

# 水平面上における保存性・非保存性サーマルの 数値シミュレーション

## NUMERICAL SIMULATIONS OF CONSERVATIVE AND NON-CONSERVATIVE THERMAL ON HORIZONTAL BED

秋山 壽一郎<sup>1</sup>・重枝 未玲<sup>2</sup>・山崎 勉<sup>3</sup>・野中 雅之<sup>3</sup>

Juichiro AKIYAMA, Mirei SHIGE-EDA, Tsutomu YAMASAKI and Masayuki NONAKA

<sup>1</sup>正会員 Ph.D. 九州工業大学教授 工学部建設社会工学科 (〒 804-8550 北九州市戸畑区仙水町 1-1)

<sup>2</sup>学生会員 修士 (工) 九州工業大学大学院 工学研究科博士後期課程 日本学術振興会特別研究員 (同上)

<sup>3</sup>学生会員 九州工業大学大学院 工学研究科博士前期課程 (同上)

Numerical simulations of 2D conservative and non-conservative thermal on horizontal bed are performed. The thermal consists of either a saline or mixture of nearly uniform sized particles water. The numerical model is constructed with Simplified Marker and Cell (SMAC) method and Monotone Upstream-centered Schemes for Conservation Laws (MUSCL) technique. The simulated results are compared with experimental data of maximum height, propagation speed, buoyancy and densimetric Froude number at the front of the thermal. The numerical model shows promising results for simulation of conservative thermal on horizontal bed.

**Key Words :** conservative/non-conservative thermal, numerical model, SMAC method, MUSCL method

### 1. はじめに

密度流は、河川等からダム貯水池あるいは海洋へ流入する濁水、沿岸域における土砂直投工事による濁り、雪崩や油の広がりなど、自然界で頻繁に発生し、水質汚濁等の環境問題や自然災害問題等に密接に関連した流動現象である。このため、水工水理学をはじめとして様々な分野で活発に研究がなされている<sup>1),2),3)</sup>。

水平面あるいは密度界面に沿って流動する密度流は浮力、慣性力および粘性力との微妙なバランスの上に成り立つ流動現象であり、その形態は、浮力発生の要因となる物質が塩水などの保存性物質と沈降性濁質粒子などの非保存性物質で、また、流入状態が連続的な場合と瞬間的な場合で大きく分類される。流入状態が連続的な場合はブルーム、瞬間的な場合はサーマルと呼ばれる。従来、それらの挙動予測の多くは、経験的あるいはモデル化された理論解析で行われてきた<sup>4),5),6),7)</sup>。しかし、緩斜面上の傾斜サーマルや水平面上のサーマルについては、エネルギー損失を無視した簡単な理論解析に基づき内部フルード数が流下方向に一定値を取ることがわかっているものの、保存性サーマルであっても流下に際して初期総有効重力が保存されないため

に、移動速度や層厚などの主要な流動特性量が流下とともにどのような挙動を示すのかについては明らかになっていない。

最近では数値解析技術の向上に伴い、様々な密度流について数値解析による予測が試みられている。 $k-\epsilon$  乱流モデルを表層、中層および下層密度流に適用した道奥ら<sup>8)</sup>の研究、Quick スキームを用いた数値モデルを交換密度流に適用した細田ら<sup>9)</sup>の研究、CIP スキームを用いた LES 乱流モデルを水平面上のブルームに適用した中山・佐藤<sup>10)</sup>の研究、中層密度流に適用した赤堀・清水<sup>11)</sup>の研究はその一例である。このように様々な密度流の数値解析が行われているが、水平面上や傾斜面上のサーマルについて数値予測を試みた研究としては、 $k-\epsilon$  乱流モデルを傾斜面上における保存性サーマルに適用した衛藤・福嶋<sup>12)</sup>の研究があるものの、その数は極めて少ない。また、著者らの知る限り、定量的に現象を再現することに成功した研究は見当たらない。これは、水平面や傾斜面上のサーマルが、乱れの無い静的な状態から形成されることに加え、前述したように、浮力と慣性力の微妙なバランスの上に成り立つ乱流現象であるためだと考えられる。

本研究は、以上のような背景を踏まえ、MUSCL 法

<sup>13)</sup>と SMAC 法<sup>14)</sup>を用い、水平面上における保存性および非保存性サーマルの挙動の再現を数値シミュレーションにより試みたものである。数値モデルの検証は、既存の水平面上の保存性および非保存性サーマルの実験結果<sup>15)</sup>に基づき行った。

