

土石流の1次元解析法に関する研究

STUDY ON ONE DIMENSIONAL NUMERICAL SIMULATION OF DEBRIS FLOW

伊藤隆郭¹・宮本邦明²

Takahiro ITOH and Kuniaki MIYAMOTO

¹正会員 博士(工学) 筑波大学農林工学系 講師(〒305-8572 つくば市天王台1-1-1)

²正会員 工博 筑波大学農林工学系 助教授(〒305-8572 つくば市天王台1-1-1)

Many numerical simulations of debris flow have been conducted. However, not only basic equations of debris flow are quite different respectively, but also the numerical analyses are conducted by researchers due to their approaches to the flow mechanism. The present study describes a method of one-dimensional numerical simulation, based on a flow model suggested by Egashira and Miyamoto. The results show the treatment of sediment entrainment, especially, the treatment of the front parts of debris flow by taking the dynamic condition on the bed surface into account.

Key Words : debris flow, sediment laden flow, numerical simulation

1. 緒言

豪雨, 融雪および地震などに伴い, 山腹や山体が崩壊し, それを契機として土石流が発生し, 数多くの土石流災害が発生している。これらのうち, 土石流の発生については, 今のところ, そのメカニズムが明らかになっておらず, 研究者間において共通した見解が得られていない。一方, 土石流の流動・堆積に関する研究においては, 主に, 連続体の保存則を用いて, 土石流を取り扱うことが多く, 構成則を適用することによって流れを解くことが行われている。構成則については, 研究者間において, 流れに対する力学的な解釈が異なり, 統一的な見解が得られていないもの¹⁾⁴⁾, それぞれの研究成果を用いることによって, 実用上, 土石流の規模や流動・堆積過程がある程度予測できる段階にある⁵⁾¹¹⁾。

土石流は, 渓床に堆積する砂礫を侵食し, それを流れに取り込むことによって, 流れの規模を大きくさせる。一方, 発達した土石流が, 勾配の緩いところに流動してくると, 土石流の濃度は勾配に応じて小さくなるため, もはや, 土砂を輸送することができなくなり, 土砂を堆積させる。これにより土石流は, 流れの規模を小さくさせ, やがて停止状態に至る。このような, 土石流の侵食・堆積現象を取り扱う場合, これまで, 大きく分けて2つの方法がある。ひとつは, 侵食速度に関する構成則を構築して, 流れの連続式の湧き出し項として適用する方法である¹²⁾¹⁶⁾。このとき, 侵食速度は, 平衡濃度と粒子濃度との差, もしくは, 平衡勾配と河床勾配との差に比例するような構成則が導出されている。もうひとつは, 流れの粒子濃度を平衡濃度として取り扱う方法である⁹⁾。これは, 流れの局所・局時において, 粒子濃度が平衡濃度に達するものとして計算する方法である。これは, 先の侵食速

度に関する構成則を導入するものとは異なり, 土石流による侵食速度を間接的に評価している。

土石流の流れは, 固定床上を流動する場合と移動床上を流動する場合においては, 河床における外力と固体摩擦による降伏抗力との釣り合いに違いが生じるため, 流れの特性値が全く異なってしまう。著者らは, 定常・等流という単純な流れの場において, 固定床流れと移動床流れの違いについて, 流速・粒子濃度の鉛直分布, および, 流れの抵抗に着目して検討し, これらは, 河床近傍における外力と粒子の静的な固体摩擦応力との分布形上の違いによって生じるものであることを明らかにしている¹⁷⁾¹⁹⁾。先述の侵食速度に関する構成則を適用する計算は, 土石流を固定床上のものとして取り扱っているのに対し, 平衡濃度を用いる方法は, 河床において外力と粒子の静的な降伏抗力とが釣り合っていることを念頭に置いているため, いわば, 土石流を移動床上のものとして取り扱っていることになる。

