

2008 年度 修 士 論 文

砕波による乱れの影響を考慮した底質巻き上げ関数の開発
Development of pickup function considering the effect of
turbulence due to wave breaking

藤井 恵一郎
Fujii, Keiichiro

東京大学大学院新領域創成科学研究科
社会文化環境学専攻

目次

第1章 序論	...1
1.1 研究の背景	...1
1.2 既往の研究	...3
1.3 研究の目的	...5
1.4 研究の方法	...6
第2章 実験方法	...8
2.1 実験装置	...8
2.2 実験方法	...11
2.3 レーザー・ドップラー流速計(LDV)	...12
2.4 計測領域の決定	...14
2.5 壁面摩擦検証実験	...15
2.6 乱れ発生装置	...16
2.7 光学式変位計の設置	...19
第3章 結果	...22
3.1 解析方法	...22
3.2 各ケースの流速、底面高さ、底質巻き上げ量の時系列変化	...24
3.3 測定精度の検証	...45
3.4 乱れ特性	...46
3.5 底質巻き上げ量	...50
3.6 底質巻き上げにおける非定常性の効果	...52
第4章 乱れの影響を考慮した底質巻き上げ関数の開発	...54
4.1 乱れの影響の補正方法	...54
4.2 シールズ数	...55
4.3 加速度のモデル化	...57
4.4 乱れを考慮した底質巻き上げ関数	...64
4.5 底質巻き上げ関数の時間スケールとの関係	...67
4.6 地形変化シミュレーションへの適用	...71
4.7 底質巻き上げ関数のまとめ	...75
第5章 結論	...78

第6章 今後の課題	...79
謝辞	...80
参考文献	...81

第1章 序論

1.1 研究の背景

日本は四方を海に囲まれた島国であり、海岸線の総延長は約 35000km で、防災面から見ると、半分近い約 16000km が海岸侵食などに対して災害対策を必要とする海岸である。国土交通省河川局ホームページ (<http://www.mlit.go.jp/river/>) によると、そのうちの約 9500km は堤防や護岸などの海岸保全施設が設置されている。図 1.1 からわかるように日本は諸外国と比較して、国土面積当たり海岸線総延長が非常に長くなっている。また、図 1.2 からわかるように日本では海沿いに人口や経済活動が集中しており、海沿いの地域は日本にとって非常に重要となっている。

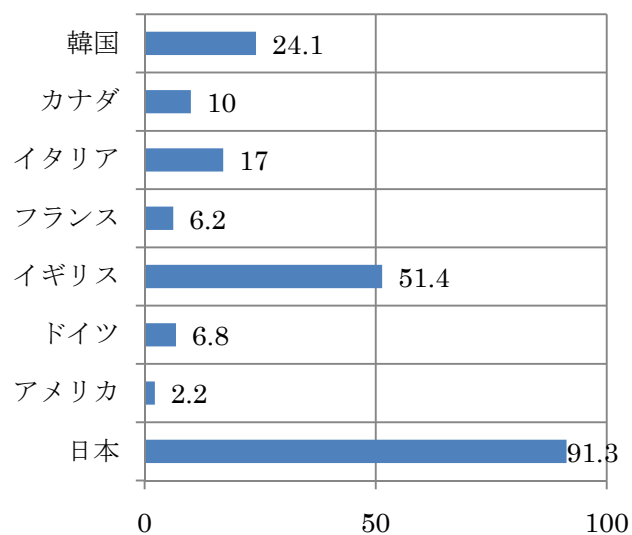


図 1.1 各国の面積当たりの海岸線延長(km/1000m²)
(国土交通省河川局ホームページより出典)

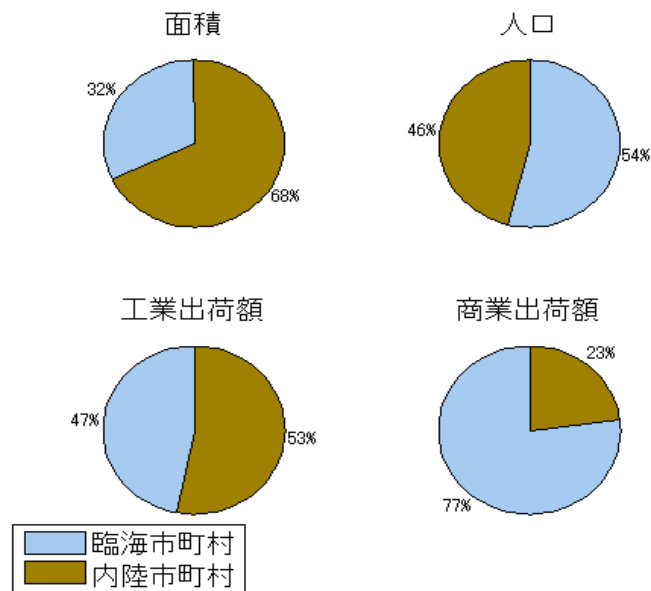


図 1.2 沿岸域と内陸の人口割合（国土交通省ホームページより出典）

国土交通省河川局ホームページ (<http://www.mlit.go.jp/river/>) によると、年間の海岸侵食の総面積は 4605ha で堆積面積が 2210ha である。国土交通省では海岸侵食により失われる面積を年間 160ha と見積もっている。日本の砂浜面積は約 19000ha であるが、最近 15 年間で約 2400ha（約 13%）の砂浜が消失している。

海岸侵食を防ぐためには突堤やヘッドランドなどの建設、ダムの上砂放流量調節によって河川からの土砂供給を増加させるなどの等の海岸保全が必要である。海岸保全を適切に行なうためには、対象とする海岸が将来的にどのように変化していくのか、という海岸地形変化の予測が必要となる。

海岸地形の変化は、波や流れによる底質の移動によって起こり、一般に海岸における底質輸送は漂砂と呼ばれている。漂砂は底面に沿った移動である掃流砂と、巻き上げられた底質が浮遊して移動する浮遊砂に分類される。漂砂が卓越する砕波帯内では、とくに後者の移動形態が支配的である。本間（1985）によると、砕波帯内において底質巻き上げは、大きく分けて 2 つの起因力により発生している。一つは、底面に形成される境界層内の乱れや底面での摩擦力により発生するものであり、他方は砕波に伴う大規模渦や乱れが底面付近にまで到達することによって発生するものである。砕波帯内においては流れの影響に加えて砕波による乱れの影響が大きいことから、砕波に伴う乱れによって巻き上がる浮遊砂を適正に評価しなければならない。

波や流れなどによって巻き上げられる浮遊砂の定量的な評価方法として底質巻き上げ関数（Pick-up function：波や流れなどの外力によって、底質が浮遊する単位時間あたりの底質質量）が挙げられる。この底質巻き上げ関数は波浪による流体運動を予測する数値流体モ

デルとともに用いられ、底質の巻き上げと沈降を評価することにより最終的に地形の変化が計算される。

1.2 既往の研究

砕波による流体運動や底質浮遊、漂砂などに関する研究は、室内実験や現地観測、数値計算など数多く行われている。その数は膨大であり、網羅することはできない。したがって、ここでは砕波帯内の流体運動、砕波によって発生する底質巻き上げおよび岸沖漂砂量算定式に絞って述べる。

1.2.1 砕波帯内の流体運動機構

砕波帯内の流速場の解明はその複雑さゆえ困難である。また、砕波によって生じる乱れについても同様に解明は困難であった。室内実験では、規則性を持たせた波を発生させ、砕波の位置を一定に保つことで、砕波後の乱れ構造の解明や底質への影響を検討する研究が行われてきた。

青野・服部(1984)は、可視化手法によって、砕波帯内の流体運動に鉛直方向の軸を持つ大規模な渦構造が存在することを指摘している。また、これらの流体運動と共に鉛直方向に発生するスパイク状の大きな流速についても観測している。3次元性の組織渦は、水平渦と相まって底質の巻き上げや鉛直方向の拡散、さらには2次元面内における物質の移流・拡散についても重要な役割を果たすとしている。Nadaokaら(1989)も流れの可視化手法を用いて、大規模渦の生成過程や移動・変形特性、Reynolds 応力生成への寄与を明らかにしている。さらに、二成分ファイバー流速計を用いて、Reynolds 応力などの応力特性と歪み速度や渦度、変形の主方向などの変形特性を調べ、大規模渦との関連についても検討している。張・砂村(1993)は砕波現象をビデオカメラで撮影し、砕波によって発生する大規模渦が波浪条件によってどのような形状の渦が発生するかについて検討を行い、底面到達渦のタイプ分けを行っている。Cox・Anderson(2001)は、PIVによって砕波により発生する間欠性大規模渦をとらえ、その規模や渦度についての検討を行っている。こうした可視化手法に解析を加えることで砕波後の流体運動を面的状況で把握でき、より正確に砕波帯内の流速場が評価されるようになった。

砕波形式が崩れ波や巻き波の場合においては、砕波によって発生する大規模渦の底質への影響が大きいことから、その流体運動の解明は重要である。Basco(1985)は、砕波後に発生する流体構造についての検討を行い、崩れ波と巻き波ともに surface roller や巻き渦によって乱れを発生させるが、その大きさや発生確率、規模はそれぞれで異なることを示した。Ting・Kirby(1994)は崩れ波と巻き波に関して、平均流と乱れの関係について、巻き波で発生する乱れの輸送と位相平均乱れの運動エネルギーを計測した流速値から検討するとともに、

崩れ波を用いて砕波帯外から砕波帯内までの範囲における乱れの輸送についても検討している。さらに、多くの水理実験においては、砕波形式を崩れ波から巻き波に設定し、様々な検討が行われている。しかし、室内実験では現象の規模が小さいため測定が困難であることから、鹿島ら(1981)は大型造波水槽を用いた実験を行い、岸沖漂砂量の算定を行っている。

1.2.2 砕波による底質巻き上げ

このように、砕波による大規模渦の生成過程が解明されるに従い、その 3 次元性や局所性、間欠性についての研究が行われるようになり、底質への影響に関しても様々な研究がなされている。

底面境界層内の流体特性について、岡安(1996)は 2 成分ファイバー・レーザ流速計を用いて、砕波帯内の底面波動境界層を含む底面近傍の流速場の測定を行い、底面乱流境界層の流速特性について検討している。また、Sana・Tanaka(1995)は、底面境界層厚の算定式を提案しており、実験結果と比較し、有効性を示している。

Shibayama ら(1986)は、底質は大規模渦によって巻き上がり、乱れを伴う流れによって移動することを実験で確認している。また、Nadaoka ら(1988)は室内実験により、砕波帯内では広範囲にわたって上層からの斜降渦に代表される「上から決まる」流体運動によっても砂の移動、特に底質の浮遊現象がかなり規定されていると指摘している。Sato ら(1990)は、砕波によって巻き上がる浮遊砂量を崩れ波型から巻き波型までの広い範囲の砕波形式を用いて評価している。一方、Kudo・Sunamura(2001)は、崩れ波砕波で渦運動を形成していない下降流を観察し、これは斜降渦よりも砂粒子をかき乱し、底質に与える影響の大きさは砕波エネルギーに関係していると指摘している。Okayasu ら(2002)は、砕波による底面上の砂移動を高速ビデオカメラで撮影し、砕波による斜降渦は波峰通過後約 0.3 秒周期程度で底面に達することを指摘している。さらに、斜降渦によって底面付近のせん断力は増大し、底質移動に大きな影響を及ぼすことを示した。

砕波による大規模渦の 3 次元性については、岡安・鈴木(1998)が 2 成分ファイバー・レーザ流速計を用いて下方および側方から砕波帯内流速測定を行い、得られた 2 組の 2 成分流速データを処理することにより、砕波によって生ずる乱れ構造の 3 次元特性について検討している。また、Cox・Kobayashi(2000)は、局所イベントは時空間的に間欠性を持ち、その乱れ変動強度は位相平均した水平流速の大きさと同程度であり、この局所乱れは底面境界層にまで達しているとし、Giovannozzi・Kobayashi(2002)は、砕波帯での 3 次元流速値と浮遊砂濃度を計測し、巻き上げの間欠性や流速値との関連について検討を行っている。

1.2.3 底質移動量算定式

砕波帯内の流速場などの研究に伴い、漂砂量算定式は数多く提案されている。その分類方法として、漂砂方向（1,岸沖方向、2,沿岸方向、3,波・流れ共存場）や底質を動かす起動力の評価方法の違い（1,底面付近の流速あるいは底面せん断力を外力としたもの、2,波のエネルギーまたは波高を支配因子としたもの）がある。本研究では、van Rijn(1984)によって提案され、Nielsen(1992)によって改良された底質巻き上げ関数を用いて巻き上げ量を規定している。したがって、以下に底面付近の流速あるいは底面せん断力を外力とした岸沖方向漂砂量算定式を挙げる。

Madsen・Grant(1976)は掃流砂が卓越する条件の下で、底面せん断力と海底勾配から漂砂量式を提案している。その後 Bailard(1981,1982)によって、底面近傍の流速変動を用いて波の非線形性と波・流れの相互作用および海底勾配を用いて、掃流砂と浮遊砂を考慮した漂砂量式が提案されている。さらに、これは Stive(1986)によって不規則波の砕波変形を組み合わせたモデルに拡張されている。

Shibayama・Horikawa(1982)は室内実験および現地観測結果を用いて 2 次元断面における海浜変形モデルを開発し、砂の輸送タイプを 6 つに分類している。この分類には、シーلز数、最大流速と砂の沈降速度の比、砂漣の 1 波長と水粒子の軌道径の比によって分類されるとしている。Christensen(2000)は、底面の浮遊砂濃度をシーلز数より算定し、時間的・場所的变化を移流・拡散方程式から計算している。

また、鈴木ら（2004）は Large Eddy simulation（LES）を用いて砕波帯での 3 次元浮遊砂濃度分布を算定し、砕波によって発生する間欠性、局所性をもった底質巻き上げを計算している。計算時間間隔 0.00064 秒（1562.5Hz）で流速値を算出し、流速の変動分である乱れ成分を流速成分に含めて計算しており、底面流速のみを用いて底質巻き上げを計算している。この研究では、Nielsen（1992）が提案した底質巻き上げ関数を用いている。

このように、砕波帯内の流体運動や砕波による乱れ、底質移動への影響に関して様々な研究が行われている。しかし、砕波による乱れが重要でありながら、底質巻き上げのモデルに直接乱れの影響を取り入れたものはない。上に挙げた底質移動量算定式は、暗示的に砕波による乱れの影響が含まれているのみである。

1.3 研究の目的

海岸侵食などの海浜変形は、国土の減少や隣接する社会基盤の施設の崩壊、沿岸リクリエーションの場の消失など、沿岸域の国土や環境、そして人々の生活まで関わる大きな問題である。そのため、波・流れによる底質輸送に関する研究は数多く行われているが、その複雑さゆえに現在でもなお研究が続けられている。底質輸送は、底質が底面に沿って移動する他に水中に浮遊することに起因しており、底質の浮遊は流体運動が活発な砕波帯内で多く発生している。したがって、波が砕けた影響が底面に達して浮遊砂が舞い上がるという事象を的確に把握することが浮遊現象の定量的把握には不可欠である。砕波帯内での

底質巻き上げには、砕波によって生じる 3 次元性の大規模渦が強く関与していると指摘されているが、この 3 次元流体運動は複雑であり、未解明な部分が多い。そのため、この影響を明示的に介在させた砕波帯内の浮遊砂移動数値モデルはほとんど存在しない。

そこで本研究では、室内実験によって上部（外部）から供給される乱れが底質巻き上げに及ぼす影響、それによって巻き上げられる底質を定量的に把握する。そして、従来の流速のみによる底質巻き上げ関数の発展型として、砕波による上部からの乱れの影響を考慮した底質巻き上げ関数を開発することを目的とする。底質巻き上げ関数には、砕波による乱れの影響を直接取り入れたものがなく、本研究によってこのモデル化を行う。上からの乱れが底質巻き上げに及ぼす影響の定量的な評価、および上からの乱れの影響を直接反映させた底質巻き上げ関数の開発に本研究の意義がある。さらに、砕波による（上から供給される）乱れと底質巻き上げとの関係を明らかにすることにより、既存の漂砂量算定式に簡単な変更を加えて、推定精度を向上のための知見を得ることを目指す。

1.4 研究の方法

本研究は、底質巻き上げの新しいモデルを開発することを目的としている。研究は、大きく水理実験とモデル構築の 2 つにわけられる。まず水理実験を行い、乱れ（流体運動）と底質巻き上げの関係を把握する。そして、実験の結果を基にモデルの構築を行う。さらに、新しく開発したモデルを用いて、地形変化シミュレーションを行い、モデルの有効性を検討する。

1.4.1 水理実験

水理実験では、乱れが底質巻き上げに及ぼす影響を評価し、砕波によって発生する斜降渦のような上部（外部）から供給される乱れが底質巻き上げ量に与える変化（影響）を定量的に把握する。しかし灘岡ら(1987)によれば、砕波によって発生する大規模渦運動は複雑な三次元流体運動であり、間欠性が高い。そのため、底質巻き上げにおける砕波による乱れの影響を定量的に評価することは困難である。そこで、流れ場の計測が比較的容易な一様流中に乱れ発生構造体を設置して人為的に砕波による乱れを模した乱れを発生させ、流速と底質巻き上げ量を計測する。本実験では、乱れが巻き上げに及ぼす影響を検討することを目的としている。計測には、流れ場を乱さない非接触測定機器を使用した。高周波数の乱れを計測するために、流速計測にはレーザー・ドップラー流速計(LDV)を使用した。底質巻き上げ量は底面の高さの変化から評価する。底面の高さ変化の計測には、レーザー変位計を用いた。また、乱れ発生構造体を設置せずに人為的に乱れを起こさない場合においても実験を行う。これらの結果を比較することで、外部から供給される乱れが底質巻き上げに及ぼす影響を把握する。

1.4.2 モデル構築

水理実験の結果を用いて乱れの影響の補正項を導入し、新しい底質巻き上げ関数を開発する。新しい関数の開発では、Nielsen(1992)の底質巻き上げ関数をベースに外部から供給される乱れの影響の補正方法を検討する。そして、乱れの非定常性が底質巻き上げに及ぼす影響を検討し、これをモデル化する。新しく開発したモデル地形変化シミュレーションに適用し、新しいモデルの有効性を確かめる。この地形変化シミュレーションは、水理実験の再現計算を行う。

第2章 実験方法

2.1 実験装置

実験には東京海洋大学水理実験棟内にある、長さ 25m、幅 1m、深さ 1.5m の 2 次元流水水槽（石川播磨重工業製）を用いた。この水槽の側面は強化ガラスになっており、側方から水槽内を観察することができる。

水槽への水の供給は、地下ピットから流水ポンプで行う。水槽内の水深は、水深調整ゲートで調整することができ、1 mm 単位の調整が可能である。水深が水深調整ゲートを越えた時は、ゲートの先に地下ピットに繋がる穴が開いており、そこで排水される。流水ポンプや水深調整ゲートは機械制御されており、簡単な操作で実験条件に合わせて変更することができる。

本実験では、壁面から 11cm 離れた地点で計測を行うので、幅 1m の本水槽では幅が大きい。そこで、水槽内に流下方向に仕切り板を設置し、幅 50cm の水路を作った。

仕切り板は長さ 1m、幅 1cm、高さ 1m のアクリル板を用いた。仕切り板は上下端に接地用の金具を用いて取り付けた。金具だけでは取り付け強度に不安があったため、金具と水槽の間にシリコーン充填剤（セメダイン株式会社製）を塗った。この状態では仕切り板が揺れてしまうため、上部を架台で固定した。

水槽内に高さ 5cm、幅 50cm の水平床を長さ 4.5m に渡り設置した。さらに水平床の上流端および下流端に 1/10 の一様勾配面をそれぞれ 50cm に渡り設置した。以下、水平床と一様勾配面を合わせて、固定床と呼ぶ。この固定床は厚さ 10mm の合板によって作成した。水の浸透による変形を防ぐため、合板にシーラントをシンナーで溶いたものを塗った。水槽床と傾斜部、傾斜部と水平部の境目はガムテープ及びシリコンシーラントを用いて隙間を塞ぎ、乱れの発生を防いだ。底面粗度を砂面と同一にするために、固定床の表面にスプレーのり（住友スリーエム スプレーのり 99）で砂を張り付けた。完全に固定床を砂で覆うために、砂層が 3 層になるように複数回貼り付けを行った。

固定床の下流側に長さ 1m、幅 0.5m、厚さ 5cm に砂（中央粒径=0.31mm）を水平に敷き詰めた。以下、移動床と呼ぶ。移動床の上流端から 10cm 下流側の地点を計測点とした。地形の凹凸による乱れの発生を防ぐために、実験のたびに砂を水平にならす必要がある。移動床と水槽側壁とが接する部分に木材で作成したガイドレールを取り付けた。水切りを改造した「底面ならし器」をガイドレールに沿って動かすことで、移動床の初期高さを一定に保った。

計測点では、流速と底面の高さの変化を計測する。流速測定には LDV（レーザー・ドップラー流速計）、底面高さの計測にはレーザー砂面計を使用した。流速の測定点は底面上 1cm とした。

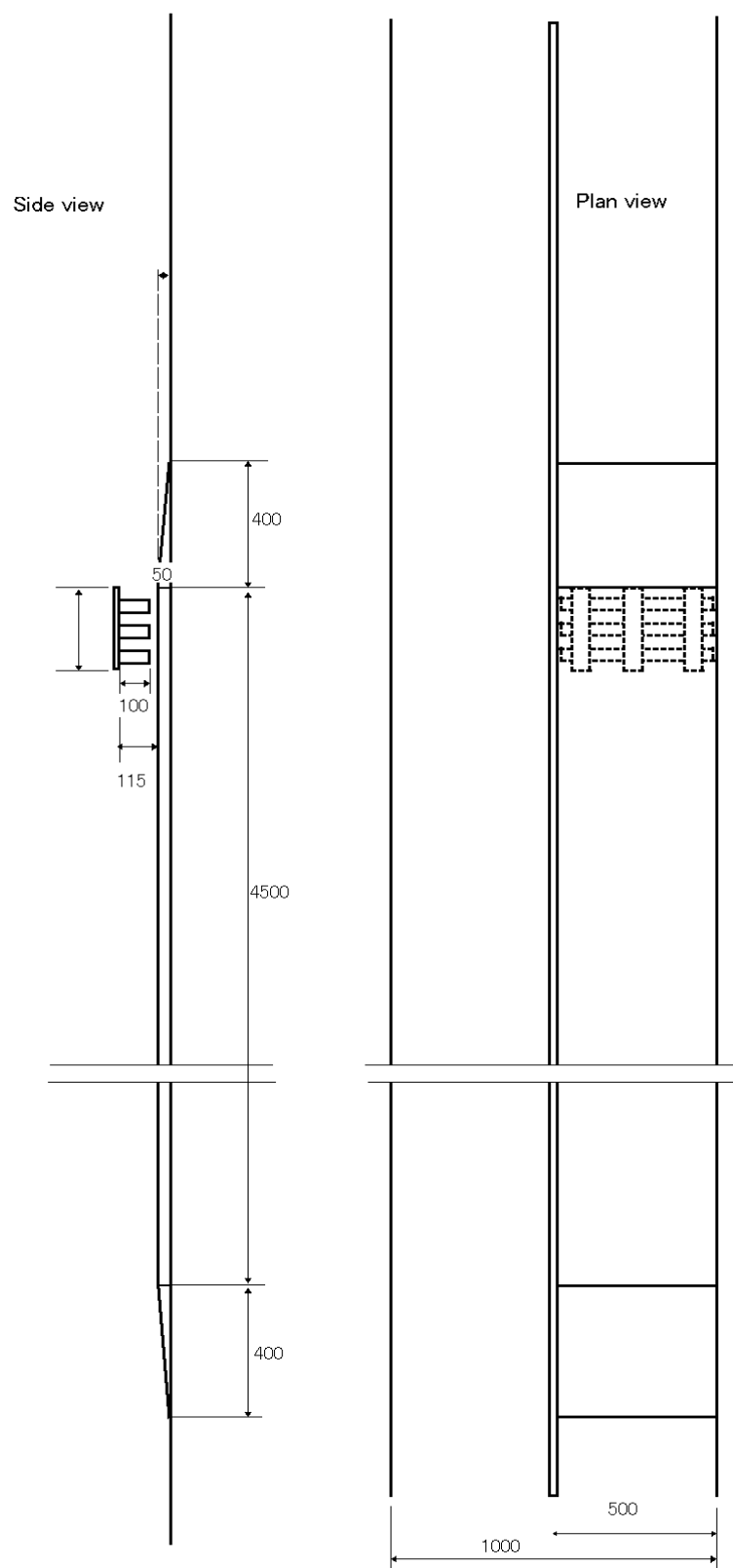


図 2.1 実験装置模式図 1

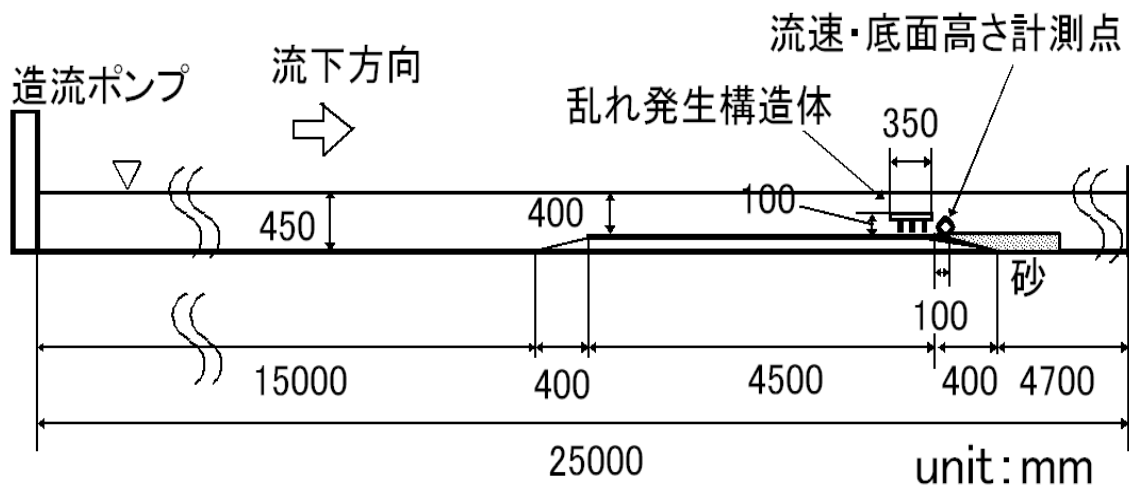


図 2.2 実験装置模式図 2



写真 2.1 水路の様子

2.2 実験方法

表 2-1 に示した実験条件の一樣流を上流端より発生させた。計測点の上流側より乱れ発生構造体を用いて乱れを発生させ、底面に敷いた砂を巻き上げた。造流開始後 30 秒後より、流速計および砂面計のデータを 110 秒間計測し、流速および底面の高さの変化より底質巻き上げ量を評価した。後述するが、本実験において使用したレーザー流速計は測定条件によって単位時間当たりの取得データ数 (sampling rate) が変化するので、sampling rate が 500Hz 以上のケースのみを採用し、各ケース 5 回分のデータを取得した。また、sampling rate が 500Hz 以下のケースについても後述の底質巻き上げ関数の開発の際、新しいモデルの精度検証に用いた。

Case1~4 は乱れ発生装置を設置せず、人為的に乱れを発生させない場合である。Case5~8 は乱れ発生装置を設置し、人為的に乱れを発生させる。本研究は、Case1~4 によって、従来の底質巻き上げ関数の妥当性を検証し、Case 5~8 によって、乱れを考慮した底質巻き上げ関数を開発する。

表 2-1 実験条件 (θ : シールズ数、 Q : ポンプ流量、gate : 水深調節ゲート高さ)

case	乱れ (スノコ)	θ	Q (m ³ /s)	Gate (mm)
1	なし	0.3	5.00	380
2	なし	0.6	6.20	340
3	なし	0.9	7.00	290
4	なし	1.2	7.50	270
5	あり	0.3	5.30	330
6	あり	0.6	6.50	300
7	あり	0.9	7.50	270
8	あり	1.2	8.50	260

底面の高さはデータレコーダーに記録される。データレコーダーから、レーザー流速計に TTL トリガの同期信号を発生させて、時間の同期を取った。また、底面の高さの変化をビデオで撮影した。

2.3 レーザー・ドップラー流速計 (LDV)

LDV は、レーザー光の持つ単一波長の特性を利用して、流体中の粒子の散乱光を処理・解析することにより流速を測定する。

レーザー光 (波長 λ) を二つの光束に分け、測定点で再び θ の角度で交叉させ、交叉部 (測定体積) に干渉縞をつくる (屈折率 n)。粒子が通過すると、干渉縞の明暗により、散乱光の強さが粒子速度に比例した周波数で変化する。散乱光を光電変換し、その周波数 f を検出すると、干渉縞に直角方向の速度成分は式(2-1)により、周波数 f から求められる (巽、1986)。

$$v = \frac{f\lambda}{2n \sin \theta / 2} \dots(2-1)$$

LDV の特徴として、計測器を流体中に挿入せずに測定が可能である非接触測定、また高い分解能を有しており、詳細な流速測定が可能という点が挙げられる。本研究で使用した LDV は散乱光を光電変換した後、それぞれ独立した信号処理機 Burst Spectrum Analyzer (以下 BSA と呼ぶ) にて信号処理され、パソコンのハードディスクに流速としてデータが蓄積される仕組みになっている。測定状態は、光電変換を行うフォト・マルチプライヤーにかける電圧と信号の増幅率に依存するので実験ごとに最適な値になるように調整した。また、濁度 (水中の散乱物質の濃度) によってもデータの取得率 (流速の sampling rate) も変わってくるので、水性アクリル塗料を水槽に投入して、濁度を一定に保つようにした。

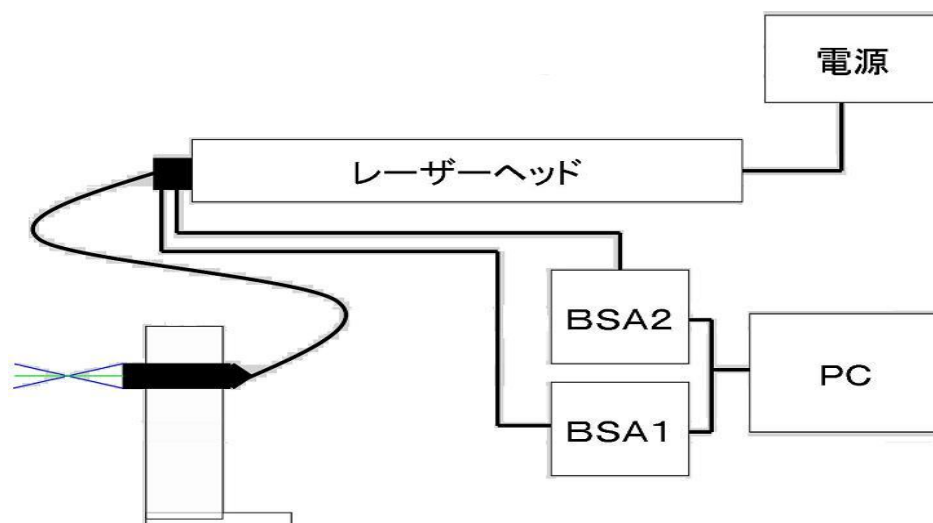


図 2.3 レーザー・ドップラー流速計概略図



写真 2.2 LDV 計測部



写真 2.3 レーザーヘッド



写真 2.4 BSA 及び PC

2.4 計測領域の決定

LDV の流速計測点はレーザー光の交差点である。実際に水槽にレーザー光を入射させて、側壁からレーザーの交差点までの距離を計測すると 18cm であった。写真 2.5 に距離計測の様子を示す。水槽における幅方向の流速分布を考えると、水槽側壁付近は壁面摩擦の影響で流速が遅くなっていると考えられる。流速が異なれば、底質の巻き上げ量も異なってしまう。そこで、本研究では幅方向の流速分布が一様になっている水路中央付近に底質巻き上げ量の計測領域を設定する。後述する壁面摩擦検証実験によって、水槽側壁から 3cm 程度離れば壁面摩擦の影響を受けないことがわかっている。

