

一様流中の矩形断面柱に関するk-εモデルによる二次元数値解析
Two-dimensional numerical analysis of rectangular cylinders in the uniform flow by the k-ε model

嶋田健司¹⁾ 孟岩²⁾
Kenji SHIMADA Yan MENG

1. はじめに 角柱まわりの流れ場は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諸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。スパン方向に一様な断面をもつ二次元柱体を考えるときNavier-Stokes方程式をアンサンブル平均する際に、 $w=0$ すなわちスパン方向に定在的な流れ構造がないと仮定すると支配方程式は二次元となる。RANSモデルにおけるこうした二次元的取り扱いには単に $w=0$ とした二次元N-S方程式を取り扱うこととは意味が異なる。二次元柱体の解析は断面の空力的性能評価で有用なためRANSモデルにおける二次元的取り扱いの可能性については注目すべきところである。以下本報告ではこの点について辺長比 B/D (B :流れ方向長さ、 D :見つけ幅)の異なるいくつかの二次元矩形断面柱の空力特性を対象に検討した。

2. 解析方法 解析はCASE1: Navier-Stokes方程式にReynolds平均(アンサンブル平均)を施した平均化二次元Navier-Stokes方程式を基礎方程式とした場合、CASE2: 単に $w=0$ とした二次元Navier-Stokes方程式を基礎方程式とした場合について行なった。CASE1では2-layer型のk-εモデルを用いた。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。またいずれの場合も一般座標系により定式化した基礎方程式を差分法によって解いた。解法はMAC法に準じた。移流項に関しては流速成分については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は1次精度風上差分を用いた。解析格子は直径 $60D$ の円形O型格子であり格子数 200×100 で両ケースともに同じ格子を用いた。Reynolds数は 2.2×10^4 とした。

3. 解析結果 3-1 $B/D=1$ 角柱 図1にはCASE1による平均流速およびトータルの変動エネルギー(周期的変動成分+ゆらぎ成分)の分布を示す。角柱背後の逆流域は実験値と比較してかなり小さめに評価されているがトータルの変動エネルギーは角柱直後では実験値に近い。角柱の風上部における[1]との平均流速のちがいは解析領域の設定の相違によるものと思われる。図2にはCASE1およびCASE2による空気力係数の時系列波形を示す。CASE1で

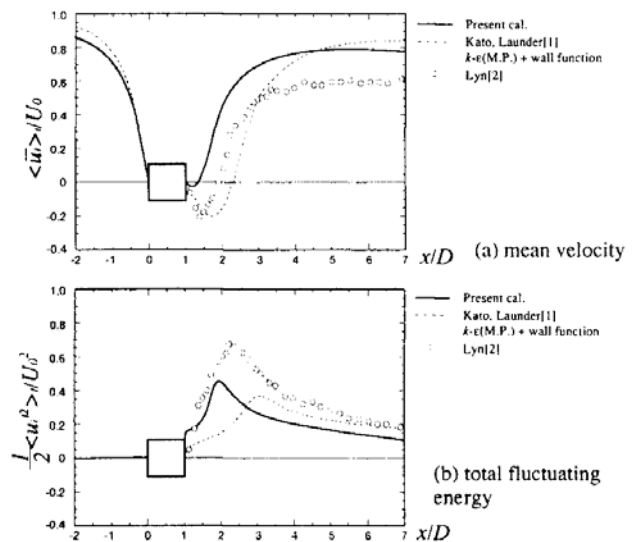


Fig.1 Development of mean velocity and total fluctuating energy on geometric plane of symmetry in near wake.

