

乱流モデルによる衝突はく離・再付着を伴う流れの予測

Numerical predictions of turbulent shear flows with impingement, detachment and reattachment

- 宮澤 純, 名工大 (院), 〒 466-8555 名古屋市昭和区御器所町 : miyazawa@heat.mech.nitech.ac.jp
- 佐藤 博, 名工大 (院), 〒 466-8555 名古屋市昭和区御器所町 : sato@heat.mech.nitech.ac.jp
- 服部 博文, 名工大, 〒 466-8555 名古屋市昭和区御器所町 : hattori@heat.mech.nitech.ac.jp
- 長野 靖尚, 名工大, 〒 466-8555 名古屋市昭和区御器所町 : nagano@heat.mech.nitech.ac.jp

Jun MIYAZAWA, Nagoya Institute of Technology, Gokiso-cho, Showa-ku, Nagoya 466-8555, JAPAN

Hiroshi SATO, Nagoya Institute of Technology, Gokiso-cho, Showa-ku, Nagoya 466-8555, JAPAN

Hirofumi HATTORI, Nagoya Institute of Technology, Gokiso-cho, Showa-ku, Nagoya 466-8555, JAPAN

Yasutaka NAGANO, Nagoya Institute of Technology, Gokiso-cho, Showa-ku, Nagoya 466-8555, JAPAN

It is crucial to predict correct profiles of wind for selecting the best site of a wind-power plant. However, a complex terrain affects profiles of wind near the ground. Therefore, we should consider the ground effects to obtain the profiles of wind near the ground. In this study, to assess the predictive performance of turbulence models for flows on a complex terrain, we have carried out simulations of a forward-facing step flow. In this case, it is well known that the turbulence energy is overpredicted with the $k-\varepsilon$ model at the stagnation point; thus, we have improved the model introducing a new hybride time-scale based on the velocity gradient parameter.

1. 緒言

近年の地球環境問題において、CO₂などの温室効果ガスや汚染物質を排出しない、クリーンで無尽蔵にある再生可能な風力エネルギーによる発電が注目されている。効率良く発電を行うためには最適な設置場所の選定を行うことが不可欠である。しかしながら、選定をする際に実地測定は、対象とするフィールドが広く、年単位の時間が掛かり非効率である。そのため、数値解析による風況予測手法が最も効率的であり、接地境界層の予測手法の確立が最重要課題となっている。ここでは、乱流モデルによる風況予測が最適であると考えられるが、そのためには複雑な地形によるはく離・再付着の影響を適切に捉えるモデルの構築が不可欠である。

本研究では、局所的風況予測を行う際に基本的かつ重要な流れ場である前向きステップ流の解析を行った。既存モデルを用いると、角付近での乱流エネルギーの過大生成が起これ下流の再付着点が短くなるなどという問題から、モデルの時間スケールに、速度こう配の効果を組み込んだ新たなモデルを提案し、この流れ場を解析することによりモデルの検討を行った。

2. 支配方程式

流れ場におけるレイノルズ平均化された支配方程式は次式で与えられる^[1]。

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{D\bar{U}_i}{D\tau} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right) \quad (2)$$

式(2)中のレイノルズ応力は、こう配拡散型モデルで次式のように表現される。

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (3)$$

ここで、 ν_t は $k-\varepsilon$ モデルでは乱流エネルギー k とその散逸率 ε で表現され、これらのモデル化された輸送方程式は

次式で与えられる。

$$\frac{Dk}{D\tau} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \overline{u_i u_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \varepsilon \quad (4)$$

$$\frac{D\varepsilon}{D\tau} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] - \frac{\varepsilon}{k} \left(C_{\varepsilon 1} \overline{u_i u_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + C_{\varepsilon 2} f_\varepsilon \varepsilon \right) \quad (5)$$

3. 乱流モデルの改良

前向きステップのように速度こう配が急激に変化する淀み点を有する流れにおいて、 $k-\varepsilon$ モデルは乱れの過大生成をすることが知られている^{[2][3]}。それを避けるために、本研究では渦粘性係数を定義する時間スケールに速度こう配による時間スケールを組み込むこととする。モデル化の際、温度場2方程式モデル^[1]で2つの時間スケールをモデルに組み込んだように、エネルギー保有渦の時間スケールと速度こう配による時間スケールとの調和平均時間スケールを次式のように定義する^[4]。

$$\tau_m = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_u} + \frac{C_s}{\tau_s} \right)^{-1} \quad (6)$$

