

レーザートムソン散乱法による小型マイクロ波放電型イオンエンジンにおける プラズマ状態の測定

山本直嗣¹, 富田健太郎¹, 真島周¹, 山崎尚人¹, 近藤慎也¹, 鶴哲平¹, 中島秀紀¹, 内野喜一郎¹
**Plasma Property Measurement in a Miniature Microwave Discharge Ion Thruster by Laser
 Thomson Scattering**

By

Naoji YAMAMOTO¹, Kentaro TOMITA¹, Amane MAJIMA¹, Naoto YAMAZAKI¹, Shinya KONDO¹,
 Teppei TSURU¹, Hideki NAKASHIMA¹ and Kiichiro UCHINO¹

Abstract : The plasma parameters, electron number density and electron energy distribution function, in a miniature microwave discharge ion thruster were successfully measured by means of laser Thomson scattering without perturbations. A photon counting method and a double monochromator were used against small Thomson scattering signal and strong stray laser light. The result shows an electron energy distribution function is Maxwellian, since the scattered spectrum can be fitted by Gaussian at the temperature of 1.5 eV. An electron density is $2.3 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$. The measured electron number density and electron temperature values were found to be reasonable compared with estimation deduced from extracted ion beam current.

Key words : Laser Thomson Scattering, ion thruster, miniature, microwave discharge plasma

1. Introduction

JIEDI tool (JAXA Ion Engine Development Initiative)の開発において、イオンスラスタの放電室内部のプラズマ状態の計測は必要不可欠である。プラズマ状態、すなわち電子密度や電子のエネルギー分布関数はJIEDI toolの入力条件であるため、これらの諸量の正確な測定があって初めて数値解析コードによるイオンエンジン寿命評価が可能になる。しかしながら静電プローブによる内部測定では、放電室内部のプラズマに擾乱を与えてしまい、正確な測定はこれまで難しかった。

そこで、擾乱を与えずにプラズマ諸量を測定する方法として、レーザートムソン散乱法に着目した。レーザートムソン散乱法は非接触のプラズマ諸量の測定方法である。この手法は核融合プラズマなどのプラズマ密度が 10^{19} m^{-3} 以上の高温・高密度プラズマの測定方法として発展してきた[1, 2]。近年フォトンカウンティング法の適用により 10^{16} m^{-3} 以下の低密度プラズマの測定が可能になっている[3]。この手法を小型マイクロ波放電型イオンスラスタのプラズマ計測に適用するにあたり、以下のような課題があげられる。まず、プラズマの大きさがおよそ 10 mm であり、密度が 10^{18} m^{-3} 程度であるため、トムソン散乱の散乱光が非常に弱い。次に、測定点近傍にアンテナや壁が存在するため、迷光が大きい。そこで微弱な散乱光強度でも測定できるフォトンカウンティング法を用い、迷光除去能力が高いダブル分光器を用いることにより、これらの課題を解決することが可能となる。

¹ Kyushu University

2. レーザートムソン散乱法

プラズマ中にレーザー光を入射させた時、プラズマ中の自由荷電粒子は、レーザー光の電場で強制振動させられる。その強制振動の結果、二次的な光が放射される。これがレーザー光のトムソン散乱である。放射によって失われるエネルギーは古典理論において、電界によって加速された荷電粒子から放射されるエネルギーと同じである。電子の質量はイオンの質量と比較して圧倒的に小さいため、電磁波による加速度は電子がイオンと比較して圧倒的に大きい。そのため通常電子からのトムソン散乱のみ測定される。レーザートムソン散乱法の原理や一般的な実験装置の詳細な説明は様々な参考文献[4-7]に譲るが、簡単な電子温度と電子密度の算出方法を以下に示す。

トムソン散乱の強度 $I_T(\Delta\lambda, \theta)$ は

$$I_T(\Delta\lambda, \theta)\Delta\Omega\delta\lambda = I_0 n_e \Delta V d\sigma_T(\Delta\lambda, \theta)\Delta\Omega\delta\lambda. \quad (1)$$

