2 波長マッハツェンダー干渉法を用いたレーザー支持爆轟波構造の解明^{*1} Structure Analysis of Laser Supported Detonation Waves by Two-Wavelength Mach-Zehnder Interferometer

嶋 村 耕 平^{*2}・畑 井 啓 吾^{*3}・河 村 好 一^{*2}・福 井 章 泰^{*3}・福 田 章 雄^{*2}

Kohei SHIMAMURA, Keigo HATAI, Koichi KAWAMURA, Akihiro FUKUI, Akio FUKUDA,

王 彬^{*2}・山 口 敏 和^{*2}・小 紫 公 也^{*2}・荒 川 義 博^{*3}

Bin WANG, Toshikazu YAMAGUCHI, Kimiya KOMURASAKI and Yoshihiro ARAKAWA

Key Words: Space Propulsion, Laser Detonation, Laser Propulsion, Plasma Diagnosis

Abstract: To investigate the internal structure of LSD waves, electron density distribution n_e was measured by two-wavelength Mach-Zehnder interferometer and electron temperature T_e was by emission spectroscopy. As a result, peak values of n_e and T_e were about $2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ and 30,000 K, respectively. Based on the measured properties, laser absorption coefficient was calculated. It showed that incident laser energy was perfectly absorbed in a layer much thinner than a plasma layer, situation of which was not predicted by the conventional LSD model. Measured n_e at the shock front was not zero while LSD was supported. This suggested that the precursor electrons exist ahead of the shock wave.

記 号 の 説 明

A_{ij} : アインシュタイン係数

a : 音速

c : 光速

D : 衝撃波の伝播速度

d : ガラス板間の距離

e : 素電荷

G : Gaunt 因子

g_j : 縮退度

h : プランク定数

h_1, h_2 : 干渉縞の移動本数

K : 比屈折率の数密度係数

k : 逆制動放射吸収係数

k_B : ボルツマン定数

l : レーザー吸収層の厚み

m : 質量

n : 数密度

n_0 : 参照光路の気体数密度

r : LSD 波面におけるレーザービームの半径

S : LSD 波面におけるレーザー強度

T : 温度

T_{ex} : 電子励起温度

t : ブレークダウンからの経過時間

U_i : 第 1 イオン化エネルギー

w : 制動放射エネルギー

x : レーザー集光点からの距離

Δx : プラズマ層の厚み

ε : 内部エネルギー

ε_{ij} : スペクトル線放出係数

ε_0 : 真空の誘電率

λ : レーザー波長

ν : 振動数

ξ : 衝撃波面からの距離

ρ : 密度

添え字

e : 電子

i : イオン

N : 窒素原子

n : 中性粒子

1. は じ め に

大気吸い込み式 RP (Repetitively Pulsed) レーザー推進¹⁻⁵⁾は、地上から繰り返しパルスレーザーにより供給されたエネルギーを推進に用いる推進機関である。機体下部の放物面鏡でビームを集光して焦点付近にプラズマを誘起させると、気体の急激な膨張により爆風波が生じる。その際にレーザー支持爆轟 (Laser Supported Detonation; LSD) 波が生じ、衝撃波は強められ、ビームエネルギーを吸収し衝撃波のエンタルピーに変換される。それを機体後部のノズルで受けとめ推力を得る。

燃焼反応に伴うデトネーションでは衝撃波と燃焼領域が

^{*1} © 2010 日本航空宇宙学会

平成 22 年 6 月 24 日原稿受付

^{*2} 東京大学大学院新領域創成科学研究科先端エネルギー工学専攻

^{*3} 東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻

隣接して伝播するが、LSD の場合は燃焼領域の代わりにプラズマによるレーザー吸収領域が存在する。LSD 領域では気体はほぼ定積的に加熱されて衝撃波へとエネルギーが変換されるが、レーザー強度がある程度小さくなると LSD は終了する。衝撃波とレーザー吸収領域は離れ、衝撃波後方の気体が定圧的に加熱されるのみで、衝撃波はほぼ断熱的に伝播する。このため LSD 終了後に投入されたレーザーエネルギーは推力に寄与しない。LSD の構造や維持するための条件を明らかにすることが推進機の最適設計にとって重要な課題である。

