

近接する並列円柱の空力応答特性に関する数値流体解析

Numerical Fluid Flow Analysis for Aerodynamic Response Characteristics
of Tandem Circular Cylinders

平野 廣和*・丸岡 晃**・林 健一***・井上 浩男****・池ノ内 昌弘†

Hirokazu Hirano, Akira Maruoka, Ken-ichi Hayashi, Hiroo Inoue and Masahiro Ikenouchi

*工博 中央大学助教授 総合政策学部 (〒192-03 東京都八王子市東中野 742-1)

**中央大学大学院理工学研究科土木工学専攻 (〒112 東京都文京区春日 1-13-27)

***工修 三井造船(株) 鉄構建設事業部技術部 (〒196 東京都昭島市つつじが丘 1-1-50)

****工修 三井造船(株) 鉄構建設事業部技術部 課長 (〒196 東京都昭島市つつじが丘 1-1-50)

†工博 三井造船(株) 事業開発本部技術本部 部長 (〒104 東京都中央区築地 5-6-4)

The aerodynamic characteristics of tandem cables of cable-stayed bridges has become more and more serious problem with increment of span length. From the view point of reduction of construction cost and maintenance of cable, tandem cables have been adopted for cable-stayed bridge. The tandem cables however, have aerodynamic response characteristics like wake-galloping. Therefore, it is required to develop the method for suppressing wake-galloping of tandem cables. The purpose of this study is to grasp the characteristics of wake-galloping phenomenon on tandem cables of cable-stayed bridge using the numerical fluid flow analysis. The flow around the oscillating tandem circular cylinders modeled for tandem cables is calculated. Flow field is treated as incompressible viscous flow. The arbitrary Lagrangian-Eulerian (ALE) method is employed to solve the flow field around the cylinders, and three-step Taylor-Galerikin method which is based on fractional step finite element method is adopted for discretization method. As a result, we obtained useful knowledge from the numerical fluid flow analysis regarding the aerodynamic response characteristics of tandem circular cylinder.

Key Words : aerodynamic response, wake-galloping, ALE finite element method, tandem circular cylinders

1. はじめに

橋梁技術の進歩ならびに材料強度の向上により、橋梁はますます長大化する傾向にある。また、シビックデザインへの感心の高まりから、橋梁架橋地域周辺との調和の取れた橋梁形式が好んで採用されるようになってきている。代表的な橋梁形式としては、斜張橋であり、近年、国内外で盛んに架橋されるに至っている。さらに、鋼製のみならずPCコンクリート製の大型斜張橋をはじめ両者の複合構造の斜張橋も多数架橋されるに至っている。

斜張橋の場合、一般の桁橋と比較しスパンが長大となることから固有振動数が低下し、比較的低風速において風による顕著な振動現象が表れることが、いくつかの実橋において観測されている。このため、桁本体に関しては基本設計の段階から風洞試験が行われ、耐風安定性が確認されるのが通常である。一方、近年開通した多くの斜張橋では、長大化やケーブル張力の増加に伴って桁を吊っている主要構造物であるケーブルを大型化する必要性が生じ、メンテナンス上の問題や建設費の削減、架設工事の容易さ等から複数本ケーブ

ルが採用されるにいたっている。しかしながら、複数ケーブル、特に最も採用されることが多い並列ケーブルでは、ある特定の風向から風が吹くとき、桁本体ではなくケーブルが顕著な振動現象を起こすことが報告されている。この現象は、既知の通り、複数列構造物間の流れの干渉によって起こる現象で、上流側にある構造物の後流渦などの影響により主として下流側の構造物が複雑な振動現象を起こすことであり、ウェーク・ギャロッピング現象と呼ばれている。

ところで、ウェーク・ギャロッピング現象は、大きな振幅の振動であることからケーブルとタワーや桁との定着部での疲労破壊の一つの要因ともなりかねない。また、比較的低風速において発現することから、橋を通行するドライバーや歩行者に恐怖心を抱かせる原因ともなる。このため、この現象を解明し、制振手法を開発することは急務である。このような背景を受けて、近年、実橋での観測の他、現象の発生に影響を及ぼすと考えられるケーブル本数・ケーブル間隔・迎角・偏角等をパラメータとする風洞実験が多数行われ、多くの成果が報告されるに至っている¹⁾。

一方、このウェーク・ギャロッピング現象を数値流体解析の面から特性を系統的に把握しようとした実例はたいへんに少ないのが現状である。このようなことから著者らは、これまでこの問題に有限要素法に基づく数値解析手法を適用し、系統的にこの特性を把握するとともに、観測や風洞実験で得られた結果との比較に取り組んできた²⁾⁻⁴⁾。例えば文献²⁾では、物体が静止した状態での並列円柱まわり流れの解析に主眼を置いているが、斜張橋の並列ケーブルを2次元の近接する並列円柱複数構造物としてモデル化し、迎角をパラメータとして、静止した状態での並列円柱まわりの流れの解析を行なっている。この結果から、わずかな迎角の変化により円柱間の流れの特性が変化し、これにより後方円柱の平均揚力係数が大きく変化することをつかんでいる。しかしながら、この現象がウェーク・ギャロッピング現象の起振力となりえるかどうかに関しては、後流円柱の変位と円柱に作用する空気力との間の位相差が問題となることから、これを直接議論するには、若干の無理があると指摘している。

