低圧水銀-アルゴン・アフタグロウにおける プローブ特性と両極性拡散係数の測定

正員 山 根 幹 也 (電通大)

非会員 名 取 乾 治 (電通大)

非会員 石 田 信 之 (電通大)

Measurements of Probe Characteristics and Ambipolar Diffusion Coefficient in Low Pressure Hg-Ar Afterglows

Mikiya Yamane, Member, Kenji Natori, Non-member, Nobuyuki Ishida, Non-member (University of Electro-Communications)

Time-resolved Langmuir probe technique has been applied to the afterglow of pulsed discharge in low pressure Hg-Ar mixtures. The basic procedure consists in applying a ramp voltage, with a rise time of the order of a few minutes, to the probe and sampling with a 2-channel boxcar integrator the probe current and the probe voltage at specified times during the afterglow. The probe current & voltage characteristics during the most portion of time of the afterglow exhibit normal curves for the positive ion saturation region, transition region and the electron saturation region, giving quite reasonable results of electron temperatures, plasma densities and space potentials respectively. From the logarithmic plotting of the plasma density against time we have obtained the ambipolar diffusion coefficient $D_{ap}=350 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Torr}$, in good agreement with calculated value $D_{ap}=360 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Torr}$, which is derived using Chanin's atomic mercury ion mobility in argon.

An unexpected result is that the probe characteristics just after the cut-off of the pulsed discharge (within 100 μs after the ionizing field is removed) demonstrate the presence of high energy electrons. These are assigned to the acceleration by the field that possibly occurs between the plasma and the wall of the discharge tube.

キーワード：水銀-アルゴン混合気体，アフタグロウ，時間分解プローブ測定，両極性拡散係数

1. ま え が き

パルス放電アフタグロウから放出される放射を時間分解分光し，記録したスペクトル線の減衰曲線からイオン-分子反応の速度係数，両極性拡散係数などを求めてきたが⁽¹⁾⁽²⁾，この時間分解測定の手法をプローブ測定に適用してプラズマの密度，電子温度，プラズマ電位の時間的変化の測定を試みた。

変動するプラズマの電子密度，電子温度などのプラズマ物理量の測定にしばしばダブルプローブが用いら

れている。しかしシングルプローブを用いると，プラズマ電位，電子のエネルギー分布などを含むより多くの情報が得られる利点がある。この変動プラズマに対するシングルプローブ測定法を下記のように分類することができる。

(1) point by point 法 変動プラズマの特定位相(時刻)においてパルス電圧をプローブに加え，プローブ電圧，プローブ電流を読取る。逐次このパルス電圧を変えてその位相におけるプローブ特性曲線を得る測定法⁽³⁾⁽⁴⁾，またはプローブに一定の直流電圧を加

えて周期的に変動するプラズマの1周期の電流波形、電圧波形を記録し、逐次直流電圧を変えて測定を反復する方法もある⁽⁶⁾。

(2) 電圧掃引法 (sweep 法) 高速の鋸歯状波のパルス電圧をプローブに加えて電流-電圧特性を記録する方法⁽⁶⁾⁽⁷⁾、あるいは低速の ramp (傾斜) 電圧を印加する方法、すなわちプラズマの変動速度に比べてはるかにゆっくり上昇 (低下) する電圧を印加し、この電圧の各点でプローブ電圧、プローブ電流を繰返しサンプリングすることによりプローブ特性を記録する方法がある⁽⁸⁾。

本論文は、この最後に述べた低速 ramp 電圧掃引法を Hg-Ar ランプのパルス放電に適用し、アフタグローの各時刻におけるプローブ特性の測定結果について報告する。主として意図するところはプラズマ密度、電子温度の測定、両極性拡散係数の決定であって、このため電流を微分して電子エネルギー分布を決定するようなところまでは立ち入っていない。

2. 時間分解プローブ測定装置と測定方法

図1は時間分解プローブ特性を測定する実験装置の構成図である。パルス放電プラズマを発生させるパルス電源、熱陰極アルゴン-水銀放電管、放電管のプロ

図1 実験装置の構成図
Fig. 1. Block diagram of apparatus.

