98

《小特集》

流力振動シミュレーションを目的とした計算プログラムの キャビティ流れ解析による検証

菱田久志*

ABSTRACT Velocity vector fields of the two-dimensional square cavity flow with the Reynolds number range up to 100,000 were numerically investigated using a thermal-hydraulics computer program based on Patankar's discretization algorithm employing the control volume technique and the second-order accuracy to verify its applicability to the design survey evaluation on the characteristics of flow-induced vibration, which may critically affect the integrity of mechanical structures. Satisfactory agreements were observed between the presently computed flow fields and the corresponding results available in the previous publications for the Reynolds number range up to 10,000. For the higher Reynolds number range, the numerical simulations revealed unsteady and unstable motion of the primary vortex and separation, integration as well as translation of the secondary vortices with the smaller eddies allong the cavity walls.

Based on the correlation between the Fourier power-spectrum peaks of the vortex-induced force and the numerically revealed unsteady behavior of vortices, the contribution to the vortex-induced force was shown to be mainly due to the motion of the primary and the secondary vortices. Through the present studies, the computer program employed was verified to provide survey designers with sufficiently accurate information concerning the vortex-induced force on the fluid-structure interfaces.

1. 緒 言

流水中に置かれた複雑な形状の構造物がその近傍で 発生する渦に起因して非定常流体力を受け振動する挙 動は,従来実験データと理論モデルを組合わせた実験 式によって整理され,工学の分野で設計に用いられて きたが,高Re数領域での流動実験で不可避なノイズ に起因するデータの精度,流力振動現象の非線形性に よる簡易理論モデル作成の困難さ等により信頼性と不 偏性の高い設計手法が総ての条件と設計対象物を網羅 して完備されているわけではなく,多くの研究テーマ として継続して取り上げられ今日に至っている.原子 炉炉心を構成する燃料集合体の冷却水横流れに起因す る振動挙動と燃料被覆管の健全性評価,蒸気発生器伝 熱管の流力振動特性評価等がこのカテゴリーに属する 研究テーマの例である^{1)~3)}.

近年、電算機の処理容量と演算速度の飛躍的な進歩

によって、コスト及び精度の両面を同時に満足させる ことが困難な実験的評価手法に代わり設計のサーベイ 段階より数値シミュレーションが多くの分野で採用さ れる様になった.研究テーマとして上に挙げた例で は、流水中に置かれた燃料集合体または管群が境界近 傍で発生する渦に起因して非定常流体力を受け振動す る挙動の数値解を得るために、与えられた流路形状に 対する流速場、圧力場と構造物の振動に伴う流路形状 の時間変化を同時に考慮した問題の定式化が必要であ る.これまでに、単純形状を有する構造物周りの高 Re 数非圧縮性流れ問題は、Navier-Stokes 方程式の対 流項を3次風上差分スキームにて定式化し,数値解を 求めた例が多数報告されており4)~6),更に高次差分ス キームの採用により少ない計算格子点数でより信頼性 の高い解が得られることが確認されている"). しか し、上述の研究テーマ例でも明らかな様に、設計のサ ーベイ段階で流力振動解析の対象としてしばしば取り 上げられる構造物は形状が複雑であり、数値シミュレ ーションでは多数の数値計算点が幾何学的必然性から 要求される.従って、ここでは差分精度の向上が電算 機の処理容量と計算時間の増加につながることが多

シミュレーション 第13巻第2号

NII-Electronic Library Service

Verification of a Thermal-Hydraulics Computer Program for Evaluation of Vortex-Induced Force through Cavity Flow Analyses. By *Hisashi Hishida* (Saitama Institute of Technology). *埼玉工業大学機械工学科