以上の様な背景から、本論文では、斜張橋の並列ケーブルで発生するウェーク・ギャロッピング現象に着目し、有限要素法に基づく数値流体解析手法を用いてこの空力応答特性を把握することを目的としている。まず、並列円柱が静止した状態での解析を行い、流れの特性を知り、この結果と煙風洞で実施した流れの可視化試験との比較を行い、数値流体解析の適用性を明らかにする。次にALE(Arbitrary Lagrangian-Eulerian)⁵⁾⁻⁷⁾手法を適用し、下流側円柱が流れと直角方向へ強制加振されている状態での解析を行い、後流円柱の変位と円柱に作用する空気力との間の位相差の問題を検討し、既往の風洞実験結果との比較を行う。その結果、並列円柱構造物の空力応答特性に関して、数値流体解析の面から有用な知見が得られたので、ここにその結果を報告する。

2. 数値流体解析の手法

2.1 基礎方程式

本論では、後方円柱が静止した状態と流れと直角方向へ強制加振された状態の2種類の解析を行うこととする。なお、本論文では、前者を静的状態の解析、後者を動的状態の解析と呼ぶことにする。

(1) 静的状態での解析

風の流れの場の基礎方程式は、Navier-Stokesの運動方程式と連続の方程式であり、静的状態では次のように表される。

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j u_{i,j} \right) + p_{,i} - \mu (u_{i,j} + u_{j,i})_{,j} = f_i \quad (1)$$

$$u_{i,i} = 0 \quad (2)$$

ここに、 u_i は流速、 p は圧力、 ρ は密度、 μ は粘性係数、 f_i は外力である。

(2) 動的状態の解析

動的状態での風の流れの場の基礎方程式は、ALE記述により、式(1)のNavier-Stokesの式を次の様に書き換えた運動方程式と、式(2)に示す連続の式である。

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho (u_j - w_j) u_{i,j} + p_{,i} - \mu (u_{i,j} + u_{j,i})_{,j} = f_i \quad (3)$$

ここで、 w_i は後流側円柱の運動速度であり、これにより有限要素節点が移動する。ALE記述では、式(3)の運動速度を任意に選択することができる。

2.2 基礎方程式の離散化

(1) 静的状態の解析

静的状態の解析では、式(2)の連続の方程式に音速法⁸⁾⁻¹⁰⁾の考え方を導入することにより次の式を導き、これを連続の式として効率の良い計算を行う。

$$\frac{\partial p}{\partial t} + u_i p_{,i} + \rho c^2 u_{i,i} = 0 \quad (4)$$

ここで、 c は音速を表す。式(1)、(4)を基礎方程式とし、これらの式の離散化手法としては、3段階陽的有限要素法手法を適用する。なお、詳細に関しては、文献^{2),8)}を参照願いたい。

(2) 動的状態の解析

流れの基礎方程式(2),(3)の離散化手法として、分離型有限要素法¹¹⁾に基づく3段階テーラー・ガラーキン法¹²⁾を適用する。まず、運動方程式(3)の時間方向の離散化として、流速 u_i を陽的、圧力 p を陰的に表し、テーラー展開の時間に関する3次の項まで考慮すると、以下の3段階の式に分割することができる。

$$\begin{aligned} \rho u_i^{n+1/3} &= \rho u_i^n - \frac{\Delta t}{3} \{ \rho (u_j^n - w_j^{n+1}) u_{i,j}^n + p_{,i}^n \\ &\quad - \mu (u_{i,j}^n + u_{j,i}^n)_{,j} - f_i^n \} \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \rho u_i^{n+2/3} &= \rho u_i^n - \frac{\Delta t}{2} \{ \rho (u_j^{n+1/3} - w_j^{n+1}) u_{i,j}^{n+1/3} + p_{,i}^n \\ &\quad - \mu (u_{i,j}^{n+1/3} + u_{j,i}^{n+1/3})_{,j} - f_i^{n+1/3} \} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \rho u_i^{n+1} &= \rho u_i^n - \Delta t \{ \rho (u_j^{n+2/3} - w_j^{n+1}) u_{i,j}^{n+2/3} + p_{,i}^{n+1} \\ &\quad - \mu (u_{i,j}^{n+2/3} + u_{j,i}^{n+2/3})_{,j} - f_i^{n+2/3} \} \end{aligned} \quad (7)$$

ここで、 Δt は微小時間増分、 n は時間ステップを示す。式(5),(6)の圧力 p は n ステップの値を用い、節点移動速度 w_i は、節点座標 x_i の変化量から以下の式で求められるものとする。

$$w_i^{n+1} = \frac{x_i^{n+1} - x_i^n}{\Delta t} \quad (8)$$

連続式(2)は、圧力 p と同様に陰的に表し、 $n+1$ 時間ステップの値を用いる。

$$u_{i,i}^{n+1} = 0 \quad (9)$$

分離型法の考えに基づき、式(7)の発散をとり、連続式(9)を代入することによって、圧力ポアソン方程式が得られる。圧力場は次の方程式を解くことによって求めることができる。

$$\begin{aligned} p_{,ii}^{n+1} = & \frac{\rho}{\Delta t} u_{i,i}^n - \rho(u_j^{n+2/3} - w_j^{n+1})_{,i} u_{i,j}^{n+2/3} \\ & - \rho(u_j^{n+2/3} - w_j^{n+1}) u_{i,j}^{n+2/3} \\ & + \mu(u_{i,j}^{n+2/3} + u_{j,i}^{n+2/3})_{,ij} - \rho f_{i,i}^{n+2/3} \quad (10) \end{aligned}$$

