

自由端渦の形成特性に着目した 高風速渦励振の発現メカニズムに関する研究

北川徹哉¹・藤野陽三²・木村吉郎³

¹正会員 工修 日本大学助手 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)
²フェロー Ph.D. 東京大学教授 工学系研究科社会基盤工学専攻 (〒113-8656 東京都文京区本郷7-3-1)
³正会員 Ph.D. 東京大学助教授 工学系研究科社会基盤工学専攻

塔状円柱の自由端近傍に発生する“自由端渦”が“高風速渦励振”を励起すると考えられている。本研究では自由端渦の発生特性を調べるために、円柱ロッキング模型の頂部に薄い円盤を設置して自由端近傍の流れを変化させることを試みた。円盤の直径の増加とともに高風速渦励振の振幅は減少し、その発現風速は低風速側へシフトする傾向がみられた。自由端近傍における後流風速変動の測定によって、この原因は自由端渦の発生が弱まると同時に、その周波数が増加するためであることを明らかにしている。また、円盤の直径をある程度大きくすると、カルマン渦の放出周波数よりもやや低い周波数を有する渦の発生が自由端近傍において著しくなる。このことが応答に与える影響についても考察した。

Key Words : circular cylinder tower, end plate, vortex-induced vibration at a high wind speed, wind tunnel experiment, wind velocity fluctuation measurement

1. はじめに

流体中におかれた塔状円柱においては、渦放出特性のスパン方向の非一様性によって、特異な空力弾性振動が発現する。Wootton¹⁾や河井²⁾は円柱塔状構造物を対象とした風洞実験において、渦励振の発現風速より数倍高い風速域にも渦励振と類似の限定振幅型の振動が現れることを示している。

筆者らは、この高風速域における励振を“高風速渦励振”とよび、円柱ロッキング模型³⁾および円柱弾性模型⁴⁾を用いた風洞実験によって、その発生機構を検討してきた。一様流による実験では事実、渦励振発現風速のおよそ3倍の風速域において高風速渦励振の発現が確認された。また、2次元円柱渦(カルマン渦)の放出周波数よりも低い周波数を有する“自由端渦”が自由端近傍の後流中に検出された。自由端渦の周波数が円柱の固有振動数に一致する風速において高風速渦励振が発現したため、高風速渦励振は自由端渦によって励起されると考察された。スパン方向に複数の渦構造が存在する^{5),6)}ことは、cellular shedding⁷⁾として知られており、自由端渦はそれらのcellの一つであると思われる。

一方、やや厚みのある小円柱を頂部に設置した実験⁴⁾においては高風速渦励振のピークはみられず、

自由端渦も発生しなかった。この結果から、自由端渦の形成には模型頂部から背後に入り込む流れが重要な要因となっていることが推察された。小円柱によって自由端渦の発生が妨げられ、高風速渦励振の振幅が低減したと予測されるが、定量的な解明には至っていない。

そこで本研究においては、自由端渦と高風速渦励振の因果関係を明確にするために、円柱頂部近傍の流れに着目し、自由端渦の形成を変化させることを試みる。頂部付近の流れを制御する一つの方法として、軽い薄円盤を円柱ロッキング模型の頂部に設置し風洞実験を行う。円盤設置にともなう頂部近傍の後流の変化が自由端渦発生に及ぼす影響を調べ、さらに高風速渦励振の発現特性がどのように変化するのかを検討する。

2. 風洞実験の方法

風洞実験は東京大学工学系研究科社会基盤工学専攻所属の強風シミュレーション風洞(回流型風洞)において行った。測定部の高さは1.8 m、幅は1.5 mである。風速 $V=10\text{m/s}$ において測定された模型設置位置での主流方向の平均風速と乱れのプロファイルを、それぞれ図-1(a), (b)に示す。ここで H は風洞

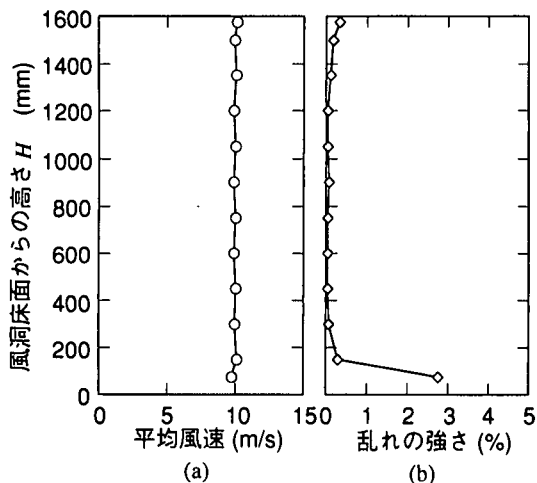


図-1 測定位置における気流のプロファイル
(a) 平均風速 (b) 乱れの強さ

床面からの高さ(mm)である。気流はほぼ一様だが、 $H < 200$ mmにおいて床面による境界層がみられる。

図-2に実験に用いた模型の概要を示す。高さ $H_c = 1250$ mm, 断面直径 $D_c = 50$ mmの一様な円柱を板バネで支持し、風直角方向のみに自由度を持つロッキング模型である。高剛性と低質量を得るために、カーボン製の矩形パイプを剛性材として用い、表面は粗度の低いヒノキ材で覆った。総重量は約760 gであるが、質量分布はスパン方向に一様ではなく、円柱下端から100mmの範囲に板バネを固定するための鋼製ブロックが埋め込まれている。板バネに発生するひずみをひずみゲージにより測定し、頂部高さにおける風直角方向の変位 y に換算した。模型の固有振動数 f_n は6.4 Hzであり、減衰定数 ξ は図-3のように弱い振幅依存性を示した。なお、質量分布をスパン方向に一様としてロッキング振動モードにおけるスクルトン数 $2\pi\xi J / \rho D_c^2 H_c^3$ (J : 極慣性モーメント, ρ : 空気密度) を $\xi = 0.003$ として概算すると、約0.74である。また、I型熱線風速計を模型の中心から $4D_c$ 後流側、風直角方向に $1D_c$ の位置に設置し、高さを20mmピッチで変化させて後流風速変動を多点で計測した。データのサンプリングは500 Hzで行い、応答データは40 Hz、後流風速変動データは100 Hzでローパスフィルターをかけた。

