振動する2次元角柱に作用する変動風圧力に関する LESと実験の比較

COMPARISON OF LES WITH EXPERIMENTS FOR UNSTEADY PRESSURE ACTING ON OSCILLATING 2D SQUARE CYLINDERS

坂本成弘*, 持田 灯**, 村上周三***

Shigehiro SAKAMOTO, Akashi MOCHIDA and Shuzo MURAKAMI

The authors have examined the reliability of Large Eddy Simulation (LES) when applied to the flow analysis for unsteady surface pressure and aerodynamic forces acting on a 2-dimensional (2D) fixed cylinder. This paper deals with the interaction between fluid and body, i.e., the flowfields around oscillating square cylinders both in cases of forced oscillation and wind-induced free oscillation. Computations are based on 3-dimensional (3D) LES using the standard Smagorinsky subgrid scale model. A very simple procedure is used to incorporate the influence of body motion on the flowfield. The accuracy of the computations using this procedure is examined by comparing them with the experimental results of Bearman et al. and Nakamura et al..

Keywords : *wind-induced oscillation, forced oscillation, numerical analysis, 2D square cylinder, negative aerodynamic force damping, LES*

空力振動, 強制振動, 数値解析, 2次元角柱, 空力負減衰, LES

1. 序

筆者らは、既報^{文1),2)}において静止している2次元角柱まわりの流れを Large Eddy Simulation (以降 LES) により解析し、LES の3次元計算では、通例の Smagorinsky Subgrid Scale モデルを用いた場合であっても壁面風圧力や非定常空気力特性に関して多くの点で実験とよく対応する解が得られることを示した。本報では、角柱を風向横方向(流入方向および角柱スパン方向の2方向に直交する方向)に振動させた場合について解析を行い、既往の実験^{文3),4)}と比較した結果を示す。

振動する2次元物体まわりに関しては、過去に差分法(以降 FDM)^{文9),13)等}、有限要素法(以降 FEM)^{文14),16)等}、渦点法^{文17),19)等}による解析が行われており、振動により生じる諸現象の再現あるいは説明が試みられてきた。物体の振動を計算に組み込む方法として、空間だけでなく時間も含めた座標変換を行う一般曲線座標を用いる方法^{文9),10)}、ALE (Arbitrary Lagrangian-Eulerian)法を用いて物体の振動の影響を組み込む方法^{文7),15)}、固定した計算格子内の境界面位置を移動させる

FAVOR (Fractional Area/Volume Obstacle Representation) 法^{文8)}がある。FEMではALE法がよく用いられ、FDMでは一般曲線座標系が用いられることが多い。これに対して、本報では、角柱の振動を計算に組み込む方法として、計算領域中の角柱を振動させずに慣性力を外力項として流体の運動方程式に加えるという考えの基に、計算格子を変形させない簡便な方法を考案し、用いた。

過去に円柱や角柱等の断面形状の振動物体について上記の種々の手法を用いた数値解析が行われてきた。振動円柱まわりの流れの解析に関しては、田村ら^{文9)}がFDMによる $Re=3 \times 10^3, 1 \times 10^4$ の解析においてロックイン現象や渦励振を再現したほか、野村^{文15)}、志村^{文16)}らのFEMによる $Re=100$ 付近の解析、渦点法による解析^{文17)等}がある。また、側面で流れが再付着する流れ方向に偏平な断面の角柱やH型断面角柱に関しても、流れ直交方向の並進振動^{文11),15)等}、角柱軸まわりの回転振動^{文10)}、並進と回転を合わせた振動^{文19)}に関する解析的検討が行われている。一方、側面で再付着しない1x1程度の辺長比の断面角柱が振動する場合について、計

* 大成建設技術研究所 研究員
(東京大学生産技術研究所
民間等共同研究員)

** 東京大学生産技術研究所 講師・工博
*** 東京大学生産技術研究所 教授・工博

Research Eng., Technology Research Center, Taisei Corporation
(Joint Researcher, Institute of Industrial Science, Univ. of Tokyo)

Lecturer, Institute of Industrial Science, Univ. of Tokyo, Dr. Eng.
Prof., Institute of Industrial Science, Univ. of Tokyo, Dr. Eng.

算によって再現される負減衰等を実験値と比較して示したものは Launder, 加藤^{*)1)}, 岡島ら^{*)2)}等比較的少数である。1×1 断面角柱に関しては, Launder, 加藤^{*)1)}は乱流エネルギー k の生産項に変更を加えた改良型の k - ϵ モデルにより $Re=2\times 10^4$ の条件の下で2次元解析を行い, 揚力の位相や空力振動させた場合の振動振幅について実験値と比較している。また, 岡島ら^{*)2)}は円柱および他の断面角柱の解析とともに $Re=1\times 10^3$ において1×1 断面角柱を強制振動させたFDMによる2次元の直接法による解析を行っている。岡島らの解析では実験値との定量的な比較はなされていないが, ストローハル数の計算値からロックイン現象が再現されていることを確認するとともに, 角柱に作用する揚力と変位の位相差から空力負減衰が再現されていることが示されている。本稿では, $Re=2.2\times 10^4, 5.0\times 10^4$ の比較的高い Reynolds 数を対象として, 流れ直交方向に強制振動あるいは空力振動する1×1 断面角柱まわりの流れについて, 通例の Smagorinsky モデルに基づく LES による3次元解析を行い, 角柱に作用する揚力の大きさ, 位相等に関して解析結果を既往の実験結果^{*)3), 4)}と詳細に比較する。

