

論 文

1 マイクロ秒パルス電圧印加による n-オクタデカンの破壊遅れ

山 田 弘*, 志 賀 一 良*, 藤 原 民 也*
(1993年6月2日受理)

Breakdown Time Lag in n-Octadecane under 1 μ s Rectangular Pulse Voltage Application

Hiroshi YAMADA*, Kazuyoshi SHIGA* and Tamiya FUJIWARA*
(Received June 2, 1993)

The electrical breakdown phenomena in n-octadecane for point-to-plane electrode configuration have been studied using a photo optical current measuring technique and a 1 micro-second rectangular high-voltage pulse generator. Discharge from positive point generally was more intense and faster than those from negative point. The waveform of the prebreakdown current in solid n-octadecane was essentially the same as those in polyethylene and PMMA. The breakdown time lag was precisely measured from the current to obtain its dependence on gap spacing. The average streamer velocity was estimated from the linear relation between the time lag and gap spacing. The value of 2.2 km/s for the positive points was constant in liquid state at temperature range 30–50°C. The results presented support a model of breakdown mechanism based on field ionization process for positive polarity and field emission process for negative polarity.

1. ま え が き

液体や固体誘電体の破壊機構の解明にはイオンの動きによる情報を除き、電子または正孔のみの動きを追うことが望ましい。これには電圧印加中にイオンの動きを無視できる 1 μ s 程度の比較的短いパルス電圧を印加して、破壊進展過程を調べる必要がある。すなわち、このようなパルス高電圧印加は電子や正孔に対して「ふるい」の役割を果たす。また、従来より固体と液体の破壊に関する多くの研究はそれぞれ個別に行われてきたが、液体中の破壊前駆放電ストリーマの形状と固体中のトリーのそれは形状的に似ており、両相の密度はほぼ等しいことから、破壊機構の上でも共通性がありそうである。このような理由から固体と液体の破壊の本質を探るには同一試料の固相と液相で詳細にデータを比較する必要がある。

一方、光電変換法により得られる破壊前駆電流の時間

分解能は ns オーダであり、液体と固体の双方に対してギャップ長の広い範囲で電流測定が可能である¹⁾。このため、この電流波形を利用して電圧印加より全路破壊に至るまでの時間、いわゆる破壊遅れを求めることができる。この破壊遅れは破壊現象に関する重要なデータの一つであるが、その温度依存性について μ s 領域で調べた報告は筆者らの知る限りないようである。

以上の観点からこの研究では絶縁物試料として、大気圧下で室温近くの 28°C に融点をもつ n-オクタデカンを選び、立ち上がり時間の短い方形波パルス電圧を印加し、光電変換法により雑音の極めて少ない破壊前駆電流を 25–50°C の温度領域で計測している。この電流波形から破壊遅れを求め、ns から μ s 領域の破壊機構に関する考察を行っている。

2. 実験方法

実験装置の概略を図 1 に示す。この装置は高電圧パルス発生器、テストセルおよび電流測定系の三つからなる。電極構成は針対平板であり、針電極には電界研磨された先端曲率半径 5 μ m 程度のタンゲステン線、平板電極には表面が鏡面研磨された直径 20 mm の黄銅製円板

キーワード：マイクロ秒破壊、破壊前駆電流、破壊遅れ、ストリーマ速度、破壊遅れの温度依存性

* 岩手大学工学部電気電子工学科 (020 盛岡市上田 4-3-5)
Department of Electrical and Electronic Engineering, Iwate University, Ueda 4-3-5, Morioka, 020 Japan

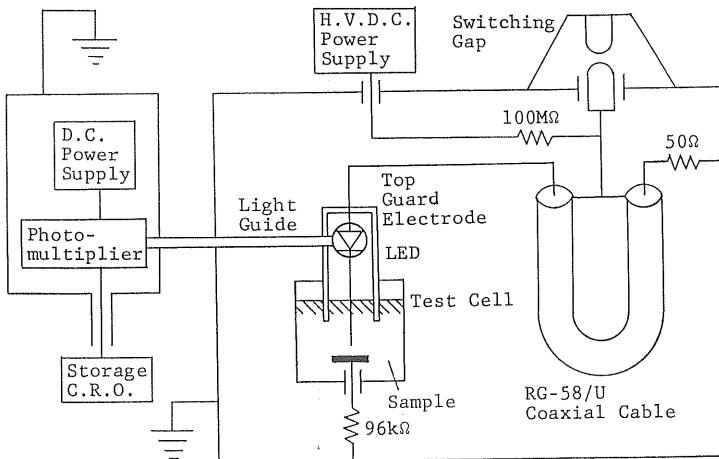


図 1 電流測定系

Fig. 1 Current measurement system.

