



Title	気中放電過程におよぼす負イオンの影響（第1報）：実験的検討
Author(s)	佐藤, 信安; Satō, Nobuyasu; 坂本, 三郎 他
Citation	北海道大學工学部研究報告, 95, 39-49
Issue Date	1979-08-31
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41583
Type	departmental bulletin paper
File Information	95_39-50.pdf



気中放電過程におよぼす負イオンの影響 (第I報)

— 実験的検討 —

佐藤信安* 坂本三郎*

(昭和54年3月31日受理)

Effect of Negative Ions on the Breakdown Process in Air (I)

— Experimental study —

Nobuyasu SATO and Saburō SAKAMOTO

(Received March 31, 1979)

Abstract

The effect of negative ions on the breakdown process in air is investigated by the comparison between the experiments of breakdown in air and those in nitrogen gas where negative ions are not formed. It is shown that the effect of negative ions cannot be detected from the measurements of sparking potential between parallel plates. The measurements of current growths in air and nitrogen started at undervoltages by supplying a large number of initial electrons at the cathode of parallel plates are carried out for various discharge conditions. The effects of negative ions on the current growth curves in air discharges are observed and become more evident at higher pressures of the sample gas. It is shown that the development of the discharge is suppressed by the attachment of electrons which forms negative ions but the electrons detached from the negative ions contribute to the space charge accumulation and decrease the formative time of breakdown.

1. 緒 言

空気中の放電過程において、酸素分子への電子付着および電荷転移により、 O^- , O_2^- , O_3^- などの負イオンが形成されること、また、電子分離によって負イオンの一部が消滅する過程が存在することが知られている^{1)~4)}。一方、このような負イオンの形成とその反応が、空気の放電過程にあたる影響については充分解明されているとはいえない^{5)~8)}。本究の目的は、空气中、平等電界での放電形成過程の動的な観測をおこない、その結果を窒素ガス中における同様の観測結果と比較することにより、放電過程への負イオンの影響を実験的に明らかにすることである。窒素ガスは、空気の主構成気体であり、かつ、負イオンが形成されないこと、また、本報の実験でもたしかめているが、静的な放電特性は空気のそれとほとんどかわらないことから、空気中の放電の動的な過程における負イオンの影響を検討する上で適当な比較試料であるといえる。放電過程の観測は、平行平板電極にその静的破壊電圧より数%低い電圧を印加し、陰極から多量の初期電子

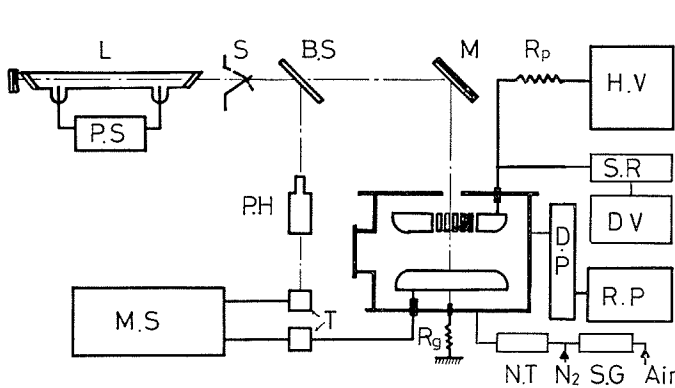
* 電気工学科 電気応用工学講座

をパルス状に供給した場合に誘起される放電についておこなった。この方法の特徴は、気圧、印加電圧、初期電子量の実験条件を精度よく設定出来ること、また、この実験条件を変えることにより、多様な放電電流波形が再現性よく観測されることである。いろいろな条件での放電電流波形と、初期電子供給量と放電形成時間の関係を、空気と窒素ガスについて観測し、その結果を比較して放電過程のちがいを検討した。

