

高解像度固液混相流モデルを用いた水中投入ブロック群 沈降・堆積過程の数値シミュレーション

Direct Numerical Simulation for Sedimentation Process of Blocks by Solid/Liquid Two-Phase Flow Model

原田英治¹・後藤仁志²

Eiji HARADA and Hitoshi GOTOH

For economic construction of a landfill and an artificial reef, blocks are dumped into sea by a barge. An improvement of an accuracy of prediction of sedimentation process of blocks leads to a significant cost saving. We have developed the DEM-base solid/liquid two phase flow model to solve rigid particulate flows with high resolution and performed a direct numerical simulation for sedimentation process of an armor block unit. In this paper, a flow structure around blocks in sedimentation process is shown in detail.

1. はじめに

大規模埋め立てや人工湧昇流マウンド等の大水深でのマウンド造成には海面からの土砂やブロックの投入が経済的な工法として多用される。水中投入された土砂やブロック群挙動の的確な予測が可能となれば、施工コストの大幅な削減が期待できるため、投入された土砂やブロック群の海底堆積形状予測について、室内実験や数値シミュレーションを通じて活発に検討が進められてきた。また、流体・粒子および粒子間相互作用力の一定の評価が可能となれば、堆積形状予測に対して固液混相流モデルを用いた数値シミュレーションは有効なツールとなることに疑念はなく、これまでに、個別要素法を用いた投入土砂やブロック群挙動についてLagrange追跡手法のカップリングによる固液混相流モデルを用いた現象予測の試みが多くなされてきた。しかしながら、これらの研究では、流れ場の計算格子スケールと比較して固体の代表スケールが小さい条件(流れ場の解像度が低い場合)を取り扱っており、沈降土砂やブロック群と流れの相互作用は抗力係数を用いて評価されていた。そのため、物体背後の後流など沈降物体周りの流れを詳細に捉えられず、沈降過程の実験結果を必ずしも良好に再現してはいなかった。この種の計算手法の計算負荷は軽く実用的であるが、土砂やブロック群の沈降・堆積過程を高精度に予測するには、高解像度に粒子周りの流れ場を求解することが不可欠となる。近年、牛島ら(2003, 2006)のMICSや梶島ら(2000)の粒子流の直接数値シミュレーションに代表されるように、直交格子を用いて高解像度に粒子周りの流れ構造を示すことが可能な計算手法が提案されて、その有効性が報告されている。

本研究では、ブロック周りの詳細な流れ場を明らかに

するために、流体計算格子が固体の代表スケールと比較して十分に小さい高解像度の固液混相流モデル(原田ら, 2008)に、剛体連結モデルを導入して、ブロック周りの流れ場を高解像計算できる枠組みを開発した。そして、流体中の単一ブロック沈降過程および複数ブロック群の沈降・堆積過程を対象にした数値シミュレーションを実施し、沈降ブロック周りの流れ場を計算力学的観点から詳細に検討した。

2. 剛体連結モジュール付き固液混相流モデル

(1) 粒子-流体混合系流れ

本研究の固液混相流モデルは、牛島ら(2003, 2006)の考え方が基礎となっており、非圧縮性ニュートン流体と剛体連結モデルを導入した個別要素法のカップリングによって粒子-流体混合系流れが追跡される。粒子-流体混合系流れの基礎方程式は、連続式およびNavier-Stokes式によって記述される。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} &= \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} + \mathbf{g} \\ \boldsymbol{\tau} &= -p\mathbf{I} + \mu[\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T] \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} \rho &= \sum \phi_p \rho_p + (1 - \sum \phi_p) \rho_f \\ \mu &= \sum \phi_p \mu_p + (1 - \sum \phi_p) \mu_f \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

ここに、粒子-流体混合系流れに対して、 t : 時間, \mathbf{u} : 流速ベクトル, ρ : 密度, $\boldsymbol{\tau}$: 応力テンソル, p : 圧力, \mathbf{I} : 単位テンソル, μ : 粘性係数, T : 転置を意味する添字, ϕ_p : 各計算格子に含まれる粒子の体積占有率である。なお、これら式中の下付き添字 p, f はそれぞれ固体粒子および流体を示す。

