

成層場における固液混相流LESモデルの開発

Large-eddy Simulation for Multi-phase Flow in a Stratified Field

中山恵介¹

Keisuke NAKAYAMA

¹正会員 工博 運輸省港湾技術研究所 海洋環境部環境評価研究室 (〒239-0826 神奈川県横須賀市長瀬3-1-1)

The purpose of this study is to perform large-eddy simulation for a solid-liquid multi-phase flow in a stratified field. The particular purpose of this model is to avoid extensive modification from the model by Tchen¹⁰⁾ for a force due to the fluid pressure gradient. In order to verify the model, the concentration of the particles was compared between the computational results and the theoretical solutions. As result of this study, it is seen that a turbulent Schmidt number of 0.42 is valid and that roll and boil occur by including the solid-phase into the simulation.

Key Words : multi-phase flow, stratified fluid, turbulent shumidt number, CIP method, large-eddy simulation

1. はじめに

土木において固液混相流は、土砂輸送、浮遊砂の移動等を検討する上で非常に重要な流れ場として考えられている。しかし、固相と液相とのインタラクション以外にも粒子同士による衝突等の問題があり、複雑な流れ場であると言える。さらに、浮遊砂などが安定成層したダム等に侵入してくるときには、成層の効果も考慮せねばならず、かなり難解なものとなる。

これまで、固液混相流の数値計算による解法は幾つか提案されており、大きく分けてラグランジュ型モデル、オイラー型モデルに分類される。ラグランジュ型モデルはその名の通り個々の粒子を追跡して行き固相を解くもので、実現象のようなスケールの大きな問題に対しては計算機容量上、現段階では再現計算不可能である。一方、オイラー型モデルは固相を連続体として扱うことにより実スケールでの計算も可能ではあるが、連続体として扱うがゆえの問題である衝突等のモデル化が問題としてあげられる。

そこで、以上の問題を解決するために、灘岡ら¹⁾によりGAL-LESというモデルが提案された。それは、固相に関する方程式を連続体として扱うのではなく、ラグランジュ的に記述されたものとして扱い、計算上は液相がLESモデルで表されていることを利用し、その

特徴である空間平均の考えを導入し粒子に関する方程式を解くというものである。しかし、このモデルでは、粒子に対する圧力の効果は流体の加速度で近似され、さらに、成層の効果は考慮されていない。

一方、成層場のLESモデルに関しては、Deadroff²⁾のLESモデルを基に中山ら^{3),4)}により提案されたものが存在する。このモデルは、大きなスケールの現象を扱う際に鉛直方向メッシュ内で流速が逆転した場合、LESモデルで扱う代表スケールを成層の程度を考慮して変化させることにより、過度なSGS乱流エネルギーが与えられないよう考慮している。さらにその中では、流速の逆転が生じていないときでも、Shumann⁵⁾により提案されたSecond-Order Closer(SOC)に基づいた浮力振動数による乱流プラントル数の変化も考慮されている。

そこで本研究では、液相に対して、上述の成層場のLESモデルに粒子の影響を考慮し、固相に対しては、灘岡らの計算する際に空間平均した方程式を解くという考え方を導入して、成層の効果を取り込んだ固液混相流LESモデルの開発を行うことを目的とする。

2. 成層場における固液混相流方程式

式(1)~式(5)に液相の連続式, 運動方程式, 温度, 塩水の伝導, 拡散方程式, 固相における運動方程式を示す. なお, 固相, 液相における運動方程式中で, 揚力に関する項, バセット項は省略した.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_{ri}}{\partial x_i} = 0 \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho u_{ri}}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_{ri} u_{rk}}{\partial x_k} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \delta_{i3} \rho g (\beta \theta_r - \beta_s \theta_{sr}) \\ - \sum_{l=1}^N n^l \rho \frac{\pi}{8} C_D^l D_p^{l2} |u_{ri} - u_{pri}^l| (u_{ri} - u_{pri}^l) \\ + \rho \nu \nabla^2 u_{ri} \end{array} \right. \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \theta_r}{\partial t} + u_{ri} \frac{\partial \theta_r}{\partial x_i} = \kappa \nabla^2 \theta_r \end{array} \right. \quad (3)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \theta_{sr}}{\partial t} + u_{ri} \frac{\partial \theta_{sr}}{\partial x_i} = \kappa_s \nabla^2 \theta_{sr} \end{array} \right. \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^l u_{pri}^l}{dt} &= \alpha \varepsilon^l \left(\frac{Du_{ri}}{Dt} - \frac{d^l u_{pri}^l}{dt} \right) - \delta_{i3} g (1 - \varepsilon^l) \\ &- \frac{1}{\rho_p^l} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{3C_D^l}{4D_p^l} \varepsilon^l |u_{ri} - u_{pri}^l| (u_{ri} - u_{pri}^l) \quad (5) \\ \frac{D}{Dt} &= \frac{\partial}{\partial t} + u_{ri} \frac{\partial}{\partial x_i} \quad \alpha = \frac{1}{2} \quad \varepsilon^l = \frac{\rho}{\rho_p^l} \end{aligned}$$