## 2. 基礎方程式

基礎方程式である連続の式、ブシネスク近似を施した運動方程式および相対密度差の移流拡散方程式は次式で表される。また、固体粒子を用いた非保存性サーマルの数値シミュレーションでは、固体粒子の粒径および沈降速度が小さく粒子の速度と流体の鉛直速度は沈降速度だけ異ると仮定し、一流体モデルとして取り扱う。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial uu}{\partial x} + \frac{\partial vu}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial vv}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - \epsilon g \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial u\epsilon}{\partial x} + \frac{\partial (v + V_s)\epsilon}{\partial y} = D_m \left( \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial y^2} \right) \quad (3)$$

ここに、 $t$  は時間、 $x, y$  はそれぞれ流下、鉛直方向、 $u, v$  はそれぞれ  $x, y$  方向の流速、 $p$  は圧力、 $\epsilon$  は相対密度差 ( $=(\rho - \rho_a)/\rho_a$ )、 $\rho$  は流入水密度、 $\rho_a$  は周囲水密度、 $\nu$  は水の動粘性係数、 $D_m$  は物質拡散係数 ( $=\nu/S_{ct}$ )、 $S_{ct}$  はシュミット数である。また、式 (3) 中の  $V_s$  は粒子の沈降速度で Rubey の式より求める。

## 3. 計算手法

### (1) SMAC 法 (Simplified MAC 法)<sup>14)</sup>

基礎方程式の離散化は SMAC (Simplified MAC method) 法に基づき行う。以下に本計算のアルゴリズムを示す。

1. 時間  $t$  の流速、圧力および相対密度差を用いて、運動方程式から速度の予測子を計算する。同時に相対密度差の移流拡散方程式から新しい時間ステップの相対密度差を計算する。
2. 圧力の時間変化に対応したスカラーポテンシャル  $\phi$  のポアソン方程式を解き、速度の予測子および圧力を修正し、新しい時間ステップの速度および圧力を求める。

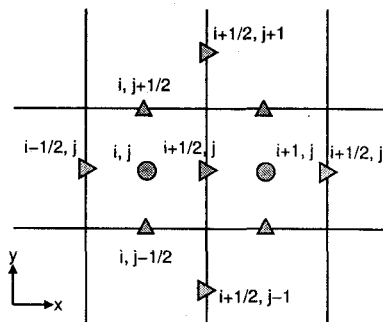


図-1 スタガード格子

### a) 流速の予測子および相対密度差の計算

時間積分に 2 次精度の Adams-Bashforth 法を用いると、流速の予測子および相対密度差は次式で表される。

$$\begin{aligned} U^p &= U^n + \Delta t \left( -\frac{1}{\rho_0} \nabla p^n + \frac{3(A^n + B^n) - (A^{n-1} + B^{n-1})}{2} + S^n \right) \\ \epsilon^{n+1} &= \epsilon^n + \Delta t \frac{3(\epsilon_{add}^n + \epsilon_{diff}^n) - (\epsilon_{add}^{n-1} + \epsilon_{diff}^{n-1})}{2} \end{aligned} \quad (4)$$

ここに、 $U = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}$ ,  $A = \begin{pmatrix} -\left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y}\right) \\ -\left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y}\right) \end{pmatrix}$ ,  $B = \begin{pmatrix} \nu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ \nu \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \end{pmatrix}$ ,  $S = \begin{pmatrix} 0 \\ -\epsilon g \end{pmatrix}$ ,  $\epsilon_{add} = -\left(u \frac{\partial \epsilon}{\partial x} + v \frac{\partial \epsilon}{\partial y}\right)$ ,  $\epsilon_{diff} = D_m \left( \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial y^2} \right)$ ,  $\Delta t$  は時間の刻幅、 $n$  は時間に関する添字である。

### b) 流速および圧力の修正子の計算

流速および圧力の修正子は次式で表される。

$$\begin{aligned} U^{n+1} &= U^p - \frac{\Delta t}{\rho_0} \nabla \phi \\ p^{n+1} &= p^n + \phi \end{aligned} \quad (5)$$

ここで、 $\phi$  は圧力の時間変化に対応するスカラーポテンシャルで、次式のポアソン方程式から求められる。

$$\nabla^2 \phi = \frac{1}{\Delta t} \nabla \cdot U^p \quad (6)$$

式 (6) は SOR 法によって解かれる。その際の収束判定は、 $\|\phi^{m+1} - \phi^m\| / \|\phi^{m+1}\| < 1.0 \times 10^{-3}$  とした。ここで、 $m$  は反復回数、 $\|\phi\| = (1/N \cdot \sum_{l=1}^N \phi_l^2)^{1/2}$ 、 $l$  は計算格子に対する添字、 $N$  は全計算格子数である。

