

# Durbin 型 k - モデルによる 2 次元 Front-step まわりの流れの解析

Numerical Prediction of Flow Over 2D Front-step by Durbin's revised k - Model

白澤多一, 東北大学大学院, 〒980 8579 仙台市青葉区新巻字青葉 06, E-mail:taichi@sabine.pln.archi.tohoku.ac.jp  
 持田 灯, 東北大学大学院, 〒980 8579 仙台市青葉区新巻字青葉 06, E-mail:mochida@sabine.pln.archi.tohoku.ac.jp  
 吉野 博, 東北大学大学院, 〒980 8579 仙台市青葉区新巻字青葉 06, E-mail:yoshino@sabine.pln.archi.tohoku.ac.jp  
 村上周三, 慶應義塾大, 〒223 8522 横浜市港北区日吉 3-14-1, E-mail:murakami@sd.keio.ac.jp

Taichi Shirasawa, Tohoku University, 06, Aoba, Aoba-ku, Sendai, 980-8579

Akashi Mochida, Tohoku University, 06, Aoba, Aoba-ku, Sendai, 980-8579

Hiroshi Yoshino, Tohoku University, 06, Aoba, Aoba-ku, Sendai, 980-8579

Shuzo Murakami, Keio University, 2-14-1 Hiyoshi, Kohoku-ku, Yokohama, 223-8522

<Abstract >Several revised k - models have been proposed in order to overcome a drawback in overestimating turbulence kinetic energy. A revised k - model proposed by Durbin has been used to simulate flow over bluff bodies and the results are shown well in comparison to other revised k - . The aim of the present work is to investigate the performance of the revised k - model by Durbin in predicting flow over a front step. Overestimation of k around a front corner peculiar to the standard k - is corrected by the Durbin model. Distribution of turbulent time scale given from the Durbin model is also discussed.

## 1. はじめに

既報<sup>1)</sup>では、境界層流中に置かれた 3 次元角柱まわりの流れを対象に、Launder-Kato 型や Durbin 型等の各種改良 k モデルの予測精度を比較した。改良型の k モデルの場合、標準 k に比べて屋上面の剥離流の予測精度が向上するが、全体的に実験との対応が優れていた Durbin による改良 k モデル<sup>2)</sup>も含め、比較したいずれのモデルも建物後方の再付着距離を実験よりも大きく評価する傾向にあった。

既報<sup>1)</sup>で取り上げた都市境界層流中の 3 次元角柱まわりの流れは、衝突、剥離、再付着、後方循環流、渦放出等の多くの異なる性状の流れが混在しているために、モデル変更の効果が各々の流れ場に複雑な形で関与し、結果の評価を困難にする。本研究では、bluff body まわりの流れの中で、風上コーナー付近の流れの再現性に焦点を絞り、Durbin 型 k モデルの結果の評価を試みる。本稿では衝突のある 2 次元 Front-step まわりの流れに Durbin モデルを適用し、風上コーナー部周辺の乱流場の性状再現に着目した検討を行った結果を示す。

## 2. 計算概要

### 2.1 対象流れ場

Fig. 1 に示す崖を模擬した 2 次元 Front-step の流れを解析対象とする。この流れは文献 3 で加藤らにより実験結果が報告されている。

### 2.2 計算ケース

Durbin モデルと比較するために、標準 k - モデルの解析も併せて行った。

### 2.3 計算領域

解析領域は、流れ方向に  $(X_1)$  には、Front-step から風上側に  $6.7H$ 、風下側に  $26.7H$ 、高さは実験を行った風洞と同一高さの  $24H$  とした。メッシュ分割数は  $97(X_1) \times 63(X_2)$ 。

### 2.4 境界条件 (Table 1)

流入境界については、風速は文献 3 に対応する  $1/7$  乗則の power law、 $k$  は  $0.016 \times \langle u_H \rangle^2$  の一定値で与えた。又、は流入面で  $Pk =$  を仮定し与えた (Fig. 2)。上空面、地表面、Front-step 表面、流出面の境界条件は Table 1 参照。

