

第10回プラズマエレクトロニクス講習会
「プロセスプラズマの基礎とその実際」



日時 : 1999年11月18日(木)~19日(金)
会場 : 慶應義塾大学(日吉)藤山記念会館

主催

(社)応用物理学会・プラズマエレクトロニクス分科会

<http://www.jsap.or.jp/~plasma/>

目次

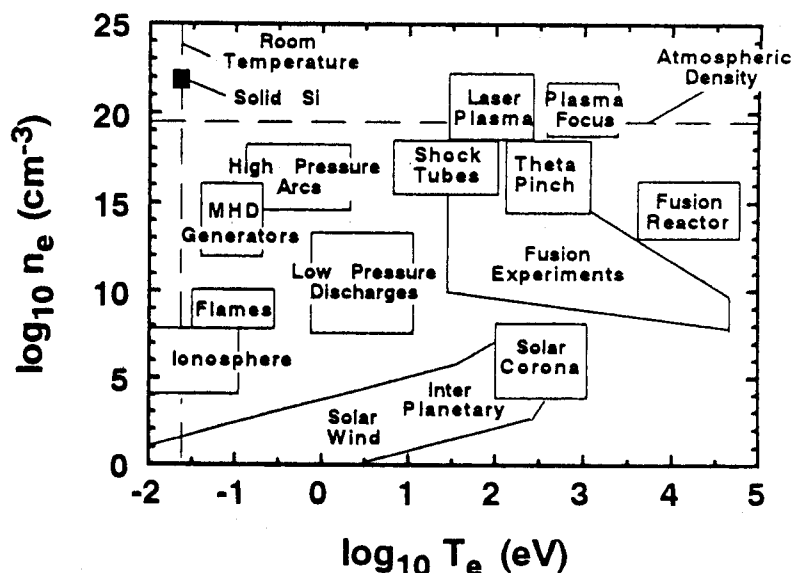
➔ 第1章	RFによる高密度プラズマ生成	1
	篠原俊二郎 (九州大学総理工・先端エネルギー理工学)	
第2章	プラズマ診断法-気相における荷電粒子、中性活性種計測の原理と実際-	19
	佐々木浩一 (名古屋大学工学研究科・電子工学)	
第3章	プロセスプラズマとガス流れの粒子モデリング	46
	南部健一 (東北大学・流体科学研究所)	
第4章	ドライエッチングにおける表面反応	68
	斧 高一 (京都大学工学研究科・航空宇宙工学)	
第5章	プラズマプロセス装置の実際	
	5.1 DFR 酸化膜ドライエッチング装置	88
	佐護康実 (アネルバ(株)・半導体装置事業部)	
	5.2 電子シェーディング効果によるプラズマダメージの計測と解析	99
	福本吉人、木下隆 ((株) 神戸製鋼所・電子技術研究所)	
	5.3 SWP 酸化膜エッチング装置	109
	中村誠一 (住友金属工業(株)・半導体装置事業部)	
	5.4 新しい電子密度測定法-プラズマ吸収プローブ-	119
	豊田直樹 ((株) ニッシン・技術部)	
	5.5 磁気中性線 (NLD) プラズマの特性とエッチングへの応用	127
	安波慎児 (日本真空技術(株)・半導体技術研究所)	
	5.6 300mmPVD プロセスの開発	139
	汲川雅一 (Novellus Systems,Inc.)	
	5.7 ダイヤモンド合成用ECR マイクロ波プラズマCVD 装置の開発	147
	木山信道 (日本高周波(株)・システム事業部)	
第6章	成膜プロセスにおける表面反応	154
	白藤 立 (京都工芸繊維大学・電子情報工学)	

1. RF による高密度プラズマ生成

1.1 まえがき

プラズマはランダムに運動する荷電粒子(正電荷のイオンと負電荷の電子、場合により負電荷のイオンも存在)の集まりからなり、電気的にはほぼ中性である。図1の電子密度 n_e - 電子温度 T_e の関係に示すように、宇宙から実験室プラズマに至るまで幅広い存在領域がある。低圧力プロセスプラズマでは、 $n_e = 10^8 - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_e = 1 - 10 \text{ eV}$ 程度の範囲にある。一方高圧アーク放電では $n_e = 10^{14} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 、 $T_e = 0.1 - 2 \text{ eV}$ 程度である。

プラズマプロセスにおいてはプラズマ物理、プラズマ化学、プラズマ工学の全体的な知識を集めて、産業の様々な要求に応じてプロセスの高速化、大面積化、超微細加工等が進められている。その際プラズマパラメータを如何に精度良く制御出来るかが緊要であり、従来より低圧力で高密度、高電離度のプラズマを含む様々なプラズマ源が現在まで開発されて来た。



【図1】自然界と実験室プラズマでの密度-温度領域

本稿ではプラズマプロセスにおいて広く用いられる高周波(RF)による低圧力、高密度プラズマ生成について、基本から課題まで含め概説する。まずプラズマ状態はプラズマの生成と消滅過程のバランスにより決定される事を示し、拡散、再結合等の消滅過程についての一般的議論を行う。次にプラズマの生成方法とその原理について分散関係も含めて説明し、典型的プラズマ生成法の現状と比較を行う。更に高周波による生成の例として、誘導結合型プラズマ(非伝搬波動)とヘリコン波プラズマ(伝搬波動)を取り上げ、その特徴や生成の物理的機構について述べる。又、大口径、高密度化への対応についても触れる。

なお、参考書として例えばプラズマプロセス一般は文献[1]、プラズマ物理学入門には[2]、

プラズマ中の波動については[3]が挙げられる。又、様々なプラズマプロセス用ソースについては[4-6]、ECR(電子サイクロトロン共鳴)を用いた大口径化は[7]、表面波は[8]、ヘリコン波は[9]等を参照されたい。

1.2 プラズマの消滅過程と閉じ込め

プラズマ密度 n は(1)式のように、プラズマの生成 Q と消滅(拡散や再結合) L のバランスで決定され、特に定常状態の場合は右辺の両者が等しい時に達成される。但し生成や消滅には特徴的時間を持った様々な項があり、特に反応性プラズマの場合は注意を要する[10]。

$$\partial n / \partial t = Q - L, \quad (1)$$

弱電離気体において粒子束 Γ は移動度 $\mu (= |q| / m\nu)$ と拡散係数 $D (= kT / m\nu)$ を用いて、

$$\Gamma = \pm \mu n \mathbf{E} - D \nabla n, \quad (2)$$

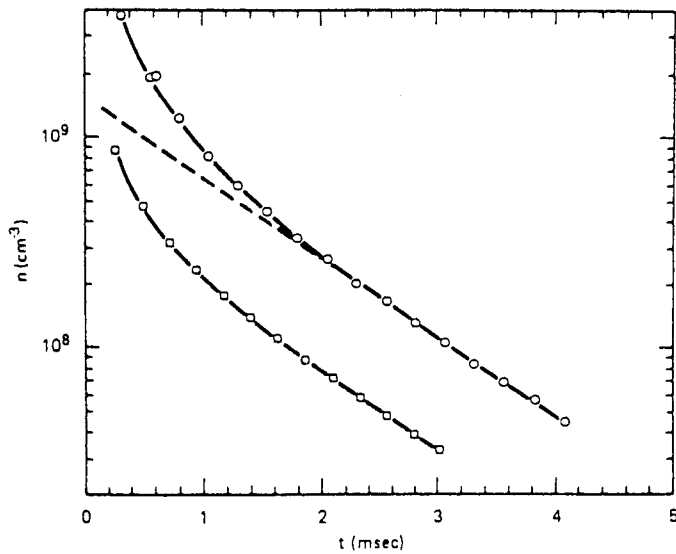
と表される (q : 電荷、 m : 質量、 ν : 衝突周波数、 T : 温度、 k : ボルツマン定数、 \mathbf{E} : 電場)。イオンと電子の粒子束が等しくなければ大きな電荷の不均衡が生じるので等しいとすると、 \mathbf{E} を消して Γ と密度勾配との比を表す拡散係数 D_a を求めると、

$$D_a = (\mu_i D_e + \mu_e D_i) / (\mu_i + \mu_e), \quad (3)$$

となる。ここで添字 e, i はそれぞれ電子とイオンを表す。この係数を両極性拡散 (Ambipolar Diffusion) といい、拡散は主として遅い粒子により決まる事を意味する。