2. 数値解析の概要

2.1 解析対象

解析条件の概要を図-1に示す。解析対象は乱れのない一様流中に置いた正方形断面の2次元角柱であり, 角柱を流

図-1 解析対象

表-1 計算ケース一覧

換算風速 U_r (U_0/NH)	静止角柱	振動角柱		
		強制振動		空力振動
		振幅 A^* (A/H)		S_c
		0.10	0.25	1.36
---	case 0			
5.0		case 10	---	---
7.0		case 11	case 20	---
7.5		case 12	case 21	---
8.0		case 13	case 22	---
8.5		case 14	case 23	---
9.0		case 15	---	case 30
9.5		case 16	---	---
10.0		case 17	case 24	case 31
11.0		---	case 25	case 32
12.0		---	case 26	case 33

U_r : 換算風速($=U_0/NH$, 角柱の無次元振動数の逆数)

N : 角柱の振動数(記号参照)

S_c : スクルートン数 ($S_c = 2m\delta/\rho H^2 L_3$)

入直交(x_2)方向に振動させる。振動は, 角柱が x_2 方向に正弦波振動する場合(強制振動角柱)と, 角柱が x_2 方向にばね支持されて作用する空力(揚力)により振動する場合(空力振動角柱)の2通りである。

2.2 解析ケース (表-1)

静止角柱に関して1ケース(case0), 強制振動角柱15ケース(case 10~17, case 20~26), 空力振動角柱4ケース(case 30~33)の計20ケースの解析を行った。強制振動角柱では, $A^*(=A/H)=0.10, 0.25$ の2種類の角柱の振動振幅について, ロックイン現象が生じる換算風速 $U_r (=U_0/NH)=5.0\sim 12.0$ の範囲で10段階風速値を変化させて解析を行った。また, 空力振動角柱については, スクルートン数 $S_c (=2m\delta/\rho H^2 L_3)$ を中村らの実験^{*)4)}に対応する1.36として, 角柱が負減衰振動を生じる換算風速 $U_r=9.0\sim 12.0$ の範囲の4段階の風速値での解析を行った。

2.3 基礎方程式 (表-2, 表-3)

既報^{*)1), 2)}と同様に subgrid scale モデルとして標準 Smagorinsky モデルを用いた LES により解析した(表-2)。ここで Smagorinsky 定数 C_s を0.1としている。レイノルズ数 Re

<記号>

x_i : 空間座標の3成分

($i=1$:主流方向, $i=2$:主流直交方向, $i=3$:角柱軸方向),

u_i : 風速の i 方向成分,

L_i : i 方向の計算領域長さ,

h_i : i 方向のメッシュ幅,

N_i : i 方向のメッシュ数,

f : 変数 f の瞬時値,

$\bar{f}$: 変数 f の時間平均,

f' : 時間平均からのずれ($=\bar{f}-\langle\bar{f}\rangle$),

$\bar{f}$: 変数 f の格子平均,

t : 時間, n : 周波数, ϕ : 位相, $S(n)$: パワースペクトル密度,

h : LES の格子スケール ((2.6)式), C_s : Smagorinsky 定数,

k_{SGS} : 乱流エネルギーの Subgrid Scale (SGS) 成分 ((2.5)式),

ν_{SGS} : SGS 渦粘性係数 ((2.3)式), ν : 流体の動粘性係数,

Re : レイノルズ数($=U_0 H/\nu$), ρ : 流体密度,

S_c : スクルートン数($=2m\delta/\rho H^2 L_3$), U_0 : 流入平均風速,

U_r : 換算風速($=U_0/NH$), H : 角柱一辺の長さ,

δ : 角柱ばねの対数減衰率, m : 角柱の質量,

N : 角柱の振動数, A : 角柱の振動振幅,

(強制振動角柱の場合: N = 強制振動の振動数)

(空力振動角柱の場合: N = 角柱の固有振動数)