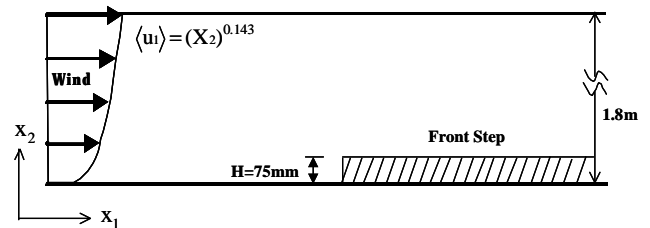


Fig. 1 Flowfield analyzed

Table 1 Boundary Condition

| Location      | Conditions  |
|---------------|---|
| Inlet         | $\langle u_1 \rangle \propto X_2^n, n = 0.143$  |
| Outlet        | $\partial/\partial x_i \{ \langle u_i \rangle, \langle u_2 \rangle, k, \epsilon \} = 0$   |
| Solid surface | $\frac{\langle u_i \rangle}{\tau_w} (C_\mu^2 k)^{1/2} = \frac{1}{k} \ln \left( \frac{E_{x_2} (C_\mu^2 k)^{1/2}}{v} \right) E = 9, \epsilon = \frac{C_\mu^3 k^3}{k_{x_2}}, \frac{\partial k}{\partial x_2} = 0$<br><br>$k = 0.4, C_\mu = 0.09$ |

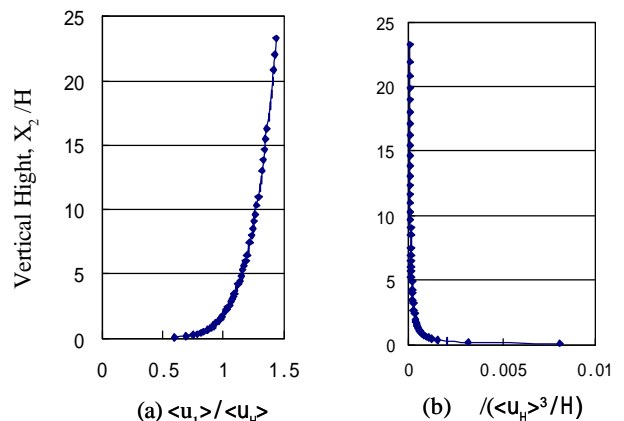


Fig. 2 Inflow profiles

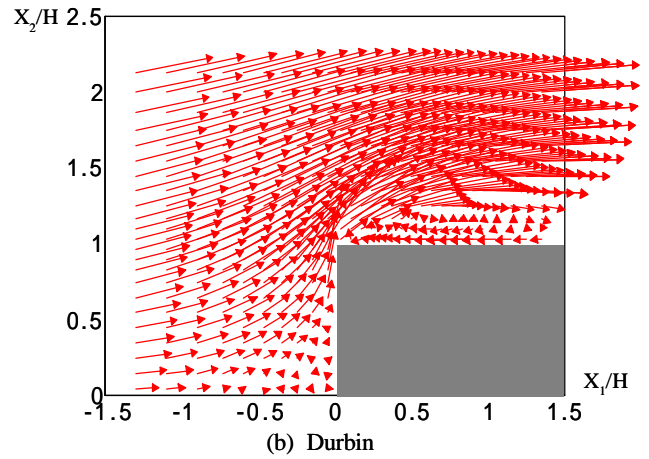
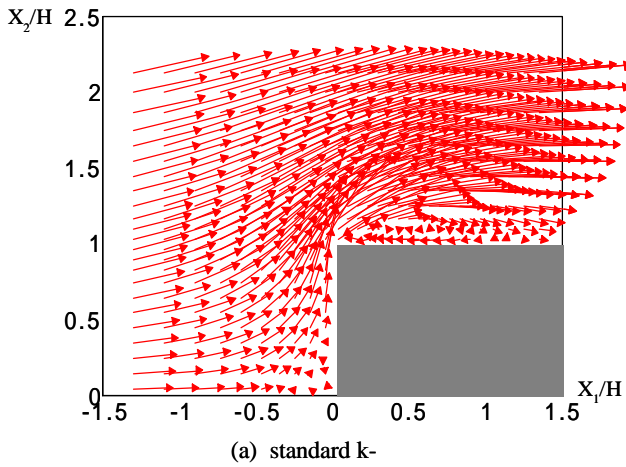


