

斜面流動による土砂災害危険度評価手法の開発

豊田 衛

システム情報工学研究科

筑波大学

2014年3月

目 次

第 1 章	はじめに	3
1.1	本研究の背景と目的	3
1.2	既往の研究	7
1.2.1	危険度評価手法に関する既往の研究	7
1.2.2	数値計算手法に関する既往の研究	9
1.3	本研究の目的と構成	16
第 2 章	SPH(Smoothed Particle Hydrodynamics) 法	17
2.1	概要	17
2.2	SPH 法における連続体の定式化	18
2.2.1	基礎方程式	18
2.2.2	kernel function	24
2.2.3	Corrective Smoothed Particle Method	25
2.2.4	固体の支配方程式	27
2.2.5	弾塑性構成則	29
2.2.6	Jaumann の応力速度	31
2.2.7	人工粘性項	31
2.2.8	境界の取扱い	32
2.2.9	数値計算のフローチャート	33
2.2.10	GPGPU による高速化	34
2.3	SPH 法の基礎検討	36
2.3.1	一軸圧縮シミュレーション	36
2.3.2	c 材での一軸圧縮シミュレーション結果	37
2.3.3	ϕ 材のシミュレーション結果	41
2.4	本章のまとめ	45

第3章	SPH法の斜面土砂流動への適用	47
3.1	本章の概要	47
3.2	小型模型実験による検討	47
3.2.1	小型模型実験の概要	47
3.2.2	SPHシミュレーションの概要	48
3.2.3	シミュレーションパラメータの検討	50
3.2.4	小型模型実験とSPHシミュレーションの比較	53
3.3	斜面崩壊のシミュレーション	61
3.3.1	災害の概要	61
3.3.2	SPH法によるシミュレーションの概要	63
3.3.3	斜面安定解析	64
3.3.4	正弦波による振動シミュレーションの概要	71
3.3.5	固有周波数解析	72
3.3.6	正弦波振動による二次元崩壊シミュレーション	73
3.3.7	正弦波振動による三次元崩壊シミュレーション	78
3.4	本章のまとめ	83
第4章	広域地盤データベース	85
4.1	概要	85
4.2	データベース	85
4.2.1	国土地理院基盤地図情報 (GSI-DEM)	85
4.2.2	地質データ (20万分の1日本シームレス地質図)	85
4.2.3	Vs30	87
4.2.4	地形分類コード (GEMO)	87
4.3	斜面の危険度評価	87
4.3.1	二次元斜面の抽出	89
4.3.2	斜面の危険度評価	93
4.4	本章のまとめ	96
第5章	終わりに	97
5.1	本研究のまとめ	97
5.2	今後の課題	99

第1章 はじめに

1.1 本研究の背景と目的

日本は国土の大部分が急峻な山地であり、近年の都市部の拡大に伴い山麓部や扇状地に生活圏が及んでいることや地盤の軟弱性も要因となって土石流や地すべりといった斜面土砂災害が発生し、家屋等の建造物に影響を与える場合や、死傷者が出る場合も少なくない。図 4.3 は近年の土砂災害件数とその被害状況を示したものであり、毎年 1,000 件程度の土砂災害が発生しており、家屋等の建造物に影響を与える場合や死傷者が出る場合も少なくなく、300 戸程度の人家が被害を受けており、20 名程度の死者・行方不明者が出ている。表 1.1 は近年で大きな被害が発生した事例を示しており、図 1.2 は土砂災害の一例を示している。発生原因を見ると台風や梅雨前線などの豪雨や地震が挙げられる。降雨を原因とする土砂災害は、降雨による地下水面の上昇に伴い地盤の強度が低下することにより発生すると考えられる。一方、地震を原因とする土砂災害は地震動により地盤の強度を越える外力がかかることにより発生すると考えられる。また、降雨や地震が一方のみの影響では土砂災害が発生しないような規模であったとしても、それらの要因が重なることによって土砂災害が発生することも考えられる。また、土砂災害はその崩壊時の特徴からがけ崩れや地すべり、土石流といったものに分類されている。がけ崩れは急傾斜地で突発的に発生することが多く、崩れ落ちるスピードが速いため人家の近くで発生すると構造物や住民への被害の割合が高いことが特徴である。地すべりは比較的傾斜の緩い斜面において、地中の滑りやすい層にそって土砂が塊となってゆっくりと動き出す現象である。また、土石流は溪流などに貯まった土砂が降雨などによって一気に下流へ押し流される現象であり、時速 20 km から 40 km の速度で流れ、破壊力が大きく被害の範囲が広いことが特徴として挙げられる。このように、土砂災害といってもその崩壊時の挙動、崩壊規模、被害範囲、発生要因など多岐にわたっている。

以上のように毎年のように土砂災害が発生し被害が出ていることから、国土交通省は土石流や地すべりなどが発生する危険性のある土砂災害警戒区域を指定しており、全国で約 32 万箇所にも及んでいるが、これらの中でなんらかの対策が施されているのは全体の 25 %にとどまっている。これまでの土砂災害への対策は、斜面安定工や砂防ダムといっ

たハード面での対策が重点的に行われてきており、被害低減にある程度の効果を示している。しかしながら、危険箇所が32万箇所にも及んでいることや対策工への費用低減が望まれていることを背景として、今後はソフト面での対策が重要となっている。

ソフト面での対策として代表的なものは、センサ等による斜面の監視や予測といったものが挙げられる。センサ等による斜面の監視を行う方法では、安価で耐久性があり設置しやすいセンサの開発や、センサにより計測されたデータの解析方法といった研究開発が望まれている。土砂災害危険斜面の予測を行う方法では、崩壊の危険性があるか否かといった崩壊判定に加えて、崩壊時の土砂量や流動速度、崩壊範囲といった崩壊時の被害規模を算定する手法の開発が望まれている。斜面崩壊に関する数値計算手法として、Fellenius 法に代表される斜面安定解析法や、有限要素法 (FEM) や個別要素法 (DEM) といったものが用いられることが多い。斜面安定解析法は、最も簡易に斜面崩壊の危険性を予測することができるといった利点があるが、斜面が崩壊するか否かを判定するにとどまり、崩壊後の挙動を予測することはできない。FEM は地盤工学で最も一般的に用いられている連続体の計算手法であるが、斜面崩壊のような大規模変形を伴うような現象では、その計算手法の特性からメッシュの歪みが大きくなりすぎて計算が困難になるといった欠点がある。DEM は離散体の計算手法であり、崩壊現象を粒子挙動も含めて表現することが可能であるが、実際の斜面崩壊のような大規模なシミュレーションは計算コストが増大してしまうことや、計算に用いるバネやダッシュポットのパラメータを粘着力やせん断抵抗角といった地盤強度から直接決定することが困難であるといった欠点がある。そこで近年では、FEM や DEM では困難な大規模・大変形をシミュレーション可能な SPH 法や MPS 法などの数値計算手法の研究が進められている。SPH 法や MPS 法は FEM 同様に連続体解析手法であるが、FEM のようにメッシュを用いず、連続体を粒子の集合として表現するメッシュフリー解析手法である。そのため、大変形問題にも容易に対応することが可能となっている。また、種々の構成則を組み込むことが可能であり、粘着力やせん断抵抗角といった地盤強度をパラメータとする構成則を用いることにより、直接的に地盤強度をパラメータとしてシミュレーションで使用する事が可能である。

実際の斜面においてこれらの数値計算手法を用いたシミュレーションによって危険度予測を行う際には、対象となる斜面のモデル化が必要となる。斜面のモデル化を行う際には、標高値などの情報による外観の再現と地盤物性や地下水位などの地盤の内部情報が必要不可欠である。実際に発生した斜面土砂流動のシミュレーションを行う際には、災害後に行われる現地調査などにより得られる詳細な地盤情報を用いることが多く、比較的パラメータの同定を行いやすい。しかし、斜面土砂災害の危険度予測を行う際には

実際に斜面土砂流動が発生した箇所のみを対象するわけではなく，その他の箇所についても解析を行う必要性があり，対象領域全体，広くは日本全国規模での情報が必要となるが，これらの情報が十分に与えられているとは言えないのが現状である．

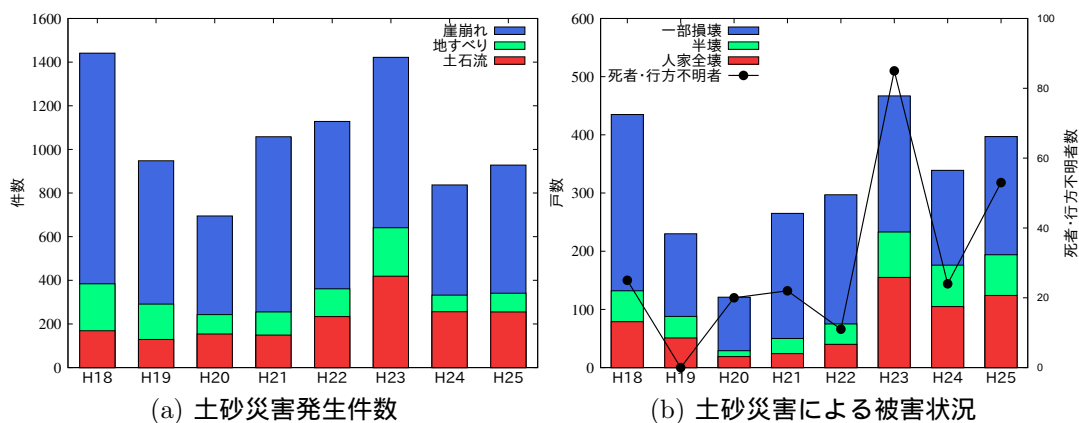


図 1.1 近年の土砂災害発生件数と被害状況 (国土交通省 HP [1])

表 1.1 過去 5 年の主な土砂災害 [1-3]

年月	原因	主な被災県	災害件数			人的被害		人家被害		
			土石流	地すべり	がけ崩れ	死者	行方不明	全壊	半壊	一部損壊
H21.7	中国・九州北部豪雨	山口，広島	83	18	391	21		52	99	231
H21.8	台風 9 号	兵庫，徳島	28	18	99	1		28	10	39
H22.6	梅雨前線	鹿児島，島根	139	21	427	9	1	27	30	147
H23.3	東日本大震災	宮城，福島	13	29	97	19		28	10	39
H23.7	新潟・福島豪雨	新潟，福島	153	38	77			15	10	53
H23.9	台風 12 号	新潟，福島	94	32	82	49	13	99	46	45
H24.6	梅雨前線	鹿児島，大分	23	4	83	1		4	5	22
H24.7	梅雨前線	福岡，熊本	140	19	109	22	1	90	62	110
H25.9	台風 18 号	福井，滋賀	48	17	77	2		10	2	20
H25.10	台風 26 号	伊豆大島	15	6	95	35	4	71	40	92



(a) 平成 23 年 9 月の台風 12 号により発生した地すべり (奈良県五條市) [4]



(b) 平成 25 年 10 月の台風 26 号により発生した土石流 (伊豆大島) [5]

図 1.2 近年の土砂災害の被害状況

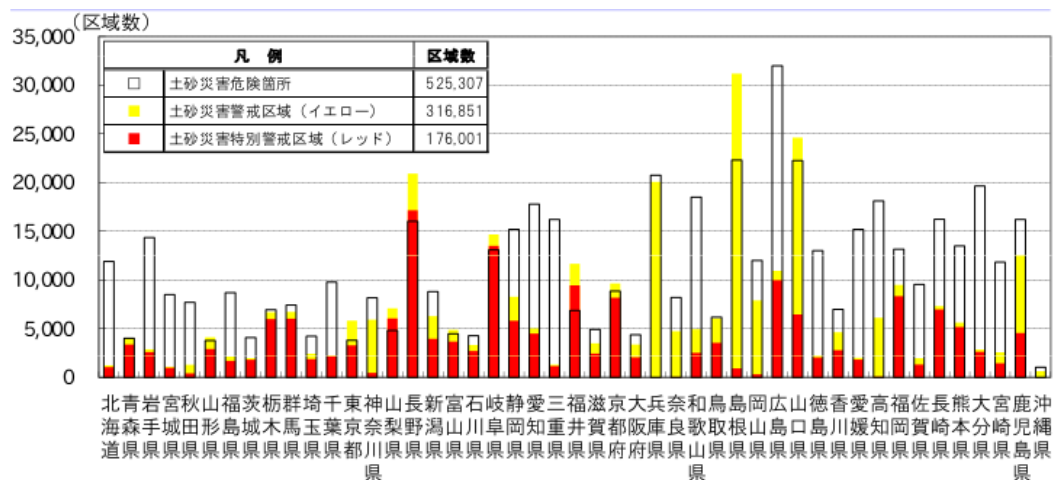
1.2 既往の研究

1.2.1 危険度評価手法に関する既往の研究

平成 11 年 6 月 29 日に広島県で豪雨により土石流 (139 箇所) や崖崩れ (186 箇所) が発生した。これによる死者及び行方不明者は 32 名、家屋全壊は 154 戸等、近年にない大規模土砂災害となった。これを受け、平成 13 年 4 月 1 日に土砂災害による国民の生命を守るため、土砂災害のおそれのある区域について危険の周知、警戒避難体制の整備、住宅等の新規立地の抑制、既存住宅の移転促進等のソフト対策を推進を目的として、土砂災害警戒区域等における土砂災害防止対策の推進に関する法律 (土砂災害防止法) が施行された。土砂災害防止法では、国土交通省により定められた基本指針に基づき、各都道府県による溪流や斜面といった土砂災害により被害を受けるおそれのある地域の調査を実施、土砂災害警戒区域の指定を行っている。土砂災害警戒区域は、急傾斜地の崩壊、土石流、地滑りについて条件が設定されており、それに基づいて指定されている。急傾斜地の崩壊の条件は、傾斜度が 30 度以上で高さ 5 m 以上の区域、急傾斜地の上端から水平距離が 10 m 以内の区域、急傾斜地の下端から急傾斜地高さの 2 倍である。また、土石流の条件は土石流の発生のおそれのある溪流においては、扇頂部から下流で勾配 2 度以上の区域、地滑りでは、地滑りしている区域または地滑りするおそれのある区域、地滑り区域下端から、地滑り地塊の長さに相当する距離の範囲内の区域とされている。さらに、土砂災害警戒区域の中でも土砂災害が発生した場合に建築物等に損壊が生じ、住民等の生命又は身体に著しい危害が生じる危険のある区域を土砂災害特別警戒区域としている。これにより、全国で約 32 万箇所の土砂災害警戒区域が指定されている (図 1.3)。これらの情報を住民に周知させ、土砂災害に関する情報の伝達方法等の円滑な警戒避難を確保するため同一の避難行動をとるべき地区単位を基本に全国規模でのハザードマップの作成が進められている。

この様にソフト面からの対策が国を主導に進められているが、斜面安定工や砂防ダム の建設等のハード面での対策を行っていく上では、リスクの高い箇所を選定し優先度の評価をより詳細に決定することが求められおり、研究が行われている。ここでは、統計的な手法に基づいた予測技術に関する研究事例を挙げる。

西野ら [6] は、2008 年 7 月の豪雨に伴い石川県で発生した斜面災害を対象に危険度評価を行っている。危険度評価するにあたっては、発生した崩壊箇所 173 箇所について既存のボーリング調査結果や現場踏査により地形、地盤、植生、土地利用、構造物といったデータを収集し、GIS 空間データを重ねた多変量解析を行っている。また、三次元斜



面安定解析の結果と数量化理論結果を対応づけた手法の提案も行っており、降水量条件での斜面崩壊危険度を評価することが可能となっている。地頭園ら [7] は、鹿児島県出水市矢筈岳山体を対象として、深層崩壊箇所の予測法を提案しており、これまでの深層崩壊跡地の地形及び地質的条件と地下水量の関係から、深層崩壊危険箇所を抽出している。桑野ら [8] は、岩盤崩壊における崩壊土砂の到達距離について多変量解析のひとつである数量化理論を用いて予測する手法を提案している。過去の岩盤崩壊事例にを基に崩壊高さ、崩壊幅、崩壊規模、崩壊形態、地質、下方斜面の状況、急崖部の斜面傾斜といったパラメータが崩壊土砂の到達距離を示す見通し仰角及び崩壊土砂の飛散幅を示す飛散角に及ぼす影響について示しており、その結果を用いて予測式を提案している。また、この予測式を用いて崩土到達範囲をデジタルマップ上に表示するシステムの開発も行っている [9]。

一方、センサ等による斜面のモニタリングによる監視及び崩壊予測に関する研究も行われている．この種の研究は特に崩壊の発生を事前に察知する上で有効であり，緊急の対策や住民に対する避難指示等に対して有効な手段になりうると考えられている．松田ら [10] は，GPS による変位計測に平滑化手法のひとつであるトレンドモデルを適用することにより，GPS 測量の精度向上を実験との比較により検証し，突発的な変位や微小速度による変形を計測できる可能性を示した．また，計測結果から変位挙動を予測する手法の提案も行っている．岩崎ら [11] は，GPS を用いた自動計測システムの構築を行っている．ソーラ電源装置により電力が確保されており，携帯電話を用いた通信が可能となっているため，インターネットによる情報配信も可能となっている．土木研究所ら [12]

は、斜面崩壊の発生検知を行うことのみを目的とし、安価かつ長期間のメンテナンス不要で斜面に容易に設置可能な斜面崩壊検知センサの共同開発を行った。センサの転倒やセンサの傾斜角度等によって崩壊を検知するものであり、検知方法の異なる 5 種類のセンサを開発している。地上設置型合成開口レーダー (GB-SAR: Ground Based Synthetic Aperture Radar) [13] は、人工衛星や航空機に搭載して地形調査などを行うことで知られている合成開口レーダー (SAR) を地上に設置して使用する装置である。センサ等を用いた観測方法とは異なり観測対象物にセンサを取り付ける必要がないため、センサを取り付けることが困難な急勾配の斜面においても計測可能なことが利点として挙げられる。また、面的な観測を高精度に行えることも特徴の一つである。

1.2.2 数値計算手法に関する既往の研究

有限要素法

有限要素法 (FEM: Finite Element Method) はメッシュを用いた連続体の解析手法で、地盤工学の分野において最も広く利用されている数値計算手法のひとつであり、様々な構成則を組み込んだ地盤の変形解析が行われている。しかしながら、FEM では斜面崩壊等の大変形問題に対してはメッシュに大きな歪みが生じるため、解析が困難であるという欠点がある。

鵜飼ら [14] は、モデル化された単純斜面に正弦波を与え振動解析を行い、地震により斜面が崩壊し、流出するような現象は再現できないものの、すべり変位量を評価することができることを示している。

個別要素法

個別要素法 (DEM: Distinct Element Method) は Cundall によって考案された離散体の解析手法 [15] で、地盤の大変形問題に対して粒子挙動も含めて表現できるといった利点がある。しかしながら、粒子一つ一つをモデル化する必要があり、斜面崩壊のような大規模なシミュレーションを行う際には、粒子数の増大による計算コストの問題が発生する。また、粒子間の相互相互作用をバネとダッシュポットにより表現するが、それらのパラメータを実際の地盤強度から決定することが困難であるという問題もある。

MPS

Moving particle semi-implicit(MPS) は Koshizuka and Oka [16] により非圧縮性流体を取り扱うために提案された連続体の解析手法である．流体を流体粒子の集合として表現し，粒子間距離をパラメータとした重み関数を用いて変数の勾配，発散，ラプラシアンといった粒子間相互作用力モデルを定義し，これらのモデルを用いてナビエ - ストークス方程式を離散化している．相互作用範囲内の粒子数を一定となるように収束計算を行うことにより，厳密に非圧縮性を満たすことができる．また，その解析手法の特徴から斜面崩壊などの大変形問題に関する適用も進められている．

沖村ら [17] は，崩壊土砂をニュートン流体として取扱い，モデル斜面に対して崩壊土砂の到達距離について動粘性係数や斜面傾斜角，崩壊土量の影響を検討し，既往の研究で得られている結果とほぼ一致する傾向を示している．また，MPS 法によって弾性，弾塑性体を取り扱う手法についても検討が行われている．宋ら [18] は，粒子間の相対変位からひずみを算出し，弾性体の構成式によって応力計算を行う方法を提案している．稲垣ら [19] は，従来の MPS 法による弾塑性解析では物性値の条件によって応力計算の際にマトリクス計算の収束性が不安定になる問題があったが，収束計算を行わずに安定して応力計算できる手法の開発を行っている．内圧付加した円管の解析や，アルミニウム平板を鉄製の押しジグで圧縮する解析を行っているが，押しジグによる圧縮変形解析では，宋ら [20] によって行われた FEM および SPH 法の結果との比較を行い，同様の結果を得ている．吉田・石丸 [21] は，FEM による地震応答解析に用いられている粘性境界及びレイリー減衰を MPS 法に導入するための定式化を提案し，地震応答解析を行っている．多層の 2 次元斜面モデルによる波動伝播について解析を行い，FEM の結果と比較している．法肩及び法尻の鉛直方向及び水平方向の応答加速度について MPS の粒子サイズを変えて比較しており，図 1.5 に示すように粒子サイズの小さいケースにおいて FEM と同等の結果が得られている．

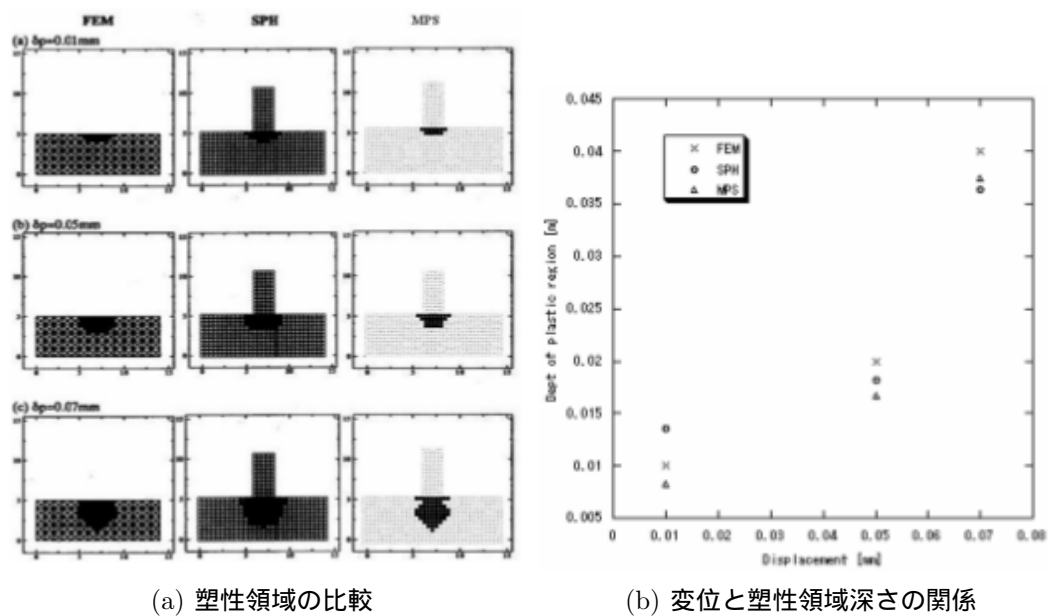


図 1.4 押しジグによる圧縮変形解析 (稲垣ら [19])

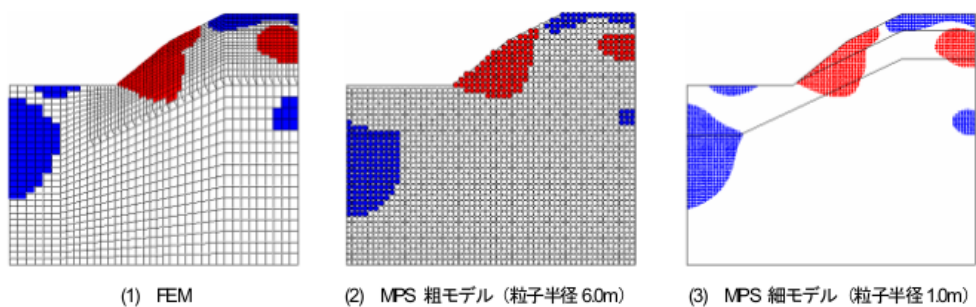


図 1.5 応答加速度分布 (吉田・石丸 [21])

SPH 法

Bui et al. [22] は地盤の大変形問題について SPH 法を用いて検討している．構成則として関連流動則及び非関連流動則の Drucker-Prager モデルを用いて，重力下での流動問題について実験との比較や，地盤の支持力問題について FEM や理論解との比較を行っている．SPH 法の問題点として知られている tensile instability 問題に対して人工応力項を用いて対処する方法や，境界の取扱いについて改善する方法を提案し，SPH 法の適用性を示している．図 1.6 は地盤の支持力問題について検討を行った結果である．SPH 法による関連流動則及び非関連流動則の Drucker-Prager モデルを用いたシミュレーションと，Terzaghi や Prandtl の理論解，Chen and Mizuno [23] による FEM の結果との比較を行い，整合性のある結果を得ており，SPH 法によって関連流動則及び非関連流動則の Drucker-Prager モデルの差異を表現可能なことを示している．図 1.7 はアルミ棒を用いた流動実験と SPH 法によるシミュレーションを比較した結果である．二次元での SPH シミュレーションと比較を行うために，アルミ棒を用いた実験を行っており，シミュレーションに用いる材料パラメータはアルミ棒を用いた一面せん断試験の結果より決定している．変形領域や，変形後の形状について良い一致を示しており，流動現象に対する SPH 法の適用性を示している．図 1.8 は非関連流動則の Drucker-Prager モデルによる ϕ 材と c 材のシミュレーション結果である． ϕ 材の材料パラメータは粘着力 $c = 0 \text{ kPa}$ ，せん断抵抗角 $\phi = 25 \text{ deg}$ であり， c 材は粘着力 $c = 5 \text{ kPa}$ ，せん断抵抗角 $\phi = 0 \text{ deg}$ としてシミュレーションを行っており，それぞれの材料について SPH 法を用いたシミュレーションが可能なことを示している．

Nonoyama [24]，野々山ら [25] は，SPH 法を用いた斜面の安定解析と Fellenius 法との比較や，掘削による斜面崩壊のシミュレーションを行い，実大規模斜面での掘削実験との比較を行っている．図 1.9 は SPH 法を用いた斜面安定解析による最大せん断ひずみの分布と Fellenius 法によるすべり線 (白線) を示している．均質な粘性材料 (粘着力 $c = 50 \text{ kPa}$ ，せん断抵抗角 $\phi = 0 \text{ deg}$) で構成される斜面について斜面高さによる影響について検討している．Fellenius 法による安全率が 1.0 以上のケースでは SPH 法においてせん断ひずみは発生しておらず，安全率が 1.0 より小さいケースでは SPH 法において円弧状のせん断ひずみ分布が見られる．また，case3 のような Fellenius 法による安全率は 1.0 より小さいものの SPH 法においては変形がほとんど見られないケースについては，初期状態としては不安定な状態にあるが，若干の変形により応力が再分配されることにより安定状態が変化することも示している．図 1.10 はのり肩の変位量と安全率の関係を示したものであり，SPH 法は従来の安全率照査と同様の結果を示すことができることに加え，変形量が

らも安定性を評価することが可能であることを示している。

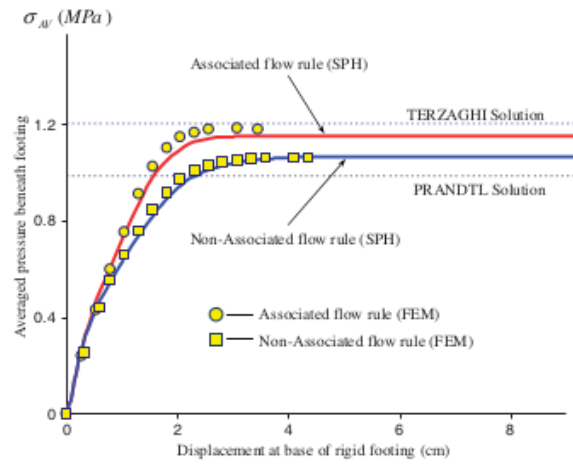


図 1.6 SPH による支持力計算 (Bui et al. [22])

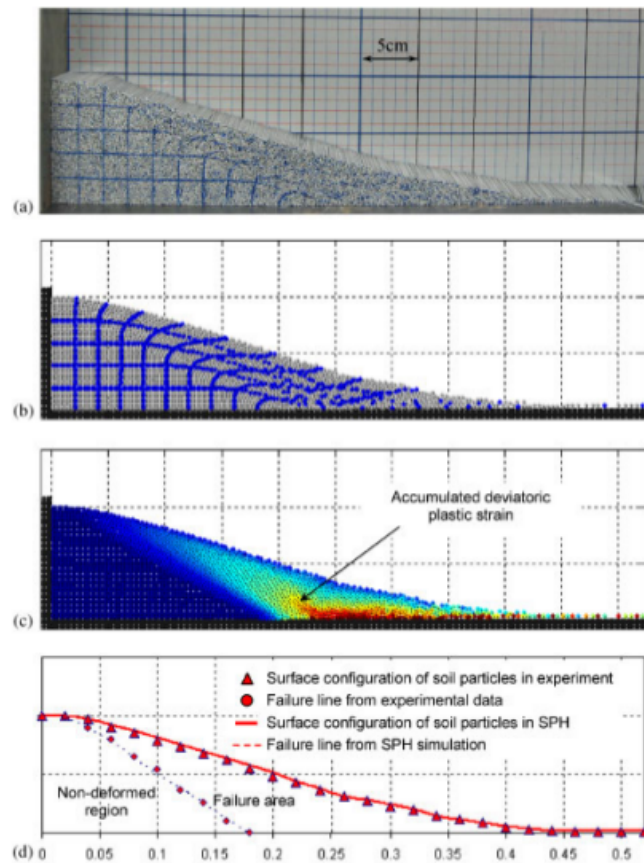
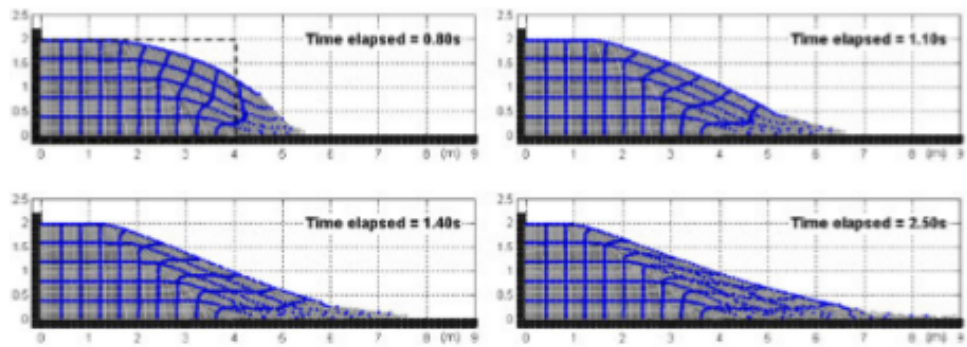
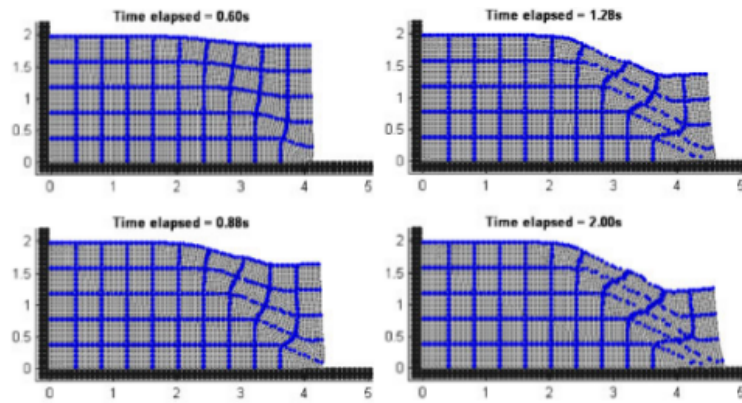


図 1.7 模型実験と SPH 法シミュレーションの比較 (Bui et al. [22]) , (a) 実験結果 , (b) シミュレーション結果 , (c) 偏差塑性ひずみ分布 , (d) 最終形状比較



(a) c 材



(b) ϕ 材

図 1.8 SPH 法による自重崩壊シミュレーション (bui et al. [22])

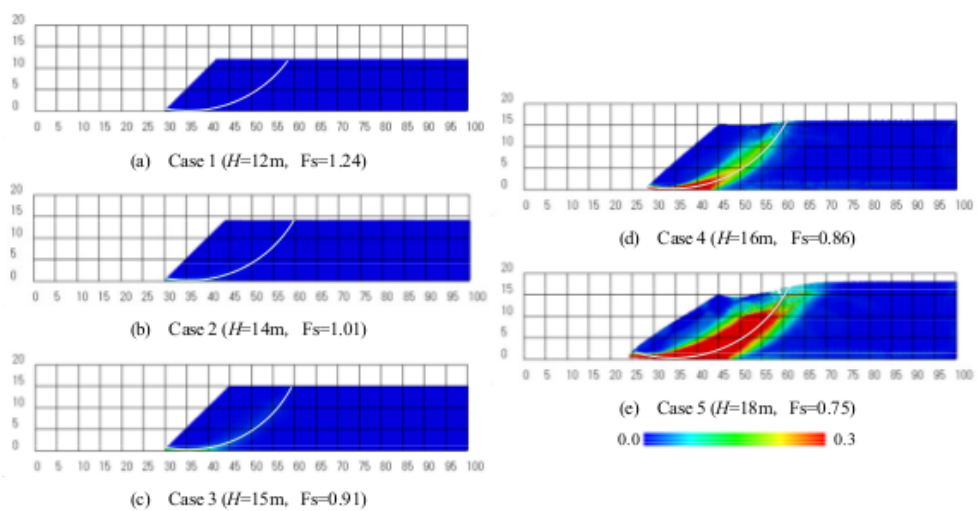


図 1.9 SPH 法を用いた安定解析による最大せん断ひずみ分布 (野々山ら [25])

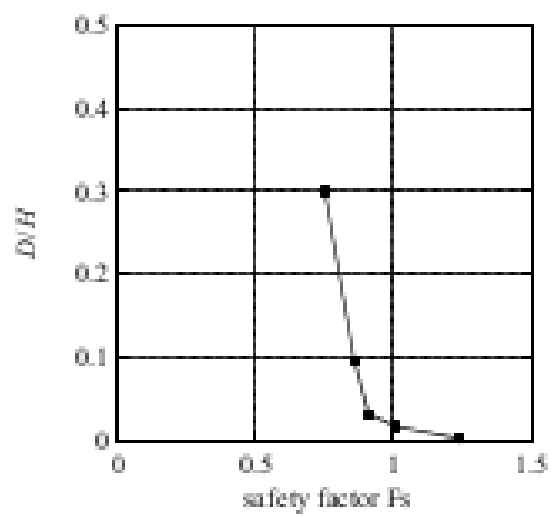


図 1.10 のり肩の変位量と安全率の関係 (野々山ら [25])

1.3 本研究の目的と構成

本研究では、SPH 法を用いた斜面崩壊の危険度評価手法の開発を目的とする。本研究における目的を以下に示す。

- SPH 法による三次元解析
- SPH 法による動的解析への適用
- SPH 法による危険度評価手法

SPH 法を用いる理由は、前節までに述べたように大規模・大変形の問題に容易に対応でき、地盤の強度定数をパラメータとする構成則を自由に組み込むことができるからである。現在までに、弾塑性体を構成則として用いた SPH 法による基礎検討 [22] や、傾斜角一定のモデル斜面に関する SPH 法を用いた安定解析 [24, 25] が行われておりその有用性が示されているが、複雑な形状を持つ実際の斜面に関する安定解析や、地震動を加えた動的解析についてはまだ十分に検討されていない。また、既往の研究は二次元によるものであり三次元でのシミュレーションによる影響について検討されているものはない。

そこで本研究では、小型模型実験のシミュレーションを二次元と三次元で行い、比較・検討することにより三次元シミュレーションによる影響について考察する。三次元シミュレーションでは二次元に比べて粒子数が飛躍的に増加し、計算時間が増大してしまう問題があるが、本研究では計算時間の短縮を行うために CUDA による GPU を用いた並列化プログラムの開発も併せて行っている。

次に、2007 年の新潟県中越沖地震で発生した青海川駅付近の斜面崩壊を対象として、作成した崩壊前の斜面モデルに正弦波及び実際の地震波を与えることにより、その適用性を検討している。

最後に、SPH 法を用いて斜面崩壊の危険度評価手法についての検討を行う。危険度評価を行う際には地盤の情報が必要となるが、それらの情報は十分に与えられていないのが現状であり、それらの情報を取得することに手間がかかることが危険度評価を行う上での妨げとなっている。そこで、現在までに全国的に網羅されている情報を整理するとともに、統一的に取り扱うことができるようにデータベースの開発を行う。また、それらの情報を用いて SPH 法による危険度評価を行うために解析対象となる領域の抽出法について検討を行っている。

第2章 SPH(Smoothed Particle Hydrodynamics) 法

2.1 概要

SPH 法は, Lucy [26] や Gingold & Monaghan [27] によって考案された圧縮性流体の計算手法であり, 粒子法と呼ばれるメッシュレス連続体解析手法の一種である. SPH 法の利点は, ラグランジュ的手法であることやメッシュレス解析手法であるために大変形問題に容易に対応できること, 構成則を自由に組み込めることなどがあげられる. このため, SPH 法は近年数値計算の世界で大きな注目を集めており様々な研究が行われている. 例えば, 衝突や衝撃問題 [28–40], 流体力学 [41–45], 混相流 [46], 流体構造連成 [47], 磁気流体力学 [48], 叢氷 [49, 50] などがある. また, 地盤工学に関する問題について適用される事例も見られるようになっており, 斜面安定問題 [22, 24, 25] や間隙水の浸透破壊解析 [51] などがある. 一方で SPH 法には境界付近で粒子が不足する問題である. この問題については, 後述する Teylar 展開を用いて SPH 法の基礎方程式を影響半径内の粒子密度で平均化する手法が Chen et al. [52] によって提案されている.