を用いた。針電極に印加される高電圧パルスの電圧値は 25 kV の一定とした。パルス電圧の波形を図 2 に示す。パルスの立ち上がりは 20 ns、パルス幅は 1 μ s である。電流測定系は発光ダイオード(LED) (横河ヒューレット・パッカード社製 MLMP1201), ライトガイド, 光電子増倍管(浜松ホトニクス社製 R955), ストレージ・オシロスコープ(テクトロニクス社製 7633)で構成される。電流を光信号に変換する発光ダイオードは針電極側に配置され、発光ダイオードと針電極の大部分を上部カバー電極で囲み、このカバー電極にも針電極と同時に電圧が印加されるため、針電極先端部から注入される電流成分と変位電流のみが測定される。全路破壊後の大電流を制限し、発光ダイオードを保護するために平板電極とアースとの間には 96 k Ω の抵抗(多摩電気工業社製 PN 型高周波抵抗)が直列に接続されている。発光ダイオードからの光信号はライトガイドを経て光電子増倍管に導かれ、再び電気信号に変えられオシロスコープに送られる。この電流測定系の応答速度は発光ダイオードの立ち上がり時間で決まり約 10 ns である。検出可能な最低電流は約 10 μ A であり、オシロスコープの入力電圧と針電極を流れる電流は 12 mA まで比例関係を保つ。この方法では高電圧パルス発生器と光電子増倍管をそれぞれ個別に遮蔽し、電気的信号を光信号に変換して電流を測定しているので、高電圧印加に伴う雑音を極めて少なくすることができる。用いた試料は純度 99.0% 以上の n-オクタデカンである。購入した後の試料の純化は行わず、実験は大気圧下でなされている。試料の温度測定には抵抗体型温度計(宝工業社製 DEGIMULTI D611)を用いている。

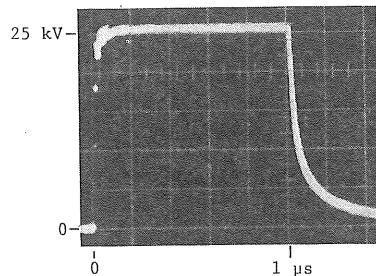


図 2 印加電圧波形の 1 例

Fig. 2 A typical applied voltage trace.

3. 実験結果

3.1 破壊前駆電流

温度 45°C の正針における破壊前駆電流を図 3～図 5 に示す。ギャップの長さは図 3 では 1.8 mm、図 4 と図 5 では 2.2 mm であり、ほぼ同程度のギャップの長さに対する印加例である。それぞれの図で電流 0 のレベルを記号 0 で示し、またパルス電圧の印加開始時、電圧の立ち下がり時、全路破壊時をそれぞれ記号 ON, OFF, B で示す。この場合、電流急増の開始時を全路破壊時とした。最初の大きな電流ピークと同時に針電極先端領域においてパルス状の発光が起こることから²⁾、この大きな電流ピークは吸収電流と針先端から注入される自由電荷による電流が合わさったものと考えられる。図 3 では最初の電流ピークの後、多数の小さなピークを重複しながら前駆電流が増加し、全路破壊時に電流が急増する。電流計測系の応答速度は 10 ns 程度であるため、電流波形に現れる多くの小さなパルスの波高は必ずしも最高値を表していない。破壊遅れは電圧の立ち上がり開始から全路

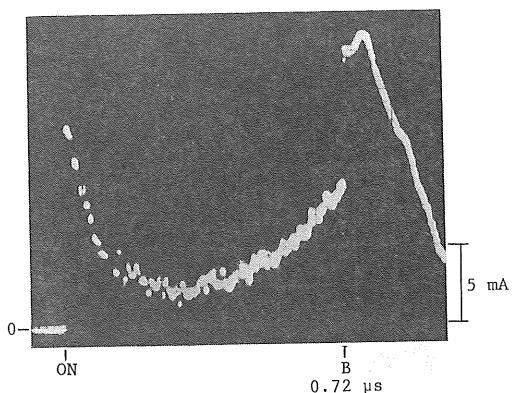


図 3 正針の 45°C における電流波形
パルス幅: $1\ \mu\text{s}$, 印加電圧: $+25\text{ kV}$, ギャップ長:
 1.8 mm .

Fig. 3 Current trace for a positive point at 45°C ;
 $1\ \mu\text{s}$ pulse, $+25\text{ kV}$ point voltage, 1.8 mm gap.

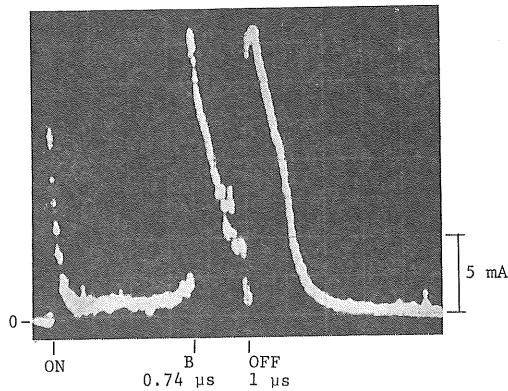


図 4 正針の 45°C における電流波形
パルス幅: $1\ \mu\text{s}$, 印加電圧: $+25\text{ kV}$, ギャップ長:
 2.2 mm .

