インライン流力振動に及ぼす交互渦の影響*

近 藤 昌 也^{*1}, 安濃田 良 成^{*1}

Effect of Alternate-Vortex on Flow-Induced In-Line Oscillation

Masaya KONDO^{*2} and Yoshinari ANODA^{*2} Japan Atomic Energy Research Institute, Dept. of Reactor Safety Research
Shirakata Shirane 2-4, Tokai-mura Ibaraki, 319-1195 Japan

Experiments were performed to study the in-line oscillations of a flexible cylinder in a water crossflow to estimate the effects of alternate-vortex. The measured oscillations were analyzed using the Gabor wavelet function to define the temporal phase relation between the in-line displacement and the vortex-induced force. The analysis shows that 1) the stability region located between two excited regions is generated by alternate vortex effect, 2) the phase relation, which was changed as the crossflow velocity increased, can be classified into three categories, 3) though the contribution of the alternate vortex at the excited region was positive, the contribution at the stability region was negative.

Key Words: Vibration Coupled with Fluid Motion, Spectrum Analysis, Vortex, In-Line Oscillation, Gabor Wavelet

1. はじめに

片端を支持された弾性円柱を流れに垂直に置くと、2つの隣り合った流速範囲で流れ方向の振動(以下、インライン振動)の平均振幅が増大する。Kingの報告⁽¹⁾によると、インライン振動の平均振幅は $1.2 < V_r < 2.5$ と $2.6 < V_r < 3.6$ (V_r : 換算流速($=V/f_n D$), V : 流速, f_n : 固有周波数, D : 直径)の流速範囲で増大し、 $V_r = 2.5$ 付近で減少する。

インライン振動のこれら2つの励振域のうち、流速条件の小さいほう(以下、第1励振域)については、円柱から対称渦の放出が観察されており、対称渦を伴う自励振動が生じているものと考えられている⁽²⁾。一方、流速条件の大きいほう(以下、第2励振域)については一定周期での交互渦の放出が観察されており、交互渦によるロックイン振動が生じているものと考えられている。しかしながら、これら2つの励振域に挟まれた流速範囲(以下、安定域)において生じる平均振幅の減少については、Naudasherによって実験的に交互渦が関係していることが指摘されたにとどまっており⁽³⁾、減少の理由などその詳細については明らかにされていない。

そこで、本研究では、安定域において平均振幅が減少する理由を明らかにするために、流力振動実験を行い、交互渦による外力が円柱に作用するタイミング(インライン方向変位の位相と交互渦による外

力の位相との関係)を評価した。そして、交互渦が影響するタイミングとインライン振動の平均振幅の大きさとの関係を、簡単な2自由度振動系のモデルを用いて説明した。

2. 記号

A	: 振幅
a	: スケーリングパラメータ
b	: シフティングパラメータ
C	: 比例定数
D	: 円柱の直径
f	: 周波数
F	: 交互渦による外力
m	: 円柱の単位長さあたりの質量
t	: 時刻
T_ψ	: ウェーブレット変換係数
u	: 変位の周波数成分
V	: 流速
V_r	: 換算流速 $= V / f_n D$
x	: 変位
γ	: Gabor 関数に用いられている定数
θ	: 位相
$\delta\theta$	: 位相差
ω	: 角周波数
ω_p	: Gabor 関数に用いられている定数

* 原稿受付 1999年3月11日.

^{*1} 正員, 日本原子力研究所(〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根2-4).

E-mail: kondo@lstf3.tokai.jaeri.go.jp

- ζ : 円柱の水中における減衰比
 ψ : ウェーブレット関数 (Gabor 関数)
 ψ^* : ウェーブレット関数の複素共役関数
 添字
 i : インライン方向
 c : クロスフロー方向
 d : インライン振動の卓越周波数
 k : 任意の整数
 n : 固有周波数
 ν : 交互渦の周波数

3. 実験装置と実験

流力振動実験は、片端支持円柱を矩形ダクト（高さ 700 mm、幅 100 mm、長さ 28.3 m）の入口より 2.5 m の位置の天板に設置し、ダクトに大気圧条件下で室温の水を流して行った。図 1 に矩形ダクトの概念図を示す⁽⁴⁾。

