

CIP-EDEM 法による固体・流体相互作用の数値解析

Numerical Simulation for large deformation fluid-structure interaction problems using CIP-EDEM method

陸田秀実*, 清水研一**, 土井康明***, 福田和宏****, 高橋俊之*****

Mutsuda Hidemi*, Shimizu Kenichi**, Doi Yasuaki***, Fukuda Kazuhiro****, Takahashi Toshiyuki*****

* 博(工), 正会員, 広島大学大学院助教授, 工学研究科社会環境システム専攻(〒739-8527 東広島市鏡山 1-4-1)

** 修(工), 本田技研工業(株)(〒107-8556 東京都港区南青山 2-1-1)

*** 工博, 正会員, 広島大学大学院教授, 工学研究科社会環境システム専攻(〒739-8527 東広島市鏡山 1-4-1)

**** 広島大学大学院工学研究科社会環境システム専攻(〒739-8527 東広島市鏡山 1-4-1)

***** 修(工), 正会員, 復建調査設計株式会社, 環境技術部(〒732-0052 広島市東区光町 2-10-11)

A coupled fluid-structure interaction solution technique incorporating fluid and solid mechanics is presented. This formation is integrated with a Lagrangian, particle based, solid mechanics technique. The present CIP-EDEM method combines a multi-phase Eulerian solution for the governing continuum equations for the fluids with a Lagrangian particle based technique for the solid mechanics. That is, free-surface flows are traditionally modelled by applying shock capturing schemes using CIP-CUP method. On the other hand, solid dynamics calculations are traditionally carried out using Lagrangian numerical methods, EDEM, avoiding problems associated with numerical smearing. The CIP-EDEM method performs well on a number of test cases.

Key Words: CIP, EDEM, fluid-structure interaction, free-surface flow

キーワード: CIP 法, EDEM 法, 固体・流体相互作用, 自由表面流れ

1. はじめに

土木分野及び機械分野において, 自由液面挙動を有する固体・流体連成問題は, 流体力, 弾性力, 慣性力の三者の連成で支配されている. 流体力と弾性力の連成は, いわゆる静的問題であり, 流体力と慣性力の連成は動的安定問題, さらには慣性力と弾性力の連成は振動問題として位置づけられており, このような固体・流体の相互作用の追跡は, 設計外力の評価や固体の運動, 変形及び崩壊メカニズムを解明する上で非常に重要である.

近年, 固体の大変形及び複雑な移動境界を伴う流れの数値シミュレーションには, グリッドを用いたオイラー型の数値解法が用いられることが多い. 例えば, 密度関数法による CIP 法や Level-Set 法¹⁾は, 移動する複雑形状の境界に対して境界適合座標を用いる必要がない. また, グリッドの概念がない粒子法の代表例として MPS 法²⁾もその有効性が確認されている.

しかしながら, オイラー型の数値解法を用いた場合, 固体境界面での数値拡散, 複雑な気液界面挙動の追跡, 非定常流体力による固体の運動, 弾性変形及び崩壊挙動は, オイラー型グリッドの格子解像度に大きく影響されてしまうため, 様々な工夫がなされているのが現状である³⁾. また, こうした背景から, 個々の粒子と流体の直接相互作用

を取り扱った研究も活発に行われつつある⁴⁾⁵⁾.

本研究では, オイラー型解法の界面追跡において問題(特に, 固体界面)となる数値拡散を解消しつつ, 固体・気体・液体の相互作用の取り扱い, 固体および流体の大変形の取り扱い, 固体の弾性変形・崩壊挙動の取り扱いが可能な数値計算手法を新たに提案し, 種々の固体・流体相互作用問題への適用を行う. 具体的には, オイラー型の数値解法として固気液 3 相を取り扱うことが可能な CIP-CUP 法⁶⁾と, ラグランジアン粒子群によって構成される固体の弾性・崩壊挙動の解析が可能な拡張個別要素法 (Extended Distinct Element Method, EDEM)⁷⁾を組み合わせた CIP-EDEM 法を提案し, 複雑な自由液面挙動と非定常流体力による固体物体の運動, 大変形及び崩壊挙動への適用について検討する.

2. CIP-EDEM 法

2.1 CIP-CUP 法

Yabe et al.によって提案された CIP-CUP 法(CIP Combined Unified Procedure)に基づき, 固気液 3 相に密度関数を定義し, 流体領域全体の解析を行う. 基礎方程式は以下に示す連続式, Navier-Stokes 方程式, 密度関数 ϕ_i (1 種の相)の移流方程式, 圧力の時間発展式, 状態方程式であ

る。CIP-CUP 法は、流体場の速度・圧力の変化を特性速度ごとのフェイズに分解して扱うのが特徴である。よって、まず移流項のみを CIP 法を用いて解く。

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{1}{3} \mu \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} + F_i \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (2)$$

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

$$\frac{\partial P}{\partial t} + u_j \frac{\partial P}{\partial x_j} = -\rho C_s^2 \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \quad (4)$$

$$P = \rho RT \quad (5)$$

次に、移流後のプロファイルを用いて非移流項を解く。その際、以下に示す圧力に関するポアソン方程式を導出し、共役勾配法によって、 p^{n+1} を求める。

$$\nabla \cdot \left(\frac{\nabla p^{n+1}}{\rho^*} \right) = \frac{p^{n+1} - p^n}{\rho^* C_s^2 \Delta t^2} + \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}^*}{\Delta t} \quad (6)$$

このようにして求めた圧力 p^{n+1} と移流後のプロファイルより下式(7)の非移流項を解き、

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \frac{1}{3} \nu \nabla \cdot \nabla \mathbf{u}^* + \nu \nabla^2 \mathbf{u}^* + \mathbf{k} \quad (7)$$

1つのタイムステップとする。ここで、 $*$ は移流後、 n は現在の時間ステップ、 $n+1$ は次時刻の時間ステップを表す。本手法は、種々の自由表面問題に適用され、その有効性が示されている⁸⁹⁾。また、姫野ら¹⁰⁾と同様に、自由液面捕獲用の Level-Set 関数を用い、Heaviside 関数による変数変換を行っている。

