

一様流中の円柱に関するk-εモデルによる二次元数値解析

正会員 ○嶋田 健司¹⁾同 孟 岩²⁾

流体解析 k-εモデル 円柱 抗力

1. はじめに Bluff bodyまわりの流れ場はKarman渦放出による周期的変動を伴う。このような流れ場についても近年、RANSモデル(Reynolds averaged Navier-Stokes equation)を用いた非定常解析の適用が試みられている(例えば[1])。このような解析では流れ場の乱流統計量の推定に関してはまだ問題があるものの、空気力のような積分量については比較的良好な結果が得られている。これまで二次元柱体を対象に行なわれてきたRANSモデルの適用性の検討は剥離点が固定されている正方形角柱に限られており、曲面を有する場合、例えば円柱に対して行なわれた例は極めて少ない(例えば[2])。構造物の空力断面性能評価の観点から曲面を有する場合に現状のRANSモデルの適用性の限界については興味のあるところである。以下本報告では二次元円柱を対象にその空力特性がRANSモデルによりどこまで把握できるかを検討してみた。

2. 解析方法 RANSモデルを用いる際対数則を境界条件として用いると、物体近傍の境界層を解像する必要がないため経済的ではあるが、反面、物体境界が曲面である場合には顕著に見られる剥離点の移動に伴うRe数依存性には十分な精度で対応できない可能性がある。このことは曲面を有する物体における抗力予測の精度を著しく低下させることとなる。本解析では対数則ではなく物体近傍に細かな格子を配し境界層を解像することでこれに対応した。本解析で用いたRANSモデルは2-layer型のk-εモデル[3]であり、乱流エネルギーの生産項に関しては生産項修正型モデル[1]を用いた。スパン方向に平均的な流れ構造がないとすると平均化Navier-Stokes方程式は2次元となる。本解析では一般座標系により基礎方程式系を定式化し曲面境界の表現精度を確保するとともに任意の曲面形状に適用可能なようにした。解法はMAC法に準じ、移流項に関しては流速成分について3次精度風上差分、乱流エネルギーおよび乱流エネルギーの散逸率について1次

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

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

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) \right\} + (C_{\epsilon_1} P_k - C_{\epsilon_2} \epsilon) \frac{\epsilon}{k} \quad (3)$$

$$C_{\epsilon_1} = 1.44, \quad C_{\epsilon_2} = 1.92, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\epsilon = 1.3$$

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (4)$$

$$C_\mu = 0.09$$

$$P_k = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2} \sqrt{\frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2} \quad (5)$$

$$\nu_t = c_\mu k^{1/2} l_\mu \quad (6)$$

$$\epsilon = \frac{k^{3/2}}{l_\epsilon} \quad (7)$$

$$l_\mu = C_{ly} \left(1 - \exp \left(-\frac{R_{ey}}{A_\mu^+} \right) \right) \quad (8)$$

$$l_\epsilon = \frac{C_{ly}}{1 + 5.3/R_{ey}} \quad (9)$$

$$R_{ey} = \frac{k^{1/2} y}{\nu} \quad (10)$$

$$C_l = \kappa c_\mu^{-3/4} \quad (11)$$

$$A_\mu = 50.5, \quad A^+ = 25$$

精度風上差分を用いた。解析格子は直径60Dの円形O型格子で格子数は200×100=20,000点とした。

3. 解析結果 図1には平均抗力係数およびStrouhal数のRe数による変化を示す。同図には比較のため既往の実験結果[4,5]と解析結果[2,6]を示す。平均抗力係数については本解析結果はRe=10°およびRe=10°で実験値を概ね再現している。Re=10°では二次元解析結果[6]に比較して定量的にはかなり改善されている。またRe=10°では超臨界Re数域の特徴である亜臨界Re数域に比べて抗力係数が半分以下に低下する現象を再現している。この点についてはBaldwin-Lomaxモデルを用いた結果[2]に比較してもかなり改善されている。図2にはそれぞれのRe数におけるある瞬間の渦度コンターを示す。Re=10°では円柱背後への剥離せん断層の大きい

Two-dimensional numerical analysis for a circular cylinder in the uniform flow by the k-ε model

SHIMADA Kenji and MENG Yan

巻き込みがはっきり見られる一方、 $Re=10^6$ の場合、円柱背後への剥離せん断層の巻き込みは円柱からやや遠ざかっており後流幅もやや狭く、この Re 数において抗力が小さくなっていることに対応している。Strouhal数は本解析結果は $Re=10^4$ では $St=0.21$ で実験値とよい対応を示している。 $Re=10^6$ 近辺において実験値は0.1~0.5の急激な変化を示している。本解析結果は $St \approx 0.3$ でそのほぼ中央に位置している。これはRANSモデルが周期的変動を伴う流れ場ではphase averageの意味で平均的な流れ場を再現していることを考えれば妥当な結果を与えていると考えられる。 $Re=10^4$ から $Re=10^6$ にかけての平均抗力係数の全体的な傾向はBaldwin-Lomaxモデルを用いた解析結果[2]では Re 数の増加とともに単調に減少し $Re=10^6$ からの急峻な抗力係数低下は再現されていない。ちなみに3次元解析を除いて[6]の他の2次元解析結果も同様な傾向にある。これらは二次元解析の特徴とも考えられるが、また $Re=10^6$ において円柱境界層が層流から乱流へ遷移することによるためとも考えられる。本解析で用いたようなRANSモデルは本来十分に発達した乱流に対して適用するものであることからこのようなモデルではこの領域の現象は再現しえないことが予想される。この点については今後の課題といえよう。

