二次元キャビティ上の壁面噴流により発生する流体力音の受動的制御^{*1}

Passive Control of Aerodynamic Sound Generated by Wall Jet over Two-Dimensional Cavity

池 田 敏 彦^{*2}・松 原 雅 春^{*3}・阿 部 高 明^{*2}・吉 田 尚 史^{*2}

Toshihiko IKEDA, Masaharu MATSUBARA, Takaaki ABE, Takashi YOSHIDA,

長 澤 忠 延^{*4}・土 屋 良 明^{*3}

Tadanobu NAGASAWA and Yoshiaki TSUCHIYA

Key Words: Aerodynamics, Unsteady Flows, Control, Cavity, Wall Jet

Abstract: Control of a cavity tone has been done using triangle projections attached at an exit of two-dimensional jet. Experimental results of sound pressure level show that the projections obviously reduce both total sound pressure level and sound level of the dominant frequency of the cavity tone. The sound dumping effect is increasing with increasing number and/or height of projections though this dumping effect saturates with the certain number of projections at the nearly same sound level as that in the wall jet case. The spanwise distribution of pressure fluctuation at the downstream cavity edge has the minima at the right downstream position of the projections and at the other spanwise positions pressure fluctuation is homogeneously reduced. This result suggests that the mechanism of sound dumping is not only breaking two-dimensionality of flows.

1. は じ め に

噴流・エッジ系流れにおける噴流の発振現象と同様に、キャビティ流れは自己励起型の振動流れの典型である。作動流体が空気の場合にはキャビティ音と呼ばれる流体力騒音が発生し、騒音源として周囲環境を悪化させる原因となっている。近年、高速輸送技術の進歩はめざましい反面、高速化に伴いキャビティ音などの流体力騒音問題がますます深刻化してきている。

従来からキャビティ音に関して数多くの報告¹⁻⁶⁾や解説・展望^{7,8)}があり、音の発生機構について一応の説明がなされている。

一方、キャビティ音の制御に関しては、その工業的要請から近年いくつかの試みがなされている。御法川⁹⁾はキャビティ底面に取り付けたスピーカーによる能動的制御を試みた。制御信号として音圧変動の位相と振幅を調整して用いることにより、キャビティ音を $-7 \sim 10$ dB 増減することに成功している。

Cattafesta ら¹⁰⁾は低いマッハ数において、キャビティの上流側角に取り付けたピエゾフィルムによるキャビティ音の能動的制御を行った。その結果、音圧レベルで 20 dB の減音が見られた。Williams ら¹¹⁾は、比較的高いマッハ数でキャビティの角に設けたスロットからの吹出し・吸い込み

によりキャビティ音を制御して、個々のモードまたは複数モードの抑制に成功している。菊地¹²⁾はスパン方向に並べた複数のピエゾフィルムに交互の逆位相電圧を加え、逆位相同士の発生音の相殺により、音圧レベルで約 5 dB 低減させている。さらに横川¹³⁾はピエゾフィルムの代わりに薄型セラミックアクチュエータを用いて最高で 10 dB 程度、減音している。

キャビティ音の発生機構はフィードバック機構で説明される。渦を伴ったせん断層はキャビティ下流端に衝突し、その衝突領域で攪乱（圧力変動）を生じる。圧力変動は上流へフィードバックされ、キャビティ上流端ではく離れたせん断層に局所的な渦度変動を誘起する。これにより、せん断層に周期的な渦が形成され、成長する。これらの過程により、流体的自励振動が生じる。

本実験ではノズル噴出口に突起物を設置してキャビティ音の制御を試みる。キャビティを直接ノズル噴出口に取り付けることで、キャビティ直前の境界層厚さが極薄くなり、キャビティ開口部のせん断層を解析上、自由せん断層として近似できる利点がある。一方、噴流幅がキャビティ開口長さと同じオーダーの大きさであるため、上流が一様流の場合に比べ流れ場が複雑化してしまうが、上流の消音を充実させるため流量を抑える必要があり、本研究では出口幅が狭いノズルを採用した。