2.2 拡張個別要素法

従来の個別要素法(DEM)は、非連続体を対象に、要素間の力の伝達は粒子が互いに接触している時のみ行われるものであり、この手法と流体解析法を組み合わせたものに MICS 法⁴⁾がある。一方、本研究で取り扱う拡張個別要素法(EDM)は、要素同士にある程度の連続性を持たせるため、従来の要素ばねとは独立に新たに間隙ばねを導入することで、非連続体だけでなく連続体まで取り扱えるように拡張されたものである。したがって、間隙ばねが破壊されていくに従って徐々に塑性化し、固体が非連続体へと自然に表現される特徴を有しており、ラグランジュ粒子群によって構成される固体物体と流体の相互作用を取り扱う点において、従来法とは異なっている。以下では、拡張個別要素法の概要を示す。

(1) 粒子間の相互作用

個別要素法では接触力を粒子の法線方向と接線方向 2つのバネ・ダッシュポッドモデルで表現し、これを要素ばねと呼ぶ。2つの粒子間の運動方程式を以下に示す。

$$m \frac{\partial^2 \mathbf{x}}{\partial t^2} + \eta \frac{\partial \mathbf{x}}{\partial t} + K \mathbf{x} = 0 \quad (8)$$

$$I \frac{\partial^2 \boldsymbol{\theta}}{\partial t^2} + \eta r^2 \frac{\partial \boldsymbol{\theta}}{\partial t} + K r^2 \boldsymbol{\theta} = 0 \quad (9)$$

$$\text{where } \begin{cases} K & : \text{弾性係数} \\ \eta & : \text{粘性係数} \\ I & : \text{粒子の慣性モーメント} \\ r & : \text{粒子の半径} \end{cases}$$

通常は、1つの粒子周りに多数の粒子群が接触しているため、それら個々の接触点に対して式(8)及び式(9)が成立する。実際に、拡張個別要素法では下式(10)及び式(11)を差分近似し陽的に解くことになる。

$$m \ddot{\mathbf{x}}_t = -\eta \dot{\mathbf{x}}_{t-\Delta t} - K \Delta \mathbf{x}_{t-\Delta t} \quad (10)$$

$$I \ddot{\boldsymbol{\theta}}_t = -\eta r^2 \dot{\boldsymbol{\theta}}_{t-\Delta t} - K r^2 \Delta \boldsymbol{\theta}_{t-\Delta t} \quad (11)$$

したがって、次時刻 t における加速度は、現時刻の速度と変位より決定される。また、次時刻の加速度を時間積分し、速度、変位を逐次計算する。実際には、粒子間に作用する力は種々の方向に作用するので、法線方向作用力 f_n とせん断方向作用力 f_{si} に分けて求める。

(2) 粒子間の相対変位増分

図-1に示すように着目粒子 i が現時刻から次時刻までの時間刻みの間に位置 A から位置 B に変位する場合を考える。このときの変位増分は Δx_i , Δy_i 、また回転変位増分は $\Delta \theta_i$ で表せる。2つの粒子の時間刻み t における法線方向及び接線方向の相対変位量は次式で表せる。

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{x} \cdot \mathbf{n} &= (\Delta x_i - \Delta x_j) \cos \alpha_{ij} + (\Delta y_i - \Delta y_j) \sin \alpha_{ij} \\ \Delta \mathbf{x} \cdot \mathbf{s} &= -(\Delta x_i - \Delta x_j) \sin \alpha_{ij} + (\Delta y_i - \Delta y_j) \cos \alpha_{ij} \\ &\quad + (r_i \Delta \theta_i + r_j \Delta \theta_j) \end{aligned} \quad (12)$$

$$\text{where } \begin{cases} \mathbf{n} & : \text{単位法線ベクトル} \\ \mathbf{s} & : \text{単位接線ベクトル} \end{cases}$$

ここで、 α_{ij} とは i, j 粒子の中心を結ぶ共通法線が x 軸となす角である。

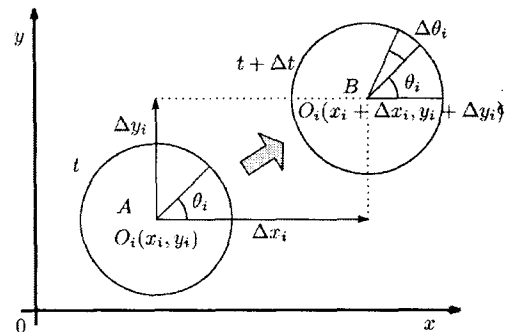


図-1 着目する粒子の変位

(3) 法線方向の作用力

次時刻 t における作用力は、現時刻 $t - \Delta t$ における作用力に時間 Δt における粒子 i, j 間の相対変位増分 $\Delta \mathbf{x} \cdot \mathbf{n}$ による力の和でモデル化する。よって、法線方向の弾性力 e_n

と粘性抵抗抗力 $d_{n,t}$ は以下の通りである。ここで、 Δd_n および Δe_n は式(10)右辺第1項および第2項の法線方向成分を示す。

$$e_{n,t} = e_{n,t-\Delta t} + \Delta e_n \quad (13)$$

$$d_{n,t} = \Delta d_n \quad (14)$$

$$\text{where} \begin{cases} \Delta e_n = K_n \Delta \mathbf{x} \cdot \mathbf{n} \\ \Delta d_n = \eta_n \frac{\Delta \mathbf{x} \cdot \mathbf{n}}{\Delta t} \end{cases}$$

