

107 放射状不足膨張噴流のセル構造に関する研究

A Study of Cell Structure of Underexpanded Radial Jet

○ 正 遠藤 正樹 (都立高専) 正 榊原 洋子 (東電大) 正 岩本 順二郎 (東電大)

Masaki ENDO, Tokyo Metropolitan College of Technology, 1-10-40 Higashi-Ohi, Shinagawa-ku, Tokyo

Yoko SAKAKIBARA Tokyo Denki University, Ishizaka, Hatoyama, Hiki, Saitama

Junjiro IWAMOTO, Tokyo Denki University, 2-2 Kanda-Nishikicho, Chiyoda-ku, Tokyo

Keywords : Underexpanded jet, Radial jet, Shock ring, Cell structure, Shadowgraph method

1. 序 論

超音速噴流はレーザー加工時の補助噴流として、また、熱強化ガラスの焼入れ工程における冷却噴流として工業的に用いられている。超音速噴流が加工対象物に衝突すると、その表面に放射状に広がる壁面噴流が誘起される。超音速噴流を噴出するノズルとその下流に置かれた対象物との距離が短い場合や噴流マッハ数が大きい場合に壁面噴流は超音速となり、放射状不足膨張噴流を形成することがある⁽¹⁾。この壁面噴流は主噴流と干渉し、複雑な流れ場を形成する。よって、このような壁面噴流の構造を詳細に解析することは、超音速衝突噴流から発生する騒音の発生メカニズムを解明する上で重要となる。しかしながら、この種の噴流を対象とした研究はあまり為されておらず、主噴流に関するものがほとんどである^(2~5)。

本研究では超音速衝突噴流における壁面噴流の影響を解明するために、実験による可視化、数値シミュレーション⁽⁶⁾、理論解析を用いてスリットノズルから放射状に噴出する不足膨張噴流の構造を明らかにする。

2. 実験および数値シミュレーション

本研究で用いた実験装置を図1に示す。圧縮空気は、サージタンクやエアードライヤーなどを経て防音室内の2つの高圧タンクに供給される。各タンク内の空気はタンクに取り付けられたチューブ内を通してスリットノズルへと進む。スリットノズルは内径 $D=10\text{mm}$ 、外径 $D_0=12\text{mm}$ の2本の円管が互いに向き合って構成されている。円管の端部同士の間には $W_N=2\text{mm}$ の隙間があり、圧縮空気はこの隙間から放射状に大気中へと噴出する。また、噴出口付近における各円管の内壁の形状は、 $W_N=2\text{mm}$ においてノズル出口面で噴流の速度が音速に達するように設計・加工されている。完全膨張時の噴流マッハ数を $M_j=1.22, 1.36, 1.47$ および 1.56 と変化させ、流れ場を可視化する。

数値計算にはHarten-Yeeの風上型TVD法⁽⁶⁾を用い、基礎式には軸対称のオイラー方程式を適用した。ノズルを構成する円管の中心軸に対して流れ場全体が軸対称であると仮定している。また、円管の中心軸に直交する面に対して対称な面対称噴流について円管外径 D_0 を変化させて、計算を行った。

3. 結果および考察

3.1 可視化実験 図2は噴流マッハ数 $M_j=1.56$ におけるシャドウグラフ写真である。左に側面の像を右に正面の像を示す。可視化に用いた光源の閃光幅は、 $10\mu\text{s}$ である。左右の図において黒い帯状の部分はスリットノズルを構成する円管であり、側面図において、不足膨張噴流の第一セルが確認できる。また、正面図においては、セルの節が衝撃

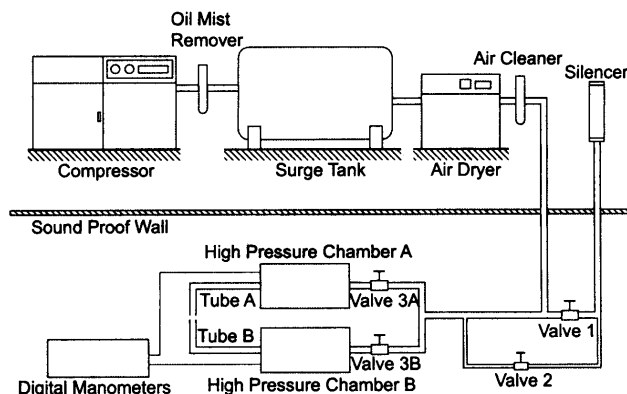
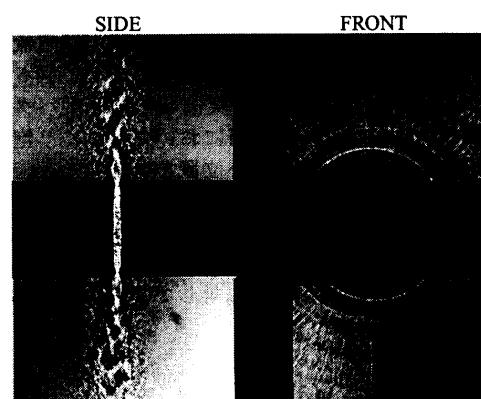


