熱強化ガラス製作用ノズルからの衝撃波発生と 自由噴流に関する研究*

荒谷 真一^{*1}, Natraj NARAYANSWAMI^{*2}
小島 英則^{*3}, 高山 和喜^{*3}

Studies of Supersonic Jets and Shock Waves Generated during Glass Tempering Process

Shin'ichi ARATANI, Natraj NARAYANSWAMI,
Hidenori OJIMA and Kazuyoshi TAKAYAMA

By using double exposure holographic interferometry, supersonic free jets emanating from nozzles which appear in the process of a glass quenching were observed. Three different nozzle shapes for producing tempered glass were tested, and an axisymmetric free jet emanating from a 4-mm-i. d. and 24-mm-long nozzle was numerically simulated by TVD finite difference scheme applied to the Navier-Stokes equations. In the stagnation pressure ranging from approximately 0.5 MPa to 0.6 MPa, good agreement was obtained between interferograms and computations. Complicated structures of free jets were well resolved and a time variation of pressure caused by shock waves in the jets which would affect the process of glass tempering was clarified.

Key Words: Shock Wave, Supersonic Flow, Nozzle, Numerical Analysis, Glass Quenching, Holographic Interferometry, Navier-Stokes Equations, Tempered Glass

1. 緒 言

熱強化ガラスは、その破壊強度が増加することおよび破壊時に細かな丸い断片となる^{(1)~(4)}ことから、安全ガラスとして広く使われている。自動車、鉄道車両、ビルディングや学校の窓ガラス等、使用される範囲はますます増加する傾向にある。最近、省資源・省エネルギー等の観点から熱強化ガラスの薄板化が社会的な要請になっている。自動車用の窓ガラスでは厚さ 3 mm 近くまで薄板化された熱強化ガラスが開発され、一般的に使用されている熱強化ガラスの厚さも 5, 6 mm から 4 mm 前後まで薄板化している。

この熱強化ガラスは軟化点温度近傍まで加熱し板ガラスを表面から急冷することにより製作される。熱強化ガラスを薄板化するためには、急冷時の熱伝達係数をより大きくとる必要がある。そのために冷却媒体の見直しもなされている⁽⁵⁾。急冷用の冷却媒体としては、生産性・安全性その他多くの理由から通常空気が用いられる。この空気は高圧貯気槽から種々の形状のノズ

ルを介して大気中に放出される。ノズル形状は生産性を支配すると考えられ、ラバールノズル形状も考えられるが、製造現場では細長い直線状のものが使われている。急冷時には高圧の空気はノズルを介して強化すべきガラス表面に吹きつけられるので、ノズルから放出された空気は自由噴流を形成し、ある条件下では、わずかながら自由噴流の中に衝撃波の発生が認められる。

衝撃波が発生する状態で、自由噴流がガラスと衝突すると自由噴流の冷却能は増大し、約 $400 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ の熱伝達係数を得ることも可能であることが実験的に確認されている⁽⁶⁾。この衝撃波を積極的に利用することにより冷却時の熱伝達係数をより大きくする方法も考えられている⁽⁷⁾。同様の現象は冷却系のみではなく、加熱系でも確認されている。Aso ら⁽⁸⁾ はくさび表面からの熱伝達に及ぼす衝撃波が熱流束の値を増大する影響を報告している。

しかし、熱強化ガラスを製作するときにノズルの自由噴流に現れる衝撃波の存在は、衝撃波特有の騒音からその発生の有無を推定する程度である。著者らの知見するかぎり、熱強化ガラスの製造過程に現れるノズル形状と衝撃波に関する報告はない。また、ガラスの熱強化時における衝撃波の熱伝達係数に対する影響に

* 原稿受付 1995 年 1 月 24 日。

^{*1} 正員、セントラル硝子(株)(〒101 東京都千代田区神田錦町3-7-1)。

^{*2} 東北大学(〒980 仙台市青葉区片平2)。

^{*3} 正員、東北大学。

についても報告は知見しない。冷却能の増大は、衝撃波発生の効果か、あるいは衝撃波が発生する条件で生ずる他の因子の影響なのかも判明しない。熱強化ガラス製作用ノズルからの自由噴流中の衝撃波発生についても観察された例、ならびに数値解析も知見しない。

