

## 流入変動風を用いた構造物振動に関する数値シミュレーション

片岡 浩 人

Numerical Flow Computation around an Aeroelastic Structure  
using Inflow Turbulence

Hiroto Kataoka

## Abstract

Wind-induced oscillations of buildings can be modeled as aeroelastic motions within turbulent boundary layer flows. To simulate these phenomena numerically, one should consider a numerical method allowing a grid system to move or to be transformed depending on the structure's motions and deformations. Besides that, time varying flows should be given at every grid point on the inflow boundary surface with satisfying prescribed statistics of boundary layer flows. This paper first explains a numerical method with a moving and transformed grid system. Next, it proposes a convenient way for generating inflow turbulence, and verifies its validity by comparing generated results with wind-tunnel measurements. Finally, it shows flow computations around aeroelastic 3D square cylinders. The cylinder's motion is modeled as a 4-lumped-mass system and it vibrates with two degrees of freedom of heaving motion. The transition of the oscillation amplitude and aerodynamic forces is reported by varying the stiffness.

## 概 要

本研究では建築構造物の風による振動現象を数値流体力学により求めることを目標とし、その解析手法の構築を行った。同現象は乱流境界層中の空力弾性振動とみなすことができる。これを数値シミュレーションで扱うには、建物振動とともに移動もしくは変形する計算格子のもとで流れ場の計算を行う必要がある。また計算は必然的に非定常流れを対象としたものとなり、流入境界面において時々刻々変化する流れ場を境界条件として与える必要がある。本報告では、はじめに移動・変形する計算格子上での流れ場の解析手法について述べる。次に風上境界で乱流境界層を模擬した流入変動風の与え方について提案を行う。そして既往の風洞実験結果と同じ平均速度分布の乱流境界層を生成し、同手法が有効であることを示す。最後に空力弾性体の解析例として正方形角柱周り流れの解析結果を示す。同角柱の運動は4質点系でモデル化し流れ方向ならびに流れ直角方向の2自由度で曲げ振動させる。角柱の剛性を変えることで角柱の振動応答の変化を調べた。

## 1. はじめに

建築構造物の高層化に伴い、設計用外力として風荷重が支配的となるケースが増加しつつある。この風外力は通常、縮尺模型を用いた風洞実験から求められる。

風洞実験には静止模型を風洞内に設置し、模型全体あるいは各部位に加わる変動風力を測定する風力実験と、振動模型を用いて風力に対する振動応答を調べる空力振動実験がある。前者の場合、測定結果から建物の振動応答を別途求めるため、建物振動による付加的な空気力の影響が無視されてしまう。したがって、高層建築やタワーのように振動しやすい構造物に対しては、後者の空力振動実験が望ましい。しかし空力振動実験では、模型の剛性や減衰、質量に関する相似則を満たす必要があり、

任意の振動特性での実験が困難である。そこで近年では風洞内での空気力測定と建物の振動応答解析を同時に行い、各振動特性を与条件とした解析結果をもとに模型を振動させる、ハイブリッド振動法<sup>1)</sup>も試みられている。

一方、流れ場の支配方程式をコンピュータを用いて数値的に解くことが行われている。同手法を振動問題に適用した場合、従来の風洞実験と比較して振動特性の設定が容易なだけでなく、実験が困難な条件(例えば極端に軽い構造物)でも計算可能となる。さらに、解析領域全体の流れ場が数値として得られることから、可視化によって渦や速度剪断層の挙動と建物振動の関係など、流体力学振動に関する物理機構の解明が可能である。

建築構造物の風による振動は、乱流境界層中での空力弾性振動問題とみなせる。しかし空力振動問題を対象と

したこれまでの数値計算例では、対象構造物を二次元と仮定し、乱れのない一様流または一様な乱れをとともう一様乱流中での振動応答を求めている<sup>2)</sup>。建物の高さ方向の変化を無視したこれらの計算では、断面形状をパラメータとした基礎的な検討には役立つものの、実建物の三次元構造物の振動応答予測とは直接には結びつかない。

三次元構造物の振動を扱うには、建物の振動にあわせて移動・変形する計算格子とそれを用いた解析手法が必要となる。また、必然的に非定常流れ場を対象とするので、流入境界において時々刻々に変化する変動風を境界条件として与える必要がある。そこで本報告では、これらの計算手法について述べ、高層建物を想定した正方形角柱の流体連成振動解析結果を示す。

## 2. 数値計算手法

### 2.1 基礎式

非圧縮性流れ場の式として、以下に示す擬似圧縮性法による基礎式<sup>3)</sup>を採用する。

$$\frac{\partial p}{\partial \tau} + \beta \operatorname{div} \mathbf{u} = 0 \quad \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \tau} + \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -(\mathbf{u} \cdot \operatorname{grad}) \mathbf{u} - \operatorname{grad} p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} \quad (1)$$

