

博士論文

レーザー支持デトネーション波の伝播速度及び
波面形状を決定するレーザーパラメータに関する研究

松井 康平

東京大学大学院 工学系研究科

航空宇宙工学専攻

目次

表目次.....	vi
第1章 序論.....	1
1.1 ビーミング推進.....	1
1.2 RP レーザーデトネーション推進の原理とエネルギー変換過程.....	4
1.3 レーザー支持デトネーション波の伝播.....	5
1.4 デトネーション伝播の物理過程.....	6
1.5 レーザー放電の進展を記述する伝播モデル.....	9
1.5.1 衝撃波加熱モデル.....	10
1.5.2 ストリーマ放電モデル.....	10
1.6 レーザー支持デトネーション波におけるビーム径及び集光 F 値の影響.....	11
1.7 レーザー強度分布による多次元性の影響.....	15
1.8 研究の目的.....	15
第2章 ビームウェストにおけるレーザー強度分布の測定.....	16
2.1 レーザー強度の評価方法とレーザー強度分布の影響.....	16
2.2 使用レーザー:TEA-CO ₂ レーザー.....	17
2.3 使用光学系.....	19
2.4 レーザー強度分布のプロファイリング.....	21
2.4.1 ピンホール法.....	21
2.4.2 近軸近似によって得られるビーム径の変化.....	24
2.5 第2章のまとめ.....	30
第3章 ビーム中心軸上における電離波面伝播速度と局所レーザー強度の関係.....	31
3.1 デトネーション波の可視化手法.....	31
3.2 電離波面伝播速度の解析における補関数依存性の除去.....	32
3.3 レーザー強度と電離波面伝播速度のビーム径依存性.....	34
3.4 デトネーション管による横方向膨張の抑制.....	36
3.5 HSHS 法によって得られた画像と伝播変位.....	36
3.6 $D = 4.1 \text{ mm}$ におけるデトネーション管の有無による伝播速度の評価.....	41
3.7 第3章のまとめ.....	43
第4章 軸外における電離波面の斜め方向の伝播.....	44

4.1 弓型電離波面形状のビーム径依存性	44
4.2 レーザー支持デトネーションにおける斜め方向の伝播	45
4.3 斜め方向の電離波面伝播速度の解析手法	47
4.4 斜め方向の電離波面伝播速度の局所レーザー強度依存性	49
4.5 斜め方向の電離波面伝播速度と波面垂直方向に入射される局所レーザー強度依存性	51
4.6 レーザー強度分布と波面形状の関係	54
4.7 第4章のまとめ	55
第5章 結言	57
参考文献	58
謝辞	61
業績一覧	62
Appendix A	65
A.1 スリット法	65
A.2 ナイフエッジ法	67

図目次

図 1.1	ビーミング推進の概念図[1].....	1
図 1.2	デトネーション型ビーミング推進における機体 (a) Lightcarft [7], (b) マイクロ波ロケット[8].....	2
図 1.3	単位ペイロード重量当たりのコストと打ち上げ回数の比較[10].....	3
図 1.4	レーザーデトネーション推進の推力生成サイクル.....	4
図 1.5	Laser-Supported Detonation と Laser-Supported Combustion.....	5
図 1.6	一次元デトネーションにおける波面静止系における検査体積.....	6
図 1.7	一次元デトネーションにおける P-V 線図. (a) C-J デトネーション (b) 過駆動デトネーション.....	8
図 1.8	(a) 弾丸により誘起された燃焼によるデトネーションにおける強い過駆動デトネーション[24]. (b) ミリ波によって誘起された弱い過駆動デトネーション.....	9
図 1.9	レーザーシュリーレン法によって撮影されたストリーマ放電の枝分かれ構造とそれによって誘起された衝撃波.図中の数字はパルス電圧が引火されてからの経過時間を表す[32].	10
図 1.10	先行研究における電離波面伝播速度とレーザー強度の関係[13][42][43][44].....	13
図 1.11	非軸パラボラミラーによるレーザーの集光[13][12].....	13
図 1.12	線状集光とウェッジ型ノズルによる横方向膨張の閉じ込め[44][14].....	14
図 1.13	レーザー支持デトネーションにおける横方向のエンタルピー流出[20][44][14].....	14
図 1.14	レーザー放電における電離波面形状.....	15
図 2.1	TEA-CO ₂ レーザーの外観.....	17
図 2.2	CO ₂ レーザーの出力と積算エネルギーの時間履歴. 横軸はレーザー発振の開始からの経過時間を示す.	18
図 2.3	CO ₂ レーザーの出力窓直後でのバーンパターン.....	18
図 2.4	光学系, (a)二つのミラーによって集光.(b)レンズによって集光.....	20
図 2.5	ピンホール法によるプロファイル測定結果.....	23
図 2.6	ビームプロファイリングによるビーム半径の測定結果と得られたビーム形状及び M^2 値.....	26
図 2.7	ガウシアン方向, ビームウェストにおけるレーザー強度分布の時間変化. t はレーザー発振からの経過時間を示している. 縦軸は $t = 0.3 \mu\text{s}$ のピーク強度で無次元化し	

である．横軸にビーム径を掛けることでそれぞれのプロファイルが得られる．	29
図 2.8 各光学系におけるトップハット方向のビーム半径と焦点からの距離の関係．破線はそれぞれのビーム径における代表的な LSD 伝播限界距離を示しており，デトネーション波は左端から右側に向かって伝播する．	29
図 3.1 HSHS 法の光学系の概要図と撮影される画像	32
図 3.2 電離波面変位の時間履歴から速度を算出．フィッティング関数は 1 次の直線と仮定．	33
図 3.3 各ビーム径における電離波面伝播速度とレーザー強度の関係	34
図 3.4 デトネーション管の外形と用いた光学系	36
図 3.5 HSHS 法によって撮影されたレーザーエネルギーが 10 J における電離波面と衝撃波面．図中の t はレーザー発振が開始してからの経過時間を表す．(a) チューブ有（図中の白色破線）．(b) チューブ無し．	37
図 3.6 HSHS 法によって撮影されたレーザーエネルギーが 8 J における電離波面と衝撃波面．図中の t はレーザー発振が開始してからの経過時間を表す．(a) チューブ有（図中の白色破線）．(b) チューブ無し．	38
図 3.7 電離波面と衝撃波面の伝播変位とレーザー発振後の経過時間の関係．(a) はチューブ有り．(b) チューブ無し．	39
図 3.8 $D = 4.1 \text{ mm}$ における電離波面速度とレーザー強度の関係．パルスエネルギー，デトネーション管の有無による伝播速度の違いは見られない．	41
図 3.9 チューブの有無によるエンタルピー流出の概念図	42
図 3.10 牛尾らによる線集光した際のレーザー支持デトネーションの伝播の様子[44]．	42
図 4.1 ビーム径による波面形状の違い	44
図 4.2 レーザー放電における波面形状と斜め方向への伝播	45
図 4.3 iStar sCMOS	46
図 4.4 レーザー放電におけるシュリーレン写真． $D = 2.9 \text{ mm}$ のガウシアン方向のものであり，衝撃波が付着している領域と乖離している領域に別れている．	46
図 4.5 $D = 2.9 \text{ mm}$ ，ガウシアン方向から見た電離波面進展の時間履歴	48
図 4.6 画像解析によって得られた波面形状とレーザープロファイル履歴	48
図 4.7 ガウシアン方向における電離波面伝播速度と局所レーザー強度の関係	50
図 4.8 トップハット方向における電離波面伝播速度と局所レーザー強度の関係	50
図 4.9 斜め方向へ波面が伝播する際の局所加熱率	51
図 4.10 ガウシアン方向における電離波面伝播速度と $S\cos\theta$ の関係	52
図 4.11 トップハット方向における電離波面伝播速度と $S\cos\theta$ の関係	52

図 4.12 斜め方向の電離波面伝播速度の局所レーザー強度に対する傾向の差異	53
図 4.13 Line 3 を追加したビーム中心軸上における電離波面伝播速度とレーザー強度の 関係.....	54
図 A.1 ピンホール法とスリット法によるプロファイル測定結果の比較	66
図 A.2 ナイフエッジ法によるプロファイル測定.(a)ビーム断面上におけるナイフエッジ の掃引.(b) 得られる積分値強度と微分して得られる強度分布.	67

表目次

表 2.1 各光学系の焦点距離及び F 値.....	20
表 2.2 各光学系における集光特性.....	28
表 3.1 $D = 4.1 \text{ mm}$ における伝播限界.....	40

Nomenclature

a	音速
C_p	定圧比熱
D	ビーム径
D_{eff}	有効拡散係数
E	電場強度
E_i	入射ビームエネルギー
f	焦点距離
F	F 値
$G(x)$	ガウシアン方向におけるレーザー強度分布
h	エンタルピー
I	スリット法によって計測されるプロファイル
K	ナイフエッジ法によって計測されるプロファイル
N	雰囲気中の粒子数密度
M^2	ビーム品質
P	レーザーパワー
q	加熱量
r	ビーム断面における径方向座標
R_{peak}	ピークレーザー強度と平均レーザー強度との比
S	レーザー強度
\bar{S}	無次元化したレーザー強度
S_{ave}	平均レーザー強度
S_{peak}	ビーム中心軸上におけるレーザー強度
t	レーザー発振からの経過時間
$T(y)$	トップハット方向におけるレーザー強度分布
U	流速
V	電離波面伝播速度
\bar{V}	無次元化した電離波面伝播速度
V_{CJ}	チャップマン-ジュゲードトネーション速度
V_{normal}	波面垂直方向の電離波面伝播速度
$w(z)$	ガウシアンビームにおけるビーム径
$W(z)$	高次モードビームにおけるビーム径

W_{initial}	入射ビーム径
$W_G(z)$	ガウシアン方向におけるビーム半径
W_{G0}	ガウシアン方向におけるビームウェストサイズ
$W_T(z)$	トップハット方向におけるビーム半径
W_{T0}	トップハット方向におけるビームウェストサイズ
x	ビーム断面におけるガウシアン方向座標
y	ビーム断面におけるトップハット方向座標
z	ビームウェストからの距離
α	電離波面伝播速度とレーザー強度の関係における強度の係数
β	電離波面伝播速度とレーザー強度の関係における強度の指数
γ	比熱比
ε	単位体積当たりのエネルギー
η	レーザー吸収効率
θ	波面角度
λ	レーザー波長
ρ	単位体積当たりの質量
σ	レーザー強度分布のフィッティングパラメータ

第1章 序論

1.1 ビーミング推進

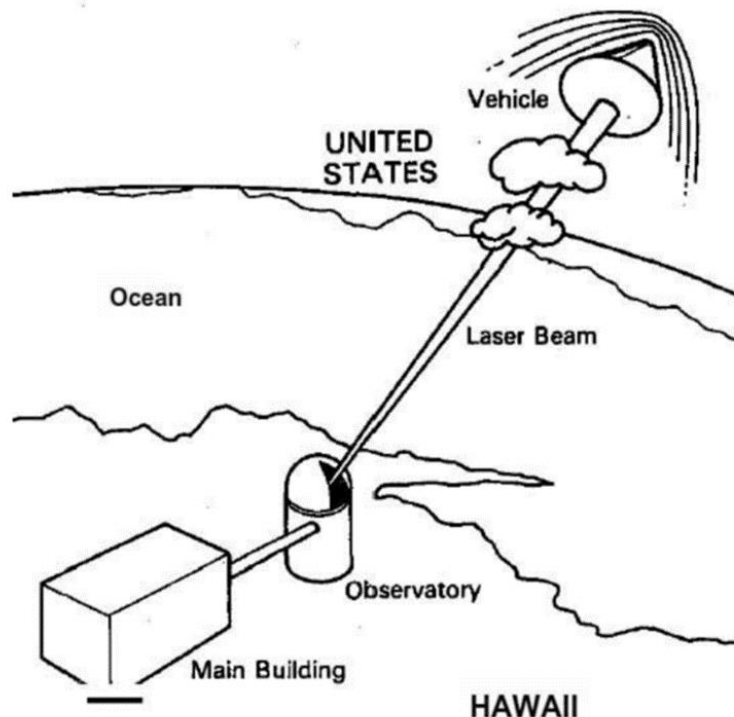
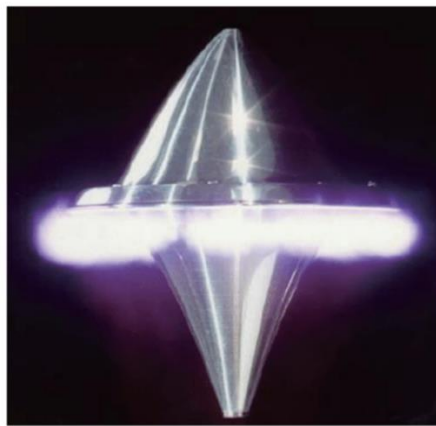


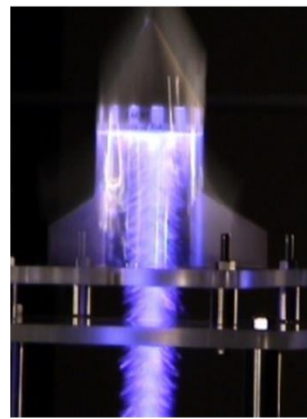
図1.1 ビーミング推進の概念図[1]

近年の宇宙開発は、火星への人類進出や月資源の利用など新たなフェーズへと移行しており、民間企業の参入の増加も相まって、今後も宇宙利用への関心は高まっていくと考えられる。宇宙太陽光発電システム(Space Solar Power System: SSPS) などの大規模建造物の構築も提案されており、そのためには宇宙への大量の物資輸送が必要不可欠である[2]。しかしながら、現在の化学ロケットの莫大な開発・打ち上げ費用が宇宙開発を加速させる上での解決すべき課題となっている。打ち上げコストを削減できる手段としては再使用型の打ち上げシステムが提案されており、再使用型ロケット[3]やスペースプレーン[4]などの研究開発も進められている。そのような再使用型の打ち上げシステムの一つとしてビーミング推進がある。これはレーザーなどといった指向性の高い電磁波を介したエネルギー伝送によって推進器の推力を生成するものであり、1972 年に

Kantrowitz [5]によってレーザー推進が提案されて以来、様々な方式によるビーミング推進が研究されてきた。図 1.1 はビーミング推進の概念図を示しており[1], 推進器は地上のビーミング発振基地により照射されたビーミングによってエネルギーを獲得し推力を生成することで飛翔する。ビーミングの発信方式としては大きく分けて RP (Repetitively Pulsed: 繰り返しパルス) 型と CW (Continuous Wave: 連続発振) 型があり, 推力の生成方式としては, 前者はデトネーション方式, 後者は熱交換方式が代表として挙げられる[6]. デトネーション方式は大気を推進剤としたパルデトネーションエンジンサイクルによって駆動するものであり, Mylabo はスパイクノズルを搭載した 12 cm 径, 50 g の Lightcraft (図 1.2(a))を 10 kW の CO₂ レーザーによって 71 m 打ち上げることに成功している[7]. また別のビーミング発信源として, ジャイロトロンを用いたマイクロ波ロケット(図 1.2(b))では 2 m の打ち上げ, 30 N の推力生成に成功している[8]. 熱交換方式においては機体に搭載している推進剤を, 熱交換器を通してビーミングによって加熱・加速することで推力を生成するものであり, Parkin は水素推進剤と 300 MW, 140 GHz のビーミング弦を用いた熱交換器型ロケットにおいて, ペイロード比 0.1, 比推力 775-1000 秒を達成できると推算した[9].



(a)



(b)

図1.2 デトネーション型ビーミング推進における機体 (a) Lightcarft [7], (b) マイクロ波ロケット[8].

本研究ではビーミング推進のうち、レーザーによるデトネーション方式を対象としており、その利点として大きく3つ挙げられる。① 主な推進材として大気を利用する空気吸い込み式であるため、化学ロケットと比較して高ペイロード比が見込まれる。② パルスデトネーションエンジン(PDE)サイクルを採用しているため、化学ロケットのようなターボポンプを必要とせず、簡素な機体構造である。③ ビーム発信基地が繰り返し利用でき、イニシャルコストを減価償却できる。これらのメリットから化学ロケットと比較して打ち上げ費用の低価格化が見込まれており、実際のミッションを想定したコスト推算なども行われている。葛山は10000 tonの物資をLightcraft型のレーザー推進によってGEOに投入するミッションを想定し軌道解析を行った[10]。エアブリージングモード、ラムジェットモード、ロケットモードの3つの推力生成モードを考慮した、CFD解析及びコストの最適化を行った結果、図1.3に示すように最終的に基地建設コストは償却され既存の化学ロケットで同様のミッションを行った際と比較し、1/4以下のコストに抑えることが可能であること示し、大量生産による機体作成コスト削減によって単位ペイロード重量当たりの打ち上げコストを\$100/kgにできる可能性もあると述べた。福成らは、H-IIBロケットの1段目をマイクロ波ロケットに置き換え、リードバルブによる吸気機構を搭載した際の推力を計算し、同様に軌道解析とコストの最適化を行った結果、ペイロード比は450%増加し、コストは74%の削減が可能であると述べた[11]。以上のようにビーミング推進は化学ロケットと比較して劇的にコストを削減できる手段と期待されているが、打ち上げ解析では推力生成においていくつか仮定も盛り込まれており、最適な推進システムを設計するには詳細な物理過程を考慮する必要がある。

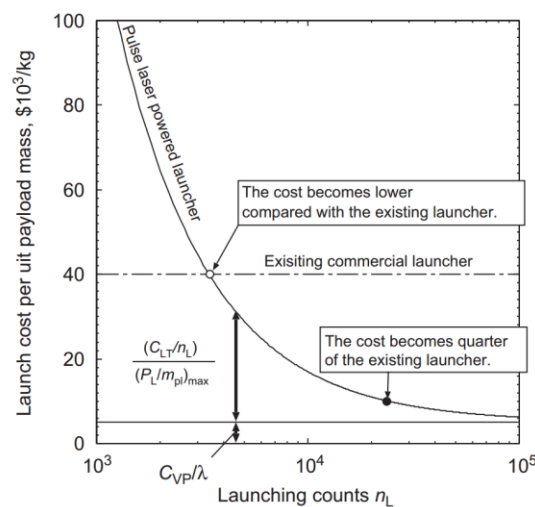


図1.3 単位ペイロード重量当たりのコストと打ち上げ回数の比較[10].

