



3. 電気推進機のための分光計測

3. Spectroscopic Measurements for Electric Thruster

月崎 竜童, 山下 裕介¹⁾

TSUKIZAKI Ryudo and YAMASHITA Yusuke¹⁾

宇宙航空研究開発機構, 東京大学大学院¹⁾

(原稿受付: 2020年08月20日)

前章ではプローブによるプラズマパラメータ計測を解説したが, 本章ではレーザーや分光器を活用したプラズマ分光計測を取り扱う。プローブ計測と比較し, レーザーや分光器, 検出器などの機器の導入コストが1桁以上高い反面, 非接触計測のためプラズマへの擾乱が少なく, プローブ計測では難しい磁化されたプラズマのイオン速度関数や電子速度関数や密度を直接計測できるのは大きなメリットである。

Keywords:

laser-induced fluorescence spectroscopy, laser absorption spectroscopy, Thomson scattering, two-photon

3.1 はじめに

第1章では外燃機関である電気推進機の作動原理・メカニズムについて紹介した。電気推進は推進剤を電離させイオンを電磁的に加速噴射するタイプのものと, 電離せずに電熱的加速排気することで推力を生み出すタイプの二種類に分けられる。前者のタイプは, イオンエンジンやホールスラスタが代表的なスラスタである。推進剤には電離エネルギーが小さく容易に電離し, かつ原子量が大きく電力当たりの推力が高く取れるものが使われる。かつては水銀やセシウムなどが使われていたが, 現在は宇宙機汚染の心配がなく取り扱いが容易なキセノンやクリプトンなどが主流となっている[1, 2]。SpaceXのStarlink衛星のホールスラスタや「はやぶさ2」のマイクロ波イオンエンジンを始め, 現在宇宙に飛んでいるものの主流となっている[3, 4]。後者のタイプは, 電離する必要がなくまた高い排気速度を実現でき燃料の質量を節約できる原子番号の小さい原子が推進剤として好まれる。水素やヘリウムなどが理想的だが貯蔵に難があるため, 実際にはヒドラジンやアンモニア, 水素原子を多く含んだ分子を使用することが多い。分子は乖離エネルギーがとられるので, 分子のままに効率的に加熱し熱速度を高め排気するかがポイントとなる。実用例はイオンエンジンやホールスラスタ程は多くないが, アメリカ軍の衛星や日本でも「こだま」に搭載されたDCアークジェットなどがある[5, 6]。

第2章のプローブ計測では, 主として前者を対象に, 電離メカニズムや排気されるイオンの特性を定量的に調査するには必須のプローブ計測について紹介した。プローブは古典的な手法で信頼性が高いとされるが, 磁場の影響を無視できない。磁場の影響により電子が入射する方向が制限

されるため, 磁場中のプローブ理論は複雑かつ難解である。実際にイオンエンジンやホールスラスタなどにおいては, 加速されたあとのブルーム下流域では, 磁場の影響は無視できるほど小さいが, 電気推進機の性能評価において重要であるプラズマ生成部は, 0.01–1 T程度の磁場が存在し影響は無視できない。またプローブの挿入によって場が乱れるため, プラズマの流れに沿って挿入した場合と直行して挿入した場合で, 擾乱の影響に違いが出るなどある。さらにイオンエンジン内部は1 kV程度の高電圧に印加されているため, 絶縁トランスや光アンプをいれたりするなど測定系の構築に工夫が必要である[7]。またホールスラスタやホローカソードなどのプラズマ密度が高く熱環境の厳しい条件では, 核融合分野で用いられるような高速ステージにのせ瞬間的に計測をする必要がある[8]。

本章では, 第2章同様にイオンエンジンやホールスラスタなどに用いられる分光計測を紹介する。これらのスラスタはプラズマ密度が $10^{16-18} \text{ m}^{-3}$, 電子温度は低温で0.1–10 eV程度, 高温でも20–50 eV程度と考えられている。筆者が研究するマイクロ波イオンエンジンは2温度が特徴であるが, プローブ計測によって正確に捉えることは難しい[9]。また中性粒子は $10^{18-21} \text{ m}^{-3}$, 300–1000 K程度の熱速度で, 一般的には低温低密度プラズマに分類される。このような状況では熱平衡状態とは言い難い。一般的なスラスタの代表長は数cmから数十cm程度であり, 低温のイオンや中性粒子などの重粒子に電子が飛び交いながら, 平均自由行程が数十cmから数十m程度で電離衝突, 励起衝突, 運動量交換衝突などの種々の衝突が起きている。一般に数値計算では, 電子・重粒子ともに粒子で扱うFull-PIC法が最も正確であるが, 計算コストの高さから3次元

は難しく、2次元軸対称や電子を流体近似する Hybrid-PIC法などを用いて計算コストを抑えている[10, 11]。また本章では取り扱わないが、他にも下記のような計測法があり参考文献も付与しておく。

1. 発光分光法による衝突輻射モデルによる電子温度・密度計測[12, 13]
2. キャビティリングダウン (Cavity Ring Down) 法によるスラスタ損耗計測[14]
3. 時間分解能のある発光分光法やレーザー誘起蛍光法[15]
4. 電気光学 (Electro-Optic) 素子のポッケルス効果を使ったマイクロ波電界強度計測[16]
5. マイクロ波干渉計による電子密度計測[17]