ここで, ρ : 液体の密度, $i, k=1 \sim 3: x, y, z$ 方向, u_{ri} : 流体の流速, p : 圧力, g : 重力加速度, θ_r : 温度, β : 温度に関する浮力換算係数, θ_{rs} : 化学ポテンシャルで記述されるかそれに近い挙動をするスカラー量(ここでは仮に塩水とする), β_s : 塩水に関する浮力換算係数, N : 混入されている異粒径の粒子の種類の総数, n^l : ある粒径の粒子の単位体積あたりの個数, C_D^l : ある粒径の粒子に対する抗力係数, D_p^l : 粒径, u_{pri}^l : 粒子の速度, ν : 動粘性係数, κ : 温度に対する拡散係数, κ_s : 塩水に対する拡散係数, ρ_p^l : ある粒径の粒子の密度である.

液体に対する運動方程式(2)では, 異なる粒径の粒子による影響を考慮するために, 粒径ごとの抗力を加算している. 式(3), 式(4)で示される伝導, 拡散方程式は, とりあえず温度と塩水の影響を考慮できるようにし, 塩水の熱換算比は小さいものとして無視している. 粒子に対する運動方程式(5)では, 付加質量の効果を考慮し, 圧力勾配による項はそのまま残している. 抗力に関する項は液相における方程式と同様の扱いをしている.

抗力係数に関しては, 以下のSchiller and

Maumann⁶⁾の実験式(6)を用い, 空隙率の変化による抗力係数の変化は参考文献⁷⁾に従い決定した.

$$C_D^l = \zeta \frac{24}{R_d^l} \left(1 + 0.15 R_d^{l0.687} \right) \quad (6)$$

$$R_d^l = \frac{D_p^l |u - u_p^l|}{\nu} \quad (7)$$

$$\zeta = \text{function} \left(1 - \sum_{l=1}^N n^l \frac{\pi}{6} D_p^{l3} \right) \quad (8)$$

ここで, ζ : 抗力の増加割合である.

ζ は厳密には同粒径における空隙率の関数として示されるものであるが, 本研究では多粒径におけるものに拡張した. 多粒径における増加割合に関しては今後の課題である.

ある粒径の粒子に対する運動方程式(5)は, 付加質量による項が第1項に加わっているため, 粒子の周りの液体の加速度を計算上記憶させておき計算を行う必要がある. そこで本研究では, 計算機容量の観点や, 簡便さの点から, この液体に対する加速度の項を, 式(2)から得られるものを用いて式(5)に代入することで消去することとする. 式(9)で示される粒子の占有率を導入することにより, 式(1), 式(2)はそれぞれ, 式(12), 式(13)へと変形させることができる. この式(13)を式(5)に代入することにより, 式(14)を得る. 式(11)は式(15), 式(18)で示される空間平均値である.

$$c_r^l = n^l \frac{\pi}{6} D_p^{l3}, \quad c_r = \sum_{l=1}^N c_r^l \quad (9), (10)$$

$$u_{si}^l = u_i - u_{pi}^l \quad (11)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial (1 - c_r)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \{ (1 - c_r) u_{ri} \} = 0 \end{array} \right. \quad (12)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{Du_{ri}}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \delta_{i3} \rho g (\beta \theta_r - \beta_s \theta_{sr}) \\ - \frac{1}{1 - c_r} \sum_{l=1}^N \frac{3C_D^l}{4D_p^l} c_r^l |u_{si}^l| (u_{ri} - u_{pri}^l) \\ + \rho \nu \nabla^2 u_{ri} \end{array} \right. \quad (13)$$