### (2) 空間積分

移流項は MUSCL 法<sup>13)</sup>で、圧力項、粘性項および連続の式は中心差分で離散化する。図-1 に示すスタガード格子を用いると、移流項、圧力項、粘性項および連続の式はそれぞれ次式で離散化される。

移流項：

$$\begin{aligned} [(uf)_x]_{i+1/2,j} &= \frac{-[uf]_{i,j} + [uf]_{i+1,j}}{\Delta x} \\ [uf]_{i,j} &= u_{i,j} \frac{f_{L,i,j} + f_{R,i,j}}{2} - |u_{i,j}| \frac{-f_{L,i,j} + f_{R,i,j}}{2} \\ u_{i,j} &= \frac{u_{i-1/2,j} + u_{i+1/2,j}}{2} \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} [(vf)_y]_{i+1/2,j} &= \frac{-[vf]_{i+1/2,j-1/2} + [vf]_{i+1/2,j+1/2}}{\Delta y} \\ [vf]_{i+1/2,j-1/2} &= \\ v_{i+1/2,j-1/2} \frac{f_{L,i+1/2,j-1/2} + f_{R,i+1/2,j-1/2}}{2} - \\ |v_{i+1/2,j-1/2}| \frac{-f_{L,i+1/2,j-1/2} + f_{R,i+1/2,j-1/2}}{2} \\ v_{i+1/2,j-1/2} &= \frac{v_{i/2,j-1/2} + v_{i+1,j-1/2}}{2} \end{aligned} \quad (8)$$

ここで、 $f_{L,i,j}$ ,  $f_{R,i,j}$ ,  $f_{L,i+1/2,j-1/2}$ ,  $f_{R,i+1/2,j-1/2}$  は MUSCL 法により内挿された  $f$  で、それぞれ次式で表される。

$$\begin{aligned} f_{L,i,j} &= f_{i-1/2,j} + \\ &\quad \frac{1}{4} \left[ (1-\kappa) \overline{\Delta x^-}_{i-1/2,j} + (1+\kappa) \overline{\Delta x^+}_{i-1/2,j} \right] \\ f_{R,i,j} &= f_{i+1/2,j} - \\ &\quad \frac{1}{4} \left[ (1-\kappa) \overline{\Delta x^+}_{i+1/2,j} + (1+\kappa) \overline{\Delta x^-}_{i+1/2,j} \right] \\ f_{L,i+1/2,j-1/2} &= f_{i+1/2,j-1} + \\ &\quad \frac{1}{4} \left[ (1-\kappa) \overline{\Delta y^-}_{i+1/2,j-1} + (1+\kappa) \overline{\Delta y^+}_{i+1/2,j-1} \right] \\ f_{R,i+1/2,j-1/2} &= f_{i+1/2,j} - \\ &\quad \frac{1}{4} \left[ (1-\kappa) \overline{\Delta y^+}_{i+1/2,j} + (1+\kappa) \overline{\Delta y^-}_{i+1/2,j} \right] \end{aligned} \quad (9)$$

また、 $\overline{\Delta x^+}$ ,  $\overline{\Delta x^-}$  はそれぞれ次式で表される。

$$\begin{aligned} \overline{\Delta x^-}_{i-1/2,j} &= \min\text{mod}(\Delta x^+_{i-1/2,j}, b\Delta x^-_{i-1/2,j}) \\ \overline{\Delta x^+}_{i-1/2,j} &= \min\text{mod}(\Delta x^-_{i+1/2,j}, b\Delta x^+_{i+1/2,j}) \\ \overline{\Delta y^-}_{i+1/2,j-1/2} &= \min\text{mod}(\Delta y^+_{i+1/2,j-1/2}, b\Delta y^-_{i+1/2,j-1/2}) \\ \overline{\Delta y^+}_{i+1/2,j-1/2} &= \min\text{mod}(\Delta y^-_{i+1/2,j}, b\Delta y^+_{i+1/2,j}) \end{aligned} \quad (10)$$

ここで、 $\Delta x^-_{i-1/2,j} = f_{i-1/2,j} - f_{i-3/2,j}$ ,  $\Delta x^+_{i-1/2,j} = f_{i+1/2,j} - f_{i-1/2,j}$ ,  $\Delta y^-_{i+1/2,j-1/2} = f_{i+1/2,j-1} - f_{i+1/2,j-2}$ ,  $\Delta y^+_{i+1/2,j-1/2} = f_{i+1/2,j} - f_{i-1/2,j-1}$ ,  $\min\text{mod}(x,y) = x(|x| < |y|, x \times y > 0), y(|x| > |y|, x \times y > 0), 0(x \times y < 0)$ ,  $b = \frac{3-\kappa}{1-\kappa}$ ,  $\kappa$  はモデル乗数 (ここでは  $\kappa=0.5$  としている) である。

