

東京大学 大学院新領域創成科学研究科
基盤科学研究系
先端エネルギー工学専攻

平成 28 年度

修士論文

様々な雰囲気ガス中における
レーザー放電の 1 次元進展現象

2017 年 1 月 30 日提出
指導教員 小紫 公也 教授

47156071 島野 徹

目次

図表目次	2
記号一覧	4
第 1 章 研究背景・目的.....	6
1.1 大気吸い込み式繰り返しパルス型レーザー推進.....	6
1.1.1 概要.....	6
1.1.2 レーザー推進に関する先行研究.....	10
1.2 レーザー放電の進展現象.....	13
1.2.1 概要.....	13
1.2.2 レーザー放電の進展メカニズム.....	14
1.2.3 レーザー放電の進展に関する先行研究.....	16
1.3 研究目的.....	19
第 2 章 実験装置.....	20
2.1 TEA-CO ₂ パルスレーザー.....	20
2.2 集光光学系.....	25
2.3 可視化光学系.....	28
2.4 周辺実験装置.....	30
2.5 実験・解析方法.....	31
第 3 章 各種気体中での進展の観測結果.....	35
3.1 アルゴン気中での進展.....	35
3.2 ヘリウム気中での進展.....	39
3.3 窒素気中での進展.....	42
3.4 酸素気中での進展.....	45
3.5 各実験結果の比較.....	48
第 4 章 気体種依存性の検討.....	50
4.1 モデルとの比較検討.....	50
4.2 各パラメータの影響の検討.....	51
第 5 章 ユゴニオ解析による波面内部状態の推定.....	55
5.1 レーザー放電でのユゴニオ解析 (Shimada-Hugoniot Curve).....	55
5.2 解析結果と各気体種の比較.....	61
第 6 章 結言	64
謝辞.....	65
参考文献	66
研究業績	69

図表目次

図 1, レーザー推進概念図.....	7
図 2, 大気吸い込み式 RP レーザー推進の推力生成サイクル	8
図 3, レーザー推進の打ち上げモード.....	9
図 4, レーザー推進機 Lightcraft[14].....	11
図 5, Laser-driven in-tube accelerator (unit in millimeters)[10].....	12
図 6, Aerospace Laser propulsion Engine, ASLPE[13].....	12
図 7, レーザー支持デトネーションのシュリーレン画像.....	14
図 8, ユゴニオ曲線[16].....	15
図 9, 光電離による進展メカニズム.....	16
図 10, 電離波面の伝播速度とレーザー強度の関係.....	18
図 11, TEA-CO ₂ レーザー	21
図 12, TEA-CO ₂ レーザー出力履歴.....	21
図 13, TEA-CO ₂ レーザー出力分布.....	22
図 14, カロリーメータ	23
図 15, パワーメータ (Photon Drag Detector)	23
図 16, 集光光学系概念図.....	26
図 17, 焦点付近でのレーザー集光形状.....	27
図 18, シャドウグラフ光学系概念図.....	29
図 19, シャープネス (ピント) の比較.....	32
図 20, 進展速度の算出方法の比較.....	34
図 21, アルゴン気中 $D = 5.1 \text{ mm}$ における Multiple Breakdown	36
図 22, アルゴン気中でのレーザー放電の進展.....	37
図 23, アルゴン気中での電離波面の変位履歴.....	38
図 24, アルゴン気中での進展速度とレーザー強度の関係.....	38
図 25, ヘリウム気中でのレーザー放電の進展.....	40
図 26, ヘリウム気中での電離波面の変位履歴.....	41
図 27, ヘリウム気中での進展速度とレーザー強度の関係.....	41
図 28, 窒素気中でのレーザー放電の進展.....	43
図 29, 窒素気中での電離波面の変位履歴.....	44
図 30, 窒素気中での進展速度とレーザー強度の関係.....	44
図 31, 酸素気中でのレーザー放電の進展.....	46
図 32, 酸素気中での電離波面の変位履歴.....	46
図 33, 酸素気中での進展速度とレーザー強度の関係.....	47
図 34, 各気体種での進展速度とレーザー強度の関係 (プロット有)	48

図 35, 各気体種での進展速度とレーザー強度の関係 (プロット無)	49
図 36, イオン化ポテンシャルと指数 b の関係	52
図 37, 質量数と指数 b の関係	52
図 38, 再結合係数と指数 b の関係	53
図 39, 音速と指数 b の関係	53
図 40, 電子衝突による電離断面積と指数 b の関係	54
図 41, $\varepsilon_i \langle \sigma_i \rangle$ と指数 b の関係	54
図 42, 衝撃波面近傍の検査体積	58
図 43, 典型的なレイリー線, ユゴニオ曲線	59
図 44, 各気体種における定圧比熱と温度の関係[46]	60
図 45, 窒素気中, $S = 300 \text{ GW/m}^2$ におけるユゴニオ線図	62
図 46, レーザー強度と圧力上昇の関係	62
図 47, レーザー強度とインパルス係数の関係	63
表 1, CO_2 パルスレーザー諸元	22
表 2, カロリーメータ諸元	23
表 3, パワーメータ (Photon Drag Detector) 諸元	24
表 4, 集光光学系諸元	26
表 5, Probe Laser (半導体励起固体レーザー) 諸元	29
表 6, ICCD カメラ諸元	29
表 7, アクロマチックレンズの組み合わせと倍率	29
表 8, ロータリーポンプ諸元	30
表 9, パルスディレイジェネレータ (PDG) 諸元	30
表 10, オシロスコープ諸元	30
表 11, アルゴン気中での実験の諸元	36
表 12, ヘリウム気中での実験の諸元	40
表 13, 窒素気中での実験の諸元	42
表 14, 酸素気中での実験の諸元	45
表 15, 近似曲線の次数の比較	48
表 16, Termination 時の比較	49
表 17, 各気体種での電子温度の実験結果	51
表 18, 各気体種での比熱比	58
表 19, 進展速度の近似パラメーター一覧	64

記号一覧

U	電離波面伝播速度
U_{CJ}	CJ デトネーション伝播速度
γ_{eff}	有効比熱比
S	レーザー強度
ρ_0	大気密度
E	レーザーエネルギー
λ	レーザー波長
M^2	レーザークオリティファクター
D	焦点におけるレーザー等価直径
D_{G}	水平（ガウシアン）方向のレーザー直径
D_{T}	鉛直（トップハット）方向のレーザー直径
z	光軸方向の変位
w_0	ガウシアンビームの際の焦点におけるレーザー径
$w(z)$	ガウシアンビームの際の変位 z におけるレーザー径
W_0	焦点におけるレーザー径
$W(z)$	変位 z におけるレーザー径
f	焦点距離
d_{out}	レーザー照射窓（集光前）でのレーザー径
t	経過時間
a	電離波面伝播速度とレーザー強度の関係の近似曲線の比例定数
b	電離波面伝播速度とレーザー強度の関係の近似曲線の指数
ν_i	電離周波数
l	レーザー吸収長
$n_{\text{e},l}$	波面から吸収長だけプラズマ内部に進んだ位置での電子数密度
$n_{\text{e},0}$	波面における電子数密度
D_{a}	双極性拡散の拡散係数
ε_i	イオン化ポテンシャル
σ_i	電離断面積
α_{IB}	逆制動放射による吸収係数
v_{e}	電子の熱速度
ρ	密度
P	圧力
M	マッハ数
a	音速

γ	比熱比
Q	外部からの入出熱量
v	比体積
η	レーザーの吸収効率
I	インパルス係数（≡ 波面内外の圧力比 / 伝播速度）

第1章 研究背景・目的

1.1 大気吸い込み式繰り返しパルス型レーザー推進

1.1.1 概要

大幅な低コスト化が見込まれる将来型の宇宙輸送手段として、予てからレーザー推進（図 1）が期待されている。これは地上や宇宙空間に設置された基地から推進器に向けてレーザーを照射し、そのエネルギーによって推力を得るという推進手法である。

レーザー推進にはレーザーの光子圧を用いる非常に高強度のレーザーを利用するものと、レーザーアブレーションや絶縁破壊によるプラズマを利用するものが提案されているが、本研究で特に取り上げるのは後者である。またその中でも、CW (Continuous Wave) レーザーを用いたものと RP (Repetitively Pulsed) レーザーを用いたものがある[1]が、本論文では特に RP レーザー推進について述べていく。

図 2 に大気吸い込み式 RP レーザー（ビーミング）推進における推力生成のサイクルを示す。まず地上から照射されたレーザーを、推進器下部に搭載された集光器によって集光する。これによって焦点で絶縁破壊またはレーザーアブレーションが起これ、プラズマが生成される (1)。生成されたプラズマは後続のレーザーを吸収し、電離波がレーザー源に向かって進展していく (2)。このとき吸収されたエネルギーは大気の圧力に変換される。これによって生じた高圧を底面で受けることで推進器として推力を得ると同時に、爆轟波（衝撃波と電離波）は推進器外部へ進展していく (3)。爆轟波が完全に推進器外に排出されると、内部は負圧となり周囲の大気を内部に吸気する (4)。吸気が完了すると初期状態に戻る。このサイクルはパルスデトネーションエンジン(PDE)のサイクルとほぼ同等であり、高頻度で繰り返すことで定常的な推力を得ることができる。

大気吸い込み式 RP レーザー推進には以下のような特徴がある。これらの特徴から、宇宙輸送の大幅な低コスト化が可能であると考えられている。

1. 高ペイロード比

大気吸い込み式とし、機体周辺の大気を推進剤として利用することで機体に搭載する推進剤を非常に少量で済ませることができる。「必要ない」と記述しないのは、最終的に宇宙空間までの輸送を考えると、途中で大気が薄くなっていき推進剤として利用できなくなった後には、何らかのオンボードの推進剤が必要となるからである。これにより従来よりもペイロード比を大幅に向上させることが可能となる。

2. 簡素な構造

先述のとおりパルスデトネーション運転のため、推進器としてターボポンプなど

の複雑な装置を搭載する必要がなく、機体本体の製造コストを大幅に低減できると考えられる。

3. 主コスト源の繰り返し利用

この推進手法で最もコストがかかるのが、地上に設置されるレーザー施設である。しかしながらこの施設は地上にあることからメンテナンスも容易であり、また繰り返し利用が可能であることから、打ち上げを複数回行うことで 1 回当たりのコストは低く抑えることができる。

また地上付近では周辺大気を推進剤として利用し、速度および高度が上がるにつれてラムジェットモード・ロケットモードと切り替えながら上昇する（図 3）。ラムジェットモードでは、前方の大気を機速によって圧縮しつつ取り込むことで、十分な圧力まで上昇させて推進する。またロケットモードでは、オンボードで搭載した推進剤を吹き出しつつ推進する。これにより、レーザー推進のみで軌道上まで到達することが可能である。

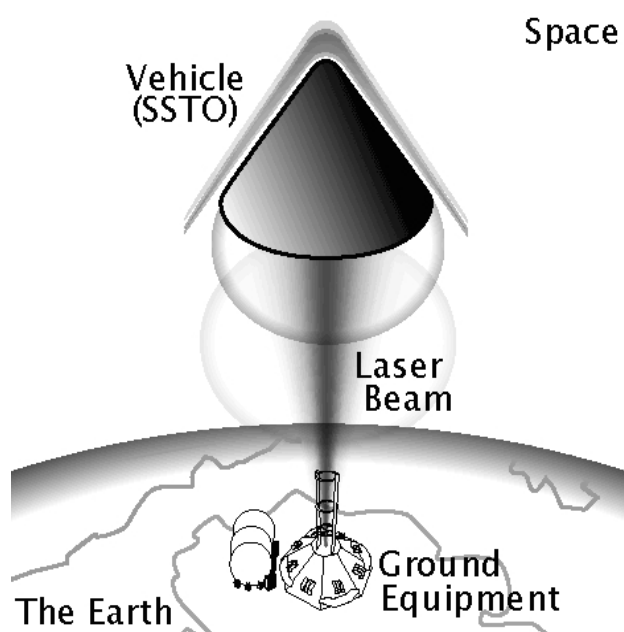
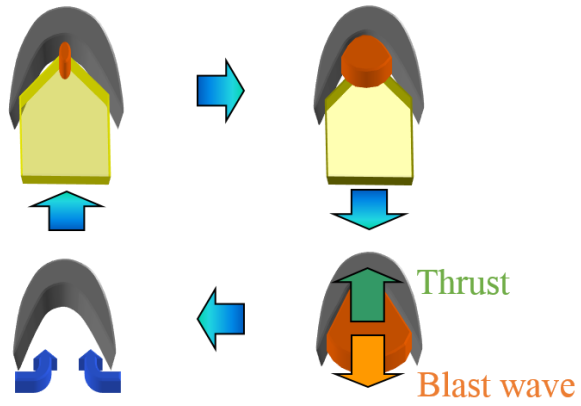


図 1, レーザー推進概念図

1) Laser Focus 2) Energy Conversion



4) Refill Air 3) Thrust generation

図 2, 大気吸い込み式 RP レーザー推進の推力生成サイクル

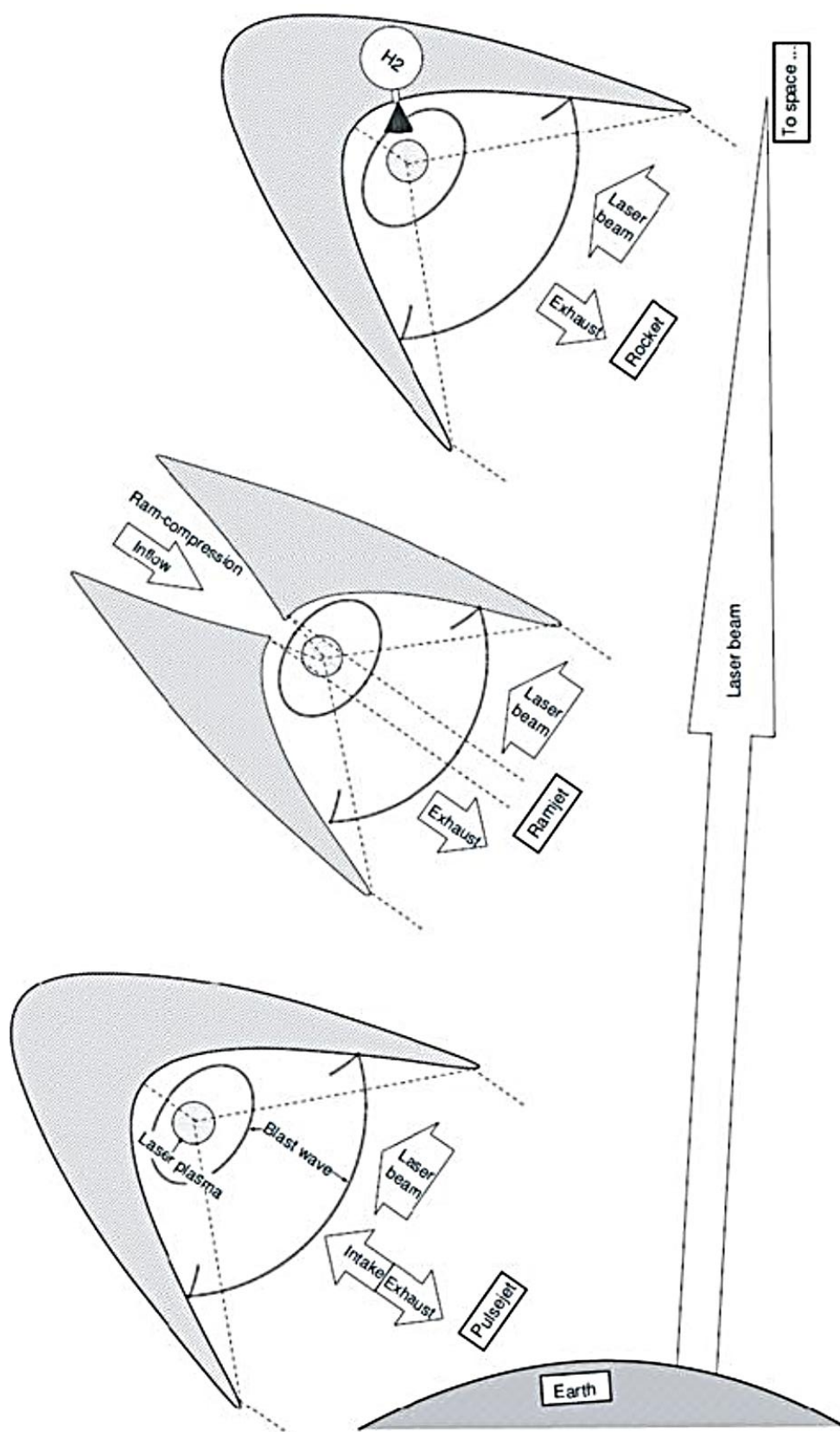


図 3, レーザー推進の打ち上げモード

1.1.2 レーザー推進に関する先行研究

レーザーを用いた推進手法は、1923 年以降 Tsander, Tsiolkovsky, Oberth がレーザーの光子圧による惑星間航行のための推進を提案したことに始まる。しかしこれらは 1972 年に Moeckel によって他の推進手法に比べて優位性に欠けると結論付けられた[2], [3].

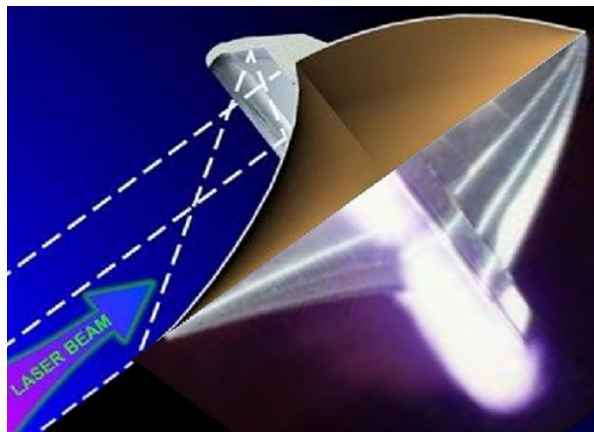
宇宙輸送のためのレーザー推進は、1972 年に Kantrowitz によって初めて提案された。彼によって提案されたのは固体推進剤のレーザーアブレーションを用いた推進手法で、1 kg のペイロードを 1 MW のレーザーパワーで地球周回軌道まで打ち上げることができると提唱した。さらに固体推進剤の上にペイロードが搭載された三角錐形状の reference model をもとに適切なレーザー強度や打ち上げコストの見積もり等がなされた[4].

その後は金属の平板や薄膜にレーザーを照射してプラズマを発生させる基礎的な研究が行われた[5], [6]. また Bohn は、ベル型ノズルを用いて水平方向にインパルスを与える実験を行い、[7]. さらに Ageev らは 10 J 以下程度の CO₂ パルスレーザーを用いて、パラボラ型と円錐型のノズルについて同様の実験およびノズル内部流の解析を行っている[8]. これらの研究での解析的アプローチでは、Sedov の点源爆発相似解による解析が最も多く見られた。

また宇宙空間への輸送に用いる推進器の開発という観点から見ると、大気吸い込み式にすることで得られる高ペイロード比というメリットが大きいことから、推進器の研究開発は大気吸い込み式が主となった。1997 年 4 月以降、Myrabo らはレーザー推進器 Lightcraft (図 4) の研究開発を行っている[9]. Lightcraft は、前方から大気を吸い込みつつ、後方にあるスパイクノズルによって地上から照射されたレーザーを外側のカウル上に集光し、さらに駆動された爆轟波ひいては推力を受ける。この構造から、レーザー光軸から機体が逸れた場合には推力軸が傾くことで自立的にビーム内に留まろうとするため、軌道の制御やレーザーの追跡が容易になる。複数回に渡って打ち上げ実験が行われてきたが、特に 2000 年 10 月に行われた実験では、平均出力 10 kW の CO₂ パルスレーザーを用いて約 50 g の機体を高度約 71 m まで打ち上げた。特にこの際の機体は、機体を高速で回転させることで傾きの耐性を上げつつ、カウル内側にアブレーター推進剤を搭載している。また佐宗らがチューブ内でプロジェクタイトをラム加速器のように加速させる Laser In-Tube Accelerator(LITA) を提案し、宇宙エレベータへの応用などが考えられている[10]–[12]. さらに Rezunkov 等は、レーザー推進器 (Aerospace Laser propulsion Engine, ASLPE,) を開発し、RP モードと CW モードそれぞれについて運転し、その推進特性の半経験式と実験結果が示された[13].