$$\begin{aligned} (1 + \alpha \varepsilon^l) \frac{d^l u_{pri}^l}{dt} &= -\varepsilon^l (1 + \alpha) \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \alpha \varepsilon^l \nu \nabla^2 u_{ri} \\ &- \frac{1}{(1 - c_r)} \sum_{l'=1}^N \alpha \varepsilon^{l'} \frac{3C_D^{l'}}{4D_p^{l'}} c_r^{l'} |u_{si}^{l'}| (u_{ri} - u_{pri}^{l'}) \\ &- \delta_{i3} g \{ 1 - \varepsilon^l - \alpha \varepsilon^l (\beta \theta_r - \beta_s \theta_{sr}) \} \\ &+ \frac{3C_D^l}{4D_p^l} \varepsilon^l |u_{si}^l| (u_{ri} - u_{pri}^l) \end{aligned} \quad (14)$$

これまで多くのモデルは、固相の圧力勾配による外力項を液相の加速度項で代表していたが、本論文では式(2)の液相の加速度を式(5)に代入することで、成層による圧力の変化まで考慮することが出来ている。

式(15)–式(20)で示されるメッシュ空間平均値とその変動量を導入し、式(21)で示される個々の粒子のSGS内での占有率に関するフラックスの合計が、液体による全体の粒子の占有率のフラックスと等しいとすることで、メッシュ空間平均された液体の連続式(22)、運動方程式(23)、温度、塩水の移流拡散方程式(24)、式(25)、粒子に対する保存の式(26)、運動方程式(27)を得ることができる。

$$u_{ri} = u_i + u'_i \quad (15)$$

$$c_r^l = c^l + c'^l \quad (16)$$

$$c_r = c + c' \quad (17)$$

$$u_{pi}^l = u_{pi}^l + u_i'^l \quad (18)$$

$$\theta_r = \theta + \theta' \quad (19)$$

$$\theta_{sr} = \theta_s + \theta'_s \quad (20)$$

$$\overline{c'u_i'} = \sum_{l=1}^N \overline{c'^l u_{pi}^l} \quad (21)$$

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial x_i} \{ (1-c)u_i \} + \sum_{l=1}^N \frac{\partial}{\partial x_i} \{ c'^l u_{pi}^l \} = 0 \right. \quad (22)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} &= -\frac{1}{1-c} \frac{\partial R_{ik}}{\partial x_k} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} \\ &+ \delta_{i3} g (\beta \theta - \beta_s \theta_s) + \nu \nabla^2 u_i \\ &- \frac{1}{1-c} \sum_{l=1}^N \frac{3C_D^l}{4D_p^l} c'^l |u_{si}^l| (u_i - u_{pi}^l) \end{aligned} \right. \quad (23)$$

$$\left\{ \frac{\partial \theta}{\partial t} + u_k \frac{\partial \theta}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(K_h \frac{\partial \theta}{\partial x_k} \right) + \kappa \nabla^2 \theta \right. \quad (24)$$

$$\left\{ \frac{\partial \theta_s}{\partial t} + u_k \frac{\partial \theta_s}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(K_h \frac{\partial \theta_s}{\partial x_k} \right) + \kappa \nabla^2 \theta_s \right. \quad (25)$$

$$\left\{ \frac{\partial c^l}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (c^l u_{pi}^l) = -\frac{\partial}{\partial x_i} \{ c'^l u_{pi}^l \} \right. \quad (26)$$

$$\left\{ \begin{aligned} (1 + \alpha \varepsilon^l) \frac{d^l u_{pi}^l}{dt} &= -\varepsilon^l (1 + \alpha) \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} \\ &- \frac{1}{(1-c)} \sum_{l'=1}^N \alpha \varepsilon^{l'} \frac{3C_D^{l'}}{4D_p^{l'}} c'^{l'} |u_{si}^{l'}| (u_i - u_{pi}^{l'}) \\ &- \delta_{i3} g \{ 1 - \varepsilon^l - \alpha \varepsilon^l (\beta \theta - \beta_s \theta_s) \} \\ &+ \frac{3C_D^l}{4D_p^l} \varepsilon^l |u_{si}^l| (u_i - u_{pi}^l) \\ &+ \alpha \varepsilon^l \nu \nabla^2 u_i \end{aligned} \right. \quad (27)$$