2. 実 験

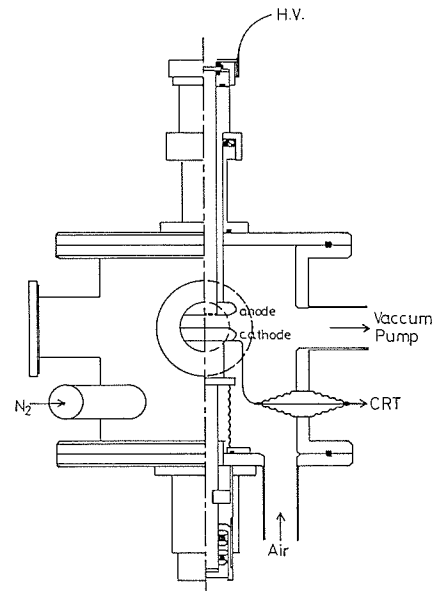
2-1. 実験装置と方法

実験装置の概要を第1図に示す。電極は直径50 mmのアルミニウム製、ハリソン型を用いた。陽極の中央部2 cm²の範囲に直径0.5 mmの小穴が約300個あけられている。これは陰極を紫外線で照射するためのものである。この電極を直径150 mmのステンレス鋼製の真空容器中に設置した(第2図)。電極間のギャップ長は陰極を動かすことにより、2.5 mmから15 mmまで変化出来る。その長さは、最小目盛0.05 mmのダイヤルゲージで測定した。真空容器を10⁻⁶ Torrまで排気したあと、窒素ガスまたは空気を封入した。窒素ガスは市販のボンベ入り(公称純度99.99%)のもの、空気は実験室内からとり、液体窒素トラップとシリカゲルを通して乾燥して用いた。容器中の気体の圧力は水銀マンオメータを用い、水銀柱の高さを読取り顕微鏡で測定した。なお、水銀蒸気の混入をふせぐため、蒸気圧10⁻⁷ Torr以下のシリコンオイルを水銀柱の上のせている。高電圧は、安定化電源(YEC, SHP-30)を用いて500 M Ω の抵抗を通して陽極に印加した。この抵抗は放電時に流れる過大な電流を抑制し、電極を保護するためのものである。このため、放電電流は陽極の静電容量35 pFにたくわえられた電荷のみによる。印加電圧は抵抗分圧器とデジタル電圧計(Takeda TR-6515)を用いて測定した。印加電圧 V_a 、ギャップ長 d 、気圧 p は、温度補正もおこなって、誤差0.1%以下の精度で設定出来た。静的破壊電圧 V_b は、気圧5~200 Torr、ギャップ長2.5 mm~15 mmの範囲で0.2%の精度になるまでくりかえし測定した。



第1図 実験装置

L; N₂ レーザ, S; シャッター, B.S.; ビームスプリッター, M; ミラー, R_p; 陽極抵抗 H.V.; 高電圧安定化電源, P.S.; レーザ電源, P.H.; 光電管, S.R.; 抵抗分圧器, D.V.; デジタルボルトメータ, D.P.; 拡散ポンプ, R.P.; ロータリーポンプ, N.T.; 液体窒素トラップ, S.G.; シリカゲル, T. 整合器, R_g; 検出抵抗, M.S.; メモリーシンクロスコープ

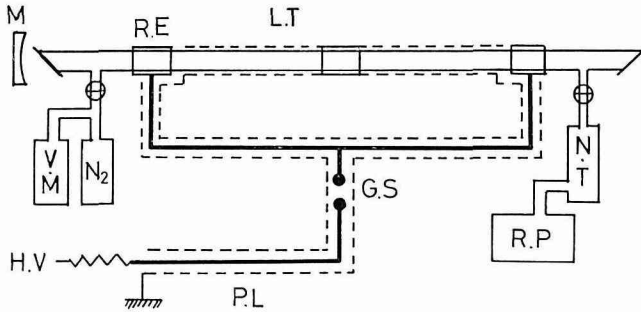


第2図 電極および真空容器

放電電流波形の観測は以下のようにしておこなった。まず、ギャップ長を 10 mm に固定し、静的破壊電圧 V_s より数 % 低い電圧を印加する。 V_s に対して印加電圧が低下している割合を $\Delta V = (V_s - V_a)/V_s \times 100\%$ であらわす。この印加電圧の下で陰極に紫外線をパルス状に照射し、多量の初期電子を供給し放電を誘起する。この放電電流波形はストレージシンクロスコープ (Tektronix 7623 A) で観測した。なお、電流の観測は外部回路 (高抵抗, 小容量) の影響があらわれない範囲でおこなった。

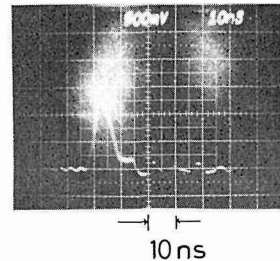
2-2. 初期電子の供給

初期電子を供給するための光源として、窒素ガスレーザを作製して用いた。その概要を第 3 図に示す。これは Geller et al.⁹⁾ 河瀬, 西辻¹⁰⁾ の製作例を参照したものである。図中のパルス形成ラインは 5 C 2 V ケーブル 10 本を並列にした特性インピーダンス約 7Ω , 長さ 2 m のものであり, これにより最大 30 kV, パルス幅約 60 ns の方形電圧パルスが作られる。スイッチもインピーダンス 7Ω に設計した同軸火花ギャップを用いている (第 4 図)。放電管は内径 7 mm, 外径 10 mm のガラス管を用い, リング電極で二つの部分にわかれている。外側の二つの電極は, それぞれ 15Ω ラインで同軸火花スイッチと結合されており高圧パルスが印加される。中心の電極は接地帰路である。放電管は同軸ケーブルの延長になっており, 管を覆っているアルミフォイルが外部導体, 放電プラズマが中心導体となっている。このように, 放電管も含めて全回路を約 7Ω でインピーダンス整合をとり, 立ちあがり 5 ns 以下の電圧, 電流を放電管に供給している。窒素

