

管群内の振動円管に誘起される流れ場の数値解析

Numerical Analysis of the Flow Field Induced by a Vibration Cylinder in Tube Bundle

清水文雄, 九工大, 〒820-8502 福岡県飯塚市川津 680-4, shimizu@mse.kyutech.ac.jp

田中博喜, 九工大, 〒820-8502 福岡県飯塚市川津 680-4, hiroki@mse.kyutech.ac.jp

Fumio SHIMIZU, Kyushu Inst. Tech., Kawazu 680-4, Iizuka, Fukuoka, 820-8502

Hiroki TANAKA, Kyushu Inst. Tech., Kawazu 680-4, Iizuka, Fukuoka, 820-8502

The flow-induced vibration is one of important problems for engineers. The vibration of a certain cylinder can trigger the vibration of the whole tube bundle. In the present paper, the flow field induced by a vibration circular cylinder in a tube bundle is numerically simulated using an overset zonal method and an artificial compressibility method. The vibration cylinder causes the shedding of separation vortices and other cylinders around it are influenced strongly. The lift and drag coefficients acting on the cylinders are investigated, and the amplitude and the phase difference compared with the displacement of the vibration cylinder are discussed.

1. はじめに

流体中に置かれた鈍い構造物からは剥離渦が放出され、この渦放出によって構造物に周期的な流体力変動が生じる。この流体力変動は時として構造物自身が振動する「流動誘起振動」と呼ばれる現象を引き起こすことが知られており⁽¹⁾、工学上重要な問題の 1 つである。特に、熱交換器等に見られる管群構造物では、1 本の管で発生した振動が周囲の管の振動を誘起し、管群全体に及び振動へと発達することがあり、騒音や破損の原因となっている。そのため、振動している管が周囲の管にどのような流体力の変動を与えるかを調べる必要がある。

そこで、本研究では、複数円管で構成される管群内において 1 本の円管が振動した場合の流れ場の様子を数値的にシミュレートすることにより、流れ場の様子、管群にかかる流体力変動やその特性を調べることを目的とする。

2. 計算手法

2-1 擬似圧縮性法

本研究では 2 次元非圧縮性流体を仮定する。2 次元非定常非圧縮性 Navier-Stokes 方程式及び連続の式を基礎方程式とし、任意形状の流れ場が計算できるように一般座標変換を施した。また、計算手法には擬似圧縮性法^(2,3)を用いた。したがって、保存形ベクトル表示による基礎方程式は、以下のように書き表される。

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial \tau'} + I_m \frac{\partial \hat{Q}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \eta} = \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial \hat{E}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}_v}{\partial \eta} \right) \quad (1)$$

ただし、

$$\hat{Q} = J^{-1} [p, u, v]^T, \quad I_m = \text{diag}[0, 1, 1],$$

$$\hat{E} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \beta U \\ u(U + \xi_t) + \xi_x p \\ v(U + \xi_t) + \xi_y p \end{bmatrix}, \quad \hat{E}_v = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \xi_x \tau_{xx} + \xi_y \tau_{xy} \\ \xi_x \tau_{xy} + \xi_y \tau_{yy} \end{bmatrix},$$

$$\hat{F} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \beta V \\ u(V + \eta_t) + \eta_x p \\ v(V + \eta_t) + \eta_y p \end{bmatrix}, \quad \hat{F}_v = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \eta_x \tau_{xx} + \eta_y \tau_{xy} \\ \eta_x \tau_{xy} + \eta_y \tau_{yy} \end{bmatrix},$$

$$U = \xi_x u + \xi_y v, \quad V = \eta_x u + \eta_y v, \quad \tau_{xx} = 2(\xi_x u_\xi + \eta_x u_\eta),$$

$$\tau_{yy} = 2(\xi_y v_\xi + \eta_y v_\eta), \quad \tau_{xy} = (\xi_x v_\xi + \xi_y u_\xi + \eta_x v_\eta + \eta_y u_\eta).$$

ここで、 τ' は擬似時間、 t は物理時間、 J は座標変換のヤコビアン、下添字はその変数での偏微分を表す。また、 β は擬似圧縮性パラメータであり、解の収束性に関与する係数

である。擬似時間 τ' の導入により全ての方程式が τ' に関する時間発展型方程式として記述されるため、圧縮性流体の解析手法をそのまま利用することができる。擬似圧縮性法は本来定常解を得るために開発された方法⁽²⁾であるが、物理時間ステップ Δt を進める毎に擬似時間に対する収束解を求めれば非定常問題にも適用可能⁽³⁾であるため、本研究で用いることにした。