本章では筆者がこれまで取り組んだ、レーザー吸収分光法、レーザー誘起蛍光法、2光子レーザー誘起蛍光法、レーザートムソン散乱法を、実現しやすい順を追って説明する[18-20]。

3.2 レーザー吸収分光

レーザー吸収分光法 (Laser Absorption Spectroscopy, 以下レーザー吸収分光法) は、測定する粒子のエネルギー準位にレーザーの波長を合わせ、その準位の広がりよりも十分に狭いスペクトル線幅を持つレーザーの波長を掃引することにより行う。測定対象は基底・準安定準位・励起準位など様々であるが、電気推進においてはイオン数密度が検出下限を下回ることが多く、図1に示すような中性粒子の励起準位への適用例が多い。励起される準位の数密度に応じてレーザー光の吸収が起きる。吸収プロファイルは様々な要因によって広がりを持っており、自然広がり、圧力広がり、Zeeman 広がり、Stark 広がり、ドップラー広がりなどの影響を受ける。

吸収係数 k 、長さ d_0 の一様な物質を通過するレーザー強度 I は入射強度 I_0 に対して Beer-Lambert の法則により次式であらわされる。

$$I = I_0 \exp(-kd_0) \tag{1}$$

吸収係数 k は振動数 ν の関数でありフォークトプロファイルをもつ。

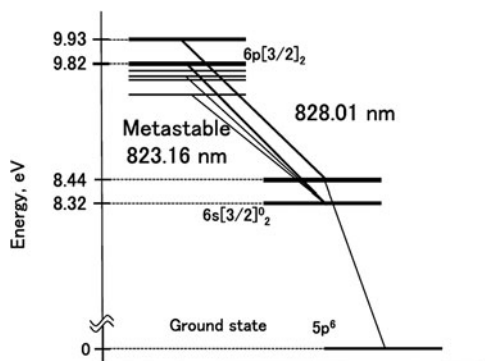


図1 キセノンの中性粒子のグロトリアン線図。

$$k(\nu) = K \frac{2}{\Delta\nu_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-t^2)}{y^2 + (x-t)^2} dt$$

$$x = (\nu - \nu_0) \frac{\sqrt{\ln 2}}{\Delta\nu_D}$$

$$y = \Delta\nu_L \frac{\sqrt{\ln 2}}{\Delta\nu_D} \tag{2}$$

ここでは ν_0 は吸収中心振動数、 K は積分吸収係数、 $\Delta\nu_D$ はドップラー幅、 $\Delta\nu_L$ はローレンツ幅である。レーザー掃引周波数ごとに描いた吸収曲線の積分値より積分吸収係数が求められ、測定対象の数密度を求めることができる。またドップラー幅からは並進温度を求められる。ローレンツ幅は Stark 広がりや Zeeman 効果によるスペクトルシフトなどの影響を受けており複雑ではあるが、プラズマ条件により積分吸収係数から励起した粒子の数密度を推定することができる。また絶対数密度への換算は、後述するアインシュタイン A 係数などの物性値が既知である必要がある。NIST 等のデータベースを参照すると良い[21]。

吸収準位の数密度に対して、レーザー強度が高いとき、励起される粒子の電子の数密度の減少が無視できなくなり吸収率が低下し正しく数密度を評価し難くなる。レーザー強度 I と減少した積分吸収係数 K の関係式を次に示す。

$$K = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{I}{I_{sat}}}} K_0 \tag{3}$$

K_0 は飽和が起きていない時の積分吸収係数、 I_{sat} は飽和強度と呼ばれ、圧力広がり $\Delta\nu_c$ に依存する。

$$I_{sat} = \frac{g_2}{g_1 + g_2} \frac{\pi c \Delta\nu_c}{2} \frac{A_{21} + Q}{B_{12}} \tag{4}$$

ここで g_1, g_2 は各々吸収準位、励起準位の統計重率、 A_{21}, B_{12} はアインシュタイン A, B 係数、 Q は衝突による失活を示す。数密度を正しく見積もるには入射するレーザー強度が I_{sat} よりも一桁以上、低くなければならない。電気推進では容易に吸収の飽和が起きるので、このあと説明するレーザー誘起蛍光法などでも、レーザー強度を変化させ実験的に確認する必要がある。

イオンや原子、分子などの粒子が一様な磁場中にあるとき、電子のスピンが持つ磁気モーメントとの相互作用により縮退が解け、スペクトルが分裂する。これにより吸収ラインがシフトし、これを Zeeman 効果という。一方、一様な外部電場の中に粒子が置かれたときにおいても、永久電気双極子モーメントが外部電場の影響を受け縮退が解け、複数のエネルギー準位に分裂することで吸収ラインが広がりを持つ。これを Stark 効果と呼ぶ。速度や温度を求めるには、これらの効果を正しく見積もらなければならないが、密度を求める場合にはその面積を求めればよい。これらの定量的な評価は文献[22]を当たると良い。

