円柱壁面近傍のシンセティックジェットに関する実験的研究

Experimental study of synthetic jet on a circular cylinder

○学 中川 盟士 (工学院大院) 正 西部 光一 (工学院大院) 正 岡安 晋平 (工学院大院)
正 佐藤光太郎 (工学院大) 正 横田 和彦 (名工大)

Chikashi NAKAGAWA, Graduate School of Engineering, Kogakuin University, Nishi-Shinjuku 1-24-2, Shinjuku-ku, Tokyo
Koichi NISHIBE, Graduate School of Engineering, Kogakuin University
Shimpei OKAYASU, Graduate School of Engineering, Kogakuin University
Kotaro SATO, Kogakuin University
Kazuhiko YOKOTA, Nagoya Institute of Technology, Gokiso-cho, Showa-ku, Nagoya

Key Words : Synthetic Jet, Continuous Jet, Circular Cylinder, Speaker-Driven, Pressure Distribution, Velocity Distribution

1. 緒 言

近年, シンセティックジェットに関する研究が盛んに行われている⁽¹⁾⁻⁽⁴⁾. シンセティックジェットは二次元スロットやオリフィスから往復振動流を発生させ, 噴出・吸引を繰り返すことで, 下流に生じる連続噴流と類似の流れのことである. 吸引時には場全体から吸い込むのに対して噴出時には指向性を有する噴流を形成するため速度せん断が生じ, 二次元流れでは渦対, 軸対象流れでは渦輪を形成する. スロット・オリフィス出口での時間平均流量はゼロになるが, 下流側では渦対・渦輪の形成によりエントレインメントが生じて実質流量が生まれる. シンセティックジェットでは連続噴流のようにコンプレッサやブローなど大型機器を必要としないため, 翼面付近にアクチュエータを取り付けて翼の失速制御などが試みられている^{(1),(2)}. 一方, シンセティックジェットの流動特性の解明も始まっており, 噴流構造や非定常特性など^{(3),(4)}が明らかにされている. しかし, これまでの研究報告では, 自由噴流を研究対象としたものがほとんどで, 噴流のコア効果などシンセティックジェットと境界面との干渉に着目した報告は見当たらない. 本研究は円柱壁面近傍におけるシンセティックジェットの流動特性を実験的に明らかにすることを目的として, 主に円柱表面圧力計測から連続噴流との基本的流動特性の同異について議論する.

2. 実験装置及び方法

図 1 に本実験で用いた実験装置および試験部概略を示す. (a)は実験装置の概略図, (b)は試験部の概略図である. 図 1(a)のように円柱両端はアクリル板により保持されている. 供試円柱は直径 $D=100\text{mm}$ ($R=D/2$), スパン $l=100\text{mm}$ でありスパン方向に一定幅のスロットを備えている. スロット幅 b はスペーサーにより可変だが, 本報告では $b=5\text{mm}$ 一定とした (図 1(b)参照). シンセティックジェットはシグナルジェネレータ(MCP LG1100D)とアンプ(Classic Pro V3000)によりスピーカー(DIECOOK DD-15L)を駆動することで, 連続噴流はブロー(富士電機モータ VFZ501A)を用いてプレナムに空気供給することで生成された. スロット出口流速はそれ