ノズル噴出口に突起物による発生音の制御はエッジトーンの場合も利用され、減音効果があることが明らかになっている¹⁴⁾。本研究も同様な制御法を採用し、ノズル噴出口の長辺方向に三角形断面の突起物を設置した。この制御方

^{*1} © 2003 日本航空宇宙学会

平成 13 年 11 月 5 日原稿受理

^{*2} 信州大学工学部環境機能工学科

^{*3} 信州大学工学部機械システム工学科

^{*4} 長野県短期大学

第 1 図 実験装置

第 2 図 壁噴流およびキャビティ

法は極めて簡便な方法であり、例えば新幹線の車両間の隙間や空調ダクトのつなぎ合わせでやむなくできるキャビティ構造からの騒音低減などに工業的応用が期待できる。この突起物によっては離せん断層に形成される渦を長辺方向に非一様にし、フィードバックのループを弱めたり破壊することでキャビティ音の制御を試みた。

特に本研究では突起物による受動的制御について、その発生音の抑制を定量的に評価し、減音に十分な突起物の数および高さの影響を調べることを、および圧力変動分布と発生音の関連性を調べることを目的とする。

2. 実験装置および方法

実験装置の概略を第 1 図に示す。送風機からノズル出口まではエッジ音の制御実験¹⁴⁾と同様であるので詳しい説明はそちらを参照されたい。室外に設けられた収納箱 1 内に設置した送風機 2 から送られた空気は、冷却器 3、流量調節弁 4、消音エルボ 5、消音ダクト 6 を通り整流チャンバ 9 内のハニカム 7 およびメッシュ 8 で整流された後、二次元ノズル 10 から噴出する。第 2 図にノズルおよびキャビティ形状を示す。絞り比 10 のノズルは短辺 $w = 10$ mm、長辺 $h = 150$ mm の長方形断面の噴出口を持ち、噴出口のアスペクト比は 15 である。キャビティの上流側壁面は噴流の長辺側出口と接し、キャビティの深さは $D = 10$ mm、キャビティ上流側壁面（噴流出口）からキャビティ下流側壁面の距離は $L_s = 15$ mm、キャビティのスパン方向幅は 600 mm でそのスパン方向の端部はそのまま大気開放している。キャビティ下流には長さ 450 mm の噴流壁面が取り付けられている。座標系は噴出口中心を座標原点にとり、噴

第 3 図 噴出口に設置した制御用突起物

流方向を x 、噴出口短辺方向を y 、噴出口長辺方向を z とした。

実験において、噴流中心速度 $U_0 = 30$ m/s で、このときキャビティ開口長さ L_s と噴流中心速度 U_0 に基づくレイノルズ数 $Re = U_0 L_s / \nu$ は 3.0×10^4 である。上流が整流された噴流でレイノルズ数も比較的低いことからキャビティ付近の流れは、もちろん組織的構造を持つ攪乱が存在し得るが、ほぼ層流と思われる。ここで ν は動粘性係数である。第 3 図に攪乱源として噴出口に取り付けた三角形突起物の位置と向きを示す。突起物は厚さ 0.5 mm のアクリル製正三角形で、その頂角を a mm 噴流側に突き出してキャビティ上流側壁面に取り付けられている。また突起物の間隔は b mm、取り付けた個数を NP とした。第 3 図には $NP = 3$ の場合の配置を示した。また突起物が 1 個の場合、その中心からのスパン方向位置を Z_p とする。

流体音の音圧レベル SPL の測定には、座標原点である噴出口中心から y 方向に 150 mm のキャビティ上方にマイクロフォンを設置し、精密騒音計を用いて F 特性で測定した。また、キャビティ下流壁面角に圧力センサを取り付け、その位置での圧力変動を測定した。圧力センサの信号は直流アンプで増幅され、騒音計からの音圧変動信号と同様に周波数分析器によりスペクトル解析を行った。なお、送風機を作動させない場合、つまり実験室からの音圧レベルは 57 dB、キャビティを設置していない壁噴流の場合の音圧レベルは 84.3 dB であった。また自由噴流の場合は 79.6 dB であった。これらの値の解釈はスペクトル解析結果のところで述べる。

