

# 構造基本断面の空力弾性振動の数値流体解析

嶋田 健司 若原 敏裕 大野 浩  
(技術研究所) (技術研究所) (土木本部)

## Numerical Simulation of the Aeroelastic Vibrations of Fundamental Bluff Bodies

by Kenji Shimada, Toshihiro Wakahara and Hiroshi Ohno

### Abstract

In this paper possibility of the computational fluid dynamics as a design tool to evaluate the aeroelastic instability of tall buildings and bridges is discussed. Flow past a rectangular cross-sections exhibits flow separation and reattachment. Also a various kinds of aerodynamic instability can occur depending on its bluffness ratio. Because of this nature, rectangular cross-sections is regarded as an aerodynamically fundamental cross-section. In this paper modified  $k-\epsilon$  model is presented and it is demonstrated that, using nature of the RANS model properly, even two-dimensional analysis can simulate those aerodynamic characteristics adequately. Especially, using its advantage in its portability, various aerodynamic instabilities are successfully simulated in a wide range of bluffness ratio through the comparisons between previous experimental researches. From the investigation, it is concluded that it can be applied to the selection of the aerodynamically favorable cross-section at the primary stage of the design process and aerodynamic modification on the designed cross-section utilizing the benefit of the analysis in which spatial variation of the flow and pressure field are easy to extract.

### 概要

本論文では高層建築物や橋梁といった風の影響を受けやすい構造物の空力不安定振動を調べる手段としての数値流体解析の可能性について述べる。矩形断面を過ぎる流れは、剥離と再付着を伴う。また辺長比に応じて再付着のパターンが変化するため断面には多様な空力不安定振動が発現する。このことにより矩形断面は構造物の空力の性質を調べる上で基本的な断面であるといえる。本論文では修正型 $k-\epsilon$ モデルを取り上げ、RANSモデルの性質をうまく利用することで、2次元解析によってでもそれらの空力特性が再現されることを示した。特にその高速性を活かして種々の空力不安定振動現象が、広範な辺長比領域で実際に再現しえることを既往の風洞実験結果との綿密かつ網羅的な比較を通して示した。これらの結果を踏まえて本解析を耐風設計の実務と対比するとき、設計初期段階での断面選定への応用や、流れ場や圧力場が可視化できる数値流体解析の利点を活かして断面に対する耐風性安定化対策への適用の可能性が見出せた。

### § 1. はじめに

矩形断面は高層建築物や橋梁等の構造物に見られる基本的な断面形状であり、その空力性状を詳しく調べることはこれら構造物の空力設計にとって重要である。矩形断面は非流線型であるため、断面前縁から剥離したせん断層と後流渦の挙動が流体力発生の主要な原因となる。断面前縁から剥離したせん断層や、後流に放出される渦の挙動は断面辺長比により異なるため、抗力係数、揚力係数および放出渦の周期性を表わす Strouhal 数は、断面辺長比  $B/D$  ( $B$ : 流れ方向の長さ、 $D$ : 見つけ幅) により複雑に変化することが知られている。これらの空力特性を把握しようとする場合に用いられている流体解析手法は大別して Navier-Stokes 方程式をそのまま扱う方法 (direct simulation) となんらかの平均化を施した平均

化 Navier-Stokes 方程式を扱うものに分けられる。現在のところ後者はさらに、subgrid-scale モデルと RANS モデルによる方法に分類される。ところで、direct simulation および subgrid-scale モデルを用いる方法はいずれも 3次元解析であり、流れと直角となる断面軸方向に格子分割を行う必要がある。これらの手法で得られる結果は、十分な空間解像度が保証された場合においてのみ有意であるため、一般に多くの記憶容量や計算時間を必要とする。それに対して RANS モデルによる方法は、高 Reynolds 数域においても 2次元解析を行うことができる。これはスパン方向変動を均質 (homogeneous) な乱流と仮定すると、スパン方向平均とアンサンブル平均は等価であるとみなすことができることによる。この考え方に基づき、Franke & Rodi(1991)<sup>1)</sup> は応力方程式モデルと wall function の組み合わせにより、一様流中における

B/D=1.0の矩形断面柱の2次元非定常解析を行い、Strouhal数と平均抗力係数について精度よく再現できることを示した。一方、標準k-εモデルでは非定常な渦放出を十分には再現できないことを示した。この原因は村上・持田ら(1988)<sup>2)</sup>によって等方渦粘性近似による乱流エネルギー生産項のノルマル成分の過大評価にあることが指摘されていた。この点に関しKato & Launder(1993)<sup>3)</sup>はimpinging領域における流れのirrotationalityに着目し、乱流エネルギーの生産項を過度テンソルと歪み速度テンソルの積により修正して表わした生産項修正型k-εモデルを提案した。そしてB/D=1.0の矩形断面柱に適用し、空力特性値や乱流統計量に大きな改善がなされることを示した。

ところで、現在までのところRANSモデルの矩形断面柱への適用のほとんどは完全剥離型断面であるB/D=1.0に限られている。しかし図-1に示すように空力振動の発生は断面を過ぎる流れのパターン、すなわち矩形断面の辺長比に依存する<sup>4)</sup>。したがって現状のRANSモデルがこれらの多様な現象に関してどの程度まで再現性を有するかを検証することはRANSモデルの今後の発展に向けた改善にとって重要である。以下本論文では、RANSモデルとして2方程式型モデルである修正型k-εモデルによる2次元解析を取り上げ、一様流中にある矩形断面柱の空力特性を中心に、RANSモデルの適用性について検討する。これらを通して2次元解析であることの高速度を活かしてさまざまな空力振動現象が実際に再現しえることを示し、また同時に2次元解析であることの制約についての検証を行う。以下、本論文は以下のような構成となっている。

1. 静止状態における  $0.6 \leq B/D \leq 8.0$  の矩形断面の空力特性予測
2. 並進1自由度弾性支持された矩形断面の渦励振およびギャロピングの再現性
3. ねじれ1自由度弾性支持された断面の渦励振お



図-1 流れのパターンと発生する空力振動<sup>4)</sup>

よびねじれフラッターの再現性

4. より扁平な矩形断面 ( $5 \leq B/D \leq 20$ ) の非定常空気力の予測による連成フラッターへの適用性
5. 実橋梁断面 (2箱桁断面) を想定した非定常空気力の予測

## § 2. 解析手法

Reynolds 平均された非圧縮性 Navier-Stokes 方程式は式(1)のように表される。

$$\frac{DU_i}{Dt} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left( P + \frac{2}{3}k \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (v + v_t) \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] \quad (1)$$

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( v + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \epsilon \quad (2)$$

$$\frac{D\epsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( v + \frac{v_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + (C_{\epsilon_1} P_k - C_{\epsilon_2} \epsilon) \frac{\epsilon}{k} \quad (3)$$

ここに  $v_t$  は渦粘性係数で  $v_t = C_\mu k^2 / \epsilon$  と表わせる。平均化を施す際、スパン方向に関して  $\partial \langle \phi \rangle / \partial x_3 = 0$ 、すなわちスパン方向に均質、かつ  $U_3 = 0$  であるとする。式(1)は2次元となる。式(2)および式(3)中の各モデルパラメータは、 $C_\mu = 0.09$ 、 $C_{\epsilon_1} = 1.44$ 、 $C_{\epsilon_2} = 1.9$ 、 $\sigma_k = 1.0$ 、 $\sigma_\epsilon = 1.3$  で標準k-εモデルのものと同一である。 $P_k$  は乱流エネルギー  $k$  の生産項である。ここでは流れのirrotationalityに着目して生産項を式(4)のように修正した生産項修正型モデル<sup>3)</sup>を用いた。

$$P_k = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \sqrt{\frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2} \sqrt{\frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2} \quad (4)$$

