

境界要素法による浮体運動の数値計算法

NONLINEAR SIMULATION METHODS OF FLOATING BODY MOTIONS BY BEM

谷澤克治¹⁾

Katsuji TANIZAWA

1) 工博 船舶技術研究所 運動性能部波浪外力研究室長 (〒181-0004東京都三鷹市新川6-38-1)

A time domain nonlinear simulation method of floating body motion is presented. This simulation method assumes the ideal fluid. To solve the coupled motion of fluid and body, nonlinear acceleration potential is introduced and the implicit boundary condition for the acceleration potential is derived. Using the velocity potential and the acceleration potential, velocity and pressure fields of fluid are solved by BEM. Mixed Eulerian and Lagrangian method (MEL) are used to update free-surface.

Key Words : Nonlinear simulation, Floating body motion, Acceleration potential, BEM

1. はじめに

最近、数値造波水槽もしくは数値耐航性能試験水槽なる言葉をよく耳にする。数値造波水槽は、実海域における船舶や海洋構造物の総合性能を評価するための強力なツールとして期待されている数値計算技術である。本報の表題にある境界要素法による浮体運動の数値計算法はこの数値造波水槽を実現するための計算法のひとつで、速度ポテンシャルと加速度ポテンシャルを用いて流体と浮体との連成運動を解き、波と浮体の運動を時間領域でシミュレートする計算法である。自由表面や浮体の微小運動を仮定しない本計算法では、時々刻々の波面形状、浮体の姿勢と接水領域、浮体表面の圧力分布、浮体の速度と加速度等の情報が得られる。また、周波数領域の線形解法では取り扱うことが困難であった種々の非線形問題に幅広く適用可能であるため、近未来の船舶設計ツールの一つとして期待され、海外の研究機関においても研究開発が進められている。

時間領域の非線形数値計算法の研究は Longuet-Higgins & Cokelet[1]による混合オイラー・ラグランジェ法(Mixed Eulerian and Lagrangian Method,以後 MELと略記する)の開発を契機に始められ、Vinje & Brevig[2]によりはじめて力学的に整合性のとれた浮体運動の計算法が示された。そこで、浮体の Radiation-Diffraction 問題の解法としては、現在に至るまでに 18年間の歴史がある。しかし、この計算法はかなりの計算量と計算時間を要することから、実用計算法として研究されるようになったのは、計算機が飛躍的に高速化、低価格化したここ 10年間である。著者も次世代の耐航性能ならびに波浪外力の評価手法として非線形船体運動計算法の研究を行ない、これまでに加速度場の境界値問題の定式化等の基礎理論[3]を整備すると共に、2次元数値

造波水槽を開発して種々の非線形問題への応用可能性を示して来た[4]。そこで本報ではこれらの研究の概要を紹介する。

2. 計算法の概要

本報では簡潔化のため重力加速度 g 、流体密度 ρ 、浮体代表寸法 L を単位とする無次元化式を用いて問題を記述する。

(1) 流体と浮体との連成運動

浮体運動を時間領域で計算するには、時々刻々の浮体表面での圧力分布を正確に求める必要がある。流体の圧力 p はベルヌーイの式

$$p = -\frac{\partial\phi}{\partial t} - \frac{1}{2}(\nabla\phi)^2 - Z \quad (1)$$

で与えられる。右辺3項の内、第3項の静水圧は浮体の変位から陽に定めることが可能であり、第2項の動圧も浮体の速度から定まる境界条件を用いて速度場を解き、陽に計算することができる。一方、第1項の変動圧 ϕ_t は浮体の加速度が分かれば、加速度から定まる境界条件(後に(6)式で示す)を用いて ϕ_t に関する境界値問題を解いて計算できる。しかし、自由浮体の場合などでは、Fig.1に示すように、浮体の加速度は流体圧力 p の表面積分として与えられる流体力の関数であるため、加速度と変動圧のどちらも陽に定めることはできない。

ϕ_t の計算法として、過去の時間ステップにおける ϕ の値を用いて後退差分近似する方法が安易に用いられることがあるが、この方法は力学的に誤りであり推奨できない。後退差分近似では、非常に小さな時間刻みを用いても解が収束しないばかりか、問題によっては解が不安定となり発散することが報告されている[3]。そこで、加速度場を解いて変動圧を計算する種々の方法が研究されてきた。その一つに陰境界条件を用いる方法