計算手順は、式(8) $\Rightarrow$ 式(5) $\Rightarrow$ 式(6) $\Rightarrow$ 式(10) $\Rightarrow$ 式(7)となる。これらの方程式系の流速 u_i 、圧力 p の両者に1次の形状関数を用い、通常のガラキン法による離散化を行えば、次の有限要素方程式を求めることができる。ところで、式(10)の右辺側第4項は、3階微分の微小項であり、かつ1次の形状関数を用いた場合には離散化が困難であることから、これを省略することとする^{11),12)}。

$$\begin{aligned} \rho M u^{n+1/3} = & \rho M u^n - \frac{\Delta t}{3} \{ \rho K_1 (u^n - w^{n+1}) u^n \\ & - H_1 p^n + \mu S u^n - \hat{\Sigma}^{n+1/3} \} \quad (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho M u^{n+2/3} = & \rho M u^n - \frac{\Delta t}{2} \{ \rho K_1 (u^{n+1/3} - w^{n+1}) u^{n+1/3} \\ & - H_1 p^n + \mu S u^{n+1/3} - \hat{\Sigma}^{n+2/3} \} \quad (12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho M u^{n+1} = & \rho M u^n - \Delta t \{ \rho K_1 (u^{n+2/3} - w^{n+1}) u^{n+2/3} \\ & - H_1 p^{n+1} + \mu S u^{n+2/3} - \hat{\Sigma}^{n+1} \} \quad (13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A p^{n+1} = & - \frac{\rho}{\Delta t} H_2 u^n - \rho K_2 (u^{n+2/3} - w^{n+1}) u^{n+2/3} \\ & - \rho \hat{\Omega} \quad (14) \end{aligned}$$

ここで、 M は質量、 K_1 、 K_2 は対流、 S は粘性、 H_1 、 H_2 は微分作用素のそれぞれに関するマトリックスを表す。また、各マトリックスは、形状関数 Φ_i を用いると以下の式に表される。なお、本解析は2次元の解析であるので、添字 i, j, k は1, 2の値をとるものとする。

$$M = \int_V \Phi_i \Phi_j dV, \quad A = \int_V \Phi_i \Phi_i dV,$$

$$S = \int_V (\Phi_{,k} \Phi_{,k} \delta_{ij} + \Phi_{,i} \Phi_{,j}) dV,$$

$$H_1 = \int_V \Phi_i \Phi_j dV, \quad H_2 = \int_V \Phi_i \Phi_i dV,$$

$$K_1 = \int_V \Phi_i \Phi_j \Phi_{,k} dV, \quad K_2 = \int_V \Phi_i \Phi_j \Phi_{,k} dV,$$

$$\begin{aligned} \hat{\Sigma} = & \int_{\Gamma} \Phi_i \sigma_{ij} n_j d\Gamma, \quad \hat{\Omega} = \int_{\Gamma} \Phi_i \left(\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} \right) \eta_i d\Gamma \\ \sigma_{ij} = & -p \delta_{ij} + \mu (u_{i,j} + u_{j,i}) \end{aligned}$$

ここで、 V は解析領域全体、 Γ は円柱表面の境界、 η_j は円柱表面まわりの外向き法線ベクトル、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタ関数をそれぞれ表す。

境界条件は、流入境界を一樣流 $u = U_0$ 、流出境界では圧力のディレクレ条件を、上下の壁面では鉛直方

向の流速を0.0、後方円柱表面 Γ では円柱の上下方向への運動速度 w_i を与えている。

ところで、3段階テラー・ガラキン法では、式(11), (12), (13)の有限要素方程式の両辺に質量行列 M が存在する。本論では、質量行列 M に対して集中化手法を用いずにそのまま解析することとし、Jacobi法を採用して繰り返し計算によりこれを求めることとする。なお、繰り返し計算としては、収束に3回の計算を要した。

3. 並列円柱のモデル化

近接する並列円柱の空力特性を調べるための解析は、次の条件でモデル化を行った。図-1に示すように解析のモデルは、直径を D とする円柱が2次元的に並列に並んでいる状態とした。 S_H 、 S_V は、近接する円柱の中心間の水平間隔および垂直間隔を示す。解析は、近接する並列円柱間の中心水平距離を $S_H = 2D$ を一定としている。静止状態の場合は、反時計回り方向を正とし、迎角 α をパラメータとして変化させている。また、動的状態の場合は、下流側の円柱のみを無次元振幅 η/D と無次元風速 $V_r = U_0/N_\eta D$ をパラメータとして、流れに直角な方向に正弦波による強制加振を行った。 U_0 は流入流速、 N_η は強制加振振動数である。なお、ここでの水平間隔は、風洞実験¹³⁾によりウエーク・ギャロッピング現象が顕著に発生すると報告されている状態である。

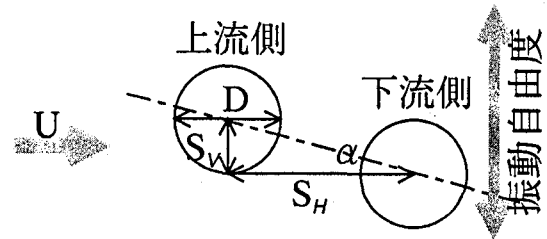


図-1 解析のモデル

解析領域は、図-2に示すように $38D \times 19D$ (閉塞率5.3%)とし、上流が円柱から流入境界までが $10D$ 、下流が円柱から流出境界までが $25D$ とした。有限要素分割数は、動的状態の解析で総節点数22,059、総要素数43,320である。円柱表面の最小メッシュ幅は、約 $0.005D$ である。また、解析のレイノルズ数は、円柱の直径を代表長さとして、 $Re = 1,000$ として解析を行った。なお、動的状態の解析では、流入流速を一定として、強制加振振動数 N_η を変化させることにより無次元風速を変化させている。ここで、既往の風洞実験のように流入流速を変化させる手法を用いなかったのは、流速の変化に伴ってレイノルズ数が増加すると、円柱

表面の最小メッシュ間隔をそれに併せて変化させることが必要となる場合が生ずる。このため、最小メッシュ間隔が新たな解析上のパラメータとなる可能性があるため、これを避けるために強制加振振動数を変化させる手法を選択した。

