

広島大学学術情報リポジトリ

Hiroshima University Institutional Repository

Title	6. レーザー駆動デトネーションの加熱構造(〈小特集〉大型レーザー装置を用いた科学研究の新展開)
Author(s)	遠藤, 琢磨; 本田, 智久
Citation	プラズマ・核融合学会誌, 86 (10) : 598 - 603
Issue Date	2010-10-25
DOI	
Self DOI	
URL	https://ir.lib.hiroshima-u.ac.jp/00033049
Right	(c) 2010 The Japan Society of Plasma
Relation	





小特集 大型レーザー装置を用いた科学研究の新展開

6. レーザー駆動デトネーションの加熱構造

遠藤 琢磨, 本田 智久¹⁾

広島大学大学院工学研究院エネルギー・環境部門, ¹⁾広島大学大学院工学研究科機械システム工学専攻

(原稿受付: 2010年9月1日)

デトネーションとは、衝撃波とそれに伴う流体加熱領域とが一体となって媒質中を伝播する現象であり、流体加熱機構には化学燃焼、核燃焼、レーザー加熱の3つが知られている。レーザー駆動デトネーションについては、現象は1960年代から知られているものの、詳細はほとんどわかっていない。本章では、大スポット径レーザー照射によって発生させた平面波動的なレーザー駆動デトネーションの加熱構造について、最近の実験結果を紹介する。

Keywords:

detonation, laser, plasma, heating structure

6.1 はじめに

デトネーションとは、元来、化学燃焼の分野で使われる用語であり、簡単に言えば、最も激しい爆発の際の燃焼モードを指す。その特徴は、衝撃波とそれに伴う燃焼波とが一体となって媒質中を伝播することである。例えば、ある可燃性物質の塊の一部で爆発が起きたとき、その爆発がデトネーションであれば、衝撃波と燃焼波とが一体となって媒質中を伝播するのですべての可燃性物質が燃えるが、単なる爆発であれば、燃焼波の伝播が衝撃波の伝播よりも遅く、多くの可燃性物質が燃えることなく飛び散ってしまう。現在では、化学燃焼駆動デトネーション以外にも、核燃焼駆動デトネーションおよびレーザー駆動デトネーションが知られており、共通の特徴は、衝撃波とそれに伴う流体加熱領域とが一体となって媒質中を伝播するという点である。

化学燃焼駆動デトネーションの1次元的な（平面波動的な）加熱構造は流体力学的に不安定であり、通常、実験で平面波動的な化学燃焼駆動デトネーションが観測されることはない。一方、核燃焼駆動デトネーションやレーザー駆動デトネーションでは、平均自由行程の長い粒子による輸送効果の顕著な高温プラズマが加熱構造において主役を演ずるため、化学燃焼駆動デトネーションに比べて特異な加熱構造となる可能性がある。これらについては、参考文献[1]で論じたので参照されたい。

本章では、最近の実験で明らかになってきたレーザー駆動デトネーションの1次元的な加熱構造について紹介する。以下、まず実験方法について記した後、観測されたレーザー駆動デトネーションの1次元性（平面性）および定常性について議論する。その後、実験結果を基に、レーザー駆動デトネーションの加熱構造について議論する。

6.2 実験方法

実験では、大阪大学レーザーエネルギー学研究センターの激光XII号ガラスレーザーシステム [2] のHIPER照射システム [3] を使用した。このレーザー照射システムは、12ビームがバンドル状に配置され、一方向から多ビームを重ね合わせて照射できるシステムである。個々のビームの集光F数は16.6、全ビームバンドルの集光F数は3.03である。レーザー駆動デトネーションを伝播させた媒質は窒素ガスである。窒素ガス中に厚さ10 μm のアルミニウム平板ターゲットを設置し、レーザー（波長1.053 μm ）でこの平板ターゲットを照射した。図1に実験配置を模式的に示す。ターゲット上に生成されたプラズマを種プラズマとして、レーザー駆動デトネーションは窒素ガス中を駆動レーザーに逆行して伝播する。

