論　文

トーラスにおける気中無電極放電の進展

正員 藤原民也 (岩手大)
正員 山田弘 (岩手大)

Development of Electrodeless Gaseous Discharge in a Torus

Tamiya Fujiwara, Member, Hiroshi Yamada, Member (Iwate University)

The present paper describes the discharge development in He, H_2, N_2 and SF_6 under the induced toroidal electric field. The discharge tube is a torus with a major radius of 6.5 cm and a minor radius of 1.5 cm. The electron avalanche velocities have been measured by using the photomultipliers and the electrostatic probes in 87 V/cm at pressures of 0.2～6.3 Torr. The velocities are regarded as being in agreement with electron drift velocity within the experimental errors. The formative time lags to the final breakdown have been measured in 92～153 V/cm at pressures of 0.1～0.7 Torr. In the pressure region whose the formative time lags are small, the lags are 1.5～3.0 times as large as the time necessary for avalanche to complete a circuit of the torus.

キーワード：気中放電，電子なだれ，トーラス，トロイダル放電

1. まえがき

熱核融合反応を目指す高温プラズマの実験ではトーラスを使った無電極のトロイダル放電をよく用いる。トロイダル誘導電界の印加で発生するトーラス内の放電の進展は，電極間の静電界中で起こる放電のそれとは異なっており，進展機構は必ずしも明らかにされているわけではない。高温プラズマの分野では，研究の主眼がプラズマの加熱や閉じ込めにあるため，放電過程については長い間あまり研究対象にはしなかった。しかし，プラズマ生成が目的で行う放電がプラズマの閉じ込め過程に影響を与える場合もあり，またプラズマを生成する気圧範囲をできるだけ広くしたいという要求から，近年トーラスにおける放電過程を調べる研究もされるようになった[1]。しかし，それらの研究は高温プラズマのための放電であることから，装置特有の配位をもつ磁界が存在したり気圧範囲が非常に狭いなど，ごく限られた場合について調べたものである。高温プラズマにおける放電過程の解析では，各種の放電係数(例えば，電離係数や移動速度など)について，高い気圧領域において測定された値を2けた程度も低い気圧領域にまで外挿して求めた値をしばしば用いている。このような気圧の大きな違い，更にそれから生ずる E/p の大きな違いがあるなかで従来の放電研究の結果をトーラスの誘導電界放電にそのまま適用してよいかどうか検討する必要がある。このような考えから，著者らはこれまで放電研究で得られたデータが適用され得る気圧や E/p の範囲で，放電進展の基礎となる電子なだれについて調べてきた。すなわちトーラス内に発生した電子なだれを光電子増倍管(以下，ホトマルと記述)を使って光学的に調べる[2][3]と共に，連続の式やポアソンの式を連立し，数値的に解く計算機シミュレーションを行い，内部の電荷分布を推定した[4]。しかし，電子なだれの進展を実験的に確かめたのは光学的な手法だけによることから，他の方法(例えば，電気的な手法など)によって空間電荷をより直接的に測定することが望まれていた。

本論文では，これまで報告してきたホトマルによる光学的測定に加え，静電誘導形プローブを使って He，H_2，N_2 そして SF_6 中の電子なだれの進展を電気的に検出し，それらの進展速度を求めた。これらのガスを取上げた理由は次のとおりである。He と H_2 は，高温プラズマ用トーラス装置によく用いられる気体であり，また N_2 はこれまで有電極放電でよく

調べられ，各種放電パラメータが揃っているためである。そしてSF₆については，電気的負性の有無の影響を調べるために，その特性を示す代表的ガスとして取上げた。実験では，更に最終的なトロイダル放電に至るまでの時間(放電遅れ)を測定し，電子なだれの進展速度との関係についても調べた。

2. 実験装置および方法

図1に実験装置の概略図を示す。放電管はパイレックスガラス製で，大半径が6.5 cm，小半径1.5 cmのトーラスである。トーラスを8等分する位置にポートを設け，一つを初期電子供給用窓に，ほかの七つを光学測定用窓に用いる。各窓には次のように番号を付ける。初期電子供給用窓をNo. 1，以下誘導電界の向きと反対方向に順にNo. 2，No. 3，…，No. 8とする。放電管をポット形フェライトコア(図1の斜線部)の中に入れ，コア中心部に巻かれた巻線にコンデンサ放電による一次電流を流し，放電管内にトロイダル誘導電界を発生させる。

