



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	液体窒素および低温窒素ガスの絶縁破壊に関する研究
Author(s)	本間, 工士; Honma, Norio; 金子, 良松 他
Citation	北海道大学工学部研究報告, 108, 9-20
Issue Date	1982-05-31
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41718
Type	departmental bulletin paper
File Information	108_9-20.pdf



液体窒素および低温窒素ガスの 絶縁破壊に関する研究

本間 工士 金子良松 沢田貞夫
酒井洋輔 田頭博昭
(昭和56年12月26日受理)

Studies on the Electrical Breakdown of Liquid Nitrogen and Low Temperature Nitrogen Gas

Norio HONMA, Yoshimatsu KANEKO, Sadao SAWADA,
Yosuke SAKAI and Hiroaki TAGASHIRA
(Received December 26, 1981)

Abstract

Electrical breakdown characteristics of liquid nitrogen and low-temperature nitrogen gas were studied experimentally in the present work. With liquid nitrogen, prebreakdown phenomena, when a pulse voltage superposed on a dc voltage was applied to discharge gaps, were observed by an ultra-high-speed camera combined with a Schlieren photography instrument. The results show that the breakdown process differs considerably depending on the voltage polarity, and that negative streamers propagate at a mean velocity of about 2×10^4 cm/s. The measurement of the breakdown characteristics in low-temperature nitrogen gas reveals that at a given gas number density, the dc breakdown voltage, and the ac breakdown voltage also, at room temperature does not differ greatly from that at low temperatures. It was shown that Paschen's law may be extended to low temperatures with uniform-field gaps, and that the relationship between the values of the 50% flashover voltage at low temperatures and at room temperature depends on the gap configuration while a large scattering in the 50% flashover voltage was observed low temperatures.

1. 緒 言

本研究は、電気抵抗を減少させ、あるいは超伝導状態を作り出すための冷却剤として用いられ、また同時に電気絶縁物として利用される可能性をもつ液体窒素(以下 LN_2 と略す)および極低温(抵抗)ケーブル¹⁾の冷却絶縁物として利用される低温窒素ガス²⁾の電気絶縁特性について行なった実験的研究の結果を報告するものである。極低温液体は分子構造が簡単であるから、複雑な分子構造をもつ有機絶縁液体の絶縁破壊機構を知る上でのモデルとなりその研究は数多い³⁾。特に LN_2 は入手、取扱いの容易さのため報告、研究が多い⁴⁾が、その電気伝導や絶縁破壊機構は他の液体同様に不明な点を数多く残している。

筆者らは極低温液体として LN_2 を取り上げ、直流電圧にパルス電圧を重畳印加した場合の絶縁
電気工学科 電気応用工学講座

破壊前駆現象をシュリーレン法を用いた超高速写真で観測した⁵⁾。これは直流ケーブルにサージ電圧が重畳した時のモデル⁶⁾と考えることができる。また低温ガスとしてはLN₂温度(-195.7°C)近傍と-100°C近傍の窒素ガスを取り上げ、その絶縁破壊特性を平等電界および不平等電界について測定したので、常温窒素ガスの絶縁破壊特性と比較して本論文において報告する。極低温(抵抗)ケーブルや超伝導ケーブル⁷⁾の冷却絶縁システムには多くの問題があり、極低温の維持は難しい。LN₂と低温窒素ガスの絶縁破壊に関する本研究は、これらの冷却絶縁システムにおいて蒸気相と液相が分離し2相が存在する場合の絶縁破壊現象を解明する上で重要な手がかりとなるであろう。

2. 実験装置および実験方法

2.1 液体窒素(LN₂)

2.1.1 極低温放電容器および電極

図1に外径18 cm、高さ60 cmの円筒形をしたステンレス製極低温放電容器を示す。放電セル(A)の内部は試料液体の入る空間で、その容積は約1ℓである。放電セルの外部は冷却用LN₂の入る空間(B)とそれに接続して放射熱のシールド用銅板があり、さらに10⁻⁵Torr程度まで排気された他の空間との二重構造となっている。この構造は、容器外部から放電セル内への熱侵入を遮断し、試料液体の熱的密度擾乱を抑え、十分な光学的観測精度を得るために熱絶縁を行っている。

使用電極として先端曲率半径が25~30 μmの縫い針、先端曲率半径をそれぞれ0.5, 1.0, 3.0 mmに仕上げたステンレス製丸棒を用い、針対針、針対丸棒電極を構成した。各電極はアクリル製電極ホルダで電極軸を合わせ固定された。電極の先端曲率半径を顕微鏡で測定した。また電極ターミナルを取り囲む副電極は、主電極と放電セル間の浮遊容量の軽減を図るためのものである。

2.1.2 パルス電圧(V_P)の発生と直流バイアス電圧(V_B)への重畳回路

V_Pの発生方法ならびに電極間へのV_B+V_Pの印加回路を図2に示す。方形波パルス電圧V_Pの発生方法はケーブルによるWagnerら⁸⁾と同様である。ケーブルを無損失と仮定し、ケーブル長、単位長あたりの静電容量およびインダクタンスをそれぞれl, C, Lとすればパルス幅τは

$$\tau = l\sqrt{LC} \quad (1)$$

となる。本実験では主にl=100[m]としてτ=500[ns]のパルスを用いた。V_Pの立上りは約40nsで、最大電圧値はケーブルの耐圧から35kVとした。V_Pは2個の直列結