Fig. 3 Mean velocity vector

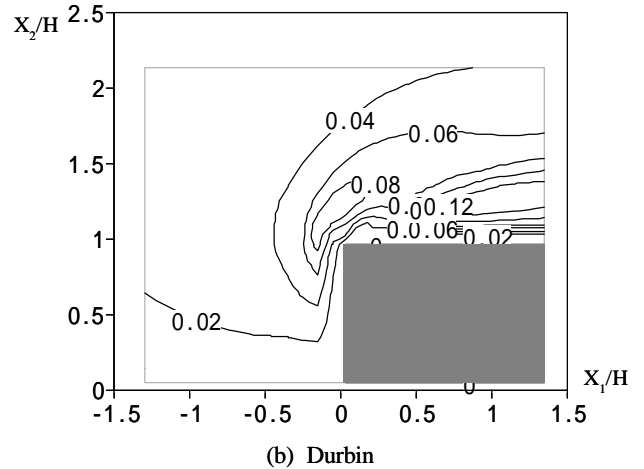
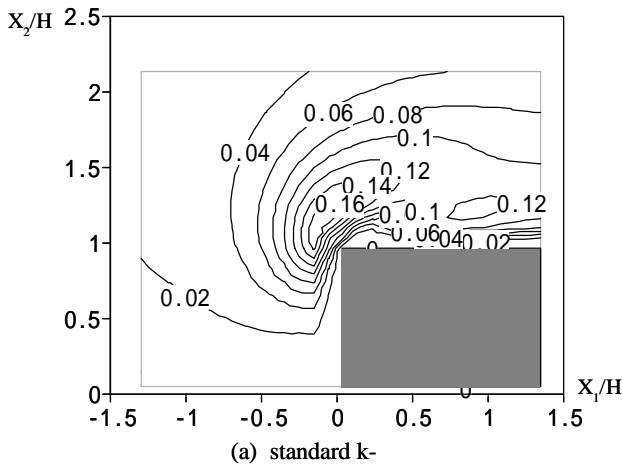


Fig.4.Distribution of kinetic energy ( $k/\langle u_H \rangle^2$ )

## 2. 4 Durbinモデルの概要

Durbin が提案した改良型のk-ε モデルでは、渦粘性係数  $\epsilon$  を次のように表す<sup>2)</sup>。

$$\epsilon = C_D k T \quad (1)$$

T: 乱れの特徴的タイムスケール

Durbin は “ realizability ” の制約  $2k \geq \langle u_a'^2 \rangle \geq 0$  からタイムスケールに以下のような制約を示している (但し  $\epsilon$  は縮約をとらない)

$$T = \min\left(\frac{T_s}{k}, T_D\right) \quad (2)$$

$$T_s = \frac{1}{S} \quad (3)$$

$$T_D = \frac{2}{3C_\mu} \sqrt{\frac{1}{2S^2}} \quad (4)$$

$$S = \sqrt{2S_{ij}^2} \quad (5)$$

以上より、 $T_s$  と  $T_D$  の小さい方がタイムスケールとして選択され、(1)式により  $\epsilon$  が算出される。

## 3. 結果及び考察

### (1) 平均風速ベクトル

平均風速ベクトルをFig. 3に示す。3次元角柱まわりの解析結果では、標準k-ε モデルでは建物屋上面での逆流は再現されなかったが、本解析対象の場合、標準k-ε モデル、Durbinモデルともに剥離し、ステップ上面で逆流がみられる。ただし、再附着点は標準k-ε モデルでは1.0Hに対し、Durbinモデルは1.4Hと、Durbinモデルの方が循環領域が広い。

