

固液混相乱流モデルによるシートフロー漂砂の鉛直分級過程への 計算力学的アプローチ

Numerical Simulation of Vertical Sorting in Sheetflow Sediment Transport by
Two-Phase Turbulent Flow Model

原田英治¹・後藤仁志²

Eiji HARADA and Hitoshi GOTOH

Simulations of the vertical sorting under the oscillatory flow condition have been conducted by using one-way model without considering solid-liquid interaction. In this paper, simulation by two-way model to treat the solid-liquid and solid-solid interactions was performed by using the distinct element method for tracking particle motion. The influence on the flow field by the difference between one-way and two-way models on the vertical sorting process was investigated.

1. はじめに

海岸侵食対策として養浜を実施する場合には、浚渫土砂等の現地の底質とは異なる材料が用いられることが多いので、養浜後の海浜変形予測のためには、混合砂からなる漂砂の移動特性を解明することが重要である。特に、碎波帯で生じるシートフロー状態では、細粗砂分級によるアーマコートの底質移動に与える影響が大きく、その挙動の把握は海浜変形予測の面でも重要である。

シートフロー状態では砂粒子濃度が高く、粒子間衝突が頻発するので、流動層の内部構造の計測は非常に困難であり、内部構造を含めた分級機構の理解には粒子間衝突を陽に評価可能な個別要素法を基礎とした粒状体モデルが有効である。このような観点から、著者らはこれまで個別要素法型の数値移動床を用いて、シートフロー漂砂の鉛直分級機構を砂粒子スケールで検討してきた。これまでの一連の研究では、2次元(後藤ら, 1996, 2001a; 原田ら, 2000)および3次元数値移動床(後藤ら, 2002; 原田ら, 2006)によって分級機構の検討を行ってきたが、砂粒子群の運動の記述に重点を置き、流れ場は固相からのフィードバックを液相において考慮しない One-way 型の取扱いであった。しかしながら、シートフロー漂砂は高濃度の砂粒子を伴う固液混相流であることを考慮すると、詳細な分級機構の検討には流れ場のモデル化において粒子・流体間の相互作用力の評価が必要となるはずである。

本研究では、砂粒子スケールで漂砂機構を検討するため、固相運動の評価に個別要素法型のモデルを用いた Two-way 型固液混相流モデル(原田ら, 2004)を用いて、振動流による鉛直分級過程の数値シミュレーションを実施し、固液間相互作用力を考慮した Two-way 型と

従来型の One-way 型のシミュレーションの相違が分級過程に与える影響を、シートフロー漂砂の存在が流速場にもたらす変化を通じて計算力学的に検討する。

2. 数値シミュレーションの概要

(1) 粒子運動のモデル

シートフロー層では粒子が高濃度で輸送されるため、粒子間の衝突頻度が高く、粒子間衝突による運動量輸送がシートフロー層の構造に大きな影響を及ぼす。そこで、粒子間相互作用力を評価しつつ個々の粒子の運動を追跡するために、粒子の運動は個別要素法を基礎とした粒状体モデルにより記述した。個々の砂粒子の2次元場での運動は、並進および回転の運動方程式

$$m \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = -V_p \nabla P + m\mathbf{g} + \mathbf{F}_p + \mathbf{F}'_D \dots\dots\dots (1)$$

$$I \frac{d\boldsymbol{\omega}_p}{dt} = \mathbf{T}_p \dots\dots\dots (2)$$

によって記述される。ここに、 m : 粒子質量、 $\mathbf{u}_p$: 粒子速度、 t : 時間、 V_p : 粒子体積、 P : 圧力、 $\mathbf{F}_p$: 粒子間相互作用力、 $\mathbf{F}'_D$: 流体計算セル中の粒子体積を考慮した固液相相互作用力、 I : 慣性モーメント、 $\boldsymbol{\omega}_p$: 粒子角速度、 $\mathbf{T}_p$: 接触力によるトルクの総和、 $\mathbf{g}$: 重力加速度である。