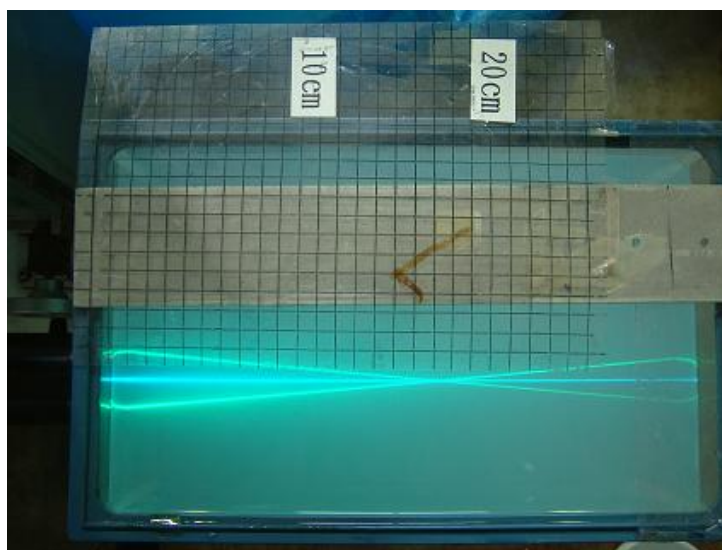


写真 2.5 レーザー光交差点距離

写真 2.5 の緑色のレーザー光は水平流速を計測するためのものであり、青いレーザー光は鉛直流速を計測するためのものである。レーザー流速計は、水平方向と鉛直方向を同時に計測することができる。しかし、実験実施時期にレーザー流速計の調子が悪かったため、鉛直流速を計測することができなかった。

2.5 壁面摩擦検証実験

水槽に LDV を設置して流速計測を行った結果、壁面付近では摩擦の影響によって流速が小さくなっていることがわかった。この実験では、水槽壁から 5mm、10mm、30mm、60mm、80mm、110mm の地点において底面上 1cm の流速を計測した。流速計測には LDV を使用し、各点で 30 秒間の計測を 3 回ずつ行った。

この実験から、壁面から 3cm 以上離れると流速は水路中央部の値とほぼ同じ値になった。したがって、壁面から 3cm 以上離れば壁面摩擦の影響をほとんど受けないことがわかった。したがって、壁面から 11cm 離れた地点で計測した流速データは水路中央部の代表的な流体運動を表しており、この地点で流速計測を行う妥当性が確かめられた。また、壁面の影響を受けないことから、乱れの 3 次元性を損なうこともないと考えられる。幅方向の流速分布を図 2.4 に示す。

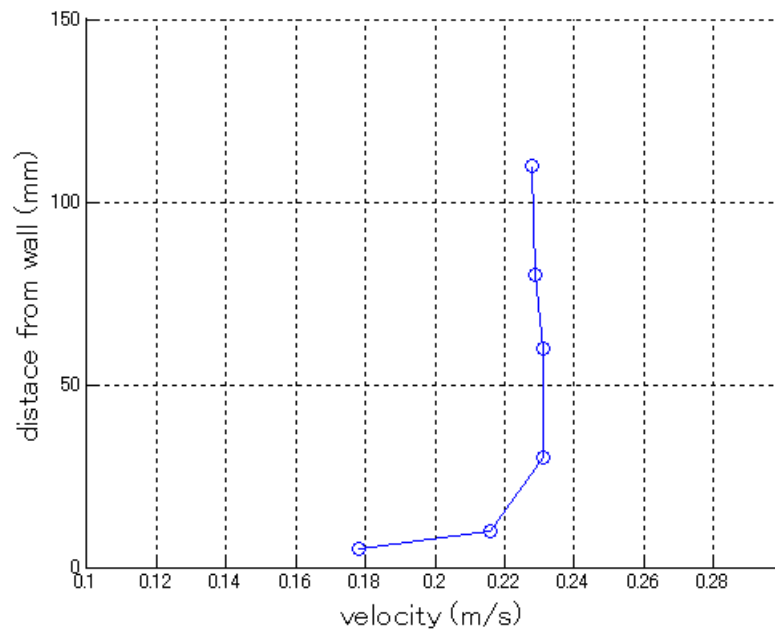


図 2.4 幅方向の流速分布（底面上 1cm）

流速の水槽幅方向の分布を見ると、壁面摩擦の影響によって、壁面近傍では流速が小さくなっていることがわかる（図 2.4 参照）。

2.6 乱れ発生装置

流体力学において、乱れの発生方法として一般的なものは乱流格子を使用するものである。しかし、乱流格子は流下方向に乱れのエネルギーが減衰する、大きな乱れ強度を得ることが難しいという欠点を持つ（関下、2006）。

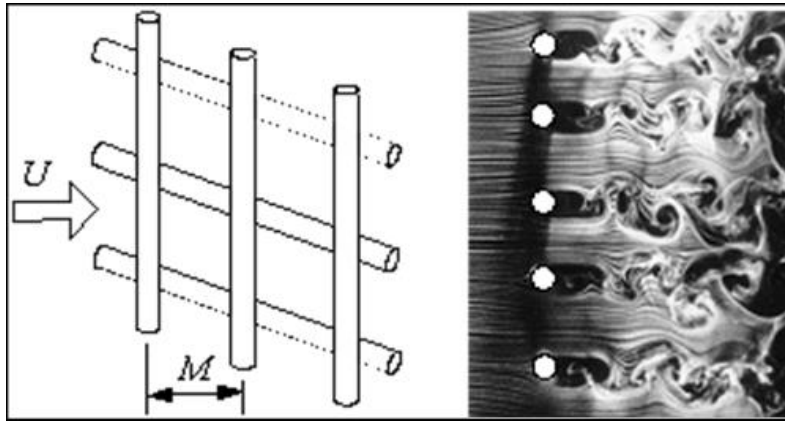


写真 2.6 乱流格子
（関下、2006）

しかし、本研究では、流下方向に乱れ特性が変化しない乱れを発生させる必要があるので、スノコ型乱れ発生構造体を作成した。

栗田（2006）は、風洞実験によって千鳥格子状に並べられた角柱（図 2.5）の上では、乱流が流下方向にある程度移動すると準平衡状態になることを見出している。また、栗田（2006）は角柱を上向きに固定しているが、本研究では底面付近での乱れ測定を目的としているので角柱を下向きに固定した。より多くの乱れを発生させるために角柱を固定する板をスノコ状にし、乱れ発生構造体の上下での水の交換を促進させた。

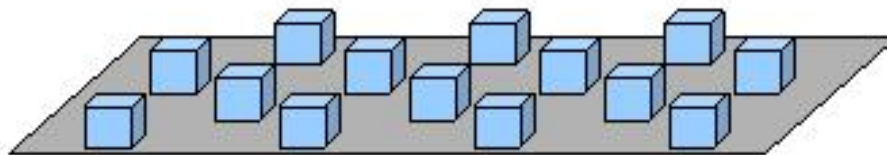


図 2.5 千鳥格子状に並べられた角柱

スノコ型乱れ発生装置は、500 mm×50 mm×15 mmの板に 55 mm×55 mm×100 mmの角材を 45 mm間隔で6つ接着した。さらに、それを3組作った。3枚の横板を 350 mm×50 mm×15 mmの縦板に 50 mm間隔で接着し、スノコを作成した。それぞれの部品の接着には、木ネジにシリコンシーラントを塗ったものを使用した。また、水の浸透による木材の湾曲を防ぐために木材に

は、シーラントをシンナーで 10 倍に薄めた溶液を塗った。

スノコ型乱れ発生装置は、水槽の両側に木材をシリコンシーラントで接着したストッパーを用いて設置し、ストッパーは水槽底面から 25 mmの箇所に設置した（写真 2.8 参照）。

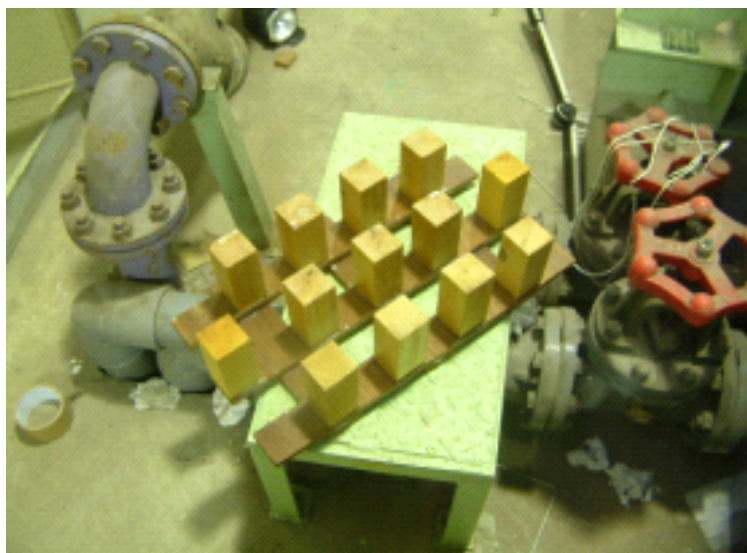


写真 2.7 スノコ型乱れ発生装置

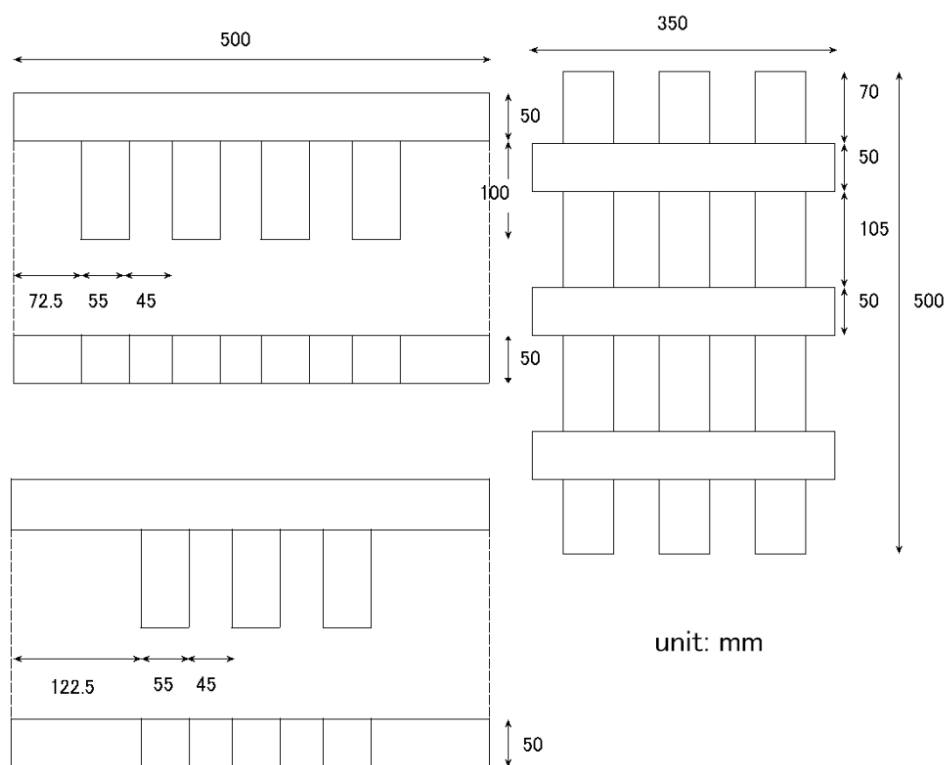


図 2.6 スノコ型乱れ発生装置寸法

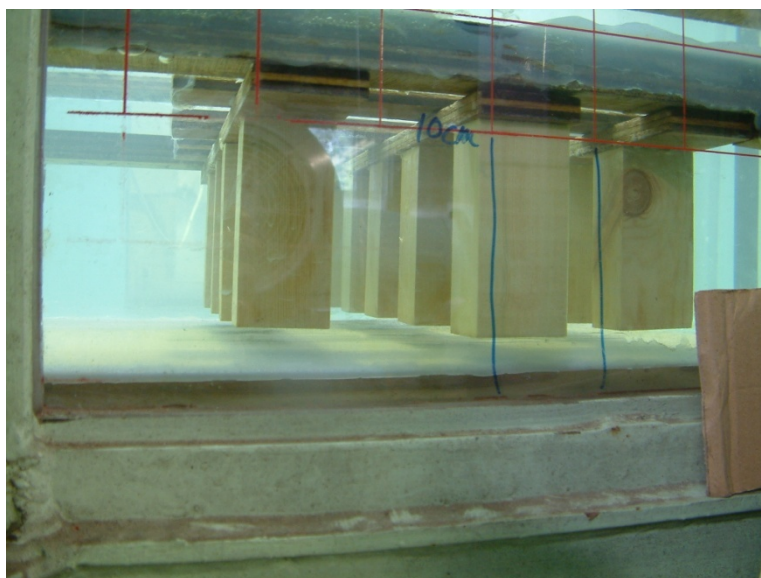


写真 2.8 乱れ発生装置の設置（側面）

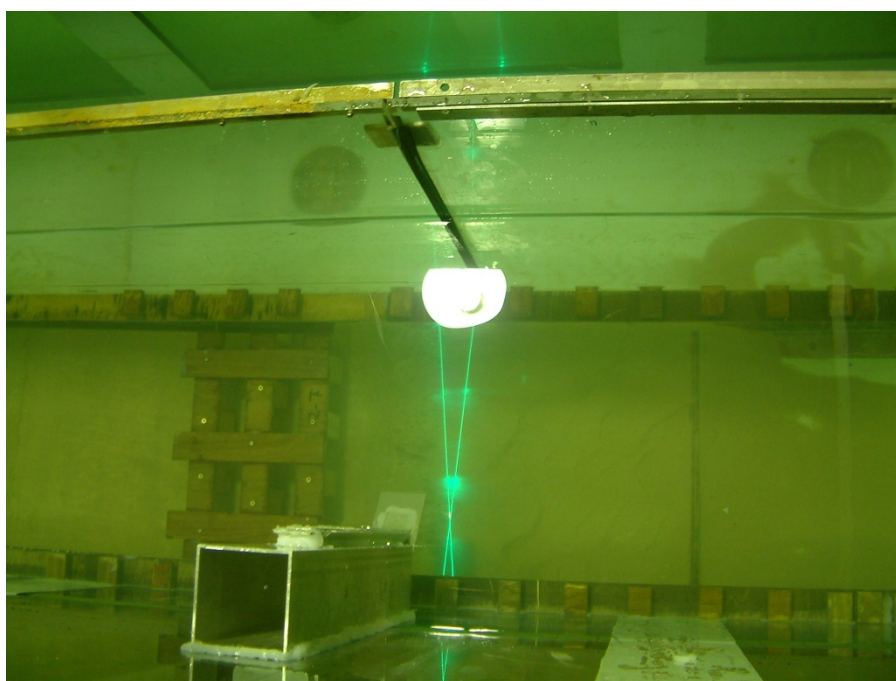


写真 2.9 乱れ発生装置の設置とストッパー

写真 2.9 は乱れ発生装置とストッパーを上から見たものである。右端は、移動床の砂が地下タンクに流入するのを防止するための砂止めである。

2.7 光学式変位計の設置

本実験では、底面高さの変化の計測に光学式変位計（KEYENCE,LK-G）を用いた（写真 2.10 参照）。図 2.7 は光学式変位計の概略図である。変位計とは、物体がある位置から他の位置へ移動したとき、その移動量を測定するものである。光学式変位計は、発光素子と光位置検出素子の組み合わせで構成されている。発光素子には、半導体レーザーが用いられている。半導体レーザーの光は発光レンズを通し集光され、測定対象物に照射される。そして、対象物から拡散反射された光線の一部は受光レンズを通して光位置検出素子上にスポットを結ぶ。その対象物が移動するごとにスポットも移動するので、そのスポットの位置を検出することで対象物までの変位量を知ることができる。本実験で使用した変位計の分解能は $0.01\mu\text{m}$ であり、実験に使用した砂の中央粒径（ 0.31mm ）よりも細かいため、底面のわずかな変動も捉えることができる。

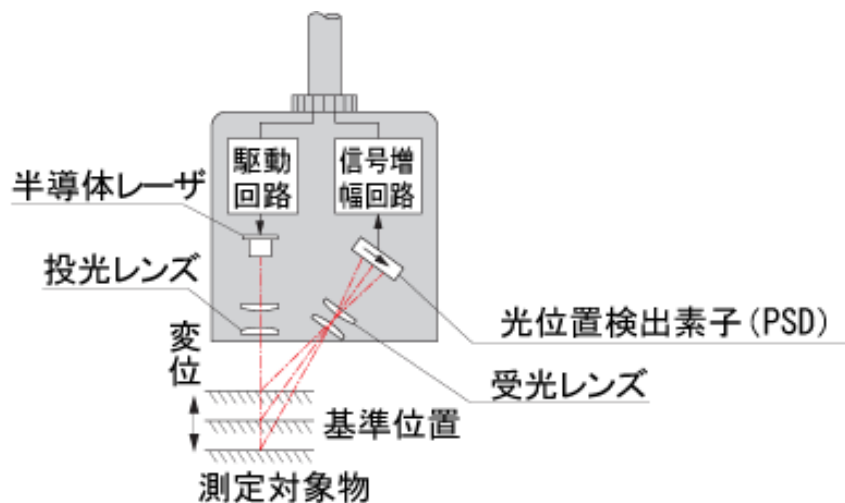


図 2.7 光学式変位計の概略図（キーエンスホームページより出典）

この変位計は防水タイプのものでないため、水中に計測器を設置することはできない。また、水の自由表面を通過させるとレーザー光が大きく屈折してしまうため、水槽上部に設置することもできない。そこで、レーザー光を強化ガラスでできた水槽の側面から、側壁に対して直角に入射させた。さらに、水槽内に光学計測用の鏡を設置した。図 2.8 は設置の概略図である。水槽の側壁に鉄製の台をシリコンシーラントで接着し、その台にアルミ製のパイプを接着した。そのパイプの先端に鏡を接着した。鏡に反射したレーザー光が垂直に底面に照射されるように鏡の角度を調整した。また、写真 2.9 は水槽内部から見た変位計設置の様子である。図 2.8 において、レーザー流速計の緑色のレーザー光と変位計の赤いレーザー光が直交しているように見えるが、 1mm ほど変位計を下流側にずらしているため、互いに干渉はしていない。

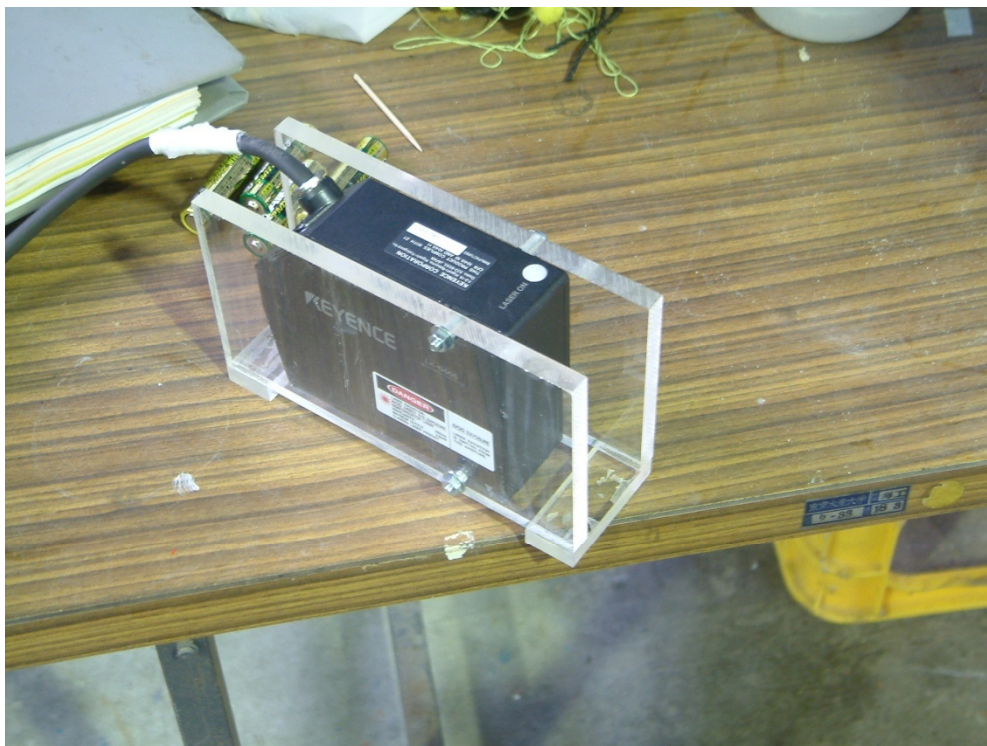


写真 2.10 光学式変位計

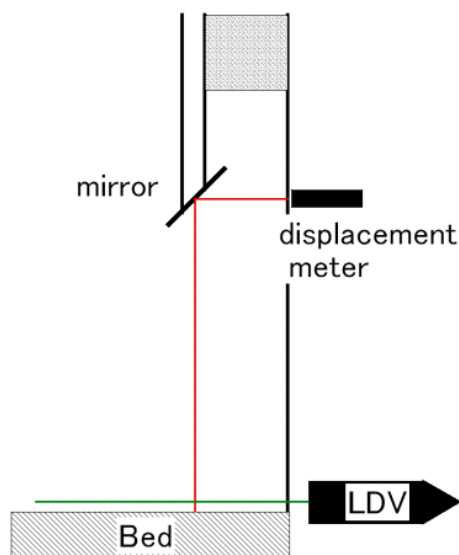


図 2.8 変位計設置概要図

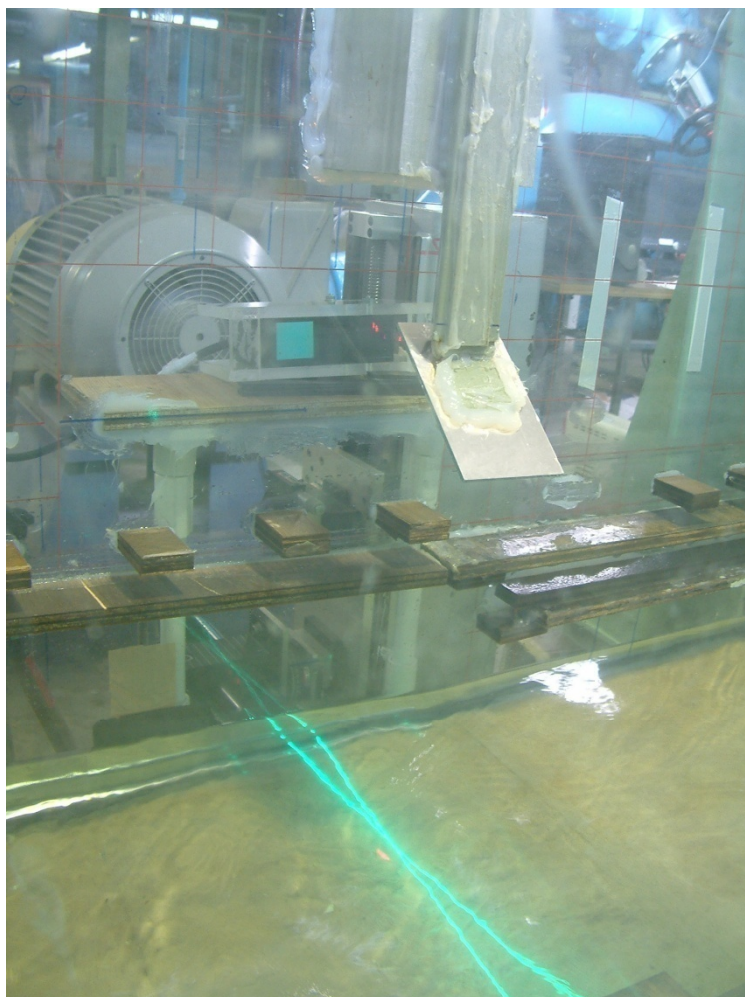


写真 2.11 変位計設置の様子

また、造流中の水槽は振動するので、変位計本体が振動することによるノイズの発生を防ぐために、硬質ゴムを接着したアクリル板を計測器に装着させ、変位計の振動を防いだ。

第3章 結果

3.1 解析方法

実験によって取得した底面の高さの変化データおよび流速データを同時に解析した。解析は、底面高さの変動が始まった時点と終わった時点の中間点から前後に5秒ずつ、計10秒間を解析対象時間として設定した（図3.1参照）。ただし、シールズ数 θ が大きいケース（流速が大きい）では、底面高さの変動が10秒間持続しなかったため、地形変化が顕著に起こっている時間を解析対象時間とした。最も短くなったケースでも6秒間である。解析対象時間における流速データから底質巻き上げ量の計算値を算出した。同様に、底面の高さの変化から実験値を算出した。流速データおよび地形変化データにはスパイク状のノイズが散見されたため、データ処理によりノイズを除去してから解析を行った。計測した流速データは不等間隔データなので、500Hzにリサンプリングしてから解析を行った。

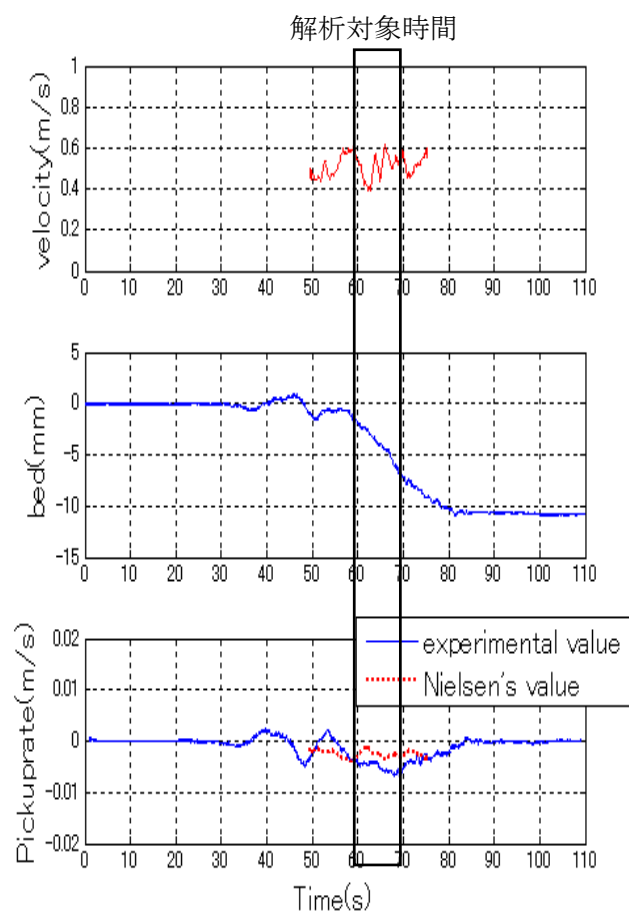


図 3.1 流速、底面高さの変化、底質巻き上げ量の時系列変化と解析対象時間

底質巻き上げ量の計算値はNielsen(1992)の底質巻き上げ関数、式(3-1)より算定した。

$$p = 0.00033 \left(\frac{\theta' - \theta_c}{\theta_c} \right)^{1.5} \frac{(s-1)^{0.6} g^{0.6} d^{0.8}}{\nu^{0.2}} \dots (3-1)$$

ここで、 θ' は瞬間シールズ数、 θ_c は限界シールズ数、 s は底質水中比重、 g は重力加速度、 d は底質粒径、 ν は水の動粘性係数である。また、シールズ数(Shields Parameter)は式(3-2)より算出した。シールズ数を求める流速値は、解析対象時間の流速の平均値である。

$$\theta = \frac{u_b^2}{(s-1)gd} \cdot \frac{3C_D}{4} \dots (3-2)$$

ここで、 u_b は摩擦速度であり、流速 u から式(3-3)より算出する。式(3-2)中の C_D は抗力係数であり、レイノルズ数の関数として式(3-4)から求めた。式(3-3)において、 κ はカルマン定数(=0.4)、 z は底面からの高さである。また、式(3-5)にレイノルズ数の定義式を示す。

$$\frac{u(z)}{u_b} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{30.1z}{d} \right) \dots (3-3)$$

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}} \left(1 + 0.15 \text{Re}^{0.687} \right) \dots (3-4)$$

$$\text{Re} = \frac{u_b d}{\nu} \dots (3-5)$$

通常、レイノルズ数と抗力係数の関係は $\text{Re} < 1000$ の場合は式(3-4)を使用する。また、 $\text{Re} > 1000$ の場合は $C_D = 0.4$ とする場合が多い(後藤, 2004)。本実験では、レイノルズ数は最高でも10程度なので、抗力係数の算定においてレイノルズ数による算定式の場合分けはしない。

また、底質巻き上げ量の実験値は式(3-6)を用いて、底面の高さの変化率から求めた。

$$p_{\text{exp}} = \frac{h(t_2) - h(t_1)}{t_2 - t_1} \dots (3-6)$$

ここで、 $h(t_2) \cdot h(t_1)$ はそれぞれ時刻 t_2 および t_1 の時の底面の高さである。式(3-6)を用いて時系列底面の高さデータより底質巻き上げ量の実験値を計算し、その平均値を各ケースの底質巻き上げ量の実験値とした。

3.2 各ケースの流速、底面高さ、底質巻き上げ量の時系列変化

図 3.2～図 3.41 は、各ケースの 110 秒間の流速、底面高さ、および底質巻き上げ量の時系列変化を示している。上段のグラフが流速、中段が底面高さの変化、下段が底質巻き上げ量を表している。3つのグラフの横軸は同一の時間軸を有している。縦軸は上段から順に、流速、底面の高さ、底質巻き上げ量である。底質巻き上げ量のグラフ中の「Experimental value」は底面高さの変動から求めた実験値（実測値）であり、「Calculated value」は計測した流速データから Nielsen(1992)の底質巻き上げ関数（式(3-1)）を用いて計算した計算値である。

上段の流速のグラフが計測時間中の一部しかプロットされていないのは、先にも述べたが、本実験に使用した LDV は一回の計測で取得できるデータ数に上限がある。したがって、流速のプロットが途中で途切れているのは、取得したデータ数が上限に達したためである。

また、グラフタイトルは計測条件を示している。例えば、「case1-1」は実験条件（表-1 参照）の case1 の 1 回目を表す。底面高さ及び底質巻き上げ量のグラフは、0.1 秒ごとの移動平均をプロットした。

