壁面微小励起による正方形角柱の渦放出および流体力の能動制御*

小田 学^{*1}, 山本 芳久^{*2}, 高木 敦^{*3}
古川 雅人^{*2}, 井上 雅弘^{*2}

Active Control of Vortex Shedding and Fluid-Dynamic Forces on a Square Cylinder by Micro-Excitation of Sidewall Surfaces

Manabu ODA^{*4}, Yoshihisa YAMAMOTO, Atsushi TAKAKI,
Masato FURUKAWA and Masahiro INOUE^{**} Department of Mechanical Engineering, Kyushu University,
6-10-1 Hakozaki, Higashi-ku, Fukuoka-shi, Fukuoka, 821-8581 Japan

The experimental studies on active control of vortex shedding frequency were conducted to suppress fluid-dynamic forces of a square cylinder. Each sidewall of the cylinder consists of four vibrating side-plates equipped with piezoelectric actuators. The vortex shedding frequency was controlled by means of a lock-in phenomenon that was caused by vibrating the side-plates transversely with amplitude less than 100 μm . The results are summarized as follows: (1) the spanwise synchronous excitation brings about reduction of the time-averaged drag coefficient C_d . It is reduced by approximately 20% of the natural condition. (2) When a half span of sidewall surface is vibrated with 180 degrees differential phase against the other half span, the vortices shed from each half span in the reversal phase mode. The fluctuating lift coefficient C_l' is reduced by approximately 70% of the natural condition with the reversal phase mode.

Key Words: Flow Control, Fluid Force, Flow Induced Vibration, Wake, Micro-Excitation, Piezoelectric Actuators, Square Cylinder, Lock-in Phenomenon

1. 緒言

流れによって誘起される構造物の振動, すなわち流体関連振動は構造物の破損の要因となるばかりでなく, 流体騒音とも関連することから, 環境への影響も大きく, その抑制は工学的に重要な課題である。そのため, 構造物周りの流れ場および構造物に作用する流体力に関する研究⁽¹⁾⁽²⁾, また, 流体力の低減を目的とした流れの制御に関する研究^{(3)~(6)}などがこれまでに多くの研究者によって行われている。しかし, 鈍頭柱状物体に対しては, 形状の変更⁽⁶⁾や小物体の設置⁽⁶⁾など受動制御の研究は多く行われているが, 能動制御の研究は少ない。また, これまでの能動制御は比較的大きなエネルギーを付加する方法で, 本研究のように微小外力を用いた制御は見られない。

著者らは早くから, 流体関連振動および流体騒音対

策の観点から, マイクロアクチュエータによる流れの能動制御の可能性に着目し, 基礎的研究として鈍頭柱状物体後方の周期的渦放出をバイモルフ型の圧電素子によって制御する方法を検討してきた^{(7)~(9)}。

この方法は, 鈍頭柱状モデルの側壁に圧電素子を貼付した数枚の微小振幅 (65 μm 以下) を有する振動板により, 境界層を自然の渦放出周波数前後の周波数で励起して後流渦を振動板の励起周波数に引込む引込み現象 ('Lock-in' 現象) を利用して制御するものである。これまでに側面がはく離再付着流れとなる鈍頭柱状モデルの再付着後の境界層を励起することにより, (1) 物体厚さの 1000 分の 1 程度の極めて小さな振幅で 'Lock-in' を生じさせることができること, また, (2) 振動の位相をスパン方向に変化させることで渦放出の位相をスパン方向に変化させることができることを示した。

本報では, 側面が完全にはく離流れとなる正方形角柱に本制御法を適用し, 引込み効果を定量的に評価することで, 励起周波数, 振動板振幅に対する依存性を調べるとともに, 正方形角柱に作用する流体力の変化を調べ, 本制御法の流体力低減効果を明らかにする。

* 原稿受付 2003 年 5 月 27 日。

^{*1} 正員, 九州大学大学院工学府 (☎ 812-8581 福岡市東区箱崎 6-10-1)。^{*2} 正員, 九州大学大学院工学府。^{*3} 九州大学大学院工学府。

