

自由表面を含む流力弾性問題の非線形シミュレーション法

船舶技術研究所 谷澤克治 (TANIZAWA Katsuji)

1 緒言

船舶や海洋構造物は実際には弾性体であるが、耐航性理論では単純化して剛体として取り扱われるのが一般的である。このような単純化は船舶や海洋構造物の大きさが波長と比較して小さいときには理にかなったものである。しかし、船舶や海洋構造物のサイズが大きくなるに連れて相対的に剛性が低くなるため、弾性影響が無視できなくなる。浮体式海上空港等の VLFS (Vert Large Floating Structure) のラディエーション、ディフラクション問題は良い例であり、この例では弾性変形は剛体運動より重要である。また、たとえこれほど巨大な構造物でなくても、波浪荷重が非常に大きい場合には、弾性応答は無視できない。スラミング等による波浪衝撃は、弾性影響を考慮すべき問題の典型である。これら以外にも、弾性影響を考慮することが望ましい問題が数多く存在すると考えられる。例えば、荒天海域を航走する VLCC (Very Large Crude Carrier) では、船体の弾性変形がかなり顕著であるが、船体に作用する波浪荷重の推定には弾性影響は無視されている。波浪と弾性体との相互作用の計算が可能な非線形数値計算法があれば、船舶や海洋構造物の安全設計に大いに役立つのではなからうか。

前回の共同研究集会で、著者 (1997b) はこのような強力なツールを開発するための基礎として、流体 - 弾性体間の非線形相互作用を時間領域でシミュレートするための加速度ポテンシャルを用いた理論的定式化を示すと共に、無限流体中での両端単純支持梁の接水振動の時間領域でのシミュレーションを行って定式化の検証と精度の確認を行った。本報は前報の続報として、弾性体の接水部分が時間により大きく変化する問題、例えば水面衝撃のような問題にも適用可能な自由表面を含むより汎用性の高い定式化を示す。また、この定式化に基づき試作した計算プログラムを用いてオイラー梁の水面衝撃問題のシミュレート計算を行ったので、その結果を紹介する。

本研究は応用力学研究所と船舶技術研究所で実施している共同研究「非線形波動および非線形波動と固体境界との相互作用」の一環として、著者 (1997a) がこれまでに実施してきた加速度ポテンシャルによる波浪と浮体との非線形相互作用の非線形理論と数値解法の研究を流力弾性問題への拡張する試みである。

2 弾性体と自由表面を有する理想流体との相互作用の定式化

本報の定式化では流体は非粘性、非圧縮、流れは非回転であると仮定し、流体の速度ならびに加速度は、速度ポテンシャル ϕ と加速度ポテンシャル

$$\Phi = \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2}(\nabla \phi)^2 \quad (1)$$

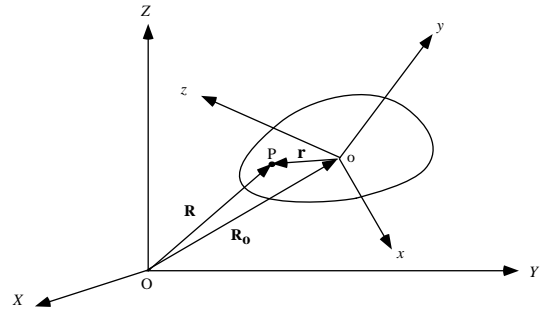


Fig. 1: Frame of reference

の勾配で与えられるものとする (谷澤 1995, 1997a)。また弾性体の運動は剛体モードの運動に弾性振動が重畳したものと扱い、剛体運動と弾性振動との相互作用は無視する。

2.1 弾性体表面での流体の速度と加速度

まず準備として、物体表面に沿って運動する流体の速度と加速度の表示式を示す。本報では Fig.1 に示す空間固定座標系 $O - XYZ$ と物体固定座標系 $o - xyz$ を用いる。物体固定座標系の原点 o は重心に位置している。図中の P は流体に固定された点、 R, R_o はそれぞれ空間固定座標系の原点から P および o を指す位置ベクトルであり、 r は o から P の相対位置を指す位置ベクトルである。これらの位置ベクトルを用いると点 P の位置、速度、加速度はそれぞれ

$$\mathbf{R} = \mathbf{R}_o + \mathbf{r} \quad (2)$$

$$\dot{\mathbf{R}} = \dot{\mathbf{R}}_o + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r} + \langle \dot{\mathbf{r}} \rangle \quad (3)$$

$$\ddot{\mathbf{R}} = \ddot{\mathbf{R}}_o + \dot{\boldsymbol{\omega}} \times \mathbf{r} + \langle \ddot{\mathbf{r}} \rangle + \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) + 2\boldsymbol{\omega} \times \langle \dot{\mathbf{r}} \rangle \quad (4)$$