本章では, SPH 法における弾塑性構成則の定式化とアルゴリズムの説明を行うとともに, 一軸圧縮シミュレーションを行い, SPH 法における弾塑性構成則の適用性について検討している. 本研究では弾塑性構成則として Drucker-Prager モデルを用いている. 本研究における最終的な目的は, 全国規模で斜面崩壊の危険度を予測することであるが, 現状において全国的に網羅されている地盤情報が不足していることを考慮すれば, 解析を行う際に必要な地盤強度に関するパラメータができるだけ少ない構成則を用いてシミュレーションを行い, 検討することが重要であると考えられる. Drucker-Prager モデルは, 地盤の最も一般的な強度定数である粘着力とせん断抵抗角のみを用いて弾塑性体を表現するものであり, 定式化も比較的容易であることから, 本研究で用いることとした.

2.2 SPH 法における連続体の定式化

2.2.1 基礎方程式

SPH 法は連続体の解析手法であり，SPH 粒子と呼ばれる粒子の集合体として連続体を表現する．SPH 粒子は連続体の構成則を離散化する役割と，物理量を輸送する役割の両方を担う．これらの特徴からラグランジュ的であり，計算格子を全く必要とせず，定式化が非常に容易であるという利点がある．図 2.1 に SPH 法における概念図を示す．SPH 法において着目する粒子の物理量 $f(x)$ を求める際には，着目した粒子の影響半径内に存在する粒子の物理量を距離に応じて重み付けし，足し合わせることで表現する．

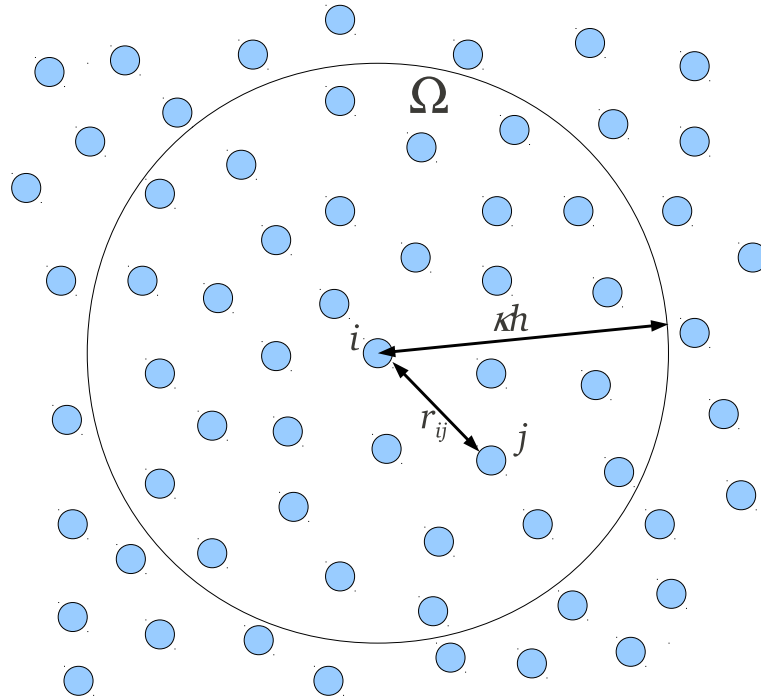


図 2.1 SPH 法における粒子近似の概念図

以下にその基礎方程式を示す．SPH 法において基本概念となるスカラー関数 $f(x)$ の積分表記は次式で示される．

$$f(x) = \int_{\Omega} f(x') \delta(x - x') dx \quad (2.1)$$

ここに， f は三次元ベクトル x で表される関数であり， δ はディラックのデルタと呼ばれ

るものであり，次式の性質を持つ．

$$\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') = \begin{cases} 1(\mathbf{x} = \mathbf{x}') \\ 0(\mathbf{x} \neq \mathbf{x}') \end{cases} \quad (2.2)$$

式 (2.1) における Ω は \mathbf{x} を含む積分領域を示す．式 (2.1) のデルタ関数をカーネル (平滑化) 関数 W に置き換えたものを次式に示す．

$$f(\mathbf{x}) = \int_{\Omega} f(\mathbf{x}') W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h) d\mathbf{x}' \quad (2.3)$$

ここに，カーネル関数は距離 $|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|$ とカーネル関数の特性長さ h (平滑化する領域を規定するパラメータ) をパラメータとして持ち，正規化条件を満たす必要がある．

$$\int_{\Omega} W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h) d\mathbf{x}' = 1 \quad (2.4)$$

また，カーネル関数の特性長さ h を無限小とした際にカーネル関数はデルタ関数となる．

$$\lim_{h \rightarrow 0} W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h) d\mathbf{x}' = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \quad (2.5)$$

また，カーネル関数の規定領域外でその値は 0 となる．

$$W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h) = 0 \quad \text{when } |\mathbf{x} - \mathbf{x}'| > \kappa h \quad (2.6)$$

次に 1 階の空間微分について考える．スカラー関数 $f(\mathbf{x})$ の空間微分に関しては，式 (2.3) の $f(\mathbf{x})$ を $\nabla f(\mathbf{x})$ に置き換えて，

$$\nabla f(\mathbf{x}) = \int_{\Omega} \{\nabla f(\mathbf{x}')\} W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h) d\mathbf{x}' \quad (2.7)$$

となる．式 (2.7) の左辺は次式で示される．

$$\nabla f(\mathbf{x}) = \text{grad } f(\mathbf{x}) = \mathbf{i} \frac{\partial f(\mathbf{x})}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial f(\mathbf{x})}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial f(\mathbf{x})}{\partial z} \quad (2.8)$$

次に，式 (2.7) の右辺積分内部について考える．

$$\{\nabla f(\mathbf{x}')\} W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h) = \nabla \{f(\mathbf{x}') W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h)\} - f(\mathbf{x}') \nabla W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h) \quad (2.9)$$

よって，式 (2.7) と式 (2.9) より，

$$\nabla f(\mathbf{x}) = \int_{\Omega} \nabla \{f(\mathbf{x}')W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h)\} d\mathbf{x}' - \int_{\Omega} f(\mathbf{x}') \nabla W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h) d\mathbf{x}' \quad (2.10)$$

式 (2.10) 右辺の最初の項はガウスの発散定理積分領域表面の積分に置き換えることができる．

$$\int_{\Omega} \nabla f(\mathbf{x}')W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h) d\mathbf{x}' = \int_S \{f(\mathbf{x}')W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h)\}(\mathbf{x}' \cdot \mathbf{n}) dS = 0 \quad (2.11)$$

ここで，式 (2.6) より重み関数は積分境界においてその値はゼロとなるため，積分領域表面の積分はゼロとなる．よって，式 (2.10) は，

$$\nabla f(\mathbf{x}) = - \int_{\Omega} f(\mathbf{x}') \nabla W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h) d\mathbf{x}' \quad (2.12)$$

となり，スカラー関数 $f(\mathbf{x})$ の 1 階の空間微分は重み関数の勾配のみによって表現できる．

SPH 法は，連続体を粒子の集合体として考えて計算を行う．着目する粒子 j の質量 m^j は粒子 j の代表体積 ΔV^j 及び密度 ρ^j の積として表現できる．

$$m^j = \Delta V^j \rho^j \quad (2.13)$$

よって，式 (2.3) は以下の様に離散化される．

$$\begin{aligned} f(\mathbf{x}) &= \int_{\Omega} f(\mathbf{x}')W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h) d\mathbf{x}' \\ &= \sum_{j=1}^N f(\mathbf{x}')W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h) \Delta V' \end{aligned} \quad (2.14)$$

よって，SPH 法においてある着目する粒子 i の任意の物理量を求める際には，影響半径内にある粒子 j の総和をとればよい．よって，式 (2.14)，式 (2.12) はそれぞれ次式のように示される．

$$f(\mathbf{x}^i) = \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} f(\mathbf{x}^j) W(\mathbf{x}^i - \mathbf{x}^j, h) \quad (2.15)$$

$$\nabla f(\mathbf{x}^i) = - \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} f(\mathbf{x}^j) \nabla W(\mathbf{x}^i - \mathbf{x}^j, h) \quad (2.16)$$

ここに， j は影響半径内の粒子を示すものであり， N は影響半径内にある粒子の総数を示すものである．式 (2.15)，式 (2.16) が SPH 法における基礎方程式である．

次に , 式 (2.16) の $\nabla W(\mathbf{x}^i - \mathbf{x}^j, h)$ について考える . ここで ∇ は \mathbf{x}^j に作用することに注意する .

$$\begin{aligned}
\nabla W(\mathbf{x}^i - \mathbf{x}^j, h) &= \nabla W^{ij} \\
&= \mathbf{i} \frac{\partial W^{ij}}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial W^{ij}}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial W^{ij}}{\partial z} \\
&= \mathbf{i} \frac{\partial r^{ij}}{\partial x} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r^{ij}} + \mathbf{j} \frac{\partial r^{ij}}{\partial y} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r^{ij}} + \mathbf{k} \frac{\partial r^{ij}}{\partial z} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r^{ij}} \\
&= \mathbf{i} \frac{-(x^i - x^j)}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r^{ij}} + \mathbf{j} \frac{-(y^i - y^j)}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r^{ij}} + \mathbf{k} \frac{-(z^i - z^j)}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r^{ij}} \\
&= -\frac{x_\alpha^{ij}}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r^{ij}} \\
&= -\nabla^i W^{ij}
\end{aligned} \tag{2.17}$$

ここに ,

$$x^{ij} = x^i - x^j \tag{2.18}$$

$$r^{ij} = \sqrt{(x^i - x^j)^2 + (y^i - y^j)^2 + (z^i - z^j)^2} \tag{2.19}$$

であり , ∇^i は i 粒子に働く演算子であることを示している . よって , 式 (2.16) は ,

$$\nabla f(\mathbf{x}^i) = \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} f(\mathbf{x}^j) \nabla^i W(\mathbf{x}^i - \mathbf{x}^j, h) \tag{2.20}$$

となる . 次に式 (2.20) において f を 1 に置き換えたものについて考える .

$$\nabla 1 = \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} 1 \nabla^i W(\mathbf{x}^i - \mathbf{x}^j, h) \tag{2.21}$$

ここに ,

$$\nabla 1 = 0 \tag{2.22}$$

より ,

$$0 = \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} 1 \nabla^i W(\mathbf{x}^i - \mathbf{x}^j, h) \tag{2.23}$$

となる．式 (2.23) の両辺に $f(\mathbf{x}^i)$ をかけて，

$$0 = \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} f(\mathbf{x}^i) \nabla^i W(\mathbf{x}^i - \mathbf{x}^j, h) \quad (2.24)$$

を得ることができる．SPH 法においては，式 (2.20) に式 (2.24) を加えた式，

$$\nabla f(\mathbf{x}^i) = \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} (f(\mathbf{x}^i) + f(\mathbf{x}^j)) \nabla^i W(\mathbf{x}^i - \mathbf{x}^j, h) \quad (2.25)$$

を用いることも多い．

次にスカラー関数 $f(\mathbf{x})$ に密度 ρ をかけたもの及び割ったものについての空間微分について考える．

$$\nabla(\rho f(\mathbf{x})) = \rho \nabla f(\mathbf{x}) + f(\mathbf{x}) \nabla \rho \quad (2.26)$$

$$\nabla \left(\frac{1}{\rho} f(\mathbf{x}) \right) = \frac{1}{\rho} \nabla f(\mathbf{x}) + f(\mathbf{x}) \nabla \frac{1}{\rho} \quad (2.27)$$

式 (2.26) 及び式 (2.27) をそれぞれ $\nabla f(\mathbf{x})$ について整理すると，

$$\nabla f(\mathbf{x}) = \frac{1}{\rho} \{ \nabla(\rho f(\mathbf{x})) - f(\mathbf{x}) \nabla \rho \} \quad (2.28)$$

$$\begin{aligned} \nabla f(\mathbf{x}) &= \rho \left\{ \nabla \left(\frac{1}{\rho} f(\mathbf{x}) \right) - f(\mathbf{x}) \nabla \frac{1}{\rho} \right\} \\ &= \rho \left\{ \nabla \left(\frac{1}{\rho} f(\mathbf{x}) \right) - f(\mathbf{x}) \left(-\frac{1}{\rho^2} \right) \nabla \rho \right\} \\ &= \rho \left\{ \nabla \left(\frac{1}{\rho} f(\mathbf{x}) \right) + \frac{f(\mathbf{x})}{\rho^2} \nabla \rho \right\} \end{aligned} \quad (2.29)$$

となる．粒子 i についての式に書き換えれば，

$$\nabla f(\mathbf{x}^i) = \frac{1}{\rho^i} \{ \nabla(\rho^i f(\mathbf{x}^i)) - f(\mathbf{x}^i) \nabla \rho^i \} \quad (2.30)$$

$$\nabla f(\mathbf{x}^i) = \rho^i \left\{ \nabla \left(\frac{1}{\rho^i} f(\mathbf{x}^i) \right) + \frac{f(\mathbf{x}^i)}{(\rho^i)^2} \nabla \rho^i \right\} \quad (2.31)$$

となる．式 (2.30) の右辺第一項については，式 (2.20) における $f(\mathbf{x}^i)$ を $\rho^i f(\mathbf{x}^i)$ に置き

換えることにより，

$$\begin{aligned}\nabla(\rho^i f(\mathbf{x}^i)) &= \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} (\rho^j f(\mathbf{x}^j)) \nabla^i W^{ij} \\ &= \sum_{j=1}^N m^j f(\mathbf{x}^j) \nabla^i W^{ij}\end{aligned}\tag{2.32}$$

となる．式 (2.30) の右辺第二項については，式 (2.20) における $f(\mathbf{x}^i)$ を ρ^i に置き換えて $f(\mathbf{x}^i)$ をかけることにより，

$$\begin{aligned}f(\mathbf{x}^i) \nabla \rho^i &= f(\mathbf{x}^i) \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} \rho^j \nabla^i W^{ij} \\ &= \sum_{j=1}^N m^j f(\mathbf{x}^i) \nabla^i W^{ij}\end{aligned}\tag{2.33}$$

となる．よって，式 (2.30) は式 (2.32) 及び式 (2.33) より，

$$\begin{aligned}\nabla f(\mathbf{x}^i) &= \frac{1}{\rho^i} \left\{ \sum_{j=1}^N m^j f(\mathbf{x}^j) \nabla^i W^{ij} - \sum_{j=1}^N m^j f(\mathbf{x}^i) \nabla^i W^{ij} \right\} \\ &= \frac{1}{\rho^i} \left\{ \sum_{j=1}^N m^j (f(\mathbf{x}^j) - f(\mathbf{x}^i)) \nabla^i W^{ij} \right\}\end{aligned}\tag{2.34}$$

同様に式 (2.31) 式の右辺についても，

$$\begin{aligned}\nabla \left(\frac{f(\mathbf{x}^i)}{\rho^i} \right) &= \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} \left(\frac{f(\mathbf{x}^j)}{\rho^j} \right) \nabla^i W^{ij} \\ &= \sum_{j=1}^N m^j \frac{f(\mathbf{x}^j)}{(\rho^j)^2} \nabla^i W^{ij}\end{aligned}\tag{2.35}$$

$$\begin{aligned}\frac{f(\mathbf{x}^i)}{(\rho^i)^2} \nabla \rho^i &= \frac{f(\mathbf{x}^i)}{(\rho^i)^2} \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} \rho^j \nabla^i W^{ij} \\ &= \sum_{j=1}^N m^j \frac{f(\mathbf{x}^i)}{(\rho^i)^2} \nabla^i W^{ij}\end{aligned}\tag{2.36}$$

となる．よって，式 (2.31) は式 (2.35) 及び式 (2.36) より，

$$\begin{aligned}\nabla f(\mathbf{x}^i) &= \rho^i \left\{ \sum_{j=1}^N m^j \frac{f(\mathbf{x}^j)}{(\rho^j)^2} \nabla^i W^{ij} + \sum_{j=1}^N m^j \frac{f(\mathbf{x}^i)}{(\rho^i)^2} \nabla^i W^{ij} \right\} \\ &= \rho^i \left\{ \sum_{j=1}^N m^j \left(\frac{f(\mathbf{x}^j)}{(\rho^j)^2} + \frac{f(\mathbf{x}^i)}{(\rho^i)^2} \right) \nabla^i W^{ij} \right\}\end{aligned}\quad (2.37)$$

となる．を得ることができ，式 (2.20) や式 (2.25) の代わりとして用いられることも多い．

2.2.2 kernel function

SPH 法における連続体近似のためのカーネル関数 (スミージング関数) にはこれまでに様々なものが提案されてきているが，本研究では 5 次のスプライン型カーネル関数 [53] を用いている．

$$W(R, h) = \alpha_D \times \begin{cases} (3 - R)^5 - 6(2 - R)^5 + 15(1 - R)^5 & (0 \leq R < 1) \\ (3 - R)^5 - 6(2 - R)^5 & (1 \leq R < 2) \\ (3 - R)^5 & (2 \leq R < 3) \\ 0 & (3 \leq R) \end{cases} \quad (2.38)$$

$$\frac{\partial W}{\partial R} = \alpha_D \times \begin{cases} -5(3 - R)^4 + 30(2 - R)^4 - 75(1 - R)^4 & (0 \leq R < 1) \\ -5(3 - R)^4 + 30(2 - R)^4 & (1 \leq R < 2) \\ -5(3 - R)^4 & (2 \leq R < 3) \\ 0 & (3 \leq R) \end{cases} \quad (2.39)$$

$$\frac{\partial^2 W}{\partial R^2} = \alpha_D \times \begin{cases} 20(3 - R)^3 - 120(2 - R)^3 + 300(1 - R)^3 & (0 \leq R < 1) \\ 20(3 - R)^3 - 120(2 - R)^3 & (1 \leq R < 2) \\ 20(3 - R)^3 & (2 \leq R < 3) \\ 0 & (3 \leq R) \end{cases} \quad (2.40)$$

$$\alpha_D = \begin{cases} \frac{120}{h} & (1D) \\ \frac{7}{478\pi h^2} & (2D) \\ \frac{3}{359\pi h^3} & (3D) \end{cases} \quad (2.41)$$

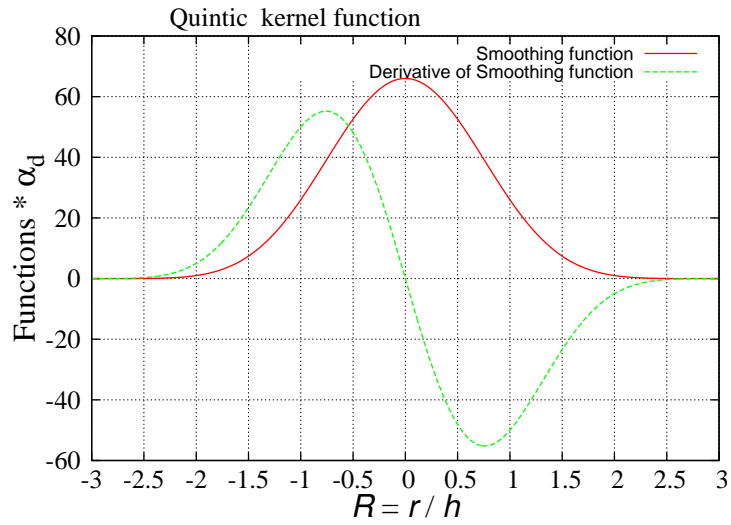


図 2.2 SPH kernel functions

2.2.3 Corrective Smoothed Particle Method

SPH 法は連続体を粒子の集合で表現し，各粒子の物理量は影響半径内の粒子の物理量を重み付けして足し合わせるにより求める．図 2.3(a) に示すように，影響半径内に粒子が十分にある場合には連続体としての物理量を精度良く求めることができる．しかし，図 2.3(b) に示すように，自由表面付近のような影響半径内の粒子が不足している場合には，連続体としての物理量を精度良く求めることはできず，その物理量は減少してしまう．

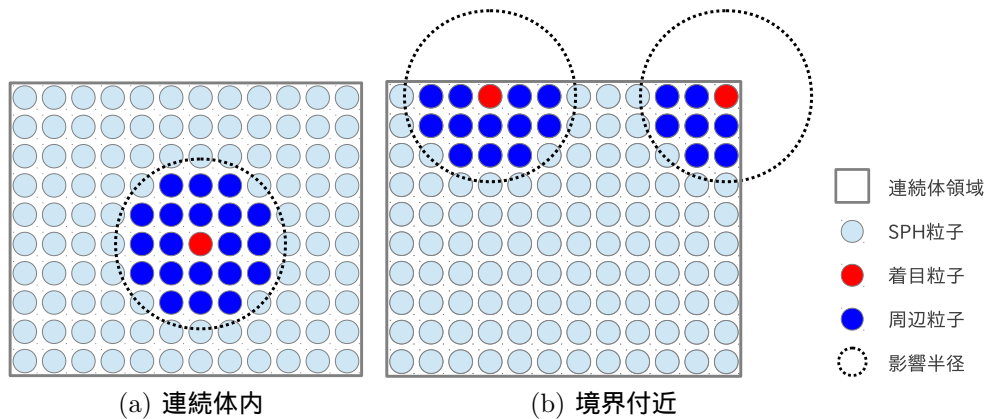


図 2.3 境界付近での近傍粒子不足による物理量の減少

このような問題に対して，テイラー展開を用いて正規化することにより対処する方法

が提案されている [52] . ある関数 $f(x)$ に関するテイラー展開は ,

$$f(x) = f(x') + (x_\alpha - x'_\alpha) \frac{\partial f(x')}{\partial x_\alpha} + \frac{1}{2} (x_\alpha - x'_\alpha)(x_\beta - x'_\beta) \frac{\partial^2 f(x')}{\partial x_\alpha \partial x_\beta} + \dots \quad (2.42)$$

で与えられる .

(2.42) 式において , 両辺にカーネル関数を掛け , 積分したものを次式に示す .

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} f(x) W(x - x', h) dx &= f(x') \int_{\Omega} W(x - x', h) dx \\ &+ \int_{\Omega} (x_\alpha - x'_\alpha) W(x - x', h) dx \frac{\partial f(x')}{\partial x_\alpha} \\ &+ \frac{1}{2} \int_{\Omega} ((x_\alpha - x'_\alpha)(x_\beta - x'_\beta)) W(x - x', h) dx \frac{\partial^2 f(x')}{\partial x_\alpha \partial x_\beta} \\ &+ \dots \end{aligned} \quad (2.43)$$

(2.43) 式において全ての微分項についてその値は十分に小さく , 影響を無視できることから ,

$$\int_{\Omega} f(x) W(x - x', h) dx = f(x') \int_{\Omega} W(x - x', h) dx \quad (2.44)$$

(2.44) 式を変形して ,

$$f(x') = \frac{\int_{\Omega} f(x) W(x - x', h) dx}{\int_{\Omega} W(x - x', h) dx} \quad (2.45)$$

を得る . (2.45) 式を離散化した形にすると ,

$$f(x^i) = \frac{\sum_{j=1}^N f(x^j) W(x^i - x^j, h) \frac{m^j}{\rho^j}}{\sum_{j=1}^N W(x^i - x^j, h) dx \frac{m^j}{\rho^j}} \quad (2.46)$$

を得ることができ , 式 (2.15) の代わりに用いることにより , 自由境界付近での近傍粒子数が不足することによる精度の低下を防ぐことができる .

2.2.4 固体の支配方程式

質量保存則

質量保存則は連続の方程式としても知られており，密度 ρ 及び速度ベクトル \mathbf{v} を用いて次式で示される．

$$\begin{aligned}\frac{D\rho}{Dt} &= -\rho \nabla \cdot \mathbf{v} \\ &= -\rho \frac{\partial v_\beta}{\partial x_\beta} \\ &= -\rho \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right)\end{aligned}\tag{2.47}$$

式 (2.47) を式 (2.20) を用いて離散化すれば，

$$\begin{aligned}\frac{D\rho^i}{Dt} &= -\rho^i \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} \mathbf{v}^j \cdot \nabla^i W(\mathbf{x}^i - \mathbf{x}^j, h) \\ &= -\rho^i \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} \left(v_x^j \frac{x^i - x^j}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r} + v_y^j \frac{y^i - y^j}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r} + v_z^j \frac{z^i - z^j}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r} \right) \\ &= -\rho^i \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} v_\alpha^j \frac{x_\alpha^{ij}}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r}\end{aligned}\tag{2.48}$$

となる．ここに，下付きの添字 α は直交座標系での座標を表す添字であり，同一式中に同じ添字が2度出てくる場合，特に断りがなければ総和規約を適用することとする．また，式 (2.24) より，

$$\rho^i \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} \mathbf{v}^i \cdot \nabla^i W(\mathbf{x}^i - \mathbf{x}^j, h) = \rho^i \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} v_\alpha^i \frac{x_\alpha^{ij}}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r} = 0\tag{2.49}$$

という恒等式を得ることができる．式 (2.49) を式 (2.48) に加えることにより，

$$\begin{aligned}\frac{D\rho^i}{Dt} &= \rho^i \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} \mathbf{v}^i \cdot \nabla^i W(\mathbf{x}^i - \mathbf{x}^j, h) - \rho^i \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} \mathbf{v}^j \cdot \nabla^i W(\mathbf{x}^i - \mathbf{x}^j, h) \\ &= \rho^i \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} (\mathbf{v}^i - \mathbf{v}^j) \cdot \nabla^i W(\mathbf{x}^i - \mathbf{x}^j, h) \\ &= \rho^i \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} v_\alpha^{ij} \frac{x_\alpha^{ij}}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r}\end{aligned}\tag{2.50}$$

となり，SPH 法において式 (2.48) の代わりによく用いられる．ここに，

$$v_{\alpha}^{ij} = v_{\alpha}^i - v_{\alpha}^j \quad (2.51)$$

である．

運動量保存則

運動量保存式あるいは運動方程式は次式で示される．

$$\frac{\partial v_{\alpha}}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_{\alpha\beta}}{\partial x_{\beta}} + g_{\alpha} \quad (2.52)$$

ここに $\sigma_{\alpha\beta}$ は応力テンソルを， g_{α} は体積力ベクトルである．よって，式 (2.52) を式 (2.20) を用いて離散化すれば，

$$\frac{\partial v_{\alpha}^i}{\partial t} = \frac{1}{\rho^i} \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} \sigma_{\alpha\beta}^j \frac{x_{\beta}^{ij}}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r} + g_{\alpha} \quad (2.53)$$

となる．それぞれ成分表示すれば，

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_x^i}{\partial t} &= \frac{1}{\rho^i} \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} \left(\sigma_{xx}^j \frac{x^{ij}}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r} + \sigma_{xy}^j \frac{y^{ij}}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r} + \sigma_{xz}^j \frac{z^{ij}}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r} \right) + g_x \\ \frac{\partial v_y^i}{\partial t} &= \frac{1}{\rho^i} \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} \left(\sigma_{yx}^j \frac{x^{ij}}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r} + \sigma_{yy}^j \frac{y^{ij}}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r} + \sigma_{yz}^j \frac{z^{ij}}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r} \right) + g_y \\ \frac{\partial v_z^i}{\partial t} &= \frac{1}{\rho^i} \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} \left(\sigma_{zx}^j \frac{x^{ij}}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r} + \sigma_{zy}^j \frac{y^{ij}}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r} + \sigma_{zz}^j \frac{z^{ij}}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r} \right) + g_z \end{aligned} \quad (2.54)$$

となる．また，式 (2.24) より，

$$\frac{1}{\rho^i} \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} \sigma_{\alpha\beta}^j \frac{x_{\beta}^{ij}}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r} = 0 \quad (2.55)$$

という恒等式を得ることができる．式 (2.55) を式 (2.53) に加えることにより，

$$\begin{aligned}\frac{\partial v_{\alpha}^i}{\partial t} &= \left(\frac{1}{\rho^i} \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} \sigma_{\alpha\beta}^j \frac{x_{\beta}^{ij}}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r} + \frac{1}{\rho^i} \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^j} \sigma_{\alpha\beta}^i \frac{x_{\beta}^{ij}}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r} \right) + g_{\alpha} \\ &= \sum_{j=1}^N \frac{m^j}{\rho^i \rho^j} (\sigma_{\alpha\beta}^i + \sigma_{\alpha\beta}^j) \frac{x_{\beta}^{ij}}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r} + g_{\alpha}\end{aligned}\quad (2.56)$$

となり，式 (2.53) 同様に SPH 法において運動量保存式として用いられている．また式 (2.37) より得られる

$$\frac{\partial v_{\alpha}^i}{\partial t} = \sum_{j=1}^N m^j \left(\frac{\sigma_{\alpha\beta}^i}{(\rho^i)^2} + \frac{\sigma_{\alpha\beta}^j}{(\rho^j)^2} \right) \frac{x_{\beta}^{ij}}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r} + g_{\alpha}\quad (2.57)$$

も SPH 法においてよく用いられている．

2.2.5 弾塑性構成則

ひずみ速度テンソル $\dot{\epsilon}_{\alpha\beta}$ は，弾性ひずみ速度テンソル $\dot{\epsilon}_{\alpha\beta}^E$ 及び塑性ひずみ速度テンソル $\dot{\epsilon}_{\alpha\beta}^P$ を用いて次式で示される．

$$\dot{\epsilon}_{\alpha\beta} = \dot{\epsilon}_{\alpha\beta}^E + \dot{\epsilon}_{\alpha\beta}^P\quad (2.58)$$

ここに，下付きの添字は次元を表しており，特に断わりがなければ総和規約を適用するものとする．応力速度テンソル $\dot{\sigma}_{\alpha\beta}$ は，弾性マトリックス $D_{\alpha\beta\gamma\delta}^E$ を用いて次式で示される．

$$\dot{\sigma}_{\alpha\beta} = D_{\alpha\beta\gamma\delta}^E \dot{\epsilon}_{\gamma\delta}^E = D_{\alpha\beta\gamma\delta}^E (\dot{\epsilon}_{\gamma\delta} - \dot{\epsilon}_{\gamma\delta}^P)\quad (2.59)$$

$$D^E = \begin{bmatrix} \lambda + 2\mu & \lambda & \lambda & & & \\ \lambda & \lambda + 2\mu & \lambda & & & \\ \lambda & \lambda & \lambda + 2\mu & & & \\ & & & 2\mu & & \\ & & & & 2\mu & \\ & & & & & 2\mu \end{bmatrix}\quad (2.60)$$

ここに、 λ 及び μ はラメの定数と呼ばれる．塑性ひずみ速度テンソル $\dot{\epsilon}_{\alpha\beta}^P$ は、次式で示される．

$$\dot{\epsilon}_{\alpha\beta}^P = \lambda \frac{\partial g}{\partial \sigma_{\alpha\beta}} \quad (2.61)$$

ここに、 λ は塑性乗数であり、 g は塑性ポテンシャルである．塑性ポテンシャル g が降伏関数 f と一致する場合は関連流動則とよばれ、一致しない場合には非関連流動則とよばれている．本研究では、降伏関数として Drucker-Prager モデルを用いており、降伏関数 f は次式で示される．

$$f = q - \alpha_\phi p - k_c \quad (2.62)$$

ここに、 p 及び q は応力のパラメータであり、応力の不変量である I_1 及び J_2 を用いて次式で示される．

$$p = \frac{1}{3} I_1, \quad q = \sqrt{\frac{2}{3} J_2} \quad (2.63)$$

応力の不変量 I_1 及び J_2 は次式で示される．

$$I_1 = \sigma_{\gamma\gamma} \quad J_2 = \frac{1}{2} s_{\alpha\beta} s_{\alpha\beta} \quad (2.64)$$

