HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	気中放電過程におよぼす負イオンの影響（第II報） : 理論的検討
Author(s)	佐藤, 信安; 坂本, 三郎
Citation	北海道大學工學部研究報告, 95, 51-62
Issue Date	1979-08-31
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/41572
Type	departmental bulletin paper
File Information	95_51-62.pdf

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

北海道大学工学部研究報告
第95号 (昭和54年)

Bulletin of the Faculty of Engineering,
Hokkaido University, No. 95 (1979)

気中放電過程におよぼす負イオンの影響 (第II報)

—— 理 論 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 (II)

—Theoretical study—

Nobuyasu SATŌ and Saburō SAKAMOTO

(Received March 31, 1979)

Abstract

As a continuation of Part I, the effect of negative ions on the breakdown process in air is investigated by a computer simulation of transient discharges in air and nitrogen gas which corresponds to the experiments in Part I. The spatiotemporal developments of electron, positive ion and negative ion densities are calculated by numerically solving continuity equations together with the Poisson's equation. The calculated current curves are in good agreement with the experimentally observed current growths, which indicate the validity of the simulation. The formation and accumulation of negative ions are much smaller than those of positive ions throughout the gap so that the electric fields are not affected by the distribution of negative ions. However, the attachment process which forms the negative ions decreases the ionization amplification of the gap, while the electrons detached from negative ions contribute to the accumulation of the space charge which decreases the formative time lag. The extent of the detachment effect and γ_p effect on the development of the discharges are estimated and the relations between these effects are discussed.

1. 緒 言

前報では，空気および窒素ガス中で，静的な放電破壊の実験および初期電子供給により誘起される放電の動的な電流測定をおこない，気中放電過程におよぼす負イオンの影響を実験的に検討した。その結果，空気の放電過程では，負イオンの形成による放電進展の抑制と，負イオンからの電子分離による電子の供給によって放電形成時間が短縮される効果とがあることが推論された。

本報では，実験で示された負イオンの影響をより詳細に検討するために，動的な電流測定に対応する放電過程のシミュレーションを空気および窒素ガスについておこなっている。すなわち放電開始電圧より低い電圧を印加した平行平板ギャップにおいて，陰極から多量の初期電子を供

* 電気工学科 電気応用工学講座

給して放電を誘起した場合について，放電形成過程での空間電荷分布，電界の変化を電子および正・負イオンに関する連続の方程式を解いて求めている。さらに，この結果を用いて，放電電流波形，ギャップの電離増幅度の変化，二次作用の放電過程への寄与などの計算をおこない，空気と窒素ガスの放電過程のちがいを検討している。窒素ガス中でのシミュレーションでは，その放電過程は負イオンの形成がないため，空気にくらべ簡明であり，また，電離，励起係数，移動速度などの放電パラメータも測定値がよくそろっており，可能なかぎり不確定な要素を除いた，また誤差の集積をさけた計算が可能である。したがって，実験結果と比較して，このシミュレーションの妥当性をたしかめることが出来，また，空気中での計算結果と比較して負イオンの影響を検討することが出来る。空気中でのシミュレーションでは，電子付着による負イオンの発生，電荷転移，電子分離の効果を含めておこなっている。しかし，空気の放電パラメータは測定者によりかなりのバラツキがあり，その選定のしかたによって計算結果が変わってくる。このため，放電パラメータのことなる二つの場合について計算をおこない実験と比較している。

以上の計算により，空間電荷分布への負イオンの寄与，および負イオンの形成とギャップの電離増幅度との関連について検討している。二次作用については，負イオンからの電子分離による電子供給の大きさの評価を試み，また，γ_p 作用との関係について検討している。

2. 放電過程のシミュレーション

2-1. 連続の方程式

空気中の放電過程では酸素分子により負イオンが形成される。また，電荷転移，電子分離の反応がある。このシミュレーションで対象とした換算電界 ($E/p=10\sim150\ \mathrm{Vcm^{-1}\,Torr^{-1}}$) の範囲での主要な各種イオンの発生と反応，それらに対応する放電パラメータを以下に示す[1]。

$e+(N_2,\ O_2)\longrightarrow(N_2^+,\ O_2^+)+2e$	電離係数	α
$e+O_2\longrightarrow O^-+O$	電子付着係数	η
$O^-+O_2\longrightarrow O_2+O+e$	電子分離係数	δ_1
$O_2^-+O_2\longrightarrow 2O_2+e$	電子分離係数	δ_2
$O^-+O_2\longrightarrow O_2^-+O$	電荷転移係数	μ_1
$O^-+2O_2\longrightarrow O_3^-+O_2$	電荷転移係数	μ_2
$O_3^-+O_2\longrightarrow O^-+2O_2$	電荷転移係数	μ_3

これらの反応を考慮した連続の方程式を以下に示す。なお，放電電流測定の実験は平等電界中で放電路を広くしておこなっているので，それに対応して方程式は一次元に近似出来る。

電子；n_e,
$$\frac{\partial n_e}{\partial t}+\frac{\partial n_e v_e}{\partial x}=(\alpha-\eta)v_e n_e+\delta_1 v_1 n_1+\delta_2 v_2 n_2 \tag{1}$$

正イオン；n_p
$$\frac{\partial n_p}{\partial t}-\frac{\partial n_p v_p}{\partial x}=\alpha v_e n_e \tag{2}$$

O^- イオン；n_1
$$\frac{\partial n_1}{\partial t}+\frac{\partial n_1 v_1}{\partial x}=\eta v_e n_e-(\delta_1+\mu_1+\mu_2)v_1 n_1+\mu_3 v_3 n_3 \tag{3}$$

