

## 小特集 原子・分子過程によって支配されるプラズマの複雑性と構造形成

# 2. プラズマの着火過程における電離ダイナミクスと構造

## 2.1 実験室プラズマの着火過程と構造

長崎 百伸, 高村 秀一<sup>1)</sup>, RAZZAK Md. Abdur<sup>2)</sup>, 上杉 喜彦<sup>3)</sup>, 吉村 泰夫<sup>4)</sup>, CAPPÁ Álvaro<sup>5)</sup>

京都大学エネルギー理工学研究所, <sup>1)</sup>愛知工業大学工学部電気学科,

<sup>2)</sup>Department of Electrical and Electronic Engineering, School of Engineering and Computer Science, Independent University,

<sup>3)</sup>金沢大学工学部, <sup>4)</sup>核融合科学研究所, <sup>5)</sup>Laboratorio Nacional de Fusión, CIEMAT

(原稿受付: 2008年3月10日)

プラズマ生成のダイナミクスと構造形成の観点から, 大気圧高周波誘導放電熱プラズマ生成, および, ヘリカル系における第2高調波ECHによるプラズマ生成の実験結果について報告する. 大気圧高周波誘導放電熱プラズマ生成については, ストリーマ形成の静電放電モードからストリーマを方位角方向に連結する放電路チャンネル形成後の誘導放電モードへの遷移, また, ヘリカル系での第2高調波ECHによるプラズマ生成については, ECH共鳴ポイントで形成される初期プラズマのダイナミクスについて記述する.

### Keywords:

plasma production, structure, streamer, second harmonic ECH

### 2.1.1 はじめに

気体中に電界を加えたとき, 原子・分子が電離し気体中に電流が流れる現象のことを放電と呼んでいる[1]. 気体中に存在する初期電子が電界によって加速され, 中性粒子と衝突電離を繰り返すことによって電流が流れ, 放電が開始される. 放電現象はその素過程が比較的良く研究されているものの, 放電が発生して最終状態に至るダイナミクスや最終状態の構造を予測することは困難な場合が多い. 強い外場に対して内部では強い空間電荷効果や刻々とその状態が初期のものより大きく変化し, 摂動論の考え方はまったく無能となる. 状態の変化は外部から内部へのパワーの注入をもたらし, 状態の変化を加速するとともに, ある放電構造へと押しやる. これらの過程には多くの素過程が相乗的に絡み合い, またある閾値を介して選択と競合が同時進行する.

このようなダイナミクスと構造形成を計算機シミュレーションとして再現することは極めて好ましいが, それだけでは不十分であり, 現象を支配している非線形過程や選択律, 競合, 分岐, 遷移を物理の言葉として記述することが新しい放電物理の構築にとって最も大切なことではないだろうか. 特に, 高周波放電では, 衝突・電離係数 $\alpha$ による効果に関連して, 周波数がMHz以上になると空間内に誘起される電磁界との相互作用によって放電現象は複雑性を伴ったものとなる. 本章では, 大気圧高周波誘導放電熱プラズマ生成, および, 第2高調波電子サイクロトロン波によるプラズマ生成を取り上げ, 実験において観測されたプ

ラズマの着火過程における電離ダイナミクスと構造を紹介する.

### 2.1.2 大気圧高周波誘導熱プラズマの生成ダイナミクス

低ガス圧力放電プラズマは半導体製造を代表として多くに応用する過程の中で体系的に研究が展開されてきた. しかし大気圧に代表される高ガス圧放電プラズマは熱平衡・非平衡を含めて幅広い応用や自然現象の中でややもすれば経験的に取り扱われてきた. これを乗り越える学術的な研究が求められている. ここでは, 大気圧高周波誘導放電熱プラズマ生成に関して, ストリーマ形成の静電放電(E)モードからストリーマを方位角方向に連結する放電路チャンネル形成後の誘導放電(H)モードへの遷移という見方の中で素過程がその特性時間に深くかかわってくるというまとめ方で記述してみたい[2-5].

#### (1)実験装置

図1は実験装置である. 内径7cmのパイレックスガラス管に7ターンの銅パイプ製誘導コイルが巻かれ, SIT(静電誘導トランジスタ)を用いたフルインバータ回路により5kW程度の電力が100ms程度パルス的に投入できるようトランスと共振回路が組み合わされている. 整合用トランスの1次側の複素電圧と複素電流の比より複素負荷インピーダンスが求まる.

動作ガスであるアルゴンは, 上部より軸方向およびガラス内壁に沿ってスパイラル状の2つの流れを用いて20lit-

2. Dynamics and Structure of Ignition Process in Plasmas 2.1 Ignition Dynamics and Structure of Laboratory Plasmas

NAGASAKI Kazunobu, TAKAMURA Shuichi, RAZZAK Md. Abdur, UESUGI Yoshihiko, YOSHIMURA Yasuo and CAPPÁ Álvaro

corresponding author's e-mail: nagasaki@iae.kyoto-u.ac.jp

ter/min の割合で導入された。プラズマの点火を容易にし、かつスタート時点を明確にするため、スパークプラグを取り付け初期電子の供給を行った。このシステムは昇圧トランスの1次側に接続されているトランジスタのベースに500 Hz, 3 V 程度のオン・オフ信号を30 ms 程度加え、2次側に発生した高電圧を自動車の点火プラグに供給して実現したものである。