物体境界近傍では従来のk-εモデルでは経済性の観点から物体境界近傍には多くの格子点をとらずに wall function (一般化対数則) を仮定する方法がとら

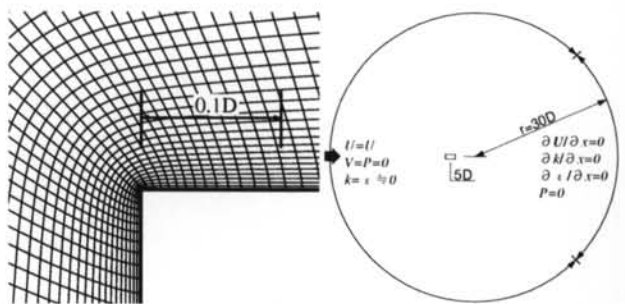


図-2 物体近傍の計算格子、解析領域と境界条件

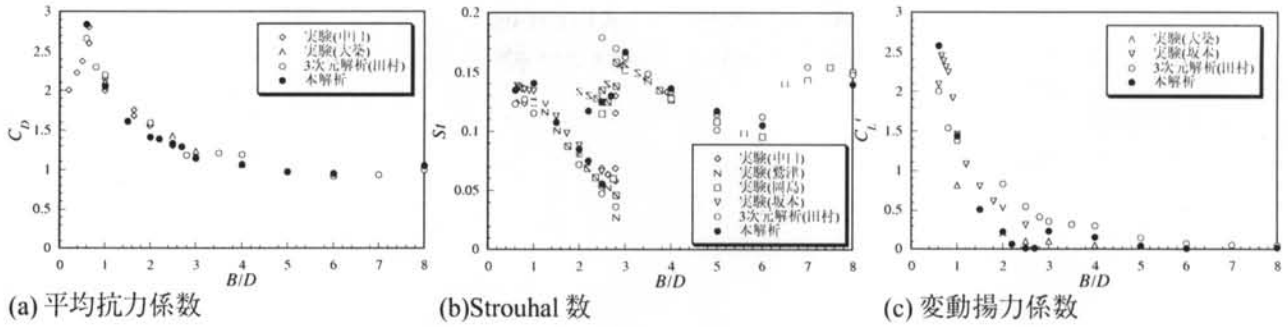


図-3 静止状態における空力特性の辺長比による変化<sup>7)</sup>

れている。しかし矩形断面柱まわりの流れ場のように剥離や再付着が生じる場合、一般化対数則は流れ場の近似精度が低い。そこで本解析では以下に示す低 Reynolds 数型 1 方程式モデル<sup>5,6)</sup>(以下、two-layer モデルとよぶ)を用いた。

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{l_e}, \quad \nu_t = C_\mu k^{1/2} l_\mu \quad (5)$$

$$l_\mu = C_l y \left[ 1 - \exp\left(-\frac{R_{e_c}}{A_\mu} \frac{25}{A^*}\right) \right], \quad l_e = \frac{C_l y}{1 + 5.3/R_{e_c}} \quad (6)$$

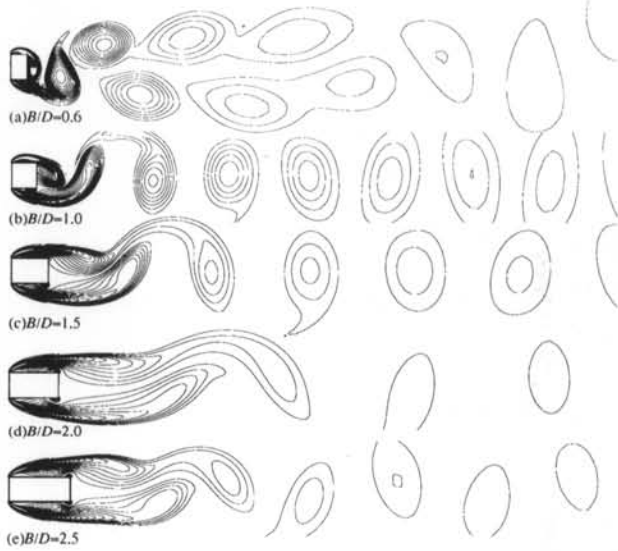
ここに、 $C_l = \kappa C_\mu^{-3/4}$ 、 $A_\mu = 50.5$ 、 $A^* = 25$ である。Two-layer モデルの特徴は  $l_e$  と  $l_\mu$  が乱流 Reynolds 数  $Re_y (=k^{1/2}y/\nu)$  の関数になっているため、流れの Reynolds 数効果を表現できる点である。Two-layer モデルは物体近傍の 3 メッシュを目安に適用した。また、剥離せん断層をできるだけ忠実に解像するために、境界適合格子を用いることで物体境界近傍に可能なかぎり格子を集中させた。以上の方程式系を一般座標系により定式化し差分法により解いた。解法は MAC 法に準じ、圧力は圧力に関する Poisson 方程式を解くことにより求める。流速成分の輸送方程式の移流項には 3 次精度風上差分を、 $k$  と  $\varepsilon$  の輸送方程式の移流項には 1 次精度風上差分を用いた。時間に関しては Euler の陰解法を用いた。解析領域は半径 30D の円でありその中心から 5D 風上に物体を配置した (図-2)。格子分割は  $200 \times 200 (B/D \leq 1)$  および  $320 \times 200 (1 < B/D \leq 8)$  とした。Reynolds 数は  $Re = 2.2 \times 10^4$  とした。振動の解析は Runge-Kutta 法により行った。

### § 3. 解析結果

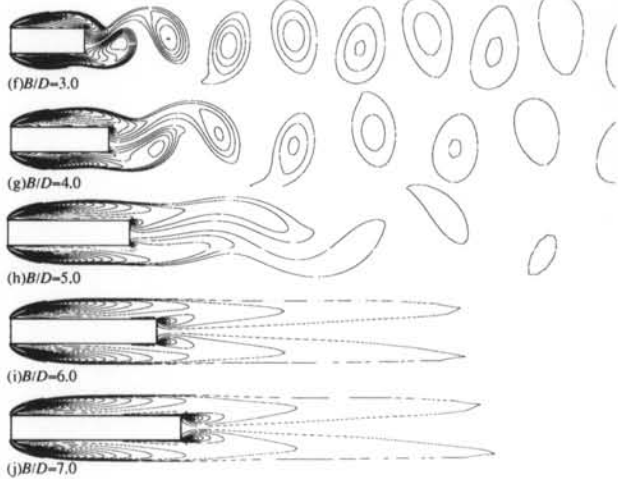
#### 3.1 静止断面の辺長比による空力特性の変化

図-3 には平均抗力係数、変動揚力係数 (periodic 成分によるもののみ) ( $C_D = F_D/qD$ 、 $C_L' = \sigma_{FL}/qD$ 、 $q = (1/2)\rho U_\infty^2$ 、 $\rho$ : 空気密度) および変動揚力のスペクトル

#### 【完全剥離型】



#### 【周期的再付着型】



#### 【定常的再付着型】



図-4 静止状態における種々の辺長比を有する断面まわりの流れ場(瞬間渦度・最大揚力時)<sup>7)</sup>

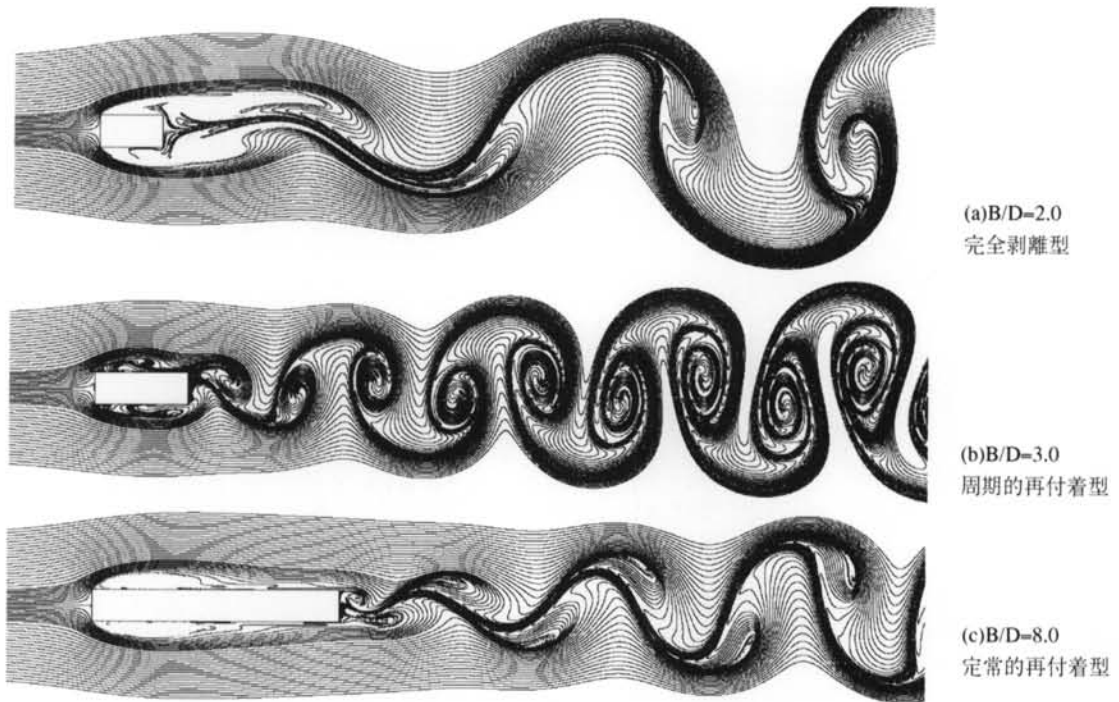


図-5 静止状態における種々の辺長比まわりの流れ場（流脈）<sup>7)</sup>

から求められた Strouhal 数 ( $St=fD/U_{\infty}$ ,  $f$ : 変動揚力スペクトルの卓越振動数) の辺長比による変化を示す。本解析結果は、平均抗力係数および Strouhal 数に関しては実験値および 3次元解析結果とよく一致している。変動揚力係数に関してはこれらより小さな値を示す。以上に示した空力特性を流れ場と関連づけて考察するために、図-4には本解析により得られた主な断面周りの瞬間渦度場を示す。一般に、3次元非定常解析の場合には、側面付近の流速の3次元変動に起因する微細な渦構造が見られる。それに対して RANS モデルを用いた本解析結果はこのような微細な渦は見られない。これはアンサンブル平均からのずれとしての微細な流速変動は乱流として取り扱われ、その効果は渦粘性として取り込まれ、結果的に小さな渦として陽的には現れてこないためである。図-5には特徴的な辺長比、すなわち渦放出周期が最も長くなる  $B/D=2.0$ 、Strouhal 数が極大値を示した直後の  $B/D=3.0$  および定常的再付着となる  $B/D=8.0$  の断面の流脈を示す。再付着等の側面上での流れの様子を見る場合、渦度よりも流脈が適していることがわかる。

