電子密度分布を考慮した誘導結合サーチコイルインピーダンスによるプラズマパラメータの評価

御園　勝秀*・神藤　正士*

(1998年12月21日　受理)

Analysis of Plasma Parameters from Impedance of an Inductively Coupled Search Coil as a Function of Electron Density Distribution

Katsuhide MISONO and Masashi KANDO

(Received Dec. 21, 1998)

Abstract

The impedance of the search coil wound around a discharge tube changes with the plasma parameters because of the properties of the plasma diamagnetism. We propose a method to evaluate the plasma parameters such as electric conductivity, collision frequency, electron density and electron temperature by analyzing the impedance of the search coil. Since this method requires the radial electron density distribution to evaluate plasma parameters, such electron density distributions as: (1) 0th order Bessel profile, (2) modified Bessel profile, (3) profile constricted around the central axis of the plasma column and (4) trapezoid profile are taken into account. For (1) or (2) expected in plasmas that a direct or two-step ionization is dominant in a mercury-argon plasma, or (4) for the plasma including negative ions, it is found that the coupling of the search coil with the plasma is strong enough to evaluate the plasma parameters with good accuracy. On the other hand, for (3) the variation of the impedance caused by the introduction of the plasma into the discharge tube is too small in the wide range of the electron density and electron temperature, which makes the accuracy of plasma parameters evaluation worse. It is clarified that the exact radial electron density distribution will lead to the evaluation of plasma parameters with high accuracy in the present method.

1. はじめに

放電プラズマの電子密度、電子温度、電気伝導率、衝突周波数などのプラズマパラメータを測定することは、半導体の加工に使われるプロセッシングプラズマや、蛍光ランプやHIDランプなどの光源に使われる各種のプラズマを理解し、特性を改善するために重要である。プラズマパラメータの計測方法として、Langmuirプローブ、マイクロ波干渉法や空洞共振法、発光・吸収スペクトル法、レーザー誘起蛍光法等が広く用いられている[1)-5)]。しかし、Langmuirプローブでは放電管内にプローブを挿入する必要があり、光学的手法では光を透過させる窓を設けておく必要があるという不便さがある。また、マイクロ波測定法では、本測定方法と測定原理の類似性が高いが、放電管形状を測定法に合わせ込むように改善する必要が生じることが多い。今回計測の対象にする蛍光ランプ内のプラズマでは、放電管内面に蛍光体が塗布された状態でもプラズマパラメータが計測できる方法が望ましい。

放電管に巻いたサーチコイルのインピーダンスは放電プラズマのパラメータによって変化する。本論文ではこのインピーダンスの変化量からプラズマパラメータを求める方法を提案する[6)]。この方法は、測定に際して放電管に特別な加工を行う必要はないという利点があるが、絶対値の決定には電子密度分布の形状を知る必要がある。本論文では、径方向の電子密度分布形状とサーチコイルのインピーダンスとの関係を調べることによりサーチコイルとプラズマとの結合の強さを評価し、導出されるプラズマパラメータの精度に電子の密度分布がおよぼす影響を検討した。

2. サーチコイルインピーダンスの導出

2.1 基礎方程式

本測定方法の原理は、プラズマが反磁性体であることに基づいている[7)]。円筒状放電プラズマに巻いたサーチコイルに高周波電流を流すと、サーチコイルが囲む面に垂直な方向に高周波の磁場が生じる。この磁場がプラズマと誘導結合することにより、反磁性電流がプラズマ内に流れる。これはサーチコイルが作る磁場を減少させると同時にプラズマ内に生じた誘導電流が熱化してエネルギー消費となるので、サーチコイルのリアクタンスは減少し抵抗は増加する。