2-2 重合格子法

本研究で扱うような複数の物体で構成される流れ場を数値計算する場合には、格子生成が大きな課題となる。単一の格子系で計算格子を生成しようとすると、物体の配置によっては格子生成が非常に困難なものとなる。まして、物体の移動が伴うと、格子生成を各時間ステップ毎に行う必要が生じ、計算時間の増加にもつながる。そこで本研究では、領域分割法の一つである重合格子法⁽⁴⁾を用いることにした。重合格子法は、複数の物体に対して各々独立に計算格子を生成し、格子同士の重複を許容する方法である。そのため、格子生成の負担は極めて軽い。また、移動する物体を扱うときには、移動する物体周りの格子のみを動かすことで対応できる。この重合格子法を使用する場合には、計算格子の重複領域において格子間でのデータ受渡が必要となるが、この方法として解強制置換法⁽⁵⁾を用いることにした。解強制置換法を適用する場合、まず基礎方程式(1)を以下のように書き直す。

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial \tau'} + I_m \frac{\partial \hat{Q}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \eta} = \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial \hat{E}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}_v}{\partial \eta} \right) + \chi (\hat{Q}_f - \hat{Q}) \quad (2)$$

右辺第 2 項が新たに付加されており、 $\hat{Q}_f$ には別の計算格子で得られた値などの既知の値が入る。式(2)のように基礎方程式を書き直すことにより、パラメータ χ の調節のみで基礎方程式を変化させることが可能となる。すなわち、 $\chi = 0$ の場合には、式(2)は式(1)と同一となるため、元々の基礎方程式を解くことになる。また、 χ が十分大きい場合には、方程式(2)が $\hat{Q} = \hat{Q}_f$ を満足するように設定してやれば、ある限られた領域で $\hat{Q}$ を強制的に $\hat{Q}_f$ に置き換えることができる。したがって、格子間でのデータ受渡をしたい領域において、 $\chi \gg 1$ と設定すると同時に引き渡すデータとして $\hat{Q}_f$ を設定することにより、容易に格子間でのデータ受渡が行える。また、データ受渡が不要な領域では、 $\chi = 0$ とすることで、元の基礎方程式(1)が解かれることになる。なお、複数の計

算格子はそれぞれ独立に生成されるため、格子点の位置は空間的に一致しない．そのため、受渡に用いるデータは線形内挿を用いて求めている．

2-3 時間積分法

式(2)の対流項と粘性項をまとめ、以下のように書き直す．

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial \tau'} + \mathbf{I}_m \frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} = -[RHS] + \chi(\hat{Q}_f - \hat{Q}) \quad (3)$$

物理時間 t 及び擬似時間 τ' をともに陰的に評価することにし、物理時間ステップ及び擬似時間ステップをそれぞれ上添字 n, m で表すと、次のようになる．

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{I}}{\Delta \tau'} (\hat{Q}^{n+1, m+1} - \hat{Q}^{n+1, m}) + \frac{\mathbf{I}_m}{\Delta t} (\hat{Q}^{n+1, m+1} - \hat{Q}^n) \\ = -[RHS]^{n+1, m+1} + \chi(\hat{Q}_f - \hat{Q}^{n+1, m+1}) \end{aligned} \quad (4)$$

$[RHS]^{n+1, m+1}$ に線形化を施し、 $\Delta \hat{Q} = \hat{Q}^{n+1, m+1} - \hat{Q}^{n+1, m}$ として $\Delta \hat{Q}$ に関してまとめると、次式が得られる．

$$\begin{aligned} \left[\left(\frac{1}{\Delta \tau'} + \chi \right) \mathbf{I} + \frac{\mathbf{I}_m}{\Delta t} + \left(\frac{\partial [RHS]}{\partial \hat{Q}} \right)^{n+1, m} \right] \Delta \hat{Q} \\ = -[RHS]^{n+1, m} - \frac{\mathbf{I}_m}{\Delta t} (\hat{Q}^{n+1, m} - \hat{Q}^n) + \chi(\hat{Q}_f - \hat{Q}^{n+1, m}) \end{aligned} \quad (5)$$

物理時間ステップ n を進めるにあたり、擬似時間に関する収束計算、すなわち $\Delta \hat{Q} = 0$ となるように計算を行う訳であるが、擬似時間の収束に関しては物理的に全く意味を持たないので、計算効率向上のために LU-SGS 法⁽⁶⁾を用いることとした．式(5)左辺の係数行列内の粘性項を無視すると、次式のようなになる．

$$\left[(1 + \chi \Delta \tau') \mathbf{I} + \frac{\Delta \tau'}{\Delta t} \mathbf{I}_m + \Delta \tau' \hat{\mathbf{A}} + \Delta \tau' \hat{\mathbf{B}} \right] \Delta \hat{Q} = \mathbf{R} \quad (6)$$