ここで、 $\tau_u = k/\varepsilon$ 、 τ_s については後述する。これを既存モデル^[1]の渦粘性係数に以下のように導入することによって、その効果を反映させることとした。

$$\nu_t = C_\mu f_\mu k \tau_\nu \quad (7)$$

$$f_\mu = 1 - \exp \left[- \left(\frac{y^*}{A_\mu} \right)^2 \right] \quad (8)$$

$$\tau_\nu = \tau_u \left\{ \frac{\tau_m}{\tau_u} + \left(\frac{B_{\mu 1}}{R_t^{3/4}} \right) \exp \left[- \left(\frac{R_t}{B_{\mu 2}} \right)^{3/4} \right] \right\} \quad (9)$$

式(8)中の $y^* (= u_\varepsilon y/\nu)$ 、 $u_\varepsilon = (\nu\varepsilon)^{1/4}$ は無次元距離である^[1]。 τ_s については、以下のように歪速度テンソルに

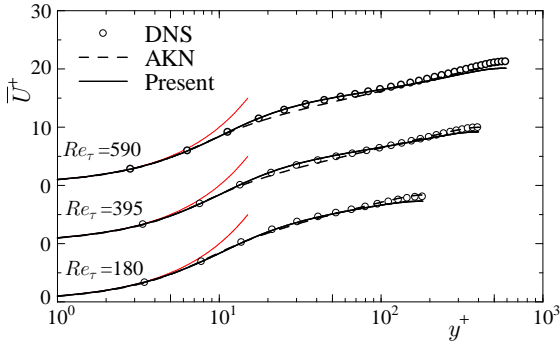


Fig. 1: Distributions of mean velocity in channel flow

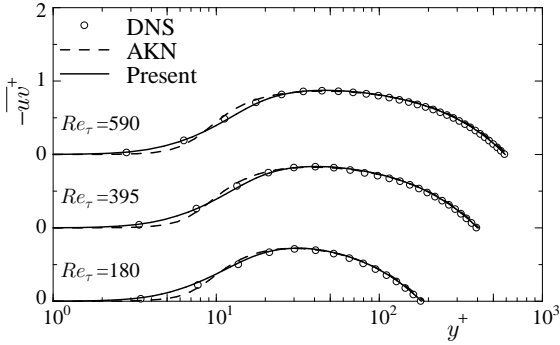


Fig. 2: Distributions of Reynolds stress in channel flow

よる時間スケールと回転速度テンソルによる時間スケールの2つのパターンについて考える。

$$\tau_s = \begin{cases} \frac{1}{S} = \frac{1}{\sqrt{S_{ij}S_{ij}}} & (S\text{-model}) \\ \frac{1}{\Omega} = \frac{1}{\sqrt{\Omega_{ij}\Omega_{ij}}} & (\Omega\text{-model}) \end{cases} \quad (10)$$

ここで、 $S_{ij} = (\partial\bar{U}_i/\partial x_j + \partial\bar{U}_j/\partial x_i)/2$ 、 $\Omega_{ij} = (\partial\bar{U}_i/\partial x_j - \partial\bar{U}_j/\partial x_i)/2$ である。モデル定数は完全発達した2次元チャネル乱流のDNSデータベースを用いて決定した。この場合には、 $S^2 = S_{12}^2 + S_{21}^2 = (\partial\bar{U}_1/\partial x_2)^2/2 = (\partial\bar{U}/\partial y)^2/2$ 、 $\Omega^2 = \Omega_{12}^2 + \Omega_{21}^2 = (\partial\bar{U}_1/\partial x_2)^2/2 = (\partial\bar{U}/\partial y)^2/2$ となる。式(9)において壁から離れた領域で $\tau_m/\tau_u = 1$ となるように $C_s = 0.4$ と設定した。また、その他の定数はそれぞれ $A_\mu = 22$ 、 $B_{\mu 1} = 45$ 、 $B_{\mu 2} = 100$ とする。 ε の輸送方程式中の f_ε については以下の式を用いる。

$$f_\varepsilon = \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{y^*}{3.1} \right)^2 \right] \right\} \times \left\{ 1 - 0.3 \exp \left[- \left(\frac{R_t}{6.5} \right)^2 \right] \right\} \quad (11)$$

