

ストリーマ放電モデルを用いた レーザー支持デトネーション波の一次元数値解析

○三島健太(山口大・工), 永瀬真司, 葛山浩, 加藤泰生 (山口大・院)

One-Dimensional Numerical Analyses of a Laser Supported Detonation Wave Using a Streamer Discharge Model

Kenta Mishima, Shinji Nagase, Hiroshi Katsurayama, and Yasuo Katoh
Faculty of Engineering, Yamaguchi University, 2-16-1 Tokiwadai, Ube, Yamaguchi, 755-8611 Japan

Abstract

To drive a Laser-Supported Detonation (LSD), electrons are required for starting laser absorption. It has been previously thought that the electrons are produced between the shock front and the laser absorption layer through shock heating, electron diffusion, or thermal conduction. However, it has been pointed out that the models based on these processes can not reproduce the measured LSD propagation speed in several experimental conditions. To solve this problem, Shimamura and Komurasaki recently proposed a new electron production model with combination of precursor radiation heating and streamer discharge. In this study, we investigate the effect of this new model on the LSD propagation using a one-dimensional computational fluid dynamics (CFD) analysis with the thermochemical non-equilibrium model for air plasma.

Key Words : Laser Supported Detonation, Streamer Discharge, Precursor Radiation Heating

1. はじめに

現在、宇宙への新たな低コスト打ち上げシステムとして、パルスレーザー打ち上げ機の研究が行われている。このシステムでは、エネルギー源となるレーザーは地上に設置された基地から供給され、また、推進剤には大気を用いることができるため、高ペイロード比を達成でき、コスト削減が可能になると考えられている。例えば、葛山ら⁽¹⁾は、ペイロードを 20,000 回程度に分割して打ち上げることで、従来の 1/4 程度のコストが実現可能であると算出している。

このシステムでは、まずレーザービームが機体に集光され、推進剤に絶縁破壊が起こる。生成された電子は逆制動輻射によってレーザーを吸収し、高温高压のレーザー吸収帯が生成される。この吸収帯は、膨張によって衝撃波を押し、衝撃波とレーザー吸収帯が同速度で伝播するレーザー支持爆轟 (Laser Supported Detonation; LSD) 波 (Fig. 1) が生じる。機体は、この高温高压の LSD 波伝播の反力によって推力を得る。もし投入されたレーザー強度が低下し、衝撃波とレーザー吸収帯が離れると、LSD は終了し、推力は得られない。このため、LSD を維持するためのメカニズムを明らかにすることが重要な課題となっている。

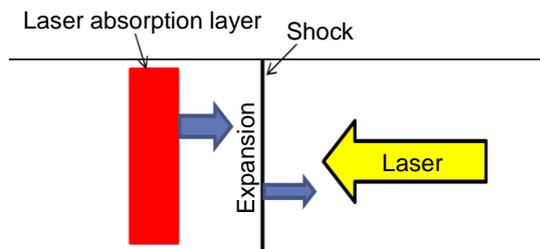


Fig. 1 レーザー支持爆轟波

2. これまでの LSD 波の研究

LSD 波に関する研究はこれまでも多く行われている。森ら^(2,3)は、空気中での LSD 伝播実験を行い、LSD

伝播を詳細に調べ、LSD を維持できるレーザーの閾値を明らかにした。また、Oghino ら⁽⁴⁾は、森らの実験をシミュレートし、LSD 伝播速度を再現することに成功している。

LSD を維持するためには、衝撃波背後でレーザーを吸収するための電子が生成されている必要がある。これまで、この電子生成のメカニズムについては、衝撃波加熱、レーザー吸収帯からの電子熱伝導や電子拡散などが考えられていた (例えば、白石ら⁽⁵⁾のアルゴン中での一次元計算など)。しかし、最近 Shimamura ら⁽⁶⁾は、準一次元の LSD 伝播実験を行い、LSD 閾値近くの比較的弱いレーザー強度の場合では、これらの電子生成メカニズムでは、実験値の LSD 伝播速度を説明できないことを指摘している。実際、我々がこれまでに行った空気中での一次元 LSD 伝播の数値解析では、森ら⁽³⁾の実験値の LSD 閾値付近のレーザー強度では、LSD を維持できなかった。

