

トロイダル誘導電界による放電進展過程

正員 藤原 民也 (岩手大)
 正員 島田 孟 (岩手大)
 正員 杉田 慶一郎 (岩手大)

1. まえがき

気中放電に関する従来の研究の主体は、静電界に空間電荷を考慮した、いわゆる有電極放電であったと言える⁽¹⁾。磁束の時間的変化で発生する誘導電界による放電に関しては、電荷が放電空間内に捕捉される程度の高い周波数域での現象、いわゆる高周波放電の研究がほとんどである⁽²⁾。電荷が空間内に捕捉されず移動する場合の誘導電界放電については、わずかに核融合分野に関連的な少数の研究報告を見い出せる程度である⁽³⁾。しかし、これらの研究も、その主眼が特定の装置におけるプラズマの生成にあり、誘導電界放電に対して普遍的な機構の解明を行おうとするものではない。

静電界による放電は、特別な手法(例えば、高周波電界の印加)によらない限り有電極放電となるが、誘導電界による放電は本質的に無電極放電を形成する。従って、誘導電界を用いることによって、電極などの二次的影響のない、純粋な放電現象や輸送係数を調べることが可能となる。また、静電界による従来の研究と比較対比することにより、電極の存在による影響や電界形態による違いなども明らかにすることもできる。このような誘導電界の特徴を生かした研究を行うためには、電荷は放電空間で捕捉されずに、移動できることが望ましい。

以上の観点から、筆者らは誘導電界ではあるが、立ち上りのはやい単極性の電界を加えることによって、電荷の捕捉がない無電極放電を形成し、その進展過程について実験と計算から調べてきた。その結果、トロ

イダル誘導電界による室素中の電子なだれの進展と成長を光学的に明らかにし⁽⁴⁾⁽⁵⁾、更に計算機シミュレーションから、空間電荷や電荷電界の分布を評価した⁽⁶⁾。

本研究では更に実験がトラス系であるため、放電空間の曲率による諸効果が、放電進展にどのように影響を与えるかを計算結果から検討する。

2. 実験方法

実験で用いる放電管の形状は、対称性をもたせて解析しやすいようにトラスとした。この形は、また核融合プラズマ実験などにも多く用いられている。図1に示すように、放電管は大半径が6.5 cm、小半径が1.5 cmのトロイダル形状のバイレックスガラス管である。図のように放電管を8等分する位置に外径20 mmの円形の窓を設け、これらを初期電子供給用(位置1)および光学測定用(位置2~8)として使用した。放電管を到達真空度 10^{-6} Torrまで排気後、室素を任意の気圧まで封入した。

実験装置の概略を図2に示す。放電管内に誘導電界を誘起するために、磁気回路を作り、放電管と鎖交す

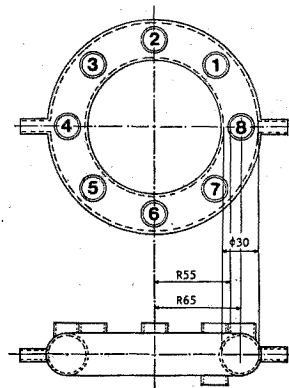


図1 トロイダル放電管
 Fig. 1. Toroidal discharge tube.

Process of discharge development under an induced toroidal electric field. By Tamiya Fujiwara, Member, Tsutomu Shimada, Member & Keiichiro Sugita, Member (Faculty of Engineering, Iwate University).

藤原 民也: 正員, 岩手大学工学部電気工学科
 島田 孟: 正員, 岩手大学工学部電気工学科
 杉田慶一郎: 正員, 岩手大学工学部電気工学科

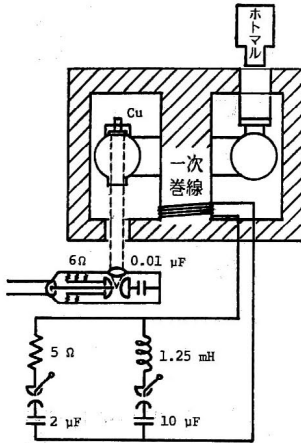


図 2 実験装置の概略図

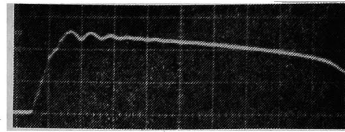
Fig. 2. Schematic diagram of experimental apparatus.