ここに、 $s_{\alpha\beta}$ は偏差応力であり、次式で示される．

$$s_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha\beta} - p \delta_{\alpha\beta} \quad (2.65)$$

ここに、 δ はクロネッカーのデルタである．

式 (2.62) に示した α_ϕ 及び k_c は材料パラメータであるせん断抵抗角 ϕ と粘着力 c を用いて、二次元での平面ひずみ条件では、

$$\alpha_\phi = \frac{\sqrt{2} \tan \phi}{\sqrt{3 - 4 \tan^2 \phi}}, \quad k_c = \frac{\sqrt{2} c}{\sqrt{3 - 4 \tan^2 \phi}} \quad (2.66)$$

で示され、三次元では、

$$\alpha_\phi = \frac{2\sqrt{2} \sin \phi}{3 - \sin \phi}, \quad k_c = \frac{2\sqrt{2} c \cos \phi}{3 - \sin \phi} \quad (2.67)$$

で示される．

流動則は、非関連流動則を用いており、塑性ポテンシャル g は次式で示される．

$$g = q - \alpha_\psi p \quad (2.68)$$

ここに， α_ψ は式 (2.66) 及び式 (2.67) のせん断抵抗角 ϕ をダイレイタンシー角 ψ に置き換えたものであり，二次元の平面ひずみ条件では，

$$\alpha_\psi = \frac{\sqrt{2} \tan \psi}{\sqrt{3 - 4 \tan^2 \psi}} \quad (2.69)$$

で示され，三次元では，

$$\alpha_\psi = \frac{2\sqrt{2} \sin \psi}{3 - \sin \psi} \quad (2.70)$$

で示される．

2.2.6 Jaumann の応力速度

増分形で定式化を行う際には，回転を考慮するために客観応力速度を用いる必要がある．本研究では，Jaumann の応力速度を用いており，次式で示される．

$$\dot{\sigma}_{\alpha\beta} = \hat{\sigma}_{\alpha\beta} - \sigma_{\alpha\gamma} \omega_{\gamma\beta} + \omega_{\alpha\gamma} \sigma_{\gamma\beta} \quad (2.71)$$

ここに， $\omega_{\alpha\beta}$ はスピンテンソルであり，

$$\omega_{\alpha\beta} = \frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\beta} - \frac{\partial u_\beta}{\partial x_\alpha} \quad (2.72)$$

で示される．

2.2.7 人工粘性項

SPH 法では連続体を粒子で近似して表現することに起因して数値振動が起こる．このような数値不安定性に対処する方法として人工粘性項が提案されている．人工粘性項は式 (2.57) に示される運動量保存則の応力項に付加され，次式で示される．

$$\frac{\partial v_\alpha^i}{\partial t} = \sum_{j=1}^N m^j \left(\frac{\sigma_{\alpha\beta}^i}{(\rho^i)^2} + \frac{\sigma_{\alpha\beta}^j}{(\rho^j)^2} - \Pi^{ij} \delta_{\alpha\beta} \right) \frac{x_\beta^{ij}}{r^{ij}} \frac{\partial W^{ij}}{\partial r} + g_\alpha \quad (2.73)$$

式 (2.73) 内の Π^{ij} が人工粘性項であり，本研究では Monaghan ら [54] によって考案されたものを用いている．ここに Π^{ij} は次式で表せる．

$$\Pi^{ij} = \begin{cases} \frac{-\alpha^{\text{vis}} c^{ij} \phi^{ij} + \beta^{\text{vis}} (\phi^{ij})^2}{\rho^{ij}} & v^{ij} \cdot x^{ij} < 0 \\ 0 & v^{ij} \cdot x^{ij} \geq 0 \end{cases} \quad (2.74)$$

ここに， α^{vis} 及び β^{vis} は人工粘性パラメータであり， ϕ^{ij} は次式で表せる．

$$\phi^{ij} = \frac{h^{ij} v^{ij} \cdot x^{ij}}{|x^{ij}|^2 + 0.01(h^{ij})^2} \quad (2.75)$$

2.2.8 境界の取扱い

SPH 法においては境界の取扱いに注意が必要である．自由表面と同様に，境界壁付近の自由に動くことのできる粒子 (自由粒子) においても近傍粒子数の不足により，物理量が小さくなる問題が発生する．そこで，図 2.4 に示すように境界壁外側にも粒子 (境界粒子) を配置し，これらの粒子に速度分布を与えることにより境界壁での条件を再現する．境界壁付近の自由粒子の物理量を求める際は，影響半径内に含まれる自由粒子同様に境界粒子についてもその物理量を考慮し計算を行う．ただし，境界粒子は与えられた速度による位置の更新は行わず，境界粒子間での相互作用はないものとする．境界条件として non-slip 条件を考えると，境界粒子 j に与える速度 v^j は Morris ら [44] の方法を用いて，境界壁近傍の自由粒子 i の速度 v^i とそれぞれの粒子の境界壁からの距離によって次式で示される．

$$v^j = -\frac{d^j}{d^i} v^i \quad (2.76)$$

よって，運動方程式を解く際に必要な相対速度は次のようになる．

$$v^{ij} = v^i - v^j = \left(1 + \frac{d^j}{d^i}\right) v^i = \beta v^i \quad (2.77)$$

この式では，自由粒子 A が境界壁に近づくにつれ境界粒子 B の速度は大きくなるため， v^j が極度に大きな速度となってしまう事が考えられる．そこで， β には上限値 β_{max} を設定することによりこの問題に対処している．

$$\beta = \min \left(\beta_{\text{max}}, 1 + \frac{d^j}{d^i} \right) \quad (2.78)$$

Morris は $\beta_{max} = 1.5$ という値を提案しており，本研究においてもその値を用いている．また境界壁が剛体移動している際には，その速度 v^{wall} を考慮し，相対速度は式 (2.77) の代わりに，

$$v^{ij} = v^i - v^j = \beta(v^i - v^{wall}) \quad (2.79)$$

で示される．

また，Bui ら [22] は弾塑性体を構成則として用いる場合には，上記の速度に関する取扱いに加えて境界粒子の応力についても自由粒子の応力を用いて表現することにより，境界壁近傍においてなめらかな応力分布を得ることができるとしている．境界粒子 j の応力 $\sigma_{\alpha\beta}^j$ は境界壁近傍の自由粒子 i の応力 $\sigma_{\alpha\beta}^i$ により

$$\sigma_{\alpha\beta}^j = \sigma_{\alpha\beta}^i \quad (2.80)$$

で示され，式 (2.73) の運動方程式を解く際に用いる．

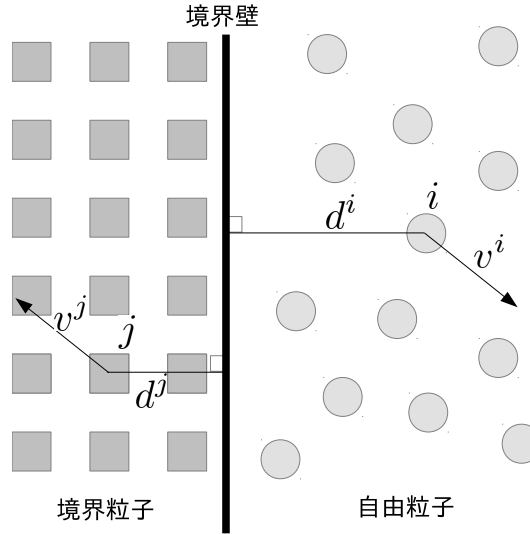


図 2.4 境界壁の取扱い

2.2.9 数値計算のフローチャート

前項までに数値計算に関する詳細を述べてきたが，ここでは数値計算全体の流れについて説明を行う．図 2.5 に数値計算のフローチャートを示す．まず，近傍粒子リストを作成する．次に全ての粒子について密度，ひずみ速度テンソル，応力，外力の順に計算を行う．最後に運動方程式を時間に関して数値積分することにより速度及び位置の更新を

行う．

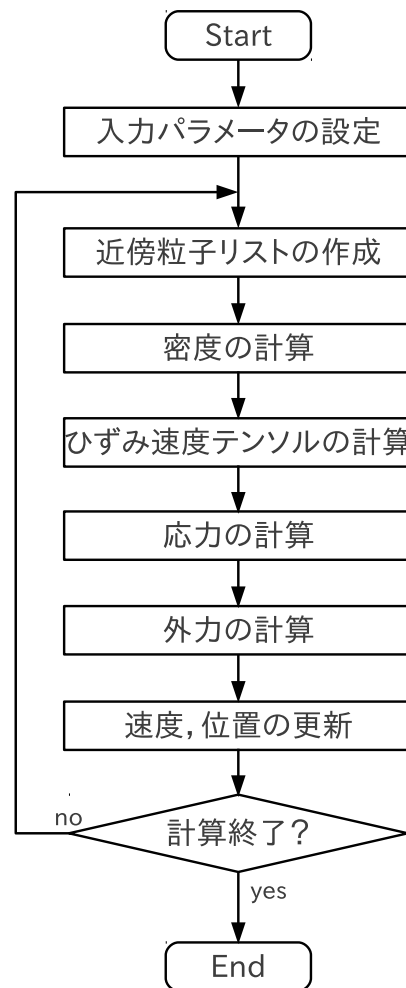


図 2.5 計算のフローチャート

2.2.10 GPGPU による高速化

本研究では SPH 法による三次元シミュレーションを行うことも目的としているが，三次元シミュレーションにおいては，二次元シミュレーションと比較して粒子数が非常に多くなり，計算時間が飛躍的に増大してしまう問題がある．大規模数値計算の高速化手法としては，MPI による複数 CPU を用いた並列計算が知られている [55]．近年では複数のコアを有する CPU もあり，MPI を用いることにより単一 CPU による数値計算に比べてかなりの高速化が可能となっている．しかしながら，CPU を用いた並列化による高速化でも大規模な三次元シミュレーションの計算コストを考えると十分であるとは言えない．

そこで、近年では GPU(Graphics Processing Unit) を用いた並列計算が CPU 計算に変わる高速な数値計算として注目されている [?]。GPU とは、グラフィックカードに搭載されている画像処理用の演算装置であり、複数のコアを有しており、CPU に比べて機能は限定されているものの、大量のデータを同時に並列処理することが可能となっている。GPU を数値計算等の画像処理以外の目的に応用する技術を GPGPU(General-purpose computing on graphics processing units) といい、SPH 法や MPS 法などの粒子法に対する適用も進められており、大幅な高速化が可能となっている。GPU を用いた数値計算のコード開発には、統合開発環境として NVIDIA 社により CUDA(Compute Unified Device Architecture) [?] が提供されており、コンパイラやライブラリなどから構成されている。本研究でも CUDA によりコード開発を行っている。

GPU による並列計算では、単純な計算を同時に行う際に高い処理能力を出すことができるが、並列処理している計算が条件分岐などにより複雑化する際には大きく処理速度が低下する問題がある。また、ファイルの入出力などの処理を行うことはできない。さらに CPU-GPU 間のメモリ転送は他の処理に比べて低速であるため、転送回数を少なくすることが高速化を実現する上では重要である。2.2.9 に SPH 法によるプログラムの流れを示したが、GPU による並列計算による高速化を最大限に行うために、本研究では SPH 法による主要な数値計算のすべてについて CUDA によるコード開発を行った。具体的には、時間ループ内の近傍粒子リストの作成から速度、位置の更新までである。以上の処理により、CPU-GPU 間のメモリ転送は計算開始時と結果を出力する際にのみ行われ、最低限の回数に抑えることが可能となっている。

本研究で使用する GPU は図 2.6 に示す NVIDIA 社の Tesla C2070 であり、表 2.1 はその仕様となっている。図 2.7 に CPU 及び GPU を用いて行った数値計算の実行時間を示す。CPU は intel 社の core i7-3770 を用いて行った。二次元及び三次元について計算に用いた粒子数による比較を行った結果であるが、GPU を用いた場合は CPU に比べて二次元では約 3 倍から 5 倍、三次元では約 8 倍の高速化が可能となっている。GPU による並列化は粒子数が多い方がより効果的であり、粒子数が多くなるにつれて CPU に比べて時間の短縮率が大きくなっている。また、SPH 法ではある粒子の物理量を求める際に影響半径内の粒子の物理量を足し合わせるにより求めていくが、三次元では影響半径内粒子も三次元的に配置されるため、同一の影響半径であっても二次元に比べて一粒子当たりの影響半径内粒子数は多くなり、計算コストは増大する。そのため、三次元では二次元よりも大幅な時間短縮が可能となっている。



図 2.6 Tesla C2070 [?]

表 2.1 Tesla C2070 の仕様

CUDA Core 数	448
プロセッサ周波数	1.15 GHz
搭載メモリ	6 GB
単精度浮動小数点演算性能	1.03 Tflops
倍精度浮動小数点演算性能	515 Gflops
ホスト接続	PCI-E2.0

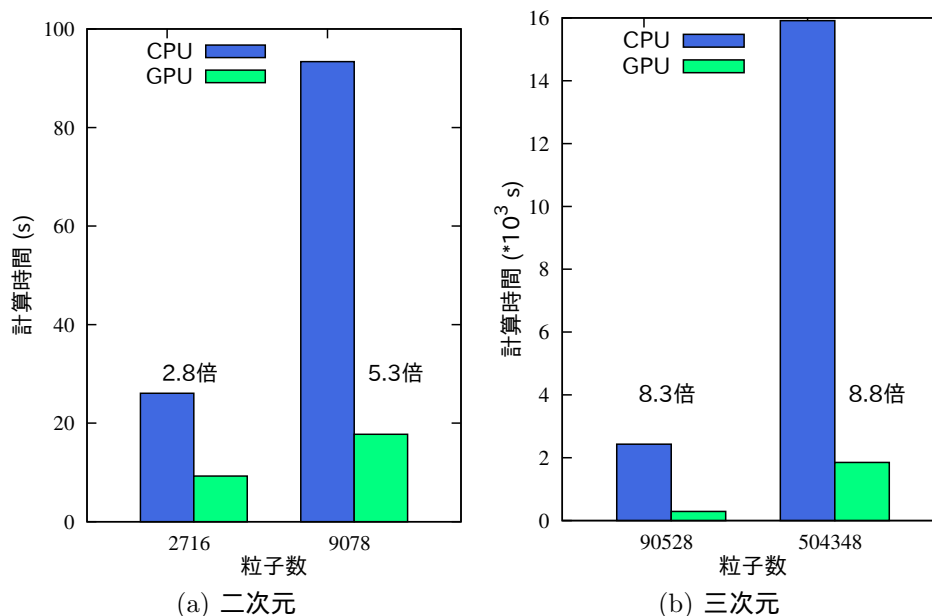


図 2.7 CPU と GPU による実行時間

2.3 SPH 法の基礎検討

2.3.1 一軸圧縮シミュレーション

SPH 法による弾塑性体シミュレーションの適用性を検討するために、二次元での c 材と ϕ 材の二種類の材料について一軸圧縮シミュレーションを行った。図 2.8 に示すように、 x 軸方向に 2 m、 y 軸方向に 1 m の領域に弾塑性体粒子 (緑粒子) を規則的に配置し、 x 軸方向の両端には固定粒子を配置しており、一端の固定粒子群は変位 0 (黒四角粒子) とし、もう一端の固定粒子群を変位制御 (黒丸粒子) によって x 軸方向に圧縮することによりシミュレーションを行っている。 y 軸方向は自由境界で、 c 材では拘束圧なしとし、 ϕ 材では拘束圧一定の条件となっている。表 2.2 に示す計算条件でシミュレーションを行い、弾塑性シミュレーションの妥当性及び人工粘性係数の影響について検討を行った。検

討は，図 2.8 中の赤丸で示している供試体中央部分及び変位制御粒子近傍の弾塑性体粒子の応力 - ひずみ関係と，変位制御している固定粒子にかかる力より算出した応力 - ひずみ関係について行っている．また， ϕ 材については非関連流動則での体積ひずみについても検討した．

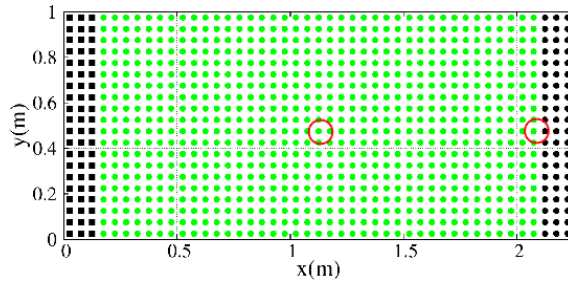


図 2.8 一軸圧縮シミュレーションの初期状態

表 2.2 一軸圧縮シミュレーション

	c 材	ϕ 材
粒子間距離 [m]	5.0×10^{-2}	
時間刻み [s]	1.0×10^{-4}	
ステップ数	1,000,000	
圧縮速度 [mm/s]	2.0×10^{-3}	
密度 ρ [kg/m ³]	1.0×10^3	
せん断弾性係数 G [kPa]	10	
ポアソン比 ν	0.25	
粘着力 c [Pa]	200	0
せん断抵抗角 ϕ [deg]	0	30
ダイレイタンシー角 ψ [deg]	0	0
拘束圧 σ_c [Pa]	0	100
人工粘性係数 $\alpha^{\text{vis}}, \beta^{\text{vis}}$	0.0, 0.01, 0.05, 0.1	

2.3.2 c 材での一軸圧縮シミュレーション結果

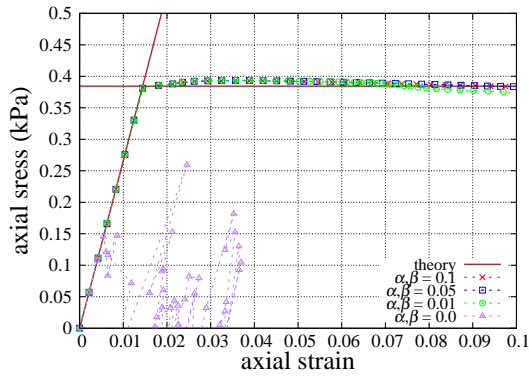
図 2.9 に c 材で行った一軸圧縮シミュレーションの結果を示す．図中の実線は供試体が均一に変形した際の理論解を示している．図 2.10 に $\alpha^{\text{vis}} = \beta^{\text{vis}} = 0.1$ のシミュレーションにおける変形図を示しており，上から降伏直後 ($\varepsilon_a = 0.014$)，塑性状態 ($\varepsilon_a = 0.05$)，最終状態 ($\varepsilon_a = 0.1$) となっている．図中の粒子の色分けは粒子の状態を示しており，緑色は弾性状態を，青色は塑性状態を示している．

図 2.9(a) 及び図 2.9(c) の供試体中央部での弾塑性体粒子における結果を見ると，人工粘性を用いた場合は，応力 - ひずみ関係及び $p - q$ 関係ともにその係数の値によらず弾性領域，降伏点，塑性領域のすべてにおいて理論解と一致している．一方で人工粘性を用いない場合は，弾性領域の途中から大きく乱れている．SPH 法では数値振動が問題として知られており，人工粘性は数値振動を抑制するために用いられている手法であるが，c 材での一軸圧縮シミュレーションにおいても，数値振動の問題は起こり，その抑制に人工粘性は有用な手段であると考えられる．

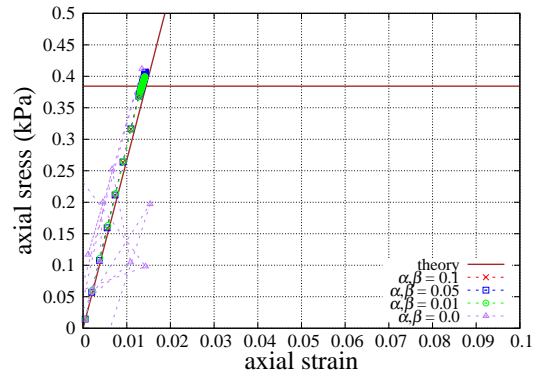
図 2.9(b) 及び図 2.9(d) の変位制御粒子近傍での弾塑性体粒子における結果を見ると，弾性状態のままで塑性状態にはなっていない．図 2.10 に示した変形図においても，固定粒子近傍の弾塑性体粒子は弾性状態（緑）のままとなっていることが確認できる．これは変位制御粒子は変形せず，変位制御粒子と弾塑性体粒子の境界条件は non-slip 条件としているために，変位制御粒子近傍の弾塑性体粒子は変形が拘束されるためと考えられる．人工粘性に着目すると，供試体中央部での結果と同様に人工粘性を用いた場合には弾性での理論線と一致しているが，用いない場合には大きく乱れている．

図 2.9(e) の変位制御粒子にかかる力とその変位から算出した応力 - ひずみ関係においても，内部粒子での検討と同様に人工粘性を用いた際の応力 - ひずみ関係は値による大きな差異はなく安定した結果となっているが，人工粘性を用いない場合には大きく乱れる結果となっている．また，参考のために供試体が均質に変形した際の理論解を実線で示しているが，シミュレーション結果とは異なるものとなっている．図 2.10 に示した変形図において，供試体内部で弾性領域と塑性領域が混在している様子が確認できることや，圧縮方向と直行する方向への膨張も均質に発生していない様子が確認できることから，変形は不均質なものとなっており，均質変形を仮定している理論解と一致しない要因であると考えられる．

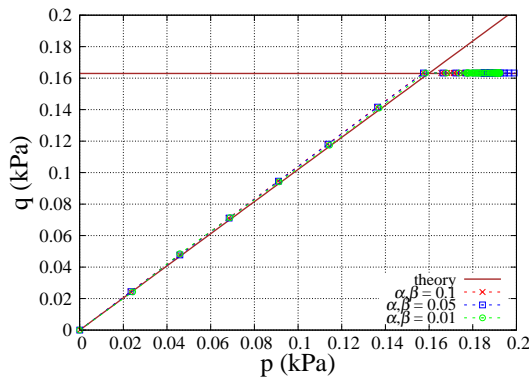
以上のことから，今回検討を行った係数の範囲においてはその値によらず人工粘性を用いることにより，計算の安定性を確保することができ，係数による計算結果の差異はないと考えられる．また，本研究では弾塑性体の構成則として Drucker-Prager 弾塑性体モデルを用いており，せん断抵抗角 $\phi = 0^\circ$ としている c 材においては von-Mises モデルに一致するものとなる．その降伏判定は式 (2.62) に従って行われており， p 及び q を用いているが，個々の粒子における $p - q$ 関係は理論解と一致する結果を得ていることから，SPH 法を用いた c 材での弾塑性シミュレーションは妥当であるといえる．



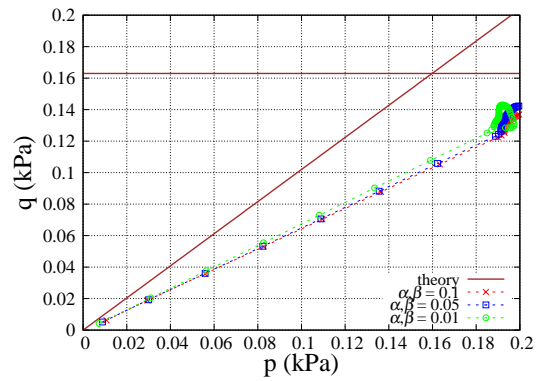
(a) 供試体中央での応力 - ひずみ関係



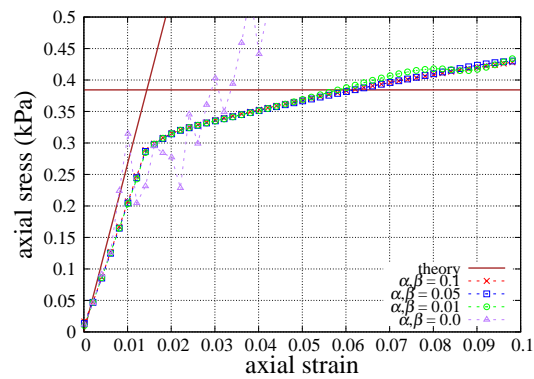
(b) 固定粒子近傍での応力 - ひずみ関係



(c) 供試体中央での $p - q$ 関係

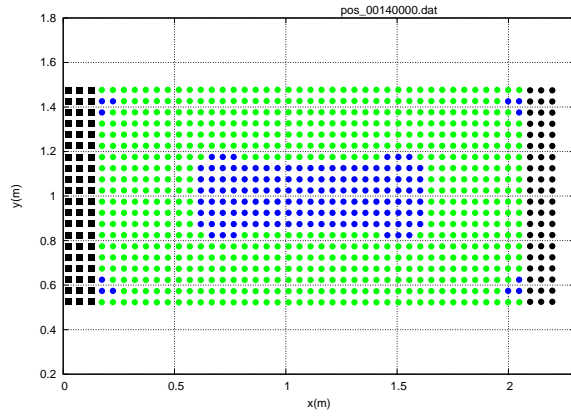


(d) 固定粒子近傍での $p - q$ 関係

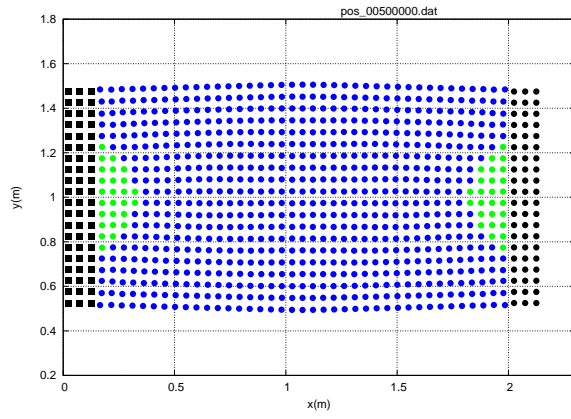


(e) 変位制御粒子での応力 - ひずみ関係

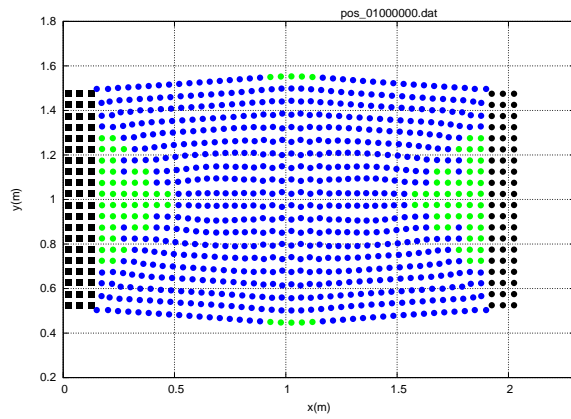
図 2.9 c 材での一軸圧縮シミュレーション結果



(a) $\varepsilon_a = 0.014$



(b) $\varepsilon_a = 0.05$



(c) $\varepsilon_a = 0.1$

図 2.10 c 材における変形図 ($\alpha^{\text{vis}} = \beta^{\text{vis}} = 0.1$)
黒:固定粒子, 緑:弾性状態, 青:塑性状態

2.3.3 ϕ 材のシミュレーション結果

図 2.11 に ϕ 材で行った一軸圧縮シミュレーションの結果を示す．図中の実線は供試体が均一に変形した際の理論解を示している．図 2.12 に $\alpha^{\text{vis}} = \beta^{\text{vis}} = 0.1$ のシミュレーションにおける変形図を示しており，上から降伏直後 ($\varepsilon_a = 0.0055$)，塑性状態 ($\varepsilon_a = 0.05$)，最終状態 ($\varepsilon_a = 0.1$) となっている．図中の粒子の色分けは粒子の状態を示しており，緑色は弾性状態を，青色は塑性状態を示している．

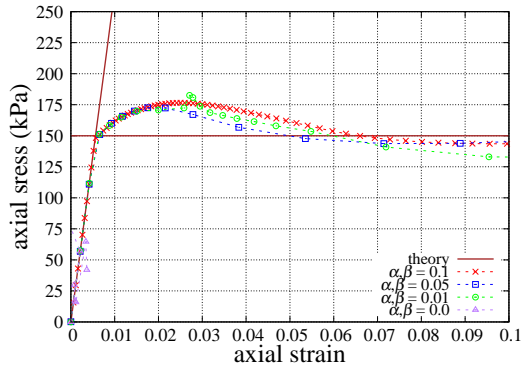
中央部での弾塑性体粒子における結果については，図 2.11(a) に示した応力 - ひずみ関係では，弾性領域及び降伏点は理論解と一致しているが，塑性領域は理論解と一致していない．図 2.12 の変形図をみると，c 材における全体的に塑性状態となる変形とは異なり， ϕ 材においては変形の局所化が見られる．供試体中央部は局所化している部分であり，塑性状態での応力が理論と一致しないのは局所化の影響であると考えられる．図 2.11(c) に示した $p - q$ 関係では理論解と一致しており，降伏後の応力状態は降伏面上にあることがわかる．人工粘性については，c 材の結果と同様に人工粘性を用いることにより，計算の安定性を確保することができており，その係数の値による大きな差異は見られない．人工粘性を用いない場合には，数値振動により粒子配置が大きく乱れ，応力 - ひずみ関係にも大きく乱れが生じており， ϕ 材での一軸圧縮シミュレーションにおいても，数値振動の抑制に人工粘性は有用な手段であると考えられる．

図 2.11(b) 及び図 2.11(d) の変位制御粒子近傍での弾塑性体粒子における結果を見ると，弾性状態のままで塑性状態にはなっていない．これは，図 2.12 に示した変形図においても，固定粒子近傍の弾塑性体粒子は弾性状態 (緑) のままでとなっていることが確認できる．これは変位制御粒子は変形せず，変位制御粒子と弾塑性体粒子の境界条件は non-slip 条件としているために，変位制御粒子近傍の弾塑性体粒子は変形が拘束されるためと考えられる．人工粘性に着目すると， $\alpha^{\text{vis}} = \beta^{\text{vis}} = 0.01$ の場合には若干ではあるが乱れており， $\alpha^{\text{vis}} = \beta^{\text{vis}} = 0.05$ 以上では理論解と一致する結果となっている．c 材の結果では $\alpha^{\text{vis}} = \beta^{\text{vis}} = 0.01$ においても理論解と一致する結果となっていたが， ϕ 材のシミュレーションでは c 材とは異なり拘束圧があり，固定粒子近傍の弾塑性体粒子は二重の拘束を受けるため，数値振動による誤差が生じやすいことが原因だと考えられる．

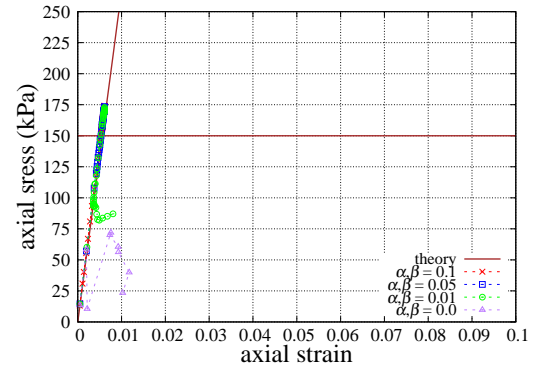
図 2.11(e) の変位制御粒子にかかる力とその変位から算出した応力 - ひずみ関係では，人工粘性の係数が $\alpha^{\text{vis}} = \beta^{\text{vis}} = 0.05$ 以下の際には，降伏後のひずみの増加に伴い不自然に応力が低下する点が見られるが， $\alpha^{\text{vis}} = \beta^{\text{vis}} = 0.1$ のときには降伏後の応力は一定となっている．また，参考のために供試体が均質に変形した際の理論解を実線で示してい

るが、シミュレーション結果とは異なるものとなっている。図 2.12 に示した変形図において、変形が進むにつれて局所化しているのが確認でき、変形が均質に起こっていないのが確認でき、均質変形を仮定している理論解と一致しない要因であると考えられる。

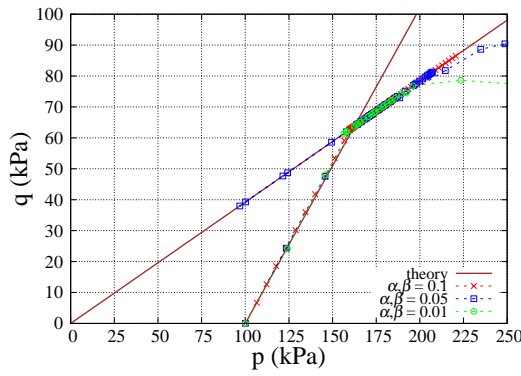
以上のことから、c 材の際には人工粘性の係数の値による差異はほとんど見られなかったのに対し、 ϕ 材においては、係数の値が小さい場合は十分に数値振動を抑えることができておらず、今回のシミュレーションに関しては $\alpha^{\text{vis}} = \beta^{\text{vis}} = 0.1$ のときに安定した結果を得ることができており、同じシミュレーションであっても、材料や境界条件の違いによって適正な値は異なることが考えられ、値の算定には注意する必要がある。また、 $p - q$ 関係は理論解と一致する結果が得られていることから SPH 法を用いた ϕ 材での弾塑性シミュレーションは妥当であるといえる。



