

扁平角柱まわりの流れと風圧力の三次元解析

THREE-DIMENSIONAL SIMULATIONS OF FLOW AND PRESSURE AROUND AN ELONGATED RECTANGULAR CYLINDER

田村 哲郎*, 伊藤 嘉晃**, 和田 章***

Tetsuro TAMURA, Yoshiaki ITOH and Akira WADA

Three dimensional simulations of flow around an elongated rectangular cylinder with a section of depth / breadth of 5.0 are carried out by means of direct finite difference technique without any turbulence model. As the span length of the cylinder and the grid space in the spanwise direction are varied, the unsteady 3-D flow structures and the pressure distributions acting on the side surface of the cylinder are investigated. On condition that instantaneous 3-D flow structures inside the shear layer separated from the leading edge are recognized, the pressure distributions of the simulations are in good agreement with the those of the previous experiment. We indicate the requirements of the discretized resolutions and the spanwise length of the computational region for the appropriate simulation of the 3-D flow structures.

Key Words: Three-dimensional flow simulations, An elongated rectangular cylinder, pressure distributions

3次元流体解析, 扁平角柱, 風圧力

1. はじめに

建築・土木構造物によく現われる角柱や円柱などの流体力学的ににぶい断面を持つ柱状体まわりの流れをシミュレーションする場合、スパン方向に物体の形状が一様であることから、その一断面について2次元の非圧縮性のNavier-Stokes方程式及び連続式を解くこと(2次元解析)が多い(例えば、参考文献1)。しかしながら、接近流が一様流であったとしても、形状に沿って流れず、物体表面から剥離して剥離せん断層が生じ、渦を形成する。この一連の不安定性から流れ場は3次元になる²⁾ので、3次元の基礎方程式を解く(3次元解析)が必要である。実際、静止角柱まわりの流れの構造及び作用流体力は、2次元解析を行った場合と3次元解析を行った場合とでは、その性状及び統計量に差があることが指摘されている³⁾。しかしながら、近年の電子計

算機的能力を考慮すると、非定常な空気力の統計値を算出するほど、長いタイムステップの3次元解析を実行するのは容易ではない。そこで、スパン方向の格子点数をなるべく減らし、計算負荷を少なくすることを考える。そのためには、ある程度低周波成分の捕捉を犠牲にして、解析領域のスパン方向の長さを短くするか、あるいは高周波成分を犠牲にして分解能を粗くする方法がある。最適な長さとは分解能を決めるには、柱状体まわりの流れのスパン方向の実際の構造をとらえる必要がある。

既往の研究によれば、スパン方向の構造のスケールについては2つの評価する方法がある。一つは、せん断層の不安定性から生じた空間的周期構造の波長を意味し、流れの瞬間的構造から見積られる⁴⁾。もう一つは、角柱表面の圧力変動のスパン方向の相関係数を無限遠まで積分することから求められる相

本論文は、参考文献10)を加筆・修正したものである。

* 東京工業大学大学院総合理工学研究科
環境物理学専攻 助教授・工博

** 東京工業大学大学院総合理工学研究科
社会開発工学専攻 大学院生・工修

*** 東京工業大学工業材料研究所 教授・工博

Associate Professor, Department of Environmental Physics and Engineering, Interdisciplinary Graduate School of Science and Engineering, Tokyo Institute of Technology, Dr. Eng.

Graduate Student, Department of Built Environment, Interdisciplinary Graduate School of Science and Engineering, Tokyo Institute of Technology, M. Eng.

Professor, Research Laboratory of Engineering Materials, Tokyo Institute of Technology, Dr. Eng.

関長さである⁶⁾。

前者の瞬間的な流れの構造については、実験により以下のような研究成果が得られている。レイノルズ数(Re)=100~1000の円柱まわりの流れ(代表長さは円柱の直径)の可視化の実験によれば⁴⁾、剥離線の上流側では境界層は2次元的に発達し、剥離線の下流側では、剥離直後の隣り合う流脈線の間隔は一樣ではなく粗密が生じ、その下流にシート状の剥離せん断層がうねりながら巻き上がっていること、剥離直後の隣り合う流脈線の粗密によるスパン方向の波長は、代表長さの1.5倍程度であること、その波長は Re が大きくなるほど短くなる傾向があることが示されている。また、 $Re=600$ 程度の厚板まわりの流れ(代表長さは厚板の厚さ)において、厚板前縁から3~10の距離に存在するヘアピン渦のスパン方向の長さは、代表長さの3~4倍程度となっている⁵⁾。

また、正方形角柱まわりの流れ($Re=10000$)の3次元解析⁸⁾による瞬間的な流れの構造については、前述の可視化実験⁴⁾に比べレイノルズ数が高く、スパン方向長さを4とした場合、剥離せん断層の内側では前縁から剥がれた流れが直ちにスパン方向成分を持ち、細かい空間変動が明瞭に現れている。スパン方向長さを1、1.3と変化させても、空間的周期構造については縦渦などの後流の3次元構造がとらえられており、スパン方向長さ1、1.3と4のいずれにおいてもスケールの差異は見られない。以上のことから、柱状体から流れが剥離し、剥離せん断層を形成する過程の3次元流れには、計算結果から得られる詳細な情報からは、スパン方向長さに比べて十分小さい構造が卓越して存在することがわかる。

一方、スパン方向における圧力変動の相関性についての研究は以下の通りである。 $Re=100000$ の一樣流が接近する場合の正方形角柱側面のスパン方向における2点の圧力変動による相関係数は、指数関数的に減少しているものの、相関係数の積分により得られる相関長さは、前記の正方形角柱では5.6、 $Re=19000$ の一樣流が接近する場合の円柱⁷⁾では、4.1になる。つまり圧力変動から統計的に得られる相関長さは、瞬間的な流れ構造のスパン方向波長に比べてやや大きい値を示している。