駆動レーザーの照射スポットサイズはターゲット上で直径2.3 mmとし、照射均一性を高めるため、11ビームを重ね

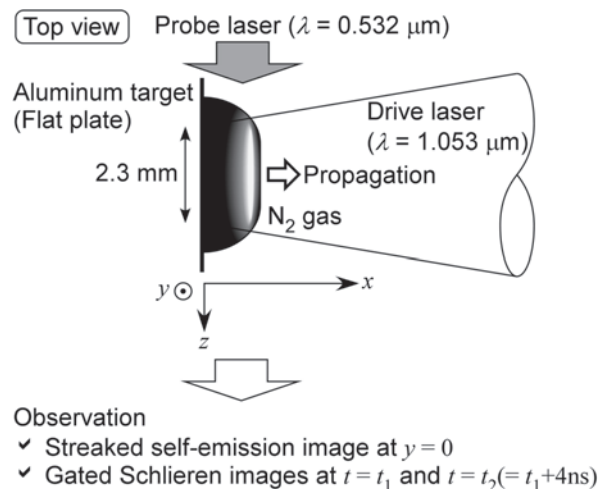


図1 レーザー駆動デトネーション実験の配置。

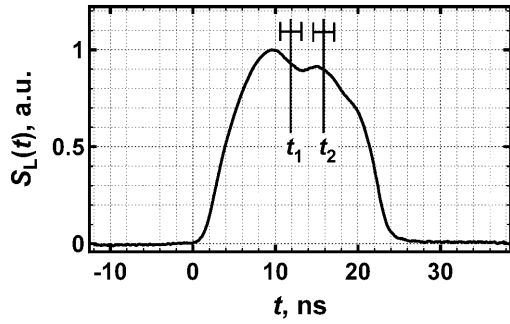


図2 駆動レーザーのパルス波形.

合わせて照射した。図2は駆動レーザーのパルス波形を示しており、パルス幅は約17.5 nsである。駆動レーザーのエネルギー流束は $S_L = 0.7 - 4 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ とした。窒素ガスの条件は、初期圧力を10 kPaから100 kPaの間で変化させ、初期温度は $24 (\pm 0.3) \text{ }^\circ\text{C}$ とした。

レーザー駆動デトネーションは、駆動レーザーバンドルの軸に直交する方向から観測した。観測には、可視光用 (S1) ストリークカメラおよび可視光用 (S20) ゲートカメラを使用した。ストリークカメラでは、レーザー照射の中心高さ ($y = 0$) における幅 $100 \mu\text{m}$ の1次元自発光像を $0.532 \mu\text{m}$ 光カットフィルターを通して観測した。ストリークカメラによる自発光像観測の時間分解能は約 0.66 ns 、空間分解能は約 $30 \mu\text{m}$ である。ゲートカメラでは、2次元的なシュリーレン像を観測した。シュリーレン像を観測するための光源にはデトネーション駆動用レーザーと同期したYAGレーザーの2倍高調波を使用し、 $0.532 \mu\text{m}$ 光用バンドパスフィルターを通して観測した。シュリーレン像観測用光学系では、光路を2分割して一方の光路長を他方の光路長に対して 1200 mm 長くし、それら2つの画像を1つのゲートカメラで画面を2分割して観測することで、 4 ns 時刻の異なる2つのシュリーレン像を同時に取得した。ゲートカメラによるシュリーレン像観測の露光時間は 200 ps であり、空間分解能は約 $60 \mu\text{m}$ である。また、シュリーレン像観測用のナイフエッジの向きは、図1において $\partial\rho/\partial x < 0$ のときに像が暗くなり、 $\partial n_e/\partial x < 0$ のときに像が明るくなるようにした。ここで ρ は質量密度、 n_e は自由電子の数密度である。なお、各ショットの直前にターゲットの静止画像をストリークカメラおよびゲートカメラで取得し、レーザー照射の中心高さ ($y = 0$) におけるターゲット初期位置を $x = 0$ とし、データ処理を行った。

6.3 レーザー駆動デトネーションの1次元性(平面性)および定常性

典型的な観測結果を実験条件と共に図3に示す。ここで、 p_1 は窒素ガスの初期圧力であり、 S_L は駆動レーザーのエネルギー流束である。ストリークカメラによって観測された自発光像は、高温の領域が左から右に伝播したことを示している。ゲートカメラによってシュリーレン像を観測した時刻はストリークカメラによって観測された自発光像図3(a)中に t_1, t_2 として示した。ストリークカメラにおける時刻とゲートカメラの観測時刻との関係は、両者で同じ

自発光像を観測し、それらの空間プロファイルと比較することで決定した。また、これらの時刻 t_1, t_2 は、図2中にも示した。図2に示した駆動レーザーのパルス波形における時刻とストリークカメラにおける時刻との関係は、自発光開始時刻を駆動レーザー照射開始時刻として決定した。シュリーレン像では、衝撃波を暗い線として識別できる。レーザー駆動デトネーションは側壁のないガス中を伝播しているため、デトネーション波面の周縁部分から中心に向かってデトネーションが徐々に希薄波に浸食され、衝撃波形状が円錐台のように変形してきているが、波面の中心近傍は概ね平面波を維持している。このような波面の中心近傍に平面波的部分を残したレーザー駆動デトネーションを形成するための条件は、衝撃波直後の音速 a_N が衝撃波伝播速度 D_{Shock} と $a_N \approx \frac{\sqrt{2\gamma(\gamma-1)}}{(\gamma+1)} D_{\text{Shock}} \approx 0.5 D_{\text{Shock}}$ という

関係にあるため、概ね $x_{\text{SF}} < d_{\text{spot}}$ で与えられる。ここで、 γ は比熱比、 x_{SF} はレーザー駆動デトネーションの先頭衝撃波の位置(伝播距離)、 d_{spot} は駆動レーザーの照射スポット直径である。本実験では、結果として、時刻 t_2 において、 $x_{\text{SF}}/d_{\text{spot}} < 0.98$ であった。レーザー駆動デトネーションの基礎研究ではこのような条件を作り出すことが重要であり、そのためには制御性の良い大型レーザー装置を使うことが重要である。また、本章で述べる実験条件では、デトネーション伝播距離が比較的短い場合には駆動レーザーの照射不均一性に基づくものと思われる波面の凸凹は観測されたが、波面の流体力学的な不安定性は観測されなかった。