図2はトーラス一周に誘起したワンターン電圧の波形である。トロイダル誘導電界$E(r, t)$は(1)式よりワンターン電圧$V(t)$から求めることができる。

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

ここで，t：時間，r：トーラスの主軸からの距離で光学的測定はr=5.5 cmで行われる

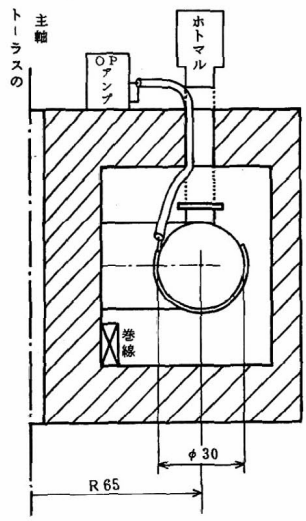
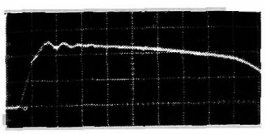


図1 実験装置(単位：mm)
Fig. 1. Experimental apparatus (in mm).



縦軸1,200 V/div, 横軸200 ns/div
図2 ワンターン電圧波形
Fig. 2. Waveform of one turn voltage.

初期電子の供給には銅の表面で起こる光電子放出を利用する。すなわち，直径18 mmの円形銅片をポートNo. 1より放電管内に挿入し，なだれの進行を妨げないようにその面を放電管の内壁より0.5～1.0 mm程度後方に下げた。銅片挿入ポートの対向側より特別に設けた窓を通して，加圧式火花ギャップが放射する強い光を銅片に照射する。図3はその光をバイプナラ光電管で測定したものである。この光照射によってガスの種類とその気圧には，ほとんど依存しない数10^7程度の電子を与えることができる。

実験ではホトマルを用いた光学的測定と静電誘導形プローブを用いた静電的測定を行って放電進展を調べる。ホトマルはパーマロイと銅の二重構造のシールドケースに収められ，フェライトコアの外から放電光を検出する。ホトマル電流より電子なだれの通過時間とその電荷量の時間的変化を調べる。励起分子の寿命が十分小さいとき，発生する光子数$\phi(t)$の時間的割合は次のようになる[5]。

$$\frac{d\phi(t)}{dt}=\delta n_e(t)v_e \quad \cdots\cdots(2)$$

ここで，δ：励起係数，$n_e(t)$：電子数，v_e：電子の移動速度

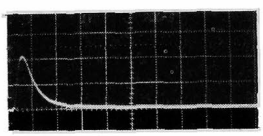
このときホトマル電流I_{PM}は次式で与えられる。

$$I_{PM}=eMqk\frac{d\phi(t)}{dt} \quad \cdots\cdots(3)$$

$$=eMqk\delta n_e(t)v_e \quad \cdots\cdots(4)$$

ここで，e：素電荷，M：ホトマルの増幅率，q：ホトマル光電陰極の量子効率，k：比例係数

上式に基づいて，ホトマル電流I_{PM}から電子数n_eを求めるには，それ以外のパラメータの値がわかってい



縦軸任意単位，横軸200 ns/div
図3 初期電子用トリガ光波形
Fig. 3. Waveform of trigger light for primary electrons.

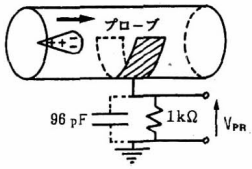


図 4　静電誘導形プローブの測定回路
Fig. 4. Electric circuit of electrostatic probe.