固液相相互作用力 $\mathbf{F}_D$ は抗力のみによって評価し、川口ら(1995)を参考に各流体計算セル中の空隙率に応じて高濃度域に対しては、Ergun の式、低濃度域に対しては Wen, C.Y. & Yu, Y.H. の式

$$\mathbf{F}_D = \beta(\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p)$$

$$\beta = \begin{cases} \frac{\mu(1-\alpha_f)}{d^2 \alpha_f} [150(1-\alpha_f) + 1.78 Re_p] & \text{for } \alpha_f \leq 0.8 \\ \frac{3}{4} C_D \frac{\mu(1-\alpha_f)}{d^2} \alpha_f^{-2.7} Re_p & \text{for } \alpha_f > 0.8 \end{cases} \dots\dots (3)$$

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) 京都大学准教授 工学研究科都市環境工学専攻

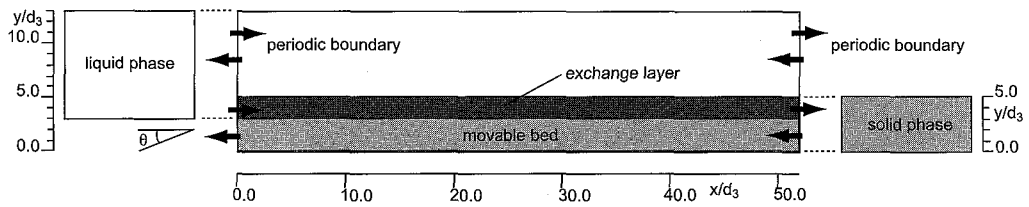


図-1 対象計算領域

$$Re_p = \frac{|u_f - u_p| \alpha_f d}{\nu} \quad (4)$$

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.678}) & \text{for } Re_p \leq 1000 \\ 0.43 & \text{for } Re_p > 1000 \end{cases} \quad (5)$$

を用いて評価した。ここに、 Re_p : 粒子レイノルズ数、 d : 粒子径、 u_f : 流体速度、 α_f : 流体相の体積率、 C_D : 抵抗係数、 ν : 動粘性係数である。粒子間相互作用力 F_p 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 (k_n , k_s) および粘性ダッシュポット (c_n , c_s) によって評価される。また、非粘着性材料を対象としていることから、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限界を越える力が作用すると滑動するジョイント (動摩擦係数 $\kappa=0.577$) をそれぞれ配置した。なお、粒子間相互作用力の詳細については後藤ら (2001a) を参照されたい。本稿で用いた弾性スプリングおよび粘性ダッシュポットは、後藤ら (2001b) の設定法に準拠し、それぞれのモデルにいて均一粒径粒子を用いた場合、既往の実験結果から得られている一方向流の作用下における底面せん断力と流砂量の関係が再現できるように設定した。

(2) 流れ場のモデル

非圧縮流体の局所平均流れに対する連続式および運動方程式は以下の式で与えられる。

$$\frac{\partial \alpha_f}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_f u_f) = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho \alpha_f u_f}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \alpha_f u_f u_f) = -\alpha_f \nabla P + \rho \alpha_f g + \nabla \cdot \alpha_f (\tau_i + \tau_{Re}) - F_D \quad (7)$$

$$\tau_i + \tau_{Re} = (\mu + \mu_i) [\nabla u_f + (\nabla u_f)^T] \quad (8)$$

ここに、 τ_i : 応力テンソル、 τ_{Re} : 乱流応力テンソル、 μ : 粘性係数、 μ_i : 乱流粘性係数、 ρ : 水の密度、 T : 転置を意味する添字である。また、乱流粘性係数は峯村・鐘 (1998) を参考に混相流を対象に修正された標準型の $k-\epsilon$ 乱流モデルによる評価としたが、粒子混入による乱れへの影響は考慮していない。液相のモデルの詳細については原田ら (2004) を参照されたい。

(3) 数値解法

本計算は、Euler 型の流れ計算と Lagrange 型の粒子運動計算の Two-way 法による反復計算である。流れ場の支配方程式の離散化にはスタガード格子による有限体積法を採用し、HSMAC 法 (Hirt・Cook, 1972) によって各計算時間ステップの流体運動を計算した。なお、移流項の空間差分近似には上流差分法を使用した。

3. 鉛直分級過程

(1) 計算領域

対象計算領域を図-1 に示す。液相と固相 (移動床) および固液両相が混在する固液混相領域に分類されるが、計算開始時の混相領域は、駆動力によって粒子交換が活発な交換層 (交換層厚は最大粒径 d_3 の 2 倍) として設定した。なお、固相粒子のパッキングが完了し粒子群が安定した段階を計算開始初期時刻とした。