さて, このように, 土石流の流れの取り扱いを見てみると, 主に一流体モデルの支配方程式を適用している。ところが, 侵食・堆積現象を繰り返すような土石流の流れにおいては, 粒子流動層の位置が自由水面よりも高くなるようなケースも想定されるため, 砂礫相と流体相とを区別して計算しなければならないことも考えられる。このようなことを念頭に置きながら, 本研究においては, 一流体モデルの支配方程式を適用して土石流の侵食・堆積に関する1次元の数値計算を行い, 得られる計算結果に基づいて, 土石流の計算法に関する知見を得ると共に, 現状の手法における限界を検討しようとするものである。特に, ここでは, 土石流の侵食に伴う土石流フロント近傍の挙動について議論を行っている。

2. 支配方程式

砂礫と水との混合物の流れを対象とし、この流れを土石流と呼ぶことにする。土石流に関する数値解析においては、通常、水深平均された浅水流の基礎方程式が用いられる⁸⁾。一流体モデルの基礎方程式、すなわち、質量・運動量保存則を水深平均した方程式は、図-1に示す座標系を導入すると次式のように表される。

(混合物全体の体積の連続式)

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

(砂礫の連続式)

$$\frac{\partial \bar{c}h}{\partial t} + \frac{\partial \bar{c}M}{\partial x} + c_* \frac{\partial z_b}{\partial t} = 0 \quad (2)$$

(混合物の運動量保存則)

$$\begin{aligned} & \bar{\rho}_m \left[\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial \beta \bar{u}M}{\partial x} \right] + (\bar{\rho}_m - \bar{\rho}_{m*}) \frac{\partial z_b}{\partial t} \\ &= \bar{\rho}_m g h_i \sin \theta \\ & - \bar{\rho}_m g h_i \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x} \\ & - \bar{\rho}_m g h_i \cos \theta \frac{(\sigma - \rho) h_i}{2 \bar{\rho}_m} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} - \tau_{bx} \end{aligned} \quad (3)$$

ここに、 H は水位で、水深 h_i と河床位 z_b を用いると、 $H = h_i + z_b$ である。 M は x 方向のフラックス、 c は砂礫の体積濃度、 $\bar{c}$ は砂礫の断面平均濃度、 c_* は静止堆積層の体積濃度、 β は運動量補正係数で、流速分布が鉛直方向の高さの1.5乗に比例する場合、 $\beta=1.25$ である。 $\bar{\rho}_m$ は混合物の断面平均密度で、 σ を砂礫の密度、 ρ を水の密度とすれば、 $\bar{\rho}_m = (\sigma - \rho)\bar{c} + \rho$ である。 $\bar{\rho}_{m*}$ は $\bar{\rho}_m$ の粒子濃度が c_* の時の密度、 $\bar{u}$ は x 方向の速度、 g は重力加速度、 θ は河床と水平とのなす角度、 τ_{bx} は河床に作用する x 方向のせん断応力である。

式(1)から式(3)に示した基礎方程式をみる。式(2)の砂礫の連続式は、局所平均粒子濃度 c に対して、 $Dc/Dt \geq 0$ であるような状態を想定して導かれたものであるため、平均濃度 $\bar{c}$ に対する時間発展を計算することができない。式(3)の左辺においては、混合物の密度に対してBoussinesq近似が導入されている。式(3)の左辺第2項は、土石流の侵食・堆積が流動層内の流れに及ぼす影響を表し、式(3)の右辺第3項は、圧力項から導出される平均濃度の空間変化を表している。既往の土石流の数値解析に関する研究をみると、式(3)の左辺第2項、および、式(3)の右辺第3項が無視されている^{5), 9)}。そ

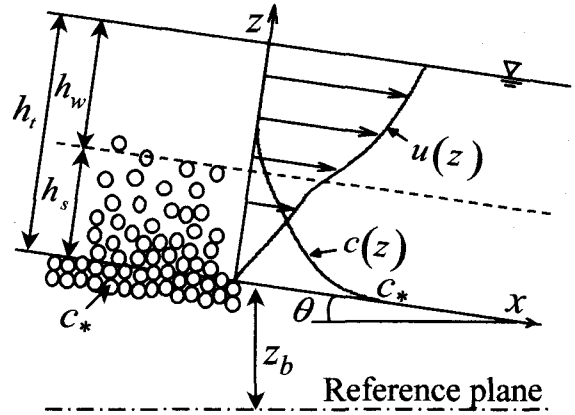


図-1 流れのモデルと座標系の定義

ここで、式(3)において、これらの2つの項を省略して、さらに、 $\cos \theta \cong 1.0$ 、 $\sin \theta = -\partial z_b / \partial x$ とおくと、既往の土石流に関する数値計算によく用いられている次式が得られる。