がある。これについて解説する前に、準備として ϕ および ϕ_t の境界値問題を整理する。

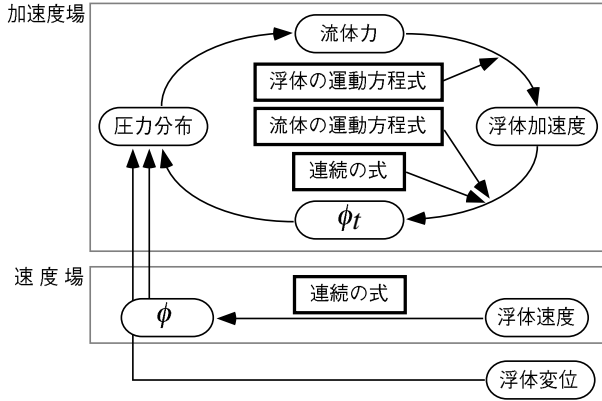


Fig.1 速度場と加速度場

(2) ϕ と ϕ_t の境界値問題の整理

Fig.2 に示す自由表面 S_f 、壁面および底面 S_b 、浮体表面 S_s に囲まれた理想流体の領域 Ω について考え、流体の運動は速度ポテンシャル ϕ とその時間偏微分 ϕ_t を用いて記述できるとする。領域 Ω では ϕ と ϕ_t はラプラスの式

$$\nabla^2 \phi = \nabla^2 \phi_t = 0 \quad (2)$$

を満たす。そこで、グリーンの恒等式を ϕ と ϕ_t に適用して、次の境界積分方程式を得る。

$$c(Q) \begin{Bmatrix} \phi(Q) \\ \phi_t(Q) \end{Bmatrix} = \int_S \begin{Bmatrix} \phi(P) \\ \phi_t(P) \end{Bmatrix} \left\{ \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{r(P, Q)} - \frac{1}{r(P, Q)} \begin{Bmatrix} \frac{\partial \phi(P)}{\partial n} \\ \frac{\partial \phi_t(P)}{\partial n} \end{Bmatrix} \right\} dS \quad (3)$$

ここで、 P, Q は境界上の点で、 n は領域外向法線方向、 $r(P, Q)$ は点 P, Q 間の距離、 $c(Q)$ は点 Q での境界の立体角である。2次元問題の場合は核関数は $\ln r(P, Q)$ である。

物体表面 S_b, S_s での ϕ の境界条件は

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = V_n \quad (4)$$

と書ける。ここで V_n は物体表面速度の法線方向成分で、物体重心の速度を v_0 、物体の重心回りの角速度を ω として

$$V_n = n \cdot (v_0 + \omega \times r) \quad (5)$$

で与えられる。

物体表面 S_b, S_s での ϕ_t の境界条件は

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_t}{\partial n} = & -k_n (\nabla \phi - v_0 - \omega \times r)^2 + n \cdot (\dot{v}_0 + \dot{\omega} \times r) \\ & + n \cdot \omega \times (\omega \times r) + n \cdot 2\omega \times (\nabla \phi - v_0 - \omega \times r) \\ & - \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{2} (\nabla \phi)^2 \right) \end{aligned} \quad (6)$$

で与えられている [3]。ここで k_n は物体表面の法曲率、 $\dot{v}_0, \dot{\omega}$ は物体の重心加速度および重心回りの角加速度である。ここで見通しを良くするため、軸性ベクトルと

