

# 新しい固相モデルに基づく固体一流体混相乱流 LESモデルの開発

灘岡和夫<sup>1</sup>・二瓶泰雄<sup>2</sup>・八木 宏<sup>3</sup>

<sup>1</sup>正会員 工博 東京工業大学教授 大学院情報理工学研究科情報環境学専攻  
(〒152 東京都目黒区大岡山2丁目12-1)

<sup>2</sup>正会員 修(工) 東京工業大学助手 大学院情報理工学研究科情報環境学専攻

<sup>3</sup>正会員 博(工) 東京工業大学講師 工学部土木工学科

広い分野にわたって存在する固体一流体混相流を対象にした、高精度で汎用性の高い混相乱流LESモデルを開発した。その際に、LESの枠組みにうまく適合し、高粒子濃度・大規模混相乱流にも適用し得る新しい固相モデル、GALモデル(Grid-Averaged Lagrangian model)を開発し、そのGALモデルに基づく混相乱流のSGSモデルを開発することを通して、一般性の高い混相乱流モデルの枠組み(GAL-LESモデル)を構築した。さらに、本モデルを基本的な混相乱流場の一つである粒子ブルームに適用した結果、流れ場に特徴的に現れる大規模渦構造を再現するとともに、平均流速・濃度やレイノルズ応力分布に関して既存の実験結果と良好に一致したことから、本モデルの基本的な有効性が示された。

**Key Words :** LES, solid-fluid phase flow, GAL model, numerical simulation, particle plume

## 1. 序論

固体粒子とその周りに存在する流体とが相互作用を及ぼし合いながら運動をする固体一流体混相流は、土木工学、機械工学、化学工学など様々な分野にわたって存在する流れ場であり、その重要性から古くから盛んに研究が行われている。この中でも、河川や海岸での土砂輸送や土石流など土木工学で取り扱う流れ場は、総じて「高粒子濃度・大規模」混相乱流として位置づけられる。

このような固体一流体混相乱流場に関する物理的な構造を実験で捉えることは、特に高粒子濃度領域での流速や濃度の測定精度上の問題のため実際にはかなり困難である。これに対して、近年の計算機の急速な進歩は、このような実験に代わり得る数値解析法実現のポテンシャルを高めつつあり、実際、混相流の基本的特徴を取り入れた、高精度で汎用性の高い混相乱流モデルの開発が強く望まれている。

既存の混相乱流モデルの枠組みの多くは、単相流で用いられている0方程式や2方程式モデルといった乱流クロージャモデルを混相乱流場へ拡張したものである(例えば、Elghobashi & Abou-Arab<sup>1)</sup>)。しかしながら、混相乱流の持つ複雑さは、モデル定数を数多く含むこれらのモデルを、現象ごとに異なる実験定数を数多く含む、一般化しづらい形にしている。したがって、モデル構成がシンプルでありか

つ大気乱流などの大規模複雑乱流場にも応用されているLESを混相乱流場へ拡張することが是非とも必要になる。しかし、これまでのところ、混相乱流に対する有効なSGS(subgrid-scale)モデルが得られていないことから、LES化の成功例は報告されていない。その根本的な原因は、LESの枠組みにうまく適合する固相モデルが存在しないところにある。

そこで本論文では、新しい合理的な固相モデルに基づいた、高精度で一般性の高い混相乱流LESモデルを開発することを試みる。具体的には、まず、固相運動の定式化を、1) LESの枠組みにうまく適合し、2) 高粒子濃度・大規模混相流の特徴である超多粒子系の運動もあまり大きな計算機負荷がなく計算でき、しかも3) 粒子運動の物理的な素過程を合理的に表現し得るモデルとして、従来のオイラー型とラグランジュ型モデルのそれぞれの長所を合理的に取り込んだ新しい固相モデルであるGALモデル(Grid-Averaged Lagrangian model)を開発した結果を述べる。次に、このGALモデルに基づいて混相乱流に関する有効なSGSモデルを開発することを通して、混相乱流LESモデルの基本的な枠組み(GAL-LESモデル)を構築する。そして、基本的な混相乱流場の一つであり、揺らぎ現象をひき起こす大規模渦構造が特徴的に現れる粒子ブルームに本モデルを適用し、その計算結果を玉井ら<sup>2)</sup>の実験結果と比較することによって、本モデルの有効性・妥当性を検

### オイラー型モデル

連続体モデル (1流体モデル; 2流体モデル)

### ラグランジュ型モデル

剛体球モデル

個別要素法 (DEM)

DSMC法

(Direct Simulation Monte Carlo method)

図-1 既存の固相モデルの分類

証する。

## 2. 既存の固相モデルの概要とその問題点およびGALモデルの考え方について

図-1は、既存のさまざまな固相モデルを分類したものである。ここでは、まず粒子運動の取り扱い方の違いから、固相粒子を連続体として取り扱うオイラー型モデルと、個々の粒子運動を追跡するラグランジュ型モデルに大きく分類している。さらに、後者のラグランジュ型モデルに関しては、粒子衝突に関する取り扱い方の違いを考慮して、剛体球モデル、個別要素法及びDSMC法の3つに分類している。

以下に、これらの既存の固相モデルの特徴と問題点について整理するとともに、本研究で新たに提案するGALモデルの基本的な考え方について示す。

### (1) 剛体球モデル

剛体球モデルは、流れ場中の全ての粒子に関して時間的に追跡し、粒子衝突に関しては衝撃方程式を用いて記述することから、厳密に粒子運動の素過程を表現することが可能である。このモデルを用いて、Campbell & Brennen<sup>3)</sup>は粒子クエット流の計算を行い、実験で測定することが困難なgranular temperatureの流れ場への寄与に関して考察している。また、後藤ら<sup>4)</sup>は、掃流層の数値解析を行い、そこでの粒子衝突や流体相との相互作用に関して検討している。

しかしながら、剛体球モデルは粒子衝突を厳密に取り扱うために計算時間刻み幅を非常に小さく取る必要があり、また、粒子衝突判定も複雑なことから、図-1に示した既存の固相モデルの中で最も計算機負荷が大きい。したがって、土木分野で通常扱うことになる超多粒子系の一般的なシミュレーションは実質的に不可能である。

### (2) 個別要素法 (DEM)

Cundall<sup>5)</sup>により導入された個別要素法は、一つの粒子、または粒子群を一つの要素 (element) に置き換え、各要素の運動を、モデル化された要素間相互作用を考慮した形で時間的に追跡するものである。その要素間相互作用を表現する応力に関しては、要素間の距離に基づく粘性-バネ・ダッシュポット系で記述されることから、要素同士が常に接触するような場合には、剛体球モデルより計算時間刻み幅を大きく取ることができる。そのため、個別要素法は、斜面崩壊<sup>5)</sup>や土石流<sup>6)</sup>など粒子間接触が重要となる高濃度混相流場を対象として幅広く適用されている。

しかしながら、この方法で記述される要素運動が、モデル中に導入されるばね定数と粘性減衰係数に大きく依存するにもかかわらず、実際の粒子運動に対するそれらの係数の持つ物理的な意味が明確でないため、粒子間力の力学特性を反映させた形でそれらの係数を合理的に決定することは困難である。また、個別要素法においても、剛体球モデルと同様に衝突判定が複雑になるため、簡略化した衝突判定を行える要素形状が幾つか提案されてはいるものの、実際の計算で用いられる要素数の上限がたかだか数千個程度であることから、現地スケールの土石流など大規模領域を対象にした高濃度混相流の計算を行うことは、現在の計算機容量では不可能である。

### (3) DSMC法

もともと気体分子力学を対象としてBird<sup>7)</sup>によって提案されたDSMC法は、Kitronら<sup>8)</sup>や田中ら<sup>9)</sup>により混相流場に応用されている。このモデルは、粒子運動を気体分子運動と類似したものとして取り扱うことにより、計算で扱う粒子数を実際に流れ場に存在する粒子数よりもかなり減らすことができ、また、気体分子運動論から与えられる粒子衝突確率を用いることにより粒子衝突を大幅に簡略化してモデル化できるため、計算で扱う粒子数や計算領域を大幅に増やすことが可能になる。田中ら<sup>9)</sup>は、DSMC法を用いて鉛直2次元固気二相流の解析を行い、大規模変動する不安定現象の一つである粒子クラスターの再現に成功している。

