粒子汚損スパーサの空气中耐電圧向上法に関する基礎研究

正 員 原 雅 則 (九州大)
 准 員 日 高 弘 二 (九州大)
 准 員 金 沢 健 一 (九州大)
 正 員 樋 口 隆 啓 (九州電力)

1. ま え が き

SF₆ ガスの優れた絶縁性能を利用したガス絶縁機器は、既に電力系統の母線、遮断器、開閉装置などで広く用いられ、高い評価を得ている。しかし、比較的平等に近い電界となるギャップ中では極めて高い絶縁耐力を示す SF₆ ガスも、ギャップ中に局所的な高電界が発生すると、絶縁耐力が著しく低下する欠点を持っている。このような高電界は、電極上の突起、混入粒子、スパーサと電極との接合点などで発生するために、このような条件下の放電現象について、これまでかなり詳しく調べられている⁽¹⁾⁽²⁾。特に、ガス中に金属粒子が存在する場合の破壊、電極表面上に各種形状の突起が存在する場合の破壊などについては、多数のデータが集積されている⁽²⁾。また、スパーサに関しても、クリーンスパーサに対して、耐電圧に関する最適スパーサ形状の検討が行われている⁽¹⁾⁽³⁾。しかし、スパーサが金属粒子に汚損された場合の破壊特性の詳細ならびに耐電圧向上法に関しては、系統的研究が少なく、未解決な部分が多い。

筆者らは、耐粒子汚損スパーサを開発する目的で、すでに粒子が付着したスパーサの破壊特性を N₂ ガス、79% N₂/21% O₂ 混合ガスおよび SF₆ ガス中で調べ、その一部は既に他所で報告した⁽⁴⁾⁽⁵⁾。また、それら

の研究成果を基礎にして、粒子汚損スパーサの耐電圧向上法を提案し、提案した方策を構じたスパーサにおける破壊の機構と特性を検討してきている。本研究では、ガス絶縁機器用スパーサの耐粒子汚損特性向上の方法を開発する目的で、その第一歩としてスパーサ沿面の電界を制御することによって粒子汚損時の破壊電圧特性がどのように変えられるか、破壊電圧がどのような機構で決まっているかを調べると共に、スパーサ表面形状を円筒に固定して粒子汚損時の耐電圧向上法を検討した。筆者らは、供試ガスとして SF₆、79% N₂/21% O₂ 混合ガス、N₂ ガスを用いて実験を進めているが、ここでは、特に放電機構の解明が最も進んでいる 79% N₂/21% O₂ 混合ガスを用いた直流電圧に対する検討結果を述べる。

2. 粒子汚損円錐台スパーサの破壊特性

粒子汚損スパーサの耐電圧向上策を検討するのに必要な基礎データを得るために、種々のスパーサ上に着着する粒子条件を系統的に変えて破壊特性を調べた。

〈2・1〉 実験方法 粒子汚損スパーサの破壊の機構と特性を詳細に調べるための実験系としては、スパーサと電極との接合点(トリプルジャンクション)の状態を系統的に変えられることおよびスパーサ沿面の電界を比較的容易に計算できることが望ましい。これらの条件を満たす電極系として、図1に示すような円錐台スパーサを挿入させた平行平板電極を選択した。スパーサ端部のうち狭い方の直径 W は 15 mm 一定とし、スパーサ形状は正電極とスパーサ沿面の接線方向がなす角 θ (スパーサ角) で変化させた。スパーサ材料としては、アクリル、エポキシ、Al₂O₃ のフィルター入りエポキシを用いたが、破壊電圧特性に対する材料

Basic Study on Improvement of Breakdown Characteristics of Particle Contaminated Spacer in Air. By Masanori Hara, Member, Kouji Hidaka, Associate, Ken-ichi Kanazawa, Associate (Kyushu University) & Takahiro Higuchi, Member (Kyushu Electric Power Co.)

原 雅則: 正員, 九州大学工学部電気工学科
 日高弘二: 准員, 九州大学大学院修士課程工学研究科
 金沢健一: 准員, 九州大学大学院修士課程工学研究科
 樋口隆啓: 正員, 九州電力配電部

図 1 粒子付着円錐台スペーサ

Fig. 1. Particle contaminated conical spacer.

