

誘電体表面電位と大気圧空気中における 均一バリア放電現象の関係

渡部 佳月*, 大澤 直樹**¹

(2024年2月29日受付; 2024年5月13日受理)

Relation Between Dielectric Surface Potential and Diffuse Barrier Discharge Phenomena in Atmospheric Pressure Air

Kazuki WATANABE* and Naoki OSAWA**¹

(Received February 29, 2024; Accepted May 13, 2024)

The amount of surface charge accumulation on the barrier surface is important in generating Atmospheric Pressure Townsend Discharge (APTD) in air. However, since APTD was not generated in air if we used different barrier materials, it remains to be seen whether the barrier material or the amount of surface charge accumulation is more important in generating APTD in air. In this study, we investigated the effect of surface charge accumulation on APTD generation by controlling surface potential on the barrier. As a result, (1) the barrier that can generate APTD had high surface and volume resistivity and was easy to maintain surface potential, (2) APTD was generated when the surface potential on the barrier was high and was not generated when it was low, and (3) APTD was generated at high applied voltage even at the low surface potential on the barrier.

1. はじめに

誘電体バリア放電 (Dielectric Barrier Discharge: DBD) は、電極間に誘電体を介在させ、交流高電圧を印加することで発生するストリーマ放電の集合体である。この DBD は、大容量のオゾン生成に有効であり、主に上下水道処理に利用されている¹⁾。近年では、皮膚疾患の治療や種子の発芽促進・抑制などの医療・農業分野への応用も報告されている^{2,3)}。しかし、放電処理による種子の抑制において、プラズマに暴露された種皮が壊死する、種皮に細孔が生じるなどの報告例もある^{3,4)}。そのため、これらの分野では、低侵襲で均一な DBD 装置の開発が切望されている。

DBD は特定の条件で、大気圧下でもストリーマ放電が発生しない均一バリア放電となることが知られている。大気圧均一バリア放電には、大気圧グロー放電 (Atmospheric

Pressure Glow Discharge: APGD) と大気圧タウンゼント放電 (Atmospheric Pressure Townsend Discharge: APTD) があり、APGD は He や Ar といった希ガス中^{5,6)}、APTD は窒素中、空気中、ならびに酸素中で発生する⁷⁻¹⁰⁾。しかし、空気中や酸素中で APTD を発生させるには、特定の誘電体材料を用いる必要があり¹¹⁾、その発生メカニズムは明らかにされていない。APTD の放電エネルギーはストリーマ放電先端のエネルギーよりも低いことから¹²⁾、大気圧空気中における APTD の発生メカニズムを解明することで、低侵襲で均一な DBD 装置の開発に貢献できる。

空気中で APTD を発生できる誘電体では、ストリーマ放電のみ発生する誘電体よりも誘電体表面に蓄積される電荷量が多く、帯電状態を維持しやすい^{13,14)}。そのため APTD の発生は、誘電体表面の蓄積電荷量に起因するものと予想してきた。そこで近年、著者らは、半球棒電極とアルミナ被覆平板電極で構成される DBD 装置を用いて、誘電体表面が帯電していない状態で DBD 装置に電圧を印加したときの APTD 発生の有無を調べてきた。その結果、交流電圧 1 サイクル目では APTD は発生しないことが明らかとなり、APTD の発生には蓄積電荷量が関係していることがわかった¹⁵⁾。また、放電電流から移動電荷量を求め、誘電体表面に蓄積される電荷量を推定して APTD 発生との関係を調べた結果、APTD の発生には蓄積電荷量に閾値が存在することが示唆された¹⁵⁾。しかし、これまでの研究では、誘電体表面に蓄積された帯電量と APTD 発生との関係について明らかにできていなかった。また、誘電体材料を変えると APTD

キーワード: 誘電体バリア放電, 大気圧タウンゼント放電, ストリーマ放電, 誘電体表面電位, 表面抵抗率

* 金沢工業大学大学院 工学研究科 電気電子工学専攻
(〒921-8501 石川県野々市市扇が丘 7-1)

Graduate Program in Electrical Engineering and Electrics,
Kanazawa Institute of Technology, 7-1 Ohgigaoka, Nonoichi,
Ishikawa 921-8501, Japan