シュリーレン像はプローブレーザーが屈折で曲がることで作り出されるが、屈折率は質量密度 ρ の変化だけでなく、自由電子の数密度 n_e の変化によっても変わる。以前に述べたように、シュリーレン像観測用のナイフエッジの向きは、図1において $\partial\rho/\partial x < 0$ のときに像が暗くなり、 $\partial n_e/\partial x < 0$ のときに像が明るくなるように設定されている。図3に示したシュリーレン像の大きな特徴は、暗い線で可視化された衝撃波の近傍が、その前方の領域まで含めて、非常に明るくなっていることである。この結果は、前方まで含めた衝撃波近傍に自由電子が多数存在し、 $\partial n_e/\partial x < 0$ という構造になっていることを示している。この点については、次節でレーザー駆動デトネーションの加熱構造を考察する際に議論する。

SN33328 ($p_1=30 \text{ kPa}, S_L=1.4 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$)

(a) Self emission (b) Schlieren, t_1 (c) Schlieren, t_2

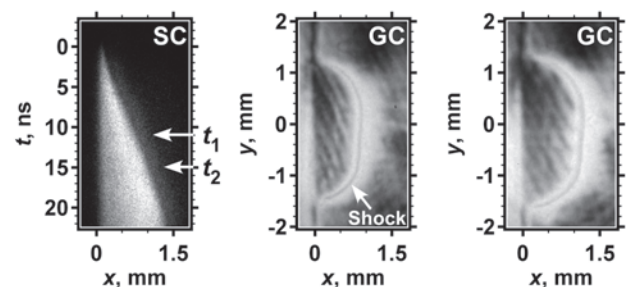


図3 レーザー駆動デトネーション実験の典型的な観測結果.

次に、観測されたレーザー駆動デトネーションの定常性について議論する。まず最初に、衝撃波と流体加熱領域とが一体となって伝播しているかどうかを調べる。そのために、衝撃波伝播速度と流体加熱領域移動速度とを比較する。衝撃波伝播速度としては、時刻 t_1, t_2 における中心高さ ($y=0$) での衝撃波位置から算出される時刻 t_1, t_2 間の平均的な衝撃波伝播速度 D_{Shock} を採用する。流体加熱領域移動速度については、次のように定義する。各時刻における自発光プロファイルにおいて、そのピーク光量の50%の光量となる立ち上がり部分での位置を $x_{50\%}$ とし、時刻 t_1, t_2 における $x_{50\%}$ から算出される時刻 t_1, t_2 間の平均的な移動速度 $D_{50\%}$ を流体加熱領域移動速度とする。実験的に得られた D_{Shock} および $D_{50\%}$ を図4に示す。図中に示した駆動レーザーのエネルギー流束の値は大凡の値である。比較のため、局所熱力学平衡 (Local Thermodynamic Equilibrium) を仮定したユゴニオ解析で得られたチャップマン・ジュゲー (CJ) デトネーション速度 D_{CJ} [1] も図4中に合わせて示す。図中に示した圧力値は、 D_{CJ} を計算した際の窒素ガスの初期圧力である。ユゴニオ解析では、デトネーション前面および後面における輸送効果を見捨てる、レーザー吸収率を100%とした。また、流体を比熱比一定の理想気体 (熱量的完全気体) で近似した場合、 D_{CJ} は

$$D_{\text{CJ}} = \sqrt{2(\gamma_{\text{eff}}^2 - 1)(q_{\text{react}} + q_{\text{ext}})} \quad (1)$$

と書くことができる。ここで、 γ_{eff} はデトネーション後面における実効的な比熱比、 q_{react} は流体の単位質量あたりの反応熱、 q_{ext} は流体の単位質量あたりに外部エネルギー源から供給されるエネルギーである。化学燃焼駆動デトネーションおよび核燃焼駆動デトネーションでは $q_{\text{react}} > 0, q_{\text{ext}} = 0$ であり、レーザー駆動デトネーションでは $q_{\text{react}} < 0, q_{\text{ext}} > 0$ である。デトネーション内部におけるレーザー吸収率を100%とすると、 $q_{\text{ext}} = S_L / (\rho_1 D_{\text{CJ}})$ と書ける。ここで、 ρ_1 は伝播媒質の初期質量密度である。さらに、 $|q_{\text{react}}| \propto q_{\text{ext}}$ を仮定すると、式(1)より、 $D_{\text{CJ}} \propto (S_L / \rho_1)^{1/3}$ と書ける。ユゴニオ解析から得られた D_{CJ} は $D_{\text{CJ}} = 1.07 (S_L / \rho_1)^{1/3}$ (単位は全てSI) で良く近似でき、この近似式の直線も図4中に合わせて示した。なお、ユゴニオ解析では1温度モデルを用いている。レーザー駆動デトネーションにおける流体加熱の主な過程では、流体は、まず衝撃波で加熱され、その後、レーザーで加熱される。衝撃波加熱では、まずイオン温度 (重粒子温度) T_i が上がり、その後、緩和過程によって電子温度 T_e が上がる。一方、後半のレーザー加熱では、まず T_e が上がり、その後、緩和過程によって T_i が上がる。したがって、デトネーション後面では、 $T_i < T_e$ である可能性が高い。このような状況で、デトネーション後面において $T_i = T_e$ と見なすということは、プラズマの熱容量を過大評価するということになり、単位質量あたりに外部エネルギー源から供給されるエネルギーが同じであれば、 D_{CJ} はやや過小評価になる。熱容量の過大評価が D_{CJ} の過小評価をもたらすということは、熱容量の過大評価が比熱比の過小評価と等価であることと式(1)とから理解できる。