近年では核融合分野で開発されたジャイロトロンを用いて大出力のミリ波・マイクロ波を発振することが可能となり、これらを用いたマイクロ波推進もまた検討されている。比較的安価に大出力のビームを実現できる反面、レーザーと比較して波長が長いために回折の影響を受けやすくエネルギー伝送の過程でビームが広がりやすい欠点がある。

以上のように種々の研究が行われているなかで、その推進性能を示す指標として多く用いられているのが、運動量結合係数（Momentum Coupling Coefficient, C_m ）である。これは、投入するレーザーエネルギー E_i に対する得られた力積 I の比（ $C_m = I/E_i$ ）で定義され、先述の研究の中で様々なレーザーの照射条件、試料の材質、形状に対して計測されてきた。しかしながらそれがどのように決定されるかは未だ明確になっておらず、プラズマの現象でありながらも流体力学的に数値計算を行ってフィッティングしているのが現状である。このことから、レーザー推進でのエネルギー変換過程である図 2 の 2)から 3)を明らかにしていく必要がある。

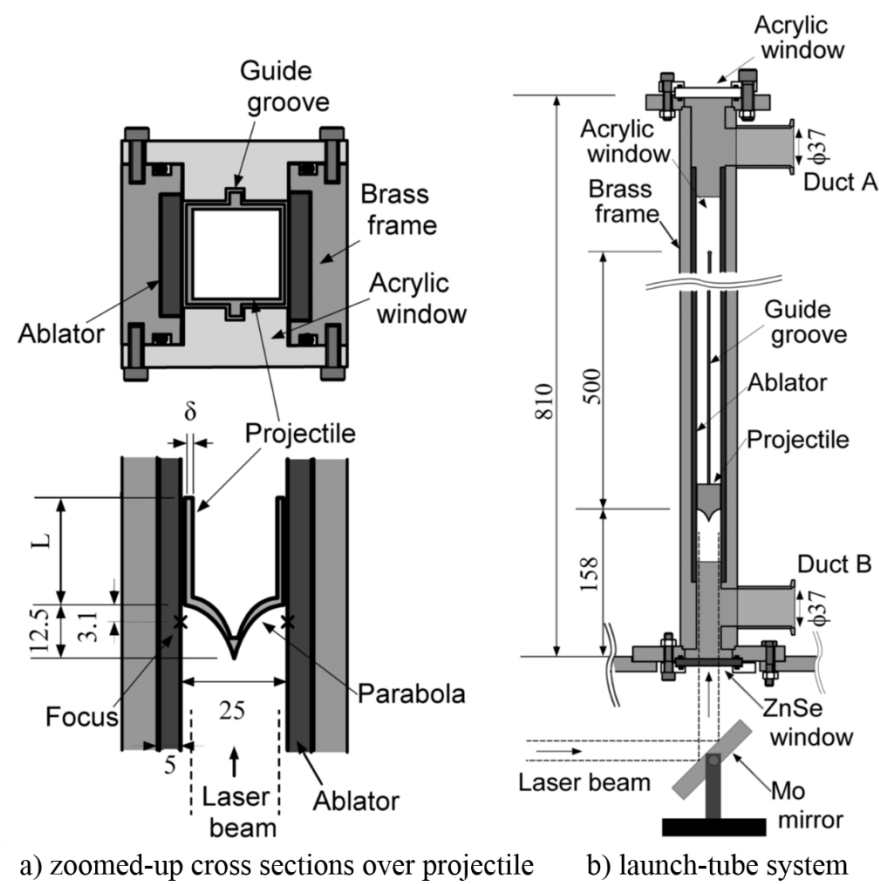


(a) Outlook / Cross Sectional View

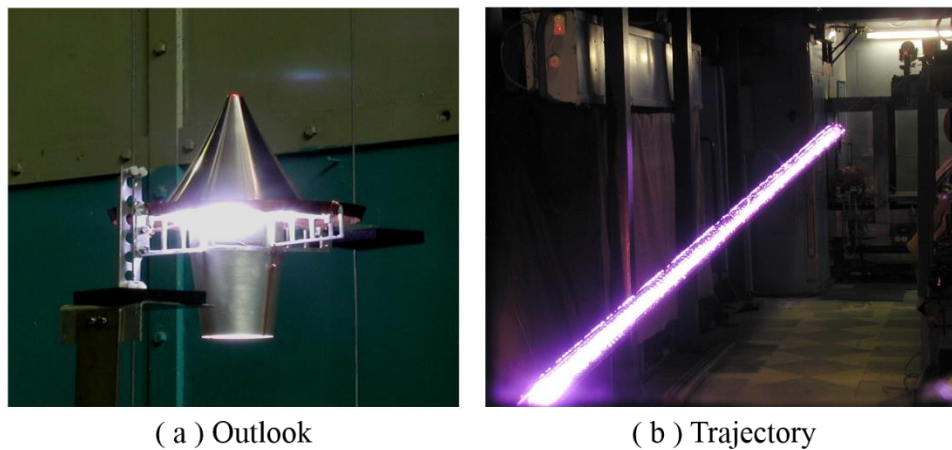


(b) Launch Trajectory

図 4, レーザー推進機 Lightcraft[14]



☒ 5, Laser-driven in-tube accelerator (unit in millimeters)[10]



☒ 6, Aerospace Laser propulsion Engine, ASLPE[13]

1.2 レーザー放電の進展現象

1.2.1 概要

レーザー推進のエネルギー変換過程である図 2 の 2) から 3) において、生成されたプラズマはレーザーを吸収しつつ電離を繰り返し、一般的に超音速で進展するため衝撃波を伴った進展となる (図 7)。この現象が放電の進展または電離波の伝播 (Propagation of ionization wave) として知られている。また衝撃波と接触している状態では、プラズマ領域が気体の加熱領域となっていることから、化学デトネーションとのアナロジーでレーザー支持デトネーション (Laser Supported Detonation, LSD) と呼ばれることもある。しかしながら、後にも言及するが、これは衝撃波ではなく放電の進展によって駆動される現象であることから、化学デトネーションの中でもピストンによって駆動される Over-driven Detonation と相似の現象とする方が適切であると言える。

LSD においては気体が定積的に加熱され、すなわちプラズマに吸収されたレーザーエネルギーが圧力上昇に利用されることになる。これに対して電離波面が衝撃波と接触しない状態で伝播していく現象をレーザー支持燃焼 (Laser Supported Combustion, LSC) と呼び、この状態では気体が定圧的に加熱されるために、レーザーエネルギーはプラズマに吸収されるものの圧力上昇ではなく、気体の膨張に利用されることになる。

このことからレーザー推進においては、衝撃波と電離波の乖離 (Termination) を起こさずに、LSD の状態でレーザーを照射することが重要となる。さらに得られる推力は LSD による圧力の上昇量に比例し、圧力上昇はレーザー放電の進展速度 (Propagation velocity of ionization wave) ひいてはレーザー強度に依存する。しかしながらこの進展速度とレーザー強度の関係は明らかになっていないことから、要求される推力性能を正確に出せるレーザー推進器を設計するためには、この関係を明らかにすることが重要である。

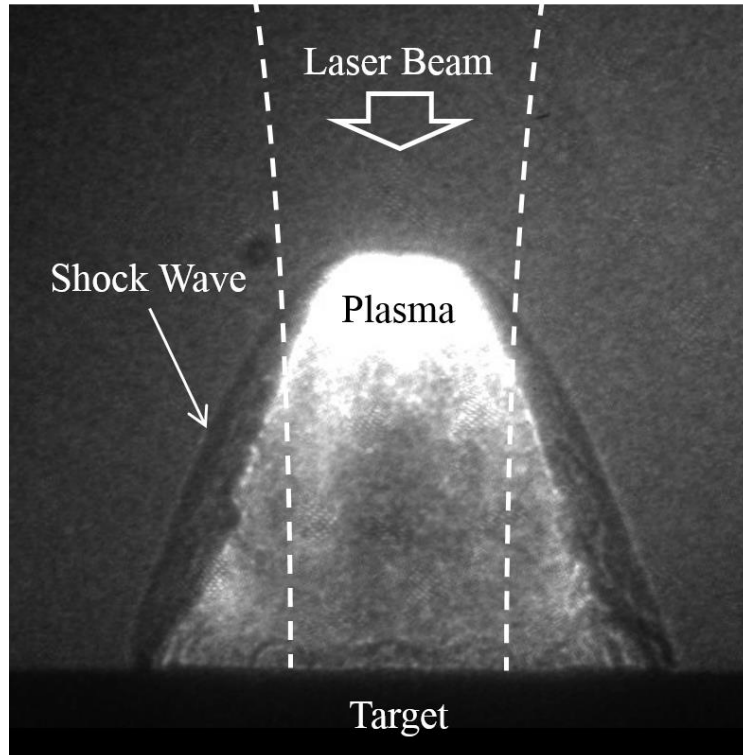


図 7, レーザー支持デトネーションのシュリーレン画像

1.2.2 レーザー放電の進展メカニズム

本項では、先行研究において提案されてきたレーザー放電の進展メカニズムについてまとめる。

- Detonation Wave / Laser-Supported Detonation Wave (LSDW)

レーザー放電の進展現象が発見された同年に Ramsden 等は、その現象はプラズマがレーザーを吸収することで駆動される Chapman-Jougue (C-J) デトネーションとして記述できるとした[15]。また 1965 年には Raizer によって、レーザー放電に対応する Hugoniot 曲線が提案され、電離現象が流れ場に与える影響が十分に小さい場合には C-J 状態での進展が達成されるとして、次の理論式を提案した[16]。

$$U_{CJ} = \left[2(\gamma_{\text{eff}}^2 - 1) \frac{S}{\rho_0} \right]^{1/3} \quad (1)$$

ただし、レーザーによる加熱量が気体の内部エネルギーに比べて十分に大きいと仮定している。加えて、衝撃波による電離を伴いつつデトネーション波の伝播速度を越える（図 8 中 A' から B に遷移する）ような流体力学的メカニズムは存在しないが、絶縁破壊のように波面の伝播速度に影響する電離現象が顕著である場合には、この U_{CJ} を上回る可能性があるとしている。また主に 100 GW/m² 程度のレーザー強度において観測したという報告例が多い。

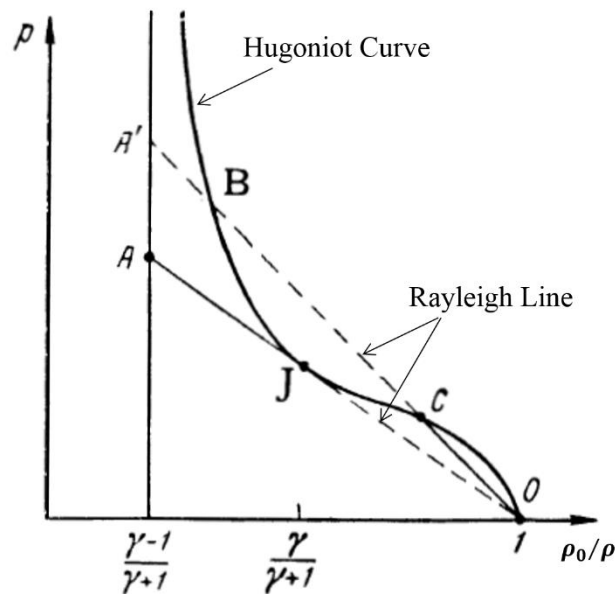


図 8, ユゴニオ曲線[16]

- Breakdown Wave

Detonation Wave と同様に Raizer によって、絶縁破壊によって進展するメカニズムが提案されている[16]. レーザーの光路は、集光によって焦点から広がっていく形状になる. またパルスレーザーの出力は基本的に、照射開始から徐々に強くなっていき、ピークを持った後に減衰していく. ある特定の臨界レーザー強度 (Breakdown Threshold) を超えた瞬間に気体の絶縁破壊が起こるとすれば、レーザー強度が強くなるにつれて焦点から徐々に臨界レーザー強度を越えることになり、波の伝播として観測されると考えられる.

しかしながら、レーザーによる絶縁破壊の臨界強度よりも低いレーザー強度においても電離波の伝播が多く観測されており、これを観測したとする研究は確認できなかった.

- Radiation / Laser-Supported Radiation Wave (LSRW)

上述の2つのメカニズムと同様に、Raizer によって熱放射による進展メカニズムが提案されている[16]. プラズマ領域において、逆制動放射等によってプラズマがレーザー光を吸収し加熱される. 数 eV を越えるプラズマからの紫外輻射光が、波面前面のプラズマが薄い領域で再吸収されることによって光電離を起こし、新たなプラズマを形成する. これによって波面が進展していく.

また 1983 年には Fisher によってより詳細な解析がなされ、波面の伝播速度や各種熱力学変数を示した. さらにその結果からレーザーエネルギーのほとんどは、プラズマ前面の非平衡状態の領域で吸収されているとした[17].

- Fast Ionization Wave (FIW) / Photoionization

それ以前のレーザー放電の進展現象で見られていた傾向と異なり、進展速度が特に強くレーザー強度に依存する傾向が観測されたことを踏まえて、1980 年以降 Fisher らによっ

て提案，検討された[18], [19]. プラズマ領域から放出された紫外輻射光が，波面前方のプラズマが希薄な領域で再吸収されることによって光電離を起こすことは，先の **Radiation** メカニズムと同様である．**Fast Ionization Wave** においてはその後，生成されたプラズマがレーザーを吸収することで電離雪崩を起こし，新たなプラズマ領域となる．この繰り返しによって波面が進展していく（図 9）．

この現象は主に 10000 GW/m^2 程度のレーザー強度において観測が報告されている．そのほかにもおよそ 100 GW/m^2 において，電子密度および電子温度の実験結果を踏まえてこの理論から予想される進展速度が，実験で得られた進展速度と一致するという先行研究がある[20]．

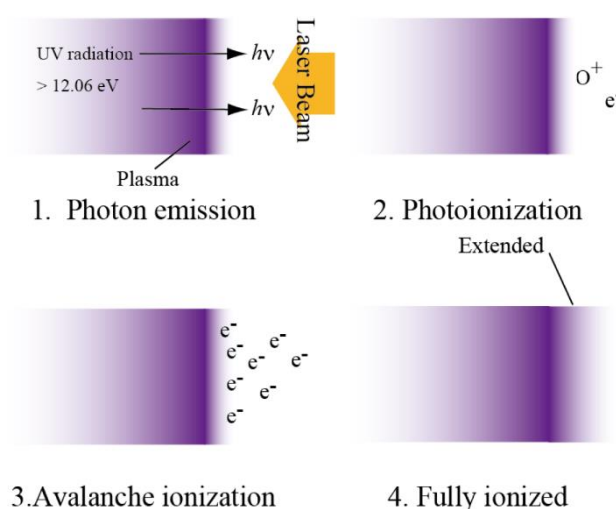


図 9，光電離による進展メカニズム

1.2.3 レーザー放電の進展に関する先行研究

レーザーを集光することで生じたプラズマがレーザー光源に向かって進展していく現象は，1964 年に Ramsden 等によって初めて発見された[21]．

1965 年には Raizer によって，上述したいくつかの進展モデルが提案され，また解析的にレーザー光軸に対して垂直方向への流れの影響が示唆されている[16]．プラズマ領域を円柱形状であるとして，Mandel'shtam らの実験結果[22]を踏まえて光軸に沿った厚みと半径が同程度であると仮定すると，実験結果の進展速度とよい一致を示すとしている．

1974 年には Maher らが， 15 J ，およそ $10 \mu\text{s}$ 幅の CO_2 パルスレーザーを用いて，プラズマが着火するレーザー強度のターゲット依存性や，実験から得られた進展速度と Raizer の LSD モデルとの比較検討を行った[23]．結果としてよい一致を示しているが，実験データの指数関数による近似曲線の次数は 0.415 ± 0.024 であり，Raizer のモデルとの差異は不明とされている．

1978 年には Boiko らが， 100 J ， 120 ns 幅の CO_2 パルスレーザーを用いて 740 torr のアル

ゴンおよびキセノン中で実験を行った。この結果の指数関数による近似曲線の次数は 2.2 ± 0.2 となり、提案されてきたモデルとは大きく異なる結果となった[24]。

2000 年には Y. Chen らが、100 mJ、6.5 ns 幅の Nd:YAG パルスレーザーを集光することで生成したプラズマのエネルギー吸収や進展速度等を計測し、1 次元 Laser-Supported Radiation Wave モデルとの比較検討を行っている[25]。

2002 年から森らは、10J の CO₂ パルスレーザーを非軸パラボリックミラーで集光することで LSD を観測し、集光の f 値による LSD 終了 (Termination) 条件への影響を検討した[26]。さらに点源爆発相似解を用いた解析を行い、エネルギー変換過程およびその周囲圧力に対する依存性を明らかにした[27], [28]。

2008 年には牛尾らによって、LSD の閉じ込めが LSD 終了条件に与える影響が評価された[29]。10J の CO₂ パルスレーザーをシリンドリカルミラーによって、V 字の切り込みと平面上にそれぞれ線状に集光し、その有無の影響を評価している。

同年に Ilyin らは、FIW, LSRW, LSDW 等を含む複数のモデルを用いて別々に得た数値計算結果と実験結果との比較検討を行っている[30]。

2014 年に嶋村らは、2J、0.30~0.45 μ s 幅の Nd:Glass パルスレーザーと 7J、3 μ s 幅の CO₂ パルスレーザーによってプラズマの進展を観測した。光電離による種電子生成を考慮したモデルから計算した進展速度と実験で得られたものを比較し、よい一致が得られたとしている[20]。

2016 年に松井らによって、進展速度に対するレーザー径の影響が評価された[31]。大気中で 100 GW/m² 程度のレーザー強度であれば、5.1 mm 以上のレーザー径において十分に一次元的な系が達成され、進展速度がレーザー強度に対して一意に定まることが示された。この際の指数関数での近似曲線の次数は 0.46 となっている。

以上に主要なものを取り上げてきたが、これらの他にも様々な実験系を用いて世界各国で実験がなされ、進展速度の計測や電子数密度、電子温度といったプラズマの特徴的な変数の計測がなされている[32]–[35]。また以上の先行研究において示されてきた放電の進展速度とレーザー強度の関係を図 10 に示す。

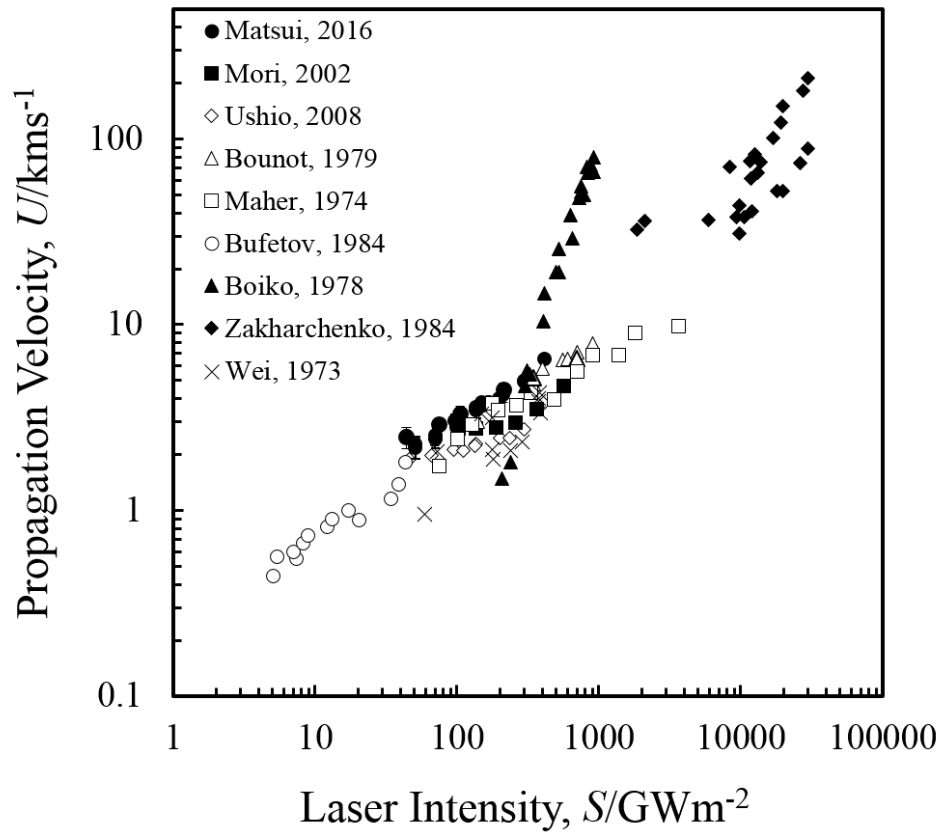


図 10, 電離波面の伝播速度とレーザー強度の関係

1.3 研究目的

前節までで述べてきたとおり，レーザー放電の進展現象はレーザー推進において非常に重要であり，また未解明の現象であることから理学的にも研究の余地がある．そのような中で，レーザー推進への適用を目的とした研究では，主に運動量結合係数という実験から得られた経験値を元に推進性能等の議論がなされてきたが，物理現象を明らかにした上で数値解析を行っていくことで，より適した推進器の設計に寄与できる．

レーザー放電の進展現象は，種々の進展メカニズムが提案され，また様々な実験によってその進展速度や波面近傍の電子数密度等を計測されてきたが，どのメカニズムに対してもよく一致する実験結果と一致しない実験結果が報告されており，その実際の現象においてどのメカニズムが実効的なのかは明らかにされていない．

そのような中で松井によって，レーザー強度によってはCJデトネーションよりも速く進展することが示され，流体力学的な現象であるCJデトネーションではなく過駆動デトネーションと相似の現象であることが示された．すなわちその進展速度はレーザー放電の進展速度によって決定されると言える．加えて，レーザー集光径が伝播に影響する場合があることが示され，レーザー径の影響を排除した1次元進展での結果を得ることが重要となる．

松井による実験結果を含む多くの研究は大気中において行われており，またその他の気体中で行われた実験については特定の気体種のみに着目したものが多く，レーザーパスの一次元性を考慮したもの，種々の気体種について比較したものは報告されていない．現象を明らかにする上では，種々の条件での実験結果を示していくことが重要となる．

加えてレーザー推進のシステムを考えた際に，ロケットモードにおいてはオンボードに推進剤を搭載することが検討されており，必ずしも大気中のみでレーザー推進を実用すると限定することはできない．そこで推進剤としてどのような気体が適しているのかを検討する必要がある．