磁場が存在する場合、横切る方向は平行方向に比べ、 $1 + (\omega_c^2 / \nu^2)$ の逆数だけ遅くなる (ω_c : サイクロトロン角周波数)。一般的に拡散はステップ長(平行方向は平均自由行程、垂直方向にはラーマー半径)の二乗に衝突周波数を掛けた程度となる。平行方向には電子、垂直方向にはイオンが速く動くと考えられるが、系全体で両極性拡散を議論する必要があり、更に磁力線の端の境界条件にも依存する為、簡単な解は求める事は困難である。

損失が拡散のみで決まる時、密度の時間変化は $D_a \nabla^2 n$ に比例するので、時定数 τ で指数関数的に減衰する解となる。空間的にフーリエ展開して考えると、高次の項は低次の項に比べ速く減衰する。即ち細かい分布より緩やかな分布の方が長く存在する。イオンと電子が衝突再結合し中性原子となる時(放射性再結合と3体再結合)、損失は αn^2 に比例する (α 比例係数)。生成項がなくこの損失のみの場合、解を求めると密度の逆数は $(1/n_0) + \alpha t$ となる (n_0 : 初期密度)。アフターグローでの水素プラズマ密度の時間変化の例を図2に示す。密度が高い時は再結合過程が支配的で大体時間の逆数で減少し、密度が低くなると拡散過程が主となり指数関数的に減少している。



[図2] 弱電離プラズマでの再結合と拡散によるプラズマ密度の時間変化

次に完全電離気体を考えると、クーロン衝突が支配的となり磁場 B に垂直方向の拡散係数は、

$$D_{\perp} = \eta_{\perp} n k T / B^2, \quad (4)$$

となる。ここで η_{\perp} は Spitzer 抵抗と呼ばれ $T_e^{-3/2}$ に比例 (温度と共に減少) する。但し同種間の衝突は拡散に殆ど寄与しない (エネルギー閉じ込めは別)。

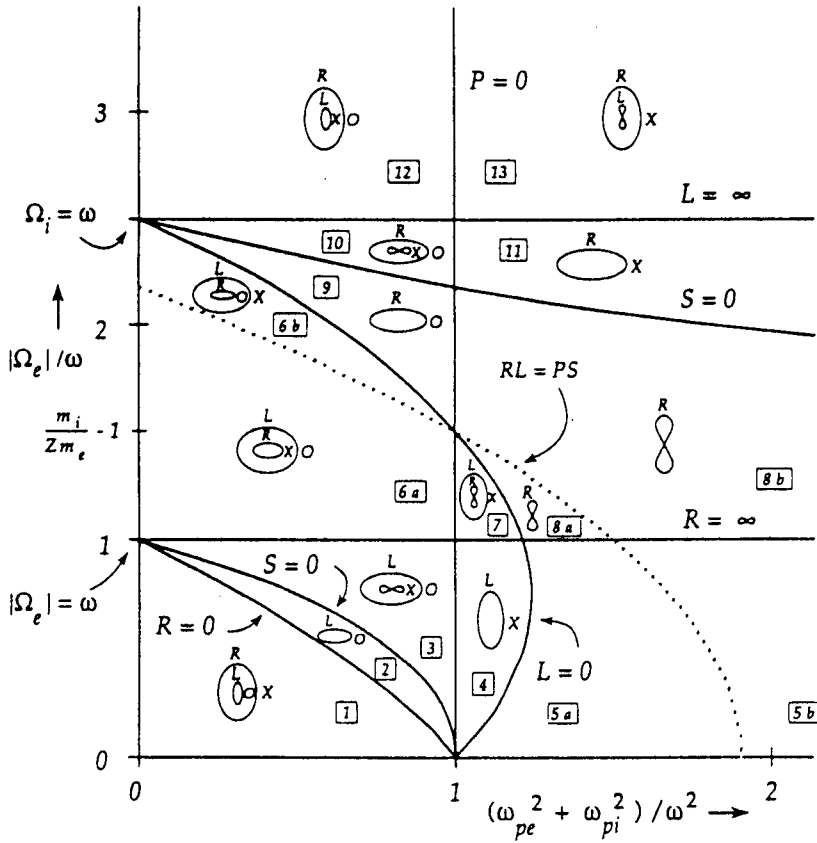
今まで粒子の閉じ込めについて概説したが、エネルギー閉じ込めは別に考える必要がある。定常状態では実際のプラズマに吸収されたパワーが、損失パワー (電子、イオン対を作るエネルギーと粒子束との積) と釣り合う。磁場がある場合の閉じ込め時間の上限は、一般的には系の磁場方向の長さをイオン音波速度で割った程度である。

絶対値を含めた所望のプラズマ分布を生成するには、以上の閉じ込めのパラメータ依存性 (実際は他の損失チャンネルや種々の不安定から生じる異常損失が存在する) や衝突断面積 [11] を考え、波動伝搬と吸収の計算を行いソースの空間分布を決定しなければならない。

1.3 分散関係

プラズマ中の波動は伝搬か非伝搬 (Evanescent) 波動に分けられる。伝搬波動を分類する際、1) 定常磁場の有無、2) 磁場に対する伝搬角度、3) 静電的又は電磁的性質、4) 規格化した周波数と波長、5) 境界条件、等を考慮する必要がある。図3[3] に示す CMA ダイアグラムは、磁場と密度の座標軸上での波動伝搬方向と性質を示す。但し簡単の為イオンと電子の質量比は 2.5 とした。これらの波の性質は後で述べる分散関係 $D(k, \omega)$ で記述出来る。波動を

理解するには励起、伝搬、吸収(減衰)の基本的3現象を理解するのが重要である。更に、首尾一貫した波動吸収分布を求めるには、輸送現象も正確に入れる必要があり簡単でない。



[図3] 2成分プラズマでのCMAダイアグラム

分散関係を導出するには、条件によってプラズマは冷たいか熱い(有限温度)かを選ぶ。通常は冷たいプラズマ近似を用い、運動方程式とマックスウェルの式を変形すると以下の式となる(屈折率 $n = kc/\omega$ 、 k : 波数、 c : 光速、 E : 電場)。

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{E}) + \mathbf{K} \cdot \mathbf{E} = 0. \quad (5)$$

但し \mathbf{K} は

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix}, \quad (6)$$

である。ここで

$$R = 1 - \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega(\omega + \varepsilon_j \omega_{cj})}, \quad L = 1 - \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega(\omega - \varepsilon_j \omega_{cj})},$$

$$P = 1 - \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega^2}, \quad S = \frac{1}{2}(R+L), \quad D = \frac{1}{2}(R-L),$$

$$\omega_{pj}^2 = \frac{n_j q_j^2}{m_j \epsilon_0}, \quad \omega_{cj} = \frac{|q_j| B_0}{m_j}, \quad (7)$$