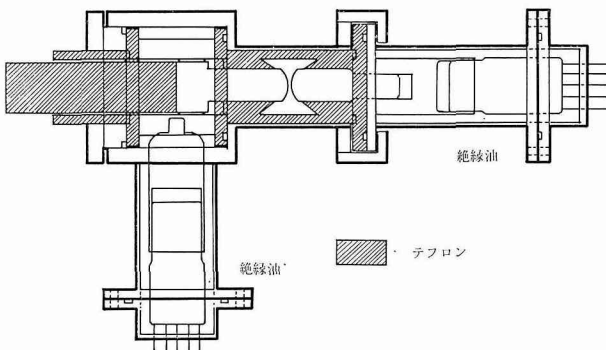


第 3 図 窒素ガスレーザの概要

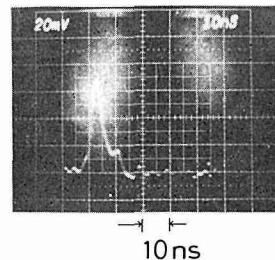
M; ミラー, L.T.; レーザ管, G.S.; ギャップスイッチ, P.L.; パルス形成ライン, H.V.; 高電圧電源, R.P.; ロータリーポンプ, N.T.; 液体窒素トラップ, R.E.; リング電極, V.M.; 真空計, N₂; 窒素ガス



第 5 図 窒素ガスレーザ光の波形



第 4 図 火花ギャップスイッチの概要



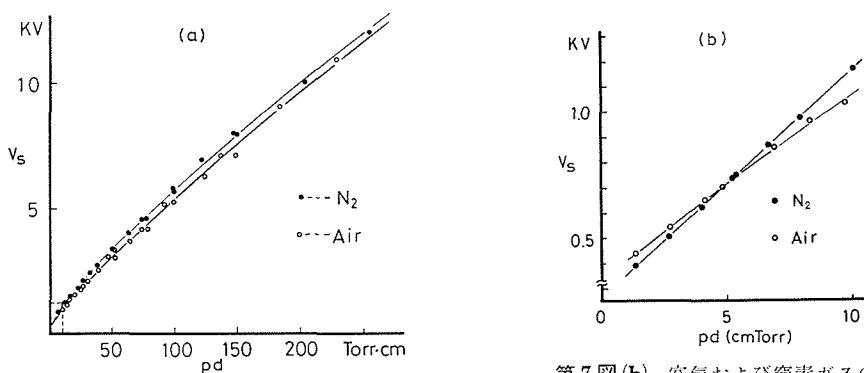
第 6 図 レーザ光照射による光電流

ガスレーザーは $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ の遷移によるものであり、この遷移の寿命は 40 ns とされている¹¹⁾。このため、励起電流パルスの立ち上がり時間をこの寿命より充分小さくする必要がある。窒素ガス圧、2~8 Torr の範囲での放電により、この条件がみたされ、パルス幅約 10 ns、波長 3371 Å (3.6 eV) のレーザー発振が得られた。このレーザー光のピークパワーは、パルス形成ラインの充電電圧を 20 kV~30 kV に変えることにより、5 kW~50 kW の範囲で変化させることが出来た。第 5 図にバイプレーナ型光電管で観測したレーザー波形を示す。第 6 図はアルミニウム電極を設置した真空容器を排気して、陰極にこのレーザー光を照射したときに観測される光電流である。第 5 図のレーザー光の波形とよく一致している。陰極にもちいたアルミニウムの仕事関数は、超高圧水銀灯とモノクロメータを用いて測定した結果、約 3.5 eV であり、レーザー光のエネルギーより小さい。したがって、観測された光電流は光電効果によるものといえる。なお、ピークパワー 50 kW のレーザー光の照射では、照射面の加熱、また、プラズマの発生はおこらない。光電流の波形を積分して、レーザー光照射によって供給される初期電子量 n_0 が得られる。また、 n_0 と光電管で観測されるレーザー光強度 I_{uv} との関係が求められる。この装置で得られる最大の n_0 は約 10^8 個であった。

3. 実験結果と検討

3-1. 静的破壊電圧の測定

空気および窒素ガスの静的破壊電圧 V_s を気圧 $p=5\sim 200$ Torr、ギャップ長 $d=2.5$ mm~15 mm の範囲で測定した。その結果を Paschen 曲線 (V_s vs pd 曲線) として第 7 図に示す。第 7 図 (b) は pd の小さい範囲について、第 7 図 (a) の点線でかこった部分を拡大したものである。空気中の V_s は、 pd が小さい場合をのぞいて窒素ガスの V_s より低くなっているが、その差は小さい。この V_s を用いて、Townsend の放電開始条件の式 $\gamma_T (\exp(\alpha d) - 1) = 1$ から γ_T がも定められる。ここで、 α は電離係数である。空気の場合は α のかわりに $\alpha - \eta$ (η は付着係数) を用いている。 γ_T を換算電界 E/p の関数として第 8 図に示す。 γ_T は放電過程における陰極面での二次作用の総和と考えられる。すなわち、 $\gamma_T = \gamma_p + \gamma_i + \gamma_m$ であり、 γ_p は電子なだれからの光子による陰極からの電子放出係数、 γ_i 、 γ_m はそれぞれ正イオンおよび励起分子の陰極への衝突による電子放出係数である。 γ_T の値は、測定した pd の全範囲で空気の方が大きいことが、このことからただちに陰極面での二次作用が大きいことを結論できない。 γ_T には、その導出の過程からも明らかなように、 V_s および α の値の微小な変化が大きくあらわれるため、観測された程度の差では、むしろ空気と窒素ガスの二次作用のちがいが小さいといえる。以上のように、測定精度をあげた実験によ



