船首正面衝撃に関する数値シミュレーション

正会員 木 原 一* 正会員 末 吉 誠**

Numerical simulation of wave impact pressure acting on bow in head sea

by Hajime Kihara, *Member* Makoto Sueyoshi, *Member*

Summary

The paper describes the simulation method for the wave impact pressure acting on a bow section, where the boundary element analysis on a two-dimensional water impact problem is applied. Computed results are compared with those by the MPS method, a kind of particle methods. Good agreement is recognized in both the free surface flow and the time histories of pressure. The numerical description using the boundary element is properly-validated in the water entry, the water exit, the jetting, the nonviscous flow separation, the trapped air, and so on.

1. 緒 言

船舶の高速化や多様化に伴い新船型の性能推定が必要になる。船首部の船型改良に伴い船首船底部やフレア部でのスラミングに対する影響を予測することは強度設計においても重要な課題の一つになる。そのためスラミングに関する研究例は数多いが、船首部の幾何学形状や流体との相互作用が複雑なため、数学モデルによる理論的研究では境界条件が簡略化して議論されることが多い。近年、国内で公表された研究例としては緩衝型バルブの波浪衝撃に関する検討¹⁾やコンテナ船のフレアスラミングにおける設計荷重の研究²⁾などが挙げられる。積分方程式の数値解法の一つである境界要素法 (BEM) は任意形状の物体に適用できる計算法であるが、水面衝撃の解析例では2次元問題に限っても自由表面の取り扱いが難しいため、船首断面形状を扱った例は少ない。Zhao 等³⁾、Sun 等⁴⁾の例も船首断面は凹部をもたない形状であった。一方、有限差分法を用いた Arai 等の研究⁵⁾は船首断面形状物体を取り扱えるという意味で実用的計算法であった。この種の計算法は数値流体力学 (CFD) 的手法として様々な分野で研究されており、複雑に変化する自由表面形状に対する気液界面を捕獲する様々な計算スキームの開発と共に、強非線形な物体と波との相互作用をシミュレーションするツールとして注目されている⁶⁾。しかし、水面衝撃問題に関する運動量理論や接合漸近展開理論といった解析的手法との比較、計算精度の検証や衝撃時の詳細な現象解

Fig. 1 A bottom exposed container-ship advancing in waves

明といった視点からは BEM ほど検証されていない面もある。

本報告は向波中を航行する船舶の船首船底部およびフレア部で生じるスラミングによる衝撃圧解析を想定したもので、2次元水面衝撃問題の解析ツールを用いて衝撃圧を予測する実用法について述べる。また著者の一人が開発した境界要素 (BE) 解析プログラムの適用例を示したものでもあり、BE 解析に関する別報¹⁰⁾の続編に位置づけられる。計算手法には BEM⁷⁾⁸⁾⁹⁾¹⁰⁾の他に、CFD の一つとして粒子法 (MPS 法)¹¹⁾¹²⁾¹³⁾¹⁴⁾を取り上げ、2つの計算法による比較を行った。衝撃圧の解析には波に対する船の相対運動が重要であることをシミュレーションで例証し、物体の着水と離水、また流体の飛沫、分離、衝突などの複雑な現象が BE 解析でも可能であることを示している。特に物体曲面から剥離する流体運動の表現¹⁰⁾が可能になったため、凹部をもった物体形状に対しても合理的にシミュレーションを継続できるようになった。BEM はポテンシャル流れ

* 防衛大学校機械システム工学科

** 九州大学応用力学研究所

原稿受理 平成 24 年 1 月 11 日

Fig. 2 Coordinate systems

を基礎とした計算理論であるため複雑な自由表面流れに関しては流体現象を近似的に表現したモデルといえるが、計算法はポテンシャル理論上に構築された線形理論の延長線上にあり、ストリップ法に代表される従来の計算ツールを拡張して船底露出、デッキ冠水といった大波高波中の船体挙動を予測できるなど今後の進展も期待できる。

2. 大振幅動揺する船体の記述

スラミングによる衝撃圧を近似的に推定する方法について述べる。本報告では船首断面形状物体と波の非線形相互作用をシミュレーションすることで船体断面に作用する衝撃圧を計算する。ここで取り扱う水面衝撃は2次元問題であり、物体形状も左右対称なものに限定しているため以下の仮定を考慮する。

