直交流中の円管群の流力振動に関する研究*

(比較的まばらに配置された円管群に作用する流体励振力の測定)

稲田 文夫^{*1}, 安尾 明^{*1}
米田 公俊^{*1}, 西原 崇^{*2}

A Study on Fluid Excitation Forces Acting on a Sparsely Arranged Tube Bundle in Cross Flow

Fumio INADA^{*3}, Akira YASUO,
Kimitoshi YONEDA and Takashi NISHIHARA

^{*3} Central Research Institute of Electric Power Industry, Nuclear Energy Systems Department,
2-11-1 Iwado-kita, Komae-shi, Tokyo, 201-8511 Japan

The local fluid excitation force acting on a rotated square tube bundle having transverse pitch to diameter ratio of $T/D=3.1$, in a single-phase cross flow was measured, and the Normalized Power Spectral Density (NPSD) and the correlation length in the axial direction of a tube were examined. The fluid excitation force acting on the interior tube was from 3 times to 10 times larger than that acting on the upstream tube. The fluid force was almost fully developed after the third row. NPSD of the fluid excitation force could be almost plotted on a single universal curve. Regarding the lift direction, there was a peak in NPSD at $fD/u \sim 0.3$ caused by vortex shedding. Regarding the drag direction, there could be another peak in NPSD around twice the vortex shedding frequency. In the region of $fD/u > 0.5$ where the effect of the vortex shedding was assumed to be small in the lift direction, the correlation length of the lift direction was approximately $1.1D$. When vibration displacement amplitude was estimated using above mentioned NPSD and correlation length, they were proportional to around the third power of flow velocity.

Key Words: Vibration Coupled with Fluid Motion, Random Vibration, Spectrum Analysis, Wake, Fluid Force, Turbulence-Induced Vibration, Correlation Length, Tube Bundle, Cross Flow

1. 結 論

プラントの熱交換器や炉内構造物では、しばしば円管群が使用される。一般に直交流中の円管群では流力振動の振幅が大きくなりやすいため、プラント設計・運用上、流力振動に対する健全性を確認することが必要である。

従来直交流中の管群では、流力弾性振動、渦励振、および乱流励振について評価が必要であると言われていた。このうち乱流励振については、Blevins ら⁽¹⁾がピッチ比 (=管ピッチ/管直径) が 1.9 のほぼ正分配列の管群を対象として、管表面で円周方向 8 点の圧力変動を測定し、流体励振力の無次元パワースペクトル密度および相関長さなどで構成される流体励振力の相関式として整理し、ランダム振動の理論により振動振幅を評価する手法を提案した。これ以降直交流中の円管群の乱流励振評価法は、本手法の考え方が踏襲されている。

しかし乱流励振力の実験データベースは十分ではなく、その特性も解明されているとは言い難いようである。Pettigrew & Gorman⁽²⁾, Axisa ら⁽³⁾, Chen & Jendrzeczyk⁽⁴⁾は、様々な配列・ピッチの管群について、管の振動応答の実験結果より乱流励振力のパワースペクトルを逆算して求めているが、相関長さは求めている。一方相関長さを求めたものとしては、先述の Blevins ら⁽¹⁾, および安尾ら⁽⁵⁾のものがある。Blevins ら⁽¹⁾は管表面での圧力変動の測定結果から、第一列めの相関長さは約 $3.4D$ で、管群内部ではそれより小さくなるとしている。安尾ら⁽⁵⁾はピッチ比 1.26 の比較的稠密な三角配列の管群を対象に、局所の流体励振力のパワースペクトル密度と相関長さを実験的に求め、パワースペクトル密度は Axisa らの結果とほぼ一致すること、相関長さは直径の約 0.45 倍であることを示した。

しかし、乱流励振力の特性は管群の配列やピッチに依存することが予想され、炉内構造物で現れるようなピッチ比が 3 を超えるような比較的まばらな管群の場合の特性はよくわかっていない。