(a)

(b)

図 2 円錐台スペーサ上の電界の接線方向成分
Fig. 2. Tangential electric field at three locations on the conical spacer.

の影響は小さかったので、本論文ではアクリルの結果を主に述べる。粒子は針状で、長さを l_p 、直径を ϕ_p 、正電極からの沿面距離を d_p で表した。なお、本章で述べる実験結果に対するギャップ長 G は 20mm である。印加電圧はすべて直流で、約 1 kV/s で上昇させ、破壊電圧は少なくとも 6 回測定し、破壊電圧特性を示すグラフには、その平均値と変動幅を示した。電極系を実効容積 500 mm ϕ $\times$ 1500 mm 長の試験タンク内に置き、試験タンク内を一度 1 Pa (20 $^\circ$ 換算) 以下まで排気した後、79% N₂/21% O₂ 混合ガスを 0.1 MPa まで封入した。

〈2・2〉 スペーサ沿面の電界分布 図 2 (a) はスペーサ沿面に沿った規格電界 ($E/V/G$ 、ただし、 E : 電界、 V : 印加電圧、 G : ギャップ長) の接線成分 E_t' の分布、同図 (b) はスペーサ上の 3 つの点 A, B, C における E_t' の θ 依存性を示している。計算ではスペーサの比誘電率を 4 とした。B 点はギャップ中央に対応する点、A と C 点には電界計算における特異点避けるために、トリプルジャンクションから λ だけ離れた点を取った。ただし、後の考察と関連して λ は、79% N₂/21% O₂ 混合ガスの電離電圧 (14.3 V) とスペーサの存在しない平行平板気中ギャップの破壊電圧印加時における λ の両端の電位差が等しくなる距離とし、約 4.86 μ m である。図から明らかなように、A 点の電界は θ の減少と共に大きくなっている。

ところで、局所的高電界は突起によっても生じる。この突起が放電特性にどのように影響するかはかなり調べられており、トリプルジャンクション近傍の電界がどのような突起による電界で近似できるかがわかれば、トリプルジャンクションの放電に対する効果の簡単な推定に役立つと考えられる。そこで、次にトリプルジャンクション近傍の電界を作る突起はどのようなものになるかを推定する。

等価な電界として、図 2 (b) の A 点の電界と突起先端の電界が等しく、トリプルジャンクション、および突起による電界歪みが外部電界の 1.1 倍まで落ちる位置が等しくなるような分布を持つ電界を考えよう。また、簡単のために突起として半径 a の半球状突起を考える。このとき球中心から r だけ離れた点の電界 $E(r)$ は (1) 式で与えられる。

$$E(r) = E_0(1 + 2a^3/r^3) \dots \dots \dots (1)$$

ただし、 E_0 : 外部電界

従って、A 点の E_t' は 3 でなければならないから、図 2 (b) より $\theta = 66.3^\circ$ となる。

スペーサ角 θ で電極から沿面に沿って X だけ離れた電界の接線方向成分を $E_t'(\theta, X)$ と書く。等価電界の条件より $E_t'/(66.3^\circ, Z_0/\sin 66.3^\circ) = 1.1$ を満たす Z (正電極からの距離) を図 2 (a) と同様な $\theta = 66.3^\circ$ に対する計算結果から求めると、 $Z_0 = 4.29$ mm となる。すなわち、 $\theta = 66.3^\circ$ のトリプルジャンクションの場合、 $Z = \lambda \sin 66.3^\circ$ で $E_t' = 3$ 、 $Z = Z_0 = 4.29$ mm で $E_t' = 1.1$ となる。一方、半球状突起の場合には、(1) 式より $E(r)/E_0 = 1.1$ を満たす r の値 r_0 は、 $r_0 = 2.71 a$ となる。上記の定義による等価電界を作る半球の半径 a は (2) 式より $a \approx 2.51$ mm となる。

$$r_0 - a = Z_0 - \lambda \sin 66.3^\circ \dots \dots \dots (2)$$

図 3 最小破壊電圧 V_{min} 対スパーサ角特性

Fig. 3. Minimum breakdown voltage, V_{min} , versus spacer angle.