以上のことを踏まえて，本研究では次の2点を研究目的とする．

- 各気体に関してレーザー放電の一次元進展を観測し，比較検討を行う．
- 推進剤の初期検討として，ユゴニオ解析から圧力上昇およびインパルスを見積もる．

第2章 実験装置

本章では、本研究で用いた実験装置および光学系について示す。まずレーザー放電を観測するために TEA-CO₂ パルスレーザーを使用した。放電の 1 次元進展を達成するために、比較的長い焦点距離の集光器を用いており、それに伴うレーザーパワー密度の低下を補うために、アルミニウム平板のターゲットを設置することでプラズマを発生させた。大気以外の気体中でプラズマを発生させるために密封容器（チャンバー）を使用し、ZnSe 窓を通してレーザーを導入した。発生したプラズマの可視化にはシャドウグラフ法を用い、ICCD カメラによって撮影した。以下で各要素の詳細について述べる。

2.1 TEA-CO₂ パルスレーザー

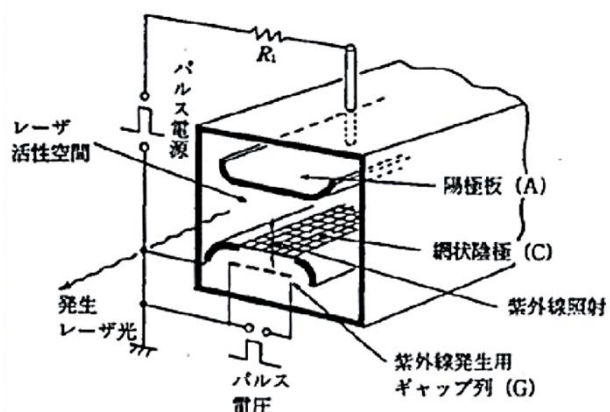
本研究ではプラズマの生成および進展の観測のために、Transversely Exited Atmospheric (TEA) CO₂ パルスレーザーを使用した。その外観および内部構成を図 11 に、典型的な出力の時間履歴を図 12 に、照射面内の典型的なエネルギー密度の分布を図 13 に示す。また諸元を表 1 に示す。エネルギーはカロリメータ（図 14、表 2）によって、時間履歴はパワーメータ（図 15、表 3）によって計測した。計測結果は図 12 に示したとおりであり、スパイクの FWHM は 120 ns 程度で、その後指数関数的に減衰していく。

またエネルギー密度分布は、カロリメータとアルミ平板によるスリットを用いて、参考文献[36]に従って行った。すなわち、水平方向のスリットを鉛直方向に少しずつ移動させながらエネルギーを計測していき、鉛直方向のエネルギー分布を得る。同様に水平方向のエネルギー分布を得て重ね合わせることで、2 次元分布を得た。スリット幅および計測ごとのスリットの移動幅はともに 1 mm 程度であった。計測結果は図 13 のとおりであり、水平方向はおおよそ Gaussian 形状であり、また鉛直方向は Top Hat 形状であった。加えてこの分布を考慮した際のピークレーザー強度と、一様で仮定した際の強度の比は、2.0 であった。

また実験の前後でそれぞれエネルギーの計測を 5 回行い、その平均値をレーザーの出力として結果の解析に使用している。



a) 外観



b) 内部回路概念図

図 11, TEA-CO₂ レーザー

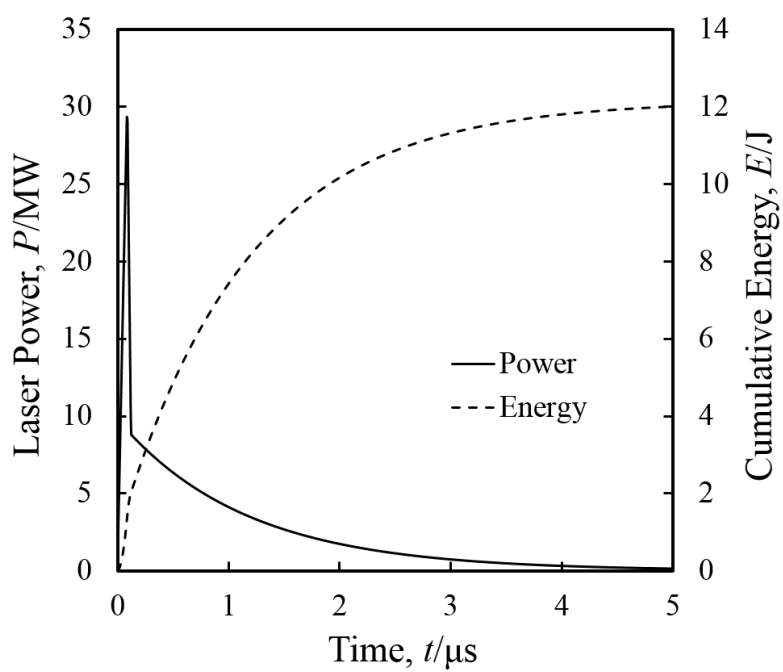


図 12, TEA-CO₂ レーザー出力履歴

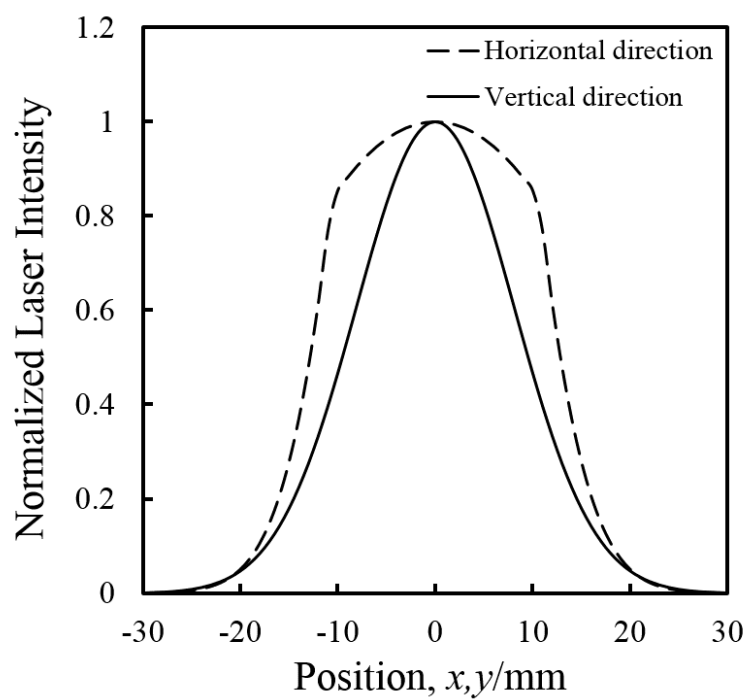


図 13, TEA-CO₂ レーザー出力分布

表 1, CO₂ パルスレーザー諸元

製造元	宇翔
型式	IRL 1201
定格出力 E	12 J
パルス幅 (FWHM)	120 ± 20 ns
繰り返し	Single, ~ 0.5 Hz
封入ガス	He : N ₂ : CO ₂ = 84 : 8 : 8
封入ガス圧力	120 kPa
波長	10.6 μ m
ビームサイズ	30 mm \times 30 mm
横モード (M^2)	$(M_x^2, M_y^2) = (20, 50)$



図 14, カロリメータ

表 2, カロリメータ諸元

製造元	Gentec-EO
型式	QE50 LP-H-MB
受光面サイズ	50 mm × 50 mm
最大許容入射光量(1064 nm, 7 ns, Single)	0.6 J/cm ²
立ち上がり時間 (0-100%)	900 μs
受光感度($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$)	4.35 V/J

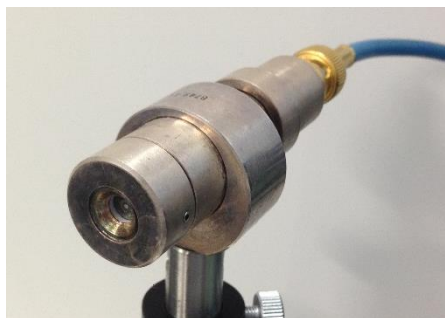


図 15, パワーメータ (Photon Drag Detector)

表 3, パワーメータ(Photon Drag Detector)諸元

製造元	浜松ホトニクス
型式	B749
受光面サイズ	Ø 5 mm
最大許容入射光量	1 J/cm ²
立ち上がり時間 (10-90%)	< 1 ns
受光感度($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$)	1.2 mV/kW

2.2 集光光学系

本研究ではレーザー放電の1次元進展を観測するために、松井[31]と同様に比較的長い焦点距離を持つ集光光学系を用いている。それに伴い、後述するガウシアンビームの理論から、短い焦点距離の場合に比べて焦点でのビーム径が大きくなってしまう。そのためレーザーのパワー密度が低下し、自由空間での絶縁破壊は発生しない。そこで焦点にアルミニウム平板をターゲットとして置くことでプラズマを生成する。以下では、2.1節のCO₂レーザーによってプラズマを生成するために使用した3種類の集光光学系について述べる。また等価直径 D について定義するとともに、レーザー光路の各変位におけるビーム径を見積もるために考慮するガウシアンビームの理論について触れる。

3種類の集光光学系について、それぞれの概念図を図16に、焦点でのビーム径等の比較を表4に示す。図16(a)および(b)に関しては、焦点距離の異なる2つの非軸シリンダリカルミラーを用いている。(a)においては、Top Hat 側を $f=400\text{ mm}$ のミラーで、Gaussian 側を $f=800\text{ mm}$ のミラーで集光しており、(b)においては、それぞれ $f=400\text{ mm}$, $f=500\text{ mm}$ のミラーで集光する。これら全てのミラーは反射面が金でコーティングされており、そのため反射率は96% (実測値) となっている。この度使用したレーザーは2.1節で述べたようにビームの横モードが方向によって異なっている。 M^2 が大きい、すなわちより高次モードを強く含むビームの方が、回折の影響が大きくなり、焦点でのビームサイズが大きくなりやすい。そのため比較的大きな M^2 を持つ Top Hat 側を短い焦点距離で集光することで、焦点でのビームサイズが同程度になるようにしている。

図16(c)に関しては、金コーティングが施された平面ミラーを介した後、 $f=317.5\text{ mm}$ のZnSe レンズによって集光している。ZnSe は赤外光の透過率が高く、その透過率は98% (実測値) である。

有効直径 D は照射面積が等しくなるような円の直径とし、ガウシアン方向のビーム幅を D_G 、トップハット方向のビーム幅を D_T として次のように定義する。

$$D = 2 \sqrt{\frac{D_G D_T}{\pi}} \quad (2)$$

また、2.1節で示したCO₂レーザーの諸元と上記の焦点距離の情報を用いることで、レーザー光の伝播距離とビーム径の関係を見積もることができる[37]。純粋なガウシアンビームの伝播を考えると、次式が成り立つ。

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda}{\pi w_0^2} \right)^2 z^2} \quad (3)$$

高次モードを考慮する際は，ビームのクオリティファクターとして M^2 を用いることで，そのビーム径を次のように見積もることができる．

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{M^2 \lambda}{\pi W_0^2} \right)^2 z^2} \quad (4)$$

また焦点でのビーム径は，次のようになる．

$$W_0 = M^2 d = \frac{M^2 \lambda f}{\pi d_{\text{out}}} \quad (5)$$

式(4)によって求めた x, y 方向それぞれのビーム径を用いて見積もった z 方向変位とレーザ一照射面積の関係を，図 17 に示す．また比較のために，森[28]および牛尾[29]の先行研究での集光形状を合わせて示す．

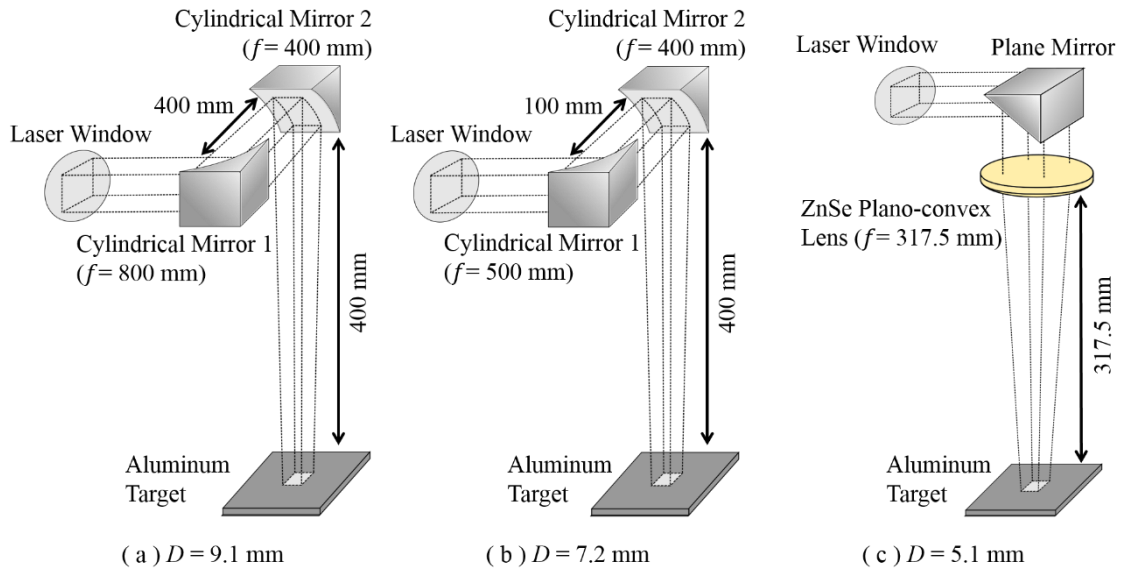


図 16, 集光光学系概念図

表 4, 集光光学系諸元

	2 cylindrical mirrors	2 cylindrical mirrors	Lens
Focal length f , mm	Gaussian : 800 Top Hat : 400	Gaussian : 500 Top Hat : 400	317.5
Dimension of focal spot $D_G \times D_T$	8.9 mm \times 9 mm	4.5 mm \times 9 mm	2.9 mm \times 7.1 mm
Effective diameter D , mm	9.1	7.2	5.1

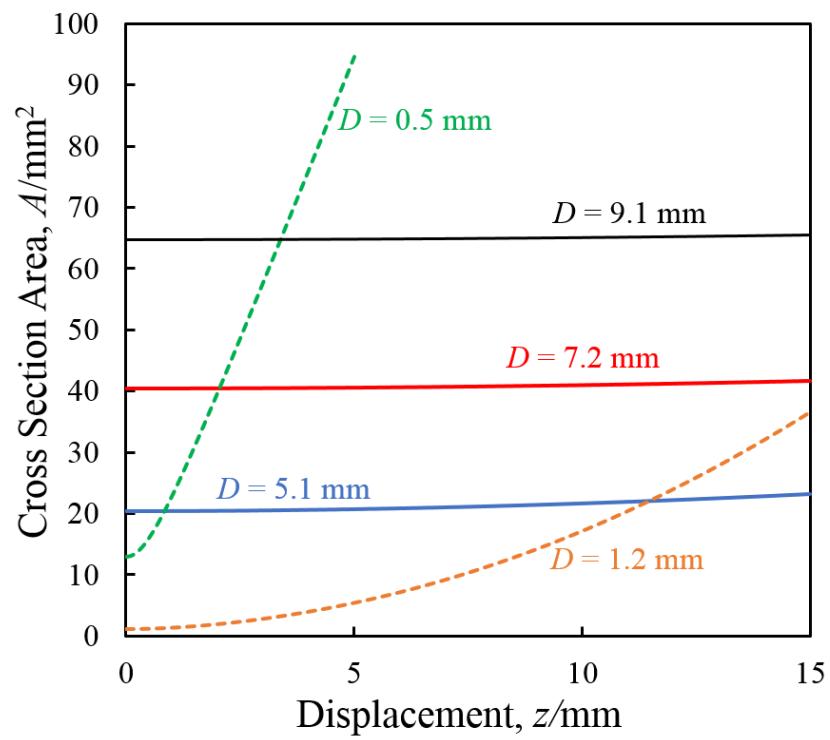


図 17, 焦点付近でのレーザー集光形状

2.3 可視化光学系

CO₂ レーザーによって生成されたプラズマを可視化するために、本研究ではシャドウグラフ法を用いている。シャドウグラフ法では、平行光線を密度変化のある流れに透過させ、密度変化によって屈折した光線をスクリーン等に投影した際に明暗の差が生じる。これによって流れを可視化することができ、衝撃波の可視化に多く用いられている。以下では本研究で用いたシャドウグラフ光学系およびレーザー照射と撮影の同期について示す。

図 18 に集光光学系を含めた光学系全体の概念図を示す。またプローブレーザーおよび ICCD カメラの詳細をそれぞれ表 5、表 6 に示す。

空間フィルターは、 $\varnothing 10\ \mu\text{m}$ のピンホールと $f=16.56\ \text{mm}$ のアクロマチックレンズからなり、プローブレーザー光の中心付近を切り出して拡大することで均一な強度のプローブ光を得る。レンズ 1 は $f=300\ \text{mm}$ で、空間フィルターのピンホールから $300\ \text{mm}$ の位置に置くことでプローブ光を平行光線にしている。その後プローブ光は前方の亚克力窓を通過してチャンバーに入射し、試験領域を透過した後、後方の亚克力窓を通過してチャンバーから出る。レンズ 2 は、前方の焦点が試験領域の中心部分と一致するように置かれ、またレンズ後方の焦点の位置にアイリス (Iris) を置く。さらにレンズ 3 を、前方の焦点がアイリスと一致するように置き、後方の焦点に受光面が一致するように ICCD カメラを置く。このように設置することで、アイリスを通した上でカメラの受光面に試験領域の像を結像することができる。一般的なシャドウグラフ法ではアイリスを設置せず、発光を遮るためにはラインフィルターまたはバンドパスフィルターを使用するが、本研究においては生成されるプラズマの自発光をある程度遮るの必要があり、アイリスがこの役目を果たしている。またレンズ 2 および 3 の組み合わせによって、得られる像の倍率を調節している。本研究においては、それぞれのケースでの観測範囲とカメラのセンサーサイズに応じて撮像倍率を変更しており、表 7 に主に使用したレンズの組み合わせを示す。撮像倍率は Termiantion までの放電の進展を観測できるように決定した。

ICCD カメラの撮影は外部からのトリガーシグナルで制御している。CO₂ レーザーは、照射のおよそ $1\ \mu\text{s}$ 前に発振信号を出す。これを光ファイバーと光センサーを介した後、パルスディレイジェネレータに送り、このパルスディレイジェネレータによって、任意の時間だけタイミングを遅らせた後、カメラへのトリガー信号を送る。またオシロスコープによってこれらの信号およびカメラの撮影時の信号を確認しつつ遅れ時間を調節することで、レーザーの出力とカメラの撮影を同期している。

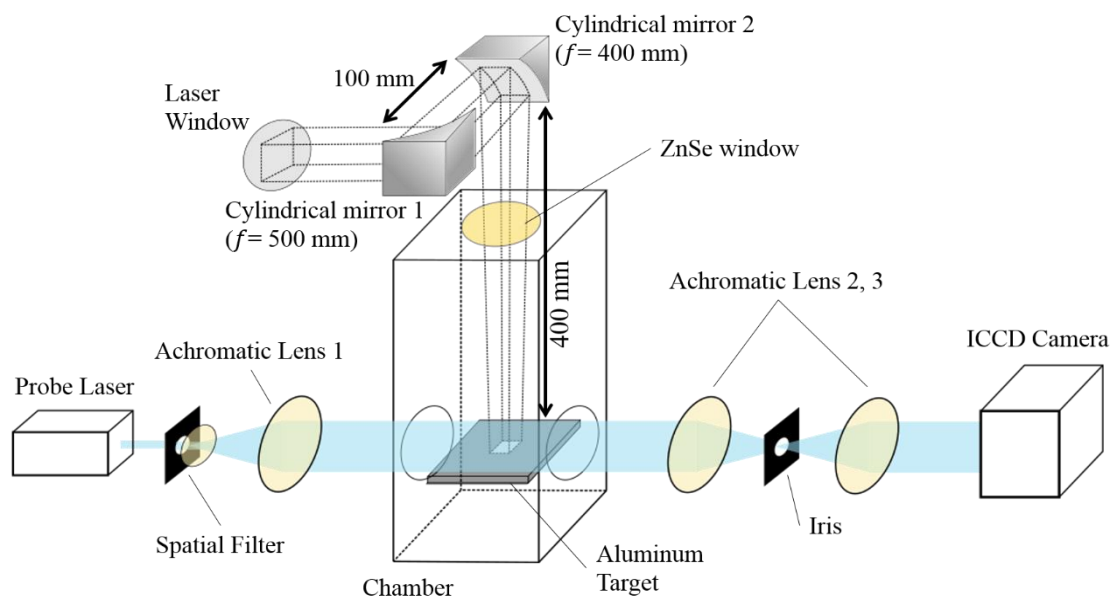


図 18, シャドウグラフ光学系概念図

表 5, Probe Laser (半導体励起固体レーザー) 諸元

製造元	CNI Optoelectronics Tech. Co.
型式	MGL-H-532nm-1W-10050610
波長	532 nm
発振方式	CW
照射強度	1.4 W

表 6, ICCD カメラ諸元

製造元	DLR, Inc.
型式	Ultra 8
解像度	512 × 512 pix
最小露光時間	10 ns
最大フレームレート	100 M /s
撮影フレーム数	8 /shot

表 7, アクロマチックレンズの組み合わせと倍率

パターン	レンズ 2 の焦点距離	レンズ 3 の焦点距離	倍率
1	300 mm	250 mm	83.3 %
2	300 mm	200 mm	66.7 %

2.4 周辺実験装置

上記以外の実験系として、本研究で用いたロータリーポンプ、パルスディレイジェネレータ、オシロスコープの詳細について示す.

