

風洞実験と数値計算による二箱桁断面の非定常空気力に関する研究

A study on unsteady aerodynamic forces for a twin-box-girder with wind tunnel test and numerical simulation

杉本高志*, 黒田眞一**, 市東素明***, 松田一俊****, 上島秀作****

Takashi Sugimoto, Shinichi Kuroda, Motoaki Shito, Kazutoshi Matsuda and Hidesaku Uejima

* 石川島播磨重工業株式会社, 橋梁事業部 設計部 (〒478-8650 知多市北浜町 11 番の 1)

** 博(工), 石川島播磨重工業株式会社, 総合開発センター 耐風グループ (〒235-8501 横浜市磯子区新中原町 1 番地)

*** 石川島播磨重工業株式会社, 基盤技術研究所 流体グループ (〒235-8501 横浜市磯子区新中原町 1 番地)

**** 石川島播磨重工業株式会社, 総合開発センター 耐風グループ (〒235-8501 横浜市磯子区新中原町 1 番地)

Recently, CFD (computational fluid dynamics) has been expected to contribute for investigating the flutter characteristics of a long-span bridge instead of experimental trial. Some researches have examined applicability of numerical simulation using two-dimensional RANS code for predicting unsteady aerodynamic forces on a twin-box-girder bridge section. However, the prediction accuracy was not necessarily sufficient quantitatively and it has been unclear why its accuracy deteriorates. In this paper, applicability of a CFD simulation is investigated for the unsteady aerodynamic forces on a simple twin-box-girder bridge section that has a semicircular configuration at both ends. The $k-\omega$ SST turbulence model was used in the simulation. Corresponding wind tunnel tests were also conducted. The unsteady aerodynamic coefficients and the unsteady pressure distribution around girders produced by the present simulation agreed quantitatively well with those acquired in the wind tunnel experiments.

Key Words: unsteady aerodynamic forces, flutter, RANS, two-equation turbulence model, $k-\omega$ SST

キーワード: 非定常空気力, フラッター, RANS, 二方程式乱流モデル, $k-\omega$ SST

1. はじめに

長大橋梁の耐フラッター性能の向上を目的に, 二箱桁断面の形状パラメータについての実験的検討が行われてきた¹⁾. このような探索的研究の一助として, 数値流体解析による貢献が期待されている. しかしながら Navier-Stokes 方程式系の数値解析においては, 適用する乱流モデルの妥当性など, あらかじめ明確にしておくべき事項は多い. 通常行われる三次元非定常解析においては, 特に高レイノルズ数 (以下 Re 数) 流れの場合, 格子解像度・数値粘性の影響の排除を確認することが困難であるため, 現時点では二次元 RANS(Reynolds-Averaged Navier-Stokes Simulation) の適用が可能であればその有効性は非常に高いと言える. これまで二箱桁断面の非定常空気力予測に対し二次元 RANS の適用が試みられてきた例もあるが, その定量的な精度は必ずしも十分とは言えず, 精度劣化の原因も明確ではなかったように思われる.

本研究の最終目標は, 二箱桁断面の耐風特性を左右する支配的なメカニズムを把握する事であるが, 本報告ではその第一段階として, 端部を半円形状に単純化した一箱桁断面モデル (以下 1box) と二箱桁断面モデル (以下 2box)

に関し, 風洞実験と二次元 RANS による非定常空気力の予測を試み, 両者の比較から, この単純化した 2box に対する数値解析の適用性について検討した.

2. 解析方法

2.1 解析手法

既報²⁾の手法を用いた. 支配方程式には二次元非圧縮 Reynolds-Averaged Navier-Stokes 方程式, 平均流の解法には Rogers ら³⁾の擬似圧縮性解法, 乱流モデルには Menter⁴⁾の $k-\omega$ SST モデルを採用した. 対流項の差分スキームには五次精度風上差分, 時間積分は二次精度陰解法を用いた. 境界条件は全て陰的に取り扱っている. 物体面上の流速は non-slip, 物体面上の圧力は圧力勾配の法線成分ゼロを課した. 流入・流出入境界は Rogers ら³⁾の characteristics 法によった.

振動物体周りの流れを扱うために, 時間を含めた一般座標変換^{3) 5)}を用いた. このとき格子は変形させず物体の運動に従い剛体的に回転・並進させた⁵⁾. 解析格子は, 1box には O 型の単一格子を, 2box には H 型の背景格子 (矩形

直交格子)と物体近傍のO型格子を組み合わせる複合格子法を用いた。複合格子法の検証は円柱及び扁平六角形断面を対象として単一格子と比較する事で確認している²⁾。

2.2 解析条件

解析ならびに実験を行った前後縁半円型の1box, 2box及び2boxsの断面形状を図1に示す。辺長比B/Dは全てB/D=10とし、2boxについては辺長比(B1/D=4)の等しい断面を、間隔(B0/D=2)で並置した。2boxsは同じ辺長比B1/D=4であるが、内側の端部は直角である。

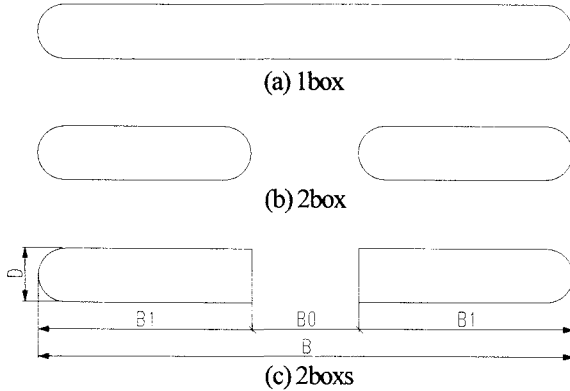


図1 断面形状

(1box : B/D = 10, 2box : B/D = 10, B1/D = 4, B0/D = 2)

数値解析に用いた解析格子は、1boxのO型格子では241×107(周×径)、2boxの物体周りのO型格子は201×35(周×径)、背景格子のH型格子には191×99(流れ方向×垂直方向)を用いた。解析格子を図2に示す。

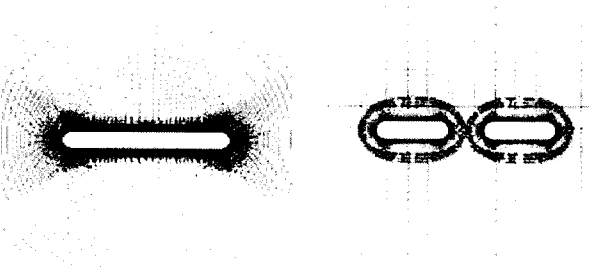


図2 解析格子 (左: 1box, 右: 2box)

入口流速U及び断面幅Bを基準とするRe数は検証実験と同じ $1.1 \times 10^5 \sim 4.5 \times 10^5$ 、壁面最小格子幅は 5.0×10^{-5} 、時間積分の無次元時間刻み $\Delta t \cdot U/B = 0.01$ を用いた。加振時の換算流速 $Vr = U/(fB)$ (f: 加振振動数)は、たわみ、ねじれ加振とも5~20を用いている。

検証実験としてロードセルによる非定常空気力計測及び圧力孔による非定常表面圧力計測を行った。たわみ及びねじれ加振時の換算振動数のスイープは、振幅 η/B または θ を一定に保ちつつ流速を変化させた。従って換算流速

