乱流境界層内のキャビティ音発生におけるフィードバック機構*

(第2報, 流体共鳴振動)

横山 博史^{*1}, 加藤 千幸^{*2}

Fluid-Acoustic Interactions in Acoustic Radiation in Turbulent Cavity Flows (2nd Report, Fluid-Resonant Oscillations)

Hiroshi YOKOYAMA^{*3} and Chisachi KATO

^{*3} Department of Mechanical Engineering, Graduate School of Engineering, The University of Tokyo,
7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo, 113-8656 Japan

The fluid-acoustic interactions and the role of the acoustic resonance are clarified for the fluid-resonant oscillations in turbulent cavity flows by directly solving the compressible Navier-Stokes equations. The upstream boundary layer is turbulent, and the freestream Mach number is 0.15 or 0.3. The computational results are validated by experiments done in a low-noise wind tunnel. The depth-to-length ratio of the cavity is varied from 0.9 to 2.5 and the results are compared with those of the fluid-dynamic oscillations, which take place in a shallow cavity with the depth-to-length ratio of 0.5. It is clarified that the mechanisms of the formation of large-scale vortices and the radiation of acoustic waves are essentially the same as those in the fluid-dynamic oscillations. However, the feedback loop is formed via a standing wave due to the acoustic resonance in the fluid-resonant oscillations, while a standing wave is not generated in the fluid-dynamic oscillations. The acoustic resonance amplifies the acoustic energy radiated by the collision of the vortices along the downstream wall. Moreover, the acoustic feedback becomes more intense due to the acoustic resonance. As a result, the fluid-resonant oscillations occur even at a low Mach number such as 0.15. Moreover, the effects of the cavity depth on the frequency as well as the amplitude of the fluid-resonant oscillations are clarified.

Key Words: Oscillatory Flow, Shear Flow, Turbulent Flow, Vortex, Resonance, Acoustics, Numerical Simulation

1. 緒 言

キャビティ流れでは, しばしば自励振動が発生し, 非常に強いピーク音が発生する. 新幹線の高速化において, キャビティ形状の車両車間部から発生する空力音の低減は大きな課題である⁽¹⁾. 高速輸送機関・流体機器の多くでは流れは乱流となっており, 乱流境界層中のキャビティにおける振動の発生機構を解明し, 発生音を低減することが求められている.

East⁽²⁾は主流マッハ数(以下では単にマッハ数)が0.2以下の乱流境界層中のキャビティから発生する音を測定し, Rossiter⁽³⁾によって提案された Fluid-acoustic interactions による自由せん断層(以下では単にせん断層)の不安定性だけでは強いピーク音は発生せず, 音響共鳴と連成した場合に自励振動による強い音が発生することを明らかにした. Rockwell ら⁽⁴⁾はこのような振動を, せん断層の不安定性だけにより生じる Fluid-dynamic oscillations (流体力学的振動) と区別し,

Fluid-resonant oscillations (流体共鳴振動) と命名した.

われわれは前報⁽⁵⁾において, 圧縮性 Navier-Stokes 方程式に基づく直接数値計算により, 乱流境界層中のキャビティにおける流体力学的振動に関して, 音波によるせん断層の加振 (Acoustic feedback) によって発生する初期じょう乱が Kelvin-Helmholtz (K-H) 不安定により大規模渦構造に発達することや, その渦構造が下流側壁面に衝突する際, 圧力勾配と遠心力のつりあいが崩れることで音波が発生することを明らかにした. 一方, 乱流境界層中のキャビティにおける流体共鳴振動については, Oshkai ら⁽⁶⁾が Particle Image Velocimetry (PIV) により, せん断層内に流体力学的振動と同様の大規模な渦が存在し, 音源となっていることを明らかにしている. しかしながら, 大規模渦構造や音波の発生による自励振動形成の機構が, 流体力学的振動と同じなのかどうかはわかっておらず, また, 音響共鳴によってキャビティ音が増大する⁽¹⁾詳細な理由も明らかになっていない. さらに, キャビティ長さや主流速度が一定の条件で, キャビティ深さが変化し共鳴周波数が変化する際, 自励振動がどのように変化するかなどの詳細はいまだに解明されていない.

* 原稿受付 2009年9月9日.

^{*1} 正員, 東京大学大学院工学系研究科(〒113-8656 東京都文京区本郷7-3-1).

^{*2} 正員, フェロー, 東京大学生産技術研究所(〒153-8505 東京都目黒区駒場4-6-1).

