

N-S ソルバーによるフィン付箱形浮体の流体力の解析とその検証

Analysis and validation of hydrodynamic forces acting on a box-shaped floating body with fin using Navier-Stokes solver

早河達也*・宇都宮智昭**・矢後清和***・中條俊樹***

Tatsuya HAYAKAWA, Tomoaki UTSUNOMIYA, Kiyokazu YAGO, Toshiki CHUJO

*工修 京都大学大学院 工学研究科社会基盤工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂)

**工博 京都大学准教授 大学院工学研究科社会基盤工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂)

*** (独) 海上技術安全研究所 海洋部門 (〒181-0004 三鷹市新川 6-38-1)

This paper validates the accuracy of a numerical method based on the Navier-Stokes equations to evaluate hydrodynamic forces acting on a floating body. Bangun and Utsunomiya (2008) have developed a Navier-Stokes solver using a cell center based finite volume method for unstructured moving grids. In this paper, the hydrodynamic forces acting on a box-shaped floating body fitted with fins are evaluated by the developed Navier-Stokes solver. In order to validate the numerical results, comparison is made with the experimental results obtained at the National Maritime Research Institute (NMRI). The added mass, damping coefficients, and the radiated wave heights are compared, and a good agreement between the numerical results and the experimental results is observed. The effect of fins for enhancing the damping coefficients is also examined.

Key Words: *Navier-Stokes solver, viscous flow, floating body, finite volume method, unstructured grid*

キーワード: *Navier-Stokes ソルバー, 粘性流, 浮体, 有限体積法, 非構造格子*

1. はじめに

従来より、ポンツーン等の浮体式海洋構造物の波浪応答解析においては、非粘性流体の渦無し流れを仮定したポテンシャル理論が用いられてきているが、フィン付浮体等、剥離流れにともなう減衰力成分(以下、造渦減衰力とする)が無視できない場合も多い。特に、浮体動揺にともなう発散波を原因とする造波減衰力成分が相対的に小さくなる横揺れ(ロール)時において、造渦減衰力の考慮が重要となる。

このため、池田ら^{1),2)}は横揺れ時における造渦減衰力の実験式を提案しており、Chakrabarti³⁾によっても同じ内容が詳しく紹介されている。しかし、実験式であることから適用可能な浮体形状が限定されるため、任意形状に適用可能な数値解析的手法に基づく造渦減衰力の評価手法の開発が望まれている。例えば、Yeungら^{4),5)}は流れ関数・渦度法に基づく二次元非圧縮性流体に関する解析手法

(Free-Surface Random-Vortex Method)により、フィン付浮体に作用する流体力の数値解析を行っている。一方、Kinnasら⁶⁾は、Navier-Stokes ソルバーを用いてフィン付FPSO (Floating Production, Storage and Off-loading structure)の横揺れ時の流体力の解析をおこなっており、Navier-Stokes ソルバーにより造渦減衰力を含めた横揺れ

減衰力の評価が可能であるとしている。

著者らも、有限体積法に基づくNavier-Stokes ソルバーの開発をおこなってきており^{7),8)}、Bangun and Utsunomiya⁸⁾においては、比較的大きな横揺れ動揺角に対してもフィン付浮体に作用する造渦減衰力の数値解を得ている。しかしながら、Bangun and Utsunomiya⁸⁾においては実験的検証がなされておらず、その実際の適用性は明確でなかった。

そこで、本研究ではフィン付箱形浮体に作用する強制横揺れ時の流体力に関する矢後ら⁹⁾の実験内容を開発したNavier-Stokes ソルバー⁸⁾によって再現し、実験結果との比較を詳細におこなうことで、本Navier-Stokes ソルバーの検証と適用性の評価をおこなう。比較項目は、強制横揺れ時の付加質量、減衰係数、発散波振幅比および発散波振幅比から計算される減衰係数であり、動揺周波数、振幅、およびフィン形状(フィンの有無、取り付け角度)等をパラメータとして比較をおこなう。

2. 2次元 Navier-Stokes ソルバー

参考文献^{7),8)}より、本研究で用いたN-S ソルバーの要点を以下に抜粋する。

2.1 有限体積法による Navier-Stokes 方程式の離散化

本研究では、非圧縮性流体を対象とし、Navier-Stokes 方程式に基づき 2 次元非定常問題に対する解析をおこなう。連続の式および Navier-Stokes 方程式は以下のように表される。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho F_i + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (2)$$

ここで、 u_i : 速度ベクトル、 x_i : 空間座標、 t : 時間、 ρ : 流体密度、 p : 圧力、 F_i : 体積力、 μ : 粘性係数、である。

本研究では離散化手法として有限体積法¹⁰⁾を用いた。解析領域を図-1のような三角形格子によって有限の数の小さなコントロールボリュームに分割し、その中心に計算点を配置する。なお、二次元問題においては、奥行き方向の長さは単位量と考える。