$Vr = U/fB$ が下がるにつれ(換算振動数 $k = 1/Vr$ が上がるにつれ)、Re数が下がることになる。実験ならびに解析条件を表1に示す。

表1 実験・解析条件

実験 (有次元量)		単位	非定常空気力	表面圧力
桁幅	B	m	0.4	同左
桁高	D	m	0.04	同左
流速	U	m/s	4~16	同左
迎角	α	deg.	0, ± 3	同左
振動数	f	Hz	2, 4	同左
振幅	η	mm	4, 10	10
	θ		1	2
サンプリング周波数	Δfs	Hz	40	200
データ数	n		8000	13000
動粘性係数	ν	m^2/s	1.46E-05	同左
実験 (無次元量)				
辺長比	B/D	-	10	同左
レイノルズ数	$Re = UB/\nu$	-	$1.1E+5 \sim 4.5E+5$	同左
換算振動数	$k = fB/U$	-	0.05~0.2	同左
換算流速	$Vr = U/fB$	-	5~20	同左
振幅	η/B	-	0.01, 0.025	0.025
	θ	deg.	1, 2	2
CFD				
辺長比	B/D	-	10	同左
レイノルズ数	$Re = UB/\nu$	-	$1.1E+5 \sim 4.5E+5$	同左
換算振動数	$k = fB/U$	-	0.05~0.2	同左
換算流速	$Vr = U/fB$	-	5~20	同左
振幅	η/B	-	0.025	同左
	θ	deg.	2	同左
時間刻み	$\Delta t U/B$	-	0.01	同左
統計処理時間	$t U/B$	-	41	同左

3. 実験手法

3.1 非定常空気力の計測

非定常空気力は、ロードセルにより風洞実験模型全体に作用する非定常空気力を直接計測する方法と、風圧計による表面圧力の計測結果から非定常空気力を算出する方法を採用し、両者の比較を行った。加振方向は、鉛直たわみ加振とねじれ加振のそれぞれ一自由度加振である。また、非定常空気力係数は以下の式で定義される。

$$L = \pi \rho B^3 \omega^2 \{ (C_{L\eta} + i \cdot C_{L\dot{\eta}}) \cdot \eta / B + (C_{L\theta} + i \cdot C_{L\dot{\theta}}) \cdot \theta \} \quad (1)$$

$$M = \pi \rho B^4 \omega^2 \{ (C_{M\eta} + i \cdot C_{M\dot{\eta}}) \cdot \eta / B + (C_{M\theta} + i \cdot C_{M\dot{\theta}}) \cdot \theta \} \quad (2)$$

- L : 非定常揚力 (N/m)
- M : 非定常ピッチングモーメント (Nm/m)
- B : 桁幅 (m)
- η, θ : 鉛直たわみ変位 (m), 回転変位 (rad.)
- C : 非定常空気力係数
- ρ : 空気密度 (kg/m^3)
- ω : 加振円振動数 (rad/s)

ロードセルによる非定常空気力計測では、ロードセルに付加したウエイトの慣性力をキャンセルするため、有風時の非定常空気力から無風時の非定常空気力をキャンセルする手法を取っている。この手法による場合、ウエイトの慣性力のみではなく加速度比例項が一律に差し引かれるため、本来の非定常空気力から付加質量がキャンセルされたことに対応する。CFDにおいても、非定常空気力の導

出には有風時から無風時をキャンセルする手法²⁾を取り、Theodorsen 曲線（平板理論値）からは付加質量をキャンセルすることで対応を取っている。

本ロードセル実験は、表面変動圧力計測とセットとするため、微差圧が計測可能なように振幅 θ 及び η/B を一般に用いられる振幅よりもやや大きめにしている。このため、この振幅が微小振幅の仮定を満たし、線形性を保てることを確認するため、大振幅と小振幅とで振幅依存性がないことを風洞実験で確認した。その一例を 1box, 2box について Theodorsen による平板解と合わせて図 3 に示す。ただし 2box に関する Theodorsen 曲線は、1box について回転中心を変えたものの線形重ね合わせとしている。

この結果から、該当する振幅の範囲内であれば非定常空気力に対する振幅依存性はほとんどないと考えて良いことが分かる。また上記の結果は、他の全ての非定常空気力係数について成立することを確認した。従って、以降の実験及び CFD は、大振幅（たわみ加振： $\eta/B=0.025$ 、ねじれ加振： $\theta=2^\circ$ ）の条件下で行うこととする。

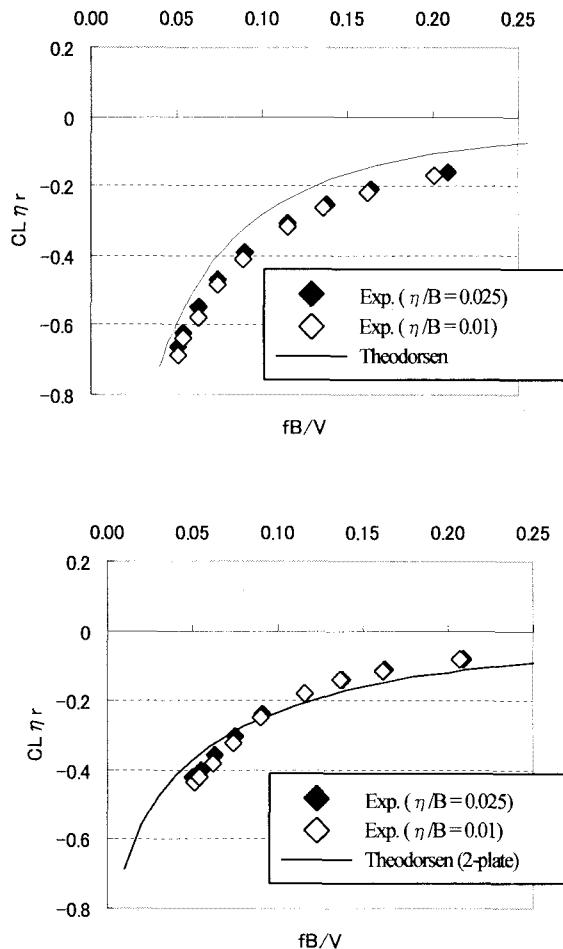


図3 非定常空気力の振幅依存性（揚力係数の実部）
（上段：1box，下段：2box）

3.2 表面圧力分布の計測

模型表面の圧力分布は、模型下面に設けた圧力孔から導圧チューブを介し、風圧計によって計測した。圧力孔が多数であるため、一つの実験ケースにつき、圧力計測経路を切り替えながら数回に分けて計測した。よって、厳密には全点同時計測ではない。また、計測結果は、計測機器によって付加される伝達特性分を振幅、位相ともに補正しているが、ロードセル実験のように有風時から無風時を差し引くことは行っていない。表面圧力分布は以下の式のように整理した。

$$P(t, x) = q \cdot \{Cps(x) + Cpd(x) \cdot \sin(\omega t + Phs(x))\} \quad (3)$$

$P(t, x)$	: 非定常表面圧力 (Pa)
q	: 動圧 (Pa)
$Cps(x)$	: 平均圧力係数
$Cpd(x)$	: 変動圧力係数
$Phs(x)$	: 変位に対する位相差 (rad.)
ω	: 加振円振動数 (rad/s)