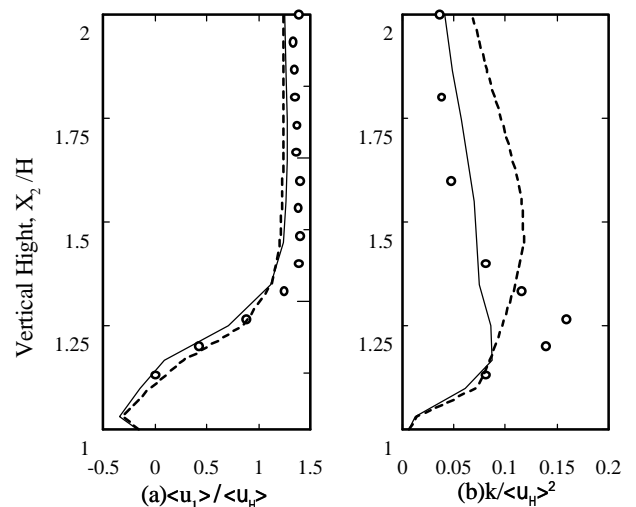
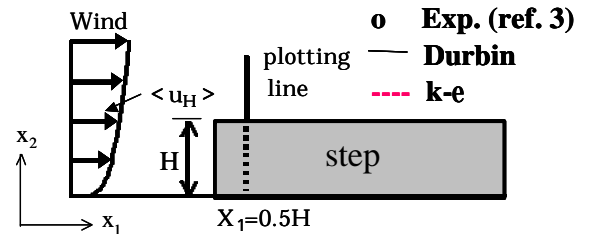
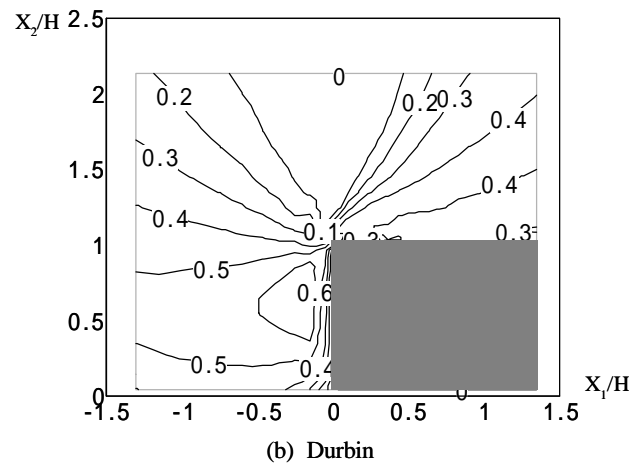
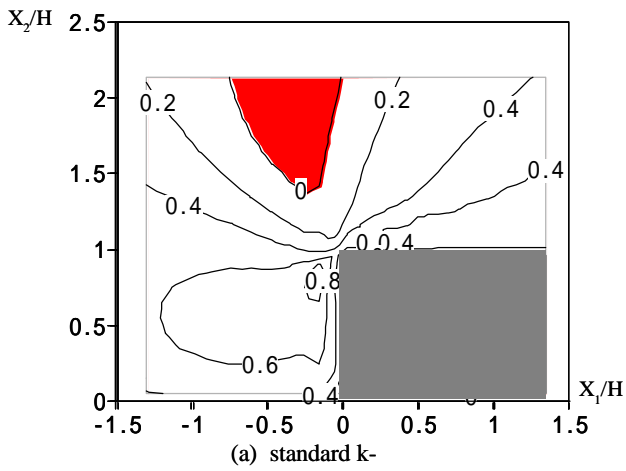
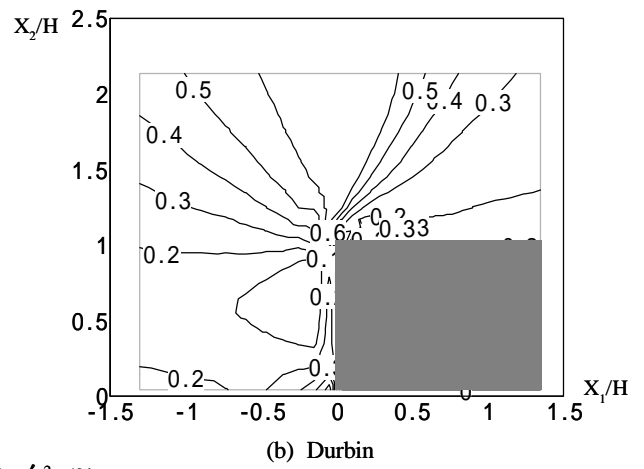
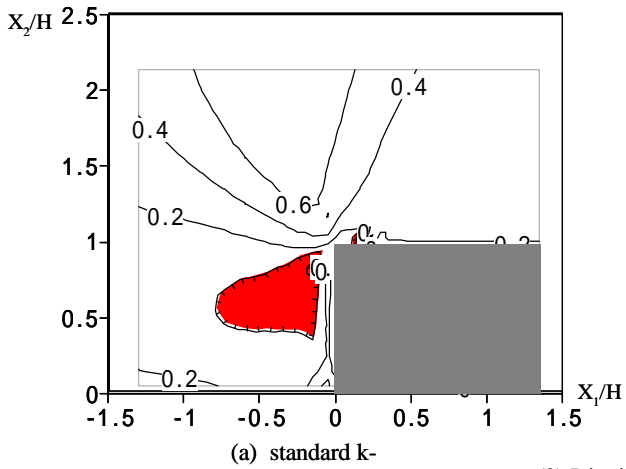


