

k-εモデルによるB/D=2矩形断面柱の空力弾性振動の数値解析

正会員 ○嶋田 健司¹⁾同 孟 岩²⁾

k-εモデル 空力不安定振動 渦励振 ギャロピング

1. はじめに B/D=2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。2次元解析では自己励起型渦励振は再現されるものの[1]、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らえられず、ギャロピングは再現されなかった。ひとつの解決策としての3次元解析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[2]。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[3]。著者らは生産項修正型k-εモデルを用い、断面辺長比 $0.6 \leq B/D \leq 8.0$ を有する矩形断面柱の静止時の空力特性の再現性について2次元解析の適用性を検討した[4]。その結果、極めて規則正しいKarman渦放出が得られ、B/D=2.8および6.0におけるStrouhal数の不連続性や平均抗力係数等、実験値を良く再現することが確かめられた。本報ではこれらの結果を踏まえ、k-εモデルによる2次元解析により辺長比B/D=2の矩形断面柱を対象とし、再付着および完全はく離型の挙動が統一的に再現されるかどうかを検討した。

2. 解析方法 解析はTwo-Layer modelに基づく生産項修正型k-εモデル[4]であり、時間まで含めた一般座標変換した方程式を差分法によって解いた[1]。解析のReynolds数は 2.2×10^4 、空間格子分割は 320×200 とした。振動の解析にはRunge-Kutta法を用いた。渦励振はScruton数 ($Sc = 2m / (\rho BDH) \cdot 2\pi h$, B: 流れ方向長さ, D: 見付幅, H: スパン方向長さ, m: 質量, h: 減衰定数, ρ: 空気密度) のみに依存するが、ギャロピングの応答振幅は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。

Table 1 Structural parameter.

	Sc	Mass ratio	Logarithmic damping
Takeda & Kato[5]	1.6	302	0.0053
Miyazaki[6]	3.0	750	0.0040
Present cal.	2.0	500	0.0040

解析結果は表1に示す既往の実験結果と比較した。

3. 解析結果 図1には既往の実験結果と本解析結果の比較を無次元風速($Ur = U/n_0 D$, 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2には主な無次元風速における変動風力と振動の時系列を、また図3には瞬間渦度場を示す。図2-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3-b)、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[7]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。 $Ur=5.5$ では自己励起型渦励振が最大振幅となる。揚力変動は正弦波状である(図2-b)。また、平均抗力は静止時に比べて大きく、背圧変動が大きい。これは後縁で形成される強い渦度を持つ後縁2次渦が存在するためである(図3-c)。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[1]、渦励振時では渦の側面の流下が空気力生成にとって重要になる。 $Ur=6$ では渦放出は振動に同期しなくなり、振幅は急激に小さくなる。 $Ur=8$ では振幅は $y/D=0.01$ 程度と最も小さいが、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いる(図3-d)。 $Ur=10$ 付近からギャロピングが発振する。 $Ur=15$ では $St=0.085$ の逆数で求まる共振風速 $Ur=12$ に近いため、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2-c)。このとき図1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[5]にもこの領域では振幅が変動する様子が示されている。 $Ur=20$ では振動波形は $y/D=0.21$ で正弦波状となる(図2-d)。ギャロピング時では渦励振時とは異なり、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(図3-e,f)。以上のように本解析による自己励起型渦励振からギャロピングに至る一連の応答挙動は既往の実験および3次元解析結果をよく再現している。

4. まとめ Two-Layer modelに基づく生産項修正型k-εモデルにより断面辺長比B/D=2の矩形断面柱の空力弾性振動を再現することを試みた。アンサンブル平均による乱流拡散効果により2次元解析でも再付着型および完全はく離型に特徴的である自己励起型渦励振およびギャロピングが再現された。

参考文献 [1]嶋田, 機論C, 第61巻, 585号, p.22-29, 1995.5 [2]田村, 伊藤, 日本建築学会構造系論文集, 第504号, p.15-21, 1998.2 [3]加藤, 土木学会論文集, No.577/I-41, p.217-230, 1997.10 [4]嶋田, 孟, 第11回数値流体力学シ

Numerical analysis for an oscillating rectangular cylinder with breadth-depth ratio of B/D=2.0 by the k-ε model

SHIMADA Kenji and MENG Yan

ンボジウム講演論文集, p.217-218, 1997.12 [5]Takeda, K. and Kato, M., J. of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 42, p.897-908, 1997 [6]宮崎, 第7回風工学シンポジウム論文集, p.187-194, 1982 [7]Tamura, T. and Itoh, Y., J. of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 67&68, p.141-154, 1997

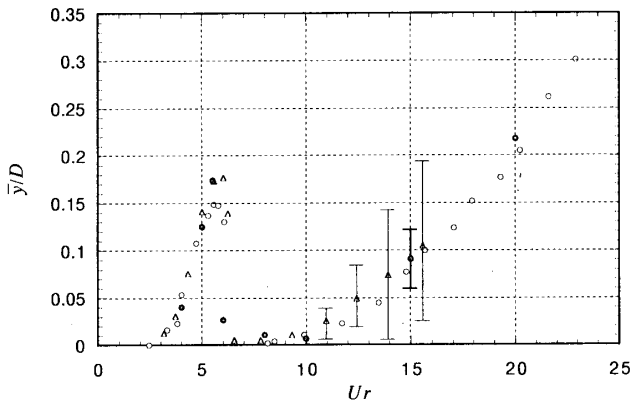


Fig.1 Amplitude of a B/D=2.0 rectangular cylinder in a smooth flow. Δ : Takeda and Kato[5], \circ : Miyazaki[6], \bullet : Present cal.