図4を見ると、三角で示されたデータの場合 ($p_1 =$

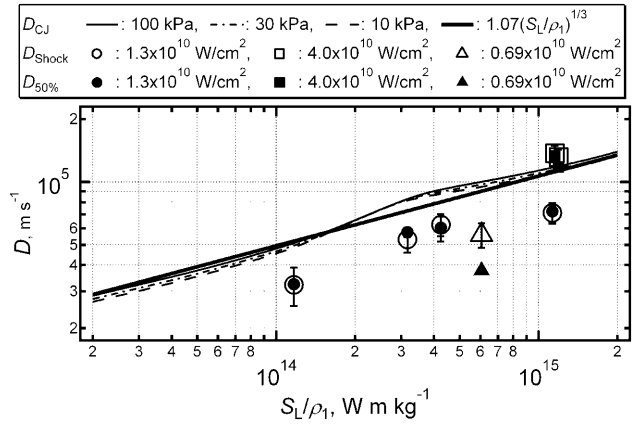


図4 CJ デトネーション速度、衝撃波伝播速度および流体加熱領域移動速度。

10 kPa, $S_L \approx 0.69 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2, S_L / \rho_1 = 6.1 \times 10^{14} \text{ Wmkg}^{-1}$) を除き、衝撃波伝播速度と流体加熱領域移動速度とは良く一致している。したがって、図4中の三角で示されたデータの場合を除いては、衝撃波と流体加熱領域とが一体となって伝播していると見なせる。図4中の三角で示されたデータについては、流体加熱領域移動速度が衝撃波伝播速度の約70%であり、デトネーションとは見なし難い。次節でレーザー駆動デトネーションの加熱構造を考察する際、このような場合の加熱構造の特徴についても議論する。

さらに、加熱構造の定常性を議論するため、衝撃波と流体加熱領域とが一体となって伝播している場合について、3つの時刻 $t_1 - 4 \text{ ns}, t_1, t_1 + 4 \text{ ns} (= t_2)$ におけるストリークカメラで観測された自発光プロファイルを図5に示す。図5は、先ほど述べたピーク光量の50%の光量となる立ち上がり部分での位置 $x_{50\%}$ が横軸の原点となるように示した。また、縦軸は、各プロファイルのピークが1になるように規格化した。自発光プロファイルの立ち上がり部分前半は非常に高い定常性を示した。また、図5(c)に示した $p_1 = 10 \text{ kPa}, S_L = 1.3 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ の場合は若干劣るが、立ち上がり部分の後半も高い定常性を示した。以上より、図4中の三角で示されたデータの場合を除いては、衝撃波と流体加熱領域とは一体となって伝播しており、かつ、デトネーションの構造は概ね定常と見なせることがわかる。定常性のやや劣る図5(c)の場合については、次節でレーザー駆動デトネーションの加熱構造を考察する際に議論する。

6.4 レーザー駆動デトネーションの加熱構造

最初に、デトネーション内部のレーザー加熱プラズマの状態を評価する。図6に、ユゴニオ解析により求めたデトネーション後面 (チャップマン・ジュゲー状態: CJ 状態) における温度 T_{CJ} 、平均電離度 $z_{\text{av,CJ}}$ 、および自由電子の数密度 $n_{e,\text{CJ}}$ を示す。図6中の圧力値は、窒素ガスの初期圧力である。デトネーション内部のレーザー加熱プラズマの状態は、各ショットにおいて測定された伝播速度に対応する実効的な S_L / ρ_1 を図4から求め、その実効的な S_L / ρ_1 に対応する $T_{\text{CJ}}, z_{\text{av,CJ}}, n_{e,\text{CJ}}$ を図6から求めることで評価できる。例えば、図3に示した実験条件では、伝播速度として $D_{50\%}$ を