実験には、自由端（下端）を半球状に加工した外径 10 mm、Sch120 の SUS 製の円管（肉厚 1 mm）を円柱（試験体）として用いた。円柱の概念図を図 2 に示す。円柱は管継手によって黄銅製の支持板に固定し、流路内長さを 650 mm とした。円柱の固有周波数は 16.0 Hz、円柱の水中における減衰比は 0.04 であった。流力振動は円柱の変位によって測定する

Fig. 1 Schematic view of rectangular duct test section

Fig. 2 Schematic view of circular cylinder test target

Fig. 3 Non-dimensional averaged amplitude of in-line and cross-flow oscillations

こととし、変位は円柱下端より 600 mm の位置の円柱外周上に、90 度の間隔で貼付した 4 枚の歪みゲージによって測定した。円柱の表面粗さは、普及品の市販鋼管を用いたことから 0.05 mm 程度であるものと思われる⁽⁵⁾。

実験は、第 1、第 2 励振域と安定域を含む $0.16 \sim 0.56$ m/s ($V_r = 1.0 \sim 3.5$) の流速範囲で行った。そして、インライン方向変位とクロスフロー方向変位を、流速条件一定の下、サンプリング周波数 200 Hz で 300 秒間測定した。ダクト断面中心の流れの乱れ度は、円柱の設置されていない状態で約 6 ~ 7% であった。

4. 実験結果と考察

4.1 円柱の基本特性 実験によって得られたインライン振動とクロスフロー振動の無次元平均振幅を図 3 に示す。インライン振動の平均振幅は 2 つの励振域 ($V_r = 1.3 \sim 2.4$ 及び $2.5 \sim 3.4$) において増大し、それらに挟まれた安定域 ($V_r = 2.4 \sim 2.5$) において減少した。この結果は、流速範囲に若干の違いがあるものの、基本的には King の報告と一致する。一方、クロスフロー振動の平均振幅は、交互渦が 2 次元の外力をもたらす第 2 励振域において相対的に増大した。

変位のパワースペクトル密度関数 (PSD) を図 4 に示す。インライン振動の PSD からは、卓越周波数が円柱の固有周波数とほぼ等しいこと、他の周波数成分の寄与が無視できる程度に小さいことが示された。特に、インライン振動の PSD が第 2 励振域において単色であったことは、交互渦によるインライン方向への外力が単色のスペクトルを有していること

Fig. 4 Power spectrum density functions of in-line and cross-flow oscillations

を示している。一方、クロスフロー振動の PSD から、インライン振動の卓越周波数に等しい周波数と、交互渦の周波数の 2 つが卓越していること、第 1 励振域では前者が後者より卓越していたが、第 2 励振域では後者の強度が前者を上回ったことが示された。

インライン振動の PSD より求めた円柱のインライン振動の卓越周波数と、クロスフロー振動の PSD より求めた交互渦の周波数の、流速に対する変化を図 5 に示す。前者からは、インライン振動の卓越周波数が流速に対してほぼ一定であったことが示された。後者からは、交互渦の周波数が第 1 励振域においてはストロハル数一定の関係を保って変化したこと、第 2 励振域においては円柱の固有周波数の 1/2 の周波数にロックインしていたことが示された。ここで、交互渦の周波数とインライン振動の周波数と

Fig. 5 In-line dominant frequencies and alternate vortex frequencies

Fig. 6 Comparison of 2-dimensional trajectory

が、安定域と第 2 励振域とで変わらなかったことは重要である。なぜなら、両者のインライン方向の平均振幅は著しく異なるにも関わらず、交互渦より同一周波数の外力を受け、インライン方向に同一周波数で振動していることが示されたからである。