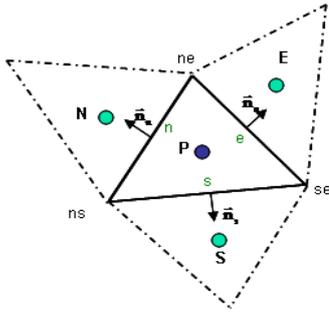


図-1 コントロールボリューム

Navier-Stokes 方程式(2)をコントロールボリュームに関して体積積分をおこない、移流項はガウスの発散定理を用いて面積積分に変形することで、以下のように表せる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \rho u_i d\Omega + \int_S \rho (u_i - u_i^{grid})(u_j n_j) dS \\ & = \int_S \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} n_j dS - \int_{\Omega} \frac{\partial p}{\partial x_i} d\Omega \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 Ω はコントロールボリュームの体積領域を、 S はコントロールボリューム境界壁の面積領域をあらわす。式(3)では、体積力は十分に小さく、無視できるものとしている。また、移動メッシュを用いるため、コントロールボリューム境界を通じて出入りする流速成分は、境界壁に対する相対速度として計算する必要がある。ここで、 u_i^{grid} はコントロールボリューム境界面の速度成分である。式(3)を離散化すると、最終的に以下の線形代数方程式を得る⁸⁾。

$$A_p^u u_{i,p} + \sum_l A_l^u u_{i,l} = Q_p^u \quad (4)$$

$$A_p^u = \frac{3\rho\Delta\Omega}{2\Delta t} - \sum_l A_l^u \quad (5)$$

ただし、 A_p^u, A_l^u ($l = E, N, S$) : 影響係数、 Q_p^u : 生成項である。また、 $\Delta\Omega$ はコントロールボリュームの体積を、 Δt は時間増分を表す。

2.2 圧力修正法

本研究では、圧力の修正法として SIMPLE 解法^{10), 11)}を用いた。運動方程式は、速度成分のみを未知変数として扱い、圧力は 1 つ前の外部反復か時間ステップから得られるので、そこでの速度は、通常、連続式を満たしていない。そこで、以下の方法で速度場と圧力場を修正する。

まず、運動方程式から得られる速度場と 1 つ前の外部反復の圧力を暫定的な値とし、小さな修正を加えた後、式(4)に代入することで得られる速度と圧力の修正量の関係式に連続条件を適用すると下式が得られる。

$$\frac{\delta}{\delta x_i} \left[\frac{\rho}{A_p^u} \left(\frac{\delta p'}{\delta x_i} \right) \right]_p = \left[\frac{\delta(\rho u_i^{m*})}{\delta x_i} \right]_p + \left[\frac{\delta(\rho \tilde{u}'_i)}{\delta x_i} \right]_p \quad (6)$$

$$\tilde{u}'_{i,p} = -\frac{\sum_l A_l^u u'_{i,l}}{A_p^u} \quad (7)$$

ここで、 p' は圧力修正量、 u'_i は速度修正量、 u_i^{m*} は速度の推定値である。SIMPLE 法においては、式(6)の最後の項は無視される。また、数値振動を避けるためにセル面の速度を補間で求めた値に修正を加え、質量保存則を適用すると、最終的に以下の線形代数方程式を得る。

$$A_p^p p'_p + \sum_l A_l^p p'_l = -\sum_l m_l^* \quad (8)$$

$$A_l^p = -\left(\frac{\rho S^2}{A_p^u} \right)_l \quad (9)$$

$$A_p^p = -\sum_l A_l^p \quad (10)$$

$$\sum_l m_l^* = \sum_l \rho u_i^{m*} S_l \quad (11)$$

ただし、 S_l はコントロールボリューム境界の面積である。プログラムにおいては、各タイムステップにおいて、まず式(4)により各 u_i の近似値を求めた後、圧力修正式(8)を解く。これらは、いずれも反復法により解く(内部反復)。この更新された p を用いて式(4)により各 u_i の近似値を求め、再度 p を修正する。これを u_i および p が十分収束するまで繰り返し(外部反復)、収束の後、タイムステップを次ステップへと進める。アルゴリズムの詳細は、既報⁸⁾ および文献¹⁰⁾を参考にされたい。

2.3 境界条件

本研究で設定した境界条件を図-2に要約して示す。自由水面においては、Kinna⁹⁾と同様、線形自由水面条件を設定することで、自由水面形状の追跡およびメッシュの鉛直方向への移動を不要としている。一方、浮体の浸水表面上においては、Non-slip条件を適用し、浮体動揺にもなって変化する浸水表面を追跡するとともに、流体メッシュを浸水表面の移動にあわせて移動・変形させている。また、遠方および水底においては固定壁境界条件を適用しているが、以下の数値結果では、いずれも遠方境界からの反射波が浮体に達する以前で解析を打ち切っている。なお、時間方向にはThree time level法による離散化をおこない、無条件安定である¹⁰⁾が、時間刻みは0.005秒と十分小さくして解析を実施した。

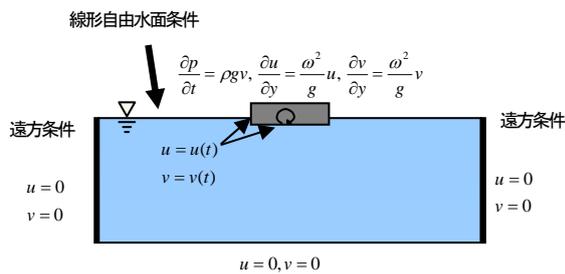


図-2 境界条件

3. フィン付箱形浮体の流体力解析

5種類のフィンをつけた箱型浮体に強制横揺れを与えることにより、横揺れに関する流体力係数を算出した。これらの係数をポテンシャル理論および実験結果⁹⁾による各係数と比較し、本ソルバーの精度等について考察を行う。