ここで、過去の実験^(3,6)、我々の一次元計算⁽⁷⁾、および Chapman-Jouguet (C-J) 条件でのレーザー強度 S に対するレーザー吸収帯伝播速度の変化を Fig. 2 と Fig. 3 (Fig.2 よりレーザー強度が一桁小さい領域) に示す。

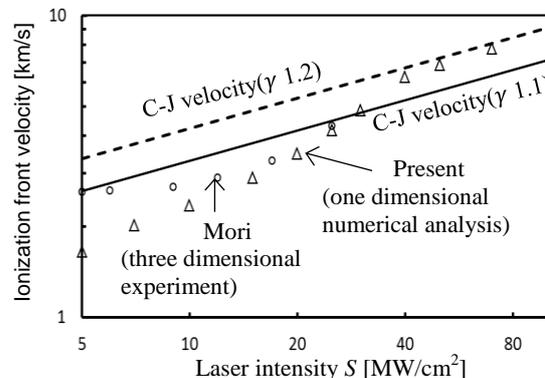


Fig. 2 レーザー吸収帯速度 (森ら⁽³⁾と本研究)

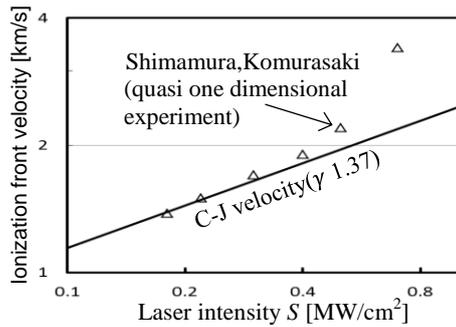


Fig. 3 レーザー吸収帯速度 (Shimamura ら⁽⁶⁾)

森らの三次元の実験では、 $S=5 \text{ MW/cm}^2$ 程度で、レーザー吸収帯の速度はC-J速度と一致し、LSDが形成される。また、嶋村、小紫らの準一次元での実験では、 $S=0.2 \text{ MW/cm}^2$ と一桁以上小さい値でLSD波が形成される。準一次元の方が小さい S でLSDを維持できるのは、三次元と違いレーザー入射方向と異なる方向への衝撃波膨張によるエネルギーロスがないためである。しかし、我々がこれまで行ってきた一次元解析⁽⁷⁾ではエネルギー損失の大きい三次元実験でLSDになるレーザー強度でさえLSD波を形成できない。例えば、 $S=10 \text{ MW/cm}^2$ での計算結果(温度分布と圧力分布)をFig. 4に示す。

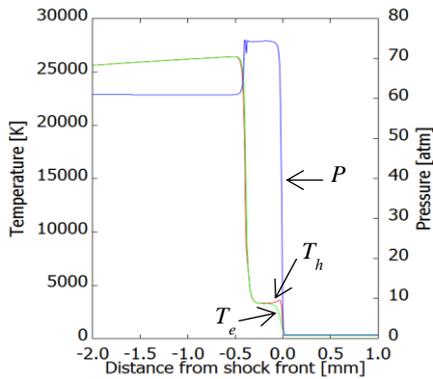


Fig. 4 $S=10 \text{ MW/cm}^2$ での計算結果(温度, 圧力分布)

この場合は、レーザー吸収帯は、衝撃波前縁から離れてしまっている。一方、 $S=40 \text{ MW/cm}^2$ までレーザー強度を上げると、ようやくLSDが形成される。この時、吸収帯は衝撃波前縁の位置と一致し(Fig. 5)、一緒に伝播するようになる。(Fig. 6)(この時の伝播速度はC-J速度と一致する)