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial \beta \bar{u}M}{\partial x} = -gh \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{\tau_{bx}}{\bar{\rho}_m} \quad (4)$$

3. 河床せん断応力および侵食・堆積の取り扱い

(1) 河床せん断応力の表示式および流れの取り扱い

冒頭に述べたように、土石流の数値解析は、粒子濃度の鉛直分布が一様になるため、土石流の計算は固定床の流れを対象としたものになる。ここでは、移動床上における流れの計算を行うことを念頭に置いて、河床せん断力、および、侵食・堆積の取り扱いについて検討する。

河床せん断応力は、式(5)のように定義し、次のように設定する。土石流が流動している勾配を若干緩くすると、粒子流動層内においては、静的な固体摩擦応力が卓越しているため、粒子を高濃度に含む流動層が下層に生じ、上方には水流のみの層が現れる。いま、仮にこのような流れを土砂流と呼ぶことにすると、これらの流動形態において、流れの形態の遷移が連続的であり、さらに、粒子を高濃度に含む流動層の流れのメカニズムには違いが無いことを示している¹⁷⁾。そこで、このような見地にたって土石流・土砂流の流動則を提案している江頭・宮本らの研究成果を適用する。このとき、河床せん断応力は次のように表される^{17), 20)}。

$$\begin{aligned} \tau_{bx} &\equiv \bar{\rho}_m f_b |\bar{u}| \bar{u} \\ f_b &= (\bar{u}/u_\tau)^2 \end{aligned} \quad (5)$$

(土石流)

$$\frac{\bar{u}}{u_\tau} = \frac{2}{5} \left[\frac{G - Y}{f_d + f_f} \right]^{1/2} \frac{h_i}{d} \quad (6)$$

$$G = (\sigma/\rho - 1)\bar{c} + 1, \quad Y = \alpha(\sigma/\rho - 1)\bar{c} \frac{\tan \phi_s}{\tan \theta}$$

$$\alpha = 0.8 \sim 0.9, \quad f_d = k_d (1 - e^2) (\sigma/\rho) c^{1/3}$$

$$f_f = k_f (1-c)^{5/3} c^{-2/3}$$

(土砂流)

・粒子流動層と水流層の全体の平均流速

$$\frac{\bar{u}}{u_\tau} = \frac{\bar{u}_s}{u_\tau} \frac{h_s}{h_t} + \frac{\bar{u}_w}{u_\tau} \left(1 - \frac{h_s}{h_t}\right) \quad (7)$$

・粒子流動層の平均流速($\bar{u}_s$)

$$\frac{\bar{u}_s}{u_\tau} = \frac{4}{15} \frac{1}{\sqrt{f_d + f_f}} \frac{h_t}{d} \frac{h_s}{h_t} \sqrt{1 - \frac{h_s}{h_t}} \quad (8)$$

・水流層の平均流速($\bar{u}_w$)

$$\frac{\bar{u}_w}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \left(\frac{\eta_0}{h_t} + 1 - \frac{h_s}{h_t} \right) \ln \left[\frac{\eta_0}{h_t} + 1 - \frac{h_s}{h_t} \right] - \frac{1}{\kappa} \sqrt{1 - \frac{h_s}{h_t}} + \frac{u_i}{u_\tau} \quad (9)$$

$$\frac{u_i}{u_\tau} = \frac{2}{3} \frac{1}{\sqrt{f_d + f_f}} \frac{h_s}{h_t} \sqrt{1 - \frac{h_s}{h_t}} \frac{h_t}{d}$$

$$\frac{h_s}{h_t} = \frac{\tan \theta}{(\sigma/\rho - 1) \bar{c}_s (\tan \phi_s - \tan \theta)}$$

