

高圧小容積の衝撃波管を用いた非定常超音速ジェットに関する研究

福岡 寛, 屋我 実*, 滝谷 俊夫**, 梅津 郁朗***

Study of Unsteady Supersonic Jet using Shock Tube with Small High-Pressure Chamber

Hiroshi FUKUOKA, Minoru YAGA*, Toshio TAKIYA** and Ikurou UMEZU***

The unsteady supersonic jet formed by the shock tube with small high-pressure section was used as a simple alternative system of pulsed laser ablation. The dynamic of the supersonic jet impinging upon a flat plate are discussed by comparing experimental and calculated results. The experiment and numerical calculation were carried out by schlieren method and by solving the axisymmetric two-dimensional compressible Navier-Stokes equations, respectively. The main parameters are distance between the open end of the shock tube and the flat plate, L/D , and the pressure ratio of the shock tube, P_h/P_b . Where, L , D , P_h and P_b are the distance between the open end of the shock tube and the flat plate, the diameter of the shock tube, pressure of the high and low section of the shock tube, respectively. Collision between the shock wave reflected at the flat plate and the head of supersonic jet takes place. Computational results well predict the experimental dynamic behavior of the shock wave and the supersonic jet. Marked increase in the static pressure on the flat plate under high P_h/P_b and short L/D is observed due to interaction between the shock wave and the unsteady jet flow.

記号の説明

- D : 衝撃波管直径 (mm)
 L : 衝撃波管開口端平板間距離 (mm)
 P_h : 高圧室圧力 (Pa)
 P_b : 低圧室圧力 (Pa)
 P_w : 平板中心圧力 (Pa)
 t : 破膜後の経過時間 (s)
 x : ジェット噴出口からの水平方向距離 (mm)
 y : ジェット噴出口からの垂直方向距離 (mm)

1. 緒 言

ガス中における PLA(Pulsed Laser Ablation)はナノ粒子を形成するための代表的な手法である¹⁾⁻⁴⁾. PLAにおいて発生する衝撃波の温度および圧力は非常に高いため⁵⁾, 衝撃波とプルームの干渉は特にガス中でナノ粒子の

形成する場合に重要である. Iwataら⁷⁾は衝撃波を用いて単分散クラスターを生成するために衝撃波と楕円型のチャンバーを用いた新しい手法を提案している. 我々はこれまで数値計算により楕円型空洞内におけるプルームと衝撃波の干渉を解析し, 壁面で反射した衝撃波がプルームに与える影響を報告している⁸⁾⁻¹⁰⁾. しかしながら, 堆積基盤で反射した衝撃波とプルームの関係についての定量的な報告は少ない.

衝撃波管はガスの噴出および衝撃波の動力学を解明するための基本的な実験装置である. 管開口端からのガスおよび衝撃波の放出は, エンジンからの排気ノイズ^{11),12)}, 高速鉄道のトンネル入口におけるインパルスノイズ^{13),14)}などいくつかの産業問題および製造工程を考える上で重要な現象であり, 様々な研究報告がある. Setoguchiら¹⁵⁾は実験と計算の両方を用いて衝撃波管開口端から放出する衝撃波流れの圧力変動について調べている.

