

## 大気中マイクロギャップの絶縁破壊特性

山野 芳昭\*,<sup>1</sup>

(2012年1月23日受付; 2012年3月11日受理)

## Characteristics of Breakdown between Electrodes with Micro-gap in Atmosphere

Yoshiaki YAMANO\*,<sup>1</sup>

(Received January 23, 2012, Accepted March 11, 2012)

Breakdown characteristics in atmosphere were studied using knife-edge and plane electrodes with a gap distance ( $d$ ) ranged from  $0.5\mu\text{m}$  to  $20\mu\text{m}$ . Materials of the knife-edge electrode and plane electrode were steel and Au evaporated film on an aluminum disk, respectively. The gap distance was controlled by the piezo-actuator with a 20 nm step. The kinds of applied voltages to the electrode system were dc, ac and impulse (Imp). It was experimentally found out that breakdown voltage (BDV) kept almost the constant value even when the gap distance was changed in the area  $0.5\mu\text{m} \leq d \leq 3\mu\text{m}$ . In the case of the distance  $d > 3\mu\text{m}$ , the breakdown voltages increased with an increase in the distance. These tendencies were observed in all the kind of applied voltage studied. When the material of the plane electrode was changed to Au evaporated film on PMMA board, DCBDV in that area of  $d$  decreased with the decrease in the gap distance. However, in the case of impulse voltage application, ImpBVDs in that area of  $d$  kept the constant value as those using the Au evaporated film electrode. It was suggested that the constant BDV in that area results from the Townsend discharge mechanism where the electron avalanches appear. The decrease in BDV with the decrease in  $d$  appears only when the breakdown is triggered by melting or vaporizing of electrode material due to the current resulting from the electron field emission.

## 1. はじめに

数 $\mu\text{m}$ 以下の微小ギャップの絶縁破壊現象の解明は、MEMS (Micro Electro Mechanical System) における微細電極の信頼性確保や静電気放電あるいは帯電電荷の除電の機構解明にとって重要な課題の一つである。大気中の絶縁破壊電圧特性については、Paschen の法則<sup>1)</sup>が一般的によく知られている。この法則はTownsend型放電機構を基礎としており、そこでは電子による衝突電離、電子なだれ、そして陰極の二次電子放出などが重要なファクターとなっている。Paschen の法則によると、大気中の平等電界における絶縁破壊電圧 (BDV) はあるギャップ長 ( $d_{\text{pmin}}$ ) において、最低値 ( $V_{\text{pmin}}$ ) 存在することが知られている。大気中における  $V_{\text{pmin}}$  とそれが現れる  $d_{\text{pmin}}$  は、測定者によって多少異なるが、それぞれおよそ 330-360 V と 5-7  $\mu\text{m}$  である (ただしこれ以後、本論文では特に断りのない限り、 $V_{\text{pmin}}=330\text{ V}$ ,  $d_{\text{pmin}}=6\mu\text{m}$  として取り扱う)。ギャップ長 ( $d$ ) が  $d_{\text{pmin}}$  より短い領域では、ギャップ中に存在す

る初期電子の存在確率がきわめて少ない。さらには、大気中の電子の平均自由行程は約 350 nm であるので<sup>2)</sup>、ギャップ中で電子なだれが発生する確率がきわめて少なくなる。これらのことによって、Paschen の法則では、 $d < d_{\text{pmin}}$  なるギャップ長の領域では、ギャップ長が短くなるとともに BDV は  $V_{\text{pmin}}$  より上昇すると考えられている。

一方、Schaffert は、 $d < d_{\text{pmin}}$  なるギャップ長の領域では電極からの電界放出電流による影響によって、 $d$  の減少とともに BDV も低下することを述べている<sup>3)</sup>。仮に 300 V の電圧が  $d=1\mu\text{m}$  の平等ギャップに印加されていた場合、電界強度は  $E=3 \times 10^8\text{ V/m}$  となる。この電界強度は、金属からの電子の電界放出に十分な値である<sup>4)</sup>。もし印加電圧の上昇とともに電界放出に基づく電流が増加すれば、 $V_{\text{pmin}}$  以下の印加電圧において何らかの要因で持続放電 (電流の暴走状態) に移行することも考えられる。P.G. Slade と E.D. Tayler は、 $d < 6\mu\text{m}$  の領域の絶縁破壊は、電子なだれによる Townsend 型絶縁破壊機構ではなく、真空の絶縁破壊と同様に、高密度の電界電子放出電流に基づく局所的な電極金属の溶融・蒸発がトリガとなって誘発されることを、いくつかの報告を基に述べている<sup>5)</sup>。本報告では、この機構での絶縁破壊を Field emission 型絶縁破壊と呼ぶことにする。最近では、MEMS等における導体間の絶縁に関連して、Field emission 型絶縁破壊について多数