なければならない。本研究では，なだれの電荷量に対しては I_{PM} の大きさから相対的な量を扱う。図 4 は静電誘導形プローブとその測定回路を示している。プローブには厚さ 15 μm の市販アルミはくを用い，幅 10 mm，長さ 50 mm の大きさにして光学測定用窓と同じ位置の外側管壁に張付けた。プローブには放電の進展に伴って発生する空間電荷からの静電誘導によって誘導電荷が生じる。誘導電荷の極性は空間電荷に近い面では異極性，遠い面では同極性である。プローブは抵抗 1 kΩ を通して接地されており，同極性の誘導電荷がプローブから大地へ流れる。抵抗と並列の静電容量 96 pF は，同軸ケーブルおよび測定回路によってつくられる全静電容量である。抵抗端子間電圧 V_{PR} の極性は，放電進展に伴って空間電荷が増加するとき空間電荷の極性と一致する[6]。電圧 V_{PR} から空間電荷量を推定するためには，空間電荷の分布が既知でなければならない。ここでは，V_{PR} の値からの空間電荷量推定は行わず，プローブを通過する空間電荷の極性と通過時間について調べる。

3. 実験結果および考察

図 5 は I_{PM} および V_{PR} の波形を説明するため模式的に示したものである。初期電子が誘導電界の印加で電子なだれを形成しながらトーラスを移動する。電子なだれが測定場所を通過するとき，I_{PM} および V_{PR} の波形には山やこぶが現れる。この電子なだれの最初の通過によって波形に現れる山やこぶを以下では第一ピークと呼ぶ。電子なだれがトーラスを一周した後で，その場所に再び電子なだれや電離フロントが通過するとき I_{PM} と V_{PR} の波形には二つ目の山やこぶが現れる。これを以下では第二ピークと呼ぶ。

〈3・1〉 **電子なだれによる放電進展**　誘導電界の大きさと封入気体の圧力は放電進展に大きく影響する。気圧の設定では，高温プラズマの研究がなされている気圧領域と従来の放電研究が主として行われてきた気圧領域の境界的な部分である 0.1～数 Torr の範囲を選んだ。また，この気圧範囲では電子の平均自由

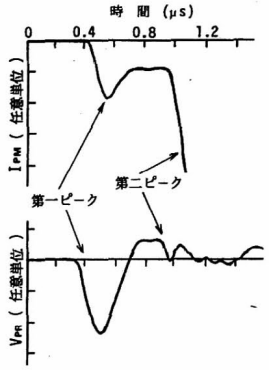
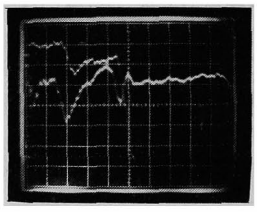


図 5　I_{PM} 波形および V_{PR} 波形
Fig. 5. Waveforms of I_{PM} and V_{PR}.



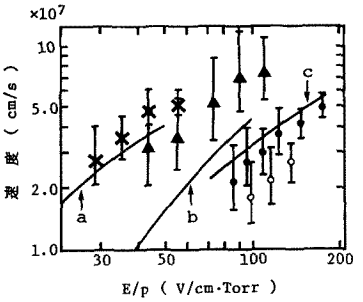
測定場所 No.3(No.1 より 8.6 cm)
上：I_{PM} (500 μA/div, 200 ns/div)
下：V_{PR} (3 V/div, 200 ns/div)

図 6　I_{PM} および V_{PR} の代表的オシログラム
Fig. 6. The typical oscillograms of I_{PM} and V_{PR}.

行程はトーラスの小半径よりも小さく，かつ本実験装置が誘起できる誘導電界値内で放電の再現性が良い。図 6 は N_2 0.8 Torr における I_{PM} および V_{PR} のオシログラムの代表的な一例である。この波形は初期電子供給の場所 No. 1 から約 8.6 cm の距離にある No. 3 で測定されたものである。各測定場所における二つの波形には，初期電子なだれの最初の通過による第一ピークおよびなだれ一周後の放電進展による第二ピークが現れた。ホトマル電流 I_{PM} の第一ピークはプローブ電圧 V_{PR} のそれよりも 80 ns 程度遅れている。この遅れの大部分は励起分子の寿命(約 36 ns)とホトマル内の電子走行時間(約 24 ns)によるものである[7][8]。この時間差を考慮に入れると各場所における二つの第一ピークは時間的にそれぞれよく対応している。I_{PM} の第一ピークは距離の増加と共に時間的遅れを増すことから発光体の移動がわかる。その移動は V_{PR} の極性が負であること，そして後述する速度の大きさから電子群の移動と考えられる。また V_{PR} において第一ピークの後で第二ピークが現れるまでの間，極性が一度正となることから，電子群の後方には正イオンが多く