移動床は、人工粒子を想定した比重 1.318、粒径 $d_1=0.4$ cm、 $d_2=0.85$ cm、 $d_3=1.0$ cm の 3 粒径混合状態であり、それぞれ 284 個、156 個、80 個を用いて構成した。また、本研究で実施する計算条件の下で粒子のステップレングスが最大粒径の 20 倍程度であることを確認し、 x 軸方向の計算領域幅を決定した。なお、移動床および液相の側方 (x 軸方向) 境界は周期境界条件とした。

流速場については、非定常 $k-\epsilon$ 乱流モデルを用い、解析対象粒子の平均粒径を粗度とする粗面を想定した壁法則で壁面境界条件を与えて計算した。振動流は周期 $T=5.0$ s、平均粒径に対する Shields 数 $\phi=0.3$ であり、対象とする水理条件ではシートフロー漂砂が卓越する発現領域 (浅野ら, 1992) であることは別途確認している。また、液相計算領域は、振幅傾斜角 $\theta=4.0$ 度、周期 $T=5.0$ s の正弦波形で与振動流を発生させた。

(2) One-way 型モデルと Two-way 型モデルの比較

図-2 に One-way 型モデルと Two-way 型モデルの鉛直分級過程のスナップショットと最小粒径 d_1 の数密度分布を示す。なお、図中には流れ場の把握のために液相中に配置した質量を持たないマーカー粒子も表示した。移動床表層の交換層付近 ($3.0 < y/d_3 < 5.0$) に注目すると、最小粒径 d_1 の数密度の減少および交換層以下層への最小粒子の潜り込みによる数密度の増加から、振動流