と書ける。ここで、 $\dot{\mathbf{R}}_o$ と $\boldsymbol{\omega}$ は重心の速度および角速度、 $\langle \dot{\mathbf{r}} \rangle$ と $\langle \ddot{\mathbf{r}} \rangle$ は物体固定座標系で観測した点 P の速度と加速度である。

2.2 境界値問題の定式化

次に点 P の速度と加速度の表示式を用いて、弾性体表面での幾何学的境界条件を求める。理想流体を仮定し流体の運動を速度ポテンシャル ϕ と加速度ポテンシャル Φ で記述すると、これらのポテンシャルに対する弾性体表面での幾何学的境界条件は

$$\phi_n = \mathbf{n} \cdot \dot{\mathbf{R}} \quad (5)$$

$$\Phi_n = \mathbf{n} \cdot \ddot{\mathbf{R}} \quad (6)$$

と書ける。ここで、 $\phi_n = \partial\phi/\partial n$ 、 $\Phi_n = \partial\Phi/\partial n$ であり、 \mathbf{n} は弾性体表面の法線方向単位ベクトルである。(3)式を(5)式に、また(4)式を(6)式に代入すると、境界条件

$$\phi_n = v_n + \mathbf{n} \cdot \langle \dot{\mathbf{r}} \rangle \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \Phi_n &= a_n + \mathbf{n} \cdot \langle \ddot{\mathbf{r}} \rangle \\ &+ \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) + \mathbf{n} \cdot 2\boldsymbol{\omega} \times \langle \dot{\mathbf{r}} \rangle \end{aligned} \quad (8)$$

が得られる。ここで v_n と a_n は剛体運動による弾性体表面の法線方向速度(法速度)および法線方向加速度(法加速度)であり、それぞれ

$$v_n = \mathbf{n} \cdot (\dot{\mathbf{R}}_o + \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) \quad (9)$$

$$a_n = \mathbf{n} \cdot (\ddot{\mathbf{R}}_o + \dot{\boldsymbol{\omega}} \times \mathbf{r}) \quad (10)$$

である。弾性振動が無い場合は(7)式の項 $\mathbf{n} \cdot \langle \dot{\mathbf{r}} \rangle$ は \mathbf{n} と $\langle \dot{\mathbf{r}} \rangle$ の直交性により零になる。しかし、弾性振動を考慮する場合は $\langle \dot{\mathbf{r}} \rangle$ には振動による法線方向成分が存在するため零にならない。弾性体振動による法線方向の変位を u とすると、弾性体振動による法速度 $u_t = \partial u / \partial t$ と法加速度を $u_{tt} = \partial^2 u / \partial t^2$ を用いて

$$\mathbf{n} \cdot \langle \dot{\mathbf{r}} \rangle = u_t \quad (11)$$

$$\mathbf{n} \cdot \langle \ddot{\mathbf{r}} \rangle = u_{tt} - k_n \langle \dot{\mathbf{r}} \rangle^2 \quad (12)$$

が得られる。ここで k_n は、弾性体表面の法曲率である。(12)式に法曲率に比例する求心加速度項が現れるのは、 $\langle \ddot{\mathbf{r}} \rangle$ が表面を滑動する流体の物体固定座標系から観測した加速度であり、物体表面に固定された点の加速度ではないからである。これらの関係式を考慮すると、弾性体表面での陽な幾何学的境界条件式

$$\{\phi_n\} = \{v_n\} + \{u_t\} \quad (13)$$

$$\{\Phi_n\} = \{a_n\} + \{u_{tt}\} + \{q\} \quad (14)$$

が導かれる。ここで

$$q = \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}) + \mathbf{n} \cdot 2\boldsymbol{\omega} \times \langle \dot{\mathbf{r}} \rangle - k_n \langle \dot{\mathbf{r}} \rangle^2 \quad (15)$$

は流体の速度場から加速度場への寄与であり、速度場の解から陽に計算することができる項をまとめたものである。(13)式と(14)式で変数を中括弧 $\{array formula\}$ の中に入れたのは、この式を数値計算に用いる際に、弾性体接水表面上の全ての節点にこの式を境界条件として用いることを示すためである。

2.3 加速度ポテンシャルに関する弾性体表面での陰境界条件

さて、(14)式で与えられた幾何学的境界条件には法加速度 a_n と u_{tt} が含まれているが、これらは未知数であるため(14)式を陽に用いることはできない。その理由は、弾性体表面の法加速度は流体と弾性体との動的な力の釣合により定まるものであり、流体と弾性体との連成運動を解いて初めて決定できるからである。実際に加速度場を解くには(14)式をそのまま用いるのではなく、弾性体の運動方程式を用いて(14)式から法加速度を消去して得られる陰境界条件を用いる。そこで次に、弾性体の運動方程式から得られる法加速度の表示式を用いて、陰境界条件式を導く。