実験条件として突起物高さ a/w を 0~0.8、また突起物個数 NP を 0~49 の範囲で測定を行った。また $NP = 1$ の場合で、突起物のスパン方向位置 Z_h/h を 0~0.5 に変化させ突起物の位置による影響も調べた。

3. 実験結果

第 4 図に音圧変動の周波数スペクトルを示す。縦軸は音圧レベル SPL、横軸は周波数である。比較のため図の縦軸、横軸のスケールは同じにしてある。(a) は突起物を置かない場合である。500 Hz 以下に 80 dB 程度のピークがある。このピークも含め 10 Hz から 500 Hz のピーク付近のスペクトル分布は壁噴流の場合 (f) でも見られ、さらにここでは示していないが自由噴流の場合にも同様のスペクトル分布が観察される。このことから、このピークおよび付近の周波数帯の音は送風機などが起因する上流からのものと思われる。そこで、1 kHz 以上における判別可能なピーク周

第4図 音圧変動の周波数スペクトル

波数を低い方から $N1, N2$ とした。この時、最大ピーク $N3$ が 4600 Hz 付近にあらわれる。これらの無次元周波数 $St_N = NL_s/U$ は順に 1.15, 1.75, 2.3 で、Rockwell¹⁵⁾

 第5図 音圧レベル SPL と突起物の数 NP との関係

の予測法によれば $N1$ と $N2$ はモード 2 とモード 3 にあたる。Rockwell はモード 4 の周波数は計算していないが、 $N3$ がモード 4 であることは十分予想できる。本実験条件において周期的振動が見られた場合、4600 Hz 付近の $N3$ が常に最大ピークであったので、今後この $N3$ を卓越周波数とする。

(b) は突起物の個数 $NP = 5$ 、高さ $a/w = 0.1$ で取り付けた場合である。この時 $b/w = 2.5$ である。卓越周波数の音圧レベルが明らかに減少しており、他のピークも減少している、特に $N1$ の減音が顕著である。(c) は突起物数 $NP = 1$ 、高さ $a/w = 0.3$ で取り付けた場合である。卓越周波数 $N3$ の音圧レベルは (b) の場合に比べ大きい突起物がない場合 (a) に対して減少しており、すべてのピーク周波数においても (a) に対しては減少している。(d) は突起物数 $NP = 49$ 、高さ $a/w = 0.1$ で取り付けた場合である。エッジトーンにおける同様な制御実験¹⁴⁾ では、突起物数が非常に多い $NP = 49$ のときに卓越周波数の音圧が逆に増加する現象が見られたが、キャビティの場合 1 kHz 以上のスペクトルにピークは観察されず、流れの自励振動による音の発生が抑制されていることが分かる。また、壁噴流の場合と比べると 1 kHz 以上の 55 dB 程度の連続スペクトルが存在することが分かる。この連続スペクトルは 3 kHz 以上で徐々に減少する。このノイズは高周波で滑らかに減衰することから乱流騒音と考えられ、突起物から出る攪乱がキャビティによるせん断層と干渉した結果発生した乱流騒音と想像できる。(e) は突起物数 $NP = 1$ 、高さ $a/w = 0.8$ で取り付けた場合である。噴流出口の 80% に達する程度の突起物高さになると、例えば突起物数が 1 個でも、周期的流体音の抑制に十分であることが分かる。1 kHz 以上の連続スペクトルの最大音圧レベルは 65 dB 程度で、(d) の場合より増加していることが分かる。

第 5 図に 20 ~ 12500 Hz のほぼ可聴範囲全体の音圧レベル SPL (オーバーオール値) および卓越周波数 $N3$ の音圧レベル SPL_{N3} と突起物の数 NP との関係を示す。SPL を見ると、破線で示している突起物を設置しない場合に対し、突起物の個数 NP が増加するとともに減少し、キャビティ