Raizer⁶⁾ は、LSD の終了条件として、レーザー加熱によるエネルギー入力と爆風波波面を伝って流れ出るエネルギー損失のバランスに注目し、 r と l の比がある値よりも小さくなると LSD が終了するというモデルを提案している。また、LSD は衝撃波誘起の反応ではなく、衝撃波よりも先行する種電子がレーザーを吸収することによってその背後に衝撃波を誘起している可能性を指摘している。

森ら⁷⁻⁹⁾ は、シャドウグラフ法により、TEA CO₂ レーザーで点集光されたレーザー誘起プラズマを観察し、LSD が維持されるレーザー強度値を様々な集光 F 値やレーザーエネルギー、雰囲気圧力について調べている。またシュリーレン法を用い、衝撃波面の伝播履歴から爆風波エネルギーを求め、高速気流中での実験や、圧力への依存性も調べている。牛尾ら¹⁰⁾ はレーザーを線状集光し、LSD の伝播を 2 次元、準 1 次元空間に限定することでエンタルピーの LSD 領域からの流失を制限し、その維持条件と爆風波エネルギー変換効率を求めている。

これら一連の研究では、波面伝播速度に現れる LSD 特性を計測しているものの、レーザー吸収層の厚みなどの LSD 波内部構造を実測した例はこれまでになく、また、先行する種電子に関しても定量的な測定は行われておらず、検証が必要である。

本研究では過去の研究と同様に、TEA CO₂ レーザーのビームを線状集光することに誘起される爆風波¹⁰⁾ に関して、2 波長マッハツェンダー干渉法と発光分光法を用いて l や Δx の評価を行い、それらの時間変化と LSD 終了の因果関係を調べて Raizer モデルを検証するとともに、衝撃波に先行する種電子について考察を行った。

2. 電子密度分布の測定

実験に用いた TEA CO₂ レーザー ($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, 10 J/pulse) のレーザーパルスの波形を第 1 図に示す。鋭いピークに続いて指数関数的に減衰するテール波形が見られ、ピークの半値全幅及びテールの減衰時定数は各々、 $0.12 \pm 0.02 \mu\text{s}$ 及び $1.15 \pm 0.05 \mu\text{s}$ であり、エネルギーのパルスごとのばらつきは $\pm 5\%$ 以下であった。

このレーザーより射出された半径 15 mm のビームを焦点距離 48 mm の 2 次元非軸放物面鏡によって線状に集光し、アルミ板上に照射した。レーザーは着火直後からすべて周辺気体に吸収されるため、アルミ板にアブレーション痕は認められなかった¹⁰⁾。幅 30 mm のプラズマは光学的

第 1 図 レーザーパルス波形

第 2 図 レーザー集光系

に厚すぎるため、一対のガラス板を用いて第 2 図のように $d = 2 \text{ mm}$ だけ離れた 2 枚のガラス板の間に LSD 波を生成した。 $d = 30 \text{ mm}$ と 2 mm の場合で衝撃波の伝播に違いは見られず、 $t = 1.2 \mu\text{s}$ から $1.3 \mu\text{s}$ で LSD は終了した。本実験では $t = 1.3 \mu\text{s}$ 前後の時間帯で計測を行った。

マッハツェンダー干渉法は空気力学における可視化の 1 つの手段であり、流れの密度分布を求められる。非接触で流れを乱さず、応答が速い非定常の現象に適している¹¹⁾。今回の実験は移動干渉縞法を用い、電子の密度分布を測定した。移動干渉縞法は 2 つのレーザー光路をわずかにずらし、観測前に干渉縞を作る方法で、測定対象の密度の変化量に応じて干渉縞が移動する。

