

2次元長方形断面模型の表面圧力と応答振幅の推定

新田 吉伸¹⁾ 細見 雅生²⁾

風洞試験は2次元模型試験(剛体模型を用いたバネ支持試験)と3次元模型試験(構造物の全体あるいは部分の弾性模型を用いた試験)に大別される。2次元模型試験は経済的かつ簡便な方法であり、よく利用されている。しかし、構造物の振動モード、立体的形状、風の空間的特性の影響などの3次元効果を考慮できない。このような3次元効果に関する研究は現在まで多く行われているが、2次元模型と3次元模型の応答差の原因や実構造物の応答推定の精度など不明な点が残されている。本研究では、振動モードを有することによる3次元効果に着目して模型表面の圧力の面から検討を行った。長方形断面をもつ2次元模型と3次元模型の表面圧力の実験結果をもとに、模型表面の圧力を簡易な関数の形で近似し、これをもとに3次元模型の応答を推定した。

まえがき

橋梁の耐風安定性の検証は主に風洞試験により行われている。風洞試験は2次元模型試験(剛体模型を用いたバネ支持試験)と3次元模型試験(構造物の全体あるいは部分の弾性模型を用いた試験)に大別される。2次元模型試験の特徴として以下の点があげられる。

- ①断面形状の基本的空力特性を調べるための簡便な方法である。
- ②中・小型風洞で試験が行え、模型や装置の製作、調整なども行いやすい。

上記のことから、2次元模型試験は経済的かつ簡便な方法と言える。しかし、

- ①構造物の振動モードの影響
- ②構造物の立体的形状の影響、たとえば、変断面橋梁のように橋軸方向に桁高が変化することによる影響
- ③風の空間的特性の影響

などの3次元効果を考慮することができない。最近では、これらの点を考慮できる3次元模型試験が行われる例が多くなってきている。一方、3次元模型試験は、

- ①大型風洞が必要である。
- ②模型の形状、重量および剛性を実構造物と相似させる必要があり、模型の製作費が高つく。

などの制約がある。現状では、2次元模型試験で断面の選定や振動発生の有無などの検討を行った後、最終的な確認は3次元模型試験により行われることが多い。しかし、試験施設、費用などの点から必ずしもすべてのケースで3次元模型試験がなされるわけではない。このような現状から今後、風洞試験による耐風性検討をより効果的に行うためには3次元的な形状および3次元的な気流の影響を把握する事が重要であると考えられる。すなわち、これらの影響が定量的に把握できれば、2次元模型試験から実構造物の応答の推定が可能となり、耐風性検証のための有効な手段になると考えられる。上記の問題を検討するため2次元模型実験と3次元模型実験を比較検討した研究^{1)~6)}が活発に行われている。しかし2次元模型と3次元模型の応答に差が生じる原因や実構造物の応答推定の精度など不明な点が多く残されており、今後の重要な課題である。

本研究は、 $B/D=2$ (B :模型の幅、 D :模型の

1) 橋梁技術部技術課 2) 橋梁技術部技術課課長

高さ)の長方形断面の橋桁で発生する渦励振について、振動モードを有することによる3次元効果に着目して模型表面の圧力の面から検討を行うものである。著者らは $B/D=2$ の長方形断面をもつ3次元模型の表面圧力の測定実験は既に行っている⁷⁾。今回、2次元模型の表面圧力の測定実験を追加して実施し、振動モードを有する3次元模型と2次元模型の表面圧力の比較を行う。これらの結果をもとに表面圧力を簡易な関数の形で仮定し、これをもとに振動モードを有する3次元模型と2次元模型の応答を推定する。また、可視化による模型周辺の流れと模型表面の圧力の関係についても考察を加える。

1. 2次元模型を使用した変動圧力測定

(1) 実験内容

模型は辺長比 $B/D=2$ の長方形断面とする。模型の長さは $L=1200\text{mm}$ である。模型の長手方向の中央の下面に9点の圧力孔を橋軸直角方向に並べて設ける。圧力孔の位置を図-1に示す。風洞は当社のエッフェル型風洞を幅1.5m、高さ2.0mの2次元風洞にして使用する。模型を風洞の吹き出し口から2.6mの位置に長辺が気流と平行になるように設置し、一様流(乱れ強度は0.9%以下)を作用させる。模型を上下方向に一定振幅で強制加振し、その時の表面圧力を測定する。模型の加振振動数は $f=3.3\text{Hz}$ である。実験時の風速と振幅の条件

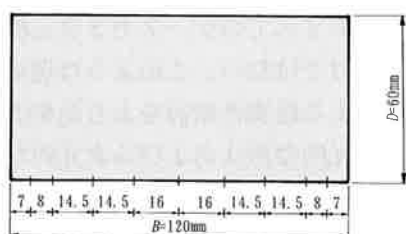


図-1 断面周りの圧力孔の位置

表-1 実験条件

振幅 A/B	設定風速 $V_{r,B} = V/fB$
0.0125	1.5, 2.25, 2.75, 7.5
0.025	1, 1.5, 2, 2.25, 2.5, 2.75 3, 3.5, 4, 4.5, 5, 5.5, 6 6.5, 7, 7.5, 8
0.0375	
<u>0.05</u>	1.5, 2.25, 2.75, 7.5
0.0625	
0.075	

注)アンダーラインは、可視化実験を行ったケースを表す。

をまとめて表-1に示す。実験条件の選定は、渦励振の発生する風速および振幅に着目して行う。模型および測定機器の設置状況を図-2に示す。圧力測定の実験時の様子を写真-1に示す。圧力測定には微差圧計(セトラ社モデル239)を使用し、スキヤニーバルブによって測定圧力孔の切り替えを行っている。変位測定には、ポジションセンサー(浜松フォトニクス社製)を使用する。また、模型表面の圧力測定結果と模型周辺の流れの関係を調べるためスモークワイヤー法によって加振時の模型断面周りの流れの様子を可視化する。実験装置の概要を図-3に示す。流動パラフィン塗布した電熱線を長方形断面の上流側、断面中央、下流側の3箇所に配置する(写真-2)。模型断面中央には、電熱線が通るほどの小さい穴が鉛直方向に開けてある。白煙によって形作られた流れの様子を模型

