真空中円錐台形スペーサの帯電特性 — 角度依存性に関する理論と実験結果の比較 —

正員 山 本 修 (京都大学)
 正員 宅 間 董 (京都大学)
 非会員 梯 靖 弘 (京都大学、現関西電力)
 学生員 生 駒 慎 吾 (京都大学)
 学生員 西 本 暁 洋 (京都大学)

Charging Characteristics of a Conical Insulating Spacer in Vacuum

— Comparison of measured and theoretical results on the influence of contact angle —

Osamu Yamamoto, Member, Tadasu Takuma, Member, Yasuhiro Kakehashi, Non-member, Shingo Ikoma, Student Member, Akihiro Nishimoto, Student Member (Kyoto University)

This paper describes characteristics of surface charging on a conical insulating spacer that has various contact angles with a plane cathode. The spacer is made of polymethyl methacrylate resin (PMMA) and has the contact angle between +45 and -45 degrees, where the positive sign indicates that the spacer has an obtuse angle with the cathode surface, and the negative sign an acute angle. The spacer is subjected to a ramped DC voltage, and the charging is observed by using an electrostatic probe located on the surface of the cathode close to the triple junction TJ where the insulator, cathode and vacuum meet. When the contact angle is between -25 and 0 degrees, the spacer surface acquires positive charge, which increases almost linearly with the applied voltage. The spacer with a positive contact angle acquires no charge. These results agree with the theoretical prediction which is obtained from the calculation based on the secondary emission electron avalanche (SEEA) mechanism. On the contrary, the spacer having a contact angle between -30 and -45 degrees acquires very little charge. This result differs from the theoretical prediction in which the surface acquires negative charge that increases with the applied voltage. The disagreement between the results is discussed in terms of the relaxation of electric field at TJ due to the slight negative charge accumulation.

キーワード : Charging, Conical Spacer, Cathode electric field, Vacuum

1. はじめに

真空絶縁系においては、高電圧導体を支持する固体絶縁物（スペーサ）の沿面フラッシュオーバーが絶縁特性を支配する。真空沿面フラッシュオーバーでは、陰極接合部から電界放出された電子が絶縁スペーサの表面で二次電子なだれ (SEEA) を形成し、それに伴う帯電や吸着ガスの放出が引き金になると考えられている⁽¹⁾。一方、絶縁性能はスペーサの表面と陰極との接合角に強く依存することが知られている⁽¹⁾⁽²⁾。

筆者等は帯電特性と絶縁特性の関係を解明するため、プローブを陰極に埋め込み、空間電界に影響を与えない電極構成を用いて、帯電特性のオンライン計測により検討を進めている⁽³⁾⁽⁴⁾。これまではスペーサ形状として基

本的な円柱状スペーサについて主に検討してきたが、本研究では種々の接合角を有する円錐台形スペーサについて帯電現象を観察した。ここでは直流（直線上昇波）電圧を印加して帯電の観察を行い、その結果を SEEA 機構に基づいた理論計算⁽²⁾⁽⁵⁾⁽⁶⁾の結果と比較した。測定結果と計算結果は概略一致した。しかし、接合角の条件によっては、理論的にはスペーサが負に帯電すると予想されるにもかかわらず、測定ではほとんど帯電がみられない場合があることが分かった。本論文では、これらの結果を述べるとともに、測定と理論が一致しない点に注目して考察した結果を述べる。

2. 測定方法

図 1 に実験装置の概要を示す。印加電圧は直線上昇波

Fig.1 Experimental arrangement

図2 プローブおよびスペーサの配置

Fig.2 Arrangement of a probe and an insulating spacer

電圧である。電極はアルミニウム製の円盤形で、その直径は130mm、厚さは24mmで、円周部は丸めてある。図2のように、陰極側円盤電極には内径が50mm、幅が1mmのリング状のブローブが埋め込んである。試料は陰極側直径が54mm、高さが10mmの円錐台形スペーサで、材質はアクリル(PMMA, 比誘電率約4)である。円錐台として頂角 α が正(接合角 β が鈍角)を5種類、負(接合角 β が鋭角)を5種類、さらに $\alpha = 0^\circ$ (円柱, $\beta = 90^\circ$)を用意した。 α が負のスペーサは、図2のように陰極側の径のほうが陽極側より小さい。スペーサの表面粗さは帯電特性に大きく影響を与えるが⁽⁴⁾、ここでは平均表面粗さ $R_a = 0.22\mu\text{m}$ 、最大表面粗さ $R_{max} = 3.22\mu\text{m}$ の試料を使用し、後述の図10のみ、平均表面粗さ $R_a = 0.13\mu\text{m}$ 、最大表面粗さ $R_{max} = 1.69\mu\text{m}$ の試料を使用した。ただし、この程度の粗さの違いが、実験結果に与える影響は小さい。