ここで $\mathbf{u}$ は速度ベクトル、 $p$ は圧力、 $\nu$ は分子動粘性係数、 $\beta$ は擬似圧縮性係数、 $\tau$ は擬似時間、 $t$ は物理時間。擬似時間 $\tau$ に関する定常計算を行えば(1)式中の擬似時間微分項が消滅し、通常非圧縮性の基礎式と同一となる。同式をデカルト座標系 $(x, y, z, t)$ から一般座標系 $(\xi, \eta, \zeta, t)$ へ変換して次式を得る。

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial \tau} + I_m \frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} = -\frac{\partial(\hat{E}_c - \hat{E}_v)}{\partial \xi} - \frac{\partial(\hat{F}_c - \hat{F}_v)}{\partial \eta} - \frac{\partial(\hat{G}_c - \hat{G}_v)}{\partial \zeta} = \hat{R} \quad (2)$$

$$\hat{Q} = \frac{1}{J} \mathbf{Q} = V \begin{bmatrix} p \\ u \\ v \\ w \end{bmatrix} \quad I_m = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad J = \left| \frac{\partial(\xi, \eta, \zeta)}{\partial(x, y, z)} \right| = \frac{1}{V}$$

$$\hat{E}_i = \begin{bmatrix} \beta \hat{U}_i \\ A_x \xi_i p + u \hat{U}_i + A_r \xi_i u \\ A_y \xi_i p + v \hat{U}_i + A_r \xi_i v \\ A_z \xi_i p + w \hat{U}_i + A_r \xi_i w \end{bmatrix} \quad \hat{U}_i = A_x \xi_i u + A_y \xi_i v + A_z \xi_i w$$

$$\hat{E}_{i_v} = 2\nu \begin{bmatrix} 0 \\ A_x \xi_i S_{xx} + A_y \xi_i S_{yy} + A_z \xi_i S_{zz} \\ A_x \xi_i S_{xy} + A_y \xi_i S_{yy} + A_z \xi_i S_{zy} \\ A_x \xi_i S_{xz} + A_y \xi_i S_{yz} + A_z \xi_i S_{zz} \end{bmatrix} \quad \begin{matrix} E_i = E, F, G \\ \xi_i = \xi, \eta, \zeta \\ \text{for } i = 1, 2, 3 \end{matrix}$$

$$A_{x_j} \xi_i = \hat{\xi}_{i_x} = \frac{1}{J} \frac{\partial \xi_i}{\partial x_j} \quad A_i \xi_i = \hat{\xi}_{i_t} = \frac{1}{J} \frac{\partial \xi_i}{\partial t}$$

$$S_{i_j} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad \begin{matrix} x_i = x, y, z \\ u_i = u, v, w \\ \text{for } i = 1, 2, 3 \end{matrix}$$

### 2.2 離散化

(2)式を有限体積法により離散化した<sup>4)</sup>。変数配置は格子線の交点上で速度ベクトルと圧力を定義するレギュラーグリッドとする。ただし、メトリックスはポリウム

界面で、ヤコビアンはポリウム中心で定義。空間微分には二次精度の中心差分を用いる。例えば(2)式中の対流項の空間微分は次式のように離散化される。

$$\frac{\partial \hat{E}_c}{\partial \xi} = (\hat{E}_c)_{i+1/2} - (\hat{E}_c)_{i-1/2} \quad (3)$$

また界面の流束は次の三次精度の風上差分<sup>4)</sup>より求める。

$$\begin{aligned} (\mathbf{u} \hat{U})_{i+1/2} &= \frac{1}{12} \hat{U}_{i+1/2} (-\mathbf{u}_{i+2} + 7\mathbf{u}_{i+1} + 7\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_{i-1}) \\ &\quad - \frac{1}{4} |\hat{U}_{i+1/2}| (-\mathbf{u}_{i+2} + 3\mathbf{u}_{i+1} - 3\mathbf{u}_i + \mathbf{u}_{i-1}) \\ \hat{U}_{i+1/2} &= \frac{1}{2} \mathbf{A} \xi_{i+1/2} \cdot (\mathbf{u}_{i+1} + \mathbf{u}_i) \end{aligned} \quad (4)$$

### 2.3 格子変形

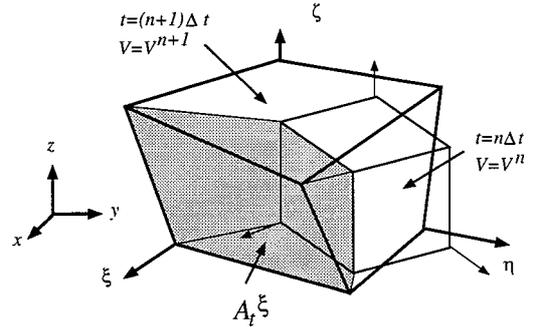


Fig. 1 時間と共に変形するコントロールポリウム  
Time Varying Shape of the Control Volume

(2)式において擬似時間微分項を無視し、定常で一様な流れ場を仮定すると次の関係が得られる。

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial A_r \xi}{\partial \xi} + \frac{\partial A_r \eta}{\partial \eta} + \frac{\partial A_r \zeta}{\partial \zeta} = 0 \quad (5)$$