Fig. 4 Current trace for a positive point at 45°C ;
 $1\ \mu\text{s}$ pulse, $+25\text{ kV}$ point voltage, 2.2 mm gap.

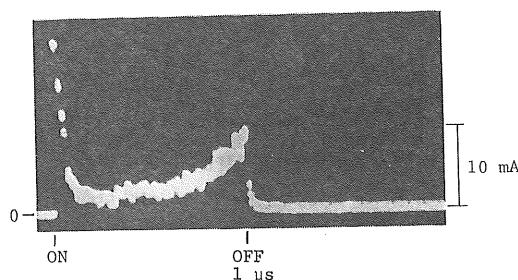


図 5 正針の 45°C における電流波形
パルス幅: $1\ \mu\text{s}$, 印加電圧: $+25\text{ kV}$, ギャップ長:
 2.2 mm .

Fig. 5 Current trace for a positive point at 45°C ;
 $1\ \mu\text{s}$ pulse, $+25\text{ kV}$ point voltage, 2.2 mm gap.

破壊に至るまでの時間として求めることができる。測定誤差は 10 ns である。図 3 では電圧印加開始より全路破壊に至る時間は $0.72\ \mu\text{s}$ である。B 点以後は光電子増倍管内の空間電荷効果のため波形は正しい電流値を示さない。また、B 点以前の波形は $96\text{ k}\Omega$ の制限抵抗の有無により影響されない。なお、図 3 と同様の波形が液相である $30\text{--}50^{\circ}\text{C}$ の温度領域で一般的に見られる。

図 4 では電圧印加から $0.74\ \mu\text{s}$ 後に全路破壊に至っている。その後、電圧立ち下がり開始時にも大きな電流ピークが現れている。シクロヘキサン^③ や PMMA^④ ではこのような電圧立ち下がり時の電流ピークが見られる場合は全路破壊に至ることから、図 4 の場合も最初のピークに対応する放電路とは異なる、第 2 の放電路によりギャップ間が再び橋絡したものと思われる。この場合、ストリーマ中に既に形成されている空間電荷により、電圧の立ち下がり時にパルス幅内における電位勾配と反対方向の電位勾配が生じたと考えられる。このため針電極からストリーマ中に電子が流入するが、ストリーマ内部はプラズマ状態にあるため、短時間内に流入電子とストリーマ中の正イオンとの再結合は困難であり、いわゆるプラズマ振動が起こると思われる。このプラズマ振動によりストリーマ先端の電界が瞬時に高くなり、ストリーマ先端と平板電極間を極めて大きい速度をもつストリーマが橋絡したと考えられる。同様のギャップの長さ 2.2 mm に正の 25 kV を印加しても $1\ \mu\text{s}$ のパルス幅内に全路破壊に至らない場合もある。このような例を図 5 に示す。ストリーマ先端が平板電極に達した直後に現れる電流の急増がない。しかし、前駆電流が衰減してもストリーマは完全に進展を停止せず、ストリーマ内の空間電荷により電圧パルスの立ち下がり後もいくらか進展している^⑤ 可能性がある。図 4 と図 5 が共にギャップの長さ 2.2 mm の場合であることからわかるように破壊に至るまでの時間には大きなばらつきが見られる。

図 6 は正針の場合のギャップの長さ 0.3 mm 、温度 25°C の固相における波形である。 30°C 以上の液相における波形とは異なり、電圧印加直後の大きなピークの後、発達しない $1\text{--}2\text{ mA}$ 程度の前駆電流に鋭い電流パルスが重畠している。この波形はポリエチレンや PMMA の室温における波形と類似しているが、ポリエチレン^⑥ や PMMA^④ ではこのような重畠パルス発生の頻度が高い。この場合の破壊遅れは $0.94\ \mu\text{s}$ であり、 30°C 以上の液相におけるそれと比較して大きい。また、破壊遅れのばらつきは液相の場合よりもさらに大きいため、 20 ns 以下の計測不可能な破壊遅れを示すことも、全路破壊に至らないこともある。

図 7 は負針の場合の 45°C の液相における波形である。

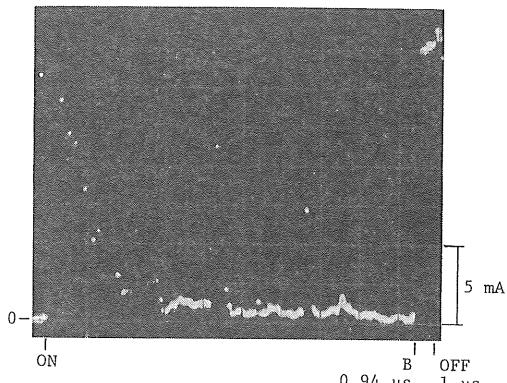


図 6 正針の 25°C における電流波形

パルス幅: 1 μs, 印加電圧: +25 kV, ギャップ長: 0.3 mm.

Fig. 6 Current trace for a positive point at 25°C; 1 μs pulse, +25 kV point voltage, 0.3 mm gap.