(2) ブロックモデル

個々のブロック構成粒子および単一粒子の挙動は、個別要素法を用いて追跡する。流体・粒子および粒子間相互作用力を駆動力として、個々の粒子運動は、以下の並

1 正会員 博(工) 豊田工業高等専門学校准教授 環境都市工学科
2 正会員 博(工) 京都大学教授 工学研究科都市環境工学専攻

進および回転の運動方程式により記述した.

$$\frac{dm_p \mathbf{u}_p}{dt} = \mathbf{F}_{flow} + \mathbf{F}_{pint} + \mathbf{g} \quad (4)$$

$$\frac{d(I_p \cdot \boldsymbol{\omega}_p)}{dt} = \mathbf{T}_{flow} + \mathbf{T}_{pint} \quad (5)$$

$$\mathbf{f}_p = \phi_p \Delta V \rho_p \left[\frac{1}{\rho} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \right] \quad (6)$$

ここに、 m_p ：個々の粒子質量、 \mathbf{u}_p ：粒子移動速度ベクトル、 \mathbf{f}_p ：計算格子中における粒子部分に作用する流体力、 ΔV ：計算セル体積(二次元では面積)、 \mathbf{F}_{flow} ：粒子に作用する流体力、 \mathbf{F}_{pint} ：粒子間相互作用力ベクトル、 I_p ：慣性テンソル、 $\boldsymbol{\omega}_p$ ：粒子の角速度ベクトル、 \mathbf{T}_{flow} ：流体力に起因するトルク、 \mathbf{T}_{pint} ：粒子間力に起因するトルク、 \mathbf{g} ：重力加速度ベクトルである。なお、 \mathbf{F}_{flow} は粒子を含む計算格子における \mathbf{f}_p の総和によって算定し、 \mathbf{T}_{flow} は粒子の境界を含む計算格子に対する \mathbf{f}_p と粒子中心座標から計算格子中心座標までの距離からモーメントを算定し評価する。

粒子間相互作用力ベクトル \mathbf{F}_{pint} は、接触粒子間の法線および接線方向に配置された弾性スプリングおよび粘性ダッシュポットによって評価される。また、非粘性材料を対象として、法線方向には引っ張りに抵抗しないジョイントを、接線方向には一定の力が作用すると滑動するジョイントをそれぞれ配置した(後藤ら, 1995)。なお、弾性スプリングおよび粘性ダッシュポットは、ヘルツの弾性接触理論を準用して設定した。

個々のブロック構成粒子が個別要素法で計算されると、ブロック構成粒子の相対位置関係が崩れる。そのため、ブロック構成粒子に対しては、次の計算ステップの個別要素法の計算の前にKoshizukaら(1988)のPassively Moving Solid Modelを用いて、ブロック構成粒子の重心回りの並進と回転の運動量が保存されるように座標修正を施した。

(3) 計算手順

まず、粒子-流体混合系流れの場をC-CUP法(Yabeら, 1991)に倣い、非移流項と移流項に分けて計算し、仮の速度 $\mathbf{u}^{n+1/2}$ および圧力 $p^{n+1/2}$ を求める。同時に粒子に作用する流体力 \mathbf{f}_p の算定も行う。次に、粒子運動を個別要素法を用いて追跡する。個別要素法によって得られた個々の粒子の位置および速度ベクトルから、次時刻の粒子-流体混合系流れの計算における各計算格子の粒子の占有率 ϕ_p を求め、さらに、粒子-流体混合系の流れ場 \mathbf{u}^{n+1} 、 p^{n+1} を牛島ら(2003)の手法を参考に

$$\mathbf{u}^{n+1} = (1 - \sum \phi_p) \mathbf{u}^{n+1/2} + \sum \phi_p (\mathbf{u}_p + \boldsymbol{\omega}_p \times \mathbf{r}) \quad (7)$$