3.1 解析モデル

解析モデル（浮体）の諸元は表-1の通りである。浮体側面のフィンの形状を変えることにより、図-3のように分類されるA~E-typeの5種類の浮体およびフィン形状についての解析を行う。

表-1 浮体モデルの諸元

水深 h	0.5 m
浮体半幅 a	0.25 m
喫水 d	0.05 m
回転中心 z_c (水面基準)	0.0 m

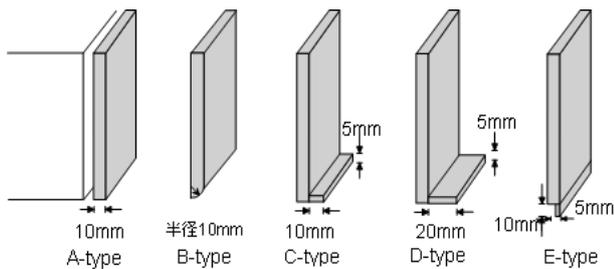
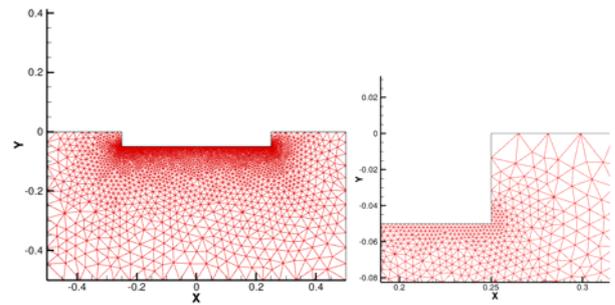
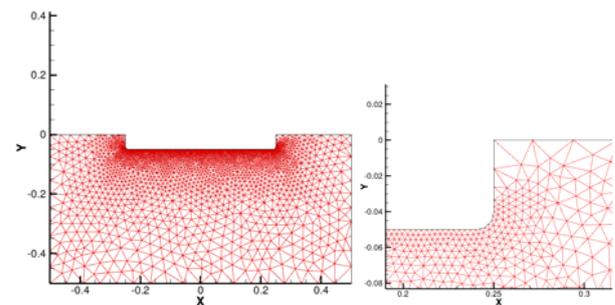


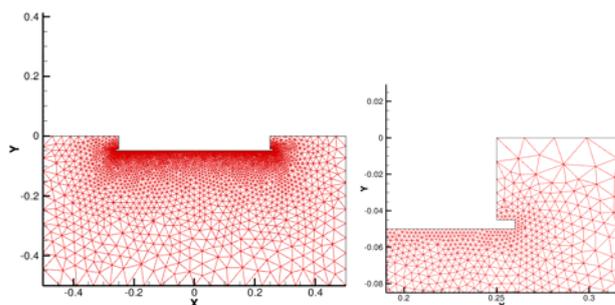
図-3 浮体およびフィン形状



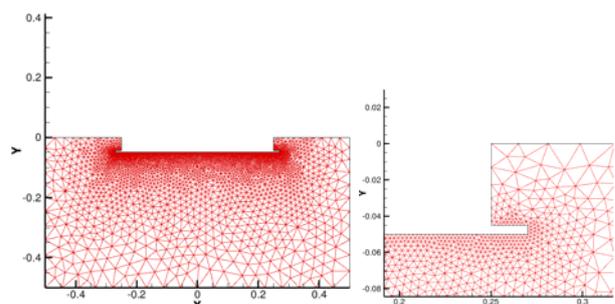
(a) A-type



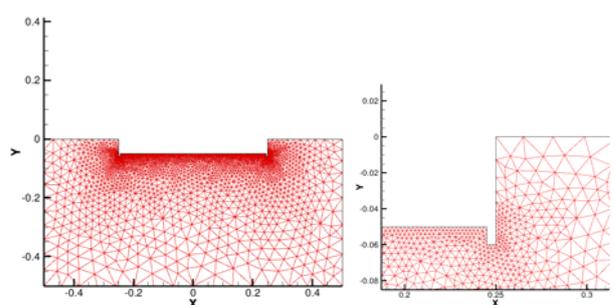
(b) B-type



(c) C-type



(d) D-type



(e) E-type

図-4 三角形非構造格子による領域分割図

表-2 解析条件

周波数 f (Hz)	×	動揺振幅 A_0 (rad)
0.7, 0.8, 1.0, 1.2, 1.5, 1.7		0.01, 0.03, 0.04

以上の各モデルに対して作成した格子の浮体周辺の様子と、フィンを取り付けた浮体角点付近の拡大図を図-4(a)~(e)に示す。渦が発生すると考えられる浮体近傍、特にフィンの周辺に小さな格子が集中し、浮体遠方になるにつれて大きな格子が配置されるように格子を作成した。なお、図-4においては浮体周辺部のみ示しているが、実際に作成したメッシュは、水平方向に-5.25m~5.25mの範囲となっている。ここで5.25mは、遠方境界からの反射波が浮体に到達する以前に解析が終了できる長さとして設定したものである。実験⁹⁾と同様な表-2の条件で強制動揺を与え、解析を行った。

