乱流場における流体・構造体連成振動解析手法の開発*

(第1報, 定式化と強制振動の解析)

定岡 紀行^{*1}, 梅垣 菊男^{*1}

Numerical Method to Calculate Flow-Induced Vibration in a Turbulent Flow (1st Report, Derivation and Analysis of Oscillating Circular Cylinder)

Noriyuki SADAOKA and Kikuo UMEGAKI

A new approach to simulate flow-induced vibration is introduced. A fully coupled analysis of fluid-structure interaction has been realized in a turbulent flow field using the following calculational steps: a) solving turbulent flow by a direct simulation method where the ALE (arbitrary Lagrangian-Eulerian)-type approximation is adopted to take account of structural displacements; b) estimating fluid force on structures by integrating fluid pressure and shear stress; c) calculating dynamic response of structures and determining the amount of displacement; d) re-generating curvilinear grids for new geometry using the boundary-fitted coordinate transformation method. Vortex-induced vibration of a circular cylinder in a cross flow were successfully simulated and the synchronization phenomena between Karman-vortices and cylinder vibrations were clearly observed.

Key Words: Flow-Induced Vibration, Numerical Analysis, Incompressible Flow, Curvilinear Coordinates, Navier-Stokes Equation, Arbitrary Lagrangian Method, Direct Simulation, Unsteady Fluid Force

1. 結 言

流れの中に置かれた構造体が流体力により振動する現象は種々の流動振動現象の中でも最も基本的なものである。そのため、熱交換器などの各種流体関連機器や原子炉の炉内構造物の構造設計時に重要な評価項目となっている。近年、これらの流体機器や炉内構造物では、熱効率や炉心特性などの性能向上のため、流速を高めると同時に構造物の量を必要最小限に抑える必要が生じている。その結果、構造物の流動振動が発生しやすい構造になる傾向にある。

乱流場における流動振動では、構造物の後方で生じるはく離渦の放出周波数と構造物自身の固有振動数が一致する時点で、はく離渦と構造物の間で共振を生じ大きな振動振幅に発展する。さらに、流速を増加させると共振状態が一時的に解消され振幅は減少するが、ある限界流速を超えると再び急速に振幅が増大し、流体力弾性振動が発生する⁽¹⁾。

従来、これらの現象の評価では、各種機器ごとに、

共振発生流速および限界流速を実験的に求め、評価式が算出されてきた⁽²⁾。しかし、乱流と振動の複合現象の複雑さのために、振動発生要因やメカニズムについては十分に明確にされていない。そのため、新たな機器設計や従来構造の大幅変更時には、従来と同様の流動振動試験が必要となる。特に、炉内構造物では、ほとんど実物大の模型で振動を測定しなければ振動振幅等を定量的に予測できない現状にある⁽³⁾。そのため、はん用的に乱流場における流動振動現象を評価できる手法が切望されていた。

流体・構造連成振動の数値解析的取扱いとしては、流体から構造に加わる影響を構造物の付加質量として扱い振動解析する手法が開発され、流体中の構造物の耐震設計等で実用化されている^{(4)~(6)}。しかし、この手法は流体を渦なしのポテンシャル流れとして扱うため、乱流場における非定常流体力に起因する流動振動は解析できない。また、流れ場の中での振動解析に関しては、岡島⁽⁷⁾、大金ら⁽⁸⁾が差分法と ALE 法を用いて円柱や角柱の強制振動を解析しているが、非定常流体力に起因する構造物の振動解析までは至っていない。田村ら⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾は、強制振動だけでなく自励振動まで解析しているが、円柱の体系に限られている。

従来、乱流場での流動振動の数値解析の評価を困難

* 平成5年4月1日 第70期通常総会講演会において講演、原稿受付 平成5年4月1日。

^{*1} 正員、(株)日立製作所エネルギー研究所 (〒319-11 日立市大みか町7-2-1)。

にしてきた要因は、構造体の周辺および後方で生じる非定常な離渦挙動がとらえられないため、構造体に加わる流体力の変動が求められなかった点にある。一方、近年、大形計算機の飛躍的な能力向上とともに、流れの中の物体周辺に生じる離渦挙動も解析可能となってきた。河村、桑原による三次風上差分を用いた直接解法では、円柱を過ぎる流れにおいて、臨界 Re 数における抗力係数の急激な変化 (Drag Crisis) まで予測できている⁽¹¹⁾⁽¹²⁾。

