九州大学学術情報リポジトリ Kyushu University Institutional Repository

# スパイラルアンテナを用いた誘導結合型プラズマ生 成における電子の熱運動効果

武智, 誠次 九州大学大学院総合理工学研究科高エネルギー物質科学専攻

**篠原, 俊二郎** 九州大学大学院総合理工学研究科先端エネルギー理工学専攻

https://doi.org/10.15017/17478

出版情報:九州大学大学院総合理工学報告.20(4), pp.323-327, 1999-03-01.九州大学大学院総合理工 学研究科 バージョン: 権利関係:

## スパイラルアンテナを用いた誘導結合型 プラズマ生成における電子の熱運動効果

武 智 誠 次\*·篠 原 俊二郎\*\*

(平成10年11月30日 受理)

## Effect of Electron Thermal Motion on Inductively Coupled Plasma Production Using a Spiral Antenna

Seiji TAKECHI\* and Shunjiro SHINOHARA\*\*

The effect of the electron thermal motion on inductively coupled plasma (ICP) production by the use of a planar, spiral antenna was investigated experimentally. Results were compared to the calculated ones by the non-local model based on the electron motion. Both of the measured skin depth of the evanescent wave and antenna-plasma loading resistance suggested a collisionless (collisional) heating mechanism in the low (high) collisionality for the ICP production. In addition, changing the boundary condition, Ar filling pressure and radio frequency (RF), the measured wave amplitude and the phase showed that the electron thermal motion plays more important role under the low collisionality.

## 1. 緒 言

プラズマ応用等の分野において,高密度で動作圧力 が低いプラズマ源が求められるようになってきた.こ の条件を満たすプラズマ源の一つとして,高周波 (RF)を用いて生成される誘導結合型プラズマ<sup>112)</sup> (ICP)は活発に研究されている.

この ICP の生成機構に関して,特に低圧力でも高 密度プラズマが維持されることから何らかの無衝突加 熱機構が存在すると考えられ<sup>3</sup>,その機構は金属の異 常表皮効果と同様に,温かいプラズマによってもたら されることがシミュレーションによってより明らかに された<sup>0</sup>.

プラズマ応用分野で最近開発された平面型のスパイ ラルアンテナを用いても比較的低圧力で高密度プラズ マが得られている.この場合においても無衝突加熱機 構の存在が考えられる.そこで我々は、そのエバネッ セント波の表皮深さ(skin depth)及びアンテナープ ラズマ負荷抵抗の測定値を理論モデル<sup>405</sup>による計算値 と比較し、この ICP 生成機構の検証を行った.又、 可動のエンドプレート(境界)をそのプラズマ生成に 対する制御パラメータとして用いて、低圧力でのエバ ネッセント波の軸方向分布の測定値と理論モデル<sup>60</sup>に よる計算値との比較を行い、その励起電磁場に対する 電子の熱運動の影響を調べた.以上、スパイラルアン テナを用いた ICP 生成に対する電子の熱運動がもた らす効果について報告する.

### 2. 実験装置

実験装置の略図を Fig. 1 に示す. 直径45.7cm, 長 さ170cmの円筒形ステンレス製真空容器があり, 直径 25cm, 厚さ0.8cmの石英窓を介して銅製の4ターンス パイラルアンテナ(水冷式)が窓から約1.7cm離れた 所に配置されている. z座標の原点は真空容器に面し た窓の内側の位置とする. 又,境界条件を変化させる 実験では,軸方向に可動の直径38cmのエンドプレート (ステンレス製)を真空容器の下流側から挿入した. 周波数  $f = \omega/2\pi$  は主として7MHz, パワー約300W の高周波を用い,方向性結合器(入射及び反射パワー の測定),マッチングボックス(アンテナ電流及び電 圧モニターが備え付けられている)を経てアンテナに 伝送され,アルゴンプラズマの生成が行われた.中心



Fig. 1 Schematic view of experimental device.

<sup>\*</sup>高エネルギー物質科学専攻博士後期課程 \*\*先端エネルギー理工学専攻

軸上のプラズマパラメータの測定は,真空容器下流側 から挿入した軸方向に可動のラングミュアプローブ及 び磁気プローブを用いて行った.

