

# 13.5 MHz 高周波アーク状放電の 臨界電圧に対する 1 MHz 高周波の重畳効果

長 濱 治 男

## Superposed effect of 1 MHz high frequency to the 13.5 MHz arc discharge critical voltages

Haruo NAGAHAMA

Author has studied by this time on the critical voltage  $V_c$  at which the high frequency discharge has abruptly changed from a glow like state to an arc like one. The experimental investigation on the effects of 13.5 MHz high frequency powers superposed on 1 MHz powers with regard to  $V_c$  has already been reported in J. IEE Japan (vol 1. 105A, No. 7, P. 381). This time I will report the results of research on the effect of 1 MHz high frequency powers superposed on 13.5 MHz powers with regard to  $V_c$ .

### 1. ま え が き

高周波放電は、ガスレーザ用プラズマやプラズマ CVD および核融合反応の予備加熱方式として応用範囲が広いにもかかわらず、直流放電ほど放電機構の基礎的研究が十分に行われていない。

円筒状の放電管に高周波発振器の高周波コイルを巻き、方位 ( $\theta$ ) 方向に高周波電界  $E_{1\theta}$ 、管軸 ( $z$ ) 方向に高周波磁界  $B_{1z}$  を加えると、高周波無電極放電が発生する。しかし、電離にともなうイオン電流が小さい間の放電は発光強度の弱いグロー状の放電である。この状態からさらに高周波電圧を上昇させると、ある電圧値で急に発光強度の強いアーク状放電が発生する。<sup>1)</sup> しかし、グロー状からアーク状放電に移行する機構が不明であるため、この移行機構を解明するための研究を行ってきた。この結果、次のことがわかった。<sup>2)</sup>

円筒状のプラズマで管軸と管壁との間に電子密度の差があると、半径方向に電子の拡散速度  $v_{0r}$  が生じる。この  $v_{0r}$  と高周波磁界  $B_{1z}$  との相互作用の結果生ずる電磁力  $-e(v_{0r} \times B_{1z})$  がもともと加っている電気力  $-eE_{1\theta}$  と逆位相でフィードバックされる。その結果、 $E_{1\theta}$  と逆位相の電流が流れ、高周波に対するプラズマの等価コンダクタンスが負になり得る。このため、プラズマ中での電界が増大し、電離が促進されて発光強度の大きなアーク状放電に移行する。このように放電の移行機構として、プラズマのコンダクタンスの負性化の概念を考えている。

また、高周波放電の一応用研究として、1 種類の高周波電圧を単独に印加した場合には、ガス

圧  $p$  を決めるとグロー状放電からアーク状放電へ移行する時の臨界電圧  $V_c$  の値も定まってしまうので、もし周波数の異なる2種類の高周波電圧を同時に重畳して印加した場合、臨界電圧  $V_c$  の値が単独放電の場合とくらべて低くなれば、小さな電力の高周波電源でも電離度の大きなアーク状放電プラズマを生成するのに、実用上有用である。このような考えにもとづき、既存の1 MHz 発振器と56年度学内特別研究費で購入した13.5 MHz 発振器の2台の発振器を用いて、2周波高周波電圧重畳時の臨界電圧  $V_c$  に関する研究を行っている。1 MHz 高周波に13.5 MHz 高周波電圧を重畳した場合の1 MHz 高周波放電の  $V_c$  の測定結果に関する研究は既に電気学会論文誌に掲載された。<sup>3)</sup> 本論文では、今までに報告されていない13.5 MHz 高周波に1 MHz 高周波電圧を重畳した場合の13.5 MHz 高周波放電の  $V_c$  を測定し、 $V_c$  は低下しないことを確かめた。また、半径方向の電子密度分布を測定し、この結果をもとに電子の半径方向速度  $v_{or}$  を計算より求めることから、 $V_c$  が低下しない実験結果を定性的に説明することができたので、これらのことについて報告する。