次にサーチコイルのインピーダンスを表わす式を導出する。プラズマおよびサーチコイルが円筒状で、かつ直径に対して十分長いと仮定する。プラズマの密度分布は径方向の位置rのみの関数で、磁場は軸方向(z方向)成分のみを持ち、rのみの関数とする。この場合、サーチコイルがプラズマ内に作る磁場Hの実部H_rと虚部H_iはMaxwellの方程式と一般化されたOhmの法則から導かれる。これらの方程式は誘導結合プラズマを解析するために既に報告[8)-11)]されているものと数学的には等価であるが、誘導結合プラズマでは、コイルに流す高周波電流はプラズマを生成するためであるが、本報告のサーチコイルでは、直流放電や

* 静岡大学大学院電子科学研究科
Graduate School of Electronic Science and Technology, Shizuoka University, Hamamatsu 432-8561, Japan

高周波放電等で既に生成されているプラズマと誘導結合させて、そのインピーダンスを測定するために高周波電流を流す。H_rとH_iは次の式で与えられる[6]。なお、導出過程の詳細は付録Aに示す。

$$\frac{d^2\overline{H}_r}{d\bar{r}^2}+\frac{1}{\bar{r}}\left(1-\frac{\bar{r}}{\bar{n}_e}\frac{d\bar{n}_e}{d\bar{r}}\right)\frac{d\overline{H}_r}{d\bar{r}}-\frac{\alpha_0\bar{n}_e}{1+\Omega^2}\left(\Omega\overline{H}_r-\overline{H}_i\right)=0 \tag{1}$$

$$\frac{d^2\overline{H}_i}{d\bar{r}^2}+\frac{1}{\bar{r}}\left(1-\frac{\bar{r}}{\bar{n}_e}\frac{d\bar{n}_e}{d\bar{r}}\right)\frac{d\overline{H}_i}{d\bar{r}}-\frac{\alpha_0\bar{n}_e}{1+\Omega^2}\left(\overline{H}_r+\Omega\overline{H}_i\right)=0 \tag{2}$$

ただし、

$$\bar{r}\equiv r/R_c,\ \overline{H}\equiv\overline{H}_r+j\overline{H}_i=(H_r+jH_i)/H_c,\ \bar{\sigma}\equiv\sigma/\sigma_0 \tag{3}$$

で、R_cはサーチコイルの半径、H_cはサーチコイル表面での磁場、σ_0はプラズマの中心軸上zにおける直流電気伝導率、$\bar{n}_e(\bar{r})$はプラズマ中心軸上の電子密度で規格化された電子密度分布である。境界条件は

$$\overline{H}_r(1)=1,\ \ \overline{H}_i(1)=0,\ \ \left.\frac{d\overline{H}_r}{d\bar{r}}\right|_{\bar{r}=0}=\left.\frac{d\overline{H}_i}{d\bar{r}}\right|_{\bar{r}=0}=0 \tag{4}$$

である。ここで

$$\alpha_0\equiv\omega\mu_0\sigma_0R_c^2=2\left(R_c/\delta\right)^2 \tag{5}$$

$$\Omega\equiv\omega/\nu \tag{6}$$

であり、δは$\nu>>\omega$の場合の表皮厚さである。$\bar{n}_e(\bar{r})$は規格化された高周波電気伝導率$\bar{\sigma}(\bar{r})$と次の関係にある[12]。

$$\bar{\sigma}(\bar{r})=\frac{\bar{n}_e(\bar{r})e^2}{m(\nu+j\omega)}, \tag{7}$$

ここで、mは電子の質量、eは電子の電荷である。(1)および(2)式より明らかなように、$\overline{H}_r$と$\overline{H}_i$はα_0とΩの関数であるから、α_0とΩは$\overline{H}_r$と$\overline{H}_i$から逆算して決定することができる。α_0とΩが求まれば、σ_0が(5)式から、νが(6)式から求まる。これらの関係からn_{e0}は次の式で与えられる。

$$n_{e0}=\frac{m\nu}{e^2}\sigma_0 \tag{8}$$

ここで、電子のエネルギー分布をMaxwell分布と仮定すると、νは電子温度T_eと関係づけられる。今回対象にする水銀-アルゴン放電では、アルゴンのガス圧が2.5 Torrで、点灯中の水銀蒸気圧は6 mTorrである。したがって、アルゴン原子の密度は水銀のそれより400倍大きいので、アルゴン原子と電子間の弾性衝突がνに寄与するものと考えることができる。この場合、νは次の式でT_eと関連づけられる[13]。