本研究では、流れ方向のピッチ比 $T/D=3.1$ の比較的まばらな回転正分配列の管群が直交流れにさらされる場合を対象として、局所に作用する流体励振力のパワ

* 原稿受付 2002 年 5 月 14 日。

^{*1} 正員、(財)電力中央研究所狛江研究所(〒201-8511 狛江市岩戸北 2-11-1)。

^{*2} 正員、(財)電力中央研究所我孫子研究所(〒270-1194 我孫子市我孫子 1646)。

E-mail: inada@criepi.denken.or.jp

ースペクトル密度や相関長さなどの流体励振力の特性を実験的に調べた。また、本特性を用いて一例について、ランダム振動の理論により振動および応力の振幅を求めることを試みた。

主 記 号

$c(x)$: 単位長さあたりの構造減衰

D : 管の直径

f, f_R : 振動数および無次元振動数

F : 局所に作用する単位長さあたりの流体励振力

$\tilde{F}_j$: センサ j に作用する流体励振力(単位長さあたりに換算)

$m(x)$: 管の単位長さあたりの質量

Re : レイノルズ数 ($=uD/\nu$)

$S_{FF}(x, x', f)$: 局所に作用する流体励振力の相互スペクトル密度

T : 図 1(b)で定義される流れ方向のピッチ比

u : 式(1)で定義されるギャップ流速

x : 軸方向位置

x_j : センサ j の中心位置

z : 管の変位

Φ : 無次元パワースペクトル密度(NPSD)

λ : 相関長さ

ν : 流体の動粘度

ρ : 流体の密度

2. 実験装置

2.1 実験装置 図 1 に試験装置を示す。図 1(a)はテストループの模式図である。水は地下水槽よりポンプでくみ上げられ、サージタンク、タービン流量計、整流格子を経て試験体管群部に管に垂直方向に流れる。試験体を出た水は、一度水位を試験体より高くした後再び地下水槽に戻される。

図 1(b)はテストセクションである。テストセクションは、回転正配列(45度回転させた正配列)の管群である。各管の直径 D は 34mm、流れ方向のピッチ T は 105mm ($T/D=3.1$)で、長さは 280mm である。図 1(b)で灰色に塗った管は、図 1(c)で示す流体励振力測定用

Fig. 1 Test Equipment.

の管が取り付けられている。それ以外の管は、アルミ合金製の中実のダミー管である。

図 1(c)に示す流体励振力測定用の管の流体励振力センサ部では、幅 12mm の円環状の接液部に作用する流体励振力の測定が可能である。流体力測定部の幅 12mm の円環は、板ばねを介して中実のステンレスの棒にとりつけられており、ばね-マス系を構成している。板ばねの表面および裏面に防水型歪みゲージを貼り付けている。その固有振動数を測定したい流体励振力の振動数成分より十分高くすることにより、歪みから流体励振力を求めることが可能である。一般に固有振動数が、測定したい振動数成分の最大値の 3 倍以上であれば、20%以下の誤差での測定が可能である。本体系ではインパクトハンマにより測定した空気中での最小固有振動数が 137Hz で、水中でも 100Hz 以上であったため、30Hz までの流体励振力の測定が可能である。各流体励振力センサ部は、あらかじめ重量を測定したおもりをぶら下げて、歪み出力と力との関係の検定を行った。一本の流体励振力測定用の管では、34mm 間隔で 4 カ所の流体励振力の測定を行った。また、管列方向には 4 カ所で測定し、流体励振力センサ部は合計で 16 である。

テストセクションに流入する流れの乱れ度は、試験体の直前にホットフィルムを取り付けて測定した。

2.2 流入する流れの乱れ度 図 2 に試験体直前の流れの乱れ度を測定した例として、流速の PSD(パワースペクトル密度)を示す。図中の①～④は、試験体の管軸方向で壁面よりそれぞれ 500mm, 1100mm, 1700mm, 2300mm の位置を示し、平均は①～④の平均を示す。サンプリング振動数は 256Hz で、2048 点のスペクトルを FFT 解析しており、16 回の平均値を求めている。流体励振力は 30Hz 以下で測定するので、ここでは 40Hz 以下を示している。PSD は①～④でほぼ一定であり、低振動数域で大きく高振動数になるにつれて小さくなる。

Fig.2 Turbulence intensity.