表 8, ロータリーポンプ諸元

製造元	SINKU KIKO CO., LTD
型式	GVD-100A
実効排気流量	100 L/min
到達圧力	6.7×10^{-2} Pa

表 9, パルスディレイジェネレータ (PDG) 諸元

製造元	Stanford Research Systems, Inc
型式	DG535
時間設定範囲	0 ~ 1000 s
最大発生レート	1 MHz
最小分解能	5 ps

表 10, オシロスコープ諸元

製造元	Tektronix
型式	TDS2014C
チャンネル数	4
アナログ帯域	100 MHz
サンプリングレート	2 GS/s
レコード長	2.5 k ポイント

2.5 実験・解析方法

本節では、実験の手順について述べる。計測点数は、チャンバーの寸法や集光光学系の焦点距離との関係、可視化光学系の倍率等によって制限されるが、以下では5点まで計測する場合を示す。

1. 光学系のアライメント

(ア) CO₂ レーザーの集光光学系のアライメントを行う。

① 大まかな配置

バーンパターンの中心がそれぞれの光学系の中心と一致するように位置を合わせ、また水平儀を用いて水平方向の傾きを合わせる。これをレーザー光源に近い側から順に行っていく。

② 微調整

それぞれの光学系または集光点でのバーンパターンを元に、光学系間の距離や中心軸と光軸の偏りがないかなどを確認し、都度調節する。

(イ) シャドウグラフ法の可視化光学系のアライメントを行う。

① プローブレザーが水平になるように設置する。

例えば光源本体を水平儀などで水平に設置しても、レーザー光が水平に照射されているとは限らない。そのため異なる2地点で床からの距離を測って水平を合わせる。またプローブレザーが(ア)で合わせた集光点を通るように位置、方向を合わせる。

② スペシャルフィルターのアライメント

プローブレザーのエネルギーを比較的小さくし、照射面内で様な強度分布になるようにする。手順としては目測で合わせた後に、レンズの z 位置をずらしてレーザーがピンホールを通るようにする。その後、ピンホールの xy 位置やレンズ位置を合わせていく。

③ コリメートレンズ（レンズ1）のアライメント

まずピンホールからの距離が焦点距離と一致するように設置する。その後一度スペシャルフィルターを外し、プローブレザーのレンズ表面での反射光を元にレンズの位置および角度を合わせる。位置がずれている場合は反射光が3点に分かれて見えるので、これが重なるように xy 位置を合わせる。さらに反射光がレーザー光源に戻るように角度を合わせる。ただし、厳密に光源に戻すと発振が不安定になる可能性があることから僅かにずらす。

④ レンズ2のアライメント

(ア)で合わせた集光点からの距離が焦点距離と一致するように z 位置を合わせる。さらに(イ)③と同様に xy 位置や角度を合わせる。

⑤ アイリスのアライメント

レンズ 2 から焦点距離の位置に設置する．外していたスペイシャルフィルターを再度設置し，プローブレザーの出力を上げると，レンズ 2 の焦点距離の位置でレーザーの光路が視認できるようになるので，これによって z 位置が合っていることを確認する．

⑥ レンズ 3 のアライメント

アイリスから焦点距離の位置に設置する．再度スペイシャルフィルターを外して，(イ)③④と同様に xy 位置や角度を合わせる．

⑦ カメラの設置

レンズ 3 からカメラのセンサー面までの距離が，レンズ 3 の焦点距離と一致するように，カメラを設置する．

2. スケールキャリブレーション

5 mm 四方のマス目が付いた透明なフィルムをターゲットのバーンパターンの位置に設置し，撮影する．なお，可視化光学系のピントの確認を兼ねており，よくピン트가あっている状態ではマス目の線の太さが 0.15 mm 未満程度に写る（図 19）．必要に応じてカメラの位置や角度を微調整する．

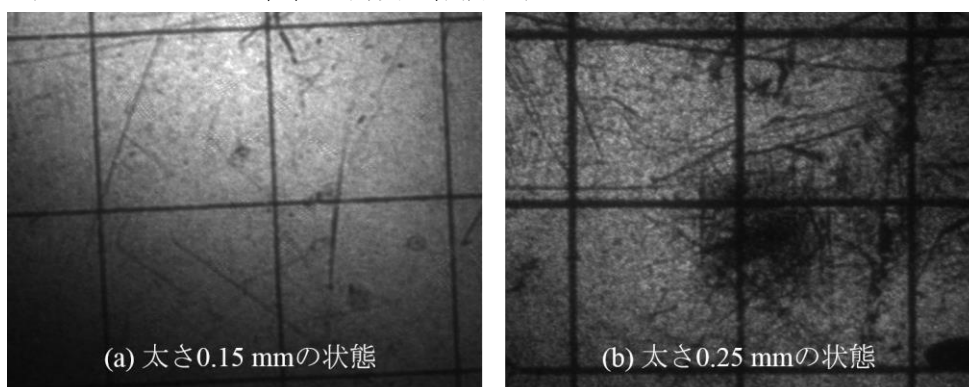


図 19, シャープネス（ピント）の比較

3. 気体の充填

チャンバー内の気体をロータリーポンプで 0.1 kPa 未満まで引き任意の気体を 101 kPa まで充填（とも洗い）し，これを 3 回繰り返す．

4. レーザーの出力計測①

レーザー照射窓の直後において，カロリメータによってエネルギーを，パワーメータによってパワー履歴をそれぞれ 5 回ずつ計測する．なお発振ごとのエネルギーの変動は $\pm 10\%$ 未満であり，トグルを回してから Fire のレバーを操作するまでの時間を揃えることで比較的小さくなることが確認されている．

5. カメラとレーザー照射の同期①

ICCD カメラの Delay の設定を行い，PDG とオシロスコープによって，レーザーの発振信号から実際の発振までの遅れ時間と 1 枚目の撮影時刻を 5 回計測する．な

お遅れ時間を設けるだけであれば PDG は必ずしも必要ないが、発振信号の形式を TTL でカメラに送るために使用する必要がある。また時刻の同期に関する誤差は、レーザーの発振信号が PDG の閾値にかかる時刻の差に起因するものが主要で ± 50 ns 程度であり、カメラや PDG の作動による誤差は基本的に無視できる。さらに発振信号の誤差は 4 と同様にタイミングを揃えることで比較的小さくなることが確認されている。

6. 計測の時間幅の決定

カメラの設定をし直し、Termination の時刻を計測してデータを取得する時間幅を決定する。

7. データの取得

Delay をその都度設定し直しながら計測区間 1（レーザーのスパイク直後）から順に放電の進展を計測する。最後の計測区間まで計測したら逆順に区間 1 までを計測し、各測定区間について計 5 回計測する。計測区間は広すぎると速度の算出(11)の際に問題となり、本研究では 400 ns（露光時間 50 ns を 8 枚）としている。

8. レーザーの出力計測②

9. カメラとレーザー照射の同期②

10. 各画像の変位計測

ImageJ を用いた画像解析によって、各時刻におけるターゲット等の基準点から放電の先端までの変位を計測する。基本的にプラズマの自発光が明確に見て取れることが多く手作業で解析しても恣意性はさほど現れないが、次のように画像解析を行うことで多くの場合において機械的に同条件での画像解析が実現できる。ただし画像によっては入力値（フィルターサイズや設定モード等）を調整する必要がある。また 2 で撮影した画像を元にピクセルを距離（ミリメートル）に変換する。

[Process > Filters > Gaussian Blur] によるノイズ除去 → [Process > Filters > Minimum] によるノイズ除去 → [Process > Find Edges] によって微分画像に変換 → [Image > Adjust > Threshold > Intermodes] によって閾値を決定し二値化

11. 進展速度の算出

計測区間毎に 1 次関数によるフィッティングを行って微分することで速度を取得し、これを計測区間の中心の時刻における進展速度とする。なおこのフィッティング関数は第一象限における曲線を再現できる関数であればどのようなものでも問題ないが、全データを単一の関数によってフィッティングすると必ずしも正確な微分値が得られないことからスプライン近似を行う必要がある。例として図 20 に、同一の変位データを元にして、全体を指数関数で近似して微分したもの、指数関数でスプライン近似して微分したもの、線形関数でスプライン近似して微分したものの比較を示す。

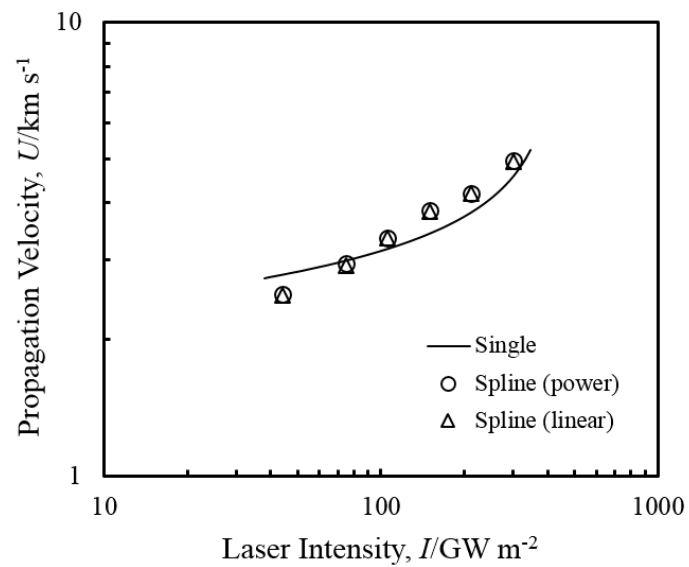


図 20, 進展速度の算出方法の比較

12. プラズマへ入射するレーザー強度の算出

各時刻のプラズマの変位に対応するレーザー光路の断面積をガウシアンビームの理論を元に算出する。同時刻のレーザーパワーをこれで割ることで、平均のレーザー強度を得る。さらにレーザー窓直後での面内エネルギー分布を適用し、ピークレーザー強度を得る（本来は集光によってエネルギー分布が変わると考えられることから、改善の余地があるが本研究においては考慮していない）。

13. データのプロット

得られた進展速度とレーザー強度のデータをプロットする。

第3章 各種気体中での進展の観測結果

第2章に示した実験系によって、アルゴン、ヘリウム、窒素、酸素中でのレーザー放電の1次元進展を観測した。圧力は全て 1.0 atm であり、プローブレザーは全てレーザー出力の Top Hat 方向を横切るように (Gaussian 方向と平行に) プラズマを通していている。また基本的に衝撃波面と電離波面が接触している状態 (LSD) のデータを取得している。以下ではその結果について述べる。

3.1 アルゴン気中での進展

本節ではアルゴン気中での進展について示す。実験の諸元は表 11 の通りである。図 22 にシャドウグラフ法によって撮影された、典型的なレーザー放電の進展の様子を示す。(a) はレーザーの有効直径 $D = 9.1 \text{ mm}$ の場合のもの、(b) は $D = 7.2 \text{ mm}$ の場合のもの、(c) は $D = 5.1 \text{ mm}$ の場合のものであり、図中の t はレーザー照射からの経過時間を示す。

また図 23 にはこれらの画像を解析して得られた電離波面の変位履歴を示す。各プロットは5回の計測の平均値であり、またエラーバーはその標準誤差を示す。5.1 mm の場合には、レーザー出力のスパイクの時点で複数の点で絶縁破壊 (Multiple Breakdown, 図 21) が起こってしまい通常のターゲットからの進展が観測できなかった。そのため、レーザーエネルギーを可能な限り (およそ 8 J 程度) 下げた上で、絶縁破壊後のターゲットから大きく離れた点での進展を観測した。部分的に段差のようにになっている部分がある原因としては、各試行で必ずしも同一の点で絶縁破壊が起こらないために進展の観測の起点が僅かに異なること、その部分で異なる計測区間のデータに切り替わることがある。

さらに図 24 には進展速度とレーザー強度の関係を示す。この進展速度は、図 23 の変位履歴の各測定区間における 1 次スプライン曲線を微分することで算出し、またその瞬間のレーザー強度を図 12 のレーザー強度履歴から求めている。プロットはその平均値、エラーバーは変位履歴からの誤差伝搬によって求めた標準誤差を示している。また計測区間毎に進展速度を計測していることから、変位履歴で見られた段差は進展速度のデータには影響していないと考えられる。

図 24 を見ると、 $D \geq 7.2 \text{ mm}$ においては進展速度とレーザー強度の関係はほぼ同一の直線上にあるのに対して、 $D \leq 5.1 \text{ mm}$ においては特にレーザー強度が低い領域ほど大きく異なる速度を示している。これは、レーザー径が十分に大きい場合には進展速度とレーザー強度の関係が一意に定まるという点で、大気中での先行研究[31]の傾向と一致している。しかしながら、大気中においては $D \geq 5.1 \text{ mm}$ でレーザー径が十分に大きいとされたのに対して、アルゴン気中においては十分なレーザー径が $D = 7.2 \text{ mm}$ となった。

また進展速度とレーザー強度の関係が一意に定まった状態、すなわち $D = 7.2 \text{ mm}$ および $D = 9.1 \text{ mm}$ の場合について、指数関数によって近似を行うと次のようになった。

$$U = aS^b$$

$$\begin{cases} a = 1.43 \pm 0.0968 \\ b = 0.228 \pm 0.0144 \end{cases} \quad (6)$$

表 11, アルゴン気中での実験の諸元

	$D = 9.1 \text{ mm}$	$D = 7.2 \text{ mm}$	$D = 5.1 \text{ mm}$
Laser Output Energy	11.1 J	10.8 J	8.6 J
Flame Rate	$20 \times 10^6 / \text{s}$	$20 \times 10^6 / \text{s}$	$20 \times 10^6 / \text{s}$
Exposure Time	50 ns	10 ns	50 ns
Gain	30	70	30

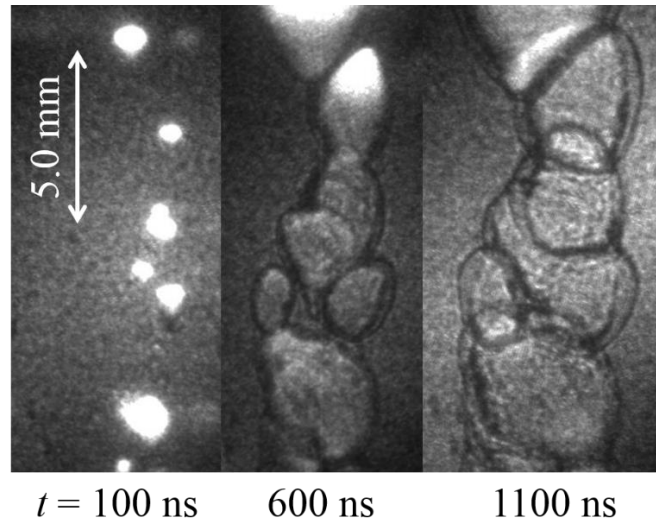
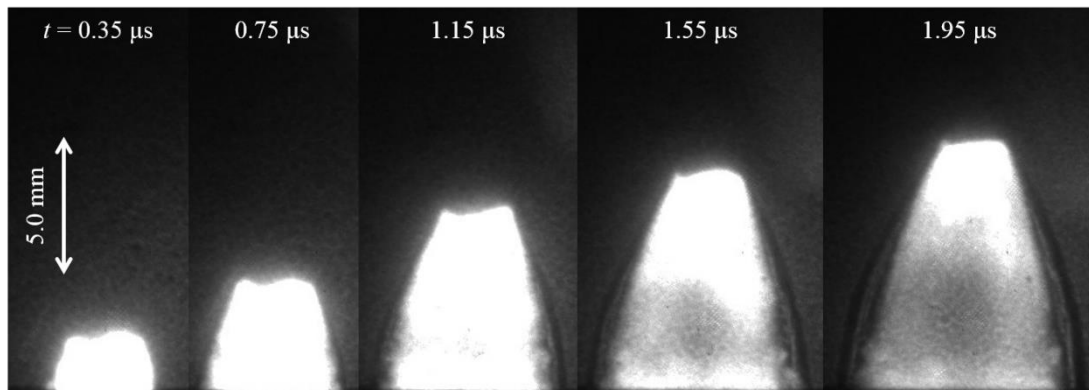
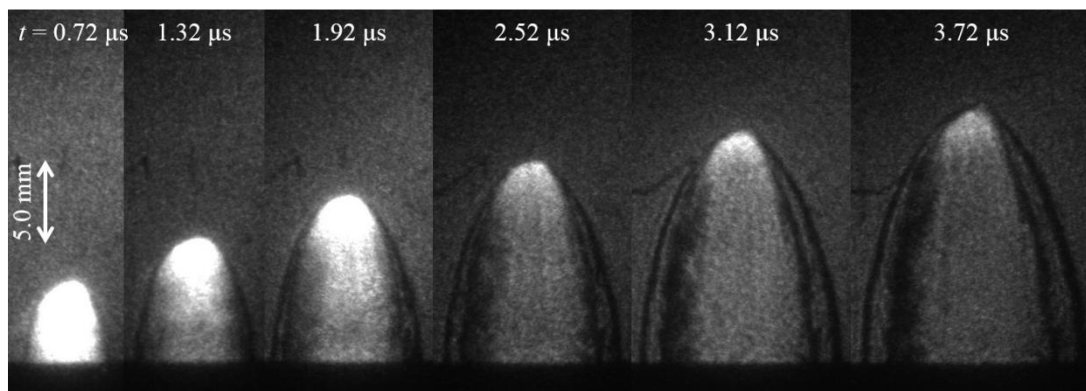


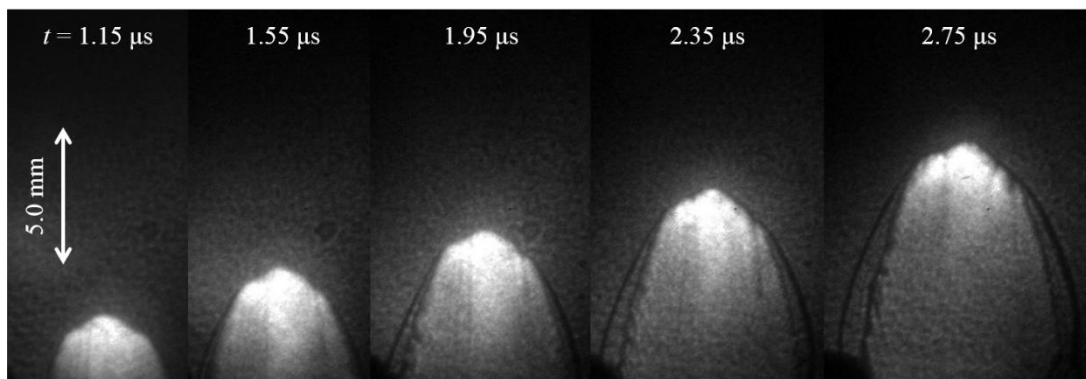
図 21, アルゴン気中 $D = 5.1 \text{ mm}$ における Multiple Breakdown



(a) $D = 9.1$ mm



(b) $D = 7.2$ mm



(c) $D = 5.1$ mm

図 22, アルゴン気中でのレーザー放電の進展

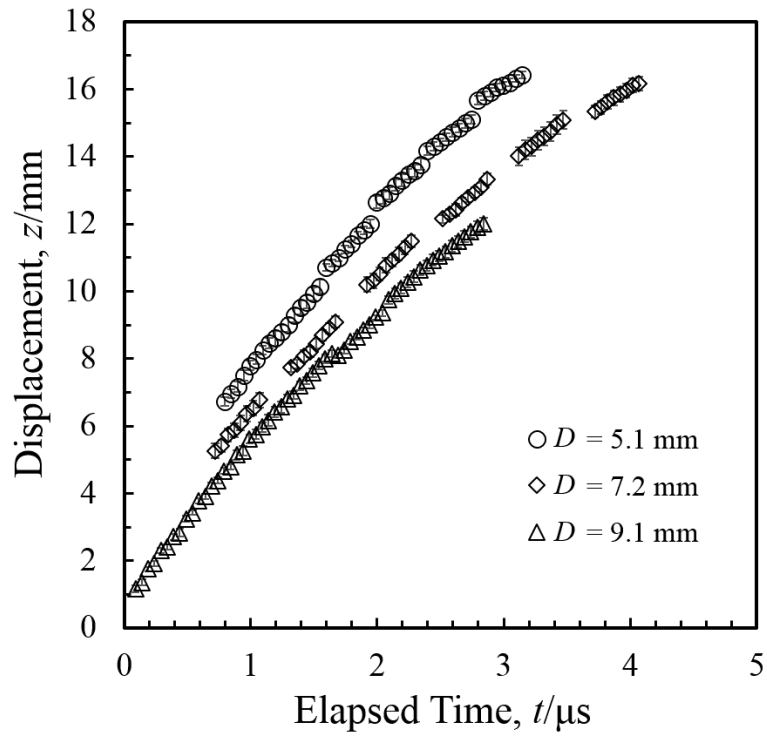


図 23, アルゴン気中での電離波面の変位履歴

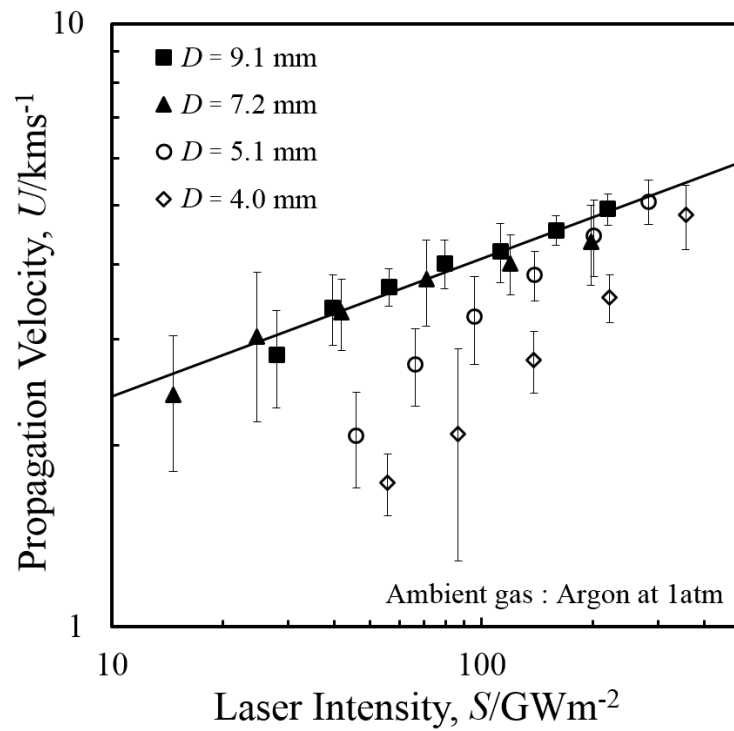


図 24, アルゴン気中での進展速度とレーザー強度の関係

3.2 ヘリウム気中での進展

本節ではヘリウム気中での進展について示す．実験の諸元は表 12 の通りである．図 25 にシャドウグラフ法によって撮影された，典型的なレーザー放電の進展の様子を示す．(a) はレーザーの有効直径 $D = 9.1 \text{ mm}$ の場合のもの，(b) は $D = 7.2 \text{ mm}$ の場合のもの，(c) は $D = 5.1 \text{ mm}$ の場合のものであり，図中の t はレーザー照射からの経過時間を示す．シャドウグラフ画像であり，また超音速の進展であるにも関わらず衝撃波が明確に現れていないが，シャドウグラフ法の感度を向上させたところやや鮮明に衝撃波が見られたことから，放電の進展に伴う圧力上昇がシャドウグラフ光学系の感度に比べて小さいためであると考えられる．なおヘリウム気中では Termination が比較的速く観測されたため衝撃波面と電離波面が乖離した状態 (LSC) のデータも含む．具体的には，レーザー出力がおおよそ 250 GW/m^2 以下のデータがそれに当たる．

