

柱状流線型構造物周辺の三次元乱流構造に対する非線形 $k-\varepsilon$ モデルの適用性A non-linear $k-\varepsilon$ model to predict turbulent flow structures around a wing-body junction

木村 一郎*, 細田 尚**, 音田 慎一郎***

Ichiro Kimura, Takashi Hosoda, Shinichiro Onda

*工博, 松江工業高等専門学校助教授, 土木工学科 (〒690-8518 松江市西生馬町 14-4)

** 工博 京都大学教授, 大学院工学研究科 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

*** 工修 京都大学大学院学生, 工学研究科博士課程 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

The turbulent flow features around a wing-body junction are numerically investigated. The shape of the wing is a cylindrical one with a 3:2 elliptical nose and NACA 0020 tail. A non-linear $k-\varepsilon$ model with effects of the strain parameter and the rotation parameter is employed as a turbulence model. The basic equations are discretized using a finite volume method on a full staggered arrangement of physical variables. The numerical results are discussed through the comparison with the results of the laboratory tests conducted by Devenport et al focusing on the formation of a horseshoe vortex. The numerical results show that the present non-linear model can predict the fundamental aspects of the flow field with vortex formation as well as turbulence characteristics.

Key Words: Wing-body junction, RANS, Non-linear $k-\varepsilon$ model, Horseshoe vortexキーワード: 流線型構造物, RANS, 非線形 $k-\varepsilon$ モデル, 馬蹄形渦

1. はじめに

水制や橋脚などの河川構造物周辺における三次元流れ場の解明は、局所洗掘の予測等を行ううえで不可欠となる。これらの河川構造物は、平面上に設置された柱状構造物と近似され、その周辺の流れ場は、後流におけるカルマン渦と、柱付け根に生じる馬蹄形渦の2つの組織渦構造に特徴付けられる。一般に、複雑乱流場の解明には、三次元数値解析モデルによる方法が経済的である。中でも RANS 型乱流モデルを用いた三次元数値解析モデルは、現在のところ計算機負荷と精度のバランスに優れるモデルと位置づけられ、適用例も多い。しかしながら、柱状構造物周辺の流れ場の場合、先に述べた2つの組織渦構造のうち、カルマン渦は非定常渦発振であり、RANS 型の乱流モデルの適用を困難なものとしている。

ところで、柱状構造物の断面形状が流線型の場合、一般にカルマン渦は発生しないかあるいは非常に弱くなり、定常的な馬蹄渦のみが抽出され、RANS 型乱流モデルの検証には好都合な流れ場となる。本研究では、このような流れ場を対象として、代表的な RANS モデルである非線形 $k-\varepsilon$ モデルについて、その適用性を検証するものである。用いるモデルは、対象とする流れ場が河川であることを考慮して高レイノルズ数型二次非線形モデルとする。本モデルは Realizability を考慮して著者らがこれまで同定を行ってきたものであり¹⁾、複断面開水路流れの第二種二次流と大規

模平面渦、立方体周辺の流れ、水制周辺の流れ等に対する適用性などが検証されている。そこで、まずこのモデルを用いて流れ場の再現計算を試み、馬蹄渦の形成過程、乱れ成分の再現性等について、標準型モデルとの比較、計算格子依存性等に着目して検討を行う。また、本モデルの欠点の一つは、単純化のため各モデル係数を $M (= \max[S, \Omega])$ 、 S : strain parameter, Ω : Rotation parameter) の一価関数としてある点にある。これは、 S と Ω の卓越する方をモデルに反映させるという点で合理的ともいえるが、本来は S と Ω を分離した関数形とすべきである。そこで、 $S-\Omega$ 分離型モデルを構築するための第1段階として、 $M \rightarrow S$ 、 $M \rightarrow \Omega$ とそれぞれ置き換えた2つのモデルを用いて計算を実行する。これにより、2つのパラメータが馬蹄渦の形成、および乱れ成分の再現に及ぼす影響を抽出する。

検証データとしては、Devenport ら^{23,9)}による修正 NACA0020 翼型断面を対象とした風洞実験を取り上げる。数値解析結果と実験結果を比較することにより、モデルの適用性を検証する。

2. 数値解析モデル

2.1 基礎式

本研究では、次に示すように一般曲線座標系における反変成分表示の基礎式^{5,6,7)}を用いる。

[連続式]

$$\frac{1}{\sqrt{g}} \frac{\partial V^\alpha \sqrt{g}}{\partial \xi^\alpha} = 0 \quad (1)$$

[運動方程式]

$$\begin{aligned} \frac{\partial V^i}{\partial t} + \nabla_j [V^i V^j] \\ = F^i - \frac{1}{\rho} g^{ij} \nabla_j p + \nabla_j \left[-\overline{v^i v^j} \right] + 2\nu \nabla_j e^{ij} \end{aligned} \quad (2)$$

[k 方程式]

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + \nabla_j [k V^j] \\ = -g_{ij} \overline{v^i v^j} \nabla_j V^i - \varepsilon + \nabla_j \left\{ \left(\frac{D_i}{\sigma_k} + \nu \right) g^{ij} \nabla_i k \right\} \end{aligned} \quad (3)$$

[ε 方程式]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla_j [\varepsilon V^j] = -C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} g_{ij} \overline{v^i v^j} \nabla_j V^i \\ - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \nabla_j \left\{ \left(\frac{D_i}{\sigma_k} + \nu \right) g^{ij} \nabla_i \varepsilon \right\} \end{aligned} \quad (4)$$

ここに、 ξ^i : 計算空間の空間座標、 t : 時間、 V^i : 流速ベクトルの反変成分、 v^i : 乱れ速度ベクトルの反変成分、 p : 圧力、 ν : 動粘性係数、 ρ : 流体の密度、 k : 乱れエネルギー、 ε : 乱れエネルギー散逸率、 F^i : 重力ベクトルの反変成分をそれぞれ表す。 g_{ij} , g^{ij} は計量テンソルの共変成分及び反変成分であり、次のような関係がある。

$$g_{ij} = \frac{\partial x^k}{\partial \xi^i} \frac{\partial x^l}{\partial \xi^j} \delta_{kl}, \quad g^{ij} = \frac{\partial \xi^k}{\partial x^i} \frac{\partial \xi^l}{\partial x^j} \delta_{kl}, \quad g_{ij} g^{jk} = \delta_i^k \quad (5)$$