キーワード: 大気中絶縁破壊, 微小ギャップ, パッシェン則, 電界放出

\* 千葉大学 教育学部 (263-8522 千葉市稲毛区弥生町 1-33)

Faculty of Education, Chiba University, 1-33 Yayoicho Inage-ku Chiba-shi 263-8522 Japan

<sup>1</sup> yamano@faculty.chiba-u.jp

の検討結果が報告されている<sup>3, 5-13)</sup>. その中には, 電界放出電流により溶融あるいは気化が生じにくい材質で形成した電極を用いると,  $d < d_{pmin}$  となるギャップ長の領域であっても, Townsend 型絶縁破壊機構の特性を示すという報告もある<sup>8)</sup>. しかし, これらの報告の中で行われている実験の多くは絶縁基板上に作製された電極を用いているため, 基本的には沿面絶縁破壊の特性を測定しているものであり, 空間の絶縁破壊特性そのものを測定したものではない. また, 電極形状を一定の状態に保ったまま, 印加電圧波形の変化や電極材質の変化が絶縁破壊特性へどのような影響を及ぼすかなど, 絶縁破壊の基本的な特性を十分に把握するには至っていない.

このような観点から, 本研究では主に  $d$  が  $d_{pmin}$  より短い領域において, 刃型-平板電極に直流電圧, 交流電圧あるいはインパルス電圧を印加したときの大気中絶縁破壊特性について,  $d$  および平板電極の材質を変化させながら検討を行った.

## 2. 実験方法

### 2.1 電極

図1に使用した電極の形状並びに電極の構成を示す. 電極は刃型-平板構成である. 二つの電極はそれぞれ微動台の上に取り付けられている. ギャップ長 ( $d$ ) は, 二つの微動台を動かすことにより調整を行った. 接地平板電極側の微動台はピエゾアクチュエータによる駆動である (スライド量の分解能は 20 nm). 実験を行った電極間隔は  $0.5 \mu m \leq d \leq 20 \mu m$  の範囲である. 図1に示すように, 刃型電極に高電圧を印加した. 電極先端の保護のため, 電源と高電圧側電極との間に  $0.1 M\Omega$  の抵抗を挿入してある.

刃型電極 (先端角 $\approx 10$  deg.) の材質は鉄 (Fe) である. 平板電極はハードディスクのアルミニウム製円板表面に金 (Au) を蒸着したものである. 円板表面の凹凸は $\pm 10$  nm 以内にあることを AFM にて確認してある. また, 電極材質の変化による絶縁破壊電圧の影響を検討するため, PMMA 板 (凹凸は $\pm 75$  nm) に Au を蒸着したものも用いた. ここでは, Au 蒸着したディスクを Au 蒸着 HDD 板, Au を蒸着した PMMA 板を Au 蒸着 PMMA 板と表記する.

図2は1分おきに10回連続して直流電圧を印加した時に発生した放電光 (絶縁破壊に起因したもの) を1枚の写真フィルムに多重撮影したものである. 図に示すように, 10回の放電の発生が刃型電極の両端のエッジに集中することなく, 電極全体にほぼ均一に発生している. また, 放電光を撮影したときの BDV のばらつきは平均値の3%の範囲内に収まっている. これらのことから, 刃型電極先端の加工の不均一性が絶縁破壊の過程に影響を及ぼしていないものと考え

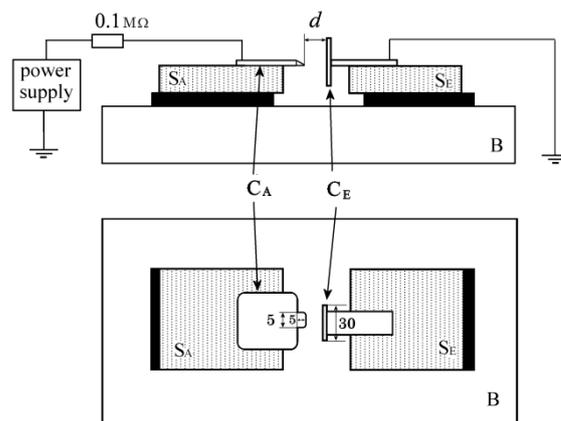


図1 電極の配置図

$C_A$ : 刃型電極,  $C_E$ : 平板電極, B: PMMA 版,  $S_A$ : 微動台,  $S_B$ : 微動台,  $d$ : ギャップ長.