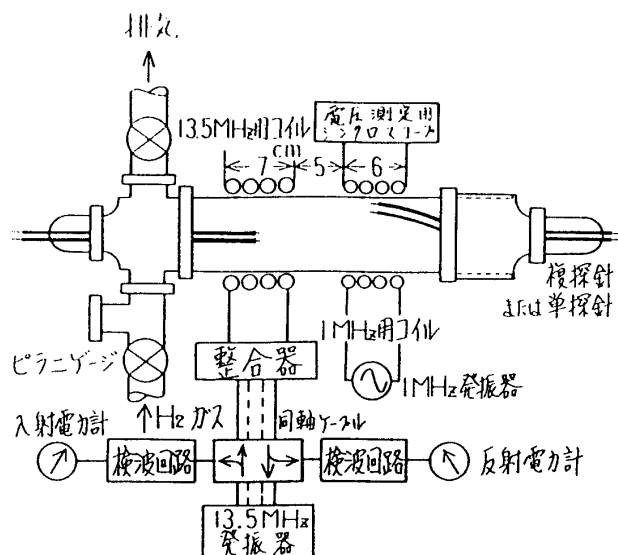


図-1 実験装置

## 2. 実験装置および実験方法

図-1は実験装置の略図である。放電管内径は30 mm, 1 MHz コイルは10回巻き, 13.5 MHz コイルは8回巻きである。2種類の高周波を重畳させた場合の相互の放電への影響を調べるのが目的であるので、両方の放電が放電管の同じ位置で発生することが望ましいが、両コイルを重ねて巻くことは実験上難しいので、図のように隣り合わせて巻いている。13.5 MHz 高周波放電に対する1 MHz 高周波の影響を調べるのであるから、電子密度測定用複探針は13.5 MHz コイルの長さの

中央点付近においている。1 MHz の場合は、放電管に印加されている高周波電圧はコイル両端の電圧を高周波分圧器で分圧した後シンクロスコープで測定している。13.5 MHz の場合には周波数が高いので、通過形電力計の入射電力と反射電力の検波波形をシンクロスコープで測定している。探針の材質は、タングステンで長さ2 mm, 直径0.5 mm $\phi$ である。また、複探針は放電管軸から管壁まで半径方向に可動できる。実験を行う前に放電管全体を $10^{-6}$  Torr 程度に排気した後、 $H_2$  ガスを実験ごとに必要な量だけ入れて放電を行う。重畳放電における臨界電圧  $V_c$  の測定は、どのガス圧においても1 MHz 高周波電圧が一定になるように出力調整して保ち、この状態で13.5 MHz 高周波電力を増していき13.5 MHz のアーク状放電が発生する臨界電圧  $V_c$  を各ガス圧について測定を行う。

### 3. 実験結果

図-2 は、13.5 MHz 高周波に 1 MHz 高周波電圧を重ねさせた場合、13.5 MHz 高周波の臨界電圧  $V_c$  が重ねる 1 MHz 電圧によってどのように変化するかを測定した結果である。13.5 MHz の  $V_c$  は通過形電力計の電力値  $P_c$  を測定し、 $V_c/V_{cs} = (P_c/P_{cs})^{1/2}$  の関係を用いて換算した値をプロットしている。ただし、13.5 MHz 単独放電の場合の最小値  $V_{cs}$  で規格化し、縦軸をとっている。図から明らかなように、どのガス圧領域においても重ねる 1 MHz の高周波電圧を増加させても、13.5 MHz の  $V_c$  の値はほとんど変化なく、重畳効果のないことがわかる。

1 章で述べたように、放電管の管軸と管壁との間に電子密度差があると、半径方向に電子の拡散速度  $v_{or}$  を生じる。この  $v_{or}$  は〈4.2〉節で後述するように、管軸と管壁の電子密度比によって負性コンダクタンスが生じ得る。このため、図-2 のガス圧の大きい領域と小さい領域で電子密度の半径方向分布を測定した。