Fig. 5 Comparison of vertical profiles of  $\langle u_1 \rangle$  and  $k$



(1) Distribution of  $\langle u_1'^2 \rangle / 2k$



(2) Distribution of  $\langle u_2'^2 \rangle / 2k$

Fig. 6 Distribution of normal stress

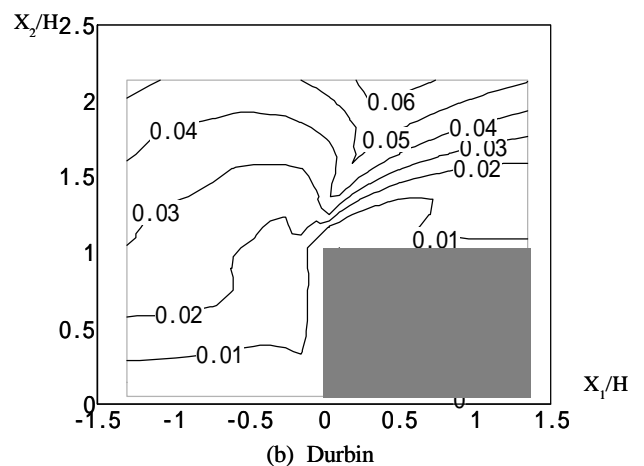
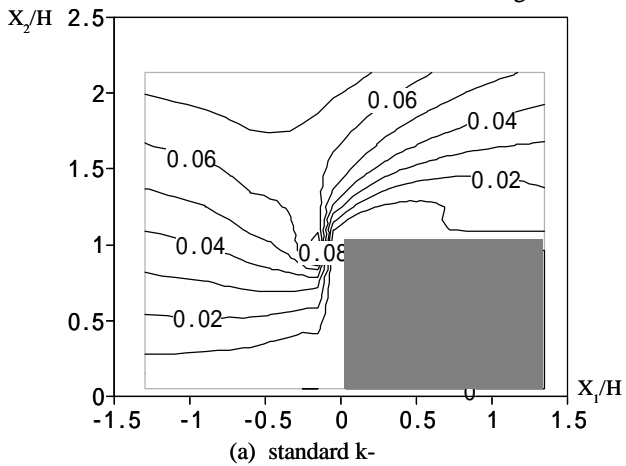