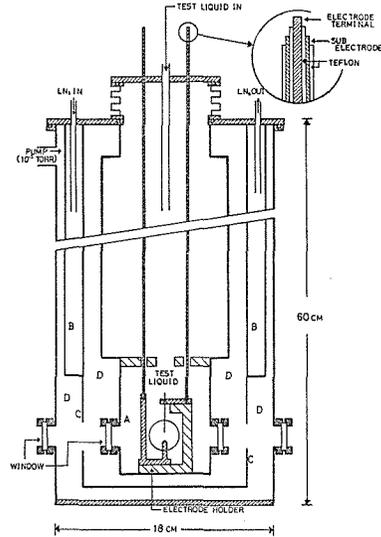


図1 極低温放電容器

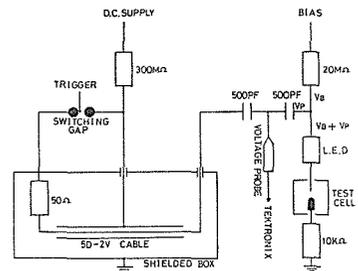


図2 V_Pの発生とV_Bへの重畳回路

合コンデンサを通して、同極性の V_B に重畳され電極間に印加される。 $\tau = 500$ [ns] の時の V_P 電圧波形を図 3 に示す。

2.1.3 実験手順

観測に先だって、放電セル (図 1・A) を 10^{-3} Torr 程度まで排気するとともに冷却用 LN_2 を図 1・B 部に満たした後、試料液体を放電セル内へ導入する。この状態で 2 時間以上放置し、試料液体の熱的密度擾乱がおさまってからギャップ長の測定を読み取り顕微鏡で行ない観測を開始した。観測終了後にギャップ長を再度確認した。

図 4 に実験系を示す。光学シュリーレン系は Xe フラッシュランプの発光始動を手動で行ない、集光レンズとその焦点に置かれたピンホールを通過した光はコリメータレンズで、放電セル内の試料液体やお互いに平行に配置された 4 枚の観測窓において平行光線となる。さらにこの光はシュリーレンレンズの焦点に配置したナイフエッジで一部を遮られる。イメージコンバータカメラ (以後 ICC とする) に接続されたクローズアップレンズをカメラフィルム上に電極像を写すように配置した。また ICC に接続されたイメージインテンシファイア (以後 II とする) はシュリーレン写真の感度を自由に調節し、サブマイクロ秒以下の短時間現象を記録する上で強力な光源とともに必須のものである。

一方、Xe ランプの発光、電極間への電圧印加ならびに ICC のシャッタの同期をとるため、Xe ランプの発光を ICC 側はフォトセルで受け電気信号に変換し、現象の開始よりも常に ICC のシャッタが適切に先行するように遅延時間を決定した。

また電圧印加側でも Xe ランプの発光をフォトダイオードで電気信号に変換し、これが V_P 発生用始動ギャップをトリガし、 V_P は予め電極間に印加されている V_B に重畳される。電圧印加で電極間に電流が流れると、電流は LED ユニットで光信号に変換され、光ファイバを通じて、シールドボックス内の光電子増倍管で観測される。電極間電圧を測定する場合、LED ユニットの短絡した。

各電極、各ギャップ長ごとに電圧上昇率約 $3kV/s$ として破壊電圧に至るまで、正あるいは負の直流電圧を上昇印加し、直流破壊電圧を測定した。この操作を 10 回行ない、その平均値を直流破壊電圧とした。この電圧値よりも約 10% 低い値を V_B として採用した。

V_B の印加時にコロナあるいは気泡の発生が見られないことを確認した後に V_P を重畳印加するが、電極間で一度破壊が起ると試料液体は長時間にわたって気泡が発生し均一な状態とならない。そこで破壊が起ると試料液体を補給し、液体を冷却して密度擾乱を抑えた。

2.2 窒素ガス

2.2.1 実験容器および電極

液体窒素温度近傍 ($-195.7 \sim -190^\circ C$) ならびに $-100^\circ C$ 近傍 ($-105 \sim -95^\circ C$) における窒素ガスの実験は図 1 に示した極低温放電容器を用いた。ガス温度は電極側方に取り付けた銅-コンスタンタン熱電対で実験中適時測定された。

常温 ($20^\circ C$) 近傍の窒素ガスの実験は図 5 に示す外径 22cm、高さ 30cm のステンレス製圧力容

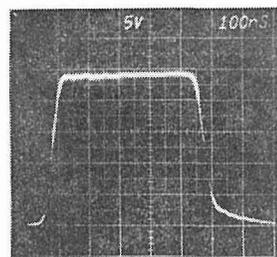


図 3 V_P 波形 (1,000:1
プローブ使用)

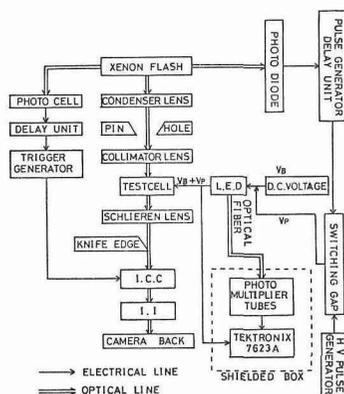


図 4 実験系

器(耐圧150kg/cm²)で行ない、電極間の現象を肉眼で観測した。

使用電極として先端曲率半径約50 μ mの縫い針と先端曲率半径をそれぞれ0.5, 3.0mmに仕上げたステンレス製丸棒(1mm ϕ , 6mm ϕ)を用い、針対6mm ϕ 棒, 1mm ϕ 棒対6mm ϕ 棒, 6mm ϕ 棒対6mm ϕ 棒電極を構成し、アクリル製の電極ホルダで固定した。また針電極の先端曲率半径を顕微鏡でチェックした。

2.2.2 電圧印加回路

電極間に印加する V_P の発生回路は図2と同じである。パルス幅は500nsとし、 V_P の波高値が30kV以上の場合は5D2Vケーブルを8D2Vケーブルに取り換え使用した。またパルス発生回路を切り離すことで直流電圧、交流電圧を電極間にそれぞれ印加した。