本研究は、乱流場における流体と構造体との連成振動、特に非定常流体力に起因する流動振動現象を任意の流路形状に対して解析できる手法の開発を目的としている。乱流場での連成振動の解析では、任意形状の構造体に加わる非定常流体力を評価する必要がある。そのため、乱流解析には、三次風上差分を基にした曲線座標格子と部分構造分割を用いた直接解法⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾を用いた。さらに、本研究では、(1)時間依存の曲線座標格子生成、(2)流路形状の時間変化を考慮した乱流直接解析、(3)構造体表面に加わる非定常流体力の算出、(4)構造体振動応答解析の各計算を各時刻ごとに繰返すことにより連成振動現象を解析する手法を開発した。

本報では、開発手法の概要および強制振動させた円柱を過ぎる流れを解析した結果を報告する。

2. 開発手法の概要

2.1 連成解析手法のアルゴリズム 本手法では、非圧縮性の単相流中の構造体の振動現象を取扱う。アルゴリズムを図1に示した。本手法では、流体中の構造体の変形および変位により、流路形状が時間的に変動する場合に各時刻ごとに流体解析で必要となる曲線座標格子を作成する。次に、各時刻ごとに生成した座標を基に、座標移動の効果を取り入れた形のナビエ・ストークス方程式を解き、構造体に加わる流体力を算出する。さらに、得られた流体力を外力として、構造体の変形および変位を解析する。この構造体変位および変形を次タイムステップにおける格子生成の境界条件とし、同様の計算を繰返す。以下、各成分の計算手法について詳述する。

2.2 時間依存曲線座標格子生成手法 時間的に変動する流路に対して座標格子を生成するには Thompson らによる曲線座標変換法⁽¹⁵⁾ (Boundary Fit 法)を用いた。曲線座標変換法は、任意の領域の境界条件を与えて内部の座標格子を自動的に生成する方法である。そのため、構造体が時間的に変動した場合でも、各時刻における構造体表面の位置座標が与えら

れば、各時刻ごとに流路全体に対して座標格子を生成することができる。

座標変換の基礎式は、次式で与えられる。

$$a_{lm} \frac{\partial^2 x_i}{\partial \xi_l \partial \xi_m} + J^2 P_l \frac{\partial x_i}{\partial \xi_l} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、

$$a_{lm} = \beta_{li} \cdot \beta_{im} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\beta_{li} = \frac{\partial x_j}{\partial \xi_m} \cdot \frac{\partial x_k}{\partial \xi_n} - \frac{\partial x_j}{\partial \xi_n} \cdot \frac{\partial x_k}{\partial \xi_m} \quad \dots\dots\dots (3)$$

式(1)～(3)では、アインシュタインの総和則に基づいて ij についてそれぞれ 1～3 までの総和をとるものとする。 l, m については、1～3 までの循環をとる。また、 J はヤコビアンで、 $P_l (l=1, 2, 3)$ は、実空間上での曲線座標格子の間隔を制御する変数であり、次式で表される。

$$P_l = - \sum_{k=1}^n a_{l,k} \cdot \text{sgn}(\xi_l - \xi_{l,k}) \cdot \exp(-b_{l,k} \cdot X_k) \\ X_k = [C_{1,k}(\xi_1 - \xi_{1,k})^2 + C_{2,k}(\xi_2 - \xi_{2,k})^2 + C_{3,k}(\xi_3 - \xi_{3,k})^2] \quad \dots\dots\dots (4)$$