極性ベクトルを合わせた一般化ベクトルを導入し、物体の加速度ベクトルと物体表面の法線方向ベクトルを

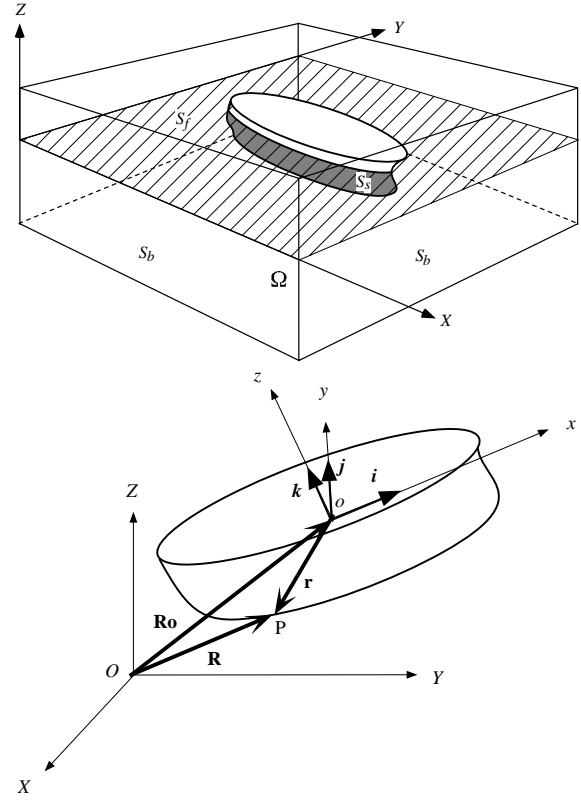


Fig.2 計算領域と座標系

$$\alpha = (\dot{v}_0, \dot{\omega}) \quad (7)$$

$$N = (n, n \times r) \quad (8)$$

と書くことにする。さらに (6) 式の中で速度場の解から陽に計算できる項、すなわち右辺の第1,3,4,5項をまとめて q と書くと、(6)式は簡単に

$$\frac{\partial \phi_t}{\partial n} = N \cdot \alpha + q \quad (9)$$

と書ける。 q は流場の加速度成分を表す項で、流体が曲率を持った境界形状に沿って流れることにより生じる求心加速度や、物体が角速度を有しているために生じる求心加速度およびコリオリの加速度等の成分を表している。

自由表面の境界条件は

$$\phi = \phi_0 + \int_0^t -Z(\tau) + \frac{1}{2} (\nabla \phi(\tau))^2 d\tau \quad (10)$$

$$\phi_t = -Z - \frac{1}{2} (\nabla \phi)^2 \quad (11)$$

とである。ただし、ここで ϕ_0 は ϕ の初期値、積分値はMEL法として知られるように、自由表面の流体をラグランジェ流に追跡した時間積分で得られる値である。

(3) 陰境界条件を用いた加速度場の解法

加速度場の境界値問題では浮体表面での境界条件に浮体加速度が含まれており、境界条件を陽に与えることができない。すなわち Fig.1 に示す加速度場のループを解く必要があり、この解法として現在 (1) モード分解法、(2) 繰り返し計算法、(3) 陰境界条件法が知られているが、本稿では著者が用いている陰境界条件法 [3] を紹介し、他の解法については参考文献に譲る [2, 5, 6, 7, 8]。

\mathcal{M} を浮体の一般化慣性テンソル、 β をジャイロモーメント、 F_f 、 F_g をそれぞれ浮体に働く流体力とそれ以外の外力とすると、浮体の運動方程式は

$$\mathcal{M}\alpha + \beta = F_f + F_g \quad (12)$$

と書ける。陰境界条件式は流体力項 F_f を浮体表面の圧力積分

$$F_f = \int_{S_s} \left(-\phi_t - \frac{1}{2}(\nabla\phi)^2 - Z \right) N ds \quad (13)$$

で表し、これらを ϕ_t の物体表面の幾何学的境界条件 (9) 式に代入し、未知数である浮体加速度 α を消去して得られる。

$$\frac{\partial\phi_t}{\partial n} = N\mathcal{M}^{-1} \left\{ \int_{S_s} -\phi_t N ds \right\} + Q \quad (14)$$

ここで Q は速度場の解より陽に計算できる項をまとめたもので、

$$Q = N\mathcal{M}^{-1} \left\{ \int_{S_s} \left(-z - \frac{1}{2}(\nabla\phi)^2 \right) N ds + F_g - \beta \right\} + q - \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{2}(\nabla\phi)^2 \right) \quad (15)$$

である。(14) 式が浮体表面の ϕ_t とそのフラックス $\partial\phi_t/\partial n$ との関係を与える陰境界条件式である。

陰境界条件式は、流体と浮体の運動方程式の幾何学的かつ力学的連成条件式であり、これを用いて加速度場の境界値問題を解くことで、加速度場のループをモード分解や繰り返し計算を行うことなく解くことができる。陰境界条件法を用いた浮体運動の非線形計算法は Van Daalen [9] や Berkvens [10] によっても研究されている。

3. 数値計算例

ここまでの計算法の概説では3次元問題を念頭においてきたが、以下では2次元問題への適用例を紹介する。Fig.3 に2次元の計算領域を示す。計算領域の両端は波の入射境界であり、端部の自由表面には減衰領域を設けて、船体による攪乱波と放射波をほぼ完全に吸収するようにして放射条件を満足させている [4]。この減衰領域は入射波は透過させるが、それ以外の波は減衰させる都合の良いもので、計算領域の両端では船体による攪乱放射の影響は無く、線形進行波やストークス波等の理論値を端部での入射波境界条件として与えることができる。