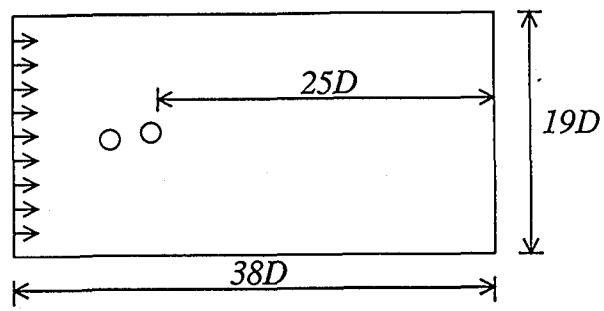


図-2 解析領域

無次元加振振幅は、 $\eta/D=0.1, 0.4$ の2種類とした。これは静止状態の解析における迎角 $\alpha=約3^{\circ}, 11^{\circ}$ にそれぞれ相当している。無次元風速は、 $V_r=10.0, 50.0, 100.0$ の3種類とした。無次元加振振幅及び無次元風速の設定に関しては、図-3に示す風洞試験のパネ支持試験結果¹³⁾(閉塞率 1.7%)を参考とした。この実験によると、 $V_r=10.0$ では加振振幅に関係なくウェーク・ギャロッピングが発生しない風速であるのに対し、 $V_r=50.0, 100.0$ では不安定なリミットサイクルをもつハード型の応答を示す風速であり、特に、たわみの無次元振幅 $\eta/D=0.1, 0.4$ の時は、複雑な応答を示す領域の振幅となっている。

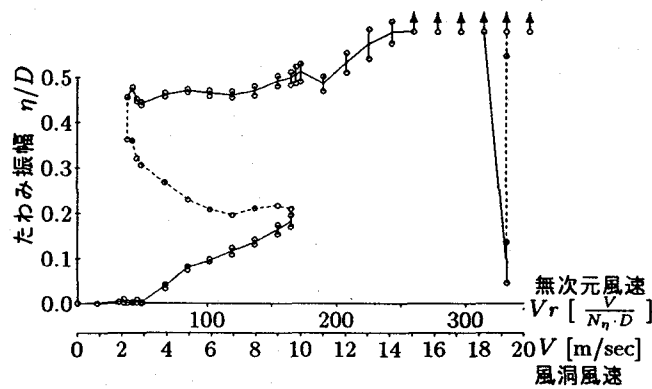


図-3 風洞実験による風速と振幅の関係¹³⁾

4. 流れの可視化実験

流れの可視化実験は、三井造船(株)昭島研究所の煙風洞(吸込型)で行った。供試模型は直径50mmの木製円柱を2本使用し、測定部面積は、 $1500l(mm) \times 800h(mm)$ である。なお、50mmの円柱断面を用いて

いるので、測定部分の面積は $30D \times 16D$ (閉塞率6.3%)の面積に相当している。このことは、流れの可視化試験と数値流体解析との断面の閉塞率がほぼ同様な値を有していることとなる。可視化手法は、模型上流よりケロシンをミスト状態にしたものを楕型ノズルを用いて吹き出し、連続光により写真撮影を行った。試験条件は、静止並列円柱の解析条件と同様とし、近接する並列円柱間の中心間の水平距離を $S_H = 2D$ を一定として、迎角 α をパラメータとして変化させて行った。迎角 α は $6^{\circ}, 8^{\circ}, 12^{\circ}$ の3ケースとし、2本の円柱は固定としている。可視化実験のレイノルズ数は、円柱の直径を代表長さとして、 $Re=約25,000$ である。このレイノルズ数のオーダーは、風洞試験と同様な値である。

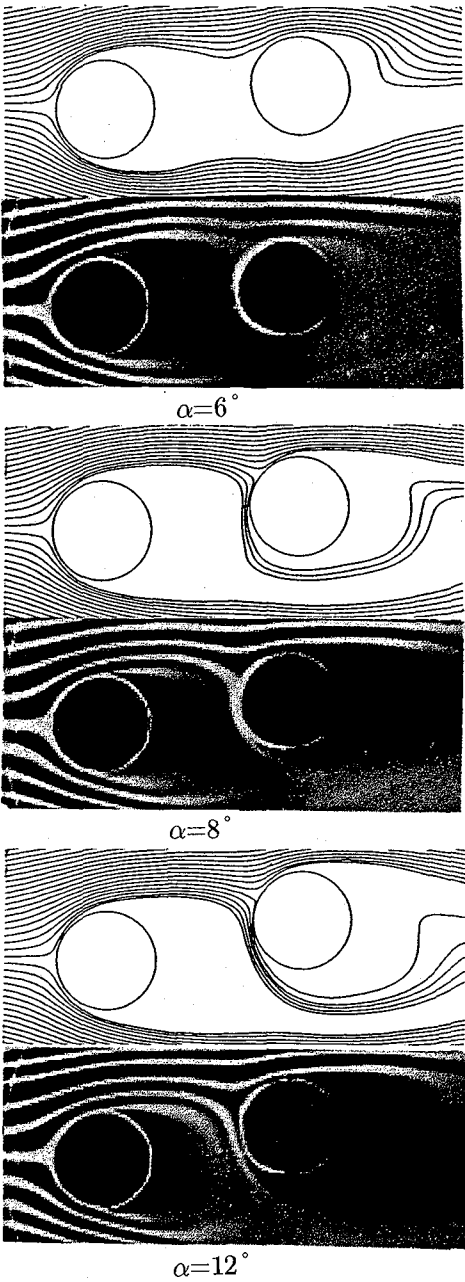


図-4 平均流脈線図と流れの可視化結果

5. 結果と考察

5.1 静止並列円柱間の流れの特性

並列円柱間の流れの特性を知るために、まずは両円柱が静止した状態での解析を行う。さらにこの結果と煙風洞で実施した流れの可視化試験との比較を行い、数値流体解析の適用性を明らかにする。