これは格子変形する際に満たすべき幾何学的な保存則である。ここでFig. 1に示す二つの時間ステップ $t = n\Delta t$ と $t = (n+1)\Delta t$ の間での、コントロールポリウムの形状変化を考える。メトリックスの時間変化量 $A_r \xi$ は、ポリウムの側面 $(\xi = \text{const})$ が単位時間当たり横切る体積、すなわち図中のハッチがかかった部分の体積に相当する<sup>5)</sup>。六側面全体でこの体積変化の相殺を行えば、ポリウム体積の時間増分と一致することとなる。したがって $A_r \xi$ の値としてハッチ部分の体積を幾何学的に求める。

擬似時間方向の格子変形を無視し、擬似時間方向(添字 $m$ )に陽解法を、物理時間方向(添字 $n$ )に1次精度の陰解法を用いると次の離散化式を得る。

$$\begin{aligned} Q^{n+1, m+1} &= Q^{n+1, m} \\ &\quad + \frac{1}{V^{n+1}} \frac{\Delta t \Delta \tau}{I_m \Delta \tau + \Delta t} \left[ \hat{R}^m - \frac{I_m}{\Delta t} \{V^{n+1} Q^{n+1, m} - (VQ)^n\} \right] \end{aligned} \quad (6)$$

## 3. 流入変動風の生成

### 3.1 既往の研究における流入変動風の生成法

既往の研究では流入境界面での変動風の生成方法として、乱数により風速変動を模擬する方法<sup>6)</sup>と、変動風を流

体計算で別途求めてそれを使用する方法<sup>7)</sup>の大別して二通りが提案されている。前者では目標となる乱れの統計量を設定し、条件付確率場として流入変動風を作成する。そのため目標となる統計量に応じた流入変動風が作成可能である。反面、与えた変動風に物理的な流れ場の構造を持たせるためには、空間相関やクロススペクトルマトリックスといった高次の統計量を与える必要がある。

後者の方法では変動風生成のためのドライバ部となるチャンネル内の流れの流体計算が別途必要となる。流れが持つ物理的な渦構造が格子解像度に応じて再現されるので、接近流に関する高次の統計量は必要ない。しかし、チャンネル内流れの計算結果が必ずしも目標となる風速の平均値や変動と一致するわけではないので、計算結果を目標値にいかにか合わせるかが課題となる。

Lundら<sup>8)</sup>は、滑面上の乱流境界層の発達を対象としたLES計算を行い、流入境界条件として特定の速度境界層厚さを持つ流入変動風を用いた。その生成に際して、平均速度分布を与条件のまま固定し、風速の変動成分のみを周期境界条件のもとで発達させる方法を彼らは示した。前者の手法と異なり、風速変動を統計量に近づける為の操作は行ってないにもかかわらず、同流れを流入条件として用いた計算結果では、境界層厚さの発達に関して精度良い予測がなされている。ここではこのLundらの手法を簡略化した方法を提案する。

### 3.2 生成法の提案

まず主流方向をx方向、流れ直角水平方向をy方向、高さ方向をz方向と置く。瞬時速度ベクトルを  $\mathbf{u} = (u, v, w)$ 、時間平均を  $\langle \mathbf{u} \rangle$  とおくと、速度変動  $\mathbf{u}'$  は次式から得られる。

$$\mathbf{u}'(x, y, z, t) = \mathbf{u}(x, y, z, t) - \langle \mathbf{u} \rangle(x, z) \quad (7)$$

ドライバ内部での境界層の発達を考慮すると、流入断面(添字 *inlt*)と変動成分を求める抽出断面(添字 *recy*)間で速度変動  $\mathbf{u}'$  に以下の関係が成り立つ。

$$\mathbf{u}'_{inlt} = \chi \mathbf{u}'_{recy}(y, z^+, t) \quad \chi = u^*_{inlt} / u^*_{recy} \quad z^+ = u^* z / \nu \quad (8)$$

抽出断面の速度変動を流入断面に代入する際には、(8)式の  $\chi$  によるスケージングと共に、 $z^+$  が同じになるよう抽

出断面内でz方向の格子点間の補間が必要となる。

ここでドライバ部内の境界層の発達を無視し、Lundらの手法に単純化を施す。すると流入断面における瞬時速度ベクトルは抽出断面の値から次式のように与えられる。

$$\begin{aligned} u_{inlt}(y, z, t) &= \langle u \rangle_{inlt}(z) + \phi(\theta) \times \{u_{recy}(y, z, t) - [u](z)\} \\ v_{inlt}(y, z, t) &= \phi(\theta) \times v_{recy}(y, z, t) \\ w_{inlt}(y, z, t) &= \phi(\theta) \times \{w_{recy}(y, z, t) - [w](z)\} \end{aligned} \quad (9)$$