高速画像計測にはFASTCAM-ultimaSEカメラを用いて4500~13500フレーム/秒の高速イメージングを可能にした。図1にあるように、コイルを介して管の側面と底面の両方から撮像を試みた。

## (2)高速イメージングの結果

図2に高速撮像で得られた側面写真と底面写真を示す[4]。まずコイルに加わる高周波電圧により軸方向に100 kV/m の強い電場が何本かの軸方向に走るストリーマを生

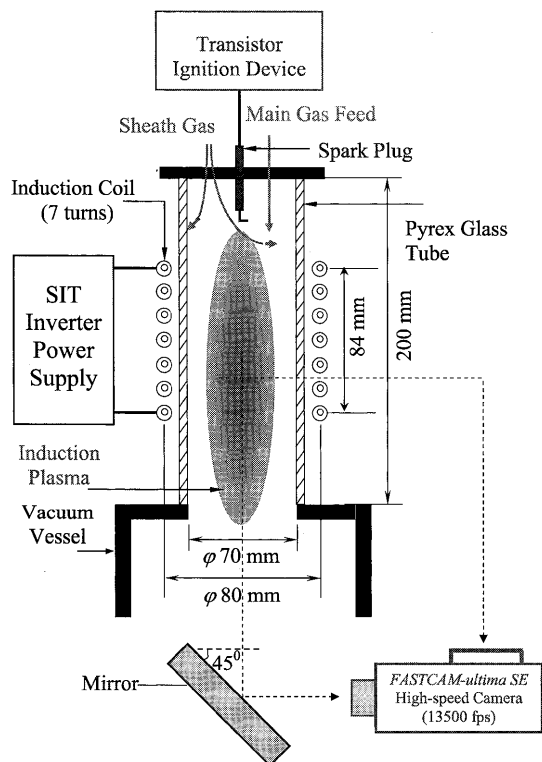


図1 大気圧高周波誘導放電装置。

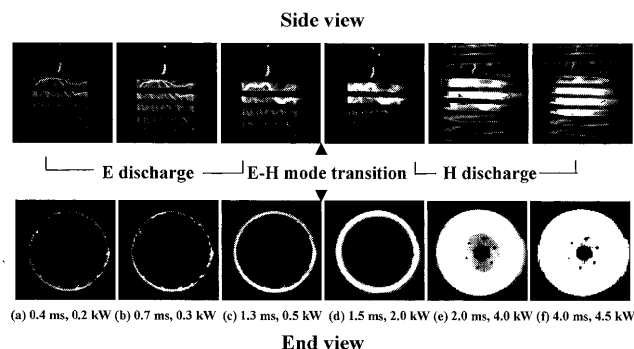


図2 高速カメラを用いて、13500 fps で撮像された大気圧誘導放電プラズマ生成過程における遷移現象。動作ガスは純アルゴン。

成していることが見てとれる。これらは高電界で加速された電子によって発生したいわば静電放電モードであり、我々はこれをE-放電と呼んでいる。この段階では放電に投入される電力は小さくリアクティブな負荷になっている。約1 msの経過後、高周波コイル電流で生成される軸方向高周波磁場によって誘起される方位角方向の高周波電場は複数の軸方向ストリーマ間を接続する方向の電子の加速をもたらす、ついにはそれらを相互に接続することにより方位角方向に流れる高周波電流チャンネルを形成することが観測される。方位角方向の高周波電場が最も強い管内壁でこの方位角方向の電流チャンネルが完成すると、高周波電流によって加熱が進行し、相乗的に導電率が上昇し、大きな電流が一気に流れて誘導放電に至る。この段階に至ると大きな高周波電力が放電に投入されることになる。このように方位角方向に流れる誘導電流が主体となる放電をH-放電と呼んでいる[3]。

E-放電がある時間経過後、ストリーマ間をつなぐ方位角方向の電流路ができてH-放電へ遷移することが明確に示された。

## (3)プラズマ負荷抵抗の変化

E-H 遷移に伴うプラズマの負荷抵抗は整合トランスの1次側の高周波電圧と電流波形の位相差に注意して評価することが可能である。複素インピーダンスの実部である抵抗 (Resistance) と虚数部であるリアクタンス (Reactance) の時間変化を示したのが図3である。約1 ms のE-放電の後H-放電に遷移しているのであるが、複素インピーダンスにも顕著にそれが反映されている。すなわち、E-放電ではプラズマの導電率が低くコイルの負荷抵抗という形では0.2~0.3Ω程度であり、放電への投入電力が小さい。リアクタンスがほぼ零になるのは、共振をとるように周波数とコンデンサーを調整しているからである。

E-H 遷移に伴い負荷抵抗は1 ms をかけて1 Ω 以上にまで上昇し、一方、リアクタンスは負の方向に-1 Ω にまで変

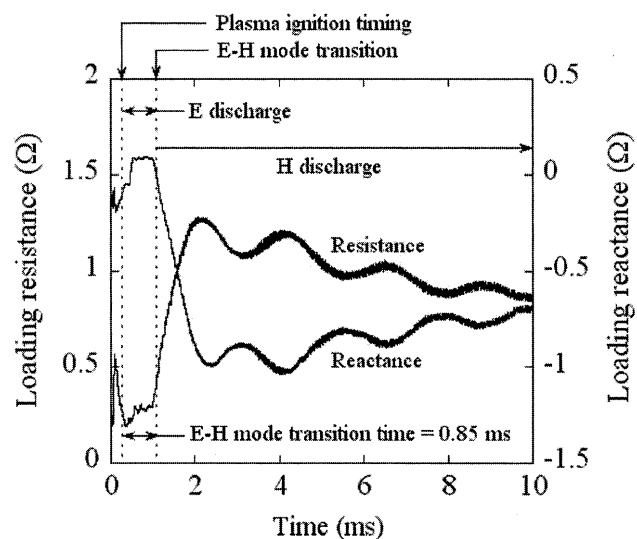


図3 大気圧誘導放電プラズマ点火における複素負荷インピーダンスのダイナミクス。最初1 ms の間がE-放電に相当し、その後H-放電に移行し、負荷抵抗が大きくなる。

