

キャビティ空力音に与える周期的流速攪乱の影響

岡山大学環境理工学部 正員 比江島慎二
 岡山大学大学院 学生員 山口 龍二

1. はじめに

構造物周辺には風の流れが剥離して周期渦が放出され、それらから生じる圧力変動が音波となって伝播し、空力騒音と呼ばれる流体励起騒音が発生することが知られている。本研究では典型的な空力騒音の発生源であるキャビティ流れに対し、そこから発生する空力音の制御を目的としてキャビティ前縁エッジから剥離せん断層に周期的な流速攪乱を付加し、空力音に及ぼす影響について数値シミュレーションにより検討した。

2. 解析方法

キャビティ周辺の非圧縮粘性流れの解析は2次元 Navier - Stokes 方程式と連続の式を基礎式とし、これらの方程式を流速双線形、圧力一定の四辺形混合補間要素を用いて SUPG 法により離散化した。得られた有限要素方程式は Predictor - Corrector 法を適用し時間積分を行った。図-1 に解析領域の境界条件、図-2 に解析メッシュを示す。流入流速 U_{inlet} は境界層厚さ $\delta = 0.1L$ として図中のような速度分布で与え、レイノルズ数 $Re = U_0 L/\nu = 13000$ 、一様流マッハ数 0.27 である。流出境界はトラクションフリー、上方境界はスリップ条件、物体表面上はすべりなしとした。キャビティ寸法は $L/D = 4$ である。

キャビティ流れから発生する空力音の遠方場観測点における音圧は、波動方程式の近似解である Curle¹⁾の式により算定した。Curle の式は、高レイノルズ数、低マッハ数の仮定により4重極音源項が無視され、さらに観測点が波長に対して十分遠方にあること、および物体寸法が波長に比べて十分小さいという仮定の下で空間微分が時間微分に置換され以下の式(1)(2)のように簡略化される。

$$p_a(y, \tau) = \frac{1}{4\pi a} \int_S q(y, x, \tau - r/a) dS(x) \quad (1)$$

$$q(y, x, \tau - r/a) = n_i \frac{y_i - x_i}{r^2} \frac{\partial p(x, \tau - r/a)}{\partial t} \quad (2)$$

ここで p_a は観測点 y で時刻 τ における空力音の音圧、 p は非圧縮粘性流体解析から得られる物体表面上 x での流体圧力、 a は音速、 n_i は物体表面 S 上で流体中に向かう単位法線ベクトル成分、 $r = |y - x|$ は観測点と物体表面上積分点の距離である。 $q(y, x, \tau - r/a)$ は、観測点 y に対する物体表面上 x における音源と見なすことができる。なお空力音の観測点は、キャビティ底面中央点を原点 O とする座標系において $O'(0, D)$ を中心とした半径 $100L$ の円周上に $\theta = 0^\circ \sim 180^\circ$ の 10° ごとに 135° を加えた計 20 点をとる。

空力音制御の目的でキャビティ上流側エッジから鉛直方向に変動流速 $v_{ex} (= U_{ex} \sin(2\pi f_{ex} t))$ の攪乱を付加した。無次元化した攪乱周波数 $St_{ex} = f_{ex} L/U_0 < 2.0$ の範囲で検討した。なお、キャビティから放出される周期渦のストロークル数 $St = 0.86$ 付近であることを確認している。

3. 解析結果

流入流速 U_0 に対する攪乱振幅 U_{ex} の比を 5% としたとき、各観測点での空力音に与える攪乱周波数の影響を図-3 に示す。 $St_{ex} = 0.0$ は攪乱なしの場合である。渦放出周波数に相当する $St_{ex} = 0.86$ 付近では、攪乱がない場合に比べて空力音を強めてしまうが、 $St_{ex} = 0.3, 1.4, 1.8$ 付近では SPL (Sound Pressure Level) にして 1dB ~ 2dB 程度、攪乱がない場合よりも空力音を低減できている。特に、 $St_{ex} = 1.4$ 付近の低減効果が大きい。なお、流入流速 U_0 に対する攪