$$\nu=\nu_0p\left(\frac{kT_e}{e}\right)^{1.65} \tag{9}$$

ここで、$\nu_0=3.8\times10^8\ \mathrm{s^{-1}\ V^{-1.65}\ Torr}$、$p$はアルゴンガス圧である。

測定できる物理量はサーチコイルのインピーダンス：$Z=R+jX$である。そして、$\overline{H}_r$と$\overline{H}_i$の放電管断面積による平均値$\langle\overline{H}_r\rangle$と$\langle\overline{H}_i\rangle$は$Z$の変化量$\Delta Z$と次式で関係づけられる。なお、式の導出は、煩雑さを避けるために付録Bに示した。

$$\Delta Z\equiv\frac{R}{R_0}+j\frac{X}{X_0}$$

$$\frac{R}{R_0}=1-\frac{X_0}{R_0}\left\langle\overline{H}_i(\alpha_0,\Omega)\right\rangle=1-Q_0\left\langle\overline{H}_i(\alpha_0,\Omega)\right\rangle \tag{10}$$

$$\frac{X}{X_0}=\left\langle\overline{H}_r(\alpha_0,\Omega)\right\rangle \tag{11}$$

ここでR_0、X_0およびQ_0はそれぞれプラズマがないときのサーチコイルのR、XおよびQである。従って、サーチコイルのインピーダンスを実測し、(10)および(11)式をα_0とΩを未知数とする連立方程式として解けば、プラズマパラメータを決定することができる。

2.2 サーチコイルインピーダンスの数値計算

(1)、(2)式を連立して解いて$\overline{H}_r$と$\overline{H}_i$をそれぞれα_0とΩの関数として求めるためには、$\bar{n}_e(\bar{r})$が必要である。ここでは$\bar{n}_e(\bar{r})$として次の4種類を考える。

$$\bar{n}_e(\bar{r})=J_0(2.4\bar{r}) \tag{12}$$

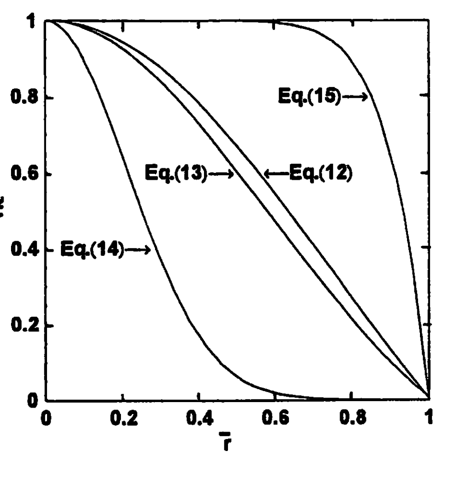
$$\bar{n}_e(\bar{r})=1.00+0.0122\bar{r}-2.214\bar{r}^2+1.208\bar{r}^3 \tag{13}$$

$$\bar{n}_e(\bar{r})=\exp[-(\bar{r}/0.3)^2] \tag{14}$$

$$\bar{n}_e(\bar{r})=1-\bar{r}^{10} \tag{15}$$

図1に上記$\bar{n}_e(\bar{r})$の形状を比較して示す。(12)式は、プラズマ断面で一様な直接電離が起きている時に生成される電子が、径方向への両極性拡散による損失とバランスする時に形成される0次のBessel分布である。これに対し(13)式は、準安定準位を介して二段電離により生成される電子が支配的であるとして導かれる径方向分布で、修正Bessel分布となる。この分布は蛍光ランプに代表される水銀-希ガス放電で成立する[14]。(14)式は高気圧放電において顕著となる収縮プラズマを想定した場合の電子密度分布[15]である。(15)式は酸素などの負イオンがある時に、プラズマ柱の中心軸付近で再結合損失が拡散損失を上回る場合に形成される電子密度分布[16]である。電子密度分布の半値幅は(15)式が最も広く、以下(12)、(13)、(14)の順である。