ここに、 f_b は抵抗係数、 u_τ は摩擦速度、 h_s は高濃度層の厚さ、 κ はカルマン定数、 u_i は粒子高濃度層と水流層との境界における高濃度層の流速、 d は砂礫粒子の粒子径、 η_0 は土砂流において、自由水面近傍に現れる清水流層の流速分布の仮想原点で、 $\eta_0 = al_0$ ($a \cong 1$)である¹⁷⁾。 l_0 は粒子間隙スケールで、 $l_0 = \sqrt{k_f} \{(1-c)/c\}^{1/3} d$ のように表される¹⁷⁾。

土石流の侵食・堆積は、式(1)、式(2)、式(4)、および、式(5)を連立して数値的に解くことにより、流れが計算され、その結果として現れる。後の図-2に示すように、粒子濃度は、エネルギー勾配によって求められる。これは、移動床河床面における応力の釣り合い、すなわち、外力と粒子摩擦による静的な降伏応力とが釣り合っていないことに着目している。式(1)から式(4)に示す支配方程式は、粒子濃度が鉛直方向に一樣であるため、固定床上の流れとなる。水流層と粒子が高濃度な流動層の全体の平均濃度を後に示す式(13)、すなわち、平衡濃度を与えると、理論河床における応力の釣り合いが満たされるため、計算は移動床流れのものになる。

(2) 支配方程式の差分化

計算は、スタッガードスキームによるリーブフロッグ法を用いている。図-2に示すように物理量を配置し、抵抗

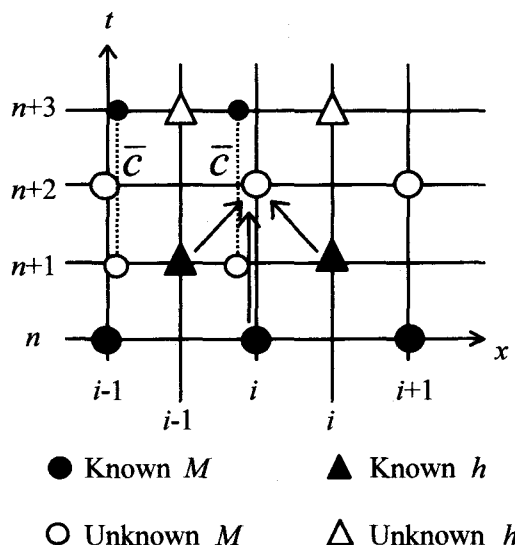


図-2 差分スキームの模式図

項に対して陰的に取り扱う^{21)~23)}。式(1)、式(2)および式(5)を式(4)に適用したものを差分化すると、次のようである。なお、全水深 h_t については、便宜上、 h と表記している。

$$H_i^{n+3} = H_i^{n+1} - 2\Delta t \frac{M_{i+1}^{n+2} - M_i^{n+2}}{\Delta x} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{z_{bi}^{n+3}}{H_i^{n+3}} &= \frac{c_*}{c_* - \hat{c}^{n+2}} \frac{z_{bi}^{n+1}}{H_i^{n+3}} - \frac{\hat{c}^{n+2}}{c_* - \hat{c}^{n+2}} \\ &+ \frac{\hat{c}^n}{c_* - \hat{c}^{n+2}} \frac{h_i^{n+1}}{H_i^{n+3}} - \frac{1}{(c_* - \hat{c}^{n+2})} \\ &\times \frac{2\Delta t}{H_i^{n+3}} \frac{\bar{c}_{i+1}^{n+2} M_{i+1}^{n+2} - \bar{c}_i^{n+2} M_i^{n+2}}{\Delta x} \\ \hat{c}^{n+2} &= (c_{i+1}^{n+2} + c_i^{n+2})/2 \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} M_i^{n+2} &= - \frac{g \hat{h}^{n+1} \frac{H_i^{n+1} - H_{i-1}^{n+1}}{\Delta x} + XDX}{\frac{1}{2\Delta t} + \frac{f_b^{n+1}}{\hat{h}^{n+1}} \left| \frac{M_i^n}{\hat{h}^{n+1}} \right|} \\ &+ \frac{\frac{1}{2\Delta t} - \frac{f_b^{n+1}}{\hat{h}^{n+1}} \left| \frac{M_i^n}{\hat{h}^{n+1}} \right|}{\frac{1}{2\Delta t} + \frac{f_b^{n+1}}{\hat{h}^{n+1}} \left| \frac{M_i^n}{\hat{h}^{n+1}} \right|} M_i^n \\ XDX &= \beta \frac{\hat{u}_i^n M_i^n - \hat{u}_{i-1}^n M_{i-1}^n}{\Delta x} \end{aligned} \quad (12)$$