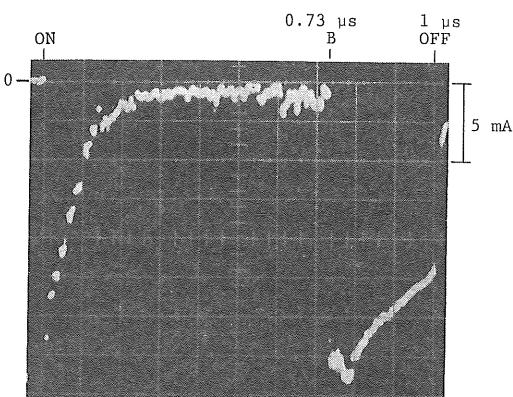


図 7 負針の 45°C における電流波形

パルス幅: 1 μs, 印加電圧: -25 kV, ギャップ長: 0.2 mm.

Fig. 7 Current trace for a negative point at 45°C; 1 μs pulse, -25 kV point voltage, 0.2 mm gap.

ギャップの長さ 0.2 mm に対して電圧印加開始より全路破壊まで 0.73 μs を要している。また図 3 の正針では前駆電流が 3~9 mA であるのに対し、この場合は 1~2 mA 程度の小さい値である。このような前駆電流の極性差は他の多くの液体絶縁物でも見られる⁷⁾。

25°C の固相における負極性の波形を図 8 に示す。破壊遅れのばらつきは正針の固相の場合と同様に大きく、ギャップの長さが 0.2 mm 程度では図 7 のような破壊遅れが得られる場合のほかに、20 ns 以下の計測不可能な破壊遅れを示すことも、全路破壊に至らないこともあります。

3.2 破壊遅れの温度依存性とギャップ長依存性

ギャップの長さ 0.4 mm, 0.8 mm, 1.6 mm について

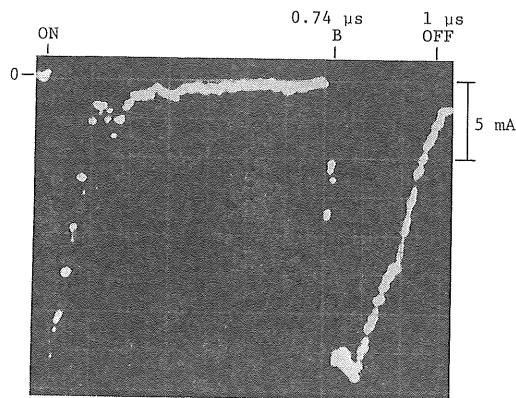


図 8 負針の 25°C における電流波形

パルス幅: 1 μs, 印加電圧: -25 kV, ギャップ長: 0.2 mm.

Fig. 8 Current trace for a negative point at 25°C; 1 μs pulse, -25 kV point voltage, 0.2 mm gap.

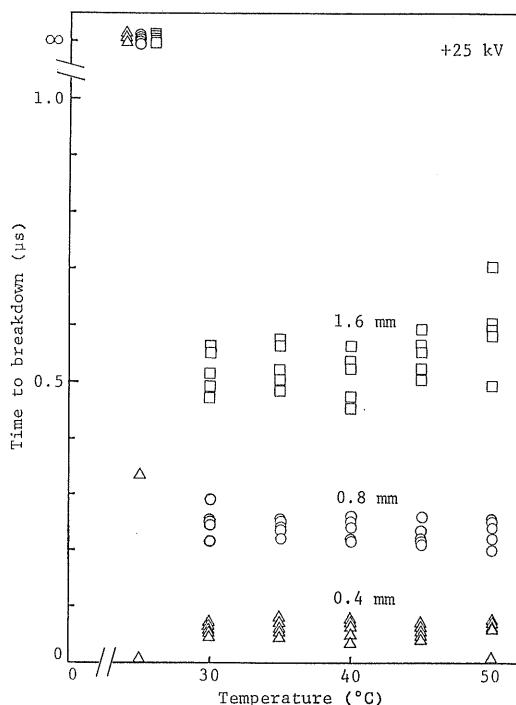


図 9 正針における破壊遅れと温度との関係

Fig. 9 The dependence of time to total breakdown on temperature for a negative point.