図-4は、円柱が静止した状態での迎角 $6^\circ, 8^\circ, 12^\circ$ の解析で得られた結果を4周期分を平均化した平均流脈線図と、同一迎角で煙風洞において連続光で撮影した流れの可視化実験写真との比較である。平均流脈線図と流れの可視化結果の両者ともに、迎角 8° 付近を境にして、流れの状況が変化している。迎角 6° では上流側円柱から生じた剥離せん断層が上・下流側両円柱を外側から包み込むように流下しているのに対して、迎角 8° では剥離せん断層が下流側円柱の内側にも流れるようにその方向を大きく変えている。このため、この迎角付近で下流側円柱の圧力分布の急変が予想される。

ところで、Shiraishi etc.¹⁴⁾はここでの迎角 6° までの流れのパターンをouter accelerated flowと、迎角 8° 以上の流れのパターンをgap flowと呼び、両者の流れの間で生じる流れのswitchingが空気力の変化に密接に関連していると指摘している。

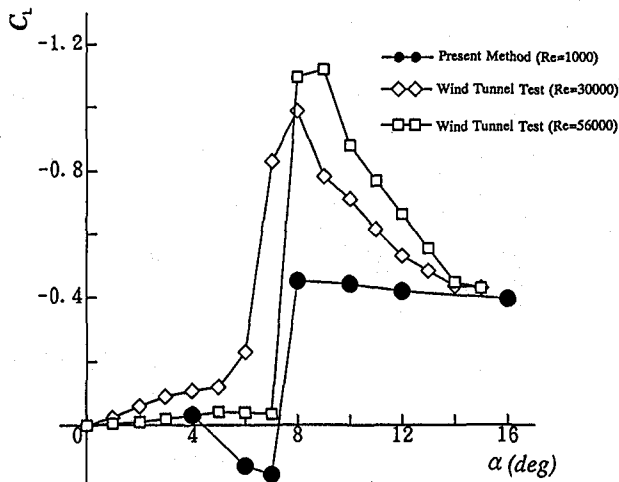


図-5 下流側円柱の平均揚力係数

図-5は、下流側円柱の平均揚力係数の迎角による変化と、風洞実験結果¹³⁾との比較を示した図である。

二本円柱間にgap flowが生じると、後方円柱の揚力係数が大きく変化することが報告^{13), 15), 16)}されている。本解析結果においても迎角が 7° 以下の場合には、平均揚力係数が0.0近傍から若干正の値を示すが、gap flowが生じる迎角 $7^\circ \sim 8^\circ$ の間で大きく変化をし、 -0.4 程度の負の値を示している。

風洞実験¹³⁾によると、迎角 $7^\circ \sim 8^\circ$ の間で解析と

同様な傾向を示している。但し、風洞実験の方が、解析よりも2倍程度大きな変化を示している。さらに、解析では、迎角 8° 以降ほぼ一定値を示すのに対して、風洞実験では正の勾配を示している。迎角 12° 以上の大迎角になると、解析結果と実験結果とはほぼ同様な値に近づいている。

これらの比較から、流れの可視化結果とよく対応した流れが数値解析によって得られていることがわかる。ところで、風洞実験と本論の数値解析では、レイノルズ数と断面の閉塞率には違いがあるが、レイノルズ数 $10^3 \sim 10^5$ 域では静的な特性としては抗力係数及びストローハル数が比較的安定した領域である。また流れの可視化試験と数値解析では、閉塞率もほぼ同様な値である。よって、本論での数値流体解析結果に基づいて流れのメカニズムを議論することは、解析結果の詳細な絶対値の評価はまだ難しいと思われるが、定性的には十分評価は可能であると考えられる。

5.2 強制加振時の空力応答特性

(1) 下流側円柱の変動揚力

図-6～11に無次元加振振幅 $\eta/D=0.1, 0.4$ における無次元風速 $V_r=10.0, 50.0, 100.0$ の時の各々の下流側円柱の揚力係数の時刻歴を示す。ここで実線は揚力の変動の時刻歴を、点線は加振振動波形であり、4周期分を示す。また、揚力係数は上向きを正としている。

まず、後流側の円柱からの周期渦の発生成分に着目する。図-6, 8, 10と図-7, 9, 11とを比較すると、同一風速でも強制加振振幅量の違いにより揚力係数の波形が大きく異なっている。例えば図-8, 9の $V_r=50.0$ の場合での加振振幅の違いによるそれぞれの揚力係数の卓越周波数成分(渦の発生周波数に相当)を求めると、図-12に示すようになる。加振振幅が $\eta/D=0.1$ では0.17と0.31付近の2成分を有しているのに対し、 $\eta/D=0.4$ では0.17付近の1成分を有している。これは、強制加振振幅が小さい場合は、outer accelerated flowが生じ、上流側円柱から生じた剥離せん断層が下流側円柱を外側から包み込むように流下するため、上流側円柱の変動揚力成分と下流側円柱の変動揚力成分とが生じることから、2つの卓越周波数を示したと考えられる。卓越周波数成分0.31は、並列による効果により生じた可能性がある。これに対して、強制加振振幅が大きい場合は、gap flowが生じたため、剥離せん断層が下流側円柱内側へ流れることから、それぞれの円柱が単独の状態に近くなったと考えられる。ところで、卓越周波数成分0.17は2次元解析での静止単独円柱のストローハル数に相当し、この周波数成分卓越するのは、単独円柱としての特性が表れているものと考えられる。