O_2^- イオン；n_2
$$\frac{\partial n_2}{\partial t}+\frac{\partial n_2 v_2}{\partial x}=\mu_1 v_1 n_1-\delta_2 v_2 n_2 \tag{4}$$

O_3^- イオン；n_3
$$\frac{\partial n_3}{\partial t}+\frac{\partial n_3 v_3}{\partial x}=\mu_2 v_1 n_1-\mu_3 v_3 n_3 \tag{5}$$

ここで，v_e, v_p, $v_{1\sim3}$ は，それぞれ電子，正イオン，負イオンの移動速度である。(1)～(5) 式を空

間電荷による電界の変化を考慮して数値解を求める方法は，Davies 等[2] の方法を参照し，(2)−((1)+(3)+(4)+(5)) から，正味の電荷密度 $\rho=n_p-(n_e+n_1+n_2+n_3)$ に関する連続の式，

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial x}(n_e v_e+n_p v_p+n_1 v_1+n_2 v_2+n_3 v_3) \qquad (6)$$

の計算を行う方法を用いた。これにより計算の不安定性が改善された。なお，電界の計算は，放電路を一定とした円筒モデルによるイメージ法で計算した。

窒素ガスの場合は，負イオンの形成がないため，連続の方程式は以下のように簡単になる。

電子；n_e　　$$\frac{\partial n_e}{\partial t}+\frac{\partial n_e v_e}{\partial x}=\alpha v_e n_e \qquad (7)$$

正イオン；n_p　　$$\frac{\partial n_p}{\partial t}-\frac{\partial n_p v_p}{\partial x}=\alpha v_e n_e \qquad (8)$$

正味の電荷　　$$\frac{\partial\rho}{\partial t}=\frac{\partial}{\partial x}(n_e v_e+n_p v_p) \qquad (9)$$

2-2. 境界条件

第1図に電極と座標の関係，電界および移動速度の方向を示す。また，放電ギャップの外部回路を示す。印加電圧 V_a は放電開始電圧 V_s より数 % 低くし，その割合を $\Delta V=(V_s-V_a)/V_s\times100\%$ で表わす。このギャップの陰極をパル幅約 10 ns の紫外線で照射して放電を誘起する。電子，正，負イオンの電極面での境界条件は，

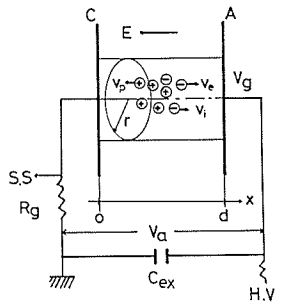
陰極では，

$$n_e(0,t)=n_{e0}(t)+n_{\gamma_p}(t)+n_{\gamma_i}(t),$$
$$n_1(0,t)=n_2(0,t)=n_3(0,t)=0,$$

陽極では，

$$n_p(d,t)=0.$$

である。



第1図　電極配置と座標および外部回路

C；陰極，A；陽極，E；電界，r；放電半径，H. V；高圧電源，R_g；検出抵抗，C_{ex}；静電容量，SS；シンクロスコープ

$n_{e0}(t)$ は，外部照射により陰極からパルス状に供給される初期電子密度である。これは，実験で用いた窒素ガスレーザ光の照射に対応しており，したがって $n_{e0}(t)$ はレーザ光のパルス波形を次の式で近似して用いた。

$$n_{e0}(t)=\frac{n_0}{v_e(0,t)}\cdot\frac{1}{\pi r^2}\cdot\frac{4}{T_0\sqrt{\pi}}\left(\frac{t}{T_0}\right)^2\exp\left\{-\left(\frac{t}{T_0}\right)^2\right\}\quad(r\text{ は放電路半径}) \qquad (10)$$

ここで，$T_0=10$ ns である。n_0 は初期電子量であり，$n_0=\pi r^2\int_0^\infty n_{e0}(t)\,v_e(0,t)\,dt$ である。

$n_{\gamma_p}(t)$ は γ_p 作用により陰極から放出される二次電子密度であり，次の式で表わされる。

$$n_{\gamma_p}(t)=\Gamma_p\frac{g}{\tau_0 v_e(0,t)}\int_0^d n_{ex}(x,t)\,dx \qquad (11)$$

ここで，n_{ex} は γ_p 作用に関係する励起分子密度，τ_0 はこの励起分子の寿命，g は幾何定数，Γ_p は陰極の光電効率である。n_{ex} は次の式から求められる。

$$\partial n_{ex}/\partial t=\delta n_e v_e-n_{ex}/\tau \qquad (12)$$

ここで，δ は励起係数，τ は $1/\tau=(1/\tau_0)(1+p/p_q)$ から得られる。p_q はクエンチング圧力である。$n_{\gamma_i}(t)$ は正イオンが陰極に衝突して電子を放出する γ_i 作用による電子密度であり，

$$n_{\gamma_i}(t) = \gamma_i v_p(0,t)\, n_p(0,t)/v_e(0,t) \tag{13}$$

で表わされる。γ_i は正イオンの衝突による電子放出係数である。以上の境界条件で連続の方程式を解いて，電子，正，負イオン密度分布および電界の時間変化が得られる。

2-3. 電流の計算

電極間の電荷分布と電界の計算結果から，第1図に示す外部回路に流れる電流が計算出来る。この計算は従来，エネルギーバランスから求められた次式を用いていた[3]。

$$I_a = \pi r_2 \frac{e}{V_g}\int_0^d \left(n_e v_e + n_p v_p + \sum_{i=1}^{3} n_i v_i\right) E dx \tag{14}$$