い.また、最適化設計に係わるサーベイ段階では設計 パラメータの組合わせによる多くのケーススタディを 概括的に行うのが通例であり,使い勝手の優れた EWS 等を用い工学的判断に必要な精度の範囲内で実 行可能であることが望ましい.そこで本研究では、 Patankar⁸⁾等が開発したコントロールボリュームとス タガード格子を用い,対流項を2次精度で離散化して 圧力補正によって流域の流速場及び圧力場を求める保 存形数値計算手法の非定常流体力サーベイ計算への適 用性について検討した、本手法は質量保存則が格子点 のみでなくコントロールボリュームで満足されること により高 Re 数領域での数値解の安定性が期待出来⁹, 中心差分スキームに基づいて離散化される流速成分に ついての連立1次方程式の解が TDMA とガウスザイ デル法の組合わせによって求まること及び圧力に対す る Poisson 方程式の解を必要としないことで計算時間 の短縮が可能である、流体力評価に係わる数値計算精 度の検討は、上記手法を2次元正方キャビティ流れ間 題に適用することで実施した.2次元正方キャビティ 内流れ場の数値解析は解析領域が単純で形状近似に起 因する誤差が導入されない特徴があり、現在までに種 々の異なるスキームを採用した解析結果が発表されて おり10)~13)ベンチマークの対象として選択した.また 高Re数領域における渦の運動と流体力の相関性につ いては、キャビティ壁面に作用する非定常流体力の Fourier パワースペクトルで示されるピーク周期とキ ャビティ内流線図の時間変化より読み取れる種々の渦 の移動、分離及び合体を含む挙動周期を比較すること で解析した、具体的な数値解析作業には、上述の Patankar の数値計算アルゴリズムに基づいて作成され た"熱流動シミュレーションプログラム SUNSET"14) が市販されており、若干の手直しとメッシュジェネレ -ター,流体力評価等の役割を分担するサブルーチン を追加して使用した、本プログラムは対流項の差分ス キームとしてハイブリッドと中心差分の選択が可能で あり,高 Re 数領域のシミュレーションでは粗い時間 ステップで非定常ハイブリッド計算を行って得られる キャビティ内流速場、圧力場を初期値とし、時間ステ ップを小さく再設定し中心差分計算を続行することで 解の発散防止と計算時間の短縮を図った.使用 EWS 機種は Hp-Apollo-9000-700 である.

2. 理論的背景

2.1 Navier-Stokes 方程式と連続方程式

外力を考慮する必要のない非圧縮性流体に対する

平成6年6月

$$\rho \frac{d\vec{V}}{dt} = -\nabla P + \mu \nabla^2 \vec{V} \tag{(1)}$$

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \tag{2}$$

ここで、 ρ は流体の密度(非圧縮性流体では定数)、 Pは圧力、 μ は粘性係数、 \vec{V} は流体の速度ベクトルで ある.2次元流れ場の場合、 \vec{V} をx成分uとy成分vを用いて

$$\vec{V} = u\vec{i} + v\vec{j} \tag{3}$$

と表し, (3)式を(1)式及び(2)式に代入した後(1) 式に(2)式を加えると *i*成分及び *j*成分について以下 の保存形の方程式が得られる.

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho \left(\frac{\partial}{\partial x} (uu) + \frac{\partial}{\partial y} (uv) \right)$$
$$= -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)$$
$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho \left(\frac{\partial}{\partial x} (uv) + \frac{\partial}{\partial y} (vv) \right)$$
(4a)

$$= -\frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right)$$
(4b)

(4a) 式および(4b) 式の離散化に際しては、速度成分 u, v及び圧力 Pを図1に示すようなスカラーコントロ ールボリュームの境界面上及び主格子点上で定義する スタガード格子を採用し、(4a) 式をuコントロールボ リュームについて、(4b) 式をuコントロールボリュー ムについて空間積分し、更にtについて区間(t_0, t_0 + Δt) で時間積分するとそれぞれ以下の(5a) 式及び (5b) 式が得られる.