である(添字 j は粒子の種類、 ϵ は電荷の符号、 ω_p 、 ω_c はそれぞれプラズマ角周波数、サイクロトロン角周波数)。 (5) 式より

$$n^2 = [B + (B^2 - 4AC)^{1/2}] / 2A, \quad (8)$$

の形となる。但し、 A 、 B 、 C は以下の関係を満たす(θ は磁場と波の伝搬方向とのなす角)。

$$A = S \sin^2 \theta + P \cos^2 \theta,$$

$$B = (S^2 - D^2) \sin^2 \theta + SP(1 + \cos^2 \theta),$$

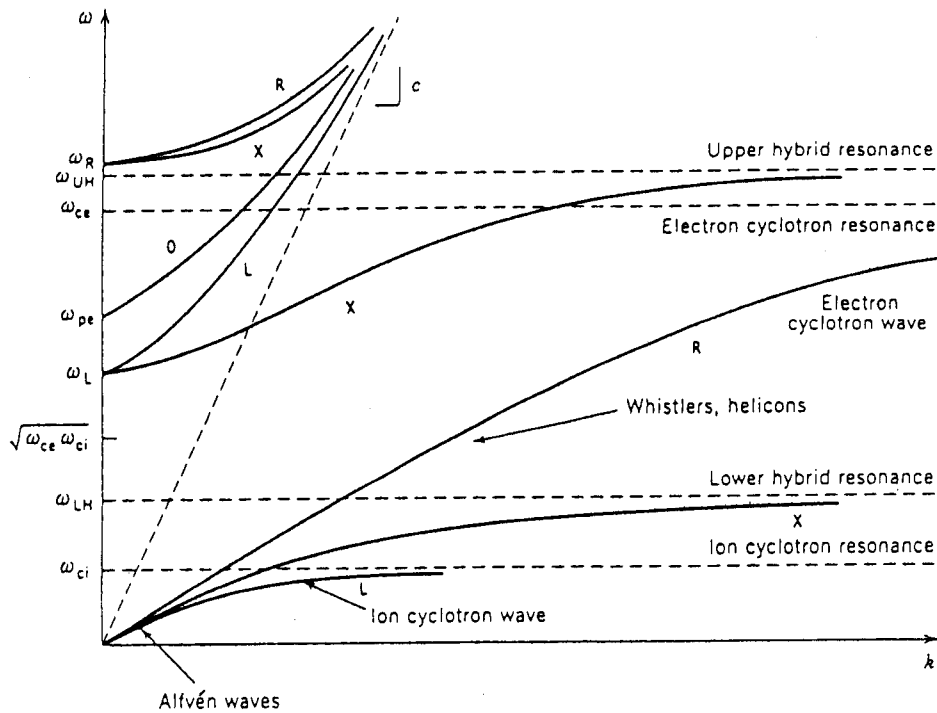
$$C = P(S^2 - D^2). \quad (9)$$

これより $n = 0$ ではカットオフ (Cutoff)、 $n = \infty$ では共鳴 (Resonance) となり、それぞれ波の反射と吸収が起こる(表1参照)。図4[1]に磁場が存在する場合の分散関係を示す。主としてR波(右回り偏波)、L波(左回り偏波)は磁場に平行方向、O波(正常波)、X波(異常波)は磁場に垂直方向に伝搬する。

励起された波は、以下のような様々な過程で吸収されると考えられる: 共鳴(電子及びイオンサイクロトロン共鳴、低域及び高域混成波共鳴等)、減衰(衝突減衰、電子及びイオンランダウ減衰、トランジットタイム減衰等)、統計加熱、非線形加熱(波と波の相互作用、非線形ランダウ減衰、パラメトリック不安定性等)。

	Cutoffs ($n = 0$)	Resonances ($n = \infty$)
R Wave	ω_R	ω_{ce}
L Wave	ω_L	ω_{ci}
X Wave	ω_R, ω_L	ω_{UH}, ω_{LH}
O Wave	ω_{pe}	—————
Definition	$\omega_R = \frac{\omega_{ce}}{2} + \left[\left(\frac{\omega_{ce}}{2} \right)^2 + \omega_{pe}^2 + \omega_{ce} \omega_{ci} \right]^{0.5}$ $\omega_L = -\frac{\omega_{ce}}{2} + \left[\left(\frac{\omega_{ce}}{2} \right)^2 + \omega_{pe}^2 + \omega_{ce} \omega_{ci} \right]^{0.5}$ $\omega_{UH}^2 = \omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2$ $\frac{1}{\omega_{LH}^2} = \frac{1}{\omega_{ci}^2 + \omega_{pi}^2} + \frac{1}{\omega_{ci} \omega_{ce}}$	

[表1] 磁場存在下でのカットオフと共鳴



[図 4] 磁場存在下での分散関係

1.4 典型的な高周波プラズマ源

気体の原子や分子を電離する事によりプラズマを生成出来るが、直流放電、高周波放電、光電離、接触電離等の生成方法がある。高周波では数 100 kHz 以下の低周波帯から 100 GHz 程度迄のマイクロ波帯領域まで様々な帯域に広がっている。低周波域ではジュール加熱が多く、それ以外は主として波動(伝搬波)と非波動の加熱がある。但しプラズマプロセスの場合、分子性ガス(負性ガスも含む)、ラディカル、固体表面、境界等についても考慮する必要がある。

表 2 に高周波による典型的なプラズマ源の比較を示す。容量性結合型プラズマ (CCP: Capacitively Coupled Plasma)、誘導性結合型プラズマ (ICP: Inductively Coupled Plasma) は非伝搬波動を、電子サイクロトロン波共鳴 (ECR: Electron Cyclotron Resonance)、ヘリコン波 (Helicon Wave)、表面波 (Surface Wave) によるプラズマは伝搬波動を用いているが、それぞれのソースには特徴(長所、欠点)がある。

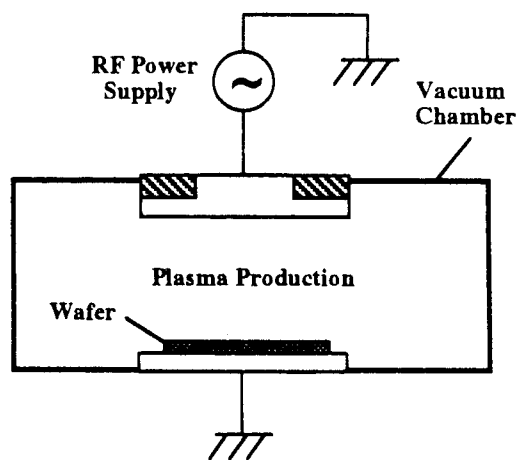
図 5 には CCP 装置で一般的な平行平板型の概念図を示す。簡単な装置(磁場不要)でアスペクト比(装置の直径と軸方向長さの比)も小さく良く使われているが、1) 中性粒子密度が高い、2) 電子密度が低い、3) バイアス電圧の独立制御が難しい、等の短所がある。加熱は、1) シース近傍での統計加熱、2) 衝突減衰(ジュール加熱は主としてバルク領域で起きるが、

圧力とRF電圧が高くなるとシース内でも重要となる)、3) 二次電子加速、で行われていると考えられている。平板に平行に磁場を印加するマグネトロン放電型(粒子が $E \times B$ ドリフトする事により長く空間に滞在出来る)も含め、改良型や大口径化の研究開発もされている。現実により合わせた粒子や流体のシミュレーション研究も活発に行われている。

	CCP (容量性結合)	ICP (誘導性結合)	電子サイクロ トロン波	ヘリコン波	表面波
周波数 (MHz)	0.05 - 13.56 ↑	1 - 20 ↑	2450 ↓	5 - 30	1 - 10000
圧力 (mTorr)	100 - 5000	0.5 - 200	0.1 - 10	0.3 - 30	5 ↓ - 3000
磁場 (G)	0	0	~ 875 ↓ (固定)	50 - 1000	0
励起法	平行平板	コイル	導波管 スロット	コイル	スロット 導波管 誘電板
電子密度 (cm^{-3})	$10^9 - 10^{11}$	$10^{11} - 10^{13}$	$10^{11} - 10^{13}$	$10^{12} - 10^{13}$	$10^{10} - 10^{12}$
波動	非伝搬 (近接場)	非伝搬 (近接場)	伝搬	伝搬	伝搬
アスペクト比	0.1 - 0.3	0.2 - 0.5	0.5 - 2 ↓	0.5 - 2 ↓	0.5 - 10 ↓
生成機構	統計加熱 衝突減衰 二次電子 加速	衝突減衰 無衝突 電子加熱	電子サイクロ トロン減衰 衝突減衰	衝突減衰 電子ランダ ウ減衰?	衝突減衰 無衝突 電子加熱?

[表2] プロセスプラズマにおける典型的な高周波プラズマ源の比較

ICP 装置では図 6 [12] に示すように、絶縁物の外側もしくは真空装置内部に置かれたアンテナ(ヘリカル、ループ、スパイラル型等)に高周波電流を加えると、磁束密度の時間変化で電場が誘導される。これにより低圧力、無磁場で高密度プラズマを発生させる事が出来、近年活発に研究開発されている。特徴や生成機構については次節 1.5 で

