低気圧高周波プラズマの電力吸収

正員 福村 隆 志 (関西大)

正員 高元 嘩 夫 (関西大)

1. ま え が き

円筒状の放電管にコイルを巻いて高周波電力を供給すると、無電極放電が発生する。ガス圧を一定にし、高周波電力を零から増加させて破壊に達すると、まず無放電の状態から放電が発生するが、更に電力を増加すると、ある臨界値でプラズマ中に強い振動が発生し、それが終ると共に発光強度、電子密度などが急に増加して強い放電状態になる⁽¹⁾⁽²⁾。

振動の励起を伴って生ずる強い放電状態への移行は、管の中心から管壁への電子の拡散速度と高周波磁界との相互作用によって、プラズマの等価コンダクタンスが負になることと密接な関係があることを前回の報告で述べた⁽²⁾。しかし、前回はプラズマに吸収される電力は直接測定できなかったため、今回は吸収電力を測定し、振動の発生、吸収電力および負性コンダクタンスの間の関係を考察し、強い放電の発生機構を調べたので報告する。

2. 実験装置

第1図は実験装置の概略を示したものである。放電管は内径 14 cm、長さ 20 cm のガラス管で、両端を導体でしゃへいして接地してある。高周波誘導コイル L は 8 mmφ の銅管を直径 18 cm で 4 巻きし、長さ 20 cm の放電管表面に一樣に巻いてある。発振器は陽極同調発振回路で発振周波数は 13.5 MHz であるが、発振電圧(従って発振出力)は 60 Hz で振幅変調されている。

図示のように円筒同軸導波管で発振器、通過形電力

The Power Absorption of High-Frequency Plasma in the Low Pressure. By Takashi Fukumura, Member & Teruo Takamoto, Member (Faculty of Engineering, Kansai University).

福村隆志: 正員, 関西大学工学部

高元嘩夫: 正員, 関西大学工学部

計および整合器をつなぎ、整合器に誘導コイルを接続している。通過形電力計はマイクロ波回路における方向性結合器付クリスタルマウントと同様の原理で往路電力と帰路電力を同時に測定する電力計である。本実験では、往路電力 P_i はプラズマへの入射電力である。また、帰路電力 P_R はプラズマ表面からの反射電力 P_r と、プラズマへ注入された後吸収されずに透過して帰ってくる透過電力 P_t の和である。それゆえ、 $P_i - P_R$ を測定すれば吸収電力 P_a が求まる。また、整合のとり方については次章で述べる。

探針 P_1 , P_2 は電子温度、電子密度およびプラズマ中で発生する振動を測定するためのものである。また、電子密度は 24 GHz のマイクロ波干渉計を用いて同時に測定した。更に、電磁ホーンを用いてプラズマから放射される 10 GHz の放射電力も同時に測定した。実験に用いたガスは H_2 ガスで、はじめ 10^{-5} mmHg に排気した後、 $10^{-3} \sim 1$ mmHg の範囲で適宜ガスを満た

第1図 実験装置

Fig. 1. Experimental apparatus.

第2図 放電状態の変化を示す入射電力波形
Fig. 2. Waveform of incident power showing the variations of discharge states.

して実験を行なった。

3. 実験結果

第2図は第1図の通過形電力計の往路側の検波波形をシンクロスコープで測定したものである。従って、60 Hz で振幅変調された 13.5 MHz の入射電力 P_i の瞬時値（図の縦軸は電力値に換算して示してある）を示している。これが放電管に入射すると、まず図の P 点で無放電の状態から放電が始まる。更に電力が Q 点に達すると、急に放電が強い状態になり波形に落ち込みが生ずる。R 点までこの強い放電状態が続き、R 点でもとの弱い放電に返った後、S 点で無放電となる。

このように高周波破壊に必要な電力 P_B と放電状態が急に变化する電力 P_c は図の P, Q 点から正確に測定できる。 $\sqrt{P_i}$ は試料ガスに入射する高周波の電界強度に比例した量であるから、 $\sqrt{P_B}$ と $\sqrt{P_c}$ はそれぞれ破壊電圧および臨界電圧に比例した量（相当値と書く）である。第3図は $\sqrt{P_B}$ および $\sqrt{P_c}$ とガス圧 p との関係を示したものである。