### 3.1.1 完全剥離型断面について ( $B/D < 2.8$ )

完全剥離型の断面ではいずれも極めて規則正しくかつはっきりした後流渦放出が見られる (図-4(a~e))。  $B/D=2.0$  までは角柱背後への渦の巻き込み位置は辺長比が大きくなるにしたがい角柱から遠ざかり、同時に Strouhal 数も小さくなる傾向がある。  $B/D=2.0$  では他の断面に比べ剥離せん断層の角柱背後への巻

き込みが特に弱くなる。また、放出された渦の間隔は他の断面に比較して大きく、Strouhal 数が小さい (渦の放出周期が長い) ことに対応している (図-5(a))。

### 3.1.2 再付型断面について ( $2.8 < B/D \leq 8.0$ )

$B/D=3.0$  の断面に関しては、本解析では Strouhal 数が 0.167 まで急激に大きくなることに伴い、渦放出間隔は急激に狭くなり、非常に明瞭な渦放出が再び見られるようになる。また、剥離バブルが上側面と下側面に周期的に形成される。

本解析によって得られた辺長比  $B/D=6.0$  の渦度コンター (図-4(i)) を見ると物体から遠く離れた後流で弱い揺動は認められるものの、断面近傍の流れ場はほとんど対称であり、他の断面に比較して後流渦放出は明らかに弱い。この点に関して、Nagao *et al.*<sup>8)</sup> は実験により  $B/D=6.0$  の断面周りの流速のスペクトルが広帯域でかつ明確なピークを持たないことを示している。また田村ら<sup>9)</sup> は 3次元非定常解析によって  $B/D=6.0$  の変動揚力のスペクトルには渦放出に伴う明確なピークが見られないことを示している。本解析によって得られた結果に渦放出が見られず、渦度場が対称に近いのはこれらの例にも示されているように渦放出が微弱なためである。本解析は 2次元解析にも関わらず、この周期的再付着から定常的再付着への移行段階において渦放出が抑制される領域があることを極めて明瞭に再現している。  $B/D=8.0$  では新たに後縁からの渦放出が見られるようになり (図-4(j))、Strouhal 数は再び大きくなる。流脈 (図-

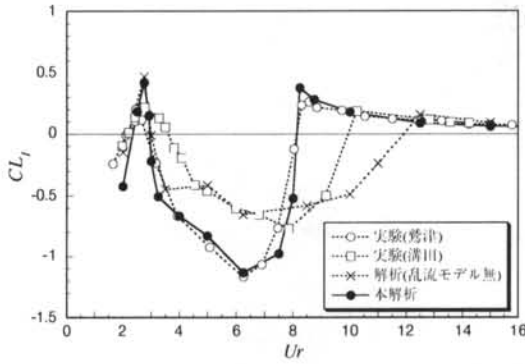


図-6 B/D=2 の非常空気の速度同相成分<sup>11)</sup>

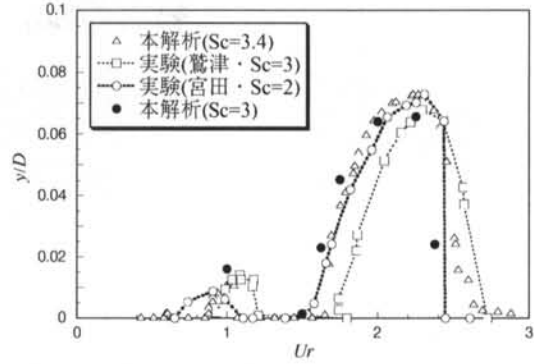


図-9 B/D=4 断面の自由振動応答 (並進)<sup>13)</sup>

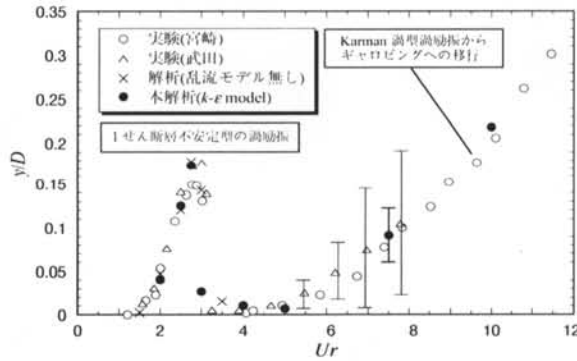


図-7 B/D=2 断面の自由振動応答 (並進)<sup>11)</sup>

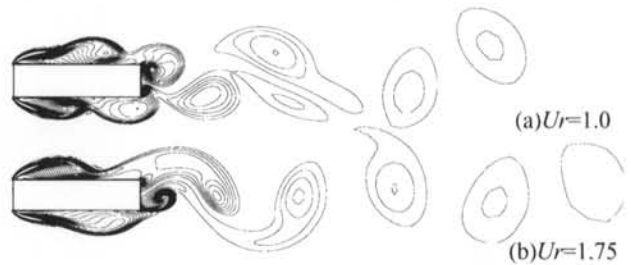


図-10 B/D=4 断面の1せん断層不安定型渦励振<sup>13)</sup>

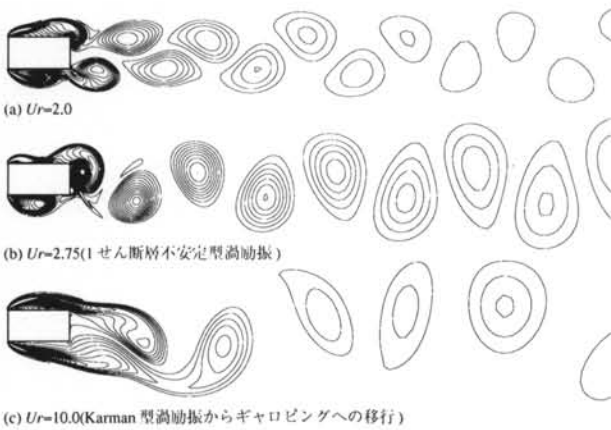


図-8 並進振動する B/D=2 断面の流れ場 (瞬間渦度)<sup>12)</sup>

5(c)からは両側面上の前縁側に明確な剥離バブルが定在して形成され、前縁から剥離した流れが両側面に定常的に再付着していることが認められる。

### 3.2 並進1自由度弾性支持された断面の振動

B/D=2.0の矩形断面柱は時間平均的には完全剥離型に属するが、剥離せん断層の側面への非定常な再付着を伴うことから再付着型にも属する。したがってその空力弾性挙動ではそれぞれに特徴的であるギャロピングおよび自己励起型渦励振を呈し、数値

計算によって空力弾性振動を再現する上でも興味ある辺長比であるといえる。図-6には並進の強制加振(加振振幅0.1D)による非常空気を示すが、乱流モデルを用いない2次元解析<sup>10)</sup>では1せん断層不安定型渦励振に対応する空気力は再現されるものの、ギャロピングに対応する空気力は再現されなかった。この場合、ひとつの解決策として3次元解析が考えられる。ところで、空力弾性振動の評価では、確率統計量が一定になるまでに無次元時間で数百からの解析を行う必要がある。さらに無次元風速および質量減衰比等の構造パラメータを種々に変える必要もあり、3次元解析によってこれらをパラメトリックに行うことは現状の一般的な計算機環境では実用的にはかなりの負荷とならざるをえない。これに対し、2次元解析でも修正型k-εモデルにより乱流拡散の効果を適切に取り入れた本解析では1せん断層不安定型渦励振が発現するUr=2.5近辺とギャロピング領域のUr>7.5で加振振動数成分の速度同相成分は正になっており振動発現の可能性を示し、既往の実験結果ともよい対応を示している。図-7には弾性支持された場合の応答解析結果および既往の実験結果を無次元風速( $Ur=U/f_0B$ ,  $f_0$ :固有振動数)と無次元振幅y/Dの関係について示す。渦励振はScruton数( $Sc=2m/(\rho BDH) \cdot 2\pi h$ , H:スパン方向長さ, m:質量, h:減衰定数)によって整理されるが、ギャロピングの応答振幅は例えば準定常理論によれば質量比にも依存する。したがって渦励振からギャロピングに至る一連の比較を行うためには、質量比と減衰定数がそれ

