

圓柱의 振動과 칼만 渦流出의 同期現象⁺

배헌민* · 김인철*

(1993년 2월 16일 접수)

Lock-in Phenomenon in Oscillation of a Circular Cylinder Subject to a Uniform Flow

Heon-Meen Bae* · In-Chul Kim*

Key Words : Unsteady Flow(비정상류), Fluid Vibration(유체 유기진동), Numerical Analysis(수치 해석), Moving Boundary Problem(이동경계문제), Karman Vortex Street(칼만 渦列), Lock-in Phenomenon(同期 현상), Hysteresis Phenomenon(履歷 현상), Lift Coefficient(양력 계수)

Abstract

In is well known that a cyclic Karman vortex street is thrown out periodically from cylinder whose axis is vertical to the bulk flow. When the cylinder is vibrating in the frequency close to that of Karman vortex street, the vortex shedding frequency is locked onto that of cylinder. While there are many experimental studies for this phenomenon compared with analytical studies by numerical calculation, are very limited. In this study, a new algorithm for moving boundary is proposed and a simulator is developed, which can deal with this phenomenon with experimental studies.

1. 序 論

칼만 渦에 의한 振動은 流體誘起振動의 主된 것으로서 논의되어지고 있고, 橋梁등의 구조설계에 관해서 흔히 문제시 되어진다. 彈性支持圓柱

에서 발생하는 칼만渦에 의한 振動에 대해서는 同期現象(lock-in phenomenon)이나 履歷現象(hysteresis phenomenon)의 발생등 다수의 보고가 있다.¹⁾ 그러나, 同期現象발생 영역에 관한 고찰은 振動論적인 것이 많고, 흐름장의 입장에서 고찰한 것은 그 수가 드물다.

⁺ 1992년도 한국해양공학회 추계학술대회 발표(1992년 10월)

* 부산수산대학교 공과대학 선박공학과

强制振動圓柱 주위의 흐름장의 可視化 및 해석의 결과는 다수 있지만^{2, 3)}, 彈性支持圓柱의 칼만渦에 의한 振動과 履歷現象과의 관계에 대한 논의는 거의 찾기 어렵다.

本 研究에서는, 칼만渦에 의해 振動이 발생하는 彈性支持圓柱와 强制振動圓柱에 대해서 風洞實驗을 행하고, 各各에 있어서의 渦流出의 同期現象에 관해서 비교·검토를 행한다.

또, 수치해석수법에서 지금까지는 確立되어 있지 않았던, 物體가 時間과 더불어 移動하는 問題(移動境界問題)를 새로운 수법⁷⁾으로 적용하여 振動하는 圓柱주위의 흐름장을 수치해석 하여, 同期現象의 발생범위 및 履歷現象에 대해 고찰한다.

2. 實驗 裝置 및 方法

Fig. 1에 측정부 개요, 원주의 배치 및 본 논문에서 사용하는 기호와 좌표계를 나타낸다. 風洞은 노즐치수 □350mm, 측정단면의 치수 □320mm의 blow-off型이다. 圓柱는 3종류(φ18, φ26, φ32)의 것을 사용했다. 强制振動圓柱의 경우, 모터와 크랭크에 의해 흐름과 직각방향으로 正弦振動을 시킨다. 圓柱振動數와 振幅은 모터 回轉數와 크랭크 位置에 의해 설정된다.

원주의 측벽 관통부의 간극의 영향을 없애기 위해 양단 부근에 차양형태의 평판(end plate)이 부착 되어 있다.⁴⁾

彈性支持圓柱의 경우, 兩端을 板 스프링에 의해 支持한다. 固有振動數는 圓柱質量과 부가질량 그리고 板 스프링에 의해 設定된다. 圓柱振動數는 兩端部の 변위를 gap-sensor에 의해 검출하고, 그 변위 신호를 FFT로서 周波數分析하는 것에 의해 구했다. 振幅은 그 변위신호의 시간적인 自乘平均値로 했다. 圓柱後流의 渦流出周波數는 칼만渦의 변동신호가 잘 나타나는 위치(Fig. 1 참조)에 배치한 熱線流速計에 의해 검출한 主流方向의 速度변동신호를 FFT로서 周波數 분석하는 것에 의해 구했다.