## エバネッセント波の skin depth 及びア ンテナープラズマ負荷抵抗の ν/ω 依存性

**Fig. 2(a)**-(c) に,励起磁場の軸方向成分  $B_z$ の振幅,電子密度  $n_e$ ,電子温度  $T_e$ の様々な圧力に対して 測定された典型的な軸方向分布を示す(この実験に際 してエンドプレートは使用していない). skin depth の測定値はこの振幅の勾配から見積もっている.通常, その振幅は z 方向に対して指数関数的に減少するが, 比較的低い圧力ではその様な単調な傾向を示していな いことが **Fig. 2(a)** からわかる.この振る舞いは,冷 たいプラズマモデル(localモデル)からは予測されず, 電子の熱運動効果を取り入れたモデル<sup>6)</sup>(non-local モ デル)からでないと説明できない.このモデルによる と,振幅の最小値を示す点の位置は,電磁場と実効的 な境界によってバウンス運動する電子との共鳴カップ リングが起こる最適な装置サイズを表すと予測してい



Fig. 2 Axial profiles of (a) the excited axial magnetic field  $B_z$ , (b) electron density  $n_e$  and (c) electron temperature  $T_e$  at the plasma center.

る. ここで用いられた実験装置系で、初めてこの特異 な分布が見出された. 詳しくは4. で述べる. 又, Fig. 2(b)及び2(c)から、z 方向に対して  $n_e$ ,  $T_e$  共に 変化は小さかった.

Fig. 3(a) に、測定された skin depth と二つの理論 モデル(衝突いと無衝突いモデル)を用いて計算された skin depth の規格化された衝突周波数 ν/ω に対する 依存性を示す.この衝突周波数 ν は、電子と中性粒 子の弾性衝突周波数及び電子とイオンとのクーロン衝 突周波数との和で、 νは Ar ガス圧力を変化させて変 えている. 但し、今回の測定領域では、電子と中性粒 子の弾性衝突周波数が支配的であった. その衝突(局所) 及び無衝突(非局所)モデルから得られる skin depth は、 $\delta_{cl} = (c/\omega_{pe}) \{2(1+\nu^{*2})/[1+(1+\nu^{*2})^{0.5}]\}^{0.5}$ 及び  $\delta_{cs} = [(2eT_e/\pi m_e)^{0.5} (c^2/\omega_{pe}^2 \omega)]^{1/3}$ としてそれぞれ表 される. ここで, c は真空中の光速, ω<sub>be</sub> は電子プラ ズマ角周波数,  $\nu^*$  は  $\nu/\omega$ , e は素電荷量,  $m_e$  は電子 質量を表す.skin depth 測定及び計算に用いたプラズ マパラメータの測定値は、z=2~3.8cmの領域の平均 値として与えている. 測定した skin depth は二つの 理想的な一次元モデルから得られたものとほぼ同じ程 度である. 測定した skin depth は、低い(高い) ν/ω においてより長くなる(ほぼ一定になる)傾向 が見られ,低い ν/ω で無衝突加熱,高い ν/ω で衝突 加熱が大きい役割を果たしている事を示唆している.



Fig. 3 (a) Dependences of experimentally obtained skin depth and skin depth calculated from collisional and collisionless models on normalized collision frequency  $\nu/\omega$ . (b) Dependences of experimentally obtained loading resistances  $R_p$  and calculated resistances from the two models on  $\nu/\omega$ .

但し、プラズマが無い場合の見かけ上の容器壁効果に よる skin depth は約3.2cmである事を考慮する必要が ある.

**Fig. 3(b)** に, アンテナープラズマ負荷抵抗  $R_{\rho}$  の 測定値と衝突(局所)及び無衝突(非局所)の一次元 モデル<sup>4)</sup>から得られた計算値の $\nu/\omega$ に対する依存性を 示す. ここで  $R_{\rho}$  は,  $(P_{inp}/I^2) - R_c$  から評価してい る. 但し,  $P_{inp}$  は入射パワーから反射パワーを引い た値, I はアンテナ電流の実効値,  $R_c$  はプラズマが 無い場合のアンテナ負荷抵抗値である. 衝突及び無衝 突モデル<sup>4)</sup>から計算した  $R_{\rho}$  は,表面インピーダンス の実数成分であり,  $[\nu^*/2(1+\nu^{*2})^{0.5}]\mu_{0}\omega\delta_{cl}$ 及び ( $2/3^{1.5}$ ) $\mu_{0}\omega\delta_{cs}$ としてそれぞれ表される( $\mu_0$  は真空中 の透磁率). 観測された  $R_{\rho}$  は, $\nu/\omega$ に対して弱い依 存性しか示さず,このことから,低い(高い) $\nu/\omega$ において,無衝突(衝突)加熱機構の存在が示唆され る.

以上の結果から、 $\nu/\omega$ の幅広い領域に渡る ICP 生 成に関して、無衝突(低い $\nu/\omega$ 領域)及び衝突(高 い $\nu/\omega$ 領域)加熱機構が共に重要な役割を果たして いることがわかる.