ただし  $\theta = z/\delta$ 、 $\delta$  は境界層厚さ、 $[u]$  ならびに  $[w]$  はドライバ内部の水平断面内平均値、 $\langle u \rangle_{inlt}$  は与条件として与えられる平均速度分布である。 $\phi(\theta)$  はdamping関数で、乱れが境界層の外側に到達するのを防ぐ目的で設けた。

### 3.3 手法の検証

本生成法の検証を目的として、境界層乱流の計算を行った。対象となる風洞実験として正方形角柱周り流れ(辺長  $D=0.08\text{m}$ 、高さ  $H=0.16\text{m}$ )の測定結果<sup>9)</sup>を採用した。境界層の厚さは  $\delta/D=7.5$ 、角柱頂部の高さでの平均風速  $U_H=4.491\text{m/s}$ 。境界層内の平均速度分布をFig. 2に示す。対数則へのfittingから摩擦速度  $u^*=0.17\text{m/s}$  と推定し、ターゲットとなる平均速度分布を次式で与えた。

$$\begin{aligned} \langle u \rangle / u^* &= z^+ & z^+ < 5 \\ \langle u \rangle / u^* &= 2.5 \ln z^+ + 5.5 & 30 < z^+ < z_1 \\ \langle u \rangle / U_H &= \min\{(z/H)^{0.33}, 1.5\} & z_1 < z \end{aligned} \quad (10)$$

ここで  $z_1$  は約  $1.3D$  とおいた。

計算領域の大きさを主流方向、流れ直角水平方向、高さ方向に  $10D \times 13.5D \times 11D$ 、それぞれ  $21 \times 55 \times 45 = 51,945$  点の格子分割を行った。主流方向と流れ直角水平方向は等間隔の格子分割、高さ方向には地表面で最小格子幅 ( $z^+ = 1.1$ ) とし、上空に向かって徐々に間隔を広げた。

Fig. 2に生成結果を示す。平均速度分布(Fig. 2a, b)を見ると地表面付近で速度が増加しているのがわかる。これは、(10)式が風洞床面に粗度ブロックを置いて得られたプロファイルを近似しているのに対して、計算では床面を滑面として扱っているために、速度回復が生じた結果と考える。この点を除けば、平均速度分布の再現は良い。

一方変動速度分布(Fig. 2c)に関しては、生成結果で  $\sigma_u$  のピークが測定値に比べてやや上空に現れるものの、全

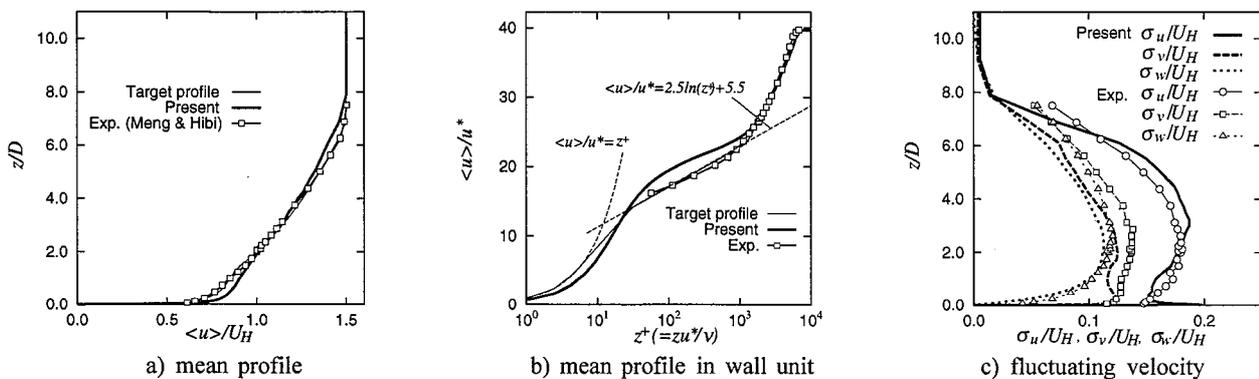


Fig. 2 流入変動風の生成結果

Generated Velocity Profiles ( $Re = U_H D / \nu = 24,000$ ,  $Re_\tau = u^* \delta / \nu = 6,800$ ,  $\delta / D = 7.5$ )

Table 1 各モードの固有振動数  
Natural Frequencies for each Vibration Mode

$V_r$	1st	2nd	3rd	4th
$U_H/f_1 D$	$f_1 D/U_H$	$f_2 D/U_H$	$f_3 D/U_H$	$f_4 D/U_H$
6.4	0.156	0.445	0.664	0.785
8.6	0.117	0.333	0.499	0.589
12.8	0.078	0.222	0.333	0.392
25.6	0.039	0.111	0.166	0.196

般に両者の分布形状は良く一致している。このように平均速度分布を風洞実験と同一にするだけで、結果として得られた変動速度の分布形状も実験値と近い分布となった。このことは境界層内部の平均速度分布と変動速度分布との間に因果関係があるためと考える。