ード電圧回路としての ramp (傾斜) 電圧発生回路、およびプローブ電圧、プローブ電流を時間分解して測定するボックスカーインテグレータ、X-Y 記録計から構成されている。放電管は殺菌ランプ GL-6 (石英管外径 15 mm, 内径 13 mm, 電極間距離 150 mm) と同じ大きさの軟質ガラス放電管で、1 mm×0.4 mm 中のプローブが設置されている。水銀-3 Torr アルゴン、水銀-6 Torr アルゴンの2種類の放電管を用いている。封入圧がやや高いのは再結合放射の実験⁽¹⁾⁽²⁾に対比できる相補的データの取得を意図しているからである。このためシース内におけるプローブ流入電子 (イオン) の衝突は無視できないが、〈3・3〉、〈3・4〉節でその影響について言及する。

放電管にパルス電圧が印加されているときの陽極は接地 (パルス電源の⊕側出力が接地)、陰極には⊖電圧が加わるので点灯中のプラズマ電位は⊖の状態にある。アフタグローの期間では陰極は陽極と同電位にあり、またプラズマ電位もほぼ接地電位にある。プローブ電圧回路としての ramp 電圧発生回路はこのプラズマ電位近傍の電圧範囲を掃引しなければならないが、図2の積分回路がこの要求を満たす。この回路は電力用 OP アンプ PA 12 A (Apex 社製品) を使い、ツェナーダイオード HZ-4 (ツェナー電圧 $V_z=4$ V), HZ-5 ($V_z=5$ V), HZ-6 ($V_z=6$ V) による差動入力電圧を積分して出力するもっとも一般的な積分回路である。 $E_1=17$ V, $E_2=17$ V としたときの出力電圧 E_{OUT} を図3に例示した。曲線 (A), (B), (C), (D) は入力回路の可変抵抗 200 kΩ の値を変えたときの出力で、 $E_{OUT}=3\sim30$ V の間、直線的に増加している。更にこの回路は電源 E_1, E_2 の接点で抵抗 R_1, R_2 を介して接地されているので、プローブは接地電位に対してほぼ $-E_2+E_{OUT}$ の電位にある。例示の $E_{OUT}=3$ V のときは接地電位に対して、-14 V, また $E_{OUT}=30$ V のときは接地電位に対して 13 V の電位にあり、この間を直線的に変化させることができる。このプローブ電圧は 4.3 MΩ と 47 kΩ で分割されて、ボックスカ

図2 RAMP 電圧発生回路
Fig. 2. Circuit for probe driving ramp voltage.

図 3 RAMP 電圧回路出力
Fig. 3. Output of ramp voltage generator.

ーインテグレータ〔エヌエフ回路設計製、本体：BX-531、サンプリングユニット：2×BP-10(入力インピーダンス $1\text{ M}\Omega$)〕に入力して記録計の X 軸を掃引する。プローブ電流は ramp 電圧電源を通して R_1, R_2 から接地へ流出し、 R_2 の電圧降下がボックスカーインテグレータに入力して記録計の Y 軸を駆動する。この電流測定用抵抗は $R_1 + R_2 = 300\ \Omega \sim 10\text{ k}\Omega$ の間で、測定する電流に対応して選択している。また $R_2/R_1 \approx 1/100$ にして、ボックスカーインテグレータの最大入力 10 V を超えないようにしている。

以下の実験ではパルス幅 $T_{\text{ON}} = 100\ \mu\text{s}$ 、パルス間隔 $T_{\text{OFF}} = 1,000\ \mu\text{s}$ のパルス放電の特定位相におけるプローブ電圧、プローブ電流を同時にサンプリングしてプローブ特性を取得している。サンプリングパルス幅は $1\ \mu\text{s}$ に設定し、サンプリング回数は 2^8 回 ($1.1\text{ ms} \times 256 = 281.6\text{ ms}$) である。

上記のように、測定対象のアフタグロウのプラズマは接地電位にあり、一方プローブ電圧もサンプリング期間中はほぼ一定に保持されているので、プラズマ-プローブ間電圧（シース電圧）は一定とみなすことができ、応答時間に関する問題はほとんどない。

3. 時間分解プローブ測定

プローブ特性の測定に先立ち放電管をパルス幅 $T_{\text{ON}} = 100\ \mu\text{s}$ 、パルス間隔 $T_{\text{OFF}} = 1,000\ \mu\text{s}$ の条件下でパルス放電を行ったときの放電特性を示す。封入圧が高く、緩和時間は短いので、 $T_{\text{OFF}} = 1,000\ \mu\text{s}$ はアフタグロウについて十分な情報を与え得る時間である。図 4 は水銀-3 Torr アルゴン管の放電電圧、放電電流の波形、図 5 は水銀-6 Torr アルゴン管の放電電圧、電流

(a) 上：電圧
(50 V/div, 200 μs /div)
下：電流
(0.5 A/div, 200 μs /div)
(b) 上：電圧
(50 V/div, 20 μs /div)
下：電流
(0.5 A/div, 20 μs /div)

図 4 水銀-3 Torr アルゴン管の放電電圧、放電電流波形

Fig. 4. Voltage and current waveforms of Hg-3 Torr Ar lamp.