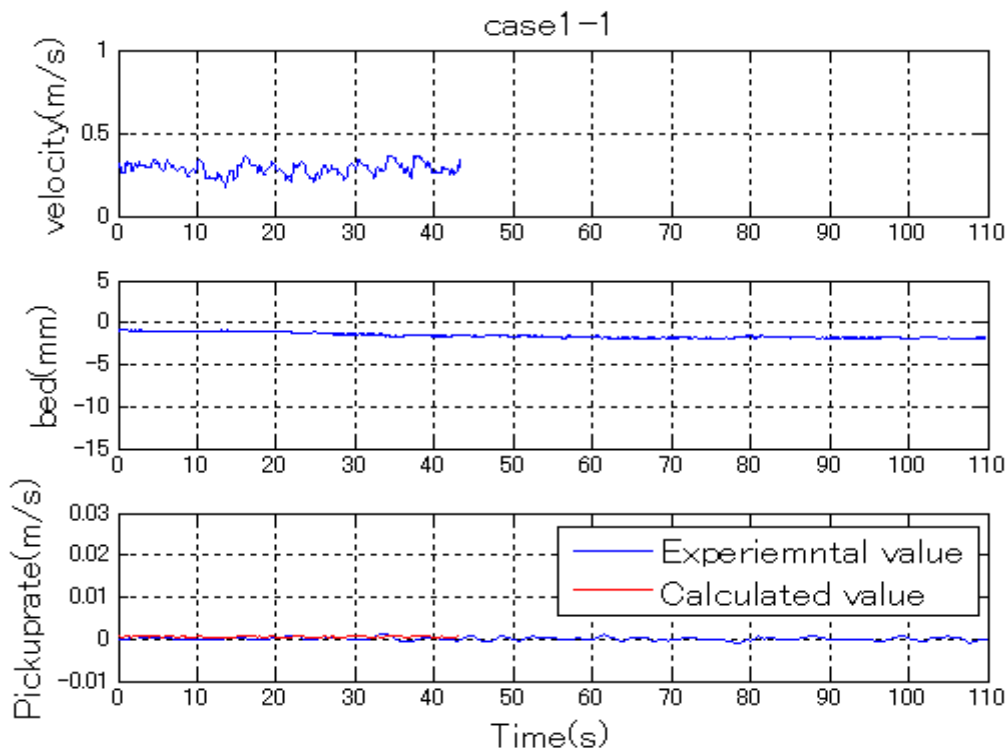


図 3.2 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case1-1)

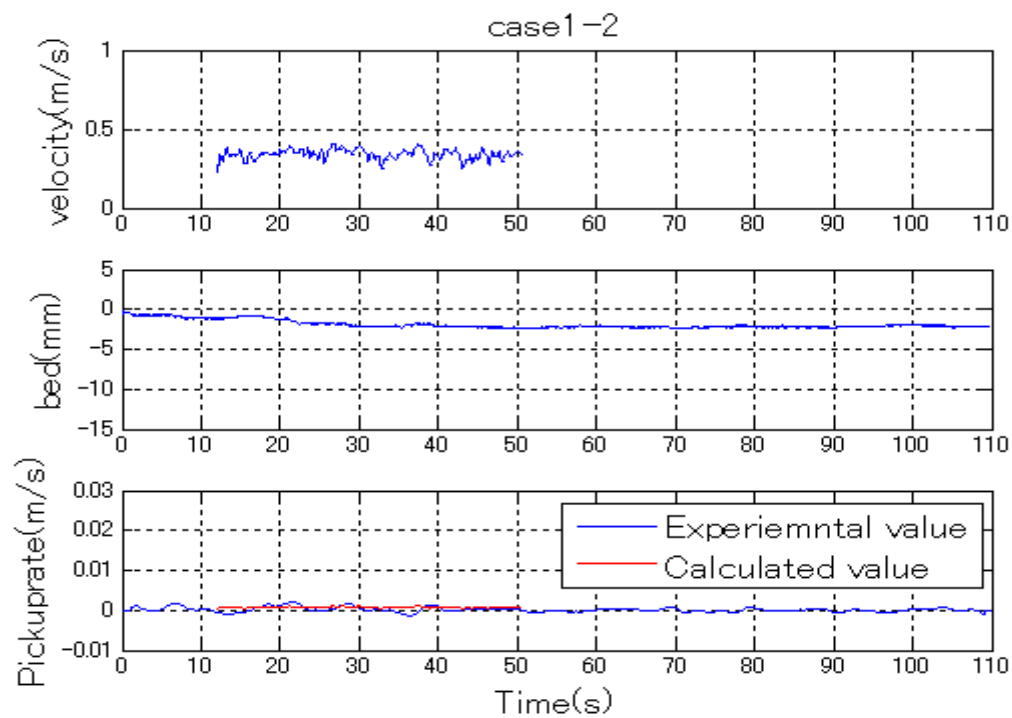


図 3.3 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case1-2)

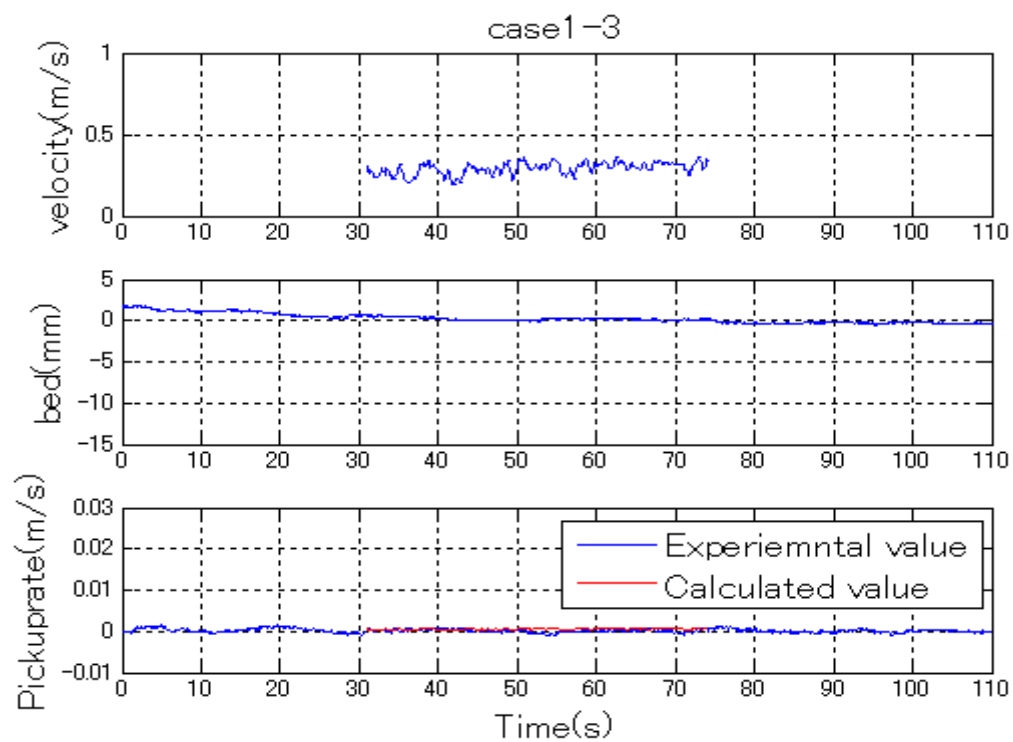


図 3.4 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case1-3)

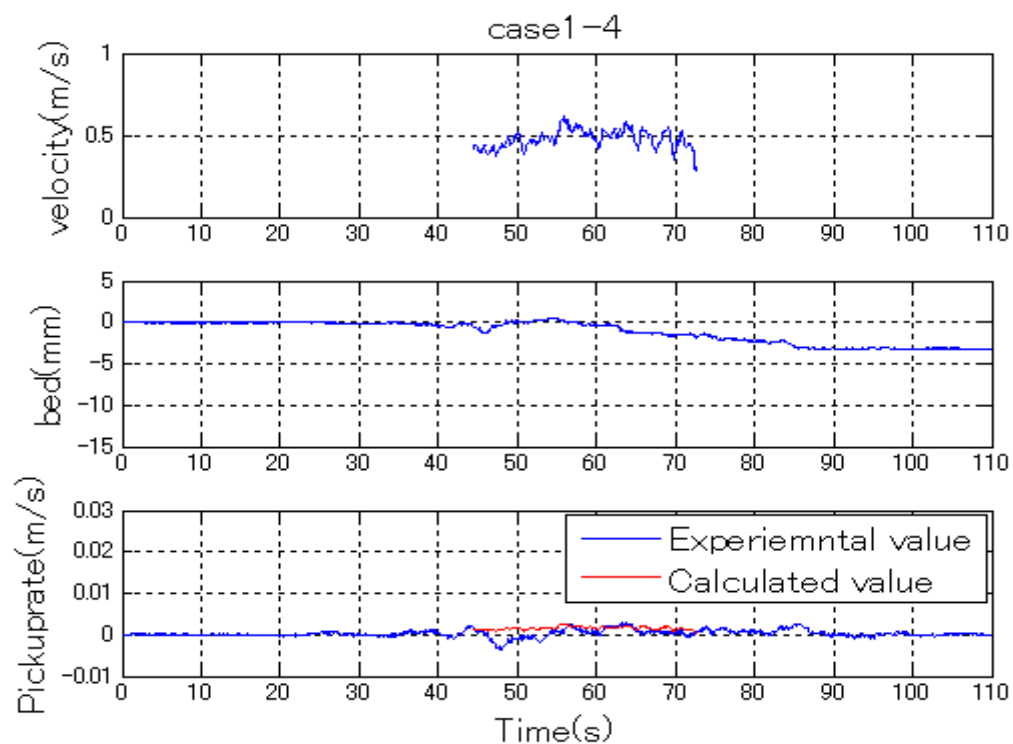


図 3.5 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case1-4)

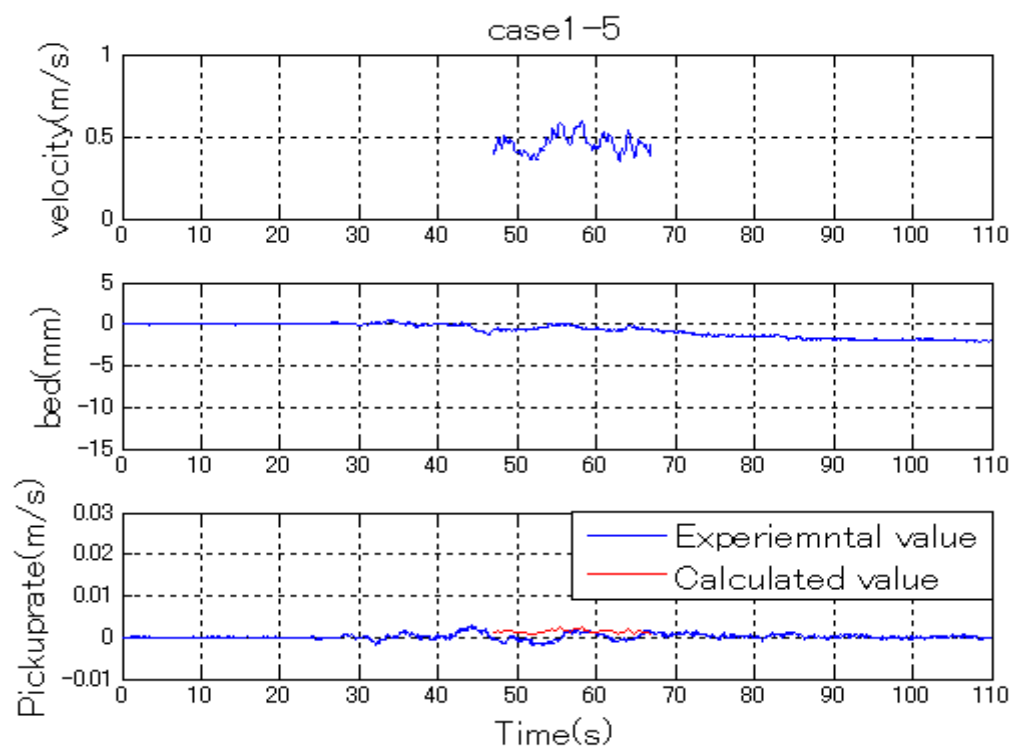


図 3.6 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case1-5)

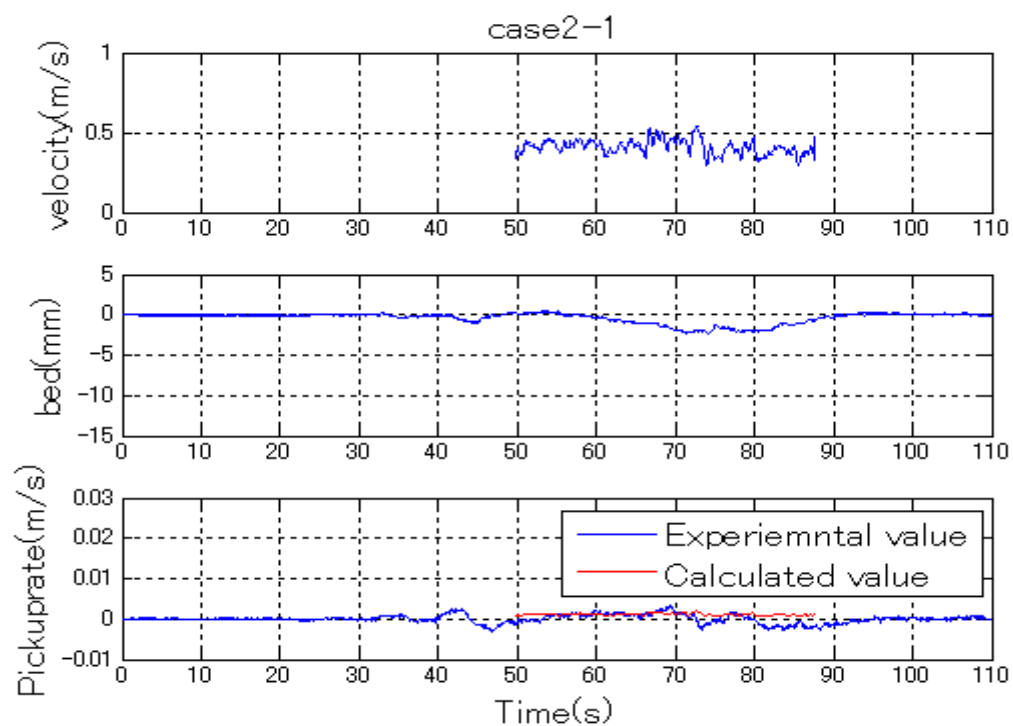


図 3.7 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case2-1)

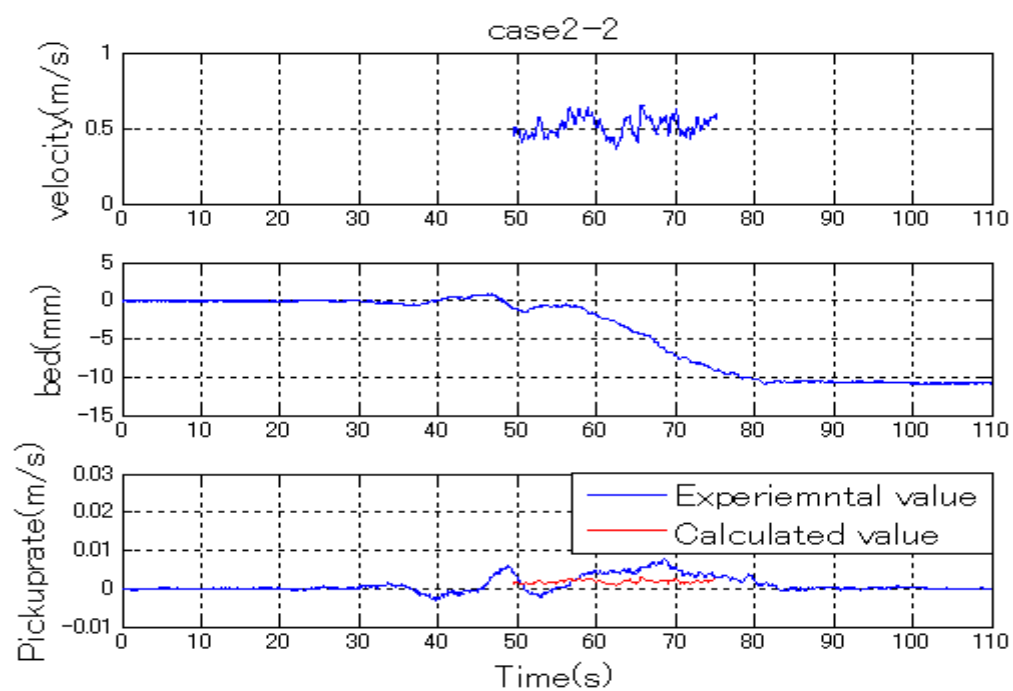


図 3.8 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case2-2)

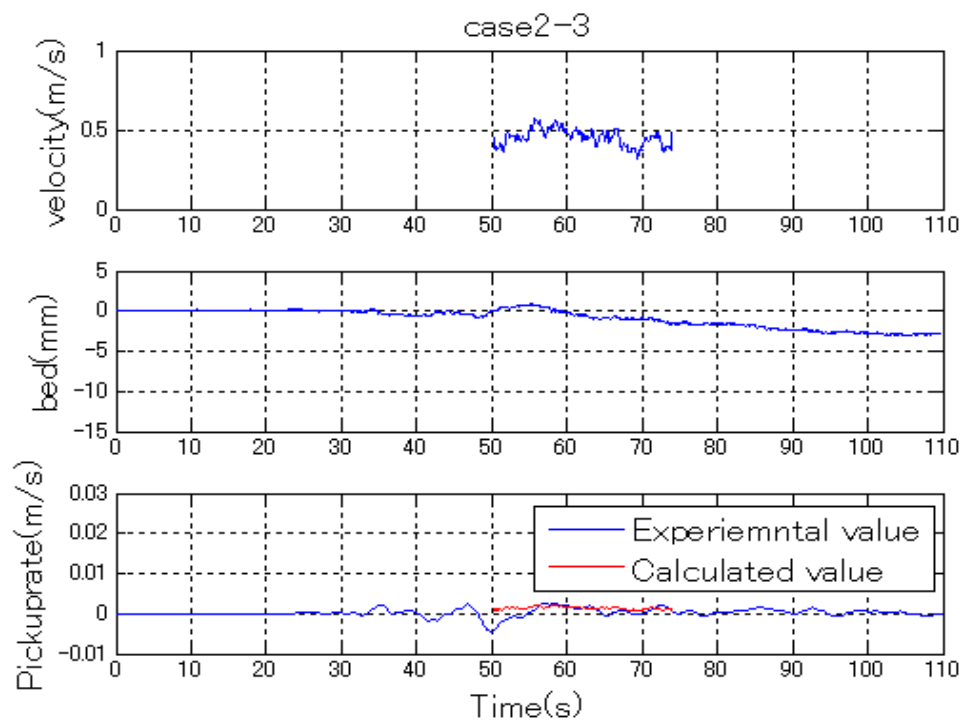


図 3.9 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case2-3)

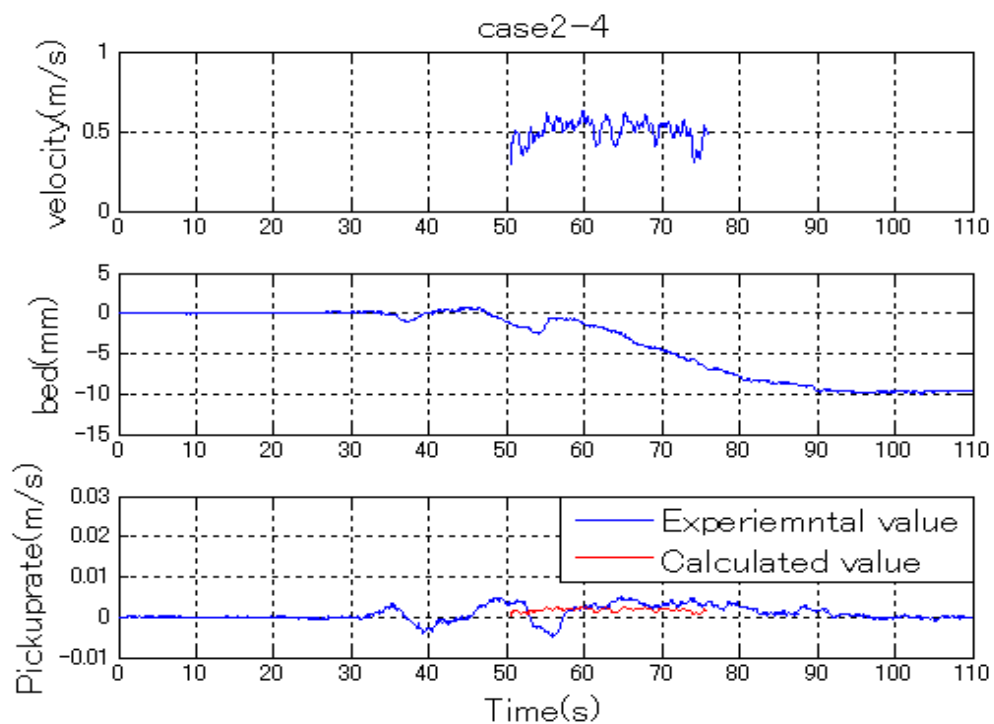


図 3.10 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case2-4)

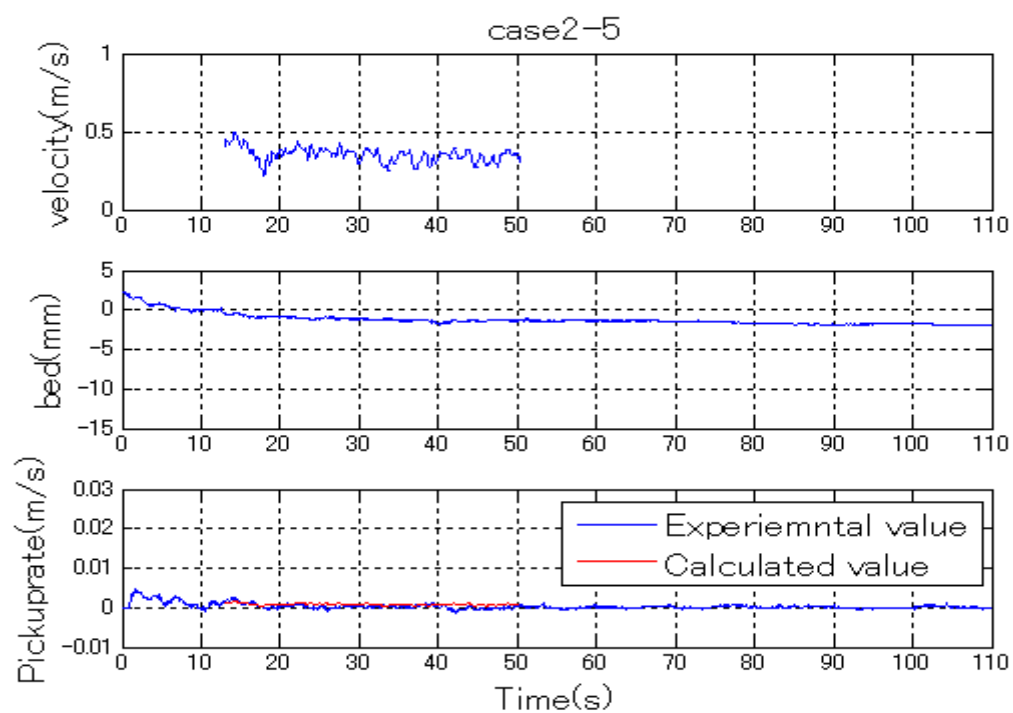


図 3.11 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case2-5)

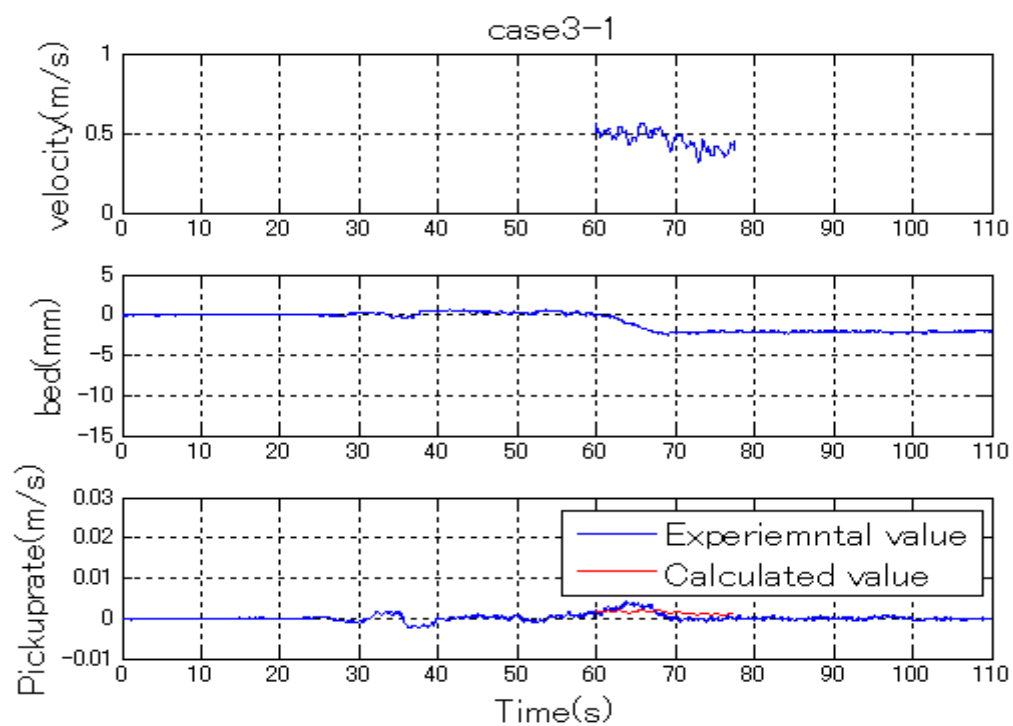


図 3.12 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case3-1)

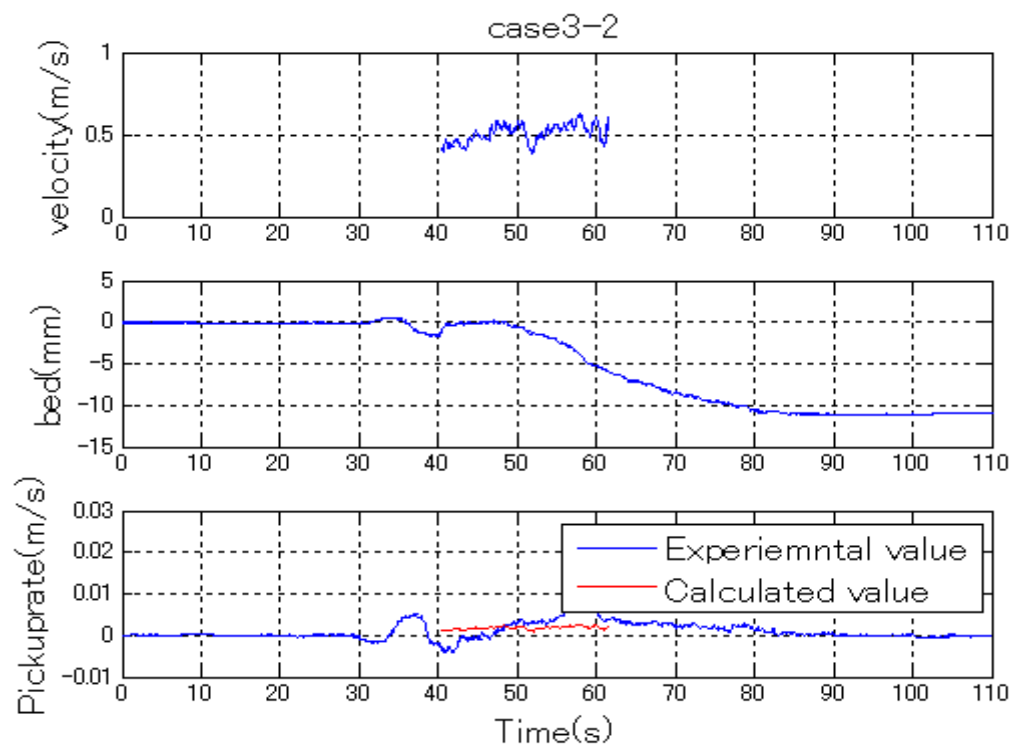


図 3.13 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case3-2)

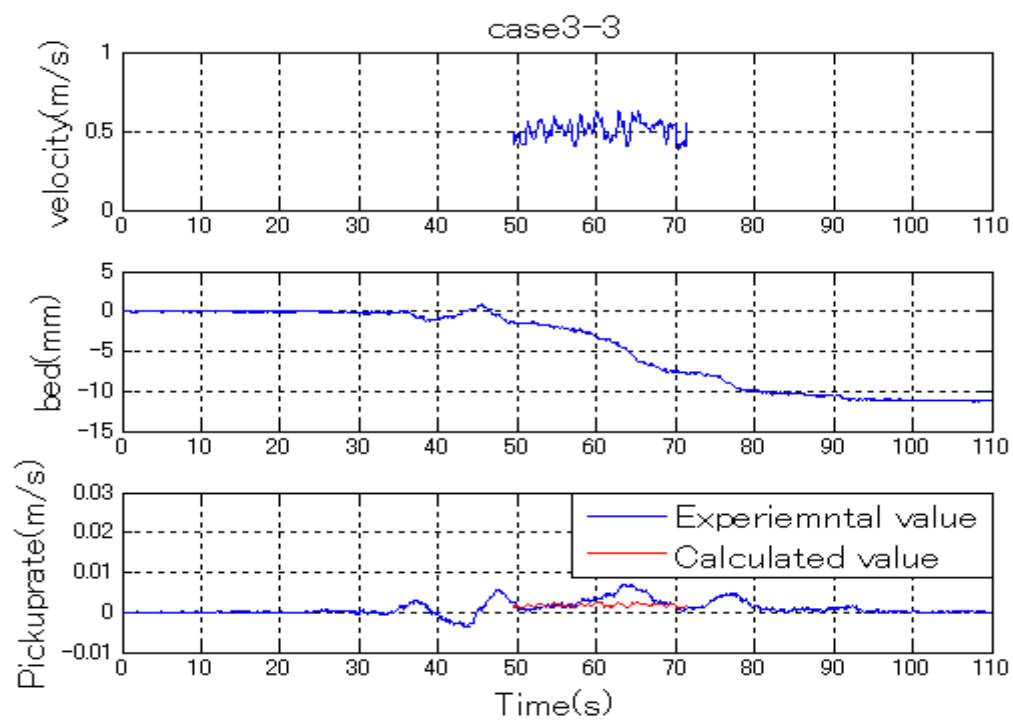


図 3.14 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case3-3)

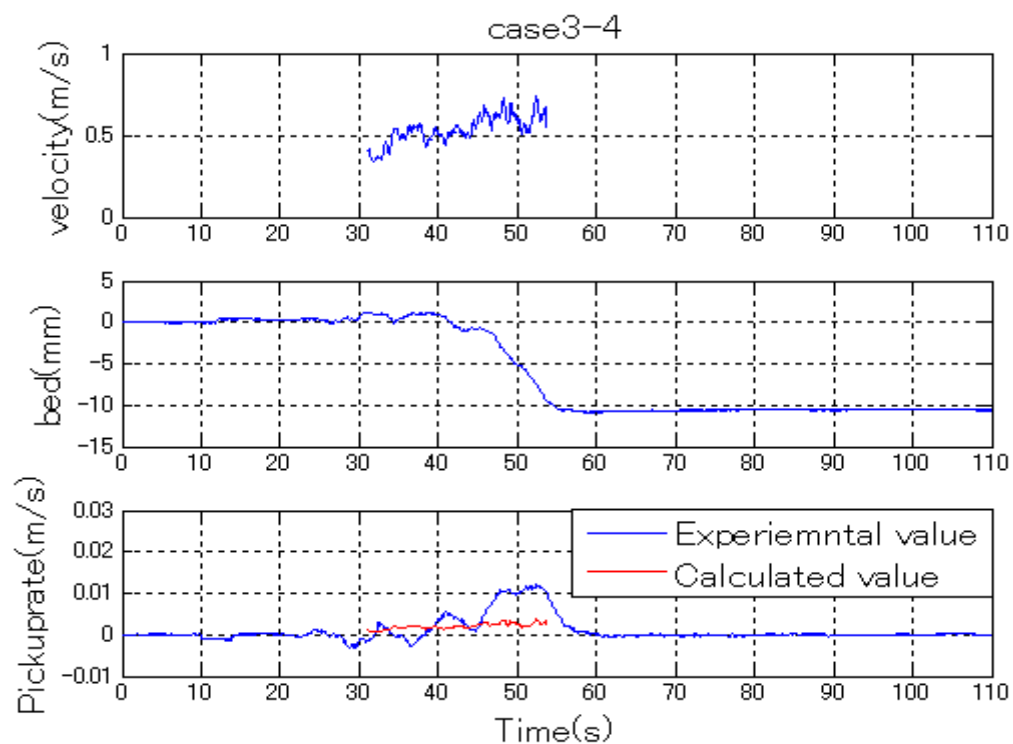


図 3.15 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case3-4)

