高周波プラズマの電力吸収機構

福村 隆 志 (関西大学工学部)

高元 曄 夫 (関西大学工学部)

(54年11月5日受理)

Power Absorption Mechanism in High-frequency Plasma

Takashi Fukumura* and Teruo Takamoto*

(Received November 5, 1979)

Abstract

Power absorption of the plasma in high-frequency discharge are investigated. As a result, two peaks of the absorbed power are observed with regard to gas pressure. One peak can be explained by the increase of positive conductance of the plasma. Another peak can be explained by the appearance of a negative conductance which causes by the interaction between radial electron diffusion velocity and axial high-frequency magnetic field. Moreover, the effects of external magnetic field and microwave incidence upon this negative conductance are investigated.

1. はじめに

円筒状の放電管に数回のコイルを巻き、これに高周波電圧を印加すると、まず無放電の状態から放電が発生する。この状態の放電は電子密度も低く、発光強度も弱い、さらに電圧を増加し

* Department of Electronics, Faculty of Engineering, Kansai University, Osaka

てゆくと，ある臨界の電圧値で突然，電子密度の高い，発光強度の強い放電状態に移行する⁽¹⁾。
 このような強い放電が発生する原因は管径方向の密度勾配による電子の拡散速度と管軸方向の高周波磁界との相互作用によって方位角方向の高周波電界に対する等価回路に負性コンダクタンスが生ずるためであることを実験的，理論的に確かめて筆者等はすでに報告した⁽²⁾。

プラズマが負性コンダクタンスを呈すると，プラズマ中で印加高周波の振幅が増幅され，その強い電界で電離が促進され，吸収電力が増加することが予想される。しかし，前回の報告⁽²⁾ではプラズマに吸収される電力は直接測定しなかった。

この報告では，プラズマに吸収される電力を直接測定し，プラズマの等価コンダクタンスを用いた吸収電力の計算値と比較検討する。さらに，高周波放電で発生したプラズマに大電力マイクロ波を入射した場合，および外部磁界を印加した場合にプラズマに吸収される高周波電力についても検討する。

2. 実験装置と実験方法

第1図は実験装置である。高周波放電用の放電管は長さ20cm，内径1.4cmの円筒型のガラス容器で，外側に4巻きの高周波出力コイルが巻いてある。高周波発振器の発振周波数は13.5MHzで最大出力は10KWであるが，今回の実験は500Wで行った。高周波発振部からプラズマ負荷までは同軸円筒導波管でつなぎ，その間に通過型電力計を入れて往路電力（入射電力

第1図 実験装置

高周波プラズマの電力吸収機構

P_i) と帰路電力 (反射電力 P_r + 透過電力 P_t) とを同時に測定し, その差からプラズマに吸収される電力を求めた。また, 発振部とプラズマ負荷との間には整合器がとりつけてある。

高周波用放電管の両側には高周波プラズマにマイクロ波放電で電離を促進するためのマイクロ波を入射する目的でマイクロ波導波管が取り付けられている。マイクロ波発振器の発振周波数は 2.4 GHz で, 最大出力は両者共 5 kW であるが, 今回は 500 W で使用した。

空芯コイルはプラズマの負性コンダクタンスに対する磁界の効果を測定するためのもので, コイル間隔は丁度高周波用放電管の長さに等しく 20 cm にとってある。

試料ガスは H_2 で, ガスの導入は次の様に行なった。図中のガス注入装置部でパルス幅 100 ms の方形単パルスを作り, これで電磁弁をパルスの開く。電磁弁が開いている間は 3.5 気圧の圧縮空気がニューマチックバルブを開いて試料ガスを放電管内へ注入する。したがって, 100 ms の間だけパルスの試料ガスの注入が行われる。このようなガス注入法⁽³⁾を用いた理由は 3.2 項で述べる。

