

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

A Navier-Stokes Solver for Dynamic Response Prediction of an Oscillating Floating Body

小倉裕史*・宇都宮智昭**

Hiroshi Ogura and Tomoaki Utsunomiya

*学生員 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)

** 正会員 工博 京都大学准教授 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)

This paper presents a newly developed procedure to solve the two-dimensional unsteady Navier-Stokes equations for an oscillating floating body. The main goal of this procedure is to investigate the unsteady viscous flow around a floating body at small amplitudes. Heaving motion and rolling motion are numerically simulated in order to compute the added mass and damping coefficients. The simulation results are compared to the values obtained by the inviscid-based potential theory. An experimental comparison is additionally carried out using the wave response, which is estimated from the added mass and damping coefficients obtained from the proposed N-S solver. The simulation results presented in this paper are remarkably similar to the ones computed from potential theory.

Key Words: Navier-Stokes solver, viscous flow, floating structure, wave response

キーワード: ナビエ・ストークスソルバー, 粘性流体, 浮体構造物, 波浪応答

1. 序論

現在, 浮体式構造物は非粘性流体の渦なし流れを仮定したポテンシャル理論に基づいた動揺解析と実験に基づき設計がなされるのが一般的である。しかし, ポテンシャル理論では浮体構造の動揺にともなう生ずる剥離流により構造物に作用する動水圧分布が変化することで生ずる造渦減衰を評価することができないという問題があり, 実験による補正が行われない場合には過大に安全側の設計がなされるという可能性がある。そこで本研究では Navier-Stokes 方程式を用いることにより, 流体の粘性を考慮した流体力算出プログラムを作成し, 浮体式構造物に働く流体力推定の精度向上を図ることを目的とする。特に, 本研究ではその開発の初期段階として, 浮体動揺が微小である場合に算出される流体力係数がポテンシャル理論により求まる流体力係数と一致することを確認することを目的とする。

なお, 粘性流体中の浮体に作用する減衰力評価に関する既存の文献を調査すると, 池田ら^{1,2)}は実験に基づき全減衰力から造波, 摩擦の両成分を分離することにより造渦成分を推定する手法を提案している。同じ内容は, Chakrabarti³⁾によっても詳しく紹介されている。Yeung⁴⁾が提案する流れ関数・渦度法に基づく 2 次元非圧縮性流体に関する解析手法(Free-Surface Random-Vortex Method)や, また, Kinnas ら⁵⁾は Navier-Stokes ソルバーを用いて粘性減衰力の評価を行っており, ビルジキールを有する船体のローラダンピングの評価が精度よく行えたとしている。

2. 2 次元 N-S ソルバー

2.1 離散化手法

本研究は 2 次元非定常, 非圧縮流体を対象としており, 連続の式および Navier-Stokes 方程式に基づき解析を行う。各方程式は以下のように表される。

$$\nabla \cdot \vec{U} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \vec{U} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \vec{F} + \nu \nabla^2 \vec{U} \quad (2)$$

ここで, $\vec{U} = (u, v)$ は速度ベクトル, p は圧力, ν は動粘性係数, ρ は密度, $\vec{F}$ は単位質量あたりの体積力である。

これらの方程式を物体表面に適合するような座標系で数値解析するには, 一般座標系 (x, y) における運動方程式をデカルト座標系である計算空間 (ξ, η) に写像して計算を行う必要がある。計算空間における連続の式は以下のように表される。

$$\frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{\partial V}{\partial \eta} = 0 \quad (3)$$

ただし, 反変速度成分 U, V は以下のように表される。

$$U = \left(\frac{\partial u}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial \eta} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) \cdot J \quad (4)$$

$$V = \left(\frac{\partial v}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial \eta} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) \cdot J \quad (5)$$

J はヤコビアンであり、次のように表される。

$$J = x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi \quad (6)$$

また、運動量 ϕ の輸送方程式は以下のように与えられる⁹⁾。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial \xi}(\rho U\phi) + \frac{\partial}{\partial \eta}(\rho V\phi) \\ - \frac{\partial}{\partial \xi} \{ \Gamma J(q_{11}\phi_\xi + q_{12}\phi_\eta) \} - \frac{\partial}{\partial \eta} \{ \Gamma J(q_{21}\phi_\xi + q_{22}\phi_\eta) \} \quad (7) \\ = J \cdot S(\xi, \eta) \end{aligned}$$

ただし、 q_{11} , q_{12} , q_{21} , q_{22} は次のようになる。

$$q_{11} = \xi_x^2 + \xi_y^2, \quad q_{12} = q_{21} = \xi_x \eta_x + \xi_y \eta_y, \quad q_{22} = \eta_x^2 + \eta_y^2 \quad (8)$$

なお、Navier-Stokes 方程式は運動量 ϕ として速度を、拡散係数 Γ として粘度 μ を与えることで表される。生成項 S として、圧力勾配 $-\partial p / \partial x$ が与えられたとき以下のようになる。

$$S = -\frac{\partial p}{\partial x} = -\left(\xi_x \frac{\partial p}{\partial \xi} + \eta_x \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) \equiv S(\xi, \eta) \quad (9)$$