第4図 (a) はプラズマから放射される 10 GHz の放射電力を電磁ホーンで受け、バランスミキサを通した後、90 dB の増幅器で増幅しシンクロスコープに描かせたものである。それゆえ、縦軸は放射電力の相対値を任意目盛で示してある。第2図の Q, R 点に相当する点で放射が強い振動を伴っていることがわかる。この振動はプラズマ中にそう入した探針にも見られ、Q 点に相当する部分を拡大すると、(b) 図のように周波数は約 400 kHz である。この結果から、弱い放電状態から振動の励起を生じた後、強い放電状態へ移行することは明らかで、前回の報告⁽²⁾と同様の傾向を示すことから、放電管の大きさや印加周波数が変わっても放電の機構は前回⁽²⁾と同じであると考えてさしつかえない。

第3図から、 P_i を 500 W ($\sqrt{P_i}=22.4$) にとっておけば、ガス圧の低い領域で強い放電を起こすのに十分

第3図 破壊電圧相当値 $\sqrt{P_B}$ および臨界電圧相当値 $\sqrt{P_c}$ のガス圧依存性

Fig. 3. Dependency the corresponding value $\sqrt{P_B}$ to breakdown voltage and the corresponding one $\sqrt{P_c}$ to critical voltage upon gas pressure.

第4図 プラズマ中で観測される振動

Fig. 4. Oscillations observed in the plasma.

な電力であるから、次のような操作で吸収電力 P_a ($=P_i - P_R$) とガス圧 p との関係を測定した。

整合が十分にとれていなくても、まず予備的に実験すれば $p=0.3$ mmHg の付近に吸収のピークが存在することがわかるから、まず $p=0.3$ mmHg で整合器を調整して整合をとり、かつ P_i を 500 W に調節する。その後、整合器も発振器もそのままの状態、改めてガス圧 p を変化し P_i と P_a を測定すると、第5図 (a) の実線が得られる。 P_i と P_a は大体同じ傾向の変化を示すことがわかる。ここで、 P_i が変動しているのは帰路電力 P_R が発振回路に影響を与えるためである。図の点線 D_1 は $p=0.3$ mmHg のときの P_i の値（すなわち P_i の最大の値）を示し、点

(a) 0.2 mmHg で整合をとったときの入射電力と吸収電力
(b) $P_i=500$ W 一定にしたときの吸収電力

第 5 図 吸収電力とガス圧の関係

Fig. 5. Relation between the power absorbed in the plasma and gas pressure.

線 D_2 はプラズマのない真空のときの P_i の値 (すなわち P_i 最小の値) を示す。

図の A 点は第 3 図の $\sqrt{P_a}$ 曲線の最小点 M と大体同じガス圧であるから電離が起こりやすく電子密度も大きくなるため、導電率が増し電力吸収が大きくなると推定できる。図の B 点で吸収が減少しているが、 P_i を見るとプラズマのない状態 (点線 D_2) に近い値を示しているので、導電率が零に近くなったものと推定できる。図の C 点で再び吸収の山が見られるが、この山は第 3 図の $\sqrt{P_a}$ の谷の付近のガス圧で現われる。それゆえ、弱い放電から強い放電へ移行したことによる吸収の増加であると考えられる。

吸収電力に対する整合の影響を調べるために整合器を動かして整合を大きくずらしてしまうと、吸収電力は図の $\times$ 印で示す P_a' 曲線のようにになる。整合がずれるとプラズマ内部に注入される電力が減少するため吸収電力は小さくなり、かつ山と谷が不明瞭になる。 P_a' 曲線と P_a 曲線を比較すると、測定 of ガス圧の範囲を通じて整合のずれはあまり大きくないと判断できる。

プラズマ負荷の変動による P_i の変動はそれ自身、プラズマの状態を調べる手がかりを与えるが、後の解析には不便であるので、整合は $p=0.3$ mmHg でと

第 6 図 電子密度と電子温度 ($P_i=500$ W)

Fig. 6. Electron density and electron temperature ($P_i=500$ W).