本報では熱強化ガラス製作用ノズルの衝撃波発生について可視化し^{(9)~(11)}、TVD差分法を用いて数値解析し⁽¹²⁾、有用な結果を得たので報告する。

2. 実験

2.1 ノズル ノズルは、図1に示す3種類の形状を用いた。

(1) タイプAノズル(図1A)：外径10 mm, 内径8 mm, ノズルキャップなし

(2) タイプBノズル(図1B)：外径10 mm, 内径8 mm, 直径4 mmのノズルキャップつき

(3) タイプCノズル(図1C)：外径8 mm, 内径4 mm, ノズルキャップなし

なお、ノズル長さはすべて100 mmである。

2.2 測定装置および方法 図2に実験装置とホログラフィー干渉計の概略図を示す。ホログラフィー用ルビーレーザー(ダブルパルスホログラフィー用ルビーレーザー, Apollo Laser Co. Ltd. 22 HD, パルス幅25 ns, 2 J/パルス, 波長694.3 nm)光源からの光はビームスプリッターで物体光と参照光に分離され、物体光はシュリーレン鏡(直径300 mm, 焦点距離3 m)で平行光線となる。参照光は物体光と等しい光路長となるよう調整され、フィルム上に重ね合わされる。シュリーレン鏡と対物レンズLとの間に観察部をおき、ノズルの先端と自由噴流中の衝撃波が観察できるように配

Fig. 1 Nozzle configurations

置した。高圧空気は図2中の貯気槽から弁を介して一定の圧力に調整されてノズルに供給される。弁の直前およびノズル先端の圧力は常時測定された。

実験の貯気槽圧はゲージ圧で0.3~0.6 MPaの範囲で、一定値に達したことを確認して実験を開始したので、実験は定常状態下での観察とみなされる。

2.3 計算方法 基礎方程式は軸対称 Navier-Stokes 方程式で式(1)に示す。ここに、 U, E, F, R, S, W, H は保存量ベクトル, 流束ベクトル, 粘性項, 軸対称項, $\rho, u, v, e, p, T, \gamma$ は密度, 流速, 単位体積当たりの全エネルギー, 圧力, 温度, 比熱比である。 μ, λ, Re, Pr はそれぞれ粘性係数, 体積粘性係数, レイノルズ数, プラントル数である。なお、ノズル出口の圧力は大気圧で一定とした。ノズル出口の空気流出量は、最初にバルブの位置からノズル出口まで円すい状に膨張するとし、その後は一定とした。ノズル壁に発達する境界層の効果は無視し、弁とノズルの殿点圧力の損失を10, 15, 20%と仮定して変化された。ノズル出口での圧力分布, 温度分布およびマッハ数分布を断面積で平均化し、一定圧力を自由噴流の流入条件とした。その値からノズル出口条件を求めた(表1)。ここに、 P_g はバルブ直後の圧力, P_{atm} は大気圧, P_e はノズル出口圧, T_e はノズル出口の温度, M_e は流れの局所マッハ数である。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + W = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial R}{\partial x} + \frac{\partial S}{\partial y} + H \right) \quad \dots\dots\dots (1)$$

Fig. 2 Experimental setup for observation of air jets

$$\begin{aligned}
 U &= \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, \quad E = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e+p)u \end{bmatrix}, \\
 F &= \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e+p)v \end{bmatrix}, \quad W = \frac{1}{y} \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (e+p)v \end{bmatrix} \\
 R &= \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + \frac{\mu T_x}{Pr(\gamma-1)} \end{bmatrix}, \\
 S &= \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + \frac{\mu T_y}{Pr(\gamma-1)} \end{bmatrix} \\
 H &= \frac{1}{y} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} - \tau_{tt} \\ u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + \frac{\mu T_y}{Pr(\gamma-1)} \end{bmatrix} \\
 \tau_{xx} &= \mu_c \left(\frac{4}{3} u_x - \frac{2}{3} v_y - \frac{2v}{3y} \right) \\
 \tau_{xy} &= \mu_c (u_y + v_x)
 \end{aligned}$$

$$\tau_{yy} = \mu_c \left(\frac{4}{3} v_y - \frac{2}{3} u_x - \frac{2v}{3y} \right)$$

$$\tau_{yy} - \tau_{tt} = 2\mu_c \left(v_y - \frac{v}{y} \right)$$

$$\mu_c = \frac{4}{3} \mu + \lambda$$

$$P = (\gamma - 1) \left\{ e - \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2) \right\}$$