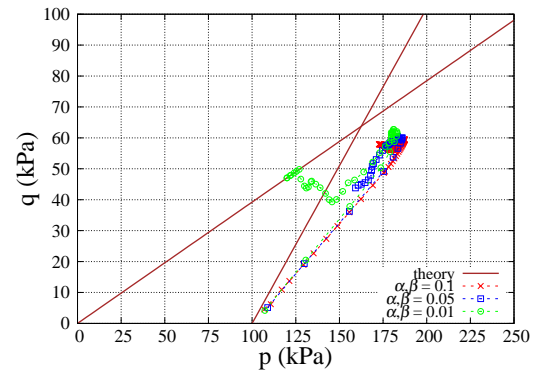
(a) 供試体中央での応力 - ひずみ関係



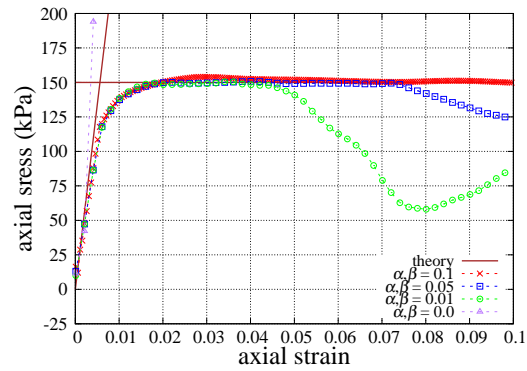
(b) 固定粒子近傍での応力 - ひずみ関係



(c) 供試体中央での p-q 関係

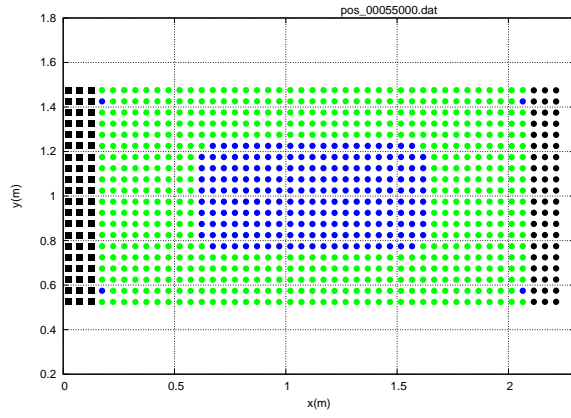


(d) 固定粒子近傍での p-q 関係

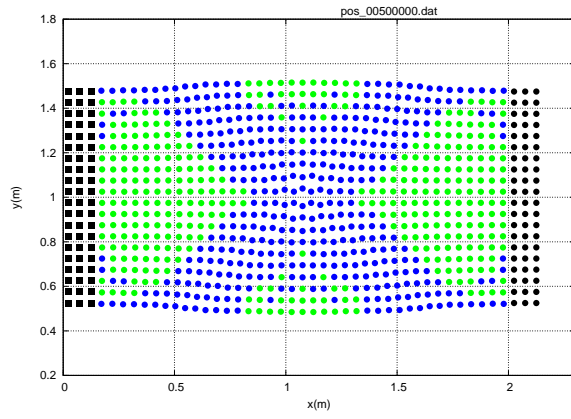


(e) 変位制御粒子にかかる力による応力 - ひずみ関係

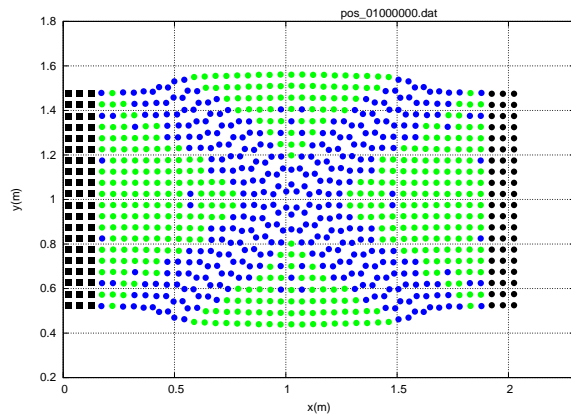
図 2.11 ϕ 材での二軸圧縮シミュレーション結果



(a) $\varepsilon_a = 0.0055$



(b) $\varepsilon_a = 0.05$



(c) $\varepsilon_a = 0.1$

図 2.12 ϕ 材における変形図 ($\alpha^{\text{vis}} = \beta^{\text{vis}} = 0.1$)
 黒:固定粒子, 緑:弾性状態, 青:塑性状態

体積ひずみに関する検討

本研究では非関連流動則を用いており，ダイレイタンシー角による体積ひずみの検討を行った．図 2.13 に体積ひずみの結果を示す．降伏前の弾性領域においては，体積収縮しており理論と一致する結果となっている．ダイレイタンシー角 $\psi = 0 \text{ deg}$ においては塑性体積ひずみは 0 となるので降伏後に体積変化は起こらない．しかし，シミュレーション結果では，降伏前に比べて収縮率は小さくなっているものの，体積ひずみは 0 となっていない．これは，圧縮時に変形が均一に起こっておらず，降伏後に全体が塑性状態にならず，一部が弾性状態のままとなっているためであると考えられる．ダイレイタンシー角を用いた場合には，降伏後の塑性状態において体積膨張が起こる．シミュレーション結果では，降伏後に体積収縮から体積膨張に転じており，図 2.13 中の膨張時の直線の傾きは，それぞれシミュレーションに用いたダイレイタンシー角と一致する結果となっている．図 2.14 に応力 - ひずみ関係を示す．ダイレイタンシー角が大きくなるにつれて，理論解との差異が大きくなる結果となっている．

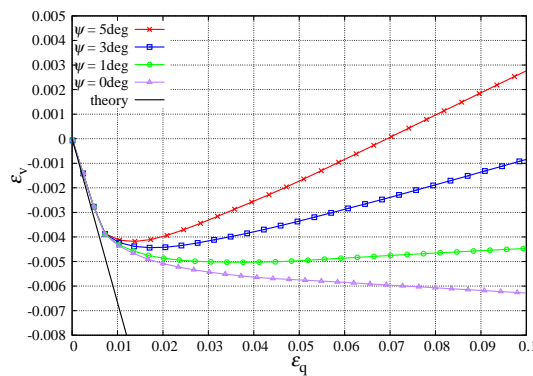


図 2.13 ダイレイタンシー角による体積ひずみ

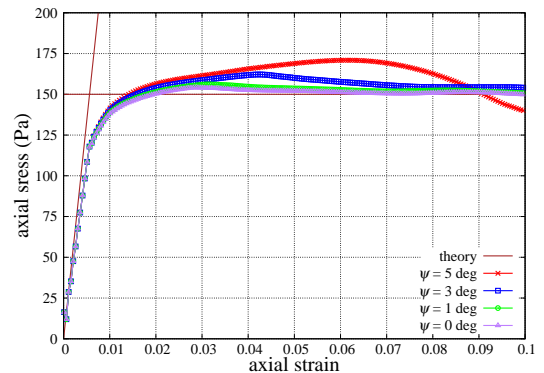


図 2.14 応力 - ひずみ関係

2.4 本章のまとめ

本章では，まず SPH 法の定式化及び弾塑性体の構成則を示した．次に，GPU を用いた並列計算によるプログラムコードの高速化を行い，その結果について検討を行った．最後に，SPH 法による一軸圧縮シミュレーションを c 材と ϕ の二種類の材料を用いて行い，弾塑性体シミュレーションの妥当性及び数値安定性のために用いている人工粘性について検討を行った．以上の結果より得られた知見を以下に示す．

- 本研究では三次元シミュレーションによる検討を行うことを目的の一つとしており，そのためには計算時間の短縮が必要であると考えられるため，近年数値計算等への応用が進められている GPU を用いた並列計算のコードを作成した．結果，CPU に比べて GPU を用いた数値計算では最大で約 9 倍の高速化が可能となった．
- 人工粘性を用いない場合には，c 材および ϕ 材ともに変形初期から応力が大きく乱れる結果となっている．SPH 法における問題として，数値振動による粒子配置の乱れによる計算の不安定性が知られているが，本研究の一軸圧縮シミュレーションにおいても同様の問題が見られた．
- 人工粘性を用いることにより，数値安定性を確保することができ，各粒子レベルにおいて構成則を満足する結果を得られることが確認できた．しかし，理論解と一致する結果の得られる適切な係数の値については，同様のシミュレーションであって材料や拘束条件等により異なっており，シミュレーション毎に値を算定する必要があると考えられる．人工粘性はエネルギー消散の問題から，係数の設定には数値安定性を確保できる中で最小の値を用いることが好ましいと考えられ，一軸圧縮シミュレーションにおいて c 材では $\alpha^{\text{vis}} = \beta^{\text{vis}} = 0.01$ を， ϕ 材では $\alpha^{\text{vis}} = \beta^{\text{vis}} = 0.1$ を用いるのが良いと考えられる．
- ϕ 材については非関連流動則を採用しており，体積膨張率は構成則を満足している事が確認できた．

第3章 SPH法の斜面土砂流動への適用

3.1 本章の概要

本章ではSPH法における斜面土砂流動への適用性について検討を行っている．SPH法による斜面土砂流動の適用性については，Bui et al. [22] や Nonoyama [24] によって模型実験や傾斜角一定のモデル斜面の自重崩壊について示されている．しかし，三次元での検討や実際の斜面で発生した斜面土砂流動に適用された例，外力による崩壊シミュレーションについての検討は行われていない．そこで，本章では以下の点について検討を行っている．

- 三次元による影響
- 実際の崩壊現象への適用
- 外力による崩壊シミュレーション

三次元による影響について，豊浦砂による小型模型実験とSPH法による二次元及び三次元シミュレーションを比較することにより検討を行った．また，実際に発生した斜面崩壊として，2007年新潟県中越沖地震の青海川駅付近の斜面崩壊について，SPH法による安定解析を行うとともに，振動を与えたシミュレーションを行うことにより外力の作用する崩壊についても検討を行った．

3.2 小型模型実験による検討

3.2.1 小型模型実験の概要

図3.1の亚克力製実験装置を用いて実験を行った．壁面から仕切りまでの距離は6.75 cm，奥行きは3 cmである．仕切りは横にスライドさせて引く抜く形となっている．仕切りと壁面との間に高さが6.3 cmとなるように材料を配置し，仕切りを素早く引き抜き実験を行った．実験条件を表3.1に示す．用いた材料は豊浦砂で，ゆる詰めと密詰め

2 ケースについて実験を行った．また，実験の様子を側方より高速度カメラを用いて撮影し，PIV 解析 [56] により変形時の速度場を得た．

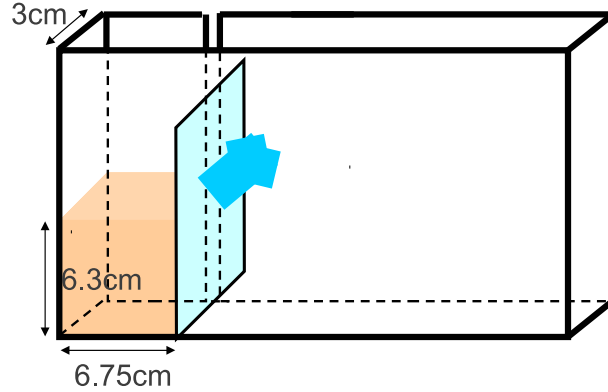


図 3.1 小型模型実験装置の概要

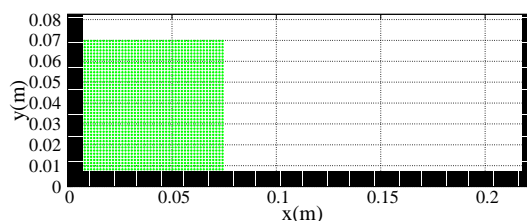
表 3.1 小型模型実験条件

	Exp-case1	Exp-case2
材料	豊浦砂	
密度 g/cm^3	1.37	1.63
間隙比	0.92	0.62

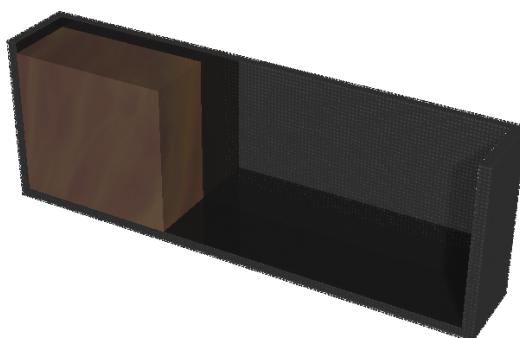
3.2.2 SPH シミュレーションの概要

小型模型実験との比較を行うため，SPH 法を用いて二次元及び三次元のシミュレーションを行った．図 3.2 に初期状態を示す．実験と同様に幅 6.75 cm，高さ 6.3 cm，奥行き 3 cm の領域に規則的に固体粒子を配置し，実験装置におけるアクリル製容器は，固定粒子を用いて表現している．二次元シミュレーションは，奥行き方向については考慮しておらず，平面ひずみ条件で計算を行っている．図 3.2 において，固定粒子を黒色で，固体粒子を二次元では緑色で，三次元では褐色で示している．三次元において，実際には図中手前にも固定粒子壁面を配置しているが，省略して描画している．壁面との境界条件は 2.2.8 に示した non-slip 条件としており，摩擦を考慮したものとなっている．シミュレーションに用いたパラメータを表 3.2 に示す．二次元及び三次元共に，case1 はゆる詰めの実験に，case2 は密詰めの実験に対応したシミュレーションとなっている．初期密度は実験と同じ値を用い，せん断抵抗角は戸田 [57] によって行われた一面せん断試験の結

果よりそれぞれの間隙比に対応する値を用いた．表 3.2 に示したものの以外に人工粘性係数や体積膨張に関するパラメータをシミュレーションの際には用いているが，実験と比較する際に用いる値については 3.2.3 において検討を行っている．また，固体粒子には初期応力として土被り圧に相当する等方応力を与えてシミュレーションを行っている．



(a) 二次元



(b) 三次元

図 3.2 小型模型実験シミュレーションにおける初期配置

表 3.2 小型模型実験シミュレーションパラメータ

	二次元		三次元	
	Sim2D-case1	Sim2D-case2	Sim3D-case1	Sim3D-case2
初期粒子間距離 [mm]	0.75		1.5	
時間刻み [s]	1.0×10^{-5}			
ステップ数	200,000			
密度 [g/cm ³]	1.37	1.63	1.37	1.63
せん断抵抗角 [deg]	35	45	35	45
粘着力 [kPa]	0			
せん断弾性係数 [kPa]	100			
ポアソン比	0.25			

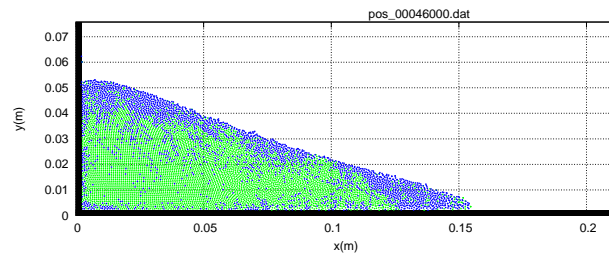
3.2.3 シミュレーションパラメータの検討

人工粘性係数に関する検討

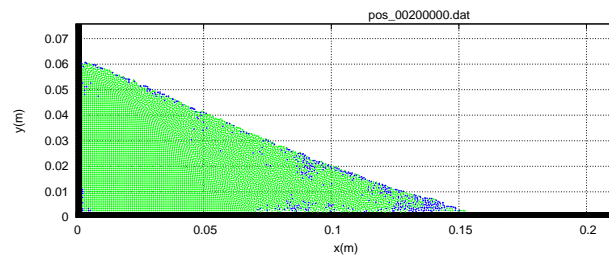
前章において一軸圧縮シミュレーションによる人工粘性係数に関する検討を行った結果、人工粘性係数を用いることによりシミュレーションの安定性を得ることができるが、その適正な値はシミュレーション毎に検討する必要があると考えられる。小型模型実験のシミュレーションにおいても人工粘性係数の値について検討を行う必要があるため、二次元シミュレーションにおいて検討を行った。主なパラメータは表 3.2 に示した値を用いており、人工粘性係数のみを変化させてシミュレーションを行っている。図 3.3 にゆる詰めでのシミュレーション結果を示す。図中の緑粒子は弾塑性体の弾性状態を、青粒子は塑性状態を表している。最終形状を比較したものであるが、人工粘性係数の値によって計算結果が異なることが確認できる。図 3.3(a) に示す人工粘性を用いていない場合 ($\alpha = \beta = 0.0$) においては、46,000steps での結果を示しているが、この直後に一部の粒子が計算領域外に飛び散ることにより、シミュレーションが途中で止まってしまう結果となっている。シミュレーションに用いた材料は粘着力 $c = 0$ の ϕ 材であり、表層に近い拘束圧の小さい部分では材料強度が小さいため、人工粘性を用いていないことによる数値振動の影響が大きく、不安定な動きとなってしまうためであると考えられる。また、崩壊による影響がない変形が起こっていないと考えられる内部においても、数値振動による粒子配置の乱れが生じており、シミュレーション結果に悪影響を与えていると考えられる。図 3.3(b) 及び図 3.3(c) に示す人工粘性係数を用いた場合には、粒子が飛び散ることなく、最後までシミュレーションすることができている。また、変形の起こっていない内部においても粒子配置の乱れは見られず、数値振動を抑制できており、人工粘性係数はこのような大変形問題に関するシミュレーションにおいても安定性に効果があるといえる。しかし、人工粘性係数の値によってシミュレーション結果は大きく異なるものとなっている。 $\alpha = \beta = 0.1$ の結果は、 $\alpha = \beta = 0.01$ と比較して変形量が少なくなっている。また、 $\alpha = \beta = 0.01$ では流動後の斜面の角度がほぼ一定になっているのに対し、 $\alpha = \beta = 0.01$ では斜面の角度は一定になっておらず、下になるに従い徐々に急になっている。このシミュレーションは二次元で行っているため、奥行き方向の拘束はなく、流動後の傾斜角はほぼ一定になると考えられる。また、密詰めにおいてもゆる詰めと同様の傾向がみられた。よって、過度の値の人工粘性は変形を妨げる恐れがあると考えられ、その値の取扱いには十分に注意する必要があると考えられる。実験と比較を行うシミュレーションでは、ゆる詰め、密詰め共に粒子配置の乱れを抑えることができ、十

分に小さい値であることを考慮し, $\alpha = \beta = 0.01$ の結果を用いて行うこととした.

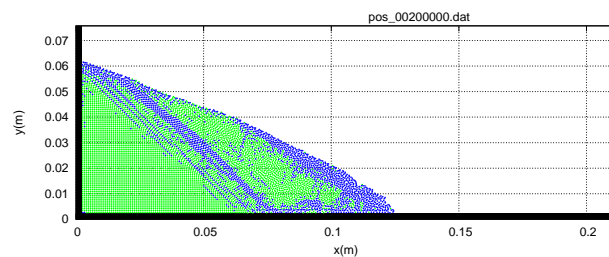
一軸圧縮シミュレーションの結果では, 小型模型実験に用いた材料と同じ ϕ 材について理論値と整合性のある結果が得られた人工粘性の値は $\alpha = \beta = 0.1$ であり, 小型模型実験との比較に用いることとした値よりも大きな値となっている. これは, 一軸圧縮シミュレーションは自由表面に拘束圧がかかっており, 強制的に変形させているのに対して, 小型模型実験のシミュレーションでは, 自由表面には拘束圧がかかっておらず自重による崩壊であり, 比較的自由に変形できるためであると考えられる.



(a) $\alpha = 0.0, \beta = 0.0, 46,000$ steps



(b) $\alpha = 0.01, \beta = 0.01, 200,000$ steps



(c) $\alpha = 0.1, \beta = 0.1, 200,000$ steps

図 3.3 人工粘性係数の違いによるシミュレーション結果の比較

体積膨張に関する検討

豊浦砂は、密詰めにおける変形時に正のダイレイタンスを伴うため、小型模型実験におけるシミュレーションにおいてもダイレイタンスを考慮するため変形時の体積膨張について検討を行う。塑性変形時の体積膨張率を示すパラメータであるダイレイタンス角 ψ について、体積膨張しない $\psi = 0^\circ$ と、体積膨張する $\psi = 3^\circ$ 及び 5° でシミュレーションを行った。図 3.4(a) に示す体積膨張しない場合では、変形開始から終了まで固体領域における粒子密度はほとんど変化しておらず、体積がほぼ一定となっていることが確認できる。一方、図 3.4(b) 及び図 3.4(c) に示す場合では、変形が進み床に堆積していく部分で粒子が疎になっており、体積が膨張している。また、膨張率は $\psi = 3^\circ$ より $\psi = 5^\circ$ の方が大きい。体積膨張は表層部分で顕著にみられるが、変形が表層部分に集中しており、表層部分の拘束圧が小さいことが原因であると考えられる。最終形状をみると、かなり大きく膨張しており、実際の地盤の変形と整合性のある結果とは言えない。これは、シミュレーションでは体積が塑性変形に伴い膨張し続けるモデルとなっているが、実際の地盤においては、塑性変形とともに体積膨張し続けることはなく、変形とともに膨張率は小さくなるためであると考えられる。

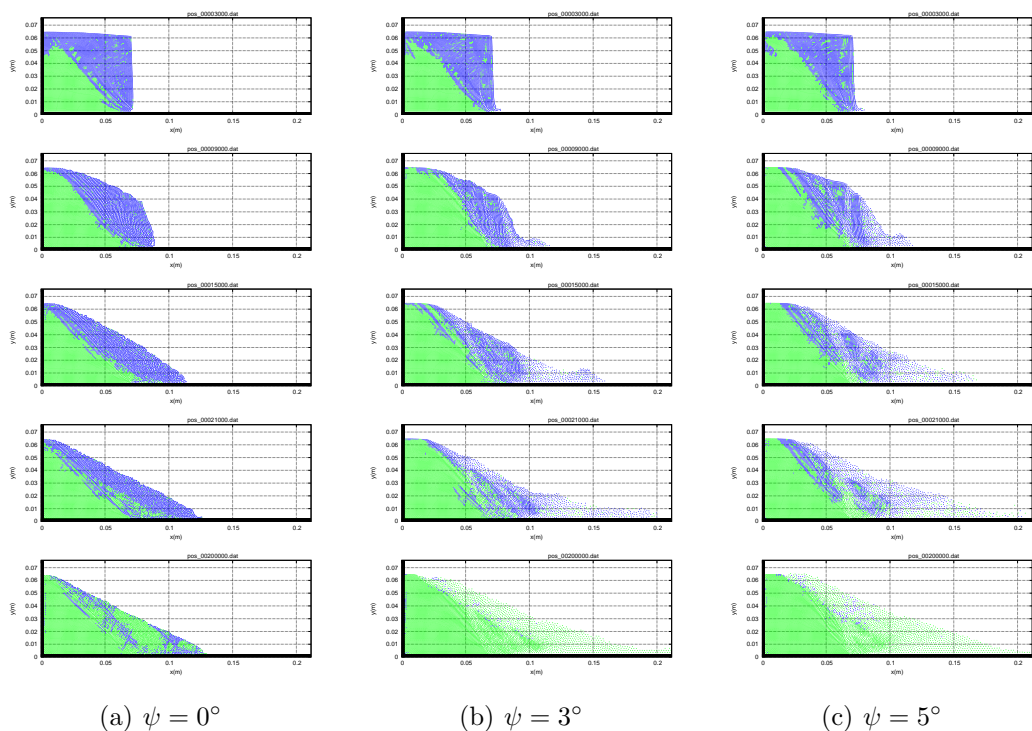


図 3.4 ダイレイタンス角の違いによるシミュレーション結果の比較
上 $t=0.03\text{ s}$ から 0.06 s 毎、下は最終形状

そこで，本研究では偏差ひずみ ε_q がある値以下ではダイレイタンシー角一定で膨張し，ある値以上では体積膨張しない単純なモデルを用いることとした．表 3.3 にシミュレーションに用いたパラメータを，図 3.5 にシミュレーション結果を示す．全てのダイレイタンシー角において偏差ひずみの閾値が大きい方が若干ではあるが流動距離が長くなっている．その傾向はダイレイタンシー角が大きいほど顕著であるが，ダイレイタンシー角が大きい方が体積膨張率は大きく，偏差ひずみによる閾値が大きい方が，体積膨張量が大きいためであると考えられる．また，偏差ひずみによる閾値を設定したことにより体積膨張し続けなため，大きく膨張しすぎることなく変形している．

表 3.3 シミュレーションパラメータ

case	a	b	c	d	e	f
ダイレイタンシー角 (deg)	3	3	5	5	10	10
偏差ひずみ閾値	0.2	0.5	0.2	0.5	0.2	0.5

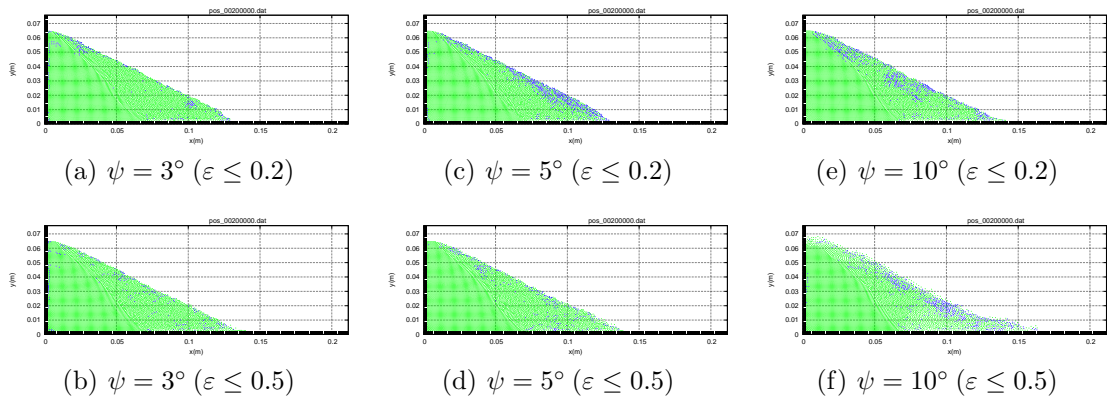


図 3.5 偏差ひずみの閾値によるシミュレーション結果の比較

3.2.4 小型模型実験と SPH シミュレーションの比較

豊浦砂のダイレイタンシー角 ψ は間隙比によって異なるが密詰めでは 10° 程度であることが知られている．また，3.2.3 の結果から体積膨張なしとする偏差ひずみ ε_q の閾値の違いによる変形形状に大きな差異がないことがわかっている．そこで密詰めの実験との比較はダイレイタンシー角 $\psi = 10^\circ$ ，偏差ひずみ $\varepsilon_q > 0.5$ で体積膨張なしの結果を用いて行うこととした．ゆる詰めの実験については体積膨張なし ($\psi = 0^\circ$) のシミュレーションと比較を行っている．図 3.6 から図 3.9 にゆる詰めと密詰めでの実験とシミュレーション結果の変形図及び速度場を示す．

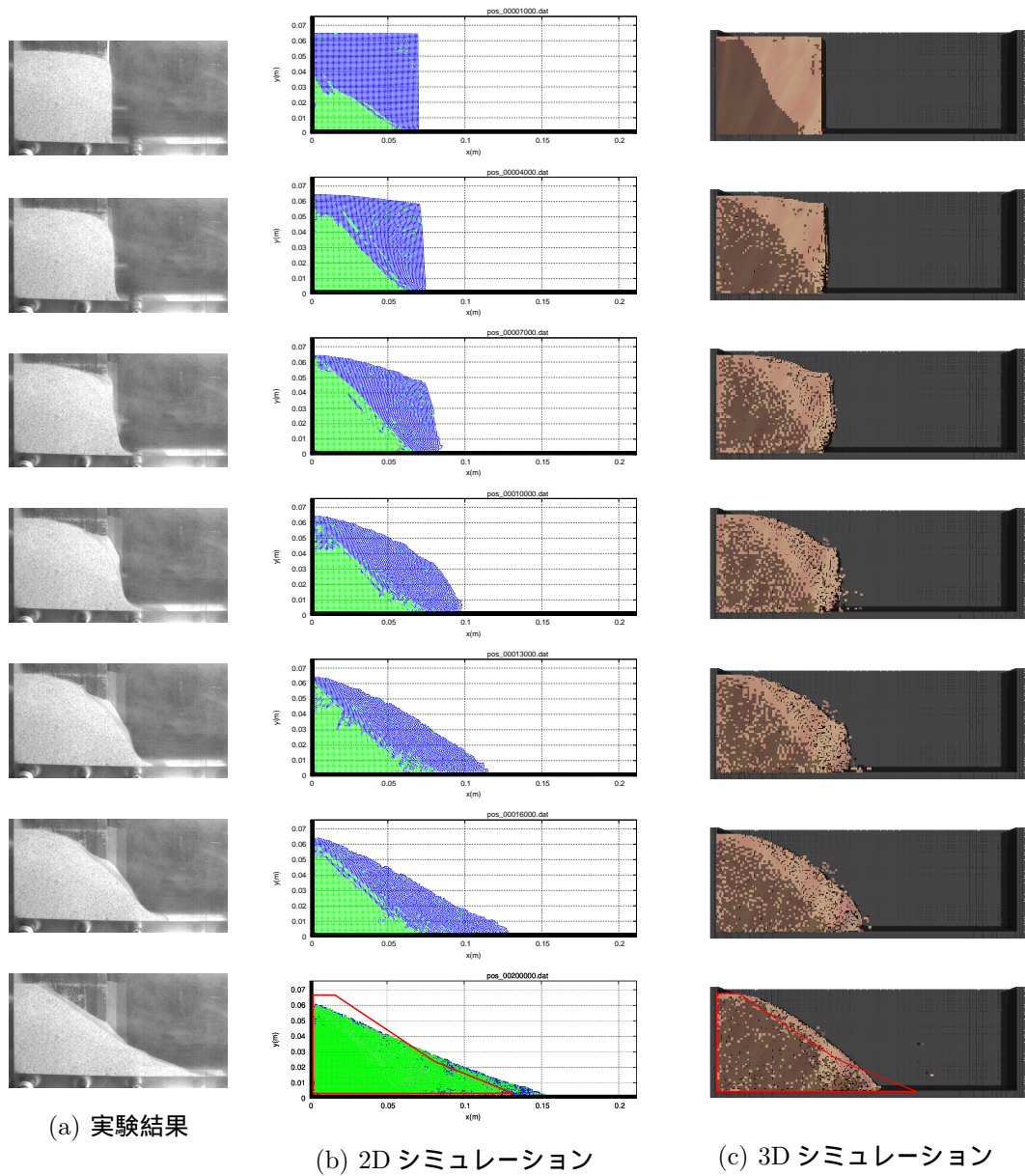
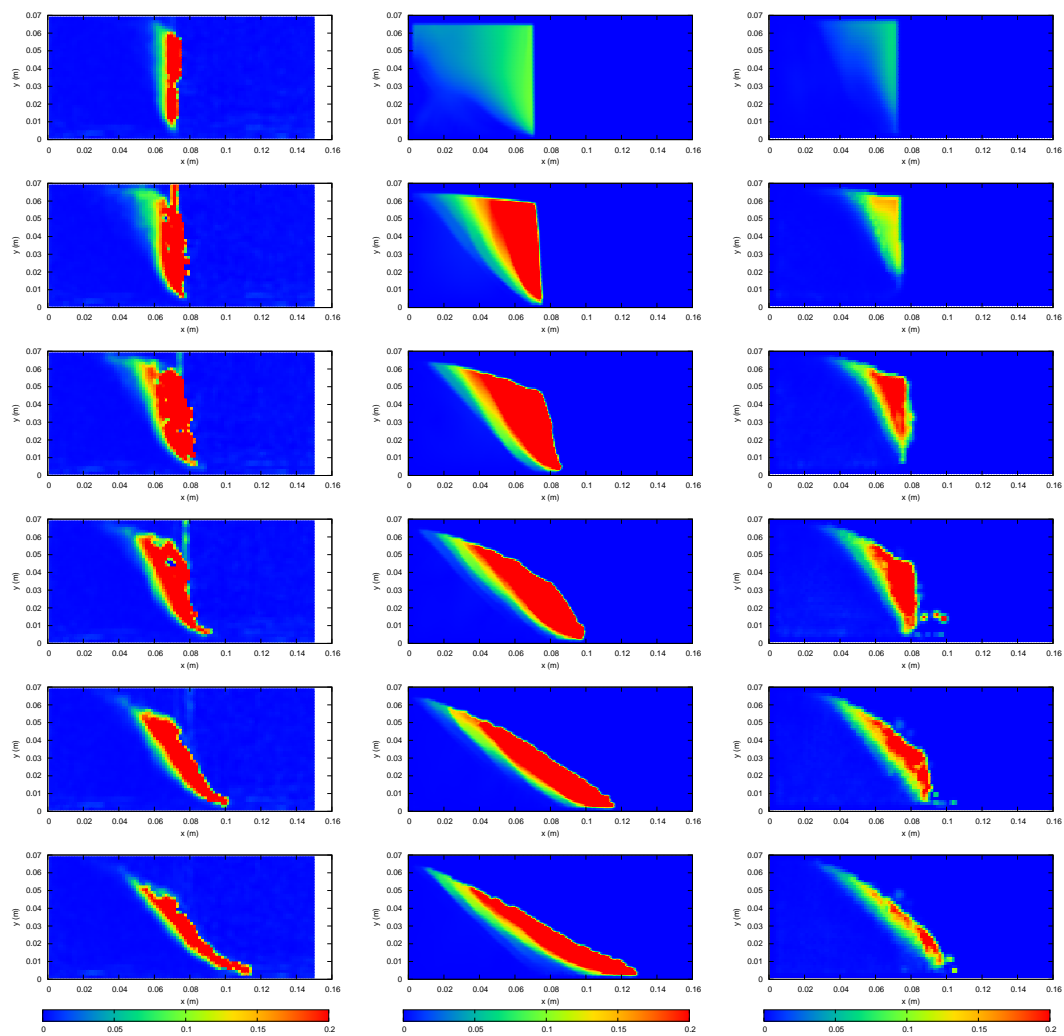