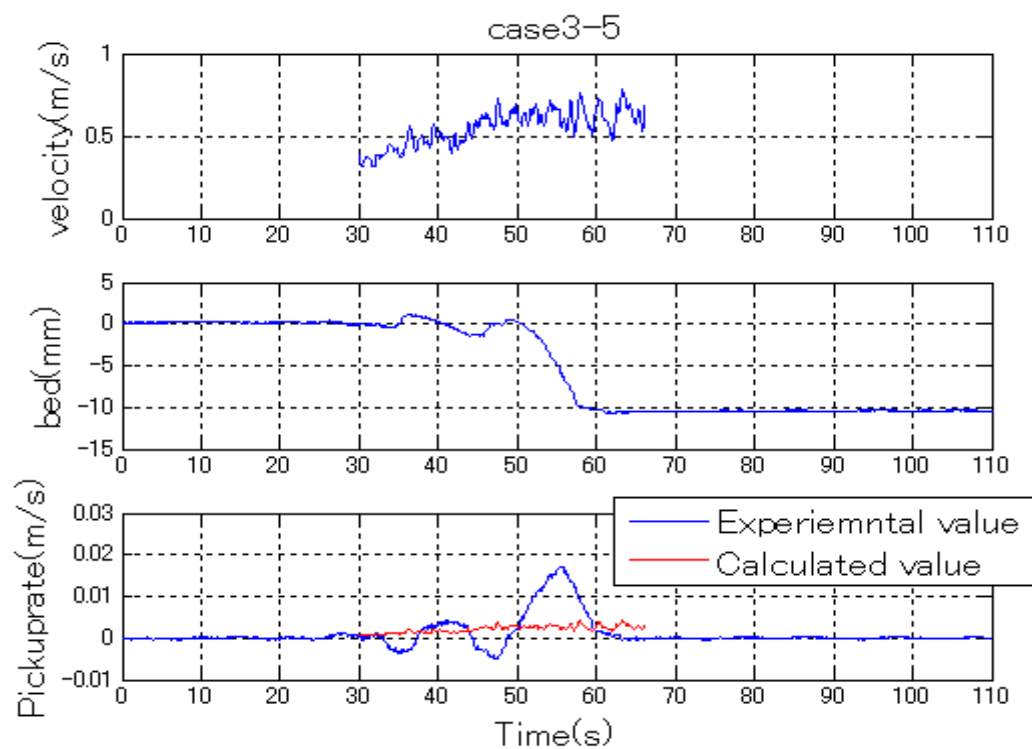


図 3.16 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case3-5)

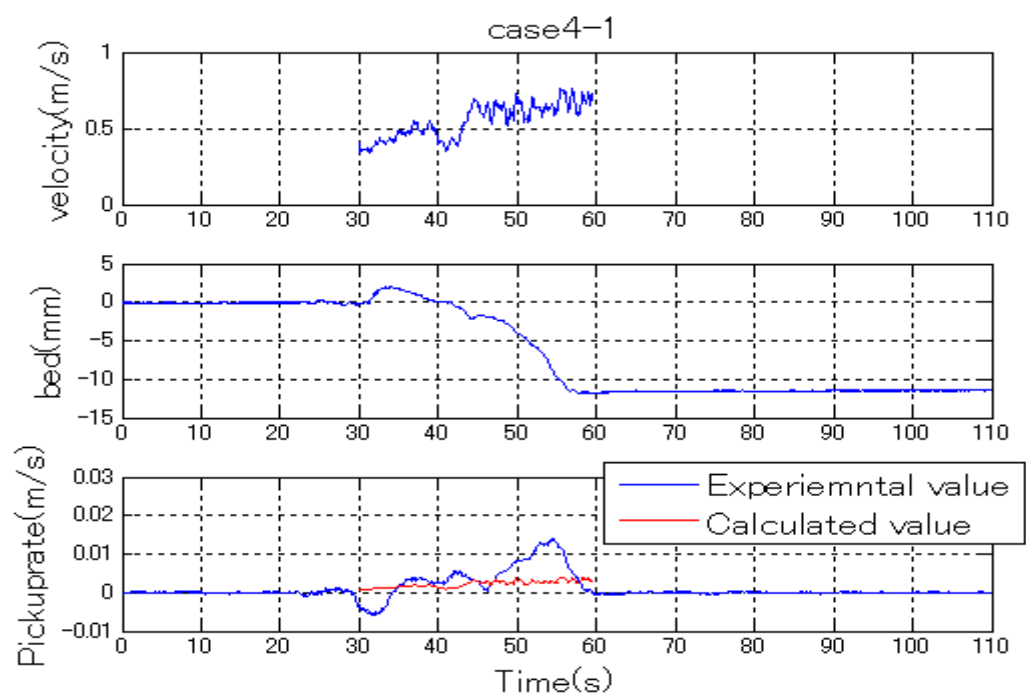


図 3-17 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case4-1)

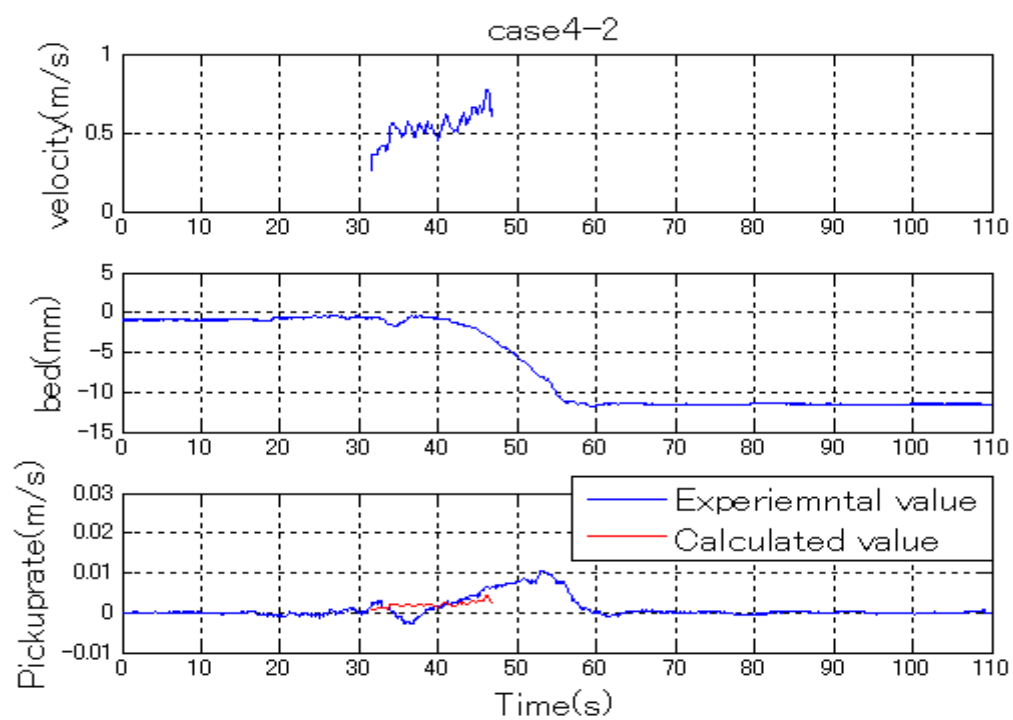


図 3-18 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case4-2)

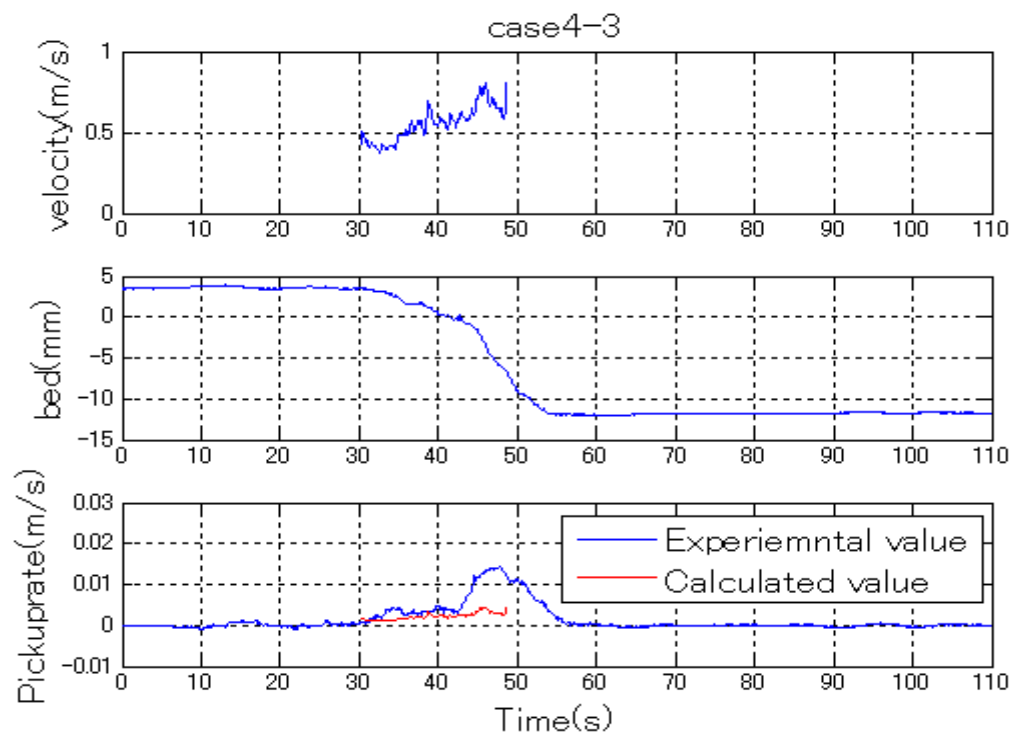


図 3.19 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case4-3)

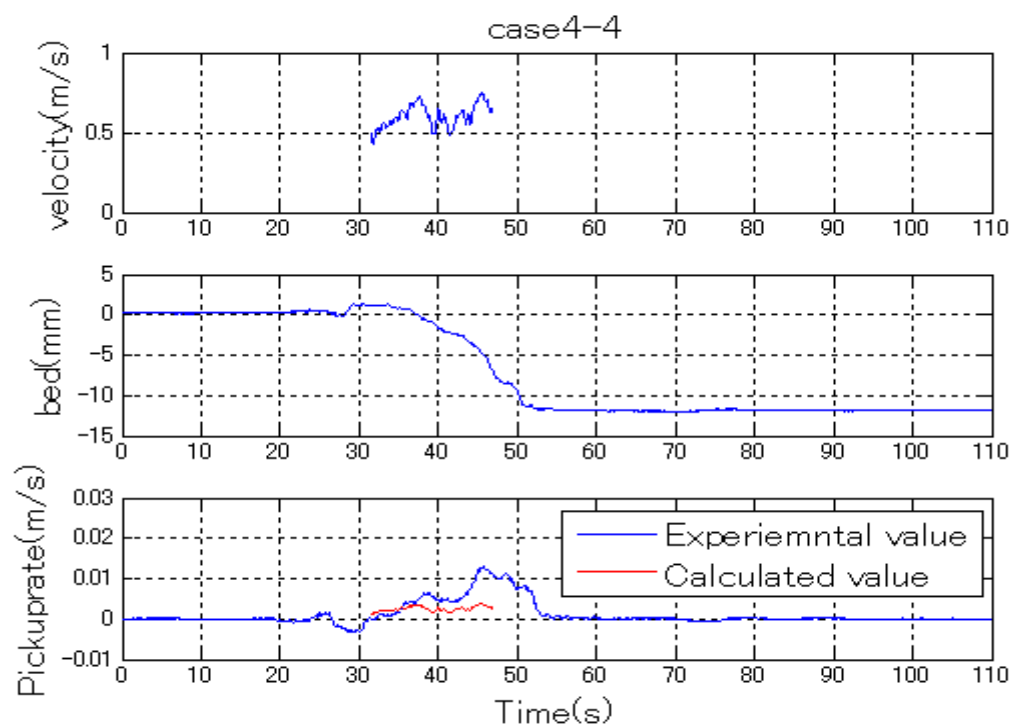


図 3.20 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case4-4)

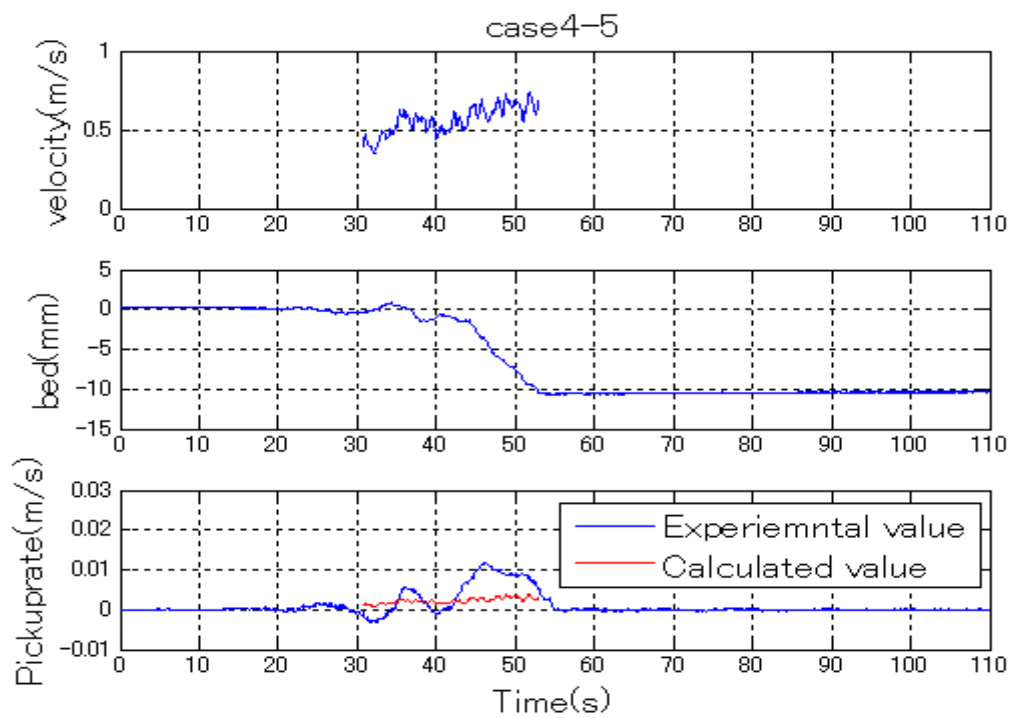


図 3.21 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case4-5)

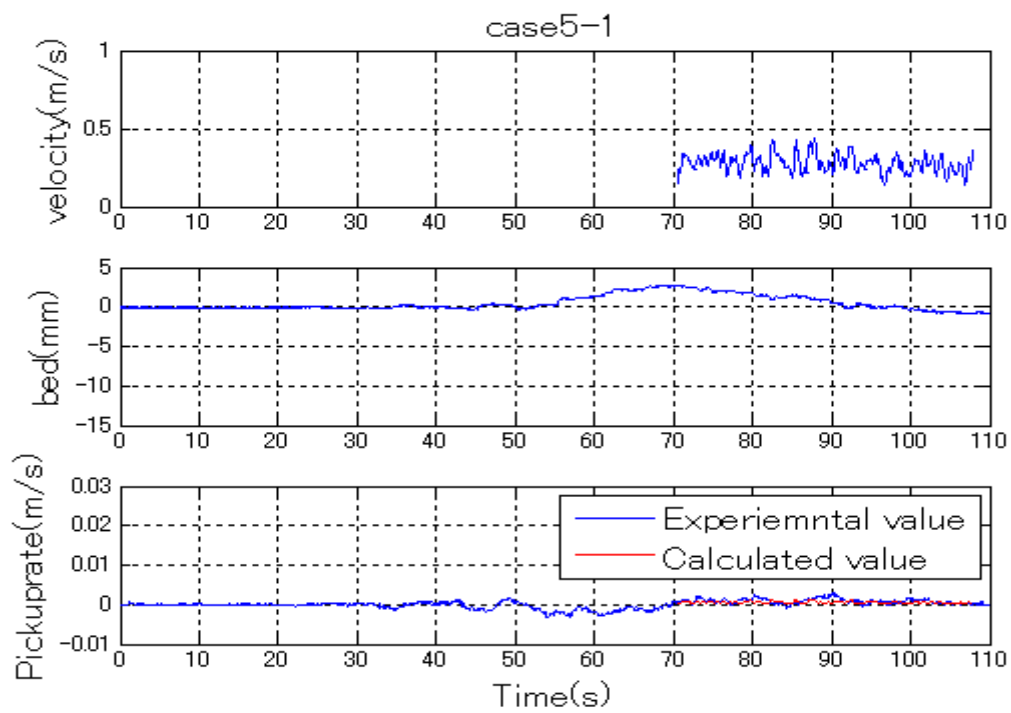


図 3.22 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case5-1)

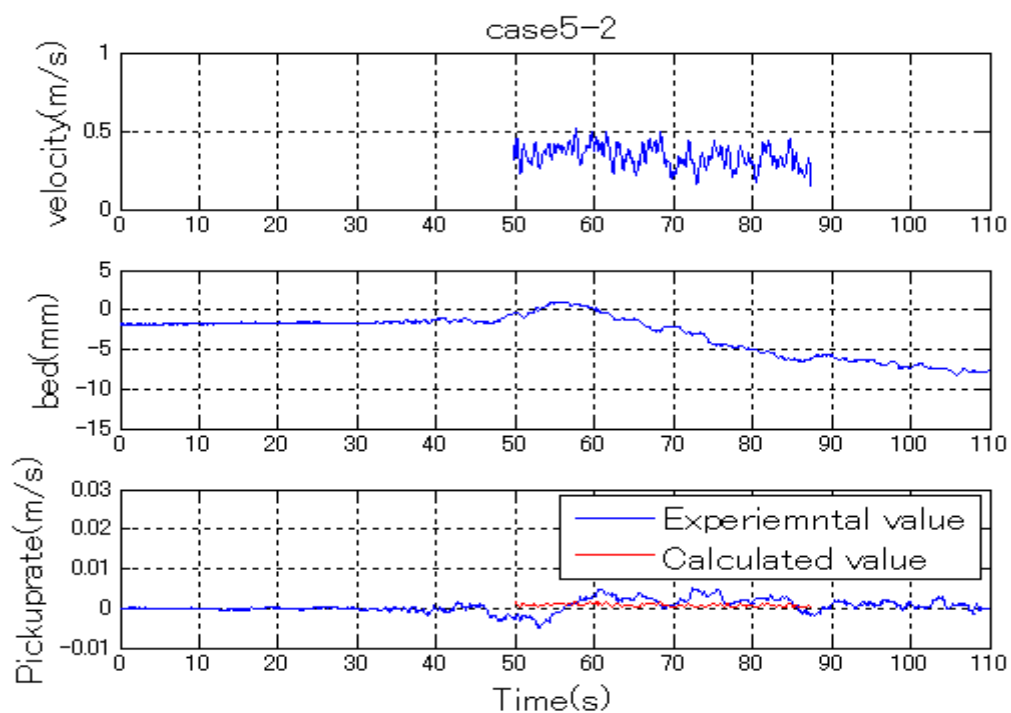


図 3.23 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case5-2)

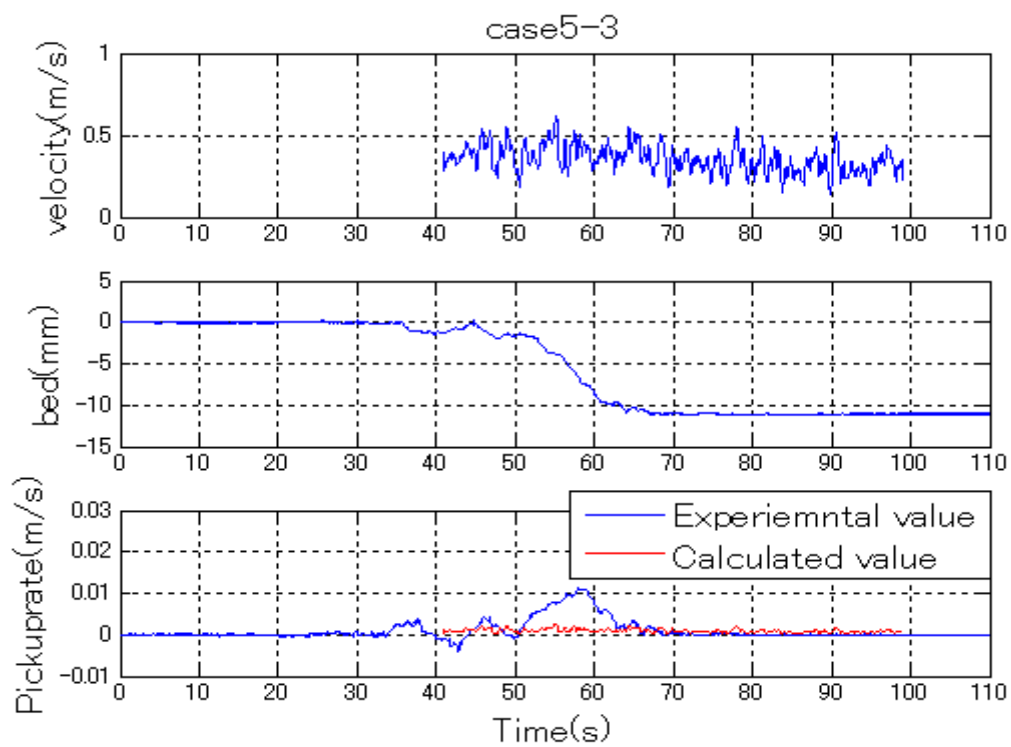


図 3.24 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case5-3)

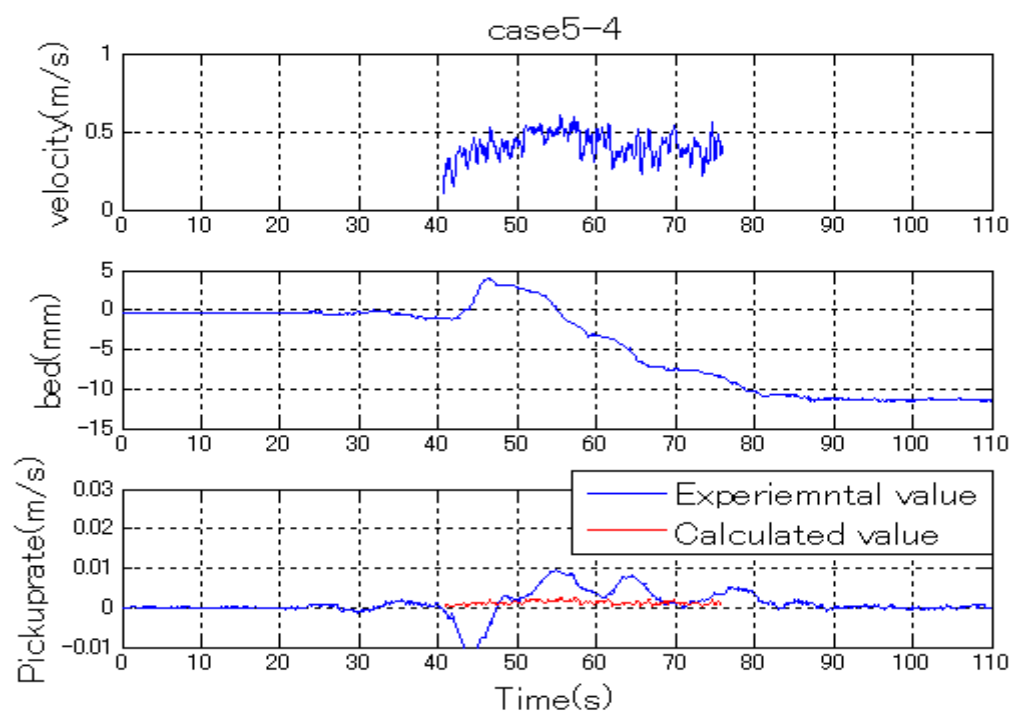


図 3.25 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case5-4)

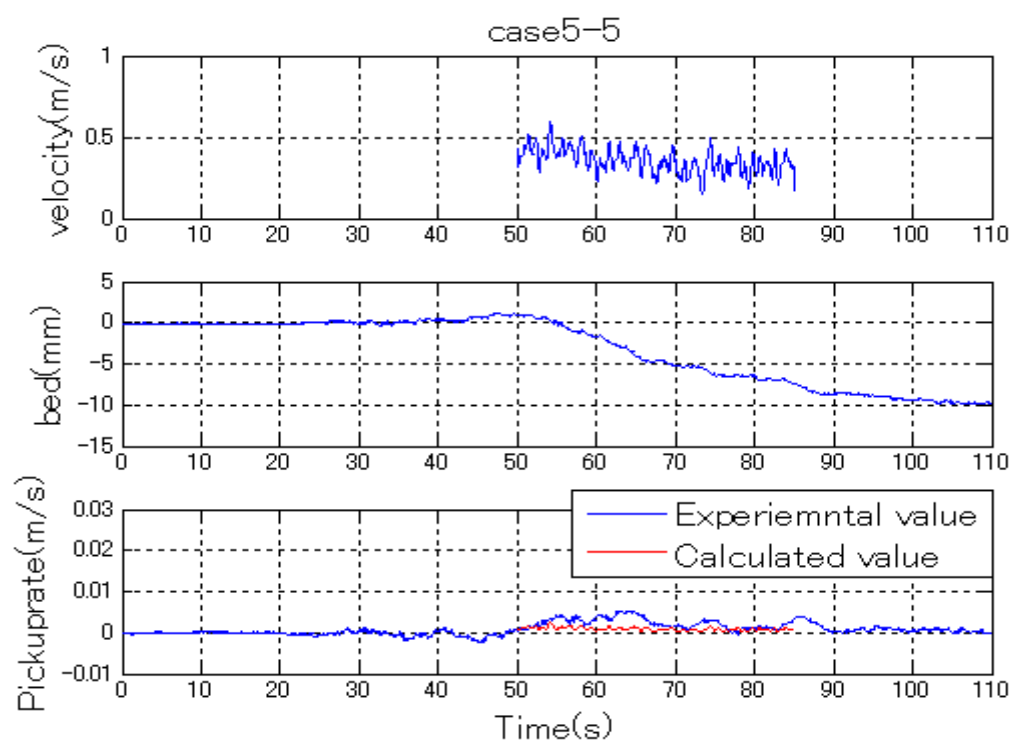


図 3.26 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case5-5)

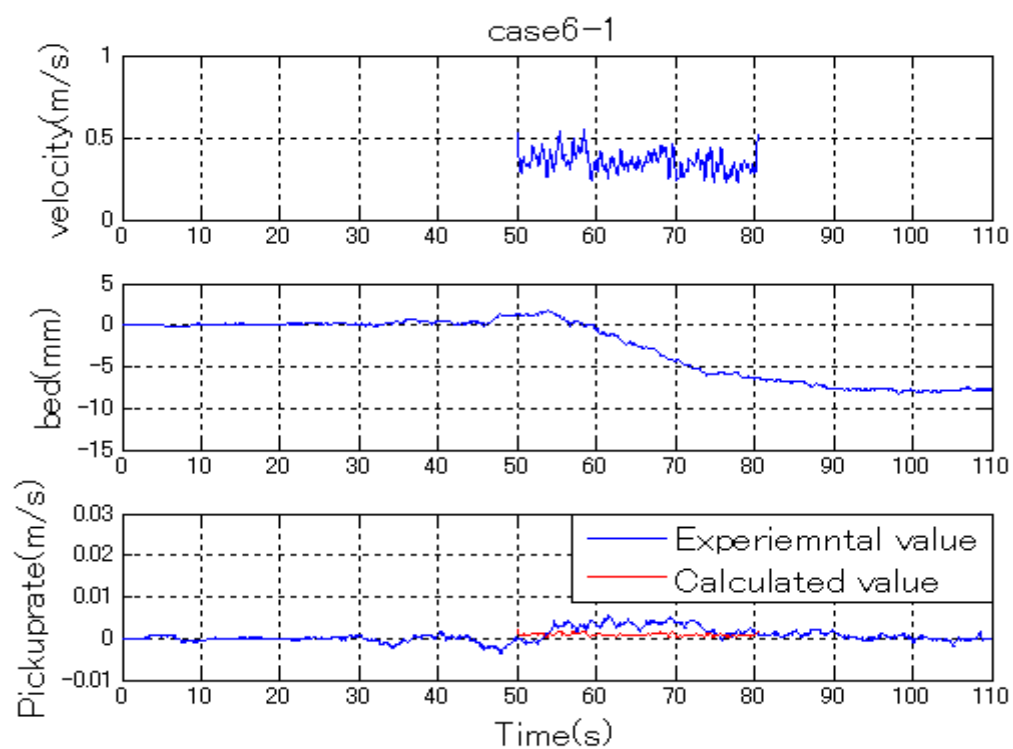


図 3.27 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case6-1)

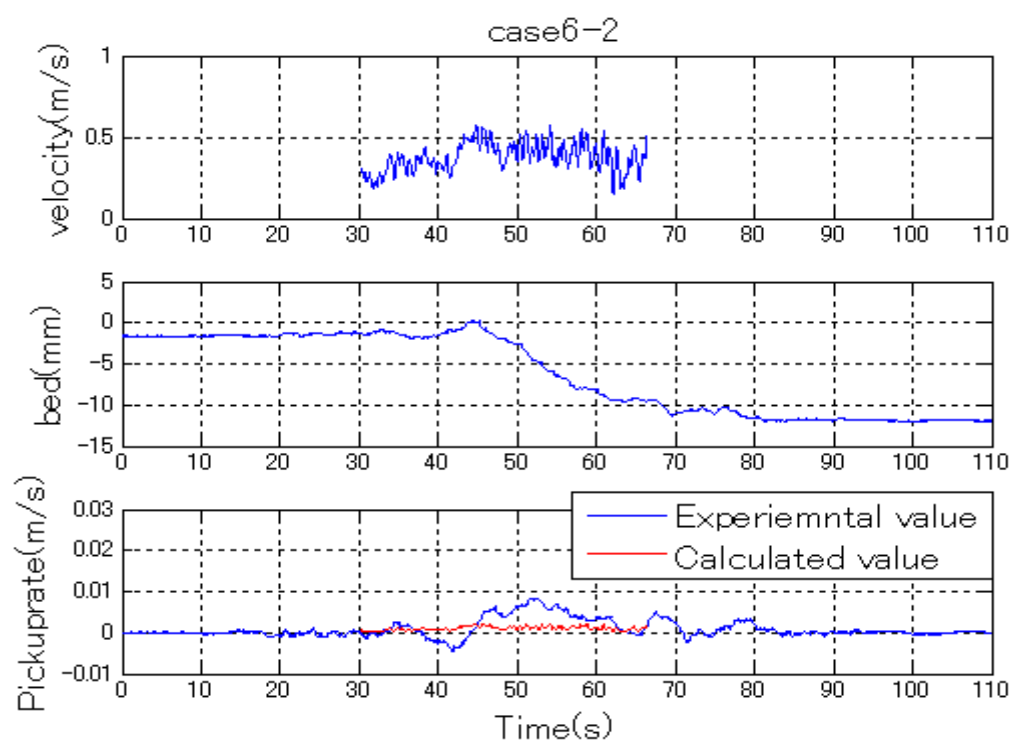


図 3.28 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case6-2)