(a) 上：電圧
(50 V/div, 200 μs /div)
下：電流
(0.5 A/div, 200 μs /div)
(b) 上：電圧
(50 V/div, 20 μs /div)
下：電流
(0.5 A/div, 20 μs /div)

図 5 水銀-6 Torr アルゴン管の放電電圧、放電電流波形

Fig. 5. Voltage and current waveforms of Hg-6 Torr Ar lamp.

の波形を示す。両図とも (a) 図は 2 周期にわたる波形、(b) 図は時間軸を拡大したパルス印加時の波形である。放電管の陽極はパルス電源出力回路の MOS-FET 2 SK 384 のソースに接続され、常時接地電位にある。一方、陰極はパルス放電の期間は負の電位にあり、アフタグロウの期間は陽極と同電位、すなわち接地電位になる。アフタグロウのプラズマ（空間）電位はほぼ接地電位にある。

〈3・1〉 イオン電流領域 図 6 は水銀-3 Torr アルゴン管で陽極から 2.5 cm の位置に設置されたプローブに負の電圧を加えたときのイオン電流のプローブ特性である。サンプリングの時刻はパルス放電終了後 $60, 100, 150, 200, 300, 400, 600, 800, 1,000\ \mu\text{s}$ である。サンプリングパルス幅は $1\ \mu\text{s}$ 、サンプリング回数は 2^8 回の条件でプローブ電圧、プローブ電流を取込んでいる。飽和イオン電流値はサンプリング時刻が遅くなるほど小さくなり、ほぼ予想どおりの結果を与えているが、 $60\ \mu\text{s}$ におけるプローブ電流は飽和特

図 6 飽和イオン電流領域のプロブ特性
Fig. 6. Probe characteristics in the region of saturation ion current.

図 7 高エネルギー電子が流入する飽和イオン電流領域のプロブ特性
Fig. 7. Probe characteristics in the region of saturation ion current, showing the presence of high energy electrons.

性を示していないのが注目される。更に細かく観察すると 100 μ s, 150 μ s の曲線もやや急こう配で交差しており、プロブ流入電流は飽和イオン電流だけではないことを示している。200 μ s 以降の曲線においてようやく飽和イオン電流特性が示されているようである。

図 7 は陽極から 2.5 cm の位置に設置されたプロブで取得したアフタグロー 5~200 μ s 時のプロブ電流-電圧特性である。200 μ s 時と 100 μ s 時の曲線は前図の曲線と同じであるが、数十 μ s 以下のアフタグロー初期では $\sim$ 20 V 以下の低電圧領域で飽和イオン電流が現れている。そして、プロブ電圧がこの電圧を超えて高くなるとプロブ電流はかなりのこう配で増加し始め、高エネルギーの電子が流入していることを示している。更にプロブ電圧が高くなり、 $\sim$ 1.5 V になると各特性曲線は重畳し、ほとんど垂直に電流は増加している。このような折れ曲がりをもつ特性曲線は二電子温度プラズマを示唆している。なぜアフタグロー初期のプラズマは高エネルギー電子を含む 2

図 8 飽和イオン電流領域のプロブ特性
Fig. 8. Probe characteristics in the region of saturation ion current.

図 9 高エネルギー電子が流入する飽和イオン電流領域のプロブ特性
Fig. 9. Probe characteristics in the region of saturation ion current, showing the presence of high energy electrons.