## 低い ν/ω の下でのエバネッセント波の境 界依存性

Fig. 2(a)の低い衝突周波数(低い圧力)の下での エバネッセント波の軸方向分布は,電子の熱運動を考 慮した理論モデル<sup>®</sup>から予測されるものであった.こ の分布はモデルによると,電磁場と実効的な境界でバ ウンス運動する電子との共鳴カップリングが起こせる 最適なシステムサイズの情報を含んだパターンを示し ていると考えられる.共鳴カップリングによってアン テナープラズマ負荷抵抗が上昇する事もモデルより予 測されている.そこで,仮想的な境界として可動のエ ンドプレート(z=L)を使用し,Arガス圧力 P(即 ち衝突周波数)を変化させて,その電磁場構造及び負 荷抵抗への電子の熱運動の効果を更に調べた.

**Fig. 4**(5)に、境界の位置 L を15cmに固定し、圧 力 P を0.65、2.1、6.5、26mTorr にそれぞれ変化さ せた時の、(a) 測定された  $B_z$  の振幅(位相)の軸方 向分布、(b) 一次元モデル<sup>60</sup>から計算されたその振幅 (位相)の一次元分布を示す.モデルの内容を以下に 示す.プラズマは  $0 \le x \le L$ の領域にあり、電場  $E_y$ と磁場  $B_z$  を成分とする直線偏波の電磁波を x=0 か らプラズマ中に入射する.x=L にある導電性境界で  $E_y$  は 0 で、電子はその境界で完全に反射する.以上 の仮定で、クルック衝突項を含んだ線形化されたボル ツマン方程式とマックスウェル方程式を解き、プラズ マ中での電磁場の一次元分布を得る.これから分かる



Fig. 4 (a) Axial profile of measured amplitude of the excited magnetic field  $B_z$  and (b) one-dimensional calculated profile using collisionless model, for the case of L=15cm.



Fig. 5 (a) Axial profile of measured phase of  $B_z$  and (b) corresponding one-dimensional calculated profile using collisionless model, with L=15 cm.

様に、測定 ( $B_z$  vs. z) と計算 ( $B_z$  vs. x) から得ら れたその波動場の成分は厳密には異なっている. しか し、プラズマ中での支配的な電場とそれに伴う電流の 関係、即ちそれが局所的か非局所的かに関心がある.



Fig. 6 One-dimensional calculated profile of (a) amplitude and (b) phase of the excited magnetic field  $B_z$  using collisional model with L=15cm.

その電流(実験では $\theta$ 成分,計算ではy成分)は共 に $B_z$ を作るので、そこから得られる $B_z$ の特性は同 じである. Fig. 4 と Fig. 5 の両方から、測定値と計 算値の良い一致が見られる. Pが低くなるにつれて、 その振幅の最小値を示す位置はzのより大きな正の 位置にシフトし、その点は位相が急激に変化する位置 と対応している. この圧力に対する電磁場構造の変化 は、skin depth が変わったためである(より低い $n_e$ とより高い $T_e$ で skin depth  $\delta_{cs}$  は長くなる).

この実験条件下での無衝突(非局所)モデルの妥当 性を検証するために,電子の熱運動を考慮しないよく 知られた衝突(局所)モデル(運動論でなく流体論) を用いて計算した振幅及び位相の分布を Fig. 6(a)及 び Fig. 6(b)にそれぞれ示す.振幅と位相は, z に対 して単調な変化しかせず,実験値とは全く合わないこ とがわかる.即ち,今回,観測されたエバネッセント 波のその振る舞いは,電子の熱運動効果を考慮しない と説明することができないことを再確認した.

境界の位置 L を z=15cm から30cm に移動させた時 の Fig. 4 (振幅) 及び Fig. 5 (位相) と同様の分布を, Fig. 7 (振幅) 及び Fig. 8 (位相) にそれぞれ示す. この場合においても,測定値と計算値との良い一致が 見られ,その圧力依存性も Fig. 4 及び Fig. 5 と同様 である.しかし,その振幅の最小値を示す位置は, Fig. 4 の場合に比べより右側 (z が大) である.プラ ズマパラメータの変化も原因の一つであるが,電磁場 と境界による電子のバウンス運動とのより弱い共鳴カッ



Fig. 7 (a) Axial profile of measured amplitude of  $B_z$  and (b) corresponding one-dimensional calculated profile using collisionless model with L=30cm.



Fig. 8 (a) Axial profile of measured phase of  $B_z$  and (b) corresponding one-dimensional calculated profile using collisionless model with L=30 cm.