次に加振成分に着目した場合、図-6, 8では若干の

ビート状態にはあるものの、時間で平均した揚力係数はほぼ0となっている。一方、図-10の場合は、揚力係数はビート状態となりかつ強制加振振幅の最大値の前で負の揚力の最大が、強制加振振幅の最小の前で正の揚力の最小が生じているので、位相差により加振力を生じている可能性がある。よって、図-3に示すように、バネ支持試験においても定常的な振動が得られたと考えられる。

図-7の場合、揚力波形は強制振動成分が主となり、ほぼ同位相の波形を示していることから、加振力にはならないと考えられる。このことから、バネ支持試験において振動が発生しなかったことが考えられる。

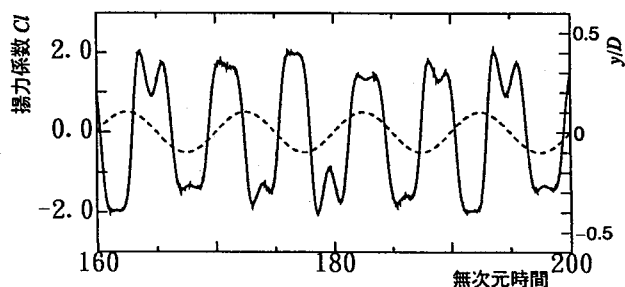


図-6 揚力係数の時刻歴 ($\eta/D=0.1$, $V_r=10.0$)

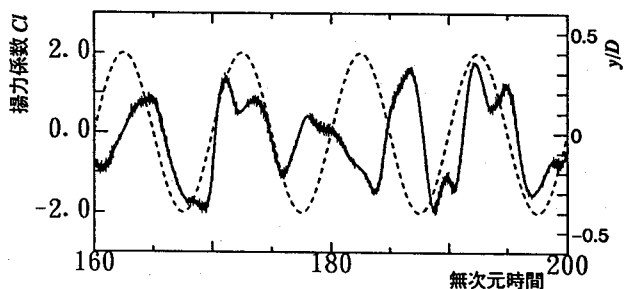


図-7 揚力係数の時刻歴 ($\eta/D=0.4$, $V_r=10.0$)

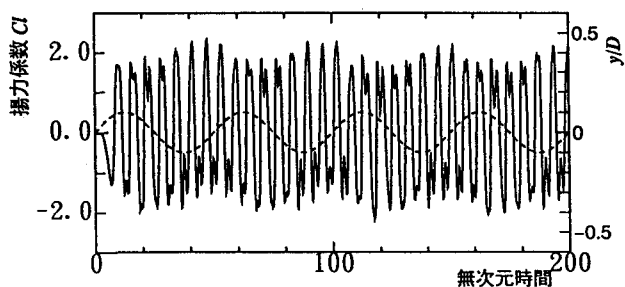


図-8 揚力係数の時刻歴 ($\eta/D=0.1$, $V_r=50.0$)

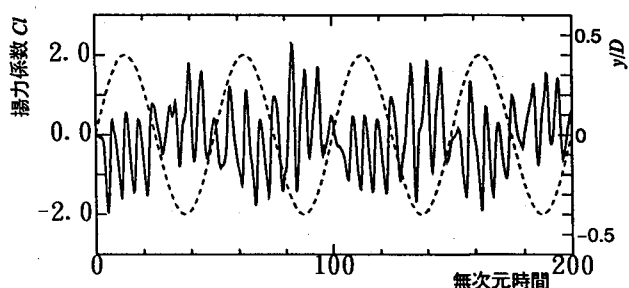


図-9 揚力係数の時刻歴 ($\eta/D=0.4$, $V_r=50.0$)

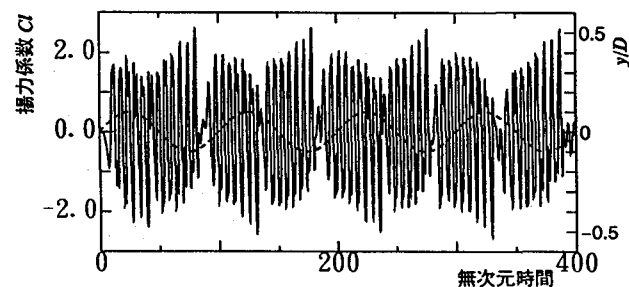


図-10 揚力係数の時刻歴 ($\eta/D=0.1$, $V_r=100.0$)

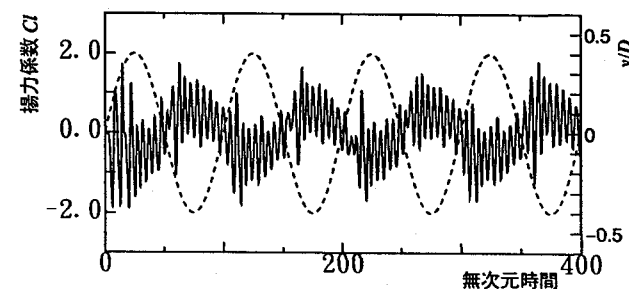


図-11 揚力係数の時刻歴 ($\eta/D=0.4$, $V_r=100.0$)

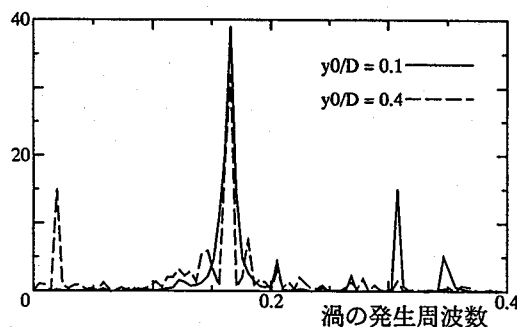


図-12 揚力係数の卓越周波数成分 ($V_r=50.0$)

