

楕円体セルを用いた衝撃波と非定常超音速ジェットの挙動に関する研究

福岡 寛, 坂本 元希*

Behavior of Shock wave and Unsteady Supersonic Jet Discharged from Elliptical cell

Hiroshi FUKUOKA, Motoki SAKAMOTO

The unsteady supersonic jet formed by the shock tube with small high-pressure chamber was used as a simple alternative model of Pulsed laser ablation. Since the pressure of the shock wave formed by Pulsed laser ablation is very high, the interaction between the shock wave and the plume is important for the formation of nanoparticles. The purpose of this study is to clarify the behavior of the plume, the shock wave and their interaction. An elliptical cell is used for controlling the shock wave. In the elliptical cell, the shock wave discharged at one focal point converge another focal point. Numerical calculation was carried out by solving the axisymmetric two-dimensional compressible Navier-Stokes equations. The wall static pressure monitored at the center of the substrate is used to evaluate the influence of the cell diameter and the pressure ratio on the behavior of the shock wave, the plume, and their interaction. As a result, it was found that the vortex ring affects the velocity of the supersonic jet. It was also found that the acceleration of the jet velocity is determined by the distance between the vortex ring and the jet downstream of the cell.

記号の説明

- D : 衝撃波管直径 (mm)
 D : 楕円体空洞直径 (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 : 衝撃波管出口からの水平方向距離 (mm)
 y : 中心軸上からの垂直方向距離 (mm)

1. 緒言

固体表面に高出力のレーザー光を集光照射すると、固体の構成元素が爆発的に放出される。この現象のことをレーザーアブレーション(LA: Laser Ablation)という。レーザーアブレーションの代表的な応用例にパルスレーザー堆積

(PLD: Pulse Laser Deposition)法がある。PLDはナノオーダーの薄膜を生成することができる代表的な手法の一つであり、高温超伝導体に代表される、金属酸化物の高品質な薄膜を作成することができる⁽¹⁾。また、PLDはシリコンナノ結晶およびフラーレンのようなナノ結晶や様々な種類の薄膜を堆積させる重要な手法としても注目されている⁽²⁾⁻⁽⁴⁾。

PLDとはレーザーアブレーションによって発生した蒸気であるプルームを、成形基板上に照射することによって成膜を行う手法である。このプルームは非定常超音速ジェットである。また、材料が瞬間的に爆発、蒸気化するため衝撃波の発生を伴う。基板に照射される過程で冷却されたプルームは、クラスターと呼ばれるナノ粒子に変化する。このクラスターを積み重ねることによって、PLDではナノオーダーのナノ結晶薄膜を成膜することができる。そのため薄膜の性質はクラスターの性質に大きく依存する。

従来のレーザーアブレーションにおいてはクラスター

*機械制御工学専攻 2年

を生成後、最適な大きさのクラスターを選別する必要があった^{(5),(6)}。そこで岩田ら⁽⁷⁾は衝撃波を用いることで薄膜の生成過程におけるクラスターサイズをクラスターの生成段階で均一にすることができると報告している。この研究では楕円体セル内部においてレーザアブレーションを発生させ、発生する衝撃波とブルームの干渉を用いてクラスターサイズを制御している。衝撃波がクラスターに与える影響として、鈴木ら⁽⁸⁾は衝撃波によって生じる高温高压の領域を利用することで、酸素欠陥の極めて少ない In_2O_3 薄膜が得られたと報告している。

さらに、実験に加えて楕円体セルを用いたレーザアブレーション中における干渉過程を明らかにするために数値計算も行われている。しかし、レーザアブレーションによる流れ場は極めて複雑な現象となる。そこで、このような複雑な現象を簡略化して解明するために屋我ら⁽⁹⁾は作動流体を空気とし、空気噴流と衝撃波の干渉を二次元軸対称圧縮性ナビエストークス方程式により詳細に調べている。その結果ブルームの持続時間とセル出口直径を変えることにより、セル出口下流の速度変化の過程でその波形と振幅を大まかに制御できることがわかっている。

