

## 小特集

負イオンを見直そう

### 3. 計測とモデリング

#### 3.1 負イオンの計測

門 田 清

(名古屋大学工学部)

(1996年9月19日受理)

#### Diagnostics and Modeling Diagnostics of Negative Ions

KADOTA Kiyoshi

*School of Engineering, Nagoya University, Nagoya 464-01, Japan*

(Received 19 September 1996)

#### Abstract

Principles and applicability of various diagnostic techniques for negative ions are surveyed. Laser photodetachment methods combining various techniques for the measurement of the detached electrons are reviewed. For mass spectrometry of negative ions, a time-of-flight method and a cyclotron resonance method are described. Negative ion diagnostics by a Langmuir probe and an ion-sensitive probe are also discussed.

#### Keywords:

negative ion diagnostics, laser photodetachment method, time-of-flight mass spectrometry, cyclotron resonance mass spectrometry, Langmuir probe, ion-sensitive probe, reactive plasma.

#### 3.1.1 はじめに

酸素やハロゲン化合物等の電氣的負性ガスを用いて生成されたプラズマ中には多量の負イオンが存在することは古くから知られている。たとえば、酸素プラズマ等については上層大気現象を理解するために、負イオンが関与する原子過程が調べられてきた。しかし近年になり、核融合プラズマの加熱用ビーム源や加速器のイオン源等への応用上の有用性から、負イオンが注目されるようになった。さらにごく最近では、半導体集積回路製造のためのプラズマプロセスにおいて、負イオンがエッチングの性能改善に重要な役割を担っていると考えられるようになり、特に脚光を浴びている。

プラズマ中の負イオンの振る舞いを理解するにはその

計測が不可欠であるが、これまで素過程研究の分野では質量分析法、プラズマ研究の分野では静電プローブ法が多く用いられてきた。質量分析法には、プラズマ中の粒子の挙動を解明するのに欠かせない空間分解された情報がほとんど得られないこと、およびプラズマからのイオン引き出し効率の問題等でイオン密度の評価が難しいといった短所があるが、それなりに有効な測定法である。一方、静電プローブ法は優れた空間分解能を持つ方法ではあるが、負電荷粒子による飽和電流とイオン種がわかっている正イオン飽和電流とを比較するという測定技法に難点があり、常に信頼性に問題が残る。これら従来の方法の欠点を克服する測定法として、レーザーと静電プローブとを組み合わせるレーザー光脱離法が開発

された。この測定方法は、負イオンを含むプラズマ中に負イオンの電子親和力よりも大きな光子エネルギーを有するレーザー光を入射し、負イオンから電子を光脱離させ、脱離した電子を静電プローブで検出することにより、この電子電流測定から負イオン密度を知る方法である。その後、レーザー光脱離法に関しては、脱離電子を検出するために種々の方法が開発され、今日まで発展してきている。

本報告では、上述の負イオン計測法に関して、主に筆者らが最近行ってきた反応性プラズマ中の負イオン測定を例として紹介しながら、この分野の現状を概観する。

### 3.1.2 レーザー光脱離法

レーザー光脱離法による負イオン計測において、レーザーとしては主にパルスレーザーが用いられるが、光脱離した電子の検出法としてはプローブ法[1-5]、空洞共振法[6-8]、プラズマ振動法[9,10]、干渉法[11]等、様々な手法が使われている。以下に、それぞれの組み合わせによる測定法の原理と特徴を述べる。

#### 3.1.2.1 プローブ法支援レーザー光脱離法

レーザー光脱離法の草分けとなるプローブ法と組み合わせる方法は、核融合プラズマの加熱ビーム用負イオン源開発において、H<sup>-</sup>イオンを検出するために Bacalら[1]によって開発された。反応性プラズマへの適用の初期段階では、負イオンを含む放電プラズマへパルス的にレーザーを照射し、光脱離電子による放電電流・電圧の変化を検出する光ガルバノ法が使われたが、密度の評価は困難である[12,13]。本稿では、密度の絶対値が得られる静電プローブを用いた方法について、ヘリコン波酸素プラズマ中の酸素負イオン測定[4]を例に取り説明する。測定法の原理図を Fig. 1 に示す。酸素原子負イオン O<sup>-</sup>の電子親和力は 1.46eV、O<sub>2</sub><sup>-</sup>のそれは 0.44eV であるから、849nm よりも短波長のレーザー光を用いれば両方の酸素負イオンを光脱離できる[14]。しかし光脱離

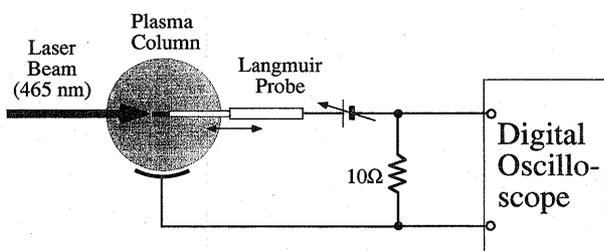


Fig. 1 Schematic diagram of the experimental setup for probe-assisted photodetachment.