破壊遅れと温度との関係を図 9 に示す。それぞれ一つのプロットを一つの電流波形より得られている。この場合は印加電圧は正の 25 kV の一定としている。全路破壊に至らない場合は破壊遅れを記号 ∞ で表している。25°C の固相の場合を除き、30°C 以上の液相では温度依存性

が低いことがわかる。固相では計測不可能な 20 ns 以下の破壊遅れも得られるが、多くの場合は全路破壊に至らない。

温度 25°C, 30°C, 50°C における破壊遅れとギャップの長さとの関係をそれぞれ図 10, 図 11, 図 12 に示す。図 10 の固相ではギャップの長さ 0.6 mm 以下で測定不可能な 20 ns 以下の破壊遅れが得られる。例えばギャップの長さ 0.6 mm を 20 ns 以下の時間内で破壊が完了する場合、これに対応する正ストリーマの進展速度は 30 km/s 以上となる。すなわち、針端電界が十分に高ければ電圧印加直後に極めて大きな進展速度のストリーマによりギャップが橋絡することを示している。一方、ギャップの長さを固定した場合には破壊遅れの中で最小の遅れは統計遅れを含まず、形成遅れだけと考えられる。さらに全路破壊ごとに針先端から平板電極に至るストリーマの経路にも相違が生じる。このため、最小の遅れは形成遅れの中でもストリーマの経路が電極軸に最も近いものといえる。これより図 11 と図 12 のギャップの長さ 0.6 mm 以上の領域で最小の破壊遅れのプロットを結ぶ直線の傾きからストリーマの進展速度を求めることができる。直線性を示すことは、ギャップの長さが変わって

もストリーマは針先端より平板近くまでほぼ一定の速度で進展していることを表している。温度 30°C および 50°C の場合について速度を見積ると双方の温度で 2.2 km/s の値が得られる。35°C, 40°C, 45°C における同様の関係からも同じ 2.2 km/s の速度が得られる。この値は同じ方法により室温で得られた PMMA 中の正のトリー進展速度³⁾に等しい。他の液体炭化水素では針端より一定速度で進展してきたストリーマが平板近くで非連続的にその速度を変えることがイメージコンバータカメラにより観測されている⁹⁾。このことより n-オクタデカンでも針電極より 2.2 km/s で進展してきたストリーマが平板近くで非連続的に 10 km/s オーダーの速度に変わるものと思われる。

図 13 に負極性における破壊遅れと温度との関係をギャップの長さが 0.1 mm と 0.2 mm の場合について示す。負極性では正極性の場合に較べ全路破壊を起こす最大のギャップ長が極めて小さく 25 kV では 0.2 mm であり、負極性ストリーマの進展が正のそれに比較して困難であることがわかる。正極性の両相と負極性の固相では 20 ns 以下の破壊遅れが見られるが、同程度のギャップ長領域の負極性の液相ではこのような小さい破壊遅れ

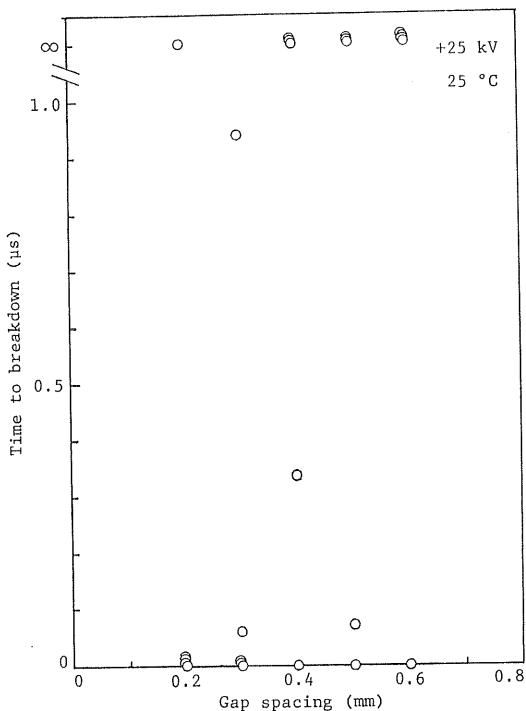


図 10 正針の 25°C における破壊遅れとギャップ長との関係

Fig. 10 The dependence of time to total breakdown on gap spacing for a positive point at 25°C.

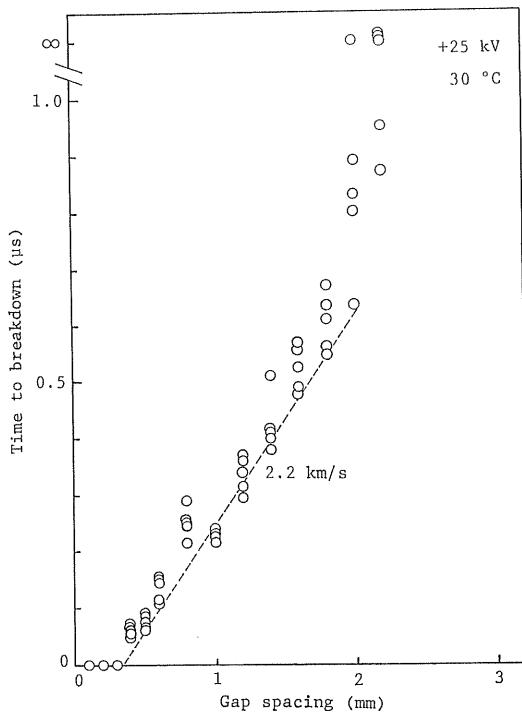


図 11 正針の 30°C における破壊遅れとギャップ長との関係

Fig. 11 The dependence of time to total breakdown on gap spacing for a positive point at 30°C.