ここで，V_g はギャップ電圧，E は空間電荷の影響を含んだ電界である。

しかし，この式には空間電荷分布の変化による変位電流が無視されており，放電が急速に進展する場合には不正確になる。このため，第1図に示したように1次元に近似出来る場合について，変位電流を考慮したエネルギーバランスから電流式を求めて用いた。すなわち，

$$I_a V_g = \pi r^2 \int_0^d \left\{ e\left(n_e v_e + n_p v_p + \sum_{i=1}^{3} n_i v_i\right) + \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}\right\} \cdot E dx \tag{15}$$

電界 E は印加電界 E_s と空間電荷による電界 E' の和として $E=E_s+E'$ で表わす。$E_s=V_g/d$，$\int_0^d E'\,dx=0$ の関係を用いると (15) 式は次のようになる。

$$\begin{aligned} I_a V_g = {} & \pi r^2 \int_0^d e\left(n_e v_e + n_p v_p + \sum_{i=1}^{3} n_i v_i\right) E_s dx \\ & + \pi r^2 \int_0^d e\left(n_e v_e + n_p v_p + \sum_{i=1}^{3} n_i v_i\right) E' dx + \frac{\varepsilon_0}{2}\int_0^d \frac{\partial E^{2\prime}}{\partial t}\, dx \end{aligned}$$

右辺第二項は部分積分し，(6) 式と $\nabla E' = -\rho/\varepsilon_0$ の関係を用いると $-\frac{\varepsilon_0}{2}\int_0^d \frac{\partial E^{2\prime}}{\partial t}\, dx$ となり，したがって，(11) 式から電流式は次のように簡単な式が得られる。

$$I_a = \frac{\pi r^2 e}{d}\int_0^d \left(n_e v_e + n_p v_p + \sum_{i=1}^{3} n_i v_i\right) dx \tag{16}$$

外部回路を第1図のようにした場合，ギャップの電圧 V_g はこの電流の影響をうけ，

$$V_g = V_a - \frac{1}{c_{ex}}\int_0^t I_a dt - R_g I_a$$

となる。

2-4. 放電パラメータ

空気中での計算では，電離係数 α，付着係数 η，電子および各種イオンの移動速度は，Badaloni and Gallimberti[4] により整理されたこれまでの測定値を参照にした以下の近似式を用いた。

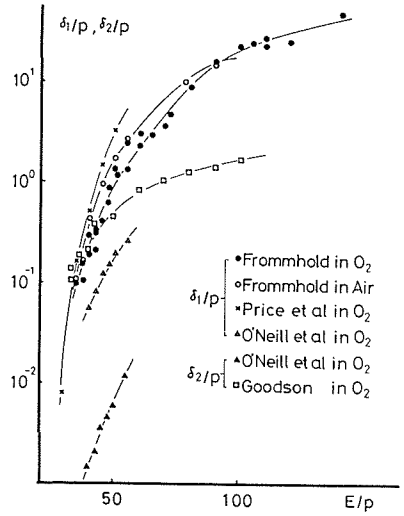
$$\alpha/p = \begin{cases} \exp\left[(E/p-58.2)/4.95\right] & E/p \le 35\ \mathrm{Vcm^{-1}\,Torr^{-1}} \\ 4.46\exp\left[-216.1\, p/E\right] & E/p > 35\ \mathrm{Vcm^{-1}\,Torr^{-1}} \end{cases}$$

$$\eta/p = 1.95\exp\left[-60\, p/E\right] p/E$$

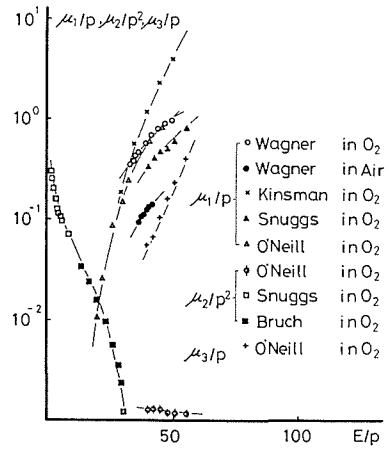
$$v_e = \begin{cases} 10^6\,(E/p)^{0.715}\ \mathrm{cm/sec} & E/p \le 100\ \mathrm{Vcm^{-1}\,Torr^{-1}} \\ 1.55\times 10^6\,(E/p)^{0.62}\ \mathrm{cm/sec} & E/p > 100\ \mathrm{Vcm^{-1}\,Torr^{-1}} \end{cases}$$

$$v_p = 5.0\times10^3\,(E/p)^{0.7}\,; \qquad v_1 = 3.26\times10^3\,E/p$$
$$v_2 = 4.2\times10^3\,(E/p)^{0.8}\,; \qquad v_3 = 8.4\times10^3\,(E/p)^{0.7}$$

α/p の式は Geballe and Harrison[5], Frommhold[6] の測定値の近似になっている。η/p は測定値に大きなバラツキがあるため，酸素中の付着断面積から求めた値で近似している[4]。各種イオンの移動速度は N_2 または O_2 中のイオンの移動度から求めた値であるが，v_p と v_2 は N_2 中と O_2 中で移動度がことなるため，空気の窒素と酸素の構成比で補正している。