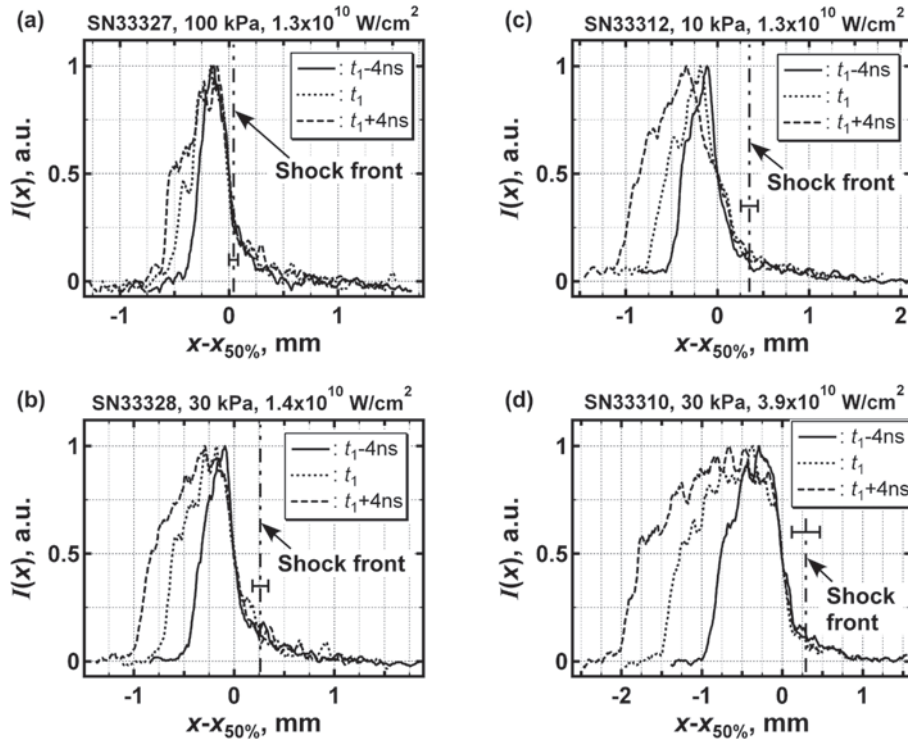


図5 $x_{50\%}$ が静止している座標系での時刻 $t_1-4\text{ ns}$, t_1 , $t_1+4\text{ ns}$ ($=t_2$) における自発光プロフィール。

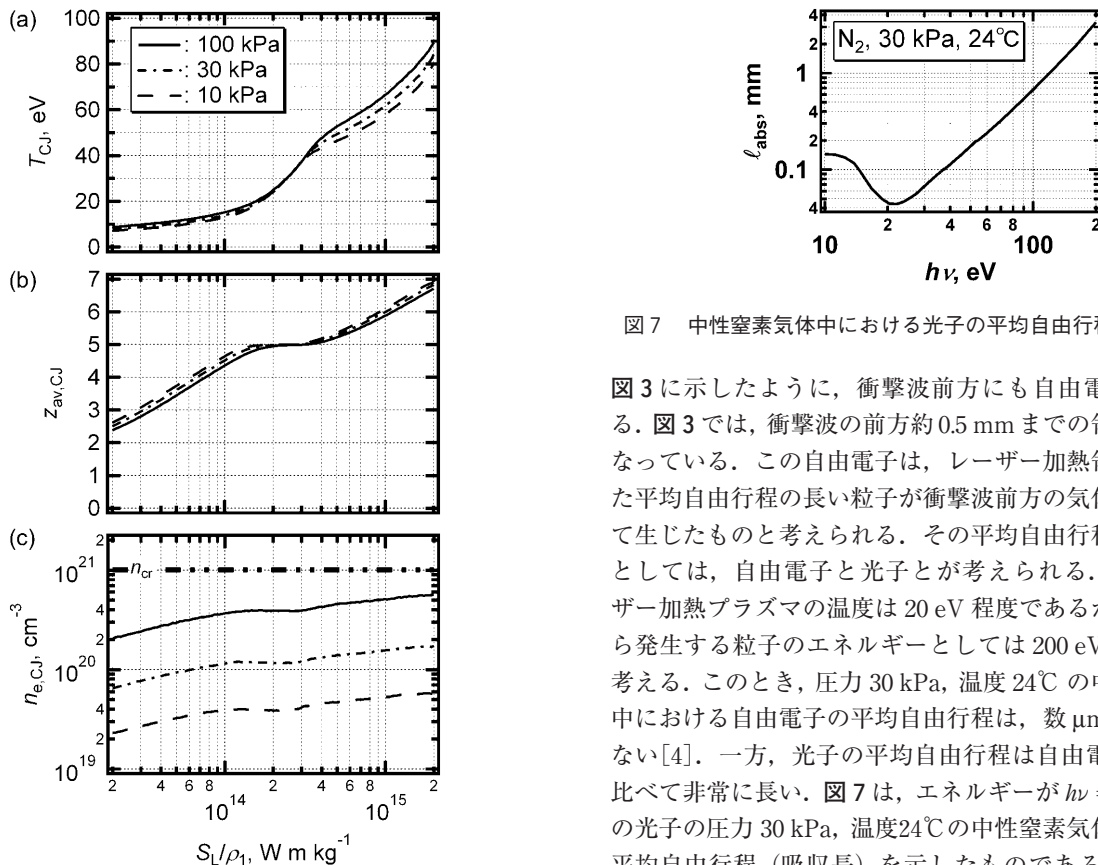


図6 デトネーション後面 (CJ 状態) における (a)温度, (b)平均電離度, (c)自由電子の数密度。

採用すると, $T_{CJ} \approx 21\text{ eV}$, $z_{av,CJ} \approx 5.0$, $n_{e,CJ} \approx 1.2 \times 10^{20}\text{ cm}^{-3}$ と評価できる。