#### 4. 角柱の振動

##### 4.1 角柱のモデル化

解析対象はFig. 3に示す一辺が $D$ 、高さが $4D$ の正方形角柱で、4質点系でモデル化を行った。角柱に作用する空気力は、質点を中に上下方向に $1.0D$  (頂部のみ $0.5D$ )の範囲で評価し、点荷重として集中させる。振動方向は風向き方向と同直角方向の2方向とし、ねじれは考慮しない。角柱は均一な材質とみなし、角柱の密度 $\rho_m$ の空気密度 $\rho$ に対する比を $\rho_m/\rho=100$ とした。各層間の剛性は振動方向

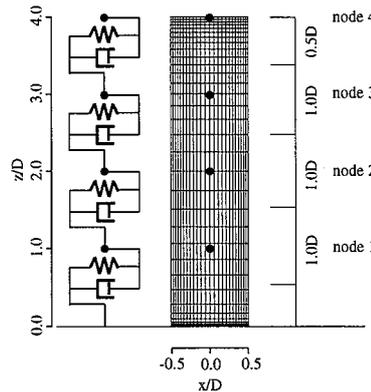


Fig. 3 三次元角柱のモデル  
Model for Square Cylinder

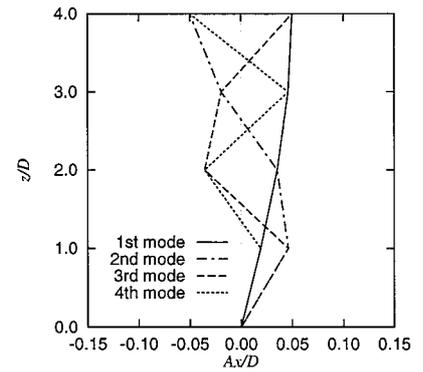


Fig. 4 角柱振動の正規化モード  
Vibration Modes

や層によらず一定とした。計算は基準階での無次元固有振動数 $f_0 D/U_H$  ( $U_H$ は建物頂部高さ $z/D=4$ の位置の風速)を0.1, 0.2, 0.3, 0.4の4通りの条件で行った。また各層間の構造減衰は対数減衰率 $\delta (=2\pi\eta)=0.1$ で一定とおいた。

上記の各値からHouseholder-QR法を用いて角柱の固有振動数ならびに正規化モードを求めた。各固有振動数をTable 1に、正規化モードをFig. 4に示す。Table 1の換算風速 $V_r$ の算出には一次モードの固有振動数を用いた。

##### 4.2 計算方法

角柱の振動は次式をRunge-Kutta法で解いて求める。

$$\begin{aligned} \mathbf{a}^{n+1} &= \mathbf{a}^n + \Delta t \dot{\mathbf{a}} \\ \dot{\mathbf{a}}^{n+1} &= \dot{\mathbf{a}}^n + \Delta t \ddot{\mathbf{a}} = \dot{\mathbf{a}}^n + \Delta t \mathbf{M}^{-1}(\mathbf{F} - \mathbf{C}\dot{\mathbf{a}} - \mathbf{K}\mathbf{a}) \end{aligned} \quad (11)$$

ここで $\ddot{\mathbf{a}}, \dot{\mathbf{a}}, \mathbf{a}$ はそれぞれ質点の加速度、速度、位置ベクトル。また $\mathbf{M}$ は質量マトリックス、 $\mathbf{C}$ は減衰マトリックス、 $\mathbf{K}$ は剛性マトリックス、 $\mathbf{F}$ は外力ベクトル。各物理時間ステップで質点に加わる流体力(層風力)を求め、(11)式から角柱の形状を求める。この形状から格子を再生成し、次の時間ステップでの流れ場を求める。

Fig. 5に計算で用いた計算領域内の格子分割図を示す。計算領域の大きさは流れ方向に $35D$ 、流れ直角方向に $16D$ 、高さ方向に $10D$ 、領域を7個のブロックに分割し、個々のブロック毎に格子分割を行った。Block 6は流入変動風を求めるためのドライバ部である。またBlock 1と7のみ角柱の振動にあわせて時々刻々格子の再生成を行っている。

流入変動風の生成はまずBlock 6だけで計算を先行して行い、次に流れ場が十分に発達した段階で他のブロックの計算と同時に平行して行った。ターゲットとなる平均速度分布は次式。また、変動風の生成結

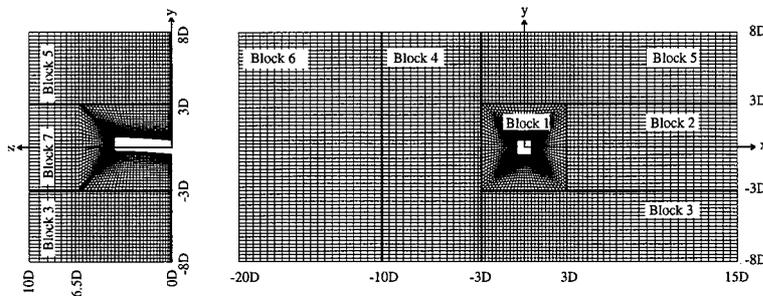


Fig. 5 格子分割図  
Grid System (7 blocks, 332,721 points)