$\dot{x}_c, \ddot{x}_c, x_c$: 角柱の x_2 方向の加速度, 速度, 変位,

A^* : 角柱の無次元振動振幅($=A/H$), t^* : 無次元時間($=t U_0/H$),

N^* : 角柱の無次元振動数($=NH/U_0=1/U_r$),

St : ストローハル数(F_L のスペクトルピークの周波数の無次元値),

U_{cr} : Sf が N^* と一致する時の U_r , Sf : 角柱静止時の St ,

p : 流れ場の圧力(瞬時値), F_L : 揚力(瞬時値),

p_w : 壁面圧力(瞬時値, P_0 基準), C_L : 揚力係数

P_0 : 基準圧力 ($=F_L/((1/2)\rho U_0^2 L_3)$),

(流れ場全体の p の空間平均値), $\tilde{C}_L$: C_L の角柱振動数成分,

C_p : 風圧係数($=p/((1/2)\rho U_0^2)$), $|\tilde{C}_L|$: $\tilde{C}_L$ の振幅,

$R_p(r)$: 圧力 $\bar{p}$ の空間相関係数($=\langle p(r_0)p(r) \rangle / (\sqrt{\langle p(r_0)^2 \rangle} \sqrt{\langle p(r)^2 \rangle})$),

r_0 : 参照する圧力 $\bar{p}$ の位置,

h_w : 壁面に接するメッシュの幅(=最小メッシュ幅),

x_n^* : x_n の壁座標($=x_n u^*/\nu$), x_n : 壁面からの距離,

u^* : 摩擦速度($=\sqrt{\tau_w}$), τ_w : 壁面上に作用するせん断応力,

無次元化は H, U_0, ρ を用いて行う。

($=U_0H/\nu$)は、静止角柱および強制振動角柱では Bearman らの実験²³⁾とはほぼ対応する 2.2×10^4 とし、空力振動角柱では中村らの実験²⁴⁾とはほぼ対応する 5.0×10^4 とした。また、空力振動角柱のケースでは、角柱は剛体であり、 x_2 方向にばね支持されて並進振動のみするものとして通常の一質点の運動方程式を用いた(表-3)。

2.4 角柱振動の計算への組み込み (図-1)

本解析ではメッシュ系は変形させずに計算領域内の角柱の位置を固定したまま、計算領域全体が振動しているものとして取り扱う。したがって、本解析で計算される流速 $\bar{u}$ は角柱(座標系)の移動速度に対する相対速度であり、角柱の振動は、角柱の加速度 $\ddot{x}_c$ に流体密度 ρ を乗じた慣性力 $\rho \ddot{x}_c$ と同じ絶対値をもつ逆符号の外力項 $-\rho \ddot{x}_c$ を計算領域の流体全体に一樣に加えることによって表現される(表-2)。表-2の方程式系は通例のガリレイ変換に対して、座標の移動速度 $\dot{x}_c$ の時間微分項 $\dot{x}_c$ を付加した形式とみなし得る。また、この方程式系は Hirt らの開発した ALE 法²⁵⁾の方程式系を変形し、 $\dot{x}_c$ の空間微分項を 0 とした形と一致する。今回の計算では角柱は x_2 方向にのみ並進振動するため、 $\bar{u}$ の方程式にのみ計算領域全体に同じ値の慣性力 $-\rho \ddot{x}_c$ を加えている。角柱が x_1, x_2, x_3 の全方向に振動する場合でも、本方法により計算を行うことができる。この場合は $\bar{u}_1, \bar{u}_2, \bar{u}_3$ の運動方程式に各方向の慣性力項を加えることになる。

2.5 解析条件 (表-4, 図-2)

境界条件は x_2 および x_3 方向が周期境界、 x_1 方向の流入境界は $\bar{u}_1 = 1.0, \bar{u}_2 = -\dot{x}_c, \bar{u}_3 = 0.0$ (流入乱れなし)、流出境界は $\bar{u}_1, \bar{u}_2, \bar{u}_3$ に関して $\partial/\partial x_1 = 0$ としている(表-4)。角柱壁面境界には Werner Wengle による linear-power law 型の 2 層モデル^{26,27)}を用い、壁近傍では格子スケール h に wall damping function ($1 - \exp(-x_n^+/25)$) を乗じた。また、既報^{21),22)}と同様に HSMAC 法のアルゴリズムを使用した。空間に関する離散化には Piacsek Williams 型の 2 次量保存スキーム²⁸⁾を使用した。時間に関しては移流項に 2 次精度の Adams-Bashforth スキーム、拡散項に Crank-Nicolson スキームを用いた。時間差分間隔は $\Delta t^* (= \Delta t U_0/H) = 1 \times 10^{-3}$ 、計算領域は $20H(x_1) \times 14H(x_2) \times 2H(x_3)$ で、流入境界から角柱まで距離は $4.5H$ である。メッシュ分割は不等分割の $104(x_1) \times 69(x_2) \times 10(x_3)$ でメッシュ数は約 72,000、角柱近傍のメッシュ幅を $0.025H$ とした。

2.6 データの採取

振動角柱の各ケースとともに、静止角柱(表-1 の case 0)の結果を初期条件として計算を開始した。強制振動角柱では、定常状態に達するまで無次元時間 $t^* (= tU_0/H)$ で約 150 (1.5×10^5 ステップ)予備計算を行い、その後各ケースの角柱の強制振動周期の約 10 周期分の間でデータを採取した。観