4. 検討結果及び考察

4.1 非定常空気力

(1) 1box

1box の結果を図 4 に示す。ロードセル計測による空気力は、平板理論値とほぼ一致している。これは、断面の辺長比 (B/D) が 10 程度であるが、端部を半円としていることから、角柱のような大幅な気流の剥離が前縁で発生しないためと考えられる。一方、表面圧力積分の結果を重ねた場合、実験ではロードセル計測との結果から若干ずれる傾向が見られた。ロードセル計測では、模型全体にかかる空気力を計測するため、模型端部（風洞壁）付近の影響も受けることになり、そこでは流れの二次元性が保たれない。しかし、CFD とロードセルの結果が非常によく一致していることから、模型端部の影響は軽微と推測され、後述するが表面圧力計測の位相計測において精度上改善の必要がある。

(2) 2box

2box の結果を図 5 に示す。ここでも平板理論値を同様に示した。また、図 6 には平板理論値との差を明確にするため、各係数を振幅・位相として示した。実験は $C_{M\eta i}$ のように平板理論値から外れる係数があるのに対して、実験と解析の結果は良く一致しており、またロードセルの結果と表面圧力積分値とも精度良く一致している。過去の研究では、多くの場合 2box において解析精度が落ちるとされているが、本解析は定量的にも十分妥当と言えよう。

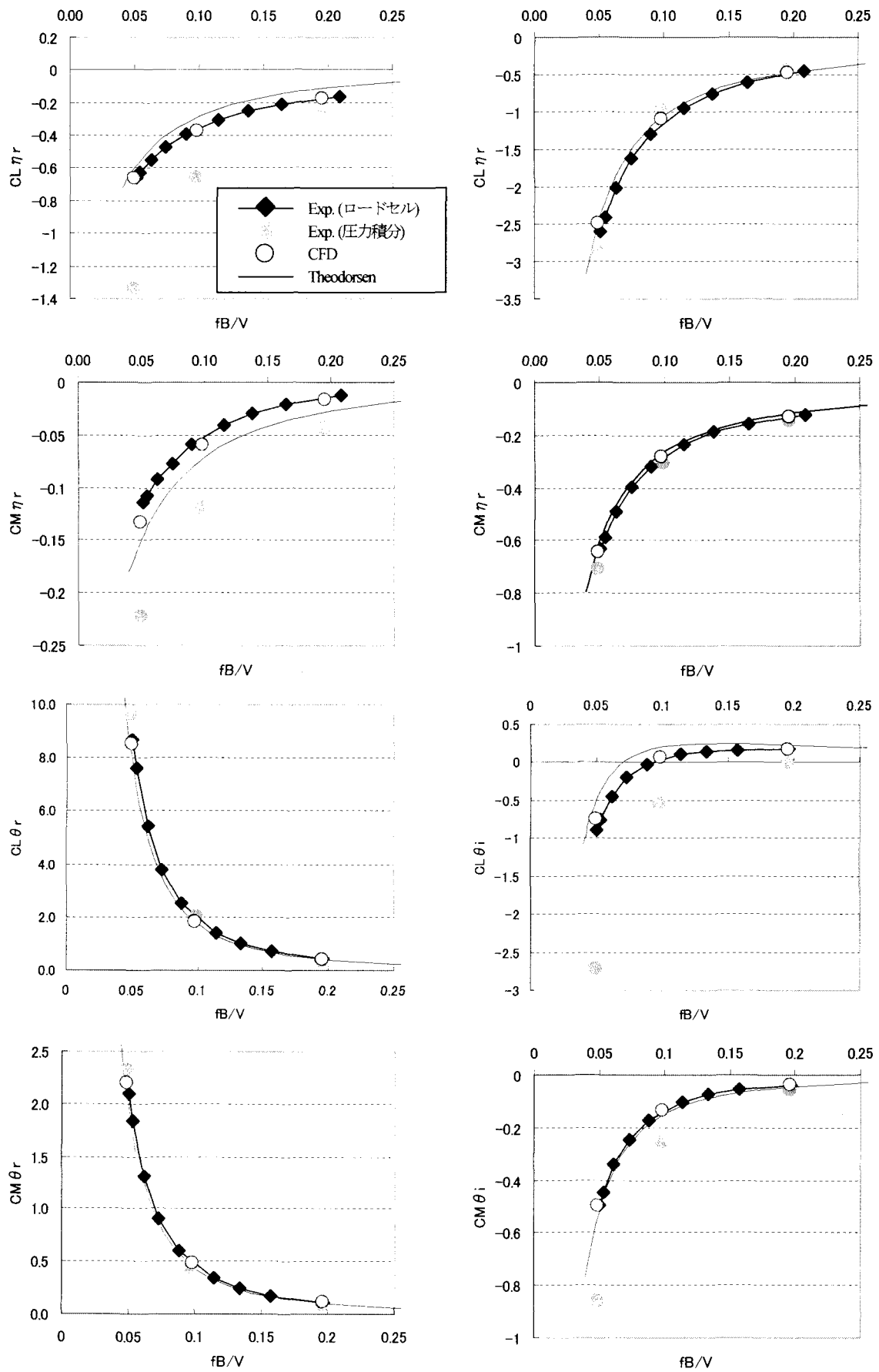


図4 非定常空気力係数 (1box) $\alpha = 0^\circ$, $\eta/B = 0.025$, $\theta = 2^\circ$.
(CFD, Exp.は無風時加振成分を控除, Theodorsen 曲線は付加質量を控除)

