管群の流力弾性振動の発生と挙動に関する研究*
(第1報, 発生機構に関する一考察と第1近似)中村友道*¹, 藤田勝久*¹Study on the Characteristics of Fluid-elastic Vibration of a Tube Array
(1st Report: A Study of the Mechanism and the First Approximation)

Tomomichi NAKAMURA and Katsuhisa FUJITA

This study concerns the occurrence of the so-called fluid-elastic vibration of the tube array. The theory is based on approximate fluid dynamics in which the fluid force acting on a tube is computed using the pressure distribution on the cylinder surface and combined with the movement of the tube itself. The estimation of the separation point reveals an important role in this analysis and the calculated results show agreement with an experimental data.

Key Words : Vibration, Fluid Vibration, Fluid-elastic Vibration, Cross Flow, Instability, Nonlinear Analysis

1. 緒 言

管群に直交する流体流れによる管群の不安定振動は1970年にConnors⁽¹⁾が“流力弾性振動”と名付けて、管の動きと流れが相互に影響を及ぼし合う構造的な不安定現象であると発表して以来、数多くの研究者の研究対象として急激に発展して来ている。

Connorsが最初に考えたメカニズムは管の変位に依存する流体力を想定し、流れ方向と流れ直角方向の相互影響項を考慮する事により、流れから管がエネルギーを取り込み、管自身の消散エネルギーをこれが上回る時に管が不安定になるというものである。

彼の考え方は現在では最も簡単な流体剛性係数理論としてChen⁽²⁾によって分類されているが、この理論

の結果として導かれる次式は限界係数Kを適当にとる事により簡単に利用でき、また実験値もばらつきがあるため概略評価の位置付けで利用される事が多い。

$$\frac{U_c}{fD} = K \left[\frac{m\delta}{\rho D^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

ここに、 U_c = 限界流速、 f = 管の固有振動数

D = 管直径、 m = 管の単位長質量

δ = 管の対数減衰率、 ρ = 流体質量密度

なお、この表式は著者ら⁽³⁾が二相流による不安定振動問題に適用を試みたように、本質的な現象理解の上では誤っていないため価値があると考えられる。

しかし、現実的には水と空気といった流体の相違による実験結果のばらつきや、管群配列による安定境界の違い、さらには管群中の1本の柔支持された管でも不安定振動を生じる事実などがあり、現在ではこの不安定振動現象に関しては非常に複雑な流体励起振動問題として解析が試みられている。

Chen⁽²⁾の概説に依れば流体力は次式で表わせる。

* 平成元年11月21日 九州支部・中国四国支部合同長崎地方講演会において講演、原稿受付 平成元年4月14日。

*¹ 正員、三菱重工業(株)高砂研究所 (〒676 高砂市荒井町新浜2-1-1)。

$$g_i = -\frac{\rho\pi}{4} D \sum_{k=1}^N (\alpha_{jk} \frac{\partial^2 u_k}{\partial t^2} + \sigma_{jk} \frac{\partial^2 v_k}{\partial t^2}) + \frac{\rho U^2}{\omega} \sum_{k=1}^N (\alpha'_{jk} \frac{\partial u_k}{\partial t} + \sigma'_{jk} \frac{\partial v_k}{\partial t}) + \rho U^2 \sum_{k=1}^N (\alpha''_{jk} u_k + \sigma''_{jk} v_k) \quad (2)$$

$$h_i = -\frac{\rho\pi}{4} D \sum_{k=1}^N (\tau_{jk} \frac{\partial^2 u_k}{\partial t^2} + \beta_{jk} \frac{\partial^2 v_k}{\partial t^2}) + \frac{\rho U^2}{\omega} \sum_{k=1}^N (\tau'_{jk} \frac{\partial u_k}{\partial t} + \beta'_{jk} \frac{\partial v_k}{\partial t}) + \rho U^2 \sum_{k=1}^N (\tau''_{jk} u_k + \beta''_{jk} v_k) \quad (3)$$