しかしながら、柱状体まわりの流れの非定常計算を行う上では、各瞬間での構造をとらえることが重要であると考え、また既往の計算結果からは、各瞬間での流れ構造に細かい成分が存在しているという点を重視し、本研究ではスパン方向長さを角柱の見附幅の1~2倍の範囲で、スパン方向の格子間隔は角柱の見附幅の0.05~0.2倍の大きさで変化させてシミュレーションを行なうものとする。そして、角柱側面

に作用する圧力特性や空力特性の再現性を評価基準として、必要最小限の分解能とスパン方向長さを決定することを目的とする。

解析モデルとして、前縁から剥離した流れが周期的に後縁に再付着し⁹⁾、その過程で剥離せん断層の内部の死水領域、再付着領域など様々な流れのパターンを含んでいる辺長比5の流れ方向に細長い角柱まわりの流れについて検討するものとする。

2. 解析手法

流れの支配方程式には、3次元の非圧縮性Navier-Stokes式(1)及び連続の式(2)を用いる。各変数は、代表流速、代表長さ、密度、粘性係数で無次元化され、 $\mathbf{u}=(u, v, w)$ は流速ベクトル、 p は圧力をそれぞれ示す。

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \text{grad}) \mathbf{u} = -\text{grad } p + \frac{1}{Re} \Delta \mathbf{u} \quad (1)$$

$$D = \text{div } \mathbf{u} = 0 \quad (2)$$

流速 \mathbf{u} 及び圧力 p を求めるにあたり、MAC法¹¹⁾のアルゴリズムを用いる。すなわち、(1)式の両辺の発散をとって得られる圧力のPoisson方程式(3)から圧力 p を求め、(1)式から流速 \mathbf{u} を決定する。

$$\Delta p = -\text{div}((\mathbf{u} \cdot \text{grad}) \mathbf{u}) - \frac{\partial D}{\partial t} + \frac{1}{Re} \Delta D \quad (3)$$

時間微分に関して方程式(1)(3)を式(4)(5)のように1次精度の差分近似を行う。ここで、 δt は時間間隔、 n はタイムステップを示す。(3)の右辺第2項において時間進行に対する誤差の累積を防ぐために、 $D^{n+1}=0$ 、 $D^n \neq 0$ とする。(3)式の右辺第3項に関して、他の項との比較により、その影響を無視する。式(1)の移流項は非線形になるのを避けるため $\mathbf{u}^{n+1} \cdot \text{grad} \mathbf{u}^{n+1} \doteq \mathbf{u}^n \cdot \text{grad} \mathbf{u}^{n+1}$ から線形化する。

$$\Delta p^{n+1} = -\text{div}(\mathbf{u}^n \cdot \text{grad}) \mathbf{u}^{n+1} + \frac{D^n}{\delta t} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^n}{\delta t} + (\mathbf{u}^n \cdot \text{grad}) \mathbf{u}^{n+1} \\ = -\text{grad } p^{n+1} + \frac{1}{Re} \Delta \mathbf{u}^{n+1} \end{aligned} \quad (5)$$

次に空間微分に関しては、物体境界近傍の境界層及び剥離せん断層をとらえるために、支配方程式を空間に対して一般座標変換を行い、角柱表面近傍の

分解能をあげる。3次元の物理空間を (x, y, z) 、3次元の計算空間を (ξ, η, ζ) とすると、両者の関係は、

$$\begin{aligned} \xi &= \xi(x, y, z) \\ \eta &= \eta(x, y, z) \\ \zeta &= \zeta(x, y, z) \end{aligned} \quad (6)$$

で与えられる。物理量 $f(x, y, z)$ の1階微分は $\frac{\partial f}{\partial x} = f_x$ などと表記し、計算空間への座標変換が、

$$\begin{aligned} f_\xi &= f_x X_\xi + f_y Y_\xi + f_z Z_\xi \\ f_\eta &= f_x X_\eta + f_y Y_\eta + f_z Z_\eta \\ f_\zeta &= f_x X_\zeta + f_y Y_\zeta + f_z Z_\zeta \end{aligned} \quad (7)$$

で与えられる。ここで、2次元柱状体のスパン方向の形状は一樣であることから、 $\zeta = \zeta(z)$ と設定する。したがって、 $Z_\xi = 0, Z_\eta = 0, X_\zeta = 0, Y_\zeta = 0$ である。

$$\begin{pmatrix} f_\xi \\ f_\eta \\ f_\zeta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_\xi & Y_\xi & 0 \\ X_\eta & Y_\eta & 0 \\ 0 & 0 & Z_\zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_x \\ f_y \\ f_z \end{pmatrix} \quad (8)$$