E-mail: yokoyama@iis.u-tokyo.ac.jp

本報では乱流境界層中のキャビティにおける流体共鳴振動に関して、圧縮性 Navier-Stokes 方程式に基づく直接数値計算および風洞実験をおこない、以下を明らかにすることを目的としている。すなわち、

- ① Acoustic feedback による大規模渦構造の形成機構および音波の発生機構 (自励振動の発生機構)
- ② 自励振動における音響共鳴の役割
- ③ キャビティ深さが自励振動に及ぼす影響。

2. 主 な 記 号

- Q : 保存量ベクトル
 F_k : 非粘性流束ベクトル
 F_{vk} : 粘性流束ベクトル
 t : 時間
 x_i : i 方向座標
 u_i : i 方向速度
 $u_{1\infty}$: 主流速度
 a : 主流での音速
 M : 主流マッハ数 $\equiv u_{1\infty}/a$
 L : キャビティ主流方向長さ
 D : キャビティ深さ
 ν_∞ : 主流での動粘性係数
 θ : 境界層の運動量厚さ
 f : 周波数
 T : 周期
 St : ストローハル数 $\equiv fL/u_{1\infty}$
 p : 圧力
 ρ_∞ : 主流での空気密度
 C_p : 圧力係数 $\equiv p/0.5\rho_\infty u_{1\infty}^2$
 Ω : 速度勾配テンソルの非対称部
 S : 速度勾配テンソルの対称部
 q : 第二不変量 $\equiv \|\Omega\|^2 - \|S\|^2$

3. 数値計算・実験の手法

3・1 数値計算手法

3・1・1 計算条件 計算対象は図1に示す二次元キャビティまわりの流れであり、流入境界層は乱流である。

Fig. 1 Configuration for flow over two-dimensional cavity

各パラメータの値を表1に示す。高速車両まわりの流れなどを想定し、マッハ数 $M=0.15, 0.3$ のキャビティ流れについて計算をおこなう。キャビティ長さを基準としたレイノルズ数は $Re_L \equiv u_{1\infty}L/\nu_\infty = 3.0 \times 10^4$ 、キャビティ上流端部の位置における境界層の運動量厚さ θ とキャビティ長さ L の比は $\theta/L=0.04$ とし、前報^⑤と同じ値とした。ここで、運動量厚さはキャビティがない単純な平板乱流境界層を別途計算し求めたものである。キャビティ深さ D が自励振動に及ぼす影響を明らかにするため、 $M=0.3$ において L や θ を一定とし、深さを表1に示したように変化させる。なお、この全ての深さで流体共鳴振動は発生した。さらに実験との比較のため、 $M=0.15$ ($D/L=4.2$) のキャビティ流れについても計算をおこなう。

Table 1 Parameters

	M	D/L	Re_L	θ/L
Computation	0.15	4.2	3.0×10^4	0.04
Computation	0.3	0.9, 1.3, 1.7, 2.1, 2.5	3.0×10^4	0.04
Experiment	0.15	3.0, 3.4, 3.8, 4.0, 4.2, 4.4, 4.6, 5.0, 5.4, 5.8	8.3×10^4	0.05

3・1・2 支配方程式および離散化手法

支配方程式は式 (1) に示す三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式を Favre フィルタ平均化したものとし、有限差分法で解く。

$$Q_t + \frac{\partial}{\partial x_k} (F_k - F_{vk}) = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

空間差分は6次精度コンパクトスキーム^⑦ (境界では4次精度) により評価し、時間積分は3次精度ルンゲクッタ法によりおこなう。また本研究では計算コスト削減のため、Large-Eddy Simulation (LES) をおこなうが、その手法の詳細は前報^⑤を参照されたい。

Fig. 2 Computational grids for cavity flow of $D/L=1.3$ ($M=0.3$). Every 10th grid line is shown for clarity

3・1・3 計算格子

図2に $D/L=1.3$ ($M=0.3$) のキャビティ流れの計算に用いる格子を示す。座標原点はキャビティの上流端部位置におかれる。また、図3

には計算領域の x_1 - x_2 平面の断面図を表す。計算領域のスパン方向長さは $0.5L$ である。表1の全ての計算において、キャビティ長さで無次元化した計算領域の大きさおよび解像度は、 $x_2/L \geq -0.1$ において、 $D/L = 1.3$ ($M = 0.3$) のキャビティ流れの計算格子と同じであり、前報⁽⁵⁾で用いたものとも同じである。この計算領域は十分広く、さらに広げても計算結果に変化がないことを前報⁽⁵⁾で確認している。また、壁近傍の解像度は十分細かく、流入境界層中の縦渦構造まで捉えている⁽⁵⁾。遠方場においても、各キャビティ流れの自励振動により発生する音波1波長を20グリッド以上で解像し、本計算手法では音の伝播を正確に捉えることができる。さらに、 $x_2/L < -0.1$ においても、自励振動により発生する音波の伝播を正確に捉えられる解像度としている。

Fig. 3 Computational domain and boundary conditions

3・1・4 境界条件および初期場 図3には x_1 - x_2 平面の境界条件も示してある。流入・流出境界には無反射境界条件⁽⁸⁾、壁面にはすべり無し・断熱条件をそれぞれ課す。スパン方向には周期境界条件を課した。また、図3の Damping region において乱れ度6%の主流乱れを前報⁽⁵⁾と同じ手法により加え、境界層の乱流遷移を引き起こす。なお、境界層がキャビティ上流端部で発達した乱流境界層となることを前報⁽⁵⁾において確かめている。主流乱れの加え方や初期場の作り方は前報⁽⁵⁾を参照されたい。

3・2 実験手法

計算との比較のため、図4に示す無響室内の低騒音風洞(回流式)を用いてキャビティ音の測定をおこなう。キャビティは地面板に設置されているが、風洞ノズル端部から発生するせん断層とキャビティが干渉することを避けるため、地面板の両端には端板を設置した。ただし、端板間に音響モードが発生することを避けるために一方の端板はポラス材で作られている。キャビティから1m離れた位置に設置される1/2インチの無指向性マイクにより音圧を測定する。