3.2 流体力係数

(1) 付加質量と減衰係数

ここでは、浮体に作用する動水圧によるモーメント M_4 を、浮体動揺の加速度および速度に関する比例係数である付加質量 a_{44} および減衰係数 b_{44} を用いて以下のように表し、これらの係数により実験値との比較をおこなう。

$$M_4 = -a_{44}\ddot{\xi}_4 - b_{44}\dot{\xi}_4 \quad (12)$$

よって、強制横揺れ変位を $\xi_4 = A_0 \sin(\omega t)$ で与えた場合に、浮体に作用するモーメントが $M_4 = A \sin(\omega t + \beta)$ の形で得られたとすると、付加質量 a_{44} および減衰係数 b_{44} は以下のように表される。

$$M_4 = A \sin(\omega t + \beta) = -A_0 \omega^2 a_{44} \sin(\omega t) + A_0 \omega b_{44} \cos(\omega t) \quad (13)$$

$$a_{44} = -A \cos \beta / A_0 \omega^2 \quad (14)$$

$$b_{44} = A \sin \beta / A_0 \omega \quad (15)$$

Navier-Stokes ソルバーにより得られる浮体浸水面での圧力から強制横揺れ時のモーメントの時刻歴波形を求め、その振幅 A および強制変位との位相差 β を用いて、式(14)および式(15)により付加質量 a_{44} および減衰係数 b_{44} を決定する。

(2) 発散波振幅比と減衰係数

本研究では、同様のモデルに対し、浮体の横揺れによって発生する発散波の振幅とそれから求められる減衰係数についても計算を行った。矢後ら⁹⁾による実験では、浮体端部から0.25m離れた位置に波高計を設置し、発散波振幅 ζ_a を計測し、以下の式(16)を用いて減衰係数 N_R を求めている。解析では、波高計の位置での自由表面上の圧力値 p

(2.3 境界条件で記したとおり、線形自由水面条件を適用しており、自由表面形状は不変だが圧力が変動する)より、 $\zeta = p / \rho g$ (g : 重力加速度) により発散波の水位

高を計算し、同様に式(16)を用いて N_R を計算した。なお、式(16)における発散波振幅比の算出においては、強制加振周波数と同一の周波数に対する発散波の波高 ζ_a を用いなければならないため、実験・解析ともに発散波水位のデータをフーリエ変換し、強制動揺の周波数と一致する成分のみを抽出している。

$$N_R = (\rho g / k \omega)(1 + 2k / \sinh 2kh)(A_R a)^2 \quad (16)$$

ここで、 $A_R = \zeta_a / A_0 a$: 発散波振幅比、 k : 波数、 h : 水深、 a : 浮体半幅である。また、波数 k は、分散関係式(17)により加振周波数 $\omega (= 2\pi f)$ と関連づけられる。

$$\frac{\omega^2}{g} = k \tanh(kh) \quad (17)$$

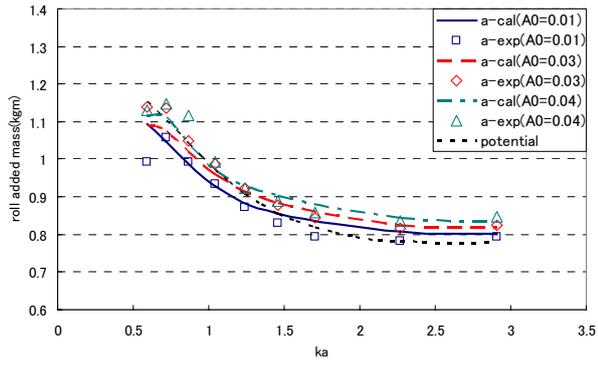
3.3 解析結果と考察

Navier-Stokes ソルバーにより求めた付加質量 a_{44} および減衰係数 b_{44} について、 $A_0 = 0.01 \sim 0.04$ radの時の各モデルに対する付加質量 a_{44} を図-5に、減衰係数 b_{44} を図-6に、それぞれの実験結果およびポテンシャル理論による解析値とともに示した。各グラフの横軸は、波数 k に浮体半幅 a を乗じることで無次元化したもので、ポテンシャル理論による値はA-typeに対するものである。なお、波数 k は加振周波数 $\omega (= 2\pi f)$ と式(17)で関連づけられており、加振周波数0.7Hz~1.7Hzに対する変化を示したものである。また、今回の加振周波数範囲は $ka \approx 0.5 \sim 3.0$ の範囲となっているが、これは浮体幅 B と波長 λ の比に換算すると $B/\lambda \approx 0.16 \sim 0.95$ となる。