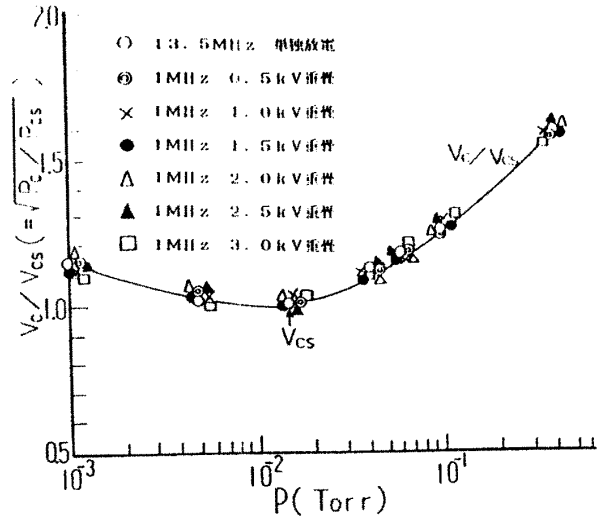


図-2 13.5 MHz の  $V_c$  の測定結果

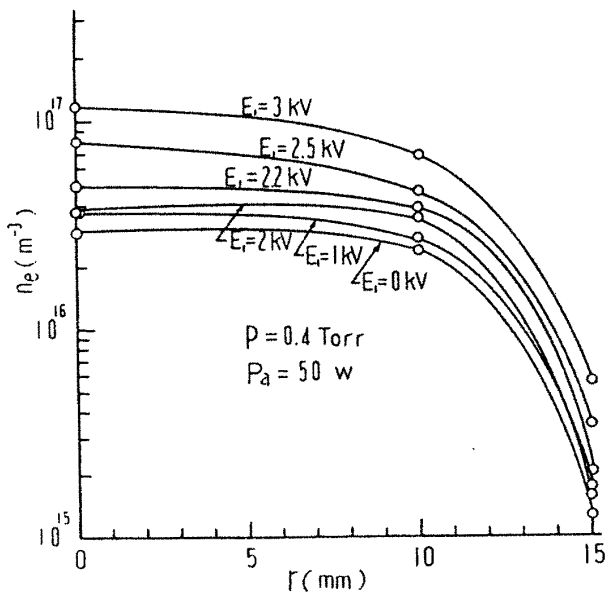


図-3 重ねる 1 MHz 高周波電圧による半径方向電子密度分布 ( $p = 0.4 \text{ Torr}$ )

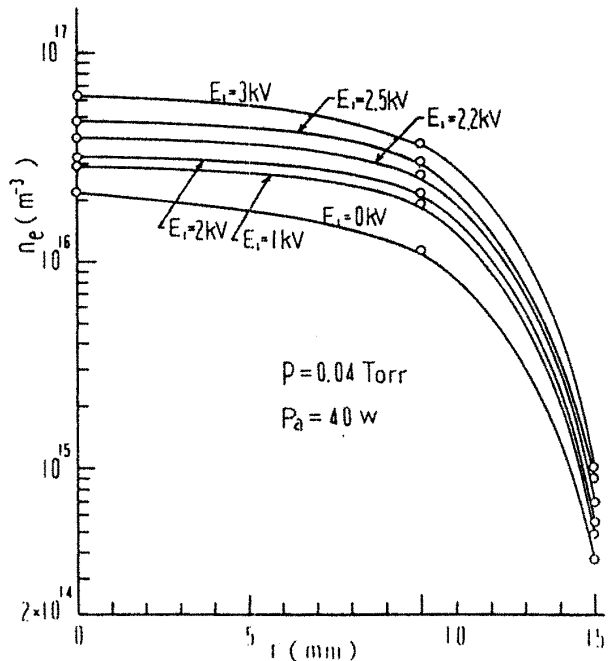


図-4 重ねる 1 MHz 高周波電圧による半径方向電子密度分布 ( $p = 0.04 \text{ Torr}$ )

13.5 MHz 高周波に 1 MHz 高周波電圧を重畳した場合の電子密度の半径方向分布  $n_e$  を測定した結果が図-3, 図-4 である。両方の図とも初めに設定する 13.5 MHz 高周波電力  $P_a$  だけではアーク状放電にはならず, グロー状放電の状態である。重畳する 1 MHz 高周波の電圧を  $E_1$  と

