

建築付帯物から発生する空力騒音の数値予測に関する基礎的研究

BASIC STUDY ON NUMERICAL PREDICTION OF AEROACOUSTIC NOISE RADIATED FROM BALUSTERS OF BUILDINGS

大嶋拓也*1, 今野 雅*2, 佐久間 哲哉*3, 平手 小太郎*4
Takuya OSHIMA, Masashi IMANO, Tetsuya SAKUMA
and Kotaroh HIRATE

Quantitative methods for predicting aeroacoustic noise radiated from balusters of buildings have been expected as a tool for its effective reduction. We applied a numerical method of solution based on Lighthill-Curle equation. As a basic step, we attempted to predict characteristics of the sound radiated by airflow around a row of square cylinders at Reynolds number 1000 by 2-dimensional analysis. We also made a comparison of solutions of an isolated cylinder wake flow at the same Reynolds number by 2- and 3-dimensional analyses, as a preparation for further improvement of the method.

Keywords: *aeroacoustic noise, numerical method, balusters of buildings*
空力騒音, 数値的手法, 建築付帯物

1 序

建築物の高層化や強風地域への展開, 居住者・利用者の意識向上に伴い, バルコニー手摺子やルーバのような外気流に晒される建築付帯物から発生する空力騒音が問題となっている¹⁾。特に住宅においては日常生活に密接にかかわるだけに居住者への心理的負担が大きく²⁾, 効果的な対策手法の確立が求められている。そのためには空力騒音の発生機構の把握および系統的な低減手法の開発が不可欠であるが, 従来から行われてきた空力騒音に関する各種の実験的研究³⁾の多くは個別事例的な対応にとどまっており, 一般的に適用できる成果を得るには至っていない。

その主な理由の一つとして, 流体と音響が絡んだ場の挙動に関する詳細な情報を風洞実験によって取得することの困難さがある。空力騒音の機構の把握に特に重要となるのは音源領域となる乱流状態の気流中や建築付帯物表面上の圧力変動であるが, 測定機器自身による場への影響を排除しつつ圧力変動などの物理量を精密に測定することは困難を伴う。また実験条件の設定にも制約がある。近年の電子計算機技術の発展により, これらの問題を解決するツールとしての数値予測手法の活用が期待されるが, 建築付帯物から発生する空力騒音に関する数値的研究は行われていない。

一方, 航空・機械工学分野においては, 1980年代の非定常CFD

手法の発達を受けて, 高速輸送機械や流体機械から発生する空力騒音の低減手法の確立を目的とした空力音数値解析に関する研究が行なわれている。柱状物体周り流れからの空力音に関しては, 80年代のHardin⁴⁾らをはじめとして, 近年では加藤ら⁵⁾および三宅ら⁶⁾が, それぞれレイノルズ数 10^4 の単独円柱および角柱周り流れを扱っている。

しかし, それらの解析例の多くは解析手法の開発および検証を主眼としており, 工学的に現実的な問題に即した複雑形状の物体の解析を目指した例は少ない。本報では解析におけるレイノルズ数 10^3 であるが, ペランダ手摺子の並びを想定して角柱列問題の解析を行い, 風向ごとの音源指向特性などを示す。解析手法は低マッハ数流れ場の空力音問題に適用されているLighthill-Curleの理論⁷⁾⁸⁾に基づき, 非圧縮性流体解法および音場計算手法の組み合わせとする。流体解析は二次元差分法DNS(直接数値計算)とし, 流体解析において設定される流出境界条件は上流方向への解への影響の点で重要であることから, DNSにおいて従来の自由流出境界条件より有効とされる対流型流出境界条件⁹⁾を使用する。これは乱流モデルなどのノウハウや大量の計算機資源を必要とする, レイノルズ数 10^4 以上のオーダーとなる現実の建築付帯物周り気流による空力騒音解析への足掛かりとするためである。

*1 東京大学大学院工学系研究科建築学専攻
博士課程・修士(工学)

*2 東京大学大学院工学系研究科建築学専攻 助手・修士(工学)

*3 東京大学大学院新領域創成科学研究科環境学専攻
助教授・博士(工学)

*4 東京大学大学院工学系研究科建築学専攻 助教授・工博

Dept. of Arch., Grad. Sch. of Eng., the Univ. of Tokyo, M. Eng.

Research Assoc., Dept. of Arch., Grad. Sch. of Eng., the Univ. of Tokyo, M. Eng.
Assoc. Prof., Inst. of Env. Stud., Sch. of Fron. Sci., the Univ. of Tokyo, Dr. Eng.

Assoc. Prof., Dept. of Arch., Grad. Sch. of Eng., the Univ. of Tokyo, Dr. Eng.

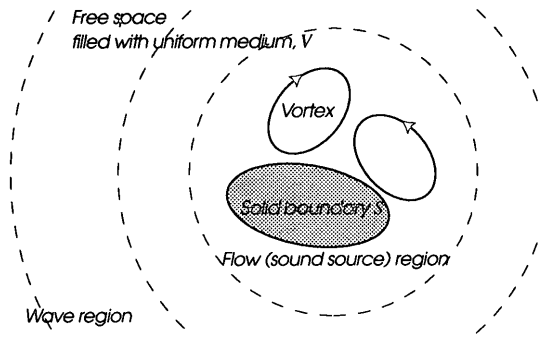


Fig. 1 Schematic diagram of local flow region and wave region.