Fig.1 Electrode setup.

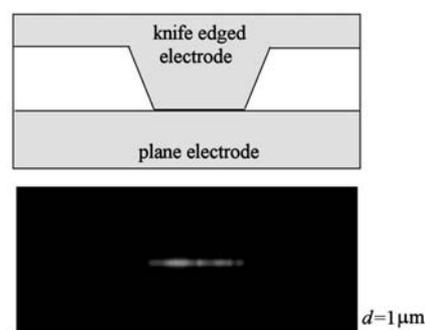


図2 絶縁破壊の放電光 (10回の多重露光)

Fig. 2 Light due to breakdown (superimposed records of 10 times of breakdown).

られる.

### 2.2 絶縁破壊電圧 (BDV) の測定

刃型電極に直流電圧, 交流 (50 Hz) 電圧あるいはインパルス電圧を印加して,  $d$  を変化させながら BDV の測定を行った. 直流 BDV (DCBDV) の測定では, 一定の上昇速度 (10 V/s) にて印加電圧を上昇させ, 絶縁破壊が発生した時の電圧の値を読みとった. 同一条件の試料1セットについてこの操作を1min毎に10回繰り返す, 読み取った電圧値を10セットすべてについて平均した値をDCBDVとした. 交流 BDV (ACBDV) の測定は, DCBDV の測定と同じ手順で行った. 本論文に示した ACBDV の値は実効値である.

インパルス BDV (ImpBDV) の測定では,  $1.2 \times 10 \mu s$  の標準インパルス波形<sup>14)</sup>の電圧をギャップに印加した. 予め予想される ImpBDV より 50 V 低いインパルス電圧を一発印加する. そして, 絶縁破壊が発生するまで, 10 V ずつ印加電圧を上昇させ, 電圧の上昇ごとに一発ずつ電圧を印加した. 同一条件の試料 10 個について, 絶縁破壊が生じたときの印加

電圧を平均して ImpBDV とした. なお, インパルス電圧の値は波形の波高値で表す.

なお測定の結果, DCBDV, ACBDV および ImpBDV の測定値のばらつき (分散) は, 平均値の3%以内であった.

2.3 絶縁破壊前駆電流の測定

直流電圧印加において, 絶縁破壊に至るまでの電流を測定した. 測定に際しては, 図1において, 平板電極と接地との間に高感度電流計を挿入した. また, 電流波形の観測に際しては, 電流検出用のインピーダンス (抵抗 (1 kΩ) とコンデンサ (0.047 μF) の並列回路) を挿入して, その両端の電圧波形を, 増幅器を経由させてデジタルオシロスコープにて測定した.

3. 結果と検討

3.1 BVD とギャップ長との関係

図3(a), 図3(b)および図3(c)にそれぞれ直流, 交流およびインパルス電圧を印加したときのBDVとギャップ長 ( $d$ ) との関係を示す. これらの測定で使用した平板電極はすべてのAu蒸着HDD板である.

図3の三つのグラフが示すように, いずれの印加電圧においても  $0.5 \mu\text{m} \leq d \leq 3 \mu\text{m}$  の範囲では,  $d$  の変化にかかわらず BDV が一定の値を示している. すなわち, 実験に用いた刃型-平板電極系で平板電極が Au 蒸着 HDD の場合には,  $d < d_{\text{pmin}}$  の領域で  $d$  の減少ともなつて BDV が  $V_{\text{pmin}}$  よりも低下する傾向<sup>3,5-13)</sup>は観測されない.

一般的には, 電極先端の電界が強く歪んでいると考えられる刃型電極に負電圧を印加すると, 電極先端からの電子の電界放出等の影響により BDV 特性が正極性の場合と異なることが考えられる. しかし, 測定した DCBDV と ImpBDV のいずれにおいても, 負極性 BDV の方が正極性よりも低い値を示しているが,  $d$  が短い領域では両者に大きな違いがない. そこで, 本実験で測定を行った  $d$  の範囲における電極先端近傍の電界を求め, その結果を基に, 測定結果から得られた正極性 BDV と負極性 BDV に大きな違いが見られないことについて検討を行った. 本実験で用いた刃型電極の先端は電極の断面写真で確認したところ, 曲率半径は  $0.5 \mu\text{m}$  程度であった. そこで半径  $0.5 \mu\text{m}$  の円と直線とで構成する 2 次元平面電極系における電界を等角写像法により求め<sup>15)</sup>, それを本実験で用いた刃型-平板電極における電界の近似解とした.