** 金沢工業大学 工学部 電気電子工学科
(〒921-8501 石川県野々市市扇が丘 7-1)

Department of Electrical and Electric Engineering, Kanazawa
Institute of Technology, 7-1 Ohgigaoka, Nonoichi, Ishikawa
921-8501, Japan

¹ n.osawa@neptune.kanazawa-it.ac.jp

DOI: <https://doi.org/10.34342/iesj.2024.48.4.143>

が発生しなくなるため、誘電体材料と帯電量のどちらが APTD の発生に寄与するのかも明らかにできていなかった。

本研究では、大気圧空気中での APTD 発生メカニズムを解明するために、非接触型の表面電位計を用いて誘電体表面電位を測定し、APTD 発生との関係について調べた。本論文では、はじめに誘電体材料ごとの放電発生中における帯電分布の特徴について述べる。次に APTD を発生できる誘電体を用いて、誘電体の表面電位を制御したときの APTD の発生について述べる。

2. 実験方法

2.1 実験システム

図1に実験システムを示す。システムは、高電圧電源、DBD 装置、電流測定部、表面電位測定系で構成される。高電圧電源は、ファンクションジェネレータ (AFG-3022C, Tektronix) と高圧アンプ (Model 30/20A, Trek) で構成されており、電圧波高値と印加電圧サイクル数をコントロールできる。電流波形は DBD 装置の低圧側に接続された電流検出抵抗 (20 kΩ) の電圧降下より測定した。印加電圧波形と電流波形の測定には、オシロスコープを使用した。過電圧によりオシロスコープが破損するのを防ぐために、電流検出抵抗にはバリスタを並列に接続した。印加電圧波形は正弦波交流とし、周波数は 50 Hz とした。ディレイジェネレータ (DG535, Stanford Research Systems) を用いて、電源と表面電位を測定するための電動アクチュエータを同期させた。表面電位の測定には、表面電位計 (Model 341B, Trek Japan) と非接触型の測定プローブ (Model 3455ET, Trek Japan, 測定スポット直径: 25 mm) を用いた。誘電体の表面電位が 0 V であることを確認してから半球棒電極に電圧を印加した。

2.2 DBD装置の仕様

図2は DBD 装置の外観である。装置の周辺湿度は、乾燥空気を用いて相対湿度 25% に調整した。装置は半球棒電極 (先端部半径: 5 mm, 材質: SUS304) とアルミナ被覆平板電極で構成されており、ギャップ長は 3 mm とした。

図3はアルミナ被覆平板電極の寸法である。アルミナ被覆平板電極は、100 mm × 100 mm のセラミックスに、80 mm × 80 mm のタングステン製の薄膜電極が内挿されている。誘電体材料はアルミナ (純度 92%) であり、厚さは 1 mm である。使用した誘電体は、APTD を発生できる誘電体 (A473, 京セラ社製) とストリーマ放電のみ発生する誘電体 (A440, 京セラ社製) の2種類である。Table 1 はそれぞれの誘電体の仕様をまとめたものである。また、高抵抗率計 (MCP-HT800, Nittoseiko Analytech) でそれぞれの誘電体の表面及び体積抵抗率を測定した。測定箇所は JIS K 7194 を参考に 5 点とし、その平均値を測定値とした¹⁶⁾。

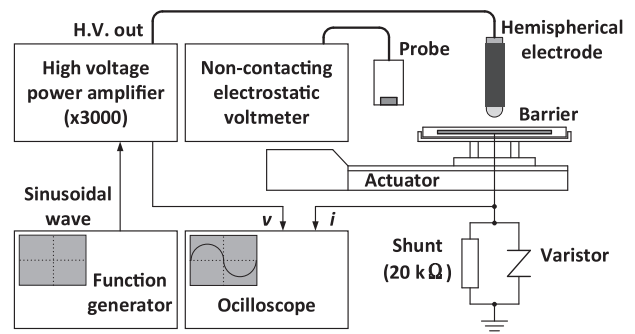


図1 実験システム
Fig.1 Experimental setup.

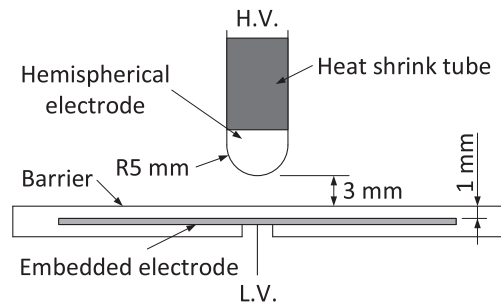


図2 DBD装置
Fig.2 DBD device.