1.2 RP レーザーデトネーション推進の原理とエネルギー変換過程

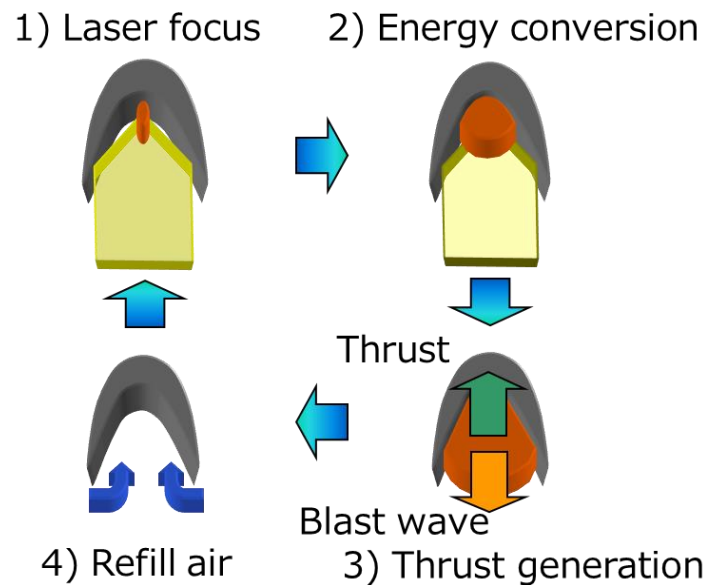


図1.4 レーザーデトネーション推進の推力生成サイクル

図 1.4 にレーザーデトネーション推進の推力生成サイクルを示す。1)ビーム発信基地から推進器にレーザーが照射され、搭載されたミラーによって反射・集光され、ビームウェスト上でレーザー強度が気体の絶縁破壊閾値を超えることでプラズマが生成される。2)そのプラズマ化した気体によってレーザーのエネルギーは逆制動放射過程を経て気体のエンタルピーへと変換される。3)高温高圧となった気体は爆風波を伴って推進器後方へと伝播し、推力が生成される。4)推進器内は負圧となり、吸気過程を経て再びレーザーが照射される。これら一連のサイクルが繰り返され推進器は加速・上昇する。このサイクルは前節でも述べたようにレーザー加熱を用いた PDE サイクルであり、定圧燃焼サイクルと比較して高い熱効率をもっている[12]。森らは、10 J/pulse の TEA-CO₂ レーザーを用いてプラズマを生成し、発生した衝撃波の変位履歴から、点源爆発の自己相似解を用いて爆風波エネルギーへの変換効率を計算した結果、40%以上の爆風波変換効率であること実験的に示した[13]。Wang らは Nd:glass レーザーを用いて同様に爆風波変換効率を計算した。この際、レーザー波長が CO₂ レーザーが 10.6 μm であるのに対し、Nd:glass レーザーが 1.06 μm であり、逆制動放射吸収係数は波長の 3 乗に比例するにも関わらず、CO₂ レーザーと同程度の爆風波変換効率を示した[14]。また、推進性能を向上させるためにノズル形状の最適化や[15][16]、リードバルブを用いた吸気性能の向上[17]など、要素技術の研究も行われてきたが、システムの最適化にはレーザーか

らプラズマへのエネルギー変換過程における物理現象を加味することが必要不可欠である。

1.3 レーザー支持デトネーション波の伝播

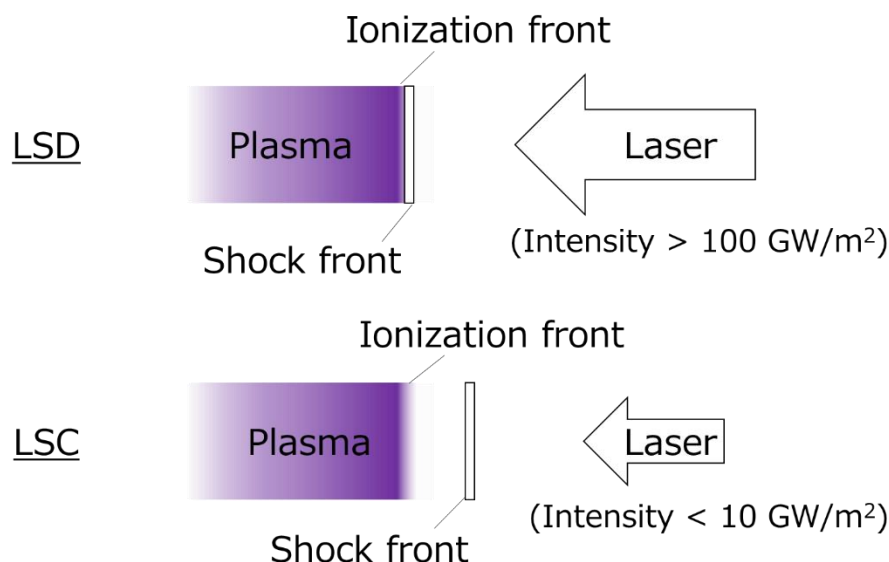


図1.5 Laser-Supported Detonation と Laser-Supported Combustion

プラズマがレーザーのエネルギーを吸収する際、レーザーの強度が十分に大きければプラズマの電離波面と衝撃波が一体となって、レーザー光路に沿ってレーザー照射反対方向に超音速で伝播する。この現象をレーザー支持デトネーション(Laser-Supported Detonation: LSD) と言い、このような、衝撃波を伴い、レーザーを吸収して進展する電離波面を LSD 波と言う[18]。LSD 波が伝播する際に気体は定積的に加熱され、レーザーのエネルギーが効率的に気体のエンタルピーへと変換される。デトネーションという名称は可燃性ガス中における燃焼によるデトネーションのアナロジーであり、衝撃波と加熱領域が一体となって超音速で伝播することに由来している。レーザーの強度が LSD を発生させるに至らない場合や、パルスレーザーにおいてレーザーの出力が徐々に減衰すると、衝撃波はプラズマの電離波面から乖離する。この際、気体は定圧的に加熱されるため、レーザーから衝撃波を駆動するエネルギーへの変換効率は LSD 状態と比較して劣ることとなる。この衝撃波とプラズマが乖離した状態を LSC (Laser-Supported Combustion: レーザー支持燃焼) という。LSD と LSC の概念図を図 1.5 に示す。一般的にハイパワーのパルスレーザーは時間経過とともにレーザー出力が減衰するため、LSD 観測時において時間経過に伴いレーザー強度が低下する。そのため、ある強度において

電離波面に付着していた衝撃波が乖離する，LSD-LSC 遷移(Termination)が生じる．よって効率的な推進器を設計するには如何に LSD 状態を維持し，効率的にレーザーのエネルギーを推力に変換するかが重要になる．

1.4 デトネーション伝播の物理過程

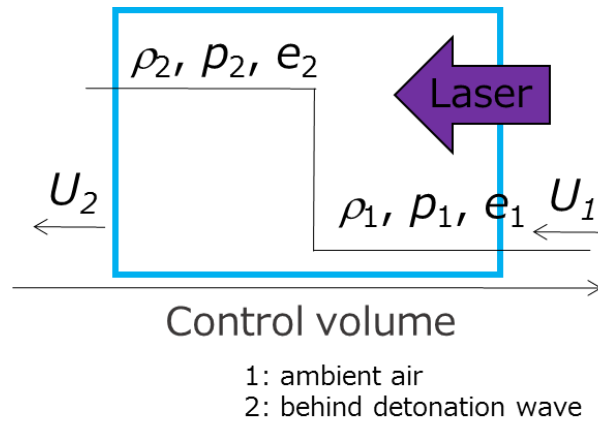


図1.6 一次元デトネーションにおける波面静止系における検査体積

デトネーションは燃焼によるデトネーションと電磁デトネーションに大別され，加熱領域と衝撃波が一体となって伝播するということが共通しており，加熱方式がそれぞれ異なる．燃焼によるデトネーションでは可燃性のガス中を衝撃波が伝播することにより化学反応を誘起し，発熱反応によってガスが加熱され，そのエネルギーによって前方の衝撃波を駆動し進展するという構造を有しており，これを Zel'dovich-von-Neumann-Doering (ZND)モデルという[19]．燃焼によるデトネーションにおいて，自走するデトネーションは Chapman-Jouguet デトネーションのみであり，流体力学的な保存則からデトネーションの伝播速度が解析的に定まる．電磁デトネーションの場合，プラズマが逆制御放射によって電磁ビームのエネルギーを吸収することでガスが加熱される．この際，加熱源であるプラズマの進展は放電現象によって律速され，デトネーションの進展速度はそれによって定まる．一次元のデトネーションにおいて，図 1.6 のように波面静止系の検査体積をとった場合，流体力学的保存則は，

$$\rho_1 U_1 = \rho_2 U_2 \quad (1.1)$$

$$p_1 + \rho_1 U_1^2 = p_2 + \rho_2 U_2^2 \quad (1.2)$$

$$C_{p1}T_1 + \frac{U_1^2}{2} + q = C_{p2}T_2 + \frac{U_2^2}{2} \quad (1.3)$$

となる．燃焼によるデトネーションの場合，加熱量 q は可燃性ガスの当量比によって決定されるが，電磁デトネーションの場合，

$$q = \frac{\eta S}{\rho_1 V} \quad (1.4)$$

となり，レーザー強度と電離波面伝播速度の関数となる．これらの保存則より描画される P-V 線図を図 1.7 に示す．式(1.1)-(1.2)より描画される直線が図 1.7 に示すレイリー線であり，(1.1)-(1.3)及び(1.1)-(1.4)によって表される曲線がユゴニオ曲線である．燃焼によるデトネーションと電磁デトネーションのユゴニオ曲線の違いは初期状態と交点を持つか否かであり，Raizer はレーザー支持デトネーションのユゴニオ曲線を描画する際，雰囲気圧は波面後流の圧力と比較して無視できるほど小さいとして， $(p_1/p_2, v_1/v_2) = (0,1)$ を通るユゴニオ曲線を提案したが[20]，嶋田らはミリ波デトネーションでは，雰囲気圧は無視できないとして， $(p_1/p_2, v_1/v_2) = (1,1)$ と交点を持つユゴニオ曲線が提案された[21],[22]．流体の状態を記述するには(1.1)-(1.3)ともう一つの条件が必要であるが，波面後流の流速と音速が等しい，即ち $M_2 = 1$ の熱閉塞状態となる場合のことを Chapman-Jouguet デトネーションといい，この場合の P-V 線図は図 1.7 の(a)の様にレイリー線とユゴニオ曲線が接する．図 1.7 (a)において ZND 構造を有する場合，可燃性ガスは von-Neumann spike と呼ばれる先頭衝撃波によって圧縮され点 O から点 N へと行き，加熱反応が生じることで CJ 点に遷移する．先述したように，燃焼によるデトネーションにおいて自走するデトネーションは C-J デトネーションのみであり，式(1.1)-(1.3)及び熱閉塞条件下において，C-J 速度は以下の様に解析的に定まる[19],[23]．

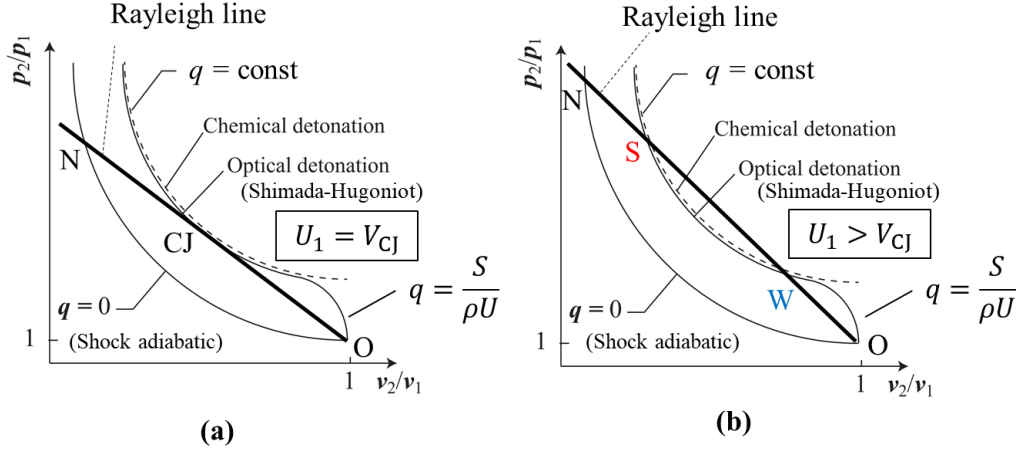
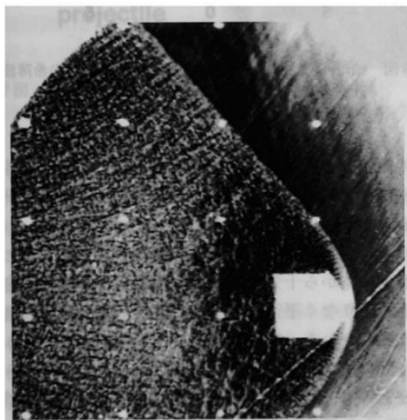


図1.7 一次元デトネーションにおける P-V 線図. (a) C-J デトネーション (b) 過駆動デトネーション.

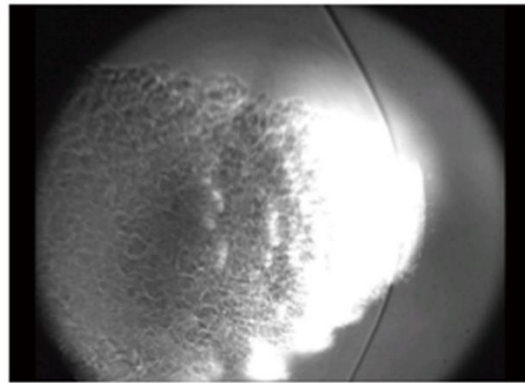
$$V_{CJ} = \sqrt{2(\gamma_2^2 - 1)q} \quad (1.5)$$

デトネーションの伝播速度が C-J 速度より大きい場合のことを過駆動デトネーション(Overdriven Detonation)と呼び、その場合における P-V 線図は図 1.7 の(b)の様になり、レイリー線とユゴニオ曲線は二つの交点を持つ。上の交点の状態を強い過駆動状態(Strong Overdriven)、下の交点の状態を弱い過駆動状態(Weak Overdriven)という。強い過駆動状態は燃焼によるデトネーションの場合において C-J 速度を超える弾丸を可燃性ガス中に打ち込むことによって観測される(図 1.8 (a))[24][25]。強い過駆動デトネーションの場合のデトネーション伝播速度は打ち込まれた弾丸の速度そのものであり、それがレイリー線の傾きとなり、図 1.7 (b)における N 点から S 点に移行し波面背後の状態が定まる。一般的にこのような”弾丸”が介在しなければ強い過駆動デトネーションは存在し得ない。その理由として、波面背後の流速は亜音速となり、膨張波が衝撃波に追いつき衝撃波を弱め C-J デトネーションへと遷移するためである。一方、弱い過駆動デトネーションの場合、波面背後の流速は超音速であるため von-Neumann spike による先頭衝撃波の圧縮は発生せず、図 1.7(b)の O 点から W 点へと連続的に圧縮される。また波面背後は超音速であるため、流体的な擾乱はデトネーション波面に干渉することはできないため、衝撃波によって発熱反応が誘起される燃焼によるデトネーションでは、弱い過駆動デトネーションは理論的には成立し得ない。一方、電磁デトネーションにおいては加熱領域の速度はプラズマの電離波面伝播速度によって律速されるため、電離波面伝播

速度が C-J 速度を超える場合は弱い過駆動デトネーションとなる[20]. 実験的においては, 加熱領域,すなわちプラズマが衝撃波を先行するようなミリ波支持デトネーションの構造が観測されており(図 1.8 (b)), また嶋田らはミリ波支持デトネーションを発生させた際のマイクロ波ロケットの運動量結合係数を実験値と CFD によって推算された値を比較した結果, 弱い過駆動デトネーションの値と一致することを示した[21]. また嶋村らは準 1 次元のデトネーション管で LSD を発生させ, 閉口端における圧力を計測し, ユゴニオ解析によって得られた圧力と比較した結果, LSD は弱いデトネーションであり, Termination 時では C-J デトネーションへと遷移すると結論付けた[22]. 以上, 述べたようにユゴニオ解析や, 加熱量が速度の関数であることから, デトネーションの伝播速度は流れ場の状態を記述する上で非常に重要なパラメータであり, 本研究ではレーザー支持デトネーションにおける電離波面伝播速度に焦点を置く.



(a)



(b)

図1.8 (a) 弾丸により誘起された燃焼によるデトネーションにおける強い過駆動デトネーション[24]. (b) ミリ波によって誘起された弱い過駆動デトネーション.

1.5 レーザー放電の進展を記述する伝播モデル

前節で述べたようにレーザー支持デトネーションの流れ場を記述するにはレーザーによって誘起された放電の伝播速度が重要なパラメータとなる. この節ではプラズマの電離波面の進展現象に関して提案された伝播モデルについて述べていく.

1.5.1 衝撃波加熱モデル

Raizer はレーザー支持デトネーションが伝播する際、生成された衝撃波が雰囲気ガスを加熱することによって誘起された電子がレーザーを逆制動放射吸収・衝突電離を起こすことによって電離波面が進展すると述べた[20]. 衝撃波が加熱反応をトリガーするという点では可燃性ガス中における燃焼によるデトネーションと相似であり、このときの伝播速度は C-J デトネーション速度と一致する[20],[26]. レーザー支持デトネーションにおける C-J デトネーション速度は(1.4)において波面速度 $U_1 = V_{CJ}$ とし(1.5)に代入することで得られ、レーザー強度の 1/3 乗に比例した関数となる.

$$V_{CJ} = \left\{ 2(\gamma_2^2 - 1) \frac{\eta S}{\rho_1} \right\}^{\frac{1}{3}} \quad (1.6)$$

このようなモデルでは衝撃波による重粒子加熱が重要であり、白石らはアルゴン雰囲気中における LSD をナビエ-ストークス方程式と電離反応をカップリングすることによって数値計算し、レーザー吸収層である電離波面が衝撃波を追従している構造を再現した[28]. 葛山らは同様にナビエ-ストークス方程式に Park の二温度モデル[29]を組み込んだ 11 の化学種の反応を考慮した空気中の LSD の進展の数値解析を行い、400 GW/m² 以上でレーザー吸収帯と衝撃波が一体となって伝播する構造が確認された[30]. しかしながら後述するように空気中において、このレーザー強度以下でも衝撃波と電離波面が一体となる構造は観測されており、衝撃波誘起だけでは説明できないとして別のモデルも提案されている.

1.5.2 ストリーマ放電モデル

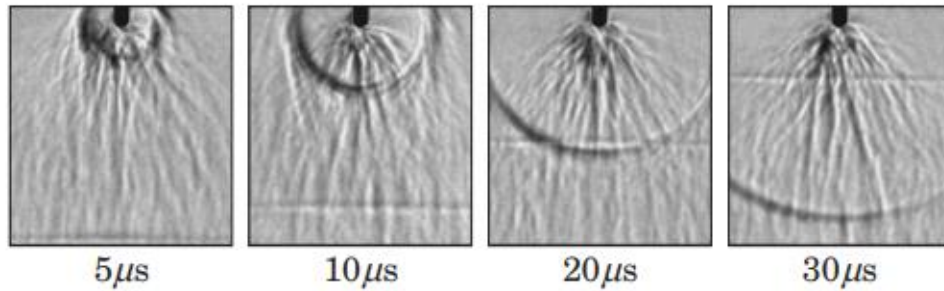


図1.9 レーザーシュリーレン法によって撮影されたストリーマ放電の枝分かれ構造とそれによって誘起された衝撃波. 図中の数字はパルス電圧が引火されてからの経過時間を表す[32].

衝撃波誘起でないモデルとして、放電現象が衝撃波を駆動するというストリーマ放電モデルがある[31]。これは電離波面の前面に電子が輸送され、電磁波などの外部電界によってその電子が加速・電離雪崩を起こし、電離波面が進展するというものである。図 1.9 は不均一電界中におけるストリーマ放電のストリーマヘッドの進展の実験と数値計算によって再現された発光分布の比較を示している[32]。このストリーマ放電において重要な物理現象がプラズマからの紫外光が引き起こす光電離による電子生成であり、電離波面前面に生成された光電子が加速・電離雪崩を引き起こすことでストリーマヘッドが進展する[33],[34]。Raizer はレーザー放電においてもプラズマからの輻射によって生成された電子が、レーザーによる電界で加速されることによって衝突電離を引き起こし電離波面が進展すると述べている[20][35]。Fisher はこの進展現象を”Fast Ionization Wave (FIW)” と称し、水素ガス中における、光電離及び光励起による種電子生成と逆制動放射によるエネルギー吸収を、輻射輸送方程式を用いて計算し、エネルギー保存則から電離波面伝播速度を計算している[36],[37]。嶋村らは炭酸ガスレーザー及びガラスレーザーを用いて生成したプラズマを発光分光法によって電子密度と電子温度を計測し、それらの値を用いてプラズマからの輻射量を推算し電子の質量保存則から計算された電離波面伝播速度とシャドウグラフ法によって撮影されたプラズマの進展速度とを比較した[38]。またストリーマ放電の理論進展速度は、

$$V = 2 \sqrt{D_{eff} \nu_i \left(\frac{E}{N} \right)} \quad (1.7)$$

となり[39],[40]、レーザーと同様の高周波の電界が駆動する、マイクロ波放電プラズマの進展では式(1.7)を用いて速度を再現できたという報告もされている[40],[41]。上述のようなモデルでは衝撃波のような重粒子の移流が主体の物理が介在せず、放電現象に着目してレーザー支持デトネーションを記述することができる。

1.6 レーザー支持デトネーション波におけるビーム径及び集光 F 値の影響

前節では、レーザー放電の進展を記述するモデルについて述べたが、そのような物理モデルの妥当性検証には実験値との比較が必要不可欠である。実験値として比較できるパラメータとして代表的なものは、波面伝播速度、プラズマ密度、プラズマ温度があるが、先述の通り本研究ではデトネーション伝播速度及び伝播速度とレーザー強度の関係

に着目している．これまでの実験値について，図 1.10 に伝播速度とレーザー強度の関係の代表的な先行研究を示す．図 1.10 より研究によって同じレーザー強度であるにも関わらず，伝播速度が異なっていることが分かる．これらの要因としてビーム径が挙げられる．実験室におけるプラズマでは絶縁破壊閾値を達成するためにレーザーを集光する必要があるが，森らは図 1.11 に示すような非軸パラボリックミラーを使用しており[13]，牛尾らは図 1.12 に示すようにウェッジノズル内で線状集光し LSD を観測している[44]．Raizer は LSD が伝播する際に，図 1.13 に示すようにプラズマが吸収したエネルギーはレーザー照射源方向に衝撃波を駆動するのに消費されるエネルギーとレーザーに対して横方向に流出するエネルギーがあるとし，エネルギー保存則として以下のような関係を導いた[20]．

$$A_{\text{front}}\rho V_{\text{LSD}}\varepsilon + A_{\text{side}}\rho V_{\text{side}}\varepsilon = A_{\text{front}}S \quad (1.8)$$

左辺第一項は LSD がレーザー照射源方向に駆動する際に消費されるエネルギー，左辺第二項は横方向に衝撃波が駆動する際に消費されるエネルギー，右辺がレーザーによる吸収エネルギーを表す．式(1.3)の一次元進展におけるエネルギー保存則と比較して，式(1.8)ではエンタルピーの流出によってデトネーション速度が減速すると Raizer は述べている．このようにビーム径を小さくしたために横方向膨張が効き，図 1.10 に示すように同じレーザー強度で伝播速度が異なる可能性が考えられる．よってビーム径が十分大きくとると横方向膨張は無視でき，伝播は 1 次元現象とみなせることがわかる．