しかし衝撃波管は PLA によるパルス状のガス噴出を

*琉球大学工学部

**日立造船

***甲南大学理工学部

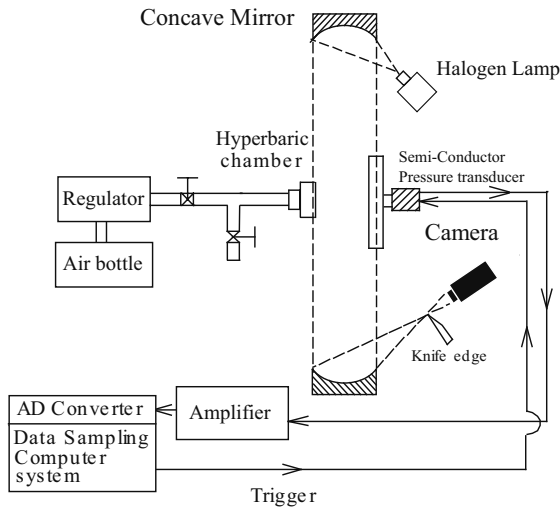


Fig.1 Experimental apparatus

模擬できないため、代替システムとしては不適切である。そこで本研究では、PLAのための極小容積の高圧室を持つ衝撃波管を提案する。衝撃波管が十分に小さいと仮定すると、放出点からのガスのパルス状の膨張を表現できると考えられる。これはPLAにおけるターゲット材料からのガス噴出の代替システムとして有効であると考えられる。レーザ照射による高圧領域、レーザにより誘起されたプルームおよび堆積基盤はそれぞれ衝撃波管の高圧部、衝撃波管から噴出する超音速ジェット、平板に対応する。

本研究の目的は、実験および数値を用いて衝撃波管開口端と平板間の距離が超音速ジェットおよび衝撃波に与える影響を調べることである。極小容積の高圧室を持つ衝撃波管から噴出される非定常超音速ジェットをPLAの簡易な代替モデルとして用いた。支配方程式はTVD(Total Variation Diminishing)スキームを用いて数値的に解いた。本研究では衝撃波管開口端と平板の距離、および、衝撃波管の高圧室と低圧室の圧力比を変化させて実験および計算を行った。平板は衝撃波管下流部に設置した。また実験の簡便化のため衝撃波管から噴出するガスは空気とした。

2. 実験装置および実験方法

実験装置の概略図を図1に示す。空気ボトルからレギュレータを介して減圧された空気は、衝撃波管高圧室へ充填される。その高圧空気は高圧室と低圧室を分割している隔膜を針によって破膜することで低圧室に相当する大気に放出される。破膜直後、瞬間的に噴出するジェットが伝播衝撃波を発生させる。高圧室の圧力は半導体

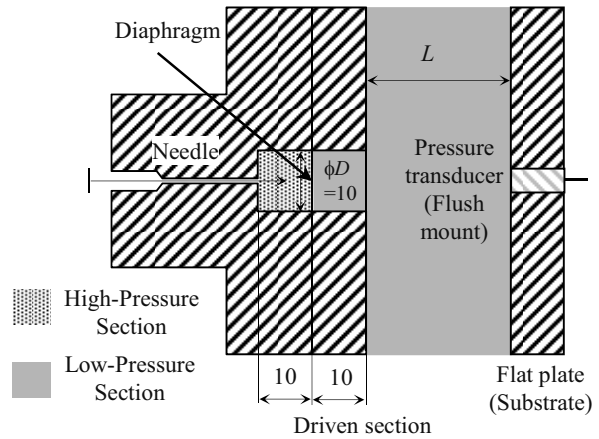


Fig.2 Side view of shock tube and flat plate

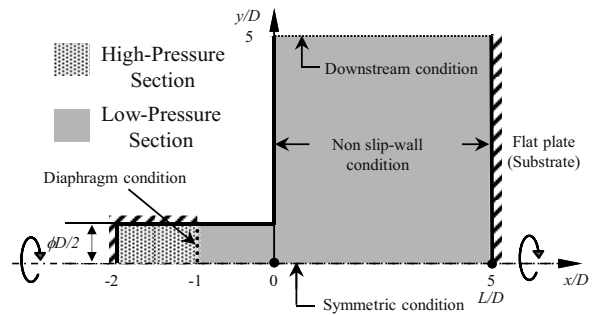


Fig.3 Flow field for computation and boundary conditions

圧力センサにより測定する。平板中心位置における非定常な圧力は衝撃波および超音速ジェットの特性を捉えるために高精度の半導体小型圧力センサを用いて測定を行った。流れ場の広範囲における可視化はハロゲンランプを光源としたスチルカメラを用いてシュリーレン法により行った。さらに流れ場の特性を詳細に調べるために高速度カメラを用いたシュリーレン法により可視化を行った。可視化用の連続光にはメタルハライドライトを用いた。