ここに、 g_i, h_i は各々流れ方向及び流れ直角方向の流体力、 u_k, v_k は同様にその変位成分である。

この係数 $\alpha_{jk}, \sigma_{jk}, \tau_{jk}, \beta_{jk} \dots$ を求めるための流体理論として準静的流れ理論、準定常流理論、非定常流理論の3種類の方法があるが、完全な解を求めるには非定常流理論でなければ無理と彼は述べており、LeverとWeaver⁽⁴⁾ が流体力と管変位の間の位相差を直観的な洞察力に基づいて導入する事で初めて非定常流理論が導入され、解明の糸口が見えて来た。

この点では Price と Paidoussis⁽⁵⁾ が準定常流理論に基づいて出した流体力に近似的に流体力の管変位に対する時間遅れ項 λ を導入しているのも同様の方向を目指すものであり、古くは田中ら⁽⁶⁾ によって、最近では船川ら⁽⁷⁾ によって計測された流体力と管変位の時間遅れの成分は現在この研究の主眼となっている。

本研究は、最終的にはこの種の不安定振動が発生した後に管がどのような挙動を呈するのかを解析できるように試みたものであるが、問題の困難さから言って流体力の発生機構そのものに対する検討から始める必要があり、今回は一連の報告の中で第1報として流体力の本質的な性質を簡単に近似したモデルを使って不安定振動の発生限界を求める第1近似として評価式を導出し、実験結果と比較検証した結果を示す。

なお、第2報としては時刻歴シミュレーションにより衝突振動を含めた解析を示すが、この計算の結果、本報で導入した安定判別の近似方法に問題点がある事が判ったため、第3報として本報の近似を修正した安定判別式を再提案すると共に近似パラメータの影響評価まで示す。

2. 流体力の近似

2.1 流体力の特徴 管群の直交流による不安定振動については数多くの実験が積み重ねられて来ており、これらの特徴を整理すると次の事が言える。

(1) 管群、特に一列管群でも生じるが、単管では生じ

ない現象である。

(2) 管群中の一本の柔支持された管でも生じる。これは狭い流路の中の管の運動と流体場のエネルギーのやりとりが重要である事を示す。

(3) 管の配置の影響が大きい。一般的な管配列の影響以外にも次の点が特徴的である。つまり、管群中の1本の柔支持された管の位置で発生限界が変化する事がある。⁽⁸⁾

(4) 流体の粘性の限界流速に対する影響は小さい。⁽³⁾

2.2 非定常流体力 本研究では流れ直角方向に並んだ配列を対象とし、不安定振動に最も成り易い条件は隣接管が逆位相で流れ直角方向に振動する場合であると仮定すれば、流れ場の第1近似としては各々隣接管との間隙の中央で鏡面がある図1のようなパターンに置き換えられる。

ところで流力弾性振動を引き起す原因となる流体力は、基本的には管群列中の狭い流路を速度の大きい流体が通り抜ける際のベルヌーイ効果であろうと予想されるが、管表面の剥離点が管の動きにつれて移動する事が不安定振動の発生に大きく影響を及ぼしている事も容易に予想される。

そこで既に発表されている流体力学関連の研究を基に、図1のパターンに相当する実験事実を調査して、平行壁間の静止した単管の周囲の圧力分布を調査した岡本ら⁽⁹⁾ の研究を出発点とした。岡本らに依れば圧力分布 $C_p(\theta)$ は図2のような形で与えられ、レイノルズ数 $Re = 3.2 \sim 5.8 \times 10^4$ の層流剥離の状態では隙間が小さくなるほど非圧縮粘性理論流体の圧力分布に近

図1 不安定振動のパターン

図2 円柱表面の圧力分布 (岡本ら⁽⁹⁾ による)

づく事が観察されている。

同じ事が Bearman ら⁽¹⁰⁾、村岡ら⁽¹¹⁾によっても確認されていると共に、管群の場合でも剥離を伴う図2のタイプの圧力分布が典型的なパターンである事が西川ら⁽¹²⁾、小林ら⁽¹³⁾の研究でも明らかである。

