

剥離せん断層の周期的刺激による 円柱の渦励振制御メカニズム

比江島慎二¹・野村卓史²

¹正会員 工博 岡山大学助教授 環境理工学部環境デザイン工学科 (〒700-8530 岡山市津島中 3-1-1)

E-mail: hiejima@cc.okayama-u.ac.jp

²正会員 工博 日本大学教授 理工学部土木工学科 (〒101-8308 東京都千代田区神田駿河台 1-8-14)

円柱周辺剥離流れへの微小流速攪乱付加により円柱の渦励振を効率的に制振する手法の制御メカニズムについて、円柱周辺流れや空力特性の変化、剥離せん断層内での攪乱の挙動などの詳細な数値流体解析、さらに円柱周辺流れの不安定性に関する線形安定性解析の結果などをもとに総括的に論じた。攪乱により剥離せん断層に励起された孤立渦どうしが円柱背部で頻繁に合体を生じ、合体した渦の影響でカルマン渦の巻き込みが促進される。その結果、非定常揚力が断続的に位相変化を生じ、負減衰成分が低下することによって、円柱が空力的に安定化するという制御メカニズムが明らかとなった。

Key Words: circular cylinder, flow control, CFD, periodic velocity excitation, shear layer instability, transition wave, vortex-induced vibration

1. はじめに

土木・建築構造物に見られる、円形や矩形などのいわゆる空力的に鈍い断面形状まわりの流れでは、構造物表面から流れが剥離し、その剥離流れから放出される周期渦が原因となって空力弾性振動や空力音¹⁾²⁾が発生する。これらの流体励起振動・騒音は人間に不快感を与えたり、時には構造物材の疲労などの破壊現象をまねいて、しばしば構造物や周辺環境に深刻な被害をもたらす。

空力弾性振動や空力音の原因となる周期渦の発生源である剥離流れは、物体近傍の急激な速度勾配に起因した流体力学的な不安定性を有し、特定周波数の外乱だけを選択的に増幅する性質がある。比較的微小な外乱であっても、このような増幅効果によって強い変動成分を励起し、物体周辺の流れ特性を顕著に変化させることが可能である。そのような効果を利用して、音響攪乱等の微小変動を用いた流れ制御法が検討されている^{3)~10)}。西岡ら⁸⁾⁹⁾は航空機翼から剥離した流れに人為的に音響攪乱を付加し、剥離せん断層に強い孤立渦を励起させることによって剥離抑制が可能であることを報告している。また、静止円柱周辺の剥離せん断層を音響攪乱により刺激するいくつかの実験^{10)~16)}によれば、剥離せん断層の不安定性に関する特定周波数の音響付加により、強

い攪乱が剥離せん断層に励起され、円柱後流のカルマン渦の放出特性や円柱の空力特性が顕著に変化することが報告されている。

構造物の空力弾性振動に対しても、音響などの微小攪乱を用いて流れ特性を変化させることが可能ならば、従来のアクティブ系の制振法に比べ、より小さな制御エネルギーで効率的に振動を制御できる可能性がある。著者らは以前、典型的な空力弾性振動である円柱の渦励振に対し、音響付加による制御実験^{17)~20)}を行った。その結果、特定周波数の音響付加により渦励振応答を低減できること、低減効果のある音響周波数は円柱のカルマン渦放出周波数の数倍~数十倍のオーダーであり、遷移波²¹⁾²²⁾と呼ばれる不安定変動の周波数域に近いことなどが明らかとなった。剥離せん断層の不安定性により増幅された音響攪乱成分が、振動円柱周辺流れやカルマン渦放出特性に何らかの影響を与えたのが渦励振低減の要因と考えられるが、その詳細については不明な点が多く、解明すべき課題が多く残されていた。

剥離流れへの微小攪乱付加による円柱の渦励振低減メカニズムを解明するため、著者らは数値流体解析により、微小攪乱が円柱周辺剥離流れや空力特性に与える影響について検討を続けてきた^{23)~27)}。また、数値流体解析で得られた円柱周辺流れに対し線形安定性解析を適用し、剥離せん断層内での微

小擾乱の増幅特性や移流速度の変化、カルマン渦形成に関わる後流の不安定性に与える擾乱の影響などを明らかにした^{28), 29)}。これらの成果により、擾乱付加による渦励振の制御メカニズムが部分的に明らかにされてきたが、それぞれ制御メカニズムに関する断片的な情報しか得られておらず、制御メカニズムそのものを解明するには至っていない。本論文は、数値流体解析や線形安定性解析により得られた個々の成果を体系的に総括し、新たに渦励振に対する擾乱の制御効果の検証解析なども加えて、擾乱付加による渦励振の低減メカニズムを空力特性、渦の挙動、流れの不安定性などの面から総合的に明らかにするものである。

2. 数値解析方法

円柱周辺の非定常な剥離流れや空力特性に及ぼす微小擾乱の影響について2次元数値流体解析により検討する。一般に2次元解析の場合、軸方向の3次元な流れが考慮されないため、剥離流れの特性や空力特性が3次元解析や風洞実験の場合とは定量的に一致しない傾向がある。既往の風洞実験^{10) - 20)}で見られた、音響擾乱による円柱空力特性やカルマン渦放出周波数などの変化において3次元な流れがどの程度関与しているのかは明らかではないが、2次元解析であっても実験の場合と同様な流れ特性の変化がとらえられることを確認しており^{23) - 27)}、微小擾乱による効果についての基本特性を定性的に把握する範囲においては2次元解析でも十分と考えられる。また Re 数についても、著者らの風洞実験^{17) - 20)}では $Re = 2.0 \times 10^4 \sim 6.0 \times 10^4$ 程度の範囲であるのに対し、数値解析では計算機能力上 $Re = 2.0 \times 10^3$ としており、1オーダー低い値となっているが、音響擾乱による制御機構を定性的に把握する範囲においては問題ないと判断した。

(1) ALE 法に基づく流体の基礎方程式

非圧縮・粘性流体中での振動円柱の問題を解析するため、ALE (Arbitrary Lagrangian-Eulerian) 法^{30), 31)}を適用した。ALE 法によれば非圧縮性の Navier-Stokes 方程式および連続条件式は以下のように記述される。

$$\left. \begin{aligned} \rho \{ u'_i + (u_j - \hat{u}_j) u_{i,j} \} &= \tau_{ij} + f_i \\ \tau_{ij} &= -p \delta_{ij} + \mu (u_{i,j} + u_{j,i}) \\ u_{i,i} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1 \sim 3)$$