プローブの端部はスペーサ端部 (トリプルジャンクション, TJ) より 1mm 内側にあり、スペーサの表面または空間からのプローブへの実電荷の流入が生じないようになっている。

プローブには電圧印加に伴う静電界成分 E_g と、帯電に伴う誘導電荷成分 E_s が生じ、その合成電界 E_{TJ} がブ

ローブ信号となる⁽³⁾⁽⁴⁾。 α が異なると、同じ印加電圧、帯電量であっても E_g, E_s はそれぞれ違った値になる。図1のように、プローブ信号は検出用キャパシタ(920 nF)と高入力インピーダンスの増幅器を用いて測定するが、その詳細は文献(3),(4)に述べている。

なお、実験において帯電が生じた場合には、電圧降下後に真空容器に微量の空気を入れ、低気圧放電 (silent discharge) を発生させて除電したのち、次の電圧を印加した。

3. 帶電特性

まず、 $\alpha=0^\circ, -15^\circ, -30^\circ, -45^\circ$ の 4 種の円錐台形スペーサの測定を行った。この結果を図 3 に示す。図 3 では帯電を生じない時に E_g (したがって印加電圧 V_{ap}) と E_{TJ} とが一致するようにして波形を描かせてある。このうち、 $\alpha=0^\circ, -15^\circ$ では図 3(a), (b) のように印加電界成分に帯電電荷成分が重畳しており、その帯電電荷の極性は正である。また、帯電電荷成分は印加電界 (電圧 V_{ap}) にほぼ比例している。この時の帯電開始電圧はいずれも約 7kV である。 $\alpha = -15^\circ$ における帯電分の電界の印加電圧による電界に対する比 E_s / E_g は 0.31 で円柱形スペーサ ($\alpha = 0^\circ$) の場合の 0.89 に比べて小さい値である。 $\alpha = -30^\circ, -45^\circ$ の場合には、図 3(c) の例のように、帯電電荷成分は 0 で、プローブ波形からは明らかな帯電は観測されない。またこの場合、電圧上昇速度を小さくして電圧印加時間を 10 分まで延長しても、帯電は見られなかった。

そこで、帯電し始める接合角を特定するため、 $\alpha = -20^\circ, -25^\circ$ のスペーサにおいても同様の実験をおこなったところ、どちらも正帯電が観測された。 $\alpha = -20^\circ$ の時は $E_s/E_g=0.12$ 、 $\alpha = -25^\circ$ の時は $E_s/E_g=0.05$ で負の角度が大きくなるほど帯電量は小さくなった。これより、 $\alpha < -25^\circ$ ないし -30° では、帯電しないことがわかった。

次に、陰極接合角が正の円錐台形スペーサ $\alpha = +5^\circ, +15^\circ, +30^\circ, +45^\circ$ のプローブ電界を測定したところ、図4の例 ($\alpha = +45^\circ$) のようにいずれの場合も帯電は観測されなかった。

4. 理論計算

帯電に関する測定結果を2種類のシミュレーション方法を用いて検討した。一つは帯電の平衡状態(最終の分布)を解析的に求める平衡値計算⁽²⁾⁽⁵⁾⁽⁷⁾、もう一つはモンテカルロ法を用いて、電子の挙動とスペーサの二次電子放出特性から帯電分布を求めるモンテカルロシミュレーション⁽⁶⁾⁽⁸⁾である。

〈4・1〉 平衡値計算 まず、平衡値計算をおこない、それぞれの頂角 α における E_s/E_g を求め、測定結果と比較した。この計算には、二次電子放出特性と二次電子の放出時における初期エネルギーによって決まる特性値

$$k = \frac{1}{2} \left(\frac{A_1}{A_s} - 1 \right) \dots\dots\dots (1)$$

を用いている。ただし、 A_s は二次電子の放出時における初期エネルギー、 A_1 は二次電子放出係数 $\delta = 1$ のときの入射電子の衝突エネルギーである。この定数 k の正確な値は、表面粗さなどの影響によりはっきりとは分からないので、平衡値計算に用いる k の値を次のように定めた⁽⁴⁾。

まず、円柱形スペーサについて、 k の値を変化させて平衡値計算を行い、その時の E_{TJ}/E_g を求めた。 $\sqrt{k}$ を横軸にとり、 E_{TJ}/E_g を縦軸にとったグラフが図5であ