つぎに実験方法について述べる。

- (1) まず上記のガス注入法によらないで, 放電管にガスを規定量だけ一様に満した状態で, 高周波だけで放電を行いプラズマに吸収される高周波電力とガス圧との関係を測定して負性コンダクタンス領域を確認する。
- (2) つぎに高周波発振器とマイクロ波発振器を同時に作動させた状態で, 上記のガス注入法を用いてパルスのガス注入を行い, 高周波吸収電力に対するマイクロ波入射の効果を調べる。
- (3) 外部磁界を加え高周波吸収電力に対する外部磁界の効果を調べる。

3. 実験結果

3.1 高周波破壊と高周波電力吸収

第 2 図は高周波破壊に必要な電力 P_B と強い放電状態に移行するのに必要な臨界電力 P_c とのガス圧依存性を測定したものである。図の縦軸は破壊電圧および臨界電圧に比例した量として, それぞれ電力の平方根 $\sqrt{P_B}$, $\sqrt{P_c}$ で目盛っている。 $\sqrt{P_B}$ 曲線は定性的には S.C. Brown 氏の拡散に支配された理論⁽⁴⁾で説明できる。 $\sqrt{P_c}$ 曲線は前回報告したように, プラズマの負性コンダクタンスで発生したものである。⁽²⁾

第 3 図はプラズマに吸収される高周波電力を通過型電力計を用いて測定したものである。吸収電力 P_a には 2 つの山 A と B が存在する。A および B の位置はそれぞれ第 2 図の M および M'

第2図 高周波破壊のガス圧依存性

第3図 高周波吸収電力のガス圧依存性

点のガス圧に対応する。これらの実験結果から、吸収の山Bは負性コンダクタンスによる強い放電に起因するものであると考えられる。このことは考察の項で理論的に明らかとなる。

3.2 マイクロ波入射の効果

高周波吸収電力に対するマイクロ波入射の効果を調べるために、実験方法(2)を採用する。こ

高周波プラズマの電力吸収機構

の方法を用いる理由は次の通りである。

通常の方法で規定のガス圧だけガスを入れると、第1図の左右両側のテフロン板間に一様にガスが満される。しかし高周波放電はほとんど高周波出力コイルの直下に限られる。この状態でマイクロ波を入射するとテフロン板の近傍でマイクロ波による電離と反射を生じマイクロ波入射の効果が高周波放電部まで届かない。マイクロ波入射の効果をj得るためにはマイクロ波によって生ずる放電領域が高周波放電部と同じ場所でなければならない。そのためには、まず放電管を高真空に排気し、高周波とマイクロ波をj発振させた状態（この状態ではまだ放電は起っていない）で待機し、高周波放電管部にガスパルスを打ち込むと高周波放電とマイクロ波放電が同時に、しかも高周波放電部で起るので初期の目的が達せられる。

第4図は上記の方法で測定した高周波吸収電力 P_a を示す。図のH曲線は高周波だけで放電させた場合の結果を示す。H-1M, H-2M曲線はそれぞれ高周波に1台のマイクロ波放電を加えた場合および高周波に2台のマイクロ波放電を加えた場合の結果を示す。高周波および各々のマイクロ波の出力は共に500Wで実験した。

ガスパルスを注入すると、放電が生ずると共に排気されてガス圧は減少してゆく。したがって、吸収電力 P_a は放電の発生と同時に、その時間的变化が測定されたことになる。図の横軸にガス圧も同時に示してある。図から明らかなように高周波吸収電力はH, H-1M, H-2Mの順に増加している。特に、 $t=0$ と $t \geq 3$ (sec.) に対応するガス圧で P_a の増加は著しく、マイクロ波入射の効果が高周波吸収電力 P_a の増加に対して効果的であることを示している。

第4図 ガスパルス実験の場合の吸収電力

第5図は放電管の中心付近の電子密度を24GHzのマイクロ波干渉計を用いて測定した*

のである。Aの山を越えた後ではH，
H-1 M，H-2 M曲線の間に大きな
差があり，H曲線の密度は急激に
減少するのに対し，H-1 M，H-
2 Mの順に減少率は小さくなり放電
は低圧力まで維持されている。特に，
H-2 M曲線ではほとんど一定の密
度が続く。負性コンダクタンスは，
後に考察の項で検討するように低圧
力で出現するので，マイクロ波入射
の効果は負性コンダクタンス領域で
有効であると考えられる。