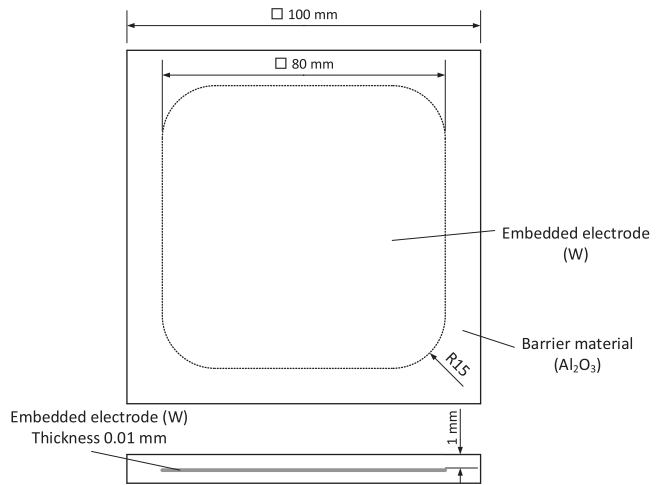


図3 アルミナ被覆平板電極の寸法と構成
Fig.3 Configuration and size of alumina coated flat plane electrode.

2.3 誘電体表面電位分布の時間変化の測定方法

誘電体材料ごとの放電発生中における表面電位分布の時間変化を調べるため、交流電圧を各位相で遮断し、直後の表面電位分布を測定した。A473 バリアを用いるときは、電圧波高値を 11.8 kVp とし、交流電圧 6 サイクル目の各位相で表面電位分布を測定した。この条件は、交流電圧の極性が正 (以降、正極性と呼ぶ) のときに APTD が安定して発生し、極性が負 (以降、負極性と呼ぶ) のときにストリーマ放電が 1 本だけ発生する条件である¹⁵⁾。A440 バリアを用いるときは、電圧波高値を 10.6 kVp とし、交流電圧 151

表1 A473 と A440 バリアの仕様
Table 1 Specifications of the A473 and A440 barriers

| Material code | A473 | A440 |
|-------------------------------|--------------------------------------|---------------------|
| Major component (Purity) | Al ₂ O ₃ (92%) | |
| Relative permittivity (1 MHz) | 9.1 | 9.8 |
| tan δ (1 MHz) | 5×10^{-4} | 24×10^{-4} |
| Surface roughness Ra | 0.390 μm | 0.410 μm |
| Supplier | Kyocera Corporation | |

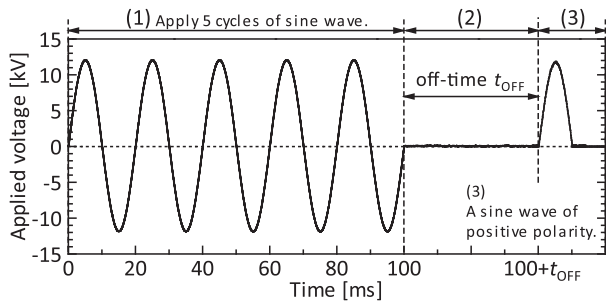


図4 印加電圧波形の一例
Fig.4 Examples of applied voltage.

サイクル目の各位相で表面電位分布を測定した。これは、1本のストリーマ放電が発生しやすい条件である。

2.4 誘電体表面電位の制御方法

A473 バリアを用いたときの表面電位を制御し、表面電位と APTD 発生との関係を調べる。ここでは、誘電体表面電位の制御方法について説明する。図4は印加電圧波形の一例である。図に示すように、まずは、電圧波高値 11.8 kVp の正弦波を5サイクル印加し、表面電位分布を測定する(図内(1))。次に、バリア中心(半球棒電極直下)の表面電位が任意の値に減少するまで休止時間 t_{OFF} (10~30 min 程度)を設ける(図内(2))。最後に、表面電位が任意の値まで減衰したのを確認後、正極性の正弦波を印加する(図内(3))。このときの電流波形から APTD 発生の有無を観察した。