化している。コイル電流の絶対値は大きく変化しないので抵抗の増加により、放電に投入される電力は著しく増加することは既に述べた。一方、方位角方向をプラズマ中に流れる電流は、元のコイルによる軸方向磁界を打ち消すように作用するので、実効的にコイルのインダクタンスが減少するためにリアクタンスは負、すなわち容量的になることを表している。インバータ電源としては負荷リアクタンスが誘導的になる方が容量的よりもスイッチング損失を小さくすることができるので、高周波誘導熱プラズマの効率的生成という観点からは改善の余地があり、周波数掃引[6]やイミタンス回路の採用[7]の工夫がある。さらに興味深いのは抵抗とリアクタンスが逆位相ではあるが同期して時間的に波打っている点である。これは方位角方向の放電チャンネルが膨張と収縮を繰り返している結果ではないかと推測されるが、その原因は明らかにされていない。最終的にはこの振動が減衰し定常状態へと漸近していく。

#### (4)現象のモデル化

100 kPa のガス圧力の下、初期電子が軸方向の 100 kV/m なる強い静電場  $E_z$  がもたらす電子-ガス分子衝突により電子がアルゴンの電離ポテンシャル  $\phi_i = 15.6$  eV の 2 倍程度にまで加熱される時間  $\tau_{\text{heat}}$

$$\tau_{\text{heat}} = \frac{2m_e \nu_{\text{en}} \phi_i}{e E_z^2} \quad (1)$$

は  $5 \times 10^{-9}$  s 程度と極めて短く高周波の 1 周期 ( $10^{-6}$  s) に比べても短い。すなわち電子は DC 的電場を感じていると考えてよい。一方このように加熱された電子がアルゴン原子を電離する時間は  $10^{-11}$  s 程度と非常に短く十分なエネルギーを得るとただちに電離することになる。以上よりストリーマの発生時間は極めて短いと考えてよいだろう。ストリーマ群が離散的に発生する原因は不明であるが、電子のアバランシェ過程が深く関与している。

次に離散的なストリーマ群を方位角方向の電場  $E_\theta$  によって接続し電流チャンネルを形成する過程について考察する。この過程はストリーマが生成される時間と比較して長く、H-放電に至るまでの過渡時間（一種の遷移時間）を決めることになる。2つのモデルを用いてこの遷移に必要な時間を評価してみる[2, 3]。

##### (i)拡散モデル

ストリーマ中の電子が方位角方向の電場の作用を受けながら中性粒子との衝突で拡散し、隣り合うストリーマ間を接続するというモデルである。離散ストリーマ間の方位角方向間隔を  $d_\theta$ 、加速電子の拡散係数を  $D$  とすると、 $D = \Lambda^2 / (2\tau_D)$ 。  $\Lambda$ ,  $\tau_D$  はそれぞれ拡散の特性長と特性時間である。

$$\tau_c = \frac{d_\theta^2}{2D} = \left( \frac{d_\theta}{\Lambda} \right)^2 \tau_D \quad (2)$$

$E_\theta$  に依って電子が加熱時間で走る距離は

$$\lambda_\theta = \frac{e E_\theta \tau_{\text{heat}}}{\sqrt{2} m_e \nu_{\text{en}}} \quad (3)$$

である。今の場合  $6 \times 10^{-6}$   $\mu\text{m}$  程度である。 $\Lambda \sim \lambda_\theta$ ,  $\tau_D \sim \tau_{\text{heat}}$  として(1), (3)式を(2)へ代入すると

$$\tau_{c1} = \frac{m_e \nu_{\text{en}} E_z^2 d_\theta^2}{e \phi_i E_\theta^2} \propto p d_\theta^2 \quad (4)$$

が得られ、 $E_z$  と  $E_\theta$  は比例関係にあるので、この特性時間は  $E_\theta$  に陽に依存しないことに注意しよう。

##### (ii)両極性移動モデル

ストリーマ内の電子は、実効的に  $W_\theta = m_e v_\theta^2 / 2$  なる運動エネルギーを持って、これに相当する音速で運ばれると考える。ここでは両極性を持って方位角方向の運動が規制されているという考えを導入している。すなわち

$$\tau_{c2} = \frac{d_\theta}{c_s} \quad (5)$$

実効的音速は次のようになる。

$$c_s = \frac{\sqrt{W_\theta}}{m_i} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} v_\theta \quad (6)$$

ここで  $v_\theta$  は  $e E_\theta / (m_e \nu_{\text{en}})$  で与えられる振動速度である。したがって

$$\tau_{c2} = \frac{\sqrt{2} m_i m_e d_\theta \nu_{\text{en}}}{e E_\theta} \propto \frac{d_\theta}{E_\theta / p} \quad (7)$$

