

衝撃砕波圧作用下における固体流体連成解析法と構造物の動的応答特性

Numerical method of Fluid Structure Interaction Caused by Impact Pressure and Dynamic Response of Structure

陸田秀実¹・新蔵慶昭²・土井康明³

Hidemi MUTSUDA, Yoshiaki SHINKURA and Yasuaki DOI

We have developed a new numerical scheme which combines a Eulerian scheme with Lagrangian particles to compute fluid-structure interaction caused by impact pressure. The proposed numerical model was applied to several problems such as interaction between a solid structure with dam breaking, and hydroelastic due to impact pressure acting on a vertical wall. The Lagrangian particles are useful and available to capture an interface between different phases. The model can estimate impact pressure acting on a vertical wall, its deformation, vibration, stress and strain. We have investigated the three dimensional impact pressure field of structure in space and time and dynamic response of a structure caused by the pressure.

1. はじめに

海岸・海洋構造物に波浪衝撃荷重が作用する場合、砕波ジェット水塊による流体力と封入空気によるキャピテーション衝撃力によって加振力が作用し、構造物や部材が変形・破壊する。また、加振力の周波数近傍に固有振動数を持つ構造物については、共振現象にも注意が必要である。これまでに、種々の実験（例えば、由井ら（1992）、有川ら（2007））や理論解析（例えば、Korobkin ら（2006））が行われ、様々な知見が得られている。

このような流体と構造の連成問題を計算力学的に取り扱うには、Lagrange 表記が一般的である構造物（弾性体）の解析法と Euler 表記が一般的である流体の解析法をどのように結合・整合させるかが重要であり、これまでに種々の計算法（例えば、近澤ら（1999）、Hu ら（2005）、川崎ら（2007）、牛島ら（2007））が提案されているが、衝撃砕波圧と変形・移動する構造物との相互作用問題への適用性については不明のままである。

そこで本研究では、著者ら（2006a,b；2007a,b）がこれまで開発してきた固体流体強連成シミュレーション法をベースに、砕波現象と構造物の弾性応答・振動挙動を直接的に取り扱うことが可能な Lagrange 粒子付 Euler 型スキームを開発する。次いで、波浪衝撃力と材料特性の異なる構造物のひずみ・応力・変形挙動との関係について考察し、衝撃砕波圧作用下における構造物の動的応答特性について検証する。

2. Lagrange 粒子付 Euler 型スキームの概要

(1) 固気液3相界面の捕獲法

著者ら（2007a,b）が開発した Lagrange 粒子付 Euler 型スキームの概念図を図-1に示す。この方法は、固気液3相の移動境界面の追跡精度を大幅に高めるために、格子の角点に定義された密度関数 ϕ_i を移流計算するだけでなく、密度関数 ϕ_f を保持した自由表面粒子（○印）と SPH 粒子（●印）を新たに配置する。つまり、固相領域については、粒子法の一つである SPH 法（Gingold ら（1977））を用いて格子サイズ以下の弾性応答・大変形・振動を解析し、その SPH 粒子位置の分布や速度にしたがって、格子で定義された密度関数 ϕ_i やセル界面の速度を修正する。一方、自由表面粒子は、気液相の境界面を高精度で追跡することを目的として配置されるものである。この粒子は質量を持たず、密度関数の勾配が急激に変化するところ、すなわち自由表面付近にのみ集中的に配置される（図-2）。この自由表面粒子は、格子

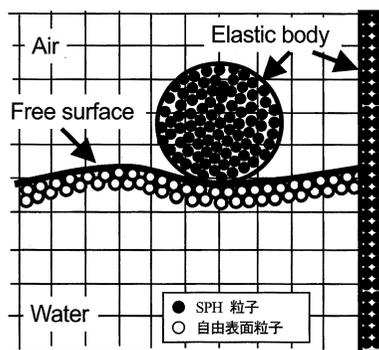


図-1 本数値計算法の概念図（1格子当たり4~8個のLagrange粒子を配置）

- | | |
|--------------|---------------------------|
| 1 正 会 員 博(工) | 広島大学大学院准教授工学研究科社会環境システム専攻 |
| 2 修(工) | (株)トヨタコミュニケーションシステム |
| 3 正 会 員 工博 | 広島大学大学院教授工学研究科社会環境システム専攻 |