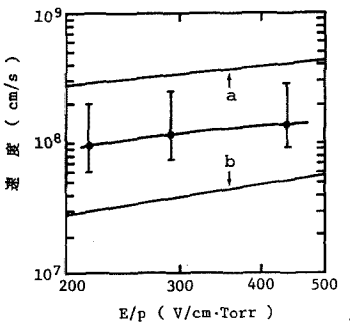
存在していることがわかる。第一ピークは半値幅160～200 nsの単一パルス状であることから電子群はクラスタ状のなだれを形成しているものと考えられる。図6の条件では測定場所No.2(No.1より4.3 cm)とNo.4(No.1より13 cm)におけるV_{PR}の第一ピークの時間差は約200 nsであり，これから電子なだれの平均的速度は約4×10^7 cm/sと計算される。またパルス幅と移動速度の積から，電子なだれは6～8 cmの広がりをもつと推定される。電子なだれはほぼ一定の速度でトーラスを移動するが，気圧が低い場合，すなわちE/pの値が高くなると移動が進むにつれて速度は次第に大きくなることが確かめられた。例えば，N_2 0.8 Torrでなだれはほぼ一定速度で一周しているが，0.5 Torrでは速度は次第に増大し一周直前で初期速度の約3倍になる。これは，なだれの電荷密度は初めは小さいが進展に伴い電荷の蓄積で増大し，その結果空間電界がなだれ前方などで局部的に強められるためと考えられる。二つの波形I_{PM}およびV_{PR}の第一ピークは，電子なだれの移動と共に次第に大きくなる。このことは，I_{PM}を与える(4)式からなだれの電荷量が次第に増大していることを示している。

誘導電界87 V/cmの印加で，He 1.6～6.3 Torr，H_2 0.8～2.4 Torr，N_2 0.4～1.2 TorrそしてSF_6 0.2～0.4 Torrの気圧範囲で電子なだれが発生し，それがトーラスを移動してゆく過程をI_{PM}およびV_{PR}から調べることができた。これらの範囲よりも高い気圧では電子なだれは発生しないか，発生しても途中で消滅した。また，それよりも低い気圧範囲では放電の進展は急速過ぎたり，放電開始の場所や進展方向が一定しないものとなった。図7と図8は電子なだれの速度がほぼ一定とみなせる区間No.2からNo.4までの平均速度v_0をE/pの関数で表したものである。また，過去の研究者たちによる電極間で発生する電界を用いた場合の実験式から求めた電子の移動速度v_eも比較のために載せた[9]~[13]。前述したHe中でのなだれの発生が他の気体中よりも高い気圧範囲にあることは，He中の電離係数α/pがE/p=100 V/cm·Torr以下で他の気体よりも大きな値をとることに関係していると思われる。HeとN₂では，v_0の値はv_eと20%以内でよく一致しているが，H_2中では両者に違いがみられる。電子なだれの速度v_0が電子の移動速度v_eと異なる原因として，空間電荷による電界ひずみの影響，縦方向拡散速度の増大，光電離作用などが挙げられる。このうち，空間電界ひずみについてはNo.4までの初期段階ではN_2の計算機シミュレーションの結果からホトマル電流I_{PM}=200～500 μA程度ではたかだか10^6/cm³程度の電荷密度であり，空間電界ひずみの影響は無視できる[2][4]。また，縦方向の拡散速度については，例えばE/p=80 V/cm·TorrではH_2中の電子の特性エネルギーは4～5 eV[14]であり，これから計算される拡散速度はv_eの1/10以下である。光電離作用は純粋なガス中では電離係数に換算して数%の増大に過ぎないが，高いE/pでは放電進展に対して重要な働きをすることが報告されている[15]。以上のことから，光電離作用などの影響によると考えられるわずかな相違があるものの，測定値のばらつきや10%程度は存在する測定誤差などを考慮に入れると，v_0とv_eはほぼ一致しているとみなすことができる。窒素を用いて誘導電界の大きさを変える実験も行った。



×：He，▲：H_2，●：N_2以上　E_0=87 V/cm
○：N_2　E_0=69 V/cm
電子の移動速度　曲線a：He, Phelpsら(1960)，曲線b：H_2, Heylen(1960)，曲線c：N_2 Reininghaus(1974)

図7　電子なだれの平均速度
Fig. 7. Average velocity of electron avalanche.