4. モデルの検証

4.1 完全発達した2次元チャネル流れ

提案したモデルを検証するために、レイノルズ数が $Re_\tau = 180, 395, 590$ における2次元チャネル流れを計算し、DNSデータ[5]と比較した。計算格子点数は、格子依存性を完全に排除するために201点とした。また、今

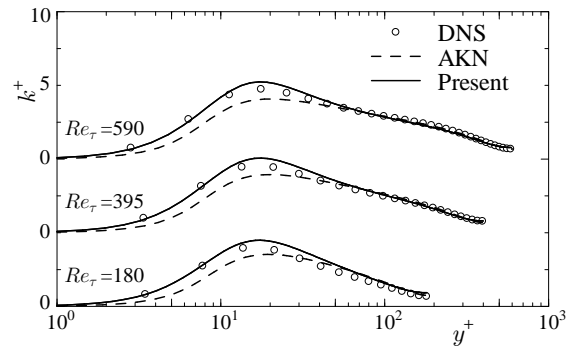


Fig. 3: Distributions of turbulence energy in channel flow

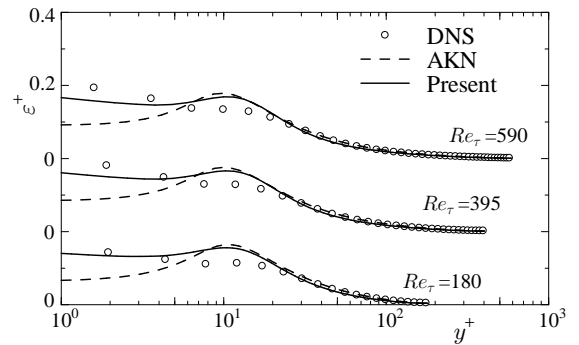


Fig. 4: Dissipation rate in channel flow

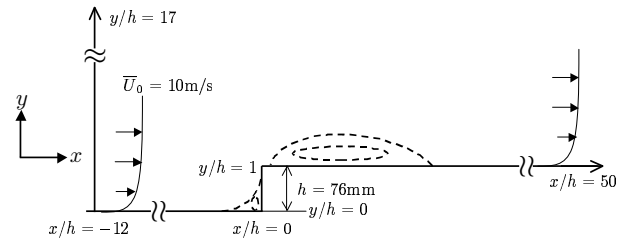


Fig. 5: Coordinate system in forward-facing step flow

回提案したモデルの基としたAKNモデル[4]も合わせて、計算結果を図1~4に示す。レイノルズ応力の分布については、提案したモデルとAKNモデルは同じ傾向を示しているが、遷移域において提案したモデルの予測値がDNSとよく一致することが分かる。その結果、平均速度分布がAKNモデルよりもDNSの値と同じ結果となった。乱流エネルギーの分布についても提案したモデルはDNSと良く一致している。

4.2 前向きステップを有する境界層流れ

4.2.1 計算条件 本研究の目的である淀み点を有し衝突・はく離・再付着を伴う流れ場におけるモデルの有効性を調べるために、前向きステップを有する境界層流れ[6]で提案したモデルの検証を行う。前向きステップは、海岸から崖に向かうような複雑な地形の流れを模擬しており、風車を設置する際の局所風況予測において、この流れ場での乱流モデルの予測精度を把握することは重要である。解析場の計算条件を図5に示す。ステップのある位置を $x/h = 0$ 、ステップより下の壁を $y/h = 0$ とし、流入部と流出部はステップから上流に $12h$ 、下流に $50h$ とそれぞれ設定した。ここで、代表長さはステップの高