を得る。実効電場  $E_\theta / p$  に逆比例するのが特徴である。

この2つのモデルに関して、遷移時間 (0.2~1.0 ms) とガス圧力  $p$  (50~100 kPa), 方位角電場  $E_\theta$  (1.2~2.6 kV/m), 実効電場  $E_\theta / p$  (20~50 V/(m·kPa)) との関連を実験的に求めた結果、絶対値と傾向を含めて両極性移動モデルがよい一致を示すことがわかった[2]。両者の絶対値としての相違はファクター 2 程度である。

以上、実験配置、大気圧高周波誘導放電プラズマ点火のダイナミクスの高速イメージングならびにインピーダンスへの反映について示し、極めて簡単なモデリングを検討した。本文中でも述べたが構造形成とそれに伴う遷移・分岐を含めて不明な点が多い。今後この分野の理解が進展することを期待したい。

### 2.1.3 ヘリカル系における第2高調波 ECH によるプラズマ生成

#### (1)第2高調波 ECH によるプラズマ生成の物理機構

トロイダル磁場閉じ込め装置において、基本波および第2高調波電子サイクロトロン共鳴加熱 (ECH) はプラズマ生成・加熱のためにルーチン的に利用されている。ECH を用いたプラズマ生成に関する通常の準線形理論では、粒子と波との相互作用の時間スケールにおいて粒子は無摂動軌道から大きくずれないと仮定されており、加えて、サイクロトロン共鳴への電子の通過は無相関であることから加熱は統計的に生じると考えられている。この理論アプローチは基本波 ECH によるプラズマ生成では妥当なものであるものの、第2高調波 ECH によるプラズマ生成は、この波と粒子の準線形相互作用モデルでは説明することができな

い。プラズマ生成の種となる初期の電子のエネルギー線形成率はラーモア半径の自乗に比例するため、プラズマ生成の初期フェーズでは実質的にほぼゼロに近く、電子は十分に加速されないためである。

このため、第2高調波ECHによるプラズマ生成の物理機構として、静磁場中での共鳴電子の捕捉を考慮に入れた非線形相互作用過程が提案された[8]。このモデルでは、ミラー磁場中において第2高調波共鳴  $\omega = 2\omega_c$  が磁場リップルの谷に位置した場合、共鳴領域にいる電子は波から垂直方向のエネルギーを得て磁場に捕捉される。ここで、 $\omega$  は入射波の角周波数、 $\omega_c$  は電子サイクロトロン角周波数である。外部からの無相関プロセス、即ち、衝突や損失がないとした場合、捕捉された電子の運動は位相空間において、ほぼ周期的である。第2高調波による効果的なプラズマ生成には2つの物理的条件が重要となる[8-10]。一つには、周期振動する捕捉電子のピークエネルギーが中性粒子のイオン化ポテンシャルを超えなければならない。もう一つには、電子と中性粒子の衝突周波数が非線形相互作用を妨げないほど低いと同時に、捕捉粒子がイオン化プロセスの前に閉じ込め領域から逃げない程度に高くなければならない。後者の条件はプラズマ生成のための中性粒子ガス圧力に適切な範囲があることを意味する。

ここでは、プラズマの着火ダイナミクスと構造の一例として、ヘリカル系における第2高調波ECHによるプラズマ生成の物理機構に関する最近の実験解析結果[11]について紹介する。ヘリオトロンJ, TJ-II, CHSといったヘリカル系装置におけるECH入射条件、磁場配位依存性等を記述し、ECHによって加速された捕捉電子の閉じ込め特性について議論する。

## (2)実験条件

ヘリカル系は3次元磁場構造であるため、入射はトロイダル・ポロイダル両方向に制御する必要がある。また、入射角に合わせて偏波面を制御しなければならない。近年のミリ波領域の発振源、伝送系、入射系の発展により、入射パワー、入射角、偏波面が有効に制御された集束ガウスビームを真空容器中に入射することが可能となっており、プラズマ生成のECH条件依存性を調べることができるようになった[12-14]。例えば、ヘリオトロンJでは、コーナー部と呼ばれるトカマク様の磁場等高線となるポロイダル断面トラス外側入射で  $1/e^2$  ビームパワー半径 22 mm (プラズマ半径の約15%) の集束ガウスビームを入射し、共鳴層との相互作用領域を局在化した。

ヘリオトロンJ, TJ-II, CHSの3装置はヘリカル型トラス磁場閉じ込め装置であり、同程度の主半径、プラズマ小半径、閉じ込め磁場強度を有している。オーミック電流を流すループ電圧はなく、プラズマはECHのみで生成される。ヘリオトロンJは  $L=1$ ,  $M=4$  のヘリカル軸ヘリオトロン配位装置であり、主半径  $R=1.2$  m, 平均小半径  $a=0.1-0.2$  m である。70 GHz ECH では磁場を 1.25 T 程度に設定している。TJ-IIはトロイダル周期4を持つヘリカル装置であり、主半径は 1.5 m, 平均プラズマ小半径は 0.1-0.2 m である。磁場強度は 53.2 GHz 第2高調波ECHの場合、磁

気軸で 0.95 T に設定している。CHSは  $L=2/M=8$  のヘリカル装置であり、主半径 1.0 m, 平均小半径 0.2 m である。106.4 GHz での第2高調波ECHの場合、磁場は 1.9 T に設定されている。