- 船は向波中を航走している
- 船体動揺は既知とし、局所的な荷重はその後の船体動揺に影響しない
- 波浪衝撃は鉛直方向の相対速度によって引き起こされる

2番目の仮定は衝撃力計算が船体運動計算とリンクしないことを意味している。著者の一人は衝撃力が大波高波中の縦運動へ及ぼす影響は上下揺の同調点でのみ顕著であることを報告¹⁵⁾しているが、方法論を示すことに力点を置く本報告ではこの仮定は妥当なものと考えことにする。Fig.1は大波高向波中におけるコンテナ船の運動を時刻歴計算プログラム¹⁵⁾を用いて計算した運動シミュレーションの一例であるが、本報告のスラミングシミュレーション法では船体運動の計算法については問わない。所有する船体運動計算ツールを利用して入射波に対する相対速度を求めれば、計算断面を選定し、上記仮定のもとでシミュレーションを実施することで、動揺中の船体断面に作用する圧力および流体力を時刻歴データとして知ることができる。

波浪中を動揺しながら前進速度 U で航走する船の運動を記述するために2つの座標系を導入する (Fig.2)。船とともに水

Fig. 3 Example of cross sections for simulation

Fig. 4 Definition of domain for boundary element (BE) analysis

面上を移動する慣性座標系 $o-xyz$ と船体に固定した座標系 $O-XYZ$ で、船体動揺がない状態では2つの座標系は一致する。座標系間の関係式は以下のように書くことができる。

$$\mathbf{r} - \mathbf{r}_G = \mathbf{T} \cdot (\mathbf{R} - \mathbf{R}_G) \quad (1)$$

ここで $\mathbf{R}_G, \mathbf{r}_G$ は $O-XYZ$ 系および $o-xyz$ 系に対する重心で、以下のように成分表示される。

$$\mathbf{R}_G = (X_G, 0, Z_G) \quad (2)$$

$$\mathbf{r}_G = (X_G, 0, Z_G + \xi_z(t)) \quad (3)$$

$(X_G, 0, Z_G)$ は船体の重心座標で、並進運動は上下揺 $\xi_z(t)$ のみを考え、前後揺は考えないものとする。回転運動は座標変換 $\mathbf{T}$ で表されるが縦運動のみを議論する場合簡単に成分表記できる。Y軸まわりの縦揺を $\theta(t)$ とすると以下のように表せる。

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} \cos \theta(t) & 0 & \sin \theta(t) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta(t) & 0 & \cos \theta(t) \end{bmatrix} \quad (4)$$

縦運動の場合、(1)式を成分表示すると次式になる。

$$\begin{cases} x - X_G = (X - X_G) \cos \theta(t) + (Z - Z_G) \sin \theta(t) \\ z - Z_G - \xi_z(t) = -(X - X_G) \sin \theta(t) + (Z - Z_G) \cos \theta(t) \end{cases} \quad (5)$$

Fig. 5 Hull section's motion for simulation

入射波は x 軸負の方向に進行するとして船が出会う向波の波面変位を次式で表すことにする.

$$\zeta_w(t, x) = a \cos(\omega_e t + kx) \quad (6)$$

where $\omega_e = \omega + kU$

計算対象となる船体断面上の波面高さ $Z_w(t)$ とその上下速度 $V_w(t)$ は以下のように書くことができる.

$$Z_w(t) = \{\zeta_w(t, x) - Z_G - \xi_z(t)\} \frac{1}{\cos \theta(t)} + (X - X_G) \tan \theta(t) + Z_G \quad (7)$$

$$V_w(t) = \left\{ \dot{\zeta}_w(t, x) - \dot{\xi}_z(t) \right\} \frac{1}{\cos \theta(t)} - U \sin \theta(t) + \dot{\theta}(t)(X - X_G) \frac{1}{\cos^2 \theta(t)} + \dot{\theta}(t) \left\{ \zeta_w(t, x) - Z_G - \xi_z(t) \right\} \frac{\sin \theta(t)}{\cos^2 \theta(t)} \quad (8)$$