図2に衝撃波管の拡大図を示す。衝撃波管の直径、駆動部および被駆動部の長さはそれぞれ10mmを用いている。隔膜にはポリエチレンテレフタレート素材としたルミラー膜を用いた。開口端から平板までの距離L/Dは、2.5から10.0まで測定した。破膜時の圧力比を変化させるために、衝撃波管高圧室の圧力と低圧室に相当する大気圧の圧力の比を $P_h/P_b=10.7, 20.6, 36.0$ および 47.4 とした。それぞれ圧力比は隔膜厚さ 25, 50, 75 および $100\mu\text{m}$ に相当する。

3. 数値計算法および境界条件

流れの支配方程式は二次元軸対称圧縮性ナビエスト

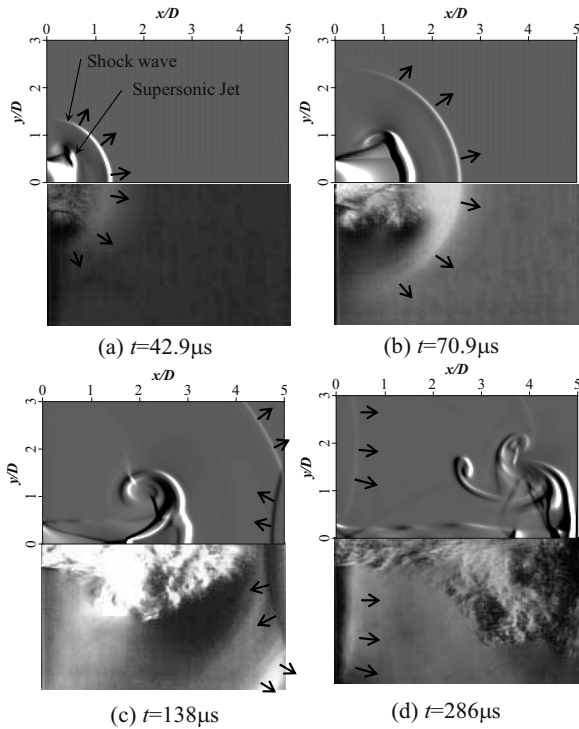


Fig.4 Typical computational schlieren images and schlieren photographs for $L/D = 5.0, P_h/P_b = 22.6$: above, calculation; below, experiment

ークス方程式を採用し、これを一般座標系に変換し解いた。計算に用いたスキームは TVD 型 MUSCL 法で有限体積法により解いた。このとき移流項は Roe の近似リーマン法により評価し、時間積分は三次精度のルンゲ・クッタ法を用いた。

図 3 に本計算で用いる計算領域および境界条件を示す。境界条件には壁、流出部、および回転中心軸にそれぞれ滑り無し壁条件、流出条件、および、軸対称条件を用いた。ジェット噴出位置は $x/D = -1.0$ とした。格子サイズは、開口端から噴出する圧力波を捉えるために $\Delta x = \Delta y = 40/D$ とした。それぞれのパラメータは実験と同様とした。

4. 結果および考察

図 4 に $L/D = 5.0, P_h/P_b = 22.6$ の場合のシュリーレン写真と数値計算より求めたコンピュータシュリーレン像を示す。各図の上および下はそれぞれ計算および実験結果である。実験および計算における時間はそれぞれ破膜した瞬間を $t = 0$ とした。図中の矢印は衝撃波の進行方向をあらわしている。図 4(a)より、開口端付近に破膜後に噴出したジェット、および、その前方に球面衝撃波が確認できる。図 4(b)において、ジェットおよび球面衝撃は平板に向かって進展しており、さらにパレル衝撃波、調節衝