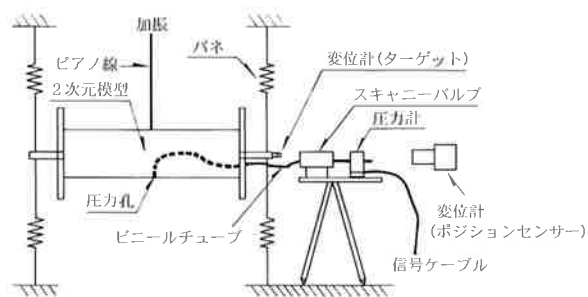


図-2 模型および測定機器の設置状況

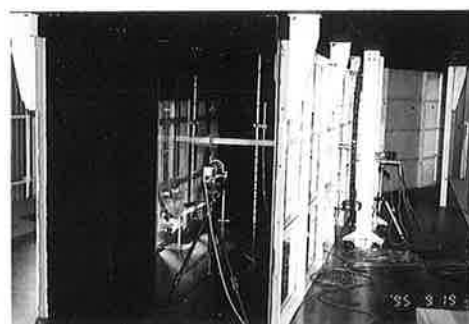


写真-1 2次元模型による圧力測定

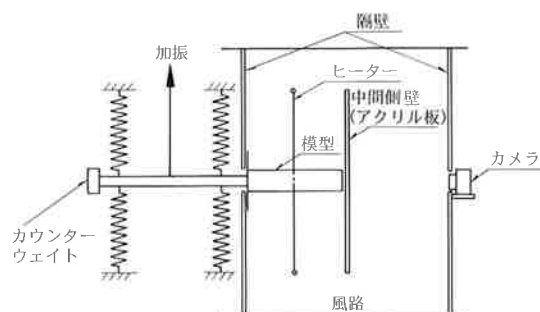


図-3 可視化実験装置の概要

の変位検出と連動したフラッシュを用いて写真撮影する。

実験ケースは、無次元振動振幅 $A/B=0.05$ (A : 模型の振動振幅, B : 模型の幅) で無次元風速 $V_{rB}=1.5, 2.25, 2.75$ で行う。ここに V_{rB} は風速 V を加振振動数 f と模型幅 B で除した値である。写真撮影のタイミングは模型の変位を $y=A\cos(2\pi ft)$ (f : 模型の振動数) と表し, $2\pi ft=0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ の位置で撮影する。

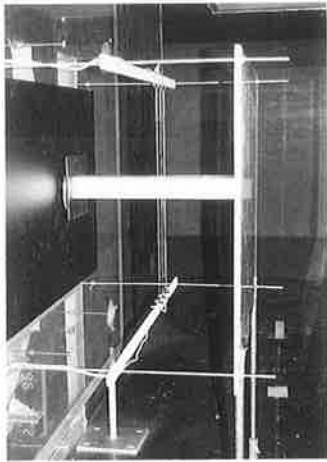


写真-2 可視化実験

(2) 実験結果

図-4に模型の変位と変動圧力の波形の一例を示す。変動圧力は変位と同周期の周波数成分が卓越している。渦励振の応答は、模型の固有振動数に近い振動数の調和的な振動であることが知られている。渦励振に着目するとき、渦励振を起こす外力となる圧力について、模型と同周期の成分のみについて考えればよい。このことから変動圧力を変位と同周期の変動圧力の振幅と変位に対する位相差で評価することとする。変動圧力係数のうち、変位と同周期の成分の標準偏差 σ_{CP} は変位と圧力の相互相関関数 $C_{py}(\tau)$ の最大値から、変位に対する位相差 ϕ は $C_{py}(\tau)$ の最大値が生じている時間のずれ量 $\Delta\tau$ から計算する(図-5)。

$$\sigma_{CP} = \frac{C_{py}|_{max}}{\sigma_y} / [(1/2)\rho V^2] \quad (1)$$

$$\phi = \frac{\Delta\tau}{T_0} \times 360^\circ \quad (2)$$

ここに、 $C_{py}(\tau)$ は相互相関関数、 σ_y は変位の標準偏差、 ρ は空気密度、 V は風速、 T_0 は模型の振動周期である。 σ_{CP} の $\sqrt{2}$ 倍は変動圧力のうち模型と同じ周期の成分の振幅に相当する。以下

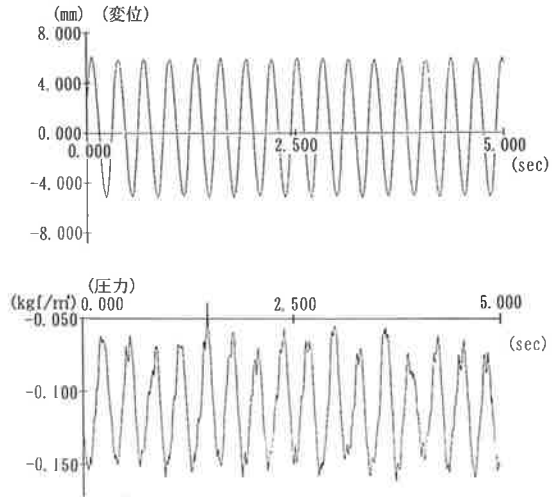


図-4 変位および圧力波形
($V/fB=2.75$, 上流側から5番目の圧力孔)

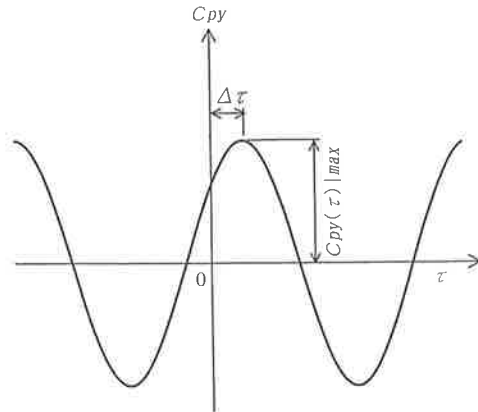


図-5 変動圧力と変位の相関関数

では簡単のため標準偏差 σ_{CP} を「変動圧力の振幅」と呼ぶこととする。

図-6に模型表面の変動圧力の振幅と変位に対する位相差を整理した結果を示す。模型の変位は鉛直上向きを正とし、圧力は圧縮を正とする。 ϕ は圧力の位相の進みを正とする。それぞれの図で横軸は模型の下側の側面を表し、0mmが上流側、120mmが下流側の角部に相当する。縦軸は変動圧力係数の標準偏差 σ_{CP} あるいは圧力の変位に対する位相差 ϕ である。

図-6を用いて、変動圧力特性について考察する。 $V_{rB}=V/fB=1.5$ では、 $A/B=0.05$ 以上で変動圧力の分布および位相の分布が変化する。これは低風速で大振幅の振動をさせた時、気流が大きく攪乱されるためと推察される。 $V_{rB}=2.25$ では、 $A/B=0.05$ 以上のとき位相特性は小振幅の時と変わらないが、変動圧力が模型前縁部で大きくなるという特徴がある。 $V_{rB}=2.75$ は渦励振の振幅