ただレイノルズ数 10^3 域の柱状物体周り流れは三次元的挙動を示す¹⁰⁾ことから、形成される音場は二次元および三次元解析では異なる性状を示す可能性がある。また本手法の展開において任意形状物体の解析が望まれることから、一般座標系を導入した流体解法により、角柱列より小規模な問題である単独円柱周り流れの二次元および三次元解析を行い、得られる音源特性の差異について考察する。

2 空力音の基礎理論

2.1 Lighthill 方程式

本報における解析手法の基礎となる Lighthill の理論は、音速および密度が一定である静止流体に一樣に満たされた自由空間中の一部に存在する小さな乱流領域から発生する音場を扱ったものである (Fig. 1)。

圧縮性流体に関する連続式および運動量保存式を次のように表す。ただし添字の i, j, k は総和規則を表す。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial p_{ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

$$p_{ij} = \delta_{ij} p - \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right) \quad (3)$$

ただし、 p は圧力、 t は時刻、 v_i は流体速度の i 成分、 μ は粘性係数、 ρ は媒質密度、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタである。

Eq. (1) に v_i を乗じ、Eq. (2) に加えて積の微分公式によって項をまとめると次式となる。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) = - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_i v_j + p_{ij}) \quad (4)$$

ここで任意の定数 c_0 を導入し、Eq. (4) の両辺に $c_0^2 \partial \rho / \partial x_i$ の項を加えて発散を取った式と、Eq. (1) を時間微分した式の差を取って ρv_i を消去すると、Lighthill 方程式

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (5)$$

$$T_{ij} = \rho v_i v_j + p_{ij} - c_0^2 \delta_{ij} \rho \quad (6)$$

が得られる。 c_0 として静止媒質中の音速をとれば、上式は媒質密度に関する波動方程式とみることができる。

2.2 Curle の式

Eq. (5) は静止した物体表面を仮定すると、Kirchhoff の解の変形によって次のようになる⁸⁾。

$$\rho' = \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{[T_{ij}]}{r} dV - \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{[P_i]}{r} dS \quad (7)$$

$$P_i = -n_j p_{ij} \quad (8)$$

ただし $\rho' (= \rho - \rho_0)$ は基準密度 ρ_0 からの変動、 V は領域全体、 S は領域中の物体表面、 x および x_i は観測点、 r は x と V 内または S 上の点 y との距離、 n および n_j は S 上の点 y における外向き単位法線ベクトル、 $\partial / \partial x_i$ は y と t を固定したときの x_i に関する偏微分、 $[\]$ は遅延時間 $t - r/c_0$ を表す。

Eq. (7) の右辺第一項は場全体の体積積分であり、静止媒質中の体積あたりの強さ T_{ij} の四重極音源による音の分布と形式的に等価であり、第二項は物体表面にかかる外力 P_i による二重極音源の分布と等価である。

ここで放射音場における Eq. (7) から二重極音源項および四重極音源項の音源強度 I_D, I_Q の寄与を見積もると

$$I_D \sim \frac{c_0^3}{\rho_0} \left\{ \frac{1}{c_0^2} \frac{U}{c_0 L} \frac{\rho_0 U^2}{r} L^2 \right\}^2 = \frac{\rho_0 L^2}{c_0^3 r^2} U^6 \quad (9)$$

$$I_Q \sim \frac{c_0^3}{\rho_0} \left\{ \frac{1}{c_0^2} \left(\frac{U}{c_0 L} \right)^2 \frac{\rho_0 U^2}{r} L^3 \right\}^2 = \frac{\rho_0 L^2}{c_0^5 r^2} U^8 \quad (10)$$

である^{7,8)}。ただし L は物体の代表的寸法、 U は流れの代表速度であり、 $\partial / \partial x_i \sim 1/\lambda \sim U/(c_0 L)$ (λ : 放射される音の代表的波長) とした。上式から

$$\frac{I_Q}{I_D} = \frac{U^2}{c_0^2} = M^2 \quad (11)$$

であり ($M = U/c_0$: マッハ数)、本報で対象とする $M \ll 1$ なる低マッハ数の流れ場では Eq. (7) の四重極音源項の強度は無視される。

また乱流音源領域 y が原点近傍にあり、受音点が音源領域から十分に離れているとき (典型的には放射される音の代表的波長 λ に対して $x = |x| \gg \lambda$ であるとき)、Eq. (7) の右辺第二項 (表面積分項) はさらに以下のように簡略化される⁸⁾。

表面積分項の $\partial / \partial x_i$ の微分を実行すると次のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \frac{[P_i]}{r} = \frac{1}{r} \frac{\partial [P_i]}{\partial x_i} - \frac{x_i - y_i}{r^3} [P_i] \simeq \frac{1}{x} \frac{\partial [P_i]}{\partial x_i} - \frac{x_i}{x^3} [P_i] \quad (12)$$

この式において最右辺第一項は $O(x^{-1})$ 、第二項は $O(x^{-2})$ となることから、第二項は微小量として省略される。さらに Eq. (12) 第一項の $[P_i]$ の空間微分 $\partial [P_i] / \partial x_i$ は

$$\frac{\partial [P_i]}{\partial x_i} = - \frac{x_i - y_i}{c_0 r} \frac{\partial [P_i]}{\partial t} \simeq - \frac{x_i}{c_0 x} \frac{\partial [P_i]}{\partial t} \quad (13)$$