2.3.1 剛体モードの運動による弾性体表面の法加速度

剛体運動の一般化運動方程式は

$$\mathcal{M} \cdot \boldsymbol{\alpha} + \boldsymbol{\beta} = \mathbf{F} \quad (16)$$

と書ける。ここで、 \mathcal{M} と $\boldsymbol{\alpha}$ は慣性テンソルならびに剛体運動の一般化加速度、 \mathbf{F} は一般化外力、 $\boldsymbol{\beta}$ はジャイロモーメントである。2次元問題では $\boldsymbol{\beta} = 0$ である。一般化法線方向ベクトル $\mathbf{N} = (\mathbf{n}, \mathbf{r} \times \mathbf{n})$ を導入して一般化流体力を接水表面 s 上での圧力積分

$$\mathbf{F}_f = \int_s p \mathbf{N} ds = \int_s (-\Phi - Z) \mathbf{N} ds \quad (17)$$

で書き表し、他の重力や推力等の外力を \mathbf{F}_g と書くと、全外力は

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_f + \mathbf{F}_g = \int_s (-\Phi - Z) \mathbf{N} ds + \mathbf{F}_g \quad (18)$$

となる。これらの式を用いると剛体運動による弾性体の表面の法加速度の表示式

$$a_n = \mathbf{N} \mathcal{M}^{-1} \left\{ \int_s (-\Phi - Z) \mathbf{N} ds + \mathbf{F}_g + \boldsymbol{\beta} \right\} \quad (19)$$

が得られる。また境界要素法を用いて(19)式の積分を離散化すると

$$\{a_n\} = [A]\{\Phi\} + \{B\} \quad (20)$$

が得られる(谷澤 1997a)。

2.3.2 弾性振動による弾性体表面の法加速度

任意の弾性体の振動方程式を記述することは容易ではないが、離散化振動方程式であれば、一般的に

$$[\hat{\mathbf{M}}]\{\hat{u}_{tt}\} + [\hat{\mathbf{K}}]\{\hat{u}\} = [\hat{\mathbf{F}}]\{\hat{p}\} \quad (21)$$

の形に書き表せることが知られている。ここで $\{\hat{u}\}$ および $\{\hat{u}_{tt}\}$ は弾性振動による節点変位と節点加速度、 $[\hat{\mathbf{M}}]$ は質量マトリックス、 $[\hat{\mathbf{K}}]$ は剛性マトリックス、 $\{\hat{p}\}$ は節点での圧力、そして $[\hat{\mathbf{F}}]$ は圧力を各節点に作用する等価な集中荷重に変換するための変換行列である。本論文では簡単化のため外力として水圧だけを考えることにする。式中のハットマーク^{^^}は弾性体の節点について求めた値であることを示している。この方程式を \hat{u}_{tt} に関して解くと、

$$\{\hat{u}_{tt}\} = -[\hat{\mathbf{K}}_M]\{\hat{u}\} + [\hat{\mathbf{F}}_M]\{\hat{p}\} \quad (22)$$

が得られる。ここで、 $[\hat{\mathbf{K}}_M] = [\hat{\mathbf{M}}]^{-1}[\hat{\mathbf{K}}]$ また $[\hat{\mathbf{F}}_M] = [\hat{\mathbf{M}}]^{-1}[\hat{\mathbf{F}}]$ である。以上の定式化は3次元問題でも成り立つが、以下では問題を2次元に限ることにする。

Fig.2は2次元の流弾性問題の模式図である。図中に白丸 \circ で示した点は、流体境界上の collocation point で、接水面の運動に従い弾性体表面を移動する。一方、図中に黒丸 \bullet で示した点は弾性体を離散化する節点で、弾性体表面に固定されており移動しない。先に示した(14)式は collocation point \circ に関する式であり、(22)は節点

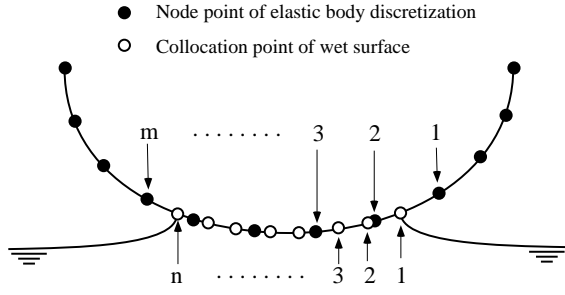


Fig. 2: Explanatory drawing of node points of elastic body discretization and collocation points on wet surface for fluid motion computation