主流速度は $u_{1\infty} = 50 \text{ m/sec}$ ($M = 0.15$) とし、キャビティ長さは $L = 25 \text{ mm}$ とした。計算と同様に、実験においてもキャビティ深さが自励振動に及ぼす影響を明らかにするため、強い流体共鳴振動が発生した $D/L = 4.2$ を中心に、表1に示したようにキャビティ深さを变化させる。なお、この全ての深さで流体共鳴振動が発生した。主流の乱れ度は0.5%以下であり、非一様性は1%以下である。また、キャビティ上流端部において境界層は発達した乱流境界層となっており、この位置での運動量厚さ $\theta/L = 0.05$ は計算条件 $\theta/L = 0.04$ とほぼ一致する。またレイノルズ数は $Re_L = 8.3 \times 10^4$ であり計算条件 $Re_L = 3.0 \times 10^4$ より大きい。この違いは自励振動の本質的な発生機構には影響しない。自励振動を維持するせん断層内の大規模渦構造と乱流の微小渦構造のスケールは大きく異なり、相互作用は小さいからである⁽⁵⁾。

Fig. 4 Experimental setup

Fig. 5 Measured sound pressure levels for cavity flow of $D/L = 4.2$ and background noise (BGN)

主流速度 $u_{1\infty} = 50 \text{ m/sec}$ における、キャビティがない場合の暗騒音および $D/L = 4.2$ のキャビティ流れから発生する音のスペクトルを図5に示す。ここで、スペクトルの周波数解像度は無次元周波数で $\Delta St = 0.00625$ であり、時間的に256回平均をおこなっている。暗騒音はピーク音 ($St = 0.35$) に対し十分に小さいことがわかる。また、流速の測定誤差は $\pm 0.1 \text{ m/sec}$ 程度であり、

キャビティ長さおよび深さの設置誤差を考慮しても、実験誤差がピーク周波数に及ぼす影響は5%以下であると推定され、本計算の健全性を確かめる上で十分な精度が得られていると考えられる。

4. 計算精度の検証

計算精度を検証するため、 $D/L=4.2$ ($M=0.15$) のキャビティ流れから発生する音に関し、計算結果と実験結果を比較する。実験における音圧の測定位置は遠方場 ($x_1=0$, $x_2/L=40$) である。しかし、この位置は本計算の領域外であり、音圧に関し実験と直接比較することはできない。そのため、音圧を表すと考えられる底部 ($x_1=0$, $x_2/L=4.2$) での圧力変動の大きさから、遠方場 ($x_1=0$, $x_2/L=40$) における音圧を推定し実験結果と比較した。この推定のため、キャビティ流れにおける音源を人工的な音源により模擬し、音場を計算により求める。この結果から、キャビティ底部から遠方場までの圧力振幅の減衰率を算出する。この減衰率をキャビティ流れの計算における底部での圧力変動スペクトルにかけたものを、実験結果と比較する。

人工的な音源はスパン方向に一樣な単極子音源であり、主流速度0において $x_{1a}/L=1.0$, $x_{2a}/L=-1.3$ に置かれる。この音源位置は、キャビティ内における圧力変動の位相分布が、実際のキャビティ流れ ($D/L=4.2$, $M=0.15$) に関する計算結果と一致するように定めた。なお、 $M=0.15$ では主流が圧力の位相分布に及ぼす影響が無視できるほど小さいことを、予備的計算により確かめている。音源を加えるため、 $(-0.2 < (x_1-x_{1a})/L < 0, -0.2 < (x_2-x_{2a})/L < 0.2)$ の領域において支配方程式 (1) を式 (2), (3), (4) に変える⁽⁹⁾。

$$Q_i + \frac{\partial}{\partial x_k} (F_k - F_{vk}) = S \quad (2)$$

$$S = \begin{pmatrix} S \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \left(\frac{5}{2}a^2\right)S \end{pmatrix} \quad (3)$$

$$S = A \exp \left[(-\ln 2.0) \left(\frac{(x_1 - x_{1a})^2 + (x_2 - x_{2a})^2}{(0.1L)^2} \right) \right] \sin 2\pi f t \quad (4)$$

音源の周波数 f は、実際のキャビティ流れ ($D/L=4.2$, $M=0.15$) の計算での振動周波数 ($St=0.35$) と同

じとした。また音源の強さは $A/\rho_\infty=3.0e-5$ とし、キャビティ底部 ($x_1=0$, $x_2/L=4.2$) での圧力変動の大きさが、実際のキャビティ流れ ($D/L=4.2$, $M=0.15$) に関する計算結果と同じ程度となるようにした。

Fig. 6 Amplitude of fluctuation of p/p_{bottom} along $x_1=0$ for cavity flow of $D/L=4.2$

Fig. 7 Power spectral density of C_p at $x_1/L=0$ and $x_2/L=40$ for experiment and estimated that for computation for cavity flow of $D/L=4.2$ ($M=0.15$)