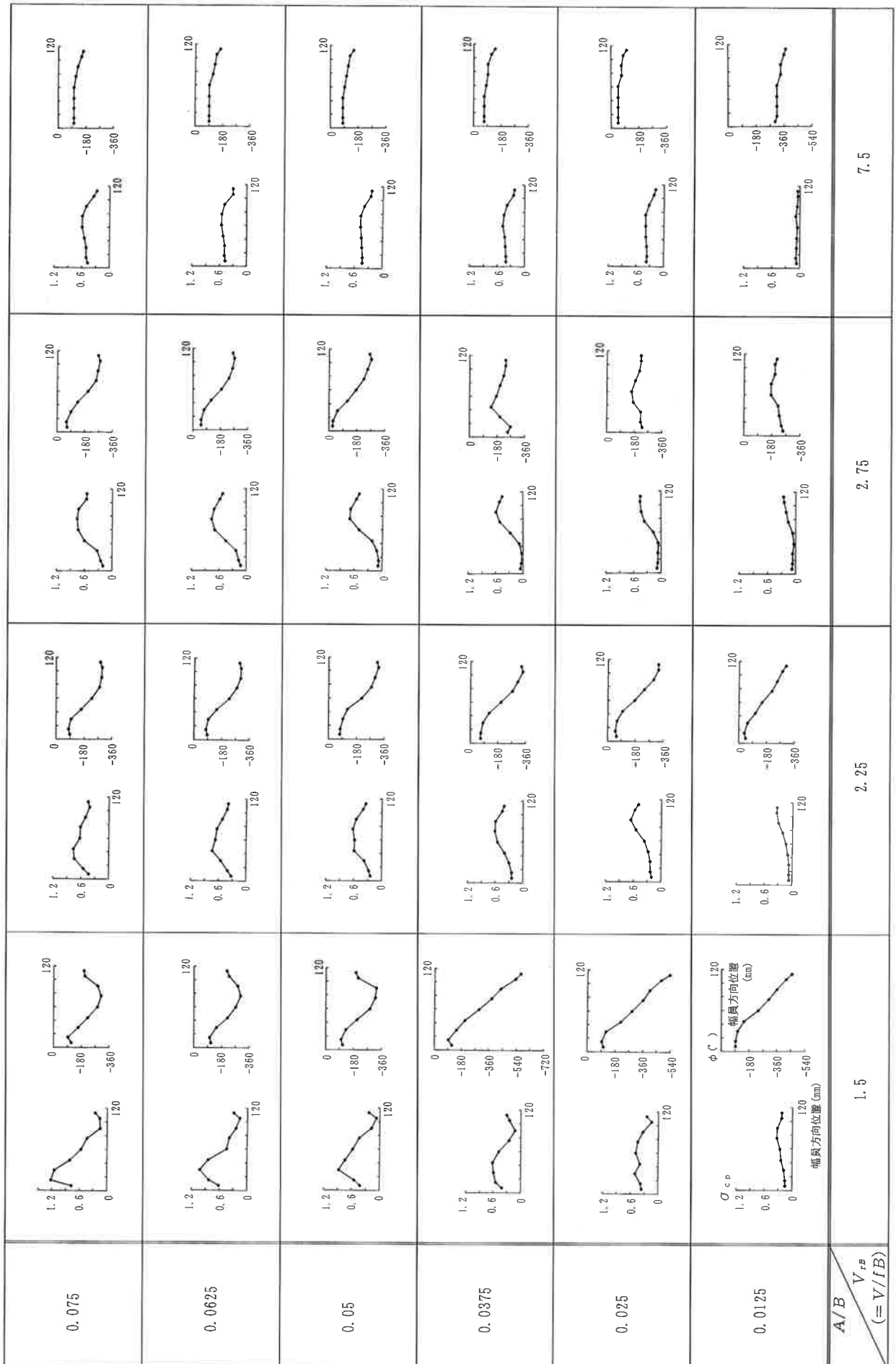


図-6 変動圧力の振幅と変位に対する位相, $B/D=2$

が最大となる風速を少し超えた風速であり，模型の静止状態からは渦励振は発生せず，ある程度の振幅を与えると渦励振が発生する風速域である（渦励振の応答－風速曲線は図-15に示す）。 $A/B = 0.0375$ 以下のときの位相特性は，渦励振の発生風速のときの圧力の位相特性に見られるような模型前縁部から下流側に行くに従い徐々に位相が減少するという位相特性とは異なっている。これは振動振幅が小さいことから前縁で発生した渦の流下が模型の振幅によって減速されず，模型の振動の1周期以内に渦が模型表面をすぎるために背圧の影響を受け易くなり，位相が変化したのではないかと推測される。 $V_{rB} = 7.5$ は，ギャロッピングが発生する風速域であり，既往の研究⁸⁾と同様，変動圧力の振幅，位相特性とも模型表面ではほぼ一定値になっている。

写真-3に $A/B = 0.05$ の時の可視化実験の結果を示す。表中の左端の図は写真を撮った時の模型の位置を示している。写真-3と図-6の模型表面の圧力測定の結果を対応させて考察する。 $V_{rB} = 1.5$ は，渦励振の発生し始める風速に相当する。模型側面に明確な渦の存在が確認できる。 $V_{rB} = 2.25$ は，渦励振の振幅が最大となる風速に相当する。模型側面の渦は小さく，模型後縁からの渦放出が強くなっていることがわかる。模型表面の変動圧力の振幅がこの模型後縁からの渦放出が強くなることによって模型前縁で小さく，模型後縁で大きくなることが考えられる。この渦放出が渦励振に大きく関わっているものと考えられる。 $V_{rB} = 2.75$ は，渦励振の振幅が最大となる風速を少し超えた風速に相当する。模型後縁からの渦放出のタイミングが $V_{rB} = 2.25$ の場合と比較すると，約 90° ずれていることがわかる。模型表面の圧力測定の結果において模型後縁の変動圧力の模型変位に対する位相が $V_{rB} = 2.25$ の時と $V_{rB} = 2.75$ の時で約 90° 程度ずれているという同様な結果になっていることがわかる。渦励振の模型後縁からの渦放出のタイミングが模型表面の変動圧力に大きく関係していると考えられる。