●に関する式である。そこで、これらの式を結合するためには、(22) 式を ○に関する式に書き換える必要がある。まず、(22) 式から弾性体表面の法線方向成分に関する式だけを抜き出す。

$$\{\hat{u}_{tt}\} = -[\hat{K}_M]\{\hat{u}\} + [\hat{F}_M]\{\hat{p}\} \quad (23)$$

ここで、 $\{\hat{u}\}$ と $\{\hat{u}_{tt}\}$ はそれぞれ節点 ●の変位と加速度 $\{\hat{u}\}, \{\hat{u}_{tt}\}$ の法線方向成分であり、 $[\hat{K}_M]$ と $[\hat{F}_M]$ は $[\hat{K}_M]$ と $[\hat{F}_M]$ から法線方向成分に関連する部分だけを取り出した部分行列である。通常、(22) 式は弾性体に固定された一つの全体座標系で記述されるため、これらの部分行列を求めるには全体座標系から各要素の局所座標系への変換が必要である。

次に、●に関する式から内挿法により ○に関する式を求める。Fig.2 の ●のうち、1 から m で示す内挿に必要な最小限の点を選び、(23) 式から $\hat{u}_i, i = 1 \sim m$ に関係する部分だけを抜き出して

$$\{\hat{u}'_{tt}\} = -[\hat{K}'_M]\{\hat{u}'\} + [\hat{F}'_M]\{\hat{p}'\} \quad (24)$$

と書く。ここでダッシュ' は内挿に必要な最小限の点の集合であることを示している。n 行 m 列の内挿行列 $[IP]$ を導入し、1 から n で示す ○での $\{u_{tt}\}$ の値を ●での値を用いて内挿すると、

$$\{u_{tt}\} = [IP]\{\hat{u}'_{tt}\} \quad (25)$$

と記述できる。

次に、内挿の逆の操作が必要となる。これには $[IP]$ の逆行列を求める必要があるが、 $[IP]$ は正方行列ではないため、一般に逆行列が存在するとは限らず、存在してもユニークであるとは限らない。しかし、もし逆行列 $[IP]^{-1}$ が存在し、それが

$$\left. \begin{array}{l} (a) [IP][IP]^{-1}[IP] = [IP] \\ (b) [IP]^{-1}[IP][IP]^{-1} = [IP]^{-1} \\ (c) ([IP]^{-1}[IP])^T = [IP]^{-1}[IP] \\ (d) ([IP][IP]^{-1})^T = [IP][IP]^{-1} \end{array} \right\} \quad (26)$$

を満たす場合には、 $[IP]^{-1}$ は Moore-Penrose 一般逆行列と呼ばれるユニークな逆行列であり、通常 $[IP]^+$ と記述される。 $[IP]^+$ は m 行 n 列の行列で、 $[IP]^+$ が存在すれば内挿の逆操作を正確に行うことが可能になる。幸

い、本稿で用いる内挿行列には $[IP]^+$ が存在し、次の定理を用いて求めることができる。

$$[IP]^+ = ([IP]^T[IP])^{-1}[IP]^T, \quad \text{when Rank}([IP]) = m \quad (27)$$

$$[IP]^+ = [IP]^T([IP]^T[IP])^{-1}, \quad \text{when Rank}([IP]) = n \quad (28)$$

Moore-Penrose 一般逆行列については岡本ら (1992) が詳しく解説している。

$[IP]^+$ を用いると $\{\hat{p}'\}$ は

$$\{\hat{p}'\} = [IP]^+\{p\} \quad (29)$$

と書ける。そこで、(24) 式に $[IP]$ を掛け、(25) 式と (29) 式を用いると、○での u_{tt} の値は

$$\{u_{tt}\} = -[IP][\hat{K}'_M]\{\hat{u}'\} + [IP][\hat{F}'_M][IP]^+\{p\} \quad (30)$$

となる。ここで、 $p = -\Phi - Z$ を (30) 式に代入すると、弾性振動による弾性体表面の法加速度と加速度ポテンシャルとの関係式

$$\{u_{tt}\} = [C]\{\Phi\} + \{D\} \quad (31)$$

$$[C] = -[IP][\hat{F}'_M][IP]^+ \quad (32)$$

$$\{D\} = -[IP][\hat{K}'_M]\{\hat{u}'\} + [C]\{Z\} \quad (33)$$

が得られる。

2.3.3 Φ の弾性体表面での陰境界条件

境界条件式 (14) 中の法加速度 a_n と u_{tt} は未知数であるが、これらは (20) 式と (31) 式を用いて消去することができ、次の陰境界条件式

$$\{\Phi_n\} = [A + C]\{\Phi\} + \{B + D + q\} \quad (34)$$

が得られる。本陰境界条件式は弾性体表面での加速度ポテンシャル Φ とそのフラックス Φ_n との関係を与える式である。この境界条件式は Φ の幾何学的境界条件と弾性体の剛体モードと振動モードの運動方程式から導かれたもので、幾何学的境界条件であると同時に流体と弾性体の連成運動を記述する力学的境界条件でもある。本陰境界条件を用いることで、流力弾性問題を振動モード分解を行わずに時間領域でシミュレートすることができる。

