

論 文

静電誘導形プローブによる誘導電界中の  
電子なだれ速度の測定

藤原民也\*, 山田弘\*

谷口宏\*, 杉田慶一郎\*

(1992年4月22日受理)

Measurement of Avalanche Velocity in an Induced Electric Field Using Electrostatic Probe

Tamiya FUJIWARA,\* Hiroshi YAMADA,\* Hiroshi TANIGUCHI\*  
and Keiichiro SUGITA\*

(Received April 22, 1992)

Electrostatic probe has been developed and used for measurement of electron avalanche velocity under an induced toroidal electric field in  $N_2$ . The velocity and growth rate of the electron avalanche obtained by the electrostatic probe agreed with those by an optical measurement using photomultipliers. To clarify an influence of the probe on electrodeless discharge, the difference of the avalanche velocity was optically investigated between the cases of using the probes and no probe. Under the condition of induced field 73 V/cm and 0.5-1.0 Torr, the difference is less than 17% and it likes to become smaller in the region of lower  $E/p$ . Then the electrostatic probe method is considered to be effective for the study on behavior of space charge in electrodeless discharge under low  $E/p$ . It is clarified that electron number of the avalanche decreases discontinuously near a metal used for supplying primary electrons. From this fact the metal is considered to disturb the development of the electron avalanche under the induced electric field though it is on a floating potential under an initial condition.

1. まえがき

誘導電界を用いたトロイダル放電は、端をもたない円環状プラズマの生成が可能であり熱核融合研究の分野ではよく用いられる。誘導電界は静電界と異なり回転を有するベクトル界 ( $\text{rot } E \neq 0$ ) であり、そのなかで電位を決めることはできない。それゆえ、電位分布をつくる金属を誘導電界中に用いることは、誘導電界による放電の本来の機構を変えてしまうことが懸念される。このような理由から、筆者らはこれまで主に放電から発せられる光を時間的・空間的に解析することによって、トロイダル放電における空間電荷の振舞いを調べてきた<sup>1-3</sup>。しかし、光学的測定から空間電荷を求めるることは、励起状態の寿命が電離周波数の逆数よりも十分に小さいという

仮定に基づいてなされる<sup>4</sup>。それゆえ、より本質的な物理量を扱うためには空間電荷を直接的に測定することが求められる。そこで本研究では、空間電荷を調べるためのより直接的方法として静電誘導形プローブを開発し、それを用いて誘導電界による窒素中の電子なだれの移動と成長を調べた。さらにその結果を光学的測定によるものと比較対比し、静電誘導形プローブの放電への影響や有用性を検討した。

2. 実験方法および測定原理

実験で用いる放電管は図1のような形状で、大半径が6.5 cm、小半径が1.5 cmのパイレックス製トロイダル管である。図のように放電管をトロイダル方向に8等分する位置に外径20 mmの円形の窓を設け、これらを電子源用(窓1)および光学測定用(窓2~8)として使用する。放電管をあらかじめ真空ポンプで  $10^{-6}$  Torrまで排気し、その後使用ガスの窒素を必要な気圧まで封入する。

放電管内にトロイダル電界を誘起するため、ポット形

キーワード：電子なだれ、無電極放電、空間電荷測定、静電誘導、誘導電界

\* 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,  
Faculty of Engineering, Iwate University,  
Ueda 4-3-5, Morioka, 020 Japan

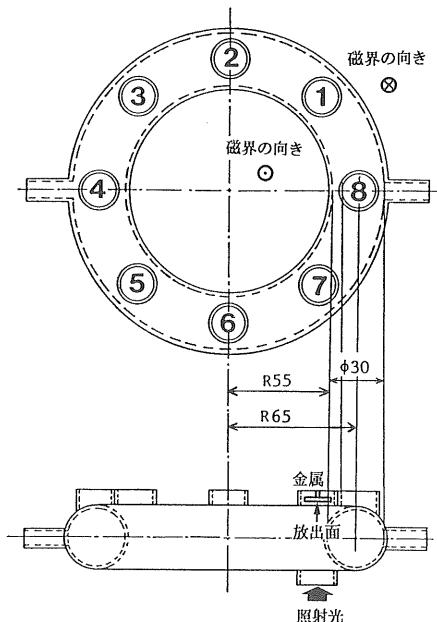
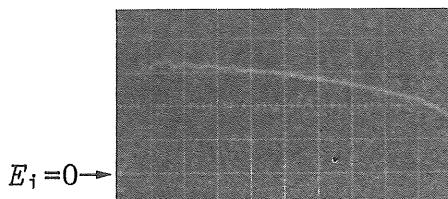


図 1 トロイダル放電管

Fig. 1 Toroidal discharge tube.