図 3.6 case1 (ゆる詰め) での形状による比較

上 (実験 $t=0.06\text{ s}$, シミュレーション $t=0.01\text{ s}$) から 0.03 s 毎 , 下は最終形状



(a) 実験結果

(b) 2D シミュレーション

(c) 3D シミュレーション

図 3.7 case1 (ゆる詰め) での速度場による比較

上 (実験 $t=0.06$ s , シミュレーション $t=0.01$ s) から 0.03 s 毎 , 下は
最終形状

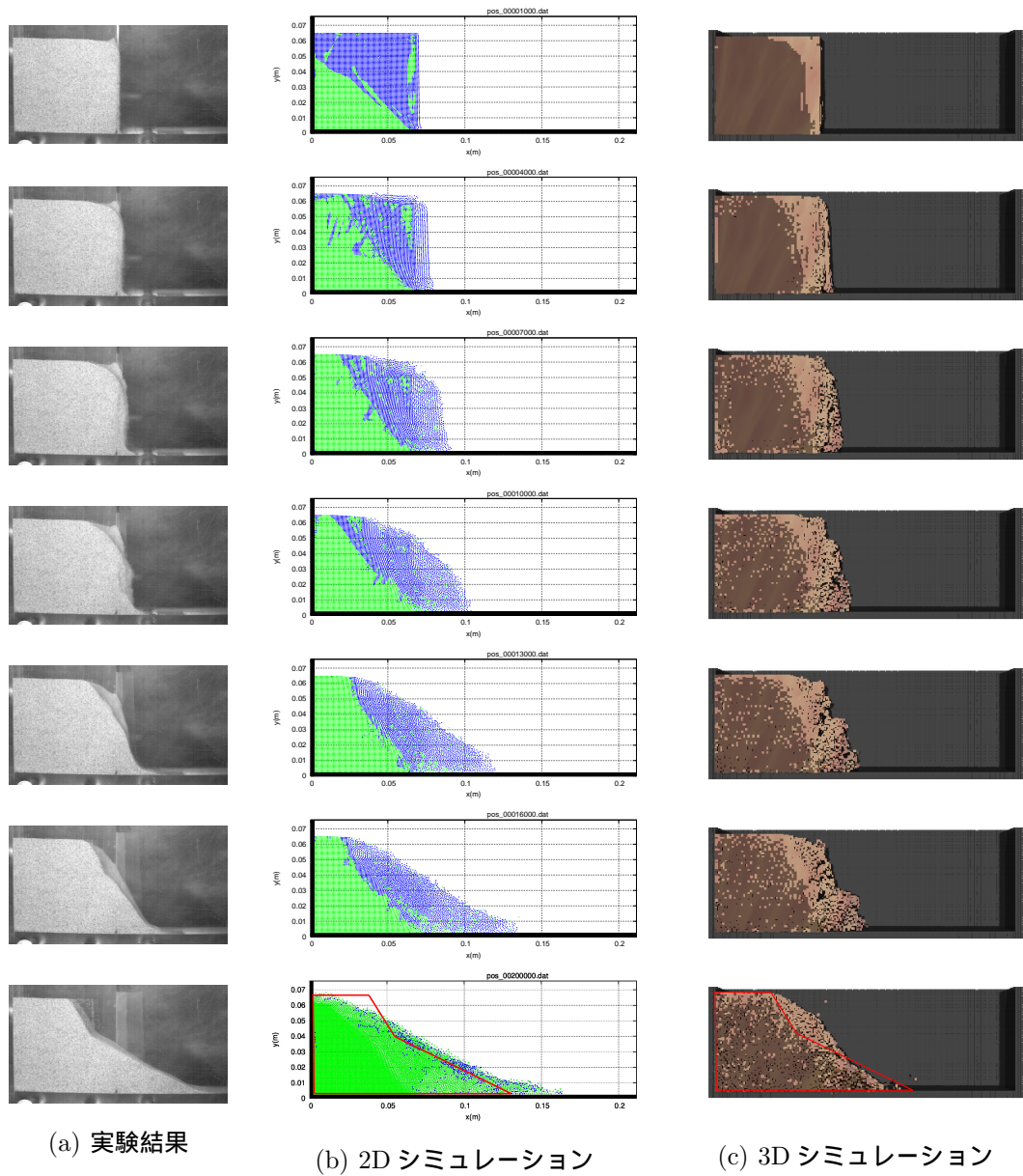
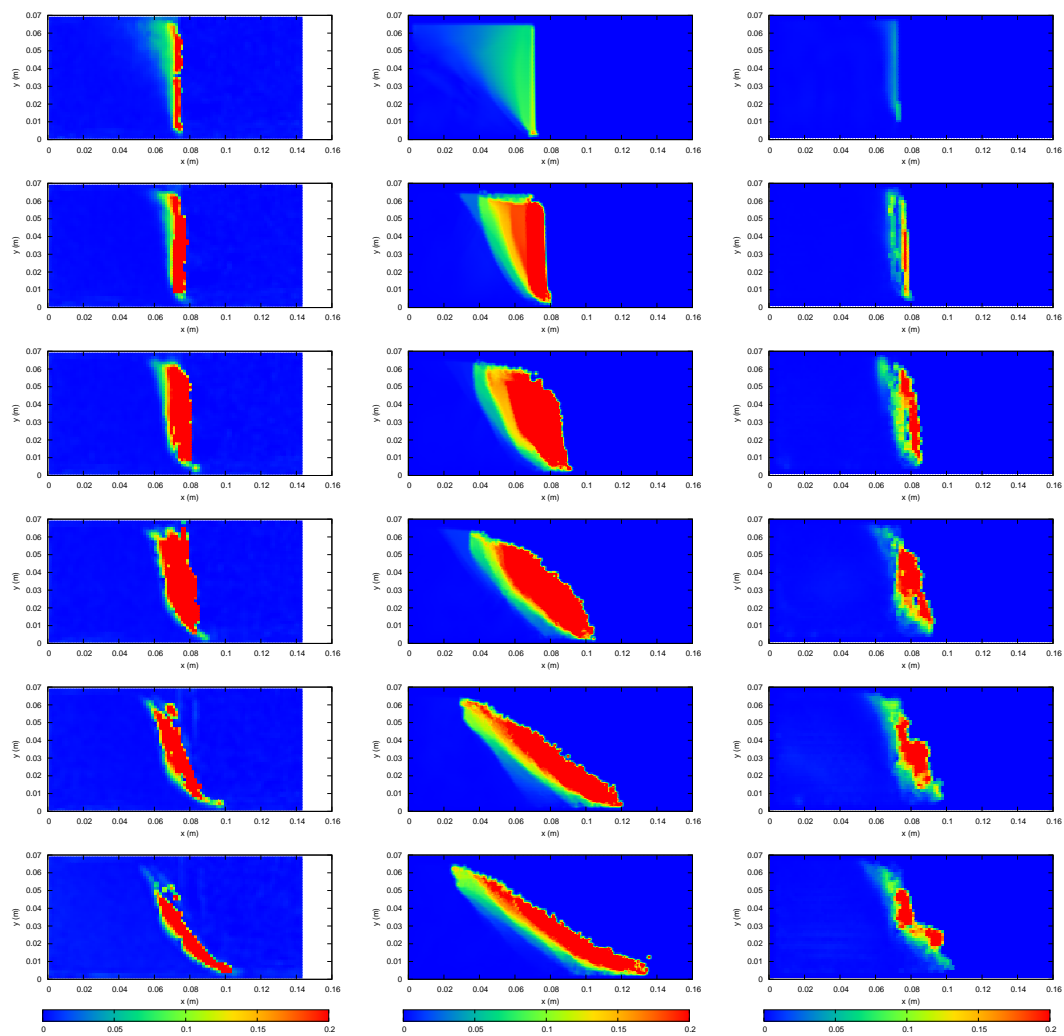


図 3.8 case2 (密詰め) での形状による比較

上 (実験 $t=0.06\text{ s}$, シミュレーション $t=0.01\text{ s}$) から 0.03 s 毎 , 下は
最終形状



(a) 実験結果

(b) 2D シミュレーション

(c) 3D シミュレーション

図 3.9 case2 (密詰め) での速度場による比較

上 (実験 $t=0.06\text{ s}$, シミュレーション $t=0.01\text{ s}$) から 0.03 s 毎 , 下は
最終形状

実験結果の考察

崩壊時の挙動に着目し、図 3.7(a) と図 3.9(a) の速度場をみると、材料内部ではゆる詰め及び密詰め共に速度は 0 であり変形が起こっていない。速度が 0 でない変形している部分は、変形初期は表層に集中しており、変形が進むにつれて表層から深い位置まで変形が起こるようになり、また表層付近に集中してくることがわかる。ゆる詰めと密詰めと比較すると、ゆる詰めより密詰めの方が変形部分の層厚が小さく、変形がより表層に集中している。崩壊時の形状に着目し、図 3.6(a) と図 3.8(a) を比較すると、最終形状はゆる詰めの場合は斜面の傾斜角が 29° でほぼ一定となっているのに対し、密詰めの場合は斜面の途中で傾斜角が変化しており、床に近い部分での斜面の傾斜角は 26° とゆる詰めの場合とほぼ等しいが、上部においては傾斜角が 61° と急になっている。崩壊後の変形せずに残っている部分は初期の構造は崩れることなく、間隙比の変化はないと考えられる。一方、崩壊と共に流動、堆積していく部分では初期の構造が崩れ、流動と共に砂粒子が自然落下して堆積し、比較的ゆるく詰まると考えられる。本実験のような自重での崩壊では、崩壊後の斜面の傾斜角は安息角にほぼ等しくなると考えられ、安息角は間隙比に依存することから、密詰めの実験ケースにおいては上部で初期状態の間隙比が小さい部分では斜面の傾斜角は大きく、下部で流動と共に堆積した間隙比の大きい部分では傾斜角は小さくなるため、途中で傾斜角が変化しているものと考えられる。本実験は小型の模型実験ではあるが、大変形を伴うものであり、初期の材料強度の違いによる崩壊挙動の違いや、崩壊形状の違いが確認できるものとなっている。

SPH 法の二次元シミュレーションと三次元シミュレーションの比較

図 3.6(c) 及び図 3.8(c) の SPH 法による三次元のシミュレーション結果では手前側の壁面を省略して描画している。図 3.6 及び図 3.8 の二次元シミュレーションによる形状図の緑色粒子は弾塑性体の弾性状態を、青色粒子は塑性状態を示しており、三次元シミュレーションによる形状図の濃褐色粒子は弾塑性体の弾性状態を、淡褐色粒子は塑性状態を示している。形状図で比較すると、ゆる詰め及び密詰めの両ケースにおいて自由表面に近い表層部分で粒子が塑性状態となっており、内部においては弾性状態のままとなっている。塑性状態となっている領域は三次元に比べて二次元の方が広く、広範囲で変形している。速度場による比較でも、三次元に比べて二次元の方がより広い範囲で変形が起こっている様子が確認でき、変形時の速度は三次元に比べて二次元の方が大きくなっている。これらの原因として、三次元では奥行き方向に垂直な壁面が存在しており、壁面との境

界条件を non-slip 条件としているため、壁面付近の弾塑性粒子は壁面との摩擦により変形が拘束されているため、変形する領域は小さく、変形時の速度も小さくなっていると考えられる。一方で、二次元では壁面を考慮していないため、変形を妨げる要因がないため、重力下において自由に变形することができるため、変形領域は広く、変形速度も大きくなっていると考えられる。

実験と SPH 法の比較

各図において実験と数値計算において最初の時間が異なるのは、実験では仕切りを引き始めた瞬間から時間を計測しているのに対し、数値計算では仕切りがない状態からシミュレーションが開始されていることを考慮したためであるが、その後の時間刻みについては実験及びシミュレーションともに 0.03 s 毎となっている。速度場について比較を行うと、二次元シミュレーションではゆる詰め、密詰め共に変形初期から実験よりも広い範囲で速度の大きい領域が見られ、速度場の大きな部分の領域形状についても変形が進むにつれて実験と異なるものとなっているが、速度の大きさについては実験と整合性のある結果となっている。一方、三次元シミュレーションではゆる詰め、密詰め共に変形初期から速度のある領域は実験と整合性のある結果となっているが、速度の大きさは実験よりも小さい値となっている。次に変形時の形状について比較を行う。シミュレーションの最終形状に示した赤線の輪郭は実験における最終形状の外郭を示したものである。実験の最終形状において、上部の変形前の形状が残っている領域について比較を行うと、二次元シミュレーションにおいて、ゆる詰めでは初期形状が残っている領域はなく、密詰めでは実験に比べて初期形状が残っている領域は小さく、変形領域が実験と比較して大きいことが確認できる。一方、三次元シミュレーションにおいてはゆる詰め、密詰め共に変形せずに初期状態のままとなっている領域は実験と一致する結果となっている。最終的な土砂の到達距離に関しては、二次元シミュレーションではゆる詰め、密詰め共に実験よりも長い距離まで流動しているのに対し、三次元シミュレーションでは、ゆる詰め、密詰め共に実験よりも流動距離は短くなっている。これらの実験とシミュレーションの速度場や形状に関する差異は、二次元シミュレーションでは壁面の影響を考慮できないために変形が拘束されないことが原因であり、三次元シミュレーションでは壁面の影響を考慮することはできるが、壁面との境界条件は non-slip 条件であり、実験のアクリルと砂粒子の摩擦よりも変形が拘束されるためと考えられる。また、密詰めで行った実験において最終形状の斜面傾斜が二段階になっている現象については、三次元シミュ

レーションにおいてその傾向がみられるが、傾斜は実験よりも急になっている。実験では堆積層でゆる詰めとなっており、初期状態と比較して材料強度が低下していると考えられるが、シミュレーションにおいてはひずみ軟化のような効果は考慮していないことが実験との差異の原因と考えられる。

小型模型実験の SPH シミュレーションに関するまとめ

小型模型実験のシミュレーションを二次元と三次元で行い比較した結果、どちらのシミュレーションにおいても部分的に実験と整合性のある結果が得られているが、挙動特性のすべてが十分に表現されておらず、シミュレーション条件や構成則について検討が必要である。しかし、本実験のような簡易な模型実験の三次元で行ったシミュレーションにおいて、二次元では考慮できない側方壁面の影響が顕著に現れており、変形領域において実験と整合性のある結果となっている。このような三次元的な拘束条件を考慮することの重要性は、斜面の安定限界解析などでも問題とされている。斜面における安定限界解析において、三次元では側方の拘束力の影響や横断形状の効果により、二次元に比べて安全率が大きくなると言われている。現在でも一般的に使用されている二次元での安定限界解析は安全側の結果を与えることから、過度な対策につながるなど、経済面からより精度よく斜面の危険度を評価することが必要であり、三次元での解析手法の開発が望まれている。本項では、三次元的な拘束条件を考慮する必要性があることと、それを SPH 法における三次元シミュレーションにおいて考慮できることを示すことができおり、SPH 法による三次元シミュレーションは有用な手段であると考えられる。

3.3 斜面崩壊のシミュレーション

3.3.1 災害の概要

2007年7月16日に発生した新潟県中越沖地震において、JR 信越本線青海川駅付近の斜面が崩壊し、線路が埋没したことにより、柏崎－柿崎間で約2ヶ月間不通となった。斜面崩壊の様子を図3.10に示す。崩壊の規模は幅約65m、高さ40m、崩壊層厚は最大で約6～7m程度、崩壊土砂量は $15,000\text{ m}^3$ と報告されている[58]。また、崩壊後に行われたボーリング調査結果[59]により、図3.11に示すように現地は厚さ6～9m程度の柔らかい砂混じり粘土層($N = 1 \sim 9$)の下に $N > 50$ の硬い層があることが報告されている。図3.12にK-net(強震ネットワーク)の観測点において青海川駅に近い3箇所の加速度波形を示す。震源地から最も近い柏崎では最大加速度667 galが、安塚と直江津では最大加速度約200 galが観測されている。最も加速度が大きかった北南方向の卓越周波数は柏崎で0.5 Hz程度、安塚と直江津では1.25 Hz程度であった。柏崎で卓越周波数が小さい原因として、柏崎付近では液状化が報告されており、その影響を受けたためと考えられる。



図 3.10 青海川駅崩壊 [60]

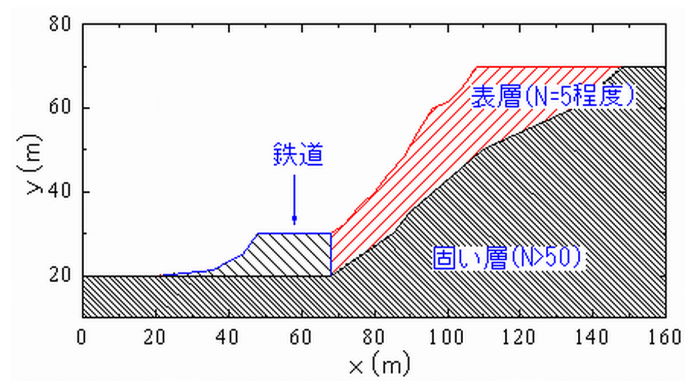


図 3.11 青海川駅崩壊箇所におけるボーリング調査結果

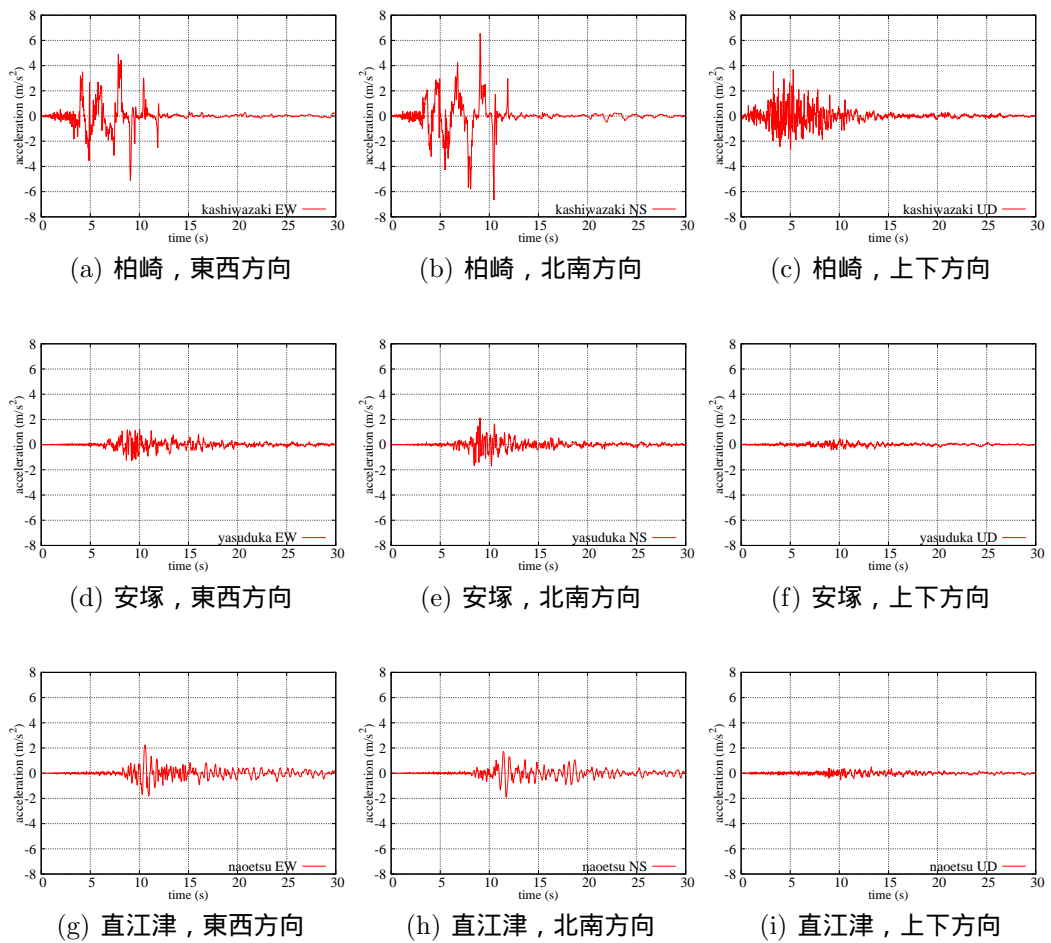


図 3.12 地震の加速度波形

3.3.2 SPH 法によるシミュレーションの概要

崩壊斜面のモデルは、崩壊後に上空から撮影された写真を用いて崩壊前の等高線図上で崩壊箇所を特定し、標高値を読み取ることにより作成した。図 3.13 のメッシュは 4 m 四方であり、読み取った領域の範囲を示している。赤線で示した領域は、崩壊箇所の輪郭を示している。読み取った領域は東西方向に 156 m、南北方向に 236 m であり、二次元では南北方向の南向きを正として x 軸、高さ方向を y 軸として設定しており、三次元では東西方向の東向きを正として x 軸、南北方向の北向きを正として y 軸、高さ方向を z 軸として設定している。図 3.14 に二次元及び三次元共に初期粒子間距離は 1 m として作成した SPH 法における初期配置を示す。二次元については 2 種類のモデルを作成しており、地表面については、どちらのモデルにおいても図 3.13 に示した崩壊距離が最も長い A-A' 断面の標高値を用いている。A-A' 断面は三次元において $x = 76$ m の $y-z$ 断面となっている。基盤面については、図 3.14(a) に示したモデル (case1) では図 3.11 に示したボーリング調査結果で N 値が 50 以上の部分とし、図 3.14(b) に示したモデル (case2) ではボーリング調査結果を参考に同程度の深さで直線状に作成している。三次元では、地表面は読み取った標高値を基にし、基盤面はボーリング調査結果のみでは三次元的な分布がわからないため、図 3.14(b) に示した二次元モデルと同様に深さが同程度になるように直線状にしたものを作成している。すべてのモデルで、海の部分の標高は 0 m としており、標高 10 m 程度の高さが一定となっている部分が鉄道区間となっている。図 3.14 中において弾塑性体粒子を二次元では緑粒子で、三次元では濃褐色粒子で、固定粒子を黒色粒子で示している。作成したモデル斜面について、自重での安定解析及び正弦波振動を与えた崩壊解析を行い、SPH 法の適用性について検討した。

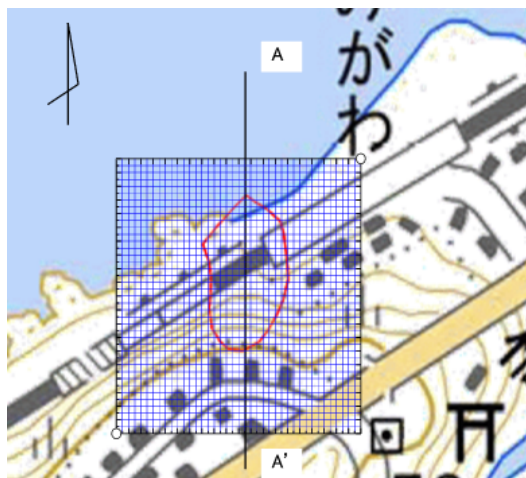


図 3.13 斜面崩壊箇所の地図上でのマーキング

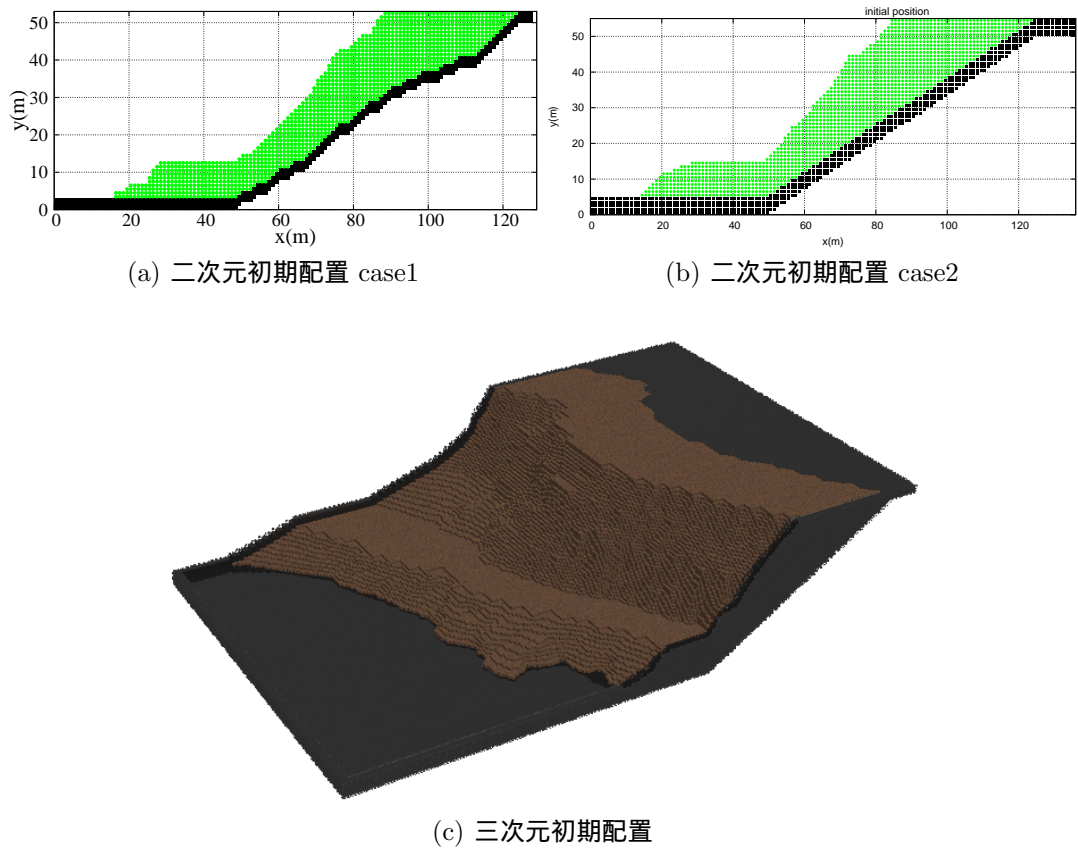


図 3.14 SPH 法における初期配置

3.3.3 斜面安定解析

図 3.14 に示した斜面モデルにおいて、自重での崩壊シミュレーションによる安定限界の材料強度について検討を行った。初期条件として弾塑性体粒子には土かぶり圧に相当する等方応力を与えている。シミュレーションに用いたパラメータを表 3.4 に示す。ただし、せん断抵抗角 $\phi = 0^\circ$ のシミュレーションでは、ダイレイタンシー角 $\psi = 0^\circ$ としている。せん断抵抗角 ϕ については 0° から 40° まで 10° 刻みで、粘着力 c については 5 kPa 刻みで安定限界を求めている。また、SPH 法との比較のために二次元モデルについては Fellenius 法による安定限界を求めている。

図 3.15 に SPH 法及び Fellenius 法により求めた安定限界での材料強度を示す。図 3.16 と図 3.17 は、二次元での case1 と case2 における SPH 法の最大せん断ひずみ分布と Fellenius 法のすべり線を示しており、図中の左側が不安定な結果であり、右側が安定な結果を示

表 3.4 計算条件

初期粒子間距離 [m]	1.0
時間刻み [s]	1.0×10^{-4}
密度 [g/cm ³]	1.5
せん断弾性係数 [GPa]	10.0
ポアソン比	0.25
ダイレイタンスー角 [deg]	10.0
人工粘性係数	0.01

しており、下になるに従いせん断抵抗角が小さい際の結果となっている。

まず、斜面モデルの違いによる安定限界について比較を行う。図 3.14 に示した二次元での粒子配置は二種類あり、(a) は case1 のボーリング調査結果を基にした不規則な形状の基盤面となっており、(b) は case2 の (a) とほぼ同等の深さになるような直線状の基盤面となっている。図 3.15 の Fellenius 法による結果では、case1 と case2 においてせん断抵抗角 $\phi = 40^\circ$ のときにほぼ同じ粘着力となっており、せん断抵抗角が小さくなるにつれて差異が大きくなり、同じせん断抵抗角で比較すると case2 の方が安定するために必要な粘着力は大きく、不安定な結果となっている。せん断抵抗角が小さくなると拘束圧の影響が小さくなりすべり面はより深くなる。図 3.16 や図 3.17 の Fellenius 法によるすべり線は、せん断抵抗角 $\phi = 10^\circ$ 以下で固定粒子層に接するようになっている。case1 と case2 では固定粒子層の形状が異なっており、深いすべり線になるせん断抵抗角の小さな材料強度では境界の影響が差異の原因であると考えられる。SPH 法の結果についても、Fellenius 法の結果と同様の傾向を示している。斜面崩壊の危険度予測を行う際に、詳細な地盤情報を得ることは地盤の材料強度を決定する上でも重要であるが、基盤面の形状が安定解析結果に与える影響はすべり線が基盤面付近を通る際には大きく、基盤面の形状を決定する上でも重要であると考えられる。しかし、現状では地盤内部の材料強度を詳細に得ることは難しく、ボーリングデータなどによる地盤内部の情報を収集することは重要な課題の一つであると言える。

次に、SPH 法と Fellenius 法についての結果について比較を行う。図 3.15 の結果において、case1 及び case2 共に SPH 法と Fellenius 法の結果はほぼ同じ傾きを示している。同じせん断抵抗角で比較すると、SPH 法の方が安定するために必要な粘着力は大きく、Fellenius 法に比べて SPH 法の方が不安定となっている。図 3.16 や図 3.17 において、せん断抵抗角 $\phi = 30^\circ$ 以下の結果では、SPH 法において最大せん断ひずみの値が大きい部分と、Fellenius におけるすべり線が一致しており、整合性のある結果が得られている。し

かし、せん断抵抗角 $\phi = 40^\circ$ の結果では、Fellenius 法のすべり線は表層付近の浅い部分となっているのに対して、SPH 法における最大せん断ひずみが大きい部分は深い位置にあり差異がみられる。また、全ての SPH 法の結果ですべり線とは異なる位置の固定粒子と弾塑性体粒子の境界面においてもせん断ひずみが発生している部分が見られ、この境界付近でのすべりが SPH 法と Fellenius 法の安定限界における材料強度の差異に影響を与えていると考えられる。

最後に、二次元と三次元の結果について比較を行う。一般的に二次元と三次元の安定解析結果を比較すると、三次元の方が安全率が大きくなり、二次元に比べて安定であると言われている。これは、三次元解析を行うことで、側方の拘束力の影響や、横断面形状による効果の影響を考慮することができるためである。SPH 法による安定限界は、せん断抵抗角 $\phi = 0^\circ$ のシミュレーションでは二次元と三次元でほとんど差異は見られないが、せん断抵抗角 $\phi \neq 0^\circ$ のシミュレーションにおいては、二次元よりも三次元の方が安定な結果となっている。図 3.18 は三次元での安定解析において不安定とした結果の最大せん断ひずみ分布を、 x 方向に 20 m ごとに $y-z$ 平面について示している。図 3.18(a) はせん断抵抗角が大きい場合 ($\phi = 40^\circ$) のシミュレーション結果であり、二次元と同様に表層付近にせん断ひずみの大きい部分が見られ、表層付近で変形が起こっている。図 3.18(b) はせん断抵抗角が 0° の場合のシミュレーション結果であり、二次元と同様に基盤面付近で変形が起こっている。SPH 法においても三次元の安定解析より二次元の安定解析は安全側となる結果となっている。これまでは、危険斜面を評価する上で計算の容易さや計算コストの面から二次元解析の結果を用いる事が多かったが、二次元解析では安全側の結果を与える事から本来崩壊する危険性の少ない斜面を危険斜面として抽出する可能性があり、近年では対策を行う際のコスト面から、より精度の高い結果を与えることが望まれている。現在では、三次元における簡易な安定解析手法も提案されており、SPH 法による三次元の結果と検討する必要性はあるが、SPH 法による三次元安定解析は有用な手段になると考えられる。

また、図 3.15 中に示した黒色両矢印は、ボーリング調査結果から得られた $N = 5$ 程度の材料強度を示したもので、砂地盤で換算した場合は $\phi = 25 - 35 \text{ deg}$ 程度、粘性土地盤で換算した場合は $c = 60 - 90 \text{ kPa}$ 程度となっている。SPH 法及び Fellenius 法による結果は、ボーリング調査結果よりも安全側の結果となっているが、ボーリング調査は崩壊発生後に行われたものであることや、現地地盤が砂まじり粘土層であり粘着力とせん断抵抗角の両方を有する材料であると考えられることが差異の原因であると考えられる。

以上のことから、SPH 法による安定解析は Fellenius 法の結果と比べて若干の差異はあ

るものの，十分な精度で解析できていると考えられる．

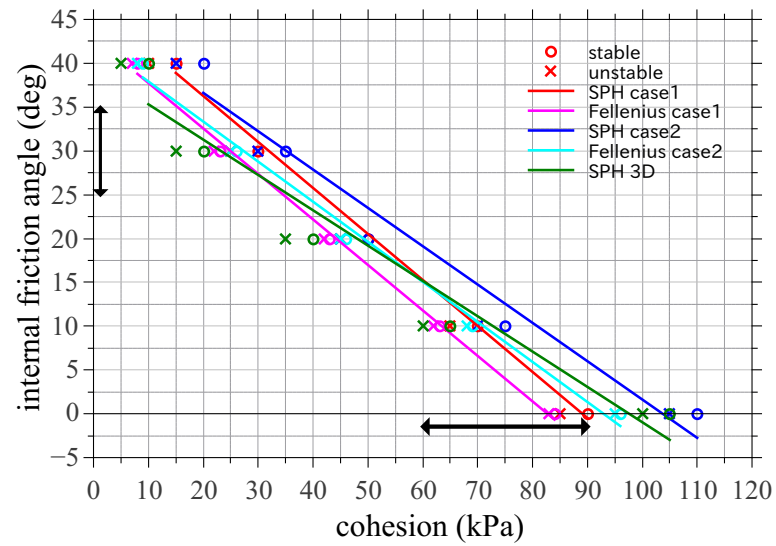
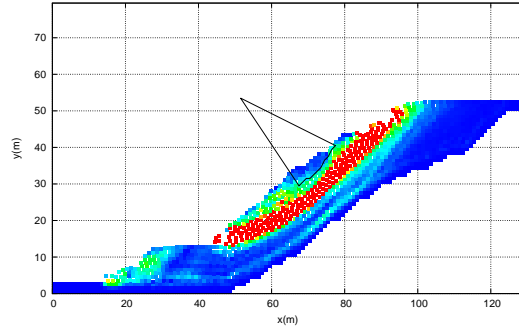
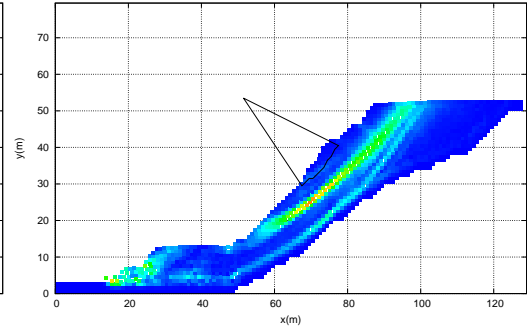


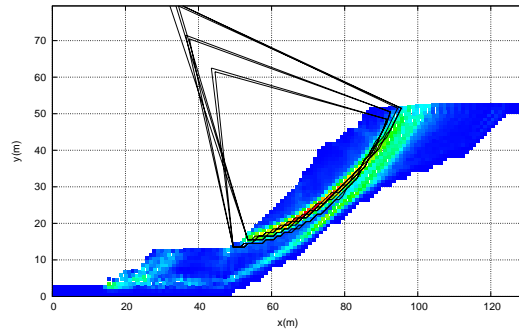
図 3.15 SPH 法と Fellenius 法による安定限界



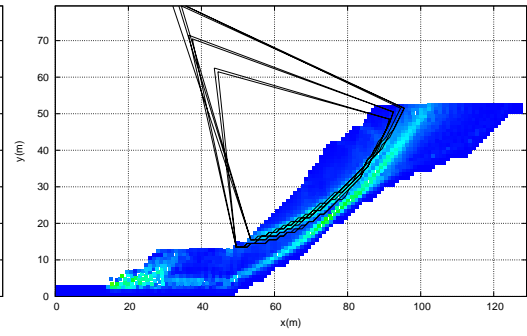
(a) $c = 10\text{kPa}$, $\phi = 40\text{deg}$



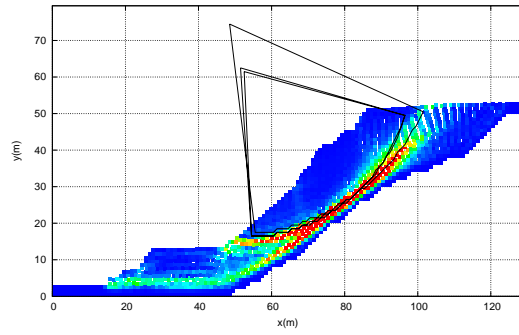
(b) $c = 15\text{kPa}$, $\phi = 40\text{deg}$



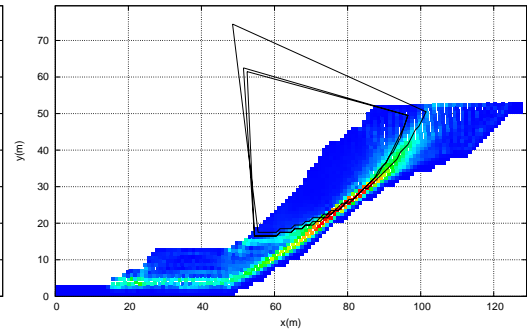
(c) $c = 25\text{kPa}$, $\phi = 30\text{deg}$



