衝撃圧によって駆動される高速液体噴流の流動特性に関する研究*

(第1報, 一次元流動モデルによるノズル内流れの解析)

能見基彦^{*1}, 山本勝弘^{*2}
大田英輔^{*2}, 田島清瀬^{*2}A Study of High-Speed Pulsed Water Jets
(1st Report, Numerical Analysis of One-dimensional
Unsteady Flow in Convergent Nozzles)Motohiko NOUMI, Katsuhiro YAMAMOTO,
Eisuke OUTA, and Kiyohiro TAJIMA

Unsteady flow through a taper nozzle produced by piston impact is examined by numerical analysis, pressure measurements and jet photographs. In the numerical analysis, Tait's equation of state and the homogeneous model of vapor cavities are employed for one-dimensional flow in a pipe with an area change. The flow velocity is rapidly increased by the incident pressure in the taper section. Vapor cavities are formed during flow-velocity decreases at the nozzle outlet. The cavitation also spreads into the water column from the piston front because the piston separates from the column due to the reflection of the impact pressure. The density and the velocity of flow change discontinuously at the interface between the cavitation and the water. It is illustrated that the nozzle opening ratio effects the jet speed.

Key Words: Unsteady Flow, Compressible Flow, Cavitation, Pulsed Water Jet, Piston Impact, High-Speed Jet, Taper Nozzle Numerical Analysis

1. ま え が き

衝撃圧により駆動されるパルス状の液体噴流は、比較的簡単な装置によって高パワーの流れが得られるので、高速噴流技術の基礎的研究への利用⁽¹⁾⁽²⁾や、岩石、コンクリートあるいは生体中の結石など脆性材料の破壊への応用が考えられている⁽³⁾⁽⁴⁾。このような噴流について基本的な問題は、ノズル内の流動特性を明らかにし、ノズル形状と駆動条件が与えられたときの噴流速度を予測することである。ノズル内流れは、非定常流であり、音速の圧力依存性や水の相変化を含む複雑な流れとなり、上述の立場からの基礎的研究は意外に少ない。このような非定常流に関し、数値計算例も二、三報告されているが⁽⁵⁾⁽⁶⁾、キャビテーションの発生も含めてノズル内流れを詳しく論じた研究は見受けられない。

そこで本研究では、ピストンを先細ノズル内の水柱に高速衝突させて衝撃圧を発生させ、それによって高速噴流を得る方式について、ノズル内の流動特性を明

らかにし、噴流速度に及ぼす開口比の影響を調べることとした。解析モデルとしては、流れを管内一次元流れとみなし、高圧時には Tait 形状方程式を用い、キャビテーション発生時には滑りなし均質流モデルを導入して数値解析を行った。その結果、ノズル内の圧力変化の実験値との比較から、計算モデルの有効性が確認され、ノズル内流れの概要が明らかとなった。さらに実用上有用な噴流速度と開口比の関係が求められた。

2. 実験装置と方法

本研究で使用した実験装置の概略図を図1に示す。図1中、加速管路は内径20 mm、全長3.85 m、貯気槽は容量 $1.77 \times 10^{-2} \text{ m}^3$ 、また観測筒は内径252 mm、長さ830 mmである。実験方法は、図1に示すように、まず管路の上端部分を厚さ0.2 mmのテフロン膜で仕切り、全長500 mmの水柱を設定する。次に、ボールバルブの上に、直径19.8 mm、重量250 gの黄銅製ピストンを挿入し、管路を13 mmHg程度まで減圧する。貯気槽に687 kPaの空気をためた後、ボールバルブを急開しピストンを加速する。ピストンは、速度62 m/sで水柱下端に衝突し、観測筒内に高速噴流が発生する。ここで、観測筒内の圧力は、大気圧にしてある。