2.2.3 実験手順

2.1.3で述べた実験に先だつ操作を行なった後、放電セル(図1・A)内のLN₂を外部から高純度窒素ガスを流入しその圧力で下部丸棒電極先端がLN₂液面から僅かに出るまで排出し、放電セル内を1気圧とした。この操作により電極間にLN₂温度近傍の窒素ガスが得られる。さらにLN₂を外部からの窒素ガスの圧力により完全に排出した後、2時間程度放置し放電セル内を1気圧に保つことにより、電極間に-100 $^{\circ}$ C近傍の窒素ガスが得られる。

常温窒素ガスの場合、図5の容器内を10⁻³Torr程度まで排気した後、ガスを4気圧まで入れ、この状態で12時間以上放置した後4, 3, 2, 1気圧の順で実験を行なった。圧力を下げた後2時間以上容器内のガスを放置した。

3種類の温度における窒素ガスについて、50Hzの交流破壊電圧(V_{AC})、直流破壊電圧(V_{DC}) V_P による50%破壊電圧(V_{50})の順で測定を行なった。 V_{AC} は交流電圧の波高値とした。 V_{AC} , V_{DC} の値は破壊電圧を10回測定し、その平均値とした。電圧印加時間間隔は常温窒素ガスの場合60秒とし、低温窒素ガスの場合実験中の試料ガスの温度上昇を少なくするため30秒とした。 V_{50} の測定は電極(特に針電極)の消耗を極力抑えるため、 V_P の印加時間間隔を30秒、印加電圧間隔を2あるいは1kV、試験回数30回の昇降法⁹⁾で行なった。

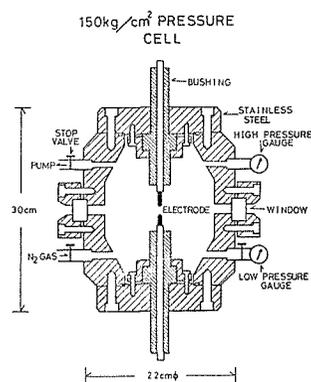


図5 圧力容器

3. 実験結果および考察

3.1 液体窒素(LN₂)

筆者らは、(i)針対平板電極でのLN₂の絶縁破壊に伴う発光は、正針の場合平板側から針側へ最短距離を直線的に10⁸cm/s程度の速度で進展し、負針の場合の発光は曲折しながら進展する。(ii)発光部のスペクトルは正針、負針ともに連続スペクトルとなる。(iii) V_B のみを電極間に印加した場合コロナやバブルは観測されなかった、ということ報告してきた¹⁰⁾。ここでは試料液体としてLN₂を取りあげ、 V_B に V_P が印加されてから絶縁破壊が完了するまでの過程をシュリーレン写真とともに報告する。また対称電極に近い針対針あるいは丸棒対丸棒電極において、非接地側電極に正電圧、負電圧を印加した場合異なった現象を示したので区別する。

3.1.1 直流電圧特性

図6に V_{DC} 対ギャップ長(d)特性を示す。破壊前にコロナおよびスプレーは肉眼では観測されなかった。針対丸棒電極において V_{DC} は正針の方が負針よりも約5kV高いという極性効果が見

られる。この V_{DC} 特性から適切な V_B を決定した。

3.1.2 非接地側電極に負電圧を印加した場合

図 7(a) に針対針電極に V_B と V_P を重畳印加した時の電圧崩壊波形を、(b) に破壊前過程のシュリーレン写真を示す。(a) から V_P 印加後 $7\mu\text{s}$ 程度で破壊しているのがわかる。(b) の第 6 コマ目から非接地負針先端に球状の光学的密度擾乱（以後これをストリーマと呼ぶ）が発生し、数本に分岐し、下部針電極方向へ進展したストリーマは第 12 コマ目でその先端を球状にして進展が止まり、第 13 コマ目で“く”の字形の発光を伴った破壊に至っている。(b) においてストリーマが発生してから破壊に至るまで約 $7\mu\text{s}$ かかっていることから、(a) と比較すると V_P 印加とほぼ同時にストリーマが発生すると考えられる。また (b) においても V_P 印加以前（第 5 コマ目以前）にはコロナあるいはバブルは確認されなかった。

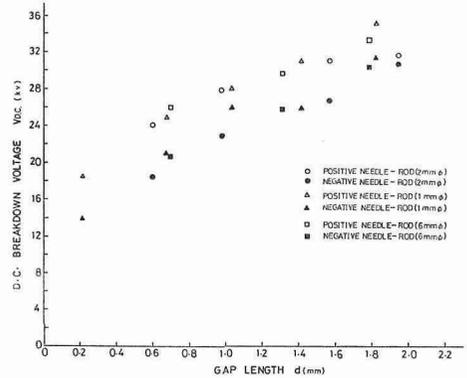
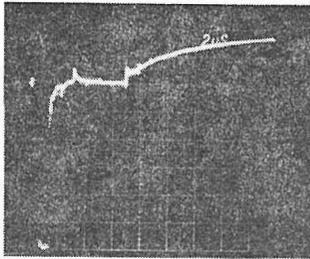
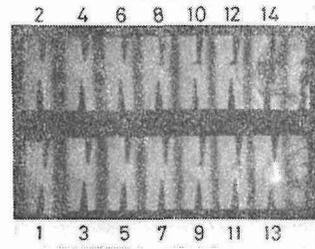


図 6 直流破壊電圧特性



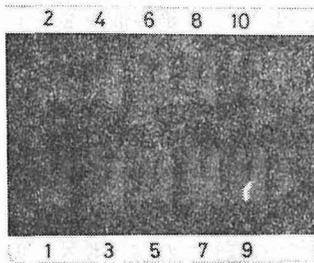
(a) 電圧崩壊波形 (1000:1プローブ使用)



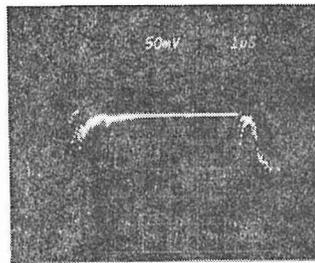
(b) シュリーレン写真 (1×10^6 frames/s)