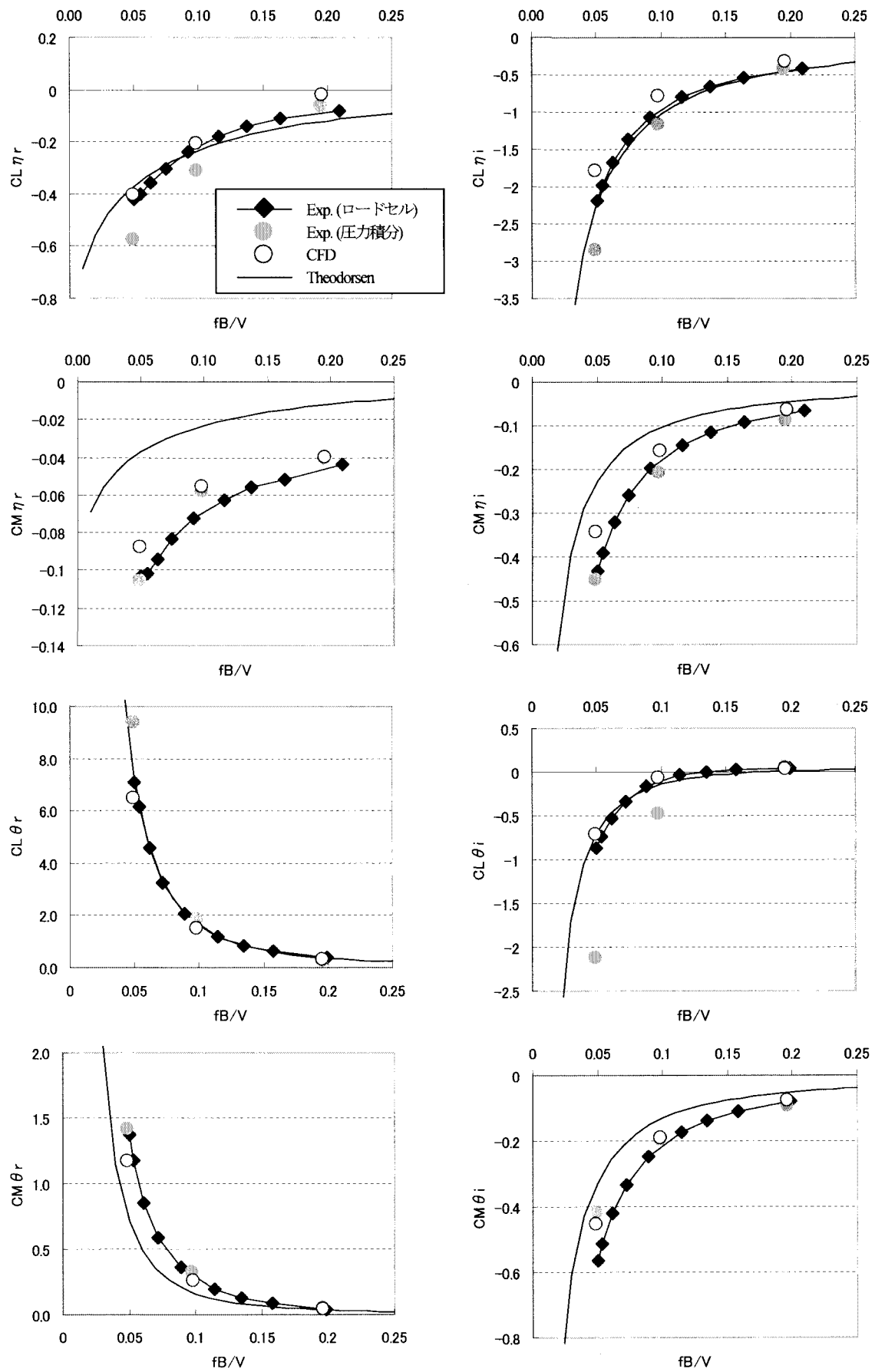


図5 非定常空気力係数 (2box) $\alpha=0\text{deg}$, $\eta/B=0.025$, $\theta=2\text{deg}$.
(CFD, Exp.は無風時加振成分を控除, Theodorsen 曲線は付加質量を控除)

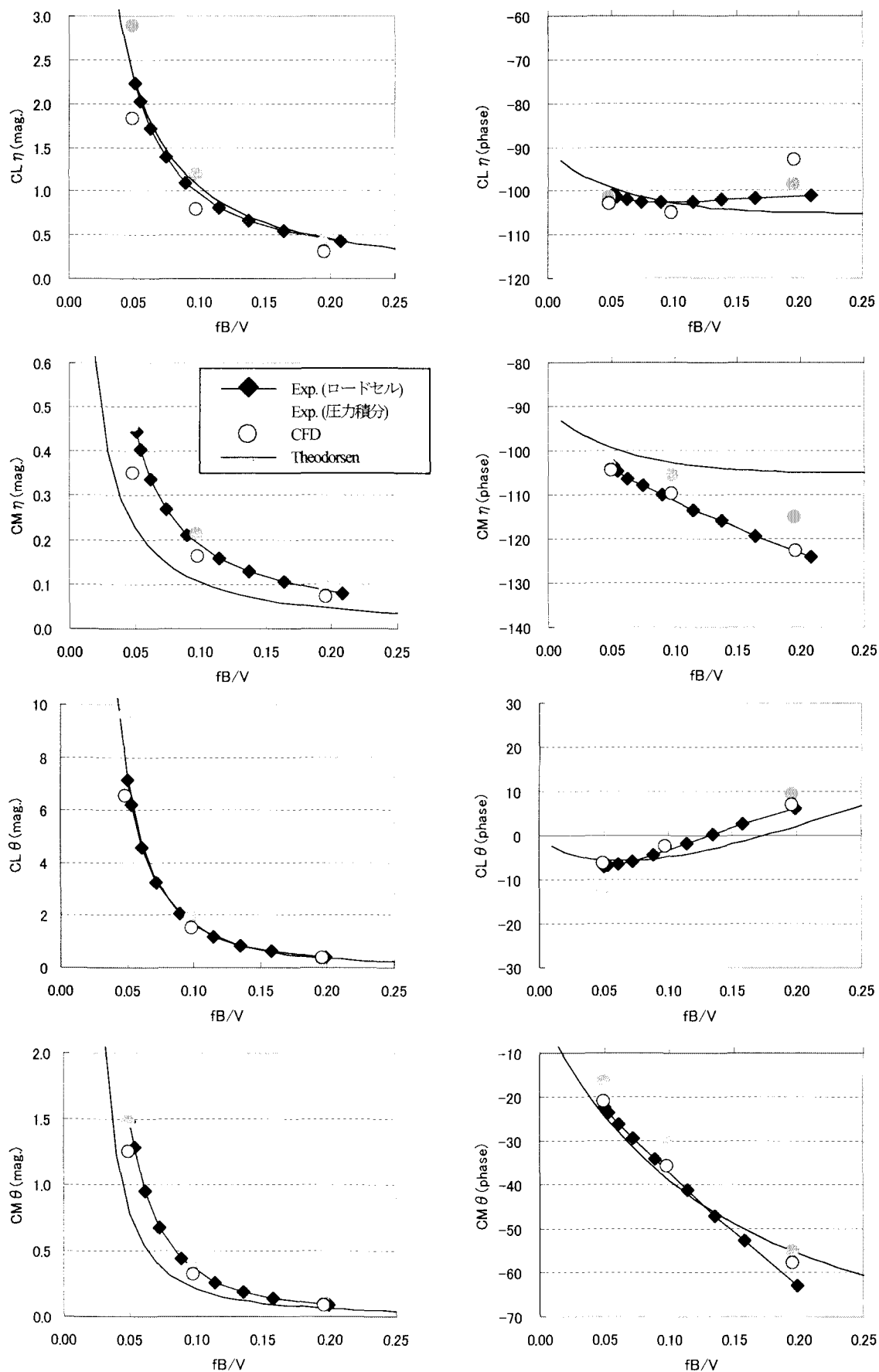


図6 非定常空気力係数 振幅・位相表示 (2box) $\alpha = 0^\circ$, $\eta/B = 0.025$, $\theta = 2^\circ$.
(CFD, Exp.は無風時加振成分を控除, Theodorsen 曲線は付加質量を控除)

4.2 表面圧力分布

非常定空気力係数は、模型断面全体に作用する空気力を巨視的に整理した値である。そのため、一見実験と解析が合致しているようでも、その断面周りの流れについて、両者が合致しているとは限らない。ここでは、各検討ケースにおける表面圧力特性について述べる。

1box、2box 及び 2boxs の結果をそれぞれ図 7～図 12 に示す。Cps は、加振周波数及び加振方向の影響を受けないため、Re 数による変化のみを示した。また、微気圧の動特性計測は極めて敏感な実験であり、計測結果に内包される誤差には定量的に明らかになっていない部分がある。実際、実験システムを構築する過程で、導圧チューブの微妙な引き回しなどが位相に少なからず影響を与えることが分かっている。誤差の原因が明らかである要因については補正を施したが、残念ながら 1box の Phs や、低 Re 数（低風速）における 2boxs のたわみ加振時の Phs ($Re = 2.2 \times 10^5$, $k = 1/5.12$) の精度が不十分な可能性があることを付記しておく。

