉川隆司, 早川直樹, 大久保仁：電気学会論文誌 B, **121** (2001) 449
- 21) R.S. Sigmund: *Electrical Breakdown in Gases*, ed. J.M.Meek and J.D.Craggs, p.319, John Wiley & Sons, Chichester, 1978