ここで入射波波面の時間微分は次式を意味するものとする.

$$\dot{\zeta}_w(t, x) = \left(\frac{\partial}{\partial t} - U \cos \theta(t) \frac{\partial}{\partial X} \right) \zeta_w(t, x) \quad (9)$$

船体表面と入射波波面の交線が船体断面と交わる点を O - XYZ 座標系で (X, Y_w, Z_w) と書くとき、 o - xyz 座標系では (x, y_w, ζ_w) と表せる (向波の場合 $y_w = Y_w$). Fig.3 には計算対象となる断面の例を示しているが、必ずしも X 軸に垂直な断面である必要はない. (7) 式中の波面変位 $\zeta_w(t, x)$ を正確に知るには x

Table 1 Computational condition on ship motion

	V_a [m/s]	ω_e [rad/s]	ε [rad]
case 0	9.3	0.696	0
case 1	12.1	0.696	0
case 2	12.1	0.696	$\pi/4$
case 3	15.0	-	-

Table 2 Parameter set for BE-analysis

境界名 :	物体	自由表面	$Y = 0$	$Y = W$
節点数 :	31-70	161	41	41
(in case3)	(+65)	(+85)		
変数名 :	W	h(水深)		
長さ (m):	130.0	45.0		

が必要で、そのためには (5) 式からもわかるように X だけでなく $Z_w(t)$ の値が必要になる. つまり (7) 式は $Z_w(t)$ について陽な表示になっていない. しかし、逐次近似法による数回の反復計算で船体断面上の波面高さ $Z_w(t)$ を決定できる. ここで、縦揺れ角を微小として $\cos \theta \approx 1$, $\sin \theta \approx \theta$, $X \approx x$ と近似し、 θ の高次項を省略すると線形理論で議論される相対運動の表示式になる.

3. 船体断面と波の相互作用のシミュレーション法

縦運動する船体の相対速度および相対変位は (8) 式および (7) 式から厳密に計算¹⁵⁾ できるが、本報告では実際の縦運動に対する船首断面の水面衝撃シミュレーションを示す代わりに、相対運動を簡単な数式に置き換えてシミュレーションを実施する. 先ず、船体運動が正弦運動で表されると仮定し、上下揺 $\xi_z(t)$ および縦揺 $\theta(t)$ を次式で表す.

$$\xi_z(t) = \Xi_z \cos(\omega_e t - \varepsilon_z) \quad (10)$$

$$\theta(t) = \Theta \cos(\omega_e t - \varepsilon_\theta) \quad (11)$$

次に、入射波からみた船体の位置と速度は (7)(8) 式の逆符号として与えられることを考慮し、(10)(11) 式を (8)(7) 式に代入し、さらに微小角運動を仮定すると波面に対する相対速度および相対変位は以下のように簡易表記できる.

$$V_{rel}(t) = -V_a \cos(\omega_e t - \varepsilon) \quad (12)$$

$$Z_{rel}(t) = -\frac{V_a}{\omega_e} \{\sin(\omega_e t - \varepsilon) + \sin \varepsilon\} \quad (13)$$

(12) 式は船体断面のスラミングシミュレーションにおける速度として使用する. また (13) 式は物体の上下位置を表すが、物体の最下点が $t = 0$ で波面上に位置するように定義したものである (Fig.5). 速度振幅 V_a および初期位相 ε は (6)(10)(11) 式より

$$V_a = \sqrt{V_c^2 + V_s^2} \quad (14)$$

Fig. 6 Body shape for two bow sections

$$\varepsilon = \tan^{-1} \left[-\frac{V_c}{V_s} \right] \quad (15)$$

$$\left. \begin{aligned} V_c &= -\omega_e \{ \Xi_z \sin \varepsilon_z - (x - X_G) \Theta \sin \varepsilon_\theta \\ &\quad + U \Theta \cos \varepsilon_\theta + \omega a \sin kx \} \\ V_s &= \omega_e \{ \Xi_z \cos \varepsilon_z - (x - X_G) \Theta \cos \varepsilon_\theta \\ &\quad + U \Theta \sin \varepsilon_\theta - \omega a \cos kx \} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