図 4 破壊電圧対粒子位置特性 ($\theta=90^\circ$)

Fig. 4. Breakdown voltage versus particle location ($\theta=90^\circ$).

空気圧を P (MPa) とすると、従来の研究により $\alpha P > 0.1$ MPamm を満たす突起が平板上に存在する場合、破壊電圧に対して突起の影響が出現することが知られている⁽⁶⁾。 $\theta=66.3^\circ$ におけるトリプルジャンクションは、 $\alpha P=0.251$ MPamm に相当し、破壊電圧を低下させるに十分な原因になり得ることを示唆している。

〈2.3〉 破壊特性

(1) クリーンスパーサ 図3の○印はクリーンスパーサの破壊電圧の θ 依存性を示す。電界計算から予想されるように、 θ が 90° よりはずれるとトリプルジャンクションの電界が上昇して破壊電圧が低下している。この破壊電圧の θ 依存性は、以前三枝氏が行った実験結果と一致する⁽⁷⁾。

(2) 粒子付着スパーサ 図4は、クリーンスパーサの場合に最も高い破壊電圧を示す $\theta=90^\circ$ に相当する円柱形スパーサに粒子を付着させたときの破壊

図 5 最小破壊電圧 V_{min} 対粒子長特性 ($\theta=90^\circ$)

Fig. 5. Minimum breakdown voltage, V_{min} , versus particle length ($\theta=90^\circ$).

電圧 (V_{BD}) とコロナ開始電圧 (V_{CF}) の粒子付着位置特性を示している。図の横軸の $\%d_p$ は、 $\%d_p=100 \times d_p/(G-l_p)$ である。図から明らかなように、粒子が正電極から僅かに離れたときに、最小の破壊電圧 (V_{min}) が出現する。

V_{min} の θ 依存性を測定すると図3の△印のようになり、粒子が存在する場合の最小破壊電圧は、 $\theta=90^\circ$ のスパーサ上の正電極近傍に粒子が存在しているときに出現している。

図5は、 $\theta=90^\circ$ のスパーサで粒子長を変えた場合の V_{min} の変化を示す。図より V_{min} は粒子長が 0.5 mm 以上になると、粒子長と共に急激に低下している。

〈2.4〉 考察 本研究の実験条件下における放電開始電圧の推定にストリーマ理論を適用する。すなわち、(3)式を満たすときに放電が開始すると仮定する。

$$\int_{Z_1}^{Z_2} (\alpha - \eta) dZ = \kappa \dots \dots \dots (3)$$

ただし、 Z_1 : 粒子先端またはクリーンスパーサの A または C 点の座標、 Z_2 : $\alpha=\eta=0$ となる座標、 $\kappa \approx 10$

ここで、クリーンスパーサの場合には、トリプルジャンクションから λ 未満の範囲では、電子が実質的に電離増殖を生ずるに十分なエネルギーを電界から得ていないと考えられる。このため電界特異点近傍の $0 < Z < \lambda$ の範囲を積分範囲から除去し、 $Z_1=\lambda$ と置いた。なお、粒子がある場合の電界計算は、スパーサ ($\theta=90^\circ$) の存在を無視して行った。

(3)式より求めた値を、図3および図5に記入すると、それぞれのグラフ中の曲線 a のようになる。すなわち、クリーンスパーサの場合には、破壊電圧の実測値とよく一致し、粒子付着スパーサの場合には、 $l_p \leq 1$ mm で V_{min} の実測値とよく合う。すなわち、こ

のような条件下では、破壊が(3)式で示される放電開始条件から決まっているといえる。一方、大きな粒子が存在する場合、粒子からの正放電が進展を持続してギャップを橋絡するに必要な電界、すなわち、放電進展電界 $E_{pro}(=10 V_{BD}/G/\sin\theta-l_p [\text{KV/cm}]$ ここで $G=20 \text{ mm}$, $G=20 \text{ mm}$, $l_p(\text{mm})$) を図3の粒子汚損スペーサの V_{min} および同様な V_{min} の実測値から求めると $E_{pro} \approx 9.5 \text{ kV/cm}$ (一定) となる。そこで、逆にこの E_{pro} から V_{min} と l_p の関係を求めると図5の曲線 b のようになり、 $l_p > 5 \text{ mm}$ において V_{min} の実測値とよく合う。すなわち、大きな粒子に汚損された場合の V_{min} は放電進展条件で決まっているといえる。