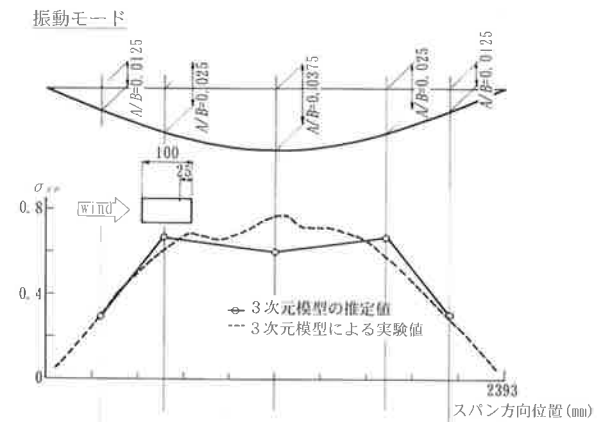
(3) 2次元模型の変動圧力からの3次元模型の変動圧力の推定

たわみ1次モードで振動中の模型に作用する圧力を，2次元模型を加振して得られた圧力測定値を用いて推定する。3次元模型に作用する圧力は，

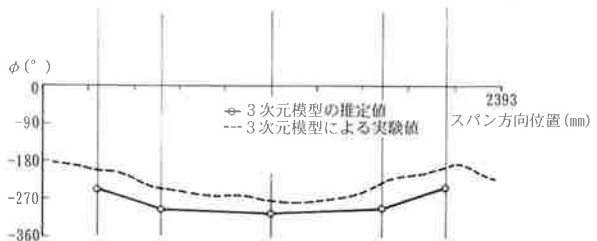
同じ風速，振幅の2次元模型に作用する圧力と等しいものとする。変動圧力の特性は振幅および変位に対する位相差で表す。振動中の3次元模型のスパン方向各測点に作用する圧力を2次元模型試験で得られた圧力から推定した結果を図-7の○印で示す。ここで，2次元模型実験および3次元模型実験は表-2のような条件のもとに実施されたものであり，ほぼ同じである。図-7(a)の横軸はスパン方向，縦軸は変動圧力の振幅，図-7(b)の横軸はスパン方向，縦軸は変位に対する圧力の位相差である。また，3次元模型による実験値⁸⁾を点線で示している。推定値と実験値に多少の差異は見られるもののほぼ一致している。このことから，3次元模型に作用する空気力を考える場合に，3次元模型のある着目点の振幅と同じ振幅で加振された2次元模型に作用する空気力をその着目点に作用させる方法，いわゆるストリップセオリーに基づく手法が適用できるものと考えられる。

表-2 実験条件

	3次元模型実験	2次元模型実験
$V_{rB} = V/fB$	2.04	2.25
A/B	0.035	0.0375



(a) 変動圧力の振幅



(b) 変動圧力の変位に対する位相差

図-7 2次元模型の変動圧力からの3次元模型の変動圧力の推定 ($V_{rB} = V/fB = 2.25$, $B/D = 2$)

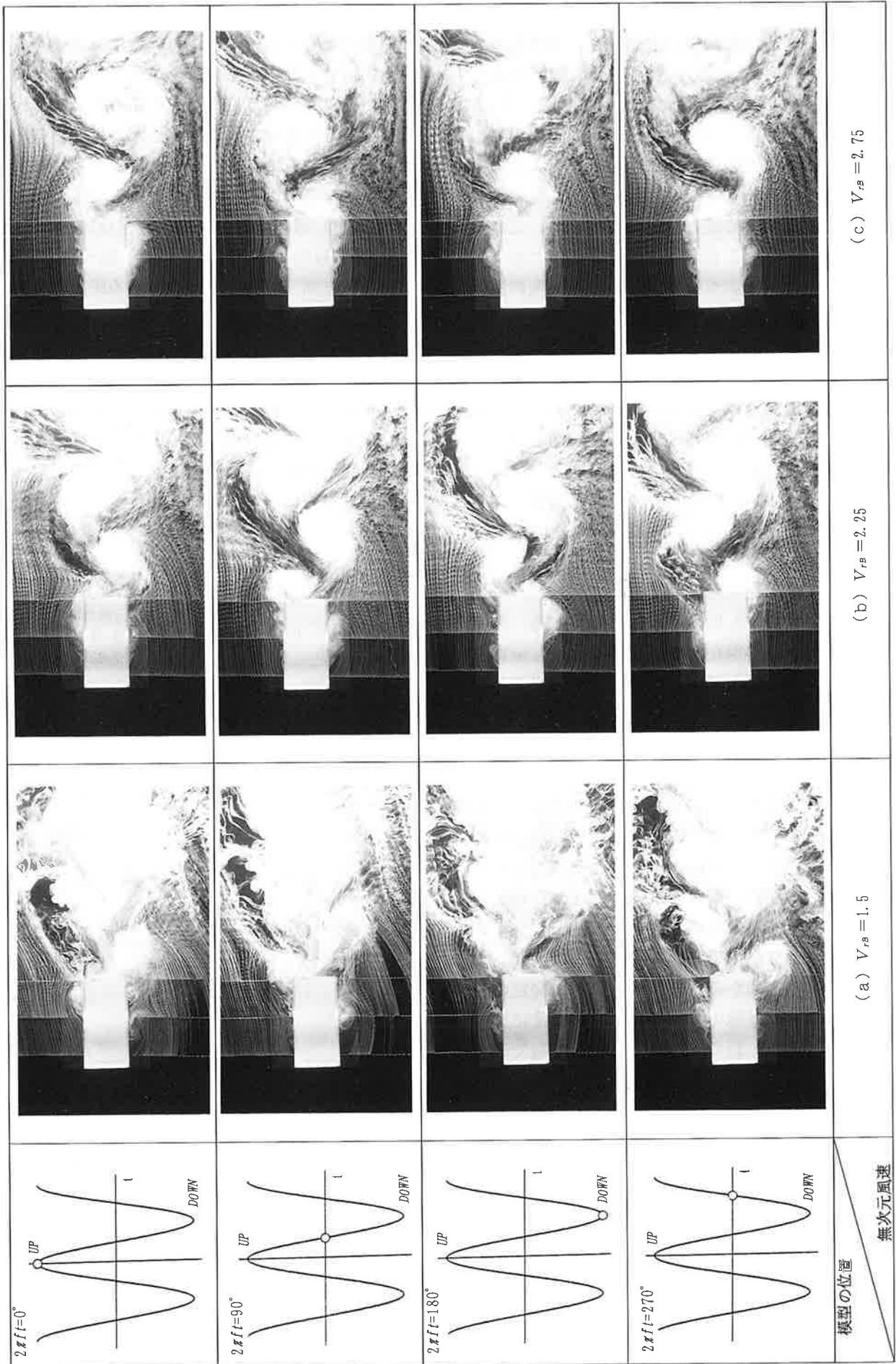


写真-3 模型周りの流れの可視化 ($A/B = 0.05$)