Fig. 7 Distribution of  $\langle u_1' \rangle / (\langle u_H \rangle H)$

(2) 乱流エネルギー k の分布

乱流エネルギー k の分布を Fig. 4 に示す。Durbin モデルは標準 k モデルに比べ、風上コーナー部における k の値が低く、k の過大評価が抑えられている。ステップ上面付近においても、標準 k、Durbin ともに k の値が大きな領域が見られるが、標準 k モデルは風上コーナー部に、Durbin モデルはステップ上面付近に k のピーク値が現れており、次に示すように Durbin モデルの方が実験に近い。

(3) コーナー付近の平均風速と乱流エネルギー k

ステップ風上コーナーから 0.5H 後方における平均風速、k

の鉛直分布に関する風洞実験との比較を Fig.5 に示す。標準 k モデルは実験に比べ、k の過大評価が見られ、Durbin モデルではこれが抑えられている (Fig.5(b))。k のピーク位置に関しては、Durbin モデルは実験よりも低い 1.2H に、標準 k モデルは高い 1.5H に見られた。平均風速に関する標準 k モデルと Durbin モデルの差は、既報<sup>1)</sup> の 3次元角柱の例に比べると小さいが、タイムスケールの変更により、k の過大評価が抑えられた結果、Durbin モデルの方が若干実験に近づいている (Fig.5(a))。

(4) ノルマルストレスの分布

Fig. 6にノルマルストレス $\langle u_1'^2 \rangle, \langle u_2'^2 \rangle$ の分布を示す。図中の網掛けはノルマルストレスが負値となっている部分を示している。標準kモデルの場合、 $\langle u_1'^2 \rangle$ ではステップ上方の部分で0以下となり、 $\langle u_2'^2 \rangle$ ではステップ前面付近で0以下の領域が見られ、“ realizability ”の制約条件が破綻する領域が存在している。Fig. 6(1)(a)中の $\langle u_1'^2 \rangle$ が負値を示す風上コーナー上方の領域は、ステップ上方で主流方向の速度勾配 $(\partial \langle u_1 \rangle / \partial x_1)$ が正となる領域に対応し、Fig. 6(2)(a)で $\langle u_2'^2 \rangle$ が負になる領域は、ステップ前面の衝突により水平方向から鉛直方向へベクトルが変化し、鉛直方向の速度勾配 $(\partial \langle u_2 \rangle / \partial x_2)$ が大きくなる領域である。

(5)  $t_t$ の分布

$t_t$ の分布をFig.7に示す。標準kモデルでは、風上コーナー部前方において $t_t$ が大きな値をとっている。一方Durbinモデルでは、ステップコーナー付近の $t_t$ の値が大幅に低下している。これは、この領域では(4)式中のせん断スケールSが大きくなるため、 $T_D < T_S$ となることによるものである。

(6) 乱れのタイムスケール

Fig.8はDurbinモデルにおいて(2)式より、“ realizability ”の制約から導き出されたタイムスケール $T_D$ が選択された領域を示している。ここでは、このタイムスケールが選択された領域を示すために、 $T_S$ と $T_D$ の比を算出した。すなわち $T_S/T_D$ が1以下の領域において $T_S$ の代わりに $T_D$ が用いられる。Fig.8より、この領域がstepの左上方に広く存在していることがわかる。風上コーナー上方に、この $T_S/T_D < 1$ の領域の境界が存在し、これより風下では $T_S < T_D$ となり(2)式より $T_S(k/)$ がタイムスケールとして採用される。Fig.7(b)の $t_t$ の分布を見ると、この $T_S$ と $T_D$ の大小関係が逆転する境界に沿って、 $t_t$ の分布に不自然な変化が生じている。