E-mail: oda@haira.mech.kyushu-u.ac.jp

2. おもな記号

- D : モデル代表寸法 mm
 H : モデルスパン方向長さ mm
 U : 主流速度 m/s
 Re : レイノルズ数
 A : 振動板片振幅 μm
 f_n : 無制御時の渦放出周波数 Hz
 f_v : 渦放出周波数 Hz
 f_c : 励起周波数 Hz
 St : ストローク数 ($= f_n D/U$)
 X : 測定座標 流れ方向 mm
 Y : 測定座標 側面に直交する方向 mm
 Z : 測定座標 スパン方向 mm
 d : 抗力 N
 l : 揚力 N

$$C_d : \text{時間平均抗力係数} (= d / (\frac{\rho U^2 D H}{2}))$$

$$C_l : \text{揚力係数} (= l / (\frac{\rho U^2 D H}{2}))$$

$$C_l' : \text{変動揚力係数} (= l_{rms} / (\frac{\rho U^2 D H}{2}))$$

R_{xy} : 相互相関係数

3. 実験装置と方法

3.1 供試モデル 実験は幅 300 mm, 高さ 300 mm, 長さ 700 mm のアクリル製テストセクションを有する吸込み型低速風洞で行った。テストセクションの流速は 5~20 m/s, 乱れ度は 2% 以下である。

本供試モデルは図 1 に示すように断面が 30×30 mm, スパン方向高さが 300 mm の正方形角柱である。左右の側壁は, スパン方向高さ 75 mm, 幅 25 mm, 厚さ 0.5 mm のプラスチック製の振動板それぞれ 4 枚で構成される。各振動板の内側には微小振動させるために, 縦 10 mm×横 25 mm×厚さ 0.8 mm のバイモルフ型圧電素子を 3 枚接着した。

振動板は図 1 に示すように上から 1, 2, 3, 4 とし, 左右それぞれの振動板が 4 チャンネルの圧電素子駆動用電源に接続されている。この電源は位相シフター付きで, 1 つのチャンネルを基準として任意の位相差を設定できる。圧電素子は 1 チャンネル毎に全て周波数が等しい 30~120 V の矩形波の交番電圧により 20~120 Hz で振動する。図 1, 2 において流れの方向は左から右, 座標系はモデル後端のスパン方向中心を原点として, 流れ方向に X , 側面に直交する方向に Y , スパン方向に Z とした。振動板の振動は, 図 1 に示すように角柱前縁から後方 1 mm に振動板の自由端が位置

Fig.1 Configuration of a square cylinder tested

Fig.2 Measurement system

し, 両側壁表面が 180° の位相差で振動する振動モードで実験を行った。なお, 正方形角柱では側面と後縁がはく離域内にあるので, 振動板の自由端を角柱後縁に置いて励起した場合は, 励起効果が得られないことを予備実験により確認している。

図 2 に本実験における測定システムを示す。後流の速度変動スペクトルの測定には定温度形熱線流速計 (KANOMAX 社製) で駆動される L 型熱線プローブを用い, 渦放出の周波数, 位相の変化を明確に捉えることができる物体の後端から下流 $X = 0.9D, 3.6D$ ($D = 30 \text{ mm}$: 物体厚さ) の流れ方向に垂直な面で計測を行った。相互相関の測定においては 2 本の熱線を用い, いずれの X 断面においても, 1 本を $Y = +0.77D, Z = -3.3D$ に固定し, もう 1 本の熱線出力との時空間相関を求めた。モデルに作用する流体力の測定には二分力検出器 (日章電機社製: 固有振動数 1.8 kHz) を用い,

流れ方向に作用する抗力と流れと直角方向に作用する揚力を測定した。各解析は熱線、二分力検出器それぞれの出力を低周波数帯域フィルタ（速度変動：500 Hz, 流体力：100 Hz）を通して A/D 変換後コンピュータに取り込み処理を行った。

3.2 振動板の振幅及び励起モード 実験に先立ちレーザ変位計により圧電素子を種々の条件で作動させたときの各振動板の平均振幅を調べた⁽⁷⁾。ここで、平均振幅とは左右の振動板におけるそれぞれの圧電素子の自由端での振幅の平均値である。その結果、平均振幅は振動板間で若干のばらつきが認められるが、本実験の印加周波数範囲においてはほぼ一定で、印加電圧に比例して増加する。圧電素子の耐電圧上、本実験の振動板振幅 A は最大 100 μm で、このときの物体厚さに対する最大振幅比は $A/D = 0.0033$ である。