図 7 非接地針（上部）対針電極に負電圧を印加した場合 ($V_B = -20\text{kV}$, $V_P = -31\text{kV}$, $d = 0.9\text{mm}$)

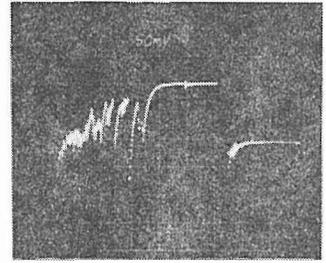
非接地針対丸棒電極における破壊例のシュリーレン写真と電流波形を図 8(a)~(d), 破壊に至らなかった例を (e) に示す。(a) において第 3 コマ目に針先端にストリーマが発生し、複雑な形をしながら進展し第 9 コマ目で破壊している。(b) はその時の電流波形 (LED ユニット使用) であるが、 V_P の印加時および破壊時の対応は明瞭に見られるが、感度が mA オーダーと十分でない



(a) 針対 $2\text{mm}\phi$ 棒電極におけるシュリーレン写真 (1×10^6 frames/s; $V_B = -20\text{kV}$, $V_P = -28\text{kV}$, $d = 1.6\text{mm}$)

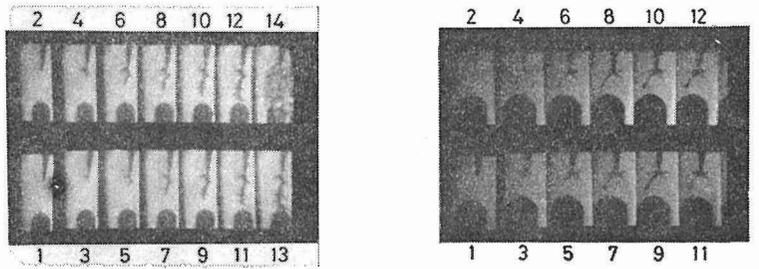


(b) (a) に対応する電流波形 (LED ユニット使用; 1 div. = 125 mA)



(c) 電流感度を改善した時の電流波形 (針対 $1\text{mm}\phi$ 棒; $V_B = -26\text{kV}$, $V_P = -27\text{kV}$, $d = 1.8\text{mm}$; 1 div. = 60 mA)

図 8 非接地針（上部）対丸棒電極に負電圧を印加した場合



(d) (c)に対応するシュリーレン写真
(1×10^6 frames/s)

(e) 針対 2 mm ϕ 棒電極におけるシュリーレン写真(1×10^6 frames/s;
 $V_B = -18$ kV, $V_P = -28$ kV,
 $d = 1.6$ mm)

図8<続き>

め破壊前駆電流は観測できなかった。(c), (d)に LED ユニットの保護回路を取り去り応答速度と感度を改善した時の電流波形と対応するシュリーレン写真を示す。 V_P 印加後約 $8 \mu\text{s}$ まで不規則な電流が流れているが、それ以後約 $4 \mu\text{s}$ の間電流は流れず突然破壊に至っているのがわかる。(e)において第3コマ目にストリーマの発生が見られ、第6コマ目まで数本に分岐したストリーマは進展したが、第7コマ目以降では丸棒電極方向に進展していたストリーマ先端が球状となり進展が止まっている。

このストリーマの進展や休止はシュリーレン写真により観測されたものだが、平島¹¹⁾らは電流波形と対応させ報告している。

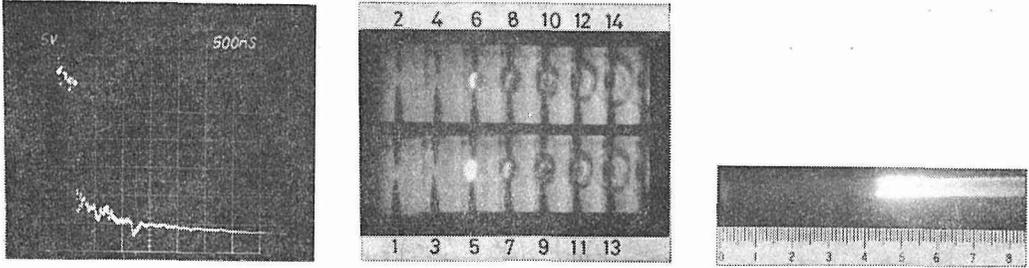
図7, 8からストリーマは V_P 印加とほぼ同時に発生し、数本に分岐したストリーマが進展・休止を繰り返すそのうち1本が接地側電極に到達すると火花破壊を起こす。このことより放電の遅れは形成遅れ (t_f) が主であると考えられ、統計遅れ (t_s) との関係は $t_f \gg t_s$ と思われる。火花破壊は V_P パルスがすでに立ち下がり、 V_B のみが印加されている時に起こる。ストリーマは電極間の最短距離を直線的に進展する場合はまれにしかなく、多くの場合電極軸に対して 30° 以上の角度をもつ。Brignellら¹²⁾は、ナノ秒パルスによる破壊の t_f の分布は正規分布をなすと報告している。しかし、シュリーレン写真の観測による本実験では観測例が少ないために t_f の分布の形の確認には至らないが、 d が $0.6 \sim 1.6$ mm, $V_B + V_P$ が $25 \sim 50$ kV の範囲では $t_f = 3 \sim 8 \mu\text{s}$ となり $10 \mu\text{s}$ をこえることはまれであった。破壊に至った時のストリーマの電極方向進展速度 W_P は 2×10^4 cm/s 程度である。破壊が完了するとそこに大きな密度擾乱が生じ、それが広がっていくと同時に衝撃波が発生し伝播している。衝撃波の伝播速度 W_S は約 1.5×10^5 cm/s であり、炭化水素系液体¹³⁾における $W_S \leq 1.0 \times 10^5$ cm/s よりも大きな値である。しかし、絶縁油やトルエン等¹⁴⁾に見られたストリーマの発生に伴って生じる衝撃波は観測されなかった。