式(1)に示した座標変換方程式を、SOR 法を用いて解くことにより写像空間上の直交格子に対応した実空間上の曲線座標格子を生成することができる。構造体が時間的に変動した場合は、実空間上の境界面は時刻 t の変化とともに移動する。時刻 t の構造体表面の実空間上での位置座標を $X[x_1(t), x_2(t), x_3(t)]$ とし、写像空間上で $\xi_1 = \xi_1$ (一定)の座標面に対応する境界

図1 流体・構造体連成解析手法のアルゴリズム

条件とすると、次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} x_1(t) &= x_1(\xi_1, \xi_2, \xi_3) \\ x_2(t) &= x_2(\xi_1, \xi_2, \xi_3) \\ x_3(t) &= x_3(\xi_1, \xi_2, \xi_3) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

各時刻ごとに構造体変形計算結果から得られる $X[x_1(t), x_2(t), x_3(t)]$ を、上式で表される境界条件とし、式(1)を解く。構造体が移動する場合、各時刻における $P_l(l=1, 2, 3)$ は、初期格子作成時に設定した値を用いる。座標格子を再生成する計算時間間隔は、基本的に乱流解析部での計算時間間隔と同一とする。乱流解析部での1計算時間間隔内における構造体の移動量が小さい場合は、構造体の移動量が一定量に達する時間内で、同一の座標格子を用いる。逆に、乱流解析部での1計算時間間隔内における構造体の移動量が過大である場合は、構造体の移動量が一定量にとどまる時間内に、乱流解析部での1計算時間間隔を設定する。

2・3 構造体との連成を考慮した乱流解析手法

(1) 格子移動による物理量変化の定式化 解析対象領域内の構造体が時間とともに移動する場合、この問題は移動境界問題となる。構造体が移動しても、写像空間上では同一の座標格子に変換可能である。そのため、固定境界値問題と同じアルゴリズムを用いて写像空間上でナビエ・ストークス方程式を解くことができる。ただし、実空間上での座標格子点の位置が変化するため固定座標におけるナビエ・ストークス方程式に、座標格子の移動による写像空間上での物理量の時間変化を考慮する必要がある。

物理量を $f_i(i=1, 2, 3)$ とすると三次元の場合、実空間上における座標格子移動による変化はALE法⁽¹⁶⁾ (Arbitrary Lagrangian-Eulerian Method) を用いると次式で表せる。

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{x,y,z} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\xi,\eta,\zeta} - \left[U_c \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right) + V_c \left(\frac{\partial f}{\partial y} \right) + W_c \left(\frac{\partial f}{\partial z} \right) \right] \dots\dots\dots (6)$$

ここで

$$U_c = \left(\frac{\partial x}{\partial t} \right)_{\xi,\eta,\zeta}, \quad V_c = \left(\frac{\partial y}{\partial t} \right)_{\xi,\eta,\zeta}, \quad W_c = \left(\frac{\partial z}{\partial t} \right)_{\xi,\eta,\zeta} \dots\dots\dots (7)$$

ここで、添字 x, y, z および ξ, η, ζ は、それぞれ実空間上および写像空間上の物理量の時間変化を表している。また、 U_c, V_c, W_c は座標格子の移動速度である。式(6)より明らかなように、実空間上の座標格子位置の変化の効果は、座標格子の移動速度を介して移流項として現れる。したがって、写像空間上で移動境界問題を解く場合は、基礎方程式に上述の移流項を

加えた方程式を解かなければならない。式(6)を座標変換すると次式が得られる。

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{x,y,z} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\xi,\eta,\zeta} - \frac{1}{J} \left(\bar{U}_c \frac{\partial f}{\partial \xi} + \bar{V}_c \frac{\partial f}{\partial \eta} + \bar{W}_c \frac{\partial f}{\partial \zeta} \right) \dots\dots\dots (8)$$

ここで、

$$\bar{U}_{c1} = \beta_{i1} U_{c1} \dots\dots\dots (9)$$

$$\beta_{i1} = \frac{\partial x_j}{\partial \xi_m} \cdot \frac{\partial x_k}{\partial \xi_n} - \frac{\partial x_j}{\partial \xi_n} \cdot \frac{\partial x_k}{\partial \xi_m} \dots\dots\dots (10)$$