図4に電界計算の結果を示す. 図中の  $E_p$  は円電極の先端の電界,  $E_n$  は電極と平板電極との距離が最短になる平板電極上の点における電界である. 図に示すように  $d < 2 \mu\text{m}$  の領域では,  $E_p$  と  $E_n$  の差はごくわずかである. 言い換えると, 本実験で使用した刃型-平板電極系において

が短くなると, 刃型電極先端近傍の電界は, ほぼ平等電界と見なすことができる. したがって, 本実験における絶縁

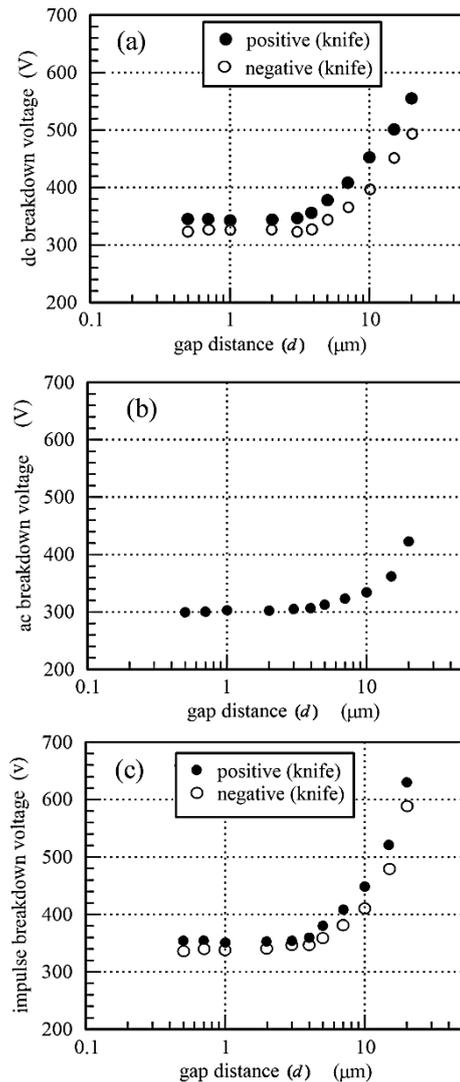


図3 BDV とギャップ長との関係  
Fig.3 Relation between BDV and gap distance.

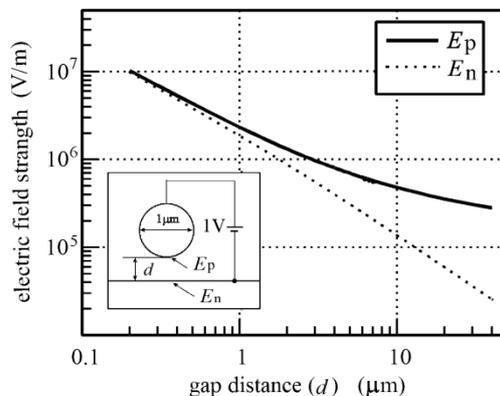


図4 電界計算の結果  
(印加電圧を1Vにして計算)  
Fig.4 Result of electric field calculation.

破壊がどのような過程で生じるにしても、ほぼ平等電界に近い電界の状況下では、図 3(a) および図 3(c) に示すように、BDV の印加電圧極性依存性は顕著には生じないことになる。ただし、測定された BDV のわずかな印加電圧極性依存性の原因については電極材料の影響が考えられるが、現在のところまだ特定できるには至っていない。

### 3.2 絶縁破壊に至るまでに流れる電流

多くの報告<sup>3,5-13)</sup>では、 $d < d_{\text{Pmin}}$  のギャップ長の領域での BDV は  $d$  の減少とともに低下することが示されており、その原因は Field emission 型の放電がトリガとなって絶縁破壊が発生しているためと結論づけている。しかし、本実験の実験結果は、図 3 に示すように、これらの報告とは異なり、BDV は  $d$  の減少とともに低下していない。そこで、本実験の刃型-平板電極系の絶縁破壊に至るまでの過程において、絶縁破壊前にギャップを流れる電流について検討を行った。