また、時刻 t における2粒子間の法線方向圧縮力 $f_{n,t}$ は以下の通りである。

$$f_{n,t} = e_{n,t} + d_{n,t} \quad (15)$$

(4) せん断方向作用力

せん断方向作用力についても同様に相対変位増分 $\Delta \mathbf{x} \cdot \mathbf{s}$ によりモデル化すると以下の通りである。ここで、 Δd_s および Δe_s は式(10)右辺第1項および第2項のせん断方向成分を示す。

$$e_{s,t} = e_{s,t-\Delta t} + \Delta e_s \quad (16)$$

$$d_{s,t} = \Delta d_s \quad (17)$$

$$\text{where} \begin{cases} \Delta e_s = K_s \Delta \mathbf{x} \cdot \mathbf{s} \\ \Delta d_s = \eta_s \frac{\Delta \mathbf{x} \cdot \mathbf{s}}{\Delta t} \end{cases}$$

となる。

また、前述同様、せん断方向作用力 $f_{s,t}$ は以下の通りである。

$$f_{s,t} = e_{s,t} + d_{s,t} \quad (18)$$

(5) 粒子群の運動方程式の解法

粒子 i に関して式(10)及び式(11)の手順で運動方程式を陽的に解く。まず、接触力は着目粒子 i に接触する全ての粒子との合力より以下のようになる。

$$F_{xi,t} = \sum_j (-f_{n,t} \cos \alpha_{ij} + f_{s,t} \sin \alpha_{ij}) \quad (19)$$

$$F_{yi,t} = \sum_j (-f_{n,t} \sin \alpha_{ij} - f_{s,t} \cos \alpha_{ij}) \quad (20)$$

$$M_{i,t} = -r_i \sum_j f_{s,t} \quad (21)$$

よって、ニュートンの第2法則より加速度は以下のように求められる。

$$\ddot{x}_{i,t} = \frac{F_{xi,t}}{m_i} \quad (22)$$

$$\ddot{y}_{i,t} = \frac{F_{yi,t}}{m_i} \quad (23)$$

$$\ddot{\theta}_{i,t} = \frac{M_{i,t}}{I_i} \quad (24)$$

また、時間刻み Δt で時間積分すると速度は以下のようになる。

$$\dot{x}_{i,t} = \dot{x}_{i,t-\Delta t} + \ddot{x}_{i,t} \Delta t \quad (25)$$

$$\dot{y}_{i,t} = \dot{y}_{i,t-\Delta t} + \ddot{y}_{i,t} \Delta t \quad (26)$$

$$\dot{\theta}_{i,t} = \dot{\theta}_{i,t-\Delta t} + \ddot{\theta}_{i,t} \Delta t \quad (27)$$

さらに、時間刻み Δt で時間積分すると変位増分は以下のように求まる。

$$\Delta x_{i,t} = \dot{x}_{i,t} \Delta t \quad (28)$$

$$\Delta y_{i,t} = \dot{y}_{i,t} \Delta t \quad (29)$$

$$\Delta \theta_{i,t} = \dot{\theta}_{i,t} \Delta t \quad (30)$$

この一連の操作を繰り返すことで粒子群の運動を数値積分する。

(6) ラグランジアン粒子群による固体表現

個別要素法では、要素ばねとして法線、接線方向各々にバネとダッシュポットを1対ずつ配置し、粒子運動をモデル化している。しかしながら、それだけでは互いの粒子の運動が独立しており非連続的な運動になってしまう。そこで、拡張個別要素法では、法線方向および接線方向に対して、要素ばねとは独立に、もう1対の弾性ばねとダッシュポットを配置し、2対のバネ・ダッシュポットによって、粒子群の運動に連続性をもたせ、ラグランジアン粒子群で構成される固体の運動および固体変形・崩壊挙動を表現する。この間隙ばねは2要素が接触しているか、またはある程度近くに存在している場合にのみ設定するものとする。

具体的には、隣り合う粒子間距離を間隙ばねの自然長 βD_{ij} 、初期時刻 t における粒子間距離 L_{ij} 、材料試験によって求められる崩壊係数 β を用いて以下の条件が成り立つものとする。

$$L_{ij,t} > \beta \cdot D_{ij} \quad (31)$$

$$L_{ij,t} \leq \beta \cdot D_{ij} \quad (32)$$

したがって、粒子間距離が間隙ばねの自然長よりも近づいたときは反発力が働き、また自然長よりも遠ざかったときには拘束力が働く。また、間隙ばねの崩壊条件として、一度崩壊したばねについては、次時刻に式(32)を満足しても間隙ばねは作用せず、式(19)～(30)に基づき、非連続性の固体粒子群として崩壊運動することにする。

2.3 固体・流体の連成解析

ここでは、前節までに詳述したCIP-CUP法およびEDEM法を組み合わせることによって、固体・流体連成解析が可能なCIP-EDEM法の説明を行う。

本研究では、固体・液体・気体に対して密度関数を定義し、CIP-CUP法を用いて固気液統一解法を行う。同時に、粒子群によって表現された固体に対しては、EDEM法を用いて運動・変形・崩壊挙動を追跡する。しかしながら、このままでは、オイラー型解法であるCIP-CUP法によって得られた固相の密度関数とラグランジアン固体粒子に基づくEDEM法によって得られた固体位置に若干のずれが生じる。そこで、Kosizukaら¹¹⁾のPassively moving solid model

の考え方にに基づき、CIP-CUP 法によって得られた固相の密度関数プロファイルを用いて EDEM 法によって得られた固体位置にしたがって修正する。その際、運動量保存則を満足しないため補正力を導入する。以下では、この方法について説明する。

(1) 固体から流体への相互干渉

密度関数

ある時刻 t において、CIP-CUP 法で求められた流体密度 ρ_c 、速度 u_c および圧力 p_c 、そして EDEM 法で求められた粒子位置 x_d と速度 u_d が得られているとする。CIP-CUP 法および EDEM 法は、それぞれの支配方程式に基づき数値積分がなされているため、CIP-CUP 法で求められた固相の密度関数の分布と EDEM 法で求められた粒子位置の間にずれが生じる。そこで、EDEM 法で求められた粒子位置に基づき、固相の密度関数を修正する。その際、下式(33)に示すように、オイラー型解法で使用するグリッド内に含まれるラグランジアン固体粒子数の密度に応じて、固相の密度 $F_{sol\ c}$ を再定義する。なお、厳密な粒子体積は 1 格子内の占有体積とすべきであるが、計算結果に大きな差がなく、計算負荷の低減を図る目的で、1 つの粒子体積をそのまま用いることとした。

$$F_{sol\ c\ ij}^* = \frac{\sum V_{d\ k}^{n+1}}{\Delta V_{c\ ij}} \quad (33)$$

$$\text{where} \begin{cases} V_d & : \text{粒子体積} \\ \Delta V_c & : \text{単位格子体積} \\ k & : \text{格子内に含まれる粒子数} \end{cases}$$