$$R_{ik} = (1-c) \overline{u_i' u_k'} \quad (28)$$

$$\overline{u_i' u_k'} = \delta_{i3} \frac{2}{3} E - K_m \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \quad (29)$$

$$\overline{u_i' \theta'} = K_h \frac{\partial \theta}{\partial x_i} \quad (30)$$

$$\overline{u_i' \theta_s'} = K_h \frac{\partial \theta_s}{\partial x_i} \quad (31)$$

$$K_m = C_m E^{1/2} \Delta \quad (32)$$

$$K_m = \text{Pr}_t K_h \quad (33)$$

ここで、'がない場合：空間平均値，'がある場合：空間平均値からの変動量である。式(22)は、式(21)の仮定を用いることにより時間微分の項を含まない形に変化されている。鉛直方向に関する乱流プラントル数は、参考文献⁵⁾により浮力振動数による影響を考慮して式(34)のように変化させる。

$$\text{Pr}_t = \frac{\text{Pr}}{1 + 0.3 (\Delta z)^2 N^2 / E} \quad (34)$$

$$N^2 = \frac{1}{g} \left(\beta \frac{\partial \theta}{\partial z} - \beta_s \frac{\partial \theta_s}{\partial z} \right) \quad (35)$$

ここで、 N ：浮力振動数である。

さらに、鉛直方向のメッシュ内で流速の逆転が生じているような場合には、参考文献³⁾により式(36)で示される代表スケールの評価を行う。

$$\Delta = \min \left\{ \Delta z, \frac{2a \text{Pr} \Delta u R_i^{-b}}{C_m E^{1/2}} \Delta z \right\} \quad (36)$$

$$a = 0.010 \quad (37)$$

$$b = 0.0 \quad (38)$$

$$R_i = \frac{(\alpha_\theta \Delta \theta + \alpha_s \Delta \theta_s) g H}{u^2} \quad (39)$$

ここで、 Δz ：メッシュの高さ、 Δu ：メッシュの上下端での流速差、 u_0 ：流速の大きな層での流速、 H ：流速の大きな層の厚さである。

LES定数に関しては、式(40)–式(42)で示されるLilly⁸⁾による慣性小領域におけるエネルギースペクトルからの推定値を用いることとする。

$$C_\varepsilon = 0.845 \quad (40)$$

$$C_m = 0.0856 \quad (41)$$

$$\text{Pr}_t = 0.420 \quad (42)$$

液相、固相における変動性分からSGSにおける乱流エネルギーが、式(43)–式(45)のように得られる。この際、抗力の評価は流速の差は、メッシュ空間平均さ

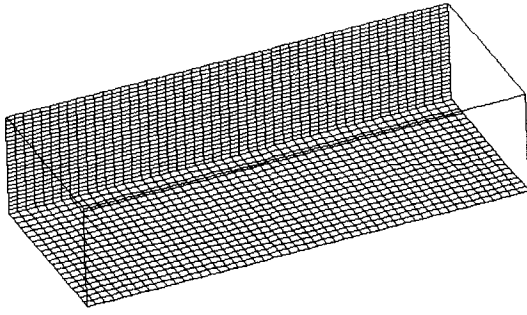


図-1 計算領域のメッシュの鳥瞰図

れたもので代表されるものとして扱った. こうすることにより, 方程式が非常に簡便なものとなった. 式(43)は液体のSGS乱流エネルギー, 式(44)は液体とある粒子との間のSGS乱流エネルギー, 式(45)はある粒子のSGS乱流エネルギーである. ある粒子による液体に溶け込んだスカラー量のフラックスは, 式(49), 式(50)のように, 液体によるフラックスと同値であると仮定した.