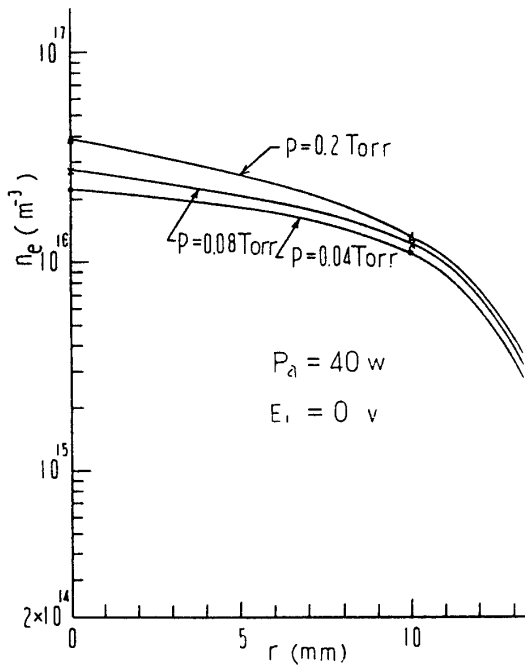


図-5 アーク状放電直前の電子密度分布

すると,  $E_1 = 0$  のグラフが 13.5 MHz 単独のグロー状放電のときの  $n_e$  を表わしている。

図-3 はガス圧の大きい  $p = 0.4 \text{ Torr}$  の場合である。重畳する 1 MHz 高周波電圧  $E_1$  を増加していくと  $n_e$  の値は増加するが, 管軸と管壁の電子密度比はほとんど増加せず,  $E_1 = 3 \text{ kV}$  まで加えても電子密度比はほとんど一定の値である。図-4 はガス圧の小さい  $p = 0.04 \text{ Torr}$  の場合である。この場合にも図-3 と同じように,  $E_1$  を加えていっても電子密度比はほとんど一定である。管軸と管壁の電子密度比は, <4.3> 節の  $v_{or}$  の計算結果を表わす表-1, 表-2 で示されている。

次に図-5 は, アーク状放電直前の電子密度分布で, <4.3> 節で  $v_{or}$  を算出するのに必要であるので測定した結果である。

#### 4. 考 察

##### <4.1> 導電率 $\sigma$ の近似式

1 章で述べたように, グロー状放電からアーク状放電に放電状態が変化するのは, 半径方向の電子密度の差に起因する電子速度  $v_{or}$  が存在するために, 高周波に対するプラズマの導電率の実数部  $\sigma'$  が負になって, プラズマ中で高周波電界が増大して電離が急に進むためと考えられ, 本実験でもアーク状放電の発生する臨界電圧  $V_c$  と  $v_{or}$  の間に密接な関係があることは定性的に明らかである。

プラズマの導電率  $\sigma$  は, 電子の運動方程式

$$m \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + m(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -e\mathbf{E} - e(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nu m \mathbf{v} \dots\dots\dots (1)$$

から求めなければならないが, 既に研究紀要<sup>4)</sup>で求めているので説明の都合上再掲すると,

$$\sigma' = \epsilon_0 \omega_p^2 \cdot \frac{\nu - \frac{v_{or}}{r}}{\omega^2 + \left( \nu + \frac{v_{or}}{r} \right)^2} \dots\dots\dots (2)$$

で表わされる。ただし,  $\nu$  は電子と中性ガス分子との弾性衝突に関する衝突周波数である。

#### 〈4.2〉 半径方向電子速度 $v_{0r}$ の近似式

$v_{0r}$  を理論的に導出するために、今までは両極性拡散の式と連続の式を線形近似で解いた結果を用いてきた。<sup>5)</sup> 実際のプラズマでは、プラズマポテンシャルが管壁付近にシースを形成し、この電位障壁を乗り越えて管壁に到達するのに十分な速度を持った電子だけが存在するが、シース中の電位を乗り越えて両極性拡散するイオンおよび電子の速度をより正確に調べるには非線形問題として取り扱う方が望ましい。<sup>6)</sup> それゆえ、今回は非線形の近似を用いて  $v_{0r}$  の検討を行った。

管壁におけるシースの厚みはデバイ長  $\lambda_D$  の数倍と考えられる<sup>6)</sup> が、図-5 に示したようにアーク状放電直前における管壁表面の電子密度  $n_{0r}$  は、図のガス圧の範囲では  $3.7 \sim 4.8 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$  程度であるから、 $\lambda_D$  を計算すると、

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \kappa T_e}{n_{0r} e^2}} = 0.114 \sim 0.129 \text{ (cm)} \quad \cdots \cdots \cdots (3)$$