図2上に光ファイバを活用したマイクロ波イオンエンジンの内部測定系と結果を示す。実験には外部共振器レーザーから出たレーザー光を光ファイバを用いて真空チャン

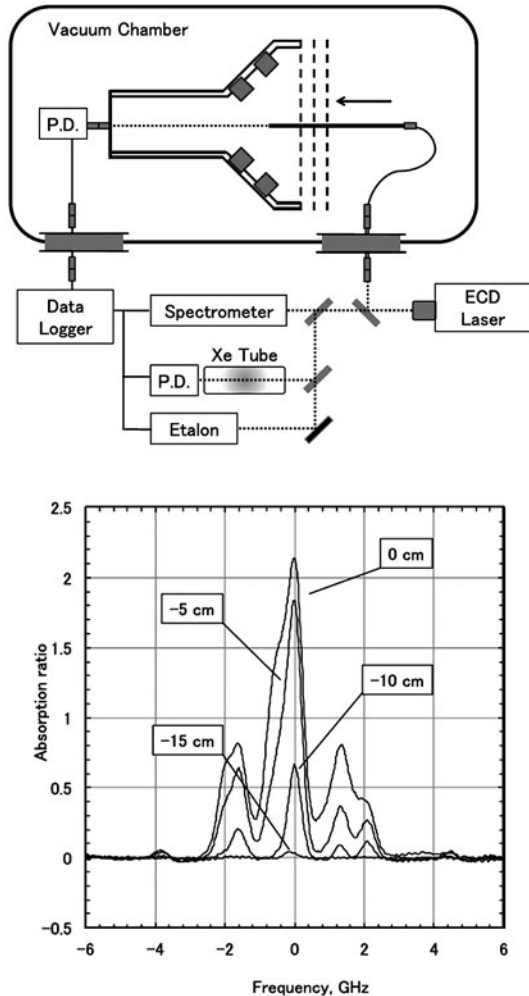


図2 光ファイバを活用したマイクロ波イオンエンジンへのレーザー吸収分光適用例(上)とレーザー吸収分光法の典型的な結果(下)。

バ内部まで導入した。検出には一般的なフォトディテクタを用いて、エンジンの最上流の中心に設置している。レーザー吸収分光で得られる情報はレーザー軸の積分情報であるため、分布を得るためには工夫が必要である。円筒軸対称等の場合はアーベル変換などの解析手法を用いて分布を得ることが多いが、筆者らはマイクロ波への擾乱が少なく高電圧にもアクセスできる光ファイバを製作し、内部を実験的に掃引することで、励起中性粒子の数密度分布を得た。図2下にあるのが吸収のスペクトルだが、キセノンの同位体による複数のピークが確認できる。またプローブ先端がエンジン内部にどれだけ挿入されたか位置も合わせて示されている。エンジンの奥に行けば行くほど、プラズマが存在しなくなるので吸収が小さくなっていくことがわかる。このグラフの面積の減少から数密度を得ている。

3.3 レーザー誘起蛍光法

レーザー誘起蛍光法 (Laser-induced Fluorescence Spectroscopy) は、レーザー吸収分光法と同じく波長可変のダイオードレーザーなどを用いてプラズマ中の粒子の励起準位に相当する波長の光を発生させることにより、粒子がレーザー光のエネルギーを受けて上準位に励起される。こ

の吸収率を計測したのが前章のレーザー吸収分光法であるが、図3に示すように励起された粒子はその後、蛍光を放出して下準位へ遷移する。レーザービームと分光検出系の軸が交差する局所的な場所におけるプラズマの計測が可能となる。吸収分光と同じく、スペクトル形から速度関数、ドップラーシフト、相対密度などの励起された粒子のパラメータを計測することができる。レーザーの吸収率を評価するレーザー吸収分光法として感度が高いことが特徴であり、前章では難しかった励起イオンの検出も可能である。吸収分光法ではレーザー光に起因するベースラインのノイズがレーザー吸収分光法の感度限界だったが、レーザー誘起蛍光法ではベースラインのノイズはプラズマ発光なので除去しやすい。レーザー誘起蛍光法はその高い感度を利用して、電気推進では主としてイオンの励起粒子の速度関数を評価するために用いられることが多い。また励起粒子の速度関数は基底準位を含めイオン全体の速度関数とみなしていることが多い。

図4に示すように、レーザー誘起蛍光法において対象粒子が運動している場合、ドップラー効果によってプローブレーザーが励起させる波長がシフトする。粒子の速度と波長の変化の関係を式(5)に示す。ここで、 V は粒子の速度、 λ_0 は波長、 $\Delta\lambda$ は波長の変化、 c は光速、 $\cos\theta$ は図3に示すように速度方向とレーザー光のなす角度である。