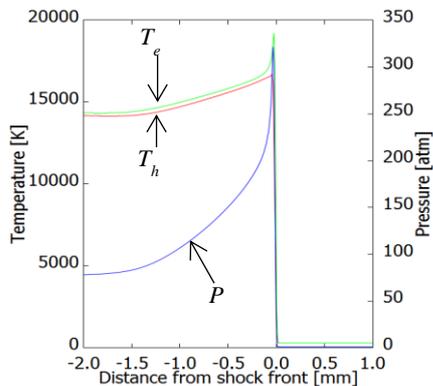


Fig. 5 $S=40 \text{ MW/cm}^2$ での計算結果(温度, 圧力分布)

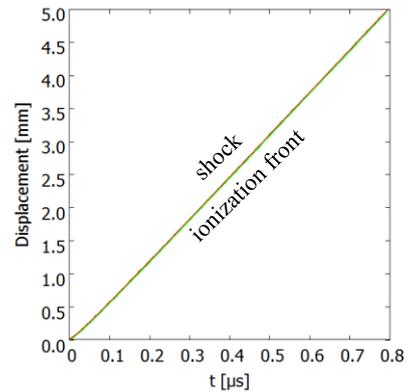


Fig. 6 $S=40 \text{ MW/cm}^2$ での計算結果(x-t線図)

以上のことより、これまでの我々の解析では、実験でのLSD波維持のレーザー強度閾値を再現できておらず、何か考慮していない電子生成メカニズムがあるのではないかと考えられる。実際、Shimamura⁽⁶⁾らは、準一次元実験において、先行放射加熱とストリーマ放電を組み合わせた電子生成モデルを用いると、実験値のLSD伝播速度をうまく再現できると述べている。そこで本研究では、嶋村らによって提案されている電子生成モデルを組み込んだ一次元数値解析を行い、LSD伝播に与える影響を調査する。

3. 解析モデルと数値解析手法

3-1 解析モデル

解析に用いた支配方程式は、質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則からなる熱化学非平衡を考慮した一次元 Navier-Stokes 方程式であり(熱伝導, 拡散を含む)、電子保存則に先行放射加熱とストリーマ放電による生成項を追加した。温度モデルは、Parkの二温度モデル⁽⁸⁾、化学反応は、11の化学種(N_2 , O_2 , NO , N , O , N_2^+ , O_2^+ , NO^+ , N^+ , O^+ , e)及び、49の化学反応を考慮した。また、レーザーに関しては、 CO_2 レーザー(波長は $10.6 \mu\text{m}$)を仮定し、電子エネルギー保存則に逆制動放射によるレーザーエネルギー吸収項⁽⁷⁾を加えた。その他の解析に用いたパラメータをTable 1に示す。なおレーザー強度については森らの研究において、LSDを形成できるとされている $S=10 \text{ MW/cm}^2$ とした。

Table 1 計算パラメータ

Laser intensity S	10 MW/cm^2
Laser wavelength λ	10.6 μm
Analysis domain	5 mm
Grid number	500
Grid width Δx	10.0 μm

3-2 先行放射加熱による電子生成モデル

衝撃波背後の高温のレーザー吸収帯からは、前方に強い放射が放射され、この放射によって衝撃波前方から電子が生成されると考えられる。本研究では吸収帯からの放射を吸収帯背後の温度 $T_{eq,B}$ の黒体放射と仮定した簡単なモデル^(9,10)(Fig. 7)を用いた。なお、このモデルでは、放射は吸収帯前縁から前方へ発生し、中性原子(および分子)の光電離(一価の電離のみ)を考慮する。また、衝撃波背後の非平衡領域から発生する放射と平衡領域での放射冷却は簡単のため無視する。

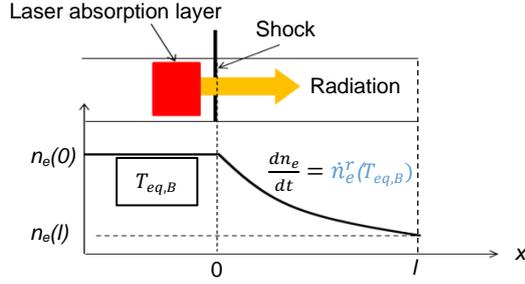


Fig. 7 黒体輻射による電子生成モデル

平衡領域の温度 $T_{eq,B}$ の黒体とみなした吸収帯前縁から前方 (立体角 2π) に放射される周波数 ν の光子の流束は,

$$I_B(\nu)d\nu = \frac{2\pi}{c^2} \frac{\nu^2}{\exp(h\nu/k_B T_{eq,B}) - 1} d\nu \quad (1)$$