比例定数であるトムソン散乱の微分断面積 $d\sigma_T(\Delta\lambda, \theta)$ は

$$d\sigma_T(\Delta\lambda, \theta) = r_0^2 [1 - \sin^2\theta \cos^2\xi] \cdot S(\Delta\lambda, \theta). \quad (2)$$

散乱パラメータ α を以下のように定義する

$$\alpha = \frac{1}{|k|\lambda_D}, \quad |k| = |k_s - k_i| = \frac{4\pi}{\lambda_i} \sin\frac{\theta}{2}. \quad (3)$$

$\alpha \ll 1$ ではデバイ長が散乱に関係する波長 ($1/|k|$) よりも長くなるので、個々の電子が独立に散乱に寄与する。その結果、電子の熱運動の影響が強く反映され、電子項が優勢でイオン項は無視できる。この場合、プラズマによる散乱断面積は電子の個々の熱運動によって決まるので、これを非協同的散乱という。また、 $\alpha > 1$ では電子の集団的な運動の影響が現れ、イオン項が支配的になる。これを、イオンを遮蔽する電子群の協同的運動による散乱という意味で協同的散乱という。本研究で用いたレーザー（波長 532 nm）、散乱角 (90°) およびプラズマの典型的な電子温度 $T_e = 0.1 \sim 10$ eV、電子密度 $n_e = 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ では $\alpha \ll 1$ となり、散乱は非協同的散乱領域にある。

プラズマ中の自由電子は熱運動しているためトムソン散乱スペクトルはレーザー光からドップラーシフトしている。そのため、散乱スペクトルは電子の速度分布を反映している。ドップラーシフト $\Delta\lambda$ は以下のように表わされる

$$\Delta\lambda = 2v \sin(\theta/2) \lambda_i / c. \quad (4)$$

よって電子のエネルギー分布関数がマクスウエル分布であるとする、トムソン散乱の動的形状因子 $S(\Delta\lambda, \theta)$ は以下ようになる

$$S(\Delta\lambda, \theta) = \left(\frac{m_e}{2\pi e T_e} \right)^{1/2} \left(\frac{c}{2\lambda_i \sin(\theta/2)} \right) \exp \left\{ - \frac{m_e}{2e T_e} \left(\frac{c\Delta\lambda}{2\lambda_i \sin(\theta/2)} \right)^2 \right\}. \quad (5)$$

よって、トムソン散乱スペクトルの半値半幅 $\Delta\lambda_{T,1/2}$ は

$$\Delta\lambda_{T,1/2} = \frac{2\lambda_i \sin(\theta/2)}{c} \sqrt{\frac{2e T_e \ln 2}{m_e}}, \quad (6)$$

しかし、実際に観測されるスペクトル $G(\Delta\lambda, \theta)$ は真のトムソン散乱スペクトル $S(\Delta\lambda, \theta)$ と分光器の装置関数 $F(\Delta\lambda)$ とのコンボリューションとなるため、この補正が必要である[8]。スリット幅 0.1 mm、ダブル分光器の逆線分散値 1 nm/mm のとき、測定された装置関数幅は 0.54 nm であった。

電子密度 n_e のプラズマからのトムソン散乱光強度 $I_T(\Delta\lambda, \theta)$ は、式(1)において、電子密度以外の値が既知であれば、トムソン散乱光強度から電子密度が算出できる。しかし、 I_0 、 ΔV 、 $d\Omega$ の絶対値を精度よく測定することは困難である。そこで、トムソン散乱実験と同様の実験配置下で、レーリー散乱断面積が既知の気体によるレーリー散乱光強度を観測して、受光系の絶対校正を行う。中性粒子密度 n_0 の気体からのレーリー散乱光強度 $I_R(\Delta\lambda, \theta)$ は、

$$I_R(\Delta\lambda, \theta)\Delta\Omega\delta\lambda = I_0 n_0 \Delta V d\sigma_R(\Delta\lambda, \theta)\Delta\Omega\delta\lambda \quad (7)$$