$$V = \frac{-c\Delta\lambda}{\lambda_0 \cos\theta} \tag{5}$$

マイクロ波イオンエンジンに適用した実験系を図5に示

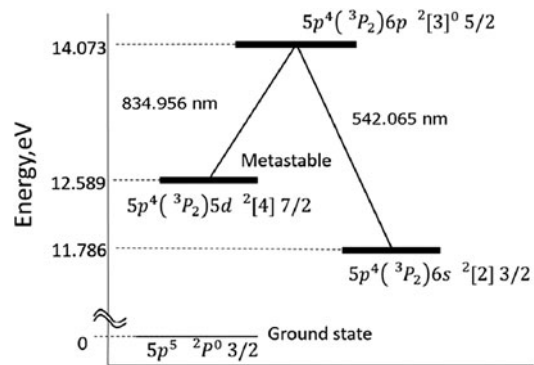


図3 キセノンイオンのグロトリアン線図。

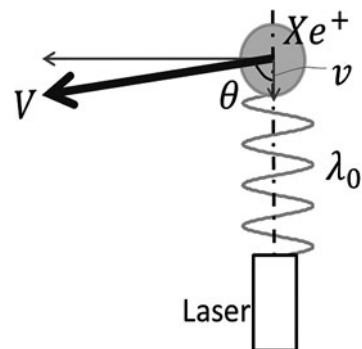


図4 レーザー誘起蛍光法における励起レーザーに対するドップラーシフト。

す。レーザー吸収分光法と同じく外部共振器レーザー (Toptica社製 DL100出力 30 mW) を用いた。シングルモード光ファイバ導入によって出力が不足したため増強用アンプ BoosTA によって出力を10倍ほど高めているが、真空チャンバ内には数十 mW が導入されている。放電管は、速度 0 m/s の参照用信号として用いている。図 5 (下) には真空チャンバ内の写真を示す。(上) に示したイオン源の測定と同様に、検出器にはフォトディテクタより高感度な光電子増倍管を用い、レーザー出射部と同じステージに載せることで、レーザーと検出系のアライメントを保持したままライン計測やエリア計測が可能となる。また先に述べたプラズマ発光等に起因するノイズ対策として、チョッパーや波長変調による高感度化がある。特に電気推進機のプルームはプラズマ生成部と比較し、プラズマ密度 $10^{16-17} \text{ m}^{-3}$ と 1, 2 桁低いいため、レーザー誘起蛍光法の実験では、蛍光信号がノイズに埋もれて検出が困難である。

図 5 (上) の測定系で得られた結果の一部を図 6 に示す。波長 (真空) 834.955 nm 付近に運動量交換衝突によって発生している低速イオンのピークが存在していることがわ

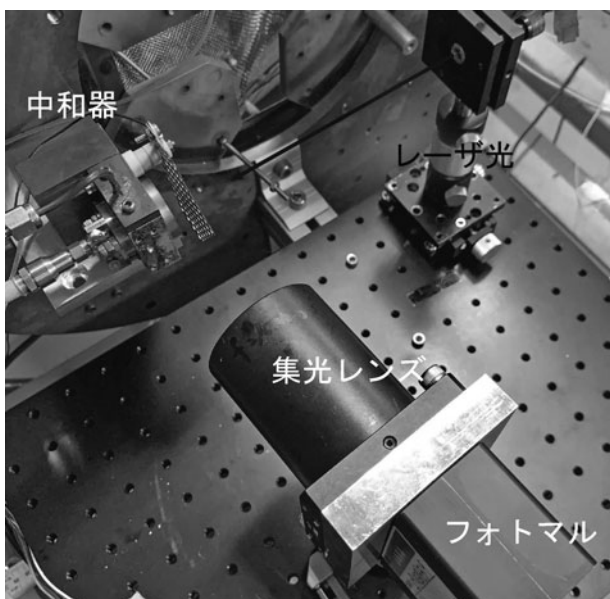
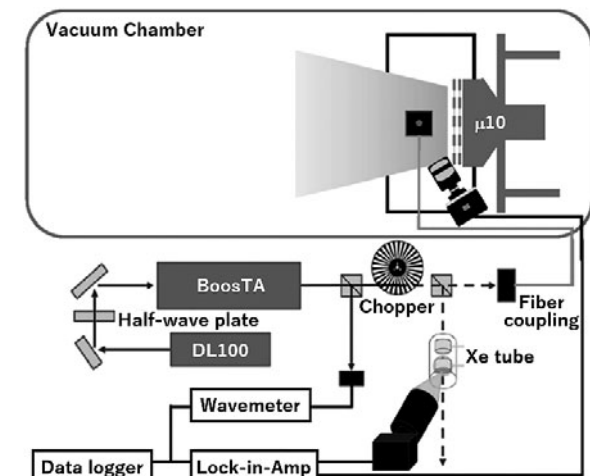


図 5 レーザー誘起蛍光法をイオンエンジンのイオン源に適用した図(上)と中和器に適用した写真(下)。

かる。このピークは、チャンバの排圧を意図的に悪化させるため、エンジン外部から導入したキセノン流量を 0 から 3.5 sccm 増やしていくと、高くなっていく。肝心のイオンの速度関数は図 6 の右側に見えている。電気推進機の作動条件に応じて、様々な重ね合わせが確認できる。詳細は参考[19]を参照されたい。

3.4 2光子レーザー誘起蛍光法

前章までに励起粒子を計測するレーザー吸収分光法やレーザー誘起蛍光法を紹介した。中性粒子は電気推進機の性能向上、寿命、放電振動を理解し改善する上で最重要パラメータの一つであるが、励起粒子の計測によって、基底粒子まで含めた全粒子密度分布を計測することは難しい。図 1 や 3 で示したように、励起粒子計測は、電子との励起衝突によってエネルギーを得た一部の粒子が測定対象であり、数 eV 程度の電気推進特有の低温プラズマにおいて大部分を占める基底粒子や、全粒子数との密度の関係性が特定できない欠点がある。キセノンなどの希ガスの基底粒子を計測するには、波長 100 nm 前後の真空紫外レーザーが必須であるが商用には入手が困難である。本章で紹介する 2 光子レーザー誘起蛍光法は、Two-photon Absorption Laser-Induced Fluorescence Spectroscopy と呼ばれ、一般に TALIF 法と呼ばれる。これは、図 7 に示すようにレーザーから放たれる 2 つの光子を同時に粒子が吸収することで、1 光子あたり励起するエネルギーが半分で済むため、

