新手法による誘導結合型プラズマのインピーダンス測定*

川田 博昭^{*1}・本多 稔^{*1}・松永 崇^{*1}・村田 顕二^{*1}

(受理1998年11月30日, 掲載決定1999年3月6日)

Impedance Measurements for Inductive
Coupled Plasmas with New TechniqueHiroaki KAWATA^{*1}, Minoru HONDA^{*1},
Takashi MATSUNAGA^{*1} and Kenji MURATA^{*1}^{*1}(Department of Physics and Electronics, College of Engineering,
Osaka Prefecture University, 1-1 Gakuentyou, Sakai, Osaka)

(Received November 30, 1998, Accepted March 6, 1999)

We developed a new measurement system for the antenna current to obtain a plasma impedance that was hardly measured due to the low inductance of the antenna coil. When a conventional measurement system was used, the phase angle between the voltage and current was 81° for a high density Ar plasma ($\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ plasma density at 6.7 Pa). With new cancel circuit that subtracts the current flow to the coil inductance, the current was down to ten times smaller and the phase angle decreased to 54° . Both the power dissipation and the plasma density measured by the Langmuir probe were almost direct proportional to the current. It was also demonstrated theoretically that the new system is useful for the measurement of the impedance and power dissipation in plasmas.

1. はじめに

誘導結合型プラズマは低圧力で高密度のプラズマが得られるため, プロセス用のプラズマとして注目されている. 誘導結合型プラズマの特性を知るため, アンテナコイルの高周波インピーダンスを測定する方法がある¹⁾. この方法はプラズマ内での電力消費の絶対値を求めることができるので, プラズマへのエネルギー伝達機構を調べる有力な手段である. プラズマのインピーダンスが誘導結合でアンテナコイルのインピーダンスに反映される場合, プラズマとアンテナコイル間の結合の強さを示す結合係数が重要となる. 実際の装置では結合係数が小さい場合が多く, プラズマのインピーダンスがアンテナコイルのインピーダンスにあまり反映されないため, プラ

ズマのインピーダンスの測定は難しい場合が多い.

本報告では結合係数が小さい場合でもプラズマのインピーダンスを測定できる方法を提案し, 実験による検証を行っている.

2. 実験方法

Fig. 1 に実験装置の概略図を示す. チャンバーは内径 200 mm のステンレス製, 上ふたは厚さ 10 mm のバイレックスガラス製である. プラズマ励起用のアンテナコイルはバイレックスガラスと密着するようにした. アンテナコイルは矩形断面の 1 ターンコイル (断面: 20 mm × 15 mm, 平均半径: 90 mm) で水冷されている. 13.56 MHz の高周波電源が π 型のマッティング回路を通してアンテナコイルにつながれている. アンテナコイルを円形断面のワンターンコイル (断面の直径: 20 mm) とした場合, 自己インダクタンスは 89 nH となり²⁾, 13.56 MHz でのインピーダンスは 7.5Ω となる. コイル間の

* 平成10年11月12日 第39回真空に関する連合講演会で講演

^{*1} 大阪府立大学工学部電子物理工学科 (〒599-8631 堺市学園町 1-1)

Fig. 1 Schematic view of the experimental system.

電圧は市販の1/100プローブを用いて測定した。コイルを流れる電流は自作の10ターンのログスキーコイルを用いて検出した。ログスキーコイルの出力は市販の1/10プローブ、積分器、および、後述するキャンセル回路を通り、電流波形としてオシロスコープで測定される。本報告では、電流波形と電圧波形の位相差、 ϕ 、は電圧波形に対して電流波形が進んでいる場合を正の値とした。電流値の校正は50Ωの純抵抗を用いて行った。本実験で用いたキャンセル回路を含めた装置系で、電流波形と電圧波形の間に初期位相差が $\phi_0=15^\circ$ あった。プラズマ密度を見積もるため、-35Vを印加した平面型ラングミュアプローブ（プローブ面積：9mm²）で飽和イオン電流を測定した。ラングミュアプローブ測定はコイルの下方、パイレックスガラスから40mmの点で行った。放電は圧力6.7PaのArで行った。

3. 結 果

Fig. 2 にラングミュアプローブで測定した飽和イオン

Fig. 2 RF power dependence of ion saturation current measured by the plane Langmuir probe.