る。顕著なピークは見られないため、体系に依存するような加振力成分はないと考えられる。40Hz 以下の領域で PSD を積分して 1/2 乗すると、40Hz 以下の成分の二乗平均値が得られる。これを計算すると、乱れ度は管群がない場合の定常流速の約 6%であった。

3. 揚力方向のセンサ部に作用する流体励振力の特性

3.1 流体励振力のパワースペクトル密度 センサ部に作用する流体励振力の一例として、レイノルズ数 $Re(=uD/\nu)$ が 38000 の場合について、揚力方向成分(流れと垂直方向成分)の PSD(パワースペクトル密度)を図 3 に示す。ここですきま流速 u は、管群がない場合の流速 u_∞ を用いて次式より求められる。

$$u = u_\infty \frac{T}{T-D} \quad (1)$$

サンプリング振動数は 128Hz で 512 点の FFT 解析をしており、32 回の平均値をとっている。揚力方向の流体励振力の PSD は、約 10Hz のところにピークがある。このピークにおける無次元振動数は約 0.31 である。これは Fitz-Hugh⁽⁶⁾による、対応するピッチ比における円管群の渦放出無次元振動数にほぼ一致しており、渦放出によるピークであると推測される。このようなピークは、従来のもっと密な管群の場合の結果⁽¹⁾⁻⁽⁵⁾では見られておらず、比較的まばらな管群に特有なものと考えられる。

次に図 3 で、揚力方向の PSD の、最前列からの列数の影響を見ると、最前列よりも 2 列め、3 列めと内側に入るに従い流体励振力が大きくなるのがわかる。また 4 列めでは 3 列目に近く、3 列目以降はほぼ飽和している。ここで従来の研究でも流体励振力に対する列数の影響を見たものがあるが、第 1 列めは管群内部よりも大きくなるとしているもの⁽²⁾も、小さくなるとしているもの⁽⁴⁾もある。この違いの理由は、管群に流

Fig. 3 PSD of Fluid excitation force in lift direction ($Re=38000$).

れ込む直前の流れの乱れ度によるものと考えられる。すなわち、流路の上流側で大きな乱れ度が生成され、それが管群部に流入すれば、第1列めに対する流体励振力は大きくなりうる。本実験結果では、第1列めに対する流体励振力は小さかったが、上流側で生成される乱れが大きければ、逆に第1列めの流体励振力が大きくなる場合もありえよう。本実験結果では、3列め以降の管に対して、その管より上流側の管群部で生成された乱れ成分が支配的となり、ほぼ飽和した結果となると考えることができる。

3.2 流体励振力の相互スペクトル密度 4列めの管について、センサ部に作用する流体励振力の PSD と、隣り合うセンサ間の CSD(相互スペクトル密度)の絶対値 |CSD| を比較して図4に示す。約10Hzの渦放出によるピーク付近では PSD と |CSD| はかなり近く、軸方向の相関が強いことがわかる。これはカルマン渦のような大きな渦の発生によるものと考えられる。また、振動数の上昇とともに |CSD| のほうが PSD よりも早く小さくなって軸方向の相関が弱くなり、次第に大きな渦の発生領域から、乱流による比較的小さな多数の渦による流体励振力の発生領域に移ると推測される。

4. 揚力方向の局所に作用する乱流励振力の PSD と相関長さ

4.1 渦放出による振動と乱流励振の評価法の提案

図3の流体励振力の PSD で、渦放出によるピーク振動数 f_{Rv} に近い領域では、渦放出による大振幅振動が発生する可能性があり、機器の設計・運用は避けるべきといえる。 f_{Rv} に近い領域とはどこかについては、3.2節の結果より少なくともエンジニアリング的に言えば、PSD と |CSD| のピークに近く軸方向の相関が強い $1.5f_{Rv}$

Fig. 4 PSD and |CSD| of local fluid excitation force ($Re=38000$).