測時間は最も短い case 10 の場合、無次元時間で約 50、最も長い case 26 で約 120 である。空力振動角柱では、定常状態に達するまで t^* で約 250 の予備計算を行った後各ケースの角柱の固有振動周期の約 10 周期分(case 30, 31, 32, 33 でそれぞれ約 90, 100, 110, 120 の無次元時間)の間でデータを採取した。計算時間は VP2600 (5 GFLOPS) で 1 ケースあたり最も短い case 10 で 35 時間、最も長い case 33 で 65 時間程度である。

3. 計算結果

3.1 強制振動角柱

角柱を強制振動させたケース(case 10~17, case 20~26)の

表-2 LES 基礎式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} &= -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\bar{p}}{\rho} + \frac{2}{3} k_{SGS} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} (v + v_{SGS}) \bar{s}_{ij} - \dot{x}_c \delta_{i2} \quad (2.1) \\ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} &= 0 \quad (2.2) \\ v_{SGS} &= (C_{sh})^2 \left(\frac{(\bar{s}_{ij})^2}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.3) \quad \bar{s}_{ij} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \quad (2.4) \\ k_{SGS} &= \frac{v_{SGS}^2}{(C_K h)^2} \quad (2.5) \quad h = (h_1 h_2 h_3)^{\frac{1}{3}} (1 - \exp(-x_n^+/25)) \quad (2.6) \\ C_S &= 0.10, C_K = 0.094 \end{aligned}$$

表-3 角柱の運動方程式

$$\begin{aligned} m \ddot{x}_c + c \dot{x}_c + k x_c &= F_L \quad (3.1) \\ c &= 2Nm\delta, \quad k = (2\pi N)^2 m, \quad \delta = 1.88 \times 10^{-2}, \quad m/(\rho H^2 L_3) = 36.1 \\ c: \text{減衰係数}, \quad k: \text{ばね定数}, \quad \delta: \text{対数減衰率}, \quad m: \text{角柱質量} \end{aligned}$$

表-4 計算領域および境界条件

$L_1 \times L_2 \times L_3$	$N_1 \times N_2 \times N_3$	境界条件		x_2, x_3 方向
		流入	流出	
20×14×2	104×69×10	$\bar{u}_1 = 1.0$	$\partial \bar{u}_1 / \partial x_1 = 0$	周期境界
		$\bar{u}_2 = -\dot{x}_c$	$\partial \bar{u}_2 / \partial x_1 = 0$	
		$\bar{u}_3 = 0.0$	$\partial \bar{u}_3 / \partial x_1 = 0$	

- ・表中の数値は H, U_0 で無次元化されたもの。
- ・ Δt : 計算時間刻み = 0.001
- ・ h_w : 角柱壁面に接するセルの大きさ = 0.025
- ・壁面境界条件: linear-power 型の 2 層モデル^{26,27)}
- ・流入は乱れなし。

図-2 角柱近傍のメッシュ分割 (x_1 - x_2 断面)

結果を以下に示す。

3.1.1 揚力変動の周波数

角柱に作用する揚力係数 C_L の時刻歴およびパワースペクトル密度 $S(n)$ を図-3に示す²¹⁾。この C_L の変動はそれぞれのカルマン渦発生周波数 S_f に対応している。図-3(1)は静止角柱(case 0)および振動角柱(case 11: $A^*=A/H=0.10$, $U_r=7.0$)の場合の揚力の時刻歴を示しているが、静止角柱においては S_f が約 $1/7.3$ となっているのに対し、振動角柱では S_f が角柱の振動数 $N^*(=1/U_r)$ にロックインされて $1/7.0$ となっている。このように N^* と S_f (角柱静止時のストローハル数 S_f) が近い場合、 S_f が N^* にロックインされる現象は $A^*=0.25$ の場合にも確認された。次に N^* と S_f の差が比較的大きい場合の例について示す。図-3(2)は、揚力係数 C_L の $S(n)$ について振動振幅 $A^*=0.10$ の case 15, 17 を case 0 と比較したものである。両ケースともに強制振動周期の10周期分のデータであるため、周波数の分解能が不充分であるが、 N^* と角柱静止時のストローハル数 S_f の差が大きい case 15, 17 ($U_r=9.0, 10.0$) では $N^*(=1/U_r)$ 位置のピークが小さくなり、case 17 では、 S_f および N^* のふたつの振動数位置でピークが生じていることがわかる。すなわち、 N^* が S_f 付近にある場合には S_f が N^* にロックされ(図-3(1))、両者の差が大きくなるとロックされていない(図-3(2))。これらの傾向は実験結果と対応している。ここには示さないが、振動振幅 $A^*=0.25$ の場合にも同様の傾向が確認できた。

3.1.2 揚力変動の大きさ

角柱に作用する揚力係数の変動中の角柱振動数(N)に対応する周波数成分 $\tilde{C}_L$ の振幅 $|\tilde{C}_L|$ を図-4に示す。図-4(1), (2)はそれぞれ実験値²⁴⁾ ($A^*=0.10, 0.15$) と計算値を示したものである。実験によると、 $|\tilde{C}_L|$ は $A^*=0.10, 0.15$ とともに $U_r=U_{cr}$ 付