なお、固体粒子は、格子スケール以下である必要があり、今回は 1 格子あたり 4~6 個程度を初期配置している。

運動量

固相の密度関数の再定義に伴って、運動量保存則を満足するために、補正力 $F_{col\ c}$ を導入する。この補正力は CIP-CUP 法によって求められた固相の密度関数の分布がラグランジアン固体粒子の位置まで移動を行ったときに受ける流体抵抗力として式(34)のようにモデル化する。図-2 は、その概念図を示したものである。ここで、 u_c は CIP 法によるセル境界の速度、 u_d は EDEM 法による粒子速度、 C_d は流体抵抗力係数、 d_p は粒子径を表す。

$$F_{col\ c} = \frac{1}{2} C_D \frac{\pi d_p^2}{4} \left| \sum \frac{u_{d\ k}^{n+1}}{k} - u_c^* \right| \left(\sum \frac{u_{d\ k}^{n+1}}{k} - u_c^* \right) \quad (34)$$

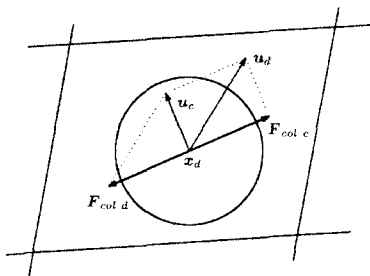


図-2 補正力のモデル概念図

この補正力 $F_{col\ c}$ を式(35)のように CIP-CUP 法の運動方程式(1)の右辺に加えることにより、EDEM 法から CIP-CUP 法への相互作用を考慮する。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (u \cdot \nabla) u = -\frac{\nabla p}{\rho} + \frac{1}{3} \nu \nabla \cdot \nabla u + \nu \nabla^2 u + k + F_{col\ c} \quad (35)$$

where : $F_{col\ c}$: 補正力

(2) 流体から固体への相互干渉

運動量

前節に示した相互作用のみでは、CIP-CUP 法によって求められた流体现象は、EDEM 法によるラグランジアン固体粒子の影響を受けるが、その運動は完全に独立しており、流体力の影響を受けずに固体運動・変形を繰り返す、結果として、EDEM 法から CIP-CUP 法への一方的な運動量授与となってしまう。そこで、ラグランジアン固体粒子の運動についても流体力の影響を受けるよう運動方程式を修正する必要がある。

EDEM 法では、ラグランジアン固体粒子の位置に応じてフックの法則より接触力を算出し、そのときの加速度より次時刻の粒子位置を決定するため、式(36)に示すように、式(22)および式(23)の右辺に外力項 $F_{col\ d}$ を加えることで、CIP-CUP 法から EDEM 法への相互作用を考慮する。

$$\ddot{x}_{i\ t} = \frac{F_{xi\ t}}{m_i} + F_{col\ d} \quad (36)$$

このときの外力 $F_{col\ d}$ は式(34)の補正力の反作用となる。しかしながら、次時刻 $t + \Delta t$ のラグランジアン固体粒子の速度が求まっていないため、現時刻 t での粒子から見た流体の相対速度に応じた流体抵抗力を加えることにする。

圧力

CIP-CUP 法では流体速度に応じて圧力のポアソン方程式を解き、式(8)の非移流項の計算を行うため、重力項の影響は既に考慮されている。よって、式(19)、(20)において重力を考慮すると重複して計算することになるため、2 対のパネ・ダッシュポットモデル（粒子間に作用する弾性力 F_{ie} 、粒子間に作用する塑性力 F_{ip} ）による固体運動は以下のように計算を行う。

$$F_{i\ t} = F_{ie\ t} + F_{ip\ t} + (\rho_c^n V_d - m_i)g \quad (37)$$

実際は、オイラー型解法である CIP-CUP 法で使用するグリッド上でラグランジアン固体粒子に基づく固相の密度関数を再定義しているため、式(37)の右辺の重力項は 0 と近似できる。

2.4 数値アルゴリズム

CIP-EDEM 法の計算アルゴリズムを図-3 に示す。

まず、ある時刻におけるラグランジアン固体粒子の速度と個々の粒子が存在するグリッド上の流体速度によって、粒子が受ける非定常流体力を見積もり、次時刻におけるラグランジアン固体粒子の加速度、速度および位置を計算する。

次いで、CIP-CUP 法で求められた移流計算後の固相の密度関数と EDEM 法で求められた粒子位置を比較し、CIP-CUP 法によって得られた固相の密度関数の分布を修正する。修正後の固相の密度関数プロファイルを用いて、圧力に関するポアソン方程式を解き、次時刻の圧力分布を求める。

最後に CIP-CUP 法を用いて NS 方程式の拡散項を解くが、その際、先に見積もった補正力を加え、次時刻の流体速度を求める。これら一連のプロセスを繰り返すことによって、CIP-EDEM 法による固体・流体相互作用の数値解析が可能となる。