第5図 電子密度

第6図は複探針法で測定した電子
温度を示す。各々の曲線には2つの
山AおよびBが存在する。Aの山は
1～1.5 (sec)に対応するガス圧
範囲で，またBの山は約3 (sec)
後のガス圧で出現している。Aおよ
びBの山は第4図の吸収の山Aおよ
びBに対応し，吸収電力と電子温度
とは同様の傾向を示すことがわかる。

第6図 電子温度

他方，第5図の電子密度の山Aは

0.5～1 (sec)に対応するガス圧の間にあり，電子温度の山Aに比べてわずかに高いガス圧
にある。したがって，吸収電力は高圧力側では電離による電子密度の増加に使われ，その後，
吸収電力が最大になるガス圧に達しても電子密度は増加せず，ほとんどすべての吸収電力は電
子温度の増加に使われていると考えられる。

3.3. 外部磁界の効果

第7図の点線はガス圧を0.005 mmHgに一定にして強い放電の起る臨界電圧相当値 $\sqrt{P_c}$
を測定したものである。外部磁界の増加と共に $\sqrt{P_c}$ は上昇し，500 Wの高周波入射電力

第7図 高周波吸収電力の磁場依存性

90 Gaussの磁束密度で吸収のピークが現われている。このピークはプラズマの直列共振によるものであると考えているが、詳しくは考察の項で検討する。

4. 考 察

半径方向に密度勾配と拡散速度を持つ円筒プラズマに吸収される高周波電力を計算することを考える。

まず、半径方向の密度分布 $n_0(r)$ と半径方向の拡散速度 $v_{or}(r)$ は拡散の式と連続の式とから、

$$n_0(r) = n_{00} J_0(2.4r/a) \quad \text{----- (1)}$$

$$v_{or}(r) = 2.4 D_a J_1(2.4r/a) / a J_0(2.4r/a) \quad \text{----- (2)}$$

で与えられる。ここで、 D_a は両極性拡散係数、 a は放電管の半径である。 $n_0(r)$ は $r=0$ で n_{00} 、 $r=a$ で零であると仮定した。

次に、プラズマ中の電子の運動方程式は

$$m(\partial \mathbf{v} / \partial t) + m(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -e \mathbf{E} - e(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \nu_m m \mathbf{v} \quad \text{----- (3)}$$

で与えられる。プラズマに加えられる高周波電磁界およびそれによって生ずる電子速度をそれぞれ $E_1 \theta$ 、 B_{1z} 、 $v_{1\theta}$ とし、振幅は r のみの関数で $\exp(j\omega t)$ で振動するものと仮定する。拡散の効果を入れるため、(3)式において

では約50 Gaussの磁界で強い放電は消滅することがわかる。このことは負性コンダクタンスが原因で発生する強い放電が磁場により抑制されることを示している。

第7図の実線は高周波入射電力 P_i を500W一定にして外部磁界を変化させたときの高周波吸収電力を測定したものである。吸収電力は強い放電の消滅と共に急激に減少する。しかし、

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{v} &= \mathbf{v}_{or} + \mathbf{v}_{1\theta} \\ \mathbf{E} &= \mathbf{E}_{1\theta}, \mathbf{B} = \mathbf{B}_{1z} \end{aligned} \right\} \quad \text{----- (4)}$$

とし， θ 成分について一次の量をとると，

$$\begin{aligned} j\omega m \mathbf{v}_{1\theta} + m \mathbf{v}_{or} (\partial \mathbf{v}_{1\theta} / \partial r) + m \mathbf{v}_{or} (\mathbf{v}_{1\theta} / r) \\ = -e \mathbf{E}_{1\theta} + j (e \mathbf{v}_{or} / \omega) (\mathbf{E}_{1\theta} / r + \partial \mathbf{E}_{1\theta} / \partial r) - \nu_m m \mathbf{v}_{1\theta} \quad \text{----- (5)} \end{aligned}$$