以上の$\bar{n}_e(\bar{r})$を使い、α_0とΩをパラメータとしてShooting法[17]により$\overline{H}_r$と$\overline{H}_i$を求めた。このとき、(4)式で与えられる境界条件が0.1%以下の相違で満足されたときを解とした。$\overline{H}_r$と$\overline{H}_i$から、それぞれの平均磁場$\langle\overline{H}_r\rangle$と$\langle\overline{H}_i\rangle$を計算すると図2の結果を得る。これより、$\bar{n}_e(\bar{r})$の半値幅が広くなるほど$\alpha_0-\Omega$平面内における$\langle\overline{H}_r\rangle$と$\langle\overline{H}_i\rangle$の変化が顕著となる。この結果、(10)、(11)式から判るように、与えられたn_{e0}とT_eに対してはα_0とΩが一意的に定まるにも拘わらず、ΔZは$\bar{n}_e(\bar{r})$の半値幅が広くなるほど大きくなるので、ΔZの測定は容易になる。逆に、$\bar{n}_e(\bar{r})$の半値幅が狭くなるとΔZは小さくなるので測定が困難になる。これは、本測定方法でプラズマパラメータを精度良く測定するためには、サーチコイルインピーダンスの高精度測定のみならず、電子密度分布形状の正確な測定が必要となることを示唆する。また、電子密度分布の半値幅が狭いプラズマに対しては、α_0と



Eq.(12): $J_0(2.4\bar{r})$
Eq.(13): 二段電離
Eq.(14): $\mathrm{Exp}[-(\bar{r}/0.3)^2]$
Eq.(15): $1-\bar{r}^{10}$

図1　4種類の径方向電子密度分布
Fig. 1　Four radial distributions of electron density

Ωに対するΔZが著しく小さくなるために、特に電子密度が低い場合には測定精度が悪くなることに注意しなければならない。

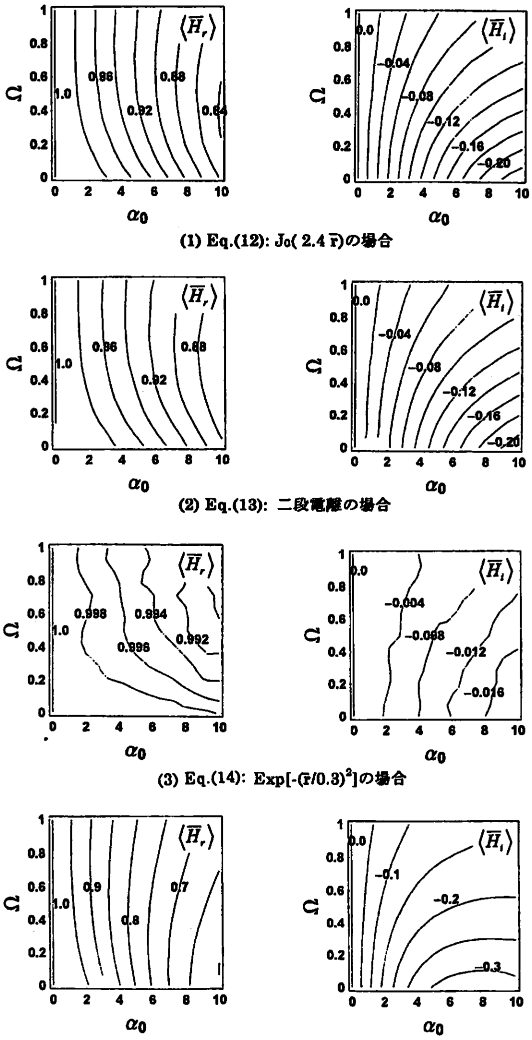
サーチコイルのインピーダンスを測定する場合、測定周波数fの選定が問題になる。この課題に対しては(10)、(11)式が指針を与えてくれる。すなわち、プラズマパラメータであるn_{e0}とT_e、および実験に用いるサーチコイルのR_0、L_0、およびR_cを与えると、(10)、(11)式からΔZをfの関数として計算することができる。一例として、n_{e0}= (1,2,5,10)×10^{11} cm^{-3}、T_e=1 eV、R_0=0.4 Ω、L_0=0.2 μH、R_c=15 mmの場合について求めたΔZをfの関数として図３に示す。これより、fにほぼ比例してR/R_0は増加し、X/X_0は減少することが判る。ΔZが大きいほどプラズマパラメータの測定精度は高くなるので、fは高い方が有利である。