圧力項：

$$\left[ -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} \right]_{i+1/2,j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{-p_{i,j} + p_{i+1,j}}{\Delta x} \quad (11)$$

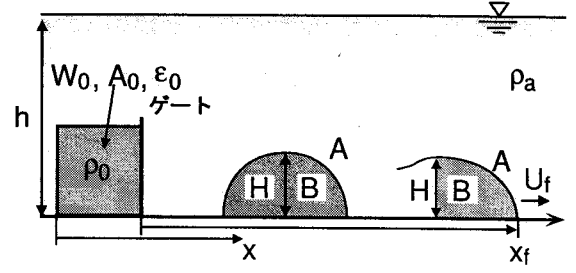


図-2 水平面上のサーマルと特性量

表-1 実験条件

| Case | $h$ | $A_0$ (m × m) | $\epsilon_0$ | $W_0$ (m <sup>3</sup> /s <sup>2</sup> ) |
|------|-----|---------------|--------------|-----------------------------------------|
| GS   | 0.9 | 0.3 × 0.3     | 0.0110       | 0.00970                                 |
| GP   | 0.5 | 0.2 × 0.2     | 0.0125       | 0.00490                                 |

粘性項：

$$\begin{aligned} \left[ \nu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \right]_{i+1/2,j} &= \\ \nu \left( \frac{u_{i-1/2,j} - 2u_{i+1/2,j} + u_{i+3/2,j}}{\Delta x^2} + \right. \\ &\quad \left. \frac{u_{i+1/2,j-1} - 2u_{i+1/2,j} + u_{i+1/2,j+1}}{\Delta y^2} \right) \end{aligned}$$

連続の式：

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{-u_{i-1/2,j} + u_{i+1/2,j}}{\Delta x} + \frac{-v_{i,j-1/2} + v_{i,j+1/2}}{\Delta y} \quad (12)$$

ここに、 $\Delta x$ ,  $\Delta y$  はそれぞれ  $x$ ,  $y$  方向の刻幅である。

### (3) 境界条件

側壁、底面および水表面での境界条件はそれぞれ次のように与える。

側壁と底面：

$$u = v = 0 \text{ (non-slip 条件)}, \quad \partial\phi/\partial n = 0, \quad \partial\epsilon/\partial n = 0$$

水表面：

$$\partial u/\partial y = 0, \quad v = 0 \text{ (slip 条件)}, \quad \phi = 0, \quad \partial\epsilon/\partial n = 0$$

ここで  $n$  は、水表面、側壁および底面に垂直な方向を表す。

## 4. 実験

実験装置は長さ 7.5m, 幅 0.1m, 高さ 1.22m の前面アクリル製の水槽であり、水槽には淡水 (密度  $\rho_a$ ) が満たされている。初期単位幅体積  $A_0$  および初期総有効重力  $W_0 (= \epsilon_0 g A_0)$  の塩水あるいは粒子と水を混合した濁水を満たした流入装置を図-2 に示すように底面に設置し、流入装置前面の仕切りゲートを瞬間的に開放することでサーマルを発生させた。ここに、 $\epsilon_0$  は  $(\rho_0 - \rho_a)/\rho_a$  で定義される初期相対密度差、 $g$  は重力加速度である。

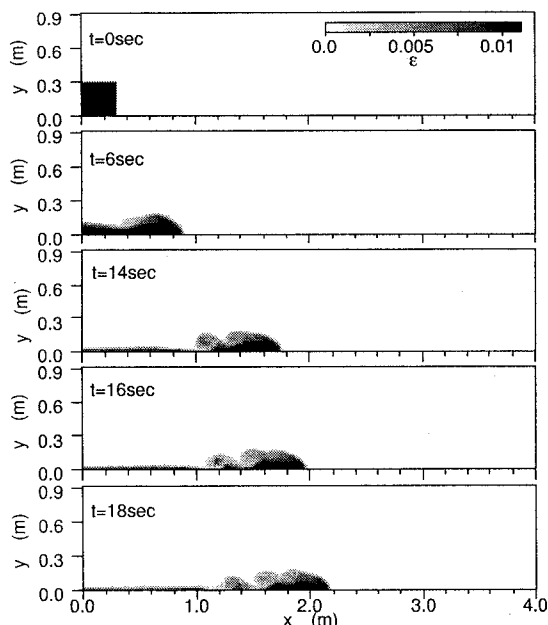
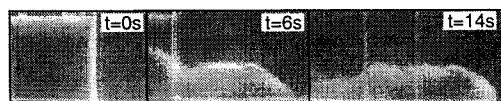


