

キャビティ音の直接数値解析における端板の影響

Investigation of Effects of End Plates on Cavity Tone by Direct Numerical Simulation

- 小田原 宙, 豊橋技科大, 愛知県豊橋市天伯町雲雀ヶ丘 1-1, E-mail: odawara@aero.me.tut.ac.jp
 横山 博史, 豊橋技科大, 愛知県豊橋市天伯町雲雀ヶ丘 1-1, E-mail: h-yokoyama@me.tut.ac.jp
 飯田 明由, 豊橋技科大, 愛知県豊橋市天伯町雲雀ヶ丘 1-1, E-mail: iida@me.tut.ac.jp

Hiroshi Odawara, Toyohashi University of Technology, 1-1 Hibarigaoka, Tempaku, Toyohashi, Aichi
 Hiroshi Yokoyama, Toyohashi University of Technology, 1-1 Hibarigaoka, Tempaku, Toyohashi, Aichi
 Akiyoshi Iida, Toyohashi University of Technology, 1-1 Hibarigaoka, Tempaku, Toyohashi, Aichi

Direct numerical simulations of flow and sound for cavity flows associated with self-sustained oscillations were carried out. The flow conditions of cavity flows in the present computation were set to be the same as those of the wind tunnel experiments. The free-stream Mach number was 0.09. The ratio of the momentum thickness of upstream boundary layer to the cavity length was 0.073. The effects of the end plates and the free-stream turbulence on the cavity flow in wind tunnel experiments were investigated. It was found that the coherence of the vortices in the spanwise direction becomes low is due to the end plates and the free-stream turbulence. As a result, the peak sound pressure level is reduced. In this computation used in periodic conditions at spanwise boundaries without the end plate and free-stream turbulence, low frequency velocity fluctuations occur in the cavity flow.

1. 緒言

キャビティ (くぼみ) 形状を有する壁面上を流れが通過するとき、渦の発生により自励振動が生じ、これに伴い強いピーク性の音が発生することがある。たとえば、新幹線の車両連結部のすき間から発生する空力騒音として問題になっている⁽¹⁾。このようなキャビティ音の低減および予測を行うために発生機構および発生条件を解明することは工学的に重要な課題であり、多くの研究が行われている⁽¹⁾⁻⁽³⁾。

Rossiter⁽²⁾は、キャビティ流れから発生するピーク性の音について、流れと音の連成による Acoustic feedback を伴うフィードバックループモデルを提案した。また、二次元キャビティ流れの数値解析に関して Larcheveque ら⁽³⁾は、キャビティ長さ L に対する幅 W の比が $W/L=2.4$ 、キャビティ深さ D との比が $D/L=0.5$ 、マッハ数が $M=0.8$ 以上の浅いキャビティの風洞実験に対し、スパン方向の境界条件に壁の条件を課して実験の端板を再現した LES を行い、端板およびキャビティへの不均一な流れの流入によりキャビティ内に三次元的な流れの構造が現れることを明らかにしている。

本研究では流れと音の連成により自励振動が発生するキャビティ流れについて、三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式に基づいた流れと音の直接数値解析を行う。この解析において、風洞実験⁽⁴⁾における端板の再現および主流乱れの付加によりキャビティ内の三次元的な流れの構造を再現し、この三次元的な流れの構造が現れることでキャビティ流れの自励振動による渦構造および自励振動音が受ける影響を明らかにする。

運動量厚さは $\theta/L=0.073$ である。この運動量厚さ θ は、キャビティがない単純な平板の計算を別途行い、キャビティ上端側端部位置の境界層の平均速度分布より算出した。

表 1 に本研究で行う計算の条件を示す。端板によるキャビティ内に三次元的な流れの構造および自励振動への影響を評価するため、主流の乱れ度 $Tu=0.0\%$ においてスパン方向の境界全面を周期境界とした Tu0.0P および風洞実験における端板を再現しスパン方向の境界を一部壁境界とした Tu0.0W の計算を行う。

主流乱れを付加する計算は、スパン方向の境界条件は Tu0.0P と同様に全面周期境界とし、主流の乱れ度の強さによるキャビティ内の三次元的な流れの構造および自励振動への影響を明らかにするため、主流の乱れ度を $Tu=0.6\%$ とした Tu0.6P および $Tu=1.6\%$ とした Tu1.6P の計算を行う。

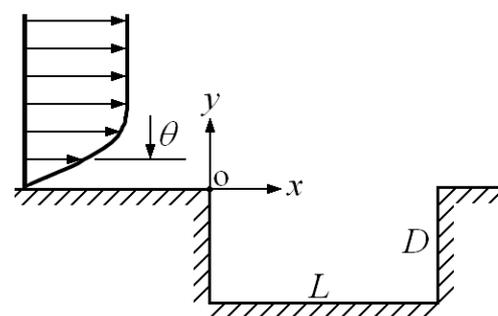


Fig. 1 Configurations for flow over two-dimensional cavity.

Table 1 Present computational conditions.

Label	Free-stream turbulence Tu [%]	Spanwise boundary condition	L_z/L
Tu0.0P	0.0	Periodic	1.0
Tu0.6P	0.6	Periodic	1.0
Tu1.6P	1.6	Periodic	1.0
Tu0.0W	0.0	Wall + Periodic	7.5

2. 解析手法

2. 1 解析条件

図 1 は本研究で対象としている二次元キャビティまわりの流れの模式図である。座標原点はキャビティの上流側端部位置におき、主流方向に x 軸、鉛直方向に y 軸をとり、この 2 軸に垂直な z 軸をスパン方向とした。

キャビティの $x-y$ 断面の形状はキャビティ長さが $L=20$ mm、キャビティ深さは $D=10$ mm でキャビティ長さに対する深さの比が $D/L=0.5$ である。また、主流マッハ数は $M=0.09$ ($U_0=30$ m/s)、キャビティ上流側端部位置のキャビティ長さ L に対する境界層の

2. 2 支配方程式および離散化手法

本研究では、キャビティ流れにおける流れと音の連成を再現するため、流れと音の直接数値解析を行う。支配方程式は式(1)に示す三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式であり、有限差分法による直接計算を行った。

$$\mathbf{Q}_t + \frac{\partial}{\partial x_k} (\mathbf{F}_k - \mathbf{F}_{vk}) = 0 \quad (1)$$

ここで \mathbf{Q} は保存量ベクトル、 \mathbf{F}_k は非粘性流束ベクトル、 \mathbf{F}_{vk} は粘性流束ベクトルをそれぞれ表す。空間差分は 6 次精度コンパクトスキーム⁶⁾ (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行う。また、式(2)に示す 10 次精度のフィルタリングにより、Subgrid Scale の渦構造へ伝達されるエネルギーを散逸させている⁶⁾。加えて、本フィルタにより、コンパクトスキームに伴う数値的不安定性を抑制している⁶⁾。

$$\alpha_f \hat{\psi}_{i-1} + \hat{\psi}_i + \alpha_f \hat{\psi}_{i+1} = \sum_{n=0}^5 \frac{a_n}{2} (\psi_{i+n} + \psi_{i-n}) \quad (2)$$