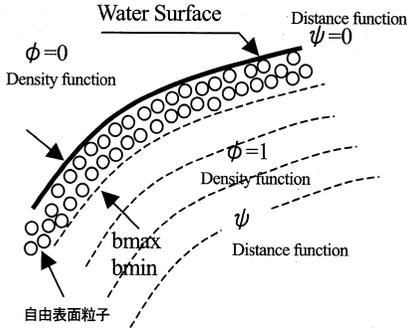


図-2 自由表面付近の自由表面粒子の配置と密度関数の関係 (ϕ は密度関数, ψ は距離関数, b_{\max} , b_{\min} は自由表面粒子を配置する領域幅を決めるパラメータ)

サイズ以下の気液界面情報を保持しているため、これらの分布から、格子で定義された気相と液相の密度関数 ϕ_i を適宜修正する。気液界面に配置された自由表面粒子は、4次精度 Runge-Kutta 法によって時間発展させる。一方、固相領域に配置された SPH 粒子は、後述する固体の運動方程式を SPH 法によって解き、個々の粒子の移動速度と次時刻の位置を求める。

また、この粒子速度は、格子のセル境界で定義された速度場へ内挿補間することで、格子に定義された速度を修正する。この際、1つの格子内に存在する粒子数も考慮し速度修正する。

本手法では、自由表面の滑らかさおよび複雑さに合わせて、Lagrange 粒子の追加・削減を行うと同時に、距離関数 ψ を用いて再配置を行い、計算の効率化・安定化と自由表面の追跡精度の向上を図っている。また、格子で定義された固気液3相の密度関数 ϕ_i は、時々刻々、移流誤差が残ったり、蓄積したりするため、流体力および界面追跡の大幅な精度低下を招くことがある。そこで、本研究では、Kernel 関数を用いて、密度関数 ϕ_i を修正することにする。詳しくは、陸田ら (2007a,b) を参照されたい。

(2) 支配方程式とその解法

流体の支配方程式は、以下に示す質量保存式、非圧縮粘性 Navier-Stokes 方程式、 I 相の密度関数 ϕ_i ($0 \leq \phi_i < 1$) の移流方程式である。

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

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + g_i + F_{fsi} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \phi_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial \phi_i}{\partial x_j} = 0 \quad (3)$$

ここで、 I 相とは、気相 ($I=1$)、液相 ($I=2$)、固相 ($I=3$) を意味し、 g_i は重力加速度項、 F_{fsi} は相互作用項であり、 ϕ_i は $0 \leq \phi_i \leq 1$ 条件を満足する。なお、固相の密度関数 ϕ_i ($I=3$) は、後述する SPH 粒子によって、その界面情報の修正がなされる。これらの支配方程式の解法には C-CUP 法に基づく Time splitting 法を用いる。また、圧力に関するポアソン方程式から得られる固相領域の圧力場は、以下に示す固体変形解析において利用する。なお、得られた流速場を基に、密度関数の移流計算も行う。

固相の支配方程式は、以下の連続の式と運動方程式である。

$$\frac{D\rho}{dt} + \rho \frac{\partial u^i}{\partial x^i} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{du^i}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma^{ij}}{\partial x^j} + g^i + F_{fsi} \quad (5)$$

ここで、 ρ は密度、 u^i は速度、 x^i は位置ベクトルの j 方向成分、 σ^{ij} は固体・流体の応力テンソル、 F_{fsi} は固体・流体相互作用項である。固体領域の計算をする場合、式(5)に示す固体の応力テンソル σ_s^{ij} は、以下の通りである。

$$\sigma_s^{ij} = -P\delta^{ij} + S^{ij} \quad (6)$$

ここで、 S^{ij} は偏差応力成分、 $P = -\sigma_{kk}/3$ である。弾性体が大変形する場合、物体形状が時々刻々変化することを考慮に入れた扱いが必要であり、増分型構成式は、以下のようになる。

$$\{dS^{ij}\} = [D^e] \{d\varepsilon^{ij}\} \quad (7)$$

ここで、 D^e は弾性マトリックス、 $d\varepsilon^{ij}$ はひずみの時間増分、 dS^{ij} は偏差応力の時間増分であり、変形時の固相の回転運動を考慮するために、本研究では以下の Jaumann 速度を用いる。

$$\frac{dS^{ij}}{dt} = 2\mu \left(\dot{\varepsilon}^{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \dot{\varepsilon}^k{}_k \right) + S^{ik} \Omega^{jk} + \Omega^{ik} S^{kj} \quad (8)$$