と定義できる. ここで, c , k_B , h は, 光速, ボルツマン定数及びプランク定数である. 重粒子の電離周波数 ν_i から積分した全光子流束は

$$I_{B,t} = \int_{\nu_i}^{\infty} I_B(\nu) d\nu \quad (2)$$

となり, $h\nu \gg k_B T_{eq,B}$ の仮定の下,

$$I_{B,t} \cong \frac{2\pi\nu_i^3}{c^2} (\gamma + 2\gamma^2 + 2\gamma^3) \exp(-1/\gamma) \quad (3)$$

と近似される. ここで, $\gamma = k_B T_{eq,B}/h\nu_i$ である. 簡単のため, 衝撃波面の空間的な広がりは無視し, $I_{B,t}$ を初期値として,

$$\frac{dI_t}{dt} = -\kappa I_t \quad (4)$$

を解くと, 距離 l で光電離によって吸収される光子数 (すなわち光電離による電子生成率) を得る. ここで, κ は吸収係数である. なお本解析では, 光電離断面積 σ_p は一定とみなした. 今回用いた光電離断面積を Table 2 に示す.

Table 2 光電離断面積⁽⁹⁾

Molecule	N ₂	O ₂	NO	N	O
$\sigma_p [10^{-21} \text{m}^2]$	4.0	3.0	3.0	1.0	1.0

また, プリカーサ領域では全面的な電離に至らないと仮定し, 空気の数密度 n_{air} も一定とすると, κ は

$$\kappa = \sigma_p n_{air} \approx \text{const} \quad (5)$$

となる. 結局, 光電離による電子の生成率は

$$\dot{n}_e^r = \kappa I_{B,t} \exp(-\kappa l) \quad (6)$$

となる. また, 電子は電離に使われなかった余剰エネルギー \dot{e}_r

$$\dot{e}_r = k_B T_r \dot{n}_e^r \quad (7)$$

を持って生成される. また,

$$T_r \cong \frac{1 + 4\gamma + 6\gamma^2}{1 + 2\gamma + 2\gamma^2} T_{eq,B} \quad (8)$$

である.

3-3 ストリーマ放電による電子生成モデル

Shimamura ら⁽⁶⁾が提案するストリーマ放電による電子生成の概略図を Fig. 8 に示す.

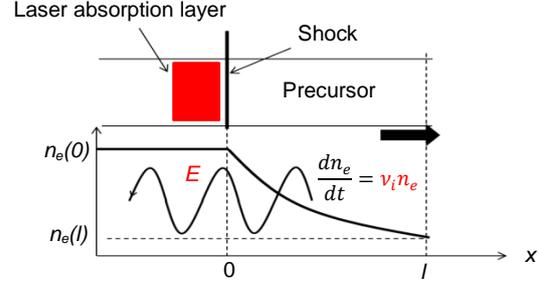


Fig. 8 ストリーマ放電による電子生成モデル

レーザーは, 電界 E の強弱を持った波であると考えられることができる. このため輻射によって生成された先行電子が電界 (レーザー) を吸収する.