図-3 各時間における流況写真と相対密度差コンター図 (Case GS)。

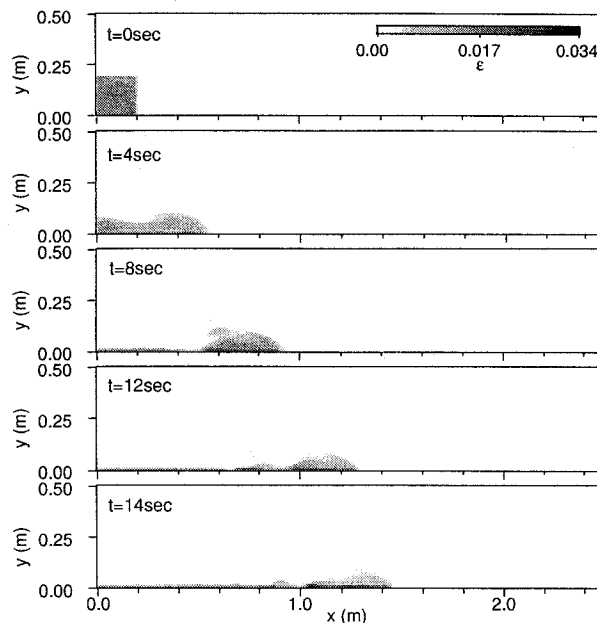
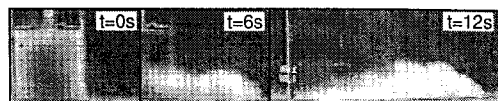


図-4 各時間における流況写真と相対密度差コンター図 (Case GP)

濁水に用いた粒子は、中央粒径  $d=0.044\text{mm}$ 、水中比重  $s=1.47$  のガラスビーズである。表-1 に実験条件を示す。なお、表中の Case 番号において、GS は塩水を、GP は粒子を用いた実験であることを表している。

サーマルのフロント部の挙動については、CCD カメラで撮影した画像解析から、そのフロント位置  $x_f$ 、フロント層厚  $H$  およびフロント面積  $A$  を求めた。これらの特性量の定義は図-2 に示す通りである。サーマル本体の平均有効重力  $B$  は、塩水では、サーマル本体の通過と同時に仕切りゲートを瞬間的に降ろすことで後方の残留塩水をサーマル本体から分離した後回収し、残留塩水の塩分濃度と体積を計測することで求めた。濁水では、濁水塊の前後をゲートで仕切った後、沈降した粒子を丁寧に採集し、その乾燥重量を求めることで求めた。いずれの実験も同一条件下で 3 回以上行い、実験データの信頼性を高めた。

## 5. モデルの検証

いずれの Case においても動粘性係数  $\nu = 1.0 \times 10^{-6} (\text{m}^2/\text{s})$ 、シュミット数  $S_{ct}=0.5$  とし計算を行った。計算に用いた格子幅には、Case GS では  $\Delta x = \Delta y = 0.02\text{m}$ 、Case GP では  $\Delta x = 0.02\text{m}$ 、 $\Delta y = 0.01\text{m}$  である。計算領域の上下流端 ( $x=0\text{m}$ ,  $x=7.5\text{m}$ ) には側壁の境界条件を与えた。いずれの計算においても計算領域全体の

初期総有効重力はほぼ保存されており、そのエラーは全計算を通じて  $1.0 \times 10^{-6}\%$  以下であった。

図-3 および 4 は、実験で得られた流況写真と数値シミュレーションで得られた相対密度差のコンター図を示したものである。Case GS の結果 (図-3) に着目すると、流入装置から瞬間的に放出された塩水塊が、フロントを形成し流下することが確認できる。また、周囲水の連行に伴い、フロント内部の相対密度が減少することもわかる。さらに、フロントの前進に伴い有効重力が後続部に次々と取り残される様子や  $t=16$  秒から  $t=18$  秒の間で後続部とフロント部がはじめて完全に分離される様子等が確認できる。

Case GP の結果 (図-4) では、Case GS と同様にフロントを形成しながら流下し、周囲水の連行に伴い、フロント内部の相対密度が減少することが確認できる。また、有効重力が次々と後続部に残される様子も確認できる。さらに、粒子が沈降することで底面付近の相対密度差が大きくなる様子も認められる。例えば、 $t=20\text{sec}$  では底面付近の相対密度差  $\epsilon$  は  $\epsilon_0$  の約 3 倍であった。

図-5 は、初期条件 ( $A_0$ ,  $W_0$ ) で無次元化されたフロント移動速度  $U_f$ 、フロント平均有効重力  $B$ 、フロント層厚  $H$  および内部フルード数  $F_i = U_f / \sqrt{BH}$  とフロント位置  $x_f / \sqrt{A_0}$  との関係、図-6 は内部フルード数  $F_i = U_f / \sqrt{BH}$  と相対層厚  $H/h$  (フロント層厚  $H$  / 周囲水深  $h$ ) との関係について、計算結果と実験値との比