は現れない。温度上昇による破壊遅れの変化は液相では明瞭ではないが、ギャップの長さ 0.1 mm の場合の結果から、温度上昇により破壊遅れがわずかながら小さくなるようである。温度 25°C, 30°C, 50°C における負の 25 kV 印加での破壊遅れとギャップの長さとの関係を図 14 に示す。これより負ストリーマ速度は 0.2 km/s 程度と見積られる。

4. 考 察

ストリーマ進展に伴う電子の発生機構として、負針ではショットキー形放出と電界放出、正針ではプールフレンケル形放出と電界電離が考えられる。そこで本実験の電子・正孔の放出機構がどれに属するかを検討した。

負針のショットキー形の電子放出の場合、伝導帯に上がった自由電子は電界中で平板電極方向に加速される。正針のプールフレンケル形の電子放出では、自由電子は針電極方向に加速され電子増倍がおこると考えられる。この正針の場合、プールフレンケル効果も電子なだれも高電界下において顕著な現象であるため、針電極先端から破壊進展が始まる。電極からの熱電子によるショットキー放出電流 I_s は印加電界が一定ならば次式¹⁰⁾で表さ

れる。

$$I_s = \frac{4\pi m e (kT)^2}{h^3} \exp \left\{ -\frac{(\phi - e^{3/2} E^{1/2})}{kT} \right\}$$

ここで m : 電子の質量, e : 電子の電荷量, k : ボルツマン定数, T : 温度, h : プランク定数, ϕ : 電極と試料間の仕事関数, E : 電界強度である。

高電界印加の場合には実効的仕事関数は小さくなるため、実際の放出電流はこの I_s よりも大きい値を与える。またこの I_s を表す式は温度 T のわずかな上昇により値がオーダー的に増すことを示している。プールフレンケル効果は試料バルク内のショットキー効果なので温度上昇により I_s が急増すると同様にプールフレンケル効果による放出電子数も増加することが期待できる。しかし、実験結果の電流波形やストリーマの速度が変化しない結果から注入電荷量もそれほど温度により変化せず、電極およびバルク内におけるショットキー形の電子放出はあまり支配的でないと思われる。

一方、電界放出^{11),12)}による注入電流 I_E と電界電離^{13),14)}による電流 I_I は次式で表される。

$$I_E = \frac{2.2e^2 E^2}{8\pi h \phi} \exp \left\{ \frac{8\pi 2^{1/2} m^{1/2} \phi^{3/2}}{2.96 h e E} \right\}$$

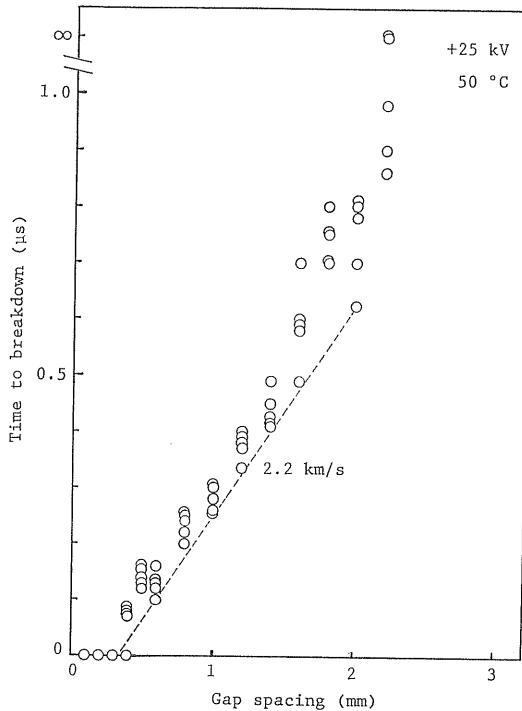


図 12 正針の 50°C における破壊遅れとギャップ長との関係

Fig. 12 The dependence of time to total breakdown on gap spacing for a positive point at 50°C.

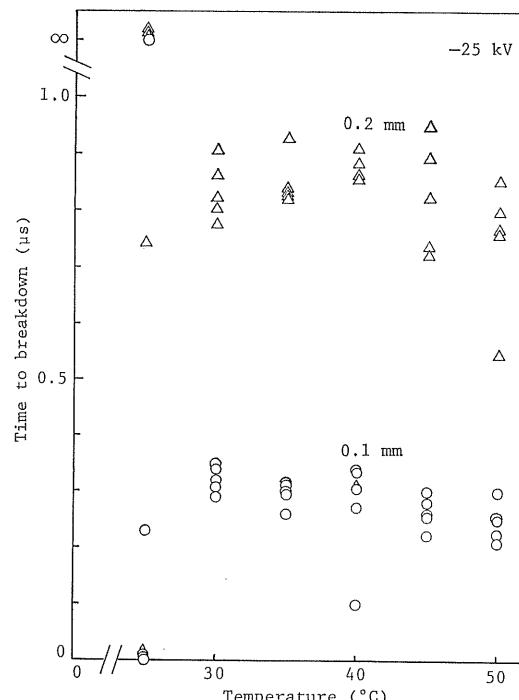


図 13 負針における破壊遅れと温度との関係

Fig. 13 The dependence of time to total breakdown on temperature for a negative point.