ここで、 ρ は流体密度、 μ は粘性係数、 u_i は流速、 τ_{ij} は応力テンソル、 p は圧力、 f_i は物体力であり、 \hat{u}_i

はメッシュ速度 (節点の移動速度)、 δ_{ij} はクロネッカのデルタである。 u'_i は流速成分 u_i の時間 t に関する微分を表し、 $u_{i,j}$ は流速成分 u_i の空間座標 x_j に関する微分である。

(2) 流体に関する有限要素方程式

ALE 記述した Navier-Stokes 方程式と連続条件式に、流速双線形、圧力一定の四辺形混合補間要素を用いて、SUPG (Streamline Upwind/Petrov-Galerkin) 法³²⁾を適用すると、以下の有限要素方程式が得られる。

$$M \mathbf{a} + N(\mathbf{v} - \hat{\mathbf{v}}) \mathbf{v} - G \mathbf{p} = \mathbf{f} \quad (4)$$

$$G' \mathbf{v} = 0 \quad (5)$$

ここで、 \mathbf{v} は節点流速ベクトル、 $\hat{\mathbf{v}}$ はメッシュ速度のベクトル、 \mathbf{a} は節点加速度ベクトル、 \mathbf{p} は要素圧力のベクトル、 \mathbf{f} は物体力および境界における流体力からなるベクトルである。また M は質量マトリクス、 G は勾配に関するマトリクスであり、 $N(\mathbf{v} - \hat{\mathbf{v}})$ は対流項、粘性項および人工粘性に関するマトリクスを便宜的にまとめて表したもので移流速度 $\mathbf{v} - \hat{\mathbf{v}}$ の関数である。マトリクス M 、 N 、 G を作成するときに参照する節点座標は、物体の変位にしたがって変化する時間の関数である。

なお有限要素方程式の時間積分法としては、予測子・修正子 (Predictor-Corrector) 法³³⁾を適用した。本解析では、各時間ステップの無次元時間刻み $\Delta t^* = U \Delta t / D = 0.01$ として時間積分している。

(3) 円柱の運動方程式

渦励振の解析では、円柱は流れの中でバネ支持された2次元剛体と仮定し、自由度は流れ直角方向の1自由度とする。円柱の運動方程式は次式で表される。

$$m \ddot{\delta} + c \dot{\delta} + k \delta = X \quad (6)$$

ここで、 δ 、 $\dot{\delta}$ 、 $\ddot{\delta}$ はそれぞれ円柱の流れ直角方向の変位、速度および加速度である。 X は円柱重心に作用する流れ直角方向の流体力の合力である。また m 、 c 、 k はそれぞれ円柱の質量、粘性減衰係数、ばね定数である。

(4) 周期的流速擾乱について

流れ場に音響が付加されると密度変動により流速変動を生じる。この変動成分が剥離せん断層の不安定性により流下とともに増幅されてさらに大きな変動あるいは孤立渦を励起し、やがて円柱周辺の剥離流れの特性を変化させると考えられている⁶⁾。本解析では、流れ場を非圧縮性として扱うため密度変動により流速変動を生じる過程については解かない代わりに、剥離せん断層に周期的な流速擾乱^{23) - 27)}を直接

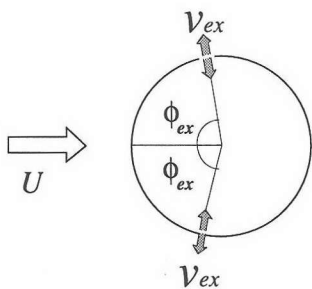


図-1 周期的攪乱

送り込むことによって、風洞実験^{(7)~(20)}における音響の効果を模擬する(図-1)。

周期的攪乱は円柱表面上の2点に配置し、それらの変動流速 v_{ex} を以下のように与え境界条件として扱った。なお、攪乱点の圧力に関しては境界条件を与えない。

$$v_{ex} = U_{ex} \sin(2\pi f_{ex}t + \theta_{ex}) \quad (7)$$

ただし U_{ex} , f_{ex} , θ_{ex} はそれぞれ攪乱による変動流速の振幅、周波数および位相である。なお円柱上2点における攪乱の周波数および振幅は等しいとする。 θ_{ex} が円柱上2点の攪乱源において等しい場合を対称攪乱と呼び、 180° 変化させた場合を逆対称攪乱と呼ぶ。また上流側よみ点と攪乱付加点とのなす角度 ϕ_{ex} は、2次元解析により得られた円柱表面の平均圧力分布から判断して剥離点近傍と思われる $\phi_{ex} = 80^\circ$ とした。攪乱の強さは、円柱表面の攪乱源から流出入する変動流量 r.m.s 値 $q_{ex,rms}$ ($= U_{ex}\Delta x/\sqrt{2}$, Δx は攪乱付加位置に対応する円柱表面上の解析メッシュ節点とそれに隣り合う節点との距離) と流れに垂直な円柱投影面に流入する接近流の流量 $U \times D$ との比 C_q で表す。

$$C_q = \frac{q_{ex,rms}}{UD} = \frac{U_{ex}\Delta x}{\sqrt{2}UD} \quad (8)$$

(5) 流体、円柱および攪乱の間の速度、加速度および力の関係

円柱表面上の節点流速ベクトルおよび節点加速度ベクトルをそれぞれ v^{γ} , a^{γ} , 円柱表面上の流体力 f^{γ} とすると、円柱重心で定義された諸量との関係は以下ようになる。

適合条件:

$$v^{\gamma} = T^{\gamma}\delta + v^{ex}, a^{\gamma} = T^{\gamma}\delta + a^{ex} \quad (9)$$

つり合い条件:

$$X + Tf^{\gamma} = 0 \quad (10)$$

なお v^{ex} , a^{ex} はそれぞれ円柱表面上に導入された攪乱の変動流速および変動加速度を表すベクトルである。 T は円柱の重心と円柱表面の各節点の間の幾何

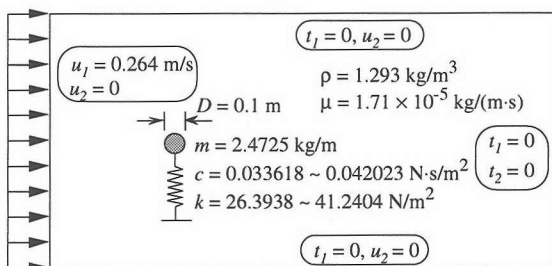


図-2 境界条件および各諸元

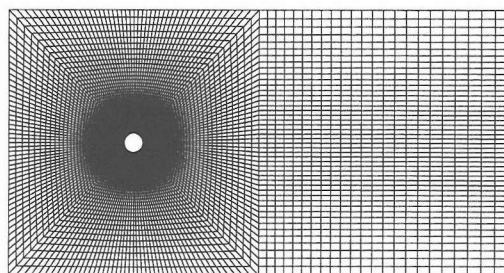


図-3 メッシュ分割

学的な関係を表すマトリクスである³⁰⁾。

(6) 境界条件および解析メッシュ

図-2は境界条件、流体および円柱—バネ系の各諸元を示す。流入流速 U は一様とし、円柱直径 D を代表長とするレイノルズ数 $Re = 2000$ である。側方境界はスリップ境界、下流境界はトラクション・フリー、円柱表面はすべりなし条件とした。円柱の質量 m は風洞実験^{(7)~(20)}とほぼ一致させた。渦励振の解析を行う場合は、バネ定数 k および減衰係数 c を適宜変化させて、所要の無次元流速を設定した。