り、 P_i は発振管の陽極電圧を調整して各測定点ごとに $P_i=500$ W 一定にして P_a を測定すると、第 5 図 (b) が得られる。この場合、A のピークは存在するが、第 5 図 (a) の B の谷が持ち上がるために C のピークは現われにくくなり、吸収電力が大きいままで一定値の状態が続く。図中の点線は後に述べる吸収電力の理論値で、第 3 図に示した強い放電の発生する圧力範囲で実測値が理論値よりも大きくなっていることがわかる。

第 6 図は $P_i=500$ W でマイクロ波干渉計で測定した電子密度 n_e と複探針で測定した電子温度 T_e である。いずれも吸収電力と大体同じ傾向で変動しているが、変動の幅はそれほど大きくはなく、平均して n_e は $2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 、 T_e は $1 \times 10^5 \text{ K}$ の程度である。

4. 考 察

〈4.1〉 プラズマの導電率 プラズマの複素導電率 σ は電子の運動方程式

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

を解くことによって求まる。実際には放電管の中心から管壁に向かって r 方向の電子の密度こう配があり、定常的な拡散が存在する。それゆえ、この拡散速度を考慮して (1) 式から σ を求めることを試みる。半径方向の電子の密度分布 $n_0(r)$ と両極性拡散速度 $v_0(r)$ は拡散の式と連続の式から

$$n_0 = n_{00} J_0(2.4 r/a) \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$v_0 = D_a(2.4/a) J_1(2.4 r/a) / J_0(2.4 r/a) \quad \dots\dots\dots (3)$$

となる⁽³⁾。ただし、 n_{00} は $r=0$ における密度、 D_a は両極性拡散係数である。管壁 ($r=a$) で $n_0=0$ と仮定しているから、 $r=a$ では $v_0=\infty$ となり実際とは合わない。このことについては式を解いた後に検討する。

(1)式において、 $v=v_0+v_1$ とし、 E_1 , B_1 および v_1 は $\exp(j\omega t)$ で振動すると仮定して、 θ 成分について一次の量をとると

$$\begin{aligned} j\omega m v_{1\theta} + m v_0(\partial v_{1\theta}/\partial r) + m v_0(v_{1\theta}/r) \\ = -e E_{1\theta} + j(e v_0/\omega)(E_{1\theta}/r + \partial E_{1\theta}/\partial r) \\ - \nu m v_{1\theta} \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

となる。この式と Maxwell 方程式を連立させて $v_{1\theta}$ を求めることは困難であるから、長さ l のプラズマ円筒の半径 a を細かく m 等分し、第 n 番目の領域を半径 r_n 、円周 $2\pi r_n$ 、厚さ Δr 、軸方向の長さ l の薄い殻状の円筒にとり、この第 n 領域について次のような仮定を設けて解くことを試みた。

$$\begin{cases} (\partial v_{1\theta}/\partial r)_{r=r_n} \approx x_n(v_{1\theta}/r)_{r=r_n} \\ (\partial v_{1\theta}/\partial r)_{r=r_n} \approx y_n(v_{1\theta}/r)_{r=r_n} \\ (\partial E_{1\theta}/\partial r)_{r=r_n} \approx z_n(E_{1\theta}/r)_{r=r_n} \end{cases} \dots\dots (5)$$

ただし、 $v_{1\theta} = v_{1\theta}' - j v_{1\theta}''$ である。また、 x_n , y_n , z_n は領域ごとに異なった値をとり得るが、一つの領域では一定値であると仮定する。(5)式の仮定のもとに $\sigma_n = \sigma_n' - j \sigma_n''$ を求めてみると、

$$\begin{aligned} \sigma_n' = \epsilon_0 \omega_{pn}^2 \{ \nu - (x_n - y_n)(v_{0n}/r_n) \} / \{ \omega^2 \\ + \{ (1 + x_n)(v_{0n}/r_n) + \nu \} \{ (1 + y_n) \\ \times (v_{0n}/r_n) + \nu \} \} \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \sigma_n'' = (\epsilon_0 \omega_{pn}^2 / \omega) \{ \omega^2 + (1 + z_n)(v_{0n}/r_n) \\ \times \{ (1 + x_n)(v_{0n}/r_n) + \nu \} \} / \{ \omega^2 + \{ (1 + x_n) \\ \times (v_{0n}/r_n) + \nu \} \{ (1 + y_n)(v_{0n}/r_n) + \nu \} \} \\ \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

となる。ただし、 r_n は第 n 領域の中心の値をとることとし、 ω_{pn} , v_{0n} はこの r_n に対するプラズマ振動角周波数と拡散速度である。実際の数値計算にあたっては $m=10$ にとっているから、最外側領域では $r_{10} = (9.5/10)a$ に対する v_0 を用いることになり、 $r=a$ (管壁)において $v_0=\infty$ になる矛盾はこの近似では解消できる。