$x_1=0$ における圧力変動の振幅の変化を、キャビティ底部 ($x_2/L=4.2$) の振幅 p_{bottom} により無次元化し、図6に示す。キャビティ底部 ($x_1=0$, $x_2/L=4.2$) と遠方場 ($x_1=0$, $x_2/L=40$) の圧力変動の振幅比は0.03程度である。この振幅比を2乗し、計算におけるキャビティ底部 ($x_1=0$, $x_2/L=4.2$) での圧力スペクトルにかけ、実験と比較したものを図7に示す。ここで、底部と遠方場の圧力変動の振幅比は周波数に依存するため、圧力変動の大きさについて実験と定量的比較ができるのは自励振動によるピーク音についてのみであることに注意されたい。計算における周波数解像度は $\Delta St=0.02$ であり、時間的に25回程度の平均をし、さらにスパン方向にも平均をおこなっている。図7よりピーク音の周波数 ($St=0.35$) および大きさ (計算:

5.6e-6, 実験: 4.4e-6) は良く一致しており, 計算は健全であると考えられる.

5. 結果

5・1 流体共鳴振動の発生機構

5・1・1 速度変動および圧力変動の周波数スペクトル

図8に $D/L=1.3$ ($M=0.3$) のキャビティ流れにおける, せん断層内 ($x_1/L=0.5$, $x_2=0$) での速度 u_2 およびキャビティ底部 ($x_1/L=0.5$, $x_2/L=-1.3$) での圧力のスペクトルを示す. いずれのスペクトルにおいても $St=0.42$ において強いピークを有し, 自励振動が発生していることがわかる. 表1に示した計算条件のなかでは, この条件 ($D/L=1.3$, $M=0.3$) においてもっとも強いピーク音がキャビティ底部で観測された. そのため, 本節および次節において, この条件に対する計算結果を用いて大規模渦構造・音波の発生機構および自励振動における音響共鳴の役割を明らかにする. さらに, 5・3 ではキャビティ深さが振動に及ぼす影響を明らかにする.

Fig. 8 Power spectral densities of $u_2/u_{1\infty}$ at $x_1/L=0.5$ and $x_2=0$ and C_p at $x_1/L=0.5$ and $x_2/L=-1.3$ for cavity flow of $D/L=1.3$ ($M=0.3$)

5・1・2 渦構造 $D/L=1.3$ ($M=0.3$) のキャビティ流れにおける渦構造を, 第二不変量 q の等値面により図9に示す. ここで $q>0$ の領域が渦管を表している. キャビティ上流の乱流境界層内では微小な縦渦構造が支配的である. はく離後のせん断層内において渦構造は壁のブロック効果から解放され, より活発になる.

図10に前報⁽⁵⁾と同様の手法によって振動周波数において位相平均した, 圧力係数の等値面および速度ベクトルを示す. せん断層内には大規模渦構造が存在し, 低圧領域を形成することがわかる. この大規模渦構造は前項で議論した微小渦構造を複数含んでいる. また, 前報⁽⁵⁾と同様の手法により, せん断層内 ($x_2=0$) にお

ける速度 u_2 の振動周波数での変動振幅の増幅率を線形安定性解析の結果と比較する (図11参照). なお, $x_1/L > 0.3$ においては速度変動に対する音波の粒子速度の影響は 10%以下であることが予備的な音響計算からわかっているため, この領域に着目する. 速度変動の増幅率は線形安定性解析の結果と良く一致する. このことから, 流体力学的振動⁽⁵⁾と同様に, 上流端部近傍で Acoustic feedback により発生した初期じょう乱が, K-H 不安定により発達することで大規模渦構造が形成されると考えられる. この大規模渦構造が下流側壁面に衝突する際には, 膨張波が発生する. 詳細な音波の発生機構については前報⁽⁵⁾を参照されたい.

Fig. 9 Instantaneous iso-surfaces of $q/(u_{1\infty}/L)^2 = 25$ for cavity flow of $D/L=1.3$ ($M=0.3$)

Fig. 10 Phase-averaged pressure coefficients and velocity vectors for cavity flow of $D/L=1.3$ ($M=0.3$), where T is time period of fundamental oscillations

5・1・3 フィードバックループ 図12に $D/L=1.3$ ($M=0.3$) のキャビティ流れにおいて, 位相平均した圧力分布を示す. キャビティ内部全体で大きな圧力変動が生じ, 外部に強い音波が伝播していくことがわかる. また, 図13には $x_1=0$ における自励振動の周波数

での圧力の位相分布を示している。位相分布の求め方は前報⁽⁵⁾と同様であり、位相の基準はキャビティ底部 ($x_1=0, x_2/L=-1.3$) の位相とした。図13より、キャビティ内部 ($x_2/L < -0.5$) での圧力変動はほぼ同位相で生じており、音響共鳴により定在波が形成されていることがわかる。一方、開口部 ($x_2=0$) 近傍の位相の傾きから、定在波によるキャビティ内部の圧力変動が、キャビティ外部へ進行波として伝播することがわかる。この進行波が上流端部近傍を伝播する際、せん断層は上下に振動し、対流するじょう乱が発生する。前述したように、このじょう乱はK-H不安定により大規模渦構造に発達し、渦が下流側壁面に衝突し発生する音波により再び定在波が形成される。このように流体共鳴振動では、定在波を介したフィードバックループが形成される点が、流体力学的振動と異なる。