図3 印加電圧および電界波形
Fig.3 Wave shapes of applied voltage and electric field near TJ

る。円柱形スペーサ (粗さ $R_a=0.22\mu\text{m}$) での E_{TJ}/E_g の測定値は図3(a)より $E_s/E_g+1=1.89$ であるので、グラフより、対応する $\sqrt{k}$ の値は1.25となる。

横軸を α 、縦軸を $E_s/E_g (=E_{TJ}/E_g - 1)$ として、平衡値計算の結果と測定結果を比較したグラフが図6である。このように、 0° から -25° の場合は、計算結果と測定結果が良く一致した。ところが、 -45° と -30° の場合は、測定では帯電は観測できなかったが、計算では負に帯電するという結果になる。

(4.2) モンテカルロシミュレーション (MCS)

$\alpha \leq -30^\circ$ における実測と理論との不一致について検討するため、 $\alpha = -45^\circ$ においてモンテカルロシミュレーションを行い、帯電の進行過程を調べた。

モンテカルロシミュレーションでは、 A_s の他に、二次電子放出係数と入射電子エネルギーの関係曲線 (二次電子放出特性) が必要になる。ここでは、参考文献 (9) による二次電子放出特性を用いた。この場合の A_1 は56eVになる。前節と同じ $\sqrt{k}$ ($=1.25$) を用いると、 $A_s = 13.5\text{eV}$ となる。しかし、この A_s は一般にいわれている値 (数eV) に比べてかなり大きい。そこで、ここでは、この $(A_s, A_1) = (13.5\text{eV}, 56\text{eV})$ の組み合わせのほかに、 A_1 は一定として $(A_s, A_1) = (4\text{eV}, 56\text{eV})$ 、 $(A_s, A_1) = (2\text{eV}, 56\text{eV})$ の組み合わせでもシミュレーションを行って比較した。

いずれの (A_s, A_1) の組み合わせにおいても、スペーサ表面の陰極に近い部分に比較的大きな負電荷がたまり、その後陽極の方に負帯電が進行し、さらに電子の入射を続ければ、最終的には平衡値に近づく⁽⁶⁾。図7(a)はモンテカルロシミュレーションによる帯電初期の様子で、スペーサの表面にそった電荷分布を示している。 A_s は二次電子の放出エネルギーであるので、 A_s の大きい方が飛距離が増す。したがって $A_s = 13.5\text{eV}$ の方が帯電範囲が広く、その分、電荷密度の最大値が下がっている。同図(b)は陰極上電界分布で、縦軸はTJ付近の電界 E ($=E_g + E_s$) を電極間の平均電界 E_{av} (ここでは、 $E_{av} = 30\text{kV/cm}$) で除したものである。また、点線は帯電前の印加電界 (E_g)

図4 印加電圧および電界波形 ($\alpha = +45^\circ$)
Fig.4 Waveshapes of applied voltage and electric field near TJ

である。図から、 $A_s=13.5\text{eV}$ の場合の TJ の電界は印加電界の 1/2 以下となる。また、 $A_s=4\text{eV}$ の場合は 1/4 程度に緩和され、平均電界以下となる。なお、図には示していないが、 $A_s=2\text{eV}$ の場合は $A_s=4\text{eV}$ の場合に近い結果であった。

以上の結果より、 $\alpha \leq -30^\circ$ のスペーサでは負帯電が陰極近くに発生し、その電界緩和作用によって帯電の進行が抑制されるのではないかと推定される。なお、図中に示したプローブによる電界測定範囲の電界 (A の範囲の面積加重平均) を計算すると、 $E_s/E_g = -0.013$ となり、プローブ上の電界は E_g に比べてわずか 1.3% 程度の減少でしかなく、本実験のプローブでは観測が困難である。

〈4・3〉 シミュレーション結果の検証 $\alpha = -45^\circ$ における上述の推論を検証するため、TJ よりも真空側の陰極上電界を測定することにした。この場合のプローブの表面はスペーサに覆われていないので実電荷が流入す

図5 計算による $\sqrt{k}$ と E_{TJ}/E_g の関係 (円柱形スペーサ)
Fig.5 Relation between $\sqrt{k}$ and E_{TJ}/E_g (Cylindrical insulator, PMMA)

図6 円錐台形スペーサの E_s/E_g
Fig.6 Measured and calculated E_s/E_g relative to contact angle ($V_{ap} = 20\text{kV}$)

(a) 帯電電荷分布

(b) 陰極電界分布

図7 円錐台形スペーサのシミュレーション結果
(電子放出回数 4 万回, PMMA, $\alpha = -45^\circ$, $V = 30\text{kV}$)
Fig.7 Calculated surface charges on conical insulator (a) and electric fields on cathode (b)