この圧力分布をポテンシャル流理論によって求める Perkinson ら⁽¹⁴⁾、椎名ら⁽¹⁵⁾の方法もあるが、今回はまず第1近似として図3に示す形で圧力係数 $C_p(\theta)$ を近似した。

剥離点の角度を θ_s とすれば図3に示した近似圧力分布関数は次式で与えられる。

$$C_p(\theta) = \begin{cases} 1 - C_{po} \sin^2 \left[\frac{\pi}{2\theta_p} \cdot \theta \right] & (0 \leq \theta \leq \theta_s) \\ 1 - (1-\mu) C_{po} & (\theta \geq \theta_s) \end{cases} \quad (4)$$

$$\text{ここに、} \quad \theta_p = \frac{\pi \theta_s}{2 \sin^{-1}(\sqrt{1-\mu})}$$

この圧力分布の変化幅 C_{po} は、平行壁面中の管の位置により変化するため、レイノルズ数 Re と管変位 X の関数と考えられるが、 $Re \approx 10^4$ 程度、管直径と壁面

図3 圧力係数の近似

図4 圧力係数の変化幅 C_{po} (例)

図5 隙間幅と剥離点の関係 (例)

間距離 T の比 $D/T \approx 0.667$ の実験例として桧和田ら⁽¹⁶⁾のデータを整理すれば図4のような形で近似できる。

ところで式(4)は剥離点 θ_s の関数でもあるが、管の動きと剥離点の移動の関係については、広い流路内の単管を流れ直角方向に振動させた永田ら⁽¹⁷⁾の実験があり、彼等に依れば剥離点が最も管の前方側で剥離するのは管がその剥離点の方向に運動し、その変位が最大になる少し前、位相差で約 50° 進んだ時点である。

従って剥離点 θ_s は管変位と管速度、さらにはレイノルズ数等の関数であると考えられるが、この評価に関しては後述の事とし、前出の桧和田ら⁽¹⁶⁾の実験から求めた平行壁面の幅と剥離点の位置の静的な関係の例のみを図5に示しておく。

以上のように圧力係数 $C_p(\theta)$ が管の振動方向によって変化するならば、図3にも示したように振動方向で異なる圧力係数 $C_{p+}(\theta)$ と $C_{p-}(\theta)$ が与えられるべきであり、これから揚力 F_L および抗力 F_D が次式で計算できる。

$$\begin{aligned} F_D &= \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 \int_0^\pi [C_{p+}(\theta) + C_{p-}(\theta) - 2C_{pb}] \cos \theta R d\theta \\ F_L &= \frac{1}{2} \rho U_\infty^2 \int_0^\pi [C_{p+}(\theta) \sin \theta R d\theta - \int_0^\pi C_{p-}(\theta) \sin \theta R d\theta] \end{aligned} \quad (5)$$

ここに $C_{p+}(\theta)$ 及び $C_{p-}(\theta)$ は各々振動方向及び振動方向の背側の半円弧の圧力分布を意味し、 C_{pb} は背圧係数である。

2.3 流体力係数 式(5)の形で管の振動と直接結びつけて解く事もできるが、これは次報にゆずり、ここでは管の安定判別を行うために必要な流体力係数を求める。

非定常流体力が式(5)で与えられるならば、この流体力は剥離角 θ_s や圧力係数の変化幅 C_{po} を通じて管の変位と速度の関数になっているので、これをテイラー展開し、一次項まで近似する。

$$\left. \begin{aligned} F_D &= F_{D0} + \frac{\partial F_D}{\partial \dot{y}} \dot{y} + \frac{\partial F_D}{\partial \ddot{y}} \ddot{y} \\ F_L &= F_{L0} + \frac{\partial F_L}{\partial \dot{y}} \dot{y} + \frac{\partial F_L}{\partial \ddot{y}} \ddot{y} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