電界吸収により電離エネルギー ε_i [eV] よりも大きいエネルギーを持った電子が, 重粒子に衝突しストリーマ放電 (雪崩電離) が起こる. この電離周波数 $\nu_{i,st}$ [s^{-1}] は, 電子エネルギー $\varepsilon (= 3n_e k_B T_e/2)$ が ε_i に増加する時間と考えられ,

$$\nu_{i,st} = \left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right) \frac{1}{\varepsilon_i} \quad (9)$$

と表せる⁽⁶⁾. ここで, ε_i は最も電離エネルギーの小さい酸素分子の値 $\varepsilon_i = 12.1 \text{ eV}$ を用いた. 電界吸収による電子エネルギー増分率 $d\varepsilon/dt$ [eV/s], は,

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = 6.34 \times 10^{13} \frac{v_m}{\omega^2 + v_m^2} S \quad (10)$$

と表される⁽⁶⁾. ここで, v_m [s^{-1}], ω [s^{-1}], S [MW/m^2] はそれぞれ電子-重粒子衝突周波数, 角周波数, レーザー強度であり, 波長 $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ において, $\omega = 1.78 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$ である. また, 電子-各重粒子衝突周波数 $\nu_{e,j}$ [s^{-1}] は, 重粒子の数密度 n_j [m^{-3}], 電子速度 v_e [m/s], 衝突断面積 σ_j [m^2] を用いて,

$$\nu_{e,j} = n_j v_e \sigma_j \quad (11)$$

と定義される. ここで, j は 10 種の重粒子を表している. そして,

$$v_m = \sum_{j=1}^{10} \nu_{e,j} \quad (12)$$

となる. また, 電子速度は,

$$v_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \quad (13)$$

である。ここで、 T_e [K]、 m_e [kg]はそれぞれ、電子温度、電子質量である。なお、 σ_j は、Laricchiuta ら⁽¹¹⁾の温度多項式を用いた。

最後に、電子保存則は、先行輻射（第三項）とストリーマ放電（第四項）による電子生成を加えて、以下のように定義できる（第一項は電子拡散項、第二項は化学反応による生成項）。

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial(n_e u)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} X_t D_e \frac{\partial Y_e}{\partial x} + \omega_e + n_e^r(T_{eq,B}) + \nu_i n_e \quad (14)$$

ここで、 X_t 、 Y_e はそれぞれ総モル濃度、電子のモル分率である。

4. 解析結果

衝撃波背後の熱平衡領域温度 $T_{eq,B}$ をパラメータとして、輻射の強弱を変えて解析を行う。今回は、 $T_{eq,B}=25,000$ K（ \approx 平衡領域の温度）、および $40,000$ K の二つの温度を用いた。まず始めに、輻射とストリーマ放電の両方とも組み込んでいない場合の $x-t$ 線図を Fig. 9 に示す。

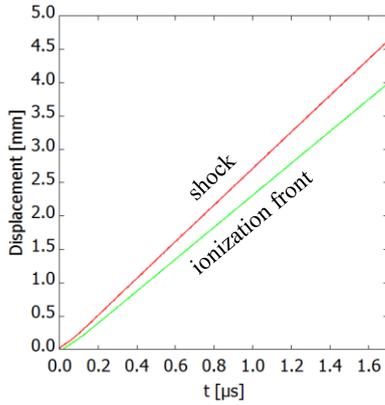


Fig. 9 輻射無しの $x-t$ 線図

この時、衝撃波とレーザー吸収帯は時間の経過とともに離れてしまい、LSDは形成されていない。次に、輻射とストリーマ放電のモデルを組み込んだ結果を示す。

4-1 $T_{eq,B}=25,000$ K の場合

$T_{eq,B}=25,000$ K の輻射のみを組み込んだ場合の $x-t$ 線図を Fig. 10 に、輻射とストリーマ放電を共に組み込んだ場合の $x-t$ 線図を Fig. 11 に示す。

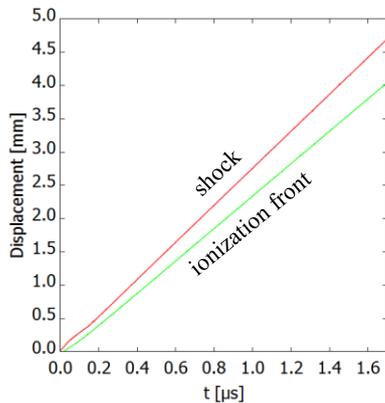


Fig. 10 輻射有りの $x-t$ 線図 ($T_{eq,B}=25,000$ K)