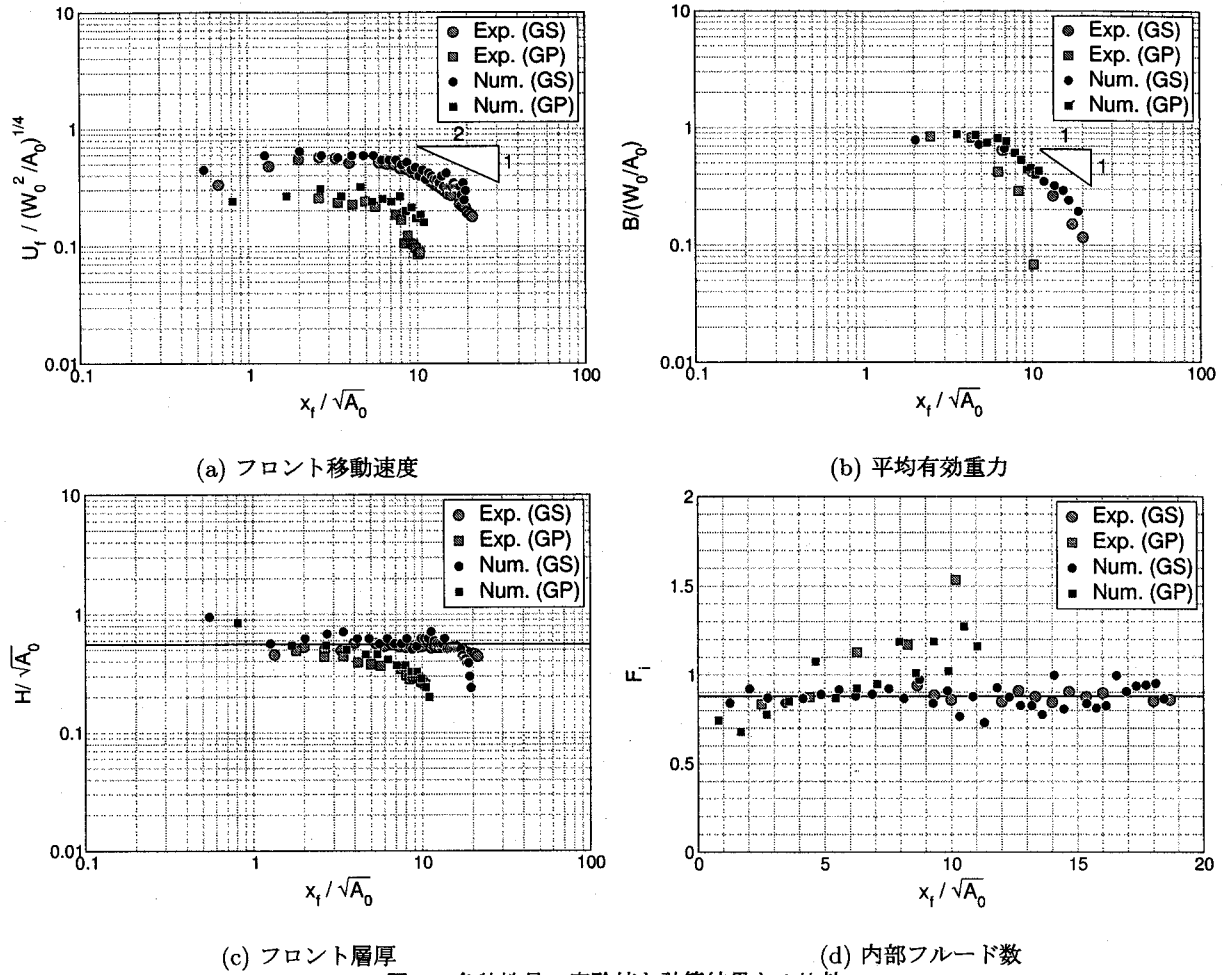


図-5 各特性量の実験値と計算結果との比較

較を行ったものである。なお、図-6 の内部フルード数  $F_i$  と相対層厚  $H/h$  については、Huppert & Simpson<sup>2)</sup> による水平面上の保存性プルームに関する経験式 (13) も同時にプロットされている。

$$F_i = \begin{cases} 1.19 & \text{for } H/h \leq 0.075 \\ 0.5(H/h)^{-1/3} & \text{for } H/h = 0.075 \sim 1 \end{cases} \quad (13)$$