図 6 は、円柱先端が 2.0 秒間にインライン・クロスフロー平面に描いた軌跡（以下、リサージュ図形）の代表例を、第 1 励振域、安定域、第 2 励振域よりそれぞれ 1 つずつ示したものである。これらの図は、第 1 励振域においてはインライン方向にほぼ 1 次元の振動が生じていたこと、安定域と第 2 励振域においてはそれぞれ V 字型、∞ 字型のリサージュ図形を描く 2 次元振動が生じていたことを示している⁽⁶⁾。言い換えるならば、交互渦による円柱への 2 次元的影响が、第 1 励振域においては流力振動の支配的要因とならなかったこと、安定域及び第 2 励振域においては流力振動に強く及んでいたことを意味している。これはクロスフロー振動の平均振幅及び PSD の考察結果とも一致する。加えて、安定域と第 2 励振域とでリサージュ図形が異なったことは、インライン方向変位に対する、交互渦が円柱に影響するタイミングが安定域と第 2 励振域とでは異なったことを示している。ただし、得られたリサージュ図形は時間的に変動するものであったため、リサージュ図形によって長時間の実験データを評価すること、ないしは、詳細な点を評価することは困難と思われた。

そこで、交互渦による外力が円柱に与える作用を長時間の実験データから整理するために、時間一周波数解析と統計処理とを組み合わせる評価方法を提案する。以下では、その評価方法の概略とそれによって得られた結果とを報告する。

4.2 ウェーブレット解析 交互渦による外力が円柱に作用するタイミングを評価するにあたっては、インライン方向変位の位相と交互渦による外力の位相とを用いて整理することとした。整理に位相を用いたのは、図 4 に示した PSD から、両者のスペクト

ルがほぼ単色であると判断したためである。ただし、本研究では交互渦による外力の測定は行っていないため、まず、1) インライン方向変位の位相と、クロスフロー振動に重畳する交互渦の周波数と等しい周波数成分（以下、交互渦の周波数成分）の位相との関係を実験データから評価する、そして、2) 交互渦の周波数成分の位相と、交互渦によるインライン方向への外力の位相との関係を2自由度振動系モデルを用いて説明する、という手法を採った。

交互渦の周波数成分はクロスフロー振動から時間一周波数解析によって求めた。また、取り扱いに整合性を持たすため、インライン方向変位についても時間一周波数解析を行い、インライン振動から卓越周波数の周波数成分を求めた。時間一周波数解析を行うにあたっては、一定したリサージュ図形が得られないなど振動が時間的に変動していたことから、目的とする周波数の1周期程度の短い時間幅の窓関数が利用できること、そして、目的とする時刻における周波数成分の位相が評価可能な十分な時間一周波数分解能を有することを解析手法の選択の基準とした。

短い時間幅の窓関数を利用する解析手法としては、短時間フーリエ解析 (SFFT) 並びにウェーブレット解析が知られているが、本研究ではウェーブレット解析を用いることとした。これは、ウェーブレット解析では窓の幅が積分核の周期に対してほぼ一定であるため、周波数に関わらず、ほぼ一定の条件で位相を評価することができるためである。ウェーブレット解析の積分核には、良好な時間一周波数分解能を有するために広く用いられている Gabor 関数を用いた⁽⁷⁾。変位 x のウェーブレット変換係数 T_ψ 及びその積分核である Gabor 関数 ψ を以下に示す⁽⁸⁾⁽⁹⁾。

$$T_\psi(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int \psi^* \left(\frac{t-b}{a} \right) x(t) dt \quad (1)$$

$$\psi(t) = \frac{1}{\pi^{1/4}} \sqrt{\frac{\omega_p}{\gamma}} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p t}{\gamma} \right)^2 + i \omega_p t \right] \quad (2)$$

ただし、定数 ω_p 、 γ はそれぞれ

$$\omega_p = 2\pi$$

$$\gamma = \pi \sqrt{2/\ln 2}$$

とした。ここで、ウェーブレット変換係数の引数であるスケーリングパラメータ a は周期に相当する物理的意味を、シフティングパラメータ b は時刻に相当する物理的意味をそれぞれ有する変数である。これ

らの変数は、評価を行うにあたり一般的な物理量に変換する必要があるため、スケーリングパラメータについては Gabor 関数が周波数領域で最大となる周波数を用いて、シフティングパラメータについては Gabor 関数（実数項）が時間領域で最大となる時刻を用いてそれぞれ周波数と時刻とに変換することとした。すなわち、

$$f = 1/a \quad (3)$$

$$t = b \quad (4)$$

とした。これらの周波数と時刻は、窓関数が時間一周波数平面より切り出す範囲のほぼ中央の周波数と時刻に相当する。そして、このように定めた上で、ウェーブレット変換係数の実数項 $\text{Re}[T_\psi]$ の物理的意味を以下のように仮定した。