$$I_I \sim \rho \frac{(\Psi - \Phi)^2}{(\Psi^{1/2} - \Phi^{1/2})} \exp \left\{ -B \frac{\Phi^{1/2}(\Psi - \Phi)}{\beta V} \right\}$$

ここで ρ : 試料の密度, Ψ : 試料分子の電離エネルギー, B , β : 定数, V : 印加電圧, 他の記号は I_S を表す式中のものと同じである。

これら I_E と I_I を表す式は温度 T を含まないため液相における破壊前駆電流と破壊遅れは温度に依存しないことが期待できるが, これは両極性で得られた結果と定性的に一致する。

針電極の先端における電界は次の Mason の方程式¹⁵⁾で表される。

$$E = \frac{2V}{R \ln(1+4d/R)}$$

ここで, V : 印加電圧, R : 針電極先端の曲率半径, d : ギャップの長さである。

これを用いると, 針の先端電界は正針で 1.4~2.3 GV/m, 負針で 2.0~2.3 GV/m であり, 電界放出と電界電離が起こり得る十分な値である。以上のことから負針では電界放出¹⁶⁾が, 正針では電界電離¹⁷⁾が起きているものと思われる。

すなわち, 負針では針端からの電界放出により放電が

始まり, 続いてこの電子と中性分子との相互作用によりその中性分子の電離が起こり放電が進展する。この場合, 注入電子のエネルギーが低いと中性分子による捕獲が起こり負の空間電荷が形成され, 後続の自由電子は退けられることから, 負ストリーマ内の負電荷の密度は小さく, 負ストリーマの直径は比較的大きくなりやすい。負極性のストリーマ速度は 0.2 km/s 程度であり, 超高速度カメラによる撮影では, このような小さい進展速度のストリーマは超音速のそれとは異なり, ブッシュ状を呈していることが報告されている¹⁸⁾。フィラメント状を呈する正ストリーマとの比較から, このようなストリーマは周囲の液体よりも密度が低い状態にあると考えられている。しかし, 電極からの電子放出は負ストリーマの形成に先立つ現象であり, これが温度に依存しない電界放出であるため, 破壊遅れも温度の変化によりあまり影響されない結果を得たものと思われる。

正針における電界電離では液体分子から電子を引き抜き分子を正イオンに変え, 順次, このイオンが背後の分子から電子を引き抜くことにより正ストリーマを進展させる。このように正ストリーマでは正イオンが連なった状態で形成されるため電荷密度は大きく, その内部抵抗が低く, ストリーマ先端の曲率半径を小さい状態に保ちやすい。このため正ストリーマは負ストリーマと較べて進展しやすいものと思われる。Beroual ら¹⁹⁾はストリーマの直径が小さくなるほど進展速度が大きくなることを報告している。電圧印加ごとに針先端の形状と曲率とは少し異なり, さらに電圧は 25 kV と一定であるがギャップの長さが異なるため, 針先端の局部電界は一定に保たれない。しかし, ストリーマ先端が針電極から離れば, ストリーマ速度はストリーマの先端電界に支配される。この電界はその先端曲率とその中の電荷密度で決まる。このようなことからストリーマの一定速度進展性はストリーマの径が極めて小さく, 進展中はそれがほぼ一定であり, その電荷密度が比較的大きいためと考えられる。以上述べた破壊進展機構では極性にかかわらず電極からの注入電流が大きいほどストリーマ速度も大きくなるが, このことも従来の結果²⁰⁾と定性的に一致する。

固相において破壊遅れに大きなばらつきを生じる理由は, 針電極と固体試料の接触状態が液相の場合と比較して一定でないため電荷注入量も電圧印加ごとに異なるためと思われる。また, 固相では液相から固体化の過程で密度や分子配列の局所的不均一が生じると考えられる。このため局所的に大きい電荷密度の空間電荷が形成され, その際にパルス状の電流が生じるものと考えられる。Heiman ら²⁰⁾はストリーマが進展を停止した直後にこのようなパルス状電流が流れることを報告している。

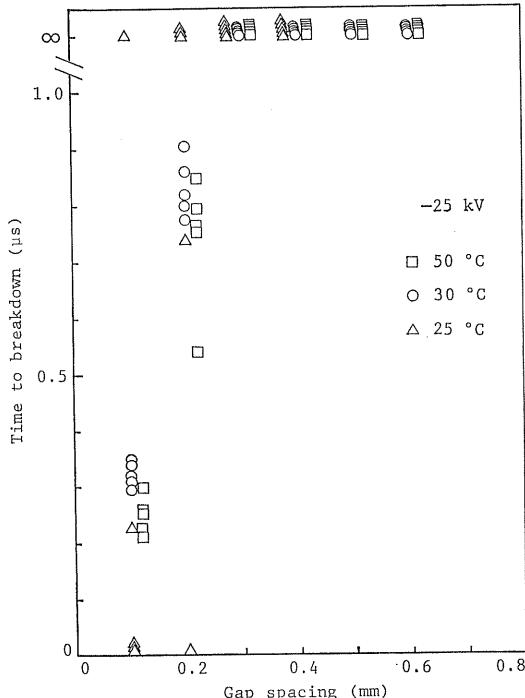


図 14 負針の 25°C, 30°C, 50°C における破壊遅れとギャップ長との関係

Fig. 14 The dependence of time to total breakdown on gap spacing for a negative point at 25, 30 and 50°C.