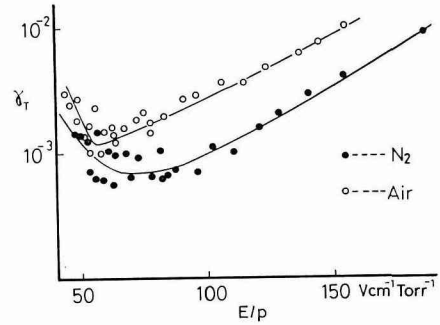
第 7 図 (a) 空気および窒素ガスの Paschen 曲線

第 7 図 (b) 空気および窒素ガスの Paschen 曲線 (pd 小)

っても、空気と窒素ガスの静的放電特性の差は小さく、これから空気中の放電過程におよぼす負イオンの影響を見出すことは困難である。しかし、両者の静的な放電特性が等しいことは、以下にのべる動的な電流測定において、両者をきわめて近い初期条件で実験をおこない、その結果を比較することを可能にしている。

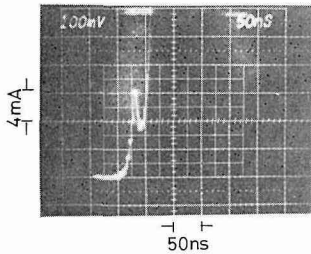
3-2. 放電電流の観測 (20 Torr の場合)

第9図は空気および窒素ガスの気圧20 Torr, ギャップ長10 mmの条件で放電開始電圧 V_s より1%低い電圧($\Delta V=1\%$)を印加し、陰極をレーザー光照射した場合に誘起される放電の電流波形である。図中の I_{uv} はレーザー光の相対強度であり、初期電子量 n_0 との関係は20 Torrの場合、空気では $n_0=2.7 \times 10^7 I_{uv}$, 窒素ガスの場合 $n_0=1.7 \times 10^7 I_{uv}$ である。第9図(a)(b)は初期電子を多量に供給した場合であり、早い電流成長がみられる。最初の電流ピークは、窒素ガスの方が初期電子量が少ないにもかかわらず大きい。初期電子量を



