

矩形断面柱の空力特性とB/D=2断面柱の空力弾性振動のk-εモデルによる数値解析

Numerical analysis for the aerodynamic statistics of rectangular cylinders
and aeroelastic vibration of B/D=2 rectangular cylinder by k-ε model

嶋田健司¹⁾ 孟 岩²⁾
Kenji SHIMADA¹⁾ Yan MENG²⁾

ABSTRACT

Aerodynamic properties of rectangular cylinders having infinite spanwise length with various breadth/depth ratio ranging from B/D=0.6 to 8.0 were investigated numerically by two-layer k-ε model with modification on k-production term. Various typical aerodynamic features were successfully obtained particularly including discontinuity in Strouhal number at critical section of B/D=2.8 and 6.0. Also, for various B/D ratios, drag coefficients were in good agreement with experiments and 3D analysis. Furthermore, based on these applicability, the present method was extended to evaluate the aeroelastic motion of B/D=2 rectangular cylinder which exhibits both self-excited vortex induced oscillation and galloping. Simple ordinary 2D approach have never succeeded in simulating galloping which involves the unsteady motion of the separated shear layer. Present modified k-ε model successfully simulated both of aeroelastic phenomena.

Key Words : Modified k-ε model, Vortex-induced oscillation, Galloping

1. はじめに 矩形断面は高層建築物や橋梁等の構造物に見られる基本的な断面形状であり、その空力性状を詳しく調べることはこれら構造物の空力設計にとって重要である。矩形断面は非流線型であるため、断面前縁から剥離したせん断層と後流渦の挙動が流体力発生的主要原因となる。断面前縁から剥離したせん断層や、後流に放出される渦の挙動は断面辺長比により異なるため、抗力係数、揚力係数および放出渦の周期性を表わすStrouhal数は、断面辺長比B/D (B:流れ方向の長さ, D:見つけ幅)により複雑に変化することが知られている。これらの空力特性を把握しようとする場合に用いられている流体解析手法は大別してNavier-Stokes方程式をそのまま扱う方法 (direct simulation) となんらかの平均化を施した平均化Navier-Stokes方程式を扱うものに分けられる。現在のところ後者はさらに、subgrid scaleモデルとRANSモデルによる方法に分類される。ところで、direct simulationおよびsubgrid scaleモデルを用いる方法はいずれも3次元解析であり、流れと直角となる断面軸方向に格子分割を行う必要がある。これらの手法で得られる結果は、十分な空間解像度が保証された場合においてのみ有意であるため、一般に多くの記憶容量や計算時間を必要とする。それに対してRANSモデルによる方法は、高Reynolds数域においても2次元解析を行うことができる。これはスパン方向変動を均質 (homogeneous) な乱流と仮定すると、スパン方向平均とアンサンブル平均は等価であるとみなすことができることによる。この考え方に基づき、Franke & Rodi(1991)¹⁾は応力方程式モデルとwall functionの組み合わせにより、一様流中におけるB/D=1.0の矩形断面柱の2次元非定常解析を行い、Strouhal数と平均抗力係数について精度よく再現できることを示した。一方、標準k-εモデルでは非定常な渦放出を十分には再現できないことを示した。この原因は村上・持田ら(1988)²⁾によって等方渦粘性近似による乱流エネルギー生産項のノルマル成分の過大評価にあることが指摘されていた。この点に関しKato & Launder(1993)³⁾はimpinging領域における流れのirrotationalityに着目し、乱流エネルギーの生産項を渦度テンソルと歪み速度テンソルの積により修正して表わした生産項修正型k-εモデルを提案した。そしてB/D=1.0の矩形断面柱に適用し、空力特性値や乱流統計量に大きな改善がなされることを示した。ところで、現在までのところRANSモデルの矩形断面柱への適用のほとんどは完全剥離型断面であるB/D=1.0に限られている。しかし種々の辺長比の矩形断面柱には数値解析的観点か

1) 清水建設 (株) 技術研究所 (〒135-8530 江東区越中島3-4-17)

2) 同・工博

ら検証すべき多くの現象が内在している。現状のRANSモデルがこれらの多様な現象に関してどの程度まで再現性を有するかを検証することはRANSモデルの今後の発展に向けた改善にとって重要である。以下本論文では、RANSモデルとして2方程式型モデルである修正型 $k-\epsilon$ モデルを取り上げ、一様流中にある断面辺長比 $0.6 \leq B/D \leq 8.0$ の矩形断面柱の空力特性を対象に、RANSモデルの適用性について検討する。さらにこれら静止矩形断面柱の空力特性評価における適用性の結果をふまえ、並進1自由度弾性支持された $B/D=2.0$ 断面柱を例にとり、空力弾性振動評価への適用を試みる。