数値計算に用いる式(4)(5)に含まれる物理座標系での微分演算を計算座標系の微分演算に変換するための一般座標変換式を導く。式(8)より、

$$\begin{pmatrix} f_x \\ f_y \\ f_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_\eta / J_* & -Y_\xi / J_* & 0 \\ -X_\eta / J_* & X_\xi / J_* & 0 \\ 0 & 0 & 1/Z_\zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_\xi \\ f_\eta \\ f_\zeta \end{pmatrix} \quad (9)$$

$$\text{但し、} J_* = X_\xi Y_\eta - Y_\xi X_\eta \quad (10)$$

さらに、2階微分は以下のようになる。

$$\begin{aligned} f_{xx} &= \frac{1}{J_*^2} \left(Y_\eta^2 f_{\xi\xi} - 2Y_\xi Y_\eta f_{\xi\eta} + Y_\xi^2 f_{\eta\eta} \right) \\ &+ \frac{1}{J_*^3} \left(Y_{\xi\xi} Y_\eta^2 - 2Y_\xi Y_\eta Y_{\xi\eta} + Y_{\eta\eta} Y_\xi^2 \right) \left(f_\xi X_\eta - f_\eta X_\xi \right) \\ &+ \frac{1}{J_*^3} \left(X_{\xi\xi} Y_\eta^2 - 2Y_\xi Y_\eta X_{\xi\eta} + X_{\eta\eta} Y_\xi^2 \right) \left(f_\eta Y_\xi - f_\xi Y_\eta \right) \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} f_{yy} &= \frac{1}{J_*^2} \left(X_\eta^2 f_{\xi\xi} - 2X_\xi X_\eta f_{\xi\eta} + X_\xi^2 f_{\eta\eta} \right) \\ &+ \frac{1}{J_*^3} \left(Y_{\xi\xi} X_\eta^2 - 2X_\xi X_\eta Y_{\xi\eta} + Y_{\eta\eta} X_\xi^2 \right) \left(f_\xi X_\eta - f_\eta X_\xi \right) \\ &+ \frac{1}{J_*^3} \left(X_{\xi\xi} X_\eta^2 - 2X_\xi X_\eta X_{\xi\eta} + X_{\eta\eta} X_\xi^2 \right) \left(f_\eta Y_\xi - f_\xi Y_\eta \right) \end{aligned}$$

(12)

$$f_{zz} = \frac{1}{Z_\zeta^2} f_{\zeta\zeta} - \frac{1}{Z_\zeta^3} Z_{\zeta\zeta} f_\zeta \quad (13)$$

上記の関係式より支配方程式を変換し、差分法によって解かれるものとする。差分格子はregular mesh、つまり流速と圧力を同一点で定義する。移流項を除く全ての空間微分は、2次精度の中央差分により行う。移流項に関しては、高レイノルズ数流れを解く場合に生じる数値不安定性に対処するため、3次精度の風上差分¹²⁾を一般座標系表示に変換して用いる。x方向の差分近似の例を式(14)に示す。但し、Uは移流速度とし、iは評価する差分格子点、 δx は格子間隔を示す。

$$\begin{aligned} \left(U \frac{\partial f}{\partial x} \right)_i &= U_i \frac{-f_{i+2} + 8(f_{i+1} - f_{i-1}) + f_{i-2}}{12\delta x} \\ &+ |U_i| \frac{f_{i+2} - 4f_{i+1} + 6f_i - 4f_{i-1} + f_{i-2}}{4\delta x} \end{aligned} \quad (14)$$

圧力方程式(4)と陰的なNavier-Stokes方程式(5)は、各タイムステップごとにSOR法によって解かれる。

次に境界条件について示す。圧力は、物体境界にNeumann条件($\partial p / \partial n = 0$ 、nは法線方向)を、遠方境界にDirichlet条件($p=0.0$)を用いた。流速は、物体境界にno-slipのDirichlet条件($u=0.0, v=0.0, w=0.0$)を与え、遠方境界に一樣流入のDirichlet条件($u=1.0, v=0.0, w=0.0$)と流出のNeumann条件($\partial u / \partial n = 0, \partial v / \partial n = 0, \partial w / \partial n = 0$)を併用する。スパン方向両端の面はPeriodic条件(周期境界条件)を用いる。

図1に座標系を示す。角柱の見附幅Bを代表長さとし、角柱の辺長比(D/B)は5.0、計算には2次元断面においてO型の格子系を用いる。解析領域は図2に示すような半径が30Bとなる円柱である。角柱の流れに対する迎角は0度、Reynolds数は、 $Re = BU_0 / \nu = 10000$ とする。ここで、 U_0 は流入速度、 ν は動粘性係数である。

格子点数は、境界を除いた内部点に対して、角柱の周方向に400、角柱表面垂直方向に100、スパン方向は計算パラメーターとして、5, 10, 20, 40まで変化させる。3次元解析を実行する際、図3に示すカルマン渦が定常的に観察される2次元解析の結果(無次元時間: $tU_0/B=200$)を初期条件として用いた。図4は、計算モデルの一覧とその名称を示す。角柱スパン方向長さを $H/B = 0.25, 1.0, 2.0$ 、スパン方向の格子点間隔を $dz/B = 0.05, 0.1, 0.2$ と変化させた。