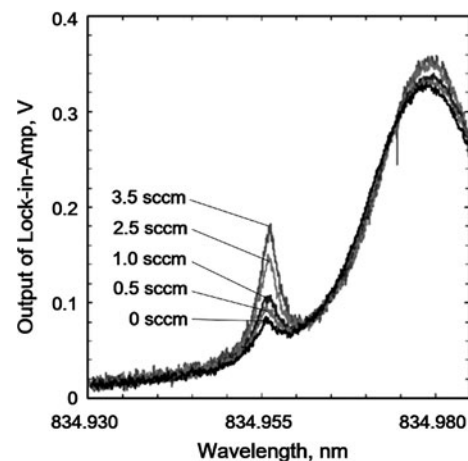


図 6 レーザー誘起蛍光法によるマイクロ波イオンエンジンプルーム測定系。

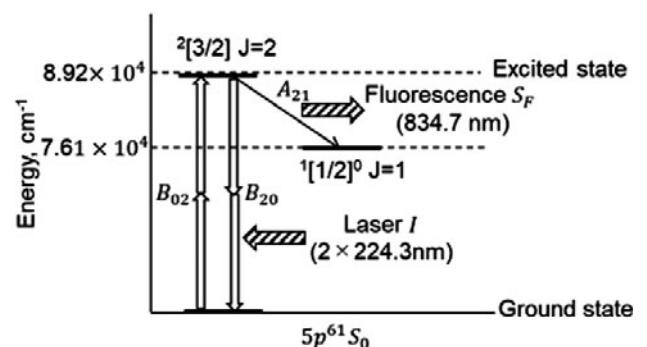


図 7 2光子レーザー誘起蛍光法におけるグロトリアン線。

倍波長のレーザー光を励起することが出来る。200 nm程度の波長であれば、色素レーザーを用いれば大気中で発振可能である。

前章までは、数十万円～数百万円程度の比較的安価なダイオードレーザーで、10-100 mWのCWレーザーだった。本手法は高いエネルギー密度で2光子を吸収する必要があるため、色素レーザーとそれにエネルギーを与えるNd:YAGレーザーのセットおよそ2千万円前後となり導入コストは1桁あがる。また1-10 nsec, 1-10 mJのパルスレーザーで、ポイント計測のためアライメントも大変難しくLIF法に比べて更に敷居の高い計測である。

図8上に電気推進機への適用例を示す。我々の研究グループでは、波長532 nmのNd:YAGレーザーを色素レーザーに導入し、10 mJ程度の出力を得ている。波長220~250 nm程度まで可変できる。純石英の真空窓から真空チャンバ内へ導入しレンズで集光している。励起された中性粒子は、834.7 nmの蛍光を放出するので、集光用のレンズでファイバカップリングし、光電子増倍管の検出器で検出する。レーザー強度の変動やプラズマ発光に起因するランダムノイズ除去のため、数千回程度の積算を行う。またプラズマ発光除去にはバンドパスフィルタやモノクロメータなどの分光器を使用することが有効である。計測波形を図8下に示す。蛍光は指数関数的な減衰波形を示し、積算することで蛍光強度を取得できる。

絶対密度への換算は、チャンバ内を一様にガスで満たし電離真空計の値と、光電子増倍管との信号の関係性と予め

取得しておき、絶対密度への換算を行うことができる。ただし圧力が高いと蛍光強度と圧力が線形の関係にならないので注意する必要がある。

他の測定方法と比較としては、中山らのプレッシャーゲージを活用したプローブ法、光ファイバ計測[23,24]、レイリー散乱計測等[25]が挙げられる。TALIF法は、プローブ法、光ファイバ計測と比べて非接触である点が利点である。また、レイリー散乱計測は、散乱光とレーザー光の波長が同じであるため、高い迷光除去能力を必要とする一方、TALIF法は、レーザー波長と散乱光の波長が異なるため、それほどレーザー迷光除去には苦勞しない。

TALIF法では、計測対象の背景のプラズマノイズ、蛍光強度に応じて決定するため、波長と共に紹介する。波長とその発光強度は、参考文献[26]にまとめられている。中性粒子のみの場への適用は、コロラド大が行っており、最も蛍光強度が強い823.16 nmを用いて検出精度は 10^{14} m^{-3} を達成している[27]。エンジン外部のブルームは、中性粒子密度が $10^{15} \sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 程度であり、宇宙機本体への帯電影響を与える電荷交換衝突 (Charge exchange, CEX) の解析に約立つと考えられる[28]。ドイツでは、RF放電のイオンエンジンRITに対して、プラズマの発光と蛍光強度から波長を787.7 nmを用いており、ビーム電流とブルーム中の密度の関係を調べている[29,30]。ホールスラスタでも同じ波長を用いており、カソード近傍の中性粒子の速度を波長掃引することで調べている[31]。我々のグループでは、マイクロ波カソード出口で計測を行い、陽極陰極間の陽光柱プラズマの発生前後で密度の急激な変化の測定に成功した[20]。