一方、頂部に設置する円盤は厚さ0.7 mmのプラスチック板であり、直径 $D_{cd} = 55 \sim 100$ mm のものを用いた。円柱の質量に対する円盤の質量は小さく

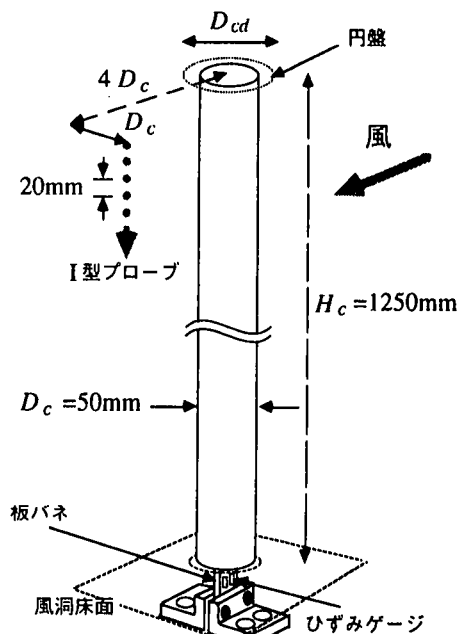


図-2 実験模型の概要

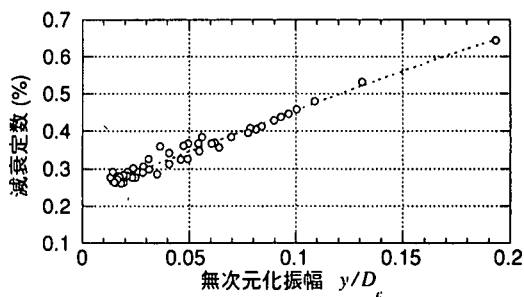


図-3 減衰定数と変位の関係

($D_{cd} = 55$ mmの円盤の重量は2.2 g), 円盤を設置しても固有振動数の変化は微小 (10^{-2} のオーダー) であり、また減衰定数の特性は円盤を設置しない場合 (図-3) と同様であったため、円盤設置による付加質量が応答振幅に及ぼす影響は無視できると考えられる。

3. 高風速渦励振の発現特性

(1) 風直角方向応答

図-4に円盤を設置していない場合の無次元風速 $V/f_n D_c$ と無次元化振幅 y/D_c (r.m.s.) の関係を示す。2次元円柱渦放出にともなう渦励振が $V/f_n D_c = 5$ に

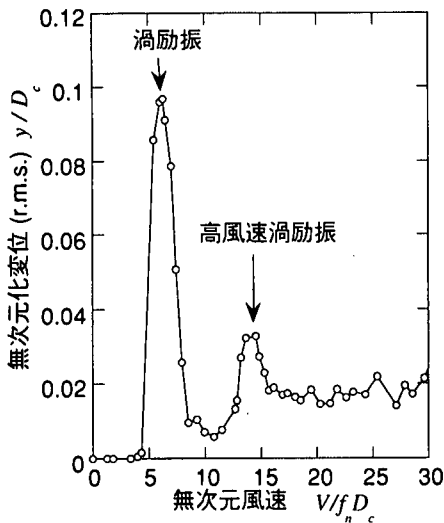


図-4 風速と応答の関係

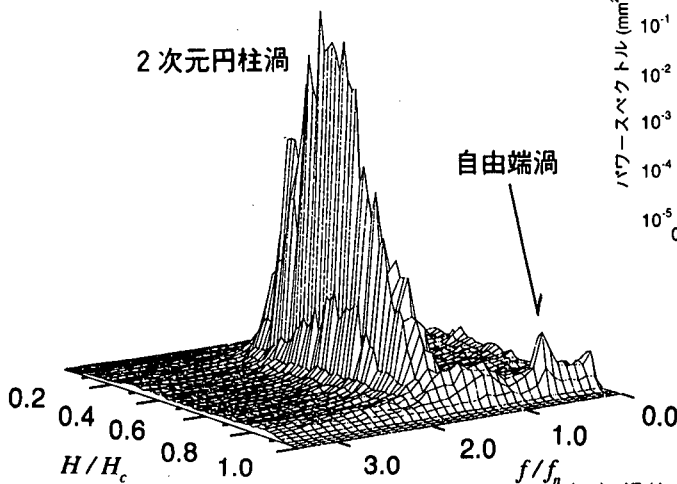


図-6 後流風速変動のパワースペクトル ($V/f_n D_c = 10$)

において発現し、 $V/f_n D_c = 6$ においてピークを示した。風速の増加にともない渦励振の振幅は減少するが、 $V/f_n D_c = 14$ において再び応答振幅はピークとなる。これが高風速渦励振である。

図-5(a)に $V/f_n D_c = 6$ における渦励振の応答波形を示す。振幅はほぼ一定であり、低減衰の円柱構造物によくみられる渦励振の応答波形である。一方、 $V/f_n D_c = 14$ における高風速渦励振の応答波形(図-5(b))は、振幅が緩やかに変化している。この傾向は既出の実験結果^{3), 4)}と整合する。