Fig. 11 Amplitude of fluctuation of $u_2/u_{1\infty}$ along $x_2 = 0$ compared with curve based on linear stability analysis (LSA) for cavity flow of $D/L = 1.3$ ($M = 0.3$)

Fig. 12 Phase-averaged pressure coefficients for cavity flow of $D/L = 1.3$ ($M = 0.3$), where T is time period of fundamental oscillations

Fig. 13 Phase variation in pressure along $x_1 = 0$ for cavity flow of $D/L = 1.3$ ($M = 0.3$)

5・2 音響共鳴の役割

この節では、音響共鳴の自励振動における役割を明らかにする。 $D/L = 0.5, 1.3$ の二つのキャビティに対し、主流速度 0 とし $D/L = 1.3$ ($M = 0.3$) のキャビティ流れでの流体共鳴振動の周波数において、人工的音源を与え、形成される音場を比較した。 $D/L = 1.3$ のキャビティでは、音響共鳴が発生し定在波が形成される。一方、 $D/L = 0.5$ のキャビティでは、音響共鳴は発生せず音源から進行波が伝播するだけである。

5・2・1 音源の与え方 音源はスパン方向に一樣な単極子音源であり、 $D/L = 0.5$ のキャビティでは $(x_{1a}/L, x_{2a}/L) = (1.0, -0.5)$ に、 $D/L = 1.3$ のキャビティでは $(x_{1a}/L, x_{2a}/L) = (1.0, -1.3)$ におかれる。この人工的音源の位置は、 $M = 0.3$ の実際のキャビティ流れでの音源位置と一致するように定めた。ここでは各キャビティ流れの振動周波数において、キャビティ内の様々な場所に主流速度 0 のもと単極子音源を置き、圧力の位相分布が実際のキャビティ流れのものと最も一致する位置を音源位置とした ($M = 0.3$ では主流が圧力の位相分布に及ぼす影響は無視できるほど小さい)。なお、 $D/L = 0.5$ ($M = 0.3$) のキャビティ流れでは、音響共鳴を伴わない流体力学的振動が発生する。人工的音源を加えるため、 $(-0.2 < (x_1 - x_{1a})/L < 0, 0 < (x_2 - x_{2a})/L < 0.2)$ の領域において支配方程式 (1) を前述の式 (2), (3), (4) に変える⁽⁹⁾。音源の強さは $A/\rho_\infty = 6.0e-5$ とし、 $D/L = 1.3$ のキャビティにおいて、キャビティ底部 ($x_1 = 0.5, x_2/L = -1.3$) での圧力変動の大きさが、実際のキャビティ流れ ($D/L = 1.3, M = 0.3$) と同じ程度となるようにした。なお、この節の以下の議論では、圧力や速度は $M = 0.3$ のキャビティ流れでの主流速度を用いて無次元化する。

この人工的音源は実際のキャビティ流れの音源を良く模擬する。キャビティ流れにおいては、大規模渦

構造が下流側壁面に衝突する際、遠心力が弱まることで遠心力と圧力勾配のつり合いがくずれ、圧力勾配によって局所的な速度変動が発生し膨張波が発生する⁽⁹⁾。人工的音源では、この渦の衝突によって発生する(遠心力とつり合わない)圧力勾配を、密度・圧力変動を強制的に与えることで模擬している。この際、圧力勾配により局所的な速度変動が発生し音波が発生するという音波発生機構は、実際のキャビティ流れと全く同じである。そのため、音響共鳴が音場に及ぼす影響に関する以下の議論は、実際のキャビティ流れの流体共鳴振動においても同様にあてはまると考えられる。

5・2・2 音響エネルギー 図14にキャビティ中心 ($x_1/L=0.5, x_2/L=0.0$) から距離 $r/L=3.0$ 離れた位置における圧力変動の大きさ p_{rms} を示す。全く同じ人為的音源を与えているにも関わらず、 $D/L=1.3$ のキャビティでは $D/L=0.5$ のキャビティより、大きな音が放射されることがわかる。すなわち、音響共鳴により外部へ放射される音響エネルギーは増大しており、このことは音源から発生する音響エネルギーが音響共鳴により増大することを意味する。

Fig. 14 Polar plots of p_{rms} along $r/L = 3.0$ for sound pressure level radiated from an artificial acoustic source

このことを確かめるため、二つのキャビティにおいて、支配方程式に音源項を挿入した領域 ($-0.2 < (x_1 - x_{1a})/L < 0, 0 < (x_2 - x_{2a})/L < 0.2$) において、発生する音響エネルギーの大きさ $\nabla \cdot (p\mathbf{u})$ を比較した。ここで p は時間平均分を差し引いた圧力を意味する。図15には、 $(x_1, x_2) = (x_{1a} - 0.05L, x_{2a} + 0.05L)$ における $\nabla \cdot (p\mathbf{u})$ の1周期にわたる変動および時間平均値を示す。図15より、音響共鳴が発生する $D/L=1.3$ のキャビティでは、 $\nabla \cdot (p\mathbf{u})$ が正に大きく変動し、時間平均値も $D/L=0.5$ のキャビティより大きくなることからわかる。すなわち、1周期間で発生する音響エネルギーが、音響共鳴により大きくなることが確かめられた。