ここで ψ は保存係数、 $\hat{\psi}$ はフィルタリング後の保存係数をそれぞれ表す。計算の安定性を確保しつつ、スキームの高解像度特性を生かせるようにフィルタパラメータ $\alpha_f = 0.45$ とし、係数 a_n は Gaitonde ら⁷⁾によって用いられた値と同じとした。

2. 3 計算格子

図 2 に計算に用いる計算格子を示す。全体の格子点数は 700 万点程度である。図 3 には x - y 断面の計算領域を示す。キャビティ上流側端部から下流側端部のせん断層 ($0.0 < x/L < 1.0$, $-0.1 < y/L < 0.2$) の格子解像度は $\Delta x = \Delta y = L/100 = 0.2 \text{ mm}$ であり、これは自励振動により発生する渦の大きさが約 2.5 mm に対して 10 グリッド以上で捉えており、キャビティ内の渦構造を正確に再現できる。また、図 4 の破線で囲まれた領域では自励振動により発生する自励振動音の 3 倍の周波数に対してまで 1 波長を 10 グリッド以上で捉えており、前述の計算手法を用いることで音の伝播も十分に捉えることができる。キャビティ遠方では格子解像度を粗くすることで音波を減衰させている。

計算領域のスパン方向長さは表 1 に示すようにスパン方向の端板を再現した計算 (Tu0.0W) においてのみ風洞実験におけるノズル幅である $L_z/L = 7.5$ とし、その他の計算では $L_z/L = 1.0$ とした。 $L_z/L = 1.0$ とする計算の格子解像度は $\Delta z = L/80 = 0.25 \text{ mm}$ としている。これは後述の計算精度の検証における流れ場の比較からキャビティ内の三次元的な流れを再現するのに十分な解像度であることがわかっている。また、主流乱れの最大渦スケールを 10 mm で与えており、これに対して 40 グリッドで捉えることができる。この計算領域のスパン方向長さに関して、スパン方向長さを $L_z/L = 2$ とした予備計算から結果への大きな変化が見られなかったため、本論文ではスパン方向長さを $L_z/L = 1$ とした計算について議論する。 $L_z/L = 7.5$ とする格子解像度は $\Delta z = L/10 = 2 \text{ mm}$ 程度とした。ここで、格子解像度が粗くなっているのは $\Delta z = 0.25 \text{ mm}$ の解像度で 150 mm の長さを分割すると計算リソースの点から十分に計算を行うことが困難なためである。

2. 4 境界条件

図 3 には x - y 断面の境界条件も示している。流入および流出境界には無反射境界条件⁸⁾、壁面にはすべり無し・断熱条件の壁境界条件をそれぞれ課した。

スパン方向の境界条件は表 1 に示すように Tu0.0P、Tu0.6P および Tu1.6P では周期境界条件を課し、Tu0.0W では図 3 に示す斜線の範囲 ($-4.1 < x/L$, $-0.5 < y/L < 3.75$) に壁境界条件、それ以外は周

期境界条件を課す。この壁境界を課す範囲は実験の端板設置高さに一致する。

流入境界では、主流乱れを付加しない Tu0.0P および Tu0.0W は一様流を、主流乱れを付加する Tu0.6P および Tu1.6P は、カルマンスペクトルに基づく初期場から一様等方性乱流⁹⁾を別途計算し、その瞬時の流れ場をスライドしたものを一様流に付加し与えた。

計算において与える主流乱れの強さに関して Tu0.6P では流入乱れ度分布から平均乱れ度を算出し、これが実験で算出した平均乱れ度 $Tu = 0.6 \%$ と一致するように定めている。さらに、主流乱れの強さによる影響を明らかにするため、 $Tu = 1.6 \%$ においても計算を行った。また、実験の流入乱れ度分布は実験の低周波域のゆらぎ成分および高周波域のノイズ成分をバンドパスフィルタにより取り除いたもので、計算によるものにも同様の処理をしたもので比較した。ここでバンドパスフィルタは低域カットオフ周波数を 500 Hz、高域カットオフ周波数を 8000 Hz とした。

2. 5 遠方音場の予測手法

本研究ではキャビティ遠方音場に関して式(3)、(4)から Curle の式¹⁰⁾に基づいた予測を行う。

$$L_{ij} = \rho \delta_{ij} \quad (3)$$

$$4\pi p'(\mathbf{x}_2, t) = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_S \left[L_{ij}(\mathbf{x}_1, \tau) \frac{\hat{\mathbf{r}}_i \hat{\mathbf{r}}_j}{r} \right] dS(\mathbf{x}_1) \quad (4)$$

キャビティから発生する自励振動音は二重極音であり、式(3)はその運動量テンソルを示す。式(4)においては、 $\mathbf{r} = \mathbf{x}_2 - \mathbf{x}_1$, $r = |\mathbf{r}|$, $\hat{\mathbf{r}} = \mathbf{r}/r$, \mathbf{n} は面 S の外向きの単位法線ベクトル、添え字 ret は遅延時間 $\tau = t - r/c_0$ の考慮をそれぞれ表す。

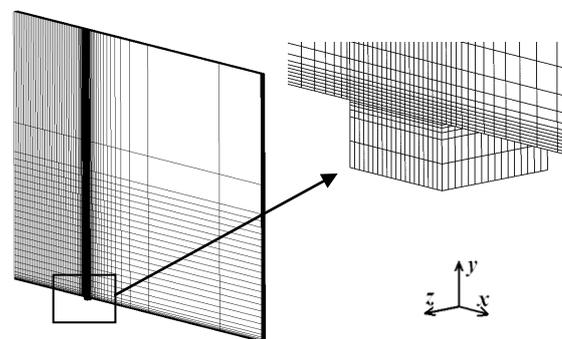


Fig. 2 Computational grids for Tu0.0P, Tu0.6P and Tu1.6P. Every 5th grid line is shown.

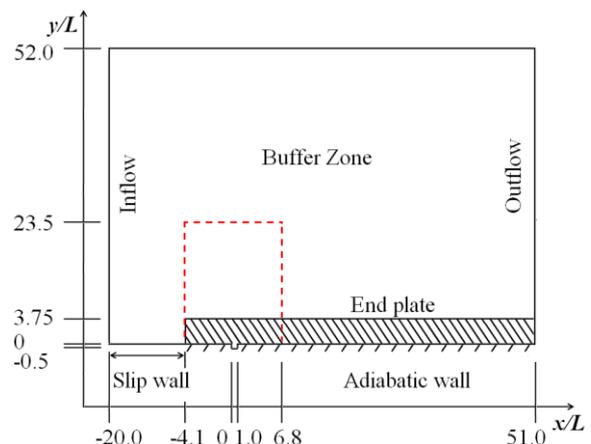


Fig. 3 Computational domain and boundary conditions.