$$\hat{u}_i^n = M_i^n / \hat{h}^{n+1}, \quad \hat{u}_{i-1}^n = M_{i-1}^n / \hat{h}^{n+1}$$

$$\hat{h}_i^{n+1} = (h_{i-1}^{n+1} + h_i^{n+1})/2$$

$$\bar{c}_i^{n+2} = \frac{i_{ei}^{n+2}}{(\sigma/\rho - 1)(\tan \phi_s - i_{ei}^{n+2})} \quad (13)$$

$$i_{ei}^{n+2} = \frac{f_b^{n+1}}{g\hat{h}^{n+1}} \frac{M_i^{n+2}}{\hat{h}^{n+1}} \left| \frac{M_i^n}{\hat{h}^{n+1}} \right|$$

なお、式(12)のフラックスの計算において、移流項を表す XDX の差分は、高橋らの方法^{9), 10)}を参考に行っている。また、式(13)に示すように、粒子濃度(平衡濃度)はフラックスと同じ点に配し、時間に対して後退差分のように扱うものとする。

通常、土砂濃度は静止堆積濃度 c_* を上限としているが、図-3に示すような流れの状態も想定される。すなわち、全層が砂礫で密に充填されているような状態で、自由水面が砂礫移動層の内部に存在するような場合であ

る。このとき、粒子濃度は静止堆積濃度 c_* よりも大きくなる。図-3を参照しながら、このケースにおいて満たされる条件について検討する。河床 $z = z_b$ において外力と

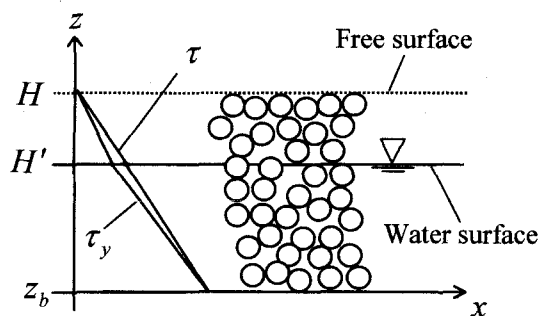
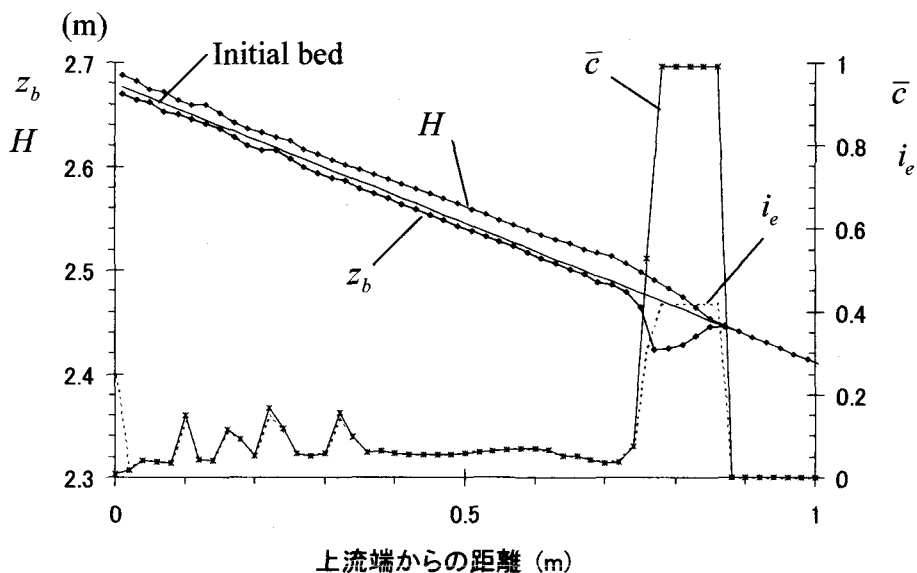
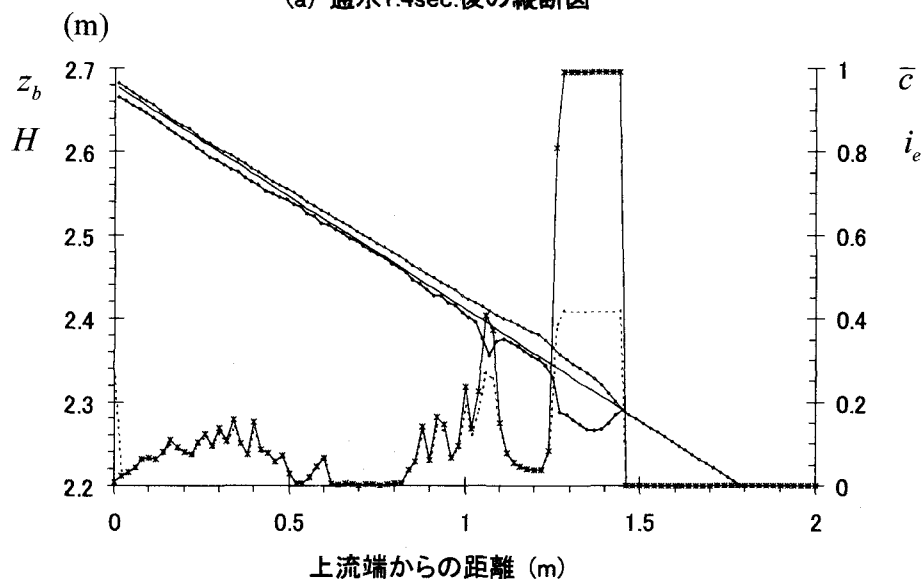