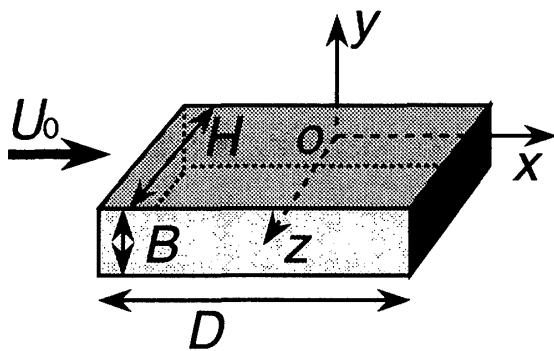


図1 解析の座標系

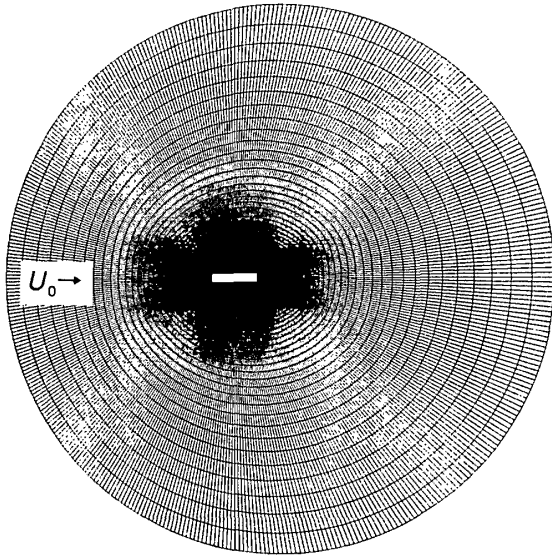


図2 解析領域

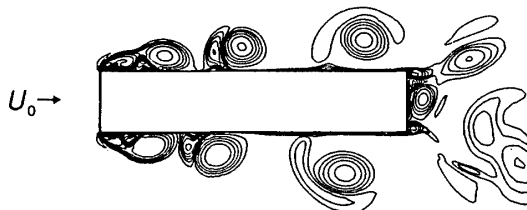


図3 瞬間渦度分布 (2次元解析)

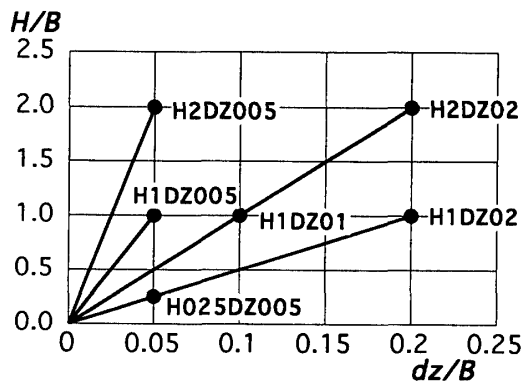
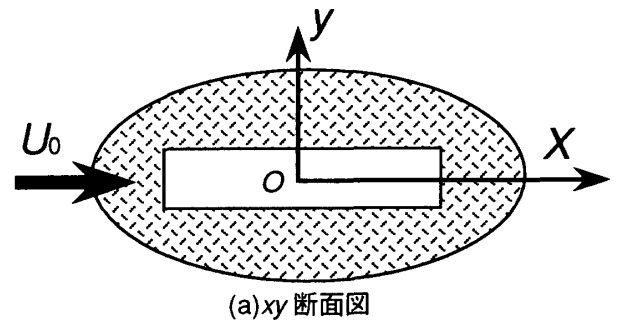
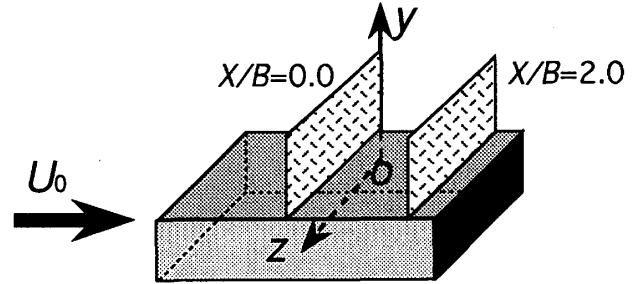


図4 計算モデルの一覧



(a)xy断面図



(b)yz断面図

図5 流れの可視化断面図

3. 流れの3次元性とスパン方向の離散化
 空気力の性状に関して、揚力係数の標準偏差 C_L' (但し、揚力係数; $C_L' = L / (0.5 \rho U_0^2 BH)$, ρ ; 空気密度, L ; 角柱に作用する揚力)、揚力係数から求めたストローハル数 St 、及び角柱側面に沿う圧力分布の平均値 $\overline{C_p}$ 及び標準偏差 C_p' を検討する (但し、圧力係数; $C_p = P / (0.5 \rho U_0^2)$, P ; 角柱に作用する圧力)。平均化は、 $tU_0/B = 300 \sim 450$ の時間のデータに対して行う。圧力分布は、横軸に x 座標を、縦軸に C_p' 及び $\overline{C_p}$ をとり、比較する実験データは、 $D/B = 4.0, 7.5, \infty$ の場合について参考文献¹³⁾¹⁴⁾¹⁵⁾¹⁶⁾¹⁷⁾から引用した。流れの構造は、図5に示されるような xy 断面 ($z/B = H/2B$) での瞬間渦度分布 (ω_z ; z 軸周りの渦度) 及び yz 断面 ($x/B = 0.0, 2.0$) での瞬間速度ベクトル図から把握する。

3.1 スパン方向の格子間隔の影響

最初にスパン方向長さ H/B を一定とし、スパン方向の格子間隔 dz/B を小さくして、流れの分解能を上げた場合の空力特性の変化を検討する。図6に示す変動揚力係数 C_L' は、格子間隔が小さくなるにつれて減少する。図7に示すストローハル数 St は、それぞれ $H/B = 1.0, 2.0$ とスパン方向長さを一定にした場合に、格子間隔 dz/B を変化させると $0.11 \sim 0.12$ の値を示す。実験結果⁹⁾によれば、 $Re = 6000 \sim 42000$ の範囲でストローハル数はほぼ 0.11 で一定の値になり、 $H/B = 1.0, 2.0$ の解析結果は実験結果と一致する。

角柱側面の圧力分布を図8、図9に示す。スパン方向の格子間隔を小さくして流れの分解能を向上させ

ると、変動圧力係数 C_p' 及び負圧の平均値 $\overline{C_p}$ のピーク値は減少し、ピーク値を生じる位置が風上側へ移動する。その結果、圧力分布は実験値に近づく。