(4) 空気力係数(揚力係数)の計算

空気力のうち、たわみ渦励振を発生させる空気力である揚力に着目する。加振振幅が $A/B = 0.025$ の各測点の変動圧力を積分して揚力を計算する。変位 y を下式で表されるものとする。

$$y = A e^{i\omega t} \quad (3)$$

ここに、 i : 虚数単位、 ω : 模型の角振動数 ($\omega = 2\pi f$) である。揚力 L は、平均値が0で模型の変位と同じ振動数成分のみを用いることとし、次式のように表現する。

$$L = (1/2) \rho V^2 D C_L e^{i(\omega t + \phi_L)} \quad (4)$$

ここに、 ρ : 空気密度、 C_L : 揚力係数、 ϕ_L : 揚力の変位に対する位相である。

式(4)を書き換えると

$$L = (1/2) \rho V^2 D (C_{LR} + i C_{LI}) e^{i\omega t} \quad (5)$$

ここに

$$C_{LR} = C_L \cos \phi_L \quad (6)$$

$$C_{LI} = C_L \sin \phi_L \quad (7)$$

C_{LR} 、 C_{LI} は揚力係数の実数部(変位比例成分)、虚数部(速度比例成分)である。揚力の変位に対する位相差 ϕ_L は

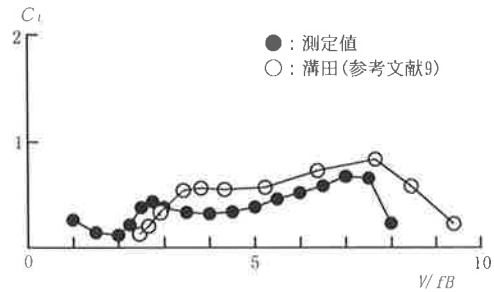
$$\phi_L = \tan^{-1} \frac{C_{LI}}{C_{LR}} \quad (8)$$

揚力係数と揚力係数の実数部、虚数部には下記の関係がある。

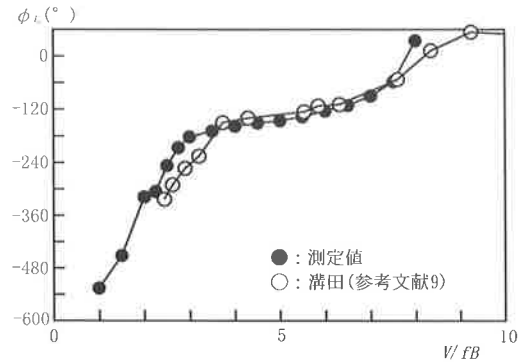
$$C_L = \sqrt{(C_{LR}^2 + C_{LI}^2)} \quad (9)$$

模型表面の圧力を積分して揚力は下式により計算される。

$$C_{LR} = \frac{\sum \sqrt{2} \sigma_{CPI} \Delta D (1/2) \rho V^2 \cos \phi_i}{(1/2) \rho V^2 D} \times 2 \quad (10)$$



(a) 揚力係数



(b) 位相差

図-8 揚力係数, $B/D=2$, $A/B=0.025$

$$C_{LI} = \frac{\sum \sqrt{2} \sigma_{CPI} \Delta D (1/2) \rho V^2 \sin \phi_i}{(1/2) \rho V^2 D} \times 2 \quad (11)$$

ここに、 σ_{CPI} 、 ϕ_i は各圧力孔の変動圧力係数の標準偏差と変動圧力の変位に対する位相、 ΔD は各圧力孔の分担幅である。

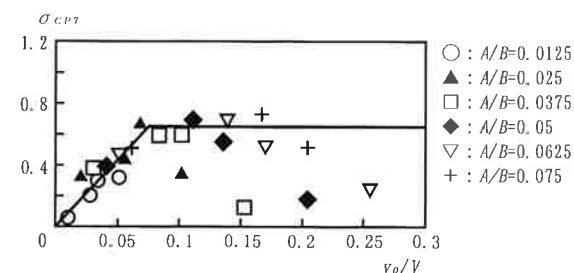
揚力係数の計算結果を図-8に示す。 $B/D = 2$ の揚力係数は溝田によっても測定されている⁹⁾。文献による結果を図-8の○印で示す。文献による値と実験結果はよく一致しており、圧力の測定結果の信頼性が確認できる。

(5) 変動圧力と相対迎角の関係

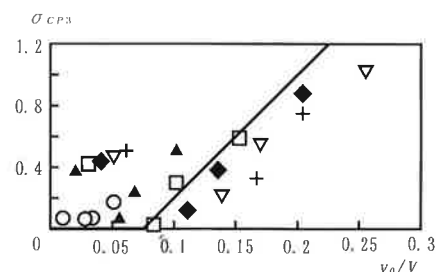
著者らは以前に3次元模型実験において渦励振が発生している時の変動圧力の振幅と変位に対する位相が相対迎角 v_o/V (v_o は模型の最大振動速度、 $v_o = \omega A$) の関数で表現できるという結果を得ている⁷⁾。2次元の圧力測定の結果を用いて同様に相対迎角の関数として整理する。2次元模型実験による変動圧力の振幅および変位に対する位相と相対迎角 v_o/V との関係を図-9に示す。実験結果の傾向をもとに作成した近似関数を実線で示す。

図-9(a)は上流側から7番目の圧力孔の変動圧力の振幅である。図より σ_{CP} は相対迎角 v_o/V が0から0.075付近まで直線的に増加し、 v_o/V が0.075以上では一定値になる傾向が見られ、図中の実線で示す関数に近似できると考えられる。実線からはずれている実験値はギャロッピングの生じている風速域の実験結果であり、ここでは渦励振の応答を扱っているので除外している。

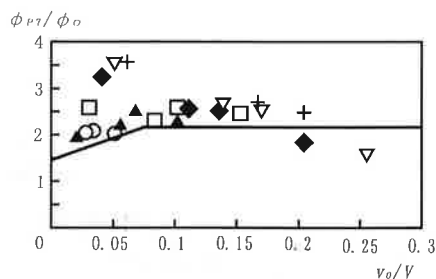
図-9(b)は上流側から3番目の圧力孔の変動圧力振幅と相対迎角との関係を表したものである。 v_o/V が小さい場合は σ_{CP} は小さく、 v_o/V が大きくなるに従い急激に大きくなり、図-9(a)とは異なる傾向である。ここで近似した実線からはずれている実験値は、渦励振の発生し始める風速で強制的に振幅を与えた時の実験結果であり、渦励振の応答が発生する風速と振幅の条件からはずれているので除外している。