のように時間微分で置き換えられるから、Eq. (7) は以下のようになる。

$$\rho' = - \frac{1}{4\pi c_0^3} \frac{x_i}{x^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_S [P_i] dS \quad (14)$$

さらに上式被積分項 P_i に含まれる p_{ij} についてみると、Eq. (3) 右辺第二項の粘性応力項 (物体表面においては摩擦応力を表す) はレイノルズ数の逆数のオーダーであることから高レイノルズ数領域では無視され⁵⁾、Eq. (8) の P_{ij} は物体表面にかかる圧力のみで表される。

$$P_i \simeq -n_j \delta_{ij} p = -n_i p \quad (15)$$

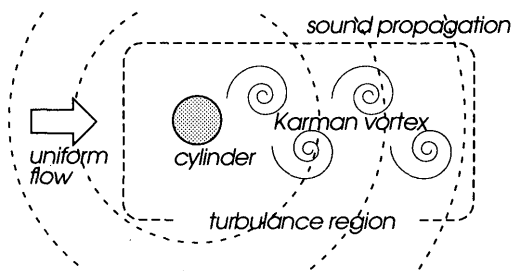


Fig. 2 Field of interest.

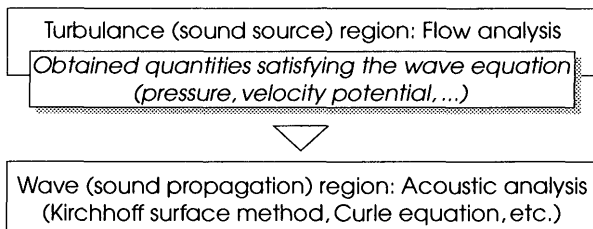


Fig. 3 Flow of analysis.

密度変動から圧力変動(音圧)への変換は、密度変動と圧力変動がともに微小であるとして成り立つ次の式¹¹⁾

$$p' = c_0^2 \rho' \quad (16)$$

($p' = p - p_0$: 基準圧力 p_0 からの変動) を Eq. (14) に代入して

$$p' = -\frac{1}{4\pi c_0} \frac{x_i}{x^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_S [P_{ij}] dS \quad (17)$$

となる。

3 解析手法

3.1 解析手法の概略

本報では Fig. 2 のように一様な流れの中に置かれた柱状物体によって乱流音源領域が生成され、その音が周囲の一様領域へ放射される場を考える。柱状物体は振動しないものとする。

空力音の現象は圧縮性流体に関する質量保存式および運動量保存式 Eqs. (1-3) に全て含まれていることから、理論的には圧縮性流体解析によって空力音の発生と伝播を計算することが可能であるが、音源領域から音響伝播領域に至るまで、空力音として伝播する微小な圧力変動を捉えることは数値計算上困難と言われる⁵⁾。

そのため、本研究のように小さな乱流領域から放射された音が自由空間中に伝播する系を扱う空力音問題では、乱流領域のみ流体解析を行い伝播領域は異なる解法を用いるハイブリッド的な手法が前提となり (Fig. 3)、本研究でもその一つである流体解析と Curle の式を組み合わせた解法を用いる⁵⁾。この手法は流れと物体の干渉によって生じる乱流音源領域の流体解析を行い、それによって計算された速度・圧力変動を Eq. (7) の Curle の式に代入して任意の受音点における音圧時系列を求める 2 ステップの手法である。

低マッハ数流れによる音源の近傍場における密度変動伝播のオーダーを見積もると、Eq. (6) を

$$T_{ij} \approx \rho_0 v_i v_j \quad (18)$$

と近似し¹²⁾、Eq. (7) の体積積分項について $\partial/\partial x_i \sim 1/L$, $L/r \sim 1$ と

すると

$$\rho' \sim \frac{1}{c_0^2} \frac{1}{L^2} \frac{\rho_0 U^2}{r} L^3 \sim \rho_0 \left(\frac{U}{c_0}\right)^2 = \rho_0 M^2 \quad (19)$$

であり、マッハ数の 2 乗のオーダーとなる。表面積分項に関しても同様にして $\rho_0 M^2$ のオーダーとなる。従って流体の圧縮性による流体自身の挙動への影響は無視され、乱流領域内の流体の挙動は非圧縮性流体解析手法によって計算される。また Curle の式による計算においては、前述のとおり体積積分項を無視できることから、Eq. (7) を簡略化した Eq. (17) の P_i に物体表面の圧力変動時系列を代入することで、ある受音点における音圧時系列が計算される。

Eq. (7) の段階までは厳密な解析であり、物体表面が固定との条件を除いて流れの基礎方程式からの簡略化は行われていない。従って Eq. (7) は流れによる音の発生のみならず、音の屈折、反射、粘性減衰、流れによる音の伝播まで含まれている。しかし本手法では解析上流れ場と音場を切り離し、流れ場を非圧縮性流体解析で解き、音場を Eq. (7) を簡略化した Eq. (17) で計算していることから、複雑な音場や音場から流れ場へのフィードバックが存在する場を解析対象とすることはできない。