2.4 流力弾性問題の数値計算法

加速度場の境界値問題を境界要素法で解くためには、 Φ はラプラスの式を満たさないため適切ではない。しかし、先に導いた Φ に関する境界条件から容易に ϕ_t ($\equiv \partial\Phi/\partial t$) に関する境界条件を導くことができ、かつ ϕ_t はラプラスの式を満たすので、本稿では Φ と ϕ_t に関する境界値問題を境界要素法で解いて、加速度場を求める。

Fig.3 に境界値問題を整理して示す。グリーンの恒等式より積分方程式

$$c(Q) \left\{ \begin{array}{l} \phi(Q) \\ \phi_t(Q) \end{array} \right\} = \int_S \left\{ \begin{array}{l} \phi(P) \\ \phi_t(P) \end{array} \right\} \frac{\partial}{\partial n} \ln R(P, Q) - \ln R(P, Q) \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \phi(P)}{\partial n} \\ \frac{\partial \phi_t(P)}{\partial n} \end{array} \right\} dS \quad (35)$$

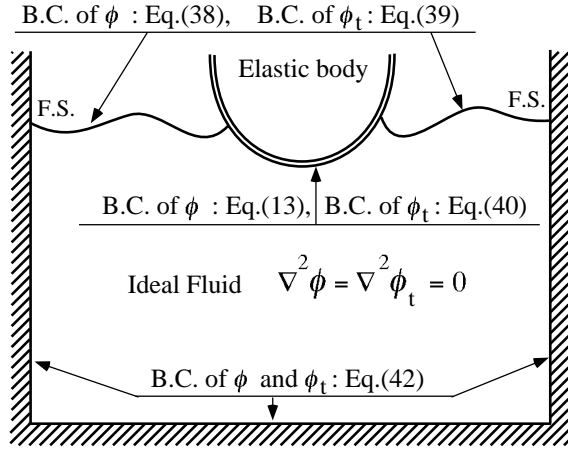


Fig. 3: Boundary value problem

を得る。ここで P, Q は境界上の点、 c は点 Q での境界の外角である。境界要素を用いてこの積分方程式を離散化すると

$$[H] \{\phi\} = [G] \{\phi_n\} \quad (36)$$

$$[H] \{\phi_t\} = [G] \{\phi_{tn}\} \quad (37)$$

となる。この境界値問題を以下の境界条件の下で解く。

ϕ と ϕ_t に関する自由表面の力学的境界条件は

$$\phi = \int_0^t \frac{1}{2} (\nabla \phi)^2 - gZ dt \quad (38)$$

$$\phi_t = -\frac{1}{2} (\nabla \phi)^2 - gZ \quad (39)$$

である。ここで時間積分は流体粒子を追跡してラグランジェ流に行く。自由表面の幾何学的境界条件は、自由表面上の流体粒子運動を追跡して自由表面の運動を計算することで満足させることができる。すなわち、混合オイラー・ラグランジェ法 (MEL) と呼ばれる方法を用いる。弾性体による波の散乱放射問題では放射条件が必要となるが、その時には自由表面条件に減衰項を付加した減衰領域を設けることで、放射条件を満足させればよい (谷澤 1997a)。

弾性体表面での ϕ に関する境界条件は (13) 式で与えられ、 ϕ_t に関する陰境界条件は (1) 式を (34) 式に代入して得られる。

$$\{\phi_{tn}\} = [A + C] \{\phi_t\} + \{B + D + q'\} \quad (40)$$

$$q' = q + [A + C] \left\{ \frac{1}{2} (\nabla \phi)^2 \right\} - \frac{\partial}{\partial n} \left\{ \frac{1}{2} (\nabla \phi)^2 \right\} \quad (41)$$

ここで、 q' は ϕ の解から陽に計算することができる。

計算領域の底面と側面での境界条件は

$$\phi_n = \phi_{tn} = 0 \quad (42)$$

である。

3 水面衝撃の計算例

試算としてオイラー梁の水面衝撃問題をシミュレートした結果を紹介する。Fig.4 にオイラー梁が波頂に衝突した瞬間を示す。梁の落下速度は一定 $V = 1$ で、その中央で波頂に衝突する。また梁の両端は剛体に固着されている。問題を単純にするため梁の長さ L_b 、曲げ剛性 EI 、線密度 $\rho_b h$ 、流体領域の幅 L 、平均深さ D 、流体の密度 ρ_f 、重力加速度 g はすべて 1 とし、他の量は ρ_f, g, L_b を用いて無次元化した。梁は 10 要素に等分割、流体境界は梁の接水部に 20、自由表面に 20×2 、その他の境界に 10×3 の collocation point を配した。