電子温度プラズマであるか、については第 4 章の考察において検討を加える。

このようなアフタグロー初期のプロブ特性曲線はパルス放電では一般的に観測される現象であろうか。水銀-6 Torr アルゴン放電管を用いて飽和イオン電流領域について追試実験を行った。この測定結果を図 8, 図 9 に示す。図 8 はパルス放電オフ後 100, 150, 200, 300, 400, 600, 800, 1,000 μ s 時の特性曲線で、一般的な飽和イオン電流特性を示している。しかし図 9 では、60 μ s 以内のアフタグロー初期の曲線は $\sim$ 17 $\sim$ 0 V の電圧領域で異常なこう配を示しており、電子エネルギー分布の tail を形成する高エネルギー電子の存在を示唆している。この電子エネルギー tail は

パルス電圧のオフ後、時間が経過するに従って減少し、 $100\ \mu\text{s}$ では消滅している。

〈3・2〉 電子電流領域 プローブ印加電圧を高めて電子が流入する領域のプローブ特性を測定した。図10、図11は水銀-3 Torr アルゴン管、水銀-6 Torr アルゴン管の測定結果である。アフタグローの電子電流領域のプローブ測定はプラズマに擾乱を与えるが⁽⁹⁾、本実験ではプローブを極力小さくして ($1\text{ mm} \times 0.4\text{ mm}$) 観測できるような放電の変動は起こらないよう押さえた。図では、過渡電流領域と飽和電子電流領域の境界の折れ曲がりを明確に認めることはできないが、曲線を片対数プロットすることによりはつきり示されるようになるのは後記するところである。電流の二次微分が負の領域、すなわち測定した特性曲線において上に凸の領域が飽和電子電流領域であり、また上に凹の電流立上りの領域が過渡領域であるから、図は

図10 過渡領域、飽和電子電流領域のプローブ特性

Fig. 10. Probe characteristics in the regions of transition and saturation electron current.

図11 過渡領域、飽和電子電流領域のプローブ特性

Fig. 11. Probe characteristics in the regions of transition and saturation electron current.

流入電子電流の全貌を示している、と考えてよい。図10において $50 \sim 1,000\ \mu\text{s}$ 時の曲線群、図11においては $100 \sim 1,000\ \mu\text{s}$ 時の曲線群はほぼ同じプローブ電圧で立ち上がり、また飽和電流値は時間の経過と共に小さくなり、予想どおりの結果を与えている。図10の $-2\ \mu\text{s}$ 時の曲線はパルス放電を遮断する前 $2\ \mu\text{s}$ の特性曲線、すなわちパルス電圧印加時の特性曲線で他の曲線群に比べて $\ominus$ の方向に約 $23\ \text{V}$ ずれているのがわかる (電圧軸の目盛は図の上に記す)。この二つの状

図12 座標軸の目盛を変えて記録した3枚のプローブ特性図

Fig. 12. Three diagrams of the probe characteristics recorded on different scales of the current and voltage coordinates.

態間の移行はパルス電圧遮断後 $\sim 5\mu\text{s}$ 以内で行われることを確認している。なお実測のプロープ特性曲線から片対数表示 $\log I_p - V_p$ の関係を再プロットするには電流軸、電圧軸の尺度を拡大した特性曲線を取得し、より正確なデータを知る必要がある。図12(a)～(c)は、電流測定抵抗 R_1, R_2 を順次取替え(図1参照)、水銀-6 Torr アルゴン管で測定した一連の特性曲線であって、各時刻における曲線の相互関係、電流が増加する程度などの詳細を観察することができ、各曲線から正確なデータを读取することができる。

かくして、取得したこれらの曲線を片対数表示すると、図13、図14に示す典型的なプロープ特性が得ら

図13 水銀-3 Torr アルゴン・アフタグロウのプロープ電流-電圧特性

Fig.13. Semi-logarithmic plot of probe characteristics for Hg-3 Torr Ar afterglow.

図14 水銀-6 Torr アルゴン・アフタグロウのプロープ電流-電圧特性

Fig.14. Semi-logarithmic plot of probe characteristics for Hg-6 Torr Ar afterglow.