以下とすればよいと考えられる。

一方 $1.5f_{Rv}$ 以上の振動数では、PSD, |CSD|とも傾きが比較的なだらかになり、両者の周波数の増加に対する減少率も比較的近くなるため、流れの乱れによる小さな渦による励振力の発生領域としてよいと考える。この条件では Blevins ら⁽¹⁾と同様、流体励振力の CSD について、その絶対値が局所に作用する流体励振力の PSD の値から、管軸方向に相関長さ λ で指数関数的に減衰すると仮定し、次式のようにおくこととする。

$$S_{FF}(x, x', f) = \left(\frac{1}{2} \rho u^2 D \right)^2 \left(\frac{D}{u} \right) \Phi(f) \exp \left[-\frac{|x' - x|}{\lambda} \right] \dots \dots \dots (2)$$

ここで図4で、PSD と |CSD| の減少率が完全には一致していない (図中で平行でない) ので式(2)は厳密に正しいわけではないが、本論文で扱うような比較的狭い周波数範囲では近似的に使用可能と考える。

ランダム振動の理論に式(2)を適用すれば、管振動の振幅を求めることが可能である。ここで、局所に作用する流体励振力の無次元パワースペクトル密度 (NPSD) Φ および相関長さ λ が未知であり、以下では実験データによりこれらを求める。

4.2 局所に作用する励振力とセンサ部に作用する励振力との関係 4.1節で、流体励振力の CSD を式(2)のようにおいた。センサ部の幅は 0.012m で比較的小さいが無限小ではないため、センサ部に作用する流体励振力を局所に作用する励振力に換算することを考える。

式(1)の仮定の下、センサに作用する流体励振力を $\tilde{F}$ 、局所に作用する流体励振力を F として、PSD と CSD について、両者間の関係を求めると、

$$\begin{aligned} S_{\tilde{F}\tilde{F}_j}(f) &= \left(\frac{1}{2} \rho u^2 D \right)^2 \left(\frac{D}{u} \right) \Phi(f) l^2 \Psi_1(\eta) \\ S_{\tilde{F}_j\tilde{F}_{j+1}}(f) &= S_{FF}(x_j, x_{j+1}, f) l^2 \Psi_2(\eta) \end{aligned} \dots \dots \dots (3)$$

である。ここで l は、センサ円環部の幅 (=12mm) であり、 η , Ψ_1 , Ψ_2 は、次式のように定義される。

$$\begin{aligned} \eta &= \lambda / l, \quad \tilde{x} = x / l \\ \Psi_1(\eta) &= \int_0^1 \int_0^1 \exp \left\{ -\frac{|\tilde{x}' - \tilde{x}|}{\eta} \right\} d\tilde{x} d\tilde{x}' \\ &= 2\eta^2 \left\{ \frac{1}{\eta} - 1 + \exp \left(-\frac{1}{\eta} \right) \right\} \\ \Psi_2(\eta) &= \int_0^1 \int_0^1 \exp \left\{ -\frac{\tilde{x}' - \tilde{x}}{\eta} \right\} d\tilde{x} d\tilde{x}' \\ &= \eta^2 \left\{ -2 + \exp \left(\frac{1}{\eta} \right) + \exp \left(-\frac{1}{\eta} \right) \right\} \end{aligned} \dots \dots \dots (4)$$

Fig. 5 The relation between correlation length and Ψ_1, Ψ_2 .

Fig. 6 The relation between $S_{\tilde{F}_j \tilde{F}_{j+1}}(f) / S_{\tilde{F}_j \tilde{F}_j}(f)$ and correlation length.