方程式の離散化には有限体積法を用いた。有限体積法は基礎式を積分して離散化する手法であり、保存則を確実に満たす離散式を得ることができる。

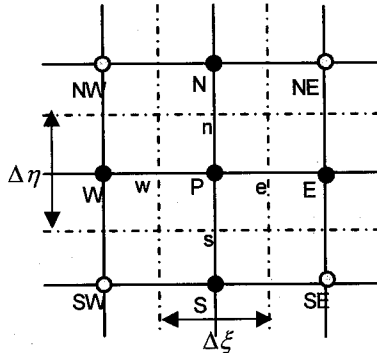


図-1 コントロールボリューム

運動量 ϕ の輸送方程式を離散化する。対流項は以下のようになる。

$$\begin{aligned} \iint \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi}(\rho U\phi) + \frac{\partial}{\partial \eta}(\rho V\phi) \right\} d\xi d\eta \quad (10) \\ = \rho \Delta \eta (U_e \phi_e - U_w \phi_w) + \rho \Delta \xi (V_n \phi_n - V_s \phi_s) \end{aligned}$$

ここで、 $\phi_e, \phi_w, \phi_n, \phi_s$ は下式で表される。

$$\begin{aligned} \phi_e &= \frac{1}{2}(\phi_E + \phi_P), & \phi_w &= \frac{1}{2}(\phi_W + \phi_P) \\ \phi_n &= \frac{1}{2}(\phi_N + \phi_P), & \phi_s &= \frac{1}{2}(\phi_S + \phi_P) \end{aligned} \quad (11)$$

また、拡散項は次のように離散化される。

$$\begin{aligned} \iint \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi} \{ \Gamma J(q_{11}\phi_\xi + q_{12}\phi_\eta) \} + \frac{\partial}{\partial \eta} \{ \Gamma J(q_{21}\phi_\xi + q_{22}\phi_\eta) \} \right\} d\xi d\eta \\ = \Delta \eta \left[\Gamma J(q_{11}\phi_\xi)_e - \Gamma J(q_{11}\phi_\xi)_w \right] + \Delta \xi \left[\Gamma J(q_{21}\phi_\xi)_e - \Gamma J(q_{21}\phi_\xi)_w \right] \quad (12) \\ + \Delta \xi \left[\Gamma J(q_{21}\phi_\xi)_n - \Gamma J(q_{21}\phi_\xi)_s \right] + \Delta \xi \left[\Gamma J(q_{22}\phi_\eta)_n - \Gamma J(q_{22}\phi_\eta)_s \right] \end{aligned}$$

浮体境界は運動にともない移動させる必要がある。格子形成は時間ステップ毎に行った。格子点の移動に伴い、運動量 ϕ の輸送方程式の時間項は以下のように離散化される。

$$\iint \frac{\partial \phi}{\partial t} d\xi d\eta = \frac{\phi^n - \phi^{n-1}}{\Delta t} \Delta \xi \Delta \eta - (\vec{V}_{grid} \cdot \nabla \phi) \Delta \xi \Delta \eta \quad (13)$$

ここで、 $\vec{V}_{grid} = (u_{grid}, v_{grid})$ は以下のように表される。

$$u_{grid} = \frac{x^n - x^{n-1}}{\Delta t}, \quad v_{grid} = \frac{y^n - y^{n-1}}{\Delta t} \quad (14)$$

ただし、添え字 n は時間ステップを表す。

以上より、式(7)は次のように離散化される。

$$\begin{aligned} a_p \phi_p^n &= a_e \phi_e^n + a_w \phi_w^n + a_n \phi_n^n + a_s \phi_s^n + b_\phi \\ &+ J \cdot S(\xi, \eta) \Delta \xi \Delta \eta + \frac{\rho \Delta \xi \Delta \eta}{\Delta t} \phi_p^{n-1} \end{aligned} \quad (15)$$

ただし、 a_e, a_w, a_n, a_s は影響係数である。

式(15)を三重対角行列解法を用いて解くことにより⁹⁾、時刻 n における流速を求めることができる。

2.2 圧力補正式

圧力補正式には SIMPLE 解法⁶⁾を用いる。格子点 P における速度 (u, v) は運動量輸送方程式の離散化から以下のように与えられる。

$$a_p u_p = \sum_{nb} a_{nb} u_{nb} + b_u - \left(\xi_x \frac{\partial p}{\partial \xi} - \eta_x \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) J \Delta \xi \Delta \eta \quad (16)$$

$$a_p v_p = \sum_{nb} a_{nb} v_{nb} + b_v - \left(\xi_y \frac{\partial p}{\partial \xi} - \eta_y \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) J \Delta \xi \Delta \eta \quad (17)$$