本報では、ノズル出口での圧力について二つの場合(表1中の例1と例2)を想定した。基礎方程式をHarten-YeeのTVD法⁽¹³⁾により解いた。計算領域を図3に、格子の詳細を表2に示す。流れの方向を x 、半径方向を r とすれば、 x 方向の格子は一樣、 r 方向については噴流領域では一樣で、その外側から半径方向に粗くとる。また、 N_x, N_r は x, r 方向の格子点数で、 $\Delta x, \Delta r$ は一樣領域の x, r 方向の格子間隔である。 D_n はノズルの出口直径である。

以下の境界条件を適用した。流入は超音速流れで、左側境界に流入条件を課す。その他の領域および上側境界上で、時間依存性の無反射の境界条件をおく⁽¹⁴⁾。流出境界の下流に、 x 方向に拡張した格子をおく。噴流軸上に対称条件をおく。初期条件は、ノズル出口での噴流を一定とし、これを初期径とした。解は最初に粗い格子上で求め、徐々に格子を細分化した。計算はいわゆる時間進行法で、流れ場全体の変化が流れ特性時間を超えすべての位置で0.1%よりも小さな値となったとき、定常状態における収束解に達したと判断した。

Table 1 Conditions at nozzle exit

Case	P_g (MPa)	P_e/P_{atm}	T_e (K)	M_e
1	0.5	0.34	122.0	2.39
2	0.6	0.28	121.0	2.65

Table 2 Grid details

Case	N_x	N_r	$\Delta x/D_n$	$\Delta r/D_n$
1	73	113	6.8×10^{-2}	1.13×10^{-2}
2	75	153	5.8×10^{-2}	9.60×10^{-3}

Fig. 3 Computational domain

3. 結果および考察

3.1 衝撃波発生のノズル形状による差異 ホログラフィー干渉計法で観察した結果を図4~6に示す。図4はタイプAノズル、図5はタイプBノズルおよび図6はタイプCノズルでの可視化結果を示す。衝撃波発生の状況は図1に示す3種類のノズルで明らかな差異が認められた。タイプAのノズルでは今回の圧力条件(0.3~0.6 MPa)では衝撃波の発生は認められなかった(図4)が、その他のノズルでは衝撃波の発生が認められ、発生の状況も異なる。すなわち、衝撃波の発生が認められなかったタイプAのノズルにノズルキャップをつけた場合では貯気槽圧0.4 MPa以上で衝撃波の発生が認められ(図5)、タイプCノズルではタイプBノズルよりも低い貯気槽圧の0.3 MPaで衝撃波の発生が認められた(図6)。また、当然のことながら、貯気槽圧が高くなるほど、衝撃波の発生は顕著になることを確認した。

この観察結果は、熱強化ガラス製造用のノズルを設

(a) 0.3 MPa

(b) 0.4 MPa

(c) 0.5 MPa

(d) 0.6 MPa

Fig. 4 Double exposure holographic interferograms of air jets emitted from a nozzle of type A

(a) 0.3 MPa

(b) 0.4 MPa

(c) 0.5 MPa

(d) 0.6 MPa

Fig. 5 Double exposure holographic interferograms of air jets emitted from a nozzle of type B

計する立場から極めて重要な知見である。前述のように、熱強化ガラスは、軟化点温度近傍まで加熱された後、急冷されることにより製作される。また、衝撃波の発生条件と熱伝達係数の間には密接な関係があるので、衝撃波の発生の有無は熱強化ガラスの製造条件に大きく影響する可能性がある。その意味では、ここに用いた3種類のノズルで得られる流れに明白な差異が認められたとは今後の熱強化ガラス製作用ノズルの設計に影響するところが大きい。超音速ノズルから放出