(1) 平均圧力係数 Cps

全ての断面について共通する現象として、前縁半円部（2box、2boxs では上流桁側）で流れは加速され、水平方向から 70 度の位置 ($x = -0.47$) 付近で流速最大となり圧力は最小となる。その後、流れが剥離する点まで若干圧力は回復する。この現象は本実験・解析ともによく一致する。ところが、例えば $Re = 2.2 \times 10^5$ において、解析では半円部の終点から $x = -0.4$ にかけて、流れが再付着するまで圧力は急激に回復し、その後 $Cps = -1.5 \sim -1.0$ で一定値を示すが、実験では半円部の終点から $x = -0.4$ にかけて圧力が一定となる区間が存在する。この圧力一定域は解析においても見られるが非常に狭い区間でのみ発生している。実験に顕著に見られる圧力一定域は、Re 数が大きいくほどその範囲は減少する。これは再付着点の上流側への移動と連動している。また、Re 数の増加によって、圧力一定域の実験と解析の差は解消される傾向にある。このことから、実橋に向けてさらに Re 数が増加した場合、圧力一定の領域はさらに小さくなり、本現象は問題にならないと考えられる。

本現象については 4.3 節において述べるが、この実験と解析の違いの原因として、計算では遷移点が実験のそれよりも上流側にあることが考えられた。

次に 2box について述べる。2box の上流桁は、1box と同様の特性を示す。下流桁については、全域にわたって実験と解析は一致する。上流桁と同様に、前縁半円部において極小値を示すが、その後方では上流桁に見られるような圧力一定域は表れない。また極小値は、上流桁のそれより絶対値が小さい。これは下流桁近傍での平均流速が低下しているためである。圧力一定域が見られないのは、下流桁においては上流桁から放出される剥離流や渦などの外乱により、すでに乱流化しているためと考えられる。図 13 に実験で得られた 2box の変位及び圧力の時刻歴波形を示す。なお、図中のデータは、位相の補正は行っていない。上流桁前縁半円部の圧力波形は、運動に同期した成分のみが確

認できるが、下流桁前縁半円部では、加振成分の他に上流桁からの放出渦による高周波成分が含まれていることがわかる。

また、2boxs についても実験と解析はよく一致する。特徴として、下流桁前縁部において 2box に見られたような半円部での流れの加速が無いため、明確な極小値は示していない。

(2) 変動圧力係数 Cpd

三断面ともに、前縁部（2box、2boxs では上流桁前縁部）において二つの極大点が存在する。一つ目の極大点（以下 $u-1^{st}$ peak）は Re 数や k による明瞭な位置の変動はなく、値が変化するのみであり、実験と解析はよく一致する。一方、二つ目の極大点（以下 $u-2^{nd}$ peak）は、剥離バブルの大きさが変動する点であり、Re 数の増加によって上流側に移動する。また、 $u-2^{nd}$ peak は実験値が解析値に比べて若干大きくなる傾向が見られる。 $U-2^{nd}$ peak は、加振による気流の相対迎角の変化によって剥離バブル大きさが変動することで発生すると考えられるが、実験ではこれが顕著に現れていると考えられる。

2box では、上下流桁ともに前縁側の半円部に極大点が存在し、Cps と同様に上流桁の方がピーク値は大きい。さらに上流桁においては実験、解析ともに極大値の後方に第 2 の極大点を示している。一方、実験では上流桁後縁部において若干 Cpd が大きくなることがわかった。これに対し、2boxs では、実験、解析ともに上流桁後縁部で極大点は示していない。2box の実験結果では、上流桁後縁部において放出渦のストローホール数による周波数成分だけではなく、原因は明らかではないが運動に同期した成分が大きいこととなる。図 14 に 2box と 2boxs の瞬間圧力分布と瞬間渦度分布を示す。2boxs では、桁間において明確な渦が発生しないことがある。また上流桁後縁部の剥離点は角部で一定しており、剥離流れはそのまま流下し、下流桁に再付着する。解析が実験を再現しているとすれば、2boxs では上記の理由によって、上流桁後縁部での極大値を示さなくなったと考えられる。解析上で 2box と 2boxs 比較した場合も、上流桁後縁部では若干 2box の Cpd が大きいことがわかるが、実験ではさらに両者の差が顕著であると推測される。

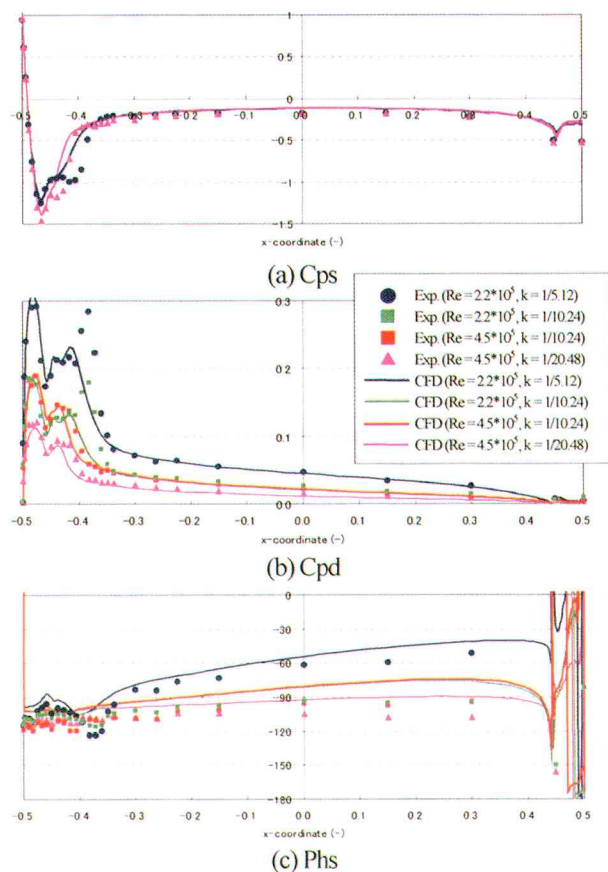


図7 表面圧力分布 (1box, たわみ加振時, $\eta/B=0.025$)

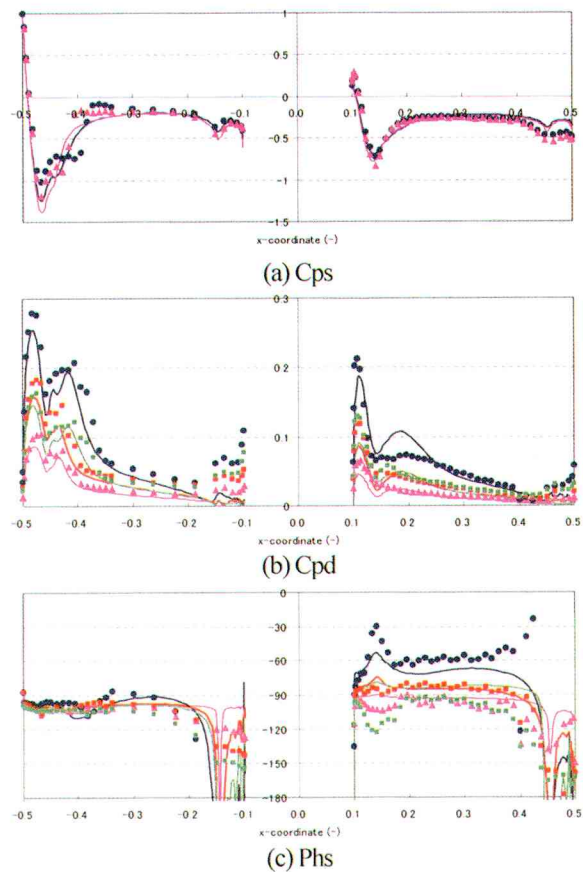


図9 表面圧力分布 (2box, たわみ加振時, $\eta/B=0.025$)