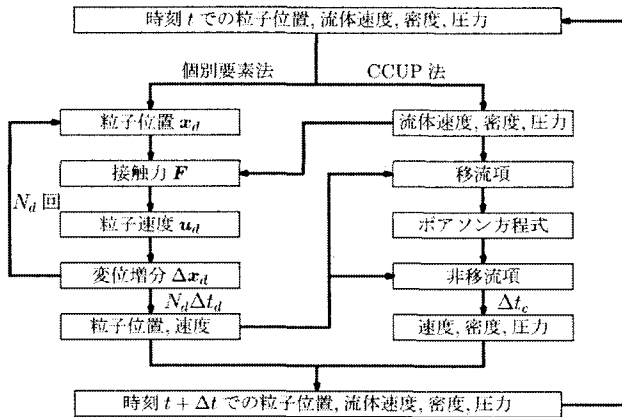


図-3 CIP-EDEM 法の数値アルゴリズム

EDEM 法ではラグランジアン固体粒子の接触力を正確に見積もらなければ作用力を計算することができない。そのため、時間刻み Δt_d を小さく設定する必要がある。一方、CIP-CUP 法では流体運動において CFL 条件を満足する程度の時間刻み Δt_c でよい。ここでは、計算時間の効率化を図るため、式(40)に示すように、CIP-CUP 法によって 1 ステップ計算される間に EDEM 法では N_d ステップの計算を行うことにする。この基本的な考え方は牛島ら⁹⁾と同様である。

$$\Delta t_c = N_d \Delta t_d \quad (40)$$

但し、EDEM 法によるラグランジアン固体粒子の運動が CIP-CUP 法による流体の CFL 条件を満足する範囲内で計算を行う。なお、保存性については計算領域全体の液相体積が 5% 減少した時点で計算を終了した。

3 計算結果と考察

3.1 弾性体と自由液面の相互作用

図 4 および図 5 は、ヤング率および密度の異なる凹型物体を自由液面に落下させた場合の弾性体と自由液面の相互作用問題に適用したものである。

図より、弾性体の密度が小さい場合 ($\rho_s = 750 \text{ kg/m}^3$, ヤング率 $E = 10^3 \text{ N/m}^2$)、固体は自由液面に着水すると同時に、その衝撃力によって微小変形していることが分かる。

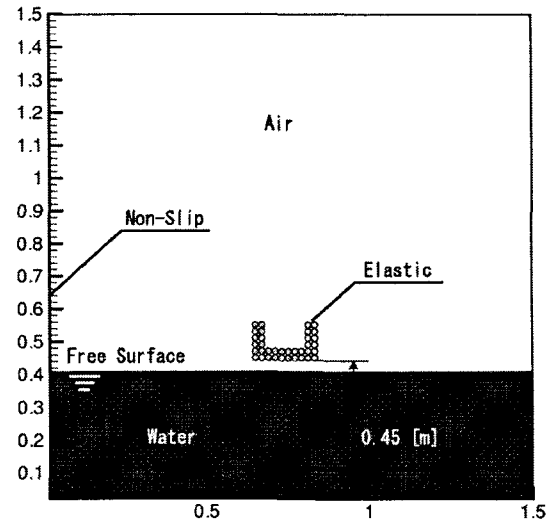
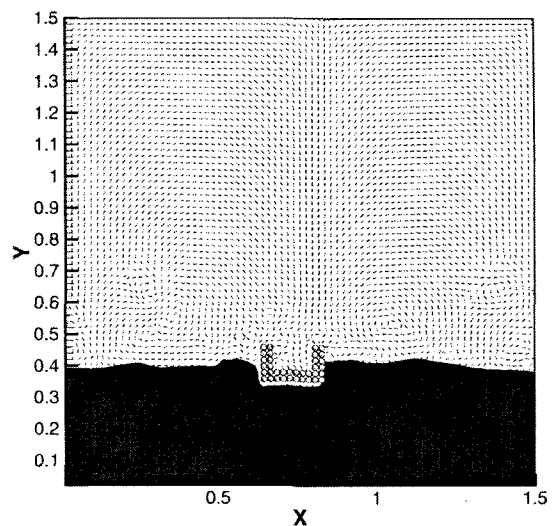
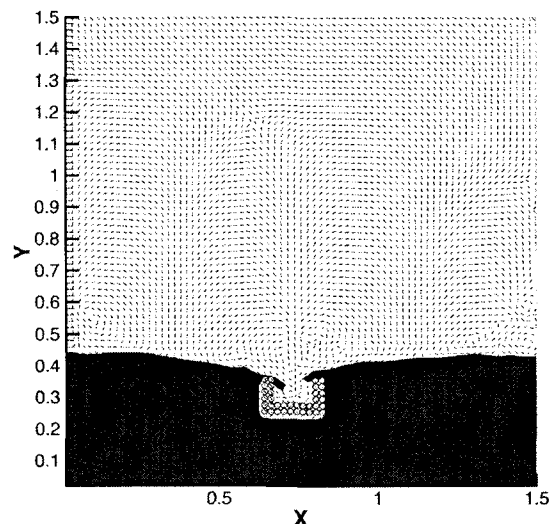


図-4 弾性体と自由液面の相互作用問題（初期状態）



(a) 弾性体の密度が小さい場合



(b) 弾性体の密度が大きい場合
図-5 弾性体と自由液面の相互作用

また、没水することなく浮体運動を行い、自由液面挙動と相互作用している様子が分かる。一方、弾性体の密度が大きい場合 ($\rho_s=1250\text{kg/m}^3$, ヤング率 $E=10^3\text{N/m}^2$)、自由水面下に没水し、凹部に液体が流れ込んでいく様子が再現されている。その後、凹部に液体が満たされ水底に沈んでいく。

このように本手法は、ラグランジアン固体粒子群で表現された固体（弾性体）と自由液面の相互作用問題に適用可能であることが分かる。

3.2 弾性体及び粒子群と自由液面の相互作用

図6 および図7は、前節で示した凹型の弾性体と自由液面の相互作用に加えて、粒子群による固相間相互作用を考慮した、より複雑な相互作用問題に適用したものである。ここで、弾性体は前節同様にラグランジアン固体粒子によって構成された弾性体（密度 $\rho_s=1000\text{kg/m}^3$, ヤング率 $E=10^3\text{N/m}^2$ ）であり、EDEM 法によって解析がなされるが、非連続体の多粒子群（密度 $\rho_p=1500\text{kg/m}^3$ ）については、間隙バネを設定せず、要素バネのみを考慮した個別要素法(DEM)で解析を行っている。また、気液相の物性値については実流体と同様とした。なお、実際問題に適用する場合、基本的な材料定数およびモデル係数は予め材料試験によって決定しておく必要がある。