ただし、

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{A}} = \frac{\partial \hat{\mathbf{E}}}{\partial \hat{\mathbf{Q}}} &= \begin{bmatrix} 0 & \beta \xi_x & \beta \xi_y \\ \xi_x & U + \xi_t + \xi_x u & \xi_y u \\ \xi_y & \xi_x v & U + \xi_t + \xi_y v \end{bmatrix}, \\ \hat{\mathbf{B}} = \frac{\partial \hat{\mathbf{F}}}{\partial \hat{\mathbf{Q}}} &= \begin{bmatrix} 0 & \beta \eta_x & \beta \eta_y \\ \eta_x & V + \eta_t + \eta_x u & \eta_y u \\ \eta_y & \eta_x v & V + \eta_t + \eta_y v \end{bmatrix}, \\ \mathbf{R} = \Delta \tau' \left\{ -[RHS]^{n+1, m} - \frac{\mathbf{I}_m}{\Delta t} (\hat{Q}^{n+1, m} - \hat{Q}^n) + \chi(\hat{Q}_f - \hat{Q}^{n+1, m}) \right\}. \end{aligned}$$

式(6)左辺の係数行列を LU 分解すると、以下のように書き直すことができる．

$$\begin{aligned} \left[(1 + \chi \Delta \tau') \mathbf{I} + (\Delta \tau' / \Delta t) \mathbf{I}_m + \Delta \tau' \left(\delta_\xi^b \hat{\mathbf{A}}_l^+ + \delta_\xi^f \hat{\mathbf{A}}_l^- \right) \right. \\ \left. + \Delta \tau' \left(\delta_\eta^b \hat{\mathbf{B}}_l^+ + \delta_\eta^f \hat{\mathbf{B}}_l^- \right) \right] \Delta \hat{Q} = \mathbf{R} \end{aligned} \quad (7)$$

ここで、 δ^b, δ^f はそれぞれ後退差分、前進差分を表す．これを 2 段階の対称ガウス・ザイデル(Symmetric Gauss-Seidel)法で解く場合には、以下のようなになる．

$$\text{Step1: } \Delta \hat{Q}_{j,k}^{r+1/2} = \hat{\mathbf{D}}^{-1} \left\{ (\mathbf{R})_{j,k}^r - \left(-\frac{\Delta \tau'}{\Delta \xi} \hat{\mathbf{A}}_l^+ \right) \Delta \hat{Q}_{j-1,k}^{r+1/2} - \left(-\frac{\Delta \tau'}{\Delta \eta} \hat{\mathbf{B}}_l^+ \right) \Delta \hat{Q}_{j,k-1}^{r+1/2} \right\} \quad (8a)$$

$$\text{Step2: } \Delta \hat{Q}_{j,k}^{r+1} = \Delta \hat{Q}_{j,k}^{r+1/2} - \hat{\mathbf{D}}^{-1} \left\{ \left(\frac{\Delta \tau'}{\Delta \xi} \hat{\mathbf{A}}_l^- \right) \Delta \hat{Q}_{j+1,k}^{r+1} + \left(\frac{\Delta \tau'}{\Delta \eta} \hat{\mathbf{B}}_l^- \right) \Delta \hat{Q}_{j,k+1}^{r+1} \right\} \quad (8b)$$

LU-SGS 法は $\hat{\mathbf{A}}_l^\pm, \hat{\mathbf{B}}_l^\pm$ を以下のように粗く評価することにより、演算量の軽減を図っている．

$$\hat{\mathbf{A}}_l^\pm = \frac{1}{2} \left[\hat{\mathbf{A}} \pm 1.01 \lambda_{\xi \max} \mathbf{I} \right], \quad \hat{\mathbf{B}}_l^\pm = \frac{1}{2} \left[\hat{\mathbf{B}} \pm 1.01 \lambda_{\eta \max} \mathbf{I} \right]$$

ただし、 $\lambda_{\xi \max}, \lambda_{\eta \max}$ はそれぞれ $\hat{\mathbf{A}}, \hat{\mathbf{B}}$ の最大固有値(スペクトル半径)である．これによりブロック対角要素 $\hat{\mathbf{D}}$ は、

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{D}} &= (1 + \chi \Delta \tau') \mathbf{I} + \frac{\Delta \tau'}{\Delta t} \mathbf{I}_m + \frac{\Delta \tau'}{\Delta \xi} (\hat{\mathbf{A}}_l^+ - \hat{\mathbf{A}}_l^-) + \frac{\Delta \tau'}{\Delta \eta} (\hat{\mathbf{B}}_l^+ - \hat{\mathbf{B}}_l^-) \\ &= (1 + \chi \Delta \tau') \mathbf{I} + \frac{\Delta \tau'}{\Delta t} \mathbf{I}_m + 1.01 \left(\lambda_{\xi \max} \frac{\Delta \tau'}{\Delta \xi} + \lambda_{\eta \max} \frac{\Delta \tau'}{\Delta \eta} \right) \mathbf{I} \end{aligned} \quad (9)$$