本実験では、(a)振動板 1~4 の全てに同位相の矩形波交流電圧を印加して振動させる同位相モード、(b)振動板の上から 2 枚ずつを組にして上下で 180° の位相差を設けて矩形波交流電圧を印加して振動させる逆位相モードの 2 種について実験を行った⁽⁷⁾。

4. 実験結果及び考察

4.1 引込み効果を規定する諸因子 図 3 に $X = 3.6D$, $Y = +0.77D$, $Z = 0$ の位置において測定した無制御時の熱線出力のスペクトル分布を $Re = 0.98 \times 10^4 \sim 3.92 \times 10^4$ に対して示す。図から各 Re 数に対するスペクトル分布において、卓越したピークが存在し、角柱後方に周期的な後流渦が形成されていることがわかる。本研究では、パワースペクトル密度 (PSD) が最大になる周波数を渦放出周波数 f_v と呼ぶ。本実験の Re 数範囲では渦放出周波数に対するストローハル数は $St \approx 0.135$ となり、他の研究者⁽¹⁾⁽²⁾ における正方形角柱の St 数と一致することから、モデル側壁を振動板で構成したことによる流れへの影響はないと考えられる。

Fig.3 Power spectra without control at various Re numbers ($X = 3.6D$, $Y = 0.77D$, $Z = 0$)

(a) $Re = 0.98 \times 10^4$, $L/L_0 = 1.16$, $A/D = 0.0017$

(b) $Re = 1.96 \times 10^4$, $L/L_0 = 1.10$, $A/D = 0.0017$

Fig.4 Power spectra of velocity fluctuation at different Re numbers ($X = 3.6D$, $Y = 0.77D$, $Z = 0$)

図 4 に (a) $Re = 0.98 \times 10^4$, $L/L_0 = 1.16$ および (b) $Re = 1.96 \times 10^4$, $L/L_0 = 1.10$ における無制御時および同位相モードによる制御時のスペクトル分布の比較を示す。振動板振幅は $A/D = 0.0017$ である。(a) の場合は、制御時の分布はピークが f_n から f_c にシフトし、'Lock-in' が生じている。一方、(b) の場合は、 f_c に小さなピークが現れているが、擾乱の影響が小さく十分な引込み効果が得られていない。また、 $Re = 3.92 \times 10^4$ においては、無制御時と制御時のスペクトル分布に変化はなく、擾乱の影響が認められない (図省略)。これらのことから、 Re 数の増加とともに引込み効果が減少していることがわかる。

次に、励起周波数および振動板振幅が引込み効果に及ぼす影響を調べるために、図 5 (a), (b) にそれぞれ $Re = 0.98 \times 10^4$ および 1.96×10^4 における各励起周波数に対する流れの状態を、横軸に L/L_0 、縦軸に f_c/f_n をとることにより示している。図において、'Lock-in' 現象が生じている場合はプロット点は $f_c/f_n = 1$ に位置し、制御効果がない場合は図中の斜線上 ($f_c = f_n$) に位置する。 L/L_0 分布から、 $Re = 0.98 \times 10^4$ においては $0.80 < L/L_0 < 1.38$ 、 $Re = 1.96 \times 10^4$ においては $0.93 < L/L_0 < 1.10$ の範囲で 'Lock-in' が生じ、上述のように Re 数の増加により引込み効果が減少し、'Lock-in' が生じる L/L_0 範囲が減少している。

本研究では、壁面境界層励起による引込み効果を定量的に評価するために、ピークスペクトルの周波数帯

(a) $Re = 0.98 \times 10^4$ (b) $Re = 1.96 \times 10^4$ Fig.5 Lock-in region at different Re numbers

域積分尺度 L を次式で定義し、制御時の積分尺度の逆数 $1/L_e$ を用いる。

$$L_e = \frac{2}{P(f_e)} \int_{f_1}^{f_2} P(f) df \quad (1)$$

P はパワースペクトル密度である。すなわち積分尺度は図6に示すように $f_1 < f < f_2$ の領域の P の積分値と等しい面積を持ち、 $P(f_e)$ を頂点とする三角形の底辺の長さに相当する。つまり $1/L_e$ が大きいほど引込み効果が大きい。ここで、積分範囲は制御条件によって無制御時と制御時のスペクトル分布の比較から、 PSD がほぼ等しくなる周波数 f_1, f_2 ($f_1 < f < f_2$) を定めた。