$$p^{n+1} = (1 - \sum \phi_p) p^{n+1/2} + \sum \phi_p p_p \quad (8)$$

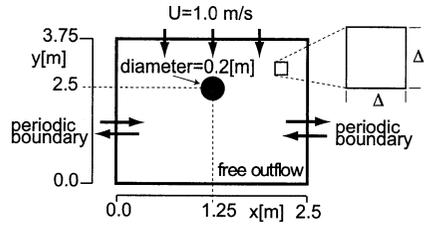


図-1 対象計算領域

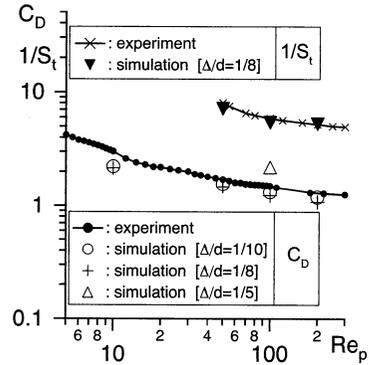


図-2 既往の実験結果との比較

$$p_p = \frac{\sum \phi_p p^{n+1/2}}{\sum \phi_p} \quad (9)$$

の手続きから得る。ここに、 p_p ：対象とする粒子を含む全ての計算格子を参照して求めた平均圧力である。以上の一連の時間発展プロセスを所定の時間まで継続する。

(4) 固液混相流モデルの再現性の検証

本研究で使用する固液混相流モデルの性能検証を、一様流中に固定された円柱回りの流れを対象に説明する。図-1に示す計算領域に示す直径 $d=0.2m$ の円柱に上方から流速 $U=1.0m/s$ の一様流を作用させる。円形要素の密度 ρ_p および流体の密度 ρ_f はそれぞれ $2,480kg/m^3$ 、 $1,000kg/m^3$ とした。なお、流体の粘性 μ_f をパラメータとして粒子レイノルズ数 $Re_p = \rho_f U d / \mu_f$ を調節した。図-2にシミュレーションで得られた粒子レイノルズ数 Re_p と抗力係数 C_D の関係を既往の実験結果(日本流体力学会編, 1998)と併示する。 $\Delta/d=1/8$ の場合、既往の実験結果を良好に再現することが確認できる。同様に $\Delta/d=1/8$ の条件で粒子レイノルズ数 Re_p とストローハル数 S_t の関係を調べたところ、図-2に示すように既往の実験結果(日本流体力学会編, 1998)と良好な一致が確認された。以上から、粒子レイノルズ数 $Re_p=200$ 程度までの範囲であれば、本研究で用いるモデルの一定の再現性が理解できる。なお、粒子レイノルズ数 $Re_p=200$ 程度を超えると、流れの3次元性が顕在化するため、本モデルの実現象の再現性の確認は、粒子レイノルズ数 $Re_p=200$ 程度までとした。