とスカラー量になり、式(8)の演算において行列反転の作業が不要になるため、演算量が軽減する．

2-4 空間微分項の離散化

対角項の離散化には、Flux Difference Splitting 法に基づく 3 次精度風上差分法⁽³⁾を用いた．以下に、 ξ 方向の離散化を示す．

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{E}}}{\partial \xi} = \frac{1}{\Delta \xi} (\hat{\mathbf{E}}_{j+1/2} - \hat{\mathbf{E}}_{j-1/2}) \quad (10)$$

ここで、 $\hat{\mathbf{E}}_{j+1/2}$ は数値流束であり、以下のように評価する．

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{E}}_{j+1/2} &= \frac{1}{2} (\hat{\mathbf{E}}_{j+1} + \hat{\mathbf{E}}_j) \\ &\quad + \frac{1}{6} (\Delta \hat{\mathbf{E}}_{j-1/2}^+ - \Delta \hat{\mathbf{E}}_{j+1/2}^+ + \Delta \hat{\mathbf{E}}_{j+1/2}^- - \Delta \hat{\mathbf{E}}_{j+3/2}^-), \end{aligned}$$

$$\Delta \hat{\mathbf{E}}_{j+1/2}^\pm = \hat{\mathbf{A}}^\pm(\bar{\mathbf{Q}}) \Delta \hat{\mathbf{Q}}_{j+1/2},$$

$$\bar{\mathbf{Q}} = (\hat{\mathbf{Q}}_{j+1} + \hat{\mathbf{Q}}_j) / 2, \quad \Delta \hat{\mathbf{Q}}_{j+1/2} = \hat{\mathbf{Q}}_{j+1} - \hat{\mathbf{Q}}_j,$$

$$\hat{\mathbf{A}}^\pm = \mathbf{X} \Lambda^\pm \mathbf{X}^{-1}, \quad \Lambda^\pm = \frac{\Lambda \pm |\Lambda|}{2}, \quad \Lambda = \text{diag}[\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3],$$

$$\lambda_1 = U + \xi_t, \quad \lambda_2 = U + c^+, \quad \lambda_3 = U - c^-,$$

$$c^\pm = c \pm \xi_t / 2, \quad c = \sqrt{(U + \xi_t / 2)^2 + \beta(\xi_x^2 + \xi_y^2)},$$

$$\mathbf{X} = \frac{1}{2\beta c c^+ c^-} \begin{bmatrix} 0 & \beta c^+ c^- & -\beta c^+ c^- \\ -2\beta c \xi_y & (\beta \xi_x + u \lambda_2) c^+ & (\beta \xi_x + u \lambda_3) c^- \\ 2\beta c \xi_x & (\beta \xi_y + v \lambda_2) c^+ & (\beta \xi_y + v \lambda_3) c^- \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{X}^{-1} = \begin{bmatrix} \xi_y u - \xi_x v & -(\beta \xi_y + v \lambda_1) & (\beta \xi_x + u \lambda_1) \\ -\lambda_3 & \beta \xi_x & \beta \xi_y \\ -\lambda_2 & \beta \xi_x & \beta \xi_y \end{bmatrix}.$$

η 方向の離散化も同様な手順で行えばよい．また、粘性項は 2 次精度中心差分を用いて評価した．

3. 計算対象、計算格子及び計算条件

一様流が流入する流路内に置かれた円管群周りの流れ場を計算対象とする．管群内の 1 本の円管を主流に対し垂直な方向へ強制的に加振し、その他の円管は固定されている．強制加振する円管の振動数 f_v を様々に変化させながら、管群周りの流れの様子や円管に働く流体力(揚力及び抗力)を調べることとする．円管群は 4×7 本の同一形状の円管で構成され、ピッチ比 2.0 の平行型配列となっている．強制加振する円管は管群中央部に位置する円管とし、正弦関数的に加振振幅 $a_v / D = 0.13$ で振動する．すなわち、加振円管の変位 y_v は、次式で表される．

$$y_v = (a_v / D) \sin(2\pi f_v t) \quad (11)$$

代表長さに円管直径 D 、代表速度に主流速度 U_∞ を用いたレイノルズ数は $\text{Re} = 200$ とした．

複数の円管及び振動円管の扱いを容易にするために、本

研究では重合格子法を用いている．すなわち，流路全体を覆う格子，管群付近を覆う中間的な格子，円管周りを覆う格子の 3 種類を用意し，それらの計算格子を重ね合わせることで計算領域を表す．本計算に用いた計算格子を図 1 に示す．それぞれの計算格子の格子点数は，全体格子が 151×73 ，中間格子が 151×183 ，円管格子が 143×31 であり，総格子点数は約 15 万点である． 4×7 本の円管のうち，第 2 列中央部の円管を主流に対して垂直方向に強制加振する．