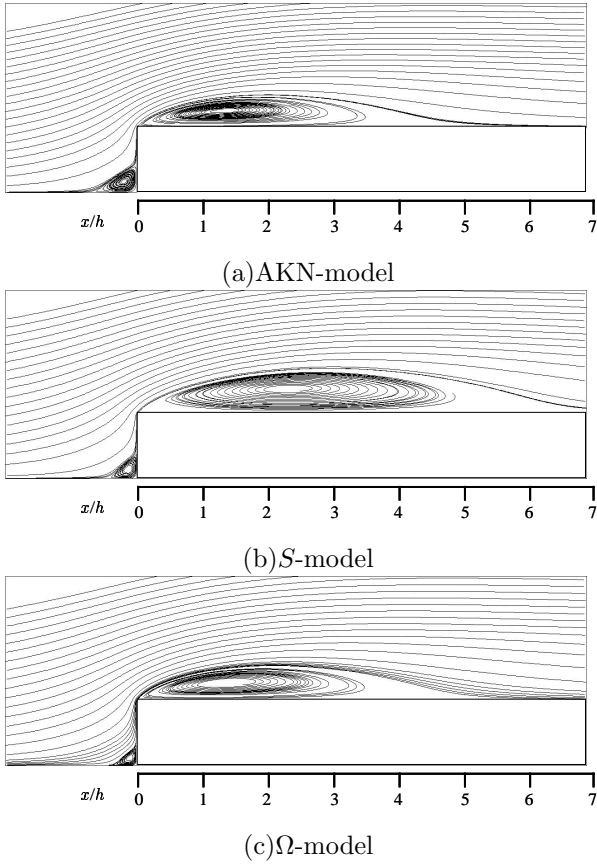


Fig. 6: Stream lines in forward-facing step flow

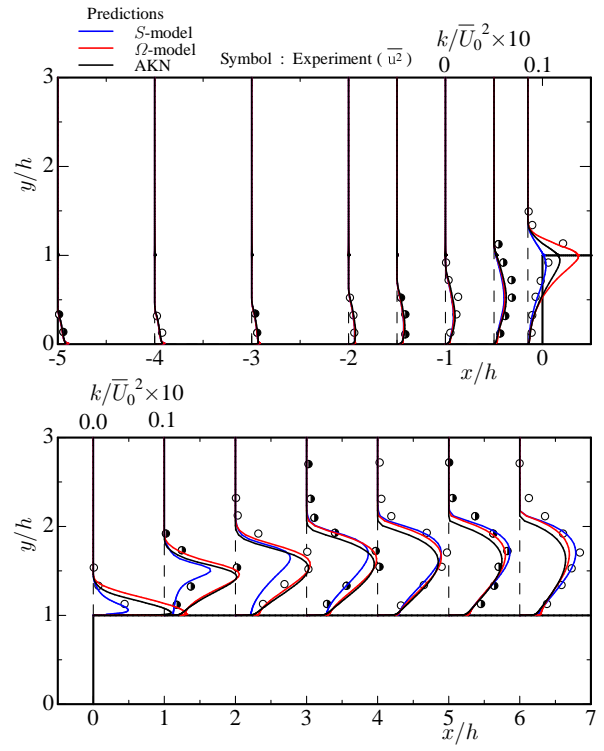


Fig. 8: Profiles of turbulence energy in forward-facing step flow

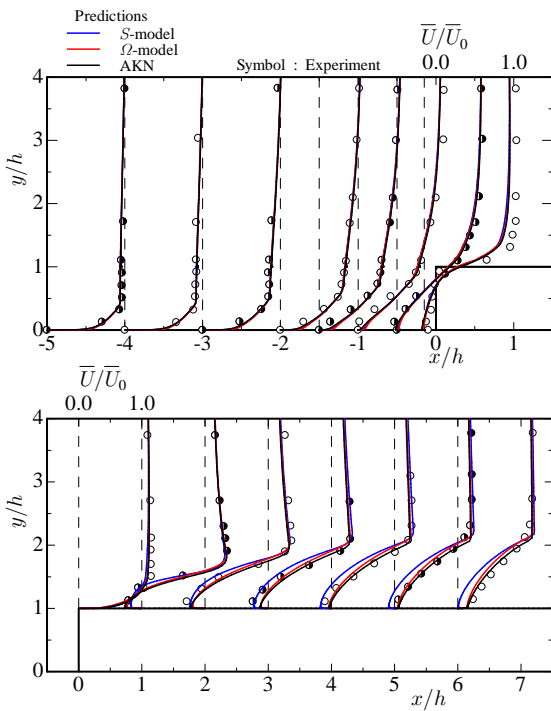


Fig. 7: Profiles of streamwise mean velocity in forward-facing step flow

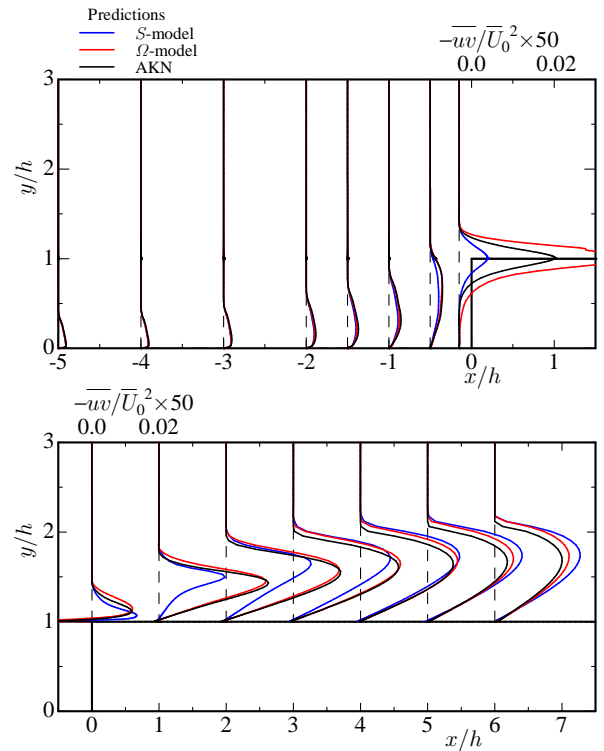
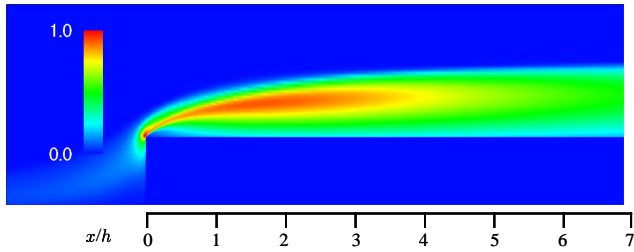
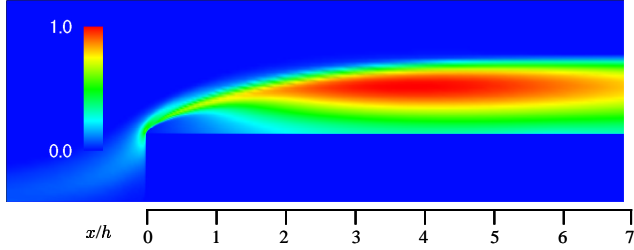


Fig. 9: Reynolds stresses in forward-facing step flow



(a)AKN-model



(b)S-model

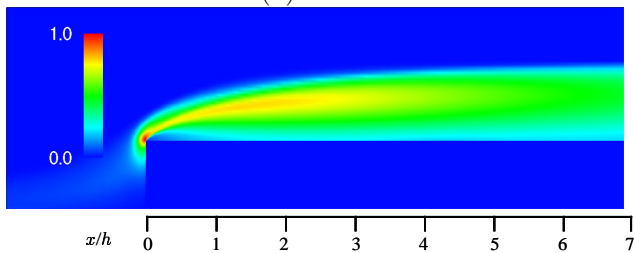
(c) Ω -model

Fig. 10: Iso-surfaces of relative turbulence energy , k/k_{\max} in forward-facing step flow

さ h , 代表速度は主流の流速 \bar{U}_0 とし, レイノルズ数は $Re = \bar{U}_0 h / \nu = 5 \times 10^4$ である. 流入条件は, $x/h = -12$ の位置に境界層厚さ $0.2h$ の各モデルによる境界層の計算結果を与えた. その他の境界条件は, 計算領域下部は no-slip 条件, $\bar{U} = \bar{V} = 0$, $k = 0$, $\varepsilon = 2\nu(k_1/n_1^2)$ を与えた. ここで, k_1 , n_1 は壁垂直方向の第 1 格子点における乱流エネルギーと壁との距離である. また計算領域上部は, $\partial\bar{U}/\partial y = 0$, $\bar{V} = 0$, $k = 0$, $\varepsilon = 0$ の境界条件を課した. 計算で用いた数値解法は有限体積法を用い, 対流項の影響を考慮し 2 次精度が保証される QUICK 法を用いている. 計算格子は不等間隔スタaggered 格子を採用し, 流れ方向に 249 点, 壁と垂直な方向に 224 点の直行格子を配置した.