3.1.3 非接地側電極に正電圧を印加した場合

図9(a)に針対針電極に V_B と V_P を重畳した時の電圧崩壊波形を、(b), (c)に破壊前過程のシュリーレン写真を示す。(a)から V_P の波頭部分(約 50 ns)で破壊していることがわかるが、(b), (c)でストリーマは観測されなかった。第10図(a), (b)に非接地針丸棒電極におけるシュリーレン写真を示すが、 V_P の印加後 50 ns 以内で発光を伴った破壊に至っている。この場合もストリーマは観測されなかった。図11に非接地針対平板電極におけるシュリーレン写真を示す¹⁵⁾。破壊前に約 100 ns にわたってストリーマの進展(明るい部分に先だつ黒い影)が見られる。

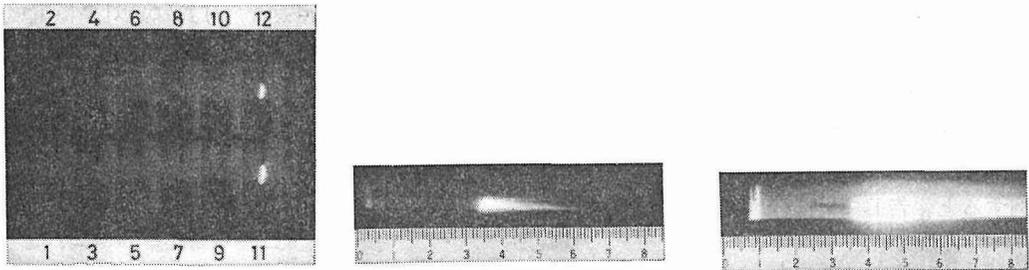
図9~11は、3.1.2のシュリーレン写真より $10 \sim 20$ 倍の高速で撮影されたため解像度は悪いが、3.1.2とは異なった性質を示している。 V_P の印加後約 50 ns 以内で破壊し、ストリーマは針

対平板電極の場合を除いて観測されなかった。



(a) 電圧崩壊波形 ($V_B = +14\text{kV}$, $V_P = +23\text{kV}$, $d = 0.6\text{mm}$; 1000: 1 プローブ使用)
 (b) (a) に対応するシュリーレン写真 (1×10^7 frames/s)
 (c) シュリーレン写真 (100 n/cm ; $V_B = +22\text{kV}$, $V_P = +29\text{kV}$, $d = 1.0 \text{ mm}$)

図9 非接地針（上部）対針電極に正電圧を印加した場合



(a) シュリーレン写真 (針対 $2 \text{ mm}\phi$ 棒, 2×10^7 frames/s; $V_B = +20\text{kV}$, $V_P = +29\text{kV}$, $d = 0.6\text{mm}$)
 (b) (a) と同じ条件でのシュリーレン写真 (100 ns/cm)

図10 非接地針（上部）対丸棒電極に正電圧を印加した場合

図11 非接地針（上部）対平板電極に正電圧を印加した場合のシュリーレン写真 (100 ns/cm)

3.1.4 実験結果の考察

針対針、丸棒対丸棒電極において非接地側電極の極性を正あるいは負と区別したのは、電界の対称性がよければ、上部および下部両電極からストリーマの発生や進展の可能性があると考えたからである。しかし、電極支持部の金属、容器内の電極設置の制限から完全な対称電界が得られず印加電圧の極性によって異なった性質を示した。

形成遅れ t_f と負ストリーマの電極方向進展速度 W_P の $V_B + V_P$ に対する関係を図12に示す。3.1.2 から $t_f \gg t_s$ と考えられるので $t_f = T_f$ (観測された破壊遅れ) としている。異なった電極形状ならびに異なったギャップ長について求められた W_P は破壊率 (ある電圧における総試験回数に対する破壊回数の割合) が30~80%の範囲で電極形状やギャップ長、 $V_B + V_P$ の値にかかわらずほぼ $2.0 \times 10^4 \text{ cm/s}$ を中心に分布している。この値は針対針電極で実験を行なった平島ら¹¹⁾ の値 $3 \times 10^4 \text{ cm/s}$ よりわずかに小さい。また林ら¹⁰⁾ は W_P として本実験値

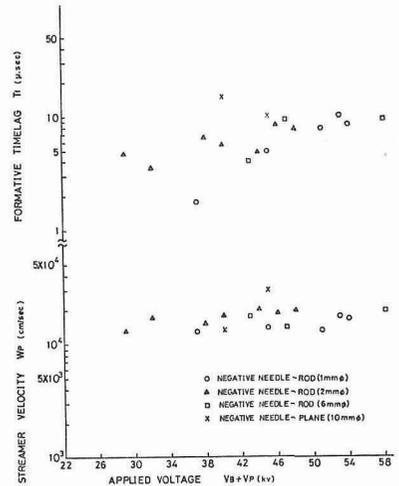


図12 ストリーマ進展速度と形成遅れの印加電圧依存性

の5.5倍である 1.1×10^5 cm/s を報告しているが、本実験では針対針電極において針先端電界 E_P が3.2~4.2 MV/cm, 平均電界 E_a は0.5~0.7 MV/cm, また針対丸棒電極では $E_P=4.7\sim 7.0$ MV/cm, $E_a=0.3\sim 0.5$ MV/cm に対して, 平島らの場合 $E_a=6.5$ MV/cm と大きいためと考えられる。なお E_a , E_P は次式から求めた。

$$E_a = \frac{V}{d} \quad (2)$$

$$E_P = \frac{V}{r \ln \left\{ 2 \left(\frac{d+r/2}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \right\}} \quad (3)$$

