

斜面崩壊によって誘起される水面波とその遡上・伝播に関する基礎的数値実験

A numerical study for generation, propagation and run-up of surface water waves generated by plunging of debris flow

張 瑞瑾* 細山田 得三**

Zhang Ruijin and Tokuzo Hosoyamada,

* 工修, 長岡技術科学大学大学院 (〒940-2188 長岡市上富岡町 1603-1)

** 工博, 長岡技術科学大学助教授, 環境・建設系 (〒940-2188 長岡市上富岡町 1603-1)

Free surface water waves generated by plunging of debris flow cause devastating damage on human life. In this study, a numerical scheme for interaction of debris flow and free surface water wave is developed based on shallow water approximation. Numerical scheme for interaction of debris flow and free surface wave is suggested newly. Generation of waves by plunging of debris flow is highly non-linear phenomena. Classical CIP method and 1st order up-wind scheme mixed with 2nd order central derivative scheme are adopted to simulate collision of two initially separated fluid (debris flow and still water). Numerical results for interaction of debris flow and generated water wave quite satisfactory and reasonable.

Key Words: Wave generation, Shallow water equation, Debris flow, CIP method, land slide

1. はじめに

降雨などによって地盤の支持力が弱くなっている斜面や、地震などの外力が強く作用した斜面では土塊・氷塊がすべり面を形成して崩落し、海、湖沼、貯水池等に衝突して水面に大規模な擾乱が発生する。このような土砂災害は古くから世界の各地で発生しており、いずれも多数の犠牲者が出る大惨事となっている。日本国は地形が急峻である上に、火山や地震の密集地帯に位置しており、古くからそのような大災害の記録が残されている。例えば眉山大崩壊(1792)によって島原湾に発生した波動が対岸の熊本に大災害をもたらした¹⁾。さらに現在においても頻発している中山間地での地震とそれに伴う河道の閉塞や河道からの氾濫なども同様の事例である。例えば著者らが所属している長岡を含む中越地区では 2004.10.23 日に大規模な地震被害が発生し、信濃川の妙見堰上流で土砂の崩壊が発生し、死傷者を出すとともにその先端が信濃川の河道内部まで到達した。また、同様の災害が同地区の山古志村で発生し、崩壊した土砂が芋川を閉塞させ、土石流の発生が懸念された。一方、海岸工学の分野でも地盤の変動に応じた水面変動の発生には大きな関心が寄せられている。例えば、地震や斜面の崩壊などによる海底地形の変動に応じて発生する津波が挙げられ、数値モデルを用いた研究が広く行われている。その場合、海底地盤変位が断層モデルによって算出され、その変

位をそのまま水面変位の初期値として津波の計算が行われる。この方法では例えば、断層モデルに含まれない海底地すべりや崩落による津波の発生を考慮することができない。平石ら²⁾は 1998 年に発生したパプアニューギニア地震津波について断層モデルと海底地滑りの両方を考慮した数値モデルにより津波遡上高の高精度化を行っている。また、同じく平石ら³⁾は、円弧すべりを過程した地盤地滑りモデルと津波の発生を連成させて数値計算を行っている。橋ら⁴⁾は断層モデルに海底地滑りを加えた複合型津波発生モデルを考案し津波の遡上のメカニズムを検討している。その結果、断層運動だけでは説明できない津波遡上高の合理的な解釈を与えている。以上に述べたように海底面や陸上の斜面における土砂の崩壊とそれに連動した波動生成が引き起こす諸問題には多くの研究者から高い関心が寄せられている^{5),6)}。

海底地滑りや円弧滑りによる波動の生成に関する研究はそれらによる地盤の変位をそのまま初期水面の変動として与えるものが殆どである^{1),2),3)}。あるいは地盤の変形速度の想定値から運動量の流入や水位変動をモデル化して与えている⁷⁾。このような計算方法では、造波抵抗による流入土塊の減速を考慮することができない。すなわち、これらの方法では流入土塊と水面変動が完全に連成しているとは言えない。実際の現象は土塊の運動と波動が連成しており、より現実的な計算を行うためには両者の相互作用を計算するアルゴリズムの導入が求められる。