福岡ら⁽¹⁰⁾は同様の手法を用いて楕円体セルの直径が衝撃波とブルームに与える影響についての数値計算結果を報告している。また我々は最近、楕円体セルの下流における超音速ジェットと衝撃波の相互作用について報告した⁽¹¹⁾。その研究では、衝撃波が楕円体セル出口を通過することによって渦輪が生成されると報告した。

渦輪とは、ループ状の渦線が束になって形成されたドーナツ状の領域のことをいう。渦輪の特徴は質量と運動量を輸送する能力が高いことである。また渦輪は自己誘導速度をもっており、自力で運動する能力がある。特に渦輪の自己誘導速度がジェットの推進力に影響を与えると考えられる。よって渦輪の挙動をより詳細に調べることは流れ場を理解する上で重要である。

本研究ではレーザアブレーションにより噴出するブルームを空気の超音速ジェットに置き換えた、高压小容積の衝撃波管から噴出するジェットの挙動、および、衝撃波との相互作用を数値計算より調べた。本研究の目的は、楕円体セル内外におけるジェット、衝撃波および渦輪の挙動を明らかにすることである。

2. 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ークス方程式を採用した。本計算における空間離散化にはセル内を曲線で近似することにより、3次精度とした

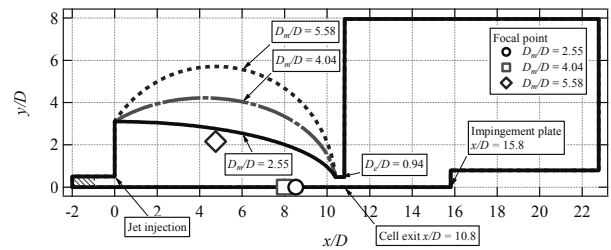


Fig.1 Calculation shape and focal point

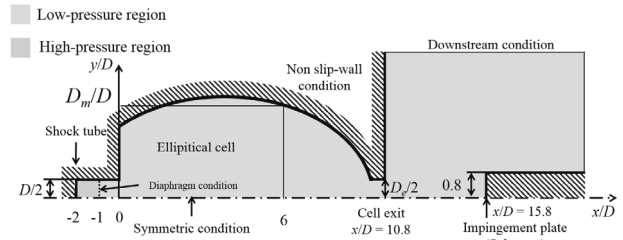


Fig.2 Flow field for the computation and boundary condition

MUSCL 法 (monotone upstream-centered scheme for conservation laws)法⁽¹²⁾を用いた。移流項はRoeの近似リーマン法による風上スキームで数値流速を評価した⁽¹³⁾。また本計算は時間進行法に従来のRunge-Kutta法に改良を加えて、TVD-stableを満たす3次精度のTVD time discretization scheme⁽¹⁴⁾を用いて離散化した。

図1に本計算で用いた楕円体セルの形状を示す。計算で用いた楕円体セル形状は式(1)を用いて決定した。楕円体セルの形状においては左端面の内径および出口内径を固定した。パラメータとして $x/D=6.0$ における楕円体セル直径 D_m/D とし、楕円体セルの形状を変化させた。式(1)における $2a$ および $2b$ はそれぞれ長軸長さおよび短軸長さであり、 c は x 方向の平行移動量である。なお、上式を用いると、焦点の位置は $a > b$ の場合 $(\pm\sqrt{a^2 - b^2} \pm c, 0)$ で、 $b > a$ の場合 $(\pm c, \pm\sqrt{b^2 - a^2})$ である。本研究では楕円体セルの焦点が中心軸上に存在しない形状についても研究を行う。図中のプロットはそれぞれ楕円体セルの形状を $D_m/D = 2.55 \sim 5.58$ まで変化させた場合の焦点位置について示している。 $D_m/D = 4.04$ の形状は衝撃波管出口に楕円体セルの焦点を設定してあり、実験⁽¹⁵⁾で使用されている形状である。この形状を便宜上、基準楕円体と呼ぶ。なお $D_m/D = 5.58$ の形状は中心軸上に焦点が存在しない形状である。 $D_m/D = 2.55$ は基準楕円体よりもセル直径が小さい場合における挙動を調べるためのものである。