これらを a_p で除すことにより u_p, v_p が求められる。式に含まれる圧力勾配については振動解を防ぐために文献⁹⁾に示されるような平均化を行う。 u, v の $\partial p / \partial \xi$ によらない項 u^ξ, v^ξ を以下のように求める。

$$u_p^\xi = u_p - f_u^\xi \frac{P_E - P_W}{2\Delta \xi}, \quad f_u^\xi = -\frac{J \Delta \xi \Delta \eta}{a_p} \xi_x \quad (18)$$

$$v_p^\xi = v_p - f_v^\xi \frac{P_E - P_W}{2\Delta \xi}, \quad f_v^\xi = -\frac{J \Delta \xi \Delta \eta}{a_p} \xi_y \quad (19)$$

同様に u, v の $\partial p / \partial \eta$ によらない項 u^η, v^η は

$$u_p^\eta = u_p - f_u^\eta \frac{P_N - P_S}{2\Delta \eta}, \quad f_u^\eta = -\frac{J \Delta \xi \Delta \eta}{a_p} \eta_x \quad (20)$$

$$v_p^\eta = u_p - f_u^\eta \frac{p_N - p_S}{2\Delta\eta}, \quad f_u^\eta = -\frac{J\Delta\xi\Delta\eta}{a_p} \xi_x \quad (21)$$

これらの値を用いて各境界面での反変速度を求めると、

$$U_e = U_e^\xi + m_e \frac{p_E - p_P}{\Delta\xi} \quad (22)$$

$$V_n = U_n^\eta + m_n \frac{p_N - p_P}{\Delta\eta} \quad (23)$$

で与えられる。ここに、

$$U_e^\xi = \frac{1}{2} \{ J_P (\xi_x u_P^\xi + \xi_y v_P^\xi) + J_E (\xi_x u_E^\xi + \xi_y v_E^\xi) \} \quad (24)$$

$$V_n^\eta = \frac{1}{2} \{ J_P (\eta_x u_P^\eta + \eta_y v_P^\eta) + J_N (\eta_x u_N^\eta + \eta_y v_N^\eta) \} \quad (25)$$

$$m_e = \frac{1}{2} \{ J_P (\xi_x (f_u^\xi)_P + \xi_y (f_v^\xi)_P) + J_E (\xi_x (f_u^\xi)_E + \xi_y (f_v^\xi)_E) \} \quad (26)$$

$$m_n = \frac{1}{2} \{ J_P (\eta_x (f_u^\eta)_P + \eta_y (f_v^\eta)_P) + J_N (\eta_x (f_u^\eta)_N + \eta_y (f_v^\eta)_N) \} \quad (27)$$

である。以上でコントロールボリュームの境界面における反変速度 U_e, V_n を求めることができた。同様に U_w, V_s を求めることができる。

ここで SIMPLE 解法を導入し、上述の U, V を予測値として連続の式を満たすように補正圧力 p' 、および補正速度 U', V' を求める。なお、以下の式において、上添え字(*)は圧力、速度の予測値を、上添え字(')は補正值を表すものとする。 U', V' に対する周囲の点の速度補正量による影響は小さいとする SIMPLE 解法の仮定、および境界面の法線方向以外の圧力補正の影響が支配的でないという仮定、すなわち

$$U_e^\xi = U_w^\xi = U_n^\eta = U_s^\eta = 0 \quad (28)$$

を導入する。これより境界面の速度補正量は

$$U_e' = m_e \frac{p_E' - p_P'}{\Delta\xi} \quad (29)$$

$$U_w' = m_w \frac{p_W' - p_P'}{\Delta\xi} \quad (30)$$

$$V_n' = m_n \frac{p_N' - p_P'}{\Delta\eta} \quad (31)$$

$$V_s' = m_s \frac{p_S' - p_P'}{\Delta\eta} \quad (32)$$

真値と推定値、補正值の関係式

$$U_e = U_e^* + U_e', \quad U_w = U_w^* + U_w' \quad (33)$$

$$V_n = V_n^* + V_n', \quad V_s = V_s^* + V_s'$$

を連続の式に代入し、圧力補正量 p' の離散式を得る。

$$a_P p_P' = a_E p_E' + a_W p_W' + a_N p_N' + a_S p_S' + b \quad (34)$$

$$a_E = m_e \Delta\eta / \Delta\xi \quad (35)$$

$$a_W = m_w \Delta\eta / \Delta\xi \quad (36)$$

$$a_N = m_n \Delta\xi / \Delta\eta \quad (37)$$

$$a_S = m_s \Delta\xi / \Delta\eta \quad (38)$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S \quad (39)$$

$$b = \Delta\eta (U_e^* - U_w^*) + \Delta\xi (V_n^* - V_s^*) \quad (40)$$

圧力補正量 p' が得られたなら、 U_e', U_w', V_n', V_s' を求めることができる。さらに、線形補間により格子点の速度補正量を得る。

$$U_P' = \frac{1}{2} (U_e' + U_w'), \quad V_P' = \frac{1}{2} (V_n' + V_s') \quad (41)$$