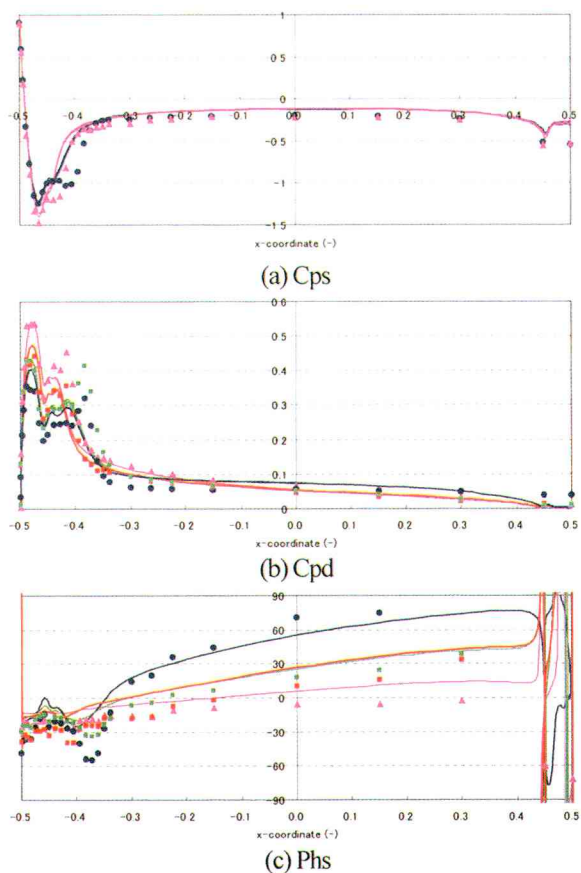


図8 表面圧力分布 (1box, ねじれ加振時, $\theta=2$ deg.)

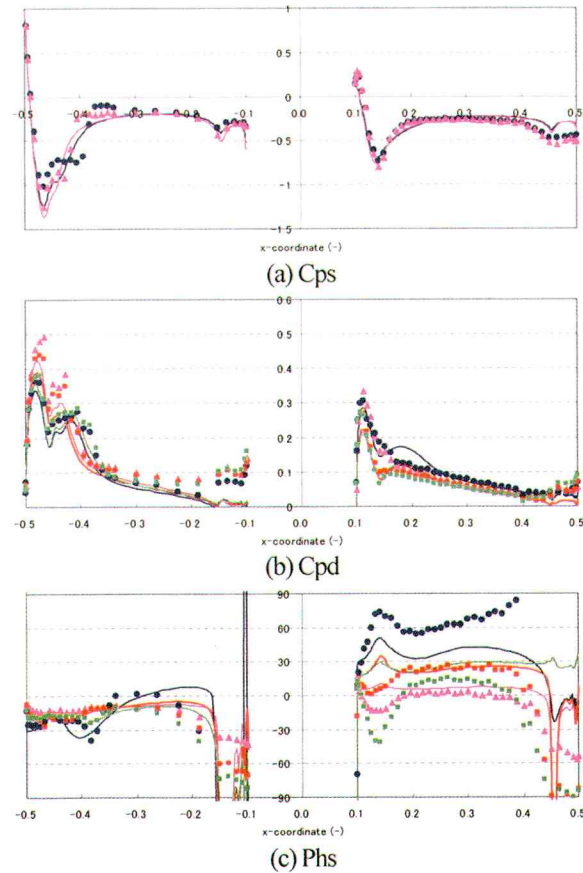


図10 表面圧力分布 (2box, ねじれ加振時, $\theta=2$ deg.)

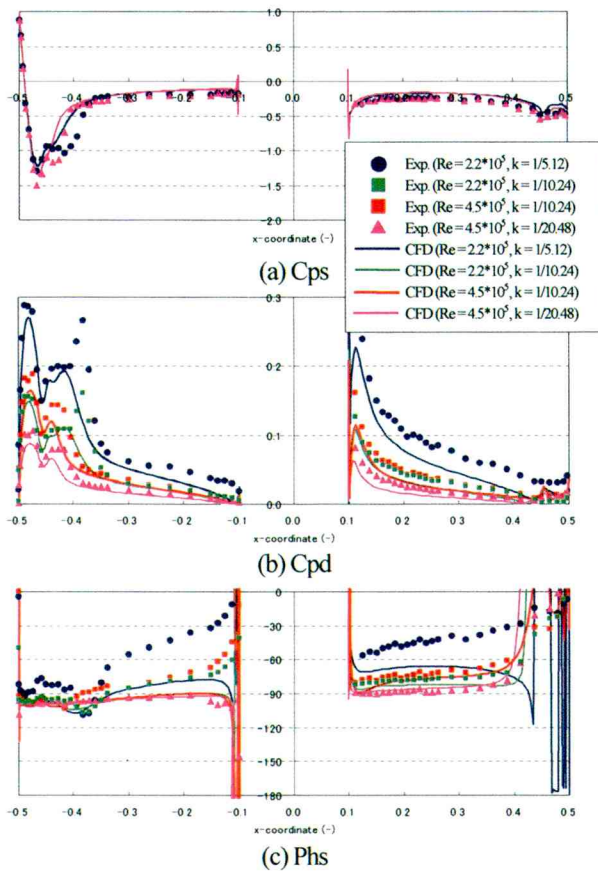


図11 表面圧力分布 (2boxes, たわみ加振時, $\eta/B = 0.025$)

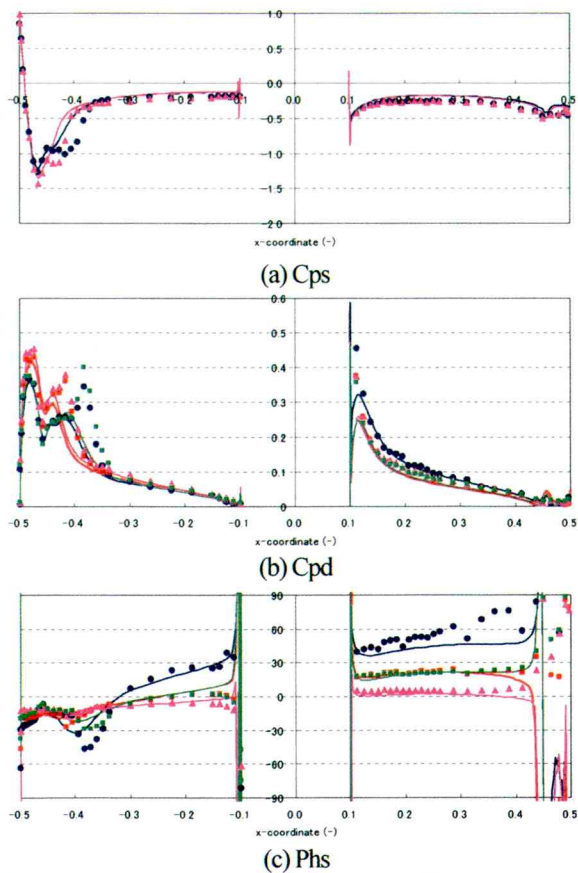


図12 表面圧力分布 (2boxes, ねじれ加振時, $\theta = 2 \text{ deg.}$)