図 5 は直流電圧を絶縁破壊電圧測定時と同様に 10 V/s で上昇させたときに電極間に流れる電流を示したものである。 $d = 0.6 \mu\text{m}$  と  $d = 5 \mu\text{m}$  での波形は  $d \leq d_{\text{Pmin}}$  となる  $d$  の領域における代表例であり  $d = 10 \mu\text{m}$  および  $d = 50 \mu\text{m}$  の波形は  $d > d_{\text{Pmin}}$  となる  $d$  の領域での波形である。 $d = 50 \mu\text{m}$  の波形は BDV を測定した  $d$  の範囲を外れるものであるが、参考として載せたものである。図中に BD と記してあるところで絶縁破壊が発生している。 $d < d_{\text{Pmin}}$  のギャップ長の領域では、図 5(a), 図 5(b) に示すように、絶縁破壊が発生する前に直流電流が流れている。 $d = 0.6 \mu\text{m}$  の場合には  $2 \times 10^{-7} \text{ A}$  程度の電流が流れている。 $d$  が長くなるにともなう、直流電流は少なくなり、 $d = 10 \mu\text{m}$  ではほとんど観測されなくなる。一方、 $d = 50 \mu\text{m}$  の波形は、絶縁破壊に至るまでにパルス状の電流が多数発生している。これは部分放電の発生に起因するものと考えられる。印加電圧が上昇して、発生する部分放電の伸びがある長さまで達すると、

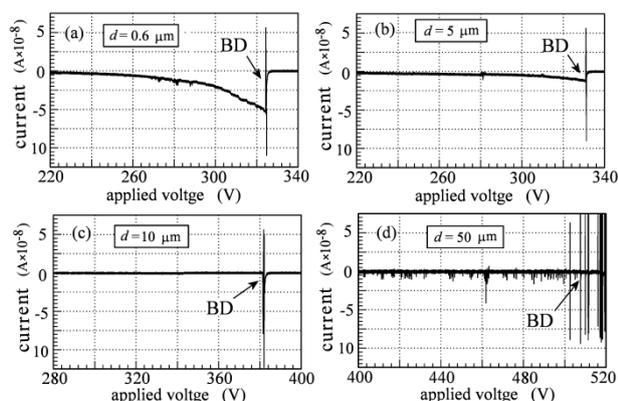


図 5 直流電圧において絶縁破壊前に流れる電流  
Fig.5 Current before breakdown under DC voltage application.

ギャップを短絡して絶縁破壊に至る。 $d = 10 \mu\text{m}$  の時にパルス状電流が観測されないのは、 $d = 50 \mu\text{m}$  の時よりもギャップ長が短いので部分放電の発生と同時に放電がギャップを橋渡しするためと考えられる。

図 4 の電界計算結果から、 $d = 0.6 \mu\text{m}$  における絶縁破壊電圧 (約 330 V) 直前での電極先端の電界強度は  $10^8 \text{ V/m}$  以上になっている。この電界強度は電極先端からの電子の電界放出に十分な値である<sup>3,4)</sup>。図 6 は BDV 以下の印加電圧においてギャップに流れる電流-印加電界特性を、Folwer-Nordheim Plot<sup>3)</sup>で示したものである。図のデータからわかるように、測定プロットはほぼ直線で近似できる。すなわち、ギャップを流れる電流は電極から電界放出された電子に基づくものであると考えられる。このようなことから図 5(a)の波形の直流成分の電流も電界放出された電子に基づくものであることが考えられる。

### 3.3 平板電極の材質の変化と BDV との関係

図 5 と図 6 に示されたように、本実験に用いた刃型-平板電極においても、 $d < d_{\text{Pmin}}$  のギャップ長の領域で、field emission に起因する電流が流れることは確認された。しかし、その電流に起因して電極が溶融し、微小アークが発生して、 $V_{\text{Pmin}}$  以下の電圧で絶縁破壊が発生するには至っていない。もし電極を熱に対して溶融しやすいものに替えれば、真空中における絶縁破壊と同様に<sup>16)</sup>、金属溶融微小アークによる絶縁破壊が発生する可能性が考えられる。そこで、本実験で用いた平板電極 (陽極) を Au 蒸着 PMMA 板に替えて BDV の測定を行った。PMMA 上の蒸着金属の厚さは約  $0.5 \mu\text{m}$  である。刃型電極から放出された電子電流が薄い Au 蒸着膜を流れるので、電流密度が高くなり、電流によるジュール熱が Au 蒸着 HDD 板よりも多く発生する。したがって、電極表面の温度の上昇は Au 蒸着 PMMA 板の方がはるかに大きいはずである。