断面積は一般に光子エネルギーとともに大きくなるので [15]、パルス幅 17ns、波長 465nm (2.7eV) の色素レーザー光を用いている。光脱離による電子密度の増加分  $\Delta n_e$  は次式で与えられる。

$$\Delta n_e = n \left[ 1 - \exp \left( -\sigma_{pd} \frac{I_L}{h\nu} \Delta t \right) \right] \quad (1)$$

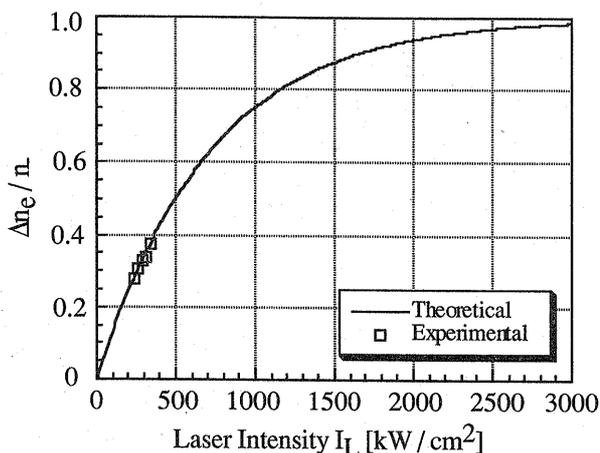


Fig. 2 Photodetachment efficiency  $\alpha = \Delta n_e/n$  as a function of laser intensity  $I_L$  at 465nm.

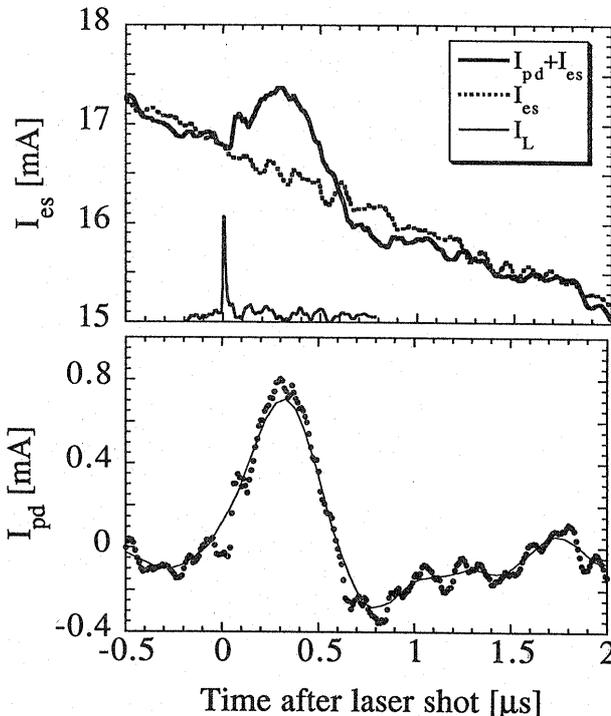


Fig. 3 Typical photodetachment current  $I_{pd}$  and electron saturation current  $I_{es}$ .

ここで、 $n_-$ は負イオン密度、 $\sigma_{pd}$ は光脱離断面積、 $I_L$ はレーザー光強度、 $h\nu$ は光子エネルギー、そして $\Delta t$ はレーザーパルス幅である。Fig. 2にO<sup>-</sup>に関する $I_L$ と光脱離効率 $\alpha(=\Delta n_e/n_-)$ との関係を示す。レーザー光強度が $600\text{kW/cm}^2$  ( $2\text{mJ}$ ,  $5\text{mm}\phi$ )でほぼ50%の光脱離効率を得られる。チップ寸法が $5\text{mm}\times 0.5\text{mm}\phi$ の静電プローブに $+60\sim 70\text{V}$ のバイアスを印加して光脱離した電子を捕集する。このパル的な光脱離電子電流 $I_{pd}$ をプラズマからの定常的な電子飽和電流 $I_{es}$ とともにデジタルオシロスコープで測定し、数百回の平均によりFig. 3のような信号が得られる。ここで両方の電子電流の比を取ると、

$$\frac{I_{pd}}{I_{es}} = \frac{\Delta n_e}{n_e} = \frac{\alpha n_-}{n_e}, \quad n_- = \frac{I_{pd}}{I_{es}} \frac{n_e}{\alpha} \quad (2)$$

となり、 $I_L$ の測定から $\alpha$ がわかるので、電子電流の比 $I_{pd}/I_{es}$ と $I_{es}$ から得られる電子密度 $n_e$ を用いて負イオン密度 $n_-$ が求まる。上式が成り立つには、プラズマ電子の速度分布と光脱離電子のそれが等しくなければならない。しかし光脱離電子は完全には熱化されなくても、本実験ではアフターグローでのみ負イオンが検出されているため、プラズマ電子温度は $1\text{eV}$ 程度に下がっており、光脱離電子のエネルギー $1.2\text{eV}$  ( $=2.7\text{eV}-1.46\text{eV}$ )とほぼ一致しているの、上の関係式を使うことができる。これが $465\text{nm}$ 光を用いる理由の一つである。ヘリコン波プラズマにおいて $10^{11}\sim 10^{12}\text{cm}^{-3}$ の $n_-$ が測定されている。