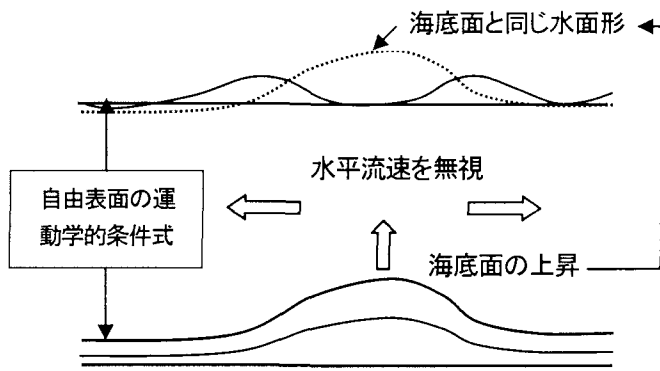


図1 断層モデルによる津波の発生の概念図

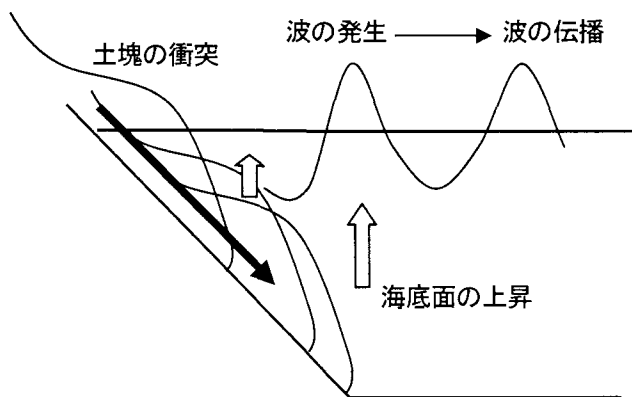


図2 土塊の流入によって発生する波動の模式図

斜面の崩壊（固体運動）と水面の擾乱（流体運動）とを連成させて数値計算によって再現していく手法としては、例えば①地盤の崩壊を個別要素法（DEM；Discrete Element Method）で計算し、波動の発生もDEM法あるいはMPS法によって表現する方法、②地盤の崩壊をDEM法によって計算し、水面の波動を浅水波動モデルとする方法、③地盤の運動や流体の運動を圧縮性か非圧縮性の流体計算スキームとして計算する方法、④地盤の運動を2層流の下層流体として評価し、水面の波動を上層の運動とする計算方法などが考えられる^{7,8,9,10,11}。崩壊した地盤が斜面を落下する現象を連続体（流体）として捉えるか離散体として捉えるかについては各研究者の所属研究分野やそれによる現象の捉え方に依存する。例えばこのような問題は地盤工学と水工学との境界領域であり、地盤工学の立場では斜面が静止している状態から応力履歴を経て崩壊に至るプロセスが主に研究され、崩壊が発生すると判断された場合どのように崩壊するかを調べるというアプローチが

とられている。水工学の立場としては土石流の研究に見られるように土砂が混入している流体が斜面や河道を流下する運動と捉えている。

上に述べたように崩壊する土塊の運動の取り扱いについては大きく分けて固体運動として捉えるか流体運動として捉えるかのいずれかの立場となる。固体運動と捉える場合、DEM法では土砂を有限個の離散体と考え、お互いの影響を運動方程式（並進と回転）に反映させながら計算を進めていく。この方法の基本は並進と回転の運動方程式を解くことであり、具体的には各離散体（粒子）の相互作用と重力を考慮しながら6本の運動方程式による粒子の変位と回転角の発展を計算する。このため考え方は簡便でプログラミングも比較的容易である。また粒子の位置によって土砂の運動を表現するため、移動境界あるいはそれに伴う変形についての運動学的条件式を考慮する必要がないことが特徴である。しかし、例えば必要とする粒子の個数、粒子の粒度分布、粒子の反発係数などの属性情報についてどのように決めるかなどの問題は残されていると思われる。特に現地スケールの現象に適用する場合、計算容量で制約される粒子の個数とそれに応じて決まる粒子の大きさが現象を再現するのに十分なものが検討する必要がある。また、DEMによる計算方法は、通常、連続体として取り扱われる土塊の運動を有限個の離散体として表現するため、両者を結び説明と解釈を要する部分がある。

一方、連続体（流体）として捉える場合、基本的な流体の運動方程式であるナビエ・ストークス方程式に従う流体運動となる。斜面を崩落していく土塊とその衝突によって発生する水面の波動は強い非線形現象であり、取り扱いが困難な面がある。数値計算においても現象の非線形性が十分取り扱え、かつ保存性が高い計算スキームを採用する必要がある。また、流体運動を数値計算する場合、圧力の計算法に関して非静水圧近似と静水圧近似（浅水波近似）の2つの方法がある。前者の方法は、鉛直方向の運動方程式について加速度項を考慮し圧力は連続式を反復計算によって求める。MAC法やVOF法では、オイラー格子を用い、変形する自由表面の境界形状を計算することができる。また、近年では越塚によって提唱されているMPS法^{例えば12)}により、計算格子を用いなくて配置された粒子の分布上で連続体の方程式を満足するように粒子の属性を与える計算法も考案されており、これは粒子法と連続体的手法の中間に位置している。後者では鉛直加速度項を無視することによって静水圧の式を用いて圧力を決定し、鉛直方向流速は連続式によって決定する。両者を比較した場合、前者の方がより正確である。しかしながら、空間のスケールについて水平に比して鉛直が十分小さい場合、静水圧近似が十分成り立つ。河川工

学での洪水氾濫計算において浅水方程式にFDS(Flux difference scheme) 法やFVM(Finite volume method)法を用いて非線形性の高いダムブレイクウェーブなどの計算が行われている。

これまでに述べたDEM法, MAC法, VOF法, MPS法では, いずれも計算機に高い負荷をかけることになり, その制約のために大規模な領域を取り扱うことが現時点では困難である。これらの問題を克服し, 現地スケールにも適用できるような数値モデルを開発することが望まれている。本研究では, 崩壊した土塊とそれが静止している流体に突入して波動を生じる現象を説明するため浅水方程式を運動方程式とした支配方程式系に対して数値計算法を開発した。浅水方程式は, 静水圧近似の制約があるため, 水深が水平スケールに比して十分小さいという条件において成り立つ。一般的にはそのような近似は十分成立するものと考えられる。今村ら⁹⁾では, 著者らと同様の考え方に基づいた単純な形状の土石流による波の発生について研究を行っている。これらは, せん断力や水平粘性項による影響を中心に研究し, 実験を中心にして研究を行っている。用いられている移流項のスキームはやや古いものである。本研究では, 計算スキームや初期の土塊の形状を種々変更して様々なケースでの計算をおこなった。計算には, 近年注目を集めているCIP系スキームも適用した^{13,14,15,16,17,18,19)}。

2. 土塊と波動の連成に関する浅水方程式の数値計算法

2.1 土塊の流入によって発生する波動の計算法

数値計算手法としては通常の浅水方程式を用いて衝突する崩壊土塊の運動を表現する。一方, 土塊から衝突される方の水塊側の運動も浅水方程式を適用し, 2つの浅水方程式を連成させて計算を行った。2つの流体(土塊と水塊)が相互作用するためには, 衝突することによって土塊が水塊を押しつけるということが含まれる必要がある。このことは計算格子内部の土砂の地盤高を上昇させて表現した。従来, 浅水方程式の連続式は, 発散をゼロとする非圧縮性流体の連続条件式を鉛直積分し, 自由表面の運動学的条件式を適用することによって誘導される。この際, よく知られているようにライプニッツ積分則によって積分と微分の演算の交換を行う。この運動学的条件式を崩壊土砂の流入で変動を受けた海底面にも適用し, 海底が変動することによって生じる造波項を取り入れることによって衝突による造波を表現した。図1にはこれらの計算方法の考え方を模式的に示している。底面の変動によって水面が上昇するが, 水平方向の流速も同時に発生