図-3は解析に使用した有限要素メッシュである。円柱周辺の放射状メッシュはALE法にもとづく変形メッシュ、その他は非変形メッシュである。変形メッシュの節点の移動速度は、円柱表面上で円柱重心速度と等しく、変形メッシュ領域の最外縁でゼロ、その中間領域では線形的に変化させた。円柱表面上の最小メッシュ厚さ $0.005D$, 総要素数 13754 である。

3. 剥離せん断層における攪乱の増幅作用

(1) 円柱の空力特性や周辺流れに強い影響を及ぼす攪乱周波数

静止円柱の空力特性に強い影響を及ぼす攪乱の周波数について解析した。さまざまな周波数の攪乱付加時の定常抗力係数 \bar{C}_{D0} の解析結果を図-4に示す。 \bar{C}_{D0} は攪乱を付加しないときの定常抗力係数、 f_s は攪乱を付加しないときのカルマン渦放出周波数である。

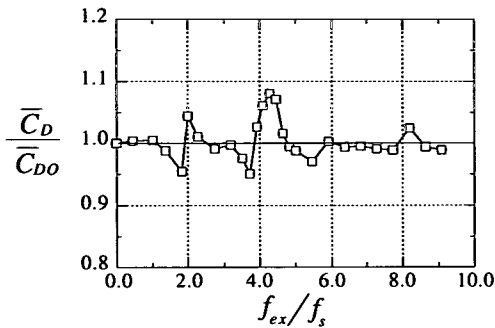


図-4 擾乱周波数に対する静止円柱の定常抗力の変化

$Re = 2000$ においてそれぞれ $\bar{C}_{D0} = 1.49$, $f_s = 0.55\text{Hz}$ (ストローハル数 0.21) であり, 抗力係数は2次元解析のため多少大きめであるが, 既往の実験³³⁾などに近い値が得られている. なお付加した擾乱は, $C_q = 0.1$ (%) ($U_{ex} = 0.1U$ に相当) 程度の微小な対称擾乱である.

図-4によれば, f_s の2倍あるいは4倍付近の周波数の擾乱付加時に \bar{C}_D が大きく変化しており, 特に4倍付近の変化が著しい. 風洞実験¹⁷⁾⁻²⁰⁾によれば, 渦励振低減に効果の高い音響周波数は, 剥離せん断層に発生する遷移波と呼ばれる不安定変動の周波数に近いことが明らかとなっている. 遷移波は自然の流れに含まれる変動成分のうち, 剥離せん断層の不安定性により, 増幅率の高い成分が選択的に増幅されて生じることが知られている. この遷移波の周波数 f_t についてはいくつかの測定例があるが, 主なものとして Bloor²¹⁾ と Wei・Smith²²⁾ の実験結果があり, それぞれ以下の予測式により求められる.

$$\text{Bloor: } \frac{f_t}{f_s} = 0.1\sqrt{Re} \quad (11)$$

$$\text{Wei: } \frac{f_t}{f_s} = \left(\frac{Re}{470}\right)^{0.87} \quad (12)$$

これらの式によれば, 本解析で対象としている $Re = 2000$ 付近において, $f_t / f_s = 4.45$ (Bloor) および 3.51 (Wei) 程度となり, 図-4において \bar{C}_D の変化が大きい $f_{ex} / f_s = 4.0$ 付近の擾乱周波数に近い. すなわち, 図-4において $f_{ex} / f_s = 4.0$ 付近の擾乱が円柱の空気力特性を変化させる効果が高いのは, 剥離せん断層内でのこれらの擾乱の増幅率が高いため, 空気力特性を変化させるような強い変動成分が励起されたのが原因と考えられる.

その他に, カルマン渦放出周波数がやはり遷移波周波数の流速擾乱や音響付加により顕著に変化することが以前の解析^{23), 24)} や既往の風洞実験⁽⁹⁾⁻¹⁶⁾ では報告されており, 遷移波周波数の擾乱が空力特性や剥離流れ特性に強い影響を与え得ることが明らかとな

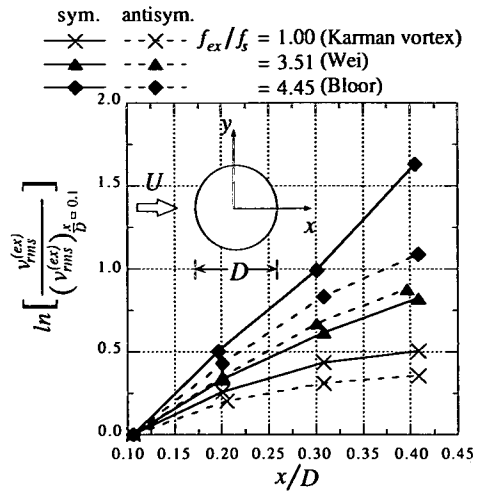


図-5 剥離せん断層内での擾乱の増幅

っている.

(2) 剥離せん断層における擾乱の増幅特性

遷移波周波数付近の擾乱について, 剥離せん断層内での増幅特性を解析結果から求めた. 剥離せん断層内の4点 ($x/D = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$) において, 主流直角方向 (y 方向) 変動流速のパワースペクトルから擾乱周波数成分の r.m.s 値 $v_{rms}^{(ex)}$ を求め, 各点の $v_{rms}^{(ex)}$ を $x/D = 0.1$ の $v_{rms}^{(ex)}$ で無次元化して対数値で示したのが図-5である. なお, 各点の y 座標は, 全周波数成分を含んだ変動流速 r.m.s 値 $v_{rms}^{(all)}$ が最大となる位置とした. 図中には Bloor と Wei の遷移波周波数の予測値に相当する $f_{ex} / f_s = 4.45$ および 3.51 の他に, 比較のためカルマン渦放出周波数 $f_{ex} / f_s = 1.00$ の対称・逆対称擾乱を付加した場合において, それらの成分の $v_{rms}^{(ex)}$ を示してある. 付加した擾乱はいずれも $C_q = 0.1$ (%) 程度の微小な擾乱である.