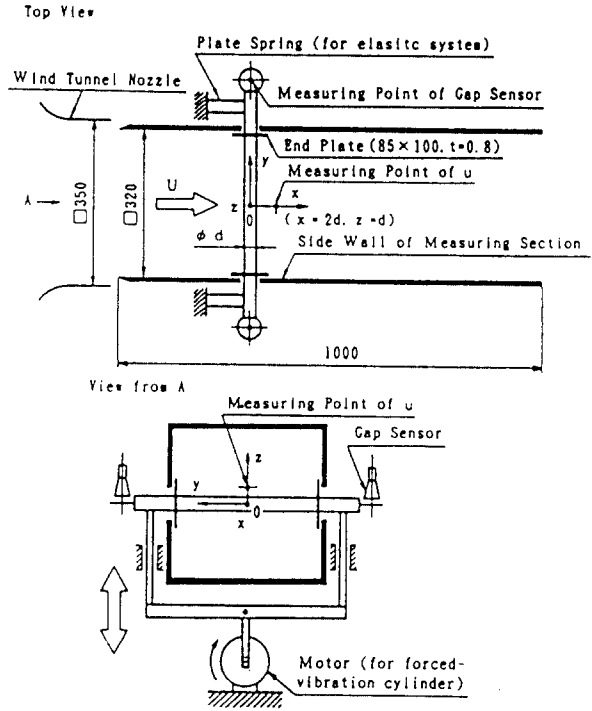


Fig. 1 Experimental apparatus

3. 數值 解析法

3-1 시뮬레이터

本 研究에는, 均일흐름 중에서 正弦振動하는 圓柱주위의 흐름장에 대하여 數值解析을 행한다. 수치시뮬레이터는 임의의 경계형상치리에 유력한 boundary-fit法⁶⁾에 의해 작성한 원주 주위의 物理空間 좌표를 矩形格子의 변환(계산) 空間座標에 좌표변환하고, 그 좌표계에서 계산을 행한다. 이와같은 計算空間 좌표계에서, 境界(좌표선)가 시간과 더불어 변화하는 경우, 임의의 함수 f의 時間微分은 이하와 같이 기술된다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t_{x,y}} &= \frac{\partial(x,y,f)}{\partial(\eta,\xi,t)} / \frac{\partial(x,y,t)}{\partial(\eta,\xi,t)} \\ &= \frac{\partial f}{\partial t} - \frac{\partial x}{\partial t} \left(\frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial f}{\partial \eta} - \frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial f}{\partial \xi} \right) \frac{1}{J} \end{aligned}$$

$$-\frac{\partial y}{\partial t} \left(\frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial f}{\partial \eta} - \frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial f}{\partial \xi} \right) \frac{1}{J} \qquad J : \text{Jacobian} = \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial y}{\partial \eta} - \frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial y}{\partial \xi}$$

..... (1)

여기서, f : 임의의 함수, x, y : 物理空間좌표, η, ξ : 計算空間좌표, t : 시간

이상의 식을 가지면 계산좌표계에 있어서 Navier-Stokes 방정식은 x-y 좌표계의 속도성분을 각 축방향 u, v로한 경우에 다음과 같이 된다.

u 성분

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial x}{\partial t} \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) \frac{1}{J} - \frac{\partial y}{\partial t} \left(\frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) \frac{1}{J} + \left(u \frac{\partial y}{\partial \eta} - v \frac{\partial x}{\partial \eta} \right) \frac{\partial u}{\partial \xi} \frac{1}{J} \\ & + \left(v \frac{\partial x}{\partial \xi} - u \frac{\partial y}{\partial \xi} \right) \frac{\partial u}{\partial \eta} \frac{1}{J} \\ & = - \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial p}{\partial \xi} - \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) \frac{1}{J} + \frac{1}{Re} \left(\alpha \frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} - 2\beta \frac{\partial^2 u}{\partial \eta \partial \xi} + \gamma \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} + \sigma \frac{\partial u}{\partial \eta} + \tau \frac{\partial u}{\partial \xi} \right) \frac{1}{J^2} \dots (2) \end{aligned}$$

v 성분

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial x}{\partial t} \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial v}{\partial \xi} - \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) \frac{1}{J} - \frac{\partial y}{\partial t} \left(\frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial v}{\partial \xi} - \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) \frac{1}{J} + \left(u \frac{\partial y}{\partial \eta} - v \frac{\partial x}{\partial \eta} \right) \frac{\partial v}{\partial \xi} \frac{1}{J} \\ & + \left(u \frac{\partial x}{\partial \xi} - v \frac{\partial y}{\partial \xi} \right) \frac{\partial v}{\partial \eta} \frac{1}{J} \\ & = - \left(\frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial p}{\partial \eta} - \frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) \frac{1}{J} + \frac{1}{Re} \left(\alpha \frac{\partial^2 v}{\partial \xi^2} - 2\beta \frac{\partial^2 v}{\partial \eta \partial \xi} + \gamma \frac{\partial^2 v}{\partial \eta^2} + \sigma \frac{\partial v}{\partial \eta} + \tau \frac{\partial v}{\partial \xi} \right) \frac{1}{J^2} \dots (3) \end{aligned}$$

위 식에 있어서 α, β, γ, σ, τ, J는 物理空間좌표 의 스케일 팩터이고 다음과 같이 된다. 에서 計算空間좌표로 변환할 때의 각 計算格子점

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{\partial^2 x}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 y}{\partial \eta^2}, \quad \beta = \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial x}{\partial \eta} + \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial y}{\partial \eta}, \quad \gamma = \frac{\partial^2 x}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 y}{\partial \xi^2}, \quad J = \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial y}{\partial \eta} + \frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial y}{\partial \xi} \\ \sigma &= \left(\frac{\partial y}{\partial \xi} Dx - \frac{\partial x}{\partial \xi} Dy \right) \frac{1}{J}, \quad \tau = \left(\frac{\partial x}{\partial \eta} Dy - \frac{\partial x}{\partial \eta} Dx \right) \frac{1}{J} \\ Dx &= \alpha \frac{\partial^2 x}{\partial \xi^2} - 2\beta \frac{\partial^2 x}{\partial \xi \partial \eta} + \gamma \frac{\partial^2 x}{\partial \eta^2}, \quad Dy = \alpha \frac{\partial^2 y}{\partial \xi^2} - 2\beta \frac{\partial^2 y}{\partial \xi \partial \eta} + \gamma \frac{\partial^2 y}{\partial \eta^2} \dots (4) \end{aligned}$$