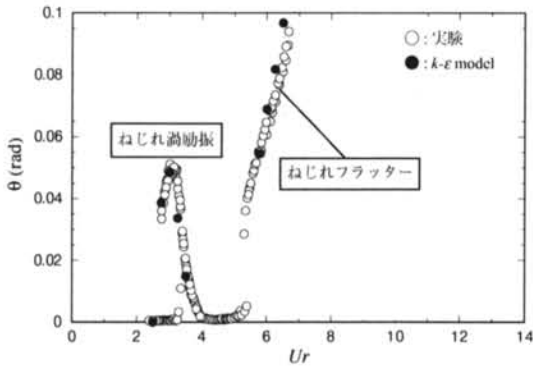


図-11 B/D=2断面のねじれ自由振動応答<sup>15)</sup>

それぞれ明らかである必要がある。解析結果は既往の実験結果とこれらの量をそろえて比較した。図-8には主な無次元風速における最大振幅時の瞬間渦度場を示す。

図-8(a)には  $Ur=2$  の流れ場を示すが、渦放出は振動周期に同期し始めており、静止時とは全く異なる様相を呈している。 $Ur=2.75$  では  $y/D=0.175$  で1せん断層不安定型渦励振が最大振幅となる。このとき後縁で形成される強い渦度を持つ後縁2次渦が存在する(図-8(b))。この渦は角柱前縁からの側面流下渦と融合し後流に放出される。渦励振時では渦の側面の流下が空気力生成にとって重要になることがわかる。このように  $Ur=2.75$  では角柱まわりの流れのパターンは他の振動時とは完全に異なっている。 $Ur=5$  付近から立ち上がる振動はKarman渦型の渦励振であると考えられる。 $Ur=5 \sim 8$  では固有振動数と揚力のKarman渦成分の振動数とが近く、振動波形にはビートが見られるようになる。このとき図-7には解析によって得られた振幅の変動幅も示すが、実験結果にもこの領域では振幅が変動する様子が示されている。 $Ur=10$  では応答はさらに大きくなるが、本解析ではScruton数が小さいため、渦励振はそのままギャロピングに移行している。ギャロピング時では1せん断層不安定型渦励振時とは異なり、側面上での前縁剥離渦の強い巻き込みはなく、剥離せん断層の揺動が空気力生成にとって重要になっていることがわかる(図-8(c))。

図-9には  $B/D=4$  の応答を示す。一般に1せん断層不安定型の渦励振は  $Ur=1.67/n$  ( $n$ :整数) で表される無次元風速で発現することが知られている<sup>14)</sup>。これによれば  $Ur=0.83$  と  $1.67$  に渦励振が見られることになるが、解析結果には実験結果と同様にこれらに対応した渦励振が明瞭に現れている。このときの流れ場を図-10に示す。側面上には  $Ur=1.75$  では大きな1つの渦が見られるが、 $Ur=1$  では2つの渦が見られる。

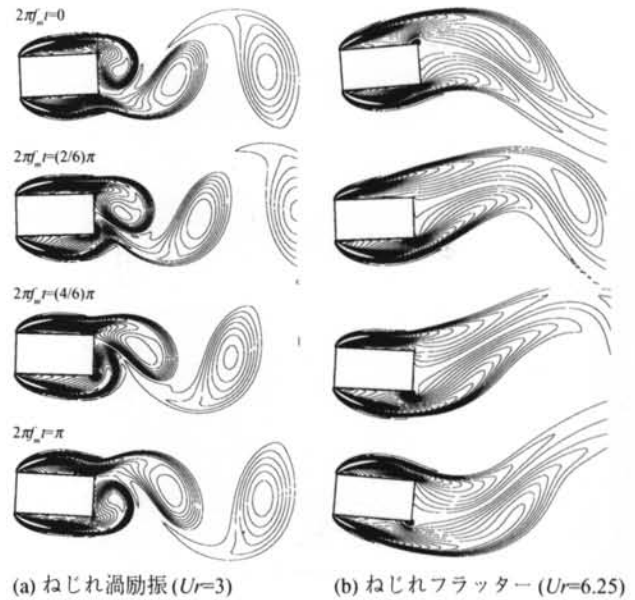


図-12 B/D=2断面のねじれ渦励振時およびねじれフラッター時の流れ場(瞬間渦度)<sup>15)</sup>

### 3.3 ねじれ1自由度弾性支持された断面の振動

ねじれ振動としては、ねじれの渦励振、ねじれフラッターが生じる。ねじれフラッターは周期的再付着型の断面に生じる発散型の振動で、旧Tacoma Narrows橋の落橋の原因となったことでも知られ、前節のギャロピングと同様に風速の増加とともに振動が増大する。

図-11には  $B/D=2$  の実験と解析結果の比較を示す。 $Ur=3$  付近で2せん断層不安定型の渦励振が見られ、 $Ur=5$  付近からは発散型のねじれ振動、すなわちねじれフラッターが観察される。これは質量や減衰が小さい場合に生じる。図-12(a)にはこのときの流れ場(振動0.5周期間の瞬間渦度場)を示す。前節で示した1せん断層不安定型の渦励振では風上端部付近で強い前縁剥離渦の形成が見られたのに対し、図-12(a)の2せん断層不安定に起因するねじれの渦励振では風下側の物体直後で強い渦の巻き込みは見られるものの風上端部付近での強い前縁剥離渦の形成は見られない。図-12(b)にはねじれフラッター時の流れ場を示す。ねじれフラッター時では前節で示したギャロピングの場合と同様に、剥離せん断層の揺動が空気力生成に重要となっていることがわかる。

### 3.4 辺長比5~20の扁平矩形断面の非定常空気力

断面がさらに扁平になり辺長比が5を超えるようになっても、渦励振は依然生じる。実際、多くの橋梁断面がこのような辺長比領域に属するが、設計的

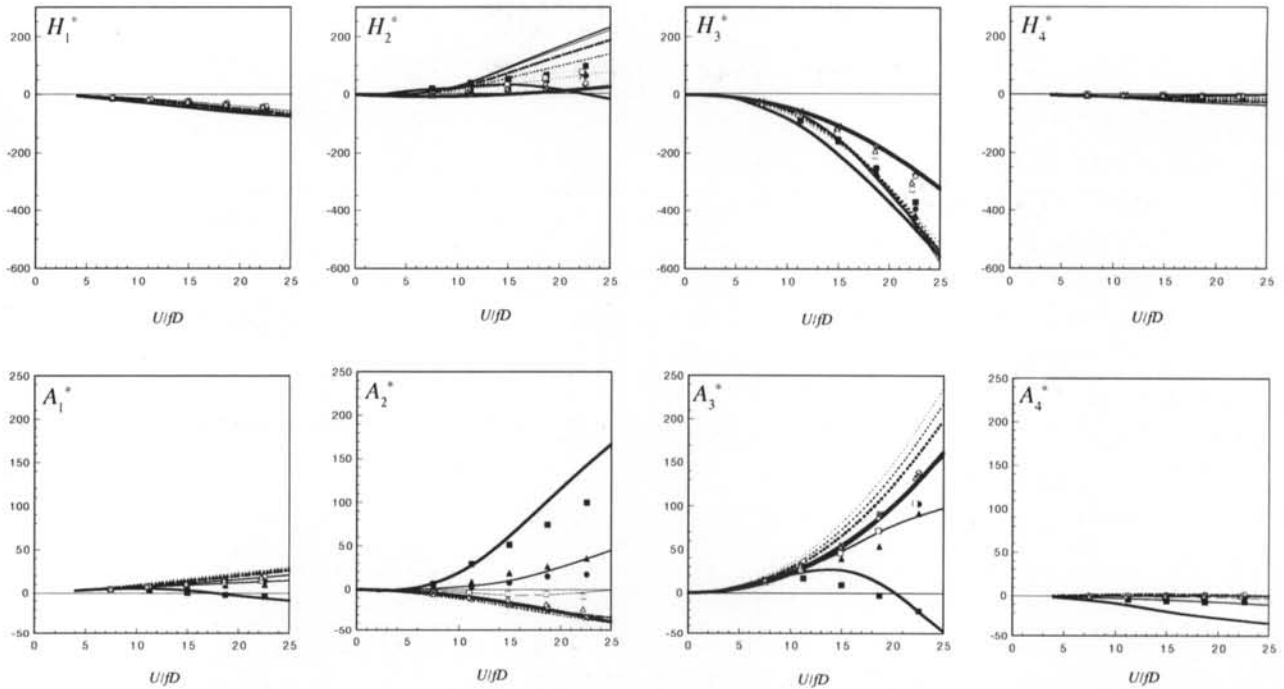


図-13 非定常空気力係数 (並進:  $z/B = \pm 0.025$ , ねじれ:  $\theta = \pm 2^\circ$ )<sup>15)</sup> ■:  $B/D=5$ , ▲:  $B/D=8$ , ◆:  $B/D=10$ , □:  $B/D=12.5$ , △:  $B/D=15$ , ◇:  $B/D=20$  (以上, 松本<sup>16)</sup>), 本解析結果 —:  $B/D=5$ , —:  $B/D=8$ , —:  $B/D=10$ , - - -:  $B/D=12.5$ , - - -:  $B/D=15$ , - - -:  $B/D=20$ , —: 平板 (Theodorsen)