この予測に際して、 x - y 断面において図4に示すようなキャビティから $2.5L$ 程度離れた円柱面における音圧変動を用いて、実験における音圧測定点 ($x/L=6.75$, $y/L=23.5$) の音圧 SPL_s を算出する。実験と計算領域のスパン方向長さが異なる場合は、加藤らの手法を参考にし、後述するキャビティ中央のせん断層で音源となる渦構造のスパン方向に対するコヒーレンス γ^2 を算出し、式(5)~(7)のような補正により遠方音場 $SPL(f)$ の算出を行う⁽¹¹⁾。

$$SPL(f) = SPL_s(f) + 10 \log_{10} (L_c/L_s) \quad (L_c(f) \leq L_s) \quad (5)$$

$$SPL(f) = SPL_s(f) + 20 \log_{10} \{L_c(f)/L_s\} + 10 \log_{10} \{L_c/L_c(f)\} \quad (L_s \leq L_c(f) \leq L_c) \quad (6)$$

$$SPL(f) = SPL_s(f) + 20 \log_{10} (L_c/L_s) \quad (L_c \leq L_c(f)) \quad (7)$$

ここで、コヒーレンスが $\gamma^2=0.5$ となるスパン方向長さを等価相関長 $L_c(f)$ と定義し、 L_c は実験におけるキャビティのスパン方向長さ、 L_s は計算領域のスパン方向長さを表す。

3. 実験との比較による計算精度の検証

3.1 実験手法および条件

計算精度の検証のため計算で得られた速度変動スペクトルおよび音圧スペクトルを風洞実験の結果と比較する。実験のキャビティの形状および主流速度は解析条件と同じで、流入平均乱れ度は $Tu=0.6\%$ である。

図5に実験に用いた風洞の模式図を示す。ノズル断面 $150\text{ mm} \times 75\text{ mm}$ の吸い込み型低騒音風洞により実験を行った。キャビティ中央 ($x/L=0.5$, $y/L=0$) の速度は熱線流速計、遠方 ($x/L=6.75$, $y/L=23.5$) の音圧は $1/2$ インチの無指向性マイクにより測定を行った。測定部の両端に端板を設置し、片方に吸音材を貼り付けて共鳴を防いでいる。

3.2 計算精度の検証

3.2.1 流れ場の比較

以下では、実験と流入平均乱れ度の条件が一致している $Tu0.6P$ と実験のキャビティ中央における速度変動スペクトル比較し、流れ場に関して計算精度の検証を行う。

図6に計算と実験のキャビティ中央 ($x/L=0.5$) における速度変動スペクトルの比較を示す。ここで比較を行う鉛直方向位置に関して、実験で測定が行われた $y/L=0.0$ に対して計算は $y/L=0.0$, 0.075 の2つの位置による結果を比較に用いる。この理由は後述の流れ場に関する計算精度の検証で述べる。なお、本研究における速度変動スペクトルおよび音圧スペクトルに関して、周波数解像度は $\Delta St (= \Delta f L / U_0) = 0.1$ ($\Delta f = 156.2\text{ Hz}$) としており、スペクトルの平均回数は計算が5回程度、比較する実験が9000回程度である。

図6の計算および実験の速度変動スペクトルに共通してみられることについて $St=1.55$ にピークがみられる。これは対象とするキャビティ流れの自励振動周波数であることが風洞実験より明らかになっている。また振動モードに関して、本研究ではキャビティ内の渦の個数に基づいた振動モードを用い、この自励振動周波数は3次モードである。さらに、速度変動スペクトルの勾配について計算、実験ともに自励振動周波数付近で $-5/3$ 乗則と一致する部分が見られ、キャビティ内の流れが乱流場になっていることがわかる。

計算と実験の速度変動スペクトルの比較について、計算の $y/L=0.0$ の結果では自励振動周波数である3次モードのピークの大きさが実験に一致しているが高周波域でのエネルギーに違いがみられ、実験に現れない3次モードの倍の周波数 $St=3.1$ にも強いピークが現れる。これに対して、計算の $y/L=0.075$ のものは3次モ

ードのピークが実験に対して過大評価されるが、3次モードの高調波成分でのピークが小さく、 $y/L=0.0$ のものと比較してスペクトルの形状も実験に近いものになる。計算において、このように測定点を鉛直方向に変化させると速度変動スペクトルにおける流れ場の一致がみられることに関して、計算と実験では自励振動により発生する渦の鉛直方向の通過位置が異なっていることが考えられる。このような根拠として風洞実験ではノズル高さ $3.75L$ までしか速度を与えられないのに対して、計算では $52L$ まで一様流を与えており、平均流れ場の違いが生じていると考えられるからである。ここで実験におけるこのノズル高さがキャビティ深さ $0.5L$ に対して十分ではなく渦の対流に影響を与えているためと考えられる。

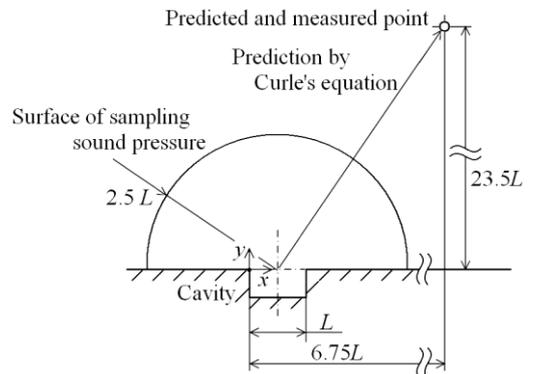


Fig. 4 Schematics of prediction of far acoustic field by Curle's equation.

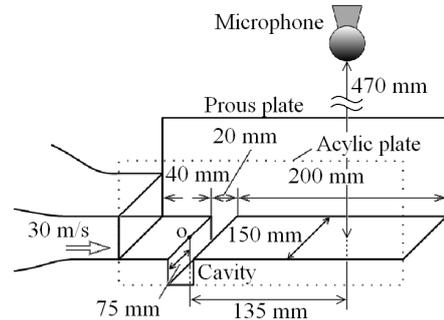


Fig. 5 Schematics of experimental setup.

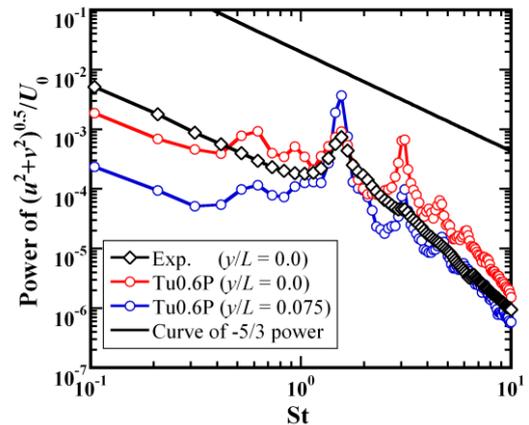


Fig. 6 Comparison of predicted and measured power spectra of velocity $(u^2+v^2)^{0.5}/U_0$ ($x/L=0.5$).