図-9 の場合は、強制加振振幅の最大値が生じた所より遅れて負の揚力の最大が、強制加振振幅の最小値が生じた所より遅れて正の揚力の最大が生じていることから、加振力を生じている可能性が考えられる。これは、バネ支持試験において、初期にある程度加振した場合、発散的な振動現象を示すハード型の応答の要因の一つと考えられる。図-11 の場合、揚力波形は、図-9 と同じような傾向を示し、揚力波形はほぼ逆位相性を示している。これより、 $V_r=100.0$ の場合も初期加振を行えば、発散振動を起こす可能性が考えられる。

ところで、図-9 と図-11 より揚力波形が強制加振1周期当たりで最大値と最小値を示す2円柱間の相対迎角を逆算すると、 $\alpha=\pm 8^\circ$ 付近となっている。これは、円柱が固定された静止の状態での解析で得られた、この迎角付近で並列円柱間の流れのパターンが outer accelerated flow から gap flow へまたはその逆へと変化する流れの switching が生じ、揚力係数に変化を生じさせていることによると考えられる。

(2) 変動揚力のリサージュ特性

図-13, 14, 15, 16 に強制加振振幅 $\eta/D=0.1, 0.4$ で無次元時間 $V_r=50.0, 100.0$ の場合の変位と揚力係数とのリサージュ図を示す。ここで横軸が加振振幅、縦軸が揚力係数である。

図-13, 14 に示す強制加振振幅 $\eta/D=0.1$ の場合、軌跡が両者伴にほぼ同じ様な傾向を示し、変位と空気力の位相差の存在を見いだすことはできない。このことから、強制加振振幅 $\eta/D=0.1$ 程度では、発散振動は生じないと考えられる。

一方、図-15, 16 に示す強制加振振幅 $\eta/D=0.4$ の場合、4サイクル分を重ね書きしたためわかりにくいだが、軌跡は一樣ではない傾向を示しており、このことから変位と空気力の間に位相差の存在をうかがわせる傾向が強くなっている。このため、揚力が振幅を増加させる方向に傾いていると考えられる。ところで、振幅が増加するにつれて揚力係数は大きくなり、加振振幅の75%程度(2本円柱間の相対迎角 $+8^\circ$ 付近)で最大値をとる。逆に、振幅が減少する場合は、揚力係数は小さくなり、加振振幅の75%程度(2本円柱間の相対迎角 -8° 付近)で最小値をとっている。この揚力係数の変化は、円柱が固定された静止の状態での解析で得られた結果と同じであり、並列円柱間の流れのパターンが変化する switching によるものと考えられる。

6. おわりに

本論文では、斜張橋の並列ケーブルで発生するウェーク・ギャロッピング現象に着目し、有限要素法に基づく数値流体解析手法に ALE 手法を適用して、この空力応答特性を把握することを行った。主要な結果を以

下に示す。

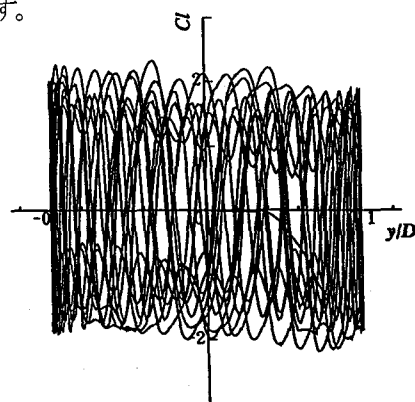


図-13 リサージュ図 ($\eta/D=0.1, V_r=50.0$)

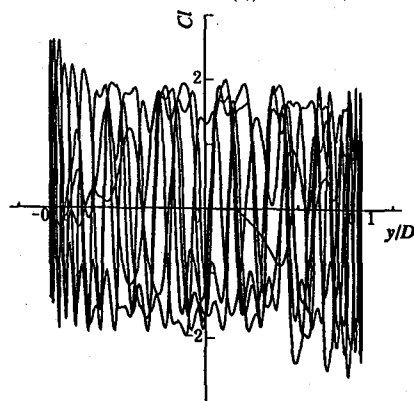


図-14 リサージュ図 ($\eta/D=0.1, V_r=100.0$)

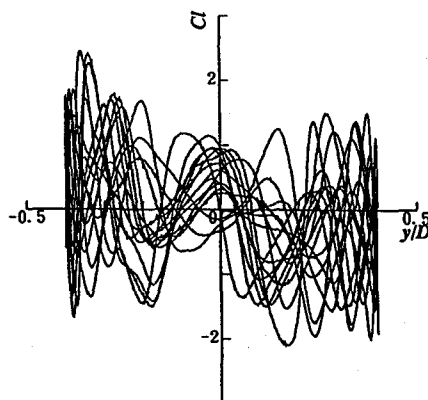


図-15 リサージュ図 ($\eta/D=0.4, V_r=50.0$)

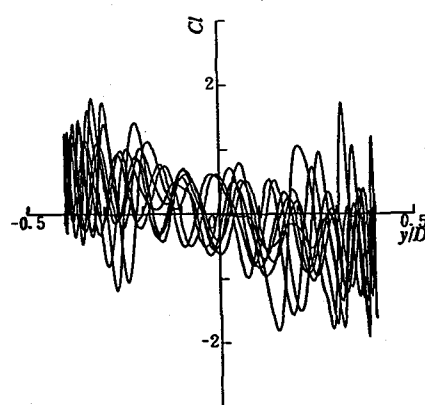


図-16 リサージュ図 ($\eta/D=0.4, V_r=100.0$)