図 2 誘導電界波形  $r=6.5 \text{ cm}$ 

縦軸  $22 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{div}^{-1}$   
横軸  $200 \text{ ns} \cdot \text{div}^{-1}$

Fig. 2 Waveform of toroidal electric field induced at  $r=6.5 \text{ cm}$ .

Vertical :  $22 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{div}^{-1}$ .  
Horizontal :  $200 \text{ ns} \cdot \text{div}^{-1}$ .

フェライトコアで磁気回路をつくり、放電管と鎖交する磁束を発生させた<sup>1)</sup>。磁束はフェライトコアに巻かれた巻線にコンデンサ ( $2 \mu\text{F}$ ) からの放電電流を流すことによって発生し、その時間変化がトロイダル電界を誘導する。誘導電界  $E_1(r, t)$  はトロイダル方向に巻いたワンターンループに発生するワンターン電圧  $V(t)$  から求めることができる。すなわち、

$$E_1(r, t) = \frac{V(t)}{2\pi r} \quad (1)$$

ここで、 $r$  は放電管の主軸からワンターンループまでの距離である。図 2 はワンターン電圧から得られたトロイダル誘導電界の波形である。電界は放電管の中心軸上  $r=6.5 \text{ cm}$  で約  $73 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$  であり、半値幅約  $1.8 \mu\text{s}$

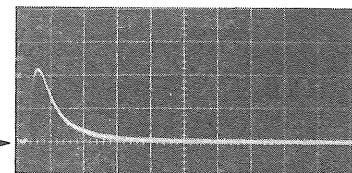


図 3 初期電子供給用トリガ光の波形

縦軸任意単位  
横軸  $200 \text{ ns} \cdot \text{div}^{-1}$

Fig. 3 Waveform of trigger light for supplying initial electrons.

Vertical : arbitrary unit.  
Horizontal :  $200 \text{ ns} \cdot \text{div}^{-1}$ .

の单極性パルスである。時間に対する電界値の変化は扱う時間範囲 ( $\sim 800 \text{ ns}$ ) では 5% 程度であり、問題とするなだれ速度に与える影響は無視できる程度と考えられる。電子なだれの発生を確実にするため誘導電界の印加に加え初期電子供給を行う。その方法として、短いパルスでの供給が比較的容易である光電子放出を用いた。加圧式同軸形火花ギャップから発せられる光を石英レンズ (直径  $25 \text{ mm}$ , 焦点距離  $25 \text{ mm}$ ) でほぼ平行光線とみなせるものにしてから電子源となる金属面 ( $\text{Cu}$ , 円形直径  $18 \text{ mm}$ ) に照射し光電子放出を行った。誘導電界中では電位を決めることができないので電子放出用金属は浮遊電位の状態にし、その面は電子なだれの進行を遮らないよう放電管内壁よりも約  $1 \text{ mm}$  外側に離した。図 3 は初期電子供給に用いる照射光の波形であり、この測定はパイプラナ光電管 (R617) を用いてなされたものである。照射光は半値幅約  $150 \text{ ns}$  のパルスであり、照射のタイミングは光強度が最大電界の時刻よりも約  $80 \text{ ns}$  前に最大となるようになされる。また、光照射によって放出される電子数は収集電極を使用して真空中で行った測定によると  $10^7$  個程度である<sup>5)</sup>。

静電誘導形プローブを用いて空間電荷の振舞いを調べる研究例はすでにあり、そこではプローブとして金属球が使われている<sup>6,7)</sup>。本研究ではプローブには誘導電界への影響を少なくするため厚さ  $15 \mu\text{m}$  のアルミ箔を用いた。図 4 は静電誘導形プローブの構造を示している。空間電荷からの静電誘導用として幅  $10 \text{ mm}$ , 長さ  $50 \text{ mm}$  のアルミ箔を、また電気的雑音を低減するためのシールド用として幅  $16 \text{ mm}$ , 長さ  $60 \text{ mm}$  の大きさのアルミ箔を用いた。二枚のアルミ箔をテフロンシート (厚さ  $0.2 \text{ mm}$ ) で絶縁し、そして同軸ケーブル (1.5 D-QEV, 20 cm) で引き出してから抵抗 ( $1 \text{k}\Omega$ ) を接続した。後述するように空間電荷からの静電誘導によって、プローブから電流が流れ抵抗端子間には電圧が発生する。この電圧を以下ではプローブ電圧と呼び  $V_E$  で表す。プローブ電