第 6 図 音圧レベル SPL と突起物の高さ a との関係

を設置していない壁噴流の音圧レベル $SPL = 84.3$ dB に近付いていることが分かる． $1.5 \leq b/w \leq 3.75$ の範囲では突起物高さ a/w が 0.1 よりも 0.2 の減音効果大きいことが分かるが、他の範囲ではその差は比較的小さい．卓越周波数 $N3$ の音圧レベル SPL_{N3} を見ると、突起物個数 NP の増加による音圧レベルの減少がより明確にあらわれている．また、 $1.5 \leq b/w \leq 3.75$ の範囲での突起物高さ a/w の影響も全体の音圧レベル SPL より顕著で、0.1 より 0.2 の減音効果大きい．

このような減音効果はエッジトーンの場合¹⁴⁾でも見られたが、 $a/w = 0.1$ の場合のように突起物が非常に低い場合は、エッジトーンの減音効果がほとんど見られなかったのに対し、キャビティ音の減音効果が明確にあらわれている． $a/w = 0.2$ の場合はキャビティにおいて NP の増加とともに徐々に減音効果が大きくなるのに対し、エッジトーンの場合は 10 dB 程度の減音効果が $NP = 1$ ですでにあらわれ、それ以上の NP では減音効果の変化が比較的小なかった．

第 6 図に音圧レベル SPL および SPL_{N3} と突起物の高さ a/w との関係を示す．突起物の高さが増加すると SPL も SPL_{N3} も減少していることが分かる．しかし、 $NP = 3$ の場合 $a/w \geq 0.6$ 、 $NP = 5$ の場合 $a/w \geq 0.5$ で暗騒音とほぼ同じ 85 dB 付近で一定値になっていることが分かる．第 5 図に示すように突起物個数 NP を増加させていった場合の SPL の最小値が約 85 dB であり、本実験の暗騒音下においては、突起物の減音効果は突起物がない場合に対して 10 dB 程度の減音が見られる． SPL_{N3} を見ると、突起物の高さの増加に伴い $NP = 1$ の場合 $a/w = 0.5$ 、 $NP = 3$ の場合 $a/w = 0.3$ 、 $NP = 5$ の場合 $a/w = 0.2$ で 75 dB 程度に急激に減少する．さらに突起物の高さを増すと $N3$ のピークは見られなくなる．これは自励発振が止まったか、1 kHz から 3 kHz にわたる 55 dB 程度の連続スペクトルの中に埋もれてしまったためと思われる． SPL_{N3} の変化を見ると、流れの自励振動による音の発生が突起物により抑制され、その効果は突起物の数または高さがある一定値を超えると劇的にあらわれる．

第 7 図に無次元卓越音周波数 $St_{N3} = N3Ls/U$ と突起物の数 NP との関係を示す．突起物高さ $a/w = 0.1$ のときは卓越周波数は突起物の数 NP には無関係でほぼ一定で

第 7 図 卓越音周波数 St_{N3} と突起物の数 NP との関係 第 8 図 音圧レベル SPL と突起物のスパン方向位置 Z_p との関係

あることが分かる．突起物高さ $a/w = 0.2$ のときは卓越周波数がわずかに増加したが、この場合も突起物の数 NP には無関係でほぼ一定である．

第 8 図に音圧レベル SPL 、 SPL_{N3} と突起物のスパン方向位置 Z_p との関係を示す．突起物は 1 個で、そのスパン方向位置 Z_p は図中に示すように噴出口中心からの距離をとった．この時の $a/w = 0.5$ である．突起物が中心から離れたとともに SPL 、 SPL_{N3} が増加し $Z_p/h = 0.5$ 、すなわち突起物中心が噴出口の短辺壁に重なるように取り付けられた場合、突起物を取り付けない場合とほぼ同じ音圧レベルになる． SPL_{N3} では、中心に置く場合とそこから少しずれた場合 $Z_p \geq 0.1$ との差が大きく、非対称位置に突起物を置くと急激に卓越周波数の音圧が増加することが分かる．