本測定法の精度は、 $\alpha$ の測定誤差とともに静電プローブによる $n_e$ 測定の精度で決まるので、誤差は100%程度内と考えられる。もし磁化プラズマ等になると $I_{es}$ から $n_e$ を求めるのは難しくなる。そのため負イオンの存在が無視できる放電中における準中性の条件を使い、イオン飽和電流から求まるイオン密度を基準にして評価するなどの精度を改善する努力がなされている。利点としては、装置的には簡便な静電プローブを用い、それをレーザー光に沿って動かすことにより空間分解能の高い測定が可能なことである。空間分解能 $5\text{mm}$ 、時間分解能 $1\mu\text{s}$ で、 $n_-$ の空間時間分解測定が行われている[5]。なお、筆者らの場合には、負イオン種はO<sup>-</sup>が支配的であることが飛行時間型質量分析法の測定でわかっているので行っていないが、 $849\text{nm}\sim 2.8\mu\text{m}$ の波長域にあるレーザー光を用いればO<sub>2</sub>からの光脱離電子のみを検出でき、各負イオン種を分離して測定することができる[16]。また、光脱離電子電流の緩和時間から負イオン速度を評価した報告もある[2]。

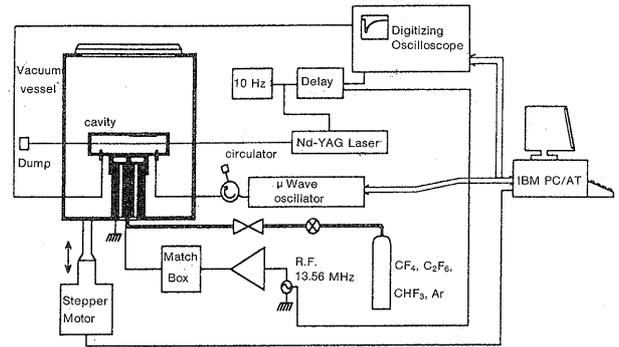


Fig. 4 Schematic diagram of the experimental setup for microwave-cavity-assisted photodetachment [7].

### 3.1.2.2 空洞共振法支援レーザー光脱離法

本測定法は、プラズマを空洞共振器中に生成して、それにレーザー光を照射し、空洞共振器のマイクロ波共振周波数のずれの量から光脱離電子の密度 $\Delta n_e$ を求め、 $n_-$ を決定する方法である。CF<sub>4</sub>等のガスを用いた平行平板電極型RFプラズマにおける負イオン測定に使われた実験装置をFig. 4に示す[7]。RF供給電極と接地された他方の電極部分が円筒型空洞共振器を構成する。共振器のQ値は500~2300程度であり、3GHzでTM<sub>020</sub>モードを励起できる寸法になっている。マイクロ波の導入と検出は2個のループアンテナで行われ、2-8GHzの周波数可変範囲を持つ発振器からのマイクロ波に対する応答信号はレーザーに同期してデジタルオシロスコープに記録される。本実験における主な負イオンはF<sup>-</sup>であり、光脱離のしきい値波長は $365\text{nm}$ となるので、レーザー光としてはパルス幅 $2\text{ns}$ のNd-YAGレーザーの第4高調波( $266\text{nm}$ )を用いている。

まず、この場合のプラズマ電子密度を $n_e$ とすると、電子の衝突周波数が真空におけるマイクロ波共振周波数 $f_0$ に比べて十分低く、さらにプラズマ周波数が $f_0$ に比べて低い場合には、プラズマが存在することによるマイクロ波共振周波数のずれ $\Delta f$ とは次式で関係付けられる。

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{e^2}{8\pi^2 \epsilon_0 m_e f_0^2} \frac{\int n_e E^2 d^3 r}{\int E^2 d^3 r} = \frac{e^2 \langle n_e \rangle}{8\pi^2 \epsilon_0 m_e f_0^2} \quad (3)$$

ここで、 $e$ は電子電荷、 $m_e$ は電子質量、 $\epsilon_0$ は真空の誘電率、 $E$ はマイクロ波の電場、そして $\langle n_e \rangle$ は $E^2$ の重みを掛け空洞共振器内の空間で平均化された電子密度である。TM<sub>020</sub>モードの $E$ は軸方向成分のみをもち、軸方向には一様である。また、径方向には $J_0(a_2 r/r_0)$  ( $a_2$ は0次ベッセル関数の2番目のゼロ点)で変化するので、密度が一様でない限り空間的な平均密度を与えない。し

かしこれによる誤差は少ないので、重みを掛けたままの平均電子密度を求めている[8]。次に、レーザー照射領域における光脱離による電子密度の増加分  $\Delta n_e$  により、さらにマイクロ波共振周波数にずれ  $\delta f$  が生じる。この  $\delta f$  の測定からレーザー照射部分と空洞共振器全体との  $\int E^2 d^3r$  の積分領域の違いを考慮して  $\Delta n_e$  が求まる。レーザー光が十分強く負イオンを完全に光脱離できる条件では、 $\Delta n_e$  が  $n_e$  に等しくなる。Fig. 5 に、各マイクロ波周波数におけるマイクロ波応答信号のレーザー照射前後の時間変化を測定することによって得られた3次元プロットを示す[7]。レーザー光の照射により共振周波数が定常プラズマに対する値からずれ、やがて定常値へ緩和して行く様子がわかる。この方法で  $(1-5) \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$  の  $n_e$  が測定されている。