$$\frac{(x - c)^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \quad (1)$$

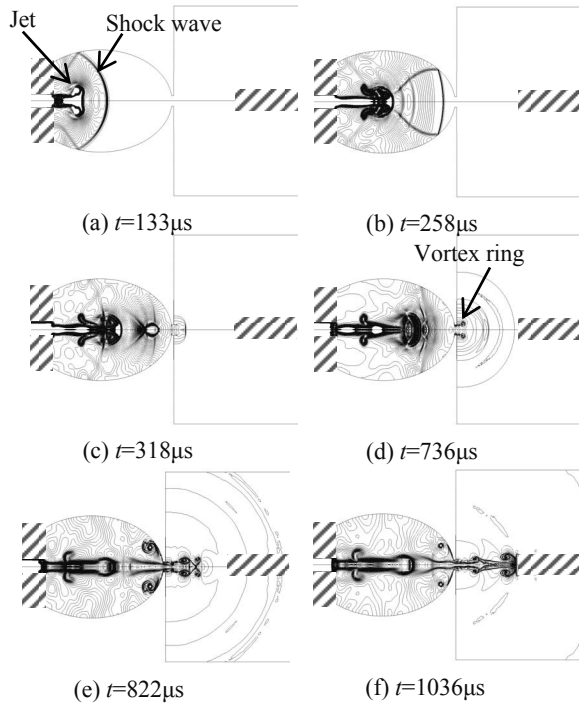


Fig. 3 Density contour variations for $D_m/D=4.04$, $P_h/P_b=22.6$

次に本計算で用いた計算領域の概略図について図2に示す。x軸およびy軸はそれぞれ衝撃波管の直径 D で無次元化している。衝突平板はPLDにおける堆積基板に対応させている。境界条件として、滑りなし壁条件を衝撃波管壁面、楕円体セル壁面および衝突平板に与えた。また軸対称条件および開放条件をセルの中心軸およびそれ以外の部分に与えた。図2の赤い領域で示した部分を高圧室の圧力 P_h 、青い領域で示した部分を低圧室の圧力 P_b とする。初期条件として、衝撃波管の高圧室と低圧室の温度比を1.0とし、高圧室 P_h と低圧室 P_b の圧力比 P_h/P_b を22.6, 36.0, 47.4とした。圧力比の値は実験値⁽¹⁰⁾を参考にした。計算ではCFL数(CFL number)は0.3で一定とした。格子数は 1263×715 とした。

3. 結果および考察

図3は楕円体セル直径 $D_m/D=4.04$ 、圧力比 $P_h/P_b=22.6$ における等密度線図の時間変化について示す。時間は衝撃波管の隔膜を破膜した瞬間の時間を $t=0s$ とする。図3(a)より、楕円体セル中に噴出しているジェットおよびジェットが急激に噴出したことによって発生した衝撃波が確認できる。時間の経過に伴い、衝撃波はジェットとともにセル出口方向へと伝播していく。そのとき衝撃波

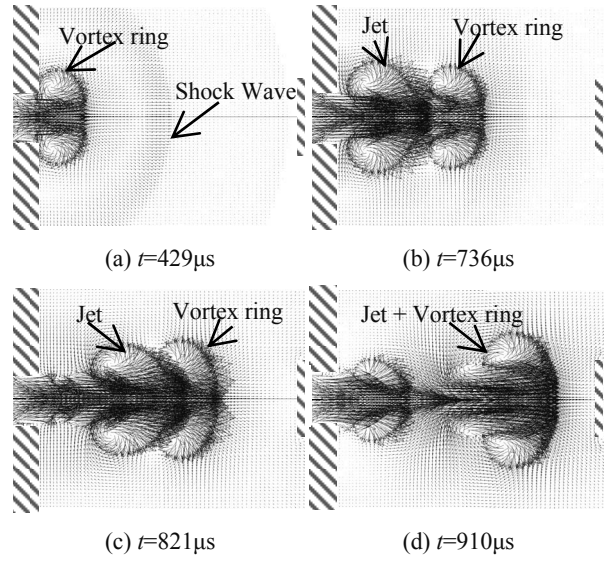


Fig. 4 Vector field variations downstream of cell exit for $D_m/D=4.04$, $P_h/P_b=22.6$