梁が水面に衝突する前の自由表面の運動を Fig.5 に示す。この水面運動は時刻 $t = 0$ において与えられた形状、 $\eta(x)_{t=0} = 0.1 \cos(2\pi x)$ 、で静止した状態からの非線形シミュレーションで得られたものである。梁が波頂に衝突する時刻を $t = 0.7$ とすると、その時の水面の上昇速度は 0.3367 であり、相対的な衝撃速度は 1.3367 となる。

Fig.6 に衝突後の自由表面形状の計算結果を示す。衝突の瞬間には、接水幅は本来ゼロであるべきだが、数値計算ではこれを満足させることが困難であるので波頂の一部をカットし $\Delta x \approx 0.03$ の微小は有限幅を与えて衝突後のシミュレーション計算を行った。また、衝撃後のシミュレーションには梁に沿って飛び出す薄いスプレー部分も計算の妨げになるため、スプレー部もカットしながら計算を進めた。衝撃過程のシミュレーションは以上のように大まかに行ったものである。

Fig.7 に計算で得られた弾性梁上の衝撃圧分布 (実線) と剛体梁上の衝撃圧分布 (破線) を比較して示す。弾性影響を見るために剛体梁の水面衝撃も同じ計算コードでシミュレートした。時刻 $t = 0.712$ から $t = 0.720$ にかけて破線の周りに実線が変動している様子が確認でき、この変動が流弾性の影響である。

次に、弾性梁の変形を Fig.8 に示す。時刻 $t = 0.732$ において弾性変形に二つのピークが観察できるが、これは Fig.7 に示した衝撃圧分布の二つのピークに対する静的な応答ではなく、動的な 3 次の弾性応答によるものと考えられる。

弾性梁の $x = 0.1 \sim 0.5$ における変位 u と加速度 u_{tt} の時間波形を Fig.9 と Fig.10 に示す。また、剛体梁と弾性梁の $x = 0.4 \sim 0.5$ における衝撃圧の時間波形を Fig.12 と Fig.11 に示す。衝撃の初期の段階では非常に高い衝撃圧が計算されているが、この高い衝撃圧は波頂をカットしたことに起因する初期条件の特異性によるものである。よって衝撃圧波形の最大値は信頼できない。より正確なシミュレーションには、初期条件に特異性の無い解析解を用いる必要がある (Zhang, 1996)。しかし、衝撃の初期段階を除けば、剛体梁と弾性梁の衝撃圧の計算値は妥当なものである。Fig.11 には弾性振動による衝撃圧の変動が観察できる。流弾性衝撃が正しくシミュレートされていれば、同じ変動が梁の法加速度にも観察されなければならない。 $x = 0.5$ における衝撃圧の変動と Fig.10 に示す同じ $x = 0.5$ における弾性梁の法加速度を比較すると明らかに強い相関が確認できることから、本計算法の定式化に大きな誤りはなく、シミュレーションプログラムも定量的な信頼性はこれから向上させる必要があるものの、定性的には正しい答えを出すものと考えられる。