図より、弾性体が自由液面に着水すると同時に弾性変形し、凹部に粒子群が突入していく様子が分かる。その後、粒子群の衝突による衝撃力によって、弾性体は崩壊し、その固体形状を保持することなく没水していく。また、粒子群は凹型の弾性体と固相間相互作用を行うと同時に、気液界面との相互作用も行い飛散していくことが分かる。なお、粒子群の比重は重く、弾性体の比重は軽いため、飛散した固体粒子は沈降するものと浮遊するものとが存在する。

以上のことから、弾性体が水面に着水したことにより底面形状が変形していること、粒子群が弾性体に衝突をしたことにより凹型フレームが変形をしていること、さらには、弾性体が没水する過程で凹型フレームの一部が崩壊していること等から、固体の弾性変形および固相間相互作用、さらにはそれらと自由液面の相互作用が定性的に可能であることがわかる。しかしながら、厳密な塑性崩壊挙動については、間隙ばねの設定をさらに改良する余地はある。

3.3 ダムブレイクと弾性壁の相互作用

図8 および図9は、ダムブレイクと弾性壁との相互作用問題に適用したものである。本手法に使用した CIP-CUP 法によるダムブレイクの法先位置の挙動に関する検証は既になされている⁸⁾。ここで想定する弾性壁（密度 $\rho_s=1000\text{kg/m}^3$, ヤング率 $E=10^3\text{N/m}^2$ ）は、底面支持ありの場合と支持なしの場合についてそれぞれ解析を行い、本現象の定性的な検証を行う。

支持ありの弾性壁の場合、流体の衝突後、やや弓状に弾性変形し、衝突時の運動エネルギーを吸収している。また、流体塊は弾性壁に沿って打ち上げられた後に落下し、越流することが分かる。また、支持なしの弾性壁の場合、流体

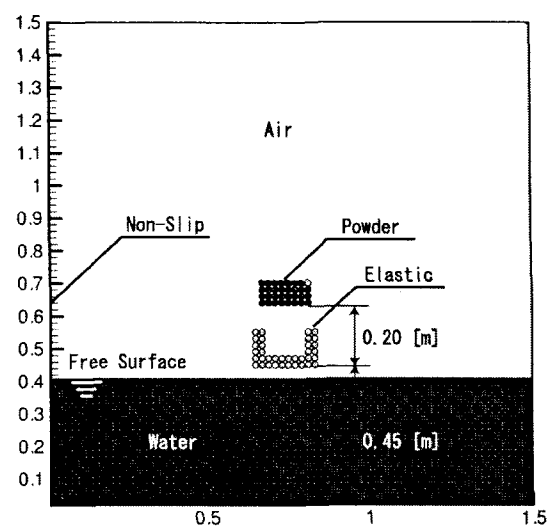
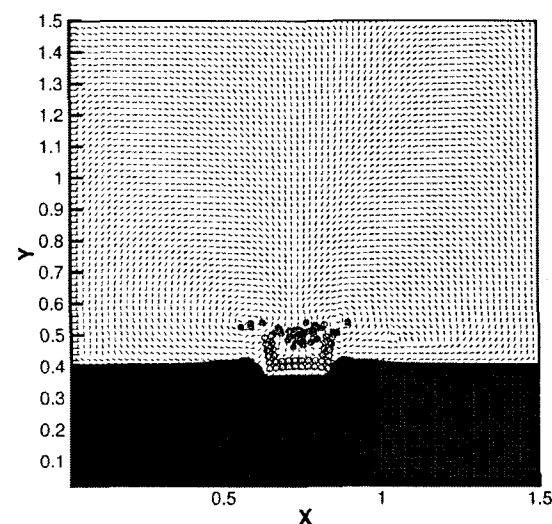
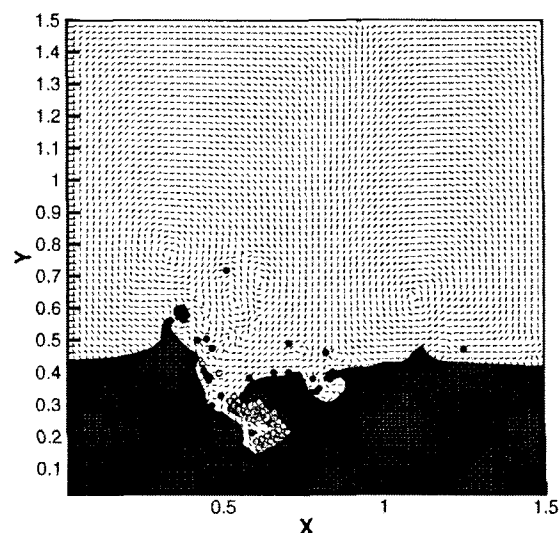


図6 弾性体及び粒子群と自由液面の相互作用問題（初期状態）



(a) 着水の瞬間



(b) 弾性体の崩壊挙動と粒子群の飛散過程

図7 弾性体および粒子群と自由液面の相互作用

の衝突後、やや弓状に弾性変形する点においては支持ありの場合と同様であるが、衝突直後から流体の水平移流とともに滑動が起きていることが分かる。そのため、流体塊の打ち上げ高さは低く抑えられると同時に越流量に違い