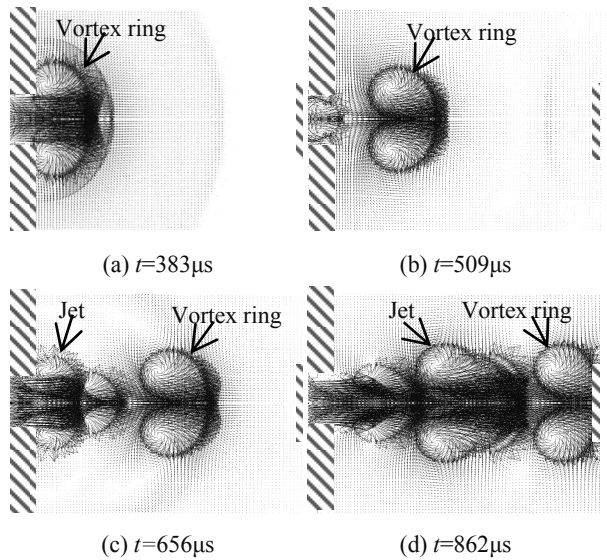


Fig. 5 Vector field variations downstream of cell exit for $D_m/D=4.04$, $P_h/P_b=36.0$

が壁面で反射し、焦点方向へと向きを変えていることが図3(b)より確認できる。その後、衝撃波は図3(c)に示すように楕円体セルの焦点付近にほぼ収束していることが確認できる。衝撃波は収束後、再び広がり始める。その後、衝撃波は楕円体セルより放出される。図3(d)より楕円体セル出口において渦輪が発生していることが確認できる。渦輪は収束したあとの衝撃波が楕円体セル出口から噴出したことによって生成される。渦輪はしばらくセル出口にとどまり、成長を続ける。その後、渦輪はセル出口から離れて衝突平板へと伝播していく。ジェットも同様に、セル出口から噴出し、衝突平板へと移動する。

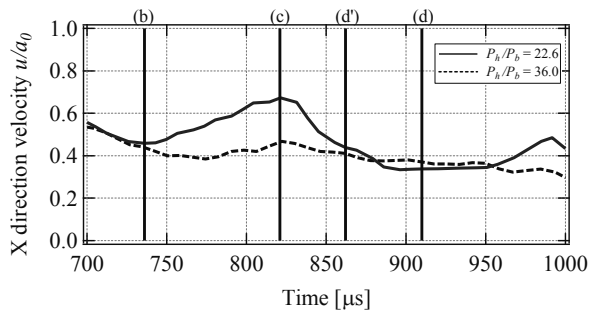


Fig. 6 Velocity variations of jet for $D_m/D=4.04$, $P_h/P_b=22.6$ and 36.0

図 3(e)より、渦輪とジェットが衝突していることが確認できる。その後、ジェットが衝突平板に衝突していることが図 3(f)より確認できる。

等密度線図より楕円体セル出口付近において渦輪の発生および渦輪とジェットの衝突が確認できた。そこで渦輪の挙動をより詳細に調べるために、図 4 に楕円体セル直径 $D_m/D=4.04$ 、圧力比 $P_h/P_b=22.6$ における楕円体セル下流 $x/D=10.8\sim 16$ を拡大した速度ベクトル図を示す。ベクトルの長さは流れ場の速度に比例する。図 4(a)より、衝撃波および楕円体セル出口付近に渦輪が生成されていることが確認できる。渦輪の発生は収束後の衝撃波が楕円体セル出口を通過した際に、セル出口の流速が加速されたためであると考えられる。渦輪はセル出口付近で成長し続けた後、楕円体セル出口より離れて衝突平板へと伝播していく。その後、ジェットがセル出口より噴出する。図 4(b)より、渦輪とジェットが衝突平板へと移動していることが確認できる。ジェットの先頭と渦輪との衝突が図 4(c)より確認できる。その後、渦輪はジェットと一体となって伝播していることが図 4(d)より確認できる。