本実験装置での電子密度の測定可能範囲は  $4 \times 10^7 \sim 5 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$  で、非常に感度の良い測定法であるが、対称性のある特殊な場合を除いては空間分解された情報が得られないことと、実験装置として金属製の空洞共振器中にプラズマを生成する必要があるため、汎用性に欠けるという難点がある。

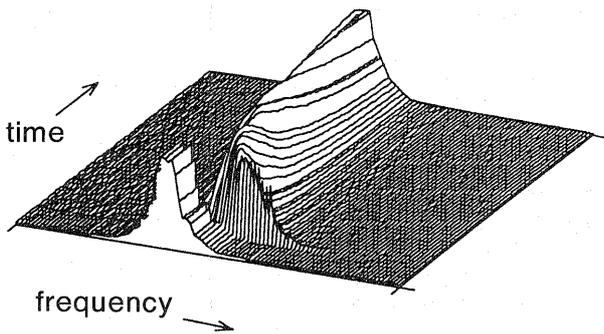


Fig. 5 Three-dimensional plot of microwave signal versus time and microwave frequency [7].

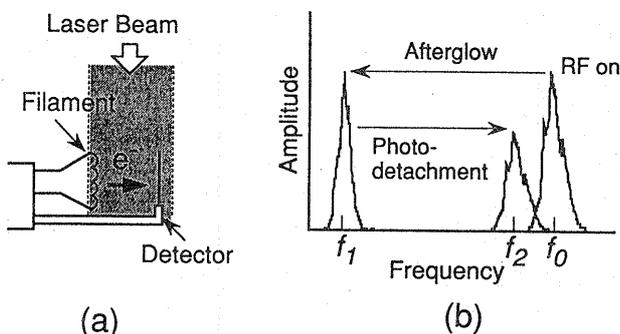


Fig. 6 (a) Schematic diagram of the experimental setup for plasma-oscillation-assisted photodetachment, and (b) illustration of frequency shifts [10].

### 3.1.2.3 プラズマ振動法支援レーザー光脱離法

光脱離された  $\Delta n_e$  をプラズマ振動法で求める方法について、使われた実験装置と典型的な信号を Fig. 6 に示す[10]。実験は誘導結合型塩素プラズマ中の塩素負イオンの密度を測定するために行われた。光脱離用のレーザーとしては、Cl<sup>-</sup>イオンの電子親和力が3.61eVであるため、XeClエキシマレーザーの308nm光を用いている。Fig. 6 (a)のように、レーザー光の照射領域内(ビーム径 $\sim 15\text{mm}$ )に電子ビーム発生のための熱フィラメントとプラズマ波動を検知するための検出器が置かれている。レーザー照射の直前に熱フィラメントに  $0.8\mu\text{s}$ ,  $-40\text{V}$  の負のパルスバイアスを印加してプラズマ中に電子ビームを入射し、次式で与えられるプラズマ周波数  $f_{pe}$  を持つ局所的なプラズマ振動を励起する。

$$f_{pe} = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \quad (4)$$

このプラズマ波動の周波数成分をスペクトラムアナライザで測定することにより、電子密度  $n_e$  を知ることができ、得られる信号例を模式的に Fig. 6 (b) に示す。RF印加時には、そのプラズマ密度に対応したプラズマ周波数  $f_0$  で信号が検出され、アフターグローで電子密度が減少すると、低い周波数の  $f_1$  へシフトする。そこでレーザーを照射すると光脱離電子による密度の増加分  $\Delta n_e$  が加わるため、再び高い周波数  $f_2$  へ移動する。このような方法で周波数のシフト量を測定することにより、 $\Delta n_e$  がわかり、 $(1-2) \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$  の負イオン密度が求められている。

この方法は、プローブ法に比べて空間分解能の点では劣るが、密度の絶対値の精度は優れている。しかし、プラズマ密度が増すと電子ビームによるプラズマ振動の励起が困難になるので、あまり高い電子密度 ( $\geq 10^{12} \text{cm}^{-3}$ ) のプラズマへの適用は難しくなると思われる。

### 3.1.2.4 干渉法支援レーザー光脱離法

波長  $337\mu\text{m}$  の HCN レーザーによる干渉法を用いて、表面波プラズマ中の酸素負イオンから Nd-YAG レーザーで光脱離された電子の密度分布を測定した例が報告されている[11]。周波数  $f$  の電磁波に対するプラズマの屈折率  $N$  は、

$$N = \left( 1 - \frac{f_{pe}^2}{f^2} \right)^{1/2} \approx 1 - \frac{f_{pe}^2}{2f^2} = 1 - \frac{n_e}{2n_c},$$

$$n_c = \frac{4\pi^2 \epsilon_0 m_e f^2}{e^2} \quad (5)$$

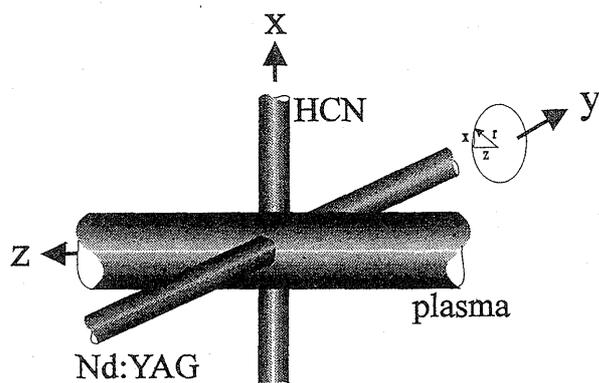


Fig. 7 Schematic diagram of the laser arrangement for interferometer-assisted photodetachment [11].