なお, 個々の粒子における拡散のモデルに関しては, 2. ラウス分布による検証において決定する.

$$\frac{\partial E}{\partial t} + u_k \frac{\partial E}{\partial x_k} + \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(K_h \frac{\partial E}{\partial x_k} \right) - \frac{1}{1-c} \sum_{i=1}^N \frac{3C'_D}{4D_p^i} c^i |u'_{si}| (2E - 2e^i) + \delta_{i3} g (\beta u'_{pi} \theta' - \beta_s \overline{u'_{pi} \theta'_s}) - C_\varepsilon E^{3/2} \Delta \quad (43)$$

$$\frac{d^i e^i}{dt} = \frac{1}{2(1-c)} \frac{3C'_D}{4D_p^i} c^i |u'_{si}| (2E_p^i - 2e^i) + \delta_{i3} \frac{g}{2} \left\{ \beta \overline{u'_{pi} \theta'} - \beta_s \overline{u'_{pi} \theta'_s} + \frac{\alpha \varepsilon^i}{1 + \alpha \varepsilon^i} (\beta \overline{u'_i \theta'} - \beta_s \overline{u'_i \theta'_s}) \right\} - \frac{1}{2} \frac{1}{(1 + \alpha \varepsilon^i)(1-c)} \sum_{l=1}^N \alpha \varepsilon^l \frac{3C'_D}{4D_p^l} c^l |u'_{sl}| (2E - 2e^l) + \frac{1}{2} \frac{3C'_D}{4D_p^i} \frac{\varepsilon^i}{1 + \alpha \varepsilon^i} |u'_{si}| (2E - 2e^i) \quad (44)$$

$$\frac{d^i E_p^i}{dt} = \delta_{i3} g \frac{\alpha \varepsilon^i}{1 + \alpha \varepsilon^i} (\beta \overline{u'_{pi} \theta'} - \beta_s \overline{u'_{pi} \theta'_s}) + \frac{3C'_D}{4D_p^i} \frac{\varepsilon^i}{1 + \alpha \varepsilon^i} |u'_{si}| (2e^i - 2E_p^i) \left(1 - \alpha \frac{c^i}{1-c} \right) \quad (45)$$

$$\overline{u'_i u'_i} = 2E \quad (46)$$

$$\overline{u'_{pi} u'_i} = 2e^i \quad (47)$$

$$\overline{u'_{pi} u'_{pi}} = 2E_p^i \quad (48)$$

$$\overline{u'_{pi} \theta'} = \overline{u'_i \theta'} \quad (49)$$

$$\overline{u'_{pi} \theta'_s} = \overline{u'_i \theta'_s} \quad (50)$$

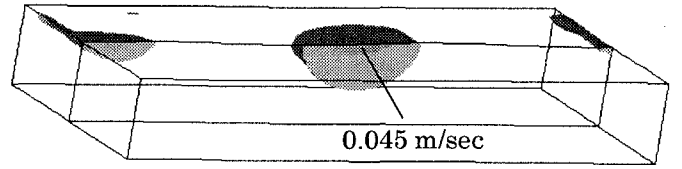


図-2(a) $t=20.0\text{sec}$ における鉛直流速 1.0cm/sec 以上の等値面
(手前半分の領域は描画の際, 除かれている)

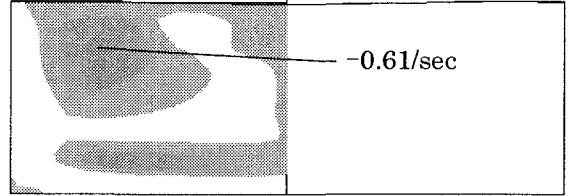


図-2(b) $t=20.0\text{sec}$ における渦度 0.1sec 以上のコンタ図
(流下方向水路中央における横断面図)

3. 粒子が存在しない場での流れ

まず, 図-1に示されるモデル計算領域を用いて, 粒子が存在しない場合における開水路での流れ場の再現を行った. 初期の計算領域は, $0.75\text{m} \times 0.3\text{m} \times 0.12\text{m}$ (メッシュ数 $50 \times 20 \times 24$)で, 運動学的条件を水面に用いることで, 自由水面での計算を可能とした. その際, メッシュの移動を考慮するため, Arbitrary Lagrangian Eulerian法(ALE法)を用いた. 主流方向には周期境界を用い, 側壁は固定壁とした. 流下方向の勾配は $1/400$ とし, 初期における流速分布は式(51)で示されるものを用い, 流量 19.5l/sec を与えた. 計算時間間隔は $1/1000\text{sec}$ とし, 水面および流速場の変化が周期的になる20000ステップ後を解析対象とした.