* 昭和62年10月5日 第947回講演会において講演、原稿受付 昭和62年11月30日。

^{*1} 学生員、早稲田大学理工学部(〒160 東京都新宿区大久保3-4-1)。

^{*2} 正員、早稲田大学理工学部。

なお、ピストン衝突速度は、水柱を設置しない状態で、図1のT1位置でのピストンの通過信号を渦電流式変位計（電子応用PU-05）により検出し、求めた。

測定では、ノズル出入口、およびピストン衝突部付近の圧力変化を知るため図1に示す3点で、水晶圧電式圧力変換器（KISTLER 6203, 最大圧力 500 MPa, 共振周波数 170 kHz）を用いて圧力を測定し、デジタルメモリ（岩通DM-703, 記憶容量 8 bit×1 024 word, 書き込み速度 最高 50 ns/word）に収録した。また、噴流の外形と先端速度を知るため空中に噴出した噴流の撮影も行った。これは図1に示すT3での圧力波形でトリガをかけ、適当な遅延時間の後、黄、緑、赤のフィルタ付きキセノンフラッシュ（EG & G FX-76, FX-6 B）を発光させ、三重露光の噴流写真を撮影した。このようにして得られた噴流写真の例を図2に示す。

ここで使用した先細ノズルは一次元流れを実現するため、テーパ部長さ 85 mm, 出口平行部長さ 15 mm で開口比（面積比） β が 1/4 と 1/16 の2種類のテーパノズルである。

3. 数 値 解 析

3.1 基礎方程式 解析対象を図3に示す。ノズル内の流れを管内一次元流れと仮定し、任意の有限体積のセルについて質量、運動量の保存則を示すと次のようになる。

図1 実験装置概略図

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} \Delta V = \rho_1 u_1 S_1 - \rho_2 u_2 S_2 \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \overline{\rho u} \Delta V = (\rho_1 u_1^2 + p_1) S_1 - (\rho_2 u_2^2 + p_2) S_2 - \bar{p}(S_1 - S_2) \dots\dots\dots (2)$$

ただし、 $\rho = \rho(x, t)$: 密度, $u = u(x, t)$: 速度, $p = p(x, t)$: 圧力, $S = S(x)$: 管断面積, ΔV : セル体積, $(\bar{\quad})$ はセルに関する平均値, 添字 1, 2 はセルの出入口を表す。

状態方程式については、 ρ_0 を大気圧下の密度とすると、 $\rho \geq \rho_0$ の場合 200 MPa 程度の圧力上昇を対象にしているの、音速の圧力依存性を考慮し、次の Tait 形方程式を用いた。

$$p = (p_0 + B)(\rho/\rho_0)^N - B \dots\dots\dots (3)$$

ただし、 $B = \rho_0 C_0^2/N$, $p_0 = 101.3 \text{ kPa}$, $\rho_0 = 1\,000 \text{ kg/m}^3$, $C_0 = 1\,428 \text{ m/s}$, $N = 7.15$. セルの密度が $\rho < \rho_0$ の場合はキャビテーションが発生するものとし

$$p = p_0 \dots\dots\dots (4)$$

とする。式(4)の右辺は、厳密には飽和蒸気圧を用いるべきであるが、ここでは圧力変化が十分大きいので大気圧と同一視した。相変化をとまなう気液二相流については種々のモデルが提案されているが、ここでは

(a) 開口比 1/4 (b) 開口比 1/16

図2 噴流写真

T1, T2, T3: Transducers

図3 高速噴流発生部

第1段階として最も単純な、微小気泡が流れとともに移動する滑りなし均質流モデルを用いることにし、セルのボイド率を以下の式より算出した。

$$\alpha = 1 - \frac{\rho}{\rho_0} \quad \dots\dots\dots (5)$$

境界条件は、ピストン前面で

$$m_p \frac{du_p}{dt} = (p_d - p_f) S_p - m_p g \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\frac{dx_p}{dt} = u_p \quad \dots\dots\dots (7)$$

ノズル出口で

$$p = p_0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

ただし、 m_p :ピストン質量、 S_p :ピストン断面積、 u_p :ピストン速度、 x_p :ピストン位置、 p_d :ピストン駆動圧、 p_f :ピストン前面圧、 g :重力の加速度。