よって電子密度は以下のように算出される

$$n_e = n_0 \frac{d\sigma_R(\Delta\lambda, \theta)}{d\sigma_T(\Delta\lambda, \theta)} \frac{I_T(\Delta\lambda, \theta)}{I_R(\Delta\lambda, \theta)} = n_0 \frac{d\sigma_R(\Delta\lambda = 0, \theta)}{r_0^2 [1 - \sin^2\theta \cos^2\xi]} \frac{I_T(\Delta\lambda, \theta)}{I_R} \frac{1}{G(\Delta\lambda, \theta)} \quad (8)$$

アルゴンや酸素、窒素などのレーリー散乱の微分断面積と、トムソン散乱の微分断面積の比は既知である。したがって、密度が既知の中性粒子からのレーリー散乱信号を観測した後、トムソン散乱信号強度を測定することで電子密度が求まる。本研究では、空気（窒素、酸素）によるレーリー散乱を計測しているが、ルビーレーザー（波長 694.3 nm）で計測された窒素と酸素の散乱断面積の比 (σ_T/σ_R) はそれぞれ 380 と 462 であった。この結果を波長 532 nm での微分断面積の比に換算すると、それぞれ 131 と 159 となる。この値を用いて電子密度を算出することができる。

3. 実験装置

3.1. 小型マイクロ波放電型イオンスラスタ

小型マイクロ波放電型イオンスラスタの断面図を図1に示す。放電室の内径は 21 mm であり、スラスタの外形は 50 mm×50 mm×30 mm である。このイオンスラスタのイオン源はアンテナと磁気回路からなる。磁気回路は数個のサマリウムコバルト(Sm-Co)磁石と軟鉄製のヨークからなる。イオン源内部の磁場強度は Sm-Co 磁石の数を変更することによって変えることができる。今回の実験では 4 mm×4 mm×12 mm×1 0個に固定して測定した。QuickField 3.4.[8] (Tera Analysis Co.) によって計算したこのときの磁場形状を図2に示す。図2に見られるように、ヨーク近傍に磁気ミラーが形成されていることがわかる。電子はこの磁場にとらわれて、2つの磁気ミラー間を往復運動する。周波数 2.45 GHz のマイクロ波は同軸ケーブルを通してアンテナに伝送している。アンテナ形状に関して、過去の研究より星型が最も性能が良かったため星型のアンテナを用いた[9]。このアンテナはモリブデン製で、直径 9 mm の円に内接し、厚さは 1 mm である。磁場にとらわれた電子は電子サイクロトロン共鳴によってマイクロ波からエネルギーを得、磁気ミラー間を往復運動しながら中性粒子を電離すると考えられる。そのため電離のほとんどはこの磁気ミラー間の領域で起こっていると考えられている[10]。

本研究において、イオンビームの引き出しは真空装置の制約上行わなかった。そこで、イオンビーム引き出し時の放電室圧力を模擬するため、直径 8 mm の穴が一つ空いているオリフィスを用いた。推進剤利用効率が 0.7、二価電離したイオンビーム電流と一価電離イオンビーム電流の割合が 0.15 の時の放電室圧力を模擬している。

純度 99.999%のクリプトンガスを作動ガスとして用いている。流量の調整はサーマルマスフローコントローラを用いて行った。このマスフローコントローラの誤差はガス流量 0.4 sccm で 0.009 sccm であった。直径 267 mm、長さ 400 mm の真空チャンバおよび排気量 150 l/s のターボ分子ポンプを用いて実験を行った。作動時の背圧は 1.2×10^2 Pa であった。このイオンスラスタの性能の代表値はキセノン流量 0.018 mg/s、マイクロ波投入電力 8 W、ビーム電圧 1500 V において、推進剤利用効率 0.91、イオン生成コスト 610W/A、推力 0.79 mN、比推力 4.1×10^3 sec 推進効率 0.57、であった[11]。投入マイクロ波電力 16 W、キセノン流量 0.036 mg/s イオンビーム