で与えられる。ここで、 $n_c$  はカットオフ密度である。測定法の原理は、この関係式を用いて、プラズマ中を伝搬する電磁波の光路長変化  $\Delta l$ ,

$$\Delta l = \frac{1}{2n_c} \int n_e dl = \frac{l \langle n_e \rangle}{2n_c} \quad (6)$$

を干渉法で測定することにより線平均電子密度  $\langle n_e \rangle$  を求める。

本測定法は装置が大がかりになり、手軽に用いると言うわけには行かない。ビーム径 $\sim 11\text{mm}$ の光脱離用 Nd:YAG レーザーおよび  $12\text{mm}$  の HCN レーザーを Fig. 7 のように組み合わせて、空間分解能が  $10\text{mm}$  で時間分解能が  $15\text{ns}$  の測定が行われ、 $(0.6\text{--}1.4) \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$  の範囲の  $n_e$  が得られている。

### 3.1.3 質量分析法

質量分析器には、磁場偏向型、飛行時間型 (Time-of-Flight), 四重極型 (マスフィルタ), サイクロトロン共鳴型 (オメガトロン) 等, 多くの種類がある。反応性プラズマの負イオン計測に関しては、市販品がある四重極型質量分析器が多く使われているが [17-19], ここでは製品が入手困難な飛行時間型質量分析法 [20] とサイクロトロン共鳴型質量分析法 [21] による負イオン計測について述べる。

#### 3.1.3.1 飛行時間型質量分析法

TOF 質量分析法は、プラズマから引き出された負イオンをバンチして適当なエネルギーまで加速し、一定距離を飛行させた後に検出器へ到達する時間がイオンの質量と電荷の比に依存することを利用して質量を分析する方法である。ここで、プラズマ電位を  $V_p$ , プラズマ中の負イオンエネルギーを  $E_i$ , 負イオンの加速電圧を  $V$ , 負

イオンの質量と電荷を  $M$  および  $q$ , そして飛行距離を  $L$  とすると、飛行時間  $t$  と質量  $M$  との間には次の関係が成り立つ。

$$t = L \sqrt{\frac{M}{2[|q|(V-V_p)+E_i]}}$$

$$t = L \sqrt{\frac{M}{2|q|V}} \quad (\text{for } |qV| \gg |qV_p|, E_i) \quad (7)$$

したがって、質量分解能は  $M/\Delta M = t/2\Delta t$  で与えられ、計測系の時間分解能  $t/\Delta t$  で決まる。

筆者ら [20] がヘリコン波プラズマ装置における酸素負イオンの測定に用いた TOF 質量分析装置を Fig. 8 に示す。プラズマ電位は大面積で接触しているアース電位の終端電極で決まっており、 $3\text{--}6\text{mm}\phi$  でプラズマと接触する引き出し電極 (引き出し口は  $0.5\text{mm}\phi$ ) に  $+60\text{--}70\text{V}$  の電位を印加して負イオンを取り出す。引き出されたイオンは加速, 収束された後, 最終的に  $2\text{kV}$  の電位差で加速されて  $124\text{cm}$  を飛行し, ファラデーカップ型のイオンコレクタで検出される。偏向型ゲート電極にパルス電圧を印加して  $\Delta t = 1\mu\text{s}$  の時間幅だけイオンを

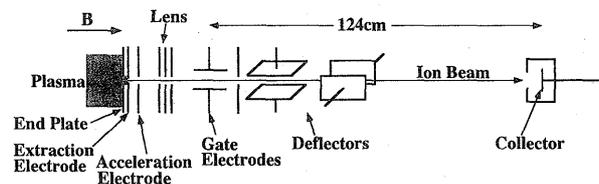


Fig. 8 Schematic diagram of the experimental setup for time-of-flight mass spectrometry.

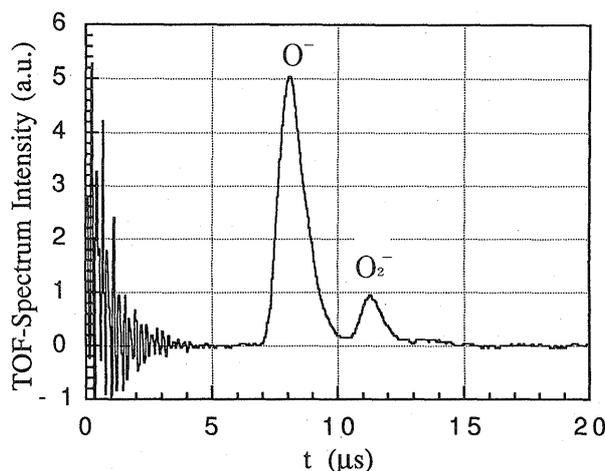


Fig. 9 Typical time-of-flight mass spectrum for a helicon wave oxygen plasma.