次に圧力比が渦輪に与える影響について調べるために、図 5 に圧力比 $P_h/P_b=36.0$ における楕円体セル出口下流における速度ベクトル図について示す。図 5(a)より衝撃波および楕円体セル出口付近に渦輪が生成されていることが確認できる。渦輪はセル出口において成長した後、セル出口より離れていることが図 5(b)より確認できる。その後、セル出口よりジェットが噴出する。図 5(c)より楕円体セル出口から噴出したジェットと渦輪が確認できる。その後、ジェットと渦輪は衝突平板へと伝播していく。図 5(d)より渦輪が衝突平板に到達していることが確認できる。そのとき、ジェットは衝突平板に到達していない。

前述の結果から、圧力比を 22.6 から 36.0 に変化させたとき、ジェットと渦輪の衝突に変化が発生することがわかった。このように圧力比によって渦輪とジェットの衝突の

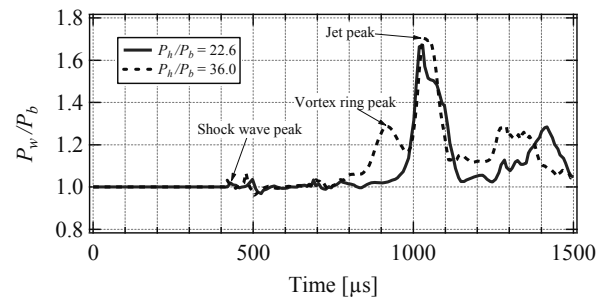


Fig. 7 Wall static pressure variations for $D_m/D=4.04$, $P_h/P_b=22.6$ and 36.0

有無が存在することがわかった。そこで渦輪とジェットが衝突した場合における、渦輪がジェットに与える影響について調べるために、図 6 に楕円体セル直径 $D_m/D=4.04$ 、圧力比 $P_h/P_b=22.6$ および 36.0 のときの楕円体セル下流におけるジェットの速度について示す。縦軸は x 方向の速度 u を音速 a_0 で除した値 u/a_0 、横軸は破膜時からの時間 t である。図中における (b), (c), (d) および (d') はそれぞれ図 4(b), (c), (d) および図 5(d) の時間におけるジェットの速度を示している。圧力比 $P_h/P_b=36.0$ におけるジェットの速度をみると、 $t=822\mu\text{s}$ を除くとただだかに減少している。これは楕円体セル下流においてジェットの推進力が減少しているからであると考えられる。一方、圧力比 $P_h/P_b=22.6$ において、ジェットの速度は (b) から (c) にかけて上昇していることがわかる。これは楕円体セル下流において渦輪とジェットが衝突したためジェットの速度が上昇したと考えられる。その後、ジェットの速度は (c) から (d) にかけて減少している。これはジェットの推進力が減少したためであると考えられる。

前述より、渦輪とジェットが衝突した場合、ジェットの速度が上昇することがわかった。渦輪とジェットが衝突したことによる影響を調べるために、衝突平板の壁面静圧について調べる。図 7 に楕円体セル直径 $D_m/D=4.04$ 、圧力比 $P_h/P_b=22.6$ および 36.0 における衝突平板上の壁面静圧の時間変化について示す。縦軸は壁面静圧 P_w/P_b 、横軸は破膜時からの時間 t である。壁面静圧 P_w/P_b は衝突平板の中心軸上の圧力 P_{wall} を背圧 P_b で除した値である。圧力比 $P_h/P_b=36.0$ の場合、 $t=418, 915$ および $1032\mu\text{s}$ にそれぞれ圧力上昇が発生している。 $t=418\mu\text{s}$ における最初の圧力上昇は衝突平板に先頭衝撃波が衝突したことによる圧力上昇である。 $t=915\mu\text{s}$ における 2 つ目の圧力上昇は衝撃波によって生成された渦輪が衝突平板に衝突したことによって発生した圧力上昇である。 $t=1032\mu\text{s}$ における 3 つ目の圧力上昇はジェットが衝突平板に到達したことによる圧力上昇である。このように圧力比 $P_h/P_b=36.0$ の場合