曲線a：Gibertら(1983)，
曲線b：Shirshakら(1988)

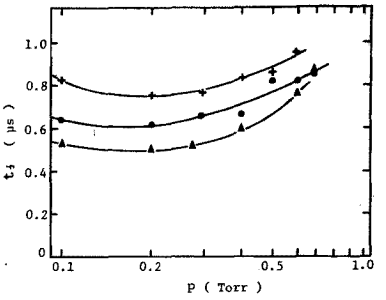
図8　SF_6中の電子なだれの平均速度および電子の移動速度
Fig. 8. Average velocity of electron avalanche and drift velocity of electrons in SF_6.

図7において誘導電界値が87 V/cmの場合と69 V/cmの場合とでv_0の平均値に30%程度の違いがあるが，これもばらつきの範囲内にあり両者はほぼ等しいとみることができる。

図8はSF_6中の電子なだれの移動速度v_0である。電気的負性ガスであるSF_6中では，87 V/cmの電界印加でなだれが発生する気圧は低く，その範囲も0.2～0.4 Torrと非常に狭い。測定されたv_0の値はE/p=220～440 V/cm·Torrにおいて$0.95\sim1.1\times10^8$ cm/sであった。SF_6の放電係数は測定者によってばらつきがあるが，Gibertら[12]とShirshakら[13]の実験式による値と比較すると，ここで得られたv_0は電子の移動速度として報告されている値の範囲内にあると言える。

〈3·2〉 トーラス全体に及ぶ放電進展　電離によって電子が単位時間内に発生する数が，拡散などによって失われる数よりも大きいとき，電荷は増大し電子なだれは成長する。E/pが高い場合，なだれは進展と共に空間電荷の蓄積による電界ひずみなどで進展速度を増す。一周近く(No. 8)では，なだれによって初めに残された正イオンと一周近くまで進んできたなだれの頭部に存在する電子との間で，空間電界が更に強められ，電子なだれはそこで急速に成長進展する。なだれ一周後の放電進展を示す第二ピークでは場所による時間差が非常に小さい。このことから導かれる発光フロントの非常に速い移動は，次のように考えられる。この段階では，トーラス内には初期なだれによってとり残された正イオンが存在しており，また原子や分子はなだれの通過でエネルギーがより高い状態になっている。更に，電子なだれの一周でトーラス内の空間電荷は広がりをもった分布を形成しており，明確ななだれ形状は消えてゆく[4]。このような放電進展の起こりやすい状態と空間電荷の広がりによって，第二ピークに対応する発光フロントは非常に速い速度で移動する。電子なだれのトーラス周回によって全体的な放電が形成され，トーラス内は次第に均一なプラズマ状態に近づく。初期電子供給からトーラス内がプラズマ状態となるまでの時間を調べるために，放電管にロゴスキーコイルを巻付けトロイダル放電電流の測定を行った。初期電子供給からトロイダル電流が急激に立上り約100 Aの値になるまでの時間をここでは放電遅れと呼びt_fで表す。図9はE_0=92 V/cmにおけるHe，H_2およびN_2のt_fと気圧pの関係である。図9に示された測定値は5回の実験で得られたt_fの平均値である。

放電遅れt_fとpの関係はV形の曲線となり，p



+：He，▲：H_2，●：N_2　E_0=92 V/cm

図9　放電遅れt_fと気圧pの関係

Fig. 9. Time lag t_f plotted against pressure p.

=0.2～0.3 Torrでt_fは最小となった。気圧pを上げることは電子の分子，原子への衝突確率を高めることであるが，その反面平均自由行程を小さくし，電子の平均エネルギーは減少する。この放電進展に与える相反する二つの効果でV形曲線の左側では前者が，右側では後者が優勢的に作用している。誘導電界を大きくすると曲線の最小値は，より高い気圧でより小さい値を取る。例えば誘導電界153 V/cmの場合，Heでは0.4 Torrで0.60 μs，H_2では0.4 Torrで0.48 μs，N_2では0.2 Torrで0.52 μsがt_fの最小値であった。電界を上げるとt_fがより高い気圧で最小値をもつことは，気圧上昇すなわち平均自由行程が小さくなったことによる電子の平均エネルギーの減少は電界の増大によって補われることを示している。単原子分子で高い電離電圧(24.5 eV)をもつHeは，使用した気体のなかでは明らかに最も大きなt_fを示した。また，なだれの進展速度の大きいH_2では，t_fが小さいという結果も得られた。放電遅れt_fと初期電子なだれがトーラスを一周するに要する時間との数値的関係は，t_fの小さい気圧領域で，N_2やH_2では約1.5～2倍，Heでは約3倍程度の値である。