しかしながら、DSMC法での粒子衝突の取り扱い方は、気体分子運動論に基づいていることから、静止層を含む混相流場のような常に粒子同士が接触するような流れ場に適用することは原理的に不可能である。したがって、DSMC法には、計算で取り扱うことが可能な粒子濃度に大きな制約がある。

#### (4) 連続体モデル

連続体モデルは、本来離散的な固相を巨視的に見て連続体として取り扱うもので、固相と流体相を1つの混合物として取り扱う1流体モデルと、別々に取り扱う2流体モデルに分類される。これらの連続体モデルはラグランジュ型モデルと比べて計算機負荷が軽減されることから、大規模領域の計算に適している。しかしながら、固相を連続体として置き換えるがゆえに、粒子間衝突力や接触力を、物理性を有した形で理論的に定式化することが困難であり、経験式を用いてモデル化しているのが現状である。

#### (5) GALモデル

GALモデルは、以上のような既存の固相モデルの問題点を踏まえて、高濃度・大規模領域をも対象として含む一般的な混相流解析を行うことが可能な新しい固相モデルとして本研究で開発したものである。GALモデルでは、基礎方程式として粒子運動の素過程を取り込みやすくするために、ラグランジュ型の運動方程式を用いるものの、流れ場に存在する全粒子についてそれを解くのではなく、格子空間平均操作（その詳細に関しては、3. (3) で述べる）を施すことで、粒子運動を格子平均と、それからのずれの二乗平均である分散とで記述する。そのため、GALモデルは既存のラグランジュ型モデルよりも計算機負荷を大幅に軽減させることができる。したがって、高濃度ないしは大規模混相流のように粒子数がかなり多い計算対象に対しても十分対応できる。また、既存のオイラー型モデルよりも粒子運動の素過程を直接合理的に取り込む形で扱っているため、既存の固相モデルよりも、汎用性・実用性と物理性を兼ね備えた数値モデルとなり得る。

### 3. 本混相乱流LESモデル (GAL-LES) の概要

#### (1) 本混相乱流LESモデルにおけるGALモデルの基本的な位置付け

本LESモデルでの流体相の取り扱い、後に示すように固相の体積濃度や二相間速度差に伴う流体抵抗の影響を考慮したものとなっているものの、計算格子を分離スケールとして乱流運動をGSとSGSに分離し、SGSに何らかのモデルを導入する、という基本的な考え方は通常のLESと同じである。

これに対して、固相運動に関しては、流体相運動に関して設定された計算格子を分離スケールとみなすことはできない。というのも、固相粒子の運動は、当然ながら粒子間衝突や慣性効果などに支配されるため、流体運動に対して完全にpassiveな運動形態

をとらないからである。しかし、計算格子を固相運動の分離スケールとみなせないとすると、混相乱流のLES化のためには、格子内の固相粒子運動を何らかの形でモデル化する必要があり、その具体的な方法が問題になる。

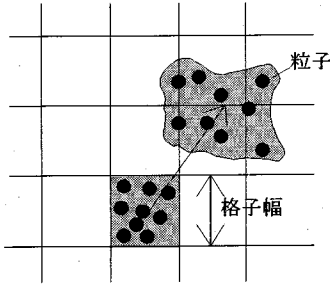
前述したGALモデルの考え方は、混相乱流のLESモデル化に容易かつ合理的に結びつくものとなっている。というのも、ラグランジュ型の運動方程式を格子空間平均することで定式化されるGALモデルは、格子空間と連動する形になっており、その上、粒子運動の素過程を取り込みやすい形になっていることから、LESのSGSモデルを構築する際に最も問題となる格子内での粒子運動の変動成分を取り込むことが容易に行えるからである。したがって、GALモデルは、LESの枠組みとうまく適合し、かつ、超多粒子系の運動を物理的特性を反映した形で合理的に取り込むことが可能な固相モデルであり、これによって、高精度で汎用性の高い混相乱流LESモデル開発への道が大きく開かれるものと期待できる。

#### (2) GALモデルにおける固相粒子群の扱い方

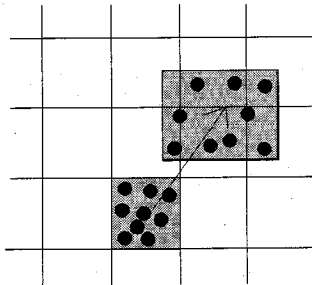
ある格子内に時刻  $t$  に存在する固相粒子群は、 $\Delta t$  時間後に、その間の流体相の乱れに伴う流体抵抗や固相粒子同士の衝突といった確率的な外力の作用によって、図-2 (a) に模式的に示すような、粒子群の変形・分散を伴った移流分散現象を示す。もちろん、このような粒子群の変形・分散の詳細まで記述することは、格子内の全ての粒子の運動を追跡しない限り不可能である。GALモデルでは、格子内の固相粒子群の  $\Delta t$  時間での運動を、粒子群の全体的な移動、すなわち粒子群の重心の移動と、その回りの各座標軸方向の分散、の2つに代表させて記述する。その際、図-2 (b) のように、時刻  $t$  に矩形であった粒子群が  $\Delta t$  時間後においても矩形を保つものとして、粒子群の広がり計算を行うものとする。そうすることにより、 $\Delta t$  時間後（あるいは数時間ステップ後）での粒子群の体積濃度を各格子点に再配分することが、幾何学的にきわめて容易に行える。そして、このようにしてオイラー的な格子点への再配分操作を行うことによって、流体相運動の空間分解能に連動する形で固相運動を表現することが可能になり、混相乱流モデルのLES化において重要なSGSモデルの開発が容易になる。

具体的には、各時間刻みごとに以下の3つのステップによって固相の計算を進めることになる。

- ①格子内にある粒子に対して空間平均された粒子速度の平均と分散の確率微分方程式を時間積分する。



(a) 実際の粒子群の確率的挙動



(b) 本モデルでの取り扱い

図-2 粒子群の運動形態

- ②平均速度より粒子群重心をラグランジュ的に移動させ、分散変化率より粒子群の各座標軸方向の広がり幅を算出する。
- ③粒子平均速度、分散、濃度を各格子に再配分する（ただし、再配分操作は必ずしも各時間ステップで行う必要はない）。

### (3) GALモデルにおける固相の基礎方程式系

粒子の運動方程式から粒子速度の平均と分散の確率微分方程式の導出を試みる。\$u\_{si}\$ を \$x\_i\$ 方向 (\$i=1\sim 3\$) の固相粒子速度とすると、粒径 \$d\$、密度 \$\rho\_s\$ の球粒子に関する運動方程式は、バセット項を無視すると、以下ようになる。

$$\rho_s \frac{\pi d^3}{6} \frac{du_{si}}{dt} = F_{Di} + F_{Li} + F_{Mi} + F_{Pi} + F_{Gi} + F_{Ci} \quad (1)$$

上式中の右辺は球粒子に対して \$x\_i\$ 方向に働く外力を表し、\$F\_{Di}\$ : 抗力、\$F\_{Li}\$ : 揚力、\$F\_{Mi}\$ : 付加質量力、\$F\_{Pi}\$ : 圧力勾配、\$F\_{Gi}\$ : 浮力、\$F\_{Ci}\$ : 粒子間干渉力である。以下にこれらの具体的な定式化を行う。