ここで剥離せん断層内の任意点 $m(x_m, y_m)$ の変動流速 $v_m^{(ex)}$ は, α, σ, ϕ をそれぞれ複素波数, 角周波数および複素振幅とすると以下のように表される³⁴⁾.

$$v_m^{(ex)}(x_m, y_m, t) = \phi(y_m) \exp[i(\alpha x_m - \sigma t)] \quad (13)$$

さらに剥離せん断層内の4ヶ所の y_m をほぼ一定とすると, 点 m, n の2点間の変動流速の比は以下のようにになる.

$$\frac{v_m^{(ex)}}{v_n^{(ex)}} \equiv \exp[i\alpha(x_m - x_n)] = \exp[-\alpha_i(x_m - x_n)] \exp[i\alpha_r(x_m - x_n)] \quad (14)$$

ここで, α_r, α_i はそれぞれ α の実部および虚部である. この絶対値の対数をとると

$$\ln \left| \frac{v_m^{(ex)}}{v_n^{(ex)}} \right| = -\alpha_i(x_m - x_n) \quad (15)$$

と表される. したがって図-5のプロットの任意の2点の値を結ぶ直線の傾きは, その2点間の無次元の

空間的増幅率 $-\alpha_i D$ を表すことになる。

図-5の曲線の傾きから各攪乱成分の無次元増幅率を求めると、 $f_{ex}/f_s = 4.45$ の場合 2.5 ~ 6.1、 $f_{ex}/f_s = 3.51$ の場合 2.1 ~ 3.7 程度となり、 $f_{ex}/f_s = 1.00$ の 0.4 ~ 2.7 に比較すると、やはり $f_{ex}/f_s = 4.45$ および 3.51 の遷移波周波数の攪乱の増幅率が高い。その他の周波数の攪乱と比較した場合も、これらの遷移波周波数付近の攪乱の増幅率が高いことを確認している。このような遷移波周波数の攪乱に対する高い増幅効果が、強い変動成分を励起し、円柱周辺流れ特性や空気力特性を顕著に変化させる要因になっている。

4. 円柱の空力的不安定性に与える攪乱の影響と渦励振制御メカニズム

(1) 非定常揚力の速度比例成分への影響

円柱振動時の空気特性に与える攪乱の影響を検討するため、片振幅 $z_0 = 0.2D$ で円柱を流れ直角方向に強制振動させ、攪乱を付加しない場合、式(11)から求めた遷移波周波数 $f_{ex}/f_s = 4.45$ の対称および逆対称攪乱を付加した場合の円柱周辺流れについて解析した。そのとき加振円柱に作用する非定常揚力について、円柱変位比例成分 C_{LR} および円柱速度比例成分 C_{LI} を次式により求めた。

$$C_{LR} = \frac{2}{T} \int_0^T \frac{L(t)}{1} \frac{z_c(t)}{z_0} dt \quad (16)$$

$$C_{LI} = \frac{2}{T} \int_0^T \frac{L(t)}{1} \frac{\dot{z}_c(t)}{2\pi f_c z_0} dt \quad (17)$$

ただし、 $L(t)$ は時刻 t における非定常揚力、 f_c は円柱加振振動数、 $z_c(t)$ 、 $\dot{z}_c(t)$ はそれぞれ時刻 t における円柱の流れ直角方向変位および速度である。なお C_{LR} 、 C_{LI} の評価には、無次元時間にしておよそ 100 の非定常揚力 $L(t)$ の時刻歴を用いた。また、円柱振動が剥離流れに与える刺激が強くと、 $C_q = 0.1$ (%) 程度の攪乱強さでは C_{LI} にほとんど変化が見られなかったため、 $C_q = 0.6$ (%) ($U_{ex} = 0.5U$ に相当) として解析した。 $C_q = 1.2$ (%) ($U_{ex} = 1.0U$ に相当) などについても解析したが、円柱の空気力特性に与える効果は、 $C_q = 0.6$ (%) の場合と定性的にはあまり変化がないことを確認している。

無次元加振振動数 $f_c D/U$ に対する C_{LI} の変化を図-6に示す。 C_{LI} は円柱振動時の非定常揚力から求められる空気減衰の大きさを表し、 $C_{LI} > 0$ のとき負減衰となり空力的に不安定、 $C_{LI} < 0$ のときは正減衰となり空力的に安定である。攪乱なしおよび対称・逆対

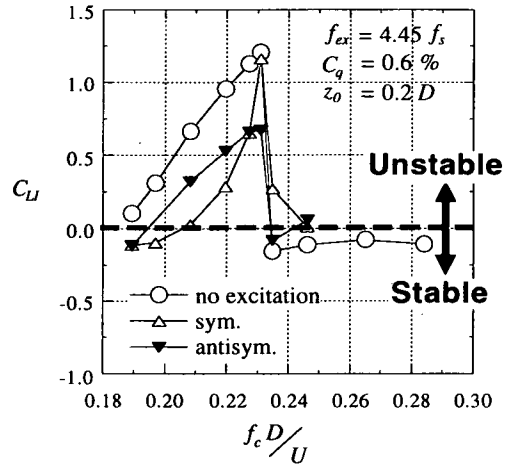


図-6 非定常揚力の円柱速度比例成分への攪乱の影響

称攪乱付加のいずれの場合も、 $f_c D/U = 0.19 \sim 0.23$ 付近で $C_{LI} > 0$ となり空力的に不安定である。しかし、対称・逆対称攪乱を付加した場合は、攪乱なしの場合に比べてこの加振振動数域における C_{LI} が低下し、相対的に安定化しているのが分かる。このような振動円柱の空力的な安定化により、渦励振が低減できたと考えられる。

なお、図-6の対称攪乱付加時の $f_c D/U = 0.23$ では、 C_{LI} の低減効果がほとんど現れていない。この点に関して、静止円柱の後流域を線形安定性解析した結果など^{28), 29)}によれば、カルマン渦形成に関わる円柱後流の不安定性が対称攪乱付加により変化し、無次元カルマン渦放出周波数が $f_s D/U = 0.21$ から 0.23 に変化することが分かっている。本解析においても同様に、対称攪乱付加時には円柱後流域が $f D/U = 0.23$ の変動に対して特に高い増幅率を有していると考えられ、 $f_c D/U = 0.23$ の強制加振時に高い負減衰が生じたと考えられる。逆対称攪乱の場合には、このような静止円柱後流の不安定性の変化は生じず、静止円柱のカルマン渦放出周波数は変化しない。