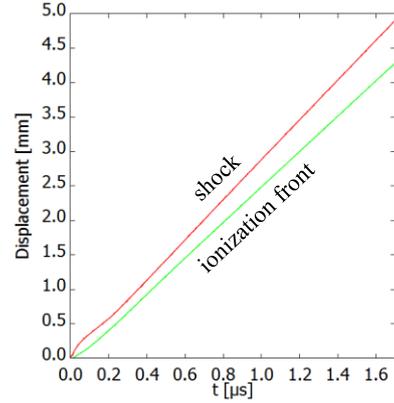


Fig. 11 輻射とストリーマ有りの $x-t$ 線図 ($T_{eq,B}=25,000$ K)

輻射を考慮することにより、衝撃波とレーザー吸収帯の速度はわずかながら増加するのみで、輻射が無い場合の Fig. 9 とほとんど変わらない。また、この時、C-J 速度も満たしておらず、LSDは形成できていない。このため、 $T_{eq,B}=25,000$ K の場合は、輻射の効果はほとんどない。また、Fig. 10 と Fig. 11 を比較すると、衝撃波とレーザー吸収帯の速度は増加するものの、LSDは形成されず、この計算条件ではストリーマ放電の効果も小さいことが分かる。

4-2 $T_{eq,B}=40,000$ K の場合

$T_{eq,B}=40,000$ K に輻射温度をあげて、強制的に輻射の効果が強めた場合の結果を示す。輻射のみを組み込んだ場合の $x-t$ 線図を Fig. 12 に、輻射とストリーマ放電を共に組み込んだ場合を Fig. 13 に示す。

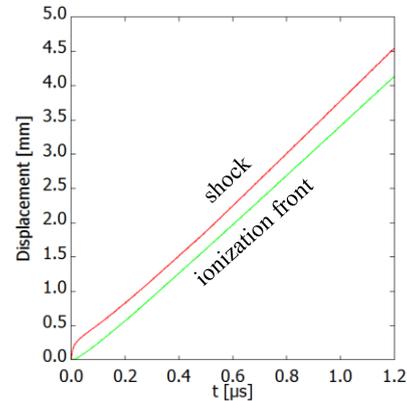


Fig. 12 輻射有りの $x-t$ 線図 ($T_{eq,B}=40,000$ K)

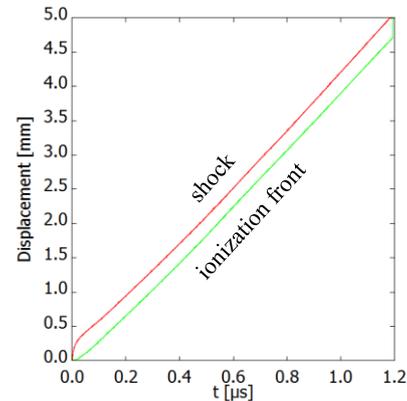


Fig. 13 輻射とストリーマ有りの $x-t$ 線図 ($T_{eq,B}=40,000$ K)

Fig. 10 と Fig. 12 を比較すると、輻射温度を上げることによって、衝撃波とレーザー吸収帯の速度差が小さくなる事が分かる。また、Fig. 12 の場合は、C-J速度を満たしており、LSDは形成できているといえる。しかし、Fig. 12 と Fig. 13 を比較すると、ストリーマ放電によって衝撃波とレーザー吸収帯の速度は若干増加するものの、両者の間の距離は輻射のみの場合とほぼ同じであり、輻射温度を上げた場合でもストリーマ放電の効果は小さかった。

4-3 ストリーマ放電が電子生成に与える影響

ストリーマ放電を組み込むことによって電子生成に生じる変化について調べる。Fig. 14 に輻射とストリーマ放電共に無しの場合、 $T_{eq,B}=25,000\text{ K}$ での輻射のみの場合、および、輻射とストリーマ放電を共に組み込んだ場合での電子数密度の比較を示す。また、輻射による電子生成量とストリーマ放電による電子生成量を Fig. 15 に示す。