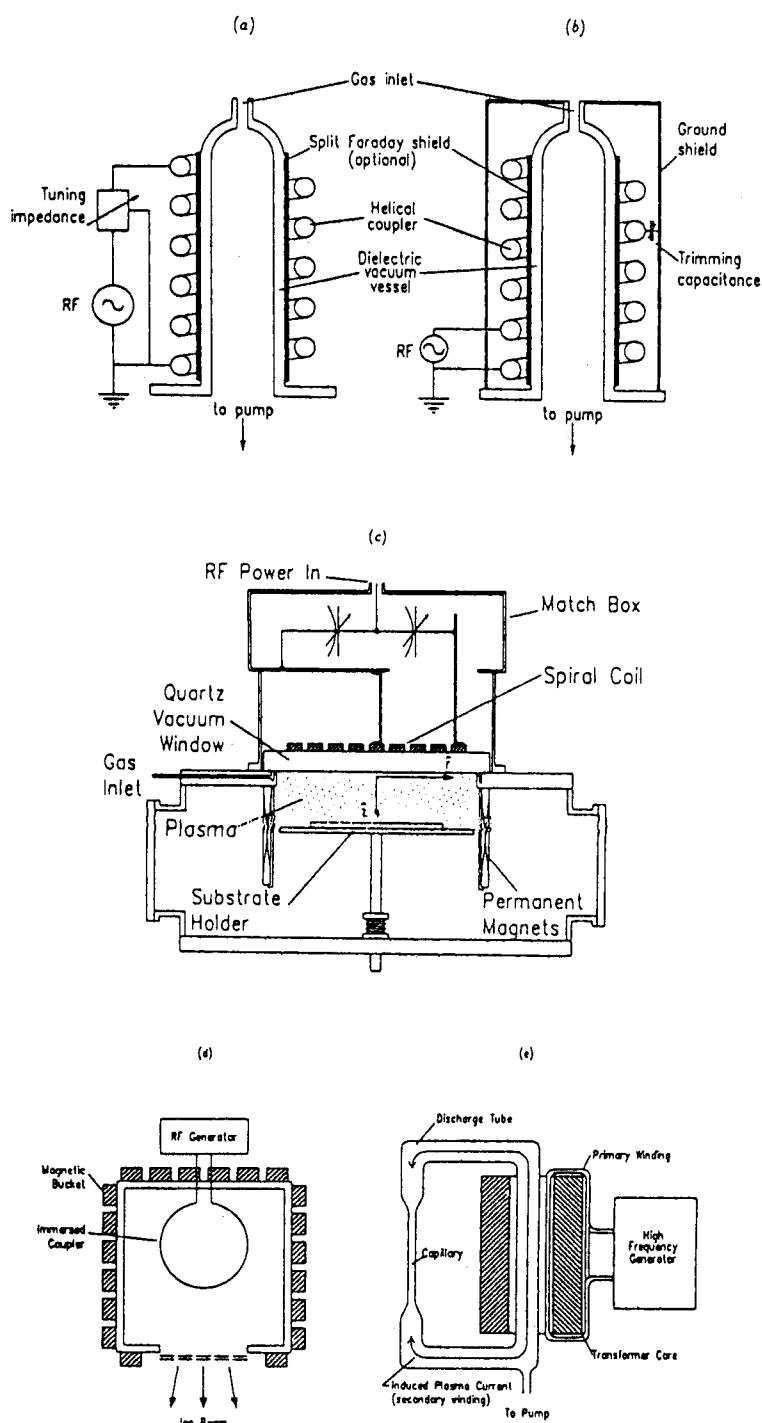


[図5] 典型的な平行平板型 CCP 装置

述べる。なお、CCP、ICPとも使用周波数は 13.56 MHz が主流であるが、プラズマパラメータ等の改良の為に更に高い周波数での研究も行われている。

ECR 装置では電子サイクロトロン共鳴を用いてプラズマを生成する為、周波数に対応した磁場を印加する(図 7[6]参照)。ここで f_{ce} (GHz) = $2.8 \times B$ (kG) である (f_{ce} : 電子サイクロトロン周波数)。R 波がこの共鳴減衰に寄与(図 4 参照)するが、条件によって衝突減衰も考慮する必要がある。生成機構がほぼ明らかになっており、発生から維持までの計算や輸送を含めた様々なシミュレーションもある。但し低圧力で高密度プラズマが得られるがアスペクト比が比較的高い。様々な大口径化への試みもされており、マルチスロット、多極磁場、キャビティを用いたものや、アンテナと共鳴層間の距離が波動伝搬するには短いものもある。又、2.45 GHz (共鳴する磁場は 875 G) よりも周波数を低くしたり、パルス変調で電子温度を制御する試みもある。

ヘリコン波は共鳴を利用しないため、殆ど任意の磁場で表 2 の中では一番高密度プラズマ(低

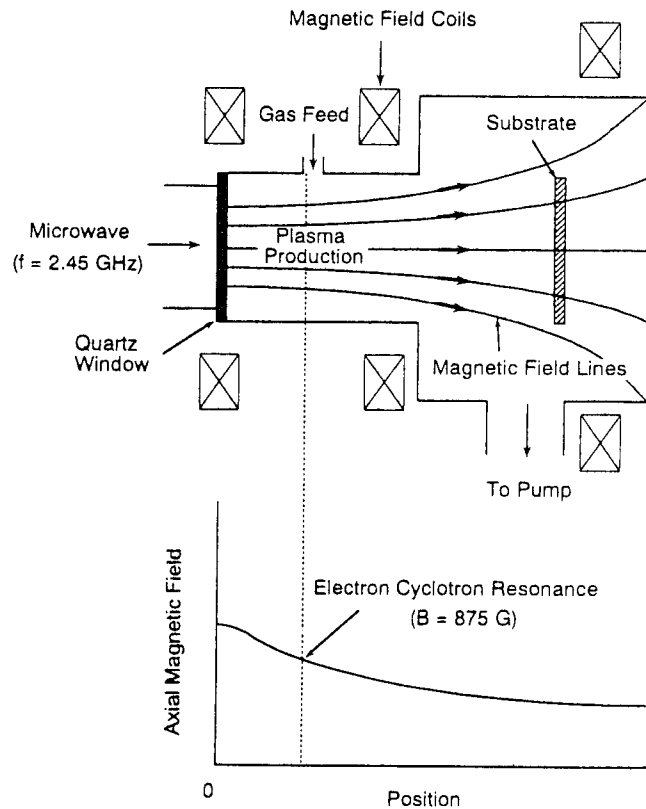


【図 6】 様々なタイプの ICP 装置

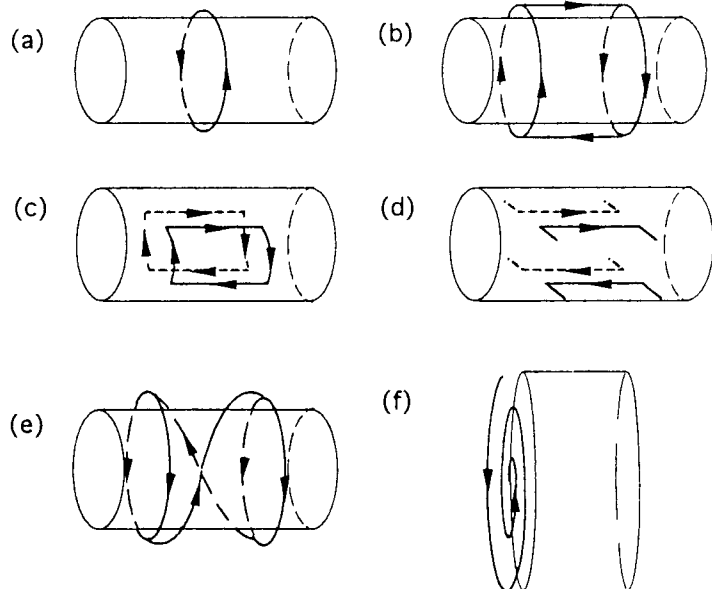
圧力で可能)が得られるが、生成機構は未解明である。図8[6]には現在使われている種々のアンテナの概念図を示す。詳しい内容は1.6で述べる。

表面波プラズマは空間電荷波がプラズマ表面に集中する為にそう呼ばれ、無磁場で比較的高密度が得られる。初期のプラズマ生成装置では細長いシリンダ一状のプラズマが作られていた(図9(a)[8])が、大口径化、低アスペクト比への要求から、側面や端からの様々な励起法が試みられるようになって来た(図9(b)-(d))。しかしながら理論も含めたこれからの研究課題として、1) 最適アンテナ開発、2) 動作圧力の低下(現在比較的高い)、3) 励起モードやモード間遷移の制御、4) 生成機構解明、等が挙げられる。