と表せる。以下のシミュレーションでは(16)式を用いて計算する代わりに V_a と ε の値を直接与えて計算を行う。これは船体と波面の接触状態を変えながらシミュレーションを行うことでスラミングの大きさを定性的に調べるためである。

4. 結果と考察

本報告では Fig.6 に示す2種類の断面形状をもつ物体に対する解析を行った。両者ともコンテナ船型の船首断面である。また計算条件を Table 1 に示す。case0~2 は Fig.5 に示す周期的運動を、また case3 は定速落下運動を表す。

また境界要素解析¹⁰⁾での節点数、計算領域のサイズを Table 2 に示す。水底は鏡像効果を用いて計算境界から除いている。case3 では物体境界および自由表面境界が複数できる時間帯があるため、その場合に追加される節点数を()で表記している。現在の計算機性能を考えると Table 2 の計算量は実務的範囲にあると言える。

4.1 BEM と MPS 法による比較計算

先ず case0 および case1 に関するシミュレーションを行った。ともに最大速度のときに波面をたたく $\varepsilon = 0$ の場合である。BEM による解析以外に、MPS 法による解析¹³⁾も行った。MPS 法は複雑な流れの様子を非常に良くシミュレートすることで知られている。case1 の着水時の流れの様子を比較した結果を Fig.7 に示す。BEM では飛沫をカットしながら計算しているのでその差が現れているが、両者とも非常に良く一致していると言える。

次に Fig.6 の bow1 に示した位置での圧力時系列を比較した結果を Fig.8, Fig.9 に示す。両者の特徴が現れているが、傾

向は一致していると言える。case1, case0 ともに BEM の方が MPS 法よりも若干早く波面が計測位置に達していることがわかる。別報¹⁰⁾で示した非粘性剥離に関してさらに詳細な検討が必要である。

物体の着水に引き続き、上昇しながら水面から離水する状況のシミュレーション結果を Fig.10, Fig.11 に示す。離水前の薄い流体層の剥がれ方に両計算法の違いが見られるが、離水の場合も全体的な流れの様子は非常に良く一致していると言える。

物体の離水について取り扱い方を述べる。一般的に MEL 法では物体が流体と接触している間は、物体表面ではノイマン条件を、自由表面ではディリクレ条件を与える。しかし、Fig.11 に見られるように離水後は流体に接した物体境界が存在しなくなるため、ある時間ステップではそれまでの混合型境界値問題からディリクレ型境界値問題への転換が必要になる。同様の取り扱いは 2D+T 法によりトランサム船尾流れ¹⁶⁾を計算する際の船体消失の瞬間に必要となる。本報告では濡れ面の長さを Δs 、最大物体半幅を b_{max} として

$$\frac{\Delta s}{b_{max}} \leq \frac{1}{20} \quad (17)$$

の関係を満たすとき、流体と接触した物体境界を流体境界とみなし、次の時間ステップではディリクレ条件を与えている。上式の導出は経験によるものであるが、タイミングが早い場合には流体が物体表面を貫く場合も起き、自由表面に与える攪乱の違いでその後の波面形状の変化にも小さいな影響を与える。

4.2 位相差による影響

物体が着水し、バルブ上部からフレア根本辺りで最大速度となる例を想定して case2 のシミュレーションを行った。解析結果は BEM のみであるが、case1, case2 の違いみるために流れの様子とともに圧力分布を示した (Fig.12, Fig.13)。図中には変動圧成分 P_d を点線で示している。予想されるように case1 では着水時に大きな圧力が作用し、ほぼ全てが変動圧成分である。しかし、その後は没水深さと共に静水圧の寄与が大きい。一方、case2 ではバルブとフレアの窪み付近で大きな変動圧が生じ、その後最も深く潜った場合も、静水圧と同じがそれを上回る変動圧が作用することがわかる。