3. 粒子汚損スペーサの耐電圧向上法

〈3.1〉 耐電圧向上法 図4によれば、粒子に汚損されたスペーサの最小破壊電圧は、粒子が正電極近傍に付着するときに生ずる。このことは、粒子汚損時の耐電圧向上のためには、スペーサ沿面における電極近傍の電界を低減すれば良いことを示唆している。ここでは、耐粒子汚損スペーサ開発の第1歩として、スペーサの外形を変えることなしに粒子汚損時の耐電圧を向上させる方法を考えることにする。スペーサの外形としては、最もシンプルな円柱形を考えることにする。

以上のようなスペーサ外形に対する制約を設けたうえで、電極近傍の電界を低減する方法として、ここでは、図6に示す埋め込み電極法、凹み電極法、シールドリング法の3つの方法を提案する。すなわち、同図(a)は埋め込み電極法であり、埋め込み電極は先端半球状の棒で、その大きさを埋め込み深さ D と埋め込み電極半径 R で表す。同図(b)は凹み電極法で、凹み深さ H_r と凹み角 θ_r で表し、同図(c)はシールドリング法で、リングは電気的には近接の電極に接続されており、リング形状はその半径 R_s 、リングトラス半径からスペーサ半径を差し引いた値 S 、およびリング角 θ_s で表す。

〈3.2〉 沿面の電界分布 スペーサ沿面の電界の絶対値 E_T は沿面における電離現象、接線成分 E_t は放電進展維持電界に、また垂直成分 E_n は粒子を沿面に付着させる力として粒子汚損スペーサの破壊電圧に関係するであろう。そこで、図6に示した耐電圧向上法のいくつかの条件に対して第2章で定義した規格電界の絶対値 E_T' 、接線成分 E_t' および垂直成分 E_n' を電荷重畳法により計算した。

図7は、埋め込み電極がある場合で、 $E_T'=1$, $E_t'=1$, $E_n'=0$ は耐電圧向上策を施していない円柱形ス

図6 粒子汚損スペーサの耐電圧向上法

Fig. 6. Improvement measures of breakdown voltage characteristics of particle contaminated spacer.

図7 埋め込み電極スペーサ沿面の電界分布

Fig. 7. Field distribution along the surface of spacers with metal inserts.

図8 凹み電極の場合のスペーサ沿面の電界分布
Fig. 8. Field distribution along the surface of spacer placed between recessed electrodes.

ペーサに対する値 (以下、図8~9も同じ) である。同図(a)は、 R 一定で D を変化させた場合で、埋め込み深さ D が大きくなると E_T' および E_t' の値が電極近傍で小さくなり、ギャップ中央で高くなる。また、 $E_T'=1$, $E_t'=1$ となる位置が電極から遠ざかる。一方、 E_n' の最大値は D と共に大きくなる。同図(b)は、 D 一定で R を変化させた場合であり、 R を大きくすると E_T' および E_t' の電極近傍における低下に効果的であることがわかる。

図8は凹み電極の場合で、電極表面上では $E_T'=0$

図 9 シールドリングがある場合のスペーサ沿面の電界分布

Fig. 9. Field distribution along the surface of spacer with shield rings.

となり、また電極近傍における E_r' と E_t' の低減に効果的であるが、電極近傍における E_n' が大きくなることがわかる。 θ_r を変化させるとトリプルジャンクション近傍の顕著な電界変化を得られる特徴がある。

図 9 はシールドリングの場合で、同図 (a) は S_s = 一定で θ_r を変化させ、同図 (b) は θ_r = 一定で S_s を変化させている。電界分布は図 7 の埋め込み電極の場合に似ているが、ギャップ中央部の E_r' , E_t' を等しくした場合、埋め込み電極の場合より電極近傍における E_r' と E_t' の低下が小さい。 S_s = 一定の場合、 θ_r を変化させても、 $E_r' = 1$, $E_t' = 1$ となる位置の変化は小さい。また、他の方法にくらべて E_n' の最大値を小さくできる特徴がある。