第2図　電子分離係数 δ_1, δ_2 の測定値



第3図　電荷転移係数 μ_1, μ_2, μ_3 の測定値

電子分離係数 δ_1, δ_2 および電荷転移係数 μ_1, μ_2, μ_3 は，第2図，第3図に示すように測定者により大きな差があり，一つの式であらわすことが出来ない。δ_1 と μ_1 は相互に関連しており，大きい δ_1 には大きい μ_1 が対応する[7]。このため，計算では小さな δ_1, μ_1 の場合 (O'Neill 等の測定値) と大きな場合 (δ_1-Frommhold[6], μ_1-Wagner[8], Snuggs 等[9] の測定値) にわけておこなっている。電子分離係数 δ_1 は空気中と酸素ガス中の測定値で差は少ないため，δ_2 は O_2 中の値をそのまま用いた。一方，電荷転移係数 μ_1 は Wagner[8] の測定によれば，空気中の μ_1 は酸素分子の成分比 (約21%) だけ低い値を示している。このため，μ_2, μ_3 についても O_2 の成分比で補正して用いた。これらの放電係数の近似式を以下に示す。

○δ_1, μ_1 が大きい場合 (A の場合)

$$\delta_1/p = \begin{cases} 1.76\times10^3 \exp\,[-347.8\,p/E] & E/p \le 50\ \mathrm{Vcm^{-1}\,Torr^{-1}} \\ 0.333\,E/p - 0.678 & E/p > 50\ \mathrm{Vcm^{-1}\,Torr^{-1}} \end{cases}$$

$$\delta_2/p = \begin{cases} 2.36\times10^{-2}\,E/p - 0.678 & E/p \ge 28.8\ \mathrm{Vcm^{-1}\,Torr^{-1}} \\ 318.6 \exp\,[-350\,p/E] & E/p < 28.8\ \mathrm{Vcm^{-1}\,Torr^{-1}} \end{cases}$$

$$\mu_1/p = 4.52 \exp\,[-153.5\,p/E]\,, \qquad \delta_3/p = 0\,.$$

○δ_1, μ_1 が小さい場合 (B の場合)

$$\delta_1/p = 12.86 \exp\,[-219.7\,p/E]\,, \qquad \delta_2/p = 2.98 \exp\,[-305.2\,p/E]$$
$$\mu_1/p = 1.94 \exp\,[-135\,p/E]\,, \qquad \mu_3/p = 25.7 \exp\,[-319\,p/E]$$

なお，μ_2/p^2 は両方ともに，次の式を用いた。

$$\mu_2/p^2 = 1.95\times10^{-6}\exp\left[253\Big/(E/p+26.7)\right]$$

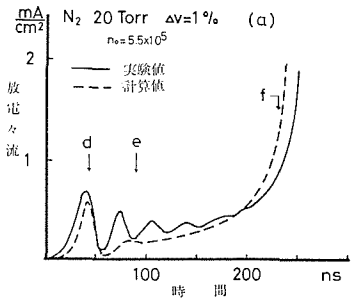
窒素ガスの場合，電離係数 α は，低 E/p では Kontoleon 等[10] の値を，高 E/p では Masch[11] の値をもちいた。電子および正イオンの移動速度は，それぞれ Reininghaus[12]，Davies 等[13] が用いた値と同じである。これらの放電パラメータの近似式は省略する。

γ_p 作用に関する励起係数 δ，寿命 τ_0，クエンチング圧力 p_q は，空気および窒素ガスの場合とも窒素分子の $C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$ の遷移についての Legler[14] の値を用いた。幾何定数 g は放電路が広いため 0.5 とした。陰極の光電効率 Γ_p は，$\Delta V=0$ (放電開始条件) で空間電荷の影響が無視出来るような少量の初期電子を陰極から供給した場合について，連続の方程式をとき，電流を計算したときに，定常な自続放電電流が得られるように決めている。正イオンの衝突による電子放出係数 γ_i は 10^{-5} とした[15]。

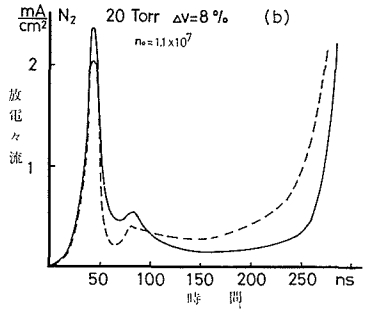
3. 計算結果と実験結果の比較

3-1. 20 Torr の場合

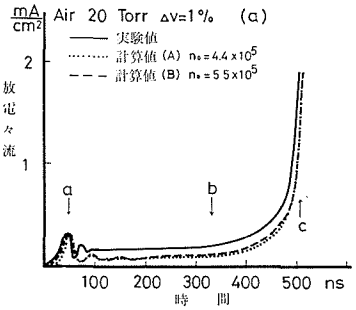
シミュレーションで得られた電流波形および初期電子量 n_0 と放電形成時間 T_f の関係 (n_0～T_f 曲線) について，前報に示した実験結果と比較する。第 4 図 (a), (b) は窒素ガス 20 Torr, $\Delta V=1\%$ および 8% での電流波形の比較である。計算値は，実験値の電流成長の傾向とほぼ一致しているが，詳細な点ではちがいがある。すなわち，最初の電流ピークの後の振動部分の電流が小さくなっている。このちがいは $\Delta V=8\%$ では小さくなっている。以上と同じ条件で空気中での電流波



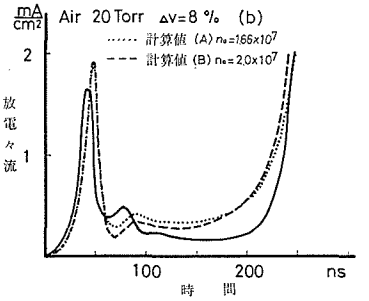
第 4 図 (a) 電流波形の比較 (窒素ガス 20 Torr, $\Delta V=1\%$)



第 4 図 (b) 電流波形の比較 (窒素ガス 20 Torr, $\Delta V=1\%$)