ただし $d \gg r$ なら

$$E_P = \frac{2V}{r \ln(4d/r)} \quad (4)$$

ここで d はギャップ長, V は印加電圧, r は針先端曲率半径であり, (3) 式は針対平板電極での針先端電界強度 E_P を求めたものである。

図13に t_f の d 依存性を示す。 t_f はほぼ d に比例し増加することがわかる。また V_P のパルス幅を 500 ns, 900 ns, 1000 ns と変えても t_f にはほとんど依存していない。林ら¹⁶⁾は LN_2 において d が 20~30 μm の時 t_f は d に依存せず, 液体アルゴンは $d=300\sim 500$ μm の時 t_f は d に比例すると報告している。

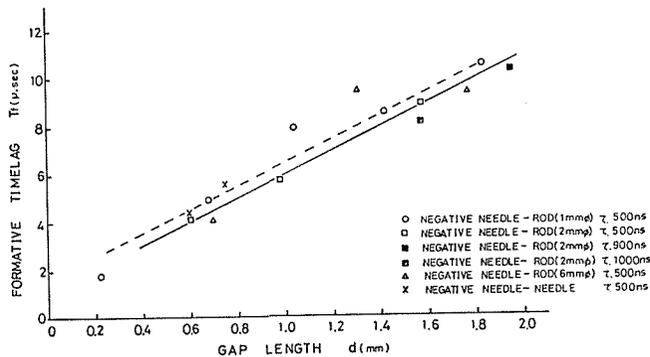


図13 形成遅れのギャップ長依存性

3.2 窒素ガス

気体の状態は, 圧力 P , 体積 V , モル数 n , 温度 T により次のように表わされる。

$$PV = nRT \quad (5)$$

ここで R は気体定数であり, よく知られている理想気体近似を用いている。この式から

$$P/T = nR/V \quad (6)$$

となり P/T の値は気体の密度を表わす。 P/T の値が $T=293$ K (20°), $P=1$ atm の時 1 となるように定数を定めると次式となる。なお, t は気体温度 [$^\circ\text{C}$] である。

$$\delta = \frac{293}{273 + t} P \quad (7)$$

この δ を相対気体密度と呼ぶことにする。 LN_2 温度近傍, -100°C 近傍気体の 1 気圧における δ はそれぞれ 3.7, 1.7 となる。

3.2.1 交流破壊特性

図14に1気圧窒素ガスの6mmφ棒対6mmφ棒電極における交流破壊電圧(V_{AC})の温度依存性を示す。LN₂温度(-195.7°C)近傍、-100C近傍の V_{AC} は常温(20°C)の V_{AC} と比較してそれぞれ2.9, 1.6倍程度高くなっている。また、 δ をパラメータにとった V_{AC} のギャップ長(d)依存性を図15に示す。 d が3mm以下では V_{AC} は直線的に変化している。横軸を δd に取り直すと図16となり、1本の曲線で表わされることからパッシェン則がほぼ成立していることがわかる。図17, 18に上部電極を1mmφ棒、針と変えた時の $V_{AC}-d$ を示す。図17において d が2mm以下ではパッシェン則はほぼ成立しているが、図18では不成立である。図15~18において、 δ で整理した V_{AC} は常温、低温でほとんど差はない。またパッシェン則は平等に近い電界において常温だけではなく低温の時も成立する。電界が不平等になるほど V_{AC} の d に対する勾配は小さくなり、パッシェン則からはずれる。上部電極が針の時にまれにグローコロナが確認され、無コロナ

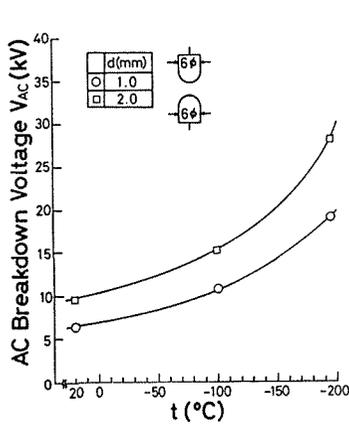


図14 低温における交流破壊電圧の上昇

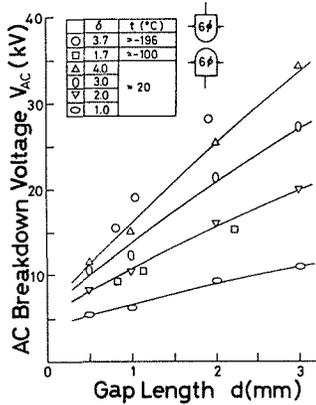


図15 交流破壊電圧のギャップ長依存性 (6mmφ棒対6mmφ棒電極)

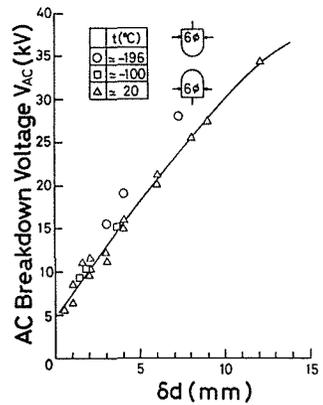


図16 交流破壊電圧の δd (相対気体密度とギャップ長の積)依存性

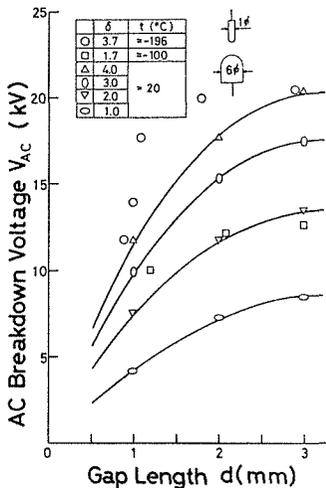


図17 交流破壊電圧のギャップ長依存性 (1mmφ棒対6mmφ棒電極)

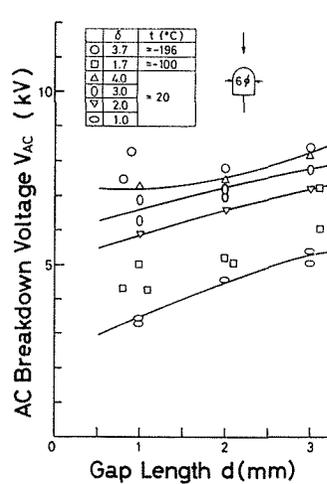


図18 交流破壊電圧のギャップ長依存性(針対6mmφ棒電極)