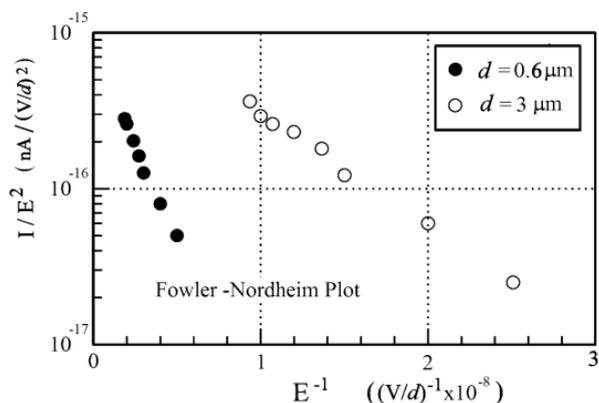


図 6 ギャップを流れる電流の Folwer-Nordheim プロット  
Fig.6 Folwer-Nordheim Plot for current through the gap.

図7に Au 蒸着 PMMA 板の平板電極を使用したときの BDV とギャップ長 ( $d$ ) との関係を示す. 図7(a) は DCBDV 特性であり, 図7(b) は ImpBDV 特性である. 直流電圧をギャップに印加すると, この電極の場合には,  $d < 1.5 \mu\text{m}$  の領域で  $d$  が短くなるにしたがって, DCBDV の低下が見られる (図7(a)). この特性は, 微小ギャップの絶縁破壊電圧を検討した多数の報告例に見られる BDV 特性と同じ傾向である<sup>3,5-13</sup>. 一方, Au 蒸着 HDD 板を使用した場合は, 図3(a) に示すように, BDV の低下は観測されない. 図7の結果から, Au 蒸着 PMMA 板を陽極平板電極として使用した場合は,  $V_{\text{pmin}}$  より低い印加電圧であっても, 刃型電極から電界放出した電子に基づく電流が熱容量の小さい PMMA 上の Au 蒸着電極を溶融・蒸発させることによって微小アークが発生し, ギャップが短絡するものと考えられる. したがって, DCBDV が  $V_{\text{pmin}}$  よりも低い値となるものと考えられる<sup>3,5-13</sup>.

もし電界放出に基づく電流に起因して生じる電極金属の溶融・蒸発が BDV 特性に大きな変化をもたらすのであれば, 電圧印加時間が極めて短いインパルス電圧をギャップに印加した場合には, Au 蒸着 PMMA 板の平板電極であっても電極の温度が上昇せずに, ImpBDV は  $V_{\text{pmin}}$  より

低い値にはならないことも考えられる. このような仮定のもとに図7(a)で使用した電極と同じものを用いて ImpBDV の測定を行った. その結果が図7(b)である. ImpBDV の場合は DCBDV で見られるような  $d < 1.5 \mu\text{m}$  での BDV の低下は観測されない. すなわち, PMMA 表面上の Au 蒸着電極を使用した場合に, 印加電圧波形の違い (電圧印加時間の違い) によって生じた BDV 特性の大きな変化は, 電極の溶融が絶縁破壊のトリガとなっているか否かの違いによって現れたものと考えられる.

3.4  $0.5 \mu\text{m} \leq d \leq 3 \mu\text{m}$  の領域の絶縁破壊機構

Au 蒸着 HDD 板の平板電極を用いた場合, 図3に示したように,  $0.5 \mu\text{m} \leq d \leq 3 \mu\text{m}$  の領域では, DCBDV は  $d$  の変化に関わらずほぼ一定の値を維持する. 前項で示したように, このギャップ長の領域の絶縁破壊は, 熱容量の大きな電極を用いると, field emission の顕著な影響による DCBDV の低下が生じにくい. しかし, DCBDV の低下に至らないまでも, field emission による電流に起因した電極の溶融・蒸発をトリガとした絶縁破壊が生じている可能性も考えられる. field emission に起因した電流 ( $I$ ) は, Fowler-Nordheim の式<sup>15</sup>) によると, (1) 式に示すように電界強度 ( $E$ ) に大きく依存している. つまり, 電極の溶融も電界強度に依存していることになる.

$$I = (a/\phi)E^2 \exp(-b\phi^{3/2}/E) \quad (1)$$

ただし,  $a, b$  は定数,  $\phi$  は金属の仕事関数.

