

LSDW のモード遷移に関する研究

Mode study of Laser-supported detonation wave

○嶋村 耕平(筑波大)・松井 康平・小紫 公也 (東大)

○Kohei Shimamura (University of Tsukuba)・Kohei Matsui・Kimiya Komurasaki (The University of Tokyo)

1. はじめに

レーザー誘起プラズマとそれに付随する衝撃波はレーザー着火や宇宙推進など原動機や LIBS などの材料診断など様々な分野で利用されている。これらの工学的応用を考える上でプラズマの温度や密度、伝播速度や生成される衝撃波の強度を調べるのが重要である。レーザー誘起プラズマは集光条件やレーザーの発振波長、レーザー強度、雰囲気ガスによって絶縁破壊から断熱的な衝撃波の膨張に至るまで様々なモードで伝播することが知られている。1)-6)

プラズマから衝撃波へのエネルギー変換という観点では絶縁破壊から LSDW に至るまでの物理過程が重要である。レーザー誘起プラズマと衝撃波の伝播は燃焼デトネーション波と同じ Chapman-Jouguet (CJ)条件に一致することが知られている。弾丸など燃焼波に外力が与えられることで、Overdriven detonation と呼ばれるエネルギー的に安定な CJ 条件よりも伝播速度が速いモードで伝播する。7) レーザープラズマでは、プラズマ放射による光電離が起因となり電子雪崩を誘起することで CJ 条件よりも速い速度で伝播することができる。レイリー線とユゴニオ曲線の交点として得られるデトネーション状態は、燃焼波では強い解が、レーザープラズマでは弱い解にそれぞれ一致する。8)

状態遷移の研究について Overdriven detonation から CJ 状態への遷移、LSDW から LSCW についてそれぞれ報告されている。LSDW から LSCW への遷移はレーザー照射径とレーザー強度の積がある一定の値になることが知られている。9) 一方で Overdriven 状態から CJ 状態への遷移は研究例が乏しい。Fisher は平衡状態の電子密度のレート方程式からレーザー強度から見積もりを与えている。ここで用いられているプラズマの温度や密度は現在プラズマ分光計測によって知られている条件とかけ離れている。10) また Weak-overdriven detonation (WOD)状態でのレーザープラズマの伝播について様々な実験条件での研究がなされているが、一次元のストリーク発光など限定的な情報しか得られていない。11) Overdriven や CJ 状態での実験結果はそれぞれあるものの絶縁破壊から LSCW までの状態遷移の観点での可視化実験は行われていない。本研究では Overdriven

状態から CJ 状態への遷移を高速度カメラで詳細に観察した。この結果と過去の異なる波長、雰囲気ガスでの結果と比較して状態遷移の閾値を実験的に求めた。電子のレート方程式の観点から閾値における物理条件を明らかにした。