〈4・2〉 高周波電界 $E_{1\theta}$ の径方向分布 まずプラズマのない場合の放電管内の $E_{1\theta}$ の径方向分布を考えると、Maxwell 方程式から簡単に解くことができて、

$$E_{1\theta}(r) = E_0 J_1(\omega r/c) / J_1(\omega a/c) \dots\dots\dots (8)$$

が得られる。ただし、 E_0 は $r=a$ における電界の強さである。この実験では $\omega a/c \ll 1$ が成立するから、(8)式の J_1 を展開し r_n として領域の中心における値をとると、第 n 領域における電界の強さは近似的に

$$E_{1\theta n} = E_{1\theta}(r_n) \approx (r_n/a) E_0 \dots\dots\dots (9)$$

となる。誘導コイル 1 ターンあたりに発生する電圧 $V_0 (=2\pi a E_0)$ と第 n 領域の $2\pi r_n$ あたりの電圧 $V_{1\theta n} (=2\pi r_n E_{1\theta n})$ で(9)式を書き直すと

第 7 図 プラズマ柱に対する等価回路

Fig. 7. Equivalent circuit for the plasma column.

$$V_{1\theta n} = (r_n^2/a^2) V_0 \dots\dots\dots (10)$$

となる。(10)式の電圧を第 n 領域に与えるには、この領域においた $L' = (r_n^2/a^2)L$ (L は誘導コイル 1 ターンあたりのインダクタンス)のコイルを結合度 $k = r_n/a$ [従って $M = (r_n^2/a^2)L$] で誘導コイル L と結合させてもよいが、等価的には第 7 図のように L を分割して、 $(r_n^2/a^2)L$ のところから端子を出し、その電圧を第 n 領域の $2\pi r_n$ の部分に加えればよい。

次に、プラズマが存在するときは等価的にはプラズマは負荷とみなせるから、第 n 領域のプラズマの等価抵抗を R_n 、等価インダクタンスを L_n とすると、第 7 図のように R_n と L_n を上記の電圧端子に接続すればよい。

R_n と L_n は(6), (7)式の σ_n' , σ_n'' から計算できる。 σ_n'' は E が与えられたとき、 I の位相がどう変化するかを示す負荷としての意味をもつものであるから、 L_n は誘導コイル L あるいは他の領域の L_n との間の相互誘導によって起電力を発生する性質のものではないと考えてよい。それゆえ、等価回路としては第 7 図のように単なる負荷として接続しておけばよい。この回路では、各領域間相互の影響は L に各領域の負荷を並列に接続することによって与えられている。

第 7 図において、第 $n-1$ 端子までの合成インピーダンスを $Z_{n-1} = Z_{n-1}' + j Z_{n-1}''$ とすると、第 n 端子の合成インピーダンス Z_n は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} Z_n = (R_n + j\omega L_n) \{ Z_{n-1}' + j \{ Z_{n-1}'' + (r_n^2 \\ - r_{n-1}^2) \omega L/a^2 \} \} / \{ R_n + Z_{n-1}' + j \{ \omega L_n \\ + Z_{n-1}'' + (r_n^2 - r_{n-1}^2) \omega L/a^2 \} \} \end{aligned} \quad (11)$$

また、プラズマが存在する場合の $V_{1\theta n}$ の大きさは $|V_{1\theta n}| = |V_0| \cdot |Z_n/Z_T| \dots\dots\dots (12)$ である。ただし、 Z_T は第 7 図の A-B 端からプラズマ側を見た合成インピーダンス、 V_0 は A-B 端間の電圧である。また一方、入射電力 P_i は

$$P_i = |V_0|^2 / |Z_T| \dots\dots\dots (13)$$

であるから、 P_i と $|Z_T|$ がわかれば $|V_0|$ が求まり、

これを(12)式に代入すると $|V_{1\theta n}|$ が求まる。それゆえ、吸収電力は

$$P_a = \sum_{n=1}^{10} |V_{1\theta n}|^2 \cdot G_n \dots\dots\dots (14)$$

から計算することができる。ただし、 G_n は σ_n' から求めた第 n 領域のコンダクタンスである。

〈4.3〉 実験結果との対応 まず、 ν と ν_0 についての考察を行なう。標準状態におけるガス圧を p_0 、電子と中性ガス粒子との衝突確率を P_c 、電子速度を v とすると、 ν は

$$\nu = p_0 P_c v \dots\dots\dots (15)$$

で与えられる⁽⁴⁾。H₂ ガスの場合、Brown 氏のデータ⁽⁵⁾によると、電子温度が 4×10^4 K 以上では P_c は $1/v$ に比例しており、

$$\begin{aligned} \nu &= 4.8 \times 10^9 p_0 \\ &= 4.8 \times 10^9 (273/T_0) p \dots\dots\dots (16) \end{aligned}$$