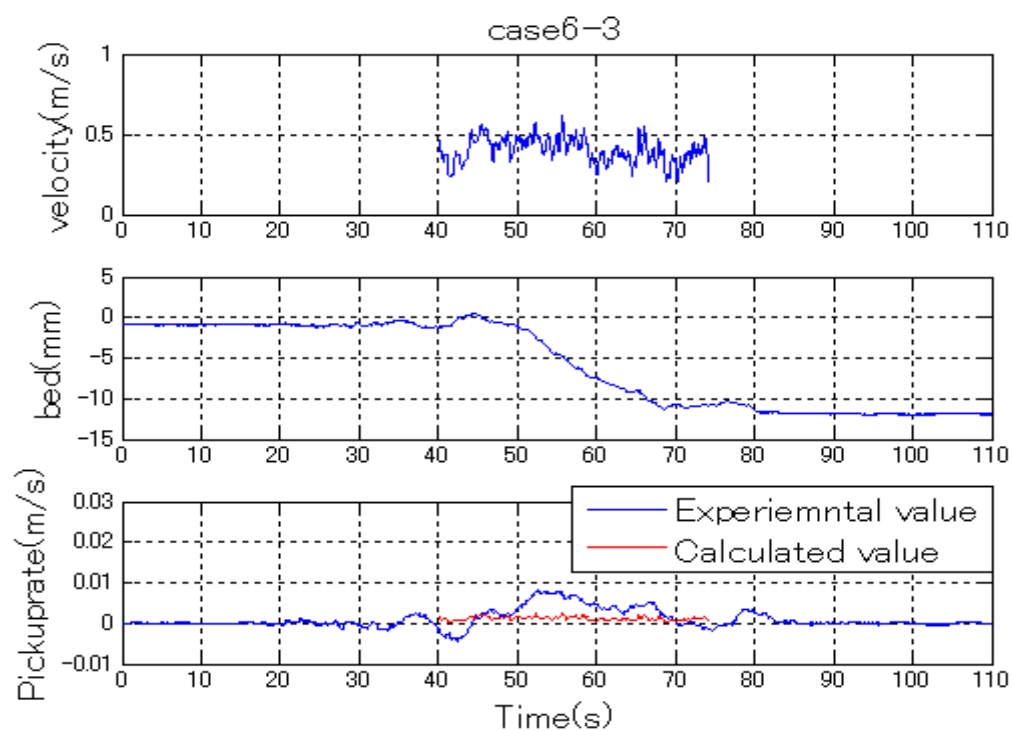


図 3.29 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case6-3)

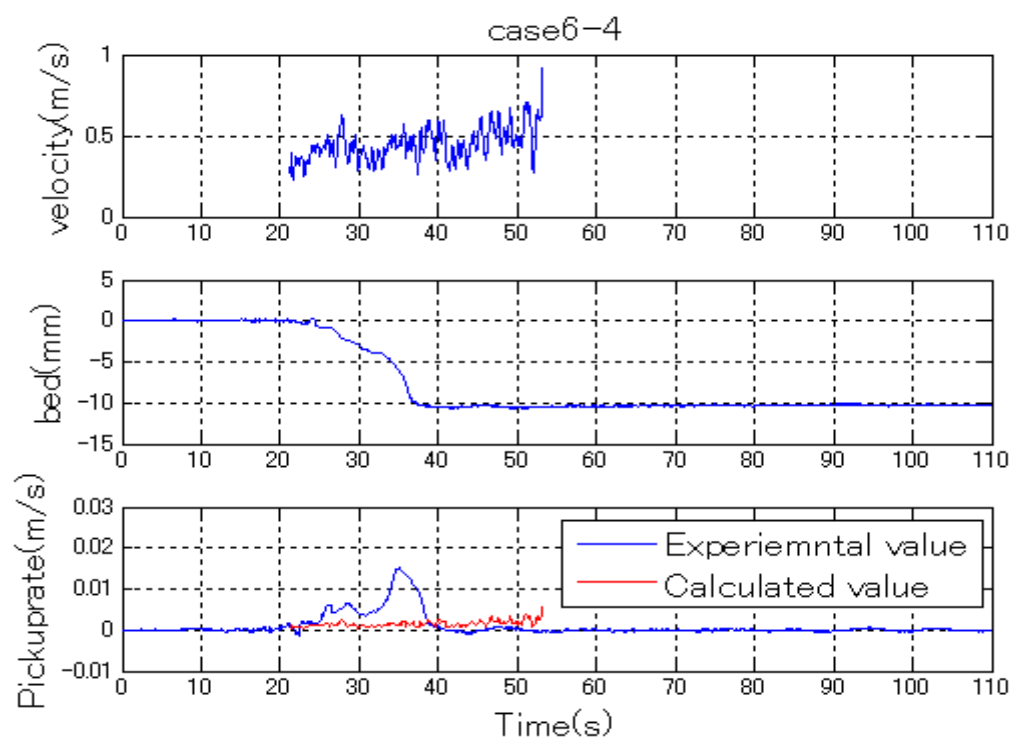


図 3.30 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case6-4)

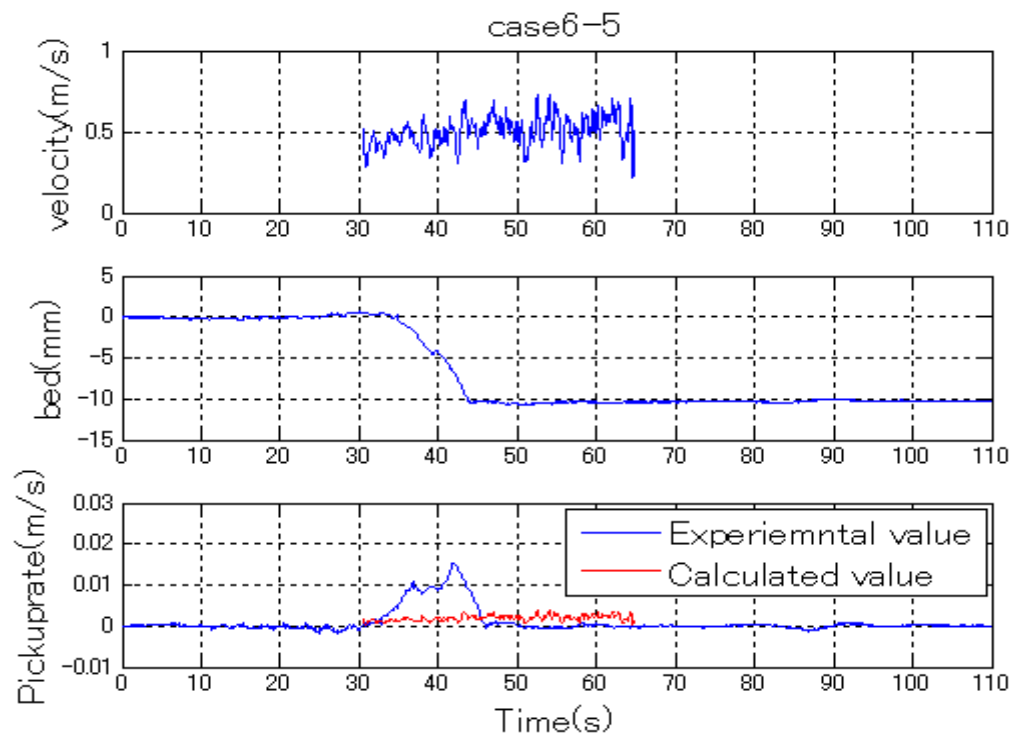


図 3.31 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case6-5)

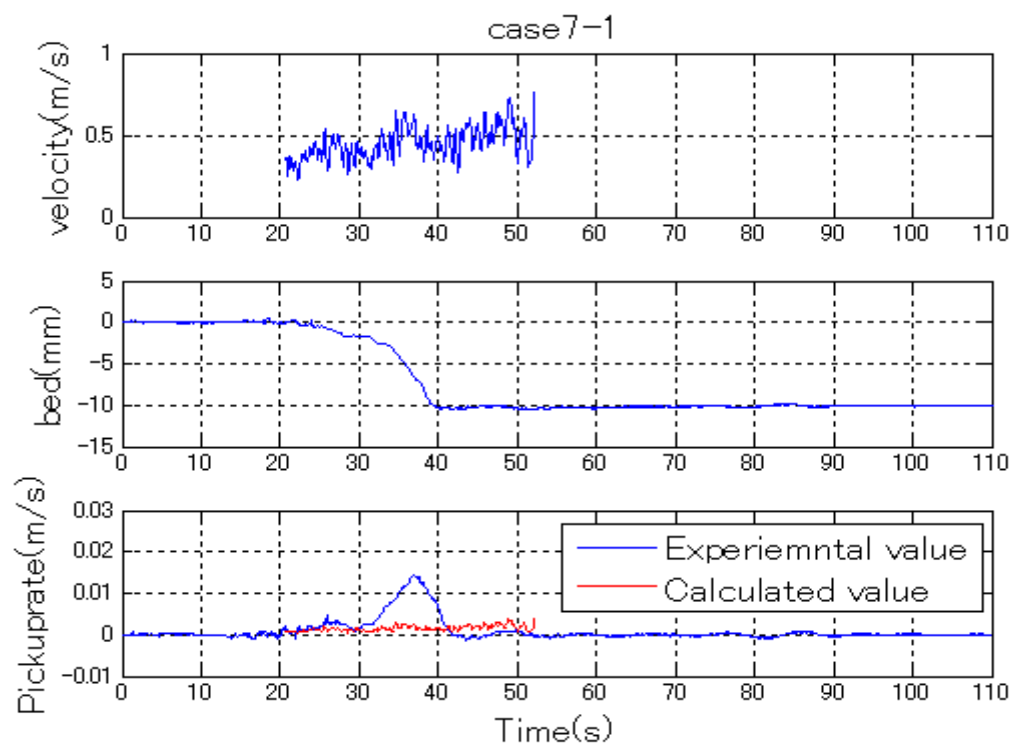


図 3.32 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case7-1)

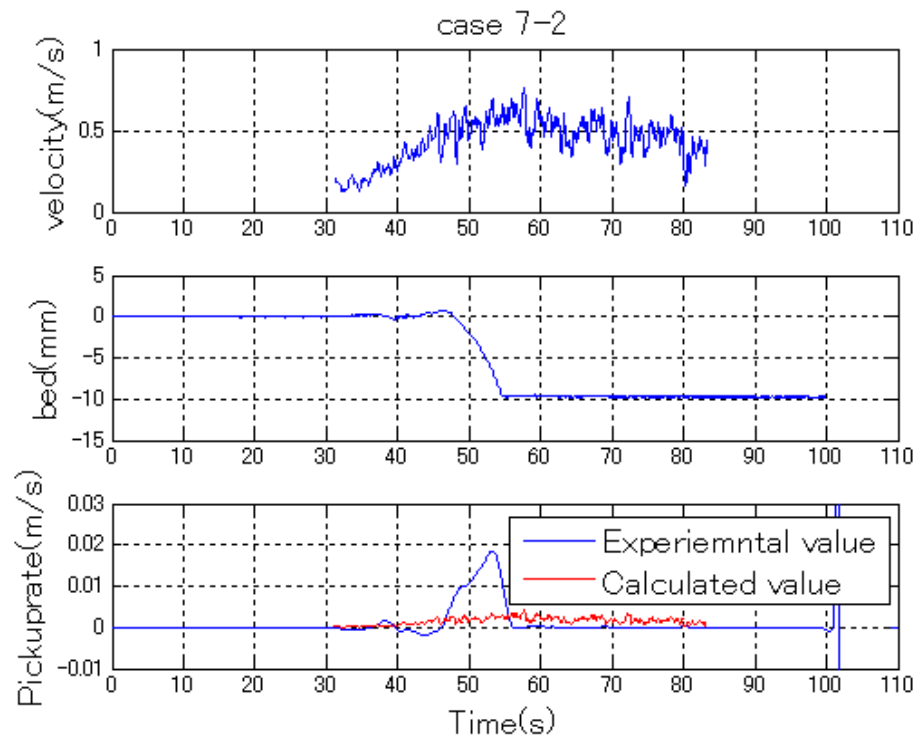


図 3.33 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case7-2)

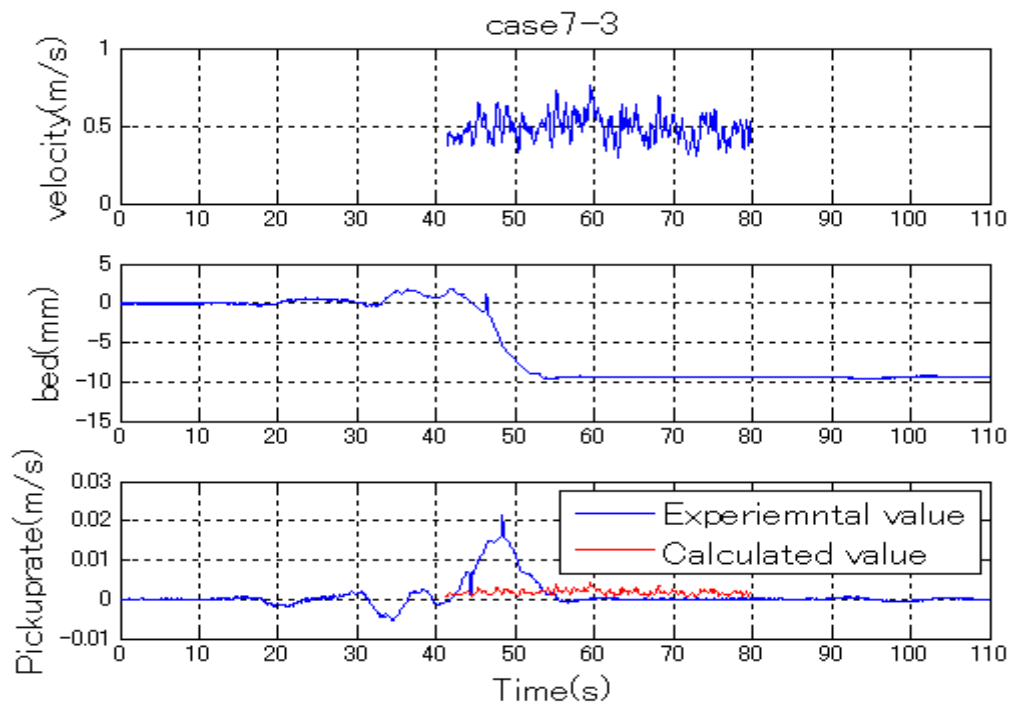


図 3.34 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case7-3)

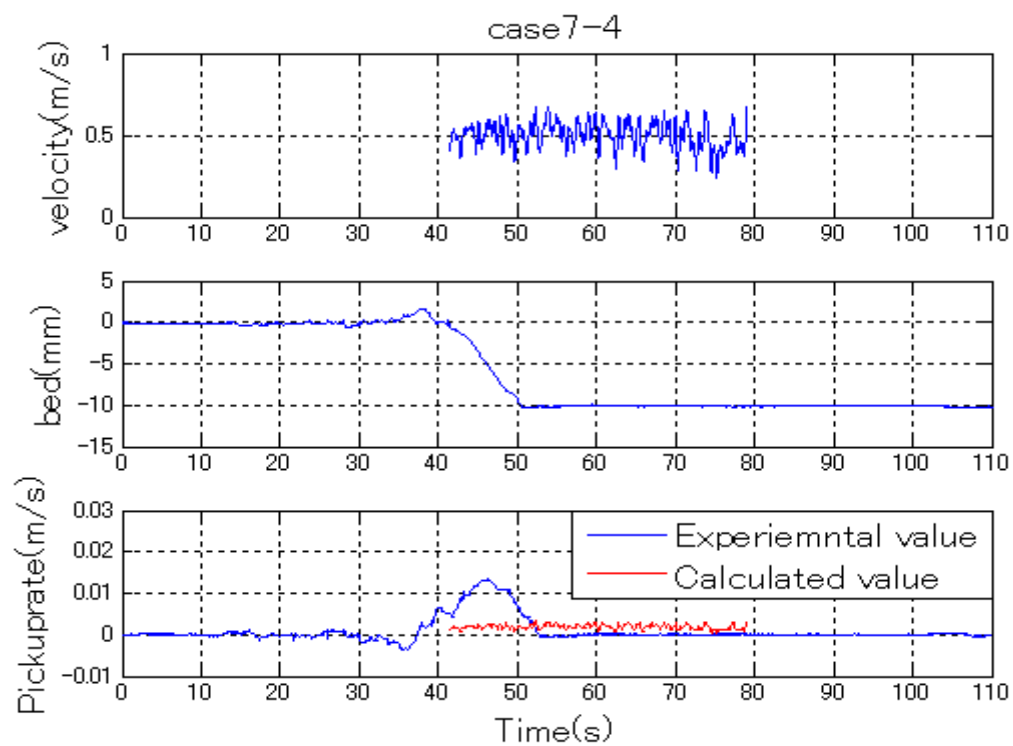


図 3.35 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case7-4)

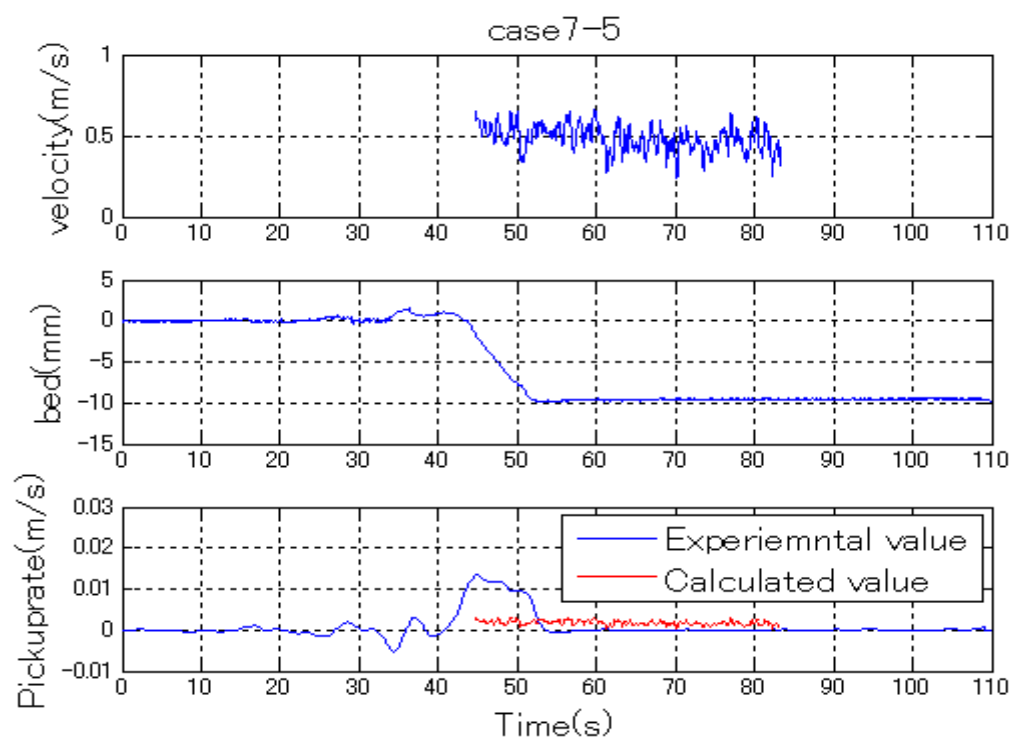


図 3.36 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case7-5)

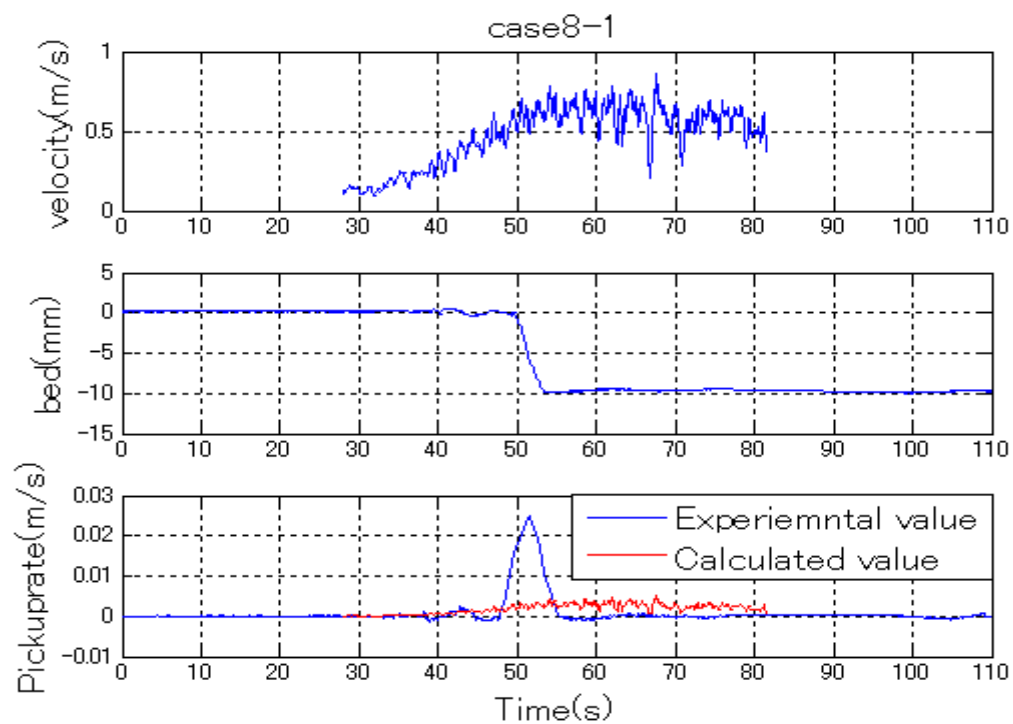


図 3.37 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case8-1)

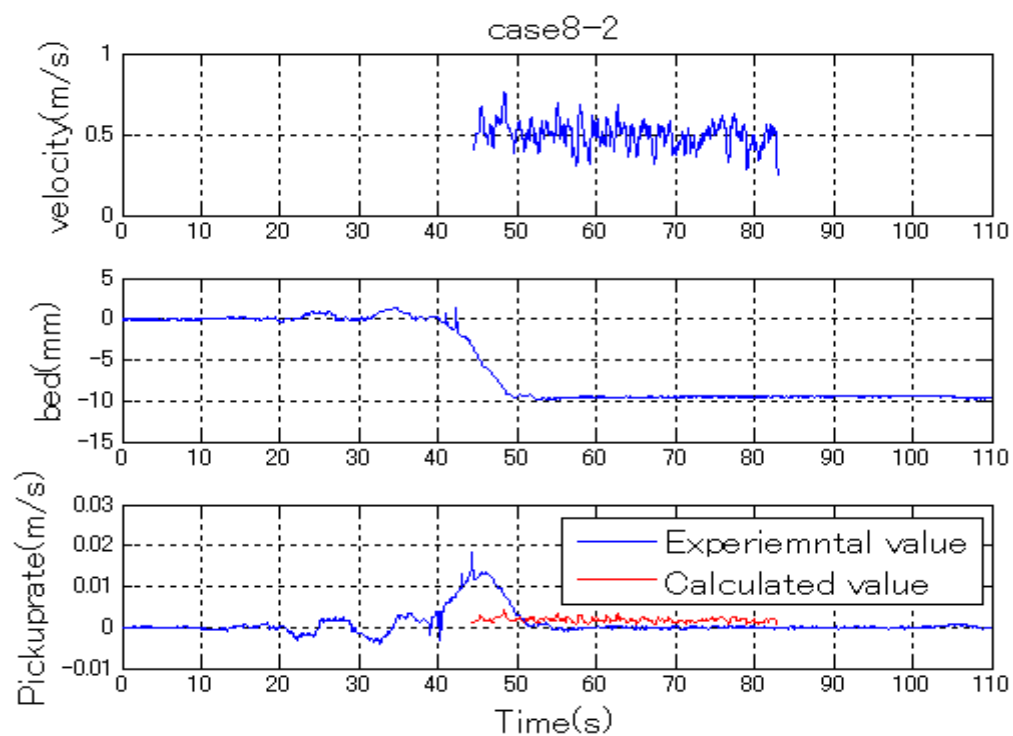


図 3.38 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case8-2)

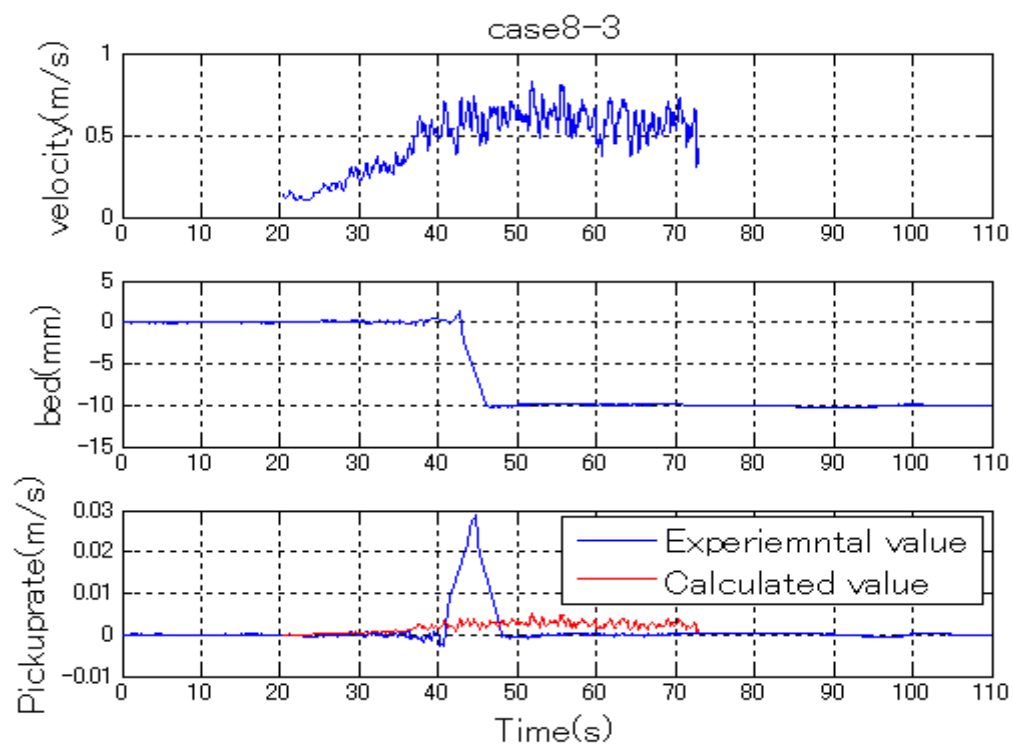


図 3.39 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case8-3)

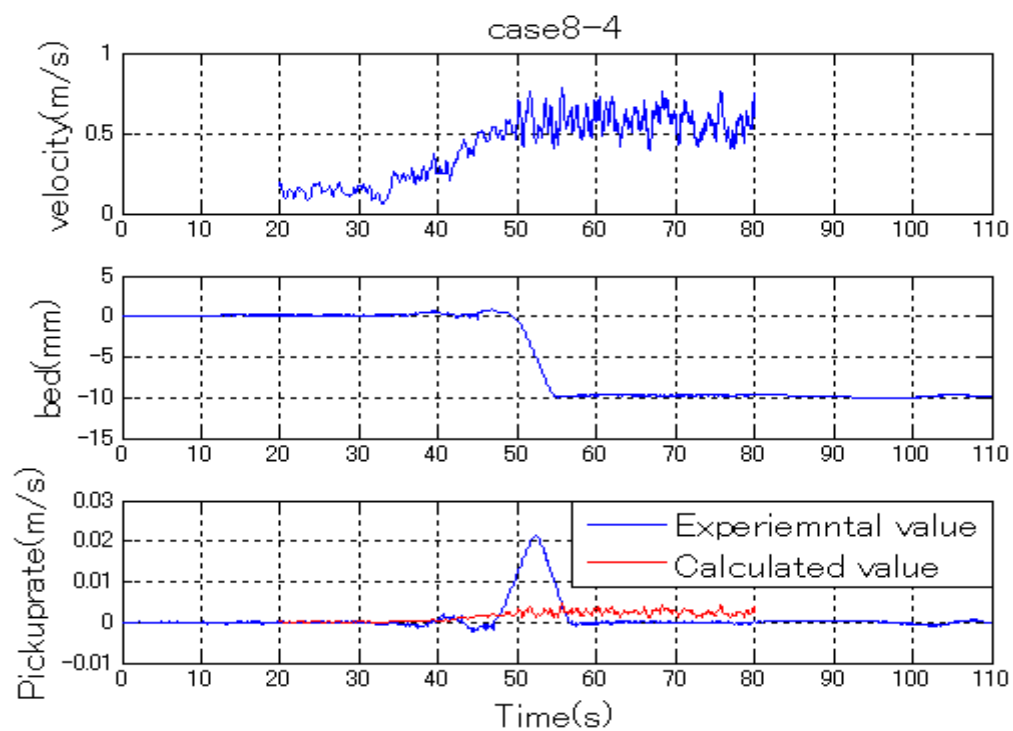


図 3.40 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case8-4)

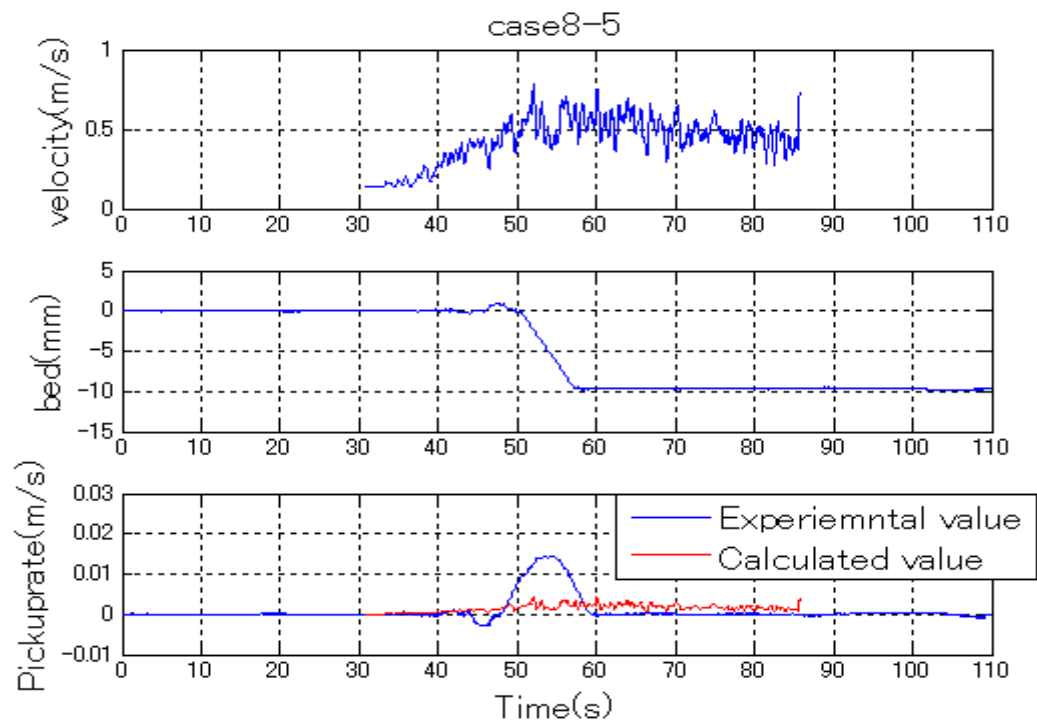


図 3.41 流速・底面の高さ・底質巻き上げ量の時系列変化(case8-5)