2. シャドウグラフ実験

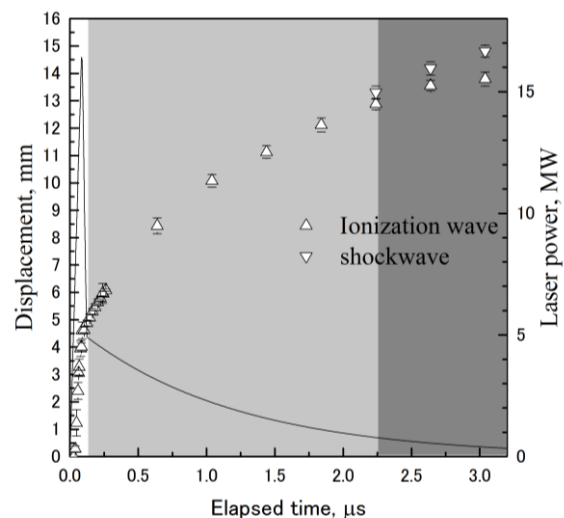


Fig.1 Laser pulse shape and displacement of ionization wave and shockwave

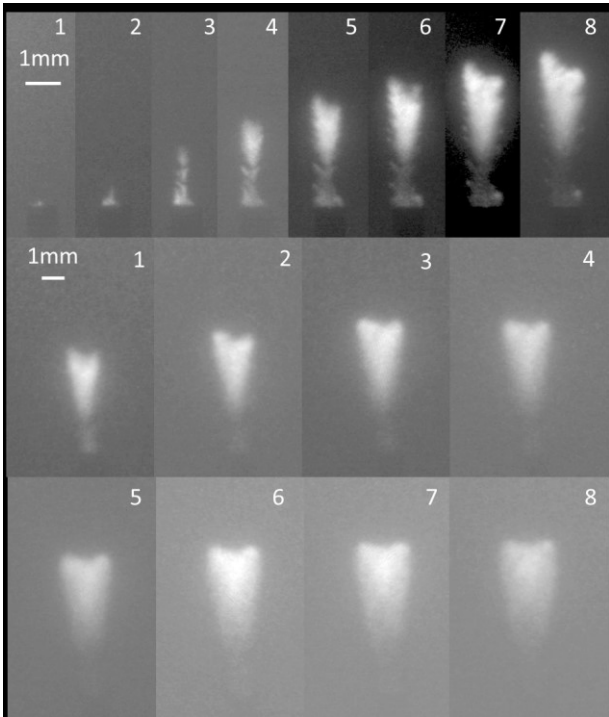


Fig.2 Series of shadowgraph

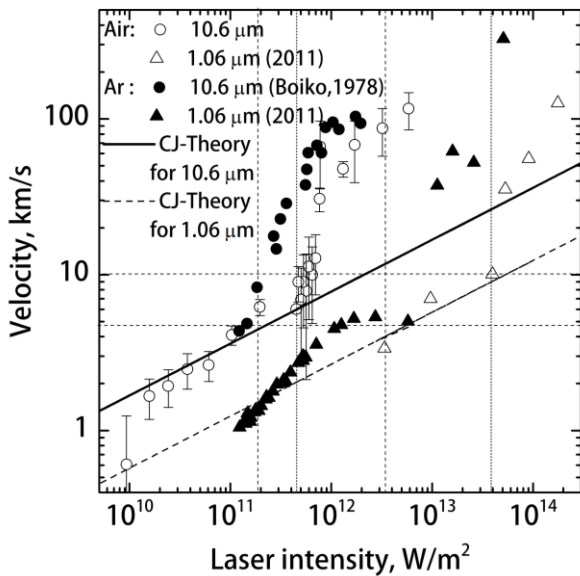


Fig.3 Propagation velocity vs laser intensity

実験によるレーザープラズマの可視化には、レーザーシャドウグラフ法を利用した。1パルス当り10Jのエネルギー出力が可能なTEACO₂レーザーを使用し、512×512ピクセルで最小露光時間10ns、10⁸fpsで連続8枚撮影可能な高速度ICCDカメラ(Ultra8, DRS corp.)を利用して撮影を行った。焦点距離70mmのZnSeレンズで集光し、焦点位置より2mm上流側にφ=1mmの真鍮ターゲットをセットした。このときの集光直径は0.84mmであった。実験前後で計測したレーザーエネルギーは、レンズ背後にエネルギーメータで計測した結果8.5±0.3Jであった。

図2にレーザー照射から80nsまでのシャドウグラフの結果と200nsから280nsまでの結果を示す。図の下側にターゲットをセットし、上側からレーザーを照射した。最初の8枚フレームではレーザー照射直後に単独のスポットが、また3フレーム、4フレーム目にはいくつかのスポットが見られた。またそのスポットがフィラメント上に伸びているのが確認できる。これはレンズの球面収差による強度分布が影響している。12) 後半の8枚では、最初の8枚にくらべてそれほど電離波面の変位に差が無く、WODからCJ状態にこのタイミングで遷移する。

図3に電離波面の速度とレーザー強度の関係を示す。図2の結果と過去の研究で炭酸ガスレーザーを使用したアルゴンの結果や波長の短いガラスレーザーを使用し、空気、アルゴン雰囲気での結果を示す。11), 13) 図3からWOD状態からCJ状態への遷移は速度の観点でいえばレーザー波長によらず空気の場合は10km/s、アルゴンの場合は5km/sであった。またレーザー強度の観点から、炭酸ガスレーザーではおおよそ10¹¹W/m²でありガラスレーザーでは10¹²W/m²程度である。波長によらずアルゴンは空気に比べて閾値が低い。これは空気には解離エネルギーが必要であるためアルゴンに比べて電離波面が進展しづらい。