Fig.6 Definition of magnitude of the entrainment

(a) $Re = 0.98 \times 10^4$ (b) $Re = 1.96 \times 10^4$ Fig.7 Entrainment effect at different Re numbers

図7には、 f_e/f_n に対する $1/L_e$ の変化を示している。 $1/L_e$ 分布においては、図5の f_e/f_n 分布から判断された 'Lock-in' 領域にピークを持ち、非 'Lock-in' 領域に近づくにつれ減少している。図5に示した $f_e/f_n - f_d/f_n$ 線図によれば、'Lock-in' 現象が生じる範囲が明確になるが、 $1/L_e$ では引込み効果の定量的評価が行える。 $1/L_e$ 分布から、 $1/L_e$ のピーク値は $f_e/f_n = 1.0$ より低い励起周波数で現れ、 $f_e/f_n < 1.0$ と $f_e/f_n > 1.0$ の領域の分布は $f_e/f_n = 1.0$ に関して非対称で、 $f_e/f_n > 1.0$ の方がより広い範囲で引込み効果が得られていることがわかる。これは、モデルを強制振動させた場合に $f_e/f_n < 1.0$ においては、渦形成と角柱後縁角の干渉のため渦が弱められるということが確認されており⁽¹⁰⁾、本実験においても同様の現象に起因しているのではないかと考えられる。

引込み効果の振動板振幅に対する依存性に関しては、図7の $1/L_e$ 分布から 'Lock-in' 領域の $f_e/f_n \geq 1.0$ においては、 $A/D = 0.0017$ の方が $A/D = 0.0033$ よりも引込み効果が大きな f_e/f_n 範囲が存在する。振幅に関しては、大きい方がはく離せん断層により大きな擾乱を与える。しかし、小さな振幅でも十分な引込み効果が得られる場合に大きな振幅で励起すると、引込み効果は大きな

Fig.8 Wavelet transformation of hotwire outputs ($Re = 0.98 \times 10^4$, $A/D = 0.0033$)

変化はなく、はく離せん断層を乱す効果が増加する。そのため振幅が大きい場合は、引込み効果は認められるが、乱れを与える効果により渦放出の周期性が崩れ、上述のような ℓ_c/ℓ_n 範囲が存在すると考えられる。

ここで、 $1/L_c$ 分布の非対称性に関してより詳細に調べるために、 $\ell_c/\ell_n < 1.0$ と $\ell_c/\ell_n > 1.0$ において次式で示すウェーブレット係数により熱線出力変動の解析を行った。

$$W(t, a) = a^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi\left(\frac{t-b}{a}\right) s(t) dt \quad (2)$$

ここで W はウェーブレット係数、 Ψ はマザーウェーブレットと呼ばれる基準波形であり、本研究では Morlet を使用した。また $s(t)$ は熱線出力波形であり、 a は波形中の様々なスケールの変動成分を抽出するためのスケーリングパラメータ、 b は時間パラメータを示している。

図 8 (a)~(c) に $Re = 0.98 \times 10^4$, $A/D = 0.0033$ の場合の無制御時、 $\ell_c/\ell_n = 0.80$ ($\ell_c - \ell_n = -0.20$)、 $\ell_c/\ell_n = 1.29$ ($\ell_c - \ell_n = +0.29$) (同位相モード) における熱線出力のウェーブレット解析結果を示す。測定位置は $X = 3.6D$, $Y = +0.77D$, $Z = 0$ である。図から、(a) 無制御時は、 ℓ_n に対応する $a/\Delta t$ で一定周期の変動が見られる。(b)

Fig.9 Cross correlation of fluctuating velocity ($Re = 0.98 \times 10^4$, $X = 0.9D$, $Y = 0.77D$, $\ell_c/\ell_n = 1.00$)