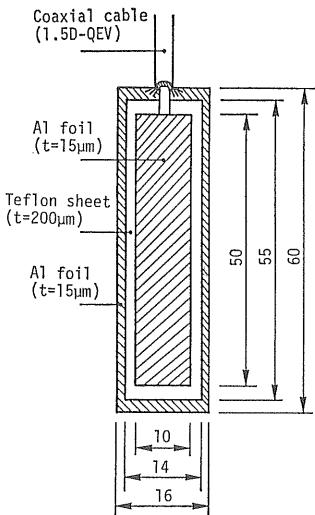


図 4 静電誘導形プローブの構造

Fig. 4 Schematic of the electrostatic probe.

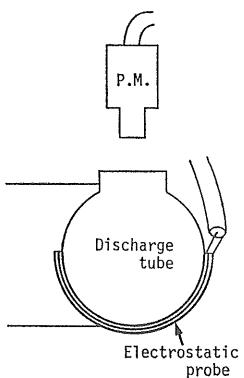


図 5 放電管へのプローブ取り付け図

Fig. 5 Schematic of mounting the probe on the discharge tube.

圧  $V_E$  を同軸ケーブル（特性インピーダンス  $53.5\Omega$ ）でオシロスコープへ送るため抵抗の後段にはインピーダンス変換器を接続した。図 5 は静電誘導形プローブを放電管に取り付けた状態を示しており、ホトマル（図中 PM）用光学窓の下に位置する管壁外側に張り付けた。

簡単化したモデルを用いて静電誘導形プローブによる空間電荷の通過時刻の測定原理について述べる。図 6 のように放電管を直線円筒と仮定し、電荷  $Q_0$  が円筒の中心軸上に存在する場合を考える。プローブの中央より放電管の中心軸上に垂線を下ろしその足を O とし、点 O から電荷  $Q_0$  までの距離を  $z$  とする。このときプローブのアルミ箔外側面に静電誘導で現れる全電荷量  $Q_1$  は次式で表される。

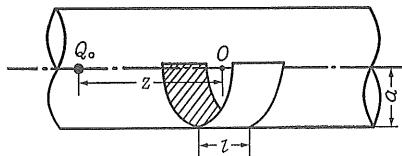


図 6 静電誘導の計算に用いたモデル

Fig. 6 A model employed for calculation of electrostatic induction.

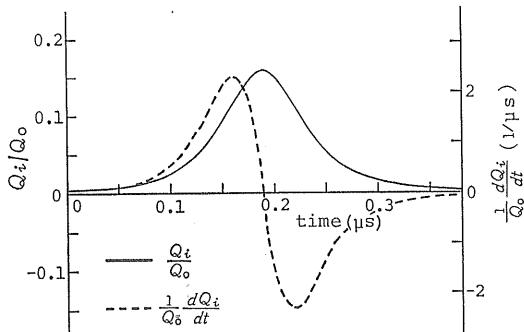


図 7 計算による誘導電荷量とその時間微分

Fig. 7 Induced electric charge and its differentiation with to time by calculation.

$$Q_1 = \frac{Q_0}{4} \left( \frac{z + \frac{l}{2}}{\sqrt{(z + \frac{l}{2})^2 + a^2}} - \frac{z - \frac{l}{2}}{\sqrt{(z - \frac{l}{2})^2 + a^2}} \right) \quad (2)$$

ただし、 $l$  と  $a$  はそれぞれアルミ箔の長さと中心軸からアルミ箔までの距離である。いま、電荷  $Q_0$  が時刻  $t=0$  に点 O から距離  $z_0$  だけ離れた場所より速度  $v$  で軸上を移動するものとすると