2. 解析手法 Reynolds平均された非圧縮性Navier-Stokes方程式は(1)式のように表される。ここに ν_t は渦粘性係数で $\nu_t = C_\mu k^2 / \epsilon$ と表わせる。平均化を施す際、スパン方向に関して $\partial \langle \phi \rangle / \partial x_3 = 0$ 、すなわちスパン方向に均質、かつ $U_3 = 0$ であるとする(1)式は2次元となる。(2)、(3)式中の各モデルパラメータは、 $C_\mu = 0.09$, $C_{1\epsilon} = 1.44$, $C_{2\epsilon} = 1.92$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\epsilon = 1.3$ で標準 $k-\epsilon$ モデルのものと同じである。 P_k は乱流エネルギー k の生産項である。ここでは流れのirrotationalityに着目して生産項を(4)式のように修正した生産項修正型モデルを用いた。物体境界近傍では従来の $k-\epsilon$ モデルでは経済性の観点から物体境界近傍には多くの格子点をとらずにwall function (一般化対数則)を仮定する方法がとられている。しかし矩形断面柱まわりの流れ場のように剥離や再付着が生じる場合、一般化対数則は流れ場の近似精度が低い。そこで本解析では以下に示す低Reynolds数型1方程式モデル⁹⁾(以下、two layerモデルとよぶ)を用いた。すなわち、 k 方程式については物体表面上で $k=0$ として解き、壁近傍の ϵ は ϵ 方程式を解く代わりに乱流エネルギー k と長さスケール l_ϵ により定める。 ϵ 方程式を解かない位置での渦粘性 ν_t は、 ϵ と同様に乱流エネルギー k と長さスケール l_ϵ により計算する。長さスケール l_ϵ は乱流渦スケール $l = (\kappa y)$ に比例し、(6)式により求める。ここでその中に含まれる定数はそれぞれ、 $C_\mu = \kappa C_\mu^{-3/4}$, $A_\mu = 50.5$, $A^* = 25$ である。Two layerモデルの特徴は l_ϵ と l_μ が乱流Reynolds数 $Re_\mu = (\kappa^2 y^2 / \nu)$ の関数になっているため、流れのReynolds数効果を表現できる点である。Two layerモデルは物体近傍の3メッシュを目安に適用した。また、剥離せん断層をできるだけ忠実に解像するために、境界適合格子を用いることで物体境界近傍に可能なかぎり格子を集中させた。以上の方程式系を一般座標系により定式化し差分法により解いた。解法はMAC法に準じ、圧力は圧力に関するPoisson方程式を解くことにより求める。流速成分の輸送方程式の移流項には3次精度風上差分を、 k と ϵ の輸送方程式の移流項には1次精度風上差分を用いた。時間に関してはEulerの陰解法を用いた。解析領域は半径30Dの円でありその中心から5D風上に物体を配置した。格子点数は $200 \times 200 (B/D \leq 1)$ および $320 \times 200 (1 < B/D \leq 8)$ とした。Reynolds数は $Re = 2.2 \times 10^4$ とした。振動の解析はRunge-Kutta法により行った。

3. 解析結果 **3.1 辺長比による空力特性の変化** 図1には $B/D=1.0$ 断面の平均流速およびトータルの変動エネルギー(periodic成分+stochastic成分)の中心軸上の分布を示す。角柱下流側の死水領域(図1(a)において $U/U_\infty < 0$ の領域を指す)の大きさはFranke & Rodiの結果や本解析結果では実験値¹⁰⁾に比較してかなり小さめに、反対にKato & Launderの結果では大きめに評価されている。これは角柱背後における乱流混合の大きさのちがいに起因するものであり、こ

$$\frac{DU_i}{Dt} = -\frac{\partial}{\partial x_j} (P + \frac{2}{3}k) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (1)$$

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \epsilon \quad (2)$$

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + (C_{1\epsilon} P_k - C_{2\epsilon} \epsilon) \frac{\epsilon}{k} \quad (3)$$

$$P_k = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2} \quad (4)$$

$$\epsilon = \frac{k^{3/2}}{l_\epsilon}, \quad \nu_t = C_\mu k^{1/2} l_\mu \quad (5)$$

$$l_\mu = C_{1\mu} \left[1 - \exp \left(-\frac{R_{\mu y}}{A_\mu} \right) \right], \quad l_\epsilon = \frac{C_{2\mu}}{1 + 8.3/R_{\mu y}} \quad (6)$$