変位 x を短い時間範囲において、以下のように主要な周波数成分の和のかたちに書き下すとする。

$$x(t) = A_1(t) \sin(2\pi f_1 t + \delta\theta_1) + A_2(t) \sin(2\pi f_2 t + \delta\theta_2) + \dots \\ = \sum_k A_k(t) \sin(2\pi f_k t + \delta\theta_k) \quad (5)$$

ただし、振幅 $A_k(t)$ の時間変化は周期 $1/f_k$ に比して緩やかであるものとする。そして、このように書き下された周波数成分の任意の一項が、適当なスケーリングパラメータ a_{f_k} とシフティングパラメータ $b(t)$ を選択することにより、変位のウェーブレット変換係数の実数項 $\text{Re}[T_\psi]$ によって表されると仮定した。

$$A_k(t) \sin(2\pi f_k t + \delta\theta_k) = C_k \text{Re}[T_\psi(a_{f_k}, b(t))] \quad (6)$$

$$a_{f_k} = 1/f_k, \quad b(t) = t$$

ここで、 C_k は適当な比例定数である。ただし、変換結果は Gabor 関数に起因する特性（基底が直交していないなど）及び時間一周波数の不確定性による分解能の制限等を含む。

このように定めたウェーブレット解析が評価を行うに十分な時間一周波数分解能を有することを次のように確認した。すなわち、周波数 f_d と周波数 f_v とが第1励振域の場合よりも接近する安定域ないしは第2励振域において、クロスフロー方向変位をウェーブレット変換し、両者の周波数成分が明確に分離されることを示すことで確認した。図7は、被変換関数であるクロスフロー方向の変位 ($V_r=2.5$) とそのウェーブレット変換係数の実数項 $\text{Re}[T_\psi]$ である。先に示したような種々の制限はあるものの、変位に重畳する比較的周波数の高い変動が周波数 f_d の周波数成分として、低い変動が周波数 f_v の周波数成分と

Fig. 7 Comparison between a displacement and the wavelet transform coefficients

してそれぞれ明確に分離されており、本手法が評価に足る時間一周波数分解能を有することが示された。なお、時間一周波数分解能については、この他にもウェーブレット変換係数の3次元プロット及びPSDとの比較によって評価に足るものであることを確認した。

次に、ウェーブレット解析によって得られた周波数成分から位相を求めるのに用いた方法について示す。ウェーブレット解析の対象とした変位には振幅の時間的変動が見られた。そのため、そのウェーブレット変換係数も緩やかな振幅変動を伴った。そこで、位相の評価にあたっては、ウェーブレット変換係数の実数項 $\text{Re}[T_\psi]$ をその包絡波であるウェーブレット変換係数の絶対値 $|T_\psi|$ で除すことにより振幅を規格化し、位相を求めることとした。すなわち、任意の周波数 f の周波数成分を

$$u_f(t) = \frac{\text{Re}[T_\psi(a_f, b(t))]}{|T_\psi(a_f, b(t))|} \quad (7)$$

と規格化し、規格化された周波数成分 $u_f(t)$ の位相 $\theta_f(t)$ を

$$\theta_f(t) = \sin^{-1}[u_f(t)] \quad (8)$$

ただし、 $-\pi/2 \leq \theta_f(t) \leq \pi/2$

と定義した。以下では、このように定義した位相を用いて、インライン方向変位の位相と交互渦の周波数成分の位相との関係を統計的に評価することを試みる。

位相の関係は、2つの周波数成分のうち、一方の位相が特定の値となった時刻における、他方の位相を統計的に求めることによって評価した。具体的に

Fig. 8 In-line oscillation phase at t_0
(t_0 is the time when $\theta_v = 0$)

は、交互渦の周波数成分の位相がゼロ ($\theta_v(t_0) = 0$) となった時刻 t_0 における、インライン方向変位の位相 $\theta_d(t_0)$ を統計的に求めた。図8に300秒間の実験データについて求めた θ_d の度数分布を示す。この図においては、横軸はインライン方向変位を意味しており、 $\theta_d = -\pi/2$ は円柱が最も上流側に振れている状態を、 $\theta_d = +\pi/2$ は円柱が最も下流側に振れている状態をそれぞれ示す。縦軸は度数であり、そのスケールは最