次に、流れの構造への影響を検討する。図10において、H2DZ005とH2DZ02の xy 断面の瞬間渦度分布を示す。両者とも、2次元計算結果(図3)に比べて、剥離せん断層は角柱側面から離れて存在し、その内側に死水領域を形成する。また、剥離流の再付着位置は下流側に移動している。スパン方向の格子間隔が小さい $dz/B=0.05$ の場合(H2DZ005)は、剥離せん断層は安定的に存在し、せん断層より内側に細かい渦構造が生じている。一方、スパン方向の格子間隔が大きい $dz/B=0.2$ の場合(H2DZ02)は、剥離せん断層は不安定化して、2次元的な巻き込み渦が角柱から離れた場所に形成される。また、その内側の死水領域にはH2DZ005のような細かい渦構造は見られない。

図11の角柱上面と下面の yz 断面の瞬間速度ベクトル図から、スパン方向の構造を調べる。H2DZ005には小さな縦渦が複数個認められるが、H2DZ02ではそれよりも規模の大きい縦渦が存在する。図10の xy 断面で見られたように、同一断面の格子系にもかかわらず、スパン方向格子間隔によって渦構造のスケールが変化するのは、こういった yz 断面での渦構造の違いに起因するものと考えられる。

角柱側面の圧力分布に与えるスパン方向格子間隔の変化の影響を、流れの3次元構造に関連させて考察する。スパン方向格子間隔を大きくするほど、高周波成分をとらえられず、低周波成分だけになる。

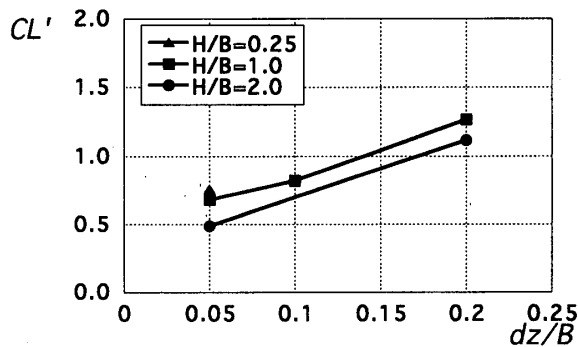


図6 格子間隔を変えた場合の揚力変動係数

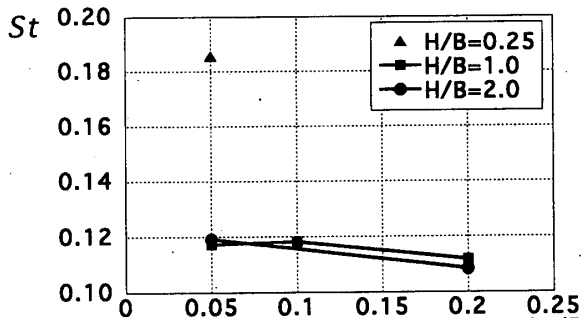


図7 格子間隔を変えた場合のストローハル数 dz/B

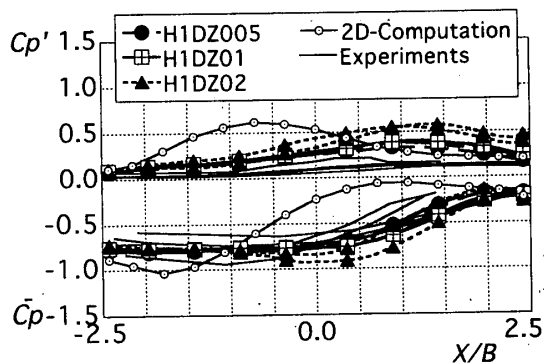


図8 角柱側面の圧力分布($H=1.0$)

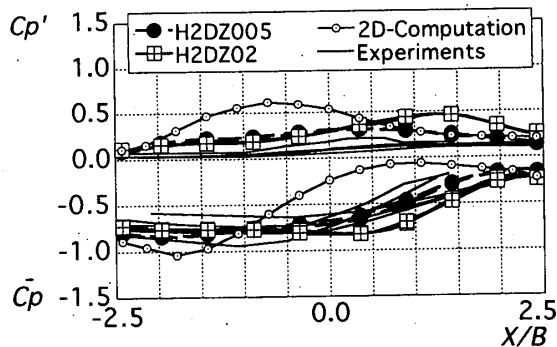
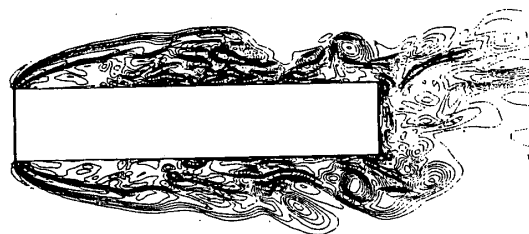
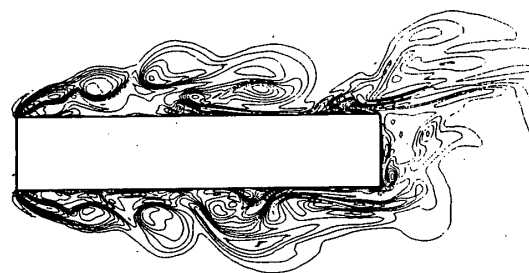


図9 角柱側面の圧力分布($H=2.0$)

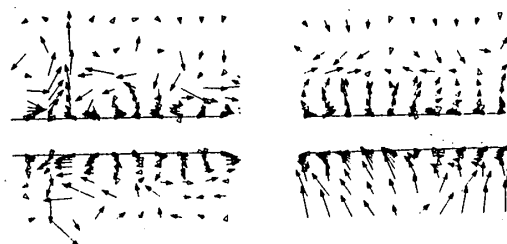


(a) H2DZ005



(b) H2DZ02

図10 xy 断面の瞬間渦度分布(ω)



(a) H2DZ005 ($x/B=0.0$) (b) H2DZ02 ($x/B=0.0$)