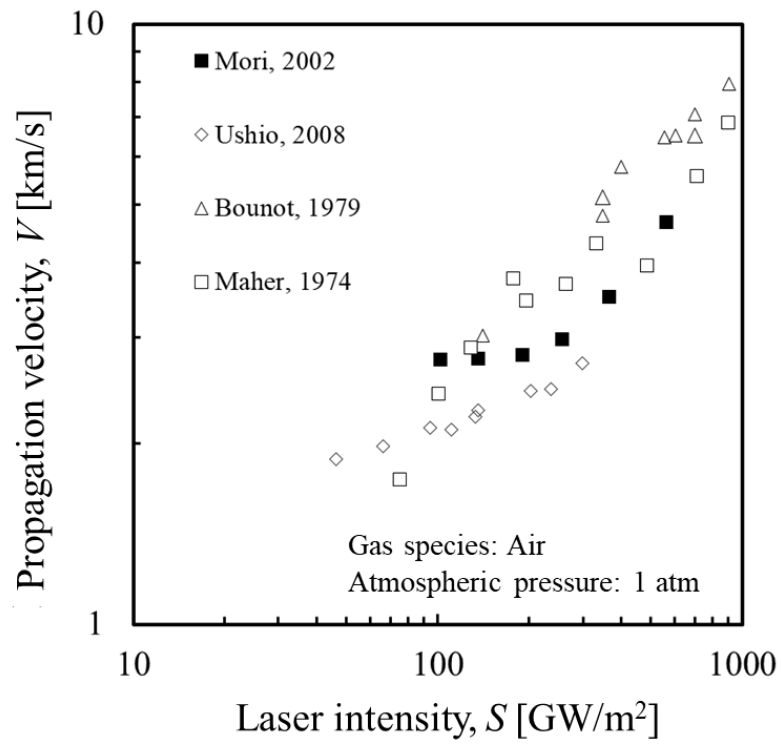


図1.10 先行研究における電離波面伝播速度とレーザー強度の関係[13][42][43][44]

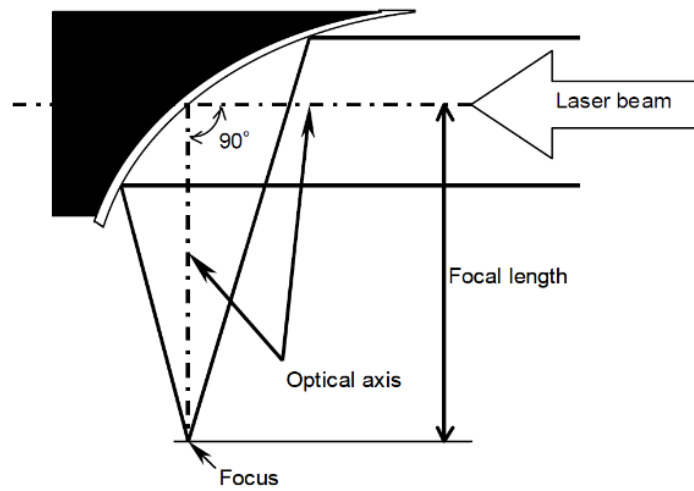


図1.11 非軸パラボラミラーによるレーザーの集光[13][12]

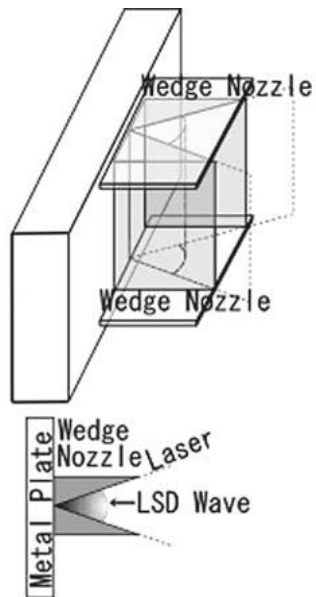


図1.12 線状集光とウェッジ型ノズルによる横方向膨張の閉じ込め[44][14]

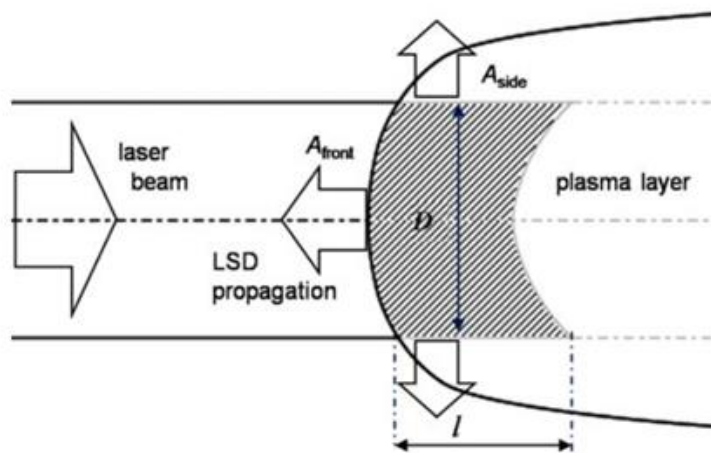


図1.13 レーザー支持デトネーションにおける横方向のエンタルピー流出[20][44][14]

1.7 レーザー強度分布による多次元性の影響

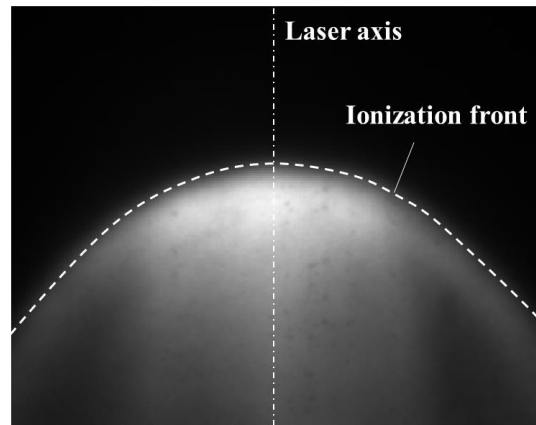


図1.14 レーザー放電における電離波面形状

他の二次元効果としてレーザー強度分布及び波面形状が考えられる．図 1.14 に示すようにレーザー放電の電離波面は弓型形状を有しており，図 1.13 のようにプラズマは単純な円筒形状ではないため，横方向の影響を加味するには波面形状を考慮する必要があると示唆される．図 1.14 のように弓型の波面になるのは，レーザー強度がピークをもつ空間プロファイルをもっているからであると考えられ，今後数値モデルを多次元に拡張する際の入力パラメータとしてレーザー強度分布も加味する必要がある．しかしながら先行研究でプロファイル及び波面形状に関して議論しているものはほとんどなく，本研究ではレーザー強度分布を詳細に測定し，ビーム中心軸上の伝播速度の強度依存性のみならず，軸外の伝播速度のレーザー強度依存性についても調査し，その際の波面形状がどのように形成されるのについて議論する．

1.8 研究の目的

レーザー推進の最適化にはレーザー支持デトネーションの物理モデル解明が必要不可欠であるが，その妥当性検証のための実験データとして電離波面伝播速度のレーザー強度依存性が詳細に調査されていない．また軸外の伝播速度及び波面形状がどのような強度分布に従うかは，今後数値モデルが多次元に拡張された際や，横方向の散逸効果を考慮する際に重要な指標となると考えられる．したがって本研究では強度依存性について調査する際の入力パラメータとしてレーザー強度分布を詳細に測定し，それを用いてビーム中心軸上の電離波面伝播速度の強度依存性を明らかにし，測定されたプロファイルを用いて弓型の電離波面における斜め方向の伝播速度と局所のレーザー強度の関係を調査することで，波面形状がどのような条件に従って形成されるかを明らかにする．

第2章 ビームウェストにおけるレーザー強度分布の測定

レーザーデトネーション推進においてレーザーを伝送する際にレーザー強度は気体の絶縁破壊閾値を越えてはならず、推進器の推力壁で集光し、プラズマを生成しなければならない。実験室においてもレーザー支持デトネーションを観測する際にはレーザーを集光して絶縁破壊閾値以上のレーザー強度を得る。ビームウェストにおける集光特性および強度分布を知ることは電離波面伝播速度の強度依存性を調査するうえで必須であり、本章ではそれについて述べていく。

2.1 レーザー強度の評価方法とレーザー強度分布の影響

レーザー支持デトネーションが伝播する際に単位体積当たりに加えられる熱量は式(1.4)で表されるように伝播速度とレーザー強度の関数であり、伝播速度が大きくなるほど加わる熱量は小さくなる。よって生成推力の推定及び推進システムの最適化には伝播速度の強度依存性を明らかにすることが非常に重要であるといえる。伝播モデルの妥当性検証のためにも速度及びレーザー強度は精密に測定しなければならないが、先行研究においてレーザー強度の推定にはある程度の仮定が置かれている場合や、プロファイル形状について述べられていない場合が多い。多くの研究ではパワー P 及びビーム径 D が既知であり、その場合の代表的なレーザー強度の推定法としてはレーザーパワーをビーム断面積で除した値を用いており[20],[26],[43]、式(2.1)のように計算される。

$$S_{\text{ave}} = \frac{P}{\left(\frac{D}{2}\right)^2} \quad (2.1)$$

仮にレーザーが強度分布をもっており、それを軸対称ガウシアン分布と仮定した場合、

$$S(r) = S_{\text{peak}} \exp \left\{ -2 \frac{r^2}{\left(\frac{D}{2}\right)^2} \right\} \quad (2.2)$$

r はレーザー照射面における軸方向座標を表している。 $D/2$ はビーム半径を表しており、

ピーク強度の $1/e^2$ になる位置である．レーザーパワーはこれを空間的に積分したものであり，

$$P = \int_0^\infty S(r) 2\pi r dr = \frac{1}{2} \pi \left(\frac{D}{2}\right)^2 S_{peak} \quad (2.3)$$

となり，(2.1)式と(2.3)式を比較すると，57%程度の違いがあることが分かる．レーザー生成プラズマの強度依存性の研究において，マルチモードであるからレーザー強度が空間的に均一であると述べている文献もあるが[42]，マルチモードでも完全な矩形なビームになるとは限らず，正確なレーザー強度依存性を調査するにはプロファイルの測定が必須である．

2.2 使用レーザー:TEA-CO₂ レーザー



図2.1 TEA-CO₂ レーザーの外観

本研究では1次元のレーザー放電を発生させるためにレーザーを集光し，空気中におけるレーザーの電離波面速度を測定する．使用したレーザーは図 2.1 に示すような TEA(Transversely Excited Atmospheric) CO₂ レーザーで発振波長は 10.6 μm である(宇翔, IRL1201)．レーザーの出力と積算エネルギーの時間履歴を図 2.2 に示す．TEA-CO₂ レーザーはガスレーザーの一種であり，使用ガスは He: N₂: CO₂ = 84 : 8 : 8 の混合ガスである．封入圧は 120 kPa であり，定格のエネルギーは 10 J である．エネルギーは Gentec-

EO 製のカロリーメーター(QE50LP-H-MB)を用いて測定し、出力の時間履歴は浜松フォトニクス製のフォトンドラッグ(B749)を用いて測定を行った。レーザー射出窓直後におけるレーザーのビーム形状は $30\text{ mm} \times 30\text{ mm}$ であり、横モードは高次モードとなっている。図 2.1 の装置の射出窓直後に感熱紙においてレーザーを照射した際のバーンパターンを図 2.3 に示す。このレーザーの強度分布についてだが、横方向にガウシアン分布、縦方向にトップハット分布を持っている。したがって、強度分布のピーク値を記述するにはプロファイル測定が必要となる。

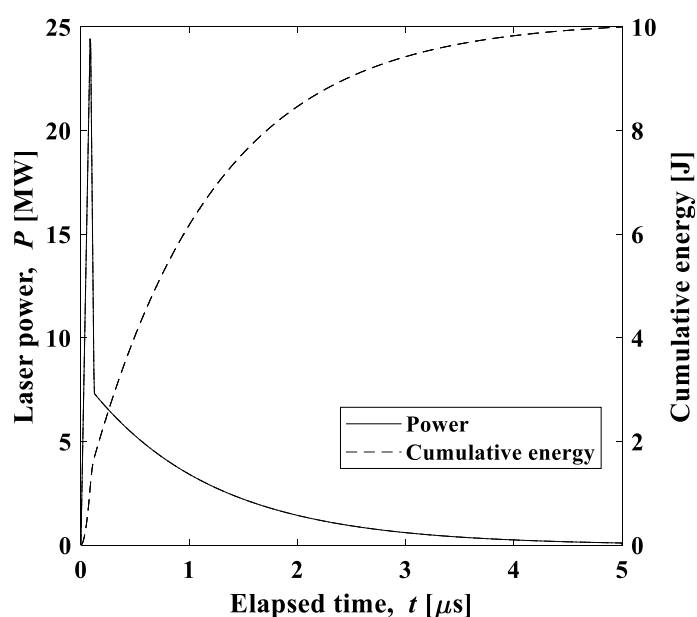


図2.2 CO₂ レーザーの出力と積算エネルギーの時間履歴。横軸はレーザー発振の開始からの経過時間を示す。

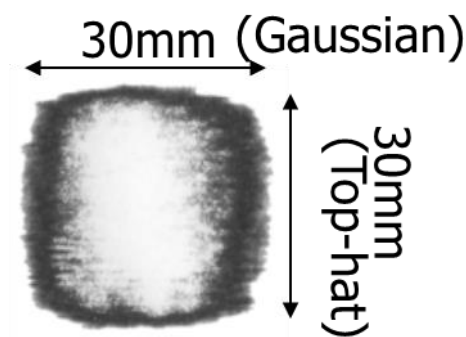


図2.3 CO₂ レーザーの出力窓直後でのバーンパターン

2.3 使用光学系

1.6 節で述べたように、伝播速度のレーザー強度依存性が異なる理由としてビーム径の影響がある。本研究ではビーム径が伝播速度に及ぼす影響を調査するために種々の光学系においてレーザー支持デトネーションを観測し、伝播速度を測定する。比較的高い F 値を用いることで図 1.11 や図 1.12 の集光形状と比較してビーム断面積の変化が小さい光学系を採用した。本研究においては 4 種類の光学系を用いており、それぞれのビーム径を大きい順に D_4 , D_3 , D_2 , D_1 とした。これはプラズマ径や感熱紙から 4-1 mm の設計値としているが、本質的には未知のパラメータであり、後述するようにビーム径はプロファイルを測定することで定義される。用いた光学系の概要を Table 2.1 に示す。Table 2.1 中の f , F はビーム径、焦点距離、 F 値を表している。図 2.4 はそれぞれの光学系の概略図を示しており、一つの光学系は二つの非軸シリンダカルミラーで集光し、その他はセレン化亜鉛(ZnSe)レンズで集光した。集光に用いたミラーは反射率を向上させるために金でコーティングを施してある。本研究で使用する CO_2 レーザーは図 2.3 に示す縦方向と横方向で異なるプロファイル形状をしており、そのため両方向においてスポット径が一致しない。よってビーム径を単純な円の直径で表現できないため、ビーム径を以下のように定義する。

$$D = 4 \sqrt{\frac{W_{0G}W_{0T}}{\pi}} \quad (2.4)$$

W_{0G} 及び W_{0T} は図 2.3 に示すガウシアン方向、トップハット方向を集光した際のビームウェスト半径を表しており、これらはそれぞれのプロファイルを測定することで得られる数値である。

表 2.1 各光学系の焦点距離及び F 値

Property	D_4		D_3		D_2		D_1	
	G 方向	T 方向	G 方向	T 方向	G 方向	T 方向	G 方向	T 方向
f [mm]	500	400	317.5		225		127	
F	16.7	13.3	10.6		7.5		4.2	

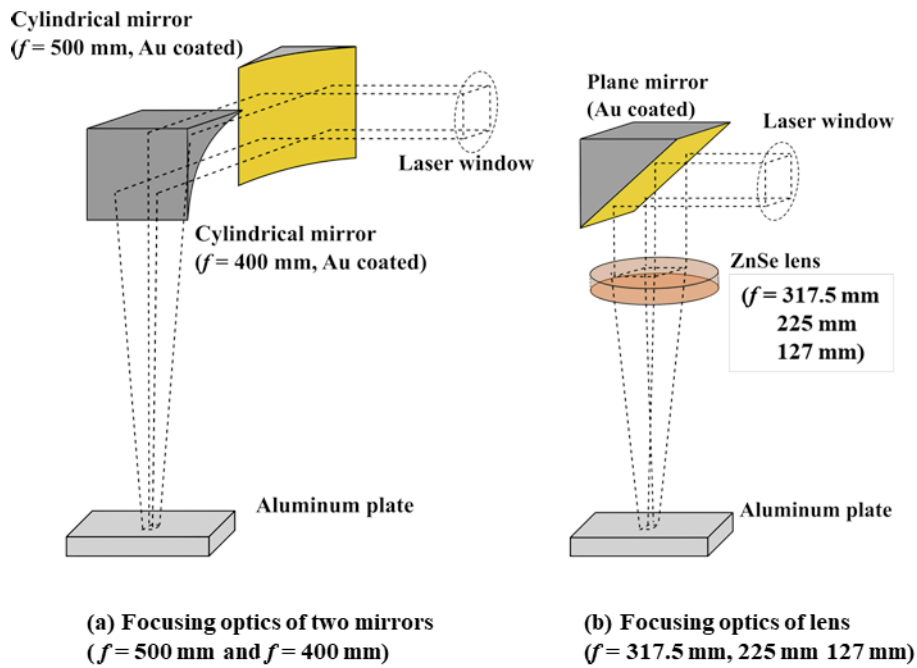


図2.4 光学系, (a)二つのミラーによって集光.(b)レンズによって集光

2.4 レーザー強度分布のプロファイリング

近年、高強度レーザーの発達に伴い、産業用加工レーザーなどでもプロファイル測定の需要が高まっている。産業的に多く使用されているのが CCD によるプロファイルである。CCD ではリアルタイム計測が可能であるが、使用可能な波長領域が制限されていること、ハイパワーのレーザーなどでは極度に減衰させる必要があること、CCD の素子サイズが大きくできないことなどがデメリットとして挙げられる。また最も簡易な方法として挙げられるのが、アクリル樹脂にレーザーを照射して蒸発した穴の深さを測定するものである。しかしこの問題点としては再現性が得られないこと、アクリルが蒸発するにつれて照射面に対する入射角の影響が出てくることなどがあり、簡易的にプロファイル形状を見積もることはできるが、精密にプロファイルを同定することには推奨されない[45]。また有毒物質が排出されることなども問題点のひとつである。エネルギーメータを用いてプロファイルを測定できる手法としては、回転するスリットを用いた CT(Computational Tomography) スキャンによるプロファイル測定である[46]。これはスリットを掃引することで強度のある方向における線積分値の分布を測定し、掃引方向を回転することによって得られた線積分値のデータセットから分布を求める手法である。問題点としてはプロファイルを再構築するには大量のデータを測定する必要があるということである。CT 手法では高次モードビームの強度分布のような複数のピークを持つような複雑なプロファイル形状でも再現できるが、この測定におけるデータ数は一つの角度あたり 125 ライン分測定しており、それを 1.44° おきに 0° から 180° まで測定している[46]。すなわちプロファイルを得るためにパルスレーザーでは数万回レーザーを打つ必要があるが、時間的コストが掛かりすぎる他、TEA-CO₂ レーザーなどでは高回数のオペレーションでは高電圧部品の損傷による低寿命化[47]などの問題もあるため他の測定方法が必要である。

2.4.1 ピンホール法

より簡易かつ厳密にレーザー強度が測定できる手法としてピンホール法が挙げられる[48]。これはピンホールを二次元的に掃引して、ピンホールを通過したレーザーのエネルギーを測定することでプロファイルを得る手法であり、エネルギーメータを用いるので波長による制限や、大きなビーム径でも対応可能である。厳密に求めるならば、ビーム集光平面の全体を掃引しなければならないが、ここでは次のような過程をおく。ガウシアン方向、トップハット方向の分布はそれぞれ $G(x)$, $T(y)$ とするとマルチモードのレーザー強度分布は、図 2.3 のバーンパターンから等強度線は四角形に近く、それぞれの分布の積の形であると近似できると仮定すると以下の様に表せる。

$$S(x, y) = S_{\text{peak}}G(x)T(y) \quad (2.5)$$

この強度分布を $y = 0, x = 0$ についてピンホール法によって測定すると, $S(x, 0) \propto G(x), S(0, y) \propto T(y)$ よりガウシアン方向, トップハット方向それぞれの強度分布が推定できる. この測定では 0.7 mm 径のピンホールを用いており, ビーム径はピンホール径より十分大きいことが推奨されているため[48], 表 2.1 に示す $f = 500 \text{ mm}$ と $f = 400 \text{ mm}$ の光学系を用いて測定を行った. ピンホールを掃引する際は, 0.002 mm/step のモーターを用いて掃引を行った. ピンホール上で集光するとプラズマが生成され, そのプラズマがエネルギーを吸収し正確な値が測定できないので, マイラーフィルムをレーザー射出窓直後に設置し, ピンホールでプラズマが着火しないように十分減衰させた. エネルギーの測定は 2.2 節で述べたカロリメーターを用いており, ピンホール通過による回折効果を排除するためにピンホールに近づけて測定した. 測定結果及びフィッティング結果を図 2.5 に示す. フィッティング関数はマルチモードによるフラットトップ形状を考慮し, スーパーガウシアン分布とガウシアン分布の重ね合わせとし,

$$G(x) = A \exp\left(-2 \frac{x^4}{\sigma_1^4}\right) + B \exp\left(-2 \frac{x^2}{\sigma_2^2}\right) \quad (2.6)$$

式(2.6)において第一項がスーパーガウシアン分布を表しており図 2.7 を見るとトップハット方向の分布でその影響が強く出ていることが分かる.