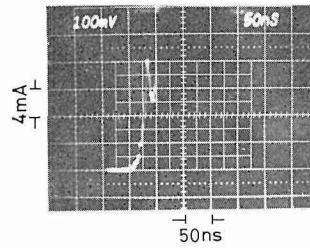
第8図 空気および窒素ガスの I_{uv}

20 Torr $\Delta V=1\%$ Air

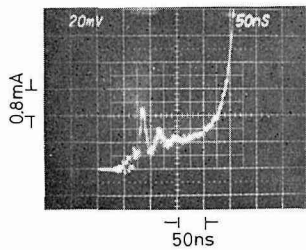


(a) $I_{uv}=0.75$ $n_0=2 \times 10^7$

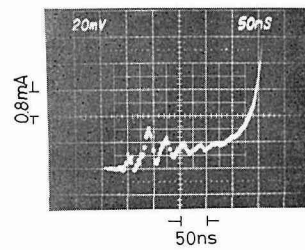
20 Torr $\Delta V=1\%$ N₂



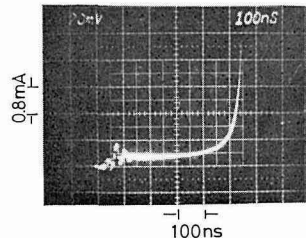
(b) $I_{uv}=1.0$ $n_0=1.7 \times 10^7$



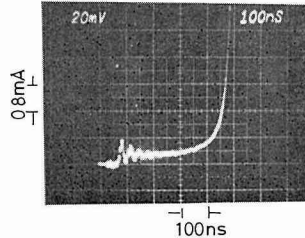
(c) $I_{uv}=0.04$ $n_0=1.1 \times 10^6$



(d) $I_{uv}=0.037$ $n_0=6 \times 10^5$

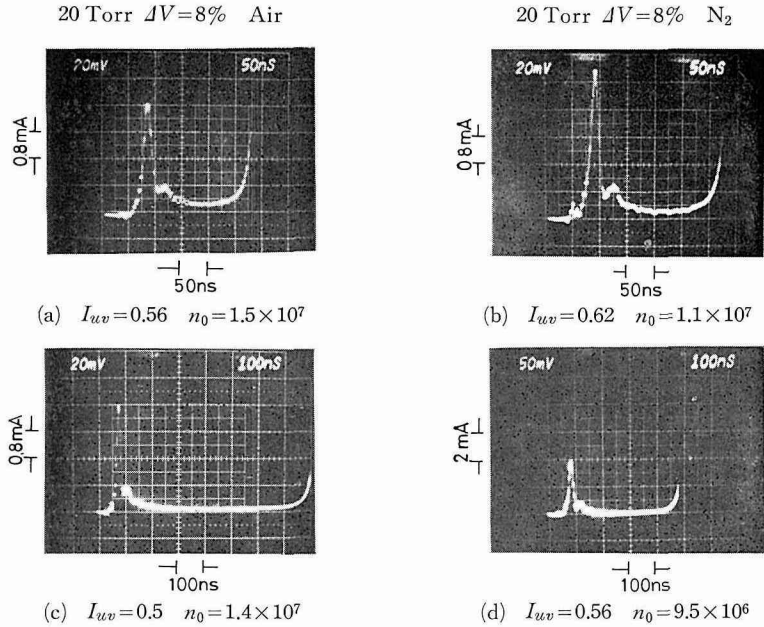


(e) $I_{uv}=0.02$ $n_0=5.4 \times 10^5$



(f) $I_{uv}=0.012$ $n_0=2 \times 10^5$

第9図 20 Torr $\Delta V=1\%$ での空気および窒素ガスの放電電流波形



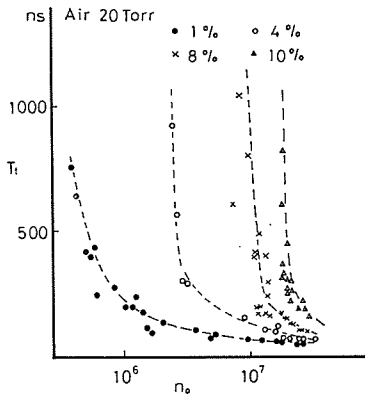
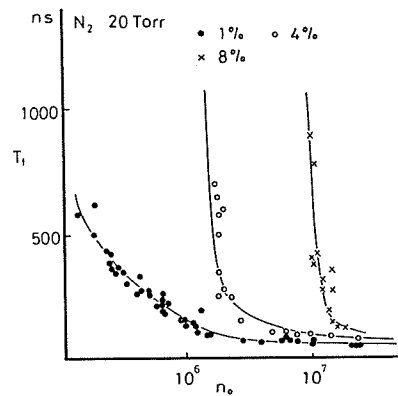
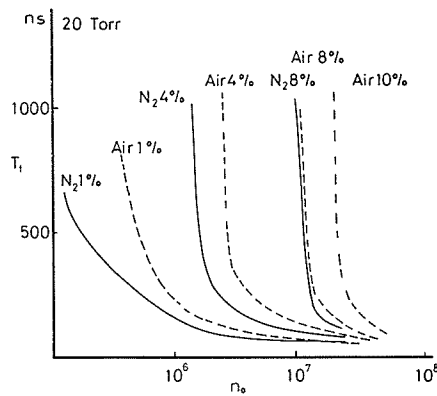
第10図 20 Torr $\Delta V=8\%$ での空気および窒素ガスの放電電流波形

減少すると第9図(c)(d)のように電流波形に振動があらわれる。この周期は約35 nsであり、電子が電極間を走行する時間に相当している。したがって、この振動は r_p 効果による世代機構によるものである。振動の減衰は空気の方が早く、 r_p 作用が窒素より小さいことがわかる。振動のあとにつづく停滞した電流の値はほとんど差がない(第9図(e)(f))。第10図は印加電圧を低下させ $\Delta V=8\%$ にした場合の放電電流である。この条件で放電を誘起するためには、より多量の初期電子供給が必要であり、このため大きな電流ピークがあらわれる。しかし、電圧低下のため r_p 効果は小さくなり、電流の振動の減衰が早くなる。この場合も、 $\Delta V=1\%$ の場合と同様、最初の電流ピークは窒素ガスの方が大きい。一方、停滞した電流値は空気の方がわずかに大きい(第10図(a)(b))。これは、負イオンからの電子分離による「遅れた電子」(delayed electron)⁵⁾の供給によるものと考えられる。

以上のように、20 Torrの場合、空気と窒素ガスの放電電流波形のちがいは小さい。放電電流の最初のピークは初期電子が電極間を走行し電離増幅をおこない空間電荷を形成する過程に対応し、ひきつづく電流の振動、停滞は、二次作用によりギャップ間に空間電荷が集積され、しだいに電離増幅度の高いギャップ条件になる過程に対応している^{7),8)}。窒素ガスの場合、放電形成時間が数100 ns以下の短い場合は、放電過程の二次作用は r_p 作用のみと考えられる。空気の場合もまた、20 Torrにおいては、 r_p 作用が主要な二次作用であることが、窒素ガスの電流波形との比較からいえる。空気における負イオンの影響としては、電離増幅度が減少するため電流値が小さくなること、また、電子分離の影響は ΔV が大きい場合に、空間電荷の集積過程にわずかにみられる。

3-3. 初期電子量 n_0 と放電形成時間 T_f との関係 (20 Torr の場合)