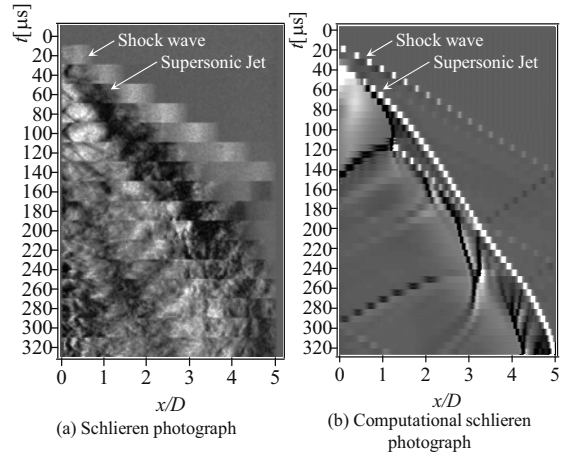


Fig.5 Time history of schlieren photographs for $L/D = 5.0, P_h/P_b = 10.7$

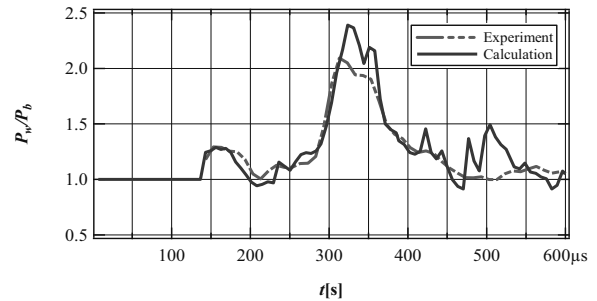


Fig.6 Wall static pressure variation for $L/D = 5.0, P_h/P_b = 10.7$

撃波および渦が確認できる。図 4(c)では、伝播衝撃波が $L/D = 5.0$ に設置している平板で反射し、その向きを変え開口端側に伝播している。図 4(d)より超音速ジェットが壁に到着していることがわかる。さらに同じ時間に上流側に伝播している衝撃波が左側の壁において反射し、再び平板に進行していることがわかる。このことから衝撃波は開口端側の壁と平板の間を往復していると考えられる。これらの数値計算による衝撃波の挙動は実験結果と定性的に良く一致している。

前述の実験および計算結果より、開口端より噴出したジェットによって形成される衝撃波は平板で反射することが確認できた。そこで次に $L/D = 5.0, P_h/P_b = 10.7$ における衝撃波とジェットの挙動を詳細に調べるために図 5 に流れ場のより詳細な時間変化を示す。図 5(a)は実験によるシュリーレン写真を示している。シュリーレン写真は撮影範囲 $y/D = -0.14 \sim 0.14$ 、時間 $t = 0 \sim 320 \mu\text{m}$ における流れ場を示しており、撮影速度は $50000\text{fps} (\Delta t = 20\mu\text{s})$ である。図 5(a)より $t = 80 \mu\text{s}$ の場合、衝撃波およびジェットはそれぞれ $x/D = 3.0$ および 1.8 付近に位置し、平板側に伝播している。 $t = 140 \sim 180 \mu\text{s}$ において、衝撃波は平板で反射し噴口側に向かっていることがわかる。また、ジェットは

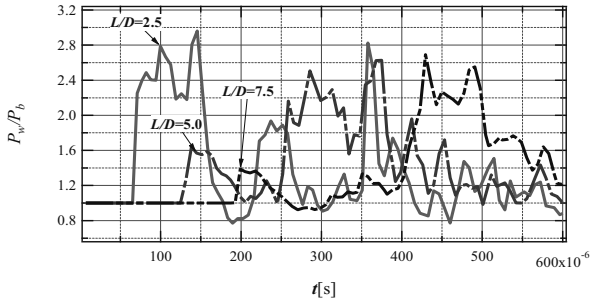


Fig.7 Wall static pressure variation for $P_t/P_b = 22.6$, $L/D = 2.5, 5.0$ and 7.5