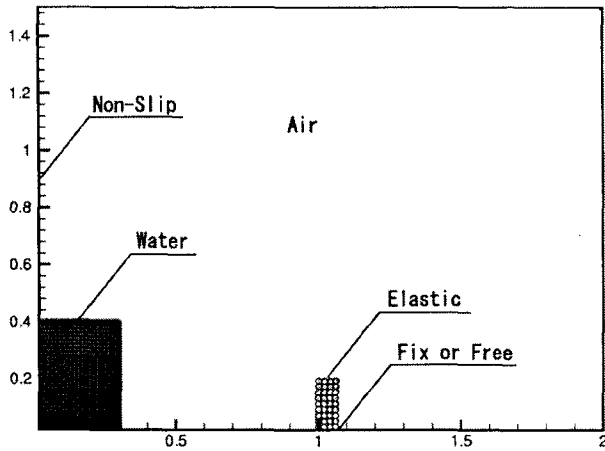
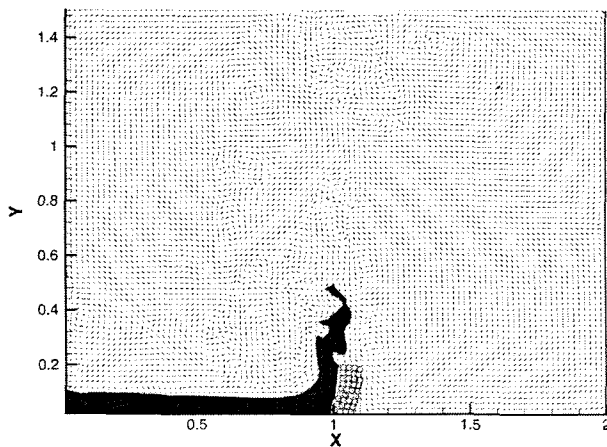
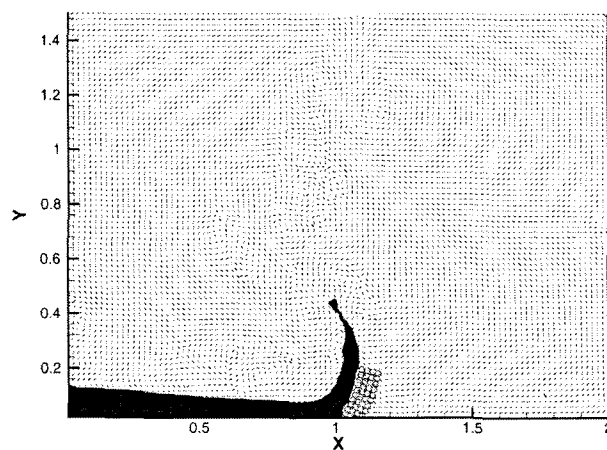


図-8 ダムブレイクと弾性壁の相互作用問題（初期状態）



(a) 支持ありの場合



(b) 支持なしの場合

図-9 ダムブレイクと弾性壁の相互作用

が現れることになる。なお、EDEM 法によって求められたラグランジアン固体粒子数の密度に基づき、オイラー型解法のグリッド上にある固相の密度関数を再定義しているため、弾性壁を透過する流れは発生していない。

以上のことから、本手法は厚肉及び薄肉の弾性壁と流体塊の衝突問題に対しても適用であることを示した。特に、ラグランジアン固体粒子群によって構成される固体の非定常運動および変形量は、オイラー型解法で問題となる格子解像度の影響を受けないため、固体の微小変形から大変形まで扱えることが可能であるといえる。

3.4 一様流れと直立弾性壁の相互作用

図-10 及び図-11 は、一様流れ場の底面に直立弾性壁（密度 $\rho_s=1000\text{kg/m}^3$ 、ヤング率 $E=10^3\text{N/m}^2$ ）が置かれた場合（底面の支持あり、支持なし）の問題に適用したものである。ここで気液相の物性値は実流体場とした。

図より、支持あり弾性壁の場合、弾性壁下端において支持されているため固体位置は変わらないものの、流体力によって下流方向へ弾性変形するとともに、大きく傾いている様子が分かる。また、自由液面は大変形し、弾性壁下流において巻き波型碎波が発生していることが分かる。一方、支持なし弾性壁の場合、一様流の作用後、しばらくして、流体力によって浮遊し下流へ流されていくことが分かる。この場合、流れを遮断する固定物体がなくなるため、自由液面の挙動も波打つ程度となっており、碎波現象は発生していない。

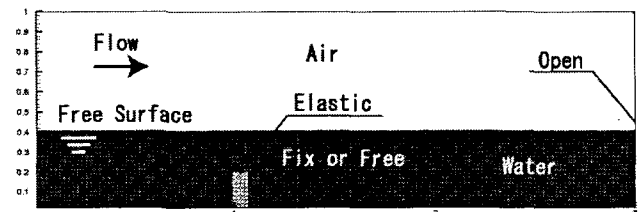
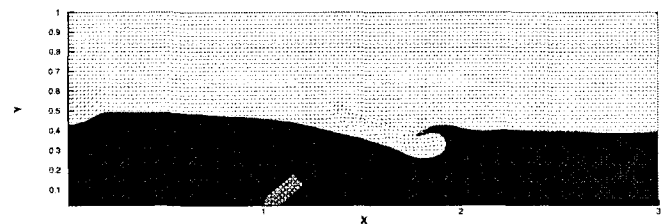
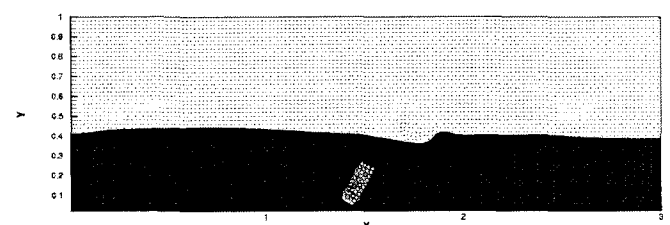


図-10 一様流れと直立弾性壁の相互作用問題（初期状態）



(a) 支持あり弾性壁の場合



(b) 支持なし弾性壁の場合

図-11 一様流れと直立弾性壁の相互作用

3.5 一様流れと傾斜没水弾性平板の相互作用

図-12 及び図-13 は、一様流れ場に弾性平板（密度 $\rho_s=1000\text{kg/m}^3$, ヤング率 $E=10^9\text{N/m}^2$ ）を一定の迎え角で上流端から 3 分の 1 の点で固定し、没水深が浅い場合（ $h=0.3\text{m}$ ）と深い場合（ $h=0.2\text{m}$ ）の問題に適用したものである。ここで気液相の物性値は実流体場を想定した。