もし電極の溶融がある一定の電界強度で生じるとすると,  $d$  が短くなるとともに DCBDV は低下するはずである. ところが, 測定された DCBDV は  $d$  に関わらずほぼ一定の値を示す. したがって, この  $d$  の領域の絶縁破壊が, Field emission 型であるとは考えにくい.

もし絶縁破壊が Townsend 型であるとする, Paschen の法則<sup>1,2</sup>) により  $d < d_{\text{pmin}}$  のギャップ長の範囲の BDV は  $V_{\text{pmin}}$  より高い値となるはずである. しかし, この  $d$  の領域の DCBDV, ACBDV および ImpBDV は, 図3に示したように 300-350 V の範囲でそれぞれ一定の値を示し, その値は大気中の平等電界における  $V_{\text{pmin}}$  の値とほぼ一致する<sup>1)</sup>.

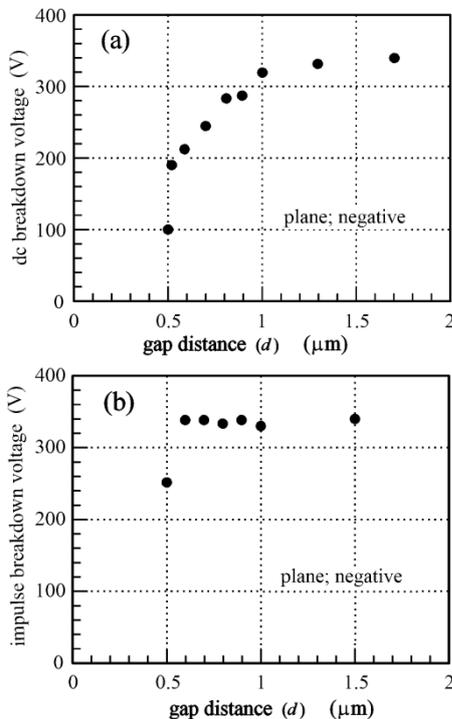


図7 平板電極を Au 蒸着 PMMA 板に替えたときの BDV 特性 ((a)DC BDV, (b) ImpBDV)

Fig.7 BDV characteristics after the anodic plane electrodes is changed into Au evaporated film on PMMA board. ((a)DC BDV, (b) ImpBDV).

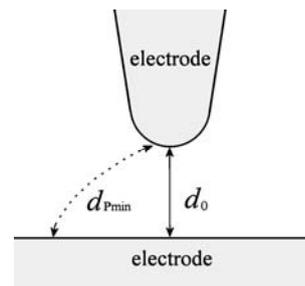


図8 電極系における  $d_0$  と  $d_{\text{pmin}}$  ( $d_0 < d_{\text{pmin}}$ )  
Fig. 8  $d_0$  and  $d_{\text{pmin}}$  in electrode system.

このことについては、以下のような説明が可能であろう。

図8に示すように、最短ギャップ長  $d_0$  が  $d_0 < d_{Pmin}$  であっても、電極系のどこかにギャップ長が電気力線に沿った長さが  $d_{Pmin}$  の距離となる箇所が必ず存在するはずである。印加電圧を 0 V から一定の上昇率で図8に示す電極間に印加すると仮定した場合、そして Townsend 型の絶縁破壊が生じると仮定すると、印加電圧が  $V_{Pmin}$  に達したときに絶縁破壊が図中の破線の経路で生じるはずである。つまり、 $d < d_{Pmin}$  のギャップ長の領域であっても、電気力線に沿った長さが  $d_{Pmin}$  の距離になる箇所がどこかの存在するはずであり、BDV は  $d$  の値にかかわらず、図3に示したように  $V_{Pmin}$  となるはずである。別の見方をすると、少なくとも  $0.5 \mu\text{m} \leq d \leq 3 \mu\text{m}$  の領域では、電極の材料や構成を工夫することによって、印加電圧の波形を問わず、BDV を  $V_{Pmin}$  に近い値に維持することができることを図3は示している。

#### 4. まとめ

ギャップ長 ( $d$ ) が  $0.5 \mu\text{m} \leq d \leq 20 \mu\text{m}$  の範囲の大気中の絶縁破壊特性について、印加電圧波形と電極材質とを変化させながら検討を行った。本研究で得られた事項を以下に整理して示す。