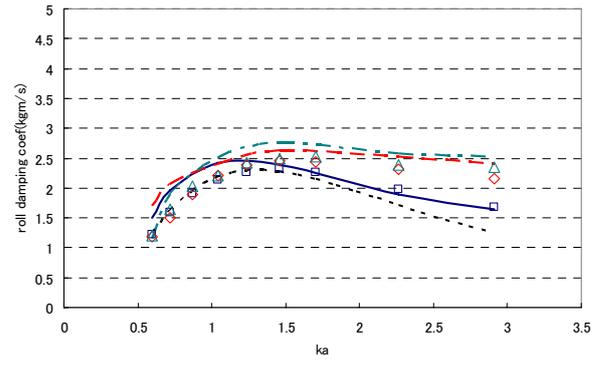
全体として、波数が小さい長周期側でNavier-Stokes ソルバーによる減衰係数 b_{44} の解析値が実験値より大きくなる傾向があるが、概ねよい一致を示していると言える。基準となるA-typeにおいて、付加質量 a_{44} の実験値、Navier-Stokes ソルバーによる解析値とも、ポテンシャル理論による値とよく一致しているが、さらにNavier-Stokes ソルバーによる解析値では、実験で観察される付加質量の振幅依存性もよく再現されている。減衰係数 b_{44} においては、ポテンシャル理論による値は、振幅0.01 rad時においてのみ実験結果とほぼ一致するが、振幅が大きくなるにつれ、過小評価となる。一方、Navier-Stokes ソルバーによる解析値は、振幅の増加による減衰係数の増加をよく捕らえている。

浮体の角に丸みをもたせたB-typeでは、A-typeでみられた付加質量や減衰係数の振幅依存性は実験値においてあまりみられておらず、これはNavier-Stokes ソルバーによる解析値においても同様である。減衰係数の長周期側においてNavier-Stokes ソルバーによる解析値は実験値をやや過大評価しているが、そのほか a_{44} 、 b_{44} ともに実験値と良く一致している。

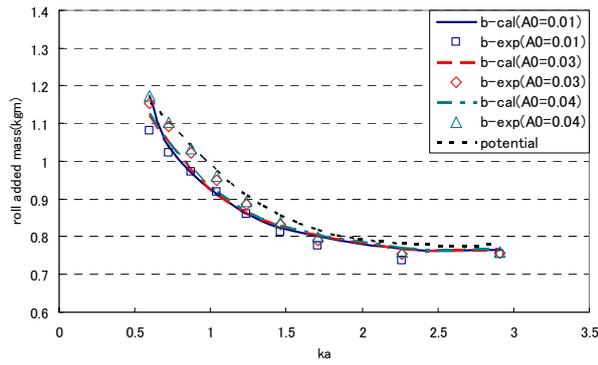
浮体に水平方向のフィンを付けたC-typeにおいては、A-typeに対するポテンシャル理論では付加質量も過小評