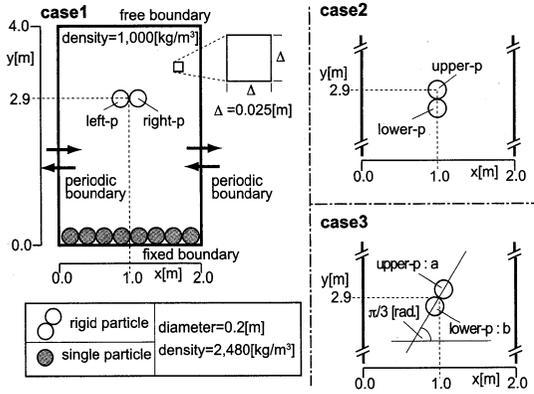


図-3 初期条件および初期姿勢

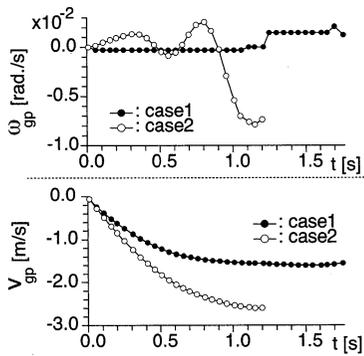


図-4 ブロックの回転角速度および鉛直方向速度の時系列

3. 単一および複数ブロック群の沈降・堆積過程

2つの円柱要素を連結してブロックを模擬し、図-3に示す初期姿勢の異なる3つのcaseの単一ブロック沈降過程計算を実施した。なお、流体粘性係数は、粒子沈降過程で計算される粒子レイノルズ数の平均が200程度になるように調整してある。図-4にブロック重心の回転角速度 ω_{gp} および鉛直方向の速度成分 v_{gp} の沈降中の時系列を示す。計算結果のアニメーションを確認したところ、case1 および case2 のブロック重心座標の軌跡は、双方とも概ね鉛直真下方向に沈降していたが、case1 および case2 の双方のブロックは僅かに回転しつつ沈降することが見て取れ、case2のブロックには回転方向の周期性が確認できる。また、ブロック重心の沈降速度の鉛直方向成分から、case1はcase2と比較して沈降速度が遅く、計算領域下端部に到達する付近では、case1のブロック沈降速度はcase2のそれと比較して約0.6倍であった。この沈降速度差は、ブロックの初期姿勢の違いによる形状抵抗の違いが主原因であることが知られているが、図-5に示す沈降中のブロックに作用する流体力の鉛直方向成分の時系列から、沈降開始から終了までにcase1のブロックに作用する流体力はcase2より大きいことが読み取れ

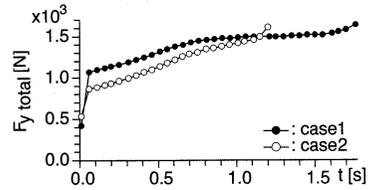


図-5 鉛直方向流体力の時系列

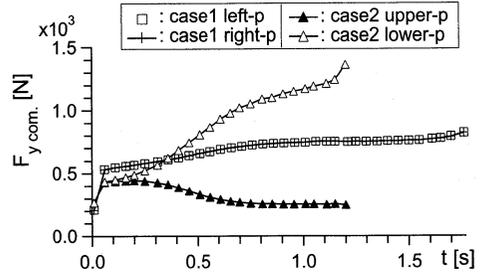


図-6 ブロック構成粒子に作用する鉛直方向流体力の時系列

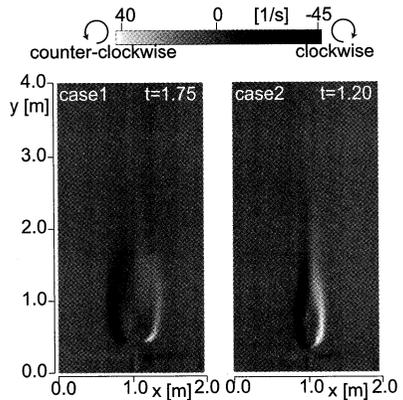


図-7 渦度分布 (左: case1, 右: case2)

る。また、ブロックが計算領域下端部に接近すると、ブロックの減速によってブロック・流体間の相対速度が急増するため、流体力の時系列の勾配が増加したと考えられる。次に、ブロック構成粒子に注目して、ブロック沈降中の流体力の鉛直方向成分の時系列を図-6に示す。ブロックの長軸を水平に配置したcase1の左右粒子には、同レベルの流体力が作用することが分かる。一方、ブロックの長軸を鉛直方向に配置したcase2の構成粒子では、ブロック沈降が進行し、ブロック沈降速度が増加するに連れて、下部粒子には上部粒子と比較して大きな流体力が作用することが理解できる。図-7にブロックが計算領域下端部に到達する直前の渦度分布を示す。case1はcase2と比較して、ブロック背後に形成される乱流域が広範囲であることが明らかであることから、case1はcase2と比較して形状抵抗が大きいことが理解できる。