図11 yz 断面の速度ベクトル図

その結果、2次元解析と同様に巻き込み渦はある特定の変動成分を持つようになる。その場合、渦の負圧は過大評価されるので、角柱側面の負圧の平均値のピーク及び流れの再付着点近傍での変動圧力は、増大する。また、特定成分を持つ2次元な巻き込み渦は、せん断層のスパン方向の相関性を上げ、連行効果を下げる。それゆえ、角柱側面の再付着点は下流側に移動し、死水領域は大きくなる。その結果、圧力回復の位置も下流方向へ動く。

3.2 スパン方向長さの影響

スパン方向の解析領域の影響を把握するため、スパン方向の格子間隔 dz/B を一定として、スパン方向長さ H/B を増加させる。図12に示すように変動揚力係数 CL' は減少する傾向にあるが、その影響は格子間隔によるものに比べて小さい。図13よりストローハル数 St は、 $H/B=1.0, 2.0$ の場合、3.1節で述べたように実験値とほぼ一致するが、 $H/B=0.25$ の場合に大きく異なる。スパン方向長さ H/B を増加させるほど、図14、図15の変動圧力係数 Cp' 及び平均負圧係数 \bar{Cp} のピーク値は小さくなる。通常、実験ではスパン方向長さを本解析条件よりも大きく設定するため、スパン方向長さが大きくなるほど、圧力分布は実験値に近づく。

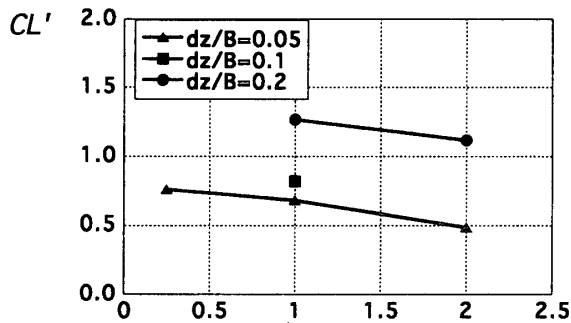


図12 スパン方向長さを変えた場合の揚力変動係数

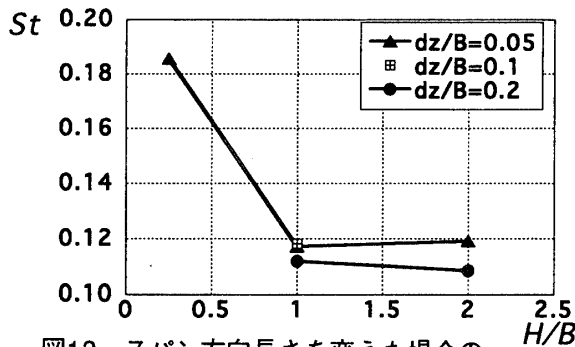


図13 スパン方向長さを変えた場合のストローハル数

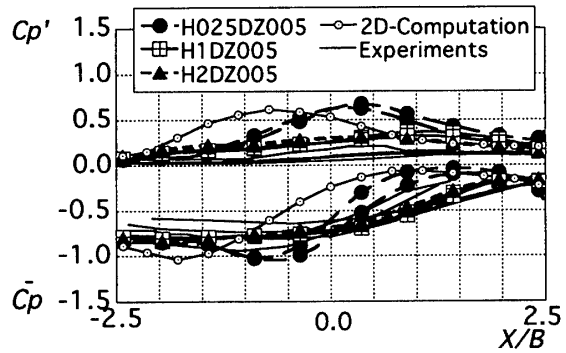


図14 角柱側面の圧力分布 ($dz = 0.05$)

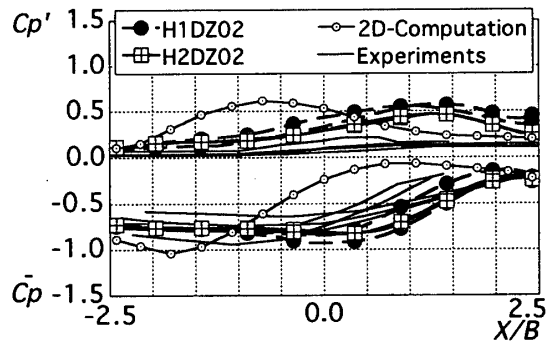


図15 角柱側面の圧力分布 ($dz = 0.2$)

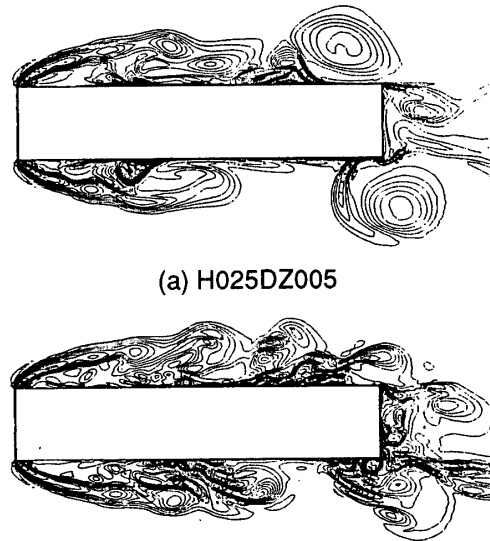


図16 xy断面の瞬間渦度分布 (ω_z)