となる。この式と Maxwell の式を連立させて解を求めることは困難であるので，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 のうすい穀状の円筒にとり，この第 n 領域においてつぎの仮定を設けて近似解を求めることを考えた。

$$\begin{aligned} r &\simeq r_n \\ n_0 &\simeq n_{00} J_0 (2.4 r_n / a) \\ v_{or} &\simeq 2.4 D_a J_1 (2.4 r_n / a) / a J_0 (2.4 r_n / a) \\ E_{1\theta}(r) &\simeq E_{1\theta}(r_n) \\ \partial E_{1\theta} / \partial r &\simeq E_{1\theta}(r_n) / r_n \\ v_{1\theta}(r) &\simeq v_{1\theta}(r_n) \\ \partial v_{1\theta} / \partial r &\simeq 0 \quad \text{----- (6)} \end{aligned}$$

ここで， r_n は第 n 領域の中心の値を採用する。(6)式を(5)式に代入し，前回の報告⁽²⁾と同様に等価コンダクタンス G_n とサセプタンス B_n を計算すると，

$$G_n = \epsilon_0 \omega_p^2 \cdot \frac{\nu_m - v_{or} / r_n}{\{\omega^2 + (\nu_m + v_{or} / r_n)^2\}} \quad \text{----- (7)}$$

$$B_n = -\epsilon_0 \omega_p^2 \cdot \frac{\{\omega + (2 v_{or} / \omega r_n)(\nu_m + v_{or} / r_n)\}}{\{\omega^2 + (\nu_m + v_{or} / r_n)^2\}} \quad \text{----- (8)}$$

が求まる。ここで、 $\omega_p = (n_0 e^2 / m \epsilon_0)^{1/2}$ で、第 n 領域におけるプラズマ角周波数である。

第8図に半径 a を10等分した時の等価コンダクタンス G_n を領域 n をパラメータとしてガス圧に対して計算したものを示す。計算に必要な諸量として、 n_{00} は第5図のH曲線の値を、また電子温度は第6図のH曲線の平均値、すなわち 10^5 Kを用いた。さらに、衝突周波数は第2図の $\sqrt{P_B}$ 曲線が最小となるガス圧で、 $\nu_m \approx \omega$ であることが知られている⁽⁴⁾ から、0.1 mmHg で ν_m は 8.48×10^7 となる。それ故、任意のガス圧で衝突周波数を求めると、

$$\nu_m = 8.48 \times 10^7 (p / 0.1) \quad \text{----- (9)}$$

となり、この式を用いて計算した。

第8図の山は第5図のH曲線の山に対応する。第10領域（最外殻）のコンダクタンスは0.01 mmHg 以下の圧力では負になることがわかる。この0.01 mmHg なる値は第2図の $\sqrt{P_c}$ 曲線が最小となるガス圧 M' 点に、また第3図のB点のガス圧に等しい。

プラズマに吸収される電力を計算するためには高周波電界 $E_{1\theta}$ を求めなければならない。 $E_{1\theta}$ は次のMaxwell 方程式を満足する。

$$\frac{d^2 E_{1\theta}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dE_{1\theta}}{dr} + \left\{ -j\omega\mu_0 (G_n + jB_n) + \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{1}{r^2} \right\} E_{1\theta} = 0 \quad \text{--- (10)}$$

ここで、 G_n 、 B_n はそれぞれ(7)、(8)式で与えられる。 G_n 、 B_n は各領域では一定値であると仮定すると、(10)式はベッセル方程式となり次式の解を持つ。

第8図 プラズマの等価コンダクタンスの計算値

福村，高元

$$E_{1\theta} = C J_1 \left[\left\{ -j\omega\mu_0 (G_n + jB_n) + \frac{\omega^2}{c^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \cdot r \right]$$

$$r_{n-1} \leq r \leq r_n \quad \text{----- (11)}$$

ただし，Cは定数である。分割幅 Δr が小さい場合には第n領域の $E_{1\theta}$ は次式のように近似できる。

$$E_{1\theta n} \simeq C_n J_1 \left[\left\{ -j\omega\mu_0 (G_n + jB_n) + \frac{\omega^2}{c^2} \right\}^{\frac{1}{2}} \cdot r_n \right] \quad \text{----- (12)}$$