る磁束を発生させる。磁気回路の鉄心として、最大飽和磁束密度の大きい Mn-Zn 系フェライト (0.52 Wb/m^2) を使用した。その形状は、誘起される電界の軸対称性を高めるために、放電管を完全に包む形のポット形とした。同軸ケーブル (RG-58/U) をポット内部のコア上に 4 回巻き、ケーブルの内部導体を一次巻線とし、外部導体は一次側と二次側の放電管との静電的結合を遮へいするために接地した。コンデンサ ($2 \mu\text{F}$) の放電によって一次巻線に励磁電流が流れ、磁気回路には磁束が発生する。励磁電流の振動を抑えて誘導電界を単極性の単一パルスとするために、一次側には直列抵抗 (5Ω) を入れた。図において $10 \mu\text{F}$ のコンデンサはフェライトコアに逆バイアス磁化を与えるためのものである。すなわち、時間変化の非常に小さい電流で、 $2 \mu\text{F}$ のコンデンサ放電による磁化方向と逆方向のバイアス磁化をあらかじめ与えることによって、磁束の変化量を大きく取ろうとするものである。この方式を用いることによって、誘導電界の持続時間を約 2 倍にすることができる。

誘導電界の測定はトロイダル放電管内に置いた一巻のループを用いて行うが、放電進展の光学測定の際には現象を乱さないようにループは取り除いた。ループには放電管に沿うワンターン電圧 $V(t)$ が発生するが、その値から次式によって電界値 $E_i(r, t)$ を計算することができる。すなわち、

$$E_i(r, t) = V(t)/2\pi r \dots\dots\dots (1)$$

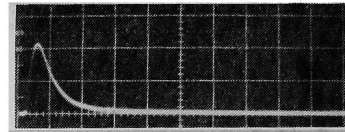
ここで、 r はトーラスの主軸からループまでの距離である。従って、電界は時間と距離の関数であるが、本研究では実効的な値として、光学測定窓の視野内で



縦軸 34.7 V/cm/div
横軸 0.2 μs/div

図 3 誘導電界の波形 ($r=5.5 \text{ cm}$)

Fig. 3. Waveform of induced electric field at $r=5.5 \text{ cm}$.



縦軸 0.2 V/div (相対値)
横軸 0.2 μs/div

図 4 初期電子供給用トリガ光の波形

Fig. 4. Waveform of trigger light for primary electrons.

最も大きい値 (すなわち、 $r=5.5 \text{ cm}$ における波高値) を用い、これを E_0 で表す。誘導電界波形の一例を図 3 に示す。ここで、 $E_0=86.8 \text{ V/cm}$ である。

放電の成長を初期電子なだれの発生から解析してゆくとためには、既知の量の初期電子供給が必要とされる。本研究では、短いパルス状の供給が比較的容易である光電子放出による方法を用いた。図 2 において、セラミックコンデンサ ($0.01 \mu\text{F}$) の放電により同軸形加圧式火花ギャップから放射される強い光を、石英レンズ (焦点距離 25 mm , 直径 25 mm) ではほぼ平行光線とし、電子放出用金属面 (Cu, 直径 18 mm) に照射した。図 4 はパイプナ光電管 (R 617) で測定した照射光の波形であり、これから照射光は半値幅が約 150 ns のパルスであることがわかる。この光を照射することによって、金属面から放出された電子が位置 1 に与えられ、それが放電の初期電子となる。その総数は、前もって実測され、本実験の気圧範囲 ($0.1 \sim 1.0 \text{ Torr}$) で桁的には変わらず 10^7 個程度であった。初期電子の供給開始から約 50 ns 後に誘導電界が立ち上がり、放電管内に電子なだれが発生し、トロイダル放電の進展が開始する。

放電進展の光学的測定で用いるホトマル (R 760) は、パーマロイ製と銅製の二つのシールドケースに収めて電磁雑音から遮へいた。ホトマルおよびその後段の増幅器を含めて、測定器の立ち上がり応答は 15 ns 以下である。

3. 実験結果

窒素の放電において非常に強く現れるスペクトル

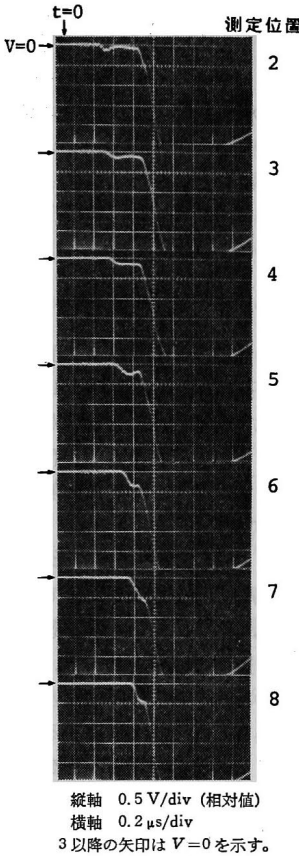


図 5 ホトマル電流波形

Fig. 5. Waveforms of photomultiplier current.