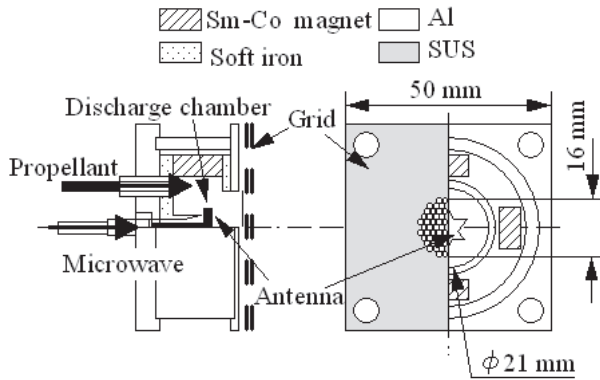


Fig.1 Cross section of a miniature microwave discharge developed at Kyushu University

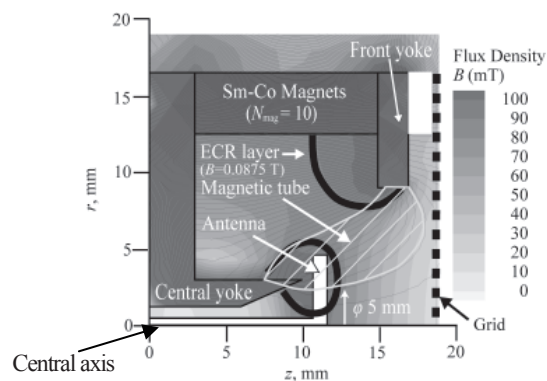


Fig.2 Magnetic field profile of miniature ion thruster developed at Kyushu University

電圧 1,500 V でのグリッド近傍でのイオンビーム電流密度は 120 A/m^2 と非常に高い。これは NSTAR イオンスラスタの 4 倍の値であり、イオンビーム電流密度の高さはすなわち推力密度が高いことを意味し[12]、同じ推力レベルでは、小型化が可能であることを意味し、搭載スペースの限られた小型衛星において大きな利点である。

3.2. レーザートムソン散乱測定装置

図 3 にレーザートムソン散乱の実験装置を示す。光源として、ND:YAG レーザーの 2 倍波を用いた。波長は 532 nm でエネルギーは 180 mJ 、繰り返し周波数は 10 Hz 、パルス幅は 6 ns 、ビームの発散角は 0.6 mrad であった。図 3 に示すように、アンテナ表面から下流に 2 mm 、中心軸から半径方向に 6 mm の位置のプラズマ密度および電子のエネルギー分布関数を測定した。この位置はイオン生成が活発に行われていると考えられている磁気ミラー間の領域である。レーザー入射のために直径 2 mm の穴を 2 つ、また散乱光の測定のために、レーザーの入射方向およびスラスタの中心軸と 90 度の方向に、直径 3 mm の穴を放電室側面にあけた。レーザービームは集光レンズ ($f=300 \text{ mm}$) を用いてアンテナ下流 2 mm の位置で集光するよう調整している。 40 kPa での空気のレーラー散乱スペクトルより、集光スポットの大きさは直径 0.08 mm であった。図 3 に示すように $f=350 \text{ mm}$ と $f=250 \text{ mm}$ の 2 枚の非球状レンズにより、プラズマからの散乱光はダブル分光器の入りロスリットで集光している。レーザーのビームサイズおよび分光器のスリット幅、スリット高さより、散乱体積は $\phi 0.08 \times 1 \text{ mm}^3$ 、立体角は 0.025 sr であった。すなわち、本計測システムの空間分解能はレーザー入射方向 1 mm 、垂直方向直径 0.08 mm である。散乱光は分光器を通して分散され、光電子増倍管 (浜松フォトニクス、R943-02) で検出される。