$\bar{U}_{c1}$ は曲線座標系の反変速度ベクトルであり、曲線座標系での移流速度ベクトルと考えてよい。式(9)、(10)において、 i, j, k および l, m, n は1, 2, 3の順に周期的に従うものとする。

(2) 移動境界を考慮した流れの基礎方程式 乱流解析部では、通常、非圧縮粘性流体の基礎方程式である連続の式とナビエ・ストークス方程式を解くただし、流体中の構造体の移動を考慮するため、前述の座標格子移動に伴う物理量の移流項をナビエ・ストークス方程式に加える必要がある。そのため、二次元の場合、基礎方程式は次式となる。

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} - \left(U_c \frac{\partial U}{\partial x} + V_c \frac{\partial U}{\partial y} \right) + \frac{\partial(UU)}{\partial x} + \frac{\partial(UV)}{\partial y} \\ = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + f_x \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} - \left(U_c \frac{\partial V}{\partial x} + V_c \frac{\partial V}{\partial y} \right) + \frac{\partial(UV)}{\partial x} + \frac{\partial(VV)}{\partial y} \\ = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + f_y \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

式(9)の座標格子の移動による移流項の座標変換を用いて式(11)～(13)全体を座標変換すると次式が得られる。

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial \xi} + \frac{\partial \bar{V}}{\partial \eta} = 0 \dots\dots\dots (14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{U}}{\partial t} - \frac{1}{J} \left(\bar{U}_c \frac{\partial \bar{U}}{\partial \xi} + \bar{V}_c \frac{\partial \bar{U}}{\partial \eta} \right) \\ + \frac{1}{J} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} (\bar{U} \bar{U}) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\bar{V} \bar{U}) \right] \\ = - \frac{1}{\rho J} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial \bar{y}}{\partial \eta} P \right) - \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \bar{y}}{\partial \xi} P \right) \right] \\ + \frac{1}{J} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} (\bar{\tau}_{xx}) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\bar{\tau}_{xy}) \right] + f_u \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{V}}{\partial t} - \frac{1}{J} \left(\bar{U}_c \frac{\partial \bar{V}}{\partial \xi} + \bar{V}_c \frac{\partial \bar{V}}{\partial \eta} \right) \\ + \frac{1}{J} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} (\bar{U} \bar{V}) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\bar{V} \bar{V}) \right] \\ = - \frac{1}{\rho J} \left[- \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial \bar{x}}{\partial \eta} P \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \bar{x}}{\partial \xi} P \right) \right] \end{aligned}$$

$$+ \frac{1}{J} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} (\bar{\tau}_{yx}) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\bar{\tau}_{xy}) \right] + f_v \quad \dots\dots\dots (16)$$

式(14)～(16)において、 $\hat{U}$, $\hat{V}$, $\hat{U}_c$, $\hat{V}_c$ は、次式で表せる。

$$\hat{U} = \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \right) U - \left(\frac{\partial x}{\partial \eta} \right) V \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$\hat{V} = - \left(\frac{\partial y}{\partial \xi} \right) U + \left(\frac{\partial x}{\partial \xi} \right) V \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$\hat{U}_c = \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \right) U_c - \left(\frac{\partial x}{\partial \eta} \right) V_c \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$\hat{V}_c = - \left(\frac{\partial y}{\partial \xi} \right) U_c + \left(\frac{\partial x}{\partial \xi} \right) V_c \quad \dots\dots\dots (20)$$

式(14)～(16)の計算アルゴリズムには、曲線座標系を対象とした修正 SMAC 法⁽¹³⁾ (Simplified Marker and Cell Method) を用いた。ナビエ・ストークス方程式の時間積分には、二次の精度をもつ Adams-Bashforth 法を用いた。また、圧力ポアソン方程式の解法には、SOR 法とマルチ・グリッド法を用い収束計算を高速化した。