## (3)ヘリオトロンJ, CHS, TJ-IIにおける実験結果

図4はECHプラズマの放電初期における時間発展の例である。ECHを入射して数 msec 後に  $H_\alpha$  信号が立ち上がり、それとともに電子密度が増大してゆく。電子密度が上昇する過程で  $H_\alpha$  信号はピークとなる。 $H_\alpha$  信号が立ち上がるまでの数 msec 間、少なくとも現在の計測精度内ではプラズマは形成されておらず、初期状態形成に至るまで何が変化しているのかは明確でない。ECE信号の立ち上がりを見ると、電子温度の上昇は電子密度のそれに比べてゆっくりしている。図5はヘリオトロンJにおいてCCDカメラでトラス接線方向に観測した放電初期のプラズマの形状である。磁気軸での磁場を  $\omega_0/\omega = 0.5$  に設定し、かつ、入射波が磁気軸を通過するようにしたとき、プラズマは磁気軸に沿ってまず形成され、その後、最外殻磁気面に向かって広がってゆく。ここで  $\omega_0$  は磁気軸での電子サイクロトロン角周波数である。プラズマの周辺領域への拡散はラングミュアプローブを用いた周辺領域の計測で確認されており、スクレイプオフ層でのイオン飽和電流は電子密度が立ち上がって数 msec 後に上昇し始める。ヘリオトロンJ, CHS, TJ-II それぞれの実験は参考文献[14-16]に詳細が記述されているが、こうした時間発展はどの装置においても共通に観測されている。

ECHパワーが増大するとともにプラズマが生成されるまでの時間遅れは短くなり、 $H_\alpha$  信号のピーク強度も増大してゆく。プラズマ生成の閾値パワーが存在し、遅れ時間  $\tau_d$ ,  $H_\alpha$  信号のピーク値パワー依存性は、ヘリオトロンJにおいて経験則として

$$\begin{aligned}\tau_d &\sim (P - P_{\text{thres}})^{-0.88}, \\ I_{H_\alpha} &\sim (P - P_{\text{thres}})^{1.05},\end{aligned}\quad (8)$$

が得られている。ここで  $P_{\text{thres}}$  は閾値パワーであり、今回の実験では 110 kW であった。閾値パワーはガス圧に依存す

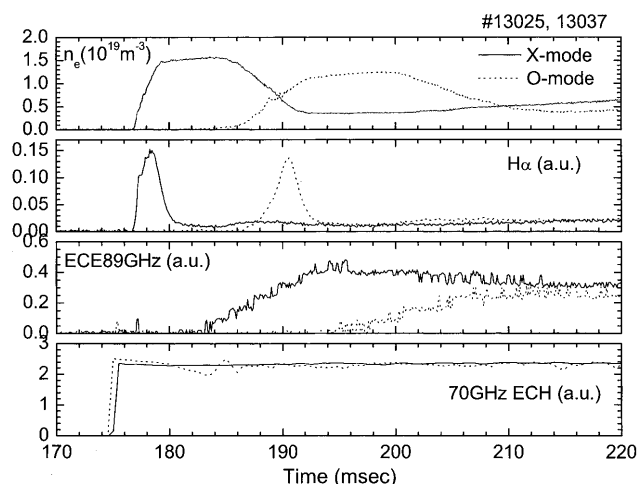
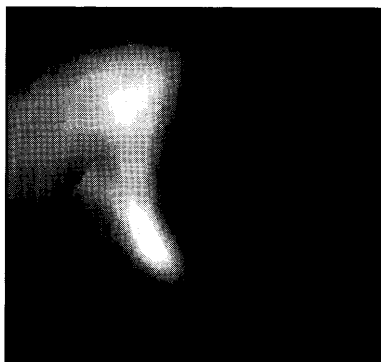


図4 ヘリオトロンJにおけるECHプラズマの時間発展。X-mode入射の場合とO-mode入射の場合を示す。

(a)



(b)



図5 ヘリオトロンJにおいてCCDカメラで接線方向から観測した初期プラズマ, (a)第2高調波ECHと(b)基本波ECH.

るはずであるが, その依存性に関しては実験的に明確になっていない. パワー閾値は加速された電子のピークエネルギーが中性粒子のイオン化ポテンシャルを超えるという条件と関係していると思われる.

図6は入射EC波の偏波面に対する依存性を示している. 入射EC波の偏波をX-modeからO-modeまでスキャンしたところ, 3装置ともにX-mode偏波の時に最も短い遅れ時間となり, X-modeの割合が小さくなるにつれて遅れ時間は長くなった. ヘリオトロンJとCHSの実験では, O-modeの割合が大きくなり過ぎるとプラズマ生成を行うことができなかった. また, このパワーはX-modeでのパワースキャンにおける閾値に近い. 即ち, 一回通過X-modeがプラズマ生成に重要であり, O-modeや壁からの多重反射の寄与は小さいということが言える. 電子温度は $H_\alpha$ 信号のピーク時間ではまだ十分に立ち上がっていないため, 1回通過吸収はかなり小さいと考えられるが, それにもかかわらずX-modeが多重反射吸収よりも主たる役割を果たしているという実験結果は, X-modeの電場によるサイクロトロン加速が重要な役割を果たしていることを示している.