(2) 負減衰成分低減の要因

図-6において、攪乱付加により C_{LI} が低減した要因について検討するため、円柱変位に対する揚力の位相差 β_L 及び揚力の絶対値 $|C_L|$ について調べた結果を図-7および図-8に示す。なお、 β_L および $|C_L|$ はそれぞれ次式により求められる。

$$\beta_L = \tan^{-1}(C_{LI}/C_{LR}) \quad (18)$$

$$|C_L| = \sqrt{C_{LR}^2 + C_{LI}^2} \quad (19)$$

また、 C_{LI} との間には以下の関係がある。

$$C_{LI} = |C_L| \sin \beta_L \quad (20)$$

したがって、 β_L が 90° から遠ざかるほどあるいは $|C_L|$

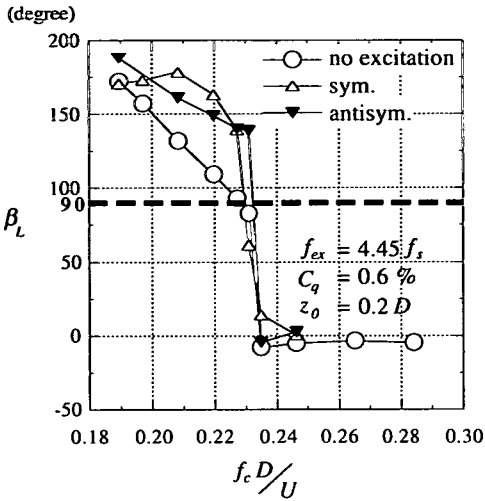


図-7 円柱変位に対する非定常揚力の位相差

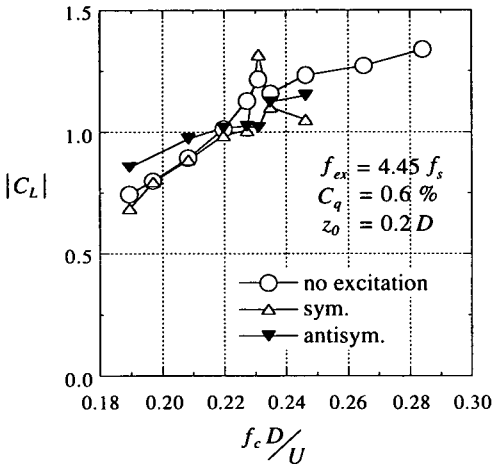


図-8 非定常揚力の絶対値

が小さくなるほど C_{Li} が減少し、 β_L が 90° に近づくほどあるいは $|C_{Li}|$ が大きくなるほど C_{Li} が増加することになる。

図-7によると、対称攪乱を付加した場合には、図-6の C_{Li} を低減できた加振振動数域 $f_c D/U = 0.19 \sim 0.23$ において、 β_L が攪乱なしの場合よりも増加し 90° から遠ざかっている。すなわち β_L の変化が C_{Li} を低減させるように作用しており、対称攪乱付加による揚力の位相変化が C_{Li} 低減の要因となっていることを示す。逆対称攪乱の場合も、やはり攪乱なしの場合に対する β_L の変化は、同じ加振振動数域で C_{Li} を低減させるように作用しており、揚力の位相変化が C_{Li} 低減の要因となっている。

一方、図-8の $|C_{Li}|$ については、対称・逆対称いずれの攪乱の場合も、攪乱なしの場合に対する $|C_{Li}|$ の変化は、 $f_c D/U = 0.19 \sim 0.23$ 付近において必ずしも

C_{Li} を低減させるようには作用していない。むしろ攪乱付加により $|C_{Li}|$ が強まる傾向さえ見られる。これらの結果から、円柱に作用する空気力の強さ $|C_{Li}|$ の変化よりも空気力変動と円柱振動との位相差 β_L の変化の方が、攪乱付加による C_{Li} 低減に大きく寄与していると言える。このことは、攪乱付加による円柱の空力的な安定化が、後流振動の減衰やカルマン渦の消滅に起因しているのではなく、むしろ強い後流振動やカルマン渦形成のもとで円柱振動と後流振動の位相関係がずれることによってもたらされることを意味する。

図-9は、 $f_c D/U = 0.21$ で強制加振したときの円柱変位最大時の等温度図および等圧力図であり、後流に伸びたせん断層が下向きに移動している瞬間である。それぞれ攪乱なしおよび遷移波周波数 $f_{ex} / f_s = 4.45$ の対称・逆対称攪乱を付加した場合について比較したものである。等温度図によれば、攪乱なしの場合の円柱背後のせん断層は流れ方向にはほぼ水平に伸びているのに対し、対称および逆対称攪乱を付加した場合は水平に対してやや下向きに傾いている。これは、カルマン渦放出に伴う後流振動の位相が攪乱付加により早まっていることを示しており、図-7の攪乱付加による揚力の位相変化を裏付ける。なお、このような後流振動の位相変化はすべての渦放出時に生じるのではなく、解析結果では断続的に生じている。また、図-9の等圧力図では、攪乱により励起された渦と思われる小さな低圧領域が円柱両側の剥離せん断層付近に見られる。

(3) 後流振動の位相変化をもたらす要因

攪乱付加による後流振動の位相変化の原因を明らかにするため、攪乱により剥離せん断層に励起される渦の挙動について詳しく調べた。上側剥離せん断層に励起される渦の動きを時間的に連続した圧力分布で示したのが図-10である。成長しながら円柱背部に巻き込んでいく上側剥離せん断層の中を攪乱により励起された2つの孤立渦が流下する様子を一番左の図から右の図にかけて順番に示している。なお、一連の図の時間間隔は必ずしも等間隔ではなく、2つの孤立渦が流下とともに合体する様子が分かりやすい間隔で示している。図中に矢印で示すように、励起された2つの渦が流下に伴い円柱背部で合体し、合体により形成された大きな渦が上側剥離せん断層の巻き込みを促進することによって、後流振動の位相を早めているのが分かる。