식 (2), (3)을 각각 交差微分하는 것에 의해 압력에 관한 포와송 방정식 (5)가 유도된다.

$$\begin{aligned} \alpha \frac{\partial^2 p}{\partial \xi^2} - 2\beta \frac{\partial^2 p}{\partial \eta \partial \xi} + \gamma \frac{\partial^2 p}{\partial \eta^2} + \sigma \frac{\partial p}{\partial \eta} + \tau \frac{\partial p}{\partial \xi} &= - \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial u}{\partial \eta} \right)^2 \\ &- 2 \left(\frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial v}{\partial \xi} + \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) - \left(\frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial v}{\partial \xi} - \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial v}{\partial \eta} \right)^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + f^p \frac{\partial D}{\partial t} - \frac{\partial x}{\partial t} \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial D}{\partial \xi} - \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial D}{\partial \eta} \right) J - \frac{\partial y}{\partial t} \left(\frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial D}{\partial \xi} - \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial D}{\partial \eta} \right) J \\
 & + \frac{1}{Re} \left(\alpha \frac{\partial^2 D}{\partial \xi^2} - 2\beta \frac{\partial^2 D}{\partial \eta \partial \xi} + \gamma \frac{\partial^2 D}{\partial \eta^2} + \sigma \frac{\partial D}{\partial \eta} + \tau \frac{\partial D}{\partial \xi} \right) \frac{1}{f^p} \dots\dots\dots (5)
 \end{aligned}$$

여기서 D는 속도의 Divergence이다.

$$\begin{aligned}
 D = & \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial u}{\partial \eta} + \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial v}{\partial \eta} - \frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial v}{\partial \xi} \right) \frac{1}{J} \\
 & \dots\dots\dots (6)
 \end{aligned}$$

본 시뮬레이터는, Navier-Stokes 방정식의 대류항을 河村(Kawamura)법⁹⁾으로, 그 이외의 항은 保存형의 中央差分을 사용 離散화를 행하였다.

3-2 境界條件

物體表面상의 속도의 境界條件으로서는, 境界

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial p}{\partial \eta} = & \frac{1}{Re} \left\{ \frac{\partial x}{\partial \eta} \left(\alpha \frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} - 2\beta \frac{\partial^2 u}{\partial \eta \partial \xi} + \gamma \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} + \sigma \frac{\partial u}{\partial \eta} + \tau \frac{\partial u}{\partial \xi} \right) \right. \\
 & + \left. \frac{\partial y}{\partial \eta} \left(\alpha \frac{\partial^2 v}{\partial \xi^2} - 2\beta \frac{\partial^2 v}{\partial \eta \partial \xi} + \gamma \frac{\partial^2 v}{\partial \eta^2} + \sigma \frac{\partial v}{\partial \eta} + \tau \frac{\partial v}{\partial \xi} \right) \right\} \frac{1}{f^p} \\
 & - \left(\frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial v}{\partial \xi} \right) \left(u \frac{\partial y}{\partial \xi} - v \frac{\partial x}{\partial \eta} \right) \frac{1}{J} - \left(\frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial u}{\partial \eta} + \frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) \left(v \frac{\partial x}{\partial \xi} - u \frac{\partial y}{\partial \eta} \right) \frac{1}{J} \\
 & - \frac{\partial x}{\partial \eta} \left\{ \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial x}{\partial t} \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) - \frac{\partial y}{\partial t} \left(\frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) \right\} \frac{1}{J} \\
 & - \frac{\partial y}{\partial \eta} \left\{ \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial x}{\partial t} \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial v}{\partial \xi} - \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) - \frac{\partial y}{\partial t} \left(\frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial v}{\partial \xi} - \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) \right\} \frac{1}{J} \dots\dots\dots (8)
 \end{aligned}$$

이 압력勾配를 일차의 差分근사식으로 나타내고, 모든 格子점에 있어서 압력을 구해, 그 후에 일차의 外插에 의해 境界상의 압력을 결정한다.

3-3 計算格子

일반의 MAC法⁵⁾에는 임의의 物理空間의 좌표계에서 計算空間에 좌표계에 변환한 경우에, Staggered Mesh 좌표계에 변환되어 계산을 행하고 있다. 그러면서, 여기에는 좌표선의 방향에 의해 空間差分에 의한 오차의 오더가 다르게 되는 문제가 생기기 때문에, 본 시뮬레이터에는 修正 Staggered Mesh를 가지고 계산을 행한다. 이와같

의 이동속도를 사용한다. 원주는 單振動을 행하는 것으로 하면, 物體表面상의 이동속도는 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned}
 U_b = & u |_{Body} \\
 = & -2\pi f_c \cdot a \sin(2\pi f_c \cdot t) \dots\dots\dots (7)
 \end{aligned}$$

여기서, U_b : 境界이동속도, a : 원주진동진폭, f_c : 원주진동주파수.

더욱이 본 시뮬레이터는, 物體表面상의 압력勾配를 가지고 압력에 관한 境界條件을 준다. 이동境界에 있어서 압력勾配는, 식(2), 식(3)에 각각 $\partial x/\partial \eta$, $\partial y/\partial \xi$ 을 가한 후, 더하여 합하는 것으로 算出된다.

은 Mesh에는 유속 u, v , 압력 p 의 계산점을 어느 것이라도 좌표 格子점상에 정의 할 수 있다.