式(4)で示した Ψ_1, Ψ_2 を η の関数として図5に示す。 Ψ_1, Ψ_2 は1に近く、 λ/l が大きくなるにつれてより1に近くなる。すなわち、相関長さがセンサ円環部の幅より十分長くなれば、センサ部に作用する流体励振力が、局所の流体励振力に近くなる。

4.3 流体励振力の PSD と相関長さの計算式 式(3)(4)を用いて、センサで測定される相互スペクトル密度から、流体励振力の NPSD(無次元パワースペクトル密度) Φ および相関長さ λ を求める。まず λ が、次式のように求められる。

$$\lambda = - \frac{|x_{j+1} - x_j|}{\ln \left(\frac{\Psi_1(\eta) S_{\tilde{F}_j \tilde{F}_{j+1}}(f)}{\Psi_2(\eta) S_{\tilde{F}_j \tilde{F}_j}(f)} \right)} \quad \dots\dots\dots(5)$$

この式で Ψ_1, Ψ_2 も λ の関数なので、繰り返し計算により λ を求める必要がある。図6に、 $l=0.012\text{m}$ 、 $x_{j+1}-$

Fig. 7 An example of Coherence Function ($Re=38000$).

$x_j=0.034\text{m}$ の場合の $S_{\tilde{F}_j \tilde{F}_{j+1}}(f) / S_{\tilde{F}_j \tilde{F}_j}(f)$ と λ との関係を示す。

λ が求められれば η が求められるので、 Ψ_1 が求められる。従って、式(3)の第1式より Φ は、以下のように求められる。

$$\Phi(f) = \frac{S_{\tilde{F}_j \tilde{F}_j}(f)}{\left(\frac{1}{2} \rho u^2 D \right)^2 \left(\frac{D}{u} \right)^2 \Psi_1(\eta)} \quad \dots\dots\dots(6)$$

4.4 乱流励振力の PSD と相関長さの実験結果 前節の式(5)(6)より NPSD Φ と相関長さ λ を求める。まず、 λ を求めるのに必要な $S_{\tilde{F}_j \tilde{F}_{j+1}}(f) / S_{\tilde{F}_j \tilde{F}_j}(f)$ の実験結果の例を図7に示す。図7より、渦放出振動数に近い10Hzにピークがあることがわかる。

図7を見ると、ピークとなる振動数 f_{Rv} の1.5倍以上である15Hz以上では、 $S_{\tilde{F}_j \tilde{F}_{j+1}}(f) / S_{\tilde{F}_j \tilde{F}_j}(f)$ の傾きがやや小さくなる。

次に渦放出の影響が小さいと考えられる、 $1.5f_{Rv}$ 以上の振動数範囲での NPSD Φ および相関長さ λ を求める。ここで $S_{\tilde{F}_j \tilde{F}_{j+1}}(f) / S_{\tilde{F}_j \tilde{F}_j}(f)$ は、ピーク振動数の1.5倍以上の振動数範囲でも振動数の上昇とともにやや減少するが、本論文では第一ステップとして、平均値として評価した。この平均値を使用しても振幅の概略評価は可能である。

図8に、上記のように求めた揚力方向の流体励振力の相関長さ λ の実験結果をレイノルズ数との関係として示す。相関長さ λ は Re の上昇とともに若干小さくなる傾向があるが、ほぼ $1D$ のオーダーであることがわかる。

次に上記で求めた相関長さ λ に基づいて、図9に4列めの管に作用する揚力方向の流体励振力の NPSD Φ を無次元振動数 $f_R(=fD/u)$ との関係として示す。ここで Ψ_1 で使用する相関長さ λ は、それぞれのレイノルズ数

Fig. 8 Experimental result of correlation length in the lift direction.

Fig. 9 NPSD in the lift direction.

Fig. 10 NPSD in the drag direction.

で図 8 の値で一定と仮定した。Φは、無次元振動数が約 0.3 のところにピークを持ち、レイノルズ数の上昇とともに若干そのピーク無次元振動数が小さくなる。このピーク無次元振動数は、3.1 節でも示したように、Fitz-Hugh⁽¹⁾が求めた対応するピッチ比における円管群の渦放出ストロハル数(無次元振動数に一致)にほぼ一致しており、渦放出によるピークと推測される。このピーク振動数以上では、Φはレイノルズ数の上昇とともに若干小さくなるが、その影響は小さい。

(a) In the case where the second peak does not appear ($Re=38000$).

(b) In the case where the second peak appears ($Re=24000$).

Fig. 11 Coherence function in the drag direction.