また図 26 にはこれらの画像を解析して得られた電離波面の変位履歴を示す．各プロットは 5 回の計測の平均値であり，またエラーバーはその標準誤差を示す． 5.1 mm の場合には，レーザー出力履歴のスパイクの時点で複数の点で絶縁破壊 (Multiple Breakdown) が起こってしまい通常のターゲットからの進展が観測できなかった．そのためレーザーエネルギーを可能な限り（おおよそ 8 J 程度）下げた上で，絶縁破壊後のターゲットから大きく離れた点での進展を観測した．部分的に段差のようにになっている部分がある原因としては，必ずしも同一の点で絶縁破壊が起こらないことから進展の観測の起点が僅かに異なること，その部分で異なる計測区間のデータに切り替わることがある．

さらに図 27 には進展速度とレーザー強度の関係を示す．この進展速度は，図 26 の変位履歴の各測定区間における 1 次スプライン曲線を微分することで算出し，またその瞬間のレーザー強度を図 12 のレーザー強度履歴から求めている．プロットはその平均値，エラーバーは変位履歴からの誤差伝搬によって求めた標準誤差を示している．また計測区間毎に進展速度を計測していることから，変位履歴で見られた段差は進展速度のデータには影響していないと考えられる．

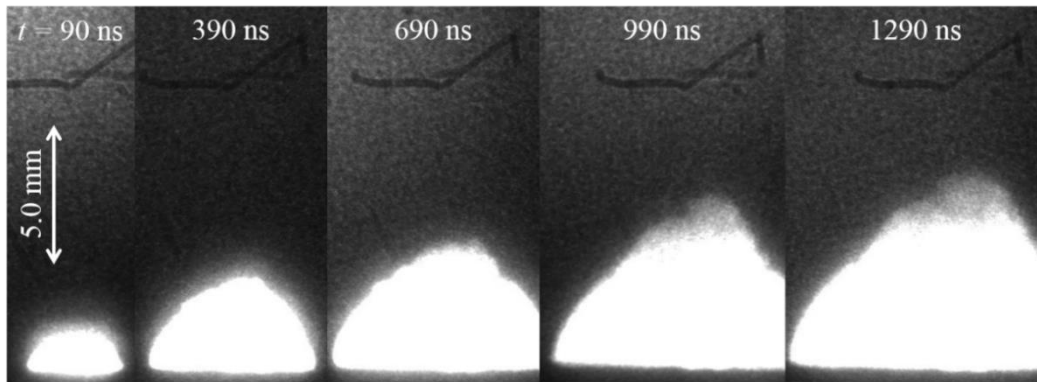
図 27 を見ると， $D \geq 5.1 \text{ mm}$ において進展速度とレーザー強度の関係はほぼ同一の直線上にあることから，集光光学系によらない一次元進展が達成されていると考えられる．

またこの結果について，指数関数によって近似を行うと次のようになった．

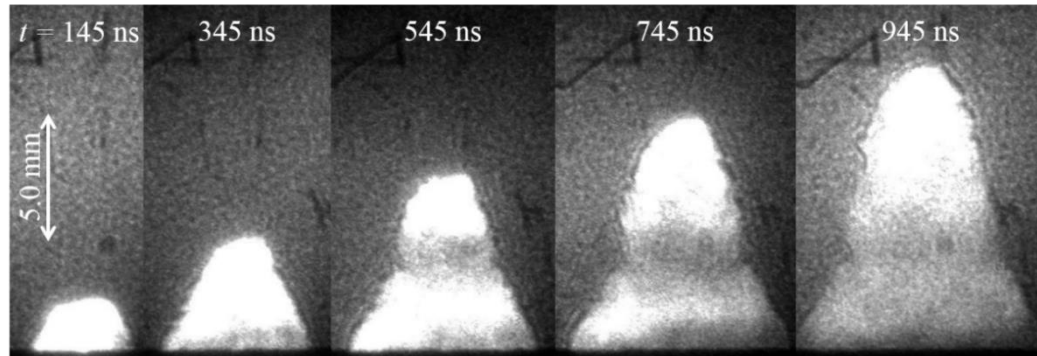
$$U = aS^b$$
$$\begin{cases} a = 0.0102 \pm 0.00715 \\ b = 1.18 \pm 0.122 \end{cases} \quad (7)$$

表 12, ヘリウム気中での実験の諸元

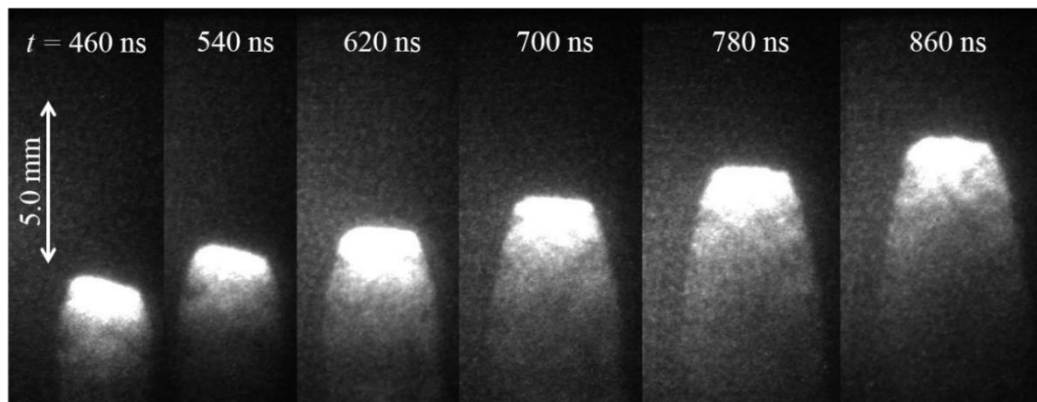
	$D = 9.1 \text{ mm}$	$D = 7.2 \text{ mm}$	$D = 5.1 \text{ mm}$
Laser Output Energy	11.3 J	11.7 J	8.9 J
Flame Rate	$25 \times 10^6 / \text{s}$	$25 \times 10^6 / \text{s}$	$25 \times 10^6 / \text{s}$
Exposure Time	30 ns	30 ns	10 ns
Gain	70	70	70



(a) $D = 9.1 \text{ mm}$



(b) $D = 7.2 \text{ mm}$



(c) $D = 5.1 \text{ mm}$

図 25, ヘリウム気中でのレーザー放電の進展

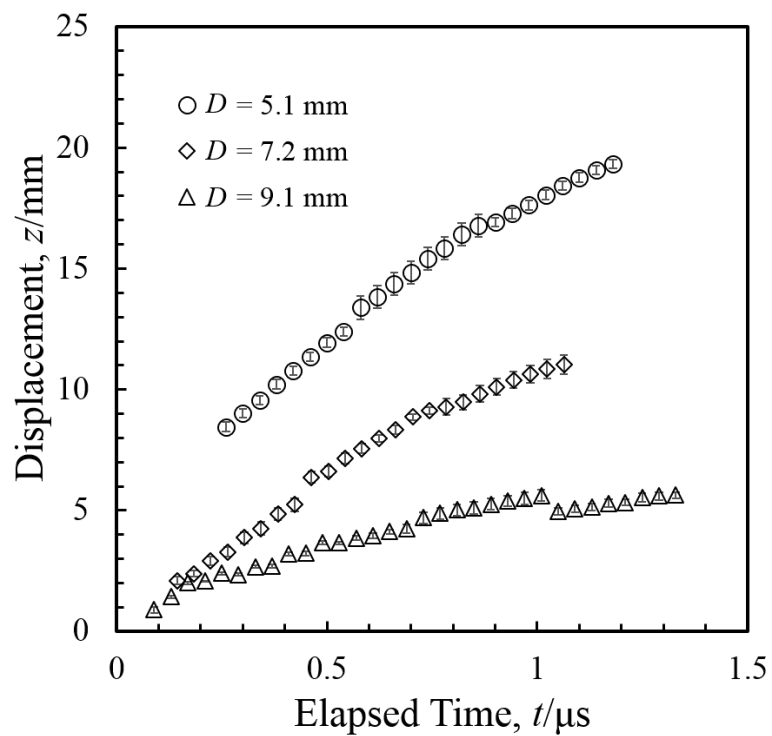


図 26, ヘリウム気中での電離波面の変位履歴

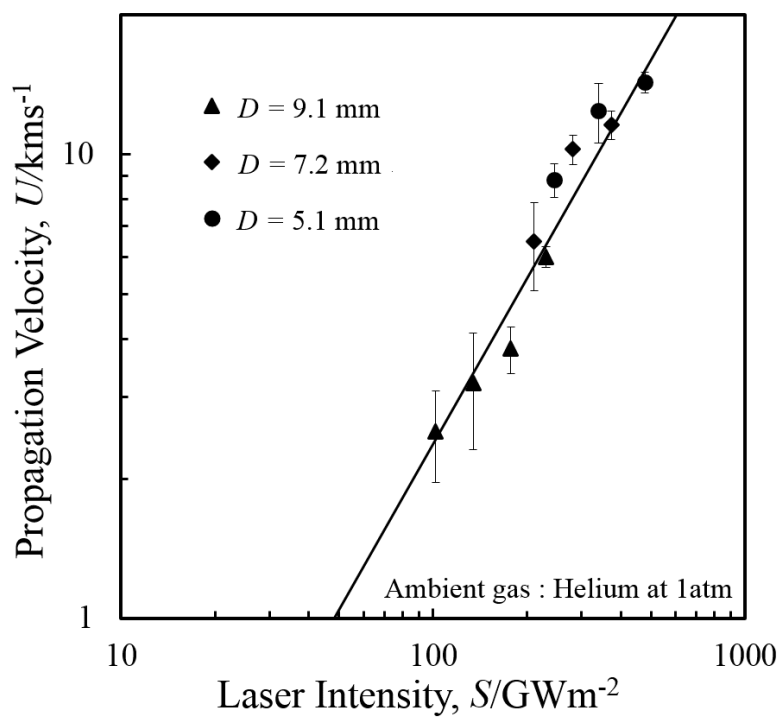


図 27, ヘリウム気中での進展速度とレーザー強度の関係

3.3 窒素気中での進展

本節では窒素気中での進展について示す．実験の諸元は表 13 の通りである．図 28 にシャドウグラフ法によって撮影された，典型的なレーザー放電の進展の様子を示す．(a) はレーザーの有効直径 $D = 9.1 \text{ mm}$ の場合のもの，(b) は $D = 7.2 \text{ mm}$ の場合のもの，(c) は $D = 5.1 \text{ mm}$ の場合のものであり，図中の t はレーザー照射からの経過時間を示す．

また図 29 にはこれらの画像を解析して得られた電離波面の変位履歴を示す．各プロットは 5 回の計測の平均値であり，またエラーバーはその標準誤差を示す．

さらに図 30 には進展速度とレーザー強度の関係を示す．この進展速度は，図 29 の変位履歴の各測定区間における 1 次スプライン曲線を微分することで算出し，またその瞬間のレーザー強度を図 12 のレーザー強度履歴から求めている．プロットはその平均値，エラーバーは変位履歴からの誤差伝搬によって求めた標準誤差を示している．また計測区間毎に進展速度を計測していることから，変位履歴で見られた段差は進展速度のデータには影響していないと考えられる．

図 30 を見ると， $D \geq 5.1 \text{ mm}$ において進展速度とレーザー強度の関係はほぼ同一の直線上にあることから，集光光学系によらない一次元進展が達成されていると考えられる．

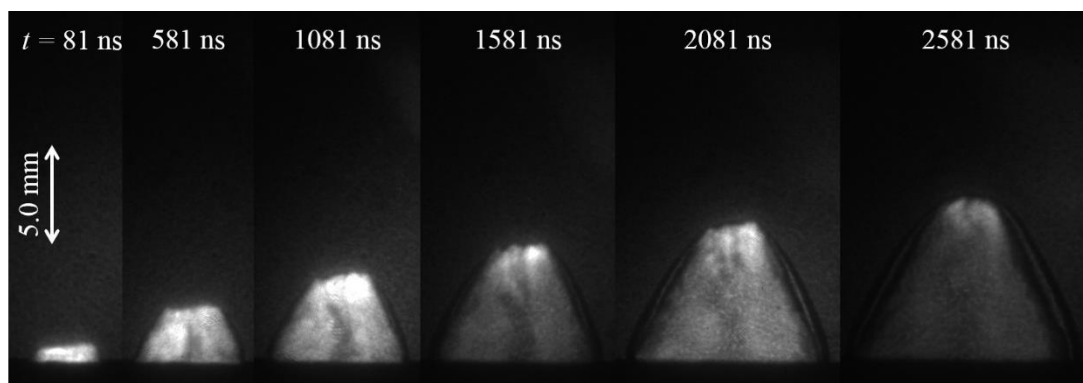
またこの結果について，指数関数によって近似を行うと次のようになった．

$$U = aS^b \quad (8)$$

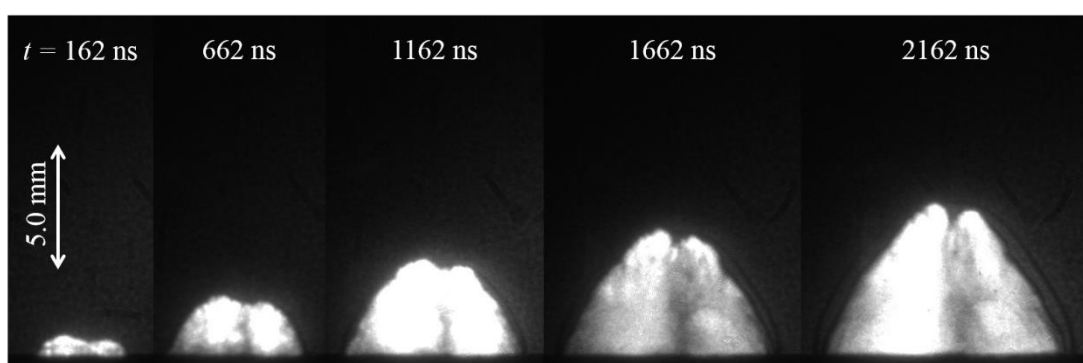
$$\begin{cases} a = 0.380 \pm 0.0507 \\ b = 0.440 \pm 0.0268 \end{cases}$$

表 13, 窒素気中での実験の諸元

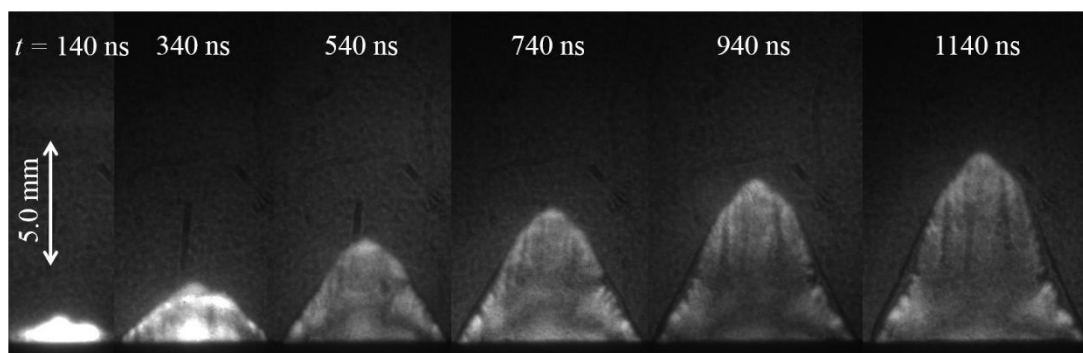
	$D = 9.1 \text{ mm}$	$D = 7.2 \text{ mm}$	$D = 5.1 \text{ mm}$
Laser Output Energy	11.4 J	9.6 J	10.2 J
Flame Rate	$20 \times 10^6 / \text{s}$	$20 \times 10^6 / \text{s}$	$20 \times 10^6 / \text{s}$
Exposure Time	50 ns	50 ns	50 ns
Gain	30	40	30



(a) $D = 9.1$ mm



(b) $D = 7.2$ mm



(c) $D = 5.1$ mm

図 28, 窒素気中でのレーザー放電の進展

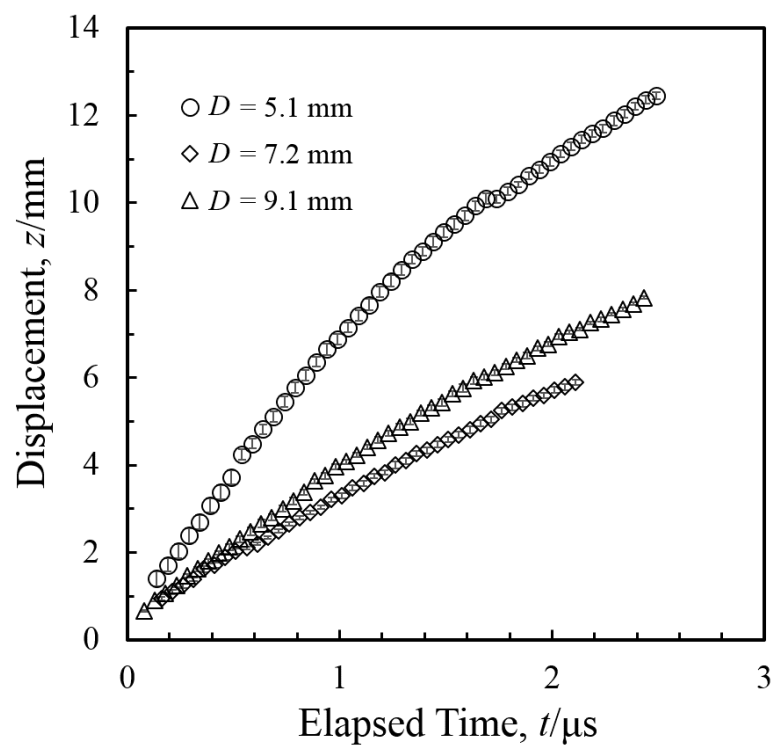


図 29, 窒素気中での電離波面の変位履歴

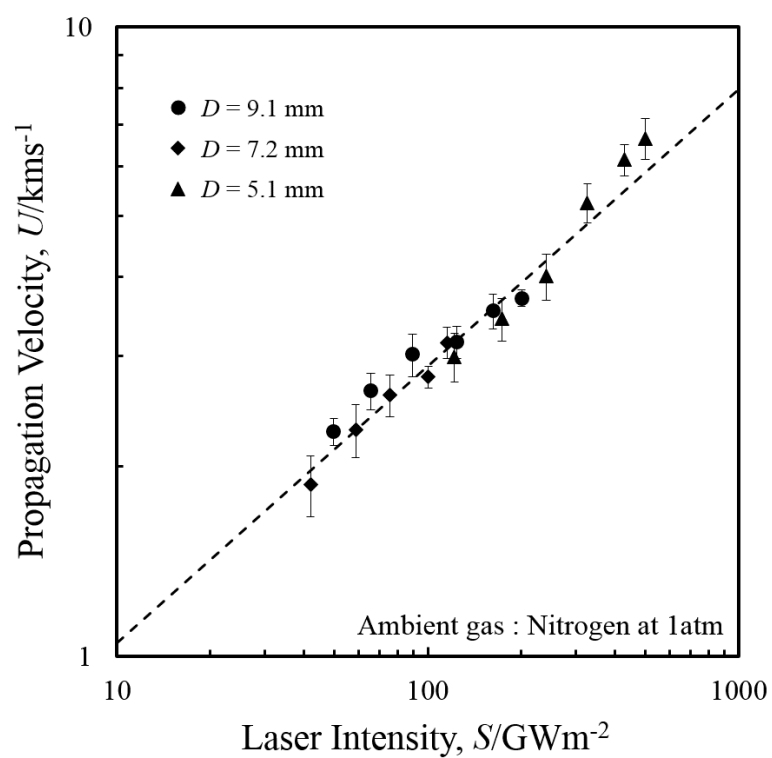


図 30, 窒素気中での進展速度とレーザー強度の関係

3.4 酸素気中での進展

本節では酸素気中での進展について示す．実験の諸元は表 14 の通りである．図 31 にシャドウグラフ法によって撮影された，典型的なレーザー放電の進展の様子を示す．(a) はレーザーの有効直径 $D = 9.1 \text{ mm}$ の場合のもの，(b) は $D = 7.2 \text{ mm}$ の場合のもの，(c) は $D = 5.1 \text{ mm}$ の場合のものであり，図中の t はレーザー照射からの経過時間を示す．