$$z = z_0 - vt \quad (3)$$

であり、 $Q_1$  は時間の関数となる。本研究で用いるアルミ箔の大きさ、放電管の小半径および窓間隔に合わせて  $l=10\text{ mm}$ ,  $a=15\text{ mm}$ ,  $z_0=51\text{ mm}$  とし、また用いる誘導電界の大きさと実験気圧（窒素  $0.5\sim1.0\text{ Torr}$ ）で定まる電子の移動速度の一例として  $v=2.7\times10^7\text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$  とする<sup>8)</sup>と  $Q_1$  の時間変化は図 7 の実線のようになる。電荷  $Q_0$  が隣接する窓を通過してから約  $189\text{ ns}$  で点 O を通る。このときプローブには最大の電荷量が現れ、その値は(2)式から約  $0.16 Q_0$  である。電荷  $Q_0$  がアルミ箔のつくる長さ  $10\text{ mm}$  の半円筒内にある時間は約  $37\text{ ns}$  であるが、誘導電荷  $Q_1$  はそれよりも長い半周期のパルスとなって現れる。これは  $Q_0$  が半円筒外にあってもアルミ箔では静電誘導が連続的に起こるためである。図 7 の破線は  $Q_1$  の時間微分、すなわちプローブ電圧  $V_E$  である。プローブ電圧  $V_E$  のピークと誘導電荷  $Q_1$  のそれとには約  $28\text{ ns}$  と時間差がある。この値は空間電

荷分布の形状と移動速度が変わらなければ一定であり、 $V_E$  のピークの時間差から移動速度を求めることができる。また、空間電荷とプローブ間距離が既知である場合は、 $V_E$  の時間積分から空間電荷量  $Q_0$  を得ることができる。しかし、本研究では電荷量の算出は行わず、プローブを通過する電荷の極性と通過時刻を問題とする。

実験では静電誘導形プローブ測定との比較対比のためホトマルを用いた光学的測定も行う。ホトマルはパーマロイと銅の二重シールドのケースに収められフェライトコアの外から放電光を検出する。ホトマル電流と移動する電子数との関係は、励起状態の寿命が  $1/\alpha v_0$  ( $\alpha$ : 電離係数,  $v_0$ : 電子の移動速度) に比べて十分に小さいという仮定を用いて以下のようになる。時刻  $t$  から  $t+dt$  間に発生する光子数  $dP$  は移動する電子数  $n_e(t)$  に比例し次式で表せる<sup>4)</sup>。

$$dP = \delta n_e(t) v_0 dt \quad (4)$$

ここで、 $\delta$  は励起係数である。ホトマル電流  $i_p$  は  $dP/dt$  に比例するので

$$i_p = k \delta n_e v_0 \quad (5)$$

ただし、 $k$  はホトマルの種類、使用条件や測定系の幾何学的形状などで決まる定数である。したがって、ホトマル電流は電子数と移動速度の積 ( $n_e v_0$ ) に比例し、移動速度が一定とみなせる場合にはホトマル電流の変化から電子数の変化を知ることができる。

### 3. 実験結果および考察

図 8 は窒素 1.0 Torr におけるホトマル電流  $i_p$  およびプローブ電圧  $V_E$  の波形である。(a) および (b) はそれぞれ窓 3 および窓 4 で測定されたものであり、 $x$  は電子源からの距離 (トロイダル方向中心軸に沿う距離) である。初期電子が誘導電界中で電子なだれを形成しながら放電管内を移動する。このとき電子なだれの通過によって  $i_p$  と  $V_E$  の波形にはピークが現れる。(a)において  $i_p$  波形の約 400 ns と  $V_E$  波形の約 320 ns に見られる最初のピークは、電子なだれが最初に測定点を通過するときに発生した波形の山であり、以下ではこれを第一ピークと呼ぶ。ホトマル電流  $i_p$  の第一ピークはプローブ電圧  $V_E$  のそれよりも 60~80 ns 程度遅れている。この遅れの原因は、主として  $V_E$  が電荷量の時間微分であること、励起状態の寿命およびホトマル系の時間遅れにあると考えられる。第一ピーク後、 $i_p$  は 800~920 ns で再び立ち上がり、大きな値となって画面からはみ出ている。これに対応する時刻に  $V_E$  波形にも二つ目のピークが現れている。これら二つのピーク (第二ピーク) は、電子なだれが一周した後の放電進展によるものである。この進展段階では放電が放電管全体に形成され、電