閾値を定量的に評価するためにLSDWの閾値を用いて評価を行った。4)9)異なる波長のレーザーを利用した結果を評価するために、レーザー波長λ、ピークパワーPを用いて以下のようにLSDWの閾値を拡張して無次元数C_{th}'として定義した。

$$C_{th}' = r_{th} S_{th} \left(\frac{\lambda}{P_{peak}} \right) \quad (1)$$

ここで照射径とレーザー波長はそれぞれ輻射体積と逆制動放射係数に比例するため積の形で表した。空気中での結果についてガラスレーザーと炭酸ガスレーザーにおける照射径はそれぞれr=0.24mmとr=1.72mmである。両者比較した結果、この無次元数は波長によらずおおよそ1となるのが分かった。またアルゴンではこの値が1/10程度になり、レーザー波長によらない。原子・分子の違いやガス種に依存することが分かる。この点については更なる研究が必要である。

3. WOD状態とCJ状態遷移時の伝播構造

WOD状態では光電離による電子雪崩の種電子生成が電離波面速度をコントロールしている。2) 一方でWOD状態からCJ状態へ遷移する際には電離波面前方に供給される電子が影響していると考えられる。電子のレート方程式について以下の式で表せる。

$$\partial_t n_e = \left(\partial_t n_e \right)_{ph} + v_i n_e + D_e \Delta n_e - r n_e^2 \quad (2)$$

右辺はそれぞれプラズマの輻射による光電離でおきる電子の増加、衝突電離による電子の増加、電子拡散、放射再結合である。電離波面の伝播に関係があるのは光電離と電子拡散の2項である。単位体積・時間あたりの光電離によ

る寄与するプラズマの輻射は、連続放射 (Free-free, free-bound) のうち酸素分子を電離することが可能な短波長成分を積分することで得られる。14)

$$\int_{v_i}^{\infty} j_{\nu} d\nu = 4.676 \times 10^{-14} \frac{n_e^2}{T_e^{1/2}} k_B T_e \exp\left(-\frac{h(v_i - v_g)}{k_B T_e}\right) \quad (3)$$

電離波面前方で放射される光子がほぼ吸収されることなく電離すると仮定すれば、放射エネルギーを酸素分子の電離エネルギーで除することで光電離による電子の増分を見積もることが出来る。過去の分光実験の電子密度温度を利用して、波長 1.06 μm で空気、アルゴン雰囲気ではおおよそ $10^{31} \text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$ 程度となる。13) 一方で電子拡散について、特性拡散長さをを用いて $D_{eff}/A \sim 10^{31} \text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$ を得る。15)



この結果から WO 状態から CJ 状態への遷移時には、光電離と電子拡散の時間増分の比がおおよそ 1 となる。輻射強度はレーザー強度が強いほど高くなるのに対して、WO 状態では電子温度は非平衡状態で 1 eV 以下となり拡散の影響は下がる。このことから WO 状態では電子拡散に比べて光電離が支配的であったが、遷移閾値では同程度となり電離波面の速度は減少するものと考えられる。また電子密度や温度は遷移の前後でそれほど時間に対して変化しないのに対して、プラズマの体積は急激に膨張する。電子拡散の項はプラズマの体積に反比例し、光電離に寄与するプラズマ輻射強度は逆に体積に比例することから、プラズマの状態は異なるものの CJ 状態でも WO 状態同様に輻射による伝播の影響が強いことが分かる。電子雪崩による電子の増加率はレーザー強度の関数として計算することが出来る

$$v_i = \left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right) \frac{1}{\varepsilon_i}$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{e^2 E_0^2 v_m}{2m(\omega^2 + v_m^2)} = 6.34 \cdot 10^{13} \frac{v_m}{\omega^2 + v_m^2} S$$

これより遷移時の生成率は光電離や電子拡散に比べて 1 桁大きくなる。したがって、光電離により生成された電子から電子雪崩が発生しプラズマは非平衡状態から LTE まで電子密度と温度が上昇する。プラズマの状態やその輻射について表 1 に比較を載せる。