3-4 計算過程

등속유 중에 놓여진 靜止物體 주위의 흐름장 해석과는 달리, 이동境界 문제의 一例인 진동원주 주위의 흐름장을 해석하는 경우, 시간스텝상의 計算좌표格子와 각각의 格子점에 있어서 스케일팩터를 필요로 한다. 본 논문에는, 원주진동의 半周期(상사점에서 하사점)에 대해서 11組의 계산格子와 스케일팩터를 미리 계산하여 두고, 그 사이를 補間하는 것에 의해 각 시간스텝상의 계산

格子, 스케일팩터를 구했다. 그 계산 格子의 格子 점의 수는 $\xi \times \eta = 37 \times 60$ 이다.

Fig. 2에 이들의 결과와 振動圓柱의 경우 可視

化 실험한 사진을 비교하여 나타내며, 서로 잘 일치하는 것을 알 수 있다.

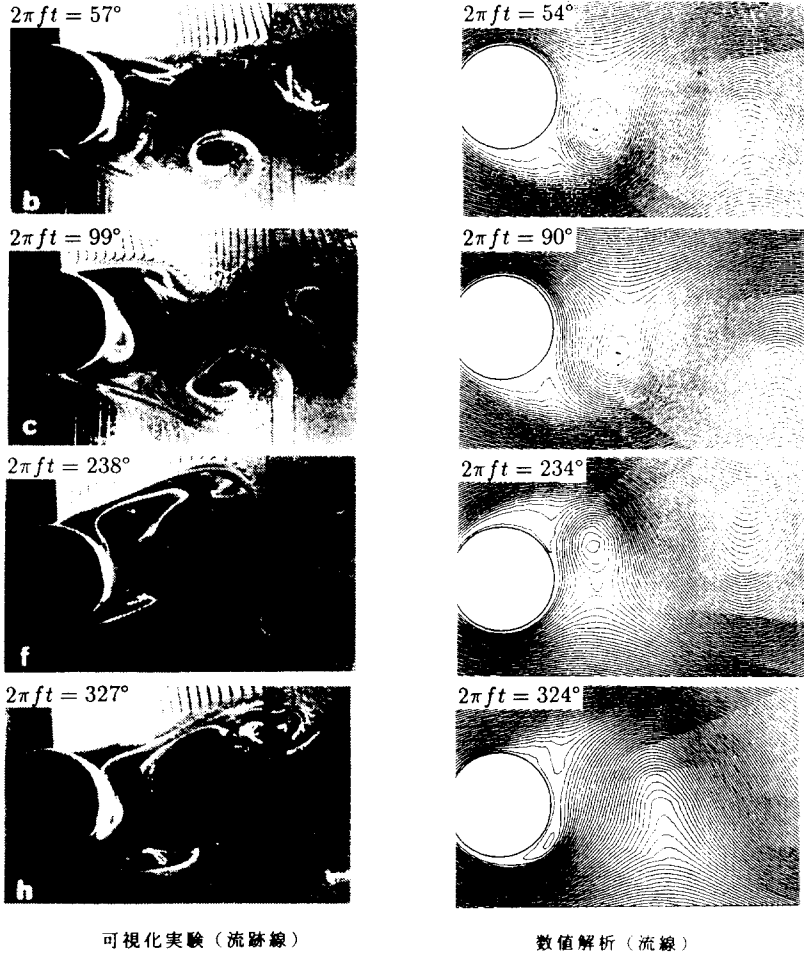


Fig. 2 Flow patterns near the vibrating Cylinder in a uniform flow

4. 結果 및 考察

4-1 強制振動圓柱에 있어서 渦流出의 同期現象

強制 振動 圓柱後流의 칼만 渦流出 주파수 f_K 에 영향을 미치는 모든 인자에 대해서 조사한다. $d=26\text{mm}$ 의 원주에 있어서 무차원 振幅 $Z_{rms}/d=$

0.031에서 여러가지의 圓柱 振動數 f_c 에 대하여 유속 U 를 증가시킨 경우의 f_K 를 Fig. 3에 나타낸다.

同期現象의 발생에 대한 관정은, 後流속도변동의 주파수 스펙트럼에 있어서, 圓柱의 振動에 의한 渦流出 주파수 성분과 칼만 渦流出 주파수 성분이 일치하는 경우로 했다.

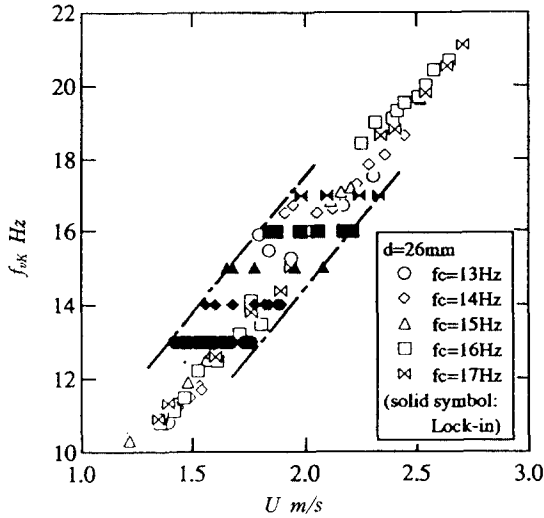


Fig. 3 Wake response for various free stream velocity (measured)