で与えられる。ただし、 T_0 は H₂ ガスの温度、 p は実測の圧力 (mmHg) である。また、高周波破壊電圧の最小点、すなわち第3図の $\sqrt{P_B}$ 曲線の M 点では $\omega = \nu$ であることが知られている⁽⁶⁾から、 M 点における p の値 0.2 と $\nu (= \omega)$ の値 8.48×10^7 を(16)式に代入すると、 T_0 として 3.09×10^3 K が得られる。もちろん、ガス温度は吸収電力によって変わるであろうが、測定困難であるから実験を行なったプラズマについては近似的にこの値を用いることにすると、(16)式より ν は p だけの関数として

$$\nu = 4.24 \times 10^8 p \dots\dots\dots (17)$$

と書き表わせる。

次に、(3)式で $r=r_n$ において ν_{0n} を計算するためには D_a が必要である。 D_a は

$$D_a = (k/e)(T_e + T_i) \beta_{0i} \beta_{0e} / (\beta_{0i} + \beta_{0e}) \text{ [m}^2/\text{s]} \dots\dots\dots (18)$$

で与えられる。ただし、 β_{0i} 、 β_{0e} は直流電界に対する H₂⁺ イオンと電子の移動度で、

$$\begin{aligned} \beta_{0i} &= 1 \times (1/p)(T_0/273) \\ \beta_{0e} &= e/m \nu \text{ [m}^2/\text{V} \cdot \text{s]} \end{aligned} \dots\dots\dots (19)$$

で与えられる⁽⁷⁾。第6図から本実験の範囲では、 T_e は大体 1×10^5 K である。また、探針でフローティングポテンシャル V_f を実測し、

$$V_f = \left(\frac{k T_e}{2 e} \right) \ln \left(\frac{T_e m}{T_e M} \right) \dots\dots\dots (20)$$

から、 T_i として約 1×10^4 K が得られる。 T_e は前述のように 3×10^3 K とし、これらの値と(18)、(19)式を用いて D_a を計算すると、

$$D_a = 1.02 \times 10^2 / p \text{ [m}^2/\text{s]} \dots\dots\dots (21)$$

第8図 $V_{1\theta}$ 、 $E_{1\theta}$ 、 P_a の半径方向分布

Fig. 8. Radial distributions of $V_{1\theta}$, $E_{1\theta}$ and P_a .

が得られる。

この D_a を(3)式に代入し、領域を10領域に分けて最外側領域について ν_{0n}/r_n を計算し、(17)式の ν と比較すると、 $p=0.03$ mmHg 以上のガス圧では $\nu \gg \nu_{0n}/r_n$ である。それゆえ、 $p=0.3$ mmHg [第5図(b)の吸収のピーク付近]の近傍では近似的に ν_{0n}/r_n を無視して吸収電力を計算しても大きな誤差は生じないと考えられるので、(6)、(7)式から $\nu_{0n}/r_n \approx 0$ とおいてやると通常の導電率

$$\begin{aligned} \sigma_n' &= \epsilon_0 \omega p n^2 \nu / (\omega^2 + \nu^2) \\ \sigma_n'' &= \epsilon_0 \omega p n^2 \omega / (\omega^2 + \nu^2) \end{aligned} \dots\dots\dots (22)$$

が得られる。これを用いて(11)式の Z_n を計算し、かつ $V_{1\theta n}$ 、 $E_{1\theta n}$ 、 $P_{a n}$ を求めたのが第8図である。

第8図を見ると、第8、第9領域で電力の吸収が最も大きいことがわかる。全吸収電力 P_a は $P_{a n}$ を合計すれば求まるから、各圧力に対して同様の計算を行ない、 p と P_a の関係を求めたのが第5図(b)の点線である。ただし、この曲線はピークAで計算値を実験値に合せて描いたものである。ピークの位置は両者とも 0.3 mmHg で良く一致するが、大きさは計算値が 265 W で実験値の 190 W の約 1.4 倍であった。この違いの原因として、