表1 基礎方程式

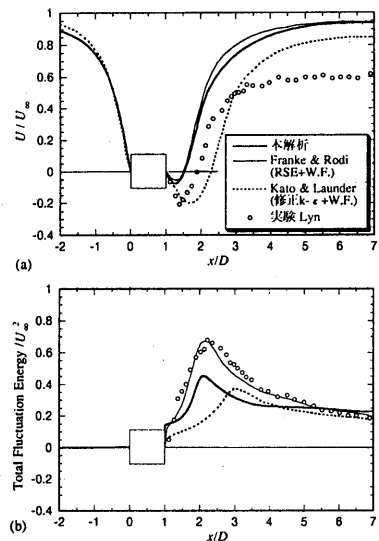


図1 $B/D=1.0$ 矩形断面柱の時間平均乱流統計量の中心軸上の分布 (a)平均流速 (b)トータルの変動エネルギー

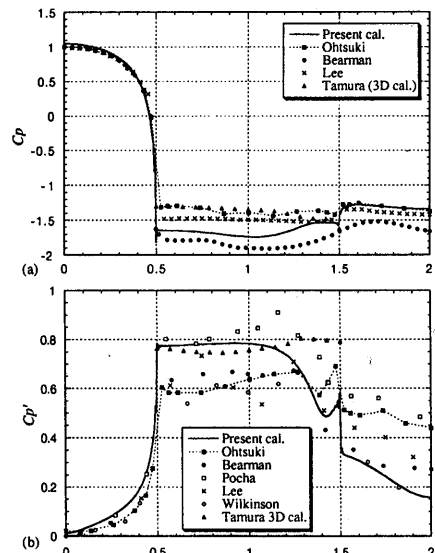


図2 $B/D=1.0$ 矩形断面柱の圧力分布 (a)平均風圧係数 (b)変動風圧係数

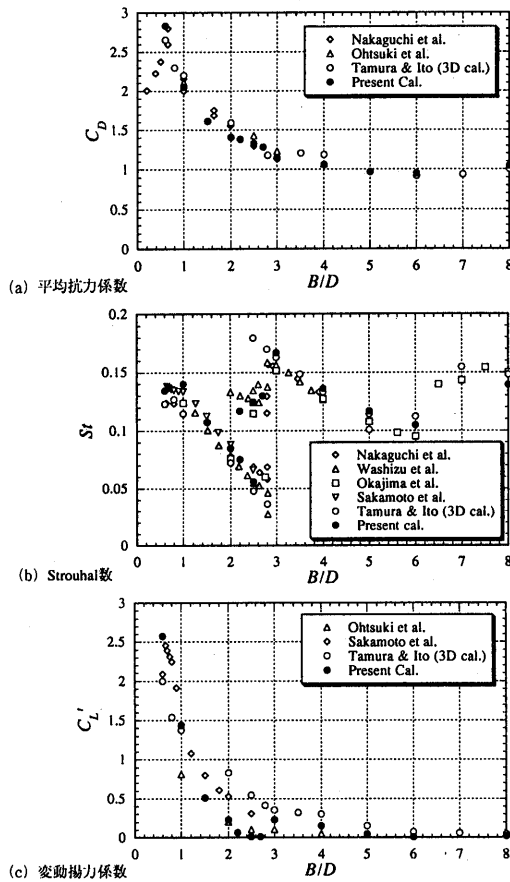


図3 平均抗力係数, Strouhal数および変動揚力係数の辺長比による変化

のことは図1(b)に示すトータルの変動エネルギーからわかる。図2には平均風圧係数および変動風圧係数の分布を示す。B/D=1.0の断面は完全剥離型であるため、側面は剥離領域の中にあり、前縁からの剥離せん断層は側面上で再付着は示さない。したがって側面上で圧力の時間平均値はほぼ一定の値をとる。実験結果^{7,10)}は平均値および変動値ともばらつきが見られるが、本解析結果は実験結果に概ね対応している。このように、本解析に用いられている修正型 $k-\epsilon$ モデルは流れ場の平均値および乱流統計量を十分に再現してはいないが、空力特性については満足できる結果が得られている。

図3には平均抗力係数, 変動揚力のスペクトルから求められたStrouhal数($St=nD/U_{\infty}$, n : 変動揚力スペクトルの卓越振動数)および変動揚力係数 (periodic成分によるもののみ) の辺長比による変化を示す。本解析結果は, 平均抗力係数およびStrouhal数に関しては実験値^{7,10)}および3次元解析¹⁰⁾の結果とよく一致している。変動揚力係数に関しては実験値および3次元解析の結果より小さな値を示す¹⁰⁾。以上に示した空力特性を流れ場と関連づけて考察するために, 図4には本解析により得られた主な断面周りの瞬間渦度場(最大揚力時)を示す。一般に, 3次元非定常解析の場合には, 側面付近の流速の3次元変動に起因する微細な渦構造が見られる¹⁰⁾。それに対してRANSモデルを用いた本解析結果はこのような微細な渦は見られない。これはアンサンブル平均からのずれとしての微細な流速変動は乱流として取扱われ, その効果は渦粘性として取り込まれ, 結果的に小さな渦は陽的には現れてこないため