ここに、 x^k はデカルト座標系を表す。また、

$$g = \det[g_{ij}] \quad (6)$$

である。さらに、 ∇_j は共変微分を表し、例えば、あるベクトルの反変成分 A^k に関しては、次のようになる。

$$\nabla_i A^k = \frac{\partial A^k}{\partial \xi^i} + A^j \Gamma_{ij}^k \quad (7)$$

ここに、 Γ_{ij}^k はクリストッフェルの記号 (接続の係数) であり、次式で計算される。

$$\begin{aligned} \Gamma_{ij}^k &= \left\{ \begin{matrix} k \\ ij \end{matrix} \right\} = \frac{1}{2} g^{km} \left(\frac{\partial g_{jm}}{\partial \xi^i} + \frac{\partial g_{im}}{\partial \xi^j} - \frac{\partial g_{ij}}{\partial \xi^m} \right) \\ &= \frac{\partial \xi^k}{\partial x^p} \frac{\partial^2 x^p}{\partial \xi^i \partial \xi^j} \end{aligned} \quad (8)$$

なお、流速ベクトルの反変成分 (V^i) と直交成分 (U^i) は次の関係 (chain rule) により変換される。

$$V^i = \frac{\partial \xi^i}{\partial x^j} U^j, \quad U^i = \frac{\partial x^i}{\partial \xi^j} V^j \quad (9)$$

2.2 乱流モデル

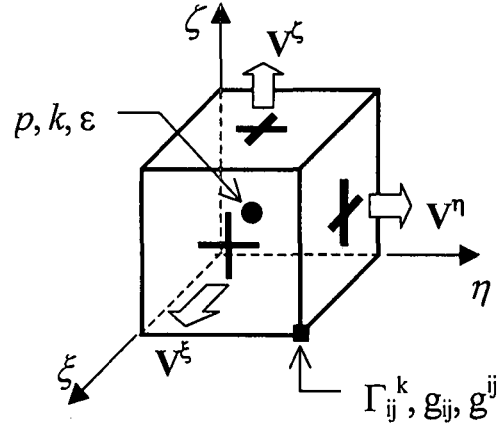


図-1 完全スタガード格子における変数配置

乱流モデルとしては、著者らがこれまでに角柱⁸⁾や立方体周辺の流れ^{9,10)}、複断面開水路流れ¹¹⁾などの計算に用いてきた、高レイノルズ数型の二次非線形 k - ε モデルを用いた。本モデルによる構成則は一般曲線座標系において次のように表される^{12,13)}。

$$-\overline{v^i v^j} = D_i S^{ij} - \frac{2}{3} k \delta_s^i g^{sj} \quad (10)$$

$$-\frac{k}{\varepsilon} D_i [\alpha_1 Q_1 + \alpha_2 Q_2 + \alpha_3 Q_3]$$

$$D_i = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (11)$$

$$Q_1 = S^{i\alpha} g_{\alpha l} \Omega^{lj} + S^{j\beta} g_{\beta l} \Omega^{li} \quad (12)$$

$$Q_2 = S^{i\alpha} g_{\alpha l} S^{lj} - \frac{1}{3} S^{k\alpha} g_{\alpha m} S^{m\beta} g_{\beta k} \delta_l^i g^{lj} \quad (13)$$

$$Q_3 = \Omega^{i\alpha} g_{\alpha l} \Omega^{lj} - \frac{1}{3} \Omega^{k\alpha} g_{\alpha m} \Omega^{m\beta} g_{\beta k} \delta_l^i g^{lj} \quad (14)$$

$$S^{ij} = g^{j\alpha} \nabla_\alpha V^i + g^{i\alpha} \nabla_\alpha V^j \quad (15)$$

$$\Omega^{ij} = g^{j\alpha} \nabla_\alpha V^i - g^{i\alpha} \nabla_\alpha V^j \quad (16)$$

モデル係数は、ストレインパラメータ S と、ローテーションパラメータ Ω の次のような関数で与える。

$$\alpha_1 = -0.1325 f_M, \quad \alpha_2 = 0.0675 f_M,$$

$$\alpha_3 = -0.0675 f_M \quad (17)$$

$$f_M = \frac{1}{1 + 0.02 M^2} \quad (18)$$

$$C_\mu = \min \left[0.09, \frac{0.3}{1 + 0.09 M^2} \right] \quad (19)$$

$$S = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\frac{1}{2} S^{\alpha\alpha} g_{\alpha\beta} S^{\beta\beta} g_{\beta\gamma}} \quad (20)$$

$$\Omega = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\frac{1}{2} \Omega^{\alpha\alpha} g_{\alpha\beta} \Omega^{\beta\beta} g_{\beta\gamma}} \quad (21)$$

モデル係数のうち、式(17)、(18)は単純せん断流れ場における乱れ強さの配分に関する実験結果との比較を通じて同定された^{9,10)}。また、式(19)については、二次元および三次元流れ場における実現条件を満たすように関数形を同定した¹⁴⁾。

上記の乱流モデルは、モデルの単純化のため、各係数を全て M の一価関数として与えているが、精度向上のためには S 、 Ω を分離したモデルとすることが望ましい。このための第一歩として、本研究では式(18)、(19)における M を S および Ω に置き換えた2つのモデルによってそれぞれ計算を実行し、各パラメータが計算結果に及ぼす影響を考察する。なお、比較のため、標準型 k - ε モデルによる計算もあわせて行っている。結局、本研究で用いる乱流モデルは表-1に示すの4通りである。

表-1 本研究で用いる乱流モデル

	非線形 次数	モデル係数の与え方
Run 1	1次	$C_\mu = 0.09 = \text{const.}$ (標準型モデル)
Run 2	2次	式(17)~(19)
Run 3	2次	式(17)~(19)で、 $M \rightarrow S$ と置き換えたモデル
Run 4	2次	式(17)~(19)で、 $M \rightarrow \Omega$ と置き換えたモデル

2.3 計算法の概要

(1) 計算スキーム

計算法は有限体積法とし、圧力、 k および ε を直方体格子の中央で、流速ベクトルの成分を側面で定義する完全スタガード格子系を用いた。計量テンソル、クリストッフェル記号等は格子点上で定義し、計算の過程で必要となる位置の値については、その都度内挿により求めた。これは、計算機メモリの節約のためである。本研究における計算格子上の物理量の配置を図-1に示す。