ここで、 $\dot{\varepsilon}$ はひずみ速度テンソル、 Ω はスピンテンソルである。以上の方程式に対して、SPH 法による離散化を行う。なお、偏差応力項はそれぞれ固相粒子のみの足し合わせで評価する。また、弾性変形を安定に計算するために、ここでは Gray ら (2001) に倣い人工応力項を新たに導入する。

以上まとめると、式(8)の偏差応力成分 S^{ij} の時間発展は、式(7)に示す時間増分量を時間積分することにより、時々刻々求めることができる。さらに、その偏差応力 S^{ij} と流体力 P を式(6)に代入すれば、時々刻々の応力 σ_s^{ij} を求めることが可能となり、最終的に SPH 粒子の速度

u_i^{n+1} , さらには次時刻の位置が得られる。

また, 式(2)および(5)にある相互作用項 F_{fsi} は, 以下の通り, 固気液3相の圧力(格子で定義される圧力)を, 固体粒子上の圧力へ内挿補間し, 以下の式により加速度を算出することで評価することとした。

$$F_{fsi}(\mathbf{r}_a) = -\frac{1}{\rho(\mathbf{r}_a)} \sum_b m_b \frac{P(\mathbf{r}_b)}{\rho(\mathbf{r}_b)} \nabla_a \cdot W(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b, h) \quad (9)$$

本研究では, 解の安定性を保持するために, 固体領域の時間刻みは, 流体領域のその約1/10~1/50としている。

3. 計算結果

(1) アルミ製弾性薄肉円筒の水面衝撃圧の精度検証

まず始めに, 本数値計算法の精度検証を行う。ここでは, 2次元アルミ製弾性薄肉円筒(ヤング係数 7.35×10^4 MPa, ポアソン比0.34, 直径30cm, 厚さ3mm)が水面に突入($V=4.4\text{m/s}$)する際に円筒下面に生じる水面衝撃圧について精度検証を行う。格子サイズは円筒厚さと同様に3mmとし, わずか1メッシュで円筒肉厚を表現した。円筒には約5,000個のSPH粒子(半径0.75mm)を配置する一方で, 気液界面付近には約4,000個の自由表面粒子(半径0.75mm)を配置し, 1メッシュあたり平均4個のLagrange粒子が配置されるようにした。なお, 初期条件の詳細はAraiら(1998)の実験と同様とした。図-3は, 水面突入過程に発生する薄肉円筒下端にある近接3点(St.1~St.3)のひずみの時系列変化を比較したものである。なお, 左下図は, 水面突入時($t=0.024\text{s}$ 後)の水面挙動と圧力コンターを示す。図より, 水面突入の前半($t=0.0\sim 0.01\text{s}$)で, ひずみが急激に増大し, その後ピークに達し, やがて減衰傾向を辿るが, この段階で水面波ジェット形成は小さい。さらに, 水面突入の後半($t=0.01\text{s}\sim 0.025\text{s}$)では, ひずみの値は小さいものの振動波形となっている。この段階で, 水面波ジェットが両

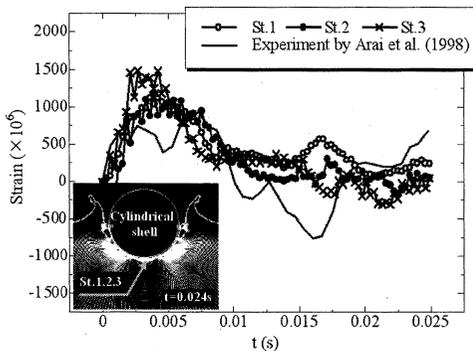


図-3 円筒最下点 St. 1~3におけるひずみの時系列変化の比較(左下図: アルミ製薄肉弾性円筒の水面突入の様子と水面下の圧力コンター)

サイドへ急激に発達する(左下図参照)。以上のことから, 本計算法は水面衝撃に伴う弾性・振動挙動を概ね再現可能であることが分かる。なお, 弾性薄肉円筒の突入に伴う水面付近のスプラッシュ挙動については実験結果と非常に良い一致を示していたことを付記しておく。但し, 弾性薄肉円筒の固有振動モードや3次元影響等により, $t=0.015\text{s}$ 付近の最小値に不一致が生じており, 今後さらなる検討を必要とする。