図-2(a)に, 鉛直流速の分布を3次的に等値面を

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_s} \right) \quad (51)$$

$$u_* = 0.08\text{m/sec}, z_s = 0.003\text{m} \quad (52)$$

用いて示す. 水面の振動(波の発生)に伴い, それに従い鉛直流速が分布していることがわかる. 図-2(b)には, 流下方向中央における横断面での渦度の分布を示す. 渦度の分布は, ほぼ流下方向に一樣であり, ロール状の渦が発生していることが分かる.

4. 浮遊砂濃度分布による検証

モデルの検証を行うために, 比較的小さい粒径の粒子を前述の計算条件に加えて, その浮遊砂濃度分布による検討を行った. 表-1に計算条件を示す. 全てのケースにおいて, 初期流速は同じ値を与え, 一樣に領域すべてに粒子を拡散させた場合には占有率が 0.1% と

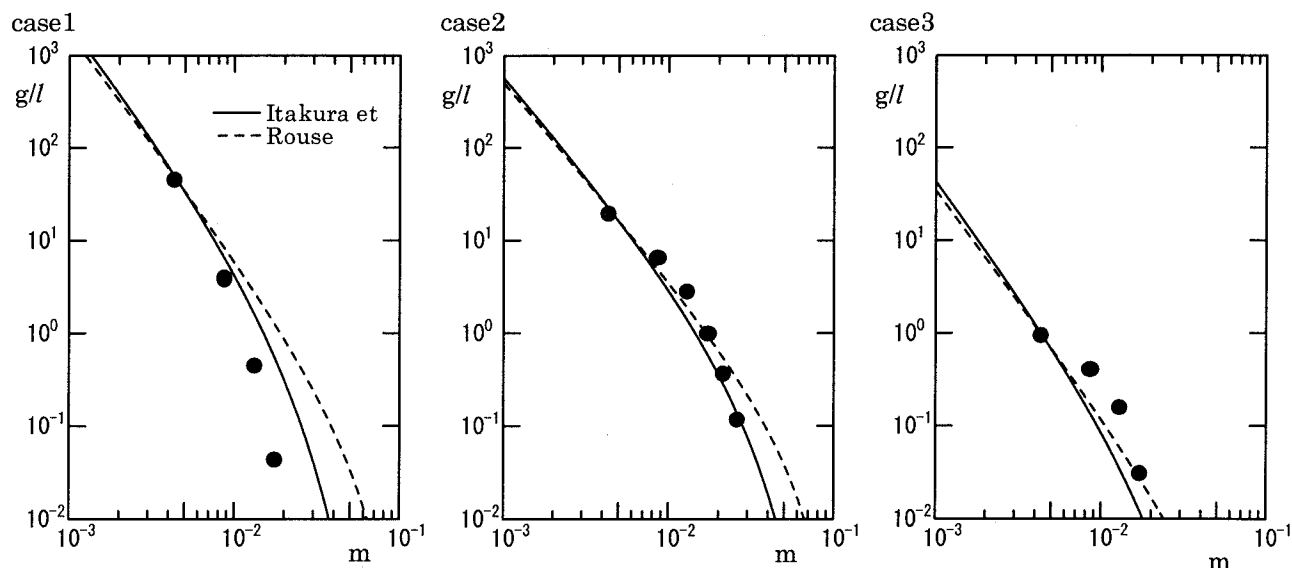


図-3 $t=20.0\text{sec}$ における粒子混入濃度の鉛直分布
(黒丸：計算結果，実線：板倉らによる理論式⁹⁾，破線：ラウスによる理論式⁹⁾)

表-1 計算条件

	初期流速	粒子の直径	P_r	粒子の拡散係数	S_c	固液の干渉
case1	式(51)	0.1 mm	0.42	式(54)	1.00	2way
case2	式(51)	0.1 mm	0.42	式(54)	0.42	2way
case3	式(51)	0.1 mm	0.42	式(54)	0.42	1way

なるようにした。なお，式(26)の右辺第1項に現れる粒子の拡散に関しては，乱流シュミット数を利用した式(53)–(54)を用いることとした。

case1, case2は乱流シュミット数の違いによる効果

$$\overline{u_{pi}^{tl} c^{tl}} = K_p \frac{\partial c^l}{\partial x_i} \quad (53)$$

$$K_m = Sc_t K_p \quad (54)$$

を調べるためのもので，それぞれ1.0, 0.42を与えている。1.0はrouseにより提案された浮遊砂の乱流シュミット数であり，0.42はLESモデルにおけるスカラー量の乱流シュミット数である。ただし，rouseによる乱流シュミット数は，流速分布が粒子の影響を受けず，流れが定常状態に達した場で決定されたものである。

case3では，乱流プラントル数，乱流シュミット数がcase2と同じであるが，粒子が流れ場に及ぼす影響を見るために，粒子による流れ場へ影響を及ぼす全ての式が消去されている。