(1) 時刻歴: case 0, 11 (静止角柱と $A^*=0.10$, $U_r=7.0$)

(2) パワースペクトル: case 0, 15, 17 (静止角柱と $A^*=0.10$ の $U_r=9.0, 10.0$)

図-3 角柱に作用する揚力 (強制振動角柱)

近で2.0程度のピーク値を示し、全般に $A^*=0.15$ の場合(□)の方が $A^*=0.10$ の場合(●)よりも大きな値を示す(図-4(1))。これらの傾向は計算値(図-4(2))においても同様である。すなわち、 $A^*=0.10$ の場合、 $|\tilde{C}_L|$ のピーク値が2.0程度あること、ピークを示す風速値 U_{cr} を越えると $|\tilde{C}_L|$ が減少する傾向、 A^* が大きい $A^*=0.25$ の場合(図-4(2)の□)の方が $A^*=0.10$ の場合(●)よりも $|\tilde{C}_L|$ が大きな値を示すこと等、計算値の実験値との対応はよいと言える。ただし、計算値の方が実験値に比べて $|\tilde{C}_L|$ のピークがやや低風速側に位置している。これは U_{cr} の値が実験値($=8.0$)よりも計算値($=7.3$)の方が小さいこと²²⁾が原因のひとつであると考えられる。

3.1.3 揚力変動の位相

(1) 揚力と角柱側面負圧の角柱変位に対する位相差

強制振動角柱(case 22: $A^*=0.25$, $U_r=8.0$)の場合の、角柱変位と側面中央の負圧の絶対値 $|\bar{p}_w|$ の時刻歴を図-5に示す。両波形のピーク間位置を比べると、変位に対する負圧の進みは約 -1.0 であり位相差 ϕ で約 -45° である。角柱側面中央の負圧の位相は角柱に作用する揚力 F_L の位相にほぼ対応

(1) 実験値²⁴⁾ ($A^*=0.10, 0.15$)

(2) 計算値: case 10~17, 20~26 ($A^*=0.10, 0.25$)

図-4 揚力の角柱振動数成分 (強制振動角柱)

図-5 角柱変位と側面負圧: case 22 ($A^*=0.25$, $U_r=8.0$)

するもので、よく知られているように、変位に対する F_L の位相差 ϕ が正となる時に角柱に負減衰が生じる。全ケースについて、側面負圧および F_L の変動中の角柱振動数成分の角柱変位に対する位相差 ϕ (負圧(揚力)の位相-角柱変位の位相)を図-6に示す²¹⁾。図-6(1)に $A^*=0.10$ の結果を、図-6(2)に $A^*=0.25$ の結果を示している。計算による側面負圧の位相差(図-6(1)(2)の□)と F_L の位相差(図-6(1)(2)の■)を比較すると、case 10 ($A^*=0.10, U_r=5.0$)およびcase 25, 26 ($A^*=0.25, U_r=11.0, 12.0$)を除き、他の $U_r=7.0\sim 10.0$ の範囲で両者はほとんど一致している。すなわち、この U_r の範囲内では、側面負圧の位相は揚力 F_L の位相に対応しており、側面負圧の位相差から負減衰の発生の有無を判断することが可能であると言える。

(2) 実験値との比較

今回行った計算は実験において角柱に負減衰が生じる範囲を含んでおり、このような場合の F_L の位相の正確な再現は、渦励振・自励振動等の現象を正しく再現する上で不可欠である。 F_L の位相差に対応する側面負圧の位相差を実験値(—○—)と計算値(□)で比べると(図-6(1)(2)), $A^*=0.10$ で $U_r=7.0\sim 9.0$, $A^*=0.25$ で $U_r=7.0\sim 12.0$ の範囲で ϕ が負から正へ急変するという実験結果が計算においてもよく再現されており、 $A^*=0.10$ で U_r が約8以上、 $A^*=0.25$ で約10以上において正の位相差、すなわち負減衰が生じていることがわかる。

(3) 角柱速度が最大値を示す時の風速および圧力の分布

case 11, 15において角柱の速度が最大となる時の風速および圧力の分布を図-7に示す(図中上向きが角柱速度正)。図-6に示したように角柱変位と揚力の位相差 ϕ が、case 11では -91° であるのに対してcase 15では 80° で約 170° の差がある。風速ベクトル図を見ると、角柱直後の渦が、case 11では反時計回りに(図-7(1)①), case 15では時計回りに生じている(図-7(2)①)。圧力分布を比べるとcase 11では、風