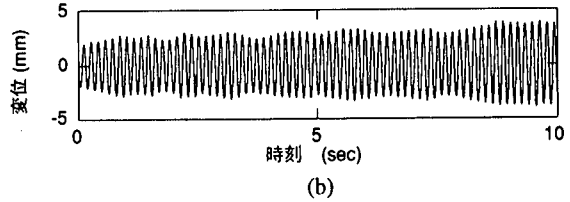
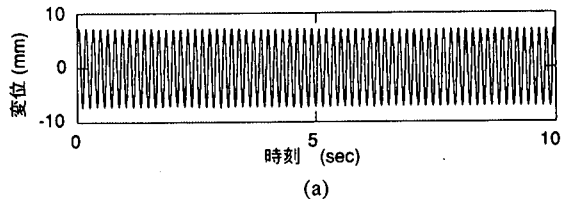


図-5 応答波形 (a) 渦励振 (b) 高風速渦励振

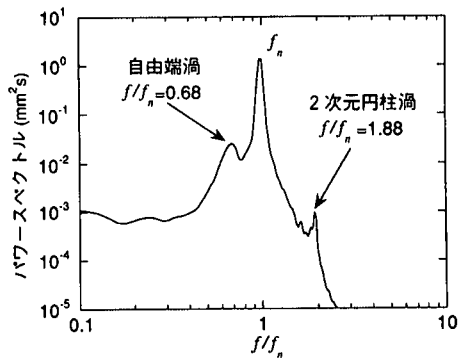


図-7 応答のパワースペクトル ($V/f_n D_c = 10$)

(2) 渦放出周波数の特性

図-6に $V/f_n D_c = 10$ における後流風速変動のパワースペクトルを、無次元化周波数 f/f_n と無次元化高さ H/H_c を軸として示す。この風速域においては応答振幅は小さい(図-4)。2次元円柱渦放出によるピークが $0.3 < H/H_c < 0.8$ にみられる。一方、自由端傍($H/H_c > 0.9$)は比較的広帯域にパワーが分布しており、乱れが大きいことを示しているが $H/H_c = 0.92$, $f/f_n = 0.68$ 付近に小ピークがある。これが自由端渦の変動である。

図-7に図-6と同じ風速である $V/f_n D_c = 10$ における応答のパワースペクトルを示す。 f_n の成分が卓越しており、2次元円柱渦の放出にともなうピークは $f/f_n = 1.88$ に現れている。また、自由端渦によるピークも $f/f_n = 0.68$ にピークとして現れており、

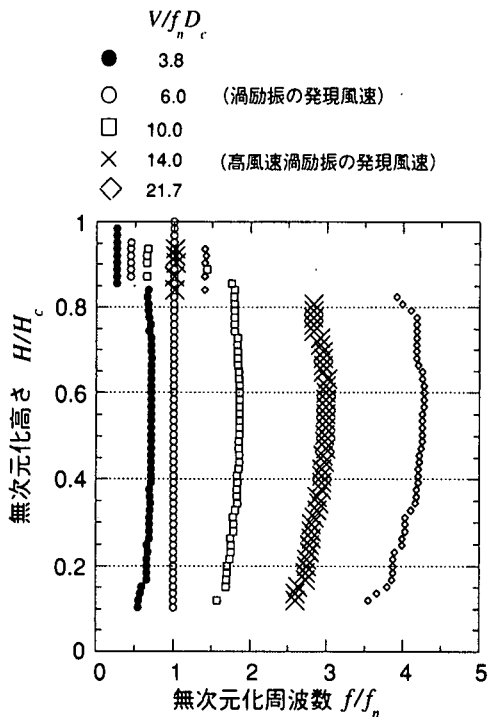


図-8 渦放出周波数のスパン方向の分布

外力として作用していることを表す。

次に、渦放出周波数のスパン方向の分布を調べるために、後流のパワースペクトルから各高さにおけるピークの周波数を渦放出周波数として抽出し、数点の風速についてまとめたものを図-8に示す。渦励振の発現風速 ($V/f_n D_c=6$) においては、 f_n に一致した渦放出周波数がほぼ全ての高さにみられる。自由端渦は $0.85 < H/H_c < 0.95$ の範囲に発生しており、その周波数は $f/f_n=0.44$ である。その他の風速では、模型頂部近傍において自由端渦の発生が支配的となっている。自由端渦の周波数は $V/f_n D_c=14$ (高風速渦励振の発現風速) において f_n に一致しているため、高風速渦励振は自由端渦によって励起されると考えられる。この考察は既出の実験結果^{3),4)}と整合する。また、2次元円柱渦の周波数は $H/H_c < 0.85$ において高さ方向に弧を描くように変化しており、この現象は風速が高いほど顕著になる。

(3) 渦放出の位相特性

図-9 (下図) に、 $H/H_c=0.54$ における2次元円柱渦の放出周波数を $V/f_n D_c$ とレイノルズ数 Re について示す。また、応答の振幅も点線であわせて示す。2次元円柱渦の放出周波数は風速に比例して