1. 流れの可視化実験と良く対応した流れが数値流体解析によって得られた。これより、風洞実験とレイノルズ数には違いはあるが、数値流体解析結果に基づいて流れのメカニズムを議論することが可能であることがわかった。
2. 不安定なリミットサイクルを持つハード型の応答特性を、数値流体解析の面から捕らえることができた。
3. ウェーク・ギャロッピング現象が発生すると推定される風速では、後流円柱の変位と空気力との間に位相差が生じ、これが起振力となっていることがわかった。
4. 並列円柱間で、迎角 8° 付近で生じる outer accelerated flow から gap flow へと流れのパターンが変化する switching により揚力が大きく変化し、かつ揚力の絶対値の最大値を示していることがわかった。これが一つの起振力となり、これがウェーク・ギャロッピング現象で発生する振幅を増幅させている可能性があることがわかった。

以上のことから、outer accelerated flow から gap flow へと流れのパターンが変化する switching の発生が一つの起振力となり、ウェーク・ギャロッピング現象で発生する振幅を増幅させている可能性が高いことが、数値解析の面から推定された。ただし、本論文での解析は、2振幅3風速であるので、これだけでは十分とは言いがたい。また、解析条件の面では、レイノルズ数を固定し、加振振動数を変化させて無次元風速の変化へ対応させているが、風洞試験では振動数を固定し、風速を変化させている。このような動的な問題で、振動と代表速度の速度比は同一ではあるが、円柱表面の詳細な速度分布を考慮した場合、解析と実験とでは結果に差が生じる可能性も考えられる。一方、非定常空気力を算出して、非定常空気力測定風洞試験との比較も必要である。よって、今後多くの解析を行うと共に、解析条件の見直しならびに非定常空気力測定風洞試験との比較検討を行うことにより、振動周波数と位相差の関係を明らかにし、さらにウェーク・ギャロッピング現象の発生機構に関して追求していく予定である。また、流れの3次元性にも着目し、この点での解析も進めていく予定である。

謝 辞

本研究を行うに際し、元中央大学理工学部土木工学科(現 安部工業所(株)東京支店工務部)中久保慶介氏の協力を頂いた。また、煙風洞での流れの可視化では、三井造船(株)鉄構建設事業部技術部 森島弘吉氏、(株)三井造船昭島研究所 内藤誠氏に協力を頂いた。各位に感謝の意を表す。なお、本研究の一部

は、文部省科学技術研究費・一般研究(C)の給付を受けたことを付記する。

参考文献

- 1) 建設省土木研究所他:斜張橋並列ケーブル耐風制振に関する共同研究報告書(その1),(その2),(その3), 1993, 1994, 1995
- 2) 平野廣和, 丸岡晃, 中久保慶介:近接する並列円柱の空気力特性に関する数値流体解析, 日本風工学会誌, No.64, pp19-27, 1995
- 3) 中久保慶介, 丸岡晃, 平野廣和, 川原睦人:近接する並列円柱の静止時の空力応答特性に関する数値流体解析, 第50回土木学会年次学術講演会講演概要集共通セッション, pp.88-89, 1995
- 4) 平野廣和, 丸岡晃, 中久保慶介:近接する並列円柱の強制加振時の空力応答特性に関する数値流体解析, 第50回土木学会年次学術講演会講演概要集共通セッション, pp.90-91, 1995
- 5) 野村卓史, 飯島正義:ALE法に基づく粘性流体と構造との相関問題の有限要素解析手法, 土木学会論文集, No.416/I-13, pp.285-294, 1990
- 6) Nomura T.: Finite Element Analysis of Vortexinduced Vibrations of Bluff Cylinders, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, Vol. 46 & 47, pp.587-594, 1993
- 7) 平野廣和, 丸岡晃, 井上浩男:箱桁橋の耐風安定性検討への数値流体解析の適用, 第13回風工学シンポジウム論文集, 1994
- 8) Kawahara M., and H.Hirano: Two Step Explicit Finite Element Method for High Reynolds Number Viscous Fluid Flow, Proc. of JSCE No.329, pp.127-140, 1983
- 9) Kawahara M., H. Hirano and T. Kodama: Two-step explicit finite element method for high Reynolds number flow passed through oscillating body, Finite Element in Fluids, Vol.5, John Wiley & Sons Ltd., pp.227-262, 1984
- 10) Kawahara M., H. Hirano and Y. Iriye: A Three dimensional Two step Explicit Finite Element Method for High Reynolds Number Viscous Fluid Flow, Finite Elements in Fluids Vol.6, John Wiley & Sons Ltd., pp.199-217, 1985
- 11) Shimura M. and M. Kawahara: Two Dimensional Finite Element Flow Analysis using the Velocity Correction Method, Proc. of JSCE No.398 / I-10, pp.51-59, 1988
- 12) 金子賢一, 榎山和男:3段階テーラーガラーキン法による非圧縮粘性流れ解析, 第6回計算力学シンポジウム報文集, pp.245-250, 1992
- 13) 林健一, 赤瀬雅之, 井上浩男:並列ケーブル振動時における振幅依存特性について, 第13回風工学シンポジウム論文集, pp.245-250, 1994
- 14) Shiraishi N., M. Matsumoto and H. Shirato: On Aerodynamic Instabilities of Tandem Structures, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 23, pp.437-447, 1986
- 15) 藤澤伸光:並列ケーブルのウェークギャロッピングに関する一実験, 第13回風工学シンポジウム論文集, pp.239-244, 1994
- 16) 林健一, 内藤誠, 井上浩男, 大和田智博:並列ケーブル振動時における振幅依存特性について, 土木学会第49回年次学術講演会 I-B, pp.1068-1069, 1994

(1995年9月18日 受付)