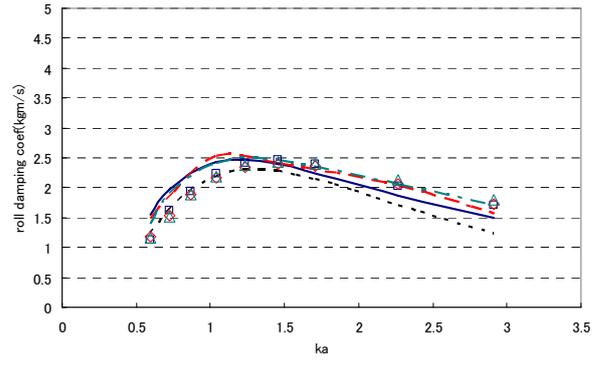
(a) A-type



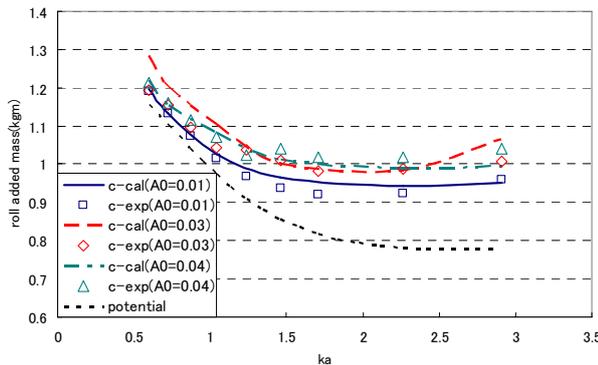
(a) A-type



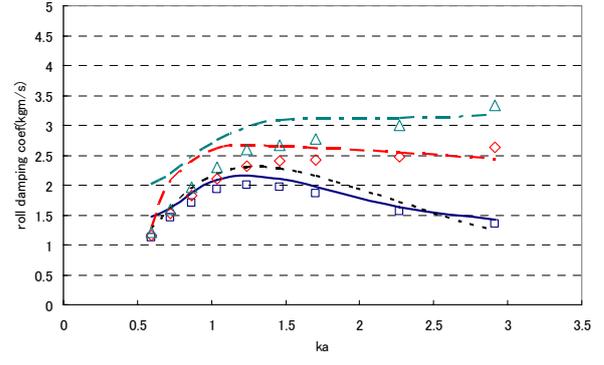
(b) B-type



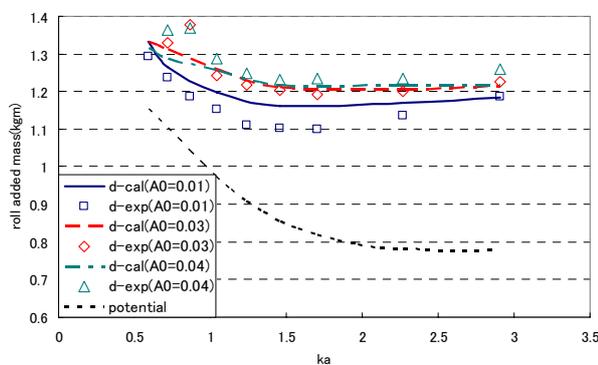
(b) B-type



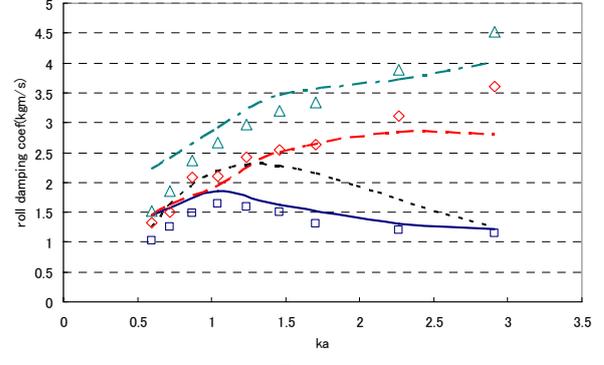
(c) C-type



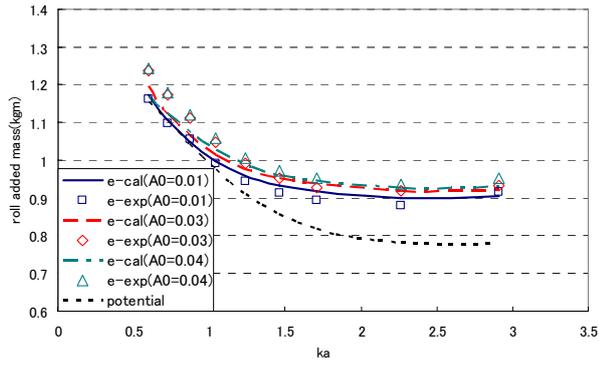
(c) C-type



(d) D-type

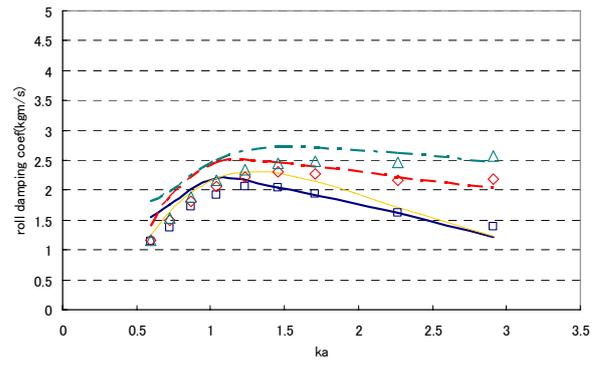


(d) D-type



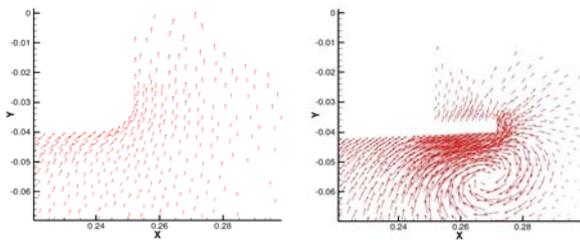
(e) E-type

図-5 横揺れ方向の付加質量係数

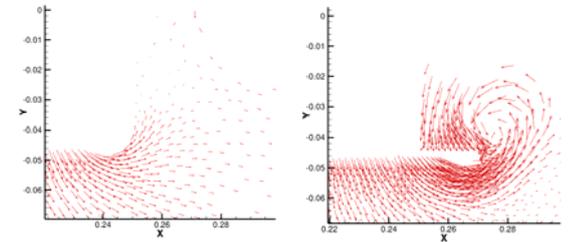


(e) E-type

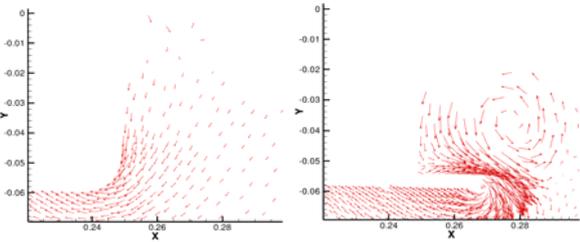
図-6 横揺れ方向の減衰係数



(a) t=1.2T

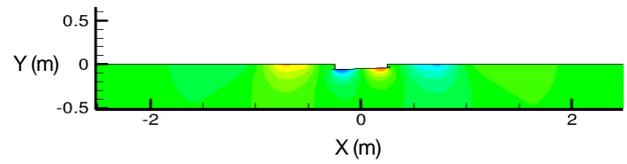


(b) t=1.5T

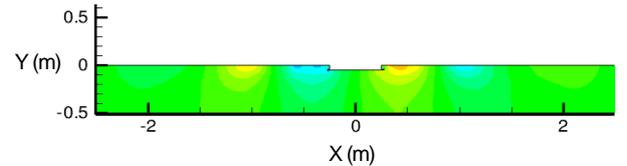


(c) t=1.7T

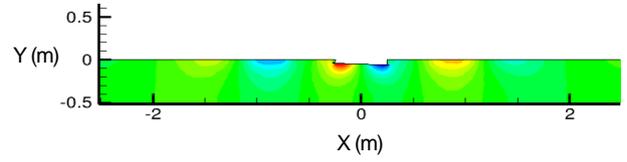
図-7 流速ベクトル図 (左: B-type, 右: D-type)