通過させる。このゲートパルスに同期してイオンコレクタ信号の時間変化をデジタルオシロスコープに記録することにより、Fig. 9のような質量スペクトルが得られる。なお、負イオンと同時に電子も引き出されるが、TOF装置の部分は発散磁場になっているので、軽い電子は散逸してしまい、重い負イオンのみがコレクタに到達する。検出器としてファラデーカップを用いて、 $n_e$ が $10^{11}$ – $10^{13}$  cm $^{-3}$ のプラズマの負イオン組成が分析されている。

なお、現在使用しているTOF分析装置は、ゲート方式を偏向型から追い返し型に換え、時間分解能(質量分解能)を改善している。本装置を用いて行ったCF $_4$ プラズマ中のF $^-$ イオンの挙動に関する結果が本誌の研究論文に掲載されているので、併せて参照いただきたい。これまでに得られている質量分解能は、ゲート時間250nsで $M/\Delta M \approx 20$ 程度である。TOF質量分析法の利点は、質量分解能を高くするのは難しいが、10 $\mu$ s程度の掃引時間内に多くの質量スペクトルが取れるので、高時間分解測定を効率よく行えることである。また、装置の制作が容易であり、直線型磁場装置への適用に向いていることも特徴である。

### 3.1.3.2 サイクロトロン共鳴型質量分析法

サイクロトロン共鳴法は、磁場を伴うプラズマ発生装置におけるイオン種の質量分析に都合よい方法である。Fig. 10に使われた装置を示す[21]。直流放電で生成されたCF $_4$ プラズマ中の正・負イオンがアース電位にある1mm $\phi$ のオリフィスを通して高真空( $10^{-5}$ – $10^{-6}$ Torr)の分析領域へ導かれる。この分析領域には軸方向に $B = 1.6$ kGの磁場があり、長さ $L = 50$ cmで間隔が $D = 10$ cmの一对のRF印加電極が置かれている。RFは $E_0 = 100$ V/mの振幅をもって周波数0–300kHzの領域で掃引される。磁場 $B$ のもとで、質量 $M$ 、電荷 $q$ のイオンは角周波数

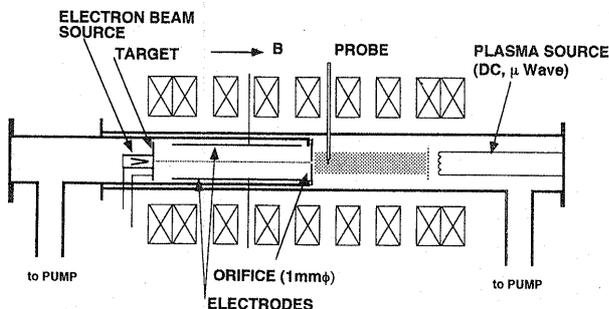


Fig. 10 Schematic diagram of the experimental setup for ion cyclotron mass spectrometry [21].

$$\omega_c = \frac{|q|B}{M} \quad (8)$$

でサイクロトロン運動をするので、この周波数にRF周波数が一致するとき、共鳴的に質量 $M$ のイオンのラーモア半径が増大し、いずれRF電極に到達して直流信号として検出される。サイクロトロン周波数から $\epsilon = |\omega - \omega_c|$ だけずれたRF周波数 $\omega$ では、イオンの軌道半径が $r = (E_0/B\epsilon)\sin(\epsilon t/2)$ で周期的運動をするので、 $D/2 > E_0/B\epsilon$ ならば、イオンはRF電極へ到達できない[22]。また、共鳴条件 $\epsilon = 0$ では $r = E_0 t/2B$ となり、RF電極への到達時間は $T \approx BD/E_0$ で与えられるので、分析領域における軸方向のイオンのドリフト速度を $v_d$ とすると、信号が検出されるためには、 $L/v_d \geq BD/E_0$ が成り立つ必要がある。なお質量分解能は、イオンがRF電極へ到達できる限界値は $\epsilon_c = 2E_0/BD$ となるので、 $M/\Delta M = \omega_c/2\epsilon_c = |q|DB^2/4ME_0$ で与えられ、実験的には $M/\Delta M \sim 20$ – $30$ が得られている。Fig. 11にCF $_4$ プラズマで得られた質量スペクトルの一例を示す[21]。