初期条件は、時刻 $t=0$ で水柱が大気圧下で静止しているとして

$$p = p_0, \rho = \rho_0, u = 0 \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$x_p = 0, u_p = u_0$$

とした。ただし、 u_0 :ピストン衝突速度。

3.2 基礎式の離散化と計算条件 式(1)、(2)を2段階ラックス・ヴェンドルフ法を用いて離散化した⁽⁷⁾各時刻において計算格子点の密度 ρ 、速度 u 、圧力 p 、そしてキャビテーションが発生した場合には式(5)よりボイド率 α を計算した。境界条件の離散化には特性曲線法を用いた。

計算に使用した定数は、実験値より

$$m_p = 0.250 \text{ kg}, S_p = 3.08 \times 10^{-4} \text{ m}^2,$$

$$p_d = 6.87 \times 10^2 \text{ kPa},$$

$$u_0 = 62.0 \text{ m/s}, g = 9.81 \text{ m/s}^2$$

とした。計算領域の分割は、解の精度とクーラン数に

よる安定性の条件を考慮し、空間分割 $\Delta x = 2.5 \text{ mm}$ 、時間分割 $\Delta t = 1 \mu\text{s}$ とした。

4. 結果と考察

4.1 ノズル内流れの概要 計算モデルの有効性を検証するため、図3に示した測定点 T1、T2、T3 の圧力変化の計算値を実験値と比較した。図4は、開口比 1/4 のノズルについて比較例を示したもので、計算値は実験値とよく一致し、開口比 1/16 のノズルについても同様の結果が得られ、計算モデルの有効性が確認された。図4は次のことを表している。ピストンと水柱の衝突によって生じた 100 MPa ほどの圧縮波は、管路を伝わり、テーパ部で集積され出口平行部で約 250 MPa にまで達する。その圧縮波は、ノズル出口端で膨張波に転換し、ノズル内の圧力は急激に低下する。図4(a)にみられる $t=0.9 \text{ ms}$ 付近の圧力上昇と、図4(b)にみられる $t=0.6 \text{ ms}$ 付近の圧力上昇は、ノズルテーパ部からの圧縮波がピストン面で反射したものである。

以上の結果に基づき、開口比 1/4 のノズルについて、ノズル内の流れを数値計算により検討した。 $x-t$ 平面における等圧線、等速線、キャビテーションの発生状況およびピストン軌道の計算結果を図5に示す。図5(a)より、上述の圧力波の伝ばの様子が明確に把握できる。圧力波が一往復すると、テーパ部には安定した高速流が達成され〔図5(b)〕、ノズル出口部とピストン前面にはキャビテーションが発生し管路内に拡大していく〔図5(a)〕。ピストン側にキャビテーションが発生すると、テーパ部からの圧力波はピストン前面にまで到達せず、キャビテーション領域とテーパ部の間で往復する。このとき、ピストン側のキャビテーショ

(a) ノズル出入口

(b) ピストン前面部

図4 圧力の実験値と計算値 ($\beta=1/4$, $u_0=62.0 \text{ m/s}$)

 図5 ノズル内流れの計算結果 ($\beta=1/4$, $u_0=62.0$ m/s)

ン領域の境界には、テーパ部からの圧力波の干渉により、図5に示すような密度、流速の不連続が生じる。

以上のようなキャビテーションの数値計算では、クーラン数が低下するため、解の精度が不十分である。この点は、キャビテーションモデルの改善とともに今後検討の余地がある。

4.2 ノズル主要部の流速とボイド率の変化 開口比1/4のノズルについて、ノズル出口部とピストン部の流速およびボイド率の時間変化を図6に示す。ノズル出口部の流速は、最初の圧縮波の到達時に最大流速300 m/sまで急上昇するが、圧縮波の膨張波への転換により一時的に低下する。その後、テーパ部の圧力によって出口部の流速が再び上昇し、ゆるやかに減少する。図6よりノズル出口部のキャビテーションは、出口部の流速減少に対応して生じていることがわかる。