(a) 0.3 MPa

(b) 0.4 MPa

(c) 0.5 MPa

(d) 0.6 MPa

Fig. 6 Double exposure holographic interferograms of air jets emitted from a nozzle of type C

される自由噴流と衝撃波の挙動については、すでに多くの研究^{(15)~(17)}がある。一方、熱強化ガラス製造の最適化ノズル形状については今後の研究に待つところが多い。

Gardon⁽¹⁸⁾は、ノズルによる冷却に関し以下の関係を実験的に求めている。

$$(h \cdot r_n)/k = 0.286 Re^{0.625} \dots \dots \dots (2)$$

ここで、 h はノズル-ガラス間の熱伝達係数、 r_n は複数のノズルが並列に配置されたときのノズル間距離、 k は空気熱伝導率、 Re はレイノルズ数である。また、 Re は

$$Re = (v_g \cdot r_n)/\nu \dots \dots \dots (3)$$

で与えられる。 v_g は噴流がガラス板に衝突したときの速度、 ν は空気動粘性係数である。さらに、 v_g は

$$v_g = 6.63 v_n \cdot D_n / x_{gn} \dots \dots \dots (4)$$

と与えられる。 v_n はノズル出口での空気流速、 D_n はノズル径、 x_{gn} はガラス板とノズル間の距離である。この関係を満足するノズルに着目すると、熱伝達係数はノズル出口での流速とノズル径の関数となる。その結果、タイプAノズルがタイプB、Cノズルよりも大きな熱伝達係数を与えることになるが、このことはこれまでの経験と必ずしも一致しない。衝撃波が発生する条件下では熱伝達係数が大きくなるという実験結果から考慮すると、ノズルの寸法以外の付加項が必要になることは明らかなが、その詳細については別報で報告する。

3・2 計算結果と観察結果の差異 図1に示すタ

Fig. 7 Comparison between computational and experimental results

Fig. 8 Comparison of computed Mach disk size and location with prediction made by Chow and Chang⁽¹⁹⁾.

タイプCノズルの形状で数値シミュレーションを行った。2・3節で述べた考え方に基づいて衝撃波発生を、衝撃波の発生が最も顕著であったタイプCノズルで、貯気槽圧0.5 MPaおよび0.6 MPaの条件でシミュレーションした。その結果を図7に示す。図7(a)は貯気槽圧0.5 MPa、(b)は0.6 MPaの場合である。図7の下側にホログラフィー干渉計による観察結果を、図7の上側には数値計算結果を対比させた。弁とノズルの殿点圧力の損失は15%の場合が最もよく一致したので、この値で代表させた。

図7から明らかのように、観察結果と計算結果はよく一致していた。この干渉計写真は強拡大写真であるが、干渉じまと計算結果の密度分布の傾向はよく一致

Fig. 9 Variation of flow variables along the center line, (a) stagnation pressure of 0.5 MPa, (b) 0.6 MPa

した。マッハディスクがノズル出口直後に発生し、その位置もよい一致を示していた。マッハディスクは過膨張超音速噴流の圧力回復を特性づける。また、ノズル出口直後に発生する斜め衝撃波は反射衝撃波、マッハディスクと合流して衝撃波三重点を形成する。計算

Table 3 Mach disk location and radius

Case	P_{atm}/P_e	M_e	x_M/D_n	D_M/D_n
1	2.94	2.39	0.62	0.50
2	3.61	2.65	0.56	0.52

Fig. 10 Structure of free jet

結果はこの衝撃波三重点位置を正確に予想していた。この一致は計算方法のノズル出口での流入条件を簡単に評価する方法であることを示している。しかし、弁とノズルの殿点圧力の損失 15% に対して図 7 の一致を得たことに関する解析は今後の研究課題である。

マッハディスクの大きさと位置を Chow-Chang の解析法⁽¹⁹⁾ を用いて検討する。その結果を図 8 に示す。ここで、 x_M および D_M はマッハディスク位置と直径、 M はマッハ数である。図 8 から明らかなように本研究の結果は予想値の範囲内にある。マッハディスクの背後に周期的な衝撃波構造が認められ、観察結果の形状とよく類似する。しかし、衝撃波の位置は必ずしも一致していないので、計算法に改善の余地がある。