観点から見ると渦励振は風速と振幅について限定的振動であり使用性において問題となるものの、実際の橋梁を考えたとき耐風設計的に第一に問題になるのが並進とねじれの2自由度のフラッター(連成フラッター)である。本節ではこのいわゆる連成フラッター時の空気力の再現性について検討する。

設計的にはフラッター解析を行い、連成フラッターの発現風速が設計風速内にないことを照査する。一般にこの目的のために、運動方程式右辺の空気力は振動速度と変位に同相な成分で近似的に表される(付録1参照)。この際現れる8つの非定常空気力係数は、風洞実験により並進とねじれをそれぞれ独立に微小振幅で強制的に加振し(強制振動実験)、このとき得られる空気力から同定される。以下、本節ではこの部分を数値解析にて置き換え、解析によって得られる非定常空気力係数の妥当性を吟味する。

図-13には  $B/D=5 \sim 20$  の矩形断面の非定常空気力係数の解析結果を松本らによる風洞実験結果<sup>18)</sup>と共に示す。ここではこの中で特に係数  $A_2^*$  に着目することにする。 $A_2^*$  はねじれの振動速度に比例する空力減衰を表すもので、 $A_2^* > 0$  の場合、負減衰を表し、ねじれ1自由度の不安定振動の発現を示す。 $A_2^*$  は  $B/D=5 \sim 10$  ぐらいまでは正でねじれ1自由度の不安定振動の発現の可能性を示している。それ以上辺長比が大きくなると負となり、ねじれ1自由度の不安定

振動は生じない。このような傾向は本解析によっても再現されていることがわかる。

図-14には瞬間流線を示す。各断面の側面の風上

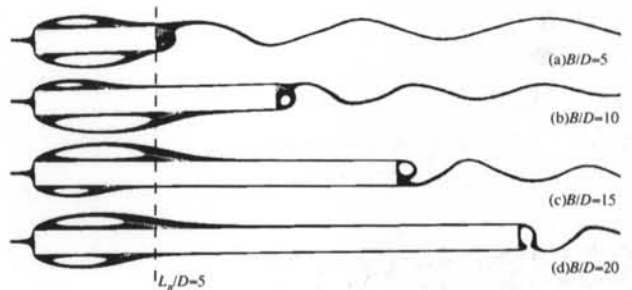


図-14 種々の辺長比のねじれ強制振動中における流れ場(瞬間流線、ねじれ加振:  $\theta = \pm 2^\circ$ )<sup>17)</sup>

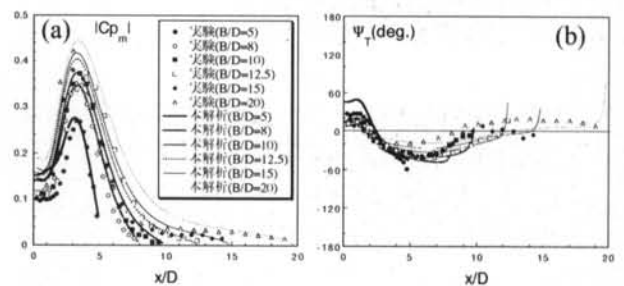


図-15 種々の辺長比の矩形断面の非定常風圧分布(ねじれ加振:  $\theta = \pm 2^\circ$ ) (a)非定常風圧の振幅、(b)加振変位との位相差

部分には、剥離バブルが定在している。剥離バブルの大きさは辺長比が変化しても大きくは変わらず、およそ  $L_b/D=5$  である。また剥離バブルの中心は概ね  $L_c/D=3.5$  にある。これらのことから側面上の非定常風圧分布を前縁からの距離  $x/D$  で整理すると、図-15に示すように辺長比にはほぼ関係なく表せ、既往の研究結果をよく再現する。

### 3.5 平板の非定常空気力

以上のように本解析手法は  $0.6 \leq B/D \leq 20$  の広範な辺長比を有する矩形断面において、それらの空力特性をよく予測できる。ところで近年の超長大橋ではさらに辺長比が大きな断面が考案されているが、そのような扁平な断面は流線形に近い。本節ではこのような場合として平板の空気力を考える。

図-16には微小振幅で振動する平板の非定常空気力係数を示す。図中には平板翼理論から Theodorsen 関数を用いて求められた理論値 (付録2参照) をあわせて示す。係数  $H_2^*$  の高無次元風速域でやや理論値との開きが見られるものの、解析結果は理論値と全体的に良い一致を示している。特に、係数  $H_4^*$  を見ると  $Ur \rightarrow 0$  のとき付加質量効果で  $H_4^* \rightarrow 0$  とならないような微妙な点をも再現されている点は興味深い。

図-17には静止時の平板の迎角に対する平均空気力係数の変化を示す。迎角  $6^\circ$  を超えるあたりから、ポテンシャル流を仮定している理論値は実験値とはずれてくる。これは剥離が生じ始めるためである。一方、解析結果は静止時の空気力においても実験結果と良い一致を示している。

### 3.6 2箱桁断面の非定常空気力

以上に見てきたように、本解析手法は単独矩形断面の空力特性の再現性についてはよい精度を有することが確認できた。ところで、より経済性に優れた新しい橋梁形式のひとつの例としてフェアリング付きの箱桁断面 (図-18) が検討されている<sup>20)</sup>。本節ではこの断面を取り上げ、より実際の橋梁断面に近い断面への可能性を検討する。本節ではまず最初に、前節までの扁平矩形断面への適用結果を踏まえ、扁平矩形断面がタンデム配置された場合の非定常空気力について示す。続いてフェアリング付きの1箱桁および2箱桁断面について検討する。

#### 3.6.1 領域分割法

2箱桁断面の解析ではトポロジー的には複数物体を取扱うことになる。通常このような場合、非構造格子を用いるか構造格子ではマルチブロック法か重合格子を用いる。本解析では重合格子による領域分割法を用いた。図-18には2箱桁断面の解析の際に

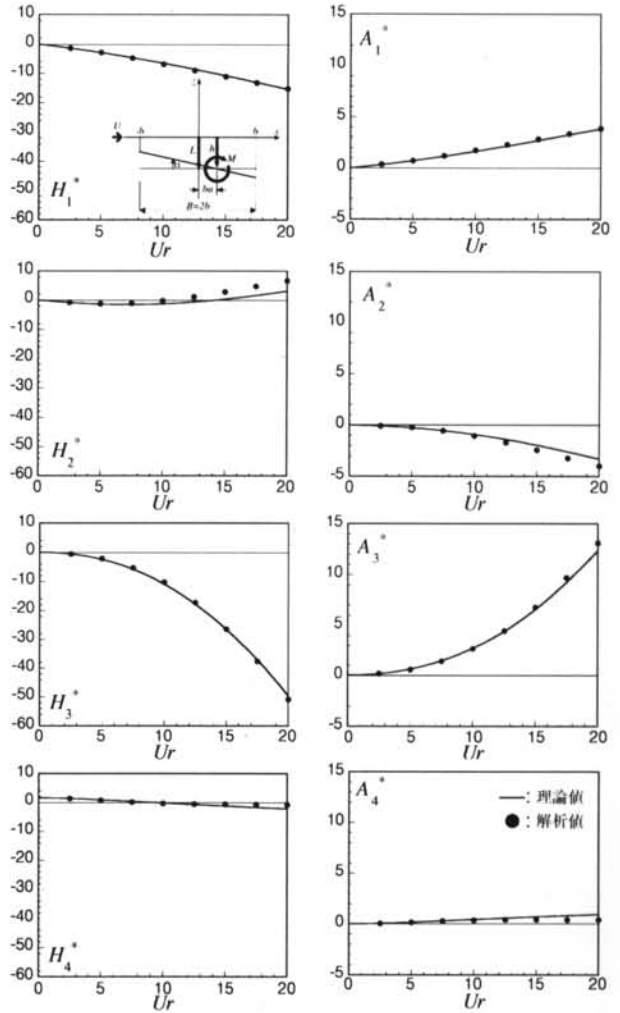


図-16 平板の非定常空気力係数 (並進:  $z/B = \pm 1/200$ 、ねじれ:  $\theta = \pm 0.5^\circ$ )<sup>19)</sup>