3. 実　験

3.1 実験方法

測定装置を図４に示す。実験に用いた放電管は蛍光ランプFL20で、管の内径は30mm、外径は32mmであり、電極間距離500mmのガラス管内にアルゴン2.5Torr(333 Pa)と水銀が封入されている。電極はタングステンのダブルコイルに(Ba,Sr,Ca)Oが塗布されており、熱陰極モードで動作する。放電は直流で行い、放電電流は500mAとした。また、カタフォリシス[18]が生じないように、電極の極性は１時間で反転させた。サーチコイルは線径２mm、ピッチ３mmの２ターンコイルで、コイルの内径は32mmである。このサーチコイルを放電管に沿って移動させ、測定周波数30MHzに対して負グロー部と陽光柱部におけるインピーダンスをネットワークアナライザ(HP社, Model 8753C)で測定した。

今回の実験でインピーダンスを30MHzで測定したのは次の理由による。図３に示したように、高いfで測定した方がΔZの測定精度は高くなる。しかし、実際にインピーダンスを測定してみるとfが高くなりすぎると、浮遊容量に起因すると思われる共振現象が現われたため、もはやfに比例しなくなった。そこで、比例関係が成り立つ範囲でできるだけ高いfということで30MHzを選定した。



(1) Eq.(12): J₀(2.4 $\bar{r}$)の場合

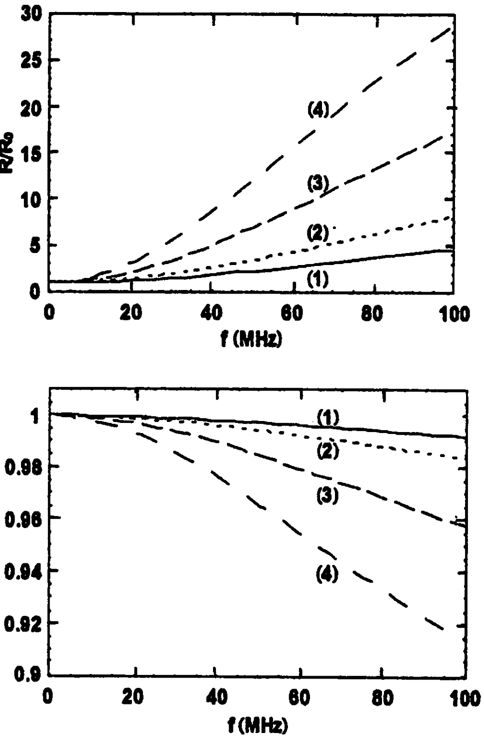
(2) Eq.(13): 二段電離の場合

(3) Eq.(14): Exp[-($\bar{r}$/0.3)^2]の場合

(4) Eq.(15): 1-$\bar{r}^{10}$の場合

図２　平均磁場およびとおよびとの関係

Fig.2 Averaged $\langle \overline{H}_r \rangle$ and $\langle \overline{H}_i \rangle$ as a function of α_0 and Ω