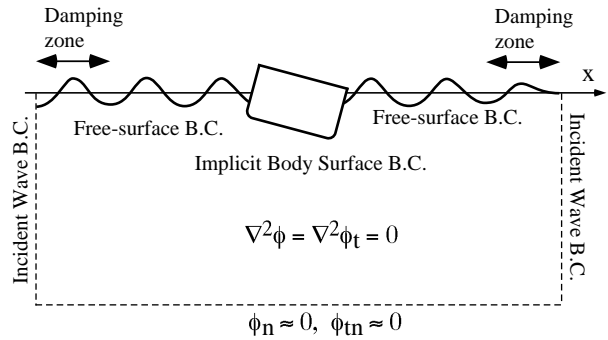


Fig.3 2次元の計算領域

Fig.4は大波を真左から受ける船体中央部の動揺計算の一例である。入射波はかなり急峻であり、船体運動も大振幅である。特に波上側の相対水位変動は船側外板を上から下まで洗うほど大きい。この例では船体内部に比重0.8の液体を積載している。この計算例では液体貨物の運動についても同じ計算法でシミュレートし、波浪、船体、槽内液体の連成運動が厳密に考慮されているため、各運動の位相関係も精度良く計算されており、船槽壁面に作用する波圧と載貨液体圧との差圧計算にも問題はない。図中の等圧線は船体内外の変動圧 ϕ_t の分布を示している。波上側の波傾斜の強い箇所等圧線が密になっていることから、この部分での圧力勾配が大きいことが分かる。

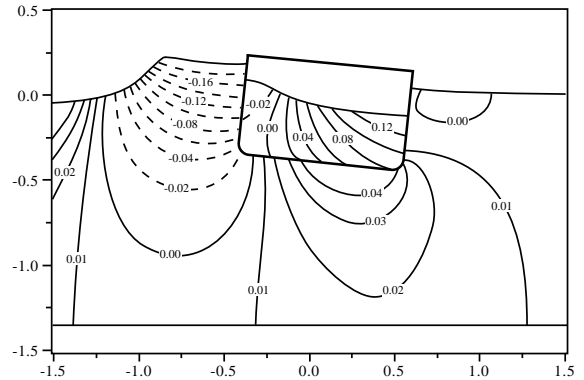


Fig.4 液体貨物を積載する浮体の大振幅動揺

次にカオス横揺の計算例を紹介する。船舶が事故等で横不安定な状態に陥ると、復原力の非線形性により波浪中での横揺が非常に複雑になり、カオス的な振る舞いを示すことがある。これをカオス横揺と称する。そのモデルとして負のGMを有し $\pm 4^\circ$ 傾斜した状態が安定釣合となる船体中央断面形状浮体の規則波中でのカオス横揺の計算例を示す。このような不安定浮体では3次の復原力が卓越しており、この復原力の非線形性により横揺固有周期は強い振幅依存性を示し、規則波に対する応答も波高によってがらりと様子を変える。シミュレーション計算で得られた横揺の時系列波形を Fig.5 に示す。入射波は波長が船幅の約13.5倍と長波で、横軸は入射波周期 T_w を単位とする無次元化時間で表してある。図では波高喫水比 H_w/d を0.04から1.2まで変化させた時の

横揺波形を上から順に示している。これらはすべて十分長時間の計算を行って過渡現象が減衰した後の波形で、さらに長時間の計算を行っても波形の様子は変化しない。 $H_w/d = 0.04$ の場合は入射波と同じ周期で調和振動しているが、 $H_w/d = 0.2$ になると2倍周期と7倍周期の運動が重畳するようになり、 $H_w/d = 0.3$ では明確な周期性が失われてカオス横揺となる。さらに $H_w/d = 0.3$ の時には間欠的に図中にBurstとして示す大振幅のカオス横揺が発現し、この波高では小振幅と大振幅のカオス横揺が不規則に繰り返し現れる。次に $H_w/d = 0.4$ では $\theta = 0^\circ$ の不安定釣合点を乗り越えて $\theta = \pm 4^\circ$ の安定点を不規則に行ったり来たりする運動が現れる。これもやはりカオス横揺である。さらに波高を上げ $H_w/d = 0.6$ になると、運動は周期性を取り戻すが、周期は $2T_w$ で振幅も一気に大きくなっておりパラメータ横揺となる。このパラメータ横揺は安定で $H_w/d = 0.8$ としても周期、振幅共に変化しない。しかし $H_w/d = 1.2$ では周期と振幅が不規則となり再びカオス横揺が現れる。