Fig. 1 Schematic View of Apparatus

Fig. 2 Shadowgraph Picture at $D_0/W_N = 6$

波リングとして捉えられている。これらの間隔は下流に行くに従って小さくなっており、第二衝撃波リングまでは完全に確認できる。

3.2 数値計算 図3に $M_j = 1.56$ におけるシミュレーション結果を示す。噴流は図の下方より噴出している。各図の左側は等密度線を右側は等圧力線を示している。図3(a)に示すように、スリットノズルを構成している円管の外径が小さい場合は、流れ場の放射状に広がる影響が大きくなるため第一セルの長さが短くなっている。また、第一セルは円錐状に近い形状をしているが第二、第三セルと下流に行くに従って、放射状の影響が小さくなり、セルの形が二次元噴流のそれに近づいている。図3(b)は図2の実験を同条件のもとでシミュレートしたものである。第二セル以降は渦が支配的で第三セルを確認することが困難な流れ場となっており、定性的に実験結果と良く一致している。

3.3 矩形ノズルからの噴流 高さ h , 幅 b の矩形のノズルより噴出する定常な不足膨張噴流において, セルの長さ L , 完全膨張時のマッハ数を M とすると,

$$L = \frac{2(M^2 - 1)^{\frac{1}{2}} h}{(1 + \frac{h^2}{b^2})^{\frac{1}{2}}} \quad (1)$$

となること Tam によって導かれている⁽⁴⁾. 対象となる流体が非粘性であれば, 一定の長さ L のセルが無限に続き, セルの節の高さ h および幅 b も一定となる. 噴流軸上のある位置にセルの節があると仮定し, そこから発生するであろうセルの長さ L_{im} を実際に発生するセルの長さ L で除し, その値を局所的なセル長さとし, ΔL で表す. L は ΔL を用いて

$$x_n - x_{n-1} = L = \int_{x_{n-1}}^{x_n} \frac{L_{im}}{L} dx = \int_{x_{n-1}}^{x_n} \Delta L dx \quad (2)$$

となる. ここで, x_{n-1} , x_n はそれぞれ第 n 番目のセルの上流および下流の位置を示す. また, ΔL はノズル出口面からの距離 x の関数であり, 二次元噴流の場合は $\Delta L = 1$ である.

3.4 放射状噴流 スリット間隔 W_N のスリットノズルより噴出する放射状不足膨張噴流がスリットノズルを構成する半径 r_0 の管の中心軸に対して軸対称であり, 且つ, その軸に直交する噴流の中間面に対して面対称であると仮定する. また, 各セルの節における流れのマッハ数を1で一定とすると, スリットノズルの開口面積 A_0 は,

$$A_0 = 2\pi r_0 W_N = 2\pi r h \quad (3)$$

となる. ここで, r , h はそれぞれ管の中心からセルの節までの距離および節における噴流の高さを示す. 式(1)と式(3)より h を消去すると,

$$L = \frac{2(M^2 - 1)^{\frac{1}{2}}}{\left(\frac{A_0^2 + 16\pi^4 r^4}{4\pi^2 A_0^2 r^2}\right)^{\frac{1}{2}}} \equiv L_{im} \quad (4)$$

となる. 放射状噴流における第 n 番目のセルの長さを L_{rn} とすると, 放射状噴流のある点における局所的なセルの長さ ΔL は, 二次元噴流のセルの長さ L_{im} を用いて, $\Delta L = \frac{L_{im}}{L_{rn}}$ となり,

$$r_n - r_{n-1} = L_{rn} = \int_{r_{n-1}}^{r_n} \frac{L_{im}}{L_{rn}} dr \quad (5)$$