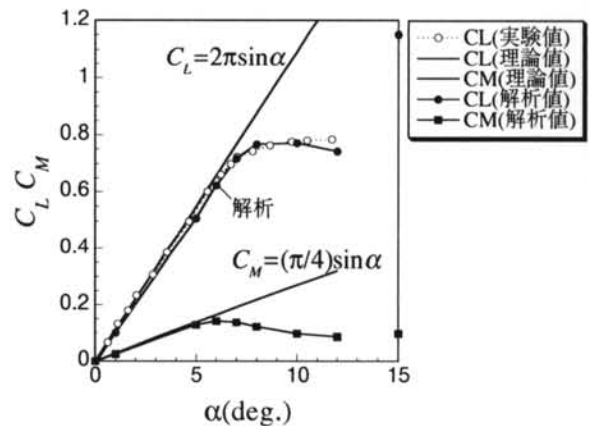


図-17 迎角による揚力係数とモーメント係数の変化<sup>19)</sup>

用いた解析格子を示す。格子系は風上断面を形成している領域1の上に風下断面を形成している領域2が重なっている。この場合、解析手順としては、まず領域2の外部境界条件を領域1の値から内挿によ



り求め、領域2の解析を行う。一方、領域2の下になっている領域1の格子点上の値は領域2の値を用いて更新する。このときフラグを用いた置換によればプログラム中で条件文を用いずに効率よく値の置き換えが行え、高速性を損なうことがない。SOR法を例にとれば以下のようなになる。

$$p_1^{n+1(k)} = \mu \times (p_1^n + \omega \times \delta p_1^{(k)}) + (1 - \mu) \times \phi_2^{n+1(k)} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \phi_2^{n+1(k)} = & (1 - \xi) \times (1 - \eta) \times p_{2,i,j}^{n+1(k)} + \xi \times (1 - \eta) \times p_{2,i,j}^{n+1(k)} \\ & + \xi \times \eta \times p_{2,i+1,j}^{n+1(k)} + (1 - \xi) \times \eta \times p_{2,i,j}^{n+1(k)} \end{aligned} \quad (8)$$

ここに、 $p_1$ 、 $p_2$ ：それぞれ領域1および領域2の物理量、 $\mu$ ：値の置き換えに関するフラグで、考えている領域1の点が領域2の下にある時 $\mu=0$ 、そうでない場合は $\mu=1$ 、 $\delta p_1$ ： $p_1$ のSOR法の反復修正量、 $\omega$ ：SOR法の加速緩和パラメータ、 $k$ ：反復回数、 $n$ ：時間ステップである。また、 $\phi$ は式(8)のようなBi-linearの補間により求めた。 $\xi$ 、 $\eta$ は一般座標系における座標変換された計算面上の座標成分を表す。

### 3.6.2 タンデム配置された $B/D=20$ 矩形断面

図-19には $B/D=20$ 、断面間隔 $L=0.5B$ の非定常風圧分布について示す。松本らによる実験<sup>21)</sup>は5つの異なる無次元風速について行われているが、解析結果は無次元風速による違いをよくとらえている。このときの流れ場を図-20に示す。風上断面の後端部から明瞭な渦放出が認められる。風下断面の前面部に衝突した渦は風下断面の前縁からの剥離渦と融合し側面を流下していることから、風下断面の前縁付近ではかなり複雑な流れ場が形成されていることが考えられる。しかし本解析は2次元解析であるにも関わらず実験結果をよく再現している。

### 3.6.3 フェアリング付き箱桁断面

次に図-18に示したようなフェアリングを有する箱桁断面を検討する。なお解析の検討にあたって行った風洞実験条件を表-1に示す。

図-21に解析で得られた瞬間渦度を示す。1箱桁断面では断面に沿って流れが見られ、後流にも渦放出はなく、全体として流線形断面に近い流れ場になっている。一方、2箱桁断面でもフェアリングの存在によって流れは断面に沿って流れているものの、風上断面の風下端から非常に明瞭な周期的な渦放出が認められる。この様子は前項で示した $B/D=20$ の矩形断面に似ているがそれよりも一層顕著である。これは側面上の渦度分布からわかるように風上端のフェアリングの存在により境界層の発達が矩形断面に比べて小さく、その結果として開口部においてより大きな速度勾配が発生するためと考えられる。また、風下端のフェアリングの存在により風下後流部

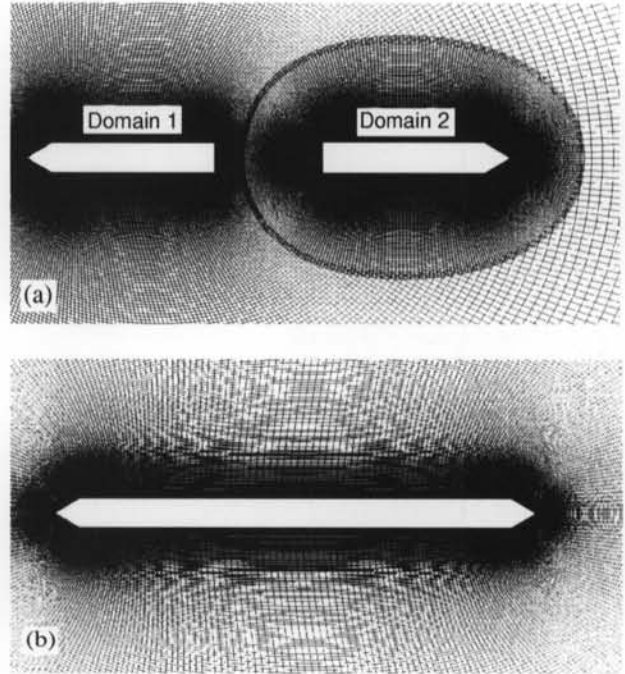


図-18 解析格子 (a)2箱桁断面(重合格子)、(b)1箱桁断面<sup>19)</sup>

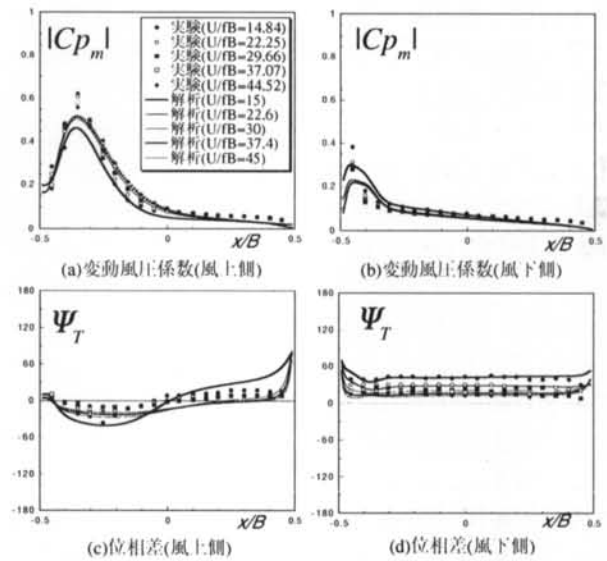


図-19 タンデム配置された $B/D=20(L=0.5B)$ 矩形断面柱の非定常風圧分布 ( $\theta = \pm 2^\circ$ )<sup>22)</sup>



図-20 タンデム配置された $B/D=20$ 矩形断面柱まわりの瞬間渦度場(ねじれ強制加振時： $\theta = \pm 2^\circ$ 、 $U/B=15$ )<sup>22)</sup>

実験機関	独立行政法人 土木研究所	清水建設(株) 技術研究所
実験項目	非定常風力	非定常風圧
B×D (開口部) mm	459.4×27.3 (103)	336×20(75.5)
センサー	ロードセル	32ch同時
実験風速(m/s)	6.5	8.4
加振振幅	ねじれ加振	±1.5°
	たわみ加振	±3 mm
加振振動数(Hz)	0.707~2.83	1.1~5.4
Reynolds数(U/D)ν	1.18×10 <sup>4</sup>	1.12×10 <sup>4</sup>

表-1 風洞実験条件

への渦放出は前項のタンDEM矩形断面のように明瞭には認められない。図-22には揚力の時系列波形を示すが、2箱桁断面の変動揚力は1箱桁断面に比べて高周波成分の変動が大きい。これは開口部分に見られる渦放出に伴う変動力によるものである。このようにこの断面では剥離が抑えられ、剥離に伴う空気力は抑えられている一方、構造体の質量や減衰が小さい場合にはこれに起因する低風速時における渦励振発生の可能性のあるものと考えられる。

図-23に非定常空気力係数(付録1参照)を示す。解析結果は実験結果に比較してやや大きめの値を与えているが、各係数間の相対的な大小関係および1箱桁断面と2箱桁断面の相対的な大小関係はよく表している。実験結果も解析結果も1箱桁断面と2箱桁断面のちがいは主に  $M_{OR}$  と  $M_{ZI}$  に現れている。