各ケースの地形変化のグラフでは、底面の沈下が始まる前に底面の高さが上昇している。これは、移動床の上流側から移流してきた砂が計測点付近に堆積したためであると考えられる。上流側に存在していた砂が全て下流側に流されると、計測点への砂の流入がなくなるので、砂の収支は流出するだけとなり、底面の沈下が始まる。

3.3 測定精度の検証

本実験の測定精度を検証するために、乱れを発生させない場合（case1,2,3,4）の実験値と計算値を比較する。図 3.42 は、横軸に底質巻き上げ量の計算値、縦軸に実験値をプロットしたグラフである。乱れを発生させない場合の全 20 ケースの平均相対誤差は約 30%であり、van Rijn(1984)と比較して、本実験は底質巻き上げ量の計測に十分な計測精度を有することが確認された。各ケースの相対誤差は式(3-7)より計算した。

底質巻き上げ量の実験値と計算値を比較すると、シーلز数が小さい場合は計算値の方が大きい、シーلز数が大きくなるに連れて計算値よりも実験値の方が大きくなる傾向にある。また、測定精度はシーلز数が小さい方が高く、シーلز数が大きくなるに連れて、精度が悪くなっている。これは Nielsen(1992)の式は適用可能シーلز数が 1 以下のためである。

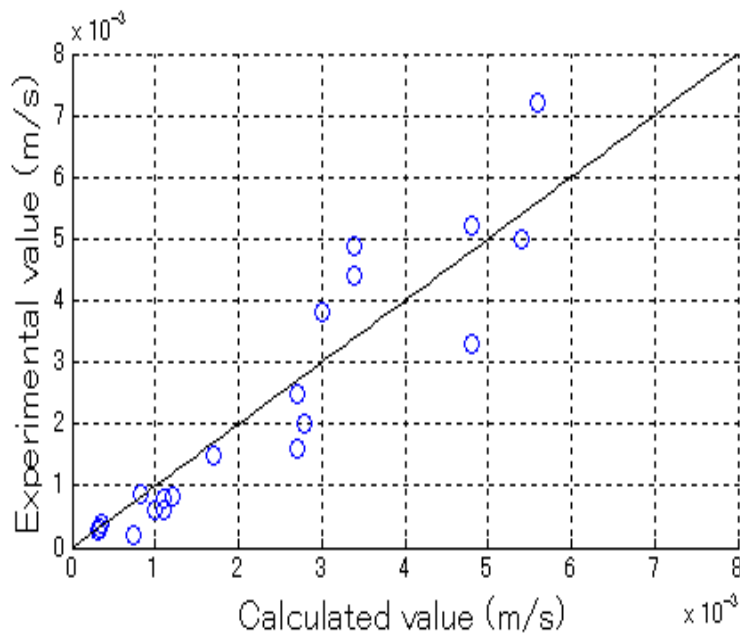


図 3.42 case1,2,3,4 の底質巻き上げ量の計算値と実験値の比較

$$E = \frac{|p_{\text{exp}} - p_{\text{cal}}|}{|p_{\text{cal}}|} \dots (3-7)$$

ここで、 E は相対誤差、 p_{exp} は底質巻き上げ量の実験値、 p_{cal} は計算値である。

3.4 乱れ特性

本実験で発生させた乱れの特性を調べるために、乱れ強度およびパワースペクトルを求めた。

3.4.1 乱れ強度

乱れ強度 (Turbulent Intensity) は式(3-8)より算出した。乱流強度とは、平均流速に対する流速の標準偏差の比であり、流速が平均流速の周囲でどの程度変動しているかの尺度である。この乱流強度の値が大きいほど、激しく流速が変動している。

$$T I = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (u')^2}{n}} / \bar{u} \dots (3-8)$$

ここで、 TI は相対乱流強度、 u' は流速の変動成分、 \bar{u} は平均流速である。また、瞬間流速を u とすると、変動成分・平均流速・瞬間流速には式(3-9)の関係が成り立つ。

$$u = \bar{u} + u' \dots (3-9)$$

図 3.43 は乱れを人為的に発生させた場合と発生させない場合の乱流強度を比較したものである。横軸はシールドズ数であり、縦軸は相対乱流強度である。

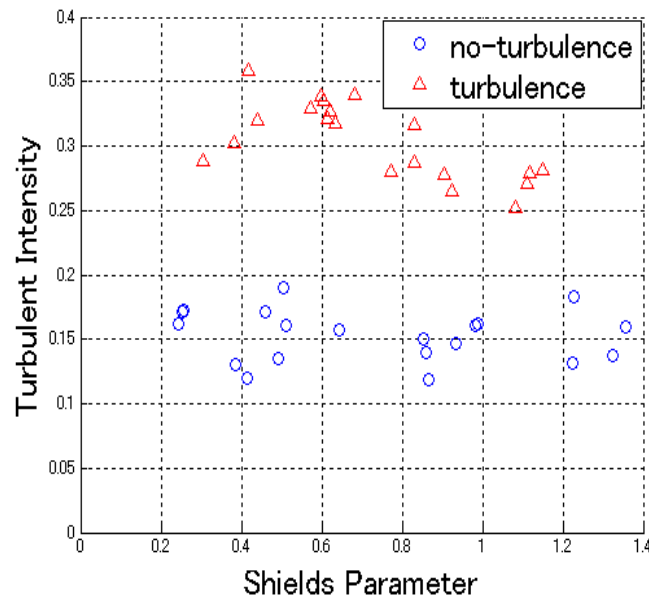


図 3.43 乱れ強度

人為的に乱れを発生させた場合と発生させない場合の乱れ強度を比較すると、発生させた場合は発生させない場合に比べて、乱れ強度が約 2 倍になっている。また、人為的に乱

れを発生させていない場合でも、15%程度の乱れが存在している。これは、底面境界層から発達した乱れが存在しているためと考えられる。つまり、移動床の実験水槽で一様流を発生させた場合、この程度の乱れは発生してしまう。同様の実験を行って得られたデータより開発された Van Rijn(1984)および Nielsen(1992)の式は、この底面からの乱れの効果(影響)を暗示的に含んでいると思われる。

3.4.2 パワースペクトル

次に流速のパワースペクトルを求める。計測した流速データをスペクトル解析により解析した。スペクトル解析とは、観測された時系列データをフーリエ変換よりスペクトルを得ることである。スペクトルとは、時間信号をフーリエ級数展開したときの各調波成分の振幅の大きさを周波数の関係から見たものである。計算方法にはFFT (first Fourier transform) を用いた。 t を時間、 ω を複素角周波数、 j を虚数単位として式(3-10)を f のフーリエ変換という。この式で $F(\omega)$ は複素数であり、極形式 $A(\omega)e^{j\varphi(\omega)}$ で表したとき、 $A(\omega)$ を振幅スペクトル、 $\varphi(\omega)$ を位相スペクトル、 $A(\omega)^2$ をパワースペクトルと呼ぶ。

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{-j\omega t} dt \dots (3-10)$$

時系列データをフーリエ変換したものを、周波数とパワースペクトル密度の関係をグラフにすると線対称になる。このうち、Nyquist 周波数 (Sampling 周波数の 1/2) よりも低い周波数成分のみが有効なデータである。このデータを両対数のグラフにプロットしたものがパワースペクトル図である (日野、1977)。

図 3.44～図 3.47 はシールズ数ごとのパワースペクトルを比較したものである。横軸は周波数、縦軸は信号強度である。また、グラフタイトルはシールズ数と表 2-1 の実験ケースの番号に対応している。

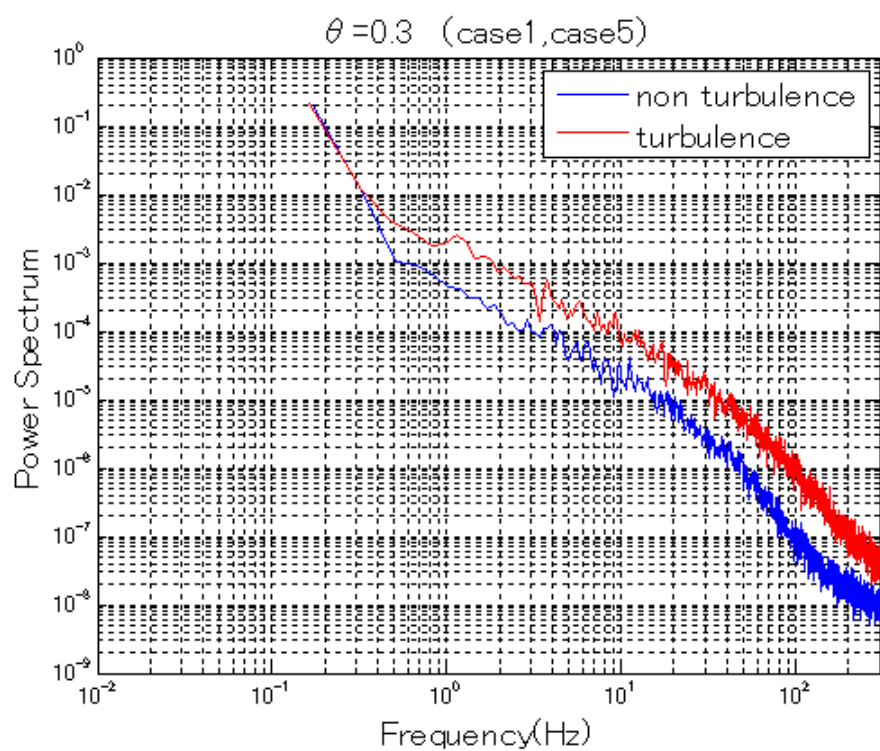


図 3.44 $\theta=0.3$ の流速のパワースペクトル

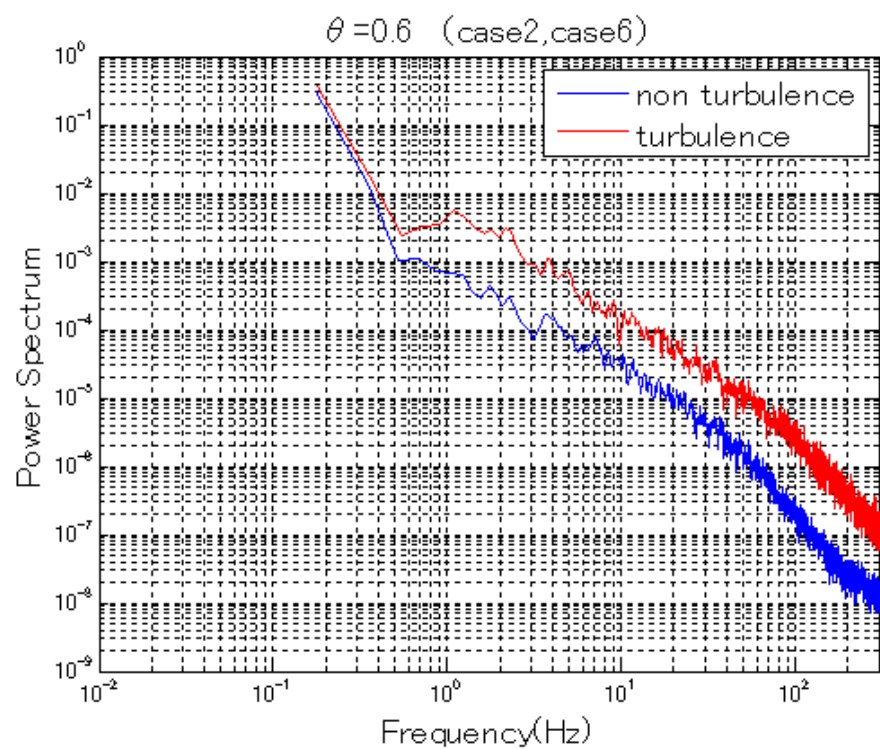


図 3.45 $\theta=0.6$ の流速のパワースペクトル

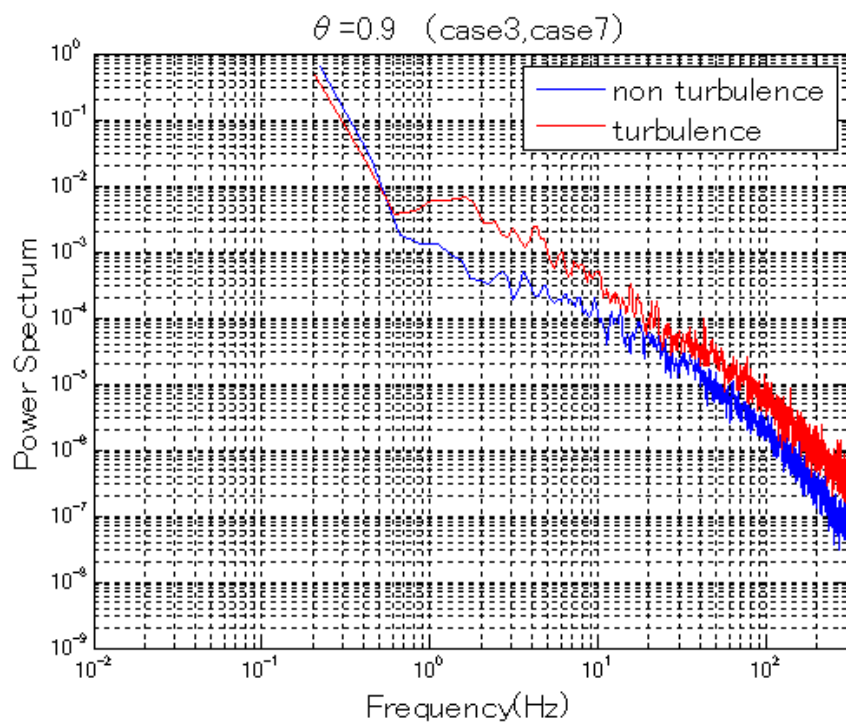


図 3.46 $\theta=0.9$ の流速のパワースペクトル

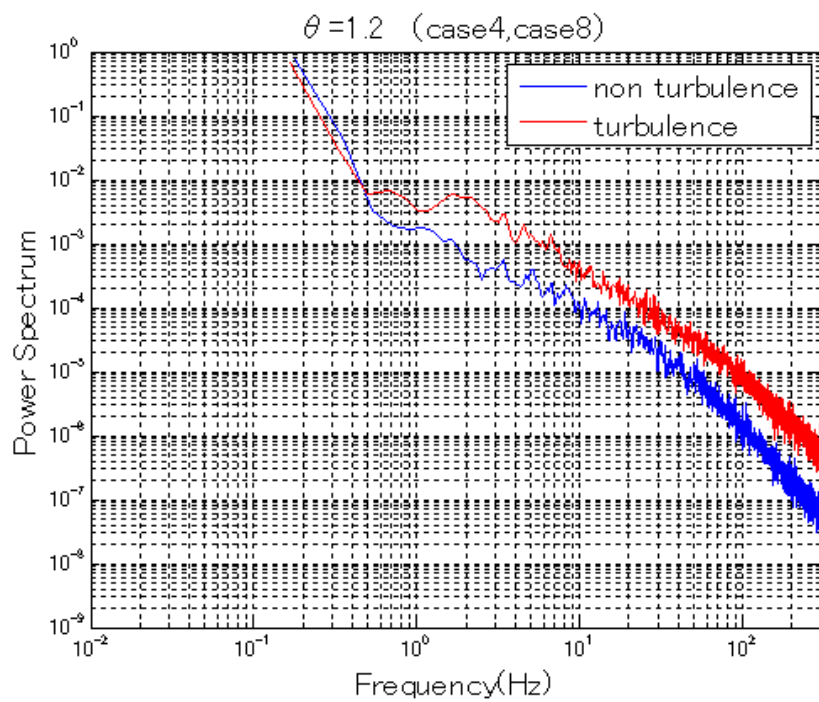


図 3.47 $\theta=1.2$ の流速のパワースペクトル

パワースペクトルを比較すると、乱れを発生させた場合は、発生させない場合と比較して、1～3Hz の周波数帯の乱れが卓越していることがわかる。これが、乱れ発生構造体によって供給された乱れであると考えられる。

3.5 底質巻き上げ量

乱れを発生させた場合と発生させない場合の実験値を比較した（図 3.48 参照）。グラフの横軸は Shields 数であり、縦軸は底質巻き上げ量の実験値である。また、黒い実線は Shields 数から Nielsen(1992)の式を用いて計算した計算値をプロットしたものである。乱れを発生させない場合は、計算値である黒い実線に一致している。しかし、乱れを発生させた場合は、計算値に一致せず、巻き上げ量が大きくなっている。この増加分が、乱れが底質巻き上げに及ぼした影響であると考えられる。

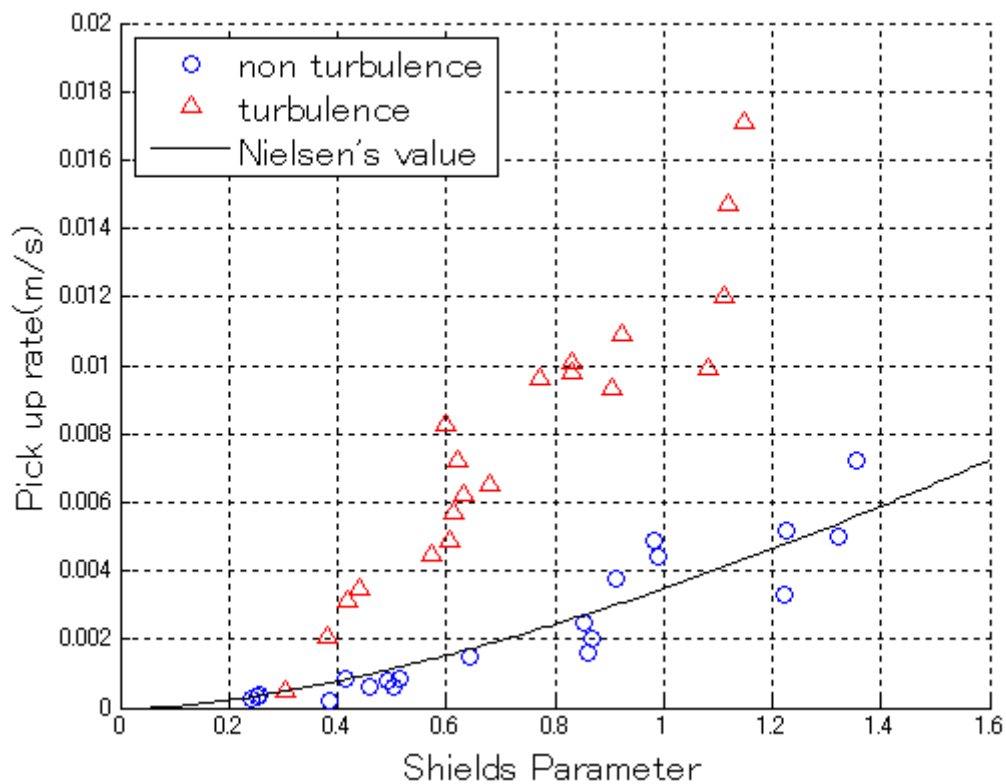


図 3.48 底質巻き上げ量の実験値の比較

3.6 底質巻き上げにおける非定常性の効果

底質巻き上げへの影響が大きい乱れのスケールを調べるために、底質巻き上げ量を計算する時間間隔を小さくして、底質巻き上げ量の応答を調べた。3.5 節までは、上述したように 10 秒間の平均流速からシーلز数を計算し、底質巻き上げ量を算出した。本節では、シーلز数を計算するための流速を 10 秒平均(0.1Hz)、1 秒平均(1Hz)、0.5 秒平均(2Hz)と変化させ、最終的に 0.001 秒(1000Hz)まで計算した。図 3.49 は流速計算周波数に対する底質巻き上げ量の変化である。横軸は流速を計算する時間間隔である。また、縦軸は 10 秒平均(0.1Hz)の底質巻き上げ量に対する各ケースの大きさである。10 秒平均(0.1Hz)の底質巻き上げ量を 1 として、計算周波数を大きくしていった場合の底質巻き上げ量の増加割合を表す。図中の黒い矢印で示した点は、5 秒間(2Hz)の平均流速値から計算したものであることを意味し、その底質巻き上げ量は 10 秒平均(0.1Hz)の値に比べて約 8%大きいことを表している。図中の底質巻き上げ量の non turbulence は case1~4 の平均値、turbulence は case5~8 の平均値である。

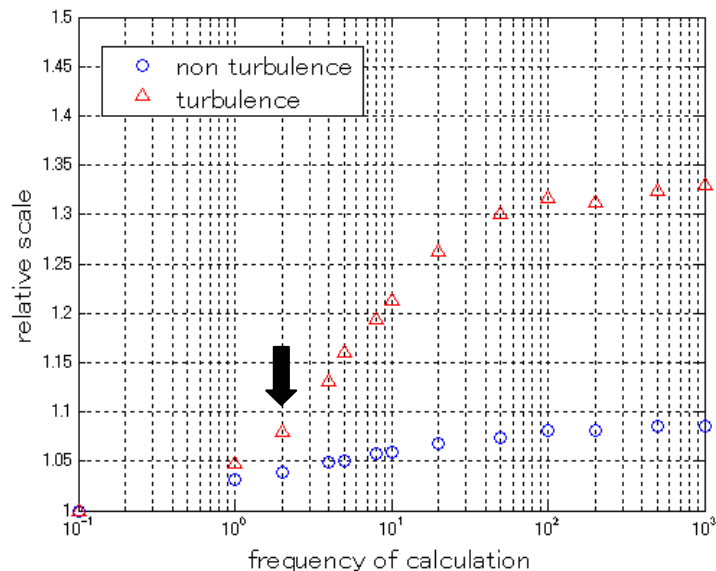


図 3.49 底質巻き上げ量の計算時間間隔に対する応答

底質巻き上げ量の計算の周波数を変化させていくと、100Hz を超えてから底質巻き上げ量はほとんど大きくなっていない。

発達した乱流運動では、大小様々な渦運動が同時に励起されている。流れの中で流体要素は一般に引き伸ばされたり、ねじられたり、回転させられたりして複雑に変形する。この過程で、流れの空間構造に小さなスケールの変動が生まれる。すなわち小さなスケールの運動にエネルギーが伝達されたと解釈される（木田・柳瀬，1999）。つまり、大きいスケ

ールの渦運動である低周波数の乱れの方がエネルギーを保持しているので、低い周波数の乱れは巻き上げ量への寄与が大きい、高い周波数の乱れは寄与が小さいためであると思われる。

以上より、渦周波数が 100Hz 以下の乱れが底質巻き上げに寄与していると考えられる。底質巻き上げ量への乱れの影響に関する検討では、100Hz 以上の乱れは無視しても影響が無いことが示唆される。

周波数帯別で底質巻き上げ量の増加を見ると、0.1～10Hz の帯域で増加分の約 50%を占めている。特に、1～5Hz の帯域では計算周波数上昇に伴う底質巻き上げ量の増加割合が大きい。したがって、1～5Hz の乱れが底質の巻き上げに及ぼす影響が大きい。

第4章 乱れの影響を考慮した底質巻き上げ関数の開発

4.1 乱れの影響の補正方法

実験により、上部（外部）から供給された乱れが底質巻き上げ量を大きくすることがわかった。上からの乱れがある場合、従来使われてきた Shields(1936)のシールドズ数を用いて、式(4-1)の Nielsen(1992)の底質巻き上げ関数による計算では、底質巻き上げ量を過少評価してしまう（図 4.1 および図 3.48 参照）。したがって、底質巻き上げ量を正確に評価するためには従来のモデルを改良して、乱れの影響を補正する必要がある。

$$p = 0.00033 \left(\frac{\theta' - \theta_c}{\theta_c} \right)^{1.5} \frac{(s-1)^{0.6} g^{0.6} d^{0.8}}{\nu^{0.2}} \dots (4-1)$$

本研究で使用した底質巻き上げ関数は、van Rijn(1984)によって一様流での実験から開発されたものを、Nielsen(1992)によって非定常流に適用可能な形に拡張された。砕波帯に存在する乱れには、これまでも述べてきた砕波による上部（外部）から供給される乱れと、底面摩擦によって生じる底面境界層から発達する乱れがある。実験水槽に一様流を発生させる際、底面からの乱れの発生を完全に防ぐことは不可能である。van Rijn(1984)の実験においても、底面境界層からの乱れは存在していたと考えられる（3章4節参照）。したがって、van Rijn および Nielsen の底質巻き上げ関数は、暗示的に底面からの乱れの影響を反映しているモデルであると思われる。Nielsen の式は底面境界層からの乱れの影響を考慮しているため、上部（外部）から供給される乱れの影響のみを補正する必要がある。そこで本章では、上部（外部）から供給される乱れの影響のみを考慮した補正項を開発する。底面境界層から発生する乱れの影響は、Nielsen の式で考慮されているものとする。

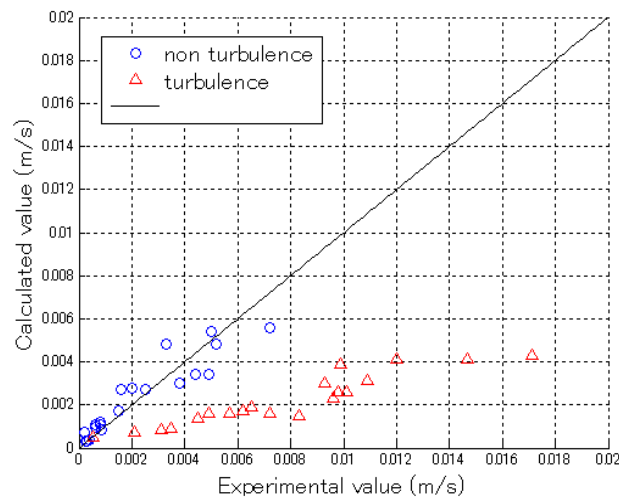


図 4.1 Nielsen モデルの計算値と実験値の比較(図 3.48 を横軸実験値、縦軸計算値に変更)

4.2 シールズ数

シールズ数とは、砂を動かそうとする力（駆動力）とそれに抵抗する力（抵抗力）との比である。図 4.2 は、底面上の砂粒子に作用する力の模式図である。砂粒子の滑動離脱過程においては、抗力 F_D 、揚力 F_L が駆動力であり、重力 W の作用下に生じる摩擦力が抵抗力である。式(4-2)、(4-3)、(4-4)はそれぞれ抗力、揚力、重力を表す。移動限界においては、式(4-5)の関係が成立する。砂粒子に作用する揚力が水中重量に対して無視し得ると考えると、式(4-6)が導出される。この駆動力と抵抗力の比をシールズ数(Shields Parameter)という（後藤，2004）。

$$F_D = \frac{1}{2} C_D \rho \frac{\pi d^2}{4} u_b^2 \quad \dots (4-2)$$

$$F_L = \frac{1}{2} C_L \rho \frac{\pi d^2}{4} u_b^2 \quad \dots (4-3)$$

$$W = g(\rho_s - \rho) \frac{\pi d^3}{6} \quad \dots (4-4)$$

$$F_D = W - F_L \quad \dots (4-5)$$

$$\theta \equiv \frac{F_D}{W} = \frac{u_b^2}{(\rho_s / \rho - 1) g d} \quad \dots (4-6)$$

ここで、 C_D は抗力係数、 C_L は揚力係数、 ρ は水密度、 ρ_s は砂密度、 d は粒径、 g は重力加速度、 u_b は摩擦速度、 θ はシールズ数である。

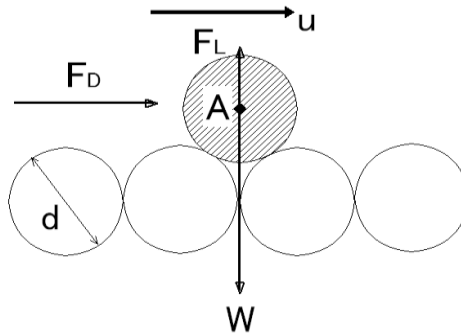


図 4.2 底面上の砂粒子に作用する力

Shields(1936)のシーolz数は、底面上の砂粒子に作用する抗力と、重力による抵抗力の比である。砂粒子に作用する力には抗力・揚力・重力に加えて、慣性力がある。しかし、慣性力は抗力および重力に比べて小さいということから無視されてきた。慣性力は式(4-7)で表わされる。

$$F_I = \frac{\pi d^3}{6} C_I \rho \frac{du_b}{dt} \quad \dots (4-7)$$

ここで、 F_I は慣性力、 C_I は慣性係数である。慣性力は加速度の関数である。流速変動が小さく、流体加速度が小さい時は慣性力も小さい。しかし、流速変動が大きくなり、流体加速度が大きくなると、慣性力も大きくなる。つまり、乱れが強くなると、慣性力は抗力・重力に比べて無視できるほど小さいという仮定が成立しなくなると思われる。慣性力を考慮することで、底質に作用する外力を正確に評価して、巻き上げ量を正確に見積もることができると考えられる。さらに、底質に作用する外力を正確に評価するために、慣性力だけでなく、砂粒子に作用する揚力も考慮する。

慣性力および揚力を考慮したシーolz数を開発するために、式を整理する。図 4.3 は砂粒子に作用する外力（慣性力を含む）を示している。この図では水平右方向・鉛直下向きを正とした。

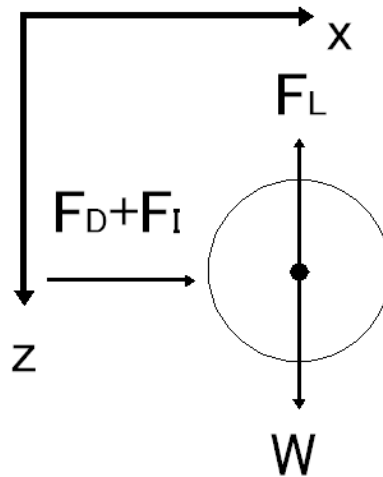


図 4.3 砂粒子に作用する力（慣性力を含む）

慣性力は流体加速度によって生じる力である。上部から供給された乱れは底面近傍では、底面によって渦運動が制約される。そのため、鉛直方向の乱れは小さく、水平方向の乱れが支配的である（岡安・鈴木，1998）。底面近傍では鉛直方向の乱れは無視できるほど小さいと考え、慣性力は水平方向に作用する力とした。式(4-4)と同様に移動限界を考えると、式(4-8)が成り立ち、式(4-9)が誘導される。

$$F_D + F_I = W - F_L \quad \dots (4-8)$$

$$\theta_t \equiv \frac{F_D + F_I}{W - F_L} \quad \dots (4-9)$$

ここで、 θ_t は乱れの影響を考慮したシールズ数である。式(4-8)の抗力 F_D 、慣性力 F_I 、重力 W 、揚力 F_L はそれぞれ式(4-2)、(4-3)、(4-4)、(4-7)から計算される。

4.3 加速度のモデル化

慣性力は加速度項を含んでいる。加速度は式(4-10)から計算する。加速度は計算する時間スケールによって大きさが変化する。3章6節より、計算時間間隔が 0.01 秒よりも大きいと、底質巻き上げに影響を及ぼす流速変動を平滑化してしまう。Nielsen のモデルは定常状態での使用を前提としている。それ故3章では、10 秒平均値で底質巻き上げ量計測実験の結果を検討した。しかし、10 秒平均値では乱れの影響を平滑化してしまう。そこで時間平均値でも、正確に底質巻き上げ量を推定するために、加速度のモデル化を行う。

$$\frac{du_b}{dt} = \frac{u(n) - u(n-1)}{t(n) - t(n-1)} \quad \dots (4-10)$$

ここで、 du_b/dt は流体の加速度、 $u(n)$ 、 $u(n-1)$ はそれぞれ時間 $t(n)$ 、 $t(n-1)$ における流速である。図 4.4 は乱れがある場合とない場合の流速の時系列データである。どちらも平均流速が 0.2m/s である。乱れが砂粒子に与える影響として2つの要素が考えられる。1つは、先にも述べた慣性力である。乱れがある場合とない場合を比較すると、流速変動の大きさ（幅）が異なる（図 4.4 の矢印参照）。流速変動の幅が大きいと、流体加速度が大きくなる（式(4-10)より）。これによって、慣性力が大きくなる。もう1つは、瞬間流速の最大値が大きくなることである。平均流速が同じであっても、乱れがある場合はない場合に比べて流速の最大値が大きい（図 4.4 の u_{\max} 参照）。流速の最大値が大きくなるため、瞬間的に砂粒子に働く力（抗力・揚力）が大きくなる。したがって、瞬間流速の最大値の上昇と慣性力の効果をモデルに組み込むことにより、底質巻き上げ量の推定精度が向上すると思われる。