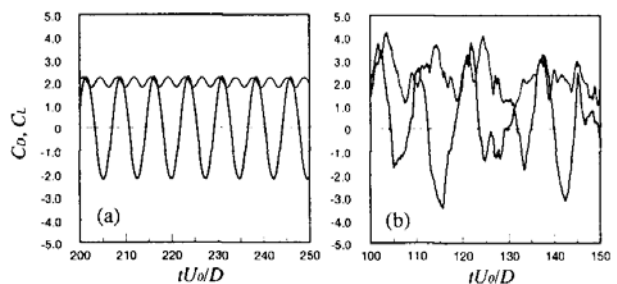


Fig.2 Comparison of time variation of drag and lift coefficient. (a)CASE1:k-ε model+2layer, (b)CASE2:3rd-order upwind(K-K) only.



Fig.3 Instantaneous vorticity contour of a rectangular cylinder with $B/D=1.0$. (a)CASE1:k-ε model+2layer, (b)CASE2:3rd-order upwind(K-K) only. $Re=2.2 \times 10^4$

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

2)同・工博

は正弦波に近い規則的な変動が得られているのに対しCASE2では変動は不規則でその振幅は非常に大きい。図3にはこれら2つの解析法によるある瞬間の渦度場の比較を示す。CASE1では整ったKarman渦列が角柱背後に形成されているのに対し、CASE2では放出された渦がまっすぐに流下しない。このような現象は辺長比が1より小さいすべてのケースについて見られる。これはCASE2では本来スパン方向にも3次元乱流運動により拡散するはずの運動量が拡散できないため図3(b)に見られるような非常に強い渦度の集中が現われ、過大な誘起速度が生じるためと考えられる。CASE1では乱流粘性による運動量の拡散効果により、過度な渦度の集中は起こらず、規則正しい渦放出が再現されている。

3-2 辺長比による変化 RANSモデルによる2次元角柱の解析はこれまで正方形角柱に限って行われてきた。しかしRANSモデルの有効性を検討するうえで、辺長比が異なる2次元角柱の解析は不可欠である。図4には辺長比による平均背圧係数およびStrouhal数の変化を示す。同図には比較のために風洞実験結果[3-5]と2次元および3次元direct simulation[6,7]による結果を示す。CASE1による結果は辺長比 $B/D > 0.6$ の領域では平均背圧係数およびSt数については実験値によく一致しているが $B/D < 0.6$ の領域では実験値との差が大きい。CASE1による結果にもピークは現われているものの対応する B/D 値は0.3と実験値に比べてかなり小さく、平均背圧係数は実験値のピークに対応する辺長比以下で実験値ほどに回復を示していない。ただしCASE1の結果は2次元解析結果[6]よりも定量的にかなり改善されておりRANSモデルの有効性が伺える。しかしピーク的位置に関しては改善されていない。図5にはCASE1による主な断面の渦度場を示す。 $B/D < 0.6$ ではいずれも角柱のすぐ背後への剥離せん断層の強い巻き込みが見られ背圧係数を回復することとはなっていない。一方、 $B/D = 2$ の場合CASE1の解析結果は角柱背後への剥離せん断層の巻き込みは弱くなっており、背圧が回復していることに対応している。以上のように B/D が小さい領域の現象はRANSモデルにより十分には再現されておらず、さらに検討する必要があるものと思われる。

4. むすび スパン方向に一樣な断面をもつ2次元矩形断面柱について単に $w=0$ とした2次元N-S方程式を解いた場合、過度な渦度集中によって非物理的な渦放出となった。これに対しRANSモデルによる2次元解析は、高Re数の乱流場においても渦粘性の拡散作用によって可視化実験に見られるような規則正しい渦放出が再現された。辺長比 $0.6 < B/D < 2.0$ の領域で平均背圧係数およびSt数に関しては