で直接火花破壊する時の電圧とコロナを経て火花破壊する時の電圧は大きく異なった。図18の V_{AG} は無コロナ火花破壊電圧を採用した。

3.2.2 直流破壊特性

直流破壊電圧 (V_{DC}) は δ で整理すると常温，低温でほとんど差がないことを図19～21に示す。図19を書き直したものが図22で，6 mm ϕ 棒対6 mm ϕ 棒電極ではパッシェン則がほぼ成立していることがわかる。図20，21では上部電極 (1 mm ϕ 棒，針) が正の時の V_{DC} は負の時よりも高く，パッシェン則は不成立である。また低温における測定値のばらつきは，常温の時よりも大きかった。近似的な平等電界では $\delta = 3.7, 1.7$ の低温窒素ガスの V_{DC} はそれぞれ $\delta = 4, 2$ の常温の V_{DC} とよく一致しているが，不平等電界ではわずかにこの値からずれている。針電極を用いた時グローコロナがしばしば観測された。図21の V_{DC} は無コロナ時の値である。

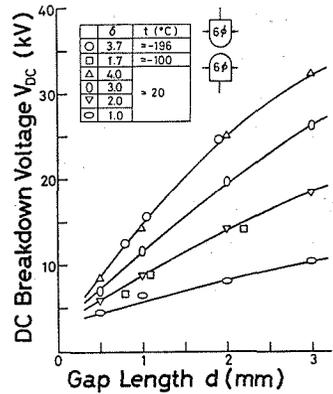


図19 直流破壊電圧のギャップ長依存性 (6 mm ϕ 棒対6 mm ϕ 棒電極)

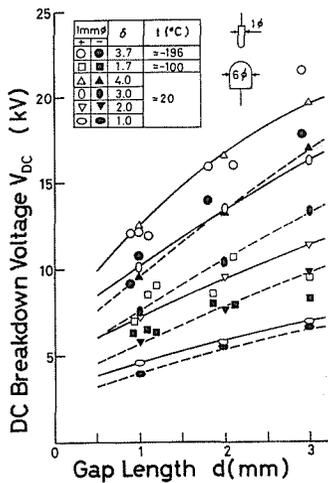


図20 直流破壊電圧のギャップ長依存性 (1 mm ϕ 棒対6 mm ϕ 棒電極)

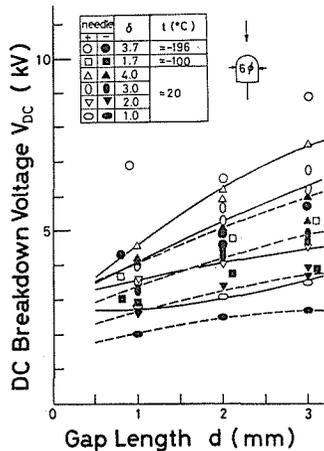


図21 直流破壊電圧のギャップ長依存性 (針対6 mm ϕ 棒電極)

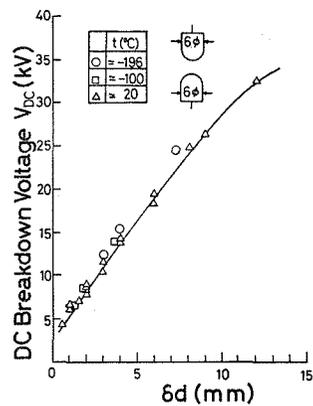


図22 直流破壊電圧の δd 依存性

3.2.3 インパルス破壊特性

図23～25に上部電極を変えた時の50%破壊電圧 (V_{50}) を示す。図23で同じ種類の線ではさまれた範囲が常温の V_{50} のばらつきで最大約10 kVである。低温におけるばらつきの大きさはデータ数不足のため，常温とは比較できないが， δ で整理した V_{50} は常温，低温で大きな差はない。また d の変化に対する V_{50} の変化は小さい。図24，25で上部電極 (1 mm ϕ 棒，針) が負の時の V_{50} は正の時よりも高い。これは V_{DC} の極性効果 (図20，21) とは反対の傾向である。図24から低温での V_{50} のばらつきは約5 kVで常温時より大きいことがわかる。また不平等電界において $\delta = 3.7, 1.7$ の低温の V_{50} は $\delta = 4, 2$ の常温の時よりも高い。

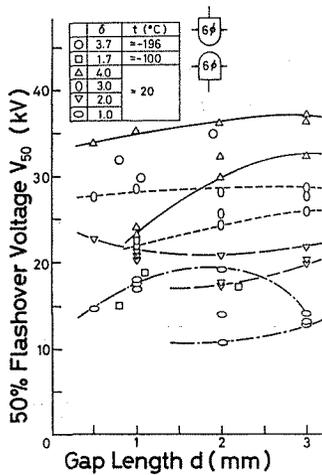


図23 50%フラッシュオーバー電圧のギャップ長依存性(6 mmφ棒対6 mmφ棒電極)

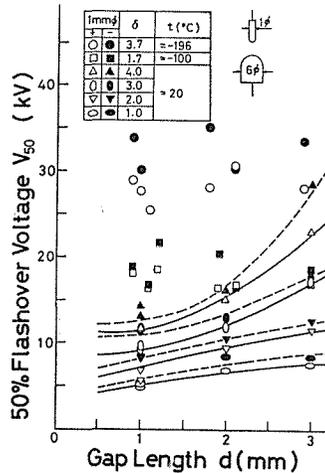


図24 50%フラッシュオーバー電圧のギャップ長依存性(1mmφ棒対6 mmφ棒電極)