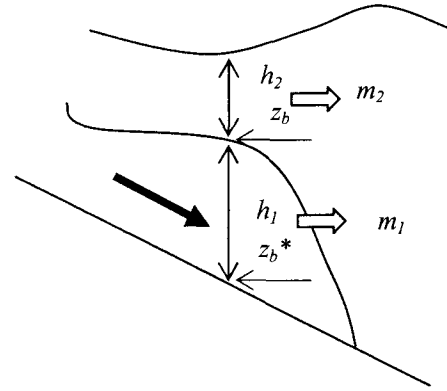


図3 変数の配置

している。図2にはこの考え方を斜面を流下する土砂の運動と波動の発生に適用した場合の概念図を示している。流体内部に進入した土塊は流体の造波抵抗によって速度が減衰する。このことは, 土塊の進行とは逆方向の圧力勾配を作用させることによって表現した。この圧力勾配は, 土塊上部の水部の水位から静水圧近似によって算定される。以上のような方法で土塊と水位の動きを同一時間ステップにおいて計算することにより, お互いの更新値が影響を与えながら計算を進めていくことが可能となり, 連成計算が可能となる。

2.2 基礎方程式

土砂部と水部の運動を記述する支配方程式を以下に示す。

土砂部 :

$$\frac{\partial h_1}{\partial t} + \frac{\partial m_1}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial m_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial m_1}{\partial x} = -gh_1 \frac{\partial z_b^*}{\partial x} + \rho_s' h_1 + h_2 + \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial m_1}{\partial x} \right) \quad (2)$$

水部 :

$$\frac{\partial h_2}{\partial t} + \frac{\partial m_2}{\partial x} = \begin{cases} 0 & \text{if } h_2 = 0 \\ \frac{\partial h_1}{\partial t} & \text{if } h_2 > 0 \end{cases} \quad (3)$$

$$\frac{\partial m_2}{\partial t} + u_2 \frac{\partial m_2}{\partial x} = -gh_2 \frac{\partial z_b + h_2}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial m_2}{\partial x} \right) \quad (4)$$

$$z_b = z_b^* + h_1 \quad (5)$$

表 1 支配方程式中の記号の定義

Case	土砂	水塊	斜面 角度	初期土砂形状
Case1	CIP	CIP	45	三角形
Case2	Upwind	Upwind	45	三角形
Case3	Upwind	CIP	45	三角形
Case4	Upwind	CIP	45	円弧すべり面
Case5	Upwind	CIP	30	三角形
Case6	Upwind	CIP	30	円弧すべり面

表 2 数値実験ケース

記号	定義	次元
x	水平距離	L
t	時間	T
m_1	土塊の水平方向運動量	L^2/T
u_1	土塊の水平方向流速	L/T
h_1	土塊の厚さ	L
z_b^*	海底面標高	L
ρ'_s	土塊の比重	無次元
D	渦動粘性係数	L^2/T
m_2	水塊の水平方向運動量	L^2/T
u_2	水塊の水平方向流速	L/T
h_2	水塊の厚さ	L
z_b	土砂表面の標高	L
g	重力加速度	L/T^2

式(1), (3)はそれぞれ, 土砂部と水部の連続条件式である。式(2), (4)はそれぞれの部分の運動方程式である。式(5)により土砂の標高 z_b が底面標高 z_b^* と土砂の高さ h_1 の和として計算される。各式に含まれる変数の定義について表1に示す。図3には変数の定義に合わせて計算のイメージを模式図として示している。この2系統の方程式は土砂部と水部が衝突することによって2つの流体が相互作用するように連成している。特に式(3)の右辺が土砂の流入によって水部の底面が上昇しその結果生じる水部の造波項に相当する。先に述べた底面の運動学的条件によって誘導される項である。なお、左辺の第2項が無視できる程小さい場合、底面の

変位と水面の変位が一致するため、従来の断層モデルによる造波となる。1m程度の断層が数百キロにわたって1分以内に生じるような通常の地震では無視するという近似が十分成り立つが、土砂の流入のような水平スケールがあまり大きくない現象では無視することができない。また、この式の右辺には、計算点が水面以下の場合のみ非ゼロとなるため、そのことをチェックするための場合分けが含まれている。

また、流体の速度が十分大きく、短時間の現象であるため、圧力項が支配的であり、せん断力は無視している。

2.3 移流項の取り扱い

土塊が崩壊して斜面を流下する現象は大変高速であり、非線形性が卓越している現象である。このため、移流項の計算スキームには安定であり、保存性と非線形性を十分考慮することができるスキームを導入する必要がある。本研究ではCIP(Cubic-interpolated pseudo particle)法および1次の風上差分と中央差分の混合によって移流項を表現する手法を適用した^{13,14,15,16,17,18,19}。

2.4 計算条件と数値実験ケース

計算対象は室内実験規模の領域とした。計算は1次元であり、計算格子サイズ(dx)は2cm, 計算時間ステップ(dt)は0.0001sである。計算領域の詳細な形状については、次節に示した計算結果に示している。時間積分は単純陽解法とした。また、土砂と水塊の運動について移流計算のスキーム、斜面の角度および土砂の初期形状を種々変化させた6ケースについて数値実験を行った。表2にその内容についてまとめて示す。

3. 数値計算結果

3.1 円弧すべりによる土塊流下と波動生成

図4には Case4,6 の数値計算結果を示す。これらのケースでは、土砂の計算は風上差分と中央差分の混合、水部はCIP法を用いており、斜面上には仮想的に設けた円弧すべり面を設け、その部分だけ流体(崩落土塊)となって斜面を流下している。両ケースの大きな違いは斜面角度およびそれに伴うすべり面の形状である。Case4では流下による鉛直落差は約1mから1.5m程度であり、Case6では1m弱程度となっている。Case4の方が位置エネルギーが高く、流下に伴う運動量の増加が大きくなる。このため、土塊はCase6では0.7秒程度で下部の水面に到達しているのに対し、Case4では0.4秒程度で水面に衝突し、水面に波動が生じている。発生した水面波動は、Case4,6ではそれぞれ1.06s, 1.3s程度の時点で最大水位となり、波形