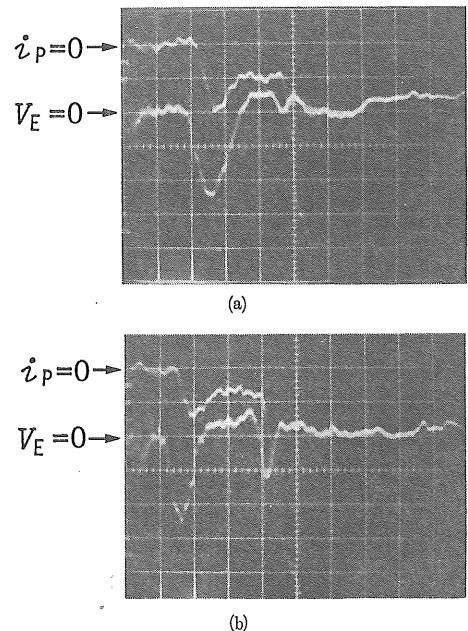


図 8 ホトマル電流  $i_p$  およびプローブ電圧  $V_E$   
N<sub>2</sub>: 1.0 Torr (a) 場所窓 3,  $x=10.2$  cm (b) 場所窓  
4,  $x=15.3$  cm  
上:  $i_p$  (500  $\mu$ A · div<sup>-1</sup>, 200 ns · div<sup>-1</sup>)  
下:  $V_E$  (3 V · div<sup>-1</sup>, 200 ns · div<sup>-1</sup>)

Fig. 8 Typical oscilloscopes of  $i_p$  and  $V_E$ .  
N<sub>2</sub>: 1.0 Torr (a) at window 3,  $x=10.2$  cm  
(b) at window 4,  $x=15.3$  cm  
Upper trace:  $i_p$  (500  $\mu$ A · div<sup>-1</sup>, 200 ns · div<sup>-1</sup>).  
Lower trace:  $V_E$  (3 V · div<sup>-1</sup>, 200 ns · div<sup>-1</sup>).

子なだれのフロントは最初の通過時ほど明確ではない。このため  $V_E$  の第二ピークは第一ピークよりも小さいものとなっている。

二つの測定場所における第一ピークの時間差から電子なだれ速度を求めることができる。図(a)と(b)の時間差は  $i_p$  では約 140 ns であり、 $V_E$  では約 180 ns である。この違いの原因として、一つには励起分子と電子の空間分布の時間的変化がわずかに異なっていることが挙げられる。窓間距離 5.1 cm を用いて算出した電子なだれの速度は  $2.8 \times 10^7 \sim 3.6 \times 10^7$  cm · s<sup>-1</sup> である。プローブ電圧  $V_E$  の第一ピークの極性がマイナスであることからプローブに接近してくる電荷は正味の値としてマイナスであり、このことからなだれ頭部では電子が正イオンよりも多く存在していることがわかる。

図 9 はホトマル電流の第一ピークから得られた時間と電子なだれの移動距離の関係である。初期電子供給が電界の立ち上がり部で行われるため、電子供給と電界印加の時間的ばらつきが移動距離のばらつきの原因となる。このばらつきを考慮の対象からはずすため、電界値がバ

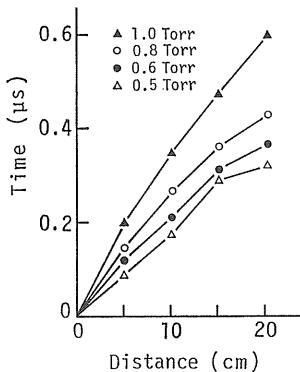


図 9 ホトマル電流の第一ピークの時間と距離の関係

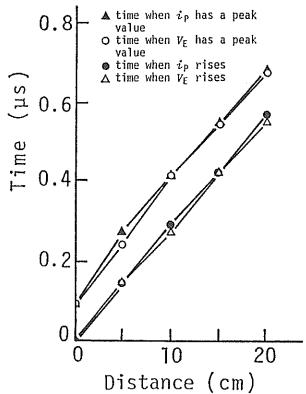
Fig. 9 Relationship between distance and time when  $i_p$  has a peak value of the first peak.

図 10 第一ピークの立ち上がりの時刻とピーク値をとる時刻の空間的变化

Fig. 10 Spatial variation of times when  $V_E$  and  $i_p$  rise at the first peak and times when  $V_E$  and  $i_p$  have the peak value of the first peak.