3. 結果

3.1 誘電体表面電位分布の時間変化

図5に、A473 バリアを用いたときの電圧電流波形、変位電流ならびに放電電流波形の一例を示す。測定された電流 i_m は変位電流 i_d と放電電流 i_{dis} の和であるため、 i_m から i_d を減じて i_{dis} を求めた。ここで、 i_d は印加電圧の時間変化より求めた。位相 $20^\circ \sim 100^\circ$ (期間 A) で連続的な電流が発生し、位相 $215^\circ \sim 225^\circ$ (期間 C) の間でパルス電流が1本発生した。これまで同条件での放電観察にて、連続的な電流が発生しているときでは APTD、1本のパルス電流が発生しているときでは1本のストリーマ放電が発生していることを確認している¹⁵⁾。したがって、期間 A では APTD、期間 C では1本のストリーマ放電が発生していることを確認できた。

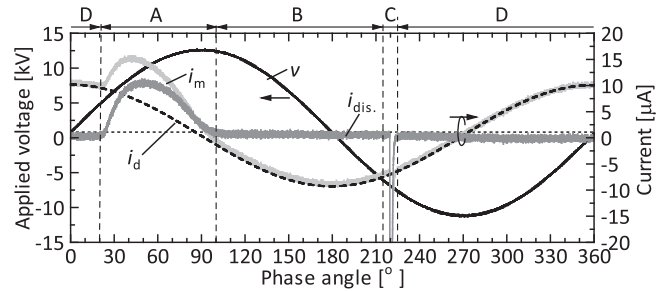


図5 印加電圧 v 、測定電流 i_m 、変位電流 i_d ならびに放電電流 i_{dis} 。(A473)

Fig.5 Applied voltage: v , measured current: i_m , displacement current: i_d and discharge current: i_{dis} 。(A473).

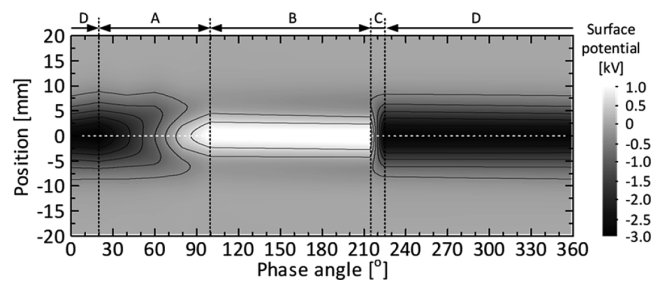


図6 表面電位分布の時間変化 (A473)

Fig.6 Spatiotemporal distribution of surface potential (A473).

図6に、A473 バリアでの表面電位分布の時間変化を示す。位置 0 mm はバリアの中心(半球棒電極直下)である。表面電位分布は、0.05 mm 間隔のデータによって示されている。なお、測定された分布は、沿面放電によるものも含まれている。放電が発生するとバリア中心の誘電体表面には、放電前と逆極性の電荷が蓄積されることを確認した。期間 A では、帯電分布は 4.4 ms の時間をかけて緩やかに変化し、APTD 発生後は正に帯電した。APTD 発生後からストリーマ放電発生直前までの期間 B では、帯電分布が維持されることを確認した。期間 C では、帯電分布は 0.6 ms 以内で変化し、ストリーマ放電発生後は負に帯電した。ストリーマ放電発生後から APTD 発生直前までの期間 D では、期間 B と同様に帯電分布が維持されることを確認した。以上より A473 バリアでは、APTD が発生している期間の帯電分布は、ストリーマ放電が発生しているときよりも緩やかに変化することがわかった。また、放電が発生していない

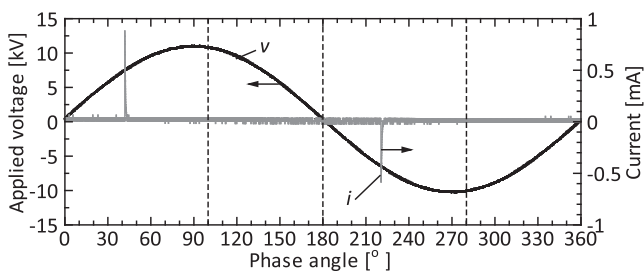


図7 印加電圧 v と測定電流 i (A440)
Fig.7 Applied voltage: v and current waveforms: i (A440).