が得られる。ただし、探針の長さは 2 mm であるから  $n_{0r}$  の値は  $r = 15 \text{ mm}$  (管壁) と  $r = 13 \text{ mm}$  の間の平均的な値である。また、電子温度  $T_e$  は  $p = 0.04 \text{ Torr}$  において複探針特性から求めた実測値  $1.3 \times 10^5 \text{ K}$  を用いた。実験で使用している放電管の半径は  $r = 1.5 \text{ cm}$  で、探針の長さは 2 mm であるから、実験の精度から考えて半径方向の分割数はせいぜい 10 程度である。それゆえ、管壁の領域幅は 0.15 cm となるので、 $\lambda_D$  の 1.16 ~ 1.32 倍となり、管壁の領域はシースのポテンシャルの領域と考えてよい。

シース内のイオンおよび電子速度を非線形の近似で求めるには、イオンのエネルギー保存式、イオンの連続の式、ポアソンの式を連立させて解けばよいが、非線形方程式になるので円筒座標では簡単に解けない。しかし、 $v_{0r}$  の最も大きい管壁領域を対象にするので、放電管半径の 1/10 の領域幅だけが必要であるので、円筒シースを平面シースで近似すると解くことができる。<sup>6)</sup> この結果、ボームのシース基準によってシース領域に突入するイオンの速度  $u_{0T}$  は

$$u_{0T} \geq (\kappa T_e / M)^{1/2} \quad \cdots \cdots \cdots (4)$$

で与えられる。<sup>6)</sup> 今、 $u_{0T}$  を持ったイオン数を  $N_{0T}$ 、管壁におけるイオンの速度と密度を  $u_{0r}$ 、 $N_{0r}$ 、電子の速度と密度を  $v_{0r}$ 、 $n_{0r}$  とすると、両極性拡散を考えているから、

$$N_{0T} u_{0T} = N_{0r} u_{0r} = n_{0r} v_{0r} \quad \cdots \cdots \cdots (5)$$

が成り立ち、さらに、

$$v_{0r} = (N_{0T} / n_{0r}) \cdot u_{0T} \quad \cdots \cdots \cdots (6)$$

が得られる。電子の分布としてボルツマン分布を仮定すると、

$$n_{0r} = n_{00} \exp(e\phi_r / \kappa T_e), \quad \phi_r < 0 \quad \cdots \cdots \cdots (7)$$

が与えられる。ただし、 $n_{00}$  は放電管軸上の電子密度である。シース外ではプラズマは中性か準中性と考えてよいから、 $N_{0T} \simeq n_{0T}$  を仮定して (6) 式に代入すると、

$$v_{0r} = \frac{n_{0T}}{n_{0r}} u_{0T} = \left( \frac{\kappa T_e}{M} \right)^{1/2} \exp \left\{ \frac{e}{\kappa T_e} (\phi_T - \phi_r) \right\} \\ \phi_T < 0, \quad \phi_r < 0 \quad \cdots \cdots \cdots (8)$$

が得られる。(8)式が管壁領域のシース中の電子速度を与える式である。また、 $\phi_T$ はイオンが(4)式の音速を得るに必要なポテンシャルであるから、

$$(1/2)Mu_{0r}^2 = e|\phi_T| \dots\dots\dots (9)$$

が成り立つので、(9)式を(4)式に代入し、 $T_e$ として $T_e = 1.3 \times 10^5 \text{ K}$ を代入すると、プリシースのポテンシャルの絶対値として $|\phi_T| = 5.606 \text{ V}$ を得る。

#### 〈4.3〉 $v_{0r}$ の計算結果

(8)式は管壁領域のシース中の電子速度 $v_{0r}$ を与える式である。管壁部のポテンシャル $\phi_r$ は(7)式の管壁密度 $n_{0r}$ と管軸密度 $n_{00}$ に実測の半径方向の電子密度分布の測定値を代入すると得られる。また、 $\phi_T$ は〈4.2〉節で $-5.606 \text{ V}$ であることがわかっている。それゆえ今回は、 $v_{0r}$ の計算をパソコンで行い、その結果を作表するプログラムを作成した。13.5 MHz 高周波に1 MHz 高周波電圧を重畳して増加していった場合に $v_{0r}$ がどのように変わるかを調べた。また、〈4.1〉節の(2)式で表わしたように、プラズマのコンダクタンス $\sigma'$ が負になるかどうかを判別するには、 $v_{0r}$ よりも $v_{0r}/r$ の値を調べるのが重要であるので、プログラムの作成ではこれらのことを考慮した。