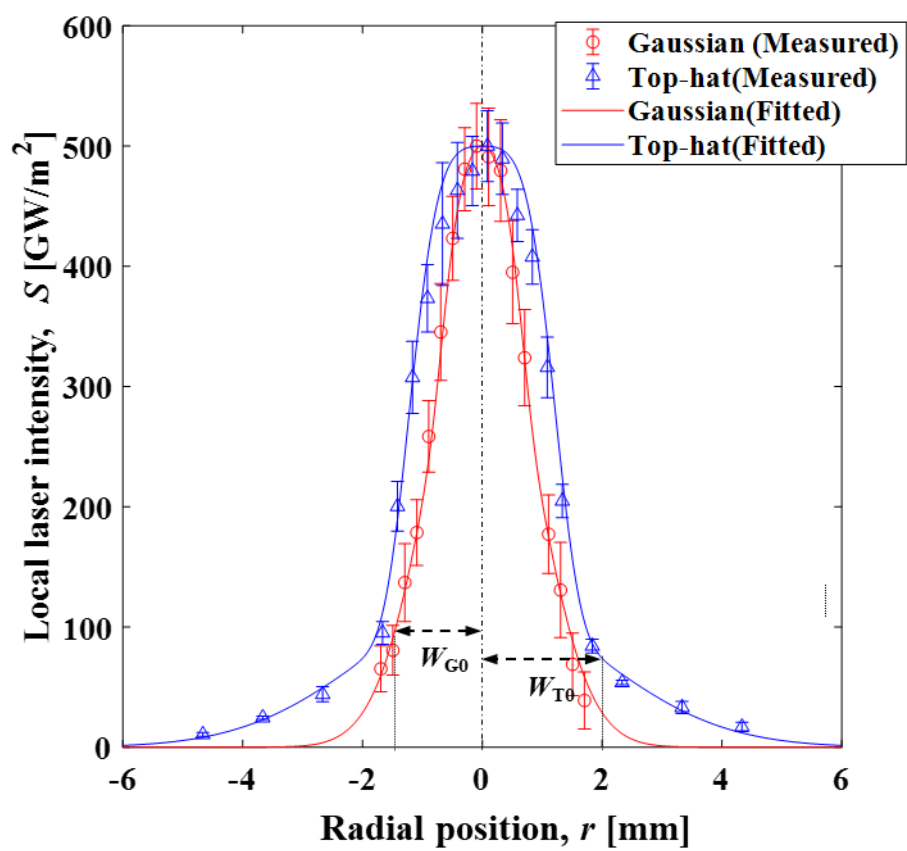


図2.5 ピンホール法によるプロファイル測定結果

2.4.2 近軸近似によって得られるビーム径の変化

レーザー支持デトネーション波がビーム光路を伝播する際に、伝播距離に従って波面に照射されているビーム断面積が変化し、それに伴いレーザー強度も変化するため、ビーム伝播を計算する必要がある。ビームの伝播についてはマクスウェル方程式において変数分離を行ったヘルムホルツ方程式を近軸近似の下で解くことによって光軸の位置 z における強度 $S(x, y, z)$ が得られる[51]。近軸ヘルムホルツ方程式に解において最も基本的な解としてガウシアンビームがあり、集光された際のガウシアンビームにおいて、 z をビームウェストからの距離、 x, y をビーム光軸と垂直な平面での座標系とすると、強度分布は以下のように表せられる。

$$S(x, y, z) = S_0 \left\{ \frac{w_0}{w(z)} \right\}^2 \exp \left\{ -2 \frac{x^2 + y^2}{w^2(z)} \right\} \quad (2.7)$$

$w(z)$ はある位置 z におけるビーム径である。 w_0 は境界条件によって定まるもので、集光されている場合において、ビームの入射径と発散角によって求められる。平行ビームが入射した際の発散角は F 値の逆数なので、 $z = 0$ におけるビーム径、すなわちビームウェスト w_0 は以下のように表される。

$$w_0 = \frac{\lambda f}{\pi W_{\text{initial}}} \quad (2.8)$$

$\lambda, f, W_{\text{initial}}$ はそれぞれビームの波長、焦点距離、ビーム入射径を表す。また、ビーム径 $W(z)$ は、

$$w(z) = \sqrt{w_0^2 + \frac{\lambda^2}{\pi^2 w_0^2} z^2} \quad (2.9)$$

これがガウシアンビームにおけるビーム径と焦点距離の関係である。しかし、先述したようにこの解は近軸ヘルムホルツ方程式の最も基本的な解であり、他の解としてエルミート-ガウシアンビームまたは高次モードのビームと呼ばれる解が存在する。これは(2.7)の強度分布にエルミート多項式を含んだものであり、一般的には強度分布が複数のピークを持つなど複雑になり、ビーム径は(2.8)で示したものより大きくなる[52]。出力

が大きいパルスレーザーなどでは一般的に単純なガウシアンビームで表されることは少なく，エルミート-ガウシアンビームの様々なモードが重畳した形で出力される[53]. 2.4.1 節で求められたような強度分布からモード分解をして強度分布及びビーム径を求める試みもあるが[54]，ビーム品質(Beam quality factor) と呼ばれる M^2 というパラメータを導入して近似的にビーム径を求める手法が国際標準化機構によって導入されており[55]，工学的応用上でも広く使用されている．本研究においてもこの手法に倣ってビーム径を求める．高次モードのビームにおける焦点のビーム径は式(2.8)及び M^2 を用いて[56]，

$$W_0 = M^2 w_0 = M^2 \frac{\lambda f}{\pi W_{\text{initial}}} \quad (2.10)$$

と簡単な形で表せる．この時のビーム伝播の式は

$$W(z) = \sqrt{W_0^2 + \frac{M^4 \lambda^2}{\pi^2 W_0^2} z^2} \quad (2.11)$$

となり，(2.19)の式の根号内の第二項に M^2 を掛けたものとなる．(2.8),(2.9)と(2.10)(2.11)式を比較するとわかるように， M^2 というパラメータを用いることで高次ビームを近似的にガウシアンビームと同様なビーム伝播の形に表すことができる． M^2 の求め方だが，ISO 規格では焦点付近のビーム径 $W(z)$ を 5 点以上測定し式(2.11)をフィッティングすることで M^2 を求めることを推奨している[55]．ビーム径の算出法としては全ビームエネルギーの 86 %を含む径と定義してナイフエッジ法により測定を行った．ビーム径の測定結果と得られた M^2 を図 2.6 に示す．

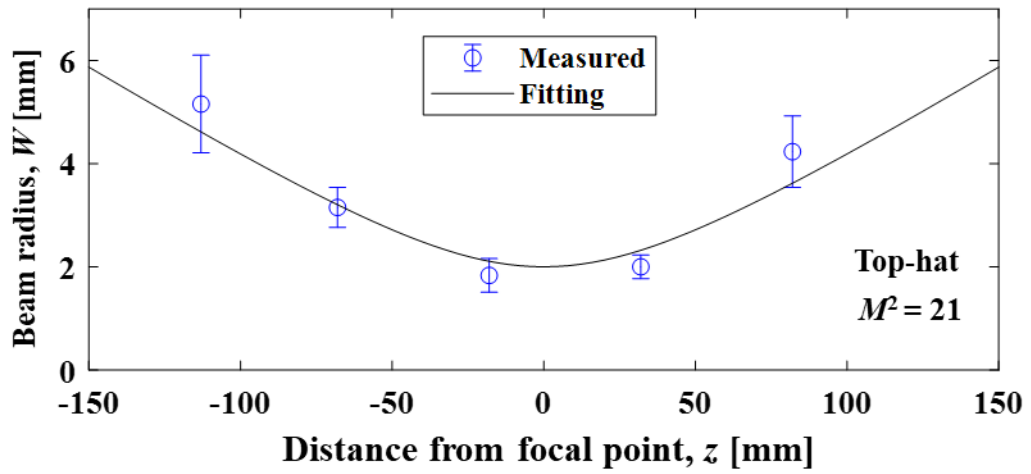
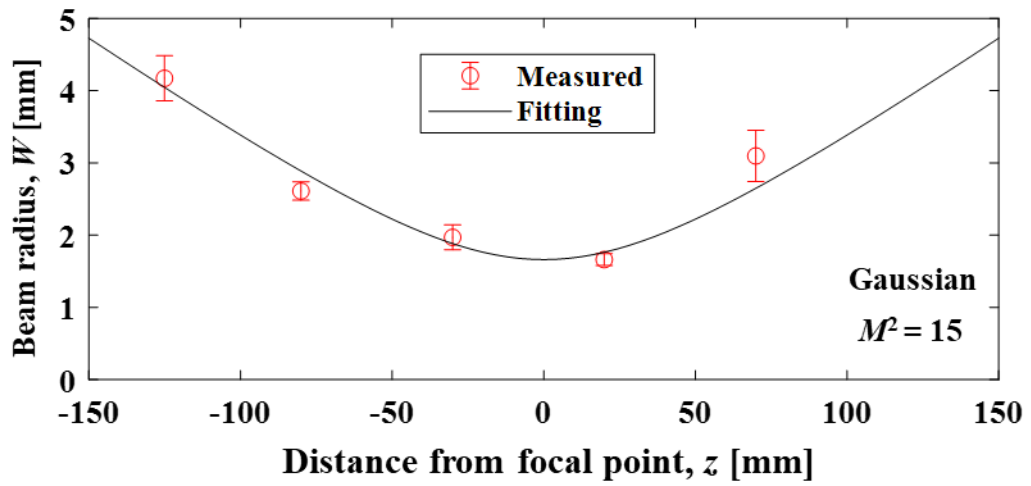


図2.6 ビームプロファイリングによるビーム半径の測定結果と得られたビーム形状及び M^2 値

図 2.6 より焦点付近でのビーム断面形状変化が小さいビーム形状が得られており比較的高い M^2 が得られておりガウシアン方向， トップハット方向でそれぞれ 15, 21 となった．
これらの結果より， $f=500\text{ mm}$ と $f=400\text{ mm}$ の集光光学において， $W_{G0}=1.7\text{ mm}$ ， $W_{T0}=2.0$ という結果が得られた． また得られた M^2 より式(2.10)から表 2.1 に示す各光学系における光学系， ガウシアン方向， トップハット方向の集光ビーム半径も求まり， その結果を表 2.2 に示す． これらの結果より $D = 4.1\text{ mm}$ 以外の光学系においてもビーム集光形状及びプロファイルが求まり， 各光学系における任意の時間の局所レーザー強度が計算できる． 求めたプロファイルを空間的に積分するとその時間におけるパワーが以下のよう求められる．

$$P = S_{\text{peak}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(x)T(y) dx dy \quad (2.12)$$

また平均強度は求められたガウシアン方向及びトップハット方向のビームウェスト半径と式(2.1)の定義を比較して，

$$S_{\text{ave}} = \frac{P}{4W_G(z)W_T(z)} \quad (2.13)$$

である． (2.12)の積分値は実測された図 2.5 のプロファイルを積分することによって得られ， (2.12)と(2.13)を比較することでピーク強度と平均強度の比が得られ， 実測される値は S_{ave} と平均値とピークの比率を掛けることで式(2.5)及び任意の時間におけるレーザー強度分布が計算できる． ピークと平均値の比率を R_{peak} とすると

$$S(x, y, z, t) = \frac{R_{\text{peak}}P(t)}{4W_G(z)W_T(z)} G(x)T(y) \quad (2.14)$$

となる． レーザーパワー $P(t)$ は図 2.2 から求められる． (2.14)を用いてビームウェストにおけるガウシアン方向のレーザー強度分布の時間変化の様子を計算した結果を図 2.7 に示す． 図 2.7 において縦軸は $t=0.3\text{ }\mu\text{s}$ でのピーク強度で無次元化してあり， 時間が経過するにつれて小さくなるのが分かる． 横軸は図 2.5 で得られた $D = 4.1\text{ mm}$ におけるビーム径で無次元化してあり， 各光学系のビーム径を掛けることでそれぞれのプロファ

イル形状が得られる．またこれらの結果より得られたビームウェストから距離とトップハット方向のビーム半径の関係及び本実験で測定された代表的なデトネーションの伝播限界を図 2.8 に示す．伝播限界はレーザー支持デトネーションの衝撃波と電離波面が乖離する点であり，伝播速度のレーザー強度依存性を調査する際，強度の下限值はこの伝播限界によって定まる．この際，上限は絶縁破壊強度で定まり，マルチプルブレイクダウンが発生する強度となっており強度依存性を調査する際の測定範囲はこの上限と下限によって定められている．図中でデトネーション波は左端から右側に向かって伝播しており， $D = 2.1 \text{ mm}$ 及び $D = 1.2 \text{ mm}$ の径ではビーム断面積が小さく， $D = 4.1 \text{ mm}$ と $D = 2.9 \text{ mm}$ と比較して強度が高くなってしまう．よって同じ強度領域およびビーム断面積変化が小さい領域で限定的にレーザー支持デトネーションの観測を行うためにマイラーフィルムによって強度を減衰させている．なお， $D = 1.2 \text{ mm}$ などでは伝播限界付近において径が広がっているが，以後，それぞれの光学系での計測データのものは便宜上ビームウェストでの径として記しており，レーザー強度分布を計算する際は(2.11)式を用いて，径の広がりが考慮されてあることを留意されたい．

表 2.2 各光学系における集光特性

Property	D_4		D_3		D_2		D_1	
	G 方向	T 方向	G 方向	T 方向	G 方向	T 方向	G 方向	T 方向
$f[\text{mm}]$	500	400	317.5		225		127	
F	16.7	13.3	10.6		7.5		4.2	
$R [\text{mm}]$	1.7	2.0	1.1	1.6	0.8	1.1	0.4	0.6
$D = 4\sqrt{\frac{W_{G0}W_{T0}}{\pi}}[\text{mm}]$	4.1		2.9		2.1		1.2	

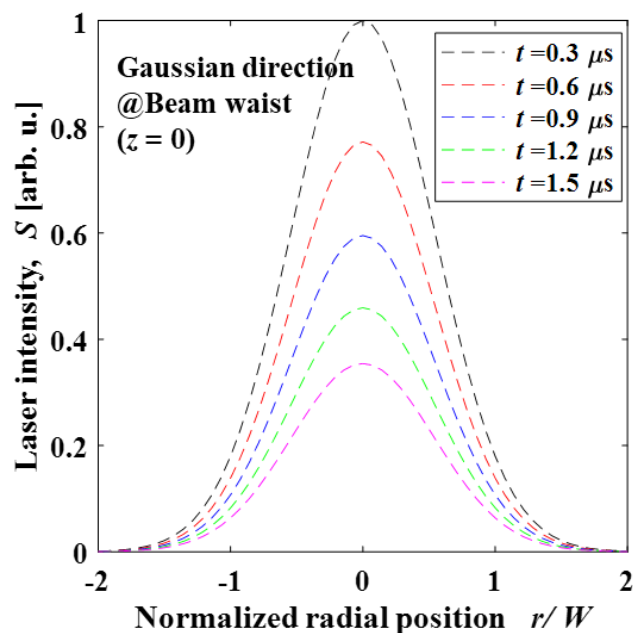


図2.7 ガウシアン方向，ビームウェストにおけるレーザー強度分布の時間変化。
 t はレーザー発振からの経過時間を示している．縦軸は $t=0.3\ \mu\text{s}$ のピーク強度で無次元化してある．横軸にビーム径を掛けることでそれぞれのプロファイルが得られる．

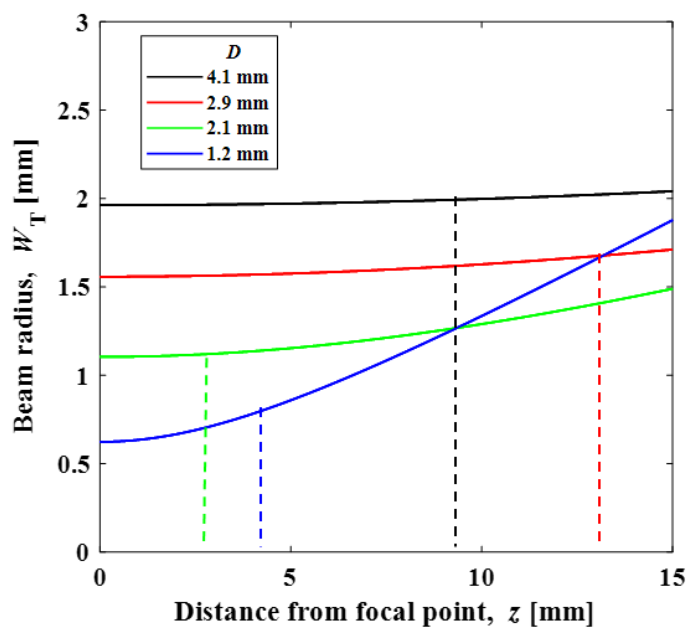


図2.8 各光学系におけるトップハット方向のビーム半径と焦点からの距離の関係．破線はそれぞれのビーム径における代表的な LSD 伝播限界距離を示しており，デトネーション波は左端から右側に向かって伝播する．

2.5 第 2 章のまとめ

強度分布の測定を行った結果、スーパーガウシアンでフィッティングできるプロファイルがガウシアン方向及びトップハット方向で得られ、またビーム品質値がガウシアン方向で 15, トップハット方向で 21 となった。これらの結果を各光学系の集光特性を求めた結果、ビーム径が得られ 4.1, 2.9, 2.1, 1.2 mm という結果となった。また得えたプロファイル及びビーム出力の時間履歴から、任意の時間におけるレーザー強度の空間分布がそれぞれのビーム径で求められることが可能となった。

第3章 ビーム中心軸上における電離波面伝播速度と局所レーザー強度の関係

この章では第2章で明らかとなったレーザー強度分布を用いて、ビーム中心軸上の強度と電離波面伝播速度の測定を行った。それについて実験手法と得られた結果について述べていく。

3.1 デトネーション波の可視化手法

2.3 で述べた光学系で放電を誘起させ、電離波面の進展を観測する。本節では電離波面と衝撃波面を同時に観測できる手法として HSHS(Half Self-emission and Half Shadowgraph)法について述べる。図3.1にHSHS法の光学系及び撮影された画像を示す。この手法ではレーザーシャドウグラフ法におけるプローブ光の光路の半分をマスクで覆い隠す形となっている。マスクで隠された部分ではプラズマの自発光が撮影でき、マスク無しの部分はレーザーラインフィルターを介することで通常のシャドウグラフ法と同様、衝撃波を撮影できる光学系となっている。プローブレザーは波長 532 nm の DPSS (Diode Pumped Solid State) レーザーを用いており、連続発振、出力 1.4 W となっている。画像の撮影には DRS 社の Ultra 8 という高速度カメラを用いた。解像度は 512×512 であり、最小露光時間は 10 ns である。本実験では露光時間は 50 ns とした。また Ultra 8 は1度のレーザー発振につき8枚の画像を撮影できる。レーザー発振の際、図2.2のようなレーザー光が放出されるが、レーザー発振のポンピングは内部の放電回路によって発生し、その放電の発光信号をパルスディレイジェネレーター(Stanford research System, DG535)に送り、遅延を調節してカメラへのトリガー信号とし、レーザー発振とカメラ撮影の同期を行っている。またプラズマを生成する際にレーザー強度は絶縁破壊強度を超える必要があるが、本研究で用いている高 F 値の光学系では、空気中においてそれを超えることができないのでアルミのプレートに集光することでプラズマを生成、LSD を観測した。

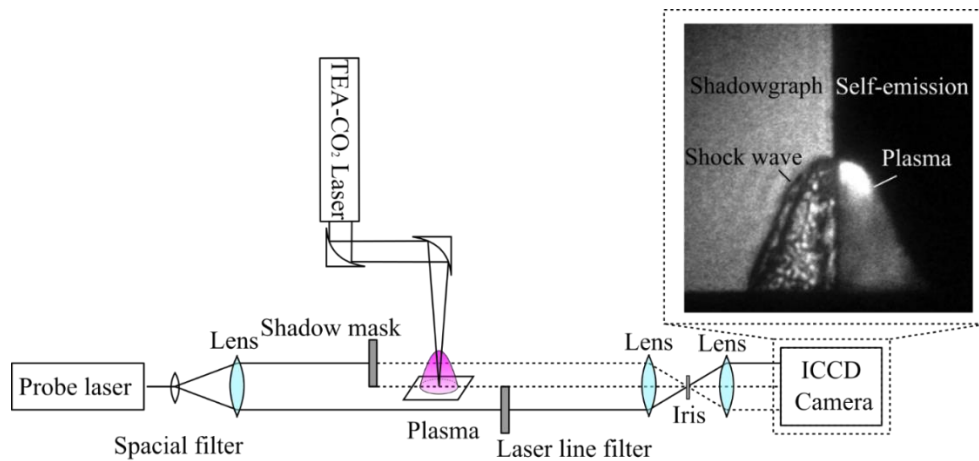


図3.1 HSHS 法の光学系の概要図と撮影される画像

3.2 電離波面伝播速度の解析における補間関数依存性の除去

先行研究において変位と時間の関係から速度を求める際に、全体の変位-時間線図をある時間の関数としてフィッティングしてそれを微分することで求める方法などがあるが[14]，これは時間全体の情報をある任意の時間における速度に含んでしまうため，誤差が大きく出てしまう可能性がある．そこで本研究における解析では図 3.2 に示すように短時間の間隔で 8 枚の画像を撮影し，それを各時間において線形補間することで速度を求めた．このように短時間の間隔でフィッティングを行うと時間全体の情報を含まず，補間関数の依存性を除去できる．また本実験で使用したカメラが 1 回のレーザーショットで 8 枚撮影できることから再現性もよいことが図 3.2 からわかる．