4.3 平水中への定速落下

case3 として一定速度で水中に潜っていく船首断面形状物体の例についてシミュレーションを実施した。形状は bow2 の場合で、フレアが bow1 に比べて大きく張り出た特徴をもつ船型である。BEM による解析結果を Fig.14 に示す。このシミュレーションではバルブから上方に飛び出した水塊がフレアに衝突する。巻波が垂直壁面に衝突する先駆的な BEM 解析は谷澤¹⁷⁾により行われた。case3 の場合はスプラッシュによる水塊の衝突であるが、同様に計算可能である。図からわかるようにフレアとの衝突によりフレア下部に下向きの流れが作られ、淀み点付近で非常に大きな圧力を示した。空洞部と接した物体表面上にはバルブから上方へ、またフレアから下方へと流れが集中してくることになり、空洞領域が小さくなるにつれて圧

Fig. 7 Computational simulation for the water entry of a body (bow1) oscillating with angular frequency $\omega_e=0.691$ rad/s, velocity amplitude $V_a=12.1$ m/s and initial phase $\varepsilon=0$ (case 1) is shown. Left side in each figure is computed by BEM, right side, by MPS method.

力は高くなる現象を見せた。空洞形成時の自由表面の様子を Fig.15 に示す。

まず、流体の物体との再接触に関し取り扱いかたを述べる。スプラッシュ先端がフレアに到達した後も流体が物体表面を貫通した状態のまま計算を続ける。そして物体境界が切り取る流体の切り口の長さがある程度の大きさに達すると、切り取った境界を新しい物体表面境界とし、次の時間ステップ以降、ノイマン条件を与えればよい。以下の条件で判定を行っている。

$$\frac{\Delta s}{b_{max}} \geq \frac{1}{10} \quad (18)$$

ここで Δs は流体領域が切り取られる境界長さを表す。スプラッシュ先端がフレアに到達するまでもに多くの人工的な流体分離を行っており、分離した飛沫は Fig.7 と同様に Fig.14,

Fig.15 には表現されていないが、飛沫飛散の現象は本シミュレーションにおいてもモデル化⁹⁾されている。また、計算上、スプラッシュ先端が物体を貫通しても計算を続ける僅かな時間は、スプラッシュ先端が物体に考慮すべき流体力を与える状態に至るまでの過程に相当すると考えている。

次に空洞消滅の取り扱い方について述べる。今回のシミュレーションでは空洞内空気の圧縮性は考慮しておらず、空気は断面の前後方向に抜けていき、やがて空洞は消滅することを仮定している。本報告では空洞領域の大きさをモニターし、幾何学的パラメータにより消滅の判定を行う。空洞を取り囲む自由表面の両端点間の距離を Δs とすると、以下の条件

$$\frac{\Delta s}{b_{max}} \leq \frac{1}{100} \quad (19)$$

Fig. 8 Time histories of pressure acting on a body (bow1) oscillating with angular frequency $\omega_e=0.691$ rad/s, velocity amplitude $V_a=12.1$ m/s and initial phase $\varepsilon=0$ (case 1).

Fig. 9 Time histories of pressure acting on a body (bow1) oscillating with angular frequency $\omega_e=0.691$ rad/s, velocity amplitude $V_a=9.3$ m/s and initial phase $\varepsilon=0$ (case 0).

Fig. 10 Computational simulation for the water exit of a body (bow1) oscillating with angular frequency $\omega_e=0.691$ rad/s, velocity amplitude $V_a=9.3\text{m/s}$ and initial phase $\varepsilon=0$ (case 0) is shown. Left side in each figure is computed by BEM, right side, by MPS method.

Fig. 11 Computational simulation by BEM for the water exit of a body (bow1) oscillating with angular frequency $\omega_e=0.691$ rad/s, velocity amplitude $V_a=12.1\text{m/s}$ and initial phase $\varepsilon=0$ (case 1).

Fig. 12 Free surface profiles and pressure distribution acting on a body (bow1) oscillating with angular frequency $\omega_e=0.691$ rad/s, velocity amplitude $V_a=12.1$ m/s and initial phase $\varepsilon=0$ (case 1), computed by BEM.

Fig. 13 Free surface profiles and pressure distribution acting on a body (bow1) oscillating with angular frequency $\omega_e=0.691$ rad/s, velocity amplitude $V_a=12.1$ m/s and initial phase $\varepsilon=\pi/4$ (case 2), computed by BEM.

Fig. 14 Free surface profiles and pressure distribution acting on a body (bow2) falling with constant velocity $V=15.0\text{m/s}$ (case 3), computed by BEM.