Fig. 3에서, 圓柱 振動數를 변화시켜도, 同期하는 유속의 범위가 다를 뿐으로, 그 폭은 변하지 않는 것을 알 수 있다. 또, 동일한 振幅으로 U를 일정, f_c 를 증가시킨 경우에도 실험을 행하였다. 이 경우에도 유속의 변화에 대해서, 同期하는 圓柱 振動數의 범위가 다를 뿐이다. 또, 모든 조건에 대해서 U 또는 f_c 를 감소시켰지만, 同期現象의 離歷現象은 나타나지 않는 것을 확인할 수 있었다.⁸⁾

이것들의 결과 및 次元 해석에서, 振動圓柱에서 유출하는 칼만渦의 주파수 f_{VK} 는 $\rho, \mu, U, d, f_c, Z_{rms}$ 에 의해 결정되는 것으로 생각되어진다. 次元 해석을 적용하면 無次元 渦流出 주파수 $St (= f_{VK} \cdot d/U)$ 는 無次元 振動數 $Sc (= f_c \cdot d/U)$, 無次元 振幅 Z_{rms}/d , 레이놀즈수 $Re(U \cdot d/\nu)$ 의 함수로 된다. 앞의 결과를 Sc 와 Re 의 관계로 알아보기 위해 정리하면, Fig. 4와 같이 된다. Fig. 4에서 Sc 는 Re 에 거의 의존하지 않는 것을 알 수 있다.

따라서, 同期現象의 발생은 $Sc \sim Z_{rms}/d$ 의 관계로 표시하는 것이 타당한 것으로 생각되어진다. 이 결과를 Fig. 5에 나타낸다. Fig. 5에서 실선에 둘러싸인 부분의 범위가 同期範圍를 나타내고, 범위는 振幅의 증가에 따라 확대되어 가는 것을 알 수 있다.

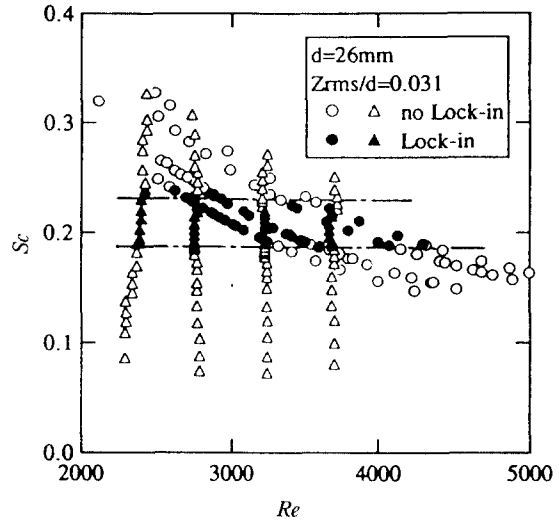


Fig. 4 Lock-in region for various Reynolds number Re and dimensionless frequency Sc (measured)

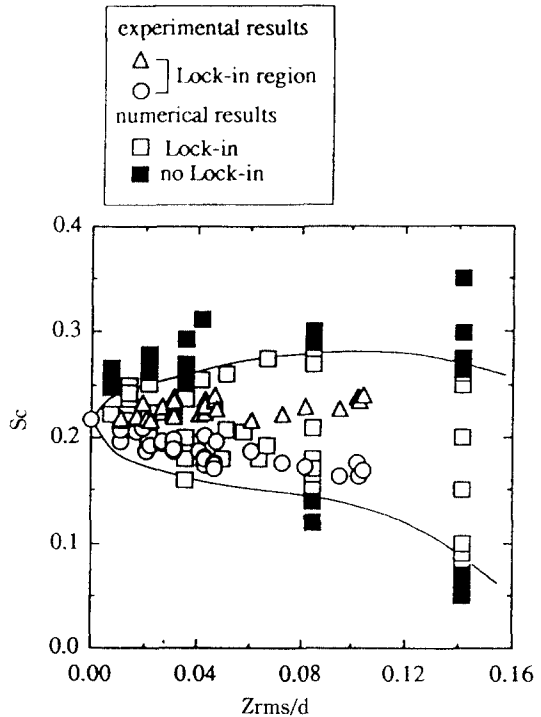


Fig. 5 Lock-in region for various dimensionless amplitude Z_{rms}/d and dimensionless frequency Sc .

4-2 强制振動 圓柱에 대한 흐름장의 數值 解析

앞 절에 있어서, 强制振動 圓柱 後流에서의 渦 流出의 同期現象의 발생영역을 알 수 있었지만, 圓柱에 작용하는 실제의 揚力을 실험에 의해 측정하는 것은 곤란하다. 本 研究에서는, 이것을 전술의 數值解析 수법에 의해 구했다.

먼저, 同期범위를 여러가지의 圓柱振動數 및 振幅에 대해서 조사했다. 순서로서는, 실험시의 측정점에 대응한 점에서 얻어진 主流방향 속도성분의 시간적 변동의 계산치를 FFT에 의해 주파수 분석한다. 同期現象 발생의 판정 기준은, 앞 절의 실험에 따른것으로 한다.

이 결과를 Fig. 5에 나타낸다. 여기서 □은 同期現象을, ■은 발생치 않는 것을 의미한다. Fig. 5에서 해석결과가 실험결과와 비교적 좋은 일치를 나타내고, 本 해석 수법의 유효성이 여기에서 한번더 확인되었다.

다음에 Sc의 변화에 따른 圓柱에 작용하는 변동 揚力 C_{Lrms} 의 계산치를 Fig. 6에 나타낸다.