ルス波形の平坦部にあるとき電子なだれが通る場所として窓 2 を基点とし、縦軸と横軸の値をそこからの距離と時間で示した。パラメータの気圧が高いと電子の平均自由行程が短くなり、なだれの移動速度が小さくなることが曲線の傾きから知ることができる。移動距離 15~20 cm までは、速度がほぼ一定であることから空間電荷の蓄積が小さく電界歪みはまだ無視できる段階であると考えられる。

図 10 は気圧 1.0 Torr におけるホトマル電流  $i_p$  とプローブ電圧  $V_E$  の第一ピークについて、立ち上がる時刻とピーク値をとる時刻が距離によってどのように変化するのかを示すグラフである。グラフの縦軸と横軸は図 9 と同様に窓 2 を基点として取った値である。また、 $i_p$  については励起状態の寿命 (36 ns) およびホトマル系の

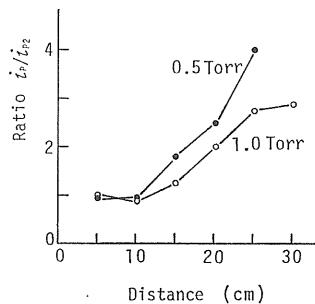


図 11 ホトマル電流の第一ピークの大きさの空間的変化

Fig. 11 Spatial variation of the peak value of  $i_p$ .

時間遅れ (24 ns) を補正した値で示した。ピーク波形の立ち上がりからピーク値をとるまでの時間は各測定場所で 100~140 ns のほぼ一定とみなせる値である。このことから、測定の時間領域では電子の空間分布の形状に大きな変化はないと考えられる。また、立ち上がりからピーク値をとるまでの時間に関して、 $V_E$  の値と  $i_p$  の値の違いは各測定場所で 20% 以下であり、静電誘導形プローブ法と光学的方法の結果はほぼ一致しているとみることができる。

図 11 はホトマル電流に現れる第一ピークの大きさの空間的な変化である。縦軸は各測定場所の第一ピークの大きさを 1.0 Torr における窓 2 の値  $i_{p2}$  に対する比であり、横軸は電子源（窓 1）からの距離である。第一ピークは初めほとんど増大せずむしろ気圧によっては減少するが、約 10 cm 以降では単調に増大している。ホトマル電流の増大は(5)式からなだれ内の電子数の増大を示しており、この増大機構としてタウンゼント機構が考えられる。用いられた条件 窓素 1.0 Torr,  $E/p \approx 73 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$  での電離係数  $\alpha$  は約  $0.4 \text{ cm}^{-1}$  である<sup>9)</sup>。

従って、図 11 におけるホトマル電流の第一ピークは単純な形の式  $\exp(\alpha x)$  に従って増大しているわけではない。この原因はなだれ内ではタウンゼント機構による電荷発生だけが起こっているのではなく、拡散などによる電荷損失も起こっているからであり、この効果はなだれの成長率に顕著に表れている。

図 12 はプローブ電圧に現れた第一ピークの大きさの空間的な変化である。縦軸は各測定場所の第一ピークの大きさを 1.0 Torr における窓 2 の値  $V_{E2}$  に対する比であり、横軸は電子源からの距離である。図 11 で示されたホトマル電流の変化と同様にプローブ電圧の第一ピークも初めは減少している。この減少の原因として、初期電子が一定空間内に大きな密度で与えられたため拡散速度が大きくなり安定な分布形状が形成されるまでの過程として、電子密度が一時的に減少したことが考えられ

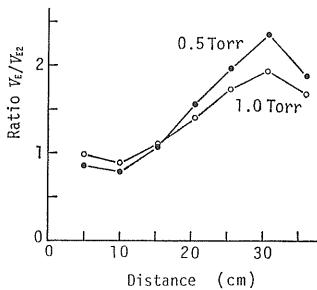


図 12 プローブ電圧の第一ピークの大きさの空間的変化  
Fig. 12 Spatial variation of the peak value of  $V_E$ .