を満たすとき空洞消滅したとみなしている。空洞で分断されていた物体境界は、船底からフレアまで連続したものになり、以降の時間ステップでノイマン条件を与えればよい。また、圧力の計算には速度ポテンシャルの時間微分が必要になる。付録でBE解析における問題の定式化について述べているように、本報告では時間ステップ毎に速度ポテンシャルだけでなくその時間微分 $\partial\phi/\partial t$ に関する境界値問題を解く方法を採用している。よって、差分計算のように $\partial\phi/\partial t$ を計算するために時間前後の物体表面の速度ポテンシャル値を必要とせず、空洞消失や物体離水の前後において圧力計算は合理的に行なわれる。

5. 結 言

向波中のスラミングを想定した船首相対速度を与え、船首断面形状物体と波との非線形相互作用をシミュレーションすることで船首衝撃圧の計算を実施した結果、以下の結論を得た。

1. BEMによる2次元水面衝撃計算法を適用し、任意船首断面に関する衝撃圧を推定する方法を示した。MPS法による結果との比較においては両者の一致は良く、衝撃圧に関してはBEMの特徴である振動のない時系列推定値が得られた。剛体の仮定、局所荷重が運動に影響を与えないという条件下での検討ではあるが、BEMを用いた従来の運動計算法を大波高波中の運動推定に関する実用的計算ツールとして発展させる可能性を得た。
2. 大波高波中船体動揺問題へのBE解析の応用を困難にしていた着水と離水、さらに流体飛沫の発生、流体分離、流体衝突、空気閉じ込めなどの複雑な現象がBE解析でシミュレーション可能であることを示した。またこれらの解析は実用的計算量の範囲である。

謝 辞

本研究は実海域船舶性能研究イニシアティブ (RIOS) の支援を受けて実施されたプロジェクトであることを付記します。

Fig. 15 Free surface profiles during cavity formation, described from the coordinate system fixed on a body (bow2) falling with constant velocity $V=15.0\text{m/s}$ (case 3), computed by BEM.

内藤 林 RIOS(前) 代表 (大阪大学名誉教授) ならびに杉本 健氏 (ベニックスソリューション), 三宅 成司郎氏 (テクノ遊), 清水 保弘氏 (大阪大学) をはじめとする関係各位への謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) 谷澤 克治, 南 真紀子, 小川 剛孝, 山田 安平 : 船首バルブ部に作用する波浪衝撃荷重について, 日本造船学会論文集, 第 192 号, 2002, pp.247-255.
- 2) Matsunami, M., Ogawa, Y., Arai, M. and Kumano, A. : Design Load of Bow Flare Impact Pressures on