反変速度の定義式より

$$u = \frac{1}{J} (x_\xi U + x_\eta V), \quad v = \frac{1}{J} (y_\xi U + y_\eta V) \quad (42)$$

となるので、その補正成分は同様に

$$u_P' = \frac{1}{J} (x_\xi U_P' + x_\eta V_P'), \quad v_P' = \frac{1}{J} (y_\xi U_P' + y_\eta V_P') \quad (43)$$

これにより、圧力、速度の真値が得られる。

2.3 境界条件

(1) 自由水面条件

自由水面には線形自由水面条件を用いる。微小振幅波の仮定を用いると運動学的条件は次のように書ける。

$$\frac{\partial\eta}{\partial t} = v \quad (44)$$

ただし、 η は波高である。

また、力学的境界条件は

$$\frac{\partial\Phi}{\partial t} + g\eta = 0 \quad (45)$$

ただし、 Φ は速度ポテンシャルである。

式(45)を時間で微分し、式(44)を代入して

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} + gv = 0 \quad (46)$$

式(46)を x で偏微分して

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial\Phi}{\partial x} \right) + g \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (47)$$

渦なし流れの条件 $\frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial y}$ より

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + g \frac{\partial u}{\partial y} = 0 \quad (48)$$

角周波数 ω の調和運動を考えると, $u = u_0(x, y)e^{i\omega t}$ と表

されるので, $\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = -\omega^2 u$ とすると

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\omega^2}{g} u \quad (49)$$

ベルヌーイの式は以下のように表される.

$$p + \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \rho g z = 0 \quad (50)$$

時間で微分し, (46)を代入すると

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \rho g v \quad (51)$$

(51)式を y で微分して

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right) = \rho g \frac{\partial v}{\partial y} \quad (52)$$

ベルヌーイの式を y と t で微分すると

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right) + \rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) = 0 \quad (53)$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = -\omega^2 v \text{ を用いると}$$

$$\frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\omega^2}{g} v \quad (54)$$

以上により導かれた線形自由表面条件を図-2に示す.

(2) 遠方境界条件

解析は遠方に波が到達する前に終わるものとする. したがって, 遠方では速度 0 と仮定できる.

$$u = v = 0 \quad (55)$$

また, 圧力は下式で与える.

$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0 \quad (56)$$

(3) 浮体表面境界条件

浮体運動に伴い, 境界に速度および変位を与える.

$$u = u(t), \quad v = v(t) \quad (57)$$

圧力は以下の式で与える.

$$\frac{\partial p}{\partial n} = -\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + v_n \frac{\partial v_n}{\partial n} + v_s \frac{\partial v_s}{\partial s} \right) \quad (58)$$

ここで, v_n は浮体表面法線方向の流速, v_s は浮体表面接線方向の流速である.

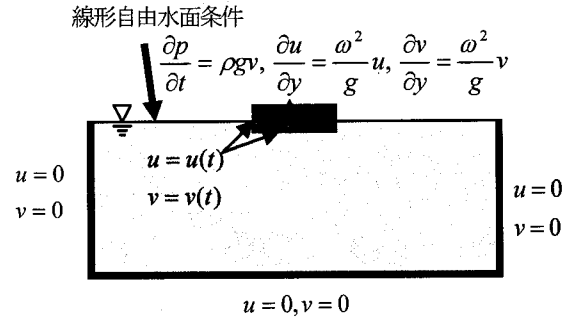


図-2 境界条件

なお, これらの境界条件を適用するにあたっては, 式(42)により u, v を必要に応じ算出した上で, 陰的に処理することでこれらの境界条件が満足されるようにした.

3. 流体力係数の算出

3.1 はじめに

浮体に図-3に示される Heave (x_3) 方向および Roll (x_4) 方向のそれぞれ個別に強制動揺を与えることにより, 各方向の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により求まる各係数と比較し, 粘性影響および Navier-Stokes ソルバーの精度の検証を行う.

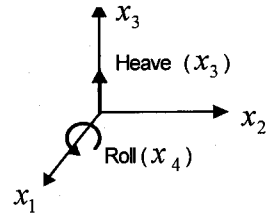


図-3 Heave 方向と Roll 方向

3.2 解析モデル

解析モデルを図-4に, 解析モデル諸元を表-1に示す. 供試体は図-5に示すとおり側面の形を変えることにより, A~E-type の5種類について解析を行った. 喫水 d は 0.05m とした. なお, 矩形浮体(A-type)に対しては, ポテンシャル理論による解析をあわせておこなう.