(1) n_{e0} = 1×10^{11} cm^{-3}、(2) n_{e0} = 2×10^{11} cm^{-3}

(3) n_{e0} = 5×10^{11} cm^{-3}、(4) n_{e0} =10×10^{11} cm^{-3}

図3　ΔＺとｆの関係

Fig. 3　ΔZ as a function of f

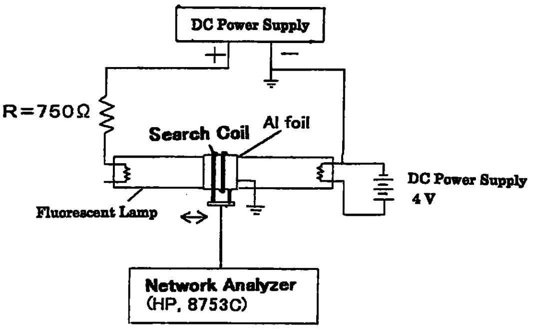


図4　実験装置の概略図

Fig. 4　Experimental set-up

3.2 実験結果

負グローと陽光柱のインピーダンス測定値を**表1**と**表2**に示す。この測定値を使い、第2節で説明した方法で4種類の電子密度分布に対して電気伝導率と衝突周波数を求め、(9)式から電子密度を、(10)式から電子温度を求めた。**表3**に負グローの、**表4**に陽光柱のプラズマパラメータを示す。なお、電子密度分布が(14)式で与えられると仮定した場合、ΔZから求まる平均磁場は**図2**の$\alpha_0-\Omega$平面の領域外に位置するため、プラズマパラメータの決定はできなかった。

本方法ではプラズマパラメータが電子密度分布形状に強く依存することが判ったが、直接電離と二段電離での差を検出できるほどではなく、二段電離が主体である水銀-アルゴン放電プラズマでも、0次Bessel分布との相違は顕在化していない。しかし、高気圧放電における収縮プラズマのように電子密度分布の半値幅が狭いプラズマや、負イオンプラズマのように電子密度分布の半値幅が広いプラズマでは、電子密度分布の正確な評価が重要である。特に収縮プラズマにおいては、電子密度分布形状が正確に求まっていないとプラズマパラメータの測定値が大きな誤差を含む恐れがある。この理由として、収縮プラズマではサーチコイルが作る高周波磁場とプラズマとの結合が疎になることが挙げられる。また、今回の測定から、負グローでは陽光柱に比べて電子密度は高く電子温度は低いことが示されたが、これは一般的に知られていること[19)20)]と定性的に一致する。

表1　負グローにおいて測定されたサーチコイルのインピーダンス
Table 1 Impedance of the search coil measured at the negative glow

ランプ電流 (mA)	R (Ω at 30MHz)	X (Ω at 30MHz)
0	0.418	38.725
500	2.716	37.268

表2　陽光柱において測定されたサーチコイルのインピーダンス
Table 2 Impedance of the search coil measured at the positive column

ランプ電流 (mA)	R (Ω at 30MHz)	X (Ω at 30MHz)
0	0.417	38.992
500	0.867	38.926

表3　負グローにおけるプラズマパラメータの算出値
Table 3 Calculated plasma parameters for the negative glow

電子密度分布	σ_0 ($\Omega^{-1}m^{-1}$)	ν (GHz)	n_{e0} ($\times10^{11}$ cm^{-3})	T_e (K)
Eq.(12)	47.1	0.392	6.58	6790
Eq.(13)	55.0	0.402	7.87	6890
Eq.(14)	決定不可	決定不可	決定不可	決定不可
Eq.(15)	17.7	0.372	2.35	6570

表4　陽光柱におけるプラズマパラメータの算出値
Table 4 Calculated plasma parameters for the positive column

電子密度分布	σ_0 ($\Omega^{-1}m^{-1}$)	ν (GHz)	n_{e0} ($\times10^{11}$ cm^{-3})	T_e (K)
Eq.(12)	6.44	1.43	3.29	14900
Eq.(13)	8.23	1.05	3.07	12300
Eq.(14)	105.4	2.04	76.3	18400
Eq.(15)	2.42	1.42	1.22	14800