$\ell_c/\ell_n = 0.80$ においては、ウェーブレット係数の輝度は無制御時と同等であるが、 $b/\Delta t$ によってピークは ℓ_n と ℓ_c に対応する $a/\Delta t$ の間でランダムに揺らいでいる。つまり、引込み効果が十分に得られていないため、'Lock-in' モードと非 'Lock-in' モードの渦放出が混在している。これに対し (c) $\ell_c/\ell_n = 1.29$ の場合は、ウェーブレット係数のピークは ℓ_c に対応する $a/\Delta t$ に位置し、ほぼ一定で、無制御時と比較して輝度が低いものの、'Lock-in' が生じていることがわかる。つまり、低周波数側での渦形成と角柱後縁角の干渉のために、 $1/L_c$ 分布が非対称性となり、 $\ell_c/\ell_n > 1.0$ において 'Lock-in' 領域が広くなると考えられる。 $1/L_c$ のピーク値が $\ell_c/\ell_n < 1.0$ に現れる現象は、音響励起により 'Lock-in' 現象を研究した Blevins⁽¹¹⁾ らも報告しており、この原因の解明は今後の課題である。

4.2 スパン方向における渦放出の位相の変化 図 9 (a)~(c) に $X = 0.9D$, $Y = +0.77D$ のスパン方向の直線上各点における熱線出力と参照点 ($X = 0.9D$, $Y = +0.77D$, $Z = -3.3D$) に位置した熱線との時空間相関を示す。図において横軸は位相遅れ時間 τ 、縦軸は Z 座標で、相互相関係数をグレースケールで示している。同位相モードの場合、無制御時と比較して相互相関係

Fig.10 Variation of the time-averaged drag coefficients against L/L_0 ($Re = 0.98 \times 10^4$, $A/D = 0.0033$)

数分布がスパン方向に整い、渦放出に強い二次元性があることがわかる。これに対し、逆位相モードの場合はスパン方向中心 ($Z = 0$) を境に上下の相互相関係数分布に明確な 180° の位相差が認められる。つまり、逆位相モードで制御することにより渦放出が振動板の動きに追従し、 180° の位相差で渦が放出していることがわかる。

4.3 時間平均抗力係数 図 10 に $Re = 0.98 \times 10^4$, $A/D = 0.0033$ における L/L_0 に対する時間平均抗力係数 C_D の変化を示す。同位相モードと逆位相モードの C_D 値に有意な差がないため、図には同位相モードの C_D 値の変化を示している。図にはまた比較のために、角柱を強制振動させた ($A/D = 0.1$) 場合の Bearman ら⁽¹²⁾ の実験結果をあわせて示す。ただし、Bearman らの実験結果は背圧係数 $-C_{pb}$ の L/L_0 に対する変化で示されている。図から、本実験の C_D 分布は、 $L/L_0 = 1.0$ 付近でピークが現れ、 $L/L_0 > 1.0$ の領域では、 L/L_0 の増加とともに C_D は単調に減少する。この傾向は Bearman らの $-C_{pb}$ 分布とほぼ一致する。本実験の L/L_0 範囲においては、 $L/L_0 = 2.18$ で C_D が約 21% 減少している。モデルを強制振動させることによる抗力の減少効果は、過去の研究でも多く報告されている⁽¹⁾ が、本

Fig.11 Lift coefficient fluctuating waves ($Re = 0.98 \times 10^4$, $L/L_0 = 1.00$, $A/D = 0.0033$)

Fig.12 Variation of the fluctuating lift coefficients against L/L_0 ($Re = 0.98 \times 10^4$, $A/D = 0.0033$)

制御法のように側壁面に微小振幅を与えるだけでも同様の傾向が得られた。

4.4 変動揚力係数 図 11 に $Re = 0.98 \times 10^4$, $L/L_0 = 1.0$, $A/D = 0.0033$ において無制御時および同位相モード、逆位相モードで制御した場合の揚力変動波形を示す。図から、同位相モードにおいては図 9 (b) からわかるように、渦放出の二次元性が強まるため、無制御時と比較して揚力変動が大きくなる。一方、逆位相モードの場合は、無制御時と比較して揚力変動が小さくなる。つまり、図 9 (c) のようにスパン方向中心を境に渦放出の位相差が 180° となることで、渦放出によってモデルに作用する揚力変動が打消し合い、抑制されることが確認できる。