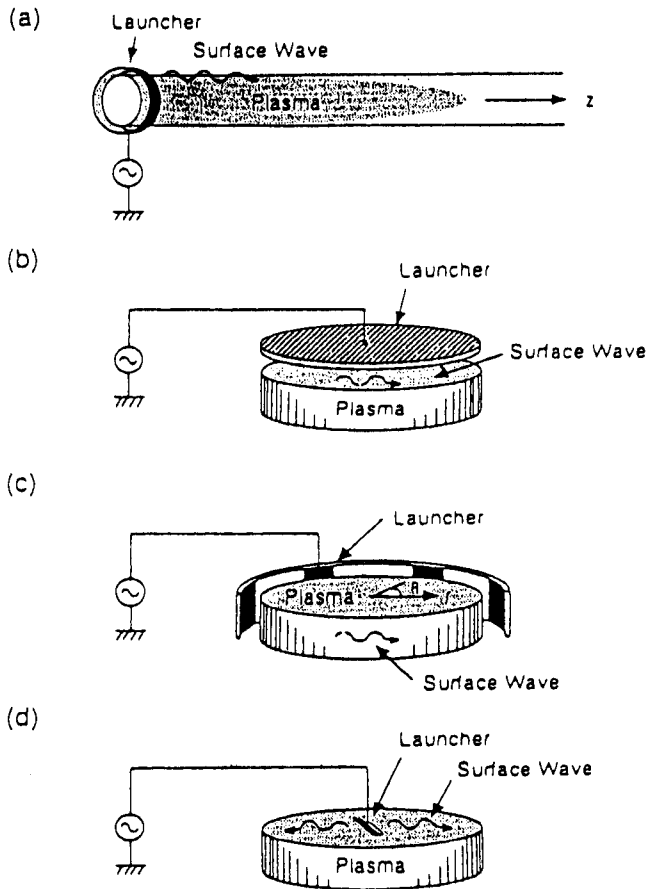
上記ソース以外にプラズマプロセス分野では、磁気中性線放電(NLD)[4,13]が開発されており、1) ICPより低い圧力でも放電出来る、2) プラズマサイズや生成領域を変えられる、等の特徴を持っている。又、前節で述べた低域混成波(LH)共鳴を利用した波やアルフベン波(Alfven Wave)等も考えられる。



[図7] 典型的な発散磁場型 ECR 装置



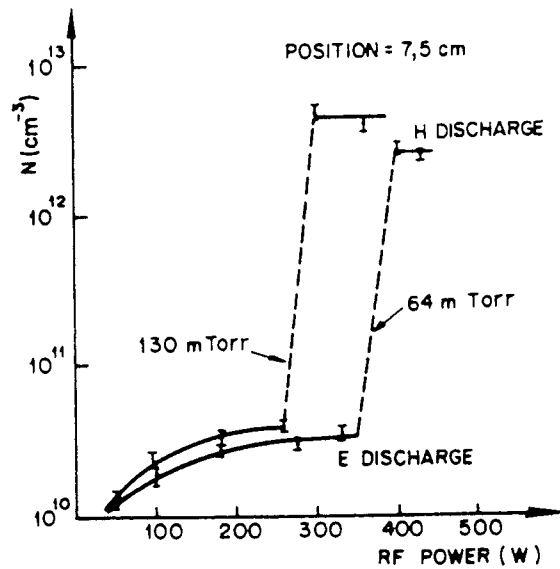
[図8] ヘリコン波源における様々なタイプのアンテナ



【図9】 様々な表面波
プラズマ源

1.5 誘導結合型プラズマ(ICP)

表2に示したようにICPではmTorrから100mTorrレンジまで幅広い領域で高密度プラズマを生成できる。電子密度と入力RFパワーの関係の例を図10[14]に示す。あるRF入力レベルを越えるといわゆる「密度ジャンプ」が起こり1-2桁程度の密度上昇が観測される。これは静電結合(Eモード)から誘導結合(Hモード)へ移る、異なる放電過程への遷移を意味する。



【図10】 ICPにおける密度ジャンプの例

前述したように波動は非伝搬でありプラズマ表面近くでのみ電場が浸透できる。その厚さを Skin Depth δ といい、磁場の有無、励起波動モード、衝突周波数 ν によって異なる [15]。磁場が無い場合は、以下の分散式より δ が求められる ($\nu^* = \nu / \omega$)。

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 (1 + i\nu^*)}, \quad (10)$$

但し正常波 (有磁場) の場合は、上式で k を k_{\perp} (磁場に垂直方向の波数) に置き換えるだけで δ の値は同じとなる。

ここで無磁場で $\omega \ll \omega_{pe}$ の場合は、

$$\delta = c / \omega_{pe}, \quad (11)$$

と表される。これは電子密度の 1/2 乗に逆比例し、 $n_e = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ で 5 mm 程度である。但し CCP での電場の浸透する長さは、デバイ長 $((T_e/n_e)^{1/2})$ に比例: $T_e = 5 \text{ eV}$, $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ で 0.17 mm) の数倍程度である。高密度や高圧力下では衝突周波数が高くなり δ への効果が大きくなる。図 11 [15] に ω_{pe}/ω を変え $\delta = f_{\text{num}} (c/\omega_{pe})$ と定義した f_{num} の ν 依存性を (10) 式から計算した例を示す。 $\omega \ll \omega_{pe}$ で $\nu^* \gg 1$ の場合、 $f_{\text{num}} = (2\nu^*)^{0.5}$ と表され ν^* と共に大きくなる。

なお、低 ν^* の場合、電子の熱運動 (後述) により電子温度と共に δ は厚くなる事が考えられる: $\delta = [(2kT_e/\pi m_e)^{1/2} (c^2/\omega_{pe}^2 \omega)]^{1/3}$ [16]。