計算結果では、相対密度差  $\epsilon=0.003$  をもって、フロントの境界を定義した。フロント移動速度  $U_f$  は、フロント位置  $x_f$  を時間で微分することで、フロント平均有効重力  $B$  は、フロント内部の相対密度差を積分し、それを  $A$  で除することで求めた。

はじめに、塩水を用いた保存性サーマルである Case GS について考察する。フロント移動速度  $U_f$  およびフロント平均有効重力  $B$  は、計算結果および実験値のいずれも  $x_f/\sqrt{A_0} \leq 6$  まではほぼ一定値を取り、 $x_f/\sqrt{A_0} > 6$  で  $U_f$  は  $x_f/\sqrt{A_0}$  の  $-1/2$  乗で、 $B$  は  $x_f/\sqrt{A_0}$  の  $-1$  乗で減少する傾向が認められる (図-5 (a), (b))。フロント層厚  $H$  は、計算結果および実験値のいずれも  $x_f/\sqrt{A_0}$  にかかわらず、図中の実線で示すようにほぼ一定となる (図-5 (c))。

エネルギー損失を無視した簡単な理論解析より、水平面上のサーマルの  $F_i$  は流下方向に一定値を取る。計算結果および実験値のいずれにおいても、 $x_f/\sqrt{A_0}=1.26 \sim 18.7$  の範囲で  $F_i$  は、流下とともに増減を繰り返す、平均的には図中の直線で示すようにほぼ一定値 (約 0.88) を取る (図-5 (d))。また、式 (13) にもほぼ従う (図-6)。  $x_f/\sqrt{A_0} \approx 6$  を境に特性量に変化するにもかかわらず、 $F_i$  が平均的に一定となるのは、 $x_f/\sqrt{A_0} \leq 6$  で  $U_f$ 、 $B$  および  $H$  が一定、 $x_f/\sqrt{A_0} > 6$  では  $U_f$  は  $x_f/A_0$  の  $-1/2$  乗、 $B$  は  $x_f/A_0$  の  $-1$  乗および  $H$  は一定となる傾向があるためだと考えられる (図-5 (a), (b), (c))。

$B$  と  $U_f$  の特性が  $x_f/\sqrt{A_0} \approx 6$  で変化する要因を考察する。秋山ら<sup>15)</sup> は流動特性が変化する理由を、ゲート開放直後の水平サーマルではフロント内部の循環運動が活発なため、そこでの総有効重力が保存されるが、フロントの前進に伴い循環運動の勢いが弱まり、浮力の取り込みが小さくなるためであると推察している。そこで、図-5(b) において、平均浮力  $B$  が減少をはじめる  $x_f/\sqrt{A_0} \approx 6$  ( $x$  では 2.1m) 付近での等相対密度図 ( $t=16$  秒  $\sim 18$  秒) (図-3) に着目すると、その付近で後続部とフロント部がはじめて完全に分離されることが確認で

きる。水平面上のサーマルの流動特性は、流下に伴う初期総有効重力の減少に強く規定されており、本数値モデルはこのような現象も良好に再現している。

次に、固体粒子を用いた非保存性サーマルである Case GP について考察する。フロント移動速度  $U_f$  については、計算結果および実験値のいずれも  $x_f/\sqrt{A_0} \approx 6$  を境に減少をはじめている。しかし、計算結果は、実験結果に認められるような  $x_f/\sqrt{A_0} \approx 8$  での急激な減少を再現していない (図-5(a))。フロント平均有効重力  $B$  についても同様な傾向が認められる (図-5(b))。フロント層厚  $H$  については、計算結果および実験値のいずれもフロントの進行に伴い緩やかに減少している (図-5(c))。  $F_i$  については、計算結果および実験結果ともに、フロントの進行に伴い緩やかに増加している (図-5(d))。また、計算および実験結果のいずれもばらつき、式 (13) には従わないようである (図-6)。このように、CaseGS と比較して、流下に伴う各諸量の変化が異なるのは、粒子の沈降の影響であると考えられる。特に、  $x_f/\sqrt{A_0} \geq 8$  でのフロント移動速度  $U_f$  とフロント平均有効重力  $B$  の急激な減少は、その点以降では粒子の沈降が顕著になったためだと考えられる。

本数値モデルが、水平面上のサーマルの挙動をある程度再現できるのは、現象を規定する渦のスケールが計算格子サイズよりも大きいためであると考えられる。このような場合には、実スケール問題であっても本数値モデルは良好に現象を再現できると考えられる。しかし、格子サイズよりも小さなスケールの渦が支配的な場合、例えば上述した粒子の流動層からの離脱沈降等の挙動などを予測する上では、本数値モデルは乱流モデルではないので、その適用には限界がある。