図-8に、傾斜姿勢で配置したブロックの沈降過程である case3 の代表的な瞬間像・流速ベクトルおよび渦度分

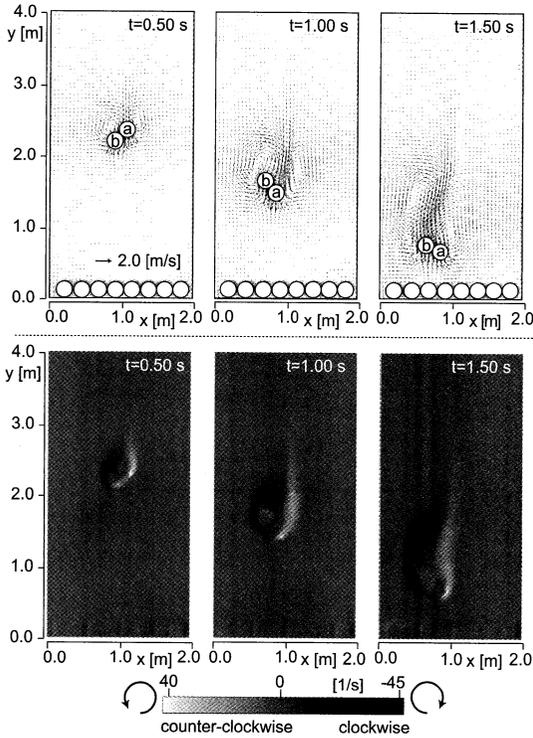


図-8 スナップショット・流速ベクトルおよび渦度分布

布を併せて示す。case1およびcase2の沈降過程と異なり、回転を伴って水平方向に有為な移動を示しつつ沈降する様子が見て取れる。瞬間像で確認されたブロック挙動を詳細に検討するため、図-9に沈降中のブロック重心の軌跡、移動速度、回転角度速度の時系列を示すが、ブロックは沈降初期に大きく時計回りに回転しつつx軸負方向に移動し(時刻 $t < 0.7s$)、その後、反時計回りに回転しながらx軸正方向に移動した後(時刻 $0.7s \leq t < 1.2s$)、鉛直方向の移動速度に僅かな増減を伴いつつ沈降する様子が確認できる。沈降中のブロックに作用する流体力の時系列および構成粒子別の流体力の時系列を図-10に示す。初期に斜め姿勢で配置したことで、ブロックに作用する流体力の変動が顕著になることが、先のcase1およびcase2の流体力の時系列を示した図-5と比較して理解できる。また、構成粒子別に見た場合、各々の粒子に作用する鉛直方向の流体力 $F_{y,com}$ には大きな違いは示されないが、水平方向の流体力 $F_{x,com}$ には初期位置の影響が明瞭に確認できる。これらは、図-8に示したブロック周辺の複雑な渦度分布からも理解できるように、ブロック周辺の非対称な流れ構造が影響していると考えられる。なお、構成粒子に作用する摩擦抵抗力の時系列から、そのレベルが形状抵抗力と比較して10%程度であり、形状抵抗が流体力に対して支配的であることも分かる。以上のように、単一ブロックであってもブロックの初期姿勢によって沈

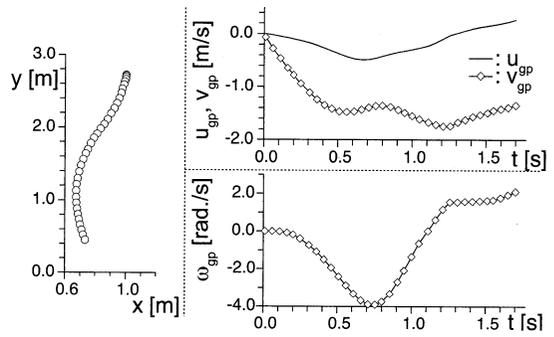


図-9 ブロック挙動(左:軌跡, 右上:移動速度, 右下:角速度)