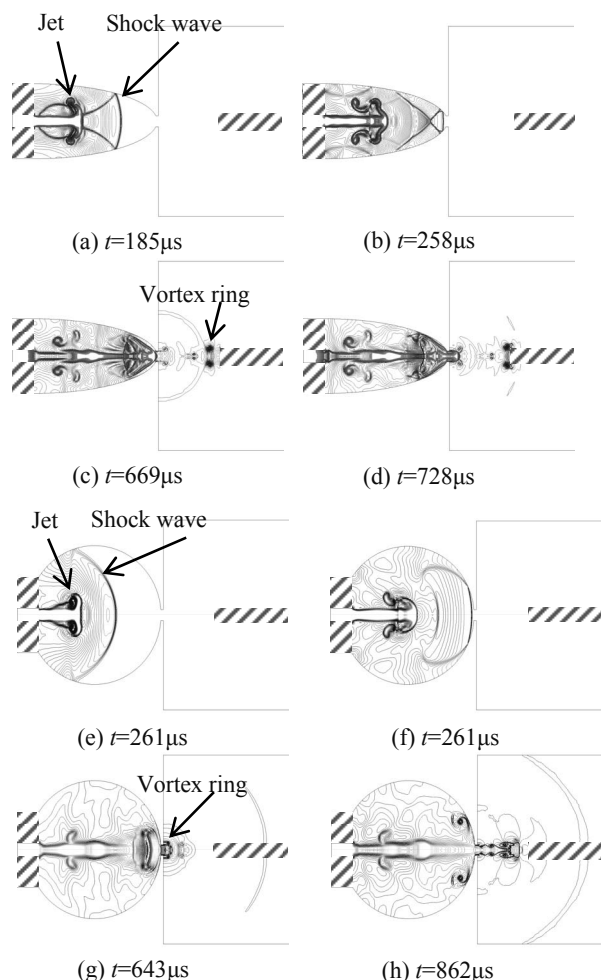


Fig. 8 Density contour variations for $D_m/D=2.55$ and 5.58
 $P_h/P_b=36.0$

には、壁面静圧に3つの圧力上昇が存在する。一方、圧力比 $P_h/P_b=22.6$ においては2つの圧力上昇が確認できる。 $t=429$ および $1029\mu s$ の圧力上昇はそれぞれ先頭衝撃波およびジェットが衝突平板に衝突したことによる圧力上昇である。また衝撃波管の圧力比を減少させたにもかかわらず、ジェットの圧力上昇がほぼ同じであることが確認できる。また、圧力比 $P_h/P_b=22.6$ では、渦輪による圧力上昇がないのは、ジェットと渦輪が衝突し、ジェットと渦輪が一体となったためであると考えられる。

つぎに楕円体セル形状が渦輪に与える影響を調べるために、図8に圧力比 $P_h/P_b=36.0$ 、楕円体セル直径 $D_m/D=2.55$ および 5.58 における等密度線図について示す。図8(a)~(d)および(e)~(h)にそれぞれ $D_m/D=2.55$ および 5.58 の等密度線図について示す。図8(a)および(e)よりそれぞれ楕円体セル内に噴出したジェットと衝撃波が確認できる。