まず、抗力 \$F\_{Di}\$ に関しては、抵抗係数 \$C\_D\$ を用いて以下のように定式化する。

$$F_{Di} = C_D \frac{\rho}{2} \frac{\pi d^2}{4} u_{ri} |u_{rj}| \quad (2)$$

ここで、\$u\_{ri}\$ : 二相間の相対速度 (\$=u\_i - u\_{si}\$)、\$u\_i\$ : 流体相の \$x\_i\$ 方向の速度、\$\rho\$ : 流体相の密度である。また、抵抗係数 \$C\_D\$ に関しては、川口ら<sup>10)</sup>と同様に、高粒子濃度領域にも適用できるように、粒子体積濃度 \$c\$ を考慮した以下の式を用いる。

$$C_D = \left( \frac{24}{R_{ed}} + C_{D0} \right) (1-c)^{-2.7} \quad (3)$$

ここで、\$R\_{ed}\$ は粒子レイノルズ数 (\$=|u\_{ri}|d/\nu\$)、\$\nu\$ は流体相の動粘性係数、\$C\_{D0}\$ は単一粒子の最終沈降速度から与えられる抵抗係数である。揚力に関しては、Saffman<sup>11)</sup>の式がよく用いられるが、低レイノルズ数しか適用できないため、ここでは、揚力係数 \$C\_{Lj}\$ を用いて以下のようにモデル化した。

$$F_{Lj} = C_{Lj} \frac{\rho}{2} \frac{\pi d^2}{4} u_{rk} |u_{rj}| \quad (i \neq k) \quad (4)$$

揚力係数に関しては、高レイノルズ数において一般的な定式化はなされていないことから、ここでは辻<sup>12)</sup>や山本ら<sup>13)</sup>を参考にして、速度勾配に比例する形で以下のように設定した。

$$C_{Lj} = \frac{d}{2|u_{rj}|} \frac{\partial u_{rk}}{\partial x_i} \quad (5)$$

なお、この揚力係数に関して、球粒子自身の回転による効果も含めた形で一般化した評価式を構築し、本モデルに取り込む必要がある。圧力勾配と付加質量力は、Elghobashi & Truesdell<sup>14)</sup>と同様に定式化する。

$$F_{Pi} = \rho \frac{\pi d^3}{6} \frac{Du_i}{Dt} \quad (6)$$

$$F_{Mi} = \rho C_m \frac{\pi d^3}{6} \left( \frac{Du_i}{Dt} - \frac{du_{si}}{dt} \right) \quad (7)$$

ここで、\$C\_m\$ : 付加質量係数 (\$=0.5\$)、\$D/Dt\$ : 実質微分である。また、浮力に関しては以下のように記述する。

$$F_{Gi} = -(\rho_s - \rho) \frac{\pi d^3}{6} g \delta_{i2} \quad (8)$$

ここで、\$g\$ は重力加速度 (重力作用方向は \$-x\_2\$) とする。

なお、粒子間干渉力 \$F\_{Ci}\$ に関しては、今回は考慮していない。本研究で開発した GAL モデルは、基礎方程式としてラグランジュ型の運動方程式を用いていることから、粒子間衝突・接触力を物理性を反映した形で合理的に取り込むことが可能なモデルであるけれども、具体的な粒子間干渉力の評価法となると、その開発だけで大きな研究テーマとなる。本論文では、新たな混相乱流モデルである GAL-LES モデルの全体像を構築することを第一義的な目的として

おり、後で示す今回の計算対象が粒子間干渉力の寄与が小さい流れであることも考え併せて、現段階ではこの $F_{Ci}$ を省略している。しかしながら、粒子衝突や接触力が重要となる高濃度領域の粒子運動をも扱えるように本モデルを今後一般化していくには、当然ながら、この粒子間干渉力 $F_{Ci}$ の評価法を確立していくことが不可欠となる（著者らは、現在、この課題に取り組んでおり、その成果の一部は既に報告している<sup>15)</sup>）。

次に、各相の速度と濃度に関して、格子空間平均（固相に関しては、格子内に存在する全固相粒子に対する平均）とそれからの変動成分に分ける。

$$\begin{aligned} u_{si} &= \overline{u_{si}} + u'_{si} \\ u_i &= \overline{u_i} + u'_i \\ c &= \overline{c} + c' \end{aligned} \quad (9)$$

ここで、 $\overline{\quad}$ は平均量、 $'$ は変動量を表す。

式(9)での平均操作は、連続的な流体相と離散的な固相それぞれに対する格子空間平均操作を意味している。したがって、変動量とはそれらからのずれであるが、ここでは、この変動量に対して格子内での確率的な均質性を仮定した上で、以下の議論を進める。

式(9)を式(1)～(8)に代入して、格子空間平均を取り、粒子速度の平均の式を導く。その際に、式(2)に関しては、二相間の平均の相対速度が乱れ成分より十分大きいと仮定して、以下のように近似する。

$$\overline{F_{Di}} = C_D \frac{\rho}{2} \frac{\pi d^2}{4} \overline{u_{ri}} \overline{|u_{rj}|} \quad (10)$$

なお、ここでの、抵抗係数 $C_D^*$ は、式(3)中の粒子濃度や相対速度に関して平均値を用いて抵抗係数を評価した場合の値である。また、揚力に関しては、抗力と同様に近似を行う。以上のことから、粒子平均速度の式は、

$$\begin{aligned} \frac{d\overline{u_{si}}}{dt} &= \frac{\rho}{\rho_s + \rho C_m} \left[ \frac{3}{4} \frac{C_D^*}{d} \overline{u_{ri}} \overline{|u_{rj}|} + (1 + C_m) \frac{D\overline{u_i}}{Dt} \right. \\ &\quad \left. + \frac{3}{8} \frac{\partial \overline{u_{rk}}}{\partial x_i} - \left( \frac{\rho_s}{\rho} - 1 \right) g \delta_{ij} \right] \quad (11) \end{aligned}$$

なお、ここでの実質微分での移流成分は、流体相平均速度を表すものとし、以下に関しても同様に扱う。

また、粒子速度分散に関する定式化は、流体相の乱れエネルギー式の導出と同じ方法で行う。すなわち、式(11)と式(1)の差から得られる粒子速度の変動成分の式に各方向の粒子変動速度を掛けて、格子内空間平均操作を施す。その際に、粒子に作用する

各外力の変動成分に関してモデル化する必要がある。まず、変動抗力 $F'_{Di}$ に関しては、式(2)と式(10)の差から以下のように与える。

$$F'_{Di} = C_D \frac{\rho}{2} \frac{\pi d^2}{4} u'_{ri} \overline{|u_{rj}|} \quad (12)$$

圧力勾配と付加質量力の変動成分に関しても、同様に、式(5)、(6)に式(9)を代入し、その式から平均成分を差し引いたものを与える。なおここでは、乱れ成分による高次項は無視している。

$$F'_{Pi} = \rho \frac{\pi d^3}{6} \frac{Du'_i}{Dt} \quad (13)$$

$$F'_{Mi} = \rho C_m \frac{\pi d^3}{6} \left( \frac{Du'_i}{Dt} - \frac{du'_{si}}{dt} \right) \quad (14)$$

また、変動揚力 $F'_{Li}$ は、数多くの既存の研究で用いられる変動揚力係数 $C_{L,rms}$ を準用して以下のように置く。

$$F'_{Li} = C_{L,rms} \frac{\rho}{2} \frac{\pi d^2}{4} u'_{ri} \overline{|u_{rj}|} \quad (15)$$

この変動揚力係数 $C_{L,rms}$ については、円柱に関しては数多く調べられているものの、ここで扱う球粒子に関するものは著者らの知る限りでは皆無である。そこで、ここでは清水・谷田<sup>16)</sup>によって静止円柱を対象にしてレイノルズ数 $10^2 \sim 10^4$ の範囲で行われた実験結果、 $C_{L,rms} = 0.1 \sim 0.5$ を参考にして、 $C_{L,rms} = 0.3$ と設定した。以上のような変動外力を用いて、粒子速度分散の式を以下のように与える。

$$\begin{aligned} \frac{d\overline{u_{si}^2}}{dt} &= \frac{\rho}{\rho_s + \rho C_m} \left[ 2(1 + C_m) \frac{D\overline{u_{si}u'_i}}{Dt} \right. \\ &\quad \left. + \frac{3}{2} \frac{(C_D^* + C_{L,rms})}{d} \left( \overline{u'_{si}u'_i} - \overline{u_{si}^2} \right) \overline{|u_{rj}|} \right] \quad (16) \end{aligned}$$