4.2.2 計算結果 前向きステップを有する境界層流れの計算結果を図 6~10 に示す. 計算を行ったすべてのモデルは, 図 6 よりステップの上流においてははく離・再付着を形成していることが分かる. また, ステップより下流においてもはく離・再付着を伴う再循環領域が形成され, 定性的に実験結果と合致した流れ場を捉えていることが分かる. 図 7, 8 はそれぞれ流れ方向の平均速度と乱流エネルギーの分布を示す. 速度と乱流エネルギーともにステップ上流であり違いは無いが, ステップ付近から下流につれて違いが現れてくる. 特に乱流エネルギーはステップの角付近において S -model の予測値が他のどのモデルよりも小さくなった. 逆に Ω -model は AKN モデルよりも大きな予測値を示すが, これは角付近において Ω_{ij} の値が 0 に近づいた結果, 時間スケールが過大となるためと考えられる. そのため, 図 9 に示されるレイノルズ応力も同付近で乱流エネルギーと同様な傾向となる. また, 図 10 より乱流エネルギーの最大値が S -model ではステッ

Tab. 1: Predictions of the detachment and reattachment points

	Detachment points	Reattachment points
Experiment	-1.5~-1.0	4.7
AKN model	-1.1	4.5
S -model	-1.2	6.2
Ω -model	-1.1	4.6

プより下流になるのに対して Ω -model ではステップ角付近になるのが分かる. 次に, モデルの予測性能を評価する指標の一つであるはく離・再付着点の値を比較してみる. はく離・再付着点の正確な予測は, 風車を設置する要因の一つとなることで極めて重要な意味を持つ. それぞれのモデルの予測値と実験結果の比較を表 1 に示す. はく離点については, どのモデルとも実験値とほぼ同じ値を示している. 一方, 再付着点については, S -model, Ω -model と AKN モデルよりも伸び, せん断による時間スケールを組み込んだ効果が現れていることが分かる. しかし, S -model はその効果がステップ下流において効きすぎ, 再付着点を非常に長く予測している. Ω -model は角付近における乱流エネルギーの予測値が AKN モデルよりも大きいにもかかわらず, 再付着点の実験値に近いことから, 再循環領域での適切な乱流エネルギーの予測を行うことができると確認される.

5. 結言

既存の乱流モデルに新たな時間スケールを取り入れて前向きステップ流れにおける予測の比較を行った. 再付着点の結果から Ω -model を用いることにより, 予測値が改善されることが分かる. また, S -model は再付着点の予測が不十分であるが, 角付近での乱流エネルギーの予測が AKN モデルよりも小さくなることから, S_{ij} と Ω_{ij} を適切に組み合わせることによって, 角付近の乱流エネルギーの過大予測と再付着点位置を改善することができると考えられる.

本研究の一部は, 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「局所的風況予測モデルの開発」の援助を受けて行われたものである. ここに記して謝意を表する.

参考文献

- [1] K. Abe, T. Kondoh and Y. Nagano, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 37 (1996), pp 139-151
- [2] P. A. Durbin, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 17 (1996), pp 89-90
- [3] M. Kato and B. E. Launder, *Proc. 9th Symposium on Turbulent Shear Flows*, Vol. 1 (1993), pp 10-4-1-10-4-6
- [4] 長野, 服部, 入門, 日本機械学会熱工学講演会講演論文集 (2001), pp 75-76
- [5] R. D. Moser, J. Kim and N. N. Mansour, *Physics Fluids*, Vol. 11 (1999), pp 943-945
- [6] W. D. Moss, and S. Baker, *Aeronautical Quarterly*, August (1980), pp 151-172
- [7] S. W. Park, and M. K. Chung, *AIAA Journal*, Vol. 27 (1988) pp 340-344