(a) t=1.2T

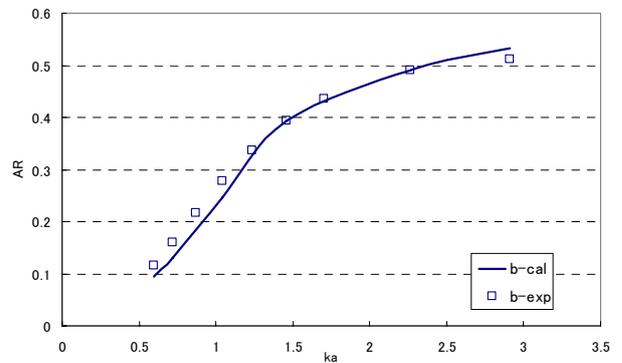


(b) t=1.5T



(c) t=1.7T

図-8 圧力コンター図 (D-type)



(a) B-type

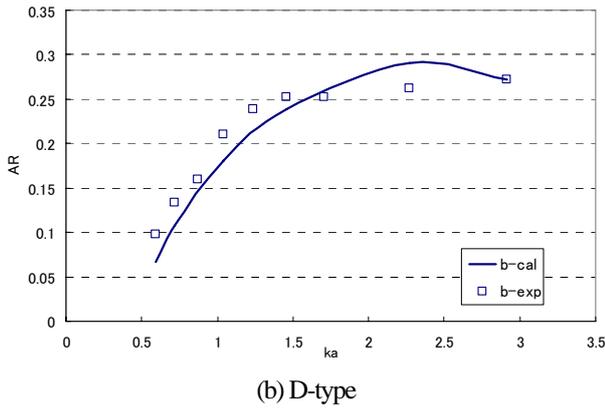
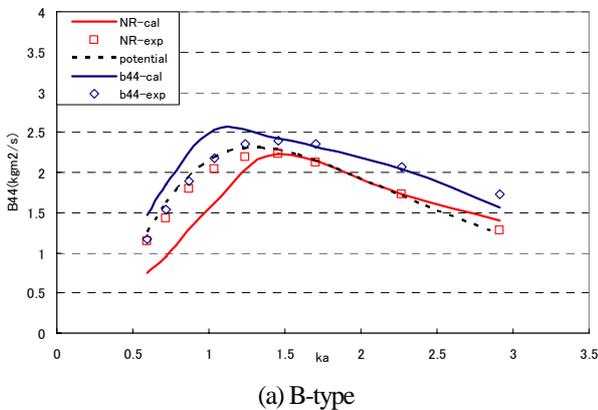
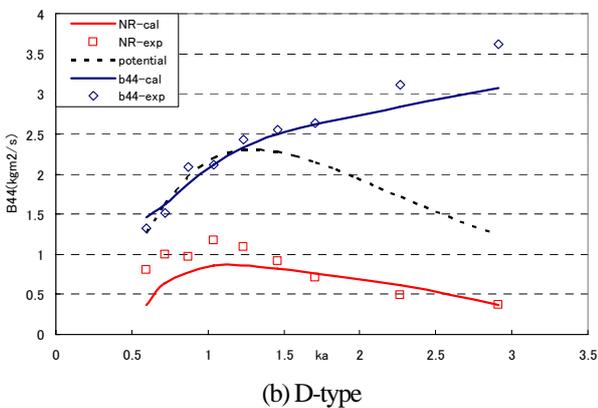


図-9 発散波振幅比



(a) B-type



(b) D-type

図-10 圧力積分および発散波振幅比から求めた減衰係数の比較

値となっており、フィンには減衰係数のみならず付加質量に対しても大きく影響することが分かる。Navier-Stokes ソルバーによる解析値は、 b_{44} の長周期側での若干の過大評価を除き、 a_{44} 、 b_{44} ともに実験値と良く一致している。

浮体に C-type の 2 倍の長さの水平方向のフィンをつけた D-type も、基本的な傾向は、C-type と同様である。ここで、C-type、D-type ともに、動揺振幅が小さい場合は、減衰係数がフィンをつかない A-type より小さくなっている。す

なわち、造渦減衰力の評価法として、フィンのない基本形時の減衰係数に、フィン付加こともなう減衰係数を単純に足すだけでは評価できないことが分かる。Navier-Stokes ソルバーによる解析では、このような場合も含めて、実験結果が良好に再現されている。