Fig. 15 Fluctuations of $\nabla \cdot (p\mathbf{u})$ and time-averaged values at $x_1 = x_{1a} - 0.05L$ and $x_2 = x_{2a} + 0.05L$ for cavities of $D/L = 0.5$ and 1.3 , where T is time period

5・2・3 音響エネルギーの増大機構 この項では音源位置において発生する音響エネルギーが、音響共鳴により大きくなる理由を明らかにする。ここで、 $\nabla \cdot (p\mathbf{u}) = p(\nabla \cdot \mathbf{u}) + \mathbf{u} \cdot \nabla p$ となるが、第二項は第一項に対し無視できるほど小さいことが予備的な検証によりわかっている。そこで、ここでは第一項に着目し、 $\nabla \cdot \mathbf{u}$ および p の1周期にわたる変動を、二つのキャビティについて比較した。

Fig. 16 Fluctuations of $\nabla \cdot \mathbf{u}$ (left) and p (right) at $x_1 = x_{1a} - 0.05L$ and $x_2 = x_{2a} + 0.05L$ for cavities of $D/L = 0.5$ and 1.3 , where T is time period

図16に $(x_1, x_2) = (x_{1a} - 0.05L, x_{2a} + 0.05L)$ における $\nabla \cdot \mathbf{u}$ および p の変動を示す。 $\nabla \cdot \mathbf{u}$ の変動には大きな違いは見られないことがわかる。これは、定在波による粒子速度の変動はキャビティ内部でほぼ同位相であり、定在波が $\nabla \cdot \mathbf{u}$ に及ぼす影響は小さいためである。一方、圧力変動は定在波の影響を大きく受けるため、 $D/L=1.3$ のキャビティでは $D/L=0.5$ のキャビティに比べて非常に大きくなる。この圧力変動の増大が、発生する音響エネルギーの増大に大きく寄与する。また、 $D/L=1.3$ のキャビティでは定在波の圧力変動の影響により、音響エネルギー発生領域における $\text{div } \mathbf{u}$ と p の変動の位相差が $D/L=0.5$ のキャビティより小さくなることもわかった。このことも発生する音響エネルギーの増加に寄与する。

5・2・4 Acoustic feedback の強化 図17にはキャビティ開口部 ($x_2=0$) における粒子速度の大きさ u_{2rms} を示す。いずれのキャビティにおいても、端部付近では波面が狭められ大きな粒子速度をもつ。また、 $D/L=1.3$ のキャビティでは $D/L=0.5$ のキャビティより大きい粒子速度が発生する。前述したように、 $D/L=1.3$ のキャビティでは、音響共鳴により、音源から発生する音響エネルギーが増加する。その結果、開口部を伝播する音が強まり、開口部での粒子速度が大きくなる。

Fig. 17 Variations in u_{2rms} along $x_2=0$ for cavities of $D/L=0.5$ and 1.3

前報⁽⁵⁾では、上流端部近傍における音波の粒子速度の大きさが、せん断層内の初期じょう乱の大きさを決めていること (Acoustic feedback) が明らかになっている。初期じょう乱はK-H不安定により大規模渦構造に発達する。このことから、音響共鳴により開口部での粒子速度の変動が大きくなることは、大規模渦構造の形成を促進すると考えられる。流体力学的振動が発生しない低マッハ数 ($M<0.2$) においても流体共鳴振動が発生する⁽²⁾のは、このように音響共鳴により強い Acoustic feedback が生じるためと考えられる。なお、せん断層内の大規模渦構造の強さには上限があり、自励振動が無限に大きくなることはない。この上限値がどのように決まっているかを明らかにすることは、今後の研究課題である。

5・3 キャビティ深さの影響

表1に示した条件において、キャビティ深さが流体共鳴振動に及ぼす影響を調査した。計算および実験において深さを変化させた際の、自励振動の周波数と圧力変動の大きさの変化を図18 (計算) および図19 (実験) に示した。 $M=0.3$ の計算では底部 ($x_1/L=0.5, x_2/D=-1.0$) における圧力変動を比較し、 $M=0.15$ の実験では遠方場 ($x_1=0, x_2/L=40$) での圧力変動を比較した。また、図18・19には East⁽²⁾によって算出された共鳴周波数を示す。East⁽²⁾は深さ方向のみに音響モードが生

じると仮定し、キャビティ開口部での加振に対して底部でもっとも大きな圧力変動の振幅を生じさせる周波数を、Plumlee ら⁽¹⁰⁾の開口端インピーダンスに関する理論から求め、共鳴周波数とした。

Fig. 18 Variations in fundamental frequency and amplitude of fluctuation of C_p at $x_1/L=0.5$ and $x_2/D=-1.0$ for computations with $M=0.3$

Fig. 19 Variations in fundamental frequency and amplitude of fluctuation of C_p at $x_1/L=0.5$ and $x_2/L=40$ for experiments with $M=0.15$