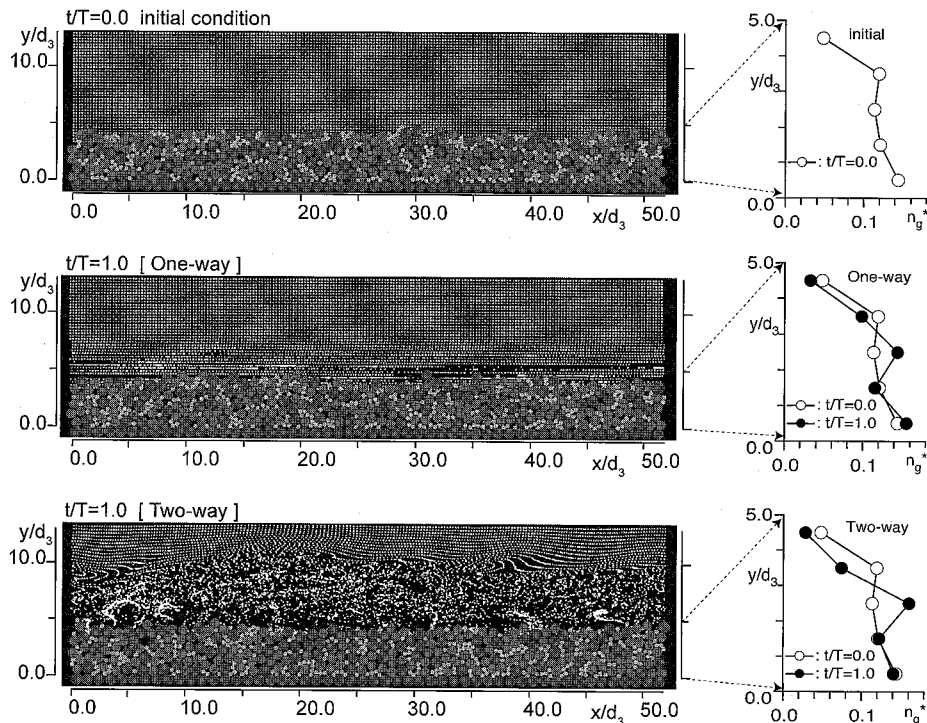


図-2 スナップショット (上:初期, 中:One-way 1周期後, 下:Two-way 1周期後) および数密度分布

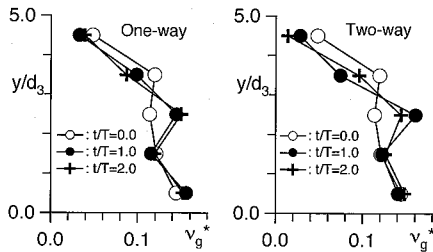


図-3 数密度分布の発達過程

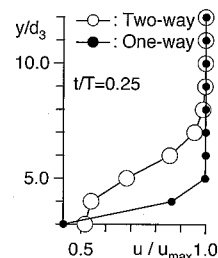


図-4 平均流速分布

によって双方のモデルに分級の発達する様子が明瞭に確認できる。また、One-way 型モデルと比較して、Two-way 型モデルでは、交換層付近における数密度の初期分布からの減少量が多く分級が速やかに進行することが分かる。なお、液相のマーカー粒子の様子からは、One-way 型モデルでは、固相と液相間の運動量の交換が無い場合、流れ場が乱され難く整然とした流れである様子が伺える。一方、固液相互作用力を考慮したTwo-way 型モデルでは、粒子運動に伴う固液相間の活発な運動量交換より、空間的に複雑な乱流場を呈していることが読み取れる。

図-3 に数密度分布の発達過程を示す。One-way モデルおよび Two-way モデルの双方とも、第 1 周期で速やかに分級が進行し、第 2 周期では顕著な変化は示されてい

ない。このように短時間で分級が進行するのは、用いた粒子の構成粒径階が極めて少ないので、大粒径粒子間の空隙を小粒径粒子が移動し易く、篩い分けが速やかに生じるためであると考えられる。これに対して、粒度分布の広い自然砂では、大粒径粒子間の空隙を埋めるように中粒径粒子が配置されるため、小粒径粒子の移動が阻害されるので分級の進行は緩やかになるものと考えられる。

(3) 分級発達時の内部構造

図-4 に最大流速位相 $t/T=0.25$ における平均流速分布を示す。One-way 型モデルでは、概ね対数分布に従っているが、Two-way 型モデルは、流体の運動量が粒子運動に供給されることによって交換層付近では One-way 型モデルの流速分布より瘦せた分布を示す。また、掃流粒子層を有する流速分布の特徴である変曲点

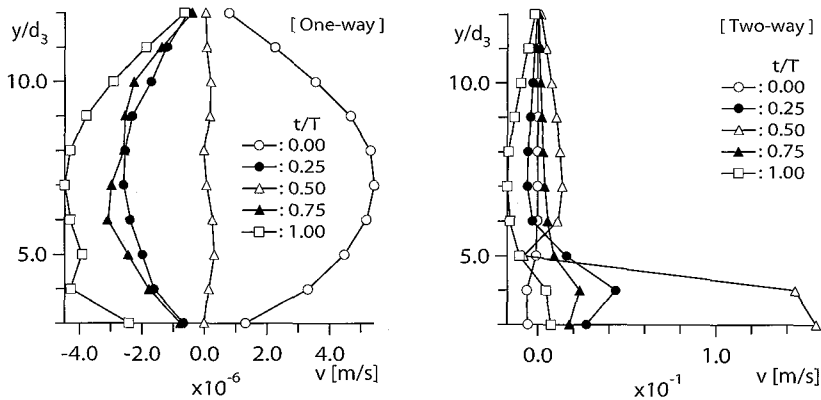


図-5 鉛直方向流速分布 (左: One-way, 右: Two-way)

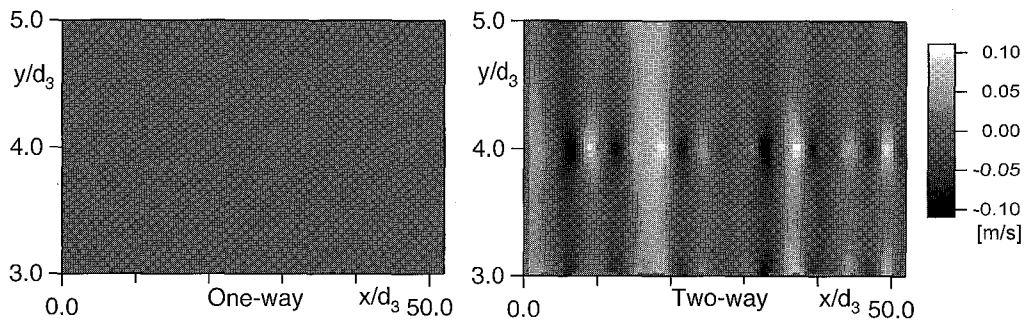
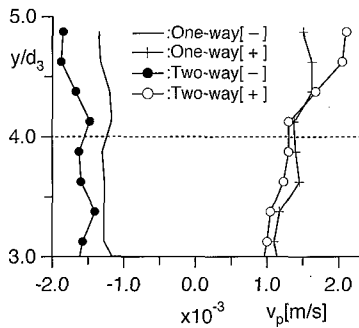