一方, 基本波プラズマ生成では偏波に対する依存性は弱い. CHSにおける53.2 GHzを用いた基本波ECHによるプラズマ生成では, 遅れ時間は第2高調波プラズマ生成に比べて短く1 msec程度であり, プラズマの立ち上がりは早い. また, この時間遅れは偏波依存性がほとんどなく, 第2高調波ECHと異なり多重反射が大きく寄与していると考えられる. 第2高調波ECHの時間発展は, この基本波

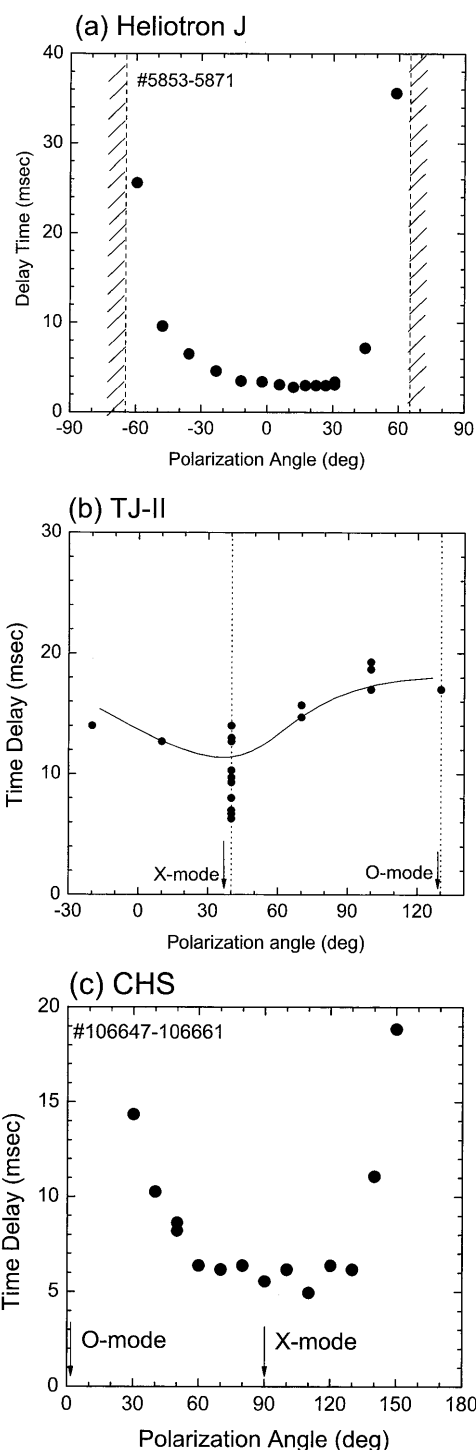


図6 第2高調波ECHによるプラズマ生成の入射波偏波面依存性, (a)Heliotron J, (b)TJ-II, and (c)CHS.

ECHによるプラズマ生成と対照的である. 例えば, ヘリオトロンJでの基本波ECHでは共鳴層の位置が最外殻よりも外側であっても真空容器内にある場合は共鳴層に沿ってシート状の発光が観測される. 一方, 第2高調波ECHでは共鳴層が周辺領域にまで移動するとプラズマは生成されなくなる. 基本波ECHでは閉じ込めの良さと関係なく比較的簡単にプラズマが生成されるのに対し, 第2高調波ECHプラズマ生成は共鳴層が磁気面の閉じた閉じ込めの良い領域に位置する場合にのみ行われる.

入射角または磁場強度を変えることでEC入射ビームと

共鳴層との交差する位置を移動させ、プラズマ生成がどのように影響を受けるか、また、どこでプラズマがまず生成されるかを調べることができる。図7はヘリオトロンJにおいて共鳴層との交差点をシフトさせた実験結果である。入射ビーム角度をポロイダル方向に変えていったところ、プラズマは交差点が磁気軸に位置するときに最も早く生成された。交差点を周辺領域に移動させるにつれてプラズマ生成は遅れ、プラズマ小半径の半分より外の周辺部に位置させるとプラズマは生成されなくなる。同様の傾向は磁場強度スキャンでも観測された。交差点が磁気軸に位置するとき、遅れ時間は最も短くなり、ピーク時の  $H_\alpha$  信号強度は最も高い。また、初期プラズマの位置は交差点とともに移動しており、図8に示すように、共鳴位置が磁気軸にあるときにスネーク状のプラズマは磁気軸に生成され、共鳴層の移動にともなって周辺へと移動してゆく。初期プラズマの位置は、交差点からの磁力線追跡計算と良い一致を示した。

中心領域においてプラズマが生成された後、数 msec 後に SOL 領域にプラズマが観測される。入射角方向をポロイダル方向にスキャンした場合、SOL プラズマの時間遅れは、共鳴ポイントが周辺に移動するにしたがって短くなる。この時間遅れは次の簡単な拡散モデルを用いて評価することができる。円柱形状での一次元拡散方程式は

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r D \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) + S \quad (9)$$

で与えられる。ここで、拡散係数  $D$  は空間的、時間的に一定であるとし、初期密度分布は共鳴領域に局在化していると仮定した。また、ソース項  $S$  は初期段階のみで与えた。計

算結果によれば、拡散過程において、元の密度分布は時間とともに拡がり、平坦な分布へと変化する[11]。時間遅れは初期のプラズマ位置と測定点との距離の増加関数となる。この傾向は実験における測定結果と一致しており、径方向拡散によって定性的に説明できる。即ち、周辺プラズマは多重反射 EC 波によって直接生成されているのではなく、コアプラズマの拡散過程によって生成されているものと考えることができる。