れる。なお電子電流はプロープ電流を次式で補正してプロットしている。

$$I_e = I_p + I_i \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで I_e : 電子電流, I_p : プロープ電流, I_i : イオン電流 (飽和イオン電流領域の電流を過渡電流領域まで直線的に延長し、各電圧におけるイオン電流とした)

両図ともアフタグロウの時間経過と共に直線部のこう配は急になり (電子温度は低くなり)、電子電流は小さくなる (プラズマ密度は減少する) のを認めることができる。プラズマの空間電位 V_s は図13では $\sim 3.0\text{ V}$ 、図14では $\sim 0.9\text{ V}$ にある。

<3> 電子温度 水銀-3 Torr アルゴン管、水銀-6 Torr アルゴン管について測定した一次データを示したが、以下低圧放電管の代表として前者 3 Torr アルゴン管のデータを整理して、若干のプラズマ物理量を求める。

さて、放電管内のプラズマ密度分布は零次のベッセル関数と仮定すると、 $1\text{ mm} \times 0.4\text{ mm}$ 中の円柱型プロープに流入する電子電流 I_e は、先端断面に流入電流と円柱側面に流入する電流の和として、次式で表すことができる。

$$I_e = \frac{1}{4} e \bar{c} n_0 (A_1 + A_2) \exp \left\{ -\frac{e(V_s - V)}{kT_e} \right\} \\ = I_{e0} \exp \left\{ -\frac{e(V_s - V)}{kT_e} \right\} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ただし、

$$n_0 A_1 = \pi r_0^2 n_0 J_0 \left(\frac{2.4}{R} r_1 \right) \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$n_0 A_2 = \int_{r_1}^{r_1+L} \left\{ 2\pi r n_0 J_0 \left(\frac{2.4}{R} r \right) \right\} dr \quad \dots\dots\dots (4)$$

ただし、 e : 電子電荷, $\bar{c}$: 電子の平均速度, n_0 : 電子の軸上密度, k : ボルツマン定数, T_e : 電子温度, V_s : プラズマの空間電位 ($\sim 3.0\text{ V}$), V : プロープ電圧, I_{e0} : 飽和電子電流, r_0 : プロープ半径 (0.2 mm), L : プロープの長さ (1 mm), r_1 : 放電管軸からプロープ先端までの距離 (1 mm), R : 放電管内半径 (6.5 mm)

(2) 式の対数をとると

$$\log I_e = -\frac{e}{kT_e} (V_s - V) + \log I_{e0} \quad \dots\dots\dots (5)$$

となり、 $\log I_e - V$ 特性のこう配から電子温度を求めることができる。こうして得られた電子温度をアフタグロウの経過時間の関数として図15(a), (b)に示す。

電子温度はパルス放電をオフした直後の 15,000 K から 50 μs 経過後の約 3,000 K までは急速に、以降はきわめて緩やかに低下している。この電子温度は主として電子とアルゴン原子の弾性衝突により低下している。電子温度の低下を妨げる要因として電子と水銀準安定原子 (6^3P_2) との間の超弾性衝突による電子の加熱が論じられている⁽⁹⁾。著者らの場合、この衝突に関与する準安定原子の密度の実測値をもっていないが、共鳴線 2,537 Å 線を放出する共鳴原子 (6^3P_1) との間で熱平衡状態が保たれていると考え、準安定原子 (6^3P_2) の密度を推定することができる。 6^3P_2 と 6^3P_1 が平衡状態にあれば同じ速度で減衰するが、すでに 6^3P_1 の密度の指針となる 2,537 Å 線放射強度は放電終了後、アフタグロー 10 μs で 1/2 に低下し、50 μs 経過して $\sim 1/50$ に低下していることがわかっている⁽¹⁰⁾。また、放電プラズマ中の準安定原子 6^3P_2 の密度は放電電流に対して飽和する傾向にあり、飽和値は水銀-3.5 Torr アルゴン管において $7.6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ であることが知られている⁽¹¹⁾。著者らの放電においてこの数値を用いると、アフタグロー 50 μs で 1/50 に減少して $1.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ となる。一方、弾性衝突に関与する 3 Torr のアルゴン原子密度は $1.1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ で、上記水銀準安定原子密度の 7×10^6 倍である。電子-アルゴン原子間の弾性衝突損失係数 3×10^{-5} を考慮しても、弾性衝突が電子温度を決定する中心的役割を果たしている、と推察することができる。かくして電子温度は次式に従って低下する、と考えて検討を加える。

$$\frac{dT_e}{dt} = -2 \frac{m_e}{M} \nu_{\text{col}} (T_e - T_g) \quad (6)$$

ここで、 m_e : 電子質量、 M : アルゴン原子質量、 T_e : 電子温度、 T_g : 気体温度

そして ν_{col} は

$$\nu_{\text{col}} = \frac{4\pi}{U_e} \int_0^\infty (1/2) m_e v^4 \nu(v) f(v) dv \quad (7)$$