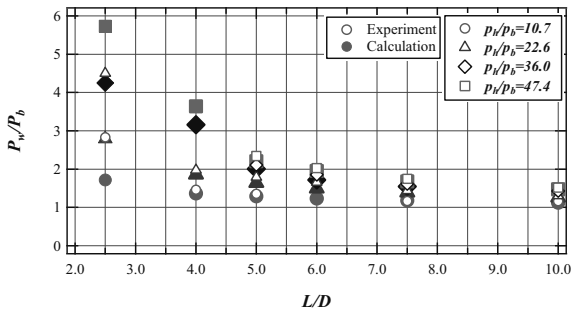


Fig.8 Relation between L/D and peak pressure of shock wave

$t = 320 \mu\text{s}$ において平板に到達している。次に上述の計算結果と本研究で行った数値計算結果を比較するために、実験と同じ条件におけるコンピュータシュリーレン像を図5(b)に示す。ただし数値計算結果の場合、表示範囲および時間間隔はそれぞれ $y/D \approx -0.05 \sim 0.05$ および $\Delta t = 6 \mu\text{s}$ である。図5(b)より、実験結果と同様に衝撃波およびジェットが上流側に伝播していることがわかる。時間 $t = 140 \mu\text{s}$ において、衝撃波は平板に到達していることが確認できる。さらに、この反射した衝撃波はジェットの先頭で反射し再び平板側に向かっていることがわかる。さらにジェットは $t = 320 \mu\text{s}$ において平板に到達しており、この時間は実験結果とほぼ同じである。

計算による流れ場は実験結果をよく再現しており、定性的によくあっていることがわかった。そこで次により定量的な比較を行うために、圧力比 $P_t/P_b = 10.7$ における平板中心位置の静圧の時間変動を図6に示す。図中の実線および波線はそれぞれ実験および数値計算の結果である。図6より $t = 156 \mu\text{s}$ および $t = 323 \mu\text{s}$ において特徴的な圧力ピークが確認できる。それぞれのピークは平板に衝撃波およびジェットが衝突した瞬間を示している。これより静圧の時間変化は実験および計算においてほぼ同じ結果になることがわかった。この実験および計算結果の差は、計算の場合に破膜時間および開口率を考慮していないためだと考えられる。

衝撃波管開口端と平板の距離は衝撃波とジェットの

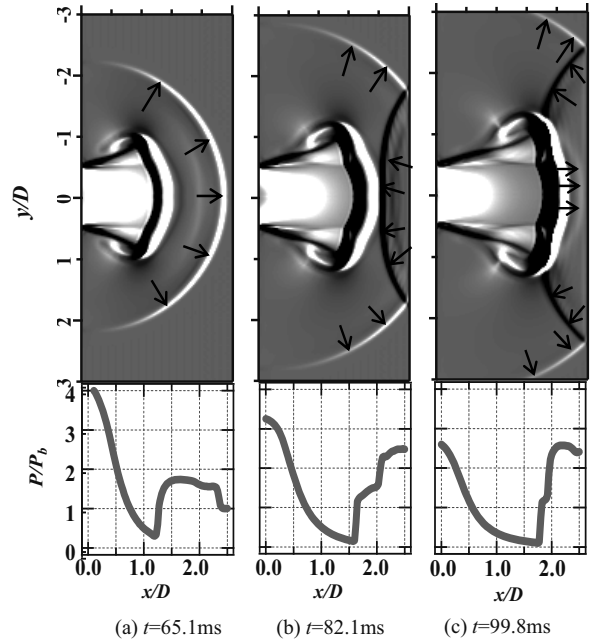


Fig.9 Computational schlieren photographs and pressure distribution along axis for $L/D = 2.5, P_t/P_b = 22.6$