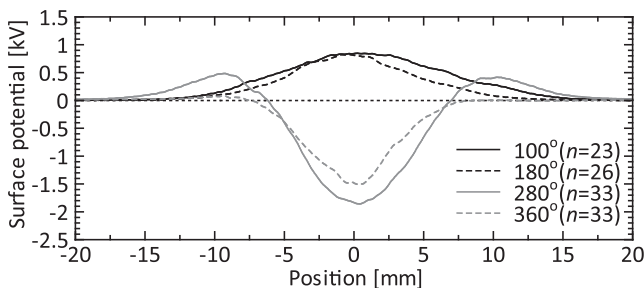


図8 表面電位分布の時間変化 (A440)
Fig.8 Spatiotemporal distribution of surface potential (A440).

期間では帯電分布が維持されることを確認した。

図7に、A440バリアを用いたときの電圧電流波形の一例を示す。正極性と負極性でパルス電流が1本ずつ発生し、半サイクルで1本のストリーマ放電の発生を確認できた。しかし、放電の発生タイミングはランダムであり、正極性では位相 $25^{\circ} \sim 65^{\circ}$ 、負極性では $205^{\circ} \sim 250^{\circ}$ で発生した。

A440バリアでは放電発生前後の表面電位分布を取得した。これは、放電の発生タイミングがランダムであり、表面電位マップの作成が困難なためである。図8に位相 100° 、 180° 、 280° 及び 360° (0°) の表面電位分布を示す。A473バリアと同様に、放電が発生するとバリア中心の誘電体表面には、放電前と逆極性の電荷が蓄積されることを確認した。正極性のストリーマ放電発生後 (位相 100°) では、誘電体表面は正に帯電した。一方で負極性のストリーマ放電発生後 (位相 280°) では、およそ ± 6.5 mm 以内は負に帯電したが、 ± 6.5 mm 以外では正に帯電した。ここで、負極性の沿面放電では、その外殻に正電荷帯が形成されることが実験的に報告されている¹⁷⁾。そのため、バリア中心部以外で正に帯電したのは、沿面放電で生じた正イオンの残留によるものと思われる。放電発生直前である位相 180° 及び 360° (0°) では、どちらも放電発生後の表面電位よりも低い値となった。

4. 考察

4.1 各種誘電体の帯電特性と表面及び体積抵抗率の関係

放電が発生していない期間では、A473バリアの方が

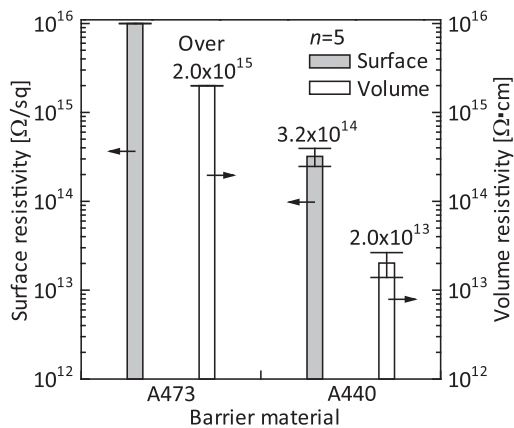


図9 A473とA440バリアの表面抵抗率と体積抵抗率
Fig.9 Surface resistivity and volume resistivity.

A440バリアよりも帯電状態が維持された。このことから APTD の発生には、帯電状態の維持が重要であると考えられる。異なる誘電体材料で帯電の維持に違いが見られたのは、誘電体の表面及び体積抵抗率の違いとそれに伴う蓄積電荷の表面及び体積漏れ現象が関係していると思われる。そこで、各種誘電体の表面及び体積抵抗率を調べた。

図9に、各種誘電体の表面及び体積抵抗率の測定結果を示す。A473バリアの表面抵抗率と体積抵抗率は、それぞれ $1.0 \times 10^{16} \Omega/\text{sq}$ と $2.0 \times 10^{15} \Omega \cdot \text{cm}$ 以上であった。一方、A440バリアの表面抵抗率と体積抵抗率は、それぞれ $3.2 \times 10^{14} \Omega/\text{sq}$ と $2.0 \times 10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$ であった。以上より、A473バリアの方がA440バリアよりも帯電を維持しやすかったのは、A473バリアの方が表面及び体積抵抗率が高いため、電荷の表面及び体積漏れが少なかったためと考えられる。