(7) 調和平均によるタイムスケールの試算

長野らは、ステップコーナー付近での乱流エネルギーkの過大生産を抑えるために、低レイノルズ数型kモデルに平均流の速度勾配に基づくタイムスケールを導入したモデルを提案している<sup>4</sup>(注参照)。Durbinモデルでは $k/$ で評価されるタイムスケール( $T_S$ )とSから決まるタイムスケール( $T_D$ )の大小関係から、この2つのタイムスケールを切り替えているが((2)式)、文献4のモデルでは、 $T_S$ と速度勾配から決まるタイムスケールを調和平均した混合時間スケールから $t_t$ を評価する(注参照)。モデル化の考え方は異なるが、長野らの提案するモデルを参考に、 $T_D$ と $T_S$ を調和平均したタイムスケールを試算する。 $T_D$ と $T_S$ の大小関係から両者を切り替えるDurbinモデルで与えられるタイムスケールをFig.9に、 $T_D$ と $T_S$ の調和平均から与えられる混合時間スケールをFig.10に示す。Fig.10の結果はDurbinモデルの計算結果を用いて計算したものである。

Durbinモデルでは、(2)式のようにタイムスケールの小さな方を選択するためにFig.8で示したように選択されるタイムスケールの変化に対応してステップ上方のコンターラインに不自然な窪みが見られる。一方、調和平均を用いると、この部分の不自然な段差が改善なくなる。

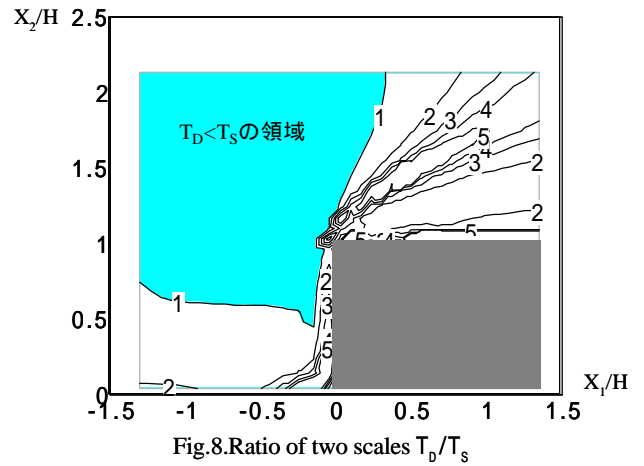


Fig.8.Ratio of two scales  $T_D/T_S$

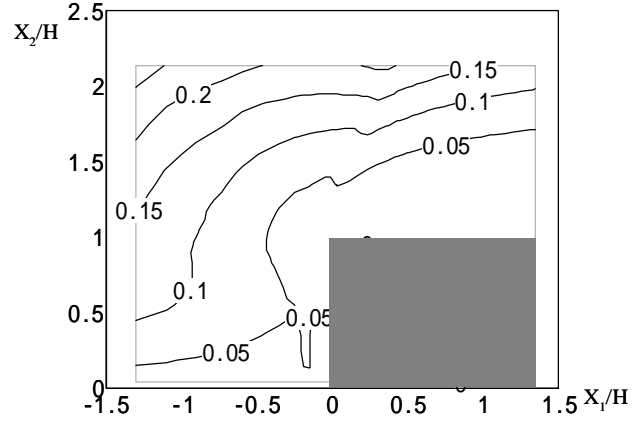


Fig.9.Vertical distribution of turbulent time scale given from Durbin's model

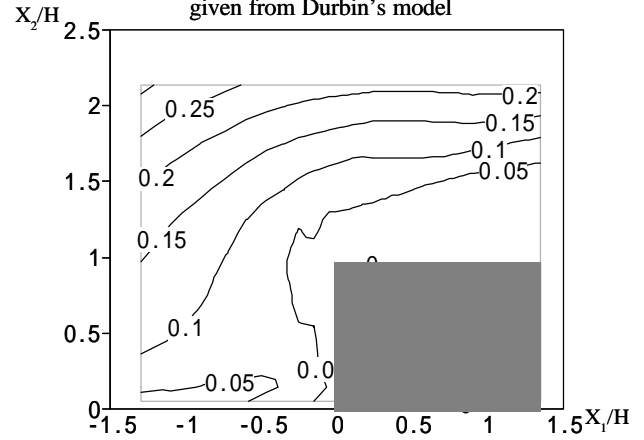


Fig.10.Vertical distribution of turbulent time scale given from harmonic mean of  $T_S$  and  $T_D$  (based on the result of Durbin model)