(a) 変動圧力の振幅と相対迎角の関係 (上流側から7番目の圧力孔)



(b) 変動圧力の振幅と相対迎角の関係 (上流側から3番目の圧力孔)



(c) 変動圧力の変位に対する位相と相対迎角の関係 (上流側から7番目の圧力孔)

図-9 変動圧力と相対迎角の関係

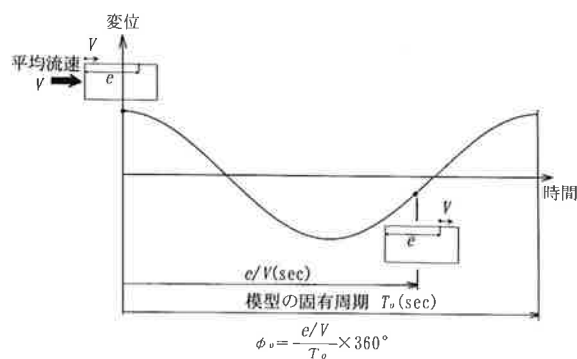


図-10 換算位相角 ϕ_o の定義

図-9(c)は上流側から7番目の圧力孔の変動圧力の変位に対する位相と相対迎角との関係を表したものである。縦軸は換算位相角 ϕ_o に対する比で示している。換算位相角 ϕ_o は流体粒子が平均流 V で流下するとして模型の前縁から圧力孔までの距離 e を移動する時間と模型の振動周期 T_o との比を角度に換算した値である(図-10)。 ϕ_o の計算は下記の式による。

$$\phi_o = \frac{e/V}{T_o} \times 360^\circ \quad (12)$$

近似関数からはずれている実験値は図-9(b)と同様、渦励振の発生し始める風速で強制的に振幅を与えた時の実験結果である。

図-9(a)～図-9(c)より、2次元模型による変動圧力においても、3次元模型の場合と同様に変動圧力の振幅および変位に対する位相を相対迎角 v_o/V の関数として表すことができるものと考えられる。

2. 3次元長方形断面模型の応答の推定

2次元模型による風洞実験から3次元模型の応答を推定できれば、耐風性検証のための有効な手段となる。渦励振は既往の研究^{8,10,11)}によりその発生メカニズムはほぼ解明されている。単純梁に強制外力が作用する場合、スパン中央の応答は2次元模型の応答の $4/\pi$ 倍であることが理論的に計算できる。また、3次元効果に関する既往の研究^{2,6)}によれば、単純梁の1次の振動モードをもつ3次元模型のスパン中央の応答は2次元模型の応答より若干大きくなることが実験的に示されている。しかし、発生風速や風速と応答値の関係は明らかにされていない。ここでは振動モードを

有することによる3次元効果が応答に及ぼす影響に着目して2次元模型による模型表面の変動圧力の測定結果をもとに模型表面の圧力を相対迎角の関数として簡易な形で仮定し、これを用いて振動モードをもつ3次元模型の応答の推定を行う。

(1) 変動圧力分布の近似

1節(5)で述べた結果をもとに以下のように変動圧力の振幅と変位に対する位相を v_o/V の関数として近似する。近似関数を図-9(a)~図-9(c)の実太線で示す。

1) 変動圧力の振幅

a) 模型前縁部(図-9(b))

$$0 \leq v_o/V < 0.075 \text{ の時}$$

$$\sigma_{CP3} = 0$$

$$0.075 \leq v_o/V \text{ の時}$$

$$\sigma_{CP3} = 8(v_o/V - 0.075)$$

b) 模型後縁部(図-9(a))

$$0 \leq v_o/V < 0.075 \text{ の時}$$

$$\sigma_{CP7} = 8.66(v_o/V)$$

$$0.075 \leq v_o/V \text{ の時}$$

$$\sigma_{CP7} = 0.65$$

c) 模型表面の変動圧力振幅の分布

前縁側25%の区間と後縁側25%の区間を上記で近似した値を用い、中間部は直線補間する(図-11)。

2) 変動圧力の変位に対する位相

a) 模型後縁側の位相を図-9(c)に示すように近似する。

$$0 \leq v_o/V < 0.075 \text{ の時}$$

$$\phi_{P7}/\phi_o = 9.5(v_o/V) + 1.46$$

$$0.075 \leq v_o/V \text{ の時}$$

$$\phi_{P7}/\phi_o = 2.17$$

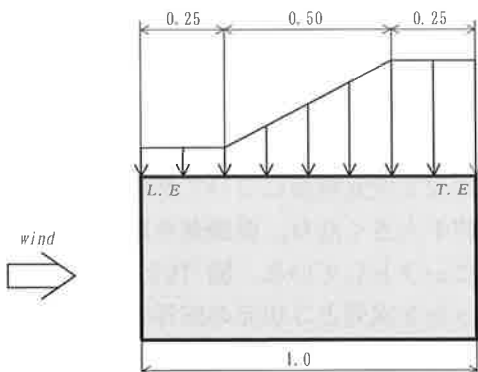


図-11 模型表面の変動圧力振幅の近似

b) 模型表面の変動圧力の変位に対する位相 図-9(c)の位相を前縁から75%の位置とし、その他の位置の位相を線形補間する(図-12)。

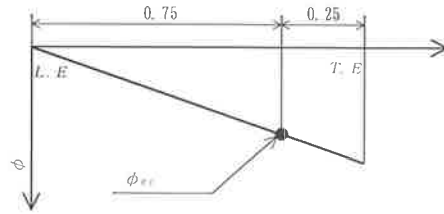


図-12 模型表面の変動圧力の変位に対する位相の近似

上記1), 2)で近似した変動圧力の振幅と変動圧力の変位に対する位相差を用いて、振動振幅 $A/B=0.025$ の時の揚力係数の速度比例成分 C_{Li} を計算した結果を、図-13の破線で示す。図中の●印は圧力測定実験より計算した実験値を表している。計算値と実験値は比較的良好に一致しており、近似の妥当性が確認できる。

