

GAL-LES モデルに基づくシートフロー現象の 大規模渦構造に関する数値解析

二 瓶 泰 雄*・灘 岡 和 夫**

1. はじめに

より合理的な漂砂モデルを構築していく上で、大量の砂移動を伴うシートフロー状現象の物理過程を理解することは極めて重要である。高濃度混相乱流場の一つであるシートフロー状現象を数値解析するためには、流れ場中に含まれる超多粒子群の運動を計算効率性と物理性の両面を考慮した形で取り扱うとともに、そこで特徴的に現れる大規模渦運動をも解析し得るような高濃度混相乱流モデルを構築していくことが必要不可欠である。

既存のシートフロー解析では、粒子運動モデルとして、オイラー型モデル（灘岡ら, 1989; 浅野, 1990）や、ラグランジュ型モデル（小田ら, 1995; 後藤ら, 1997）が適用されている。このオイラー型モデルやラグランジュ型モデルをシートフロー現象のような超多粒子群を含む複雑混相乱流場へ適用すると、オイラー型モデルでは、粒子間力の定式化に際して経験式を準用しなければならないこと、また、ラグランジュ型モデルでは、計算機負荷が大きくなること、など実際の計算上大きな問題が存在することが指摘されている（例えば、灘岡ら, 1996）。その上、既存のシートフロー解析における流体相乱流運動に関しては、経験定数を含む低次のレイノルズ平均モデルが適用されていることから、シートフロー層での粒子巻き上げプロセスに多大な影響を及ぼす大規模渦構造（例えば、八木ら, 1990; Conley & Inman, 1992）を再現することは原理上不可能である。

このようなことを背景にして、著者らはここ数年、超多粒子群を含む複雑混相乱流解析に適した新しい混相乱流モデルである GAL-LES モデルを開発し（灘岡ら, 1994; 1996; Nadaoka 等, 1999）、様々な分散性二相乱流場に適用して、その基本的な有効性や妥当性を確認している（例えば、灘岡ら, 1996; 二瓶・灘岡, 1998）。この GAL-LES モデルは、高濃度混相乱流解析に必要な粒子間衝突モデルが既に提案されているものの（二瓶ら, 1995）、そこでの粒子間力の取り扱いが極めて簡略化

された形で記述されている。このようなことから、今後この GAL-LES モデルを用いて本格的な高濃度混相乱流解析を行うためには、より汎用性の高い粒子間衝突・接触モデルを構築していかなければならない。

そこで本研究では、気体分子運動論をベースとした粒子間力モデルを構築し、その粒子間力モデルを GAL-LES モデルに組み込むとともに、それを用いて振動流場でのシートフロー状現象の数値解析を行うことを試みた。ここでは特に、既存のシートフローモデルでは再現し得なかった、シートフロー層内における大規模渦構造の時空間発展過程に関する計算結果を示す。

2. GAL-LES モデルの高濃度混相乱流場への拡張

2.1 GAL-LES モデルの基本構成

著者らが開発してきた混相乱流モデルである GAL-LES モデルでは、粒子運動に関して、GAL (Grid-Averaged Lagrangian) モデルを、流体相乱流運動に関しては、LES の考え方を適用している。この GAL モデルでは、ラグランジュ型運動方程式をベースとして、粒子運動を「格子平均量とそれからのズレの 2 乗平均である分散」という形で定式化している。このように取り扱うことで、超多粒子群運動を計算対象とする場合にも、粒子運動の物理性を反映しつつ、計算機負荷の少ない形で解析を行うことが可能となる。また、流体相乱流モデルとして、LES を用いているので、シートフロー層内において特徴的に現れる大規模渦構造を直接的に解析することが可能である。このように構成される GAL-LES モデルは、シートフロー状現象のような複雑混相乱流解析に対して極めて有効な計算ツールになり得るものと考えられる。

2.2 気体分子運動論をベースとした粒子間力の取り扱い

この GAL-LES モデルに対してより汎用的な粒子間力モデルを組み込むために、ここでは、既存の気体分子運動論をベースとして粒子間力を評価し、それらを GAL-LES モデルへ取り込むことを試みる。この気体分子運動論に基づく粒子間力に関する定式化は、従来から