また図 32 にはこれらの画像を解析して得られた電離波面の変位履歴を示す．各プロットは 5 回の計測の平均値であり，またエラーバーはその標準誤差を示す．

さらに図 33 には進展速度とレーザー強度の関係を示す．この進展速度は，図 32 の変位履歴の各測定区間における 1 次スプライン曲線を微分することで算出し，またその瞬間のレーザー強度を図 12 のレーザー強度履歴から求めている．プロットはその平均値，エラーバーは変位履歴からの誤差伝搬によって求めた標準誤差を示している．また計測区間毎に進展速度を計測していることから，変位履歴で見られた段差は進展速度のデータには影響していないと考えられる．

図 33 を見ると， $D \geq 5.1 \text{ mm}$ において進展速度とレーザー強度の関係はほぼ同一の直線上にあることから，集光光学系によらない一次元進展が達成されていると考えられる．

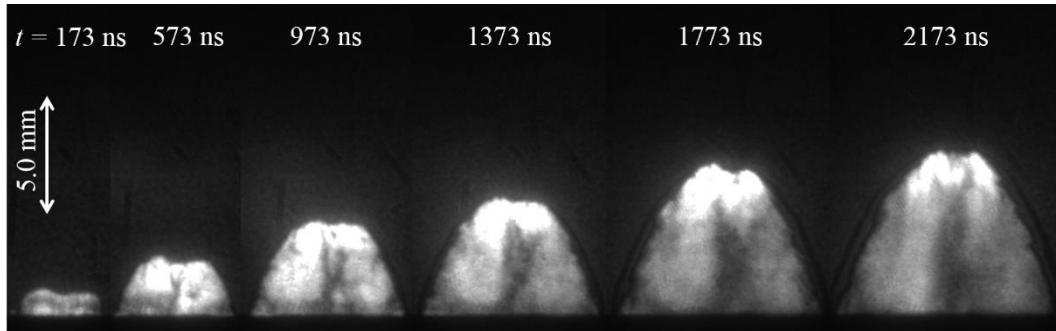
またこの結果について，指数関数によって近似を行うと次のようになった．

$$U = aS^b \quad (9)$$

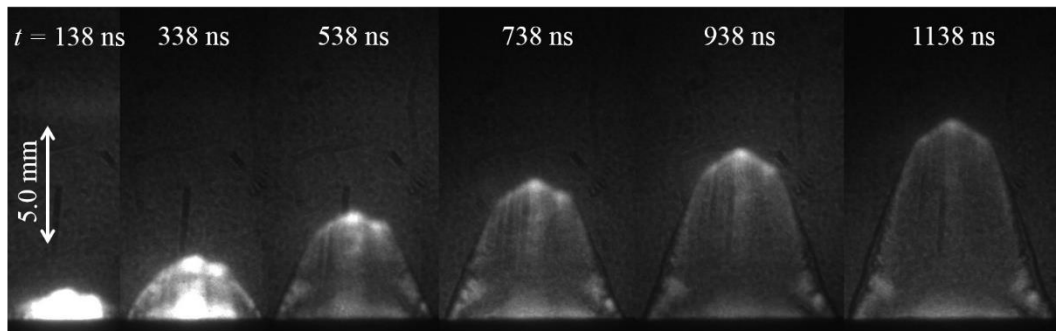
$$\begin{cases} a = 0.325 \pm 0.0361 \\ b = 0.518 \pm 0.0214 \end{cases}$$

表 14, 酸素気中での実験の諸元

	$D = 7.2 \text{ mm}$	$D = 5.1 \text{ mm}$
Laser Output Energy	10.0 J	10.2 J
Flame Rate	$20 \times 10^6 / \text{s}$	$20 \times 10^6 / \text{s}$
Exposure Time	50 ns	50 ns
Gain	30	30



(a) $D = 7.2$ mm



(b) $D = 5.1$ mm

図 31, 酸素気中でのレーザー放電の進展

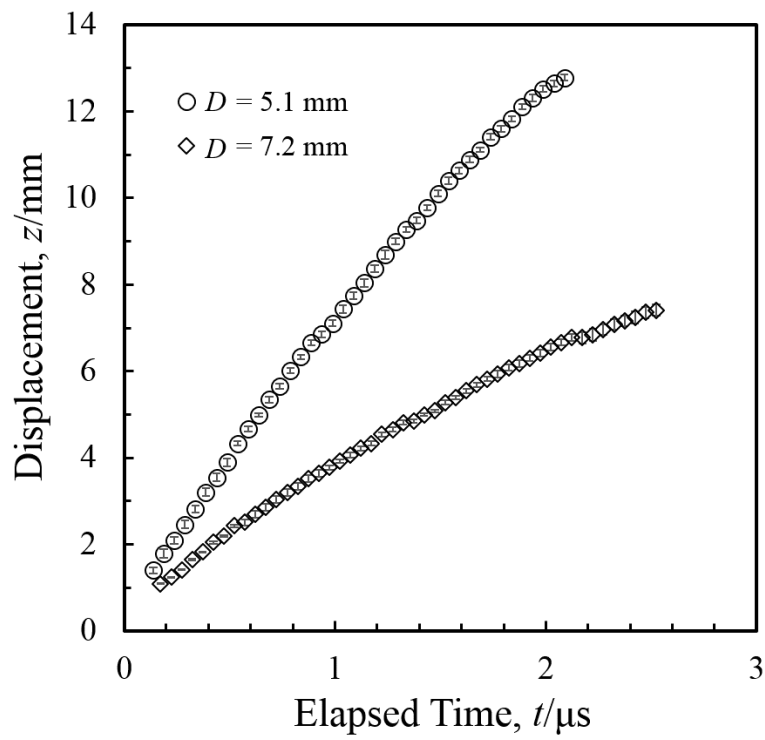


図 32, 酸素気中での電離波面の変位履歴

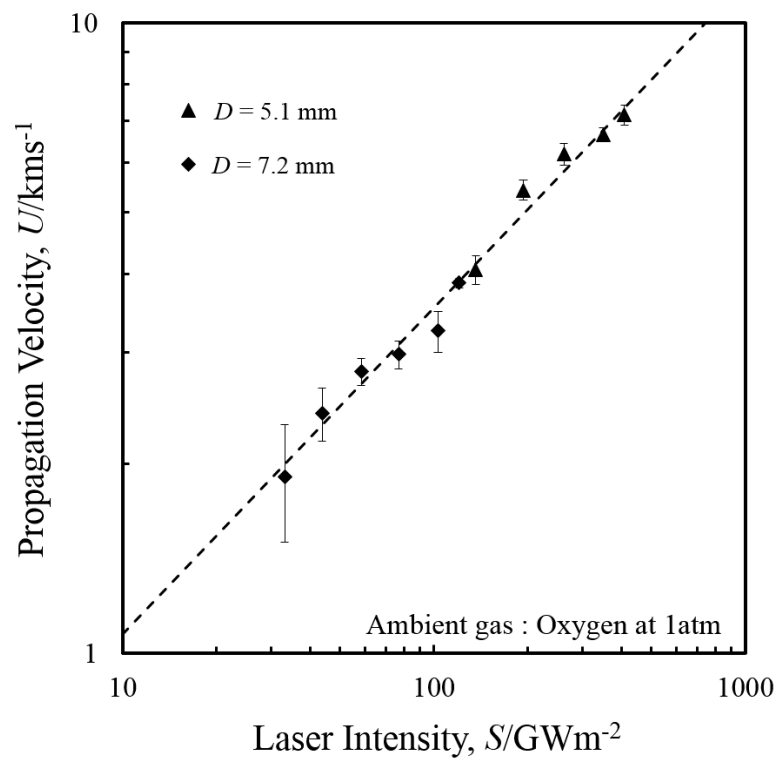


図 33, 酸素気中での進展速度とレーザー強度の関係

3.5 各実験結果の比較

本節では、先述の結果の比較を示す。図 34 および図 35 に、レーザー放電の進展速度とレーザー強度の関係を示す。プロットの数が多くなり図が煩雑になってしまうことから、プロットを併記するものと近似曲線のみものを別に示している。また表 15 に得られた近似曲線の次数の比較を示す。さらに衝撃波面と電離波面の乖離時におけるレーザー強度の比較を表 16 に示す。

表 15, 近似曲線の次数の比較

ガス種	次数
ヘリウム	1.18 ± 0.112
アルゴン	0.23 ± 0.0144
窒素	0.44 ± 0.0268
酸素	0.52 ± 0.0214
大気[31]	0.46
Champam-Jougue (CJ)[16]	1/3

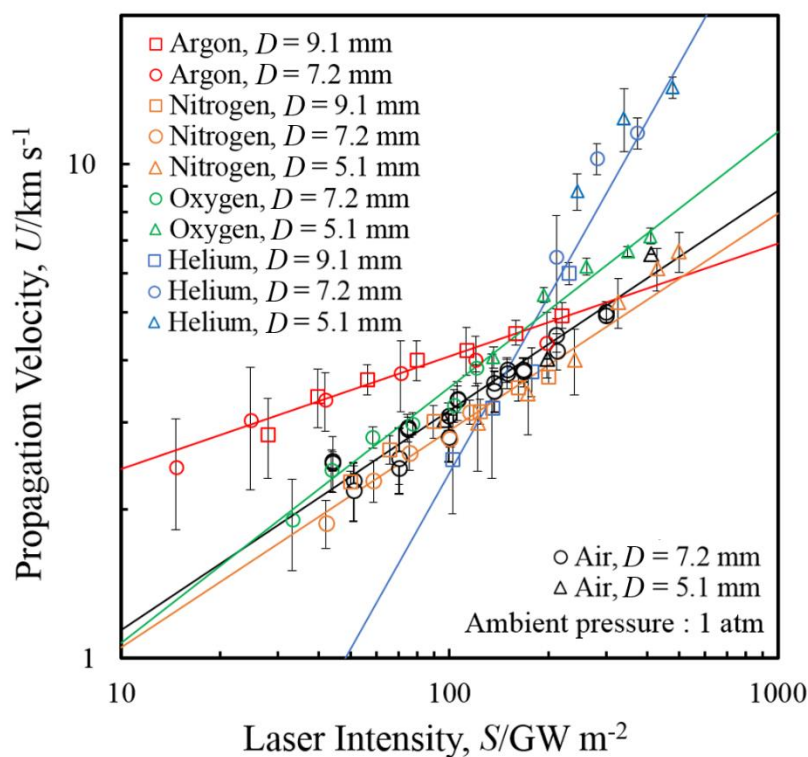


図 34, 各気体種での進展速度とレーザー強度の関係 (プロット有)

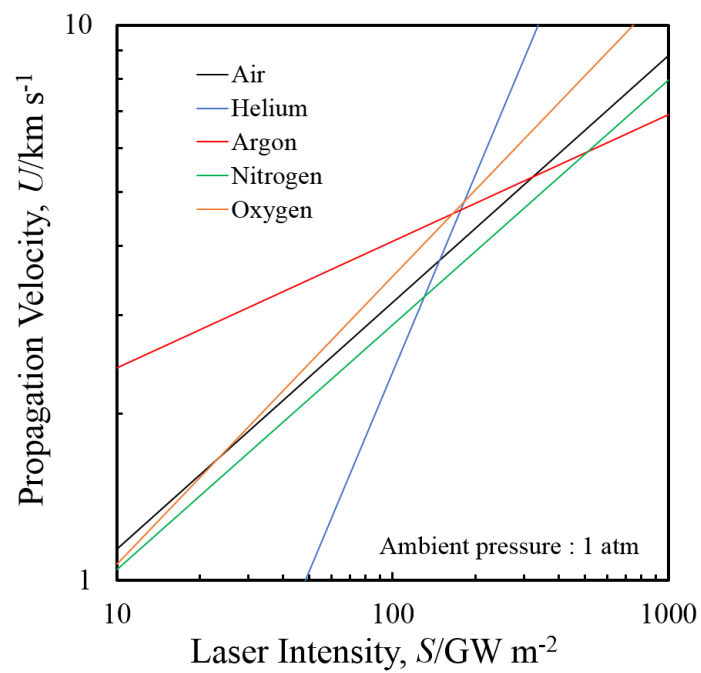


図 35, 各気体種での進展速度とレーザー強度の関係 (プロット無)

表 16, Termination 時の比較

	ヘリウム	アルゴン	窒素	酸素
レーザー強度 $S/\text{GW} \cdot \text{m}^{-2}$	250	5	30	25

第4章 気体種依存性の検討

4.1 モデルとの比較検討

提案されているモデルの中で、本研究で着目している $10 \sim 1000 \text{ GW/m}^2$ 程度のレーザー強度において影響し得ると考えられる、次の2つのメカニズムについて示す。一つ目は1.2.2において紹介した光電離に基づくモデルであり、このモデルから解析的に得られる進展速度の関数は式(10)のようになる[20]。二つ目はマイクロ波放電の進展現象において提案されてきた電子拡散に基づくモデルであり、同様に解析的に得られる進展速度の関数は式(11)のようになる[38]。

$$U = \frac{v_i l}{\ln(n_{e,l}/n_{e,0})} \quad (10)$$

$$U = 2\sqrt{D_a v_i} \quad (11)$$

それぞれ種々のパラメータが含まれているが、特に電離周波数 ν_i が直接的にレーザー強度の関数になる。すなわち電子ひとつに着目したエネルギー保存則を考えると次式のようになっている。

$$\varepsilon_i \nu_i = \varepsilon_i \langle \sigma_i v_e \rangle = \alpha_{IB} S \quad (12)$$

ただし0次元定常状態であり、再結合・励起反応、発光等を含む損失の影響は無視している。このように考えると、電離周波数はレーザー強度の1次関数で表されることになる。すなわち、上述のいずれのモデルが支配的な現象であるとしても、近似曲線の指数は $b=1$ もしくは $b=0.5$ にしかなり得ず、気体種によって変化するとは考えにくい。

この矛盾は、電離周波数以外のパラメータがレーザー強度に寄らないという過程によるものであると考えられる。実際にはまずレーザー強度によって電子温度が変化し、それに応じて各種反応断面積が変化する。そして各反応断面積に応じて反応が起こり、エネルギーが消費され、定常状態に向かっていくと考えられる。このため電子温度と電子数密度がレーザー強度によって変化するという可能性は大いに考えられる。電子温度および電子数密度が変化する場合、レーザー吸収長 l や双極性拡散係数 D_a がレーザー強度に依存することに成る。よってこれらの影響の総体として、近似曲線の指数が気体種によって変化すると考えられる。

4.2 各パラメータの影響の検討

本節では、レーザー放電進展速度のレーザー強度依存性は、各気体種のどのようなパラメータに影響されるのかを検討するために、近似曲線の指数と各パラメータの相関の有無を検討する。比較する気体依存のパラメータは、イオン化ポテンシャル、電子衝突による電離断面積、原子量・分子量、音速、およびイオン化ポテンシャルと電離断面積の積である。 $\varepsilon_i \langle \sigma_i \rangle$ に関しては、式(12)から次式のように気体のパラメータを切り出すことができ、電子温度とレーザー強度の比例定数となる。

$$\varepsilon_i \langle \sigma_i \rangle = \frac{\alpha_{IB} S}{v} \quad (13)$$

ただし、 $\langle \rangle$ は電子速度分布による平均を表す。なお重粒子数密度もまた現象に大きく影響すると考えられるが、本研究においては全て 1 atm の気体中で実験を行ったことから比較には含めていない。以下にそれぞれのパラメータに対する近似曲線の指数 b の関係を示す。電離断面積は、電子温度分布がマクスウェル分布に従うものとしてこれを考慮した平均値を用いた。この際の電子温度は表 17 に示した先行研究で報告されている値を用いた。さらに再結合係数は、任意の温度に対応する値が見当であったことから、300 K における値を用いて比較している[39], [40]。

それぞれのグラフを見ていくと、まず窒素、酸素および大気に関してはどのパラメータであってもおおよそ混合比程度の差になっていることが分かる。またこれらの気体とアルゴン、ヘリウムを比較すると、いずれのパラメータに関しても、アルゴンとヘリウムの傾向に対して大気、窒素、酸素の傾向が逆行しており、相関があるという断定はできないと考える。

表 17, 各気体種での電子温度の実験結果

Gas Species	Nitrogen	Oxygen	Argon	Helium
Electron Temperature, T_e	2.44 eV [41]	2.72 eV [42]	4.13 eV [41]	5.17 eV [43]