図-3 水面を越えた粒子層



(a) 通水1.4sec.後の縦断面図



(a) 通水1.6sec.後の縦断面図

図-4 計算結果

粒子の摩擦による静的な力の釣り合いは次のようである。

$$\begin{aligned} & g \sin \theta [c_* \sigma (H - H') + (H' - z_b) \\ & \quad \cdot \{(\sigma - \rho) c_* + \rho\}] \\ & = g \cos \theta [c_* \sigma (H - H') + (H' - z_b) (\sigma - \rho) c_*] \\ & \quad \cdot \tan \phi_s \end{aligned} \quad (14)$$

上式において、 $\eta = (H' - z_b) / (H - z_b)$ において整理すると、次式が得られる。

$$\tan \theta = \frac{[(\sigma - \rho) c_* \eta + c_* \sigma (1 - \eta)] \tan \phi_s}{[(\sigma - \rho) c_* + \rho] \eta + c_* \sigma (1 - \eta)} \quad (15)$$

式(15)において、 $\eta = 1$ とすると、 $\tan \theta = \tan \theta|_{c=c_*}$ となり、 $\eta = 0$ とすると $\tan \theta = \tan \phi_s$ となる。すなわち、 $0 < \eta < 1$ の範囲においては、河床勾配 (平衡勾配) は、 $\tan \theta|_{c=c_*} < \tan \theta < \tan \phi_s$ の範囲になる。なお、式(15)

は、以前、高橋¹⁾によって土石流の段波の検討において示されたものと類似している。本解析においては、一流体モデルを用いているため、図に示したような流れを対象とすると、水流と砂礫との速度差を考慮し、砂礫相および水流相の連続式をそれぞれ解くことによって流れを解く必要がある。本解析においては、粒子濃度が1を越えないようにし、さらに、粒子濃度が式(11)に示す砂礫の連続式の計算においては、この計算を実行するときのみにだけ、粒子濃度の最大値を ac_* ($a \cong 0.80 \sim 0.95$) と設定する。これは、式(11)の右辺に見られるように、粒子濃度が c_* 近傍において、河床位に関する表示式が不定型になると共に、不連続になるためである。計算においては、 $a = 0.80$ を用いている。