(2) 衝撃砕波圧による弾性構造物の動的応答

次いで, 衝撃砕波圧作用下における構造物の動的応答特性を調べるために, ヤング係数, ポアソン比, 密度の異なる材料(剛体, 鋼, コンクリート, ゴム)の直立壁に作用する3次元衝撃砕波圧問題に対して本計算法を適用する。計算条件は, Azarmsa (1996) の実験条件と同様とし, 初期波高水深比 $H_1/h_1=0.473$ の孤立波をリーフ上の直立壁に作用させ, 衝撃砕波圧を発生させた。

なお, リーフ上の直立壁の位置 δ_x は, 砕波点を基準

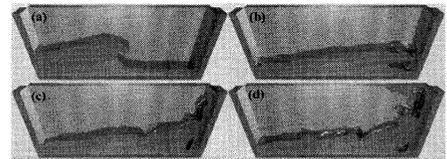


図-4 鋼壁に作用する破波ジェット水塊の3D計算結果(右側壁: SPH粒子で構成された鋼壁(変形あり))

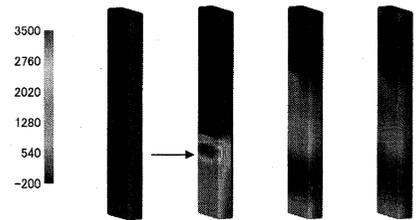


図-5 鋼壁に作用する衝撃圧の3次元分布(図中矢印: 高圧場)

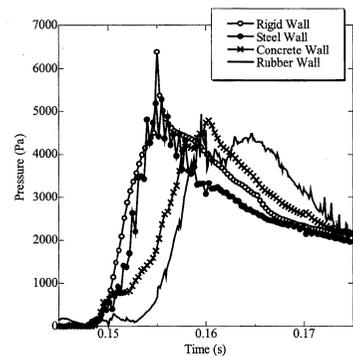


図-6 ジェット水塊が直接衝突する高さにおけるWagner型衝撃圧の時間的変化の比較

に、砕波前、砕波点付近、砕波後の合計3ヶ所とした。弾性鋼壁は密度7,800kg/m³、ヤング係数210GPa、ポアソン比0.3とし、912個のSPH粒子(半径1mm)で表現した。また、自由表面粒子は4,816個とした。図-4は、弾性鋼壁に作用する大規模砕波のシミュレーション結果であり、また弾性鋼壁に作用する衝撃圧の3次元空間分布を示したものが図-5である。ジェット波圧が鋼壁表面に作用する一方で、厚さ方向には3次元的な衝撃圧分布になっていることが分かる。その後、波の打ち上げに伴って圧力ピーク値は低下するものの表面・内部の圧力分布は3次元的になっていくことが分かる。また、図-6および図-7は材料特性の異なる直立壁に作用するWagner型衝撃圧の時間的な変化特性について比較したものである。それぞれ、ジェット水塊が直接作用する高さ、大規模な空気塊が封入される高さのものである。なお、本研究では材料定数について、コンクリート壁は密度2,300kg/m³、ヤング係数20GPa、ポアソン比0.2とし、ゴム壁の壁は密度1,100kg/m³、ヤング係数12MPa、ポアソン比0.4とした。また、比較対象として完全固定された剛体のものをあわせて示す。図-6より、剛体壁を除いて、全

ての弾性壁で弾性変形に伴う高周波の振動圧力が作用していることが分かる。また、柔らかい材料ほど衝撃砕波のピーク値は減少し、その立ち上がり時間は遅れていくことが分かる。

一方、図-7より、大規模空気塊が作用する高さにおいては、全ての弾性体において空気塊による低周波の振動型圧力波形が作用していることが分かる。特にゴム壁の場合、空気塊と弾性壁の連成振動によって周期的な圧力波形となっていることが分かる。

この衝撃砕波圧作用下におけるゴム壁とコンクリート壁の変形過程の時間的な変化を示したものが図-8である。なお、この図は弾性壁の波側の表面形状のみを図示しており、xの負方向から波が進行している。砕波ジェットが衝突する高さy=0.25m付近から大きな曲げ変形が発生し、その後、上端(自由端)へと変形が伝わっていくことが分かる。さらに、打ち上げによる流体力と物体変形による慣性力が加わって、波下側へ大変形し、やがて変形は準定常状態となる。この間、わずか0.08s間の現象であり、衝撃圧のピーク値は既に減衰し、衝突水塊と封入空気、さらには変形した直立壁の力学バランスによって、図-7に示す過渡状態の圧力振動になるものと考えら