ここで，ベッセル関数 $J_1 (\xi e^{j\eta})$ は $\xi \ll 1$ の場合，次式に近似できる。

$$J_1 (\xi e^{j\eta}) \simeq J_1 (\xi) e^{j\eta} \simeq C' \cdot \xi e^{j\eta} \quad \text{----- (13)}$$

それ故， $|E_{1\theta n}|$ は

$$|E_{1\theta n}| \simeq C'' \cdot \left\{ \left(\frac{\omega^2}{c^2} + \omega\mu_0 B_1 \right)^2 + \omega^2 \mu_0^2 G_1^2 \right\}^{\frac{1}{4}} \cdot r_n \quad \text{----- (14)}$$

となる。ここで， G_1 ， B_1 はそれぞれ第1領域の等価コンダクタンス，等価サセプタンスである。したがって，第n領域のプラズマに吸収される電力 P_{an} は

$$P_{an} = G_n |E_{1\theta n}|^2 \cdot 2\pi r_n \cdot \Delta r \cdot \ell \quad \text{----- (15)}$$

で計算することができる。ここで， ℓ は放電管の長さである。0.1 mmHgでの実測の吸収電力

P_a と計算値 $\left(\sum_{n=1}^{10} P_{an} \right)$ を比較すると(14)式の定数 C'' として 1.68×10^2 を得る。

第9図は上記の C'' の値を用いて $|E_{1\theta n}|$ の半径方向分布を(14)式から計算したものである。第10図は(15)式から領域nをパラメータとして計算した吸収電力 P_{an} のガス圧依存性を示す。第10領域(最外殻)に吸収される電力はコンダクタンスが小さな値であるにもかかわらず，電界が大きくなるためかなり大きな値を示すことがわかる。

第10図の計算値の山Aは実測値よりもわずかに低圧力側に移行しているが，第3図および第4

図の山Aに対応していると考えている。故に、実測の吸収電力の山Aは正コンダクタンスの増加によるものであると考えられる。他方、第3図および第4図の山Bに対応する山は第10図には得られていない。これは山Bが生ずるガス圧0.01 mmHgでは第10領域のコンダクタンスが負の値となり吸収電力を計算できないことによる。

負性コンダクタンスの生ずる0.01 mmHg以下のガス圧では、負性コンダクタンスの出現により印加高周波の振幅が増幅され、その強い電界により電離が促進され吸収電力が増加する。特に最外殻付近で電離が促進されるため負性コンダクタンスの原因である拡散速度 v_{or} が減少する。その結果、(7)式の分子が $v_m > v_{or} / r_n$ となり、再び正のコンダクタンスを持つ新しい安定な放電状態となる。これが強い放電の発生である。

強い放電の発生の過程では放電状態が時々刻々と変化するため吸収電力を計算することができない。しかし、第10図の点線で示すように0.01 mmHg以下のガス圧では吸収電力は増加するであろうと推測できる。それ故、

この増加が第3図および第4図の吸収の増加Bに対応する。したがって、Bの山はプラズマの負性コンダクタンスによる吸収の増加であると考えている。

第9図 高周波電界の r 方向分布の計算値

第10図 プラズマに吸収される高周波電力の計算値

高周波プラズマにマイクロ波を入射すると，マイクロ波放電による電子密度の増加のため(7)式の ω_p が大きくなり，第4図のように吸収電力 P_a は増加する。特に，負性コンダクタンスの絶対値が大きくなる低圧力側では強い放電が助長される。その結果，強い放電はより低いガス圧までも維持され，第5図のH-1MおよびH-2M曲線で示すように電子密度は低圧力においてもほとんど一定の値を示す。