は、第二正帯系 ($C^3\pi u$ から $B^3\pi g$ への遷移) による光であり、この遷移に関与する励起寿命は、本実験の気圧範囲では約 36 ns と小さい⁽⁷⁾。従って、ホトマル電流の時間的・空間的変化の対応から、放電進展を調べることが可能である。ホトマル出力の典型的な例として $E_0=86.8$ V/cm、室素の封入気圧 $p=0.5$ Torr の結果を図 5 に示す。ホトマル波形には二つの山が現れ、測定位置 2 から 6 の間ではその時間差が大きいので、明確に識別できる。そのうち最初の小さい山 (第一の山) は、形成された電子なだれが各測定位置を横切ることによって現れる光のパルスである。従って、山が測定位置の番号順に順次ずれていることは、電子なだれがトラスを進んでいることを表しており、山の増大から電子なだれは成長していることがわかる。第一の山の後方に現れる大きい山 (第二の山) は、電子なだれがトラスを一周した後の放電による光のパルスである。第一の山に対応する電子なだれの進展段階では、放電形成はまだ局部的であるのに対して、第

二の山が現れる段階ではトラス内全体的に放電が形成されている。このため、測定位置による第二の山の立ち上りの時間差はあまり明確ではない。

トラスの半周 (位置 2 から 5) までの進展段階では、電子なだれはほぼ一定な速度で進んでいる。進展速度を、測定位置間の距離と山のピークの時間差から求めることができる。いま位置 2 から 5 までの距離として管軸上 ($r=6.5$ cm) の弧を取ると、進展速度は 7.0×10^7 cm/s となり、測定窓の視野内で最も内周側 ($r=5.5$ cm) を取ると 5.9×10^7 cm/s となる。Reininghaus は、静電界における窒素中の電子の移動速度に対する近似式を導いており⁽⁸⁾、その式は実測値とよく一致する値を与えるものとしてしばしば用いられる。条件 $E_0/p=174$ V/cm·Torr における電子の移動速度は、Reininghaus の式によれば 5.4×10^7 cm/s であり、本研究の内周側の速度はこの約 1.1 倍と近い値を示している。

第一の山の増大は損失を考慮しない単純な形のタウンゼントの式 $\exp(\alpha x)$ に従っているものではない。本実験の E/P 域での $\alpha/P=1.8\sim 2.0$ /cm·Torr であり⁽⁹⁾、窓間の実効的距離 $x=4.3$ cm を代入すると $\exp(\alpha x)=48\sim 74$ となる。しかるに図 5 における第一の山の増大率は、隣りの窓間で 1.3~1.5 程度であり、大きく違っている。これは、放電空間内には衝突電離による電荷の発生だけが起きているのではなく、拡散が主な原因となって生ずる電荷の損失も存在しているからである。位置 5 までの進展では、電子なだれは、小さな成長率とほぼ一定な速度で進んでいる。あとで計算結果が示すように、この段階では空間電荷密度は非常に小さい ($<10^{10}$ /cm³)。このため、空間電荷による電界の影響は無視することができるほど小さく、電子なだれは安定である。

電子なだれの成長率と進展速度は、半周 (位置 5) 以降に増大しており、特に一周近く (位置 7 と 8) ではそれが顕著である。これは、進展とともに空間電荷が蓄積し、増大した局部電界が放電進展を助長するように働く結果である。

4. 計算方法

〈4.1〉 計算モデル 放電をシミュレートするために、電子と正イオンに対する連続の式と空間電荷電界を表す式を連立させ、適当な条件の下で数値計算を行う。トラス内で起こる現象の解析には、円環座標のような三次元空間での計算が望ましい。しかし、そのような計算は放電空間内の種々の過程を考慮すると非常に複雑なものとなり、かつ多くの計算時間を必要