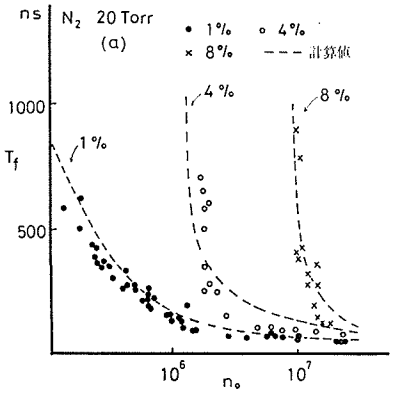
第 5 図 (a) 電流波形の比較 (空気, 20 Torr, $\Delta V=1\%$)



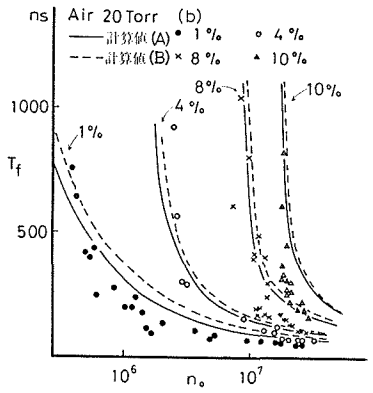
第 5 図 (b) 電流波形の比較 (空気, 20 Torr, $\Delta V=8\%$)

形の比較を第5図(a), (b)に示す。図中点線および破線はδ_1, μ_1の大きさがことなるAとBの場合の計算値である。しかし，両者のちがいは小さい。空気と窒素ガスの計算値はよく似た傾向を示しているが，同じ初期電子量に対して電流値は空気の場合の方が小さい。電流の振動部分の不一致は空気でもみられる。したがって，これは放電パラメータの選定のしかたなどによるものではなく，γ_p作用による放電路の拡大などを考慮していない計算方法に起因していると考えられる。

第6図(a), (b)に窒素ガスと空気の20 Torrでの$n_0 \sim T_f$曲線を示す。窒素ガスの場合，計算値は実験をおこなったn_0, ΔVの全範囲で実験値とよく一致しており，このシミュレーションの妥当性を示している。空気の場合，δ_1, μ_1の値による計算値のちがいは小さく，両者とも実験値とよく一致している。これは，20 Torrにおいては，電子分離，電荷転移が放電過程にあまり影響していないことを示している。また，(a), (b)図を比較して，空気では放電を誘起するために，窒素ガスの場合よりも多量の初期電子が必要であることが計算値からもたしかめられる。



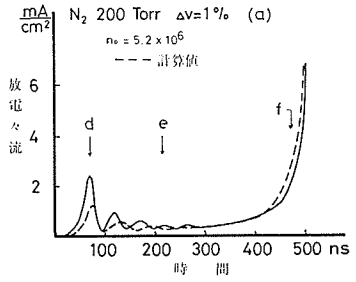
第6図(a)　初期電子量と放電形成時間の関係 (窒素ガス, 20 Torr)



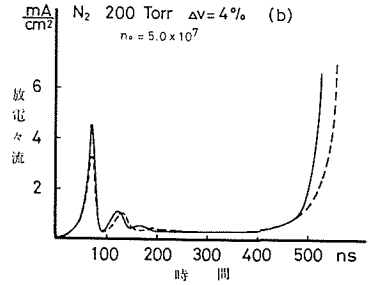
第6図(b)　初期電子量と放電形成時間の関係 (空気, 20 Torr)

3-2. 200 Torrの場合

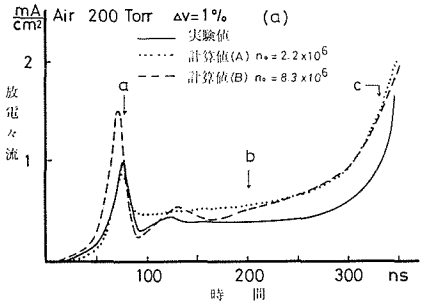
第7図(a), (b)は窒素ガス200 Torr, $\Delta V=1\%$および4%での電流波形の比較である。この場合計算値は，最初の電流ピークが実験値より小さくなるが，振動の減衰はおそくなる。これは，20 Torrの場合とは逆に，放電半径の縮少の効果が実験値にあらわれていると考えられる。計算で得た電流成長の傾向は200 Torrの場合も実験とよい一致を示す。一方，空気の場合は第8図(a), (b)にしめすように，窒素ガスの電流成長の傾向とはことなっており，電流値も1/2以下になっている。また，δ_1, μ_1の値のちがいにより電流波形がことなっている。第9図(a), (b)に200



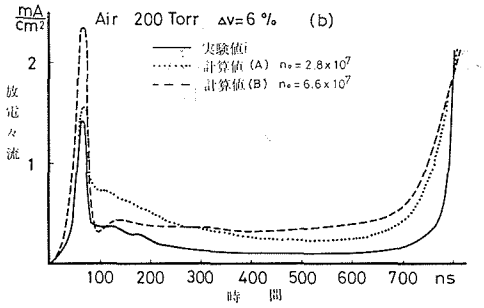
第7図(a)　電流波形の比較 (窒素ガス, 200 Torr, $\Delta V=1\%$)



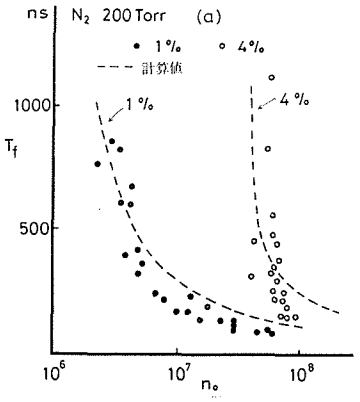
第7図(b)　電流波形の比較 (窒素ガス, 200 Torr, $\Delta V=4\%$)