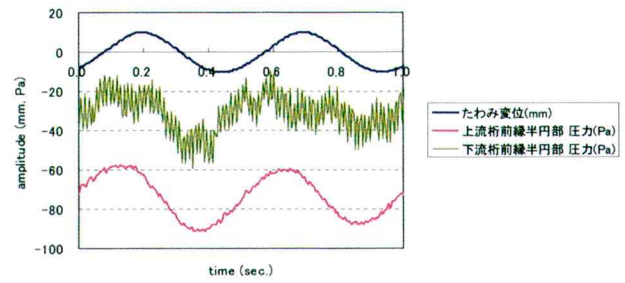


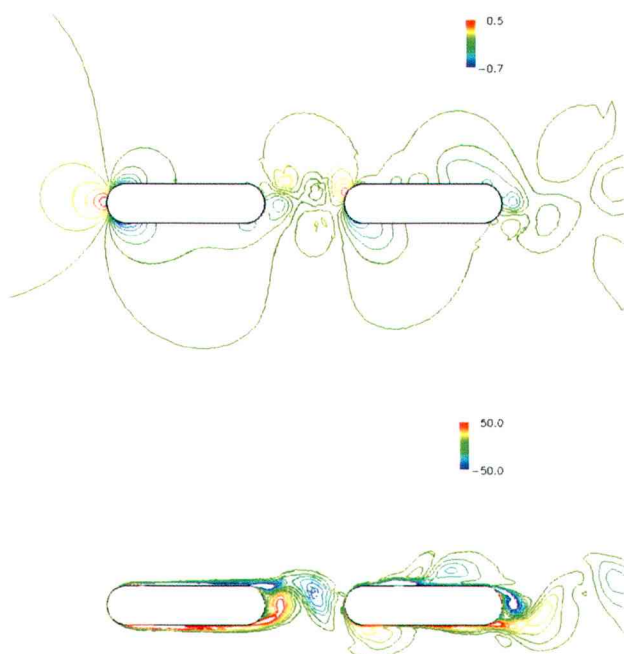
図13 上下流桁前縁半円部 50° 位置での実験の変位及び圧力時刻歴波形

(2box, たわみ加振, $\text{Re} = 4.5 \times 10^5$, $k = 1/20.48$)

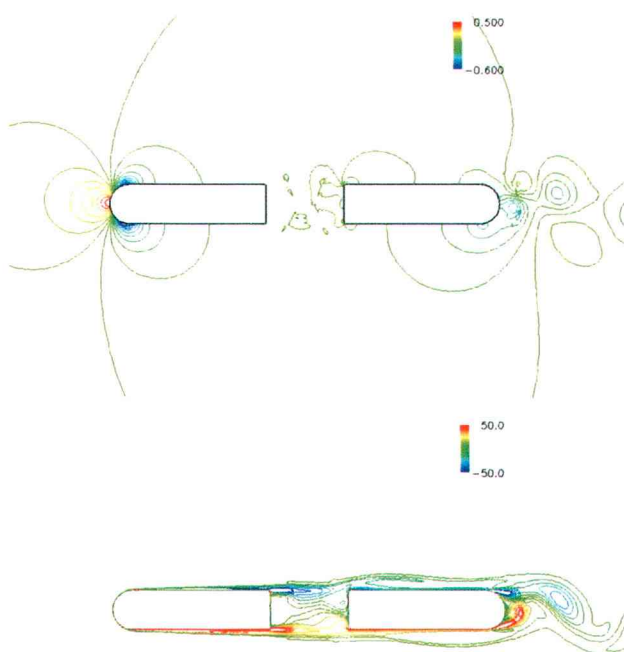
さらに, 2box 下流桁において, 解析では前縁部付近で一つ目の極大値 (以下 d-1st peak) となり, 半円部が終わる位置で極小値を示し, 再び $x = 0.18$ 付近において二つ目の極大値 (以下 d-2nd peak) を示している. 二つの極大値は k の減少とともに小さくなり, $k = 1/20.48$ では d-2nd peak はほとんど目立たなくなっている. D-1st peak については, 低換算振動数 ($k = 1/20.48$) のケースで解析は実験よりも若干小さめに評価している. さらに, 実験では d-2nd peak はほとんど確認されず, たわみ加振 $k = 1/5.12$ において若干確認できる程度である. 上流桁における u-2nd peak の位置は, 既述した剥離バブルの大きさの変動と対となる現象であるため, Re 数の増加に伴い上流側に移動する傾向が見られたが, 下流側桁の d-2nd peak では, 発生する位置はほとんど変化せず, 上流桁で見られる現象と異なる. この二点を除けば, 解析は実験をよく再現している.

2boxs の下流桁についても, 実験及び解析いずれも前縁部付近での極大値を示しており, 両者はよく一致した. また 2box に見られた二つ目の極大値は存在しない.

ここで解析による流れの可視化を行い, 下流桁の極大値発生メカニズムについて検討した. D-1st peak の位置は, 上流側桁から放出される渦が直接衝突する地点とほぼ一致する. 放出渦の衝突点が運動と同期して, 半円部に沿うように上下する. さらに渦が下流桁に衝突後, 桁表面に沿って移動する際, 上流側境界層外縁付近を通過した流れが直接前縁部に流れ込むことで圧力が増大し, d-1st peak が形成される. 一方, d-2nd peak は上流桁からの放出渦が下流桁に衝突後, 桁表面に沿って流下半円端部通過時に剥離することに起因している. この解析結果における半円端部からの剥離渦は, ねじれ加振の場合, 変位最大時 (頭上げ) から最小時 (頭下げ) に向かう半周期において, 下流桁前縁部の下面側から発生し, 次の半周期に上面側から発生する. この運動に同期した成分が, d-2nd peak を形成する. しかし, 上述のとおり実験においては, 2nd peak がほとんど発生していないが, これは, 実験においては強い乱れにより剥離が抑制されているためと考えられる. また, 2boxs では, 下流桁前縁部の角部付近において, 上流桁からの剥離流の再付着点が移動し, d-1st peak を発生させるのみである.



(a) 2box (上段：瞬間圧力分布，下段：瞬間温度分布)



(b) 2box (上段：瞬間圧力分布，下段：瞬間温度分布)

図 14 瞬間圧力分布及び瞬間温度分布の比較 (頭上げ時)
(ねじれ加振, $\alpha = 0\text{deg}$, $\text{Re} = 4.5 \times 10^5$, $k = 1/10.24$)

(3) 変位に対する位相差 Phs

三断面に共通する傾向として、位相は無次元振動数 k の影響を受けるが、概ねたわみ加振において $-60^\circ \sim -120^\circ$ 、ねじれ加振時には $-30^\circ \sim +60^\circ$ に分布し、特に k が小さいケースでは非常に平坦な分布を示す。また、上流縁から下流縁に向かって位相が回復し、 $x = -0.45$ 付近にある極大点は、Cpd における極小値の位置に対応する。さらに $k = 1/5.12$ では、実験、解析とも極大点の後方において顕著な極小値を示すが、両者は極小点の位置及び分布形状が異なる。これは、極小点が再付着点付近に相当しており、遷移位置の相違によるためと考えられる。また、既述したが、1box や低 Re 数 (低風速) における 2box のたわみ加振時の Phs ($\text{Re} = 2.2 \times 10^5$, $k = 1/5.12$) では全域にわたり実験と解析は差が生じており、これは計測系の動特性による位相遅れを補正しきれていないことが原因と考えられる。ただし、付与される位相遅れは全点にわたってほぼ一定であると考えられるため、考察においてはこの差異は考慮しない。