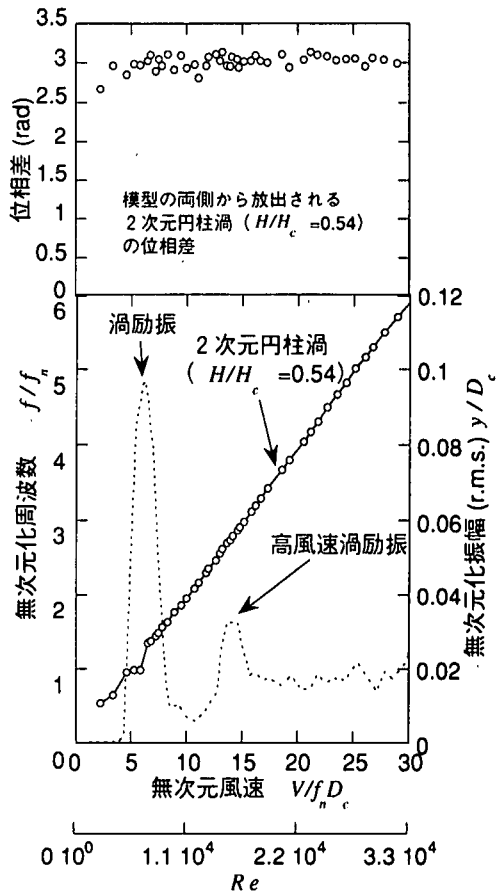


図-9 上：2次元円柱渦の位相差
下：風速と2次元円柱渦の放出周波数との関係

変化しており、本実験のレイノルズ数 (10^4 のオーダー) においては2次元円柱のストローハル数が一定となる⁸⁾ことと整合する。また、渦励振発現風速 ($V/f_n D_c=6$ 付近) においてロックイン現象がみられる。次に、模型の両側から放出される渦の位相差を調べるために、図-10に示すように2本のプローブを対称に設置し、高さを $H/H_c=0.54$ にそろえて同時計測を行った。周波数領域において渦放出周波数の位相差を読みとった結果を図-9 (上図) に示す。位相差はほぼ一定値 π (rad) を示しており、2次元円柱渦が模型の両側から交互に放出されていることを意味する。

一方、自由端渦 ($H/H_c=0.92$) の周波数 (図-11 (下図)) は、2次元円柱渦の放出周波数よりも大幅に低いが、やはり風速に対し直線的に変化し

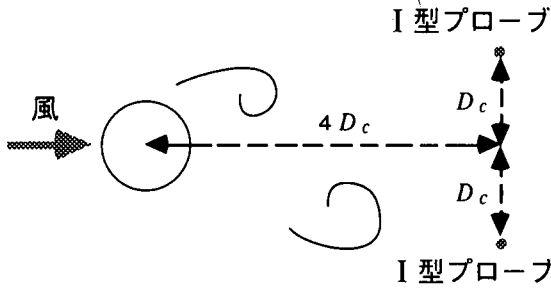


図-10 2本のプローブの設置位置

ている。高風速渦励振の発現風速 ($V/f_n D_c = 14$)において f_n に一致するが、ロックイン現象はみられない。また、図-10に示した方法によって、 $H/H_c = 0.92$ における自由端渦の位相差を求めた。その結果を図-11(上図)に示す。高風速渦励振の発現風速 ($V/f_n D_c = 14$)においては、 π (rad)に近く傾向を示しているが、ばらつきが大きい。2次元円柱渦のケース(図-9(上図))と比較すると、自由端渦の放出は不規則性を帯びていると推測される。

4. 円盤設置による影響

前章において高風速渦励振の発現特性を調べ、その励振源が模型頂部近傍に発生する自由端渦であることを示した。本章においては、薄い円盤を模型頂部に設置し、模型頂部近傍の流れを変化させることを試みる。円盤設置による後流の変化が、高風速渦励振の発現特性と自由端渦の発生とに与える影響を検討する。

(1) 風直角方向応答に及ぼす影響

設置した円盤の直径 D_{cd} と応答の関係を図-12に示す。なお、 $D_{cd}/D_c = 1.8, 2.0$ の円盤を設置したケースについても実験を行っているが、 $D_{cd}/D_c = 1.6$ とほぼ同様の応答が得られた。 $V/f_n D_c = 6$ に渦励振のピークがみられ、その振幅は設置した円盤の直径にほとんど依存していない。しかし、渦励振の発現風速範囲が D_{cd} の増加とともに若干ではあるが狭くなっている。この原因については4.(3)において触れる。

一方、高風速渦励振の振幅は D_{cd} の増加ともない減少し、 $D_{cd}/D_c > 1.2$ においてはピークが識別できなくなる。また、発現風速は D_{cd} の増加とともに、徐々にではあるが低風速側にシフトしている。この原因については4.(2)に述べる。

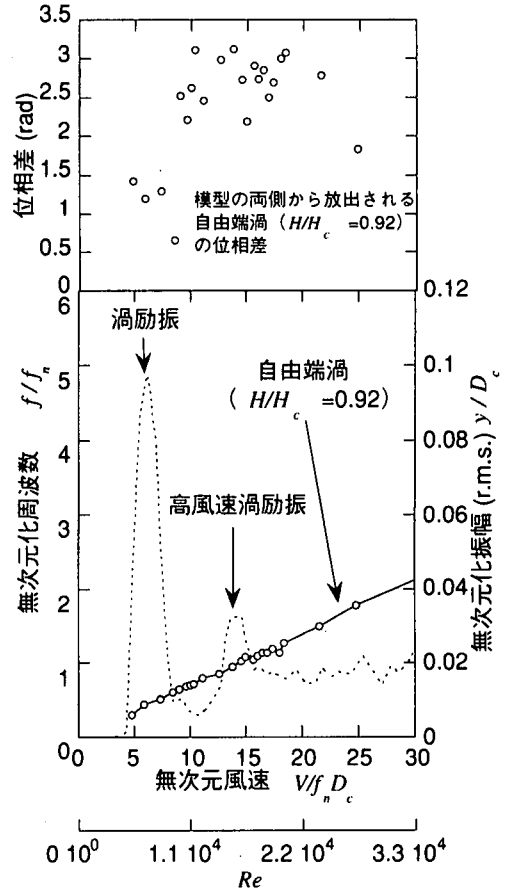


図-11 上：自由端渦の位相差
下：風速と自由端渦の放出周波数との関係

また、 $V/f_n D_c > 17$ にみられるバフェティングと思われる応答も D_{cd} の増加とともに減少している。 D_{cd} の増加ともなると自由端近傍の後流の2次元性が高まり、乱れが抑制されたためであると考えられる。すなわち D_{cd} が小さい場合、 $V/f_n D_c > 17$ にみられる応答には自由端近傍の乱れによるセルフバフェティングがかなり含まれていると推察される。