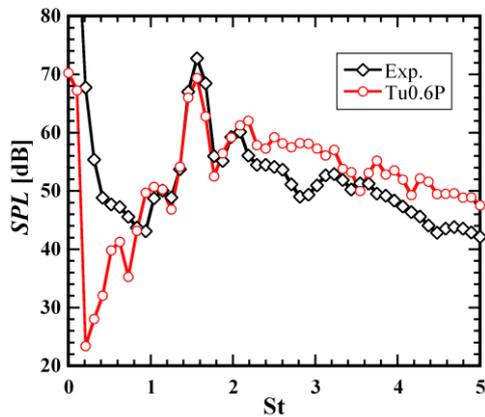


Fig. 7 Comparison of predicted and measured sound pressure spectra ($x/L=6.75, y/L=23.5$).

3. 2. 2 音場の比較

次にキャビティ遠方 ($x/L=6.75, y/L=23.5$) の音圧スペクトルを計算 (Tu0.6P) と実験と比較し、自励振動音の発生および伝播に関して計算精度の検証を行う。

図7に計算と実験のキャビティ遠方の音圧スペクトルの比較を示す。この図7から計算および実験の音圧スペクトルにも自励振動周波数にピークがみられ、これが前述のキャビティ内の渦構造により発生する自励振動音であることがわかる。計算によるこのピーク音圧レベルの実験のものに対する差は4 dB以内である。また、計算においては速度変動スペクトルにみられた3次モードの高調波成分にみられたピークが音圧スペクトルには現れず、実験によるものと同様に3次モードにしか強いピークが存在しない。

以上の流れ場および音場に関する計算と実験の比較から、本計算手法でキャビティ流れの自励振動による渦構造および自励振動音の発生を再現できていると考えられる。

4. 結果

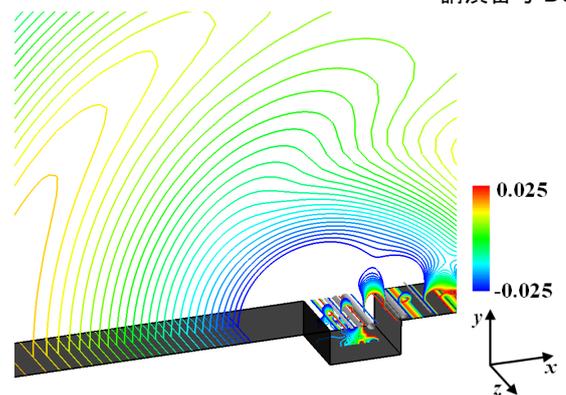
4. 1 渦構造と音場

端板の再現および主流乱れの付加による渦構造および音場への影響に関して、キャビティまわりの流れ場および音場を可視化することによりその影響に関して評価を行う。

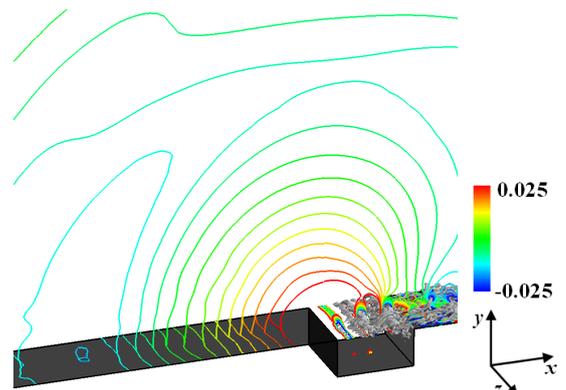
図8は変動圧力係数分布および第二不変量の等値面によりキャビティ内の渦構造およびキャビティまわりの音場を可視化したものである。ここで、変動圧力係数は各格子点の時間平均圧力を差し引いたものであり、せん断層内の低圧部では渦構造における渦の中心を、キャビティまわりの低圧部では自励振動による膨張波、高圧部では圧縮波を表す。速度勾配の第二不変量は正となる領域で渦を示し、図中では $Q/(U_0/t)^2 = 0.05$ の渦構造を表す。

図8より、Tu0.0Pではスパン方向に均一な流れ場および音場になり、Tu0.6PおよびTu1.6Pでは主流乱れによるものとみられるスパン方向に不均一な流れ場でキャビティ内に三次元的な流れの構造が現れている。Tu0.0Wにおいてもキャビティ上流端部より後流側の流れがTu0.0Pと比較して乱れていることがわかる。

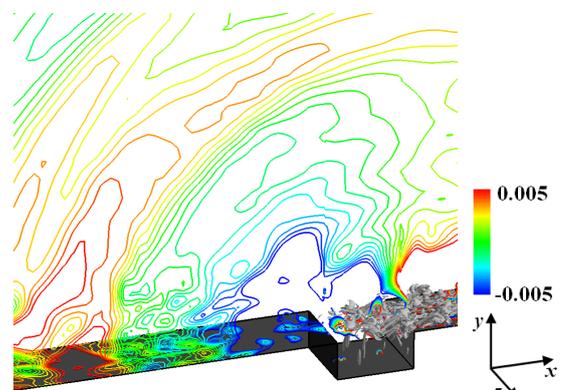
また、Tu0.6PおよびTu1.6Pでは自励振動により生じる大規模渦構造に加えて、主流に含まれる乱れがキャビティに流入することにより生じる縦渦などの微細な渦構造がみられる。ここで、本論文において単に渦構造と表すときはTu0.0PやTu0.0Wにもみられるような自励振動による大規模渦構造を表すものとする。



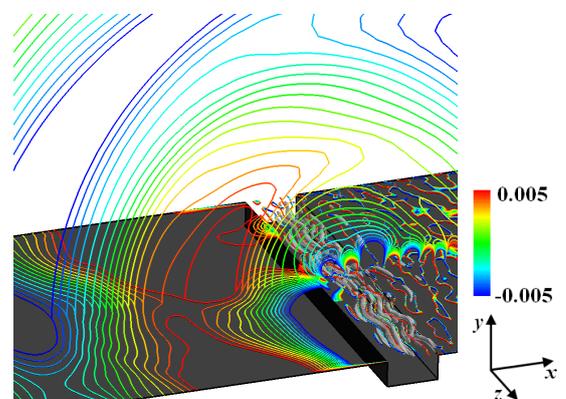
(a) Cavity flow without free-stream turbulence. (Tu0.0P).



(b) Cavity flow with free-stream turbulence $Tu = 0.6\%$. (Tu0.6P).



(c) Cavity flow with free-stream turbulence $Tu = 1.6\%$. (Tu1.6P).



(d) Cavity flow with end plates. (Tu0.0W).

Fig. 8 Contours of fluctuating pressure coefficients $p'/(0.5\rho U_0^2)$ and iso-surfaces of the second invariant ($Q/(U_0/t)^2 = 0.05$).