運動方程式の移流項の離散化には QUICK スキームを、 k および ε 方程式の移流項には Hybrid 法を用いている。また、運動方程式の移流項に関するクリストッフェル記号を含む付加項についても、従来の研究⁷⁾にならいコントロールボリュームの上流側で評価した。時間積分は完全陽解法とし、二次の Adams Bashforth 法を用いる。圧力は時間ステップ毎に SOLA アルゴリズム¹⁵⁾と同様の収束計算により求める。

(2) 境界条件、初期条件

今回の数値計算の対象が河川などの環境流体であることを考慮し、柱状構造物及び平面上の壁面における k と ε については壁関数法で与え、壁面近傍の流速は対数則で評価することとした。柱上流側及び側方の遠方境界における乱れエネルギー k は $0.02U_0^2$ の一定値を与え、 ε については、

Bosch & Rodi (1998) にならい、標準型モデルの D_1 について $D/\nu = 10$ となるように定めた。また、遠方境界における流速については、 $U^* = U_0$ 、 $U^* = 0$ を一律に与えた。下流端については流速 k 、 ε について、勾配ゼロの条件を用いた。

初期条件としては、計算領域全体について、 $U^* = U_0$ 、 $U^* = 0$ を、また、 k 、 ε については遠方境界における値を一様に与えた。

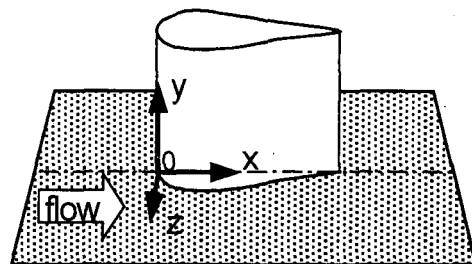


図-2 対象とする流れ場の模式図と座標系

2.4 対象とする流れ場と計算格子

(1) 対象とする実験の概要

本研究では Devenport らの実験²⁴⁾を検証データとして用いる。対象とする流れ場の模式図を図-2に示した。柱状構造物の断面形状は3:2の楕円型前縁がその最大幅において NACA0020 型後縁に接続する翼形である。弦長1の翼において、この形状を関数形で表すと次のようになる。 $x \leq 0.15/R$

$$y = \frac{B}{R} \sqrt{1 - \left(\frac{xR - A}{A} \right)^2} \quad (22)$$

$x > 0.15/R$

$$y = \frac{TN}{0.2R} [0.2969\{D(xR + S)\}^{0.5} - 0.126\{D(xR + S)\} - 0.3516\{D(xR + S)\}^2 + 0.2843\{D(xR + S)\}^3 - 0.1015\{D(xR + S)\}^4] \quad (23)$$

ここに、 $A = 0.15004$ 、 $B = 0.10003$ 、 $D = 1.0089$ 、 $R = 0.852$ 、 $S = 0.148$ 、 $TN = 0.2$ である。この翼の上側半分の形状を図-3に示す。同図中には NACA0020 オリジナルの関数形も合わせて示している。実験に用いられた翼の弦長は $L = 305\text{mm}$ 、最大幅 $T = 71.7\text{mm}$ である。また、主流平均流速は $U_0 = 26.75\text{m/s}$ である。実験における主な条件を表-2に示した。

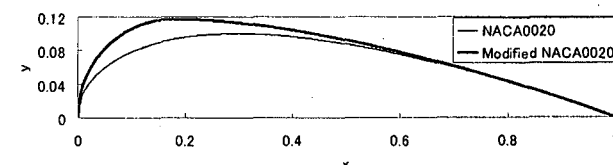


図-3 修正 NACA0020 断面と NACA0020 断面の比較

表-2 計算条件

弦長 L	最大翼幅 T	前縁形状	後縁形状	平均流速 U_0
303mm	71.7mm	3:2楕円	NACA0020	26.75m/s

表-3 2つの計算格子の格子数と最小格子幅

	ξ 方向 格子数	η 方向 格子数	ζ 方向 格子数	翼壁面 最小格子幅
格子1	80	20	15	0.01L
格子2	120	30	20	0.003L

(2) 計算格子

本研究では、柱状構造物周辺の水平面内の格子として、C型格子を用いる。計算領域の遠方境界の位置は $5L$ (L :弦長)、下方境界位置も $5L$ とした。格子解像度の影響を考察するため、表-3に示す2通りの格子を用いる。2つの格子の平面形状を図-4に示す。

水平面内のC型格子の形成に当っては、まず、代数法による初期格子を作成した後、これを初期条件として楕円型偏微分方程式による形成法により平滑化を行っている¹⁶⁾。鉛直方向の格子については、等比級数で与えている。

3. 計算結果とその考察

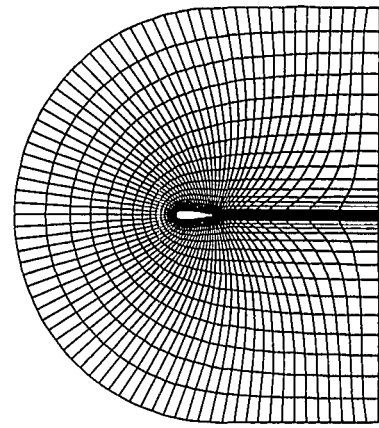
3.1 構造物上流側の鉛直縦断面の流況

(1) 流れの特性

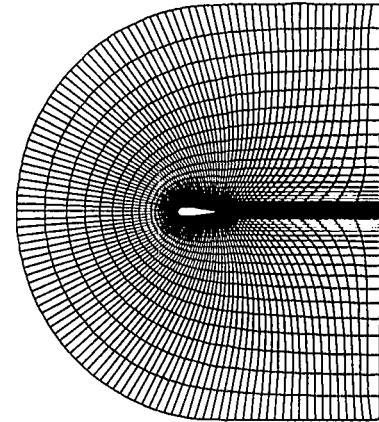
図-5は、構造物上流側対称軸上の鉛直縦断面における流速ベクトルを、実験と各乱流モデルの計算結果とで比較したものである。実験結果では $x/T = -0.22$ 付近の底面近傍に、時計回りの渦が形成されている。この渦は、馬蹄形渦の一断面を示していると考えられる。計算結果には、いずれのモデル、格子においても馬蹄渦が再現されている。