4. むすび スパン方向に一樣な断面をもつ2次元円柱について2-layer $k-\epsilon$ モデルによる2次元解析を行なった。 $Re=10^6$ の臨界領域から十分に離れた $Re=10^4$ および $Re=10^6$ で平均抗力係数および St 数に関して実験値と比較的よい一致がみられた。とくに平均抗力係数は $Re=10^6$ において既往の2次元解析に比較して著しい改善が見られたほか $Re=10^6$ では亜臨界 Re 数域に比べて平均抗力係数が半分以下に低下する現象が再現された。

【参考文献】

[1]Kato, M. and Launder, B. E., Ninth symposium on "Turbulent shear flows" Kyoto Japan, 1993-8.
 [2]Deng, D.W., Piquet, J., Queutey, P. and Visonneau, M., Engineering Turbulence Modelling and Measurements 2, 1993.
 [3]Norris, L.H. and Reynolds, W.C., Rept. No. FM-10, Stanford Univ., Dept. Mech. Eng., 1975
 [4]Cantwell, B. and Coles, D., J. Fluid Mech., 136, 1983.
 [5]Schewe, G., I. Fluid Mech.(1983), vol.133, p265-285.
 [6]Tamura, T., Ohta, I. and Kuwahara, K., J. of Wind Eng. and Ind. Aerodynamics, 35, 1990.

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

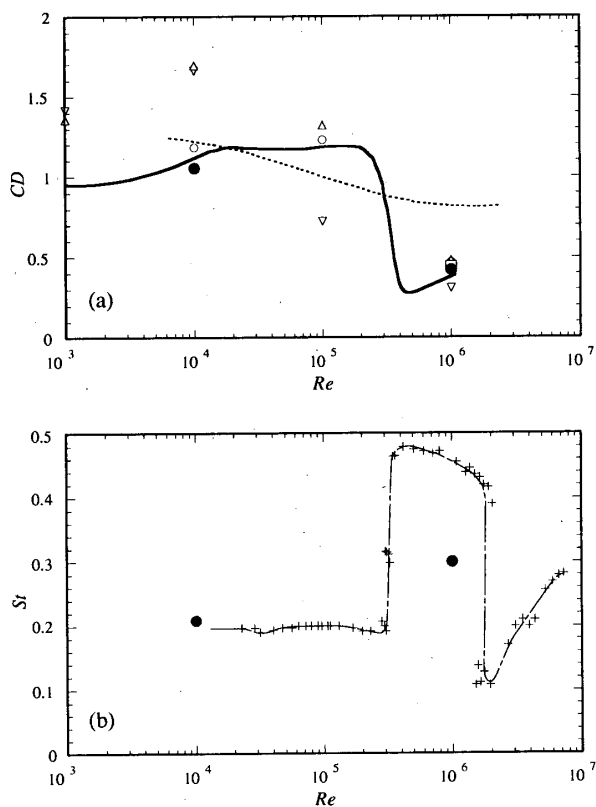


Fig.1 Reynolds number dependence of drag coefficients and Strouhal number. (a)drag coefficients (b)Strouhal number. ---: Deng[2], by Baldwin-Lomax model, —: Cantwell[4], ○: Tamura[6], by direct simulation with the 3rd order upwind scheme 400×100×40, ▽: 200×100, △: 400×100, ●: Present cal. 200×100, □: Present cal. 100×100, +: Schewe[5]

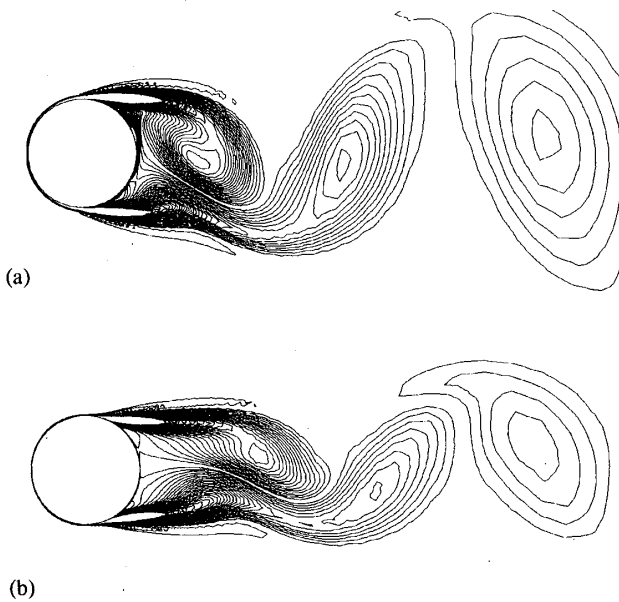


Fig.2 Instantaneous vorticity contours of a circular cylinder obtained by the present $k-\epsilon$ model with numerical grid points of 200×100. (a) $Re=10^4$ (b) $Re=10^6$