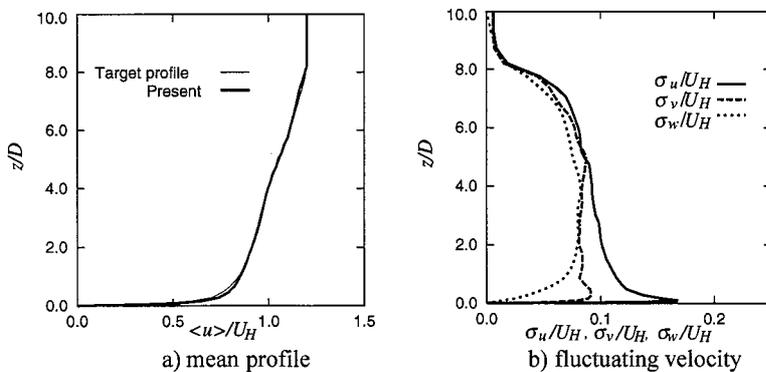


Fig. 6 流入境界条件  
Inflow Conditions ( $Re = U_H D/\nu = 2,700$ ,  $Re_\tau = u^* \delta/\nu = 1,280$ ,  $\delta/D = 10.0$ )

果をFig. 6に示す。

$$\begin{aligned} \langle u \rangle / u^* &= z^+ & z^+ < 5 \\ \langle u \rangle / u^* &= 2.5 \ln z^+ + 5.5 & z^+ > 30 \quad \frac{z}{H} < 1 \\ \langle u \rangle / U_H &= \min\{(z/H)^{0.266}, 1.2\} & \frac{z}{H} > 1 \end{aligned} \quad (13)$$

### 4.3 計算結果

Fig. 7に各ケースの角柱頂部での変位の軌跡を示す。風向き直角方向の変動風力のスペクトルより渦放出周波数が0.11なので、共振風速はおおよそ $Vr=9.0$ となる。

風向き直角方向の変位は $Vr=6.4$ の場合最大で約 $0.02D$ 。 $Vr=8.6$ では換算風速が共振風速に近づいて風向き直角方向の振幅が増大し、今回行った計算時間内では $0.2D$ を越えてなお増大傾向にあった。 $Vr=12.8$ で振幅が減少し、風向き直角方向の最大変位は約 $0.07D$ 。 $Vr=25.6$ では再び振幅が増加し、頂部の最大変位が $0.15D$ となった。また風向き方向の振幅の増大も顕著である。なお $Vr=25.6$ では二次モードの振動周波数と渦放出周波数がほぼ等しい。

Fig. 8に $Vr=8.6$ と $25.6$ のときの角柱周りの渦構造の可視化結果を示す。両ケース共に、角柱頂部の変位が風向き

直角方向に最大となる時刻で可視化を行った。 $Vr=8.6$ のときの角柱側面の渦構造を見ると、負圧側にある側面1では大きな渦が全面を覆っている。これは角柱振動によって剥離剪断層が側面に近づき、後縁付近で再附着することで発生する循環域に相当する。また角柱底部ではより風上前縁に近い場所で側面に接し、強い渦の巻き上がりが生じている。 $Vr=25.6$ では角柱が風向き直角方向に二次モードの状態で変形しているのが、正面図でわかる。角柱側面の渦構造を見ると、側面1で剥離渦が大きくなるが、二次モードの変形のため、ほぼ中央の高さでは逆に剥離渦が小さい。

Fig. 9に $Vr=8.6, 12.8, 25.6$ のときの各層に働く風向き直角方向の風力係数 $C_{Fy}$ のパワースペクトル分布を示す。各層のパワーの値を比較すると低層部の方が大きな変動風外力を受けている。これは低層部での強い渦の巻き上がりに対応している。