この式(16)を完結するためには、 $\overline{u'_{si}u'_i}$ に関してモデル化しなければならない。ここでは、式(16)の導出方法と同様に、粒子速度の変動成分の式に各方向の流体相の変動速度を掛けて格子内空間平均を施すことで、以下の $\overline{u'_{si}u'_i}$ に関する式が導かれる。

$$\begin{aligned} \frac{d\overline{u'_{si}u'_i}}{dt} &= \frac{\rho}{\rho_s + \rho C_m} \left[ (1 + C_m) \frac{D\overline{u_i^2}}{Dt} \right. \\ &\quad \left. + \frac{3}{2} \frac{(C_D^* + C_{L,rms})}{d} \left( \overline{u_i^2} - \overline{u'_{si}u'_i} \right) \overline{|u_{rj}|} \right] \quad (17) \end{aligned}$$

式(17)を用いることにより、流体と固体粒子の速度の相関項をモデル化せずに直接求めることが可能になり、式(16)との組合せで流体相と固相の乱れが直接関係付けられることになる。既存のオイラー型

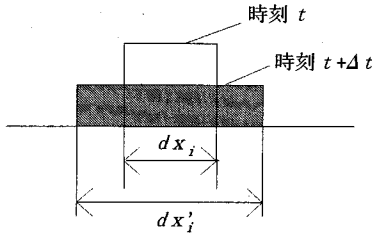


図-3 粒子群内での粒子存在確率分布

モデルでは、固相における乱れの諸量を求める場合、レイノルズ・アナロジーを用いて流体相の乱流量に結び付けることが多い。それに対して本モデルは、固相の速度分散つまり乱れ強度を直接求めるモデル構造になっているため、固相特有の乱れの性質まで表現できる可能性を有している。(なお、式(16)で記述される粒子速度分散は、粒子に作用する変動外力のモデル化により大きな影響を受ける。このような変動外力に関しては、円柱に作用する変動揚力を除いては、これまでほとんど調べられていないため、本モデルでは、式(12)~(15)を用いて簡易的にモデル化している。したがって、今後、これらの変動外力を本モデルの枠組みに適合する形で定式化していく必要がある。)

以上に基ついて、 $\Delta t$ 時間後の粒子群の重心位置と位置分散の変化量、 $\overline{\Delta x_{si}}$ と $\overline{\Delta x_{si}^2}$ は、以下のように求めることができる。まず、 $\overline{\Delta x_{si}}$ は、平均粒子速度を用いて以下のように与えられる。

$$\overline{\Delta x_{si}} = \overline{u_{si}} \Delta t \quad (18)$$

また、 $\overline{\Delta x_{si}^2}$ に関しては、GALモデルで対象とする粒子群の大きさが計算格子サイズであることを考慮して定式化する。すなわち、SGSモデルと連動させることを前提としているGALモデルでは、流体からの確率的な外力としてSGS乱れを対象とするので、当然ながら、粒子拡散に関わる渦スケールは、粒子群サイズよりも小さいものと考えている。したがって、この場合の位置分散変化量は以下のように記述できる<sup>17)</sup>。

$$\overline{\Delta x_{si}^2} = 2\overline{u_{si}^2} T_L \Delta t \quad (19)$$

ここで、 $T_L$ は粒子運動に関するLagrangian積分時間スケールであり、粒子拡散に関わる代表拡散時間とみなせる。ここでは、 $T_L$ に関して、Gotoh et al.<sup>18)</sup>と同様に、流体相のSGS乱れに対する渦動粘性係数 $\nu_t$ と乱れエネルギー $k$ で表される流体相の乱れの積分時間スケールを用いて以下のように与える。

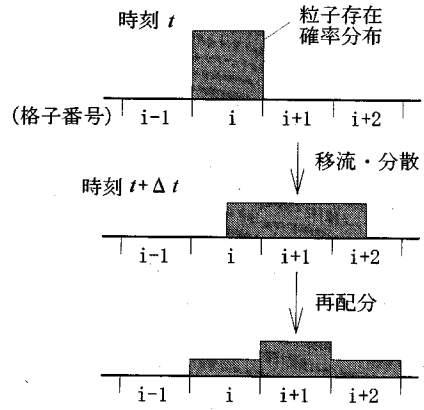


図-4 再配分操作に関する模式図

$$T_L = \frac{3\nu_t}{2k} \quad (20)$$

なお、今回は、粒子への確率外力としてSGS乱れによる流体力のみを考慮したため、上記のように $T_L$ を記述したが、今後は、ここで無視した粒子間干渉力による粒子拡散の効果を取り入れて、汎用的な $T_L$ の定式化を行う必要がある。

また、本モデルにおいて、粒子群運動を時間的に追跡するためには、粒子群内の粒子存在確率分布を仮定する必要があるが、ここでは、再配分操作の容易性を考えて、図-3に示すような矩形分布を仮定する。このように粒子存在確率を仮定することによって、粒子群の重心位置は格子中心と一致することになる。なお、図-3では、図示しやすくするために、1次元の確率分布の形で表しているが、各方向に関して同様な確率分布を与えている。このような存在確率分布により、 $\Delta t$ 時間後の $x_i$ 方向の粒子群の広がり幅 $\Delta x'_i$ は、格子幅 $dx_i$ と式(19)で表される位置分散変化量を用いれば、以下のように与えられる。

$$\Delta x_i'^2 = dx_i^2 + 12\overline{\Delta x_{si}^2} \quad (21)$$

以上のように導出された式を用いることにより、各格子毎に定義される粒子群の $\Delta t$ 時間での移流・分散を具体的に算定できることになる。しかし、このプロセスを繰り返すためには、各粒子群の $\Delta t$ 時間後の粒子平均速度や分散、濃度の値を各格子へ再配分し、再び各格子毎に粒子群を設定する必要がある。この再配分操作を模式的に示したのが図-4である。時刻 $t$ において $i$ 番目の格子位置に存在する粒子群は、 $\Delta t$ 時間の間に移流・分散して、粒子の存在確率分布を変化させて、複数のメッシュにわたって存在するようになる。それらを各格子へ再配分することにより、各格子ごとの粒子群が設定される。

図-4からも明らかなように、再配分の際には、格子*i*に位置した粒子群がΔ*t*時間後に格子*j*に存在する確率*f*(*i*, *j*)を求める必要がある。例えば、図-4の場合では、*f*(*i*, *i*)=0.25, *f*(*i*, *i*+1)=0.50となっている。この*f*(*i*, *j*)は、粒子濃度の質量保存則を満足するために、以下の式が成り立たなければならない。

$$\sum_{j=1}^{i_{\max}} f(i, j) = 1 \quad (22)$$

ここで、*i*<sub>max</sub>は格子数とする。なお、図-4では、簡単のために、一つの格子からの寄与分しか図示していないが、全格子からの寄与を考慮するには、全格子からの総和を取る必要がある。例えば粒子濃度に関しては以下のように記述される。

$$\overline{c^{n+1}}(j) = \sum_{i=1}^{i_{\max}} \overline{c^n(i)} f(i, j) \quad (23)$$

ここで、添字*n*, *n*+1は計算時間ステップ数を表している。また、これから、その他の変数、例えば粒子平均速度は、以下のように与えられることになる。

$$\overline{u_s^{n+1}}(j) = \frac{\sum_{i=1}^{i_{\max}} \overline{u_s^n(i)} \overline{c^n(i)} f(i, j)}{\overline{c^{n+1}}(j)} \quad (24)$$

#### (4) 流体相の基礎方程式系

流体相の基礎方程式は、質量保存則、各方向の運動量保存則及び乱れエネルギー保存則で構成される。また、乱流モデルとしては、SGSの乱れエネルギーの輸送過程まで考慮したLESを用いている。固相の影響としては、固相の体積濃度*c*と二相間相対速度に伴う流体抵抗を基礎式に取り入れ、また乱れエネルギーの式中には、流体抵抗に伴うSGSのwake production(*P<sub>S</sub>*)とGSのエネルギー消散(*P<sub>G</sub>*)の影響を考慮した項を新たに加えている。なお、以下に示す基礎方程式の導出過程は、今回の計算対象が粒子ブルームであることを考慮して、鉛直方向の相対速度が水平方向のそれより大きい、という仮定を用いている。