 図-6 $t/T=0.5$ における鉛直方向流速成分の等値図 (交換層を拡大)


図-7 鉛直方向粒子移動平均速度分布

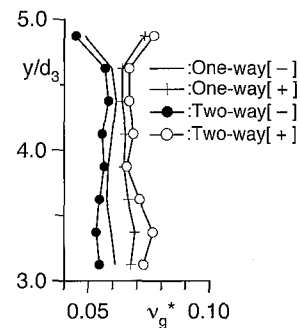


図-8 交換層の移動方向別粒子数密度

を $y/d_3=5.0$ 付近に有していることも確認できる (後藤ら, 2000b)。なお, 交換層内部では流速が大幅に減衰しているため, Two-way 型モデルでは, One-way 型モデルと比較して, 交換層における粒子駆動力に占める粒子間衝突力の割合が大きいと推察される。

図-5 に $x/d_3=30.0$ において Euler 観測した鉛直方向の流速分布を各位相毎に示す。One-way 型モデルでは, 鉛直方向の流速が微弱であり流速の時間変動も僅かである。そのため鉛直方向への粒子駆動には寄与し難い。一方, Two-way 型モデルでは有意な値を示しつつ時間変動も大きいことから, 鉛直方向への粒子運動の活発化に

大きく寄与していると考えられる。特に, $t/T=0.5$ では, 交換層内部 ($3.0 < y/d_3 < 5.0$) に顕著な鉛直上向きの流速成分が確認でき, 鉛直分級の進行が大きく促進されたと考えられる。さらに, 図-6 に示す鉛直方向流速の空間分布からも, One-way 型モデルでは全計算領域ではほぼ一様であるが, Two-way 型モデルでは空間的非一様性が顕在化し, 局所の上昇流の発生によって鉛直分級を促進し易い状況であることが理解できる。

交換層での $t/T=0.25$ における粒子移動速度分布について, 鉛直方向平均移動速度の正負に分類して図-7 に表示した。図中の凡例には粒子移動速度が負の場合には

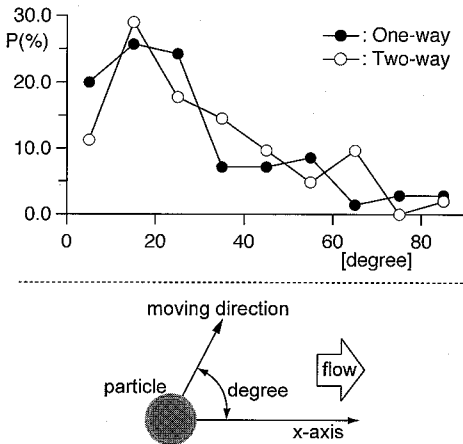


図-9 交換層の粒子移動方向の存在率と粒子移動方向の定義

[-], また, 正の場合には [+] を付記した. 交換層上層 ($y/d_3 > 4.0$) では, Two-way 型モデルでは One-way 型モデルと比較して表層に向かうにつれて上昇移動粒子と下降移動粒子速度の差が大きくなっており, 粒子間の混合が促進状況にあることが窺える. また, One-way 型モデルでは, 高さによる移動速度の変化が少ないことから Two-way 型モデルと比較して粒子が混合し難いことが理解できる. なお, Two-way 型モデルで確認された上昇移動粒子速度と下降移動粒子速度の大きな差は, 粒子間衝突力の増加を促進させることになる. 図-8 に交換層での移動粒子数密度分布を図-7と同位相について鉛直方向の速度の正負別に分類して表示した. 交換層では下降粒子数よりも上昇粒子数が多い傾向が One-way 型および Two-way 型モデルの双方に確認されるが, Two-way 型モデルではその傾向が顕著に現れている. Two-way 型モデルでは, 鉛直方向の流速分布 (図-6) に示された空間的に非一様な分布によって, 交換層で粒子が混合し易く, One-way 型モデルと比較して粒子拘束圧が小さい鉛直上向き方向へ移動し易い状態にあると考えられる.