* 正 会 員 博(工) 東京工業大学助手 大学院情報理工学研究所情報環境学専攻
** フェロー 工 博 東京工業大学教授 大学院情報理工学研究所情報環境学専攻

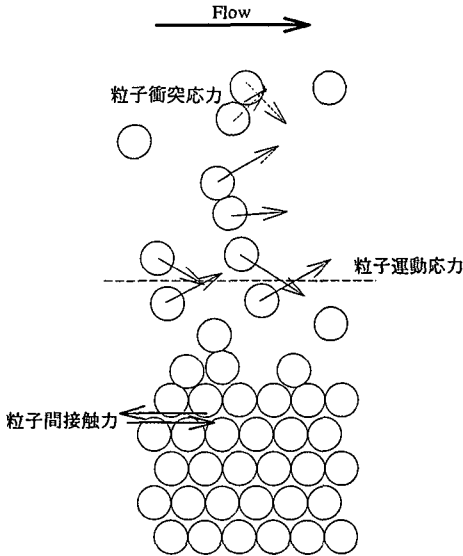


図-1 本モデルにおける粒子間力の概念図

数多く行われている (例えば, Lun *et al.*, 1984; Johnson *et al.*, 1990). そこでは, 基本的に, 図-1 に示すように, 粒子間力を粒子間衝突応力と粒子運動応力, 粒子間接触力, の3つの応力に分けた形で取り扱っている. これらの応力の物理的な意味としては, 粒子間衝突応力は, 粒子同士が衝突して運動量を伝達するものであり, 粒子運動応力は, 乱流中でのレイノルズ応力と同様に, 粒子自身が移動することにより発生する応力である. また, 粒子間接触力に関しては, 粒子がその周囲に位置する粒子と接触しているときに作用するものであり, 通常, 静的な骨格応力としてモデル化されていることが多い.

これらの3つの応力に関して何らかのモデル化を行う必要があるが, これらのうち, 粒子運動応力に関しては, GALモデルでは, 速度分散と粒子運動の拡散時間スケールから与えられる粒子群の広がり幅を用いれば, 拡散を含めて粒子自身の移動量を直接算出できることから, 既存の気体分子運動論とは異なって, 粒子運動応力に関して特別に定式化する必要はない. そこで, ここでは, 粒子間衝突力と接触力に関する評価式のみを, 既存の気体分子運動論に基づく定式化 (高橋・辻本, 1997) にならって与えることとする. これらの具体的な式形や粒子間力を組み込んだ粒子平均速度及び速度分散の式に関しては, 紙面の都合上ここでは省略するが, 詳細は二瓶・灘岡 (1999) を参照されたい.

3. シートフロー状現象に関する数値解析

3.1 計算概要

ここでの計算条件は, 著者らが先に行った, 任意波形振動流装置に基づく正弦振動流条件下でのシートフロー

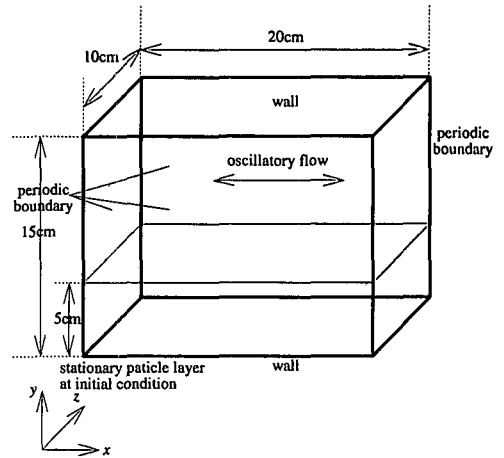


図-2 計算領域の設定

実験 (灘岡ら, 1998) と同一条件となるように設定した. この実験での固体粒子としては, 低流速振幅でもシートフロー状現象を発生させるために, 人工軽量粒子が用いられており, その粒径は 0.6 mm, 比重は 1.3 である. また, 流体相条件に関しては, 密度は 1.0 g/cm^3 , 動粘性係数は $0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$ とした. 主流速条件としては, 流速振幅 A_0 が 70 cm/s で, 周期 T_0 が 3.6 秒となる正弦波形とし, 数値計算上では, 以下に示すような水平方向圧力勾配の形で振動流場を発生させることとした. この水平方向圧力勾配は全領域において一定値であり, 時間的にのみ周期的に変化する.