4.2 誘電体表面電位制御後の電圧電流波形

ストリーマ放電のみ発生するA440バリアでは、放電直後から次の放電直前までの間に帯電分布が維持されず、表面電位が低くなった。このことから、A473バリアでも表面電位が低いと APTD が発生しなくなることが予想される。そこで、表面電位を制御したときの APTD の発生について調べた。ここではまず、表面電位制御後に正極性の電圧を印加したときに得られた電流波形について説明する。

図10に、A473バリアで休止時間 t_{OFF} 後に、正極性の電圧を印加したときに得られた代表的な電圧電流波形を示す (例: 電圧 11.8 kVp, 電極直下部の表面電位 -3.0 kV)。図中 (a) では、APTD は発生せず、ストリーマ放電のみが発生した。図中 (b) では、ストリーマ放電が発生した後に APTD が発生した。以上のように、休止時間 t_{OFF} を設けて表面電位を制御した後では、APTD のみで発生するパターンは見られなかった。Golubovskii ら¹⁸⁾ は、誘電体表面に蓄積された電子の二次電子放出が窒素中での APTD の発生に重要であることを報告している。A. P. Papadakis¹⁹⁾ は、数値解

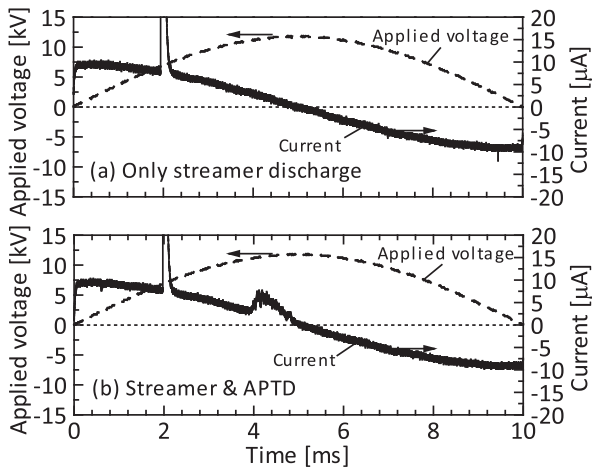


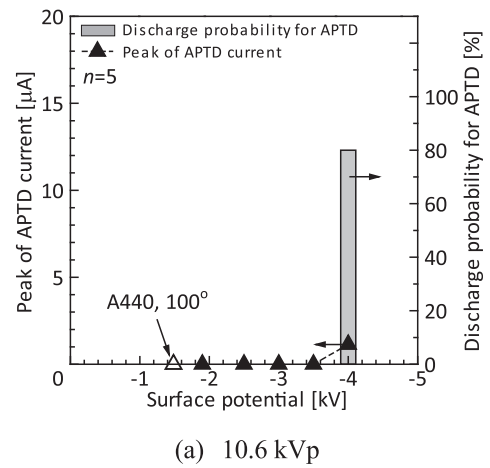
図 10 休止時間 t_{OFF} 後の電圧電流波形
Fig.10 Voltage and current waveform after off-time t_{OFF} .

析を用いてストリーマ放電発生直後の放電空間には、正イオンが残留することを示している。しかし、今回は表面電位の調整のために休止時間 t_{OFF} を設けたため、放電を連続的に発生させた場合に比べて、放電発生直前の放電空間の残留正イオンははるかに少なくなっていたと考えられる。そのため、本実験では正イオンが誘電体表面に衝突することによる二次電子放出の効果が、連続的に放電させた場合に比べて少なかったことが予想される。以上がストリーマ放電の後に APTD が発生した理由であると考えられる。なお、上記の結果は、空気中での APTD の発生においても、二次電子放出による電子の連続的な供給が重要であることを示唆している。