図-5(b), (c)はいずれも乱流モデルとしてRun 2を用いており、格子解像度のみが異なる。格子1の場合、馬蹄渦を再現するには明らかに解像度が不足しており、実験結果に比べて渦の規模が小さく、また中心位置も下流側に偏っている。一方、格子2を用いた(c)では、渦の位置については実験よりも多少上流側に寄っているものの、渦の規模は適正に再現されている。

図-5(d)は標準型k-εモデルによるものであり、渦の規模が実験値よりも小さく、それに伴って渦の中心位置も実



(a) 格子1



(b) 格子2

図-4 水平面内の計算格子 (C型格子)

験より下流側にある。Run 3, Run 4の結果は、いずれもRun 1とRun 2の中間的な特性を示している。Run 3の方が標準型線形モデルであるRun 1により近い流れ場を呈していることから、渦周辺の流れ場の再現には、ローテーションパラメータのモデルへの組み込みが、ストレインパラメータに比べてより重要となってくることを示唆している。

(2) 乱れ成分に関する考察

図-6は、構造物上流側対称軸上の鉛直縦断面における主流方向の無次元乱れ強さ u'/U_0 の分布を比較したものである。実験結果をみると、馬蹄形渦の中心付近で乱れ強さ

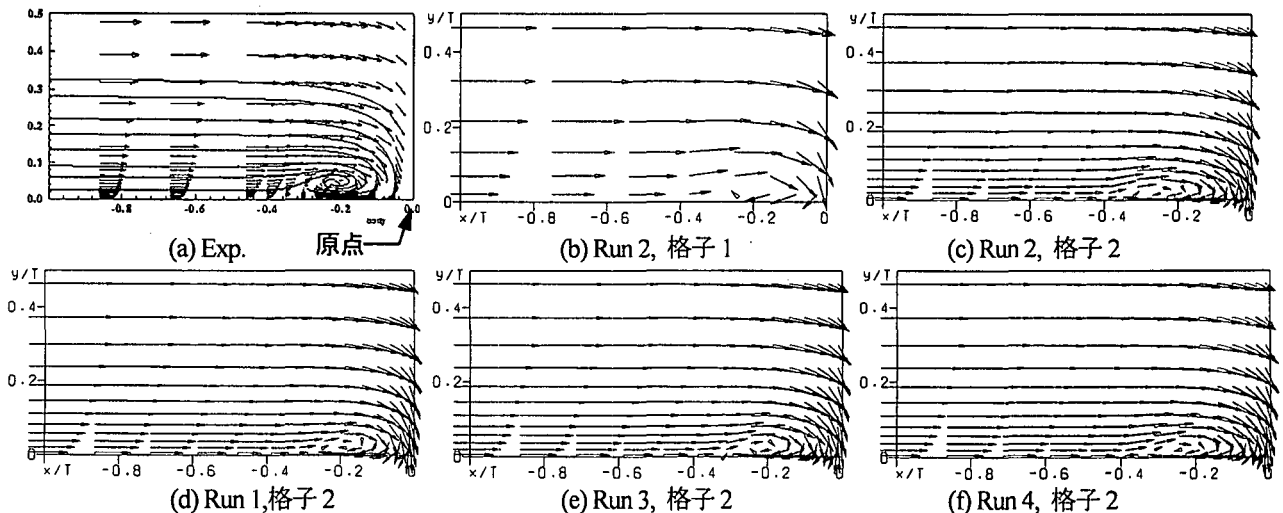


図-5 構造物上流側対称軸上の鉛直縦断面における流速ベクトルの比較

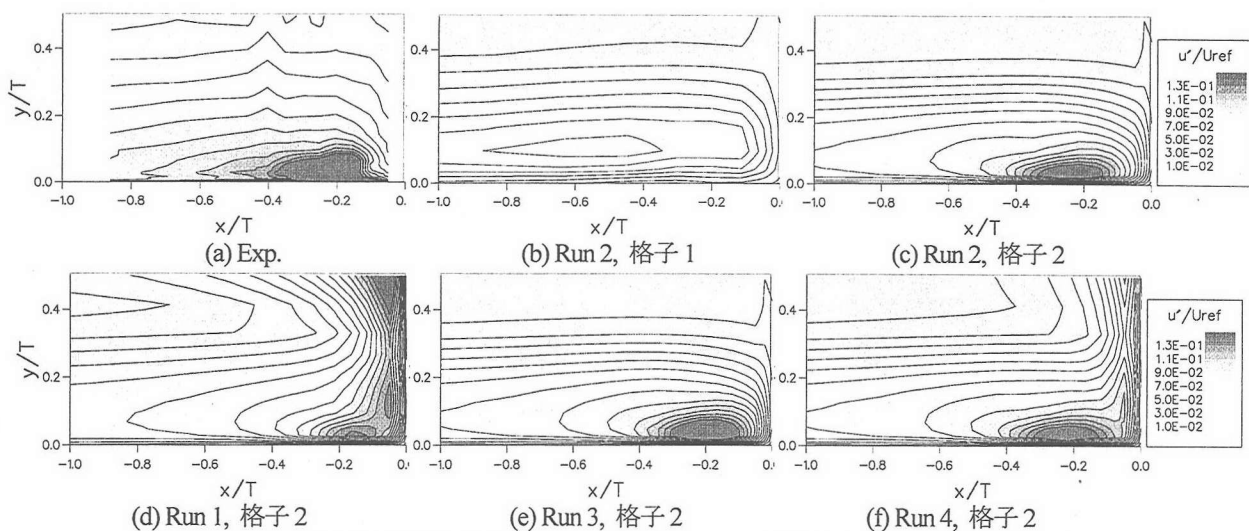


図-6 構造物上流側対称軸上の鉛直縦断面における主流方向乱れ強さ u'/U_0 の比較

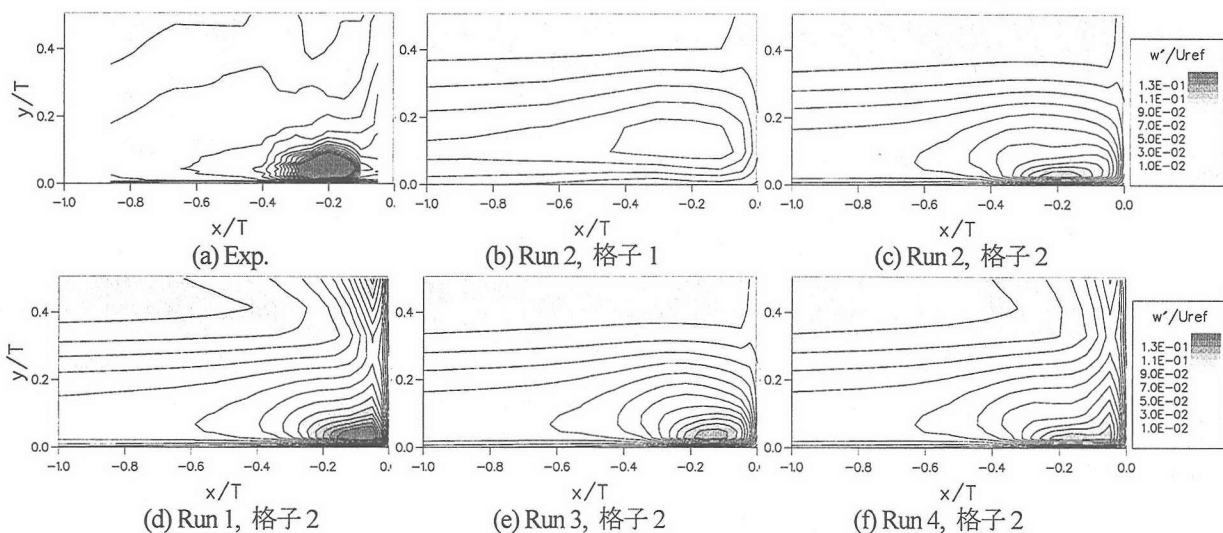


図-7 構造物上流側対称軸上の鉛直縦断面における鉛直方向乱れ強さ w'/U_0 の比較

が特に大きい値を示している。図-6(b)の格子1による結果(Run 1)では、全体的に u' の値が小さく、特に実験にみられる渦中心付近の u' の生成をほとんど再現できていない。一方、格子2を用いた Run 2 では、実験結果の分布をほぼ再現できている。これより、乱れ強さを適切に再現するためには格子解像度を十分考慮する必要があることがわかる。また、図-5 との比較より、流速成分よりも乱流成分の方が格子依存性が大きいといえる。