〈3.3〉破壊特性 実験では、破壊電圧に対する粒子の影響が明瞭に現れるように、主に $l_p = 5$ mm の大きな粒子を使い、必要に応じて補助的に $l_p = 1 \sim 2$ mm の粒子も使用した。また、大きな粒子を使用するために、以下ではギャップ長を広げ $G = 40$ mm とした。ガス条件、電圧印加法などの実験方法は第 2 章で述べたのと同じである。

(1) 埋め込み電極法 図 10 は、埋め込み電極がある場合の破壊特性である。電界計算結果から予想されるように、電極近傍の電界低減効果により、 V_{min} が上昇している。また、最小の破壊電圧が出現する粒子位置 $\%d_{pmin}$ が埋め込み電極を設けたことにより大きな値に移っている。 $\%d_p$ が大きい領域における破壊電圧は、埋め込み電極がない場合とほぼ同じ値である。 V_{min} と $\%d_{pmin}$ は、 R = 一定で D を変化させた場合には両方とも顕著に変化した。一方、 D = 一定で R を変化させたときのそれらの変化は小さかった。

図 10 埋め込み電極型粒子汚損スペーサの破壊特性

Fig. 10. Breakdown characteristic of particle contaminated spacer with metal insert.

図 11 凹み電極間に置かれた粒子汚損スペーサの破壊特性

Fig. 11. Breakdown characteristic of particle contaminated spacer placed between recessed electrodes.

(2) 凹み電極法 凹み電極の場合の破壊電圧特性を図 11 に示す。この場合、 V_{min} は電極に凹みを設けない場合より上昇しているが、 $\%d_p$ の大きい領域における破壊電圧は凹み電極の場合の方が小さくなっている。本研究では、 $\theta_r = 30 \sim 90^\circ$ の凹み電極を用いて破壊特性を調べたが、 $\theta_r = 60^\circ$ 程度の特徴が最良であった。

(3) シールドリング法 シールドリング法では、 S_s = 一定で θ_r を変える実験と、 θ_r = 一定で S_s を変える実験の 2 とおりのを行った。前者に対する結果が図 12 に示されている。シールドリング法の場合、 S_s を小さくしてシールドリングをトリプルジャンクションに近づけると凹み電極法の特徴に近づき、 S_s を大きくすると、シールドリングの効果がなくなる。また、 θ_r を大きくしてトリプルジャンクションの電界

図 12 シールドリング付き粒子汚損スパーサの破壊特性

Fig. 12. Breakdown characteristic of particle contaminated spacer with shield rings.

に対するシールド効果を上げようとする、リング間の距離が減少して沿面より気中の耐圧が低くなる。種類の θ_s, S_s で予備実験を行い、 V_{min} が比較的高い条件における特性を図には示してある。これによると、シールドリングを設けることにより、シールドリングのない場合に比べて V_{min} は高くなるが、 $\%d_p=0$ における破壊電圧の上昇が小さく、また、 $\%d_p$ が大きい領域ではリングなしの場合より破壊電圧が低下している。

(4) 耐電圧向上策の比較 図 10～図 12 を比較すると、次のことがいえる。

(i) 埋め込み電極の場合、 V_{min} は上昇し、 $\%d_p$ が大きい領域の破壊電圧も埋め込み電極がない場合の高い値に保持される。

(ii) 凹み電極とシールドリング法の場合、 V_{min} の上昇はあるが、その上昇率は埋め込み電極法の場合より小さく、 $\%d_p$ の大きい領域の破壊電圧は耐電圧向上策を施さない場合よりも低くなる。

実際のガス絶縁機器では、粒子がスパーサのどの位置に付着するか定まっていない。従って、耐電圧向上策の良否を比較する場合、最も厳しい粒子条件下の破壊電圧を比較することが好ましいと考えられる。そこで、提案した 3 つの耐電圧向上策のうち、最良の特性を示す実験条件下における V_{min} を比較すると表 1 のようになる。この表より、埋め込み電極法による耐電圧向上法が最良であるといえる。すなわち、ギャップ長 40 mm の平行平板気中ギャップの破壊電圧は 112 kV であり、円柱スパーサが 5 mm の針状粒子で汚損されたとき、破壊電圧は 29.9 kV まで低下し得る。この破壊電圧が、適当な埋め込み電極を設けることによって 46 kV まで、53.8% 上昇した。更に、上記の

表 1 種々の耐電圧向上策を施したスパーサの最小破壊電圧の比較

Table 1. Comparison among minimum breakdown voltages of improved spacer for particle contamination (cylindrical sparer, $l_p=5$ mm).

