

レーザーデトネーションにおける自己輻射と先駆電離層に関する考察

○嶋村耕平, ジョセフ A. オフォス, 小紫 公也 (東京大学)

Abstract

Effect of radiative transfer on a laser-absorption wave was investigated with a spectroscopic measurement and an analytical model. The model described a propagation mechanism in terms of the relation between a number of photon emission and the velocity of an ionization-wave front. From spectroscopic measurements, electron temperature was estimated to be 2 eV for 10.6 μm laser wavelength and 5 eV for 1.05 μm laser wavelength near the laser intensity-threshold for laser-supported detonation. Electron number densities of the order of $(1.5\text{-}3.9) \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ was deduced in air. Argon and air were compared at varying laser intensities, the propagation velocity of laser-absorption wave using spectroscopic study and the model was estimated to be 10^3 m/s which showed a good agreement with laser-shadowgraph visualization. The results revealed that the photoionization by UV-radiation plays an important role in the laser-absorption wave propagation.

Key Words: Laser Supported Detonation, Photoionization, Emission spectroscopy

1. はじめに

高エネルギー密度のマイクロ波やレーザー等の電磁波を照射すると、空気が絶縁破壊を起こしてプラズマが発生する。このプラズマは後続の電磁波エネルギーを吸収しつつ、電磁波発生源に向かって超音速で進展する。この連続的なエネルギー供給・加熱によって衝撃波が駆動され、電離波面とともに伝播する構造を光学デトネーション（レーザー支持デトネーションあるいはマイクロ波支持デトネーション）と呼ぶ。

光学デトネーションは伝播マッハ数が 3 程度でも維持される。この程度のマッハ数では衝撃波加熱で電離反応は起きない。すなわち燃焼デトネーションのような衝撃波が電離面を誘起する構造ではなく、電離面の超音速伝播が衝撃波を誘起する関係にある。そのため、ZND 構造（ノイマンスパイクから反応誘起距離だけ遅れて反応領域が伝播する構造）は見られない。我々の TEA CO₂ レーザー（波長 10.6 μm , 10 J/pulse）のビームを線状集光することで誘起されるデトネーションに関して、2 波長マッハツェンダーを利用した電子密度の測定結果³によれば、デトネーション構造の見られる時間帯では、衝撃波の前方に電子が存在ことを示唆している。また、超高エネルギーである激光レーザーを用いたレーザーデトネーションの研究においては、伝播マッハ数が 100 の極超音速衝撃波であっても衝撃波よりも前方に電子の存在が報告されており、光学デトネーションはマッハ数に寄らず電離波面伝播が衝撃波を誘起する構造であることが考えられる。レーザー電離波面の伝播は、光電離に基づくストリーマ放電理論からの類推で記述できる。すなわち、プラズマから前方に向かって放たれる紫外線が初期電子を生じ、それがレーザーを吸収することにより電子雪崩を形成し電離波面が前進する。

本研究では、この一連の輻射から電離波面の伝播にいたるまでのモデルを実験・解析的手法から求めるものである。発光分光法によるプラズマ密度・温度を求

め、Free-Bound, Free-Free 遷移による輻射強度を解析的に求め、電離波面の速度を計算する。この結果と連続シャドウグラフから求めた電離波面の速度を比較し、レーザーデトネーションにおける電離波面の伸展に関して議論したい。