る。約 10 cm から約 30 cm までの放電過程では、電子の発生率が主に電子の自由拡散に起因する損失率よりも大きく電子なだれは単調に成長増大している。このことは図 11 で示した光学的測定結果と一致する。放電管の一周に近い距離約 35 cm において不連続的な減少がみられる。この原因として (1) 正イオンの存在によりなだれ頭部の電荷量が正味の値として減少したこと、(2) この場所における電界分布に乱れがあり、このため電子なだれの移動に変化があったことなどが挙げられる。しかし (1)について、正イオンが電離で発生した場所から電界移動や拡散によって 1  $\mu\text{s}$  程度の時間内でこの位置に到達することは考えにくい。実験条件  $E/p = 73 \sim 146 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Torr}^{-1}$  での窒素中の正イオンの移動速度は  $10^5 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$  のオーダー<sup>10</sup>である。従って、1  $\mu\text{s}$  以内に正イオンが電界で移動する距離は放電管長の 8 分の 1 にあたる距離 5.1 cm に比べると無視できるほど小さい値である。また、拡散の影響についても以下のような評価から無視できると考えられる。本研究が行われている  $E/p$  の範囲での正イオンの拡散係数の実測値は乏しいので電子の拡散係数  $D_e$  から評価する。Wedding らの報告によれば本実験の  $E/p$  の範囲では  $D_e/\mu = 4 \sim 5 \text{ V}$  ( $\mu$ : 移動度) であり<sup>11</sup>、また移動速度と電界の大きさはそれぞれ  $3 \times 10^7 \sim 5 \times 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ 、約  $73 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$  であるので  $\mu = 4 \times 10^5 \sim 7 \times 10^5 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  となり、これらの値から電子の拡散係数は桁として  $10^6 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  である。質量の違いなどから正イオンの拡散係数  $D_p$  は電子のそれよりも 3 桁程度小さいと考えられる。また、筆者らの行ったトロイダル放電の計算機シミュレーションによれば、初期電子供給の場所では正イオンの密度勾配は  $1/n(dn/dx) \approx 10 \text{ cm}^{-1}$  である<sup>12</sup>。従って、拡散速度  $D_p/n(dn/dx)$  は桁として  $10^4 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$  となり、正イオンの移動速度よりもさらに 1 桁程度小さい値となる。以上の考察から正イオンによる負の正味電荷の減少は考えられない。これに対し上記項目 (2) は、以下のような機構によって

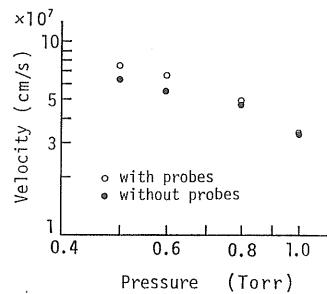


図 13 ホトマル電流から得られた電子なだれ速度  
Fig. 13 Avalanche velocities obtained from  $i_p$ .

起こり得ると考えられる。移動距離 35 cm は放電管長の 8 分の 7 にあたり、その位置は初期電子放出用金属が存在する窓 1 に隣接する場所である。金属は浮遊電位の状態にあり、従って電子放出後そこには正の電荷が残存することが考えられる。加えて電子なだれの接近によって金属には誘導電荷が現れる。このようにして金属に現れた正電荷は静電界を発生し電子なだれを引き寄せる。このため、なだれの重心の位置がプローブから遠ざかったこと、そして壁へ接近したことによって壁で消失する電子数が急増したことなどが考えられる。

図 13 はホトマル電流から得られた速度の気圧依存性である。プローブの存在が電子なだれ速度に与える影響を調べるためにプローブを取り付けた場合と取り付けない場合を比較している。気圧の上昇、すなわち電子の平均自由行程を短くすることにより電子の移動速度が小さくなり、その結果なだれの移動速度もまた小さくなることがわかる。プローブの存在が移動速度に与える影響に関しては、気圧が低くなるとプローブの有無による違いがみられるようになる。例えば 0.5 Torr ではプローブが存在する場合の速度は存在しない場合よりも約 17% ほど大きい値である。プローブ存在による速度の違いはプローブに現れる誘導電荷が発生する静電界に起因するものである。印加電界が一定の場合は気圧が低いほど電子なだれの成長は速く、従ってプローブにおける誘導電荷量の増大率は大きくなる。さらに、誘導電荷による静電界の大きさが同じでも、放電進展に与える影響は気圧  $p$  が低いほど換算電界  $E/p$  が大きくなるため大きい。用いた誘導電界値 (約  $73 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ ) では、窒素 0.8 Torr 以上の気圧領域においてプローブの速度への影響は無視できる。プローブの影響は移動速度よりも  $V_E$  の大きさを直接扱うときには問題であろう。なぜなら、なだれがプローブの前方にある時と後方にある時ではプローブによる静電的作用は互いに逆方向であり、時間差を求めるにあたってその作用がキャンセルされる可

能性がある。しかし、 $V_E$  の大きさにはその相殺効果はなく、なだれ重心の位置の変化は直接大きさの変化となって影響してくるからである。以上のことから、静電誘導形プローブ法は換算電界  $E/p$  の小さい領域で空間電荷の移動速度を得るには有用な測定手段であると言うことができる。