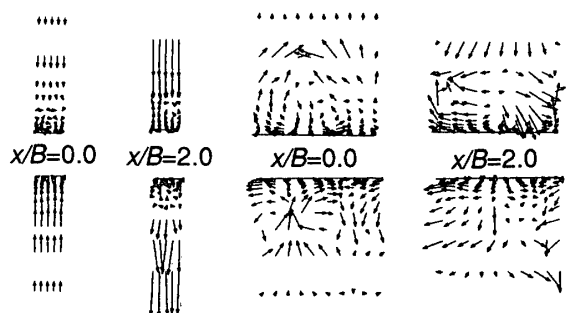


図17 yz断面の速度ベクトル図

3.1節で細かい流れの構造がとらえられた $dz/B = 0.05$ の場合の xy 断面の瞬間渦度分布を図16で示す。スパン方向格子間隔 $H/B = 0.25$ の場合(H025DZ005)、3.1節で示された $dz/B = 0.2$ の場合(図10, H2DZ02)で見られた2次元的な巻き込み渦を形成する現象は生じておらず、格子間隔が小さい $dz/B = 0.05$ (H2DZ005)と同様の安定したせん断層を形成する。しかし、前縁近傍で形成される死水領域の大きさは小さく、流れの再付着点は上流側に移動する。また、図3の2次元解析で見られる孤立した巻き込み渦が、角柱後縁近傍に存在している。一方、スパン方向長さ $H/B = 1.0$ (H1DZ005)では、死水領域の大きさ、渦構造の規模、再付着点の位置はH2DZ005とほぼ一致する。

yz 断面の瞬間速度ベクトル図に関して、H025DZ005とH1DZ005を比較する。スパン方向長さ H/B の短いH025DZ005では、 xy 断面で見られた死水領域内の、角柱近傍に3次元構造が見られるが、表面から離れると鉛直方向の流速 v がスパン方向流速 w に比べてかなり大きくなる。また、 $x/B = 2.0$ 近傍に孤立して存在する巻き込み渦のスパン方向の構造は2次元的である。一方、 H/B が長いH1DZ005の場合には、 $x/B = 0.0, 2.0$ において、複数の縦渦が存在する。

スパン方向長さの変化が与える影響について考察する。H025DZ005を例にとると、3.1節で得られた3次元構造を解像できるスパン方向格子間隔を用いているので、前縁から剥離した直後の流れの3次元構造は再現され、 $x/B = -2.5 \sim -1.0$ 付近の圧力分布は既往の実験結果と一致する。しかし、それより下流では、スパン方向長さが小さいため、本来の流れの低周波成分が再現されず、後縁近傍で孤立した巻き込み渦が形成される。この過程は、3次元解析により死水領域が形成される点を除けば、「前縁から剥がれた流れが直ちに巻き込み渦を形成するために死水領域を持たず、孤立した渦が次々と角柱側面を流下する」²⁾ という2次元解析特有の流れ場に近い。そのため、H025DZ005の場合のピーク値及びピークの形状は2次元計算結果と似通り、ピークを生じる位置は、2次元計算結果と実験結果の間に存在する。また、図16のH025DZ005において、後縁近傍に孤立して存在する巻き込み渦が、図13での実験結果や $H/B = 1.0, 2.0$ の結果と異なるストローハル数を生じさせている。

3.3 スパン方向の離散化に対する必要条件

流れの3次元解析によって角柱の空力特性を把握する場合に、最小限必要なスパン方向の解析領域の大きさを求める。3.2節から、スパン方向長さが角柱の見附幅程度以上($H/B \geq 1.0$)であれば、低周波成分

による流れの3次元性を損なわず、死水領域の形成及び剥離流の再付着性状がとらえられることがわかる。

最小限必要なスパン方向の解像度については、格子間隔が十分に小さくないと、流れに高周波成分がとらえられず、圧力分布の性状にも異なる傾向が生じる。図8の平均負圧係数及び変動圧力係数のピーク値及びピークを生じる位置の実験結果に対する再現性から判断すると、H1DZ005とH1DZ01の圧力分布は、概ね満足できる結果が得られる。また、両者の解はH1DZ02に比べて、お互いにほぼ一致しており収束傾向を示す。従って、 $dz/B = 0.1$ 以下であることが望ましい。

以上の結果をまとめると、解析領域の大きさ及び解像度に関する必要条件は以下のように考えられる。

$$(\text{スパン方向長さ}) \quad H/B \geq 1.0$$

$$(\text{スパン方向格子間隔}) \quad dz/B \leq 0.1$$

最小限の条件($H/B = 1.0, dz/B = 0.1$)による解析結果を図18、図19に示す。 xy 断面の瞬間渦度分布及び yz 断面の瞬間速度ベクトル図から、剥離せん断層が安定的に存在し、死水領域には縦渦構造が生じているのが認められ、辺長比5の角柱まわりの流れ($Re = 10000$)の3次元特性が適切に得られていることがわかる。従って、角柱側面の圧力分布は既往の実験結果をよく再現している(図7)など、本条件により空力特性が把握できることの根拠が確認できる。

但し、この最小限の解析領域の大きさは、統計的に求められた圧力の相関長さ(1章参照)に対しては、既往の研究から判断して小さいと考えられる。しかしながら、本条件により得られた圧力分布特性は2次元計算結果と比べると大きく改善され、空力特性値も実験結果をよく再現している。それゆえ、本解

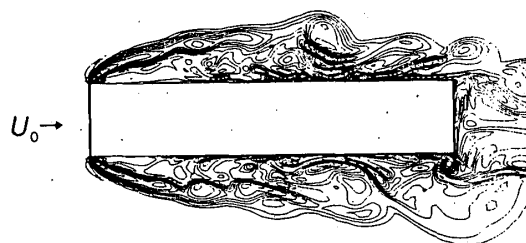


図18 xy 断面の瞬間渦度分布

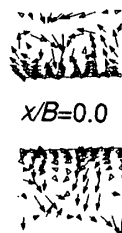


図19 yz 断面の速度ベクトル図(H1DZ01)