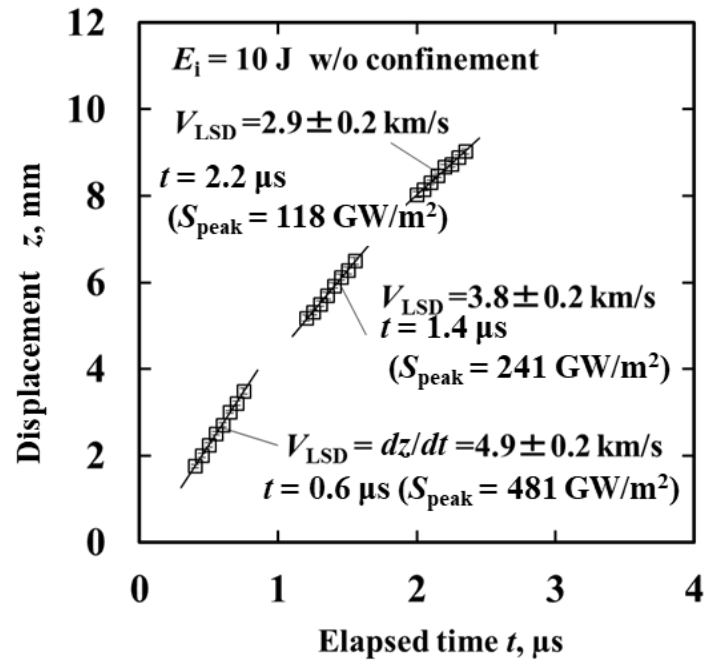


図3.2 電離波面変位の時間履歴から速度を算出．フィッティング関数は1次の直線と仮定．

3.3 レーザー強度と電離波面伝播速度のビーム径依存性

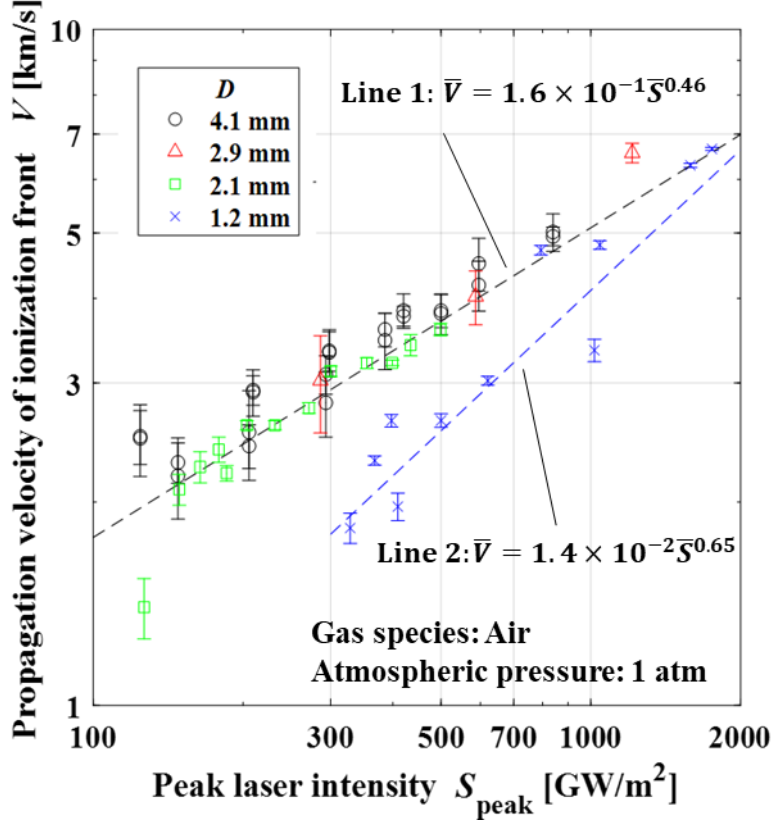


図3.3 各ビーム径における電離波面伝播速度とレーザー強度の関係

次に表 2.1 に示すような種々の光学系を用いて、3.2 節で述べた速度の解析法によって得られたビーム中心軸上における伝播速度と強度の関係を図 3.3 図 3.8 に示す。図より、 $D = 2.1 \text{ mm}$ の 150 GW/m^2 以上、 $D = 2.9 \text{ mm}$, $D = 4.1 \text{ mm}$ では、レーザー強度に対して一意に定まる傾向が得られた。また、 $D = 1.2 \text{ mm}$ においてはそれらの傾向より速度が小さくなっていることがわかる。図中の Line1 を強度の指数関数としてフィッティングすると、

$$V = 2.2 \times 10^{-1} S^{0.46} \quad (3.1)$$

となった。ここで速度及びレーザー強度の単位はそれぞれ km/s , GW/m^2 である。図 3.8 及び式(3.1)で示すフィッティング結果の係数は物理量としては単位を持っていない

ため本節では無次元量について定義する．速度については以下のように音速 a で無次元化する．

$$\bar{V} = \frac{V}{a} \quad (3.2)$$

この無次元量はマッハ数にほかならず，この際，レーザー強度に関してはチャップマン-ジュゲー速度の式(1.6)の左辺を無次元化したとき，

$$\frac{V}{a} = \left\{ 2(\gamma_2^2 - 1) \frac{\eta S}{\rho_1 a^3} \right\}^{\frac{1}{3}} \quad (3.3)$$

となることから，強度の無次元量を

$$\bar{S} = \frac{\eta S}{\rho_1 a^3} \quad (3.4)$$

とする．この無次元化によって空気以外とのマッハ数の強度依存性の比較が可能となる． 1 atm , 300 K の空気の雰囲気条件とすると，空気の音速と密度はそれぞれ， $a = 347 \text{ m/s}$ ， $\rho = 1.18 \text{ kg/m}^3$ である．この値を用いて無次元化を施すと，式(3.1)は

$$\bar{V} = 1.6 \times 10^{-1} \bar{S}^{0.46} \quad (3.5)$$

となる．また，Line2においても同様のフィッティングを施すと，

$$\bar{V} = 1.4 \times 10^{-2} \bar{S}^{0.65} \quad (3.6)$$

という傾向が得られた．このように同じ径が異なるとレーザー強度が同じであるにも関わらず，速度が減少しており何らかのエネルギー散逸が効いていると考えられる．以上の議論より 1 次元数値モデルを検証する際には $D \geq 2.9 \text{ mm}$ での実験結果との比較が必要であることが分かる．

3.4 デトネーション管による横方向膨張の抑制

1.6 節で述べたように LSD の伝播速度が一意に定まらない理由として横方向膨張の影響があると述べた．このような二次元的な影響を抑制するために図 3.4 に示すデトネーション管を用いた．デトネーション管は二つのアルミのブロックとそれをガラスで挟み込んだ構成となっており内寸は $5\text{ mm} \times 5\text{ mm} \times 20\text{ mm}$ と，デトネーションが十分伝播する高さかつ，アルミにレーザーが当たってプラズマが着火しない内径としてある．この実験において用いた光学系は $D = 4.1\text{ mm}$ のものである．

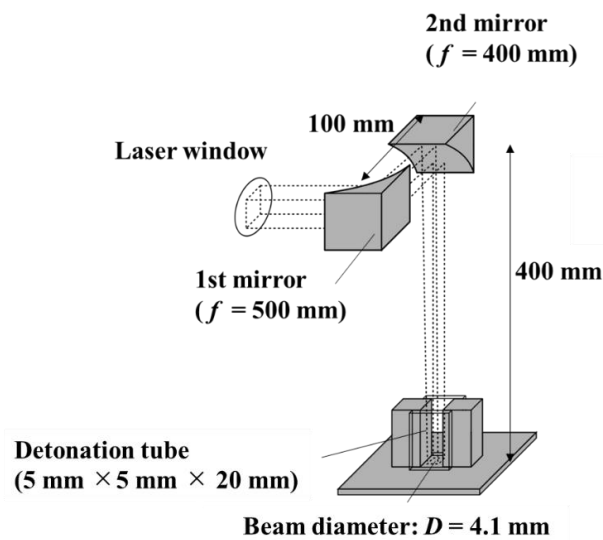
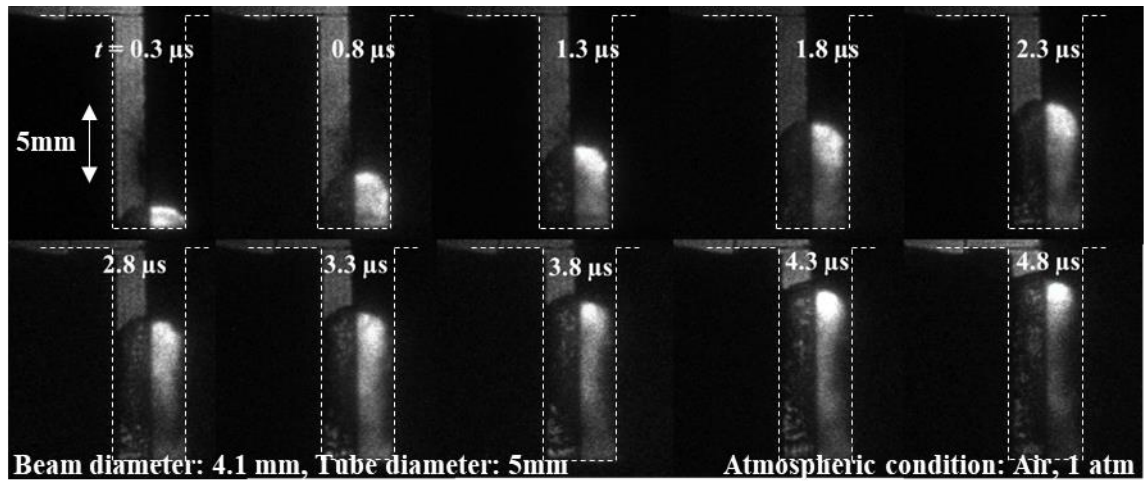


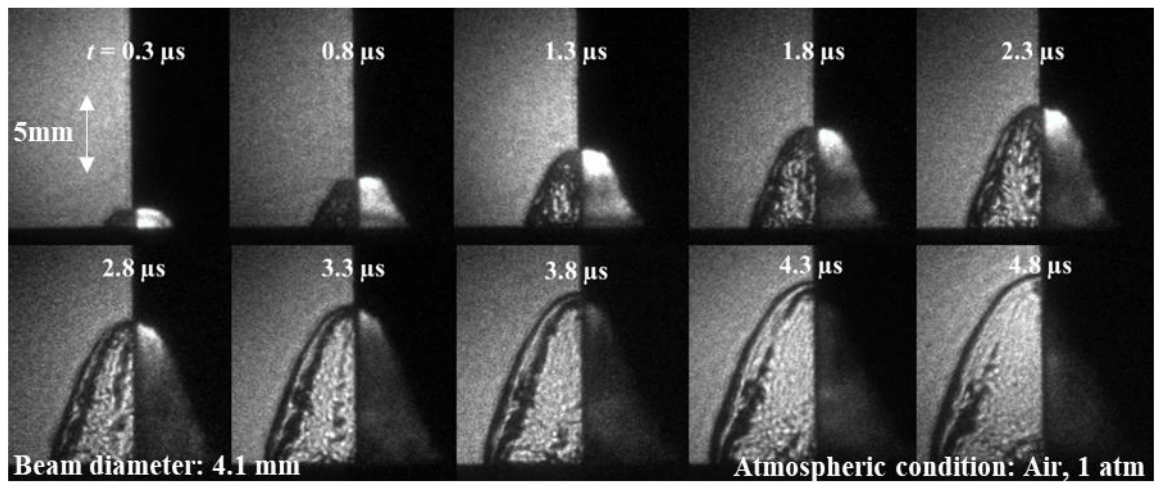
図3.4 デトネーション管の外形と用いた光学系

3.5 HSHS 法によって得られた画像と伝播変位

$D = 4.1\text{ mm}$ の光学系でレーザーエネルギーが 10 J ，デトネーション管有り，無しの場合で実験を行った際，HSHS 法によって得られた画像を図 3.2 (a), (b)にそれぞれ示す．またレーザーのエネルギーが 8 J の場合における伝播の写真を図 3.3 (a), (b)に示す．図中の白線の破線はチューブの外形を示す．チューブ有，無しにおける電離波面と衝撃波面の伝播変位を図 3.4(a), (b)にそれぞれ示す．なお，伝播変位はレーザーを五回照射したものの平均値をとっている．

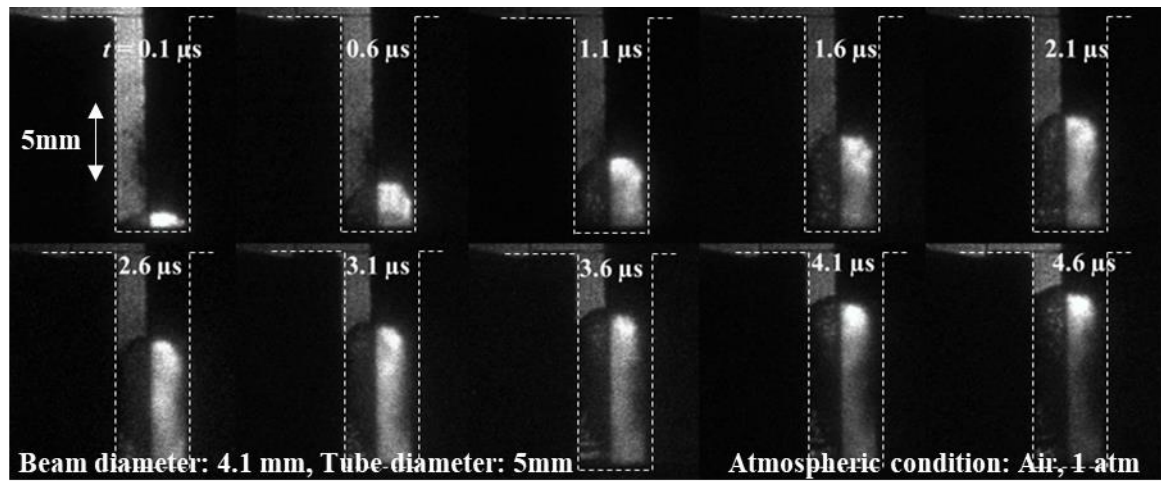


(a)

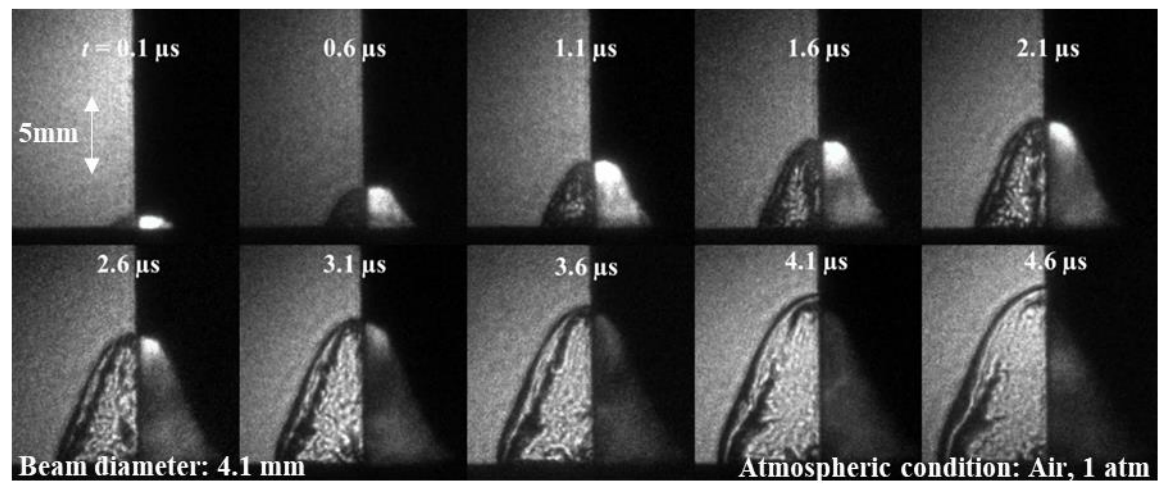


(b)

図3.5 HSHS 法によって撮影されたレーザーエネルギーが 10 J における電離波面と衝撃波面. 図中の t はレーザー発振が開始してからの経過時間を表す. (a) チューブ有 (図中の白色破線). (b) チューブ無し.



(a)



(b)

図3.6 HSHS 法によって撮影されたレーザーエネルギーが 8 J における電離波面と衝撃波面．図中の t はレーザー発振が開始してからの経過時間を表す．(a) チューブ有（図中の白色破線）．(b) チューブ無し．

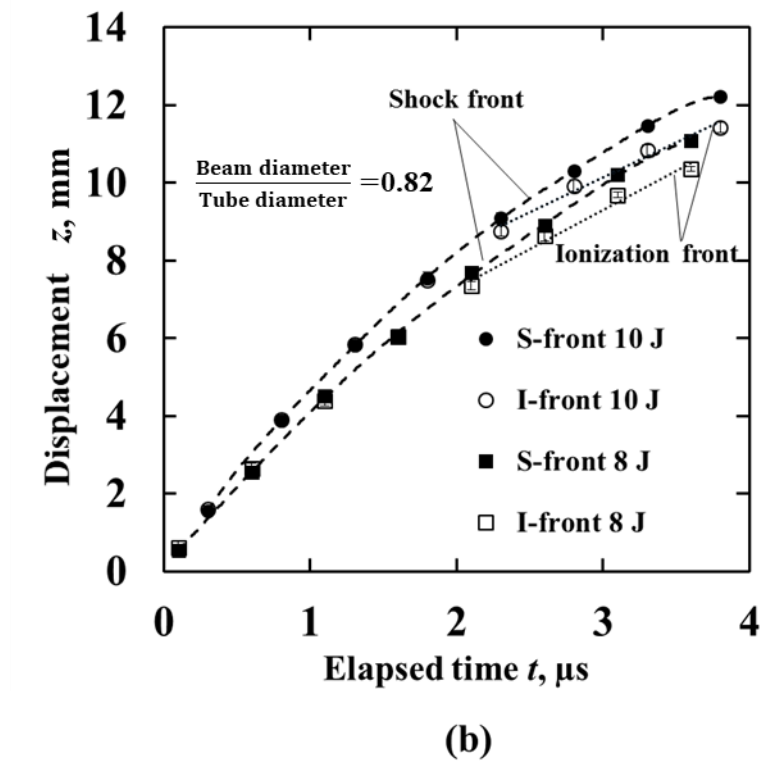
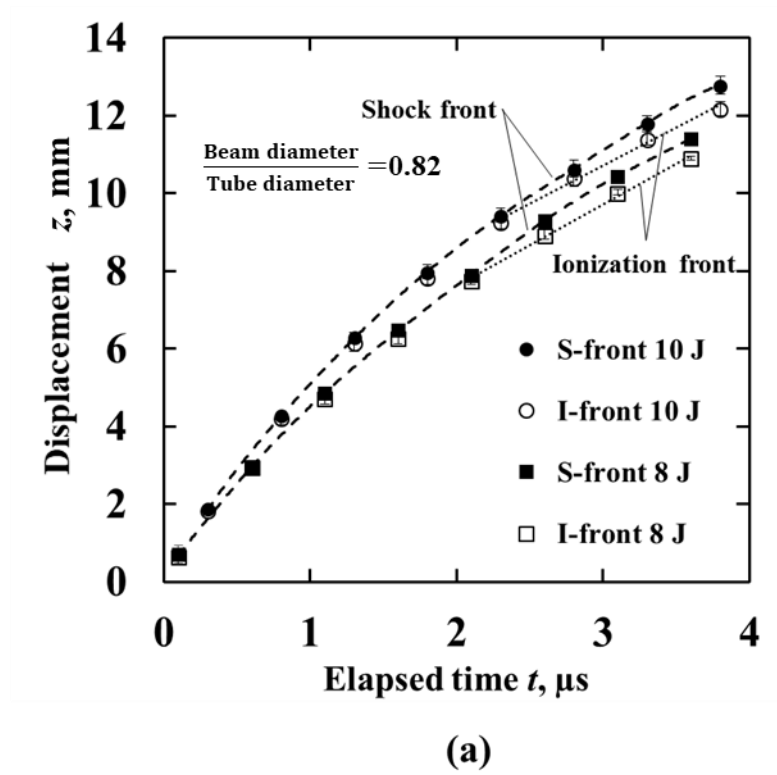


図3.7 電離波面と衝撃波面の伝播変位とレーザー発振後の経過時間の関係. (a)はチューブ有り. (b) チューブ無し.