も度数分布が明瞭に表示されるよう流速条件毎に定めてある。以下に、この図によって明らかになったインライン方向変位の位相と交互渦の周波数成分の位相との関係を、流速条件によって3つに分けて示す。

第1励振域のピーク前（以下、第1-a励振域）、すなわち、 $V_r \leq 2.1$ の流速範囲においては、位相 θ_d が $-1/2\pi$ と $1/2\pi$ の場合に度数がやや増加しているものの、他の流速条件の場合と比較すると両者の位相の関係は一定しているとは言えない。これは、インライン方向変位の位相が交互渦の周波数成分の位相に無関係に定まることが多いことを意味しており、本流速範囲ではインライン振動と交互渦との関係が比較的弱いことを示すものと思われる。

第1励振域のピーク後（以下、第1-b励振域）及び安定域、すなわち、 $2.1 < V_r \leq 2.5$ の流速範囲では、交互渦の周波数成分がゼロ（ $\theta_v(t_0)=0$ ）となる時刻 t_0 に

$$\theta_d(t_0) = -\pi/2 \quad (9)$$

となることが多いことが示された。これは、交互渦による外力がインライン方向変位に対してほぼ一定のタイミングで影響していることを意味している。この結果より、本流速範囲におけるインライン方向変位の周波数成分 u_d と交互渦の周波数成分 u_v との関係は、同一の時刻 t に対して次式のように書き表すことができる。

$$u_d(t) = \sin\left(2\pi f_d t - \frac{1}{2}\pi\right) \quad (10)$$

$$u_v(t) = \sin(2\pi f_v t) \\ \sim \sin(\pi f_d t) \quad (11)$$

この $u_d(t)$ と $u_v(t)$ の関係は、インラインークロスフロー平面上にV字型のリサージュ図形を描く。それゆえ、図6において代表例として示したV字型のリサージュ図形（ $V_r = 2.5$ ）は、変位がこれら2つの周波数成分の影響を強く受けた結果と認識できる。

本流速範囲におけるインライン振動の平均振幅の変化は興味深い。すなわち、インライン振動の平均振幅は本流速範囲が始まる $V_r \sim 2.1$ を境に減少に転じ、本流速範囲よりはずれる $V_r > 2.5$ において再度増加した。これは、本流速範囲とインライン振動の平均振幅が減少している流速範囲とが関連するものである可能性を示している。その是非については次節で検討する。

第2励振域、すなわち、 $2.5 < V_r \leq 3.4$ の流速範囲に

おいても、交互渦による外力がインライン方向変位に対してほぼ一定のタイミングで作用していることが示された。しかしながら、第1-b励振域及び安定域の場合とは異なり、そのタイミングは流速に従って変化した。すなわち、 $V_r \sim 2.6$ では θ_d は $-\pi/2$ よりやや大きい値であることが多かったが、 $V_r = 2.7 \sim 2.8$ では θ_d は0付近となることが多く、 $V_r \sim 3.2$ では θ_d は $\pi/4$ よりやや大きい値をとるといったぐあいに、流速が大きくなるにつれて最大の度数をとる θ_d の値が $-\pi/2$ から $\pi/2$ の方向に単調変化する傾向を示した。本流速範囲のインライン方向変位の位相と交互渦の周波数成分の位相との関係は次式で示される。

$$u_d(t) = \sin(\pi f_d t + \delta\theta) \quad (12)$$

$$u_v(t) = \sin(2\pi f_v t) \\ = \sin(\pi f_d t) \quad (13)$$

ここで $\delta\theta$ は流速に従って増加する量であり、 $-\pi/2 < \delta\theta < \pi/2$ の範囲で定義する。ただし、実験では流速が $V_r = 3.4 \sim 3.5$ においてロックイン状態よりはずれたため、 $\delta\theta$ は $\pi/2$ に近づいたものの $\pi/2$ に至ることはなかった。また、 $\delta\theta$ の流速に対する変化は、 $V_r \sim 2.6$ 付近では大きかったものの、流速が増加するにつれて徐々に緩やかとなる傾向を示した。このため、第2励振域は、流速に関わりなく一定のタイミングが示された安定域と明確に区別することができた。