図-3に，それぞれのケースにおける，流下方向0.075m，壁面から0.060mにおける浮遊砂濃度の鉛直分布の計算結果を示す。図中の破線はラウスによる濃度分布の理論式，実線は板倉らによる濃度分布の理論式を示している。全体の傾向として，板倉による濃度の分布はラウスによるものよりも拡散の程度が小さいことが分かる。これは，板倉によるものが粒子の流れへの影響を考慮したものであることから，粒子の混入により拡散の程度が弱まることを意味する。本研究で

の計算結果との比較では，粒子の混入による流れへの影響を考慮した板倉式による値を，より実現象を再現する値として用いることとする。

計算結果とそれぞれの理論値と比較を行うと，case1は計算結果が全体的に小さく，case3は全体的に大きく得られている。case2は理論値に非常によく一致しており，特に板倉式に非常によく一致していることが分かる。case1は乱流シュミット数をcase2より大きく与えたため，粒子の拡散が小さく全体として小さな値が得られたものと思われる。一方，case3はcase2と同じ乱流シュミット数が与えられているが，粒子の流れ場への影響を考慮していないため，例えば，式(43)の右辺第2項で示される粒子の影響による流れ場のSGS乱流エネルギーの減少が無視され，より大きな渦拡散係数を与えてしまい，全体として拡散が大きく現れたものと思われる。

5. 液相における流れ場について

粒子が混入しない場合との比較を行うために，図-4(a)–(c)に図-2(a)と同様な表示を用いた鉛直流速の計算結果を示す。case1, case2を比較すると，粒子の拡散の程度が大きい(図-3で粒子の濃度勾配が小さい場合)ほど鉛直流速が大きくなっていることが分かる。case3は粒子が流れに影響を及ぼしていないことから，粒子が混入しない流れとほぼ同等な鉛直分布となっている。

図-5(a)–(c)には，同時刻における各ケースの流下

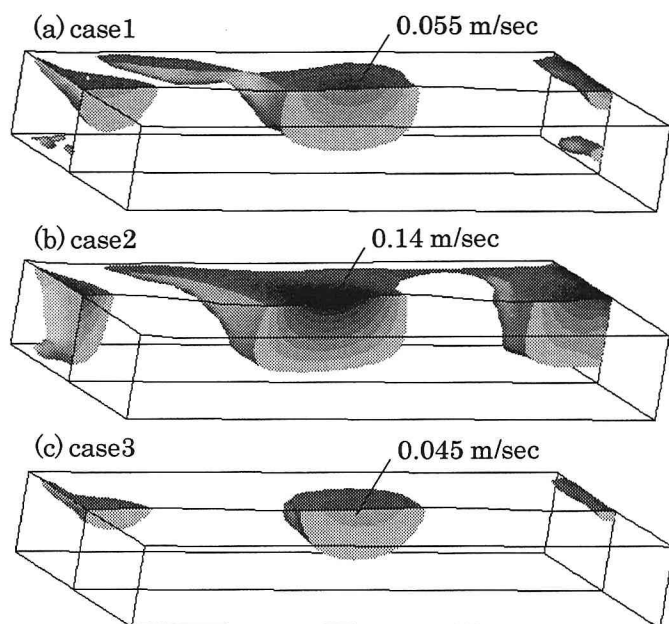


図-4 $t=20.0\text{sec}$ における鉛直流速 1.0cm/sec 以上の等値面
(手前半分の領域は描画の際、除かれている)