図 3.7 では電離波面と衝撃波面の変位の時間履歴を示しているが、二曲線が分岐する点が LSD の伝播限界、すなわち、LSD-LSC 遷移が起きる点であり、衝撃波面と電離波面が乖離していることを表している。それぞれフィッティングした曲線の交点より伝播限界を見積もった。結果として、伝播限界における時間は 10 J のときはチューブの有無によらず 2.3 μs 、8 J の場合は 2.1 μs であった。その際のビーム中心軸上におけるレーザー強度及び伝播速度を表 3.1 にまとめる。牛尾らによると、横方向膨張を閉じ込めによって防ぐことで伝播限界時間が伸び、伝播限界時における速度も大きくなるという結果が得られている[44]。しかしながら今回の結果ではデトネーション管の有無にかかわらず伝播限界の時間が同じであったため、今回採用した集光形状およびデトネーション管の形状では、閉じ込めによる影響はないことが示唆される。

表 3.1 $D = 4.1 \text{ mm}$ における伝播限界

Termination condition	w/ tube		w/o tube	
	$E_i = 10 \text{ J}$	$E_i = 8 \text{ J}$	$E_i = 10 \text{ J}$	$E_i = 8 \text{ J}$
Time, t [μs]	2.3	2.1	2.3	2.1
Laser intensity, S [GW/m^2]	107	133	107	133
Velocity, V [km/s]	2.5 ± 0.2	2.2 ± 0.3	2.5 ± 0.2	2.2 ± 0.3

3.6 $D = 4.1 \text{ mm}$ におけるデトネーション管の有無による伝播速度の評価

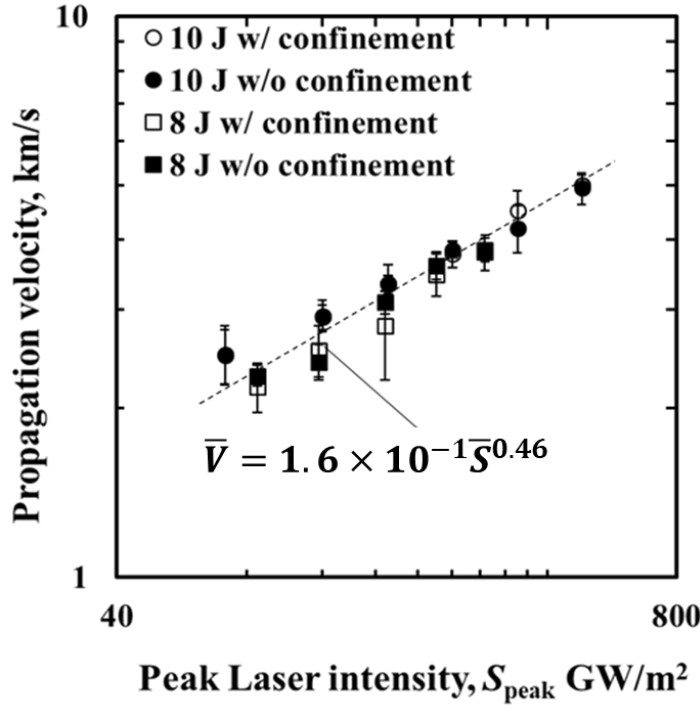


図3.8 $D = 4.1 \text{ mm}$ における電離波面速度とレーザー強度の関係. パルスエネルギー，デトネーション管の有無による伝播速度の違いは見られない.

図 3.8 は $D = 4.1 \text{ mm}$ においてデトネーション管の有無及びパルスエネルギーが 10 J と 8 J の際の電離波面伝播速度をそれぞれ示している. 3.5 節及び図 3.8 よりチューブの有無にかかわらずビーム中心軸上における電離波面伝播速度の強度依存性は変わらず，1.6 節で述べた様なビーム径が小さいことによるエンタルピー流出のような二次元効果が表れていないことが示唆される. 図 3.9 に示すのは図 3.5 の一部を抜粋したものであるが，電離波面に着目すると弓型になっており，デトネーション管有りの場合において電離波面の端部では管の壁面に接していることが確認される. 一方デトネーション管なしの場合においては波面端部の流出は存在するものの，デトネーション管の有無にかかわらず伝播速度は同一の傾向を示しているため，このチューブ径とビーム径ではビーム中心軸上の速度に閉じ込めによる影響は無いと言える. 一方，図 3.10 に示すように，牛尾らの実験においても同様に閉じ込めの有無による影響の調査を行っており，この実験においては伝播速度及び，伝播限界に差異が生じることがわかっている[44]. この実験においても波面は弓型の形状を形成しているが，爆風波変換効率が

閉じ込めによって向上していることから、このようなコンフィグレーションでは閉じ込めの効果が表れるといえる。

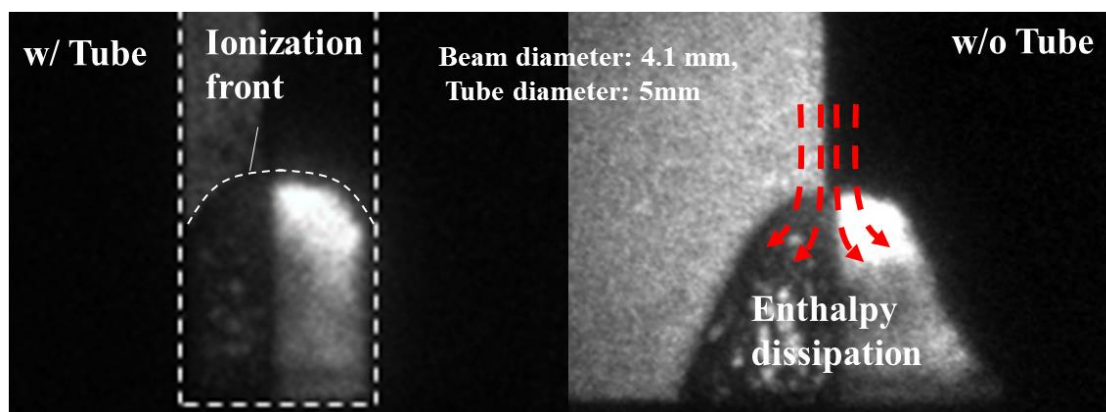


図3.9 チューブの有無によるエンタルピー流出の概念図

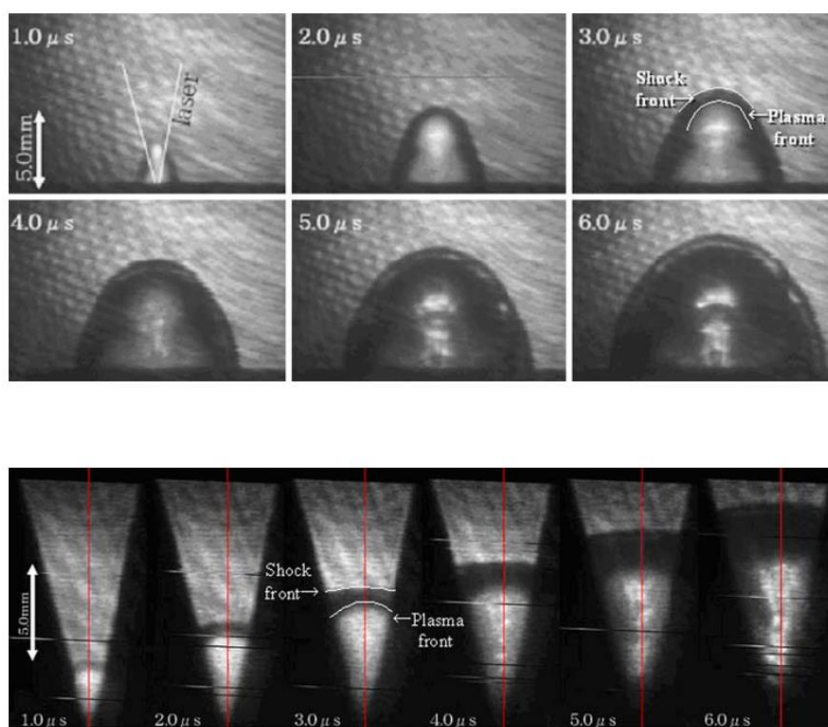


図3.10 牛尾らによる線集光した際のレーザー支持デトネーションの伝播の様子[44]

3.7 第3章のまとめ

ビーム中心軸上の電離波面伝播速度を種々の光学系及び、 $D \geq 2.1 \text{ mm}$ かつ 150 GW/m^2 の径ではレーザー強度に対して一意に定まる傾向がみられ、 $\bar{V} = 1.6 \times 10^{-1} \bar{S}^{0.46}$ という傾向がみられた。また $D = 1.2 \text{ mm}$ では $\bar{V} = 1.4 \times 10^{-2} \bar{S}^{0.65}$ という結果が得られた。よって、1次元数値モデルを検証する際には $D \geq 2.9 \text{ mm}$ での実験結果との比較が必要であることが明らかとなった。また $D = 4.1 \text{ mm}$ において $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ のデトネーション管を用いた実験では閉じこめの有無に関わらずパルスエネルギーを変えてもターミネーション強度が変化しておらず、この径とチューブ寸法では閉じ込めの効果はないことが分かった。

第4章 軸外における電離波面の斜め方向の伝播

4.1 弓型電離波面形状のビーム径依存性

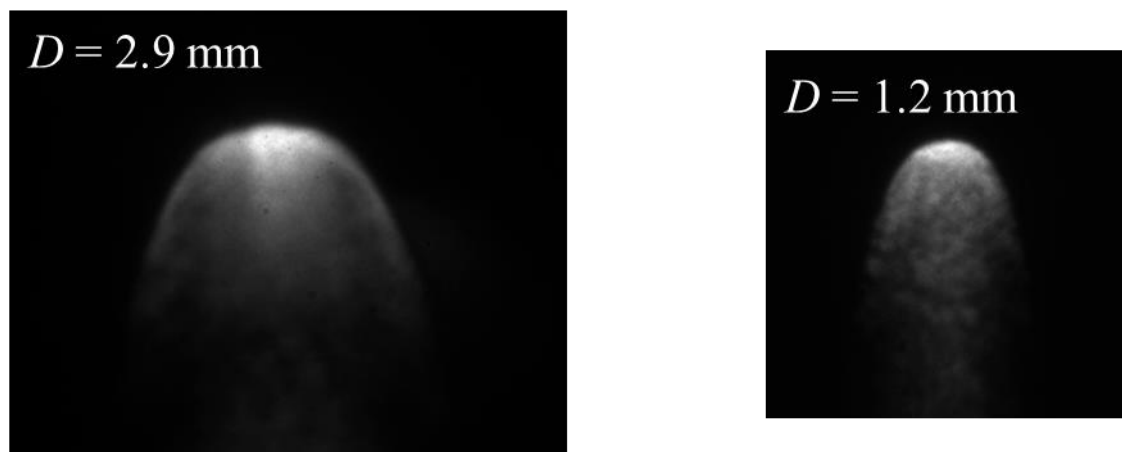


図4.1 ビーム径による波面形状の違い

第3章の結果からビーム径に関して、径がある程度小さくなると、径が大きい場合と比較して、図3.3に示すようにレーザー強度に対して異なる傾向を示すということが明らかとなった。この結果から二次元的な効果が現れる幾何形状の閾値が、ビーム径によって記述できることが示唆されるが、レーザー強度は空間的な分布をもっており、電離波面は図4.1のように弓型になることから単純なビームの太さで速度の傾向の差異を議論するのは難しい。速度が遅くなる原因としてエネルギーの散逸効果などが考えられるが、そのような散逸効果が顕著に表れるのは波面の端部であると考えられ、波面の位置によっては速度の傾向が異なるかもしれない。本節ではこのような二次元的な振る舞いの一つとして波面垂直方向に対する速度、すなわち斜め方向に進展するレーザー支持デトネーション速度について調査を行った。燃焼によるデトネーションなどではこのような斜めデトネーションの研究は盛んに行われており、斜めデトネーションは可燃性ガスなどに弾丸を打ち込んだ場合などに観測されるが、その角度はC-J速度と弾丸の速度の比によって律速される。本研究では画像から波面の角度を算出し、斜め方向の伝播速度と局所レーザー強度の関係について、ビーム径や、波面角度、レーザープロファイルによってどのような影響があるのかについて述べていく。

4.2 レーザー支持デトネーションにおける斜め方向の伝播

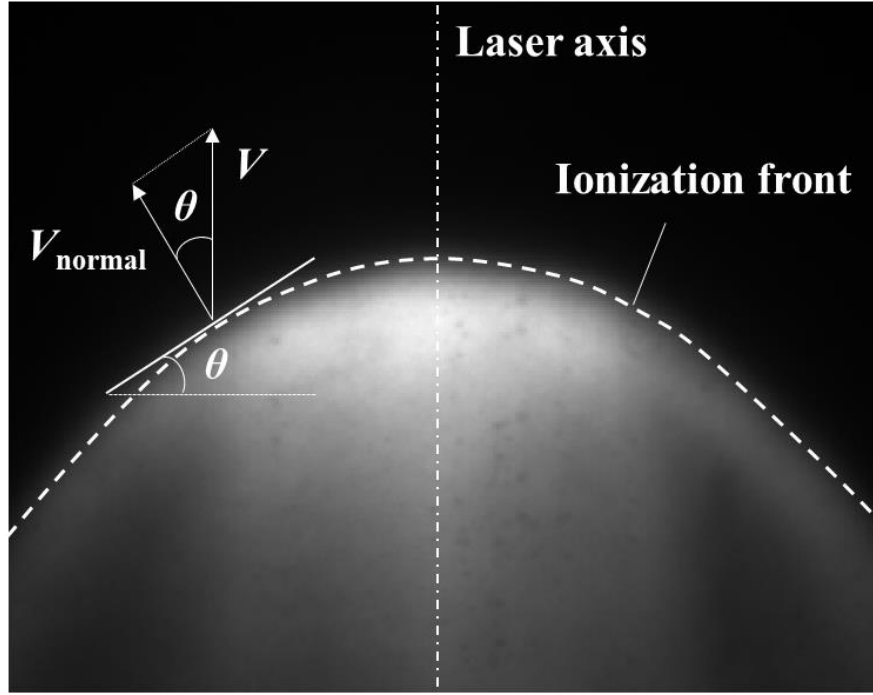


図4.2 レーザー放電における波面形状と斜め方向への伝播

斜め方向の速度を議論する際に波面の角度及び軸方向の速度の関係は

$$\cos \theta(r) = \frac{V_{\text{normal}}(r)}{V(r)} \quad (4.1)$$

となる．レーザー強度分布については 2.4 節で得られた強度分布を用いて局所の強度を算出する．またプロファイルによる依存性の有無を調査するため，ガウシアン方向，トップハット方向の両方向の画像を取得し，斜め方向の速度を算出する．集光光学と径としては表 2.2 に示す光学系と同様のものを使用する．斜め方向の伝播速度を観測する際，図 4.2 に示すような電離波面の角度の情報が必要となるが，それを高速度カメラ (iStar sCMOS, Andor Technologies, pixel resolution: 2560 x 2160, minimum exposure time: 3 ns (図 4.3)) によって観測し画像解析によって算出した．波面を詳細に観測するために露光時間は波面の進展の時間スケールと比較して十分小さい 5 ns とした．電離波面の位置としては最大発光強度とバックグラウンドの強度の平均の値をとる位置とした．また速度の情報に関しては図 3.3 に示すようなフィッティング曲線からビーム中心軸上の速度を算出し，それらを用いて斜め方向の伝播速度を算出する．また図 4.4 に示すように径

方向の位置によっては衝撃波が乖離している領域があり，LSD 領域と区別するために図 4.4 と同様シュリーレン写真を撮影した．



図4.3 iStar sCMOS

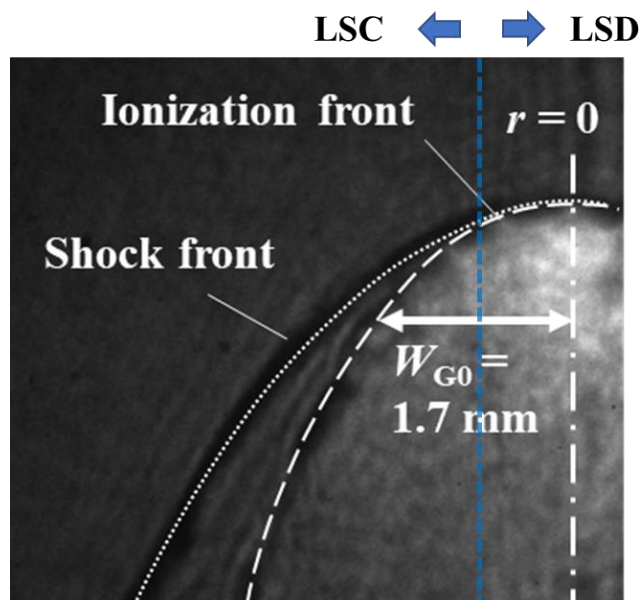


図4.4 レーザー放電におけるシュリーレン写真． $D = 2.9 \text{ mm}$ のガウシアン方向のものであり，衝撃波が付着している領域と乖離している領域に別れている．

4.3 斜め方向の電離波面伝播速度の解析手法

図 4.5 及び図 4.6 に $D=2.9\text{ mm}$ でのガウシアン方向において撮影された写真と画像解析より読み取った波面形状の時間変化及びレーザー強度の時間変化を示す．図 4.5 においてレーザー強度が低くなる波面端部の位置においてもプラズマの発光が存在することが確認できる．5 つの写真において図 2.2 におけるレーザー発振からの経過時間はそれぞれ図 4.5 の凡例に示す時間に対応している．他の径，プロファイルについても同様に解析を行った．図 4.6 より波面の角度，また局所におけるレーザー強度がわかるのでこれらの結果と図 3.3 に示すビーム中心軸上の速度を用いて斜め方向の電離波面伝播速度を算出する．なお，波面形状の時間変化はビーム中心軸上の速度比べて十分小さいとし，式(4.1)を用いて斜め方向の伝播速度を算出した．また波面の角度を算出する際は図 4.6 で得られた波面形状を多項式フィッティングし，それを微分することで算出した．

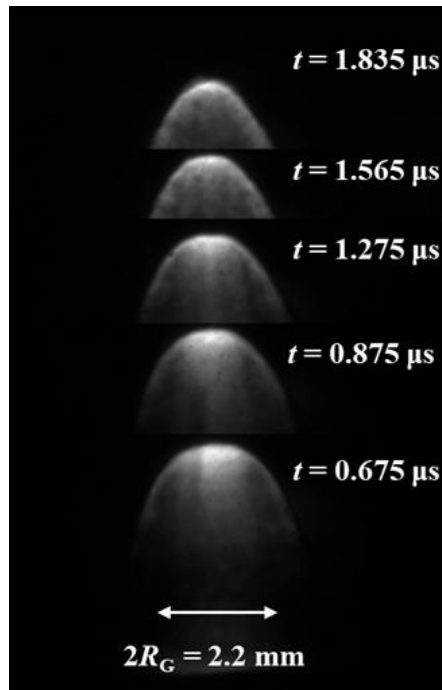


図4.5 $D = 2.9$ mm, ガウシアン方向から見た電離波面進展の時間履歴

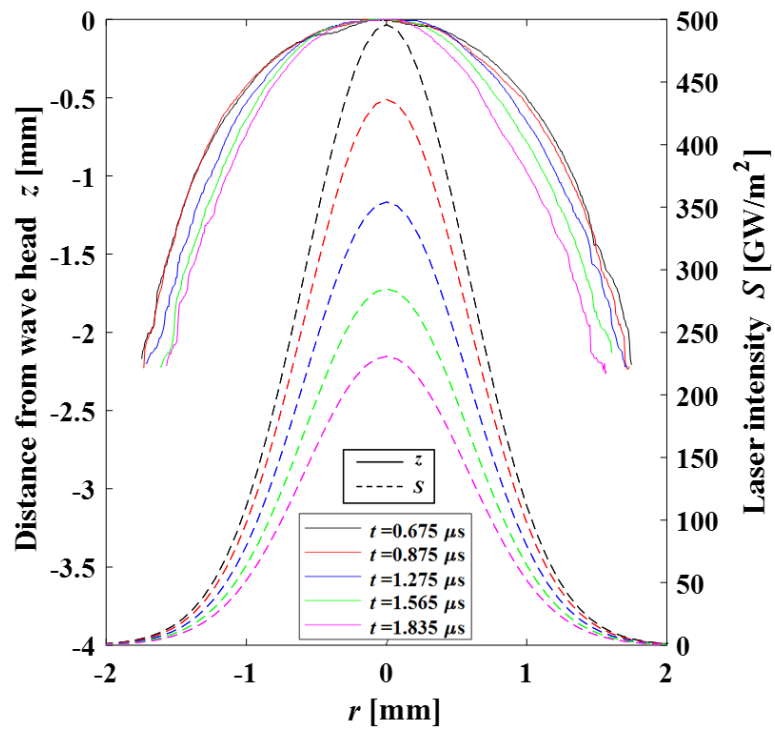


図4.6 画像解析によって得られた波面形状とレーザープロファイル履歴

4.4 斜め方向の電離波面伝播速度の局所レーザー強度依存性

ガウシアン方向及びトップハット方向の斜め方向の電離波面伝播速度と局所レーザー強度の関係についてそれぞれ、図 4.7 及び図 4.8 に示す。それぞれのプロットは各波面位置における角度で整理しており、 $\cos\theta = 0.6 - 1$ について速度を示してある。また各凡例において、上から順に同じ時間で撮影したプロットを示したものであり同じ画像の波面角度から算出したものとなる。レーザー強度が小さくなるにしたがって、衝撃波が電離波面より乖離する、つまり LSD から LSC に遷移するポイントがあることがわかり、それぞれ区別して示してある。それぞれ破線で $D \geq 2.9 \text{ mm}$ でのビーム中心軸上の速度である式(3.5)と $D = 1.2 \text{ mm}$ におけるビーム中心軸上の速度である式(3.6)を示してある。それぞれの波面角度における速度と強度の関係は傾きが同様であるものの、波面形状を定めることのできる目立った相関はないと考えられる。