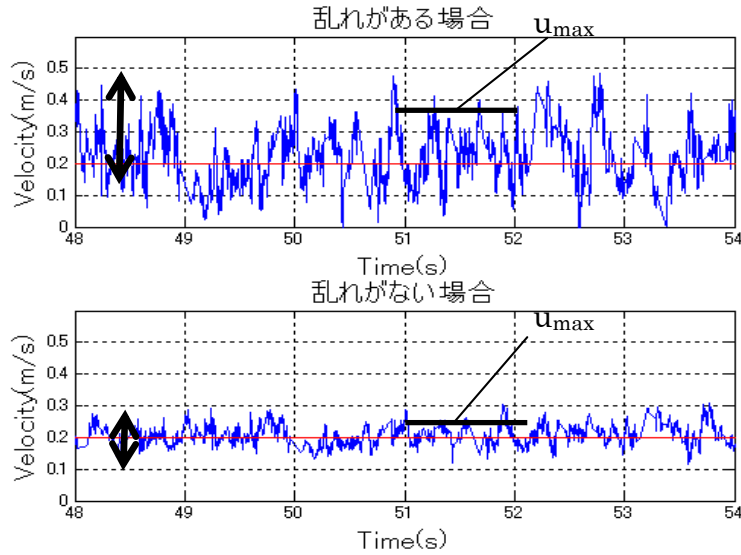


図 4.4 乱れがある場合とない場合の流速時系列データ

まず、瞬間流速の最大値の考慮をモデル化する。流速は式(4-11)のように、流速の時間平均成分と時間変動成分に分割できる。

$$u = \bar{u} + u' \dots (4-11)$$

ここで、 u は瞬間流速、 \bar{u} は平均流速、 u' は変動成分である。流速変動成分の二乗平均平方根(Root Means Square)を平均流速に加えることで、乱れによる瞬間流速最大値の増加を補正する。二乗平均平方根とは、変化する値の強度を表す。流速変動成分の二乗平均平方根は式(4-12)より求める。

$$u'_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u'_i)^2} \dots (4-12)$$

ここで、 u'_{rms} は流速変動成分の二乗平均平方根である。

乱れは三次元的なものであるが、底面近傍では鉛直方向の渦運動が底面によって制約される（岡安・鈴木，1998）。それ故底面近傍では、水平方向の乱れが支配的である。二次元的な乱れは、 x 方向および y 方向には等方的であると仮定する。乱れの三次元性を流速変動成分 u' で表現すると式(4-13)となる。

$$\sqrt{u'^2 + v'^2} = \sqrt{u'^2 + u'^2} = \sqrt{2u'^2} = 1.41u' \dots (4-13)$$

乱れの三次元性を考慮すると、流速変動成分は式(4-13)となる。式(3-3)の乱流対数則の平均流速に式(4-13)の乱れの三次元性を考慮した項を加える。乱れの影響（瞬間流速の最大値の上昇）を考慮した摩擦速度の算定式として、式(4-14)が得られる。この式を用いて、抗力および揚力を計算する。

$$u_{bt} = \frac{\kappa}{\ln\left(\frac{30.1z}{d}\right)} (\bar{u} + 1.41u'_{rms}) \quad \dots (4-14)$$

ここで、 u_{bt} は乱れの変動成分の影響を考慮した摩擦速度、 κ はカルマン定数(=0.4)、 z は流速測定点から底面までの鉛直距離、 d は底質粒径である。

加速度は流速・乱れの代表速度・乱れの代表長さを用いて表すために、次元解析を行って式(4-15)のように変形した。

$$\frac{du_b}{dt} = u_b \frac{\partial u}{\partial x} = u_b \frac{U}{L} \quad \dots (4-15)$$

ここで、 U は乱れの代表速度、 L は乱れの代表長さである。

乱れの代表速度は、後藤(2004)と同様に乱流エネルギー K の平方根として、式(4-16)のように表した。また、乱流エネルギーの定義式を式(4-17)に示す。流速変動成分 u' は式(4-11)より求める。

$$U = \sqrt{K} = \sqrt{\frac{1}{2} \overline{u'u'}} \quad \dots (4-16)$$

$$K = \frac{1}{2} \overline{u'u'} \quad \dots (4-17)$$

乱れの代表長さは、低レイノルズ数の K - ϵ モデルの次元解析と同様に式(4-18)とした。 K - ϵ モデルとは、乱流エネルギー K とエネルギー散逸率 ϵ を用いて、渦動粘性係数を定義するものである。これは、乱れエネルギーとエネルギー散逸率を輸送方程式の独立変数として選んでいるが、乱れエネルギーが保持する乱流変動とエネルギー散逸率にかかわる乱流変動のスケールが明確に異なっており、両者が独立に扱えることを前提としている。この前提が満足されるのは、高レイノルズ数流れである。移動床流れで一般的な乱流でも底面付近は低レイノルズ数となるので、標準 K - ϵ モデルをそのまま用いることはできない（後藤，2004）。それ故、Jones・Launder(1972)によって低レイノルズ数領域に適用できるように拡張された低レイノルズ数の K - ϵ モデルに基づいて乱れの代表長さを決定した。

$$L = C_\mu f_\mu \frac{K^{\frac{3}{2}}}{\epsilon} \quad \dots (4-18)$$

ここで、 C_μ および f_μ はそれぞれ式(4-19)および(4-20)で決定される。また、式(4-20)の R_t は式(4-21)より求める。

$$C_\mu = 0.09 \quad \dots (4-19)$$

$$f_\mu = \exp \left(\frac{-2.5}{1 + \frac{R_t}{50}} \right) \quad \dots (4-20)$$

$$R_t = \frac{K^2}{\nu \varepsilon} \quad \dots (4-21)$$

ここで C_μ はモデル定数、 K は乱流エネルギー、 ν は水の動粘性係数、 ε はエネルギー散逸率である。

エネルギー散逸率は、エネルギー保有領域の時間スケール t_0 、速度スケール u_0 から、式(4-22)として定義される（木田・柳瀬，1999）。

$$\varepsilon = A \frac{u_0^2}{t_0} \quad \dots (4-22)$$

ここで、 A は乱流の種類によって異なる 1 程度の大きさの定数である。本研究では、 A は 1 とした。 u_0 は、乱流の代表速度と同様に乱流エネルギーの平方根（式(4-16)）とした。 t_0 は渦周波数の逆数として、式(4-23)で決定する。

$$t_0 = \frac{1}{f} \quad \dots (4-23)$$

ここで、 f は渦周波数である。渦周波数は、乱れ発生装置の角柱の背後に発生する渦に相当すると考えた。そこで、角柱の背後に発生する渦周波数を求める式(4-24)を用いた。

$$f = St \frac{u}{d_{sq}} \quad \dots (4-24)$$

ここで、 St はストローハル数であり、0.2 とした。 u は流速、 d_{sq} は流れに対する角柱の幅である。式(4-24)によって計算した渦周波数と乱れ発生装置によって、人為的に発生した乱れの周波数を比較する。図 4.5 は、式(4-24)より求めた渦周波数である。横軸は、流速から計算したシールズ数であり、縦軸は流速から計算した渦周波数である。また、図 4.6 は流速の

パワースペクトルである。横軸は周波数、縦軸は信号強度である。

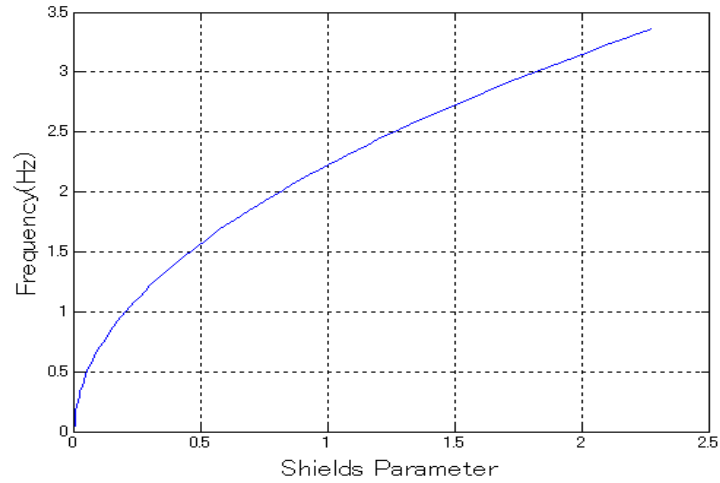


図 4.5 渦周波数

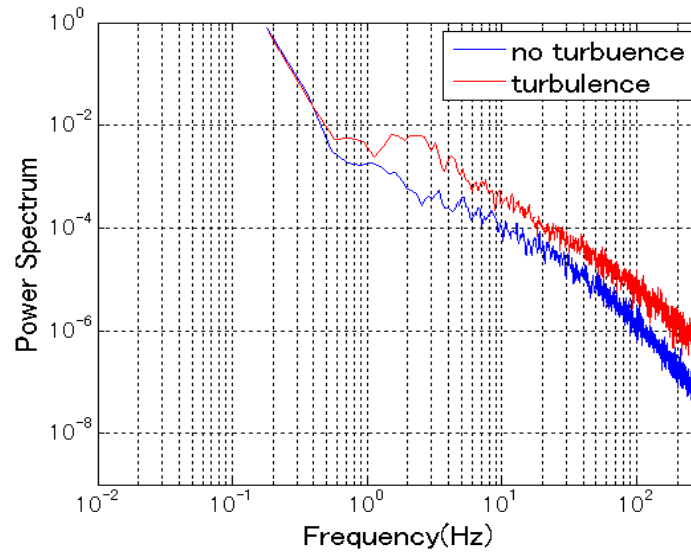


図 4.6 流速のパワースペクトル

実験は、シールズ数 0.3～1.2 の範囲で行った。このシールズ数で発生する渦周波数は 1.5Hz～2.5Hz である（図 4.4 参照）。また、人為的に乱れを発生させた場合の流速のパワースペクトルは、1.5Hz～3Hz の周波数帯が卓越している（図 4.5 参照）。両者はよく一致しており、式(4-24)から、渦周波数を求めることの妥当性が確認される。

以上より、加速度のモデルとして式(4-25)が導かれる。

$$\frac{du_b}{dt} = u_b \frac{U}{L} = u_b \frac{\varepsilon}{C_\mu f_\mu K} = u_b \frac{f}{C_\mu f_\mu} \dots (4-25)$$

式(4-19)の加速度モデルを用いて、乱れを考慮したシーلز数を計算する。式(4-26)～式(4-31)に乱れの考慮したシーلز数を示す。

$$F_D = \frac{1}{2} C_D \rho \frac{\pi d^2}{4} u_{bt}^2 \dots (4-26)$$

$$F_I = \frac{\pi d^3}{6} C_I \rho \frac{du_b}{dt} = \frac{\pi d^3}{6} C_I \rho \cdot u_b \frac{f}{C_\mu f_\mu} \dots (4-27)$$

$$W = g(\rho_s - \rho) \frac{\pi d^3}{6} \dots (4-28)$$

$$F_L = \frac{1}{2} C_L \rho \frac{\pi d^2}{4} u_{bt}^2 \dots (4-29)$$

$$u_{bt} = \frac{\kappa}{\ln\left(\frac{30.1z}{d}\right)} (\bar{u} + 1.41u'_{rms}) \dots (4-30)$$

$$\theta_t = \frac{F_D + F_I}{W - F_L} \dots (4-31)$$

ここで、 θ_t は乱れの影響を考慮したシーلز数、 θ_c は限界シーلز数、 s は底質の水中比重、 g は重力加速度、 d は底質粒径、 ν は水の動粘性係数、である。 F_D は抗力、 F_I は慣性力、 W は重力、 F_L は揚力である。 C_D は抗力係数、 C_I は慣性係数、 C_L は揚力係数、 ρ は水密度、 ρ_s は砂密度、 u_{bt} は摩擦速度、 ε は乱流エネルギーの散逸率である。

新しく開発する底質巻き上げ関数は、流体運動を計算する数値流体モデルとともに用いることで、地形変化予測を行う。既に述べているが、乱れには碎波現象によって生じる「上からの乱れ」と、底面摩擦によって生じる乱れが存在する。一般的に数値流体モデルは、支配方程式であるナビエ・ストークス方程式と連続式を解くことで流体運動を予測する。この2つの支配方程式の計算では、上からの乱れのみが算定される。したがって、地形変化の数値シミュレーションに適用することを考えると、上からの乱れに関する情報のみで底質巻き上げ量を予測することができるモデルが望ましい。一方、底質巻き上げ量計測実験で計測した流速は、上からの乱れと底面からの乱れが混在した状態である。そのため、モデルによる底質巻き上げ量の予測に用いる流速データから底面摩擦によって生じた乱れの影響（流速変動）を取り除く必要がある。乱れ発生装置を設置していない case1～4 は、上からの乱れが存在しない流速データである。Case1～4 の全ケースの相対乱れ強度の平均

値は 15%であった。一方、上からの乱れがある場合の case5～8 の全ケースの相対乱れ強度の平均値は 30%であった。上からの乱れがある場合の相対乱れ強度の半分が底面境界層から発達した乱れによるものと考え、式(4-32)のように相対乱れ強度を 2 で割ることで上からの乱れと底面からの乱れの分離を行った。

$$TI_{top} = TI / 2 \dots (4-32)$$

ここで、 TI_{top} は上からの乱れの相対乱流強度、 TI は計測した流速から求めた（上からの乱れと底面からの乱れの両方による乱れ強度の総和）相対乱流強度である。相対乱流強度は式(3-8)より計算する。この乱れの分離は、上からの乱れだけで底質巻き上げ量を予測可能な底質巻き上げ関数を開発するためのものである。

4.4 乱れを考慮した底質巻き上げ関数

この時間平均計算用底質巻き上げ関数の推定精度を検証するために、式(4-31)の上からの乱れの影響を考慮したシーolz数を変数とした底質巻き上げ関数（式(4-33)）を用いて算定した底質巻き上げ量と実験によって得られた実験値を比較する（図 4.7 参照）。図 4.7 の横軸は底質巻き上げ量の実験値であり、縦軸は式(4-32)より推定した推定値である。

$$p_t = 0.00033 \left(\frac{\theta_t - \theta_c}{\theta_c} \right)^{1.5} \frac{(s-1)^{0.6} g^{0.6} d^{0.8}}{\nu^{0.2}} \dots (4-33)$$

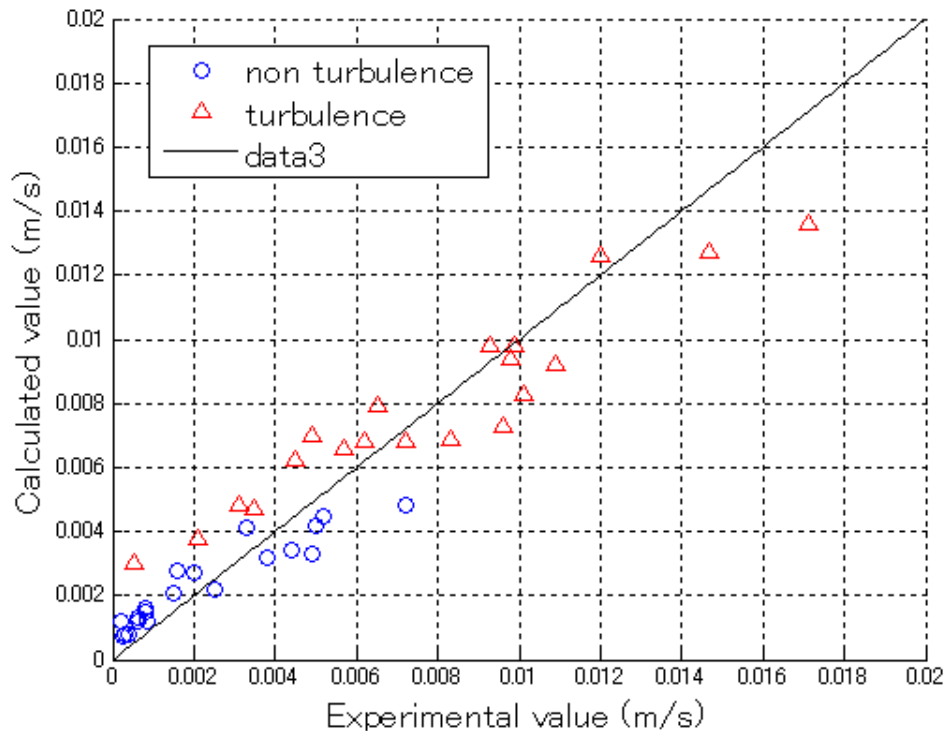


図 4.7 時間平均計算用底質巻き上げ関数の精度検証

実験値と推定値を比較すると、概ね良く一致している。しかし、相対的に底質巻き上げ量が小さい（シーolz数が小さい）領域では推定値は実験値よりも大きくなる傾向がある。一方、底質巻き上げ量が多い（シーolz数が大きい）領域では、推定値は実験値よりも小さくなる傾向がある。

この誤差の傾向は、底質巻き上げ関数の特性によるものと思われる。3 章 5 節の底質巻き上げ量の実験値と計算値の比較（図 3.48 参照）において、シーolz数の小さい（底質巻き

上げ量の小さい) 領域では、人為的に乱れを発生させた場合および発生させない場合のいずれも Nielsen(1992)の計算値に近い値をとっている。しかし、シールズ数が大きい (底質巻き上げ量の大きい) 領域では、いずれのケースもその誤差が大きくなっている。Nielsen(1992)のモデルは定常状態での使用を前提としている。人為的に乱れを発生させないケースであっても、流速が大きくなることで渦が増加し、乱れが大きくなり、定常状態ではなくなる。このため、人為的に乱れを発生させていないケースでも、シールズ数が大きくなると、推定精度が低下すると思われる。つまり、Nielsen の式をベースにすることで、シールズ数が小さい領域では過大評価、大きい領域では過少評価することになる。

以下に上部からの乱れの影響を考慮した底質巻き上げ関数をまとめる。

$$p_t = 0.00033 \left(\frac{\theta_t - \theta_C}{\theta_C} \right)^{1.5} \frac{(s-1)^{0.6} g^{0.6} d^{0.8}}{\nu^{0.2}} \dots (4-33a)$$

$$\theta_t = \frac{F_D + F_I}{W - F_L} \dots (4-31)$$

$$F_D = \frac{1}{2} C_D \rho \frac{\pi d^2}{4} u_{bt}^2 \dots (4-26)$$

$$F_I = \frac{\pi d^3}{6} C_I \rho \frac{du_b}{dt} = \frac{\pi d^3}{6} C_I \rho \cdot u_b \frac{f}{C_\mu f_\mu} \dots (4-27)$$

$$C_\mu = 0.09 \dots (4-19)$$

$$f_\mu = \exp \left(\frac{-2.5}{1 + \frac{R_t}{50}} \right) \dots (4-20)$$

$$R_t = \frac{K^2}{\nu \varepsilon} \dots (4-21)$$

$$K = \frac{1}{2} \overline{u'u'} \dots (4-17)$$

$$f = St \frac{u}{d_{sq}} \dots (4-24)$$

$$W = g(\rho_s - \rho) \frac{\pi d^3}{6} \dots (4-28)$$

$$F_L = \frac{1}{2} C_L \rho \frac{\pi d^2}{4} u_{bt}^2 \dots (4-29)$$

$$u_{bt} = \frac{\kappa}{\ln\left(\frac{30.1z}{d}\right)} (\bar{u} + 1.41u'_{rms}) \dots (4-30)$$

$$\theta_c = 0.05 \dots (4-34)$$

ここで、 p_t は上部（外部）からの乱れの影響を考慮した底質巻き上げ関数、 θ_t は乱れの影響（慣性力および揚力）を考慮したシーلز数、 θ_c は限界シーلز数、 s は底質の水中比重、 g は重力加速度、 d は底質粒径、 ν は水の動粘性係数、である。 F_D は抗力、 F_I は慣性力、 W は重力、 F_L は揚力である。 C_D は抗力係数、 C_I は慣性係数、 C_L は揚力係数、 ρ は水密度、 ρ_s は砂密度、 u_{bt} は瞬間流速の最大値の上昇を考慮した摩擦速度、 ε は乱流エネルギーの散逸率である。

乱れの影響として、慣性力および瞬間最大流速の上昇をモデル化したシーلز数を開発した。これを Nielsen の底質巻き上げ関数に導入することで、上からの乱れがある場合でも、精度良く底質巻き上げ量を推定することが可能となった。乱れの影響のうち、慣性力・瞬間流速値の上昇のどちらが底質巻き上げ量の増加に寄与しているのかを検討する。

式(4-33a)の底質巻き上げ関数に導入するシーلز数 θ_t には、慣性力と流速上昇が反映されている。 θ_t に慣性力のみ、あるいは瞬間流速の最大値の上昇のみを反映させたシーلز数を用いて算出した底質巻き上げ量を比較する（図 4.8 参照）。上からの乱れの影響による底質巻き上げ量の増加に関して検討するために、case5～8 の人為的に乱れを発生させた場合のデータのみを用いる。図 4.8 は底質巻き上げ量の推定値を求めるのに、慣性力のみを考慮したもの、瞬間流速の上昇のみを考慮したもの、および式(4-31)の両方を考慮したシーلزより算定した底質巻き上げ量の推定値を比較したものである。横軸は底質巻き上げ量の実験値、縦軸はそれぞれ設定した要素を考慮したシーلز数を用いて計算した推定値である。

底質巻き上げ量を比較すると、瞬間流速の上昇を考慮した推定値の方が、慣性力および流速上昇を考慮した推定値に近い。また、底質巻き上げ量が小さい（シーلز数が小さい）領域では実験値と推定値がほぼ一致している。このことから、上からの乱れによる底質巻

上げ量の増加は、流速変動が大きくなることで瞬間流速の最大値が上昇することが大きな要因であると考えられる。

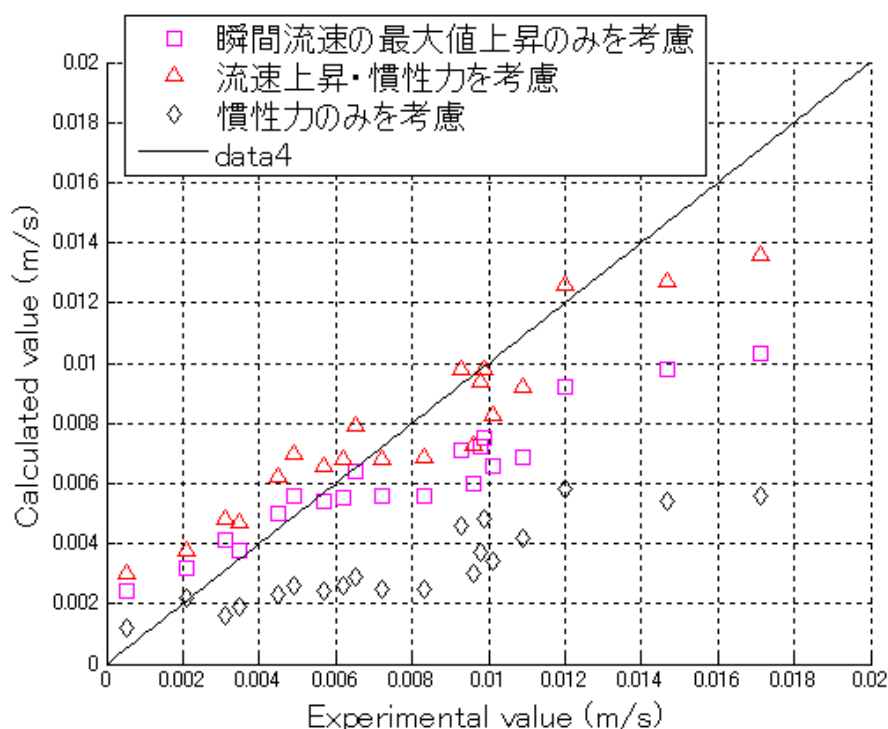


図 4.8 上からの乱れによる底質卷上げ量増加要因の解析

4.5 底質巻き上げ関数の時間スケールとの関係

第4章4節では、底質卷上げ量を算定するのに時間平均化を前提としてモデルを開発した。これは、本研究で用いた Nielsen(1992)の底質巻き上げ関数が定常状態を前提としたモデルであるためである。乱れによる流速変動の効果（瞬間流速の上昇）をモデル化し、10秒間の平均値と比較した。しかし、実際の数値シミュレーションでは流体の計算を1秒以下の時間間隔で行う（例えば、鈴木(2004)など）。そのため、計算時間間隔が短い数値シミュレーションに本研究で開発した底質巻き上げ関数を適用する場合、流速の上昇や加速度のモデル化は不要であり、直接計算することができる。3章6節より、渦周波数 100Hz 未満の乱れが底質巻き上げに影響するので、流体運動の計算間隔が 0.01 秒以下の場合には乱れの影響（慣性力・最大値の上昇）をモデル化する必要はないと思われる。4章5節における地形変化シミュレーションへの適用では、流体運動を 0.01 秒間隔で計算している。したがって、慣性力および流速上昇をモデル化せず、直接計算した。以下に瞬間値による計算用の式を示す。

$$p_t = 0.00033 \left(\frac{\theta_t - \theta_c}{\theta_c} \right)^{1.5} \frac{(s-1)^{0.6} g^{0.6} d^{0.8}}{\nu^{0.2}} \dots (4-33b)$$

$$\theta_t = \frac{F_D + F_I}{W - F_L} \dots (4-31)$$

$$F_D = \frac{1}{2} C_D \rho \frac{\pi d^2}{4} u_b^2 \dots (4-26)$$

$$F_I = \frac{\pi d^3}{6} C_I \rho \frac{du_b}{dt} \dots (4-7)$$

$$\frac{du_b}{dt} = \frac{u(n) - u(n-1)}{t(n) - t(n-1)} \dots (4-10)$$

$$W = g(\rho_s - \rho) \frac{\pi d^3}{6} \dots (4-28)$$

$$F_L = \frac{1}{2} C_L \rho \frac{\pi d^2}{4} u_b^2 \dots (4-29)$$

$$u_b = \frac{\kappa}{\ln\left(\frac{30.1z}{d}\right)} \bar{u} \dots (3-3)$$

$$\theta_c = 0.05 \dots (4-34)$$

ここで、 p_t は上部（外部）からの乱れの影響を考慮した底質巻き上げ関数、 θ_t は乱れの影響（慣性力および揚力）を考慮したシールズ数、 θ_c は限界シールズ数、 s は底質の水中比重、 g は重力加速度、 d は底質粒径、 ν は水の動粘性係数、である。 F_D は抗力、 F_I は慣性力、 W は重力、 F_L は揚力である。 C_D は抗力係数、 C_I は慣性係数、 C_L は揚力係数、 ρ は水密度、 ρ_s は砂密度、 u_b は摩擦速度である。また、 du_b/dt は流体の加速度、 $u(n) \cdot u(n-1)$ はそれぞれ時間 $t(n) \cdot t(n-1)$ における流速である。このモデルでは、上からの乱れの影響である瞬間最大流速値の上昇は流体運動の数値計算で直接考慮されているものと考えている。また、加速度は式(4-10)を用いて、流速データから直接計算する。

次に瞬間流速値の上昇および慣性力をモデル化しない、式(4-33b)の底質巻き上げ関数の時間スケールへの依存性を検討する。底質巻き上げ量を計算する時間間隔を小さくして、底質巻き上げ量の応答を調べた。シーلز数を計算するための流速を 10 秒平均(0.1Hz)、1 秒平均(1Hz)、0.5 秒平均(2Hz)と変化させていき、最終的に 0.001 秒(1000Hz)まで計算した。図 4.9 は流速計算周波数に対する底質巻き上げ量の変化である。横軸は流速を計算する時間間隔である。また、縦軸は 10 秒平均(0.1Hz)の底質巻き上げ量に対する各ケースの大きさである。10 秒平均(0.1Hz)の底質巻き上げ量を 1 として、計算周波数を大きくしていった場合の底質巻き上げ量の増加割合を表す。

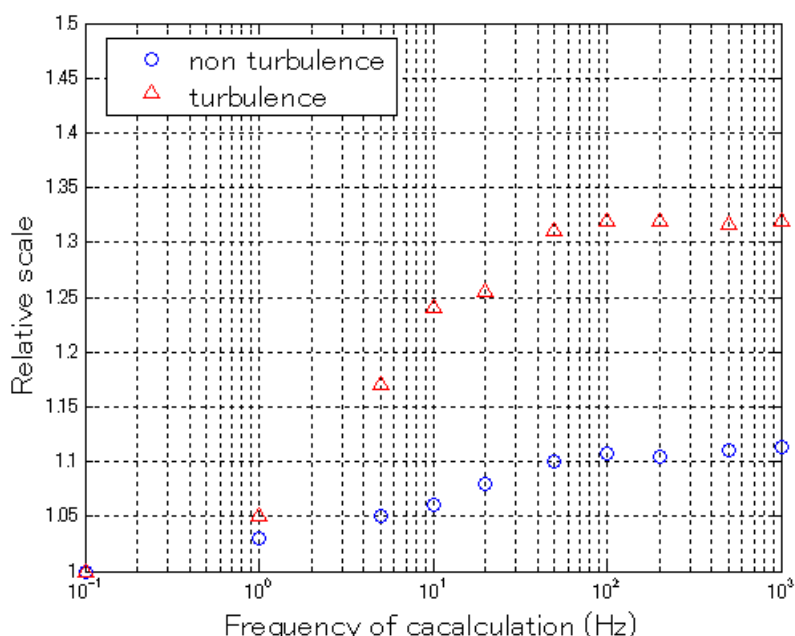


図 4.9 乱れの影響を考慮した底質巻き上げ関数の時間応答性

乱れの影響を考慮した底質巻き上げ関数から底質巻き上げ量を算定する時間間隔を小さくしていくと、3 章 6 節と同様に底質巻き上げ量が増加した。これは、計算間隔を小さくすることで、流速の変動を考慮したためである。人為的に乱れを発生させない場合は、3 章 6 節と同様の結果となり、ほぼ一様の増加傾向を示した。人為的に乱れを発生させた場合は、計算周波数 100Hz 以上ではほとんど増加しない。計算周波数が 100Hz 以下の領域では、1 ~100Hz の周波数帯で大きく増加している。一方、100Hz 以上の計算周波数において、底質巻き上げ量が増加しないのは、渦周波 100Hz 以上の乱れが底質巻き上げに影響を及ぼしていないためである。

このことから、式(4-33b)の瞬間値による計算用の底質巻き上げ関数は、計算間隔 0.01 秒以下（計算周波数 100Hz 以上）であれば、底質巻き上げに影響を及ぼす乱れの変動を全て考慮しており、計算結果が変化しない。つまり、時間スケールに依存しないことが確認さ

れた。

また、計算時間間隔 10 秒（計算周波数 0.1Hz）と計算時間間隔 1 秒（計算周波数 1Hz）の間の底質巻き上げ量の変化率は 5%であった。周波数帯 1~100Hz に比べて、変化率が小さく、計算周波数 0.1Hz と 1Hz の値はほぼ同値である。したがって、時間平均用底質巻き上げ関数は計算時間間隔 1 秒以上（計算周波数 1Hz 以下）の場合に適用可能である。