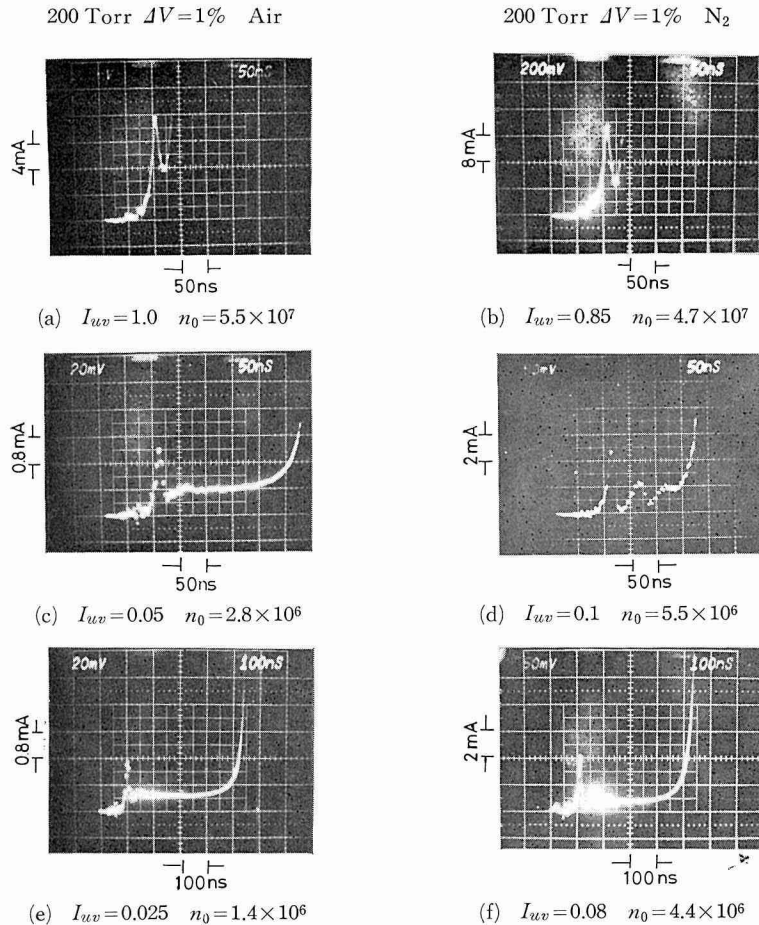
放電電流波形において、初期電子を供給した時点から電流が急増し放電にいたるまでの時間を放電形成時間 T_f とする。第11図に ΔV をパラメータとした初期電子量 n_0 と T_f の関係 ($n_0 \sim T_f$ 曲線)を示す。第11図(a)(b)は、それぞれ空気および窒素ガスについての実験結果である。

第11図(a) 空気の $n_0 \sim T_f$ 曲線 (20 Torr)第11図(b) 窒素ガスの $n_0 \sim T_f$ 曲線 (20 Torr)第11図(c) 空気および窒素ガスの $n_0 \sim T_f$ 曲線の比較

T_f は、 n_0 および ΔV の関数であり、(a)(b) 両者の曲線の傾向はよく一致している。すなわち、 T_f の最小値はともに 60 ns であり、 n_0 の減少とともに急激に増大する。また、 ΔV を大きくすると (印加電圧を低下する) この曲線は n_0 の大きい方に移動する。(c) 図は空気と窒素ガスの $n_0 \sim T_f$ 曲線の比較である。空気の方が放電を誘起するためには、より多量の初期電子を必要とすることがわかる。このちがいは $\Delta V = 1\%$ で最も大きく、 ΔV の増大とともに小さくなっている。空気の方が放電を誘起しにくい原因は、20 Torr での放電過程の主要な二次作用である i_p 作用が窒素ガスにくらべ小さいためといえる。 ΔV を大きくした場合、 i_p 作用は減少するが、窒素ガスでは二次作用が i_p 作用のみであるのに対して、空気では負イオンからの電子分離による電子の供給があるため、両者の $n_0 \sim T_f$ 曲線が近づいてくるものと考えられる。

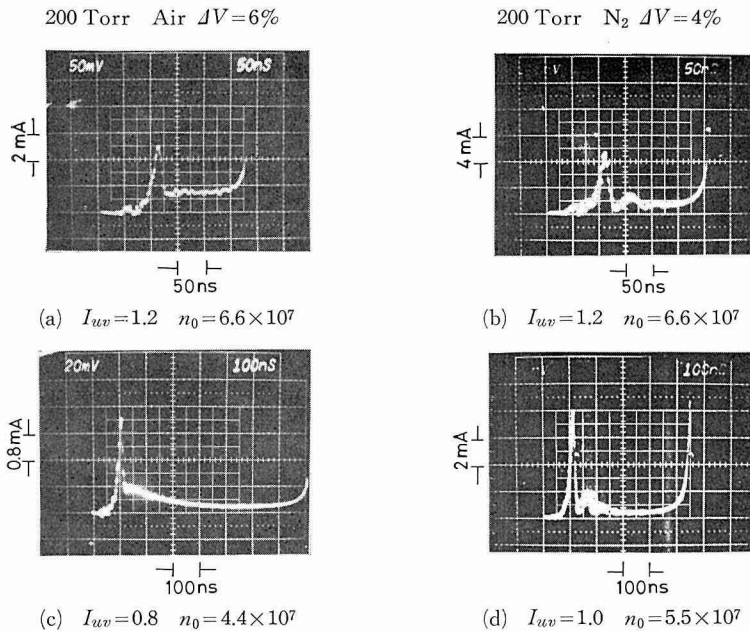
3-4. 放電電流の比較 (200 Torr の場合)