流路の上下境界には多数の円管で構成される管群を模擬するために鏡面反射(滑り壁)条件を，円管表面には滑りなし条件を課した．

4. 計算結果及び考察

まず，以下に示す換算流速 Vr を定義する．

$$Vr = \frac{U_{gap}}{f_v D} \quad (12)$$

ここで， U_{gap} は管群間を通過する平均流速であり，本計算で用いた平行型配列ピッチ比 2.0 の場合には， $U_{gap} = 2U_\infty$ となる．この換算流速は，加振円管が 1 周期振動する間の円管直径に対する流体の移動量を表しており，換算流速が速い場合とは，間隙流速 U_{gap} の速い流れや加振円管の振動数 f_v が低い場合に相当する．以下，この換算流速 Vr に対応させて，計算結果の議論を行うことにする．

図 2 に換算流速 $Vr = 4$ ($f_v = 0.5$) の場合の計算結果を示す．

図 2(a)はある瞬間における圧力分布を，図 2(b)は図 2(a)と同じ瞬間での渦度分布を示している．図中のカラー表示は，圧力分布については，高压部を赤で，低压部を青で示している．また，渦度分布については，反時計回りの渦度が赤で，時計回りの渦度が青で示されている．第 2 列中央の円管が強制的に加振している円管である．この加振円管から大きな剥離渦が発生しており，この渦が加振円管後方に位置する円管からの渦放出を促進している．このため，流路中央部で数多くの渦が発生しているのが分かる．それに対し，第 2 列の他の円管ではほとんど渦が発生していない．図 2(c)及び図 2(d)では，3 本の円管（加振円管，主流に向かい加振円管の真後ろに位置する円管，主流に向かい加振円管の右隣に位置する円管）にかかる揚力係数及び抗力係数の時間履歴を示している．ここで，揚力係数 C_l 及び抗力係数 C_d は，円管にかかる揚力 F_l 及び抗力 F_d を，動圧及び加振振幅を用いて算出している．

$$C_l = \frac{F_l}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 D \frac{a_v}{D}}, \quad C_d = \frac{F_d}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 D \frac{a_v}{D}} \quad (13)$$

図 2(c)を見ると，3 本の円管の揚力係数は全て単一周期の sin 関数的な変動を示しており，その振動数は 0.5 である．図 2 で示している計算結果は， $Vr = 4$ ，すなわち $f_v = 0.5$ で加振円管が振動している場合であり，加振振動数と揚力係数変動の振動数がほぼ一致していることが分かる．また，揚力係数の変動振幅について見ると，真後ろの円管の振幅が比較的大きいのに対し，右隣の円管では揚力の変動幅が小さい．これは，加振円管の影響を，真後ろの円管は受けやすく，右隣の円管は受けにくいことを示している．また，図 2(d)の抗力係数の変動幅は，揚力係数の変動に比べて 3 本の円管とも小さい．これは，本計算で強制的に加振した円管は主流に対して垂直方向，すなわち，揚力が働く方向に振動するために，揚力変化は大きく，抗力変化は小さくなったと考えられる．