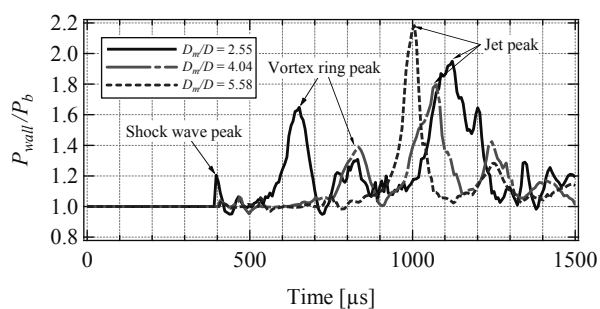


Fig. 9 Wall static pressure variations for $P_h/P_b=47.4$

その後、伝播している衝撃波が楕円体セル壁面で反射していることが図8(b)および(f)より確認できる。 $D_m/D=2.55$ の場合、反射した衝撃波はセル出口付近において収束する。一方 $D_m/D=5.58$ の場合、ジェットの先頭位置付近で衝撃波が収束する。衝撃波が収束したあと、また広がり始め楕円体セル出口より放出される。図8(c)および(g)より衝撃波がセル出口を通過にしたことによって渦輪が生成されていることおよび楕円体セル出口にジェットが到達したことが確認できる。このときの渦輪の位置を見ると、ジェットと渦輪の距離は $D_m/D=5.58$ に比べて $D_m/D=2.55$ の方が長いことが確認できる。これは $D_m/D=2.55$ における渦輪の発生時間が早かったためであると考えられる。渦輪の発生時間が異なる原因として、楕円体セル内における衝撃波の伝播距離が異なるからであると考えられる。その後、渦輪およびジェットはそれぞれ衝突平板へと伝播する。図8(d)より渦輪が衝突平板に到達していることが確認できる。一方、図8(h)ではジェットと渦輪が衝突し一体となっていることが確認できる。その後、ジェットは衝突平板に衝突する。

前述の等密度線図より、 $D_m/D=5.58$ においてジェットと渦輪が衝突することがわかった。つぎに、渦輪とジェットの衝突が衝突平板に与える影響について調べるために、図9に圧力比 $P_h/P_b=47.4$ 、楕円体セル直径 $D_m/D=2.55$ 、 4.04 および 5.58 における衝突平板の中心軸上の壁面静圧について示す。図9より $D_m/D=2.55$ および 4.04 において先頭衝撃波、渦輪およびジェットによる3つの圧力上昇が存在していることが確認できる。一方、 $D_m/D=5.58$ では $t=411$ および $1006\mu s$ に2つの圧力上昇が存在していることが確認できる。また、 $D_m/D=5.58$ のジェットによる圧力上昇は $D_m/D=2.55$ および 4.04 のジェットの圧力上昇よりも大きくなっていることが確認できる。これは渦輪とジェットが衝突したことによってジェットが加速されたためであると考えられる。

4. 結 言

本研究では、楕円体セル内に高圧室が極めて小さい衝撃波管によって発生した非定常超音速ジェットを噴出させた流れ場におけるジェット、衝撃波および渦輪の挙動について二次元軸対称圧縮性ナビエストークス方程式を用いて調べた。得られた結論は以下の通りである。