無次元振動数が $1.5f_{Rv}$ 以上の領域で、乱流励振の振幅を求めるための NPSD Φは、図 9 に示すように保守側に包絡線をとれば、次式で表される。

$$\Phi = 1.23 \times 10^{-3} \times f_R^{-3.5} \quad 0.9 > f_R (=fD/Vg) > 0.5$$

.....(7)

5. 抗力方向の特性

図 9 と同様な手順で、抗力方向の無次元 PSD Φを図 10 に示す。比較のため揚力方向で求めた相関式(7)も示す。レイノルズ数が 33000 以下の場合に、渦放出振動数の約 2 倍の無次元振動数 0.6 に、小さなピークが現れる。揚力方向には、1 対の後流渦で一回加振されるが、抗力方向には二回加振されるためにこのピークが現れると考えられる。ここで渦放出振動数にもピークが見られるが、流れが完全に対称であればこのピーク

Fig. 12 Experimental result of correlation length in the drag direction.

は現れないはずであり、実験体系が完全なものではないことを示している。

図 11 にはコヒーレンス関数 $S_{\tilde{F}_j \tilde{F}_{j+1}}(f) / S_{\tilde{F}_j \tilde{F}_j}(f)$ を渦放出振動数 f_{Rv} の二倍の振動数 $2f_{Rv}$ にピークが現れる場合と現れない場合について示す。図 11(a)は、レイノルズ数が 38000 で $2f_{Rv}$ にピークが現れない場合であるが、 $1.5 f_{Rv}$ 以上ではほぼ一定であることがわかる。図 11(b)は、レイノルズ数が 24000 で、 $2f_{Rv}$ のピークが現れる場合である。この場合、 $2f_{Rv}$ 付近で $S_{\tilde{F}_j \tilde{F}_{j+1}}(f) / S_{\tilde{F}_j \tilde{F}_j}(f)$ がピーク値をもち、この領域でも渦放出の影響を考慮する必要がある。この影響は、 $2f_{Rv}$ の約 1.3 倍以上の振動数で $S_{\tilde{F}_j \tilde{F}_{j+1}}(f) / S_{\tilde{F}_j \tilde{F}_j}(f)$ が小さい値に落ち着いており、それ以上の振動数では渦放出の影響は小さいものと推察される。揚力方向の流体励振力の NPSD Φ を包絡する式(7)は、抗力方向の実験結果で $2f_{Rv}$ 付近にピークを持つ場合を除いて、どのデータも保守側に包絡している。

抗力方向の $2f_{Rv}$ の 1.3 倍以上の振動数(無次元振動数 0.8 以上)における相関長さを図 12 に示す。抗力方向の相関長さは約 0.6 で、揚力方向(図 8 参照)の 0.8~1.1 と比較して小さい。一般に相関長さを長く評価すれば振幅評価としては保守側になるので、揚力方向の式を使用しておけば抗力方向については保守側の評価となる。

6. 振動の評価例

一例として、任意の支持点と分布質量、分布断面をもった直管について、流動解析により流速分布が、また構造解析により固有値、固有モードが既に求まっていると仮定したときの振動振幅を求めることを考える。管の振動変位のパワースペクトル密度 $S_{zz}(x, x, f)$ は、ランダム振動の理論により、

Fig. 13 An example of vibration amplitude and stress amplitude.

$$S_{zz}(x, x, f) \cong \sum_n \phi_n^2(x) \frac{1}{16\pi^4 M_n^2} \left\{ (f_n^2 - f^2)^2 + 4\zeta_n^2 f^2 f_n^2 \right\}^{-1} \times \int_0^L \int_0^L \phi_n(w) \phi_m(w') \left(\frac{1}{2} \rho u^2 D \right) \left(\frac{D}{u} \right) \times \Phi(f_R) \exp \left[-\frac{|w - w'|}{\lambda} \right] dw dw' \quad \dots\dots\dots(8)$$