(i) 実際の誘導コイルには電力損失があること、誘導コイルと放電管との間に間げきがあるためそれだけ結合が疎になること、などのためにプラズマに注入される実効電力が減少すること。

(ii) プラズマを長さ 20 cm の円筒と考え、軸方向 (z 方向) には一様密度を仮定したが、実際には両端面は導体であるから密度分布が軸方向にもあるはずで、実効的な体積が小さくなること。

などが考えられる。しかし、今の場合は吸収電力がガス圧によってどう変化するかという傾向を知ることが

目的であるから、絶対値についてはこれ以上の検討は行わずに、ピーク A における吸収電力の値をそろえて実験結果との傾向を比較してみた。

第5図(b)から明らかなように、ピーク A およびそれよりガス圧の高い範囲では(22)式のような導電率を持つプラズマの吸収で説明が可能であるが、ガス圧の低い範囲で実験値と計算値のずれが大きい。

第9図はピーク A より低圧側で実験値と計算値の差を求めたものである。この差を生ずる圧力範囲は、第3図の強い放電の発生する圧力範囲と一致していることから、強い放電に移行したための吸収の増加であると考えてよい。また、第4図に示したように強い振動の励起を伴って状態が変化すると同時に吸収電力も増加すると考えてよい。それゆえ、筆者らは(6)式から判断して v_{0n} の大きい外側の領域で $\sigma_n' < 0$ が出現し、その結果、吸収電力が増加する可能性が強いと考えている。その過程として次のように考えている。

(1) 負性コンダクタンスが出現すると、プラズマ内に強い振動が励起(増幅)され、その強い振動電界によって電離が促進される。その結果、振動の励起を介してプラズマは高周波電源から電力を吸収する。この過程はビーム・プラズマ放電⁽⁸⁾、その他の不安定性による波動の励起を介しての電力の吸収と同様の考え方である。従って、上記の過程は v_0 の大きい外側領域で起こるはずで、強い放電が生ずると発光が管全体に広がること、管壁部の電子密度が大きくなることなどの実験結果⁽²⁾とも一致する。強い放電になると、密度こう配が減少し v_0 が小さくなるため、 σ' は正の値に転化し振動の励起は止むが、既に電子密度が大きくなり、これを維持するだけの電力が吸収され続ける。

第9図 吸収電力の実測値と理論値の差 ΔW
Fig. 9. Difference ΔW between experimental value and theoretical one for power absorption.

(2) 本実験で用いた陽極同調発振回路では、前報告⁽²⁾で述べたようにプラズマ負荷が負になると格子への正帰還が増し発振出力が増加するので、上で述べた振動の励起を助長することになり、結果的には吸収電力を増加させる。第5図(a)の P_i 曲線で点 B から C へ向かっての増加は単に P_R の影響だけではなく、このような機構の発振出力の増加も含まれると考えられる。

以上のような考えのもとに、(5)式の x_n, y_n の値を推定してみる。まず、第9図の点 p_{10} で第10領域(最外側領域)が負性コンダクタンスになったと推定できるので、この圧力 0.15 mmHg を用いて(6)式の $\sigma' \leq 0$ の条件から、 $(z_{10} - y_{10}) = 22.2$ が得られる。 z_{10} は第8図から 2.9 と求まるから、 y_{10} として -19.3 が得られる。また、第10領域で(5)式の第2式を近似的に

$$\{(v_{10}'')_{10} - (v_{10}'')_9\} / \Delta r = y_{10} \left(\frac{v_{10}''}{r} \right)_{10} \dots (23)$$

と置いて x_{10} を求めると、 $x_{10} = -170$ が得られる。 y_{10} と x_{10} をこのように選ぶと、(5)式の仮定と(6)、(7)式の結果に矛盾なく、しかも負性コンダクタンスの出現を可能にする。しかし、 x_{10} と y_{10} がこのような値をとり得るかどうかは本実験と別個に検討する必要があり今後の問題である。しかし、 v_{0n}/r_n は管壁にゆくほど大きくなるから、 v_{10}' (または σ') は(6)式から r に対して減少関数で、しかも負になる直前では零に近い値になるから、 $x_{10} = -170$ になることは式のうえからは十分可能である。