- Container Ship, Proceedings of 7th International Conference on Fast Sea Transportation, FAST2003, 2003.
- 3) Zhao, R., Faltinsen, O.M. and Aarsnes, J.: Water entry of arbitrary two-dimensional sections with and without flow separation, Proc. of 21th Symposium on Naval Hydrodynamics, 1996, pp.408-423.
 - 4) Sun, H. and Faltinsen, O. M.: Water entry of a bow-flare ship section with roll angle, Journal of Marine Science Technology, Vol.28, 2009, pp.70-79.
 - 5) Arai, M., Cheng, L.-Y. and Inoue, Y.: A Computing Method for the Analysys of Water Impact of Arbitrary Shaped Bodies, Journal of the Society of Naval Architects of Japan, Vol.176, 1994, pp.233-240.
 - 6) Kashiwagi, M., Hu, C. and Sueyoshi, M.: Numerical Computation Methods for Strongly Nonlinear Wave-body Interactions, Advances in Numerical Simulation of Nonlinear Water Waves, World Scientific, 2010, pp.429-464.
 - 7) 木原 一: 衝撃運動にともなう物体と波の非線形相互作用に関する一考察, 関西造船協会論文集, 第242号, 2004, pp.37-44.
 - 8) 木原 一: 衝撃運動にともなう物体と波の非線形相互作用に関する一考察(続報), 関西造船協会論文集, 第243号, 2005, pp.31-40.
 - 9) 木原 一: 飛沫を伴う非線形自由表面流れの計算法について, 日本船舶海洋工学会論文集, 第8号, 2008, pp.105-114.
 - 10) 木原 一: 水面衝撃の境界要素解析法, 日本船舶海洋工学会論文集, 第15号, 2012, pp.55-65
 - 11) 末吉 誠, 内藤 林: 粒子法による強非線形流体現象の研究(その1) - 2次元問題-, 関西造船協会論文集, 第236号, 2001, pp.191-198.
 - 12) 末吉 誠, 内藤 林: 粒子法による強非線形流体現象の研究(その2) - 2次元流体力-, 関西造船協会論文集, 第237号, 2002, pp.181-186.
 - 13) 末吉 誠, 内藤 林: 粒子法による強非線形流体現象の研究(その3) - 水波と浮体運動の数値シミュレーション-, 関西造船協会論文集, 第239号, 2003, pp.109-114.
 - 14) 末吉 誠, 内藤 林: 粒子法の圧力計算法の改善, 関西造船協会論文集, 第242号, 2004, pp.53-58.
 - 15) 功刀 優子, 木原 一, 瀬戸 秀幸: 船体運動の時間領域解析における非線形流体力について, 日本船舶海洋工学会講演論文集, 第13号, 2011, pp.185-188.
 - 16) 木原 一, 山鹿 史憲: トランサム船尾の形状と船尾造波について, 日本船舶海洋工学会講演論文集, 第1号, 2005, pp.215-216.
 - 17) 谷澤 克治, Dick K. P. Yue: 巻波による波浪衝撃現象の数値実験, 関西造船協会誌, 第218号, 1992, pp.255-262.
 - 18) Tanizawa, K.: A Nonlinear Simulation Method of 3-D body Motions in Waves, Journal of the Society of Naval Architects of Japan, Vol.178, 1995, pp.96-105.
 - 19) Koshizuka, S. and Oka, Y.: Moving particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid, Nuclear Science and Engineering, Vol.123, 1996, pp.421-434.

付 録

A1. BE 解析のための問題の定式化

船体断面形状の物体が Fig.4 に示すように流体中を運動する 2 次元問題を考える。このとき、流場を表す速度ポテンシャル ϕ に関する境界値問題は以下のように定式化できる。

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad \text{in fluid} \quad (\text{A1})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = V(t) n_z \quad \text{on hull} \quad (\text{A2})$$

$$\frac{D\phi}{Dt} = \frac{1}{2} |\nabla \phi|^2 - g\zeta \quad \text{on } Z = \zeta(Y, t) \quad (\text{A3})$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad \text{on } Z = -h, Y = W \quad (\text{A4})$$

ここで $\mathbf{n} = (n_Y, n_Z)$ は境界の単位法線ベクトルで流体内向きを正にとる。また、 $Z = \zeta(Y, t)$ は波面を表し、演算子 D/Dt は実質微分を表している。運動学的自由表面条件は

$$\frac{D\mathbf{r}}{Dt} = \nabla \phi \quad \text{on } Z = \zeta(Y, t) \quad (\text{A5})$$

と表される。式中の $\mathbf{r}$ は自由表面上の点を表す位置ベクトルである。初期条件として自由表面の $\mathbf{r}$ および ϕ を与えると、境界要素法¹⁰⁾を用いて解くことができる。次の時間ステップにおける境界条件となる自由表面位置と速度ポテンシャルは (A3)(A5) 式を時間発展させて時々刻々と計算できる。

圧力計算に必要な $\partial \phi / \partial t$ ($\equiv \phi_t$) は以下の境界値問題を解いてその値を決定する。

$$\nabla^2 \phi_t = 0 \quad \text{in fluid} \quad (\text{A6})$$

$$\frac{\partial \phi_t}{\partial n} = \kappa |\nabla \phi|^2 + \frac{\partial \phi}{\partial n} \frac{\partial^2 \phi}{\partial s^2} - \frac{\partial \phi}{\partial s} \frac{\partial}{\partial s} \frac{\partial \phi}{\partial n} \quad \text{on hull} \quad (\text{A7})$$

$$\phi_t = -\frac{1}{2} |\nabla \phi|^2 - g\zeta \quad \text{on } Z = \zeta(Y, t) \quad (\text{A8})$$

$$\frac{\partial \phi_t}{\partial n} = 0 \quad \text{on } Z = \zeta(Y, t) \quad (\text{A9})$$