式(6)と式(2)、(3)の係数を対応づけると次の関係式が成立する。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial F_D}{\partial \dot{y}} &= \rho U^2 \sigma'', & \frac{\partial F_D}{\partial \ddot{y}} &= \frac{\rho U^2}{\omega} \sigma', \\ \frac{\partial F_L}{\partial \dot{y}} &= \rho U^2 \beta'', & \frac{\partial F_L}{\partial \ddot{y}} &= \frac{\rho U^2}{\omega} \beta' \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

ここでは Chen⁽²⁾ と異なり 1本の管のみ対象と考えるため添字は省略した。

3. 安定判別式の導出

3.1 運動方程式 1本の管の運動方程式は、管群としての流体を介した相互作用をすべて流体項に入れて考えれば次式で表わせる。

$$[M_S] \ddot{X} + [C_S] \dot{X} + [K_S] X = \{F\} \quad (8)$$

ここに、 $[M_S]$, $[C_S]$, $[K_S]$ は各々管の構造的な質量、減衰、剛性マトリックスであり $\{X\}$ は管の変位ベクトル、 $\{F\}$ は流体力等の外部荷重であるが、式(6)で非定常流体力を近似すると、式(8)は次のように書く事が出来る。

$$\begin{aligned} ([M_S] + [M_F]) \ddot{X}(t) + [C_S] \dot{X}(t) \\ - [C_F] \dot{X}(t - \Delta t) + [K_S] X(t) \\ - [K_F] X(t - \Delta t) = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

ここに $[M_F]$ は流体付加質量マトリックスであり例えば Paidoussis ら⁽¹⁸⁾の理論を使っても計算できる。また $[C_F]$, $[K_F]$ は式(7)から求める事ができ、時間遅れ項 Δt は剥離点の位相遅れを示す。

ところで式(9)の展開を進める前に、流体力の管の動きに対する位相項 Δt について検討を行なう。式(4)で定義される係数の中で圧力係数の変化幅 C_{po} は管変位のみの関数として図4から次式で近似する。

$$C_{po}(y) = 277.6 \left(\frac{y+D}{T} - 0.25 \right)^4 + 3.1 \quad (10)$$

ここに、 y は管の流れ直角方向変位

これは図4の粗い近似であり、 $(y+D)/T \approx 0.667$ 付近でのみ成立するが、この係数は管の変位のみに依存し、位相項は考慮しない。

一方、剥離点 θ_S に関しても図5から次式で変位との関係は表わせる。(但し、 $y=0$ で $\theta_S = 80^\circ$ になるよう補正した。)

$$\theta_S(y, \dot{y}) = 52^\circ + 40^\circ \left(\frac{y+D}{T} \right) + \bar{\theta}_S(\dot{y}) \quad (11)$$

この $\bar{\theta}_S(\dot{y})$ は剥離角の管速度依存成分であり、ここではこの値も管速度との1次結合で近似できるものと仮定する。そして永田ら⁽¹⁷⁾の実験により、 $\dot{y}/f \cdot D = 1.26$ の場合に 11.5° の変動成分がある事から、次式で近似する。

$$\bar{\theta}_S(\dot{y}) = 57.3^\circ \left(\frac{\dot{y}}{\omega D} \right) \quad (12)$$

しかし、この変動は管の速度に比べて位相遅れ ϕ_s ($\approx 40^\circ$) を持っており、結局式(11)は次の形となる。

$$\theta_S(y, \dot{y}, t) = 52^\circ + 40^\circ \left(\frac{y(t)+D}{T} \right) + 57.3^\circ \frac{\dot{y}(t-\Delta t)}{\omega D} \quad (13)$$

すると、式(9)では変位項には見かけ上は位相遅れの

項は入らず速度項のみのように見えるが、実質的に式(5)で求められる流体力項は式(13)で表わされる剥離角を通じて位相遅れ項が影響するため無視できず、ここでは一つの近似として式(9)をベースとする。