干渉に重要であると考えられる。そこでこれらの特性を見るため、 $P_t/P_b = 22.6$ における平板中心位置の壁面静圧変動を図7に示す。実線、一点鎖線、および、三点鎖線はそれぞれ $L/D = 2.5, 5.0$ および 7.5 の場合の変化を示す。図7より $L/D = 2.5, 5.0$ および 7.5 の場合において衝撃波の平板への到達により起こるピークが確認でき、それぞれ $t = 82.1, 138$ および $199 \mu\text{s}$ の瞬間に発生している。さらにこれらのピーク値は L/D が小さいほど大きくなっており、特に $L/D = 2.5$ の場合に高い値となる。これは小さい L/D の場合、衝撃波が減衰する前に平板に到達したためだけでなく、平板で反射しさらにジェットの先頭で反射した衝撃波が平板に到達したためであると考えられる。このため $L/D = 2.5$ において特に高い圧力ピークが現れたと考えられる。その後 $L/D = 2.5, 5.0$ および 7.5 について、それぞれジェットの平板への到達によるピークが確認でき、それぞれ $t = 146, 286$ および $429 \mu\text{s}$ の瞬間に最大となる。このことから衝撃波およびジェットが平板に到達した時間の差は L/D が小さいほど小さい。

上述より、衝撃波による圧力の変化は L/D に依存していると考えられる。そこで次に平板間距離 L/D が流れ場に与える影響を調べるために、破膜時の圧力比をパラメータとして衝撃波によって起こる平板上のピーク圧力と大気圧との比 P_w/P_b と平板間距離の関係を図8に示す。図中の白抜きのプロットおよび塗りつぶしたプロットはそれぞれ実験および数値計算結果を示している。図8より

り $P_h/P_b=10.7, 22.6, 36.0$ および 47.4 の場合、ピーク値は L/D を大きくすると低くなることがわかった。また $L/D=10.0$ の場合、 $P_h/P_b=10.7, 22.6, 36.0$ および 47.4 においてピーク値はほぼ一定となった。さらに P_h/P_b が大きい場合、圧力のピーク値の減少の割合は P_h/P_b が小さいときよりも大きいことがわかる。このことから破膜時の圧力比が高い場合、衝撃波は圧力比が低い場合よりも減衰しやすくなると考えられる。また $L/D=2.5$ の場合を除くと、計算結果は実験によるピーク値と一致していることがわかる。次節で $L/D=4.0$ の場合における流れ場のメカニズムをコンピュータシュリーレン像および圧力分布を用いて説明する。

図9は $L/D=4.0, P_h/P_b=22.6$ におけるコンピュータシュリーレン像および中心軸上の圧力分布を示している。図中の矢印は衝撃波の進行方向を示している。図9(a)の圧力分布より $x/D=2.2$ から 3.7 の範囲において衝撃波が通過したことによる圧力の上昇が確認できる。さらに図9(b)より、平板で反射した衝撃波が通過することによる圧力上昇が $x/D=3.3$ から 4.0 の範囲で確認できる。図9(c)に示すコンピュータシュリーレン像より $x/D=3.5$ 付近において衝撃波がジェットの先頭と衝突し反射している。この反射衝撃波の通過が圧力分布の $x/D=3.0$ から 3.5 における圧力を上昇したと考えられる。このことから L/D が小さい場合、衝撃波はジェットの先頭と平板に閉じ込められて高圧領域を形成すると考えられる。一般に衝撃波が通過することによる高圧領域は温度も上昇する。このことから衝撃波が閉じ込められた空間は高温高圧領域になると考えられる。

5. 結 言

高圧小容積の衝撃波管を用いて超音速ジェットを管開口端より噴出した流れ場を実験および数値計算により解析し、非定常噴流および衝撃波の特性について調べた。得られた結果を要約すると以下の通りである。

- (1) 数値計算結果より、小容積の衝撃波管を用いた場合でも一般的な衝撃波管でみられるバレル衝撃波や調節衝撃波を確認することができた。
- (2) 開口端から噴出したジェットにより形成された衝撃波が平板によって反射することを計算結果および実験結果から確認できた。また $P_h/P_b=22.6$ の場合、計算による流れ場は実験結果をよく再現しており、定性的によく一致する。さらに衝撃波は開口端と平板の間を往復することがわかった。
- (3) 壁面静圧の上昇は衝撃波およびジェットが平板に到達することで起こることがわかった。