とする。本研究では円筒座標を用いるが、ある方向の一様性を仮定することによって、二次元の計算とした3種類の異なるシミュレーション(計算1, 2そして3)を行う。

計算1は実際の実験に最も近い計算条件で行われている。この目的は、実験との比較から内部の電荷分布や電界分布を明らかにし、放電の進展機構を説明することにある。座標においてトーラスの主軸をz軸とし、トロイダル方向にθを取る。主軸から径方向への距離をrとし、z方向の変化量は考えず∂/∂z=0を仮定する。計算2の座標軸の取り方は、計算1と同様であるが、異なる点は誘導電界のr方向への均一性を仮定する点である。この目的は、計算1との比較から、曲率による効果として生ずる電界の不均一性は、放電進展にどのように影響しているかを調べることである。計算3では、放電空間の曲率による効果を全く考えず、トーラス一周に相当する長さをもつ直線円筒内の放電のシミュレーションを行っている。この目的は、放電空間の不均一性は考慮されている計算2との比較から、その不均一性による影響を調べることである。ここでz軸は、直線円筒の中心軸であり、中心軸から径方向の距離をrとする。この場合、中心軸の回りθ方向の変化量は考えず∂/∂θ=0が仮定されている。

壁の存在は、計算1および2では、r=5.0cm(内周側管壁)と8.0cm(外周側管壁)で考慮され、計算3ではr=1.5cmで考慮される。境界条件として、空間内の粒子は壁に到達して消滅するが、壁の材料が絶縁物であることから、失われた荷電粒子の電荷量を壁のその位置に残すものとした(壁の帯電)。直流による低気圧グロー放電のように、壁近傍にも多量の電荷が存在する場合には、以上の扱いだけでは必ずしも十分とは言えない。しかし本研究の場合、低密度の電子なだれが対象であり、なだれは管内を移動するので、それが位置する壁近傍の電荷密度は非常に小さいと考えられる。従って、壁の取り扱いは第一近似としては、以上の考え方も実際の現象から著しくかけ離れているものではないと考える。

〈4・2〉初期電子 実験の幾何学的形状に合わせてr=6.5cm, θ=0の位置で半径1cmの円内(位置1)に、実測した値に近いある数(N_{e0}=10⁷個)の初期電子を与える。その空間分布としては、近似的なガウス分布を仮定した関数g(r, θ)を、更にその時間変化として実験の照射光の波形を近似した関数f(t)を用いた。

$$N_{e0} = 4.13 \times 10^3 \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} g(r, \theta) f(t) dr d\theta dt \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$g(r, \theta) = \exp[-4.61 \{ (6.5 - r \cos \theta)^2 + r^2 \sin^2 \theta \}] \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$f(t) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta t} \int_0^{t_0} h(t') dt' & (t=0) \quad \dots\dots\dots (4) \\ h(t+t_0) & (t>0) \quad \dots\dots\dots (5) \end{cases}$$

$$h(t) = \frac{t}{\tau} \exp\left(1 - \frac{t}{\tau}\right) \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、(3)式の数値(4.61)は金属面の中心より1cmの壁上で、電子数が中心の値の1/100となるように取られた。t₀は誘導電界印加と初期電子供給の時間差50nsであり、Δtは計算上取る時間のきざみ幅(0.5ns)である。また、時定数τは照射光の波形を近似して80nsとする。

〈4・3〉電界 放電空間内の電界Eは、誘導電界E_iと空間電荷電界E_sを重畳した値である。すなわち、E_θ=E_{iθ}+E_{sθ}, E_r=E_{ir}。ここで添字θ, rはそれぞれθ方向, r方向の成分であることを表している。誘導電界E_iは、r方向の不均一性を考慮するか否かで与え方が異なる。それを考慮する計算1では、1/r依存性と、ワンターン電圧の波形を近似した時間変化をもたせて次の式で与える。

$$E_i(r, t) = 18.75 t / 2\pi r \quad t \leq 160 \text{ ns} \quad \dots\dots (7)$$

$$= (3057 - 0.3571 t) / 2\pi r \quad t > 160 \text{ ns} \quad \dots\dots (8)$$

計算2および3では、誘導電界E_iは上式におけるr=6.5cm(管軸上)の値をとって、放電管内均一とする。

空間電荷電界E_sは、まわりに存在するすべての電荷がその位置につくる電界の合成として与えられる。位置(θ', r')で密度n_n(=n_p-n_e, ただし、n_p, n_eはそれぞれ正イオン密度および電子密度)の正味の電荷が、位置(θ, r)につくる電界ΔE_sは、

$$\Delta E_s = \frac{en_n(\theta', r')}{2\pi\epsilon_0 \sqrt{(r \cos \theta - r' \cos \theta')^2}} * \frac{r' \Delta \theta \Delta r}{+(r \sin \theta - r' \sin \theta')^2} \quad \dots\dots\dots (9)$$