向に対して右側の側面(図中下側)に負圧のピークがあり、角柱に下向きの力が作用して振動を抑制しようとしているのに対して、case 15では、上向きの力が作用して励振しようとしていることが確認できる。図-7は強制振動角柱の場合について示したものであるが、case 15の場合には、角柱をばね支持して空力振動させた時には負減衰が生じ、角柱が自励振動することがわかる。流体の数値解析ではこのような実験において計測が困難な圧力の空間分布の瞬時値等に関して詳細なデータを得ることができる。このようなデータの解析は空力振動と関係する流体現象のメカニズムを解明する上で極めて有用と考えられる。今後、これらのデータにより流れ場、圧力場の非定常変化と固体の励振メカニズムとの相互関連に関する検討を行っていく予定である。

3.1.4 角柱側面圧力の相関

静止角柱(case 0)と振動角柱(case 12, 21; $A^*=0.10, 0.25, U_r=7.5$)の場合の、角柱風上隅から $0.125H, 0.875H$ 後方(圧力参照点位置 $r_0=0.125H, 0.875H$)の側面変動風圧と同じ側面の各点の変動風圧の空間相関係数 $R_p(r)$ を図-8に示す。図-8(1)が静止角柱、図-8(2)が振動角柱について計算値を実験値²³⁾と比較したものである。実験値によると、静止角柱では角柱側面全体にわたって $R_p(r)$ が0.9以上と高くなっている(図-8(1)の—○—)。これに対して振動角柱の場合、圧力参照点位置 $r_0=0.125H$ では $R_p(r)$ が角柱風上隅付近から側面中央にかけて高く、風下隅付近では0.6程度まで低下しており(図-8(2)①の—○—), $r_0=0.875H$ では $R_p(r)$ が角柱側面中央から風上隅付近にかけて0.6程度まで低下している(図-8(2)②の—○—)。計算結果においても、静止角柱では、相関係数 $R_p(r)$ が全般に高い(図-8(1)①, ②の—)。また、 $r_0=0.125H$ の場合、 $A^*=0.25$ の振動角柱(case 21)では角柱風下隅付近の $R_p(r)$ は0.6以下まで低下しており(図-8(2)①の—), 角柱振動により $R_p(r)$ が低くなる傾向が再現されている。 $r_0=0.875H$ の

(1) 角柱の振幅 $A^*=0.10$

(2) 角柱の振幅 $A^*=0.25$

図-6 角柱変位に対する側面負圧と揚力の位相差(強制振動角柱)

場合でも、 $A^*=0.25$ の振動角柱の計算(case21)では角柱側面中央から風上隅付近にかけて $R_p(r)$ が低い傾向はおおむね再現されている(図-8(2)②の——)。一方、実験と同じ振動振幅 $A^*=0.10$ の振動角柱(case12)でも参照点から離れるのに

伴い、 $r_0=0.125H$ の場合、 $r_0=0.875H$ の場合ともに $R_p(r)$ が $0.75 \sim 0.80$ 程度まで低下しており(図-8(2)①、②の——)，角柱振動により $R_p(r)$ が低くなる傾向は一応再現されているものの、全般に実験値に比べて計算値の方が $R_p(r)$ の低下は小さ

① 風速ベクトル分布

(1) case 11 ($A^* = 0.10, U_r = 7.0$) ② 圧力分布 $\bar{C}_p (= \bar{p} / ((1/2)\rho U_0^2))$

① 風速ベクトル分布

(2) case 15 ($A^* = 0.10, U_r = 9.0$) ② 圧力分布 $\bar{C}_p (= \bar{p} / ((1/2)\rho U_0^2))$

図-7 風速および圧力の分布 (強制振動角柱、瞬時値)

静止角柱

- 実験値^{2,3)}
- 計算値 case 0

① 圧力参照点位置 $r_0 = 0.125H$ ② 圧力参照点位置 $r_0 = 0.875H$

(1) 静止角柱

振動角柱

- 実験値^{2,3)}
- 計算値 case 12 ($A^* = 0.10, U_r = 7.5$)
- 計算値 case 21 ($A^* = 0.25, U_r = 7.5$)

① 圧力参照点位置 $r_0 = 0.125H$ ② 圧力参照点位置 $r_0 = 0.875H$

(2) 振動角柱

図-8 角柱側面風圧の空間相関係数 $R_p(r)$ の分布 (強制振動角柱)

い、壁面圧力の相関の再現精度を向上させるためには、各点の圧力の時間変動をより正確に捉える必要がある。

$A^*=0.10$ の場合の振動角柱の計算結果において角柱側面上の空間相関が実験よりも高くなる原因として、LESの空間フィルタによって計測点まわりにフィルタ幅の空間平均化が行われていること、角柱スパン方向の計算領域長さが $2.0H$ と不十分であること等が考えられる。したがって、角柱壁面上のメッシュ分解能、計算領域長さについて今後検討を加える必要があると考えている。