##### ・質量保存則

$$\frac{\partial}{\partial t}(1-\bar{c}) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \overline{u_i}(1-\bar{c}) \right\} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( -\overline{u_i c'} \right) = 0 \quad (25)$$

##### ・運動量保存則

$$\frac{D\overline{u_i}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j} - \frac{3C_D}{4} \frac{1}{d} \frac{1}{(1-\bar{c})^2} \left[ \left\{ \overline{c(1-\bar{c})u_{ri}} + 2\overline{u_i c'} \right\} \overline{u_{ri}} + 2\overline{u_i c' u_{ri}} \right] \quad (26)$$

##### ・SGS乱れのエネルギー保存則

$$\frac{Dk}{Dt} = R_y \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \nu_t \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) - C_e \frac{k^{3/2}}{\Delta} + P_S + P_G \quad (27)$$

ただし、

$$R_y \left( = -\overline{u_i' u_j'} \right) = \nu_t \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (28)$$

$$\nu_t = C_s k^{1/2} \Delta \quad (29)$$

$$\Delta = (dx_1 dx_2 dx_3)^{1/3} \quad (30)$$

$$\overline{u_i c'} = -\frac{\nu_t}{\sigma_f} \frac{\partial (1-\bar{c})}{\partial x_i} \quad (31)$$

$$P_G = \alpha \frac{3C_D}{4} \frac{1}{d} \frac{1}{(1-\bar{c})^2} \left| \overline{u_{ri}} \right| \left\{ \overline{c(1-\bar{c})} \overline{u_{ri}}^2 - 2\overline{u_i c' u_{ri}} - 2\overline{u_i c' u_{ri}} \right\} \quad (32)$$

$$P_S = \frac{3C_D}{4} \frac{1}{d} \frac{1}{(1-\bar{c})^2} \left| \overline{u_{rj}} \right| \left\{ 2\overline{c(1-\bar{c})} \left( \overline{u_{ri}' u_i'} - \overline{u_i'^2} \right) - \overline{u_i c' u_{ri}} \right\} \quad (33)$$

ここで、*R<sub>y</sub>* : SGSレイノルズ応力, *dx<sub>i</sub>* : *x<sub>i</sub>*方向の格子間隔, *C<sub>s</sub>* (=0.07), *C<sub>e</sub>* (=1.0) : LESモデル定数である。

式(31)は、流体相速度と粒子体積濃度(すなわち流体相の体積濃度)の変動成分の相関に関するものであり、ここでは、通常の扱いと同様に、流体相体積濃度に関する勾配拡散型で定式化している。その際の相関項の拡散係数は流体相の渦動粘性係数を用いて記述されるが、運動量と体積濃度の拡散係数が一致するとは限らないので、それを補正をする意味で、乱流シュミット数σ<sub>f</sub>が式中に導入されている。ただし、この乱流シュミット数は、対象とする流れ場ごとに変化し、普遍的な値が得られていないことから<sup>19)</sup>、ここでは、1.0に設定している。また、式(32)中のαは、二相間の相対速度に伴う流体抵抗により格子以上の流れ場が失うエネルギーのうち格子スケール以下の乱れエネルギーに変換される比率であり、ここでは気流の植生場のLES計算を行った神田ら<sup>20)</sup>を参考にして、0.20としている。

## 4. 基本的な拡散問題を対象としたGALモデルの検証

### (1) 計算の諸条件

本研究で新たに開発したGALモデルを具体的な流れ場に適用するまえに、GALモデルが基本的な濃度

の拡散過程を正確に追うことができるかどうかを検証しておく必要がある。というのも、3. (2) で述べているように、GALモデルでは、粒子群の拡散運動を図-2 (b) や図-3 に示すように単純化しており、しかも、時間積分の過程で格子点への再配分プロセスを含む形となっているからである。そこで、ここでは、最も基本的な検証対象として、静止流体場に濃度 $c_0$ のポイントソース（その位置を $x=0$ とする）を置いた場合の濃度 $c$ の1次元拡散過程に関してGALモデルを適用し、その計算結果を通常の拡散方程式から得られる理論解と比較してみた。本章では、具体的には、GALモデルの中で粒子分散による濃度の再配分プロセスを構成している式(19)、(21)~(23)のみを用いて濃度拡散に関する計算を行った。理論解との比較を行うためには、拡散係数を設定する必要があるが、ここでの拡散係数 $\nu_c$ は、式(19)より以下のように与えられる。

$$\nu_c = \overline{u_s^2} T_L \quad (34)$$

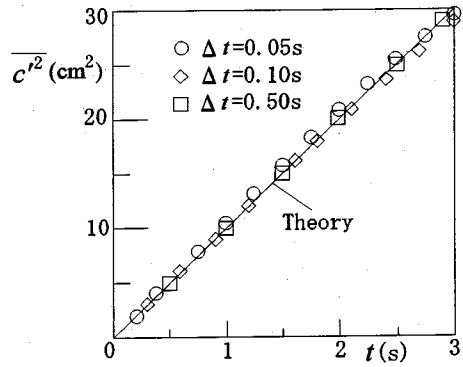
計算条件は、 $\overline{u_s^2} = 100 (\text{cm}^2/\text{s}^2)$ 、 $T_L = 0.50\text{s}$ 、計算領域は $100\text{cm}$ （メッシュ数100）とし、両端の境界条件に関しては開放条件とした。

## (2) 計算結果

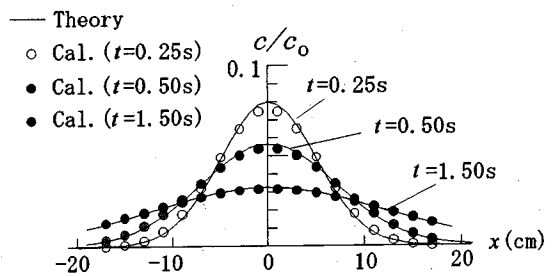
まず、計算時間刻み $\Delta t$ に関して数種類変化させ、 $\Delta t$ の違いが計算結果に及ぼす影響について検討した。図-5 (a) は、 $\Delta t$ を $0.05\text{s}$ 、 $0.10\text{s}$ 、 $0.50\text{s}$ と変化させたときの計算結果を、濃度の分散幅 $c^2$ に関して理論値と比較して示したものである。図中の縦軸は濃度分散幅であり、横軸は計算開始からの時間を表している。これを見ると、どの $\Delta t$ に関しても、計算結果は理論値と良好な一致を示していることがわかる。

また、図-5 (b) は、 $\Delta t = 0.05\text{s}$ の場合において、濃度の空間分布の時間変化に関して計算値と理論値を比較したものである。これを見ると、計算開始初期の $t = 0.25\text{s}$ では、 $x = 0$ 付近において計算結果が理論値よりわずかに小さくなっている。これは、格子内の確率分布を図-3 に示すような矩形としたためと考えられる。しかしながら、全体的には、おおむね良好な一致を示しており、また、ここでは示さないが、他の $\Delta t$ に関しても同様な結果が得られている。

これらのことから、GALモデルは、計算時間刻みの影響を受けずに、基本的な拡散問題を精度良く表現し得ることがわかる。



(a) 分散幅



(b) 濃度の空間分布の時間変化 ( $\Delta t = 0.05\text{s}$ )

図-5 拡散問題における計算値と理論値の比較

## 5. 粒子プルームの計算

### (1) 計算条件

ここでは、静止液体中に上方境界から連続的に粒子を投入して形成される粒子プルームを対象として計算を行った。計算条件を表-1に示すが、本研究では、静止液体中に投入する粒径の違いによる流れ場全体の流況の変化に着目して計算を行った。なお、case A と case B は、それぞれ玉井ら<sup>2)</sup>が行った実験（粒子投入口幅 $1.0\text{cm}$ ）におけるcase3-Sとcase1-Lの条件に相当している。玉井ら<sup>2)</sup>の実験では、奥行き方向の幅が水平、鉛直方向と比べて非常に薄い水槽を用いて実験しているため、流れ場の2次元性が卓越していることから、ここでは2次元の形で計算を行った。ただし、側壁による摩擦損失や乱れエネルギー生産の影響を考慮するため、ここでは、運動量損失項 $\overline{f_{wi}}$ と乱れエネルギー生産項 $P_w^{2,1}$ をそれぞれ式(26)と(27)の右辺に組み入れている。なお、以下に示すように、この $\overline{f_{wi}}$ と $P_w$ の評価には、粒子体積濃度 $\overline{c}$ の効果を導入している。

$$\overline{f_{wi}} = -\frac{2}{1-c} \frac{C_f}{h} \overline{|u_i| |u_j|} \quad (35)$$