4. 計算結果とその解析

数値解析は次のような条件の下で行っている。長さ10.0mで河床勾配が15°の移動床水路において、粒子径0.2 cmの粒子を鉛直下方無限に敷き詰めている。水路上流端より定常的に、単位幅流量150 cm²/sを給水し、河床の侵食状態を検討している。なお、上流端において、便宜的に給水と共に給砂を行っており、その体積濃度は0.01である。この際、給砂している土砂の粒子径は河床に敷き詰めたものと等しい。なお、砂粒子の材料特性値は次のようである。 $\sigma/\rho = 2.65$, $\phi_s = 34.0$ (deg.), $c_* = 0.52$, $e = 0.85$ である。計算は有限差分によって行っており、 $\Delta x = 2$ cm, $\Delta t = 0.0001$ sec.を用いている。

図-4 (a)~(d)は、上流端から給水後、1.2秒および1.6秒後の水位、河床位、粒子濃度およびエネルギー勾配の縦断変化を示したものである。図によると、まず、上流端から供給される水流によって徐々に河床が侵食されていることが見てとれる。次に、土石流のフロント部についてみる。フロント部前面の圧力勾配の影響で、侵食が大きく進みながら土石流が流動している。このとき、砂礫を大量に取り込み、粒子濃度が1.0近傍にまで上昇して

いる。また、この種の土石流のフロントによる侵食計算において、一度、大きな侵食が進むと河床形と水面形が逆位相になり、河床の擾乱が上流側に伝搬することにより、水面形が河床形と逆位相を保ったままになることが報告されている^{15), 24)}。本解析によると、土石流のフロントが形成され、河床形と逆位相になってもその影響が伝搬することはみられない。しかし、フロント部先端において、若干、水面勾配の緩くなる部分がある。これは、式(3)の運動方程式において、河床侵食に伴って流動層内に及ぼす影響を無視したため、それが式(3)の左辺第1項のフラックスの時間変化に関する項に運動量の配分がなされたためであると考えている。

上流端近傍においては、供給される低濃度の流れによって河床が徐々に侵食されることによって、エネルギー勾配の計算値が若干、がたつく部分も見られる。これは、水面の計算結果の影響を直接的に受けているためである。しかし、この変動の大きさはそれほど大きくなく、本研究の対象としているフロント部分の計算結果に対して、殆ど影響を及ぼしていない。また、図の一部領域において、エネルギー勾配が若干小さい箇所が生じている。これについては、今後の検討課題ではあるが、移動床上における土石流の流れ、および、フロント部の計算結果において概ね良好な結果が得られているようである。さらに、結果の妥当性を検討するためには、実験データとの比較が必要である。

5. 結語

土石流の一次元解析法に関する知見を得るために、従来、平衡濃度モデルと呼ばれているものに対して、さらなる理解を深めるため、数値シミュレーションを行った。本研究によって得られた知見は次のようである。

(1) 水深平均された保存則を用いて、土石流の計算を行うと、それは、固定床上のそれとなる。ここでは、土石流の侵食・堆積計算を移動床の理論河床における応力の釣り合いが保たれるような移動床上の土石流の計算方法を提案した。

(2) 土石流のフロント部に着目して、数値実験を行ったところ、従来より指摘されていたフロントの河床侵食に伴って生じる水面形の振動現象が本解析によって軽減されると共に、良好な結果が得られた。

今後、運動方程式において省略されている項、特に、運動量保存則における河床侵食・堆積が流れに及ぼす項の影響を考慮するとともに、本論文中に若干述べた砂礫相と清水相とに速度差が生じるような問題について検討したい。

謝辞: 本研究の一部は、(財)砂防・地すべり技術センター研究開発助成金の補助を受けて推進している。さらに、立命館大学理工学部教授 江頭進治先生には土石流の基礎研究におきまして、常日頃より議論を重ねております。ここに記して感謝致します。