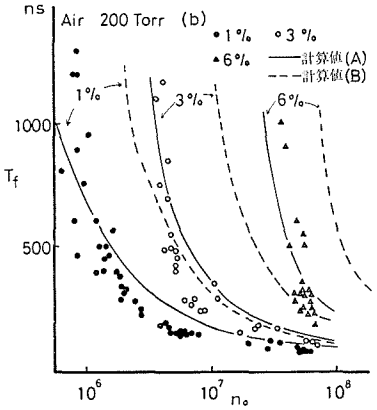
第8図(a) 電流波形の比較（空気，200 Torr，$\Delta V=1\%$）



第8図(b) 電流波形の比較（空気，200 Torr，$\Delta V=6\%$）



第9図(a) 初期電子量と放電形成時間の関係（窒素ガス，200 Torr）



第9図(b) 初期電子量と放電形成時間の関係（空気，200 Torr）

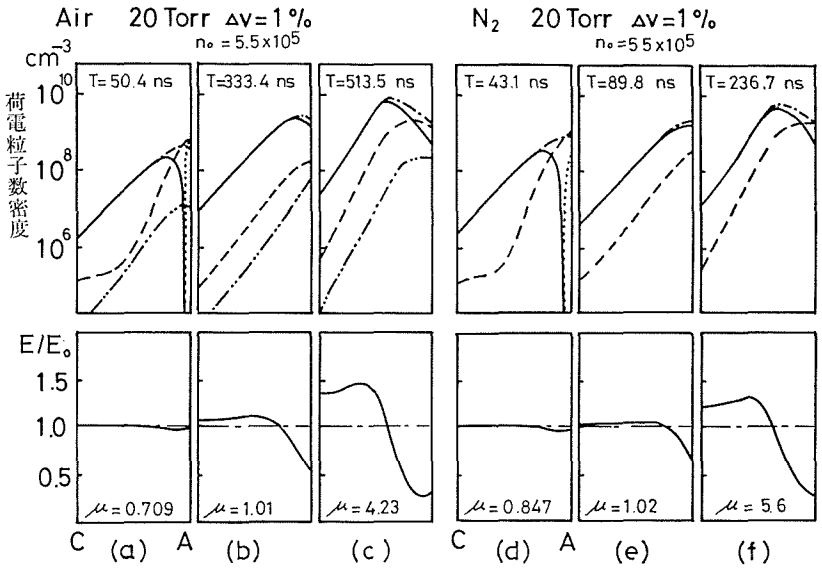
Torr での $n_0 \sim T_f$ 曲線を示す。空気の場合，δ_1, μ_1 の大きい値を用いた計算の方が実験とよく一致することがわかる。すなわち，空気の放電過程において，電子分離，電荷転移などの負イオンの影響があることを示している。第9図(a), (b)を比較すると，空気では窒素ガスよりも早い放電形成がみられ，また，放電を誘起することが可能な印加電圧の範囲も大きくなっている。

4. 放電過程の検討

放電電流波形の計算に際して得られる電極間の電子，イオン密度分布，電界の時間変化の計算結果を用いて，空気と窒素ガスの放電過程の比較をおこない，空気の放電過程におよぼす負イオンの影響を検討する。

4-1. 20 Torr の場合

第10図は，空気および窒素ガス 20 Torr, $\Delta V=1\%$ での放電過程における空間電荷分布，電界の変化である。これは，空気の場合，第5図(a)の点線の電流波形，窒素ガスの場合は第4図(a)の破線の波形に対応している。第10図中の(a)～(f)図はそれぞれ電流波形の図中に示したa～fの時点に対応している。この図から，空気における負イオンの分布は放電の全過程で非常に小さく，電界の変化を規定している正味の電荷分布には影響をおよぼさないことがわかる。また，空気では，空間電荷の集積時間が長くなるだけで，電荷の分布，その変化の傾向は窒素ガスとよく一致しているといえる。第10図中の μ の値は次の式を用いて計算したものである。



第10図　空間電荷分布と電界の時間変化

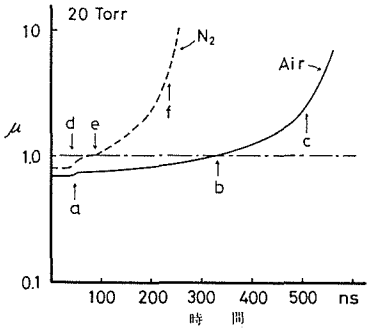
--- 電子，—・— 正イオン，—・・— 負イオン，—— 正の正味の電荷，
・・・・ 負の正味の電荷

$$\mu = \Gamma_p g \left(1+\frac{p}{p_q}\right)^{-1} \int_0^d \delta \exp\left[\int_0^x \alpha dx'\right] dx \qquad (\text{空気中では } \alpha \to \alpha - \eta)$$

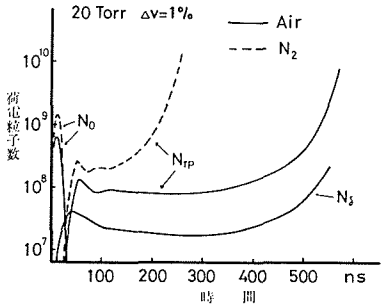
これは，電子なだれあたり γ_p 作用によって陰極から放出される二次電子の数であるが，γ_p 作用およびギャップの電離増幅度の大きさの程度をあらわしていると考えられる[16]。空間電荷の影響が無視出来る場合，この式は，

$$\mu = (\Gamma_p \delta/\alpha)\, g \left(\exp(\alpha d) - 1\right)$$

となり，$\mu=1$ は Townsend の自続放電開始条件である。第11図に μ 値の時間変化を示す。この図中の a～f の時点は，第10図の (a)～(f) に対応する。a, d は，初期電子の電離増幅により電極間に空間電荷分布が形成された時点であり，μ 値はステップ状に上昇する。しかし，空間電荷密度は低く，電界の変化も小さい。μ 値は $\Delta V=1\%$ にしているため，1 より小さくなっている。この値は，空気の方がより小さく，電離増幅度が低いことを示している。b, e 点は空間電荷がし