(3) 乱流解析方法の選択 乱流場での連成振動を解析するには、流体中の構造体に加わる非定常流体力を算出しなければならない。そのため、時間平均モデルである x - ε モデルは適当でない。また、LES (Large Eddy Simulation) モデル⁽¹⁷⁾ では平行平板間の乱流遷移をよく再現する⁽¹⁸⁾ が、任意形状の流路に対しては、境界条件設定の難しさがある。

一方、三次風上差分法による乱流直接解法⁽¹¹⁾⁽¹²⁾ では、物体を過ぎる流れにおけるはく離渦挙動をとらえることが可能になってきている。さらに、現在、実機で問題になっている流動振動の多くは、構造体の固有振動数が数 Hz かは数十 Hz 程度であり、流体側からこれ以上の高周波の流体力を受けたとしても、構造体の振動振幅に与える影響は小さいと考えられる。乱流直接解法では、高周波の乱流成分まではとらえられないが、低周波流動振動の主要因である数十 Hz 程度までの大規模なはく離渦による乱れは精度よくとらえることが可能である。これらの考察より、乱流解析手法としては、移流項の離散化に保存系の三次風上差分法である QUICK 法を用いた直接解法を使用した。

(4) 座標移動速度の反変成分の計算方法 式(17)～(19)の離散化には、座標移動速度の反変成分 $\hat{U}_c$, $\hat{V}_c$ の計算が必要となる。 $\hat{U}_c$, $\hat{V}_c$ は、反変速度成分 $\hat{U}$, $\hat{V}$ と同様に、流速 U , V , U_c , V_c , 圧力 P とスタガードに定義する。この修正スタガードメッシュを図2に示した。

座標格子の移動に伴うコントロールボリュームの境界面の中央位置の移動速度 $U_{Gi+1/2j}$, $U_{Gij+1/2}$, は、時

刻 t における座標格子点 (i, j) の位置座標を $(x_{ij}$, $y_{ij})$ とし構造体移動後の時刻 $t + \Delta t$ における (i, j) 位置座標を (x_{ij}, y_{ij}) とすると、次式で得られる。

$$\left. \begin{aligned} U_{Gi+1/2j} &= \frac{1}{2} (U_{Gi+1j} + U_{Gij}) \\ U_{Gij+1/2} &= \frac{1}{2} (U_{Gij+1} + U_{Gij}) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$\left. \begin{aligned} U_{Gij} &= \frac{1}{\Delta t} (x_{ij}^{t+\Delta t} - x_{ij}^t) \\ U_{Gi+1j} &= \frac{1}{\Delta t} (x_{i+1j}^{t+\Delta t} - x_{i+1j}^t) \\ U_{Gij+1} &= \frac{1}{\Delta t} (x_{ij+1}^{t+\Delta t} - x_{ij+1}^t) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (22)$$

$V_{Gi+1/2j}$, $V_{Gij+1/2}$ も、式(21), (22)と同様に求められる。式(19), (20)より、コントロールボリュームの境界面の中央位置における座標の移動速度の反変速度成分 $\hat{U}_{Gi+1/2j}$, $\hat{V}_{Gij+1/2}$ は次式で得られる。

$$\begin{aligned} \hat{U}_{Gi+1/2j} &= \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \right)_{i+1/2j} U_{Gi+1/2j} \\ &\quad - \left(\frac{\partial x}{\partial \eta} \right)_{i+1/2j} V_{Gi+1/2j} \quad \dots\dots\dots (23) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \hat{V}_{Gij+1/2} &= - \left(\frac{\partial y}{\partial \xi} \right)_{ij+1/2} U_{Gij+1/2} \\ &\quad - \left(\frac{\partial x}{\partial \xi} \right)_{ij+1/2} V_{Gij+1/2} \quad \dots\dots\dots (24) \end{aligned}$$

(5) 境界条件の設定 本開発プログラムでは、構造体表面の流速境界条件が計算開始時刻と計算開始後で異なってくる。すなわち、計算開始時刻では、構造体表面は流速零の壁面条件(ノンスリップ)となり、計算開始後は、構造体表面の移動速度が境界面での流速値となる(ディレクレ条件)。一方、圧力の境界条件は、構造体表面の境界層内に最内側格子が生成されていると仮定すると、計算開始後も計算開始時刻と同様に法線方向の微分値が零の境界条件となる(ノイマン条件)。境界条件の一般形は、次式で与えられる。

$$a_1 \phi + a_2 \frac{\partial \phi}{\partial \eta} = a_3 \quad \dots\dots\dots (25)$$