この $u_d(t)$ と $u_v(t)$ の関係は、インラインークロスフロー平面上に ∞ 字型のリサージュ図形を描く。それゆえ、第1-b励振域及び安定域の場合と同様、変位の ∞ 字型のリサージュ図形はこれら2つの周波数成分の影響を強く受けた結果と認識できる。

4.3 2自由度振動系モデル 実験データを対象とした時間一周波数解析により、インライン方向変位の位相と、交互渦の周波数成分の位相との関係を評価することができた。次に、この評価の結果からインライン振動と交互渦との関係が密接であることがわかった第1-b励振域、安定域、第2励振域について、交互渦の周波数成分の位相と、交互渦によるインライン方向への外力の位相との関係を、2自由度振動系モデルを用いて検討する。

簡単のために円柱のインライン方向及びクロスフロー方向の振動がそれぞれ独立した1自由度振動系を満たすものとして考える。そして、交互渦によって円柱は、インライン方向については固有周波数で、クロスフロー方向についてはその1/2の周波数で振動しているものとする。すなわち、インライン方向

変位 $x_i(t)$ 及びクロスフロー方向変位 $x_c(t)$ が次式で書き表されるものとする。

$$x_i(t) = A \sin(\omega_n t) \quad (14)$$

$$x_c(t) = A \sin\left(\frac{\omega_n t}{2} + \delta\theta\right) \quad (15)$$

ここで、 $\delta\theta$ は後の取り扱いのしやすさから、先に示した実験結果の時間一周波数解析の場合（インライン方向変位に対して $\delta\theta$ を定義）と異なり、クロスフロー方向変位に対して定義することとする。これにより、 $\delta\theta$ は前節における第 1-b 励振域及び安定域の場合には

$$\delta\theta = \pi/4$$

となり、第 2 励振域の場合には

$$-\pi/4 < \delta\theta < \pi/4$$

となる。

次に、交互渦による外力 F をインライン方向に働く外力 F_i とクロスフロー方向に働く外力 F_c に分解して考える。そして、インライン方向に働く外力が増大する時にクロスフロー方向に働く外力（絶対値）も増大し、インライン方向に働く外力が減少する時にはクロスフロー方向に働く外力（絶対値）も減少するものと仮定する。この仮定は、交互渦による外力が円柱に及ぶ間、そのベクトルの向きをほとんど変えることなく、大きさのみを変えると仮定することに相当する。クロスフロー方向に働く外力を絶対値としたのは、1 対の交互渦による外力がインライン方向には同じように 2 度働くことに対して、クロスフロー方向には逆向きに働くためである。なお、以下では式による取り扱いを容易にするため、インライン方向の外力 F_i はクロスフロー方向の外力 F_c の絶対値に比例するものとして考える。すなわち、この仮定を式で示すと

$$F_i = C|F_c| \quad (16)$$

となる。ここで C は適当な比例定数である。

さて、質点系の運動方程式を用いて (16) 式の右辺を書き下すと、

$$F_i = C \left| \frac{1}{m} \frac{d^2 x_c}{dt^2} + 2\zeta\omega_n \frac{dx_c}{dt} + \omega_n^2 x_c \right| \quad (17)$$

となる。ここで、 m は単位長さあたりの質量、 ζ は水中における減衰比である。そして、これに (15) 式で定義した変位 x_c を代入し、三角関数の項でまとめ

Fig. 9 In-line displacement and force in in-line direction induced by alternate vortex ($\zeta = 0.04$)

Fig. 10 Force in in-line direction induced by alternate vortex versus displacement ($\zeta = 0.04$)

るとインライン方向の外力 F_i は次式のように表すことができる。

$$F_i = C \frac{A\omega_n^2}{m} \left| \frac{3}{4} \sin\left(\frac{\omega_n t}{2} + \delta\theta\right) + \zeta \cos\left(\frac{\omega_n t}{2} + \delta\theta\right) \right|$$

$$= C \frac{A\omega_n^2}{m} \sqrt{\frac{9}{16} + \zeta^2} \left| \sin\left(\frac{\omega_n t}{2} + \delta\theta + \tan^{-1}\left(\frac{4\zeta}{3}\right)\right) \right| \quad (18)$$