図-6(d)は格子2と Run 1 による結果であり、構造物へ流れが衝突する広い範囲で、乱れ強さが過剰に生成されている。標準型 $k-\epsilon$ モデルでは、衝突部近傍の乱れ強さが過大に評価される点は従来からモデルの欠点として知られている。また、Run 2 がこの欠点を補う効果を有することについても、角柱を対象としたこれまでの研究で指摘されている^{1,17)}。流線型構造物の場合も同様であり、非線形モデルによる乱れ強さの過剰生成の抑制効果が示された。ストレインパラメータのみを取り入れた Run 3 でも Run 2 とほぼ同様に衝突部付近の乱れ強さの抑制効果が示されている。しかし、Run 4 では Run 1 ほどではないにしても、衝突部付近の乱れ強さが広い範囲で実験値よりも大きく

なっている。このことから、衝突部近傍の乱れ強さの過剰生成を抑制するためには、ストレインパラメータの効果を適切にモデルに取り込む必要があるといえる。一方、Run 3 に比べて Run 2 では馬蹄形渦の中心付近における乱れ強さの分布が扁平で、より実験値に近くなっている。このことから、渦中心付近の乱れ場の再現にはローテーションパラメータの影響が大きいことがわかる。

図-7は、図-6 と同一断面における鉛直方向の無次元乱れ強さを実験と計算で比較したものである。鉛直成分 w' についても、先ほど検討を行った u' に関する特性とほぼ同じ傾向が示されている。ただし、 w' については Run 2 よりも Run 3 による結果の方がより実験値に近いように見える。これは、おそらく図-5 に示すように、Run 2 では馬蹄渦の規模を実験よりも若干過大に評価している点に起因すると考えられるが、今後更に検討を要する点の一つである。

図-8は、構造物上流側対称軸上の鉛直縦断面におけるレイノルズ応力 $\overline{wu}/U_0^2$ の分布を比較したものである。実験結果では、馬蹄形渦の中心付近に集中的に負のレイノルズ応力の生成がみられ、その上方 $x/T = -0.15$ 付近では正のレイノルズ応力が分布している。(b)に示す格子1と Run 2