図-24には非定常風圧分布を示す。同図(a)に示す加振振動数成分の振幅  $|C_{p_m}|$  は、風下断面の leading edge に近い部分で2箱桁断面の方が1箱桁断面に比べて大きい。これは風上断面から放出される規則的な渦による影響を表している。解析結果もこの傾向をよく再現している。同図には平板の解析結果も示すが、1箱桁断面の実験結果をよく表しており、平板によって近似的に表しうることがわかる。

図-24(b)に示す位相差は1箱桁断面の場合は断面に沿って単調な変化であるのに対し、2箱桁断面の場合では風下断面で回復する傾向が見られる。解析結果もこの傾向を再現しているが、位相の回復度合いは実験値に比べて早い。

図-24(c)には次式で定義する無次元仕事を示す。

$$W_r = -\pi \left( \frac{x}{D} \right) \sin \theta \cdot |C_{p_m}| \sin \Psi_r \quad (9)$$

ここで、 $W_r > 0$  の場合、断面のその部分が励振力に、反対に  $W_r < 0$  となる場合、その部分は減衰力となることを示す。実験値は1箱桁断面の場合も2箱桁断面の場合も  $W_r < 0$  であるが、1箱桁断面の場合、風上断面

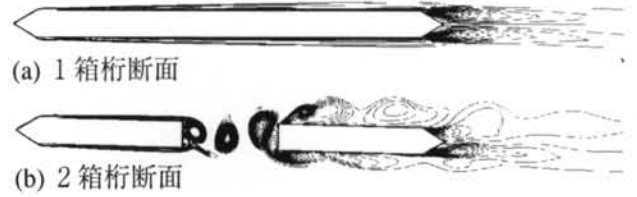


図-21 ねじれ強制加振時の流れ場 ( $\theta = \pm 1.5^\circ$ 、 $U/fB = 5.94$ )<sup>19)</sup>

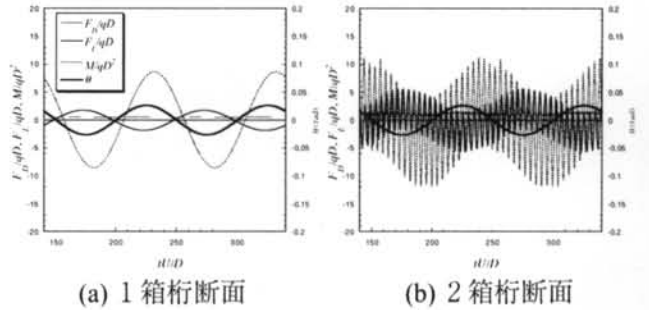


図-22 ねじれ強制加振時の空気力の時系列 ( $\theta = \pm 1.5^\circ$ 、 $U/fB = 5.94$ )

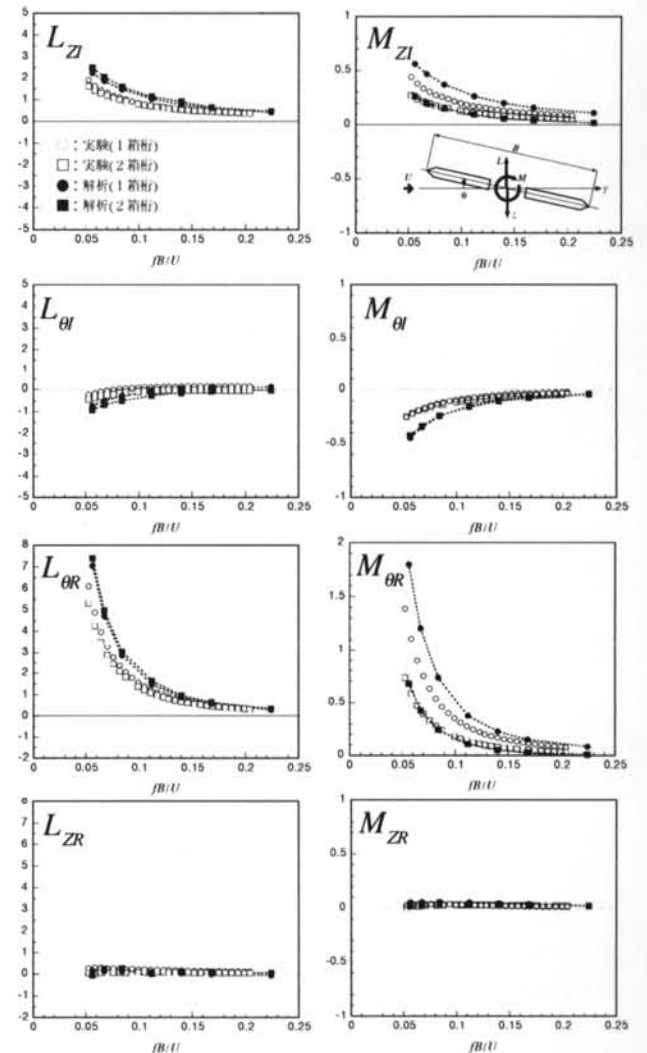


図-23 1箱桁断面および2箱桁断面の非定常空気力係数(並進:  $z/D = \pm 0.11$ 、ねじれ:  $\theta = \pm 1.5^\circ$ )<sup>19)</sup>

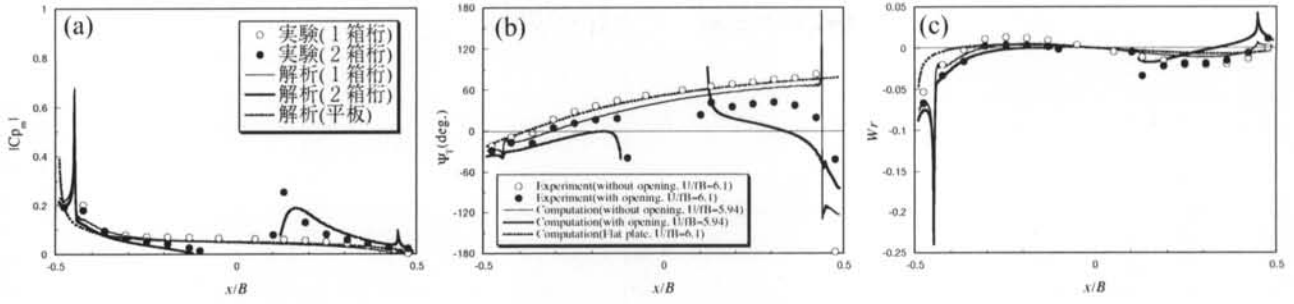


図-24 1箱桁断面および2箱桁断面の非定常風圧分布(ねじれ強制加振時:  $\theta = \pm 1.5^\circ$ 、 $Ur=6$ )<sup>19)</sup> (a) 加振振動数成分の振幅、(b) 加振振動数成分の加振変位との位相差、(c) 無次元仕事  $W_r$  の分布

の一部で  $W_r > 0$  になっている。解析結果は概ね実験の傾向を表しているが、2箱桁断面の場合、風下断面で  $W_r > 0$  に転じている部分があり、実験値と食い違いがある。これは上述したような位相特性の不一致によるものである。

#### § 4. まとめ

修正型  $k-\epsilon$  モデルによる2次元解析により種々の断面柱について、その空気力および空力弾性振動の解析を行い、以下に示す結論を得た。

- 1) 静止断面の解析を行った。平均抗力係数および Strouhal 数に関しては、解析したすべての辺長比に対して実験値と良好な一致が見られた。特に Strouhal 数に関しては  $B/D=3.0$  および  $6.0$  の断面において不連続性が明瞭に再現された。また、辺長比  $2.0 < B/D < 3.0$  の周期的再付着断面では2つの渦放出モードが再現された。さらに、 $B/D=6.0$  では渦放出が微弱になることが再現された。変動揚力係数は実験値および3次元解析結果と比較して小さめに評価された。これは変動揚力係数の内、periodic成分のみしか評価できない RANS モデルの不備な点のためであると考えられる。
- 2) 並進およびねじれ1自由度弾性支持された場合について渦励振、ギャロピングおよびねじれフラッターが再現され、実験値とよく一致した。
- 3)  $B/D=5 \sim 20$  の扁平矩形断面の非定常空気力係数の同定を試みた。本手法により非定常空気力の無次元風速による変化、各係数間の相対的な関係および非定常風圧分布を再現することが可能であることがわかった。また平板に関しては調和振動時の平板空気力の理論解を再現することができた。
- 4) タンデム配置された矩形断面およびフェアリン

グ付き2箱桁断面の解析を行った。タンデム配置された矩形断面では定量的にも満足いく結果が示されたが、フェアリング付き断面の非定常空気力は実験結果に比べてやや大きめな値を与えた。フェアリング付き2箱桁断面の非定常風圧分布を調べたところ位相特性に関して実験結果との不一致が見られた。既往の研究では Karman 渦や前縁剥離渦等の明瞭な渦が認められる場合には  $k-\epsilon$  モデルは有効であることが示されたが、扁平な断面で特に明瞭な渦放出が存在しなくても、断面の運動に伴う非定常空気力の定性的な傾向を本手法はとらえることが可能であることが示された。