前節で述べたが, レーザー駆動デトネーションでは,

図7 中性窒素気体中における光子の平均自由行程(吸収長)。

図3に示したように, 衝撃波前方にも自由電子が存在する。図3では, 衝撃波の前方約0.5 mmまでの領域が明るくなっている。この自由電子は, レーザー加熱領域で発生した平均自由行程の長い粒子が衝撃波前方の気体を電離させて生じたものと考えられる。その平均自由行程の長い粒子としては, 自由電子と光子とが考えられる。また, レーザー加熱プラズマの温度は20 eV程度であるから, そこから発生する粒子のエネルギーとしては200 eV程度までを考える。このとき, 圧力30 kPa, 温度24°Cの中性窒素気体中における自由電子の平均自由行程は, 数 μm 以下でしかない[4]。一方, 光子の平均自由行程は自由電子の場合に比べて非常に長い。図7は, エネルギーが $h\nu = 10 \sim 200\text{ eV}$ の光子の圧力30 kPa, 温度24°Cの中性窒素気体中における平均自由行程(吸収長)を示したものである[5]。図7からわかるように, $h\nu = 40 \sim 200\text{ eV}$ の光子の平均自由行程が $l_{abs} = 0.1 \sim 3\text{ mm}$ であり, 図3の結果とオーダーが一致する。このことから, レーザー駆動デトネーションにおける衝撃波前方の加熱構造として次のように考えることができる。デトネーション内部のレーザー加熱プラズマで生成された平均自由行程の長い光子が衝撃波を突き抜け, その前

方の気体を光電効果によって電離させる。駆動レーザーはデトネーションの前方から照射されているので、衝撃波前方の領域で発生した自由電子は逆制動放射によりレーザーを吸収し始める。このことによって、図5に示されているように、衝撃波前方から自発光が始まる。衝撃波前方の領域に自由電子が存在すれば、その密度に応じて必ず逆制動放射によるレーザーの吸収が起こる。したがって、衝撃波前方の領域で起こる加熱は、その主たるエネルギー源を考えると、予備加熱というよりも、平均自由行程の長い光子による光電効果がトリガーする主加熱と考えるべきである。また、衝撃波によって圧縮されたプラズマは、自由電子の数密度が増大することでレーザーをより強く吸収するようになり、図5に示されているように、自発光強度の増加割合を増す。

次に、衝撃波前方における加熱の程度を定量的に調べる。図8に、衝撃波位置 x_{SF} における自発光強度 I_{SF} を同時刻における自発光強度のピーク値 I_{peak} で規格化した量（時刻 t_1, t_2 における平均値）を、初期圧力 p_1 の関数として示す。なお、衝撃波伝播速度と流体加熱領域移動速度とが異なる $p_1 = 10$ kPa, $S_L \approx 0.69 \times 10^{10}$ W/cm² の場合についても、後ほど自発光プロファイルを示すが、この量の時間依存性は見られないので、時刻 t_1, t_2 における平均値を示した。全体的な傾向として、初期圧力の高い方が I_{SF}/I_{peak} が大きく、初期圧力 100 kPa, $S_L \approx 1.3 \times 10^{10}$ W/cm² の場合は、約 30% に達している。このような少なからぬ大きさの衝撃波前方における加熱は、化学燃焼駆動デトネーションでは見られず、高温プラズマが関与するデトネーションの大きな特徴と考えられる。化学燃焼駆動デトネーションでは、衝撃波加熱によって化学反応がトリガーされ、衝撃波加熱からやや遅れて発熱反応が始まる[1]。そして、衝撃波位置と加熱開始位置との距離は誘導領域長さと呼ばれ、デトネーションの流体力学的安定性に深く関わる量と見なされている。本稿では、この距離（誘導領域長さ）として $x_{SF} - x_{25\%} = \Delta x_{SF-25\%}$ を採用し、その大きさを調べる。ここで、 $x_{25\%}$ は各時刻の自発光プロファイルにおいてピーク光量の25%の光量となる立ち上がり部分での位置である。実験的に得られた $\Delta x_{SF-25\%}$ （時刻 t_1, t_2 における平均値）を初期圧力 p_1 の関数として図9に示す。図中、衝撃波伝播速度と流体加熱領域移動速度とが異なる $p_1 = 10$ kPa, $S_L \approx 0.69$