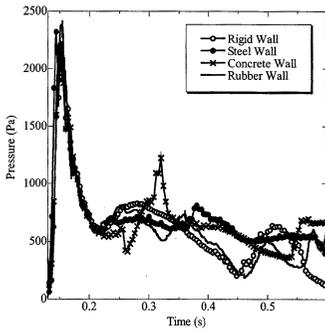
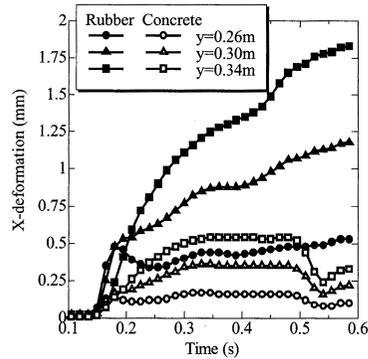


図-7 大規模空気塊が封入される高さにおける衝撃砕波圧の時間的な変化の比較



(a) 水平変位

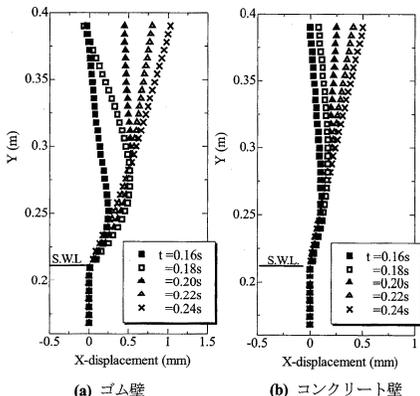
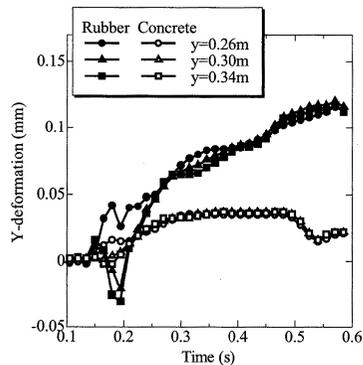


図-8 衝撃砕波圧作用下における直立壁の変形過程(波側の表面形状)



(b) 鉛直変位

図-9 直立弾性壁内部の3測点の水平および鉛直変位の時系列変化(コンクリート壁とゴム壁の場合)

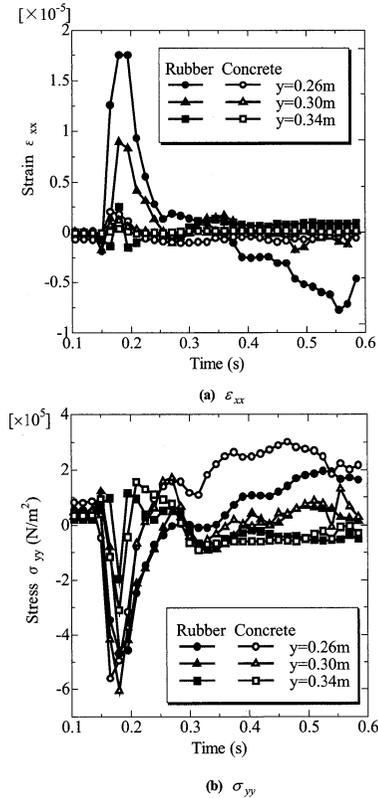


図-10 応力 σ_{yy} 及びひずみ ϵ_{xx} の時系列変化

れる。

この間の水平および鉛直方向の変位の時系列，さらには，応力 σ_{yy} 及びひずみ ϵ_{xx} の時系列変化を図-9および図-10に示しておく。

なお，本計算では，衝撃砕波圧作用下における封入空気塊の挙動と弾性壁の変形・振動挙動による過渡的応答特性が存在することは明らかになったが，それらの力学的な関連性を解明するには至らなかった。今後さらなる検証計算が必要である。

4. おわりに

本研究では，衝撃砕波圧が作用する固体・流体相互作用問題に対する数値計算法として，Lagrange 粒子付 Euler 型スキームを開発し，直立弾性壁の弾性応答・振動挙動解析に適用した。その結果，以下の結論を得た。