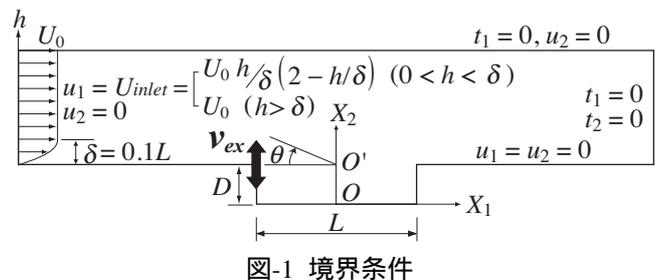


図-1 境界条件

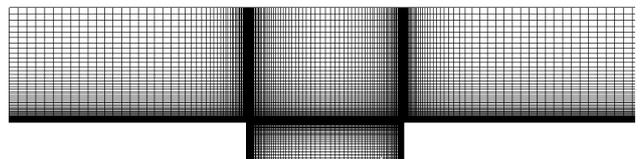


図-2 有限要素メッシュ

乱振幅 U_{ex} の比が 1% と 0.5% の場合についても検討したが、 $St_{ex} = 0.86$ 付近で空力音が強まる以外は、攪乱の影響はほとんど現れなかった。図-4 は図-3 で空力音変化が顕著だった周波数の攪乱を付加したときの全観測点の空力音に対する影響を示している。攪乱の影響は全観測点にわたって同等に現れており、SPL が $\theta = 90^\circ$ 付近で大きく、 $0^\circ, 180^\circ$ 付近で小さいという空力音の双極子的な指向性には大きな変化はない。

観測点での音圧は各音源から発生する音波の重ね合わせであり、音源どうしの位相関係によっては互いに打ち消し合い、実質的には音源として寄与しない場合も存在する。各観測点での空力音に対して、キャビティ表面上の音源が実質的な音源としてどの程度寄与しているかを知るには、観測点音圧と音源との時間相関あるいは音源どうしの時間相関の積分で定義される以下の相当音源強度 $\bar{F}^{(2)}$ を調べる必要がある。相当音源強度の物体表面 S 全体にわたる積分は、観測点における空力音の音圧の二乗平均値に等しい。

$$\bar{F}(y, x) = 4\pi a \cdot \overline{p_a(y, \tau) \cdot q(y, x, \tau - r/a)} \quad (3)$$

$$= \int_S \overline{q(y, x', \tau - r'/a) \cdot q(y, x, \tau - r/a) dS(x')} \quad (4)$$

図-5 に攪乱のない場合と空力音低減効果の高い $St_{ex} = 1.4$ の攪乱付加時の $\theta = 90^\circ$ の観測点に対する \bar{F} 分布を示す。主にキャビティ底面やキャビティ上流部が音源として作用しており、キャビティ上・下流側面の作用は弱いことが分かる。また、キャビティ後流部では \bar{F} の正負が交互に現れ、互いに相殺されるような関係となっており、音源としての働きは弱いと考えられる。攪乱なしの場合に比べ、 $St_{ex} = 1.4$ の攪乱付加時には全体的に \bar{F} が低下しているのが分かる。なお \bar{F} の低下とは逆に、 $St_{ex} = 1.4$ の攪乱付加時の物体表面上の流体圧力変動あるいは音源 q の変動値は、むしろ増加する傾向にあることを別途確認している。このことは、 $St_{ex} = 1.4$ の攪乱付加による空力音低減の要因が、音源領域での変動強さの低下によるものではなく、攪乱による周期渦放出の不規則性などに起因した音源どうしの相関性の低下によることを示唆する。

4. まとめ

Curl の式を用いてキャビティ周辺流れから発生する空力音の特性を調べるとともに、空力音制御を目的としてキャビティ流れに付加した周期的攪乱の効果について検討した。その結果、特定周波数域の攪乱付加により空力音をある程度低減できること、攪乱付加による音源どうしの相関性低下が空力音低減の要因であることなどが明らかとなった。

<参考文献>

- 1) Curle, N. : The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound, Proc. Roy. Soc. London, A231, pp.505-514, 1955.
- 2) 三宅他 : Large Eddy Simulation による音源分布の解析, 日本機械学会論文集 (B 編), 59 巻 567 号, pp.173-179, 1993.