以上、静電誘導形プローブ法による誘導電界中の電子なだれ速度の測定結果を示し、さらに光学的測定の結果と比較しながら放電への影響を検討した。

#### 4. む す び

本論文では、アルミ箔を用いた静電誘導形プローブを開発し、それを用いて誘導電界中の電子なだれの振舞いを調べ以下の結果を得た。

(1) 電子なだれの移動と成長に関して、静電誘導形プローブによる結果とホトマルを用いた光学的測定の結果はよく一致している。

(2) 放電に及ぼすプローブの影響を調べるために、プローブの有無によるなだれの移動速度の違いを光学的に調べた。誘導電界約  $73 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ 、窒素  $0.5 \sim 1.0 \text{ Torr}$  の範囲でその違いは約 17% 以下であり、この値は換算電界  $E/p$  が低くなると小さくなる傾向にある。この結果から、静電誘導形プローブ法は  $E/p$  の小さい領域では誘導電界無電極放電においても有用な測定手段であると考えられる。

(3) 初期電子供給用として用いた金属の近傍で、なだれ内の電子数が不連続的に減少することが確かめられた。このことから初期の状態として金属を浮遊電位にしても電子放出後の帶電と空間電荷からの静電誘導などによって、誘導電界中の電子なだれは金属から静電的な作用を受ける。

最後に、本研究の遂行にあたり有益な助言を頂いた岩手大学工学部島田孟助教授に、また本研究に対してご協力ご支援を頂いた藤倉電線株式会社小野幹幸氏に深く感謝致します。

#### 付 錄

##### (2)式の導出

図 6において電荷  $Q_0$  がアルミ箔のつくる半円筒の外にあるとき、すなわち  $z > l/2$  の場合：

アルミ箔上のある点Yから中心軸上へ垂線を下ろし、その足から電荷  $Q_0$  までの距離を  $y$  とするとき、点Yにおける電界の法線成分  $E_n$  は

$$E_n = \frac{Q_0}{4\pi\epsilon_0} \frac{a}{\{(z-y)^2+a^2\}^{3/2}} \quad (\text{付 } 1)$$

微小区間  $dy$  に現れる誘導電荷  $dQ_1$  は

$$dQ_1 = \frac{Q_0}{4} \frac{a^2}{\{(z-y)^2+a^2\}^{3/2}} dy \quad (\text{付 } 2)$$

従って、半円筒全体に現れる誘導電界  $Q_1$  は

$$Q_1 = \frac{Q_0}{4} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{a^2}{\{(z-y)^2+a^2\}^{3/2}} dy \quad (\text{付 } 3)$$

(付 3)式の定積分を計算することにより、(2)式が得られる。また、電荷  $Q_0$  がアルミ箔の半円筒内にある場合、すなわち  $z \leq l/2$  の場合も同様にして(2)式が得られる。

#### 参 考 文 献

- 1) T. Fujiwara, T. Shimada and K. Sugita : J. Phys. D : Appl. Phys., 16 (1983) 1217
- 2) T. Fujiwara and K. Sugita : J. Phys. D : Appl. Phys., 22 (1989) 103
- 3) 藤原民也、山田 弘：電気学会論文誌A, 111 (1991) 426
- 4) H. Raether : *Electron Avalanche and Breakdown in Gases*, p. 40, Butterworths, London (1964)
- 5) T. Fujiwara and H. Yamada : Jpn. J. Appl. Phys., 30 (1991) 1885
- 6) 上之園親佐、山本 修、河野俊彦：電気学会論文誌A, 102 (1982) 235
- 7) 山本 修、上之園親佐、林 宗明：電気学会論文誌A, 104 (1984) 435
- 8) W. Reininghaus : J. Phys. D : Appl. Phys., 6 (1973) 982
- 9) L.M. Chanin and G.D. Pork : Phys. Rev., 133 (1964) 1005
- 10) S.C. Brown : *Basic Data of Plasma Physics*, pp. 112-114, MIT Press, Cambridge (1966)
- 11) A.B. Wedding, H.A. Blevin and J. Fletcher : J. Phys. D : Appl. Phys., 18 (1985) 2361
- 12) T. Fujiwara, T. Shimada and K. Sugita : J. Phys. D : Appl. Phys., 18 (1985) 1101