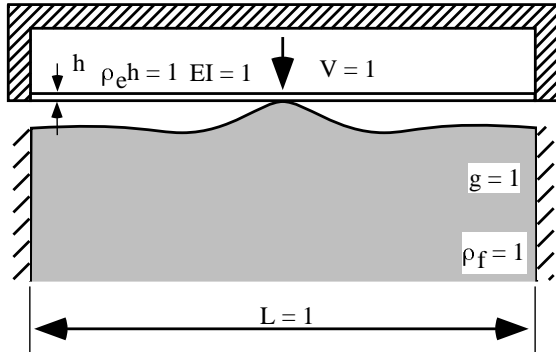


Fig. 4: Simulation of Euler beam impact on a wave crest

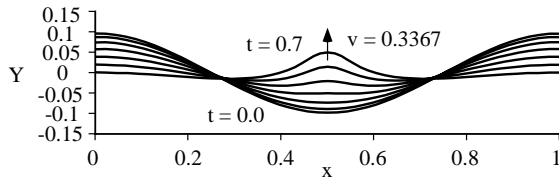


Fig. 5: Free-surface motion before the contact

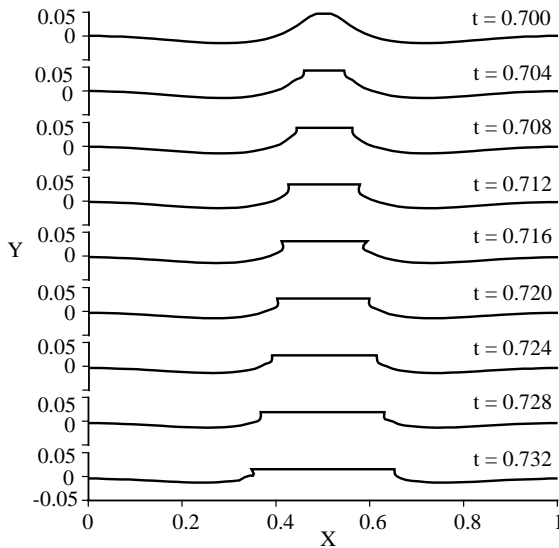


Fig. 6: Free-surface motion after the contact

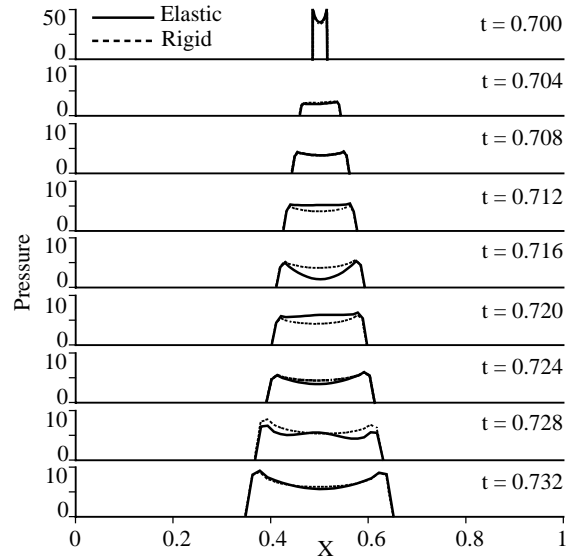


Fig. 7: Impact pressure distribution

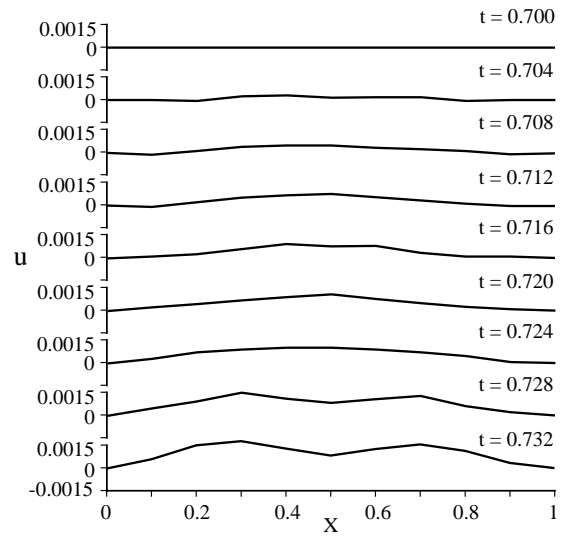


Fig. 8: Beam distortion during the impact

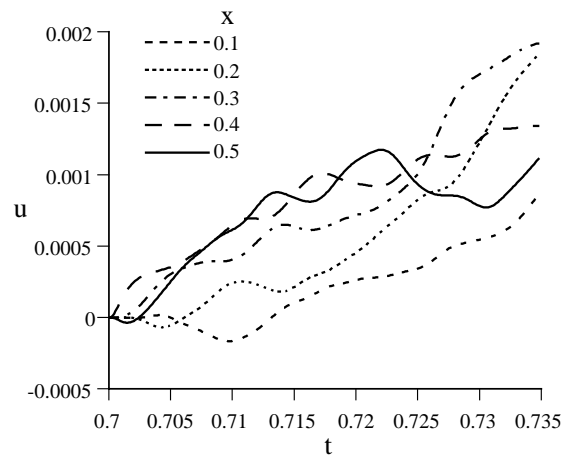


Fig. 9: Time history of beam vibration : u

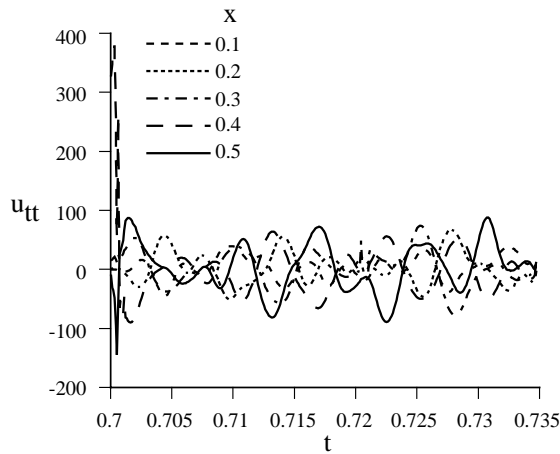


Fig. 10: Time history of beam vibration acceleration : u_{tt}

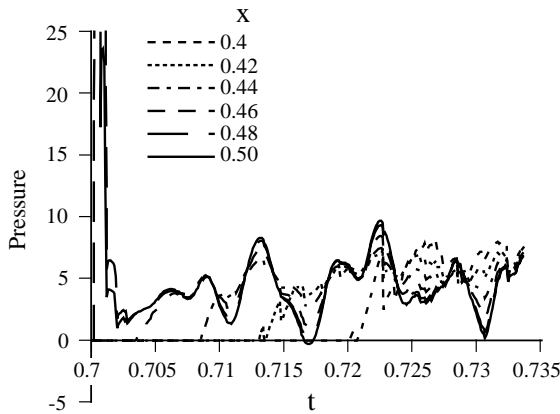


Fig. 11: Time history of hydroelastic impact pressure

4 結言

本研究では自由表面が存在する場合にも適用可能な流力弾性問題の時間領域非線形計算法を開発するため、弾性体と自由表面を有する理想流体との非線形相互作用の定式化を行った。また、2次元の流力弾性シミュレーションプログラムを試作し、オイラー梁の水面衝撃問題をシミュレートした。以下の項目は本研究の主な結果である。

1. 速度ポテンシャル ϕ ならびに加速度ポテンシャル Φ に関する弾性体表面での厳密な幾何学的境界条件を導いた。
2. Φ と弾性体表面の法加速度 u_{tt} との関係式を示した。
3. 3次の B-Spline に基づく内挿行列と、その Moore-Penrose 一般逆行列を導入し、数値計算に必要な内挿およびその逆操作技術を開発した。
4. 弾性体表面での Φ に関する幾何学的かつ力学的境界条件である陰境界条件式を導いた。
5. これらを総合して 2次元の流力弾性シミュレーションプログラムを開発した。

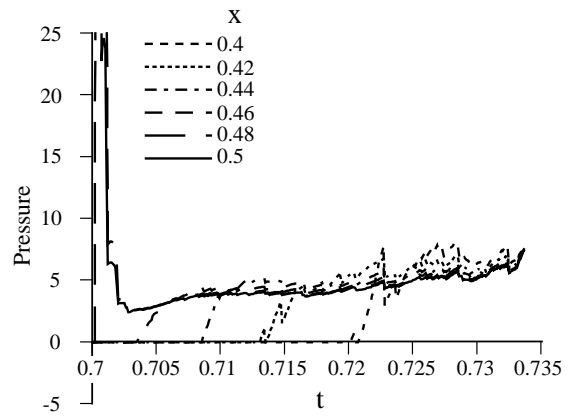


Fig. 12: Time history of rigid body impact pressure

6. オイラー梁の流力弾性水面衝撃の試計算を実施し、弾性振動と衝撃圧との間に明らかな相関が見られることを確認した。