図 12 に $Re = 0.98 \times 10^4$, $A/D = 0.0033$ における L/L_0 に対する変動揚力係数 C'_L の変化を示す。比較のため、Bearman らと同様に角柱を強制振動させた場合の Taylor ら⁽¹⁰⁾ の数値計算結果をあわせて示す。図から、同位相モードで制御した場合は、Taylor らの結果と似た傾向を示しており、 $L/L_0 = 1.0$ 付近で C'_L の大きな増加が確認できる。一方、逆位相モードの場合には、本実験の測定範囲においては、無制御時よりも C'_L が減少する。特に、 $L/L_0 = 1.0$ 付近で減少量が大きくなり、 $L/L_0 = 0.96$ において C'_L が約 74% 減少している。つまり、図 7 (a) において $1/L_0$ が最大となり、引込み効果が最も得られる L/L_0 と C'_L が最も減少する L/L_0 が一致している。このことから、引込み効果が大きな 'Lock-in' 領域では、逆位相モードで制御することにより励起モードに追従した位相差で渦が放出され、逆位相の揚力変動が互いに打消し合うことから、モデルに作用する揚力変動を大幅に減少させることができる。

5. 結 言

$Re = 0.98 \times 10^4 \sim 3.92 \times 10^4$ の範囲に置かれた正方形角柱の側壁を圧電素子を貼付した複数枚の

微小振幅を有する振動板で構成し、振動板を全て同位相で振動させる同位相モードと、スパン方向中心で上下に分けた振動板に 180° の位相差を設けて振動させる逆位相モードで励起して、周期的渦放出およびモデルに作用する流体力の能動制御を試みた。主な結論は以下の通りである。

(1) 正方形角柱側面の前縁側に振動板の自由端を設置し、前縁せん断層を励起することにより大きな引込み効果が得られるが、レイノルズ数が高くなると励起エネルギーが流体のエネルギーに対して小さくなるため、引込み効果が小さくなる。

(2) 引込み効果は、励起周波数と無制御時の渦放出周波数が一致する $L/L_0 = 1.0$ に関して対称ではなく、'Lock-in' 現象は $L/L_0 > 1.0$ の方がより広い範囲で生じる。しかし、引込み効果が最大となるのは $L/L_0 < 1.0$ で、この原因の解明は今後の課題である。

(3) 制御時には、平均抗力係数は無制御時と比較して減少し、特に $L/L_0 > 1.0$ で大きな減少が見られる。

(4) 変動揚力係数は、'Lock-in' 領域において同位相モードで制御した場合、渦放出の二次元性が高くなるため無制御時と比較して増加するが、逆位相モードで制御した場合、渦がスパン方向中心を境に 180° の位相差で放出されることにより互いに打消し合い、無制御時と比較して大きく減少する。また、変動揚力係数が

最も減少するのは $L/L_0 < 1.0$ であり、引込み効果が最大となる励起周波数と一致している。

文 献

- (1) 小垣哲也・ほか2名, 機論, 62-597, B(1996), 1716 - 1724.
- (2) Okajima, A., *J. Fluid. Mech.*, 123 (1982), 379 - 398.
- (3) Li, Y. F., ほか2名, *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 91 (2003), 185 - 197.
- (4) Kim, S. J., Lee, C. M., *Fluid Dynamics Research*, 29 (2001), 47 - 63.
- (5) Owen, J. C., Bearman, P. W., *Journal of Fluids and Structures*, 15 (2001), 597 - 605.
- (6) Dalton, C., ほか2名, *Journal of Fluids and Structures*, 15 (2001), 617 - 628.
- (7) 小田学・ほか3名, 機論, 69-685, B(2003), 2030 - 2036.
- (8) 山本芳久・ほか3名, 機構論, No99-1 (1999), 167 - 168.
- (9) 小田学・ほか3名, 機構論, No02-1 (2002), 357 - 358.
- (10) Taylor, I., Vezza, M., *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 82 (1999), 271 - 291.
- (11) Blevins, R. D., *J. Fluid Mech.*, 161(1985), 217 - 237.
- (12) Bearman, P. W., and Obasaju, E. D., *J. Fluid Mech.*, 119 (1982), 297 - 321.