3.2 流れの計算

流体解析においては、非圧縮性流体の質量保存式および運動量保存式

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (20)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{v} \quad (21)$$

(ν は動粘性係数) を直交直線スタッガードグリッドまたは一般座標系コロケーショングリッドにより差分化する。簡単のため、以下の式は一般座標変換しない形式で示す。

解法には SMAC 系の解法を使用する¹³⁾。すなわち、Eq. (21) を \mathbf{v}^n (右肩添字は時刻ステップを表す) と \mathbf{v}^{n+1} の中間の値 \mathbf{v}^* を用いて以下のように二段階に分離する。

$$\frac{\mathbf{v}^* - \mathbf{v}^n}{\Delta t} = -(\mathbf{v}^n \cdot \nabla) \mathbf{v}^n + \nu \nabla^2 \mathbf{v}^n - \nabla p^n \quad (22)$$

$$\frac{\mathbf{v}^{n+1} - \mathbf{v}^*}{\Delta t} = \nabla \delta p \quad (23)$$

ただし、

$$\delta p = p^{n+1} - p^n \quad (24)$$

さらに Eq. (23) の発散を取って時刻ステップ $n+1$ における Eq. (20) の成立を条件とすると δp に関する Poisson 方程式となる。

$$\nabla^2 \delta p = \frac{1}{\Delta t} \nabla \cdot \mathbf{v}^* \quad (25)$$

p^n , \mathbf{v}^n を Eq. (22) に代入して計算された \mathbf{v}^* を Eq. (25) に代入し、Eq. (25) を解いて得られた δp の値を Eq. (23) および Eq. (24) に代入すると \mathbf{v}^{n+1} および p^{n+1} が算出される。

Poisson 方程式の解法には MICCG, Eq. (22) の計算の段階での対流項の空間差分には次式の QUICK スキーム、その他の項は二次精度中心差分を用いた。

$$(\mathbf{v}\phi)_{i+1/2} = v_{i+1/2} \frac{-\phi_{i+2} + 9\phi_{i+1} + 9\phi_i - \phi_{i-1}}{16} + |v_{i+1/2}| \frac{\phi_{i+2} - 3\phi_{i+1} + 3\phi_i - \phi_{i-1}}{16} \quad (26)$$

時間方向差分は対流項および拡散項に Adams-Bashforth スキーム、圧力項には Backward-Euler スキームを用いた。

Tab. 1 Computation parameters. Time step and cell width are shown in nondimensional scale.

grid: 170×268 ($x_1 \times x_2$), minimum cell width: 0.005, Reynolds number: 1000, ΔT : 1.0×10^{-3} , θ : 0° (Case 1), 15° (Case 2)

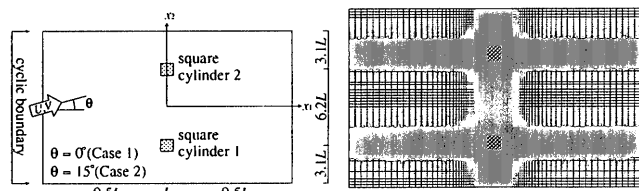


Fig. 4 (left) The domain of CFD analysis, (right) Grid system.

流体計算領域からの流出境界に課される境界条件は、ここでは近年提案され、従来から用いられる Neumann 条件と比較して境界での非物理的な反射による擾乱が少ないとされる、一様流速度を用いた対流条件⁹⁾を課した。

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{v} = 0 \quad (27)$$

ただし \mathbf{U} は一様流速度である。物体表面は滑り無し壁、三次元解析領域上下端は滑り壁の境界条件とした。

3.3 音の伝播の計算

音の計算は Eq. (17) の積分を積和に、微分を差分にすることで離散化して数値的に計算した。物体表面にかかる外力 P_i の値は、前節の流れの数値解析によって算出された物体最近傍セル中心における圧力の値を用いた。二次元解析ではスパン方向について考慮する必要があるが、スパンを単位長さとし、物体表面上の圧力変動はスパン方向同相としてスパン方向両端部の影響は無視した。また物体各点における遅延時間差は無視した¹⁴⁾。

4 角柱列の二次元解析

Fig. 4 のように、流れに垂直な方向に並ぶ正方形角柱列を周期境界条件によってモデル化し、角柱一辺を代表長さ L とするレイノルズ数 $Re = 1000$ の流れ場を解析対象とする。解析グリッドは二次元の直交直線スタッガードグリッドとし、各角柱周りの流れの干渉による位相差を考慮するために 2 本の角柱を同時に解いた。

流入する一様流は Fig. 4 の $\theta = 0^\circ$ (Case 1), $\theta = 15^\circ$ (Case 2) の 2 方向を設定した。計算開始から流れが十分周期定常になったと判断される時点を時刻 0 とした。その他の計算条件は Tab. 1 のとおりとした。計算は Alpha 500MHz のワークステーションで行った。

4.1 流れ場

Fig. 5 に代表長さおよび一様流速による無次元時刻 $T = 7.5$ における Case 1 の計算領域全体および cylinder 1 の周囲を拡大した圧力場を示す。Fig. 5 の拡大図では角柱右上隅から渦が剥離し、全体図では剥離した渦が一様流によって流される様子がわかる。