予想されるトムソン散乱の光子数は非常に小さいため、フォトンカウンティング法を用いた。トムソン散乱の信号はフォトンカウンター (Stanford Research Systems Inc., SR430) を用いてレーザー 5000 発あたりの信号を積算した。積算によるこの方法は電子密度の下限を下げる手法として、迫田らにより定常状態のプラズマの測定や繰り返し現象の測定において、非常に有益であることが示されている[13]。この手法はフォトンカウンティング法と組み合わせることにより、ECR や ICP、NLD プラズマの計測方法に用いられ、測定可能なプラズマ密度の下限は $5 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ [14] と報告されている。プローブ光は壁面やアンテナ近傍を通過するため、トムソン散乱の信号が大きな迷光に埋もれてしまう。そこで迷光を減少されるために、壁面はカーボンを用い、ヨークは黒色にした。またダブル分光器 ($f=575 \text{ mm}$) を用いた。今回用いたダブル分光器の 532 nm から 2 nm 離れた波長での迷光除去能力はおおよそ 10^7 であった。これらの対策により、強い迷光が除去でき、レーザートムソン散乱が可能となった。

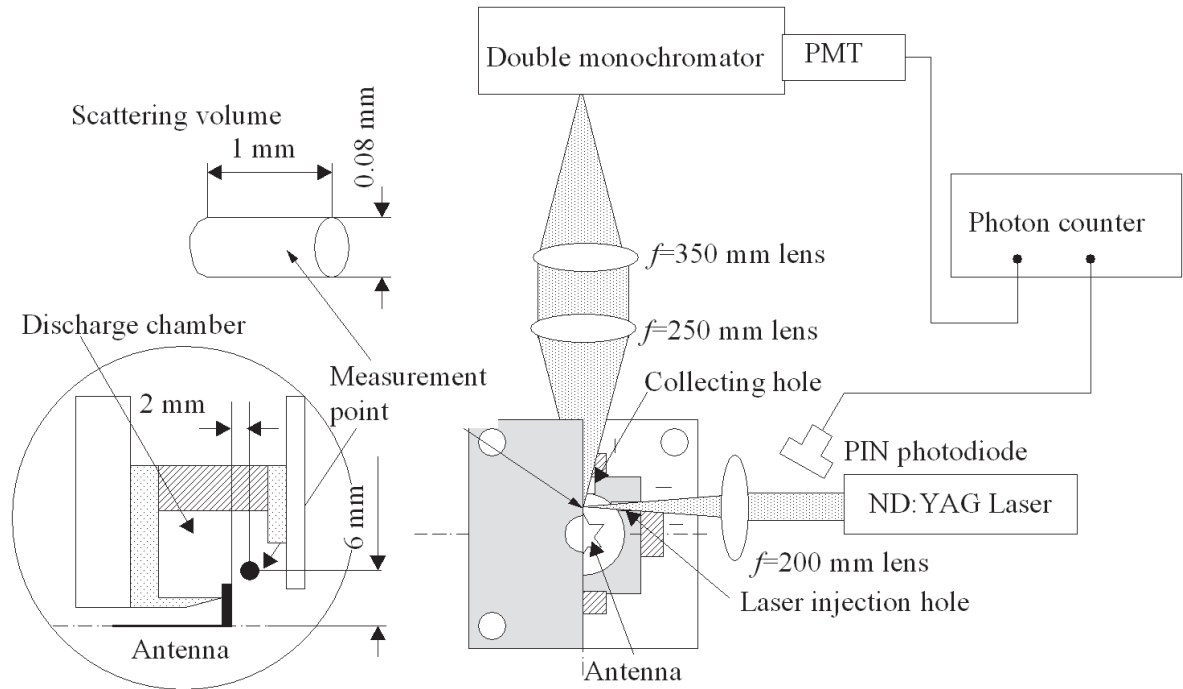


Fig.3 Schematic of laser Thomson scattering system for miniature ion thruster

本実験ではキセノンではなく、クリプトンを用いた。これまでの研究より、キセノンプラズマでは、ND:YAGの2倍波を用いたレーザートムソン散乱において、プローブレーザーに起因した擾乱が見られたためである。これはプローブ光(波長532 nm)の光子のエネルギーは2.3 eVによって励起準位のキセノン原子(電離電圧12.1 eV)が多光子電離されることに起因する[15]。一方クリプトンプラズマにおいてはこのような現象は見られなかったため、今回はクリプトンを用いた。

4. 結果と考察

図4にクリプトンガス流量1.6 mg/s, マイクロ波投入電力8 Wにおけるレーザートムソン散乱信号のスペクトルを示す。縦軸を対数目盛で、横軸を $(\Delta\lambda)^2$ でプロットした。 $(\Delta\lambda)^2$ は電子のエネルギーに比例し、 $(\Delta\lambda)^2 = 2.2 \text{ nm}^2$ の信号は、1 eVのエネルギーをもつ電子によって散乱された信号に対応する。