## 6. おわりに

本研究では MUSCL 法と SMAC 法を用いた重力密度流の 2 次元数値モデルの構築し、その検証を水平面上の保存性および非保存性サーマルの実験結果に基づき行った。その結果、本数値モデルが、(1) 保存性サーマルの特性量については十分な精度で予測できること、(2) 数値シミュレーションより、水平面上の保存性サーマルの流動特性が、フロント部から総浮力が後続部に取り残されることで変化すること、(3) 粒子の沈降が顕著になる場合を除いては、非保存性サーマルの特性量がある程度予測できること、などがわかった。

謝辞: 本研究の一部は、文部科学省科学研究費 (代表者: 秋山壽一郎, 基盤研究 B(2), 課題番号 12555149) の援助を受けた。ここに記して感謝の意を表します。

## 参考文献

- 1) Simpson, J. E.: *Gravity Currents: In the environment and the laboratory*, Ellis Horwood, 1987.
- 2) Huppert, H. E. and Simpson, J. E.: The slumping of

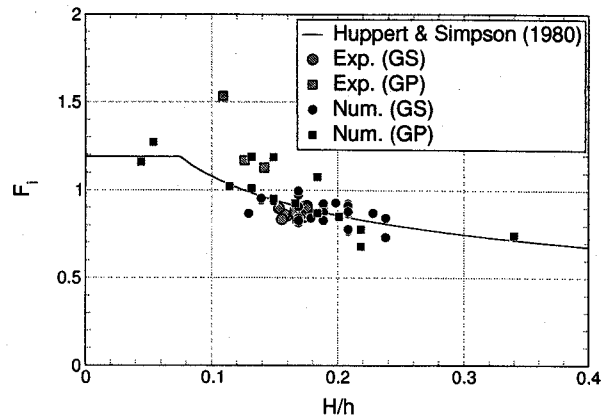


図-6 内部フルード数  $F_i$  と相対層厚  $H/h$  との関係

gravity currents, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 99, No. 4, pp. 785-799, 1980.

- 3) Rottman, J. W. and Simpson, J. E.: Gravity currents produced by instantaneous release of a heavy fluid in a rectangular channel, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 135, pp. 95-110, 1983.
- 4) 芦田和男, 江頭進治, 中川一: 密度流先端部の解析における相似理論の適用性, 京都大学防災研究所年報, Vol. 25 B-2, pp. 1-17, 1982.
- 5) 羽田野袈裟義, 平野宗夫, 李寅鉄, 楊永萩: 密度流先端部の発達過程に関する実験的研究, 土木学会論文集, No. 527/II-33, pp. 15-26, 1995.
- 6) 秋山壽一郎, 浦勝, 富岡直人, 中西弥生: 斜面上のサーマルとブルーム先端部の流動特性の相違に関する理論的考察, 水工学論文集, Vol. 42, pp. 523-428, 1998.
- 7) Akiyama, J. and Ura, M.: Motion of Two-dimensional Buoyant Clouds Down Slope, *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, Vol. 125, No. 5, pp. 474-480, 2001.
- 8) 道奥康治, 藤川佳宏, 不二秀人: 貯水池内に流入する浮力水塊の挙動解析, 水工学論文集, Vol. 40, pp. 561-566, 1996.
- 9) 細田尚, 西澤賢太郎, 福住晃, 大久保賢治, 村本嘉雄: 交換密度流に生じる内部波に関する数値解析的研究, 水工学論文集, Vol. 40, pp. 525-530, 1996.
- 10) 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/II-48, pp. 97-114, 1999.
- 11) 赤堀良介, 清水康行: 閉鎖性水域における密度流現象に関する 3 次元乱流モデルによる数値計算, 土木学会論文集, No. 684/II-56, pp. 113-125, 2001.
- 12) 衛藤俊彦, 福嶋祐介:  $k-\epsilon$  乱流モデルによる保存性傾斜サーマルの数値解析, 水工学論文集, Vol. 46, pp. 1043-1048, 2002.
- 13) Leer, van B.: Toward the ultimate conservative difference scheme. 4 A new approach to numerical convection, *Journal of Computational Physics*, Vol. 23, pp. 276-299, 1977.
- 14) Amsden, A. A. and Harlow, F. H.: A simplified MAC technique for incompressible fluid flow calculations, *Journal of Computational Physics*, Vol. 6, pp. 322-325, 1970.
- 15) 秋山壽一郎, 浦勝, 井出野創, 中西弥生: 直投粒子群の底面衝突後の流動特性に関する実験的研究, 水工学論文集, 第 44 巻, pp. 1267-1272, 2001.

(2002. 9. 30 受付)