4. 2 速度変動スペクトル

キャビティ内の渦構造に関して、キャビティ中央 ($x/L = 0.5$) における鉛直方向速度 v の乱れ度分布を図 9 に示す。また、それぞれの計算の乱れ度が最大となる位置とその大きさを表 2 に示す。

図 9 および表 2 から、Tu0.6P, Tu1.6P および Tu0.0W において乱れ度が最大となる位置は $y/L = 5.6 \times 10^{-3}$ となる。Tu0.0P に関しては $y/L = 0.0$ で乱れ度が最大になるが、Tu0.0P の $y/L = 5.6 \times 10^{-3}$ 位置におけるものとの差が 0.01 % 以下になり、スペクトルの形状がほとんど一致することを確認している。以上から、速度変動スペクトルによる渦構造の評価はせん断層 ($x/L = 0.5, y/L = 5.6 \times 10^{-3}$) の鉛直方向速度変動スペクトルを比較することにより行う。また、図 9 の乱れ度分布からせん断層 ($x/L = 0.5, y/L = 5.6 \times 10^{-3}$) 付近の乱れ度に関して、Tu0.0P の乱れ度がキャビティ内に三次元的な流れの構造が現れている Tu0.6P, Tu1.6P および Tu0.0W のものより大きくなる。また、主流乱れが強い Tu1.6P と Tu0.0P ではこの差が顕著になる。このような傾向が現れることに関しては後述の速度変動スペクトルの比較で検証する。

速度変動スペクトルの比較に関して、図 10 では主流乱れ強さによる影響、図 11 では端板の再現による影響をそれぞれ示す。

図 10 から、Tu0.0P には $St = 0.31$ およびその整数倍の周波数にピークが現れる。Tu0.6P に関しては自励振動周波数のピークが Tu0.0P より小さくなっていることがわかる。この速度変動の変化から Tu0.6P では主流乱れの影響により Tu0.0P よりも自励振動による渦構造が弱くなることが考えられる。図 9 でみられた Tu0.0P に対する Tu0.6P の乱れ度の差に関して、鉛直方向速度 v の乱れ度は渦構造による速度変動が支配的で、この渦構造による速度変動が小さくなるため乱れ度の差が生じたと考えられる。また、Tu0.0P にみられた $St = 0.31$ の整数倍の周波数のピークがなくなり、速度変動スペクトルが滑らかで勾配が小さくなっている。ここで速度変動スペクトルの勾配は自励振動周波数付近で -5/3 乗則に一致することからキャビティ内が乱流場になると考えられる。主流乱れを強くした Tu1.6P に関しては、自励振動周波数のピークが Tu0.6P よりも小さくなり、これに伴って Tu0.0P および Tu0.6P で現れる自励振動周波数の整数倍の周波数のピークがみられなくなる。これらから Tu1.6P では渦構造が非常に弱くなったと考えられる。図 9 において Tu0.0P との乱れ度の差が顕著になったのもこの渦構造の違いによるものと考えられる。速度変動スペクトルの勾配に関しては Tu0.6P と同様に -5/3 乗則と一致するため、キャビティ内が乱流場であることがわかる。

図 11 から Tu0.0W に関して、自励振動周波数のピークが Tu0.0P より小さくなることがわかる。これによる渦構造の変化および図 9 でみられた乱れ度の差に関しては Tu0.6P と同様の推測ができる。また、Tu0.0W でも $St = 0.31$ の整数倍の周波数のピークが小さく、Tu0.0P と比較してスペクトルも滑らかになる。加えて、自励振動周波数付近で速度変動スペクトルの勾配が -5/3 乗則と一致するため、Tu0.0W に関してもキャビティ内が乱流場になっていると考えられる。

これらのことから主流乱れを付加しない周期境界条件の場合、フィードバック機構によって大規模渦構造が作られるが、端板および主流乱れによる乱れの影響によって渦構造が弱められることが確認された。

4. 3 渦構造の-span方向のコヒーレンス

流れ場の可視化から、端板の再現および主流乱れの付加によりキャビティ内で三次元的な流れの構造が現れ、渦構造も span 方向に一様でなくなることが明らかになっている。ここではキャビティ中央のせん断層 ($x/L = 0.5, y/L = 5.6 \times 10^{-3}$) において、鉛直方向速度 v/U_0 の自励振動周波数におけるコヒーレンス γ^2 の span 方

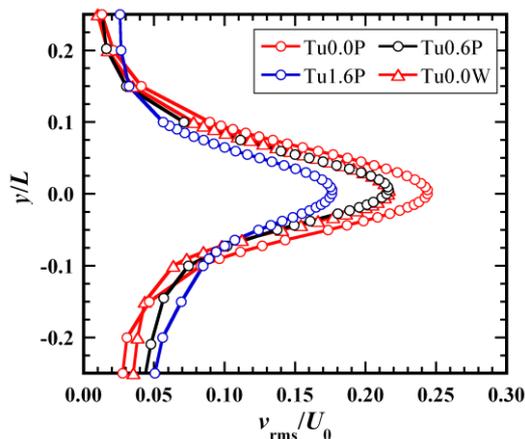


Fig.9 Vertical distributions of rms of vertical velocity v_{rms}/U_0 ($x/L = 0.5$).

Table 2 Maximum rms of vertical velocity $(v_{rms}/U_0)_{max}$ ($x/L = 0.5$).

Label	y/L	$(v_{rms}/U_0)_{max}$
Tu0.0P	0.000	0.2437
Tu0.6P	5.6×10^{-3}	0.2162
Tu1.6P	5.6×10^{-3}	0.1761
Tu0.0W	5.6×10^{-3}	0.2164

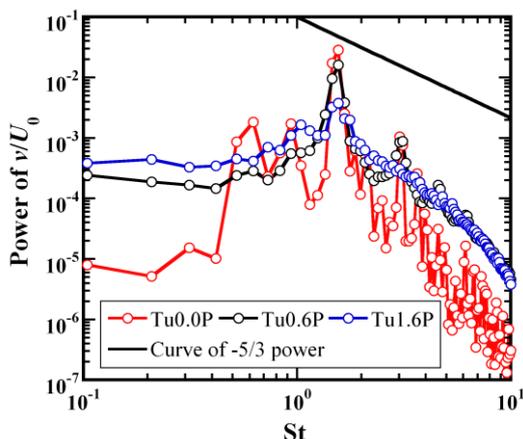


Fig.10 Power spectra of velocity v/U_0 ($x/L = 0.5, y/L = 5.6 \times 10^{-3}$) for Tu0.0P, Tu0.6P and Tu1.6P.

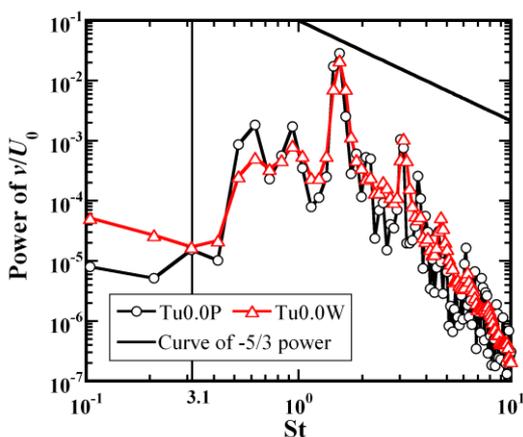


Fig.11 Power spectra of velocity v/U_0 ($x/L = 0.5, y/L = 5.6 \times 10^{-3}$) for Tu0.0P and Tu0.0W.