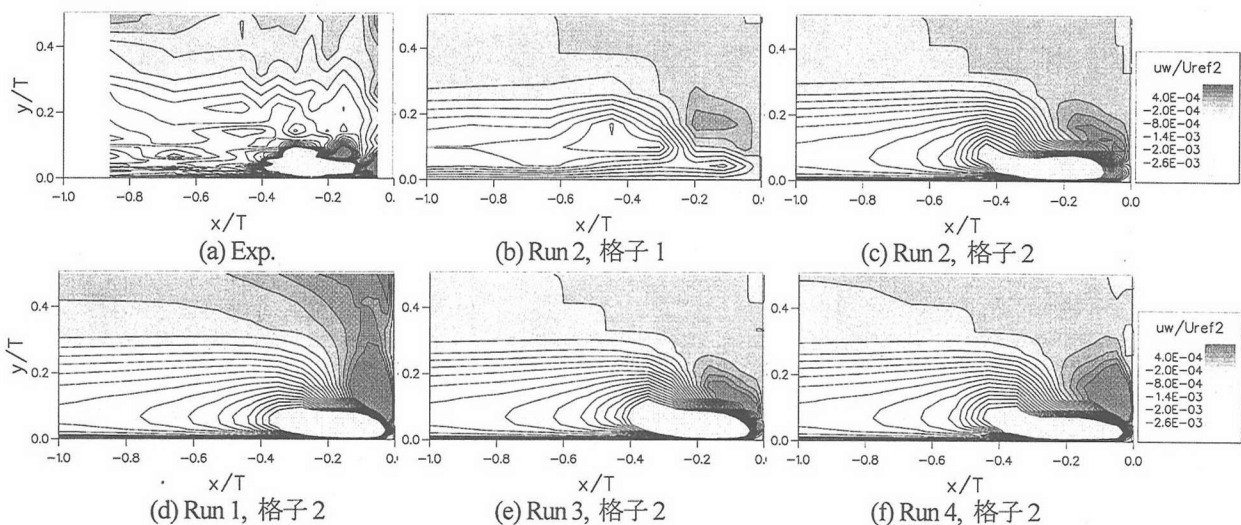


図-8 構造物上流側対称軸上の鉛直縦断面におけるレイノルズ応力 wu/U_{∞}^2 の比較

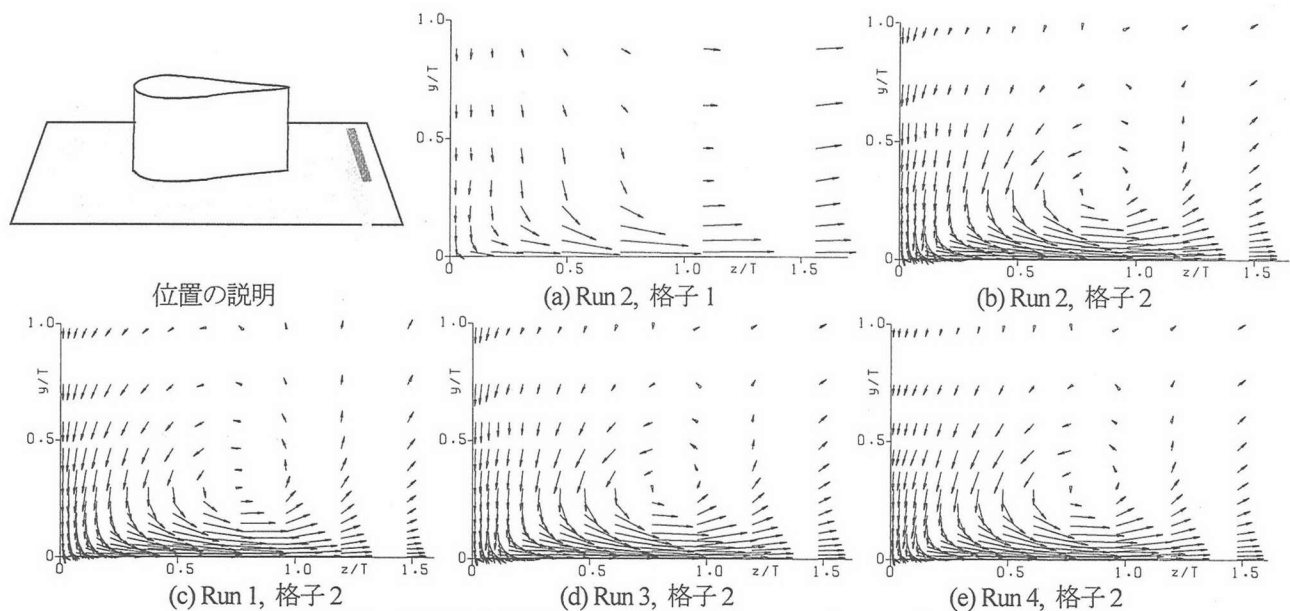


図-9 構造物下流側中心軸右側の鉛直横断面における流れの比較 ($x/T=6.38$)

による組み合わせでは、馬蹄形渦付近の強い負のレイノルズ応力の生成を全くといってよいほど再現できていない。格子2を用いた計算結果では、いずれのモデルによる場合でも馬蹄渦付近の負のレイノルズ応力分布をほぼ再現できている。一方、馬蹄渦上方の正の強いレイノルズ応力の分布については、モデルによる差異が認められるとともに、いずれも正のレイノルズ応力の生成領域を過大評価している。特に、Run 1 と Run 4 では、衝突部に広範囲にわたって比較的大きい正の応力生成が認められ、実験結果と異なっている。全体的に、格子2とRun2の組み合わせによる計算結果が最も妥当な分布を示している。

以上のように、乱れ成分の再現性については流れの再現性以上に計算格子や乱流モデルの影響が強く現われている。特に、衝突部や馬蹄形渦の中心付近でモデルの差異が顕著であった。衝突部や渦の中心付近は流れが幾何学的な特異点となっていることから、特異点付近でモデル化の影響が顕著に現れると言い換えることができよう。一方、衝突部や渦中心付近を除く領域ではモデルによる再現性の

差は小さかった。特異点以外の部分の流れ場は単純せん断流の組み合わせとみなすことができる。単純せん断流においては、 $M=S=\Omega$ となり、このことが特異点以外の領域のRun 2-4 による再現性の差異が小さい原因と考えられる。

3.2 構造物下流側の鉛直横断面の流況

(1) 流れの特性

図-9は、構造物下流側 $x/T=6.38$ の位置の鉛直横断面における流速ベクトルを種々の計算結果で比較したものである。計算結果は定常で左右対称であるから、この図では対称軸 (x 軸) より右側半面のみについて示している。断面の位置については図中に模式的に示した。格子2を用いた場合、いずれの乱流モデルにおいても半時計回りの渦が形成されている。これは、図-5で見られた馬蹄形渦が下流側に移流、発達したものと考えられる。格子の影響は大きく、格子1の計算結果ではこの渦が捉えられていない。格子2の計算では乱流モデルによる影響は小さいが、渦中心の位置に若干の差が見られる。例えば、Run 1 による渦