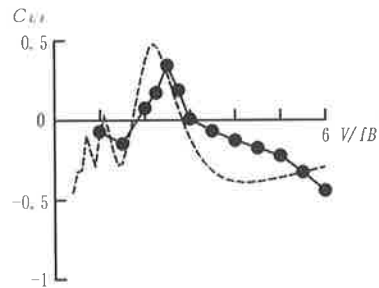


図-13 揚力係数の速度比例成分

(3) ストリップセオリーによる3次元模型の応答の算定

3次元模型の応答のたわみ変位 y を次のように表す。

$$y = \phi(x) q(t) \tag{14}$$

ここに、 $\phi(x)$ は振動モード関数、 $q(t)$ は基準座標である。3次元模型があるひとつの振動モードで振動しているときの運動方程式は

$$\ddot{q} + 2\omega_s h_s \dot{q} + \omega_s^2 q = \frac{\int L \phi dx}{\int m \phi^2 dx} \tag{15}$$

ここに、 ω_s は無風時の固有円振動数

h_s は 構造減衰(減衰定数)

L は 揚力

m は 単位長さ当たりの質量

模型の振動が $q(t) = \bar{q} e^{i\omega t}$ で表されるとする。 ω は有風時の固有円振動数であり ω_s とは区別している。揚力 L に式(5)を用いる。式(15)の右辺は、

$$\begin{aligned} & \frac{(1/2) \rho V^2 D}{\int m \phi^2 dx} \left\{ \int C_{LR} \phi dx + \int i C_{LI} \phi dx \right\} e^{i\omega t} \\ = & \frac{(1/2) \rho V^2 D}{\int m \phi^2 dx} \left\{ \frac{\int C_{LR} \phi dx}{\bar{q}} \bar{q} e^{i\omega t} + \frac{\int C_{LI} \phi dx}{\omega \bar{q}} i \omega \bar{q} e^{i\omega t} \right\} \\ = & \frac{(1/2) \rho V^2 D}{\int m \phi^2 dx} \left\{ \frac{\int C_{LR} \phi dx}{\bar{q}} q + \frac{\int C_{LI} \phi dx}{\omega \bar{q}} \dot{q} \right\} \end{aligned} \quad (16)$$

式(16)を式(15)に代入して整理すると、

$$\begin{aligned} \ddot{q} + \left(2 \omega_s h_s - \frac{(1/2) \rho V^2 D \int C_{LI} \phi dx}{\int m \phi^2 dx \omega \bar{q}} \right) \dot{q} \\ + \left(\omega_s^2 - \frac{(1/2) \rho V^2 D \int C_{LR} \phi dx}{\int m \phi^2 dx \bar{q}} \right) q = 0 \end{aligned} \quad (17)$$

式(17)の \dot{q} の係数を $2 \omega h$ とおくと

$$2 \omega h = 2 \omega_s h_s - \frac{(1/2) \rho V^2 D \int C_{LI} \phi dx}{m_{eq} \omega \bar{q}} \quad (18)$$

ここに、一般化質量 $m_{eq} = \int m \phi^2 dx$ である。 $2 \omega h$ の符号が、正、0、負をとるとき振動形態は、減衰、定常、発散となる。対数減衰率 $\delta = 2 \pi h$ を用いて書き換えると、

$$\delta = \frac{\omega_s}{\omega} \delta_s - \frac{\pi \rho V^2 D \int C_{LI} \phi dx}{2 m_{eq} \omega^2 \bar{q}} \quad (19)$$

ここに、 δ_s は構造減衰(対数減衰率、 $\delta_s = 2 \pi h_s$) である。

δ は有風時の対数減衰率であり、 $\delta \leq 0$ のとき振動が発生する。すなわち、 $\delta = 0$ で定常振動となる。計算のフローチャートを図-14に示す。 C_{LI} は図-9(a)~図-9(c)の実太線で表した変動圧力の近似に基づき式(11)を用いて計算する。揚力が振幅の関数であるので、基準関数の振幅 \bar{q} を仮定して揚力を求め、式(19)の対数減衰率 δ を算定する。 δ が0となるような振幅 \bar{q} を試行計算により求める。その結果を用いて3次元模型の振幅 $y = \phi(x) \bar{q}$ が求められる。 $\delta \leq 0$ となる振幅 q が存在しない時は振動は発生しないことを意味している。

(4) 計算結果と考察

渦励振の応答の計算を $B/D = 2$ の一様断面をもつ3次元模型と $B/D = 2$ の2次元模型について行う。計算時の模型の構造減衰は $\delta = 0.01$ に設定する。図-15に計算結果を示す。破線は振動モードが $\phi(x) = 1$ として計算したもので、すなわち2次元模型の応答を計算したことになる。実線はたわみ1次振動モードを考慮して3次元模型の応答を推定した計算結果である。3次元模型の計算結果は2次元模型について計算した結果より振幅が若干大きくなり、振動発生風速域はやや低風速側にシフトしている。図-16と図-17は、著者らが行った2次元と3次元の応答結果である。計算による応答曲線の特徴は実験結果と非常に似かよっている。また、3次元模型の渦励振の発生風速域が低風速側にシフトするという傾向も計算結果

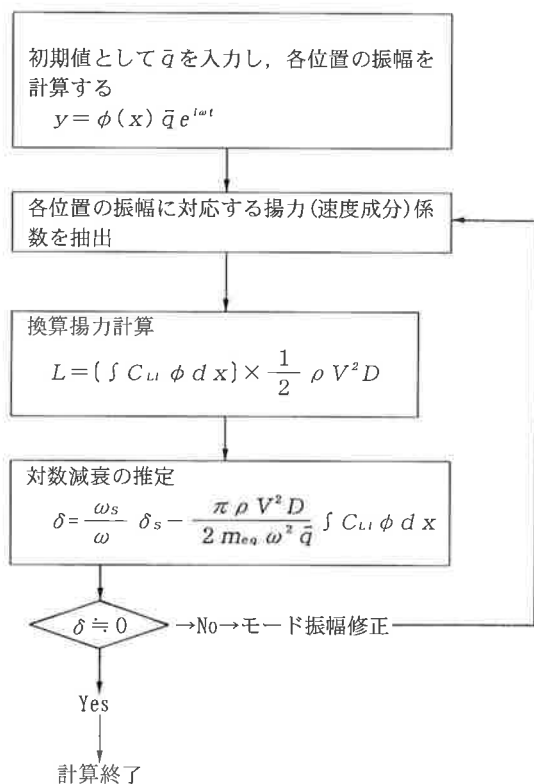


図-14 ストリップセオリー計算フロー

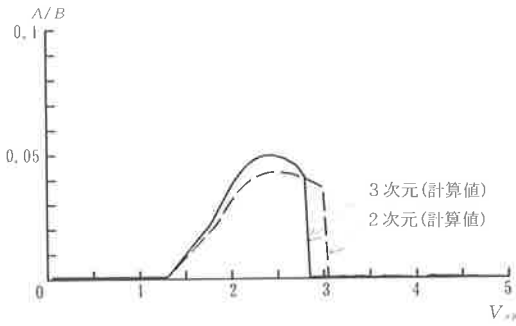


図-15 一様断面模型での渦励振の応答の推定 (3次元の値はモードの最大値)