新しく開発した底質巻き上げ関数が計算間隔 0.01 秒以下（計算周波数 100Hz 以上）であれば、時間スケールに依存しないことがわかった。そこで、式(4-33b)の瞬間値計算用の底質巻き上げ関数を用いて底質巻き上げ量を推定する。図 4.10 は式(4-33b)の瞬間値計算用の底質巻き上げ関数から計算した推定値と実験値を比較したものである。横軸は実験値、縦軸は推定値を表す。

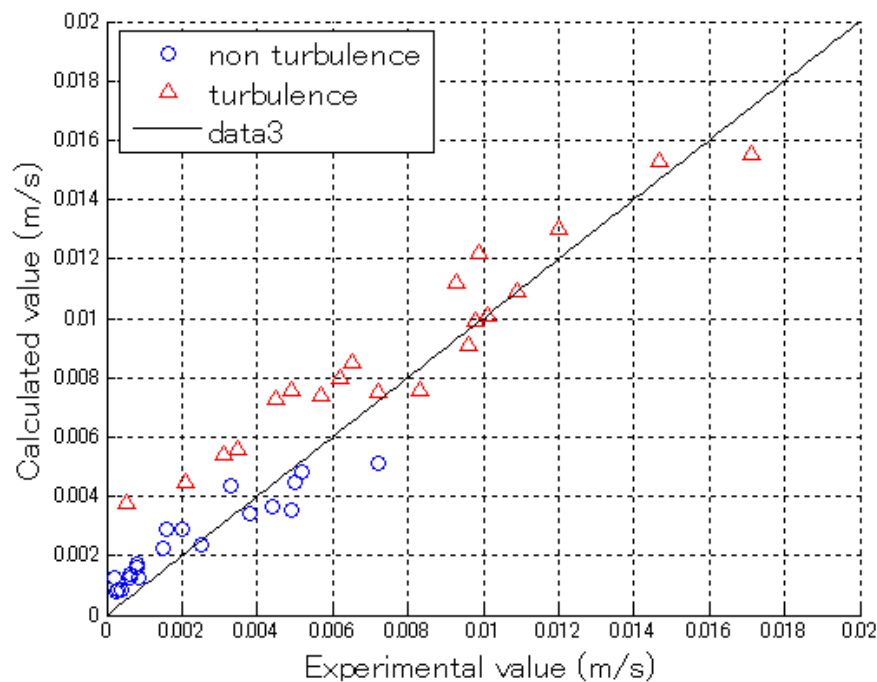


図 4.10 瞬間値で計算した底質巻き上げ量の精度検証

式(4-33b)の瞬間値計算用の底質巻き上げ関数から計算した推定値と実験値を比較すると、概ねよく一致している。式(4-33a)の時間平均用のモデルと比べると、全体的に底質巻き上げ量の推定値が大きくなっている。底質の巻き上げに関する室内実験は、スケール効果によって実際の現象よりもその規模が小さくなってしまふ。したがって、本研究の底質巻き上げ量計測実験によって計測された底質巻き上げ量も、現地の海岸よりも小さい値である可能性がある。したがって、実験値よりも推定値が大きくなる傾向は、実際の海岸の地形変化を予測する数値シミュレーションへの適用を考えると決して悪いものではないと思われる。

4.6 地形変化シミュレーションへの適用

前節で開発した乱れを考慮した底質巻き上げ関数モデル（式(4-33b)）を地形変化シミュレーションに適用する。新しく開発したモデルが既存のモデル（Nielsen の底質巻き上げ関数）より高精度で地形変化を予測することができるのかを検証する。

地形変化シミュレーションは、本研究で行った底質巻き上げ量の計測実験の再現計算を行う。図 4.11 は、地形変化シミュレーションの概要である。水平固定床の下流端に勾配 1/10 の斜面がある。斜面上には、中央粒径 0.31mm の砂が水平に敷き詰められている。上流側から一様流を起こす。流体運動によって底面にせん断力が働き、巻き上げられた底質は、流れによって移流する。底質が流出することにより、底面の高さは低くなる。斜面の上流端から下流 10cm に設定した計測点において、底面沈下の時間変化をモデルより計算し、計測した実験値と比較する。

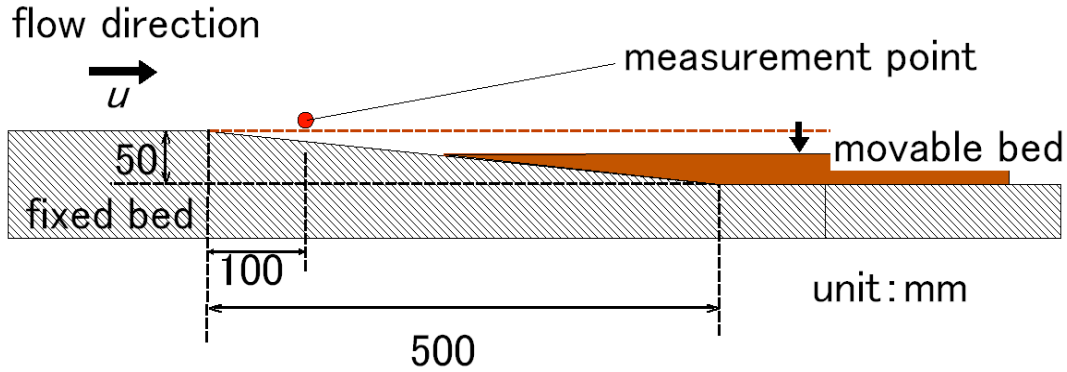


図 4.11 地形変化シミュレーションの概要

底面変化の計算は式(4-37)を用いて行った。

$$z_{n+1} = z_n + dz \dots (4-37)$$

ここで、 z_{n+1} および z_n はそれぞれ時間ステップ $n+1$ 、 n の底面の高さであり、 dz は地形の変動量である。地形変化量は式(4-38)を用いて、計測点における砂の収支と時間ステップの間隔より求める。

$$dz = (s_{in} + s_{out}) dt \dots (4-38)$$

ここで、 s_{in} は砂の流入量、 s_{out} は砂の流出量、 dt は時間ステップの間隔である。実際の実験では、上流から下流にかけて乱れが減衰していくので、底質の巻き上げ量も上流から下流にかけて小さくなっていく。また、一様流であるので浮遊した砂は流下方向のみに移流する。そのため、上流側より砂が流入しているときは、流入量の方が多くなる。流出よりも流入が多ければ堆積が起こるので、底面は高くなる。計算では、底面が沈下している時

のみを計算対象とし、砂の流入は 0 とした。また、流出量は底質巻き上げ関数より求めた（式(4-39)参照）。Nielsen の底質巻き上げ関数を用いた計算では式(4-39a)を、新しく開発した底質巻き上げ関数を用いた計算では式(4-39b)を使う。底質巻き上げ量を求めるための流速は流速計によって計測したデータを与えた。本来、乱流モデルなどの数値流体モデルによって、流体運動（底面に作用する外力）を計算するのが理想である。流体運動の計算を数値流体モデル(LES :Large Eddy Simulation)を用いて行ったが、流速データの実験値と計算値が一致しなかったため、数値流体モデルによる流速場の計算を断念した。このため、上流側からの底質の移流を地形変化シミュレーションに取り入れることができなかった。

$$S_{out} = p \dots (4-39a)$$

$$S_{out} = p_t \dots (4-39b)$$

ここで、 s_{out} は砂の流出量、 p は Nielsen の底質巻き上げ関数（式 4-1）、 p_t は乱れの影響を考慮した底質巻き上げ関数（式 4-33b）である。また、底面の高さの初期値は 0 とした。この理由として、上述したように底質の移流を計算の中で再現できなかったため、3 章 2 節に示した底面の高さの時系列データのような上流側から移流してくる砂の堆積を考慮することができないからである。

表 4-1 計算条件（u：底面上 1cm での流速）

	Case I	Case II	Case III
u(m/s)	0.46	0.51	0.56

表 4-1 の流速値は、計算に使用した流速データの平均値である。

表 4-1 で示した計算条件で行った地形変化シミュレーションの計算結果を示す。図 4.12 は case I の底面の高さの時系列変化である。横軸は時間、縦軸は底面の高さである。また、赤い曲線は Nielsen のモデルで計算した値、青い曲線は新しく開発したモデルで計算した値、黒い曲線は計測した実験値である。以下同様に、図 4.13 は case II、図 4.14 は case III の底面の高さの時系列変化の計算結果である。

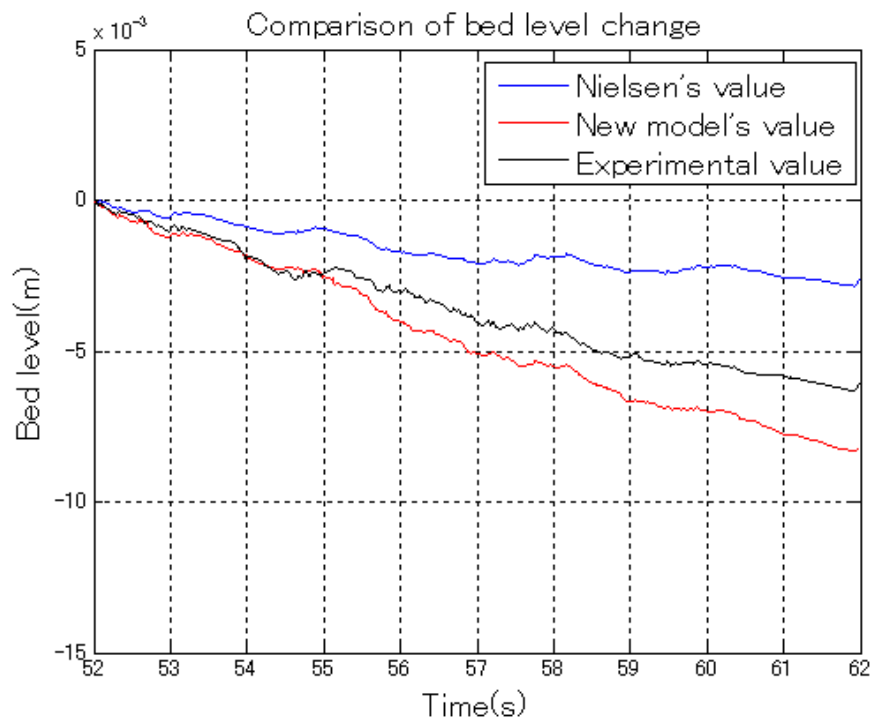


図 4.12 case I の底面高さの時系列変化の比較（実験値、計算値）

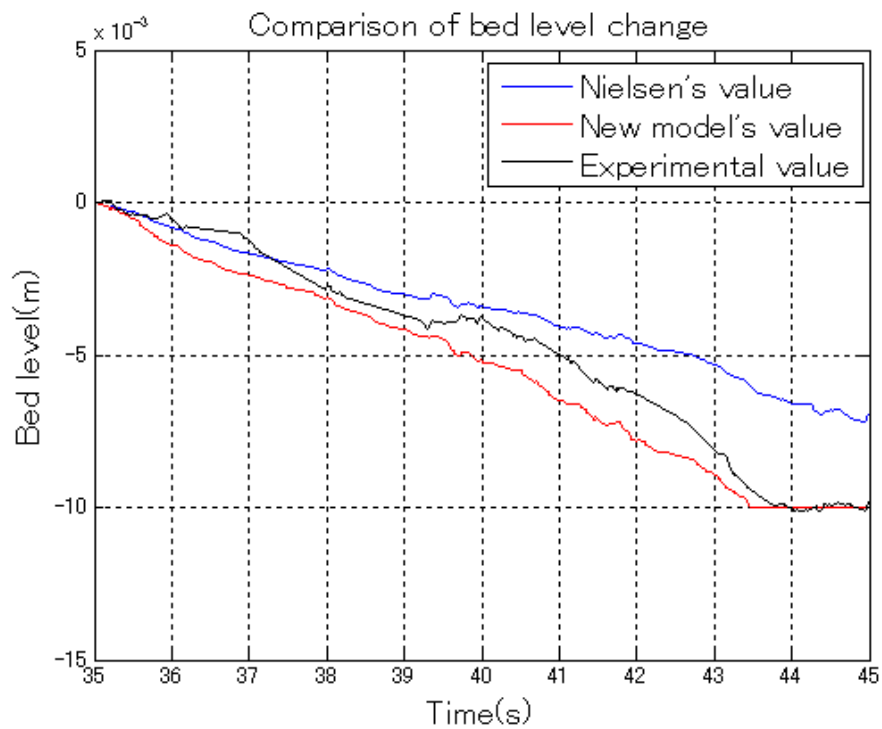


図 4.13 case II 底面高さの時系列変化の比較（実験値、計算値）

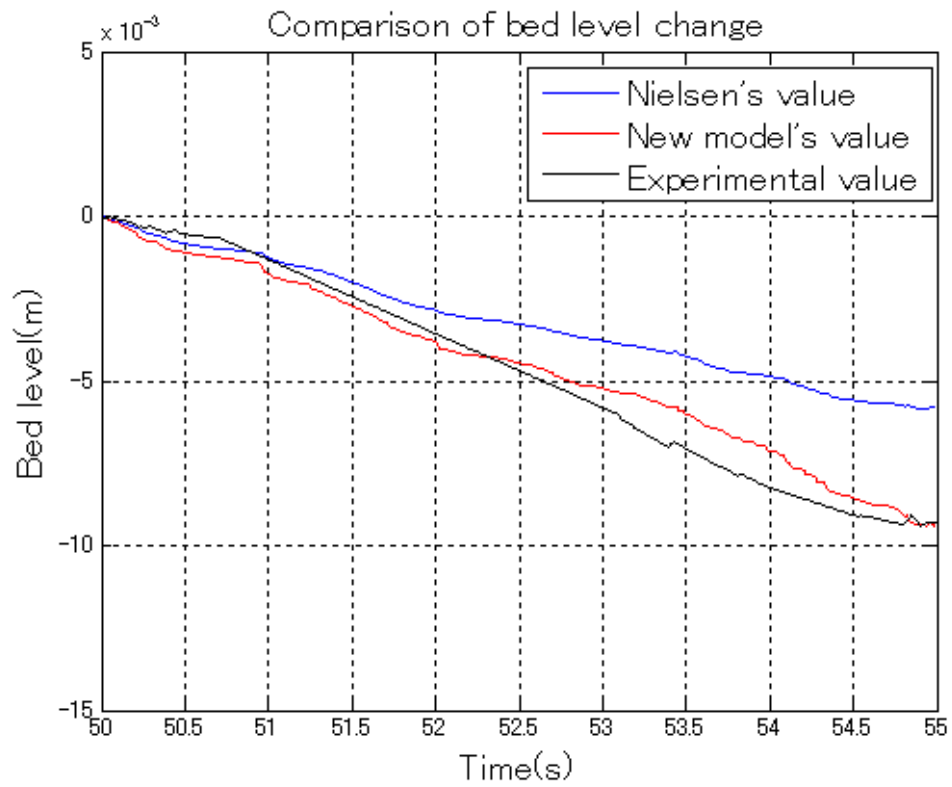


図 4.14 caseⅢ底面高さの時系列変化の比較（実験値、計算値）

底面の高さの時系列変化を比較すると、新しく開発したモデルによって計算した値は、実験値と非常によく一致している。地形変化シミュレーションによって、本モデルの有効性が確認された。

4.7 底質巻き上げ関数のまとめ

本章では、砕波の斜降渦のような「上からの乱れ」を人為的に発生させた状態の下で計測した底質巻き上げ量のデータより、上からの乱れの影響を考慮した底質巻き上げ関数を開発した。また、計算周波数に対する底質巻き上げ量の応答から、特定の周波数帯(1~100Hz)の乱れが底質巻き上げ量に影響をしていることが明らかになった。4章6節では地形変化シミュレーションへの適用を検討し、その有効性を確認した。

しかし、海岸工学の地形変化シミュレーションには、様々な時間スケールを対象としたものがある。海浜変形予測モデルには、汀線の変化のみを予測する汀線変化予測モデル、および海浜の平面地形変化を予測する平面地形変化予測モデル(3次元海浜変形モデル)、岸沖方向の断面地形の変化を予測する縦断地形変化予測モデルなどがある(栗山,2006)。これらは、計算の対象とする時間スケールが大きく異なる。それ故計算に使用するモデルも時間スケールに応じて選択する必要がある。

本章で開発したモデルも、底質巻き上げに影響する渦周波数(1~100Hz)のために、計算時間間隔(計算周波数)によってモデルを変更している(瞬間値計算用モデルと時間平均モデル)。以下に本章で開発した底質巻き上げ関数をまとめる。これらは、流体運動および底質移動を計算する時間ステップにより場合分けされる。場合分けは、時間ステップが1秒以上あるいは0.01秒以下の場合である。時間間隔が0.01~1秒(渦周波数1~100Hzに相当)の範囲は、底質巻き上げ量に影響する乱れの渦周波数帯にあたるので、条件を区別することは不可能である。

1) 時間平均モデル：流体運動および底質移動を計算する時間ステップが1秒以上(計算周波数1Hz以下)の場合に適用

$$p_t = 0.00033 \left(\frac{\theta_t - \theta_c}{\theta_c} \right)^{1.5} \frac{(s-1)^{0.6} g^{0.6} d^{0.8}}{\nu^{0.2}} \dots (4-33a)$$

$$\theta_t = \frac{F_D + F_I}{W - F_L} \dots (4-31)$$

$$F_D = \frac{1}{2} C_D \rho \frac{\pi d^2}{4} u_{bt}^2 \dots (4-26)$$

$$F_I = \frac{\pi d^3}{6} C_I \rho \frac{du_b}{dt} = \frac{\pi d^3}{6} C_I \rho \cdot u_b \frac{f}{C_\mu f_\mu} \dots (4-27)$$

$$C_{\mu} = 0.09 \quad \dots (4-19)$$

$$f_{\mu} = \exp \left(\frac{-2.5}{1 + \frac{R_t}{50}} \right) \quad \dots (4-20)$$

$$R_t = \frac{K^2}{\nu \varepsilon} \quad \dots (4-21)$$

$$K = \frac{1}{2} \overline{u'u'} \quad \dots (4-17)$$

$$f = St \frac{u}{d_{sq}} \quad \dots (4-24)$$

$$W = g(\rho_s - \rho) \frac{\pi d^3}{6} \quad \dots (4-28)$$

$$F_L = \frac{1}{2} C_L \rho \frac{\pi d^2}{4} u_{bt}^2 \quad \dots (4-29)$$

$$u_{bt} = \frac{\kappa}{\ln \left(\frac{30.1z}{d} \right)} (\bar{u} + 1.41 u'_{rms}) \quad \dots (4-30)$$

$$\theta_c = 0.05 \quad \dots (4-34)$$

ここで、 p_t は上部（外部）からの乱れの影響を考慮した底質巻き上げ関数、 θ_t は乱れの影響（慣性力および揚力）を考慮したシールズ数、 θ_c は限界シールズ数、 s は底質の水中比重、 g は重力加速度、 d は底質粒径、 ν は水の動粘性係数、である。 F_D は抗力、 F_I は慣性力、 W は重力、 F_L は揚力である。 C_D は抗力係数、 C_I は慣性係数、 C_L は揚力係数、 ρ は水密度、 ρ_s は砂密度、 u_{bt} は瞬間流速の最大値の上昇を考慮した摩擦速度、 ε は乱流エネルギーの散逸率である。

2) 瞬間値計算用モデル：流体運動および底質移動を計算する時間ステップが 0.01 秒（計算周波数 100Hz 以上）以下の場合に適用

$$p_t = 0.00033 \left(\frac{\theta_t - \theta_c}{\theta_c} \right)^{1.5} \frac{(s-1)^{0.6} g^{0.6} d^{0.8}}{\nu^{0.2}} \dots (4-33b)$$

$$\theta_t = \frac{F_D + F_I}{W - F_L} \dots (4-31)$$

$$F_D = \frac{1}{2} C_D \rho \frac{\pi d^2}{4} u_b^2 \dots (4-26)$$

$$F_I = \frac{\pi d^3}{6} C_I \rho \frac{du_b}{dt} \dots (4-7)$$

$$\frac{du_b}{dt} = \frac{u(n) - u(n-1)}{t(n) - t(n-1)} \dots (4-10)$$

$$W = g(\rho_s - \rho) \frac{\pi d^3}{6} \dots (4-28)$$

$$F_L = \frac{1}{2} C_L \rho \frac{\pi d^2}{4} u_b^2 \dots (4-29)$$

$$u_b = \frac{\kappa}{\ln\left(\frac{30.1z}{d}\right)} \bar{u} \dots (3-3)$$

$$\theta_c = 0.05 \dots (4-34)$$

ここで、 p_t は上部（外部）からの乱れの影響を考慮した底質巻き上げ関数、 θ_t は乱れの影響（慣性力および揚力）を考慮したシーلز数、 θ_c は限界シーلز数、 s は底質の水中比重、 g は重力加速度、 d は底質粒径、 ν は水の動粘性係数である。 F_D は抗力、 F_I は慣性力、 W は重力、 F_L は揚力である。 C_D は抗力係数、 C_I は慣性係数、 C_L は揚力係数、 ρ は水密度、 ρ_s は砂密度、 u_b は摩擦速度、 \bar{u} は高さ z で計測した平均流速である。また、 du_b/dt は流体の加速度、 $u(n) \cdot u(n-1)$ はそれぞれ時間 $t(n) \cdot t(n-1)$ における流速である。

5、結論

一様流中にスノコ型乱れ発生装置を設置し、砕波による乱れを模した上部（外部）から供給される乱れを人為的に発生させ、レーザー・ドップラー流速計およびレーザー変位計を用いて、底質巻き上げによる地形変化と底面近傍（底面上 1cm）の流速を計測した。得られた実験結果をもとに既存のモデルに改良を加え、新しいモデルを開発した。そして、新しいモデルが既存のモデルよりも精度良く底質巻き上げ量を予測できることを確かめた。以上の水理実験およびモデル開発から、以下の結論を得た。

- 1) レーザー流速計およびレーザー変位計を用いた「流体運動・地形変化同時計測」を行うことにより、精度の高い底質巻き上げ量の計測が可能である。
- 2) 砕波によって生じる斜降渦のような、上部（外部）から供給される乱れが流れ場に存在することで、平均流速は同じであっても、底質巻き上げ量は大きく異なる。
- 3) 上からの乱れによる底質巻き上げ量増加には、100Hz 以下の乱れが関与している。これは、渦周波数 100Hz 以上の乱れはほとんどエネルギーを保有していないためである。特に渦周波数 1~5Hz の乱れが底質の巻き上げ量増加に支配的である。
- 4) 乱れの影響として、慣性力・瞬間流速最大値の上昇を考慮したシールズ数を用いることで、上からの乱れがある場合でも精度良く底質巻き上げ量を算定することができた。このことから、底質巻き上げ量の増加には慣性力および流速最大値の上昇が大きく寄与している。

第6章 今後の課題

本研究の課題を、水理実験に関する課題および底質巻き上げ関数開発に関する課題に分類して述べる。

1) 水理実験に関する課題

本研究では、乱れの発生方法や底質の粒径を変更した実験を行わなかった。しかし、実際の海岸においては、様々な粒径の底質が存在している。また、砕波帯には様々な特性を持つ乱れが存在している。

本研究では、限られた条件（底質粒径・乱れ特性）についてのみ実験を行ったが、これらの条件を変えて実験を行うことにより、さらに詳細に底質に移動機構が解明されると思われる。特に、砕波によって発生する斜降渦と本研究によって発生させた乱れでは、乱れ構造に大きな違いがあると思われるので、乱れ構造の違いによる底質巻き上げ量への影響を検討することが必要である。より詳細に底質の巻き上げ過程を把握するために、乱れの構造による底質巻き上げへの影響について、乱れの発生方法を変えた実験を行いその関係を解明する必要があると考える。また、本研究ではLDVによる点計測によって流体運動を計測したが、広域の流体運動の情報を得ることができる画像処理などの面計測も組み合わせることで、底質の巻き上げ高さなどの巻き上げられた底質の挙動に関しても調べる必要があると思われる。砕波帯の乱れには、砕波によって生じる斜降渦や水平渦など、外部（上部）から底面にかけて伝搬していくものと、spilling 砕波のように底面摩擦よるものが支配的要素となる乱れなどがある。前者は自由乱流、後者は壁面乱流に近い性質を持つ(Shibayama,2000)。それぞれの乱れの性質に対して、横断的に推定可能な漂砂量算定式を開発するには、それぞれに性質も持つ乱れを発生させた底質巻き上げ量評価の水理実験を行って、乱れ（強度や構造）と巻き上げの関係を明らかにする必要がある。

2) 底質巻き上げ関数開発に関する課題

底質巻き上げ関数の開発に関する課題は、上述した課題に起因するが、単一の底質粒径および乱れ特性でしか実験を行わなかったために、底質粒径などの物理量と底質巻き上げ量の関係を検討することができなかった点である。本研究では、実験のバリエーションが少なかったために、既存のモデルに変更を加えることでモデルの開発を行ったが、実験バリエーションを多く行っていれば、新しい関数形のモデル開発が可能であった。流速のみならず、他の物理量に関しても、関数形の検討を行い、上部からの乱れの影響を考慮するのに最適な関数形を用いることで精度の向上が期待される。また、モデル開発に時間をかけ過ぎてしまったため、地形変化シミュレーションに十分な時間を取ることができなかった。波浪モデルを用いた海浜変形シミュレーションを行って、新しいモデルの波浪条件下・海浜変形シミュレーションへの適用についても検討するべきであった。

謝辞

本研究を行うに当たり東京大学大学院、磯部雅彦教授には、日ごろより熱心なご指導、ご鞭撻を賜った。磯部先生には、漂砂の研究を続けたいという私に自由を与えて（わがままを許して）下さり非常に感謝しております。ここに記して謹んで感謝の意を表す。

東京海洋大学、岡安章夫教授には、私の思う通りに研究をさせて頂き、また親身になって相談いただき進むべき方向性を導いて頂いた。岡安先生のご助力なしには、私の修士研究は完遂できなかったと思います。ここに記して謹んで感謝の意を表す。

東京大学大学院、黄光偉准教授、鯉渕幸生講師には、ゼミで大変貴重なご意見を頂いた。先生方にゼミでコメントを頂くたびに、自分の考えの至らなさを痛感しておりました。

東京海洋大学、下園武範助手には、解析プログラム作成や測定機器の設置など様々な面で助けて頂いた。さらに、研究面以外でも（特にお酒の席）大変お世話になりました。ここに記して謹んで感謝の意を表す。

東京大学大学院博士後期課程、篠原隆一郎様には、修士論文をまとめる上で大変お世話になった。修士論文に関する発表や発表のための要旨をチェック頂き、貴重なアドバイスを頂いた。ここに感謝の意を表す。

東京海洋大学沿岸域工学研究室の皆様には、大変お世話になった。大学院進学に伴い、他の研究室に移った私に研究を行う機会を与えて頂き、非常に感謝しております。研究を完遂することができたのも、研究室の皆様の御配慮があつてこそだと思います。心より厚く御礼申し上げます。

東京大学大学院水圏環境デザイン研究室の皆様には、ゼミや普段の生活で大変お世話になった。特に修論提出日（前日→当日にかけて）に M2 全員が徹夜し、書き上げたのは印象的でした。

最後に…

参考文献

青野利夫・服部昌太郎(1984)：砕波下での大規模乱れ構造に関する実験的研究，第 31 回海岸工学講演会論文集，pp.6-10.

岡安章夫(1996)：砕波帯における粗底面上の流速場の特性，海岸工学論文集，第 43 巻，pp.41-45.

岡安章夫・鈴木崇之(1998)：砕波帯内の 3 次元乱れ特性に関する実験的研究，海岸工学論文集，第 45 巻，pp.126-130.

木田重雄・柳瀬眞一郎(1999)：乱流力学，朝倉書店，pp.93-95

栗山善昭(2006)：海浜変形-実態、予測、そして対策-，技報堂出版，pp.60-61.

後藤仁志(2004)：数値流砂水理学-粒子法による混相流と粒状体の計算力学-，森北出版株式会社，pp.26-29

柴山知也・Nguyen The Duy(2000)：砕波帯内底面乱流境界層のモデル，海岸工学論文集，第 47 巻，pp.501-505.

鈴木崇之（2004）：砕波による流体運動・底質浮遊の解明と 3 次元数値計算手法の開発、横浜国立大学博士学位論文

鈴木崇之、岡安章夫、柴山知也（2004）：砕波による時空間的浮遊砂濃度変動の数値シミュレーション、海岸工学論文集、第 51 巻、pp.381－385

関下信正（2006）：乱流風洞による実験研究の可能性、流れ・流体工学部門ニュースレター、2006 年 9 月号

灘岡和夫、上野成三、五十嵐竜行（1987）：砕波帯内の三次元的な大規模渦構造と浮遊砂の現地観測、海岸工学論文集、第 34 回、pp.21－25

日野幹雄（1977）：スペクトル解析、朝倉書店、pp.20－24、pp.91－92

本間仁、堀川清司（1985）：海岸環境工学、東京大学出版会、pp.171-172

Bailard, J. A. (1981): An energetic total load sediment transport model for a plane sloping beach, J. Geophys. Res., Vol.86, No. C11, pp. 10938-10954.

Basco, D. R, (1985): A quantitative description of wave breaking, J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., Vol. 111, No.2, ASCE, pp171-188.

Christensen, E. D., J.H. Jensen and S. Mayer (2000): Sediment transport under breaking waves, Proc. 27th Int. Conf. Coastal Eng., ASCE, pp.2467-2480.

Cox, D. T, and S. L. Anderson (2001): Statistics of intermittent surf zone turbulence and observations of large eddies using PIV, Coastal Eng. Journal, Vol. 43, 2, pp121-131.

Giovannozzi, M. A. and N. Kobayashi (2002): Intermittent high concentration measured under irregular breaking waves, J. Geophys., Res., Vol. 105, No. C6, pp14223-14236.

Kudo, H. and T. Sunamura (2001): Large-scale turbulence to facilitate sediment motion under spilling breakers, Proc. 4th Conf. ASCE, pp1093-1112.

Madsen, O, S. and W. D. Grant (1976): Quantitative description of sediment transport by waves, Proc. 15th Coastal Eng. Conf., ASCE, pp1093-1112.

Nadaoka, K., S.Ueno and T. Igarashi(1988):Sediment suspension due to large scale eddies in the surf zone, Proc. 21stInt. Conf. Coastal Eng., ASCE, pp.1646-1660.

Nielsen, P. (1992): Coastal bottom boundary layers and sediment transport, World Scientific, pp.224—226

Okayasu, A. and H. Katayama (2000): Fields experiments on temporal change of suspended sediment concentration and grain size distribution in surf zone, Proc. 27th Int. Conf. Coastal Eng.,ASCE,pp.521-531.

Sana, A. and H. Tanaka (1995): A full-range equation for wave boundary layer thickness, Advance in Hydro-Science and Eng., Vol. 2, pp1487-1494.

Sato, S., K. Homma and T. Shibayama (1990): Laboratory study on sand suspension due to breaking

waves, Coastal Eng. Japan, Vol. 33, No.2, pp219-231.

Shields, A(1936): Anwendung der Ähnlichkeits- und Turbulenzforschung auf die Geschiebewegung, Mitteilungen der Preuss. Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau, Berlin, Heft 26.

van Rijn, L.C (1984) : Sediment pick-up functions, J.Hydraulic Eng., Vol.110,No.10, pp.1494－1502

参考ホームページ

キーエンス <http://www.sensor.co.jp/henni/jiten/laser02.html>

国土交通省河川局 <http://www.mlit.go.jp/river/>

2008年度 修士論文 碎波による乱れの影響を考慮した底質巻き上げ関数の開発

藤井 恵一郎