第11図　μ 値の時間変化 (20 Torr)



第12図　N_0, N_{γ_p}, N_δ の比較 (20 Torr)

だいに集積され，ギャップの電離増幅度が大きくなり，$\mu=1$ をこえた時点，c, f 点は $\mu\gg1$ となり，電流が急増する時点に対応する。空気では μ 値が増加する割合がおそく，空間電荷の集積に寄与する二次作用が小さいことを示している。

二次作用の大きさを検討するため，次の式で表わされる量を考える。

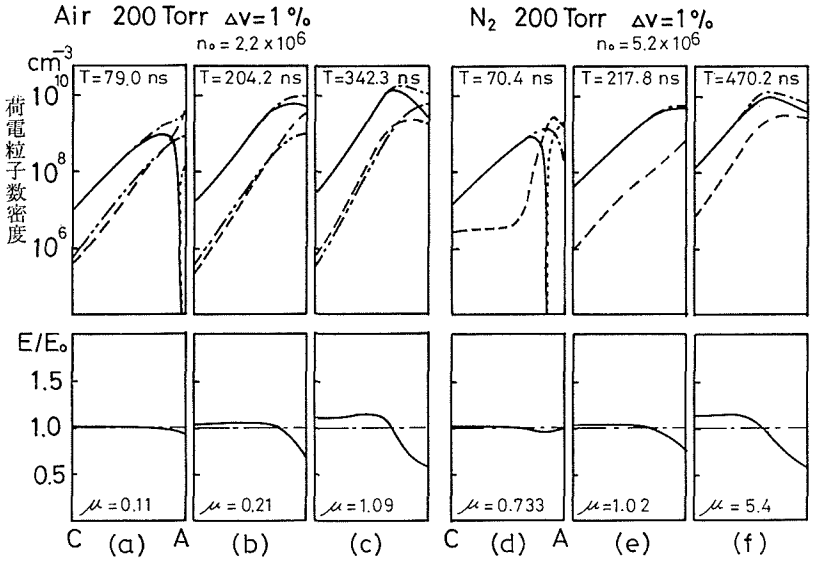
$$N_0 = n_{e0}\exp\left[\int_0^d \alpha\, dx\right], \qquad N_{\gamma_p} = n_{\gamma_p}\exp\left[\int_0^d \alpha\, dx\right], \qquad N_{\gamma_i} = n_{\gamma_i}\exp\left[\int_0^d \alpha\, dx\right],$$

$$N_\delta = \int_0^d (\delta_1 v_1 n_1 + \delta_2 v_2 n_2)\frac{1}{v_e}\exp\left[\int_x^d \alpha\, dx'\right] dx$$

これらの量は，それぞれ，陰極から供給される初期電子 n_{e0}, γ_p, γ_i 作用による二次電子 n_{γ_p}, n_{γ_i}, および電子分離により電極間に供給される電子の電離増幅により形成される電子とイオンの数である。また，これらの量は，放電過程において供給されるそれぞれの電子が放電の形成に寄与する程度を表わしているといえる。第 12 図にこれらの量の時間変化を示す。N_0 の曲線は初期電子が電極間を通過して空間電荷分布を形成したことに対応している。その後の電荷の集積は，空気，窒素ガスともに γ_p 作用によるものであること，空気の γ_p 作用がより小さいことがたしかめられる。N_δ は，N_{γ_p} よりも 1 ケタ小さく，20 Torr での放電過程では電子分離の寄与は小さいことがわかる。N_{γ_i} はさらに小さく無視出来る。

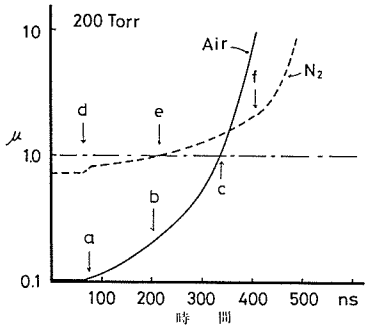
4-2. 200 Torr の場合

第 13 図に 200 Torr, $\Delta V=1\%$ における空間電荷の分布および電界の変化を示す。これは，空気の場合，第 8 図 (a) の点線の電流波形，窒素ガスの場合は第 7 図 (a) の破線の波形に対応している。この図では，空気と窒素ガスの空間電荷分布の変化にちがいがみられる。窒素ガスの場合空間電荷分布とその時間変化の傾向は，20 Torr の場合とほとんどかわらず，この場合も γ_p 作用による放電形成過程になっていることがわかる。一方，空気の場合は陰極面での電子密度が低く，γ_p 作用が小さいことがわかる。しかし，電子，正，負イオンの密度は陽極にむかってより大

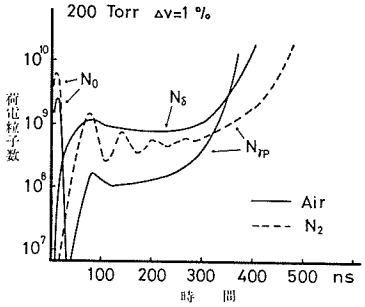


第 13 図 空間電荷分布と電界の時間変化

---- 電子，—・— 正イオン，—・・— 負イオン，—— 正の正味の電荷
・・・・ 負の正味の電荷



第14図　μ 値の時間変化 (200 Torr)