る恐れがあるが、その場合にはプローブ信号は正となる。一方、図7から TJ より真空側 (図中 B の範囲) の電界はスペーサ側 (図中 A の範囲) よりも負電荷の影響を強く受けるので、実電荷の流入が無視できればプローブ信号 E_{TJ} が印加電界成分 E_g よりも小さくなるはずである。

この測定では、図8のように、スペーサの陰極側の直径を49mmとこれまでよりも小さくし、このスペーサのTJから真空側に0.5~1.5mmの範囲の電界を測定した。

測定例を図9に示す。同図のように、印加電圧が30kV以上の時、 E_{TJ} は E_g よりも小さくなる。この負帯電による電界の低下分 E_s は約2.4kV/cmであり、印加電圧約30kVから40kVの範囲においてほぼ一定である。この結果は、正帯電の場合の陰極電界が、図3(a),(b)で述べたように、印加電圧にほぼ比例して増える性質があることと大きく異なる。電界の低下分 E_s が電圧に依存しない理由は、TJの電界緩和によって帯電の進展が抑制されたためと考えられ、4.2節の推論を裏付けるものである。

なお、モンテカルロシミュレーションによると陰極からの電子に初期エネルギー(数eV以下)と放出角度(TJの近傍の放出点に立てた垂線に対して $0^\circ \sim 180^\circ$)を与えているにもかかわらず、 $\alpha \geq +5^\circ$ の場合は印加電界がスペーサの表面に向かう方向であるので、電子はこれに打ち勝てず、スペーサに衝突しないため帯電しない。一方、 $0^\circ \leq \alpha < +5^\circ$ の場合には印加電界のスペーサ向き成分が小さくなるのでスペーサに衝突する電子も存在し、帯電が生じる。

〈4・4〉 Boersch等の帯電測定結果との比較 Boersch⁽⁶⁾等は二次電子なだれを考慮し、(1)式のkを用いて台形スペーサの帯電電荷密度(平衡値)を与える解析式を提示するとともに、帯電電荷の測定を行った。それによって、台形スペーサと陰極との接合角によって帯電

図8 真空側電界を測るためのスペーサとプローブの配置
Fig.8 Arrangement of a spacer and a probe for measuring vacuum side electric field

図9 真空側表面の陰極電界波形 (PMMA, $\alpha = -45^\circ$)
Fig.9 Probe signal at the vacuum side

電荷の極性が変化すること、正帯電、負帯電ともに電荷密度は印加電圧に比例することを示した。したがって、本研究の負帯電に関する結果は明らかに彼等の結果と異なっている。ここでは、Boersch等の実験方法と実験結果を簡単に述べ、本研究の結果と異なる理由を検討する。

図10にBoersch等の実験回路と実験結果を示す。測定試料は四角錐台形で材質はガラスである。同図(a)のようにスペーサの角 γ をとり、 $\gamma = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ の4種類である。この接合角は、本論文の実験の α が負の場合に相当する($\alpha = -\gamma$)。陽極は接地し、陰極に負の直流電圧を印加する。陰極付近にはフィラメントがあり、熱電子放出によって強制的に電子を供給している。電圧を印加後、陰極を接地して電圧を除去した後、静電プローブをスペーサ表面に近づけて帯電電荷の測定を行う。それぞれの試料について、電圧を10kVまで変化させ、帯電電荷密度を観測している。

測定結果が図10(b)である。横軸は印加電圧の絶対値 U_0 、縦軸は電荷密度 σ である。 $\gamma = 0^\circ \sim 30^\circ$ のときは正に帯電し、角度が大きくなるほど正の帯電量は減少する。また、帯電量は印加電圧に比例している。このように、 $\gamma = 0^\circ \sim 30^\circ$ では本研究の測定結果の傾向とほぼ一致する。Boersch等の測定で $\gamma = 30^\circ$ でも弱い正帯電を

(a) 測定回路

(b) 測定結果

図10 H.Boersch等の実験⁽⁵⁾
Fig.10 Experiment by H.Boersch et al.