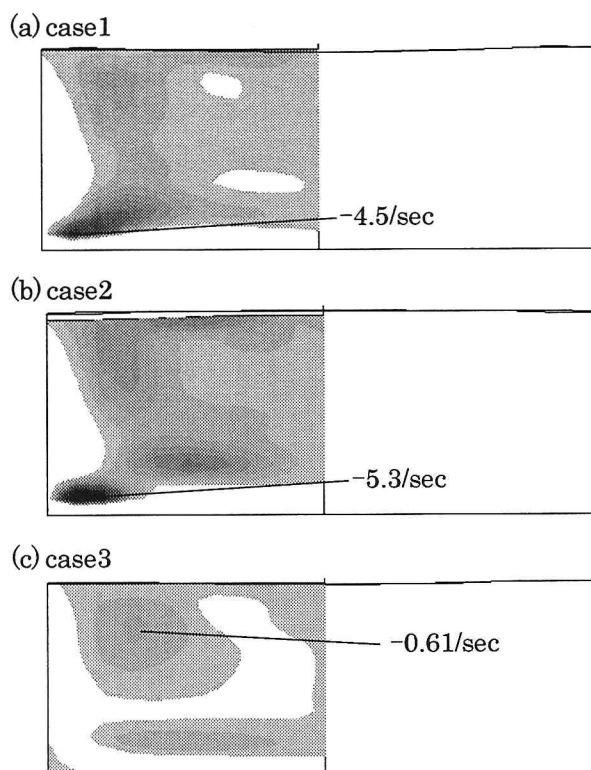


図-5 $t=20.0\text{sec}$ における渦度 $0.1/\text{sec}$ 以上のコンタ図
(流下方向水路中央における横断面図)

方向水路中央における液相の左半分横断面内の渦度 $-0.01/\text{sec}$ 以下のコンタを示す。この図からも、case3は粒子の影響をまったく受けておらず、図-2(b)と同じ結果であることがわかる。case1, case2は、河床横断方向中央から拡散により上方に運ばれた粒子が、壁面の影響により落下し、大きな渦度を図左下で形成していることが分かる。その影響は乱流シュミット数が小さなcase2で顕著であり、水深規模の大きな渦の発生が見られる。図-4(a) (b)において鉛直流速の大きさに差が出たのは、以上の拡散によるロール渦の強弱に関係していたものと思われ、ロール渦がもっとも大きく形成されたcase2において鉛直流速が水面振動と共鳴し、より大きな鉛直流速の域を形成したものと思われる。これは粒子の混入による影響が、河川において発生するボイルの発生に大きな役割を果たしていることを示すものであると思われる。ただし、本論文での水面変動は、水路長の影響を大きく受けていることが考えられ、今後、より長領域での再現計算を試み、検討を加える必要があると思われる。

6. まとめ

- (1) 成層場における固液混相流LESモデルを成層による安定度、粒子の混入によるSGS乱流エネルギーの変化を考慮して導いた。
- (2) モデルの検証を粒子の濃度分布を用いて行い、良好な結果を得ることができた。

本論文では成層の効果を考慮した方程式を導出したが、検証は非成層場で行っており、今後、成層場への適用を行

い、その妥当性について検討してゆきたい。

参考文献

- (1) 灘岡和夫, 二瓶泰雄, 八木宏: 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, pp.61-73, 1996.
- (2) Deardorff, J.: The development of boundary-layer turbulence models for use in studying the severe storm environment, Proc. SESAME Meeting, Boulder, NOAA-ERL, pp. 251-264, 1975.
- (3) 中山恵介, 佐藤圭洋: LESモデルを用いた温度成層場の数値計算, 土木学会北海道支部第55号, pp.78-81, 1999.
- (4) 中山恵介, 佐藤圭洋: LESモデルによる水平面上張り出しブルームの解析, 土木学会論文集, No.628, pp.97-114, 1999.
- (5) Schumann, U.: Subgrid length-scales for large-eddy simulation of stratified turbulence, Theoret. Comput. Fluid Dynamics, Vol.2, pp.279-290, 1991.
- (6) 辻裕: 空気輸送の基礎, 養賢堂, 1984.
- (7) 梅景俊彦, 梶本幸司, 湯晋一: 粒子群を形成する粒径粒子に作用する流体抗力の測定, 混相流シンポジウム, 1996.
- (8) Lilly, D.K., D.E., Waco and S.I., Adelfang: The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments, Proc. IBM Sci. Comput. Symp. on Environmental Science, pp.195-210, 1967.
- (9) 土木学会編: 新体系土木工学23, 技報堂出版, 1994.
- (10) 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.

(1999.9.30受付)