- (1) 刃型—平板電極において、Fe 製の刃型電極と Au 蒸着 HDD 板の平板電極を用いた場合、 $0.5 \mu\text{m} \leq d \leq 3 \mu\text{m}$  における DCBDV は、 $d$  の変化に関わらず、約 330 V 一定の値となる。ACBDV と ImpBDV も DCBDV と同様の傾向を示し、この  $d$  の領域では  $d$  の変化に関わらず一定の値となる。DCBDV および ImpBDV は刃型電極へ負電圧を印加した場合の方がやや低いが、印加電圧極性依存性は顕著には観測されない。
- (2) 平板電極を Au 蒸着 PMMA 板に替えて DCBDV を測定すると、 $0.5 \mu\text{m} \leq d \leq 3 \mu\text{m}$  における DCBDV は  $d$  の減少にともなって減少する。しかし、この電極を用いた ImpBDV は、Au 蒸着 HDD 板の平板電極を用いた場合と同様に、 $d$  の変化に関わらず約 330 V 一定の値となる。
- (3)  $0.5 \mu\text{m} \leq d \leq 3 \mu\text{m}$  における BDV が  $d$  の変化に関わらず一定の値となる場合、印加電圧の上昇にともなって、電極からの電子の電界放出に基づく電流がギャップ中を流れるが、最終的には Townsend 型放電機構によって絶縁破壊が発生している。
- (4) Au 蒸着 PMMA 板を平板電極として用いた場合、 $0.5 \mu\text{m} \leq d \leq 3 \mu\text{m}$  における DCBDV が  $d$  の減少にともなって減少する場合は、電極からの電子の電界放出

に基づく電流による Au の溶融・蒸発がトリガとなって絶縁破壊が生じる。ImpBDV では、電圧印加時間が DCBDV 測定時と比較して極めて短いので、電極の温度が上昇しないので、Field emission 型の絶縁破壊機構は発生しにくい。

#### 参考文献

- 1) 静電気学会編：静電気ハンドブック, p.1129, オーム社 (1998)
- 2) 静電気学会編：静電気ハンドブック, p.1124, オーム社 (1998)
- 3) R.M. Schaffert: Charge transport mechanisms in the transfer of latent electrostatic images to dielectric surfaces. IBM J. Res. Dev., **6**,2 (1962) 192
- 4) R.H. Fowler and L. Nordheim: Electron Emission in Intense Electric Fields. Proc. R. Soc. Lond., **119** (1928) 173
- 5) P.G.Slade and E.D.Taylor: Electrical breakdown in atmospheric air between closely spaced ( $0.2 \mu\text{m}$ - $40 \mu\text{m}$ ) electrical contacts. IEEE Trans. Comp. Packag. Technol., **25** (2002) 390
- 6) P. Osmokrovic, I. Krivokopic and S. Krstic.: Mechanism of electrical breakdown left of the Paschen's minimum. IEEE Trans. Dielectr. Insul. Mater., **1** (1994) 77
- 7) J.M. Torres and R.S. Dhariwal: Electric field breakdown at micrometre separations in air and vacuum. Microsyst. Technol., **6** (1999) 6
- 8) J. Ching-Heng, Y. Andrew and P.-J. Wang: Electrical breakdown phenomena for devices with micron separations. J. Micromech. Microeng., **16** (2006) 1366
- 9) T. Ono, D. Y. Sim and M. Esashi: Micro-discharge and electric breakdown in a micro-gap. J. Micromech. Microeng., **10** (2000) 445
- 10) R.S. Dhariwal, J.M. Torres and M.P.Y. Desmulliez : Electric field breakdown at micrometre separations in air and nitrogen at atmospheric pressure. IEEE Proc. Sci. Meas. Technol., **147** (2000) 261
- 11) J. Schramm and K. Witter: Gas discharges in very small gaps in relation to electrography. Appl. Phys., **1** (1973) 331
- 12) F.W. Strong, J.L. Skinner, A.A. Talin, P.M. Dentinger and N.C. Tien: Electrical discharge across micrometre-scale gaps for planar MEMS structures in air at atmospheric pressure. J. Micromech. Microeng., **18** (2008) 075025
- 13) P. Carazzetti, Ph. Renaud and H. R. Shea: Experimental study of electrical breakdown in MEMS devices with micrometer scale gaps. Proc. of SPIE, **6884** (2008) 688404
- 14) IEC 60243-3 (2001-7)
- 15) H. Prinz : 電界計算法, 増田閃一, 河野照哉訳, 朝倉書店 (1975)
- 16) J.M. Meek and J.D. Craggs: Electrical Breakdown of Gasses, Chapter 2. John Wiley & Sons, NewYork. (1978)