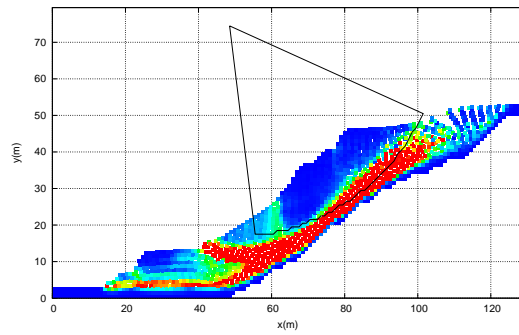
(d) $c = 30\text{kPa}$, $\phi = 30\text{deg}$



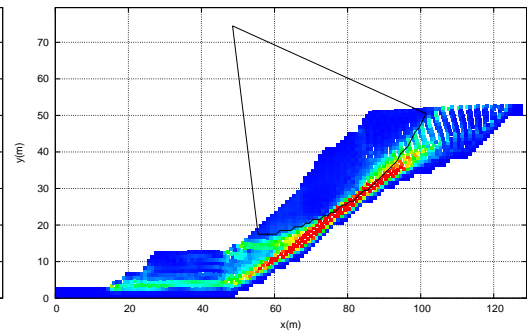
(e) $c = 65\text{kPa}$, $\phi = 10\text{deg}$



(f) $c = 70\text{kPa}$, $\phi = 10\text{deg}$

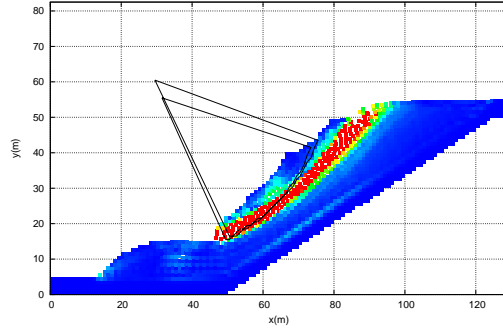


(g) $c = 85\text{kPa}$, $\phi = 0\text{deg}$

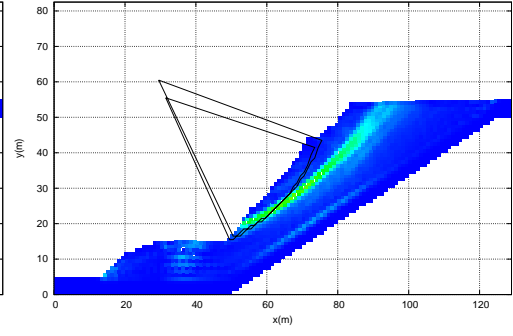


(h) $c = 90\text{kPa}$, $\phi = 0\text{deg}$

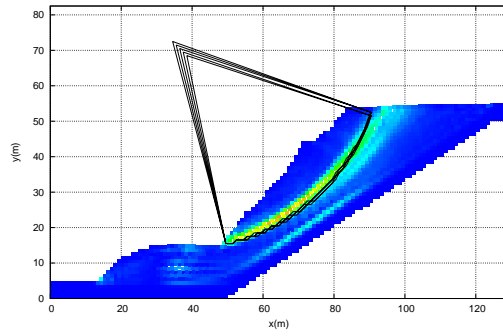
図 3.16 case1 における SPH 法の最大せん断ひずみ分布と Fellenius 法のすべり線



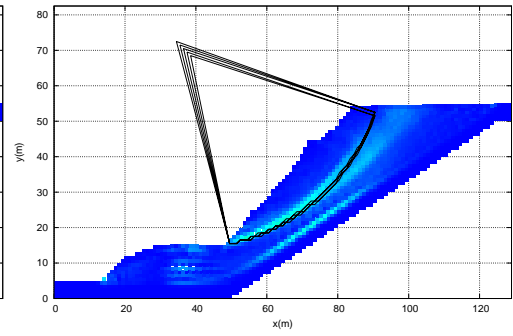
(a) $c = 15\text{kPa}$, $\phi = 40\text{deg}$



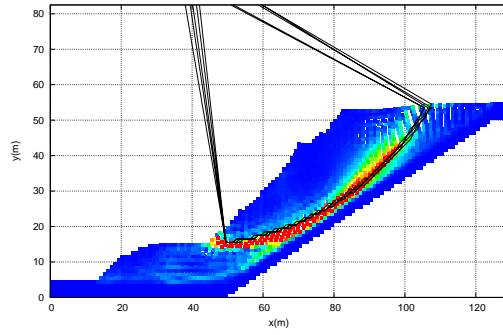
(b) $c = 20\text{kPa}$, $\phi = 40\text{deg}$



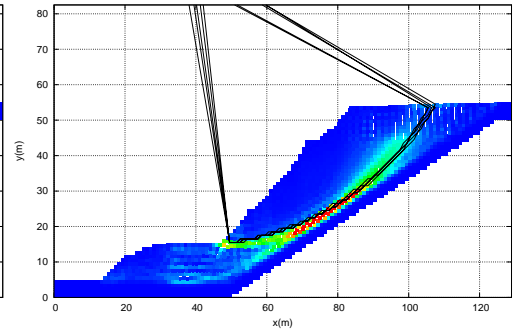
(c) $c = 30\text{kPa}$, $\phi = 30\text{deg}$



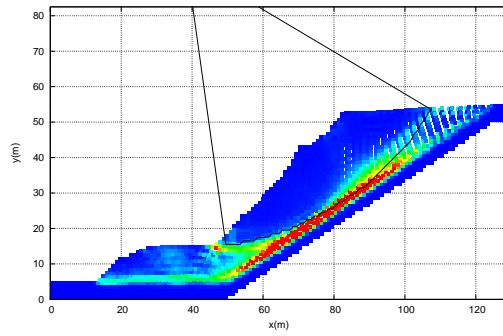
(d) $c = 35\text{kPa}$, $\phi = 30\text{deg}$



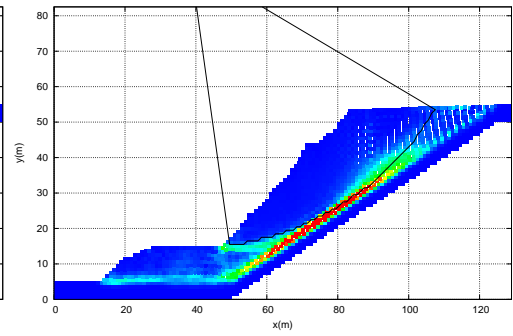
(e) $c = 70\text{kPa}$, $\phi = 10\text{deg}$



(f) $c = 75\text{kPa}$, $\phi = 10\text{deg}$

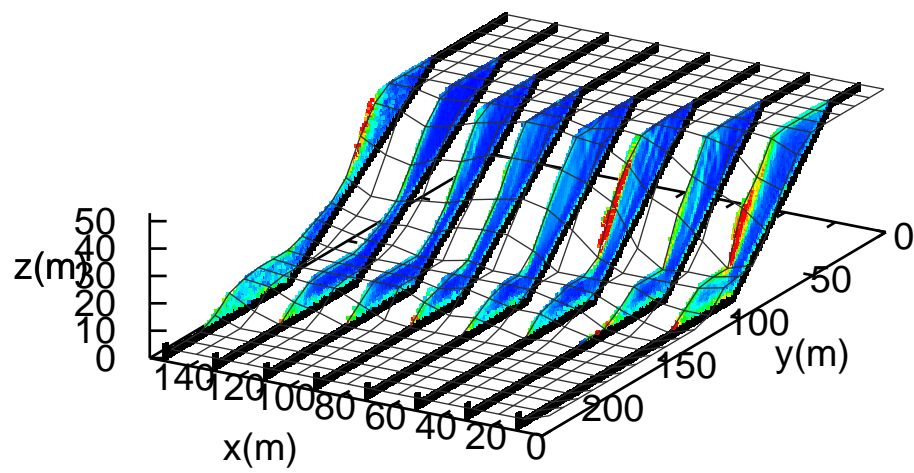


(g) $c = 105\text{kPa}$, $\phi = 0\text{deg}$

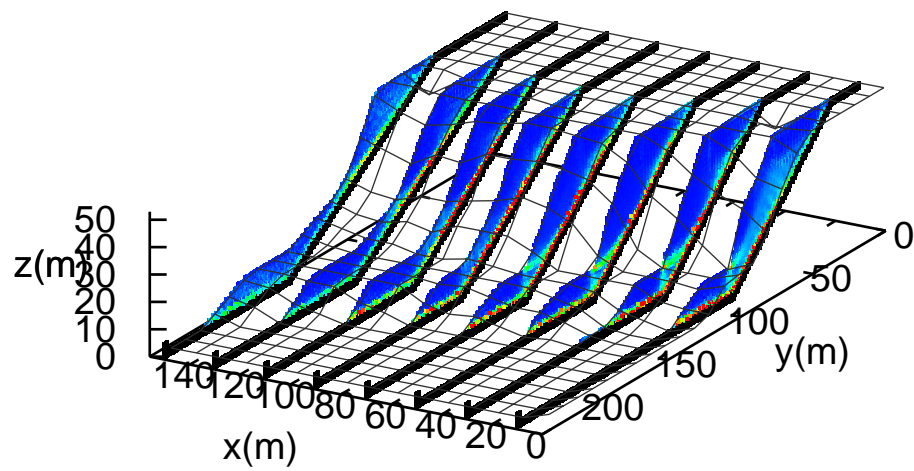


(h) $c = 110\text{kPa}$, $\phi = 0\text{deg}$

図 3.17 case2 における SPH 法の最大せん断ひずみ分布と Fellenius 法のすべり線



(a) $c = 5\text{kPa}$, $\phi = 40\text{deg}$



(b) $c = 105\text{kPa}$, $\phi = 0\text{deg}$

図 3.18 三次元における SPH 法の最大せん断ひずみ分布

3.3.4 正弦波による振動シミュレーションの概要

SPH 法において振動に対する応答を確認するために正弦波を用いて検討を行った．図 3.19 に与えた振動波形を示す．シミュレーションは図 3.14 に示した斜面モデルの固定粒子に x 方向のみに加速度を与えて行っている．表 3.5 にシミュレーションに用いた材料パラメータを示す．SPH 法による安定解析により得られた安定限界の材料を用いて， c 材及び ϕ 材について検討を行っている．

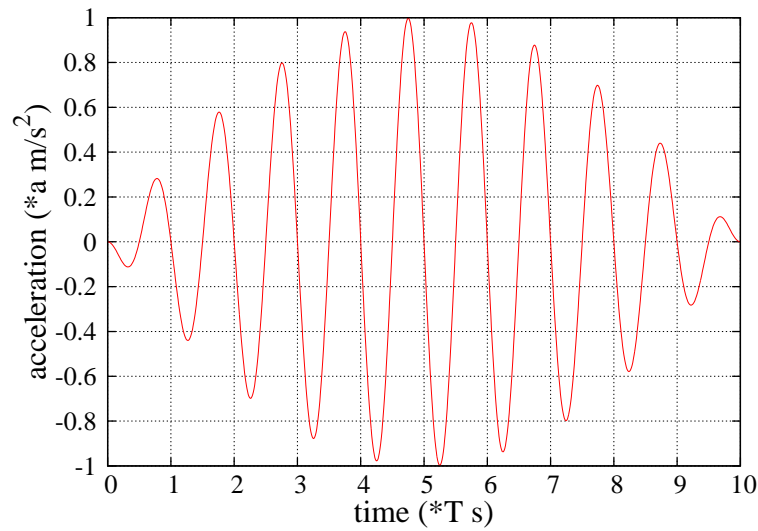


図 3.19 正弦波振動波形

表 3.5 材料パラメータ

	2D case1		2D case2	
	c 材	ϕ 材	c 材	ϕ 材
初期粒子間距離 [m]	1.0			
時間刻み [s]	1.0×10^{-4}			
密度 [g/cm ³]	1.5			
せん断抵抗角 [deg]	0	40	0	40
粘着力 [kPa]	90	15	110	20
ダイレイタンシー角 [deg]	0	10	0	10
せん断弾性係数 GPa	10			
ポアソン比	0.25			
人工粘性係数	0.01			

3.3.5 固有周波数解析

作成した斜面モデルに振動を与えて崩壊シミュレーションを行う前に，振動特性を把握するために十分に大きな材料強度を与えて弾性状態での固有周波数解析を行った．二次元で作成した二種類の地盤モデルについて検討を行っている．最大加速度は 3.0 m/s^2 で一定とし，周波数を 0.1 Hz 刻みで 2.0 Hz までシミュレーションを行った．図 3.20 に周波数と最大速度の関係を示す．最大速度は図 3.21 に示す斜面の頂点に位置する粒子のものをとっている．case1 の卓越周波数は 1.4 Hz であり，case2 は 1.1 Hz と違いが見られる．均質な水平地盤における固有周期 T は，層圧 H とせん断波速度 V_s を用いて次式で示される．

$$T = \frac{4H}{V_s} = 4H \sqrt{\frac{\rho}{G}} \quad (3.1)$$

ここに， ρ は密度を， G はせん断弾性係数を表す．速度判定を行った頂点粒子から y 軸方向の固定粒子までの距離を層厚とすると，case1 は 22 m で，case2 は 27 m となり，シミュレーションのパラメータを用いて上式により固有周波数を算出すると，case1 は 0.93 Hz となり，case2 は 0.76 Hz となる．これらの値は，水平地盤での固有周波数であるため，今回のシミュレーション結果とは単純に比較できないが，case2 よりも case1 の方が周波数が大きい傾向は一致しており，周波数の違いは固定境界の形状が異なっていることが原因であると考えられる．

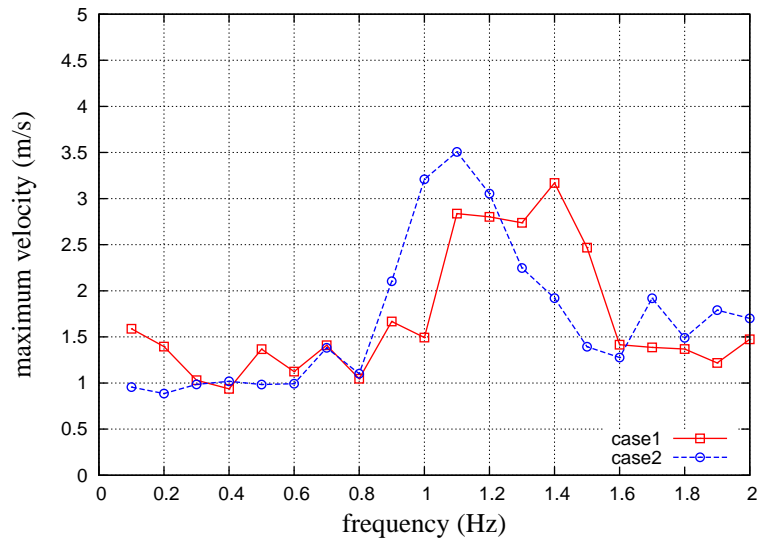


図 3.20 固有周波数解析結果

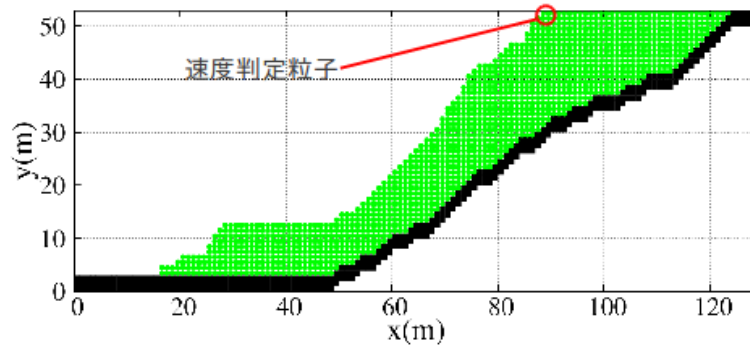


図 3.21 速度判定粒子

3.3.6 正弦波振動による二次元崩壊シミュレーション

崩壊シミュレーションは図 3.19 に示した加速度波形を用いて行っている．周波数は新潟県中越沖地震で観測された加速度波形の卓越周波数と，固有周波数解析の結果をもとに，0.50，1.0 及び 1.5 Hz としている．

Newmark 法の概要

SPH 法による振動崩壊シミュレーションと比較を行うために Newmark 法を用いて変位を求めた．Newmark 法は簡便にすべり変位を算出する手法であり，与えられた加速度波形について角運動方程式を解くことにより変位を求めることが可能である．図??に Newmark 法によって変位量を算出する際の計算モデルを示す．土塊の回転角を θ とすると，角運動量保存則より，

$$\ddot{\theta} = (M_{DW} + M_{DKH} - M_{RW} - M_{RKH} - M_{RC})/J = \Delta M/J \quad (3.2)$$

ここに， $\ddot{\theta}$ は角加速度， J は慣性モーメント， M_{DW} は起動モーメント (自重)， M_{DKH} は起動モーメント (地震慣性力)， M_{RW} は抵抗モーメント (自重による摩擦)， M_{RKH} は抵抗モーメント (地震慣性力による摩擦抵抗)， M_{RC} は抵抗モーメント (粘着力) を表して

おり，それぞれ次式で示される．

$$\begin{aligned}
J &= (1/g) \sum W R_g^2 \\
M_{DW} &= \sum x_g W \\
M_{DKH} &= k_h M_{DK} = k_h \sum y_g W \\
M_{RW} &= R \sum W \cos \alpha \tan \phi \\
M_{RKH} &= -k_h M_{RK} = -k_h \sum W \sin \alpha \tan \phi \\
M_{RC} &= R \sum cl
\end{aligned} \tag{3.3}$$

ここに， W はスライス重量， g は重力加速度， k_h は水平震度， ϕ はせん断抵抗角， c は粘着力， α はすべり面と水平面のなす角， l はすべり面の長さ， R は円弧の半径， x_g, y_g は円弧中心とスライス重心の水平・鉛直距離， R_g は円弧中心とスライス重心との距離を示している．また，安全率 F_S は次式で与えられる．

$$F_S = (M_{RKH} + M_{RW} + M_{RC}) / (M_{DW} + M_{DKH}) \tag{3.4}$$

式 (3.4) において $F_S = 1$ としたときの水平震度 (臨界水平震度) k_{ha} は，

$$k_{ha} = (M_{RW} - M_{DW} + M_{RC}) / (M_{RK} + M_{DK}) \tag{3.5}$$

で示される．ここで，土塊の残留変形量 δ は式 (3.2) を数値積分することによりえられる θ を用いて， $\delta = R\theta$ で表せることから次式で示される．

$$\delta = (1/2) R \{ (M_{DW} + M_{DKH} - M_{RW} - M_{RKH} - M_{RC}) / J \} t^2 \tag{3.6}$$

Newmark 法におけるすべり面は安全率の最も低いものとしている．変位量は正弦波の 1 波について考えると，与えられた水平震度 $k(t)$ が臨界水平震度 k_{ha} よりも越えた時点ですべり始め，その後すべり速度が 0 となる時点ですべりが終了するものとして算出する．

SPH 法と Newmark 法の比較

二次元の case1 で行った SPH シミュレーションと Newmark 法の結果の比較を行う．図 3.22 に周波数 $f = 0.5 \text{ Hz}$ で行ったシミュレーションの時間と変位の関係を示す．SPH 法における変位は図 3.21 に示した位置にある粒子のものである．c 材及び ϕ 材共に，SPH 法の変位は Newmark 法に比べて大きくなっている．また，Newmark 法においては加速

度が小さいケースでは変位が0となっているが、SPH 法では全てのケースで変位が発生している。Newmark 法における変位は時刻歴で段階的に大きくなっているが、臨界水平震度を越えない水平震度となっている時間においては変位増分が0となるためであり、SPH 法においても段階的に変位が大きくなっていることが確認できる。しかし、SPH 法において変位増分が0となっている時間は Newmark 法よりも短くなっている。

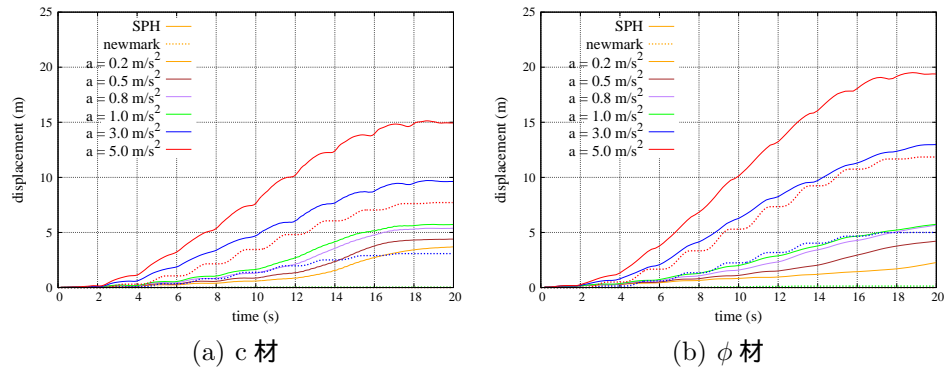
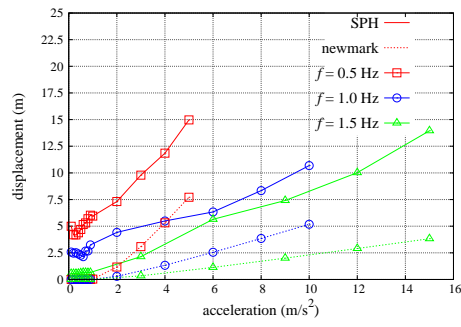


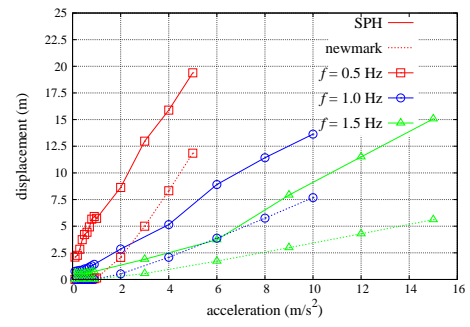
図 3.22 時間 - 変位関係に関する SPH 法と Newmark 法の比較

図 3.23 に最大入力加速度と変位の関係を示す。全てのケースで Newmark 法に比べて SPH 法の変位量は大きくなっている。しかし、同一周波数において加速度が大きい方が変位量が大きくなることや、同一加速度において周波数が小さい方が変位量が大きくなることについては SPH 法と Newmark 法で同様の傾向を示している。図 3.24 に最大加速度 $a_{\max} = 5.0 \text{ m/s}^2$ 、周波数 $f = 0.5 \text{ Hz}$ で行った SPH シミュレーションにおける最大せん断ひずみ分布と Newmark 法のすべり線を示す。SPH 法においてせん断ひずみの大きい部分は Newmark 法のすべり線と一致している。しかし、SPH 法においては基盤面との境界付近においてもせん断ひずみが発生しているのが確認できる。図 3.25 に作成した地盤モデルで高さが 10 m 程度で一定となっている実際の地盤において鉄道が通っていた部分の SPH シミュレーションにおける変位と最大入力加速度の関係を示す。加速度が大きいケースでは斜面下の地盤部分においても変位が発生していることが確認できる。これは、斜面下部の土砂が斜面部のすべり土塊がすべり落ちることによって押し出されるように変位しているためと考えられる。

このように、Newmark 法と SPH 法による変位量の差は Newmark 法ではすべり土塊によるすべり土塊以外の部分に対する影響を考慮していないのに対し、SPH 法ではすべり土塊によってすべり土塊以外の部分が押し出されるなどの影響を考慮することができるためと考えられる。

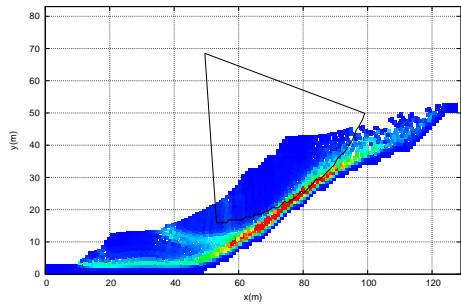


(a) c 材

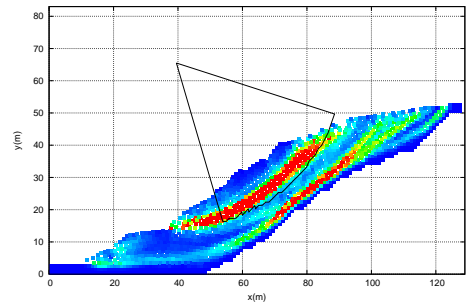


(b) ϕ 材

図 3.23 最大入力加速度 - 変位関係に関する SPH 法と Newmark 法の比較

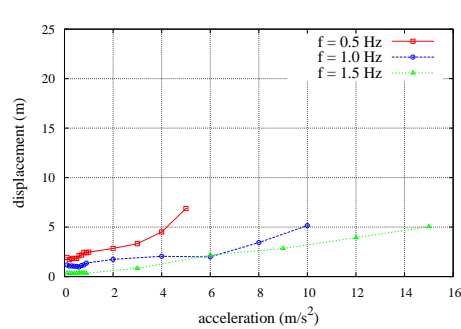


(a) c 材

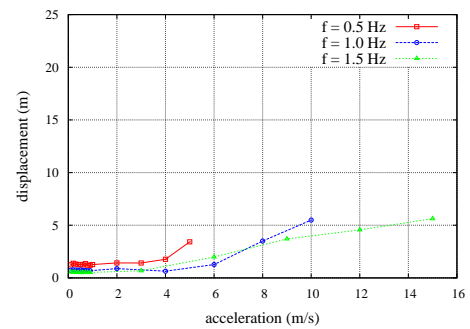


(b) ϕ 材

図 3.24 SPH 法における最大せん断ひずみ分布と Newmark 法におけるすべり線 ($a_{\max} = 5.0 \text{ m/s}^2$, $f = 0.5 \text{ Hz}$)



(a) c 材



(b) ϕ 材

図 3.25 SPH 法における路線部地盤の最大入力加速度 - 変位関係

材料強度による検討

振動シミュレーションは c 材と ϕ 材の二種類の材料を用いて行っているが、それらの材料の違いによる最終的な変位量について検討を行う。図 3.26 に SPH 法による c 材と ϕ 材の最大入力加速度と変位の関係を示す。最大入力加速度が小さい領域では材料による変位量の差は小さく、ほぼ等しい量となっているが、最大入力加速度が大きい領域では ϕ 材の方が c 材よりも変位量は大きくなっており、周波数が小さくなるほど変位量の差は大きくなっている。すべり線の深さを比較すると、図 3.24 に示したように ϕ 材よりも c 材の方が深くなっている。 c 材においてはすべり線が深く、すべり土塊が斜面下の土砂を押し出すように変位していくため、変位が大きくなると斜面下の土砂を押し出そうとする分、すべりに対する抵抗力が大きくなると考えられる。一方で ϕ 材においてはすべり線は浅く、すべり土塊は斜面下の土砂に乗り上げるように変位していくため、変位が大きくなっても c 材のように抵抗力が大きくなることはないと考えられる。このように、崩壊時の周辺土砂との影響の違いが変位量の差の原因と考えられる。

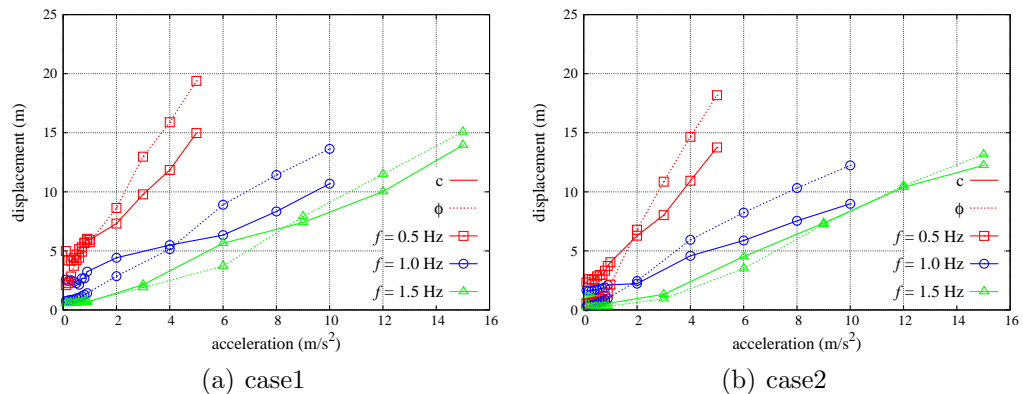


図 3.26 材料強度の違いによる最大入力加速度 - 変位関係

基盤形状による検討

振動シミュレーションは基盤形状の異なる二種類の地盤モデルを用いて行っているが、基盤形状の違いによる最終的な変位量について検討を行う。図 3.27 に SPH 法による case1 と case2 の最大入力加速度と変位の関係を示す。 c 材及び ϕ 材共に基盤形状の違いによる変位量の差は小さく、ほぼ同等の値となっている。基盤形状の違いによって安定限界解析の結果は異なっており、case1 と case2 では c 材及び ϕ 材でせん断抵抗角は等しいもの

の粘着力は異なっており、一概に比較することはできない。しかし、どちらの地盤モデルにおいても安定限界ぎりぎりの材料を用いており、外力に対する抵抗力は同じ程度であるため、ほぼ同等の変位量となっていると考えられる。

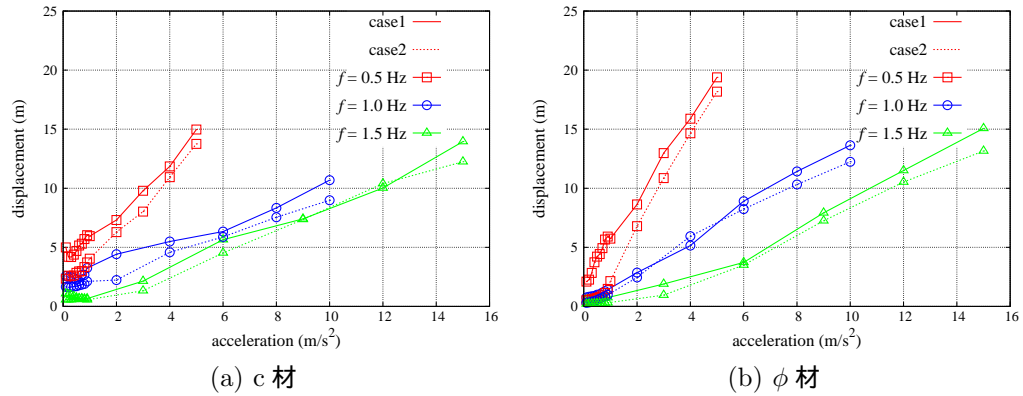


図 3.27 基盤形状の違いによる最大入力加速度 - 変位関係

3.3.7 正弦波振動による三次元崩壊シミュレーション

表 3.6 にシミュレーションに用いた材料パラメータを示す。SPH 法による安定解析により得られた安定限界の材料を用いて、 c 材及び ϕ 材について検討を行っている。図 3.28 に入力加速度 - 変位関係をを示す。変位を算出した粒子は二次元シミュレーションと同じ断面 ($x = 76$ m の $y - z$ 断面) における斜面の頂点に位置するものである。図 3.28 の入力加速度 - 変位関係をみると、 c 材では同じ加速度において周波数の小さいものの方が変位は大きくなっている。 ϕ 材では周波数 $f = 1.0$ Hz において最も変位が大きく、 $f = 1.5$ Hz において最も変位が小さくなっている。二次元と比較するとすべてのケースで変位は小さくなっている。

図 3.30 に各 $y - z$ 断面における斜面頂点の変位を示す。 c 材では $x = 50$ m 付近で最も大きい変位を示しており、その両側でなめらかに変位が小さくなっている。 ϕ 材においても $x = 50$ m 付近に変位のピークが見られその両側で変位は小さくなっている。実際に発生した斜面崩壊において最も流動距離の長かったのは $x = 76$ m における断面であり、シミュレーション結果と異なるものとなっている。この様に、最も変位の大きな断面が二次元と三次元で異なっていることが、図 3.28 に示した変位が二次元に比べて小さいこの原因であると考えられる。変位が最も大きくなる断面が実際の崩壊とことなってい

る原因として、シミュレーションにおいて変位量の大きい $x = 50 \text{ m}$ における断面の勾配が、実際の斜面崩壊において流動距離の長かった $x = 76 \text{ m}$ における断面の勾配よりも急であったためと考えられる。シミュレーションでは斜面崩壊発生後に行われたボーリング調査結果を参考に材料強度を定め、モデル全体で一様に与えているが、実際の斜面においては地盤強度が空間的に分布していることが考えられる。また、図 3.10 においてシミュレーションの $x = 50 \text{ m}$ 付近は崩壊箇所の右側になるが、斜面下を走る鉄道のトンネルがあり、擁壁のような役割をしたために崩壊が発生しなかったことも考えられる。また、シミュレーションにおける強制変位を y 軸方向にしか与えていないことである。図 3.12 に示した地震時の振動波形では柏崎において北南方向に最大加速度 667 gal を記録しているが、東西方向にも 500 gal 程度を記録しており、シミュレーションにおいては x 軸方向に振動を与えていないためと考えられる。 ϕ 材においては、 $x = 10 \text{ m}$ と $x = 150 \text{ m}$ 付近の両端の固定粒子付近においても変位が大きくなっている。このシミュレーションにおいてはすべての固定粒子に同一の速度を与えて強制的に変位させることにより振動シミュレーションを行っており、 x 軸方向両端の固定粒子近傍の弾塑性粒子は固定粒子によるせん断力を受ける。 ϕ 材のような拘束圧依存の材料では表面付近の材料強度が弱いため、振動によるせん断力によって塑性になりやすく変位が大きくなってしまふ。一方、 c 材においてこのような現象が見られないのは表面付近においても十分な強度を持っており、塑性状態になりにくいいため変位が大きくならないためと考えられる。

図 3.32 に c 材での変位量分布を、図 3.33 に ϕ 材での変位量分布を示す。二次元同様に c 材では固定粒子近傍の境界においてすべり面が発生し、多くの量の土砂が崩壊しているのに対し、 ϕ 材では表層付近での浅いすべり面が見られる。図 3.32(a) や図 3.33(b) においてすべり面が三次元的な形状をしているのが見られ、変位量の最も大きかった $x = 50 \text{ m}$ での断面において崩壊層は最も大きく、その両側で徐々に小さくなっているのがわかる。二次元に比べて三次元が安全側となる原因として横断面形状の影響が挙げられ、すべり面の三次元的な形状は崩壊現象において重要であると考えられる。図 3.30(b) に示した ϕ 材において側方壁面付近で変位は大きくなっていたが、図 3.33 においても壁面付近の粒子の変位が大きくなっている様子が確認できる。