ここで κ は曲率を表す。(A7) 式は谷澤の方法¹⁸⁾である。BEMを用いて ϕ に関する境界値問題を解く際に必要となる境界形状に関する影響係数を使用して、 ϕ_t に関する境界値問題を解くことができる点に注意したい。

A2. MPS 法の計算理論

MPS 法では連続体の離散的計算を粒子間相互作用モデルを通じて行う。本報告では越塚¹⁹⁾が導入した以下の重み関数 $w(r)$ に基づいて粒子間相互作用を計算する。空間内の距離を r として

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_0}{r} - 1 & r \leq r_0 \\ 0 & r > r_0 \end{cases} \quad (\text{A10})$$

と定義する。ここで r_0 は影響範囲のカットオフ距離を表す。スカラー量 Φ の勾配モデルを粒子 i に対して次式で定義する。

$$\nabla \Phi_i = \frac{d}{\sum_{j \neq i}^N w(r_{ij})} \sum_{j \neq i}^N w(r_{ij}) \frac{\Phi_j - \Phi_i}{r_{ij}} \frac{\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i}{r_{ij}} \quad (\text{A11})$$

$\mathbf{r}_i$ は粒子 i の位置ベクトルで、粒子間距離は $r_{ij} = |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|$ で表す。また拡散モデルを表すラプラシアンは次式で定義される。

$$\nabla^2 \Phi_i = \frac{2d}{\lambda} \sum_{j \neq i}^N w(r_{ij}) \Phi_j - \Phi_i \quad (\text{A12})$$

ここで λ は変数分布 $\Phi(r)$ の分散を解析解に一致させるためのパラメータで次式で与えられる。

$$\lambda = \sum_{j \neq i}^N r_{ij}^2 w(r_{ij}) \quad (\text{A13})$$

流体運動の基礎式である Navier-Stokes の式は (A10)～(A13) を用いて離散化する。MPS 法では Navier-Stokes の式を連続

の式と連立して解くが、その計算アルゴリズムは Fractional Step 法と同様に速度と圧力を連成させた半陰的解法である。

先ず、粒子 i の位置ベクトル $\mathbf{r}_i$ および流速ベクトル $\mathbf{u}_i$ を

$$\mathbf{u}_i^* = \mathbf{u}_i^n + \Delta t(\mathbf{g} + \nu \nabla^2 \mathbf{u}_i^n) \quad (\text{A14})$$

$$\mathbf{r}_i^* = \mathbf{r}_i^n + \Delta t \mathbf{u}_i^* \quad (\text{A15})$$

で計算する。ここで Δt は時間増分、 $\mathbf{g}$ は重力加速度を表すベクトル、 ν は動粘度である。次に $n_i^* = \sum_{j \neq i}^N w(r_{ij}^*)$ で定義される粒子数密度を計算し、これを用いて次の時間ステップの圧力に関する Poisson 方程式を考える。

$$\nabla^2 P_i^{n+1} = -\frac{\rho}{\Delta t^2} \frac{n_i^* - n^0}{n^0} \quad (\text{A16})$$

ここで n^0 は初期時間に与えられる粒子数密度、 ρ は流体密度である。上式は (A12) 式を用いて連立方程式に離散化できるので、これを解くと圧力場が得られる。

最後に、陰的な Navier-Stokes 式の圧力項

$$\frac{D\mathbf{u}_i'}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P_i^{n+1} \quad (\text{A17})$$

より流速の修正値 $\mathbf{u}_i'$ が得られるので、これを用いて粒子 i の位置ベクトル $\mathbf{r}_i$ および流速ベクトル $\mathbf{u}_i$ を次式のように修正する。

$$\mathbf{u}_i^{n+1} = \mathbf{u}_i^* - \Delta t \frac{1}{\rho} \nabla P_i^{n+1} \quad (\text{A18})$$

$$\mathbf{r}_i^{n+1} = \mathbf{r}_i^* + \Delta t \mathbf{u}_i^* \quad (\text{A19})$$