第12図に気圧 200 Torr, $d=10$ mm, $\Delta V=1\%$ の場合の空気および窒素ガスの放電電流波形を示す。200 Torr の場合は図中の I_{uv} と初期電子量 n_0 との関係は $n_0 = 5.5 \times 10^7 I_{uv}$ となっている。初期電子を多量に供給した場合 (第12図(a), (b)), 20 Torr の場合と同様、大きな電流ピークにひきつづき電流が急増する波形が観測される。このピーク値は窒素ガスの方が大きい、放電形成時間は両者とも等しく、約 100 ns である。初期電子量を小さくすると電流波形に顕著なちがいがあらわれる。このことは、200 Torr においては空気と窒素ガスの放電過程がことなっていることを示している。窒素ガスの場合、20 Torr の場合と同様に最初の電流ピークにひきつづき振



第12図 200 Torr $\Delta V=1\%$ での空気および窒素ガスの放電電流波形

動があらわれる(第12図(d)(f))。この周期は約70 nsであり20 Torrの場合より長くなっている。これは、200 Torrでは E/p が低くなり電子の移動速度が遅くなったことに対応しており、この振動が τ_p 作用による世代機構を示すものであることが確かめられる。この振動の減衰は20 Torrの場合にくらべて早くなっている。これは、気圧を高くした場合、 τ_p 作用に関する励起分子が中性分子との衝突により励起解消される(クエンチング効果)確率が高くなり、 τ_p 作用が減少するためと考えられる。しかし、窒素ガス中の放電過程の主要な二次作用は、200 Torrにおいても τ_p 作用である。一方、空気の場合、電流の振動はあられせず、最初の電流ピークにひきつづいて停滞した一定値の電流が観測される(第12図(c)(e))。これは、 E/p が低いために付着作用により多量の負イオンが形成されること、この負イオンからの電子分離によって電子の供給が、ゆっくりと継続的にこなわれていることを示している。以上のように空気200 Torrの場合は、負イオンからの電子分離が放電過程、とくに空間電荷の集積過程で主要な二次作用になっているといえる。第13図は200 Torrにおいて、この装置で放電を誘起出来る限界まで印加電圧を低下した場合の放電電流であり、空気では $\Delta V=6\%$ 、窒素ガスでは $\Delta V=4\%$ になっている。この場合、多量の初期電子を供給しても放電形成時間は長くなる。窒素ガスの電流には振動があらわれるが減衰が早い(第13図(b)(d))。空気では最初の電流ピークのあとに、ゆっくり減少する電流がみられ

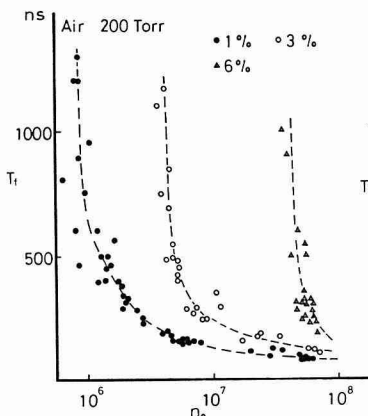


第13図 200 Torrでの空気 ($\Delta V=6\%$) および窒素ガス ($\Delta V=4\%$) の放電電流波形

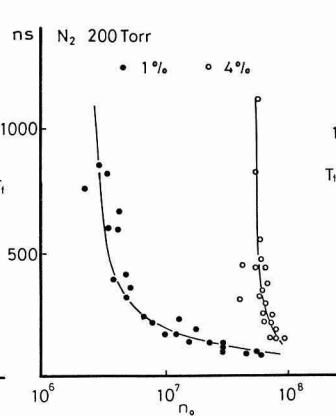
る。これらは、いずれも印加電圧の低下によるギャップの電離増幅度の減少のためである。空気の場合、 ΔV の増大による電流ピーク値の減少が窒素ガスの場合より著しく、電離増幅度の減少する割合が大きいことを示している。これは、付着作用が大きくなり、実効的な電離係数 $\alpha-\eta$ の E/p に対する依存性が大きいとと考えられる。

3-5. 初期電子量と放電形成時間の関係 (200 Torr の場合)

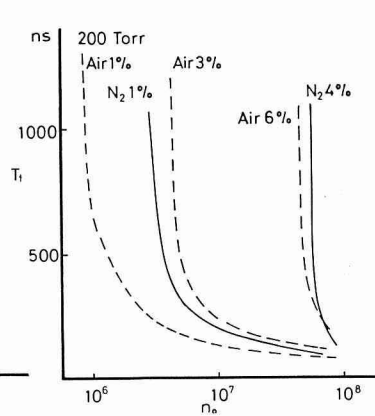
第14図(a)(b)に空気および窒素ガスの初期電子量 n_0 と放電形成時間 T_f の関係を示す。両方とも、20 Torrの場合にくらべ放電を誘起するために、より多量の初期電子の供給が必要であることがわかる。印加電圧を低下して ΔV を大きくすると $n_0 \sim T_f$ 曲線は n_0 の大きい方に移動するがその割合は窒素ガスの方が大きい。すなわち、窒素ガスの放電過程は空気にくらべて印加電