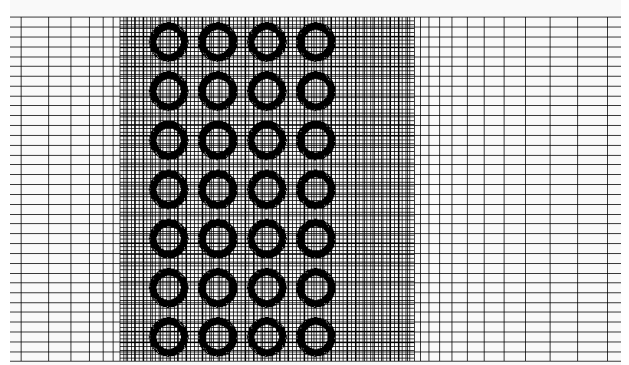


Fig. 1 Grid Configuration

図 3 は換算流速 $Vr = 10$ ($f_v = 0.2$) の場合の計算結果である．図 3(a)はある瞬間の圧力分布，図 3(b)は渦度分布，図 3(c)及び図 3(d)は揚力係数及び抗力係数の時間履歴であり，図 2 と直接対比できるように図 2 と同様なプロットをしてある．図 2 で示した $Vr = 4$ の場合の結果と比較して大きく異なるのは，管群後方での放出渦の様子及び揚力係数の時間変動である．管群の最終列(第 4 列)のほとんどの円管で剥離が生じており，管群後方には多数の放出渦が存在している． $Vr = 10$ の場合には， $Vr = 4$ の場合に比べ加振円管の振動数が低いため，相対的に流速が速くなる．このため， $Vr = 4$ の場合に比べて流れの影響を受けやすくなっていると思われる．この様子は揚力係数の時間履歴に顕著に現れており，揚力係数の変動が単一周期の sin 波形でなく，多数の振動数成分が含まれた周期的変動となっている．これら多数の振動数成分は円管から放出される渦によって誘起されたものと思われる．しかし，多数の振動数成分が含まれているとはいえ，加振振動数 f_v と同じ $f = 0.2$ が最も支配的な振動数であることが分かる．

円管に働く流体力によって，円管の振動が促進されるか，あるいは抑制されるかを判断するためには，加振振動数と同一振動数の変動成分について着目すればよい．図 2(c)及び図 3(c)から分かるように，揚力係数 C_l の時間変動は多数の振動数成分で構成された変動と見なすことができるので，この中から加振振動数 f_v と同一振動数成分を抽出し，以下のように書き表す．

$$C_l' = a \sin(2\pi f_v t + \phi) \quad (14)$$

抽出した揚力係数 C_l' のうち，振幅 a 及び位相差 ϕ に注目する．振幅 a が大きければ円管に働く揚力が大きいことを意味するが，同時に位相差 ϕ の正負が重要となる． $\phi > 0$ ，すなわち，揚力変動が加振円管の振動変位に対して位相遅れとなる場合には，振動変位の動きを促進するように揚力が働くことになる．逆に， $\phi < 0$ の場合には位相進みであり，揚力は振動変位を抑制するように働くことになる．このため，位相差 ϕ が非常に重要となる．そこで，3 本の円管について，位相差 ϕ 及び振幅 a が換算流速に対してどのように変化するか調べた結果を図 4 に示す．図 4(a)は加振円管，図 4(b)は加振円管の真後ろの円管，図 4(c)は加振円管の右隣の円管の結果であり，それぞれの図中，○印が位相差を，□印が振幅を示している．図から明らかなように，換算流速が変化すると位相差も大きく変わり，特に， $Vr = 4 \sim 8$ 付近ではその変化が著しい．これは，円管振動の促進・抑制は換算流速に大きく依存することを表している．加振円管では， $Vr = 3 \sim 8$ 付近で，真後ろの円管では $Vr = 3 \sim 5$ 付近で位相差

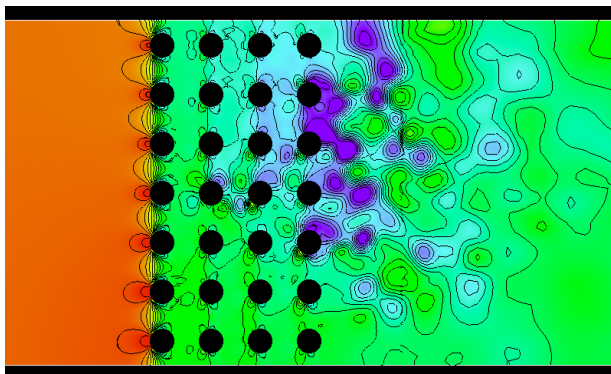


Fig. 2(a) Pressure Contour Plots ($Vr=4$)

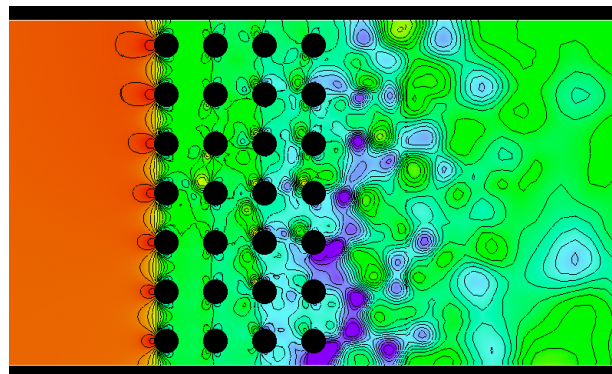


Fig. 3(a) Pressure Contour Plots ($Vr=10$)

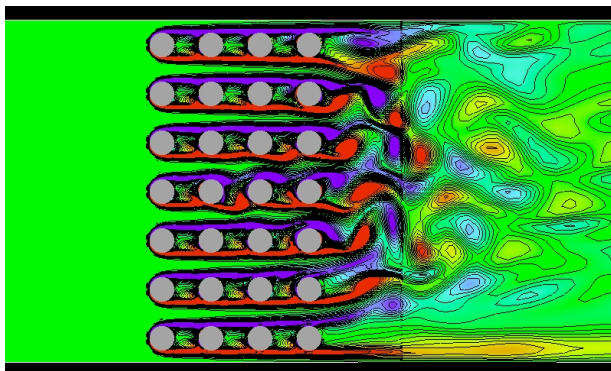


Fig. 2(b) Vorticity Contour Plots ($Vr=4$)