計算領域は, 図-2 に概略的に示されているように, 流下方向 20 cm (40 メッシュ), 鉛直方向 15 cm (60 メッシュ), 奥行き方向 10 cm (20 メッシュ) の 3次元の形で設定されている. 各方向の座標軸を x, y, z とし, 対応する速度成分を u, v, w とする. ここでの計算領域サイズは, 実験で観察された大規模渦スケールを解像できるように設定されている. 初期条件としては, 計算領域下層 5 cm に粒子を敷き詰め, 流体相および粒子相がともに静止している状態を与えている. 境界条件としては, 流下, 奥行き方向は周期境界条件を, 上端境界では, 対数則条件を, 静止している粒子が存在する下端境界では, no-slip 条件をそれぞれ与えている.

3.2 計算結果と考察

a) 鉛直 2次元断面内での典型的な流動パターン

全体的な流動状況を把握するために, $x-y$ 面内における典型的な鉛直 2次元断面内の流動パターンを図-3 に示す. 図中には, 計算開始後 $1/2 \sim 2/2 T_0$ の半周期間における $x-y$ 面内での粒子体積濃度コンターと渦度コンターの位相変化を示している. なお, ここでは, $z=0.0 \text{ cm}$ における結果を示している. まず, ゼロダウンクロス

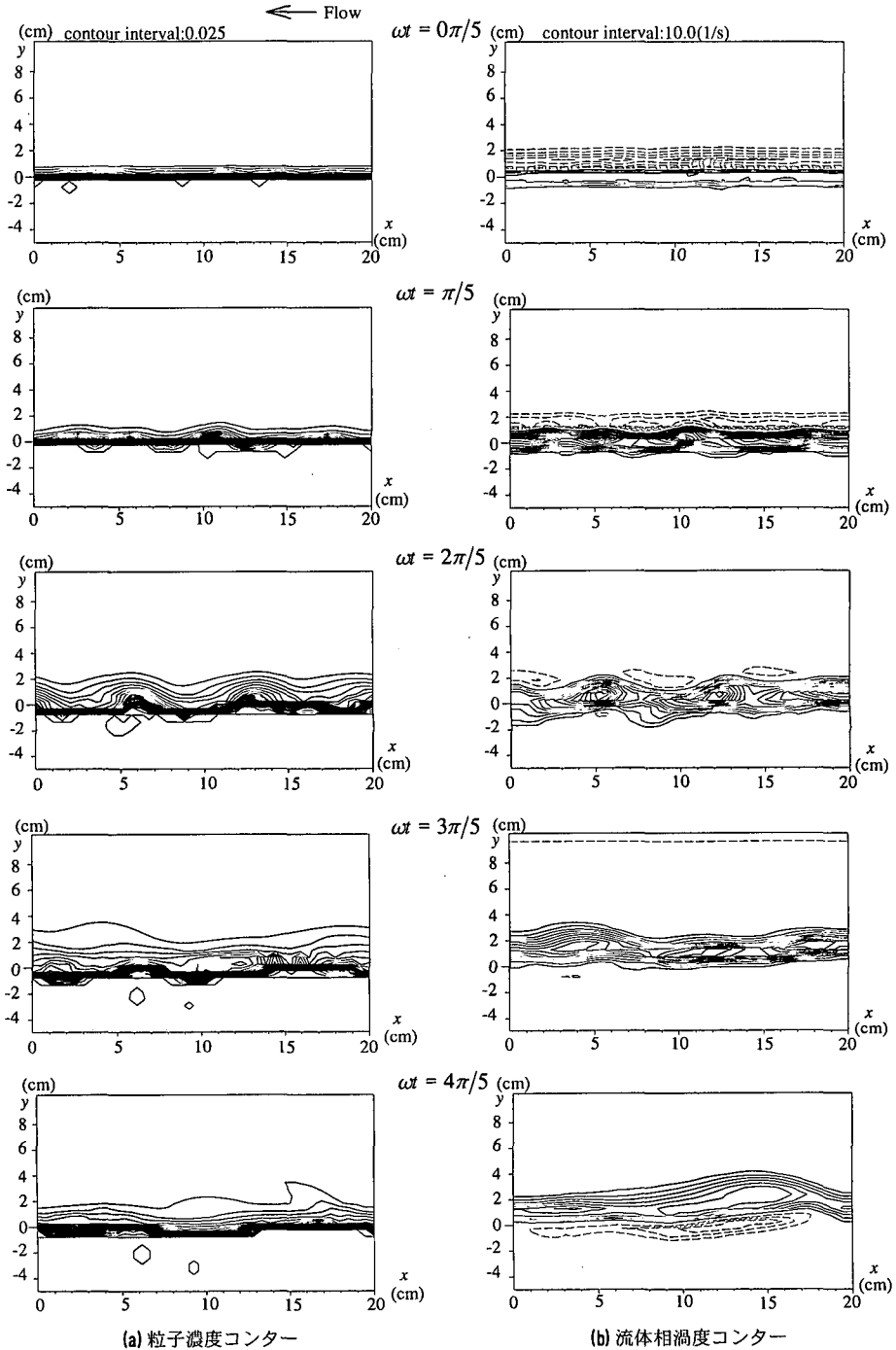


図-3 大規模渦構造の発達過程 (鉛直二次元断面, $z=0.0$ cm)

位相に相当する $\omega t=0$ (ωt は振動流における位相を表しており、主流速が 0 となるときは $\omega t=0, \pi$, 最大流速となるときは $\omega t=\pi/2$ としている) においては、粒子体積濃度や流体相過度が流下方向にほぼ一様に分布している。次に、加速域初期 ($\omega t=\pi/5$) では、粒子体積濃度は流下

方向に一様ではなく数カ所にわたって脈動し、粒子濃度がわずかに上方に巻き上げられている。また、流体相過度コンターにも同様に流下方向に非一様な分布が見られ、大規模渦構造が形成されている。さらに加速域後期 ($\omega t=2\pi/5$) においては、そこでの大規模渦のサイズは大

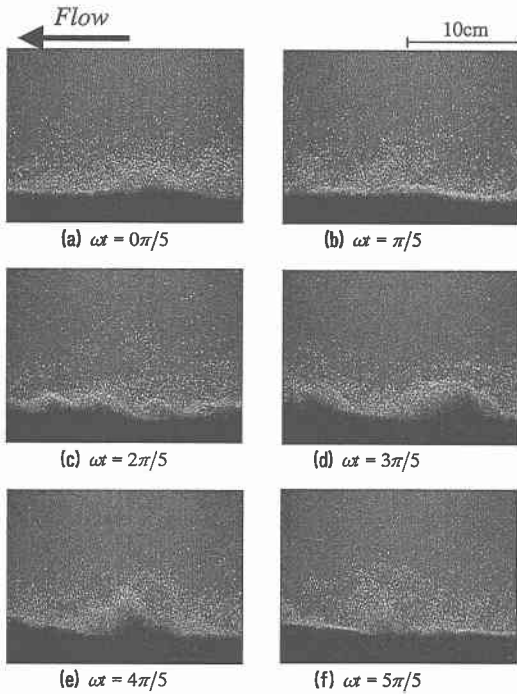
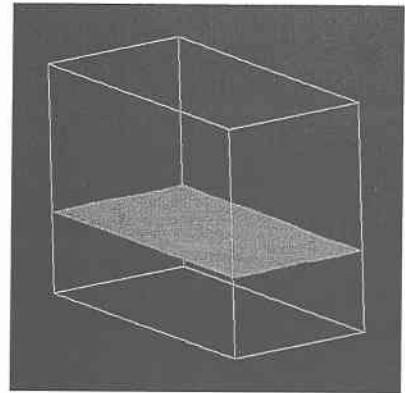


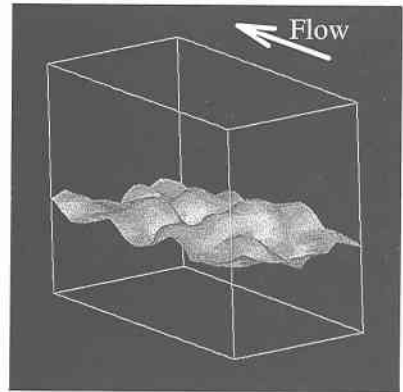
図-4 室内実験による可視化画像 (灘岡ら, 1998)