3.5 レーザートムソン散乱法

レーザートムソン散乱法 (Laser Thomson Scattering) は、主に非協同散乱 (Coherent Thomson Scattering)、協同散乱 (Incoherent Thomson Scattering) の2種類に大別される[32]。協同散乱では、イオンをデバイ遮蔽する電子密度揺動が計測できる。一方、非協同散乱では、電子の熱運動つまり速度分布関数が観測できる。非協同散乱か協同散乱かは、トムソン散乱スペクトルの差波長とデバイ長の関係で決定される。差波長がデバイ長よりも十分に小さい場合は、電子のランダムな熱運動を観測しているため、この意味を取って、非協同散乱と呼ばれている。散乱形式を決定する式は、

$$\alpha = \frac{4\pi\lambda_i \sin \frac{\theta}{2}}{\lambda_D} \tag{6}$$

である[32]。

典型的なレーザーパラメータ $\lambda_i = 532 \text{ nm}$, $\theta = 90^\circ$ 、電子温度を10 eVと仮定し、 $\alpha = 1$ となる電子密度を求めると、 $n_e \sim 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 程度となる。イオンエンジンやホールスラスタの電子密度が $10^{16} \sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$ であることを留意すると、多くの場合で、非協同散乱となる。

しかし近年の電気推進の研究課題の一つとして、電子が磁場を横断する異常輸送 (anomalous transport) が注目さ

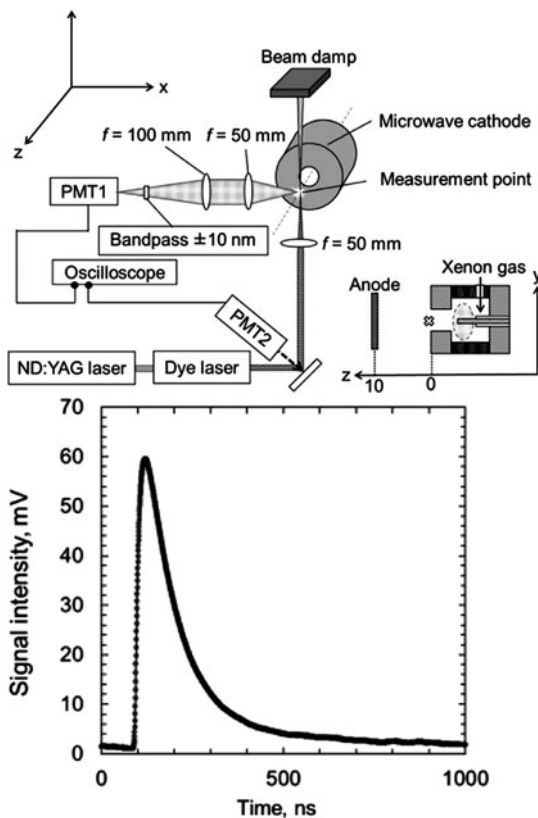


図8 2光子レーザー誘起蛍光法の実験系(上)と典型的な結果(下)。

れている。異常輸送の仮説の一つとして、電子のドリフト不安定性 (Electron Cyclotron Drift Instability, ECDI) が提唱されており、これは電子の密度揺動に起因する[33]。そのため協同散乱法による電子の密度揺動計測による ECDI の解明に用いられている。

一方、非協同散乱では、電子密度・温度・電子速度分布関数が測定できることから多くの適用例がある。例えば、イオンエンジン内部の電子密度、温度測定を行い、グリッド解析ツールの入力条件として利用された[34]。また、ホールスラスタでは、 $E \times B$ ドリフトの速度同定に使用されている[35]。多くの場合では、非協同散乱は低密度プラズマへの適用であり、散乱強度は小さいためマクスウェル関数でない速度関数をもつ電子の精密測定は難しい。しかし、S/N の改善によりホールスラスタのブルームで non-Maxwellian の測定に成功した例もある。高エネルギー電子とバルク電子の重ね合和さった信号が見られ、磁場の極性を反転することによって、その向きが反転している[35]。

図9左に電気推進機への非協同トムソン散乱法の適用例を示す。非協同散乱では、プラズマの低密度ゆえの散乱強度が小さいため、高出力なレーザーである CO₂ レーザーや Nd:YAG レーザーが用いられる。前章の2光子レーザー誘起蛍光法で使用した Nd:YAG レーザーも転用可能である。

トムソン散乱の計測には、TALIF 法と同様にポイント計測が必要である。更に、レーザー波長とほぼ同じ波長領域に散乱スペクトルが存在するため、レーザー光自身の迷光を除去する必要がある。更に敷居が高くなる。パルスレーザーの出力は数百 mJ もあり目視できないほど強い一方、トムソン散乱スペクトルはフォトンカウントする必要があるほど微弱となる。そこで図9右に示すようなノッチスリットとよばれるフィルターを内蔵した分光器を用いる。測定領域で散乱されたレーザー光は電子速度関数に応じた波長スペクトルで散乱する。散乱光は集光レンズによって直接分光器に導入され、波長分解される。そのとき、レーザー波長に有限な幅を持つノッチスリットを配置する。典型的には、ノッチスリットの幅は、レーザー中心波長 ± 1 nm 程度である。分光器は使用する回折格子 (グレーティング) の数に応じて、シングル、ダブル、トリプルグレーティングの分光器があり、回折格子の数は、透過率と迷光除去能力のトレードオフで決定され、各研究グループ