- (4) $P_h/P_b=10.7, 22.6, 36.0$ および 47.4 の場合、衝撃波によって起こるピーク値は L/D が $2.5\sim 10$ まで大きくすると指数関数的に低くなることがわかった。また $L/D=2.5$ の場合を除くと、計算結果は実験によるピーク値と一致する。
- (5) $L/D=4.0$ の場合、衝撃波はジェット先頭と平板の間に閉じ込められて高圧領域を形成することがわかった。

参考文献

- (1) Gacek S., and Wang X., "Secondary shock wave in laser-material interaction," *Journal of Applied Physics*, 104(12), p. 126101, 2008.
- (2) Fukuoka H., Yaga M., and Takiya T., "Study of Interaction between Unsteady Supersonic Jet and Shock Waves in Elliptical Cell," *Journal of Fluid Science and Technology*, 3(7), pp. 881-891, 2008.
- (3) Iwata Y., Kishida M., Muto M., Yu S., Sawada T., Fukuda A., Takiya T., Komura A., and Nakajima K., "Narrow size-distributed silicon cluster beam generated using a spatiotemporal confined cluster source," *Chemical Physics Letters*, 358(1-2), pp. 36-42, 2002.
- (4) Ko S. H., Pan H., Hwang D. J., Chung J., Ryu S., Grigoropoulos C. P., and Poulidakos D., "High resolution selective multilayer laser processing by nanosecond laser ablation of metal nanoparticle films," *Journal of Applied Physics*, 102(9), p. 093102, 2007.
- (5) Yaga M., Fukuoka H., Iwata Y., and Takiya T., "Behavior of shock waves formed by unsteady supersonic jet injected into cell," *Journal of Thermal Science*, 17(1), pp. 50-55, 2008.
- (6) Yaga M., Takiya T., and Iwata Y., "Numerical study of unsteady compressible flow driven by supersonic jet injected into elliptical cell with small exit hole," *Shock Waves*, 14(5-6), pp. 403-411, 2005.
- (7) Hastrup N., and O'Connor G. M., "Nanoparticle Generation During Laser Ablation and Laser-Induced Liquefaction," *Physics Procedia*, 12, pp. 46-53, 2011.
- (8) Wen S.-B., Mao X., Greif R., and Russo R. E., "Expansion of the laser ablation vapor plume into a background gas. I. Analysis," *Journal of Applied Physics*, 101(2), p. 023114, 2007.
- (9) Wen S.-B., Mao X., Greif R., and Russo R. E., "Experimental and theoretical studies of particle

- generation after laser ablation of copper with a background gas at atmospheric pressure,” *Journal of Applied Physics*, 101(12), p. 123105, 2007.
- (10) Riabinina D., Irissou E., Le Drogoff B., Chaker M., and Guay D., “Influence of pressure on the Pt nanoparticle growth modes during pulsed laser ablation,” *Journal of Applied Physics*, 108(3), p. 034322, 2010.
- (11) Kim H.-D., Kweon Y.-H., and Setoguchi T., “A study of the weak shock wave propagating through an engine exhaust silencer system,” *Journal of Sound and Vibration*, 275(3-5), pp. 893-915, 2004.
- (12) Liang S.-M., and Tai C.-S., “Analysis and prediction of shock-induced near-field acoustics from an exhaust pipe,” *Computers & Fluids*, 45(1), pp. 222-232, 2011.
- (13) Baron A., Mossi M., and Sibilla S., “The alleviation of the aerodynamic drag and wave effects of high-speed trains in very long tunnels,” *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 89(5), pp. 365–401, 2001.
- (14) Uystepuyst D., William-Louis M., Creusé E., Nicaise S., and Monnoyer F., “Efficient 3D numerical prediction of the pressure wave generated by high-speed trains entering tunnels,” *Computers & Fluids*, 47(1), pp. 165-177, 2011.
- (15) Setoguchi T., Kim H.-D., and Kashimura H., “Study of the Impingement of Impulse Wave Upon a Flat Plate,” *Journal of Sound and Vibration*, 256(2), pp. 197-211, 2002.