参考文献

1) 高橋 保: 土石流の発生と流動に関する研究, 京大防災

- 研年報, 20B-2, 405-435, 1977.
- 2) 高橋 保・里深好文・千代啓三: 土石流の慣性領域での流動則, 京大防災研年報, 39B-2, 333-346, 1996.
 - 3) 江頭進治・芦田和男・矢島 啓・高濱淳一郎: 土石流の構成則に関する研究, 京大防災研年報, 32B-2, 487-501, 1989.
 - 4) 椿 東一郎・橋本晴行・末次忠司: 土石流における粒子間応力と流動特性, 土木学会論文報告集, 317, 79-91, 1982.
 - 5) 水山高久・阿部宗平・下東久巳: 土石流氾濫シミュレーションと模型実験による土石流災害の再現, 新砂防, Vol. 40, No. 3, 17-22, 1987.
 - 6) 江頭進治・本田尚正・安東容輔: 地すべり堆積土砂の二次侵食による土砂流出, 水工学論文集, 40巻, 863-868, 1996.
 - 7) Honda, N., and S. Egashira: Prediction of debris flow characteristics in mountain torrents, Proc. 1st Int. Conf. on Debris-Flow Hazards Mitigation, ASCE, 707-716, 1997.
 - 8) 江頭進治・本田尚正・宮本邦明: 姫川支川蒲原沢土石流のシミュレーション, 水工学論文集, 42巻, 919-924, 1998.
 - 9) 高橋 保・中川 一・山路昭彦: 土石流氾濫危険範囲の指定法に関する研究, 京大防災研究所年報, 30B-2, 611-626, 1987.
 - 10) 高橋 保・中川 一・佐藤広章: 扇状地における土砂氾濫災害危険度の評価, 京大防災研究所年報, 31B-2, 655-676, 1988.
 - 11) 高橋 保・中川 一・佐藤広章: 土石流および土砂流扇状地の形成に関する研究, 水工学論文集, 第32回水理講演会論文集, 497-502, 1988.
 - 12) 芦田和男・江頭進治・佐々木浩: 斜面崩壊の発生と土石流の流動機構, 京大防災研年報, 30B-2, 507-526, 1987.
 - 13) 江頭進治: 土石流の停止・堆積のメカニズム(1), 新砂防, Vol. 46, No.1, 45-49, 1993.
 - 14) 江頭進治: 土石流の停止・堆積のメカニズム(2), 新砂防, Vol. 46, No.2, 51-56, 1993.
 - 15) 高濱淳一郎・藤田裕一郎・近藤康弘: 土石流から掃流状集合流動に遷移する流れの解析法に関する研究, 水工学論文集, 44巻, 683-686, 2000.
 - 16) 高濱淳一郎・藤田裕一郎・近藤康弘: 土石流シミュレーションモデルの比較研究, 水工学論文集, 44巻, 687-692, 2000.
 - 17) 江頭進治・宮本邦明・伊藤隆郭: 掃流砂量に関する力学的解釈, 水工学論文集, 41巻, 789-794, 1997.
 - 18) Egashira, S., K. Miyamoto and T. Itoh: Constitutive equations of debris flow and their applicability, 1st Int. Conf. on Debris-Flow Hazards Mitigation, ASCE, 340-349, 1997.
 - 19) 伊藤隆郭・江頭進治・宮本邦明: 土石流の固定床から移動床流れへの遷移課程に関する研究, 水工学論文集, 43巻, 635-640, 1999.
 - 20) 江頭進治・芦田和男・高濱淳一郎・田野中新: エネルギー散逸機構に基づく流砂モデル, 京大防災研年報, 33B-2, 293-306, 1990.
 - 21) 例えば, 棚橋隆彦: はじめてのCFD—移流拡散方程式一, コロナ社, 1996.
 - 22) 岩佐義朗・井上和也・片山 猛: 開水路非定常流の数値計算法について, 京大防災研究所年報, 19B-2, 187-200, 1976.
 - 23) 岩佐義朗・井上和也・水鳥雅文: 氾濫水の数値解析法, 京大防災研究所年報, 23B-2, 305-317, 1980.
 - 24) 高濱淳一郎・藤田裕一郎・近藤康弘: 一次元モデルによる土石流の土砂流出に関する数値実験, 水工学論文集, 45巻, 691-696, 2001.

(2001. 10. 1受付)