 $a_e u_e = a_{ee} u_{ee} + a_w u_w + a_{en} u_{en} + a_{es} u_{es} + b_x$

$$+ (P_P - P_E) \Delta y \tag{5a}$$

$$a_n v_n = a_{n\ell} v_{n\ell} + a_{nw} v_{nw} + a_{nn} v_{nn} + a_s v_s + b_y + (P_P - P_N) \Delta x$$
(5b)

ここで,

- 11 -----

$$a_{ee} = -\frac{\rho \Delta y}{2} f_e^0 + \frac{\mu \Delta y}{\Delta x}$$
(6a)

$$a_w = \frac{\rho \Delta y}{2} f_w^0 + \frac{\mu \Delta y}{\Delta x} \tag{7a}$$

$$a_{en} = -\frac{\rho \Delta x}{2} f_n^0 + \frac{\mu \Delta x}{\Delta y}$$
(8a)

$$a_{ss} = \frac{\rho \Delta x}{2} f_s^0 + \frac{\mu \Delta x}{\Delta y}$$
(9a)

$$b_x = \rho u_t(t_0) \frac{\Delta x \Delta y}{\Delta t} \tag{10a}$$

NII-Electronic Library Service



v control volume

図1 u, v及びPに対するコントロールボリューム

$$a_{\epsilon} = \rho \frac{\Delta x \Delta y}{\Delta t} + a_{\epsilon\epsilon} + a_{\omega} + a_{\epsilon n} + a_{\epsilon s} + f^{0}_{\epsilon} - f^{0}_{\omega} + f^{0}_{n} - f^{0}_{s}$$
(11a)

$$a_{n\epsilon} = -\frac{\rho \Delta y}{2} g_{\epsilon}^{0} + \frac{\mu \Delta y}{\Delta x}$$
(6b)

$$a_{nw} = \frac{\rho \Delta y}{2} g_w^0 + \frac{\mu \Delta y}{\Delta x} \tag{7b}$$

$$a_{nn} = -\frac{\rho \Delta x}{2} g_n^0 + \frac{\mu \Delta x}{\Delta y}$$
(8b)

$$a_{s} = \frac{\rho \Delta x}{2} g_{s}^{0} + \frac{\mu \Delta x}{\Delta y}$$
(9b)

$$b_{y} = \rho v_{n}(t_{0}) \frac{\Delta x \Delta y}{\Delta t}$$
(10b)

$$a_n = \rho \frac{\Delta x \Delta y}{\Delta y} + a_{n\epsilon} + a_{nw} + a_{nn} + a_s + g_{\epsilon}^0 - g_{\omega}^0 + g_n^0 - g_s^0$$
(11b)

である. (6a, b)~(11a, b)式に現れるf^o及びg^oは圧 力反復計算の過程で次式で定義されるf及びgの1回 前の値で, uコントロールボリューム及び υコントロ ールボリュームの各境界面を横ぎる質量流束に対応し

$$f_{\epsilon} = \rho \Delta y \frac{u_{\epsilon} + u_{\epsilon\epsilon}}{2}, \quad g_{\epsilon} = \rho \Delta y \frac{u_{\epsilon} + u_{\epsilon n}}{2}$$

$$f_{w} = \rho \Delta y \frac{u_{\epsilon} + u_{w}}{2}, \quad g_{w} = \rho \Delta y \frac{u_{wn} + u_{w}}{2}$$

$$f_{n} = \rho \Delta x \frac{v_{n} + v_{n\epsilon}}{2}, \quad g_{n} = \rho \Delta x \frac{v_{nn} + v_{n}}{2}$$

$$f_{s} = \rho \Delta x \frac{v_{s} + v_{s\epsilon}}{2}, \quad g_{s} = \rho \Delta x \frac{v_{n} + v_{s}}{2}$$

$$(12)$$

 $u(t_0)$ 及び $v(t_0)$ は時刻 $t=t_0$ における流速, u及びvは時刻 $t=t_0+\Delta t$ における流速を表す. (12)式より明 らかな様に、(4a, b)式の対流項の離散化には中心差 分スキームが採用されている. (5a, b)式は圧力 Pの 値が求まればuとvがそれぞれの式より求まることを 示している. Pは圧力補正により求まる. 即ち, 圧力 Pの推測値 P⁰ と誤差 P′ を用いて Pを

$$P = P^0 + P' \tag{13}$$

と表し, 推測値 P⁰ を(5a, b) 式に代入して得られる P⁰ に対応する u⁰ 及び v⁰ とそれ等の誤差 u' 及び v' を用い てu及びvを

$u = u^0 + u'$	(14a)
$v=v^0+v'$	(14b)