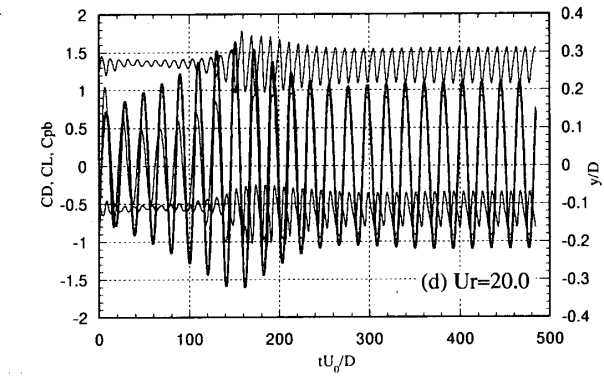
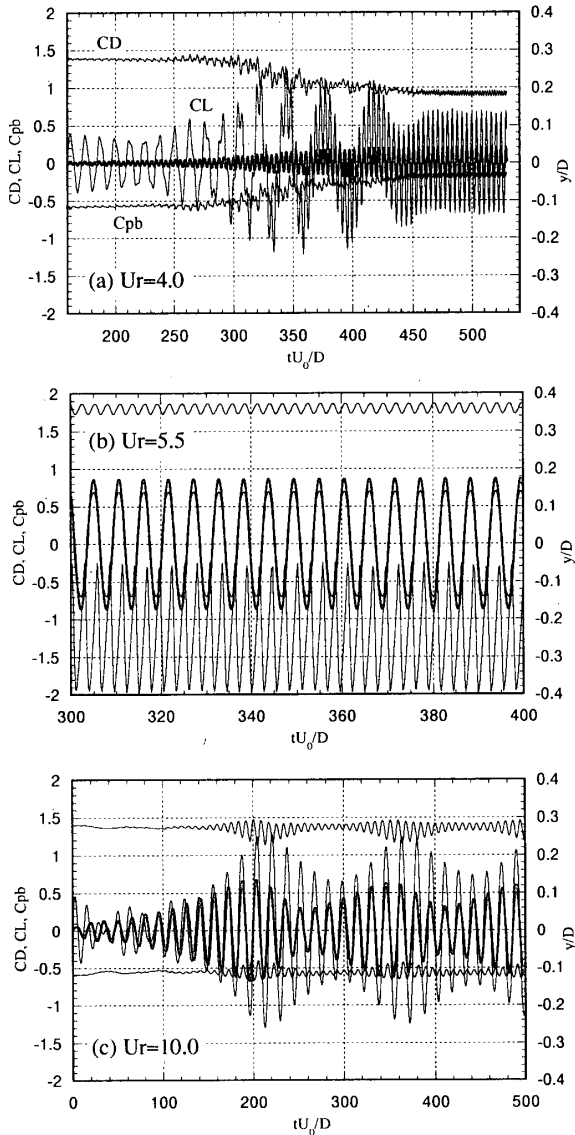


Fig.2 Time series of oscillation, lift coefficient, drag coefficients and base pressure. —: Response(y/D)

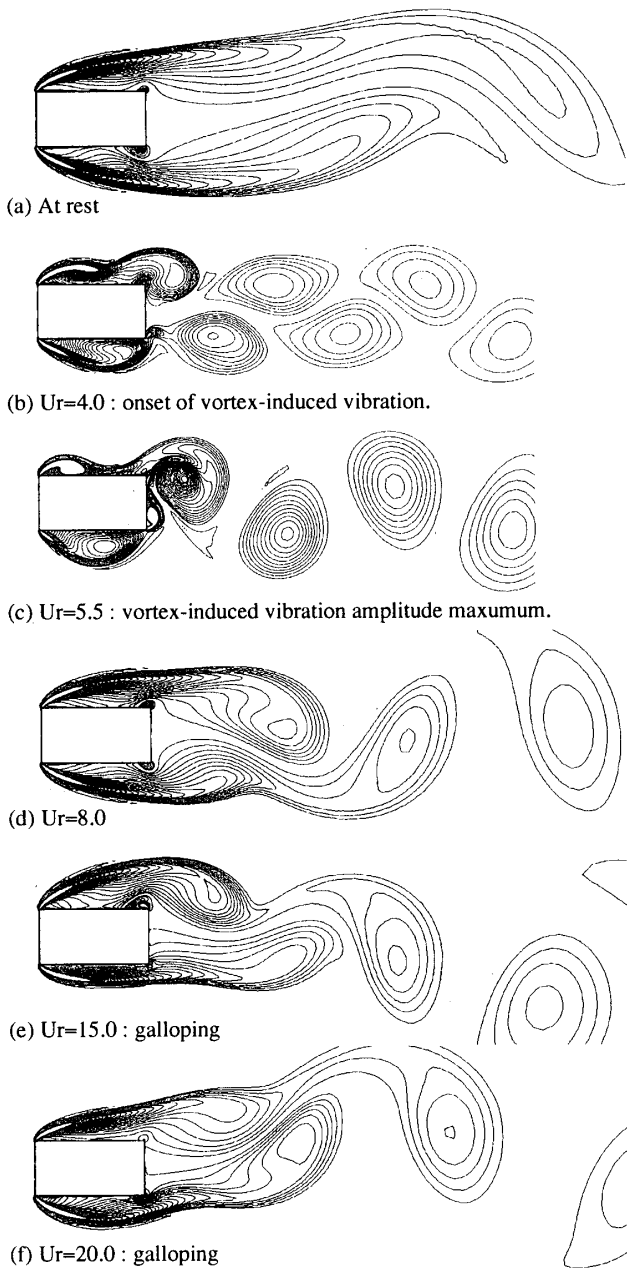


Fig.3 Instantaneous vorticity contour around an oscillating cylinder.

1)清水建設(株)技術研究所 Institute of Technology, Shimizu Corporation
2)同・工博