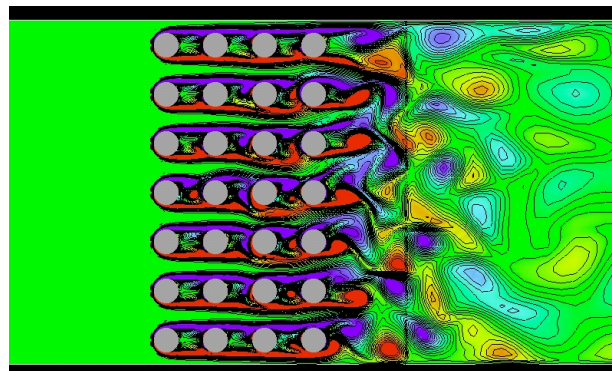


Fig. 3(b) Vorticity Contour Plots ($Vr=10$)

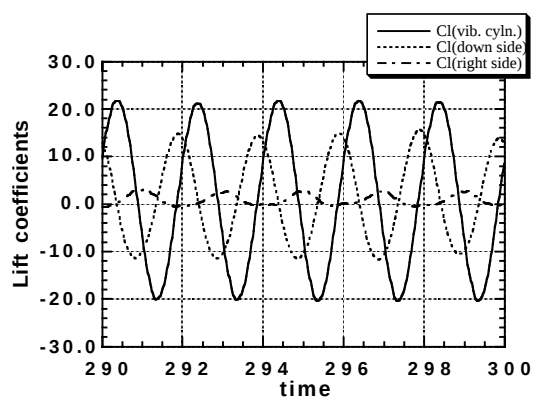


Fig. 2(c) Time History of Lift Coefficients ($Vr=4$)

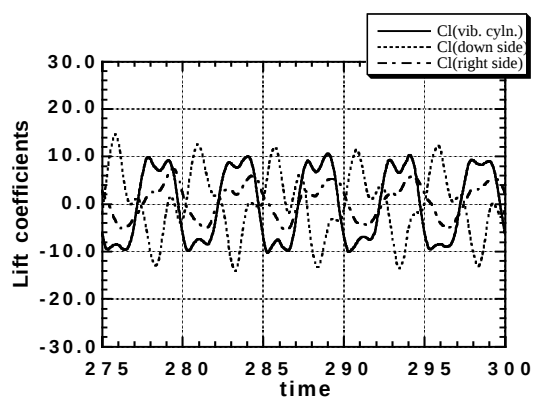


Fig. 3(c) Time History of Lift Coefficients ($Vr=10$)

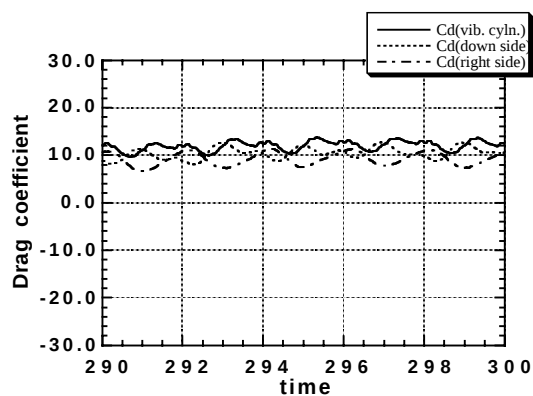


Fig. 2(d) Time History of Drag Coefficients ($Vr=4$)

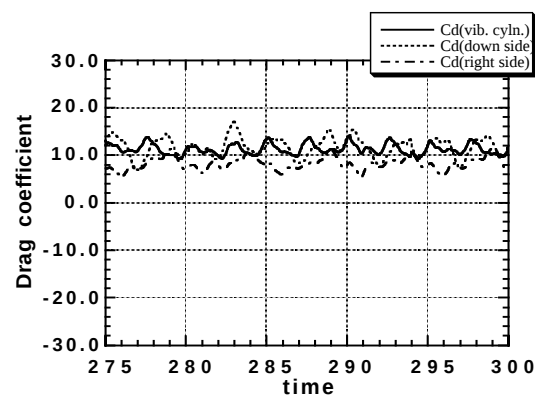


Fig. 3(d) Time History of Drag Coefficients ($Vr=10$)