表-1 計算条件

	粒径 (mm)	比重	沈降速度 (cm/s)	単位幅粒子投 入量 (cm <sup>2</sup> /s)
case A	3.0	2.64	31.1	1.1
case B	1.0	2.64	15.4	1.8

$$P_w = \frac{2}{1-c} \frac{C_f}{h} u_i^{-1.5} \quad (36)$$

ここで、 $h$ は側壁間距離 (=5cm) であり、また、玉井ら<sup>2)</sup>には壁面摩擦損失係数 $C_f$ に関する記述がないため、ここでは $C_f=0.02$ と設定した。

計算領域は、水平方向60cm (メッシュ数40)、鉛直方向60cm (メッシュ数60) であり、それぞれの座標軸、速度を $x, y, u, v$ とした。

境界条件としては、下端境界では全ての変数に関して以下のような開放条件を適用した。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial y} = \frac{\partial \bar{k}}{\partial y} = \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} = \frac{\partial \bar{u}_{si}}{\partial y} = \frac{\partial \bar{u}_{si}^2}{\partial y} = \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} = 0 \quad (37)$$

また、上端の粒子投入口では粒子が最終沈降速度 $w_0$ で落下しているものとして、単位幅粒子投入量 $q$ と粒子投入幅 $B$ を用いて粒子体積濃度に関しては、

$$c = \frac{q}{B w_0} \quad (38)$$

と置き、その他の変数に関しては全て0とした。それ以外の境界では、no-slip条件を適用した。

$$\bar{u}_i = k = \bar{u}_{si} = \bar{u}_{si}^2 = \bar{c} = 0, \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} = 0 \quad (39)$$

なお、ここでの $x_i$ は各境界面に対して垂直方向を取るものとする。

## (2) 計算結果

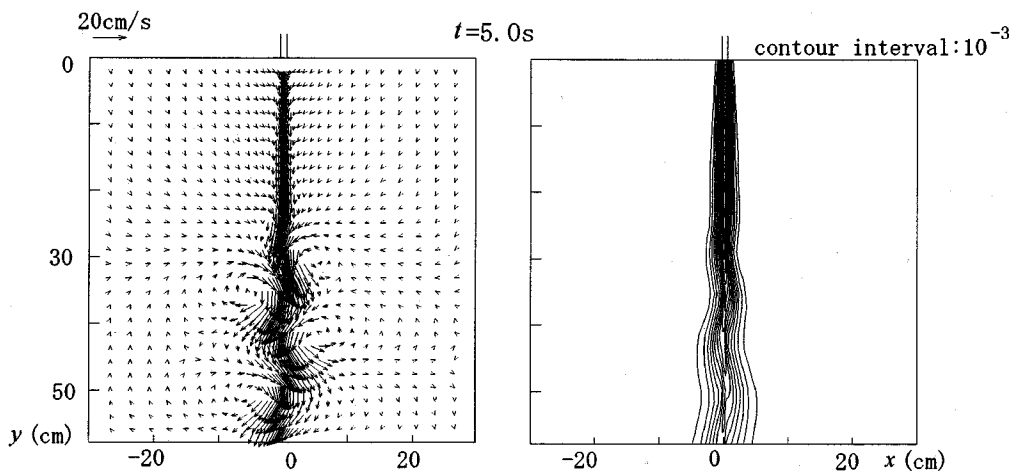
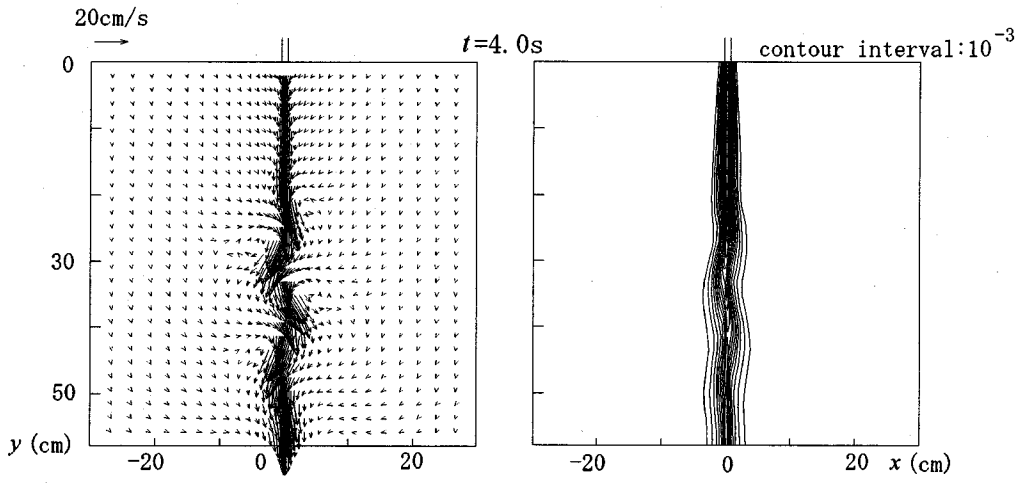
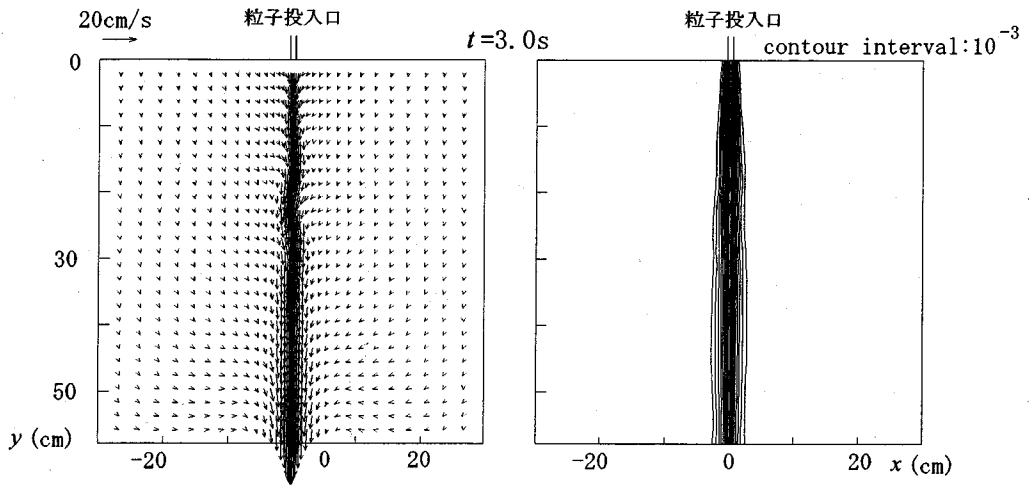
図-6は、case Aの場合の流体相速度ベクトルと粒子体積濃度コンターの時空間的な変化を示す。初期状態で静止していた流体が、粒子投入開始から3秒後では粒子群の沈降とともに下方に引きずられて鉛直下向きの速度をもつようになり、また左右対称な流速・濃度分布が形成されていることがわかる。それに対して、 $t=4s$ では、 $t=3s$ の段階で左右対称であった流速ベクトルが、中心軸に対して非対称になっている。これは、jetやplumeにおいて観察される揺らぎ現象<sup>2,2)</sup> (フラッピング現象) を引き起こす大規模渦と同種の渦構造が再現されていることを示すものと考えられる。また、濃度分布も流速ベクトルと連動する形で空間的に非対称に分布しており、大規模渦が粒子運動と密接に関与していること

がわかる。さらに計算を進めた $t=5s$ では、 $t=4s$ のときより渦運動が発達していることがうかがえる。また、渦の大きさは、投入口から離れるとともに大きくなっていることがわかる。このことは、渦は流下していくとともに隣接する渦とマージングを引き起こして大きな渦へ成長していることを示している。なお、これ以後は、ほぼ同様な形で周期的に大規模渦が形成される状況となり、基本的な流動パターンはほとんど変化しない。