ここで角柱の各層の風向き直角方向変位に対する同方向の変動風力係数の位相差 $\phi$ をFig. 10に示す。

$Vr=8.6$ の場合、層風力のパワーのピーク位置では $15\sim 30$ 度程度の進み位相となり変動風力が振幅の増加に寄与

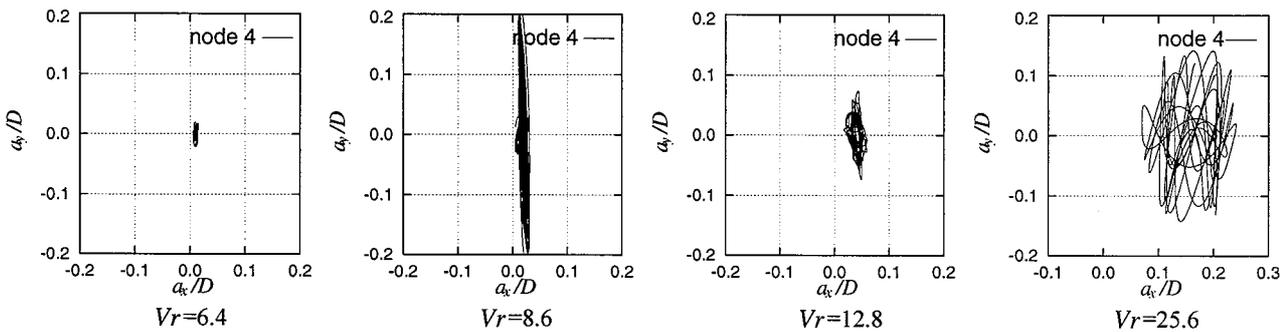


Fig. 7 角柱頂部の振動軌跡  
Trajectory of Displacement at the Top

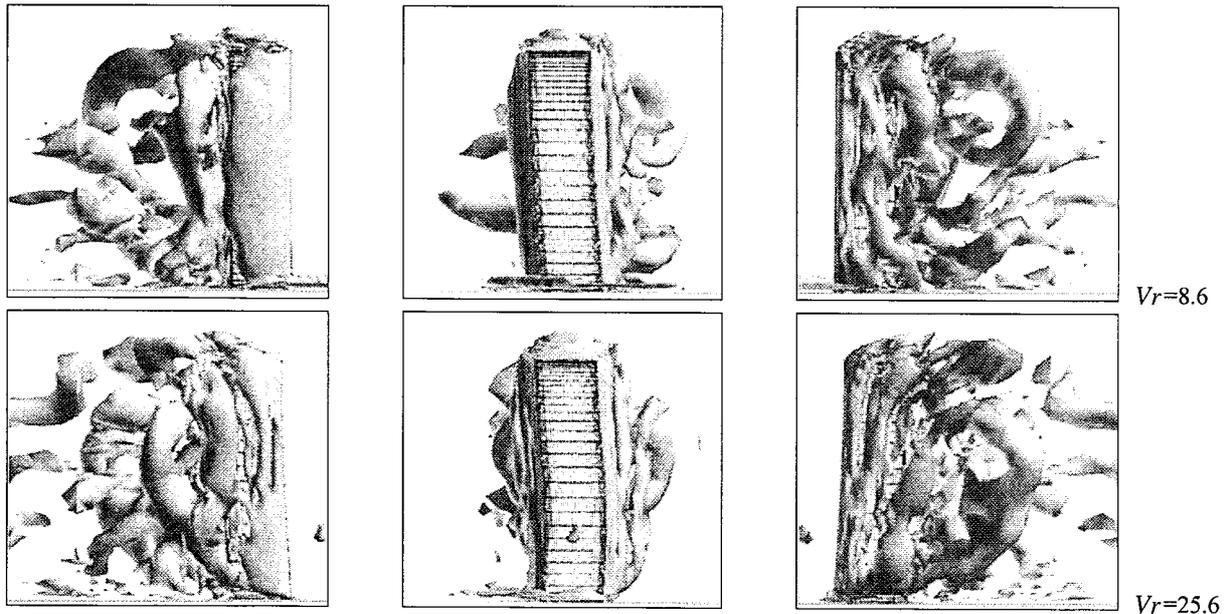


Fig. 8 角柱周りの渦構造 (左:側面1、中:正面、右:側面2)  
Instantaneous Vortical Structures

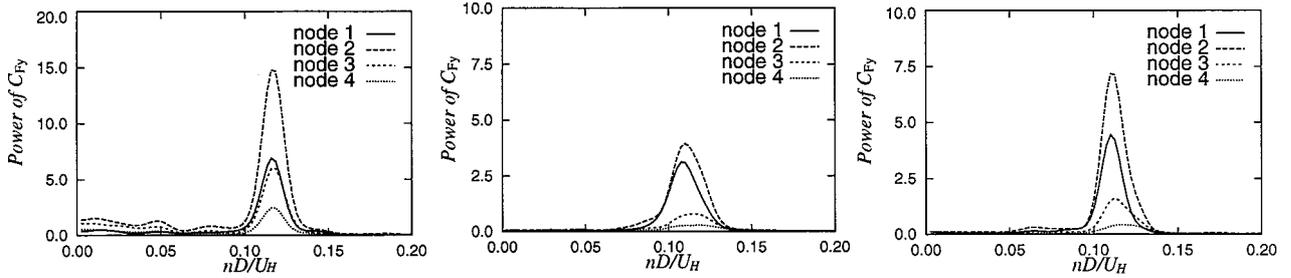


Fig. 9 風直角方向変動流体力のパワースペクトル

Power Spectrum of Cross-wind Force Coefficient  $C_{Fy}$  (left:  $Vr=8.6$ , center:  $Vr=12.8$ , right:  $Vr=25.6$ )