と表す. P⁰に対応する u⁰ 及び v⁰は(4a, b)式を満足す ることに着目して(13)式を(4a, b)式に代入して整理 すると, u'及び v'に対応する以下に示す近似的な Navier-Stokes 方程式が導かれる.

$$\rho \frac{\partial u'}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} P' \tag{15a}$$

$$\rho \frac{\partial v'}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial y} P' \tag{15b}$$

そこで, (15a)式をuコントロールボリュームについ て, (15b)式をvコントロールボリュームについてそ れぞれ空間積分し、更にtについて区間($t_0, t_0 + \Delta t$) で時間積分すると、 $u(t_0)$ が1回前の時間ステップで の収束値であることから u'(t₀)=0 に着目して

$$u_{\epsilon} = u_{\epsilon}^{0} + \frac{\Delta t}{\rho \Delta x} \left(P_{P}^{\prime} - P_{E}^{\prime} \right)$$
(16a)

$$v_n = v_n^0 + \frac{\Delta t}{\rho \Delta y} \left(P_P' - P_N' \right) \tag{16b}$$

が得られる.

— 12 ——

次に,連続方程式(2)を и 及び v についてそれぞれ uコントロールボリューム及び vコントロールボリュ ームで積分して得られた式に含まれる u., u,, v, 及び v, を(16a, b)式に示す様な u⁰, u⁰_w, v⁰_n及び v⁰_s とそれら の定義点に隣接する主格子点上の圧力誤差 P'の差で

置換することにより以下に示す圧力補正式が導かれる.

$$a_{P}P'_{P} = a_{E}P'_{E} + a_{W}P'_{W} + a_{N}P'_{N} + a_{S}P'_{S} + b$$
(17)
 $z \in \mathcal{C},$

$$a_E = a_W = \frac{\Delta t \Delta y}{\Delta x} \tag{18a}$$

$$a_N = a_S = \frac{\Delta t \Delta x}{\Delta y} \tag{18b}$$

$$b = \rho (u_w^0 - u_e^0) \Delta y + \rho (v_s^0 - v_n^0) \Delta x$$
(18c)
$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S$$
(18d)

(2)式を満足する速度場と圧力場が求まる.

2.2 初期条件と境界条件

図2に示す2次元正方キャビティで、AB壁面を右 方向に速度u₀で移動させた時のキャビティ内流速場 を求める、速度及び長さの参照量をそれぞれu₀及び 正方キャビティの一辺の長さLとして変数を無次元 化すると、初期条件及び境界条件は以下の様に表わせ る.

初期条件(
$$t^*=0$$
):
 $0 \le x^* \le 1, 0 \le y^* \le 1$ で $u^* = v^* = 0$ (19a)
境界条件($t^*>0$):

$$y^*=0, x^*=0, x^*=1 \ \Columbus columbus columbus columns (19b)$$

 $y^*=1 \ \Columbus column (19c)$ (19c)



ここで,アスタリスクを付けた変数は,無次元化した ことを示す.

壁に作用する流体力 Fは, 一般に

$$\vec{F} = \oint_{S} \prod \cdot \vec{n} \, ds \tag{20}$$

で与えられる.ここで *ā*は壁面よりキャビティ内側 に向いた法線単位ベクトル, daは壁面上の線分長さ, Ⅱは応力テンソルである.

$$\vec{n} = \frac{dy}{ds} \vec{i} - \frac{dx}{ds} \vec{j}$$
(21)