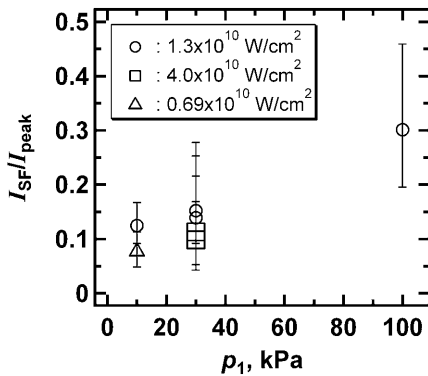


図8 衝撃波位置における自発光強度の初期圧力依存性。

$\times 10^{10}$ W/cm² の場合については、時刻 t_1 における値と時刻 t_2 における値とを共に示した。全体的な傾向として初期圧力の高い方が $\Delta x_{SF-25\%}$ が小さいが、非常に興味深いのは、実験条件によっては $\Delta x_{SF-25\%} < 0$ にもなることである。これは、化学燃焼駆動デトネーションでは見られない現象であり、レーザー駆動デトネーションにおける加熱構造の特異性を示すものである。図8, 9に示した結果は、定性的には、次のように説明できる。初期圧力が高い方が、レーザー加熱領域で発生した平均自由行程の長い光子の光電効果により衝撃波前方に発生する自由電子の数密度が高く、衝撃波前方でのレーザー吸収量が多くなり、 I_{SF}/I_{peak} が大きく、 $\Delta x_{SF-25\%}$ が小さくなる。

前節で述べたように、図4中の三角で示されたデータの場合 ($p_1 = 10$ kPa, $S_L \approx 0.69 \times 10^{10}$ W/cm²) は、衝撃波伝播速度と流体加熱領域移動速度とが異なっており、デトネーションとは見なし難い。この場合の自発光プロファイルを図10に、衝撃波位置 x_{SF} が固定された座標系で示す。図10からわかるように、衝撃波伝播速度と流体加熱領域移動速度とは異なっているが、流体加熱領域の自発光プロファイルは概ね定常状態である。また、衝撃波位置での自発光強度には時間依存性は見られない。このような、流体加熱領域が衝撃波と一体にならない場合の特徴を調べるため、流体加熱領域の厚さとレーザーの吸収長との関係を考察する。本章では、流体加熱領域の厚さを $x_{25\%} - x_{75\%} = \Delta x_{25-75\%}$ で定義する。ここで、 $x_{75\%}$ は各時刻の自発光プロファイルに

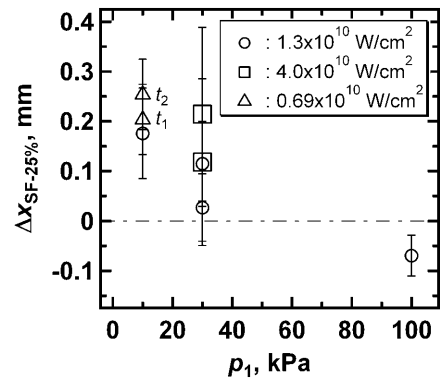


図9 衝撃波位置と加熱開始位置との距離の初期圧力依存性。

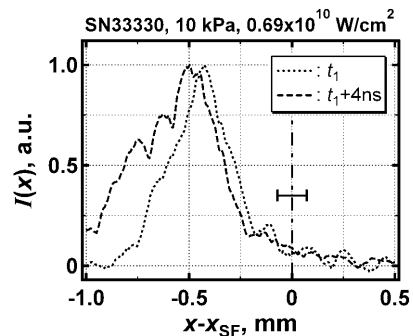


図10 x_{SF} が静止している座標系での時刻 $t_1, t_1 + 4$ ns ($= t_2$) における自発光プロファイル（衝撃波伝播速度と流体加熱領域移動速度とが異なる場合）。