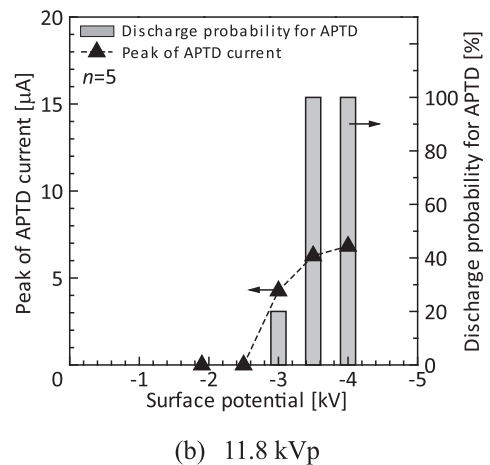
4.3 誘電体表面電位と APTD 発生の関係

次に、バリア中心の表面電位を制御したときの APTD の発生の有無について調べた。また、電界強度の影響も調べるため、休止後の印加電圧を変えたときの影響も調べた。

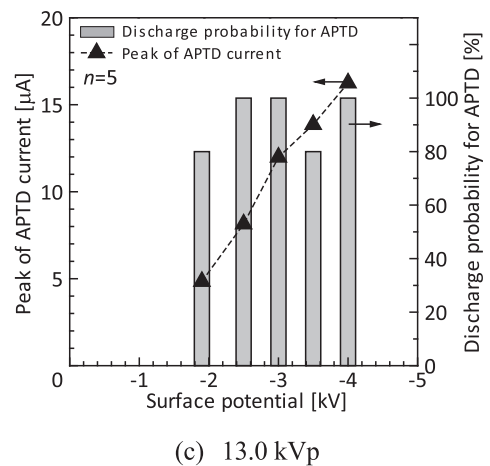
図 11(a)~(c)に、休止時間 t_{OFF} 後に電圧 10.6, 11.8, 13.0 kVp 印加したときの表面電位と APTD 発生を示す。APTD のピーク電流は、図 10(b)中の APTD 発生中における放電電流 (以降、APTD 電流と呼ぶ) のピーク値である。図 11(a)には、参考までに A440 バリアでの放電発生直前(位相 100°)の表面電位を示している。図 11(a), (b)より、印加電圧 10.6 kVp では表面電位 -3.5 kV 以下、11.8 kVp では -2.5 kV 以下は APTD が発生しなかった。表面電位を高くすると APTD が発生するようになり、APTD の発生率も高くなった。13.0 kVp ではすべての表面電位で APTD が発生し、発生率も 80% 以上であった。すべての印加電圧で表面電位を高くすると APTD 電流の波高値が高くなったが、これは印加電圧を高くすると衝突電離係数が高くなるため、APTD 発生中の移動電荷量が増えたからである。また、低い印加電圧で APTD が発生しない表面電位 (例: 印加電圧



(a) 10.6 kVp



(b) 11.8 kVp



(c) 13.0 kVp

図 11 バリア中心部の表面電位と APTD 電流の波高値、ならびに APTD 発生率の関係

Fig.11 Relation between the surface potential at the center of the barrier, peak of the APTD current, and discharge probability for APTD.

10.6 kVp, 表面電位 -3.0 kV) でも、印加電圧を高くすると APTD が発生するようになり、発生率も高くなった。以上より、休止時間を設けた後での APTD の発生には、高い電界強度が必要であることを確認できた。しかし、本実験における APTD の現象は、休止時間後の同じ半周期におけるストリーマ放電発生後の現象である。そのため今後は、

休止時間後におけるストリーマ放電発生後の帯電分布と印加電圧によって形成されるギャップ間の電界を解析し、これらが APTD 発生に及ぼす影響を調べる必要がある。

誘電体表面が帯電していないとき、電圧を印加しても APTD が発生しないことから¹⁵⁾、空気中での APTD の発生には誘電体表面が少なくとも負に帯電している必要があることがわかっている。また、本研究により、放電発生前のギャップ間には、正イオンが存在している必要があることが示唆された。したがって、空気中での APTD の発生には、1) 誘電体表面が負に帯電していること、2) 残留正イオンがクーロン力を受けて誘電体表面に衝突し、二次電子放出によって電子が連続的に供給されることが重要であると考えられる。正イオンによる二次電子出の効果については、今後さらに調べていく必要がある。

5. まとめ

大気圧空気中での APTD の発生メカニズムを解明するために、誘電体材料ごとの放電発生中における帯電分布の特徴について調べた。また、APTD を発生できる誘電体を用いて、誘電体の表面電位を制御したときの APTD の発生について調べた。その結果、以下の知見が得られた。

- (1) APTD を発生できる誘電体は、ストリーマ放電のみ発生する誘電体に比べて、表面及び体積抵抗率が高く、帯電状態を維持しやすい。
- (2) 電圧印加に休止時間を設けて再び電圧を印加した場合、ストリーマ放電が発生した後に APTD が発生する。
- (3) APTD を発生できる誘電体でも、バリア中心の表面電位が低い場合では APTD は発生しない。
- (4) APTD が発生しない表面電位でも印加電圧を高くすると発生するようになることから、高い電界強度が必要であることを確認した。