3.2 空力振動角柱

流体の方程式と角柱の運動方程式を連成させて解いた空力振動に関するケース(表-1の case 30~33)の結果を以下に示す。

3.2.1 角柱振動および揚力変動の周波数

case 33($U_r=12.0$)の場合の角柱の振動速度 $\dot{x}_c$ および角柱に作用する揚力係数 C_L の時刻歴を図-9(1)に、case 31($U_r=10.0$)の $\dot{x}_c$ および C_L のパワースペクトル密度 $S(n)$ を図-9(2)に示す。角柱の振動は定常に達しており(図-9(1))、ほぼその固有振動数で振動していること(図-9(2))が確認できる。すなわち、 $\dot{x}_c$ の $S(n)$ では角柱の固有振動数 N^* に対応するピークの方が角柱静止時のストローハル数 S_f に対応するピークよりはるかに大きい(図-9(2))。しかし、 C_L の $S(n)$ では S_f (角柱静止時のストローハル数)の振動数位置のピークも大きく(図-9(2))、角柱は静止時の S_f の振動数成分の力も大きく受けていることがわかる。この傾向は、他の $U_r=9.0, 11.0$ のケースについても同様である。

3.2.2 振動振幅

角柱の振動振幅の実験値 x_0 との比較を図-10に示す。図

(1) 時刻歴: case 33 ($U_r=12.0$)

(2) パワースペクトル: case 31 ($U_r=10.0$)

図-9 角柱速度および揚力 (空力振動角柱)

は換算風速 U_r に対する角柱の無次元振幅($A^*(=A/H)$)の変化を示したものである。実験では換算風速 U_r が $U_{cr}(=1/S_f=$ 角柱静止時のストローハル数の逆数 $=8.0$ (実験値))以上となると角柱の振動振幅が急速に増大していく。計算値でも、 A^* をやや大きく評価するものの、 U_{cr} (計算の場合 $7.3^{(2)}$)より高い風速で急速に大きくなっていく傾向がよく再現されている。これは、次に示すように空力による負減衰が本解析において再現されていることによるものである。

3.2.3 揚力変動の位相

角柱変位に対する角柱側面負圧および揚力 F_L の位相差 ϕ を図-11に示す。角柱側面負圧の ϕ はばらつきが大きい、 F_L の ϕ はいずれも $+15^\circ \sim +20^\circ$ 付近にある(図-11)。したがって、角柱に作用する F_L の固有振動数成分から判断するかぎりでは、 $U_r=9.0 \sim 12.0$ において空力負減衰が生じ、角柱が自励振動していると言える。

4. 結論

- 1) 強制振動ならびに空力振動させた 1×1 断面の角柱まわりの乱流渦放出流れを標準 Smagorinsky モデルに基づく 3 次元 LES により解析し、既往の実験と比較した。
- 2) 強制振動角柱の解析に関して以下の結論を得た。
 - ① 実験においてロックイン現象が生じる角柱振動数付

図-10 角柱の振動振幅 (空力振動角柱)

図-11 角柱変位に対する側面負圧と揚力の位相差 (空力振動角柱)

近で、LESの解析においてもカルマン渦発生振動数がロックインされることを確認した。

②角柱に作用する揚力の大きさおよび角柱変位との位相差の関係も計算で再現され、負減衰の発生も再現されることを確認した。

③角柱側面に作用する変動風圧力の空間相関の分布に関しても計算結果は実験の傾向を定性的には捉えている。

3) 空力振動角柱の解析では、空力により角柱に生じる負減衰を再現し、換算風速の変化に伴う角柱の振動振幅の変化に関して実験の傾向と良く一致することが示された。

4) 本解析結果を詳細に検討すると、角柱静止時のストローハル数、強制振動時の揚力変動の正の位相差について、やや実験値との差がみられた。これらの差異に関してはLESのSGSモデルの改良も含めて今後再検討する予定である。

注

- 1) 揚力変動の角柱振動数成分の振幅 $\overline{C_L}$ および角柱変位に対する側面負圧・揚力の位相差 ϕ は、強制振動角柱および空力振動角柱ともに、データサンプリング間隔が無次元時間 t^* で0.01、観測時間が t^* で $10/N^*$ (N^* :角柱の無次元振動数、記号参照)の間の変動波形をFFTによりフーリエ変換して求めた。また、空力振動角柱の振動振幅は、観測時間(t^* で $10/N^*$)の間の波形の各ピーク値の平均値である。
- 2) 空力負減衰および角柱の不安定振動は、角柱静止時のストローハル数 Sf の逆数 $U_{cr}(=1/Sf)$ 付近からやや高い換算風速値で生じる。すなわち、 U_{cr} 付近で角柱に作用する揚力が角柱の振動を抑制する方向から励振する方向へ急変し、空力振動時の角柱の振動振幅が増大する。したがって、 U_{cr} に対する揚力・振動振幅などの変化を再現するためには、角柱静止時においてストローハル数 Sf を正確に再現していなければならない。Bearmanらの実験²⁾で $Sf=1/7.7$ 、中村らの実験³⁾では $Sf=1/8.0$ であるのに対して、今回の計算値では $Sf=1/7.3$ であり、実験に比べてやや大きな値となっている。筆者らは前報²⁾において、Smagorinsky定数 C_s 、最小メッシュ幅、角柱スパン方向の計算領域長を変えた場合の解析について示した。その結果によれば、 Sf に対するメッシュ幅、計算領域長さの影響は小さいのに対して、 C_s を0.10, 0.13, 0.20とするとそれぞれ $Sf=1/7.3, 1/7.6, 1/8.1$ となる。このように、 C_s を空間および時間に対して一定値とした場合には、 $C_s=0.10 \sim 0.20$ の変化によって $Sf=1/7.3 \sim 1/8.1$ の差が生じる。この C_s の値に関しては、 C_s を空間・時間の関数として取り扱うDynamicSGSモデル^{22), 23)}の導入等で今後改善を加えていきたいと考えている。