耐電圧向上策		V_{min} (kV)	改善率(%)
埋め込み電極法	$R=3.5$ mm $D=15$ mm	46	53.8
凹み電極法	$\theta_r=60^\circ$ $H_r=5$ mm	36	20.4
シールドリング法	$S_s=10$ mm $\theta_s=27^\circ$	35.9	20.1
耐電圧向上策なし (円柱スパーサ)		29	

(スパーサ及び粒子なしの平行平板ギャップの破壊電圧: 112 kV)

(i) の説明のように、他の耐電圧向上策に比べて埋め込み電極法は $\%d_p$ の広い範囲にわたって高い耐電圧を示す。

4. 粒子汚損スパーサの破壊機構

3 章で述べたことより、スパーサの外形を円柱形に固定した場合、粒子汚損に対して最良の耐電圧向上策は埋め込み電極法であることがわかった。そこで、本章では、埋め込み電極をもつスパーサが比較的大きな粒子に汚損された場合の破壊機構を調べてみる。

破壊が成立するためには、(1)放電が開始され、(2)その放電がギャップを橋絡しなければならない。ところで、粒子先端の電界は他の場所の電界より高くなるので、粒子が存在する位置の外部電界が他の場所に比べて著しく低くない限り粒子先端でまず放電が開始されることになる。従って、放電開始電圧は、粒子が存在する位置の外部電界と密接に関係していると考えられる。一方、放電の進展条件は放電進展前の放電路の電界の平均値、すなわち、放電の案内電界に密接に関係していることがわかっている⁽⁴⁾⁽⁸⁾。本来、放電開始時の粒子近傍の外部電界および放電進展のための最小の放電案内電界は、粒子位置には関係なく、ガスおよびスパーサの表面状態によって定まると考えられる。そこで、放電の案内電界および粒子近傍の外部電界と破壊電圧の関係を調べることによって、破壊電圧が、上記の(1)、(2)のいずれによって決まっているかを推定できると考えられる。以下、この考え方に沿って放電機構を調べる。

ところで、79% N_2 /21% O_2 混合ガス中では正放電が負放電に比べて伸びやすい傾向にあるので、放電案内電界を検討する場合 $\%d_p < 50\%$ の領域を調べれば

図 13 一定の電圧に対する粒子の正極性側の平均電界強度

Fig. 13. Normalized average field strength in gap between particle and cathode under a given voltage.

図 14 最小破壊電圧が出現する粒子位置の理論値と実験値の比較

Fig. 14. Comparison of calculated and measured values of particle location giving minimum breakdown voltage.

十分である。

ここでは、放電案内電界を次のようにして推定した。まず、粒子位置の空間電位を計算で求め、粒子が置かれた点の空間電位になると仮定し、粒子と負電極間の電位差をその距離で割って案内電界とした。このようにして、一定印加電圧下の案内電界の規格化した値を求めると図 13 のようになる。この図で案内電界が高いことは、その位置に粒子を置いたとき、粒子からの正放電に対する放電進展路の電界が、他のいずれの粒子位置の場合よりも高くなることを意味する。すなわち、案内電界が最も高い粒子位置で放電は最も伸びやすく、もし、破壊が放電進展条件で定まっているならば、 V_{min} がこの粒子位置で現れることになる。

図 13 の計算結果によれば、 $\%d_p < 50\%$ で案内電界

図 15 最小破壊電圧時の粒子-陰極間の平均電界及び粒子位置の外部電界

Fig. 15. Average field strength between particle and cathode and external field at particle location under minimum breakdown voltage.