向分布により流れの三次元的な構造に関して定量的な評価を行う。ここで、コヒーレンスはスパン方向に Δz だけ離れた点のコヒーレンスを平均したものである。

渦構造のスパン方向のコヒーレンス分布に関して、主流乱れの強さによる影響を図 12、端板の再現による影響を図 13 にそれぞれ示す。また、このコヒーレンス分布から遠方音場の予測に用いた $\gamma^2 = 0.5$ となる長さである等価相関長 L_c を表 3 に示し、この比較において定量的な指標として用いる。ただし、図 12 で明らかになるが Tu0.0P に関して $\Delta z/L < 0.5$ の範囲で $\gamma^2 = 0.5$ にならないため、外挿により推定される値である。

Tu0.0P の流れ場の可視化においてみられたスパン方向に均一な渦構造に関して、図 12 からスパン方向全体に速度変動が同期していることがわかる。図 12 の Tu0.0P と Tu0.6P の比較から 0.6 % の比較的小さな主流乱れがキャビティ内に流入するだけで渦構造による速度変動のコヒーレンスは影響を受け、渦構造がスパン方向に同期しなくなることがわかる。また、Tu0.6P と Tu1.6P の比較に関して、流れ場の可視化からは明らかにならなかった三次元的な流れの構造の違いが図 12 のコヒーレンス分布に現れている。また、さらに定量的な評価として表 3 から等価相関長では Tu0.6P と Tu1.6P では倍程度の差が生じていることがわかる。これらのコヒーレンスの評価より、Tu1.6P ではわずかにスパン方向の位置が変化するだけで、渦構造の位相および変動の強さが大きく変化していることが推測され、このため速度変動スペクトルの比較でみられた自励振動周波数における変動の低下が起きると考えられる。

図 13 から Tu0.0W においては、主流乱れの付加がない流れでも端板の影響によりキャビティ内の渦構造がスパン方向に不均一になることを定量的に表している。また、Tu0.0W においてはスパン方向のコヒーレンス分布においては一様な減少を示していない。これは端板を再現した場合、スパン方向に複数のセルは作られることが予測されることから、主流乱れのようにコヒーレンスが一樣に減少しないと考えられる。また、これが端板を再現したキャビティ流れで渦構造がスパン方向に同期していないためによるものであるかに関しては、本研究では明らかになっていないためキャビティ内の流れ場に関してさらなる調査を行う必要がある。

4. 4 音圧スペクトル

ここでは速度変動スペクトルの比較およびスパン方向のコヒーレンス分布で示したような端板の再現および主流乱れの変化による渦構造の変化が自励振動音に与える影響に関して、キャビティ遠方 ($x/L = 6.75$, $y/L = 23.5$) の音圧スペクトルを比較することにより評価を行う。

音圧スペクトルに対して、主流乱れの強さによる影響を図 14、端板の再現による影響を図 15 にそれぞれ示す。

図 14 から、Tu0.0P に関して音圧スペクトルにも速度変動スペクトルにみられた $St = 0.31$ の整数倍の周波数のピークが現れている。また、計算精度の検証において実験と近い結果が得られている Tu0.6P の音圧スペクトルに対して、自励振動周波数におけるピーク音圧レベルが大きくことがわかる。これは速度変動スペクトルの比較から Tu0.0P では自励振動周波数の速度変動が Tu0.6P より大きくなるため渦構造自体強く自励振動周波数における音の発生も大きくなることが考えられる。Tu1.6P に関しては自励振動周波数におけるピーク音圧レベルが Tu0.6 よりも小さくなり、これは速度変動スペクトルの比較から渦構造が弱くなっていることが明らかであり、これにより自励振動音も小さくなると考えられる。

図 15 から Tu0.0W に関して、速度変動スペクトルと同様に Tu0.0P の $St = 0.31$ の整数倍の周波数に現れるピークが小さくなる。

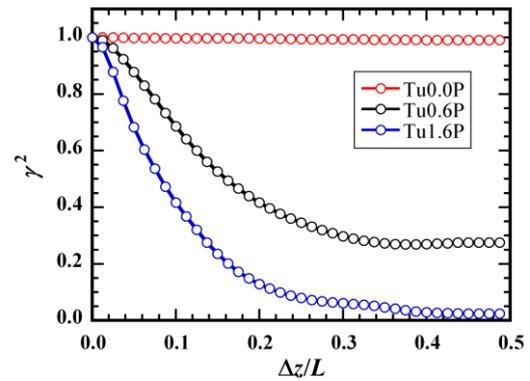


Fig.12 The coherence of velocity v/U_0 ($x/L = 0.5$, $y/L = 5.6 \times 10^{-3}$) at fundamental frequency in spanwise direction for Tu0.0P, Tu0.6P and Tu1.6P.

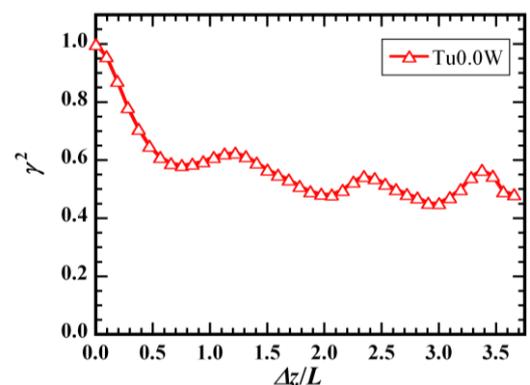


Fig.13 The coherence of velocity v/U_0 ($x/L = 0.5$, $y/L = 5.6 \times 10^{-3}$) at fundamental frequency in spanwise direction for Tu0.0W.

Table 3 Equivalent correlation length ($\gamma^2 = 0.5$, $x/L = 0.5$, $y/L = 5.6 \times 10^{-3}$).

Label	L_c'/L
Tu0.0P	$50 < (\infty)$
Tu0.6P	0.1488
Tu1.6P	0.0740
Tu0.0W	1.815

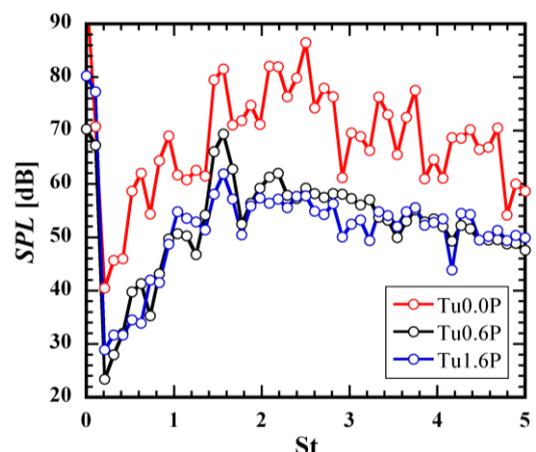


Fig.14 Sound pressure spectra ($x/L = 6.75$, $y/L = 23.5$) for Tu0.0P, Tu0.6P and Tu1.6P.