参考文献

- 1) 持田, 村上, 坂本: LESによる2次元角柱に作用する変動風圧力と流れの3次元構造の解析—2次元計算と3次元計算の比較—, 日本建築学会構造系論文報告集, 第453号, pp.47-55, 1993年11月。
- 2) 坂本, 持田, 村上, Rodi, W.: 2次元角柱まわりの乱流渦放出流れに関するLESとDSM, $k-\epsilon$ 実験の比較, 日本建築学会構造系論文集, 第459号, pp.49-56, 1994年5月。

- 3) Bearman, P. W. and Obasaju, E. D.: An experimental study of pressure fluctuations on fixed and oscillating square-section cylinders, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 119, pp.297-321, 1982.
- 4) Nakamura, Y. and Mizota, T.: Unsteady lifts and wakes of oscillating rectangular prisms, *Journal of the Engineering Mechanics Division*, EM6, ASCE, pp.855-871, 1975.
- 5) Werner, H. and Wengle, H.: Large-eddy simulation of turbulent flow over and around a cube in plate channel, *Proceeding of 8th Symposium on Turbulent Shear Flows*, p. 155, 1991.
- 6) Piacsek, S. A. and Williams, G. P.: Conservation properties of convection difference schemes, *Journal of Computational Physics*, vol. 6, pp. 392-405, 1970.
- 7) Hirt, C. W., Amsden, A. A. and Cook, J. L.: An arbitrary Lagrangian-Eulerian computing method for all flow speeds, *Journal of Computational Physics*, vol. 14, pp.227-253, 1974.
- 8) Hirt, C. W. and Sicilan, J. M.: A porosity technique for the definition of obstacles in rectangular cell meshes, *4th International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics*, 1985.
- 9) Tamura, T., Tsuboi, K. and Kuwahara, K.: Numerical simulation of unsteady flow patterns around a vibrating cylinder, *AIAA-88-0128*, 1988.
- 10) 伊藤, 田村, 和田, 桑原: 振動する偏平矩形柱の空力特性, 第7回数値流体力学シンポジウム, pp.403-406, 1993, ほか。
- 11) Launder, B. E. and Kato, M.: Modelling flow-induced oscillations in turbulent flow around a square cylinder, *Proceedings of Forum on Unsteady Flows*, ASME Fluid Engineering Conference (FED-Vol.157), p.189, 1993.
- 12) Okajima, A., Kitajima, K. and Ueno, H.: Numerical study on wake patterns and aerodynamic forces of an oscillating cylinder with a circular and rectangular cross-section, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol.50, 1993.
- 13) Karanth, D., Rankin, G. W. and Sridhar, K.: Numerical simulation of flow past an oscillating cylinder, *Proceedings of Forum on Unsteady Flows*, ASME Fluid Engineering Conference (FED-Vol.157), pp.167-175, 1993.
- 14) 野村: ALE法に基づく粘性流体と構造との相関問題の有限要素解析手法, 土木学会論文集, vol.416, pp.285-294, 1990, ほか。
- 15) Nomura, T. and Hughes, T. J. R.: An arbitrary Lagrangian-Eulerian finite element method for interaction of fluid and a rigid body, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 95, pp.115-138, 1992, ほか。
- 16) Shimura, M. and Zienkiewicz, O. C.: Iteration Analysis between Structure and Fluid Flow Using the Direct Laplacian Method, *Proceedings of 4th International Conference on Computing in Civil and Building Engineering*, pp.267-274, 1991, ほか。
- 17) 河井: 円柱の渦励振機構について—離散化渦法による数値シミュレーション, 第11回風工学シンポジウム, 1990。
- 18) Inamuro, T., Adachi, T. and Sakata, H.: Simulation of aerodynamic instability of bluff body, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol.46-47, 1993.
- 19) Shirato, H., Matsumoto, M. and Shiraishi, N.: Unsteady aerodynamic force characteristics on 2-D oscillating bluff body, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 46-47, 1993.
- 20) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W. H.: A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model, *Phys. Fluids A3*(7), pp.1760-1765, 1991.
- 21) 持田, 村上, 富永, 小林: Dynamic Subgrid-scale Modelに基づくLESによる2次元角柱周辺の流れの解析, 第7回数値流体力学シンポジウム, pp.275-278, 1993。

(1994年7月8日原稿受理, 1995年1月20日採用決定)