鉛直方向にフィンをつけた E-type においても、動揺振幅の小さい場合にフィンのない基本形時の減衰係数よりも小さな値となることも含めて、Navier-Stokes ソルバーによる解析値は a_{44} 、 b_{44} ともに実験値をよく再現できている。

次に、造渦の影響を考察する為に、B-type と D-type に関して、浮体右側フィンの近傍における水粒子の速度ベクトルの様子を図-7 に示した。この図から、B-type では流れの剥離および渦の発生がほとんど見られないのに対して、D-type では、フィン近傍で明らかに渦が発生しており、この造渦が、動揺振幅が大きい場合にみられる減衰係数の増加の原因になっていることがわかる。

次に、発散波に関して、実験結果との比較を行う。振幅 0.03 rad 、 $f = 1.0 \text{ Hz}$ の時の D-type に関して、浮体近傍の圧力のコンター図を図-8 に示した。また同じ条件下で、B-type と D-type に関して、発散波振幅比 A_R の解析値と実験値の比較を図-9 に、発散波振幅比から求められる減衰係数 N_R と浮体に作用するモーメントから求めた減衰係数 b_{44} 、さらにそれぞれの実験値との比較を図-10 で行った。図-8 により、浮体の動揺によって発散波が発生していることが見て取れ、図-9 により、発散波振幅比 A_R に関して、概ね実験値に近い値が得られていることがわかる。

図-10 より、発散波振幅比から求めた減衰係数 N_R に関しては、全体的にポテンシャル理論での計算値よりも小さい実験値が得られており、特に D-type において顕著である。また、Navier-Stokes ソルバーによる解析結果でも概ねその傾向は捉えることができている。 N_R がポテンシャル理論での計算値よりも小さくなる原因としては、造渦によるエネルギー損失によって、造波に費やされるエネルギー成分が減少しているためと考えられる。実際に図-10 を見ると、造渦のほとんど見られない B-type では、 N_R のポテンシャル理論による値からの減少はほとんどなく、逆に、造渦が最も顕著な D-type においては、2 つの値に大きな差異が見られている。いずれにせよ、図-9、図-10 で見られるとおり、発散波振幅比およびこれから計算される減衰係数とともに、Navier-Stokes ソルバーにより実験結果が良好に再現できている。

4. 結言

本研究では、有限体積法を用いた 2 次元 Navier-Stokes ソルバーの開発を行い、数種類のフィンを取り付けた箱型浮体に対し、強制横揺れを与えた際の流体力解析を行い、その結果を実験結果、およびポテンシャル理論による解析結果と比較することで、その有効性についての考察を行った。その結果は、長周期側で減衰係数の解析値が実験値より大きくなる傾向があるものの、概ね実験値と一致しており、フィン付の箱形浮体の横揺れ時の付加質量、減衰係数の推定に有効に活用し得ることが分かった。また、発散波

振幅比においても Navier-Stokes ソルバーによる解析値は実験値を良好に再現できており、フィン付浮体では、発散波がフィンのない基本形時に比べて減少することも再現できた。

参考文献

- 1) 池田良穂, 姫野洋司, 田中紀男: 裸殻の横揺れ造渦減衰力について, 日本造船学会論文集, 第 142 号, pp.54-64, 1997.
- 2) 池田良穂, 小松清, 田中紀男: 横揺れ減衰力について – ビルジキールによる船体表面圧力効果 –, 関西造船協会誌, 第 165 号, pp.31-40, 1997.
- 3) Chakrabarti, S.: Empirical calculation of roll damping for ships and barges, *Ocean Engineering*, 28, pp.915-932, 2001.
- 4) Yeung, R. W., Liao, S.-W. and Roddier, D.: Hydrodynamic coefficients of rolling rectangular cylinders, *Int. Journal of Offshore and Polar Engineers*, 8, pp. 241-250, 1998.
- 5) Yeung, R. W.: Fluid dynamics of finned bodies – From VIV to FPSO, Proc. 12th Int. Offshore and Polar Engineering Conf., Kitakyushu, Japan, pp. 1-11, 2002.
- 6) Kinnas, S. A., Yu, Y.-H. and Vinayan, V.: Prediction of flows around FPSO hull sections in roll using an unsteady Navier-Stokes solver, Proc. 16th Int. Offshore and Polar Engineering Conf., San Francisco, USA, pp. 384-392, 2006.
- 7) 小倉裕史, 宇都宮智昭: 動揺浮体に作用する流体力解析のための N-S ソルバーの開発, 応用力学論文集, 10, pp. 1081-1088, 2007.
- 8) Bangun, E. P. and Utsunomiya, T.: Analysis of hydrodynamic forces acting on a rolling body by using Navier-Stokes solver, *Journal of Applied Mechanics, JSCE*, 11, pp. 1055-1062, 2008.
- 9) 矢後清和, 大川豊, 中條俊樹, 宇都宮智昭: フィン付き箱形浮体の粘性流体力に関する実験的研究, 日本船舶海洋工学会講演会論文集, 7E, 2008.
- 10) Ferziger, J. H. and Peric, M.: *Computational Methods for Fluid Dynamics*, 3rd ed., Springer-Verlag, Berlin, 2002.
- 11) Patanker, S.: *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw-Hill, New York, 1980.

(2009年4月9日 受付)