式(8)の右辺を零と置いて流体の慣性効果のみ考慮した固有モードを求めれば、次の形で運動方程式をモーダル座標で置き換えられる。

$$\begin{aligned} [m_i] \ddot{q}_i(t) + [2h_i m_i \omega_i] \dot{q}_i(t) \\ + [m_i \omega_i^2] q_i(t) \\ = [\tilde{C}_F(\phi_i)] \dot{q}_i(t - \Delta t) \\ + [\tilde{K}_F(\phi_i)] q_i(t - \Delta t) \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \text{ここに、} [C_F(\phi_i)] &= [\phi]^T [C_F] [\phi] \\ [K_F(\phi_i)] &= [\phi]^T [K_F] [\phi] \\ \{x(t)\} &= [\phi] \{q(t)\} \end{aligned}$$

$[\phi]$ = 固有モードマトリックス

3.2 安定判別 非定常流体力項は式(14)で必ずしも直交化されないが、不安定移動発生時にはモードの連成は殆んど無いと見なせば式(14)は k 次モードに対し次のように与えられる。

$$\begin{aligned} m_k \ddot{q}_k(t) + 2h_k m_k \omega_k \dot{q}_k(t) - \tilde{C}_{Fk} \dot{q}_k(t - \Delta t) \\ + m_k \omega_k^2 q_k(t) - \tilde{K}_{Fk} q_k(t - \Delta t) = 0 \end{aligned} \quad (15)$$

式(15)の解を次の形で求める。

$$q_k(t) = \bar{q}_k \cdot e^{(r+ip)t} \quad (16)$$

すると式(15)は実数部と虚数部で各々成立する必要がある、次式が成立する必要がある。

$$\begin{aligned} r^2 - p^2 + 2h_k \omega_k r + \omega_k^2 - e^{-\Delta t \cdot r} [C_{Fk}^1 \{r \cos(\Delta t \cdot p) \\ + p \sin(\Delta t \cdot p)\} + k_{Fk}^1 \cos(\Delta t \cdot p)] = 0 \\ 2rp + 2h_k \omega_k p - e^{-\Delta t \cdot r} [C_{Fk}^1 \{p \cos(\Delta t \cdot p) \\ - r \sin(\Delta t \cdot p)\} - k_{Fk}^1 \sin(\Delta t \cdot p)] = 0 \end{aligned} \quad (17)$$

$$\text{ここに、} C_{Fk}^1 = \tilde{C}_{Fk} / m_k, \quad k_{Fk}^1 = \tilde{K}_{Fk} / m_k$$

式(17)は未知数 r と p の関数であり、 $p \approx \omega_k$ と期待されるので、 $\bar{p} = p / \omega_k \approx 1$ の近傍で解を求め、 r が正ならば不安定、 r が負ならば安定である。

以上が安定判別式であるが、本報における具体的な計算としては管の変位および速度を与えて $C_{po}(y)$, $\theta_S(y, \dot{y})$ を求め、式(6)および式(7)から管の最大変位および最大速度に対する $\frac{\partial C_F}{\partial y}$, $\frac{\partial C_F}{\partial \dot{y}}$ などを計算し、更に β' , β'' を数値積分により求めた上で式(14)を Newton-Rapson 法により解いた。

従って、本解析結果は本来のテイラー展開からは不正確であるので結果を全面的に信じる事は出来ないが、発生限界の概略評価および考え方の筋道を示す意味では価値があるのでここに述べた。

図6 実験装置

4. 実験結果との比較

4.1 実験内容 図6に示す正方配列の管群モデル実験にあてはめて検討する。管群の中央の1本の管のみが長さ260mm、6.8mm径の細い棒で片持ち梁状に支持される管であり、他は剛支持されるダミー管である。管の直径は19mm、長さは174mm、ピッチは27mmであり、中央の管は空気中で振動数22.5Hz、減衰比0.39%であり、静止水中では19.0Hz、0.77%であった。