表-1 解析モデル諸元

水深 h	0.5m
供試体半幅 a	0.25m
喫水 d	0.05m
慣動半径 r	0.1937m
重心位置 z_G	0.025m (上向きを正)
回転中心位置 z_C	0.0m (静水面上)

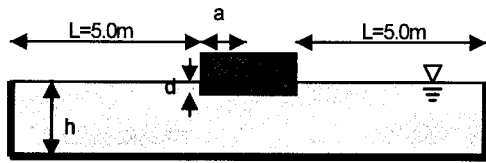


図-4 解析モデル

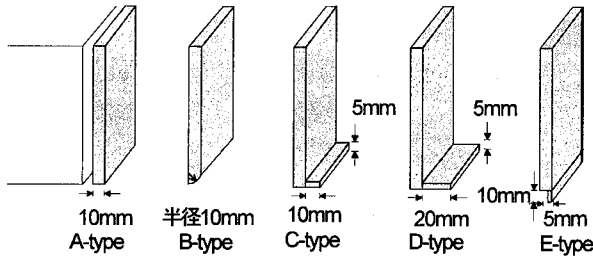


図-5 供試体側面図

- A-type : 角点が直角のもの
- B-type : 角点を丸くしたもの (ビルジ半径 10mm)
- C-type : 角点から水平方向に厚さ 5mm, 幅 10mm のビルジキールを取り付けたもの
- D-type : 角点から水平方向に厚さ 5mm, 幅 20mm のビルジキールを取り付けたもの
- E-type : 角点から鉛直方向に厚さ 5mm, 幅 10mm のビルジキールを取り付けたもの

A-type および C-type に対する格子分割を図-6, 図-7 に示す⁸⁾。

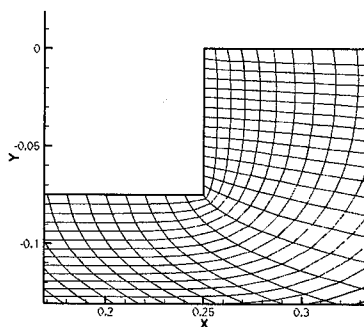
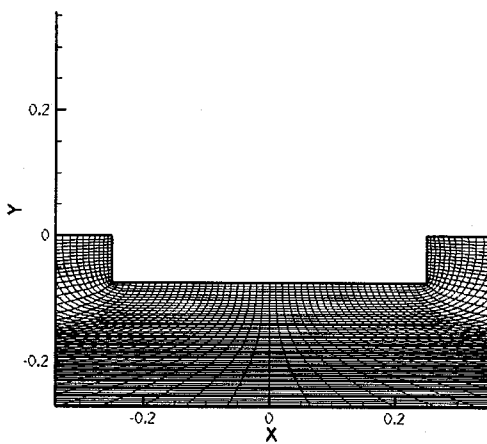


図-6 A-type 格子分割

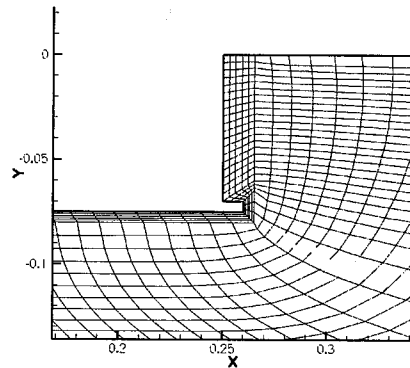
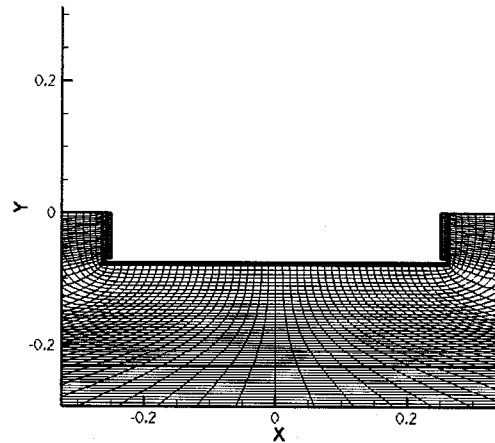


図-7 C-type 格子分割

3.3 解析手法

(1) 境界条件 (Heave)

浮体表面に強制的に変位および速度を与えることにより Heave 運動 (x_3 方向運動; 図-3 参照) に関する解析を行った。振動数 f が 0.6Hz から 1.8Hz の範囲で境界に速度および変位を与えた。浮体表面の境界条件は以下のように示される。

$$x_3 = A_0 \cos(\omega t) \quad (59)$$

$$u = 0 \quad (60)$$

$$v = \dot{x}_3 = -A_0 \omega \sin(\omega t) \quad (61)$$

ここで A_0 は振幅を表し、モデルタイプ A,B に関しては $A_0 = 0.001$ m, モデルタイプ C,D,E に関しては $A_0 = 0.0001$ m とした。なお振幅を大きくすると、浮体角点付近で流速が発散する場合があります。十分に安定した値が得られたこれら微小振幅時に対する解析結果を示す。

(2) 流体力係数の算出(Heave)

浮体に作用する力は浮体表面の圧力を積分することにより算出することができます。

$$F_3 = \int_{SB} p n_3 dS_{SB} \quad (62)$$

ここで、添え字 SB は浮体没水表面を表す。また、浮体に働く力 F_3 は付加質量 a_{33} および減衰係数 b_{33} を用いて以

下のように表される⁹⁾。

$$F_3 = -a_{33}\ddot{x}_3 - b_{33}\dot{x}_3 \quad (63)$$

浮体に与える強制変位が

$$x_3 = A_0 \cos(\omega t) \quad (64)$$

と表されたとすると、式(63)は以下ようになる。

$$F_3 = a_{33}\omega^2 A_0 \cos(\omega t) + b_{33}\omega \sin(\omega t) \quad (65)$$