ぞれシグナルジェネレータとインバータによって調整し, 流速計測には熱線流速計(KANOMAX IHW100)を使用した. (b)に示すように本実験ではスロットからの角度を θ と定義し, 円柱表面の圧力計測については円柱本体表面上に静圧孔を $\theta=0^\circ$ から 10° おきにスパイラル状に設け, 微差圧計(OKANO DMP301N)により計測した. 本研究ではHolmanら⁽⁴⁾を参考にシンセティックジェットで得られた実験値をレイノルズ数 $Re=U_0b/\nu$ と無次元周波数の逆数である $K=1/St=Re/S^2$ で整理した. ここで, U_0 はシンセティックジェット出口速度, ストークス数は $S=[2\pi fb^2/\nu]^{1/2}$ である. f は周波数, ν は動粘性係数を表す. なお, 本実験において S はスピーカー振動数, Re はスピーカー振幅で調整した. 図 2 にスロット出口におけるシンセティックジェットの速度絶対値の時間変化を示す. 測定位置は $\theta=0^\circ$, スパン方向中央部($Z/l=0$), 半径方向位置はスロット幅中央の $r/R=1.05$ (r は任意の半径とする)である. 本図で大きな山部が噴出時, 小さい山部は本来, 負の値として評価される吸引時の速度絶対値である. 本研究では簡単のため噴出時のみを考慮して, その波形は入力信号通りに正弦波 $|A\sin 2\pi ft|$ が形成されるものと仮定して振幅 A を見積もり, 代表速度 $U_0=fL_0=A/\pi$ を算出した⁽⁴⁾. なお, L_0 はストローク長さである. 図 3 に本実験装置の二次元性を確認するためスロット出口でのシンセティックジェット速度分布を示す. 横軸は平均速度の絶対値を時間平均した値 $|U|$ を空間平均した値 $|U|_{ave}$ で無次元化した値, 縦軸はスパン方向位置 Z/l である. 各位置での速度の平均速度からのずれは最大で 2.5%程度であり, 出口ではほぼ二次元的な流れが実現されていることが確認される.

3. 結果及び考察

図 4 はいくつかの出口流速 (Re 数) に対する円柱表面圧力分布である.(a)に連続噴流の圧力分布, (b)にシンセティックジェットの場合の圧力分布を示す. 本図の条件の場合, 連続噴流では明確な極値が認められないが, シンセティックジェットでは $U_0=5\text{m/s}$ 及び $U_0=15\text{m/s}$ で $\theta=50^\circ$ 付近, $U_0=10\text{m/s}$ では $\theta=60^\circ$ 付近に極値が存在する. 極値の位置は出口流速だけで

Fig.1 Experimental apparatus

Fig.2 Definition of velocity in a synthetic jet

Fig.3 Two dimensional flow of a synthetic jet

(a) continuous jet

(b) synthetic jet ($f=30\text{Hz}$)

Fig.4 Pressure distributions around the circular cylinder

Fig.5 Pressure distributions of nondimensional flow ($f=30\text{Hz}$)

Fig.6 Pressure distributions of a synthetic jet

($U_0=6\text{m/s}$, $Re=1940$, dependence on Stokes number)

Fig.7 Velocity distributions around the circular cylinder

($U_0=10.5\text{m/s}$, $K=11.14$, $f=30\text{Hz}$, $U_0=10.8\text{m/s}$)

Fig.8 rms of velocity fluctuation

($U_0=10.5\text{m/s}$, $K=11.14$, $f=30\text{Hz}$, $U_0=10.8$)