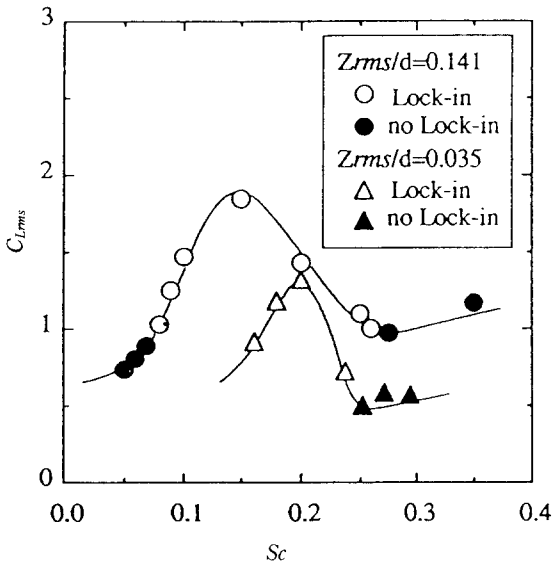


Fig. 6 Lift coefficient C_{Lrms} for Various dimensionless frequency Sc(calculated)

Fig. 6에서 C_{Lrms} 는 同期範圍 내에서는 크게되어

산의 형태로 분포하는 것을 알 수 있다. 또, 振幅이 커짐에 따라 값은 증대하고, 최대치가 되는점은 Sc의 작은 쪽으로 이동한다. 결과로서 $Sc > 0.2$ 의 경우는, C_{Lrms} 에 대한 振幅의 영향은 작고, $Sc < 0.2$ 의 경우는, 그 영향이 크게 되는것을 알 수 있다.

4-3 彈性支持원주의 칼만 渦에 의한 振動의 履歷現象

칼만 渦에 의한 振動에 있어서 발생하는 同期 현상은 지금까지 진동론적으로 취급되어 계의 탄성율이나, 감쇠율로서 그 발생범위를 정리하여 왔다.⁸⁾ 또, 진폭의 履歷現象의 발생기구에 대하여 명확한 고찰이 행하여 지지 않았다.

本 研究에서는, 지금까지의 결과에 근거하여, 振動원주 後流의 흐름장은, 無次元진동수 및 無次元 진폭에 의해 결정 되어야 하고, 同期시에 있어서는 强制진동이나 칼만渦에 의한 振動에 관계없이 振動원주 주위의 흐름장은 유체역학적으로 동일한 것으로 생각한다.

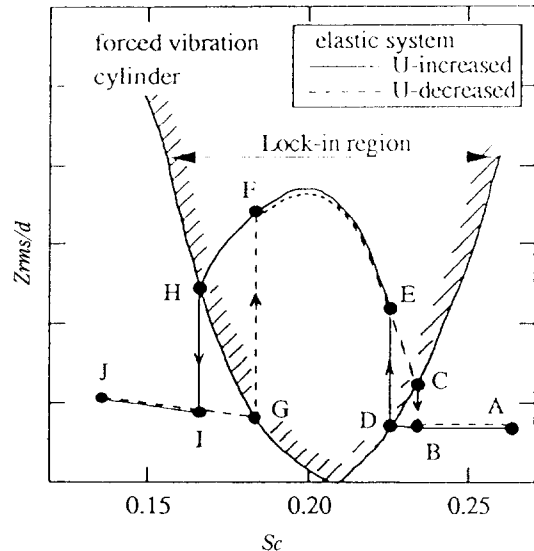


Fig. 7 Hysteresis in the dimensionless amplitude Z_{rms}/d upon variation of Sc(model) for the elastic system. [Hatched region corresponds to the lock-in region for the forced vibration system(Fig. 5).]

Fig. 7은 彈性支持원주에 있어서 칼만渦에 의한 진동의 진폭과 유속의 관계를 無次元 진동수 및 無次元 진폭으로 나타낸 Fig. 5를 模式(모델)化한 그림이다. 그림중의 2개의 곡선사이의 영역은 強制진동원주에 있어서 同期現象의 발생범위를 나타내고 있다.

본 論文의 실험에서의 경우와 같이, 구조감쇠율 δ 가 작은 계에 있어서, 主流속도 U 를 서서히 증가시킨 경우에 대하여 생각한다. 이때 원주진동수 f_n 는 U 에 관계없이, 계의 固有 진동수 f_{nz} 와 같다. 따라서, 無次元 진동수 $S_c = f_n \cdot d/U$ 는 U 의 증가와 더불어 감소한다.

유속이 충분히 작은 경우(Fig. 7 A), Fig. 6에서와 같이, 원주에 작용하는 변동 양력은 적고, 원주의 진폭은 매우작다. A에서 D의 구간에는 主流속도의 증가와 더불어 勵振力은 다소 증가하고, 진폭도 조금 증가한다. 유속이 D점이 되면 渦流出주파수는 원주의 固有 진동수에 同期하고, 변동양력도 급속히 증가 함과 동시에 진폭도 증가한다. Fig. 6에서와 같이 진폭의 증가는 勵振力을 더욱 증가시켜 결과로서 원주의 진폭은 비약적으로 증가하여 E점에 달한다. E점부터 H점까지는 유속과 변동양력의 관계에서 곡선을 그린다. H점을 통과하면 渦流出은 원주의 진동에 同期하지 않게되어, 변동양력은 저하되고, 이에 의해 진폭은 감소한다. 진폭의 감소는 다시 변동 양력을 저하시키는, 이와같은 일련의 상호작용으로 진폭은 급격히 I점 까지 작게 된다. I점부터 J점까지는 A-D사이와 같이 유속의 증가와 더불어 진폭이 조금 증가한다.