次に生成機構について考えると、高い圧力では Skin 層での衝突加熱が主である。低い圧力では衝突が期待できないのにも拘わらず

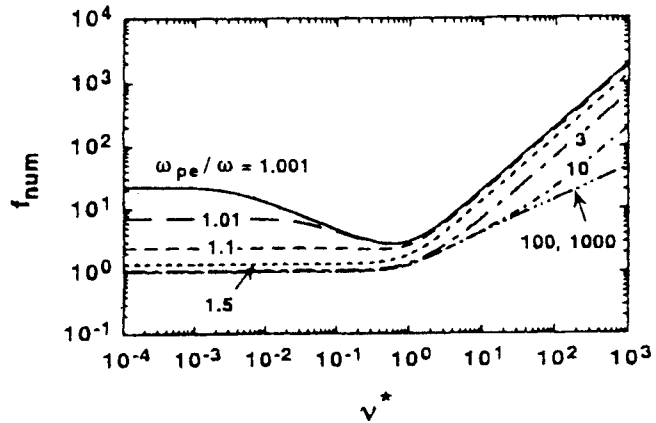


図 11] 係数 f_{num} の $\nu^* (= \nu / \omega)$ 依存性

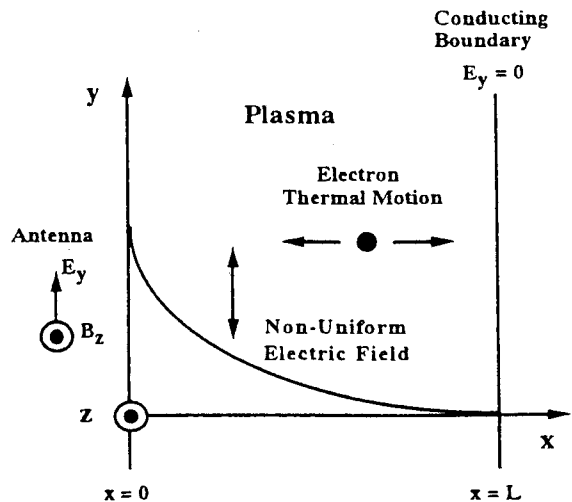
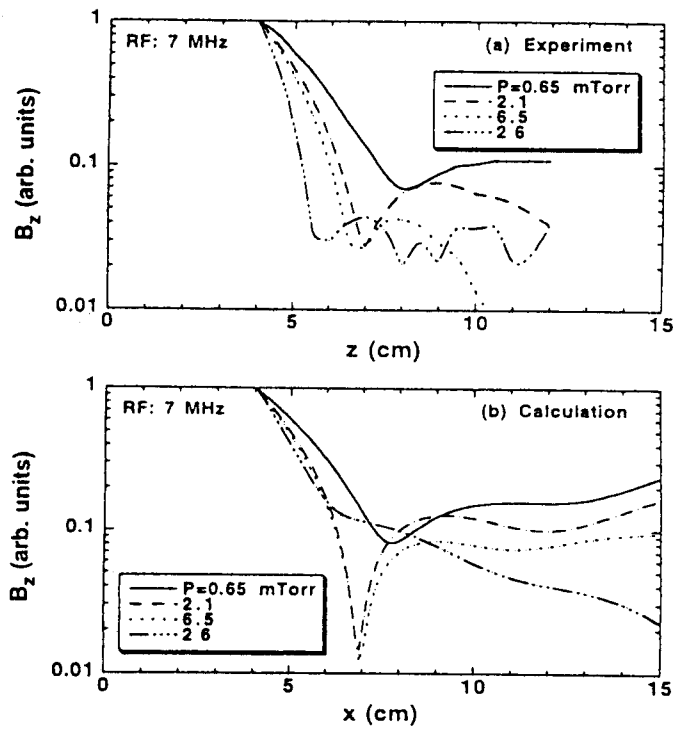
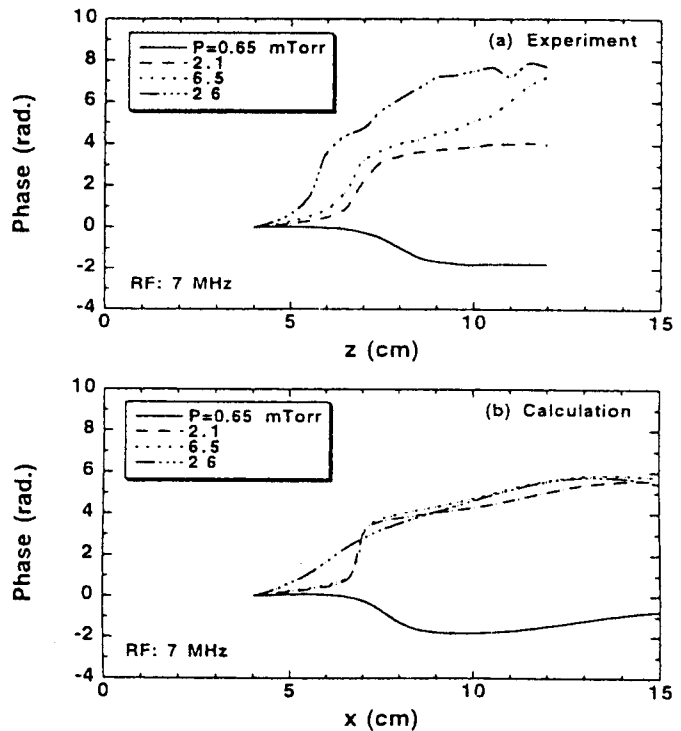


図 12] 電子熱運動による加熱モデル (1 次元)

ラズマが生成される為、他の生成機構を考える必要がある。図12の1次元モデル(非一様電場下)に示すように、電子は熱運動によりRF 1周期の時間経過後は元の位置に戻らないので、仕事された事になる(即ち言い換えるともし衝突がなく熱運動もなければ加熱されない)。又、その結果、電場分布、Skin Depthも上述のように異なって来る。例として図13 [17]の(a)のように観測された励起磁場の振幅は高圧力では大体指数関数的に減衰するが、低圧力では単調な変化を示さない。これを今の電子の熱運動効果(無衝突、非局所モデル)を考えて計算した図13(b)と比較すると良い一致を示す。更に図14 [17]に示す励起磁場の位相は、振幅の最小点付近で約180度反転する(励起磁場の符号が逆)。言うまでもなく衝突、局所モデルを用いた計算では全く実験結果とは合わない。Skin Depthだけでなくアンテナ負荷抵抗の ν 依存性もこの効果で説明出来る[18]ので、電子の熱運動は低衝突周波数領域での生成に寄与している事がわかる。又、電子が熱運動によりSkin層を往復する時間や境界間を往復する時間と、RFの1周期の時間の比によって共鳴が起こる事も考えられる。



【図13】 励起磁場 B_z の振幅の軸方向依存性:
(a) 実験、(b) 計算



【図14】 励起磁場 B_z の位相の軸方向依存性:
(a) 実験、(b) 計算

なおICPに関するシミュレーションでは実際のソースも考慮して、2次元、3次元のモデリング等もなされている。また大口径化プラズマ生成の為にフラットなスパイラル状のアンテナを変形使用した研究や、永久磁石をプラズマ端に設置したもの(多極磁場)もある。ICPでは無磁場が特徴であるが、ハイブリッド型として幅広い磁場強度下での円柱側面及び容器内からの様々なアンテナによるプラズマ生成[19]や、次節後半に述べる軸方向に弱磁場(種々の磁場配位)を印加してプラズマパラメータの改良(より高密度、大口径)を行う実験的試みもある。

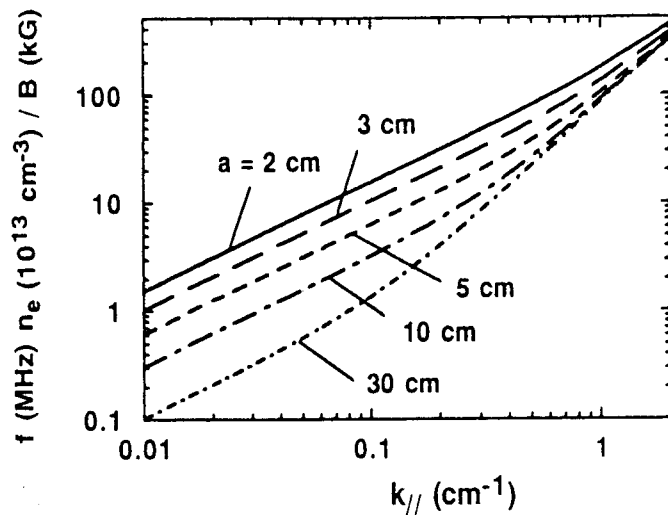
1.6 ヘリコン波プラズマ

ヘリコン波は境界がある場合の低周波ホイッスラー波(図4参照)で、 $\omega_{ci} \ll \omega \ll \omega_{ce}$ の条件を満たす。即ちイオンは高周波に追随出来ないで電子のみ波動特性に影響する。マックスウェルの式と冷たいプラズマの誘電率テンソル(6)を用いると、径方向に一様な密度分布の場合その分散関係は、

$$[k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2]^{1/2} = \frac{\omega}{k_{\parallel}} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce} c^2}, \quad (12)$$

と表される(k_{\parallel} は磁場に平行方向の波数)。但し k_{\perp} は周方向のモード数 m と境界条件で決まる。図15[6]の分散関係のグラフより、軸方向の波長は磁場強度と共に増加し、周波数、密度、プラズマ径の増加と共に減少する(重要な事は、他のパラメータが一定なら、密度は磁場と共に増加出来る事である)。

実験的にはICP(図10参照)と同様、いわゆる「密度ジャンプ」が知られている。入力パワー(図16[20]参照)や圧力のような外部パラメータがある閾値を越えると密度が急激に上昇する現象である。波動特性を調べ分散関係と比較した結果、高磁場(> 100 G)においては、密度ジャンプ前はアンテナ構造で決まる定在波(ICP)で、ジャンプ後は伝搬するヘリコン波である事がわかった[20]。