電流密度、 I_{is} 、と高周波印加電力、 P_{in} 、の関係を示す。 P_{in} はマッチング回路の前に置かれた通過型の高周波電力計で測定した。 P_{in} を増加していくと150~200Wで放電状態が急に変化し、 I_{is} が急に増大した。このようなモードジャンプ後、 $P_{in}=150\sim400$ Wの範囲では I_{is} は P_{in} にはほぼ正比例した。プラズマの電子温度を3.0eVと仮定し、Bohm基準を用いてプラズマ密度、 n_p 、を見積もると、モードジャンプ前の $P_{in}=100$ Wでは $n_p=1.2\times10^{10}$ cm⁻³、モードジャンプ後の $P_{in}=200$ Wでは $n_p=4.1\times10^{11}$ cm⁻³となった。モードジャンプ後には高密度のプラズマが得られていることがわかる。Fig. 3にオシロスコープで測定された電流、電圧波形の一例を示す。(a)は放電開始前、(b)は $P_{in}=200$ Wで高密度プラズマが得られている場合である。この図では初期位相差 ϕ_0 の補正は行っていない。(a)ではアンテナコイルの自己インダクタンスによるインピーダンスを測定していることになる。このインピーダンスの絶対値 $|Z|=5.9\Omega$ 、位相差 $\phi=-82^\circ$ となった。測定されたインピーダンス

Fig. 3 Current and voltage waveforms without the cancel circuit for (a) no discharge and (b) high density plasma at $P_{in}=200$ W.

はほぼ純インダクタンスである。|Z|は円形断面のコイルの理論値(7.5Ω)に対し23%の差があった。これは理論値を求めた時のコイルの形状と実験で用いたコイルの形状が異なるためと考えている。P_{in}=200 Wの場合、インピーダンスの絶対値|Z|=5.3Ω、位相差φ=-81°となった。高密度プラズマが得られている場合でも、測定されたインピーダンスはアンテナコイルの自己インダクタンスによるインピーダンスとほぼ同じとなった。そこで、自己インダクタンスに流れる電流を打ち消すキャンセル回路を作製した。キャンセル回路の構成をFig. 4に示す。コイルの自己インダクタンスに流れる電流はコイル間の電圧に比例し、位相が-90°ずれていると考えられる。そこで、まず、電圧プローブの出力をImpedance Conversion Ampで50Ωにインピーダンス変換した後、Power Dividerで2分割する。2分割された信号の一つは電圧波形、V_m、としてオシロスコープで測定される。もう一つの信号はPhase Shifterで位相を+90°ずらし、Attenuatorで適当な振幅にして補償用の信号とする。自己インダクタンスに流れる電流は位相が-90°ずれているため、Power Combinerで2つの信号を足しあわせると、自己インダクタンスに流れる電流は補償用の信号により打ち消される。実験では、無放電時にPower Combinerからの出力信号、I_m'が0になるようにPhase Shifter, Attenuatorを調整した。Fig. 5にP_{in}=200 Wでの電流、電圧波形を示す。この図でも初期位相差φ₀の補正は行っていない。(a)はキャンセル回路を用いない場合で、Fig. 4(b)と同じである。(b)はキャンセル回路を用いたものである。(b)の電流値は(a)の約1/10になった。また、電流波形にひずみが見られ、プラズマの電気的特性に非線形性があることがわかる。現在のところ、高調波に関してはまだ考察を行っていない。(b)の波形では、|Z|=82Ω、φ=-54°となり、(a)と比

Fig. 4 Block diagram of the cancel circuit.

べてインピーダンスの抵抗成分の割合が明瞭に読み取れるようになっている。

4. 考 察

アンテナコイルとプラズマが電磁誘導で結合している場合、等価回路ではアンテナコイルとプラズマ間はトランス結合で表現できる³⁾。トランスの等価回路をFig. 6のように示す⁴⁾。ここでZ_L, Z_pはそれぞれアンテナコイルの自己インダクタンス、および、プラズマのインピーダンスである。k(≤1)はトランスの結合係数で、アンテナコイルとプラズマ間の結合の強さを示す。キャンセル回路がない場合のインピーダンスは次式となる。

$$Z = \frac{(1-k^2)Z_L^2 + Z_L Z_p}{Z_L + Z_p} \quad (1)$$

キャンセル回路を入れると、実際の電流からV_m/Z_L分の電流を差し引いたものが測定電流になる。この時のインピーダンス、Z'は、

$$Z' = \frac{1-k^2}{k^2} Z_L + \frac{1}{k^2} Z_p \quad (2)$$

となる。キャンセル回路を用いても、k≠1ならばZ_pを

Fig. 5 Current and voltage waveforms for the high density plasma at P_{in}=200 W a) with and b) without the cancel circuit.