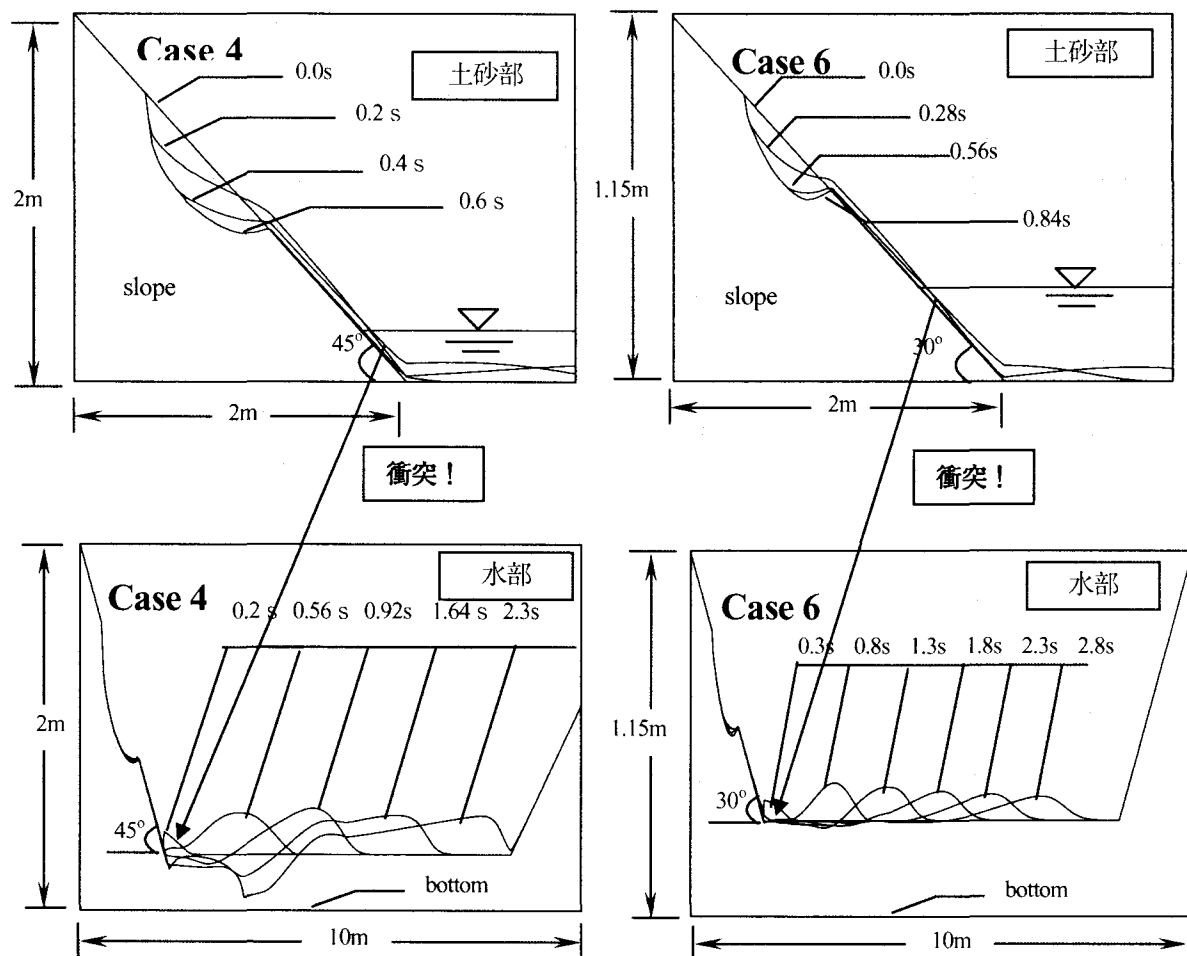


図4 円弧すべりとそれに伴って発生する波動
上段：土砂部， 下段：水部 Case 4, Case 6

が前傾しながら伝播している。さらにCase4では波の伝播速度も速く、およそ3s程度で対岸の斜面に到達し、斜面上を遡上している。この結果は定性的に十分満足できるものとする。Case4の場合、初期の水面の変動が激しく、海底面近くまで水が引いていることがわかる。

3.2 時系列

水塊の衝突によって衝突された流体は加速され、衝突した流体はそれに応じて減速が発生する。今回提案した2つの流体の数値モデルは連成しており、その現象が表現されている。図6～9には、土砂部および水部の水位および流速に関する3点(A, B, C点)における時系列を示す。3点の位置は図5に示されている。表2に示されているように、4つの異なる計算条件について異なる数値スキームが用いられている。

図6, 7は、流体1 (土砂部) と流体2 (水部) の

鉛直高さの時系列である。図8, 9は、流速の時系列である。時刻Aは、両者の衝突時間を示している。

図6, 8に示されているように、流体1 (土砂) は、急激に斜面を流下している。この斜面の勾配が急である45°の場合 (Case3,4) では斜面が30°の場合よりもその傾向が強く、すべての時系列が重なっている

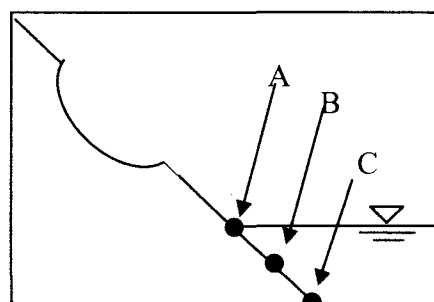


図5 時系列出力点の位置

ように見える。45° の場合、土砂が強く水に衝突しており、大きな振幅で波形勾配が大きい波が発生している。流速については Case3 の場合、Case6 の4倍程度の値となっている。

流体2（水部）では Case3,4 と 5,6 を比較すると、斜面が急になるほど、流体1の部分と同じように波も流

速も大きくなっていることがわかる。Case3 では Case5 に比べて2倍の振幅の波が発生していることがわかる。

Case1 と2は CIP 法と風上差分の違いであり、CIP 法で計算した場合、風上差分による計算結果よりも速度が大きくなる傾向となった。この原因は風上差分に含まれる数値粘性の影響と考えられる。CIP 法は、波