表-1は、ガス圧 $p$ が0.4 Torrの場合、表-2はガス圧 $p$ が0.04 Torrの場合の $v_{0r}$ 、 $v_{0r}/r$ 等の計算結果である。密度比は、管壁密度 $n_{0r}$ と管軸密度 $n_{00}$ の比 $n_{0r}/n_{00}$ であり、ポテンシャルは(7)式より求めたもので、管壁部のポテンシャルである。図-6(a), (b)は、表-1、表-2の計算結果を作図したものである。横軸は重畳する1 MHz 高周波電圧 $E_1$ で、縦軸は管壁部の電

表-1  $v_{0r}$ の計算結果

クイサン ケッカ カースアツ p= .4 Torr ノ ハアイ。

E1 (kV)	ニンイハンケイ r (mm)	チュウシンミツト N00 (m-3)	ニンイハンケイミツト N0R (m-3)	ミツトノヒ N0R/N00	ホテンシャル (V)	テンシソクト V0R (m/s)	V0R/R (1/s)
0.0	15	3.00E+16	1.21E+15	0.0403	%-36.00	3.43E+05	2.29E+07
1.0	15	3.70E+16	1.70E+15	0.0459	%-34.54	3.02E+05	2.01E+07
2.0	15	3.80E+16	1.65E+15	0.0434	%-35.17	3.19E+05	2.13E+07
2.2	15	5.00E+16	2.05E+15	0.0410	%-35.81	3.38E+05	2.25E+07
2.5	15	8.00E+16	3.40E+15	0.0425	%-35.41	3.26E+05	2.17E+07
3.0	15	1.18E+17	5.60E+15	0.0475	%-34.17	2.92E+05	1.95E+07

表-2  $v_{0r}$ の計算結果

クイサン ケッカ カースアツ p= .04 Torr ノ ハアイ。

E1 (kV)	ニンイハンケイ r (mm)	チュウシンミツト N00 (m-3)	ニンイハンケイミツト N0R (m-3)	ミツトノヒ N0R/N00	ホテンシャル (V)	テンシソクト V0R (m/s)	V0R/R (1/s)
0.0	15	2.20E+16	3.70E+14	0.0168	%-45.81	8.22E+05	5.48E+07
1.0	15	2.90E+16	4.80E+14	0.0166	%-45.99	8.35E+05	5.57E+07
2.0	15	3.20E+16	5.50E+14	0.0172	%-45.56	8.05E+05	5.36E+07
2.2	15	4.00E+16	6.80E+14	0.0170	%-45.69	8.13E+05	5.42E+07
2.5	15	4.80E+16	8.90E+14	0.0185	%-44.71	7.46E+05	4.97E+07
3.0	15	6.30E+16	1.00E+15	0.0159	%-46.45	8.71E+05	5.81E+07