きくなり、渦同士が合体している様子がうかがえる。これと連動する形で、粒子濃度の巻き上がりも大きくなり、また、このような非一様な粒子濃度分布が渦パターンと一致していることから、このような流体相の大規模渦構造と粒子の巻き上げプロセスが密接に関連している様子が分かる。その後減速域 ($\omega t = 3\pi/5, 4\pi/5$) では、大規模渦同士が合体してそのサイズがさらに大きくなって、渦層自体が厚くなるとともに、粒子群がより上方へ大きく拡散されている様子がうかがえる。

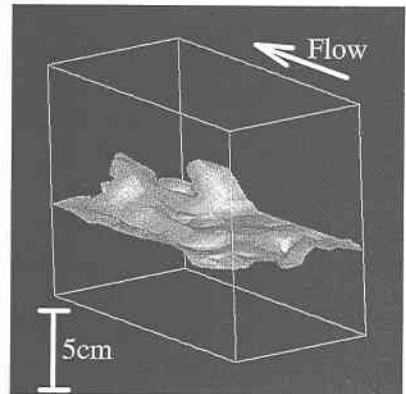
このような一連の粒子運動パターンや大規模渦構造の発生・発達プロセスを、著者らの行った実験結果 (灘岡ら, 1998) と比較することを試みる。図-4 は室内実験により得られた鉛直二次元断面内の可視化画像の位相変化を示している。この画像を撮影する際には、鉛直二次元断面内の粒子挙動を追跡するために、厚さ約 1cm のストロボライトシートを観測部上部より照射している。これらを見ると、まず、加速域初期より後期にかけてシートフロー界面近傍に大規模渦構造が発生・発達する (図-4(a)-(c))。この大規模渦構造は減速域においてより大きく発達し (図-4(d))、その後、間欠的に存在する粒子塊は切り立った形状となり (図-4(e))、最終的には、多量の粒子を上方へ巻き上げている様子がわかる (図-4(f))。このような様子は、上述した計算結果における大規模渦構造の発生・発達過程と概ね一致しており、高濃度混相乱流場に対する本モデルの基本的な有効性が確認さ



(a) $\omega t = 0$



(b) $\omega t = 2\pi/5$



(c) $\omega t = 4\pi/5$

図-5 シートフローの三次元構造に関する計算結果 (粒子濃度 0.10 の等値面)

れた。

b) 三次元大規模渦構造特性

次に、シートフロー層内における三次元の大規模渦構造を把握するために、図-3 と同じ半周期内における粒子濃度が 0.10 となる等値面分布の位相変化を図-5 に

示す。これらを見ると、ゼロアップクロス位相 ($\omega t=0$) では、わずかな凸凹は見られるもののほぼ平らな等値面になっているのに対して、加速域 ($\omega t=2/5\pi$) では、図-3で見られるような流下方向における等値面の凹凸のみならず、奥行き方向にもその凹凸が顕著に現れている様子がうかがえる。さらに、減速域 ($\omega t=4/5\pi$) では、そのような空間的な非均一性が増大して、二つの大きな粒子塊が現われ、それらが馬蹄形のような複雑な三次元構造を有しながら巻き上がっている様子が分かる。

シートフロー状態の三次元大規模渦構造に関する実験時での観察結果からは、加速域では、奥行き方向に軸を持つ大規模渦構造が、流下方向のみならず、奥行き方向にも明確な凹凸を有していること、また、減速域後期では、馬蹄形渦と類似した三次元形状を有する粒子塊が間欠的に存在し、大きく巻き上がっていること、などが確認されている。このような実験的な知見は、上述した計算結果に見られる特徴と良好に一致しており、本モデルが、シートフロー層内における大規模渦の三次元構造までも良好に再現していることが確認された。