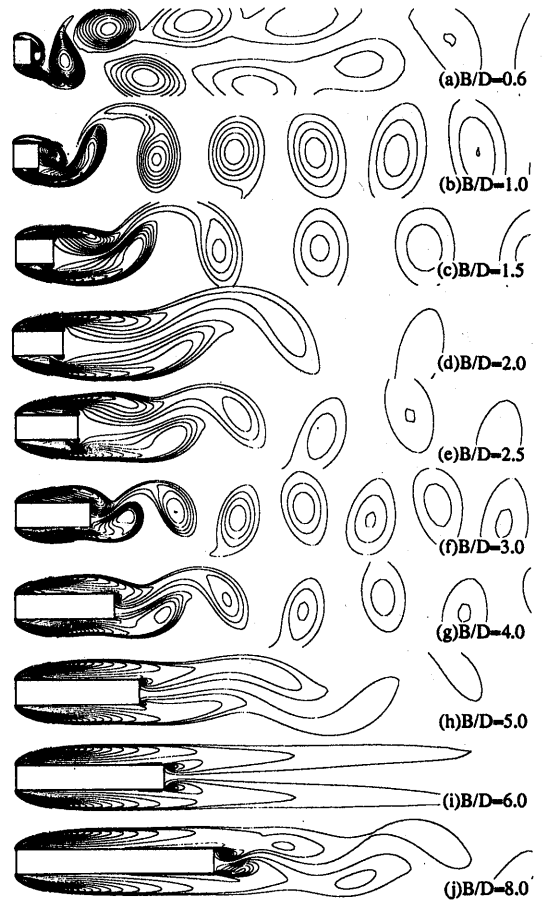


図4 種々の辺長比の矩形断面柱まわりの渦度場 (最大揚力時)

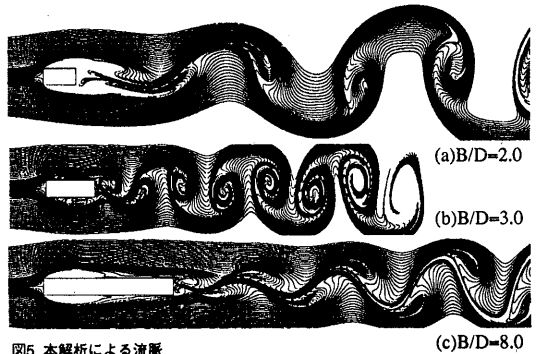


図5 本解析による流脈

である。再付着等の側面上での流れの様子を見る場合、渦度よりも流脈が適している。図5には特徴的な辺長比、すなわち渦放出周期が最も長くなる $B/D=2.0$ 、Strouhal数が極大値を示した直後の $B/D=3.0$ および定常的再付着となる $B/D=8.0$ の断面の流脈を示す。

3. 1. 1 完全剥離型断面について($B/D < 2.8$) 完全剥離型の断面ではいずれも極めて規則正しくかつはっきりした後流渦放出が見られる(図4(a-e))。平均風圧係数分布(図6)をみると、 $B/D=1.0$ および 2.0 では側面上で圧力の回復は見られず、時間平均的には完全剥離であることに対応している。また、側面全体が剥離領域の中に含まれるため変動風圧係数は側面全体にわたって大きい。 $B/D=2.0$ までは角柱背後への渦の巻き込み位置は辺長比が大きくなるにしたがい角柱から遠ざかり、同時にStrouhal数も小さくなる傾向がある。 $B/D=2.0$ では他の断面に比べ剥離せん断層の角柱背後への巻き込みが特に弱くなる。また、放出された渦の間隔は他の断面に比較して大きく、Strouhal数が小さい(渦の放出周期が長い)ことに対応している(図5(a))。図7には $B/D=2.0$ の時間平均流線について溝田ら¹³⁾による流れ場の詳細な計測によって得られた結果と本解析結果の比較を示す。溝田らは $B/D=2.0$ では逆流域は大きく、下流にまで及んでいることを示している。本解析結果は計測結果に比較して後流域の大きさは大きめであるが、逆流域は下流にまで及ぶという定性的傾向は計測結果と一致している。

辺長比が 2.0 から 2.8 の間の断面はReynolds数が 10^4 の近傍では、側面の後縁部付近で剥離せん断層の非定常な再付着を伴ない、2つの渦放出モードが存在することが調べられている¹³⁾。図8には $B/D=2.2$ の解析により得られた変動揚力係数のスペクトルを示すが、 $nDU_0=0.074$ と 0.117 に2つのピークが見られる。

3. 1. 2 再付着型断面について($2.8 < B/D \leq 8.0$) $B/D=3.0$ の断面に関しては、本解析ではStrouhal数が 0.167 まで急激に大きくなることに伴い、渦放出間隔は急激に狭くなり、非常に明瞭な渦放出が再び見られるようになる。また、剥離バブルが上側面と下側面に周期的に形成される。図9にはこのような周期的再付着断面の例として、 $B/D=4.0$ の断面について、解析によって得られた時間平均流線と溝田らの計測結果¹³⁾の比較を示す。本解析結果は側面上のはく離バブルや後流の逆流域の大きさなどに関して計測結果とよく一致している。