マイクロ波入射のもう一つの効果はマイクロ波の放射圧によるプラズマ加速⁽³⁾の効果である。ガスパルスを注入するとプラズマ表面からの強い反射が起る。反射面近傍のプラズマ塊はプラズマの内部に加速される。550Wの入射マイクロ波でプラズマ塊は約 10^4 m/s の速度で約10 cm加速されて動くことを報告した⁽³⁾。上記のマイクロ波加速の効果で放電管中心部の密度が増加すると，管壁への電子の拡散速度 v_{or} が大きくなり負性コンダクタンスは助長され，吸収電力が増加するものと考えられる。

負性コンダクタンスに対する外部磁界 B_{0z} の影響を調べるために(4)式の B を

$$B = B_{1z} + B_{0z} \quad \text{----- (16)}$$

に置き換えて，(3)式から等価コンダクタンスおよび等価サセプタンスを求めると

$$G_n = \epsilon_0 \omega_p^2 \cdot \left[\frac{\left(\nu_m + \frac{4v_{or}}{r_n} \right) \left\{ \omega_c^2 - \omega^2 + \left(\nu_m + \frac{v_{or}}{r_n} \right)^2 \right\} + 2 \left(\nu_m + \frac{v_{or}}{r_n} \right) \left\{ \omega^2 - \frac{2v_{or}\nu_m}{r_n} - \frac{4v_{or}^2}{r_n^2} \right\}}{\left\{ \omega_c^2 - \omega^2 + \left(\nu_m + \frac{v_{or}}{r_n} \right)^2 \right\}^2 + 4\omega^2 \left(\nu_m + \frac{v_{or}}{r_n} \right)^2} \right] \quad \text{----- (17)}$$

$$B_n = \epsilon_0 \omega_p^2 \cdot \left[\frac{2\omega \left(\nu_m + \frac{v_{or}}{r_n} \right) \left(\nu_m + \frac{2v_{or}}{r_n} \right) - \left\{ \omega - \frac{4v_{or}\nu_m}{\omega r_n} - \frac{4v_{or}^2}{\omega r_n^2} \right\} \left\{ \omega_c^2 - \omega^2 + \left(\nu_m + \frac{v_{or}}{r_n} \right)^2 \right\}}{\left\{ \omega_c^2 - \omega^2 + \left(\nu_m + \frac{v_{or}}{r_n} \right)^2 \right\}^2 + 4\omega^2 \left(\nu_m + \frac{v_{or}}{r_n} \right)^2} \right] \quad \text{(18)}$$

が得られる。ここで(17)，(18)式を得るためのプロセスとして(6)式の近似に加え，

$$\partial v_{or} / \partial r \simeq v_{or}(r_n) / r_n$$

$$\partial v_{1r} / \partial r \simeq 0 \quad \text{----- (19)}$$

を仮定した。

負性コンダクタンスの条件は(17)式から

$$\omega_c < \left[\frac{\frac{v_{or}}{r_n} \left\{ 4 \left(\frac{v_{or}}{r_n} \right)^2 + 3\nu_m \left(\frac{v_{or}}{r_n} \right) + 2\omega^2 \right\} - \nu_m \left\{ \nu_m^2 + 2\nu_m \left(\frac{v_{or}}{r_n} \right) + \omega^2 \right\}}{\nu_m + 4 \left(\frac{v_{or}}{r_n} \right)} \right] \quad (20)$$

となる。磁場を増加してゆくと(20)式の不等号は逆になり、負性コンダクタンスは消滅する。

故に、外部磁界 B_{0z} は負性コンダクタンスによる強い放電の発生を抑圧することがわかる。この結果は第7図の実験結果と定性的に一致する。

直列共振の条件を得るために(17),(18)式の G_n , B_n を

$$R_n = \frac{G_n}{G_n^2 + B_n^2}, \quad X_n = \frac{-B_n}{G_n^2 + B_n^2} \quad \text{----- (21)}$$