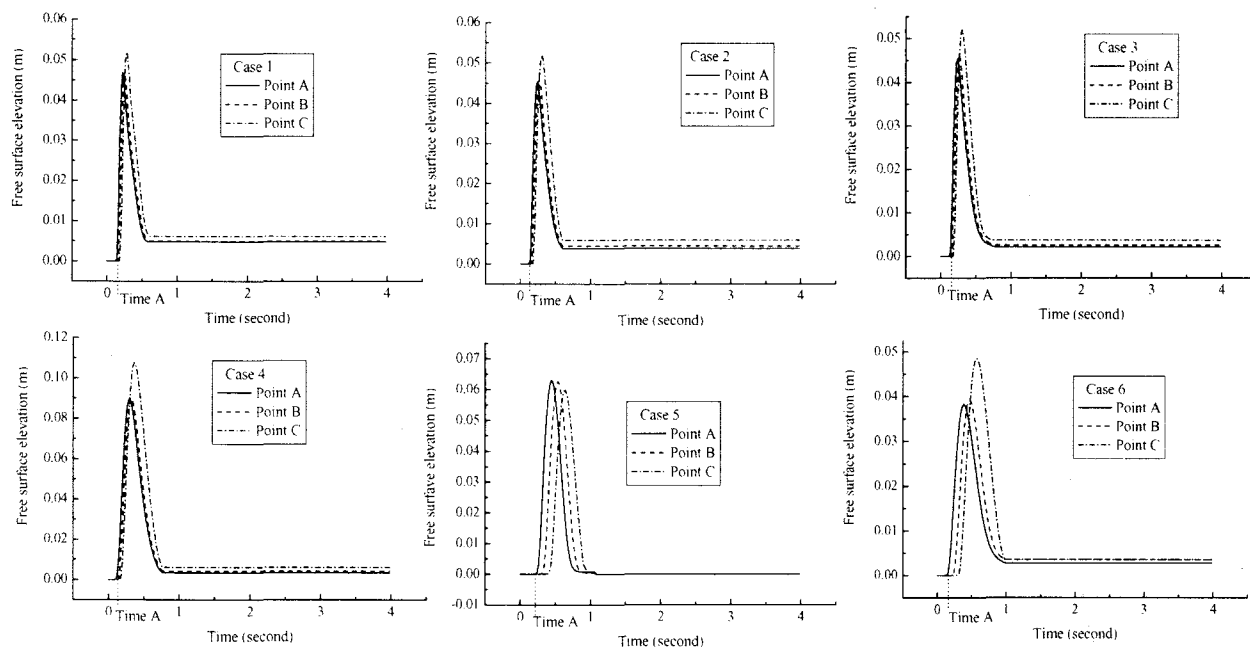


図6 土砂部の鉛直位置の時系列（位置は、図5参照）

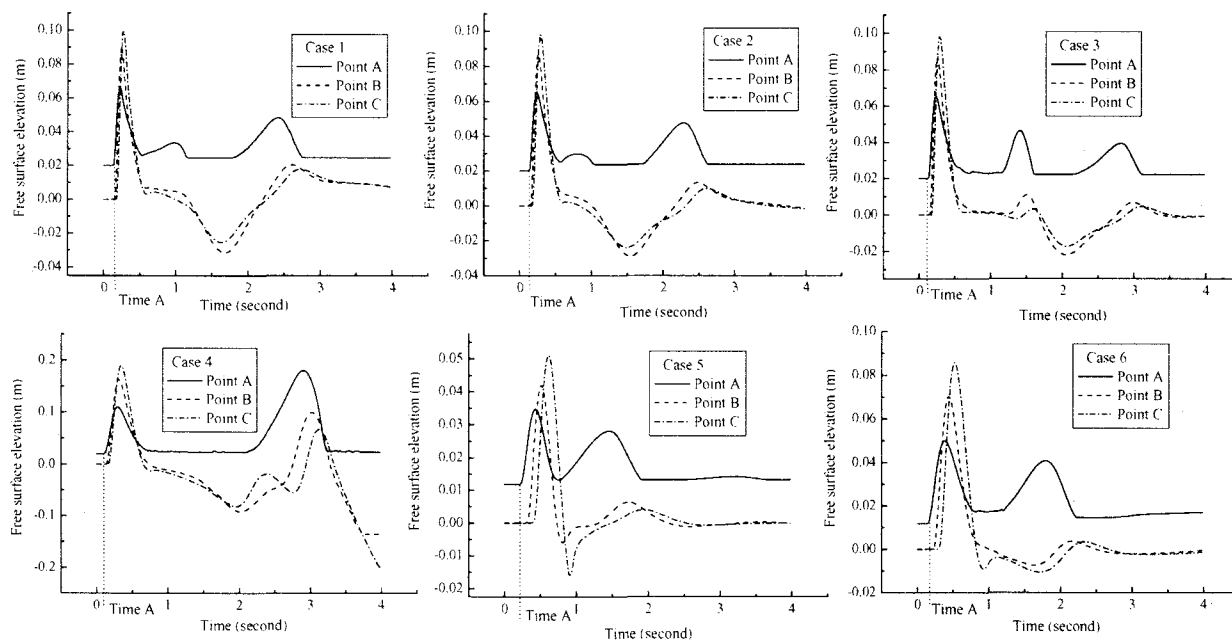


図7 水面高さの時系列（位置は図5を参照）

形が前傾化するなど、より実際に近い形となっている。CIP 法の計算原理では、計算格子の内点の計算量の分布も考慮しているためである。一般的に言われているように今回の研究でも風上差分の方が安定である。Case 3～6 は、両者の混合である。実際の現象として CIP 法と風上差分系の計算でどちらが土砂の運動を正しく表現するかは検討の余地がある