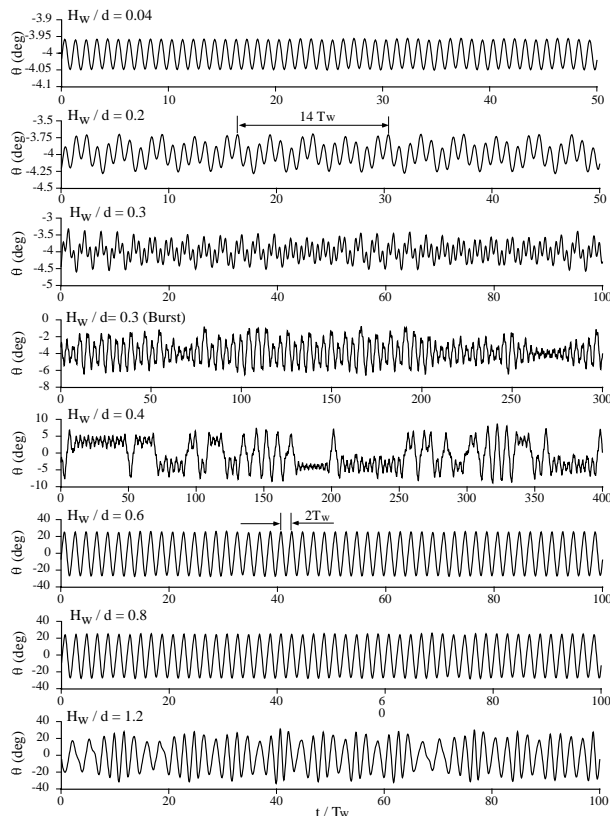


Fig.5 カオス横揺れの計算例

4. おわりに

非線形船体運動計算法は微小運動を仮定しない計算法であり、線形理論や摂動法による弱非線形計算では扱い難い大振幅動揺の計算が可能である。また、時間領域の計算法であるため過渡現象の計算に適しており、パラメータ振動やカオスなど周期解が存在しない問題

への適用も可能である。さらに浮体運動の時間波形など実験計測可能な情報に加え、瞬時の圧力分布や自由表面形状など計測が困難な情報を得ることもできる。以上のように本非線形船体運動計算法は非常に強力な計算法であり、現在は3次元問題への拡張、前進速度を有する場合への拡張、流力弾性問題への拡張が試みられ、より実用的な計算法へと発展することが期待されている。

参考文献

- 1) Longuet-Higgins, M.S. and Cokelet, E. : The deformation of steep surface waves on water, Proc. Roy. Soc., ser. A350, pp1-26, 1976
- 2) Vinje, T. and Brevig, P. : Nonlinear Ship Motions, Proc. of the 3rd. Int. Conf. on Num. Ship Hydro., ppIV-3-1 IV-3-10, 1981
- 3) Tanizawa, K. : A Nonlinear Simulation Method of 3-D body Motions in Waves, 船論, Vol.178, pp179-191, 1995
- 4) Tanizawa, K. : Long time fully nonlinear simulation of floating body motions with artificial damping zone, 船論, Vol.180, pp311-319, 1996
- 5) Cointe, R., Geyer, P., King, B., Molin, B. and Tramon, M. : Nonlinear and linear motions of a rectangular barge in perfect fluid, Proc. of the 18th Symp. on Naval Hydro., Ann Arbor, Michigan, pp85-98, 1990
- 6) Cao, Y., Beck, R. and Schultz, W.W. : Nonlinear motions of floating bodies in incident waves, Proc. of 9th Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Kujū, Oita, pp33-37, 1994
- 7) Wu, G.X. and Eatock Taylor, R. : Transient motion of floating body in steep water waves, Proc. of 11th Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Hamburg, 1996
- 8) Kashiwagi, M. : Full-nonlinear simulations of hydrodynamic forces on a heaving two-dimensional body, 船論, Vol.180, pp373-381, 1996
- 9) Van Daalen, E.F.G. : Numerical and Theoretical Studies of Water Waves and Floating Bodies, Ph.D. thesis, University of Twente, The Netherlands, pp1-285, 1993
- 10) Berkvens, P.J.F. : Floating bodies interacting with water waves, Ph.D Thesis, University of Twente, The Netherlands, 1998