2次元解析であることの高速度を活かした手法の可能性を示した。一方、逆にそのことによる制約も少なからず存在する。そのため、本論文ではさまざまな観点から綿密に解析手法の妥当性検証を行った。その結果、本手法は極めて空力的に鈍い完全剥離型を除く広い辺長比領域で適用可能であることが見出された。これを耐風設計の実務と対比すると、部分模型実験に相当し、設計初期段階での断面選定に用いることができると考えられる。また、流れ場や圧力場が可視化できることを活かして断面に対する耐風安定性対策としても用いることも考えられる。

#### 謝辞

本研究にあたり京都大学大学院の松本勝教授ならびに東京大学大学院の石原孟助教授に御指導を賜りました。末筆ながら感謝申し上げます。なお、本論文の3.5節および3.6節の一部は独立行政法人土木研究所と民間8社との共同研究「経済性を考慮した超長大橋の耐風設計法に関する研究」において行ったものであることを付記します。

<参考文献>

- 1) Franke, R. and Rodi, W.: "Calculation of vortex shedding past a square cylinder with various turbulence models", *Eighth symposium on Turbulent Shear Flows*, 20-1, Technical University of Munich, 1991
- 2) 村上周三, 持田灯, 林吉彦: "k-εモデルにおける建物風上のkの過大評価とモデルの改良", 第10回風工学シンポジウム論文集, pp.199 ~ 204, 1988
- 3) Kato, M. and Launder, B.E.: "The modeling of turbulent flow around stationary and vibrating square cylinders", *Ninth symposium on Turbulent Shear Flows Kyoto Japan*, 1993
- 4) Takeuchi, T. and Matsumoto, M.: "Aerodynamic response characteristics of rectangular cylinders in tandem arrangement", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 41-44, pp.565-575, 1992
- 5) Norris, L.H. and Reynolds, W.C.: Rept. No. FM-10, Stanford Univ., Dept. Mech. Eng., 1975
- 6) Rodi, W.: "Experience with two-layer models combined the k-ε model with one-equation model near the wall", AIAA-91-0216, 1991
- 7) 嶋田健司, 孟 岩: "種々の断面辺長比を有する矩形断面柱の空力特性評価に関する修正型モデルの適用性の検討", 日本建築学会構造系論文集, 第514号, pp.73 ~ 80, 1998
- 8) Nagao, F. and Utsunomiya, H.: "The validity of sectional models on wind tunnel tests for vortex induced oscillation of bridges", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, pp.351-360, 1988
- 9) 田村哲郎, 伊藤嘉晃: "角柱まわりの流れと空力特性の辺長比による変化", 日本建築学会構造系論文集, 第486号, pp.153 ~ 162, 1996.8
- 10) 嶋田健司: "扁平矩形断面柱の渦励振の数値解析", 日本機械学会論文集(C編), 第61巻, 585号, pp.22 ~ 29, 1995
- 11) Shimada, K. and Ishihara, T.: "Prediction of Aeroelastic Vibration of Rectangular Cylinders by k-ε Model", *Journal of Aerospace Engineering*, vol.12, No.4, pp.122-135, 1999
- 12) 嶋田健司, 石原 孟: "矩形断面柱の空力特性とB/D=2断面柱の空力弾性振動のk-εモデルによる数値解析", 第15回風工学シンポジウム論文集, pp.161 ~ 166, 1998
- 13) 嶋田健司, 石原 孟: "B/D=4二次元矩形断面柱の渦励振のk-εモデルによる数値解析", 日本建築学会大会学術講演梗概集, B-1, 構造I, pp.273 ~ 274, 1999
- 14) 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, 第322号, pp.37 ~ 50, 1982
- 15) 嶋田健司, 石原 孟: "2次元矩形断面のねじれ空力弾性振動予測に関するk-εモデルの適用性", 第16回風工学シンポジウム論文集, pp.173 ~ 178, 2000
- 16) 嶋田健司, 石原 孟: "k-εモデルによる扁平矩形断面の非定常空力評価", 第50回理論応用力学講演会講演論文集NCTAM2001, pp.97 ~ 98, 2001
- 17) 嶋田健司, 石原 孟: "k-εモデルによる扁平矩形断面の非定常空力評価", 計算工学講演会論文集, vol.6, pp.285 ~ 288, 2001
- 18) 松本 勝, 新原雄二, 小林裕輔: "構造基本断面のフラッター発生機構に関する研究", 構造工学論文集, Vol.40A, pp.1019 ~ 1024, 1994
- 19) Shimada, K., Wakahara, T. and Satoh, H.: "Prediction of Unsteady Wind Force acting on the Separated Box Girder Cross-Section", *Proc. of APCWE V, Journal of Wind Engineering* 89, 2001, 625-628
- 20) Sato, H., Kusuhara, S., Ogi, K. and Matsufuji, H.: "Aerodynamic characteristics of super long-span bridges with slotted box girder", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 88, pp.297-306, 2000
- 21) 松本 勝, 阿部和浩, 吉住文太: "並列矩形断面のフラッター特性", 第15回風工学シンポジウム論文集, pp.413 ~ 418, 1998
- 22) 嶋田健司, 若原敏裕: "並列矩形断面のk-εモデルによる非定常風圧分布予測", 土木学会第56回年次学術講演会講演梗概集第1部(B), pp.686 ~ 687, 2001

1. 非定常空気力の表現

本論文では非定常空気力に関して以下に示す2つの表現方法を用いている。3.4節および3.5節では次式を用いる。

$$L = \frac{1}{8} \rho B U^2 \left( 2KH_1^* \frac{\dot{z}}{U} + KH_2^* \frac{B\dot{\theta}}{U} + K^2 H_3^* \theta + 2K^2 H_4^* \frac{z}{B} \right)$$

$$M = \frac{1}{16} \rho B^2 U^2 \left( 2KA_1^* \frac{\dot{z}}{U} + KA_2^* \frac{B\dot{\theta}}{U} + K^2 A_3^* \theta + 2K^2 A_4^* \frac{z}{B} \right)$$

一方、3.6節では次式を用いる。

$$L = \pi \rho U^2 B \left( KL_{\dot{z}} \frac{\dot{z}}{U} + KL_{\dot{\theta}} \frac{B\dot{\theta}}{U} + K^2 L_{\theta} \theta + K^2 L_{\frac{z}{B}} \frac{z}{B} \right)$$

$$M = \pi \rho U^2 B^2 \left( KM_{\dot{z}} \frac{\dot{z}}{U} + KM_{\dot{\theta}} \frac{B\dot{\theta}}{U} + K^2 M_{\theta} \theta + K^2 M_{\frac{z}{B}} \frac{z}{B} \right)$$

ここに、 $K = B\omega / U$ である。

2. 平板空気力の解析的表現

調和振動する平板空気力は振動翼理論によりその近似理論解は以下のように表される。

$$L = -\pi \rho \left( \frac{B}{2} \right)^2 \left( \ddot{h} + U\dot{\alpha} - \frac{aB}{2} \ddot{\alpha} \right)$$

$$- \pi \rho U B C(k) \left\{ \dot{h} + U\alpha + \frac{B}{2} \left( \frac{1}{2} - a \right) \dot{\alpha} \right\}$$

$$M = \pi \rho \left( \frac{B}{2} \right)^3 \left( a\ddot{h} - U \left( \frac{1}{2} - a \right) \dot{\alpha} - \frac{B}{2} \left( \frac{1}{8} + a^2 \right) \ddot{\alpha} \right)$$

$$+ \frac{\pi \rho U B^2 C(k)}{2} \left\{ \dot{h} + U\alpha + \frac{B}{2} \left( \frac{1}{2} - a \right) \dot{\alpha} \right\}$$

非定常空気力係数の各成分は以下のように求められる。

$$H_1^* = -\frac{2\pi F(k)}{k}, \quad A_1^* = \frac{\pi F(k)}{k}$$

$$H_2^* = -\frac{\pi \{2G(k) + k + kF(k)\}}{k^2}, \quad A_2^* = \frac{\pi \{2G(k) + kF(k) - k\}}{2k^2}$$

$$H_3^* = -\frac{\pi \{2F(k) - kG(k)\}}{k^2}, \quad A_3^* = \frac{\pi \{2F(k) - kG(k) + k^2 / 4\}}{2k^2}$$

$$H_4^* = \frac{\pi \{k + 2G(k)\}}{k}, \quad A_4^* = -\frac{\pi G(k)}{k}$$

ここに  $C(k) = F(k) + iG(k)$ 、 $C(k)$  : Theodorsen 関数、 $k = B\omega / 2U$ である。