である故(20)式と(21)式より

$$\vec{F} = \oint_{S} \prod \cdot (\vec{i} \, dy - \vec{j} \, dx) \tag{22}$$

を得る。無次元座標形で(22)式を表現するとキャビ ティ壁面に作用する流体力は AB 壁面も考慮した場合 には

$$F_{x} = L\rho u_{0}^{2} \left(-\int_{C}^{B} P^{*} dy^{*} + \int_{D}^{A} P^{*} dy^{*} + \frac{2}{Re} \int_{C}^{B} \frac{\partial u^{*}}{\partial x^{*}} dy^{*} - \frac{2}{Re} \int_{D}^{A} \frac{\partial u^{*}}{\partial x^{*}} dy^{*} + \frac{1}{Re} \int_{A}^{B} \frac{\partial u^{*}}{\partial y^{*}} dx^{*} - \frac{1}{Re} \int_{D}^{C} \frac{\partial u^{*}}{\partial y^{*}} dx^{*} \right)$$
(23a)

$$F_{y} = L\rho u_{0}^{2} \left(-\int_{A}^{D} P^{*} dx^{*} + \int_{D}^{0} P^{*} dx^{*} + \frac{2}{Re} \int_{A}^{D} \frac{\partial v^{*}}{\partial y^{*}} dx^{*} - \frac{2}{Re} \int_{D}^{C} \frac{\partial v^{*}}{\partial y^{*}} dx^{*} + \frac{1}{Re} \int_{C}^{B} \frac{\partial v^{*}}{\partial x^{*}} dy^{*} - \frac{1}{Re} \int_{D}^{A} \frac{\partial v^{*}}{\partial x^{*}} dy^{*} \right)$$
(23b)

となる. ここで Re はレイノルズ数, F_x 及び F_y は図 2 に示す 2 次元正方キャビティで z 方向が単位長さの壁 面に作用する流体力の x 及び y 成分を表す.

3. 数值解析結果

2章で述べた支配方程式の数値解を圧力補正によっ て求める熱流体解析汎用プログラム SUNSET は対流 項にハイブリッド差分と中心差分を選択することが可 能である.そこで $Re \leq 5 \times 10^3$ に対応するキャビティ 内流速場を求める場合にはハイブリッド差分を採用 し、それ以上の高 Re 数の場合にはまずハイブリッド 差分による非定常計算を行ない、その結果を初期値と して中心差分で更に非定常計算を続行することで計算 時間の短縮を図った.Re 数に含まれる速度参照量は キャビティ上部壁面の移動速度 u_0 である.計算格子 は不等間隔(最小メッシュ幅0.004 L,最大メッシュ





平成6年6月

104

幅0.019 L) 81×81格子を採用した.以下に,得られた2次元正方キャビティ内の流れ挙動について報告する.

 (1) ハイブリッド差分により無次元時間刻み幅 *dt**=1.0で900ステップ進めて得られた *Re*=10², 10³ 及び 5×10³ に対応するキャビティ内流れの流線図を 図3~図5に示す。

(2) ハイブリッド差分により無次元時間刻み幅 $\Delta t^*=1.0$ で1000ステップ進めた速度場及び圧力場を初 期値として、更に中心差分により $\Delta t^*=0.01$ で3200ス テップ進めて得られた $Re=10^4$ に対応するキャビティ 内流れの流線図を図6に示す.図3~図6は文献10) 及び文献12)の数値計算結果と合理的な一致を示した. 文献11)及び文献13)の結果と同様、キャビティ中央の 主渦の中心は図7に示す様に無次元周期約11.4 [sec*] でらせん状運動を示した.

(3) ハイブリッド差分により無次元時間刻み幅 $\Delta t^* = 1.0 \text{ Comparison} 1.0 \text{ Comparison} 2.0 \text{ Comparis$



図7 Re=10⁴ における主渦中心の軌跡(拡大図)

また主渦中心の軌跡をそれぞれ図10及び図11に示す. 図10は中心差分計算結果のファイルより8520ステップ から10940ステップまでを、図11は4640ステップから 6060ステップまでを取り出し、渦中心表示プログラム



図8 Re=5×10^tに対応するキャビティ内流線図 (ハイブリッド計算, Δt^{*}=1.0で1000ステップ+中心差分計算, Δt^{*}=0.01で5000ステップ)