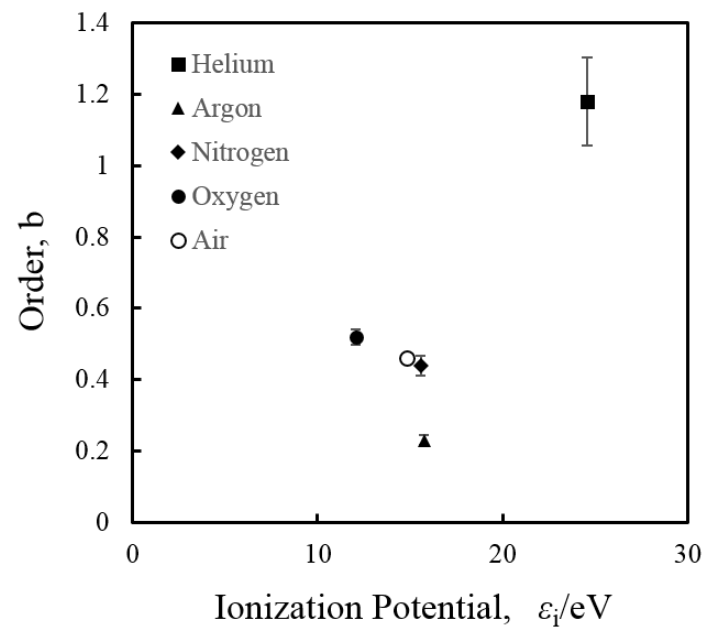


図 36, イオン化ポテンシャルと指数 b の関係

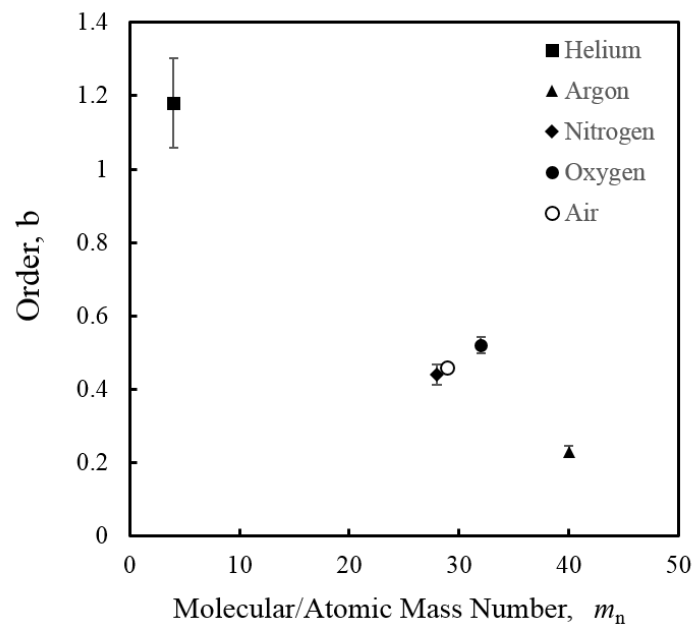


図 37, 質量数と指数 b の関係

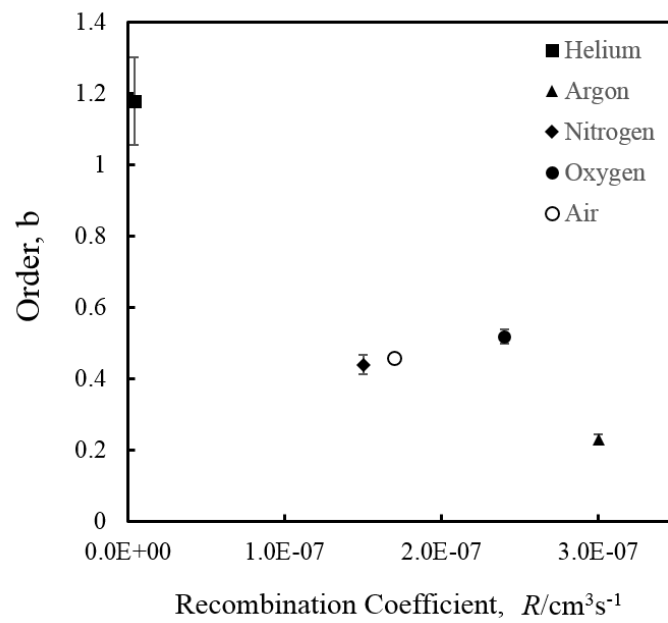


図 38, 再結合係数と指数 b の関係

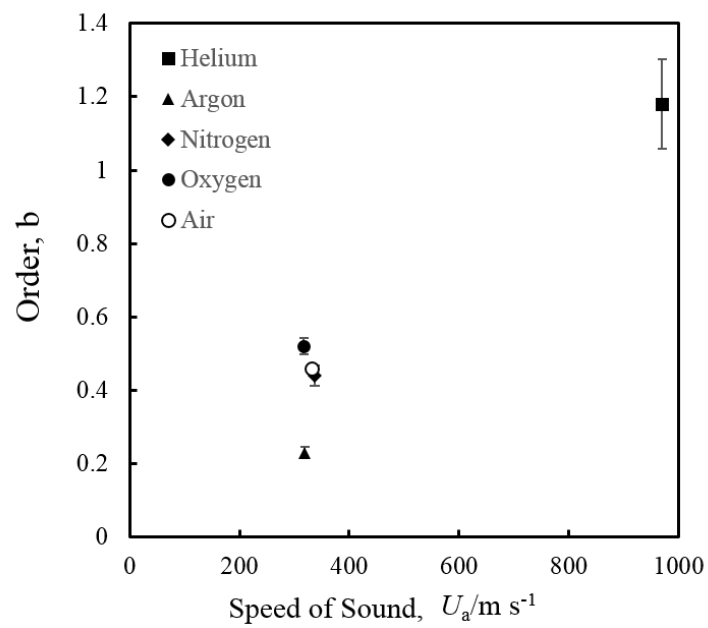


図 39, 音速と指数 b の関係

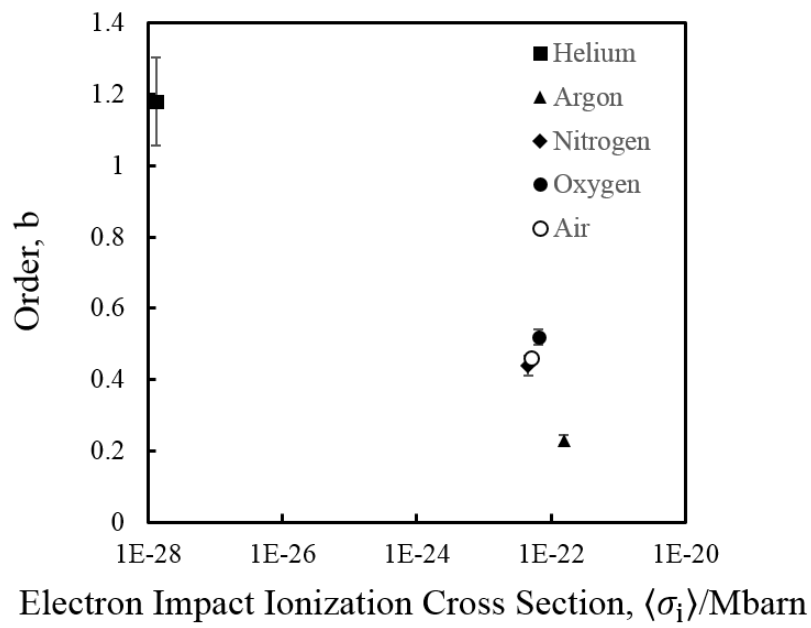


図 40, 電子衝突による電離断面積と指数 b の関係

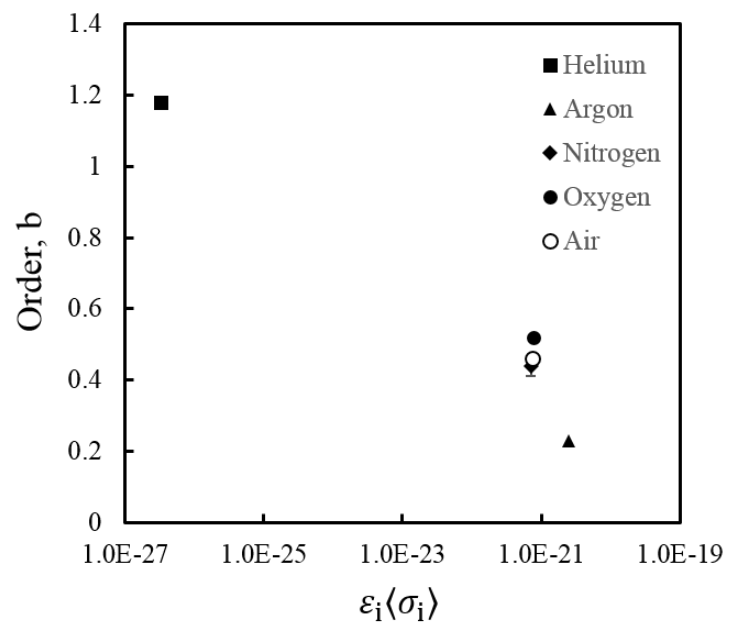


図 41, $\epsilon_i \langle \sigma_i \rangle$ と指数 b の関係

第5章 ユゴニオ解析による波面内部状態の推定

ユゴニオ解析では，入熱を伴う衝撃波の伝播に関して，質量保存則，運動量保存則，エネルギー保存則を用いて波面内部の状態を推定することができる．以下ではこの手法を用いて，それぞれの場合について電離波面内部の圧力上昇量を推定し，その比較を行う．なおこの解析は波面近傍で定常状態を仮定することから，LSD の状態のみに着目する（LSC では電離波面と衝撃波面が異なる速度で伝播するため，衝撃波面近傍で定常と言えない）．

5.1 レーザー放電でのユゴニオ解析 (Shimada-Hugoniot Curve)

本解析は嶋田らによって提案された，レーザー放電に解析に合わせたユゴニオ曲線を採用する[44], [45]．

図 42 に示すように，1 次元定常状態で伝播する衝撃波に関して，衝撃波前面の周辺大気の状態を状態 1（添字 1），加熱領域後面を状態 2（添字なし）として，その間に衝撃波に固定された座標軸で検査体積とする．この検査体積に関して質量保存則，運動量保存則，エネルギー保存則を考えると次のようになる．

$$\rho_1 U_1 = \rho U \quad (14)$$

$$\rho_1 U_1^2 + P_1 = \rho U^2 + P \quad (15)$$

$$a_1^2 \left(\frac{1}{\gamma_1 - 1} + \frac{M_1^2}{2} \right) + Q = a^2 \left(\frac{1}{\gamma - 1} + \frac{M^2}{2} \right) \quad (16)$$

式(14)および(15)に関して

$$\rho U = M \sqrt{\gamma \rho P} \quad (17)$$

となることを踏まえると，

$$P - P_1 = -\gamma_1 P_1 \rho_1 M_1^2 \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho_1} \right) \quad (18)$$

$v = 1/\rho$ であることから，

$$\frac{P}{P_1} = 1 + \gamma_1 M_1^2 \left(1 - \frac{v}{v_1} \right) \quad (19)$$

これは P - v 線図上において直線となり，レイリー線と呼ばれる．

また式(14)および(15)から U_1, U_2 をそれぞれ消去すると，次のようになる．

$$\begin{aligned} U_1^2 &= \frac{P - P_1}{v_1 - v} v_1^2 \\ U^2 &= \frac{P - P_1}{v_1 - v} v^2 \end{aligned} \quad (20)$$

これらと式(16)から次式が得られる．

$$\frac{P}{P_1} = \frac{\frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1} - \frac{v}{v_1} + \frac{2Q}{P_1 v_1}}{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \cdot \frac{v}{v_1} - 1} \quad (21)$$

これは P - v 線図上において曲線となり，ユゴニオ曲線と呼ばれる．また $Q=0$ の場合には衝撃波断熱曲線と呼ばれる．

このレイリー線とユゴニオ曲線との交点は 3 式の保存則を満たすような P および v の組み合わせであり，このようにして波面内部の状態を推定することができる．この解析は一般的に化学デトネーションにおいて用いられており，加熱量 Q は当量比によって決定される定数となる．しかしながらレーザー放電の進展現象においては，外部からの入熱量であるレーザー強度は一定であるものの，それを受け取る流体の体積は進展速度によって変化することから，加熱量が進展速度によって変化することになる．すなわち，レーザー放電進展現象における加熱量は次式のようなになる．

$$Q = \frac{\eta S}{\rho_1 U_1} \quad (22)$$

ここで η はレーザーエネルギーの吸収効率である．これを式(21)に代入すると

$$\left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \cdot \frac{v}{v_1} - 1 \right) \frac{P}{P_1} = \frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1} - \frac{v}{v_1} + \frac{2}{P_1 v_1} \sqrt{\frac{v_1 - v}{P - P_1}} \eta S \quad (23)$$

さらに $\sqrt{P - P_1} = y$ として，整理すると次式のように y に関する 3 次方程式が得られる．

$$y^3 + \left(P_1 - \frac{\frac{\gamma_1 + 1}{\gamma_1 - 1} - \frac{v}{v_1}}{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \cdot \frac{v}{v_1} - 1} \right) y + \frac{2\sqrt{v_1 - v} \eta S}{v_1 \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \cdot \frac{v}{v_1} - 1 \right)} = 0 \quad (24)$$

$$\Leftrightarrow y^3 + 2by - c = 0$$

これを解くと，

$$y = -\frac{1}{3} \left(\sqrt[3]{\frac{m + \sqrt{n}}{2}} + \sqrt[3]{\frac{m - \sqrt{n}}{2}} \right)$$

$$m = -27c$$

$$n = 729c^2 + 108b^3$$

よってレーザー放電の進展におけるユゴニオ曲線は次式で得られ，本研究ではこれを嶋田-ユゴニオ曲線（Shimada-Hugoniot Curve）と呼ぶ．

$$\frac{P}{P_1} = 1 + \frac{y^2}{P_1} \quad (25)$$

図 43 に、典型的なレイリー線、衝撃波断熱曲線、化学デトネーションおよびレーザー放電におけるユゴニオ曲線を示す。レーザー放電においては、レーザー強度が $S=0 \text{ W/m}^2$ の場合には衝撃波等が発生しないため、圧力変化、比体積変化もまた発生しない。そのため必ず $(P/P_1, v/v_1) = (1, 1)$ を通ることになる。

さらに波面後方の比熱比 γ は、大気、窒素、酸素、ヘリウムに関しては、CJ デトネーションとの比較から算出する。Termination の瞬間のみに関しては、レーザー放電が衝撃波を駆動するのではなく、衝撃波と電離波が等速で伝播しているとみなせることから、CJ 状態であるとしてもよいと考えられる。このときの進展速度とレーザー強度の値から、式(1)を変形して次式のように波面後方の比熱比を求めることができる。

$$\gamma = \sqrt{1 + \frac{U^3 \rho_0}{2S}} \quad (26)$$

本研究においては、表 15、表 16 および先行研究[31]から、それぞれの気体に関して Termination におけるレーザー強度および進展速度を得ている。

アルゴンに関しては、先行研究によって得られている気体の温度と定圧比熱の関係[46]、およびレーザープラズマの温度の測定結果[20], [41]–[43]を元に算出する。ここで定圧比熱を読み取る際には、報告されている実験結果に関して熱平衡が成立しているものとして、電子温度に対応する定圧比熱の値を読み取っている。

アルゴンの場合に関して CJ デトネーションとの比較から求める場合、放電の進展速度が CJ デトネーションの伝播速度を下回ることになり、 $P-v$ 線図上でレイリー線とユゴニオ曲線が交点を持たないという矛盾を生じる。このことから、アルゴンに関しては Termination が CJ デトネーションと一致するとは言えず、これはこの Termination が進展速度の低下によって衝撃波に追い越されるのではなく、プラズマの消失によって衝撃波のみが残るためであると考えられる。また $b < 1/3$ であることから CJ デトネーションと一致する瞬間は比較的レーザー強度が高い領域になるのではないかと考えられる。

以上のようにして算出された波面後方での比熱比を表 18 に示す。アルゴンでの比熱比を算出する方法は熱平衡を仮定しているが、必ずしも重粒子温度を含めて熱平衡に達しているとは考えられない。加えて電子温度を報告している各先行研究は、比較的本研究に近い条件のものを選んでいるがレーザー強度などは異なるものがある。ゆえにアルゴン以外の気体に関しては CJ デトネーションとの比較から得られる比熱比の値を優先している。

表 18, 各気体種での比熱比

Gas Species	Nitrogen	Oxygen	Argon	Helium	Air
Electron Temperature, T_e	2.44 eV [41]	2.72 eV [42]	4.13 eV [41]	5.17 eV [43]	2.6 eV [20]
Specific heat ratio from CJ theory, γ_{CJ}	1.084	1.065	—	1.105	1.088
Specific heat ratio from previous studies, γ_p	1.046	1.075	1.088	1.055	1.088

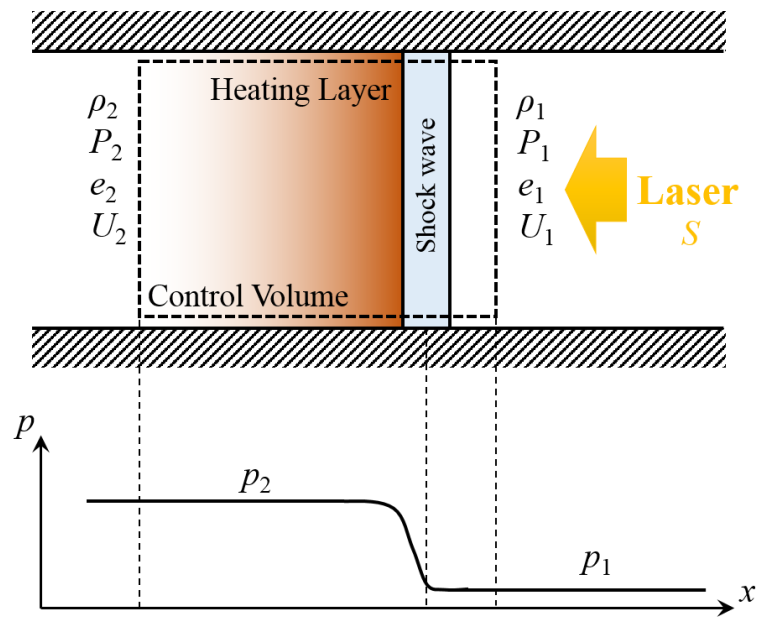


図 42, 衝撃波面近傍の検査体積

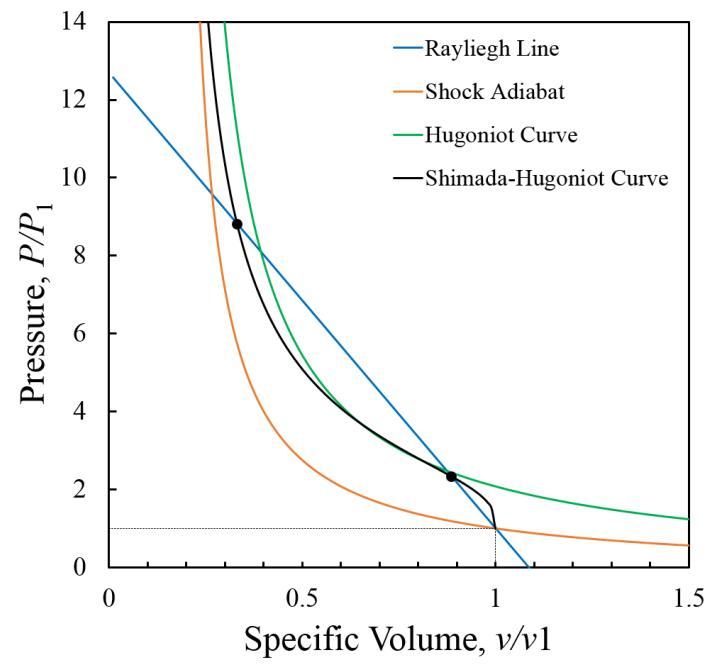


図 43, 典型的なレイリー線, ユゴニオ曲線

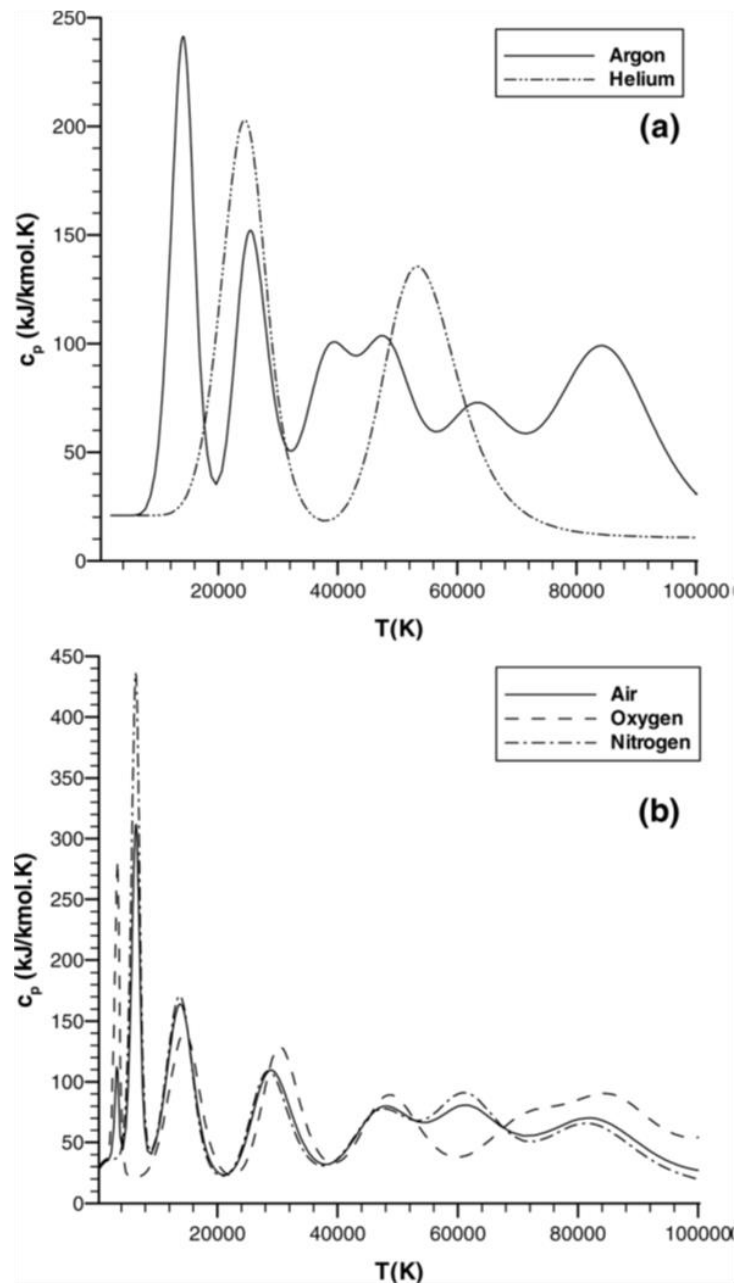


図 44, 各気体種における定圧比熱と温度の関係[46]

5.2 解析結果と各気体種の比較

本節では、各気体種中での実験結果をもとに、前節で示したユゴニオ解析による P - v 線図を図 45 に示す。そしてこれを複数の点 (U, S) に対して行うことで得られた、各気体種における圧力比とレーザー強度の関係を図 46 に示す。さらに得られるインパルスの推定として式(27)に示すインパルス係数 I の比較を図 47 に示す。単純な例として片端を閉じた円筒形状の推進器を考えた際に、進展速度の逆数は、上昇した圧力を推進器が受け続ける時間に比例することから、圧力との積 I はインパルスと比例することになる。

$$I = \frac{P}{P_1} \left(\frac{1}{U_1} + \frac{1}{a} \right) \quad (27)$$

なお検討したレーザー強度は、進展速度の傾向が得られている 1000 GW/m² 未満の LSD の領域であり、Termination 後は含めていない。さらにアルゴンおよびヘリウムにおいてはそれぞれ 500 GW/m², 700 GW/m² において Multiple breakdown が生じるために電離波の進展としないことから、これらのレーザー強度以上の範囲も含めない。

図 46 を見ると、5 GW/m² 程度以上 30 GW/m² 程度未満においては LSD の状態が維持されるのはアルゴンのみであり、30 GW/m² 程度以上 200 GW/m² 程度未満においては大気中が、200 GW/m² 程度以上においてはアルゴン気中が最も大きな圧力上昇を得ることができるという結果を得た。

同様に図 47 を見ると、5 GW/m² 程度以上 30 GW/m² 程度未満においては LSD の状態が維持されるのはアルゴンのみであり、30 GW/m² 程度以上 130 GW/m² 程度未満においては大気中が、130 GW/m² 程度以上においてはアルゴン気中が最も大きなインパルスを得ることができるという結果を得た。

しかしアルゴンでの解析に用いた比熱比の算出方法は先述のような不確実性を含んでおり、この比熱比の値が得られた解析結果に大きく影響する。このことから、本研究でのユゴニオ解析の結果、特にアルゴンの結果に関しては、実験との比較など何かしら妥当性の検証が必要であると考ええる。