2 波長マッハツェンダー干渉計を第 3 図に示す。プラズマの干渉縞は電子と重粒子の影響を受けるため、単色光の

第3図 2波長マッハツェンダー干渉計

第4図 生成されたレーザー爆轟波周囲の干渉縞
レーザーは左側から照射されている。\$t = 1.3 \mu\text{s}\$ 付近で LSD が終了する。

干渉計では \$n_e\$ を独立して求めることができない。

そこで電子の屈折率のみがプローブ光の波長に依存する性質を利用し、2波長のプローブ光で \$n_e\$ を測定した。プローブ光には Nd:YAG レーザー 2 次高調波 (\$\lambda = 532 \text{ nm}\$, 出力 \$8 \text{ mW}\$) 及び赤外半導体レーザー (\$\lambda = 785 \text{ nm}\$, 出力 \$50 \text{ mW}\$) を用いた。\$\text{CO}_2\$ レーザーのギャップスイッチ放電光をトリガー信号とし、遅延回路 (Stanford Research Systems, Inc.) を介して ICCD カメラ (\$1,024 \times 1,024\$ 素子, Andor Technology 社製) に任意のタイミングで撮影用トリガー信号を送り撮影した。2つのプローブ光は Red reflector を介して同一の光軸に合流し、干渉計を通過した後、Red reflector によって分けられ各波長のバンドパスフィルター (\$785 \pm 1 \text{ nm}\$ および \$532 \pm 1 \text{ nm}\$) を通過後、ICCD カメラにて同時に撮影される。レンズはすべて波長収差のないアクロマチックレンズを使用した。

撮影された干渉縞画像を第 4 図に示す。LSD 波はレーザーの光軸面に対して対称であるため上半分の写真を撮影

した。レーザー軸と垂直な方向への衝撃波伝播マッハ数から、衝撃波面での不連続な縞の飛びの本数を理論的に計算し、爆風波内部の密度を見積もった。2次元の FFT フィルタを用いて高次のノイズを除去している。\$n_e\$ 及び \$n_n\$ と干渉縞の移動本数の関係は式 (1), (2) で表される。

$$n_e = \left(\frac{8\pi^2 c^2 m_e \epsilon_0}{e^2} \right) \frac{h_1 \lambda_1 - h_2 \lambda_2}{d(\lambda_1^2 - \lambda_2^2)} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} n_n &= n_0 + \frac{1}{K_n} \left(\frac{h_1 \lambda_1}{d} - K_e n_e - K_i n_i \right) \\ &= n_0 + \frac{1}{K_n} \frac{h_1 \lambda_1}{d} - \frac{K_e + K_i}{K_n} n_e \end{aligned} \quad (2)$$

ここで添え字の 1, 2 はそれぞれプローブ光の波長 \$\lambda = 532 \text{ nm}\$ 及び \$\lambda = 785 \text{ nm}\$ を表しており、\$K_n\$ 及び \$K_i\$ は数密度に依存せず、それぞれ \$1.1 \times 10^{-29} \text{ m}^3\$ 及び \$7.4 \times 10^{-30} \text{ m}^3\$ とした。求めた中心軸上の \$n_e\$ と \$n_n\$ 分布を第 5 図に示す。縞の間隔は最大で約 \$1 \text{ mm}\$ であり、軸方向の空間分解能はおおよそ \$0.1 \text{ mm}\$ である。また、照射レーザー出力のばらつき等による誤差を 5 回の測定の標準偏差 (エラーバー) で示している。衝撃波背後に \$n_e\$ のピークが存在し、その最大値はおおよそ \$2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}\$ であり、時間とともに減少した。また \$n_e\$ を補間した曲線を衝撃波面まで延長すると、\$t = 1.2 \mu\text{s}\$ 以前に衝撃波面で \$10^{23} \text{ m}^{-3}\$ のオーダーの密度の電子の存在を認めることができる。\$n_n\$ に関しては、LSD 波の伝播マッハ数と衝撃波関係式より求まる \$n_n\$ を実線で示している。爆風波内部のほぼ平らな数密度分布が計測されている。

3. 電子温度分布の測定

3.1 電子温度の測定 発光分光の測定系を第 6 図に示す。TEA \$\text{CO}_2\$ レーザー及び集光光学系は上記の実験と同様である。生成したプラズマの発光をレンズ、光ファイバーを経由して分光器に導く。レーザーとの同期方法は、炭酸ガスレーザー内のギャップスイッチの発光を光ファイバーで取り出し、フォトディテクタで電圧信号に変換する。これを分光器のシャッターコントローラーに導く。