図9 Re=10⁵に対応するキャビティ内流線図 (ハイブリッド計算, *Δt**=1.0で1000ステップ+中心差分計算, *Δt**=0.01で5000ステップ)



で処理した結果で,対応する無次元周期はそれぞれ 14.5 [sec*]及び21.4 [sec*]であった.図9はキャビティ底面左側隅の2次渦にその右側より高次渦が移動し て合体される直前の状態を示しているが, Re=10⁵の 場合一般的に 2 次渦は本研究で解析した全時間履歴を 通して見る限り,文献11)及び13)にも指摘されている 様に不規則な周期で分離,合体及び移動を繰り返し

平成6年6月



た. 図12及び図13は Re=10⁵の中心差分計算で8450ス テップから8850ステップまでと,8800ステップから 9850ステップまでの底面左側隅の2次渦の合体,分離 る無次元周期はそれぞれ約4 [sec*]及び10 [sec*] あった、図14は同様に9850ステップより10800ステップ までの底面左側2次渦より分離した渦の上昇挙動を例示したもので、対応する無次元周期は約10 [sec*] で

あった.

(4) $R_{e}=10^{5}$ の場合,境界壁近傍の高次渦も2次渦 と同様に不規則な挙動を示した.図15に底面左側隅の 2次渦にその右側から高次渦が接近し吸収される例を 中心差分計算で9350ステップから9550ステップまでの 流線図のシーケンスにより示す.この例では無次元周 期は約2 [sec*] に対応した.

(5) (23b)式により、キャビティ壁面に作用する流 体力の時間変動を求めた. Re=105の場合, 底面 DC に作用する流体力の時間変動 F(t*) を無次元時間刻 み幅Δt*=0.01で実施した13380ステップの中心差分 計算結果に基づいて図16に示す. t*=0はハイブリッ ド計算より中心差分計算に移行した無次元時刻に対応 する.図16より求めた Fourier パワースペクトルを図 17に示す.キャビティ内流れ挙動に対応して複雑な周 波数分布を示すが、上に例示した主渦、2次渦等の非 定常挙動より考察して以下の関連性が理解される.即 ち,無次元周波数f*=0のピークはBC壁に沿って定 常的に降下する流れの運動量に, f*=0.04のピークは 主渦のらせん状運動に、f*=0.06~0.35は2次渦の合 体,分離及び移動挙動に,f*>0.35は高次渦の非定常 挙動にそれぞれ起因するもので、

高次渦の底面に作用 する流体力への寄与は工学的見地からは無視し得ると 考えられる.

(6) 時間刻み幅によって導入される数値計算誤差の



(中心宏力計算力)。一0.01 C1050022 9 9 2 7

評価を目的として、中心差分計算の時間刻み幅を1/4 に再設定し $Re=10^5$ の正方キャビティ内流れ計算を実施した.初期値として、 $\Delta t^*=0.01$ の中心差分計算が2400ステップ進んだ段階でのキャビティ内流速場及び 圧力場を用い、 $\Delta t^*=0.0025$ として10400ステップ進めて得られた流線図は、対応する $\Delta t^*=0.01$ の場合の流線図と工学的見地から有意な差が見られなかった.

4. 結 言

流水中に置かれた構造物に作用する流体力シミュレ ーションへの適用性評価を目的として Patankar の数値





- 19 ----

平成6年6月

計算アルゴリズムに基づいて作成された SUNSET コ ードで正方キャビティ内流れ解析を行い,以下の結論 が得られた.

(1) *Re*=10⁴ までの流れ挙動はすでに公表されてい る文献の結果と合理的な一致を示した.

(2) Re 数が10⁴ を越えると中心渦のらせん状運動が 顕著となり, Re=10⁵ では 2 次渦及び高次渦の不規則 な分離,移動及び合体が見られた.

(3) 特に Re>10⁴ の領域では,渦の運動に起因して キャビティ壁面に非定常流体力が作用し,その Fourier パワースペクトルより主渦及び 2 次渦が主として 壁面に作用する流体力に寄与し,高次渦の寄与はサー ベイ計算を対象とした工学的見地からは無視し得るこ とが示された.