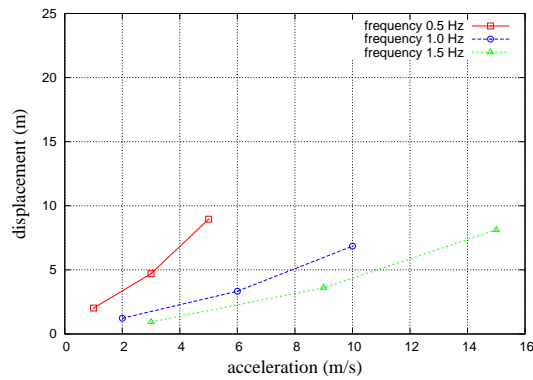
図 3.31 にシミュレーション結果より得られた崩壊土砂量を示す。崩壊土砂は変位量が 2 m 以上の部分として算出している。青海川で発生した斜面崩壊の土砂量は $15,000 \text{ m}^3$ と算定されている。全体的に実際に発生した斜面崩壊の土砂量よりも多くの量が算定されている。図 3.32 及び図 3.33 で崩壊土砂として算定した変位量が 2 m 以上の粒子は赤で示しているが、 c 材では崩壊が実際の様に局所的なものではなく全体的に変位が大きくなっ

ていることが、 ϕ 材では崩壊箇所とは別に側面付近でも変位が大きくなってしまっていることが、実際の崩壊土砂よりも多く算定されてしまっていることの原因と考えられる。

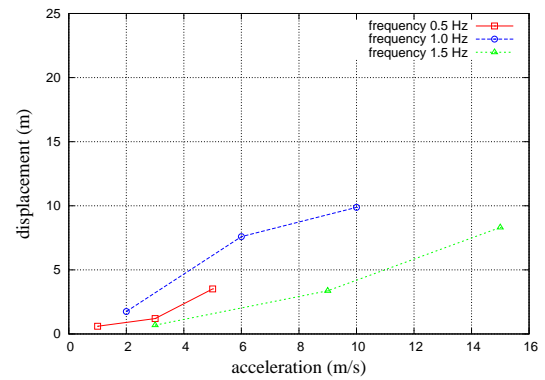
以上のことから、三次元モデルを作成する際には側方の境界面の形状について注意する必要がある、材料によっては計算結果に大きな影響を与えと考えられる。

表 3.6 材料パラメータ

3D		
	c 材	ϕ 材
初期粒子間距離 [m]	1.0	
時間刻み [s]	1.0×10^{-4}	
密度 [g/cm ³]	1.5	
せん断抵抗角 [deg]	0	40
粘着力 [kPa]	110	10
ダイレイタンシー角 [deg]	0	10
せん断弾性係数 GPa	10	
ポアソン比	0.25	
人工粘性係数	0.01	

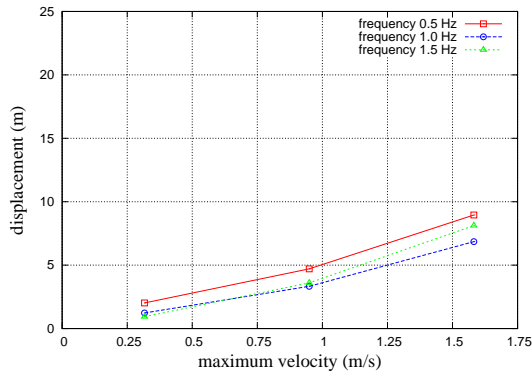


(a) c 材

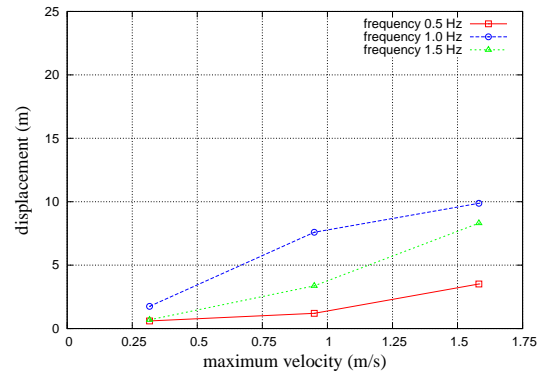


(b) ϕ 材

図 3.28 三次元シミュレーションにおける加速度 - 変位関係

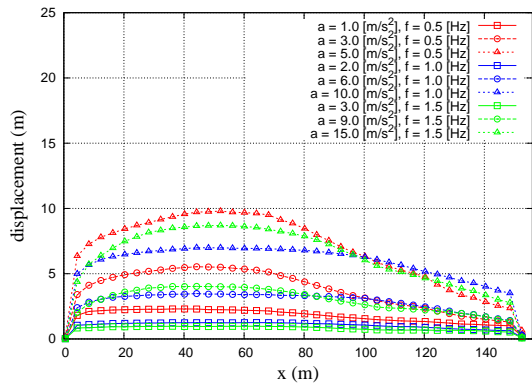


(a) c 材

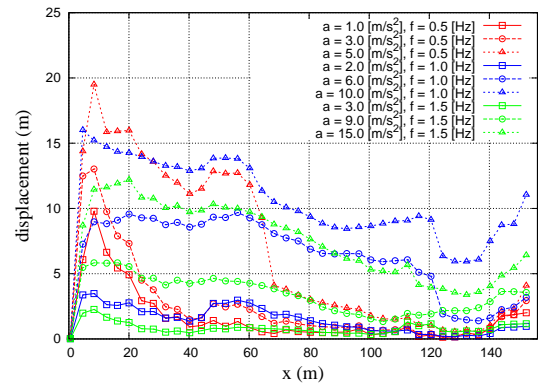


(b) φ 材

図 3.29 三次元シミュレーションにおける最大入力速度 - 変位関係

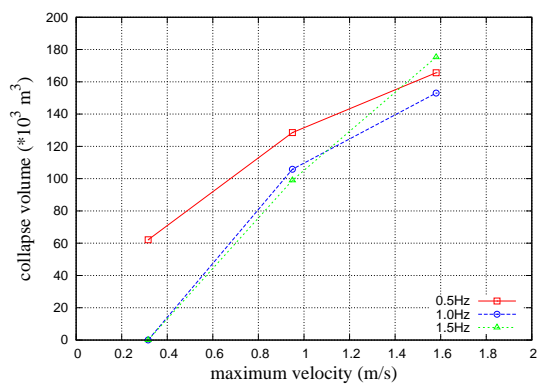


(a) c 材

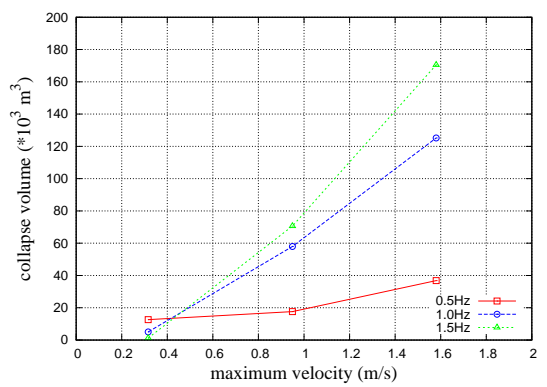


(b) φ 材

図 3.30 三次元シミュレーションにおける変位の x 軸方向変化

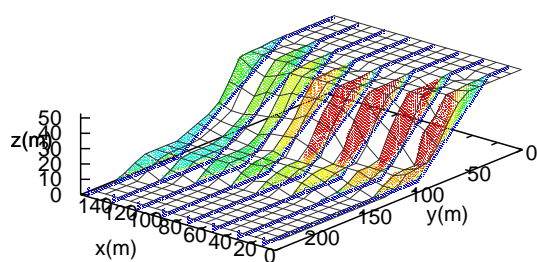


(a) c 材

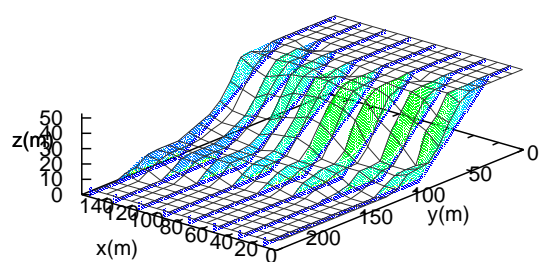


(b) φ 材

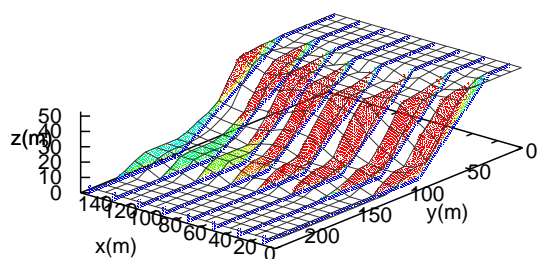
図 3.31 三次元シミュレーションにおける崩壊土砂量



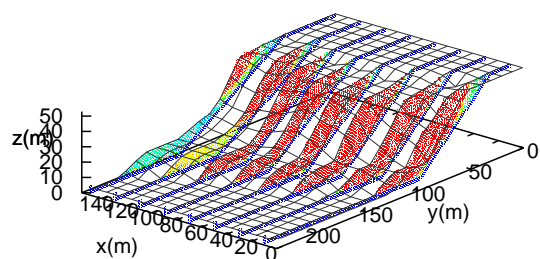
(a) $a = 1.0 \text{ m/s}^2, f = 0.5 \text{ Hz}$



(c) $a = 3.0 \text{ m/s}^2, f = 1.5 \text{ Hz}$

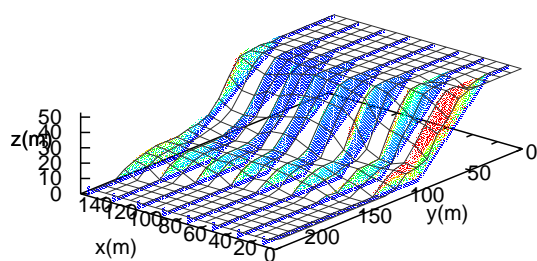


(b) $a = 5.0 \text{ m/s}^2, f = 0.5 \text{ Hz}$

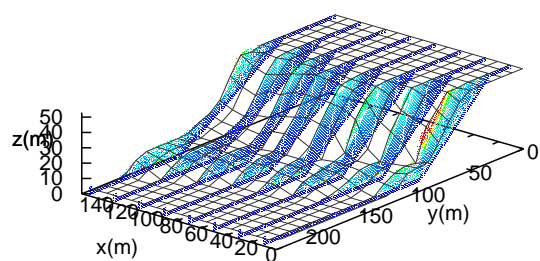


(d) $a = 15.0 \text{ m/s}^2, f = 1.5 \text{ Hz}$

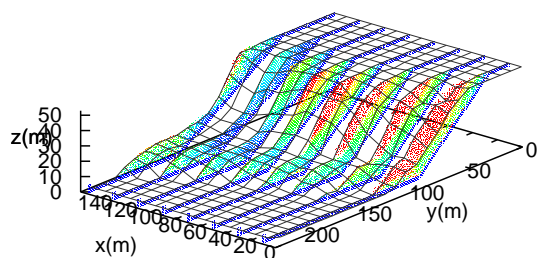
図 3.32 三次元シミュレーションにおける変位分布 (c 材)



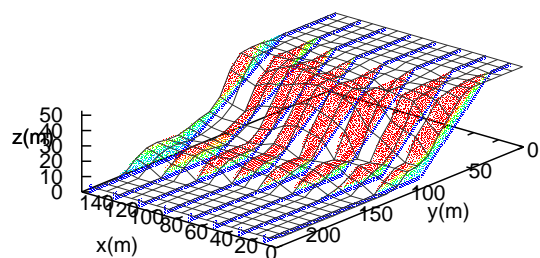
(a) $a = 1.0 \text{ m/s}^2, f = 0.5 \text{ Hz}$



(c) $a = 3.0 \text{ m/s}^2, f = 1.5 \text{ Hz}$



(b) $a = 5.0 \text{ m/s}^2, f = 0.5 \text{ Hz}$



(d) $a = 15.0 \text{ m/s}^2, f = 1.5 \text{ Hz}$

図 3.33 三次元シミュレーションにおける変位分布 (ϕ 材)

3.4 本章のまとめ

本章では、SPH 法による斜面土砂流動への適用性を検討するために、小型模型実験との比較、実際に発生した斜面崩壊に対する適用を試み、三次元シミュレーションによる検討、外力による崩壊シミュレーションについての検討を行った。

小型模型実験と SPH 法によるシミュレーションの比較により得られた知見を以下に示す。

- 小型模型実験のような大変形を伴う現象についても、SPH シミュレーションにおいて人工粘性によって数値振動を抑制できることが確認できた。係数の値としては $\alpha^{\text{vis}} = \beta^{\text{vis}} = 0.01$ を用いれば十分に安定した結果を得ることができており、実地盤の解析においても同じ値を用いた。
- SPH 法による数値計算により、スケールは小さいが大変形を伴う流動現象をシミュレーションすることができ、ゆる詰めや密詰めなどによる材料強度の違いによる挙動の差異を表現することが確認できた。
- SPH 法と実験の比較により、二次元では速度の大きさについて、三次元では変形領域について実験と整合性のある結果が得られている。
- 二次元と三次元のシミュレーションでは結果に明確な違いが見られた。三次元シミュレーションにおいては壁面摩擦といった三次元的な拘束を考慮することができるが、二次元シミュレーションでは考慮できないためであると考えられる。

2007 年新潟県中越沖地震の青海川駅付近で発生した斜面崩壊に関する自重崩壊及び正弦波振動シミュレーションにより得られた知見を以下に示す。

- 二種類の基盤面をモデル化した斜面について自重崩壊シミュレーションによる安定限界解析を行い、Fellenius 法との比較を行った。どちらのモデルについても SPH 法による結果は Fellenius 法に比べて安全側の結果となったが、その差は小さく、ほぼ同様の結果を得られており、すべり線についてもほぼ一致する結果が得られていることから、複雑な形状の斜面についても SPH 法による安定解析は有用な手段となりうると考えられる。また、SPH 法では三次元での自重崩壊解析も行っており、二次元に比べて安定側の結果となった。
- 基盤面の違いが安定限界解析の結果に与える影響は大きく、斜面のモデル化する際に基盤面や材料強度を決定する上で地盤内部の詳細な情報を取得することは重要で

あると言える．

- 正弦波を用いた振動シミュレーションでは，SPH 法と Newmark 法での変位が大きく異なる結果となったが，Newmark 法ではすべり土塊のすべり線に沿った変位しか考慮できないのに対し，SPH 法ではすべり土塊の流動による周辺土砂との影響を考慮することができるためと考えられる．
- 正弦波を用いた振動シミュレーションによる変位量は，基盤面の形状の違いによる差がほとんどなく，ほぼ同等の量となった．
- 三次元で行った正弦波による振動シミュレーションでは，実際の崩壊箇所とは異なる箇所において大きな変形が見られた．シミュレーションによる変位量の大きい箇所は実際の崩壊箇所よりも勾配の急な箇所であったためと考えられる．シミュレーションに用いた材料強度はボーリングデータを参考に全ての箇所で同一の値を用いているが，実際の地盤における材料強度は空間的に分布していると考えられるため，精度よくシミュレーションを行うためには詳細な地盤情報が必要であると考えられる．
- 三次元シミュレーションでは，側面の境界付近での変位量が大きく，振動によるせん断力の影響が大きいと考えられる．モデル化の際には側方の境界について考慮する必要があると考えられる．
- 三次元シミュレーションでは，変位量を用いて崩壊土砂量の算定を行った．モデル化の際の側面の影響等により実際の被害とは異なる土砂量が算定されているが，SPH 法を用いることによって，崩壊時の被害を土砂量などを用いて評価することができることを示した．

第4章 広域地盤データベース

4.1 概要

斜面崩壊や斜面土砂流動などの斜面災害の危険度を評価するためには、数値計算によるシミュレーションが有用な手段であり、シミュレーションを行うには地形や地質といった情報が必要となる。筑波大学地盤工学研究室では、斜面崩壊や斜面土砂流動などの斜面災害に関する危険度を評価するために必要な地盤情報を統一的に管理することを目的として、広域地盤データベースに関するソフトウェアの開発を依頼し、運用を試みている。現在このソフトでは、後述する標高値データ、地質図、 V_{s30} 、地形分類コードの情報が日本全国網羅されており、緯度・経度により検索が可能となっており、選択した範囲の全ての情報を同時にダウンロードすることが可能となっている。図4.1にデータベースの検索画面を表している。

4.2 データベース

4.2.1 国土地理院基盤地図情報 (GSI-DEM)

基盤地図情報は国土地理院が提供している電子白地図であり、地理空間情報を活用することを推進するための共通基盤として広く利用されることを目的としている。この標高データは全国2万5千分の1地形図の等高線を基に作成されており、0.4秒（約10m）ごとに与えられている。また、標高値は0.1m単位で与えられているが、1m単位で求められたものが有効値とされている。基盤地図情報の標高値は0.4秒ごとに与えられているため、緯度や経度によってメッシュの長さは異なり、正方形メッシュとなっていないため数値計算等に用いる際には注意が必要である。

4.2.2 地質データ (20万分の1日本シームレス地質図)

従来の地質図は、作成者の意図や経験則により個々に差が生じ、断層・地質境界層などが不連続となっている部分があった。そのようなことから、産業技術総合研究所地質調

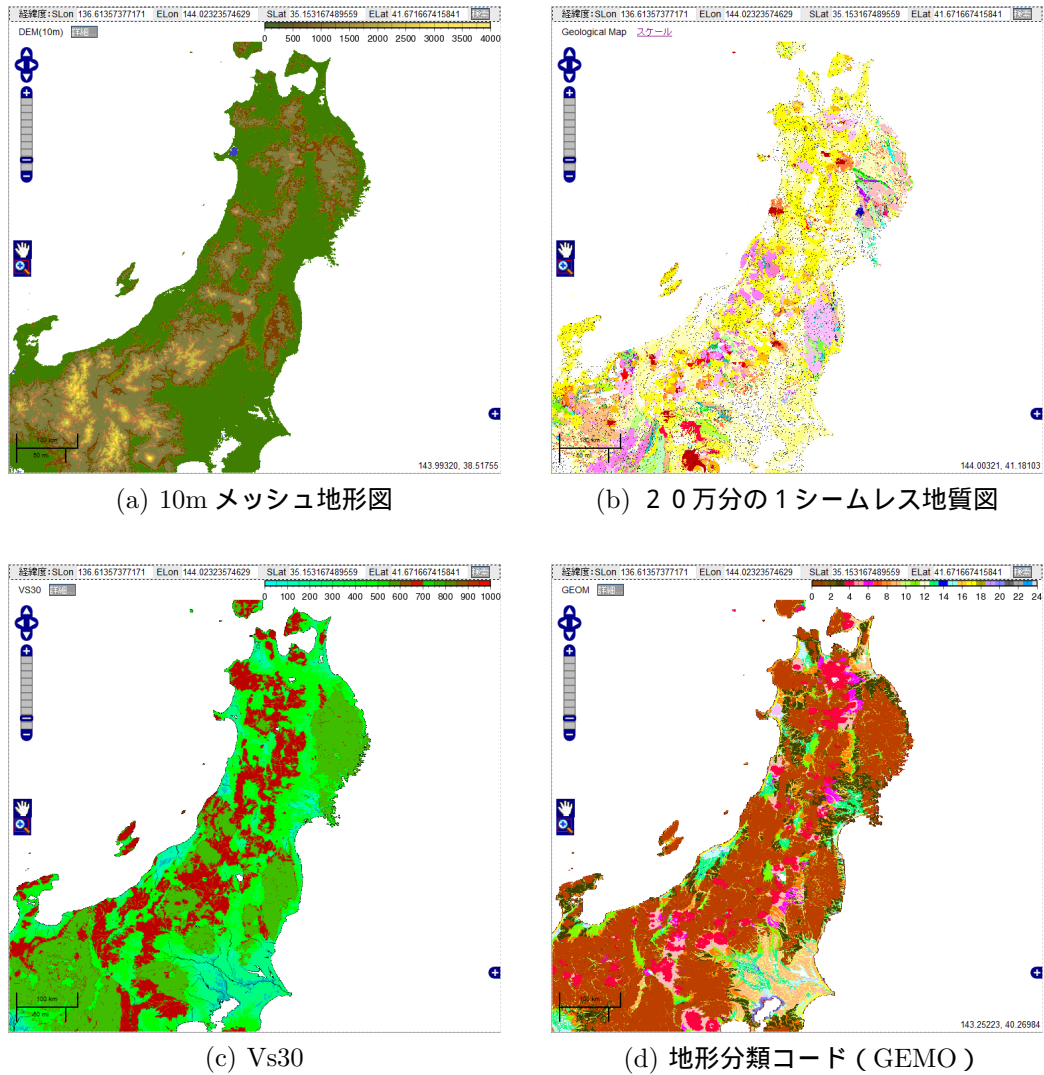


図 4.1 広域地盤データベース

査総合センターが日本全国の統一的地質図である20万分の1日本シームレス地質図の作成を行っている。これまで日本全国が統一凡例でまとめられた地質図は100万分の1以下の縮尺のものしかなく、より詳細な地質データの取得が可能となっている。また、デジタルデータであるため、数値計算等に利用することが容易となっており、汎用性の高いものとなっている。

4.2.3 Vs30

Vs30 とは、地表から深さ 30 m までの地盤の平均的なせん断速度（S 波）データによる地盤の揺れやすさを示す指標である。S 波と地盤の揺れやすさには相関があり、一般的に S 波速度が遅いほど揺れやすさは大きくなることが分かっている。Vs30 の値は地形区分と標高・傾斜・古い時代に形成された山地・丘陵からの距離に基づき推定されており、250 m メッシュ単位で与えられている。

4.2.4 地形分類コード（GEMO）

本研究室で用いている地形分類コードは（GEMO）は、地形・地盤分類 250 m メッシュマップの地形分類に基づいている。GEMO は、純地形学的な分類基準に基づいた若松らの基準に準拠しているが、1 km メッシュで分類されているため、基準地域を 4 分割し、250 m メッシュとしている。

4.3 斜面の危険度評価

斜面の危険度を評価するためには SPH 法などの数値計算手法を用いてシミュレーションを行い、崩壊土砂量や崩壊距離などの定量的な評価を与えることが重要であるが、山間部などの対象領域全体について SPH 法などでシミュレーションを行うことは計算コストの観点から現実的には不可能である。そこで、SPH 法などでシミュレーションを行う必要のある領域を抽出し、地盤モデルを作成することが必要である。本章では、平成 20 年に発生した岩手・宮城内陸地震によって生じたドゾウ沢・産女川の斜面崩壊を含む領域を対象として、SPH 法などの数値シミュレーションを行う領域の抽出方法について検討を行う。

図 4.2 に対象領域の標高値による等高線図を示す。標高値は国土地理院基盤地図情報を基に 10 m メッシュで与えられており、約 10 km 四方の領域となっている。等高線は 10 m 間隔で与えられており、色分けは標高値を示している。図 4.3 は図 4.2 と同じ領域において岩手・宮城内陸地震で発生した斜面崩壊箇所をまとめたものである。図中の赤色及び茶色でマーキングされた部分が土砂災害発生箇所を示しており、全体で 253 箇所の斜面崩壊が発生したことが確認されている。図 4.4 に各土砂災害発生箇所における最大傾斜角の頻度分布を示す。最大傾斜角が 25° から 45° の斜面における発生頻度が多くなっている。勾配を基準に斜面崩壊の危険度を考える際には 30° 以上を危険と判断するケースが多いが、

土砂災害発生箇所における最大勾配が 30° 以下となっている箇所は 253 箇所中 72 箇所存在しており、最大傾斜角が 15° 未満の斜面についても崩壊している箇所が見られる。一般に傾斜角が 15° 未満の斜面が崩壊することは考えにくい。今回用いた標高値データは 10 m メッシュであり、メッシュサイズ以下の微地形については考慮することができないため、崩壊箇所についてもメッシュサイズ以下の範囲において急勾配箇所が存在し、その箇所が要因となって斜面崩壊が発生した可能性があると考えられる。また、勾配以外の地質や地下水といった影響も土砂災害では重要な要因と考えられるため、それらも考慮する必要があると考えられる。

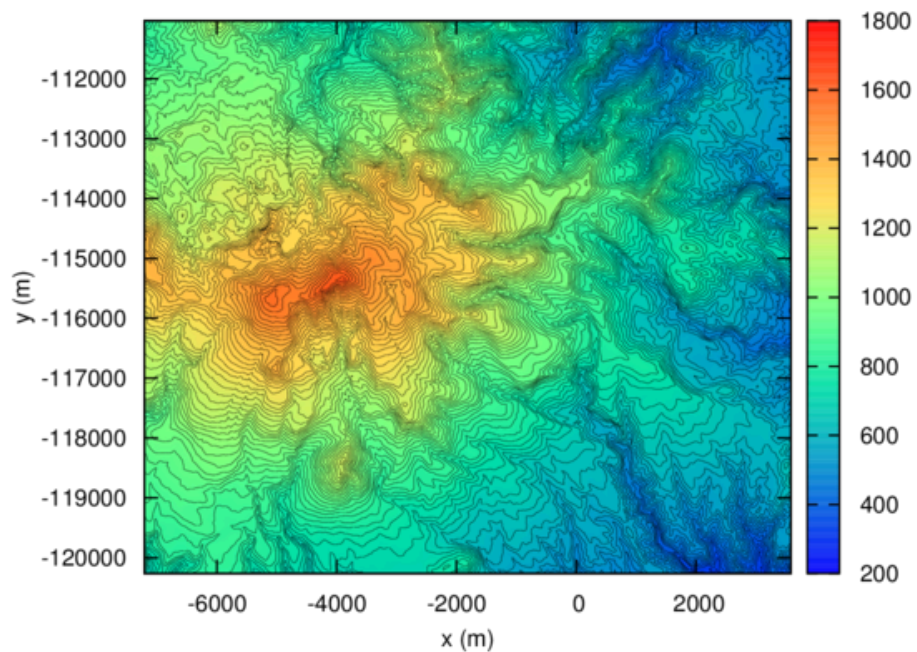


図 4.2 岩手・宮城内陸地震による栗駒山周辺の等高線図

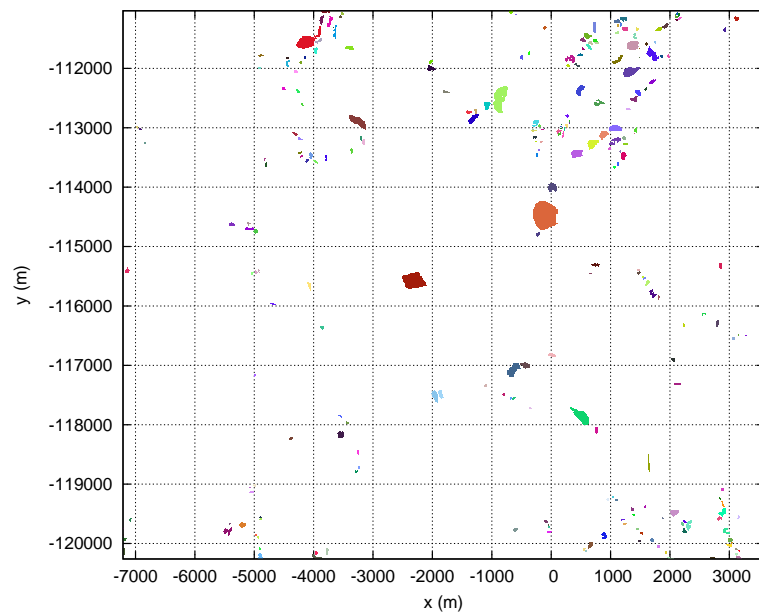


図 4.3 岩手・宮城内陸地震による栗駒山周辺の土砂災害発生箇所

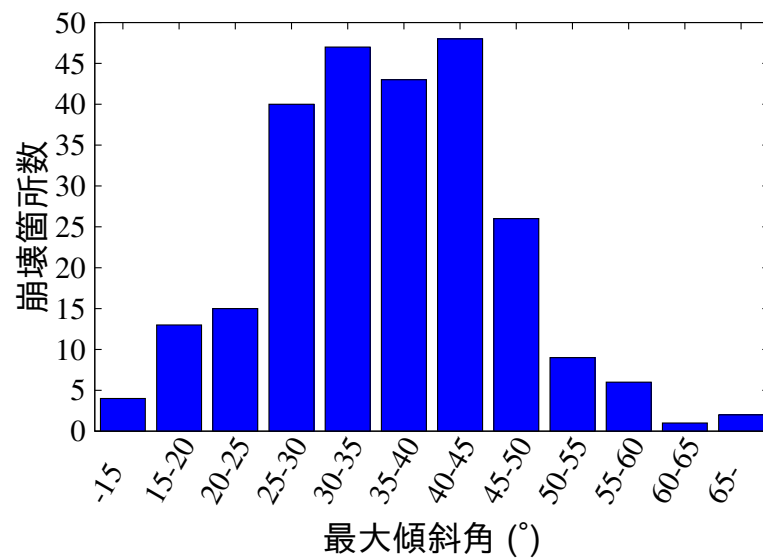


図 4.4 土砂災害発生箇所の最大傾斜角頻度

4.3.1 二次元斜面の抽出

現在，斜面勾配は危険度を評価する上での大きな指標になっており，SPH 法などの数値計算を行う領域を抽出する上でも大きな指標になると考えられる．図 4.5 に斜面勾配の分布図を示す．図中の黒線は標高値による 50 m 間隔の等高線を示しており，色は勾配分布を示している．急勾配となっている箇所は谷線や尾根線に沿って多く見られている．

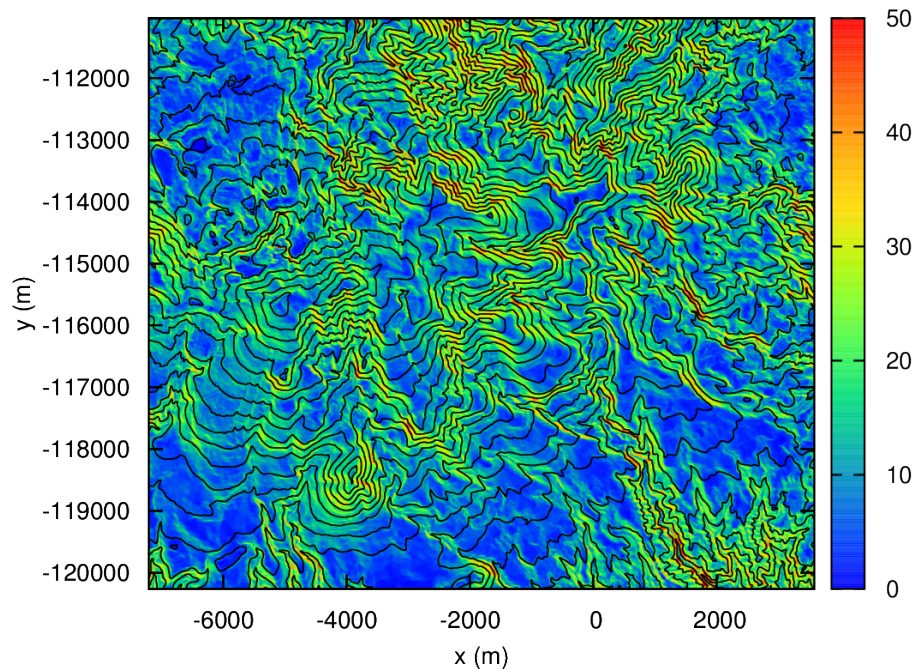


図 4.5 斜面勾配分布

得られた斜面勾配を基に閾値以上の勾配が連続する部分を一つの領域として抽出し，クラスタ処理を行う．ここでは一つのクラスタサイズが10 メッシュ未満のものは除いている．図 4.6 に勾配の閾値と抽出されたクラスタの個数の関係を示す．勾配閾値は 5° 刻みで 25° から 45° までの5 ケースを設定した．閾値が大きくなるにつれ個数が減少しており， 30° から 40° では特に減少率が大きくなっている．図 4.7 に各勾配閾値において抽出されたクラスタサイズの累積頻度分布を示す．各閾値においてクラスタサイズが10 未満の割合が0 となっているのは，クラスタ処理を行う際に10 メッシュ未満は除いているためである．どの閾値においても同様の傾向を示しており，クラスタサイズが10-100 における割合が多くなっており，クラスタサイズが大きくなるにつれその割合は少なくなっている．また，勾配しきい値が小さくなるにつれクラスタサイズは大きくなる傾向を示している．

図 4.8 に勾配閾値を 35° としてクラスタ処理を行った結果を示す．各クラスタ毎に色分けしたものであり，全体で581 個のクラスタが得られている．また，図中の黒線は各クラスタ内で最大勾配となっている点において，その勾配方向に抽出した二次元斜面の範囲を示している．二次元斜面の抽出では，最大勾配点を始点として上流，下流方向にそれぞれ勾配が緩くなる地点までを範囲としている．ここでは勾配が 5° 以下となる点まで

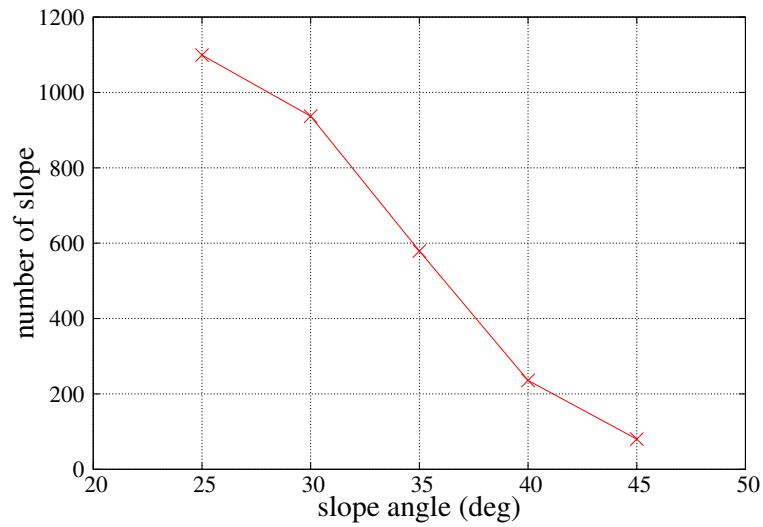


図 4.6 斜面傾斜角閾値とクラスタ数

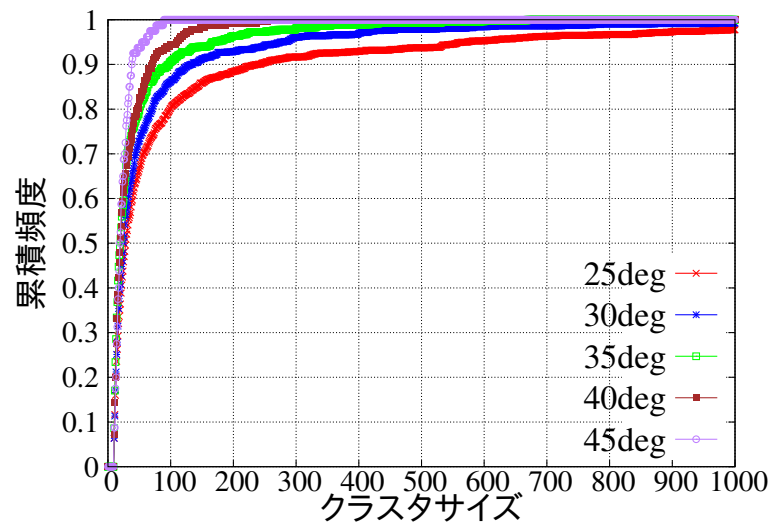


図 4.7 クラスタサイズの頻度分布

としている．図 4.9 に各勾配閾値で抽出された斜面長さの累積頻度分布を示す．すべての閾値において 100 m から 200 m 程度の長さの斜面が最も多く，500 m までの斜面がほとんどであり，勾配閾値によらず同様の傾向を示している．あるクラスタについて考えると，クラスタ内の最大勾配点は常に同じ点であり，最大傾斜角よりも小さい閾値によってクラスタ処理を行えばその点まわりの閾値以上の点が同一クラスタとして抽出される．そのため傾斜角閾値を小さくすればより広い範囲が抽出され，クラスタサイズは大きくなると考えられ，クラスタサイズは閾値の影響をうけると考えられる．一方で二次元斜