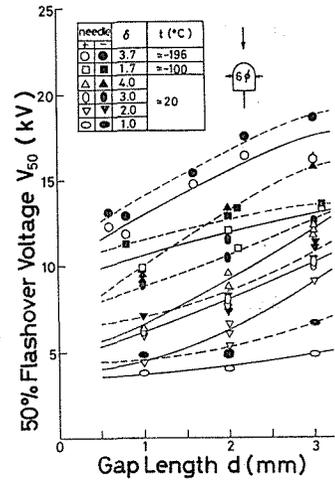


図25 50%フラッシュオーバー電圧のギャップ長依存性(針対6 mmφ棒電極)

3.2.4 実験結果の考察

50 mmφ球対平板電極を用いた河野ら²⁾は V_{AC} について同じガス密度なら、常温、低温で差がないと報告している。また V_{DC} についても同じ傾向が 20 mmφの球対球電極を用いた野口ら¹⁸⁾より報告されている。本実験では平等電界のみならず、不平等電界の V_{AC} 、 V_{DC} についてもほぼ同じ結果が得られた。針対 6 mmφ棒電極を用いた時の V_{AC} 、 V_{DC} の測定中に、しばしばグローコロナが観測されたが、コロナ開始電圧を肉眼で確認することは困難であった。しかし藤田ら¹⁹⁾のデータからガス密度一定ではコロナ開始電圧は常温、低温でほとんど差がないことが推測される。 $\delta = 3.7$ である低温の V_{AC} 、 V_{DC} は常温の $\delta = 4$ の場合とほぼ等しいか、それよりわずかに高いのは実験誤差や低温における比較的大きい測定値のばらつきのほかに

(1) LN_2 温度近傍での実験は LN_2 が気化している状態で行なったため、電極付近で局所的な δ が何らかの理由により、4 より大きくなっていたりガスの流れが生じていたりする。

(2) LN_2 中の不純物や実験中の不純ガス混入。

(3) ガスの低温化による理想気体からのずれ。

等の可能性が考えられる。

不平等電界においてガス密度をほぼ一定に保っても V_{50} とそのばらつきはガスの低温化とともに大きくなるという結果が得られた。河野ら²⁰⁾は、平等電界においても同じ傾向を得ており、これは低温化による初期電子数の減少のためであると報告している。しかし、本実験で用いた平等電界では低温における V_{50} の上昇は見られなかったが、使用パルス電圧のパルス幅が 500 ns であり、河野らの用いた標準波形に近いインパルス電圧とは大きく異なることを記しておく必要がある。

4. 結 言

本論文では、(i) 液体窒素における破壊前駆現象をシュリーレン法でイメージコンバータカメラとイメージインテンシファイアを用いて観測するとともに、(ii) 窒素ガスの絶縁破壊電圧を低

温および常温において測定し、相対気体密度で整理を行なった。その結果を以下に要約する。

4.1 液体窒素

(1) 直流バイアス電圧をまず印加し（この時電極間にはなんらの変化も見られない）、さらに V_P を重畳印加すると負針の場合、 V_P 印加と同時にストリーマの発生が観測された。

(2) 破壊遅れは正針の場合 100 ns 以内であるのに対し、負針では数 μs でいちじるしい違いがある。

(3) 負針の場合のストリーマ進展速度は約 2.0×10^4 cm/s で電極形状、ギャップ長、印加電圧値によらほぼ一定である。

4.2 窒素ガス

(1) 平等および不平等電界における交流破壊電圧、直流破壊電圧は相対気体密度がほぼ一定の場合、低温と常温でほとんど差がない。また、平等電界ではパッシェン則がほぼ成立する。

(2) 50%破壊電圧はばらつきが大きく、これは常温よりも低温でいちじるしい。相対気体密度をほぼ一定に保った場合の常温の V_{50} と低温の V_{50} との関係は電極形状によって異なる。

本研究は、文部省科学研究費（課題番号 555108）の補助を受けて行なわれた。

参 考 文 献

- 1) S. H. Minnich and G. R. Fox: 70 cp 169-PWR.
- 2) 河野, 鬼頭, 田頭, 菊地: エネルギー特別研究 (1) 昭和55年度研究成果報告書, p. 11 (昭56-2)
- 3) T. J. Gallagher: Simple Dielectric Liquids, (1975) Clarendon Press.
- 4) 放電研究, No. 56, 極低温絶縁, (1974)
- 5) P. Felsenthal: J. Appl. Phys., 37, p. 3713 (1966)
- 6) 中山, 永田, 吉田, 犬石: 電学論, 97-A, p. 156 (昭52-3)
- 7) R. McFee: Power Eng. Oct. (1961)
- 8) K. H. Wagner: Z. Phys., 204, p. 177 (1967)
- 9) 大重, 原: 高電圧現象, p. 84 (1973) 森北出版
- 10) 後村, 岡田, 金子, 沢田, 酒井, 坂本: 放電研究会資料, ED-78-92 (1978)
- 11) 平島, 室岡: 電学論, 100-A, p. 387 (昭56-6)
- 12) J. E. Brignell: Proc. IEE, 113, p. 1683 (1966)
- 13) 山田: 絶縁液体における破壊の進展過程に関する研究, 学位論文 (1979)
- 14) S. Sakamoto and H. Yamada: IEEE Tran. Elect. Insulation, EI-15, p. 171 (1980)
- 15) 酒井, 沢田, 金子, 坂本: 放電研究会資料, ED-80-18 (1980)
- 16) 林, 吉野, 久保, 犬石: 電学論, 98-A, p. 273 (昭53-5)
- 17) R. Coelho and J. Debeau: J. Phys. D; Appl. Phys., 4, p. 1266 (1971)
- 18) 野口, 河野, 鳳: 電学論, 92-A, p. 19 (昭47-3)
- 19) 藤田, 河野: 電学論, 94-A, p. 233 (昭53-5)
- 20) 河野, 胤栗: 電学論, 94-A, p. 469 (昭49-11)