同様に固相に近い温度領域の液相でも、n-ヘキサンなど の融点の低い液体と較べて密度や分子配列が均一でないことが考えられる。このため、他の液体誘電体¹³の室温における破壊遅れのばらつきが極めて小さいことと対称的に、図11や図12に示すようにばらつきの大きい破壊遅れが現れたと思われる。ポリエチレンではさらに大きなばらつきが見られる⁶が、n-ヘキサンからn-オクタデカン、ポリエチレンと分子鎖が長くなることから、分子鎖の長さが大きくなるにつれ密度や分子配列は不均一になりやすいと思われる。他方、シリコーン油を用いた実験では粘度の違いによる破壊遅れや破壊前駆電流の大きな相違がない¹²ことが報告されている。

5. ま と め

どの温度領域でも負極性よりも正極性の前駆電流が大きく、負針よりも正針の放電ストリーマが進展しやすいため、全路破壊が起こる最大のギャップの長さは負針よりも正針の場合が大きい。固相における破壊前駆電流波形はPMMAやポリエチレンのそれと類似し、前駆電流に複数の大きな電流ピークが重畠する。

液相の正針では、ある限界ギャップ長以上において形成遅れとギャップの長さとの関係は直線性を示す。この直線の傾きから30~50°Cの範囲で正極性の破壊進展速度として一定の2.2 km/sが得られた。同様にして得られた負極性の破壊進展速度は0.2 km/s程度である。これらの値のオーダは炭化水素液体のそれと一致する。得られた進展速度とは別に両極性で10 km/sオーダの速度をもつストリーマが存在する。

両極性において破壊遅れが温度にほとんど依存しない結果から負針では電界放出が、正針では電界電離が起きていると考えられる。この機構の相違のため注入電荷量が異なり、破壊遅れとストリーマ速度の極性差が生じる

と考えられる。

参 考 文 献

- 1) H. Yamada and T. Sato : IEEE Trans. Electr. Insul., 20 (1985) 261
- 2) 山田 弘、馬場 守、藤原民也、谷口 宏：静電気学会誌, 16 (1992) 154
- 3) 山田 弘、玉田耕治、藤原民也、谷口 宏：静電気学会誌, 16 (1992) 520
- 4) 山田 弘、藤原民也、玉田耕治、木村真吾、佐藤 淳：電気学会論文誌A, 112 (1992) 237
- 5) H. Yamada, T. Murakami, K. Kusano, T. Fujiwara and T. Sato : IEEE Trans. Electr. Insul., 26 (1991) 708
- 6) H. Yamada, S. Kimura, T. Fujiwara and T. Sato : J. Phys. D : Appl. Phys., 24 (1991) 392
- 7) 山田 弘、谷口 宏、藤原民也、玉田耕治：電気学会論文誌A, 112 (1992) 651
- 8) H. Yamada, S. Kimura, H. Taniguchi and T. Fujiwara : Jpn. J. Appl. Phys., 31 (1992) L576
- 9) R.E. Hebner, E.F. Kelly, E.O. Forster and G.J. FitzPatrick : IEEE Trans. Electr. Insul., 20 (1985) 281
- 10) E.O. Forster : IEEE Trans. Electr. Insul., 19 (1984) 524
- 11) J.G. Simmons : J. Appl. Phys., 34 (1963) 1793
- 12) 木谷 勇、有井清益：電気学会論文誌A, 94 (1974) 251
- 13) B. Halpern and R. Gomer : J. Chem. Phys., 51 (1969) 1048
- 14) W.F. Schmidt : IEEE Trans. Electr. Insul., 19 (1984) 389
- 15) J.H. Mason : Proc. IEE, pt. C, 102 (1955) 254
- 16) K. Dotoku, H. Yamada, S. Sakamoto, S. Noda and H. Yoshida : J. Chem. Phys., 69 (1978) 1121
- 17) J.C. Devins, S.J. Rzad and R.J. Schwabe : J. Appl. Phys., 52 (1981) 4531
- 18) H. Yamashita and H. Amano : IEEE Trans. Electr. Insul., 23 (1988) 739
- 19) A. Beroual and R. Tobazeon : IEEE Trans. Electr. Insul., 21 (1986) 613
- 20) F. Heiman, P. Sibillot and R. Coelho : J. Phys. D : Appl. Phys., 9 (1976) 95