面の抽出は最大勾配点から勾配方向に傾斜角が 5° となる点まで抽出しており、その点を含むクラスが抽出されればクラスサイズによらず、常に同じ二次元斜面が抽出されるため、傾斜角閾値の影響が少ないものと考えられる。

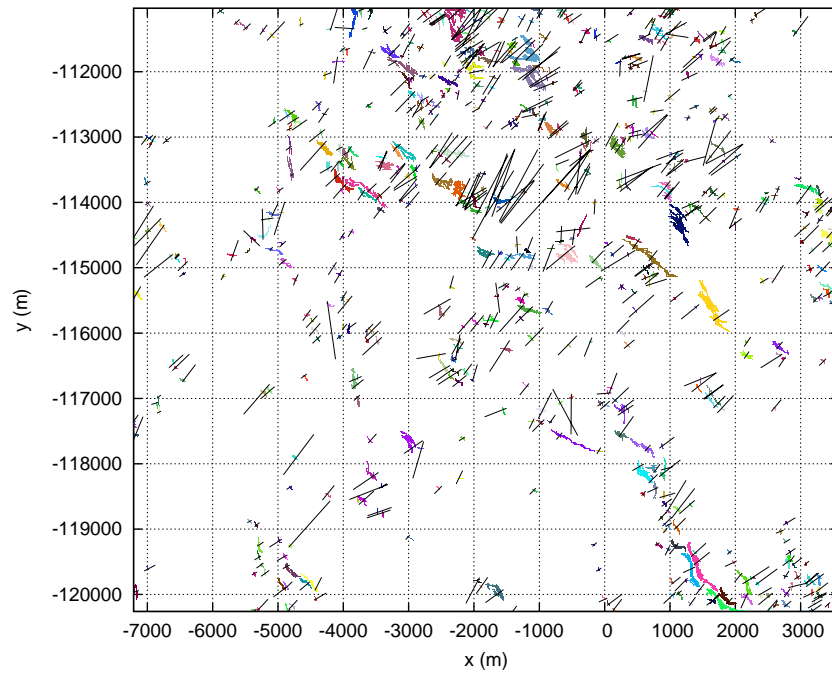


図 4.8 斜面勾配 35 以上の領域と二次元斜面の抽出

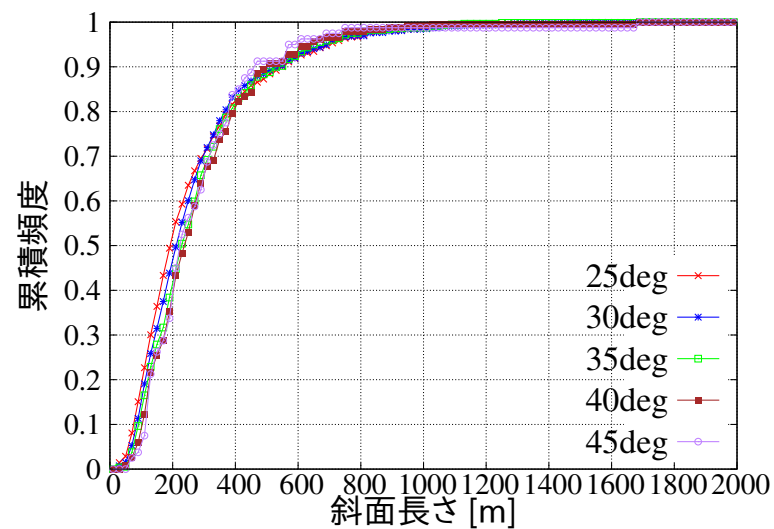


図 4.9 斜面長さの頻度分布

4.3.2 斜面の危険度評価

前節で斜面の危険度を最も簡単に評価することのできる斜面勾配を用いて二次元斜面の抽出を行った．本研究における最終的な目的は SPH 法を用いて斜面の崩壊シミュレーションを行い，崩壊するか否かの評価に加えて，崩壊時の土砂量や崩壊土砂の到達距離といった評価を行い，危険度評価を行うことにあるため，抽出されたすべての二次元斜面に対して SPH 法によるシミュレーションを行うことが望ましいと考えられる．しかし，計算コストの観点からすべての斜面についてシミュレーションを行うことは難しいと考えられる．そこで，簡易な方法を用いて SPH 法によるシミュレーションを行うべき斜面を抽出する必要があると考えられる．そこで，本研究では前節で抽出されたクラスタについて傾斜角閾値によって実際に崩壊している斜面をどの程度抽出できているかについて検討を行うとともに，各クラスタで抽出した二次元斜面に対して Fellenius 法による安定限界解析を行い検討した．図 4.10 に各傾斜角閾値において抽出されたクラスタの実際に崩壊した斜面の抽出率を示す．傾斜角閾値を 25° とした場合には，崩壊斜面の約 8 割を抽出できている．しかし，傾斜角閾値 25° で抽出されたクラスタの約 1100 個中に崩壊斜面は約 200 個であり，崩壊していない斜面も多く抽出してしまっている．傾斜角閾値をさらに小さくすればすべての崩壊斜面を傾斜角を閾値としたクラスタとして抽出することは可能であると考えられるが，崩壊の危険性が低い斜面も多く抽出されることになり，SPH 法を用いたシミュレーションを行う際のコストが増大すると考えらる．以上のことから，傾斜角のみを用いて斜面を精度よく抽出することは難しいと考えられる．

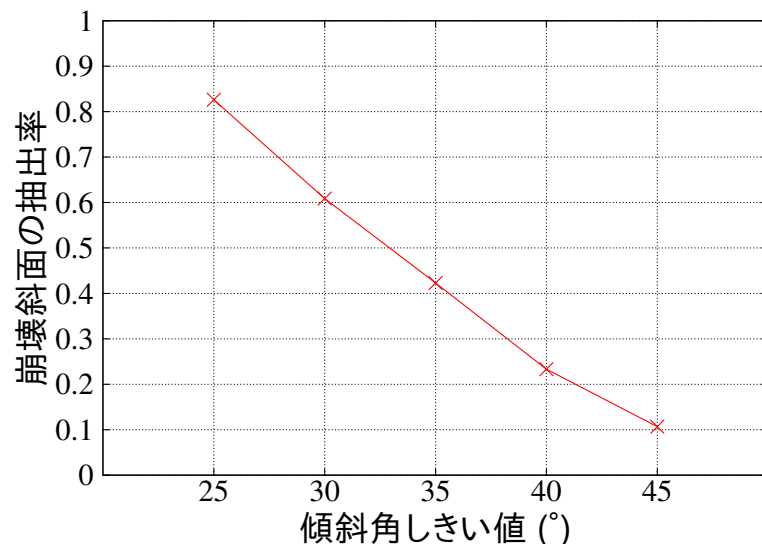


図 4.10 崩壊斜面の抽出率

次に勾配閾値 35° で抽出した斜面に対して Fellenius 法による安定限界解析を行った結果を示す．フェレニウス法による安定限界の材料強度について，せん断抵抗角 $\phi = 35^\circ$ とした際の粘着力 c の大きさをそれぞれの斜面のクラスタ毎に色分けしたものを図 4.11 に，その分布を図 4.12 に示す．全部で 581 個の斜面について解析を行っているが，そのうちの約半数は粘着力 $c = 0 \text{ kPa}$ でも安定という結果となっている．勾配の情報に加えて Fellenius 法による力学的な評価を行うことにより，さらに SPH 法によるシミュレーションを行う斜面を限定することができると考えられるが，実際に崩壊した斜面を除外してしまうこともあり，今後さらに検討が必要である．また，抽出された二次元斜面について勾配によるクラスタ処理を行った領域を考慮することにより三次元斜面の抽出も可能であると考えられる．

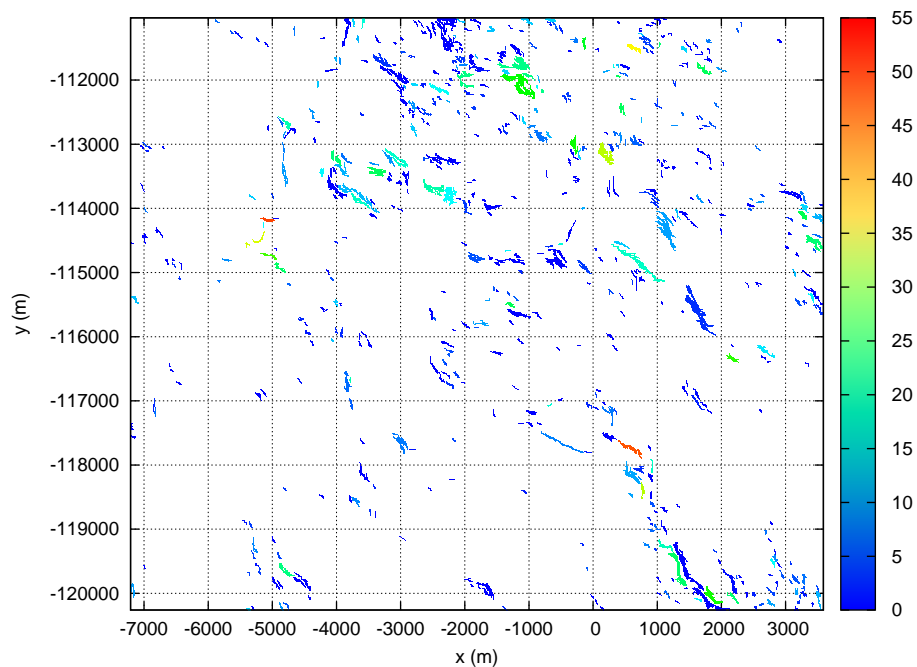


図 4.11 フェレニウス法による結果

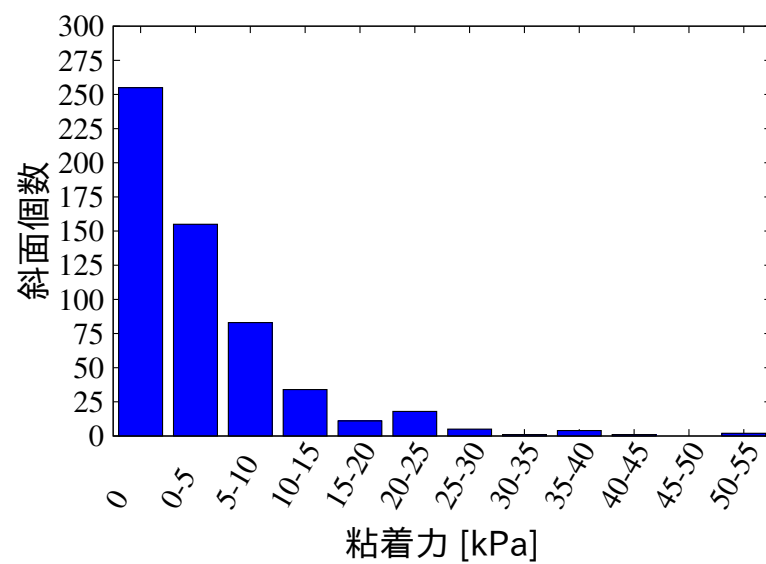


図 4.12 フェレニウス法による結果

4.4 本章のまとめ

本章では、斜面土砂流動の危険度評価を行うための数値計算に必要な地形や地質といった情報を統一的に管理することのできるデータベースの作成を行った。また、対象領域となる斜面全体について SPH 法によるシミュレーションによる崩壊するか否かの定性的な評価と崩壊した際の土砂量や到達範囲などの定量的な評価を考慮した危険度評価を行うことが望まれるが、計算コストの面から考えると難しいと考えられるため、SPH 法によるシミュレーションを行う斜面を簡易な手法を用いて抽出する方法について検討を行った。以下に本章のまとめを示す。

- 全国的に網羅されている地盤情報として、標高値データ、地質図、 V_{s30} 、地形分類コードといった情報があり、それらの情報を統一的にダウンロード可能な広域地盤データベースの開発を行った。現在のところ、斜面土砂流動の危険度評価を行うにあたって、情報量としては不十分であるといえ、限られた情報の中で危険度評価を行う必要があると考えられる。
- 斜面の危険度評価を行う際には斜面勾配を用いられることが多く、本研究においても岩手・宮城内陸地震で発生した栗駒山周辺地域の土砂災害を対象に斜面勾配による数値計算の対象とする斜面の抽出を試みた。斜面勾配によるクラスタ処理を行うことにより、対象領域から斜面の抽出を行うことが可能であるが、実際には勾配が緩やかな斜面においても崩壊している箇所もあり、勾配のみを用いて斜面の抽出を行うことは難しいと考えられ、勾配以外の地質などの情報を考慮した斜面の抽出方法について、今後検討する必要があると考えられる。
- 斜面勾配により抽出した斜面について Fellenius 法による安定限界解析を行うことにより、力学的な評価によってさらに斜面を限定することが可能であるが、実際に崩壊した斜面を除外してしまうことも考えられ、今後さらに検討が必要である。

第5章 終わりに

5.1 本研究のまとめ

本研究では、斜面土砂流動の危険度評価手法の開発を目的として、研究を行った。

斜面土砂流動の危険度評価を行うために、崩壊するか否かの定性的な評価と崩壊土砂の量や到達範囲といった定量的な評価を行うことが望まれている。定量的な評価を行うには、数値計算手法を用いたシミュレーションが有効であるが、地盤工学において主に用いられている FEM では、斜面崩壊のような大規模で大変形を伴う問題を取り扱うことは難しい。そこで近年、SPH 法に代表される粒子法に関する研究が進められている。これまでに、SPH 法による模型実験の再現シミュレーションや、傾斜角を一定としたモデル斜面の自重崩壊解析が行われており、斜面崩壊に対する適用性が示されている。しかし、実斜面への適用や三次元での検討、外力による崩壊について検討された例はまだ少ない。そこで、本研究では SPH 法を用いて小型模型実験や実際に発生した斜面崩壊のシミュレーションを行い、三次元での影響や外力による斜面崩壊について検討を行った。

2 章では SPH 法を用いた斜面崩壊シミュレーションを行うにあたって、本研究で用いている非関連流動則の Drucker-Prager 弾塑性体モデルについて一軸圧縮シミュレーションによる検討を行った。SPH 法では、数値振動により計算が発散してしまうことが問題があるが、人工粘性によって数値振動を低減する手法が提案されており、本研究においてもその手法を用いている。本研究でも人工粘性を用いることにより計算の安定性が示され、粒子単位において理論解と整合性のある結果を得ることができている。しかし、材料や拘束条件等によって整合性のある結果が得られる人工粘性の係数の値は異なっており、シミュレーション毎に値を算定する必要があると考えられる。値を算定する際には、人工粘性によるエネルギー消散の問題もあることから、計算の安定性を確保できる中で、小さい値を用いるのがよいと考えられる。また、非関連流動則による体積膨張についても検討を行い、理論と整合性のある結果が得られることを示した。

3 章では SPH 法による斜面崩壊シミュレーションの三次元での影響について検討するため、豊浦砂を用いた自重崩壊の小型模型実験について再現シミュレーションを二次元と三次元で行った。実験は密詰めとゆる詰めで行っており、材料強度の違いによる崩壊

挙動の違いが示されているが、SPH 法によるシミュレーションによっても材料強度による崩壊挙動の違いを再現することができた。二次元のシミュレーションでは速度の大きさについて、三次元のシミュレーションでは変形領域について実験と整合性のある結果が得られている。また、二次元と三次元のシミュレーション結果には違いが見られており、二次元では考慮できない壁面との摩擦を三次元では考慮することができるためと考えられ、三次元シミュレーションの重要性を示すことができた。次に、実際に発生した斜面崩壊に対する SPH 法の適用性を検討するため、2007 年新潟県中越沖地震によって青海川駅付近で発生した斜面崩壊を対象に、自重崩壊シミュレーションによる安定限界の検討、正弦波振動による崩壊シミュレーションの検討を行った。SPH 法による二次元での安定限界については、Fellenius 法による結果と同様の結果が得られており、崩壊時のすべり線についても一致する結果が得られており、SPH 法による安定解析は有用な手段になると考えられる。三次元での安定限界については、二次元よりも安定側の結果が得られた。正弦波を用いた振動崩壊シミュレーションでは、入力波の周波数や加速度の違い、材料の違い、基盤形状の差異による崩壊挙動の違いをシミュレーションすることができた。Newmark 法との比較では、SPH 法の変位量の方が大きい結果となったが、すべり土塊以外の箇所についても変位していることが原因であり、SPH 法では Newmark 法とは異なり崩壊時のすべり土塊と周辺土砂の相互の影響について考慮することができると考えられる。三次元での振動崩壊シミュレーションを行う際には、側方の境界による影響が大きく、地盤のモデル化について注意が必要である。三次元シミュレーションでは、崩壊土砂量を算定する事も可能であり、SPH 法を用いてシミュレーションを行うことにより、崩壊時の定量的な評価を行うことができることを示した。

4 章では数値シミュレーションによる定量的な評価を考慮し、斜面崩壊の危険度評価を行う際には、対象領域の地盤情報が必要である。そこで、全国的に網羅されている地盤情報についてまとめるとともに、統一的に取り扱うことを可能とするために筑波大学地盤工学研究室で開発を行っている広域地盤データベースの詳細について述べた。現在までに全国的に網羅されている情報は少なく、限られた情報の中で数値シミュレーションを行う必要があると考えられる。これらの情報を用いて SPH 法によるシミュレーションを行い、危険度評価を行うためには、計算コストの面から対象領域から解析領域を抽出する必要があると考えられる。2008 年岩手・宮城内陸地震で多数の土砂災害が発生した栗駒山周辺の領域を対象に、解析領域となる斜面の抽出を試みた。斜面勾配に基づくクラスタ処理を行うことによる斜面抽出法を示し、各クラスタ毎に二次元斜面を抽出した。抽出した二次元斜面について Fellenius 法による安定解析を行い、力学的な評価に基づき

さらに斜面を限定することを試みた。しかし、実際に発生した土砂災害箇所には斜面勾配が比較的緩やかな斜面も含まれており、すべての崩壊斜面を抽出できておらず、今後は、勾配以外の情報も考慮した抽出方法を検討する必要があると考えられる。

5.2 今後の課題

本研究で用いている SPH 法は数値振動の問題があり、人工粘性により数値振動を低減できることを示したが、その係数の適切な値や算定方法については既往の研究において検討課題とされていることが多く、本研究においても有用な手段を示せておらず、検討が必要である。

本研究では得られる地盤情報が現状では限られていることを考慮し、なるべく少ないパラメータで表現できる構成則を用いて SPH 法による斜面崩壊シミュレーションを行ってきたが、崩壊後に土砂が流出するような現象については再現できていない。実際の斜面崩壊においては、崩壊面では強度低下が起きていることも考えられ、今後は構成則にひずみ軟化を組み込むなど検討が必要であると考えられる。

土砂災害は、降雨や地下水など水の影響が大きな要因となって発生するケースが多いが、本研究においては水の影響については考慮していない。SPH 法による固液二相系のモデル化は前田ら [61] によって行われており、そのモデルを用いて斜面崩壊シミュレーションを行うなど、水の影響を考慮したシミュレーションが必要である。

SPH 法等の数値計算手法を用いてシミュレーションを行う斜面の抽出方法については、土砂災害発生箇所をすべて含むように抽出はできておらず、勾配以外の地盤情報も用いて行うなど検討が必要である。

謝辞

指導教員である筑波大学システム情報工学系の山田恭央教授には、研究面だけでなく学生生活を送る上で様々な面でご助言・ご指導いただき、深く感謝致します。また、私の博士論文を書き上げるにあたり、多大なるご迷惑・ご心配をおかけしましたことを、深くお詫び致します。

同じく、指導教員である筑波大学システム情報工学系の松島亘志准教授には、研究全般にわたってご指導いただきました。研究室に配属後、研究について何もわからなかった私に、いつもやさしくご助言いただきました。そのお陰で時間はかかりましたが、博士論文を完成させることができました。本当にありがとうございました。

また、副査の名古屋工業大学社会工学専攻の前田健一教授ならびに筑波大学システム情報工学系の庄司学准教授には、中間審査の時も含め有益なご助言をいただきました。先生方のご助言を博士論文にすべて反映させることはできていないかもしれませんが、今後研究を続けていく上での糧としていく所存です。

独立行政法人土木研究所の山越隆雄主任研究員ならびに静岡大学農学部環境森林科学科の今泉文寿准教授には、大学での研究について、多くのアドバイスをいただきましたことに感謝申し上げます。

筑波大学の飯高稔技術職員にも、実験装置の製作等において大変お世話になりました。ありがとうございました。

研究室 OB の竿本英貴氏、片桐淳氏にはご多忙の中、研究の方向性から数値計算の検証において、多くのアドバイスをいただきました。また、研究以外の様々なことに関しても教えていただきました。これらの知識は、大学生活を送る上でとても有益なものでした。ありがとうございました。

筑波大学地盤工学研究室の学生諸兄のお陰で長い学生生活を楽しく過ごすことができました。私のくだらない話にいつもお付き合い頂き、ありがとうございました。

最後に、山田恭央教授、松島亘志准教授、ならびに副査をいただいた前田健一教授、庄司学准教授には、博士論文の審査をしていただく際に、私の個人的な都合によって多大なるご迷惑をおかけしたことをお詫び申し上げます。ここに挙げた以外にも多く

の方々にお世話になりましたことを御礼申し上げます。今後とも、ご指導・ご鞭撻のほど、お願い申し上げます。

2014 年 2 月 豊田衛

参考文献

- [1] 国土交通省 HP. <http://www.mlit.go.jp>.
- [2] 内閣府防災情報 HP. <http://www.bousai.go.jp>.
- [3] 東京都防災 HP. <http://www.bousai.metro.tokyo.jp>.
- [4] 林野庁 HP. <http://www.rinya.maff.go.jp>.
- [5] google クライシスレスポンス. <http://www.google.org/intl/ja/crisisresponse/>.
- [6] 西野尚志, 川村國夫, 田中誠司, 橋本隆司, 福本寛人. 2008.7 浅野川豪雨災害に基づく斜面崩壊ハザードマップと今後の防災課題に関する提案. 地盤工学ジャーナル, Vol. 8, pp. 311–328, 2013.
- [7] 地頭園隆, 下川悦郎, 寺本行芳. 深層崩壊発生場予測法の提案 - 鹿児島県出水市矢筈岳山体を例にして -. 砂防学会誌, Vol. 59, pp. 5–12, 2006.
- [8] 桑野健, 佐々木靖人, 脇坂安彦. 多変量解析による岩盤崩壊物質の到達範囲の検討. 応用地質, Vol. 45, pp. 31–41, 2004.
- [9] 桑野健, 阿南修司, 佐々木靖人. 岩盤崩壊の崩土到達範囲予測システムの開発. 情報地質, Vol. 3, pp. 199–208, 2005.
- [10] 松田浩朗, 安立寛, 西村好恵, 清水則一. GPS による斜面変位計測結果の平滑化処理法と変位挙動予測手法の実用性の検証. 土木学会論文集, No. 715, pp. 333–343, 2002.
- [11] 岩崎智治, 荒川隆嗣, 中里裕臣, 増成友宏, 清水則一. GPS を主体とした大規模地すべり発生時の計測システムの構築. 日本地すべり学会誌, Vol. 48, pp. 100–106, 2011.
- [12] 土木研究所ほか. 土砂災害の警戒避難支援のための斜面崩壊見地センサの開発報告書, 2011.

- [13] 17GHz 帯地上設置型合成開口レーダーの周波数有効利用技術に関する調査検討会. 17GHz 帯地上設置型合成開口レーダーの周波数有効利用技術に関する調査検討報告書, 2013.
- [14] 鵜飼恵三, 井田寿朗, 若井明彦. 動的弾塑性 FEM による地震時斜面のすべり解析. 地すべり, Vol. 32, pp. 8–11, 1995.
- [15] P.A. Cundall. A computer model for simulating progressive, largescale movements in blocky rock systems. *In Proc. Symposium of ISRM*, Vol. 2, pp. 129–136, 1971.
- [16] Y. Oka S. Koshizuka. Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid. *Nuclear Science and Engineering*, Vol. 123, pp. 421–434, 1996.
- [17] MPS 法による崩土の到達距離推定に関する研究. 神戸大学都市安全研究センター研究報告, Vol. 10, , 2006.
- [18] 宋武燮, 越塚誠一, 岡芳明. MPS 法による弾性構造体の動的解析. 日本機械学会論文集 A 編, Vol. 71, pp. 16–22, 2005.
- [19] 稲垣健太, 酒井幹夫, 越塚誠一. MPS 法を用いた弾塑性解析手法の開発. 日本計算工学会論文集, pp. 20080031–20080031, 2008.
- [20] 宋武燮, 酒井讓, 山下彰彦. SPH 法による弾塑性解析手法の検討. 日本機械学会論文集 A 編, Vol. 68, pp. 772–778, 2002.
- [21] 吉田郁政, 石丸真. MPS 法を用いた地震応答解析のための基礎検討. 土木学会論文集 A, Vol. 66, pp. 206–218, 2010.
- [22] Ha H. Bui, Ryoichi Fukagawa, Kazunari Sako, and Shintaro Ohno. Lagrangian meshfree particles method (SPH) for large deformation and failure flows of geomaterial using elastic-plastic soil constitutive model. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, Vol. 32, pp. 1537–1570, 2008.
- [23] W.F. Chen and E. Mizuno. *Nonlinear Analysis in Soil Mechanics: Theory and Implementation*author. Elsevier Science, 1990.
- [24] Hideto Nonoyama. *Numerical Application of SPH method for deformation, failure and flow problems of geomaterials*. PhD thesis, Gifu University, Japan, 2011.

- [25] 野々山栄人, 沢田和秀, 森口周二, 八嶋厚, 伊藤和也. SPH 法による実大規模斜面掘削実験の二次元再現解析. *地盤工学ジャーナル*, Vol. 7, , 2012.
- [26] L.B. Lucy. A numerical approach to the testing of the fission hypothesis. *Astronomical Journal*, Vol. 82, pp. 1013–1024, 1977.
- [27] R.A. Gingold and J.J. Monaghan. Smoothed particle hydrodynamics : theory and application to non-spherical stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 181, pp. 375–389, 1977.
- [28] L.D. Libersky, A.G. Petschek, T.C. Carney, J.R. Hipp, and F.A. Allahdadi. High strain lagrangian hydrodynamics, a three-dimensional sph code for dynamic material response. *Journal of Computational Physics*, Vol. 109, pp. 67–75, 1993.
- [29] A.G. Petschek and L.D. Libersky. Cylindrical smoothed particle hydrodynamics. *Journal of Computational Physics*, Vol. 109, pp. 76–83, 1993.
- [30] R.F. Stellingwerf and C.A. Wingate. Impact modeling with smoothed particle hydrodynamics. *International Journal of Impact Engineering*, Vol. 14, pp. 707–718, 1993.
- [31] P.W. Randles, T.C. Carney, L.D. Libersky, J.D. Renick, and A.G. Petschek. Calculation of oblique impact and fracture of tungsten cuves using smoothed particle hydrodynamics. *International Journal of Impact Engineering*, Vol. 17, pp. 661–672, 1995.
- [32] P.W. Randles and L.D. Libersky. Smoothed particle hydrodynamics: some recent improvements and applications. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 139, pp. 375–408, 1996.
- [33] G.R. Johnson and S.R. Beissel. Normalized smoothing functions for sph impact computations. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, Vol. 39, pp. 2725–2741, 1996.
- [34] G.R. Johnson, R.A. Stryk, and S.R. Beissel. Sph for high velocity impact computations. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 139, pp. 347–373, 1996.

- [35] J.K. Chen, F.A. Allahdadi, and T.C. Carney. High-velocity impact of graphite/epoxy composite lamionates. *Composites Science and Technology*, Vol. 57, pp. 1369–1379, 1997.
- [36] V.V. Bashurov, G.V. Bebenin, G.V. Belov, Y.N. Bukharev, V.I. Zhukov, A.G. Ioilev, N.V. Lapichev, A.L. Mikhailov, G.S. Smirnov, Y.A. Fateev, and G.P. Schlyapnikov. Experimental modeling and numerical-simulation of high-velocity and hypervelocity space debris impact to spacecraft shield protection. *International Journal of Impact Engineering*, Vol. 20, pp. 69–78, 1997.
- [37] V.V. Bashurov, G.V. Bebenin, and A.G. Ioilev. Numerical simulation of rod particles hypervelocity impact effectiveness at various attack angles. *International Journal of Impact Engineering*, Vol. 20, pp. 79–88, 1997.
- [38] C.J. Hayhurst and R.A. Clegg. Cylindrically symmetrical sph simulations of hypervelocity impacts on thin plates. *International Journal of Impact Engineering*, Vol. 20, pp. 337–348, 1997.
- [39] S. Plimpton, S. Attaway, B. Hendrichson, J. Swegle, C. Vaughan, and D. Gardner. Parallel transient dynamics simulations: algorithms for contact detection and smoothed particle hydrodynamics. *Journal of Parallel and Distributed Computing*, Vol. 50, pp. 104–122, 1998.
- [40] R.P. Swift, L.A. Behrmann, M. Halleck, and K.E. Krogh. Micro mechanical modeling of perforating shock damage. In *the SPE Formation Damage Control Conference*, No. SPE 39458, feb 1998. Lafayette, Louisiaa.
- [41] H. Takeda, S.M. Miyama, and M. Sekiya. Numerical simulation of viscous flow by smoothed particle hydrodynamics. *Progress of Theoretical Physics*, Vol. 92, pp. 939–960, 1994.
- [42] O. Kum, W.G. Hoover, and H.A. Posch. Viscous conducting flows with smooth-particle applied mechanics. *Physical Review E*, Vol. 52, pp. 4899–4908, 1995.
- [43] H.A. Posch, W.G. Hoover, and O. Kum. Steady-state shear flows via nonequilibrium molecular dynamics and smooth-particle applied mechanics. *Physical Review E*, Vol. 52, pp. 1711–1719, 1995.

- [44] J.P. Morris, P.J. Fox, and Y. Zhu. Modeling low reynolds number incompressible flows using sph. *Journal of Computational Physics*, Vol. 136, pp. 214–226, 1997.
- [45] W.C. Welton. Two-dimensional pdf/sph simulations of compressible turbulent flows. *Journal of Computational Physics*, Vol. 139, pp. 410–443, 1998.
- [46] J.J. Monaghan. Implicit sph drag and dusty gas dynamics,. *Journal of Computational Physics*, Vol. 138, pp. 801–820, 1997.
- [47] J.W. Swegle and S.W. attaway. On the feasibility of using smoothed particle hydrodynamics for underwater explosion calculations. *Computational mechanics*, Vol. 17, pp. 151–168, 1995.
- [48] E.M.D. Dalpino and A.H. Ceroqueria. 3-d sph simulations of hd and mhd jets. *Astrophysical letters and communications*, Vol. 34, pp. 303–308, 1996.
- [49] R. Gutfraind and S.B. savage. Smoothed particle hydrodynamics for the simulation of broken-ice fields: Mohr-coulomb-type rheology and frictional boundary conditions. *Journal of Computational Physics*, Vol. 134, pp. 203–215, 1997.
- [50] R. Gutfraind and S.B. savage. Flow of fractured ice through wedge-shaped channels: smoothed particle hydrodynamics and discrete-element simlations. *Mechanics of Materials*, Vol. 1-17, p. 29, 1998.
- [51] K. MAEDA, H. SAKAI, and M. SAKAI. Development of seepage failure analysis method of ground with Smoothed Particle Hydrodynamics. *Structure Engineering / Earthquake Engineering*, No. 23, pp. 307s–319s, 2006.
- [52] J.K. Chen, J.E. Beraun, and T.C. Carney. A corrective smoothed particle method for boundary value problems in heat conduction. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, Vol. 46, pp. 231–252, 1999.
- [53] J.P. Morris. *Analysis of smoothed particle hydrodynamics with applications*. PhD thesis, Monash University, 1996.
- [54] J.J. Monaghan and R.A Gingold. Shock simulation by the particle method SPH. *Journal of Computational Physics*, Vol. 52, pp. 374–389, 1983.

- [55] P. パチェコ. MPI 並列プログラミング. 培風館, 2001.
- [56] 可視化情報学会 (編). PIV ハンドブック. 森北出版, 2002.
- [57] 戸田研吾. 粒状体のせん断特性に及ぼす粒径および粒度分布の影響. Master's thesis, 筑波大学, 2004.
- [58] 2007 年新潟県中越沖地震災害調査報告書. 社団法人地盤工学会 2007 年新潟県中越沖地震災害調査委員会, 2009.
- [59] 新潟県中越沖地震 JR 青海川駅ボーリング工事. 第一建設株式会社 (私信).
- [60] 国際航業ホールディング株式会社 HP. <http://www.kk-grp.jp>.
- [61] 前田健一, 坂井守. Smoothed Particle Hydrodynamics 法による粒状地盤の浸透破壊解析手法の開発. 応用力学論文集, No. 7, pp. 775–786, 2004.

著者の論文リスト

1. 豊田衛, 岩本孟士, 山田恭央, 松島亘志, 「SPH 法を用いた地震時斜面崩壊解析」, 日本地震工学シンポジウム論文集, vol.13, CD-ROM
2. 竿本英貴, 松島亘志, 山田恭央, 豊田衛, 「不規則形状粒子からなる多孔質体内の間隙流体の流動様式—可視化実験結果と格子ボルツマンシミュレーション結果の比較—」, 応用力学論文集, 2012, CD-ROM