なお、図からも判るように実験装置は中央の管のみスパン中央で約1cmの幅を持つストッパーと間隔を持って支持される構造であり、間隔を狭めた条件で衝突力等の計測も行っているが、この比較に関しては後報で述べ、本報告ではストッパーの間隔を8mm、つまり管配列と同一の状態にした場合の結果のみ扱う。

実験は室温・大気圧条件で空気及び水を順次流して行なった。管の変位は支持棒の根元に貼付けた歪ゲージ出力から静的に校正した値を使って求めた。

実験結果を図7に示すが、空気単相流に対して限界流速 $U_{cR} = 16 \text{ m/s}$ 、水単相流に対して $U_{cI} = 1.2 \text{ m/s}$ が求まった。

4.2 解析結果 中央管について7質点のモデルからなるFEMモデル計算を行なった結果、表1に示す振動数が得られた。また減衰比としては静止流体中の実測値を使用した。

まず、剥離点の管速度に対する位相遅れ Δt は、永田ら⁽¹⁷⁾の実験によれば $\phi_s = 40^\circ$ であるから、次式で与える。

$$\Delta t = \frac{\phi_s}{\omega_0} \quad (18)$$

ここに、 ω_0 = 管の固有円振動数
その上で初期変位 y_0 (及び初速度 $\dot{y}_0 = \omega_0 y_0$) をパラメータにとって式(17)による計算を行なった結果を、まず空気の流れについて図8に示す。

この図は無次元減衰パラメータ $\bar{r}$ (減衰比の符号を逆転させた値に相当する) が正となる領域が不安定振

表1 計算諸元

	In Air	In Water
Frequency	24.288Hz	19.097Hz
Damping Ratio	0.39%	0.77%

(a) 空気単相流

(b) 水単相流

図7 実験結果

図8 初期条件の安定条件に及ぼす影響 (空気単相流)

動の発生を意味するが、 $U = 30 \text{ m/s}$ の流速ならば初期変位0.13mm程度あれば不安定になる事を意味しており、乱れ成分等の影響で管がこの程度振動すれば振幅が成長する事になる。

また図には振動数の変化を無次元パラメータ $\bar{p}$ で示したが、振動数は管変位と共に上昇傾向にある。

次に、位相項の影響を見るために、 ϕ_s を変化させた計算も行なった結果を図9に示したが、これは若干複雑な傾向を示した。但し、流体力は管の振動速度よりある程度遅れて作用し、ある程度の変位と速度があれば不安定に入るようである。

この結果、永田ら⁽¹⁷⁾の実験結果である $\phi_s = 40^\circ$ 程度の位相角で0.1mm程度の変位 (1.5cm/sの速度) があれば実験値の2倍の流速 $U = 30 \text{ m/s}$ で不安定振動が生じる事になるが、実際には式(10), (13)の評価値に検討

図9 位相角の安定条件に及ぼす影響(空気単相流)

の余地が残っているものと考えられる。

水単相流についても上記と同様の計算を行ない、似通った傾向が得られているが、初期変位及び速度を変化させた結果のみ図10に示した。

この場合は変位 0.15 mm の振動で実験値と対応する限界流速 $U = 1.2 \text{ m/s}$ となる事が判る。

以上のように近似方法などの問題は残るものの、非定常流体力を仮定した近似式による試計算で上述の程度に不安定振動の発生と関連づけられた。

5. ま と め

狭い流路における流体力を近似式で与え、剥離点の移動を管の振動と関連づける事により、管に作用する流体力を簡易的に評価した。

今回は第1報として、第1近似としての安定判別を行なう方法を示し、時系列解析および衝突振動計算等は続報で述べる事にする。結果として次の事が言える。

- (1) 管群間の狭い流路が本来持っているベルヌーイ効果と、管の振動と剥離点の移動を結びつけた流体力評価方法により、管群の流力弾性振動を評価しうる安定判別と対応づけられるようになった。
- (2) 流れによる減衰効果、管振動数の変化も解析的に求まり、実験による不安定振動発生限界ともおおむね対応づけられる事が判った。
- (3) 但し、本報で示した結果では管の振幅と限界流速が関係づけられているが、これは近似誤差によるものであり、位相遅れ項の影響を含めて後報で修正近似式を示す予定である。