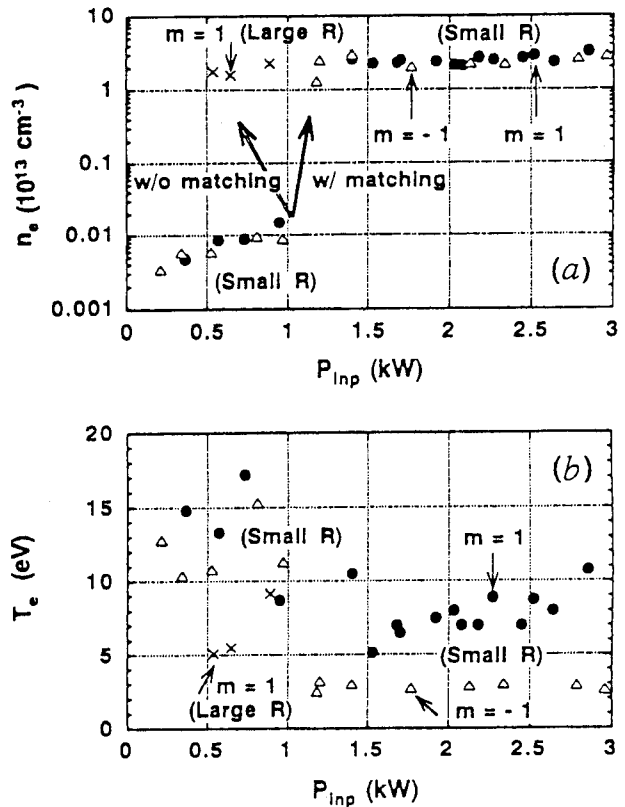


[図15] 一様密度分布の場合の $m = 0$ モードヘリコン波の分散関係

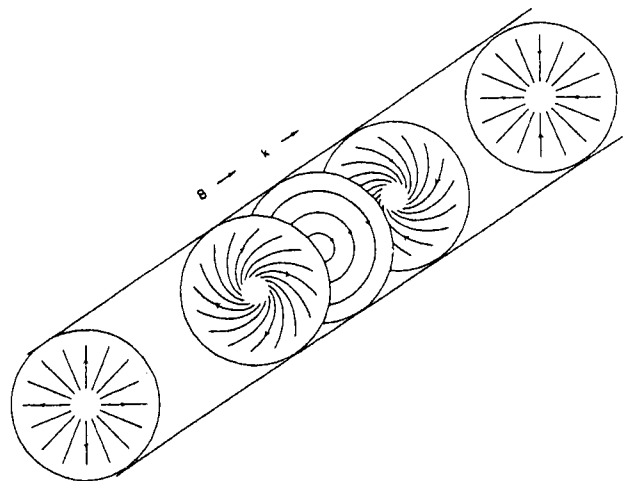
励起されたヘリコン波の径方向の電磁場は、磁気流体力学 (MHD) プラズマ平衡の中で知られている、無力磁場配位と同じ式 ($j \times B = 0$, j : 電流密度) を満たし、ベッセル関数で表される (一様電子密度)。図 17 [21] に $m = 0$ モードの励起電場構造 (計算) を、図 18 [6,22] に $m = 1$ モードの励起磁場分布の時間変化 (実験) を示す。放電初期は理論 (円柱座標系 (r, θ, z) で、 B_r , B_θ , B_z はそれぞれ J_0 , J_0 , J_1 に比例する) に合わないが、非対称性分布を経て放電後半では良く一致している。

高密度プラズマ生成機構に関して多くの理論 (衝突減衰、ランダウ減衰、LH 波や TG (Trivelpiece-Gould) 波が関与する加熱等) が出されているが、密度ジャンプ現象の解明も含め未だ決定的なものはない。しかしながら、ポインティング束の解析的式 [23] を用いると、 10^{13} cm^{-3} 以上の高密度、 $\sim \text{mTorr}$ の低圧力の条件では、殆どどの入力パワーがアンテナ近傍のヘリコン波によって担われ、衝突減衰の効果も大きい事が実験的にわかっている [22]。

これからは実験的に得られた、1) 異なる周方向モードによる電子温度や密度分布の違い [20]、2) 励起アンテナスペクトルの効果 [24]、3) 軸方向に短いコンパクトソース [25]、等も理論で説明する必要がある。現在、アンテナ抵抗の種々のパラメータ依存性や、様々な



【図 16】 $m = 1$, -1 モード励起での電子密度、電子温度の入力パワー依存性

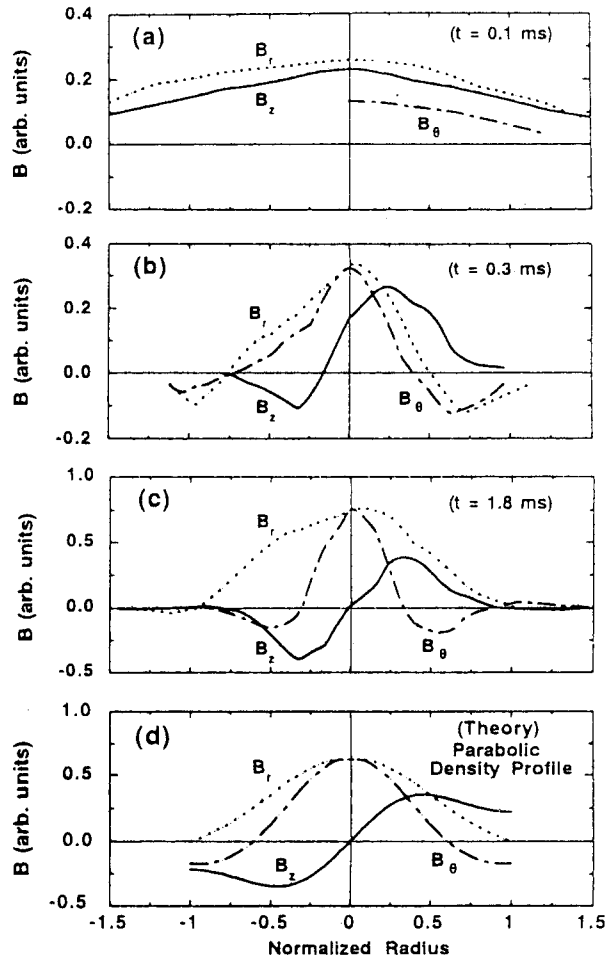


【図 17】 $m = 0$ モードヘリコン波の電場構造

密度分布での励起磁場（ヘリコン波及びTG波）の計算等も行われており、今後の実験結果との突き合わせが待たれる。

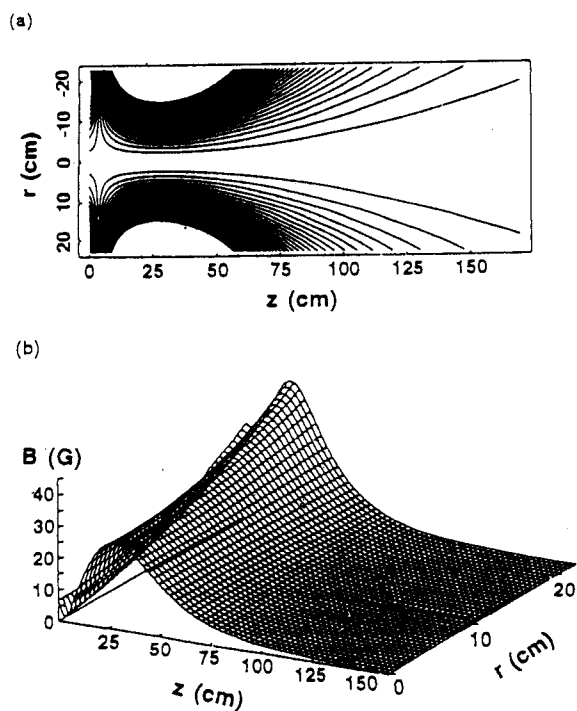
次にパラメータ向上や大口径化について述べる。図8(a)-(e)に示したように、従来は細い絶縁管の側面にコイルを巻いて（直線磁場以外に発散磁場を印加する事もある）、直径は5-20 cm程度であった。大口径化に対応しかつ有磁場の為ICPよりも高密度生成が可能である図8(f)のタイプのアンテナが考案され、ヘリコン波の励起が確認された（生成されたプラズマ直径は45 cm）[26,27]。これはICPのスパイラルアンテナを用いて行えるハイブリッド型とも言え、数10 G程度の低磁場の印加により、通常のヘリコン波ソースで問題となる密度ジャンプもなく、ほぼ連続的に密度が制御出来る[26]。但し直線磁場の印加によりICPより密度が高くなるが、径方向にはピークする傾向にあった[26]。

そこで様々な磁場配位（収束磁場、発散磁場、カスプ磁場）下での実験を試み、プラズマパラメータ（径方向の密度分布の一様性も考慮）と波動特性が調べられた[18,28-30]。カスプ磁場配位（例は図19 [18]）において、1) 磁場強度、2) カスプ位置、3) カスプ近傍の磁場勾配長、を変化させた。カスプ位置を容器端から4 cmにした時、図20[18]に示すようにコイル電流 I_c （磁場）の増加と共に、イオン飽和電流 I_{is} はピークした分布から平坦化を経てホローな分布となった。 I_{is} が±5%以内の領域を有効直径 D_{eff} と定義すると、 $I_c = 60$ Aの場合では $D_{eff} = 27$ cmとなった（ $n_e = 2.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ）。図21 [28]に示すその場合の励起磁場強度分布より、電流と共に波動伝搬領域は軸方向に広がる事がわかる。更に位相、分散関係の導出や電磁場のシミュレーションにより、種々の条件下での波動特性、パワー吸収領域が明らかになった。