と表される。ここで、直交無減衰モードを $\phi_n(x)$ 、無減衰固有振動数を f_n とおいた。 M_n 、 ζ_n は n 次モードの一般化質量および一般化減衰で以下のように定義される。

$$M_n = \int_0^L m(x) \phi_n^2(x) dx \quad \dots\dots\dots(9)$$

$$\zeta_n = \frac{1}{2M_n \omega_n} \int_0^L c(x) \phi_n^2(x) dx \quad \dots\dots\dots(10)$$

ここで式(7)を用いているが、式(7)は基本的に λ が十分短くかつ u の分布が十分になめらかであることを前提としていることを念頭においておく必要がある。この場合、式(8)の積分実施時に、 u の分布が F の相互相関関数がある値を持っている範囲でほぼ一定と見なせる。

式(8)の u および f_R は管軸方向に変化するので、数値的に計算する必要がある。式(8)で求められた PSD を f について積分し 1/2 乗すれば、振動振幅の 2 乗平均値が求められる。

図 13 に、振動振幅の評価例として、直径 34mm 長さ 3m の管群の中央部 1m に一様流れがあたる場合の振動振幅および応力振幅を流速との関係として計算した例を示す。ここで相関長さ λ は、 $1.1D$ と仮定した。振動振幅、応力振幅ともに、流速の約 3 乗に比例して大きくなるのがわかる。

7. 結 言

直交流中の比較的まばらに配置された円管群 ($T/D=3.1$ の回転正方配列) に作用する局所の流体励振力

を測定し、無次元パワースペクトル密度および相関長さを調べた。

- (1) 揚力方向の流体励振力のパワースペクトル密度には無次元振動数が約0.3のところにピークがあり、Fitz-Hughによるストロハル数とよく一致した。したがってこのピークが渦放出により生じている可能性が考えられた。また無次元振動数0.5以下では管軸方向の流体励振力のコヒーレンスが高く、この領域では渦放出が振動に影響しうると推測した。
- (2) 抗力方向の流体励振力のパワースペクトル密度では、比較的低レイノルズ数条件で渦放出振動数の2倍の振動数にピークをもち、このピーク付近で管軸方向のコヒーレンスが高かった。このピーク付近でも渦放出が振動に影響しうると推測された。
- (3) 乱れ振動については、円管群の最前列よりも内側の管に作用する励振力の方が3～10倍程度大きく、また、3列め以降では励振力はほぼ飽和した。
- (4) 内側の管に対する流体励振力の無次元パワースペクトル密度に対するレイノルズ数依存性は小さかった。
- (5) 揚力方向で渦放出の影響が小さいと考えられる無次元振動数が0.5以上の条件での相関長さは、約1Dであった。
- (6) 抗力方向で渦放出の影響が小さいと考えられる無次元振動数が0.8以上の場合の相関長さは、約0.6Dであった。
- (7) 上記流体励振力特性を使用した乱流励振の解析例では、振動振幅および応力は、流速の約3乗に比例して変化した。

参 考 文 献

- (1) Blevins, R. D., Gibert, R. J., Villard, B., "Experiments on Vibration of Heat-Exchanger Tube Arrays in Cross Flow," Transactions of the 6th International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology (SMIRT), (1981) Paper B6/9.
- (2) Pettigrew, M. J., Gorman, D. J., "Vibration of Heat Exchanger Tube Bundles in Liquid and Two-Phase Cross-Flow," Flow-Induced Vibration Design Guidelines, ASME, (1981) 89-110.
- (3) Axisa, F., Antunes, J., Villard, B., "Random Excitation of Heat Exchanger Tubes by Cross-Flows," J. Fluids and Structures, Vol.4 (1990) 321-341.
- (4) Chen, S. S., Jendrzejczyk, J. A., "Fluid Excitation Forces Acting on a Square Tube Array," Trans. ASME, J. Fluids Engineering, 109, (1987) 415-423.
- (5) 安尾, 稲田, 河村, 「管群中の伝熱管の直行流による振動のランダム流体統計量による評価」機論 C, 59-568, (1993) 3644-3649.
- (6) Fitz-Hugh, J. S., "Flow Induced Vibration in Heat Exchanger," Proc. UKAEA/NPL Int. Symp. on Vibration Problems in Industry, Keswick, (1973) Paper 427.