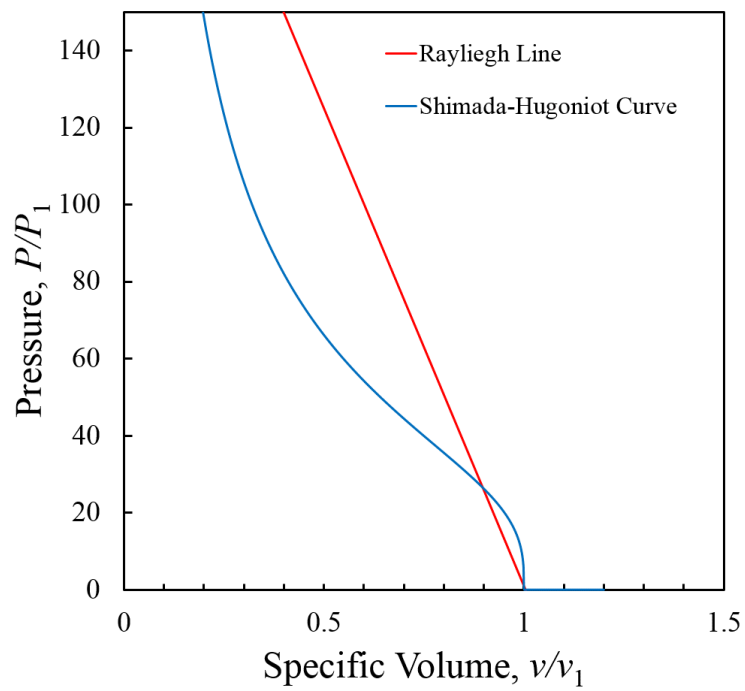


図 45, 窒素気中, $S = 300 \text{ GW/m}^2$ におけるユゴニオ線図

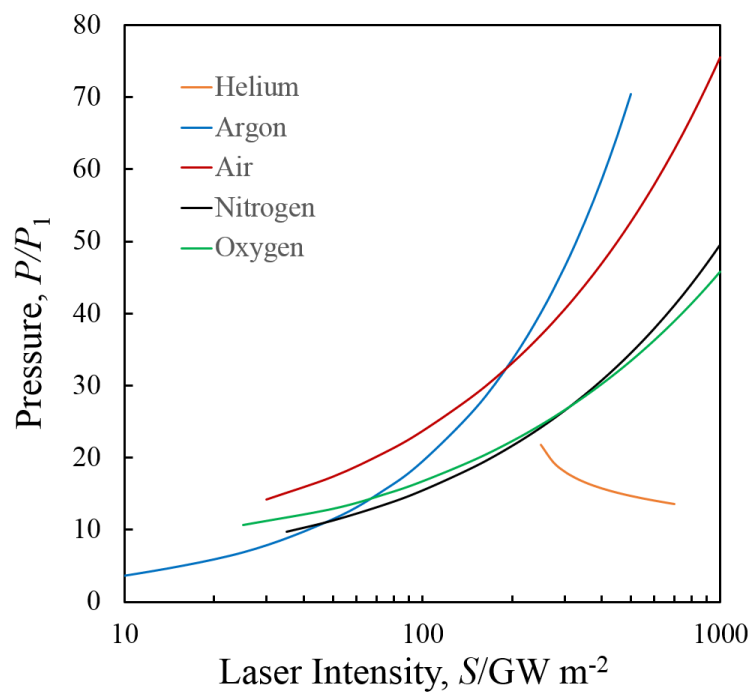


図 46, レーザー強度と圧力上昇の関係

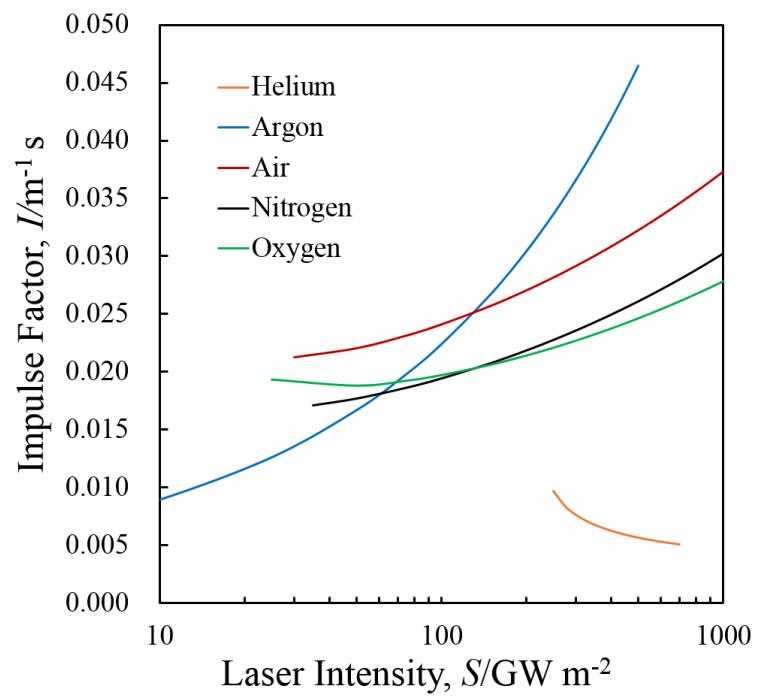


図 47, レーザー強度とインパルス係数の関係

第6章 結言

本研究では、レーザー放電の進展速度とレーザー強度の関係における気体種の影響評価を目的として、窒素、酸素、アルゴン、ヘリウム気中におけるレーザー放電の進展を観測した。

結果としては、それぞれの気体中でレーザー径に依存しない、すなわち 1 次元進展でのレーザー強度と進展速度の関係が得られた。近似曲線を $U = aS^b$ とすると表 19 のようなパラメータ a, b が得られた。

さらに気体種の影響評価として、提案されている伝播モデルとの比較を行い、電子数密度および電子温度の変化を考慮して種々の反応を考慮していく必要があると結論づけた。また気体種の各パラメータの影響評価として、それぞれのパラメータと近似パラメータ b との相関を比較したが、特定のパラメータに依存するとは断定できなかった。

加えて、レーザー推進の推進剤を検討するという観点から、レーザー放電に合わせて修正されたユゴニオ解析によって、それぞれの気体種での電離波面後方の圧力を推定した。結果としては、5 GW/m² 程度から 30 GW/m² 程度、および 200 GW/m² 程度以上ではアルゴンにおいて、30 GW/m² 程度以上 200 GW/m² 程度未満では大気において最も大きな推力が得られる。また 5 GW/m² 程度から 30 GW/m² 程度、および 130 GW/m² 程度以上ではアルゴンにおいて、30 GW/m² 程度以上 130 GW/m² 程度未満では大気において最も大きなインパルスが得られる。

表 19, 進展速度の近似パラメータ一覧

	Argon	Helium	Nitrogen	Oxygen
<i>A</i>	1.43±0.0968	0.0102±0.00715	0.380±0.0507	0.325±0.0361
<i>B</i>	0.228±0.0144	1.18±0.122	0.440±0.0268	0.518±0.0214

謝辞

修士課程の2年間に於いて多くの方々にご助力を賜り、本研究をこのように修士論文としてまとめることができましたので、ここに感謝の意を記させていただきます。

東京大学 工学部航空宇宙工学科 小紫公也教授には、学会発表の際に限らず行き詰まっていたときなど様々な場面で厳しくも丁寧なご助言を賜りました。また授業出席の注意や締め切り間際に確認をお願いするなど、大変ご迷惑をおかけしました。今でも研究室に配属されて早々に、「遊びたいなら他所に行け。税金を使って研究する以上は成果を出せ。」と言われたときは非常に印象的でよく覚えております。今にして思えば修士の研究としてもっとやれることがあったような気もしてしまいますが、学部の頃の研究が「引いてもらった道を歩いただけ」のように思えて、この2年間で成長を実感しました。そしてこのように思えるのはやはり、小紫先生のもとでこの2年間に過ごしたゆえだと思います。心より感謝申し上げます。

同 小泉宏之准教授にも、輪講などにおいて的確なご指摘やアドバイスを賜りました。頂いたご助言はどれも分かりやすく、悩んでいたものが晴れるような思いでした。研究室輪講のガイダンスでも大変参考になるお話が多く、今後活かしていきたいと思っております。加えて飲み会などでも気さくで話しやすく、様々なプロジェクトに関わりながら学生の指導をなさるバイタリティーは、本当に尊敬しております。大変お世話になりました。

また小紫小泉研究室の皆様、特にビーミング推進班の皆様にも大変お世話になりました。松井康平様、Joseph A. Ofosu 様には、本研究に関して大変なご助力を賜りました。学会発表に向けた議論から実験の些細な相談まで、快く付き合ってくださいました。気さくで話しやすく、親身に接していただいたお陰で私の修士生活は非常に充実したものとなりました。またマイクロ波推進班の山口敏和様（現江戸川大学講師）、福成雅史様（現福井大学助教）、中村友祐様にも大変お世話になりました。皆様とも博学で様々な指摘を下されるとともに、フレンドリーに接して頂いたおかげで、楽しくも実のある2年間になりました。誠にありがとうございました。

最後になりましたが、友人、家族を含め、この2年間お世話になった皆様に心より感謝申し上げます。

2017年1月30日

島野 徹

参考文献

- [1] K. Komurasaki and B. Wang, “Laser Propulsion,” in *Encyclopedia of Aerospace Engineering*, Chichester, UK: John Wiley & Sons, Ltd, 2010.
- [2] W. E. Moeckel, “Comparison of advanced propulsion concepts for deep space exploration,” 1972.
- [3] C. R. Phipps and M. M. Michaelis, “LISP: Laser impulse space propulsion,” *Laser and Particle Beams*, vol. 12, no. 1, p. 23, 1994.
- [4] A. Kantrowitz, “Laser Propulsion to Earth Orbit: Has Its Time Come?,” *Second Beamed Space-Power Work.*, pp. 41–56, 1986.
- [5] A. N. Pirri, R. Schlier, and D. Northam, “Momentum transfer and plasma formation above a surface with a high-power CO₂ laser,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 21, no. 3, p. 79, 1972.
- [6] P. T. Rumsby, M. M. Michaelis, and M. Burgess, “Laser induced acceleration of metal foils,” *Opt. Commun.*, vol. 15, no. 3, pp. 3–6, 1975.
- [7] W. L. Bohn, “Laser lightcraft performance,” in *High-Power Laser Ablation II*, 2000, p. 48.
- [8] V. P. Ageev, A. I. Barchukov, F. V. Bunkin, V. I. Konov, V. P. Korobeinikov, B. V. Putjatin, and V. M. Hudjakov, “Experimental and theoretical modeling of laser propulsion,” *Acta Astronaut.*, vol. 7, no. 1, pp. 79–90, 1980.
- [9] L. N. Myrabo, “Brief History of the Lightcraft Technology Demonstrator (LTD) Project,” in *AIP Conference Proceedings*, 2003, vol. 664, pp. 49–60.
- [10] A. Sasoh, S. Suzuki, and A. Matsuda, “Wall-Propelled, In-Tube Propulsion with Repetitive-Pulse Laser Ablation,” *J. Propuls. Power*, vol. 25, no. 2, pp. 540–542, 2009.
- [11] A. Sasoh, “レーザーを用いた遠隔推力発生と航空宇宙応用,” *日本物理学会第59回年次大会*, 2004.
- [12] A. Sasoh, N. Urabe, and S. Kim, “Impulse enhancement by in-tube operation in laser propulsion,” in *Proceedings of SPIE*, 2002, vol. 4760, pp. 879–886.
- [13] Y. A. Rezunkov, A. L. Safronov, A. A. Ageichik, M. S. Egorov, V. V. Stepanov, V. S. Rachuk, V. Y. Guterman, A. V. Ivanov, S. G. Rebrov, and A. N. Golikov, “Performance characteristics of laser propulsion engine operating both in CW and in repetitively-pulsed modes,” *AIP Conf. Proc.*, vol. 830, pp. 3–13, 2006.
- [14] LIGHTCRAFT TECHNOLOGY INC., “What is a Lightcraft?”.
- [15] S. A. Ramsden and P. Savic, “A Radiative Detonation Model for the Development of a Laser-induced Spark in Air,” *Nature*, vol. 201, pp. 1212–1213, 1964.
- [16] Y. P. Raizer, “Heating of a Gas by a Powerful Light Pulse,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 21, no. 5, 1965.
- [17] V. I. Fisher, “Light-induced detonation in gases,” vol. 2157, no. November, pp. 1315–1321, 1983.
- [18] V. I. Fisher, “Fast gas-ionization wave in a high-power laser beam,” *Zh. Tekh. Fiz.*, vol. 79, no. December 1980, pp. 1083–1088, 1980.
- [19] V. I. Fisher and V. M. Kharash, “Fast gas-ionization wave in a laser beam,” *Zh. Tekh. Fiz.*, vol.

- 83, no. April 1982, pp. 1004–1009, 1982.
- [20] K. Shimamura, K. Komurasaki, J. A. Ofosu, and H. Koizumi, “Precursor Ionization and Propagation Velocity of a Laser-Absorption Wave in 1.053 and 10.6 μm Wavelengths Laser Radiation,” *IEEE Trans. PLASMA Sci.*, vol. 42, no. 10, pp. 3121–3128, 2014.
 - [21] S. A. Ramsden and W. E. R. Davies, “Radiation Scattered from the Plasma Produced by a Focused Ruby Laser Beam,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, no. 7, pp. 227–229, Aug. 1964.
 - [22] S. L. Mandelshtam, P. P. Pashinin, A. M. Prokhorov, and N. K. Sukhodrev, “Investigation of the spark discharge produced in the air by focusing laser radiation,” *Sov. Phys. JETP*, vol. 22, no. 1, pp. 91–96, 1966.
 - [23] W. E. Maher, “Experimental study of ignition and propagation of laser-supported detonation waves,” *J. Appl. Phys.*, vol. 45, no. 5, p. 2138, 1974.
 - [24] V. A. Boiko, V. A. Danilychev, B. N. Duvanov, V. D. Zvorykin, and I. V. Kholin, “Observation of supersonic radiation waves in gases generated by CO₂ laser radiation,” *Kvantovaya Elektron*, vol. 5, pp. 216–218, 1978.
 - [25] Y. Chen, J. W. L. Lewis, and C. Parigger, “Spatial and temporal profiles of pulsed laser-induced air plasma emissions,” vol. 67, pp. 91–103, 2000.
 - [26] K. Mori, K. Komurasaki, and Y. Arakawa, “Influence of the focusing f number on the heating regime transition in laser absorption waves,” *J. Appl. Phys.*, vol. 92, no. 10, pp. 5663–5667, 2002.
 - [27] K. Mori, N. Harabe, K. Komurasaki, and Y. Arakawa, “Blast-Wave Energy Conversion Processes in Air-Breathing RP Laser Propulsion,” *J. Japan Soc. Aeronaut. Sp. Sci.*, vol. 51, no. 588, pp. 23–30, 2003.
 - [28] K. Mori, K. Komurasaki, and Y. Arakawa, “Energy transfer from a laser pulse to a blast wave in reduced-pressure air atmospheres,” *J. Appl. Phys.*, vol. 95, no. 11 I, pp. 5979–5983, 2004.
 - [29] M. Ushio, K. Komurasaki, K. Kawamura, and Y. Arakawa, “Effect of laser supported detonation wave confinement on termination conditions,” *Shock Waves*, vol. 18, no. 1, pp. 35–39, 2008.
 - [30] A. A. Ilyin, O. A. Bukin, and a. V. Bulanov, “Regimes of laser plasma expansion at optical breakdown in the normal atmosphere,” *Tech. Phys.*, vol. 53, no. 6, pp. 693–696, 2008.
 - [31] K. Matsui, T. Shimano, J. A. Ofosu, K. Komurasaki, T. Schoenherr, and H. Koizumi, “Accurate propagation velocity measurement of laser supported detonation waves,” *Vacuum*, vol. 136, pp. 171–176, 2017.
 - [32] P. S. P. Wei, R. B. Hall, and W. E. Maher, “Study of laser - supported detonation waves by time - resolved spectroscopy,” *J. Chem. Phys.*, vol. 59, no. 7, pp. 3692–3700, Oct. 1973.
 - [33] P. Bournot, P. A. Pincosy, G. Inglesakis, M. Autric, D. Dufresne, and J. P. Caressa, “Propagation of a laser-supported detonation wave,” *Acta Astronaut.*, vol. 6, pp. 257–267, 1979.
 - [34] S. V. Zakharchenko, “Superdetonation opyical discharge waves in air ($\lambda=1.06\mu$),” *Kvantovaya Elektron*, vol. 11, pp. 2138–2139, 1984.

- [35] I. A. Bufetov, A. M. Prokhorov, V. B. Fedorov, and V. K. Fomin, "Optical discharge accompanying a restriction imposed on lateral expansion of gas and a reduction in the threshold of light-induced detonation," *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, vol. 39, no. 5, pp. 216–219, 1984.
- [36] J. E. Sinko, S. Scharring, H.-A. Eckel, H.-P. Röser, and A. Sasoh, "Measurement Issues In Pulsed Laser Propulsion," in *AIP Conference Proceedings*, 2010, pp. 125–136.
- [37] T. Taira, "レーザービーム品質測定の基礎," *Laser Soc. Japan*, vol. 26, no. 10, pp. 723–729, 1998.
- [38] V. M. Shibkov, S. A. Dvinin, A. P. Ershov, and L. V. Shibkova, "Mechanisms of microwave surface discharge propagation," *Tech. Phys.*, vol. 50, no. 4, pp. 462–467, 2005.
- [39] F. Morgan, L. R. Evans, and C. G. Morgan, "Laser beam induced breakdown in helium and argon," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 4, no. 2, pp. 225–235, 2002.
- [40] C. H. Sheehan and J. P. St-Maurice, "Dissociative recombination of N_2^+ , O_2^+ , and NO^+ : Rate coefficients for ground state and vibrationally excited ions," *J. Geophys. Res. Sp. Phys.*, vol. 109, no. A3, pp. 1–21, 2004.
- [41] J. a Ofosu, K. Matsui, K. Komurasaki, K. Shimamura, and H. Koizumi, "Simulation of LSD Wave Characteristics in Ar and N_2 Using a 1-D Laser-induced Discharge Model Coupled with Hydrodynamic Relations for Laser-propelled Thruster Studies," pp. 1–9, 2015.
- [42] J. J. Camacho, L. Díaz, M. Santos, D. Reyman, J. M. L. Poyato, L. Díaz, and J. M. L. Poyato, "Optical emission spectroscopy of oxygen plasma induced by IR CO_2 pulsed laser," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 41, no. 21, p. 215206, 2008.
- [43] L. M. Cirkovic, B. T. Vujicic, and S. M. Glisic, "Spectroscopic investigation of the helium plasma produced by linear focusing of a TEA- CO_2 laser beam," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 15, pp. 229–235, 1982.
- [44] 嶋村耕平, 福成雅史, 嶋田豊, 小紫公也, and 荒川義博, "細い管内でのレーザー支持デトネーションの生成とレーザー推進への応用," *平成23年度宇宙輸送シンポジウム講演集録*, pp. 10–13, 2012.
- [45] Y. Shimada, T. Shibata, T. Yamaguchi, Y. Oda, K. Kajiwara, K. Takahashi, A. Kasugai, K. Sakamoto, K. Komurasaki, and Y. Arakawa, "Propagating structure of a microwave driven shock wave inside a tube," in *AIP Conference Proceedings*, 2010, vol. 1230, pp. 366–376.
- [46] K. Eisazadeh-Far, H. Metghalchi, and J. C. Keck, "Thermodynamic Properties of Ionized Gases at High Temperatures," *J. Energy Resour. Technol.*, vol. 133, no. 2, p. 22201, 2011.

研究業績

■ 国内学会発表（○は発表者）

- ○松井康平, ジョセフ A. オフオス, 島野徹, 嶋村耕平, 小紫公也, 小泉宏之, “7 mm の集光系を用いたレーザー支持デトネーションの伝播特性” 第 59 回宇宙科学技術連合講演会, 2015 年 10 月, 鹿児島.
- ○島野徹, 松井康平, オフオスジョセフ, 小紫公也, 小泉宏之, “レーザーの集光形状が LSD 伝播速度に与える影響”, 平成 27 年度宇宙輸送シンポジウム, 2016 年 1 月, 神奈川県.
- ○松井康平, 島野徹, オフオス ジョセフ, 小紫公也, 小泉宏之, “一次元的なレーザー支持デトネーションにおける電離波面速度とレーザー強度の関係”, 航空宇宙学会第 47 期年会講演会, 2016 年 4 月, 東京.
- ○島野徹, 松井康平, オフオスジョセフ, 小紫公也, 小泉宏之, “ヘリウム気中における LSD の 1 次元伝播”, 第 60 回宇宙科学技術連合講演会, 2016 年 9 月, 北海道.

■ 国際学会発表（○は発表者）

- Kohei Matsui, ○Toru Shimano, Joseph A. Ofosu, Kimiya Komurasaki, Tony Schoenherr and Hiroyuki Koizumi, “Laser-supported detonation generated in a laser beam of 7mm diameter”, The 10th International Symposium on Applied Plasma Science, Aug. 2015, Nara, Japan.
- ○Joseph Ofosu, Rei Kawashima, Kohei Matsui, Toru Shimano, Kimiya Komurasaki, Kohei Shimamura, Hiroyuki Koizumi, “Internal structure of LSD wave based on a 1-D Laser-induced Discharge model: comparison between numerical simulation and experiment”, The 47th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, June 2016, Washington, D. C., America.
- ○Kohei Matsui, Joseph A. Ofosu, Toru Shimano, Kimiya Komurasaki, Kohei Shimamura and Hiroyuki Koizumi, “Laser Intensity and LSD Wave Propagation Velocity in a Large Diameter Beam”, International High Power Laser Ablation and Directed Energy, Apr. 2016, New Mexico, America.

■ 論文

- Kohei Matsui, Toru Shimano, Joseph Ampadu Ofosu, Kimiya Komurasaki, Tony Schoenherr and Hiroyuki Koizumi, “Accurate propagation velocity measurement of laser supported detonation waves”, Vacuum, vol. 136, pp. 171-176, 2017.
- Toru Shimano, Joseph A. Ofosu, Kohei Matsui, Kimiya Komurasaki, Hiroyuki Koizumi, “Laser-induced Discharge Propagation Velocity in Helium and Argon Gases”, Tras. of JSASS. (submitted)