示すのは、材料（ガラスとPMMA）や形状（角錐台形と円錐台形）の違いによると考えられる。

本研究との最も大きな違いは、前述のように、 $\gamma = 45^\circ$ ($\alpha = -45^\circ$) で負電荷密度が電圧に比例して増える点である。このような相違が生じる原因は、筆者等の実験では外的な電子供給を行っていないので、シミュレーションで示したような電界緩和によって電界放出による電子の供給が絶たれる可能性があるのに対して、Boersch等の実験ではフィラメントから供給しているので、電子の供給が持続するためと考えられる。すなわち、外部電子供給源のない一般の真空絶縁系では、負帯電は進展しにくいと考えられる。

なお、本研究の $\alpha = -45^\circ$ におけるモンテカルロシミュレーションにおいて、TJの電界と無関係に電子を供給し続けた場合には、前述のように最終的にスパーサの全表面が負に帯電するという結果になり、Boersch等の実験結果と一致する。これは、電子供給に関してシミュレーションとBoersch等の実験条件とが一致するためであり、Boersch等のSEEA機構に基づく帯電理論が正しいことを裏付けるものである。

5. まとめ

アクリル製円錐台形スパーサについて静電プローブを用いた帯電測定をおこなった。また、二次電子なだれを考慮した帯電機構に基づいてシミュレーションをおこない解析的に検討した。実験から、スパーサ頂角が正の場合は帯電はおこらず、負の場合は円柱形に近いほど、帯電量が多いことが確かめられた。この正帯電が開始する角度 α は $-25^\circ \sim -30^\circ$ あたりである。また、 $\alpha \leq -30^\circ$ では、電子の供給が持続すればスパーサ表面に負帯電領域が拡大する。しかし、陰極近傍のスパーサ表面に生じた負帯電による電界緩和が大きいために陰極TJからの電子供給が持続せず、外的な電子供給を行わない限り帯電は進展しにくいことが明らかになった。

(平成12年4月3日受付, 平成12年8月2日再受付)

文 献

- (1) H.C.Miller: "Flashover of Insulators in Vacuum", IEEE Trans., EI, 28, No.4, 512(1993)
- (2) 山本、原、大前、林: "真空中の複合絶縁におけるスパーサ効率とフラッシュオーバー機構", 電学論 A, 110, No.12, 830(1990)
- (3) O.Yamamoto, T.Takuma, Y.Tanabe, "Real-Time Observation of surface Charging on a Cylindrical Insulator in Vacuum", IEEE Trans., DEI, Vol.5, No.6, pp.961-965(1998)
- (4) 山本、宅間、濱田、梯、生駒、西村、塩入: "真空中の固体誘電体帯電現象における表面粗さの影響", 電学論, Vol.119-A, No.10, pp.1221-1228(1999)
- (5) H.Boersch, H.Harmish, W.Ehlich: "Surface Discharges Across Insulators in Vacuum", Z. Angew Phys, 15, 518(1963)
- (6) O.Yamamoto, T.Hara, I.Nakanishi, M.Hayasi: "Monte Carlo Simulation of Surface Charge on Angled Insulators in Vacuum", IEEE Trans., EI, 28, No.4, pp.706-712(1993)
- (7) 田辺、山本、原、宅間、ID.Chalmerse: "真空中スパーサの帯電分布と帯

- 電メカニズムの検討", 電学論, Vol.119-A, No.2, pp.171-176(1999)
- (8) 山本、原、嶋田、鈴木: "モンテカルロシミュレーションによる真空中スパーサの帯電特性の研究", 電学論, Vol.114-A, No.2, 108 (1994)
- (9) E.A.Burke, "Secondary Electron from Polymers", IEEE Trans.Nucl.Sci., Vol.27, pp.200-208, 1980

山 本 修 (正員) 1948年2月22日生。1970年3月立命館大学理工学部数学物理学科卒業。京都大学工学部助手。京都大学工学博士。SF₆ガスおよび大気中の絶縁破壊機構、真空中の沿面放電機構、送電鉄塔の雷サージ現象の研究に従事。放電研究グループ会員。

宅 間 董 (正員) 1938年9月30日生。1966年東京大学大学院博士課程終了。工学博士。同年同大学電気工学科講師。1967年(財)電力中央研究所入所。高電圧、放電、電磁界解析、核融合の研究に従事。1989~93年九州大学客員教授。1995年3月から京都大学工学部(現在工学研究科)教授。1975年英国電気学会 Maxwell 賞, 1992年科学技術庁長官賞, 同年電気学会業績賞受賞。IEEE Fellow。

梯 靖 弘 (学生員) 1974年7月25日生。1999年3月23日京都大学大学院工学研究科修士課程修了。同年4月関西電力(株)入社。現在に至る。

生 駒 慎 吾 (学生員) 1975年8月13日生。2000年3月京都大学大学院工学研究科修士課程修了。同年4月関西電力(株)入社。現在に至る。

西 本 暁 洋 (学生員) 1977年1月30日生。1999年3月京都大学工学部電気工学科卒業。同年4月同大学院工学研究科電気工学専攻進学。現在に至る。