ピストンは、水中衝突後減速され、圧力波の反射後ほぼ等速状態となる。その際、ピストン前面のボイド率は上昇していく。これは、ピストンが水柱下端から離脱し、水柱内の流れと干渉しなくなることを意味する。したがってピストンは、厳密には等加速度運動を行うが、加速度が小さいため等速状態にみえる。

4.3 噴流速度に及ぼすノズル開口比の影響 以

 図6 ピストン前面とノズル出口における流速、ボイド率の時間変化 ($\beta=1/4$, $u_0=62.0$ m/s)

上の結果に基づき、ノズル形状の中で最も重要なパラメータである開口比の噴流速度に及ぼす影響を数値計算により求めた。ただしノズルは、実験で使用したテーパ部長さ85 mm、出口平行部長さ15 mm一定のものである。図7に、種々の開口比 β に対するノズル出口部流速の時間変化を示す。図7で見られる最初の鋭いピークは極めて短時間で測定が難しく、実用上もあまり重要性がないと考えられる。また、 $t=0.9$ ms付近にみられる速度上昇は、ピストン面からの反射波による二次的なものである。そこで本研究では、噴流速度

図7 ノズル出口部流速の時間変化
($u_0 = 62.0$ m/s)

図8 噴流速度に及ぼすノズル開口比の影響

U_j として $t = 0.5$ ms 付近に見られる安定な極大値を用いることにした。このようにして得られた噴流速度 U_j と開口比 β の関係を図8に示す。図8には、図2の噴流写真より求められた噴流先端速度の実測値をあわせて示す。測定値は計算値よりやや低いが、これは空気抵抗により噴流速度が低下するためと考えられる。図8は、パルス状噴流がノズル開口比を小さくすると噴流速度が上昇することを定量的に明らかにしたもの

で、図8からも、噴流速度に対して、本計算モデルの有効性が確認された。

5. 結 論

衝撃圧により駆動される高速液体噴流のノズル内流れに関し、ノズル出入口およびピストン部圧力波形の実験値との比較から、ここで考えた一次元計算モデルの有効性が確認され、以下のことが明らかとなった。

(1) ピストンと水柱の衝突によって生じる衝撃圧がテーパ部で反射された後、テーパ部には高速流が達成され、圧力波の変化に応じて速度変動を繰返す。その際ノズル出口部では、噴流速度の減少時にキャビテーションが生じる。

(2) ピストンと水柱の衝突後、水柱内にはピストンの離脱により、キャビテーション領域が発生し、拡大する。ノズル内の圧力波は、このキャビテーション領域とテーパ部の間を往復し、キャビテーション領域の境界には、密度、流速の不連続が生じる。

(3) 衝撃圧によって得られる噴流速度は、ノズル開口比を小さくすると増加することが計算によって示され、実験的にもその妥当性が確認された。

終わりに、本研究を行うに当たりご協力いただいた柴田昌彦氏(当時大学院2年生)に謝意を表す。また本研究は、河上記念財団、昭和62年度文部省科学研究費一般研究(B)の援助により行われたものである。記して謝意に代える。

文 献

- (1) Bowden, F. P. and Brunton, J. H., *Philos. Trans. R. Soc.*, A 260 (1966), 76.
- (2) Edney, B. E., *Proc. 3rd Int. Sym. Jet Cutting Technol.*, (1976), B 2-11.
- (3) Pater, L. L., *Proc. BHRA 8th Int. Sym. Jet Cutting Technol.*, (1986), 203.
- (4) Aeikens, B., Decker, B., Haferkamp, H. and Louis, H., *Proc. BHRA 8th Int. Sym. Jet Cutting Technol.*, (1986), 157.
- (5) Edwards, D. G. and Welsh, D. J., *Proc. BHRA 5th Int. Sym. Jet Cutting Technol.*, (1980), 353.
- (6) Edwards, D. G. and Farmar, G. P., *Proc. BHRA 7th Int. Sym. Jet Cutting Technol.*, (1984), 163.
- (7) ローチェ, P. J., コンピュータによる流体力学, 下, (昭53), 66, 構造計画研究所.