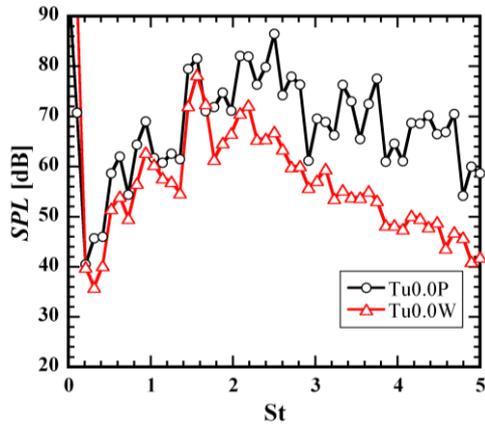


Fig.15 Sound pressure spectra ($x/L = 6.75, y/L = 23.5$) for Tu0.0P and Tu0.0W.

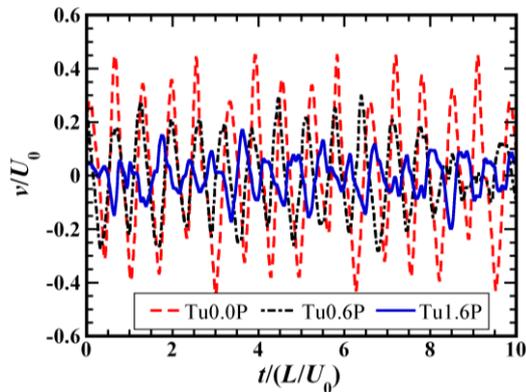


Fig.16 Time histories of velocity v/U_0 ($x/L = 0.5, y/L = 5.6 \times 10^{-3}$) for Tu0.0P, Tu0.6P and Tu1.6P.

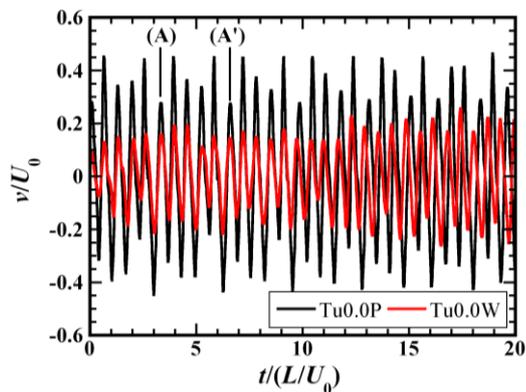


Fig.17 Time histories of velocity v/U_0 ($x/L = 0.5, y/L = 5.6 \times 10^{-3}$) for Tu0.0P and Tu0.0W.

4. 5 低周波のゆらぎ

速度変動スペクトルおよび音圧スペクトルより Tu0.0P では $St = 0.31$ およびその整数倍の周波数にピークが現れる。この低周波のゆらぎに関して本節では説明する。

鉛直方向速度 v の時間的な変化に関して、図 16 には主流乱れを変化させることによる影響、図 17 には端板を再現することによる影響を示す。特に図 17 では、図中の(A)-(A')のような低周波のゆらぎが周期的であることを示しており、この(A)-(A')の周波数は速度変動スペクトルで示した図 11 において $St = 0.31$ の変動に相当すると考えられる。

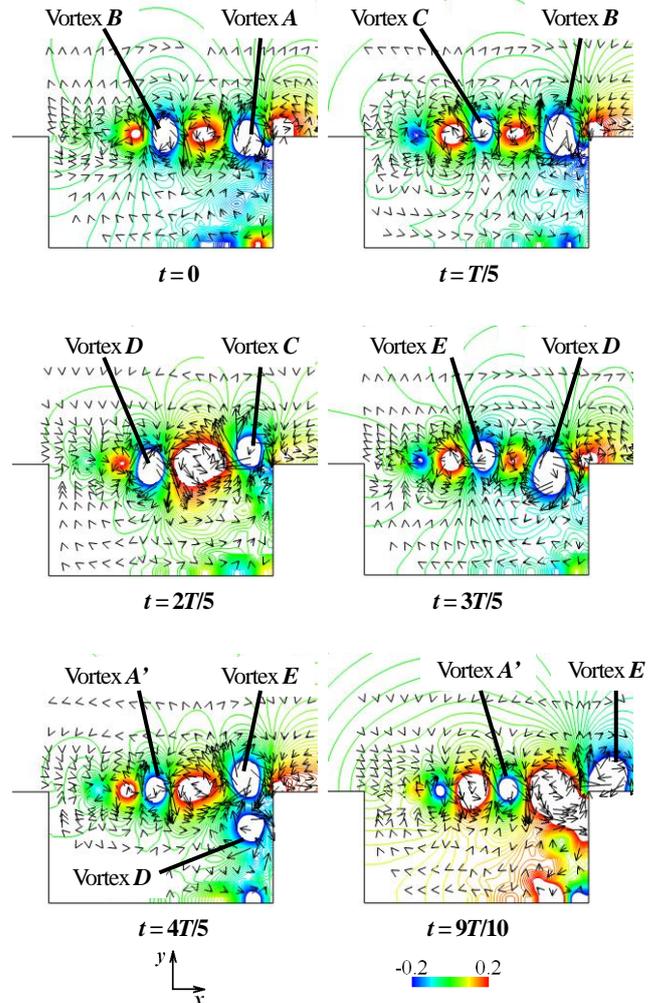


Fig.18 Contours of fluctuating pressure coefficients $p'/(0.5\rho U_0^2)$ and vectors of fluctuating velocity $(u'+v')/U_0$ for Tu0.6P. Where T is period of low frequency fluctuations.