3.3 線流量の時空間ダイアグラムによる 2 流体の加速

より減速域の表示

図 10,11 にはそれぞれ土砂部と水部の流体の運動量についての時空間のダイアグラムを示している。図の左右方向は 1 次元計算における x 軸方向であり右方向を正としている。また、縦方向は時間軸であり、下方を時間の進行方向としている。時間軸の初期値は矩形の上辺である。図 10 では土砂の運動の様子を示している。土砂の運動は各計算 Case に応じて変化しているが、水部に突入したあと、いずれも流速が減衰してお

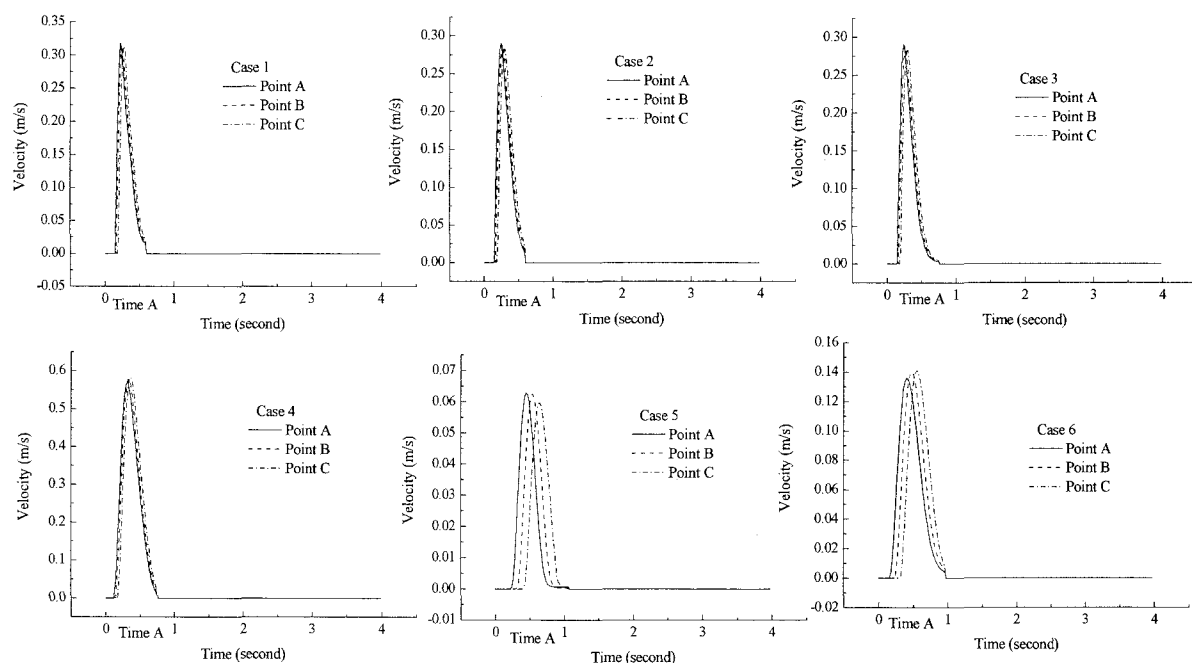


図 8 土砂部の流速の時系列

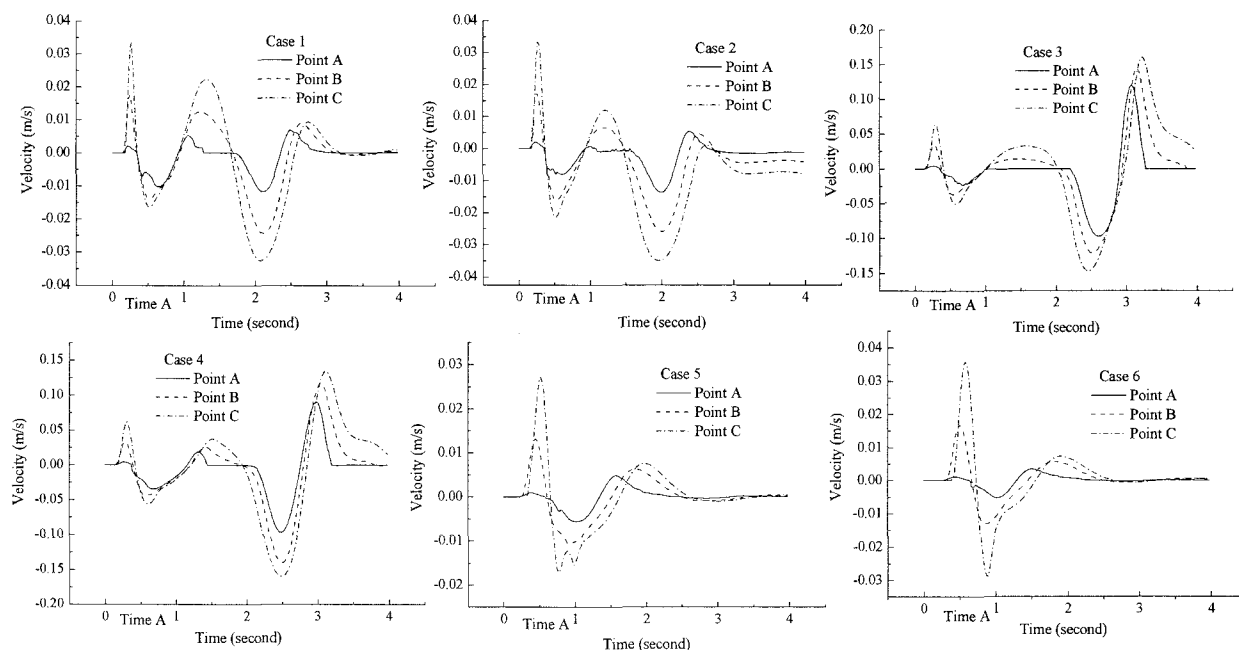


図 9 水面部の流速の時系列

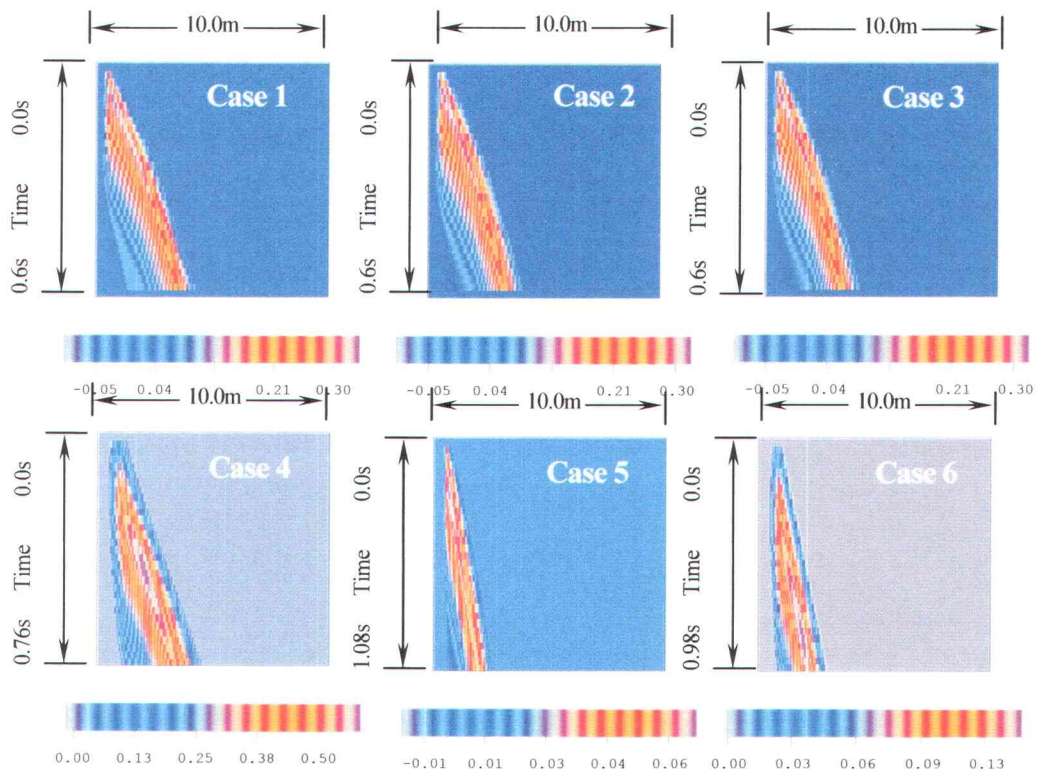