(4) Patankar の数値計算アルゴリズムは高 Re 数領 域の流れ問題に対して安定した解を与え, EWS で対 応可能な計算時間の範囲内で結果が得られた. 従っ て, この分野でのサーベイ設計評価に有効であること が認められた.

(5) Re=10⁵ に対応するシミュレーション結果については、時間刻み幅によって導入される数値計算誤差の評価を目的として1/4刻み幅で10400ステップの再計算を実施し、この範囲内では工学的な見地から有意な差が見られないことを確認した、今後、空間格子間隔を更に小さく設定したチェック計算及び対流項の差分精度を向上したチェック計算によるプログラムの適用 性評価が望まれる.

謝辞

本論文に掲載したキャビティ内流線図は本学機械工 学科生 相沢陽一,岩下 修,斉藤高広諸君の努力の成 果であり,ここに敬意と称賛の意を表します.

三菱電機システム営業3課 鎌倉伸次氏,メルコム サービス(#)鎌倉センター, ESS 関東グループ 坂本正 樹氏及び遠藤正文氏には数値計算過程でしばしば発生 した EWS HP-Apollo-9000-700の操作技術上の問題 に対し,多忙のところ常に適切な御助言をいただきま した.また,本学電子工学科 酒井勝弘氏とウエーブ フロント(株) 柴田一美氏には数値安定性等に係わる議 論に参加いただきました.これ等の諸氏に深く謝意を 表します.

参考文献

- H. J. Connors: Vortex Shedding Excitation and the Vibration of Circular Cylinders, ASME PVP 52, 47/73 (1981)
- M. J. Pettigrew and D. J. Gorman: Vibration of Heat Exchanger Tube Bundles in Liquid and Two-Phase Flow, ASME PVP 52, 89/110 (1981)
- H. Hishida, K. Sakai and K. Shibata: Evaluation of Hydrodynamical Dumping Force Acting on a Plate in Motion in the Vicinity of Baffle Plate under Coolant Flow, Tran. 11th. Int. Conf. on SMiRT, J, 189/194 (1991)
- B. P. Leonard: A Stable and Accurate Convective Modelling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation, Comp. Meth. Appl. Mech. Eng., 19, 59/98 (1979)
- T. Kawamura and K. Kuwahara: Computation of High-Reynolds Number Flow around a Circular Cylinder with Surface Roughness, AIAA Paper, 84-0340 (1984)
- R. K. Agarwal: A Third-Order-Accurate Upwind Scheme for Navier-Stokes Solutions at High Reynolds Numbers, AIAA Paper, 81-0112 (1981)
- 7) 西田秀利,里深信行:可変精度多重格子法による正方 形キャビティ内流れの高次精度数値シミュレーション, 機論,56-532B,17/24 (1990)
- 8) S. V. Patankar: Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere (1980)
- 9) 河合理文, 安藤安則:高レイノルズ数における三次風 上差分法の比較, 機論, 52-477 B, (1986)
- U. Ghia, K. N. Ghia and C. T. Shin: High-Re Solutions for Incompressible Flow Using the Navier-Stokes Equations and a Multigrid Method, J. Comput. Phys., 48, 387/ 411 (1982)
- 11) 金井恵理也,棚橋隆彦:非定常非圧縮性粘性流に適す る GSMAC 有限要素法,機論, 53-487 B, 692/698 (1987)
- A. Huser and S. Biringen: Calculation of Two-Dimensional Shear-Driven Cavity Flows at High Reynolds Numbers, Int. J. Numer. Meth. Fluids, 14, 1087/1109 (1992)
- 13) 佐藤 尋,登坂宣好,角田和彦:正方形キャビティ内 流れの指数関数型 Petrov-Galerkin 有限要素解析,機論, 59-561 B, 8/15 (1993)
- 14) 香月正司,中山 顕:熱流動の数値シミュレーション, 森北出版(1990)