Fig. 6 Equivalent circuit model between antenna coil and plasma.

直接求めることはできない。(1), (2)式でインピーダンスを見積もってみる。プラズマ内で電子がArと衝突しながら電界からエネルギーを受け取る場合、圧力6.7 Paでは Z_p のインダクタンス成分は小さく、抵抗成分は数 Ω と考えられるので¹⁾、ここでは $Z_p=5\Omega$ と仮定する。また $Z_L=j6\Omega$ とする。ここで、 j は虚数単位である。キャンセル回路がない場合、 $k=1$ ならば $Z=3.0+j2.5\Omega$ 、 V_m と I_m の位相差、 $\phi=-40^\circ$ となる。しかし、 $k=0.3$ ならば $Z=0.27+j5.7\Omega$ 、 $\phi=-87^\circ$ となる。 $k=0.3$ の場合、測定されるインピーダンスはほぼ Z_L に等しくなる。キャンセル回路を用いると、 $k=0.3$ の時、 $Z'=56+j61\Omega$ 、 $\phi=-48^\circ$ となる。キャンセル回路を用いることにより、インピーダンスに抵抗成分がはっきりとあらわれ、プラズマのインピーダンスが反映された結果となる。これらはFig. 5で得られた実験結果とよく一致する。キャンセル回路を入れて測定される電流、 I'_m 、とプラズマを流れる電流、 I_p 、の関係を計算すると次のような簡単な結果が得られる。

$$I'_m = k I_p \quad (3)$$

これより k が一定ならば I'_m は I_p に比例することがわかる。プラズマで消費される電力、 P_{pl} 、はキャンセル回路をいれても $P_{pl}=I'_m V_m \cos \phi$ で計算できる。キャンセル回路がない場合、 $|\phi|$ は 90° に近く、消費電力の測定は非常に難しい。しかし、キャンセル回路を用いると $|\phi|$ が小さくなり消費電力の測定が容易になる。Fig. 7に I'_m と P_{pl} 、および、イオン飽和電流、 I_{is} 、の関係を示す。 P_{pl} と I_{is} は同じ傾きであり、 P_{pl} は I_{is} すなわちプラズマ密度、 n_p 、に正比例している。また、 P_{pl} と I_{is} は $(I'_m)^{1.1}$ に比例していることがわかる。従って、 P_{pl} および I_{is} はほぼ $I'_m (\propto I_p)$ に正比例しているといえる。 $P_{pl}=I_p^2 R_p$ ($R_p: Z_p$ の抵抗成分)で与えられる。 I_p に比例してプラズマ密度、 n_p 、が増加し、プラズマの抵抗、 $R_p (\propto 1/n_p)$ 、が減少するため、 $V_p=I_p R_p$ はほぼ一定となり、 $P_{pl} \propto I_p$ になると考えられる。

Fig. 7 The dependence of power dissipation in plasmas, P_{pl} , and ion saturation current I_{is} , on the current I'_m .

$I_p^2 R_p$ ($R_p: Z_p$ の抵抗成分)で与えられる。 I_p に比例してプラズマ密度、 n_p 、が増加し、プラズマの抵抗、 $R_p (\propto 1/n_p)$ 、が減少するため、 $V_p=I_p R_p$ はほぼ一定となり、 $P_{pl} \propto I_p$ になると考えられる。

4. 結 論

アンテナコイルの自己インダクタンスに流れる電流をキャンセルする回路を用いて、誘導結合型プラズマの電流、電圧波形を測定した。これにより結合係数、 k 、が小さい場合でも、プラズマのインピーダンスをよく反映した測定が行えるようになった。また、この時の理論的な取り扱いも示した。実際のプラズマのインピーダンスを求めるには、 k の値が必要であるため、今後、 k の値を求める方法を検討していく予定である。

〔文 献〕

- 1) R. B. Piejak, V. A. Godyak and B. M. Alexandrovich: Plasma Sources Sci. Technol., 1 (1992) 179.
- 2) S. Takeyama: *Denjigakaku Gensyuron* (Electromagnetic Theory) (Maruzen, Tokyo, 1960) 11th ed., chap. 15, p. 385. (in Japanese)
- 3) G. G. Lister and M. Cox: Plasma Sources Sci. Technol., 1 (1992) 67.
- 4) H. Yamamura: *Toridal Core no Katuyou Hyakka* (Application of Toroidal Core) (CQ Press, Tokyo, 1993) 14th ed., chap. 2, p. 54. (in Japanese)