本研究において、 $\Delta\lambda$ が1.5-3 nmの範囲で測定したため、電子のエネルギーとしては2-4 eVの範囲で測定した。図4に見られるように、電子のエネルギー分布関数は $T_e = 1.5 \text{ eV}$ のガウス関数でフィッティングできる。これよりこのプラズマ中の電子のエネルギー分布関数はマクスウエル分布であるといえる。ただしトムソン散乱信号は $\mathbf{k}_s, -\mathbf{k}_i$ の方向の電子の速度分布を表わしているため、今回測定された速度分布はイオンスラストの軸に垂直な平面上の1次元の速度分布をみていることに留意する必要がある。

得られたスペクトルおよび空気のレーリー散乱による較正より、この条件での電子密度は $2.3 \pm 0.2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ と算出された。ボームのシース条件より、グリッド近傍のイオンシースに流入するイオンの速度は以下の式で表わされるボーム速度であると仮定すると、

$$V_B = \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \tag{11}$$

引き出されるイオンビーム電流は以下のように算出される

$$I_b = en_e \exp\left(-\frac{1}{2}\right) S \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \quad (12)$$

直径 1.2 mm の穴が 91 個あるスクリーングリッドを用いてクリプトンを引き出すとし、 $m_i = 1.4 \times 10^{-25}$ kg, $T_e = 1.5$ eV, $n_e = 2.3 \times 10^{18}$ m⁻³, $S = 1.0 \times 10^{-4}$ m² をこの式に代入すると、イオンビーム電流は 30 mA と算出される。一方、マイクロ波投入電力 8 W クリプトンガス流量 1.6 mg/s で上記のグリッドを用いてイオン引き出しを行ったところ、イオンビーム電流は 25 mA[12]であった。トムソン散乱による算出値と実際に引き出されたイオン電流はほぼ一致しているという。よって、イオンスラスト内部のプラズマ諸量の測定におけるレーザートムソン散乱法の妥当性が示された。

レーザートムソン散乱の結果より、小型マイクロ波放電型イオンスラスト内部のプラズマ密度は“HAYABUSA”の $\mu 10$ や Deep Space I の NSTAR と比較すると、数倍高いことがわかる[16]。本スラストの特徴である高い推力密度は、放電室内部のプラズマ密度が高いことによって達成できたといえる。