Table 1 Comparison of WO state and CJ state

Detonation State	Weak Overdriven	Chapmann Jouget
Ionization degree	$10^{-3} \sim 10^{-2}$	1
Propagation velocity	10 ~ 100 km/s	< 10 km/s
Plasma state	Non equilibrium	LTE
Radiation source	Free-Free	Free-Bound
Optical depth	Thick	Thin

WO 状態では弱電離プラズマであり16), 黒体放射似の光

学的に厚く制動放射の短波長成分による光電離に寄与し、電離波面先頭における種電子生成が雪崩電離を誘起している。電離波面の速度や進展構造で類似する放電現象にストリーマ放電があるがプラズマの状態や輻射成分については大きく異なる。一方 CJ 状態では、プラズマが完全電離状態にあり光学的に薄い。再結合放射が主体的な連続放射による光電離が電離波面を進展させる。WO から CJ 遷移時には光電離の影響が電子拡散に比べて相対的に低下することにより起こると考えられ、プラズマの状態や輻射構造がこの閾値を境に大きく変化する。WO 状態のプラズマや輻射構造は計測困難な LSDW のプリカーサー領域と類似しており、WO 状態の構造研究によって LSDW の進展構造の解明が期待できる。

4. ま と め

WO 状態から CJ 状態への遷移は LSDW の閾値同様に照射径と照射強度の積を利用して評価できる。空気において C_{th}' はおおよそ 1 となりアルゴンでは 1/10 となり、レーザー波長によらず、ガス種の違いに依存する。また WO から CJ への遷移時は光電離と電子拡散によって生成される電離の増加率はおおよそ 1 となり、WO 状態と CJ 状態でプラズマの状態や輻射メカニズムが異なるが、プラズマ輻射による光電離によって電離波面の進展速度は決定される。このように原子分子の電離メカニズムが WO 状態の構造やモード遷移に寄与していることが明らかになった。

参 考 文 献

- 1) A. A. Ilyin, I. G. Nagorny, and O. A. Bukin, Applied Physics Letters **96**, 2 (2010).
- 2) V. I. Fisher, Sov. Phys. JETP **79**, 2142 (1980).
- 3) V. I. Fisher, Sov. Phys. Tech. Phys **28**, 1312 (1983).
- 4) Y. P. Raizer, Soviet Physics Jetp **21**, 1009 (1965).
- 5) K. Shimamura, K. Komurasaki, J. A. Ofosu, and H. Koizumi, Ieee Transactions on Plasma Science **42**, 3121 (2014).
- 6) L. J. Radziemski and D. A. Cremers, Laser-induced plasmas and applications, CRC Press, New York (1989).
- 7) J. Kasahara, T. Fujiwara, T. Endo, and T. Arai, Aiaa Journal **39**, 1553 (2001).
- 8) K. Shimamura, J. A. Ofosu, K. Komurasaki, and H. Koizumi, Japanese Journal of Applied Physics **54**, 5 (2015).
- 9) K. Mori, K. Komurasaki, and Y. Arakawa, Applied Physics Letters **88**, 3 (2006).
- 10) V. I. Fisher and V. M. Kharash, Sov. Phys. JETP **83**, 1738 (1982).
- 11) V. A. Boiko, V. A. Danilychev, B. N. Duvanov, V. D. Zvorykin, and I. V. Holin, Sov. J. Quantum Electron **5**, 216 (1978).
- 12) L. R. Evans and C. G. Morgan, Physics in Medicine and Biology **14**, 205 (1969).
- 13) K. Shimamura, K. Michigami, B. Wang, K. Komurasaki, and Y. Arakawa, AIP Conference Proceedings **1402**, (2011).
- 14) K. P. Horn, H. Wong, D. Bershader, Journal of Plasma Physics **1**, 157 (1967)
- 15) A. D. MacDonald, Microwave breakdown in gases, Wiley, New York (1966)
- 16) O. A. Bukin, A.A. Il'in, Yu. N. Kul'ch'in, I. G. Nagorny, A. N. Pavlov, A. V. Bulanov, Quantum Electronics **36**, 553 (2006)