ここで、 U_e : 電子平均エネルギー ($= 3/2 \cdot n_e k T_e$)、 $f(v)$: 電子速度分布、 n_e : 電子密度

で与えられるエネルギー移送に関する平均衝突周波数である。 ν は衝突周波数で、電子速度 v (あるいは電子エネルギー U_e) の関数としてデータが与えられているが、このデータを使って計算するにあたっては速度のべき乗で近似する方法がある⁽¹²⁾。

$$\nu(v) = \nu_0 v^h \quad (8)$$

アルゴンでは $0.5 \text{ eV} < U_e < 10 \text{ eV}$ のエネルギー範囲で $h=3.3$ がよく合うとされているが⁽¹³⁾、しかしべき乗近似の式を Ramsauer 極小値を超えて低エネルギー

一領域まで拡張するには少なくとももう 1 項のべき乗項を付け加える必要がある。以下の計算では、McPherson らのデータ⁽¹⁴⁾を参照して最小二乗法近似で求めた次式を用いる。

$$\nu(v) = 9.0 \times 10^{32} p v^{-3.5} + 5.2 \times 10^{-19} p v^{3.4} \quad (9)$$

ここで、 p は Torr、 v は cm/s の単位で表した圧力および電子速度である。(9) 式を (7) 式に代入して積分を遂行すると

$$\nu_{\text{col}} = 1.3 \times 10^{12} p T_e^{-1.75} + 370 p T_e^{1.7} \quad (10)$$

となる。 T_e には絶対温度 K で表した数値を適用する。(10) 式を (6) 式に代入し、数値計算した結果を図 15(a)、(b) に併記して示した。パルス放電をオフした直後の温度を 15,000 K に設定して計算してあるが、アフタグローの初期に温度は急速に低下し、例えば 50 μs 後には 2,300 K、100 μs 後には 1,600 K になり、漸次緩やかに低下していくのがわかる。

図 15 アフタグローの電子温度

Fig. 15. Variation of electron temperature in the afterglow.

図 16 アフタグロウのプラズマ密度
Fig. 16. Decay of plasma density in the afterglow.

実験結果と比べて、計算による温度のほうがやや速く低下するようである。既に述べたように、アルゴン封入圧は 3 Torr でやや高いが、 $T_e=2,000\text{K}$ ($\bar{v}=3.1 \times 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$) における平均衝突周波数は (10) 式から $\nu_{\text{col}}=4.5 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ 、平均自由行程は $\lambda=0.7 \text{ mm}$ である。プローブの半径 $r_0=0.2 \text{ mm}$ に比べてやや大きい。またシースの厚さの尺度となるデバイ長 l_D は次式で与えられ

$$\frac{1}{l_D^2} = \frac{e^2 n_i}{\epsilon_0 k T_i} + \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 k T_e} \approx \frac{e^2 n_i}{\epsilon_0 k T_i} \quad \text{.....(11)}$$

ここで、 ϵ_0 : 真空の誘電率、 n_i , T_i : イオン密度、イオン温度、 n_e , T_e : 電子密度、電子温度

プラズマ密度 $n=10^{12} \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ のアフタグロウでは (図 16 参照) $l_D=0.0015 \sim 0.0048 \text{ mm}$ となる。 $\lambda \gg l_D$ の条件が成立しているから、シース中の衝突はほとんど問題にならず、図 15 の測定値と計算値の間の若干の不一致を補正することはできない。

〈3・4〉 プラズマ密度 空間電位におけるプローブ電流

$$I_{eo} = e \sqrt{\frac{k T_e}{2 \pi m_e}} n_0 (A_1 + A_2) \quad \text{.....(12)}$$

から放電管軸上のプラズマ密度 n_0 を計算した。計算には電子温度測定値を用いている。プローブから平均自由行程 $\lambda=0.7 \text{ mm}$ 離れた点でプローブ (半径 $r_0=0.2 \text{ mm}$) を見込む立体角と全立体角の比は $\sim 5\%$ であるから、プローブによる shadowing 効果は無視している。図 16 は、こうして求めたプラズマ密度をアフタグロウの経過時間の関数として示した減衰曲線である。室温における 3 Torr アルゴン管のプラズマでは水銀原子イオンがイオンの主体をなしており⁽²⁾、その損失は両極性拡散によるから、プラズマ密度は指数関

図 17 アフタグロウプラズマ密度の
片対数表示
Fig. 17. Semi-logarithmic plot of plasma density in the afterglow.