数値流体解析より得られた円柱周辺剥離流れに対して線形安定性解析を適用した結果^{28), 29)}によれば、

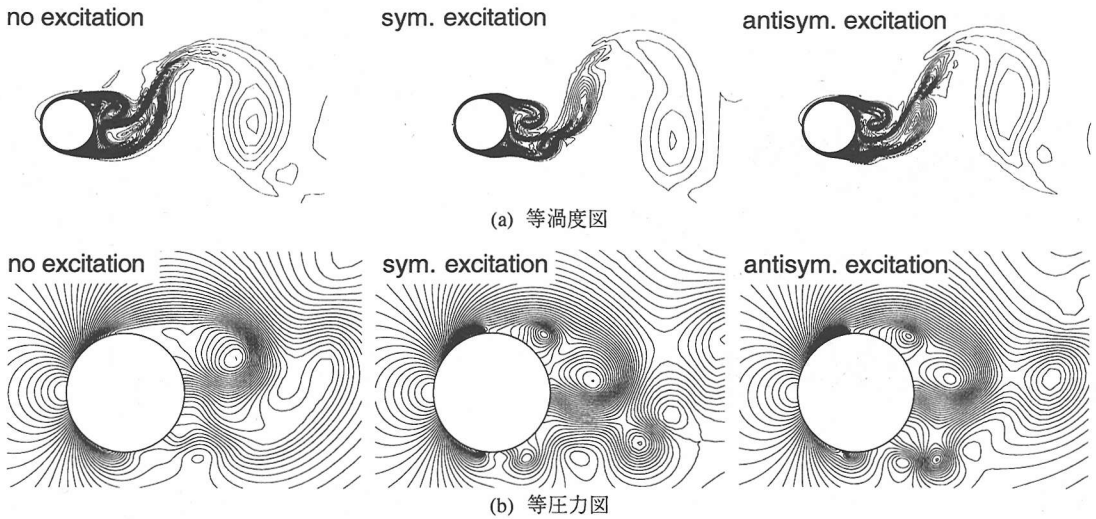


図-9 円柱変位最大時の円柱周辺流れの比較 ($f_c D/U=0.21$)

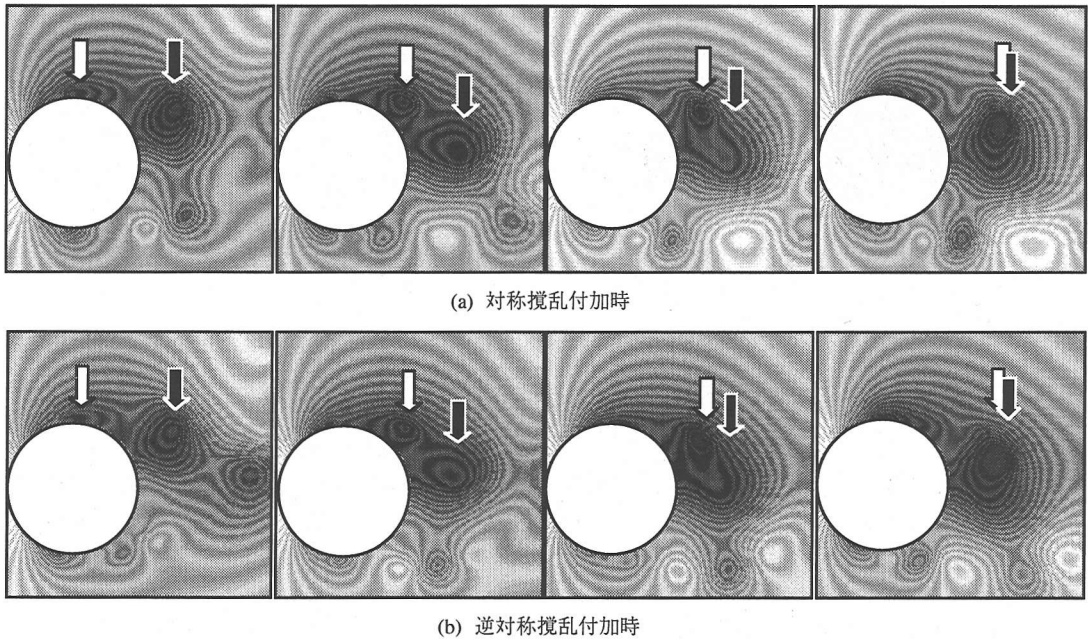
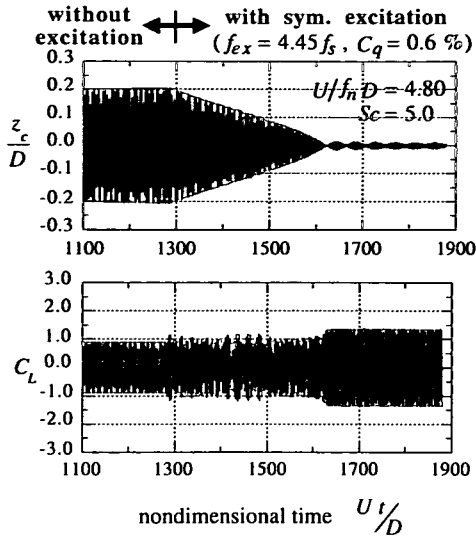


図-10 遷移波周波数の攪乱により励起された渦どうしの合体 ($f_c D/U=0.21$, $f_n/f_s=4.45$)

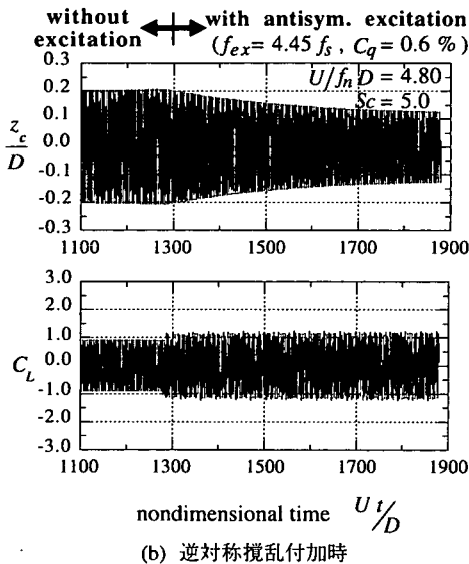
遷移波周波数の攪乱成分はただ単に剥離せん断層内での増幅率が高いだけではなく、円柱背部付近において移流速度と波長（あるいは渦間距離）の急激な低下を伴うという特異な性質を有していることが明らかとなった。このことは、円柱背部付近で遷移波周波数の渦どうしの合体が頻繁に生じる可能性を示唆しており、図-10に示す渦どうしの合体によって裏付けられる。

5. 渦励振特性に与える攪乱の効果の検証

バネ支持した円柱の渦励振に対する攪乱の効果について解析した。図-11は円柱を強制加振後の無次元時刻 1100 付近からバネ支持に移行し、その後、応答振幅がほぼ安定した無次元時刻 1300 付近から式(11)により求めた遷移波周波数 $f_{ex}/f_s = 4.45$ の攪乱を付加したときの円柱変位および変動揚力係数の時刻歴である。このとき、換算風速 $U/f_n D = 4.80$ (f_n は円柱—バネ系の固有振動数)、スクルートン数 $Sc = 2m\delta/\rho D^2$



(a) 対称攪乱付加時



(b) 逆対称攪乱付加時

図-11 攪乱付加時の円柱変位応答及び非定常揚力の時刻歴
($U/f_n D=4.80$, $Sc=5.0$, $f_{ex}/f_s=4.45$)

= 5.0 (δ は対数減衰率)である。対称攪乱を付加した場合、渦励振応答がほぼ完全に抑制され、逆対称攪乱の場合も、対称攪乱ほどではないものの渦励振応答を低減することができている。