図-9 に $t/T=0.25$ における交換層での粒子移動方向 (ベクトルの向き) の存在率を示す. ただし, 流れ方向に逆らって移動する粒子の移動方向は含まれていない. One-way 型モデルと比較して Two-way 型モデルの移動方向は, 比較的大きい角度に偏ることが分かる. これは, 図-8 に示した鉛直方向に移動する粒子数が多い結果を裏付けている.

4. おわりに

本研究では, 従来の One-way 型モデルと固液間相互作用力を考慮した Two-way 型モデルを用いて, 漂砂の鉛直分級過程を対象にした数値シミュレーションを実施

し, 解の違いを詳細に検討した. 双方のモデルで評価された交換層での粒子移動速度分布や流速分布の違いが分級過程に与える影響について示し, 従来, 著者らが実施してきた One-way 型モデルによる数値シミュレーションでは評価できなかった固液間相互作用力が分級過程に与える効果の一端を示した. 今後は, 分級過程の実験結果との比較から各モデルの再現性について検討するとともに, 固液界面の取り扱いについてさらに詳細に検討し, 粒子運動と流れ場の相互作用の評価の精度向上を目指したい.

謝辞: 数値シミュレーションコードの開発に関して, 京都大学工学研究科・細田 尚教授から貴重な御助言を賜ったことを記して, 謝意を表する. また, 本研究に助成頂いた(財)中部電力基礎技術研究所に感謝申し上げる.

参考文献

- 浅野敏之・中村和男・中野康夫・高沢俊満(1992): シートフロー状態の底質移動に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 295-299.
- 川口寿裕・田中敏嗣・辻 裕(1995): 離散要素法による2次元流動層の数値シミュレーション (噴流層の場合: 2次元モデルと3次元モデルの比較), 機論 B, 61巻, 589号, pp. 3169-3175.
- 後藤仁志・酒井哲郎・豊田泰晴・多田哲也(1996): 振動流下の混合漂砂の鉛直分級機構, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 456-460.
- 後藤仁志・原田英治・酒井哲郎(2000a): 数値移動床による混合粒径流砂の流送過程のシミュレーション, 水工学論文集, 第44巻, pp. 665-670.
- 後藤仁志・Yeganeh, A・酒井哲郎(2000b): 混相流モデルと個別要素法の融合による高濃度掃流層の数値解析, 土木学会論文集, No. 649/II-51, pp. 17-26.
- 後藤仁志・原田英治・酒井哲郎(2001a): 混合粒径シートフロー漂砂の鉛直分級過程, 土木学会論文集, No. 691/II-57, pp. 133-142.
- 後藤仁志・原田英治・酒井哲郎(2001b): 個別要素法に基づく移動床シミュレーターのモデル定数の最適化, 土木学会論文集, No. 691/II-57, pp. 159-164.
- 後藤仁志・原田英治・酒井哲郎(2002): 3次元数値移動床によるシートフロー層の鉛直分級過程の数値解析, 海岸工学論文集, 第49巻, pp. 471-475.
- 原田英治・Yeganeh, A・後藤仁志・酒井哲郎(2000): 粒状体モデルによるシートフロー漂砂の分級過程の数値シミュレーション, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 491-495.
- 原田英治・細田 尚・後藤仁志(2004): Euler-Lagrange カップリングモデルによる捨石堰の崩壊過程の計算力学的研究, 土木学会論文集, pp. 45-54.
- 原田英治・後藤仁志(2006): 3次元数値移動床による混合粒径シートフロー漂砂の分級過程の解析, 土木学会論文集 B, Vol. 62, No. 1, pp. 128-138.
- 峯村吉寿・鐘 原(1998): 固液混相乱流時のエルボを含む管路壁面摩擦量の数値予測, 機論 B, 64巻, 624号, pp. 2450-2457.
- Hirt, C. W. and J. L. Cook(1972): Calculating three-dimensional flows around structures and over rough terrain, J. Comp. Phys., Vol. 10, pp. 324-340.