(a_1 , a_2 , a_3 は定数)

各境界条件で a_1 , a_2 , a_3 は次式のようにになる。

図2 座標格子における物理量定義位置

ノンスリップ条件…… $a_1=1, a_2=0, a_3=0,$

ディレクレ条件 …… $a_1=1, a_2=0,$

$a_3=U_{GB}$ または $V_{GB},$

ノイマン条件 …… $a_1=0, a_2=1, a_3=0,$

ここで, U_{GB}, V_{GB} は構造体表面の移動速度である。

(6) 構造体に加わる流体力の算出方法 構造体表面に加わる流体力は, 乱流解析部の 1h ステップごとに構造体表面の圧力と壁面せん断応力を次式のように積分することにより得られる。

$$F(t) = \int_S P_w(t) dS + \int_S \tau_w(t) dS \quad \cdots \cdots \cdots (26)$$

$\tau_w(t)$: 構造体表面せん断応力, $P_w(t)$: 構造体表面圧力

$F(t)$: 構造体に作用する非定常流体力

2・4 構造体変形解析手法 乱流解析部で得られた構造体表面の流体力を外力とし, 構造体の変形および振動応答を計算する。

構造体は, 等方弾性体とし, 材料線形性および幾何学的線形性の範囲で計算する。構造体の変形が生じない場合は, 剛体として取扱う。構造体の変形が生じる場合は, 減衰項も含めた構造体の運動方程式を有限要素法により離散化し, オイラーの陽解法を用いて, 過度応答解析を行う。得られた変形後の構造体表面の位置座標を, 次タイムステップにおける曲線座標格子生成部の入力とする

3. 強制振動させた円柱における 解析結果と考察

時間依存の座標格子生成手法および格子移動の効果を考慮した乱流解析手法を検証するため, 流れに対して垂直方向に円柱を強制的に正弦振動させた場合の流れを解析した。この体系は, Re 数は 1100 と低いが, 永田らにより詳細な可視化実験⁽¹⁹⁾ が実施されているため, 検証計算として取り上げた。

3・1 解析体系および条件 図 3 に, 解析体系と座標格子を示した。解析領域は, 周囲の境界条件が円柱後流に与える影響をなくすため, 円柱前方および上下方向に $5D$, 円柱後方に $15D$ とした (D は円柱直径)。また, 全領域を 8 個に領域分割し, 全格子点数を 30 048 点とした。さらに, Re 数 10^4 において, 円柱表面の境界層領域に数個の格子が入るよう, 円柱表面近傍の格子を設定した。図 3 中の δ は境界層厚さを示している。各境界における流速, 圧力条件は図 3 (a) 解析領域の中に示した。円柱表面の流速境界条件は, 円柱の移動速度になる。図 4 に, 強制振動の振動モードを示した。 Re 数は 1100, 振動振幅 A_y は $0.2D$, 振動周

波数 f は 0.088 Hz とした。円柱は, $A_y \times \sin(2\pi ft)$ の正弦波で振動させた。この条件は, 永田らの可視化実験と同一になるよう設定した。これらの条件は, 円柱の振動周期と円柱後流のカルマン渦列の周波数が同期する lock in 現象が生じるように設定されている。

流体計算のタイムステップ幅は, クーラン条件より $\Delta t = 5.0 \times 10^{-3}$, また, 円柱移動に伴う座標格子再生成の時間幅 $\Delta t' = 2.0 \times 10^{-1}$ とした。この $\Delta t'$ では, 円柱振動一周の間に 56 回座標格子を再生成する。

3・2 円柱後流の流動状況の比較 振動する円柱直後の流れの可視化実験結果と計算結果を比較した。図 4 の (a) ~ (f) に比較した円柱振動の各位相角を示した。図 5, 6, に各位相角における可視化実験結果と計算で得られた流速ベクトル図を示した。計算では,