が正となっており，振動を促進するような揚力が働いていることになる．このときの振幅 a も 10 前後と大きく，振動を促進しやすい状態であることが分かる．これに対し，右隣の円管では， $Vr=6$ 以上の広い換算流速の範囲で位相差が正となっているが，その振幅 a はほとんどの領域で 1 以下であり，振動を促すように揚力は働いているがその力は小さいことになる．ただし， $Vr=7$ 付近では，位相差が正でかつ振幅も大きくなっていることから，振動を促進しやすい状態であるといえる．

5. 終わりに

一様流が流入する流路内に置かれた円管群において，管群内の 1 本の円管が主流に対し垂直方向へ強制的に振動する場合の流れ場を数値的にシミュレートし，流れ場の様子や円管に働く流体力を調べた．この結果，円管に働く揚力変動は，加振円管の振動数と同一振動数成分が支配的であり，加振円管の影響を強く受けることが分かった．また，加振円管，主流に向かい加振円管の真後ろに位置する円管，主流に向かい加振円管の右隣に位置する円管に注目すると，いずれの円管においても，円管の振動を促進するような揚力が働く換算流速域があることが分かった．

参考文献

- (1) Blevins, R. D., Flow-Induced Vibration, Van Nostrand Reinhold (1990).
- (2) Chorin, A. J., A Numerical Method for Solving Incompressible Viscous Flow Problems, *Journal of Computational Physics*, Vol. 2 (1967), pp. 12-26.
- (3) Rogers, S. E. and Kwak, D., Upwind Differencing Scheme for the Time-Accurate Incompressible Navier-Stokes Equations, *AIAA Journal*, Vol. 28, No. 2 (1990), pp. 253-262.
- (4) Buning, P. G., Chiu, I. T., Obayashi, S., Rizk, Y. M. and Steger, J. L., Numerical Simulation of Integrated Space Shuttle Vehicle in Ascent, AIAA Paper 88-4359 (1988).
- (5) Fujii, K., Unified Zonal Method Based on the Fortified Solution Algorithm, *Journal of Computational Physics*, Vol. 118 (1995), pp. 92-108.
- (6) Yoon, S. and Jameson, A., Lower-Upper Symmetric-Gauss-Seidel Method for the Euler and Navier-Stokes Equations, *AIAA Journal*, Vol. 26 (1988), pp. 1025-1026.

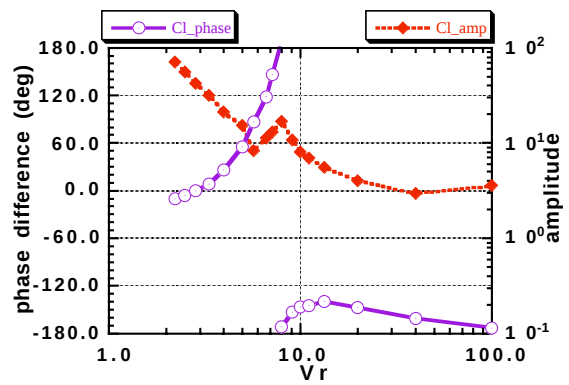


Fig. 4(a) Phase Difference and Amplitude (Vibration Cylinder)

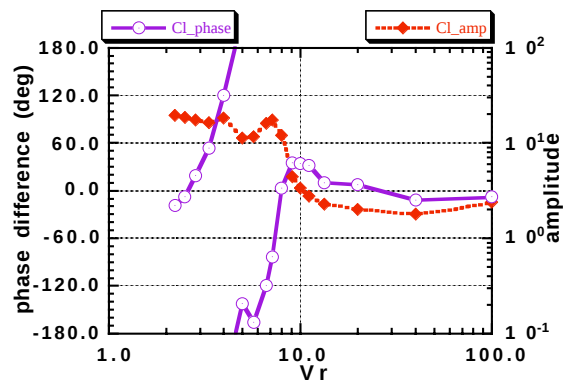


Fig. 4(b) Phase Difference and Amplitude (Down Side Cylinder)

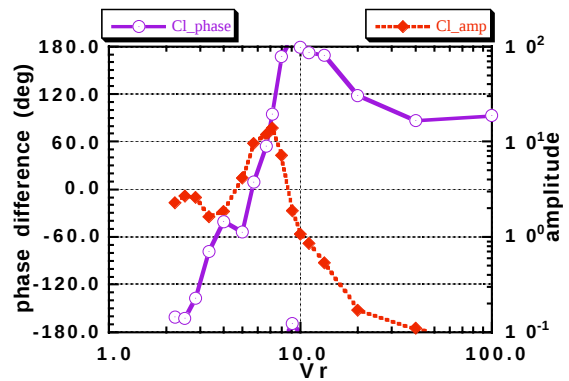


Fig. 4(c) Phase Difference and Amplitude (Right Side Cylinder)