数的減衰を示す。

$$n_0(t) = n_0(0) \exp\{-(Da/\Lambda^2)t\} \quad \text{.....(13)}$$

ここで、 Da : 両極性拡散係数、 Λ : 拡散長 ($=0.65/2.4 \text{ cm}$)

図 17 は図 16 を片対数グラフにプロットし直した図であるが、プラズマ密度は (13) 式に従って直線的に減衰している。減衰の定数 $630 \mu\text{s}$ から、両極性拡散係数 $Dap=350 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Torr}$ が得られる。別報の再結合放射の減衰から求めた両極性拡散係数は $Dap=300 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Torr}$ であり⁽²⁾、また Chanin らのアルゴン中の水銀イオン移動度⁽¹⁵⁾から求めた数値は $Dap=360 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Torr}$ で、これらの数値は比較的よい一致を示している。

4. 異常プローブ特性についての考察

以上、パルス放電アフタグロウを対象とした時間分解プローブ測定の実験結果を示してきたが、パルス放電では初めて観察され、そして異常な特性と考えられる図 7、図 9 のアフタグロウ初期 ($<100 \mu\text{s}$) のプローブ特性に検討を加える。すなわち、これらの図では飽和イオン電流領域から過渡電流領域にかけて異常なこう配が現れ、高速電子のプローブへの流入が示唆されている。

さて、電子エネルギー分布の tail 部に寄与する高速電子はビーム状プラズマ (beam-like plasma) 中に多量存在する⁽¹⁶⁾といわれており、例えば熱陰極放電管の陰極直前のプローブ測定でもその存在が確かめられている⁽³⁾。陰極降下電圧で加速された電子がプラズマに突入し、そのエネルギーを保持しているのである。

では、このような高速電子がパルス電圧印加時から

図 18 パルス放電の空間電位と管壁電位
Fig. 18. Space and wall potentials at various phases of the pulse discharge.

アフタグローに移行する過渡的過程でなぜ発生するのだろうか、定性的には次のように考えることができる。図 1 の実験装置構成図に示してあるが、放電管の陽極はつねに接地されているので、パルス電圧印加時にはプラズマの空間電位 V_s 、管壁電位 V_w は図 18(a) のようになる。陰極は -50 V (図 4, 図 5) にあり、陰陽極間にわたって V_w は V_s よりやや低めであるが、ほぼ同電位にある。パルス放電をオフすると、数 μs 以内に陰陽極間の電圧は零になり (図 4, 図 5 参照)、従って空間電位 V_s も同じ速さで接地電位になるが、管壁電位 V_w はそれほど速やかに接地電位になるとは限らない。むしろ、(b) 図の電位分布をとると考えられる。管壁電位がプラズマ空間電位に追従できない遅れ時間は、イオンが管壁に流入して管壁電位が上がり、 $V_s \approx V_w$ になるまでの時間であって、軸近傍のプラズマから管壁までイオンが走行するのに要する時間に近いものと思われる。イオンが管壁に流入し、 $V_s \approx V_w$ になったとき、電位分布は (c) 図に移行する。

さて、アフタグローの初期、もし (b) 図のような電位分布が形成されると、管壁近くに存在した電子は放電管の軸に向かって加速され、 $V_s - V_w$ の電位差に相当するエネルギーをもつ高速電子が発生する。本実験で観察された異常プローブ電流はこの高速電子によるものと思われる。

以上は⊖のパルス電圧を陰極に加えたときのアフタグローのプローブ特性について述べてきた。⊕のパル

ス電圧を陽極に加えたときはこのような現象は観測されないと考えられるが、これは本研究の延長線上にある一つの研究課題である。

5. む す び

水銀-3 Torr アルゴン放電管、および水銀-6 Torr アルゴン放電管をパルス放電し、そのアフタグローを対象として時間分解プローブ測定を行い、下記の結論を得た。

(1) 立上り時間が数分の ramp 電圧をプローブに加え、アフタグローの特定時刻におけるプローブ電流、プローブ電圧をサンプリングした。測定曲線はアフタグローの大半の期間で、飽和イオン電流領域、過渡領域、飽和電子電流領域に固有の特性を示した。