4.2 流体音源

Eq. (17) から、物体周りの音源が次式に定義される C_i の時間微分 $\partial C_i / \partial t$ は、各々円柱から x_i 方向に放射される音の音源に相当する量であるといえる。

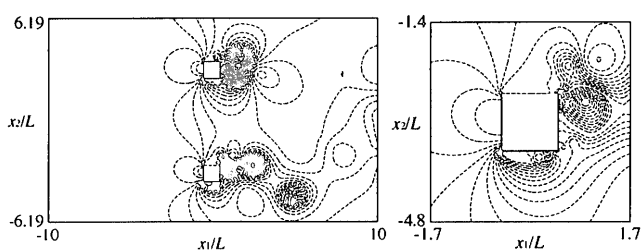


Fig. 5 (left) Contour of instantaneous pressure distribution in the whole CFD domain. (right) Pressure contour around cylinder 1.

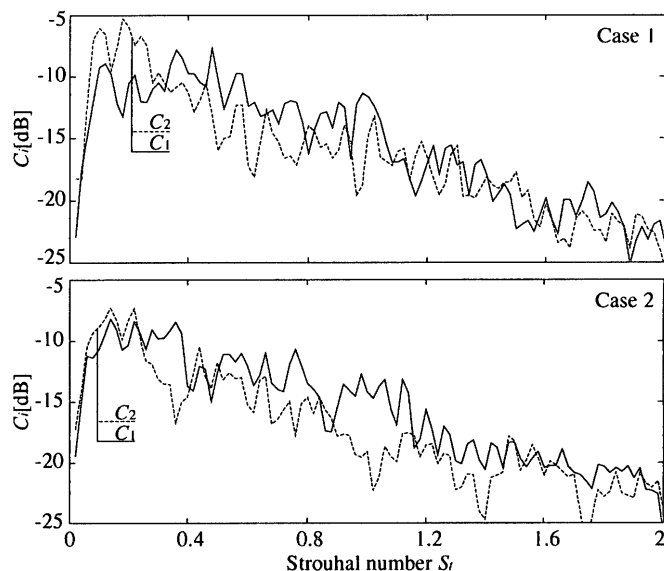


Fig. 6 spectra of C_1 and C_2 . (above) $\theta = 0^\circ$, (below) $\theta = 15^\circ$.

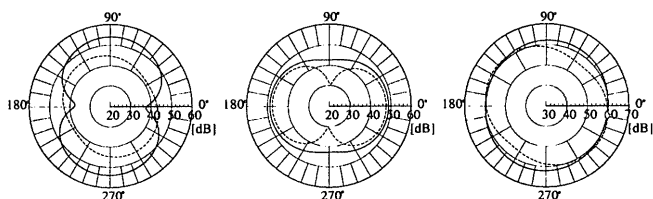


Fig. 7 The direction of the sound source on cylinder 1. (left) $S_i = 0.18$, (center) $S_i = 0.36$, (right) all pass. —: Case 1, ---: Case 2.

$$C_i = -\frac{2}{\rho U^2 L H} \int_s P_i dS \quad (28)$$

ただし、 ρ は媒質密度、 L は角柱辺長または円柱直径、 H はスパンであり、二次元解析では $H = 1$ とする。なお $\theta = 0^\circ$ のとき、 C_1 は抗力係数、 C_2 は揚力係数に一致する。

Fig. 6 に両 Case の cylinder 1 における $\partial C_1 / \partial t$, $\partial C_2 / \partial t$ の周波数分析結果を示す。両 Case ともストローハル数 $S_i < 0.2$ では $C_2 > C_1$ であるが、Case 2 では Case 1 よりも両者の差が小さくなっている。 $S_i = 0.3 \sim 0.4$ では両 Case ともに $C_1 > C_2$ となっている。

4.3 音源指向性

両 Case の cylinder 1 中心からの距離 $10^3 L$ における音の指向性を、 $S_i = 0.18$, 0.36 および all pass について Fig. 7 に示す。固体壁表面音圧から、Case 1 の $S_i = 0.18$ の場合は流れと垂直な方向、 $S_i = 0.36$ の場合は両 Case とも流れと平行な方向に指向性を持つことが推測されるが、Fig. 7 でもそのような結果となっている。 C_1 , C_2 方向ともに成分を持つ Case 2 の $S_i = 0.18$ では、両音源が重ね合わされる

Tab. 2 Computation parameters. Time step and cell width are shown in nondimensional scale.

2D grid: 80×95, 3D grid: 80×95×10 (circular×radial×spanwise), minimum cell width: 0.0074, Reynolds number: 1000, $\Delta T: 1.0 \times 10^{-3}$

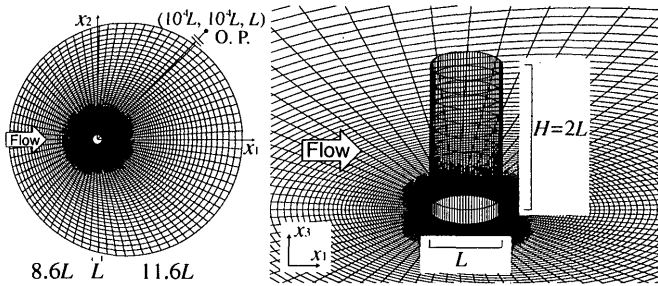


Fig. 8 (left) 2- and 3-dimensional computational grid. (right) 3-dimensional grid around the cylinder.