5・3・1 自励振動周波数 図18・19より、深いキャビティほど自励振動の周波数は低くなることがわかる。一方、キャビティ深さを変化させても、せん断層内の渦の数は同じであり、以下で示すように渦の対流速度も一定である。ここでは、キャビティ深さによる振動周波数の変化の原因を明らかにするために、 $D/L=1.3, 1.7$ のキャビティ流れ ($M=0.3$) について、各振動周波数 ($St=0.42$ ($D/L=1.3$), $St=0.38$ ($D/L=1.7$)) における、せん断層内部 ($x_2=0$) での速度 u_2 およびキャビティ底部 ($x_2/D=-1.0$) での圧力 p の位相分布を比較した。この結果を図20に示す。ここで位相の基準は、($x_1/L=0, x_2/D=-1.0$) での p の位相である。

キャビティ底部の圧力変動は定在波によるものであり、位相は流れ方向位置 (x_1) にほとんど依らない。

また、せん断層内の初期じょう乱は定在波の圧力変動に同期して発生するため、 $x_1 = 0$ 近傍での u_2 と p の位相差はキャビティ深さに依らない。さらに、図10において大規模渦構造が明確に確認された $0.5 < x_1/L < 0.9$ における u_2 の位相の傾きから、渦の対流速度 $u_c/u_{1\infty}$ はどちらのキャビティ流れにおいても 0.35 程度で、これもキャビティ深さに依らないことがわかった。 u_2 の位相の、二つのキャビティにおける差が流れ方向に大きくなるのは、自励振動の周波数が異なるためである。

Fig. 20 Phase variations in velocity u_2 along $x_2 = 0$ and pressure along bottom wall ($x_1/D = -1.0$) for each fundamental frequency for cavity flows of $D/L = 1.3$ and 1.7 ($M = 0.3$)

次に、 $x_1/L = 1.0$ 近傍における u_2 と p の位相差 (図20において矢印にて示す) に着目する。この位相差は、後流端部近傍で u_2 がもっとも小さくなる瞬間と、定在波がもっとも低圧になる瞬間の時間差を意味する。ここで、後流端部近傍において u_2 がもっとも小さくなるのは、渦が下流側壁面に衝突し始める瞬間であり (図10参照)、膨張波が出始める瞬間である。図20より、この位相差は $D/L = 1.3$ のキャビティ流れより $D/L = 1.7$ のキャビティ流れの方が大きい。このことは、渦の衝突により膨張波が発生してから、定在波がもっとも低圧になるまでの時間が、 $D/L = 1.7$ のキャビティ流れの方が長くなることを意味する。この時間は音響的にキャビティ形状により決定され、深いキャビティほど長くなる。なお、二つのキャビティ流れにおける音源位置は、どちらも $(x_1/L, x_2/L) = (1.0, -1.3)$ 近傍で、同位置であることを確かめている。

以上より、深いキャビティでは、渦の衝突による膨張波の発生から定在波がもっとも低圧になるまでの時間が長くなるため、自励振動の周期が長くなり周波数が低くなると考えられる。前述したように流体共鳴振動では、定在波の圧力変動に同期して形成される渦が下流側壁面まで対流し (対流速度はキャビティ深さ

に依らない)、この渦と壁面の衝突により発生した音波により再び定在波の圧力変動が生まれる。上記のように決まった振動周波数が共鳴周波数から離れるに従い、次節で述べるように定在波が弱くなり流体共鳴振動は弱まる。

5・3・2 発生音の強さ $M = 0.3$ では $D/L = 1.3$ において、 $M = 0.15$ では $D/L = 4.2$ において、流体共鳴振動の周波数と共鳴周波数が一致し、発生するピーク音は各マッハ数でもっとも強くなる。一方、他の深さのキャビティでは、共鳴周波数と異なる周波数において流体共鳴振動が発生し、振動周波数が共鳴周波数から離れるに従い発生音は弱まる。

こうした発生音の変化の原因を明らかにするため、 $D/L = 1.3$ のキャビティに人工的な音源を与え、音源の周波数変化が定在波に及ぼす影響を調べた。音源の与え方は $5 \cdot 2 \cdot 1$ と同じであり、音源の周波数は $D/L = 1.3$ のキャビティの共鳴周波数 f_a ($M = 0.3$ の実際のキャビティ流れにおける振動周波数ともほぼ一致) を中心として、 $0.5f_a$ から $1.9f_a$ まで変化させた。

キャビティ底部 ($x_1/L = 0.5, x_2/L = -1.3$) における圧力変動の振幅の変化を図21に示す。振幅は共鳴周波数 f_a において音源を与えた際の圧力変動の振幅 p_a により無次元化してある。図21より、共鳴周波数 f_a において音源を与えた際、もっとも圧力変動の振幅が大きく、もっとも強い定在波が形成されることがわかる。定在波は、音源から発生する音と、壁面や開口部による反射音の重ね合わせにより発生し、共鳴周波数とは各音がもっとも強め合う周波数に相当する。

Fig. 21 Variation in amplitude of fluctuation of p/p_a at $x_1/L = 0.5$ and $x_2/L = -1.3$ for cavity flow of $D/L = 1.3$