次にcase Bに関する計算結果を図-7に示す。これを見ると、流れ場中に大規模渦が形成されて、それに伴って粒子濃度分布が空間的に変動する、という基本的な流動パターンはcase Aとほぼ同じになっている。しかしながら、case Bではcase Aと比べて大規模渦運動が大きく発達し、空間的な非対称性が顕著に現れている。また、粒子濃度も空間的に大きく変動していて濃度の広がり幅も大きくなっていることがわかる。これは、case Bの計算条件では、case Aと比較して、比重は同じだが粒径が小さいことから、粒子の慣性力が小さく、粒子の流体運動への追従性が良くなっていることによるものと考えられる。

図-8は、各計算ケースにおける各相の鉛直方向平均速度と平均粒子濃度の横断面内分布を、玉井ら<sup>2)</sup>の実験結果と比較して表したものである。図の縦軸は、各相の速度を各断面内の流体相の中心軸上での速度 $v_c$ で、粒子濃度を中心軸上での濃度 $c_c$ で無次元化して表している。一方、横軸は、中心軸からの距離 $x$ を流体相の速度分布の半値半幅 $x_H$ で無次元化したものである。なお、ここでは各断面ごとの結果について定性的な大きな違いがみられなかったことから、 $y=25cm$ での断面のみの結果を示している。これらを見ると、case Aでは、固相速度に関して実験値とわずかに差があるものの、計算値と実験値は全体的に良好な一致を示している。それに対して、case Bでは、固相速度に関して全般的に実験値より上回っており、また、粒子濃度に関しても中心軸付近を除いては実験値より大きい値を示していることから、計算精度が若干低下していることがわかる。このことは、二相間の平均相対速度が乱れ成分より十分大きいと仮定して抗力を定式化したため、その仮定が十分成り立たないcase Bのような流れ場に関する計算の精度が低下することを示すものと考えられる。今後は、この点を改良するためのより合理的な定式化を行っていく必要がある。

図-9は、中心軸上における流体相の鉛直方向平均速度と各横断面内の流体相速度の半値半幅の中心軸方向変化に関して、計算結果と実験結果を比較し



(a) 流体相速度ベクトル

(b) 粒子体積濃度コンター

図-6 case A の計算結果

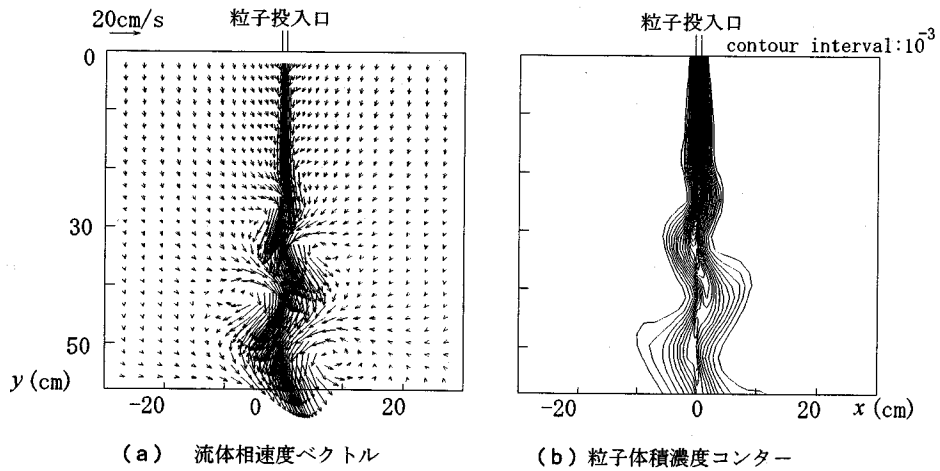


図-7 caseBの計算結果 ( $t = 7.5s$ )

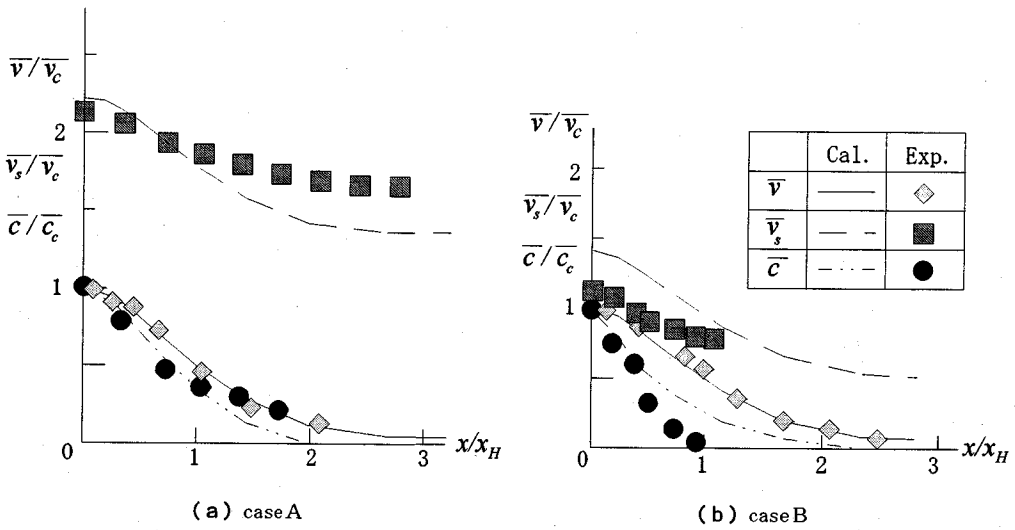


図-8 各相の平均流速・濃度分布

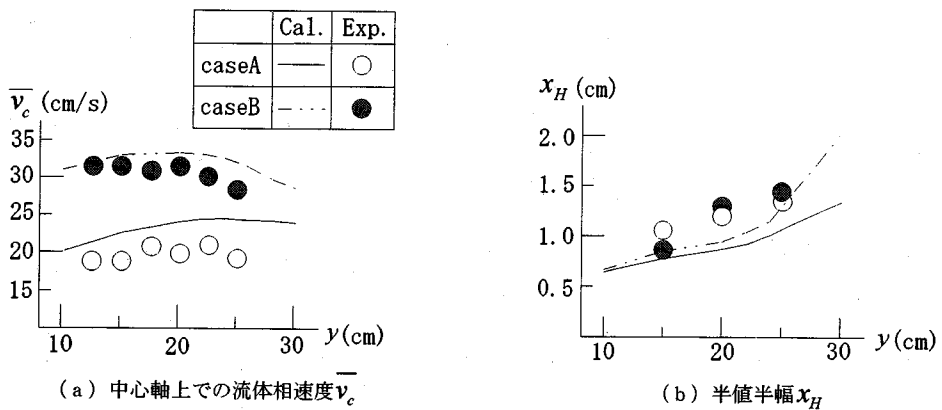


図-9 平均データに関する鉛直方向分布

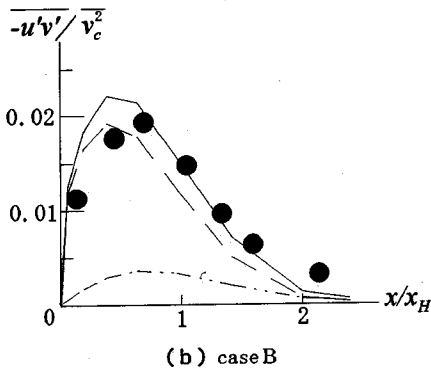
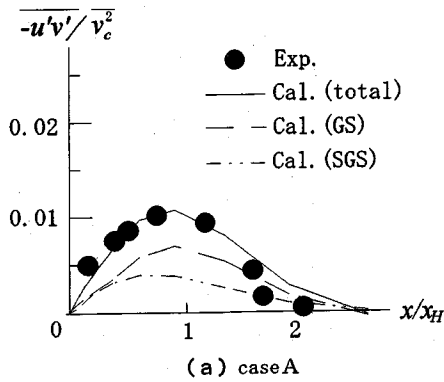