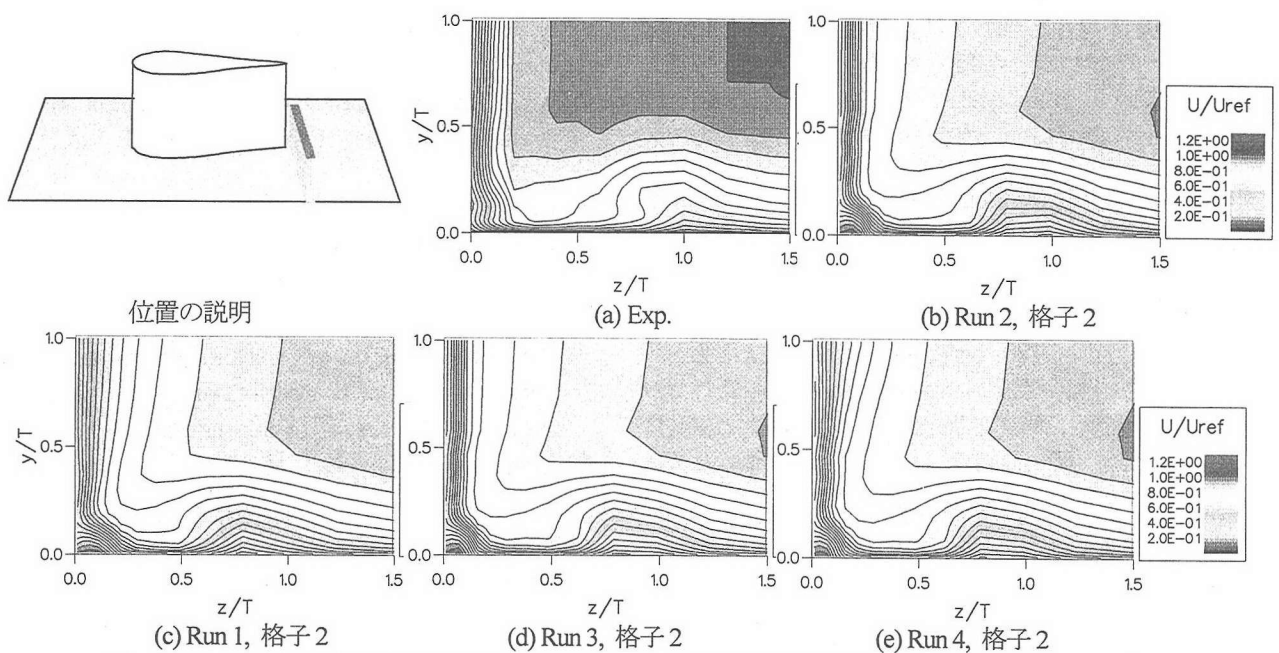


図-10 構造物下流側中心軸右側の鉛直横断面における無次元主流流速コンター ($x/T = 4.46$)

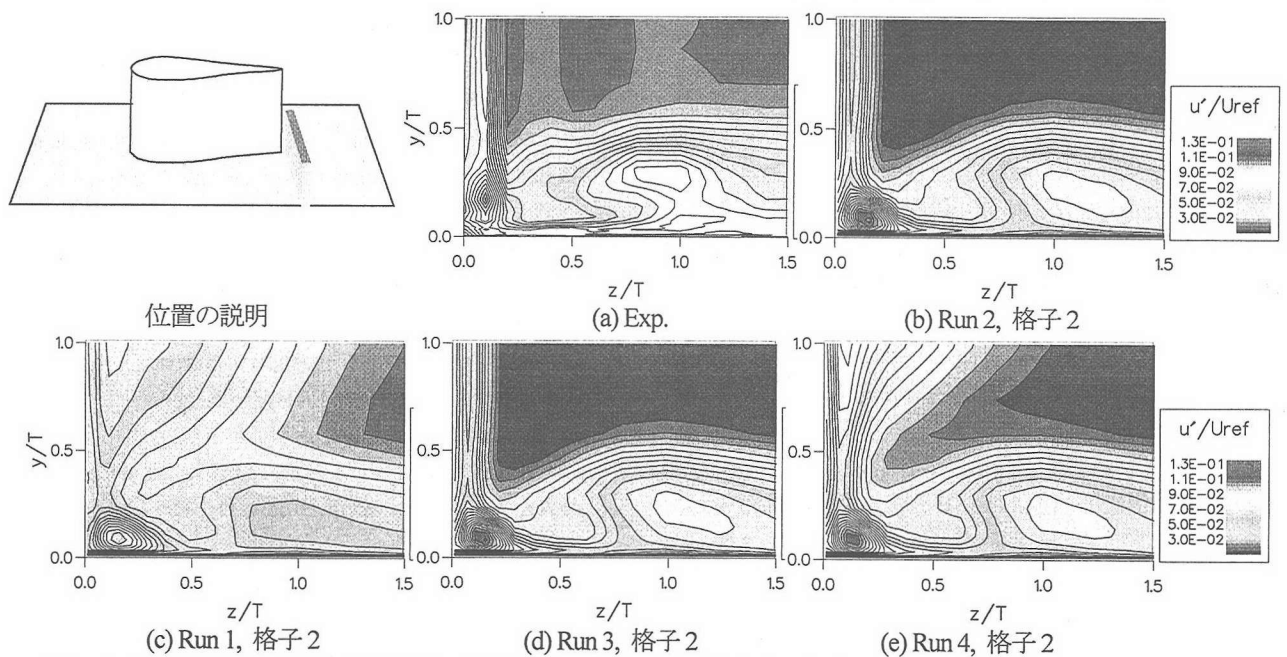


図-11 構造物下流側中心軸右側の鉛直横断面における主流方向の無次元乱れ強さのコンター ($x/T = 4.46$)

の中心ば他に比べて下方かつ左方に位置している。

図-10は、構造物下流側横断面 ($x/T = 4.46$) における無次元主流流速 U/U_0 のコンターを対称軸の右側の領域について示したものである。断面位置については図中に模式図を示した。実験結果を見ると、底面付近 $y' = y/T = 0.8$ 付近で低流速領域が上方に張り出しており、その先端付近はわずかに左方にオーバーハングしている。これは、図-9に示した馬蹄渦によって底面付近の低流速流塊が上方かつ左方に輸送されることに起因すると考えられる。このコンターの上方への張り出しは、図中の全ての計算結果においても示されているが、オーバーハングまでは再現されていない。Run 2のコンターの張り出しが最も大きく、実験値に最も近い。一方、Run 1、Run 4の結果ではコンターの

張り出しが実験よりもかなり小さく再現されている。

図-10において、中心軸付近の流速分布についてもモデルの差異が顕著に現われている。すなわち、Run 1、Run 4では、中心軸付近の低流速部分の範囲が実験よりも相当大きい。これは前述のようにRun 1、4では構造物周辺の乱れ強さ、ひいては乱れエネルギーが過大に評価されており、それに伴い渦動粘性係数が過大となり、後流域における流速分布が過剰に拡散的となったためと考えられる。一方、Run 1およびRun 3では対称軸付近の流速分布をほぼ良好に再現している。