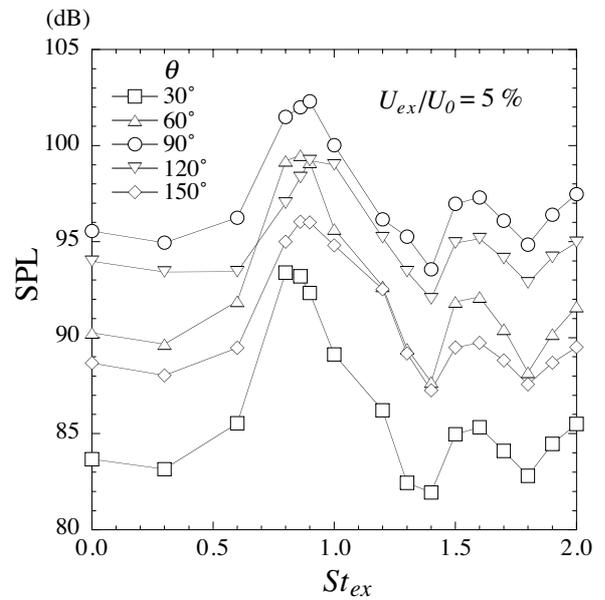


図-3 空力音に与える攪乱周波数の影響

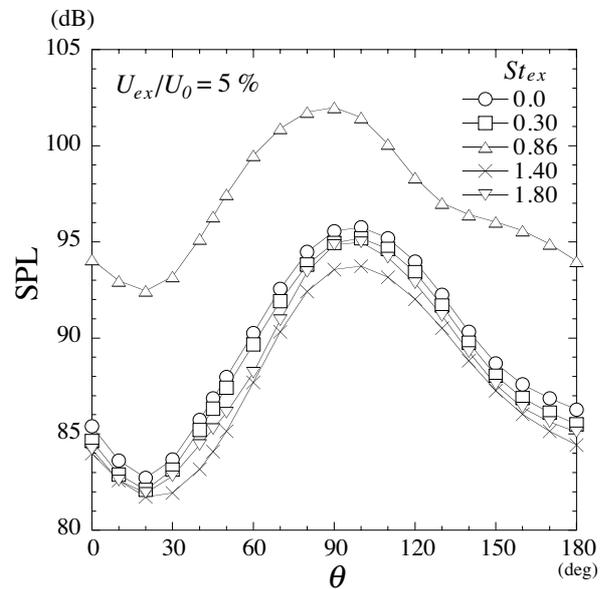


図-4 攪乱による空力音の空間内分布の変化

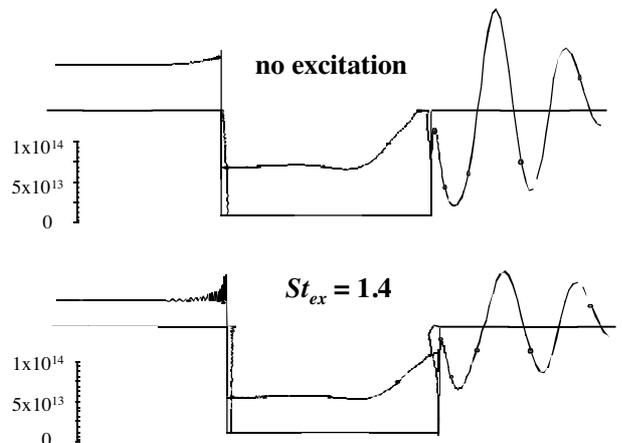


図-5 攪乱による相当音源強度分布の変化