ヘリオトロンJでは磁場スペクトルを幅広く変化させることが可能である。特に、バンピー成分粒子閉じ込めに強く影響を与えることが理論的に指摘され[17]、最近の高エ

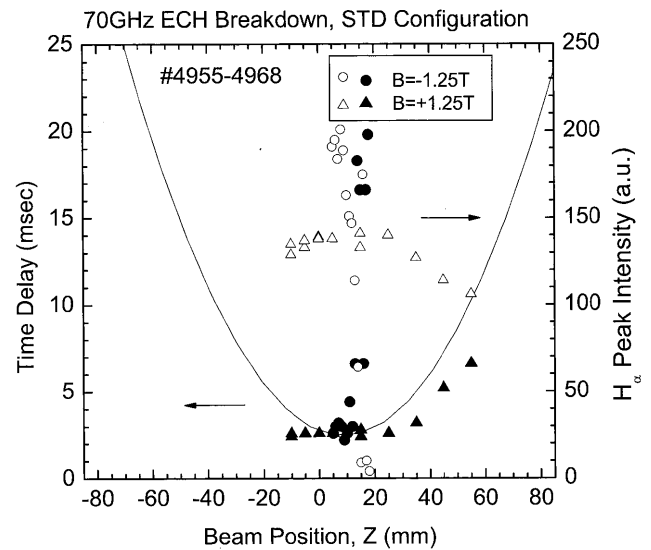


図7 ヘリオトロンJにおける第2高調波ECHによるプラズマ生成のECビーム入射位置依存性。

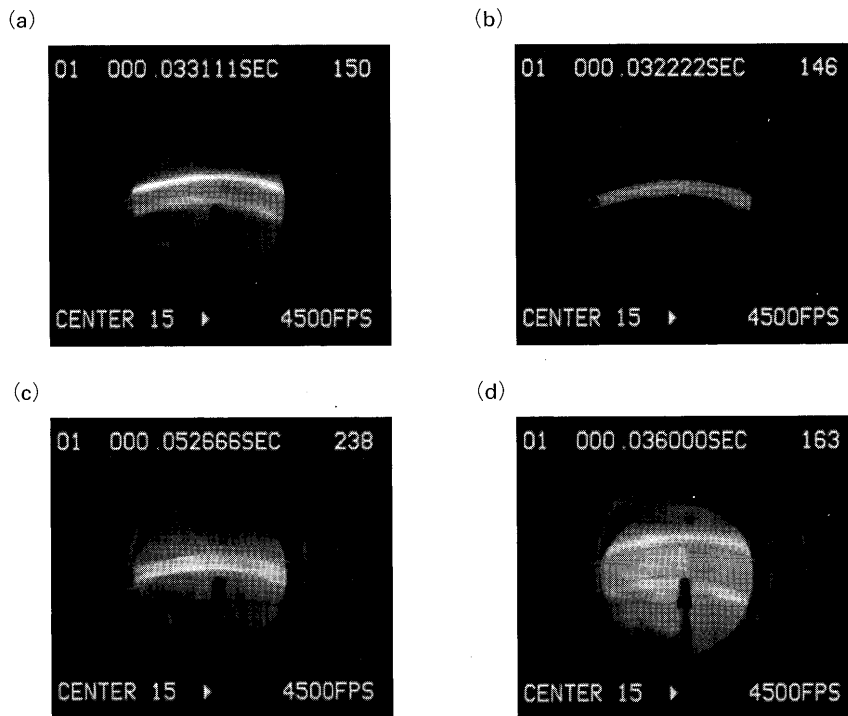


図8 ヘリオトロンJにおいて赤道面上で径方向に見た初期プラズマ, (a)  $\omega_0/\omega = 0.46$  ( $B = 1.15$  T), (b)  $\omega_0/\omega = 0.48$  ( $B = 1.21$  T), (c)  $\omega_0/\omega = 0.50$  ( $B = 1.26$  T) and (d)  $\omega_0/\omega = 0.53$  ( $B = 1.32$  T).

エネルギー粒子閉じ込め実験でもその理論を支持する結果が出ている。バンピー成分を2種類のトロイダルコイルの電流を変えることによって制御した結果、バンピー成分が小さくなるにつれて時間遅れが大きくなった。プラズマ生成初期段階では捕捉電子は無衝突領域にあると考えられるので、捕捉電子の閉じ込めの良さがプラズマ生成に反映されていることを示唆している。この実験結果は捕捉電子の閉じ込めが第2高調波ECHによるプラズマ生成に重要な役割を果たしていることを示しているが、今後、電子エネルギー分布の計測、無衝突電子の軌道に関する数値計算との比較等などによって、捕捉電子の役割について定量的評価する必要がある。

## 2.1.4 まとめ

大気圧高周波誘導放電熱プラズマ生成、および、ヘリカル系における第2高調波ECHによるプラズマ生成という2つの実験結果からプラズマ生成のダイナミクスと構造形成について記述した。大気圧高周波誘導放電熱プラズマ生成では、ストリーマ形成の静電放電モードからストリーマを方位角方向に連結する放電路チャンネル形成後の誘導放電モードへの遷移、また、ヘリカル系での第2高調波ECHによるプラズマ生成ではECH共鳴ポイントで形成される初期プラズマが径方向へと広がるダイナミクスについて説明した。磁場の有無、入射パワーの違いに関係なく、非線形過程に関連した分岐、遷移といった共通現象が観測されている。着火過程で観測されるこうした現象をもとに新しい物理描像が構築されることで、プラズマの複雑性に関する理解が進むことを期待している。