2. 発光分光による電子励起温度・電子密度測定

TEA CO₂ レーザー($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, 10 J/pulse)とガラスレーザー($\lambda = 1.053 \mu\text{m}$, 1 J/pulse)を使用し、エッセル分光器(比波長分解能:8,000)と ICCD カメラ(最小露光時間 2ns, 1,024×1,024 pixels)を使用した。小型の真空チャンバー内に空気とアルゴンを 100 kPa・常温で満たし、ターゲット等は使用せず、F 値 6.3 のレンズを使用した。分光器の波長・強度校正には、それぞれ水銀・ハロゲンランプを使用した。得られたスペクトルには空気中では N⁺や O⁺などのイオンが、アルゴンでは Ar⁺が確認され、中性粒子のスペクトルは見られなかった。レーザープラズマは局所熱平衡が仮定できるほどが電子密度が高くなるため、N⁺, Ar⁺に対して、ボルツマンプロットを使用して電子励起(電子)温度を求めた。また電子密度は圧力広がりやの寄与が小さいため、フォークと関数によるフィッティング、シュタルク広がりから求めた。これらの結果を表 1 にまとめて示す。電子温度・密度はガラスレーザー誘起プラズマの方が、炭酸ガスレーザーに比べて大きい。これはレーザー強度の違いもあるが、レーザー吸収が波長の 3 乗に比例することに起因する。

3. 電離波面の解析モデル

前節の分光結果を利用して、先駆電離層でのプラズマからの輻射強度を求め電離波面の伝播速度を求めたい。電離波面の速度は伸展には McKenzie の光子・中性粒子保存則を解くことで式(1)のように、光子流束と上流の中性粒子の関数となる。

Table 1. Experimental and plasma parameters

Experimental parameters			
Laser wavelength: λ_{LASER} , μm	1.053	1.053	10.6
Ambient gaseous form	Argon	Air	Air
Laser intensity: S , MW/cm^2	3.8-6.7	$(1.3-2.8) \times 10^2$	$(4.0-10.9) \times 10^1$
LSD termination: t_{term} , μs	0.7	0.3	2.2
I-front velocity: u_{IL} , 10^3 m/s	1.1-1.4	2.1-3.3	0.4-2.2
Plasma parameters			
Electron density: n_e , 10^{24} m^{-3}	3.0-3.9	2.6-3.3	1.5-2.6
Electron density: T_e , 10^4 K	3.7-4.1	5.3-6.1	2.5-2.6
Mean free-path of Photoabsorption and photoionization: λ_a and λ_i , μm	80	170 and 30	
Ionization threshold: $h\nu_i$, eV	15.8	12.1 (for O_2)	
Number density of neutral particle: n_n , 10^{26} m^{-3}	2.5	0.5 (for O_2)	
Analytical results			
I-front velocity at $t/t_{\text{term}} = 1$: u_{IS} , 10^3 m/s	2.0 ± 1.3	3.3 ± 1.0	1.2 ± 0.2

$$u_1 = \varphi_0 / n_{\text{n}\infty} \quad (1)$$

光子流束は Bound-Bound 遷移強度が小さいことから、Bibermann の電子温度・密度の関数となる Free-Bound, Free-Free 遷移による輻射強度関係式から求めた。

$$J = \int_0^\infty j_\nu d\nu = \begin{cases} \int_0^{v_g} j_\nu d\nu & (0 < \nu < v_g) \\ \int_{v_g}^\infty j_\nu d\nu & (v_g < \nu < \infty) \end{cases} \quad (2)$$

$$= \begin{cases} \int_0^{v_g} \frac{64Z_{\text{eff}}^2 \pi^{3/2} e^6 G}{3\sqrt{6} m_e^{3/2} c^3 h \epsilon_0^{3/2}} \frac{n_e n_i}{\sqrt{k_B T_e}} d\nu \\ \int_{v_g}^\infty \frac{64Z_{\text{eff}}^2 \pi^{3/2} e^6 G}{3\sqrt{6} m_e^{3/2} c^3 h \epsilon_0^{3/2}} \frac{n_e n_i}{\sqrt{k_B T_e}} \exp\{-h(\nu - v_g)/k_B T_e\} d\nu \end{cases}$$

さらに、非輻射層での光子の吸収を考慮するため図 1 のような円盤形輻射層を仮定し、その前方における光吸収を考慮したプラズマからの輻射強度を求めた。

$$J(x, \theta) = j_\nu \exp\left(-\frac{x}{\lambda_a \cos \theta}\right) \times \begin{cases} \frac{\lambda_a}{\cos \theta}, & \left[0 < \theta < \theta_1 = \arctan \frac{r}{\lambda_a + x}\right] \\ \left(\frac{r}{\sin \theta} - \frac{x}{\cos \theta}\right), & \left[\theta_1 < \theta < \theta_0 = \arctan \frac{r}{x}\right] \end{cases} \quad (3)$$