式(62)により求まる力をフーリエ級数に分解することにより付加質量 a_{33} および減衰係数 b_{33} を求めることができる。

図-8、図-9に N-S ソルバーにより求めた付加質量 a_{33} および減衰係数 b_{33} と A-type に関してポテンシャル理論(領域分割法により計算)により求めた付加質量 a_{33} 、減衰係数 b_{33} の比較を示す。なお横軸には波数 k を供試体の半幅 a で無次元化した値を用いた。

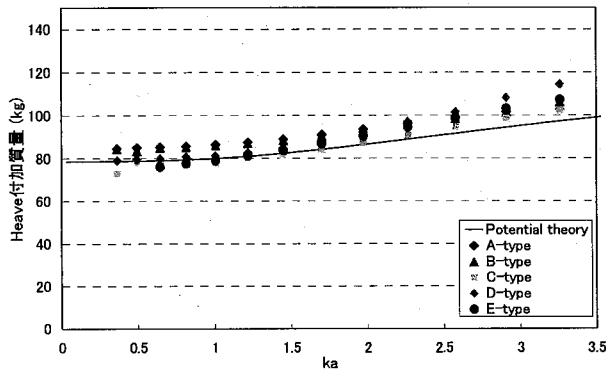


図-8 Heave 付加質量

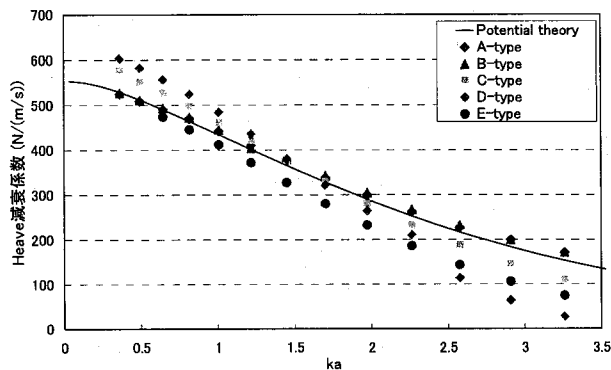


図-9 Heave 減衰係数

(3) 境界条件 (Roll)

Roll 運動においても Heave 運動同様、浮体表面に強制的に変位および速度を与えることにより解析を行った。ただし、解析モデルは D-type を除く 4 種類とした。振動数 f が 0.7Hz から 1.8Hz の範囲で境界に速度および変位を与えた。浮体表面の境界条件は以下のとおりである。

$$x_4 = \alpha = a_0 \cos(\omega t) \quad (66)$$

$$\dot{x}_4 = \dot{\alpha} = -a_0 \omega \sin(\omega t) \quad (67)$$

$$u = -y\dot{\alpha} = ya_0\omega \sin(\omega t) \quad (68)$$

$$v = x\dot{\alpha} = -xa_0\omega \sin(\omega t) \quad (69)$$

ここで a_0 は振幅を表し、 $a_0 = 0.001 \text{ rad}$ とした。また、 x は浮体中心(回転中心)からの水平方向距離、 y は浮体中心(回転中心)からの鉛直方向距離を表す。

(4) 流体力係数の算出 (Roll)

Roll 運動(x_4 方向運動; 図-3 参照)における流体力の算出には力ではなく、モーメントを用いる。浮体に作用するモーメントを浮体表面の圧力から求める。

$$M_4 = \int_S p(\vec{r} \times \vec{n}) dS = \int_S p(xn_y - yn_x) dS \quad (70)$$

ここで、添え字 S は浮体没水表面を表す。また、浮体に働くモーメント M_4 は付加質量 a_{44} および減衰係数 b_{44} を用いて以下のように表される⁹⁾。

$$M_4 = -a_{44}\ddot{x}_4 - b_{44}\dot{x}_4 \quad (71)$$

Roll 運動においても Heave 運動と同様、モーメントをフーリエ級数に分解することにより付加質量 a_{44} および減衰係数 b_{44} を求めることができる。

図-10、図-11に N-S 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} と A-type に関してポテンシャル理論により求めた付加質量 a_{44} 、減衰係数 b_{44} を示す。