유속을 감소시키는 경우는, 지금까지와는 역으로, 진폭은 J-G-F-E-C-B-A의 경로를 통과한다. 결과로서 A-B, E-F, I-J 구간에는 유속의 증감과 관계없이 같은 경로를 지나지만, FGHI 및 BCDF의 구간은 서로 다른 경로를 지난다. 즉, 履歷現象이 발생한다.

이상과 같이, 履歷現象의 發生機構를 模式的으로 설명한것을, 실험에 얻어진 결과와 비교한다.

Fig. 8은 $d=26\text{mm}$, 固有振動數 $f_{nz}=15.9\text{Hz}$, 대수 감쇠율 $\delta=0.0114$ 의 彈性支持圓柱에 있어서 無次元振動數($S_c=f_{nz} \cdot d/U$)와 無次元振幅 Z_{rms}/d

의 관계를 나타낸다. ●, ○는 U 를 증감시킨 경우에, ■, □는 U 를 감소시킨 경우에 해당하고, U 의 증감에 따라 履歷現象이 나타난다.

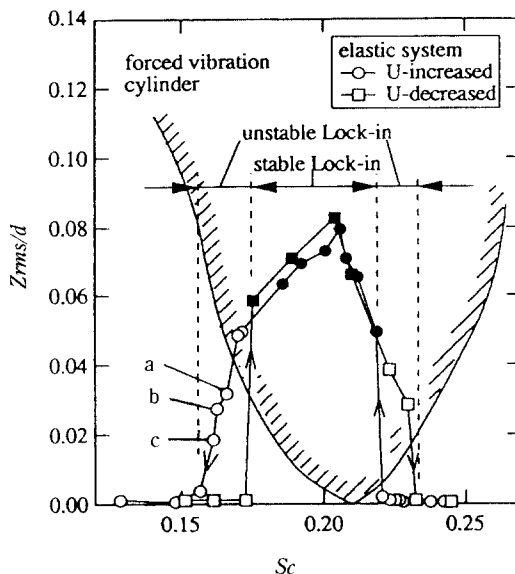


Fig. 8 Hysteresis in the dimensionless amplitude Z_{rms}/d upon variation of S_c (measured) for the elastic system. [Hatched region corresponds to the lock-in region for the forced vibration system(Fig. 5).]

本 研究에서는, U 의 증감에 관계없이 同期現象이 일어나는 범위(●, ■)를 안정 同期狀態, 履歷現象이 발생하는 범위를 불안정 同期狀態라 부르고 한다.

振動論적으로는 圓柱가 고유振動數 f_{nz} 에서 振動하는 것을 同期現象이라 하고, 원주가 계속 f_{nz} 에서 진동하는 불안정 同期狀態도 포함해서 同期範圍라 한다. 그러나, 유체역학적인 관점에서는 強制振動 圓柱에 있어서 판정기준으로, 칼만 渦流出 주파수와 圓柱의 振動에 의한 渦流出 주파수가 일치한 경우만 同期現象이라 한다. 따라서, 彈性支持 圓柱에 있어서 유체역학적인 同期範圍는, 안정 同期狀態로 되는 ●, ■만의 범위이다.

또, Fig. 8에는 Fig. 5에서 얻은 強制振動圓柱의 同期範圍를 나타내었고, 彈性支持원주의 안정 同

期狀態의 범위(●, ■)가 여기에 포함된다.

Fig. 8을 앞에서 설명한 履歷現象의 模式 Fig. 7과 비교한다. 안정 同期상태는 Fig. 7에 있어서 E-F의 구간을 나타내고, 불안정 同期상태는 FGHI 및 BCDE의 구간에 대응한다. 안정 同期상태 및 $Sc > 0.2$ 에 있어서 불안정 同期상태의 진동 거동은 Fig. 7의 C-E-F 및 BCDE의 거동과 좋은 일치를 보이며, 앞에서 서술한 履歷現象 發生 機構에 대한 고찰이 타당한 것을 나타낸다. 그러나, $Sc < 0.2$ 에 있어서 불안정 同期상태에는 일부분 (Fig. 8 abc)이 渦流出 주파수의 同期現象 발생 영역에서 벗어나 있다. 즉 Fig. 7의 구간 FGHI의 거동과 다르게 나타나 있다.

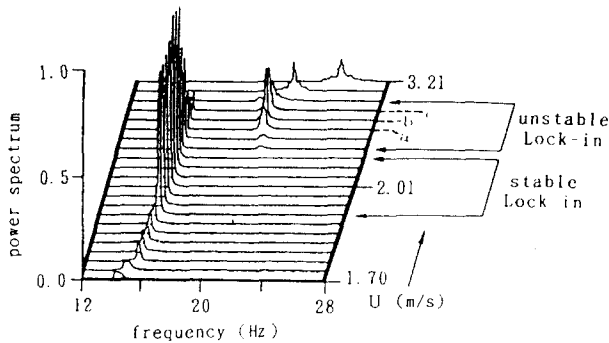


Fig. 9 Power spectrum for various free stream velocity(measured)