である。

位置(θ, r)の前後1/4トーラス内のすべてのn_n(壁上の電荷も含め)について、同様にして求めた電界のθ成分およびr成分をそれぞれ重畳することによって、位置(θ, r)の空間電荷電界を求める。

〈4・4〉電荷の発生と移動 電子と正イオンに対する連続の式から、電荷の移動を計算する。これらの

連続の式は、衝突電離による電荷の発生を表す項 Q を加えて次のように表される。

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(nw) = Q \dots\dots\dots (10)$$

移動速度 w は電界駆動による速度 v と拡散速度との和によって表されること、および $\partial/\partial z = 0$ の条件を使うと、(10)式は、例えば、電子に対して次のようになる。

$$w_{e\theta} = v_{e\theta} - \frac{D_e}{n_e} \frac{1}{r} \frac{\partial n_e}{\partial \theta} \dots\dots\dots (11)$$

$$w_{er} = v_{er} - \frac{D_e}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial r} \dots\dots\dots (12)$$

$$w_e = (w_{e\theta}^2 + w_{er}^2)^{1/2} \dots\dots\dots (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_e}{\partial t} = & \alpha n_e w_e - \frac{1}{r} \frac{\partial(n_e v_{e\theta})}{\partial \theta} - \frac{D_e}{r^2} \frac{\partial^2 n_e}{\partial \theta^2} \\ & - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_e v_{er}) - \frac{D_e}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) \end{aligned} \dots\dots\dots (14)$$

ここで α はタウンゼントの第一電離係数、 D は拡散係数である。同様にして正イオンに対する連続の式も導くことができ、これらの式は差分法を用いた数値的な逐次計算によって解かれる。

励起分子の寿命時間 (約 36 ns) に比べて、考えている時間が数百 ns と大きいので、ここでは寿命時間を無視する。従って放出される光子数の時間的変化量 L は、単位時間当たりの励起衝突回数 $\delta n_e w_e$ に等しくなり、次式を得る。

$$L = \delta n_e w_e \dots\dots\dots (15)$$

ここで、 δ は励起係数である。

〈4.5〉 放電パラメータ 計算で用いる電離係数 α/p 、電子の電界による速度 v_e 、正イオンの電界による速度 v_i および励起係数 δ/p は、 E/p の関数として、それぞれ Yoshida and Tagashira の式⁽¹⁰⁾、Rein- inghaus の式⁽⁹⁾、Davies らの式⁽¹¹⁾ および Badaloni and Gallimberti の式⁽¹²⁾を用いる。

電子の拡散速度は大きく、放電進展における影響が大きいので、拡散係数 D_e の与え方は重要である。 $E/P = 100 \text{ V/cm} \cdot \text{Torr}$ 以上になると、 D_e の実測値は乏しくなるが、条件に近いものとして、竹多・中村氏の測定値⁽¹³⁾を参考に、ここでは $D_e = 1.2 \times 10^7 \text{ cm}^2/\text{s}$ とする。正イオンについては、von Engel による 1.0 Torr の値 $D_i = 22.8 \text{ cm}^2/\text{s}$ を用いる。

5. 計算結果および考察

計算1、計算2および計算3で得られた各位置における L の時間変化を図6に示す。このなかで実験の

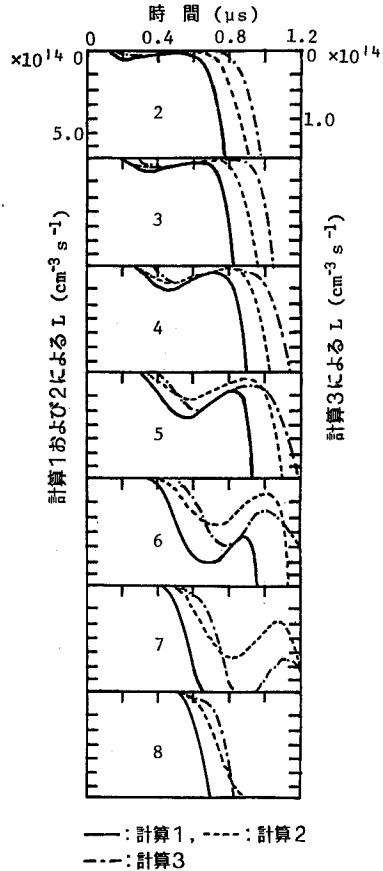


図6 計算による $L(\theta, t)$ の時間変化
Fig. 6. Time variations of $L(\theta, t)$ by three calculations.