(2) 自由端渦の形成に及ぼす影響

円盤の設置が自由端近傍の後流に及ぼす影響を後流風速変動のパワースペクトルを用いて考察する。

円盤を設置していないケースの $H/H_c = 0.92$ における後流風速変動のパワースペクトルを図-13に示す。測定風速は $V/f_n D_c = 10$ である。また、比較のため $H/H_c = 0.54$ におけるパワースペクトルも点線であ

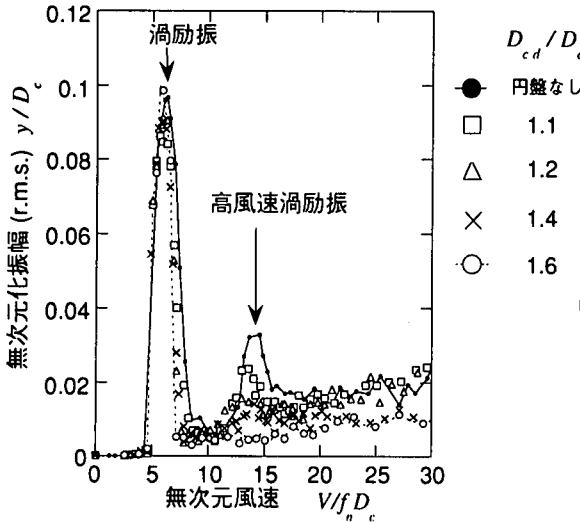


図-12 円盤設置による応答への影響

わせて示す。 $H/H_c=0.92$ においては、高風速渦励振の励振源である自由端渦のピークが支配的である。また、 $1 < f/f_n < 1.8$ にも小さなピークがみられ、何らかの微小な変動の存在を示唆する。本研究においては、この微小な変動を“低周波のカルマン渦”と呼ぶことにする。次に、 $D_{cd}/D_c = 1.2$ の円盤を設置したケースの後流のパワースペクトルを図-14に示す。風速および測定高さは図-13と同様である。自由端渦のパワーが低下し、低周波のカルマン渦による変動が $f/f_n = 1.3$ に明確なピークとして現れる。一方、 $H/H_c = 0.54$ における2次元円柱渦は円盤の影響を受けていない。さらに、 $D_{cd}/D_c = 1.6$ の円盤を設置する(図-15)と、 $H/H_c = 0.92$ においては、もはや自由端渦のピークは現れず低周波のカルマン渦が支配的となる。したがって、円盤設置にともなう高風速渦励振の応答振幅の低下(図-12)は、自由端渦の発生が弱まるためであると考えられる。

図-16に、 $D_{cd}/D_c = 2.0$ の円盤を設置した場合の渦放出周波数のスパン方向の分布を示す。低周波のカルマン渦による変動は自由端近傍にみられ、その周波数は2次元円柱渦の放出周波数よりもやや低い。ただし、渦励振の発現風速 ($V/f_n D_c = 5.9$) においては、 f_n に一致した渦放出周波数のみがほぼ全ての高さに現れ、低周波のカルマン渦が2次元円柱渦と区別できない。この現象については4.(3)において触れる。また、図-8(円盤を設置し

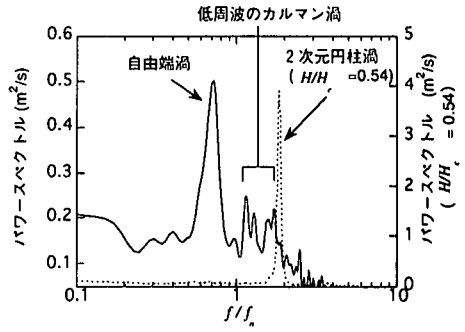


図-13 $H/H_c = 0.92$ における後流風速変動のパワースペクトル ($V/f_n D_c = 10$, 円盤なし)

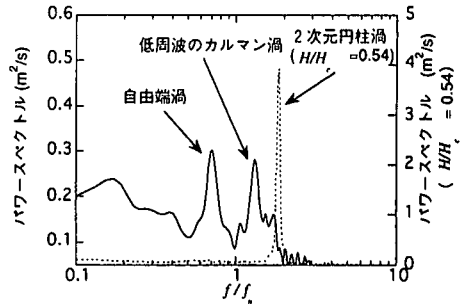


図-14 $H/H_c = 0.92$ における後流風速変動のパワースペクトル ($V/f_n D_c = 10$, $D_{cd}/D_c = 1.2$)

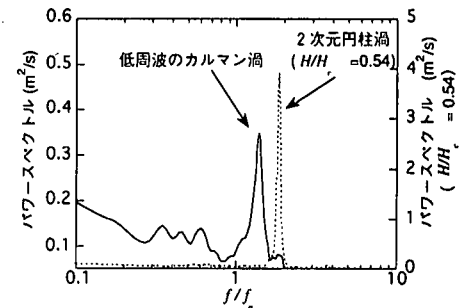


図-15 $H/H_c = 0.92$ における後流風速変動のパワースペクトル ($V/f_n D_c = 10$, $D_{cd}/D_c = 1.6$)

ていない場合)と比較すると、2次元円柱渦の放出周波数がスパン方向に変化する現象は、やや弱まっている。

次に、 D_{cd} の変化が渦の放出周波数に与える影響を調べる。 $H/H_c = 0.54$ と 0.92 における後流風速変動のパワースペクトルから渦放出周波数を抽出し、ストローハル数 St として D_{cd}/D_c についてまとめたものが図-17である。なお、円盤を付けていないケースを $D_{cd}/D_c = 1.0$ として載せている。自由端渦