一度の測定で広い波長領域の計測が可能なエッセル型

第5図 レーザー軸上の電子数密度分布（左）と中性粒子数密度分布（右）
左端は衝撃波面 (Shock Front) を示し、全体の横軸が衝撃波面の移動距離を示す。

第6図 発光分光撮影系

第7図 スペクトル分布

分光器 (LTB 社製, ARYELLE200) を使用した. 分解能は $\lambda/\Delta\lambda \approx 8,000$, 口径比は $f/10$, 焦点距離は 200 mm, 測定可能な波長領域は約 250~900 nm である. 波長校正は分光器付属の水銀灯を用い, 感度校正はハロゲンランプを標準光源として利用した. プラズマ撮影部の光学系は立体角が比較的大きい非球面コンデンサーレンズ (集光距離 37 mm, 直径 50 mm) を使用し, 発光領域のほぼ全域の光を集めている. 露光時間は 100 ns である.

スペクトル分布の一例を第7図に示す. 主として, 原子からの線スペクトル, 分子からのバンドスペクトル, 制動輻射による連続スペクトルより成っている. NII のスペクトル線 7 本 (399.500, 444.703, 463.054, 500.515, 504.510, 567.602, 594.165 nm) についてボルツマンプロットを描いて T_{ex} を求め, 連続スペクトル成分に関しては Planck 関

数でフィッティングし T_e を推定した. スペクトルのデータは NIST のデータベースを利用した. ボルツマンプロットを第8図に示す. また, 窒素原子に対するボルツマンプロットより求めた T_e の時間履歴を第9図に示す. 32,000 K 程度から時間の経過とともに低下した. また第7図に示す連続スペクトルから求めた T_e は $(3.0 \pm 0.2) \times 10^4 \text{ K}$ であった. $t = 1.3 \mu\text{s}$ 以降は原子の T_{ex} が T_e を下回り, 熱的非平衡が生じている可能性があるが, この時間帯では同一とみなして, ボルツマンプロットから求めた T_{ex} を T_e とし以降の考察を行った.

3.2 電子温度分布の推定 3.1 節の電子温度計測は空間分解能がなく, 計測された温度は発光の最も強い領域の情報であると考えられる. 熱化学平衡が成り立っているとす

第8図 ボルツマンプロット

第9図 連続スペクトルによって測定された電子温度と線スペクトルによって測定された電子励起温度の時間履歴

ると、発光が最も強い場所は n_e の最大点であり、 T_e の最高点でもあったと考えられる。窒素の解離度が不明なため、主たる電離反応 $N \rightleftharpoons N^+ + e^-$ に関する Saha の電離平衡式

$$\frac{n_i n_e}{n_N + n_e} = 2 \frac{g_i}{g_n} \left(\frac{2\pi m_e k_B T_e}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(\frac{-U_i}{k_B T_e} \right) \quad (3)$$

から n_e の最大点で解離度を計算し、解離度が衝撃波背後で一様と仮定して、計測した n_e 分布と Saha の平衡式を再度用いて T_e 分布を求めた。結果を第10図に示す。

4. レーザー吸収帯の構造

4.1 レーザー吸収帯構造 第5, 10図に示した結果を用いて、衝撃波背後の l の評価を行った。CO₂ は比較的長波長であるため、レーザー光の吸収はプラズマの逆制動放射が支配的であるとされている。逆制動放射によるエネルギーの吸収係数は、電子とイオン間 k_{e-i} と電子と中性粒子間 k_{e-n} の吸収係数の和として得られ、 T_e の関数となる。両者はそれぞれ、

$$k_{e-i} = \frac{4}{3} \left(\frac{2\pi}{3m_e k_B T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{e^6 \lambda^3}{hc^4 m_e} G n_e n_i \left(e^{hc/\lambda k_B T_e} - 1 \right) \quad (4)$$

第10図 電子温度と電子密度の空間分布

$$k_{e-n} = \frac{k_B T_e^2 A(T_e) \lambda^3}{hc} n_e n_n \left(1 - e^{-hc/\lambda k_B T_e} \right) \quad (5)$$