4. まとめ

衝突のある2次元Front-stepまわりの流れをDurbin型の改良kモデルにより解析し、標準kモデルと比較した。

風上コーナー部における平均風速分布にはモデル間の大きな差は見られなかったものの、乱流エネルギーの分布性状に差が見られ、Durbinモデルの結果では、標準kモデルに見られる風上コーナー部におけるkの過大生産が抑制される。

Front-stepの場合、標準kモデルの結果では、風上コーナー上方で $\langle u_1'^2 \rangle$ が負値を、又、同上面直前では $\langle u_2'^2 \rangle$ が負値を示し、 realizability が破綻する。Durbinモデルではこれらを含むコーナー風上側上方において、タイムスケールが $k/$ からSより決まるタイムスケールに変更される。この結果、タイムスケールや $t_t$ の分布において、コーナー上方で不自

然な変化が観察される。

一方、文献4で導入された調和平均に基づく混合時間スケールの場合、このような不自然な変化は抑制される。調和平均を用いたモデルの精度について、今後検討を加えていく予定である。

#### 謝辞

本研究は、新エネルギー・産業技術総合開発機構(NEDO)から委託された離島用風力発電システム等技術開発の中の局所的風況予測モデルの開発の一環として行われたものである。

本稿のタイムスケールの考察に関しては、名工大の長野靖尚教授より有益な情報を頂いた。記して謝意を表す。

注)長野らは低レイノルズ数型乱流モデルの渦粘性係数中の時間スケールに速度勾配によるタイムスケールを組み込んだモデルを提案している<sup>4)</sup>。

$$t_t = C_{\mu} f_{\mu} k t_m \quad (6)$$

$$t_m = \frac{k}{e} \left\{ \frac{2R_u}{C_u + R_u} + \left( \frac{45}{R_t^{3/4}} \right) \exp \left[ - \left( \frac{R_t}{100} \right)^2 \right] \right\} \quad (7)$$

$$R_u = \frac{1/\sqrt{\Omega^2}}{k/} \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} - \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} \right) \quad \Omega^2 = \Omega_{ij} \Omega_{ij}$$

(6)式の  $t_m$  が乱流場を特徴づけるタイムスケールである。長野らはエネルギー保有渦の時間スケール( $k/$ )と  $t_m$  から決まる時間スケールの調和平均から  $t_m$  を与える方法を採用している((7)式)。

#### 参考文献

- (1)富永, 持田, 村上, 佐脇:境界層流中の1:1:2直方体周辺流れの数値解析, 第14回数値流体力学シンポジウム論文集, B10-2(2000)
- (2)P.A. Durbin, Technical Note: On the k-e stagnation point anomaly, Int. J. Heat and Fluid Flow, 1996, 17, pp.89-90.
- (3)M.F. Yassin, S.Kato, S.Murakami, R.Ooka, T.Takahashi, T.Ohtsu, Turbulence characteristics of flow over two-dimensional step model 日本建築学会学術講演梗概集 D-2, pp757-758 2001
- (4)長野, 服部, 入門:乱流モデルによる複雑地形上の風況予測, 日本機械学会熱工学講演会講演論文集, 2001, pp. 75-76.

#### 本論文で用いた主な記号

|                   |                                  |
|-------------------|----------------------------------|
| $\langle \rangle$ | :アンサンブル平均                        |
| $x_i (i=1,2)$     | :空間2方向の座標[m](i=1:主流方向, i=2:鉛直方向) |
| $u_i (i=1,2)$     | :風速ベクトルのi成分[m/s]                 |
| $H$               | :step高さ                          |
| $U_H$             | :step高さにおける流入風速のu成分              |
| $(u_t)_p$         | :壁面第一セルの接線方向速度成分                 |