析で調べられた空力特性に対し、相関長さスケールよりもせん断層の不安定性から生じた瞬間的な周期構造の波長のスケールの方が、大きな影響を与えていると判断される。

なお、3.2節で下流側においてスパン方向長さが不十分になると、2次元解析で見られる孤立した巻き込み渦が生成することを考慮すると、5より辺長比が小さい場合でも本必要条件が適用できることが考えられる。

4. 結論

扁平角柱(辺長比5)まわりの流れ($Re=10000$)と風圧力の3次元解析を行い、以下の結論を得た。

- (1) スパン方向格子間隔 dz/B を減少させ、スパン方向長さ H/B を増加させると、前縁に細かい渦構造を持った死水領域が形成され、剥離せん断層は2次元の巻き込み渦を形成することなく、安定して存在する。従って、角柱側面の再付着位置についても改善され、角柱の空力特性は既往の実験のそれに近づく。
- (2) スパン方向格子間隔 dz/B を大きくすると、スパン方向の高周波成分が犠牲になることから、剥離せん断層は2次元の巻き込み渦を形成する。この結果、連行効果は小さくなるので、剥離流の角柱側面への再付着点の下流側へ移動し、死水領域は大きくなるため、圧力分布は実験結果から離れる。
- (3) スパン方向長さ H/B を小さくすると、下流に行くに従って、低周波成分による流れの3次元性がとらえられなくなる。その結果、死水領域は小さくなり、角柱後縁近傍に2次元解析で見られる孤立した巻き込み渦が存在するため、圧力分布は2次元解析結果に近づく。
- (4) (2),(3)で示されたように、3次元構造が正確に再現できなかった場合、渦の負圧が大きく評価され、変動揚力係数 C_L' 、変動圧力係数 C_p' 、平均負圧係数 $\overline{C_p}$ のピーク値がいずれも大きな値を示す。
- (5) $Re=10000$ の周期的再付着型の角柱の空力特性を把握するのに最小限必要なスパン方向の離散化は、 $dz/B \leq 0.1$, $H/B \geq 1.0$ 程度である。

参考文献

1) 岡島 厚, 石黒 浩二, 六郷 彰: 矩形断面構造物周りの流れの数値シミュレーション(断面辺長比4-8の場合), 第10回風工学シンポジウム, pp.205-210, 1988.

- 2) T. Tamura, Y. Itoh and K. Kuwahara : Computational separated-reattaching flows around a rectangular cylinder, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 50, pp.9-18, 1993.
- 3) 持田 灯, 村上 周三, 坂本 成弘: 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.
- 4) 横井 嘉文, 亀本 喬司: 二次元的な境界層はく離流れに潜在する初期の三次元渦構造(円柱上層流境界層はく離の可視化観測), 日本機械学会論文集(B編), 57巻534号, pp.427-433, 1991.2
- 5) 木谷 勝, 佐々木 久郎, 安川 雅夫: 前縁はく離泡における三次元うず構造の可視化実験: 日本機械学会論文集(B編), 51巻461号, pp.12-18, 1985-1
- 6) B.J. Vickery : Fluctuating lift and drag on a long cylinder of square cross-section in a smooth and in a turbulent stream, *Journal of Fluid Mechanics*, vol.25, part3, pp.481-494, 1966.
- 7) Novak, M., Tanaka, H. : Pressure Correlations on a Vibrating Cylinder, *Proc. 4th Int. Conf. Wind effects on buildings and Structures(London)*, Cambridge Univ. Press, 1975.
- 8) Tetsuro Tamura, Kunio Kuwahara : Numerical Study of Aerodynamic Behavior of a Square Cylinder, *Journal of Wind Engineering* , vol.37, pp.261-270, 1988.
- 9) 岡島 厚: 種々な断面辺長比の矩形柱周りの流れ, 日本風工学会誌, 第17号, pp.1-19, 1983.9.
- 10) 伊藤嘉晃, 田村哲郎, 桑原邦郎, 和田章: 2次元扁平矩形断面柱周りの流れの3次元性と空力特性, 日本建築学会大会学術講演梗概集(東海), pp.265-266, 1994.
- 11) F. H. Harlow and J. E. Welch : Numerical Calculation of Time-Dependent Viscous Incompressible Flow of Fluid with Free Surface, *The physics of Fluids.*, vol.8, pp.2182-2189, 1965.12.
- 12) T. Kawamura and K. Kuwahara : Computation of high Reynolds number flow around a circular cylinder with surface roughness, *AIAA paper*, 84-0340, 1984
- 13) 石崎 澁雄, 桂 順治: 細長い長方形断面2次元模型の側面における風圧変動の強さについて, 日本建築学会論文報告集, 第214号, pp.1-6, 1973.12.
- 14) 石崎 澁雄, 桂 順治, 河井 宏允: 一様流中における長方形断面2次元模型に生じる風圧分布について, 日本建築学会大会学術講演梗概集, pp.893-894, 1977.
- 15) 大屋 昭男, 鷲津 久一郎, 藤井 邦雄, 大築 志夫: 一様流中におかれた二次元静止矩形柱の空力三分力特性と圧力分布について(続報), 第6回風工学シンポジウム, pp153-159, 1980
- 16) M. Kiya, K. Sasaki and M. Arie, Discrete-vortex simulation of a turbulent separation bubble, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 120, pp.219-244, 1982.
- 17) N. J. Cherry, R. Hillier and M. Latour, Unsteady measurements in a separated and reattaching flow, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 144, pp.13-46, 1984.

(1994年10月10日原稿受理, 1995年4月25日採用決定)