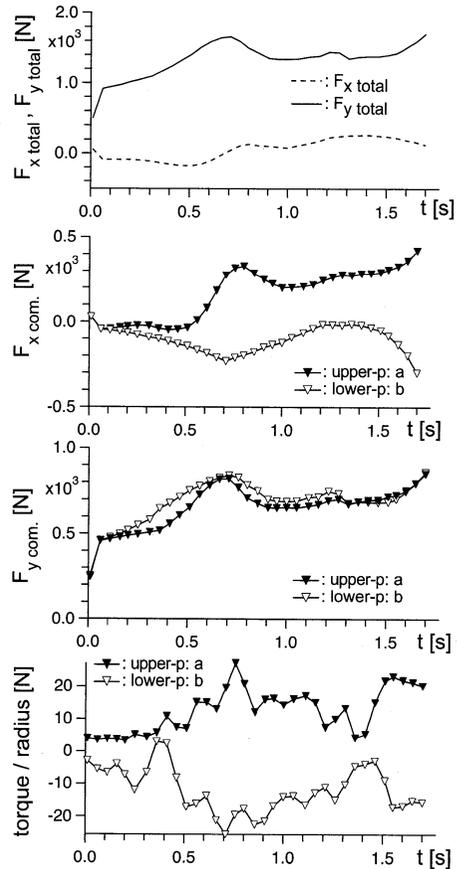


図-10 ブロックに作用する流体力の時系列

降挙動に大きな変化をもたらすことが理解できた。次に、多数ブロック群の沈降・堆積過程を対象としたシミュレーションを実施した。なお、計算領域および粒子や流体の密度は、単一ブロックの場合と同様であり、ここでも、沈降・堆積過程に計算される粒子レイノルズ数の平均が200程度になるように粘性係数を調整している。複数のブロック群の沈降・堆積過程のスナップショット・流速ベクトルおよび渦度分布を図-11に示す。ブロック沈降によって誘起されたブロック群周辺の複雑な流れ場が