と表せる。 $A(T_e)$ は文献値である¹²⁾。吸収係数の分布から、以下の式を用いて局所レーザー強度を求め、局所レーザー加熱率を計算した。結果を第11図に示す。

$$\frac{d(2rdS)}{dx} = (k_{e-i} + k_{e-n}) 2rdS \quad (6)$$

局所レーザー強度は衝撃波前方の値で、 n_e はピーク値でそれぞれ規格化してある。どの時間帯でもプラズマ層でレーザーが完全に吸収されることがわかる。実験でもこの時間帯のレーザー透過は0であったことと良く符合する。これは、予混合気体中を伝播するデトネーション反応層における完全燃焼と類似しており、 $t = 1.4 \mu s$ より早い時刻においては衝撃波近傍の薄い領域で高い加熱が起きていることがわかる。

l を透過レーザー強度が $1/e$ に低下する距離と定義し、 Δx を衝撃波から n_e のピークまでの距離と定義して、それぞれの時間履歴を第12図に示す。 l は S の低下に伴い広がるが、 Δx はほとんど変化していない。

4.2 Raizer モデルの検証 レーザー吸収帯で得られるエネルギーが衝撃波の伝播に寄与するエネルギーと横方向への膨張で失われるエネルギーに分配されたとすると、この実験条件を用いてエネルギー流束の保存式は以下で表される⁶⁾。

$$\rho D \varepsilon (2rd) + \rho a \varepsilon (2d \Delta x) = S(2rd) \quad (7)$$

ε は電子のエネルギーが主であるとする、

第 11 図 衝撃波背後のレーザー吸収帯構造

第 12 図 レーザー吸収帯の厚みとプラズマ領域長、レーザー強度の時間変化

$$\varepsilon(T_e) = \frac{3}{2} n_e k_B T_e \quad (8)$$

と表される。Raizer モデルではレーザー強度 S の減少に伴って Δx が拡大し、式 (7) 左辺第 2 項が大きくなり T_e が低下することが LSD 終了の原因であるとされている。しかし、測定された Δx はこの時間帯にほとんど変化しておらず、レーザーに支持されていないプラズマがレーザー吸収層背後に広く残存していることを示している。もちろん横方向へのエネルギー流出は T_e の低下に大きな影響を及ぼすが、LSD 終了条件をスケール比 l/r あるいは $\Delta x/r$ のみで議論することは難しいことがわかった。

第 13 図 衝撃波面での n_e と電離波面と衝撃波面の距離の時間履歴

4.3 紫外域輻射光電離による種電子生成の可能性 プラズマ層から紫外域輻射による光電離が衝撃波面前方で種電子を生成し、この電子がレーザーエネルギーを逆制動放射で吸収することで指数関数的に密度が増大し、衝撃波を誘起している可能性がある。空気中の主たる成分の中では酸素分子のイオン化エネルギーが最も低く 12.07 eV であり、約 100 nm 以下の波長の輻射が酸素分子の光電離に寄与できる¹³⁾。単位時間に単位体積から $\nu \sim \nu + d\nu$ の幅に放射される制動放射のエネルギーは以下の式で表される。

$$w(\nu)d\nu = 6.3 \times 10^{-53} \sqrt{\frac{e}{T_e}} n_e n_i \exp\left(-\frac{h\nu}{T_e}\right) d\nu \quad (9)$$

実験から得られた値を用いて推算すると、 T_e を 30,000 K、 n_e 、 n_i をともに 10^{24} m^{-3} 、放射体積を 10^{-12} m^{-3} とすれば、種電子生成に寄与できる光子が 1 ns ごとに数個ほど放出されることになり、その可能性がある。第 13 図に衝撃波面での n_e と電離波面と衝撃波面の距離の時間履歴を示す。 $t = 1.3 \mu\text{s}$ までは衝撃波面にすでにプラズマが存在し、衝撃波より前方にもプラズマが存在することが示唆されている。このプラズマが消失すると同時にプラズマ層の最前面（電離波面）が後退を始めている。また過去の研究における LSD 終了時間と今回の実験は一致した。