ホトマル波形 (図5) に最も近いものは、計算1の結果であり、計算2そして計算3の順に実験結果からはなれてゆく。計算1のトーラス半周 (位置5) までの進展速度は $4.7 \times 10^7 \text{ cm/s}$ で、これは実験結果の約 0.9 倍の値である。計算2の進展速度となだれ成長率は計算1によるものより小さいが、これは誘導電界の以下のような与え方によるものである。計算1では、曲率効果として生ずる誘導電界の不均一性が考慮されており、その強さは(7)および(8)式で与えられる。すなわち、外周側では小さく (例えば、 $t = 160 \text{ ns}$, $r = 7.5 \text{ cm}$ で 63.6 V/cm)、内周側では大きい (例えば、 $t = 160 \text{ ns}$, $r = 5.5 \text{ cm}$ で 86.8 V/cm)。一方、計算2の誘導電界は、(7)式、(8)式の管軸上 ($r = 6.5 \text{ cm}$) の値 (例えば、 $t = 160 \text{ ns}$ で 73.4 V/cm) で、放電管内均一である。

計算1が実験とよい一致を示すことから、実際の放電の主要部は、トーラスの内周側にあるものと考えら

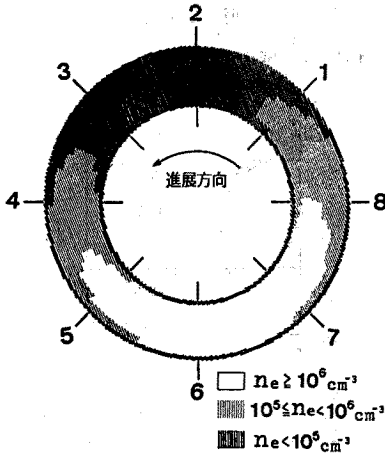


図7 計算1によるトーラス内の電子密度分布 (600 ns)

Fig. 7. Distribution of electron density at 600 ns in the torus by calculation 1.

れる。従って、計算2においても、均一電界として内周側の値を用いることで実験との一致が期待される。しかし、このようにすると、誘導電界は放電空間の全体にわたって大きな値をとることになるため、衝突電離回数が著しく増大し、結果はやはり実験からはずれてしまうことは明らかである。曲率効果を考慮した計算との比較から、曲率効果による放電空間の不均一性の影響を調べるため、計算3では曲率効果のない直線円筒内の放電に対するシミュレーションを行っている。得られた進展速度となだれ成長率は、共に小さ過ぎて実験結果とは大きく違っている。

図7は実験に最も近い結果を与えた計算1のトーラス内の電子密度分布である。この図から誘導電界の立ち上がり後600 nsでは、放電中心部は位置6, 7にあることがわかる。また、放電進展はトーラスの内周側で速いこともわかるが、これについては後で触れる。

図8および図9は、それぞれ $t=600 \text{ ns}$ と $t=800 \text{ ns}$ で、管軸上の分布において電子密度が最大となる点を含む径方向の電荷分布および電界分布である。図中の n_e , n_p および n_n は、それぞれ空間内の電子、正イオンおよび正味の電荷の体積密度であり、 n_w は壁上の正味の電荷の面密度である。電子および正イオン密度がピークとなる場所が管内中心より内周側へかたよっている。このかたよりは、図7において特に放電の前端部で明確であり、トーラスの曲率効果として起こったものである。すなわち、誘導電界は $1/r$ の依存性に従って放電管の内周側管壁で最も強く、外周側管壁に向かって弱くなる。更に内周側にとる放電路の長

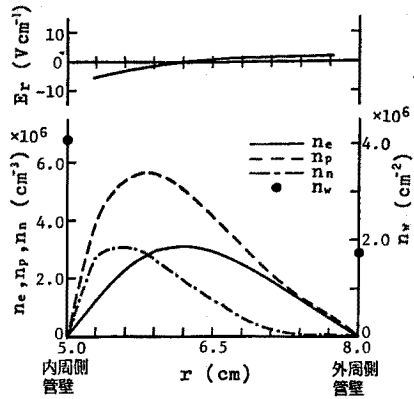


図8 計算1の電荷分布と電界分布 (600 ns, 1.36π)

Fig. 8. Charge distribution and field distribution at 600 ns and 1.36π by calculation 1.