図-10 流体相のレイノルズ分布

たものである。これらを見ると、半値半幅に関しては、計算値は実験値をやや下回るものの、全体的に両者は良好に一致していることがわかる。したがって、中心軸上での流体相速度や半値半幅を用いて無次元化されている図-8の計算結果は、有次元量においても実験結果とおおむね一致しているといえる。

図-10は、同様に各ケースにおける流体相のレイノルズ応力について、実験結果と比較したものである。本計算モデルでは乱流モデルとしてLESを用いているので、レイノルズ応力はGS成分とSGS成分で構成されることから、図中には各成分とそれの和に関して示している。ここでの、GS成分のレイノルズ応力は、ほぼ定常状態になった計算結果の時系列データに対して時間平均を行い、そこで得られた流速変動成分の相関に時間平均を施して算出したものである。また、SGS成分に関しては、式(28)を用いて渦動粘性係数と流速勾配の積の形で見積もっている。これらを見ると、各ケースとも、全レイノルズ応力のピーク位置やその大きさなどについて、計算値と実験値は良好な一致を示していることがわかる。

また、GS成分とSGS成分の全レイノルズ応力への寄与について見てみると、case BではGS成分がSGS成分よりも卓越するのに対して、case Aでは各成分の大きさはほぼ同じであることがわかる。このよう

に計算ケースによってレイノルズ応力に対するGS成分とSGS成分の寄与が異なるのは、流体運動への追従性の良い粒子の場合には流れ場に形成される大規模渦運動の発達を促進するのに対して、追従性の悪い粒子の場合には逆にその大規模渦運動の発達が抑制されることと、また、二相間の相対速度の違いによりSGS成分の乱れ成分の生成に差が生じることによるものと考えられる。このことは、流体運動への追従性が相対的に悪い大粒径のcase Aでは個々の粒子周りに形成される後流が、また、相対的に追従性の良い小粒径のcase Bでは単相ブルームと同様な大規模渦構造が卓越する、という玉井ら<sup>2)</sup>の報告と符合している。

以上のように、本計算モデルを粒子ブルームに適用し、既存の実験結果と比較した結果、平均の流速や粒子濃度、レイノルズ応力に関する横断分布が良好に一致したことから、本計算モデルの基本的な有効性や妥当性が確かめられた。

## 6. 結論

本研究で得られた主な結論は以下の通りである。

(1) 固体-流体混相乱流場を対象にしたLESモデルを提案した。その際に、固相運動に関して、LESの枠組みにうまく適合し、かつ高濃度・大規模領域の計算をも扱い得る数値モデルとして、従来のオイラー型とラグランジュ型のそれぞれの長所を取り込んだ新しい固相モデルであるGALモデルを開発した。そして、GALモデルに基づく混相乱流の有効なSGSモデルを開発することを通して、混相乱流LESモデル(GAL-LESモデル)の基本的な枠組みを構築した。

(2) 本モデルを基本的な混相乱流場である粒子ブルームに適用し、既存の実験結果と比較した。その結果、実験で観察されている揺らぎ現象を引き起こす大規模渦構造を再現することができ、また両相の平均流速や粒子体積濃度、レイノルズ応力に関して実験値とほぼ一致する結果を得られたことから、本モデルの基本的な妥当性が検証された。

## 参考文献

- 1) Elghobashi, S. E., and Abou-Arab, T. W.: A two-equation turbulence model for two-phase flows, *Phys. Fluids*, Vol. 26 (4), pp. 931-938, 1983.
- 2) 玉井昌宏, 下屋陽八郎, 村岡浩爾: 粒子ブルームの乱流特性に関する実験的研究, *水工学論文集*, 第37巻, pp. 433-438, 1993.
- 3) Campbell, C. S., and Brennen, C. E.: Computer simulation of granular shear flows, *J. Fluid Mech.*, Vol. 151, pp. 167-188, 1985.

- 4) 後藤仁志, 辻本哲郎, 中川博次: 流体・粒子相互作用系としての掃流層の数値解析, 土木学会論文集, 第485号/II-26, pp. 11-19, 1994.
- 5) Cundall, P.A.: A computer model for simulating progressive, large scale movement in blocky rock systems, Symp. ISRM, Nancy, France, Proc., Vol. 2, pp. 129-136, 1971.
- 6) Uchida, Y. and Hakuno, M.: Distinct element analysis of dry rock avalanches, *Proc. of JSCE*, No. 422/I-14, pp. 85-96, 1990.
- 7) Bird, G.A.: *Molecular Gas Dynamics*, Oxford, Clarendon Press, 1976.
- 8) Kitron, A., Elperin, T. and Tamir, A.: Monte carlo simulation of gas-solids suspension flows in impinging streams reactors, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 16(1), pp. 1-17, 1990.
- 9) 田中敏嗣, 米村 茂, 霧林 謙, 辻 裕: 固気二相流のクラスター形成と流動の不安定化, 日本機械学会論文集 (B編), 第59巻566号, pp. 2982-2989, 1993.
- 10) 川口寿裕, 田中敏嗣, 辻 裕: 離散要素法による流動層の数値シミュレーション (噴流層の場合), 日本機械学会論文集 (B編), 第58巻551号, pp. 2119-2125, 1992.
- 11) Saffman, P.G.: The lift on a small sphere in a slow shear flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 22(2), pp. 385-400, 1965.
- 12) 辻 裕: 空気輸送の基礎, 養賢堂, 1984.
- 13) 山本富士夫, 幸川光雄, 紋谷英樹, 寺西 厚, 宮本浩幸: 空気輸送のシミュレーションのための実験研究 (第2報, 高レイノルズ数線形せん断流場中の球に働く揚抗力), 日本機械学会論文集 (B編), 第57巻542号, pp. 3414-3419, 1991.
- 14) Elghobashi, S.E. and Truesdell, G.C.: Direct simulation of particle dispersion in a decaying isotropic turbulence, *J. Fluid Mech.*, Vol. 242, pp. 655-700, 1992.
- 15) 二瓶泰雄, 灘岡和夫, 八木 宏: 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, 第42巻, pp. 526-530, 1995.
- 16) 清水優史, 谷田好通: 円柱に働く平均抗力と変動揚力の関係について, 日本機械学会論文集 (第2部), 第43巻375号, pp. 4118-4126, 1977.
- 17) Pope, S.B.: Lagrangian PDF methods for turbulent flows, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, No. 26, pp. 23-63, 1994.
- 18) Gotoh, H., Tujimoto, T. and Nakagawa, H.: Sediment-cloud based model of suspension over ripple bed due to wave action, *Proc. 24th Int. Conf. on Coastal Eng.*, Vol. 2, pp. 2013-2027, 1994.
- 19) 吉川秀夫: 流砂の水理学, 丸善, 1985.
- 20) 神田 学, 稲垣 聡, 日野幹雄: 植生一大気境界面における大規模渦構造と運動量交換に関するLESモデルによる検討, 土木学会論文集, 第461号/II-22, pp. 39-48, 1993.
- 21) Rastogi, A.K. and Rodi, W.: Predictions of heat and mass transfer in open channels, *J. Hydraulics Div., Proc. ASCE*, Vol. 104, No. HY3, pp. 397-420, 1978.
- 22) 室田 明, 中辻啓二: ジェットとブルーム, 土木学会論文集, 第429号/II-15, pp. 1-15, 1991.

(1995. 3. 27 受付)

## AN LES MODELING FOR SOLID-FLUID PHASE TURBULENT FLOW BASED ON NEW FORMULATION OF SOLID-PARTICLE MOTION

Kazuo NADAOKA, Yasuo NIHEI and Hiroshi YAGI

A new framework for an LES modeling of solid-fluid phase turbulent flow is presented with "GAL (Grid-Averaged Lagrangian) model" for new formulation of solid-particle motion in a manner suitable for the LES modeling. The GAL model is based on a mixed Euler-Lagrangian approach, and can effectively reduce computational time as compared with existing Lagrangian-type models, without losing the advantage in Lagrangian models that they can properly simulate dynamical evolution of particles. The GAL-LES model has been applied to a particle plume, showing that the present model can simulate large-eddy motion observed typically in a jet and plume, and give good agreements with the existing experimental data.