- (1) 水面衝撃圧による弾性体の変形，ひずみ挙動について実験と良好な一致を示した。
- (2) 直立弾性壁に作用する Wagner 型衝撃圧のピーク値はヤング係数が小さいほど減少し，その作用開始時間の遅れは顕著になることが分かった。
- (3) 砕波による封入空気塊の振動挙動とそれに伴う直立壁の弾性応答は，ヤング係数が小さいほど，連成振

動しやすいことが分かった。

- (4) 材料物性による定性的な変形挙動の相違は検証・確認されたため，今後は，鋼材，コンクリート，木材などの構造体の変位・応力に関する実験値と定量的な比較・検証を行う予定である。

なお，ここでは示していないが，Antoci ら (2007) が行ったベンチマーク問題（水柱崩壊後，ゴム壁に流体力が作用し，ゴム壁が変形して，水塊が飛び出していく現象）による検証を行い，応力，ひずみ，変位ともに実験結果と非常に良い一致を示したことを付記しておく。

参考文献

有川太郎・中野史文・大坪大輔・下迫健一郎・石川信隆 (2007) : 漕上津波波力による構造物の変形・破壊挙動の検討，海岸工学論文集，第54巻，pp.841-845.

牛島 省・福谷 彰・牧野統師・瀬津家久 (2007) : 3次元流体中を運動する接触と変形を考慮した任意形状固体モデルの数値解法，応用力学論文集，Vol.10，pp.139-146.

川崎浩司・袴田充哉 (2007) : 3次元気液多相乱流数値モデル DOLPHIN-3D の開発と波作用下での漂流物の動的解析，海岸工学論文集，第54巻，pp.31-35.

近澤佳隆・越塚誠一・岡 芳明 (1999) : MPS 法を用いた液面と構造物の大変形を伴うスロッシングの数値解析，機械学会論文集，B 編，65巻，637号，pp.2954-2960.

陸田秀実・伊澤亮・土井康明 (2006a) : Particle CIP 法による高精度な移動境界面の捕獲，土木学会論文集，B 編，Vol. 62，No.4，pp.376-387.

陸田秀実・土井康明 (2006b) : 砕波による衝撃圧の直接推定と構造物の動的解析，土木学会論文集，B 編，Vol.62，No.3，pp.224-237.

陸田秀実 (2007a) : Particle CIP 法による水面衝撃問題の数値解析，応用力学論文集，Vol.10，pp.121-130.

陸田秀実・伊澤 亮・土井康明 (2007b) : Particle CIP 法による砕波解析，海岸工学論文集，第54巻，pp.21-25.

由井孝昌・服部昌太郎 (1992) : 衝撃砕波圧による直立壁の動的応答特性，海岸工学論文集，第39巻，pp.681-685.

Antoci, C., M. Gallati and S. Sibilla (2007) : Numerical simulation of fluid - structure interaction by SPH, Computers and Structures, 85, pp.879-890.

Arai, M. and Miyauchi, T. (1998): Numerical study of the impact of water on cylindrical shells, considering fluid-structure interactions, In : Practical Design of Ships and Mobile Unit, Editors. M. W. C. Oosterveld and S. G. Tan., Elsevier Applied Science, pp.59-68.

Aramas S. Ali (1996) : Impact pressure and decay properties of breaking waves, Dr thesis, Gifu University, 96p.

Hu, Changhong, Odd Faltinsen and Masashi Kashiwagi (2005) : 3-D Numerical Simulation of Freely Moving Floating Body by CIP Method, Proc. 15th International Offshore and Polar Engineering Conference, Vol. 4, pp.674-679.

Gingold R.A., Monaghan J.J. (1977) : Smoothed particle hydrodynamics, theory and application to non-spherical stars, Mon. Not. Roy. Astr. Soc. Vol.181, pp.375-389.

Gray, J. P., J. J. Monaghan and R. P. Swift (2001) : SPH elastic dynamics, Computer methods in Applied Mechanics and Engineering, 190, pp.6641-6662.

Korobkin, A., Gueret, R. and Malenica, S. (2006) : Hydroelastic coupling of beam finite element model with Wagner theory of water impact, Journal of Fluids and Structures, 22, p.493-504.