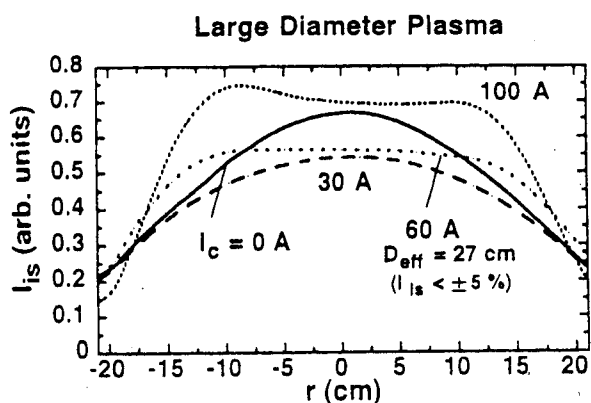


【図18】 $m = 1$ モードによる励起磁場の径方向分布の時間変化と理論との比較

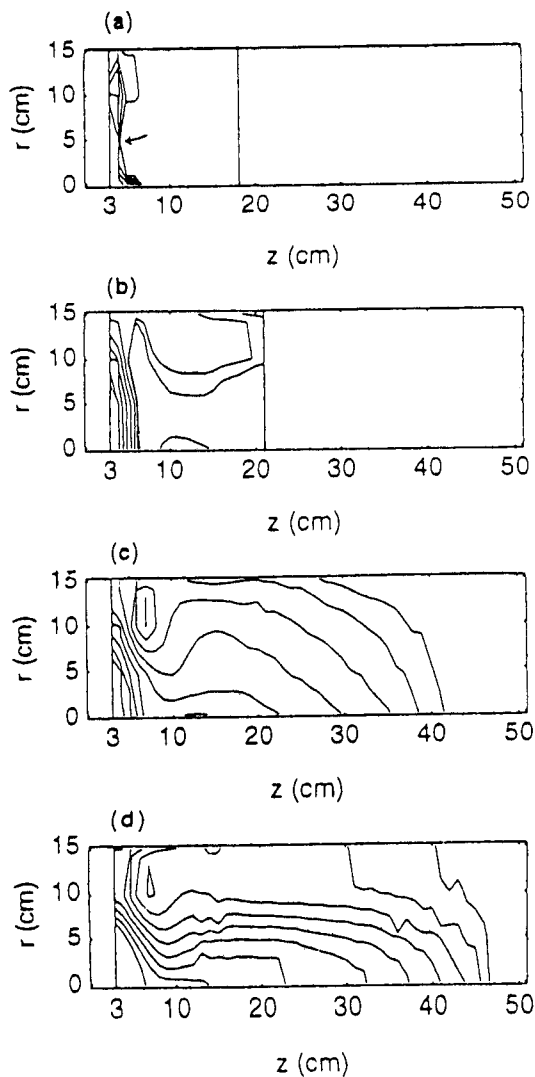
なお、一様性の改善には、スパイラルアンテナを径方向の中心には巻かず周辺に置く事によっても達成出来る [18]。又、大口径化する方法として、マルチソース、蛇型のアンテナ等も考えられている。



[図 19] カスプ磁場配位における (a) 等磁束面と (b) 磁場強度の 2 次元分布



[図 20] コイル電流を変化させた時のイオン飽和電流分布



[図 21] 軸方向励起磁場の 2 次元等高線分布。コイル電流は (a) 0 A、(b) 30 A、(c) 60 A、(d) 100 A。

1.7 まとめ

本稿では生成、消滅の一般的議論、及び分散関係と波動について説明した後、プラズマプロセス分野での高周波を用いたプラズマ生成法と特徴を概観した。次に非伝搬波(ICP)と伝搬波(ヘリコン波)を用いた高密度プラズマの性質や生成機構について述べた。

紙数の関係で触れなかったが、言うまでもなくプラズマプロセスにおいて、温度、密度だけでなく速度分布関数、空間電位分布、ラディカル等の測定、制御は緊要である。なお一般的なプラズマ計測(静電、磁気、光、マイクロ波、粒子測定等)は文献[31,32]に詳しい。又、基板の電圧、形状、材質や印加周波数も重要であり諸パラメータに影響を与える。それに関連し装置終端位置の放電への効果[24]や、金属板にバイアス電圧印加して行うプラズマ分布制御の研究もある[33,34]。

表2に纏めた様々なRFによるプラズマ生成法はそれぞれ一長一短があるが、これからはそれらの改良と共に、プラズマプロセス分野での現実の多様な要求を満足させる新たなソース開発の考慮がなお必要である。それには不断の努力と共に広くアンテナを張り、他の種々の分野からの長所を取り込むハイブリッド的思考をする事も重要であると考えられる(インスピレーション、セレンディピティも飛躍的進展の為に望ましい)。

参考文献

- [1] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg: *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1994).
- [2] F. F. Chen: *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion (Volume 1 Plasma Physics)* (Plenum Press, New York, 1984) [F. F. Chen: プラズマ物理入門、内田岱二郎訳 (丸善、東京、1977)]
- [3] T. H. Stix: *Waves in Plasmas* (AIP, New York, 1992) [スティックス: プラズマの波動、田中茂利、長照二訳 (吉岡書店、京都、1996, 1998)].
- [4] 講座「プロセス用の新しい高密度プラズマの生成と診断」、プラズマ・核融合学会誌 **73** (1997) 1364 (但し**74** (1998) No.5まで連載).
- [5] 菅井秀郎: 応用物理 **63** (1994) 559.
- [6] S. Shinohara: Jpn. J. Appl. Phys. **36** (1997) 4695.
- [7] 河合良信: 応用物理 **66** (1997) 584.
- [8] 小特集「表面波プラズマの生成とその応用」、プラズマ・核融合学会誌 **72** (1996) 621.
- [9] 庄司多津男、坂和洋一: 応用物理 **67** (1998) 160.
- [10] 板谷良平: 応用物理 **64** (1995) 526.
- [11] S. C. Brown: *Basic Data of Plasma Physics* (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1959).

- [12] J. Hopwood, *Plasma Sources. Sci. Technol.* **1** (1992) 109.
- [13] T. Uchida: *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** (1994) L43.
- [14] J. Amorim, H. S. Maciel and J. P. Sudano: *J. Vac. Sci. Technol. B* **9** (1991) 362.
- [15] S. Shinohara and Y. Kawai: *Jpn. J. Appl. Phys.* **35** (1996) L725.
- [16] M. M. Turner: *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 1844.
- [17] S. Takechi and S. Shinohara: *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** (1999) L148.
- [18] S. Takechi, S. Shinohara and Y. Kawai: *Jpn. J. Appl. Phys.* **36** (1997) 4558.
- [19] S. Shinohara and T. Soejima: *Plasma Phys. Control. Fusion* **40** (1998) 2081.
- [20] S. Shinohara, Y. Miyauchi and Y. Kawai: *Plasma Phys. Control. Fusion* **37** (1995) 1015.
- [21] F. F. Chen: *Plasma Phys. Control. Fusion* **33** (1991) 339.
- [22] S. Shinohara, Y. Miyauchi and Y. Kawai: *Jpn. J. Appl. Phys.* **35** (1996) L731.
- [23] S. Shinohara and Y. Kawai: *Jpn. J. Appl. Phys.* **35** (1996) L1571.
- [24] S. Shinohara, Y. Kaneda and Y. Kawai: *Thin Solid Films* **316** (1998) 139.
- [25] M. Nisoo, Y. Sakawa and T. Shoji: *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** (1999) L777.
- [26] S. Shinohara, S. Takechi and Y. Kawai: *Jpn. J. Appl. Phys.* **35** (1996) 4503.
- [27] S. Shinohara, S. Takechi, N. Kaneda and Y. Kawai: *Plasma Phys. Control. Fusion* **39** (1997) 1479.
- [28] S. Takechi, S. Shinohara and Y. Kawai: *Surf. Coat. Technol.* **112** (1999) 15.
- [29] S. Takechi, S. Shinohara and A. Fukuyama: *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** (1999) 3716.
- [30] S. Takechi and S. Shinohara: *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** (1999) in press.
- [31] プラズマ診断の基礎、プラズマ・核融合学会編 (名古屋大学出版会、名古屋、1990).
- [32] *Plasma Diagnostics Techniques*, eds. R. H. Huddleston and S. L. Leonard (Academic Press, New York, 1965).
- [33] S. Shinohara, H. Tsuji, T. Yoshinaka and Y. Kawai: *Surf. Coat. Technol.* **112** (1999) 20
- [34] S. Shinohara, N. Matsuoka and T. Yoshinaka: *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** (1999) 4321.