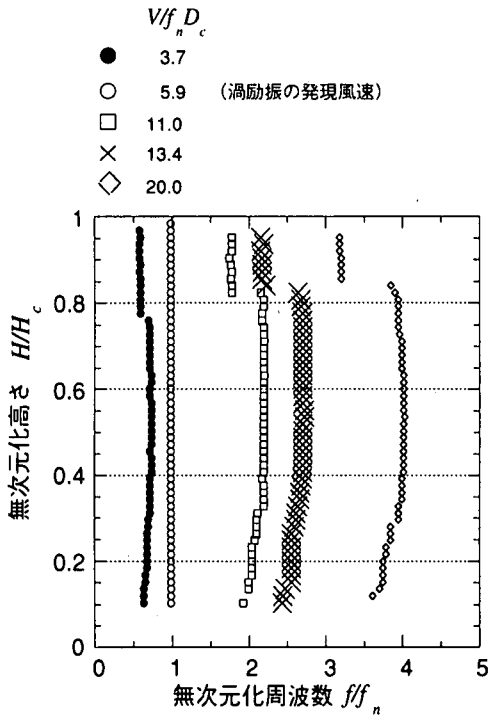


図-16 $D_{cd}/D_c = 2.0$ の円盤設置時における渦放出周波数のスパン方向の分布

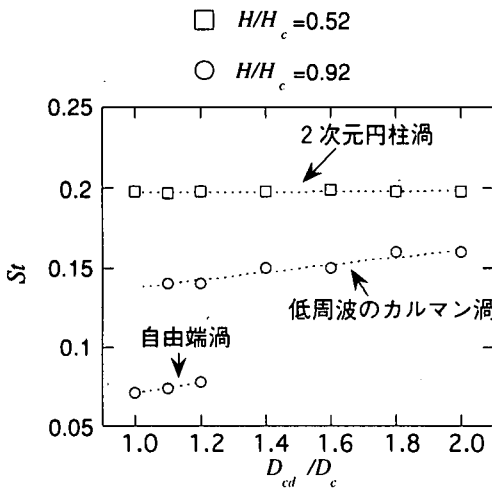


図-17 ストローハル数と円盤直径の関係

の St は D_{cd} の増加ともなつて、緩やかに増加する傾向を示している。これが高風速渦励振の発現風速低下(図-12)の原因であると考えられる。また、 D_{cd} の増加に従つて低周波のカルマン渦の発生が顕著になり、 $D_{cd}/D_c > 1.2$ においては自由端渦は現れず、低周波のカルマン渦が支配的となる。低

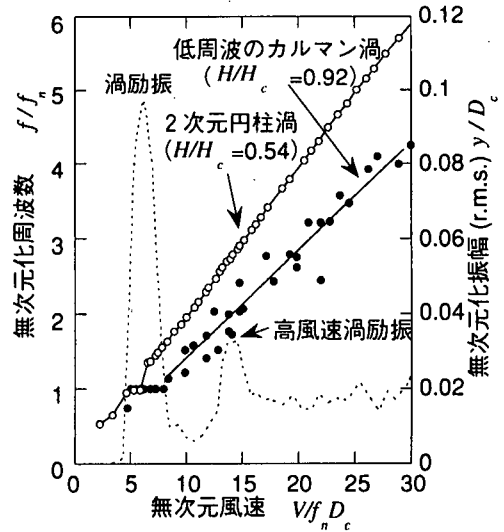


図-18 円盤を設置しない場合の低周波のカルマン渦の放出周波数と風速の関係

周波のカルマン渦の St も D_{cd} の増加とともに徐々に増加し、2次元円柱渦の St に近づく傾向を示している。なお、円盤を設置していない場合($D_{cd}/D_c = 1.0$)においても、図-13に示したように低周波のカルマン渦が微小に発生していたが、一意のピークとして現れず、周波数を特定できなかったため明示していない。一方、 $H/H_c = 0.54$ における2次元円柱渦の St は円盤の影響を受けていない。

(3) 低周波のカルマン渦の特性

低周波のカルマン渦の St は2次元円柱渦の St より小さいため、高風速渦励振のような振動を励起する可能性がある。そこで、低周波のカルマン渦の放出周波数と風速の関係調べる。

図-18は円盤を設置していない場合の2次元円柱渦($H/H_c = 0.54$)と低周波のカルマン渦($H/H_c = 0.92$)の周波数を $V/f_n D_c$ に対してプロットしたものである。なお、応答についても点線であわせて示す。円盤を設置していない場合、低周波のカルマン渦の発生は弱く、周波数も一意に定まらないが(図-13)、低周波のカルマン渦による変動と思われる全ての微小ピークの周波数をプロットしている。低周波のカルマン渦の周波数は風速に対し直線的に変化する傾向にあるが、ばらつきが大きい。次に、 $D_{cd}/D_c = 1.6$ の円盤を設置したケースを図-19に示す。 $D_{cd}/D_c = 1.6$ の円盤を設置した場合、図-17に示したように自由端近傍においては低周

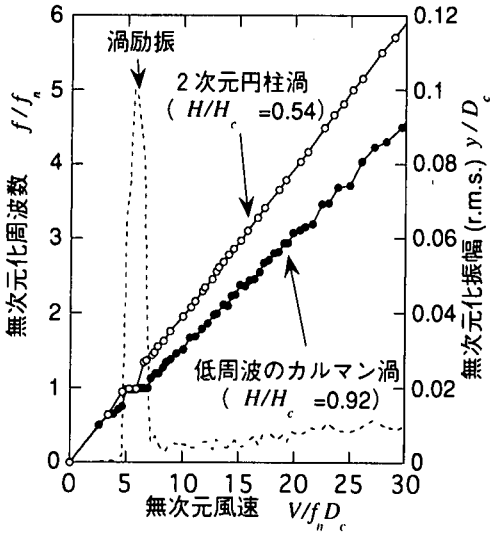


図-19 $D_{cd}/D_c = 1.6$ の円盤を設置した場合の低周波のカルマン渦の放出周波数と風速の関係

波のカルマン渦の発生が支配的である。図-18に比べて低周波のカルマン渦の周波数は一意に定まり、風速に対して直線的に変化する様子になる。図-18および図-19の両図において、低周波のカルマン渦は渦励振の発生風速近傍においてロックインの状態となり、その他の風速域においては固有振動数に一致することがない。したがって低周波のカルマン渦は高風速渦励振のような応答のピークを励起しない。