本解析によって得られた辺長比 $B/D=6.0$ の渦度コンター(図4(i))を見ると物体から速く離れた後流で弱い揺動は認められるものの、断面近傍の流れ場はほとんど対称であり、他の断面に比較して後流渦放出は明らかに弱い。この点に関して、Nagaoら¹⁴⁾は実験により $B/D=6.0$ の断面周りの流速のスペクトルが広帯域でかつ明確なピークを持たないことを示している。また田村ら¹⁵⁾は3次元非定常解析によって $B/D=6.0$ の変動揚力のスペクトルには渦放出に伴う明確なピークが見られないことを示している。本解析によって得られた結果に渦放出が見られず、渦度場が対称に近いのはこれらの例にも示されているように渦放出が微弱なためである。本解析は2次元解析にも関わらず、この周期的再付着から定常的再付着への移行段階において渦放出が抑制される領域があることを極めて明瞭に再現している。 $B/D=8.0$ では新たに後縁からの渦放出が見られるようになり(図4(j))、Strouhal数は再び大きくなる。流脈(図5(c))からは両側面上の前縁側に明確な剥離バブルが定在して形成され、前縁から剥離した流れが両側面に定常的に再付着していることが認められる。本解析により得られた再付着型断面の平均風圧係数、とりわけ $5.0 \leq B/D \leq 8.0$ では側面全体にわたりほぼ同じひとつの分布形で表わされる(図6)。比較は図には示していないがこの傾向は3次元解析¹⁶⁾で得られた傾向ともよく対応している。