によって異なる[34, 35]。

検出器は、一般的に CCD カメラと光電子増倍管のいずれかを用いる。CCD カメラの最大の利点は、各波長のトムソン散乱スペクトルを同時に得ることができる点である。一方、PMT は単一波長の感度は良いので、実験の立ち上げの段階で測定するのに便利である。また、パルスレーザーであるため、レーザーを打っている間にカメラを露光させる必要がある。CCD には同期機能がついていることが多いが、光電子増倍管だと別途同期機構が必要であることを留意する。

TALIF 法と同様に、1回のレーザーショットで得られるスペクトルはノイズに埋もれるため、多数のレーザーショットで得られたスペクトルを積算するフォトンカウント法が用いられる。典型的な積算回数は、数千回程度である。例えば、積算回数3000回で、パルスレーザーの繰り返し周波数が10 Hz ならば、測定には $3000/10 = 300$ 秒要する。原理的には、積算回数の平方根に比例して S/N 比は改善されるが、現実にはエンジンの状態が300秒間完全に定常というのは難しく、おのずと回数の限界がある。

真のスペクトルとノイズのない理想的な計測結果を比較すると、

1. レーザー中心波長付近の信号がない。
2. スペクトルが広がる。

の2点が挙げられる。まず、1に関しては特に、電子速度関数の決定を困難にしている。電子速度関数は、マクスウェル分布なら、レーザー波長とピーク位置の差波長に対応するが、多くの場合、レーザー光をカットするノッチスリットによって散乱光のピークが見えないため、ピーク位置の波長から離れた散乱光からフィッティングにより求める必要がある。また、計測のスペクトルは、分光器による影響と計測スペクトルの畳み込み積分になっていることに留意すると、スペクトルが真の結果よりも広がるため、その補正が必要である。更に電気推進の典型的な燃料であるキセノンプラズマの場合、レーザー波長 532 nm に近い 529 nm と 533 nm に発光が存在し、ノイズとなる。

これらのノイズ除去には、距離をとって無駄な光を取り込まない、レーザー光の壁面からの乱反射をなくす等、種々の地道な努力が必須である。S/N 比の向上によってマクスウェル関数でない速度関数を正確に計測できるレベルになれば、磁化されたプラズマ中の複雑な電子の振る舞いを解き明かすことにつながる。

また近年、従来では高出力レーザーが必要不可欠だったが、光ファイバに導入可能な低出力レーザーを用いて、高反射ミラーによる Cavity Enhanced Thomson Scattering (CETS) も実証されている[36, 37]。高反射率のミラーで、レーザーを往復させることで、低い出力のレーザーでもトムソン散乱法を実現できる方法である。光ファイバによるアクセス性が改善されると、ステージによる掃引によって電気推進機を網羅的に計測することが可能となる。

3.6 おわりに

レーザーや半導体技術の発達にともない、半導体レー

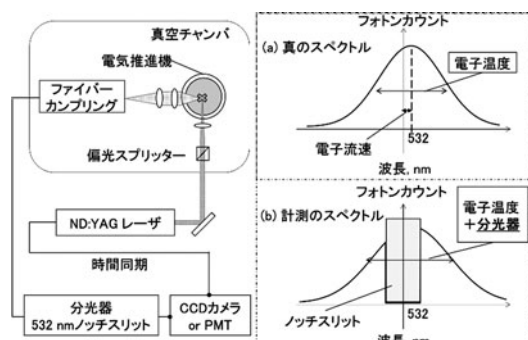


図9 レーザートムソン散乱の実験系(左)と典型的な結果(右)。

ザーや分光器, ICCD カメラなどの検出器のコストが低下し, プラズマ分光計測の敷居は低くなった. レーザー誘起蛍光法やレーザー吸収分光法は数百万円程度の設備投資で実施できる一方で, 色素レーザーやCO₂ レーザーなどの高出力レーザーを用いる TALIF 法やレーザートムソン散乱法には数千万円の投資が必要となり敷居が高い. 高反射ミラーを活用したキャビティを活用することで低出力レーザーでも実現できるようになれば, 価格が低下するだけでなくステージにマウントした光ファイバの活用によってポイント計測から2次元3次元の空間計測に発展できる.

プラズマ分光計測はプローブ計測ではアクセスできないような温度環境の厳しい領域にもアクセスでき, プローブ計測では得られない電子速度関数や CEX の影響も定量的に評価できる. さらに放電振動と同期させることで, 従来の時間平均の測定から時間分解能のある測定にも発展可能である. また磁場中のプローブ計測は, 電子の運動が制限される効果を解析モデルに取り込むことが必要があり, 無磁場と比較して複雑化し解析結果の信頼性も低下する要因となる.

レーザー分光計測の電気推進機への適用に関し, キセノンやクリプトンなどの希ガスを推進剤に使うことが多いため, 水素やヘリウムなどのシンプルな原子に比べ, 同位体や超微細構造などの影響もあるが, 実験機器の広がりなどの影響と合わせきちんと検証すれば, プローブ計測では得られない情報を正確に捉えることができる.

謝 辞

2光子レーザー誘起蛍光法やトムソン散乱の研究実施にあたっては, 日本学術振興会科研費若手研究(A) JP17H04973 の助成を受けた謝意を記す. またレーザー誘起蛍光法を実験室で構築してくれた卒業生の山本雄大氏にも謝意を記す.