プリングも要因として挙げられる. Lの距離を電子が 熱運動によって往復する時間  $2L/v_{th}$  ( $v_{th}$  は電子の熱 速度) と RF の 1 周期 1/f との比は, L=30cmの場合 の方が L=15cmの場合に比べて約 2 倍大きい. L= 15cmの場合, 圧力の増加に従ってその比は1.3~2.1に 変化し, *L*=30cmの場合, 2.7~4.3である. この比は, その共鳴の起こり易さを示す一つのパラメータであり, 小さい整数の時により共鳴が強くなると予測される<sup>6)</sup>. Ar 圧力 を2.1mTorr に固定し, *L*>30cmにした時, その振幅の最小値を示す点の位置は殆ど変化しなかっ た (*z*~8 cm). 又, その境界間ではなく, skin depth  $\delta_s$  間によるそのカップリングの可能性は考えられな い.  $2\delta_s/v_{th}$  と 1/f の比は 1 より小さいためである.

境界の位置を L = 15 cm で,周波数を 7MHz から 3MHz に変化させた時,その振幅の最小値を示す点は, 7MHz の場合に比べ明瞭には現れなかった.これは,  $2L/v_{th}$ と 1/fの比は 1 より小さく,共鳴が起こる条 件から外れていることから理解できる.

最後に、その境界の位置 L を動かしてアンテナー プラズマ負荷抵抗 R, の測定を行った (Fig. 9). 周波 数は 7MHz で, 圧力 P を0.65, 2.1, 6.5, 26mTorr と変化させている. Pが高くなるにつれて, Lに対す る  $R_b$ の依存性はより弱くなり、より低い P(即ち、 より低い衝突周波数)では R,のより明確なピーク値 が L の小さい所で見られる. これは, 波と電子との より強い共鳴カップリング®を反映している可能性が ある. ICP では  $n_e$  の上昇に伴い  $R_b$  は増加すること をこれまでの実験から得られているが、Lの減少に伴 い増加した R, に対し、共鳴カップリングと n, のど ちらの効果が強いかを明確にすることはできなかった. しかし、neの上昇に伴い増加した Rp は、より低い衝 突周波数(即ち,より低い圧力)領域でより明瞭に現 れており、その領域での強い共鳴現象の存在を示唆し ている.

以上の結果から,低い衝突周波数の下での ICP 生 成に関して,電子の熱運動が重要な役割を担っている ことが示された.

### 5. 結 論

スパイラルアンテナを用いた ICP 生成機構を実験 的に調べた.エバネッセント波の skin depth 及びア ンテナープラズマ負荷抵抗の測定値と理論モデルによ る計算値との比較から,支配的な2つの機構が見出さ れた:高い衝突周波数では電子と中性粒子及びイオン との衝突運動による衝突加熱機構,低い衝突周波数で は電子の熱運動による無衝突加熱機構である.又,低



Fig. 9 Dependence of antenna-plasma loading resistance on L, changing filling pressure P.

い衝突周波数で観測されたエバネッセント波の軸方向 分布は,電子の熱運動がもたらす特異なパターンを示 した.

この低い衝突周波数での電子の熱運動による現象を 更に検証するために、可動のエンドプレートを制御パ ラメータ(境界)として用いた.その結果、エバネッ セント波の振幅及び位相の測定値と理論モデルによる 計算値との比較から、電子の熱運動を考慮した(非局 所)モデルでないと観測結果を説明することはできな かった.又、アンテナープラズマ負荷抵抗の測定から、 電磁場と実効的な境界での電子バウンス運動との共鳴 カップリングを示唆する結果が得られた.

以上より,低い衝突周波数の下でのスパイラルアン テナによる ICP 生成に関して,電子の熱運動に起因 した無衝突加熱機構が支配的であることを実験的に明 らかにした.

#### 謝辞

本研究を行うにあたり,常に激励して頂いています 河合良信教授に心より感謝致します.

#### 参考文献

- J. Hopwood, Plasma Sources Sci. Technol., 1, 109. (1992).
- 2) J. Hopwood, C.R. Guarnieri, S. J. Whitehair and J.J. Cuomo, J. Vac. Sci. Technol., A II, 147 (1993).
- 3) S. Ichimaru, *Basic Principles of Plasma Physics*, (W.A. Benjamin, Inc., Reading, MA, 1973).
- 4) M.M. Turner, Phys. Rev. Lett., 71, 1844 (1993).
- 5) S. Shinohara and Y. Kawai, Jpn. J. Appl. Phys., **35**, L725 (1996).
- 6) N.S. Yoon, S.S. Kim, C.S. Chang and Duk-In Choi, Phys. Rev. E, 54, 757 (1996).