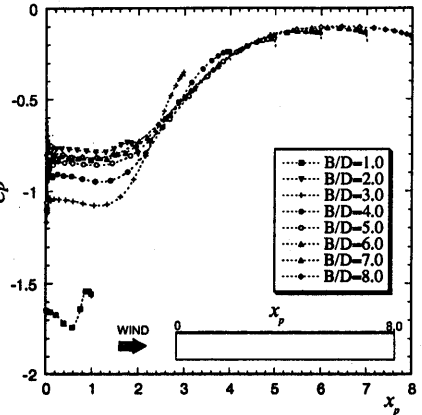


図6 側面の平均風圧係数の辺長比による変化

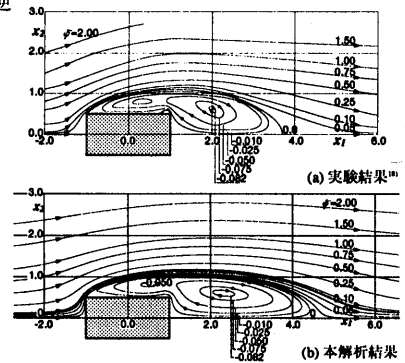


図7 B/D=2の時間平均流線の比較

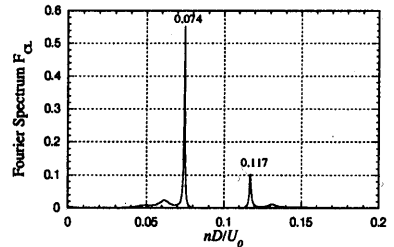


図8 B/D=2.2の変動揚力係数のFourierスペクトル

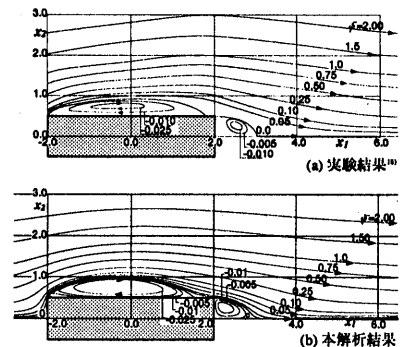


図9 B/D=4の時間平均流線の比較

3. 2 並進1自由度弾性支持されたB/D=2断面の解析 B/D=2.0の矩形断面柱は時間平均的には完全剥離型に属するが、はく離せん断層の側面への非定常な再付着を伴うことから再付着型にも属する。したがってその空力弾性挙動ではそれぞれに特徴的であるギャロピングおよび自己励起型渦励振を呈し、数値計算によって空力弾性振動を再現する上でも興味ある辺長比であるといえる。スパン方向流速を無視した2次元解析²⁰⁾では自己励起型渦励振は再現されるものの、はく離せん断層の揺動性が重要になる完全はく離型の挙動は捕えられず、ギャロピングは再現されなかった。この場合、ひとつの解決策としての3次元解析²¹⁾では種々の構造諸元についてギャロピングおよび自己励起型渦励振に関して、既往の諸実験結果との比較が行われている。ところで、空力弾性振動の評価では、確率統計量が一定になるまでに無次元時間で数百からの解析を行う必要がある。さらに無次元風速および質量減衰比等の構造パラメータを種々に変える必要もあり、3次元解析によってこれらをパラメトリックに行うことは実用的にはかなりの負荷とならざるをえない。一方、乱流拡散の効果を適切に取り入れることにより2次元解析による完全はく離型の現象再現の可能性も示されている²²⁾。以下では辺長比B/D=2.0の矩形断面柱を対象とし、修正型k-εモデルを用いた2次元解析により再付着および完全はく離型の挙動が统一的に再現されるかどうかを検討した。図10には並進の強制加振(加振振幅0.1D)による非定常空気を示す。自己励起型渦励振が発現するUr=5近辺とギャロピング領域のUr>15で加振振動数成分の速度同相成分は正になっており振動発現の可能性を示し、既往の実験結果^{14,23)}ともよい対応を示している。渦励振はScruton数($Sc=2m/(\rho BDH) \cdot 2\pi h, H$:スパン方向長さ, m :質量, h :減衰定数, ρ :空気密度)によって整理されるが、ギャロピングの応答振幅は例えば準定常理論によれば質量比にも依存する。したがって渦励振からギャロピングに至る一連の比較を行うためには、質量比と減衰定数がそれぞれ明らかである必要がある。解析結果は表2に示す既往の実験結果^{24,25)}と比較した。図11には弾性支持された場合の応答解析結果および既往の実験結果を無次元風速($Ur=U/n_0D, n_0$:固有振動数)と無次元振幅 y/D の関係について示す。図12には主な無次元風速における最大振幅時の瞬間渦度場を、また図13には変動風力と振動の時系列を示す。

図13(a)には自己励起型渦励振発現直後のUr=4における静止状態から定常状態にいたるまでの揚力変化を示す。はじめはStrouhal数成分の変動をしているが、 $tU_0/D=275$ で振動数成分が混在し始め、 $tU_0/D=450$ ではStrouhal数成分が完全に消失し固有振動数成分のみになっている。またこのとき抗力も小さくなっている。渦放出は振動周期に同期しており(図12(a)), 静止時とは全く異なる様相を呈している。このような過渡性状は3次元解析²⁶⁾と同様に本解析のような2次元解析によっても明瞭に再現されている。Ur=5.5では $y/D=0.175$ で自己励起型渦励振が最大振幅となる。この時の揚力変動は正弦波状である(図13(b))。また、平均抗力は静止時に比べて大きく、背圧変動も大きい。これは後縁で形成される強い渦度を持つ渦2次渦が存在するためである(図12(b))。この渦は角柱前縁からの側面流下渦と融合し後流に放出され^{20,27)}、渦励振時では渦の側面の流下が空力弾性生成にとって重要になる。このようにUr=5.5では角柱まわりの流れのパターンは他の振動時とは完全に異なっている。Ur=8では渦放出は振動に同期しなくなり振幅は $y/D=0.01$ と小さくなる。振幅は小さいが、流れのパターンは静止時とは異なり、依然振動周期に応じて渦が放出されて

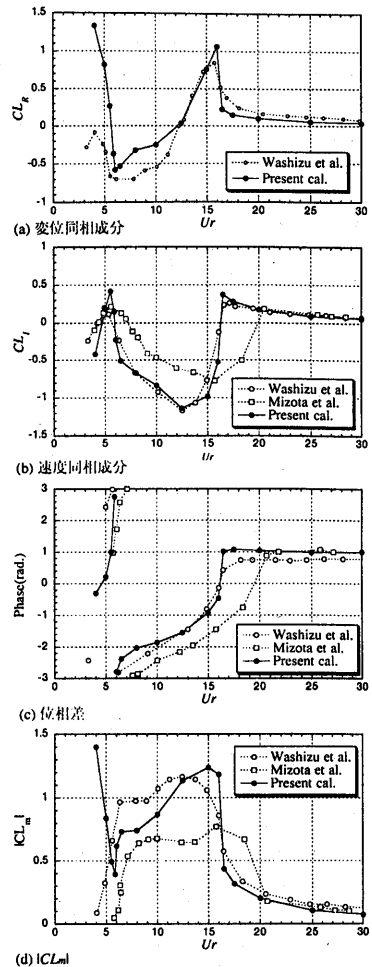


図10 B/D=2断面の強制加振時(振幅0.1D)の非定常空気力

表2 振動解析における構造パラメータ

	Sc	Mass ratio	Logarithmic damping
Takeda & Kato(1992)	1.6	302	0.0053
Miyazaki(1982)	3.0	750	0.0040
Present cal.	2.0	500	0.0040

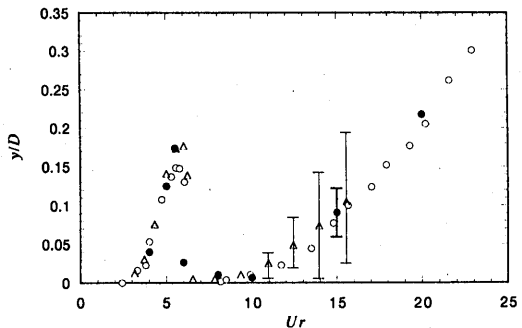


図11 B/D=2矩形断面柱の無次元応答振幅の無次元風速による変化 △:Takeda & Kato²⁴⁾, ○:Miyazaki²⁵⁾, ●: Present cal.