4. むすび

初期電子供給およびトロイダル誘導電界の印加を行い，He，H_2，N_2およびSF_6中のトーラスにおける放電進展を調べた。実験ではホトマルを用いた光学的測定に加え，静電誘導を応用したプローブを使って移動する空間電荷の極性と通過時間を電気的に測定した。その結果，初期電子はなだれを形成しながらトーラスを移動していることが電気的測定からも確かめられた。電子なだれの速度は電子の移動速度と測定値のばらつきの範囲内で一致していた。トーラスにおける

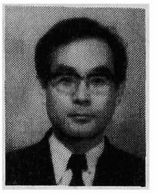
放電進展は初め電子なだれの移動によって起こるが，トーラス一周以降では空間電荷の広がりのため，なだれ形状は消えて全体的な放電が形成される。初期電子供給からトーラスの最終的な放電が得られるまでの放電遅れが調べられた。放電遅れが小さい気圧領域では，遅れ時間はおおよその値として初期電子なだれがトーラスを一周するのに要する時間の1.5～3倍程度であった。

終りに，本研究の遂行にあたり有益な助言をしていただいた本学工学部杉田慶一郎教授ならびに島田孟助教授に心から感謝いたします。また，本実験の一部を手伝っていただいた本学大学院修了の山上雅史君〔現，リコー光学(株)〕，学部卒業の安達裕治君〔現，東北電力(株)〕に感謝します。

(平成2年8月13日受付，同2年11月22日再受付)

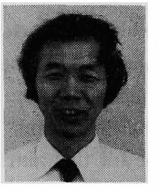
文　献

(1) 例えば，R. Papoular：*Nucl. Fusion*, **16**, 37(1976)
(2) T. Fujiwara, et al.: *J. Phys. D: Appl.* Phys., **16**, 1217 (1983)
(3) T. Fujiwara & K. Sugita: *ibid.*, **22**, 103 (1989)
(4) T. Fujiwara, et al.: *ibid.*, **18**, 1101 (1985)
(5) H. Raether: Electron Avalanches and Breakdown in Gases, p.40(1964) Butterworths, London
(6) 上之園，他：電学論A, **102**, 235(昭57)
(7) K. H. Wagner: *Z. Naturforschung*, **19a**, 716(1964)
(8) 浜松ホトニクス：光電子増倍管と関連製品，p.31
(9) A. V. Phelps, et al.: *Phys. Rev.*, **117**, 470(1960)
(10) A. E. D. Heylen: *Proc. Phys. Soc.*, **76**, 779(1960)
(11) W. Reininghaus: *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **6**, 982(1973)
(12) A. Gibert, et al.: *ibid.*, **16**, 1493(1983)
(13) K. Shirshak. et al.: *J. Appl. Phys.*, **63**, 1355(1988)
(14) S. C. Brown: Basic Data of Plasma Physics, p.100(1966) MIT Press
(15) 例えば，J. Koppitz: *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **6**, 1494(1973)



藤原民也（正員）

昭和22年4月17日生。48年3月東北大学大学院工学研究科修了。同年4月一関工業高等専門学校助手。50年4月岩手大学工学部電気工学科助手，57年1月同講師，平成元年3月同助教授，現在に至る。工学博士。主として，電気光学効果を用いた電界計測および気体放電に関する研究に従事。62年3月～63年3月MIT客員研究員。日本物理学会，応用物理学会，低温工学会会員。



山田　弘（正員）

昭和22年7月27日生。54年3月北海道大学大学院工学研究科博士課程満了。同年5月岩手大学工学部電気工学科助手，57年同講師，58年同助教授。59年4月～61年3月MIT客員研究員。現在に至る。工学博士。日本物理学会，静電気学会，低温工学会会員。