### 13.5 MHz 高周波アーク状放電の臨界電圧に対する 1 MHz 高周波の重畳効果

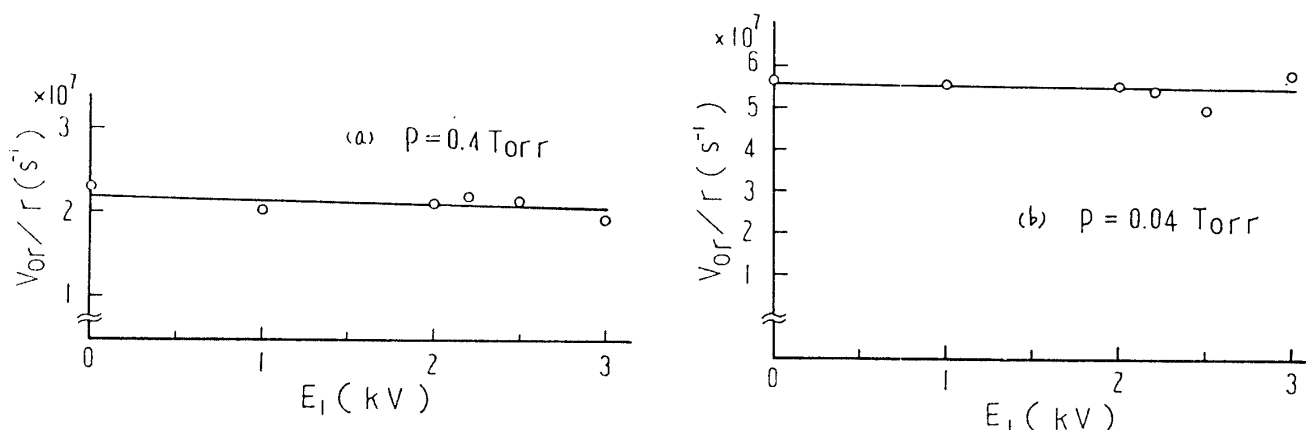


図-6 重畳する 1 MHz 高周波電圧と  $v_{0r}/r$  の関係

子速度  $v_{0r}$  を放電管の半径  $r$  (管壁部を表わす) で割った  $v_{0r}/r$  で表示している。ガス圧の高い (a) 図, ガス圧の低い (b) 図において,  $v_{0r}/r$  の値は異なるが, 重畳する 1 MHz 高周波電圧  $E_1$  を増していても,  $v_{0r}$  の値はほとんど変化なく一定である。

次に, プラズマのコンダクタンス  $\sigma'$  を表わす (2) 式において,  $\sigma' \leq 0$  になる条件は  $v \leq v_{0r}/r$  を満足する時である。先に報告した結果<sup>3)</sup>では, 重畳する 13.5 MHz 電圧を増すと  $v_{0r}/r$  の値も増加してくるため, 13.5 MHz 電圧を増すに従い  $\sigma'$  が負になりやすくなる。このため, 1 MHz 高周波の臨界電圧  $V_c$  が重畳する 13.5 MHz 高周波電圧の増加とともに低下する実験結果を説明できた。しかし, 今回の 13.5 MHz 高周波に 1 MHz 高周波を重畳した場合には, 1 MHz 高周波電圧を重畳してもしなくても,  $v_{0r}/r$  の値はほぼ一定であるので, 1 MHz 高周波電圧  $E_1$  を増していても  $\sigma'$  が負になる条件には変りない。それゆえ, 1 MHz 高周波電圧  $E_1$  を重畳しても, 13.5 MHz 高周波電圧  $V_c$  はほとんど変化なく, 重畳効果がないとの実験結果 (図-2) を定性的に説明することができる。

## 5. 結 言

13.5 MHz 高周波に 1 MHz 高周波電圧を重畳した場合, どのガス圧領域でも重畳効果はなく, 1 MHz 高周波電圧を増していても 13.5 MHz 高周波の臨界電圧  $V_c$  にはほとんど変化がなかった。グロー状放電からアーク状放電に放電状態が移行する原因として, 高周波に対するプラズマのコンダクタンス  $\sigma'$  の負性化を考えている。このため, コンダクタンス  $\sigma'$  が負になるのに大きく影響する半径方向の電子速度  $v_{0r}$  を調べた。この結果, どのガス圧領域でも重畳する 1 MHz 高周波電圧  $E_1$  を増していても,  $v_{0r}$  はほとんど変化なく一定であるため, 13.5 MHz 高周波の臨界電圧  $V_c$  が低下しないと定性的に説明することができた。

本研究は本学の特別研究費により行われたもので, 多大のご援助とご理解をいただいている金井兼造理事長, 正田名誉学長をはじめ関係各位に深く感謝の意を表わします。

終わりに, 始終有益なご助言, ご指導をいただきました関西大学工学部電子工学科高元暉夫教授に感謝の意を表わします。

参 考 文 献

- 1) 高元, 向山, 長濱: 電気学会雑誌 91, 753 (昭46年)
- 2) 長濱, 福村, 高元: 電気学会論文誌 103A, 5, 265 (昭58年)
- 3) 長濱, 福村, 高元: 電気学会論文誌 105A, 7, 381 (昭60年)
- 4) 長濱: 福井工業大学研究紀要 第15号, 37 (昭60年)
- 5) 福村, 長濱, 高元: 電気学会論文誌 97A, 5, 243 (昭52年)
- 6) F. F. Chen (内田岱二郎訳): プラズマ物理入門, 215 (昭52年), 丸善