いる(図12(c)). $U_r=10$ 付近から立ち上がる振動は $r=0.085$ の逆数で求める共振風速 $U_r=12$ によるKarman渦型の渦励振であると考えられる。 $U_r=15$ では固有振動数と揚力のKarman渦成分の振動数とが近く、振動波形にはビートが見られる(図13(c))。このとき図11には解析によって得られた振幅の変動幅も示すが、実験結果²⁰⁾にもこの領域では振幅が変動する様子が示されている。 $U_r=20$ では応答はさらに大きくなるが、本解析ではScruton数が小さいため、渦励振はそのままギャロピングに移行している。このとき振動波形は正弦波状となっている(図13(d))。ギャロピング時では自己励起型渦励振時とは異なり、側面上での前縁はく離渦の強い巻き込みではなく、はく離せん断層の揺動が空気力生成にとって重要になっていることがわかる(図12(d,e))。

4. まとめ Two-layerモデルを用いた修正型 $k-\epsilon$ モデルによる2次元解析により辺長比 $0.6 \leq B/D \leq 8.0$ の2次元矩形断面柱について、その空力特性評価および $B/D=2.0$ の空力弾性振動の解析を行ない、以下に示す結果を得た。

- 1) 平均抗力係数およびStrouhal数に関しては、解析したすべての辺長比に対して実験値と良好な一致がみられた。特にStrouhal数に関しては $B/D=3.0$ および 6.0 の断面において不連続性が明瞭に再現された。また、辺長比 $2.0 < B/D < 3.0$ の周期的再付着断面では2つの渦放出モードが再現された。さらに、 $B/D=6.0$ では渦放出が微弱になることが再現された。
- 2) 変動揚力係数については、定性的には実験値および3次元解析結果の傾向をよく捕らえられているが、値そのものは小さめである。これは本解析では変動揚力係数の内、periodic成分のみを評価したためである。
- 3) 解析で得られた $B/D=2.0$ の非定常空気力は既往の実験値とよい一致を示した。また並進1自由度弾性支持された場合について $Sc=2$ の解析を行い、自己励起型渦励振とギャロピングが再現された。