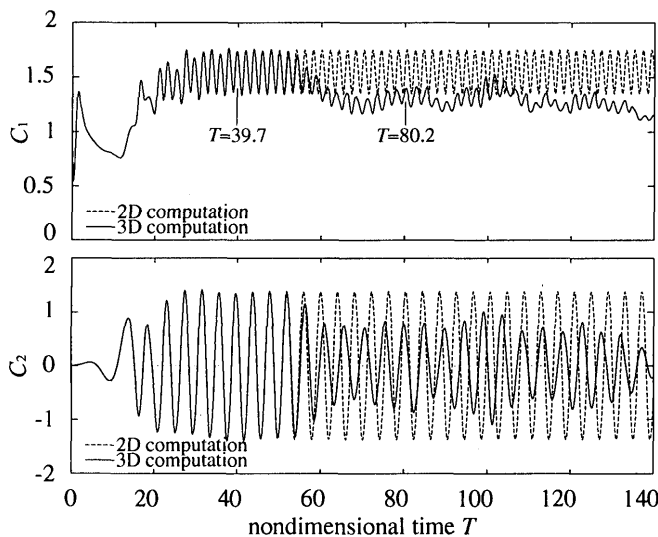


Fig. 9 Time histories of drag and lift coefficients.

ことによって流れに垂直な方向からやや傾いている。各周波数成分の重ね合わせとなる all pass では、両 Case とも鈍い指向性となっている。

5 円柱の二・三次元解析

前章では二次元解析により流体音源に関して考察したが、当該レイノルズ数域の流れは三次元的挙動を示す¹⁰⁾ことから、形成される音場についても二次元および三次元解析では異なる性状を示す可能性がある。また本手法の展開においては任意形状物体の解析が望まれることから、本章では一般座標系を導入したレイノルズ数 1000 の円柱周り流れの二次元および三次元解析により得られる音源特性の差異について考察する。

同一な平面格子分割の二次元および三次元 O 型コロケーショングリッド (Fig. 8) と Tab. 2 の条件において、解析開始時の無次元時刻 $T = 0$ として $T = 200$ までの解析を行った。計算は PentiumII 450MHz のパーソナルコンピュータで行った。

5.1 流れ場

抗力係数 C_D ・揚力係数 C_L の $T = 0$ から $T = 140$ までの時系列を Fig. 9 に示す。

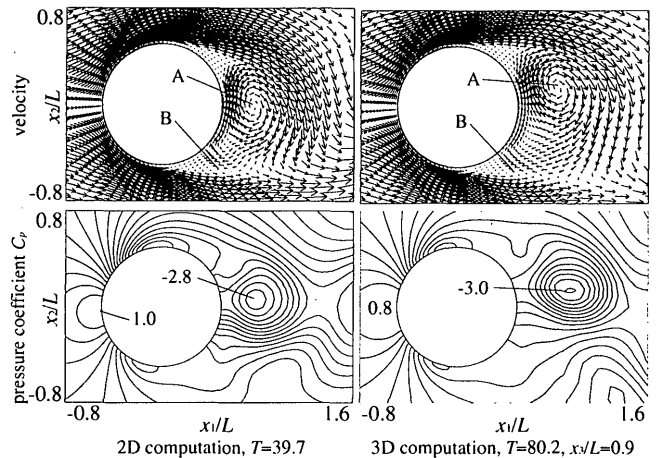


Fig. 10 Instantaneous velocity field and pressure coefficient distribution around the cylinders.

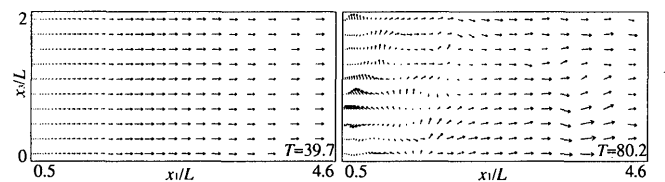


Fig. 11 Instantaneous velocity field of the cylinder wake ($x_2 = 0$ plane) on 3D computation.

二次元解析では解析開始直後の過渡的狀態を経て C_1 , C_2 ともに一定の周期・振幅で振動する周期定常状態へ移行している。一方、三次元解析では C_1 , C_2 ともに計算初期は二次元計算と同様な挙動を示すが、 $T = 50$ 前後から揺らぎながら周期が長く、振幅が小さくなる。 C_2 は次第に緩やかにうなる波形となり、 C_1 の絶対値・振幅も C_2 に同期して変動している。

Fig. 10 には揚力係数が正、抗力係数が極大値となる時刻 $T = 39.7$ および $T = 80.2$ (Fig. 9 参照) での速度場および圧力係数分布の二次元・三次元解析結果の比較を示す。圧力係数 C_p は次式で定義される。

$$C_p = \frac{2p}{\rho U^2}$$

三次元解析は二次元解析と比較して図中 A のカルマン渦の円柱後方への回り込みが弱く、渦の中心点が円柱から離れている。このため円柱表面上の圧力勾配が緩やかであり、 C_1 , C_2 の振幅が小さくなると考えられる。また三次元解析では渦 A の次のカルマン渦となる渦 B の発達が遅く、 C_1 , C_2 の周期が長くなる原因と推察される。