$$(r_n - r_{n-1})^2 = L_{rn}^2 = \int_{r_{n-1}}^{r_n} L_{im} dr \quad (6)$$

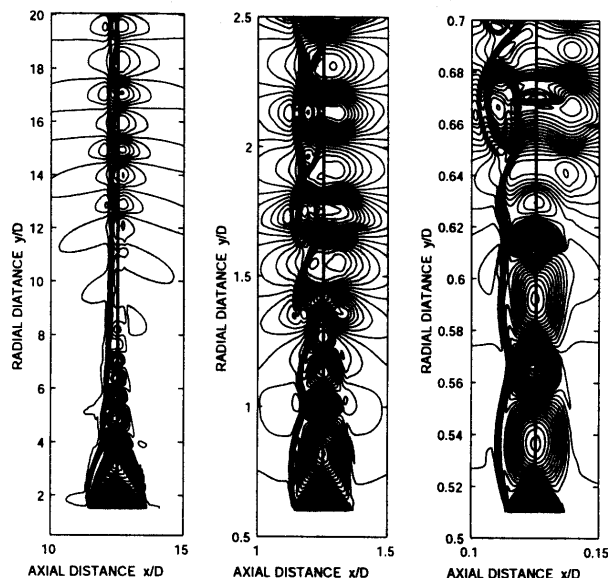
$$(r_n - r_{n-1})^2 = 2(M^2 - 1)^{\frac{1}{2}} 2\pi A_0 \int_{r_{n-1}}^{r_n} \left(\frac{A_0^2}{r^2} + 16\pi^4 r^2\right)^{-\frac{1}{2}} dr \quad (7)$$

となる. 式(7)より第 n 番目のセルの長さ L_{rn} は,

$$L_{rn} = \sqrt{\frac{A_0}{2\pi} (M^2 - 1)^{\frac{1}{2}} \log \frac{\left| \frac{4\pi^2 r_n^2}{A_0} + \sqrt{\frac{16\pi^4}{A_0} r_n^4 + 1} \right|}{\left| \frac{4\pi^2 r_{n-1}^2}{A_0} + \sqrt{\frac{16\pi^4}{A_0} r_{n-1}^4 + 1} \right|}} \quad (8)$$

となる.

スリットノズルを構成する円管の外径と第一セルの長さとの関係を図4に示す. 白丸のプロットは図3より得られた数値計算の結果であり, 実線は式(8)の解析結果である. また, Tamの理論解析⁽⁵⁾の結果を一点鎖線で示す. 数値計算の結果と理論解析の結果がよく一致しており, 円管の無次元外径 D_0/W_N が 10^2 オーダーで放射状噴流が二次元噴流として扱えることがわかる. これらの結果は矩形ノズル



(a) $D_0/W_N = 0.6$ (b) $D_0/W_N = 6$ (c) $D_0/W_N = 60$

Fig. 3 Symmetric Jet

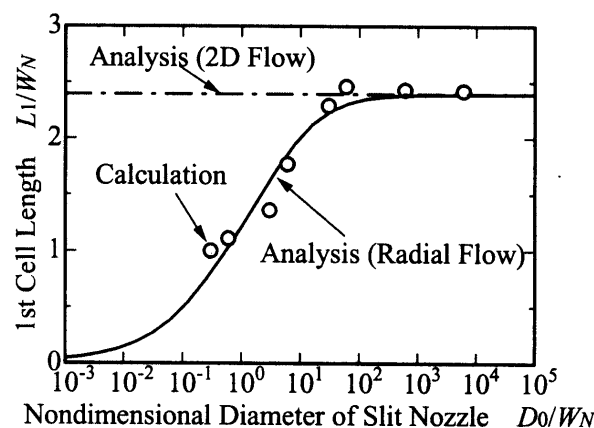


Fig. 4 Cell Length

からの噴流を対象とした Raman and Rice の実験結果⁽⁶⁾と良く一致している.

4. 結 論

一つのスリット形状での実験と数値計算との比較においては, 特に衝撃波の位置に関して定性的に良い一致を示した. また, 局所的なセル長さを導入することにより Tam の理論解析を放射状噴流に適用することができた. 理論解析の結果と数値計算の結果はスリット形状を変化させた場合においても良い一致を示した.

参 考 文 献

- (1) M. Endo, Y. Sakakibara and J. Iwamoto, Proc. 9th Int. Symp., **406**(2000).
- (2) Y. Sakakibara and J. Iwamoto, J. Fluids Eng., **120** (1998), pp. 477-481.
- (3) J. Panda, J. Fluid Mech., **363** (1998), pp. 1739-198.
- (4) C. K. W. Tam, J. Sound and Vibration, **121** (1988), pp. 135-147.
- (5) G. Raman and E. J. Rice, Physics of Fluids, **6** (1994), pp. 3999-4008.
- (6) H. Yee, NASA TM **89464** (1987).