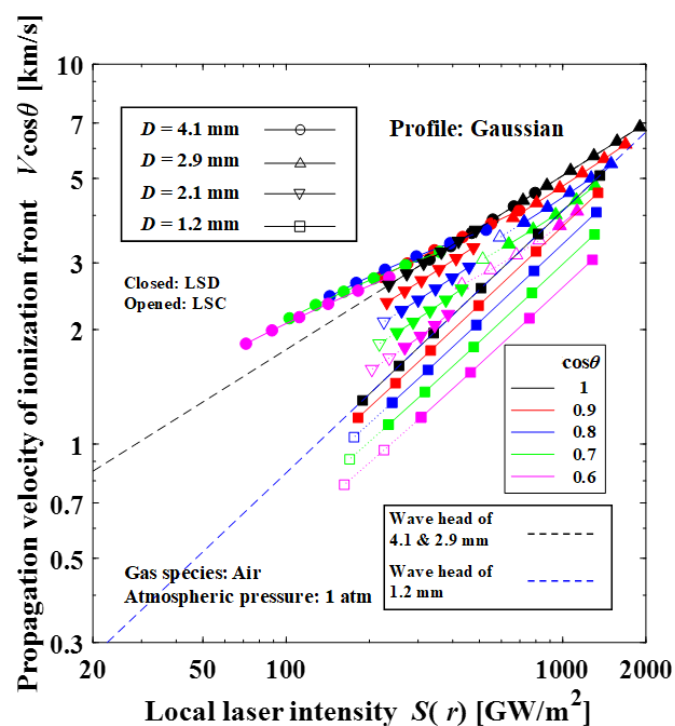


図4.7 ガウシアン方向における電離波面伝播速度と局所レーザー強度の関係

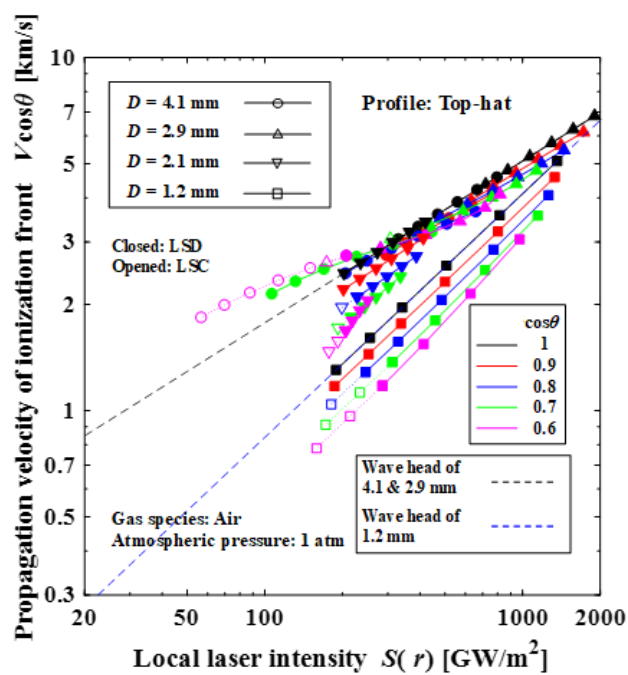


図4.8 トップハット方向における電離波面伝播速度と局所レーザー強度の関係

4.5 斜め方向の電離波面伝播速度と波面垂直方向に入射される局所レーザー強度依存性

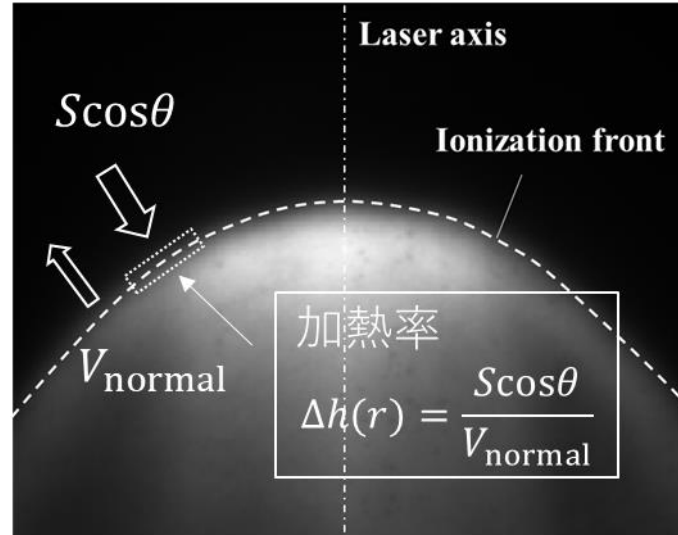


図4.9 斜め方向へ波面が伝播する際の局所加熱率

4.4 節で得られた速度と強度の関係は局所のレーザー強度で評価したものを示してあるが、波面が斜め方向に伝播すると考えた際、波面が獲得するエンタルピーすなわち局所加熱率は図 4.9 に示す通り局所レーザー強度に $\cos\theta$ をかけたものとなる。図 4.10 及び図 4.11 に図 4.7 と図 4.8 の横軸を $Scos\theta$ で評価したものを示す。図 4.10 及び図 4.11 において $D \geq 2.9 \text{ mm}$ と $D = 1.2 \text{ mm}$ においてそれぞれ $Scos\theta$ に対して斜め方向の伝播速度が一意に定まる傾向がみられた。また $D \geq 2.9 \text{ mm}$ においては強度領域によって異なる傾向が見られた。これらの傾向はガウシアン方向及びトップハット方向で同様であり、プロファイルによる影響はないと考えられる。以上のように電離波面伝播速度が局所加熱率で定まることが示唆された。

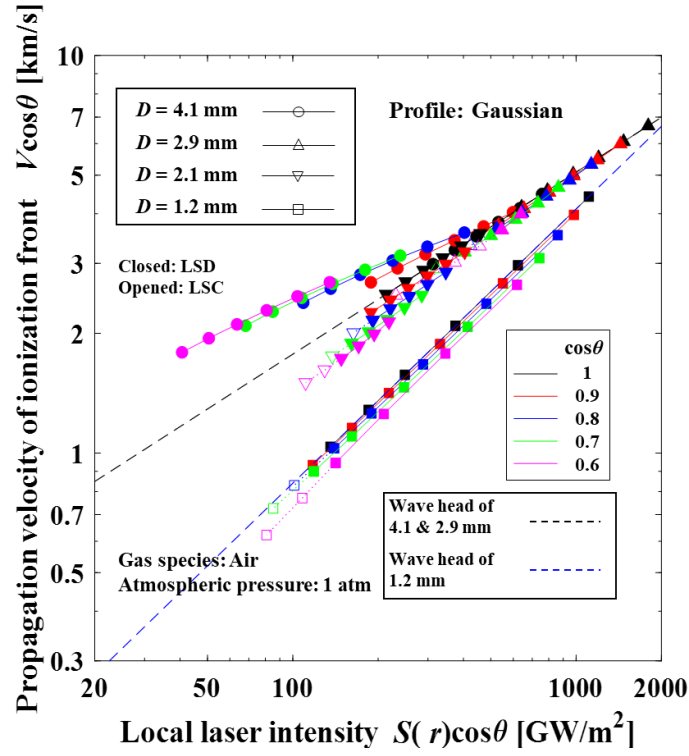


図4.10 ガウシアン方向における電離波面伝播速度と $S \cos \theta$ の関係

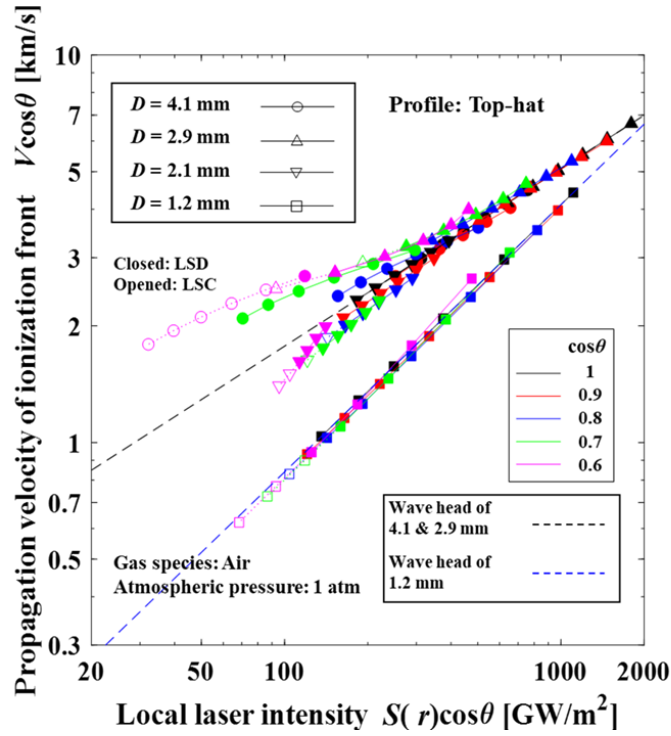


図4.11 トップハット方向における電離波面伝播速度と $S \cos \theta$ の関係

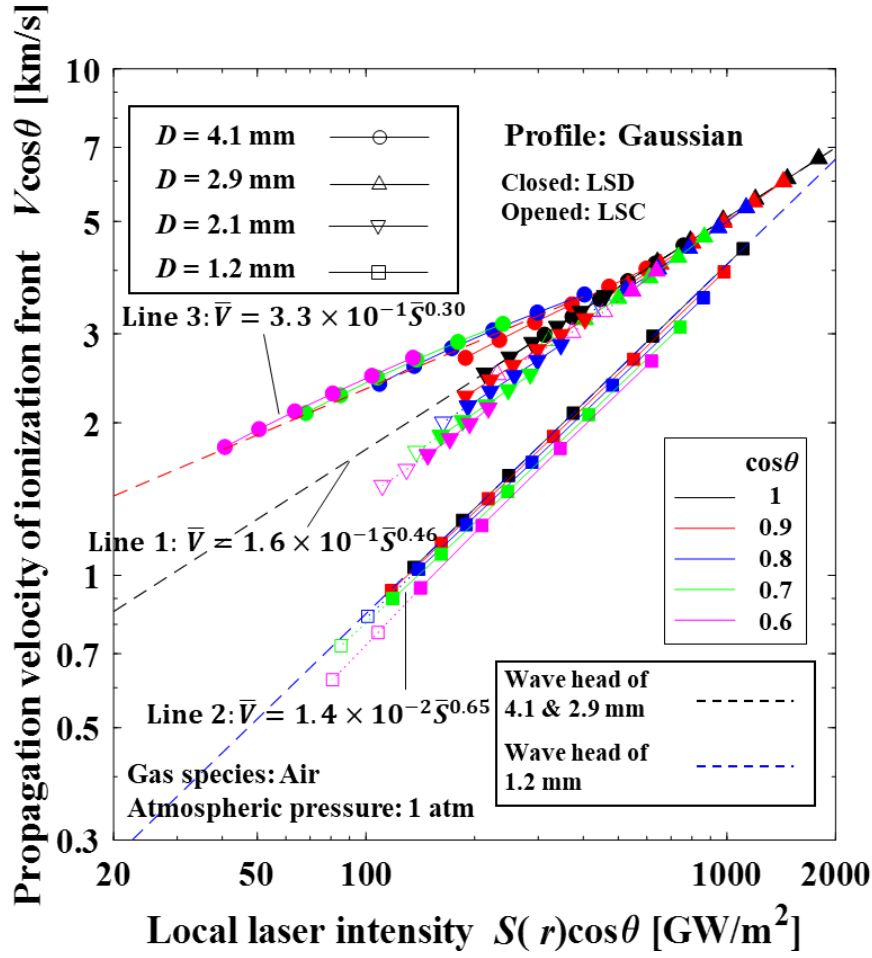


図4.12 斜め方向の電離波面伝播速度の局所レーザー強度に対する傾向の差異

また、それぞれの領域でレーザー強度に対して強度の指数関数でフィッティングを行った結果、図 4.12 に示すように以下の 3 つの傾向が得られた。

$$\text{Line 1: } \bar{V} = 1.6 \times 10^{-1} \bar{S}^{0.46} \quad (4.1)$$

$$\text{Line 2: } \bar{V} = 1.4 \times 10^{-2} \bar{S}^{0.65} \quad (4.2)$$

$$\text{Line 3: } \bar{V} = 3.3 \times 10^{-1} \bar{S}^{0.30} \quad (4.3)$$

Line 1 と比較して Line 2 では波面形状のスケールに起因するエネルギーロスが効いており、同じ強度で速度が遅くなっていると考えられる。また Line 3 では C-J 速度に近い ($V_{C-J} \propto S^{0.33}$) に近い指数が得られており、流体力学的な作用が伝播速度に影響を及ぼしている可能性もある。また、Line 3 をビーム中心軸上における速度の測定結果、すなわち、図 3.3 に描画したものを図 4.13 に示す。

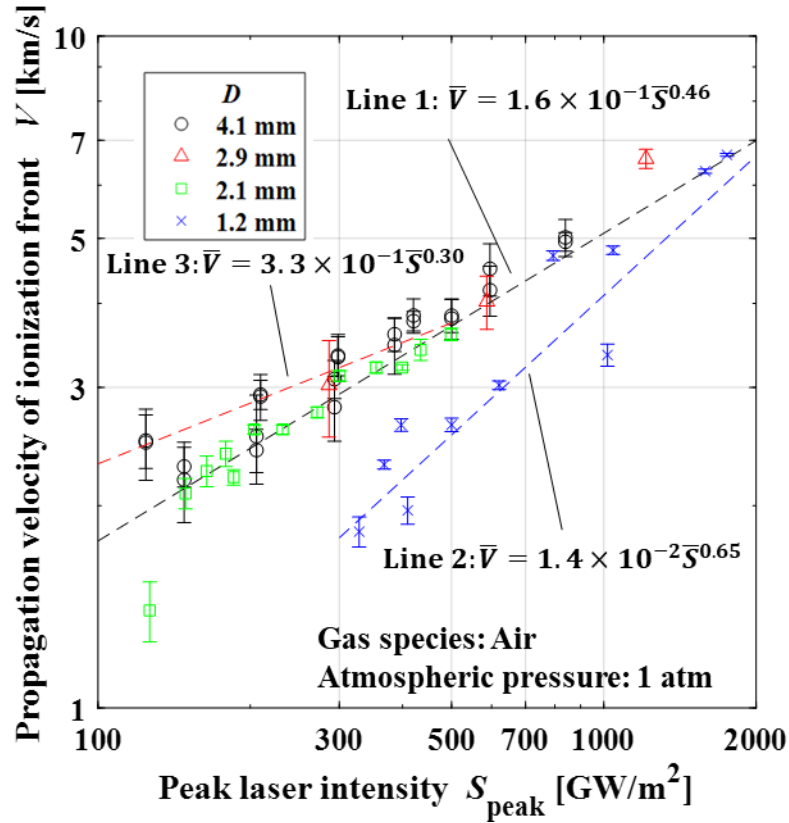


図4.13 Line 3 を追加したビーム中心軸上における電離波面伝播速度とレーザー強度の関係

図 4.13 より， $D \geq 2.9$ mm において Line 3 に実験値が交わっていることがわかる．すなわち，波面端部で得られた関係である Line 3 とビーム中心軸上での電離波面伝播速度が一致することから，電離波面伝播速度の強度依存性はビーム中心軸及び軸外で同じ関係式で表せることがわかる．しかしながら， $D=2.1$ mm においては斜め方向の電離波面伝播速度がビーム中心軸上で一致しないことから以上の議論は成り立たない．この理由として， $D = 2.1$ mm の条件においては過渡的であり，レーザー強度が強い条件では $D \geq 2.9$ mm と同じ相関にあり，弱くなるにつれて $D = 1.2$ mm の傾向に遷移していると考えられる．

4.6 レーザー強度分布と波面形状の関係

前節よりビーム中心軸と軸外で同じ関係式が成立することが明らかとなった．ビーム中心軸上における速度 $V(0)$ とレーザー強度 $S(0)$ の関係が指数関数で表せるとき，その関係は

$$V(0) = \alpha S(0)^\beta \quad (4.4)$$

となり，軸外での斜め方向伝播速度と波面進行方向に入射されるレーザー強度の関係も同様であることから，以下の関係が成り立つ．

$$V(r) \cos \theta(r) = \alpha \{S(r) \cos \theta(r)\}^\beta \quad (4.5)$$

ここで $V(r)$ はビーム軸方向の伝播速度であり，図 4.6 で示すように波面形状の変化は十分小さく，即ち，中心軸上と軸外でのビーム軸方向の速度は等しいことが分かる．従って，式(4.4)と式(4.5)より，

$$\alpha S(0)^\beta \cos \theta(r) = \alpha \{S(r) \cos \theta(r)\}^\beta \quad (4.6)$$

が成り立つ．これを式変形すると，波面形状と即ち波面角度と，レーザー強度分布について以下の関係が成り立つ．

$$\cos \theta(r) = \left\{ \frac{S(r)}{S(0)} \right\}^{\frac{\beta}{1-\beta}} \quad (4.7)$$

式(4.7)の表すところは，波面形状はレーザー強度分布及び式(4.4)における強度の指数 β によってのみ定まるものであり，強度比によって波面形状が決定されることが明らかとなった．

4.7 第 4 章のまとめ

波面形状から局所の斜め方向の伝播速度を調査した際，強度分布にかかわらず，斜め方向伝播速度は各径において波面角度を考慮した局所レーザー強度，すなわち $S \cos \theta$ によって定まることがわかった．この結果として局所の斜め方向の伝播速度は局所加熱率によって決定されることが示唆される．また各径，強度領域によって斜め方向の伝播速度の強度依存性の違いがみられ， $D \geq 2.9 \text{ mm}$ の高強度領域($S \geq 500 \text{ GW/m}^2$)， $D \leq 2.9$

mm の低強度領域($S \leq 500 \text{ GW/m}^2$), $D = 1.2 \text{ mm}$ で 3 つの傾向が見られ, 特に $D \geq 2.9 \text{ mm}$ の高強度領域及び, $D = 1.2 \text{ mm}$ ではビーム中心軸上の速度と一致するという結果が得られた. 以上よりビーム中心軸と軸外で電離波面伝播速度の強度依存性は同じ関係式で定まることが明らかとなった. また種々の径における斜め方向の伝播速度が局所の強度によって一様に定まることから, 波面形状はそれぞれの傾向に従う様に形成されることが明らかとなった.