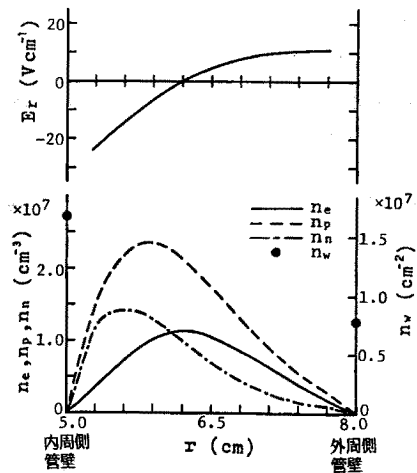


図9 計算1の電荷分布と電界分布 (800 ns, 1.88π)

Fig. 9. Charge distribution and field distribution at 800 ns and 1.88π by calculation 1.

さは外周側のそれよりも短い。径方向の分布で電子密度の最大の場所が、正イオンのそれよりも約0.3 cm管軸方向へずれている。これは、電子の拡散速度が正イオンのそれに比べて非常に大きいことが原因である。電子の拡散は電荷損失として働くため、空間内の正味の電荷は正極性となる。また、管壁に到達した電子の電荷量は壁上の面電荷(負極性)となるので、管軸近傍から壁へ向かう空間電荷電界が発生する。その値は600 nsで内周側壁近傍でも数 V/cm程度であるので、この段階では放電に大きな影響を与えてはいない。しかし、この局部電界は、800 nsになると(図

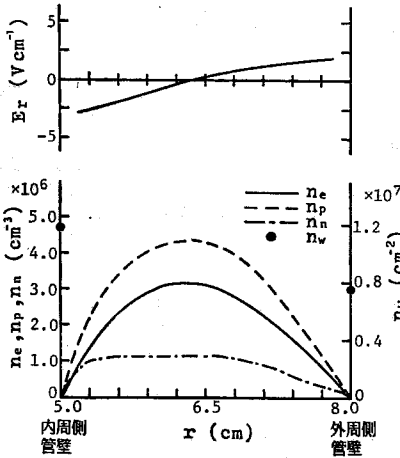


図 10 計算 2 の電荷分布と電界分布 (800 ns, 1.88 π)

Fig. 10. Charge distribution and field distribution at 800 ns and 1.88 π by calculation 2.

9), 約 25 V/cm となり, 電子はこれによって管軸方向に拡散速度と同程度の速度 (約 1.5×10^7 cm/s) を得る。この結果, 電子の壁への拡散流量が減少し, 電子は効果的に空間内に蓄積され, この段階になって放電は急速に進展成長する。

図 10 は $t=800$ ns, $\theta=1.88\pi$ における計算 2 の径方向の電荷密度および電界分布である。正イオン密度と電子密度は, 管軸から内周側の壁方向へ約 0.3 cm だけ離れた場所にてピークをもつ。この結果から誘導電界が均一であっても, トーラス内の電荷分布はやはり内周側にかたよることがわかる。これは, 放電空間の不均一性から内周側にとる放電路の長さが短いことが, 原因となって起こったものである。放電進展が内周側でより速く進むことは, 誘導電界の不均一性, すなわち, $1/r$ 依存性が加わると更に顕著であり, それはこの図を図 9 と対比することによって理解できる。

図 11 は, 図 10 と同様 $t=800$ ns, $\theta=1.88\pi$ における計算 3 の径方向の電荷密度および電界分布である。この計算は軸対称の直線円筒モデルに基づいているので, 電荷は管軸上にピークをもつ内外対称な分布となる。用いたモデルから, この計算では管壁に内周側と外周側の区別はない。計算 1 および 2 の結果と違って, この図の電子密度が正イオン密度より大きいのは, この計算で得られる放電進展が計算 1 や 2 よりも遅く, 電子の数が電子なだれの先頭部を見ていることになるからである。従って, 空間内の正味の電荷は負極性となり, E_r の向きは他の二つの結果 (図 9, 図 10) とは逆である。図の分布からもわかるように,

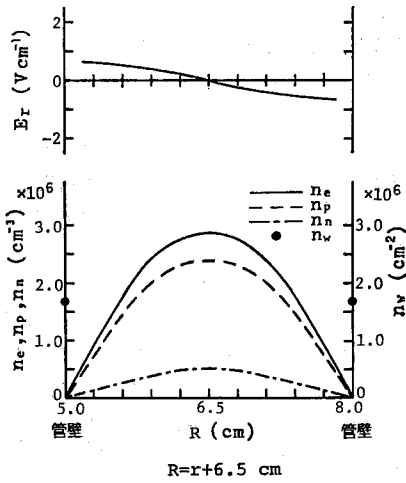


図 11 計算 3 の電荷分布と電界分布 (800 ns, 1.88 π)

Fig. 11. Charge distribution and field distribution at 800 ns and 1.88 π by calculation 3.