一方、円盤を設置していない場合（図-18）と $D_{cd}/D_c = 1.6$ の円盤を設置した場合（図-19）とでは、円柱中腹における2次元円柱渦（ $H/H_c = 0.54$ ）のロックイン風速範囲に変化はないものの、低周波のカルマン渦のロックイン風速範囲が異なることがわかる。低周波のカルマン渦のロックイン風速域を後流風速変動のパワースペクトルより調べ、 D_{cd}/D_c についてまとめたものが図-20である。なお、円盤を設置していないケースを $D_{cd}/D_c = 1.0$ として示している。低周波のカルマン渦のロックイン風速域は D_{cd}/D_c の増加とともに狭まる傾向にある。これは D_{cd} の増加により自由端近傍の2次元性が高まり、低周波のカルマン渦の St が2次元円柱渦の St に近づいた（図-17）ためであると推察される。このような低周波のカルマン渦のロックイン範囲の縮小に追従して、渦励振発生風速範囲が狭まることが図-21（図-12の $0 \leq V/f_n D_c \leq 13$ の範

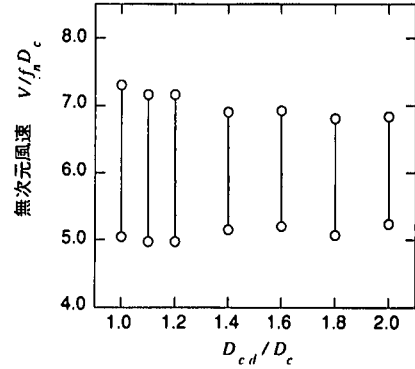


図-20 低周波のカルマン渦のロックイン風速域と円盤直径の関係

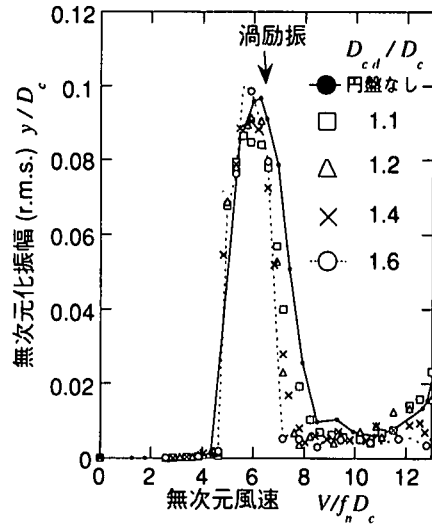
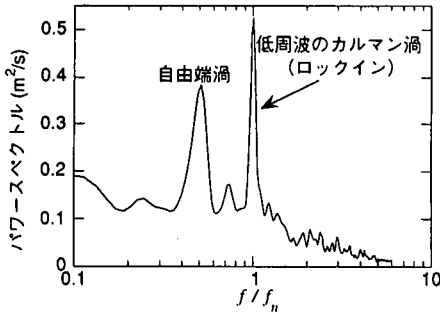
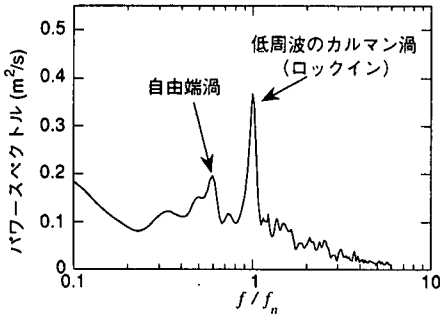


図-21 円盤設置による渦励振の発現風速範囲の変化

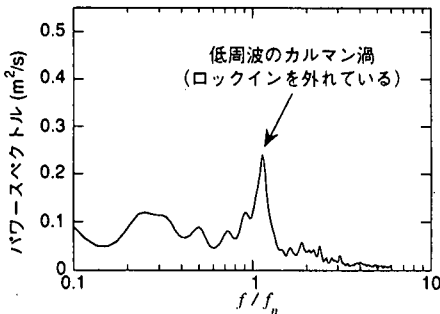
囲を拡大したもの。)から読みとれる。また、図-22(a)~(c)は $V/f_n D_c = 7.1$ における自由端近傍（ $H/H_c = 0.92$ ）の後流のパワースペクトルである。この風速は渦励振のピークが現れる風速（ $V/f_n D_c \approx 6$ ）よりもやや高風速域である。図-22(a)は円盤を設置していないケースであり、低周波のカルマン渦がロックイン状態にある。 $D_{cd}/D_c = 1.2$ の円盤を設置（図-22(b)）しても低周波のカルマン渦はロックインの状態にあるが、その発生は図-22(a)と比較して弱い。 $D_{cd}/D_c = 1.6$ の場合（図-22(c)）は、低周波のカルマン渦はロックインを外れており、もはや空気力としてほとんど作用しないと思われる。図-21に示した $D_{cd}/D_c = 1.6$ のケースの



(a)



(b)



(c)

図-22 $V/f_n D_c = 7.1$, $H/H_c = 0.92$ における後流のスペクトル

- (a) 円盤なし (b) $D_{cd}/D_c = 1.2$
 (c) $D_{cd}/D_c = 1.6$

応答においても、 $V/f_n D_c = 7.1$ に渦励振の発生はみられない。したがって、低周波のカルマン渦が強制外力的に作用すると仮定すると、低周波のカルマン渦は渦励振の発現風速範囲を広げる役割を果たしていると考えられる。しかしながら、低周波のカルマン渦がロックイン風速範囲の振幅依存性⁹⁾を有する可能性もあり、厳密な知見を得るには強制加振実験等により検討する必要がある。