4. まとめ

放電管に巻いたサーチコイルインピーダンスの変化量から、プラズマの諸パラメータ(電気伝導率、衝突周波数、電子密度、電子温度)を評価した。この測定方法はプラズマが反磁性体であることに基づいている。すなわち、サーチコイルに高周波電流を流したときに作られる磁場がプラズマと誘導結合すると、プラズマ内に反磁性電流が流れるために、サーチコイルのリアクタンスが減少し抵抗が増加する。プラズマの径方向電子密度分布が既知である場合、インピーダンスの変化量からプラズマパラメータが評価できる。本論文では現実のプラズマで発生しうる4種類の電子密度分布を考え、プラズマパラメータの評価に及ぼす影響を考察した。蛍光ランプに使われている水銀-アルゴン放電の負グローと陽光柱プラズマに本測定方法を適用した結果、直接電離と二段電離が支配的な場合の0次または修正Bessel分布では、インピーダンスの変化量から求まるプラズマパラメータの測定値に大きな違いを生じなかったが、電子密度分布の半値幅が狭い収縮プラズマでは全てのプラズマパラメータが過大に、反対に、半値幅が広い平坦なプラズマでは過小に見積もられ正しい結果を示さないことが判った。特に収縮プラズマに対して本手法を適用する場合には、予め別の測定方法で正しい電子密度分布を求めておくことが重要である。

結論として、本測定方法を正しく適用するためには、対象となるプラズマの径方向電子密度分布の正確な形状を求め、これに基づいて$\langle \overline{H_r} \rangle$と$\langle \overline{H_i} \rangle$を求めることが重要であることが判明した。

付録A

Maxwellの方程式とOhmの法則から(1)、(2)式を導く。

まず、今回の解析では変位電流を無視したが、これは次の理由による。伝導電流と変位電流の比は

$$\left| \frac{i}{\partial D / \partial t} \right| = \frac{\sigma E}{\omega \varepsilon_0 E} = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega \nu}, \tag{A1}$$

で与えられる[11)]。ここで、iは伝導電流密度、Dは電束密度、σはプラズマの電気伝導率、Eは電界強度、ωはサーチコイルに流す高周波電流の角周波数、ε_0は真空中の誘電率、ω_{pe}は電子のプラズマ周波数、νは電子の実効的な衝突周波数である。今回対象にする蛍光ランプのプラズマでは電子密度の典型的な値は約$10^{11}cm^{-3}$のオーダーで、衝突周波数の典型的な値は約1 GHzである[14)]。また、サーチコイルに流した高周波電流の周波数は30MHzである。この条件の下では、伝導電流は変位電流に比べて約10^3倍大きい。ゆえに変位電流は無視できる。

この時、基本方程式は

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \tag{A2}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{i} \tag{A3}$$

$$\mathbf{i} = \sigma \mathbf{E} \tag{A4}$$

である。磁場の時間変化は正弦的($\partial/\partial t = j\omega$)と仮定し、(A2)−(A4)から$\mathbf{i}$と$\mathbf{E}$を消去すると

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{H}) = \frac{\nabla \sigma}{\sigma} \times (\nabla \times \mathbf{H}) - j\omega\mu_0\sigma\mathbf{H} \tag{A5}$$

を得る。ここで、(A5)式の左辺にベクトル解析の公式

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} \tag{A6}$$

を適用すると

$$\nabla^2\mathbf{H}+\frac{\nabla\sigma}{\sigma}\times(\nabla\times\mathbf{H})-j\omega\mu_0\sigma\mathbf{H}=0 \tag{A7}$$

を得る。ここで∇・B=0を使った。プラズマも磁場も軸対称かつz方向に一様と仮定して、(A7)式を円柱座標で記述すると、σはrのみの関数で、Hはz成分のみもち、それはrのみの関数である。したがって

$$\frac{d^2H}{dr^2}+\frac{1}{r}\left(1-\frac{r}{\sigma}\cdot\frac{d\sigma}{dr}\right)\frac{dH}{dr}-j\omega\mu_0\sigma H=0 \tag{A8}$$