化学デトネーションでは衝撃波圧縮により燃焼反応が誘起され、ZND 構造（あるいは衝撃波と反応層の距離）が維持されるのに対して、本研究が対象としている実験領域の LSD は本質的に衝撃波誘起でなく、レーザー加熱がその加熱層の途中に衝撃波を誘起・維持していると考えられる。衝撃波誘起でないため、衝撃波とプラズマ層が一度離れると上記のような LSD 構造が維持されない。すなわち、種電子の生成等によって衝撃波より前方に先行加熱領域が形成されることが、LSD の維持に必要な不可欠であると考えられる。

5. ま と め

- ・ TEA CO₂ パルスレーザー誘起爆轟波内部を光学計測し、電子温度、数密度分布を得た。 n_e のピーク値は $2 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ 程度、 T_e は約 32,000 K で、時間の経過とともに減少した。
- ・ 計測結果を用いて吸収係数分布を算出した結果、衝撃波背後の薄いレーザー吸収層でレーザーエネルギーが完全に吸収されることが示された。また Δx は l よりも厚く、レーザーに支持されていないプラズマがレーザー吸収層背後に広く残存していることを示し、Raizer の LSD モデルが適用できないことがわかった。
- ・ LSD が維持されている時間帯では、衝撃波面にすでにプラズマが存在し、衝撃波より前方にもプラズマが存在することが示唆された。すなわち、LSD の維持には衝撃波前方に種電子の生成等によって先行加熱領域が形成されることが必要不可欠であると考えられる。

本研究は、独立行政法人日本学術振興会科学研究費補助金基盤研究 (A) No.19206087 の補助を受けた。

参 考 文 献

- 1) Kantrowitz, A.: Propulsion to Orbit by Ground Based Lasers, *Aeronaut. Astronaut.*, **10** (1972), pp. 74–76.
- 2) Myrabo, L. M., Messit, D. G. and Mead, F. B. Jr.: Ground and Flight Tests of a Laser Propelled Vehicle, *AIAA Paper* 98-1001, 1998.
- 3) Katsurayama, H., Komurasaki, K. and Arakawa, Y.: A Preliminary Study of Laser Powered Launcher Performance, *Acta Astronautica*, **65** (2009), pp. 1032–1041.
- 4) Mori, K., Komurasaki, K. and Arakawa, Y.: Nozzle Scale Optimum for the Impulse Generation in a Laser Pulsejet, *J. Spacecraft Rockets*, **41** (2004), pp. 887–889.
- 5) Katsurayama, H., Komurasaki, K., Hirooka, Y., Mori, K. and Arakawa, Y.: Numerical Analysis of Exhaust and Refill Process of a Laser Pulsejet, *J. Propul. Power*, **24** (2008), pp. 999–1006.
- 6) Raizer, Y. P.: *Laser-Induced Discharge Phenomena*, Consultant Bureau, California, 1985, pp. 199–204.
- 7) Mori, K., Komurasaki, K. and Arakawa, Y.: Influence of the Focusing f Number on the Heating Regime Transition in Laser Absorption Waves, *J. Appl. Phys.*, **15** (2002), pp. 5663–5667.
- 8) Mori, K., Komurasaki, K. and Arakawa, Y.: Energy Transfer from a Laser Pulse to a Blast Wave in Reduced-Pressure Air Atmospheres, *J. Appl. Phys.*, **95** (2004), pp. 5979–5983.
- 9) Mori, K., Komurasaki, K. and Arakawa, Y.: Threshold Laser Power Density for Regime Transition of a Laser Absorption Wave in a Reduced-Density Air Atmosphere, *Appl. Phys. Lett.*, **88** (2006), 121502.
- 10) Ushio, M., Komurasaki, K., Kawamura, K. and Arakawa, Y.: Effect of Laser Supported Detonation Wave Confinement on Termination Conditions, *Shock Waves*, **18** (2008), pp. 35–39.
- 11) 流れの可視化学会：流れの可視化ハンドブック，朝倉書店，東京，1986，pp. 291–367.
- 12) Kemp, N. H. and Lewis, P. F.: *Laser-Heated Thruster*, NASA CR-161665, 1980.
- 13) 加藤 進，高橋栄一，佐々木明，岸本泰明：放電・雷における原子・分子過程のモデル化，*J. Plasma Fusion Res.*, **84** (2008), pp. 477–485.