(a) 解析領域と境界条件

(b) 生成座標格子

図 3 強制振動させた円柱を過ぎる流れにおける解析領域と生成格子

図 4 円柱の強制振動モード

図5 強制振動させた円柱背後の流動パターンの実験結果と計算結果の比較(1)

振動開始後3周期めの結果を示した。図5, 6の可視化実験では、電解沈殿法により円柱表面に塗布された導電性塗料の流跡が観察されており、円柱背後より尾を引いている白い部分が円柱表面から流出した粒子の軌跡を示している。

円柱が上方に移動している図5(a)の実験結果では、固定円柱では見られなかった新たな離渦が円柱後縁部の下部に生じている。計算結果でも同様の新たな離渦が再現できている。図5(b)は、円柱がほぼ最上位位置(以下、上死点と呼ぶ)に達した状態であり、円柱の上方への移動のため、図5(a)で見られた新たな離渦のはく離点の位置が円柱上方に移動している。計算結果では、同様に新たな離渦のはく離点の位置が円柱上方に移動しているが、やや低めになっている。図5(c)では、円柱が下方に移動しているため、上述のはく離点の位置がさらに円柱上方に移動している。計算結果でも同様の位置にはく離渦が発生している。

図6(d), (e)では、円柱はさらに下方に移動を続けるため上述のはく離渦が円柱後方に大きく発達する。計算結果でも同様に、円柱の斜め後ろ上方向には

図6 強制振動させた円柱背後の流動パターンの実験結果と計算結果の比較(2)

く離渦が放出されている。図6(f)では、円柱が最下位位置(以下、下死点と呼ぶ)に達した後、再び上方へ移動し始めた状態を示している。計算でも実験と同様に、新たな離渦が斜め後ろ下方向に生成し始めている。

これらの比較から、計算結果は強制振動時に特有のはく離渦の生成状況を再現していることがわかった。

3.3 強制振動時の渦放出機構の考察 図5, 6以外の振動位相における計算結果をもとに、強制振動時の渦放出機構を検討した。図7(a)~(i)に、一周期間の位相角 $\omega t=45^\circ$ ごとの流速ベクトル図を示した。これらの図7中で実線の円は、 $\omega t=0$ における円柱の位置を示し、円柱中心のベクトルは円柱の移動方向および速度を示している。

まず、 $\omega t=0\sim90^\circ$ では、円柱は上方に移動しているため、円柱の動きと逆に円柱後縁部の上方から下方に向かう流れ込みが生じ、円柱後方直後の斜め下に生成した渦Aが、円柱後方に放出される。円柱が上死点($\omega t=90^\circ$)に達した後、円柱の移動方向が逆転するため、 $\omega t=90\sim135^\circ$ の間に円柱後縁部の上方に、円柱の動きに引きずられて新たな離渦Bが生成し始め

図7 強制振動させた円柱背後のはく離渦放出プロセス (ωt : 円柱振動の位相角)

る。さらに、円柱が下方に移動する $\omega t=135\sim 270^\circ$ では、はく離渦 B が大きく発達すると同時に、円柱後縁部の下方から上方に向かう流れ込みが生じ、渦 B は円柱後方に放出される。円柱が下死点 ($\omega t=270^\circ$) に達した後、円柱の移動方向が再び逆転するため、 $\omega t=270\sim 315^\circ$ の間に円柱後縁部の下方に新たなはく離渦 C が再び生成し始める。 $\omega t=315\sim 360^\circ$ では、再び円柱が上方に移動するため、はく離渦 C が大きく発達すると同時に、円柱後縁部の上方から下方に向かう流れ込みが生じるため、渦 C は円柱後方に放出される。次の周期でも同様のプロセスによりはく離渦が次々に放出される。