その他の風速域においても同様の解析を行い、攪乱を付加しない場合、遷移波周波数 $f_{ex}/f_s = 4.45$ の対称・逆対称攪乱を付加した場合の渦励振応答変位 r.m.s 値 z_{rms} を求めた(図-12)。なお、換算風速 $U/f_n D$ は U を一定とし、円柱-バネ系の固有振動数 f_n を変化させている。 $U/f_n D = 4.55, 4.80$ では対称攪乱付加により渦励振がほぼ完全に抑えられ、逆対称

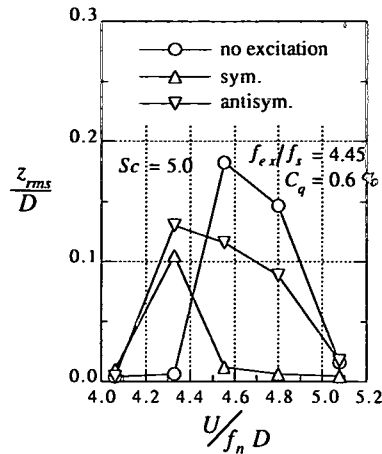


図-12 渦励振応答に対する攪乱の効果
($Sc=5.0$, $f_{ex}/f_s=4.45$)

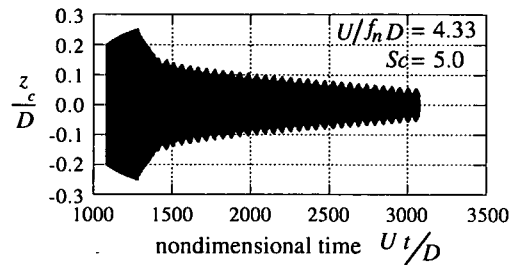


図-13 バネ支持移行直後からの円柱変位応答の時刻歴
($U/f_n D=4.33$, $Sc=5.0$, 攪乱なし)

攪乱の場合も変位応答を6割程度まで低減できている。 $U/f_n D = 4.33$ では攪乱付加により渦励振が誘起されてしまうものの、攪乱付加時の最大応答振幅は攪乱を付加しない場合の最大応答よりも3割~4割低く抑えられている。 $U/f_n D = 4.33$ は $f_n D/U = 0.23$ に相当しており、図-6において円柱振動時の揚力の負減衰成分が最も強い風速域であることから、攪乱付加により渦励振が励起されたものと考えられる。

なお、攪乱なしの場合には図-6の $f_c D/U = 0.23$ で高い負減衰値を示しているにもかかわらず、 $U/f_n D = 4.33$ では渦励振はほとんど発生していない。このことに関連して、図-13は攪乱を付加しないとき、 $U/f_n D = 4.33$ において片振幅0.2D、加振振動数 $f_c D/U = 0.23$ で円柱を強制加振後にバネ支持に移行した直後からの円柱変位の時刻歴を示している。バネ支持移行直後は図-6の $f_c D/U = 0.23$ に見られる強制振動時の負減衰効果の影響により応答が増大する傾向を示すものの、すぐに応答が低減し始めるのが分かる。このことは、渦励振における円柱-流体連成振動のもとの空力減衰特性が必ずしも強制振動時のものと同じではないことを示唆する。連成振動時と強制振動

時における円柱と後流渦の位相関係の違いが空力減衰特性にこのような違いを生じさせた可能性などが考えられるが、詳細については明らかではない。

また、以前の風洞実験¹⁷⁾⁻²⁰⁾では全風速域で渦励振の低減効果が得られており、本解析結果とは多少異なる結果が得られている。前述のように、 $U/f_n D=4.33$ における渦励振の励起は攪乱による円柱後流不安定性の変化に起因しているが、風洞実験で同様な現象が生じていたかどうかについては明らかでない。対象としているレイノルズ数領域が実験とは1オーダー異なること、本解析が2次元解析であることなどの条件の違いが何らかの原因となっている可能性も考えられるが、今後さらに検討する必要がある。

6. まとめ

渦励振などの空力弾性振動に対する効率的制御を目的として以前に提案した、微小攪乱を用いた流れ制御法に対し、円柱周辺流れの数値流体解析や線形安定性解析をもとにその制御メカニズムについて総合的に検討した。その結果、以下の知見が得られた。

(1) 攪乱付加による円柱の空力的な安定化は、後流振動の減衰やカルマン渦の消滅によるものではなく、むしろカルマン渦による強い後流振動のもとでの非定常揚力の断続的な位相変化が原因である。

(2) 非定常揚力の断続的な位相変化は、攪乱により剥離せん断層に励起された渦どうしが円柱背部で頻りに合体を生じ、合体した渦がカルマン渦の巻き込みを促進することによって引き起こされている。

(3) 遷移波周波数の攪乱は、剥離せん断層での増幅率が高いだけでなく、円柱背部で移流速度および渦間距離の急激な減少を伴うという特異な性質を有しているため、渦どうしの合体を生じやすく、そのことが、遷移波周波数の攪乱による制御効果が高い要因となっている。

(4) 渦励振に対する攪乱の効果を解析した結果、風洞実験とは多少異なる傾向が見られるものの、変位応答の最大値が3~4割程度低減するなど、攪乱による制御効果の傾向を定性的に捉えることができた。また、渦励振時の空力減衰特性は強制振動時のものとは必ずしも一致しない結果が得られた。