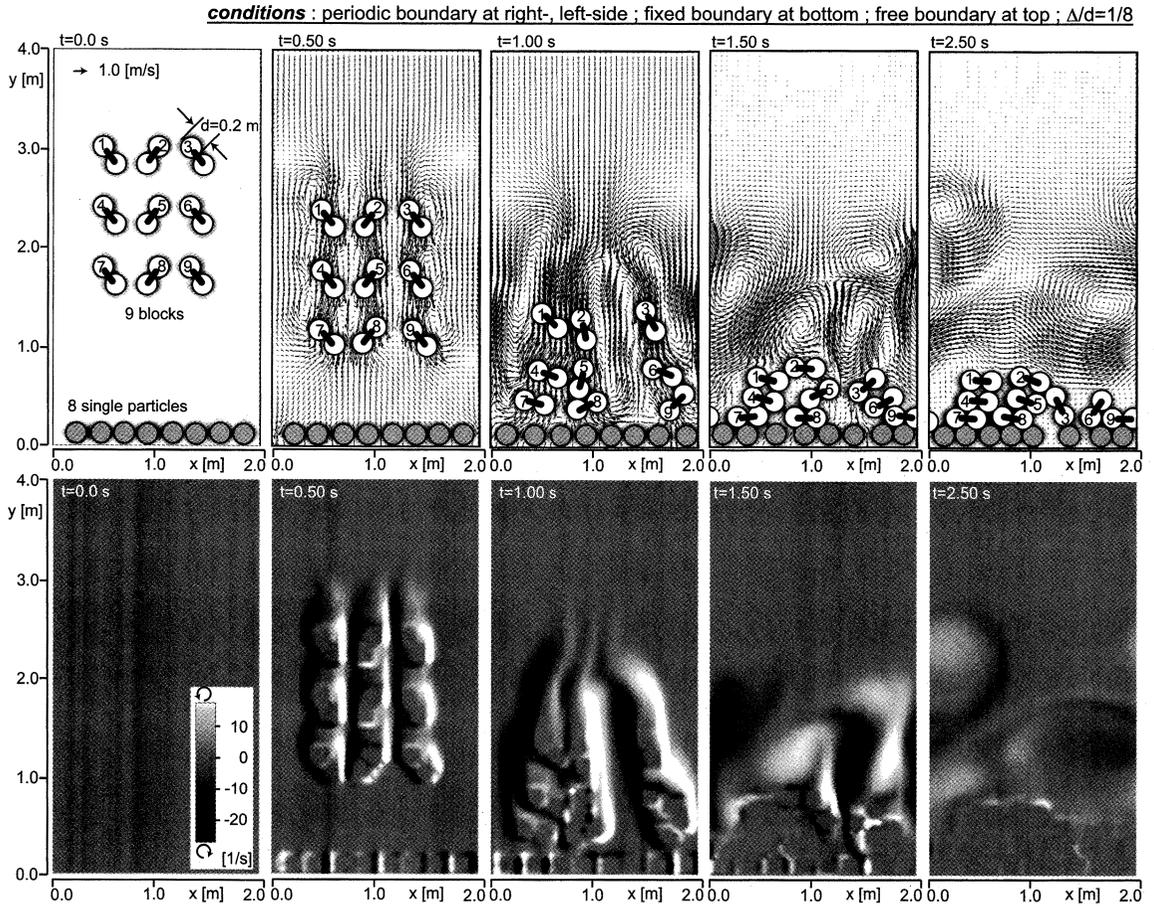


図-11 多数ブロック群の沈降・堆積過程(上:スナップショット・流速ベクトル, 下:温度分布)

詳細に計算され, また, ブロックの堆積状況から個別要素法に剛体連結モデルを導入したブロックモデルが上手く機能していることが確認できる。

4. おわりに

剛体連結モデルを導入した個別要素法をブロック追跡モデルに採用した高解像度固液混相流モデルを開発した。そして, 流体中のブロックの沈降および堆積過程の数値シミュレーションを実施し, ブロック沈降・堆積によるブロック周りの複雑な流れ場を示した。本研究で実施したシミュレーションは, 低粒子レイノルズ数を対象にした固液混相流の直接計算であるが, SGS乱流モデルの導入を視野に入れて, この高解像度固液混相流モデルを現実的な問題に適用できるよう発展させたい。

謝辞: 本研究に助成頂いた財団法人中部電力基礎技術研究所に感謝申し上げます。

参考文献

- 牛島 省・竹村雅樹・山田修三・瀬津家久(2003): 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.
- 牛島 省・山田修三・藤岡 奨・瀬津家久(2006): 3次元自由水面流れによる物体輸送の数値解析(3D MICS)の提案と適用性の検討, 土木学会論文集, No.810/II-74, pp.79-89.
- 梶島岳夫・瀧口智志・浜崎洋至・三宅 裕(2000): 渦放出を伴う粒子を含む鉛直平行平板間乱流の構造, 機会学会論文集B編, Vol.66, No.647, pp.1734-1741.
- 後藤仁志・酒井哲郎(1995): 表層せん断を受ける砂層の動的挙動の数値解析, 土木学会論文集, No.521/II-32, pp.101-112.
- 原田英治・後藤仁志(2008): 個別要素法を用いた固液混相流モデルによる粒子群沈降過程の高解像度計算, 水工学論文集, 第52巻, pp.967-972.
- 日本流体力学会編(1998): 第2版 流体力学ハンドブック, 丸善株式会社, 442p.
- Koshizuka,S.,A.Nobe and Y.Oka(1988): Numerical analysis of breaking waves using the moving particle semi-implicit method, Int.J.Numer.Meth.Fluids, Vol.26, pp.751-769.
- Yabe,T.and P.Y.Wang(1991): Unified Numerical Procedure for Compressible and Incompressible Fluid, J.Phys.Soc.Japan, Vol. 60, No. 7, pp.2105-2108.