本測定法の特徴は、正・負イオンスペクトルが同時に測定できることであるが、問題としては同一の質量を持つ正・負イオンを分離して検出する方法を開発する必要

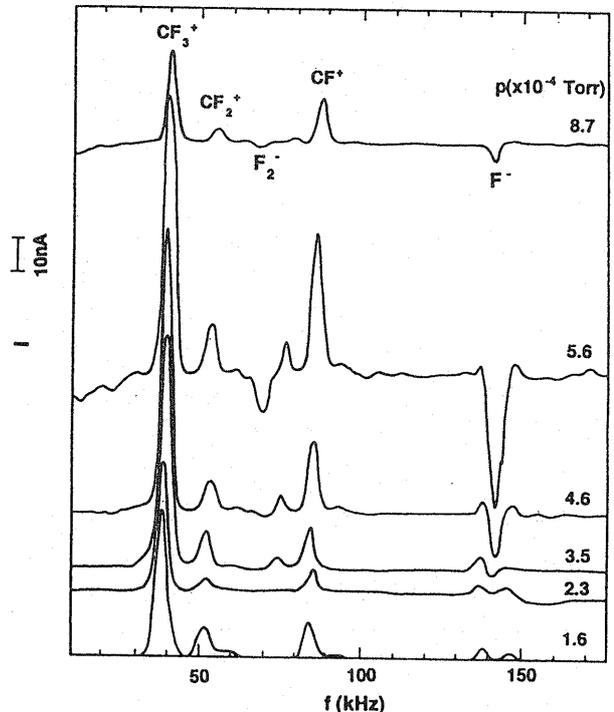


Fig. 11 Typical ion cyclotron mass spectra for a DC CF $_4$  plasma [21].

がある。もし、プラズマ等の存在により径方向の静電場  $E(r)$  があると、サイクロトロン共鳴の角周波数が  $\omega \approx \omega_c[1 - E(r)M/rqB^2]$  だけシフトするので、同じ質量でも電荷の符号でずれが生じる[22]。しかし、 $E(r)$  が小さいと完全に分離するまでには至らない。また、分析領域におけるイオンの平均自由行路を十分長く保つために差動排気が重要となる。

### 3.1.4 静電プローブ法

静電プローブ法による負イオン測定は理論はかなり議論されているが[23]、いまだに問題点は残されている。しかし測定法が簡便であるため、しばしば使われている。本稿では、プローブによる負イオン測定についても概要をまとめておく。

#### 3.1.4.1 ラングミュア・プローブ法

ラングミュア・プローブで負イオン密度を評価するには、プラズマ電位に対してプローブ電位を十分に正および負にバイアスしたときの飽和電流  $I_{ns}$  および  $I_{ps}$  を測定し、その比  $R$  を解析することになる。簡単のため正および負のイオン種は1価で種類ずつとし、それらの質量を  $M_+$  および  $M_-$ 、そして電子の質量を  $m_e$  とすると、両飽和電流の比は、

$$R = \frac{I_{ns}}{I_{ps}} = \exp(1/2) \left[ (1-\alpha) \sqrt{\frac{M_+}{2\pi m_e}} + \alpha \sqrt{\frac{M_+}{2\pi M_-}} \sqrt{\frac{T_-}{T_e}} \right] \quad (9)$$

で与えられる。ここで  $\alpha = n_-/n_+$  ( $n_-$ : 負イオン密度,  $n_+$ : 正イオン密度), そして  $T_-$  と  $T_e$  は負イオン温度と電子温度であり, 上式が使えるのは  $T_e \gg T_+$ ,  $T_-$  ( $T_+$ : 正イオン温度) で  $\alpha$  があまり大きくない場合である。例えば、負イオンの存在が無視できる希ガスのプラズマでは、 $R_0 = I_{ns}/I_{ps} = \exp(1/2) \sqrt{M_+/2\pi m_e}$  となるが、一般に希ガスプラズマでの実験値は理論値の  $R_0$  より小さな値になることが多い。したがって、 $R$  の測定値から  $\alpha$  を求め  $n_-$  を評価するのは問題が残る。この問題を回避するために、イオン質量  $M_R$  の希ガスプラズマと測定対象となる負イオンを含むプラズマとを同時に測定して  $R$  と  $R_0$  を実験的に求め、次の関係を用いて  $\alpha$  を評価する方法が取られている[16, 24]。

$$\frac{R}{R_0} = (1-\alpha) \sqrt{\frac{M_+}{M_R}} + \alpha \sqrt{\frac{m_e M_+}{M_R M_-}} \sqrt{\frac{T_-}{T_e}} \quad (10)$$

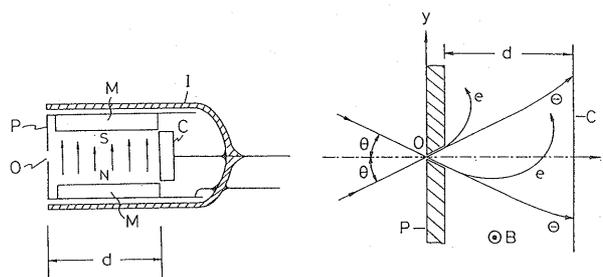


Fig. 12 Schematic diagram of an ion-sensitive probe for the negative ion detection [26].