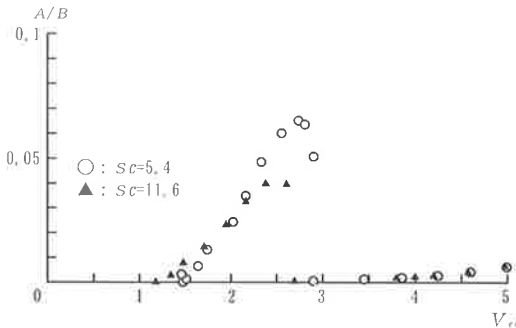


図-16 2次元模型の応答 ($B/D=2$)

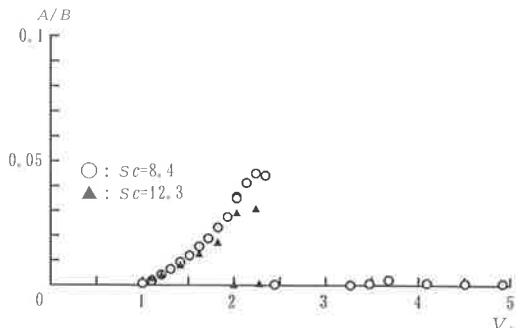


図-17 3次元模型の応答 ($B/D=2$) (値はモードの最大値)

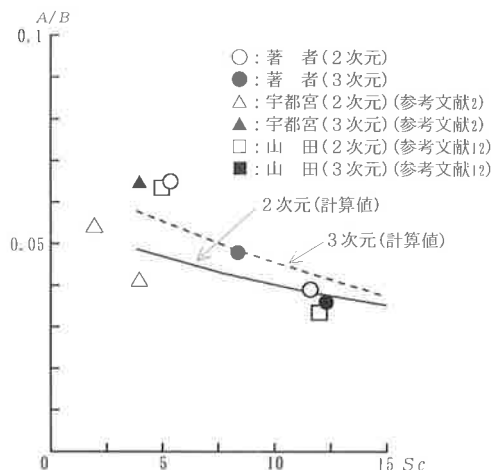


図-18 構造減衰を変化させたときの渦励振の最大振幅

と同じである。構造減衰を変化させたときの渦励振の最大振幅の計算結果を図-18に示す。横軸は構造減衰と質量比を乗じたスクルーン数 ($2m\delta_s/\rho BD$)であり、縦軸は振動片振幅の最大値を模型の幅 B で無次元化したものを表している。図中に宇都宮²⁾、山田¹²⁾、著者ら(図-15, 16)の実験結果を合わせて示す。白抜き記号は2次元模型による実験結果、黒塗りの記号は3次元模型による実験結果である。風洞実験の結果は、最大振幅は2次元と3次元で同じであるか、あるいは3次元による結果の方が若干大きくなっている。計算結果についても3次元の最大振幅が2次元より若干大きくなるという結果が得られている。実験結果と計算結果は同様の傾向であり、本研究における応答振幅の推定の妥当性が確認できる。

3. まとめ

本研究で得られた結果をまとめて以下に示す。渦励振が発生する風速域において3次元模型による変動圧力と2次元模型による変動圧力は比較的良好に一致している。このことより3次元模型に作用する空気力を考える場合に3次元模型のある着目点の振幅と同じ振幅で加振された2次元模型に作用する空気力をその着目点に作用させる方法、いわゆるストリップセオリーに基づく手法が適用できるものと考えられる。

渦励振発生時の変動圧力の振幅および変位に対する位相差は相対迎角の関数として表現できた。

このような変動圧力の測定結果をもとに長方形断面をもつ模型表面の変動圧力の分布を相対迎角の関数で表し、それを用いて2次元模型の応答を推定した。また、ストリップセオリーを用いて3次元模型の応答もあわせて推定した。これらの計算結果は実験結果とよく一致している。このことから、3次元模型の応答推定の一方法として本方法が有効に使用できると考えられる。

あとがき

本研究では、 $B/D=2$ の長方形断面の渦励振を取り上げて振動モードを有することによる3次元効果に着目して検討を行った。今回の検討により、2次元模型で得られた表面圧力の特徴を用いて3次元模型の応答推定の可能性を示すことがで

きた。今後さらに詳細に検討し、その精度を高めることが必要と考える。また、この方法の橋梁断面への応用についても確認する必要があると考える。

最後に、本研究を進めるにあたって終始懇切なご助言、ご指導を頂いた立命館大学小林紘士教授に感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 宇都宮英彦・長尾文明・畠山圭司：部分模型の有効性に関する基礎的研究，日本風工学会年次研究発表会，1985.
- 2) 宇都宮英彦・長尾文明・畠山圭司：充腹断面の空力不安定現象に関する風洞実験における2，3の考察，第8回風工学シンポジウム，1984.
- 3) 武田勝昭・藤澤伸光・園部好洋：基本矩形断面の鉛直たわみ応答振幅-2，3次元風洞実験結果の相互比較，土木学会第38回年次学術講演会，I-286，1983.
- 4) 園部好洋・武田勝昭：2，3次元実験における渦励振たわみ応答振幅の比較，土木学会第39回年次学術講演会，I-276，1984.
- 5) 園部好洋・武田勝昭：タウトストリップ実験における圧力の空間相関について，土木学会第40回年次学術講演会，I-222，1985.
- 6) 武田勝昭・園部好洋・橋本光行：渦励振応答振幅の推定に関する実験的考察，第9回風工学シンポジウム，1986.
- 7) 細見雅生・木場和義：変断面3次元模型の風による応答および圧力特性，駒井技報，Vol. 11，1992.
- 8) 小林紘士：風による長大橋の限定振動に関する研究，大阪大学博士学位論文，1978.
- 9) 溝田武人：一様流中で振動する角柱まわりの流れと流体力に関する実験的研究，九州大学博士学位論文，1984. 3.
- 10) 白石成人・松本勝：充腹構造断面の渦励振応答特性に関する研究，土木学会論文報告集，No. 322，1982. 6.
- 11) 中村奉治・渡辺公彦：H型断面柱の低風速励振について，土木学会第34回年次学術講演会概要集，1979. 10.
- 12) 構造基本断面の空力特性(その2)，日本風工学会誌，No. 38，1989. 1.