## 謝辞

本共同研究を遂行するにあたり、ご協力いただいたHeliotron J, TJ-II, CHSの実験グループの方々に感謝いたします。本研究は一部、「国際共同研究拠点ネットワークの形成」、双方向共同研究(NIFS04KUHL005, NIFS04KUHL001-010)の援助を受けて行われました。大気圧高周波熱プラズマの生成実験に関しては、名古屋大学エコトピア科学研究所大野哲靖准教授の支援を受けました。また、モデリングに関しては名城大学の上村鉄雄教授に議論いただきました。ここに感謝いたします。

## 参考文献

- [1] プラズマ・核融合学会編「プラズマの生成と診断」(コロナ社)。
- [2] M.A. Razzak: Doctor Thesis "Dynamic Behaviors of Radio Frequency Thermal Plasmas Generated by Inductively Coupled Plasma Technique at Atmospheric Pressure",

- 2006 (Nagoya University).
- [3] M.A. Razzak, S. Takamura and Y. Uesugi, J. Appl. Phys. **95**, 427 (2004).
- [4] M.A. Razzak, S. Takamura and Y. Uesugi, IEEE Trans. Plasma Sci. **33**, 284 (2005).
- [5] M.A. Razzak, S. Takamura and Y. Uesugi, J. Appl. Phys. **95**, 4771 (2004).
- [6] Y. Uesugi, H. Ukai, M.A. Razzak and S. Takamura, IEEE Trans. FM **125**, 749 (2005).
- [7] M.A. Razzak, S. Takamura and N. Ohno, Plasma Fusion Res. **1**, 6 (2006).
- [8] M.D. Carter, D.B. Batchelor and A.C. England, Nucl. Fusion **27**, 985 (1987).
- [9] Á. Cappa, F. Castejón, F.L. Tabarés and D. Tafalla, Nucl. Fusion **41**, 363 (2001).
- [10] Á. Cappa and F. Castejón, Nucl. Fusion **43**, 1421 (2003).
- [11] K. Nagasaki, K. Takahashi, T. Mizuuchi, N. Nishino, Y. Nishioka, H. Shidara, K. Hanatani, H. Okada, S. Kobayashi, S. Yamamoto, K. Kondo, Y. Nakamura, H. Kawazome, M. Kaneko, Y. Fukagawa, T. Obiki and F. Sano, Nucl. Fusion **45**, 13 (2005).
- [12] H. Shidara, K. Nagasaki, K. Sakamoto, H. Yukimoto, M. Nakasuga, F. Sano, K. Kondo, T. Mizuuchi, H. Okada, S. Besshou, S. Kobayashi, Y. Manabe, H. Kawazome, T. Takamiya, Y. Ohno, H. Kubo, Y. Nishioka, M. Iriguchi, M. Kaneko, K. Takahashi, Y. Fukagawa, Y. Morita, M. Yamada, S. Nakazawa, S. Tsuboi, S. Nishio, V. Orlov, A. Pavelyev, A. Tolkachev, V. Tribaldos and T. Obiki, Fusion Sci. Technol. **45**, No.1, 41 (2004).
- [13] A. Fernández, W. Kasperek, K. Likin and R. Martín, Int. J. Infrared Millim. Waves **22**, 649 (2001).
- [14] Y. Yoshimura, T. Akiyama, M. Isobe, A. Shimizu, C. Suzuki, C. Takahashi, K. Nagaoka, S. Nishimura, T. Minami, S. Okamura, K. Matsuoka, S. Kubo, T. Shimozuma, T. Notake, K. Ohkubo, J. Plasma Fusion Res. SERIES **6**, 651 (2004).
- [15] Á. Cappa, F. Castejón, K. Nagasaki, F. Tabarés, A. Fernández, E. de la Cal and T. Estrada, 32<sup>nd</sup> EPS Conference, June 27-July 1, 2005, Tarragona, Spain, P-2.099
- [16] K. Nagasaki, T. Mizuuchi, F. Sano, H. Okada, S. Kobayashi and Heliotron J Team, A. Cappa, F. Castejon, A. Fernandez, E. de la Cal, T. Estrada, V. Tribaldos, F. Tabares, D. Tafalla and TJ-II Team, Y. Yoshimura and CHS Team, K. Kondo, K. Takahashi and H. Shidara, J. Korean Phys. Soc. **49**, 18 (2006).
- [17] T. Obiki, T. Mizuuchi, K. Nagasaki, H. Okada, F. Sano, K. Hanatani, Y. Liu, T. Hamada, Y. Manabe, H. Shidara, W. L. Ang, Y. Ikeda, T. Kobayashi, T. Takamiya, M. Takeda, Y. Ijiri, T. Senju, K. Yaguchi, K. Sakamoto, K. Toshi, M. Shibano, K. Kondo, S. Besshou, Y. Nakamura, M. Nakasuga, M. Wakatani, O. Yamagishi, K. Aizawa, Y. Kawazome, S. Maeno and K. Tomiyama, Nucl. Fusion **41**, 833 (2001).