を用いて、抵抗分 R_n とリアクタンス分 X_n に変換し、 X_n を零に等しく置くと直列共振の条件として次式を得る。

$$\omega_c^2 = \omega^2 + \left[\left\{ \frac{2 \left(\nu_m + \frac{v_{or}}{r_n} \right) \left(\nu_m + 4 \frac{v_{or}}{r_n} \right)}{1 - 2\nu_m \cdot \frac{v_{or}}{\omega^2 r_n} - 4 \frac{v_{or}^2}{\omega^2 r_n^2}} \right\} - \left(\nu_m + \frac{v_{or}}{r_n} \right)^2 \right] \quad (22)$$

上式から明らかなように、サイクロトロン共鳴($\omega_c^2 = \omega^2$)から右辺第2項の値だけずれた所で直列共振は起る。それ故、サイクロトロン共鳴からのずれから、(22)式を用いて v_{or}/r_n の値を評価することができる。

第7図から直列共振の実験値は90 Gaussであることがわかる。しかし磁界の半径方向分布を考慮すると第10領域の磁束密度は79 Gaussとなる。それ故、この値はサイクロトロン共鳴

($\omega_c^2 = \omega^2$)から75 Gaussずれていることになる。この値を(22)式に代入して第10領域の v_{or}/r_n を計算すると、 4.23×10^7 を得る。この値は外部磁界のない場合の値の4.54倍である。 v_{or}/r_n としてこの値を用い(19)式から負性コンダクタンスの消滅する磁界を求めると4.2 Gaussとなり、強い放電の消滅する磁界は第7図から4.4 Gaussで実験値で理論値より約10倍大きい。実験値と計算値との定量的な差異については今後十分に検討する必要がある。しかし、外部磁界が負性コンダクタンスを抑制することは定性的には確かである。

4. 結 言

プラズマに吸収される高周波電力を実験的に調べ、理論的に検討した。吸収電力の山はガス圧に対して2つ存在し、高圧力側で観測される山は運動方程式とマックスウェルの式から近似的に求めた正のコンダクタンスの増加で説明できた。もう1つの山は低圧力側で生じ、プラズマの負性コンダクタンスの出現と一致する。それ故、強い放電はこの負性コンダクタンスにより吸収電力が増加し発生したものであると推定できる。この山は強い放電の発生する臨界電圧値が最小となるガス圧の近傍で生ずる。

マイクロ波入射の効果を調べるために、 H_2 ガスを100msの間だけパルス的に注入する方法で実験を行った。高圧力側では吸収電力は主として電離に使われ、低圧力側ではむしろ電子温度の上昇に使われる。マイクロ波の入射は強い放電の発生に効果的であり、プラズマは低圧力においてもほとんど一定の電子密度を維持しつづけた。

マイクロ波を入射した場合の効果の一つとしてマイクロ波放電による電子密度の増加による負性コンダクタンスの助長が考えられる。また、もう一つの効果としてマイクロ波がプラズマ表面で反射するときにプラズマに作用する放射圧によるプラズマ中心部の密度の増加が考えられる。放射圧を利用したプラズマ加速の機構については現段階では定量的に吟味していないが、負性コンダクタンスを助長する有効な方法の一つであると筆者等は考えている。

外部磁界は負性コンダクタンスを抑制し、吸収電力は磁界の増加と共に減少する。このことは定性的に証明されたが、外部磁界のある場合の密度分布および拡散速度が明らかでないため定量的な解析は行っていない。さらに、拡散速度 v_{or} のためにサイクロトロン共鳴($\omega_c = \omega$)からずれた磁場で直列共振による吸収の増加が観測された。

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。

高周波プラズマの電力吸収機構

参 考 文 献

- 1) 高元, 向山, 長浜: 電学誌 vol. 91 №4 p753 (1971)
- 2) 福村, 長浜, 高元: 電学誌 vol. 97-A №5 p243 (1977)
- 3) 福村, 高元: 電学誌 vol. 97-A №3 p149 (1977)
- 4) S.C. Brown: Basic Data of Plasma Physics, The Technology Press of M.I.T. and John Wiley and Sons, Inc., New York p. 142, (1959)