図 10 流速についての時空間ダイヤグラム（全ケース） 土砂部 縦：時間，横：x 方向

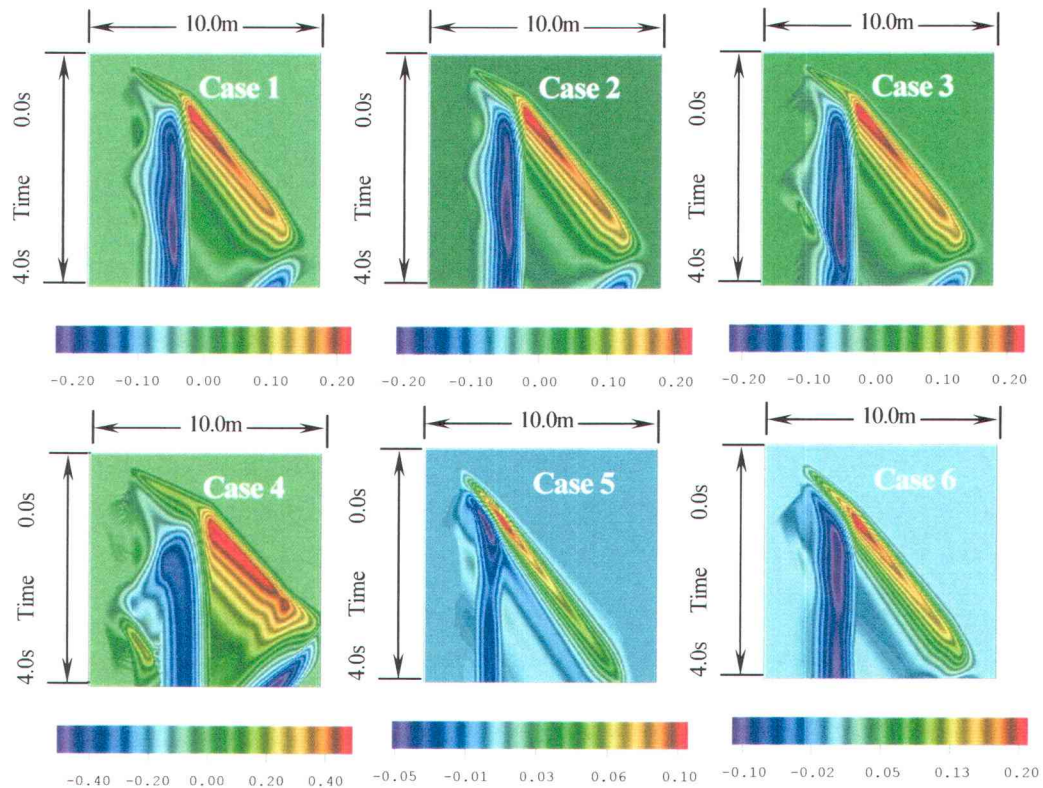


図 11 流速についての時空間ダイヤグラム（全ケース） 水部 縦：時間 横：x 方向

り，造波抵抗によるものである．図 11 には土砂の流入による水部に生じる流速を示している．いずれの図も土砂の流入によって右方向に強い流速が生じているこ

とを示している．運動量が大きい場合は計算領域左端の斜面上を遡上し，さらに反射波が生じていることが分かる．この運動エネルギーが対岸に到達した場合，

実現象として強い破壊的な外力として作用する。対岸での流速値が大きいケースは、当然ながら斜面が急である場合であり、初期のポテンシャルエネルギーの大小による発生流速値の違いは合理的なものであることが分かった。