Fig. 11 は三次元解析の円柱後流部、 $x_2 = 0$ 平面上の同時刻における瞬時速度ベクトルである。 C_1 , C_2 ともに二次元解析と同様に推移している $T = 39.7$ では、 v_1 はスパン方向に一定、 v_3 成分はほぼゼロの二次元的な流れであるが、 $t = 80.2$ では v_1 , v_3 ともスパン方向に変動する三次元的な流れとなっている。

Fig. 12 の三次元解析による同時刻の円柱表面上 $x_3/L = 0.5$ および $x_3/L = 1.3$ 位置の瞬時圧力係数分布を見ると、 $T = 39.7$ においては全周においてスパン方向同相の分布であるが、 $T = 80.2$ では Fig. 11 のような三次元的な速度場の乱れにより下流側で揺れている。下流端の圧力係数が C_1 に最も寄与することから、この揺らぎが C_1 の複雑な変動の一因と見られる。

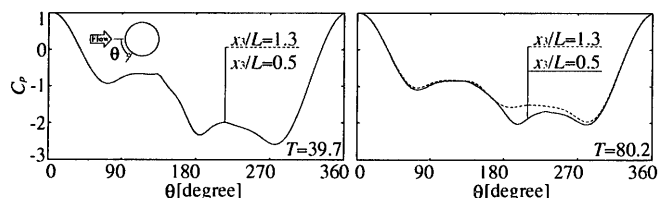
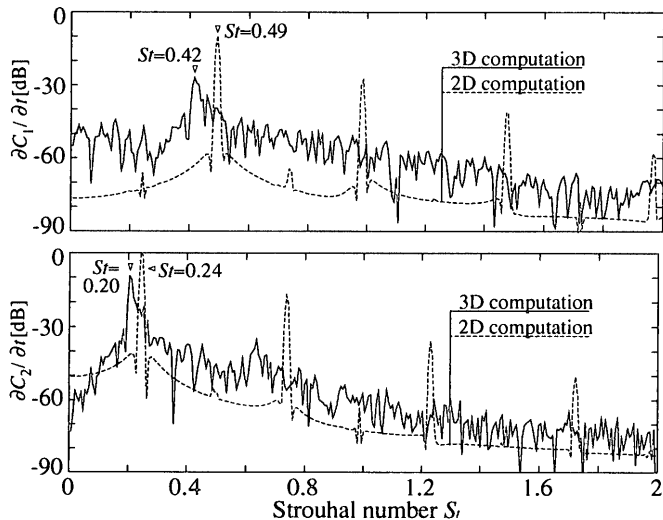


Fig. 12 Pressure coefficient around the cylinder on 3D computation.


 Fig. 13 Spectra of $\partial C_1/\partial t$ and $\partial C_2/\partial t$.

5.2 流体音源

4.2節と同様にして、Fig. 13に $T=60$ 以降の $\partial C_1/\partial t$ 、 $\partial C_2/\partial t$ の周波数分析結果を示す。二次元解析の $\partial C_1/\partial t$ は $St=0.49$ とその倍数、 $\partial C_2/\partial t$ は $St=0.24$ とその奇数倍に急峻なピークが存在する。一方、三次元解析では $\partial C_1/\partial t$ は $St=0.42$ 、 $\partial C_2/\partial t$ のピーク周波数は $St=0.20$ に低下し、ピークレベルも低下している。 $\partial C_1/\partial t$ 、 $\partial C_2/\partial t$ ともに高調波の減衰と全帯域のピーク以外の成分の増大が認められる。

以上から二次元解析においてもカルマン渦放出の基本周波数におけるピークなどの定性的特徴の抽出は可能であるが、音場・流れ場に関する精密な情報の取得には三次元解析が必要であるといえる。

5.3 音場

流れの三次元解析により Eq. (17) から計算した音圧時系列および周波数分析結果を Fig. 14 に示す。円柱直径 L をベランダ手摺子を想定した $L=0.01\text{m}$ とし、実スケールに換算して計算を行った。受音点は Fig. 8 に示す O. P. $(=10^4L, 10^4L, L)$ とした。レイノルズ数 1000 に対応する一様風速は 1.52m/s に相当する。周波数分析結果から、音源のピーク周波数である $St=0.20$ に対応する 32Hz および $St=0.42$ に対応する 65Hz にピークを持っていることがわかる。

6 まとめ

建築付帯物から発生する空力騒音の効果的対策手法が求められており、本報ではその基礎的段階として、Lighthill-Curle の空力音理論に基づき、流体解析および音場計算の組合せ解法による空力音の数値解析手法を構築した。