謝辞：本研究の一部は、(財)ウエスコ学術振興財団学術研究費助成および(財)中国電力技術研究財団試験研究助成により行われたことを付記し、ここに謝意を表します。

参考文献

- 1) 比江島慎二, 嶋田隆一, 木村吉郎, 藤野陽三, 野村卓史: 平板列で構成される高欄に生じる空力音に関する実験的研究, 日本風工学会誌, 第55号, pp.111-112, 1993.
- 2) Kimura, K., Fujino, Y. and Hiejima, S.: An experimental study on aerodynamic sound generated from handrails of flat plate cascades, *US-Japan Bridge Workshop, Tsukuba, Japan*, 1993.
- 3) 比江島慎二, 近藤敏治, 谷口健男: 矩形断面まわりの流れにおける空力音の発生源の特性に関する数値流体解析, 応用力学論文集, Vol.2, pp.573-581, 1999.
- 4) 比江島慎二, 松尾綾子, 谷口健男: 矩形周辺流れから発生する空力音および物体表面上の音源特性に関する数値流体解析, 応用力学論文集, Vol.3, pp.697-706, 2000.
- 5) 比江島慎二, 松尾綾子, 谷口健男: 矩形表面上の空力音音源特性に関する数値流体解析, 第16回風工学シンポジウム論文集, pp.161-166, 2000.
- 6) 浅井雅人, 西岡通男: 前縁剥離流の受容性, ながれ, 10, pp.35-46, 1991.
- 7) Nishioka, M., Asai, M. and Yoshida, S.: Control of flow separation by acoustic excitation, *AIAA Journal*, Vol.28, No.11, pp.1909-1915, 1990.
- 8) 西岡通男, 浅井雅人, 古本伸一: 渦の音響励起による翼の失速制御, 日本航空宇宙学会誌, 第43巻第492号, pp.53-58, 1995.
- 9) 西岡通男: 音波による剥離流れの制御, 日本音響学会誌, 55巻9号, pp.650-655, 1999.
- 10) Peterka, J. A. and Richardson, P. D.: Effect of sound on separated flows, *J. Fluid Mech.*, Vol. 37, part 2, pp.265-287, 1969.
- 11) Zobnin, A. B. and Sushchik, M. M.: Influence of a high-frequency sound field on vortex generation in the wake of a cylinder, *Sov. Phys. Acoust.*, Vol. 35 (1), Jan.-Feb., pp.37-39, 1989.
- 12) Hsiao, F. B. and Shyu, J. Y.: Influence of internal acoustic excitation upon flow passing a circular cylinder, *J. Fluids and Structures*, Vol.5, pp.427-442, 1991.
- 13) Sheridan, J., Soria, J., Wu Jie and Welsh, M. C.: The Kelvin-Helmholtz instability of the separated shear layer from a circular cylinder, *Proc. of IUTAM Symp. on Bluff-Body Wakes, Dynamics and Instabilities*(ed. H. Eckelmann et al.), pp.115-118, Berlin: Springer-Verlag, 1992.
- 14) 岡本 覚, 廣瀬達三, 安達 勤: 円柱からの渦流出に及ぼす音波の影響(円柱軸方向に音響的かく乱を加えた場合), 日本機械学会論文集(B編), 46巻405号, pp.813-820, 1980.
- 15) 岡本 覚: 円柱からの渦流出に及ぼす音響の干渉 — 円柱軸に直角方向に音響的かく乱を加えた場合 —, 空気調和・衛生工学会論文集, No. 44, pp.1-10, 1990.
- 16) 山中晤郎, 安達 勤: 円柱からの渦発生に及ぼす音響の干渉, 日本音響学会誌, 27巻5号, pp.246-256, 1971.
- 17) 比江島慎二, 木村吉郎, 藤野陽三, 野村卓史: 音響攪

- 乱による円柱の渦励振制御に関する実験的研究, 土木学会論文集, No.525/I-33, pp.171-179, 1995.
- 18) Hiejima, S., Kimura, K. and Fujino, Y.: An experimental study on the effect of applied sound on the vortex-induced vibration of a circular cylinder, *Proc. 5th East Asia-Pacific Conf. on Structural Eng. and Construction*, pp.1231-1236, 1995.
- 19) Hiejima, S., Kimura, K., Nomura, T. and Fujino, Y.: An experimental study on the control of the vortex-induced vibration of a circular cylinder by applied sound, *Proc. of Third International Colloquium on Bluff Body Aerodynamics & Applications*, A II 5-8, 1996.
- 20) 比江島慎二: 剥離せん断層の刺激による構造物の渦励振制御, 東京大学博士論文, 1996.
- 21) Bloor, M. S.: The transition to turbulence in the wake of a circular cylinder, *J. Fluid Mech.*, Vol. 19, pp.290-304, 1964.
- 22) Wei, T. and Smith, C. R.: Secondary vortices in the wake of circular cylinders, *J. Fluid Mech.*, Vol. 169, pp.513-533, 1986.
- 23) 比江島慎二, 野村卓史, 木村吉郎, 藤野陽三: 周期的な湧き出し・吸い込みによる円柱渦励振抑制に関する数値流体解析, 第14回風工学シンポジウム論文集, pp.187-192, 1996.
- 24) Hiejima, S., Nomura, T., Kimura, K. and Fujino, Y.: Numerical study on the suppression of the vortex-induced vibration of a circular cylinder by acoustic excitation, *J. Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, Vol.67&68, pp.325-335, 1997.
- 25) 比江島慎二, 野村卓史: 振動円柱の空力安定性に及ぼす周期的湧き出し・吸い込みの影響, 応用力学論文集, Vol.1, pp.641-648, 1998.
- 26) Hiejima, S. and Nomura, T.: Numerical study of the effect of periodic velocity excitation on aerodynamic characteristics of an oscillating circular cylinder, *Int. J. Computational Fluid Dynamics*, Vol.12, pp.269-278, 1999.
- 27) Hiejima, S. and Nomura, T.: Numerical study of the effect of periodic jet excitation on cylinder aerodynamic instability, *Wind & Structures*, Vol.5, No.2-4, pp.141-150, 2002.
- 28) 比江島慎二, 野村卓史: 円柱周辺剥離流れの不安定性に関する線形安定性解析, 土木学会論文集, No.661/I-53, pp.151-161, 2000.
- 29) 比江島慎二: 剥離せん断層刺激による円柱周辺流れの不安定性変化に関する線形安定性解析, 第15回風工学シンポジウム論文集, pp.179-184, 1998.
- 30) 野村卓史, 飯島政義: ALE法に基づく粘性流体と構造との相関問題の有限要素解析手法, 土木学会論文集, No.416/I-13, pp.285-294, 1990.
- 31) 野村卓史: ALE有限要素法による流れ・構造連成解析への予測子・修正子法の適用と計算過程に関する技法, 土木学会論文集, No.455/I-21, pp.55-63, 1992.
- 32) Brooks, A. N. and Hughes, T. J. R.: Streamline upwind/Petrov-Galerkin formulations for convection dominated flows with particular emphasis on the incompressible Navier-Stokes equations, *Comput. Meths. Appl. Mech. Engrg.*, Vol.32, pp.199-259, 1982.
- 33) Cantwell, B. and Coles, D.: An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder, *J. Fluid Mech.*, Vol.136, pp.321-374, 1983.
- 34) 巽友正, 後藤金英: 流れの安定性理論, 産業図書, 1976.

(2002.7.11 受付)

SUPPRESSION MECHANISMS OF THE VORTEX-INDUCED VIBRATION OF A CIRCULAR CYLINDER BY PERIODIC VELOCITY EXCITATION

Shinji HIEJIMA and Takashi NOMURA

In order to investigate the suppression mechanisms of the vortex-induced vibration of a circular cylinder by applying periodic velocity excitation to the flows around the cylinder, numerical simulations of the flows were carried out. The vortices induced by the periodic excitation with a high growth rate merge frequently behind the cylinder, and then these vortices change the unsteady lift phase. Such intermittent change of unsteady lift phase stabilizes the cylinder aerodynamics.