第5章 結言

本研究ではレーザー支持デトネーションの電離波面伝播速度を決定付けるパラメータについて種々の光学系を用いて調査を行った。電離波面伝播速度の強度依存性を調査するためにまずレーザー強度分布を測定し、ビーム中心軸上における電離波面伝播速度を測定したところ、 $\bar{V} = 1.6 \times 10^{-1} \bar{S}^{0.46}$ という関係が得られた。次に測定した強度分布と電離波面伝播速度を用いて、ビーム軸外の局所における斜め方向伝播速度と波面垂直方向に入射されるレーザー強度の関係を調査した際、強度領域によって異なる傾向がみられた。高強度領域($S \geq 500 \text{ GW/m}^2$)ではビーム中心軸上と同じ $\bar{V} = 1.6 \times 10^{-1} \bar{S}^{0.46}$ であり、低強度領域($S \leq 500 \text{ GW/m}^2$)ではC-Jデトネーションの傾きに近い $\bar{V} = 3.3 \times 10^{-1} \bar{S}^{0.30}$ という関係が得られ、これらのガウシアン方向及びトップハット方向によるプロファイル依存性は見られなかった。また斜め方向の伝播速度を解析することによって得られた関係式をビーム中心軸上の速度と比較した結果、それぞれの速度の強度依存性は同じ関係式が表せることが明らかとなった。また以上の知見からあるレーザー強度分布から電離波面伝播速度及び波面形状が予測でき、強度分布が相似であれば波面形状も相似になることが示唆される。

$D = 1.2 \text{ mm}$ の場合においては上記の場合と異なり、電離波面伝播速度及び斜め方向伝播速度は $\bar{V} = 1.4 \times 10^{-2} \bar{S}^{0.65}$ という関係に従うという結果が得られた。 $D = 1.2 \text{ mm}$ で伝播速度が遅くなることについて、 $D = 2.1 \text{ mm}$ で現象が過渡的になるということについては未だに不明であり、この現象が二次元的な効果によるものだと示唆されるが、このような効果が数値計算で再現できるようなモデル構築が今後必要になると考えられる。

参考文献

- [1] M.A. Birkan: Laser Propulsion: Research Status and Needs, *Journal of Propulsion and Power*, **8**, pp. 354-360 (1992).
- [2] P. E. Glaser, “Power from the Sun; It's Future,” *Science*, **162**, pp.857-886, (1968).
- [3] A. Nebylov, and B. Nebylov, “REUSABLE SPACE PLANES CHALLENGES AND CONTROL PROBLEMS”, *IFAC-PapersOnLine*, **49**, 480 (2016).
- [4] M. Hempsell, “PROGRESS ON SKYLON AND SABRE” *Proceedings of the International Astronautical Congress*, **11**, 8427 – 8440 (2013).
- [5] A. Kantrowitz, “Propulsion to orbit by ground based lasers”, *Astronautics and Aeronautics*, **10**, 74 (1972).
- [6] K. Komurasaki, et al, “Laser Propulsion”, in *Encyclopedia of Aerospace Engineering* (2010).
- [7] L. N. Mylabo, *AIAA Paper 01-3798* (2001).
- [8] K. Komurasaki, and K. Tabata, “Development of a Novel Launch System Microwave Rocket Powered by Millimeter-Wave Discharge”, *International Journal of Aerospace Engineering*, Vol. 2018, 9247429.
- [9] K. L. G. Parkin and F.E.C. Culick, “Feasibility and Performance of the Microwave Thermal Rocket Launcher”, In Kimiya Komurasaki, editor, *Beamed Energy Propulsion: Second International Symposium on Beamed Energy Propulsion*, pp. 407. American Institute of Physics, 2003.
- [10] H. Katsurayama, K. Komurasaki, and Y. Arakawa, *Acta Astronautica*, **65**, 1032 (2009).
- [11] M. Fukunari, et al, *Applied Optics*, **53**, 16 (2014).
- [12] W. H. Heiser and D. T. Pratt, *Journal of Propulsion and Power*, **18**, 68 (2002).
- [13] K. Mori, et al, *J. Appl. Phys.*, **95**, 5979 (2004).
- [14] B. Wang, et al, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46**, 375201 (2013).
- [15] C. Phipps, et al, “Review: Laser-Ablation Propulsion”, *J. Propul. Power*, **26**, 609(2010).
- [16] Long Li, et al, *Appl. Phys. A*, **122**, 511 (2016).
- [17] M. Fukunari, et al, *Vacuum*, **88**, 155-159 (2013).
- [18] L. J. Radziemski, and D. A. Cremers, “Laser-induced plasmas and applications”, Marcel Dekker Inc., New York, 1989.
- [19] J. H. S. Lee, “The Detonation Phenomenon”, Cambridge University Press, New York, 2008.
- [20] Y. P. Raizer, *Sov. Phys. JTEP*, **21**, 1009 (1965).

- [21] Y. Shimada, T. Shibata, T. Yamaguchi, Y. Oda, K. Kajiwara, K. Takahashi, A. Kasugai, K. Sakamoto, K. Komurasaki, and Y. Arakawa, AIP Conf. Proc. 1230, 366 (2010).
- [22] K. Shimamura, J. A. Ofosu, K. Komurasaki, and H. Koizumi, Jpn J. Appl. Phys., 54, 5 (2015).
- [23] デトネーション研究会, ”デトネーションの熱流体力学 I 基礎編” 理工図書株式会社, 東京 (2011).
- [24] 笠原次郎, 遠藤琢磨, 西出幸司, 八幡大介, 藤原俊隆, ”極超音速飛行大金棒に発生する定常斜めデトネーション波の構造”, 日本航空宇宙学会論文集, **47**, 457 (1999).
- [25] S. Maeda, et al, Combustion and Flame, **159**, pp. 887 (2012).
- [26] K. Shimamura, ”Ionization kinetics in a laser-supported detonation wave and its propagation limits”, Doctoral theses, the University of Tokyo (2014).
- [27] S. A. Ramsden, et al, Nature, **203**, 1217 (1964).
- [28] 白石裕之, 藤原俊隆, ”2 温度モデルを用いた 1 次元レーザーデトネーションの非定常伝播に関する数値流体解析”, 日本航空宇宙学会誌, **46**, 607 (1998).
- [29] C. Park ”Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics”, John Wiley & Sons, New York, 1990.
- [30] H. Katsurayama, et al, Frontier Appl. Plasma Technol., **7**, pp.83-86 (2014).
- [31] A. A. Kulikovsky, ”Analytical Model of Positive Streamer in Weak Field in Air: Application to Plasma Chemical Calculations”, IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, **26**, 1339 (1998).
- [32] R. Ono, and T. Oda, ”Visualization of Streamer Channels and Shock Waves Generated by Positive Pulsed Corona Discharge Using Laser Schlieren Method”, Jpn. J. Appl. Phys. **43**, 321 (2004).
- [33] A. A. Kulikovsky, ”The role of photoionization in positive streamer dynamics”, J. Phys. D: Appl. Phys., **33**, 1514–1524 (2000).
- [34] 加藤進, 高橋栄一, 佐々木明, 岸本泰明, プラズマ・核融合学会誌, **80**, 477 (2008).
- [35] Y. P. Raizer, ”Laser-induced Discharge Phenomenon”, Studies in Soviet Science, Consultants Bureau, New York, 1977.
- [36] V. I. Fisher, ”Fast gas-ionization wave in a high-power laser beam”, Sov. Phys. JETP, **52**, 1083(1980).
- [37] V. I. Fisher, and V. M. Kharash, ”Superdetonation motion of plasma front towards a powerful laser beam”, Sov. Phys. JETP, **55**, 439(1982).
- [38] K. Shimamura et al, IEEE TRANSACTIONON PLASMA SCIENCE, **42**, 3121 (2014).
- [39] U. Ebert, et al, ”Streamer Propagation as a Pattern Formation Problem: Planar Fronts”, Physical Review Letters, **77**, 4178 (1996).

- [40] J. P. Boeuf, et al, “Theory and Modeling of Self-Organization and Propagation of Filamentary Plasma Arrays in Microwave Breakdown at Atmospheric Pressure”, *Physical Review Letters*, **104**, 015002 (2010).
- [41] V. M. Shibkov, et al, “Mechanisms of Microwave Surface Discharge Propagation”, *Technical Physics*, **50**, 462-467 (2005).
- [42] W. E. Maher, et al, “Experimental Study of Ignition and Propagation of Laser-supported Detonation Waves”, *J. Appl. Phys.*, **45**, pp. 2138–2145 (1974).
- [43] P. Bournot, et al, “Propagation of a Laser-supported Detonation Wave”, *Acta Astronautica*, **6**, pp. 257–267 (1979).
- [44] M. Ushio et al, *Shock Wave*, **18**, 35 (2008).
- [45] 若田仁志, 他, レーザー研究, **13**, 780 (1985).
- [46] J. Soto, “Arbitrary-intensity-profiles measurement of laser beams by a scanning and rotating slit”, *Applied Optics*, **32**, 7272 (1993).
- [47] K. Zhang, et al, *Rev. Sci Instrum.* **90**, 123702 (2019).
- [48] M. Sheik, et al, *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, **21**, 666 (2009).
- [49] J. Magnes, D. Odera, J. Hartke, M. Fountain, L. Florence and V. Davis, “Quantitative and Qualitative Study of Gaussian Beam Visualization Techniques,” <http://arxiv.org/abs/physics/0605102>.
- [50] J. Zheng, et al, *Optics & Laser Technology*, **33**, 213 (2001).
- [51] Q. Yu, et al, “Characterization of non-Gaussian mid-infrared free-electron laser beams by the knife-edge method”, *Infrared Physics & Technology*, **66**, 146 (2014).
- [52] B. E. A. Saleh, and M. C. Teich, “FUNDAMENTALS OF PHOTONICS”, John Wiley & Sons Inc., New York (1999).
- [53] 平等拓範, “レーザービーム品質測定の基礎”, *レーザー研究*, **26**, 723 (1998).
- [54] O. A. Schmidt, et al, “Real-time determination of laser beam quality by modal decomposition”, *OPTICS EXPRESS*, **19**, 6741 (2011).
- [55] ISO 11146, “Lasers and laser-related equipment — Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios —”.
- [56] O. Svelto, “Principles of Lasers, FIFTH EDITION”, Springer, New York (2010).

謝辞

本研究を行うにあたり、小紫公也教授には修士課程を含めると6年間、研究指導を賜りました。先生と議論を交わすことで多くの助言を頂き、自身の研究内容を磨き上げることができたと思います。また研究者としての姿勢も多くのことを教わり、常に丁寧に指導して頂きました。先生のご指導がなければこの博士論文は決して完成しませんでした。深く感謝の意を表します。小泉宏之准教授には研究室セミナーや論文審査を通して、多くの的確な助言、本質を見通した鋭い意見をして頂きました。大変感謝しています。

また、小紫小泉研究室の皆様がこの場を借りて深く感謝の意を表します。RP レーザー班の先輩にあたるオフス・ジョセフさんには入った当初から研究に関することを一から指導して頂きました。実験装置の組み立てや研究議論を共にしたことは今でも忘れません。島野君、神田君はRP レーザーの班の後輩として配属されましたが、二人とも本当によくできた後輩だったと思います。研究班の皆様の協力がなければ本研究は遂行できませんでした。深く感謝申し上げます。また柏でともに過ごした江戸川大学 山口敏和先生、福井大学 福成雅史先生、名古屋大学 中村友祐先生とは様々な議論をし、研究を深めることができました。特にBEP セミナーでの活発な意見の交わり合いは、常に貴重な意見を賜ることができました。どうもありがとうございました。また他の小紫小泉研究室のメンバーにも感謝申し上げます。皆さんとの研究室の生活はとても楽しいものでした。また忘年会で会いましょう。

最後に、ここまで支えてくれた友人の皆様、常に私の体調を気遣い惜しみない援助と暖かい応援をしてくれた両親と家族に深く感謝の意を表します。どうもありがとうございました。

業績一覧

- 学術論文(全て査読付き英語論文)

1. **Kohei Matsui**, Toru Shimano, Joseph Ampadu Ofosu, Kimiya Komurasaki, Tony Schoenherr, Hiroyuki Koizumi, “Accurate propagation velocity measurement of laser supported detonation waves”, Vacuum, vol. 136, p 171-176, 2017.
2. Kohei Shimamura, **Kohei Matsui**, Joseph A. Ofosu, Ippei Yokota, Kimiya Komurasaki, “Mode transition of plasma expansion for laser induced breakdown in Air”, Applied Physics Letters, Vol. 110, 134104, 2017.
3. T. Shimano, J. A. Ofosu, **K. Matsui**, K. Komurasaki, H. Koizumi, ‘Laser-Induced Discharge Propagation Velocity in Helium and Argon Gases’, Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci, 60, 378-381 (2017).
4. J. A. Ofosu, **K. Matsui**, K. Kanda, K. Komurasaki, H. Koizumi, “Applicability of 1 D Laser Induced Discharge Model to Discharges Extending in Large Beam Diameters: a Case Study in Helium Gas”, Frontier of Applied Plasma Technology, 11, 47-53 (2018).

- 国際学会発表

- **Kohei Matsui**, Keisuke Kanda, Kimiya Komurasaki and Hiroyuki Koizumi, “Influence of small beam diameter on propagation velocity of laser-induced discharge”, 32nd International Symposium on Space Technology and Science, Jun. 2019, Fukui, Japan.
- **Kohei Matsui**, Joseph A. Ofosu, Kimiya Komurasaki and Hiroyuki Koizumi, “Propagation velocity and internal structure of atmospheric laser discharge in various gas species”, 2018 AIAA Aerospace Sciences Meeting, Jan. 2018, Florida, America.
- **Kohei Matsui**, Toru Shimano, Joseph A. Ofosu, Kimiya Komurasaki and Hiroyuki Koizumi, “The effect of ambient gas species on propagation velocity of laser-induced discharge in laser propulsion”, 31th International Symposium on Space Technology and Science, Jun. 2017, Ehime, Japan
- Rei Kawashima, Joseph A. Ofosu, **Kohei Matsui**, Toru Shimano, Kimiya Komurasaki, Kohei Shimamura and Hiroyuki Koizumi, “Numerical Investigation of LSD Wave Characteristics Using a 1-D Laser-induced Discharge Model”, International High Power Laser Ablation and Directed Energy, Apr. 2016, New Mexico, America. (invited)

- 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.
- Kohei Matsui, Toru Shimano, Joseph A. Ofosu, Kimiya Komurasaki, Tony Schoenherr and Hiroyuki Koizumi, “Laser-supported detonation generated in a laser beam of 7 mm diameter”, The 10th International Symposium on Applied Plasma Science, Aug. 2015, Nara, Japan.
- Kohei Matsui, Joseph A. Ofosu, Kohei Shimamura, Kimiya Komurasaki and Hiroyuki Koizumi “The effect of intensity profile on LSD wave propagation velocity and its application to laser propulsion system” 30th International Symposium on Space Technology and Science, Jul. 2015, Kobe, Japan

● 国内学会発表

- 松井 康平, 神田 圭介, 小紫 公也, 小泉 宏之, “レーザー放電におけるビーム径及び電離波面形状が伝播速度に与える影響”, 第 59 回航空原動機・宇宙推進講演会, 2019 年 3 月, 岐阜.
- 神田圭介, Joseph A. Ofosu, 松井康平, 小紫公也, 小泉宏之, “レーザー推進に向けたアルゴン及びヘリウムプラズマの発光分光計測”, 平成 28 年度宇宙科学技術連合講演会, 2017 年 10 月, 新潟.
- 松井康平, 島野徹, Joseph A. Ofosu, 小紫公也, 小泉宏之, “レーザー推進におけるレーザー放電進展速度のレーザー強度及びビーム径の影響”, 平成 28 年度宇宙輸送シンポジウム, 2017 年 1 月, 神奈川.
- 松井康平, 島野徹, Joseph A. Ofosu, 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.
- 松井康平, オフォス ジョセフ, 島野徹, 嶋村耕平, 小紫公也, 小泉宏之, “7 mm の光学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.
- Joseph A. Ofosu, 松井康平, 嶋村耕平, 小紫公也, 小泉宏之, “Determination of LSD wave velocity in Ar and N2 by a laser induced discharge model with deionization process and measured parameters”, 第 58 回宇宙科学技術連合講演会, 2014 年 11 月, 長崎.

- 松井康平, Joseph A. Oforu, 小紫公也, 小泉宏之, 嶋村耕平, “高エネルギーパルスレーザーの応用とLSD伝播に及ぼす影響”, 第58回宇宙科学技術連合講演会, 2014年11月, 長崎.

Appendix A

ここでは 2 章で述べたピンホール法のほかに用いられるプロファイル測定手法について述べる.

A.1 スリット法

ピンホール法とは別にスリット法というプロファイル測定法がある. これはピンホール法と比較してスリットを用いるため, S/N 比は向上するものの, 測定された値が線積分値であるため, 非対称かつ複雑なビームプロファイルの測定には適していない. しかしながら, 式(2.5)が空間的に成り立っている場合, スリット法によって測定される線積分値のガウシアン方向分布 $I(x)$ はある x において y 方向に積分した値なので,

$$I(x) = \int_{-\infty}^{\infty} S(x, y') dy' = S_{\text{peak}} G(x) \int_{-\infty}^{\infty} T(y') dy' \propto G(x) \quad (\text{A.1})$$

となり $I(x)$ は $G(x)$ と相似になる. 第 2 章において測定されたプロファイルとスリット法を用いて測定したプロファイルの比較を図 A.1 に示す.

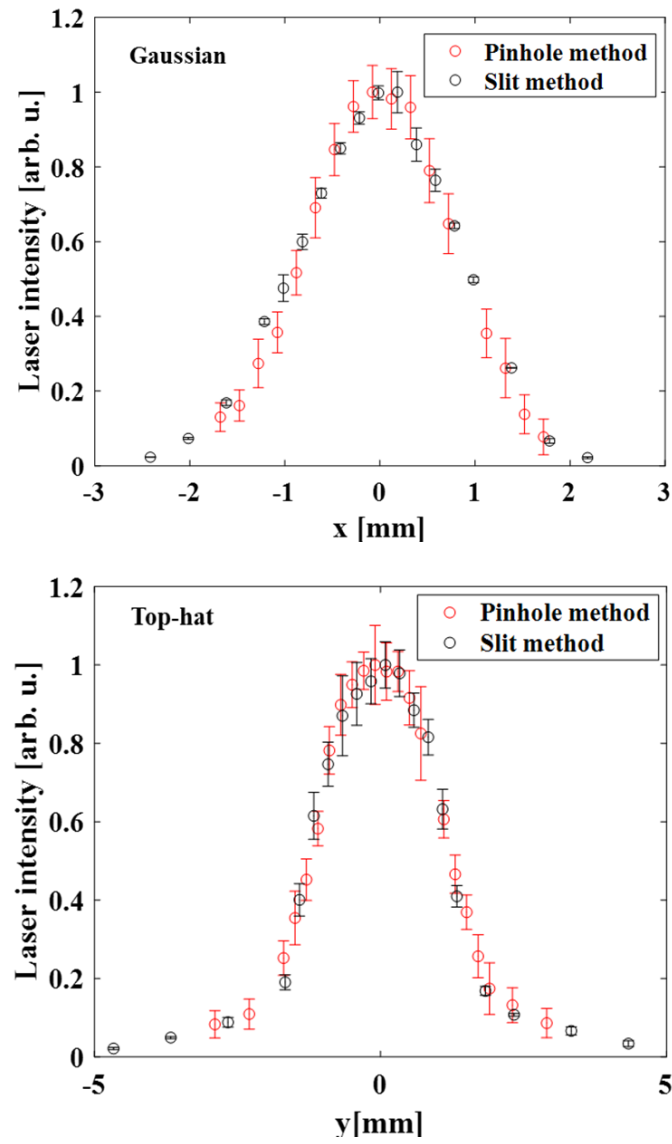


図 A.1 ピンホール法とスリット法によるプロファイル測定結果の比較

A.2 ナイフエッジ法

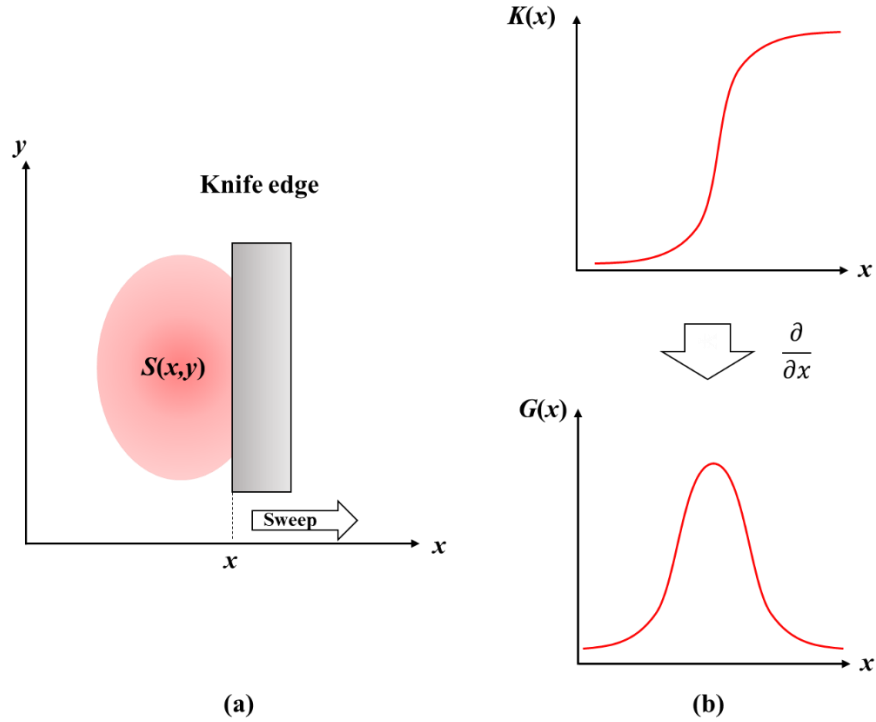


図 A.2 ナイフエッジ法によるプロフィール測定.(a)ビーム断面上におけるナイフエッジの掃引.(b) 得られる積分値強度と微分して得られる強度分布.

ビーム断面上に遮蔽物を掃引することで強度分布を得る方法として、ピンホール法、スリット法の他にナイフエッジ法がある. これ図 A.2 示すようにナイフエッジによってビーム断面を遮蔽し, ナイフエッジで遮蔽していない部分の積分値を微分することで強度分布を得るという手法である. このとき, x 方向にナイフエッジを掃引した際の積分値強度は,

$$K(x) = \int_{-\infty}^x \int_{-\infty}^{\infty} S(x', y') dy' dx' \propto \int_{-\infty}^x G(x') dx' \quad (2.9)$$

となるように式(2.5)のようなプロフィール形状が成り立つ場合, こちらも x 方向の積分値強度は x の関数となり, y 方向の分布と独立して表せる[51]. (2.9)式を微分することで,

$$G(x) = \frac{\partial K(x)}{\partial x} \quad (2.10)$$

を得る. しかしながらこのようにナイフエッジ法によって得られた値を微分してプロファイルを求めるのではなく, 実際にはあらかじめプロファイル関数を仮定してそのプロファイル関数を積分したのちにフィッティングされる方法が多く採用される[51].