第 9 図に卓越周波数 St_{N3} と突起物のスパン方向位置 Z_p の関係を示す．単独突起物のスパン方向位置は卓越周波数にほとんど影響しないことが分かる．

以上の結果から音の発生が突起物により制御できることが分かり、流れの自励振動が抑制されていることが示唆された．音が発生した場合の流れの振動を直接観察するため、また突起物間隔が非常に大きい場合において、流れの振動の二次元性がどのように変化するかを調べるため、キャビティ下流壁面角の圧力変動を測定した．

第 10 図は圧力変動の周波数スペクトルである．(a) は突起物を設置しない場合で、この圧力変動スペクトルでも、

 第9図 卓越周波数 St_{N3} と突起物のスパン方向位置 Z_p の関係

第11図 卓越周波数の圧力変動振幅のスパン方向分布

第10図 圧力変動の周波数スペクトル

音圧スペクトルで見られた卓越周波数 $N3$ で最大ピークが見られる．また音圧スペクトルにおける $N1$ と同周波数でもピークが見られるが， $N1$ と $N3$ の間に見られた $N2$ の周波数の音圧スペクトルピークは圧力変動スペクトルでは見られない．これは， $N2$ ピークが $N1$ と $N3$ に対して比較的弱いので，暗騒音に埋没したためと思われる．(b) と (c) は突起物一つ設置した場合で，そのスパン方向位置は $Z_p = 0$ ，つまり噴出口中心である．(b) は圧力センサのスパン方向位置 $Z_h = 0$ ，つまり突起物の直下流の位置における圧力変動スペクトルで，2 個のピーク値がともに，突起物がない場合に比べ小さいことが分かる．(c) は (b) と同

じ条件での突起物の直下流でない位置 $Z_h/h = 0.2$ での圧力変動スペクトルで，この場合 4600 Hz と 2300 Hz 付近のピーク値が (b) に比べ大きくなっている．しかし，突起物がない場合 (a) のピーク値よりは小さいことが分かる．

第 11 図に圧力変動における卓越周波数のスペクトル強度 P_t のスパン方向分布を示す．縦軸は突起物がない場合の最大スペクトル強度 $P_{t_{max}}$ で無次元化している．突起物個数 NP の増加とともに圧力変動が全体的に減少している．また突起物直下流では圧力変動がどの位置でも減少していることが分かる． $NP = 1$ の場合，突起物直下流の圧力変動とそこから十分離れた位置での圧力変動との差が 15% 程度である．また突起物直下流から離れた領域，例えば $1.5 \leq Z_h/h \leq 3.5$ では圧力変動がほぼ一定になる．これは，突起物直下流以外の流れがまだ二次元性を保っている可能性を示している．一般的にフィードバック系による流れの自励振動は，外部攪乱などで流れの対称性（本研究では二次元性）を崩すことにより抑制されると言われている．しかし単独突起物の突起間隔 $b/w \geq 5$ の場合には，下流の広範囲において圧力変動振幅の一様性を保ちながら流れの振動および音の発生が抑制されていることから，ただ単に流れ一様性の崩壊による制御とは違う物理的機構が存在している可能性がある．もちろん，このことを解明するには圧力変動の位相情報，さらには速度変動を詳しく見る必要がある．

圧力変動が突起物直下流において局所的に減少し，かつスパン方向全体にわたる平均的な減少は，エッジトーンの制御¹⁴⁾ でも見られる．このことはフィードバックによる流れの自励振動現象に対しての比較的大きい間隔の突起物による制御が，同じ物理機構で働いていることが推測される．このような制御の流体力学的解釈には位相関係などを含めた十分な流れ場および音場の情報が不可欠であり，流速の測定実験や数値解析などのさらなる研究が必要であると思われる．

4. 結 論

噴流・キャビティ系流れにおいて，噴出口に突起物を設置することにより，流体音の制御を試みた．得られた結果は以下の通りである．

1) 噴出口に突起物を設置することにより, 流体力音が制御されることが分かった.