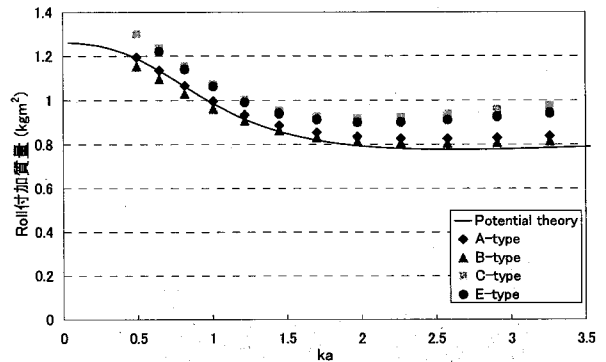


図-10 Roll 付加質量

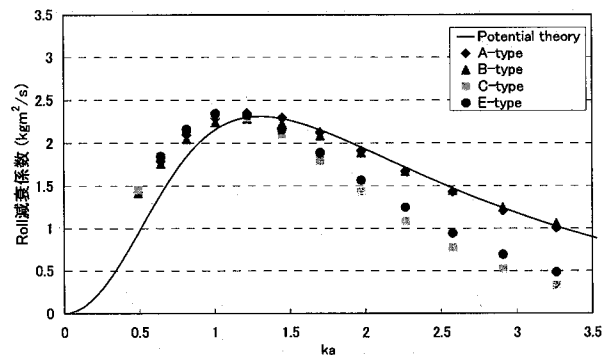


図-11 Roll 減衰係数

3.4 考察

Heave 運動, Roll 運動ともに A-type に関して付加質量, 減衰係数はポテンシャル理論 (A-type に関して求められている) により求まる値とほぼ一致していることが分かる。また, ビルジキールのない B-type もほぼ A-type と同様の結果となっている。ビルジキールを有する C~E-type においては異なった値となっているがビルジキールの影響が現れたものと考えられる。ポテンシャル理論では非粘性流体の渦なし流れを仮定しており, 造渦減衰効果が無視されている。一般に造渦減衰は浮体運動の速度振幅の二乗に比例することが知られている。本研究のような微小振幅領域では流体の粘性による渦が十分に発達しておらず, 造渦減衰が無視できるものと考えられる。本ソルバーによる A-type における解析結果は微小振幅領域における付加質量, 減衰係数がポテンシャル理論から求まる値とほぼ一致しており, 少なくとも微小振幅領域においては本プログラムの妥当性が確かめられたものと考えられる。

4. 波浪応答

4.1 はじめに

本章では前章で求めた流体力係数をもとに浮体の波浪応答を計算し, 波浪応答実験との比較・検討を行い, 流体力係数の妥当性の検証およびソルバーの精度についての考察を行った。

4.2 波浪応答実験

浮体橋梁の構造特性に関する調査研究¹⁰⁾において浮体式橋梁のポンツーン部の約100分の1を想定したモデルで波浪応答実験が行われている。浮体の構造は前章で用いたものと同じA~E-typeの5種類の供試体について実験は行われた。その概要を図-12に示す。また, 実験で与えた入射波波高は図-13のように示される。

4.3 波浪応答解析

(1) 波浪応答の算出

Heave の運動方程式は以下のように表される⁹⁾。

$$(m + a_{33})\ddot{x}_3 + b_{33}\dot{x}_3 + \rho g A_w x_3 = F_3 \quad (72)$$

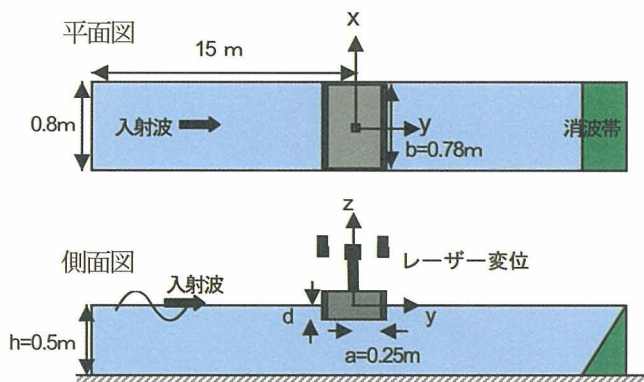


図-12 実験概要

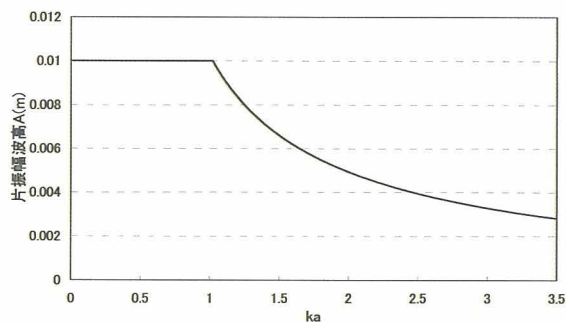


図-13 入射波波高

ここで,

F_3 : 強制波力, m : 浮体の質量

ρ : 流体の密度, A_w : 水線面積

また, Roll の運動方程式は以下のように表される⁹⁾。

$$(I + a_{44})\ddot{x}_4 + b_{44}\dot{x}_4 + mg \cdot \overline{GM} \cdot x_4 = M_4 \quad (73)$$

ここで,

I : 慣性モーメント

m : 浮体の質量

$\overline{GM}$: 重心とメタセンターの距離

である。

強制波力はポテンシャル理論に基づき A-type のモデルに対する強制波力を算出し, 各モデルに用いた。図-14, 15 に解析による波浪応答値と実験による波浪応答値の比較のグラフを示す。