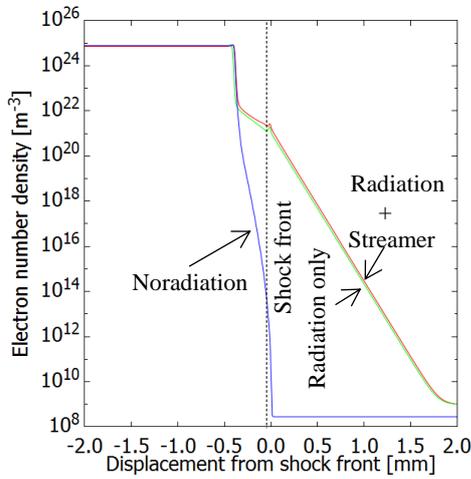


Fig. 14 電子数密度

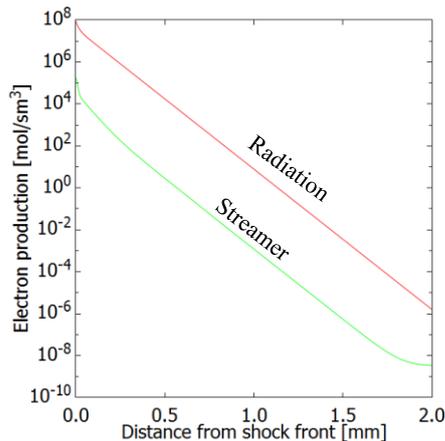


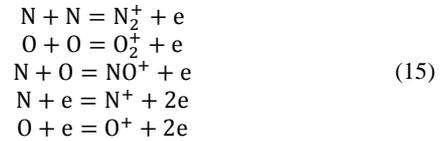
Fig. 15 輻射、ストリーマ放電による電子生成量

輻射によって、衝撃波前方約 2mm の位置から電子が生成される。しかし、輻射による電子生成が支配的であり、ストリーマ放電による効果は輻射に埋もれてしまう。Fig. 15 から、衝撃波前方では輻射による電子生成が支配的である事が分かる。このため、今回行ったレーザー強度の領域では、ストリーマ放電の効果を確認することができなかった。しかし、Shimamura

ら⁶⁾の準一次元実験では、今回の計算より一桁程小さいレーザー強度で実験を行っている。そこで、今後は今回より小さいレーザー強度の領域で、ストリーマ放電の効果の詳細を調べる必要がある。

5. 電子再結合反応の影響

前述のように、先行輻射+ストリーマのモデルでもLSDを維持するために必要な電子量は吸収帯前方に生成できなかった。しかし、Fig. 14 の衝撃波近傍の電子数を見ると、一旦輻射加熱によって生成された先行電子が、衝撃波背後で減少してしまっている事が分かる。これは衝撃波圧縮による電子再結合反応が原因である。この衝撃波背後での電子生成率の減少が、LSDの形成に影響を与えている可能性がある。そこで、輻射 ($T_{eq,B}=25,000\text{ K}$) のみを考慮した場合において、以下に示すすべての電離反応において再結合が起こらないと仮定して計算を行い、仮に電子再結合が無かった場合の効果調べた。



通常の再結合反応がある場合の電子数密度と温度分布を Fig. 16、電子再結合を無視した場合の分布を Fig. 17 に示す。

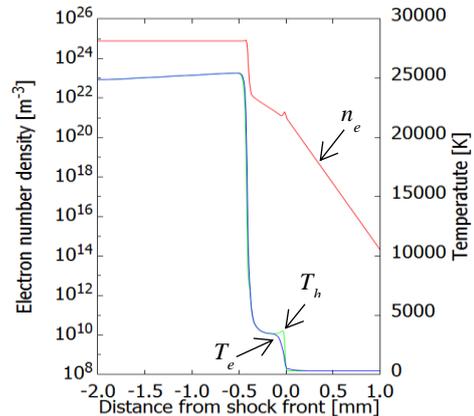


Fig. 16 電子数と温度分布 (電子再結合反応有り)