2) 減音の効果は突起物の間隔が狭くなるにつれ増加するが, $a/w = 0.1$ の場合 $b/w \leq 0.8$, $a/w = 0.2$ の場合 $b/w \leq 2$ で, F 特性による音圧レベルは 10 dB, ピーク音圧で 15 dB 以上の減音効果があった.

3) 突起物による制御では発生音の周波数に影響を及ぼさない.

4) $NP = 1$ の場合, 突起物の設置位置 Z_p/h が SPL と SPL_{N3} に影響し $Z_p/h = 0$ で減音効果が最大になることが分かった. Z_p/h の値が増加すると SPL, SPL_{N3} は増加する.

5) キャビティ下流壁面角の圧力変動の卓越周波数スペクトル強度 $P_t/P_{t_{\max}}$ のスパン方向分布において, 突起物の設置位置の直下流で $P_t/P_{t_{\max}}$ の値が極小値を持った. また $NP = 1$ の場合, 突起物の直下流から離れた位置では圧力変動がほぼ一定で, 圧力変動の一樣性が保持されていることが分かった.

参 考 文 献

- 1) Elder, S. A., Farabee, T. M. and DeMetz, F. C.: Mechanisms of Flow-Excited Cavity Tones at Low Mach Number, *J. Acoust. Soc. Am.*, **72** (1982), pp. 532-549.
- 2) Sarohia, V.: Experimental Investigation of Oscillations in Flows over Shallow Cavities, *AIAA J.*, **15** (1977), pp. 984-991.
- 3) Ronneberger, D.: The Dynamics of Shearing Flow over a Cavity—A Visual Study Related to the Acoustic Impedance of Small Orifices, *J. Sound Vib.*, **71** (1980), pp. 565-581.
- 4) Nelson, P. A., Halliwell, N. A. and Doak, P. E.: Fluid Dynamics of a Flow Excited Resonance, Part I: Experiment, *J. Sound Vib.*, **78** (1981), pp. 15-38.
- 5) East, L. F.: Aerodynamically Induced Resonance in Rectangular Cavities, *J. Sound Vib.*, **3** (1966), pp. 277-287.
- 6) 槇 浩幸, 藤田 肇, 丸田芳幸, 松本芳幸: 流体騒音発生機構の実験的研究, 機講論, No. 96-1, 1996, pp. 57-58.
- 7) Rockwell, D. O. and Naudascher, E.: Review—Self-Sustained Oscillations of Flow Past Cavities, *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **100** (1978), pp. 152-165.
- 8) Rockwell, D. O. and Naudascher, E.: Self-Sustained Oscillations of Impinging Free Shear Layers, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **11** (1979), pp. 67-94.
- 9) 御法川学, 丸田芳幸: キャビティ音の周波数制御, 第 44 回応用力学連合講演会, 1995, pp. 313-314.
- 10) Cattafesta III, L. N., Garg, S., Choudhari, M. and Li, F.: Active Control of Flow-Induced Cavity Resonance, *AIAA Paper* 97-1804, 1997, pp. 1-12.
- 11) Williams, D. R., Fabris, D., Iwanki, K. and Morrow, J.: Closed-Loop Control in Cavities with Unsteady Bleed Forcing, *AIAA Paper* 2000-0470, 2000, pp. 1-8.
- 12) 菊地 聡, 福西 祐, 太田黒俊夫: ピエゾフィルムを用いたキャビティ騒音の能動制御, 日本流体力学会誌, **19** (2000), pp. 200-206.
- 13) 横川 譲, 福西 祐, 菊地 聡: 薄型セラミックアクチュエータによるキャビティ上の流れと発生音の動的制御, 日本機械学会論文集 B 編, **67** (2001), pp. 2218-2225.
- 14) 池田敏彦, 徳永淳一, 土屋良明, 長澤忠延, 堀越長次: エッジ音の制御に関する実験研究, 日本航空宇宙学会誌, **45** (1997), pp. 404-410.
- 15) Rockwell, D. O.: Prediction of Oscillation Frequencies for Unstable Flow Past Cavities, *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **99** (1977), pp. 294-300.