図10 初期条件の安定条件に及ぼす影響(水単相流)

6. あ と が き

本研究は著者の1人が Paidoussis 教授らとの共同研究⁽⁸⁾をきっかけに理論の展開・拡張を行なったものである。ここに同教授及び Price 助教授に感謝を表しておきたい。

参 考 文 献

- (1) Connors, H. J., ASME Winter Annual Meeting, (1970) 42
- (2) Chen, S. S., J. Fluids & Structures, 1, (1987) 35
- (3) 中村、他2名、機論 52-488 (1986) 2790
- (4) Lever, J. H., 他1名、J. Pressure Vessel Tech., 104, (1982) 147
- (5) Price, S. J., 他1名、J. Sound & Vib., 97 (1984) 615
- (6) 田中、機論 46-408, (1980) 1398 他
- (7) 船川、他3名、機論 51, (1985) 2997
- (8) Nakamura, T., 他1名、McGill 大学 Report (1987)
- (9) 岡本、他1名、機論、41-341, (1975) 181
- (10) Bearman, P. W., 他1名、J. Fluid Mech., 89-1, (1975) 33
- (11) 村岡、機論、50-449, (1984) 59 他
- (12) 西川、他1名、機論、43-373, (1977) 3310
- (13) 小林、機論、42-357, (1976) 1452
- (14) Parkinson, G. V., 他1名、J. Fluid Mech., 40-3, (1970) 577
- (15) 椎名、機論、52-473, (1986) 436
- (16) 桧和田、他1名、機論、46-409, (1978) 3044
- (17) 永田、他1名、機論、51-469, (1985) 1157
- (18) Paidoussis, M. P., 他2名、J. Sound & Vib., 55, (1977) 443

討 論

〔質問〕 金子 成彦

〔東京大学工学部総合試験所〕

流体力の本質的な性質を近似したモデルを使った管群の流力弾性振動発生メカニズムの研究に興味深く拝見した。

(1) 圧力係数 $C_p(\theta)$ のデータとして平行壁面中の円柱まわりのものを使っておられるが、2列の円柱にはさまれた円柱のものは存在しないのか。もしあれば、もっと良い精度で振動発生の予測が可能となるように思われるがいかがか。

(2) 式(2), (10)~(13)は作動流体が水の場合でも空気の場合でも成り立つ関係なのか。

(3) Weaver らは、はく離点の移動を流路面積の変化とみなしたモデルを提案しているが、今回のモデルとはどのような関係があるとお考えか。

〔回答〕 (1) ご指摘のとおりであり、3本列の円柱群や流れ方向の前後に円柱(管)群がある場合の圧力分布 $C_p(\theta)$ があれば本報よりさらに精度向上になると考えるが、本報では第1段階として基本的な考え方の構築を目指し、必要な実験データの取得等の精度向上策は次段階と扱えた。したがって今後は非定常

性を含む例えば原^(付1)の実験結果を利用するなどして精度の改良を目指している。

(2) 式(2)はChenが一般式として示したものであり、係数は流体によって変わりうるものと理解している。また式(10)~(13)の推定式の基になった檜和田らの実験は空気を使用し、永田らの実験は水を使っている。したがって本来実験データとしては異なる値になっていると考えているが、本報では各々の結果を概略値として混合し、物理的意味合いのみ明らかにすることを第一義とした。

(3) Weaver らははく離点の移動を極力理論的に仮定して評価しているが、本報ではそこまでの仮定は理論体系の一般性を損うものと考えて、はく離点の移動は実験値を仮に第一近似として与え評価に柔軟性を持たせることにより、今後の展開のしやすい体系にした。したがってその係数評価など細かい点で差異はあるが、すき間の効果などの評価の発想は同様の場に立っていると考ええる。

(付1) Hara, F., J. Fluids & Structures, 3 (1989), 97.