4. まとめ

本研究では斜面を崩落していく土塊の運動とその衝突に伴う波動の発生について両者を連成させるアルゴリズムを新たに提案した。移流項の取り扱いに応じて土塊の運動に違いが生じた。この原因については今後検討していく。また、近年でもCIPスキームは種々発展しており、例えばCIP-CSL2などが挙げられる²⁰⁾。これらの導入による土塊の運動の高精度化も検討していきたい。本報では、2つの流体の相互作用を計算するアルゴリズムの提案を主要な内容としたため、計算の妥当性の検証が十分ではない。このような現象を室内実験によって調べるには大規模な実験装置と高速カメラによる詳細な解析が必要である。このアルゴリズムは簡便なものであり、そのまま平面2次元への拡張が可能である。また、乱流モデルの導入も考慮すべきであるが、流体塊の衝突によって発生する乱れについて十分な知見やモデル提案がなされておらず、今後の研究の発展を望みたい。

謝辞

本研究を遂行するにあたり、東京工業大学大学院東工大大学院創造エネルギー専攻の肖鋒助教授には既往研究に関する広範な文献の紹介や数値計算手法について具体的でかつ有益な情報を提供して頂いた。ここに謝意を表する。

参考文献

- 1) 梅谷英孝, 富樫宏由: 寛永4年(1792)有明津波の再現性と災害特性に関する研究, 海岸工学論文集, 第48巻, pp.356-360, 2001
- 2) 平石哲也, 柴木秀之, 原崎恵太郎, 原信彦, 三嶋宣明: 地震断層と海底地滑りを考慮した1998年パプアニューギニア地震津波の日本沿岸への適用, 海岸工学論文集, 第47巻, pp.341-345, 2000.
- 3) 平石哲也, 柴木秀之, 原信彦: 円弧滑り法を利用した地滑り津波波源による明和八重山地震津波の再現, 海岸工学論文集, 第48巻, pp.351-355, 2001.
- 4) 橋和正, 今村文彦: 複合型津波発生メカニズムの解明 — 1998年パプアニューギニア津波を例として —, 海岸工学論文集, 第47巻, pp.346-350, 2000.
- 5) 後藤仁志・酒井哲郎・林稔: 大規模斜面崩壊による水面波の発生過程のグリッドレス解析, 海岸工学論文集, 第47巻, pp.56-60, 2000.
- 6) 今村文彦・後藤大地・鴨原良典・喜多村雄一・松原隆之・高岡一章・伴一彦: 土砂突入による津波発生機構に関する基礎的検討, 海岸工学論文集, 第48巻, pp.321-325, 2001.
- 7) 後藤仁志・林稔・酒井哲郎: 固液二相流型粒子法による大規模土砂崩壊に伴う水面波の発生過程の数値解析, 土木学会論文集, 第719号/II-61, pp.31-45, 2002.
- 8) 重松孝昌・廣瀬真由・錦織陽一・小田一紀: DEM法とVOF法を併用した三次元固液混相流モデルの開発とその適用例, 海岸工学論文集, 第48巻, pp.6-10, 2001.
- 9) 川崎浩司・中辻啓二: 3次元固気液多相流数値モデルの構築とその検証, 海岸工学論文集, 第49巻, pp.56-60, 2002.
- 10) 後藤仁志・林稔・安藤怜・鷺見崇・酒井哲郎: 砂礫混合層を伴う混相流解析のためのDEM-MPS法マルチスケールリンクの開発, 海岸工学論文集, 第50巻, pp.26-30, 2003.
- 11) 陸田秀実・清水研一・土井康明・福田和宏: CIP-EDEM法による自由液面と弾性体運動連成解析, 海岸工学論文集, 第51巻, pp.41-45, 2004.
- 12) 越塚誠一: 粒子法, 計算力学レクチャーシリーズ5, 日本計算工学会編, p.144, 丸善, 2005.
- 13) Takewaki, H., Nishiguchi, A. and Yabe, T.: The cubic interpolation pseudo-particle method (CIP) for solving hyperbolic-type equations, *Journal of Computational Physics*, Vol.61, pp. 261-268, 1985.
- 14) Takewaki, H. and Yabe, T.: Cubic-interpolated pseudo particle (CIP) method —Application to nonlinear or multi-dimensional problems, *Journal of Computational Physics*, Vol.70, pp.355-372, 1987.
- 15) Yabe T. and Aoki T.: A universal solver hyperbolic-equations by cubic-polynomial interpolation. I. One-dimensional solver, *Computer Physics Communications*, Vol.66, pp. 219-232, 1991.
- 16) Yabe T., Ishizawa, T., Wang P. Y., Aoki T., Kadota Y. and Ikeda F.: A universal solver for hyperbolic-equations by cubic-polynomial interpolation. II. 2-dimensional and 3-dimensional solvers, *Computer Physics Communications*, Vol.66, pp.233-242, 1991.
- 17) Tanaka, R., Nakamura T. and Yabe T.: Constructing exactly conservative scheme in non-conservative form. *Computational Physics Communications*, Vol.126, pp.232-243, 2000.
- 18) Yabe T., Tanaka R., Nakamura T. and Xiao F.: An exactly conservative semi-Lagrangian scheme (CIP-CSL) in one dimension, *Monthly Weather Review*, Vol.129, pp.332-344, 2001.
- 19) Nakamura T., Tanaka R., Yabe T. and Takizawa K.: Exact conservative semi-lagrangian scheme for multi-dimensional hyperbolic equations with directional splitting technique, *Journal of Computational Physics*, Vol.174, pp.171-207, 2001.
- 20) Xiao F., Yabe T., Peng X. and Kobayashi H.: Conservative and

oscillation-less atmospheric transport schemes based on rational functions, *Journal of Geophysical Research*, Vol.107, D22, 4609, doi: 10.1029/2001JD001532:ACL 2-1-2-11, 2002.

21)Xiao F. and Tabe T.: Completely conservative and oscillationless semi-Lagrangian schemes for advection

transportation, *Journal of Computational Physics*, Vol.170, pp.498-522, 2001.

(2005 年 4 月 15 日 受付)