参考文献

- 岡本良夫, 武者利光, 1992, “逆問題とその解き方”, オーム社, pp1-238
- Tanizawa, K., 1995, “A Nonlinear Simulation Method of 3-D body Motions in Waves”, *J. Soc. Nav. Arch. Japan*, vol.178, pp179-191
- Kvalsvold, J. and Faltinsen, O., 1995 “Hydroelastic modeling of wetdeck slamming on multihull vessels” *J Ship Res.*, vol.39, pp225-229
- Zhang, S., Yue, D.K.P. and Tanizawa, K., 1996 “Simulation of plunging wave impact on a vertical wall” *J Fluid Mech.*, vol.327, pp221-254
- Khabakhpasheva, T.I. and Korobkin, A.A., 1997 “Wave impact on elastic plates”, *Proc. 12th Int. Workshop on Water Waves and Floating Bodies*, pp135-138
- 谷澤克治, 1997a, “加速度ポテンシャルによる波浪中浮体運動の非線形理論と数値解法の研究”, 学位論文, 大阪大学, pp1-127
- 谷澤克治, 1997b, “浮体の弾性変形を考慮した波浪中動揺の非線形計算法”, 応用力学研究所研究集会講演論文集, 福岡, pp64-68
- Faltinsen, O.M., 1997, “The effect of hydroelasticity of ship slamming”, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, vol.355, pp575-591
- 角洋一, 他, 1997, “微小水撃角における弾性平板の水面衝撃の研究”, *船論*, vol.182, pp639-646
- 荒井誠, 宮内達哉, 1997, “水面衝撃をつける円筒殻の流体・構造連成応答シミュレーション”, *船論*, vol.182, pp827-835
- 遠山泰美, 1998, “スラミングに対するクロスデッキパネルの弾性応答について”, *船論*, vol.183, pp417-423
- Tanizawa, K., 1998, “A time-domain simulation method for hydroelastic impact problem” *Proc. 2nd Int. Conf. Hydroelasticity in Marine Tech.*, Fukuoka, Japan