第15図　N_0, N_{γ_p}, N_δ の比較 (200 Torr)

きな傾斜で増大する分布になっている。これは，ギャップ間で電子供給があることを示している。負イオンは，20 Torr の場合よりも高い密度分布が形成されるが，電子分離によりしだいに減少する。負イオンの分布の正味の電荷分布への影響はこの場合も小さく，陽極近傍にわずかにあらわれるのみである。第14図に μ 値の時間変化を示す。空気の場合，μ 値は初期電子により空間電荷が形成された時点（第14図 a, d 点）では非常に小さいが，その後，急速に増大し，窒素ガスの μ 値の変化とは大きくことなっている。これは，200 Torr においては，空気と窒素ガスは単に二次作用の大きさだけでなく，放電進展機構もことなっていることを示している。第15図は N_0, N_{γ_p}, N_δ の時間変化である。空気の N_δ は N_{γ_p} より約1ケタ大きく，負イオンからの電子分離により供給される電子が空間電荷の集積過程で主要な役割をはたしていることがわかる。また，この作用が，γ_p 作用を増大させ，両者が相乗して放電が進展する機構になっていることがわかる。200 Torr においては，窒素ガスにくらべ空気では放電形成時間が短かくなるのは，N_δ が窒素ガスの N_{γ_p} より大きいことと同時に，この放電進展機構のためであるといえる。

5. 結　　言

本研究で得られた結果を以下に要約する。

(1) 前報でのべた動的な電流測定に対応する放電過程のシミュレーションを空気および窒素ガスについておこなった。窒素ガスについて計算で得られた電流波形および $n_0 \sim T_f$ 曲線は，印加電圧，気圧，初期電子量を変化させた種々の条件で，実験値と良い一致が得られ，このシミュレーションの妥当性がたしかめられた。空気の計算では，電子分離，電荷転移係数を大きくとった場合に実験と良い一致がみられた。

(2) 放電過程における空間電荷分布の形成と集積および電界の変化を計算した。また，γ_p 作用とギャップの電離増幅度の大きさを表わす μ 値を計算し，放電過程への負イオンの影響を検討した。負イオンの形成および集積は正イオンにくらべ充分小さく，ギャップの電界の変化に直接には寄与しない。しかし，負イオンを形成する電子付着作用がギャップの電離増幅度を低下させ一方，負イオンからの電子分離による電子の供給が空間電荷の集積を促進することがたしかめられた。

(3) 初期電子ならびに γ_p, γ_i 作用および電子分離により供給される電子が放電の形成に寄与する大きさを表わす量，N_0, N_{γ_p}, N_{γ_i}, N_δ を計算し，それぞれの大きさの時間変化と相互の関連について検討した。20 Torr ($E/p \fallingdotseq 90$ Vcm^{-1} Torr^{-1}) では，空気，窒素ガスともに N_{γ_p} が大きく，両者とも主要な二次作用が γ_p 作用である。また，N_{γ_p} が小さい空気では放電形成時間が窒素にくらべ長くなる。

(4) 200 Torr ($E/p \fallingdotseq 45\ \mathrm{Vcm^{-1}\,Torr^{-1}}$) では，空気の場合は N_a が大きく，窒素の場合は N_{r_p} が大きくなっており放電形成過程がことなっている。空気では，負イオンからの電子分離が空間電荷の集積過程で主要な役割をはたしており，また，この作用が γ_p 作用を増大させ両者が相乗して放電が進展する機構になっている。

最後に，本研究を進めるにあたり有意義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，沢田貞夫技官の各氏に感謝の意を表します。

引 用 文 献

1) O'Neill, B. C. and Graggs, J. D.: J. Phys. B; Atom. Molec. Phys., **6** (1973), p. 2625.
2) Davies, A. J., Evans, C. J. and Woodison, P. M.: Proc. IEE, **122** (1975), p. 765.
3) Engel, A. v.: "Ionized Gas" Oxford at the Clarendon Press. (1965).
4) Badaloni, S. and Gallimberti, I.: "Basic Data of Air Discharges" (Padova: Universita di Padova) (1972).
5) Harrison, M. A. and Geballe, R.: Phys. Rev., **91** (1953), p. 1.
6) Frommhold, L.: Fortsch. Physik, **12** (1964), p. 597.
7) Price D. A., Lucas, J. and Moruzzi, J. L.: J. Phys. D; Appl. Phys. **6** (1973), p. 1514.
8) Wagner, K. H.: Z. Phys., **241** (1971), p. 258.
9) Snuggs, R. M., Volz, D. J., Gatland, I. R., Schummers, J. H., Martine, D. W. and MacDaniel, E. W.: Phys. Rev., **A 3** (1971), p. 487.
10) Kontoleon, N., Lucas, J. and Virr, L. E.: J. Phys, D; Appl. Phys., **6** (1973), p. 1237.
11) Masch, K.: Archiv. Elektrotechinik, **26** (1932), p. 587.
12) Reininghaus, W.: J. Phys. D; Appl. Phys., **6** (1973), p. 982.
13) Davies, A. J., Davies, C. S. and Evans, C. J.: Proc. IEE, **118** (1971), p. 816.
14) Legler, W.: Z. Phys., **173** (1963), p. 169.
15) Loeb, L. B.: "Basir Processes of Gaseous Electronics" Berkely; University of California Press (1955).
16) Raether, H.: "Electron Avalanches and Breakdown in Gases" London; Butterwoth (1964).