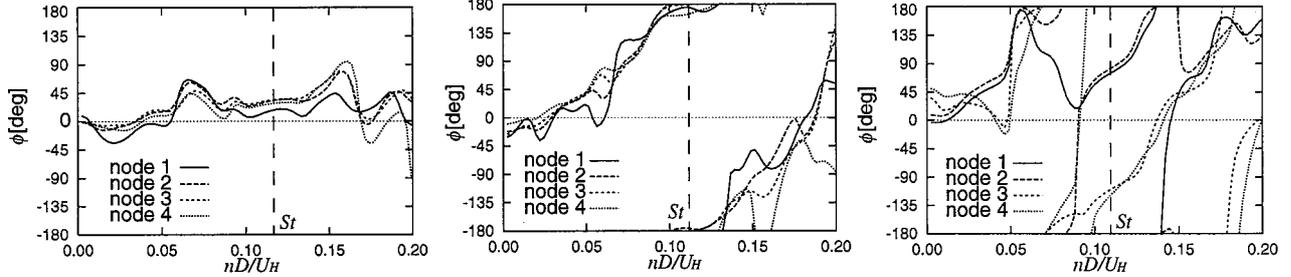


Fig. 10 風直角方向変動流体力の位相角

Phase Angle  $\phi$  of Cross-wind Force Coefficient  $C_{Fy}$  (left:  $Vr=8.6$ , center:  $Vr=12.8$ , right:  $Vr=25.6$ )

している。また各位相は渦放出周波数  $nD/U_H=0.11$  (図中  $St$ ) を中心とした広い周波数域で進み位相となっており、多少の風速の変動に関係なく空力負減衰効果が働く。

$Vr$  の増加にともなって渦放出周波数付近で進み位相から遅れ位相への反転が生じ、 $Vr=25.6$  の場合には同周波数で下層の第1層と2層は進み位相、上層の第3層と4層では遅れ位相となった。 $Vr=25.6$  では渦放出周波数と二次モードの振動周波数がほぼ等しく、変動風力による二次モードの振動では、主に下層で振動に必要なエネルギーが流体側から供給され、逆に上層部では風力減衰が働き振幅の増大を阻害する方向で働いている。このことは換算風速の増大しかつ振動と渦放出周波数が同期しているにもかかわらず、 $Vr=8.6$  の場合と比べて振幅が小さいことを説明している。

## 5. まとめ

建築構造物の変動風力による振動を対象とした、数値解析手法について述べた。移動・変形する格子を用いた解析手法について示すとともに、流入変動風の簡易な生成法について提案を行った。

本手法を用いて正方形角柱の振動問題を解析し、渦放出周波数と角柱振動の同期現象を捉えることができた。また角柱下層でより大きな風向き直角方向の変動風力を受けること、剛性の低下にともなって上部では流体力が減衰力として働く場合があることが明らかとなった。

今後は、格子スケール以下の乱れに対して今回採用しなかったモデルを用いることでより高いレイノルズ数流れを対象とすることと、振れや弾塑性応答を考慮したより実構造物に近い振動特性を対象とした解析を行ってい

くことで、従来の風洞実験では困難であった構造物の変動風力による振動応答を求める事が可能であると考えられる。

## 参考文献

- 1) 小泉達也, 川口彰久: 風洞実験におけるハイブリッド振動法(その2), 大林組技術研究所報, No. 60, pp. 41~48, (2000)
- 2) 例えば 小野佳之, 田村哲郎: 振動円柱まわりの渦挙動と空力特性の考察, 日本建築学会大会学術講演梗概集, B-1, pp. 301~302, (1998)
- 3) 片岡浩人, 水野稔: 擬似圧縮性法による物体廻りの剥離流れの数値解析, 日本建築学会計画系論文集, No. 504, pp. 63-70, (1998)
- 4) 片岡浩人, 水野稔: マルチブロック法による複雑形状建物廻り流れの数値解析, 日本建築学会計画系論文集, No. 495, pp. 53-60, (1997)
- 5) Tamura, Y. and Fujii, K.: Conservation law for moving and transformed grids, AIAA paper 93-3365, (1993)
- 6) 例えば 近藤宏二ほか: 乱流境界層を対象とするLESのための流入変動風の生成, 日本建築学会構造系論文報告集, No. 509, pp.33-40, (1998)
- 7) 例えば 野津剛, 田村哲郎: 境界層乱流のシミュレーション, 日本建築学会大会学術講演梗概集(構造I), pp. 305-306, (1998)
- 8) Lund, T. S, Wu, X. and Squires, K. D: Generation of turbulent inflow data for spatially-developing boundary layer simulations, Journal of Computational Physics, No. 140, pp. 233-258, (1998)
- 9) 孟岩, 日比一喜: 高層建物周辺の流れ場の乱流計測, 日本風工学会誌, No. 76, pp. 55-64, (1998)