決定されるのではなく、 K や幾何形状に依存して渦が巻き上がり位置によって決まるものと考えられる。ところで八木田ら⁽⁵⁾は変局点と分布曲線に接する直線と剥離後の分布曲線に接する直線($C_p=0$)との交点から剥離位置を概算しており、ここでもこれに倣いおよその剥離点を求めてみる。連続噴流の場合には出口流速が $U_0=5\text{m/s}$ (◇), 10m/s (△), 15m/s (○)と増加すると、剥離位置はそれぞれ、 $\theta \approx 130^\circ$, 140° , 145° に後退している。同様にシンセティックジェットでも $U_0=5\text{m/s}$ (◆)では $\theta \approx 90^\circ$, $U_0=10\text{m/s}$ (▲)では $\theta \approx 120^\circ$, $U_0=15\text{m/s}$ (●)では $\theta \approx 130^\circ$ と流速の増加とともに剥離位置が後退している。すなわち、円柱曲面上でもシンセティックジェットによる平均流は壁面に付着して流れることがわかる。なお、本条件では Re 数とともに K も変化していることから本図の結果だけをもって単純に Re 数の影響について議論することはできない。図5に連続噴流とシンセティックジェットの圧力係数 C_p と θ の関係を示す。ただし、Neuendorfら⁽⁶⁾に倣い連続噴流の圧力係数を $C_{pC}=D(P_\infty-P_s)/(\rho U_0^2 b)$, シンセティックジェットの圧力係数 $C_{pS}=D(P_\infty-P_s)/(\rho U_0^2 b)$ と定義し、整理をした。Neuendorfら⁽⁶⁾は高 Re 数の場合に注目していることから圧力分布は Re 数に依らずほぼ1本の曲線上に分布しているが、 Re 数が比較的低い本実験条件では値は Re 数に依存している。図6に $U_0=6\text{m/s}$, $Re=1940$ での K (または S)をパラメータとしたシンセティックジェットの C_{pS} と θ の関係を示す。図4同様に剥離点を求めると◆では $\theta \approx 95^\circ$, ▲では $\theta \approx 100^\circ$, ●では $\theta \approx 110^\circ$ で剥離しているものと推察される。本実験範囲では K が大きくなるに従って剥離点は下流側に後退するものと思われる。図7に $U_0=10.8\text{m/s}$, $U_0=10.5\text{m/s}$ の条件下すなわち、それぞれ $Re=3499$, $Re=3396$ における $r/R=1.05$ での連続噴流とシンセティックジェットの流速変化を示す。横軸は角度 θ , 縦軸は時間平均周方向速度($r/R=1.05$ での r 方向速度は周方向速度に比べ小さいとして無視する)でシンセティックジェットでは U_{0S} , 連続噴流では U_{0C} である。なお、比較のため同図に $Re=5175$ の社河内ら⁽⁷⁾の実験結果を示す。連続噴流の場合は当然ながら出口流速が最大になっているが、シンセティックジェットの場合には振動流であるため時間平均すると出口流速は小さい

が急激に増加して $\theta=15^\circ$ 付近で最大値を示す。図8に図7と同条件下で計測された rms 値を示す。出口近傍でのシンセティックジェットの rms 値は連続噴流の値を大幅に上回っている。図6同様、シンセティックジェットの rms 値も $\theta=15^\circ$ 付近で最大となる。しかし、 $\theta>130^\circ$ では両者に明確な差異は無く、シンセティックジェットでも平均流形成後であるこの領域では非定常特性に関して連続噴流と同様に取り扱えるものと考えられる。

4. 結 論

本研究では円柱壁面シンセティックジェットの流動特性の解明を目的として実験的に研究を行った。主な結論を以下に示す。

1. 円柱壁面上でもシンセティックジェットは生成され、スロット下流に形成される平均流は壁面に付着して流れることが確認された。
2. 連続噴流の圧力分布には極値は存在しないのに対して、本実験条件範囲のシンセティックジェットでは $\theta=50\sim 60^\circ$ 付近に圧力極小値が存在する。
3. 同一半径上 $r/R=1.05$ では r 方向速度, rms 値ともに $\theta=15^\circ$ 付近で最大となることがわかった。

本研究を遂行するにあたり、三重大大学 社河内敏彦教授、九州大学 高曾徹准教授から貴重なご助言を頂きました。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- (1) Duveigneau, R. et al., ASME J. Fluids Engineer., 2007, 129, 825-833
- (2) You, D. and Moin, P., Annual Research Briefs 2007, Center for Turbulence Research, 311-321
- (3) Smith, B. L. and Glezer, A., 1998, 10(9), 2281-2297
- (4) Holman, R. and Utturkar, Y., AIAA Journal, 2005, 43, pp.2110-2116
- (5) 八木田幹・ほか2名, 機論, 70-691,B(2004), 594-601
- (6) Neuendorf, R. and Wagnanski, I., J. Fluid Mech., 1999, 381, pp.1-25
- (7) Shakouchi, T. et al., JSME International Journal, 1989, Series II, 32, 332-339