この式は、交互渦によるインライン方向への外力の位相とクロスフロー振動に重畳する交互渦の周波数成分の位相との関係が、 $\delta\theta$ と減衰比 ζ によって決定されることを意味している。そこで、以下では減衰比が、本実験に用いた円柱と等しい場合 ($\zeta = 0.04$) の、交互渦が円柱に及ぼす仕事について検討する。

(14) 式によるインライン方向変位 x_i と (18) 式によるインライン方向への外力 F_i の関係を図 9 に示す。第 1-b 励振域及び安定域 ($\delta\theta = 1/4\pi$) の場合の F_i と第 2 励振域 ($\delta\theta = 0$ の場合で代表) の場合の F_i とを比較すると、両者は大きさ、周期の点で同一であることが示されている。ゆえに、円柱は交互渦より

同一周波数の力を受けていることとなる。しかしながら、図 10 のように外力 F_i を変位 x_i に対して整理すると、 $\delta\theta$ の違いがインライン振動に大きな影響を及ぼすことがわかる。すなわち、外力 F_i と変位 x_i は、第 1-b 励振域及び安定域においては時計回りのサイクルを、第 2 励振域においては反時計回りのサイクルをそれぞれ描いた。これは、交互渦による外力が $\delta\theta = 1/4\pi$ のタイミングで作用したときには交互渦が円柱に対して負の仕事をしたこと、交互渦による外力が $\delta\theta = 0$ のタイミングで作用したときには交互渦が円柱に対して正の仕事をしたことを意味する。言い換えれば、同一の大きさの、同一周波数の外力が同一周波数で振動している円柱に働いたとしても、正の仕事をする場合と負の仕事をする場合とがあることが示された。そして、正の仕事をする場合と負の仕事をする場合とが、インライン方向変位の位相と交互渦による外力の位相との関係によって決定されることが明らかになった。

以上の結果により、第 1-b 励振域及び安定域におけるインライン振動の平均振幅の減少には、交互渦による負の仕事が関係することが示された。また、第 2 励振域における平均振幅の増大が、交互渦によるロックイン振動（すなわち、正の仕事）とする従来の知見を確認することができた。

5. 結論

インライン振動の平均振幅が 2 つの隣り合った流速範囲（流速の順に第 1 励振域、第 2 励振域）で増大し、それらに挟まれる流速範囲（安定域）で減少する理由を明らかにするため、流力振動実験を行い、交互渦による外力が円柱に作用するタイミング（インライン方向変位の位相と交互渦による外力の位相との関係）を評価した。評価の結果、

1. 第 1 励振域のピーク後（インライン振動の平均振幅が減少に転じた後）及び安定域の流速範囲においては、交互渦による外力が円柱に対して負の仕事を行うタイミングで作用することを明らかにした。また、この流速範囲においては、交互渦が影響するタイミングが流速によって変化しないことを明らかにした。

2. 第 2 励振域の流速範囲においては、交互渦による外力が円柱に対して正の仕事を行うタイミングで作用することを明らかにした。また、この流速範囲においては、交互渦が影響するタイミングが流速に従って単調に変化することを明らかにした。

3. 第 1 励振域のピーク前においては、交互渦は一定したタイミングで円柱に影響していないことを明らかにした。

4. 第 1 励振域のピーク後及び安定域の流速範囲における平均振幅の減少には、交互渦による外力が作用するタイミングの他に円柱の流体中における減衰比が関わっている可能性を示した。

文献

- ¹ King, R. Prosser, M. J. and Johns, D. J., *J. Sound and Vib.*, 29-2 (1973), 169-188.
- ² 日本機械学会, 配管内円柱状構造物の流力振動評価指針, JSME S012 (1998) B37-B70.
- ³ Naudasher, E., *J. Fluids & Struc.* 1 (1987) 265-298.
- ⁴ Nakamura H, *JAERI-Research*, 96-022 (1996) 33-38.
- ⁵ 例えば、機械工学便覧, (1977) 8-12.
- ⁶ 安濃田, 他 3 名, *JAERI-Tech*, 96-028 (1996).
- ⁷ 佐藤, 日本音響学会誌, 47-6 (1991), 405-423.
- ⁸ Chui, C., ウェーブレット入門, 東京電機大学出版局