第9領域以下の領域でも、 $\sigma' \leq 0$ となる条件として第10領域と同様に $(z_n - y_n) = 22.2$ が成り立つと仮定して、負性コンダクタンスが出現するガス圧を各領域について求めたのが第9図の $p_6 \sim p_9$ である。吸収電力の増加と良い一致を示していることがわかる。

〈4.4〉 E_{1z} の影響 無電極形の高周波放電では誘導電界 $E_{1\theta}$ と静電界 E_{1z} の両者の影響が混在すると言われている⁽⁹⁾。しかし、これは無放電の状態から高周波放電が発生する場合の破壊電圧に関するもので、本実験の場合、第3図の $\sqrt{P_B}$ 曲線に関する事である。本報告で問題にしているのは $\sqrt{P_c}$ 曲線の方で、これは既に発生しているプラズマの状態が急に変化する臨界電圧である。従って、本実験でも $\sqrt{P_B}$ の方は E_{1z} の影響は十分考えられるが、 $\sqrt{P_c}$ については以下に示す考察から E_{1z} の影響はないと考えている。

E_{1z} を考える場合には、(1)式において $-e(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$

の項を省略して σ' を求めると、

$$\sigma_{n'} = \frac{\varepsilon_0 \omega_{pn}^2 \{ \nu + y_n (v_{0n}/r_n) \}}{\omega^2 + \{ \nu + x_n (v_{0n}/r_n) \} \{ \nu + y_n (v_{0n}/r_n) \}} \quad (24)$$

となる。ただし、 x_n, y_n は(5)式の添字 θ を z に換えたときの値である。(24)式から $x < -\nu/(v_{0n}/r_n)$, $y < -\nu/(v_{0n}/r_n)$ になる場合には負性コンダクタンスになり得る可能性がある。しかし、 $E_{1\theta}$ の場合には $v_0 \times B_{1z}$ の θ 方向への帰還が x_n, y_n を負にする原因として考えられたが、 E_{1z} の場合には、 x_n, y_n を負にする原因が考えられず、このような状態が出現することはない。出現可能な状態は $x_n = y_n = 0$ の状態であり、 σ は(22)式と同様の形となる。このことから E_{1z} の $\sqrt{P_c}$ に対する影響はないものと考えている。

5. む す び

高周波誘導コイルを用いて H_2 ガスを放電してプラズマを作ると、0.15~0.01 mmHg の範囲でプラズマの状態が急に变化する臨界電圧相当値 $\sqrt{P_c}$ の存在することが判明した。また、状態が変化するときだけ強い振動の発生を伴い、変化後は吸収電力が増加することがわかった。

一方、プラズマの導電率を理論的に検討した結果、このガス圧の範囲で負性コンダクタンスになり得ることが明らかとなった。この負性コンダクタンスは半径

方向の電子の拡散速度 v_0 と高周波磁界 B_{1z} との相互作用で生ずる電磁力 $v_0 \times B_{1z}$ が θ 方向に帰還され、 $E_{1\theta}$ と逆相の電流を生ずるためにできるものと考えられる。

負性コンダクタンスの出現によってプラズマ中に強い振動が励起され、その振動の電界によって電離が促進され、密度の高い状態に移行するために吸収電力が増加すると考えれば、この負性コンダクタンスによって実験結果を無理なく説明することができる。なお、振動の周波数と負性コンダクタンスとの関係に関してはただ今検討中である。

終りに、実験および理論計算に関し協力をいただいた関西大学工学部電子工学科気体電子工学研究室の院生ならびに卒業研究の諸氏に対し感謝の意を表する次第である。

(昭和54年1月17日受付、同54年6月26日再受付)

文 献

- (1) 高元・向山・長浜：電学誌，91，753（昭46-4）
- (2) 福村・長浜・高元：電学論 A，97，243（昭52-5）
- (3) 関口・一丸：プラズマ物性工学，p. 55（昭44）オーム社
- (4) S.C. Brown: Basic Data of Plasma Physics, p. 3 (1959)
- (5) S.C. Brown: *ibid.*, p. 5 (1959)
- (6) S.C. Brown: Encyclopedia of Physics, XXII II, p. 531 (1956)
- (7) 八田：気体放電，p. 86（昭35）近代科学社
- (8) W.D. Getty & L.D. Smullin: *J. Appl. Phys.*, 34, 3421 (1963)
- (9) 電気学会編：放電ハンドブック，p. 242（昭49）