(2) 乱れ成分に関する考察

図-11は、図-10と同じ断面における主流方向の無次元乱れ強さ (u'/U_0) を比較したものである。実験結果で

は、図 - 10 の場合と同様に馬蹄形渦の巻き上がりに対応して、コンターの上方への持ち上がりと左方への張り出しが示されている。また、 $(y/T, z/T) = (0.9, 0.3)$ 付近では乱れ強さの局大値が見られ、コンターが足跡状の形状を呈している。このような特性は Run 1 を除く乱流モデルにおいてある程度再現されている。図 - 6, 7 における馬蹄形渦周辺の乱れ成分についてはモデルによる再現性の差が明確に指摘できたのに対し、この図においては渦付近における Run 2-4 の再現性の差はほとんど認められない。これは、おそらく図 - 11 と図 - 6, 7 の渦の特性の相違が一因と考えられる。すなわち、図 - 6, 7 の馬蹄渦は、流れの衝突に伴う渦生成領域に位置し、渦の空間的規模が小さい割には渦強度が大きい。一方、図 - 11 は図 - 6, 7 の渦が下流側に移流拡散されたものであり、空間的規模の割には渦強度が小さい。従って、モデルによる影響の差異が図 - 6, 7 の渦においてより顕著に現われたものと考えられる。

次に、後流域に着目する。Run 1 と Run 4 では、対称軸近辺の広い範囲において乱れ強さが過剰生成されている。これは、図 - 6, 7 の考察で述べたように衝突部で乱れが過剰生成され、これが下流側に移流されたものと考えられる。

4. まとめ

本研究は、平面上に設置された柱状構造物周辺の流れに対する非線形 $k-\epsilon$ モデルの適用性を検証したものであり、カルマン渦の影響を排除し、馬蹄形渦の再現性に特化した検証を行うため、構造物の断面形状は流線型（翼型）とした。十分な格子解像度のもとでは、全てのモデル係数を簡易的に $M=\max[S, \Omega]$ の一価関数としてみた 2 次非線形 $k-\epsilon$ モデルにおける流れ場、および乱流場の再現性は概ね良好であった。また、 $M \rightarrow S$ 、 $M \rightarrow \Omega$ と置き換えたモデルにおいてそれぞれ計算を行った結果、衝突部付近、渦中心付近などの流れの特異点近傍においてその差異が明確に現われたのに対し、特異点から離れた領域では差異は小さかった。このことから、 S と Ω を分離したモデルを構築することは、特に特異点を含む流れ場の再現において精度向上が望める可能性が示唆された。

今後は、具体的に S と Ω を分離したモデル同定作業を行い、より高精度のモデルの構築を目指したい。

参考文献

- Kimura, I. and Hosoda, T.: A non-linear $k-\epsilon$ model with realizability for prediction of flows around bluff bodies. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 42, Wiley, 2003, (in printing). Devenport,
- Devenport, W. J. and Simpson, R. L.: Time-dependent and time-averaged turbulence structure near the nose of a wing-body junction, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.210, pp.23-55, 1990.
- Devenport, W. J. and Simpson, R. L.: An experimental investigation of the flow past an idealized wing-body junction: preliminary data report, Report of Virginia Polytechnic Institute and State University, 1990.
- Fleming, J. L., Simpson, R. L., Cowling, J. E. and Devenport, W. J.: An experimental study of a turbulent wing-body junction and wake flow, *Experiments in Fluids*, Vol.14, p.366, 1992.
- 木村一郎, 細田尚, 音田慎一郎: 完全スタガード移動一般曲線座標系における開水路乱流シミュレータの開発, 四日市大学環境情報論集, Vol.5, pp.145-170, 2002.
- 越塚誠一: 数値流体力学, 培風館, 1997.
- Takizawa, A., Koshizuka, S. and Kondo, S.: Generalization of physical component boundary fitted co-ordinate (PCBFC) method for the analysis of free-surface flow, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol.15, pp.1213-1237, 1992.
- Kimura, I. and Hosoda, T.: 3-D unsteady flow structures around rectangular column in open channels by means of non-linear $k-\epsilon$ model, *Proc. of 1st International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, Santa Barbara, USA, pp.1001-1006, 1999.
- 木村一郎, 細田尚: 乱れ強さ非負条件を考慮した非線形 $k-\epsilon$ モデルによる立方体周辺の流れの三次元解析, 水工学論文集, Vol.44, pp.599-604, 2000.
- Kimura, I. and Hosoda, T.: Numerical simulation of flows around a surface-mounted cube by means of a non-linear $k-\epsilon$ model, 9th. International symposium on flow visualization, Edinburgh, Scotland, Paper No.388 (CD-ROM), 2000.
- Hosoda, T., Sakurai, T., Kimura, I. and Muramoto, Y.: 3-D Computations of compound open channel flows with horizontal vortices and secondary currents by means of non-linear $k-\epsilon$ Model, *J. Hydroscience and Hydraulic Engineering*, Vol.17, No.2, pp.87-96, 2000.
- Gatski, T.B. and Speziale, C.G.: On explicit algebraic stress models for complex turbulent flows, *J. Fluid Mech.*, Vol.254, pp.59-78, 1993.
- Pope, S.B.: A more general effective viscosity hypothesis". *J. Fluid Mech.*, Vol.72, pp.331-340, 1975.
- Hosoda, T., Kimura, I. and Shinichiro, O.: Some Necessary Conditions for a Non-Linear $k-\epsilon$ Model in Classified Flow Patterns with a Singular Point, *Proc. of 2nd International Symp. on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, Stockholm, Sweden, Vol.3, pp.155-160, 2001.
- Hirt, C. W., Nichols, B. D. and Romero, N. C.: SOLA—A Numerical solution algorithm for transient fluid flows, *Los Alamos Scientific Report*, LA-5852, 1975.
- 数値流体力学編集委員会 (編): 格子形成法とコンピュータグラフィックス, 数値流体力学シリーズ 6, 東京大学出版会, 1992.
- Kato, M. and Launder, B. E.: The modeling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinders, *Proc. 9th Symposium on Turbulent Shear Flows*, Kyoto, Japan, Vol.1, pp.P10.4.1-10.4.6, 1993.

(2003 年 4 月 18 日 受付)