- (1) 収束した後の衝撃波が楕円体セル出口から噴出するとき、楕円体セル下流に渦輪が生成されることがわかった。
- (2) 圧力比 $P_h/P_b=36.0$ 、楕円体セル直径 $D_m/D=2.55$ の場合、ジェットがセル出口に到達したときのジェットと渦輪の距離は $D_m/D=5.58$ の場合よりも長くなることがわかった。これは渦輪の生成する時間が $D_m/D=5.58$ よりも $D_m/D=2.55$ の方が早いためであると考えられる。
- (3) 楕円体セル直径 $D_m/D=4.04$ 、圧力比 $P_h/P_b=36.0$ においてジェットと渦輪は衝突していない。一方、圧力比 $P_h/P_b=22.6$ の場合、ジェットと渦輪が衝突している。このように圧力比によって渦輪とジェットの衝突の有無が存在することがわかった。
- (4) 楕円体セル下流において、ジェットと渦輪が衝突した場合、渦輪はジェットの速度を一時的に上昇させることがわかった。
- (5) 渦輪は衝突平板の壁面静圧の圧力上昇に影響をあたえることがわかった。これは渦輪が衝突平板に衝突したためであると考えられる。
- (6) 楕円体セル直径 $D_m/D=5.58$ 、圧力比 $P_h/P_b=47.4$ の場合、ジェットによる壁面静圧の圧力上昇はジェットの加速によって上昇する。この加速は渦輪とジェットが衝突したことによって発生したものであると考えられる。
- (5) T. Seto, T. Orii, M. Hirasawa and N. Aya, Fabrication of silicon nanostructured films by deposition of size-selected nanoparticles generated by pulsed laser ablation, *Thin Solid Films*, 437, pp.230-234, 2003.
- (6) Y. Naono, S. Kawabata, Seung H. Huh and A. Nakajima, Classification and characterization of gold and nickel nanoparticles with a differential mobility analyzer, *Science and Technology of Advanced Materials*, 7, pp. 209-215, 2006.
- (7) Y. Iwata, M. Kishida, M. Muto, S. Yu, T. Sawada, A. Fukuda, T. Takiya, A. Komura and K. Nakajima, Narrow size-distributed silicon cluster beam generated using a spatiotemporal confined cluster source, *Chem. Phys. Lett.*, 358, pp. 36-42, 2002.
- (8) 鈴木信靖, 山田由佳, 牧野俊晴, 吉田岳人, レーザプロセスによるシリコンナノ粒子の作製と量子ドット型機能構造体, *レーザー研究*, Vol.31, No.8, pp.548-551, 2003.
- (9) M. Yaga, T. Takiya, Y. Iwata, Numerical study of unsteady compressive flow driven by supersonic jet injected into elliptical cell with small exit hole, *Shock Waves*, Vol.14, No.5-6, pp.403-411, 2005.
- (10) H. Fukuoka, M. Yaga and T. Takiya, Study of Interaction between Unsteady Supersonic Jet and Shock Waves in Elliptical Cell, *Journal of Fluid Science and Technology*, 3, pp. 881-889, 2008.
- (11) M. Sakamoto, M. Matsui, H. Fukuoka, M. Yaga and T. Takiya, Study of Unsteady Supersonic Jet using Shock Tube with Small High-Pressure Chamber with Elliptical Cell, *International Symposium on Explosion Shock wave and High-energy reaction Phenomena 2013*, p. 27, 2013.
- (12) 藤井孝藏, 流体力学の数値計算法, 1994, pp.72-76., 東京大学出版会.
- (13) P. L. Roe, Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference Schemes, *JOURNAL OF COMPUTATIONAL PHYSICS* 43, pp.357-372, 1981.
- (14) 棚原隆彦, CFD 数値流体力学, (1993), p.924, アイピーシー.
- (15) 喜屋武匡, 屋我実, 福岡寛, 滝谷俊夫, 楕円体セル内における非定常超音速ジェットと衝撃波に関する実験的研究, *日本機械学会流体工学部門講演会講演論文集 2010*, pp.501-502, 2010.

参考文献

- (1) 電気学会, レーザアブレーションとその応用, 1999, pp.247-248, コロナ社.
- (2) P. R. Willmott and J. R. Huber, Pulsed laser vaporization and deposition, *Phys. Rev. Lett.*, 72, pp. 315-328, 2000.
- (3) 藤岡洋, 太田実雄, 井上茂, 小林篤, 岡本浩一郎, 金太源, 松木伸行, PLD法により低温成長したIII族窒化物の特性, *電子情報通信学会技術研究報告*, 電子デバイス, 105, pp.5-8, 2005.
- (4) 西川隆太郎, 木村真悟, 安井利明, 福本昌宏, RFプラズマ支援PLD法による窒化炭素成膜とその皮膜の摩擦摩耗特性, *機械材料・材料加工技術講演会講演論文集*, 18, pp."113-1"- "113-3", 2010.