4. 実験結果と解析結果の比較・考察

シャドウグラフから求めた電離波面の伝播速度と分光結果を利用した解析から求めた速度を図 2 に示す。図中横軸はレーザーデトネーションの終了時間で無次元化してある。レーザー強度がそれぞれの結果で一桁程度違うのにもかかわらず、解析結果と実験結果はエラーの範囲内でよく一致することが確認できる。さらに気体種やレーザー波長の違いから、速度に差異が見

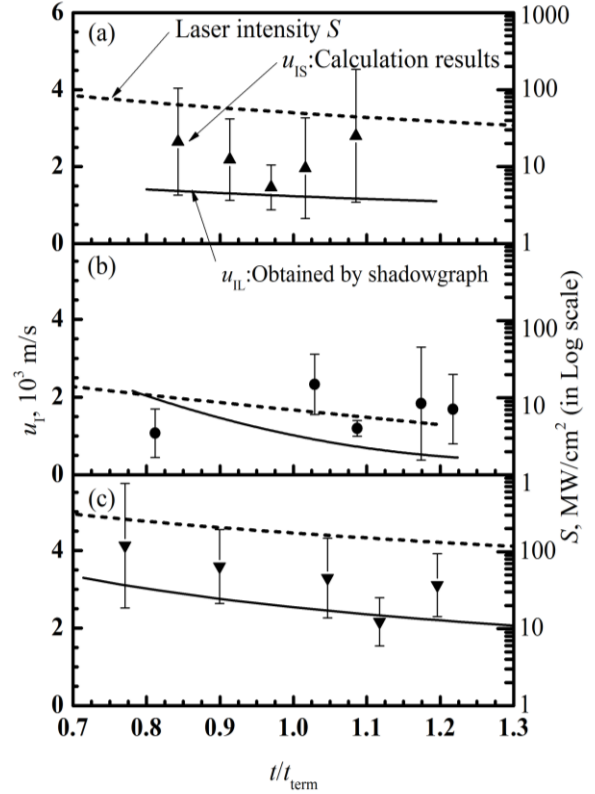


図 1 電離波面速度の解析結果と実験結果の比較

られるが解析的にもこれらをよく表現している。例えば、ガラスレーザーで誘起したアルゴンプラズマと空気プラズマを比べると、空気中での伝播速度が速い。これは光電離の閾値、すなわち第一イオン化エネルギーが空気中の酸素分子が 12.06 とアルゴンに比べて 4 eV 程度小さい。このため光電離が起きやすく、同程度の輻射強度でも空気中のほうがプラズマが伝播しやすいことが分かる。またガラスレーザーと炭酸ガスレーザーを比較すると、前者の速度が速いことがわかる。これは 2 節の分光結果でガラスレーザーの電子温度・密度が高いことに起因する。すなわち、光子流束はこれらのパラメータに比例するため、光電離を起こすことが可能な光子が、ガラスレーザー誘起プラズマの場合は炭酸ガスレーザーに比べて多く放出されたことが理由である。

参考文献：

- 1 Raizer Y. P.: Laser-induced discharged phenomena, Springer, New York, 1978.
- 2 小田泰久, 小紫公也, 坂本慶司: マイクロ波による気中放電のダイナミクスと構造形成, プラズマ核融合学会誌 **86** (2008), pp.343-347.
- 3 嶋村耕平, 畑井啓吾, 河村好一, 福井章泰, 福田章雄, 王彬, 山口敏和, 小紫公也, 荒川義博: 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, 日本航空宇宙学会誌, **58** (2010), pp. 323-329.
- 4 遠藤琢磨, 本田智久: デトネーションにおける構造形成とレーザー駆動デトネーション, プラズマ核融合学会誌 **86** (2010), pp.598-603.