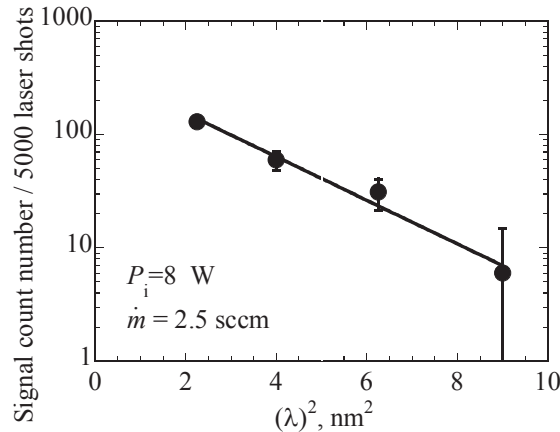


Fig.4 Thomson scattering spectrum, krypton mass flow rate of 1.6 mg/s, incident microwave power of 8 W, 2 mm downstream from the antenna and 6 mm away from central axis.

5. Summary

JIEDI tool (JAXA Ion Engine Development Initiative) 開発のため、非接触光学法であるレーザートムソン散乱法による電気推進機内部のプラズマ状態の測定に世界で初めて成功した。

小型マイクロ波放電型イオンスラストの放電室プラズマは静電プローブ法では擾乱を与えてしまい、正確に測定できなかったが、レーザートムソン散乱法を適用することにより、擾乱を与えることなく測定できた。作動ガスにクリプトンを用い、マイクロ波投入電力 8W、ガス流量 0.16 mg/s において、測定したスペクトルより、電子のエネルギー分布関数は今回の測定範囲内において、電子温度 1.5 eV のマクスウエル分布であった。スペクトルおよび空気のレーリー散乱による較正を行った結果、電子密度は $(2.3 \pm 0.2) \times 10^{18}$ m⁻³ であった。これらの値から算出されるイオンビーム電流と実際に引き出したイオンビーム電流はほぼおなじであったことから、レーザートムソン散乱法の妥当性が示された。それゆえ JIEDI ツールコードの入力条件として必要なプラズマパラメータの測定において、有益な手法であることが示された。今後イオンエンジンのみならず、電気推進機の内部物理の解明において、レーザートムソン散乱法が大きな役割を果たすものと考えられる。