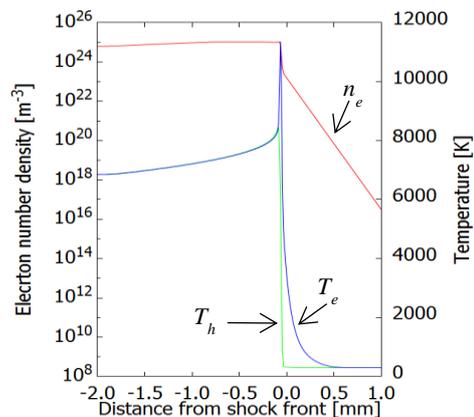


Fig. 17 電子数と温度分布 (電子再結合反応無し)

通常の電子再結合反応が有る場合では、衝撃波の約 0.4 mm 背後で温度の上昇が確認され、この位置がレーザー一吸収帯前縁となる。この距離は、時間と共に離れて

いき、LSD は形成されない。しかし、再結合反応を無視した解析では、Fig. 5 のレーザー強度を上げて LSD が形成できる場合と同じく、衝撃波形成位置でレーザー吸収帯も形成されて 2 つは共に伝播し、LSD が形成される。これらのことから、衝撃波背後において電子の減少を抑制することが、LSD 維持のため重要であることが分かる。

現在我々は、重粒子の振動温度と電子温度が平衡状態にあるとした二温度モデル (Park の二温度モデル⁽⁸⁾) を用いている。しかし、このモデルでは、電子温度が重粒子の振動温度に分配されるため、電子温度が低く見積もられている可能性がある。電子温度が高ければ、電子再結合反応は起こらないか、今より緩やかになり衝撃波背後の電子の減少を抑制することができる。このため、重粒子の振動温度と電子温度を別にした三温度モデルを用いれば、実験での LSD を維持できるレーザー強度の閾値を再現できるかもしれない。

6. まとめ

- 先行輻射加熱とストリーマ放電モデルを組み込んだ数値計算を行い、LSD の形成に与える影響を調査した。
- 輻射温度を上げることにより、LSD 形成に近づいた。しかし、ストリーマ放電による電子生成量は、輻射に比べて非常に微小で、ストリーマ放電の効果はほとんどなく、LSD は形成できなかった。今後は、今回より小さいレーザー強度の領域で、ストリーマ放電の効果を詳しく調べる必要がある。
- もし再結合反応を無視した解析を行えば、衝撃波背後での電子生成率の減少が無くなり、実験と一致して LSD が形成されることが分かった。このため、現在の計算モデルでは、衝撃波背後での電子再結合反応を過剰に見積もっており、先行輻射加熱による効果を減じてしまっている可能性がある。今後は、重粒子の振動温度と電子温度を別にした三温度モデルを用いて、電子再結合反応を正確に扱う必要があると考えられる。

参考文献

- (1) 葛山ら, 日本航空宇宙学会論文集, Vol.54, No.625, pp.63-70, 2006
- (2) K. Mori, et al., J. Appl. Phys. Vol. 92, No.10, pp.5563-5667, 2002
- (3) 森, “Energy Conversion Process in Air-Breathing Pulse-Laser Propulsion,” 東京大学博士論文, 2003.
- (4) Y. Ogino, et al., J. phys. Vol. 454, No. 012080, 2013.
- (5) 白石ら, 日本航空宇宙学会論文集, Vol. 47, No. 549, pp.383-388, 1999.
- (6) K. Shimamura, et al., IEEE Trans. Plasma Sci., Vol.42, pp. 3121-3128, 2014.
- (7) H. Katsurayama, et al., Frontier Appl. Plasma Technol. Vol. 7, No.2, pp.83-86, 2014.
- (8) C. Park, “Nonequilibrium Hypersonic Aerothermodynamics,” John Wiley&Sons, New York, 1990.
- (9) K. Fujita, et al., AIAA Paper 2001-2765, 2001.
- (10) H. Katsurayama, et al., AIAA Paper 2007-4552, 2007.
- (11) A. Larrichiuta, European Phys. J. D, Vol. 54, No. 12, pp.607-612, 2009.