2box では、ねじれ加振時の低 Re 数 ($\text{Re} = 2.2 \times 10^5$) における下流桁での分布を除けば、実験と解析はよく一致する。解析では、上下流桁ともに前縁半円部の終点付近に極大点を示し、どちらも Cpd の極小値を示す位置と対応している。一方、実験では下流桁前縁半円部において極大値や極小値を示しており、Cpd の極小値が明確でないことに起因すると推測される。また、 $k = 1/5.12$ では、1box に見られるような極小値が上流桁においては確認されるが、下流桁では確認されない。これは Cpd の $d-2^{\text{nd}}$ peak に対応している。さらに、図 15 のように解析値について 1box と 2box の Phs ($\text{Re} = 2.2 \times 10^5$) を比較すると、 $k = 1/10.24$ では、上流桁及び下流桁に相当する位置において、両者はよく一致する。しかし、 $k = 1/5.12$ では上流桁前縁部付近ではほぼ一致するが、 $x = -0.3$ 付近から後方において 2box の結果は 1box の結果に対し、30 度程度遅れることがわかる。特に下流側前縁部付近のように、比較的 Cpd が大きい位置においても差が顕著であるため、非定常空気力係数についてはフラッター特性に及ぼす影響は大きいと考えられる。

2box では、実験と解析はたわみ加振時の $\text{Re} = 2.2 \times 10^5$, $k = 1/5.12$ のケースを除いて、上下流桁ともに良好一致が得られた。上流桁前縁部では 2box と同様の傾向であり、上流桁後縁部にかけて、1box のように一定の傾きで位相が増大する。下流桁では 2box のような極大値は示さず、ほぼ平坦に分布することがわかった。

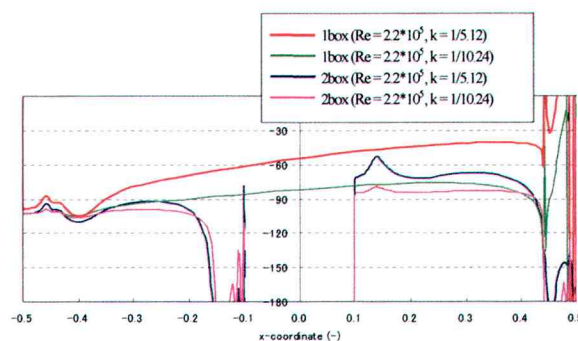


図 15 1box と 2box の比較 (Phs 解析値, たわみ加振時)

4.3 遷移の検証実験

前節で述べた上流桁前縁半円部の終点付近における Cps 実験と解析の差異について、解析では遷移点が実験よりも上流側に位置すると推測された。これを簡易的に検証するため、トリップワイヤ（ピアノ線）を用いて、実験上での遷移点を強制的に上流側へ移動させることとした。図 16 に実験概観図、図 17 に実験結果を示す。

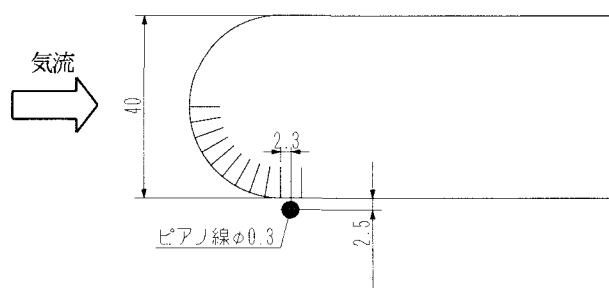
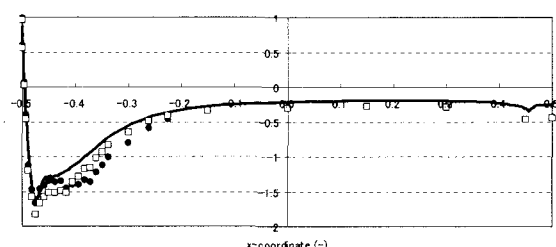
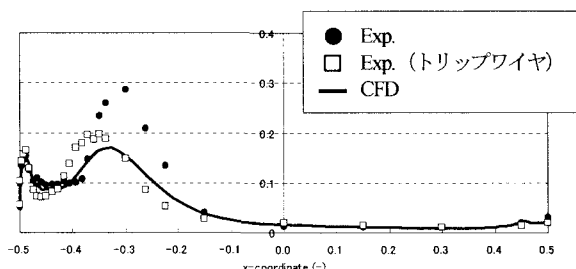


図 16 トリップワイヤ取付け位置



(a) Cps



(b) Cpd

図 17 トリップワイヤ取付け時の圧力分布
(1box, $\alpha = -3^\circ$ 頭下げ, たわみ加振, $\eta/B = 0.025$, $Re = 2 \times 10^5$)

トリップワイヤを用いた実験の結果、Cps において剥離点から再付着点までに存在する圧力一定域 ($x = -0.45 \sim -0.37$) は半減し、解析結果に近づいた。さらに Cpd に見られる $u-2^{nd}$ peak の大きさ及び位置についても解析結果とほぼ一致することがわかった。

本結果から、前縁部における Cps の圧力一定域及び対応

する Cpd, Phs の実験と解析の差は、剥離流れの遷移点の違いによるものであることがわかった。ただし、4.2 節(1)においても述べたように、実橋に向けて Re 数が増加した場合、このような実験と解析における遷移点位置の相対的相違は解消され则认为られる。

5. まとめ

本研究では、基本的な一箱桁断面 (1box) 及びタンデム配置二箱桁断面 (2box) の解析精度に着目し、 $k-\omega$ SST 乱流モデルを採用した二次元 RANS コードによる数値解析を行い、また風洞実験による検証を行った。得られた知見を以下に列挙する。

- (1) 1box, 2box とともに非定常空気力係数は実験（ロードセル計測）と解析は非常に良い一致が得られた。
- (2) 表面圧力分布についても、実験と解析は一部を除いて良い一致を得た。主な相違点としては、次が挙げられる。
 - ・ 上流桁前縁半円部の後方における遷移位置の違い。
 - ・ 2box 下流桁における低換算振動数時での Cpd の二つの極大値と二つ目の極大点の有無。

ただし、二点目については、表面圧力分布からでは不明な点が多い。今後、PIV などにより模型近傍の流速分布やレイノルズ応力等を照査する予定である。

参考文献

- 1) 佐藤, 楠原ら: 超長大橋の一樣流中における耐風性, 第 16 回風工学シンポジウム論文集, pp.351-356, 2000.
- 2) Kuroda, S.: Numerical Computations of Unsteady Flows for Airfoils and Non-airfoil Structures, AIAA 2001-2714, June 2001.
- 3) Rogers, S.E. and Kwak, D.: Upwind Differencing Scheme for the Time-Accurate Incompressible Navier-Stokes Equations, AIAA Journal, Vol. 28, No.2, pp.253-262, 1990.
- 4) Menter, F.R.: Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications, AIAA Journal, Vol.32, No.8, pp.1598-1605, 1994.
- 5) Steger, J.L.: Implicit Finite-Difference Simulation of Flow about Arbitrary Two-Dimensional Geometries, AIAA Journal, Vol. 16, No.7, pp.679-686, 1978.

(2004 年 9 月 17 日受付)