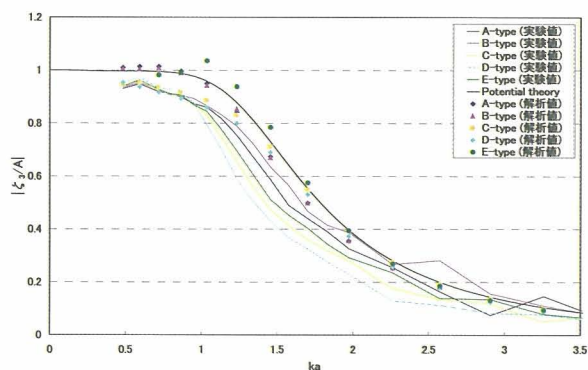


図-14 波浪応答 (Heave)

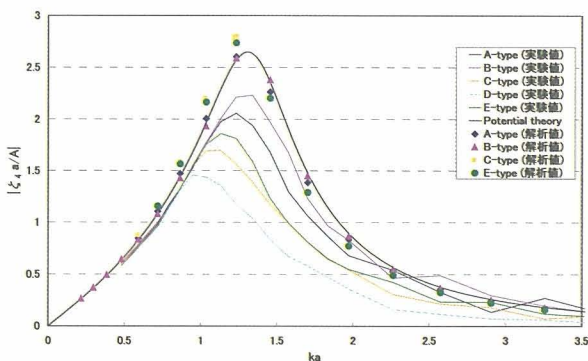


図-15 波浪応答 (Roll)

(2) 結果と考察

ビルジキールのない A-type, B-type のモデルに関しては Navier-Stokes ソルバーにより求まる波浪応答値がポテンシャル理論から求まる波浪応答値とほぼ一致することが確かめられた。実験で計測された波浪応答値との差は解析において与えられている浮体の運動が微小であるために、浮体周りに発生する渦による減衰（造渦減衰）の影響がまだ十分に考慮されず、減衰係数が小さな値に止まったためであると考えられる。ビルジキールを有するモデルでは実験結果においては造渦減衰が矩形モデルである A-type に比べて顕著に影響していると考えられる。しかしながら、これらのモデルに関しても解析において与えられる動揺振幅は微小であることから造渦減衰が小さな値に止まっており、ポテンシャル理論により求まる値に近い値が得られたものと考えられる。今回は大振幅を与えるためのアルゴリズム開発がまだ十分でなく、実験結果を完全に再現するには至っていないが、今後、実験と同程度の振幅を与えるようにアルゴリズムを改良した上で、再度、実験結果との比較による検証をおこないたい。

5. 結論および今後の課題

本研究では、2次元 Navier-Stokes 方程式を用い、動揺浮体に作用する流体力算出プログラムを作成した。様々な形状の浮体の流体力および波浪応答に関する解析を行い、浮体の振幅が微小である場合に付加質量、減衰係数が非粘性、渦なし流れを仮定したポテンシャル理論により求まる値とほぼ一致することを確認した。また、本研究で提案するソルバーにより算出した浮体の流体力係数を用いて、波浪応答解析を行い、波浪応答実験、ポテンシャル理論による解析値と比較検討を行った。その結果、微小振幅下においては N-S ソルバーを用いることでポテンシャル理論により求めた波浪応答値とほぼ一致する波浪応答値が得られることを確認した。実験値とは差異が生じているが浮体の

運動が微小であったために造渦減衰が小さくなっているためであると考えられる。さらに振幅を大きくした場合における解析については今後の検討課題としたい。

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, 1977.
- 2) 池田良穂, 小松清, 姫野洋司, 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, 1977.
- 3) Chakrabarti, S. : Empirical calculation of roll damping for ships and barges, Ocean Engineering, Vol.28, pp.915-932, 2001.
- 4) Yeung, R.W. : Fluid dynamics of finned bodies – from VIV to FPSO, Proceeding of The Twelfth (2002) International Offshore and Polar Engineering Conference, Vol.2, pp.1-11, 2002.
- 5) Kinnas, S.A., Yu, Y.-H., and Vinayan, V. : Prediction of flows around FPSO Hull Sections in Roll Using an Unsteady Navier-Stokes Solver, Proceedings of the Sixteenth International Offshore and Polar Engineering Conference, pp.384-392, 2006.
- 6) 荒川忠一: 数値流体力学, 東京大学出版, 1994.
- 7) Patankar, S. : Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere Publishing, pp.384-393, 1980.
- 8) Thompson, J.F., Warsi, Z.U.A., and Mastin, C.W. (小国力, 河村哲也 訳) : 数値格子生成の基礎と応用, 丸善, 1994.
- 9) 元良誠三: 船体と海洋構造物の運動学, 成山堂, 1997
- 10) 京都大学, 株式会社建設技術研究所, 社団法人システム総合研究所: 浮体橋梁の構造特性に関する調査研究 (その 2), 2000.

(2007 年 4 月 12 日 受付)