この計算で得られる放電は, その主要部が管軸上にでき, 内周側の管壁近傍に存在する実際のトロイダル放電とは異なったものとなる。この結果は, 実験から最もはずれており, トロイダル放電のシミュレーションとして, 曲率による効果を全く無視する計算には無理があることがわかる。

以上の計算結果から, 次のようなことが言える。拡散損失を適当に考慮することにより, 円環座標などの三次元の計算を用いなくても, トロイダル放電のシミュレーションが可能である。しかしその計算には, 曲率による効果として生ずる電界と放電空間の不均一性が考慮されていなければならない, これを無視する計算は実験をうまくシミュレートすることができない。これらの不均一性のために, 放電の主要部はトーラスの大半径を半径とする円周上にあるのではなく, 内周側にかたよって位置している。放電形成における壁の影響は, 放電の主要部と壁とのこの距離を, 平均自由行程と比較することによって評価されるべきである。

6. むすび

本研究では, トロイダル誘導電界による窒素中の放電進展を, ホトマルを用いて光学的に調べた。その光学的測定で得た放電進展を解析するため, 計算機シミュレーションを行い, トロイダル放電の進展機構と放電進展に及ぼすトーラス内の曲率による効果の影響を明らかにした。その結果は次のように要約される。

- (1) 放電内で起こる電荷損失を考慮しなければ,

単純な形のタウンゼントの式で電子なだれの成長を説明することはできない。電荷損失の主な機構として電子の拡散を考え、かつ曲率による効果を考慮に入れたシミュレーションは実験とよい一致をみた。

(2) トロイダル放電に対するシミュレーションは、曲率による効果が考慮されているならば、必ずしも円環座標などを使った三次元計算である必要はない。

(3) トロイダル誘導電界による放電の進展速度は、初期の段階では、同じ E/P の静電界における電子の移動速度にほぼ等しい値であった(例えば、 $E/P=173.6 \text{ V/cm}\cdot\text{Torr}$ で約 1.1 倍)。曲率効果として、トーラスの内周側では誘導電界は強く、放電路の長さは短い。このため、トーラス内では内周側で速い放電進展が起こっている。

最後に、本研究に対し有益な討論を戴いた東北大学電子工学科佐藤徳芳教授に、感謝致します。

(昭和 61 年 6 月 24 日受付, 同 61 年 10 月 22 日再受付)

文 献

- (1) 例えば, H. Raether: Electron avalanches and breakdown in gases (1964) Butterworth
- (2) 例えば, G. Francis & A. von Engel: "The growth of

the high-frequency electrodeless discharge", *Phil. Trans. Roy. Soc. A.*, **246**, 143 (1953)

- (3) 例えば, R. Papoular: "The genesis of toroidal discharges", *Nucl. Fusion*, **16**, 37 (1976)
- (4) T. Fujiwara, et al.: "Optical measurement of a primary electron avalanche in an induced toroidal electric field", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **13**, L53 (1980)
- (5) T. Fujiwara, et al.: "Development of the primary electron avalanche under an induced toroidal electric field in nitrogen", *ibid.*, **16**, 1217 (1983)
- (6) T. Fujiwara, et al.: "Computer simulation of discharge development under an induced toroidal electric field", *ibid.*, **18**, 1101 (1985)
- (7) K.H. Wagner: "Über das Nachleuchten von A, N₂ und N₂ plus CH₄ nach Stoßanregung durch Elektronenlawinen", *Z. Naturforschg.*, **19a**, 716 (1964)
- (8) W. Reininghaus: "Measurement of the space charges produced in streamers", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **6**, 982 (1973)
- (9) D. Posin: The Townsend coefficients and spark discharge", *Phys. Rev.*, **50**, 650 (1936)
- (10) K. Yoshida & H. Tagashira: "Computer simulation of a nitrogen discharge at high overvoltage", *ibid.*, **9**, 491 (1976)
- (11) A.J. Davies, et al.: "Computer simulation of rapidly developing gaseous discharges", *Proc. IEE*, **118**, 816 (1971)
- (12) S. Badaloni & I. Gallimberti: Basic Data of Air Discharge, 73 (1972) Universitadi Padova
- (13) 竹多・中村: 「N₂, He およびその混合気体中における電子輸送係数 (I. 測定)」, 電学論 A, **102**, 491 (昭 57)