4. おわりに

本論文では、GAL-LESモデルを高濃度混相乱流場に適用し得るようにするために、気体分子運動論をベースとした粒子間衝突・接触モデルを開発し、それに基づくシートフロー状態に関する数値シミュレーションを実施した。そこで得られた計算結果と著者らの室内実験結果との比較を通して、本モデルにより、従来までの数値モデルでは解析し得なかったシートフロー層内における大規模渦構造の発生・発達プロセスに関して、その三次元渦構造まで含めた形で良好に再現できることが示され、それによってGAL-LESモデルの高濃度混相乱流場に対する基本的な有効性が確認された。なお、本論文では、可視化画像等より得られる流動パターンに関する定性的な比較にとどまっているが、今後は平均流速や濃度、乱流統計量などに関して、室内実験結果との定量的な比較・検討を行う予定である。

謝辞：本研究では文部省科学研究費補助金奨励研究(課題番号：09750589, 代表者：二瓶泰雄)の一部を使用

した。ここに記して深甚なる謝意を表します。

参考文献

- 浅野敏之 (1990)：シートフロー状態の漂砂を含む振動流れの数値解析, 土木学会論文集, No. 417/II-13, pp. 109-117.
- 小田一紀・重松孝昌・和田一斗 (1995)：波による底質粒子の移動過程に関する数値シミュレーション, 海岸工学論文集, Vol. 42, No. 1, pp. 536-540.
- 後藤仁志・酒井哲郎・酒井敦史 (1997)：振動流下のシートフロー漂砂の流動特性, 水工学論文集, Vol. 41, pp. 831-836.
- 高橋 保・辻本浩史 (1997)：斜面上の粒状体流れの流動機構, 土木学会論文集, No. 565/II-39, pp. 57-71.
- 灘岡和夫・八木 宏・山下さゆり (1989)：単相モデルによるシートフロー現象の解析—「数値移動床」の開発に向けて—, 海岸工学論文集, Vol. 36, pp. 259-263.
- 灘岡和夫・八木 宏・二瓶泰雄 (1994)：高濃度固液混相流に関するLES乱流モデルの開発, 水工学論文集, Vol. 38, pp. 577-584.
- 灘岡和夫・二瓶泰雄・八木 宏 (1996)：新しい固相モデルに基づく固体—流体混相乱流LESモデルの開発, 土木学会論文集, No. 533/II-34, pp. 61-73.
- 灘岡和夫・二瓶泰雄・中村則保 (1998)：非対称振動流場におけるシートフロー状流動層の乱流構造に関する研究, 海岸工学論文集, Vol. 45, No. 1, pp. 476-480.
- 二瓶泰雄・灘岡和夫・八木 宏 (1995)：新しい混相乱流モデルを用いた高濃度流動層に関する数値シミュレーション, 海岸工学論文集, Vol. 42, No. 1, pp. 526-530.
- 二瓶泰雄・灘岡和夫 (1998)：GAL-LESモデルに基づく分散性二相乱流に関する数値解析(平面気泡ブルームを対象にして), 日本機械学会論文集B編, Vol. 64, No. 619, pp. 684-692.
- 二瓶泰雄・灘岡和夫 (1999)：粒子間力モデルを組み込んだGAL-LESモデルに基づく高濃度混相乱流解析, 土木学会論文集(投稿中).
- 八木 宏・灘岡和夫・大前晋一 (1990)：シートフロー状砂移動の力学特性に関する実験的研究, 海岸工学論文集, Vol. 37, pp. 254-258.
- Conley, D. C. and D. L. Inman (1992)：Field observations of the fluid-granular boundary layer under near-breaking waves, *J. Geophys. Res.*, Vol. 97, No. C6, pp. 9631-9643.
- Johnson, P. C. and R. Jackson (1987)：Frictional-collisional constitutive relations for granular materials, with application to plane shearing, *J. Fluid Mech.*, Vol. 176, pp. 67-93.
- Lun, C. K. K., S. B. Savage, D. J. Jeffrey and N. Chepurnyi (1984)：Kinetic theories for granular flow: inelastic particles in Couette flow and slightly inelastic particles in a general flow field, *J. Fluid Mech.*, Vol. 140, pp. 223-256.
- Nadaoka, K., Y. Nihei and H. Yagi (1999)：Grid-Averaged Lagrangian LES model for multiphase turbulent flow, *Int. J. Multiphase Flow* (in press).