図より、設置水深による違いは、下流に伝播する波や上流に伝播する波の振幅の違いとなって現れることが分かる。なお、自由表面に設置した場合は、砕波現象が確認できた。弾性平板の運動に着目すると、上流端および下流端は、自由端であるため微小ではあるが非定常流体力によって弾性変形・運動していることが分かる。また、弾性平板の密度は液相とほぼ同一としているため浮力の影響は受けず、一様流による伴流渦の生成によって弾性平板は運動することになる。その結果、傾斜弾性平板はフラッタ現象し、それに伴って渦励起が促進され、自由液面挙動に大きな影響を及ぼしている。

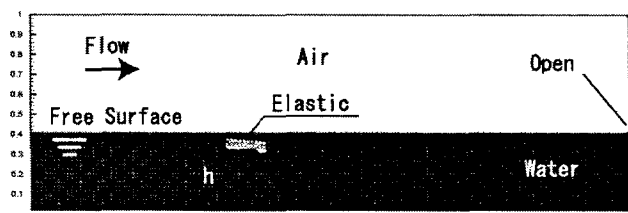


図-12 一様流れと傾斜没水弾性平板の相互作用問題
(初期状態)

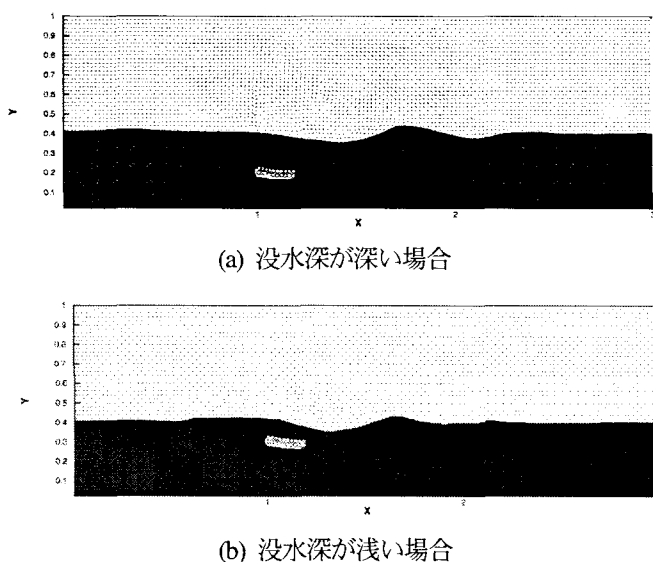


図-13 一様流れと傾斜没水弾性平板の相互作用

4 おわりに

本研究では、グリッドを用いたオイラー型解法として固気液 3 相問題を取り扱うことが可能な CIP-CUP 法と、ラグランジアン固体粒子群によって構成される固体物体の運動・変形・崩壊挙動の解析が可能な EDEM 法を組み合わせた CIP-EDEM 法を新たに提案し、種々の非定常流体力が作用する固体・流体相互作用問題への適用を行った。以下に主要な結論と今後の課題を示す。

- (1) ラグランジアン固体粒子群によって表現された固体はオイラーグリッドより求められた非定常流体力によって運動、弾性変形及び崩壊挙動しており、本手法の固気液相互作用問題に対する適用性が示された。
- (2) 固体のラグランジアン表記と流体のオイラー表記を組み合わせることによって、固体界面をシャープに捉えるだけでなく、グリッドに依存しない固体運動及び大変形・崩壊挙動問題への適用性を示した。
- (3) 本論文では 2 次元問題の適用に留まっているため、3 次元的に複雑な自由表面挙動と固体の相互作用問題を再現するには至っていない。しかしながら、3 次元問題への拡張は比較的容易であるため、今後行う予定である。
- (4) EDEM 法において用いる種々の材料定数およびモデル係数の設定について、材料試験結果に基づき適切な設定を行う必要がある。

なお、計算時間はいずれのケースも PentiumIV 2GHz で約 3 時間以内であった。

参考文献

- 1) Sussman M., Smereka P. & Osher S. : A Level Set Approach for Computing Solutions to Incompressible Two-Phase Flow, *J. Comput. Phys.*, **114**, pp.146-159, 1994.
- 2) Kosizuka, S. and Oka, Y. : Moving-Particle Semi-Implicit Method for Fragmentation of Incompressible Fluid, *Nucl. Sci. Eng.*, **123**, pp.421-434, 1996.
- 3) L. B. Tran and H. S. Udaykumar : A particle-level set-based sharp interface Cartesian grid method for impact, penetration, and void collapse, *J. Comput. Phys.*, **193**, pp.469-510.
- 4) 牛島 省, 竹村雅樹, 山田修三, 瀬津家久 : 非圧縮性流体解析に基づく粒子・流体混合系の計算法 (MICS) の提案, 土木学会論文集, No.740/II-64, pp.121-130, 2003.
- 5) 後藤仁志, 林 稔, 酒井哲郎 : 固液二相流型 MPS 法による波・底泥相互干渉の数値解析, 海岸工学論文集, **48**, pp.1-5, 2001.
- 6) Yabe T. and P.Y.Wang : Unified Numerical Procedure for Compressible and Incompressible Fluid, *J. Phys. Soc. Japan*, **60**, pp.2105-2108, 1991.
- 7) 伯野元彦 : 破壊シミュレーション, 森北出版, 230p, 1997.
- 8) 陸田秀実, 河合ひろみ, 安田孝志 : C-CUP 法による気液界面の直接数値計算, 海岸工学論文集, **45**, pp.55-59, 1998.
- 9) 陸田秀実 : 二相流体における流力弾性連成解析, 海岸工学論文集, **50**, pp. 31-35, 2003.
- 10) 姫野武洋・渡辺紀徳 : 微小重力環境における気液界面挙動の数値解析, 日本機械学会論文集, B, **65**, 635, pp. 147-154, 1999.
- 11) Kosizuka, S., A.Nobe and Y. Oka : Numerical analysis of breaking waves using the moving particle semi-implicit method, *Int. J. Numer. Mech. Fluid*, **Vol.26**, pp.751-769, 1998.

(2004 年 4 月 16 日受付)