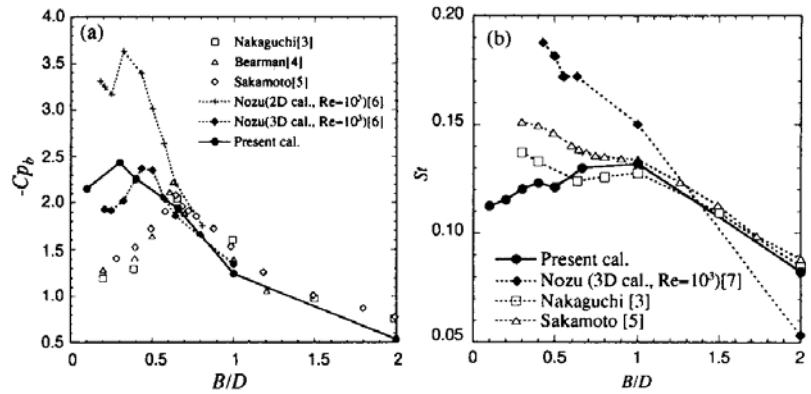


Fig.4 Comparison of base pressure coefficients and Strouhal number with various B/D. (a)base pressure coefficients (b)Strouhal number

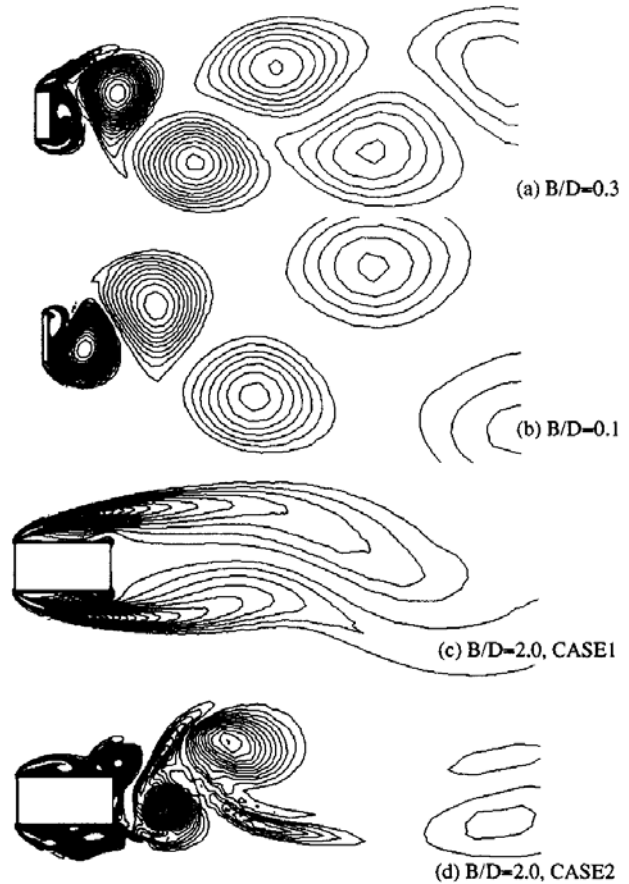


Fig.5 Instantaneous vorticity contours. $Re=2.2 \times 10^4$. (a) $B/D=0.3$, critical section in the present analysis (b) $B/D=0.1$ (c) $B/D=2.0$ (d) $B/D=2.0$, 3rd order upwind only.

実験値と比較的良好一致がみられたが、 $B/D < 0.6$ の領域では実験値との差がまだ大きくより高い精度の乱流モデルの導入が必要と思われる。

【参考文献】 [1]Kato, M. and Launder, B. E., Ninth symposium on "Turbulent shear flows" Kyoto Japan, 1993-8. [2]D.A. Lyn, Proc. 23rd Cong. Int. Ass. Hydraulic Research, Ottawa, Canada, 21-25, 1989-8, A85-A92 [3]中口・橋本・武藤, 航空学会誌第16巻第168号, 1968-1 [4]Bearman, P. W. and Trueman, D. M., Aeronautical Quarterly, 1972-8 [5]坂本・羽二生・小林, 日本機械学会論文集(B編)55巻516号, 1989-8 [6]野津・田村, 日本建築学会大会学術講演梗概集(近畿), 20080, 1996-9 [7]野津・田村, 第9回数値流体力学シンポジウム, 1995-12