にピークが出現しており、上記のことより、この位置が放電進展が支配的な場合の計算で求まる $\%d_{pmin}$ ということになる。そこで、 $\%d_{pmin}$ の計算値と図 10 に対応する $l_p=2\text{mm}$ の実験値を比較すると図 14 のようになり、両者は比較的良く合っている。

以上により、埋め込み電極を施した条件下における粒子汚損スパーサの破壊電圧が放電進展条件によって定まっていると推定される。逆に、もしそうであるとすれば、放電進展に必要な案内電界は、埋め込み電極条件が変わっても変化しないはずである。このことを調べるために、種々の埋め込み電極条件下の V_{min} が現れる粒子位置での破壊時における案内電界および粒子位置での外部電界を求めると図 15 のようになる。図から明らかなように、放電進展に関係すると考えられる案内電界は 12~16 kV/cm の範囲で変化が小さいのに対し、放電開始に関係すると考えられる破壊時の外部電界は、12~33 kV/cm の広い範囲にわたって変化している。このことから、埋め込み電極をもつ粒子汚損スパーサの破壊は放電進展条件から定まっていると考えられる。また、放電進展のための案内電界は 12~16 kV/cm 程度で、埋め込み電極がない場合の約 9.5 kV/cm より高い。この値の差は、 E_n の存在に関係していると思われるが、さらなる検討が必要である。

5. 結 論

粒子汚損スパーサの耐電圧向上法を提案し、その効果と最良と考えられる方法における破壊機構を検討した。結果を要約すると次のようになる。

(1) クリーンスペーサのトリプルジャンクションにおける電界上昇は、トリプルジャンクションにおける接触角が 66.3° であるとき、半径 2.51 mm の半球突起が作るそれと同程度で、破壊電圧を低下させる原因となる。

(2) スペーサ表面に粒子が付着した場合の破壊電圧は、小さい粒子の場合は放電開始条件で、大きい粒子の場合は放電進展条件で決まる。

(3) 粒子汚損スペーサの耐電圧向上策として、埋め込み電極法、凹み電極法、シールドリング法が提案され、スペーサの外形を円柱形に固定した場合、埋め込み電極法が最良の策であることがわかった。すなわち、5 mm 長の針状粒子がある場合、耐電圧は 29.9 kV から 46 kV に 53.8% 向上した。

(4) 埋め込み電極を設けた場合のスペーサ沿面の破壊特性は、破壊が放電進展条件で決まるとしてよく説明できる。

最後に、本研究は文部省科学研究費一般(B) (課題番号 62460113) および九州大学-九州電力間の共同研究によったことを記し、関係方面の方々に感謝する。また、卒業研究として実験に協力された大石貴之君 (現在、三菱電機 K.K.) に感謝する。

文 献

- (1) 放電常電専門委員会:「SF₆ガス中の支持絶縁物における沿面放電特性」, 電気学会技術報告(II部), 第83号 (昭 54)
- (2) 気体絶縁への混合ガスの応用専門委員会:「気体絶縁への混合ガスの応用」, 電気学会技術報告(II部), 第248号 (昭 62)
- (3) T. Takuma & T. Watanabe: "Optimal Profiles of Disk-type Spacers for Gas Insulation", *PIEE*, 122, No. 2, p. 183 (1975)
- (4) M. Hara, K. Adachi, H. Tobata, M. Akazaki & F.L. Mao: "Particle Initiated Breakdown Characteristics of Conical Insulator in N₂ Gas and N₂/O₂ Mixture under DC Voltage", *IEEE Trans. on EI*, EI-22, p. 87 (1987)
- (5) M. Hara, H. Tobata, K. Hidaka & H. Yakabe: "Influence of Conducting Particles on Insulation Performance of Conical Spacer in SF₆ Gas under DC Voltage", 5th ISH (Braunschweig, Germany), Paper No. 15.03 (1987)
- (6) S. Berger: "Onset of Breakdown Voltage Reduction by Electrode Surface Roughness in Air and SF₆", *IEEE Trans. on PAS*, PAS-95, pp. 1073 (1976)
- (7) H. Saegusa: "An Investigation of the Sparking Discharge through the Surface of Dielectrics", The Science Reports of The Tohoku Imperial University, First Series, 9, pp. 421 (1919)
- (8) G. Biasiutti & W. Zaengl: "Minimum Critical Field Strength for the Propagation of a Discharge in SF₆ and Other Gaseous Dielectrics", *Gaseous Dielectrics IV*, pp. 184 (1984)