参考文献

- 1) Franke, R. and Rodi, W.: Calculation of vortex shedding past a square cylinder with various turbulence models, Eighth Symposium on Turbulent Shear Flows, 20-1, Technical University of Munich, 1991.9
- 2) 村上剛三, 持田隆, 林吉彦: $k-\epsilon$ モデルにおける建物風上の過大評価とモデルの改良, 第10回風工学シンポジウム論文集, p199-204, 1988
- 3) Kato, M. and Launder, B. E.: The modeling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinders, Ninth symposium on "Turbulent shear flows" Kyoto Japan, 1993.8
- 4) Rodi, W.: Experience with two-layer models combining the $k-\epsilon$ model with a one-equation model near the wall, AIAA-91-0216
- 5) Morris, L.H. and Reynolds, W.C., Rept. No. FM-10, Stanford Univ., Dept. Mech. Eng., 1975
- 6) Lynn, D. A., Proc. 23rd Cong. Int. Ass. Hydraulic Research, Ottawa, Canada, A85-A92, 1989.8
- 7) 大築志夫, 藤井邦雄, 新井久一郎, 大塚昭男: 横流中におかれた二次元静止矩形柱の空力3分力特性と圧力分布について, 構造物の耐風性に関するシンポジウム論文集, pp.169-176, 1978
- 8) Bearman, P. W., Obasaju, E. D.: An experimental study of pressure fluctuations on fixed and oscillating square-section cylinders, Journal of Fluid Mech., vol.119, 297-321, 1982.
- 9) Lee, B.E.: Some observation of the effect of aspect ratio on the influence of turbulence on the drag of rectangular cylinders. The international colloquium on bluff body aerodynamics and its applications, Kyoto, 1988.1.
- 10) Pocha, J. J.: On unsteady flow past cylinders of square cross-section. Ph.D. thesis, Department of Aeronautics, Queen Mary College, London, 1971.
- 11) Wilkinson, R. H.: On the vortex-induced loading on long bluff cylinders. Ph.D. thesis, Faculty of Engineering, University of Bristol, England, 1974.
- 12) 中口博, 橋本貴久裕, 武藤真理: 矩形断面の抗力に関する一実験, 航空学会誌, 第16巻, 第168号, p1-5, 1968.
- 13) 坂本弘志, 羽二生博之, 小林圭史: 一様流中にある長方形断面柱に作用する変動流体力(完全なく離形角柱について) 機械学会論文集B, 55巻516号, p2310-2317, 1989.8
- 14) Washizu, K., Ohya, A., Otsuki, Y. and Fujii, K.: Aeroelastic instability of rectangular cylinders in a heaving mode, J. of Sound and Vibration, 59(2), p.195-210, 1978
- 15) 岡島厚: 種々の断面辺長比の矩形柱周りの流れ, 日本風工学会誌, No.17, p.1-19, 1983.9
- 16) 田村哲郎, 伊藤嘉良: 角柱まわりの流れと空力特性の辺長比による変化, 日本建築学会構造系論文集, 第486号, p.153-162, 1996.8
- 17) 嶋田健司, 岩 浩: 種々の断面辺長比を有する矩形断面柱の空力特性評価に関する修正型 $k-\epsilon$ モデルの適用性の検討, 日本建築学会構造系論文集, 第514号, 1998.12 (掲載予定)
- 18) 濱田武人, 岡島厚: 角柱まわりの時間平均流れに関する実験的研究, 土木学会論文報告集, 第312号, p.39-47, 1981.8
- 19) Nagao, F. and Utsunomiya, H.: The validity of sectional models on wind tunnel tests for vortex induced oscillation of bridges, J. of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 29, p.351-360, 1988
- 20) 嶋田健司: 扁平矩形断面柱の渦励振の数値解析, 日本機械学会論文集(C編), 第61巻, 585号, p.22-29, 1995.5
- 21) 田村哲郎, 伊藤嘉良: 動力学特性値の変化による空力不安定振動の応答評価, 日本建築学会構造系論文集, 第504号, p.15-21, 1998.2
- 22) 加藤真志: 修正生産項 $k-\epsilon$ モデルを用いた静止・振動角柱周りの二次元流れ解析, 土木学会論文集, No.577, 1-41, p.217-230, 1997.10
- 23) 濱田武人, 中村泰治: 矩形断面柱の非定常揚力と後流の速度変動について, 構造物の耐風性に関する第3回シンポジウム, p.201-208, 1974.12
- 24) Takeda, K. and Kato, M.: Wind tunnel blockage effects on drag coefficient and wind-induced vibration, J. of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 42, p.897-908, 1992
- 25) 宮崎正男: 箱桁断面の空力不安定振動の抑制, 第7回風工学シンポジウム論文集, p.187-194, 1982
- 26) Tamura, T. and Itoh, Y.: Three-dimensional vortical flows around a bluff cylinder in unstable oscillations, J. of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 67&68, p.141-154, 1997
- 27) 白石成入, 松本勝: 重取構造断面の渦励振応答特性に関する研究, 土木学会論文報告集, 第322号, p37-50, 1982.6

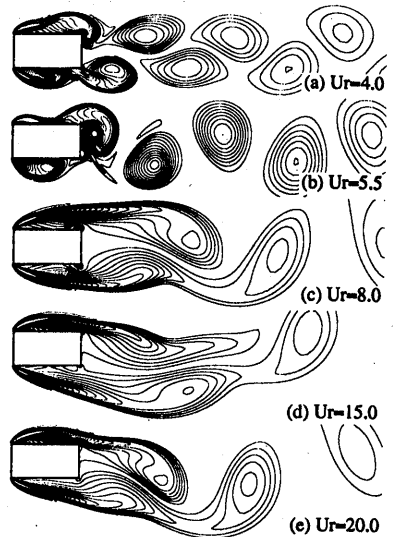


図12 無次元風速による渦度場の変化(最大振幅時)

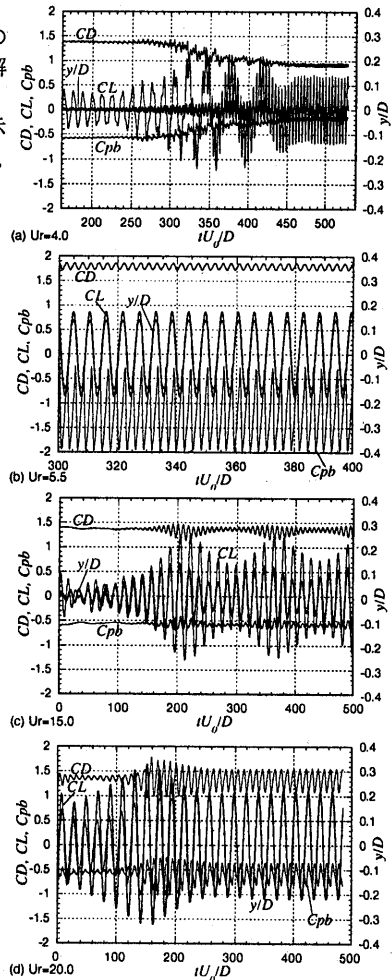


図13 振動振幅、抗力係数、揚力係数の変動