つぎに、この手法によるレイノルズ数 1000 の角柱列周り流れから発生する空力音源の二次元解析により、角柱からの放射音が周波

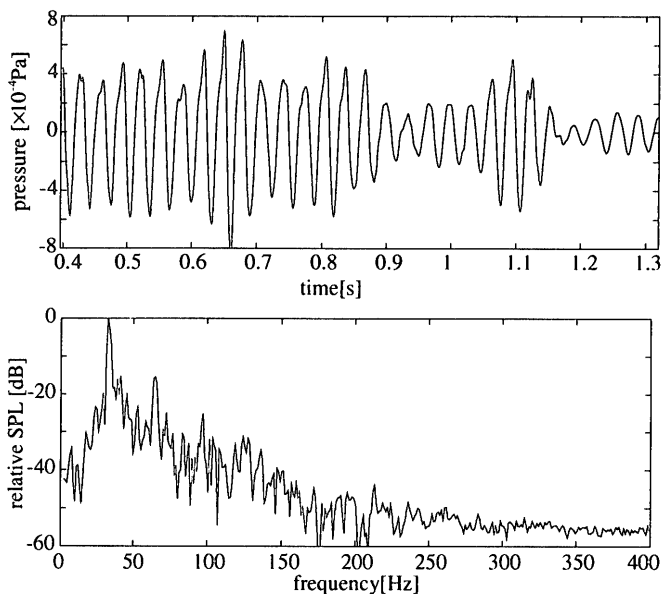


Fig. 14 (above) Time sequence of sound received at the observation point. (below) Spectrum of the sound.

数により異なる音源指向性となることを示した。

また一般座標系を導入した解法による同レイノルズ数における単独円柱周り流れの二次元および三次元解析により得られる流体音源特性の差異について検討し、流れの三次元的な挙動による音源のピーク周波数およびレベルの低下、高調波の減衰、および全帯域のピーク以外の成分の増大を示し、三次元解析の必要性を示した。

将来も音環境に対する意識の向上により、建築環境工学分野における空力騒音の効果的な対策が求められると予想される。数値解析は風洞実験と比較して問題設定の自由度や得られる情報の詳細さにおけるメリットがあり、建築付帯物のみならず、設備機器などにおいても音源の段階での騒音低減を図るための効果的なツールとなることが期待される。

しかし前章で示したように、本報で解析対象としたレイノルズ数 1000 の問題設定は、実スケールのベランダ手摺子などに換算して風速 1m/s のオーダーである。今後の発展に向けた課題としては、実用的な解析に向けて、本報で示した計算手法への LES 等の乱流モデルの導入によるレイノルズ数 $10^4 \sim 10^5$ 域での解析、実際の建築物周囲の気流に近い流入境界条件の検討、より実際の形状に近いモデルの設定などがあげられる。ただし LES において最も一般的に用いられる SGS モデルである標準 Smagorinsky モデルは、唯一のモデル係数である Smagorinsky 定数の決定に経験的または実験的な情報を必要とする。また、流れ場全体で一意なモデル係数を与える標準 Smagorinsky モデルを、様々な性状の乱流を含む複雑形状物体周り流れ解析へ適用することは必ずしも適当ではない。従って流れ場の解から動的かつ局所的にモデル係数が決定される dynamic SGS モデルの導入が不可欠と考えられ、導入される SGS モデルの検討などが課題である。

参考文献

- 1) 吉岡 浩, 須田 健一: 高層集合住宅の風騒音に関する実測調査と基礎的考察, 建築学会計画系論文集, 449, 1-10, 1993. 7
- 2) 村上 周: ほか 3 名: 超高層集合住宅のバルコニーの風環境に関する住民の意識

- 調査, 建築学会学術講演梗概集, D, 299-302, 1986
- 3) 小野寺 美恵ほか 2 名: ルーバの気流および音響特性について, 建築学会学術講演梗概集, D-1, 5-6, 1996
 - 4) Hardin, J. C.: Aeroacoustic Computation of Cylinder Wake Flow, AIAA J., 22-1, 51-57, 1984
 - 5) 加藤 千幸ほか 4 名: LES による流体音の予測 (第一報, 二次元円柱からの放射音), 日本機械学会論文集 (B 編), 60-569, 126-132, 1994
 - 6) 三宅 裕ほか 2 名: Large Eddy Simulation による音源分布の解析, 日本機械学会論文集 (B 編), 59-567, 173-179, 1993
 - 7) Lighthill, M. J.: On sound generated aerodynamically, Proc. Roy. Soc. London, A 211, 564-587, 1952
 - 8) Curle, N.: The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound, Proc. Roy. Soc. London, A 231, 505-514, 1955
 - 9) 吉田 尚史ほか 2 名: 角柱流れの流出境界条件に関する数値的研究, 日本機械学会論文集 (B 編), 59-565, 199-206, 1993. 9
 - 10) 泉 元ほか 4 名: 円柱周りの 3 次元流動解析 (第 1 報, 静止円柱の場合), 日本機械学会論文集 (B 編), 60-579, 207-214, 1994. 11
 - 11) 伊藤 毅: 音響工学原論 上巻, コロナ社, 1955
 - 12) Goldstein, M. E. 著, 今市 憲作, 辻本 良信 訳: 流体音響学, 共立出版, 1991
 - 13) 荒川 忠一: 数値流体工学, 東京大学出版会, 1994
 - 14) 古池 治孝ほか 3 名: 数値解析による流体音の音源分布の解析, 日本機械学会論文集 (B 編), 62-595, 160-166, 1996. 3
 - 15) 本枝 香織ほか 4 名: 円柱まわりの流れの三次元数値シミュレーション (第 1 報, 時間・空間相関の解析), 日本機械学会論文集 (B 編), 63-614, 31-38, 1997. 10

(1999年 8月17日原稿受理, 2000年 2月17日採用決定)