一方、音源の周波数が共鳴周波数と異なる際にも、その差が小さい場合には強い定在波が形成されることがわかる。このようなキャビティの音響的特性が、実際のキャビティ流れにおいて共鳴周波数と異なる周波数においても流体共鳴振動が発生する原因と考

えられる。ただし、音源の周波数が共鳴周波数から離れるに従い、形成される定在波は弱まることが図21よりわかる。このことから、実際のキャビティ流れにおいて流体共鳴振動の周波数が共鳴周波数から離れる際、発生音が小さくなったのは、定在波が弱まり、5・2で示したような音響共鳴による音響エネルギーの増大や Acoustic feedback の強化といった効果が小さくなったためと考えられる。

6. 結 言

乱流境界層中のキャビティで生じる流体共鳴振動を対象とし、三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式に基づく直接数値計算をおこなった。主流マッハ数 M は 0.15 および 0.3, 流入境界層の厚み θ とキャビティ長さ L の比は $\theta/L = 0.04$ とした。また、 $M = 0.3$ においてキャビティ深さを $D/L = 0.9 \sim 2.5$ において変化させた。また、 $M = 0.15$ において風洞実験をおこない計算の健全性を確かめた。計算の結果、流体共鳴振動に関し以下を明らかにした。

①自励振動の発生機構 せん断層内の大規模渦構造は、Acoustic feedback により発生する初期じょう乱が Kelvin-Helmholtz 不安定により発達することで形成される。この渦構造は下流側壁面に衝突する際に膨張波を発生させる。大規模渦構造の形成機構や音波の発生機構は基本的に流体力学的振動と同様であるが、フィードバックループが定在波を介して形成される点が異なる。

②音響共鳴の役割 同じ大規模渦構造の衝突においても、発生する音響エネルギーは音響共鳴により増大する。これは、定在波の影響により、音響エネルギー発生領域において、圧力変動が増すことや速度ベクトルの発散の変動と圧力変動の位相差が小さくなることによる。さらに、音響共鳴により、開口部での粒子速度も大きくなることで Acoustic feedback が強まる。このため、流体力学的振動が発生しない低マッハ数 (本研究では $M = 0.15$) においても流体共鳴振動が発生する。

③キャビティ深さの影響 深いキャビティほど自励振動の周波数は低下する。これは、大規模渦構造の衝突による膨張波の発生から定在波がもっとも低圧になるまでの時間が長くなるためである。なお、渦の対流速度はキャビティ深さに依らない。また、自励振動の周波数が East⁽²⁾の共鳴周波数と一致する際、最も強い音が発生する。一方、共鳴周波数と異なる周波数において自励振動が発生する場合は、定在波が弱まることで音響共鳴による発生する音響エネルギーの

増大や Acoustic feedback の強化が小さくなり、自励振動により発生する音は弱まる。

謝 辞

本研究は東京大学グローバルCOEプログラム「機械システム・イノベーション国際拠点」および文部科学省次世代 IT 基盤構築のための研究開発「イノベーション基盤シミュレーションソフトウェアの研究開発」の補助を受けておこなわれた。関係各位に謝意を表する。

文 献

- (1) Mizushima, F., Takakura, H., Kurita, T., Kato, C. and Iida, A., Experimental Investigation of Aerodynamic Noise Generated by a Train-Car Gap, *Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. 2, No. 2 (2007), pp. 464-479.
- (2) East, L. F., Aerodynamically induced resonance in rectangular cavities, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 3, No. 3 (1966), pp. 277-287.
- (3) Rossiter, J. E., Wind-Tunnel Experiments on the Flow over Rectangular Cavities at Subsonic and Transonic Speeds, *Aeronautical Research Council Reports and Memoranda*, No. 3438 (1964).
- (4) Rockwell, D. and Naudascher, E., Review - Self-Sustaining Oscillations of Flow past Cavities, *ASME, Transactions, Journal of Fluids Engineering*, Vol. 100 (1978), pp. 152-165.
- (5) Yokoyama, H. and Kato, C., Fluid-Acoustic Interactions in Acoustic Radiation in Turbulent Cavity Flows (Fluid-Dynamic Oscillations), *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B* (in Japanese) (accepted for publication).
- (6) Oshkai, P. and Yan, T., Experimental Investigation of Coaxial Side Branch Resonators, *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 24, No. 4 (2008), pp. 589-603.
- (7) Lele, S. K., Compact Finite Difference Schemes with Spectral-like Resolution, *Journal of Computational Physics*, Vol. 103 (1992), pp. 16-42.
- (8) Thompson, K. W., Time Dependent Boundary Conditions for Hyperbolic Systems, *Journal of Computational Physics*, Vol. 68 (1987), pp. 1-24.
- (9) Tam, C. K. W. and Hardin, J. C., Second Computational Aeroacoustics (CAA) Workshop on Benchmark Problems, *NASA Conference Publication*, No. 3352 (1997), pp. 1-8.
- (10) Plumblee, H. E., Gibson, J. S. and Lassiter, L. W., A theoretical and experimental investigation of the acoustic response of cavities in an aerodynamic flow, *Wright Patterson Air Force Base, WADD-TR-61-75* (1962)