においてピーク光量の75%の光量となる立ち上がり部分での位置である。また、各ショットに対する値として、3つの時刻 $t_1 - 4 \text{ ns}$, t_1 , $t_1 + 4 \text{ ns}$ ($= t_2$) における $\Delta x_{25-75\%}$ の平均値を採用する。解析の結果を図11に示す。図11の横軸は、流体加熱領域の厚さ $\Delta x_{25-75\%}$ をデトネーション後面 (CJ状態) におけるレーザーの吸収長 ℓ_{abs} [6] で規格化したものである。レーザーの吸収長 ℓ_{abs} は、 $D_{50\%}$ から評価した実効的な S_L/ρ_1 におけるデトネーション後面のパラメータを使って評価した。なお、駆動レーザーのエネルギー流束が $S_L = 4.0 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ の場合、実効的な S_L/ρ_1 が実際の値を超えるが、実際の S_L/ρ_1 におけるデトネーション後面のパラメータを使って ℓ_{abs} を評価しても、 ℓ_{abs} の違いは2%以下であった。伝播速度から評価した実効的な S_L/ρ_1 が実際の値を超えるのは、以前に述べたように、ユゴニオ解析が1温度モデルに基づいているためと思われる。図11の縦軸は、 $D_{50\%}$ を実際の S_L/ρ_1 における D_{CJ} で規格化したものである。図4中の三角で示されたデータの場合 ($p_1 = 10 \text{ kPa}$, $S_L \approx 0.69 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$) はデトネーションとは見なし難く、図11に示されているように、その場合の $\Delta x_{25-75\%}/\ell_{\text{abs}}$ は5%程度でしかなく、 $D_{50\%}/D_{\text{CJ}}$ も40%程度でしかない。つまり、様々な過程の結果としてできあがった流体加熱領域はレーザーを十分に吸収するには薄すぎたものと考えられる。また、図5(c)に示した $p_1 = 10 \text{ kPa}$, $S_L = 1.3 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ の場合は、自発光プロファイルの立ち上がり部分後半の定常性が低かったが、その場合の $\Delta x_{25-75\%}/\ell_{\text{abs}}$ は20%程度でしかない。この場合も、流体加熱領域はレーザーを十分に吸収するには薄すぎたものと考えられる。一方、これら以外の場合、つまり十分に定常なデトネーションと見なせる場合については、いずれの場合も、 $\Delta x_{25-75\%}/\ell_{\text{abs}} > 1$ であり、流体加熱領域でレーザーを十分に吸収したものと考えられる。図11を見ると、十分に定常なデトネーションと見なせる場合であっても、駆動レーザーのエネルギー流束が $S_L \approx 1.3 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ の場合は $D_{50\%}/D_{\text{CJ}} \approx 0.7$ であり、駆動レーザーのエネルギー流束が $S_L \approx 4.0 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ の場合は $D_{50\%}/D_{\text{CJ}} \approx 1$ である。どちらの場合も、流体加熱領域の厚さは $\Delta x_{25-75\%}/\ell_{\text{abs}} > 1$ であるから、 $S_L \approx 1.3 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ の場合は何らかのエネルギー損失があるものと考えられ

る。エネルギー損失のメカニズムとして最もあり得るのは、デトネーション内部からその後続く希薄波領域への熱伝導による熱流束であるが、詳細は今のところ不明である。また、様々な過程の結果としてできあがった流体加熱領域の厚さがなぜ実験で観測されたような値になるのかもいまのところ不明である。これらは、検査体積による解析結果と実験結果とを比較するだけでは調べることができず、今後、数値シミュレーションによって調べていく必要がある。

6.5 おわりに

大スポット径レーザー照射によって平面波的な波面をもつレーザー駆動デトネーションを発生・伝播させ、その加熱構造を実験的に調べた。こうした実験は、大型レーザー装置を一般ユーザーが使えるようになって、初めて実現したものである。実験の結果、レーザー駆動デトネーションでは、レーザー加熱プラズマで生成された平均自由行程の長い光子が衝撃波前方を光電効果によって電離し、自由電子を発生させ、駆動レーザーによる流体加熱を衝撃波加熱に先んじて生じさせていることがわかった。こうした衝撃波加熱に先立つ少なからぬ流体加熱は、高温プラズマが主役を演ずるデトネーションに特有のものであり、これまでよく研究されてきた化学燃焼駆動デトネーションに対して特異な加熱構造を形成する。化学燃焼駆動デトネーションは流体力学的に不安定であることが広く知られているが、それに対して特異な加熱構造をもつレーザー駆動デトネーションの流体力学的安定性に関する問題は未踏の領域である。高温プラズマが主役を演ずるデトネーションの流体力学的安定性の問題は、慣性核融合における核燃焼波の振舞いに密接に関係するため、今後明らかにしていくべき重要な課題の一つと思われる。

謝辞

本章に記したレーザー駆動デトネーションに関する実験結果は、大阪大学レーザーエネルギー学研究中心との共同研究によって得られたものである。ここに記し、謝意を表する。

参考文献

- [1] T. Endo, J. Plasma Fusion Res. 84, 356 (2008).
- [2] C. Yamanaka *et al.*, IEEE J. Quantum Electronics 17, 1639 (1981).
- [3] N. Miyanaga *et al.*, 18th IAEA Fusion Energy Conference (Sorrento, Italy, Oct. 2000) Paper No. IAEA-CN-77/IFP/14.
- [4] R.B. Brode, Rev. Mod. Phys. 5, 257 (1933).
- [5] B.L. Henke, E.M. Gullikson, and J. C. Davis, Atomic Data and Nuclear Data Tables 54, 181 (1993); http://henke.lbl.gov/optical_constants/index.html
- [6] T.W. Johnston and J.M. Dawson, Phys. Fluids 16, 722 (1973).

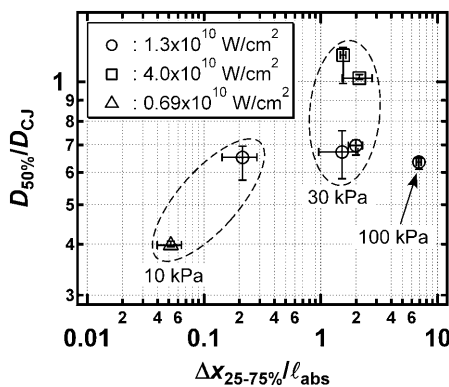


図11 流体加熱領域移動速度の流体加熱領域厚さに対する依存性。