Fig. 9는 Fig. 8에 있어서의 彈性支持 원주後流의 속도변동을 FFT에 의해 주파수 분석을 행한 결과이다. 이 그림에서 안정 同期狀態 일 때 後流의 속도 변동은 완전히 원주의 振動數에 同期한, 하나의 명확한 피크가 나타나는 것에 비하여, 불안정 同期상태의 영역에는 원주의 振動주파수와 同期한 피크의 높이는 저하하고, 본래의 칼만 渦流出주파수에 가까운 위치에 별도의 피크가 존재하고 있다. 특히, 強制振動 원주에서 구한 同期 범위에서 벗어난 (Fig. 8의 abc) 경우, 2번째의 피크가 꽤 높게 되어 있다. Fig. 8에 있어서 同期 상태의 판정기준으로서는 원주의 振動상태에 主眼을 두었기 때문에 불안정 同期상태 까지 포함해서 同期상태로 했다. 그러나, 強制振動원주의

실험 및 수치계산의 결과에 대하여 적용한 판정 기준 즉, 後流의 속도변동의 주파수 분석결과가 원주 振動수와 同期하는 단일 피크가 되는 상태라는 기준을 적용하면, 이 영역은 渦流出 주파수에 관한 同期범위에 포함되지 않는다.

Fig. 7에 나타난 履歷現象의 模式圖는, “渦流出의 同期現象이 생기면 변동양력은 급속히 크게 되고, 또 진폭의 증가에 의해서도 크게 된다.”라는 가정을 나타낸 것이다. 그러나, Fig. 6에 나타난 것과 같이, 양력계수가 최대로 되는 Sc 의 값은 진폭의 증가에 따라 작게되는 방향으로 이동하고 있기 때문에, $Sc < 0.2$ 의 범위에 있어서 원주의 擧動은 模式圖에 나타난 것과는 조금 다르게, 履歷現象의 발생범위가 넓게 나타난 것으로 생각된다.

이상과 같은 관점으로부터, 強制振動圓柱에 대해 얻은 揚力계수의 계산결과를 彈性支持圓柱의 履歷現象에 대응시켜 고찰을 행한다.

Fig. 6에는 揚力계수 $C_{L,rms}$ 가 같은 Sc 의 영역에서 振幅의 증대에 따라 크게 되는 것을 알 수 있다. 따라서, 彈性支持圓柱에 있어서 Sc 가 동일하더라도, 초기상태가 큰 振幅을 가진 경우는 勵振力이 작용하기 때문에 振動하고, 정지하고 있는 경우는 勵振力이 작기 때문에 거의 振動하지 않는 것으로 생각되어진다. 또, Fig. 8에 있어서 U 가 큰, 즉 Sc 가 작은측의 불안정 同期狀態에는, Fig. 9에 나타난 것과 같이 渦流出 주파수는 명확히 2개의 피크를 가지고, 履歷現象이 잘 나타난다.

이것은 Fig. 6에서, 振幅의 변화에 따른 揚力계수의 변화가 큰 때문인 것으로 사료되어진다.

5. 結 論

本 研究에서 행한 數値계산 및 실험의 결과에서 얻어진 결론은 다음과 같다.

(1) 強制振動圓柱 後流의 渦流出주파수를 상세히 측정하고 同期現象의 발생범위를 밝혔다.

(2) 數値계산에 의해 振動圓柱 주위의 흐름장을 계산하고 본 해석수법이 다양한 振幅에 걸쳐 유효한 것을 확인함과 동시에, 振幅과 揚力계수의 관계를 나타내었다.

(3) 彈性支持圓柱의 칼만 渦勵振을 안정 및 불

안정 同期狀態로 분류하고, 각각의 특징을 명시함과 동시에, 종래의 振動論的 觀點이 아닌 흐름장의 觀點에서 強制振動圓柱에 있어서 생기는 同期現象과의 관련을 說明하고, 履歷現象의 발생에 대해서 考察을 行했다.

參 考 文 獻

- 1) Den Hartog, J. P., Proc. Nat. Acad. Sci., 40-3, 155, 1954
- 2) Zdravkovich, M. M., "Modification of Vortex Shedding in the Synchronization Range". trans. ASME, J. Fluid Eng., 1982
- 3) 水田 外 3名. "一樣流中で正弦振動する圓柱まわりの流れ". 日本 機械 學會 論文集 (B), 51-464, 1157-1165, 1985
- 4) Shirakashi, M., et. al., Trans. ASME J. Fluids Eng. 107, 392 1985
- 5) Roache, P. J., "Computational Fluid Dynamics, Hermosa Publishers, 1976
- 6) Thompson, J. F., "Boundary-Fitted Curvilinear Coordinate System for Solution of Partial Difference Equations on Fields Containing Any Number of Arbitrary two-Dimensional Bodies" NASA, CR-2729, 1977
- 7) Oogane, K., BAE, H. M., Shirakashi, M., and Sakuta, H., "Numerical Analysis for Lock-in Phenomenon of Vibrating Cylinder in Uniform Flow", Proc. 7th Int. Conf., Stanford, U. S. A., 1374-1384, 1991
- 8) Scruton, C., "On the Wind Excited Oscillation of Stacks, Tower and Masts", Nat. Phy. Lab. Symp. 16, 1963
- 9) Kawamura, T., "Computation of High Reynolds Number Flow around a Circular Cylinder with Surface Roughness", AIAA Paper, Vol. 84-03 40, 1984.