最後に、本研究の実験に協力していただいた本学大学院電気電子工学専攻の堀隼太郎氏、本学電気電子工学科の勘田裕仁郎氏、高橋慶氏に深く感謝いたします。また、アルミナ被覆平板電極は京セラ株式会社から提供していただきました。ここに深く感謝いたします。なお、本研究は JSPS 科研費 JP23K03824 の助成を受けて実施されました。

参考文献

- 1) 山部長兵衛：オゾン生成技術とオゾン利用. 電学論 A, **126** (2006) 874
- 2) 熊谷慎也, 小林未明, 清水鉄司, 佐々木実：一細胞に非熱平衡プラズマを照射する *Plasma-on-Chip* デバイス：誘電体バリア放電方式による動作特性の改善. 電学論 C, **140** (2020) 452
- 3) 門脇一則, 野中将輝, 中田晃弘, 尾崎良太郎, 辻田泉, 栗

- 坂信之：ナノ秒極性反転パルス電圧によりバリア放電処理されたトマト種子の嫌光性喪失. 電学論 A, **136** (2016) 434
- 4) 葛谷昌之：低温プラズマ技術の新規医薬学的応用. 薬学雑誌, **126** (2006) 439
- 5) S. Kanazawa, M. Kogoma, T. Moriwaki and S. Okazaki: Stable glow plasma at atmospheric pressure. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **21** (1988) 838
- 6) T. Yokoyama, M. Kogoma, T. Moriwaki and S. Okazaki: The mechanism of the stabilization of glow plasma at atmospheric pressure. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **23** (1990) 1125
- 7) N. Gherardi, G. Gouda, E. Gat, A. Ricard and F. Massines: Transition from glow silent discharge to micro-discharges in nitrogen gas. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **9** (2000) 340
- 8) N. Gherardi and F. Massines: Mechanisms Controlling the Transition from Glow Silent Discharge to Streamer Discharge in Nitrogen. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **29** (2001) 536
- 9) N. Naude, J-P. Cambronne, N. Gherardi and F. Massines: Electrical model and analysis of the transition from an atmospheric pressure Townsend discharge to a filamentary discharge. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **38** (2005) 530
- 10) N. Osawa and Y. Yoshioka: Generation of Low-Frequency Homogeneous Dielectric Barrier Discharge at Atmospheric Pressure. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **40** (2012) 2-8
- 11) 大澤直樹, 吉岡芳夫, 花岡良一, 望月祐太郎, 小林祐介, 山田雄太：誘電体バリア放電装置における大気圧空気中での均一放電の発生. 電学論 A, **130** (2010) 306
- 12) A. Komuro, R. Ono and T. Oda: Numerical simulation for production of O and N radicals in an atmospheric-pressure streamer discharge. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **45** (2012) 265201
- 13) N. Osawa and Y. Yoshioka: Progresses of Fundamental Research and Application of Atmospheric Pressure Townsend Discharge. *J. Adv. Oxid. Technol.*, **17** (2014) 217
- 14) N. Osawa, Y. Mori, N. Hirose, S. Motoyama, Y. Yoshioka and R. Hanaoka: DISTRIBUTION OF SURFACE POTENTIAL ON DIELECTRIC BARRIER UNDER DIFFERENT DISCHARGE MODES IN ATMOSPHERIC-PRESSURE AIR. *Proc. 16th High Pressure Low Temperature Plasma Chemistry Symposium* (2018)
- 15) 渡部佳月, 大澤直樹：電圧印加サイクル数と大気圧空気中における均一バリア放電現象の関係. 静電気学会誌, **47** (2023) 70
- 16) 日本産業規格, K 7194 (1994)
- 17) 遠藤正雄, 高橋雄造, 渡辺真人：沿線ストリーマと逆放電の伸展と電荷図. 静電気学会誌, **10** (1986) 45
- 18) Yu. B. Golubovskii, V. A. Maiorov, J. Behnke and J. F. Behnke: Influence of interaction between charged particles and dielectric surface over a homogeneous barrier discharge in nitrogen. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **35** (2002) 751
- 19) Antonis P. Papadakis: Numerical Analysis of the Heating Effects of an Atmospheric Air-Dielectric Barrier Discharge. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **40** (2012) 811