(2) アフタグローの各時刻におけるプローブ特性曲線から求めた電子温度の冷却曲線と、衝突周波数の近似式を用いて計算した冷却曲線を比較検討した。

(3) アフタグローの各時刻におけるプローブ特性曲線から求めたプラズマ密度は、指数関数的に減衰する。この減衰曲線から、両極性拡散係数 $D_{ap} = 350\text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Torr}$ を得た。

(4) パルス放電をオフした直後、プローブに高速電子が流入するという異常現象を見だし、この高速電子の発生機構に検討を加えた。

日ごろ貴重な御教示をいただいている名古屋大学 武田 進名誉教授および研究会メンバーの方々に厚く感謝する。研究遂行にあたりいろいろ御援助いただいた日立製作所 松野博光氏、浜本信男氏にも深く感謝する次第である。

(平成 3 年 6 月 24 日受付, 同 3 年 10 月 25 日再受付)

文 献

- (1) 山根: 「低圧水銀-アルゴン・アフタグローの再結合放射」, 電学論 A, **110**, 483 (平 2-8)
- (2) 山根, 他: 「水銀-希ガスアフタグローにおける再結合放射の諸特性」, 同上 A, **111**, 888 (平 3-10)
- (3) J. F. Waymouth: "Pulse Technique for Probe Measurements in Gas Discharges", *J. Appl. Phys.*, **30**, 1404 (1959)
- (4) D. G. Bills, et al.: "Pulsed Probe Measurements", *ibid.*, **33**, 29 (1962)
- (5) A. B. Stewart: "Oscillating Glow Discharge Plasma", *ibid.*, **27**, 911 (1956)
- (6) A. Garscadden, et al.: "Langmuir Probe Measurements in the Presence of Oscillations", *Rev. Sci. Instrum.*, **35**, 912 (1964)
- (7) K. F. Schoenberg: "Pulsed Electrostatic Probes as a Diagnostic for Transient Plasmas", *ibid.*, **49**, 1377 (1978)
- (8) K. Ohe et al.: "Time-Resolved Electron Energy Distribution Function in Time-Varying Weakly Ionized Plasmas", *Japan. J. Appl. Phys.*, **28**, 1997 (1989)
- (9) M. Sugawara et al.: "Electron Density and Temperature Decay in Mercury Afterglows", *Phys. Rev. A*, **2**, 439 (1970)
- (10) 山根, 他: 「パルス放電における低圧水銀-アルゴンプラズ

- マの時間分解分光], 電学論 A, 109, 231 (平元-6)
- (11) C. Kenty : "Production of 2537 Radiation and the Role of Metastable Atoms in an Argon-Mercury Discharge", *J. Appl. Phys.*, **21**, 1309 (1950)
 - (12) J. Polman et al. : "Nonlinear Effects in the Positive Column of a Strongly Modulated Mercury-Rare Gas Discharge", *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **5**, 266 (1972)
 - (13) B. L. Wright, et al. : "Radiation Temperature of a Bounded Nonthermal Plasma. Experiment", *Phys. Fluids*, **14**, 1773 (1971)
 - (14) D. A. McPherson, et al. : "Microwave Transient-Response Measurements of Elastic Momentum-Transfer Collision Frequencies in Argon", *Phys. Rev.*, **13**, A167 (1976)
 - (15) L. M. Chanin et al. : "Mobilities of Mercury Ions in He, Ne and Ar", *ibid.*, **107**, 1219 (1957)
 - (16) M. B. Hopkins, et al. : "Electron Energy Distribution Function Measurements in a Magnetic Multipole Plasma", *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **20**, 838 (1987)

山 根 幹 也 (正員)

昭和 28 年東京大学理学部物理学学科卒業。同年 4 月日立製作所入社。中央研究所に勤務, 主として気体放電, プラズマの研究, およびこの分野に関連する機

器, デバイスの開発に従事。59 年日立製作所中央研究所を退社, アマダメトレクス(株)に常勤顧問, 技師長として入社。60 年電気通信大学短期大学部教授。62 年電気通信大学電気通信学部教授, 現在に至る。工学博士。日本物理学会会員。

名 取 乾 治 (非会員)

昭和 41 年 7 月 30 日生。平成 2 年 3 月電気通信大学電気通信学部卒業。同年 4 月同大学大学院電気通信学研究科博士前期課程入学。現在に至る。

石 田 信 之 (非会員)

昭和 36 年 2 月 27 日生。60 年九州大学理学部中退。63 年電気通信大学勤務。現在に至る。