しかし、実際に反応性プラズマで  $n_-$  を評価しようとすると、温度に関する情報が必要になり、加えて正および負のイオン種も多種類存在する 경우가多く、解析はさらに不確定要素を含むことになる。右辺の第2項を無視して取り扱う場合が多いが、それでも正イオン組成の問題は残る。また、負イオンの割合が増加するとシースの状態も変わってくるので、プローブ法の理論式そのものも見直されることになる。

#### 3.1.4.2 イオンセンシティブ・プローブ法

本測定法は、原理において Katsumata プローブ[25] を改良したものであり、提案されている装置概念図の一例を Fig. 12 に示す[26]。プローブはファラデーカップの入口に磁石を置いたもので、プラズマ電位に対して正にバイアスされたカップに入射する電子は磁場で曲げられてコレクタに到達できず、負イオンのみがコレクタ電流として測定される方式である。コレクタ電圧の関数として負イオン電流を測定すれば  $n_-$  と共に  $T_-$  の評価も可能である。水素アーク放電における水素負イオン電流の測定例[27]が報告されているが、まだ開発途上にある測定法といえる。

### 3.1.5 おわりに

プラズマ中の負イオン計測法について、反応性プラズマにおける測定例を中心に、その原理と適用性に重点をおいて紹介した。測定結果に基づく負イオンの振る舞いについては触れなかったが、ここで述べた計測法を用いてプラズマにおける負イオンの生成・消滅の機構が徐々に解明されつつある。しかしながら現実の問題としては、例えば核融合プラズマの加熱ビーム用負イオン源においても、負イオンの生成機構についてはいまだよくわかっていないことが多い。また、最近注目され始めたプラズマプロセスにおける負イオンの効果についても、仮説が先行して本当の所はよくわからないのが実状である。このような状況からも、拙文が負イオン計測の普及に少し

でも役立つ、各種プラズマ中の負イオンの挙動が着実に解明されて行けば幸いである。

### 参考文献

- [ 1 ] M. Bacal, G. W. Hamilton, A. M. Bruneteau and H. J. Doucet, *Rev. Sci. Instrum.* **50**, 719 (1979).
- [ 2 ] P. Devynck, J. Auvray, M. Bacal, P. Berlemont, J. Bruneteau, R. Leroy and R. A. Stern, *Rev. Sci. Instrum.* **60**, 2873 (1989).
- [ 3 ] M. Wada, S. Takeshima, H. Tsuda and M. Sasao, *Jpn. J. Appl. Phys.* **30**, 392 (1991).
- [ 4 ] D. Hayashi, T. Ishikawa, K. Sasaki and K. Kadota, *Proc. of 7th Int. Symposium on Laser-Aided Plasma Diagnostics* (Fukuoka, 1995) p. 331.
- [ 5 ] D. Hayashi, T. Ishikawa, K. Sasaki and K. Kadota, *Proc. of 1996 Int. Conf. on Plasma Physics* (Nagoya, 1996) (to be published).
- [ 6 ] J. L. Jauberteau, G. J. Meeusen, M. Haverlag, G. M. W. Kroesen and F. J. de Hoog, *J. Phys. D, Appl. Phys.* **24**, 261 (1991).
- [ 7 ] M. Haverlag, A. Kono, D. Passchier, G. M. W. Kroesen, W. J. Goedheer and F. J. de Hoog, *J. Appl. Phys.* **70**, 3472 (1991).
- [ 8 ] A. Kono, M. Endo, K. Ohata, S. Kishimoto and T. Goto, *J. Appl. Phys.* **76**, 7221 (1994).
- [ 9 ] T. Shirakawa and H. Sugai, *Jpn. J. Appl. Phys.* **32**, Part 1, 5129 (1993).
- [10] T. H. Ahn, K. Nakamura and H. Sugai, *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, Part 2, L1405 (1995).
- [11] C. Schiffer and J. Uhlenbusch, *Plasma Sources Sci. Technol.* **4**, 345 (1995).
- [12] C. R. Webster, I. S. McDermid and C. T. Rettner, *J. Chem. Phys.* **78**, 646 (1983).
- [13] R. A. Gottscho and C. E. Gaebe, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-14**, 92 (1986).
- [14] A. A. Radzig and B. M. Smirnov, *Reference Data on Atoms, Molecules, and Ions* (Springer-Verlag, Berlin, 1985).
- [15] H. S. W. Massey, E. H. S. Burhop and H. B. Gilbody, *Electronic and Ionic Impact Phenomena Vol II* (Clarendon Press, Oxford, 1969).
- [16] H. Amemiya and T. Suzuki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **29**, L1712 (1990).
- [17] L. J. Overzet, J. H. Beberman and T. Verdeyen, *J. Appl. Phys.* **66**, 1622 (1989).
- [18] I. Sauers and G. Harman, *J. Phys. D, Appl. Phys.* **25**, 761 (1992).
- [19] K. Nagaseki, I. Ishikawa, E. Nishimura, Y. Saito and S. Suganomata, *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, Part 2, L852 (1995).
- [20] T. Mieno, T. Kamo, D. Hayashi, T. Shoji and K. Kadota, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 617 (1996).
- [21] T. Mieno, *Jpn. J. Appl. Phys.* **33**, Part 1, 4325 (1994).
- [22] H. Sommer, H. A. Thomas and J. A. Hipple, *Phys. Rev* **82**, 697 (1951).
- [23] H. Amemiya, *J. Phys. D, Appl. Phys.* **23**, 999 (1990).
- [24] H. Amemiya, *Jpn. J. Appl. Phys.* **30**, 2601 (1991).
- [25] I. Katsumata and M. Okazaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* **6**, 123 (1967).
- [26] H. Amemiya, *Jpn. J. Appl. Phys.* **27**, 1966 (1988).
- [27] K. Jimbo and M. Iima, *Rev. Sci. Instrum.* **62**, 772 (1991).