3・3 コアの流れ 静圧力 P/P_0 、密度 R/R_0 、マッハ数 M および殿点圧力 P_t/P_{in} の計算結果を図 9 に示す。いずれも無次元化してある。図 9(a) は 0.5 MPa の場合、図 9(b) は 0.6 MPa の場合である。圧力と密度の初期の鋭いとびはマッハディスクをあらわす。また、その後の周期的な変動はマッハディスクの下流で繰返される波動列を示し、圧縮と膨張を繰返し交互に加速減速され流れ場の全ぼうがよくわかる。よどみ点圧力はマッハディスクの下流では噴流の中心軸にそってほぼ一定で、自由噴流中の流れはマッハディスクの下流側の等方性のコアの流れを大きく含む、コアの流れは衝撃波三重点から発生した滑り面により結ばれて

いる。これらの概念を図 10 にまとめた。参考として、マッハディスクの位置と直径の計算結果を表 3 に示す。

4. 結 論

熱強化ガラス製作に用いるノズルの流れに現れる衝撃波発生現象に関し、ホログラフィー干渉計法により観察し、Navier-Stokes 式を数値解析した。その結果、3 種類のノズルについて以下の結論を得た。

(1) ノズル形状の違いにより、衝撃波の発生に明らかな差が観察された。すなわち、同じ貯気槽圧に対し衝撃波の発生が認められたノズルがある一方で、衝撃波の発生が認められなかったノズルもあった。

(2) 最も顕著に衝撃波の発生が認められたノズルについての数値解析結果は観察結果とよく一致した。しかし、その詳細な検討は今後の研究課題である。

(3) (2) の条件では衝撃波三重点が発生し、その位置、大きさとも計算結果から予測できた。

文 献

- (1) Schardin, H. and Struth, W., *Glastechn. Ber.*, **16** (1938), 219-227.
- (2) Akeyoshi, K., Kanai, E., Yamamoto K. and Shima, S., *Rep. Res. Lab., Asahi Glass Co., Ltd.*, **17** (1967), 23-36.
- (3) Barsom, J., *J. Am. Ceram. Soc.*, **51** (1968), 75-78.
- (4) Takahashi, K., Aratani, S. and Yamauchi, Y., *J. Mater. Sci., Letters*, **11** (1992), 15-17.
- (5) 荒谷・佐藤, *J. Ceram. Soc. Japan*, **103** (1995), 365-369.
- (6) Aratani, S. and Ojima, H., *Proc. 8th Int. Symp. Shock Waves*, (1991), 1277-1282.
- (7) Aratani, S. and Muramoto, T., US Patent 4735646 (1988).
- (8) Aso, S., Tan, A., Takano, M. and Hayashi M., *Proc. 1988 Nat. Symp. Shock Wave Phenom.*, (1988), 21-30.
- (9) Takayama, K., *SPIE Conf. 398* (1983), 174-180.
- (10) Henckels, A. and Takayama, K., *Rep. Inst. High Speed Mech., Tohoku Univ.*, **52** (1986), 13-28.
- (11) 荒谷・小島・高山, *J. Ceram. Soc. Japan*, **100** (1992), 1440-1443.
- (12) Narayanswami, N. and Takayama, K., *Proc. 71st JSME Spring Annual Meet.*, (III) (1994), 343-345.
- (13) Yee, H. C., *NASA Tech. Memo.*, 89464 (1987).
- (14) Thompson, K. W., *J. Comput. Phys.*, **89** (1990), 439-461.
- (15) 岩本・井野川, *機論*, **55-518**, B (1989), 2983.
- (16) 永井, *機論*, **48-430**, B (1982), 998.
- (17) 瀬戸・松岡, *機論*, **54-504**, B (1982), 2061.
- (18) Gardon, R. and Cobonpue, J., *Int. Develop Heat Transf.*, (1962), 454.
- (19) Chow, W. L. and Chang, I. S., *AIAA J.*, **13** (1975), 762-766.