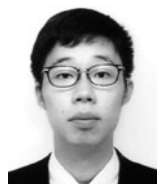
参考文献

- [1] 荒川義博 他: 電気推進ロケット入門 (東京大学出版会, 2003).
- [2] D.M. Goebel *et al.*, *Fundamentals of Electric Propulsion* (Wiley, 2008).
- [3] <https://aerospaceamerica.aiaa.org/year-in-review/explosive-growth-in-electric-propulsion/>
- [4] K. Nishiyama *et al.*, *Acta Astronaut.* **166**, 69 (2020). doi: 10.1016/j.actaastro.2019.10.005.
- [5] D. Zube *et al.*, *Proc. 35th Joint Propul. Conf. and Exhibit.*, AIAA 1999-2272 (1999).
- [6] 堀井道明 他, 宇宙航空研究開発機構特別資料: 低推力・連続加速を用いた宇宙ミッションに関する研究会論文集, JAXA-SP-07-020, 7 (2008).
- [7] B. Dankongkakul and R.E. Wirz, *J. Appl. Phys.* **122**, 243303 (2017). <https://doi.org/10.1063/1.4995638>
- [8] K. Dannenmayer *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **83**, 123503 (2012). <https://doi.org/10.1063/1.4769052>
- [9] Giulio Coral *et al.*, *Plasma Sources Sci. Technol.* **27**, 095015 (2018).
- [10] J.P. Boeuf, *J. Appl. Phys.* **121**, 011101 (2017).
- [11] K. Hara, *Plasma Sources Sci. Technol.* **28**, 044001 (2019).
- [12] Y. Chiu, B.L. Austin *et al.*, *J. Appl. Phys.* **99**, 113304 (2006).
- [13] G.F. Karabadzak, *J. Appl. Phys.* **99**, 113305 (2006).
- [14] B.C. Lee *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **85**, 053111 (2014). <https://doi.org/10.1063/1.4879135>
- [15] A. Lucca Fabris *et al.*, *J. Appl. Phys.* **118**, 233301 (2015). <https://doi.org/10.1063/1.4937272>
- [16] T. Ise *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **83**, 124702 (2012).
- [17] 間瀬 淳, 川端一男: プラズマ・核融合学会誌 **87**, 315 (2011).
- [18] R. Tsukizaki *et al.*, *J. Propul. Power* **30**, 1383 (2014). doi: 10.2514/1.B35118
- [19] R. Tsukizaki *et al.*, *Plasma Sources Sci. Technol.* **27**, 015013 (2018).
- [20] Y. Yamashita *et al.*, *Vacuum*, **168**, 108846 (2019). doi: 10.1016/j.vacuum.2019.108846
- [21] <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>
- [22] W. Huang, University of Michigan, Ph.D. Dissertation, 2011.
- [23] Y. Nakayama, *Proc. 35th Int. Electric Propul. Conf. IEPC-2017-558* (2017).
- [24] Y. Nakayama and K. Narisawa, *Trans. Jpn. Soc. Aeronaut. Space Sci.* **12**, Pb_73 (2014).
- [25] M. Iwamoto *et al.*, *Trans. Jpn. Soc. Aeronaut. Space Sci.* **60**, 327 (2017).
- [26] K. Kinefuchi *et al.*, *Acta Astronaut.* **161**, 382 (2019).
- [27] A.J. Friss *et al.*, *Proc. 36th Int. Electric Propul. Conf. IEPC-2019-689* (2019).
- [28] T. Muranaka and Y. Inanaga, *Trans. Jpn. Soc. Aeronaut. Space Sci.* **16**, 366 (2018).
- [29] C. Eichhorn *et al.*, *J. Propul. Power* **28**, 1116 (2012).
- [30] C. Eichhorn *et al.*, *J. Propul. Power* **35**, 1175 (2019).
- [31] M.W. Crofton *et al.*, *Proc. 33rd Int. Electric Propul. Conf. IEPC-2013-399* (2013).
- [32] H.J. Van Der Meiden *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **79**, 013505 (2008).
- [33] S. Tsikata *et al.*, *Phys. Plasmas* **16**, 033506 (2009).
- [34] N. Yamamoto *et al.*, *Plasma Sources Sci. Technol.* **19**, 045009 (2010).
- [35] B. Vincent *et al.*, *Plasma Sources Sci. Technol.* **29**, 035015 (2020).
- [36] T. Wegner *et al.*, *Proc. 36th Int. Electric Propul. Conf. IEPC-2019-A-663* (2019).
- [37] A.J. Friss and A.P. Yalin, *Optics Letters* **43**, 5343 (2018).



つき ざき りゆう どう
月 崎 竜 童

宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所 助教。研究分野：電気推進，プラズマ分光。
2013年，東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻にて博士（工学）取得。「はやぶさ2」のイオンエンジン担当として，研究・開発・運用を務める。2020年12月6日に地球帰還を果たすカプセル回収のため，隔離の日々を経て，豪州出張中。趣味はランニングでフルマラソンは2時間30分台。



やま した ゆう すけ
山 下 裕 介

東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻，博士課程2年。日本学術振興会特別研究員 DC2。研究分野：電気推進，レーザー分光，プラズマ解析。2017年，大阪府立大学工学域機械系学類航空宇宙工学課程を卒業。2019年，東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻の修士課程を修了。宇宙科学研究所にて，マイクロ波放電型イオンエンジン $\mu 10$ を対象に，レーザー分光とプラズマ解析を実施している。趣味は，キャッチボール。