References

- [1] Sheffield, J., “*Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation*”, Academic press, New York, 1975.
- [2] Brown, T. S. and Rose, D. J., “Plasma Diagnostics using Lasers: Relations between Scattered Spectrum and Electron-Velocity Distribution”, *J. Appl. Phys.*, **37**, pp.2709-2714, 1966.
- [3] Hori, T., Kogano, M., Bowden, M. D., Uchino, K. and Muraoka K., “A study of electron energy distributions in an inductively coupled plasma by laser Thomson scattering”, *J. Appl. Phys.*, **83**, pp.1909-1916, 1998.
- [4] Kunze, H. J., “*The laser as a tool for plasma diagnostic*,” in *Plasma diagnostics*, W. Lochte-Holtgreven, Ed. Amsterdam: North-Holland Publishing Company, pp.550-1968..
- [5] Evans, D. E., and Katzenstein, J., “Laser light scattering in laboratory plasmas,” *Rep. Prog. Phys.*, **32**, pp.207–271, 1969.
- [6] DeSelva, A. W. and Goldenbaum, G. C., “Plasma diagnostics by light scattering,” in *Methods of Experimental Physics*, vol. 9-Plasma Physics, part A, H. R. Griem and R. H. Lovberg, Ed. New York: Academic Press, pp.61-113. 1970.
- [7] Muraoka, K., Uchino, K., and Bowden, M. D., “Diagnostics of low-density glow discharge plasmas using Thomson scattering,” *Plasma Phys. Control. Fusion*, **40**, pp.1221–1239, 1998.
- [8] 真島 周 “レーザートムソン散乱法による小型イオンエンジン内プラズマの計測,” 九州大学修士論文, 2007
- [9] <http://www.quickfield.com/>
- [10] Yamamoto, N., Masui, H., Kataharada, H., Nakashima, H., and Takao, Y., “Antenna Configuration Effects on Thrust Performance of Miniature Microwave Discharge Ion Engine,” *J. of Propulsion and Power*, **22**, pp.925-928, 2006.
- [11] Funaki, I., Kuninaka, H., Toki, K., “Plasma Characterization of a 10-cm Diameter Microwave Discharge Ion Thruster,” *J. of Propulsion and Power*, **20**, pp. 718-726, 2004.
- [12] Kondo, S., Chikaoka, T., Tsuru, T, Yamamoto, N., Nakashima, H., Majima, A., Yamada, T., Tomita, K. and Uchino, K., “Internal Plasma Structure Measurement in a Miniature Microwave Discharge Ion Thruster”, IEPC paper 2007-101, Sep., Italy, 2007.
- [13] Sovey, J. S., Rawlin, V. K., Patterson, M. J. “Ion Propulsion Development Projects in U.S.: Space Electric Rocket Test I to Deep Space 1” , *J. of Propulsion and Power*, **17**, pp.517-526, 2001.
- [14] Sakoda, T., Momii, S. Uchino K., Muraoka, K., Bowden, M., Maeda, M., Manabe, Y., Kitagawa, M., and Kimura, T., “Thomson Scattering diagnostics of an ECR Processing Plasma”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **30**, pp.L1425–L1427, 1991.
- [15] Mansour, H. Koyama, M. D. Bowden, K. Uchino, and K Muraoka, “A Laser Thomson scattering System for Low Density Glow Discharge Plasmas” , *Jpn. J. Appl. Phys.*, **40**, pp.1465–1466, 2001.
- [16] Kim, Y. K., Tomita, K., Hassaballa, S., Uchino, K., Muraoka, K., Hatanaka, H., Kim, Y. M., Lee, S. E., Son, S. H. and Jang, S. H., “Development of an Infrared Laser Thomson Scattering System for Measurements of Electron Density and Electron Temperature of a PDP Micro-discharge Plasma,” SID International Symposium Digest of Technical Papers, **35**, pp. 550-553.2004.
- [17] Herman, D., A., and Gallimore, A.,D., “Interrogation of Discharge Chamber Plasma Structure of an Ion Engine Using a High-Speed Probe Positioning System,” AIAA paper-2003-5162,2005.

Nomenclature

c	=	velocity of light
$d\sigma$	=	differential scattering cross section
e	=	electronic charge
E_L	=	laser energy
G	=	observed scattering spectrum
$h \cdot \nu$	=	photon energy
I_b	=	ion beam current
I_T	=	intensity of Thomson scattering light
I_R	=	intensity of Rayleigh scattering light
I_0	=	intensity of incident laser
\mathbf{k}	=	wave vector
\mathbf{k}_i	=	wave vectors of the incident light,
\mathbf{k}_s	=	vectors of the scattered light
ℓ	=	scattering length
m_e	=	electron mass
m_i	=	ion mass
n_e	=	electron density
N_s	=	Thomson scattered photon number
n_0	=	neutral density of Rayleigh scattering
P_i	=	incident microwave power
r_0	=	Classical electron radius
S	=	laser beam cross section,
$S \cdot l$	=	scattering volume
T_e	=	electron temperature
V_b	=	beam voltage
V_B	=	Bohm velocity
ΔV	=	scattering volume
α	=	scattering parameter
ε_c	=	ion production cost
$\delta\lambda$	=	infinite small wave length
$\Delta\Omega$	=	solid angle of observation
η	=	the transmission coefficient
θ	=	angle between wave number vector of incident laser and wave number vector of scattering light
λ_i	=	wavelength of incident laser
λ_D	=	Debye length
$\Delta\lambda$	=	difference between scattering wave length and laser wave length
$\Delta\lambda_{1/2}$	=	half width at half maximum of Thomson scattering spectrum
ξ	=	angle between y axis and wave number vector of scattering light vector projected vector on x-z plane
σ_T	=	Thomson scattering cross section per unit solid angle