図 16 に関して、主流乱れの強さが強くなるほど、速度変動の振幅が減少し、Tu1.6P ではこれが乱雑成分によってわずかに不均一なものになることがわかる。これらの振幅の減少は速度変動スペクトルで明らかにしたように自励振動周波数における変動の低下を表していると考えられる。ここで Tu0.6P および Tu1.6P には $St = 0.31$ に相当する低周波のゆらぎはみられない。図 17 の Tu0.0W についても自励振動周波数における変動の低下を示すと考えられる振幅の低下がみられ、これに伴って低周波のゆらぎが波形からみられなくなる。

速度変動スペクトルの比較およびこれら時系列データの比較により、低周波のゆらぎは強い渦構造をもった Tu0.0P にのみ顕著にみられることを確認した。以下ではこの低周波のゆらぎの発生に関して、キャビティ内の流れ場を変動圧力係数および変動速度ベクトルにより可視化し、渦の衝突位置および対流が変化することによる低周波のゆらぎに関しての解明を図 18 に示す。ここで、変動速度は変動圧力係数と同様に各格子点における時間平均に対する速度である。

図 18 について、(1)から(5)までは $St = 0.31$ の低周波のゆらぎによって発生する渦衝突位置の変化を示し、(6)は(5)から(1)へ流れ場が変化する過程を示している。ここで、 T は $St = 0.31$ の低周波のゆらぎの周期であり、自励振動の 5 倍の周期となる。以下に低周波のゆらぎが発生する過程を示す。

- (1) $t=0$ で渦 **A** がキャビティ後流側端部に衝突する。
- (2) $t=T/5$ ではキャビティ後流底部に $t=0$ において衝突した渦 **A** が残留している状態で渦 **B** が衝突する。
- (3) ここで渦 **A** の誘起速度によりキャビティ底部から上向きの速度があるため、渦 **B** の衝突位置が渦 **A** によるものよりわずかに鉛直方向上方へ変化する。
- (4) ここで渦 **B** は渦 **A** よりも高い位置に残留するため、後続の渦 **C** へ与える渦 **B** の誘起速度の影響が大きくなる。
- (5) 残留した渦 **B** の誘起速度により、渦 **C** はキャビティ外部に押し出されて対流してくる。
- (6) 渦の中心がキャビティ後流側端部より高いため、 $t=2T/5$ で渦 **C** は衝突による変形が小さい。
- (7) このとき渦 **C** はキャビティ後流端部を沿うようにキャビティ後流へ流れていき、渦 **C** はキャビティ内に残留しない。
- (8) 後続の渦 **D** は先行した渦 **C** の影響を受けず、キャビティ外部へ押し出されることがないためキャビティ内部を対流する。
- (9) このため、 $t=3T/5$ で渦 **D** は非常に大きな変形を伴う渦衝突をおこす。
- (10) $3T/5$ の衝突が起きるまでに、キャビティ内部で対流速度が遅いことにより後続の渦 **E** が途中で渦 **D** に追いついてしまい、ここで渦 **E** は先行している渦 **D** の誘起速度によりキャビティ外部へ押し出される。
- (11) キャビティ外部は対流速度がキャビティ内部より大きいいため渦 **E** はさらに速い速度でキャビティ上方を対流し $t=3T/5$ の渦衝突後すぐに渦 **E** がキャビティ後流側端部に達する。
- (12) $t=4T/5$ で渦 **E** は渦 **C** のようにキャビティ後流へ流れていき渦 **E** はキャビティ内に残留しない。
- (13) しかし、渦 **D** がキャビティ後流底部に残留しているため、流れは $t=9T/10$ を経て、渦 **A** が渦 **A** のような位置に衝突を起こす前の状態に戻る。

これらの図 18 で示したような渦衝突位置のゆらぎにより、Tu0.0P の速度変動に影響を与えていると考えられる。

このような低周波のゆらぎが Tu0.6P および Tu1.6P でみられなくなるのは、速度変動スペクトルおよび渦構造のスパン方向のコヒーレンス分布より明らかのように、Tu0.0P に対してこれらの流れでは、衝突後に後続の渦の影響を与えるような強い渦が発生しないため、低周波のゆらぎが抑えられていると考えられる。主流乱れを付加していない Tu0.0W でも低周波のゆらぎが抑えられることに関して、Tu0.6P および Tu1.6P と同様に速度変動スペクトルの評価から Tu0.0P に対して自励振動周波数における変動が小さいことから渦が強くないためであると考えられる。

5. 結言

本研究では、自励振動を伴う二次元キャビティ流れで風洞実験における端板および主流乱れの強さがキャビティ流れに与える影響を明らかにするため、三次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式の直接数値計算を行い、以下の知見を得た。

- (1) スパン方向全面を周期境界条件とし主流乱れの付加を行わなかったキャビティ流れでは、自励振動による渦がキャビティ後流側端部に衝突するとキャビティ後流側壁底部に渦が残留し、これが次の渦に影響することで自励振動による渦構造および自励振動音に低周波のゆらぎを発生させることが明らかになった。
- (2) スパン方向の一部境界条件を壁として端板を再現したキャビティ流れでは、キャビティ上流側端部から流れの三次元的な構造が現れ、キャビティ内の流れが乱流になることで前述の低周波のゆらぎを発生させる強い渦が発生しなくな

り、低周波のゆらぎを抑制することが明らかになった。

- (3) 主流乱れを付加したキャビティ流れでは、風洞実験における流入平均乱れ度を与え、風洞実験におけるキャビティ内の流れを再現することで、自励振動音の予測精度が向上することが明らかになった。
- (4) 主流乱れを強くすることによる影響では、キャビティ内のスパン方向の渦のコヒーレンスが低くなり、発生する音が小さくなる。

謝辞

本研究は文部科学省科学研究費補助金 (24760134) および「次世代スーパーコンピューター戦略プログラム」から助成を受けたものである。

参考文献

- (1) Mizushima, F., Takakura, H., Kurita, T., Kato, C. and Iida, A., "Experimental Investigation of Aerodynamic Noise Generated by a Tran-Car Gap," *Journal of Fluid Science and Technology*, Vol. **2** (2007), No. 2, pp. 464-479.
- (2) 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).
- (3) Larcheveque, L., Sagaut, P. and Labbe, O., "Large-eddy simulation of a subsonic cavity flow including asymmetric three-dimensional effects," *Journal Fluid Mechanics*, Vol. **557** (2007), pp. 105-126.
- (4) 寺尾啓太郎, 横山博史, 大峠祐介, 飯田明由, "キャビティ音発生機構に基づいた新たな周波数予測式の提案," 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 77 (2011), No.779, pp. 1522-1532.
- (5) Lele, S. K., "Compact finite difference schemes with Spectral-like resolution," *Journal of Computational Physics*, Vol. **103** (1992), pp.16-42.
- (6) Matsuura, K. and Kato, C., "Large-eddy Simulation of Compressible Transitional Flows in a Low-Pressure Turbine Cascade," *AIAA Journal*, Vol. **45**, No. 2 (2007), pp. 442.
- (7) Gaitonde, D. V. and Visbal, M. R., "Pade-Type Higher-Order Boundary Filters for the Navier-Stokes Equations," *AIAA Journal*, Vol. **38** (2000), No. 11, pp. 2103-2112.
- (8) Thompson, K. W., "Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems," *Journal of Computational Physics*, Vol. **68** (1987), pp.1-24.
- (9) Hinze, J. O., "Turbulence," McGraw-Hill (1975).
- (10) Curle, N., "The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound," *Proceeding of Royal Society of London A.*, Vol. **231** (1955), pp. 505-514.
- (11) 加藤千幸, 高野靖, 飯田明由, 藤田肇, 池川昌弘, "LES による流体音の予測 (第 1 報, 二次元円柱からの放射音)," 日本機械学会論文集 B 編, Vol. **60** (1994), No. 569, pp.127.