なお、端板をつけた2次元円柱においては、端板近傍に周波数の低い渦放出が現れる^{10), 11)}ことが知られており、本実験においてみられた低周波の

カルマン渦はその渦に相当すると思われる。Gerichら¹¹⁾の2次元円柱を用いた風洞実験の結果においては、端板の直径の増加とともに端板近傍の渦の放出周波数は減少する傾向にある。しかし、低周波のカルマン渦の周波数は円盤の直径の増加とともに増大する(図-17)ため、Gerichらの実験結果と一致しない。ただし、彼らの実験においては $Re < 160$ であり、本実験のレイノルズ数(10^4 のオーダー)とは大きな隔りがある。

5. まとめ

高風速渦励振の励振源と考えられている自由端渦の形成特性を調べることを目的として、円柱ロックイン模型を用いた風洞実験を行った。円柱頂部に円盤を設置し自由端近傍の流れを変化させることを試みた。後流風速変動の測定により、円盤が自由端渦発生に与える影響を調べ、高風速渦励振の発現特性の変化の原因について検討した。得られた結果を以下に示す。

- (1) 頂部に円盤を設置し、その直径を大きくすると高風速渦励振の振幅は減少し、発現風速は低風速側へ徐々にシフトした。
- (2) 自由端渦の発生は円盤の直径の増加とともに衰退し、その周波数は緩やかに増大した。これらが高風速渦励振の振幅減少、および発現風速低下の原因であると考えられる。
- (3) 円盤の直径を大きくすると、円柱頂部付近においては自由端渦の発生は衰退するが、低周波のカルマン渦の発生が支配的となる。
- (4) 低周波のカルマン渦の周波数は2次元円柱渦の周波数よりもやや低く、2次元円柱渦よりも広い風速範囲でロックインの状態になる。この現象は渦励振の発現風速範囲を広くするものと思われる。

今後、自由端渦がどのように作用し高風速渦励振を励起するのかを調べるために、自由端近傍に着目した圧力模型実験や数値解析による研究が必要である。

謝辞：風洞実験において、東京大学大学院の水野祐介氏、日本大学理工学部4年生(実験当時)の戸谷治之氏の御協力をいただきました。また、日本大学理工学部の野村卓史教授より貴重な御意見をいただきました。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- 1) Wootton, L. R.: The oscillations of large circular stacks in

- wind, *Proc. Inst. Civil Eng.*, Vol. 43, pp. 573-598, 1969.
- 2) 河井宏允 : テーパーつき円柱の渦励振, 日本風工学会誌, No.59, pp.49-52, 1994.
 - 3) 北川徹哉, 若原敏裕, 藤野陽三, 木村吉郎 : 円柱塔状構造物における高風速渦励振の発生メカニズムに関する実験的解明, 土木学会論文集, No.543, 1-36, pp. 195-207, 1996.
 - 4) 北川徹哉, 藤野陽三, 木村吉郎 : 塔状弾性模型を用いた風洞実験による高風速渦励振の発現特性に関する研究, 土木学会論文集, No.591, 1-43, pp. 163-173, 1998.
 - 5) Farivar, D. : Turbulent uniform flow around cylinders of finite length, *AIAA Jour.*, Vol. 19, pp. 275-281, 1981.
 - 6) Fox, T. A. and Apelt, C. J. : Fluid-induced loading of cantilevered circular cylinders in a low-turbulence uniform flow. Part 3 : Fluctuating loads with aspect ratios 4 to 25, *Jour. Fluids and Struct.*, Vol. 7, pp. 375-386, 1993.
 - 7) Khalak, A. and Williamson, C. H. K. : Dynamics of a hydroelastic cylinder with very low mass and damping, *Jour. Fluids and Struct.*, Vol. 10, pp. 455-472, 1996.
 - 8) Achenbach, E. and Heinecke, E. : On vortex shedding from smooth and rough cylinders in the range of Reynolds numbers 6×10^3 to 5×10^6 , *Jour. Fluid Mech.*, Vol. 109, pp. 239-251, 1981.
 - 9) Stansby, P. K. : The locking-on of vortex shedding due to the cross-stream vibration of circular cylinders in uniform and shear flows, *Jour. Fluid Mech.*, Vol. 74, pp. 641-665, 1976.
 - 10) Williamson, C. H. K. : Oblique and parallel modes of vortex shedding in the wake of a circular cylinder at low Reynolds numbers, *Jour. Fluid Mech.*, Vol.206, pp.579-627, 1989.
 - 11) Gerich, C. and Eckelmann, H. : Influence of end plates and free ends on the shedding frequency of circular cylinders, *Jour. Fluid Mech.*, Vol. 122, pp. 109-121, 1982.

(1998. 3. 26 受付)

A STUDY ON EFFECTS OF FREE END CONDITION ON VORTEX-INDUCED VIBRATION OF CIRCULAR TOWER AT A HIGH WIND SPEED

Tetsuya KITAGAWA, Yozo FUJINO and Kichiro KIMURA

Wind tunnel experiments using a circular cylinder rocking model were conducted to investigate the characteristics of the vortex-induced vibration at a high wind speed. Attaching a thin circular disk on the model top to modify the flow passing the free-end, the response of that vibration was diminished and the occurrence wind speed tended to be rather low as increase of the disk diameter. This reason was clarified by measurement of the wake fluctuation around the free-end : as the disk diameter increased, the generation of the tip-associated vortex which had been considered as the cause of that vibration weakened and its frequency gradually increased.