となる。ここで本文(3)、(5)、(6)式に示した変数を導入し、(A8)式を実部と虚部に分離して整理すると(1)、(2)式を得る。

付録B

コイルの自己インダクタンスの定義から

$$\Phi=\mu_0\langle H\rangle\cdot S=L\cdot I \tag{B1}$$

ここで、Φはサーチコイルを貫く磁束、$\langle H\rangle$は断面で平均化した平均磁場、Sはサーチコイルが囲む面積、Lはサーチコイルのインダクタンスである。プラズマが無い場合の$\langle H\rangle$を$\langle H_0\rangle$とすると、

$$\langle H\rangle/\langle H_0\rangle=\langle\overline{H}_r\rangle+j\langle\overline{H}_i\rangle\ , \tag{B2}$$

となる。したがってサーチコイルの自己インダクタンスLは

$$L/L_0=\langle\overline{H}_r\rangle+j\langle\overline{H}_i\rangle \tag{B3}$$

で与えられる。ゆえに、サーチコイルのインピーダンスZは

$$\begin{aligned} Z&=R_0+j\omega L\\ &=R_0-\omega L_0\langle\overline{H}_i\rangle+j\omega L_0\langle\overline{H}_r\rangle\\ &\equiv R+j\omega L \end{aligned} \tag{B4}$$

となる。ここで、添え字0はプラズマがない場合の値を表す。(B4)式からサーチコイルのRとXは(10)、(11)式で与えられる。

参考文献

1) 核融合学会編: プラズマ診断の基礎,(名古屋大学出版会, 1991)第2,5,6章

2) I.H.Hutchinson: "*Principles of plasma diagnostics*", (Cambridge Univ. Press, 1987) Chaps.3-6

3) R.H.Huddlestone and S.L.Leonard Ed.: "*Plasma diagnostics techniques*", (Academic Press, 1965) Chaps.4-7,9-11

4) W.Lochte-Holtgreven: "*Plasma diagnostics*", (North Holland Publ. Co., 1968) Chaps.9,11-12

5) M.A.Heald and C.B.Wharton: "*Plasma Diagnostics with Microwave*", (John Wiley & Sons Inc., 1965),Chaps.5 and 6

6) K.Misono, M.Kando, and J.T.Verdeyen, Jpn. J. Appl. Phys.,38 (1999) 231

7) F.F.Chen: "*Introduction to plasma physics and controlled fusion*", (Plenum Press, 1984) Chaps.3 and 4

8) J.W.Denneman, J.Phys.D,23 (1990) 293

9) R.B.Piejak, V.A.Godyak, and Alexandrovich, Plasma Sources Sci. Technol.,1 (1992) 179

10) G.G.Lister and M.Cox, Plasma Sources Sci. Technol.,1 (1992) 67

11) V.A.Godyak, R.B.Piejak, and Alexandrovich, Plasma Sources Sci. Technol.,3 (1994) 169

12) M.A.Lieberman and A.J.Lichtenberg: "*Principles of plasma discharges and materials processing*", (John Wiley & Sons, 1994) Chap.4

13) J.Polman, J.E.van der Werf, and P.C.Drop, J.Phys.D,5 (1972) 266

14) M.A.Cayless, Brit. J.Appl.Phys.,11 (1960) 492

15) J.F.Waymouth: "*Electric discharge lamps*", (MIT Press, 1971) Chap.5

16) M.A.Lieberman and A.J.Lichtenberg: "*Principles of plasma discharges and materials processing*", (John Wiley & Sons, 1994) Chap.10

17) W.H.Press, S.A.Teukolsky, W.T.Vetterling, and B.P.Flannery: "*Numerical Recipes, 2nd Ed.*", (Cambridge University Press, 1991) Chap.17

18) L.M.Chanin, "*Part 2.4. Nonuniformities in glow discharges: Chataphoresis*", In "*Gaseous electronics Vol.1 Electrical discharges*", (Academic Press, 1978)

19) R.C.Wamsley, T.R.O'Brian, K.Mitsuhashi, and J.E.Lawler, Appl.Phys.Lett., 59-23 (1991) 2947

20) S.E.Coe, J.A.Stocks, and A.J.Tambini, J.Phys.D,26 (1993) 1203