第14図(a) 空気の $n_0 \sim T_f$ 曲線 (200 Torr)



第14図(b) 窒素ガスの $n_0 \sim T_f$ 曲線 (200 Torr)



第14図(c) 空気および窒素ガスの $n_0 \sim T_f$ 曲線の比較 (200 Torr)

圧の影響が大きくあらわれる。第14図(c)は空気と窒素ガスの $n_0 \sim T_f$ 曲線の比較である。この図から、20 Torrの場合とは逆に空気の方が放電を誘起しやすいことがわかる。

以上の実験結果から次のことがいえる。空気の場合、付着作用により電離増幅度は小さくなるが、一方、負イオンからの電子分離によって一定の時間遅れで電子供給がおこることが放電過程、とくに、空間電荷の集積過程に大きな影響をおよぼし放電を誘起しやすくしている。窒素ガスの場合、空気にくらべて電離増幅度が大きいいため、放電電流のピーク値は高くなるが、気圧が高く、また ΔV を大きくすると、主要な二次作用である γ_p 作用が減少し放電の誘起を困難にしている。

以上のように、印加電圧を低下し、多量の初期電子の供給により誘起される放電においては電離増幅の過程とともに、二次作用により電子が供給され、空間電荷が集積される過程が重要であり、負イオンの影響もこれらの過程にあらわれている。

4. 結 言

本研究で得られた結果を以下に要約する。

(1) 空気および窒素ガスのPaschen曲線を $pd=1.25 \sim 300$ cm Torrの範囲で、気圧、ギャップ長の設定精度と破壊電圧の測定精度を向上して測定した。また、 γ_T の値を E/p の関数として求めた。しかし、空気と窒素ガスの静的な放電特性のちがいは小さく、この実験からは空気中の負イオンの影響は不明である。

(2) 放電開始電圧よりも低い電圧を印加したギャップの陰極から多量の初期電子を供給して放電を誘起し、放電電流の測定をおこなった。空気と窒素ガスとでは異なった波形の電流が観測され、そのちがいは気圧が高いほど、また ΔV が大きいほど顕著になる。空気の電流波形にあらわれる負イオンの影響としては、最初の電流ピークが減少すること、このピークにひきつづいて、振動のともなわない電流がみられることがあげられる。これらの影響は、それぞれ、付着作用により負イオンが形成されるため実効的な電離係数が減少すること、およびこの負イオンからの電子分離により電子が継続的に供給されることに対応している。

(3) 空気および窒素ガスの $n_0 \sim T_f$ 曲線の比較により、20 Torrでは窒素ガスの方が放電を誘起しやすいことがわかる。気圧が低い場合(E/p が高い)、放電形成過程の主要な二次作用は空気、窒素ガスともに γ_p 作用であり、空気の方がこの効果が小さい。この場合、負イオンの影響としては電離増幅度の減少としてのみあらわれる。しかし、印加電圧を低下した場合、 γ_p 作用が減少するため、電子分離の影響がわずかにあらわれ、 $n_0 \sim T_f$ 曲線の空気と窒素ガスの差が小さくなる。

(4) 200 Torrでは負イオンの影響が大きくあらわれ、空気の方が放電を誘起しやすくなる。気圧が高くなると(E/p が低い)、付着作用が大きくなり多量の負イオンが形成される。これは、放電過程の初期段階では電流の成長を抑制するが、この負イオンからの電子分離による電子供給は空間電荷の集積に寄与し、放電過程を短縮する。この作用は、窒素ガス中で気圧が高いために減少した γ_p 作用よりも大きくなっていると考えられる。

最後に、この研究を進めるにあたり有益な御討論をいただいた田頭博昭教授、酒井洋輔助教授、下妻光夫助手、金子良松助手、沢田貞夫技官に感謝の意を表します。

引用文献

- 1) Frommhold, L.: Fortsch. Physik. **12** (1964), p. 597.
- 2) Wagner, K. H.: Z. Phys. **241** (1971), p. 241.
- 3) Snuggs, R. M., Volz, D. J., Gatland, I. R., Schummers, J. H., Martin, D. W. and MacDaniel, E. W.: Phys. Rev. **A 3** (1971), p. 487.
- 4) O'Neill, B. C. and Craggs, J. D.: J. Phys. B.: Atom. Molec. Phys. **6** (1973), p. 2625.
- 5) Bayle, P. and Bayle, M.: Z. Physik **266** (1974), p. 275.
- 6) Kline, L. E.: J. Appl. Phys. **46** (1975), p. 1994.
- 7) 佐藤信安: 電気学会放電研究会資料 ED-76-30 (昭和51年).
- 8) Sato, N. and Sakamoto, S.: J. Phys. D.: Appl. Phys. **12** (1979), p. 875.
- 9) Geller, M., Altman, D. E. and DeTemple, T. A.: J. Appl. Phys. **37** (1966), p. 3639.
- 10) 川瀬 泰, 西辻 昭: 電気四学会北海道支部連合大会予稿集 (昭和45年), p. 121.
- 11) Gerry, E. J.: Appl. Phys. Letters **7** (1965), p. 6.