上記プロセスによれば、円柱振動一周期の間に、円柱後縁部の上方と下方からそれぞれ1個ずつ渦が放出される。放出されたはく離渦はそのまま流れに乗って後方に運ばれるため、円柱後方の指定点では、振動一周期間に1個の渦が通過することになる。したがって、計算結果で円柱振動周期とカルマン渦列の周波数が同期している状態が再現できているといえる。

4. 結 言

- (1) 熱交換器などの各種流体関連機器や原子炉の

炉内構造物の設計で重要な課題である流体中の構造物の振動を評価するため、以下の特徴をもつ流体と構造物の連成振動解析手法を開発した。

(i) 流体中の構造物の表面を境界条件として、曲線座標変換法により流体中の構造物の振動に追従して各時刻ごとに新たな座標格子を生成し、流路の時間変化に応じた流れの変動を解析可能とする。

(ii) 曲線座標変換法により各時刻で得られた座標格子を用いて、乱流直接解法により非定常な乱流挙動を解析する。ナビエ・ストークス方程式中に格子移動に伴う物理量の変動効果を取り込み解析することにより、構造物に加わる非定常な流体力が算出可能となる。

(iii) 乱流解析部で得られた構造物表面に加わる非定常な流体力を外力として、構造物の運動方程式を解き、過渡応答解析法により構造物の動的変形および変位を求める。変形解析には、有限要素法を用いる。得られた構造物の表面変位を、次ステップの座標格子生成時の境界条件とする。

(2) 開発手法により、強制振動させた円柱を過ぎる流れを解析した。計算結果は、可視化実験で観察された振動により円柱後縁部で生じるはく離渦の生成・発達過程をよく再現した。また、円柱振動周期と円柱後方のカルマン渦列周波数の同期現象を再現できた。

これらの結果より、開発した時間依存の座標格子生成手法および格子移動の効果を考慮した乱流解析手法により、大規模なはく離に起因した低周波数の流体・構造物連成振動を解析できる見通しを得た。今後、高 Re 数での非定常流体力による自励振動を解析し、開発手法を検証してゆく。

円柱強制振動に関し討論していただいた岐阜大学工学部機械工学科 永田教授に感謝申し上げる。

文 献

- (1) Blevins, R. D., *Flow-Induced Vibration*, (1990), 153, Van Nostrand Reinhold.
- (2) Chen, S. S., *Flow-Induced Vibration of Circular Cylindrical Structures*, (1987), 386, Springer-Verlag.
- (3) 斑目, 第1回原子力分野における流体関連振動研究会報告書 (UNTL-R-0254), (1990).
- (4) 天野・ほか2名, 機論, **56**-523, B(1990), 130.
- (5) 岩田・ほか2名, 構造工学における数値解析シンポジウム講義集, (1988), 358.
- (6) Fuzita, K., *Nucl. Eng. Des.*, **83**(1984), 47-61.
- (7) Okazima, A. and Kitazima, K., *Proc. CWE92*, (1992), 22.
- (8) 佐久田・大金, 機論, **57**-540, B(1991), 296.
- (9) Tamura, T., Tsuboi, K. and Kuwahara, K., *AIAA Paper*, 88-0128(1988).
- (10) Tsuboi, K., Tamura, T. and Kuwahara, K., *AIAA*

- Paper*, 89-0294(1989).
(11) Kawamura, T. and Kuwahara, K., <i>AIAA Paper</i> , 84-0304(1984).	(16) Hirt, C. W., Amsden, A. A. and Cook, J. L., <i>J. Comput. Phys.</i> , 14 (1974), 227.
(12) Kawamura, T. and Kuwahara, K., <i>AIAA Paper</i> , 85-0376(1985).	(17) Smagorinsky, J., <i>Mon. Weath. Rev.</i> , 91 -3(1963), 99-164.
(13) 梅垣・三木, 機論, 56 -523, B(1989), 133.	(18) 堀内・日本物理学会誌, 37 (1982), 766-770.
(14) 坂上・梅垣・三木, 機論, 57 -540, B(1991), 296.	(19) 永田・林・河合, 機論, 51 -464, B(1985), 1157.
(15) Thompson, J. F., Warsi, Z. U. A. and Mastin, C. W.,	
-